



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO**

**FACULTAD DE QUIMICA**

**DISEÑO DE UNA LINEA DE TRANSFERENCIA DE  
HORNO DE VAPORIZACION A COLUMNAS AL VACIO**

**T E S I S**  
**QUE PARA OBTENER EL TITULO DE**  
**INGENIERO QUIMICO**  
**P R E S E N T A**  
**JOSE JORGE NUÑEZ ALBA**  
**MEXICO, D. F. 1980**



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

TESIS 1980  
LAB \_\_\_\_\_  
ADQ U.T. 250 ~~250~~ 250  
FECHA \_\_\_\_\_  
PROC \_\_\_\_\_  
# \_\_\_\_\_



Jurado asignado originalmente según el tema:

Presidente: PROF. CARLOS DOORMANN MONTERO

Vocal: PROF. ROBERTO ANDRADE CRUZ

Secretario: PROF. JOSE ANTONIO ORTIZ RAMIREZ

Primer Suplente: PROF. GUILLERMO DE JESUS ALCAYDE LACORTE

Segundo Suplente: PROF. RAFAEL GARCIA NAVA

Sitio donde se desarrolló el tema:

CENTRO DE SERVICIOS DE COMPUTO DE LA UNAM

El Sustentante



JOSE JORGE NUÑEZ ALBA

Asesor



ING. JOSE ANTONIO ORTIZ RAMIREZ

UN VIAJE DE MIL MILLAS  
COMIENZA CON UN PASO

Antiguo proverbio chino

A MIS PADRES

JOSE LUIS NUÑEZ MARTINEZ

AURORA DE ALBA DE NUÑEZ

POR SU CARIÑO INFINITO

A MI HERMANO

LUIS

POR SU DEDICACION Y EMPEÑO

A ALICIA

**AL ING. JOSE ANTONIO ORTIZ RAMIREZ**

**MAESTRO Y AMIGO, POR SU ORIENTACION Y ESTIMULO**

CON AGRADECIMIENTO A LOS SEÑORES:

ING. ENRIQUE VAZQUEZ DOMINGUEZ

GERENTE DE REFINACION DE PETROLEOS MEXICANOS

ING. FERMIN ZAVALA NUÑEZ

SUPERINTENDENTE GENERAL REFINERIA "LAZARO CARDENAS"

ING. BENJAMIN GUILLEN REYES

SUPERINTENDENTE DE PROCESO REFINERIA "LAZARO CARDENAS"

POR SU AMPLIA COLABORACION PARA LA REALIZACION DE ESTE TRABAJO

**CON AGRADECIMIENTO A:**

**ING. CONCEPCION ESCALANTE ARREDONDO**

**ING. CARLOS GONZALEZ AYLLON**

**ING. JOSE LUIS PRADO VERTIZ**

**ING. EDUARDO VAZQUEZ ZAMORA**

**POR LA INAPRECIABLE AYUDA BRINDADA  
DURANTE EL DESARROLLO DE ESTE TRABAJO**

**A MIS FAMILIARES**

**A MIS MAESTROS Y AMIGOS**

**A LA UNIVERSIDAD AUTONOMA DE MEXICO  
FACULTAD DE QUIMICA**

# I N D I C E

	Página
CAPITULO I      INTRODUCCION	2
CAPITULO II     GENERALIDADES	5
CAPITULO III    DESCRIPCION DE LAS INTERACCIONES EN EL SISTEMA HORNO-LINEA-TORRE	
a)    Introducción	10
b)    Comportamiento del Sistema en Función de las Diversas Variables de Operación.	11
c)    Optimización de la Alimentación	17
d)    Análisis de las posibilidades de Optimización del Sistema.	20
CAPITULO IV     REVISION Y SELECCION DE LOS METODOS DE CALCULO DE LINEAS A DOS FASES.	
a)    Una Introducción al Flujo a Dos Fases	26
b)    Filosofía de Búsqueda y Selección de Información	27
c)    Patrón de Flujo Horizontal	33
d)    Patrón de Flujo Vertical	61
d.1) Holdup	83
d.2) Factor de Fricción	111
e)    Caída de Presión Horizontal	128

	Página
f) Caída de Presión Vertical	147
g) Secuencias Generales de Cálculo	154
h) Métodos Seleccionados	163
CAPI TULO V      EQUILIBRIO Y PROPIEDADES.	215
a) Generalidades (Cálculo de un Perfil de Temperatura)	216
b) Flashes de Mezclas Multicomponentes y Suposiciones para este Caso.	218
c) Métodos de Caracterización de Fracción de Petróleo	225
a) Métodos Normales	226
b) Métodos de Edmister-Taylor	231
d) Propiedades Físicas	234
d.1) K y P de Vapor	234
d.2) H	245
d.3) PM	248
d.4) Tc y Rc	249
d.5) W	250
e) Preparación de Datos	250
Curvas Mezclas de Crudos a Refinería	
Relación de Curvas en Campo con ASTM, TBP y TBPm	
f) Diferentes Opciones del Simulador y Explicación de Cada Una.	254
g) Propiedades Obtenidas a Partir del Perfil P-T	269
h) Comparación de Resultados de Campo con Resultados del Simulador y Predicción de Presiones Experimentales por Medios Termodinámicos.	275

**CAPITULO VI BARRERAS FISICAS EN EL DISEÑO Y CRITERIOS PARA CONTROLARLAS.**

a) Patrones de Flujo Indeseables	300
b) Subdiseño y Sobrediseño	304
c) Flujo Crítico	310
d) Equilibrio Vapor-Líquido Inestable	363
e) Variables Adicionales que Requieren Control.	367
f) Análisis de Esfuerzos	375

**CAPITULO VII PREDICCIÓN DE LA CAIDA DE PRESION A DOS FASES EN ACCESORIOS.**

a) Generalidades	382
b) Caída de Presión en Codos	383
c) Caída de Presión en Tes	401
d) Caída de Presión por Expansión Súbita	402
e) Caída de Presión por Salida de Tubería	415
f) Consideraciones Finales	415

**CAPITULO VIII METODOLOGIA DE CALCULO PROPUESTA Y PROGRAMACION E INTEGRACION DE LOS DISTINTOS MODULOS.**

a) Alternativas de Diseño	423
b) Diagrama de Flujo de las Diferentes Opciones	426

CAPITULO VIII.1 COMENTARIOS A LA PROGRAMACION DE LOS  
DISTINTOS MODULOS E INTEGRACION.

a) Módulo de Equilibrio y Propiedades	430
b) Módulos del Patrón de Flujo	431
c) Flujo Crítico	432
d) Accesorios	434
e) Integración	434
f) Programa Final	434

CAPITULO IX INTERACCION ENTRE PROPIEDADES, SECUEN-  
CIAS DE CALCULO DE CAIDA DE PRESION Y  
CONFIGURACIONES.

a) Introducción	438
b) Procedimiento Utilizado	438
c) Análisis de los Resultados	457

CAPITULO X PREDICCIÓN DE DATOS EXPERIMENTALES POR  
MEDIO DE LOS METODOS SELECCIONADOS.

a) Introducción	485
b) Consideraciones Respecto a los Métodos de Predicción	485
c) Presentación de los Sistemas Horno-Línea-Torre analizados.	491
d) Detalles del Simulador Utilizado	498
e) Análisis de los Resultados	500

CAPITULO XI. PREPARADORA No. 3 HISTORIA DE UNA  
MODIFICACION.

a) Introducción	519
b) Aspectos del Problema	521
c) Alternativas Presentadas	521
d) Consideraciones Finales	525

CAPITULO XII CONCLUSIONES.	528
----------------------------	-----

**CAPITULO I**

**I N T R O D U C C I O N**

La destilación del petróleo crudo, el cual es uno de los principales energéticos hoy en día, se lleva a cabo generalmente, en dos etapas, la primera es la destilación primaria o atmosférica en la cual se separan las fracciones ligeras del crudo como son la Nafta ligera, Nafta pesada, Diesel, Gasoleo ligero, Gasoleo pesado y el Residuo primario.

En la segunda etapa, llamada destilación al vacío, se procesa el residuo primario con el objeto de aprovechar productos que se utilizarán como alimentación a las plantas de desintegración catalítica, produciendo además, residuo de vacío que se puede utilizar para producir asfaltos, coque o combustóleo.

En la Fig. 1.1 se presenta un diagrama de flujo típico de una unidad de destilación combinada atmosférica-vacío en el que se observan los diferentes productos extraídos.

En la sección de destilación al vacío se encuentra la línea de transferencia, cuyo objeto es transportar el residuo atmosférico precalentado desde el horno hasta la torre de destilación al vacío (en general, líneas de transferencia se les llama a las que comunican al horno con la torre de destilación). El diseño de dicha línea presenta varios problemas debido a las características de el flujo que se presenta en su interior, llamado flujo a dos fases y las implicaciones de el diseño de la línea en la operación del sistema global de destilación al vacío son lo suficientemente importantes como para requerir un estudio específico, que es el objetivo de este trabajo.

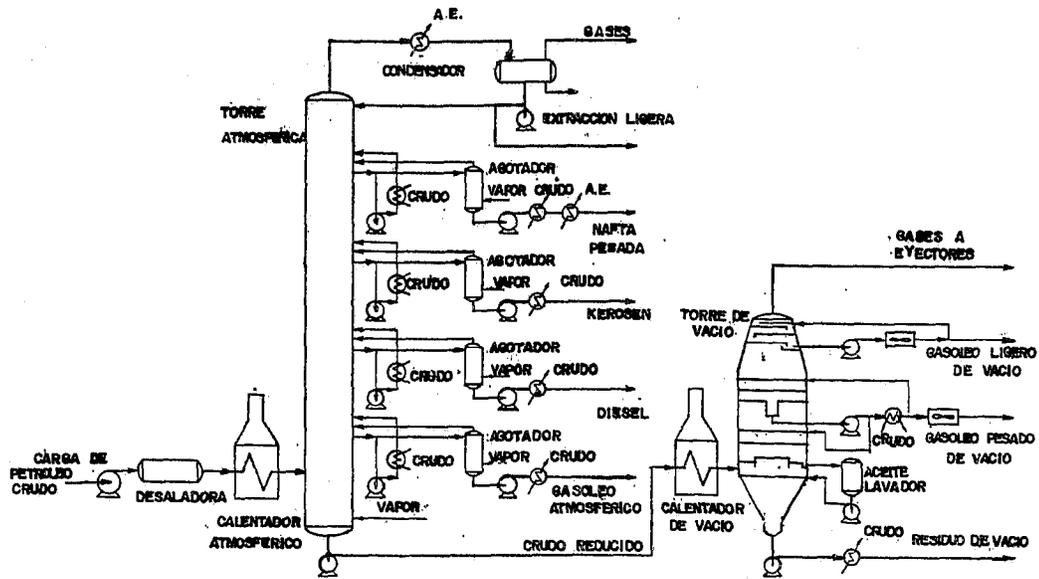


FIGURA 1.1 DIAGRAMA DE FLUJO REPRESENTANDO UNIDADES ATMOSFERICAS Y DE VACÍO TÍPICAS PARA DESTILACION DE CRUDO

**CAPITULO II**

**GENERALIDADES**

En la situación mundial actual, el incremento del consumo de los productos derivados del petróleo, ocasiona una merma creciente en las reservas de esta materia prima, fuente única de productos que solo del petróleo se pueden obtener a un costo razonable, - como son el gas licuado, gasolina, destilados intermedios y productos petroquímicos, por lo que cada vez se hace más necesario un aprovechamiento integral lo más eficiente posible de todas las posibilidades de procesamiento del crudo.

Los avances tecnológicos recientes hacen económicamente atractivo el uso del residuo de vacío como materia prima para productos petroquímicos.

Aún cuando el uso de el gasoleo de vacío como materia prima para la producción de etileno no es una novedad, la tecnología más reciente tiene un impacto significativo en la economía de la producción de etileno a partir del gasoleo<sup>1</sup>.

También existen otros procesos para convertir el residuo de vacío en productos apropiados para la producción de etileno; tales como la desulfurización o el proceso LC-Fining.

Observando las proyecciones del consumo de productos petroquímicos en México, para la próxima década (entre los que se encuentra el etileno, propileno, butadieno y aromaticos) se pudo estimar - un incremento en general de 300% en los requerimientos de dichos productos, lo que nos lleva a recomendar la evaluación de todas las alternativas posibles de reducción en el costo de elaboración

de dichos productos tomando en cuenta el aprovechamiento de los productos de la destilación al vacío.

La relación directa de estas ideas con el objeto de esta tesis se refleja en la necesidad de que la operación del sistema horno-línea-torre sea lo más eficiente posible para obtener un rendimiento máximo cuantificado en la cantidad y calidad de los productos de la destilación, para lo cual se requiere un estudio profundo de las variables que lo afectan.

En términos generales, se puede decir <sup>46-V</sup> que los petróleos crudos son mezclas de parafinas, isoparafinas, naftenos e hidrocarburos aromáticos por lo que cada fracción del petróleo, esta formada por mezclas de hidrocarburos y las propiedades físicas de cada una serán una función de los hidrocarburos que contienen.

El efecto de la temperatura y la presión, sobre las propiedades físicas y químicas de cada fracción del petróleo, es un factor muy importante en los procesos de refinación. En el caso específico del residuo primario, el efecto de la temperatura y la presión es bastante importante, ya que esta fracción del petróleo, tiene la característica de estar constituida por hidrocarburos cuyos pesos moleculares son elevados así como también sus temperaturas de ebullición, las cuales a la presión atmosférica son mayores que su temperatura de descomposición, siendo esta la razón fundamental por lo que la destilación al vacío del residuo primario se lleva a cabo a presiones subatmosféricas, impidiendo de esa manera su descomposición térmica.

A las condiciones de presión de vacío existentes el residuo atmosférico se empieza a vaporizar desde antes de salir del horno, formándose una mezcla a dos fases que es la que fluirá por la línea de transferencia hasta la torre de vacío.

La aplicación de correlaciones para flujo a dos fases vapor-líquido a tubería de proceso es arbitraria.

Los experimentos, generalmente se hacen con piezas de diámetro pequeño, rectas y relativamente cortas de tubería horizontal o vertical. Bajo condiciones de laboratorio, los patrones de flujo a dos fases se mantienen constantes y las condiciones de flujo consistentes. Sin embargo, la mayoría de las tuberías de proceso, probablemente tienen patrones de flujo cambiantes en diversos segmentos de la línea debido a las configuraciones tridimensionales de tubería en las cuales uno encuentra tramos horizontales y verticales, cambios de elevación, conexiones en ramales, cabezales de distribución, accesorios, reducciones y otras restricciones por lo que se pueden esperar desviaciones medibles en la predicción de la pérdida por fricción, comparada con los valores medidos realmente

De esta manera, en este trabajo se deberán analizar los principales esquemas de predicción de los diferentes parámetros relacionados con el flujo a dos fases y particularmente con la línea de transferencia, debiendo obtener conclusiones prácticas respecto a la secuencia de cálculo más apropiada para el diseño de dicha línea. Y, en lo posible tratar de justificar su elección...

en base a datos reales de operación.

REFERENCIA BIBLIOGRAFICA. CAPITULO II.

- 1.- Nahas, R.S. y Solomon, S.M., "Residua processing can be key to petrochemical schemes", Oil & Gas Journal, Abril 9, 1979, p.153.

**CAPITULO III. DESCRIPCION DE LAS INTERACCIONES EN EL SISTEMA  
HORNO-LINEA-TORRE.**

- a) **INTRODUCCION.**
  
- b) **COMPORTAMIENTO DEL SISTEMA EN FUNCION DE LAS  
DIVERSAS VARIABLES DE OPERACION.**
  
- c) **OPTIMIZACION DE LA ALIMENTACION.**
  
- d) **ANALISIS DE LAS POSIBILIDADES DE OPTIMIZACION  
DEL SISTEMA.**

## a) INTRODUCCION.

En este capítulo, se analizan las interrelaciones entre los tres componentes más importantes de la planta de destilación al vacío desde diversos puntos de vista con el objeto de esclarecer los efectos de diversas variables de operación en el sistema total.

En general, el diseño de la línea de transferencia debe considerarse como un sistema global que incluye al calentador y a la torre de destilación.

El objetivo de la planta de vacío es la separación de los diversos componentes de los residuos primarios para producir una carga que se procesará por desintegración catalítica o térmica. Después de precalentar la carga por intercambio de calor con las corrientes de producto, se calienta en el horno. De ahí, se envía por medio de una línea de transferencia a la torre de destilación al vacío. El vacío en la torre se mantiene por medio de un sistema de eyectores (ver figura 1.1).

Dentro de las limitaciones de este diagrama de flujo, los productos deseados se pueden obtener por diversas combinaciones de presiones y temperaturas de proceso y diversos tipos de hornos y torres I-VI.

Por ejemplo, dos casos similares en flujo total, pueden requerir presiones de salida del horno enteramente diferentes para el diseño óptimo de la planta.

El uso de una secuencia estandar de presiones y temperaturas o un diseño estandarizado del horno no es seguro económicamente y puede llevar a problemas de separación insolubles.

- b) Comportamiento del sistema en función de las diversas variables de operación.

Para las operaciones de vacío parece obvio el tener que prever la absorción de una caída de presión considerable entre el punto de alimentación líquida y la torre de destilación.

El límite más bajo de presión que se puede obtener en la torre de destilación, depende del método usado para mantener el vacío, la presión de vapor de los gasóleos por condensar y la cantidad de gases incondensables desprendidos del líquido o producidos por degradación en el proceso.

Para suministrar las altas temperaturas deseadas, se requiere una adición de calor considerable. Las velocidades y el tamaño de los tubos en el horno deben ser tales que produzcan el aumento de temperatura deseado en un volumen total tan pequeño como sea posible. Al mismo tiempo, gradientes altos de temperatura entre la pared del tubo y el fluido pueden ocasionar temperaturas excesivas en partes del fluido cerca de las paredes del tubo; por lo tanto, las velocidades deben tener la magnitud adecuada para minimizar estos gradientes, al menos en el extremo de alta temperatura del horno.

Se acostumbra fijar alguna temperatura permisible máxima y un flux

máximo para un diseño dado; tomando en cuenta las velocidades o el tiempo de residencia. Esto puede conducir algunas veces, a una selección que no sea económica entre dos alternativas de diseño dadas, aunque la complejidad del problema completo puede requerir que algunas variables estén fijas.

Al salir del horno, el proceso es esencialmente adiabático. Una caída de presión corriente abajo del horno, a condición de entalpía constante, ocasionará un enfriamiento considerable como resultado del calor latente requerido para que se produzca una vaporización adicional.

Otra característica de las relaciones de la variación de temperatura por unidad de tiempo, puede ser el efecto de la producción de gas absorbido. Si se incrementa la temperatura para aumentar el grado de flasheo puede ocasionarse el desprendimiento de una cantidad muy grande de gas. Como resultado, el sistema de eyectores se puede sobrecargar, incrementando la presión en la torre y reduciendo finalmente la cantidad de flasheo.

Las limitaciones físicas del equipo frecuentemente son de gran importancia en la destilación al vacío. Aunque hay un límite inferior para la presión de flasheo dictado por el diseño de los eyectores, el tamaño de equipo requerido para impedir la dispersión excesiva del líquido en el vapor puede originar en realidad que la operación se lleve a cabo a una presión de flasheo considerablemente más alta. Se puede obtener una idea de este efecto estudiando las líneas de volumen específico en la carta termodinámica.

Para un flujo másico dado, el flujo volumétrico es proporcional al volumen específico, de manera que una duplicación del volumen específico probablemente requeriría una duplicación del área de flujo. Aún cuando este incremento en el tamaño del equipo pueda estar justificado por el alto grado de flasheo, cada caso requiere una evaluación económica.

Un aumento en la temperatura o una disminución de la presión produce una volatilización extra. Esta, en consecuencia, incrementa la concentración de equilibrio de los componentes en el vapor. Generalmente, se desea obtener la máxima cantidad de vapor a una presión y temperatura dadas. Para obtener esto, se debe suministrar un buen contacto entre el líquido restante y el vapor desprendido en las etapas iniciales de la vaporización de manera que, algo del material pesado se puede agotar de el líquido por medio del vapor. Por lo tanto, una dispersión fina inmediatamente corriente arriba de la torre tiene ventajas en el rendimiento total, a pesar de las dificultades resultantes con la separación del líquido arrastrado.

La falta de una transferencia de masa eficiente en el horno puede ocasionar una concentración anormal de componentes pesados en el líquido en contacto con la pared. Como esta es también la región de la temperatura más alta, estos componentes pesados, que son frecuentemente los más susceptibles de degradación están sujetos a las condiciones más extremas. Además, la concentración de componentes pesados probablemente produzca viscosidades altas, incrementando así su tiempo de residencia.

En resumen, se puede establecer que las altas velocidades en el horno y las líneas de transferencia son deseables por las siguientes razones: se requieren menores tamaños de equipo, permiten gradientes de temperatura más favorables en el horno, minimizando así el daño a los materiales sensibles al calor y, finalmente, crean gotas de líquido finamente divididas en el gas, promoviendo el contacto entre el vapor y el líquido.

Sin embargo, existen algunos inconvenientes, ya que estas velocidades altas pueden incrementar la erosión y la corrosión y lo más importante es que pueden producir gotas tan pequeñas que no se puedan separar fácilmente sin un gran costo en equipo y una posible reducción en la producción.

El problema al diseñar un sistema de destilación al vacío es llegar a la combinación óptima de todos los factores precedentes.

Las condiciones de flujo en los tubos del horno y las líneas de transferencia tienen un efecto decisivo en la facilidad de la separación del líquido arrastrado y la transferencia de masa a posiciones corriente abajo. Esto se debe a la importancia de las condiciones de flujo para determinar el grado inicial de fraccionamiento del líquido y su subsecuente coalescencia y redispersión. Como una introducción a este problema, se pueden considerar los tipos de flujo a dos fases que han sido descritos por diversos investigadores y los cuales se analizan en el inciso 4.C.

Utilizando un mapa de patrones de flujo se puede obtener una indicación de los tipos de flujo que se pueden esperar en diversas posiciones en los tubos del horno y en las líneas de transferencia.

A la entrada del horno, el líquido fluye como una sola fase. Después, al comenzar la vaporización, las velocidades generalmente son bajas y ocurre flujo estratificado. Esto ha sido demostrado por diversos modelos de prueba y también por estudios de patrones de corrosión en tubos de hornos<sup>1-VI</sup>. Puede ser aconsejable conocer en que longitud persiste el flujo estratificado de manera que se puedan evaluar apropiadamente sus efectos en el incremento de corrosión, distribución desigual del líquido en tuberías paralelas y en un mayor tiempo de residencia del líquido.

Cerca de la salida del horno, las velocidades son más altas, debido a que se ha gasificado más material. Como resultado de esta velocidad alta, el gradiente de presión es alto y consecuentemente la vaporización se acelera. Generalmente, se hacen intentos para mantener esta velocidad baja incrementando el área de flujo cerca de la salida del horno, pero es impráctico operar a menos de 100 a 400 pies/seg. Así, generalmente se establece flujo disperso a cierta distancia de la salida. Las líneas de transferencia pueden operar a una velocidad más baja cuidando de evitar un arrastre y distribución del líquido en el vapor excesivos por las altas velocidades encontradas en flujo disperso, que tiene la ventaja de reducir el tiempo de residencia del líquido en los tubos del horno. La dispersión fina resultante de tener una alta velocidad en la salida del horno se puede tolerar si se utiliza una longitud suficiente de línea de transferencia con velocidad baja para la coalescencia de las gotas pequeñas y su redispersión a un tamaño mayor de equilibrio de la gota. Para tener idea de la longitud de equi

librio usada para alcanzar un nuevo estado de equilibrio, Alexander y Coldren<sup>1</sup> encontraron que se requieren de 50 a 100 diámetros de tubería para que se deposite en las paredes de la tubería del 90 al 98% del líquido disperso; tomando este valor con las reservas del caso.

Por todo lo anteriormente expuesto, sería recomendable realizar algunos experimentos con el objeto de encontrar un diseño que absorba una caída de presión grande y que al mismo tiempo impidiese la atomización excesiva. Esto permitiría el uso de tubos pequeños en el horno, líneas de transfer cortas y menores presiones en la torre.

Dependiendo del diámetro analizado, existe una velocidad límite en el flujo por las líneas de transferencia llamada velocidad crítica (la cual se analizará en el inciso 6.C).

Al aproximarse a esta velocidad crítica, se produce un desequilibrio ya que la velocidad de cambio de la caída de presión se vuelve extremadamente alta. Por analogía con flujo compresible a una fase, los intentos para exceder esta velocidad crítica producen pseudoexpansión y ondas de choque a la salida del tubo. Esto requeriría una velocidad de transferencia de masa infinita para mantener el equilibrio, lo cual obviamente es imposible. Para promover el equilibrio de transferencia de masa, es deseable diseñar líneas de transferencia de manera que las velocidades de flujo no excedan a la crítica.

Al tener deslizamiento entre las fases y desequilibrio, la velocidad

acústica aumenta, aún cuando eventualmente decrece si ocurre suficiente deslizamiento (diferencia de velocidades entre el gas y el líquido). El valor máximo ocurre sin existir flasheo, según Hughes et al<sup>1-VI</sup>, cuando la velocidad crítica para el gas únicamente es la velocidad acústica normal del gas.

Debe notarse que la velocidad acústica en vapores de hidrocarburos pesados, aún a las temperaturas altas de flash generalmente, empleadas es relativamente baja, 300 a 500 pies/seg., debido a su alto peso molecular. Cualquier intento por exceder la velocidad acústica incrementando la presión de la bomba que alimenta al horno incrementa la presión y la densidad en el sistema arriba de la sección crítica.

La caída de presión en exceso se disipa en expansión y ondas de choque corriente abajo de la sección crítica. La atomización intensa sufrida por las gotas al pasar a través de ondas de choque sugiere que es deseable evitar este tipo de perturbaciones. Como un comentario adicional, los operadores recomiendan mantener la alimentación a la torre debajo de la velocidad crítica para evitar un arrastre de residuo por los gasoleos que servirán como carga a FCC (cracking catalítico). Además de la caída de presión ocasionada por la fricción en la pared, se deben evaluar los efectos de la aceleración y las caídas de presión en accesorios y en expansiones y contracciones.

c) Optimización de la Alimentación.

La alimentación a una columna de destilación puede variar de 1/

quido subenfriado a vapor sobrecalentado. La condición térmica de la alimentación es un parámetro importante en el diseño de una columna de destilación debido a que los cambios en su condición pueden afectar a los costos de inversión y de operación para un sistema dado<sup>2</sup>.

En seguida se discute como los costos de operación pueden cambiar significativamente con cambios en la condición de la alimentación indicando que, en la optimización del diseño de un sistema de destilación, no se puede ignorar la condición de la alimentación.

La alimentación a una columna de destilación puede proceder de varios tipos de equipo de procesamiento, tales como otra columna de destilación, un intercambiador de calor o un reactor. Un ejemplo de como se puede modificar fácilmente la condición de la alimentación ocurre cuando la corriente de alimentación viene de el condensador del domo de una columna de destilación precedente. Puede ser únicamente vapor (si se puede presionar dentro de la siguiente columna) o únicamente líquido. En otros casos, se puede requerir un intercambiador de calor adicional ya sea para calentar o enfriar la corriente de alimentación. Estas limitaciones no pueden ser ignoradas en el diseño de un sistema de destilación.

Se puede usar agua de enfriamiento, vapor y otras fuentes de calor diversas para modificar la condición de la alimentación. Si se usa vapor, debe estar a una presión menor y por lo tanto, a menor costo que el usado en el rehervidor de la columna.

La fuente ideal de calentamiento o enfriamiento es el intercambio directo o indirecto con otra corriente de proceso.

Considerese una columna de destilación típica que produce el 80% de la alimentación como el producto del domo. Se analizaron<sup>2</sup> los cambios en las cargas térmicas del condensador y rehervidor al ir variando la vaporización de la alimentación. La carga térmica del condensador cambia moderadamente, mientras que la carga térmica del rehervidor disminuye a menos de la mitad al cambiar la alimentación de líquido saturado a vapor saturado. Para una torre condensada con agua de enfriamiento y rehervida con vapor de 50 psig. los costos de servicios son 37% más bajos que para la alimentación consistente en vapor. Por lo tanto, si la alimentación a la columna proviene del domo de una torre precedente, definitivamente debe ser enviada como puro vapor, si es posible.

Bajo otras circunstancias, como cuando se dispone de la alimentación como un líquido, se debe llevar a cabo el análisis económico apropiado para justificar gastos adicionales de capital. Cuando se dispone de una fuente de calor tal como una corriente de proceso que debe ser enfriada generalmente es económicamente justificable vaporizar, al menos parcialmente, una alimentación líquida en sistemas tales como los considerados.

Si la columna de fraccionamiento separa solamente el 20% de la alimentación en el producto del domo, entonces se tiene una situación totalmente diferente. Ahora, la carga térmica del rehervidor es casi constante, mientras que la carga térmica del condensador se -

duplica al cambiar la alimentación de líquido a vapor. Para una torre condensada con agua de enfriamiento, el costo anual neto se minimiza cuando la alimentación es casi vapor. Si se dispone de la corriente como un líquido, el costo de calentamiento no se justifica. El ahorro entre 0 y 40% de vaporización no es suficiente para justificar el costo de el calentador de la alimentación. Si se dispone de la corriente como vapor y se puede condensar con agua de enfriamiento, no debe considerarse el calentamiento.

El costo de la superficie de intercambio, así como el del agua de enfriamiento, excede cualquier ahorro en que se pueda incurrir.

Sin embargo, si la torre tiene un condensador refrigerado, el alto costo de la refrigeración, relativo al agua de enfriamiento, afecta grandemente la comparación económica. Aumentar la carga térmica por condensar, afecta significativamente el costo de operación a una extensión tal que se justifica condensar la alimentación en un intercambiador adicional con agua de enfriamiento, si todo esto es posible.

Se pueden considerar muchas variantes, por lo que es difícil hacer cualquier generalización respecto a la optimización de la condición de la alimentación. Cualquier caso debe analizarse particularmente.

d) Análisis de las posibilidades de optimización del sistema.

En 1976, apareció un artículo<sup>2-V</sup> en el cual se proponía la optimización del sistema horno-línea-torre en base a la presión de salida del horno, parámetro que, según los autores, era el más conve-

niente tanto económica como termodinámicamente, basándose en el hecho de que la relación óptima entre el flux del calentador y la vaporización requerida fijarían dicha presión de salida. El desarrollo presentado llega a la conclusión de que una gráfica - de costos contra presión de salida del horno (siendo los costos involucrados el de la línea de transfer y el del horno de vacío), nos permitiría obtener la presión de descarga óptima del horno. La gráfica propuesta (la cual es totalmente cualitativa, por lo que no se pueden apreciar los rangos de las variables manejadas), se presenta en la Fig. 3.1 y en ella se observa una disminución del costo de la línea de transfer al aumentar la presión de salida debido a la disminución en diámetro obtenida al tener una mayor presión disponible. Sin embargo, al observar la curva de costo del horno de vacío se pudo apreciar una inclinación muy elevada, la cual nos indicaría una dependencia muy fuerte de este costo respecto a la presión de salida del horno, lo cual tiene algunas objeciones por las siguientes razones:

- i) Se investigó con especialistas en diseño de hornos cual podría ser el efecto cualitativo de la presión de descarga en el costo del horno sacando en conclusión que la curva probable de funcionalidad tendría una pendiente muy pequeña en el mejor de los casos, siendo probablemente constante o decreciente, ya que si aumentamos la presión, disminuiríamos la vaporización y sería menor el área requerida para transmitir la misma carga térmica, reduciendo el costo del horno. La

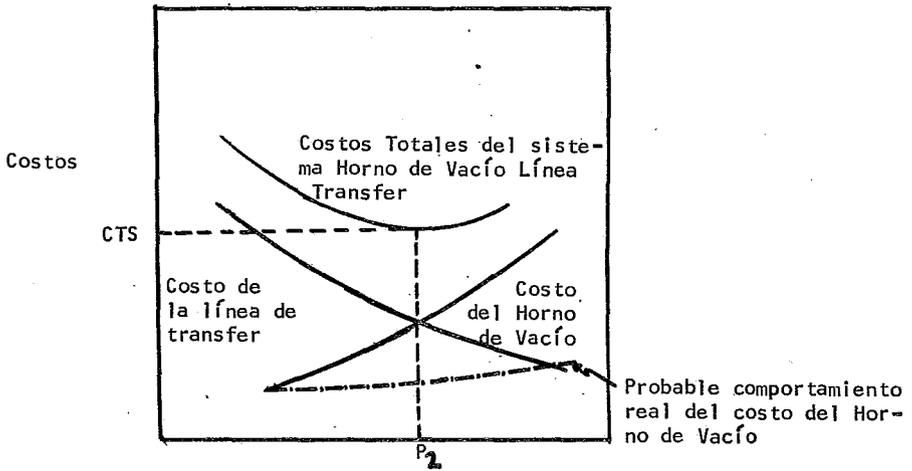


FIGURA 3.1 REPRESENTACION GRAFICA DEL PROCESO DE OPTIMIZACION DEL SISTEMA HORNO DE VACIO-LINEA DE TRANSFERENCIA EN LA SECCION DE VACIO DE UNA PLANTA DE DESTILACION, SEGUN ANAYA Y TORRES 2-V.

curva probable real se presenta en la Fig. 3.1.

En realidad, es muy difícil fijar la presión de salida del horno en base a la caída de presión en la línea de transfer, debido a la incertidumbre en la exactitud de los métodos de cálculo de la caída de presión en dos fases, por lo que generalmente, se fija como limitación una temperatura (en equilibrio con la presión de salida) que no ocasione una degradación térmica de la carga dependiendo de sus propiedades de equilibrio particulares.

- ii) El método normal de dimensionamiento del sistema es como sigue: Se especifican las temperaturas de entrada y de salida del horno, el flujo, la carga térmica y la presión de entrada y salida del horno, siendo el % de vaporización una consecuencia de las condiciones de salida. La línea de transferencia se dimensiona independientemente del horno cuando se tienen condiciones iniciales y finales del recorrido y la torre se dimensiona para condiciones fijas de la alimentación.

Como se puede observar, en ningún momento se realiza un análisis global del efecto de las diversas variables en el sistema. Sin embargo, el punto importante es que el % de vaporización de ninguna manera fija la presión de salida del horno para efectos de diseño, lo cual nos limita la funcionalidad de la relación desarrollada en (2-V) para la presión de salida en relación con el flux de calor. En realidad la variable que más influye en el área del horno y por lo tanto, en su costo es la carga térmica.

Si combinamos la discusión anterior con los conceptos presentados en el inciso i, concluiremos que no es aceptable la optimización del sistema en base a la presión de salida del horno ya que el rango tan pequeño de presión posible (140-250 mmHg) no influye - apreciablemente en el costo global del horno. Sin embargo, aún - cuando no es la práctica común, sería deseable incluir la simulación de la línea de transferencia en el diseño del horno, ya que están íntimamente relacionados desde el punto de vista de operación; además, cualquier cambio en esta relación influye en el funcionamiento de la torre, por lo que será necesario un análisis más profundo de las variables que realmente pesan en los costos totales del sistema para aumentar su eficiencia económica y operacional.

#### REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS - CAPITULO III.

- 1.- Alexander, L.G. y Coldren, C.L., Ind. Eng. Chem., Vol. 43, 1951, p.1325.
- 2.- Petterson, W.C. y Wells, T.A., "Energy-saving schemes in distillation", Chem. Eng., Sept. 26, 1977, p.78.

CAPITULO IV. REVISION Y SELECCION DE LOS METODOS DE CALCULO  
DE LINEAS A DOS FASES.

- a) UNA INTRODUCCION AL FLUJO A DOS FASES.
- b) FILOSOFIA DE BUSQUEDA Y SELECCION DE INFORMACION.
- c) PATRON DE FLUJO HORIZONTAL
- d) PATRON DE FLUJO VERTICAL
  - d.1) HOLDUP
  - d.2) FACTOR DE FRICCION
- e) CAIDA DE PRESION HORIZONTAL
- f) CAIDA DE PRESION VERTICAL
- g) SECUENCIAS GENERALES DE CALCULO
- h) METODOS SELECCIONADOS

a. Una Introducción al Flujo a Dos Fases Líquido - Vapor

El fenómeno de flujo a dos fases, se presenta cuando por un mismo conducto fluyen simultáneamente una fase líquida y una gaseosa.

Existe una interfase líquido-gas, asociada con el flujo simultáneo de las dos fases. Interfase que requiere energía para su formación; así como para su crecimiento en términos del área total de superficie y para su movimiento. La determinación del régimen de flujo es, de hecho, un estudio del comportamiento de la interfase.

Así, la base de todos los problemas de flujo a dos fases, es el entendimiento de los fenómenos en la interfase: pérdida de presión, regímenes de flujo, transferencia de calor y masa.

No debe esperarse en un futuro inmediato un entendimiento total de este fenómeno tal, que se puedan realizar predicciones del comportamiento de la interfase bajo todas las condiciones posibles.

Por otro lado, un fenómeno muy interesante asociado con el flujo a dos fases, es que todas las propiedades de transporte (velocidad, transferencia de calor, transferencia de masa), se aceleran y son mayores de lo que serían en un sistema semejante a una fase<sup>1</sup>.

Uno de los primeros intentos para explicar las altas velocidades encontradas, fue la llamada "teoría de los volúmenes competitivos", que compara la velocidad que tendría una fase si únicamente ella ocupara el conducto, con la velocidad experimentada en flujo a dos fases. Así, se dijo que las dos fases "competían" por el área sec

cional disponible.

Sin embargo, esta teoría simplista de ninguna manera explicaba las caídas de presión substancialmente mayores (de 10 a 100 veces), obtenidas en flujo a dos fases. La razón es que existen fenómenos adicionales que causan pérdidas de energía, además de la aceleración y viscosidad, uno de los cuales es la interfase por ejemplo.

Mientras que para la mayoría de las ecuaciones de diseño, el flujo a dos fases se supone a régimen permanente, en realidad, este tipo de flujo es inherentemente inestable<sup>2</sup>.

Una tubería larga, aún con condiciones de operación constantes y sin fluctuaciones en las composiciones de alimentación o en el flujo, puede tomarse semanas para alcanzar un estado estable<sup>1</sup>. Sin embargo, la suposición de estado estacionario, puede ser muy útil, no olvidando que es una suposición.

Por último, es conveniente enunciar cuales son algunos de los sis temas más comunes en flujo a dos fases:

Agua-aire, agua-vapor de agua, crudo-gas (hidrocarburos ligeros procedentes de torres de perforación), gas-condensado (producido por condensación retrógrada en gasoductos) y diversas fracciones de crudo en equilibrio con su vapor (crudos, residuos, reformados, etc.).

b. Filosofía de búsqueda y Selección de Información

En este inciso, se describirán los patrones de búsqueda de información y la selección de los métodos más confiables, tomando como base

criterios generalizados en la investigación que normalmente se realiza en el campo del flujo a dos fases.

Actualmente existen más de 35 correlaciones publicadas para calcular la caída de presión en dos fases y, con pocas excepciones, adolecen de falta de generalidad. Cada una reproduce muy bien los datos usados para su desarrollo pero, frecuentemente no tienen significado los resultados que genera cuando se aplica a situaciones físicas fuera del rango de experimentación. La imposibilidad para extrapolar, puede ser bastante frustrante si no se encuentra ninguna correlación que cubra el rango de diseño.

Extender una correlación de flujo a diámetros de tubería mayores o menores y longitudes de tubería diferentes, no es más que un problema de escalamiento<sup>3</sup>.

El objetivo principal de la búsqueda bibliográfica, consistió en concentrar la mayor cantidad posible de información respecto a métodos de cálculo de patrón de flujo y caída de presión en dos fases, tanto horizontales como verticales, así como métodos de cálculo de holdup, factor de fricción y flujo crítico. También se buscaron secuencias generales de cálculo, o sea, métodos que conjuntan diversas opciones de patrón, caída de presión, holdup, factor de fricción y flujo crítico.

La base de selección inicial entre todos los métodos localizados consistió en:

- a) Trabajos realizados ex-profeso para comparar varios métodos.

- b) Criterios expresados en tesis doctorales.
- c) Criterios generales de estudios con cierto prestigio en este campo.
- d) Discriminación y evaluación personal.

A continuación, se presenta una lista de todos los métodos localizados para las diversas opciones en la secuencia de cálculo; así como, los principales trabajos de comparación que sirvieron como guía en la selección.

A) Patrón de flujo horizontal:

- a) Mapa de Alves<sup>4</sup>
- b) Mapa de Huntington<sup>5</sup> et al
- c) Mapa de Bergelin y Gazley<sup>6</sup>
- d) Mapa de Kosterin<sup>7</sup>
- e) Mapa de Johnson y Abou-Sabe<sup>8</sup>
- f) Mapa de Krasiakova<sup>9</sup>
- g) Mapa de Baker<sup>10</sup>
- h) Mapa de Hoogendoorn<sup>11</sup>
- i) Mapa de Govier y Omer<sup>12</sup>
- j) Mapa de Eaton et al<sup>13</sup>
- k) Mapa de Al-Sheikh et al<sup>14</sup>
- l) Mapa de Govier y Aziz<sup>15</sup>
- m) Mapa de Knowles<sup>16</sup>
- n) Mapa de Mandhane et al<sup>17</sup>
- o) Método de Taitel y Dukler<sup>18</sup>

A.1) Estudios usados para comparación:

- a) Richardson<sup>38</sup>
- b) Mandhane et al<sup>17</sup>
- c) Taitel y Dukler<sup>18</sup>

B) Patrón de Flujo Vertical:

- a) Shaw<sup>19</sup>
- b) Carter y Huntington<sup>20</sup>
- c) Nicklin y Davidson<sup>21</sup>
- d) Kosterin<sup>7</sup>
- e) Kozlov<sup>22</sup>
- f) Galegar, Stoval y Huntington<sup>23</sup>
- g) Brown, Sullivan y Govier<sup>24</sup>
- h) Govier<sup>25</sup>
- i) Govier, Radford y Dunn<sup>26</sup>
- j) Govier y Short<sup>27</sup>
- k) Griffith y Wallis<sup>28</sup>
- l) Ros<sup>29</sup>
- m) Nichols<sup>30</sup>
- n) Bryant<sup>31</sup>
- o) Chien e Ibele<sup>32</sup>
- p) Orkiszewski<sup>33</sup>
- q) Oshinowo<sup>34</sup>
- r) Golan y Stenning<sup>35</sup>
- s) Aziz, Fogarasi y Govier<sup>36</sup>
- t) Gould, Tek y Katz<sup>37</sup>

B.1) Estudios usados para comparación:

- a) Oshinowo<sup>34</sup>
- b) Golan y Stenning<sup>35</sup>

C) Holdup:

- a) Lockhart y Martinelli<sup>39</sup>
- b) Hoogendoorn<sup>40</sup>
- c) Eaton et al<sup>41</sup>
- d) Hughmark<sup>41</sup>
- e) Guzhov et al<sup>42</sup>
- f) Chawla<sup>43</sup>
- g) Beggs y Brill<sup>44</sup>
- h) Dukler<sup>45</sup>
- i) Scott<sup>46</sup>
- j) Agrawal et al<sup>47</sup>
- k) Hughmark<sup>48</sup>
- l) Levy<sup>49</sup>
- m) Nguyen y Spedding<sup>50</sup>
- n) Bonnecaze et al<sup>51</sup>
- o) Hagedorn y Brown<sup>52</sup>

C.1) Estudios usados para comparación:

- a) Mandhane et al<sup>53</sup>
- b) Dukler et al<sup>54</sup>
- c) DeGance y Atherton<sup>98</sup>

D) Factor de fricción a dos fases:

- a) Huey y Bryant<sup>55</sup>
- b) Dukler et al<sup>56</sup>
- c) Beattie<sup>57</sup>
- d) Kopalinsky y Bryant<sup>58</sup>
- e) Beattie<sup>59</sup>

E) Caída de presión horizontal:

- a) Lockhart y Martinelli<sup>39</sup>
- b) Bankoff<sup>60</sup>
- c) Baker<sup>61</sup>
- d) Chenoweth y Martin<sup>62</sup>
- e) Yagi<sup>63</sup>
- f) Dukler et al<sup>56</sup>
- g) Eaton et al<sup>13</sup>
- h) Gregory et al<sup>64</sup>

E.1) Estudios usados para comparación:

- a) Dukler et al<sup>54</sup>
- b) Mandhane et al<sup>65</sup>
- c) DeGance y Atherton<sup>2,66</sup>

F) Caída de presión vertical:

- a) Orkiszewski<sup>33</sup>
- b) Poettmann y Carpenter<sup>67</sup>
- c) Baxendell y Thomas<sup>68</sup>
- d) Fancher y Brown<sup>69</sup>

- e) Duns y Ros<sup>70</sup>
- f) Hagedorn y Brown<sup>52</sup>
- g) Aziz, Fogarasi y Govier<sup>36</sup>
- h) Chierici, Ciucci y Sclocchi<sup>71</sup>
- i) Gould, Tek y Katz<sup>37</sup>

F.1) Estudios usados para comparación:

- a) Lawson y Brill<sup>72</sup>
- b) Gould, Tek y Katz<sup>37</sup>
- c) DeGance y Atherton<sup>66</sup>
- d) Aziz, Fogarasi y Govier<sup>36</sup>

Siendo el desarrollo de los métodos de predicción de flujo crítico tradicionalmente ajeno a los métodos de cálculo de caída de presión, su análisis será presentado en otro capítulo relacionado con las barreras físicas en el diseño (Cap. VI).

G) Secuencias generales de cálculo:

- a) Kern<sup>73</sup>
- b) Willis<sup>74</sup>
- c) Sarma et al<sup>75</sup>
- d) Gregory et al<sup>64</sup>
- e) DeGance y Atherton<sup>2</sup>
- f) Meador y Shah<sup>76</sup>
- g) Paige<sup>77</sup>

c. Patrón de Flujo Horizontal.

El patrón de flujo en un canal horizontal, depende de la interacción compleja de las fuerzas gravitacionales e hidrodinámicas, - tanto interfase como intrafase, además de la geometría del canal. El estudio de estos patrones, ha sido llevado a cabo por diversos investigadores.

Predecir el régimen de flujo para flujo gas líquido a co-corriente en tuberías, ha sido un problema central sin solución en flujo a dos fases. El procedimiento normal es acumular datos de - flujos y propiedades de los flúidos y observar visualmente el patrón de flujo a través de una ventana de una sección de prueba transparente. En seguida se busca una manera de mapear los datos en una gráfica bi-dimensional localizando las fronteras de - transición entre los regimenes. Esto requiere tomar una decisión acerca de las coordenadas que van a utilizarse. Debido a que nunca ha existido una base teórica para la selección de coordenadas, esta aproximación representa una coordinación de los datos más - que una correlación en sí y tiene una fuerte dependencia de los datos particulares que se usan para preparar el mapa. Por esta razón, la extensión a otras condiciones de tamaño de tubería o de inclinación, propiedades de los flúidos y flujos es de una confiabilidad incierta.<sup>18</sup>

En seguida, se presentan los resultados de los diferentes investigadores:

Alves<sup>4</sup> dividió el patrón de flujo en tuberías horizontales en las siguientes siete categorías (las cuales se conservan hasta hoy sin

cambios) basado en sus observaciones de sistemas aire-agua y aire-aceite y en el trabajo de otros.

Con una tubería horizontal llena de líquido fluyendo los tipos de patrones de flujo que resultarían de acuerdo a Alves, al ir incrementando el flujo de gas o vapor son:

1. Flujo burbuja.- Flujo en el cual las burbujas de gas se mueven a lo largo de la parte superior de la tubería a aproximadamente la misma velocidad que el líquido.
2. Flujo plug.- Se forman grandes burbujas en forma de cuña a partir de la coalescencia de muchas burbujas. Pueden ser bastante largas y llenar una gran porción del canal.
3. Flujo estratificado.- El líquido fluye a lo largo de el fondo de la tubería y el gas se mueve a lo largo de la parte superior.
4. Flujo con oleaje.- Es un flujo estratificado en el cual la interfase esta perturbada por olas.
5. Flujo "slug". - Las crestas de las olas sellan el tubo y "slugs" espumosos periódicos pasan bajo el tubo.
6. Flujo anular.- El líquido se mueve en una película a lo largo de la pared rodeando a un núcleo de gas con una velocidad relativamente alta que tiene algo de líquido arrastrado en su masa fluyente.
7. Flujo spray (disperso).- La fase vapor es transportada dispersa

en el gas.

Un análisis mecanístico de la transición gradual entre regímenes, podría ser el siguiente: 120

Cuando el flujo volumétrico de gas es pequeño, el líquido fluye - como una fase continua con el gas disperso como una suspensión de burbujas (flujo burbuja). Cuando el tubo es muy grande comparado con la burbuja más grande y la concentración de burbujas es baja, las burbujas se mueven independientemente con velocidades que dependen de su diámetro y de la distancia a la pared del tubo.

Sin embargo, si el conducto no es largo, o la concentración de burbujas se vuelve grande, predomina la influencia de la pared y las burbujas se moverán en grupos con velocidades dependientes del diámetro del tubo. En ningún caso están distribuidas uniformemente las burbujas, pero como un resultado del gradiente de momentum y de las fuerzas boyantes, tienden a concentrarse en el centro del conducto. Cuando las concentraciones de burbujas se vuelven altas, la coalescencia llega a ser importante y eventualmente se producen slugs de gas cilíndricos largos (el flujo plug es intermedio) que casi llenan la sección del tubo (flujo slug). En tubos pequeños, este flujo slug es estable, pero en tubos mayores al aumentar el - flujo volumétrico relativo de gas, los slugs crecen en longitud - hasta que se tocan produciendo flujo anular.

Basado en estudios en una tubería de 1.042 pulgadas de diámetro interno y 16 pies de largo con inserciones de tubo de vidrio de 18 -

pulgadas en cada extremo, Alves dividió las regiones de patrón de flujo de acuerdo con la velocidad superficial de cada fase. Esta división se muestra en la Fig. 4.1.

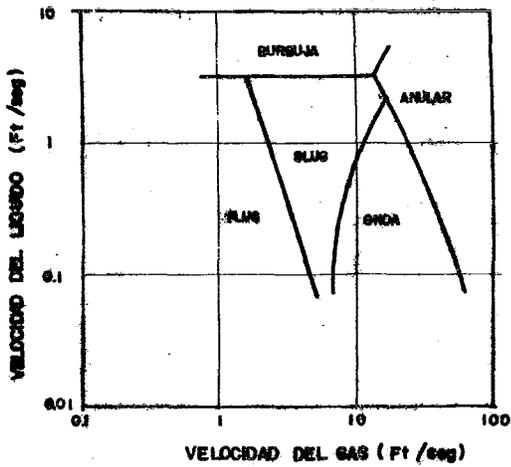
Huntington<sup>5</sup> et al añadieron flujos semi-anular y de crestas a los notados por Alves. Estos patrones se notan, en la transición a flujo anular a flujos de líquido bajos y altos respectivamente. Las investigaciones fueron llevadas a cabo en tubos transparentes de 1, 1 1/2 y 2 pulgadas con longitudes de 100 pies para mezclas de gas natural-keroseno. La correlación de patrones de flujo con flujos másicos de líquido y gas, se muestra en la Fig. 4.2.

Bergelin y Gazley<sup>6</sup> reportaron los resultados de sus observaciones aparte de los de otros, para sistemas aire-agua en tubos de una pulgada.

Kosterin<sup>7</sup> estudió los flujos estratificados, plug y spray en tuberías de 1, 2, 3 y 4 pulgadas. Johnson y Abou-Sabe<sup>8</sup> reportaron que sus técnicas fotográficas y estroboscópicas tuvieron relativamente poco éxito.

Las áreas de los patrones de flujo, graficadas con respecto al flujo de cada fase a partir de los datos de Gazley y Abou-Sabe se muestran en las Figs. 4.3 y 4.4. Johnson y Abou-Sabe usaron nomenclatura algo diferente para los patrones de flujo que notaron. Esto incluye flujos que fueron descritos como burbuja pulsante, anular con slugs (sluggish), slug estratificado y burbuja estratificado.

Este estudio se llevó a cabo en una tubería de 0.87" de diámetro -



**FIGURA 4.1 REGIONES DE PATRON DE FLUJO  
PROPUESTAS POR ALVER**

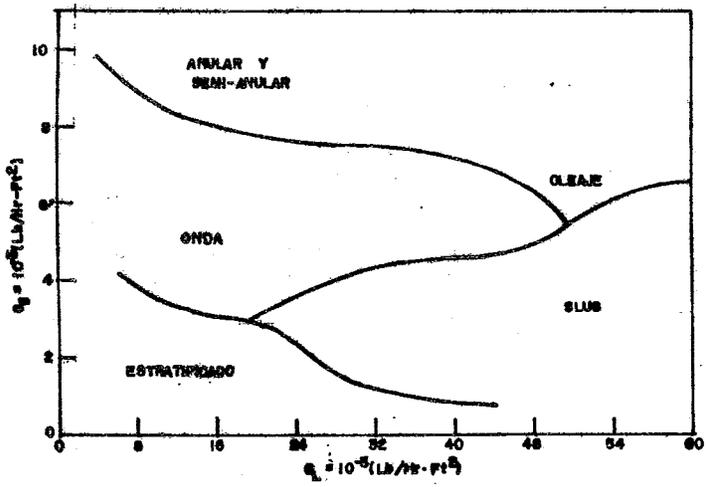


FIGURA 4.2 REGIONES DE PATRON DE FLUJO SUGERIDAS POR HUNTINGTON ET AL.

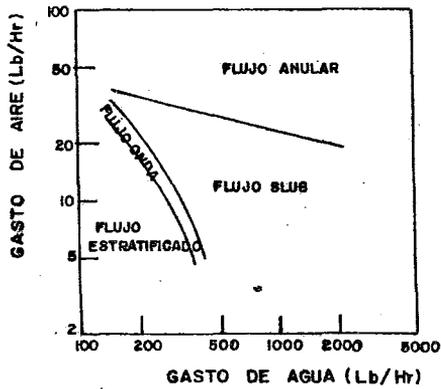


FIG. 4.3 LIMITES DE LOS DIVERSOS TIPOS DE FLUJO SEGUN GAZELY

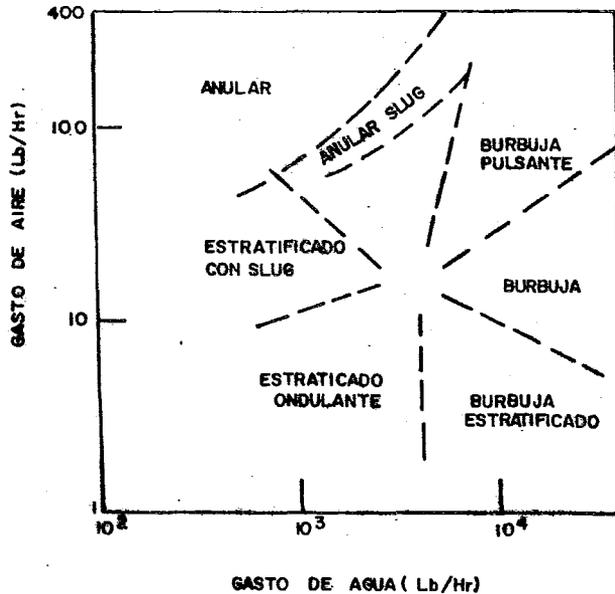


FIG. 4.4 AREAS DE LOS PATRONES DE FLUJO PARA FLUJO EN DOS FASES DE UNA MEZCLA AIRE-AGUA EN UN TUBO HORIZONTAL DE D.J. 0.870 SEGUN ABOU - SABA

interno con 15.7 pies de longitud.

Krasiakova<sup>9</sup> investigó el problema del patrón de flujo para sistemas aire-agua en una tubería de 30 mm de diámetro. Los resultados de sus observaciones se muestran en la Fig. 4.5, donde los regímenes de patrón de flujo son definidos en términos de la velocidad superficial de cada fase. Sus descripciones de los patrones de flujo son algo diferentes de las de otros investigadores.

Baker<sup>10</sup> obtuvo una correlación de los datos de Gazley<sup>6</sup>, Jenkins<sup>78</sup>, Alves<sup>4</sup> y Kosterin<sup>7</sup> haciendo uso de parámetros para tomar en cuenta la variación de las propiedades de los fluidos para sistemas diferentes. Los diversos regímenes de patrón de flujo se grafican en

términos de  $G/\lambda$  y  $L\lambda\psi/6$ , donde  $G$  es el flujo másico de gas,  $L$  es el flujo de líquido,  $\lambda = \left[ \left( \frac{\rho_G}{0.075} \right) \cdot \left( \frac{\rho_L}{62.3} \right) \right]^{1/2}$  y  $\psi = \left[ \left( \frac{73}{\gamma} \right) \mu_L (62.3/\rho_L)^2 \right]^{1/3}$

La densidad de el gas y líquido están en libras por pie cúbico,  $\gamma$  es la tensión superficial de el líquido en dinas por centímetro y la viscosidad del líquido,  $\mu$ , está en centipoises. Esta correlación se reproduce en la Fig. 4.6.

De las correlaciones publicadas hasta la fecha, solo la de Baker se para sistemáticamente el flujo a dos fases en regímenes de flujo, desarrollando a la vez, un mapa y ecuaciones de caída de presión para los diferentes tipos de flujo.

Aunque en el tiempo en que la correlación fue introducida debe haber sido una innovación (actualmente varias compañías de ingeniería

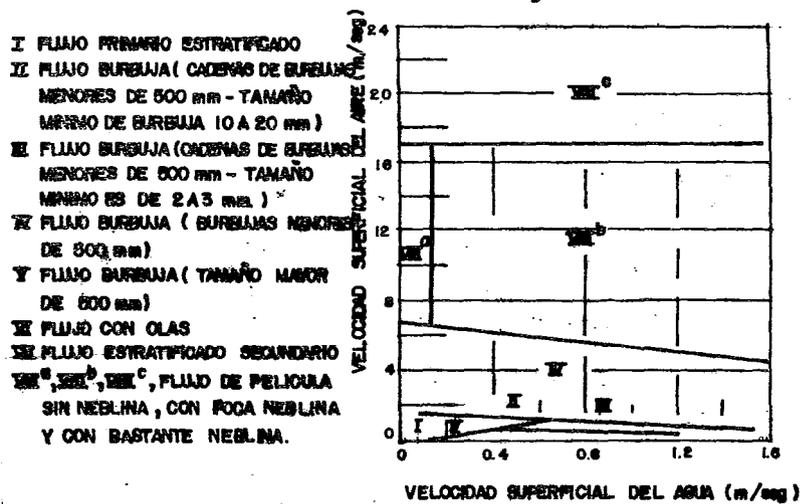
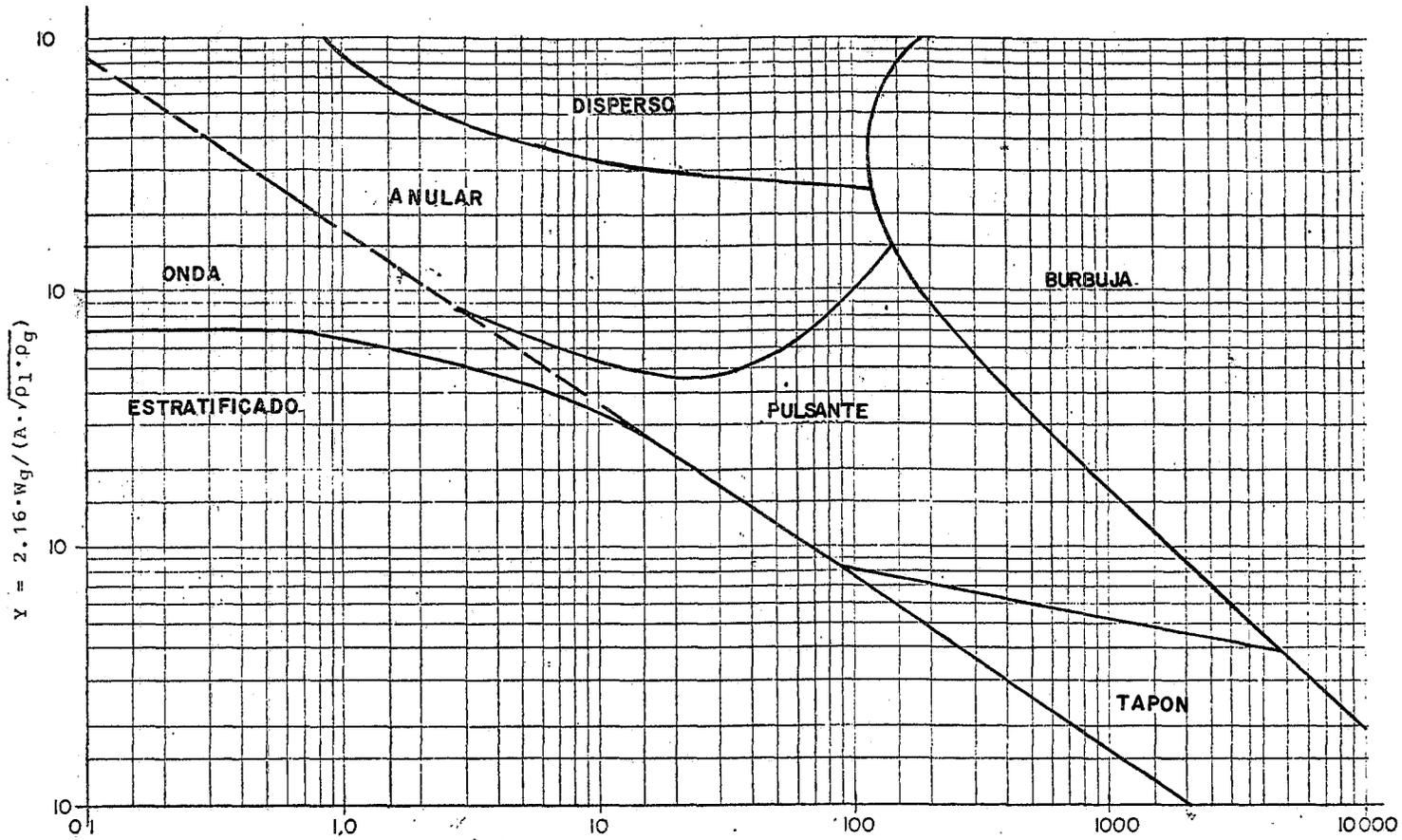


FIGURA 4.5 PROPOSICION DE KRASHKOVA PARA LAS FRONTERAS ENTRE REGIMENES DE FLUJO CARACTERISTICOS



$$X = \frac{531 \cdot w_l}{w_g} \left[ \frac{\mu^{1/3} \cdot \rho_g^{1/2}}{\sigma \cdot \rho_l^{1/6}} \right]$$

FIGURA 4.6 MAPA DE BAKER PARA FLUJO A DOS FASES HORIZONTAL

la continúan utilizando), se han descubierto varias fallas en ella, lo cual implica que no se puede tener confianza en el mapa de Baker. Varios investigadores <sup>19, 80, 16</sup> han reportado problemas respecto a su exactitud. Como la correlación de Baker fue desarrollada primariamente para datos aire-agua con algunos datos de hidrocarburos, el aplicar el mapa de flujos de Baker a sistemas de hidrocarburos, produce resultados de valor muy dudoso<sup>1</sup>.

El argumento más poderoso contra la correlación de Baker es que sus coordenadas  $B_x$  y  $B_y$  son linealmente dependientes:

$$B_x = W_L \psi / B_y$$

Esta dependencia lineal de las coordenadas lleva a un resultado extraño.

Un fluido no solo exhibe simplemente un régimen de flujo, sino una sucesión de regímenes cuyas transiciones y presencia deberían ser predichos por  $B_x$  y  $B_y$ . Si  $P$ ,  $T$  y todas las propiedades físicas son conocidas, se pueden calcular las coordenadas de un mapa de regímenes de flujo para cada situación física en el conducto. Estos puntos, determinados por las coordenadas calculadas, se pueden graficar en el mapa de regímenes de flujo de Baker (o en cualquier otro) para formar una línea de operación (curva) que muestra las transiciones de régimen de flujo al moverse el fluido a través del conducto.

La línea de operación se visualiza más fácilmente para un sistema isotérmico. Un punto en el mapa de regímenes de flujo se establece simplemente especificando los parámetros, o la abscisa y la ordenada, o sea, para un gasto, temperatura y presión dados, tanto  $B_x$  como  $B_y$  se pueden calcular.

Para una temperatura constante, la caída de presión es función solamente de el gasto y la geometría de la tubería; se ve que la caída de presión y la longitud de la tubería guardan una relación simple. Para una presión corriente arriba dada, se pueden reducir secuencialmente los valores de presión, pudiéndose tabular los valores sucesivos de  $B_x$  y  $B_y$ .

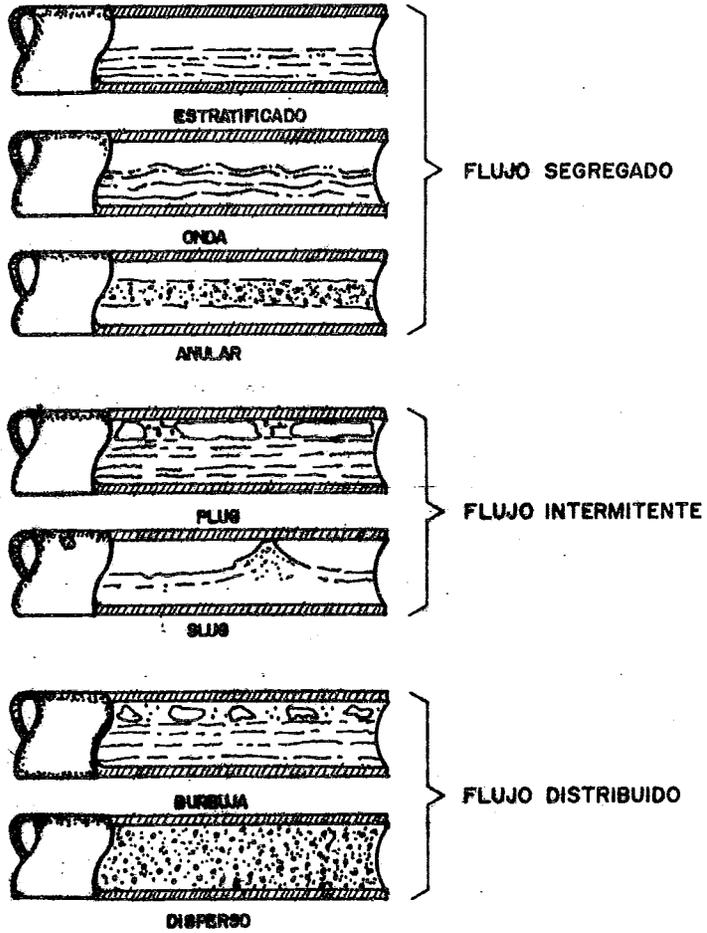
Cuando la temperatura no está fija,  $B_x$  y  $B_y$  no se pueden calcular tan fácilmente como en el caso isotérmico. Como en este caso, tanto la temperatura como la presión son funciones de la longitud de la línea, por esta razón, para evaluar  $B_x$  y  $B_y$ , no es suficiente con disminuir sistemáticamente la presión sin un conocimiento de la temperatura. Así, la línea de operación no se puede establecer sin un conocimiento previo de la relación de temperatura, presión y longitud de la línea.

La conclusión que resulta de este análisis, es que todas las líneas de operación dibujadas en el mapa de flujos de Baker tienen una pendiente que se aproxima a  $-1$ . La demostración matemática de este hecho se encuentra en el Apéndice al final de este capítulo. Cuando se analizan los cambios en el régimen de flujo de un fluido a dos fases en una tubería, todos los regímenes de flujo posibles caen a lo largo de una línea con una pendiente que se aproxima a  $-1$ . Esto es bastante restrictivo y físicamente imposible debido a que excluye ciertas transiciones de régimen de flujo que ocurren naturalmente<sup>1</sup>.

Predecir una pendiente de  $-1$  es exacto solamente para flujo isotérmico. La experiencia ha mostrado que un cambio de  $20^\circ\text{F}$  en la temperatura de operación de la línea produce cambios pequeños en  $B_x$  y  $B_y$ .

En la Fig. 4.7 (Pag. 46) se presentan esquematizados los diferentes regimenes de flujo posibles en un tramo horizontal.

Hoogendoorn<sup>11</sup> usó la velocidad media de la mezcla,  $V_M$  y la fracción de volumen del gas a la entrada como coordenadas al igual que Kostérin<sup>7</sup> (que fue el primero en proponerlas) en un mapa de patrón de flujo que está basado en varios sistemas aire-aceite y aire-agua. Hoogendoorn observó efectos modestos debidos al diámetro de la tubería y las propiedades del líquido a viscosidades del líquido menores a 50 cp. Sin embargo, el sistema de coordenadas que usan, ocasiona que se encimen los patrones oleaje y anular-deisperso en un área muy pequeña del mapa.



**FIGURA 4.7 PATRONES DE FLUJO HORIZONTAL A DOS FASES**

Govier y Omer<sup>12</sup> presentan un mapa basado en sus datos para un sistema aire-agua en una tubería de 1.026 pulgadas. Como coordenadas se usan las masas velocidad del líquido y del gas, L y G.

Eaton et al<sup>13</sup>, obtuvieron gran cantidad de datos en gas natural-agua, gas natural-crudo y gas natural-mezclas de destilado en tuberías de 2 y 4 pulgadas. Ellos correlacionaron las observaciones de patrón de flujo en un mapa usando como coordenadas, un No. de Reynolds a dos fases,

$$Re_{TP} = \frac{W_T E_L^2}{D \mu_M}$$

y un número de Weber a dos fases,

$$We_{TP} = D \left[ \frac{\rho_L V_{SL}}{\nu E_L^{1/2}} + \frac{\rho_G S^2 (1-E_L)^{1/2}}{\nu} \right]$$

donde:

$E_L$  = Fracción de volumen del líquido in situ

$S$  = Velocidad de deslizamiento

$$\mu_M = \mu_L E_L + \mu_G (1-E_L)$$

$$S = \frac{V_{SG}}{1-E_L} - \frac{V_{SL}}{E_L}$$

Nótese que se debe conocer  $E_L$  para poder utilizar el mapa de Eaton et al. Además, sus definiciones de patrones de flujo son algo diferentes de las comúnmente encontradas en la literatura, lo que ocasiona subdivisiones aparentes de las regiones definidas normalmente.

Al-Sheikh et al<sup>14</sup> atacaron el problema de predecir el patrón de flujo de una manera totalmente diferente. Su correlación está basada en el Banco de Datos de Flujo a dos fases de AGA-API mencionado por Dukier et al<sup>56</sup>. Ellos usan un total de 4475 puntos y producen una

correlación compleja que requiere un conjunto de doce figuras en diez sistemas de coordenadas diferentes. Ellos no intentaron de finir líneas de separación entre patrones de flujo diferentes, - sino que, trataron de encerrar todos los datos pertenecientes a un patrón particular en una región cerrada. Debe reconocerse, - que esto supone que efectivamente todas las observaciones de patrón de flujo son completamente confiables. Se requiere un procedimiento secuencial para predecir el patrón de flujo. Como las fronteras de sus regiones son altamente irregulares, este método no se adapta fácilmente para un estudio orientado por computadora.

Govier y Aziz<sup>15</sup> han presentado una versión revisada de el mapa de patrones de flujo de Govier y Omer<sup>12</sup>. La revisión está basada en los datos de Govier y Omer, a los cuales se les añade los datos - de Baker, Hoogendoorn y algunos otros más. El sistema de coordenadas para este diagrama revisado también es diferente de el usado originalmente por Govier y Omer en el que se utilizan las velocidades superficiales de gas y líquido,  $V_{SL}$  y  $V_{SG}$ , como lo sugirió Alves originalmente.

Govier y Aziz también sugieren que con una modificación apropiada a las coordenadas, el mapa revisado de Govier y Omer, se pueden - usar con otros sistemas aparte de el sistema aire-agua.

Específicamente, estos autores recomiendan que los parámetros de propiedades de flujos, definidos como:

$$x = \left( \frac{\rho_G}{0.0808} \right)^{1/3} \quad \text{y} \quad \rho_L, \rho_G = \left[ \frac{lb}{ft^3} \right]$$

$$Y = \left[ \left( \frac{P_L}{62.4} \right) \left( \frac{72.4}{V} \right) \right]^{1/4} \quad V = \left[ \frac{d \text{ ina}}{\text{cm}} \right]$$

Se usen para multiplicar las velocidades superficiales reales de los flúidos como sigue:

$$\tilde{V}_{SG} = XV_{SG}$$

$$\tilde{V}_{SL} = YV_{SL}$$

Así, las cantidades  $\tilde{V}_{SL}$  y  $\tilde{V}_{SG}$  representan velocidades superficiales "efectivas" para todos los sistemas excepto aire-agua ya que para el sistema aire-agua, son las velocidades superficiales reales.

Knowles<sup>16</sup>, usando los datos de Eaton, utilizó varias de las correlaciones existentes incluyendo la de Baker en un intento de encontrar una correlación apropiada para un rango amplio de condiciones de flujo. Knowles encontró que ninguno de los mapas de patrones de flujo existentes son adecuados para la predicción de los patrones de flujo que ocurrieron durante los experimentos de Eaton. Knowles presentó una nueva correlación de patrón de flujo, en la que definió dos grupos adimensionales por medio de análisis dimensional. Estos grupos son: (1) una función del Re a dos fases y (2) una función del We a dos fases, representándose de manera igual que como lo hizo Eaton.

A continuación, se desglosan los criterios de selección que utilizaron Mandhane et al<sup>17</sup> para eliminar algunos mapas al diseñar el suyo:

"Como el mapa de Eaton et al<sup>13</sup> requiere conocimiento de el holdup in situ y como además, las definiciones que estos autores usan para patrones de flujo no son consistentes con las encontradas normalmente en la literatura, su correlación no fue incluida en la presente comparación.

El diagrama presentado por White y Huntington<sup>5</sup> esta limitado a ve locidades bajas de líquido y no es prometedor utilizarlo como un método de predicción total. Por lo tanto, no se incluye en este estudio.

El mapa de Johnson y Abou-Sabe se basa en datos cubriendo un rango muy limitado, por lo cual no fue incluido en este estudio.

Finalmente, debido a su naturaleza (difícil de manejar) el procedimiento de correlación de Al-Sheikh et al, tambien se excluye.

Mandhane et al<sup>17</sup> recientemente han efectuado un exámen cuidadoso de los datos de regimenes de flujo. Mostraron que se podían coor dinar más de 1000 puntos para el sistema aire-agua, en tuberías ho rizontales (de 1.3 a 15 cm de diámetro) en un mapa en el cual los parámetros fueran  $V_{SL}$  y  $V_{SG}$ . Dicho mapa se presenta en la Fig. - 4.8.

En seguida se presentan sus criterios para incluir mapas de otros autores en su estudio y compararlos con el propio.

Incluyeron la correlación de Baker debido a que es ampliamente - utilizada en la industria petrolera, los mapas de Hoogendoorn y -

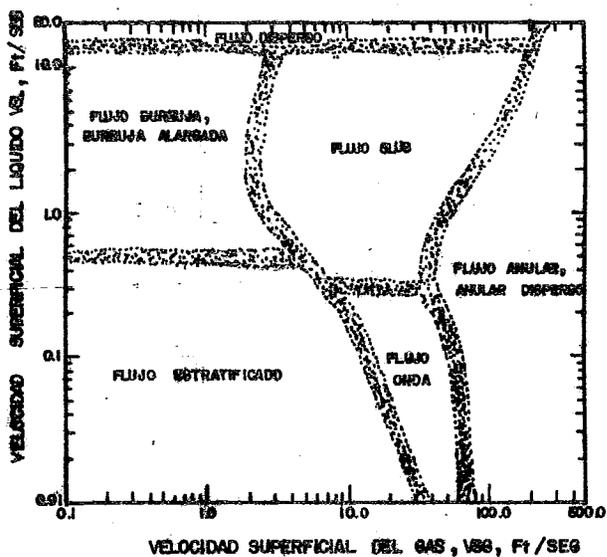


FIGURA 4.8 MAPA DE PATRONES DE FLUJO PROPUESTO POR MANDHANE ET AL.

Govier y Aziz, ya que fueron producidos a partir de una gran cantidad de datos y por lo tanto, representan un rango razonablemente amplio de valores de los distintos parámetros involucrados.

En resumen, el mapa de Mandhane et al, se puede utilizar como representativo de varios otros mapas anteriores a él, debido a que se obtuvo una mejora substancial en la representación de los datos aire-agua, en comparación con cualquier otro mapa, observándose además, que en la presentación gráfica de todos ellos, el de Mandhane et al se ve como un promedio de todos ellos.

Taitel y Dukler, recientemente han presentado no un mapa, sino un método para calcular el patrón de flujo, lo cual representa un enfoque totalmente revolucionario en este campo, ya que no se depende más de un mapa estático, creado en base a un solo conjunto de variables fijas, sino que las fronteras entre regimenes van variando al cambiar las condiciones de operación, teniendo así, un mapa por cada punto en la línea, lo cual nos dá una mayor confiabilidad en las predicciones.

Este trabajo representa un medio para la predicción analítica sin ambigüedad de la transición entre regimenes de flujo basados en mecanismos físicos reales entre estas transiciones.

Los regimenes considerados son intermitente (slug y plug), estratificado suave, estratificado con oleaje, disperso con burbujas y anular-anular disperso. La teoría predice el efecto del tamaño de la tubería, propiedades de los fluidos y ángulo de inclinación en

las fronteras de transición.

Taitel y Dukler inician el proceso de analizar las transiciones - entre regímenes de flujo a partir de la condición de flujo estratificado. El enfoque consiste en visualizar un flujo a dos fases en régimen estratificado y teniéndolo como régimen base determinar el mecanismo por el cual puede esperarse que ocurra un cambio a partir de flujo estratificado, así como el patrón de flujo que se puede esperar como resultado del cambio. En muchos casos, se ha observado que el flujo estratificado existe realmente en la zona inicial de la tubería. En este punto, los autores aclaran que el hecho de que el flujo estratificado pueda no existir no es importante (lo cual es cierto, ya que solo es una suposición usada como base para calcular el patrón de flujo real) justificándolo; sin embargo, de una manera equivocada, ya que señala que está bien establecido que la existencia de un patrón de flujo específico a flujos de gas y líquido especificados es independiente de la trayectoria usada para llegar a ese estado, tal afirmación está ignorando el efecto de histerénesis de los patrones, del cual se hablará en otro capítulo.

Desarrollo teórico del modelo:

Considere flujo estratificado suave, en equilibrio como se muestra en la Fig. 4.9.

Mediante un balance de momentum se llega a la siguiente expresión:

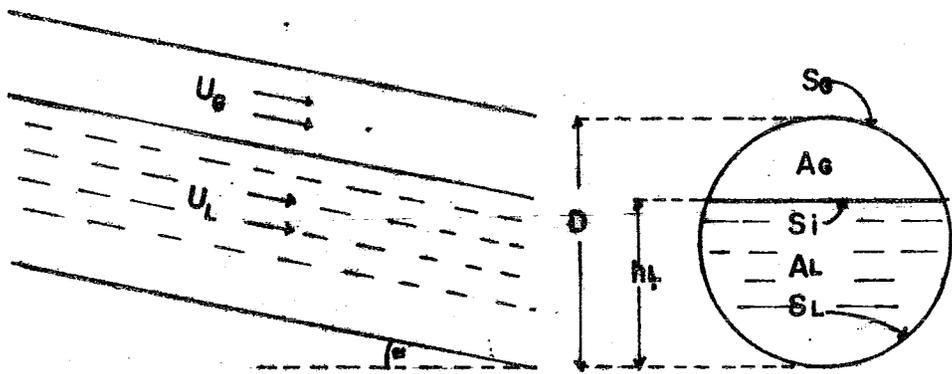


FIGURA 4.9 FLUJO ESTRATIFICADO EN EQUILIBRIO

$$-A_L \left( \frac{dP}{dx} \right)_L - \tau_L S_L + \tau_i S_i + \rho_L A_L g \sin \alpha = 0 \quad (1)$$

$$-A_G \left( \frac{dP}{dx} \right)_G - \tau_G S_G - \tau_i S_i + \rho_G A_G g \sin \alpha = 0 \quad (2)$$

Iguálando la caída de presión en las dos fases y suponiendo que a condiciones de transición el gradiente hidráulico en el líquido es despreciable, da los siguientes resultados:

$$\tau_G \frac{S_G}{A_G} - \tau_L \frac{S_L}{A_L} + \tau_i S_i \left( \frac{1}{A_L} + \frac{1}{A_G} \right) + (\rho_L - \rho_G) g \sin \alpha = 0 \quad (3)$$

Los esfuerzos cortantes se evalúan de una manera convencional

$$\tau_L = f_L \frac{\rho_L u_L^2}{2} \quad \tau_G = f_G \frac{\rho_G u_G^2}{2} \quad \tau_i = f_i \frac{\rho_G (u_G - u_L)^2}{2}$$

evaluando los factores de fricción del líquido y gas a partir de

$$f_L = c_L \left( \frac{D_L u_L}{\nu_L} \right)^{-n} \quad f_G = c_G \left( \frac{D_G u_G}{\nu_G} \right)^{-m}$$

donde  $D_L$  y  $D_G$  son los diámetros hidráulicos evaluados de la manera sugerida por Agrawal et al<sup>81</sup>

$$D_L = \frac{4A_L}{S_L} \quad D_G = \frac{4A_G}{S_G + S_i}$$

Esto implica que la resistencia del líquido a la pared es similar a la resistencia para flujo en canal abierto y la del gas a la de flujo en ducto cerrado. Ha sido establecido que para flujo estratificado suave,  $f_i \approx f_g$  (Gazley<sup>82</sup>, 1949). Aún cuando varias de las transi

ciones consideradas aquí ocurren en flujo estratificado con una  $i_n$  interfase ondulante, el error en el que se incurre al hacer esta suposición es muy pequeño. A condiciones de flujo normal, en las que se observa que ocurren estas transiciones,  $u_G \gg u_l$ . Así el esfuerzo cortante interfacial del lado del gas se evalúa con la misma ecuación que el esfuerzo en la pared del gas.

Los autores utilizaron los siguientes coeficientes en su trabajo:

$C_G = C_L = 0.046$ ,  $n = m = 0.2$  para flujo turbulento y  $C_G = (C_L = 16)$   
 $n = m = 1.0$  para flujo laminar.

Es útil transformar estas ecuaciones a una forma adimensional.

Los valores de referencia son:  $D$  para longitud,  $D^2$  para área, las velocidades superficiales  $V_{sl}$  y  $V_{sg}$  para las velocidades de líquido y gas, respectivamente.

Designando las cantidades adimensionales con un signo más (+), la ecuación (3) con (4) y (5) toma la siguiente forma:

$$X^2 \left[ (u_L^+ D_L^+)^{-n} (u_L^+)^2 \left( \frac{S_L^+}{A_L^+} \right) - \left[ (u_G^+ D_G^+)^{-m} (u_G^+)^2 \left( \frac{S_G^+}{A_G^+} + \frac{S_i^+}{A_L^+} + \frac{S_i^+}{A_G^+} \right) \right] \right] = 4Y = 0 \quad (6)$$

donde:

$$X^2 = \frac{\frac{4C_L}{D} \left( \frac{u_{SL} D}{\nu_L} \right)^{-n} \frac{\rho_L (u_{SL})^2}{2}}{\frac{4C_G}{D} \left( \frac{u_{SG} D}{\nu_G} \right)^{-m} \frac{\rho_G (u_{SG})^2}{2}} = \frac{|(dP/dX)_{SL}|}{|(dP/dX)_{SG}|}$$

$$Y = \frac{(\rho_L - \rho_G) g \sin \alpha}{\frac{4C_G}{D} \left( \frac{u_{SG}}{v_G} \right)^2} = \frac{(\rho_L - \rho_G) g \sin \alpha}{\rho_G \left( \frac{dP/dX}{SG} \right)^2}$$

$| (dP/dX)_S |$  designa la caída de presión de una fase fluyendo sola en la tubería.

X se identifica inmediatamente como el parámetro introducido por Lockhart y Martinelli en 1949 y se puede calcular directamente con el conocimiento de los flujos, propiedades de los fluidos y diámetro de tubería. Y es cero para tuberías horizontales y representa las fuerzas relativas actuando en el líquido en la dirección del flujo debida a la gravedad y a la caída de presión.

Los autores demuestran que todas las variables adimensionales con superíndice + dependen solo de  $h_L^+ = h_L/D$ . Así cada par X - Y corresponde a un valor único de  $h_L/D$  (siendo  $h_L$  el nivel del líquido en la tubería) para todas las condiciones posibles de tamaño de la tubería, propiedades de los fluidos, flujos e inclinaciones de la tubería para las cuales existe flujo estratificado.

Debe notarse que la decisión acerca de si cada fase está en régimen laminar o turbulento debe estar basada en un número de Reynolds calculado usando la velocidad real y el diámetro hidráulico de esta fase y no la velocidad superficial y el diámetro.

Para dilucidar los mecanismos de transición los autores consideran cinco regímenes básicos. Cuando se resuelve la teoría en forma adimensional surgen los siguientes grupos adimensionales:

$$X = \left[ \frac{1 \left( \frac{dP}{dX} \right)_{SL}}{1 \left( \frac{dP}{dX} \right)_{SG}} \right]^{1/2}$$

$$T = \left[ \frac{1 \left( \frac{dP}{dX} \right)_{SL}}{(\rho_L - \rho_G) g \cos \alpha} \right]^{1/2}$$

$$Y = \frac{(\rho_L - \rho_G) g \sin \alpha}{1 \left( \frac{dP}{dX} \right)_{SG}}$$

$$F = \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G}} \cdot \frac{u_{SG}}{\sqrt{Dg \cos \alpha}}$$

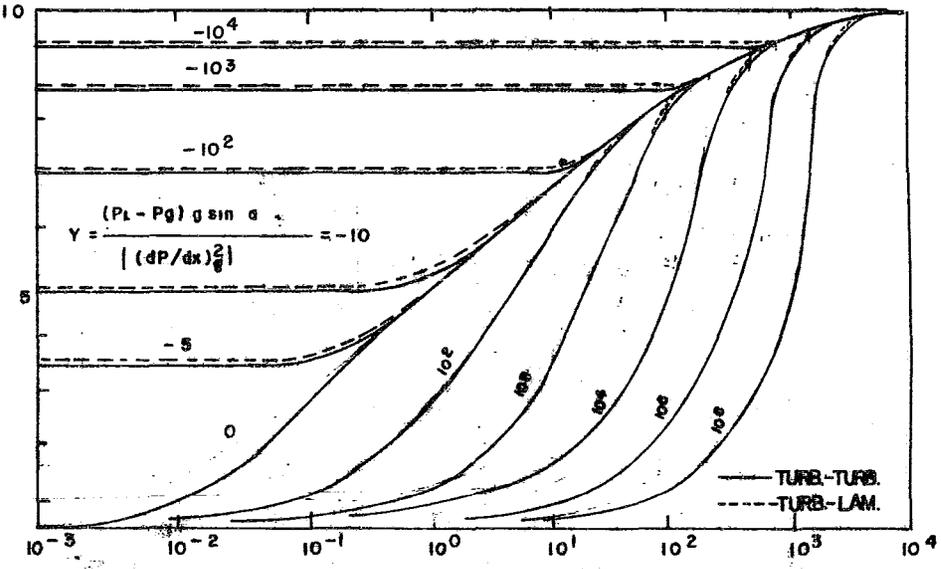
$$K = F \left[ \frac{D u_{SL}}{\nu_L} \right]^{1/2} = F \left[ Re_{SL} \right]^{-1/2}$$

Las transiciones particulares están controladas por los siguientes grupos:

Estratificado a anular	X, F, Y
Estratificado a intermitente	X, F, Y
Intermitente a burbuja dispersa	X, T, Y
Estratificado suave a estratificado ondulante	X, K, Y
Anular disperso a intermitente y disperso con burbujas	X, Y

Por supuesto, no es necesario usar un mapa de patrones de flujo después de todo.

Dado un conjunto de condiciones de flujo (flujo, presión, tamaño de la tubería e inclinación), el patrón de flujo que existe para esa condición, se puede determinar simplemente calculando manualmente las condiciones de transición después de resolver la Ec. (3), mediante un procedimiento de iteración o con ayuda de la Fig. 4.10.



$$Y = \frac{(P_L - P_g) g \sin \alpha}{\left[ \frac{dP}{dx} \right]_g^2} = -10$$

$$X = \left[ \frac{\left[ \frac{dP}{dx} \right]_{gL}}{\left[ \frac{dP}{dx} \right]_{g0}} \right]^{1/2}$$

FIG. 4.10 NIVEL DE EQUILIBRIO DEL LIQUIDO PARA FLUJO ESTRATIFICADO (LIQUIDO TURBULENTO, GAS TURBULENTO O LAMINAR).

D. PATRON DE FLUJO VERTICAL.

Hasta la fecha, parece no haber un medio para predecir en una base teórica el tipo de patrón de flujo vertical que ocurrirá bajo conjuntos distintos de condiciones de operación. Ha habido varios intentos de correlacionar empíricamente estos patrones.

El describirlos y nombrarlos ha variado considerablemente desde los primeros investigadores<sup>19, 20</sup>; sin embargo, el esquema reportado por Nicklin y Davidson<sup>21</sup> es utilizado hoy día como una base, siendo usado en el análisis de resultados de la investigación base<sup>34</sup> seleccionada para este tema.

En 1949, Kosterin<sup>7</sup> y en 1954 Kozlov<sup>22</sup> propusieron mapas de patrones de flujo. Sus resultados, basados en observaciones visuales y en películas de mezclas aire-agua fluyendo hacia arriba en una tubería de 1 pulgada de diámetro fueron bastante limitados y sus correlaciones no tomaron en cuenta el efecto de las variaciones en las propiedades de los flúidos.

Galegar et al<sup>23</sup> investigaron patrones de flujo en flujo vertical ascendente de mezclas aire-agua y aire-kerosén en 1956. Se usaron dos tubos, uno de 1/2 pulgada y 19 pies de largo y el otro de 2 pulgadas de diámetro y 72 pies de largo. Ellos presentaron sus resultados en la forma de una correlación gráfica empírica en términos de masa velocidad. Su correlación no incluye la región burbuja-slug.

Durante el período de 1957 a 1960, un grupo orientado por Govier<sup>24</sup>,<sup>25, 26, 27</sup> publicó una serie de investigaciones bien documentadas,

acerca del flujo a dos fases vertical. Ellos presentaron correlaciones empíricas para el sistema aire-agua en términos de la velocidad superficial del agua y un producto dimensional que contenía una relación de volumen aire-agua, la densidad del aire y el diámetro.

Estas correlaciones surgieron después de que observaron una relación persistente entre el patrón de flujo y las inflexiones en las curvas de caída de presión total y holdup. Esto los llevó a sugerir que los patrones de flujo podían ser correlacionados en términos de los máximos y mínimos en las lecturas de caída de presión. En consecuencia se definieron y correlacionaron cuatro regímenes de caída de presión con los resultados de observaciones visuales (independientes) de el cambio en los patrones de flujo. Esta correlación empírica no puede utilizarse como correlación general ya que le faltó la incorporación de la influencia de la viscosidad del líquido, la densidad del líquido y la tensión superficial. Las predicciones usando este método no son muy exactas en la región espuma-anular, debido a que los máximos y mínimos son relativamente planos.

Siguiendo el enfoque de Kozlov, en 1961, Griffith y Wallis<sup>28</sup> presentaron una correlación gráfica basada en sus propios datos, los de Kozlov<sup>22</sup>, Govier et al<sup>26</sup> y otros<sup>83,84</sup> para el flujo en dos fases vertical ascendente. Ellos graficaron solo aquellos datos para los cuales se observó flujo slug con el resultado de que todos los patrones de flujo posibles fueron agrupados en tres regímenes llamados burbuja, slug y anular disperso. La correlación gráfica así obtenida

también adoleció del defecto de no considerar las propiedades de los flúidos.<sup>34</sup>

En el mismo año que Griffith y Wallis, Ros<sup>29</sup> simuló las condiciones a dos fases encontradas en pozos petroleros en operación llevando a cabo experimentos con aire y crudos en una tubería de 3 pulgadas de diámetro. El presentó un mapa de patrones de flujo mostrando las transiciones entre los diversos regímenes de flujo como una función de las velocidades adimensionales de gas y líquido. Su mapa de patrones de flujo no pudo reflejar la influencia del diámetro de la tubería y tampoco incluyó el patrón de flujo anular.

Otros investigadores<sup>84,85</sup> han adoptado un enfoque analítico al problema de predecir las transiciones particulares de un régimen de flujo al otro. Radovich y Moissis<sup>86</sup> investigaron la transición de flujo de burbuja a slug. Moissis<sup>85</sup> investigó la transición de flujo slug a espuma.

La literatura es muy deficiente en investigaciones acerca de los patrones de flujo que tiene posibilidad de presentarse en un flujo a dos fases vertical descendente. Hasta 1974 no hay una correlación disponible para predecir los regímenes de flujo existentes en flujo descendente<sup>34</sup>. Sin embargo, Nichols<sup>30</sup> reportó algunas observaciones visuales cualitativas de el flujo descendente de aire-agua en una tubería de 2 pulgadas de diámetro. El observó que a flujos bajos, el agua parecía caer y ocupar la porción central en la parte superior y moverse como una película en la pared del fondo de la sección de prueba. Esta situación de caída libre desapareció al aumentar el

flujo de aire y/o disminuir el flujo de agua. El también notó que los regímenes de flujo susceptibles de ser descritos como flujo burbuja, flujo burbuja-slug y flujo slug eran observados a flujos altos de agua.

Bryant<sup>31</sup> clasificó sus observaciones visuales de flujo vertical descendente en patrones de flujo burbuja, formador de slugs, anular y niebla. Sin embargo, estas observaciones también fueron cualitativas.<sup>34</sup>

Chien e Ibele<sup>32</sup> propusieron una correlación empírica para la transición entre los patrones de flujo anular y anular disperso para el sistema aire-agua en flujo descendente. Sus parámetros de correlación fueron los números de Reynolds superficiales de gas y líquido.

J. Orkiszewski presentó un método bastante exacto<sup>33</sup> para calcular el gradiente de presión para flujo vertical ascendente puro en tuberías de diámetro pequeño haciendo uso del conocimiento de los regímenes de flujo y proponiendo ecuaciones de transición entre ellos.

Orkiszewski combinó los resultados de Griffith y Wallis, Duns y Ros<sup>70</sup> y Nicklin<sup>87</sup> et al, comparó los resultados de cada método con su banco de datos de producción petrolera y escogió el mejor método para incluirlos en su correlación; si ninguno era lo suficientemente exacto, él desarrollaba relaciones propias, como en el caso del flujo slug.

Golan y Stenning<sup>35</sup> presentan en 1969 dos mapas de patrón de flujo para los casos ascendente y descendente impulsados por el criterio

de que los mapas de patrones disponibles hasta ese año estaban limitados a mapas incompletos para flujo vertical ascendente y no había mapas para flujo vertical descendente. Analizan a fondo los mapas con más aceptación hasta entonces (con excepción de las ecuaciones de Orkiszewski) y mediante trabajo experimental con flujo aire-agua en un tubo transparente de 1 1/2 pulgs. D.L. construyen sus mapas en coordenadas de velocidades superficiales de líquido y gas respectivamente.

En 1971, Oshinowo<sup>34</sup> presenta una tesis doctoral cuya finalidad es analizar el flujo a dos fases en tubos verticales obteniendo como resultados más resonantes 2 mapas de patrones de flujo vertical ascendente que reúnen muy buenas cualidades para ser utilizados como herramientas de diseño. Cabe mencionar el hecho por demás extraño consistente en la hasta ahora nula difusión que han recibido estos mapas en los estudios realizados hasta ahora en este campo, ya sea para criticarlos o para analizar sus ventajas o desventajas en relación a los demás métodos de predicción de patrones de flujo; es, pues uno de los propósitos de esta tesis, su difusión y análisis con el objeto de contribuir al incremento del acervo bibliográfico en este campo.

Oshinowo investigó el flujo vertical a dos fases gas-líquido en un tubo vertical de 1 pulgada. D.L. conteniendo dos subientes y un bajante conectados entre sí por codos en "U". Obtuvo datos de patrón de flujo en los tres tubos verticales, cada uno de 17.3 pies de longitud, para cinco sistemas aire líquido diferentes (sols. de

glycerol a concentraciones de 16, 35, 56 y 60.5%) a una presión - aproximada de 25 psia y 50°F - 80°F sobre rangos de flujo de - 0-700 lbm air/min ft<sup>2</sup> y 140-25300 lbm líquido/min-ft<sup>2</sup>. Las viscosidades en fase líquida variaron entre 1 y 12 cp.

Para la clasificación de patrones de flujo ascendentes se utilizó la propuesta por Kosterin<sup>7</sup> y se estableció una clasificación de patrones de flujo descendentes con seis regimenes incluyendo burbuja nucleada, slug burbujeante, película descendente, película burbujeante descendente, espuma y anular. También clasificó los patrones en los codos.

Los datos de su investigación fueron utilizados para formular una correlación gráfica empírica de patrón de flujo para tramos ascendentes y descendentes que esta basada en las coordenadas  $(Rv)^{1/2}$  y  $Fr_{tp} / \Lambda$ , donde  $Rv$  es la relación de volumen de gas desprendido a líquido,  $Fr_{tp}$  es el número de Froude de la mezcla y  $\Lambda = \mu_s / (S_L \bar{v}_s^3)^{1/4}$ , en la cual  $\mu_s$ ,  $S_L$  y  $\bar{v}_s$  son la viscosidad específica, densidad específica y tensión superficial específica con referencia al agua.

Patrones de flujo en flujo vertical ascendente.

Se adoptó la clasificación de Nicklin y Davidson<sup>21</sup> con la modificación de Kosterin<sup>7</sup> para el régimen de flujo slug. En seguida se describen los diversos patrones de flujo que se muestran en la Fig. 4.11 en el orden en que se puede esperar que se presenten para un flujo de líquido constante y un aumento gradual en el flujo de aire:

1. Flujo burbuja: El líquido que fluye hacia arriba forma la fase continua en la cual el gas está disperso en forma de burbujas individuales.

Estas burbujas se distribuyen a través del área seccional de la tubería y aumentan en tamaño, número y velocidad al aumentar el flujo de gas.

La velocidad de una burbuja puede diferir substancialmente de la velocidad de la fase líquida.

2. Flujo slug-tranquilo: Aquí, el gas fluye como burbujas en forma de bala con una superficie envolvente distinta y sin formación de espuma o burbujas en el slug líquido.
3. Flujo slug disperso: Este patrón de flujo, obtenido con flujos de gas más elevados, es similar al flujo slug tranquilo, excepto en que hay formación de espuma en la parte trasera de la burbuja. También ocurre un incremento en la longitud y en la velocidad de ascenso de las burbujas relativa a la pared.
4. Flujo slug-espumoso: Este patrón de flujo representa la transición a flujo espuma. Hay formación de espuma sobre toda la superficie de las burbujas de gas de mayor tamaño. Cada burbuja, moviéndose muy rápidamente, está rodeada por una película líquida que es atrapada por el slug líquido posterior que está moviéndose más rápido. (empieza a formarse una cierta continuidad entre los slugs).
5. Flujo espuma: En este patrón de flujo, las burbujas degeneran

y se combinan con el líquido para formar una mezcla altamente turbulenta.

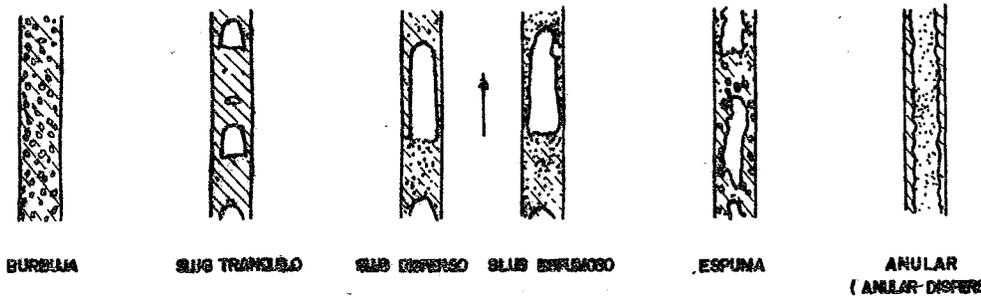
6. Flujo anular: El gas fluye hacia arriba por el centro del tubo con el líquido moviéndose hacia arriba también; pero - más lentamente, como una película anular en las paredes del canal. El gas lleva con él en forma de gotas parte de el - líquido arrastrado.

Cuando la velocidad del gas es mucho más alta que la de la película anular de líquido, poco a poco va arrastrando más gotas hasta que casi todo el líquido está disperso en el núcleo gaseoso.

Se observó que a ciertos valores del flujo de agua era posible que uno o más de los patrones de flujo o no existieran o cubrieran un rango tan pequeño que pasaban desapercibidos. Por ejemplo, a una velocidad promedio del agua tan alta como 6.24 ft/seg, se observó que la transición completa de flujo burbuja a flujo slug espumoso ocurría entre una velocidad - del aire de 0.334 ft/seg y 0.394 ft/seg.

Patrones de flujo en flujo vertical descendente.

Para el flujo descendente, se tenía que establecer una forma de clasificación similar pero diferente<sup>34</sup>. Los patrones de flujo - observados se muestran en la Fig. 4.12. En seguida se describen estos patrones de flujo también en orden de flujo creciente de - gas. De la misma manera que se hizo notar en flujo ascendente,



**FIGURA 4.11 PATRONES DE FLUJO OBSERVADOS EN FLUJO VERTICAL ASCENDENTE**



**FIGURA 4.12 PATRONES DE FLUJO OBSERVADOS EN FLUJO VERTICAL DESCENDENTE**

esta secuencia no siempre fue exacta ya que la existencia de un patrón de flujo particular también dependía del flujo de líquido.

1. Flujo de burbuja nucleada: De nuevo la fase gas esta dispersa en forma de burbujas individuales en el líquido que fluye hacia abajo.

Sin embargo, estas burbujas migran hacia el eje de el tubo para formar un núcleo de burbujas dispersas. Las burbujas son de formas y tamaños diversos. El radio de el núcleo desarrollado en su totalidad y el tamaño de las burbujas aumenta al aumentar el flujo de aire y dependen también de las propiedades físicas de líquido.

2. Flujo slug-burbujeante: Este patrón de flujo se caracteriza por la presencia de burbujas grandes de aire del tipo de Taylor. El extremo superior de la burbuja o slug es bastante redondo debido a su flotabilidad (fuerza ascensional) relativa al líquido y generalmente esta libre de burbujitas de gas dispersas. En este extremo no se ve formación de estela. Por otra parte, el extremo opuesto forma una estela causada por el drene del líquido de los slugs de gas. Como resultado de esto, el tapón (plug) de líquido entre dos slugs de gas generalmente tiene muchas burbujas con la concentración de burbuja disminuyendo hasta cero cerca del extremo superior del slug de gas que viene en seguida. Al aumentar el flujo de gas, aumenta la distorsión de los slugs. Ahora, el movimiento de los slugs toma una trayectoria espiral hacia

abajo del tubo que esta preferencialmente cerca de la pared del tubo.

El patrón de flujo slug-burbujeante no es tan violento como el flujo slug-ascendente.

3. Flujo de película descendente: El líquido esta fluyendo en la forma de una película delgada, que en general no contiene burbujas de gas. La superficie de la película es ondulante y en el núcleo de gas contiene muy pocas o ningunas gotas de líquido. Generalmente los flujos de gas y líquido son bajos para este patrón de flujo. Hay una fuerte tendencia hacia el desarrollo de puntos secos en la pared del tubo.
  
4. Flujo de película burbujeante descendente: Este patrón de flujo es similar al flujo de película descendente excepto en el hecho de que la película de líquido es más ancha y contiene pequeñas burbujas de aire dispersas. La película se está moviendo más aprisa y la acción de arrastre del núcleo gaseoso se vuelve ahora más importante. Existe un proceso continuo de eliminación de burbujas de la película mientras la mezcla fluye hacia abajo. Se pueden formar bloques ocasionales de líquido a través del tubo.

La tendencia a la formación de puntos secos es mucho menor.

5. Flujo espuma: Este patrón de flujo es similar al flujo espuma en vertical ascendente. Ahora los slugs de gas son muy inestables y se confunden con el líquido. La mezcla es tur-

bulenta pero con mucha menor agitación que en el flujo espumoso ascendente.

6. Flujo anular: La descripción de el patrón de flujo anular en una mezcla a dos fases descendente es la misma que para el flujo vertical ascendente. El líquido fluye hacia abajo como una película anular alrededor de un núcleo gaseoso rápido que contiene algunas gotas de líquido.

En su estudio, Oshinowo realizó una observación intrigante consistente en el fenómeno de nucleación en flujo burbuja descendente, el cual fue clasificado como el patrón de burbuja nucleada, en el cual un anulo bien definido de líquido claro rodeaba un núcleo interno de líquido y burbujas de gas. En contraste con este fenómeno, se observó que las burbujas de gas en flujo burbuja ascendente estaban más espaciadas (distribuidas) sobre la sección de la tubería.

Correlación de los regímenes de flujo.

A continuación se describen los pasos llevados a cabo por Oshinowo<sup>34</sup> para crear sus mapas de patrones de flujo.

Durante la búsqueda de una correlación general para patrón de flujo en flujo a dos fases vertical uno de los conjuntos de coordenadas que se investigó fue el de la fracción volumétrica de gas desprendida  $\beta_0$  y el número de Froude superficial de la mezcla<sup>34</sup>. Kozlov fue el primero en sugerir este conjunto de coordenadas y

Griffith y Wallis lo aplicaron en su estudio. Hay una justificación lógica para el uso de estas coordenadas.

En primer lugar, el número de Froude representa la relación de las fuerzas inerciales a las gravitacionales, teniendo la misma importancia las dos en la mayoría de los patrones de flujo encontrados en flujo a dos fases vertical. Segundo, haciendo uso de la expresión general propuesta por Staub y Zuber<sup>88</sup> para holdup promedio del gas, se obtiene la relación de la fracción de volumen de gas desprendido a la fracción de volumen de gas en situ  $\alpha_G$  (la cual se obtiene experimentalmente) por medio de:

$$\frac{e_G}{\alpha_G} = C_0 + \frac{V_{\infty}}{V_{TP}}$$

donde  $C_0$  es el parámetro de distribución y  $V_{\infty}$  es la velocidad del gas con respecto a la mezcla.  $C_0$  y  $V_{\infty}$  son funciones del patrón de flujo. Esta expresión, basada en el modelo del "flux seco", - que hace énfasis en el movimiento relativo de las fases, en vez de hacerlo en el movimiento de las fases individualmente, ha sido usado con éxito por diversos autores para correlacionar el holdup en el régimen de flujo slug ascendente. En este régimen  $V_{\infty} = C (gd_0)^{\frac{1}{2}}$  y es la velocidad de ascenso de un solo slug de gas en líquido estacionario en una tubería de diámetro  $d_0$  y  $C$  es una constante<sup>89</sup>.

Así, la ecuación anterior se puede arreglar: 
$$\frac{e_G}{\alpha_G} = C_0 + \frac{C}{(Fr_{TP})^{\frac{1}{2}}}$$

Como el holdup y el patrón de flujo están fuertemente relacionados, la ecuación se puede expresar como:

$$e_G = e_G \quad (\text{PATRON DE FLUJO, } Fr_{TP})$$

Esta expresión sugiere que una gráfica de  $\beta_G$  contra  $F_{rTP}$ , debe permitir mostrar el patrón de flujo como un parámetro.

Cuando se graficaron todos los datos de patrones de flujo experimentales de esta investigación en base a  $\beta_G$  contra  $F_{rTP}$ , se encontró que tanto para flujo ascendente como descendente:

- a. las zonas slug-espuma-anular no podían definirse bien debido a la falta de sensibilidad de  $\beta_G$  a gastos altos de gas y
- b. la transición entre regímenes de flujo dependía de las propiedades físicas del líquido.

Para incrementar la sensibilidad de el mapa a los gastos altos de gas se reemplazó la ordenada  $\beta_G$  por la relación de volumen de gas desprendido a líquido  $R_V$  donde:

$$R_V = \frac{Q_G}{Q_L} = \frac{\beta_G}{1 - \beta_G}$$

$R_V$  es bastante sensible a la variación en  $\beta_G$  cuando  $\beta_G$  esta muy cercano a la unidad.

En consecuencia, se graficaron todos los datos de patrones de flujo vertical ascendente en base a  $R_V$  vs.  $F_{rTP}$ , empezando con el sistema aire-agua. El mapa resultante fue bastante prometedor. Era simple de interpretar y los datos de flujo slug, espuma y anular ya no estaban comprimidos en un rango angosto. Sin embargo, esta gráfica tenía la desventaja de que se requería papel logarítmico de 6 x 5 ciclos.

En consecuencia, se condensó la escala de las ordenadas sin pérdida de carácter en el mapa, regraficando los datos en base a  $(Rv)^{\frac{1}{2}}$  contra  $Fr_{TP}$ .

Se construyeron gráficas similares con datos para sistemas aire-glicerol. De las cinco gráficas obtenidas para flujo ascendente y descendente fue posible resumir el efecto de cambiar las propiedades físicas del líquido en la transición de un patrón de flujo a otro.

Un incremento en la concentración de la solución de glicerol de 0% (agua) a 60.5% fue equivalente a la siguiente variación de propiedades del líquido a 70°F:

Incremento en viscosidad: 1.15 a 11.4 cp

Disminución en la tensión superficial: 72.7 a 67.6 dinas / cm

Incremento en la densidad relativa: 1.0 a 1.55

Fue muy difícil determinar inmediatamente la magnitud de la contribución de la variación de cada propiedad. Se puede demostrar analíticamente que aumentando el número a dos fases de Weber  $We_{TP}$ , al disminuir la tensión superficial, se acelera la transición de flujo slug a espuma<sup>85</sup>. Los mecanismos que gobiernan las transiciones de patrón de flujo a dos fases están fuertemente relacionadas a la inestabilidad de las estructuras de olas en la interfase gas-líquida. Ostrach y Koestel,<sup>90</sup> con los datos publicados de otros investigadores, han mostrado analíticamente que un incremento en la viscosidad o densidad del líquido tiene un efecto de retraso en la ruptura de la película de líquido mientras que

una disminución en la tensión superficial promueve la formación de dicha película en un sistema a dos fases.

Rosenberg<sup>91</sup> midió formas de burbujas y concluyó que al aumentar el número de Reynolds las formas de las burbujas de gas variaron de esferas, pasando por esferoides oblatos, hasta adquirir forma de hongo con una capa esférica como en las burbujas de Taylor. Esto sostiene el argumento de que un incremento en las fuerzas viscosas retarda la transición de flujo burbuja a flujo slug.

Un estudio de las gráficas de  $(Rv)^{\frac{1}{2}}$  contra  $Fr_{tp}$  reveló que las fronteras entre regímenes de flujo se alejaron del origen en forma paralela a la abscisa al aumentar la concentración del glicerol.

Por lo tanto, era aparente que, para obtener una representación general de regímenes de flujo, se necesitaba un "grupo de propiedades" para modificar el número de Froude. A partir del análisis dimensional, se obtuvo el grupo  $N_L = \mu_L (g/\rho_L g^3 C \nabla^3)^{1/4}$ , el cual contiene las propiedades del líquido. Con esto, se definió un grupo de modificación de propiedades  $\Lambda$  de la siguiente manera:

$$\Lambda = \frac{\mu_s}{(S_L \nabla_s^3)^{1/4}}$$

donde  $\mu_s$ ,  $S_L$  y  $\nabla_s$  son la viscosidad específica, densidad relativa y tensión superficial específica de el líquido respectivamente, con referencia al agua.

Es importante notar que el grupo de propiedades  $N_L$  es realmente una combinación de los grupos de los números de Reynolds, Weber y Froude, o sea:

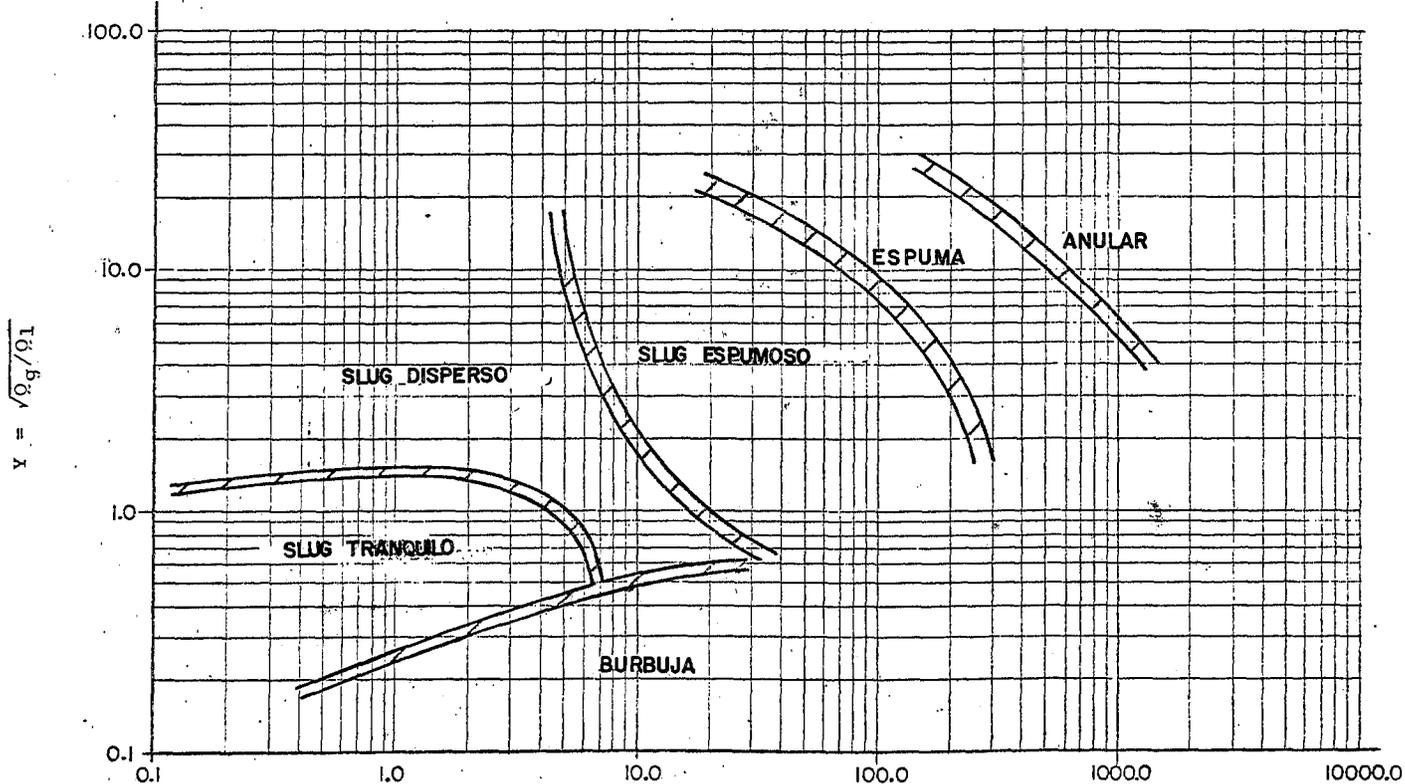
$$N_L^4 = \frac{W_e^3}{R_e^4 Fr}$$

La influencia de las fuerzas viscosas e interfaciales se manifiesta en esta ecuación por medio de los números de Reynolds y Weber.

Los valores de alejamiento de las fronteras mostraron una cercanía notable al valor de  $\sqrt{\Lambda}$ , especialmente aquellos para flujo ascendente. Como resultado de lo anterior, todos los datos de patrón de flujo para flujo ascendente se graficaron en base a  $(Rv)^{\frac{1}{2}}$  vs.  $Frtp / \sqrt{\Lambda}$

El mapa resultante de regímenes de flujo para flujo vertical ascendente, preparado a partir de más de 1000 datos experimentales obtenidos en esta investigación<sup>34</sup>, se presenta en la Fig. 4.13. Debe hacerse notar que las bandas anchas usadas en el mapa de flujos son representaciones aproximadas de las zonas en las cuales ocurren transiciones graduales de un patrón de flujo a otro como la evidencian los datos sobrepuestos.

Para probar la aplicabilidad general de la correlación, se graficaron en el mapa datos publicados por varios investigadores con el fin de probar el efecto de las variaciones en las propiedades del fluido y en el diámetro del conducto. Se observó una superposición a través de la frontera espuma-anular de datos obtenidos con aire-heptano y datos obtenidos con vapor-agua, lo cual podría explicarse con el hecho de que esta transición es muy gradual y su determinación depende en mucho de la opinión subjetiva del experimentador.



$$x = 1452 [(Q_g + Q_l)^2 / D^5] [\rho_1^{0.5} \sigma_1^{1.5} / \mu_1^2]^{0.25}$$

FIGURA 4.13 MAPA DE OSHINOWO - CHARLES PARA FLUJO A DOS FASES VERTICAL ASCENDENTE



De hecho, ha habido algunos investigadores que prefirieron no reconocer al flujo espuma como un patrón de flujo estable. El flujo espuma consiste en una mezcla pseudo-homogenea altamente turbulenta de las dos fases fluidas.

Se observó que el mapa predecía con bastante exactitud los datos de varios experimentadores con distintos sistemas. El éxito obtenido al predecir los patrones de flujo de otros investigadores, y un conjunto amplio de datos experimentales producto de esta investigación utilizados como base para clasificar los regimenes de flujo, justifican la validez del uso de  $(Rv)^{\frac{1}{2}}$  y  $F_{rTp}/\sqrt{\Delta}$  como coordenadas generales de correlación para flujo en dos fases vertical ascendente. La no-inclusión de la viscosidad del gas en la correlación se basó en la premisa de que solo podía influenciar el mecanismo del flujo a dos fases en casos de altos gradientes de velocidad en el gas. Sin embargo, cuando se llegan a tener velocidades altas en el gas, el patrón de flujo probable es el disperso donde la fase gaseosa es extremadamente turbulenta y en consecuencia, la influencia de la viscosidad del gas es muy pequeña.

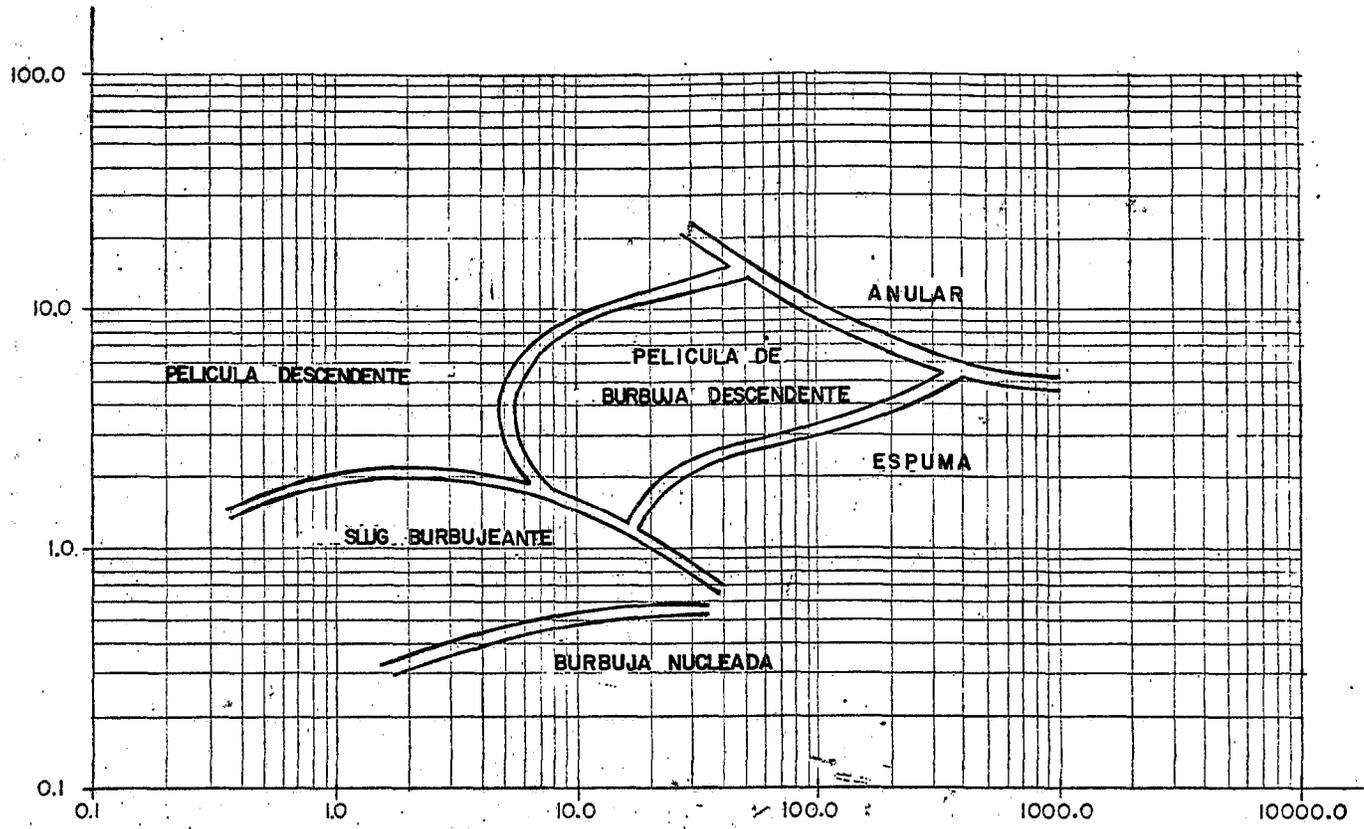
Es difícil determinar el efecto de la rugosidad de la tubería en las fronteras de flujo de la Fig. 4.13. Sin embargo, puesto que la fricción en la pared esta afectada directamente por la rugosidad de la tubería, se puede argüir que la transición estaría afectada directamente por la rugosidad de la tubería. Esto sería especialmente cierto cuando la relación de la rugosidad de la tubería

al diámetro es del mismo orden que la relación de el espesor de la película anular líquida al diámetro de la tubería.

Para el caso de el mapa de flujo descendente, se graficaron todos los datos obtenidos<sup>34</sup> en base a  $(Rv)^{\frac{1}{2}}$  vs.  $Fr_{TP}/\sqrt{K}$ . Hasta ahora (1971), no hay datos publicados contra los cuales se pueda probar la generalidad de este mapa. Sin embargo, se sugiere que debido a que están en juego las mismas fuerzas tanto en flujo ascendente como descendente, el grupo de propiedades debería ser un parámetro válido en los dos casos. En consecuencia, como la correlación ha mostrado ser razonablemente general para flujo ascendente, se sugiere que el mapa de regímenes de flujo de la Fig. 4.14, también pasará la prueba de generalidad para flujo descendente.

Aziz et al<sup>36</sup> presentaron un sistema de cálculo de caída de presión en pozos petroleros en base a una modificación del mapa original de Govier, Radford y Dunn<sup>26</sup> presentado por Govier y Aziz. Según ellos, este mapa es el más apropiado sin compararlo cuantitativamente con el método de predicción de Orkiszewski. En este mapa ya fueron incluidos parámetros que tratan de reflejar el efecto de las propiedades de los fluidos, cuya ausencia era una falla de el mapa inicial de Govier et al. El mapa modificado se presenta en la Fig. 4.15.

En 1974, Gould, et al<sup>37</sup> presentan un mapa desarrollado a partir de los datos de Wallis en flujo slug y burbuja (lo cual discutiremos después) y de el trabajo de Ros en el área del flujo slug y anular disperso. El cuadrante de regímenes de flujo está basado en los



$$x = 1452 \cdot \left[ (\rho_g + \rho_l)^2 / D^5 \right] \cdot \left[ \rho_l^{0.5} \sigma_1^{1.5} / \mu_l^2 \right]^{0.25}$$

FIGURA 4.14 MAPA DE OSHINOWO - CHARLES PARA FLUJO A DOS FASES VERTICAL DESCENDENTE

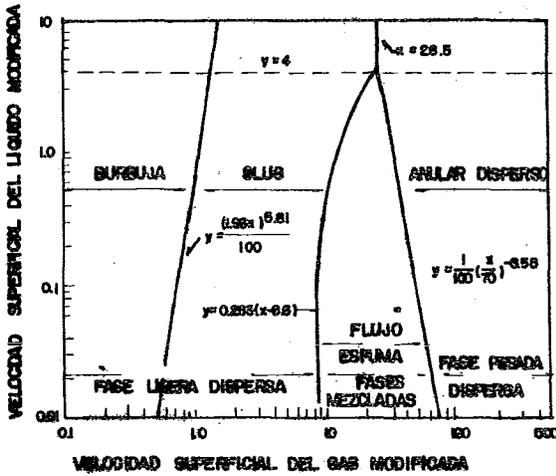


FIGURA 4.15 MAPA DE PATRONES DE FLUJO GENERALIZADO DE AZIZ ET AL PARA FLUJO DE MEZCLAS GAS-LIQUIDO

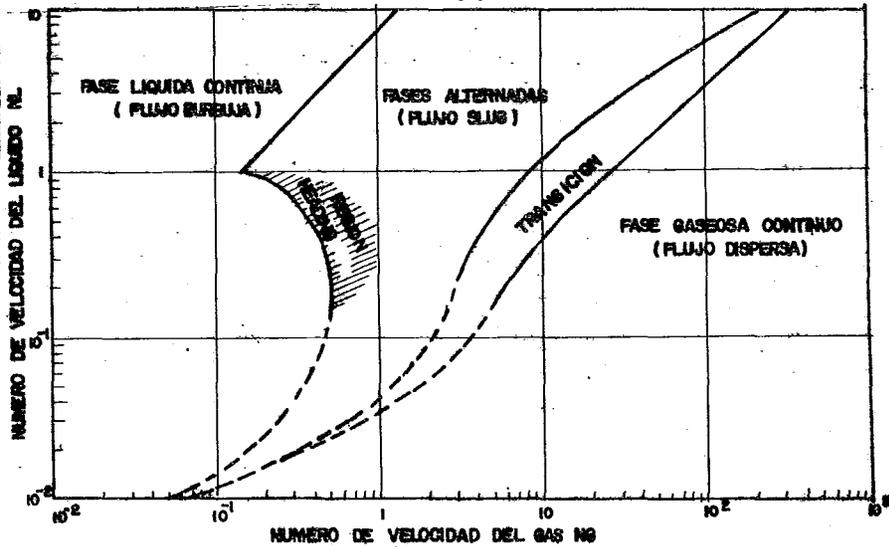


FIGURA 4.16 MAPA DE REGIMENES DE FLUJO DE GOULD ET AL PARA FLUJO A DOS FASES VERTICAL

parámetros adimensionales sugeridos por Ros<sup>70</sup> - números de influencia de la velocidad superficial del gas y de la velocidad superficial del líquido. La frontera entre flujo plug y slug varía con el diámetro cuando se calcula a partir del trabajo original de Wallis.

El problema de si estas fronteras entre regímenes deberían variar con el diámetro no ha sido suficientemente investigada hasta ahora.

Usando algunas de estas ideas y datos cuantitativos para casos en los que se tiene seguridad de que se aplica la condición de flujo disperso, Gould y Tek<sup>93</sup> propusieron una extensión de el mapa de regímenes. Con base en sus resultados recientes, observaciones de datos de la literatura y experimentos directos de laboratorio, Gould et al, desarrollaron un mapa para regímenes en flujo vertical (Fig. 4.16).

Este mapa es muy similar al desarrollado a partir de Griffith y Ros excepto por una nueva región designada "heading". La región también se puede clasificar en base al hecho de que las dos fases son continuas. En esta región, el gas se está separando del líquido permitiéndole retroceder. Aún cuando el flujo neto de la mezcla es ascendente, segmentos individuales de la tubería contienen líquido descendente a contracorrientes por períodos cortos de tiempo. El fenómeno de retroceso del líquido fue llamado "heading" por Ros<sup>70</sup>.

#### d.1) Holdup.

El "holdup de líquido" se define como aquella porción de una unidad

de volumen de tubería que esta ocupada por el líquido fluyendo. En realidad, siempre existe deslizamiento entre las fases, siendo la fase gaseosa la que viaja más rápidamente que el líquido lo que ocasiona un "holdup de líquido" que podría interpretarse como "retención de líquido por el gas" (pero un término más explícito podría ser el de "configuración" ya que el holdup varía con el patrón de flujo existente).

Al complemento del holdup líquido se le conoce a veces como la "fracción de vacíos". Este término es erróneo ya que designa a aquella porción de una unidad de volumen de tubería ocupada por gas fluyendo. Sin embargo, es un término común en la literatura de flujo a dos fases. La fracción de vacíos puede ser llamada más apropiadamente "holdup del gas" y se relaciona con el holdup de líquido por medio de la siguiente ecuación:  $R_g = 1 - R_l$

Uno podría preguntarse porque es importante medir el holdup y a primera vista parece que uno puede calcular esta cantidad cuando se conocen los flujos, presión, temperatura y las propiedades de los fluidos. Esto es posible cuando no se tiene velocidad de deslizamiento entre las dos fases. Esta condición de "no deslizamiento" no existe bajo condiciones reales de flujo, pero se tienen aproximaciones a ella en algunos casos. La evidencia de que existe una velocidad relativa entre las fases gas y líquido se muestra en la Fig. 4.17. Los valores de holdup líquido calculados suponiendo que no existe velocidad de deslizamiento se obtuvieron a partir de esta ecuación:

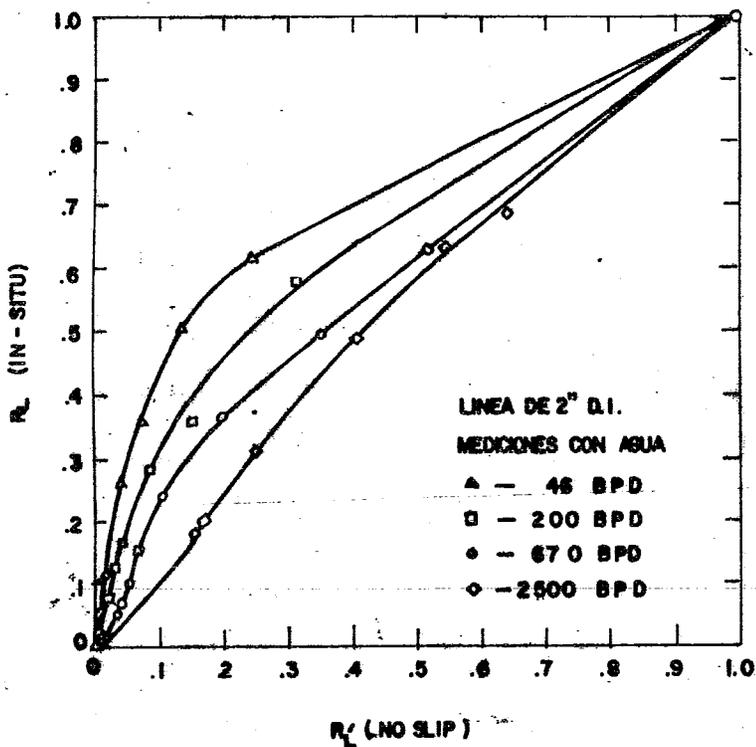


FIGURA 4.17 COMPARACION DEL HOLDUP DEL LIQUIDO MEDIDO EXPERIMENTALMENTE CON EL HOLDUP DEL LIQUIDO CALCULADO "NO SLIP" ( SIN DESLIZAMIENTO )

$$H'_L \text{ (sin deslizamiento)} = \frac{Q_L}{Q_L + Q_G}$$

donde las  $Q$ s son flujos volumétricos considerados a las presiones y temperaturas a las cuales se midieron los valores reales del holdup de líquido.

Los valores "no deslizamiento" y los valores experimentales reales del holdup de líquido se comparan<sup>79</sup> en la Fig. 4.17. Nótese que en cada caso el  $R_L$  es mayor que el  $R_L$  calculado (sin deslizamiento). Los valores reales de  $H_L$  son mayores que los valores "no deslizamiento", debido al hecho de que el gas se desliza a mayor velocidad que el líquido. En realidad este deslizamiento ocasiona que la fase líquida se acelere.

La medición experimental de este parámetro es necesaria debido a que los valores reales de  $H_L$  no se pueden obtener por medio de cálculos directos. Los valores de  $R_L$  se utilizan para calcular las velocidades lineales reales promedio de cada fase. Con velocidades lineales se puede calcular la energía cinética, números de Reynolds y otras cantidades útiles relacionadas con el transporte de masa.

El conocer el holdup del líquido también nos permite predecir la densidad de la mezcla a dos fases cuando esta fluyendo:

$$\rho_M = \rho_L R_L + \rho_G (1 - R_L)$$

De una manera similar, la viscosidad de una mezcla gas-líquido se puede definir por:

$$\mu_M = \mu_L R_L + \mu_G (1 - R_L)$$

Según Eaton<sup>79</sup>, el conocer el holdup del líquido no arroja ninguna luz acerca de la distribución real del fluido en la tubería. Dos regímenes de flujo de geometría muy distinta pueden tener el mismo valor de holdup del líquido. La significación real de un conocimiento del holdup es que nos permite calcular el área a través de la cual cada fase está fluyendo en cualquier punto en una tubería. El holdup del líquido y el área seccionada de cada fase cambian a lo largo de toda la línea para cualquier conjunto de condiciones.

Se han desarrollado varias correlaciones empíricas para el holdup (o las otras cantidades relacionadas directamente con él, por ejemplo, la fracción de volumen in situ de la fase gaseosa o fase ligera y la velocidad de deslizamiento) por un gran número de investigadores. Galegar et al (1954) presentó una de las primeras correlaciones, aunque restringida, ya que cubría únicamente sus datos para aire-kerosén y aire-agua en una tubería de 2 pulgadas. Solo se discutirán las correlaciones más recientes y aquellas propuestas como aplicables sobre el rango completo de patrones de flujo.

Lockhart y Martinelli,<sup>39</sup> utilizando datos de varios investigadores para mezclas de aire y líquido tales como kerosén, agua, benceno y diversos crudos presentaron una correlación que es válida desde un valor del holdup de .05 hasta aproximadamente 0.84. Los diámetros

de tubería tenían un rango de 0.0586 hasta 1.017 pulgs. A pesar de este rango tan pequeño del diámetro, esta correlación se ha usado con gran profusión en la industria para una variedad muy amplia de sistemas.

Hoogendoorn<sup>40</sup> basó su correlación en datos de aire-crudo y aire-agua en tuberías con diámetros entre 0.79 y 4.6 pulgs. Se correlacionaron un total de 444 puntos con una desviación standard de 0.04 (en unidades de RL).

Hoogendoorn no observó efectos significativos de el diámetro de la tubería o de la viscosidad del líquido sobre el rango de velocidades incluido en sus datos. Al igual que en la correlación de Lockhart y Martinelli, no se pudo estimar ningún efecto de las propiedades físicas de la fase gaseosa ya que solo se utilizó aire.

En la correlación de Hoogendoorn la cantidad

$$\frac{1 - RL}{RL} \times \frac{V_{SL}}{V_{SG}}$$

siempre debe ser menor que la unidad. No se incluyeron efectos del diámetro de la tubería o de las propiedades de los fluidos.

Eaton et al<sup>13</sup> obtuvieron datos para mezclas de agua-gas natural, crudo-gas y destilado del crudo-gas en tuberías de 2 y 4 pulgs. de diámetro. La correlación toma en cuenta el efecto de propiedades físicas diversas, flujos, presión del sistema y diámetro de la tubería en la forma de cinco grupos adimensionales. Como solamente se uso gas natural como la fase gaseosa, no se tiene certeza que

tanto se tomó en cuenta el efecto de las propiedades del gas, sin embargo, probablemente la densidad del gas es considerada a través de la dependencia de la presión del sistema, en una forma adecuada.

Hughmark<sup>41</sup> y Pressburg desarrollaron en 1961 la que es probablemente la mejor correlación general de holdup para mezclas gas-líquido cubriendo el rango más amplio de propiedades físicas y diámetros. Su correlación se basó en sus propios datos de flujo vertical (en una tubería de 1") de aire y agua, solución saturada acuosa de carbonato de sodio, kerosén, tricloroetileno y dos crudos de viscosidades 5.8 y 28 centipoises, datos seleccionados cuidadosamente de Govier y Short<sup>27</sup> y Yagi<sup>63</sup>. Los datos fueron obtenidos para diámetros de tubería entre 0.63 y 2.5 pulgs. La forma final de la correlación se comparó con datos de holdup en flujo horizontal para diversos sistemas y diámetros de tubería obteniendo una buena concordancia y con base en ella, Hughmark concluyó que la correlación también era aplicable a flujo horizontal, lo cual ha sido comprobado por Dukler et al<sup>54</sup>. La correlación de Hughmark incluye la mayoría de las propiedades importantes del líquido y gas, flujos y diámetro de tubería.

Mamayev y Odishariya propusieron la forma original de esta correlación, la cual ha sido modificada por Guzhov et al<sup>42</sup>. La correlación se basa aparentemente en datos de flujo aire-agua obtenidos en tuberías de 1 a 2" de diámetro. La mayoría de los puntos son para número de Froude de mezcla mayor que 4.0 y han sido amontonados todos en una sola línea. En esta área puede encontrarse una de las debilidades de la correlación. No se incluye en esta correlación dependencia del holdup en la viscosidad o densidad del fluido.

Chawla<sup>20</sup> usó los datos contenidos en el banco de datos AGA/API - de Dukler et al para diseñar su correlación. Se basa en una gran cantidad de datos e intento tomar en cuenta el efecto de la rugosidad de la tubería. Sin embargo, dos gráficas del artículo original muestran una dependencia aparentemente contradictoria de la rugosidad de la tubería, lo que ocasiona que esta variable sea - despreciada para estudiar la correlación.

La correlación de Beggs y Brill<sup>44</sup> se basa en los datos de Beggs para flujo aire-agua en tuberías de diámetro de 1 y 1½ pulgs. La correlación utiliza como base 58 datos para flujo horizontal, junto con un gran número de puntos para flujo inclinado. Los últimos han sido reducidos a datos de flujo horizontal "efectivos" a través del uso de un factor de corrección para tomar en cuenta el efecto de - la inclinación de la tubería. El efecto de los puntos de flujo inclinado en la estructura de la correlación horizontal no es conocido.

Dukler<sup>45</sup> utilizó el análisis de similaridad y datos seleccionados de holdup contenidos en el banco de datos AGA/API para desarrollar su correlación. Los rangos de propiedades físicas, diámetro y los rangos de flujos se emplean para calcular densidades de mezcla, - pero solo se utiliza la fracción de volumen de líquido inicial para calcular la viscosidad de la mezcla. Para valores muy altos del - número de Reynolds a dos fases de Dukler, el holdup del líquido alcanza como límite el valor de la fracción de volumen del líquido de entrada, lo cual parece razonable.

Scott<sup>46</sup> usó los datos de disperso-bubruja, burbuja alargada y slug de Govier y Omer<sup>12</sup> y Hoogendoorn<sup>11</sup> para producir una correlación -

simple que según el se aplica en los regimenes de flujo mencionados. Se predice un holdup del líquido mínimo de 0.17. Agrawal et al<sup>47</sup> sugirieron un enfoque mecanístico para calcular el holdup y el gradiente de presión para flujo gas-líquido estratificado en tuberías. El holdup del líquido y el gradiente de presión se calculan simultáneamente por un procedimiento iterativo de cálculo. El modelo se comparó con datos para flujo aire-crudo en una tubería de 1 pulg. de diámetro encontrándose una concordancia razonable. Hughmark<sup>48</sup> usó datos de flujo slug de diversas fuentes para producir esta correlación. Se usaron datos de aire-agua, aire-aceite, aire-glicol y gas-crudo con diámetros de tubería de 1.049 a 7.75 pulgadas. En el límite de velocidades altas del gas, la correlación de Hughmark es esencialmente idéntica a la de Scott.

Levy<sup>49</sup> derivó relaciones para flujo anular a dos fases en tuberías usando información tal como perfil de velocidades, espesor de película y otras cantidades relacionadas. El método es aplicable estrictamente a flujo anular y no incluye una previsión del efecto de gotas de líquido arrastradas en el núcleo gaseoso.

Nguyen y Spedding<sup>50</sup> desarrollaron una teoría para la predicción del holdup en flujo a dos fases basada en la aplicación de la conservación de masa a un concepto teórico de campo de flujo heterogéneo, o sea, el concepto de campo de un fluido heterogéneo fluyendo dentro de fronteras restringidas y al cual se le incorpora con la naturaleza fluctuante de el mecanismo de flujo, el cual es aparente en un sistema a dos fases.

Ellos consideraron, después de una revisión de la literatura, que son contados los métodos confiables y teorías convincentes para la predicción del holdup estando además muy limitados a rangos de aplicación relativamente angostos. La expresión resultante del análisis presentado en su estudio, en algunos casos especiales toma una forma similar al trabajo realizado por Zuber y Findlay<sup>95</sup>.

Su interpretación particular<sup>50</sup> del mecanismo del flujo a dos fases es como sigue:

Un punto en un campo de flujo de fluidos a dos fases solamente puede ser ocupado por una fase en un momento. Por lo tanto, por definición "el holdup" de una fase en este punto puede ser solamente uno o cero.

Si la interfase gas-líquido se toma como una superficie sin espesor, la variación de cero a la unidad y viceversa de "los holdups de fase", será instantánea y toma la forma de una onda cuadrada con respecto al tiempo. Estrictamente hablando el uso del término "holdup" en este contexto, no da la descripción física correcta de una cantidad puntual simplemente debido a que el término mismo implica una región de tamaño finito (la región puede ser un volumen de tamaño  $\Delta v$  o una superficie de tamaño  $\Delta A$ ). Además, no describe de una manera significativa la naturaleza física de ese punto en el campo de flujo.

Es más útil introducir una propiedad nueva del campo de flujo llamada el parámetro estructural  $r_k$  que se define formalmente como sigue:

Sea  $\Delta t_{ki}$  el período  $i$ ésimo de tiempo durante el cual el punto  $q$ , digamos, en un campo de flujo de fluidos a dos fases está ocupado por la fase  $k$ .

Ahora, examinemos este punto sobre un período de tiempo estadísticamente largo  $\Delta T$ . El tiempo total en el cual  $q$  está ocupado por la fase  $k$  es  $\Delta T_k = \sum \Delta t_{ki}$ .

El parámetro estructural, que describe el campo de flujo en el punto  $q$  en términos de la fase  $k$ ,  $r_k$  se define por

$$r_k = \frac{\Delta T_k}{\Delta T} = \frac{1}{\Delta T} \sum_{i=1}^n \Delta t_{ki}$$

donde  $i = 1, 2, \dots, n$  y  $n$  es el número de períodos durante el cual está ocupado por  $k$ . Así para un campo de flujo gas-líquido, es obvio que

$$r_G + r_L = 1 \quad \text{y} \quad 0 \leq r_G, r_L \leq 1$$

El parámetro estructural se define por lo tanto como la fracción promedio de tiempo durante la cual una fase se encuentra ocupando un punto en el campo de flujo.

Para mostrar la relación entre el parámetro estructural y el hold-up de fase, considere tres estructuras diferentes de un flujo horizontal gas-líquido como se ve a la izquierda de la Fig. 4.18. Hipotéticamente, hay dos tipos de holdup del líquido que se pueden medir, que son la fracción de área líquida  $R_L$  en la sección 3 y la fracción de volumen de líquido  $\langle R_L \rangle$  entre las secciones 1 y 2 que

están los lados de la sección.3. El valor de  $R_L$  varía con el tiempo como se muestra a la derecha de la Fig. 4.18. Como  $R_L$  es una función continua del tiempo de  $T$  a  $T + \Delta T$ , se puede definir una fracción de área promedio  $\bar{R}_L$ . Si la distancia entre las secciones 1 y 2 es lo suficientemente larga pero no tan larga que se vuelvan significativos los efectos de el cambio en la estructura del flujo entonces se puede mostrar que  $\langle R_L \rangle = \bar{R}_L$ . Esta es la razón por la cual se usa el término holdup para evitar complicaciones que surgen de las diferencias entre la fracción de volumen, fracción de área y fracción de área de tiempo promedio.

Si ahora se determina el valor del parámetro estructural basado en la fase líquida y se integra con respecto a la posición sobre el área de la sección pasando a través del punto  $q$ . El valor resultante debe ser igual a  $\bar{R}_L$ .

De aquí:

$$\bar{R}_L = \int_A \Gamma_L dA; \bar{R}_G = \int_A \Gamma_G dA$$

$$\bar{R}_L + \bar{R}_G = 1$$

Es necesario establecer en este punto que mientras el parámetro estructural es una propiedad del campo de flujo el holdup es una variable dependiente del sistema.

El parámetro estructural también requiere ciertas consideraciones respecto a la densidad. Considere un volumen infinitesimal  $dv$  en  $q$ , este volumen esta lleno ya sea con líquido o gas pero nunca con los dos. Por lo tanto, no existe tal cantidad como la fracción de

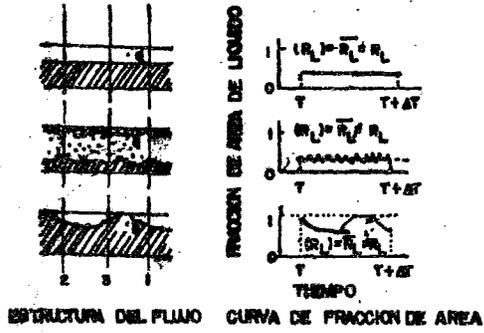


FIGURA 4.18 HOLDUP DEL LIQUIDO VS. ESTRUCTURA DEL FLUJO Y TIEMPO .



FIGURA 4.19 DENSIDAD DEL FLUIDO VS. TIEMPO EN EL PUNTO q

vacíos o fracción de volumen de líquido y gas en  $dv$ . Cuando  $dv$  esta lleno con líquido, la densidad del fluido tiene el valor de la densidad del líquido y cuando  $dv$  esta lleno con gas, tiene el valor de la densidad del gas. La variación de la densidad del fluido con respecto al tiempo se muestra en la Fig. 4.19.

La densidad del fluido en tiempo promedio por definición, no es más que el área bajo la curva entre  $T$ , y  $T + \Delta T$  dividida entre  $\Delta T$ .

Si la variación de la densidad del gas debida a la turbulencia es despreciable, que es generalmente el caso debido a que la densidad del líquido es mucho más alta que la del gas, la variación de la densidad del fluido toma la forma de una onda cuadrada y se puede probar que la densidad del fluido en tiempo promedio es una función del parámetro estructural:

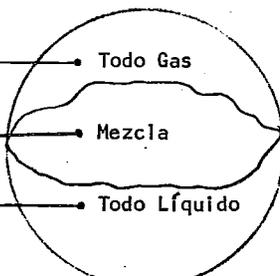
$$\bar{\rho} = \rho_G r_G + \rho_L r_L = \rho_L - \Delta\rho r_G$$

donde  $\Delta\rho = \rho_L - \rho_G$ . El parámetro estructural varía con la posición, de aquí la densidad del fluido en tiempo promedio es una función de la posición, debido a que el fluido es heterogéneo.

Así la definición del parámetro estructural proporciona una descripción más clara de el mecanismo de flujo que el término "fracción de vacíos local", permitiendo además, la formulación de muchas otras cantidades, aparte de la densidad, tales como energía cinética, flux de momentum y flux de entalpia.

A continuación se presenta la descripción general de un campo de flujo gas-líquido a dos fases:

<u>REGION</u>	<u>DENSIDAD</u>	<u>AREA</u>	<u>FLUJO</u>
1	$\rho_G$	$A_1$	$Q_1$ — Todo Gas
2	$\rho_L - \Delta\rho_{rG}$	$A_3$	$Q_3$ — Mezcla
3	$\rho_L$	$A_2$	$Q_2$ — Todo Líquido



Los autores obtienen la siguiente ecuación:

$$\frac{Q_{G3}}{A_3 \bar{R}_{G3}} = C_o \bar{V}_{T3} + B$$

Expresando las cantidades en la región 3 como:

$$Q_{G3} = Q_G - Q_1 = (x_{qG} - x_{q1}) Q_T$$

$$A_3 \bar{R}_{G3} = A_{G3} = \bar{A} R_G - A_1 = (\bar{R}_G - x_{a1}) A$$

$$\bar{V}_{T3} = \frac{Q_3}{A_3} = \frac{x_{q3}}{x_{a3}} \bar{V}_T$$

y substituyendolas en la ecuación propuesta, finalmente se obtiene la siguiente ecuación general de holdup:

$$\frac{x_{qG} - x_{q1}}{\bar{R}_G - x_{a1}} = C^* V_T + B$$

Donde  $C^*$  es el coeficiente de distribución de un campo a dos fases

de las cantidades promediadas en tiempo y la división del campo de flujo y B es la función inicial que caracteriza la naturaleza fluctuante de la región de la mezcla.

$C_0$  = Parámetro de distribución o coeficiente de distribución - de la mezcla.

$\bar{V}_T$  = Velocidad de flujo total promediada en tiempo y área.

$x_{qG}$  = Fracción de gas en el punto bajo estudio.

$x_{q1}$  = Fracción de gas en la región 1.

$x_{a1}$  = Fracción del área 1 (gas)

Esta ecuación final muestra que el holdup de gas  $\bar{R}_G$  solamente se puede calcular conociendo los flujos de las fases si se conoce -  $x_{q1}$ ,  $x_{a1}$ ,  $C^*$  y B. Dicha ecuación es una ecuación general de holdup que es aplicable a todas las condiciones de flujo independientemente de la geometría de la tubería y de la inclinación y se puede probar que esta justificada para todos los casos límite<sup>50</sup>.

Debe notarse que un punto en el campo de flujo solo puede ser ocupado ya sea por líquido o gas en cualquier momento. Si uno especifica un vector de velocidad para cada fase, entonces en cualquier momento los vectores deben ser diferentes (nótese que este problema no está a la escala microscópica de átomos y moléculas - como en el caso de la difusión). Si solo se está tomando en cuenta un punto en el campo, entonces los dos vectores deben aparecer

en tiempos diferentes haciendo así necesario incorporar la naturaleza intermitente con respecto al tiempo en cualquier integración de cantidades locales con respecto a la posición sobre un área.

En la Fig. 4.20, se muestra un esquema de todos los patrones de flujo que se pueden presentar en un flujo gas-líquido co-corriente. Para cada tipo de patrón de flujo, la ecuación general obtenida toma formas distintas que se resumen en la Tabla I.

Cuando la región de mezcla no existe, el flujo no es más que una combinación de dos flujos a una fase, lo cual encaja exactamente con el modelo desarrollado por Lockhart y Martinelli.<sup>39</sup>

Llamemos ahora a las constantes  $C_0$  y  $C^*$  "coeficientes de distribución" y a la constante B "función inicial".

La diferencia entre  $C_0$  y  $C^*$  es que el primero indica la distribución del flujo en la región de mezcla mientras que el último indica la distribución de todo el flujo. A la constante B se le llama función inicial debido a que representa un cambio escalonado (gradual) en el valor de el lado izquierdo de la ecuación general cuando  $\bar{V}_T$  es un poco más alta que cero.

Los autores presentan trabajo experimental<sup>50</sup> consistente en datos de holdup, caída de presión y patrón de flujo para flujo a dos fases aire-agua en una tubería de 4.55 cm. D.I. y 6m de largo de un plástico especial llamado perspex a ángulos que van desde vertical ascendente a vertical descendente.

TABLA I. APLICACION DE LA ECUACION DE HOLDUP.

TIPO DE FLUJO	FORMA DE ECUACION
(a) $X_{q1} = X_{q1} = 0$	$\frac{V_{SL}}{V_{ca}} = C'V_T + B$
(b) $X_{q2} = X_{q3} = 1$	$\frac{V_{SL}}{V_{ca}} = C_0V_T + B$
(c) $X_{q1} = X_{q1} = 0$	SIN CAMBIO
(d)	NO SE APLICA DEBIDO A QUE LA REGION 3 NO EXISTE
(e)	SIN CAMBIO

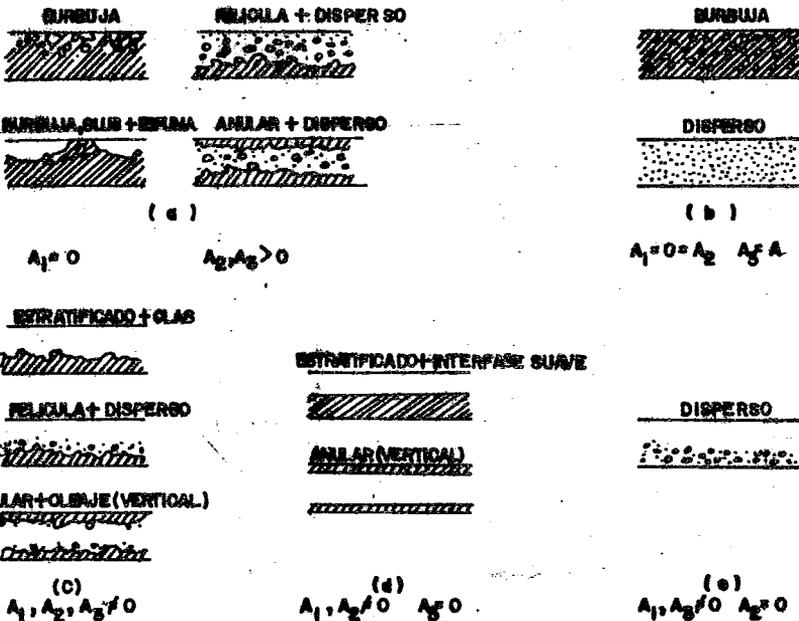


FIGURA 420 ESQUEMA DE TODOS LOS PATRONES DE FLUJO POSIBLES CON SUS ASIGNACIONES RESPECTIVAS DEL AREA DE LAS FASES

En la Fig. 4.20, se ve que en muchas situaciones la región solo gas no existe y que la ecuación de holdup se reduce a la forma simple similar a la sugerida por Zuber y Findlay<sup>95</sup>.

$$\frac{\bar{V}_{SG}}{R_G} = C^* \bar{V}_T + B$$

En la cual todas las variables o son conocidas o se pueden calcular a partir de datos experimentales.

Esto no es la situación en el caso de la ecuación general,

$$\frac{X_{qG} - X_{q1}}{R_G - X_{a1}} \bar{V}_T = C^* \bar{V}_T + B$$

donde  $X_{q1}$  y  $X_{a1}$  permanecen incógnitas. Mientras que la ecuación de Zuber y Findlay se resuelve fácilmente para  $C^*$  y  $B$  si los datos son lo suficientemente numerosos el problema prevalece en como determinar las condiciones solo-gas bajo las cuales se aplica ya que es imposible observar visualmente cuando la región solo-gas  $A_1$  se vuelve cero.

Aparentemente, no hay manera de resolver esta pregunta actualmente por lo que el método usado en este trabajo<sup>50</sup>, es reorganizar la ecuación general así:

$$\frac{X_{qG}}{R_G} \bar{V}_T = \frac{\bar{V}_{SG}}{R_G} = C^+ \bar{V}_T + B^+$$

donde:

$$C^+ = C^* / \left[ \frac{1 - X_{q1} / X_{qG}}{1 - X_{a1} / R_G} \right]$$

$$B^+ = B / \left[ \frac{1 - X_{q1} / X_{qG}}{1 - X_{a1} / \frac{R_G}{R_G}} \right]$$

por lo que las incógnitas  $C^+$  y  $B^+$  se pueden determinar a partir de datos experimentales graficando  $\bar{V}_{SG}/\bar{R}_G$  contra  $\bar{V}_T$

Zuber y Findlay sugirieron después de examinar varias alternativas que el mejor método de presentación de datos era una gráfica entre  $\bar{V}_{SG} / \bar{R}_G$  y  $\bar{V}_T$ . Este no es necesariamente el caso como lo muestra un examen de la exactitud en la predicción del holdup cuando se usa la ecuación de Zuber y Findlay para el cálculo del holdup del gas. El efecto de un error en el valor predicho del gas en el cálculo del holdup del líquido se puede encontrar como sigue:

$$\frac{\Delta \bar{R}_L}{\bar{R}_L} = - \frac{\Delta \bar{R}_G}{\bar{R}_G} \cdot \frac{\bar{R}_G}{1 - \bar{R}_G} = - \frac{\Delta \bar{R}_G}{\bar{R}_G} \cdot \frac{\bar{R}_G}{\bar{R}_L}$$

El error en el valor calculado de  $\bar{R}_L$  siempre tiene el signo opuesto al error en  $\bar{R}_G$  y aumenta al aumentar los valores de  $\bar{R}_G$ . Cuando  $\bar{R}_G < 0.5$  el error en el cálculo de  $\bar{R}_L$  es aceptable pero cuando  $\bar{R}_G > 0.5$  el error en  $\bar{R}_L$  aumenta rápidamente y se aproxima al infinito cuando  $\bar{R}_G$  tiende a la unidad. Cuando  $\bar{R}_L$  se predice primero, el error en  $\bar{R}_G$ , el cual se calcula a partir de  $\bar{R}_L$ , se comporta exactamente de la misma manera. Estas afirmaciones están de acuerdo con los descubrimientos de Dukler et al<sup>56</sup>.

Un método de vencer esta dificultad consiste en predecir la relación de holdups en vez de los valores individuales de holdup de cada fase. Definiendo:

$$R^* = \bar{R}_L / \bar{R}_G = \bar{R}_L / (1 - \bar{R}_L) = (1 - \bar{R}_G) / \bar{R}_G$$

entonces los errores son:

$$\Delta \bar{R}_L / \bar{R}_L = (\Delta R^* / R^*) - [\Delta R^* / (1 + R^*)]$$

$$\Delta \bar{R}_G / \bar{R}_G = - \Delta R^* / (1 + R^*)$$

Es evidente que las fracciones de error de  $\bar{R}_L$  y  $\bar{R}_G$  siempre tienen una magnitud menor que la de  $R^*$ . También el error en  $\bar{R}_L$  tiene el mismo signo que el de  $R^*$  mientras que el error en  $\bar{R}_G$  tiene el signo opuesto.

Por lo tanto, los datos de holdup se presentaron usando la relación de holdup  $R^*$  en vez de el holdup individual de fase con el fin de obtener un grado más alto de exactitud. Para facilitar esto, la ecuación general propuesta se reorganiza a la forma sugerida por Govier et al<sup>26</sup>.

$$R^* = \bar{R}_L / \bar{R}_G = (C^+ + \frac{B^+}{V_{SL}}) \frac{\bar{V}_{SL}}{\bar{V}_{SG}} + (C^+ - 1)$$

y una gráfica de  $R^*$  vs.  $\bar{V}_{SL} / \bar{V}_{SG}$  nos dará una base más exacta para la presentación de los datos experimentales. En realidad un examen detallado de las alternativas de presentación gráfica de datos muestran que el método sugerido por Zuber y Findlay<sup>95</sup> es el mejor medio de graficar datos (una gráfica de  $\bar{V}_{SG} / \bar{R}_G$  vs.  $\bar{V}_T$ , teniendo solamente el defecto consistente en que generalmente confina la sección no-lineal de la curva de holdup - (llamada régimen de holdup III en este estudio), a una región

tan pequeña que es ignorada. Este no es el caso con el método de presentación sugerido por Nguyen y Spedding, o sea una gráfica de  $R^*$  vs  $\bar{V}_{SL} / \bar{V}_{SG}$ , en la cual se presenta adecuadamente la región no lineal.

Esta región de no-linealidad es de importancia particularmente para flujos horizontal y descendente y en consecuencia no puede ser ignorada.

Los resultados experimentales cayeron en tres diferentes regímenes de holdup, designados regímenes I, II y III de acuerdo con el comportamiento de la gráfica  $R^*$  vs.  $\bar{V}_{SL} / \bar{V}_{SG}$ . La porción lineal de la curva a relaciones de holdup altas es llamada régimen de holdup I, mientras que la porción lineal de la curva a relaciones de holdup y flujos bajas es llamada régimen de holdup II y lo que es esencialmente la porción no lineal de la curva se llama régimen de holdup III.

La observación visual permitió hacer varios comentarios generales acerca de los regímenes de holdup en relación a los patrones de flujo que se formaban en la tubería. La región sólo-gas no existe en los regímenes de holdup I y II y algunas ocasiones en el III. Cuando esto sucede se aplica la ecuación simplificada de Zuber y Findlay. Los patrones de flujo en el régimen de holdup I siempre tienen a la fase gaseosa en la forma de burbujas dando lugar a un flujo que puede ser burbuja, plug, slug o espuma. Los patrones de flujo en el régimen de holdup II siempre tienen a la fase líquida en la forma de gotas con o sin película líquida en la pared de la tubería como por ejemplo, disperso, anular o anu-

lar disperso.

Los patrones de flujo en el régimen de holdup III son en su mayoría del tipo de los que tiene estructura separada pero algunas veces incluyen también patrones observados en otros regímenes de holdup.

Se utilizó<sup>50</sup> una técnica de regresión de mínimos cuadrados para calcular valores de  $C^*$  y  $B$  en las regiones donde se aplicaba la ecuación simplificada de Zuber y Findlay, para los regímenes de holdup I y II. Los datos indicaron que  $C^*$  y  $B$  exhibían una correlación con la inclinación de la tubería y el flujo de líquido. Por esta razón los datos fueron corregidos por interdependencia que surge del tipo de técnica de regresión de mínimos cuadrados, que se usará y las curvas de predicción resultantes se presentan en las Figs. 4.21 a 4.24.

A la función inicial y el flujo de líquido usados en dichas figuras se les hizo adimensionales usando los parámetros sugeridos por Dumitrescu<sup>96</sup> y otros.

$$B' = B \sqrt{gD}$$

$$Q'_L = \left( \frac{Q_L}{\pi D} \right) \cdot \frac{\mu_L}{\rho_L \cdot gD^3}$$

A menos que se establezcan los límites de su aplicación, las correlaciones dadas en las Figs. 4.21 a 4.24 no pueden usarse para predecir el holdup.

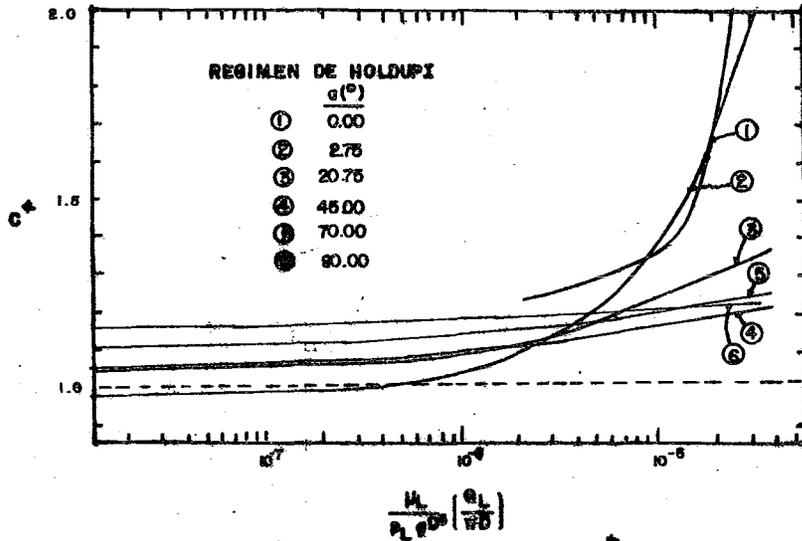


FIGURA 4.21 CORRELACION PARA EL COEFICIENTE DE DISTRIBUCION  $C^*$  PARA EL REGIMEN DE HOLDUP I

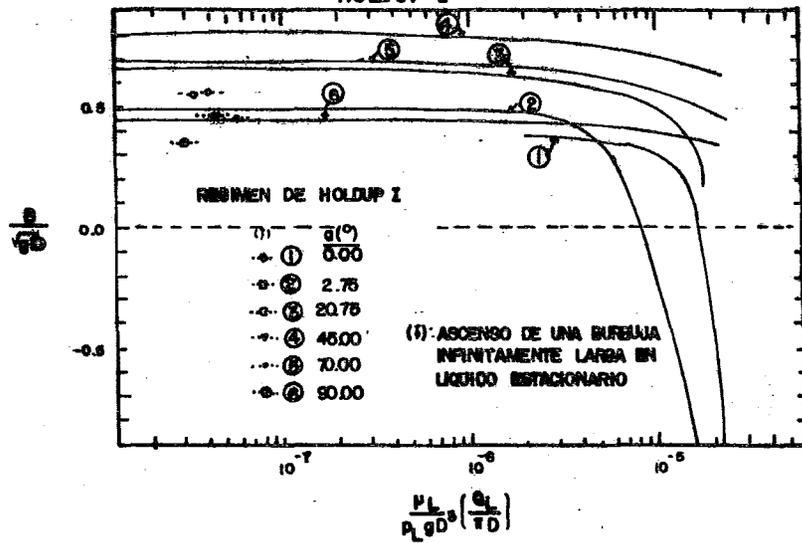
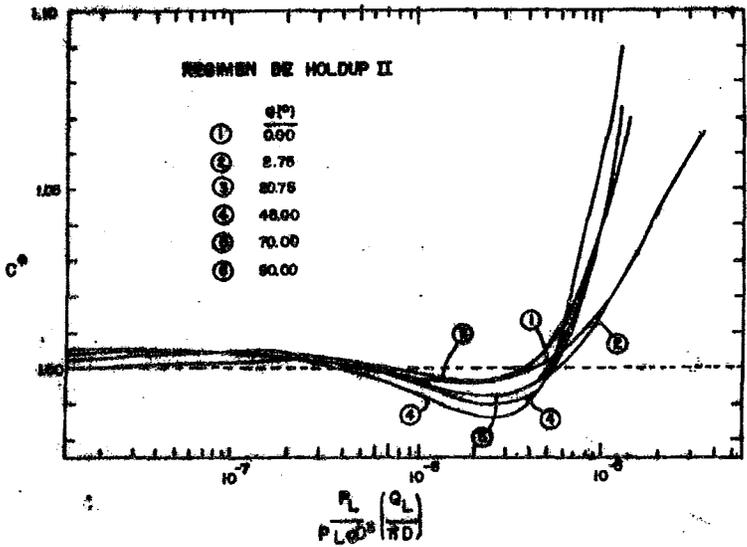
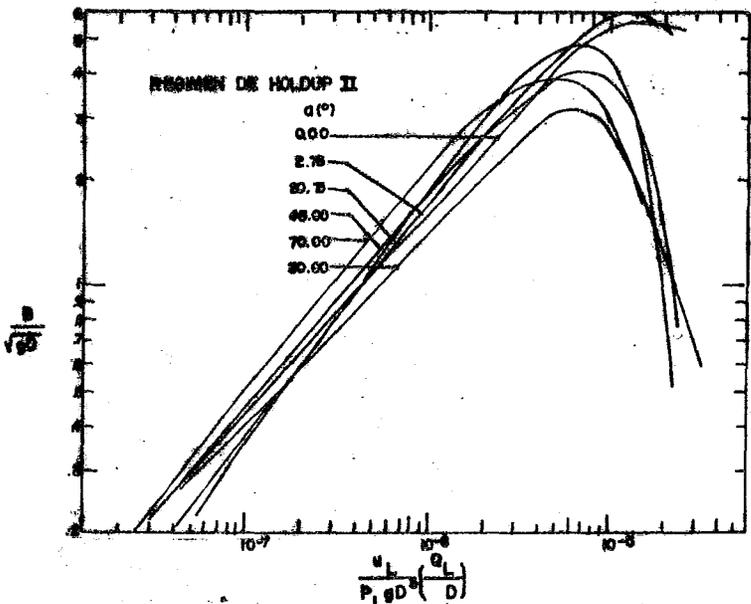


FIGURA 4.22 CORRELACION PARA LA FUNCION INICIAL PARA EL REGIMEN DE HOLDUP I



**FIGURA 4.23 CORRELACION PARA EL COEFICIENTE DE DISTRIBUCION  $C^D$  PARA EL REGIMEN DE HOLDUP II**



**FIGURA 4.24 CORRELACION PARA LA FUNCION INICIAL PARA EL REGIMEN DE HOLDUP II**

Al principio se usaron  $R^*$  y  $\bar{v}_{SL} / \bar{v}_{SG}$  como variables de graficación para mapear los regímenes de holdup pero los resultados no fueron satisfactorios.

La mejor separación de tales regímenes se obtuvo usando una gráfica de  $\bar{v}_T / \sqrt{gd}$  vs.  $Q_L / Q_G$  como se ve en la Fig. 4.25. Usando este mapa es posible establecer el tipo de régimen de holdup - que se encontrará para cualquier conjunto particular de parámetros de flujo bajo las condiciones de operación de este trabajo<sup>50</sup>.

Si el régimen cae en cualquiera de los regímenes I o II, se pueden usar los datos de las Figs. 4.21 a 4.24, para calcular el holdup por medio de la ec. de Zuber y Findlay. Se encontró que la desviación media de cualquier valor calculado era 0.15%. Si el mapa indica que se tiene régimen III se requieren datos más extensos (para otros ángulos de inclinación) para obtener el holdup.

Bonnecaze et al<sup>51</sup> desarrollaron una correlación para flujo inclinado para ángulos de  $-10$  a  $+10^\circ$ .

El desarrollo de estos investigadores está basado en la premisa de que predomina el régimen de flujo slug y sus expresiones para holdup y gradiente de presión toman ventaja de ese hecho. En general, la correlación parece estar razonablemente fundamentada y apropiada para usarla con inclinaciones moderadas.<sup>98</sup>

La correlación de Hagedorn y Brown<sup>52</sup>, que representa una cantidad muy grande de datos colectados para tuberías entre 1 y 2 pulgs. de

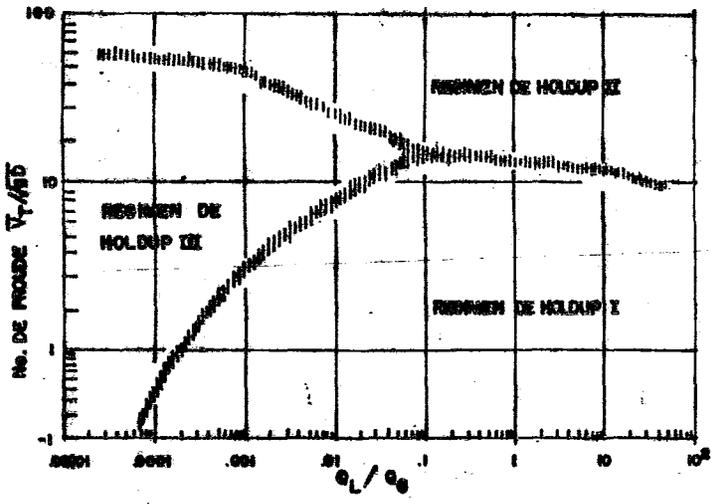


FIGURA 4.25 MAPA DE RESIMENES DE HOLDUP DE NGUYEN Y SPEDDING PARA FLUJO HORIZONTAL Y VERTICAL ASCENDENTE DE AIRE - AGUA

diámetro, no depende del régimen de flujo, pero es exacta sobre el rango de condiciones de los datos. Mientras que el procedimiento de cálculo de Hagedorn y Brown representa años de trabajo, la correlación no refleja un análisis detallado del flujo a dos fases. Básicamente, su procedimiento de cálculo es una extensión del caso homogéneo<sup>98</sup>. La contribución principal de Hagedorn y Brown es su correlación de holdup para flujo vertical.

Ellos no midieron el holdup experimentalmente; en vez de eso, ellos midieron el gradiente de presión y calcularon el holdup necesario para que el gradiente de presión total diera el valor observado. El procedimiento es análogo al siguiente desarrollo. Usando la expresión para el gradiente de presión total:

$$\partial P / \partial Z = [ \alpha_f + (g/g_c) (R_L \rho_L) + (1 - R_L) \rho_G ] / (1 - ACns)$$

sea  $(\partial P / \partial Z)_{obs}$  un valor observado experimentalmente entonces

$$R_L = [ (\Delta P / \Delta Z)_{obs} (1 - ACns) - \alpha_f - \rho_G ] / (\rho_L - \rho_G)$$

Entonces el holdup se calcula a partir de el gradiente de presión observado y el comportamiento supuesto de fricción y aceleración. El holdup calculado no es la fracción de volumen ocupado por el líquido, sino un término empírico que toma en cuenta las pérdidas de energía.

Como frecuentemente ocurre el cálculo del holdup a partir de una correlación empírica es muy laborioso, implicando muchos grupos adimensionales elevados a potencias fraccionarias. La correlación de

Hagedorn y Brown, no es la excepción. Esta correlación generalmente es adecuada para holdups mayores de entre aproximadamente 0.01 a 0.05, pero inválida para rangos menores; por lo tanto, puede no ser adecuada para flujo disperso.

Finalmente, incluiremos un análisis cualitativo del holdup, presentado por Bryant<sup>31</sup> en su tesis doctoral.

En todos los casos por él analizados, el holdup en flujo ascendente es mayor que para flujo descendente.

Esto se explica como sigue: En el régimen de flujo burbuja los efectos boyantes en las burbujas ocasionan que viajen más rápido que el líquido (lo encierran más) en flujo ascendente y más lentas que el líquido en flujo descendente; así el holdup del líquido sería más alto en flujo ascendente.

En el otro extremo, en flujo disperso donde la fase gaseosa es continua, los efectos gravitacionales en las gotas de líquido ayudan a impulsarlas fuera de la sección de prueba en flujo descendente - mientras que en flujo ascendente, la gravedad tiende a retener las gotas en la sección de prueba, aumentando así el holdup. Sin embargo, debe notarse que en regiones donde los efectos gravitacionales son relativamente menores en comparación con otros efectos (como en el caso de flujo burbuja a flujo alto de líquido y en flujo disperso turbulento) el holdup en flujo descendente se aproxima al del flujo ascendente, como era de esperarse.

#### d.2) Factor de Fricción a Dos Fases.

El factor de fricción para el flujo a una fase es un grupo adimen

diámetro, no depende del régimen de flujo, pero es exacta sobre el rango de condiciones de los datos. Mientras que el procedimiento de cálculo de Hagedorn y Brown representa años de trabajo, la correlación no refleja un análisis detallado del flujo a dos fases.

Básicamente, su procedimiento de cálculo es una extensión del caso homogéneo<sup>98</sup>. La contribución principal de Hagedorn y Brown es su correlación de holdup para flujo vertical.

Ellos no midieron el holdup experimentalmente; en vez de eso, ellos midieron el gradiente de presión y calcularon el holdup necesario para que el gradiente de presión total diera el valor observado. - El procedimiento es análogo al siguiente desarrollo. Usando la expresión para el gradiente de presión total:

$$\partial P / \partial Z = [ \alpha_f + (g/g_c) (R_L \rho_L) + (1 - R_L) \rho_G ] / (1 - ACns)$$

sea  $(\partial P / \partial Z)_{obs}$  un valor observado experimentalmente entonces

$$R_L = [ (\Delta P / \Delta Z)_{obs} (1 - ACns) - \alpha_f - \rho_G ] / (\rho_L - \rho_G)$$

Entonces el holdup se calcula a partir de el gradiente de presión observado y el comportamiento supuesto de fricción y aceleración. El holdup calculado no es la fracción de volumen ocupado por el líquido, sino un término empírico que toma en cuenta las pérdidas de energía.

Como frecuentemente ocurre el cálculo del holdup a partir de una correlación empírica es muy laborioso, implicando muchos grupos adimensionales elevados a potencias fraccionarias. La correlación de

Hagedorn y Brown, no es la excepción. Esta correlación generalmente es adecuada para holdups mayores de entre aproximadamente 0.01 a 0.05, pero inválida para rangos menores; por lo tanto, puede no ser adecuada para flujo disperso.

Finalmente, incluiremos un análisis cualitativo del holdup, presentado por Bryant<sup>31</sup> en su tesis doctoral.

En todos los casos por él analizados, el holdup en flujo ascendente es mayor que para flujo descendente.

Esto se explica como sigue: En el régimen de flujo burbuja los efectos boyantes en las burbujas ocasionan que viajen más rápido que el líquido (lo encierran más) en flujo ascendente y más lentas que el líquido en flujo descendente; así el holdup del líquido sería más alto en flujo ascendente.

En el otro extremo, en flujo disperso donde la fase gaseosa es continua, los efectos gravitacionales en las gotas de líquido ayudan a impulsarlas fuera de la sección de prueba en flujo descendente - mientras que en flujo ascendente, la gravedad tiende a retener las gotas en la sección de prueba, aumentando así el holdup. Sin embargo, debe notarse que en regiones donde los efectos gravitacionales son relativamente menores en comparación con otros efectos (como en el caso de flujo burbuja a flujo alto de líquido y en flujo disperso turbulento) el holdup en flujo descendente se aproxima al del flujo ascendente, como era de esperarse.

#### d.2) Factor de Fricción a Dos Fases.

El factor de fricción para el flujo a una fase es un grupo adimen

sional definido como  $(1/2) E_u$ , el número de Euler a una fase, desarrollado a partir del análisis dimensional de las ecuaciones de movimiento. El valor de este parámetro no puede ser predicho directamente de la teoría por lo que existen correlaciones empíricas para calcularlo y consecuentemente obtener la caída de presión. La razón de este hecho se explica en seguida.

Todas las correlaciones de caída de presión de una manera u otra, hacen uso de la ecuación de factor de fricción de Fanning, la que para flujo normal a una fase se desarrolla como sigue:

Vamos a considerar el flujo a régimen permanente de un fluido de  $\rho$  constante en un conducto recto de sección uniforme. El fluido ejercerá una fuerza  $\bar{F}$  en las superficies sólidas.

Esta fuerza se puede dividir por conveniencia en dos partes:

$\bar{F}_s$ , la fuerza que ejercería el fluido aún si estuviera estacionario y  $\bar{F}_k$  la fuerza adicional asociada con el comportamiento cinético del fluido.

En este tipo de sistema  $\bar{F}_k$  apunta en la misma dirección que la velocidad promedio  $\langle \bar{v} \rangle$  en el conducto. Para el sistema la magnitud de la fuerza  $\bar{F}_k$  se puede expresar arbitrariamente como el producto de un área característica  $A$ , una energía cinética característica por unidad de volumen  $K$  y una cantidad adimensional  $f$ , conocida como el factor de fricción:

$$F_k = AKf$$

Nótase que esta ecuación no es una ley de la mecánica de los fluidos sino solamente una definición para  $f$ ; obviamente, para cualquier sistema de flujo  $f$  no está definido hasta que  $A$  y  $K$  se especifican. Esta es una definición útil ya que la cantidad adimensional  $f$  puede ser dada como una función relativamente simple de el número de Reynolds y la forma del sistema.

Generalmente, para el flujo en conductos,  $A$  se toma como el área mojada y  $K$  se toma como  $1/2 \rho \langle v \rangle^2$ . Específicamente, para tubos circulares de radio  $R$  y longitud  $L$ , definimos  $f$  por

$$F_k = (2\pi RL) (1/2 \rho \langle v \rangle^2) f \quad (D,1)$$

Generalmente, la cantidad medida no es  $F_k$  sino más bien la caída de presión  $p_o - p_L$  y la diferencia de elevación  $h_o - h_L$ . Un balance de fuerza en el fluido entre 0 y  $L$  en la dirección del flujo - da para flujo completamente desarrollado.

$$\begin{aligned} F_k &= [(p_o - p_L) + \rho g (h_o - h_L)] \pi R^2 \\ &= (p_o - p_L) \pi R^2 \end{aligned} \quad (D,2)$$

La eliminación de  $F_k$  entre las ecs. D.1 y D.2 da con  $D = 2R$ :

$$f = \frac{1}{4} \left( \frac{D}{L} \right) \left( \frac{p_o^* - p_L^*}{\frac{1}{2} \rho \langle v \rangle^2} \right)$$

Esta ecuación muestra explícitamente como se calcula  $f$  a partir de datos experimentales. La cantidad  $f$  algunas veces es llamada factor de fricción de Fanning (El factor de fricción es en realidad la re-

lación de el esfuerzo cortante unitario en la pared de la tubería a la energía cinética por unidad de volumen del fluido).

La ecuación no representa una correlación, solamente define un factor de fricción adimensional. El factor de fricción a dos fases  $f_{TP}$  es  $(1/2) E_{u_{TP}}$ , el cual se deriva de las ecuaciones de movimiento - para flujo a dos fases. En  $E_{u_{TP}}$  se encuentra como variable  $\partial P_{TP} / \partial z$  por lo que, al igual que para flujo a una fase, tampoco se puede predecir a partir de la teoría haciendo necesaria la experimentación.

Isbin et al.<sup>94</sup> revisaron las diversas ecuaciones propuestas para factor de fricción y número de Reynolds que incluyen la fracción de líquido y el holdup del vapor. Su estudio, demuestra la naturaleza totalmente empírica de las ecuaciones analizadas.

Dukler et al.<sup>56</sup> definieron a través del análisis de similitud la forma que debían tener el número de Reynolds y el factor de fricción para poder obtener la caída de presión en dos fases. Las ecuaciones de estos parámetros son como sigue:

$$Re_{tp} = \frac{D \bar{v}_M \rho_{TP}}{\mu_{TP}}$$

donde:

$$\bar{v}_M = Q_T/A = v_{SL} + v_{SG}$$

$$2f_{TP} = \frac{(dP/dz)_{fricción}}{\frac{v_M^2 \rho_{TP}}{g_c D}}$$

$v_M$  = Velocidad media en flujo homogéneo

$$\rho_{TP} = \rho_L \frac{\lambda^2}{R_L} + \rho_G \frac{(1-\lambda)^2}{R_G} \quad \rho_{TP} = \text{Densidad a dos fases}$$

$\mu_{TP}$  = Viscosidad a dos fases

$$\mu_{TP} = \mu_L \lambda + \mu_G (1-\lambda) \quad \lambda = \text{Fracción de volumen de líquido}$$

El desarrollo teórico para llegar a estas ecuaciones es parte de un enfoque más amplio para predecir la caída de presión a dos fases, - por lo que se presentará en el inciso dedicado a métodos generales de estimación de  $\Delta P$ .

Una vez obtenidas las expresiones el siguiente paso es desarrollar una correlación, para lo cual es necesario enfatizar el papel que - juega la similaridad<sup>45</sup>.

El principio de similaridad nos dice como deben ser los agrupamientos de variables, las cuales deben ser las mismas en un modelo y en un prototipo si la similaridad existe.

Así, con estas bases la similaridad dice que si el número de Reynolds, el factor de fricción y las propiedades físicas están definidas como en las ecuaciones presentadas, entonces:

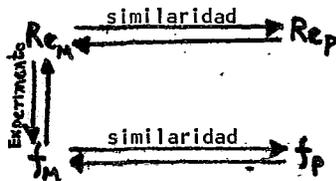
$$(Re) \text{ Modelo} = (Re) \text{ Prototipo}$$

$$(f) \text{ Modelo} = (f) \text{ Prototipo}$$

Los principios de similaridad no pueden suministrar la relación que existe entre el factor de fricción y el número de Reynolds.

Sin embargo, si hay la posibilidad de establecer la relación entre  $f$  y  $Re$  en un modelo (en el laboratorio), entonces los principios de similaridad dictan que para un sistema prototipo (comercial) con el mismo número de Reynolds (cuando está definido por medio de la similaridad) el factor de fricción también debe ser el mismo<sup>45</sup>. El papel de la teoría de la similaridad y del experimento se pueden ex-

presar esquemáticamente de esta manera:



De esta manera, se hace necesario determinar la relación entre  $f$  y  $Re$  a partir del experimento para poder calcular la  $\Delta P$ . Para este propósito, fue necesario<sup>45</sup> tener datos que incluyeran no solo la caída de presión friccional medida y las variables de operación, sino también valores de holdup determinados experimentalmente. De un total de aproximadamente 2400 datos se reportó holdup solo en 800 datos.

Los datos tomados en líneas de diámetro pequeño no eran utilizables debido a que las caídas de presión obtenidas incluían considerables efectos de aceleración. Los datos que reportaron valores de holdup menores a una fracción volumétrica del tubo de 0.1 fueron eliminados por ser de dudosa exactitud. Para construir la correlación, se utilizaron aproximadamente 400 puntos.

Para cada uno de estos 400 puntos experimentales, se calcularon el  $f_{ac}$  factor de fricción y el número de Reynolds a partir de las ecuaciones mencionadas.

Los resultados, cuando se graficaron, revelaron una tendencia distinta cuando se graficaron contra la fracción de volumen del líquido.

Algunos resultados típicos se muestran en la Fig. 4.26. Los 400 puntos se graficaron como se muestra en esta figura y los datos se agruparon en base a rangos cercanos de número de Reynolds.

En cada caso, los datos para un rango particular de un número de Reynolds, cayeron en una sola curva aún cuando los datos cubrieran un rango de 20 veces la viscosidad del líquido, un rango de 6 veces el diámetro y rangos de relaciones líquido a gas de 0.001 a 1.0. Solo se seleccionaron tres rangos de números de Reynolds muy diferentes entre sí para graficarse en la Fig. 4.26. Como se esperaba, los rangos de números de Reynolds muy cercanos entre sí mostraron un traslapamiento considerable por dispersión de los datos.

Sin embargo, las tendencias son bastante claras.

Cada una de estas curvas se dividió por el valor (uno solo) de el factor de fricción a  $\lambda = 1.0$ , o sea, el valor de  $f$  para flujo a una fase con un número de Reynolds igual a  $Re_{TP}$ . Este procedimiento normalizó todas las curvas de una manera muy satisfactoria y todas las curvas convergieron a una sola curva esencialmente y se sobrepusieron muy bien dentro del error experimental. La curva de mejor ajuste se muestra en la Fig. 4.27. La ecuación de esta curva normalizada es:

$$\alpha = \frac{f_{TP}}{f_0} = 1 + \frac{-(\ln \lambda)}{S}$$

$$S = 1.281 - 0.478 (-\ln \lambda) + 0.444 (-\ln \lambda)^2 - 0.094 (-\ln \lambda)^3 + 0.00843 (-\ln \lambda)^4$$

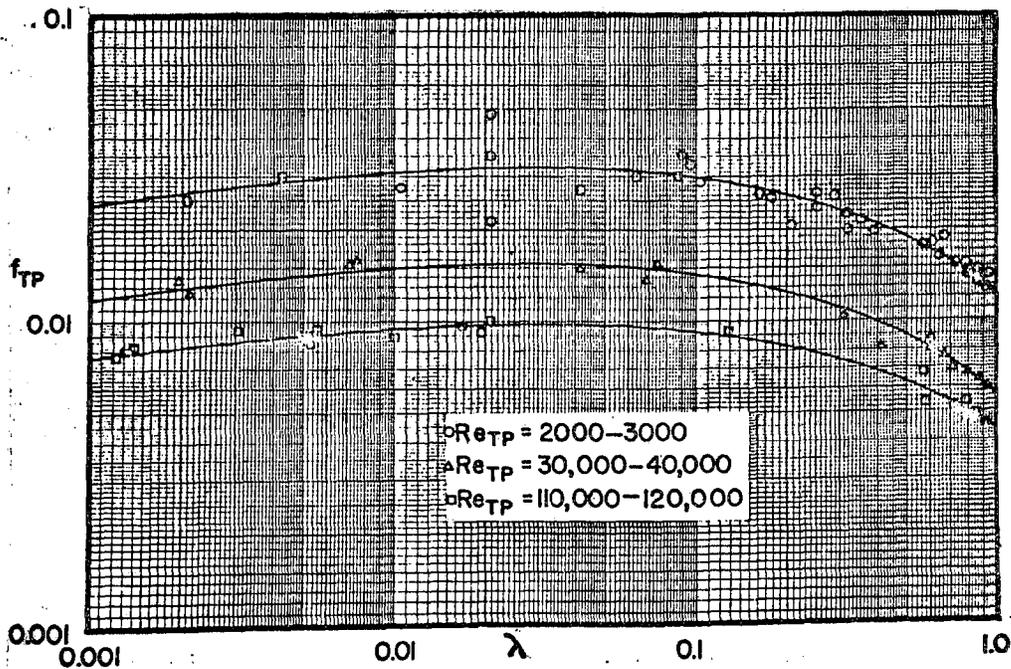


FIGURA 4.26 RESULTADOS TÍPICOS DE LA CORRELACION DE DATOS DE FRICCION POR EL METODO DE SIMILARIDAD DE DUKLER ET AL.

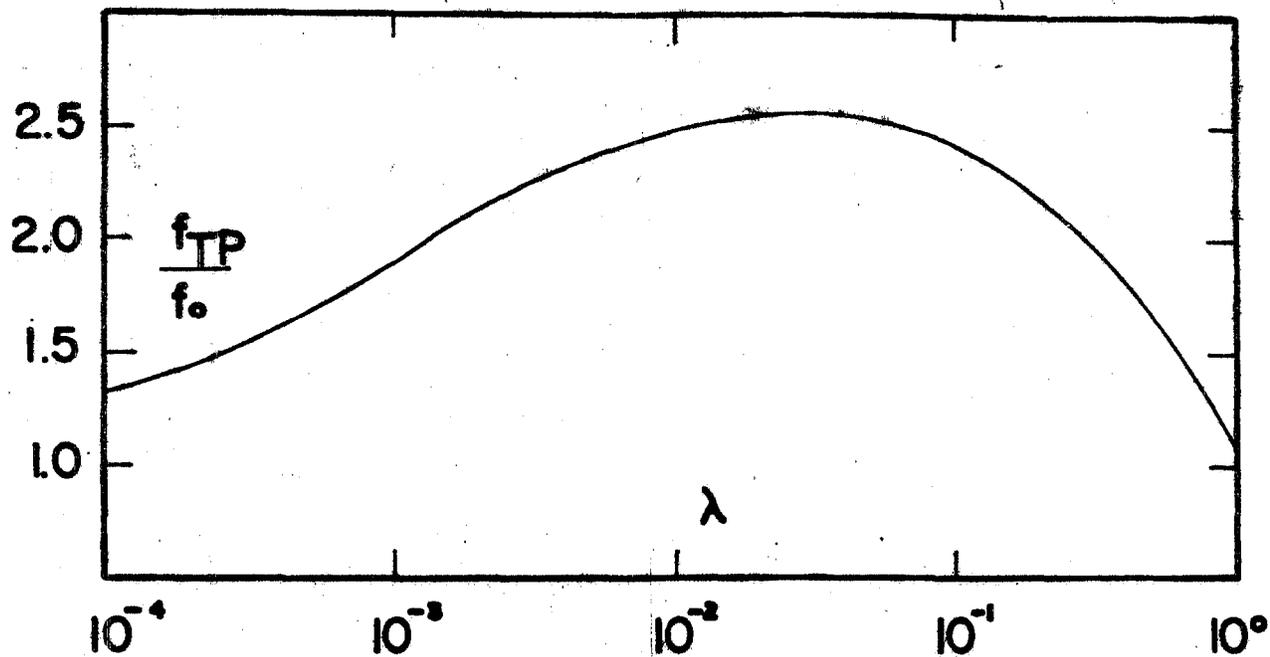


FIG. 4.27 CURVA DE FACTOR DE FRICCION NORMALIZADA

Determinando  $f_o$  por medio de una ecuación para factor de fricción a una fase (utilizando el  $Re_{TP}$ ) se calcula  $f_{TP}$  con:  $f_{TP} = f_o \alpha(\lambda)$

Un comentario de Dukler<sup>56</sup> respecto a las demás correlaciones existentes es que ninguno de los métodos parece reconocer que las modificaciones a las definiciones de el factor de fricción deben ser acompañadas por modificaciones a la definición de el número de Reynolds para cumplir los requerimientos de similitud.

Huey y Bryant<sup>55</sup> desarrollaron un modelo matemático simple describiendo mezclas homogéneas isotérmicas a dos fases con flujo burbuja y espuma. Para su aplicación este modelo depende de la disponibilidad de coeficientes de fricción promedio determinados experimentalmente. Huey y Bryant concluyeron en base a datos experimentales restringidos para mezclas aire-agua en tubería de 1 pulg. - que se podía correlacionar satisfactoriamente a los coeficientes de fricción usando únicamente un número de Reynolds definido apropiadamente. Ellos sugirieron (imagino que en base a Dukler) que - como una primera aproximación se podían adoptar coeficientes de fricción para flujo a una fase con el mismo número de Reynolds - equivalente).

Kopalinsky y Bryant<sup>58</sup> presentaron un análisis de datos de caída de presión de mezclas a dos fases en flujo burbuja determinando coeficientes de fricción con el fin de establecer un método para predecir la caída de presión estática en esta clase de flujos. Los datos fueron analizados en el esquema de un modelo homogéneo en el cual el componente de aceleración calculado, que en algunos casos

resultó significativo cerca de la salida de la sección de prueba, - se restó a la  $\Delta P$  total para aislar el componente friccional. A los datos para este componente se les ajustaron curvas, estableciendo una dependencia del factor de fricción en el número de Reynolds, calidad ( $x$ ) del vapor; posición axial y diámetro del tubo. Las expresiones para el factor de fricción en conjunción con el componente de aceleración calculado representaron bien los datos y se sugirió que dichas expresiones se podían aplicar en general para esta clase de flujo.

Beattie<sup>57</sup> calculó las diferencias axiales en presión estática para flujo a dos fases a lo largo de una tubería en relación a la evaluación de la fricción a dos fases. Adaptó la ecuación de Colebrook - para factor de fricción (a una fase) para un sistema a dos fases definiendo apropiadamente  $f$  y  $Re$  para el tipo particular de régimen de flujo. El análisis se inició como un resultado de un estudio bastante extenso de varios datos de caída de presión en dos fases<sup>100</sup>. En este trabajo, Beattie por medio de un método particular de graficación de datos de fricción a dos fases distribuyó estos datos precisamente en grupos con características similares, sugiriendo efectos de regímenes de flujo bastante distintos entre sí. Como un primer paso hacia la explicación de esto, adaptó la teoría de longitud de mezcla de Prandtl al núcleo turbulento del flujo a dos fases, obteniendo expresiones separadas de distribución de fases y velocidades para flujo burbuja y espuma. La comparación con datos de estructura de flujo mostró que eran razonablemente correctas. Desde este

punto extendió la teoría de longitud de mezcla de dos fases aplicando condiciones de frontera en base al flujo en la vecindad de la pared del ducto. Según el autor, las características diferentes encontradas en la ref. (100) no se debían a diferencias en la estructura de flujo de el núcleo turbulento, sino más bien a aquellas características del flujo cercano a la pared. En este trabajo, Beattie presenta algunos resultados de esta investigación. Se consideran cinco modelos separados describiendo el flujo cerca de la pared:

1) flujo burbuja; 2) interfase gas-líquido ondulante; 3) flujo con burbujas muy pequeñas; 4) burbujas adheridas a la pared y 5) pared seca. Para estos modelos, se relacionan el factor de fricción  $f$ , la relación de rugosidad  $\frac{\epsilon}{D}$  y un grupo adimensional  $R$  (Reynolds modificado) por medio de la ecuación de Colebrook, utilizando fórmulas distintas de  $f$  y  $R$  en cada caso. Las ecuaciones coincidieron favorablemente con los datos; sin embargo, se debe considerar la posibilidad de que errores diversos se compensen unos a otros, aunque, independientemente de este hecho, hay ciertas evidencias de que las diversas técnicas usadas son razonables por ejemplo: Se valora correctamente al componente gravitacional debido a que la orientación del flujo no afecta a la gráfica final del factor de fricción.

En 1975, Beattie presentó<sup>59</sup> una extensión de este trabajo, con más alcances. En este estudio utilizó las características friccionales para definir regímenes de flujo, discutiendo una clasificación de regímenes múltiples, basada principalmente en efectos friccionales.

Determina los tipos de régimen y sus fronteras para flujo adiabático

y diabático típico en tubos redondeados, anulos y bancos de tubos, con y sin influencias perturbadoras del flujo, ajustando datos con expresiones de factor de fricción seleccionadas basadas en la teoría de longitud de mezcla. Las ecuaciones resultantes y sus rangos de aplicabilidad son recomendadas tentativamente para propósitos de diseño. Todas las fronteras entre regímenes son consistentes cualitativamente con el concepto de continuidad de la velocidad de producción de la entropía a través de una frontera entre regímenes. - Además, indica que la subjetividad asociada con las clasificaciones visuales se puede remover mejor asociando las fronteras con cambios en aquellas características cuantitativas de mecánica de fluidos de interés para el diseñador, por ejemplo: Beattie especifica los regímenes de flujo en parte por la naturaleza de las características friccionales de cada régimen.

De acuerdo con la teoría de longitud de mezcla a dos fases desarrollada por el autor en 1971, el comportamiento friccional se puede clasificar por medio de un sistema que incluya la definición de varios parámetros:

- i) La naturaleza de la subcapa. Este parámetro determina la forma de el grupo adimensional que es relevante para los cálculos de fricción. Los tipos importantes de subcapa son:
  - a) Subcapa de pared seca.
  - b) Subcapa conteniendo burbujas rígidas en la superficie.
  - c) Subcapa conteniendo burbujas con una superficie no-rígida.
  - d) Una interfase ondulante gas-líquido se extiende dentro de la subcapa laminar.
  - e) Subcapa conteniendo vacíos adheridos a la pared.

A cada subcapa le corresponde un número adimensional particular y el factor de fricción para este tipo de grupos es:

$$f = \frac{D(dP/dZ)}{2\rho_{ns} \langle j \rangle^2} ; \quad \langle j \rangle = v_{SL} + v_{SG}$$

$$\rho_{ns} = \rho_L \lambda + \rho_G (1-\lambda)$$

excepto para el caso e), donde:

$$= \frac{D(dP/dZ)}{2\rho_G \langle j \rangle^2}$$

ii) La naturaleza del perfil de velocidad adimensional. Este parámetro determina la relación entre el factor de fricción y los grupos adimensionales relevantes. Algunas de las relaciones de factor de fricción relevantes para este estudio son:

$$1/\sqrt{f} = 3.48 - 4 \log (2 \epsilon/D + 9.35 / \text{Re} \sqrt{f}) \quad (1.B)$$

$$1/\sqrt{f} = 16 \log \text{Re} \sqrt{f} - 56.7 \quad (2.B)$$

$$1/\sqrt{f} = 16 \log \text{Re} \sqrt{f} - 72.4 \quad (3.B)$$

Beattie presenta varias expresiones empíricas similares además de éstas, siendo la diferencia entre los coeficientes una consecuencia del hecho de que, empíricamente los coeficientes que aparecen en el perfil de velocidad adimensional a dos fases no tienen valores únicos. El conjunto de ecuaciones no es exhaustivo. La aplicabilidad de las ecuaciones 1.B y 2.B a algunos flujos a dos fases ya se ha demostrado en (57).

En base a diversos análisis de datos de otros autores Beattie observó que aunque los datos fueran de flujos teniendo una apariencia

anular, los flujos, contrariamente a la intuición de uno se pueden asociar con el mismo régimen friccional que algunos flujos burbuja ya que el comportamiento de sus datos de caída de presión -

es descrito por la misma ecuación combinada (subcapa-factor - de fricción), por otra parte, el comportamiento de los datos de vacíos asociados del flujo anular para los mismos tipos de flujos se parados difiere marcadamente de el comportamiento de los vacíos en flujo distribuido. De esta manera, la información friccional es - insuficiente para especificar todas las características del flujo, lo cual me parece una conclusión razonable.

Para flujo adiabático en tubos de diámetro grande (3 pulgs) Beattie propone en base a sus observaciones y gráficas las siguientes ecuaciones:

Ecuación 1.B con  $Re_b = D \rho_{ns} \langle J \rangle / \{ \mu_L [1 + 2.5 (1-\lambda)] \}$

para flujo burbuja y estratificado.

Ecuación 3.B con  $Re_d = D \rho_{ns} \langle J \rangle / \{ \mu_L (\lambda) + \mu_g (1-\lambda) \}$

para flujo burbuja y estratificado si  $\lambda > 0.1$  (si  $\lambda < 0.1$  usar 2.B)

Ecuación 1.B con  $Re_d$

para flujo plug, slug, anular con slugs, anular y espuma; ya que según el autor la consistencia de los datos con una ecuación dada no implica necesariamente que la estructura de flujo es la que se visualizó originalmente en la ecuación desarrollada y los regimenes anteriores resultaron consistentes con la combinación mencionada,

que fue desarrollada para flujos tipo "anular" solamente.

Ecuación 1.B con  $Re_a = D \rho_g \langle j \rangle / \mu_g$

Según Beattie, las fronteras entre regimenes se pueden estimar a partir de la intersección entre las diferentes expresiones de factor de fricción.

Velocidad de Producción de Entropía y Regimenes de Flujo.<sup>1</sup>

Una hipótesis que puede ser útil al estimar fronteras entre regimenes, es que la velocidad de producción de entropía promediada sobre la sección de la tubería es contínua en la frontera del régimen. - Cuando no hay cambios químicos, la velocidad de producción de entropía por unidad de volumen está dada por:

$$g = A + B + C$$

donde:

$$A = (\tau : \nabla j) / T$$

= contribución de la disipación viscosa

$$B = (q \cdot \nabla \ln T) / T$$

= contribución de la transferencia de calor

$$C = (\rho_e \underline{j}_e \cdot \underline{\Delta}_e + \rho_g \underline{j}_g \cdot \underline{\Delta}_g) / T$$

= contribución de la redistribución del flujo

y

- $\tau$  = Tensor de esfuerzo
- $j$  = Flux volumétrico
- $q$  = Flux de calor
- $\underline{\Delta}$  = Fuerza impulsora (gradiente) de redistribución del flujo

Con la teoría desarrollada hasta ahora, no se pueden promediar estas cantidades sobre una sección de flujo. Sin embargo, para obtener una estimación de los parámetros implicados, es razonable suponer que:

$$\langle A \rangle \sim \tau_w \langle j \rangle / T_w D$$

y

$$\langle B \rangle \sim q \ln T / T_w D$$

Así la continuidad de  $\langle g \rangle$  para flujos adiabáticos ( $\langle \beta \rangle = 0$ ) sin obstrucción o efectos de entrada ( $\langle C \rangle = 0$ ) implica continuidad de el esfuerzo cortante en la pared y por lo tanto, de el factor de fricción en una frontera de régimen.

La introducción de la contribución de la redistribución del flujo a la velocidad de producción de entropía,  $\langle C \rangle$ , explica cualitativamente los efectos observados en influencias perturbadoras del flujo en fronteras de regimenes (por ejemplo: accesorios) tanto en flujos adiabáticos como diabáticos.

Beattie concluye que la asociación de regimenes de flujo con efectos físicos más que con la apariencia permite determinar los tipos de regimenes y fronteras cuantitativamente más que cualitativamente.

El análisis empírico de los tipos de regimenes y fronteras de regimenes definidas por características friccionales y de los efectos de diversas influencias en estos tipos de regimenes y fronteras, parece ser consistente con la hipótesis de que los cambios de régimen ocurren de tal modo que no hay un cambio brusco en la velocidad de producción de entropía. Esta hipótesis puede ser de utili-

dad para predecir las transiciones entre regímenes (incluyendo aquellas asociadas con la crisis de transferencia de calor) para cualquier condición de flujo.

E) Caída de Presión Horizontal.

En general, la caída de presión recibe contribuciones de tres efectos: fricción, aceleración y elevación.

$$dP = \left(\frac{\partial P}{\partial Z}\right) dz + \left(\frac{\partial P}{\partial H}\right) dh + \left(\frac{\partial P}{\partial V}\right) dV$$

$$= \left(\begin{array}{c} \text{Contribución} \\ \text{por} \\ \text{Fricción} \end{array}\right) dz + \left(\begin{array}{c} \text{Contribución} \\ \text{por} \\ \text{Elevación} \end{array}\right) dh + \begin{array}{c} \text{Caída} \\ \text{por} \\ \text{Aceleración} \end{array}$$

Donde Z es la longitud a lo largo del conducto, h es la elevación y V es la velocidad del fluido. Si uno define una densidad de flujo a dos fases como  $\rho_{tp}$  y  $\alpha$  como la relación entre dh y dz (inclinación de la línea):

$$dP = \underbrace{\left(\frac{\partial P}{\partial Z}\right)}_{\alpha} dz + \frac{\alpha \rho_{TP} g}{gc} dz + \left(\frac{\partial P}{\partial V_{tp}}\right) dV_{tp}$$

Simplificando la pérdida por aceleración:

$$dP = \left(\frac{\partial P}{\partial Z}\right) dz + \frac{\alpha \rho_{TP} g}{gc} dz + (ACC) dP$$

$$dP - (ACC) dP = \text{fric} + \text{elev.} \quad \therefore dP = \frac{\left[\left(\frac{\partial P}{\partial Z}\right) + \frac{\alpha \rho_{TP} g}{gc}\right]}{1 - ACC} dz$$

En el segundo término en el numerador de la ecuación general  $\alpha$  representa la inclinación de la línea.

Para líneas horizontales  $\alpha = 0$  y el término de elevación se desvanece. En esta situación, la correlación para pérdida por fricción se vuelve la más importante. Para flujo vertical o altamente inclinado  $\alpha$  se aproxima a 1 y el término de elevación se vuelve más significativo.

Como en muchas áreas de la ciencia, el estudio del flujo a dos fases posee divisiones que tiene más de históricas que de significativas. Generalmente el flujo a dos fases se divide en tres áreas: flujo horizontal, vertical e inclinado.

Si las ecuaciones de movimiento fueran resueltas en forma exacta, todos los tipos de flujo podrían ser descritos por las mismas relaciones, siendo los términos de elevación significativos solo para flujo vertical.

Generalmente, los experimentadores se han preocupado mucho por la significación de los regímenes de flujo habiéndose impresionado demasiado con las diferencias que entre estos ocurren en los conductos horizontales y verticales para el mismo diámetro y condiciones de flujo. Por esta razón, ellos concluyeron que los flujos horizontales y vertical eran fenómenos separados y desarrollaron correlaciones independientes para cada tipo de flujo<sup>101</sup>. Sin embargo, la división es artificial, como lo demostró Dukler<sup>54</sup> cuando señaló que la correlación de holdup de Hughmark para flujo vertical era la más exacta para flujo horizontal. Pero una vez que la división fue realizada, se hizo más difícil un tratamiento unificado del -

flujo a dos fases debido a las malas interpretaciones concernientes al factor de fricción. Muchos correlacionadores trabajando en flujo vertical tendieron a amontonar las pérdidas de presión por fricción y las pérdidas debidas al aumento de elevación en un término - llamado, a falta de un mejor término, el factor de fricción. De to dos modos, era fácil darse cuenta que tal factor no podía aplicarse al flujo horizontal.

Aunque el factor de fricción a una fase es independiente de la orientación de la tubería, no se puede decir lo mismo para el flujo a dos fases debido a la variedad de factores de fricción usados en las correlaciones.

La pregunta importante<sup>101</sup> en transferencia de momentum a dos fases - es: ¿Puede aplicarse un factor de fricción general al flujo vertical o inclinado, con un término adicional que tome en cuenta a la elevación?

Tomando en cuenta que se puede obtener un factor de fricción a dos - fases general, este hecho sugiere que la respuesta a esta pregunta es sí.

Sin embargo, uno debe tomar en cuenta, que las diferencias en regimenes de flujo indican mecanismos diferentes de disipación de energía.

A continuación se procede a la presentación de las diferentes características de los métodos. Palma ha realizado un análisis<sup>102</sup> muy - profundo del método de Lockhart-Martinelli, por lo cual presentamos un extracto.

"Uno de los enfoques al estudio del flujo a dos fases consiste en la descripción del sistema según cuatro mecanismos de flujo (laminar-laminar, laminar-turbulento, turbulento-laminar y turbulento-turbulento) dependiendo de el número de Reynolds de cada fase cuando fluyen por el mismo conducto (39, 103, 4).

Un problema común observado en las correlaciones y en los modelos empleados para predecir las caídas de presión y fracciones volumétricas de las fases líquido y gas al fluir juntas por una conducción circular es la definición del diámetro hidráulico  $d_h$  <sup>104 y 105</sup> particularmente por lo que se refiere a los perímetros mojados de las fases, ya que, en la determinación de los factores de fricción reales  $f'_g$  y  $f'_l$  de las fases cuando fluyen simultáneamente por una tubería, generalmente los refieren a condiciones hidráulicas recurriendo a expresiones de la forma general de Blasius para las fases,  $f = \frac{C}{Re^n}$  fluyendo solas por la tubería, para lo cual tienen que definir los diámetros hidráulicos de las fases y con ellos obtener los números de Reynolds y según sea el mecanismo de flujo de cada fase, definir los valores de las constantes de la ecuación de Blasius (C y n).

Por lo que se refiere a las correlaciones <sup>39, 106</sup> estos definen los diámetros hidráulicos de una manera ingeniosa, obteniéndolos por un procedimiento analítico a través de datos experimentales. Los que parten de modelos, utilizan diversas definiciones para los  $d_h$ .

Una de las primeras correlaciones generales aplicable al flujo si-

multáneo de dos fases líquido-gas por tuberías circulares horizontales, para todos los mecanismos de flujo, es la de Lockhart y Martinelli<sup>39</sup>.

Según esta correlación, la caída de presión  $\left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_{TP}$  resultante de los diversos mecanismos de flujo y las correspondientes fracciones volumétricas in situ de las fases  $R_L$  y  $R_G$  son correlacionadas por medio del parámetro:

$$X = \sqrt{\frac{(\Delta P / \Delta L)_L}{(\Delta P / \Delta L)_G}}$$

que consiste en la raíz cuadrada de la relación de las caídas de presión del líquido al gas que tendrían las fases si fluyeran solas por la tubería que las conduce a lo que se ha llamado "condiciones superficiales". Para todos los mecanismos de flujo, se expresó la correlación entre  $R_L$  y  $X$  por medio de una sola curva.

En el desarrollo de la correlación, las ecuaciones incluían el concepto de diámetro hidráulico,  $d_L/d$ ,  $d_G/d$ ,  $\alpha$  y  $\beta$ .

Para evitar este problema, las expresaron en términos de  $\varphi_L =$

$$= \sqrt{\frac{(\Delta P / \Delta L)_{tp}}{(\Delta P / \Delta L)_L}}, \quad \varphi_G = \sqrt{\frac{(\Delta P / \Delta L)_{tp}}{(\Delta P / \Delta L)_G}}, \quad R_L \text{ y } R_G$$

determinadas experimentalmente, postulando que son función solamente de  $X$ .

Esta ingeniosa solución a partir de la aproximación del diámetro hidráulico, permitió obtener un procedimiento generalizado simple para predecir  $\left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_{tp}$ ,  $R_L$  y  $R_G$  sin tener que obtener primero

los diámetros hidráulicos específicos para los patrones de flujo.

Sin embargo, permite soluciones particulares por patrón de flujo, tan sólo con definir apropiadamente los diámetros hidráulicos de las fases<sup>107 y 108</sup>, lo cual fue deducido acertadamente por Johannessen.

Permite, además, dar aproximaciones tanto por patrón de flujo<sup>15</sup> como por mecanismo<sup>103 y 106</sup>.

Respecto a los parámetros  $\alpha$  y  $\beta$  de Lockhart-Martinelli (L-M) que también incluyen la aproximación de diámetro hidráulico y geométricamente representan la relación de las áreas reales de flujo a las de un círculo con un área tal que su diámetro es el hidráulico para cada fase ( y no la interpretación del cuadrado de la relación de los diámetros de una tubería de área de sección transversal  $A_L$  y  $A_G$  a el diámetro hidráulico para cada fase, dada por Chisholm<sup>103</sup>), L - M indican también "que al determinarse de datos experimentales, probablemente incluirán el efecto del movimiento relativo de las fases y la geometría de flujo". Cuando calcularon estos módulos para cada tipo de flujo, usando las relaciones tabuladas en su apéndice fue sorprendente el hecho de descubrir que  $\alpha$  era menor que la unidad para muchos de los datos experimentales, cuando de una interpretación geométrica simple de  $\alpha$ , se esperaban valores superiores a uno. En este trabajo se demuestra que para el flujo estratificado y flujo ondulado dichos valores están de acuerdo con las bases de L-M, siendo estos parámetros diferentes a los de Chisholm<sup>103</sup>, para el cual  $\alpha$  y  $\beta$  representan la relación entre los diámetros hidráulicos de cada fase durante el flujo si-

multáneo y el diámetro de la tubería que las conduce, utilizando los mismos perímetros mojados de las fases con la pared del tubo que las conduce, de la definición del diámetro hidráulico, para todos los mecanismos de flujo, lo cual es una aproximación general como se verá después.

L-M, también incluyen en la definición del número de Reynolds al diámetro hidráulico y parámetros  $\alpha$  y  $\beta$  para cada fase, por lo cual también están relacionados con los valores experimentales de  $\theta$ ,  $R_L$  y  $R_G$ . Por lo tanto, el procedimiento de solución del método de L-M consistirá en determinar primeramente  $\alpha$  según una suposición que se haga de los mecanismos de flujo de las fases; luego obtener  $\theta_G$ ,  $\theta_L$ ,  $R_L$  y  $R_G$  con estos, obtener  $d_L$ ,  $d_G$ ,  $\alpha$  y  $\beta$  en seguida, calcular los Reynolds a condiciones hidráulicas para comprobar las suposiciones de los mecanismos de flujo, si no se comprueban, empezar nuevamente los cálculos para otros mecanismos de flujo de las fases. Para evitar este procedimiento iterativo, propusieron un criterio tentativo de transición de los mecanismos de flujo refiriéndolos a condiciones superficiales, según el cual, para Reynolds mayores de 1000 el flujo de la fase deja de ser laminar y empieza a ser turbulento. La región entre 1000 y 2000 correspondería a la zona de transición y para Reynolds superiores a 2000 el flujo es turbulento. La combinación de los dos criterios (hidráulico y superficial) de transición fue seguida por Johannessen<sup>108</sup> para el flujo estratificado y flujo ondulado gas-líquido, relacionando las circunferencias adimensionales (relación de los perímetros mojados al diámetro de la tubería) para cada fase

con X. El criterio en el cual, el Re esté basado en las velocidades reales y diámetros hidráulicos de las fases es sugerido por varios autores (107,109,18) aunque si bién. no indican los Re de transición (valores) solo lo mencionan como deseable en vez de referirlo a las velocidades superficiales de las fases y diámetro de la tubería que las conduce.

L-M y otros autores (103, 108 y 110) no prueban que la relación  $\theta_G / \theta_L$ , obtenidos cada uno ( $\theta_G$  y  $\theta_L$ ) en forma independiente sea igual a X obtenida de la relación de las caídas de presión de las fases a condiciones superficiales  $\left[ \left( \frac{\Delta P}{\Delta L} \right)_L / \left( \frac{\Delta P}{\Delta L} \right)_G \right]$

Indicando que  $\theta_L$  se obtiene directamente de  $\theta_L = \theta_G / X$ . Sin embargo, en la presentación de sus resultados omiten las funciones X-Vs.  $\theta_L$  y Xvs.  $R_G$ , comparando únicamente las de Xvs.  $\theta_G$  y Xvs.  $R_L$ .

Palma, partiendo de los conceptos del factor de fricción y diámetro hidráulico para el caso de una fase, revisa y discute los diversos criterios para definir el diámetro hidráulico en flujo a dos fases líquido-gas por conducciones circulares. Analiza los modelos de (107, 15, 108, 109 y 110) para el flujo estratificado líquido-gas a través de la aproximación del diámetro hidráulico. Igualmente, revisa las bases teóricas del método de Lockhart-Martinielli en general y en particular de los patrones de flujo estratificado, onda y anular sin arrastre. Finalmente, prueba una aproximación general del diámetro hidráulico a todos los patrones de flujo.

Un procedimiento de solución alternativo para el método de L-M, consistiría en suponer  $R_L$ , calcular  $D_L/D_p$  en base a las gráficas desarrolladas para cada patrón, con ellos calcular  $\alpha$  y  $\beta$  con

$$\alpha = R_L \left( \frac{D_p}{D_L} \right)^2 \quad \beta = R_g \left( \frac{D_p}{D_G} \right)^2$$

enseguida se calculan  $\phi_1^2$  y  $\phi_g^2$  con

$$\phi_1^2 = \alpha^{n-2} \left( \frac{D_p}{D_L} \right)^{5-n}$$

$$\phi_g^2 = \beta^{m-2} \left( \frac{D_p}{D_G} \right)^{5-m}$$

calculándose finalmente  $\Delta P_{tp}^G$  y  $\Delta P_{tp}^L$ , debiendo ser iguales, (m y n especificadas según el tipo de mecanismo) en caso contrario, se repite la suposición de  $R_L$  hasta alcanzar igualdad.

Es claro, que el patrón de flujo es determinado indirectamente a partir de este procedimiento.

Para probar su correlación, Lockhart y Martinelli utilizaron datos de varios investigadores para mezclas de aire y líquidos, tales como kerosina, agua, benceno y diversos crudos en tuberías con diámetros que van de 0.0586 a 1.017 pulgadas.

Estas condiciones tienen varias implicaciones prácticas, las cuales serán discutidas posteriormente.

Bankoff<sup>60</sup> en 1960, publicó una correlación de pérdida de presión a dos fases y una correlación de holdup que fue checada extensamente por Dukler con el banco de datos de la Universidad de Houston, -

encontrándola insatisfactoria. Hughmark mejoró la correlación de holdup de Bankoff en 1962.

Una solución al problema del flujo a dos fases horizontal que ha recibido una gran aceptación en la industria petrolera es la que propuso Baker<sup>111</sup> en 1958 y en 1961<sup>61</sup>. Baker incorporó las correlaciones de Lockhart y Martinelli a su método de solución. Su contribución principal fue realizada al postular una ecuación para cada patrón de flujo diferente. Baker propuso además, una carta con la cual podía ser predicho el patrón de flujo, la cual ya fue analizada.

Para su método, Baker definió de la siguiente manera los parámetros de L-M:

$$\phi_L = \sqrt{\left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_{tp} / \left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_L}$$

$$\phi_G = \sqrt{\left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_{tp} / \left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_G}$$

$$X = \sqrt{\left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_L / \left(\frac{\Delta P}{\Delta L}\right)_G}$$

Usando estos parámetros, Baker propuso las siguientes correlaciones:

a) Para flujo burbuja o espuma:

$$\phi_{Gtt} = \frac{14.2 X^{0.75}}{L^{0.1}}$$

Para que esta ecuación sea válida las dos fases deben estar fluyendo en forma turbulenta, hecho simbolizado por los subíndices tt.

b) Para flujo plug:

$$\rho_{G_{tt}} = \frac{27.315 x^{.855}}{L^{0.17}}$$

c) Para flujo estratificado:

$$\rho_{G_{tt}} = 15400 x / L^{0.8}$$

d) Para flujo onda:

Dada por una figura en el artículo de Baker.

e) Para flujo slug:

$$\rho_{G_{tt}} = \frac{1190 (x)^{.515}}{L^{0.5}}$$

f) Para flujo anular:

$$\rho_{G_{tt}} = (4.8 - 0.3125D) (x^{.343} - .021D)$$

Una vez que se ha determinado el patrón de flujo, entonces se encuentra a partir de una de las ecuaciones precedentes. Entonces, se obtiene la caída de presión a dos fases:

$$\Delta P_{tp} = \Delta P_G \rho_{G_{tt}}^2$$

El método precedente fue mostrado inadecuado por Dukler. La razón principal es que el mapa de patrones de flujo de Baker es bastante inexacto, llevando a un dilema respecto a que correlación usar para un conjunto dado de condiciones de flujo, introduciendo

además, una limitación en el método de L-M, que originalmente es independiente del patrón de flujo. Chenoweth y Martin efectuaron en 1955 una serie de 264 pruebas con aire-agua en tuberías de 1.5 a 3 pulgadas y a presiones medias hasta 100 psia para checar la correlación de Lockhart y Martinelli bajo estas condiciones. Los resultados de este estudio indican que las correlaciones de Lockhart y Martinelli se vuelven progresivamente peores al aumentar la presión media y los diámetros de tubería. Chenoweth y Martin procedieron a desarrollar algo que llamaron una correlación mejorada a lo largo de las mismas líneas que las de Lockhart y Martinelli. Las correlaciones mejoradas están limitadas a flujo turbulento y la mejora parece estar limitada a sus datos.

Baker<sup>111</sup> usó su correlación en datos de campo y mostró que se encuentran grandes errores al utilizarla.

Yagi<sup>63</sup>, un investigador japonés, desarrollo una correlación para pérdidas de presión en 1954. Dukler aplicó la correlación de Yagi a los datos de campo en su banco de datos y encontró a la correlación completamente inadecuada.

En realidad, faltan de enumerar todavía varias correlaciones; sin embargo, creo que no tiene objeto su presentación ya que no tuvieron mucho éxito relativamente. Las presentadas hasta ahora son las consideradas por Dukler para su análisis siendo seleccionadas de entre la gran cantidad de correlaciones disponibles hasta 1964.

Dukler et al<sup>56</sup>, en la parte B de su artículo, introducen y desa-

desarrollan su aproximación al problema a través de el análisis de similitud. El enfoque a través de la similitud no había aparecido previamente en la literatura del flujo a dos fases.

Para un proceso con el gran número de variables implicadas en flujo a dos fases es dudoso que el uso de el análisis dimensional únicamente pueda suministrar una aproximación fructífera. Fácilmente se demuestra que para cada fase están implicados cuatro grupos adimensionales. Así, en total se deben considerar ocho grupos adimensionales y en cada uno de ellos se desconoce la velocidad de la fase. Por lo tanto, el uso de datos experimentales para proveer las constantes de interrelación se vuelve una tarea casi imposible.

En el artículo, los autores desarrollan los parámetros para el flujo a dos fases correspondientes a los números de Euler y de Reynolds para flujo a una fase. Si dos sistemas de flujo en una fase son dinámicamente similares, se puede demostrar que los números de Reynolds y de Euler para los dos sistemas deben ser iguales. (Nótese que el número de Euler es el doble de el factor de fricción).

Esta condición en sí misma no nos da una relación entre el número de Reynolds y el factor de fricción. Sin embargo, una vez que se encuentra la relación a partir de datos experimentales para un sistema (el modelo), la condición de similitud dinámica requiere que se aplique la misma relación a todos los sistemas similares.

Los agrupamientos particulares de variables que son conocidos como los números de Reynolds y de Euler surgen naturalmente de este análisis de similitud para flujo a una fase, desarrollándose en este trabajo para dos fases.

Considere dos conductos de tamaño diferente (ver Fig. 4.28) conteniendo en el caso general dos diferentes sistemas de fluidos. Los puntos  $m_A$  y  $m_B$  son dos puntos típicos localizados en posiciones geométricamente similares relativas a las fronteras. Se supone a los flujos como similares dinámicamente. Las reglas de similitud dinámica requieren que a todos los puntos correspondientes tales como  $m_A$  y  $m_B$  las fuerzas y las velocidades medidas en sus propias escalas sean iguales.

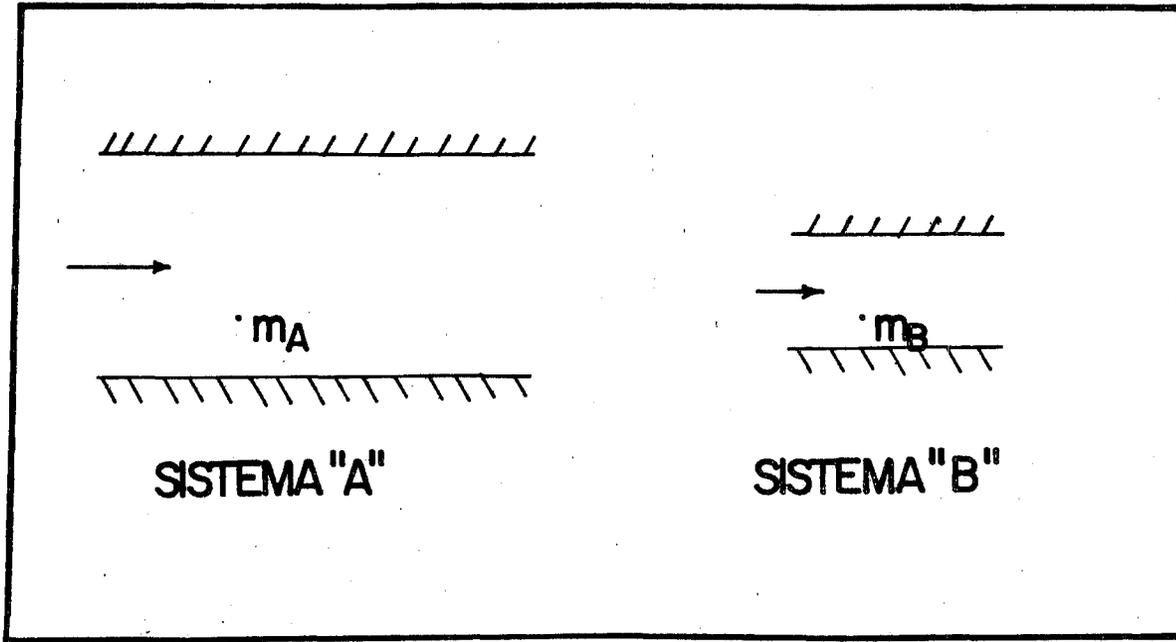
Los números adimensionales para dos fases que surgen del desarrollo teórico son los siguientes:

$$N_{ReTP} = L_S \bar{v}_m \left[ \frac{\rho_L \frac{\lambda^2}{R_L} + \rho_G \frac{(1-\lambda)^2}{R_G} C_1}{\mu_L \lambda + \mu_G (1-\lambda) C_2} \right]$$

$$N_{EU} = 2f = \left[ \frac{\partial P / \partial Z}{\frac{\bar{v}_m^2}{g_c L_S}} \right] \left[ \frac{1}{\rho_L \frac{\lambda^2}{R_L} + \rho_G \frac{(1-\lambda)^2}{R_G} C_2} \right]$$

donde:  $f_{TP} = \rho_L \frac{\lambda^2}{R_L} + \rho_G \frac{(1-\lambda)^2}{R_G} C_1$

$$\mu_{TP} = \mu_L \lambda + \mu_G (1-\lambda) C_2$$

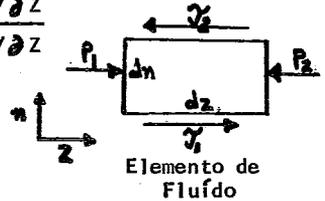


**FIGURA 4.28 ESQUEMA DE SISTEMAS "SIMILARES"  
Y DOS PUNTOS CORRESPONDIENTES**

$L_S$  = Longitud característica del sistema

$$C_1 = \frac{R_G}{R_L} \cdot \frac{\bar{R}_L}{\bar{R}_G} \cdot \frac{\bar{V}_L^2}{\bar{V}_G^2} \cdot \frac{V_G}{V_L} \cdot \frac{\partial V_G / \partial Z}{\partial V_L / \partial Z}$$

$$C_2 = \frac{R_G}{R_L} \cdot \frac{\bar{R}_L}{\bar{R}_G} \cdot \frac{\bar{V}_L}{\bar{V}_G} \cdot \frac{\partial^2 V_G / \partial n^2}{\partial^2 V_L / \partial n^2}$$



$V_L$  y  $V_G$  = Velocidades locales de líquido y gas

$\bar{V}_L$  y  $\bar{V}_G$  = Velocidades promedio de líquido y gas

Se hacen diversas suposiciones para evaluar las  $C_S$  considerando algunos casos especiales del flujo a dos fases. Para el caso 1: Flujo homogéneo o sin deslizamiento (No slip)  $V_L = V_G$ ;  $\bar{V}_L = \bar{V}_G$ ;  $R_L = \bar{R}_L$ ;  $R_G = \bar{R}_G$ . Como las velocidades de líquido y gas son las mismas, se supone que el cambio de estas velocidades es el mismo en las direcciones

$$z \text{ y } n, \text{ o } \frac{\partial V_G}{\partial Z} = \frac{\partial V_L}{\partial Z} \quad \frac{\partial^2 V_G}{\partial n^2} = \frac{\partial^2 V_L}{\partial n^2}$$

La substitución de estas relaciones en las ecuaciones de  $C_1$  y  $C_2$  da  $C_1 = C_2 = 1.0$ ,  $\lambda = R_L$  y  $1-\lambda = R_G$ . Los autores dicen además, - que debido a que éstas ecuaciones deben producir los agrupamientos a una fase al acercarse la cantidad de cada fase a cero, la longitud característica  $L_S$  para el flujo en tubería debe ser el diámetro  $D$ . Esto produce los siguientes resultados:

$$N_{ReNS} = \frac{D \bar{V}_M \rho_{NS}}{\mu_{NS}}$$

$$2f_{NS} = \frac{(\frac{dP}{dZ})_f}{\frac{\bar{V}_M^2 \rho_{NS}}{g_c D}}$$

$$\rho_{NS} = \rho_L \lambda + \rho_G (1-\lambda)$$

$$\mu_{NS} = \mu_L \lambda + \mu_G (1-\lambda)$$

Caso II: Flujo en la presencia de deslizamiento con relaciones de velocidad constantes:

No se espera que el deslizamiento sea cero, excepto bajo condiciones de velocidad muy alta. Sin embargo, es razonable suponer que, mientras la relación local de la velocidad del líquido a la del vapor no es 1.0, es una constante e independiente de la posición. Si además, se supone que las relaciones de los gradientes son iguales a 1.0, entonces las ecuaciones para  $C_1$  y  $C_2$  se reducen a  $C_1=C_2 = 1.0$ .

Sin embargo, debido a que las velocidades locales de líquido y gas no son iguales, ya no es posible hacer la simplificación  $\lambda = R_L$ .

Entonces, las ecuaciones que caracterizan el número de Reynolds y el factor de fricción se vuelven:

$$Re_{TP} = \frac{D \bar{V}_M \rho_{TP}}{\mu_{TP}}$$

$$2f_{TP} = \frac{(\frac{dP}{dZ})_f}{(\frac{\bar{V}_M^2 \rho_{TP}}{g_c D})}$$

Los casos presentados son los más importantes de entre los que se pueden desarrollar, el desarrollo de la relación entre  $Re_{tp}$  y  $f_{tp}$  se presentó en el inciso D).

Hay que recordar que al usar el flujo no-slip para estimar la caída de presión a dos fases, no se puede aplicar un factor de corrección standard para aproximar la caída de presión real en dos fases que se puede experimentar en una línea<sup>2</sup>.

Precaución: La caída de presión homogénea siempre debe ser menor - que la caída de presión real en dos fases.

Así, el flujo no-slip nos da la caída de presión más baja posible en una situación real para flujo a dos fases, dándole al ingeniero una frontera limitante para estimar el diámetro de la tubería.

A una correlación que de un estimado para la caída de presión menor que el estimado homogéneo para un rango dado de condiciones de operación, no se le debe asignar ninguna confiabilidad.

Entre las diversas correlaciones aparecidas desde que Dukler llevó a cabo su análisis, se encuentra el enfoque completamente empírico de Eaton et al<sup>13</sup>.

El llevó a cabo su experimentación en líneas de 2 a 17 pulgs. en - condiciones reales de planta piloto.

Sin embargo, DeGance y Atherton<sup>2</sup> analizan a fondo los parámetros - desarrollados por Eaton encontrando varias discrepancias con la con - dición limitante de flujo homogéneo de Dukler y con la aplicación a varios tipos de flujo. En conclusión ellos recomiendan el uso - de la correlación de Eaton para calcular el gradiente de presión - solamente para las situaciones físicas que se aproximan a las con-

diciones bajo las cuales fueron desarrollados sus datos, lo cual le resta generalidad.

Recientemente, Gregory et al<sup>64</sup> han presentado una estrategia de diseño combinada, la cual, según los autores, es la más apropiada para el problema del flujo a dos fases. Según ellos, todos reconocen que no se puede esperar que una sola correlación o modelo mecánico pueda producir predicciones exactas para el holdup y la caída de presión sobre el rango entero de posibles flujos de gas y líquido.

Debido a que muchos de los patrones de flujo básicos que se observan también representan mecanismos de flujo fundamentalmente diferentes, los patrones de flujo se pueden usar como subdivisiones convenientes dentro de las cuales probar correlaciones específicas. Una estrategia de diseño que es consistente con la arriba mencionada, es aquella en la cual primeramente se predice un patrón de flujo en base a los parámetros de diseño dados (flujos, características de la tubería, etc). Una vez que se ha identificado un patrón de flujo, entonces se puede usar una correlación o modelo que haya sido determinado de alguna manera como el más apropiado para el patrón de flujo para predecir el holdup del líquido esperado y la caída de presión. Este es el enfoque principal que los autores utilizan. El desarrollo de tal estrategia requiere una prueba muy extensa de los métodos disponibles contra datos de calidad reconocida, para determinar el mejor método en cada régimen. Además, las comparaciones y evaluaciones deben realizarse dentro de los límites

de cada régimen de flujo, definido por el método particular de predicción de patrones de flujo finalmente seleccionado.

El mapa propuesto por los autores es el de Mandhare et al<sup>17</sup>

#### F) Caída de Presión Vertical.

Se han publicado varias correlaciones para predecir pérdidas de presión en tubería vertical de pozos petroleros para el flujo simultáneo vertical ascendente de crudo, agua y gas. Debido a la extrema complejidad del flujo multifásico, las correlaciones propuestas son por necesidad altamente empíricas. La validez de las correlaciones esta entonces algo limitada a la calidad y alcance o extensión de los datos usados para desarrollar la correlación pero fallan para otras aplicaciones.

El esfuerzo no ha sido encauzado en forma equilibrada sobre todos los ángulos posibles de inclinación ( $-90$  a  $+90^\circ$ ). En realidad, la atención ha sido dedicada casi exclusivamente al flujo vertical ascendente ( $\theta=90^\circ$ ).

A los ingenieros en producción petrolera, ese enfoque no les parecerá impropio debido al flujo vertical ascendente de petróleo a través de un pozo petrolero. Pero para otro tipo de ingenieros, es desafortunado que las orientaciones de conductos en general hayan recibido poca atención y consecuentemente no existe una correlación confiable para el rango entero de flujo inclinado.

Para flujo en dos fases vertical ( $\theta=90^\circ$ ), se han producido grandes cantidades de datos experimentales, las cuales han sido correlaciona

das. Los ingenieros en producción de petróleo, trabajando con tales correlaciones en conjunción con datos de pozos petroleros, obtienen una exactitud dentro del 10% para sus sistemas físicos. Sin embargo, estos métodos están restringidos a diámetros de tubería encontrados en pozos de petróleo. Un diámetro "grande" para tales correlaciones es 3.5 pulgs.

J. Orkiszewski<sup>33</sup> presentó el método más famoso para calcular el gradiente de presión para flujo vertical ascendente puro en tuberías de diámetro pequeño. El trabajo experimental en el que esta basada la correlación incluye datos hasta 3 pulgs. de diámetro y algunos para 8 pulgs., por lo cual su correlación podría ser válida para tuberías mayores de 3.5 pulgs.

Orkiszewski combinó el trabajo de Griffith para flujo burbuja, el de Griffith y Wallis para flujo slug, la correlación de Duns y Ros para flujo disperso y correlaciones nuevas de densidad y fricción para flujo slug basadas en un parámetro llamado el "coeficiente de distribución de líquido". Con los datos de Hagedorn, este coeficiente fue correlacionado con tamaño de tubería, velocidad superficial de mezcla y viscosidad del líquido.

La correlación compuesta fue probada contra 148 pruebas de pozos y se reportó que predecía las pérdidas de presión medidas con un error promedio por ciento de 0.8 y una desviación standard por ciento de 10.8 (en base al error promedio). La correlación propuesta fue reportada como superior a las correlaciones de Duns y

Ros y de Hagedorn cuando todos los métodos fueron probados contra los mismos datos de pozos.

El enfoque de Orkiszewski es tomar la ecuación básica de balance de energía mecánica

$$\frac{\partial P}{\partial Z} = (\mathcal{F}_f + \rho_{tp} \times z/g_c) / (1 - AC)$$

y hacer uso del conocimiento de regímenes de flujo y una gran cantidad de datos empíricos para establecer sus relaciones para  $\mathcal{F}_f$ ,  $\rho_{tp}$  y AC. La correlación final de Orkiszewski es básicamente una combinación de las correlaciones ya mencionadas aplicadas al régimen de flujo en el cual produjeron mejores resultados. La presentación del método en sí es algo extensa y no se realizará en este trabajo, sin embargo, se recomienda la presentación de DeGance y Atherton<sup>98</sup>, adaptada a la terminología de la ingeniería química.

Durante 1952, Poettmann y Carpenter<sup>67</sup> publicaron los resultados de sus estudios en flujo a dos fases vertical en tubería de pozos de petróleo. Este estudio tiene dos características importantes.

En primer lugar, Poettmann y Carpenter desarrollaron su correlación en base a un balance de energía y una carta de un factor de pérdida de energía en dos fases. Este enfoque ha probado ser bastante profundo, y la correlación ha sido usado con bastante éxito por muchos años. En segundo lugar, Hagedorn<sup>112</sup> usó un enfoque similar en su estudio de flujo multifásico vertical en tubos largos para desarrollar una correlación bastante aceptable para predecir los gradientes de presión vertical a dos fases.

Los autores correlacionaron las pérdidas de energía irreversibles de 49 pruebas en pozos con un término de fricción tipo Fanning.

El término de fricción fue relacionado con el numerador de el número de Reynolds de mezcla para el fluido en el pozo. No se hizo ningún intento para tomar en cuenta el holdup del líquido (fracción de volumen del líquido en una sección de tubería), sino más bien se utilizó una densidad promedio de los fluidos producidos - corregida para las condiciones del fondo del pozo. La correlación reproduce los gradientes de presión medidos con una desviación - promedio de 1.8% y una desviación standard de los promedios 8.3%. Más tarde, se descubrió que este excelente comportamiento no prevalecía para los amplios rangos de valores de las variables de flujo encontrados en problemas de producción de crudo. Por esta razón, otros investigadores intentaron modificar la correlación para abarcar rangos más amplios.

Baxendell y Thomas<sup>68</sup> extendieron la correlación de Poettmann y Carpenter a flujos más altos y reportaron una exactitud de  $\pm 5$  a  $\pm 10\%$  para dichos gastos.

Fancher y Brown<sup>69</sup> aplicaron el enfoque de Poettmann y Carpenter a 94 pruebas de un pozo experimental.

Se introdujo la relación gas/líquido producida (GLR) como un parámetro adicional en la correlación del factor de fricción. El método de Fancher y Brown predijo las pérdidas de presión medidas en un  $\pm 10\%$ .

Las correlaciones anteriores no hicieron intento para incluir la

configuración de flujo o "régimen de flujo" para caracterizar las pérdidas de presión.

Tampoco se consideró el holdup del líquido, o la velocidad de deslizamiento relacionada con él (diferencia de velocidad entre las dos fases) para los diversos regímenes de flujo.

Duns y Ros<sup>70</sup> colectaron datos de laboratorio respecto a pérdidas de presión para flujo a dos fases en tubos transportes. Ellos observaron la dependencia de los regímenes de flujo en parámetros - adimensionales, teniendo como base un trabajo publicado por Ros<sup>113</sup> en 1961, en el cual presentó un análisis dimensional (único enfoque definitivo de este tipo según Dukler<sup>45</sup>) que utilizaba la densidad del líquido, tensión interfacial y gravedad como variables de repetición.

Hagedorn<sup>112</sup>, utilizó este análisis dimensional con bastante éxito para correlacionar el flujo vertical a dos fases.

Duns y Ros también derivaron correlaciones para la velocidad de deslizamiento. La correlación ajustó las pérdidas de presión medidas en la sección de prueba del laboratorio a un promedio de  $\pm 3$  a  $\pm 10\%$ , dependiendo del régimen de flujo.

Se tomaron datos sobre rangos bastante amplios de variables de flujo, esperándose de esta manera que la correlación funcionara satisfactoriamente para la mayoría de las condiciones en pozos.

Hagedorn y Brown<sup>52</sup> desarrollaron una correlación a partir de 475 pruebas en un pozo experimental de 1,500 pies usando flúidos cuyas

viscosidades variaban hasta 110 cp. También se usaron los datos de Fancher.

Se utilizó una densidad promedio de mezcla (corregida para las condiciones en el fondo del pozo) para estimar las pérdidas de presión causadas por fricción y aceleración. Entonces se calculó el holdup del líquido a partir de la pérdida de presión total medida, a la cual se le restaban los valores calculados para las pérdidas por fricción y aceleración. Estos valores de holdup fueron correlacionados con diversas variables de flujo y propiedades de los fluidos. Como el holdup del líquido no fue medido directamente, los valores de holdup predichos por la correlación no siempre tienen un significado físico. Las presiones calculadas a partir de la correlación de Hagedorn y Brown checkaron con las presiones medidas a partir del estudio de Hagedorn en un promedio de 1.5% con una desviación estandar de el promedio de un 5.5%.

Aziz et al<sup>36</sup> proponen un esquema simple, basado en el mecanismo de flujo, para el cálculo de la caída de presión en pozos produciendo crudo y gas con patrones de flujo burbuja y slug; así como líquido a una fase, checkándolo con datos de campo independientes. El esquema se basa en la identificación de el patrón de flujo por medio de una modificación de el mapa de patrones de flujo de Govier, Radford y Dunn y la aplicación de el balance de energía en una forma apropiada para el patrón de flujo obtenido en la forma sugerida por Govier y Aziz. Los autores comparan predicciones para datos de campo de 48 pozos con las predicciones de Orkiszewski, Duns y

Ros y Hagedorn y Brown. El método propuesto da resultados al menos tan buenos como cualquiera de los otros y según los autores, su ventaja estriba en estar basado en un análisis más profundo de el mecanismo de flujo. Una característica recomendable es que es independiente de los datos con los cuales está confirmado.

Chierici et al<sup>71</sup>, adoptando el mismo enfoque básico que Orkiszewski, presentaron un método para predecir la caída de presión en dos fases en tuberías verticales.

Esencialmente, los autores han examinado la literatura técnica así como resultados experimentales, habiendo seleccionado un conjunto de ecuaciones para predecir gradientes de presión en flujo a dos fases vertical. Finalmente, implementaron investigaciones de Griffith y Wallis y Nicklin et al para tratar el régimen de flujo slug en un esfuerzo por evitar coeficientes de corrección empíricos.

El método propuesto da resultados semejantes en exactitud a los obtenidos por Orkiszewski; sin embargo, utiliza pocos datos (31) en relación con Orkiszewski (148).

Gould et al<sup>37</sup> presentan un estudio que incluye un método desarrollado para determinar el régimen de flujo que prevalecerá en un punto dado de una tubería, procediendo entonces a utilizar la mejor correlación disponible en la literatura para evaluar los gradientes de fricción, aceleración y densidad (denominado así por su influencia en la caída de presión por elevación) para ese ré-

gimen de flujo particular antes de iterar para pasar al siguiente incremento de longitud de la tubería. En su investigación, siguieron el procedimiento originalmente introducido por Orkiszewski. El método desarrollado predice caídas de presión y holdups para sistemas de flujo a dos fases en tuberías vertical, inclinada o curvilínea. El modelo generalizado se evalúa en base a datos de campo y de laboratorio. Se extienden y modifican mapas para predecir el régimen de flujo con nuevos datos directos de laboratorio. También se incluye un nuevo procedimiento gráfico por computadora para graficar en perspectiva tridimensional las superficies de el gradiente de presión y el holdup, pudiéndose utilizar como herramienta para evaluar correlaciones y descubrir discontinuidades.

Como ya es costumbre, el método obtiene resultados similares en exactitud a los de Orkiszewski para el total de los puntos examinados, obteniendo además, una buena aproximación para datos independientes de la Marathon Oil Co.

#### G) Secuencias Generales de Cálculo.

El objeto de esta sección es presentar algunas de las secuencias más importantes encontradas en la literatura para dar una idea de las posibles variantes en función de las aplicaciones.

La primera secuencia de cálculo analizada fue la propuesta por Robert Kern<sup>73</sup>, prestigiado articulista en el campo del flujo de -

fluidos. Su secuencia, según él, la menos frustrante, es demasiado tradicionalista, ya que propone utilizar el mapa de Baker para obtener el patrón de flujo y en seguida utilizar las correlaciones de caída de presión de Baker en base a los parámetros de Lockhart Martinelli para calcular la caída de presión en la línea. Ambos métodos han sido analizados en su oportunidad y sus fallas presentadas, por lo cual no se recomienda utilizarlos. En realidad la propuesta de Kern es reflejo de un afán de ser práctico y disponer de un método rápido de cálculo para flujo a dos fases; sin embargo, actualmente, ya no se puede sacrificar tanto la exactitud por la rapidez de cálculo.

La secuencia propuesta por Willis<sup>74</sup> es muy interesante, ya que presenta un diagrama de flujo completo para dimensionamiento de tuberías con varias opciones; fijar  $\Delta P$  o velocidad o diámetro, etc.; así como subrutinas de apoyo computacional.

Su propuesta está orientada hacia el cálculo de líneas de vapor de agua en estado líquido (condensado), vapor y a dos fases.

El autor utiliza el método de Dukler I (no-slip) considerando implícitamente al sistema en dos fases como homogéneo sin justificarlo. Para flujo crítico propone utilizar el método de Edmister, el cual se analizará más adelante.

En síntesis, la única desventaja de esta secuencia es no considerar deslizamiento entre las fases, para lo cual debería implementarse el método Dukler II.

Sarma et al<sup>75</sup> proponen una secuencia de cálculo orientada hacia el diseño de rehervidores. La parte que nos compete es el diseño hidráulico. Para la sección vertical a dos fases, determinan el patrón de flujo con las ecuaciones de Orkiszewski y la caída de presión con el método de Orkiszewski calculando el holdup por el método de Hagedorn y Brown, lo extraño es que Orkiszewski tiene su propio método de cálculo de holdup y así lo indican ellos, por lo cual no está claro para que utilizan el  $R_L$  de Hagedorn y Brown.

Para la tubería horizontal de salida utilizan el método de Dukler II (deslizamiento constante) sin mencionar como obtienen el holdup, así que se podría suponer que utilizan el método de Hagedorn y Brown único presentado en el artículo, lo cual sería un gran error ya que ese método sirve exclusivamente para tuberías verticales.

La secuencia presentada es bastante aceptable; sin embargo, tiene algunos errores de acoplamiento de métodos. Finalmente, se hace necesario comentar que los autores no mencionan en ninguna parte a Hagedorn y Brown ni a Dukler et al, en relación con sus métodos, lo cual es negarles el crédito que merecen.

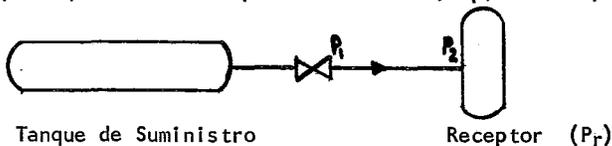
Gregory et al<sup>64</sup> presentan una secuencia basada en la selección de el mejor método de holdup y caída de presión para cada patrón de flujo utilizando un mapa propuesto por ellos mismos para determinar el patrón de flujo. Los inconvenientes de este método ya fueron presentados en la sección de caída de presión horizontal y -

clas que se van flasheando.

Su inclusión se debe a que pesar de haberse publicado en 1967, - cuando ya existía el método de Dukler et al por ejemplo, propone un enfoque totalmente distinto a los otros y, si vamos más lejos, relativamente simple. El método propuesto se basa en la idea inicialmente sugerida por Benjamín-Miller<sup>116</sup> en la cual se supone - que una mezcla vapor-líquido es homogénea, que no ocurre un hold-up de la fase líquida y que las fases líquida y vapor tienen velocidades idénticas.

(Paige reconoce que se han desarrollado modelos más sofisticados de el flujo a dos fases, los cuales aunque pueden ser mejores que el método de Benjamín-Miller, al describir lo que realmente ocurre, su extensión a mezclas que se van flasheando es extremadamente compleja).

La validez de su método ha sido probada en una instalación real - consistente en una línea por la cual fluía una mezcla de agua y vapor. La caída de presión calculada fue casi exactamente igual a la experimental. El método de Benjamín Miller también predice la presión crítica en el extremo final de la tubería. Vamos a suponer que flasheamos agua saturada de un recipiente de suministro a alta presión a una presión menor desconocida,  $P_1$  y se envía a un tanque receptor que está a una presión conocida,  $P_R$ , donde  $P_R < P_1$ :



La presión en el extremo final de la tubería,  $P_2$ , es desconocida puede ser la presión del receptor,  $P_r$ , o la presión crítica,  $P_c$ , si  $P_c > P_r$ . En otras palabras, se debe dimensionar la línea sin conocer ya sea la presión corriente arriba o la presión corriente abajo (este problema, incidentalmente, es el mismo que el discutido por Benjamín y Miller).

El procedimiento sugerido es suponer una presión corriente arriba y para un diámetro dado de la línea y su consecuente longitud - equivalente, calcular la cantidad de flujo para presiones corriente abajo supuestas en sucesión.

La fórmula usada es la ecuación familiar para flujo de fluidos, en la siguiente forma:

$$\left(\frac{W}{A}\right)^2 \cdot \left(\frac{1}{144}\right) \cdot \left(\frac{1}{2g}\right) = \frac{\int_{P_1}^{P_2} -\rho dP}{\ln\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right) + \frac{KL}{D}} \quad (6.1)$$

La integral para cada paso se aproxima calculando  $\int_{PRDM}$ ,  $(P_1 - P_2)$  para ese paso y añadiéndolo al valor del paso previo, integrando aritméticamente.

Al ir reduciendo sucesivamente la presión corriente abajo, el valor calculado de  $(W / A)^2$  aumenta hasta que, o empieza a nivelarse y entonces decrece (indicando que se ha alcanzado la presión crítica) o significa que se ha alcanzado la presión del receptor corriente abajo. En cada caso, el valor máximo de  $(W/A)^2$  se compara con el valor requerido, se ajustan las suposiciones de presión corriente arriba y/o el tamaño de la línea y se repite todo

el proceso iterativo.

Una solución apreciablemente más simple sería reescribir la ecuación G.1 en términos de incrementos de longitud, suponiendo que se conoce la presión corriente abajo. Entonces, regresando hacia atrás para cada incremento de presión creciente, se puede calcular la longitud posible y tan pronto como el total de estas longitudes igualaran la longitud equivalente, se habría llegado a la presión corriente arriba. Además, cualquier cambio en la longitud física debido a revisiones del diagrama de localización podrían ser revisadas rápidamente en los cálculos.

Sin embargo, se debe conocer la presión corriente abajo.

Paige deriva una fórmula para aproximar la presión crítica. Después de todo, la presión corriente abajo tiene el mismo valor que la presión crítica o el valor de la presión del receptor, cualquiera que sea la mayor.

A continuación, veremos su planteamiento y sus principales suposiciones.

A la velocidad crítica,  $V_c$ , la pérdida de presión por incremento de aceleración ( $dP_a$ ) iguala la pérdida de presión total ( $dP$ ), no dejando ninguna presión disponible para la pérdida de presión por incremento de fricción:

$$dP_a = dP = \frac{-WdV}{(144)(32.2)(A)}; \text{ ó } \frac{dV}{dP} = - \frac{(144)(32.2)A}{W} \quad (G.2)$$

Si se puede escribir una fórmula general para  $dV/dP$  e igualarla al valor específico de el lado derecho de la ec. G.2, en el punto crítico, el problema esta resuelto.

Por definición de una mezcla homogénea, la densidad de la mezcla  $\rho^*$ , es:  $\rho^* = W/(\mathcal{V}_v + \mathcal{V}_l)$ . En cualquier punto, la velocidad es:

$$v = \frac{W}{A \rho^*} \quad \text{ó} \quad \frac{dV}{dP} = - \frac{W}{A \rho^2}$$

Y si suponemos que a la velocidad crítica el volumen del líquido es despreciable comparado con el volumen de el vapor, entonces:

$$\rho^* = \frac{W}{\mathcal{V}_v} = \frac{W}{w_v / \rho_v} = \rho_v \frac{W}{w_v}$$

donde:

$W$  = Flujo másico, lb/seg

$\mathcal{V}_v$  = Volumen del vapor por unidad de tiempo

Por conveniencia, a  $w_v / W$  se le llamará la fracción flashada,

$$"F": \rho^* = \rho_v / F$$

Al final del desarrollo matemático se obtiene la siguiente expresión:

$$P = P_c = C \left( - \frac{dF}{dP} \right) + \left[ \left( C \frac{dF}{dP} \right)^2 + 2CF \right]^{1/2}$$

donde:

$$2C = \frac{W^2 \times 10.73 \mu T}{(144) (32.2) A^2 P M}$$

(Nótese que esta cantidad es esencialmente constante para cualquier gasto particular y tamaño de tubería (Paige reconoce además, que  $\mu$

y T dependen de la presión, pero argumentan que la variación es pequeña).

La cantidad  $dF/dP$ , la velocidad de cambio de la fracción flashada por cambio en la presión es negativa y para rangos moderados de presión, esencialmente constante.

La ecuación anterior aún requiere de solución iterativa suponiendo la presión corriente abajo (que puede ser la crítica) calculando luego F a esa presión y a dos presiones un incremento arriba y abajo de la presión supuesta, usando estas últimas para calcular  $\Delta F / \Delta P$  y con este valor calcular  $P_c$ , si es igual a la supuesta se encontró la solución, en caso contrario, se obtiene un promedio aritmético entre las dos presiones utilizándose como la siguiente suposición.

Este procedimiento es el más simple pero no muy exacto, debido a la suposición de que la densidad, usada en el denominador de las ecuaciones convencionales de pérdida de presión en fluidos, se puede tomar como la densidad de mezcla existente al promedio aritmético de presión del fluido.

Esto predice pérdidas de presión mayores de las reales, el error crece al aumentar el cambio en el flash.

Paige propone otra simplificación; sin embargo, reconoce que producirá errores para líquidos con un volumen relativo apreciable.

En general, este método presenta varios inconvenientes como son el no tomar en cuenta el patrón de flujo y los tramos verticales,

el ignorar el efecto del equilibrio vapor-líquido y el uso de un modelo homogéneo sin calcular holdup. Se puede recomendar como una aproximación para averiguar si hay presión crítica en el sistema, sin olvidar que el cálculo final partirá de un modelo homogéneo y solo nos dará una aproximación global.

#### H) Métodos Seleccionados:

En este inciso, se presentan los métodos seleccionados para cada etapa del método de cálculo de un sistema de tuberías que transportan flujo a dos fases, así como los criterios que condujeron a su selección.

En general, se buscó incluir los métodos que presentaran más consistencia y por lo tanto posibilidades de extrapolación ya que uno de los mayores defectos de gran parte de los métodos existentes en este campo es su falta de generalidad.

Asimismo, se incluyen métodos que, aunque son relativamente nuevos, y no han sido probados, poseen características teóricas que significan una aportación muy importante a un campo que se ha caracterizado por su empirismo a través de los años.

##### H.1) Patrón de Flujo Horizontal.

Para seleccionar la forma más adecuada de predecir el patrón de flujo horizontal, primeramente se desecharon los mapas que representaban solo condiciones experimentales particulares (5,7,8,9,16) y no podían ser extrapolados a condiciones distintas.

El mapa de Baker<sup>10</sup> se desechó por las razones expuestas en el análisis presentado en el inciso A.

Se aceptaron los criterios de Mandhane et al<sup>17</sup> para desechar a (13, 5, 8, 14).

El mapa de Baker puede ser considerado como condensación de los datos y/o mapas de (4, 6, 7 y 78) y al ser incluido en la comparación de Mandhane et al<sup>17</sup> indirectamente son probados, por lo cual no es necesaria una prueba extra.

El mapa de Mandhane et al<sup>17</sup> representa en sí un promedio de los mapas de (10, 11, 12 y 15).

Así al probarlo, se checan las correlaciones indirectamente.

Cabe mencionar que hasta este punto solamente se ha hablado de mapas y no de un método, éste vacío viene a ser llenado por Taitel y Dukler<sup>18</sup> que presentan un sistema de cálculo como ya lo hemos mencionado, sin embargo, ellos van más lejos, ya que haciendo uso de su método, recalcularon las fronteras generalizadas de flujo propuestas y las cambiaron a coordenadas de velocidades superficiales. ( $V_{sL} - V_{sG}$ ) para el sistema aire-agua, a 25°C y 1 atm de presión en un tubo de diámetro horizontal de 2.5 cm. Una vez que éstas variables están fijas, se puede representar a F; X; K; Y en cada frontera de transición en términos de las dos velocidades superficiales.

Esto tenía como objeto obtener un mapa promedio de las variables y condiciones utilizadas por Mandhane et al<sup>17</sup> (la mayor parte de

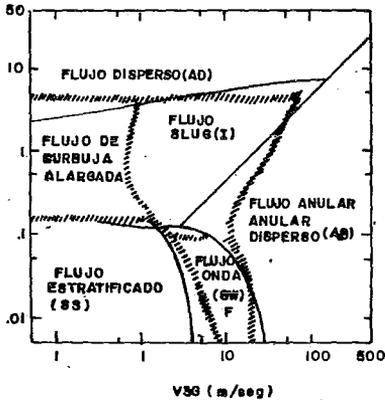
Los datos eran para tuberías de diámetros que iban de 1.3 a 5 cm) para crear su mapa y compararlos entre sí.

Los resultados se muestran en la fig. 4.29. Las curvas sólidas representan la predicción de la teoría que presentan Taitel y Dukler. Las bandas indican los datos (1.3 a 5 cm) representados por las fronteras de Mandhane. Existe un ajuste muy satisfactorio entre los mapas, tanto con respecto a las tendencias significativas de las curvas como a sus localizaciones absolutas. Así, con un solo juego de condiciones y variables, es posible predecir las fronteras (o en forma de mapas  $V_{SL}$ ,  $V_{SG}$ ) experimentales por medio de esta nueva teoría.

Este hecho fue el que, finalmente, inclinó la decisión a favor del método de Dukler y Taitel, ya que los demás mapas existentes hasta ese momento, podían ser predichos como una condición particular de este método teórico, lo cual, aparte de asignarle validez, revelaba una gran flexibilidad de extrapolación, lo que es esencial para el diseño.

Observando que los cálculos basados en transiciones teóricas de los regímenes estaban en buen acuerdo con los datos experimentales, los autores, ya con cierta confianza, exploraron el efecto de las variables de diseño.

Usando aire-agua a  $25^{\circ}\text{C}$  y 1 atm, se recalcularon las transiciones teóricas a coordenadas  $V_{SL}$  -  $V_{SG}$  para diámetros de 1.25, 5 y 30 cm de diámetro en tuberías horizontales y se muestran en la Fig. 4.30 en la cual están superpuestas las fronteras recomendadas por Mand-



4.29 COMPARACION DE LA TEORIA Y EL EXPERIMENTO  
 AIRE-AGUA, 25°C, 1 ATM 2.5 cm, DIAM., HORIZONTAL,  
 LINEA — REPRESENTA TEORIA, LINEA /// REPRESENTA  
 FRONTERAS MAPA MANDHANE ET AL (1974)  
 LAS DESCRIPCIONES DE REGIMENES ESTAN COMO  
 EN MANDHANE.

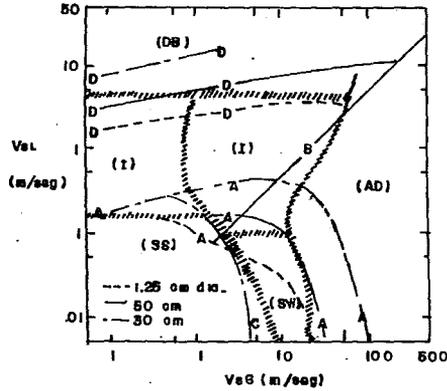
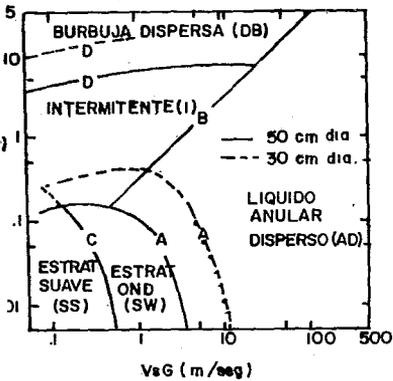


FIG. 4.30 EFECTO DE EL DIAMETRO DE LA TUBERIA EN  
 LAS FRONTERAS DE TRANSICION, AGUA-AIRE  
 25°C, 1 ATM, HORIZONTAL, LINEA — REPRESENTA  
 TEORIA; LINEA /// REPRESENTA MAPA MANDHANE  
 ETAL (1974)



4.31 EFECTO DE LAS PROPIEDADES DEL FLUIDO  
 EN LAS FRONTERAS DE TRANSICION,  
 CRUDO-GAS NATURAL, 38°C, 68 ATM,  
 HORIZONTAL.

hane, que como se indicó anteriormente, están basadas en datos obtenidos en tuberías de 1.3 a 5 cm. Nótese que la localización de las fronteras teóricas B y C es independiente del tamaño de la tubería. Se ve que para un rango pequeño de diámetros de la tubería (digamos 2-5cm), la localización de las fronteras no es muy sensible al tamaño. Sin embargo, para los diámetros mayores tales como 30 cm., el desplazamiento de las fronteras es significativo. Por lo tanto, se tendrá un error considerable si se usa un solo mapa  $V_{sL} - V_{sG}$  <sup>18</sup>. Como ellos lo esperaban, para tuberías de diámetros mayores, la teoría predice que el flujo estratificado persistirá a gastos de gas más altos.

Observando la importancia práctica tan grande del flujo de crudo gas natural a presiones altas, donde las propiedades son drásticamente diferentes de las que se tiene para el caso aire/agua, - los autores calcularon las transiciones de regímenes en coordenadas  $V_{sL} - V_{sG}$  para una tubería horizontal operando a 68 atm y - 38°C con crudo con una densidad de 0.65 g/cm<sup>3</sup> y gas natural con una densidad de 0.05 g/cm<sup>3</sup>. Las viscosidades del crudo y gas - fueron fijados a 0.5 y 0.015 cp, respectivamente. En la Fig. 4.31 se muestran los resultados obtenidos para los diámetros de 5 y 30 cm. Una comparación de esta figura con las Figs. 4.29 y 4.30 trazadas para aire-agua muestra lo inadecuado de suponer que los mapas de coordenadas  $V_{sL} - V_{sG}$  son independientes de las propiedades utilizadas <sup>18</sup>. La transición de flujo estratificado suave a estratificado con oleaje y la de estratificado a anular se trasladan cuando se usan velocidades del gas un orden de magnitud me

nores. Esto se debe, por supuesto, a la mayor densidad del gas. Por lo tanto, la nueva teoría presentada puede tomar en cuenta estas condiciones.

Por último, los autores estudiaron el efecto de unos pocos grados de inclinación en la alocalización de las transiciones, este efecto, se observa en las figs. 4.32 y 4.33. El caso seleccionado considera aire-agua a baja presión en una tubería de 5 cm. de diámetro.

El efecto de la inclinación es muy pronunciado. Las inclinaciones descendentes ocasionan que el líquido se mueva más rápidamente, tenga un menor nivel, y así requiere un gasto mayor de gas y de líquido para poder producir una transición de flujos estratificados<sup>18</sup>. Si se comparan la Fig. 4.30 y la 4.32 se ve como la región de flujo intermitente, se reduce substancialmente. En forma inversa, el flujo con unos pocos grados de inclinación ascendente ocasiona que el flujo intermitente ocurra sobre un rango de condiciones de flujo mucho más amplio como se ve en la Fig. 4.33. De hecho, a un ángulo de 0,1 grados, se predice que el flujo intermitente ocurrirá a flujos de líquido y gas extremadamente bajos. La forma peculiar de la frontera de transición de intermitente a estratificado para un  $\alpha = -0.03$  grados se debe a un cambio en el flujo de turbulento a laminar.

Taitel<sup>116</sup> examinó recientemente la posibilidad de introducir el efecto de la rugosidad en el método de predicción de patrones de flujo, el cual fue desarrollado originalmente para tuberías lisas.

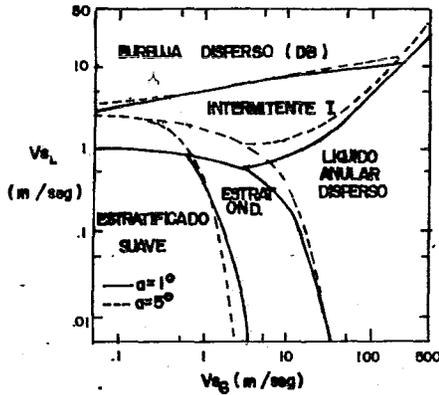


FIGURA 4.32 EFECTO DE LA INCLINACION EN LAS FRONTERAS DE TRANSICION, AGUA-AIRE 25°C, 1 ATM, 5cm. DIAM. FLUJO VERTICAL DESCENDENTE

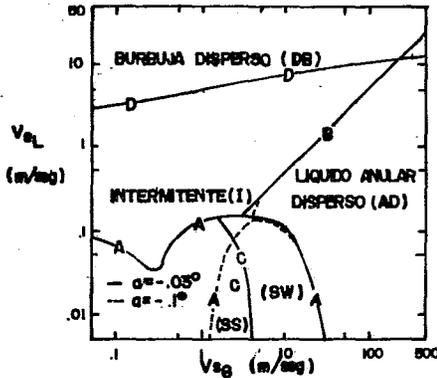


FIGURA 4.33 EFECTO DE LA INCLINACION EN LAS FRONTERAS DE TRANSICION, AGUA-AIRE, 25°C, 1 ATM, 5 cm. DIAMETRO, FLUJO VERTICAL, ASCENDENTE

Demuestra la forma de modificarlo y propone la ecuación de Colebrook para tomar en cuenta la rugosidad en la evaluación del factor de fricción. En esta tesis, se utiliza la ecuación de Churchill<sup>117</sup>, de reciente aparición, la cual ofrece varias ventajas que se discutirán posteriormente.

## H.2) Patron de Flujo Vertical.

### a) Flujo Ascendente.

En la selección del mejor mapa de patrones de flujo vertical ascendente se eliminaron primeramente los mapas con resultados limitados (7, 22, 19, 20) y aquellos que adolecen de generalidad (23, 24, 25, 26, 27) de acuerdo con los criterios de Oshinowo<sup>34</sup> presentados en el inciso B), los cuales fueron aceptados como válidos.

El siguiente mapa analizado fue el de Griffith y Wallis. La inclusión o no de este mapa en el patrón final de comparación tenía que estar basada en argumentos muy precisos y contundentes, ya que su uso está bastante generalizado hoy en día, aún en compañías de ingeniería de proyecto.

El estudio base para analizar el mapa de Griffith y Wallis (Fig. 4.34) fue desarrollado por Golan y Stenning<sup>35</sup> proponiendo además, dos mapas de patrones. Según los autores, al determinar la frontera slug-anular, Griffith y Wallis comenzaron partiendo de la suposición de que en el flujo vertical ascendente el patrón anular es el límite físico del patrón slug; o sea, la longitud de -

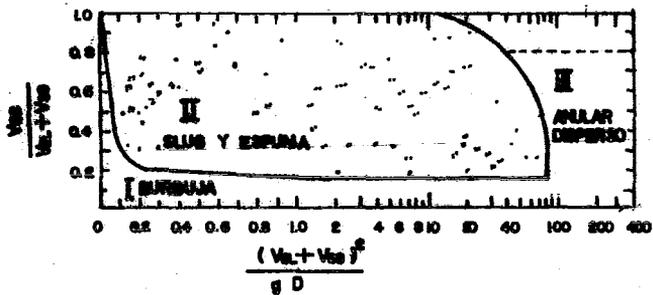


FIGURA 4.34 MAPA DE REGIMENES DE FLUJO DE GRIFFITH Y WALLIS PARA UNA TUBERIA VERTICAL

la burbuja se va hasta infinito. La ecuación dada para la longitud de la burbuja, en términos de la longitud del slug de agua es:

$$L_b = \frac{Q'_G L_s + nD (Q_G + Q_L + V_b A)}{m(Q_G + Q_L + V_b A_p) - Q_G}$$

donde:

$L_s$  = longitud del slug

$n$  = Constante adimensional que relaciona el volumen de la burbuja con su longitud.

$V_b$  = Velocidad de ascenso de la burbuja con respecto al líquido que esta arriba de ella.

$m$  = Constante adimensional que relaciona el volumen de la burbuja con su longitud.

A ciertas condiciones de flujo el denominador de la ecuación se va a cero y en consecuencia la longitud de la burbuja es infinita. Esta condición representa el criterio de transición de Griffith y Wallis para flujo anular. Griffith y Wallis no consideran la existencia de un patrón espuma. Una característica importante ilustrada por este mapa es que arriba de un Froude de mezcla de aproximadamente 100 hay una transición directa de flujo burbuja a flujo anular disperso. Este mapa de flujos se puede considerar incompleto, debido a que no se presenta una línea de transición a espuma<sup>35</sup>.

En 1964 Griffith<sup>118</sup> presentó de nuevo un mapa para flujo vertical ascendente, el cual es apropiado para uso en mezclas aire-agua fluyendo en una tubería de 1".

Dicho mapa se ilustra en la Fig. 4.35, Griffith presentó una ecuación que define la frontera entre el flujo semi-anular-slug y el anular disperso:

$$\frac{V_{SG}}{[gD (\rho_L / \rho_G)]^{1/2}} = 0.75 + \frac{V_{SL}}{(gD)^{1/2}}$$

Esta ecuación de transición es adimensional y permite que se calcule la línea de transición slug-espuma y la línea de transición anular-disperso para flujos diferentes a mezclas aire-agua y para diámetros de tubería distintos.

Comparando los mapas de Griffith y Wallis<sup>28</sup> y Griffith<sup>118</sup>, se puede determinar rápidamente que no hay similitud en la línea de transición slug-anular en la forma en que es presentada en estos mapas<sup>35</sup>.

Moïssis<sup>85</sup>, en una investigación de el régimen slug en flujo vertical, presentó un mapa de flujo parcial usando las mismas coordenadas que el mapa de Griffith y Wallis e identificó el régimen anular de Griffith y Wallis como flujo espuma. Esto causa bastante duda acerca de lo que representa realmente esta área en el mapa de flujos. Las conclusiones a las que llegó Moïssis son (inter-alia):

1. La transición del flujo slug-no-homogéneo a una niebla homogénea o a un flujo espumoso, se debe a una inestabilidad hidrodinámica de Helmholtz de la película líquida respecto de la interfase de la burbuja.
2. La línea de transición del flujo slug depende de el tamaño de las burbujas. La Fig. 4.36 ilustra la transición de flujo slug tal

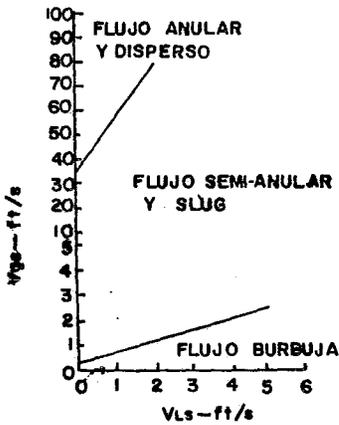


FIG. 4.35 MAPA DE FLUJO VERTICAL DE GRIFFITH

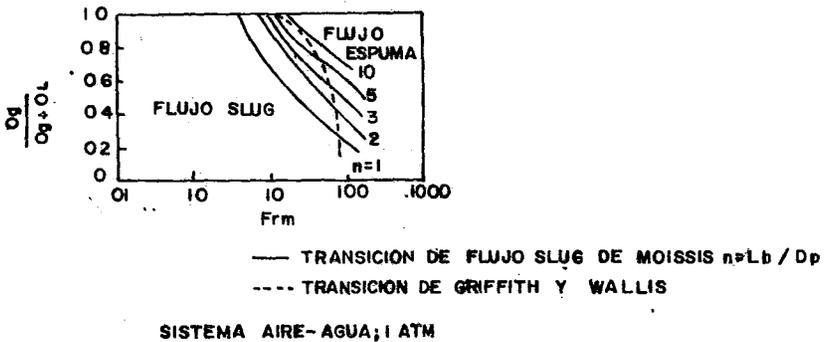
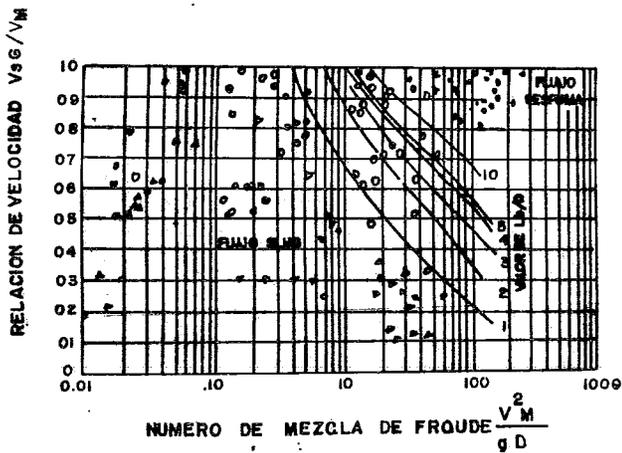


FIG. 4.36 b MAPA DE MOISSIS DE TRANSICION DE FLUJO SLUG CON LA TRANSICION DE GRIFFITH WALLIS INCLUIDA;



**FIG. 4.36a** CORRELACION DE MOISSIS PARA TRANSICION DE FLUJO-SLUG A ESPUMA, LOS PUNTOS BLANCOS DENOTAN OBSERVACIONES DE FLUJO SLUG Y LOS PUNTOS NEGROS DENOTAN OBSERVACIONES DE FLUJO ESPUMA.

y como la observó Moissis.

3. Incrementando el diámetro de la tubería se acelera el proceso de transición del flujo-slug.

El mapa de Moissis también indica que la transición tan exacta de flujo burbuja a flujo anular predicha por el mapa de flujos de Griffith y Wallis a un número de Froude de mezcla de 100 no ocurre en realidad.

En resumen, los mapas de Griffith y Wallis y el de Griffith no son completos en el sentido de que no se presentan líneas de transición para todos los regímenes de flujo, además de que contienen cierta información contradictoria<sup>35</sup>.

Uno de los resultados que obtuvieron Golan y Stenning en base a sus datos experimentales fue la ecuación que representa la transición slug-espuma:

$$\frac{V_{SG}}{[gD (\rho_L / \rho_G)]^{1/2}} = 0.139 + 0.011 \frac{V_{SL}}{(gD)^{1/2}}$$

la cual fue comparada con el criterio de Griffith y Wallis para la transición a flujo anular y con el criterio de Moissis de transición de slug-espuma.

Los resultados de la comparación se muestran en la Fig. 4.37. La ecuación de Golan-Stenning y el criterio de Moissis de transición slug-espuma para slugs de longitud de 6-8 pulgs. tienen una concordancia excelente. La Fig. 4.37, también indica que la transición

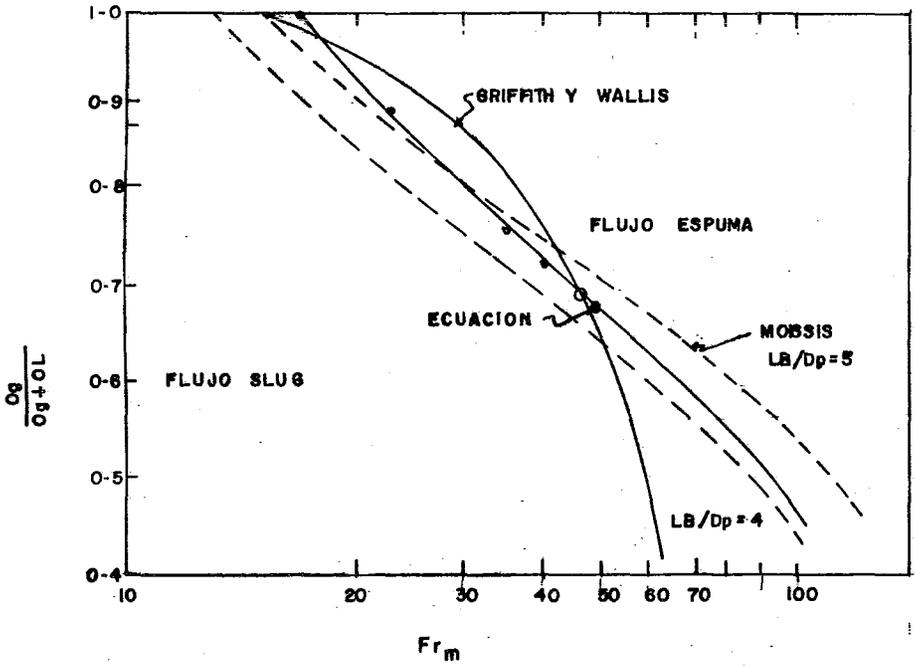


FIG. 4.37 COMPARACION DE LOS CRITERIOS DE TRANSICION SLUG- ESPUMA.

a flujo anular de Griffith y Wallis es en realidad una transición slug-espuma<sup>35</sup>.

Con base en todas las fallas enumeradas anteriormente, se eliminó de la comparación final al mapa de flujos de Griffith y Wallis, así como el de Griffith.

El mapa de Ros se podría analizar indirectamente al probar las ecuaciones de Orkiszewski y debido a que Orkiszewski no presentó un mapa en sí y no se le puede comparar en condiciones de igualdad con los otros mapas y tomando en cuenta que es el método combinado predicción de patrón-caída de presión más aceptado se comparará después con el mapa seleccionado en base a caídas de presión predichas a través de la predicción de un patrón de flujo.

Los mapas de Aziz et al<sup>36</sup> y Gould et al<sup>37</sup> no presentan a priori ninguna característica negativa y toman en cuenta el efecto de las propiedades de los fluidos, por lo tanto, no son eliminados.

En resumen, los mapas a comparar finalmente son los de Aziz et al, Gould et al, Golan y Stenning, Oshinowo y teniendo como finalidad solamente la búsqueda de generalidad, el de Taitel y Dukler.

La búsqueda del sistema de comparación dió como resultado la elección del método de sobreposición de mapas de flujo estando en coordenadas de velocidades superficiales de gas y líquido, habiendo fijado previamente las condiciones experimentales y consecuentemente las propiedades, ya que como se sabe, un mapa representa un solo conjunto de condiciones.

Como antecedentes de este tipo de método se tiene a (92, 17 y 18) El problema es que la mayoría de las coordenadas utilizadas normalmente, es algo compleja y depende de las propiedades al graficar, por lo cual sería complicado pasar un mapa de unas a otras coordenadas. Este método evita transformaciones de dudosa confiabilidad y coloca todos los puntos en coordenadas imparciales como son las de velocidades superficiales.

Para no tener que efectuar comparaciones de todos los mapas entre sí, lo cual hubiere consumido mucho tiempo innecesariamente (ya que no todos los mapas reúnen cualidades excelentes en su creación) se decidió elegir un mapa base y compararlo con todos los demás. El mapa elegido fue el de Oshinowo, ya que es el que reúne comparativamente mayor cantidad de datos experimentales, siendo además, la correlación de los mismos realizada en base a un estudio fenomenológico muy detallado.

Como vía de ejemplo, solo se detallará el procedimiento seguido para transformar las coordenadas originales de Oshinowo a coordenadas de velocidades superficiales.

Ya que el mapa de Oshinowo fue creado en base a datos experimentales con variación de las propiedades del líquido desde 0% de concentración (agua) hasta 60.5% de concentración de glicerol, se eligió la concentración de 35% como una concentración más o menos promedio del mapa contando además, con datos de propiedades en esta corrida específica y tomando en cuenta que no es necesario elegir un promedio aritmético exacto de la concentración ya que -

todos los mapas se van a transformar sobre esta base.

El grupo  $\Lambda = \frac{V_{SL}}{(S_{gL} \cdot V_{SL}^3)^{1/4}}$  calculado para glicerol al 35% y aplicando la raíz cuadrada es igual a  $\sqrt{\Lambda} = 1.69$

$$F_{rtp} = \frac{V_M^2}{gD} ; V_M = \frac{Q_G + Q_L}{A} = V_{SG} + V_{SL}$$

(Moissis)

$$\therefore \frac{(V_{SG} + V_{SL})^2}{gD \sqrt{\Lambda}} = X$$

$$\therefore V_{SG} + V_{SL} = \sqrt{X \sqrt{\Lambda} gD}$$

$$\therefore V_{SL} = (\sqrt{X \sqrt{\Lambda} gD} - V_{SG})$$

Además,

$$\sqrt{R_v} = \sqrt{\frac{Q_G}{Q_L}} = \sqrt{\frac{Q_G/A}{Q_L/A}} = \sqrt{\frac{V_{SG}}{V_{SL}}}$$

$$\sqrt{\frac{V_{SG}}{V_{SL}}} = Y$$

$$V_{SG} = Y^2 V_{SL}$$

Substituyendo  $V_{SG}$  en la ecuación para  $V_{SL}$ :

$$V_{SL} = (\sqrt{X \sqrt{\Lambda} gD} - Y^2 V_{SL})$$

$$V_{SL} = (1 + Y^2) = \sqrt{X \sqrt{\Lambda} gD}$$

$$V_{SL} = \frac{\sqrt{X \sqrt{\Lambda} \cdot gD}}{1 + Y^2}$$

Para este caso promedio:

$$V_{SL} = \frac{\sqrt{X(1.69)(32.17)(.0833)}}{1 + Y^2}$$

$$V_{SL} = \frac{2.128 \sqrt{X}}{1 + Y^2}$$

El procedimiento consiste en obtener las coordenadas X-Y de todas las fronteras y con ellas  $V_{SL}$ , después se obtiene  $V_{SG}$  con  $V_{SG} = Y^2 V_{SL}$  y se grafican las parejas  $V_{SL}-V_{SG}$ .

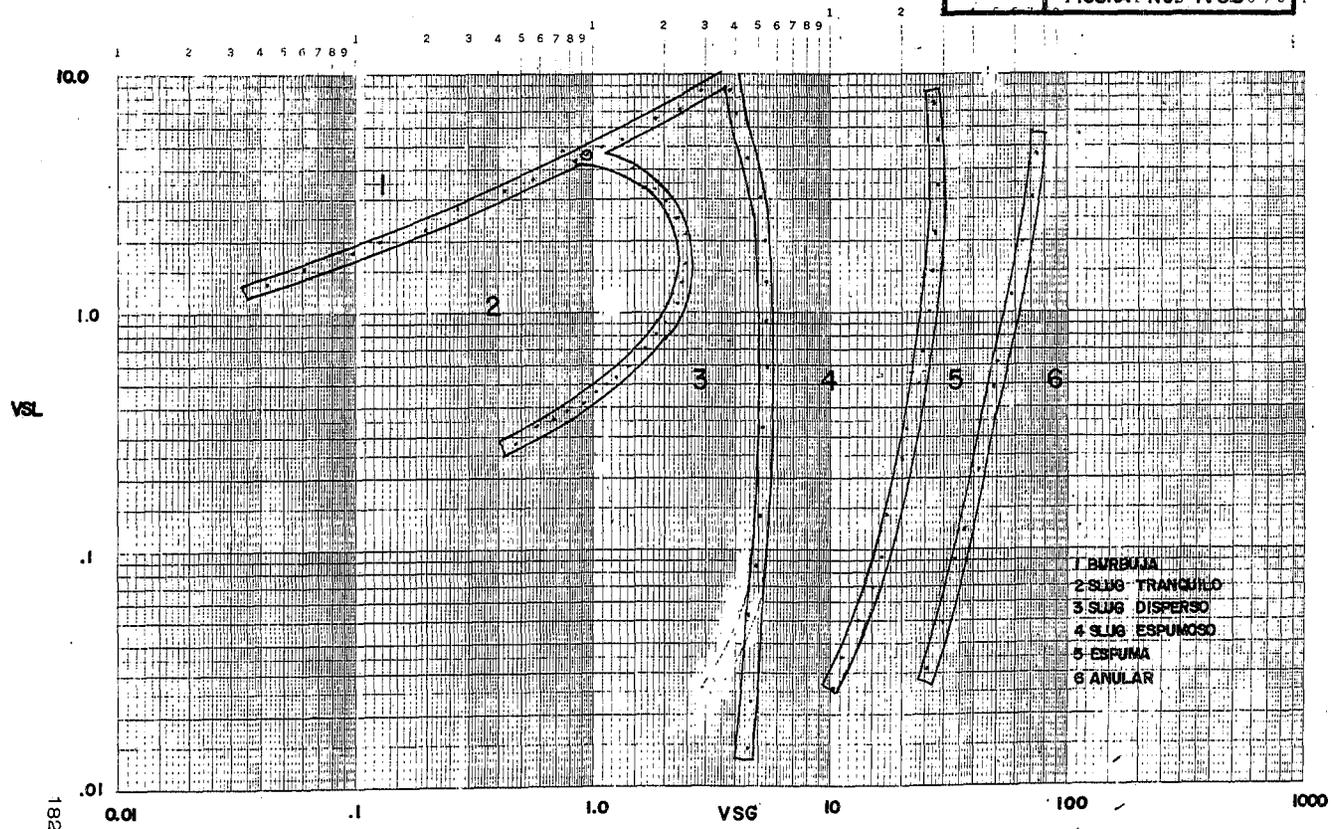
El mapa de Oshinowo transformado se presenta en la Fig. 4.38.

El mapa de Aziz et al transformado se presenta sobrepuesto al de Oshinowo en la Fig. 4.39, en la cual se puede observar que definitivamente, no hay una correspondencia aceptable entre ellos, por lo cual se elimina.

El mapa de Gould et al transformado se presenta sobrepuesto al de Oshinowo en la Fig. 4.40, observándose el mismo problema que en el anterior, por lo cual también se desecha. Como comentario, la región llamada "heading" por Ros y graficada por Gould se encuentra fuera del rango del mapa de Oshinowo, eliminando así la posibilidad de alguna diferencia grave en observación visual entre ellos.

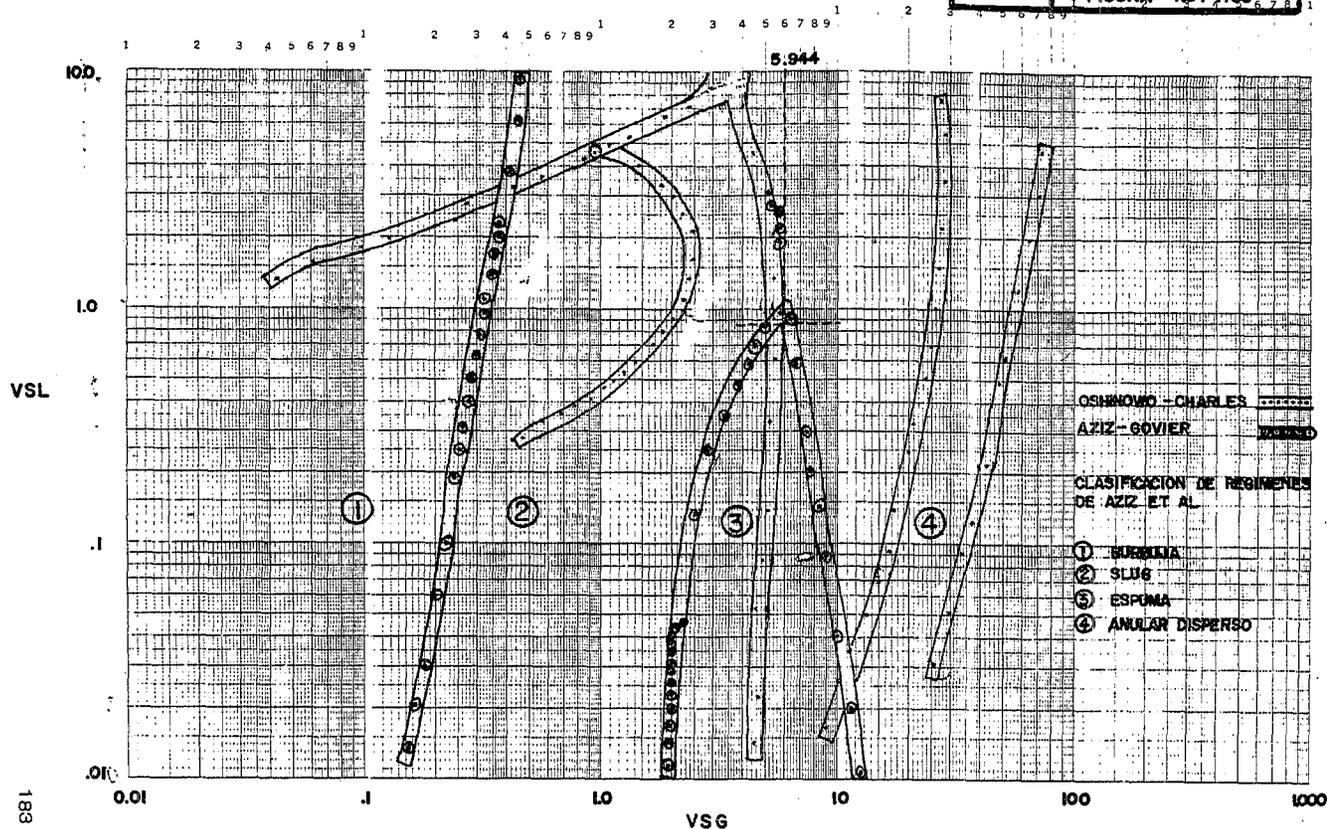
El mapa de Golan y Stenning, al sobreponerse el de Oshinowo en la Fig. 4.41, se revela como un caso particular de él, al estar situadas más o menos en promedio sus regiones sobre las de Oshinowo, y por lo tanto se desecha.

Finalmente, se presenta la sobreposición de el mapa de Taitel y -

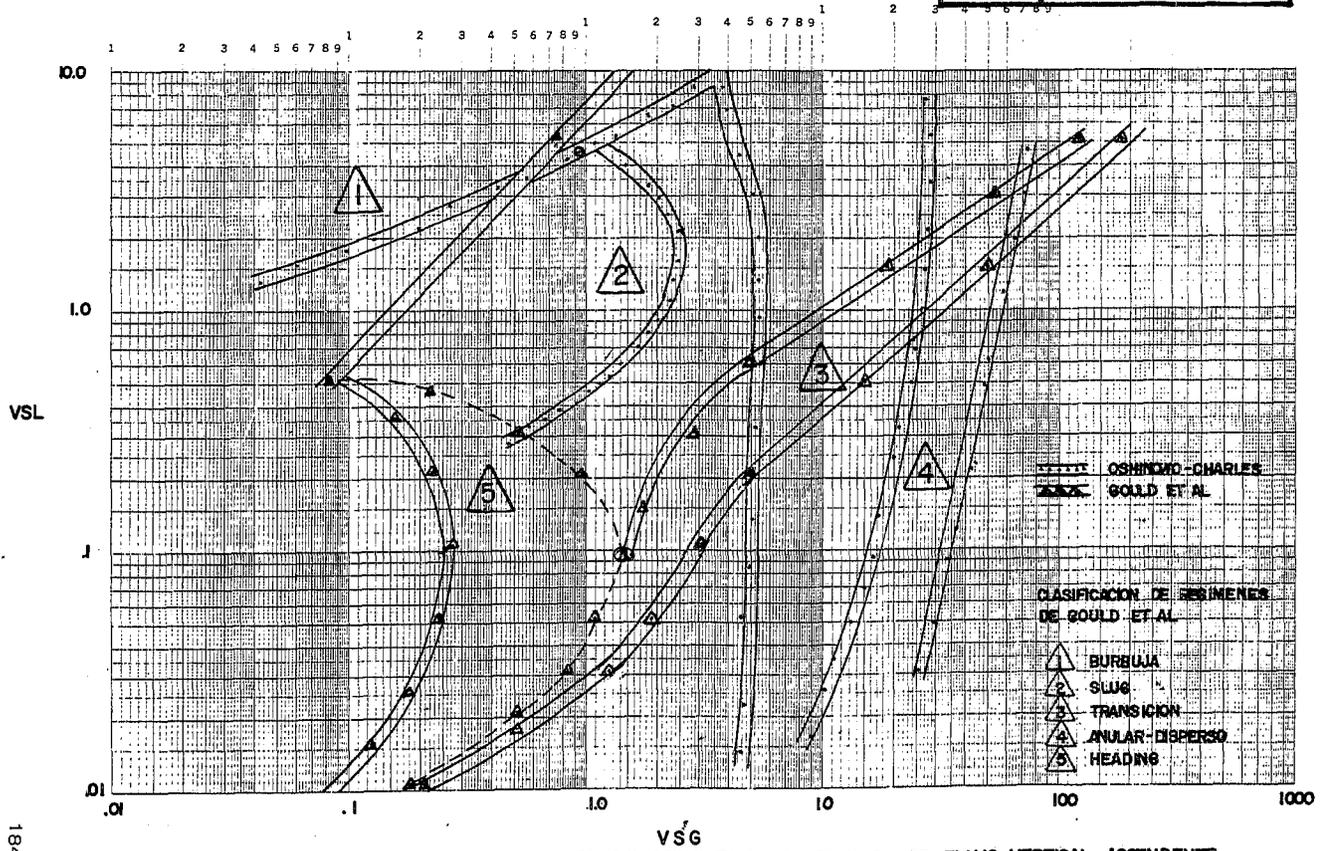


1882

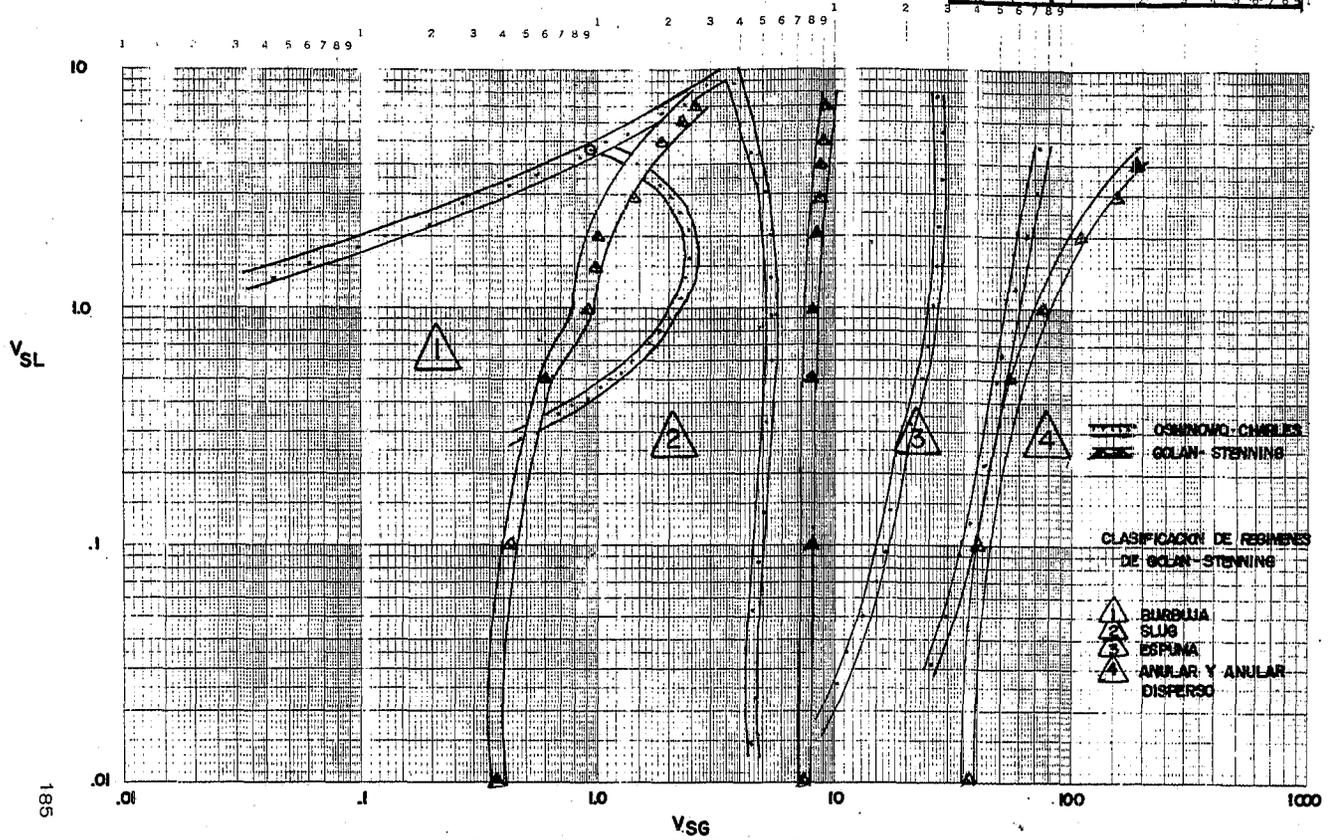
REPRESENTACION DEL MAPA DE PATRONES DE FLUJO VERTICAL ASCENDENTE DE OSHINOWO- CHARLES EN COORDENADAS DE VELOCIDADES SUPERFICIALES



SUPERPOSICION DEL MAPA DE PATRONES DE AZIZ ET AL EN EL MAPA DE FLUJO VERTICAL ASCENDENTE DE OSHINOWO - CHARLES

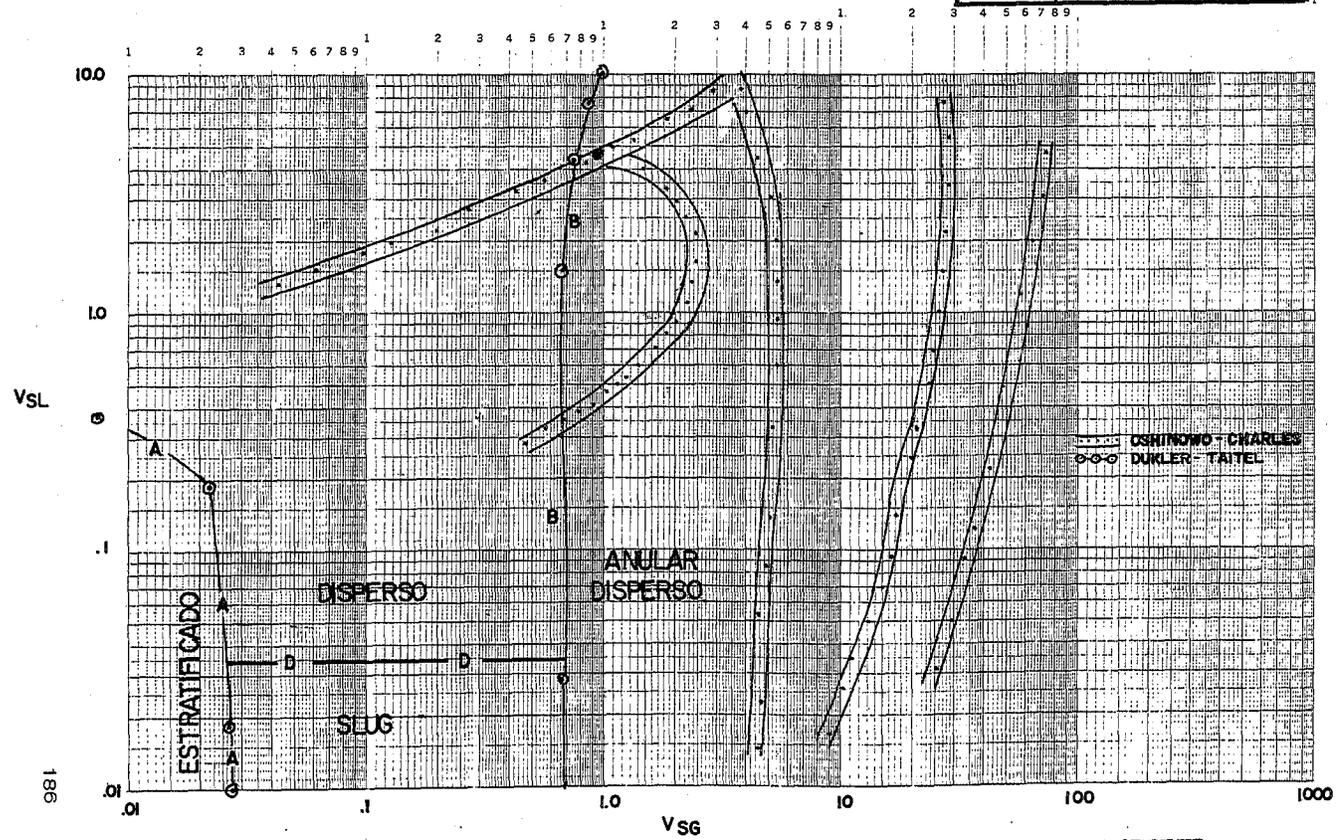


SUPERPOSICION DEL MAPA DE PATRONES DE GOULD ET AL EN EL MAPA DE FLUJO VERTICAL ASCENDENTE DE OSHINOWO - CHARLES



SUPERPOSICION DEL MAPA DE PATRONES DE GOLAN-STENNING EN EL MAPA DE FLUJO VERTICAL ASCENDENTE DE OSHIKAWA-CHARLES

185



1881

SUPERPOSICION DEL MAPA DE PATRONES DE DUKLER-TAITEL EN EL MAPA DE FLUJO VERTICAL ASCENDENTE DE OSHINOWO - CHARLES

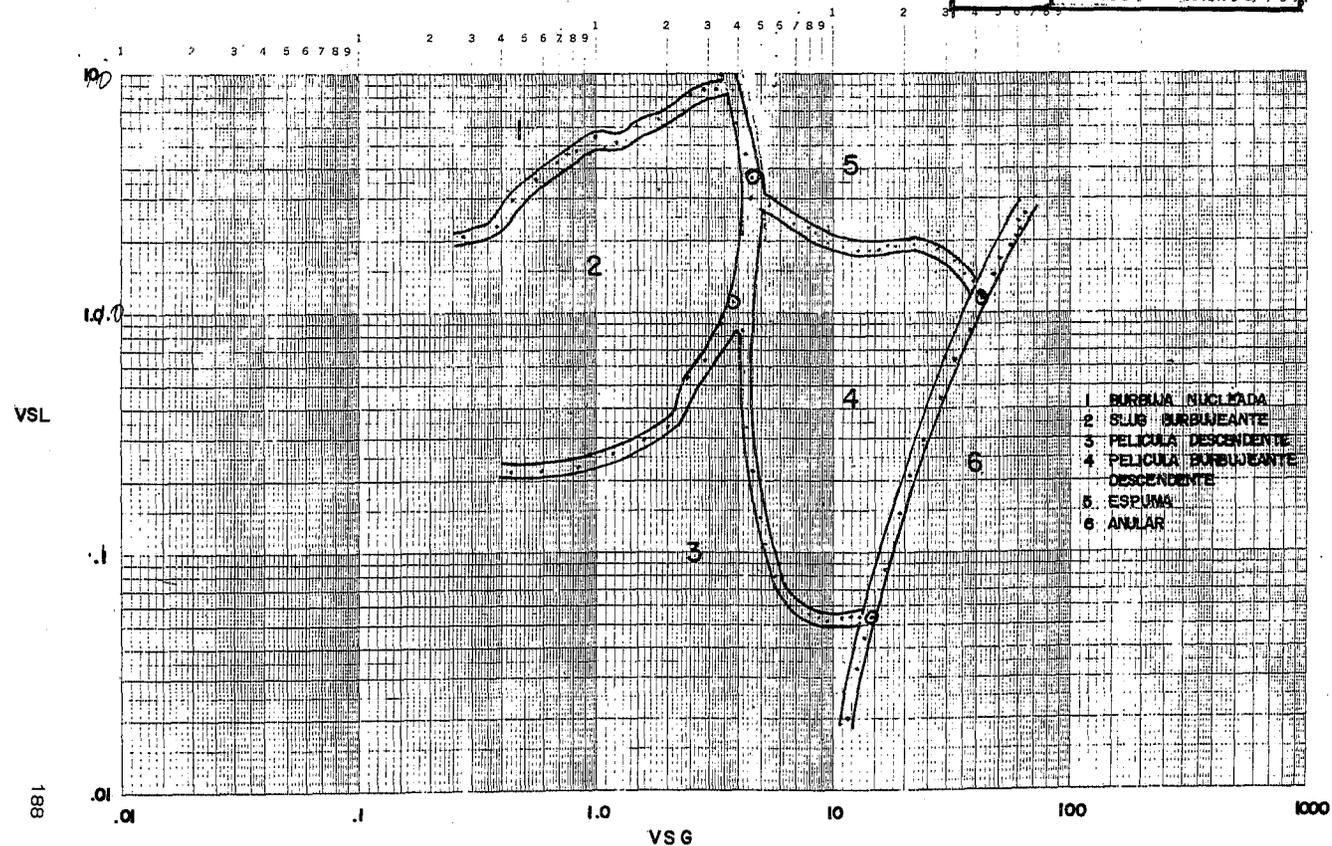
Dukler sobre el de Oshinowo en la Fig. 4.42 (la transformación a vels. superficiales se llevó a cabo sobre las ecuaciones de transición presentadas por ellos y calculando luego cada punto), observándose una correspondencia nula.

Este hecho no es de extrañar ya que sería muy ambicioso tratar de representar los complicados efectos combinados de las fuerzas de fricción, presión y gravitatorias en un término cuya fuente principal de variación es una función senoidal simple (es oportuno recordar la distorsión de fronteras presentada por Taitel y Dukler al modificar la inclinación en .03 y .1 grados solamente, el efecto de una inclinación de  $90^\circ$  es muy severo). Además, debemos recordar que no hay un símil del flujo estratificado en flujo vertical, lo cual es otra limitación.

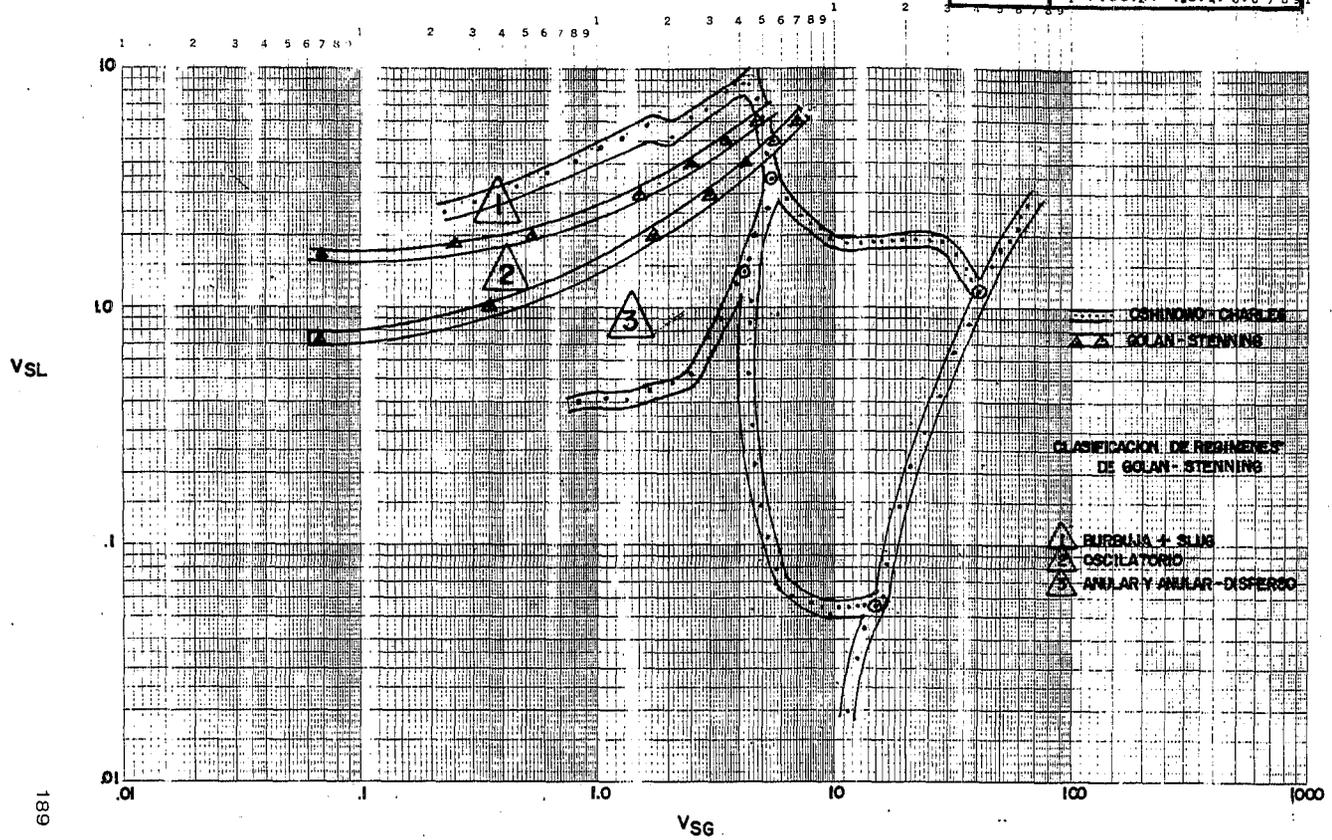
Siendo totalmente estrictos podría aseverarse que en realidad, no se tiene una certeza total de cual mapa es el óptimo, partiendo de la base de que solo con comprobaciones experimentales en plantas en operación se podría establecer un criterio de selección; sin embargo, después de comparar los mapas entre sí, y asignando la mejor calidad de creación al de Oshinowo, se elige en consecuencia como el más aceptable.

#### b) Flujo descendente.

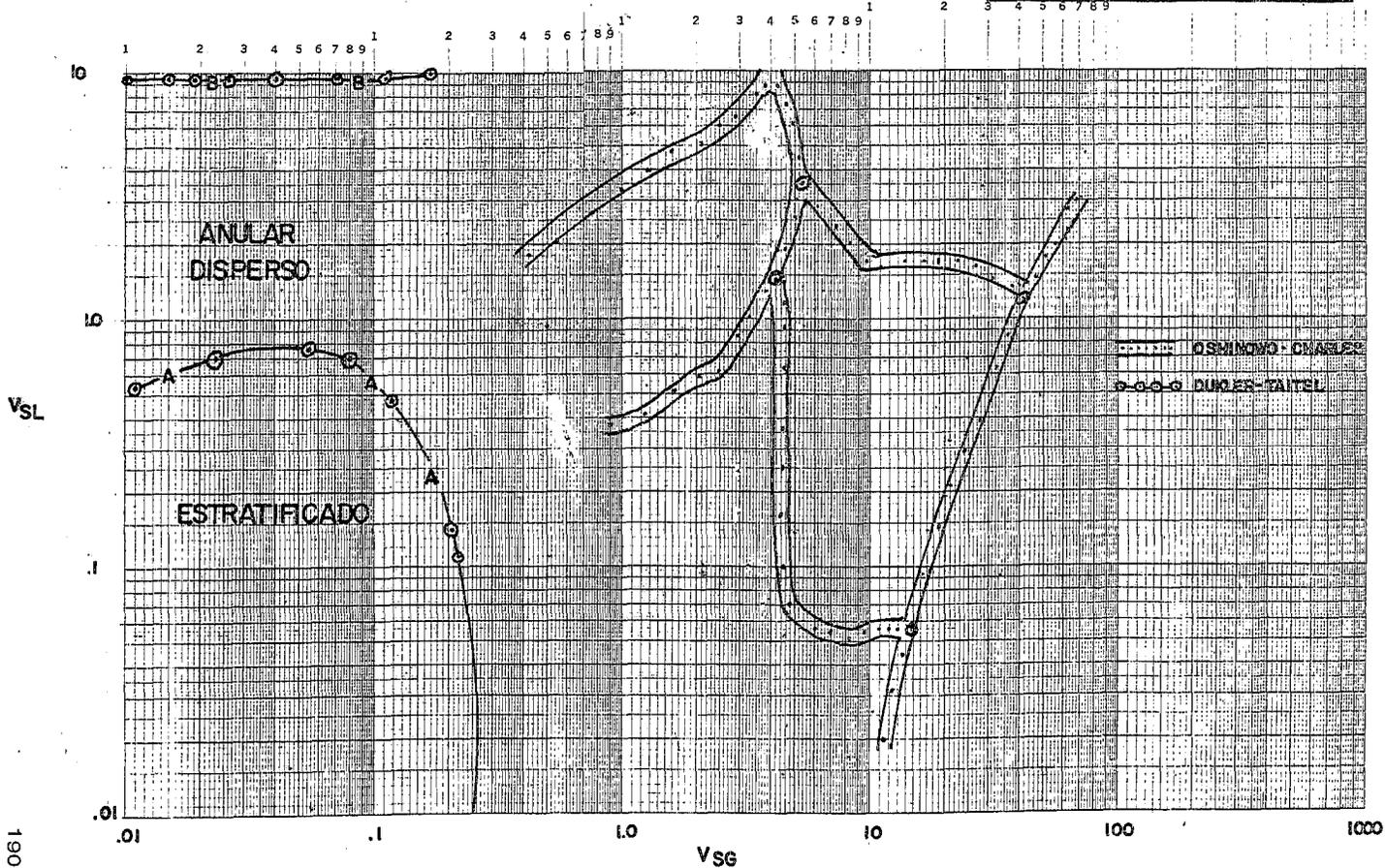
Los mapas a comparar son los de: Oshinowo, Golian y Stenning y Taitel y Dukler. De nuevo el de Oshinowo es el mapa base y se utilizó el mismo procedimiento que para flujo ascendente. En la Fig. 4.43, se presenta el mapa de Oshinowo, transformado a velocidades



REPRESENTACION DEL MAPA DE PATRONES DE FLUJO VERTICAL DESCENDENTE DE OSHINOWO-CHARLES EN  
 COORDENADAS DE VELOCIDADES SUPERFICIALES



SUPERPOSICION DEL MAPA DE PATRONES DE GOLAN-STENNING EN EL MAPA DE FLUJO VERTICAL DESCENDENTE DE OSHINOWO - CHARLES



SUPERPOSICION DEL MAPA CALCULADO DE PATRONES DE FLUJO DE DUKLER-TAITEL EN EL MAPA DE FLUJO VERTICAL DESCENDENTE DE OSHINOWO-CHARLES

superficiales.

En la Fig. 4.44 se sobrepone el de Golan-Stenning al de Oshinowo, observándose una correspondencia nula, por lo cual se desecha.

En la Fig. 4.45 se sobrepone el mapa calculado de Taitel-Dukler, para flujo descendente observando de nuevo nula correspondencia, por lo que se desecha la extrapolación.

Para este caso, por lo tanto, se elige el de Oshinowo ya que, - aunque no hay suficientes datos experimentales de otros autores, para comprobarlo, teóricamente es el más sólido.

### H.3 Holdup.

Lo que debe ser enfatizado es que el holdup es una función de la orientación del conducto. Las correlaciones de holdup exactas - para flujo horizontal son en general, inválidas para flujo vertical<sup>98</sup>.

El escoger una correlación de holdup para las ecuaciones de gradiente de presión es un gran problema.

Como una primera aproximación se utilizó el análisis crítico de Mandhane et al<sup>53</sup>, el cual propone un método de dudosa exactitud y exento de generalidad para predecir el holdup. Dicho método consiste en predecir el patrón de flujo con su mapa en base a las variables conocidas del sistema asociadas con una observación de holdup dada. Para el propósito de la comparación de las correlaciones a ese patrón de flujo predicho se le asociará con la obser

ción de Hagedorn y Brown, debido a que se recomienda ampliamente en (98) y además se probarán las correlaciones de Hughmark (que originalmente fue desarrollada para flujo vertical) y Nguyen-Spedding.

Para incluir el método de Nguyen-Spedding, fue necesario correlacionar por interpolación (debido a su naturaleza logarítmica) el mapa de regímenes de holdup y las gráficas de  $C^*$  y B para los ángulos  $0,45$  y  $90$  grados para los regímenes de holdup I y II.

Para las curvas faltantes ( $-45^\circ$  y  $-90^\circ$  en regímenes I y II) y para todas las curvas del régimen III se hizo necesario pedir los datos experimentales originales<sup>97</sup> y calcular los parámetros a graficar dependiendo de la función utilizada (Zuber-Findlay para I, II y Govier-Omer para III) procediendo después a su ajuste gráfico y correlación por interpolación.

Por lo tanto, quedan para comparación en holdup horizontal las correlaciones de Hughmark, Lockhart-Martinelli y Nguyen-Spedding.

#### H.4) Factor de Fricción a Dos Fases.

No es recomendable utilizar las correlaciones de Huey y Bryant y Kopalinsky y Bryant, ya que aparte de que están limitadas al flujo burbuja, analizan el sistema a dos fases como un flujo homogéneo sin deslizamiento, lo cual no es congruente con la realidad. Por estas razones, principalmente fueron desechadas.

El método de Dukler tiene una base teórica consistente y un so-

porte experimental aceptable lo cual le ha permitido reportar buenos resultados en diversas comparaciones que se han realizado. Por estas razones, se le incluyó en la comparación.

El enfoque de Beattie, aunque tiene orientación en los postulados de similaridad de Dukler, es en realidad una aplicación de los mismos y representa un nuevo modo de pensar menos empírico al incluir la teoría de la longitud de mezcla en dos fases (originalmente desarrollada y aplicada por Levy<sup>119</sup>) para definir la naturaleza de la subcapa y el perfil de velocidades. Aún cuando llevó a cabo sus experimentos en tubos con diámetros pequeños y con el sistema agua-vapor (Dukler utilizó datos experimentales en cierta forma similares) vale la pena incluir este método en el programa de comparación.

Finalmente, se desarrolló un híbrido con la ecuación de factor de fricción para una fase y un Reynolds en dos fases de Dukler para observar que resultados se obtienen al aplicarlo al método de Lockhart-Martinelli.

#### H.5) Caída de Presión Horizontal.

Las primeras correlaciones desechadas fueron las de Bankoff, Baker, Cheweth y Martin y la de Yagi, utilizando como base la comparación realizada por Dukler<sup>54</sup>, además, de algunas características negativas ya mencionadas en su presentación. La correlación de Eaton se desechó en base al análisis realizado por DeGance y Atherton<sup>2</sup>. El método de Gregory et al se elimina por dos razones: La primera

es que utiliza como base un mapa de patrones de flujo que ha demostrado ser un caso particular de condiciones de operación y la segunda es que la idea básica de esta tesis es probar métodos unificados consistentes y que tengan el rango de aplicación más general posible.

La correlación de Lockhart y Martinelli se selecciona para prueba en base a su gran consistencia teórica y a su aceptable papel ante el modelo de Dukler et al<sup>56</sup>.

La correlación de Dukler et al ha tenido bastante aceptación y éxito en este campo, amén de un modelo teórico consistente, por lo cual, también se selecciona.

#### H.6) Caída de Presión Vertical.

De acuerdo con el análisis presentado en el inciso F., se pueden reconocer tres orientaciones principales en el campo del flujo vertical a dos fases:

- a) Métodos empíricos dependientes del propuesto por Poettmann y Carpenter (67, 68 y 69).
- b) Métodos empíricos independientes, conjuntamente con los métodos a los que dieron lugar (70, 52 y 33).
- c) Enfoques teóricos siguiendo el esquema básico del método de Orkiszewski en particular (71, 37 y 36).

El estudio básico de comparación utilizado fue el propuesto por -

Lawson y Brill<sup>72</sup>, debido a sus magníficas características de imparcialidad (normalmente un autor presenta su método comparado con los otros métodos disponibles); así como un análisis profundo de las limitaciones propias de los datos experimentales de los métodos de predicción de propiedades y de la extrapolación de correlaciones de las variaciones en los resultados obtenidos surgidas como consecuencia de usar técnicas de programación diferentes.

Los autores comparan los métodos de Poettmann y Carpenter, Baxendell y Thomas Fancher y Brown, Hagedorn y Brown, Duns y Ros y Orkiszewski. Su conclusión principal es que ningún método de predicción de caída de presión fue definitivamente superior a todos los otros considerados para todos los rangos de variables de flujo en la producción de petróleo en un pozo vertical. Sin embargo, cuando se aprobaron contra el total de los 726 datos de pruebas en pozos, el orden de eficiencia en base al error por ciento y desviación standard se presentó de la manera siguiente: Hagedorn y Brown, Orkiszewski, Fancher y Brown, Duns y Ros, Poettmann y Carpenter y Fancher y Brown. Hasta aquí llegaron las conclusiones de los autores; sin embargo, no tomaron en cuenta el hecho de que 346 de los 726 datos procedían del estudio de Hagedorn y Brown, por lo cual era de esperarse que estadísticamente los parámetros se desviarán hacia esa correlación. En contraste, solo 22 datos de Orkiszewski fueron utilizados en el total y pese a ello, le siguió en eficiencia a Hagedorn y Brown por lo cual, se puede concluir que la correlación de Orkiszewski, es la más confiable de las analizadas. Finalmente, los autores están con-

cientes de las limitaciones intrínsecas no controlables de un estudio como el que se llevó a cabo y dando una muestra de honestidad, sugieren que los resultados de su estudio sean usados solo como una guía al seleccionar un método de predicción de pérdida de presión.

La discriminación de las ventajas o desventajas de utilizar los métodos de la orientación c) es simple, ya que de ellos, (36 y 71) presentan un enfoque teórico del flujo vertical a dos fases y no obtienen mejores resultados que Orkiszewski, ¿Cual de los dos enfoques es el correcto?, no lo podemos saber hasta que se desarrolle más investigación teórica en esta área. La razón es que el hecho de presentar un análisis teórico de un problema, no implica que esa sea la solución requerida y los dos métodos solamente modifican el ya conocido esquema de Griffith y Wallis para flujo slug y no proponen algún enfoque realmente nuevo al problema. El tercer método, propuesto por Gould et al<sup>37</sup>, sigue casi en su totalidad el esquema de Orkiszewski y reconoce<sup>114</sup> que las ecuaciones utilizadas por los autores, particularmente en el rango del flujo slug donde fueron tomados la mayoría de los datos, fueron las relaciones originalmente desarrolladas por Orkiszewski.

Como era de esperarse, los resultados que obtuvieron son tan buenos como los de Orkiszewski.

Del estudio de Aziz et al<sup>36</sup> se puede obtener otra comparación entre el método de Orkiszewski y Hagedorn y Brown con datos independientes, resultando mejor el de Orkiszewski con un promedio del -

error absoluto de 8.9% por 20.5% de Hagedorn-Brown.

Por último, de acuerdo con estudios extensos llevados a cabo (hasta 1970) por DeGance y Atherton<sup>66</sup> han determinado que el de Orkiszewski es el enfoque más confiable.

En base a lo presentado, se escoge el método de Orkiszewski para comparación por las siguientes razones: comparado con los métodos empíricos produce mejores resultados que ellos y comparado con diversas aproximaciones teóricas, es semejante en exactitud, lo cual revela cierta incapacidad de los métodos para predecir consistentemente las caídas de presión con exactitud; así como la falta de un desarrollo teórico más profundo. Por lo tanto, hasta no llegar a esa etapa es preferible utilizar el enfoque básico.

Por razones de consistencia, se incluye en la comparación el método de Dukler, que en teoría debe ser aplicable a tuberías, tanto horizontales como verticales.

APENDICE CAPITULO IV

Demostración matemática de que la línea de operación en el mapa de Patrones de Flujo de Baker tiene un valor de -1.

$$Bx = W_1 \beta \psi / W_g \quad By = W_g / \beta$$

$$\beta = \left[ \left( \frac{\rho_g}{0.075} \right) \cdot \left( \frac{\rho_1}{62.3} \right) \right]^{1/2}$$

$$\psi = \left[ \frac{73}{v} \right] \cdot \left[ \mu_2 (62.3/\rho_1)^2 \right]^{1/3}$$

$$Bx = W_1 \psi / By$$

Si se consideran cualesquiera dos puntos, 1 y 2, en la correlación de Baker y se calcula la pendiente de la línea de operación, se obtiene la siguiente ecuación:

$$m = \frac{(\log By_2 - \log By_1)}{(\log Bx_1 - \log Bx_2)}$$

Sean  $\gamma = W_1 \psi$ ,  $\delta = W_g / \beta$  y  $\delta = By$  (1), (2)

de aquí  $\gamma/\delta = Bx$ , entonces

$$m = (\log \delta_2 - \log \delta_1) / [\log (\gamma_2/\delta_2) - \log (\gamma_1/\delta_1)]$$

Rearreglando:

$$m = (\log \delta_2 - \log \delta_1) / [\log (\delta_2/\delta_1) + \log (\delta_1/\delta_2)]$$

Reescribiendo el denominador:

$$\log (\delta_2/\delta_1) + \log (\delta_1/\delta_2) = \log (\delta_2/\delta_1) - \log (\delta_2/\delta_1)$$

Por lo tanto:

$$\begin{aligned} m &= (\log \delta_2 - \log \delta_1) / [\log (\delta_2/\delta_1) - \log (\delta_2/\delta_1)] \\ &= \log (\delta_2/\delta_1) / [\log (\delta_2/\delta_1) - \log (\delta_2/\delta_1)] \end{aligned} \quad (3)$$

Suponiendo un área de sección constante y además que la relación de el gasto de líquido calculado en dos puntos a lo largo de la línea no es muy diferente de 1:

$$w_{1,2}/w_{1,1} = 1 \quad (4)$$

Note que  $w_{g,2}/w_{g,1}$  no está restringida. Además, las propiedades del líquido muestran un pequeño cambio, por lo que  $\psi_2/\psi_1$  también tiene un valor aproximado de 1. Regresando a la Ecs. (1) y (2), se obtiene el siguiente resultado:

$$\log (\delta_2/\delta_1) = \log [(w_{1,2}\psi_2)/(w_{1,1}\psi_1)] = 0 \quad (5)$$

Por lo tanto la Ec. (3) se reduce a:

$$m = \log (\delta_2/\delta_1) / [-\log (\delta_2/\delta_1)] = -1$$

Al existir un cambio de presión, el término  $\psi$  compensa la suposición hecha en la Ec. (4) de manera que la relación siempre es menor de 1; por lo tanto la Ec. (5) contribuye negativamente al valor de m, por lo que la pendiente de la línea de operación es menor de -1. Esto ha sido confirmado por la experiencia<sup>1</sup>.

Antes de proseguir debemos definir la línea de operación.

Al moverse el fluido a través de la tubería, cambian la presión, y la temperatura, y con ellas las características del fluido. Como  $B_x$  y  $B_y$  dependen de estas características, consecuentemente también cambian.

NOMENCLATURA GENERAL CAPITULO IV

(LA NOMENCLATURA PARTICULAR DE CADA METODO  
SE DEFINE EN SU ANALISIS ESPECIFICO)

- A = Area de flujo seccional
- C = Coeficiente de la ecuacion de Blasius
- D = Diámetro
- f = Factor de fricción
- Fr = Número de Froude
- g = Aceleración debida a la gravedad
- P = Presión
- Q = Flujo volumétrico
- S = Perímetro sobre el cual actúa el esfuerzo cortante
- u, V = Velocidad
- $V_{\infty}$  = Velocidad de ascenso (o velocidad terminal) de la burbuja en líquido inmóvil.
- w = Flujo Másico

### Letras Griegas

$\epsilon$  = Rugosidad absoluta, ft

$\lambda$  = Fracción de volumen del líquido

$\rho$  = Densidad, lb/ft<sup>3</sup>

$\nabla$  = Tensión interfacial, dina / cm

$\gamma$  = Esfuerzo cortante, lb/ft seg<sup>2</sup>

$\mu$  = Viscosidad absoluta (dinámica), centipoises

$\nu$  = Viscosidad cinemática, ft<sup>2</sup>/seg

### Subíndices

f = Fricción

G = Gas

i = Interfase

L = Líquido

M = Mezcla

ns = No slip (sin deslizamiento)

S = Superficial

T = Total

tp,TP = Dos fases

#### REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS. CAPITULO IV

1. DeGance, A. y Atherton, R., "Phase Equilibria, Flow Regimes, Energy Loss", Chem. Eng., April 20, 1970, p.151.
2. DeGance, A. y Atherton, R., "Horizontal Flow Correlations", Chem. Eng., July 13, 1970, p.95.
3. Johnstone, R.E. y Thring, M.W., "Pilot Plants, Models and Scale up Methods in Chemical Engineering", McGraw-Hill, New York (1957)
4. Alves, G.E., "Co-current Liquid Gas Flow in a Pipe-Line contactor", Chem. Eng. Progress, Vol 50, (1954), p.449.
5. Schneider, F.N., White, P.D. y Huntington, R.L., "Some Aspects of Two-Phase Fluid Flow Through Pipelines", presentado en el Fall Meeting of Petr. Branch, Am. Inst. Mining and Met. Engrs., Dallas, Tex. Oct. 19-21, 1953.
6. Bergelin, O.P. y Gazley, C., Jr., "Co-Current Gas-Liquid Flow-I-Flow in Horizontal Tubes", Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, Berkeley, California Meeting (publicada por ASME), 1949, p.5-18.
7. Kosterin, S.I., "An Investigation of the Influence of the Diameter and the Attitude of a Pipe on the Hydraulic Resistances and on the Structure of Flow of a Gas-Liquid Mixture", Izvestiia-Akademiia Nauk SSSR-Otdelenie Teknicheskie Nauk, Vol. 12, Julio-Dic. 1949, p.1824; ANL-6734-2684.
8. Johnson, H.A. y Abou-Sabe, A.H.A., "Heat Transfer and Pressure Drop

- for Turbulent Flow of Air-Water Mixtures in a Horizontal Pipe",  
Trans, Am. Soc. Mech. Engrs., Vol. 74, 1952, p.977-987.
9. Kراسiakova, L.I., "Some Characteristic Flows of a Two-Phase Mixture in a Horizontal Pipe", Zhurnal Technicheskoi Fiziki, Vol. 22, No. 4, 1952, p.656.
  10. Baker, O., "Design of Pipelines for the Simultaneous Flow of Oil and Gas", Oil & Gas Journal, July 26, 1954.
  11. Hoogendoorn, C.J., Chem. Eng. Sci., Vol. 9, 1959, p.205.
  12. Govier, G.W. y Omer, M.M., Can. J. Chem. Eng. Vol. 40, 1962, p.93
  13. Eaton, B.A. Andrews, D.E., Knowles, C.R., Silberberg, I.H. y Brown K.E., J, Petrol. Technol., Vol. 19, 1967, p.815
  14. Al-Sheikh, J.N., Saunders, D.E. y Brodkey, R.S., Can. J. Chem. Eng. Vol. 48, 1970, p.21
  15. Govier, G.W. y Aziz, K., "The Flow of Complex Mixtures in Pipes", Van Nostrand-Reinhold, New York, 1972, p.503.
  16. Knowles, C.R., "The Effect of Flow Patterns on Pressure Loss in Multiphase, Horizontal Flow", M.S. Thesis, Univeristy of Texas (1965).
  17. Mandhane, J.M. Gregory, G.A. y Aziz, K., "A Flow Pattern Map for Gas-Liquid Flow in Horizontal Pipes", Int. Journal of Multiphase Flow, Vol. 1, 1974, p. 537.

18. Taitel, Y. y Dukler, A.E. "A Model for Predicting Flow Regime Transitions in Horizontal and Near Horizontal Gas-Liquid Flow". AICHE J., Vol. 22, No. 1, 1976, p.47.
19. Shaw, S.F. Trans. AIME, Vol. 86, 1930, p.220.
20. Carter, C.O. y Huntington, R.L., Can J. Chem. Eng. Vol. 39, 1955 p.248.
21. Nicklin, D.U., y Davidson, J.F., "The Onset of Instability in Two Phase Slug Flow", Inst. of Mech. Engrs, Thermodynamics and Fluid Dynamics Group, Symposium Paper, London (Feb. 1962).
22. Koslov, B.K. J. Tech. Phys. Vol. 24, 1954, p.2285.
23. Galegar, W.C., Stovall, W.G. y Huntington, R.L. Pipeline Industry (Feb. 1956).
24. Brown, R.A.S., Sullivan, G.A. y Govier, G.W., Can. J. Chem. Eng. Vol. 38, 1960 p.62.
25. Govier, G.W., Can. J. Chem. Eng., Vol. 34, 1956, P.3
26. Govier, G.W., Radford, B.A. y Dunn, J.S.C., Can. J. Chem. Eng., Vol. 3 1957, P.58.
27. Govier, G.W. y Short, W.L., Can. J. Chem. Eng., Vol. 36, 1958, P.195
28. Griffith, P. y Wallis, G.B., "Two-Phase Slug Flow", Trans. ASME, Ser. C., Vol. 83, 1961, p.307.
29. Ros., N.C.J., J. Petrol. Tech. 1961, p.1037.
30. Nichols, C.R., Ph. D. Thesis, Univ. of Maryland, Dept. of Chemical Engineering (1965)

31. Bryant, P.A., "Downward Two-Phase Fluid Flow", M.Sc., Thesis, Louisiana State Univ. Baton Rouge (1961)
32. Chien, S.F., Ibele, W., Trans. ASME, J. Heat Transfer, 1963, p.1
33. Orkiszewski, J., "Predicting Two-Phase Pressure Drops in Vertical Pipe", J. of Petroleum Technol., (Junio 1967), p.829.
34. Oshinowo, O., "Two Phase Flow in a Vertical Tube Coil", Ph. D. Thesis, Univeristy of Toronto (1971).
35. Golan, L.P. y Stenning, A.H., "Two-Phase Vertical Flow Maps", Joint Symposium on Fluid Mechanics and Measurement in Two Phase Flow Systems, at Univeristy of Leeds, Leeds, England, Sept. 24-25, 1969; Proc. Inst. Mech. Engrs. (London), Vol. 184, Part 3 (1970), p.108.
36. Aziz, K. Fogarasi, M. y Govier, G.W., "Pressure Drop in Wells Producing Oil and Gas", The Journal of Canadian Petroleum Technology, No. Julio-Sept. 1972, p.38.
37. Gould, T.L., Tek. M.R. y Katz, D.L., "Two-Phase Flow Through Vertical Inclined or Curved Pipe", Journal of Pet. Tech., Agosto 1974, p.915.
38. Richardson, B.L., "Some Problems in Horizontal Two-Phase Two-Component Flow", Ph. D. Thesis, Purdue Univeristy, 1958; ANL-5949.
39. Lockhart, R.W. y Martinelli, R.C., "Proposed Correlation of Data for Isothermal Two-Phase, Two-Component Flow in Pipe", Chem. Eng. Prog. Vol. 45, 1949, p.39.
40. Hoogendoorn, C.J., "Gas Liquid Flow in Horizontal Pipes", Chem. Eng. Sci. Vol. 9, 1959, p.205.

41. Hughmark, G.A., "Holdup in Gas-Liquid Flow", Chem. Eng. Prog., Vol. 58, 1962, p.62
42. Guzhov, A.I., Mamayev, V.A. y Odishariya, G.E., "A Study of the Transportation in Gas-Liquid Systems", trabajo presentado en la 10ª Conferencia Internacional del Gas, Hamburgo (1967).
43. Chawla, J.M., "Liquid Contents in Pipe in Two-Phase Flow of Gas-Liquid Mixtures", Chemie Technik, Vol. 41, 1969, p.328.
44. Beggs, H.D. y Brill, J.P., "A Study of Two-Phase Flow in Inclined Pipes", J. Pet. Tech., (Mayo 1973), p.607.
45. Dukler, A.E., "Gas-Liquid Flow in Pipelines, I. Research Results", Monograph NX-28, U. de Houston, Houston (1969).
46. Scott, D.S., "Void Fractions in Horizontal Cocurrent Gas-Liquid Flow", Cdn. J. Chem. Eng. Vol. 40, 1962, p.224.
47. Agrawal, S.S., Gregory, G.A. y Govier G.W., "An Analysis of Horizontal Stratified Two-Phase Flow in Pipes", Cdn. J. Chem. Eng. - Vol. 51, 1973, p.280.
48. Hughmark, G.A., "Holdup and Heat Transfer in Horizontal Slug-Gas Liquid Flow", Chem. Eng. Sci., Vol. 20, 1965, p.1007.
49. Levy, S., "Theory of Pressure Drop and Heat Transfer for Annular Steady-State, Two-Phase, Two-Component Flow in Pipes", Proc.; Second Midwestern Conference on Fluid Mechanics, Ohio State U., Columbus, 1952, p.337.

50. Nguyen, V.T., Ph.D. Thesis, Univeristy of Auckland, 1975.
51. Bonnecaze, R.H., Erskine, W. y Greskovich, E.J., "Holdup and Pressure Drop for Two-Phase Slug Flow in Inclined Pipelines", AICHE, Sixty-Second Annual Meeting, Washington, D.C. 1969.
52. Hagedorn, A.R. y Brown K.E., "Experimental Study of Pressure Gradients Occurring During Continuous Flow in Small Diameter Vertical Conduits", Paper SPE940 presentado al 39º Meeting de la Soc. of Petroleum Engineers, Houston, Tex. Oct. 1964.
53. Mandhane, J.M., Gregory, G.A. y Aziz, K., "Critical Evaluation of Holdup Prediction Methods for Gas-Liquid Flow in Horizontal Pipes", J. Pet. Tech., Aug. 1975. p. 1017.
54. Dukler, A.E. Wicks, M. y Cleveland, R.G., "Frictional Pressure Drop in Two-Phase Flow; A.A. Comparison of Existing Correlations for Pressure Loss and Holdup", AICHE J. 1964, p.38.
55. Huey, C.T., y Bryant, R.A.A., "Isothermal Homogeneous Two-Phase Flow in Horizontal Pipes", AICHE J., 1967, p.70.
56. Dukler, A.E. Wicks, M. y Cleveland, R.G., "Frictional Pressure Drop in Two-Phase Flow: B. An Approach Through Similarity Analysis, AICHE J., 1964, p.44.
57. Beattie, D.R.H., "A Note on the Calculation of Two-Phase Pressure Losses", Nuclear Engineering and Design, Vol. 25, 1973, p.395.
58. Kopalinsky, E.M. y Bryant, R.A.A., "Friction Coeficients for Bubbly Two-Phase Flow in Horizontal Pipes", AICHE J., 1976, p.82.

59. Beattie, D.R.H., "Friction Factors and Regime Transitions in High Pressure Steam Water Flows", ASME paper 75-WA/HT4 (1975).
60. Bankoff, S.G., "A Variable Density, Single Fluid Model for Two Phase Flow with Particular Reference to Steam-Water Flow, Trans. ASME, Vol. 82, 1960, p.265.
61. Baker, O. "Experience with Two-Phase Pipelines", Can. Oil & Gas Ind. Marzo 1961, p.43.
62. Chenoweth, J.M. y Martin M.W., "Pressure Drop of Gas-Liquid Mixtures in Horizontal Pipes", The Pet. Engr. Abril 1956, p.C-42.
63. Yagi, S., Chem Eng. (Japan), Vol. 18, No. 2, 1954.
64. Gregory, G.A. Mandhane, J.M. y Aziz, K., "Some Design Considerations for Two-Phase Flow in Pipes", The Journal of Cdn. Pet. Tech. Ene-Mar 1975, p.65.
65. Mandhane, J.M. Gregory, G.A. y Aziz, K., "Critical Evaluation of Pressure-Drop Prediction Methods for Gas-liquid Flow in Horizontal Pipes". pedirlo a G.A. Gregory U. de Calgary, Calgary, Alta Canada.
- \* 66. DeGance, A.E. y Atherton, R.W., "Chemical Engineering Aspects of Two-Phase Flow", Chem Eng. Marzo 23, 1970, p.135.
67. Poettmann, F.H., y Carpenter, P.G., "The Multiphase Flow of Gas, Oil and Water Through Vertical Flow Strings with Application to the Design of Gas Lift Installations", Drill and Prod. Prac. API (1952), p.257

68. Baxendell, P.B. y Thomas, R. "The calculation of Pressure Gradients in High-Rate Flowing Wells", J. Pet. Tech., Oct. 1961, p.1023.
69. Fancher, G.H. y Brown, K.E., "A Prediction of Pressure Gradients for Multiphase Flow in Tubing", Soc. Pet. Eng. J. Marzo 1963, p.59.
70. Duns, H. Jr. y Ros, N.C.J., "Vertical Flow of Gas and Liquid Mixtures in Wells", Proc. Sixth World Pet. Cong., Frankfurt (1963), - 11, p.451.
71. Chierici, G.L., Ciucci, G.M., y Sclocchi, G., "Two-Phase Vertical Flow in Oil Wells-Prediction of Pressure Drop", J. Pet. Tech., - Agosto 1974, p.927.
72. Lawson, J.D. y Brill, J.P., "A Statistical Evaluation of Methods Used to Predict Pressure Losses for Multiphase Flow in Vertical Oil well Tubing", J. Pet. Tech., Agosto 1974, p.903.
73. Kern, R., "Piping Design for Two-Phase Flow", Chem. Eng., Junio 23, 1975. p.145.
74. Willis, J.S., "Size Vapor Piping by Computer", Hydrocarbon Processing Mayo 1970. p.149.
75. Sarma, N.V.L.S., Reddy, P.U. y Murti, P.S., "A Computer Design Method for Vertical Thermosyphon Reboilers", Ind. & Eng. Chem. - Process Des. Develop. Vol. 12, No. 3, 1973, p.278.
76. Meador, L. y Shah, A., "Steam Lines Designed for Two-Phase", Hydrocarbon Processing, Enero 1969, p.143.

77. Paige, P.M., "How to Estimate the Pressure Drop of Flashing Mixtures", Chem. Eng., Agosto 14, 1967, p.159.
78. Jenkins, R., "Two-Phase Two-Component Flow of Air and Water", M. S. Thesis, Univ. of Delaware, 1947.
79. Eaton, B.A., "The Predictions of Flow Patterns, Liquid Holdup and Pressure Losses, Ph.D. Thesis, University of Texas, Austin (1966).
80. Hubbard, M. "An Analysis of Horizontal Gas-Liquid Slug Flow", Ph. D. Thesis, University of Houston, 1965.
81. Agrawal, S.S., Gregory, G.A. y Govier, G.W., "An Analysis of Horizontal Stratified Two Phase Flow in Pipes", Can. J. Chem. Eng., Vol. 51, 1973, p.280.
82. Gazley, C., "Interfacial Shear and Stability in Two-Phase Flow", Ph. D. Thesis, University of Delaware, Newark (1949).
83. Brancart, C. B. Sc., Thesis, Dept. of Mech. Eng. M.I.T., Cambridge Mass. (June 1958).
84. Schwartz, K., VDI-Forschungsheft, Issue B. Vol. 20, No. 445, 1954. p.1
85. Moissis, R., "The Transition from Slug to Homogeneous Two-Phase Flow" Trans. ASME 85C Journal of Heat Transfer, 1963, p.366.
86. Radovich, N.A. y Moissis, R., "The Transition from Two-Phase Bubble flow to slug Flow", Report No. 7-7673-22, Dept. of Mech. Eng. M. I.T. NP-11845.

87. Nicklin, D.U.; Wilkes, J.O.; y Davidson, J.F., "Two-Phase Flow in Vertical Tubes", Trans, AICHE, Vol. 40, 1962, p.61.
88. Staub, F.W. y Zuber, N., "A Program of Two-Phase Flow Investigation", 5<sup>th</sup> Quarterly Report, GEAP-A631 (Julio 1964), ATL Schenectady, N.Y., EURAEC 1171.
89. Davis, R.M. y Taylor, G.I. Proc. Royal Society, London, Vol. 200A, 1950, p.375.
90. Ostrach, S. y Koestel, K. AICHE J., Vol. 11, No. 2, 1965, p.294.
91. Rosenberg, B. U.S. Navy Department Report 727 (1950).
92. Govier, G.W. y Aziz, K. "The Flow of Complex Mixtures in Pipes", Van Nostrand Reinhold Co. New York (1972).
93. Gould, T.L. y Tek, M.R., "steady and Unsteady State Two-Phase - Flow Through Vertical Flow Strings", ponencia SPE2804 presentada en el SPE-AIME Second Symposium on Numerical Simulation of Reservoir Performance, Dallas, Feb, 5-6, 1970.
94. Mamayev, V.A. y Odishariya, G.E., "Gas Proc. UNII Scientific - Engineering Collection on the Geology, Production and Transportation of Natural Gas, Gostoptelchizdat (1963).
95. Zuber, N. y Findlay, J.A. Trans. ASME, 1965, Vol. 87 (C), p.453.
96. Dumitrescu, D.T., Z. Angew. Math. Mech., Vol. 23, No. 3 (1943), p.139.
97. Spedding, P.L. y Nguyen, V.T., Dept. Engng, 122 of Auckland, 1976.

- 98. DeGance, A. y Atherton, R., "Vertical and Inclined Flow Correlations", Chem Eng., Oct. 5, 1970, p.87.
- 99. Isbin, H.S., Rodríguez, H.A., Larson, H.C. y Pattie, B.D., AIChE J., Vol. 5, 1959, p.427.
- 100. Beattie, D.R.H., "Two-Phase Pressure Losses-Flow Regime Effects and Associated phenomena, Australian Atomic Energy Commission Report AAEC/TM589, Mayo (1971).
- 101. DeGance, A. y Atherton, R., "Mechanical Energy Balance", Chemical Engineering, Aug. 10, 1970, p.119.
- 102. Palma, M., trabajo no publicado, 1978.
- 103. Chisholm D., "A Theoretical Basis for the Lockhart-Martinelli correlation for Two-Phase Flow", Int. Journal of Heat and Mass Transfer Vol. 10, 1967, p.1767.
- 104. Ishii, M. Chawla, T.C. y Zuber, N., "Constitutive Equation for Drift Velocity in Two-Phase Annular Flow", AIChE J. Vol. 22, No. 2, 1976. p.283
- 105. Ishii, M. y GroImes, M.A., "Inception criteria for droplet entrainment in two-phase concurrent film flow", AIChE J., Vol. 21, No. 2 1975, p.308.
- 106. Styushin, N.G. y Dvorina, G.M., "Slip Effect and Flow Friction in an adiabatic Vapour-Liquid Mixture Flowing in Tubes", Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 9, 1966, p.1227.

107. Etchells, A., Ph. D. Thesis, Univ. of Delaware, 1970.
108. Johannessen, T., "A Theoretical solution of the Lockhart-  
-  
Martirelli Flow Model for Calculating Two-Phase Flow Pressure -  
Drop and Holdup", Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.  
15, 1972, p.1443.
109. Agrawal, S., Gregory, G.A., y Govier, G.W., "An Analysis of Horizontal Stratified Two Phase in Pipes", Can. J. Chem. Eng. Vol. -  
51, 1973, p.280.
110. Taitel, Y. y Dukler, A.E., "A Theoretical Approach to the Lockhart-Martirelli Correlation for Stratified Flow", Int. J. Multi-phase Flow, Vol. 2, 1976, p.591.
111. Baker, O., "Multiphase Flow in Pipelines", Oil & Gas Journal, -  
Nov. 10, 1958, p.156.
112. Hagedorn, A.R., "Experimental Study of Pressure Gradients Occurring During Continuous Two-Phase Flow in Small Diameter Vertical Conduits", Ph.D., Dissertation, University of Texas (May, 1964).
113. Ros, N.C.U., "Simultaneous Flow of Gas and Liquid as Encountered in Well Tubing", J. Pet. Tech. Oct. 1961, p.1037.
114. Gould, T.L., Tek., M.R. y Katz, D.L., "Engineering Methods and -  
Computer Applications for Design and Operation of Two-Phase Pipeline Systems", ponencia 24A, presentada en el AIChE 74<sup>th</sup> National Meeting, New Orleans, March 11-15-, 1973.

115. Gould, T.L., "Vertical Two-Phase Steam-Water Flow in Geothermal Wells", Journal of Pet. Tech. Aug. 1974, p.833.
116. Taitel, Y., "Flow Pattern Transition in Rough Pipes", Int. J. Multiphase Flow, Vol. 3, No. 6, 1977, p.597.
117. Churchill, S.W., "Friction Factor Equation Spans all Fluid Flow Regimes", Chem. Eng., Nov. 7, 1977, p.91.
118. Girffith, P., "Two-Phase Flow in Pipes", in Developments in heat Transfer 1964 (M.I.T. Press).
119. Levy, S., Am. Soc. Mech. Engrs., Paper 62-HT-6 (1962).
120. Neal, L.G., "An Analysis of slip in Gas-Liquid Flow Applicable to the Bubble and Slug flow Regimes", Reporte del Institutt for Atom\_energi. Kjeller Research Establishment, Kjeller, Noruega, Dec. - 1963.

## CAPITULO V. EQUILIBRIO Y PROPIEDADES

- a) GENERALIDADES (CALCULO DE UN PERFIL DE TEMPERATURA)
- b) FLASHES DE MEZCLAS MULTICOMPONENTES Y SUPOSICIONES PARA ESTE CASO.
- b) METODOS DE CARACTERIZACION DE FRACCION DE PETROLEO
  - a) METODOS NORMALES
  - b) METODOS DE EDMISTER-TAYLOR
- c) PROPIEDADES FISICAS
  - d.1) K y P de VAPOR
  - d.2) H
  - d.3) PM
  - d.4) Tc y Pc
  - d.5) **W**
- e) PREPARACION DE DATOS  
CURVAS MEZCLAS DE CRUDOS A REFINERIA  
RELACION DE CURVAS EN CAMPO CON ASTM, TBP y TBPm  
( NUEVAS MANERAS DE PRODUCIR ASTM )
- f) DIFERENTES OPCIONES DEL SIMULADOR Y EXPLICACION DE CADA UNA.
- g) PROPIEDADES OBTENIDAS A PARTIR DEL PERFIL P-T
- h) COMPARACION DE RESULTADOS DE CAMPO CON RESULTADOS DEL SIMULADOR Y PREDICCIÓN DE PRESIONES EXPERIMENTALES POR MEDIOS TERMODINAMICOS

a ) Cálculo de un perfil de temperatura.

La caída de presión en dos fases para un conducto de sección constante es la función de un gran número de variables, que deben ser definidas, antes de que se puedan llevar a cabo los cálculos de caída de presión.

Tales variables incluyen: longitud de la línea,  $L$ ; diámetro interno del conducto,  $D$ ; rugosidad absoluta,  $\epsilon$ ; rango de presión de operación,  $P_{max}$  y  $P_{min}$ , perfil de temperatura,  $T(Z(P))$  y los gastos de líquido y gas, incluyendo su comportamiento con la presión y temperatura  $W_l(T, P)$ ,  $W_g(T, P)$ . Una vez que se conocen estas propiedades del sistema, se requieren otras propiedades físicas como densidad, viscosidad y tensión superficial de los fluidos.

La densidad y viscosidad del líquido son funciones de la temperatura, presión y composición del líquido:  $\rho_l(T, P, X_i)$ ,  $\mu_l(T, P, X_i)$ .

En forma similar para el gas:  $\rho_g(T, P, Y_i)$ ,  $\mu_g(T, P, Y_i)$ , donde  $X_i$  y  $Y_i$  son las fracciones mol gas y líquido en cualquier punto dado,  $i$ . La tensión superficial interfacial también es una función de presión, temperatura y composición de las fases.

Dependiendo de las especificaciones de ingeniería un problema particular puede tener uno o más grados de libertad o requerir solución para cualquiera de las diversas variables, como diámetro de la tubería, longitud de la tubería, flujo másico total ( $W_t$ ), diferencia de presión o presión corriente arriba y corriente abajo. Pero independientemente del objetivo último del problema, se debe determinar las propiedades del sis

tema  $T$ ,  $W_l$  y  $W_g$  y se debe contar con las propiedades físicas  $\rho_l$ ,  $\rho_g$ ,  $\mu_l$ ,  $\mu_g$  y  $\nabla$ .

El primer obstáculo a remontar entonces, es la determinación del sistema y las propiedades físicas. Si, por ejemplo, se va a estudiar el comportamiento de un fluido de composiciones  $X_i$  y  $Y_i$  conocidas en un conducto de longitud,  $L$ , y diámetro constante,  $D$ , en un rango de presión de operación dado, el primer paso es determinar el comportamiento de la temperatura del fluido  $T$ , el cual puede ser isotérmico, adiabático, lineal (respecto a  $Z$ ), o isoentálpico. El siguiente paso consiste en determinar el comportamiento de  $W_l$  y  $W_g$ . Como  $T$  ahora es una función de la presión ---  $W_l(P, T) \equiv W_l(P, T(P))$  igual a  $W_l(P)$ , --- entonces  $W_l$  y  $W_g$  son funciones sólo de la presión. Por lo tanto, el intervalo de interés es dividido en un número apropiado de puntos,  $P_i$  (recomendándose 20) y se lleva a cabo un cálculo de flash para la  $P_i$ ,  $T_i$  dada. Esto genera funciones a las que se les pueden ajustar curvas. El perfil de temperatura en un conducto se puede representar <sup>1</sup> como en la figura 5.1 ( las escalas son arbitrarias )

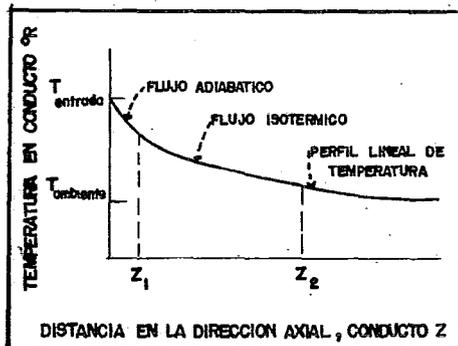


Fig. 5.1

La curva ha sido dividida en tres regiones que corresponden en grandes rasgos a

I ) flujo adiabático

II) flujo isotérmico

III) perfil lineal de temperatura

Para una tubería corta, probablemente se aplique el flujo adiabático. -

Considere la relación  $q = hA \Delta T$

donde  $q$  es el calor transferido y  $A$  es el área de transferencia del

calor del conducto. Como para una tubería corta  $A$  es pequeño, el ca

lor transferido se puede considerar insignificante en relación al calor -

total del fluido, por lo tanto  $q \cong 0$  y el sistema se puede considerar

adiabático. En relación con este punto, se puede mencionar que

tomé temperaturas exteriores de aislante en líneas de transferencia en

una refinería resultando muy bajas (del orden de  $100^{\circ}C$ ) en relación a

la temperatura del fluido ( $400^{\circ}C$ ), por lo tanto, se puede considerar a

este sistema de tipo adiabático. En forma similar, una línea bien ais-

lada de longitud media se puede considerar adiabática. Tomando en -

cuenta que las pérdidas de calor en la línea de transferencia represen-

tan aproximadamente un 1% de la carga térmica del horno de vacío <sup>2</sup>

y que son pequeñas en comparación con el contenido del calor que lleva

el residuo en la línea se considera que el coeficiente efectivo de trans-

ferencia de calor hacia el ambiente es pequeño.

De Gance y Atherton proponen un cálculo de perfil basado en incremenu

tos sucesivos de longitud de la línea, lo suficientemente pequeño para -

que las propiedades físicas sean prácticamente constantes y por itera--

ción calcular la temperatura al final del incremento.

Este tipo de cálculo se puede modificar y hacerlo más independiente del cálculo de caída de presión si se simulan las condiciones que va a encontrar el fluido en su trayectoria a través de la línea, suponiendo un flujo adiabático y escogiendo un factor que nos disminuya la presión progresivamente, desde la salida del horno hasta la entrada de la torre.

b) Flash (equilibrio) de mezclas multicomponentes.

En la destilación de crudo se requiere saber cuánto vapor se va a alimentar en la zona de alimentación de una torre a una P y T definidas. En la destilación al vacío de residuo existe el mismo problema, excepto que se debe predecir el porcentaje de vaporización a una P tan baja como 15 - 30 mm Hg absolutos. Ya que para el diseño de la línea se debe conocer la cantidad de vaporización para calcular la caída de presión.

Las mezclas complejas, tales como el crudo o las fracciones del petróleo deben tener sus composiciones definidas por medios empíricos debido a que nosotros no conocemos la identidad de los cientos o miles de los diferentes hidrocarburos presentes. Un método que se emplea comúnmente es la curva de destilación de punto de ebullición verdadero (true - boiling point) a la cual desde este momento llamaremos curva TBP. Una gráfica TBP es una curva diferencial que muestra el punto de ebullición de cada pequeño incremento de volúmenes y se obtiene midiendo el porcentaje de volumen destilado y la temperatura de la parte superior de una columna de destilación a régimen intermitente de alta eficiencia. Las curvas de destilación ASTM y TBP proceden de destilaciones analíticas intermitentes de una cantidad fija de la fracción -

de petróleo. El método ASTM se aproxima a una destilación diferencial verdadera, es decir, destilación intermitente a un flujo uniforme y sin reflujo. Los cortes adyacentes de una destilación ASTM se traslapan considerablemente y contienen muchos componentes en común. Por otra parte, una destilación TBP nos proporciona un análisis fraccional de los componentes individuales en el orden de sus puntos de ebullición sin existir traslapamiento de los cortes adyacentes. Si el crudo se vaporiza bajo condiciones tales que el vapor que se ha desprendido permanece en equilibrio en contacto con el líquido restante, el proceso se llama comúnmente vaporización flash de equilibrio. La curva que muestra temperatura contra por ciento de volumen vaporizado durante este tipo de proceso se ha llegado a conocer en la industria como curva EFV. Para algunos crudos no se dispone de las curvas EFV medidas en laboratorio principalmente debido a que ese tipo de medición es una operación costosa y consume mucho tiempo, así en muchos diseños de plantas, la curva EFV debe ser estimada a partir de algunas otras curvas de destilación. En este inciso se tomará en cuenta la predicción de curvas EFV a partir de curvas TBP.

b.1. Cálculo de la temperatura de burbuja. Un problema que frecuentemente se encuentra es la determinación de la temperatura de punto de burbuja cuando la composición de un líquido y la P total se especifican. Si se aplica la ley de Henry para un sistema de C componentes ( $Y_i = K_i X_i$ ), se obtienen C ecuaciones. Como la suma de las  $Y_i$ 's es la unidad, se desconocen (C - 1) valores de  $Y_i$ . Aunque se desconozcan C valores de  $K_i$ , todos ellos se pueden expresar como un polinomio en función de la temperatura desconocida. Como la suma de las  $Y_i$ 's es

igual a la unidad, este sistema de  $C$  ecuaciones en  $C$  incógnitas ( $(C-1)$  valores de  $Y_i$  y la temperatura) se reduce a una ecuación en una incógnita por la adición de las expresiones, para cada componente, para dar

$$1 = \sum_{i=1}^C K_i X_i$$

Entonces el problema es encontrar un valor de  $T$  tal que se satisfaga la ecuación anterior.

### b.2. Cálculo de la temperatura de rocío.

En el planteamiento de este problema, se especifican  $(C-1)$  composiciones en la fase vapor y la presión total y se requiere encontrar la temperatura de punto de rocío. Aunque se desconocen los valores individuales de las  $X_i$ , se sabe que el valor de su suma debe ser la unidad. Como

$$X_i = \frac{Y_i}{K_i}$$

se deduce que

$$1 = \sum_{i=1}^C \frac{Y_i}{K_i}$$

El problema es similar al anterior; encontrar un valor de  $T$  tal que se satisfaga la ecuación anterior.

### b.3. Cálculos de destilación flash.

El proceso de la destilación flash es la separación de una mezcla multi-componente por medio de una sola etapa de equilibrio. Las mezclas compuestas primariamente de componentes muy ligeros y componentes

muy pesados frecuentemente se separan por medio de este método en una corriente de vapor y una de líquido, también se puede encontrar este proceso cuando una alimentación entra a una columna de destilación. Generalmente, el problema de flash a resolver es del tipo siguiente. Se va a flashear una alimentación de una composición dada a una temperatura y presión dadas. Se requiere la determinación de las moles totales de vapor y líquido formadas y las composiciones de las corrientes respectivas.

**b.3.1. Cálculo de las moles de vapor y líquido formadas por el proceso Flash ( Todos los componentes volátiles ).**

Una alimentación de una composición dada se puede dividir en dos fases suponiendo que la temperatura especificada del flash,  $T_f$ , caiga entre el punto de burbuja  $T_B$  y el punto de rocío  $T_D$ , temperaturas límites de la alimentación, donde la  $T_B$  y la  $T_D$  se evalúan a la presión especificada del flash. Así, si  $T_f$  satisface las dos condiciones siguientes.

$$f(T_f) > 0$$

$$F(T_f) > 0$$

donde las funciones de el punto de burbuja y el punto de rocío se definen por

$$f(T_f) = \sum_{i=1}^C K_{f,i} Z_i - 1$$

y

$$F(T_f) = \sum_{i=1}^C \frac{Z_i}{K_{f,i}} - 1$$

respectivamente, es posible separar la alimentación en dos fases a las condiciones especificadas del flash. En forma alternativa, se puede rea

lizar una comparación directa de temperaturas. Esto requiere primeramente las determinaciones del punto de burbuja y el punto de rocío de la alimentación, que se calculan encontrando los valores de  $T$  que dan  $f(T) = 0$  y  $F(T) = 0$ , respectivamente.

En este trabajo se utilizará el planteamiento de Rachford y Rice<sup>3</sup> debido a que la ecuación que proponen no contiene raíces espurias (varias raíces nos hacen la función igual a cero creando confusión respecto a cual es la raíz verdadera) en el intervalo de fracción vaporizada que va de 0 a 1 :

Dada la composición de una mezcla de hidrocarburos y valores apropiados de las relaciones de equilibrio  $K_i$ , para encontrar la relación entre fases y sus composiciones en un sistema cerrado; sea  $Z_i$  la fracción mol de el  $i$ -ésimo componente en la mezcla. Si  $K_i$  es la relación  $Y_i/X_i$ , donde  $Y_i$  y  $X_i$  son las fracciones mol de el  $i$ -ésimo componente en las fases líquida y la de vapor, respectivamente, entonces por balance de materia:

$$F Z_i = L X_i + V Y_i$$

$$F Z_i = L X_i + V K_i X_i$$

$$Z_i = \frac{L}{F} \cdot X_i + RVF \cdot K_i X_i; \quad RVF = \frac{V}{F}$$

donde  $X_i$  y  $Y_i$  son las fracciones mol de los componentes en el líquido y vapor, respectivamente. Como  $\frac{L}{F} = 1 - RVF$ , tenemos:

$$Y_i = \frac{K_i Z_i}{(K_i - 1) RVF + 1}$$

$$X_i = \frac{Z_i}{(K_i - 1) RVF + 1}$$

Por medio de un balance de materia total para un sistema de  $C$  componentes tenemos:

$$\sum_{i=1}^C Y_i = \sum_{i=1}^C X_i = 1$$

6

$$\sum_i (Y_i - X_i) = 0 = \sum_i \frac{Z_i (K_i - 1)}{(K_i - 1) R V F + 1}$$

La ecuación anterior es de la forma  $F(RVF, K_1, K_2, \dots, K_C, Z_1, Z_2, Z_C) = 0$  y se debe resolver para la raíz de  $RVF$  para cualquier conjunto de  $K_{is}$  y  $Z_{is}$ .

A partir de consideraciones físicas es necesario estudiar solamente la región  $0 < RVF < 1$  y se sabe, que solo existe una raíz dentro de estos límites (el método propuesto por Holland<sup>4</sup> tiene el inconveniente de que la ecuación de equilibrio que propone tiene  $C - 2$  raíces en el rango  $0 < RVF < 1$  por lo cual fue desechado). Además, diferenciándola con respecto a  $RVF$  nos da

$$\sum_i \frac{-(K_i - 1)^2 Z_i}{[(K_i - 1) RVF + 1]^2} = \frac{dF}{d(RVF)}$$

que muestra que  $\frac{dF}{d(RVF)}$  es negativa dondequiera.

Por lo tanto, si existe una raíz,  $F$  debe caer arriba del eje a la izquierda de la raíz y debajo del eje a la derecha, como se muestra en la figura 5.2.

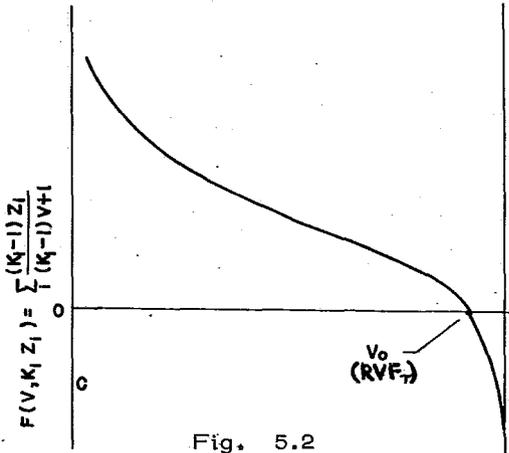


Fig. 5.2

Cuando la función  $F$  tiene una raíz cerca ya sea de cero ó de uno, las derivadas de  $F$  con respecto a  $R/VF$  pueden ser altas cerca de la raíz. Esto interfiere seriamente con los procedimientos de interpolación y extrapolación acostumbrados; de esta manera, es deseable localizar la raíz por un método que no dependa de las derivadas de la función.

#### b.4. Procesos flash llevados a cabo adiabáticamente.

Ahora vamos a considerar un análisis de una etapa de separación simple con dos incógnitas.

En este inciso sólo analizaremos los tipos de balance de entalpía que se pueden proponer para la resolución de este problema.

##### b.4.1. Balance de entalpía normal.

Primero se establece el balance por componente.

$$F (h_{Fi} - Z_i) = V (H_{Vi} - Y_i) + L (h_{Li} - X_i)$$

$$h_{Fi} Z_i = \frac{V}{F} (H_{Vi} - Y_i) + \left(1 - \frac{V}{F}\right) h_{Li} X_i$$

a partir de esta ecuación se presentan dos opciones;

$$a) \sum_{i=1}^C h_{Fi} Z_i = \frac{V}{F} \sum_{i=1}^C (H_{Vi} - Y_i) + \left(1 - \frac{V}{F}\right) \sum_{i=1}^C h_{Li} X_i$$

$$b) H_F \sum_{i=1}^C Z_i = \frac{V}{F} (H_V) \sum_{i=1}^C (Y_i) + \left(1 - \frac{V}{F}\right) (H_L) \sum_{i=1}^C X_i$$

Incorporado el balance de materia para obtener una función solamente de -

$\frac{V}{F}$  y  $T$ :

$$b') H_F \sum_{i=1}^C Z_i = \frac{V}{F} (H_V) \sum_{i=1}^C \frac{K_i Z_i}{1 + \frac{V}{F} (K_i - 1)} + \left(1 - \frac{V}{F}\right) (H_L) \sum_{i=1}^C \frac{Z_i}{1 + \frac{V}{F} (K_i - 1)}$$

b.4.2. Balance de entalpia modificado  
( Método de Holland )

Holland <sup>5</sup> propone el siguiente tipo de balance :

$$F H_F = V H_v + L h_L \quad ( a )$$

$$H_v = \sum_{i=1}^c H_{vi} Y_i$$

multiplicando la ecuación por V :

$$V H_v = \sum_{i=1}^c H_{vi} V Y_i \quad ( b )$$

como  $V Y_i = F Z_i - L X_i$

substituyendo en la ecuación ( b )

$$V H_v = \sum H_{vi} ( F Z_i - L X_i )$$

$$\therefore V H_v = F \sum H_{vi} Z_i - L \sum H_{vi} X_i \quad ( c )$$

$\sum H_{vi} Z_i$  es la entalpia de una mol de vapor evaluada a la composición de la alimentación y a la temperatura del flash.

$\sum H_{vi} X_i$  es la entalpia de una mol de vapor evaluada a la composición del líquido formado por el flash y a la temperatura del flash.

Si  $V H_v$  en la ecuación ( a ) se reemplaza por su equivalente en la ecuación ( c ) se obtiene la siguiente expresión.

$$F \cdot H_F = F \sum H_{vi} Z_i - L ( \sum H_{vi} X_i - h_L )$$

$$\therefore H_F = \sum H_{vi} Z_i - ( 1 - \frac{V}{F} ) [ \sum H_{vi} X_i - h_L ]$$

Para esta combinación utilizaremos la ecuación de el balance de materia - que propone Holland ya que la ecuación combinada no presenta raíces espu

rias:

$$X_i = \frac{Z_i}{1 - \frac{V}{F} (1 - K_i)}$$

por lo tanto el balance de entalpia queda finalmente de la siguiente forma :

$$H_F = \sum H_{vi} Z_i - \left(1 - \frac{V}{F}\right) \left[ \sum_{i=1}^C \frac{(H_v - h_L) Z_i}{1 - \frac{V}{F} (1 - K_i)} \right]$$

c) Análisis de métodos de caracterización de fracciones de petróleo y -  
proposición de el método adecuado.

Los crudos son inherentemente sistema " multicomponente ". El número de componentes en las fracciones de petróleo es esencialmente infinito -- (Thompson et al <sup>5</sup> analizan la composición del petróleo y describen algunos de los componentes más probables para un crudo específico) siendo sin embargo, la cantidad de cada componente infinitesimalmente pequeña. En otras palabras, las fracciones de petróleo son mezclas " continuas " de un número " infinito " de componentes mientras que los gases y líquidos de hidrocarburos ligeros son mezclas multicomponentes de un número " finito " de componentes <sup>6</sup>.

Los componentes de mezclas de hidrocarburos ligeros se pueden identificar por sus fórmulas, nombres y propiedades individuales. Los componentes contínuos, por otra parte, son identificados por sus puntos de ebullición y densidades, las cuales se obtienen a partir del ensayo de punto de ebullición verdadero (TBP) y datos suplementarios. Estos se presentan generalmente en forma gráfica como temperatura y densidad contra porcentaje vaporizado.

Otro tipo de mezcla para la cual se deben hacer cálculos de vaporización -

en equilibrio es una combinación de estos dos, es decir, un número finito de componentes de concentración infinitesimal; en otras palabras, hidrocarburos ligeros más una fracción del crudo, sin embargo, este caso no será tratado en este trabajo ya que nuestra mezcla no contiene hidrocarburos ligeros.

El método más común hoy día para estimar curvas EFV es por medio de correlaciones empíricas que han sido desarrolladas a partir de una cantidad de datos bastante limitada.

Las correlaciones gráficas de Maxwell <sup>7</sup> y Edmister <sup>6</sup> son probablemente las más populares. Estos métodos consisten esencialmente en predecir la temperatura del 50% EFV a partir de la temperatura del 50% TBP, prediciendo entonces las diferencias en las temperaturas EFV, en las dos direcciones a partir del punto de 50%, basado en las diferencias de temperatura equivalentes en las temperaturas de la curva TBP.

El método de Maxwell predice la EFV de 760mm a partir de la TBP — 760mm. El recomienda métodos gráficos para corregir la curva atmosférica a presiones super - y sub-atmosféricas. Las correlaciones de Edmister corrigen por presión en una manera similar; él también tiene un método adicional para predecir una curva EFV a 10mmHg.

Varios de los problemas y limitaciones encontrados en los métodos existentes hasta el presente son :

1 ) Los datos TBP en la literatura actual son extremadamente inconsistentes, la mayoría debido a diferencias en las técnicas experimentales y en los aparatos y a algo que probablemente es muy importante, el uso de curvas -

diferentes de presión de vapor para corregir temperaturas de vacío a — 760 mm. Cualquier correlación hecha para promediar todos los datos tendrán un grado de ajuste bajo. Por ejemplo, una de las correlaciones más populares de la literatura predice los puntos EFV al 10, 30, 50, 70 y 90% para 21 muestras con una desviación standard de  $36^{\circ} F^8$ . La desviación máxima es más grande.

Cualquier correlación basada en un conjunto de datos puede estar en gran desacuerdo con otros conjuntos de datos.

II) Las correlaciones de Maxwell y Edmister, por ejemplo, predicen aproximadamente la misma curva EFV para algunas fracciones de petróleo o crudos pero difieren ampliamente para otras. La diferencia es mayor para muestras de punto de ebullición alto y aquellas con pendientes EFV altas.

III) Se encontró frecuentemente que para usar las correlaciones gráficas, las curvas tenían que ser extrapoladas fuera de los límites de las gráficas. Esto se hizo usando las correlaciones para un propósito para el cual no fueron creadas; pero se requería el resultado y no había una alternativa práctica.

IV) Las correlaciones de EFV no dan, por si mismas, propiedades de las fases líquido y vapor tales como peso molecular, densidad relativa o curvas de destilación. Una correlación separada de Edmister<sup>6</sup> puede usarse para predecir densidades y curvas de destilación de las 2 fases, pero se ha encontrado que es inexacta en muchos casos.

Para poder obtener las propiedades mencionadas se recurre al empleo de la curva de destilación TBP. El objetivo de la destilación TBP es se-

En este trabajo previo la curva TBP se usó para definir a las mezclas complejas de fracciones de petróleo.

Harbert puso la curva TBP en forma diferencial de manera que se pudiera usar para hacer cálculos de equilibrio vapor-líquido graficando  $dM/d(T_B)$  VS.  $T_B$  (M representa moles y  $T_B$  representa puntos de ebullición). Esta diferencial se relaciona al recíproco de la pendiente de la curva TBP de la siguiente manera :

$$\left(\frac{dM}{dT_B}\right) = \left(\frac{dV}{dT_B}\right) \cdot \left(\frac{dM}{dV}\right) = \left(\frac{dV}{dT_B}\right) \cdot \frac{D}{MW}$$

donde :

V = fracción volumétrica destilada en el ensayo TBP.

D = densidad líquida del incremento destilado.

MW = peso molecular del incremento destilado.

El área bajo la gráfica  $dM/d(T_B)$  vs.  $T_B$  representa moles y la forma de esta curva depende de la mezcla y no de las condiciones de la vaporización en equilibrio. La técnica integral, que es la que usaremos, se basa en los mismos principios que la de Harbert <sup>12</sup>.

#### PRINCIPIO INTEGRAL

Las fracciones de petróleo se pueden tratar como continuos (mezclas) de un número indefinido de hidrocarburos, apareciendo cada uno en una cantidad infinitesimal. En la curva de destilación TBP de la mezcla, cada uno de estos componentes será un punto, contrastando con los plateaus que representan las cantidades finitas de componentes en las curvas TBP de

para el crudo en varias fracciones de rango de ebullición corto, a partir de las cuales se pueden examinar profundamente las propiedades de cada una.

Recientemente, se han aplicado otras técnicas para el análisis de los productos de los crudos <sup>5, 9</sup> y se espera que esta tendencia se incremente.

Hasta este momento, sin embargo, el análisis de destilación TBP es normalmente la única fuente de datos razonablemente exacta disponible al diseñador de unidades de crudo y vacío <sup>10</sup>.

La aproximación que hemos tomado es dividir la curva de la fracción o de crudo en pseudo-componentes y manejarlos entonces como componentes puros en nuestros cálculos. Este método no es nada nuevo. De hecho, Katz y Brown <sup>11</sup> describen el método en 1933.

Los autores notaron que se podía aplicar las mismas relaciones usadas para hacer cálculos de vaporización de equilibrio para mezclas simples (hidrocarburos ligeros) pero en forma diferencial a mezclas complejas (fracciones de petróleo) en las cuales la composición se expresa como una curva TBP. En la discusión de este método se mostraron integrales en vez de sumatorias de las contribuciones de los componentes al equilibrio vapor-líquido, pero en las ilustraciones se usaron sumatorias de contribuciones por segmento.

En 1947 Harbert <sup>12</sup> propuso el uso de curvas diferenciales en vez de dividir las fracciones de petróleo en mezclas de componentes artificiales de un rango de ebullición corto o hacer cálculos de vaporización por medio de métodos empíricos basados en datos de vaporización obtenidos en laborato-

En los cálculos de destilación para mezclas "finitas" la distribución vapor-líquido y las propiedades de las fases en equilibrio se encuentran por medio de las sumatorias de las distribuciones y propiedades de los componentes.

Para continuos (mezclas) de un número indefinido de componentes, los cálculos de destilación siguen los mismos principios básicos, pero la "suma" se convierte en una "integral".

Esta distinción se ilustra por medio de las siguientes relaciones de punto de burbuja:

$$\sum Kx = 1.0 \quad \text{para mezcla "finita"}$$

$$\int_0^1 K \, dm_F = 1.0 \quad \text{para un continuo}$$

Para una mezcla de componentes finitos, los valores de  $Kx$  se suman para todos los componentes. Cuando los valores de  $K$  se calculan a la temperatura de burbuja correcta, esta suma es la unidad.

Para el continuo, se lleva a cabo una integración determinando el área bajo curva de  $K$  vs.  $M_F$ . Los puntos de esta curva se localizan en contrando los valores de  $K$  a la presión y temperatura del sistema para cada uno de los diversos puntos-componentes en la curva TBP. En el punto de burbuja, el área bajo la curva de  $K$  vs.  $M_F$  es igual a la unidad.

Los puntos en la curva de destilación de el vapor de punto de burbuja se pueden encontrar en el procedimiento integral determinando el área bajo la curva hasta el valor de  $M_F$  en cuestión. La relación de es ta área al área total bajo la curva  $K$  vs.  $M_F$  da el valor de  $M_v$ . Se cumple la misma analogía entre el procedimiento por sumatorias e integrales para el punto de rocío y otros cálculos de destilación. —

Ahora examinaremos la modificación de este método llevada a cabo — por Taylor y Edmister <sup>13</sup> y que es apropiada para un programa de computadora.

En la presentación del método se usa el proceso simple de destilación, la vaporización flash para ilustrar los detalles de la técnica integral — modificada.

La fracción de petróleo debe estar definida por una curva T B P molar consistente de una gráfica de temperatura en grados Fahrenheit versus la fracción mol de la mezcla original destilada. Todos los cálculos se basan en esta curva T B P molar y se obtiene como resultado, — productos definidos por curvas similares.

El balance de materia en una vaporización flash para un componente — representado por un punto en la curva T B P para la alimentación — es:

$$F d(M_F) = Vd(M_v) + Ld(M_L)$$

Como  $M_F$  es la fracción mol total destilada hasta la temperatura  $t$  en la curva T B P de la alimentación, la diferencial  $d(M_F)$  repre— senta la fracción mol en la alimentación de el componente que tiene — una T B P de  $t$ . Se asocian significados análogos con  $d(M_L)$  y  $d(M_v)$ .

La relación de equilibrio para este componente es:

$$d(M_V) = K(d M_L)$$

De aquí 
$$d(M_L) = \frac{F d M_F}{L + KV}$$

La integración de la ecuación anterior sobre el rango de todos los componentes en la alimentación da :

$$\int_0^1 d M_L = 1 = \int_0^1 \frac{F d(M_F)}{L + KV} \quad (1.C)$$

En una de las opciones de el problema del flash se especifican la presión del flash y las cantidades de vapor y líquido producidas. Se debe determinar la temperatura del flash y las características de los productos líquido y vapor. La solución se obtiene por prueba y error.

Se suponen valores de la temperatura del flash hasta que se satisfice la ecuación anterior. Se puede emplear cualquiera de las técnicas convencionales para la integración numérica de la ecuación anterior. En este caso se utilizará la muy conocida regla de Simpson para ilustrar los principios de la técnica integral.

El intervalo de integración incluye todos los componentes en la alimentación. La cantidad  $M_F$  toma valores de 0 a 1. Esto corresponde a componentes con T B Ps que vayan de el punto de ebullición inicial al punto de ebullición final de la mezcla.

Cuando este intervalo de integración se rompe en  $n$  subintervalos por la aplicación de la regla de Simpson, la integral se aproxima por medio de una suma como sigue:

$$\int_0^1 \frac{d M_F}{L+KV} \cong \frac{1/3 n}{(L+KV) \Big|_{t_1}} + \sum_{i=2}^n \frac{(1/3 n) \{3+(-1)^i\}}{(L+KV) \Big|_{t_i}} + \frac{1/3 n}{(L+KV) \Big|_{t_{n+1}}}$$

( 2.C )

La notación  $(L+KV) \Big|_{t_i}$  indica que el coeficiente de distribución  $K$  se evalúa para aquel componente cuya T B P es  $t_i$ . Por ejemplo  $K \Big|_{t_1}$  es el valor de  $K$  para el componente cuya T B P es el punto de ebullición inicial de la mezcla. Si se emplean 10 subintervalos para aproximar la integral,  $K \Big|_{t_2}$  es el valor de  $K$  para el componente cuya T B P corresponde al valor de 0.1 para  $M_F$  en la curva T B P de la alimentación.

La ecuación correspondiente a la ecuación ( 1.C ) para una mezcla finita es:

$$\sum_{i=1}^c \frac{F \sum F_i}{L+K_i V} = 1$$

Las cantidades  $1/3 n, (1/3 n) \{3+(-1)^i\}, 1/3 n$  que aparecen en la ecuación ( 2.C ) pueden ser consideradas las composiciones de una pseudoalimentación conteniendo  $n+1$  componentes. Entonces la integral se puede expresar como

$$\int_0^1 \frac{d M_F}{L+KV} \cong \sum_{i=1}^{n+1} \frac{\sum F_i}{(L+KV) \Big|_{t_i}}$$

O sea  $\sum_{F_1} = \sum_{F, n+1} = 1/3 n$

$$\sum_{F_i} = (1/3 n) \{3+(-1)^i\} \quad \text{para } 2 \leq i \leq n$$

De esta manera la técnica integral se puede usar en programas convencionales.

### Desarrollados para manejar mezclas finitas,

Los diversos puntos en la curva T B P que caracteriza al producto líquido de un proceso flash se obtienen por integración de la ecuación de  $m_L$  desde el punto de ebullición inicial donde  $m_F = 0$  hasta el valor de  $m_F$  correspondiente a la T B P de el punto en cuestión, o sea

$$m_L \Big|_t = \int_0^{m_F \Big|_t} \frac{F \cdot dm_F}{L + KV} \quad (4.C)$$

La curva T B P molar de el vapor producido se encuentra por medio de una operación similar.

$$m_V \Big|_t = \int_0^{m_F \Big|_t} \frac{KF \cdot dm_F}{L + KV} \quad (5.C)$$

El procedimiento que utiliza una composición de pseudoalimentación en la evaluación de la integral en la ecuación (1.C) no se puede usar para las ecuaciones (4.C) y (5.C). La regla de Simpson debe re-aplicarse de la manera apropiada sobre cada uno de los intervalos de seados.

Esta deducción tiene implicaciones en el desarrollo del simulador, las cuales serán discutidas en el inciso (f).

d) Evaluación de las propiedades físicas.

d.1) Constante de equilibrio (K).

Para llegar a obtener un método de cálculo de K lo más exacto posible se realizó un estudio exhaustivo de todas las alternativas propuestas por diferentes autores en base a la premisa básica de que se está

trabajando a presiones de vacío.

Los datos más importantes son, por supuesto, las relaciones de equilibrio vapor-líquido, o valores de K. Varios autores han publicado curvas o correlaciones que dan valores de K como funciones de la temperatura, presión y punto de ebullición promedio. Las curvas de Poettman y Mayland <sup>14</sup> llegan hasta una temperatura de ebullición normal ( NPB ) de 1000°F pero son de dudosa exactitud ya que están basadas en las presiones de vapor de la carta de Cox, que no es confiable para fracciones de punto de ebullición alto. Ninguno de los otros autores cubre fracciones de petróleo ebulviendo arriba de 800° F. Sólo se encontró una fuente de datos experimentales: White y Brown <sup>15</sup>, cubriendo naftas y fracciones de residuo y de crudo precalentado en un horno de 200 hasta 600 psig. y de 580° F. hasta 800° F. Las correlaciones de K para fracciones de petróleo de Hadden y Grayson <sup>16</sup> y Winn <sup>17</sup> fueron realizadas para ajustarse a estos datos.

Ninguna de estas correlaciones se pudo usar sin efectuar una extrapolación para crudos, muchos de los cuales tienen curvas TBP que se extendían a 1500° F ó más.

Además, estas correlaciones ( 16 y 17 ), utilizan el método llamado - de presión de convergencia, del cual se realizó un pequeño análisis <sup>18</sup>. El concepto de presión de convergencia como un parámetro para la correlación de factores de K ha sido aceptado por los técnicos de la industria de procesamiento de hidrocarburos por muchos años. Se dispone de cartas y tablas para estos factores K en muchas formas, pero indu

dablemente el tratamiento más sistemático y comprensible para sistemas de hidrocarburos es el preparado por la Asoc. de Dists. y Procesadores de Gas Natural ( N G P S A ) que está disponible a través de su Engineering Data Book.

Aunque el concepto se originó hace más de 2 décadas y aunque desde hace mucho se han reconocido sus deficiencias, todavía tiene bastante aceptación y un amplio uso. Según Robinson<sup>18</sup> los cálculos basados en los factores de K obtenidos usando el principio de presión de convergencia continuarán realizandose por muchos años.

Desde hace 15 años, se han propuesto varios métodos alternativos que tomen en cuenta el efecto de la temperatura, presión y composición en los cálculos de K. Los más significativos entre estos son las correlaciones basadas directamente en una ecuación de estado tal como la ec. de BWR, ó en la teoría regular de soluciones incorporada a la correlación de Chao-Seader<sup>19</sup> o en el trabajo de Prausnitz y Chueh<sup>20</sup>.

Se puede replicar que estas aproximaciones son más profundas teóricamente, pero a pesar de ésto todas tienen sus limitaciones de una manera u otra. Por esta razón, existen muchas situaciones en que los factores K basados en la presión de convergencia son todavía tan confiables como cualquiera.

El propósito del estudio fue evaluar críticamente el concepto haciendo algunas comparaciones entre factores K para hidrocarburos en presencia de otros hidrocarburos con los mismos hidrocarburos en presencia de H<sub>2</sub>S ó CO<sub>2</sub>, evaluados a la misma presión de convergencia, presión y temperatura.

El concepto de presión de convergencia ha sido explicado claramente por Katz y Kurata <sup>21</sup> para un sistema binario. La presión de convergencia para un sistema binario es la presión crítica de la mezcla binaria particular que tiene la temperatura en cuestión como su temperatura crítica. Así, para un sistema binario dado, la presión de convergencia depende sólo de la temperatura. Básicamente, el postulado significa que el factor  $K$  para el componente  $A$  en la binaria  $A-B$  debe ser el mismo que para el componente  $A$  en la binaria  $A-C$  siempre y cuando los sistemas tengan la misma temperatura, presión y presión de convergencia.

El concepto de presión de convergencia también ha sido analizado cuantitativa por Holland <sup>22</sup> para sistemas ternarios y más complejos. Se muestra que para un sistema ternario sólo existe una gráfica de  $\log P$  vs.  $\log K_i$  para cada componente, a una temperatura y presión de convergencia dadas. Así, para sistemas ternarios el concepto debería ser tan válido como para sistemas binarios. Sin embargo, se debe reconocer que es implícito en las conclusiones a las que llega Holland

que

$$t_{c\bar{2}} = \frac{m_2 t_{c2} + m_3 t_{c3}}{m_2 + m_3}$$

y  $P_k = P_{c\bar{2}} = \frac{m_2 P_2 + m_3 P_3}{m_2 + m_3}$

donde

$t_{c\bar{2}} =$  temperatura crítica promediada o por peso de componentes intermedarios y pesados en una mezcla ternaria.

$m_2$  = fracción peso de un componente intermedio en una mezcla ternaria.

$m_3$  = fracción peso de un componente pesado en una mezcla ternaria.

$t_c$  = temperatura crítica.

$P_K$  = presión de convergencia

$P_{c2}$  = presión de convergencia de una mezcla ternaria a una temperatura del sistema especificada y un valor de  $M_{c2}$  (cantidad relativa) en peso, de componente intermedio en la mezcla de componentes intermedios y más pesados en un sistema ternario.

$P_2$  = presión de convergencia para el par binario más ligero e intermedio en un sistema ternario a la temperatura del sistema.

$P_3$  = presión de convergencia para el par binario más ligero y más pesado en sistema ternario a la temperatura del sistema.

En los casos en los cuales no se puedan calcular las temperaturas y presiones críticas por medio de estas ecuaciones uno puede anticipar que fallará el concepto de presión de convergencia.

Una de las dificultades al evaluar el concepto de presión de convergencia es que es muy difícil encontrar datos experimentales de sistemas en los cuales se puedan hacer comparaciones a la misma temperatura, presión y presión de convergencia. Por ejemplo, uno no puede comparar  $K_s$  para metano en butano con  $K_s$  para metano en hexano a las mismas condiciones. El locus crítico para el sistema metano-butano es diferente de el locus crítico para el sistema metano-hexano por lo que habrá una presión de convergencia diferente para cada sistema, a cada

temperatura escogida. Este problema ocurre cuando se está tratando de comparar  $K_s$  en cualesquiera sistemas binarios de hidrocarburos. El análisis <sup>18</sup> de las  $K_s$  basado en la presión de convergencia como un parámetro de correlación sirvió para ilustrar cuantitativamente el punto de que, aún en el caso de sistemas binarios y ternarios conteniendo comps. distintos a los hidrocarburos, el concepto falla completamente y conduce a errores inaceptables en las  $K_s$  predichas. Esto es verdad aún en aquellos casos en los que la presión de convergencia se puede describir físicamente en un espacio tridimensional.

Desafortunadamente el análisis está limitado esencialmente a sistemas conteniendo metano, ya que la bajísima disponibilidad de datos en otros sistemas a temperaturas y presiones de convergencia conocidas hace imposibles otras comparaciones. Por esta razón, no se puede justificar una generalización a partir de las conclusiones anteriores, pero al menos son indicativas de el tipo de errores que pueden resultar. Últimamente Hadden <sup>23</sup> ha intentado revivir el concepto de presión de convergencia, sin embargo, la corrección que presenta a su idea original por medio de un nuevo nomograma se basa en valores de  $K$  obtenidos de la correlación de Grayson-Streed <sup>24</sup>, lo cual implícitamente otorga un reconocimiento a su calidad, de la cual hablaremos posteriormente. La nueva presentación de Hadden, según él reconoce, todavía tiene varias limitaciones, por lo cual se desecha como método de cálculo el concepto de presión de convergencia.

En 1971 Lee y Edmister <sup>25</sup> publicaron una correlación cuya confiabilidad es mayor a  $T$  medias que ha sobresalido en comparaciones <sup>26</sup> fren

te a otros métodos, pero en la última comparación hasta la fecha <sup>27</sup> no fue tomada en cuenta en su forma original ya que el programa propuesto utiliza como opción una modificación llamada de Lee-Erbar-Edmister <sup>32</sup> sin explicar las condiciones de uso, aunque se supone que se utiliza para procesos criogénicos ya que la modificación fue creada con el propósito de calcular propiedades termodinámicas a baja temperatura principalmente. Ultimamente apareció un trabajo <sup>33</sup> donde se desecha la ecuación de Lee y Edmister para efectos de cálculo en un estudio comparativo de correlaciones para predicción de K utilizando como base de comparación un proceso criogénico, lo que invalida un poco la conclusión de que la correlación Lee-Edmister no sirve, ya que se debió usar la ecuación Lee-Erbar-Edmister, adaptada a procesos a baja temperatura. Considerando que en (27) uno de los colaboradores fue Edmister y no tomó en cuenta su propia correlación original, proponiendo o recomendando otras, hace necesario que la elimine, por no disponer de tiempo para evaluarla personalmente, sin embargo, valdría la pena compararla con las que a continuación mencionaré ( como comentario, la correlación de Lee y Edmister es más exacta en desviación total que la de Hadden <sup>23</sup> y curiosamente en (23) cooperó Lee ). La referencia <sup>27</sup> se utilizó como patrón de comparación final para decidir acerca del mejor método para evaluar K a presiones subatmosféricas y arriba de la atmosférica.

En (27), Lion y Edmister proponen una secuencia de cálculo para predecir curvas EFV de fracciones de petróleo aplicando la técnica de -

caracterización por pseudocomponentes adaptada por Edmister <sup>13</sup> para computadora. En este trabajo, Edmister da una respuesta a las críticas que recibe en el trabajo desarrollado por Hariu y Sage <sup>28</sup> y -- realiza una evaluación de los métodos existentes para evaluar K, proponiendo, para presiones superiores a la atmosférica, la correlación de Grayson-Streed ( que ha tenido gran aceptación en la comunidad científica (mundial) y es ampliamente utilizada ), que es con la que -- obtiene los mejores resultados, ya que concuerdan casi perfectamente con los datos experimentales y son mejores que los publicados por -- Hariu-Sage. Sin embargo, Edmister reconoce que la ecuación tipo ley de Raoult propuesta por Hariu-Sage es perfectamente aplicable a presiones subatmosféricas y por lo tanto a nuestras necesidades. En esta tesis también se analizó el cálculo propuesto por Cavett <sup>31</sup> pero se desechó porque utilizaba la ecuación de Chao-Seader que ha demostrado ser inexacta.

Para evaluar las correlaciones más recientes se utilizó la referencia 29, la cual Barnes compara distintas correlaciones en base a diferentes propiedades de las mezclas. Hay que aclarar que éste tipo de correlaciones ya representan un gran avance en la necesidad de fundamentar sobre bases teóricas más sólidas la predicción de propiedades termodinámicas, tratando de depender lo menos posible de conceptos empíricos, en los cuales se basan la gran mayoría de los métodos anteriormente analizados.

Barnés compara las ecuaciones de Soave-Redlich-Kwong, Soave-Barnés

Redlich-Kwong, Barnés-Redlich-Kwong, Starling-Han-BWR y Chao-Seader y concluye que en el cálculo del equilibrio, que para este tipo de sistemas está representado por las temperaturas de burbuja y de rocío, no existe una tendencia clara que pudiese servir para determinar qué método es el mejor, pues aunque el de Barnés supera a los demás la diferencia entre éste y los demás es pequeña, no ofreciendo ninguna ecuación ventajas aparentes sobre las otras, probablemente porque los errores obtenidos se deben más al método de representación de la composición de las fracciones que a las ecuaciones utilizadas, lo cual hace pensar que utilizando un método de representación consistente, se obtendrán resultados bastante exactos.

La comparación de Barnés se llevó a cabo a condiciones de presión mayores a 700 psia para mezclas de componentes puros, mayores a 100 psia para fracciones ligeras y a 25 psia para una fracción pesada, lo cual no nos permite comparar las correlaciones a condiciones de vacío, sin embargo, podría esperarse que funcionaran correctamente y lo único que no me permitió adaptarlos al programa fue la falta de tiempo disponible y la falta de un estudio de comparación a presiones de vacío, en la literatura abierta.

Por todo lo anterior, la única correlación ad-hoc hasta ahora para baja presión y fracciones pesadas es la proponen Hariu y Sage<sup>28</sup> ; Usando los datos de TBP y EFV más exactos que encontraron, tales como datos de evaluación de crudos reportados por compañías productoras de crudo, probaron tres conjuntos de valores de K en su programa:

- 1) K s de la Ley de Raoult (  $K = \text{Presión de vapor/Presión total}$  ) usando la Carta Esso 53-12.
- 2) K s de la Ley de Raoult corregidas por fugacidad de líquido y va por por medio de el método de Edmister <sup>6</sup>.
- 3) K s de Hadden-Grayson hasta 800 °F de temperatura de ebullición, extrapoladas a temperaturas de ebullición más altas por medio de las K s de fugacidad.

Finalmente encontraron que para cálculos de flash a presión atmosférica y bajo vacío, las K s de la ley de Raoult dieron los mejores resultados. Esto fue muy afortunado, ya que se había desarrollado y programado una ecuación que ajustara la Carta Esso 53-12 sobre todo el rango.

$$\log_{10} P = \sum_{i=0}^6 A_i \left( \frac{T_{B'}/T - 0.0002867 T_{B'}}{748.1 - 0.2145 T_{B'}} \right)^i$$

donde

$P =$  Presión de vapor, mmHg

$T_{B'} =$  Temperatura de ebullición normal corregida para un factor de caracterización UOP de 12 en °R

$T =$  Temperatura del sistema, °R

$$A = 6.769296$$

$$A_1 = - 3.567042 \times 10^3$$

$$A_2 = 1.054060 \times 10^6$$

$$A_3 = - 4.538994 \times 10^8$$

$$A_4 = - 1.583831 \times 10^{10}$$

$$A_5 = 3.861961 \times 10^{13}$$

$$A_6 = -5.487237 \times 10^{15}$$

El término entre corchetes fue desarrollado por Maxwell y Bonnell <sup>30</sup> a partir de la construcción de unas cartas basadas en datos no publicados de la Esso Res, & Eng. Co. ( 1943 ) datos privados de Blodgett y Langmuir del Research Laboratory de Gen. Electric ( 1943 ) y del API RP 42 y Myers y Fenske. La naturaleza de las fuentes hace que la única esperanza de estimar las características de vaporización de fracciones de petróleo de puntos de ebullición altos sea la llamada -- Carta Esso 53-12/ condensada en la ecuación desarrollada por Hariu y Sage, de una estructura muy sencilla y perfectamente adaptable a las necesidades del simulador de un  $K = f$  (presión variable).

Se hace necesaria una corrección por factor de caracterización,  $UOP$ , a la presión de vapor, la cual proponen Maxwell y Bonnell:

$$T'_B = T_B - 2,5 ( CF_{UOP} - 12,0 ) \log_{10} ( P/760 )$$

La computadora itera encontrando una  $T_B$  a partir de la ec. principal, ajustando  $T'_B$  con la 2a. ecuación y repitiendo el cálculo hasta que el cambio fraccional en  $T_B$  es igual a un valor especificado. En tonces el cálculo de  $K$  se lleva a cabo dividiendo  $P$  por la presión total. Una recomendación más para la utilización de la ec. de Maxwell y Bonnell es su uso en el API Technical Data Book ( 1966 ), sin embargo, los coeficientes de la ec. son distintos, el criterio para escogerlos es que el API propone unos coeficientes provenientes de una comunicación privada con O.H. Hariu ( Arthur G. McKee & Co. ) en 1963 y el ar-

tículo de Hariu <sup>28</sup> es de 1969, lo cual los actualiza y renueva, por lo que se escogen los de 1969.

Como comentario, hay que aclarar que en Dic. de 1976 apareció un artículo (48) que, según el autor, mejoraba la ecuación de Hariu-Sage ya que le permitía extrapolar hasta vacíos de  $1 \times 10^{-27}$  mm Hg, cosa que no se podía lograr con la de Hariu, además, presenta una gráfica en la que se observa que las 2 ecuaciones predicen resultados similares hasta una temperatura de 440 °F (0.00001 mm Hg) para una fracción muestra. Obviamente, es exagerado pensar que se necesita poder predecir presiones de vapor hasta  $10^{-27}$  mm Hg ó -10 °F de temperatura del sistema, además, el método presentado no es muy claro en su exposición requiriendo una  $T_r$  ó temperatura de la parafina de referencia a condición de presiones de vapor iguales para evaluar 2 constantes de la ec. propuesta, estando limitada  $T_r$  a 93 °F máximo. En conclusión el rango de trabajo confiable de la ec. de Hariu-Sage (440 a 1342 °F) es suficiente para nuestros propósitos, ya que las temps. de equilibrio de residuos se encuentran entre 600 y 800 °F.

#### d.2) Entalpia (H)

Para proponer un método de cálculo de entalpia se realizó un estudio lo más extenso posible buscando un método confiable y sin complejidad de cálculo ya que el tiempo disponible para incluirlo en el programa era reducido.

El estudio base fue el realizado por Lee y Kesler <sup>34</sup> ya que implicaba

una revisión total de todos los métodos de predicción de entalpia de fracciones realizados hasta entonces. La idea original de una carta de entalpias fue de Bauer y Middleton <sup>35</sup>, después Johnson y Grayson <sup>36</sup> presentaron otra carta y un nuevo método de corrección de entalpia por presión, en esta carta se basaron Lee y Kesler, presentando 4 cartas, cada una a un K (Factor de caracterización) diferente y utilizando para corrección por presión un método propuesto por ellos <sup>37</sup> en 1975. El problema de estas cartas es su adaptación a un programa por medio de correlaciones analíticas. Después de analizar las diferentes correlaciones propuestas por los autores [34 y 35] se concluyó que :

i) Para obtener la entalpia de líquido se usará la ecuación de Watson y Nelson <sup>38</sup> (recomendada y utilizada por 34 y 35 que representa la ecuación de  $C_p$  del líquido, debiendo, por tanto, ser integrada entre  $-0^{\circ}\text{F}$  y  $t$  para representar a (35) y entre  $-200^{\circ}\text{F}$  y  $T_r = 0,8$  para representar a (36) y (34).

ii) El obtener la entalpia de vapor representa un problema debido a las diferentes bases que toman los autores para obtener valores de H. Las ecuaciones de  $C_p$  de vapor que propone (34) no pudieron ser integradas al programa ya que no es muy claro el intervalo de integración que se requiere. La ec. de  $C_p$  de vapor que muestra (35) solo es confiable para  $K \approx 11.8$ . En vista de estas limitaciones se buscó una ecuación de entalpia de vapor que representara lo mejor posible la carta de 35 encontrándose la ec. de Weir y Eaton <sup>39</sup> (que es una de las

fuentes de (35) que tiene una desviación máxima de 9 % respecto de la carta.

iii) Una razón más para usar como base la carta de (35) es su uso - por Edmister y Taylor<sup>13</sup> en su estudio acerca de destilación de fracciones.

iv) También se analizó la correlación propuesta por Cavett<sup>31</sup>, pero no se obtuvo la exactitud mínima requerida.

El programa no incluye corrección por presión ya que ésta no es necesaria mientras  $P$  no sea mayor de 50 psia<sup>36</sup> y en nuestro caso siempre trabajaremos al vacío por lo que no hace falta corregir, sin embargo, se recomienda la correlación de Lee-Kesler para corrección en base a lo siguiente:

i) En un estudio comparativo de métodos de predicción de entalpia<sup>40</sup> - en los cuales se evaluaron las correlaciones de Curl-Pitzer, Lee-Erbar-Edmister, Soave, Starling y la de Lee-Kesler, se encontró que el método de Lee-Kesler es el más confiable para la predicción de entalpia de hidrocarburos.

ii) En (34) se obtiene una desviación promedio de 1.91 BTU/lb de las entalpias evaluadas experimentalmente<sup>41, 42</sup> de 10 fracciones de petróleo. Finalmente, las ecuaciones propuestas son:

$H_L$  Líquido:

$$H_L = (0.6811 - 0.308 SG^3) t + \frac{[0.055 K + 0.35] (0.000815 - 0.000306 SG)}{2}$$

y exactitud, ya que se obtuvo por medio de un análisis de regresión usando los datos disponibles en pesos moleculares en un rango de 60 a 650. También se analizaron las correlaciones presentadas por Hariu y Sage<sup>28</sup> (se desechó por su mayor tiempo de cálculo y complejidad), API<sup>43</sup> (se desechó por encontrarse en forma gráfica). La ecuación presentada es:

$$PM = -12272.6 + 9486.4 SG + (4.6523 - 3.3287 SG) T_B \\ + (1 - 0.77084 SG - 0.02058 SG^2) \times (1.3437 - 720.79/T_B) 10^7 / T_B \\ + (1 - 0.80882 SG - 0.02226 SG^2) \times (1.8828 - 181.98/T_B) 10^{12} / T_B$$

#### d.4) Temperatura crítica y presión crítica

Las ecuaciones seleccionadas fueron las presentadas por Lee y Kesler<sup>34</sup> - ya que dan resultados casi idénticos con los de el API<sup>43</sup> hasta una temperatura de 1200°F. Además, les introdujeron modificaciones para extender la correlación arriba de 1200°F. Estas extrapolaciones no están basadas en evidencia experimental. Sin embargo, se hizo un intento por mantener la consistencia interna entre las extrapolaciones de Tc y Pc; es decir, la Pc se hizo igual a 1 atm donde la temperatura de ebullición normal coincidió con su Tc.

Las ecuaciones son:

$$Tc = 341.7 + 811 SG + (0.4244 + 0.1174 SG) T_B + (0.4669 - 3.2623 SG) \times 10^5 / T_B$$

$$\ln Pc = 8.3634 - 0.0566/SG - (0.24244 \\ 2.2898/SG + 0.11857/SG^2) 10^{-3} \cdot T_B \\ + (1.4685 + 3.648/SG + 0.47227/SG^2) 10^{-10} T_B - \\ (0.42019 + 1.6977/SG^2) 10^{-10} \cdot T_B^3$$

H Vapor

$$H_V = (215 - 87.56) + (0.415 - 0.10456)t + (0.00031 - 0.00007856)t^2$$

Las entalpías obtenidas a partir de estas ecuaciones están referidas a una base de 0°F como temperatura de líquido saturado, por lo que necesitan ser corregidas a -200°F como base ya que éste es el nivel acostumbrado.

El procedimiento que recomienda el API <sup>43</sup> no será utilizado debido a que se encontró una manera simplificada de obtener la corrección necesaria.

El procedimiento se basa en la integración de la ecuación de Cp de Watson-Nelson <sup>38</sup> para líquidos usando como límite inferior la temperatura de -200°F y como límite superior la temperatura base anterior, en este caso 0°F. Así se evita el cálculo de la entalpía de gas ideal a -200°F, la cual requiere de extrapolación y además el cálculo de el calor de vaporización en el punto normal de ebullición, así como la temperatura crítica. El procedimiento se checó con las correcciones obtenidas por Lenoir y Hipkin <sup>41</sup> obteniendo una diferencia muy pequeña.

La razón de utilizar la ecuación de Watson-Nelson se debe a que se observó que en realidad es la base para los cálculos de entalpías de líquido en todos los métodos propuestos hasta ahora (35), (36) y (34) siendo la base para cálculo de la entalpía del vapor, por medio de la entalpía de vaporización, por lo que sólo era necesario adaptar el concepto de entalpía como la diferencia entre 2 niveles de referencia a la situación de bases de cálculo distintas.

### d.3) Peso molecular

Se seleccionó la ecuación propuesta por Lee-Kesler <sup>34</sup>, por su sencillez

d.5) Factor acentrico

Se seleccionó la ecuación de Lee-Kesler<sup>34</sup>, creada para fracciones de petróleo pesadas que tengan un punto de ebullición normal reducido mayor de 0.8:

$$\omega = -7.904 + 0.1352K - 0.007465K^2 + 8.359T_{br}$$

$$+ (1.408 - 0.01069K)/T_{br} \quad \text{donde } K = \text{factor de caracterización}$$

Para fracciones de petróleo con  $T_{br} < 0.8$  se utilizó la definición original de Pitzer<sup>44</sup> recomendada por Passut y Danner<sup>45</sup>:

$$\omega = -\log (P_r')_{T_r=0.7} \dots - 1.00$$

donde  $P_r'$  es la presión de vapor reducida ( $P'/P_c$ ). La presión de vapor usada es el valor a la temperatura reducida de 0.7.

Esta ecuación es recomendada por Lion y Edmister<sup>27</sup> para calcular  $\omega$  de pseudocomponentes.

d.6) Calor de vaporización

Se utilizó el método que propone el API:

ec. de Watson-Nelson combinada con la ecuación de Kistiakowsky aparecida en Bauer y Middleton<sup>35</sup>.

e) Preparación de datos

En este inciso se explica el método para transformar una curva ASTM (o Hempel) a la curva TBP molar requerida por el programa.

Si se tiene una curva Hempel como dato, se convierte primero a curva ASTM por medio de los métodos recomendados por Nelson<sup>46</sup>.

Quando se tiene las curva ASTM ya sea a partir de Hempel ó se dispone de ella directamente,<sup>47</sup> se procede a convertirla en una curva TBP por medio del método de Gandbhir y Virk<sup>49</sup> que consiste en graficar la cur-

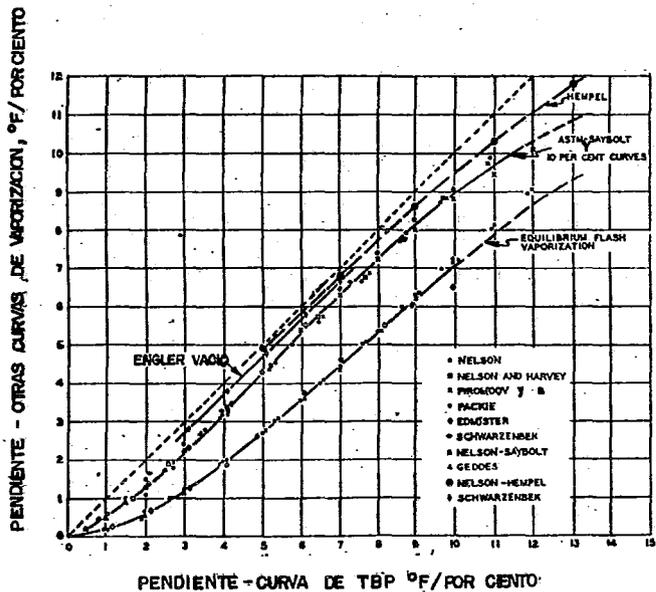


FIGURA 5.3 RELACIONES ENTRE LAS PENDIENTES (GRADOS/POR CIENTO) VARIAS CURVAS DE DESTILACION O VAPORIZACION REF 46

va ASTM en papel probabilidad y obtener las temperaturas a los 16%, -  
50% y 84%. El TBP 50% = ASTM 50% y se obtiene la desviación stan-  
dard de la curva por:

$$\bar{V}_a = (T_{84} - T_{16}) / 2$$

luego

$$\bar{V}_t = 1.16 \bar{V}_a + 10.2$$

$$T_{84} |_{TBP} = TBP_{50\%} + \bar{V}_t$$

$$T_{16} |_{TBP} = TBP_{50\%} - \bar{V}_t$$

y graficando las tres TBPs obtenidas en papel probabilidad se obtienen -  
los demás puntos, con un porcentaje de error muy bajo.

Una vez que se tiene la curva TBP de la muestra se procede a obtener la  
curva TBP molar por medio del método propuesto por Edmister <sup>6</sup> en su  
cap. 14.

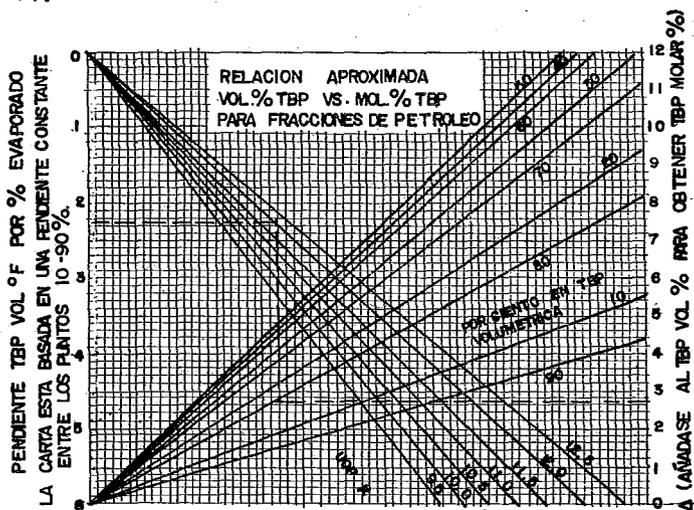


Fig. 5.4

i) Se obtiene la pendiente de la curva TBP:

$$m = \frac{T_{90\%} - T_{10\%}}{90 - 10}$$

ii) Se localiza el punto pivote en la línea de KF que le corresponda a la fracción.

iii) A partir de ese punto se traza una línea vertical hasta la línea de 90% y se leen los valores de  $\Delta$  en las intersecciones de la línea con las 10, 30, 50, 70 y 90%.

iv) Se construye la siguiente tabla:

Ejemplo.

% vol. evaporado	TBP °F	% obtenido	moles evaporadas
			$m_{Fz} = \frac{\% \text{ vol. } + \Delta \%}{100}$
0	200	0	0
10	247	2.2	0.122
30	291	4.8	0.348
50	334	5.5	0.555
70	387	4.4	0.744
90	490	1.8	0.918
100	600	0	1.0

v) Se traza la curva de TBP molar con los 7 puntos obtenidos y luego se obtienen las temperaturas a intervalos de 0.1 moles evaporadas obteniendo los 11 puntos que constituirán la alimentación al programa.

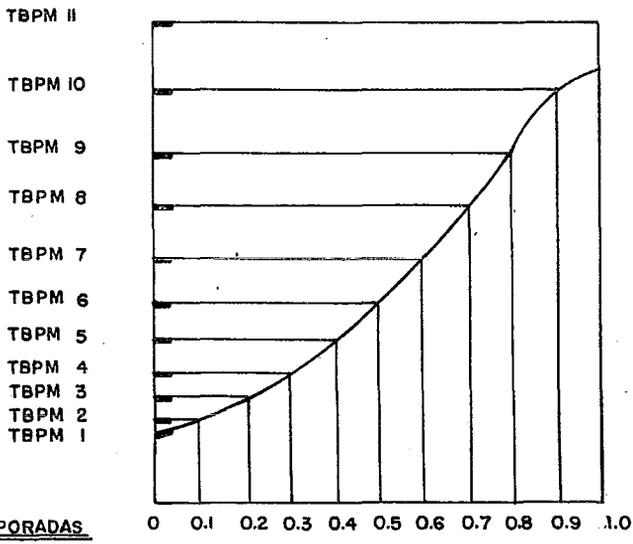


Fig. 5.5

Todo el proceso de conversión desde Hempel 6 ASTM hasta TBP molar, es muy rápido y no lleva más de 20 minutos, teniendo casi la misma exactitud<sup>27</sup> que la conversión por medio de un programa. Hay que aclarar que la TBP molar nos da el reflejo más exacto<sup>50</sup> de la naturaleza del producto, observándose esto en la temperatura de ebullición molar promedio (MABP).

Por otro lado, sería de desearse que se empezara a pensar en la forma de integrar el método de obtención de la curva ASTM por cromatografía<sup>65</sup> al análisis de rutina de los crudos y productos de refinación, aunque ya se comienzan a dar los primeros pasos<sup>66, 67</sup>.

e.1) Datos para la subrutina de viscosidad

Normalmente se incluye en los datos de un crudo o residuo su viscosidad a dos temperaturas diferentes que generalmente son 100 y 200 °F.

Se sitúan los 2 puntos (en centistokes) en la gráfica de  $\mu - t$  de la -

ASTM ( ) y se traza una recta a través de ellos, prolongando esa recta después con la misma pendiente a la gráfica ASTM de rango bajo y obteniendo la pendiente y ordenada de la recta trazada entre los 2 valores límite de temperatura seleccionados, recordando que dicha pendiente no será válida fuera de esos límites, por lo que se recomienda usar las temperaturas límite que se suponga se van a encontrar en el proceso. Los valores de PEND y ORD se obtienen así:

$$m_{\text{visc}} = \frac{\log \mu/T_{\text{baja}} - \log \mu/T_{\text{alta}}}{\log T_{\text{baja}}(\text{OR}) - \log T_{\text{alta}}(\text{OR})}$$

$$\log y = (\log \mu/T_{\text{alta}}) = m_{\text{visc}} (x - \log T_{\text{alta}})$$

$$\log y = \text{PEND} \times x + \text{ORD}$$

Estos valores de PEND y ORD se deben incluir como DATA en el programa.

#### f) Opciones del simulador

El programa general utilizó la misma idea que presenta el programa de C.E. Kalb y J.D. Seader<sup>51</sup>, sin embargo, éste fue ultra-modificado en casi todos sus aspectos y sólo conserva la estructura de lectura y escritura.

##### f.1) Lectura de datos

El programa lee por orden:

##### i) Nombre del trabajo

ii) No. de comps. ( 20 ), límite inferior y límite superior en  $^{\circ}\text{R}$  de temperatura de las ecuaciones de PVAP y consecuentemente de K, Presión del sistema y Código de opción.

El código de opción varía entre 1 y 6 :

1 : cálculo de punto de burbuja

2 : cálculo de punto de rocío

3 : cálculo de punto de burbuja y punto de rocío

4 : cálculo de flash isotérmico

5 : cálculo de curva de EFV

6 : cálculo de flash adiabático

iii) Índice de lectura de matriz de coeficientes de ecuaciones ajustadas a la correcciones de entalpia por factor de caracterización, Índice de igualdad de renglón de matriz a vector, Índice de renglón de matriz seleccionado en función de la  $K_F$  de la alimentación a manejar.

iv) No. del caso a calcular y temperatura de alimentación.

v) Las lecturas realizadas directamente de disco son :

v.1) MATRIK

Esta es la matriz de coeficiente de las ecuaciones ajustadas a la presión de vapor contra temperatura del sistema, una para cada pseudocomponente. Los datos de presión de vapor se obtienen por medio del programa PVAP y se graban en disco, de donde son leídos por el programa -- COEFICS, el cual les ajusta curvas de 3er. grado cuyos coeficientes graba en disco, creando así MATRIK.

## v.2) MATRIX

Esta es la matriz de coeficientes de ecuaciones ajustadas a las correcciones por  $K_F$  en función de la temperatura con  $K_F$  variando de 10.0 hasta 11.7 en incrementos de 0.1 debiendo redondear el  $K_F$  de la alimentación.

## v.3) MATRIXB

Misma estructura de MATRIX, la única diferencia estriba en que esta matriz varía en  $K_F$  de 11.9 a 13.0.

## f.2) CODIGO 1: Punto de burbuja

Se utiliza la función  $f(T_F) = \sum_{i=1}^c K_{Fi} Z_i - 1$  iterando  $T_F$  por medio de la subrutina CONV que utiliza el método de Wegstein hasta una tolerancia de la sumatoria de 0.99999. Se cambió el método de Newton original ya que para este tipo de función de  $K$  oscila.

El procedimiento utilizado es infalible aunque se lleva varias iteraciones, por lo cual para perfeccionarlo se recomienda utilizar algunos de los siguientes métodos:

- 1) Implementación del método de Richmond<sup>52</sup> modificado para el tipo de ecuación de  $K$  que aquí se usa ya que Jelfnek utiliza un tipo diferente:

$$\ln k_i = \frac{A_i}{T + C_i} + B_i$$

Con el método de Richmond se obtiene convergencia en máximo 4 iteraciones, el único problema podría ser el tiempo gastado en evaluar las derivadas, que sin embargo, se compensa por la rapidez del método.

ii) La función  $f(T_F)$  tiene cierta curvatura debido a la función logarítmica de  $K_j$  en  $T$ , por lo cual, podemos anticipar<sup>53</sup> que una función más lineal podría ser

$$\psi(T) = \ln \sum x_j K_j(T)$$

Entonces se reduciría  $\psi(T)$  a cero durante la convergencia. Notar que  $\psi(T)$  será lineal en  $T$  si la volatilidad relativa de los componentes con respecto a cada uno es independiente de  $T$  y si  $\ln K$  para cualquier componente es lineal en  $T$ .

Se puede alcanzar una convergencia más rápida si

$$\psi\left(\frac{1}{T}\right) = \ln \sum x_j K_j\left(\frac{1}{T}\right)$$

se reduce a cero, ya que el  $\ln K_j$  generalmente será aún más lineal en  $1/T$ . En un estudio realizado<sup>57</sup>, para un  $\pm 10\%$  de cambio en el valor de  $K$  el cambio en la  $T_B$  fue de aprox.  $\pm 10$  a  $20^\circ\text{F}$  en 5 sistemas diferentes.

f.3) CODIGO 2: Punto de rocío.

Se utiliza la función  $F(T_F) = \sum_{i=1}^S \frac{Z_i}{K_{Fi}} - 1$  iterando  $T_F$  hasta que la sumatoria es 0.99999 por medio de la subrutina CONV. También en esta opción oscilaba el método de Newton por lo que se desechó.

De nuevo, se puede tratar de disminuir el número de iteraciones linealizando las funciones de punto de rocío que en este caso serían:

$$\psi(T) = \ln \left( \sum x_j \right) = \ln \sum \frac{y_j}{K_j(T)}$$

$$\psi\left(\frac{1}{T}\right) = \ln \sum \frac{y_j}{K_j(1/T)}$$

Frecuentemente se puede obtener una temperatura de rocío lo suficientemente exacta calculando  $\Psi\left(\frac{1}{T}\right)$  a valores de temperatura  $T_0$  y  $T_1$  y calculando entonces el punto de rocío por interpolación o extrapolación lineal:

$$\frac{1}{T_{DP}} \approx \frac{1}{T_0} + \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_0}\right) \frac{\Psi(1/T_0)}{\Psi(1/T_0) - \Psi(1/T_1)}$$

Este procedimiento también es aplicable para obtener la temperatura de burbuja. En (57) el efecto de un cambio en las  $K_s$  en la  $T_D$  es menor que para  $T_B$ . Para un cambio de  $\pm 10\%$  en las  $K_s$ , la  $T_D$  cambia en aproximadamente  $\pm 5$  a  $12^\circ\text{F}$  y para un cambio de  $\pm 20\%$   $\pm 7$  a  $20^\circ\text{F}$ .

#### f.4) CODIGO 3: Punto de burbuja y Punto de rocío

Se calcula primero la temperatura de burbuja y luego la temperatura de rocío a la presión deseada. Como comentario, se puede determinar el efecto de los cambios en el valor de  $K$  en la presión del punto de burbuja o del punto de rocío a temperatura constante a partir de la ley de Raoult. Esto es válido solamente a presión baja y moderada, digamos hasta el rango de 100 a 150 psia. En esta área la presión del punto de burbuja o de rocío es inversamente proporcional al valor de  $K$  a temperatura constante, o:  $P \propto \left(\frac{1}{K}\right)_T$

Por lo tanto, para un cambio de un  $\pm 10\%$  en el valor de  $K$  para todos los componentes en una mezcla, la presión de punto de burbuja o de rocío variará un  $\pm 10\%$  de la presión base<sup>57</sup>. Estos análisis se realizan para saber la sensibilidad del sistema a los errores en la evalua-

ción de K.

f.5) CODIGO 4: Flash isotérmico

Como se mencionó anteriormente se utilizaría la ecuación de Rachford-Rice debido a que no presenta raíces espurias en el intervalo de

$$\frac{V}{F} \in [0, 1] :$$

$$F \left( \frac{V}{F} \right) = \sum_j \frac{Z_j (K_j - 1)}{(K_j - 1) (V/F) + 1}$$

Al aplicar el método de aceleración de convergencia a la ecuación anterior se encontró que era necesario restringir el movimiento de  $V/F$  entre interacciones durante las primeras iteraciones para impedir la generación de un valor de  $V/F$  fuera del rango 0 a 1 durante el curso de la convergencia, hecho que por falta de tiempo no se logró, sin embargo, se recomienda utilizar el método de Wegstein-Jeeves<sup>54</sup>. Finalmente se implementó el método de convergencia propuesto por los mismos Rachford-Rice<sup>3</sup> consistente en un acortamiento progresivo del intervalo entre 0 y 1 que se considera dividido en  $2^n$  segmentos iguales y la raíz (una sola) debe de caer en alguno de estos segmentos. El signo de la función  $f(0.5, K_i, z_i)$  es negativo si la raíz es menor a 0.5 y positivo si la raíz es mayor a 0.5. Por lo tanto, hay sólo  $2^{n-1}$  segmentos en cualquier lado de 0.5 en los cuales puede caer la raíz. Se itera hasta que la sumatoria es menor de 0.00001.

Para disminuir las iteraciones se recomienda utilizar el método de Richmond, el cuál fue comparado por Rohl y Sudall<sup>55</sup> con otros 8 métodos, a saber: Iteración simple, Iteración acelerada con condición, acortamiento de intervalo binario simple, acortamiento seguido de inter

polación, regula falsi simple, regula falsi modificado con condición, Newton-Raphson con condición y Laguerre (es muy elegante, pero más complicado) como lo discute Bodewig<sup>69</sup>; encontrándose que "es la mejor técnica iterativa para este problema".

El análisis de sensibilidad para este tipo de sistema (57) obtuvo que para un +20% de cambio en los valores de K el cambio en el líquido producido (relación de flujo molar:  $\frac{n_L}{n_L \text{ Base}}$ ) es de +15% y para -20% es de -22%, por supuesto, todos los valores mencionados son para tener una idea y no tomarse como exactos para este problema.

#### f.6) Flash de equilibrio adiabático

Se tiene el residuo a una presión inicial  $X_1$ , a una cierta temperatura (T de alimentación) y con las composiciones de pseudocomponentes. La mezcla se expande adiabáticamente para obtener productos en equilibrio (vapor y líquido) a una presión  $X_1$ , especificada menor a X. Se tienen que encontrar la temperatura de equilibrio, el % de vaporización y las composiciones de todos los componentes en las dos fases.

Una aproximación de resolución por computadora se presenta en la figura: 53

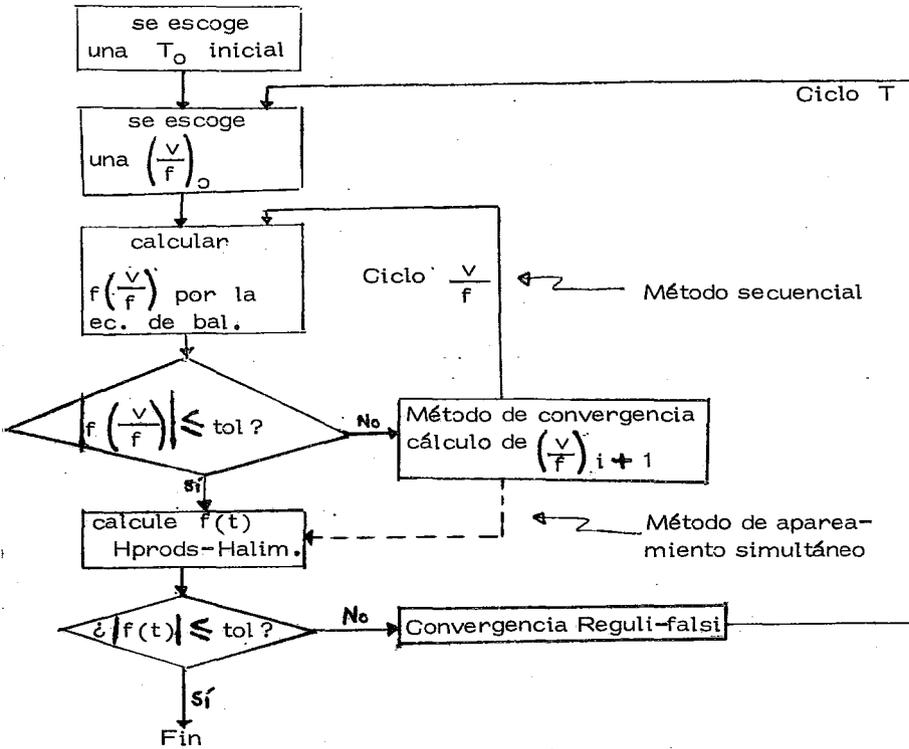


Fig. 5.6

En este diagrama de flujo se presentan 2 opciones, el método secuencial, con sistemas de iteración independiente y el método de apareamiento simultáneo con un sólo sistema de iteración. La sincronización de ecuaciones con variables sería la misma que para el método secuencial, pero el algoritmo seguiría la línea punteada mostrada en la fig. 5.6.

El ciclo (loop) interno empleará el método de convergencia de acotamiento de segmento. Para el ciclo exterior la derivada por un método tipo Newton tendría que calcularse por diferencia finita (incrementos), o sea,

calculando  $f(t)$  para un valor de  $T$  ligeramente diferente. Como este procedimiento de diferencia finita implica otra convergencia de el ciclo interno, es preferible utilizar un método reguli-falsi en el ciclo externo y aceptar un número de iteraciones algo mayor en ese ciclo. Este factor no sería una restricción importante en el método de sincronización simultánea.

El valor de convergencia de la variable de iteración de el ciclo interno se usará como el estimado inicial fijo para el ciclo interno cada vez que se le utilice. De aquí que sea deseable escoger una variable de iteración de ciclo interno cuyo valor de convergencia no sea fuertemente afectado por el valor producido por la variable de iteración de el ciclo externo. Esto es equivalente a sincronizar la ecuación interna con su variable dominante. Se debe hacer notar que los ciclos en la fig. podrían ser intercambiados o sea, el ciclo V/F podría estar fuera de el ciclo de T-H. Para un flash de una mezcla de un rango de ebullición relativamente amplio el valor de convergencia de V/F es relativamente insensitivo al valor de  $T$  ya que los componentes ligeros se concentrarán necesariamente en el vapor y los componentes pesados se concentrarán en el líquido. De aquí que sea apropiado mantener los ciclos como se muestran en la fig. No. 5.6. Para una mezcla de un rango de ebullición relativamente cercano el valor de la convergencia de  $T$  es relativamente insensible al valor de V/F ya que  $T$  debe caer entre el punto de burbuja de rocío, que en este caso se encuentran muy cerca uno de otro. Por lo tanto  $T$  debe ser una variable de iteración en el ciclo interno.

También es importante buscar ciclos de convergencia que converjan rápida-

mente. Por esta razón y para promover la estabilidad un ciclo debe contener una ecuación de "comprobación" que sea más sensitiva a la variable de iteración de ese ciclo que a la variable de iteración de el otro ciclo. De nuevo, ésto significa la sincronización de ecuaciones con sus variables dominantes. Para un flash de una mezcla de rango de ebullición amplio el ciclo interno de  $V/F$  de la fig. 5.6 convergerá más rápidamente que para una mezcla de rango de ebullición cercano. También el balance de entalpía es relativamente más dependiente de  $T$  comparado con  $V/F$  para un flash de ebullición amplia que para un flash de ebullición cercana. Esto se debe a que el balance de entalpía está influenciado primariamente por los calores latentes de vaporización (y de aquí  $V/F$ , el grado de vaporización) para un flash de ebullición cercana, donde la temperatura no puede variar grandemente. En un flash de ebullición amplia la  $V/F$  no puede variar grandemente y debido a ésto el efecto de calor latente no puede variar mucho, pero el amplio rango de temperaturas posibles produce un efecto substancial de calor sensible variable. Todos estos factores apuntan al uso de el método de convergencia mostrado en la fig. 5.6 para un flash de rango de ebullición relativamente amplio.

Para un flash de ebullición cercana el balance de entalpía debe ser la ecuación de "comprobación" de el grado de vaporización  $V/F$  ya que los efectos de calor latente variable son dominantes. Así, deben invertirse las relaciones entre las 2 variables de iteración y las 2 ecuaciones de comprobación a como aparecen en la fig. 5.7. El balance de entalpía debe gobernar  $V/F$  y la suma de fracciones mol igual a uno (balance de materia) debe gobernar  $T$ .

Como se señaló anteriormente, el ciclo de T debe ser el interno y el ciclo de V/F el externo en un flash de ebullición cercana. Esta lógica lleva al algoritmo mostrando en la figura para flashes de ebullición cercana:

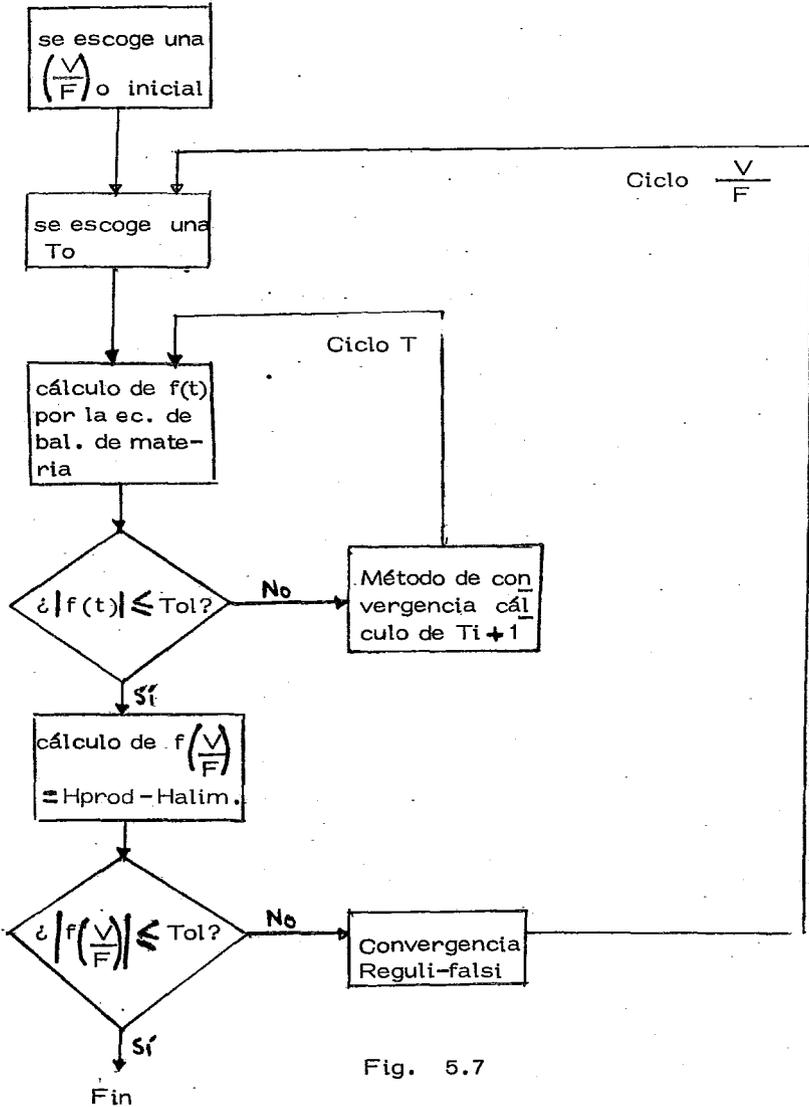


Fig. 5.7

El método de sincronización simultánea seguiría la línea punteada mostrada en la fig. 5.7.

Note que en el método de sincronización simultánea las sincronizaciones de ecuaciones y variables también se invertirían para una mezcla de rango de ebullición cercano respecto a una mezcla de rango de ebullición amplio. En forma equivalente, el problema de que variable sincronizar con cual ecuación se puede tratar en el sentido de sincronizar cada variable con la ecuación que físicamente tiene el mayor efecto en determinar el valor de esa variable (inviertiendo la relación causa-efecto). Friday y Smith dan una descripción muy lúcida de este punto de vista:

"Considere 2 tipos extremos de mezclas para alimentación, ebullición cercana y ebullición amplia, cada una de las cuales se alimenta a una etapa de flash adiabático que produce corrientes vapor y líquido a partir de una alimentación completamente especificada. Por simplicidad sea un componente puro el caso límite de la alimentación de ebullición cercana. Para tal alimentación la temperatura de la etapa es el punto de ebullición de el componente en particular a la presión especificada. Un cambio en la entalpia de la alimentación cambiará los flujos de las fases pero no la temperatura de la etapa. Obviamente se debe usar el balance de energía para calcular  $V$  y  $L$  mientras que la ecuación de balance de materia (sumatoria de fracción mol) es satisfecha por un cálculo de punto de burbuja o de rocío (trivial en este caso extremo). Ahora, sea el material de ebullición amplia una mezcla de 2 componentes, uno muy volátil y el otro no volátil. Para tal alimentación las cantidades de cada fase -

que salen de la etapa están determinadas casi completamente por los coeficientes de distribución (es decir, las  $K_j$ ). Sobre un rango de temperatura amplio el componente volátil se encontrará predominante en el vapor, mientras que el componente pesado se encuentra predominantemente en la fase líquida. Una entalpía adicional en la alimentación ( $T$  de alim. mayor) aumentará la temperatura de la etapa pero tendrá poco efecto en los flujos de  $V$  y  $L$ . Obviamente en este caso se debe usar la ecuación de balance de energía para calcular la temperatura de la etapa."

En el programa se encuentran desarrolladas las 2 opciones de rango de ebullición, el acceso a las cuales es automático, por medio del índice - KADIAK que se asigna en base al siguiente criterio recomendado por - Friday<sup>58</sup>: Una mezcla es de rango de ebullición amplio si la diferencia entre el punto de rocío y el punto de burbuja de la alimentación es mayor a  $100^{\circ}\text{F}$  y es de rango de ebullición cercano si es menor de  $100^{\circ}\text{F}$ . Existe potencialmente una región intermedia problemática para  $\Delta_{DB}$  (diferencia entre burbuja y rocío) donde se requieren procedimientos para forzar la convergencia y procedimientos de relajamiento, por lo cual se recomienda utilizar el método de Newton-Rapshon de aproximación simultánea multivariable ya que parece que las restricciones (balances de materia y energía) están implicadas fuertemente con las 2 variables ( $V/F$  y  $T$ ) y tienen efectos no despreciables sobre la temperatura de la etapa, o sea, ningún efecto predomina (un aspecto del problema que se puede presentar podría ser la columna de destilación con

una o más alimentaciones de ebullición amplia en la cual habrá secciones de etapas conteniendo material de ebullición cercana (hacia los extremos) y secciones con material de ebullición amplia.). Sin embargo, aunque el procedimiento de Newton lleva las 2 variables de iteración juntas hacia la convergencia, ésto requiere el cálculo o estimación de cuatro derivadas parciales por iteración. En la mayoría de los casos no parece obtenerse ninguna ventaja con respecto a tiempo de computación usando la convergencia simultánea (Newton) ó la secuencial o de sincronización simultánea. El valor primario ocurriría para flashes implicando componentes de un rango de ebullición intermedio, donde las entalpías son casi igualmente sensitivas a  $T$  y  $V/F$ . La aproximación simultánea multivariable de Newton tiene la ventaja de permitir la manifestación directa de el efecto de cada una de las variables desconocidas en cada una de las funciones de prueba, lo cual no puede hacer la aproximación secuencial. También se podría anticipar que la aproximación simultánea incurriría en problemas de estabilidad si los estimados iniciales están relativamente lejos de la solución de convergencia. Sería interesante que el programa total sólo utilizara el procedimiento de Newton-Raphson para controlar de una sola forma todas las posibles opciones que se pudieran presentar. Como comentario sería recomendable estudiar un parámetro de discernimiento de rango de ebullición más completo, que  $\Delta_{DB}$ , por ejemplo, una diferencia de temperaturas normalizadas, posiblemente logarítmica.<sup>56</sup>

En los procedimientos presentados para la solución de problemas de separación de una etapa con una ó dos variables no conocidas se ha supuesto tácitamente que las relaciones de equilibrio  $K_j$  de los componentes son

independientes de las composiciones de las fases. Si las  $K_j$  dependen de la composición, la situación se puede manejar de la misma forma que se mencionó para los cálculos de equilibrio de fases (punto de burbuja y de rocío). Si las  $K_j$  dependen escasamente de las composiciones de las fases, uno simplemente puede evaluar cada  $K_j$  usando las composiciones de las fases indicadas por la iteración previa; si las  $K_j$  dependen más fuertemente de la composición, puede ser necesario tener un ciclo más interno en el cual sean convergidos los valores de  $K_j$ .

El programa desarrollado utiliza el siguiente procedimiento:

Cuando el código es 6 se debe especificar si se desea el cálculo de perfil de presión-temperatura mediante el índice KPERFL.

Si se desea perfil se pide la  $P$  máxima a la salida del horno y la  $P$  mínima a la entrada de la torre como límites de cálculo y calculando normalmente la caída de presión a intervalos de 10 mm Hg, si se desea otro intervalo se debe modificar DELTA.

Inmediatamente es calculado KADIAK y si la mezcla es de ebullición amplia los límites del balance de entalpia serán  $T_B$  y  $T_D$  iniciándose con ellos la iteración en RACH (bal. de materia) con método de convergencia propuesto por Rachford-Rice y luego en INTER (bal. de entalpia normal) llegando con ellos a CAFREK hasta convergencia; si la mezcla es de ebullición cercana los límites del balance de entalpia serán 0 y 1  $\left(\frac{V}{F}\right)$  procediendo luego a RICE (bal. de materia) con método de convergencia WEGSTEIN en temperatura y luego a INTER 2 (bal. de entalpia modificado) llegando con ellos a CAFREW hasta convergencia. Las

funciones de entalpia son intercambiables de acuerdo con las necesidades y mejor tipo de respuesta de la mezcla del usuario.

Existe otra opción para cuando se determina la temperatura de la alimentación requerida para que el flash adiabático ocurra a la P y T especificadas (22) usando en conjunción las funciones ENTPAR e INTEM.

Si se calcula el perfil el programa calcula las  $T_B$  y  $T_D$  nuevas para la P nueva cada intervalo.

.g.) Perfiles de propiedades físicas

El programa tiene un índice que almacena los valores de,  $T_{eq}$ ,  $P_s$  y % de vaporización en cada punto de la línea para que, cuando se termine el cálculo del perfil se proceda al cálculo de las propiedades de las fases en cada punto. Con este fin se desarrollaron las subrutinas de propiedades DCRUDO, VCRUDO, DGAS, VGAS de acuerdo con los siguientes métodos:

#### i) SUBRUTINA DCRUDO

Se utiliza el método propuesto por Povarnin y Kurbandberdyev<sup>59</sup> que utiliza el principio llamado de similaridad termodinámica: Los hidrocarburos con pesos moleculares altos empezando con pentano, comprenden un grupo único de materiales termodinámicamente similares, para los cuales la naturaleza de los cambios en sus propiedades termofísicas es idéntica bajo condiciones correspondientes. El petróleo y productos del petróleo de diversas formaciones geológicas son mezclas complejas de muchos hidrocarburos y desde el punto de vista de similaridad termo

dinámica, se les puede incluir en un grupo común de sustancias similares. La adaptación de este método como subrutina requiere como dato únicamente la densidad API de la mezcla y utiliza una función de interpolación <sup>60</sup> de la función presentada en (59), la cual relaciona 2 parámetros: TAOSAT, la temperatura de saturación reducida y la Función universal de densidad ROSIM. El error en la determinación de densidad a causa de desviación de la curva de ajuste original es de  $\pm$  5%.

El método presentado por API <sup>61</sup> se desechó debido a que gran parte de él utiliza monogramas.

#### ii) SUBROUTINA VCRUDO

Se escogió el método que propone la ASTM por medio de sus cartas  $\mu$ -t rango bajo y rango alto, presentadas por Maxwell <sup>7</sup> ya que tienen un grado de exactitud excelente. La conversión de centistokes se realiza en conjunción con DCRUDO y las densidades que obtiene. Los detalles de entrada de datos se revisan en el inciso e.1 de este capítulo.

#### iii) SUBROUTINA DGAS

En esta subrutina se utiliza una modificación del método propuesto en (62) cuyos principales pasos son los siguientes:

Evaluación de la presión promedio del proceso; para cada punto, evaluación de el peso molecular por medio de PMOLCV, que calcula el peso molecular del vapor evaluando previamente el punto de ebullición promedio (TBP RD) de el vapor según el método de API <sup>43</sup>, evaluando antes el punto de ebullición promedio cúbico y el punto de ebullición promedio volumétrico, para lo cual se utiliza FRACSS, cuya misión es proporcionar las compo-

siciones de líquido y vapor en equilibrio para una tripleta de valores de  $V/F$ ,  $P_s$  y  $T_{eq}$ .

Una vez calculado el PM del vapor se evalúa la densidad promedio del vapor a las condiciones de  $P$  y  $T$ , luego la densidad del aire a esas condiciones y de esos 2 valores se obtiene la densidad relativa del vapor ( $SG$ ).

En este momento se inicia el cálculo de el factor de compresibilidad  $Z$  de el vapor que es precisamente la modificación introducida, ya que en (62) se utiliza una gráfica que aparte de haber sido creada para gas natural es muy difícil de correlacionar para incluirla en un programa. Se calcula  $Z$  por medio de ZETAR, en la cual se utiliza el procedimiento de Barnes<sup>29</sup> que propone modificaciones a los parámetros de la ec. generalizada de Redlich - Kwong y además propone por motivos computacionales transformar la ecuación general.

$$\frac{Pv}{RT} = \frac{v}{v-b} - \frac{a}{v+b}$$

en una ecuación cúbica ya que es más eficiente:

$$Z^3 - Z^2 + S_b Z + S_c = 0$$

donde

$$S_b = A - B(1 + B)$$

$$S_c = -AB$$

$$B = P_{bm}/RT$$

$$A = P_{am}/RT$$

$$Z = P_v/RT$$

$$b_m = \sum_i x_i b_i$$

$$b = 0.08664 \text{ RTc/Pc}$$

$$a_m = \left( \sum_i X_i a_i^{0.5} \right)^2$$

$$a_c = 0.42747 \text{ RTc/Pc}$$

$$a = a_c F' = 4.939 \text{ bF}$$

$$F' = 1 + (0.9 + 1.21W) (Tr^{-1.5} - 1)$$

Cuando la ecuación cúbica tiene tres raíces reales, la menor corresponde al factor de compresibilidad del líquido y la mayor al del vapor. La raíz intermedia no tiene ningún sentido físico puesto que se encuentra dentro de la región de equilibrio inestable. En caso de existir una sola raíz real, no puede existir más de una fase. Cuando las 3 raíces son reales e idénticas, el sistema se encuentra en el punto crítico.

La mejor manera de calcular las raíces es empleando un método numérico como el de Richmond,

$$f(Z) = Z^3 - Z^2 + SbZ - Sc$$

$$f'(Z) = 3z - 2z + Sb$$

$$f''(Z) = 6z - 2$$

y la fórmula recursiva a emplearse es:

$$Z_{i+1} = Z_i - \frac{2ff'}{2(f')^2 - ff''}$$

Para asegurarse que el algoritmo converja hacia la solución deseada es necesario iniciar el cálculo con un valor de Z igual a cero para encontrar la raíz del líquido, e igual a uno para la raíz del vapor; El método converge usualmente en 2 ó 3 iteraciones. La tolerancia utilizada fue de  $1 \times 10^{-13}$ . Una vez calculados DENPRO, DENA, SG y ZETA, la

Densidad del gas se calcula por medio de la siguiente ecuación <sup>62</sup> :

$$\rho_G = \frac{(28.97)(520) P^* SG}{(379.9)(14.7) T_{eq} Z} = 2.701 SG \cdot \frac{P}{T_{eq} Z}$$

iv) SUBROUTINA VGAS

Se eleccionó el método propuesto en (62), después de comprobar que no existe una expresión analítica con la cual pudiéramos obtener la viscosidad del gas; por lo cual se tuvo que implementar una función interpoladora <sup>60</sup> de las gráficas a continuación descritas.

De la primera gráfica se obtiene la viscosidad a la temperatura atmosférica <sup>7</sup> en función de la temperatura y el peso molecular del vapor; se desechó la gráfica <sup>63</sup> propuesta en (62) ya que el rango de PM sólo llega hasta 120.

De la segunda gráfica <sup>63</sup> se obtiene un factor de corrección de la viscosidad atmosférica a la viscosidad a las condiciones de P y T<sub>eq</sub> y está en función de la presión pseudoreducida y la temperatura pseudoreducida. Se desechó la gráfica de Bircher y Katz <sup>64</sup> debido a que fue diseñada a partir de datos de hidrocarburos ligeros y el rango de temperatura pseudoreducida no es suficiente para nuestras necesidades.

La viscosidad del vapor se calcula por la fórmula siguiente:

$$\mu_G = \mu_{ATM} \left( \frac{\mu}{\mu_{ATM}} \right)$$

Se dispone de una opción extra en el programa, en la que solamente se realiza el cálculo de las propiedades para un conjunto de datos de P, T y % VAP que nosotros alimentemos, sin necesidad de calcular el per-

fil previamente. Esto se logra mediante el índice IKAL (1NO, 2 SI), si es 2 el programa requerirá la lectura de el número de datos que se desee en formato libre en este orden: PPER, TPER, RVFPER. Las propiedades se van almacenando en un archivo llamado GALOCK como parejas de datos junto con la P a la que fue calculada cada una para que inmediatamente que termine el programa se corra el programa PERFILES, que les ajusta curvas de diferentes grados a las propiedades almacenando los coeficientes de las curvas ajustadas en un archivo llamado TLDATA.

h) COMPARACION DE RESULTADOS DE CAMPO CON RESULTADOS DEL SIMULADOR Y PREDICCIÓN DE PRESIONES EXPERIMENTALES POR MEDIOS TERMODINAMICOS .

Cuando ya se obtuvieron resultados aceptables y lógicos del simulador de equilibrio, se procedió a diseñar un método de prueba de los mismos en base a datos reales de operación de una línea de transferencia perteneciente a una planta de destilación de residuo al vacío.

El primer paso de este método es la obtención de un criterio de temperatura de alimentación al cálculo del flash adiabático para tratar de predecir en la forma más real posible el perfil de temperatura-presión a lo largo de la línea para lo cual se realizó la secuencia de actividades siguiente :

- 1o. Se analizaron los diagramas de flujo de proceso de las plantas de las cuales se tenían datos de operación.
- 2o. Se seleccionó el diagrama de flujo de la Preparadora # 3 ( planta de vacío ) por ser aquel con el que contaba con datos de laboratorio de las corrientes de entrada y salida de la planta.
- 3o. Se realizó un análisis de todos los datos disponibles de laboratorio de la Preparadora # 3 de los meses de Noviembre y Diciembre de 1977 encontrándose que sólo había datos de todas las corrientes - comprendidas en el balance de materia y energía para el 7 de Noviembre de 1977.

Había datos casi completos para otros cuatro días, sin embargo, la cantidad de cálculos necesaria para procesar y analizar la informa-

ción de un sólo día es tan grande que debido al tiempo disponible sólo se analizó un día de operación.

- 4o. Se diseñó un sistema de cálculo cuyo objeto era obtener un criterio para establecer cuál es la temperatura de alimentación adecuada para el flash de equilibrio adiabático ya que no se encontró ninguno en la literatura y consecuentemente se corría el riesgo de predecir resultados fuera de la realidad.

El sistema funciona de la siguiente manera:

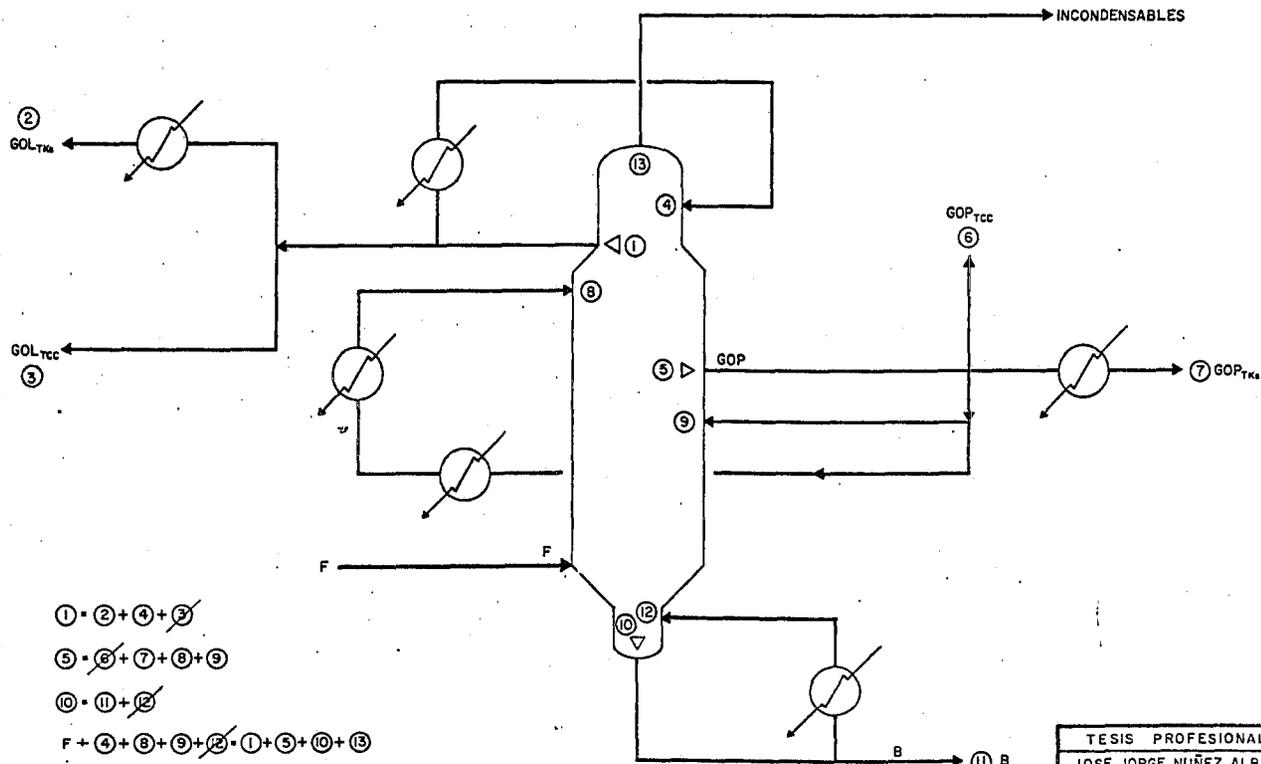
Se van a comparar los resultados de tres balances de materia y energía distintas alrededor del mismo sistema de vacío horno-torre-cambidores de calor, por lo tanto, primero se calculan las curvas TBP molares de la carga, gasóleo ligero, gasóleo pesado y residuo.

En seguida se calculan las densidades, entalpías molares y pesos moleculares de todas las corrientes involucradas en dichos balances a las temperaturas y flujos reportados en la hoja de operación. Con esos datos se calculan las moles/hr y BTU/hr de cada corriente y para cada hora de operación reportada, lo cual para un solo día representa 144 cálculos totales y 576 auxiliares de entalpía (densidades, flujos, moles, entalpía unitaria).

En seguida se obtienen las entalpías de alimentación de cada balance restando entradas a salidas, como se puede observar en cada una de las figuras de las opciones A, B y C.

En seguida se compararon las entalpías de alimentación obtenidas por los tres caminos encontrándose bastante consistencia entre ellas, re

A) BALANCE ALREDEDOR DE LA TORRE DE VACIO



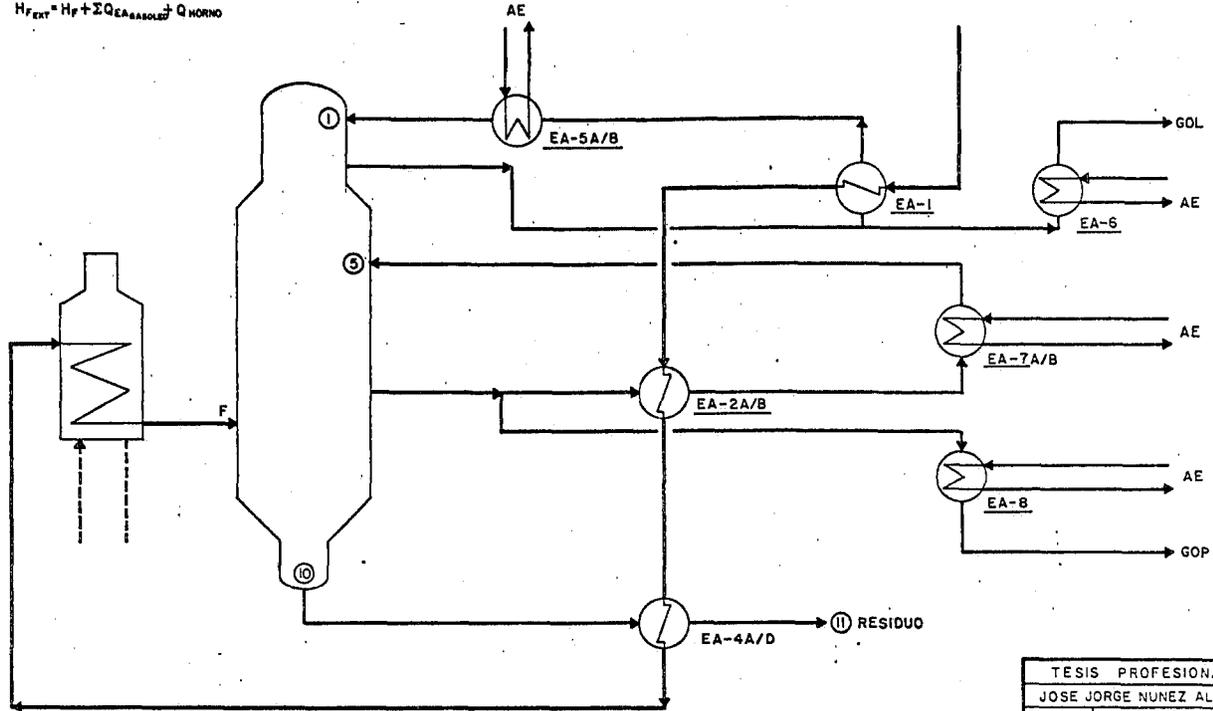
$① = ② + ④ + \cancel{③}$   
 $⑤ = \cancel{⑧} + ⑦ + ⑧ + ⑨$   
 $⑩ = ⑪ + \cancel{⑫}$   
 $F = ④ + ⑥ + ⑨ + \cancel{②} + ① + ⑤ + ⑩ + ⑬$   
 $F = ① + ⑤ + ⑩ + ⑬ - (\cancel{④} + \cancel{⑧} + \cancel{⑨})$

TESIS PROFESIONAL	
JOSE JORGE NUÑEZ ALBA	
UNAM	FACULTAD DE QUIMICA
1978	FIGURA A

### B) BALANCE EXTERNO DEL SISTEMA

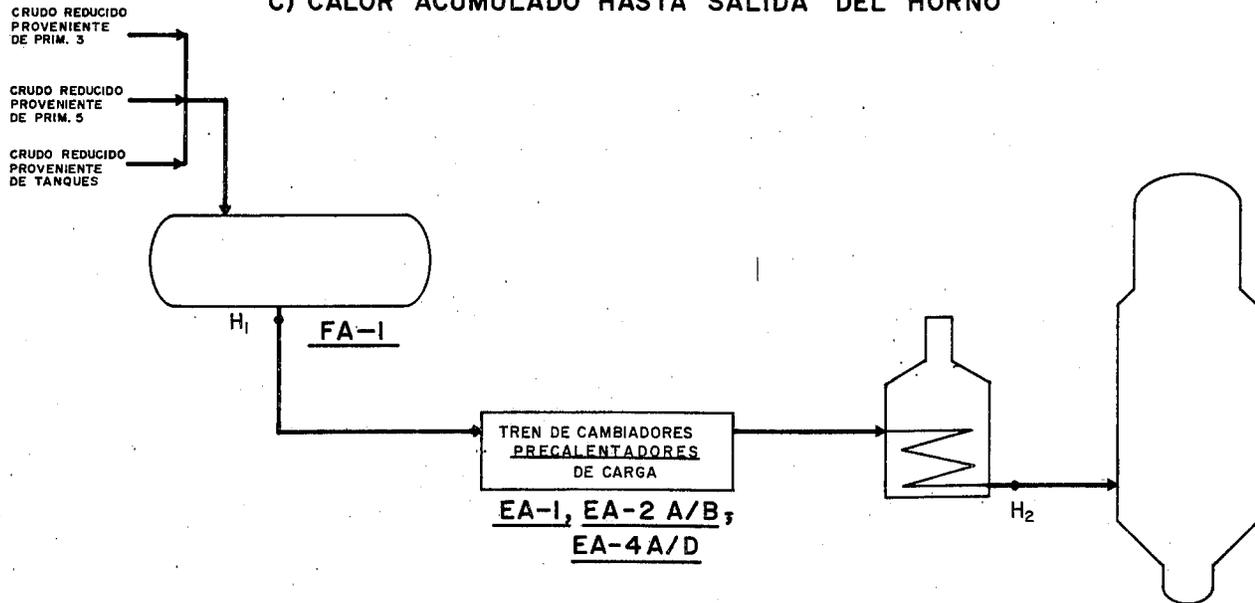
$$F' = \textcircled{1} + \textcircled{5} + \textcircled{10} ; H_p = H_1 + H_5 + H_{11}$$

$$H_{FEXT} = H_p + \sum Q_{EA} + Q_{RESIDUO} + Q_{HORNO}$$



TESIS PROFESIONAL	
JOSE JORGE NUNEZ ALBA	
UNAM	FACULTAD DE QUIMICA
1978	FIGURA B

### C) CALOR ACUMULADO HASTA SALIDA DEL HORNO



$$H_F = H_{FA-1} + \sum Q_{EA_{CARGA}} + Q_{HORNO}$$

TESIS PROFESIONAL	
JOSE JORGE NUÑEZ ALBA	
UNAM	FACULTAD DE QUIMICA
1978	FIGURA C

flejada en la cercanía de los valores en consideración, lo cuál confirmaba la validez de los resultados y por lo tanto la consiguiente confianza en los mismos. De las tres opciones de  $H_F$  consideradas se seleccionó la A ya que está basada totalmente en mediciones experimentales (para las otras dos opciones hubieron de tomarse en cuenta estimaciones de diseño de las cargas térmicas de horno y cambiadores).

Una vez que se obtuvieron las 12 entalpías de alimentación del día se leccionado se procedió a simular por medio de un programa auxiliar las entalpías que se obtendrían al barrer las diferentes temperaturas probables entre la salida del horno y la entrada de la torre para una serie de presiones probables (una simulación por cada presión), repitiendo además este proceso para cada una de las tres posibles predicciones de la carga molar de la alimentación.

La simulación dió como resultado una serie de temperaturas, a las cuales, para cada presión supuesta, se obtenía una entalpia igual a la de alimentación (una serie para cada carga molar).

En seguida se procedió a probar la consistencia de la simulación de equilibrio adiabático de la manera siguiente: Se suponían temperaturas de alimentación de la carga y se efectuaba el flash adiabático hasta que se encontraba una  $T_A$  que fuera igual a la temperatura de la serie que nos producía la entalpia requerida a la presión deseada. Como se esperaba, se comprobó que con una sola  $T_A$  se podía predecir todas las combinaciones posibles  $P$ - $T_{eq}$  adiab de la serie

simulada para cada carga diferente.

Por último se tuvo que elegir cuál era la carga molar ( de la alimentación ) más representativa para los cálculos en base a las  $T_A$  obtenidas para cada una y en base a esto obtener el criterio final de  $T_A$ .

La base de comparación fue un porcentaje de diferencia entre la  $T_A$  y la temperatura de salida del horno ( dato real ), se escogió ésta ya que tiene menor porcentaje de error que los medidores de temperatura que se encuentran en las zonas de convección o radiación del horno.

El resultado final fue un comportamiento gráfico más aceptable de los porcentajes obtenidos en base a las  $T_A$  provenientes de las moles del balance de la opción  $B(n_B)$  seleccionándose un promedio de estos porcentajes como criterio final para decidir la temperatura de alimentación al balance adiabático en base a la temperatura de salida del horno.

50. Una vez que se obtuvo un criterio para  $T_A$  el paso siguiente fue la predicción de 3 perfiles de (P vs. T) de prueba, uno por planta de vacío, para confrontar los resultados predichos con los rangos posibles de las mediciones de campo y de esta manera probar la consistencia del criterio propuesto.

Las tablas de los perfiles se presentan aparte enunciando aquí únicamente los comentarios de los resultados de la comparación.

#### PREPARADORA NO. 1:

Como en esta planta no se tienen medidores de presión ni a la salida ni a la entrada del horno sólo se pueden hacer ciertas consideraciones acerca de las temperaturas, cuyos rangos detectados por los distintos medidores tienen en general, una distancia aceptable entre sí. La única incongruencia encontrada se refiere al hecho de que la presión de la zona de flash está abajo de la presión que corresponde a la temperatura de el fondo de la torre debiendo estar arriba de ella, la única explicación posible se puede atribuir al hecho de que se utilizó como temperatura de salida del horno la indicada por medidores que están todavía adentro del horno y por consiguiente tienen tendencia a emitir lecturas mayores a las reales. Se podría haber forzado al simulador a ser congruente con el rango de la presión de la zona de flash pero esto implicaría cambiar arbitrariamente el criterio obtenido de  $T_A$ , impidiéndonos probar su generalidad y exponiéndonos a tergiversar las interpretaciones inherentes a los resultados, por lo cual para esta planta sólo se probará el criterio de caída de presión y no de presión en sí.

#### PREPARADORA NO. 2:

En esta planta los rangos de temperatura y presión se superpusieron en forma aceptable indicando en algunos casos una pérdida casi nula de presión (en función de la temperatura) desde la salida del horno hasta los medidores, lo cual sería confirmado posteriormente en algunos casos mediante el simulador. Este hecho podría deberse también a fallas en algu-

PERFIL DE PRUEBA P/T PREPARADOR 1 5 DIC. 77  
SERPENTIN SUR

				Lecturas de los medidores el 5 Dic. 77					
mmHg	°R			Hora	T1301.72	No hay datos de presión	T <sub>S</sub> N	T <sub>S</sub> S	T fondo torre
P	T	% v	% w						
jo T	703	1231.8		8	1208.4	a la	1224.6	1239	1183.2
horno	610	1213.69	11.35	10	1208.4	salida	1224.6	1230	1179.6
	590	1212.63	12.108	12	1206.6	ni a	1222.8	1231.8	1179.6
	570	1211.67	12.595	14	1206.6	la	1224.6	1231.8	1179.6
	550	1210.24	13.689	16	1204.8	entrada	1221	1231.8	1177.8
	530	1208.92	14.514	18	1208.4	del	1222.8	1233.6	1183.2
jo	510	1207.6	15.4	20	1206.6	horno	1222.8	1230	1181.4
.72	490	1206.18	16.32	22	1208.4		1224.6	1231.8	1185
	470	1204.38	17.146	24	1206.6		1226.4	1233.6	1183.2
	450	1202.87	18.179	2	1206.6		1226.4	1235.4	1179.6
	430	1200.92	19.09	4	1206.6		1226.4	1231.8	1181.4
	410	1198.85	20.038	6	1206.6		1224.6	1230	1181.4
	390	1197.13	21.245						
	370	1195.07	22.4						
	350	1192.81	23.581						
	330	1190.38	24.8						
	310	1188.03	26.216						
jo T	290	1185.09	27.486						
o	270	1182.56	29.16						
a	250	1179.42	30.722						
	230	1176.24	32.51						
	210	1172.37	34.21						
	190	1168.84	36.432						
	170	1164.5	38.619						
	150	1159.58	40.967						
	130	1154.06	43.6						
	110	1147.98	46.727						
	90	1140.74	50.287						
aflash	70	1131.5	54.27						
	50	1120.04	59.486						
	30	1103.37	66.437						
	10	1072.18	78.757						

PERFIL DE PRUEBA P/T PREPARADOR 2 19 DIC. 77  
SERPENTIN 3

					Lecturas de los medidores el 14 D						
mmHg		°R		% v	% w	Hora	TI101.57	P	I	T serp	T
P	T	P	T								
	610	1205.87		5.119	3.72	8	1186.8	367.67	170	1192.2	1
	590	1205.02		5.834	4.26	10	1185	441.2	170	1194	1
	570	1203.8		6.49	4.77	12	1185	441.2	170	1190.4	1
	550	1202.74		7.257	5.37	14	1185	441.2	170	1192.2	1
	530	1201.47		8.02	5.987	16	1181.4	367.67	170	1185	1
	510	1199.75		8.689	6.507	18	1183.2	367.67	170	1188.6	1
	490	1198.58		9.647	7.269	20	1183.2	367.67	170	1188.6	1
	470	1197.17		10.6	8.07	22	1183.2	367.67	170	1188.6	1
Rango	<del>450</del>	1195.17		11.398	8.719	24	1185	367.67	170	1190.4	1
PI 170	430	1193.55		12.459	9.57	2	1186.8	367.67	170	1194	1
Rango	410	1191.8		13.582	10.515	4	1183.2	367.67	170	1194	1
T sal horno	390	1189.77		14.697	11.463	6	1185	367.67	170	1192.2	1
	370	1187.76		15.962	12.52						
Rango	<del>350</del>	1185.3		17.139	13.53						
T101.57	330	1182.93		18.539	14.72						
	310	1180.41		20.04	16.01						
	290	1177.27		21.383	17.19						
	270	1174.35		23.105	18.73						
	250	1170.86		24.73	20.12						
	230	1167.6		26.84	22.02						
	210	1163.34		28.648	23.614						
	190	1159.18		30.969	25.75						
	170	1154.5		33.463	28.04						
	150	1148.78		35.86	30.22						
Rango T	130	1142.85		38.939	33.09						
fondo torre	110	1135.59		42.100	36.127						
	90	1127.52		46.15	40						
	70	1117.32		50.72	44.4						
	50	1104.07		56.375	50						
	30	1085.44		64.377	58.167						
	10	1049.87		78.166	72.83						

PERFIL DE PRUEBA P/T PREPARADOR 3 7 NOV. 77  
SERPENTIN 2

Lecturas de los medidores el 7 Nov.77

	mmHg P	°R T	% <sub>v</sub>	% <sub>w</sub>	Hora	TRC-3	P po- niente	T serp 4	T fondo torre
go T	700	1207			8	1179,6	456	1204,8	1154,4
horno	610	1192.49	23.5	17.14	10	1186,8	456	1212	1158
	590	1191.25	24.237	17.72	12		456	1206,6	1156,2
	570	1190.49	25.226	18.543	14		500	1208,4	1156,2
TRC-3	550	1189.19	26.027	19.179	16	1185	448	1208,4	1158
	530	1187.18	26.573	19.576	18	1185	448	1208,4	1156,2
	510	1185.49	27.294	20.164	20	1185	448	1208,4	1158
go P	490	1184.32	28.276	20.92	22	1185	448	1206,6	1156,2
ente	470	1182.57	29.07	21.59	24	1185	448	1206,6	1154,4
	450	1181.02	30	22.378	2	1183,2	448	1208,4	1154,4
	430	1179.42	30.973	23.17	4	1183,2	448	1208,4	1154,4
	410	1177.75	31.97	24.03	6	1183,2	448	1206,6	1154,4
	390	1175.73	32.893	24.81					
	370	1174	34.015	25.75					
	350	1171.96	35.085	26.65					
	330	1169.85	36.223	24.642					
	310	1167.68	37.434	28.66					
	290	1165.05	38.567	29.681					
	270	1162.78	39.978	30.871					
go T	250	1159.96	41.306	32.06					
o torre	230	1156.9	42.696	33.33					
	210	1153.72	44.23	34.676					
	190	1150.79	46.098	36.464					
	170	1147.29	47.997	38.164					
	150	1142.98	49.81	39.93					
	130	1138.26	52.03	41.97					
	110	1132.32	54.21	44.06					
	90	1126.97	57.32	47.03					
	70	1119.15	60.48	50.25					
	50	1109.28	64.45	54.30					
	30	1096.48	70.2	60.47					
	10	1063	77.495	69.1					

no de los medidores.

### PREPARADORA NO. 3:

En esta planta la secuencia de los rangos es aceptable y solamente resalta el hecho de cierta sobreposición de los rangos del medidor P-144 (medidor de presión en línea de transfer poniente) con el medidor TRC-3 (medidor de temperatura de salida del horno cuando fluye la carga total por la línea), lo cual sugiere interacción entre ellos para la emisión de una lectura conjunta ponderada aún cuando esto no pudo ser comprobado.

6o. En general se consideraron los perfiles de prueba como una buena aproximación a la realidad y se procedió al siguiente paso que consistió en predecir termodinámicamente las presiones en base a las temperaturas experimentales. En este punto cabe aclarar que este procedimiento recibió críticas de Dukler<sup>68</sup> al grado de eliminar este tipo de puntos P-T termodinámicamente predichos de su banco de datos, con el argumento de que eran dependientes de las ecuaciones de estado de las que partían y por lo mismo de los errores inherentes a ellas. Este punto es estrictamente válido, sin embargo, creo que si se quiere experimentar en la forma más realista posible, nunca se podrán obtener datos de tuberías de 36" ó 52" de diámetro con gastos de cientos de miles de lb/hr de crudo o residuo en un laboratorio común, por lo que hay que tratar de adaptar la investigación a las condiciones existentes en campo, las que al fin y

al cabo son las que se trata de simular (ingenua u optimísimamente) con tubos de cristal o plástico, de diámetros no mayores a 6" en el mejor de los casos y con flúidos baratos y de fácil manejo como aire, agua, vapor de agua, benceno, etc.

Por lo anteriormente expuesto y como un primer paso en una investigación que se espera continuar posteriormente, se utilizará la a-proximación termodinámica basada en datos originales de temperaturas experimentales.

Inicialmente se realizó un examen de los 6000 datos de temperatura y presión disponibles de las 4 plantas en cuestión para seleccionar - los 12 datos más representativos de cada planta en función del pará- metro de mayor variación, que en este caso fue la temperatura re- gistrada por el medidor (TRC-3) que se encuentra en el cabezal - final del sistema y que representa un promedio ya ponderado y casi libre de efectos de la historia del flujo a través de las distintas tra- yectorias hidráulicas de los diversos serpentines y configuraciones exteriores al horno. Para las temperaturas de salida del horno se seleccionaron los medidores instalados en las salidas de serpentín que representaban la línea de diseño por la distancia crítica a la torrre o las que tenían un comportamiento más lógico o aceptable, ya que hay que tomar en cuenta errores de lectura del operador así - como turno en que fueron anotados, tendencias particulares de los operadores al anotar, errores en los medidores, etc.

Tomando en cuenta lo anterior se seleccionaron datos correspondientes a los siguientes días de operación :

PREPARADORA NO. 1	PREPARADORA NO. 2	PREPARADORA NO. 3
12 DIC : 4 PUNTOS	17 NOV : 2 PUNTOS	9 NOV : 3 PUNTOS
11 DIC : 2 PUNTOS	21 NOV : 2 PUNTOS	21 NOV : 2 PUNTOS
	11 DIC : 6 PUNTOS	24 NOV : 2 PUNTOS
	17 DIC : 3 PUNTOS	30 NOV : 1 PUNTO
	19 DIC <sub>a</sub> : 2 PUNTOS	4 DIC : 4 PUNTOS
	19 DIC <sub>b</sub> : 3 PUNTOS	5 DIC : 1 PUNTO
		7 DIC : 1 PUNTO

7o. A continuación se procesaron los datos de laboratorio de la refinería referentes al análisis de las muestras de las cargas a las preparadoras en esos días para transformarlos en los datos requeridos por el simulador de equilibrio y así predecir los perfiles P-T-%vap de cada planta por día ( en realidad se podrían producir por hora de operación ya que la temperatura de alimentación varía constantemente, sin embargo, esto multiplicaría el trabajo y el aumento en la exactitud no está asegurado, por lo que se tomó un promedio de las temperaturas de salida del serpentín en cuestión para predecir la  $T_A$  ).

El mayor problema encontrado al transformar los datos fue que el análisis ASTM de las cargas a las plantas solamente se efectúa hasta un 50% de vaporización de la mezcla, por lo que hubo que diseñar un método para extrapolar confiablemente y obtener una curva de vaporización completa, lo cual es un requisito indispensable como alimentación de datos al simulador.

Una vez obtenida la curva ASTM completa se obtuvo la curva TBP molar aplicando el método mencionado en este mismo capítulo.

Además se requerían 2 viscosidades experimentales para poder utilizar la carta de la ASTM y el laboratorio sólo proporciona una - por lo que se requirió emplear la gráfica 2B2.2 del API Technical Data Book con la que se obtiene el PM de fracciones pesadas del crudo usando 2 viscosidades a temperaturas comúnmente fijadas, para este problema se calculó el PM a través de TBP molar y con la viscosidad experimental se obtuvo la faltante.

80. Con los datos listos para el simulador se procedió a calcular para cada punto de temperatura el punto de presión correspondiente por medio de iteración simulando flashes adiabáticos a diferentes presiones hasta obtener una temperatura de equilibrio igual a la experimental ( cambiando para cada día diferente los grupos de datos de las propiedades correspondientes ).
90. Una vez que se obtuvieron todos los puntos experimentales simulados de presión se procedió a caracterizar el recorrido seleccionado para cada planta de horno a la torre respectiva checando distancias en los isométricos correspondientes y situando los medidores ( cuya situación en campo fue comprobada personalmente así como sus condiciones e historia de respuesta ) para así crear el archivo TRAYECT de lectura del simulador de dos fases, en el que se encuentran todas las características del tramo en cuestión como diámetro, longitud, gasto, ángulo de inclinación, etc. Asimismo se calcula-

ron los gastos por tramo tomando en cuenta los aumentos de los -  
mismos en los cabezales a partir de las hojas de operación con los  
flujos indicados y a las densidades determinadas por las temperatur  
ras de salida correspondientes.

Una vez terminadas estas actividades se procedió a la predicción  
de caídas de presión por medio del programa creado para este efecto  
to.

- 1.- De Gance, A.E. y Atherton, R.W. Transferring Heat in Two Phase Systems, Chemical Engineering, May 4, 1970
- 2.- Anaya A. y Torres J. Análisis de los criterios de diseño en líneas de transferencia de vaporizadores de residuo del petróleo a columnas al vacío, Revista IMP, Enero 1976, p. 43
- 3.- Rachford, H. H. Jr. y Rice J. P., Procedure for use of electronic digital computers in calculating flash --- vaporization hydrocarbon equilibrium, Tech Note 136, - Journal of Pet. Technology, Vol. 4 No. 10, Sect 1, - p. 19, Sect 2, p. 3 (Oct 1952)
- 4.- Holland, C. D. y Davison R. R., Simplify Flash --- Distillation Calculations Petroleum Refiner, Vol. 36, No. 4 (March 1957), p. 183
- 5.- Thompson, C. V., Dooley, E. J., Hirsch, D. E. y Ward C. C. Analyzing heavy ends of Crude. Hydrocarbon processing, Vol. 52, No. 9 (Sept 1973), p. 123
- 6.- Edmister, W. C., "Applied Hydrocarbon Thermo dynamics", Gulf Publishing Co., Houston, Texas (1961)

- 7.- Maxwell, J. B. "Data Book on Hydrocarbons", D. Van Nostrand Co., Inc., Princeton, N. J. ( 1950 )
- 8.- Fenske, M. R., Reporte de el API Databook project.
- 9.- Walsh, R. P. y Mortimer, J. V., New Way to Test Product Quality, Hydrocarbon Processing, Vol. 51, No. 9 (Sept. 1971 ), p. 153
- 10.- Ritchey, K. J., Canfield, F. B. y Challand, T.B. Heavy-Oil - distillation via computer simulation Chemical Engineering (Aug 2, 1976 ), p. 79
- 11.- Katz, D. L. y Brown, G. G./ Vapor Pressure and vaporization of Petroleum Fractions Vol. 25, No. 12 ( Dec 1933 ), p. 1373
- 12.- Harbert, W.D., Petroleum Refiner, Vol. 26, No. 12 (Dec 1947) p. 132  
I & EC, Vol. 39, ( Sept 1947 ), p. 118
- 13.- Taylor D. L. y Edmister, W.C., Solutions for Distillation -- Processes Treating Petroleum Fractions, AICHE Journal, Vol. 17, No. 6 ( Nov 1971 ), p. 1324
- 14.- Poettman, F.H. y Mayland, J.B.  
Petroleum Refiner, Vol. 28, No. 7 ( 1949 ), p. 101
- 15.- White, R. R. y Brown, G.G.  
I & EC, Vol. 34, ( 1962 ), p. 1162
- 16.- Hadden, S. T. y Grayson, H. G. New Charts for Hydrocarbon Vapor-Liquid Equilibria, Hydrocarbon Processing & Petroleum Refiner, Vol. 40, No. 9, ( Sept 1961 ), p. 207

- 17.- Winn, F. W.  
 Petroleum Refiner, Vol. 36, No. 2, ( 1957 ), p. 158
- 18.- Robinson, D. B., An Analysis of the Convergence Pressure --  
 Concept for Hydrocarbon and Hydrocarbon-Non-Hydrocarbon  
 Systems, The Journal of Canadian Petroleum Technology,  
 January-March 1970, p. 28
- 19.- Chao, K. C. y Seader, J. D.  
 AIChE Journal, Vol. 7, No. 4, ( 1961 ), p. 598
- 20.- Prausnitz, J.M. y Chueh, P. L., "Computer Calculations for  
 High Pressure Vapor-Liquid Equilibria" Prentice - Hall Inc.,  
 Englewood Cliffs, New Jersey U.S.A. ( 1968 )
- 21.- Katz, D.L. y Kurata, F.  
 I & EC, Vol. 32, ( 1949 ), p. 817
- 22.- Holland, C.D., "Multicomponent Distillation", Prentice-Hall,  
 Inc. Englewood Cliffs, New Jersey, U.S.A., ( 1963 )
- 23.- Hadden, S.T., Kesler, M.G., Lee, B.I. y Fish, M.J., -  
 Correlation Improves K-value predictions, Hydrocarbon  
 Processing, Vol. 56, No. 5, ( May 1977 ), p. 257
- 24.- Grayson, H.G. Y Streed, C.W., Vapor-Liquid Equilibria for  
 high temperature, high pressure hydrogen-hydrocarbon systems,  
 section VII, Paper 20-PD 7, p. 169, Sixth World Petroleum Conf.,  
 Frankfurt, June 1968
- 25.- Lee, B.I. y Edmister W.C., A Generalized Method for Predicting  
 Vapor-Liquid Equilibrium, AIChE Journal, Vol. 17, No. 6,  
 ( Nov 1971 ), p. 1412

- 26.- Bardone, E., Mori P. y Ferroni, E., Vacuum design vs. distillation tests, Hydrocarbon Processing, ( Dec 1973 ), p.71
- 27.- Lion, A.R. y Edmister W.C., Make equilibrium Calculations by computer, Hydrocarbon Processing, ( Aug 1975 ), p. 119
- 28.- Hariu, O. H. y Sage, R.C., Crude Split Figured by computer, Hydrocarbon Processing, April 1969, p. 143
- 29.- Barnes F. y Flores J.L., Evaluación de Diversas Modificaciones a la ecuación de Redlich-Kwong, Revista IMIQ, Julio-Agosto 1976 ó Nov 1976, p. 30
- 30.- Maxwell, J.B. y Bonnell, L. S., Derivation and Precision of a New Vapor Pressure Correlation for Petroleum Hydrocarbons, I & EC, Vol.49, No. 7 ( July 1957 ), p. 1187
- 31.- Cavett R.H., Physical Data for distillation calculations-Vapor-liquid equilibria, 27-st Midyear Meeting, API, Division of Refining ( May 1962 )
- 32.- Lee, B.I., Erbar, J. H. y Edmister, W.C., Prediction of Thermodynamic Properties for Low temperature Hydrocarbon Process Calculations, AIChE Journal, Vol. 19, No. 2, ( March 1973 ), p. 349
- 33.- Chappellear, P.S., Chen R.J. y Elliot, D.G. Pick K correlations carefully, Hydrocarbon Processing, Sept 1977, p. 215
- 34.- Kesler, M.G. y Lee, B.I., Improve prediction of enthalpy of fractions, Hydrocarbon Processing, March 1976, p. 153
- 35.- Bauer, C.R. y Middleton, J. F., Enthalpy of Petroleum Fractions, Petroleum Refiner, Vol. 32, No. 1 ( Jan 1953 )

- 36.- Johnson, R. L. y Grayson, H. G., Use these charts for Enthalpy of Petroleum Fractions, Petroleum Refiner, Vol. 40, No. 2, ( Feb 1961 )
- 37.- Lee, B.I. y Kesler, M.G., A Generalized Thermodynamic Correlation Based on Three-Parameter corresponding States, - AICHE Journal, Vol. 21, No 3, ( May 1975 ), p. 510
- 38.- Watson, K.M. y Nelson, E.F., Improved Methods for Approximating (ritical ) & Thermal Properties of Petroleum Fractions, I & EC, Vol. 25, No. 8, ( Aug 1933 ), p. 880
- 39.- Weir, H.M. y Eaton, G.L., Heat content of Petroleum-Oil Fractions at Elevated Temperatures, I & EC, Vol. 24, No. 2, ( Feb 1932 ), p. 211
- 40.- Tarakad, R. R. y Danner, R. P., A Comparison of Enthalpy prediction methods, AICHE Journal, Vol. 22, No. 6 (March 1976) p. 409
- 41.- Lenoir, J.M. y Hipkin, H.G., Measured Enthalpies of Eight Hydrocarbon Fractions, Journal of Chem. & Eng. Data, Vol.18, No. 2, 1973, p. 195
- 42.- Lenoir, J.M. y Hipkin, H.G., Light naphtha enthalpy measured, Hydrocarbon Processing, May 1971, p. 95
- 43.- Technical Data Book, American Petroleum Institute New York, ( 1966 )
- 44.- Pitzer, K. S.  
J. Amer. Chem. Soc., Vol. 77, p. 3427 y p. 3433, ( 1955 )

- 45.- Passut, C.A. y Danner, R.P., Acentric Factor. A Valuable Correlating Parameter for the Properties of Hydrocarbons, I & EC, Process Des. Develop., Vol. 12, No. 3, 1973, p. 365
- 46.- Nelson, W.L., "Petroleum Refinery Engineering", 4a. Ed., McGraw-Hill, 1958
- 47.- Instituto Mexicano del Petróleo, Valoración de mezclas de crudos. Carga a refinería, Proyecto PY-01-101. Tecnología de refinación y petroquímica, 1968
- 48.- Palmer D.J., Predict VP of "undefined" fractions, Hydrocarbon Processing, Dec 1976, p. 121
- 49.- Gandhir y Virk, Rapid interconversion between ASTM and TBP distillations, The Oil & Gas Journal, Jan. 11, 1971, p. 53
- 50.- Kurganov, V.I., Novikova, Z.U. y Starodubskaya, G. Ya., Calculation of Molar Average Boiling Point of petroleum products, Chem. Technol. Fuels Oils, Vol. 11, No.7-8, (Jul-Aug 1975), p. 639
- 51.- Kalb, C.E. y Seader, J.D., Equilibrium-flash Vaporization by the Newton-Raphson Method, CACHE COMPUTER PROGRAM, COMPUTER PROGRAM FOR CHEMICAL ENGINEERING EDUCATION, Vol. V -THE RMODYNAMICS, Robert V. Jelinek, Editor, State Univ. of N.Y., Aztec Publishing Co., 1972
- 52.- Jelínek, J. y Hlaváček V., Compute boiling points faster, Hydrocarbon Processing, August 1971, p. 135
- 53.- King, C.J., "Separation Processes", McGraw Hill Book Co., N. Y., 1971

- 54.- Lapidus, L. "Digital Computation for Chemical Engineers",  
Mc Graw-Hill Book Company, New York, 1962
- 55.- Rohl, J.S. y Sudall, N., Convergence problems encountered  
in flash equilibrium calculations using a digital computer, paper  
presented to Midlands Branch, I. Chem. E. Symposium --  
Series No. 23 (April 19, 1967; Instn. Chem. Engrs., London)
- 56.- Barnes, F., Comunicación privada, 1977
- 57.- Grayson, H.G., The influence of differences in phase equilibria  
data on design, paper presented at the 27th Midyear of the API,  
Division of Refining (May 1962)
- 58.- Friday, J. R. y Smith, B.D., An Analysis of the Equilibrium  
Stage Separations Problem - Formulation and Convergence,  
AIChE Journal, Vol. 10, No.5, (Sept 1964), p. 698
- 59.- Povarnin, P.I. y Kurbandberdyev O.  
Khimiyai Tekhnologiya Toplivi Masel, No.6, (1973), p.38
- 60.- Franks, R.G.E., "Modeling and Simulation in Chemical Engineer-  
ing", John Wiley & Sons, Inc., N.Y., (1972)
- 61.- Technical Data Book, American Petroleum Institute, New York,  
(1972)
- 62.- Baker, O., H. W. Brainerd, C.L. Goldren, O. Flanigan y J.K.  
Welchen, Gas-Liquid Flowin Pipelines  
II.- Design Manual, AGA-API Manual prepared on Project NX-  
28, AGA Catalog No. L20269 (Oct 1970)
- 63.- Carr, N. L., Riki Kobayshi y D.B. Burrows "Viscosity of  
Hydrocarbon Gases under Pressure", Journal of Petroleum

Technology, ( October 1954 ), T.P. 3915

- 64.- Bircher, L.B. y Katz, D. L., "Viscosities of the Methane-Propane System", I & EC, Vol. 35, ( July 1943 ), p.754
- 65.- Green, L.E., "Chromatograph gives boiling point", Hydrocarbon Processing, May 1976, p. 205
- 66.- Manjarrez, A., P. Joseph-Nathan, Rivera J. y Berra R., "Evaluación de petróleos crudos de producción nacional por cromatografía en fase vapor", Revista del IMP, Oct 1969, p. 59
- 67.- Walsh, R.P. y Mortimer, J.V., "New way to test product -- quality", Hydrocarbon Processing, Sept 1971, p. 153
- 68.- Dukler, A.E., Baker, O., Cleveland, R.L., Hubbard, M.G. y Wicks III, M.

#### Gas-Liquid Flow in Pipelines

I.- Research Results, AGA-API Manual prepared on Project NX-28, AGA Catalog No. L20169 ( May 1969 )

- 69.- Bodewig, E.,  
Q. Appl. Math., Vol. 7 (1949), p. 325

CAPITULO VI. BARRERAS FISICAS EN EL DISEÑO  
Y CRITERIOS PARA CONTROLARLAS

- a) PATRONES DE FLUJO INDESEABLES
- b) SUBDISEÑO Y SOBREDISEÑO
- c) FLUJO CRITICO
- d) EQUILIBRIO VAPOR-LIQUIDO INESTABLE
- e) VARIABLES ADICIONALES QUE REQUIEREN CONTROL
- f) ANALISIS DE ESFUERZOS

a) Patrones de Flujo indeseables

El flujo disperso es uno de los patrones normalmente evitados en el diseño de líneas a dos fases. La razón de su eliminación es que si la corriente llega a la torre de vacío en flujo disperso, la separación es muy pobre o imposible según De Gance y Atherton<sup>66-iv</sup>. Argumentan que para efectuar la separación del líquido arrastrado en el gas se requerirían velocidades imposibles de alcanzar para la mayoría de los sistemas. En realidad, una vez que se ha alcanzado el flujo disperso, no hay virtualmente ninguna manera de regresar a otro régimen de flujo.

Los regímenes de flujo están en general sujetos a un efecto de "histéresis": La tendencia de un flujo al cambio de regímenes está grandemente influenciada por su historia de flujo, es decir, el régimen de flujo en cualquier punto dado es una función no sólo de las condiciones físicas en ese punto, sino también de el conducto particular a través del cual ha estado fluyendo (si parte del conjunto está inclinada, si el fluido ha pasado a través de codos, válvulas, orificios, etc.). Cuando el flujo cambia de dirección debido ya sea a un accesorio o a un cambio en la elevación, el régimen de flujo cambia. El nuevo régimen de flujo frecuentemente es muy estable y puede existir bajo condiciones de temperatura, presión y velocidad normalmente fuera de su rango, pudiendo existir por una longitud equivalente a aproximadamente 200 a 300 diámetros de tubería a partir de su punto de ori-

gen. A esto se debe que los mapas de regímenes de flujo no puedan ser generales para todos los problemas.

En contraposición a los criterios para evitar el flujo disperso, se tiene la recomendación presentada por Hughes et al.<sup>1</sup> en la que menciona que una dispersión fina corriente arriba del separador tiene ventajas en el rendimiento total, a pesar de las dificultades resultantes con la separación del líquido arrastrado. La justificación a esta sugerencia es como sigue: Un aumento en la temperatura o una disminución en la presión producen volatilización adicional. Esto, en consecuencia, aumenta la concentración de equilibrio de los componentes pesados en el vapor. Generalmente se desea la máxima cantidad de vapor que se pueda alcanzar a una presión y temperatura dadas.

Para conseguir este objetivo, se debe facilitar un buen contacto entre el líquido restante y el vapor desprendido en las etapas iniciales de la vaporización, de manera que algo del material pesado pueda ser agitado del líquido por el vapor, para lo cual se necesitaría una dispersión fina entre las fases, tratando de evitar únicamente una atomización excesiva, como la producida cuando se presenta flujo crítico por ejemplo.

Para facilitar la separación de las fases cuando llegan en flujo disperso a la torre se ha utilizado la entrada tangencial a la zona de carga, con objeto de que las fases se separen por medio de la fuerza centrífuga. Algunos autores señalan que este método produce turbulencias que ocasionan un considerable arrastre de líquido, sin embargo, en el es

tudio de los sistemas horno-línea-torre que se llevó a cabo en la Refinería de Minatitlán se localizaron dos torres de vacío con entrada tangencial que se presentan en las figs. 6.1, 6.2 y 6.3 y que según se investigó entre los operadores no tienen problema alguno en su operación ni en su rendimiento. Adicionalmente, las torres tienen en la zona de carga un círculo concéntrico que permite un tiempo de residencia mayor. Debe aclararse que estas torres son producto de diseños antiguos, realizados ex-profeso para manejar flujos dispersos ocasionados por flujo crítico en la línea o a la entrada a la torre, por lo tanto el especificar o no una entrada tangencial requerirá de un estudio más completo, sin embargo, en base a los resultados de operación, podría recomendarse como una manera de contrarrestar el patrón de flujo disperso.

El otro patrón indeseable en el sistema a dos fases es el flujo slug. Este tipo de flujo desestabiliza la operación de la torre e impide la operación a régimen permanente al mandar introducir capas alternadas de líquido y gas en la torre. El flujo slug es más susceptible de formarse en los segmentos verticales de la línea y puede ser inducido en las secciones verticales de cualquier sistema, perturbando la operación de la torre y la eficiencia de los platos. Por lo menos causa problemas de control. Se podría suponer que solamente afectaría a unos cuantos platos de la torre. Pero en una torre de vacío de sólo seis a diez platos, el flujo slug ya adquiere bastante significación. El flujo slug también ocasiona problemas por vibración y movimiento debido

Fig. 6.1 ENTRADA TANGENCIAL  
A TORRE DE VACIO  
V-1001

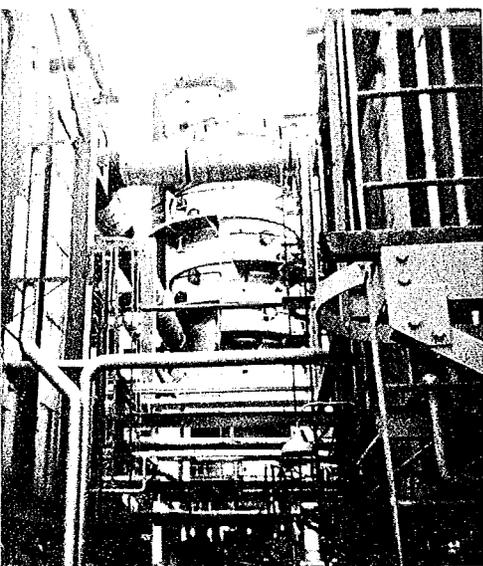
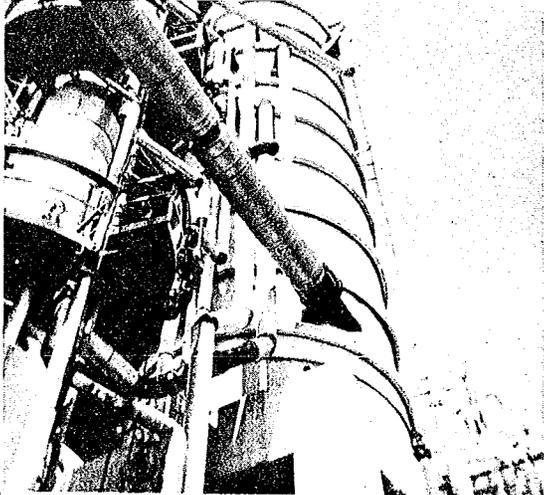
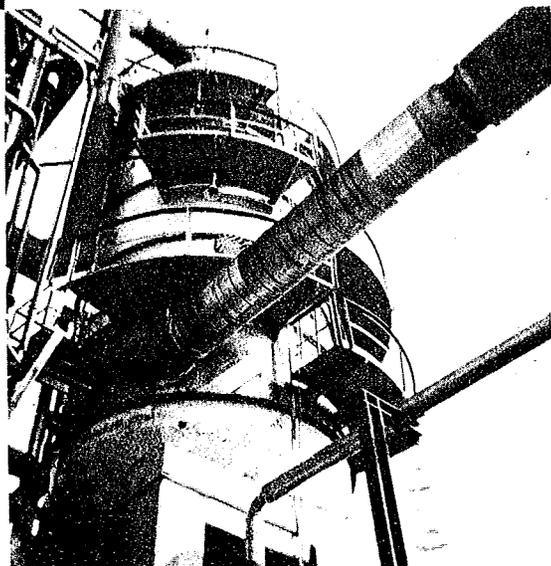


FIG. 6.2 ENTRADA TANGENCIAL  
A TORRE DE VACIO  
V-201 (VISTA "A")

Fig. 6.3 ENTRADA TANGENCIAL  
A TORRE DE VACIO  
V-201 (VISTA "B")



a la presión pulsante en las líneas, pudiendo afectar a la superficie y a las juntas de expansión si el movimiento es muy intenso.

Como una manera de evitar el desarrollo del flujo slug en la fase de arranque (en la que se parte de línea llena, de líquido el cual se va evaporando poco a poco) se ha propuesto inyectar vapor desde el horno, con objeto de suministrar momentum extra al líquido y ocasionar una transición de patrón a un patrón aceptable al aumentar el porcentaje de vaporización en la línea. En la figura 6.4 se observa como se efectúa la transición de slug espumoso a espuma para varios gastos de carga al ir aumentado el gasto de vapor.

La simulación se realizó para cargas de 16, 18 y 20,000 barriles por día de carga, inyectando el mismo gasto de vapor en cada caso (en lb/día) y se observó que al ir aumentado el gasto de vapor nos desplazábamos de la región de flujo slug hacia la región de flujo espuma.

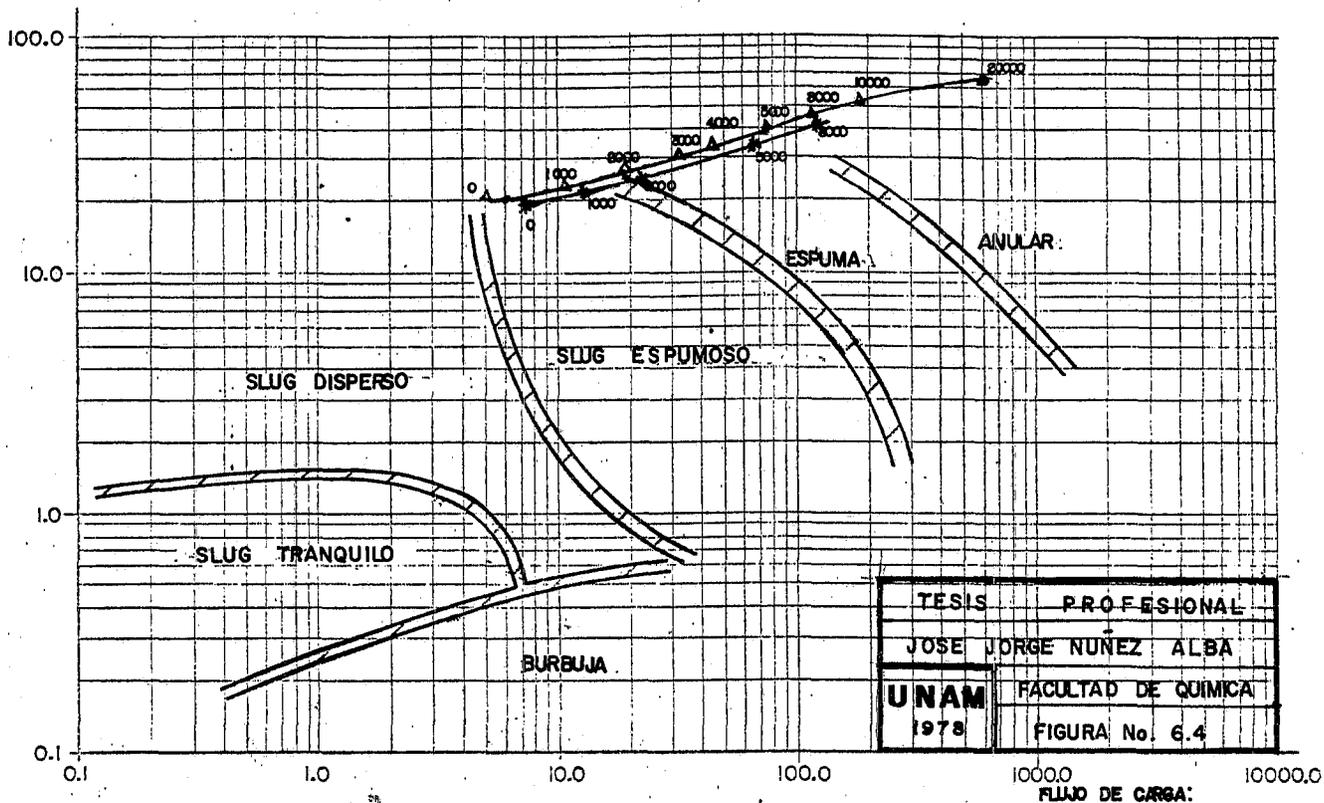
En la gráfica se puede observar que con 16 MBPD de carga se tiene menos probabilidad de caer en flujo slug que para una carga de 20 MBPD (la línea para 18 MBPD se encuentra entre la de 16 y la de 20 MBPD).

#### b) Subdiseño y Sobrediseño

Cuando una línea está subdiseñada o sobrediseñada los efectos producidos sobre el sistema se reflejan específicamente en las presiones de operación de el calentador y la torre, que a su vez tienen efecto en las propiedades tanto de carga como de los productos.

Si se diseñan muy pequeñas las tuberías, existirá una contra presión

$$\frac{L}{\rho_g \sqrt{g}} = y$$



TESIS	PROFESIONAL
JOSE JORGE NUÑEZ ALBA	
UNAM	FACULTAD DE QUIMICA
1978	FIGURA No. 6.4

$$x = 1452 [(\rho_g + \rho_l)^2 / D^5] [\rho_l^{0.5} \sigma_l^{1.5} / \mu_l^2]^{0.25}$$

FLUJO DE CARGA:

- 16 MBPD  $\triangle$ — $\triangle$
- 20 MBPD  $\star$ — $\star$

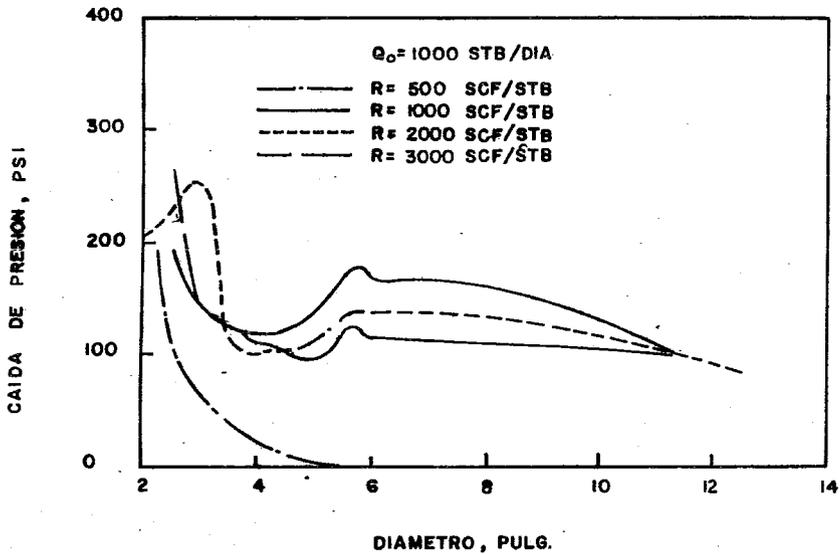
NOTA: FLUJO DE VAPOR EN LB/DIA

FIGURA 6.4 EFECTO DE LA INYECCION DE VAPOR EN LA ELIMINACION DEL PATRON DE FLUJO SLUG EN LOS TRAMOS VERTICALES DE UNA LINEA DE TRANSFERENCIA PARA DIFERENTES CARGAS DE RESIDUO PRIMARIO

excesiva en el calentador, ocasionando la desintegración térmica de las fracciones pesadas (por la elevación de temperatura) lo cual puede decolorar el aceite lubricante o dañar las características del asfalto o producir un exceso de incondensables que sobrecargarían el equipo de vacío e incrementarían la presión en la zona de flash de la torre. El efecto global es una gran disminución de la eficiencia del calentador.

El sobrediseño de una línea a dos fases trae implícitos varios riesgos, los cuales se enumeran a continuación. En la fig. 6.5 se presenta una gráfica <sup>64-iv</sup> que nos ilustra la relación predicha entre la caída de presión y el diámetro de la tubería para una y dos fases (gas y crudo). Para el caso de flujo a una fase ( $R \approx 500 \text{scf/STB}$ ), la caída de presión disminuye marcadamente al principio al aumentar el diámetro y se aproxima a un valor despreciable para un diámetro mayor de 5 pulgs. Sin embargo, se observa un comportamiento algo diferente en los casos de flujo a dos fases examinados.

Para cada una de las relaciones gas/crudo consideradas, se observa un mínimo en la curva de caída de presión en un diámetro de entre 4 y 5 pulgs. Este es seguido por un incremento moderadamente rápido en la caída de presión en diámetros mayores y finalmente por una disminución gradual de la caída de presión. De esta manera, para este perfil particular de tubería, no se obtiene ninguna ventaja, en términos de caída de presión, si se especifica una tubería sobrediseñada para un flujo a dos fases dado. De aquí se explica que los primeros



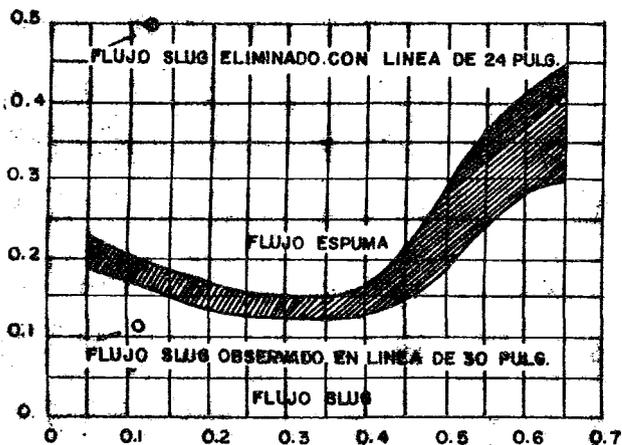
**FIG. 6.5 RELACION PREDICHA ENTRE DIAMETRO DE LA TUBERIA, D Y CAIDA DE PRESION  $\Delta P$  PARA DIVERSOS VALORES DE LA RELACION GAS/CRUDO R CUANDO  $Q_o$  (flujo de crudo) = 1000 STB/DIA**

intentos para usar métodos de diseño equivalentes a los usados para flujo a una fase frecuentemente dieron como resultado una línea inadecuada o altamente sobrediseñada, lo cual en flujo a dos fases lleva consigo una penalización no sólo en costo excesivo sino también en una operación muy inestable con "slugging" de líquido y presiones fluctuantes como veremos en seguida.

Simpson<sup>2</sup> presenta un caso real en el que se tenía vibración en una línea larga de 30 pulgs. en la cual existía flujo a dos fases. Un tramo vertical al final de la sección horizontal vibraba a baja frecuencia y una amplitud alta intolerable.

Se realizaron tres modificaciones para eliminar el supuesto patrón de flujo slug. El primer cambio fue una reducción de el tamaño de la tubería de 30 pulgs. a 24 pulgs. Sólo se redujeron el tramo vertical y algo de tubería horizontal inmediatamente corriente arriba de este tramo. La segunda modificación fue instalar transiciones de tubería horizontal a vertical más graduales. Finalmente, se instalaron conexiones para inyección de vapor en la tubería de transición de 24 pulgs. Las toberas de inyección fueron dimensionadas para suministrar el momento que se pensaba perdía el líquido en la transición. Después se encontró que este último cambio era innecesario. Cuando se puso en servicio la nueva instalación, se encontró que permitía el paso de un flujo de vapor más alto que antes sin producir ninguna vibración apreciable. Como se ve en los puntos de la Fig. 6.6, los patrones de flujo supuestos fueron predichos correctamente. El mapa presentado es el

$$(N_{Fr})_G = \frac{V_G}{gD} \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_L - \rho_G}}$$



$$(N_{Fr})_L = \frac{V_L}{gD} \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_L - \rho_G}}$$

**FIG. 6.6 TRANSICION SLUG/ESPUMA EN FLUJO VERTICAL ASCENDENTE DE MEZCLAS GAS-LIQUIDO APLICADO A PROBLEMA OPERACIONAL.**

de Govier et al.<sup>58-iv</sup> que aunque no es el más adecuado, para este caso en particular funcionó bien.

Por último, si la línea está sobrediseñada, se obtiene una contrapresión de 50 a 80 mm Hg. Si el calentador está dimensionado para 16 mm Hg de presión de salida la contrapresión menor producida ocasiona flujo crítico<sup>66-iv</sup>.

### c) Flujo crítico

Este tipo de flujo ha llegado a ser de vital importancia en la tecnología de reactores nucleares debido a la tendencia hacia temperaturas del fluido progresivamente más altas en las diversas aplicaciones del enfriador normalmente usado en reactores. El fenómeno de flujo crítico a dos fases es un factor que limita la cantidad de líquido de enfriamiento que puede viajar a través de las diferentes geometrías que describe la tubería. Se hace necesario un conocimiento exacto de este fenómeno debido a que es un factor vital en la determinación de las características hidráulicas globales de un sistema de enfriamiento de reactores.

El diseño de sistemas eficientes y económicos de contención de reactores depende en gran proporción de las predicciones del comportamiento de flujo crítico para un medio de enfriamiento (ME) al reactor. Típicamente, el ME primario contiene una cantidad considerable de energía y de contaminación en un reactor enfriado por agua. En el caso de un accidente que involucre la ruptura de alguna parte de el

sistema de enfriamiento primario, el ME que escapa debe ser contenido para impedir la liberación de materiales radiactivos al medio ambiente. Como el fenómeno del flujo crítico juega un papel importante en la velocidad de pérdida de el ME primario, se requiere el conocimiento técnico exacto de este mecanismo para el diseño de sistemas económicos y eficientes, así como sistemas de eliminación de presión. El flujo crítico a dos fases se encuentra en otras operaciones de ingeniería e industriales. Ocurre comúnmente en tuberías de drenaje en cascada de calderas y turbinas, en trampas de plantas de calentamiento de vapor, en el flujo a baja temperatura de refrigerantes y gases condensados, en el flujo a alta temperatura de propulsores de cohetes, en rehervidores y en líneas de salida de los condensadores de vapor del domo de torres de destilación y por supuesto, en las líneas de transferencia en sistemas de destilación al vacío. Estos son algunos de los ejemplos más conocidos pero generalmente se considera que podría ocurrir en casi cualquier sistema de flujo de fluidos compresibles y a dos fases.

El flujo crítico en un sistema gaseoso, referido frecuentemente en la literatura como flujo máximo o sónico, se define como el fenómeno de flujo en el cual la velocidad del fluido es igual a la velocidad de propagación de una onda de presión. Cuando un fluido compresible fluye a través de una tobera teniendo una gran diferencia de presión entre la entrada y la salida, se establece un estado estacionario de flujo con

la presión, velocidad y otras cantidades cambiando a lo largo de la tobera. Si se disminuye gradualmente la presión corriente abajo finalmente se alcanza un cierto estado de flujo en la mayor parte de la tobera manteniéndose constante e independientemente de una reducción en la presión corriente abajo. Si la velocidad del fluido es igual a, o mayor que, la del sonido, o hay una reducción en la presión corriente abajo no puede influenciar el flujo debido a que el gas se está moviendo más rápido de lo que un cambio de presión puede ser transmitido o transportado de regreso al conducto.

Otro enfoque del flujo crítico señala que el flujo crítico ocurre cuando se alcanza un punto en el sistema donde el incremento en volumen específico para una pequeña disminución en la presión es tan grande que la presión y la entalpía ya no se pueden disminuir simultáneamente a través de una sección de la tubería. Así, el flujo crítico ocurre en el sistema en el punto en el que la energía disponible para mover el fluido a lo largo de la tubería es consumida totalmente en acelerar al fluido y en consecuencia ya no queda energía disponible para la disipación de energía por fricción.

El flujo crítico solamente se puede alcanzar cuando la tubería cambia abruptamente de diámetro. En el caso de los calentadores a fuego directo aún cuando sean diseñados por fabricantes especializados, la tubería en estos equipos puede estar dimensionada inapropiadamente.

En general, la mayor parte de la investigación acerca del flujo crítico se ha realizado con un enfoque hacia la prevención de accidentes en re-

actores nucleares, utilizando como fluido de experimentación una mezcla vapor-agua, por lo que se hace necesario mencionar los dos principales métodos de predicción de flujo crítico orientados hacia sistemas que manejan hidrocarburos y derivados del petróleo y que son el método de Edmister y el método de Buthod.

Edmister<sup>6-v</sup> presenta un método basado en una suposición de comportamiento homogéneo. Según Edmister, en las líneas de transferencia de horno a columna, la velocidad de flujo del gas o de la mezcla gas-líquido se puede aproximar a o igualar la velocidad crítica por lo que es necesario evaluar apropiadamente el cambio de energía cinética. El flujo no ocurrirá a temperatura constante por lo que no se pueden suponer condiciones isotérmicas.

El principal objetivo de los cálculos del flujo de la línea de transferencia deberá ser de tal manera que su presión de entrada no exceda la presión de salida del horno. Por supuesto, no es necesario que la presión de salida sea tan baja como la presión de la columna, que, en muchos casos, opera a un vacío apreciable. El primer paso en el método de diseño de una línea de transferencia es determinar la presión de salida crítica para el tamaño de línea inicialmente seleccionado -- como primera aproximación.

Edmister supone que una mezcla gas-líquido se comporta esencialmente como un gas de la misma densidad de manera que se pueden usar las mismas condiciones de flujo. Esto está de acuerdo con la experiencia real cuando el flujo es turbulento y la velocidad es lo suficientemente al

ta como para mantener el líquido y gas moviéndose casi a la misma velocidad (Edmister supone un patrón disperso). Según él, estas condiciones se cumplen en una línea de transferencia normal de un horno de vaporización de crudo a una columna fraccionadora, definiendo además que el factor de fricción variará de 0.020 a 0.025 pero puede tomarse como 0.025 para cálculos de diseño.

Aplicando la ecuación  $G^2 = g_c n \frac{P}{V}$  ( $G$  sónica para una fase) en el punto de flujo crítico se obtiene una expresión para la presión de flujo crítico en términos de la masa velocidad  $G$ , la densidad del fluido  $\rho$  ( $1/V$ ) y el exponente de expansión  $n$ :

$$P_{cf} = \frac{G^2}{g_c \rho n} \quad (E.1)$$

El valor de  $n$  (definido por  $PV^n = \text{constante}$  para el fluido y condiciones presentes) se puede estimar a partir de cartas presentadas por Edmister, o a partir de un conocimiento de los cambios de presión y volumen durante el flujo. El valor de la densidad,  $\rho$ , es una función de la presión,  $P_{cf}$ , es decir,  $\rho$  es la densidad del fluido en el punto de flujo crítico.

Se requiere de iteración para encontrar  $\rho$ ,  $n$  y  $P_{cf}$ . Además de la ecuación para  $P_{cf}$ , en estos cálculos está incluido un cálculo de balance de entalpía. Para este último, se supone que el fluido está a entalpía constante al fluir por la línea de transfer. Esta afirmación está muy cerca de la realidad ya que el flujo es irreversible y adiabático.

Con esta condición isoentálpica como base, es posible encontrar los cambios de volumen y temperatura con la presión. Se requiere un método para determinar las relaciones de equilibrio vapor-líquido para el fluido a diversas presiones y temperaturas. Entonces se usan estos datos con la ecuación .

$$- dP = \frac{G^2}{gc} \left[ \frac{Vf}{2D} \cdot dL + dV \right]$$

para encontrar  $P_{cf}$  .

Edmister obtiene una ecuación que relaciona las presiones, el exponente de expansión  $n$  y un parámetro de fricción del fluido. Se parte de una ecuación general para flujo de gas en tubería de sección uniforme:

$$G^2 = \frac{2 gc \int_{P_2}^{P_1} \rho \, dP}{\frac{fL}{D} + 2 \ln \frac{\rho_1}{\rho_2}} \quad (E.2)$$

Los términos  $\int_2^1 \rho \, dP$  y  $\ln(\rho_1/\rho_2)$  se transforman combinando con  $PV^n = C$  dando

$$\int_2^1 \rho \, dP = \frac{n}{n+1} [\rho_1 \cdot P_1 - \rho_2 \cdot P_2] = \frac{n}{n+1} \rho_2 P_2 \left[ \left( \frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{n+1}{n}} - 1 \right] \quad (E.3)$$

De igual manera

$$\ln \frac{\rho_1}{\rho_2} = \ln \left( \frac{P_1}{P_2} \right)^{1/n} = \frac{1}{n} \cdot \ln \frac{P_1}{P_2} \quad (E.4)$$

Combinando las ecuaciones E.2, E.3 y E.4 se obtiene

$$G^2 = \frac{\frac{2n}{n+1} gc \rho_2 \cdot P_2 \left[ \left( \frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{n+1}{n}} - 1 \right]}{\frac{fL}{D} + \frac{2}{n} \cdot \ln \frac{P_1}{P_2}} \quad (E.5)$$

donde : el subíndice 1 se refiere al extremo de la línea de transfer -  
conectado al horno

el subíndice 2 se refiere al extremo de la línea de transfer -  
conectado a la columna, es decir, el punto de velocidad crí-  
tica.

Combinando las ecuaciones E.1 y E.5 para eliminar  $G^2$  y re-  
arreglando se obtiene.

$$\frac{fL}{D} = \frac{2}{n+1} \left[ \left( \frac{P}{P_{cF}} \right)^{\frac{n+1}{n}} - 1 \right] - \frac{2}{n} \ln \frac{P}{P_{cF}}$$

Esta ecuación da  $(fL/D)$  como una función de  $(P/P_{cF})$  y  $n$ , -  
Edmister presenta una gráfica de esta función siendo las coordenadas  
de la carta los valores a la condición de flujo a la cual las pérdidas  
por fricción y los cambios en presión y energía cinética se balan-  
cean para dar el flujo de velocidad crítica a la salida de la línea de  
transfer.

En realidad la aplicación de esta ecuación está dirigida a encontrar  
la contrapresión a la salida del horno para un diámetro dado.

Si se tiene inicialmente  $\rho_2/\rho_1 = (P_2/P_1)^{1/n}$  y se consi-  
dera que  $\rho_{cF}/\rho_1 = (P_{cF}/P_1)^{1/n}$ , substituyendo la expresión

$\rho_{cF} = G^2/gc P_{cF} n$  y despejando  $P_{cF}$  se obtiene

$$P_{cF} = \left[ \frac{G^2}{n \rho_1 gc} (P_1)^{1/n} \right]^{\frac{n}{n+1}}$$

puediendo obtener la presión crítica partiendo de las condiciones inicia

les del tramo, la  $G$  crit se obtiene por  $G_c = (P_{CF} \rho_1 n)^{1/2}$  comparándola con  $G_{real}$  y si  $G_c < G_r$  no hay flujo crítico.

En realidad, la expansión de la mezcla gas-líquido en una línea de transfer está entre isoentálpica e isoentrópica debido a que hay un cambio substancial en la energía cinética, especialmente para líneas con-  
tas. Sin embargo, se puede establecer que la relación de densidad presión para una mezcla no es materialmente diferente para expansiones isoentrópicas e isoentálpicas y que la suposición de expansión isoentálpica siempre lleva a densidades calculadas menores al caer la presión por lo que la capacidad calculada de la línea siempre es conservadora, o baja, si se supone expansión isoentálpica, sin embargo, la diferencia real es trivial.

Buthod<sup>3</sup> presenta un método para predecir la caída de presión y el flujo crítico en calentadores y en la línea de transfer combinando un balance de energía mecánica, un balance de calor, el diagrama de fases del crudo y la correlación de Lockhart y Martinelli. Para nuestros propósitos sólo se presenta la parte correspondiente a flujo crítico.

Según Buthod de acuerdo con la ecuación  $G^2 / g = -dP/dV$  ( $V =$  volumen específico), la pendiente máxima de la curva  $P$  vs.  $V$  es  $-G^2 / 144 g$ , donde se presenta la máxima velocidad. Por lo tanto, se grafican  $P$  vs.  $V$  después de simular la trayectoria adiabática del residuo a dos fases en equilibrio se dibuja una línea de pendiente

igual a  $-(G_{\text{entrada}})^2 / (144 \times 32.2)$ , siendo el punto de tangencia entre la línea y la curva la presión a la cual ocurre flujo crítico.

Uno de los enfoques teórico-prácticos del flujo crítico que más resonancia han tenido en la década pasada y aún hoy día es el presentado por Fauske<sup>4</sup> en 1962.

Fauske desarrolló un método nuevo para coleccionar datos de flujo crítico a dos fases en flujo de vapor y agua. Así mismo, presentó una nueva teoría para flujo crítico a dos fases. Esta incluyó una nueva definición de el volumen específico de la mezcla a dos fases. Además, introduce un postulado nuevo para el flujo crítico a dos fases, que nos lleva directamente a una expresión de la fracción de vacíos como una función de la calidad y de la presión solamente. De esta expresión se derivó una expresión teórica para predecir el flujo crítico. El modelo se puede usar para calcular los coeficientes de fricción a dos fases para condiciones de flujo crítico.

Fauske menciona una definición de flujo crítico desde el punto de vista experimental ya que en sus mediciones el término presión crítica de garganta se refiere a la presión existente en el plano de salida de la sección de prueba (garganta) cuando se alcanza el flujo máximo. El flujo máximo se obtiene cuando la presión corriente abajo (back-pressure) es lo suficientemente baja de tal manera que un cambio en esta presión no afectará el perfil de presión axial corriente arriba aproximadamente en estado estacionario. Debe señalarse aquí que,

aunque el perfil de presión permanezca el mismo antes y después de un cambio en la presión corriente abajo, durante el cambio se perturba y se vuelve bastante inestable. Debido a que se ha observado un comportamiento anómalo por otros investigadores, tal como la presión de la garganta siendo sensitiva a presiones corriente abajo más pequeñas que la presión crítica, es importante recordar esta definición para evitar confusión.

Como Hall<sup>5</sup> señala es más significativo considerar una descarga máxima a partir del punto de vista de propagación de impulsos de presión que desde el punto de vista de acústica, ya que uno es bastante independiente del otro. El sonido es sólo un ejemplo de la amplísima región de los gradientes de presión en movimiento. Parece lógico entonces (ya que el flujo sónico a dos fases puede estar en -duda) abordar el problema desde el punto de vista de flujos máxi--mos investigando primero las velocidades críticas de gases, luego, extender ese concepto a una mezcla homogénea y por último a una -mezcla heterogénea.

En los párrafos siguientes, Fauske trata de responder la pregunta respecto a si el flujo crítico ocurre para flujo a dos fases con las -mismas implicaciones que para flujos a una fase.

Consideraré un sistema de flujo tal que una tubería está unida a una fuente de presión constante en un extremo y a un recipiente grande en el otro. Además, consideraré a un fluido compresible. Cuando se reduce la presión corriente abajo por debajo de la existente en el

extremo inicial, el flujo comienza y se establece un gradiente de presión en la tubería. Una reducción adicional en la presión corriente abajo producirá un aumento en el flujo hasta que se obtenga un flujo máximo. Cuando se alcanza este gasto, una reducción adicional de la presión, del recipiente ya no afecta al flujo. Para un medio a una fase la ecuación que da esta velocidad crítica es idéntica con la ecuación para la velocidad del sonido en el mismo medio. Para un sistema a una fase, se puede decir que se alcanzan el flujo máximo y la presión crítica cuando la velocidad de la corriente es igual a la de una onda de rarefacción en el mismo medio. Debido a esto, la presión corriente abajo ya no puede ser transmitida hacia la tubería; por lo tanto, la presión crítica de garganta para flujo a una fase es independiente de todas las presiones debajo de la presión corriente abajo para la cual se obtiene el flujo máximo.

Como el flujo crítico a una fase se puede explicar a partir del hecho de que la velocidad sónica se sostiene en la garganta del conducto, se hace necesario examinar la teoría desarrollada para flujo crítico a dos fases para obtener algo de información respecto a las velocidades de las fases. En la fig. 6.7, la velocidad lineal del vapor se grafica contra la calidad con la presión  $P$  como parámetro. La fig. 6.7 muestra que no ocurren velocidades sónicas para flujo crítico a dos fases de mezclas vapor-agua, si el modelo supuesto es correcto.

Por lo tanto, no se puede adoptar el método de las velocidades sónicas

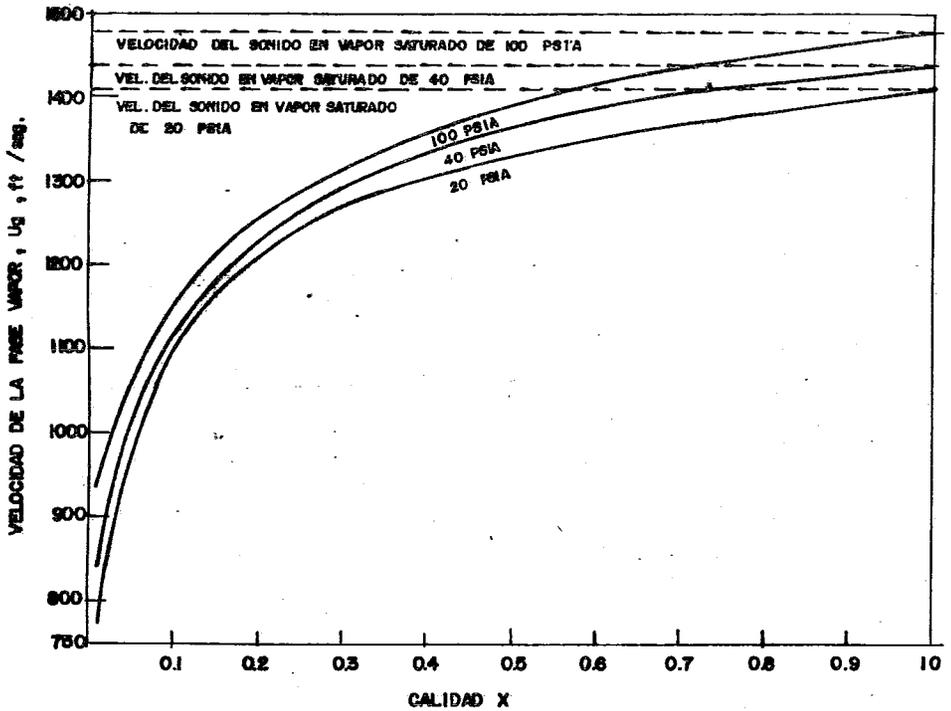


FIGURA 67. PREDICION TEORICA DE LA VELOCIDAD DE LA FASE VAPOR COMPARADA CON LA VELOCIDAD DEL SONIDO, ESTA FIGURA MUESTRA QUE NO OCURRE UN ESTRANGULAMIENTO SONICO VERDADERO PARA EL FLUJO CRITICO A DOS FASES.

cas para explicar los flujos máximos de las mezclas vapor-agua. Por lo tanto, considerese de nuevo el sistema de flujo como se mencionó al principio; sin embargo, esta vez se tiene una mezcla a dos fases que viene de una fuente constante de presión con una calidad  $X$  entre cero y uno. De nuevo, cuando se reduce la presión corriente abajo debajo de la del extremo inicial, el flujo comienza y se establece un gradiente de presión en la tubería, estando éste determinado por las caídas de presión friccionales y de momentum que a su vez están restringidas por la fracción de vacíos o la relación de deslizamiento. Una reducción adicional en la presión corriente abajo nos producirá un gradiente de presión más pronunciado (como una tendencia en general, lo pronunciado del gradiente de presión a lo largo de la tubería parece incrementarse con el aumento de la vaporización) y un incremento en el flujo hasta que se obtenga un gradiente de presión o flujo máximos. Durante el período de acercamiento al flujo máximo la fracción de vacíos está cambiando y la relación de deslizamiento  $k$  está aumentando. Sin embargo, cuando se alcanza un valor de  $k = (V_g/V_l)^{1/2}$ , la suma de las pérdidas friccionales y de momentum han alcanzado su valor máximo posible y en consecuencia, se alcanza el gradiente de presión más pronunciado. Cuando la disipación de energía cinética por unidad de volumen en cada fluido es igual, se puede decir que el sistema de flujo es estable y, en realidad, el flujo crítico a dos fases se man--

tiene. En este punto las velocidades de las dos fases han obtenido sus valores máximos; sin embargo, son menores que las velocidades sónicas en los mismos dos medios y difieren, por lo tanto, radicalmente de el flujo a una fase. En otras palabras, el grado de libertad extra de que se dispone en comparación con un sistema compresible a una fase, o sea, la relación de deslizamiento, restringe el flujo de el sistema multifásico de antemano. Por esta razón, las fases individuales no pueden ser aceleradas hasta una velocidad lo suficientemente alta para igualar las velocidades alcanzadas en flujo a una fase. La trayectoria P-V de el flujo crítico a dos fases está dictada presumiblemente por la historia de flujo del fluido (fracción de vacíos), mientras que en flujo sónico a una fase se supone que un pulso infinitesimal de presión se transmite isentrópicamente. A frecuencias altas la última siempre será mayor que la primera. Consecuentemente, un pulso de presión puede ser propagado corriente arriba y no puede existir un efecto de estrangulamiento (choking) en el mismo sentido que para el flujo de un fluido a una fase a través de una tubería.

La siguiente pregunta surgida inmediatamente es ¿qué pasará cuando la presión corriente abajo se reduzca debajo del valor donde se obtuvo el flujo máximo por primera vez. En realidad, este cambio de presión si se sentirá corriente arriba, ya que los impulsos causados por este cambio de presión están viajando con una velocidad mayor que las de las dos fases cruzando la salida de la tube

rfa. Sin embargo, los cambios en las condiciones corriente arriba, como fracción de vacíos, relación de deslizamiento, etc. - serán altamente inestables, debido a que cualquier disminución o aumento en la relación de deslizamiento siempre ocasionará una disminución en el valor absoluto del gradiente de presión, el cual no puede ser mantenido inalterable. Si ocurre flujo máximo y hay un cambio en las condiciones corriente abajo, no será posible - que exista un flujo a régimen permanente (afectado en consecuencia el control de la torre de vacío). Después de un período transiente de reajuste, se restablecerá una condición de régimen permanente para la cual vuelve a ocurrir de nuevo flujo máximo. En otras - palabras, el sistema sólo es estable cuando la energía disipada por unidad de volumen es la misma en cada fase fluída, cuando no existen restricciones mecánicas a la salida de la tubería. Por lo tanto, los cambios en la presión corriente abajo, no importa cuán pequeños sean, o que tan pequeña sea la presión corriente abajo comparada con la presión crítica en la garganta, siempre se transmitirán corriente arriba. Sin embargo, si se mantiene constante la presión corriente abajo después de que se lleva a cabo el cambio y su valor es menor que el de la presión corriente abajo que causó el flujo máximo, el sistema de flujo a dos fases siempre se forzará a si mismo a regresar a las condiciones estables  $\left[ k = (Vg/Vl)^{1/2} \right]$  y mantendrá este gradiente de presión finito máximo o flujo máximo. El hecho de que los impulsos de presión sean transportados corriente arriba cuando se llevan a cabo cambios en la presión corriente a

bajo ha sido notado durante el trabajo experimental de Fauske así como por investigadores previos<sup>6</sup>,<sup>7</sup>, pero aparentemente han sido interpretados en forma diferente. Esto ha causado cierta confusión, debido a que estos autores no estaban seguros si el flujo crítico para una, y, dos fases tenía las mismas implicaciones. No es posible producir una diferencial tan grande de presión entre el plano de descarga y el receptor, tal que un cambio en la presión corriente abajo no afecte de algún modo al perfil axial de presión global. Se alcanzaron diferenciales de presión tan grandes como 360 psia. entre el extremo final de la sección de prueba y la sección de expansión.

Por lo tanto, cuando Fauske tomó los datos experimentales en su trabajo, la presión corriente abajo fue mantenida en su valor más bajo posible, de manera que con esta presión se tuviese seguridad de obtener un gradiente de presión máximo o gasto máximo. Además, las condiciones de estabilidad en la garganta no dependen solamente de las condiciones corriente arriba, sino también de que tan constante se pueda mantener la presión corriente abajo. Esta última restricción se satisfizo operando el condensador conectado a la sección de expansión corriente abajo a las mismas condiciones en todo momento.

Por todo lo expuesto anteriormente, se puede concluir que las implicaciones para flujo crítico en una y dos fases difieren significativamente. Fauske utiliza dos definiciones básicas para desarro-

llar su modelo de flujo crítico a dos fases.

1) Se dice que el flujo es crítico cuando el gasto ya no aumenta más al incrementar la diferencia de presión, es decir, cuando

$$\frac{dG}{dP} = 0$$

Esta definición de flujo crítico es la básica y ha sido usada por la mayoría de los investigadores en este campo.

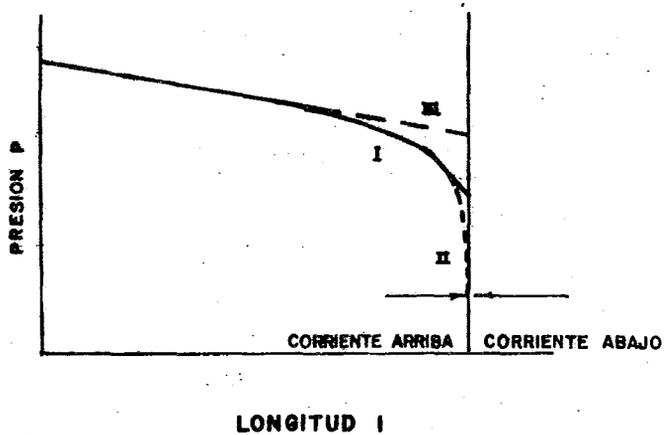
2) A condiciones de flujo crítico, el gradiente de presión a lo largo de la tubería hasta la salida tiene un valor posible finito máximo (absoluto) para un gasto y calidad dados.

En forma matemática,

$$\left| \frac{dP}{dL} \right|_{G, x} \approx \left| \frac{\Delta P}{\Delta L} \right|_{G, x} \quad \left\{ \text{máximo} \right\} \text{ FINITO}$$

El razonamiento para decir que  $\left| dP/dL \right|_{G, x}$  tiene un valor máximo finito se puede interpretar de la Fig. 6.8. El volumen específico de la mezcla aumenta con la disminución del sistema de presión y las caídas de presión friccionales y de momentum por unidad de longitud aumentan.

La Línea I representa un perfil de presión típico para un flujo dado G y una calidad X, correspondientes a flujo crítico. La Línea III corresponde a un perfil de presión típico para flujo a dos fases ordinario en el cual no existen condiciones críticas. El perfil de presión III se obtendría si uno tuviera una válvula de control a la salida de la tubería y no pudiera existir una expansión libre.



**FIG. 6.8 PERFILES DE PRESION PARA FLUJO A DOS FASES SEGUN PAUSKE**

La siguiente afirmación por considerar es que  $\left| \frac{dP}{dL} \right|_{G, x}$  para flujo crítico es finito. Si la línea II debiera representar el perfil de presión crítica,  $\left| \frac{dP}{dL} \right|_{G, x}$  en realidad sería infinita. Sin embargo, la línea I fue verificada experimentalmente en su trabajo. Moy<sup>7</sup> y Faletti<sup>6</sup> también verificaron el gradiente de presión máximo finito en su examen de los perfiles de presión. La definición número 2 ha sido postulada por Fauske y hasta donde tiene conocimiento no ha sido aplicada a ningún tratamiento matemático previo de flujo crítico a dos fases. La relación de deslizamiento  $k$  se define como la relación de la velocidad promedio del vapor a la velocidad promedio del líquido. La combinación de las ecuaciones de continuidad para las fases  $U_g = Gx/\alpha_g$  y  $U_l = G(1-x)/(1-\alpha_g)$  con la solución para la fracción de vacíos  $\alpha_g$  da

$$\alpha_g = \left( \frac{1-x}{x} \frac{V_l}{V_g} \cdot k + 1 \right)^{-1}$$

Substituyendo  $\alpha_g$  en la ecuación de volumen específico de mezcla  $V = \frac{x^2 V_g}{\alpha_g} + \frac{(1-x)^2 V_l}{1-\alpha_g}$  éste se vuelve una función de la relación de deslizamiento :

$$V = \frac{[(1-x)V_l] k + xV_g [1 + x(k-1)]}{k} \quad (B)$$

Dividiendo la ecuación general diferencial de movimiento de fluido en un sistema a dos fases

$$\frac{G^2}{g_c} \left\{ d \left[ \frac{X^2 V_g}{\alpha_g} + \frac{(1-X)^2 V_l}{1-\alpha_g} \right] + \left[ \frac{X^2 V_g}{\alpha_g} + \frac{(1-X)^2 V_l}{1-\alpha_g} \right] \cdot \frac{f}{2D} dL \right\} + dP = 0$$

entre  $dL$  y usando la expresión desarrollada de  $V$  se obtiene la ecuación de movimiento :

$$\frac{G^2}{g_c} \left[ \frac{d}{dL} \left\{ \frac{[(1-X)V_l k + XV_g] [1+X(k-1)]}{k} \right\} + \left\{ \frac{[(1-X)V_l k + XV_g] \cdot [1+X(k-1)]}{k} \right\} \cdot \frac{f}{2D} + \frac{dP}{dL} \right] = 0 \quad (A)$$

a partir de la segunda definición de flujo crítico a dos fases debe ser claro de la ecuación anterior que también la suma de los términos de aceleración y fricción debe poseer un valor máximo para un gasto  $G$  y una calidad  $X$  correspondientes a las condiciones de flujo crítico, al irse acercando a la salida de la tubería.

En un sistema de flujo a dos fases en un conducto, la caída de presión por unidad de longitud depende en alto grado de el patrón de flujo obtenido en el sistema. Como la fracción de vacíos ( $\alpha_g$ ) o la relación de deslizamiento está restringida al patrón de flujo (en este caso flujo separado) parece razonable maximizar la suma de los términos de fricción y aceleración con respecto a la fracción de vacíos o relación de deslizamiento, de manera que esto pueda satisfacer la caída de presión máxima. Esta es lógica debido a que la relación de deslizamiento  $k$  es la única variable del sistema que aparentemente no está fija por la 2a. definición. La fracción de vacíos o relación de deslizamiento es, en otras palabras, un grado de libertad extra en el sistema de flujo a dos fases. En consecuencia,  $k$  o  $\alpha_g$  es

una herramienta con la cual se puede alcanzar un gradiente de presión máximo  $\left| \frac{dP}{dL} \right|$  tanto física como matemáticamente en tanto pueda ocurrir una expansión libre en un sistema de flujo a dos fases donde exista una diferencia de presión  $(P_{\text{garganta}} - P_{C.A.})$  suficiente. Como un resultado directo de lo arriba enunciado, se puede escribir la siguiente relación :

$$\frac{\partial}{\partial k} \left\{ \frac{G^2}{g_c} \left[ \frac{d}{dL} \left\{ \frac{[(1-X)V_1k + XVg]}{k} [1 + X(k-1)] \right\} + \left\{ \frac{[(1-X)V_1k + XVg]}{k} [1 + X(k-1)] \right\} \frac{f}{2D} \right] \right\} = 0$$

Llevando a cabo la diferenciación parcial con respecto a la variable  $k$  del sistema e intercambiando derivadas, encontramos que la ecuación anterior se reduce a

$$\frac{G}{g_c} \left[ \frac{d}{dL} \left( \frac{\partial V}{\partial k} \right) + \frac{f}{2D} \left( \frac{\partial V}{\partial k} \right) + \frac{V}{2D} \left( \frac{\partial f}{\partial k} \right) \right] = 0 \quad 6.1$$

donde 
$$V = \frac{[(1-X)V_1k + XVg]}{k} [1 + X(k-1)]$$

además, 
$$\frac{\partial V}{\partial k} = (X-X^2) \left( V_1 - \frac{Vg}{k^2} \right) \quad 6.2$$

Substituyendo  $\frac{\partial V}{\partial k}$  en la ecuación 6.1

$$\frac{G^2}{g_c} \left[ \frac{d}{dL} \left\{ (X-X^2) \left( V_1 - \frac{Vg}{k^2} \right) \right\} + \frac{f}{2D} \left\{ (X-X^2) \left( V_1 - \frac{Vg}{k^2} \right) \right\} + \frac{V}{2D} \left( \frac{\partial f}{\partial k} \right) \right] = 0$$

Al menos desde un punto de vista matemático, son posibles varias interpretaciones de el proceso de maximización. Se debe tener en mente

que no se conoce la relación funcional de el factor de fricción a dos fases con respecto a los diversos parámetros implicados, por lo cual, si se espera encontrar soluciones analíticas, uno está restringido a las siguientes interpretaciones de la ecuación 6.1.

a) Flujo Isoentrópico :

Si se adopta un paralelismo a la teoría de flujo crítico en una fase, donde el factor de fricción es igual a cero (flujo isoentrópico), sólo hay una solución posible que satisfaga la ecuación 6.1:

$$\frac{\partial V}{\partial k} = 0$$

Como se puede ver, este procedimiento no requiere una definición particular de el volumen específico de la mezcla a dos fases. Sin embargo, debido al modelo adoptado, las distintas velocidades de las fases implican irreversibilidades que son naturalmente incompatibles con la isoentropía.

b) Flujo Noisoentrópico :

Si se considera flujo noisoentrópico, donde  $f$  no es cero, el problema de no conocer la relación funcional entre  $f$  y  $k$  se vuelve aparente.

Por lo tanto, para satisfacer la ecuación 6.1 y obtener una solución cerrada para  $k$ , se tienen las siguientes restricciones:

$$\frac{\partial V}{\partial k} = 0 \quad 6.3$$

$$\frac{\partial f}{\partial k} = 0 \quad 6.4$$

Esta solución particular es posible si  $V$  se define como

$$V = \frac{X^2 V_g}{\alpha_g} + \frac{(1-X)^2 V_l}{1-\alpha_g}$$

Si las ecuaciones 6.3 y 6.4 son satisfechas, también lo es la ecuación 6.1. Por lo tanto de la ecuación 6.2 se puede obtener la restricción en la relación de deslizamiento  $k$  :

$$\frac{\partial V}{\partial k} = (X-X^2) \left( V_l - \frac{V_g}{k^2} \right) = 0$$

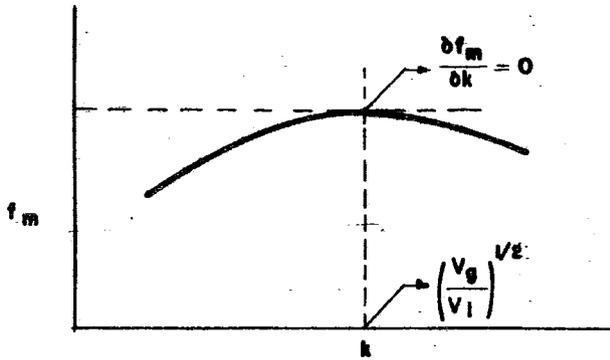
La ecuación anterior es congruente para  $X=0$  y  $X=1$ , respectivamente sólo agua y sólo vapor. Por lo tanto, en estos dos casos límite no puede ocurrir deslizamiento y el valor de  $k$  se toma como 1.

Como un resultado directo de lo anterior :

$$k = (V_g/V_l)^{1/2} = f(P) \quad \text{para } 0 < X < 1;$$

$$k = 1 \quad \text{para } X = 0 \text{ y } X = 1 \quad 6.5$$

Por lo tanto, con  $k$  dada por la Ecuación 6.5 y  $\partial f / \partial k = 0$ , se satisface la segunda definición de flujo crítico a dos fases. Hay dos maneras de interpretar el significado matemático de  $\partial f / \partial k = 0$  para flujo noisentrópico. En la primera,  $f$  permanece constante variando  $k$ . En la segunda,  $f$  pasa a través de un máximo o mínimo en el cual  $k = (V_g/V_l)^{1/2}$  aunque la primera interpretación parece bastante injustificada, la segunda compensaría el  $\partial V / \partial k = 0$  en la ecuación de momentum. Esto fue comprobado integrando la ecuación diferencial general de momentum <sup>(A)</sup> y resolviendola para el factor de fricción promedio  $f_m$ . Si se usan datos experimentales y se prueban diferentes valores de  $k$ , se puede obtener una gráfica similar a la Fig.6.9.



**FIGURA 6.9 FACTOR DE FRICCIÓN A DOS FASES,  
GRAFICADO CONTRA LA RELACION  
DE DESLIZAMIENTO**

Como se puede ver de esta figura,  $f_m$  pasa por un máximo, correspondiendo este punto aproximadamente a  $k = (\nu g / \nu_1)^{1/2}$ . Se debe tener en mente que el modelo adoptado es estrictamente aplicable a la salida, donde ocurre el fenómeno crítico. Sin embargo, al obtener la gráfica 6.9, Fauske extrapoló el modelo corriente arriba en la parte más pronunciada de la curva de presión contra longitud, donde el flujo crítico está casi completamente desarrollado. Por lo tanto, a partir de esta comparación de datos experimentales, se puede decir que el proceso de maximización de la suma de los términos de aceleración y fricción para flujo noisentrópico ha quedado justificado.

Integrando la ecuación de movimiento (A) en el intervalo de  $P_0$  a  $P$  se tiene:

$$\int_{P_0}^P \frac{1}{V} dP + \frac{G^2}{gc} \left[ \ln \frac{V}{V_0} + \frac{f_m L}{2D} \right] = 0 \quad 6.6$$

donde  $V_0$  es el volumen específico de la mezcla a dos fases a  $P_0$  definido por la ecuación (B) y  $V$  es el volumen específico según (B) a cualquier presión  $P$  y

$$f_m = \int_{P_0}^P f \frac{d(1/L)}{dP} dP$$

La ecuación anterior da el factor de fricción a dos fases para la pérdida de fricción sobre el rango  $P_0$  a  $P$  con la longitud  $L$ , aquí  $P_0-P$  se toma como relativamente pequeña al compararla con  $P$ .

El flujo es llamado flujo crítico cuando el gasto ya no aumenta al aumentar las diferencias de presión. Esta es la definición 1). Diferenciando la ecuación 6.6 con respecto a P y usando la definición 1 se obtiene la siguiente relación :

$$\frac{1}{V} \left[ \ln \frac{V}{V_0} + \frac{f_m L}{2D} \right] - \left[ \frac{d \ln V}{dP} + \frac{L}{2D} \cdot \frac{df_m}{dP} \right] \int_{P_0}^P \frac{1}{V} dP = 0$$

Combinando la ecuación 6.6 con la anterior y resolviendo para el - gasto crítico  $G_{crit}$ , se obtiene lo siguiente:

$$G_{crit} = \left[ \frac{gc}{V \left[ \frac{d \ln V}{dP} + \frac{L}{2D} \frac{df_m}{dP} \right]} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Además, para condiciones de flujo crítico para una G y X dadas, se puede escribir

$$\left( \frac{df_m}{dP} \right) G_{crit}, X_{crit} = \frac{\partial f_m}{\partial k} \frac{dk}{dP}$$

Pero, como  $\partial f_m / \partial k = 0$ , se concluye que

$$\frac{df_m}{dP} = 0 \quad 6.7$$

Aplicando la definición de volumen específico V y usando la ecuación 6.7 llega a la siguiente ecuación para el flujo crítico :

$$G_{crit} = \left[ \frac{gc}{d/dP \left[ \{ (1-X)V_l k + XV_g \} \{ 1-X(k-1) \} / k \right]} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Se tiene que diferenciar a las variables dependientes  $V_l$ ,  $V_g$ , X y k con respecto a la variable independiente, o sea, la presión P,

obteniéndose la expresión final para determinar teóricamente  $G_{crit}$

$$G_{crit} = \left[ \frac{-gck}{\left\{ (1-X+kX)X \right\} \cdot dVg/dP + \left\{ Vg(1+2kX-2X) + V_l(2Xk-2k-2Xk^2+k^2) \right\} \cdot dX/dP + \left\{ k \left[ 1+X(k-2) - X^2(k-1) \right] \right\} \cdot \frac{dV_l}{dP}} \right]^{1/2}$$

donde  $k$  está dada por la ecuación 6.5.

Así, especificando la presión de salida y la calidad, se puede calcular el flujo crítico a dos fases. La evaluación de las derivadas se realiza aproximándolas a incrementos y a la presión de entrada se le suma y resta un incremento igual de presión seleccionado (dependiendo del rango de presión) y calculando los  $V_s$  y  $\Delta Vg$ ,  $\Delta V_l$  dividiéndolos luego por  $\Delta P$ . Para  $dX/dP$  se usa la relación

$$\left( \frac{dX}{dP} \right)_H = - \frac{1}{\lambda} \left( \frac{dh_L}{dP} + X \frac{d\lambda}{dP} \right)$$

$$\left( \frac{dX}{dP} \right)_H \approx - \frac{1}{\lambda} \left( \frac{\Delta h_L}{\Delta P} + X \frac{\Delta \lambda}{\Delta P} \right)$$

$\lambda$  se obtiene a  $P$  de entrada y las  $h_s$  y  $\lambda_s$  a  $P_1 + \Delta P$  y  $P_1 - \Delta P$ .

En seguida se presentan algunas conclusiones experimentales.

a) La longitud de la tubería no causa cambios en las condiciones de flujo crítico. Estas observaciones están en acuerdo con trabajo previo en la materia. (Isbin, Cruz y Moy<sup>8</sup> establecen en su trabajo que el gasto de flujo crítico es independiente de los tamaños de la tubería para las condiciones probadas).

b) Aunque el deslizamiento de hecho no ha sido medido en flujo crítico, los extensos datos anteriormente publicados a este trabajo en mediciones de deslizamiento en flujo a dos fases son lo suficientemente impresionantes para concluir que existe deslizamiento durante el flujo crítico.

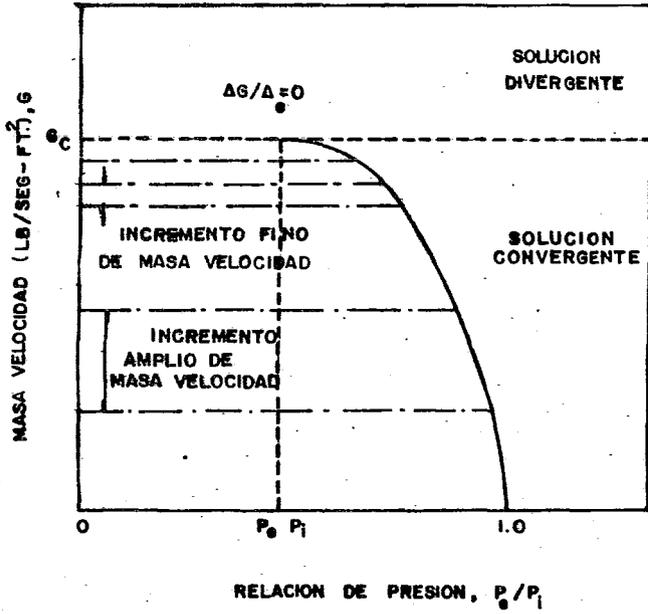
c) La geometría del sistema a investigar aparentemente no tiene efecto en el fenómeno del flujo crítico para los diámetros y longitudes de tubería usados en el trabajo de Fauske. Estas mismas observaciones ya las hicieron otros investigadores y están de acuerdo con la teoría desarrollada.

d) La masa velocidad crítica disminuye con el incremento del porcentaje de vaporización por lo que es más fácil que se presente flujo crítico a vaporizaciones altas.

El trabajo de Fauske ha sido objeto de un intenso análisis crítico a través de los años, siendo revisados sus postulados diversos autores y presentando alternativas para la predicción del flujo crítico. A continuación se presentan algunos de estos trabajos.

Nahavandi y Von Hollen<sup>9</sup> presentan en 1965 un modelo analítico para la predicción de los gradientes de presión, la masa velocidad y la presión en flujo crítico en la región de aproximación al flujo crítico. Los autores aplican las ecuaciones de continuidad, momentum y energía a elementos diferenciales sucesivos a lo largo del conducto

y las resuelven numéricamente en una computadora digital para obtener la descarga máxima de flujo. El modelo propuesto supone condiciones de equilibrio térmico y emplea la correlación modificada de Armand para relacionar la fracción de vacíos a la calidad del vapor. Las condiciones de frontera para el problema son especificadas por los valores conocidos de la presión y calidad de vapor a la entrada de la tubería. Suponiendo una masa velocidad inicial, se usa un esquema doble de Newton-Raphson para encontrar la calidad de vapor y la presión a la entrada del siguiente incremento corriente abajo. El ciclo iterativo externo de Newton-Raphson está relacionado con la presión y el interno está relacionado con la calidad del vapor. Se supone una presión en el punto espacial de interés y se emplea el ciclo interno para calcular la calidad de vapor. Las variables dependientes auxiliares restantes, incluyendo el factor de fricción, son entonces determinados y se usan en el ciclo externo para calcular la presión. Se repiten los ciclos interno y externo hasta que la presión converja dentro de los límites prescritos. El cálculo numérico se continúa por incrementos sucesivos a lo largo del eje de la tubería hasta que se obtiene la presión del extremo de la tubería. Entonces se incrementa la masa velocidad supuesta y se repite el proceso de Newton-Raphson de doble convergencia. Para valores de masa velocidad menores que  $G_c$  (ver Fig. 6.10), siempre convergen los ciclos de Newton-Raphson de presión y cali-



**FIG. 6.10 MASA VELOCIDAD VS RELACION DE PRESION PARA ALGORITMO NEWTON-RAPHSON DE DOBLE CONVERGENCIA.**

dad de vapor. Para valores de masa velocidad mayores de  $G_c$ , los ciclos iterativos divergirán. Esta divergencia está caracterizada por valores negativos calculados para presión o calidades de vapor negativas o mayores a la unidad. Se hace necesario emplear incrementos grandes y finos de masa velocidad para minimizar el tiempo de computación y asegurar la exactitud en el valor máximo. El modelo presentado concuerda aceptablemente con los datos experimentales de Fauske. Los autores consideran inadecuada la correlación definida por Fauske para factor de fricción para la región de aproximación al flujo crítico por las siguientes razones :

- a) Según ellos, dicha correlación probablemente está restringida a las condiciones y geometrías empleadas en el aparato de prueba.
- b) La correlación propuesta sólo es válida cerca de la salida de tubería donde ocurre el fenómeno crítico.
- c) Se muestra que el factor de fricción para el flujo corriente arriba de la región de aproximación depende en alto grado de la calidad de vapor, pero no se presenta ninguna correlación para esta región.

Los autores concluyen que la correlación de factor de fricción de Fauske no se puede aplicar efectivamente para analizar el problema de la descarga de flujo crítico.

En relación con el argumento a) Cruver y Moulton<sup>10</sup> constatan el he

cho de que los datos de las áreas de traslapamiento de las diferentes regiones de presión exploradas por varios autores en su experimentación - en predicción de flujo crítico concuerdan con bastante exactitud, si a es to agregamos geometrías y diámetros distintos en los sistemas en estudio, la compatibilidad entre los datos le confiere cierta generalidad a la correlación de Fauske. El segundo argumento parece ignorar que Fauske reconoce la aplicabilidad de su modelo sólo en la región de flujo crítico y no aclara que tanto necesita estar definida la frontera corriente - arriba de la correlación para su método de aproximación. El tercer argumento expresa una necesidad por parte de los autores de una definición de el factor de fricción en la región de aproximación pero hay que - aclarar que el modelo de Fauske no es compatible con el modelo de aproximación de los autores por lo que no se le puede exigir esa condición. Por todo lo anterior se observa que los argumentos de los autores presentan ciertas deficiencias que no justifican su conclusión respecto a la correlación de factor de fricción de Fauske.

Cruver y Moulton<sup>10</sup> presentan una teoría unificada de flujo a dos fases unidimensional, adiabático y separado. Para describir el flujo adecuadamente, se definen cuatro volúmenes específicos de mezclas. Se basan en los promedios de área, momentum, energía cinética y velocidad. La teoría de Cruver y Moulton está basada en el postulado de que a la condición crítica de salida la relación de velocidades de las fases es la raíz cúbica de la relación de volumen específico de las fases (correspondien

do a una energía cinética mínima para un flujo másico dado o a un flujo másico máximo para una energía cinética mínima ). Como una relación de deslizamiento más alta incrementaría el requerimiento total de energía de un flujo, no se esperaría una relación de deslizamiento mayor de  $\sqrt[3]{(V_g/V_l)}$  (donde V es volumen específico).

Para establecer si  $\sqrt[3]{(V_g/V_l)}$  es realmente la máxima relación de deslizamiento alcanzable en flujo a dos fases separado, se debe considerar la relación entre la relación de deslizamiento y la producción entropía. Para establecer esta interconexión se empleará la siguiente ecuación :

$$\frac{1}{2gc} \cdot \frac{\partial}{\partial Z} (G^3 A V_{KE}^2) = - GA V_H \frac{dP}{dZ} - GA JT \frac{dS}{dZ} - \frac{GA g}{gc} \sin \alpha$$

donde:  $V_{KE}$  = volumen específico para energía cinética promedio

$V_H$  = volumen específico según el modelo homogéneo

A = área seccional

J = equivalente mecánico del calor

T = temperatura, °K

S = entropía

Z = distancia axial

que es la ecuación de conservación de la energía mecánica, la cual relaciona la producción de entropía por disipación viscosa con las variables de flujo. Sin embargo, es importante reconocer que la ecuación implica que aún cuando no exista en realidad el equilibrio termodinámico las relaciones de equilibrio son válidas. Prigogine<sup>11</sup> ha demostrado que el dominio de validez de el principio de la termodinámica irreversible de

producción mínima de entropía está restringido a procesos de transporte que cumplan la condición de leyes fenomenológicas lineales y coeficientes fenomenológicos constantes, por lo tanto la ecuación anterior no es universalmente cierta para flujos a alta velocidad, donde las leyes fenomenológicas son no-lineales y los coeficientes fenomenológicos no son constantes. Así el siguiente tratamiento es tentativo y espera por desarrollos posteriores en técnicas de análisis no-lineal de la termodinámica irreversible.

A área constante, después de rearrreglo e integración el balance de energía mecánica toma la siguiente forma

$$\Delta S = - \frac{1}{JT_{prom}} \left[ \frac{G^2}{2gc} \Delta V_{KE}^2 + \int_1^2 V_H dP + \frac{g}{gc} \text{sen} \alpha \Delta Z \right]$$

tomando la variación de  $\Delta S$  con respecto a  $K$ , obtenemos

$$\frac{\partial \Delta S}{\partial K} = - \frac{G^2}{2gc/T_{prom}} \frac{\partial (\Delta V_{KE}^2)}{\partial K}$$

Así, el incremento en entropía debido a la relación de deslizamiento es directamente proporcional a  $\frac{\partial (\Delta V_{KE}^2)}{\partial K}$ . Si  $\Delta V_{KE}$  representa la diferencia entre el flujo separado y homogéneo,  $\Delta S$  es entonces la diferencia de entropía entre los dos modos de flujo. Como

$\partial V_H^2 / \partial K = 0$ ,  $\frac{\partial (\Delta V_{KE}^2)}{\partial K} = \frac{\partial (V_{KE}^2)}{\partial K}$ . Esta función es negativa en la región  $1 < K < (\nu g / \nu l)^{1/3}$  y es igual a cero en  $K = (\nu g / \nu l)^{1/3}$ .

Por lo tanto la entropía del sistema aumenta con la relación de deslizamiento, alcanza un máximo a  $K = (\nu g / \nu l)^{1/3}$  y disminuye a  $K > (\nu g / \nu l)^{1/3}$ .

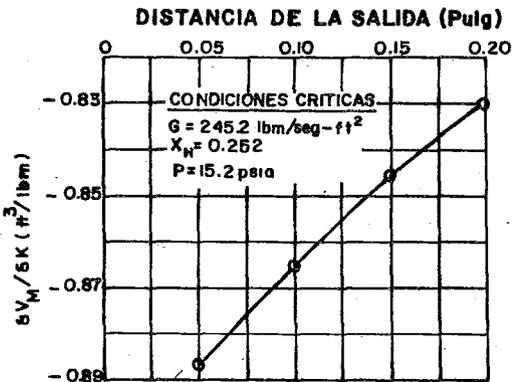
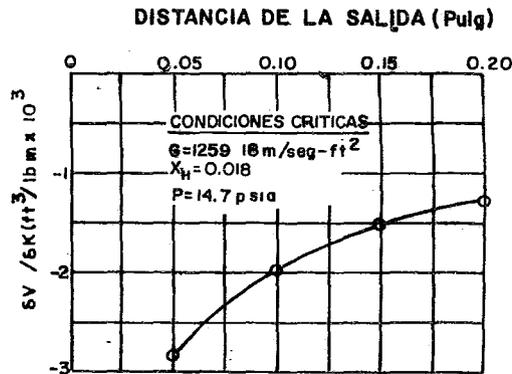
Se puede decir en general que para un flujo separado en área constante, cualquier cambio en la relación de deslizamiento será en la dirección - de  $(Vg/Vl)^{1/3}$ . Inicialmente, si está presente una relación de deslizamiento mayor de  $(Vg/Vl)^{1/3}$  tenderá a ser reducida. Por el contrario, una relación de deslizamiento menor de  $(Vg/Vl)^{1/3}$  tenderá a aumentar. Sin embargo uno no puede inferir generalmente que un incremento en la relación de deslizamiento arriba de  $(Vg/Vl)^{1/3}$  viola la segunda ley de la termodinámica, ya que la entropía del sistema puede cambiar de otras maneras. Los flujos predichos siguieron bien el comportamiento de la presión de los datos experimentales, aunque fueron demasiado bajos a calidades altas y demasiado altos a calidades bajas. La diferencia en porcentaje promedio entre los flujos críticos experimentales y predichos fue de - 8.5 % para 376 puntos. Estas diferencias se pueden atribuir al tamaño de las gotas, que si es menor a  $10^{-7}$  pies puede ocasionar que una proporción significativa de la energía total del sistema resida en las interfases entre las fases. Este efecto, que no ha sido determinado en flujo crítico, debería disminuir la calidad de la mezcla y así aumentar el flujo crítico. El fenómeno debería ser más prominente a calidades altas.

En su crítica al modelo de Fauske, los autores señalan que el postulado referente a que el valor absoluto de el gradiente de presión alcanza un máximo finito no es correcto ya que  $\partial V_M / \partial K = 0$  representa un mínimo, no un máximo, debido a que  $\partial^2 V_M / \partial K^2 = 2X(1-X) \cdot Vg/K^3$

siempre es positivo. Sin embargo, se debe tomar en cuenta que Fauske maximiza la suma de los términos de aceleración y fricción con respecto a la relación de deslizamiento (de manera que esto pueda satisfacer la caída de presión máxima) no sólo a los términos que contengan  $V_m$  y - aunque  $\partial V_m / \partial K$  sea mínimo tal vez el conjunto sea máximo.

Cruver y Moulton presentan además unas gráficas de  $\partial V_m / \partial K$  contra  $Z$  (distancia de la salida) (Fig. 6.11) en las que  $\partial / \partial Z (\partial V_m / \partial K)$  aumenta al aproximarse  $Z$  a cero. Según ellos si  $\partial / \partial Z (\partial V_m / \partial K)$  tendiera a cero al tender  $Z \rightarrow 0$ , se podría establecer que la ecuación 6.1 de Fauske sería válida aun cuando no se presentara un máximo absoluto con respecto a la relación de deslizamiento y aunque las gráficas no son prueba concluyente, indican marcadamente que la ecuación 6.1 es inválida y que  $dP/dZ$  no alcanza un máximo finito en flujo crítico a dos fases debido a una variación en la relación de deslizamiento. Con respecto a las figuras presentadas, hay que aclarar que los datos no llegan a  $Z = 0$ , pudiendo darse el caso que cambiara demasiado el comportamiento de la curva en  $Z = 0$  cuando se tiene flujo crítico por lo tanto me parecen precipitadas las conclusiones de los autores hasta no disponer de pruebas concluyentes.

En relación a la discrepancia entre el exponente de la relación de deslizamiento para flujo crítico entre Fauske y Cruver y Moulton, Fauske insiste en que las diferentes velocidades de las fases implican irreversibilidades que son, naturalmente, incompatibles con la isoentropía, lo



**FIG. 6.11 VARIACION DE  $V_M$  RESPECTO A K  
 CON LA DISTANCIA SEGUN  
 CRUVER Y MOULTON.**

que pone en entredicho el desarrollo de Cruver y Moulton para la relación de deslizamiento.

Turner y Trimble<sup>12</sup> muestran un modelo de flujo que en base a la misma aproximación por incrementos de longitud de Nahavandi y Von Hollen y utilizando la ecuación de deslizamiento de Jones y la correlación de fricción anular de Beattie obtiene mejor acuerdo con los experimentos de Fauske que las correlaciones especiales de flujo crítico normalmente usadas.

Los diferentes modelos para flujo crítico se comparan en base a la relación media de longitudes calculadas a longitudes medidas requeridas para producir una caída de presión crítica medida.

El procedimiento es engañoso si se toma en cuenta que los autores aclaran que el modelo de deslizamiento de Fauske fue formulado originalmente para minimizar el gradiente de presión debido al término de expansión, por lo que la caída de presión correspondiente a fricción es un máximo dando como resultado longitudes calculadas muy largas lo cual se evitaría si se usa la correlación de factor de fricción para flujo crítico de Fauske<sup>13</sup>, pero no se aplica en la comparación ya que se considera inapropiada en base a las razones señaladas por Nahavandi y Von Hollen, y de las cuales ya se señalaron sus deficiencias. Lo más criticable de la comparación es que se realiza en base a las distancias de aproximación de entrada a salida del tubo y Fauske recalca que su modelo sólo se aplica al lugar donde ocurre el fenómeno crítico,

por lo cual no es válida la comparación.

Bouré et al <sup>14</sup> presentaron recientemente un enfoque teórico distinto a los trabajos anteriores en algunos puntos. Los autores mencionaron que se han publicado un gran número de trabajos experimentales y teóricos acerca de los flujos máximos a dos fases y fenómenos relacionados con ellos, mostrando la importancia del deslizamiento, los desequilibrios térmicos, los procesos de relajación o, en otras palabras, de las leyes de transferencia de masa, momentum y energía entre las fases. Sin embargo, reconocen que la descripción resultante de una búsqueda bibliográfica todavía está lejos de ser clara y consideraron — útil re-examinar el problema, comenzando por lo que se conoce bien (flujo a una fase) y tomando en cuenta los aspectos específicos a dos fases.

Generalmente la naturaleza de la evolución del fluido se especifica — a priori en los modelos a una fase. Sin embargo, un procedimiento más general y racional consiste en postular las leyes de transferencia (causa) en vez de la naturaleza de la evolución (efecto). Este procedimiento produce modelos que incluyen como casos particulares todas las evoluciones concebibles. Esto no es obligatorio para los flujos a una fase, debido a que la naturaleza de la evolución es muy conocida en la práctica. Este no es el caso para los flujos a dos fases, para los cuales no se pueden hacer suposiciones simples respecto a las evoluciones termodinámicas de las fases debido a la importancia de

los procesos de no-equilibrio ( lo cual implica irreversibilidad ). -  
En este caso, es necesario tomar en cuenta las leyes de transferencia por si mismas, más que sus consecuencias ( evolución ).

Por lo tanto, el propósito del estudio de Boure et al es: usando un modelo matemático general ( incluyendo en particular las leyes de transferencia ) revisar críticamente el caso del flujo a una fase y luego generalizar a los flujos a dos fases para mejorar la comprensión de el fenómeno de flujo crítico a dos fases.

De acuerdo con la presentación de los autores el flujo de un fluido en una tubería está gobernado por:

- 1.- Las leyes de conservación : masa, momentum y energía.
- 2.- Las leyes constitutivas que son el modelo matemático del fluido, tales como la relación fundamental y las leyes reológicas.
- 3.- Las condiciones de frontera en la pared del tubo y en las áreas seccionales de entrada y salida.

Las suposiciones clásicas del flujo crítico a una fase no se pueden extender al flujo a dos fases sin una discusión previa.

- 1.- Se desprecian los efectos bidimensionales. El tomar en cuenta estos efectos aumentaría demasiado la complejidad de los modelos por lo cual no es una práctica común. Sin embargo, debe recordarse que Henry <sup>15</sup> y Réocreux <sup>16</sup> han mostrado que tales efectos pueden estar presentes en flujos a dos fases, al menos a fracciones bajas de vacíos.

- 2.- En flujos a dos fases, se desprecian los efectos de tensión superficial y las interacciones entre las fases son tales que la presión es uniforme en cualquier sección:  $P_G = P_L = P$ . Esta suposición es la que acarrea más consecuencias ya que afecta al acoplamiento entre las fases.
- 3.- Se ignoran los efectos difusivos y de turbulencia. Sin embargo, debe recordarse que una de las características del flujo a dos fases es la presencia de varias interfases, lo cual afecta tanto a la difusión como a la turbulencia.

Otra suposición que merece discusión concierne a la forma de los términos de fricción en la pared y transferencia de calor en la pared y en el caso del flujo a dos fases, de los términos de transferencia interfacial. Estos términos toman en cuenta por sí mismos y al mismo tiempo algunas de las propiedades reológicas de los fluidos y algunas de las condiciones a la frontera. Las formas de todos estos términos son de importancia primaria debido a que afectan al carácter matemático de el conjunto de ecuaciones. La mayoría de las aplicaciones prácticas implican gradientes pequeños de las variables dependientes. En estas aplicaciones frecuentemente es suficiente suponer que los términos de transferencia dependen sólo de la abscisa  $Z$ , tiempo  $t$ , y de los valores de las otras variables dependientes (aquí se designarán como  $X_i$  para distinguirlas, tales como la temperatura  $T$ , velocidad  $W$  y entropía específica  $S$  en el caso de flujo a una fase ).

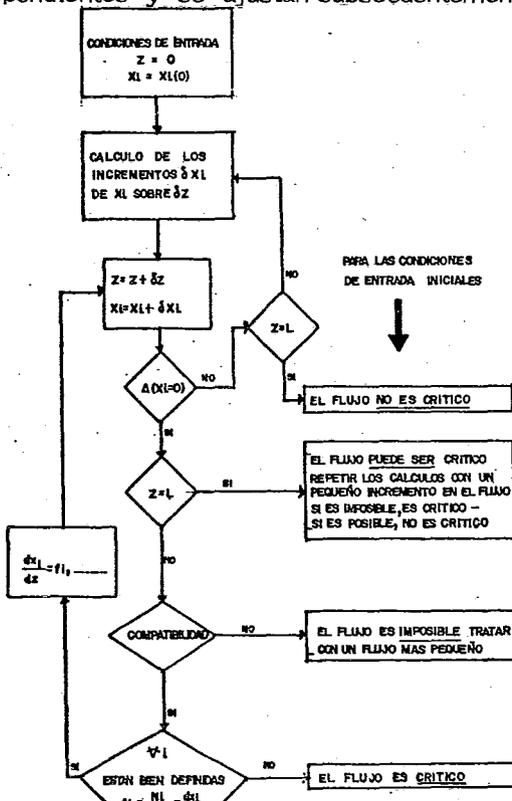
Sin embargo, como en su estudio los autores consideran condiciones de flujo más generales (tales como alta velocidad, gradientes de presión o vacíos, transientes rápidos ....) es aconsejable suponer una dependencia más general. Por ejemplo, demuestran que el hecho de que los términos de transferencia dependan de  $Z$ ,  $t$  o de las  $X_i$  y, linealmente, en las derivadas de primer orden de las  $X_i$  es una mejora significativa.

La forma correspondiente puede observarse como una expansión en series de Taylor, limitada al primer orden. Así, la presencia de derivadas corresponde a efectos pequeños de la historia del flujo y de los entornos. Tales efectos no son sorprendentes, al menos en el caso del flujo a dos fases, cuando se considera la estructura del flujo y probablemente son más importantes que los efectos difusivos y de la turbulencia.

Finalmente, el punto a debatir aquí no es la presencia de derivadas en las leyes de transferencia, sino la limitación de la expansión de Taylor al primer orden, lo cual sólo podrá justificarse a posteriori, por comparación con datos experimentales.

Se han propuesto varias aproximaciones para obtener un criterio de flujo crítico. Algunos de ellos están basados en fenómenos de propagación; otros consisten en la condición de desvanecimiento de alguna derivada parcial del gasto. En cualquier caso, como lo señalaron Katto y Sudo<sup>17, 18</sup>, la condición de flujo crítico debe ser un resultado

del modelo matemático del sistema. Bouré et al adoptan un punto de vista práctico: comenzando a partir de un conjunto de valores iniciales para las  $X_i$ , se calculan los valores de estado estacionario de todas las variables dependientes mientras se avanza corriente abajo a lo largo de la tubería, usando la versión de estado estacionario de cualquiera de los conjuntos de ecuaciones de flujo a una fase o a dos fases. Este proceso no es el mejor para estudiar el flujo crítico. Sin embargo, los resultados que producen se aplican a cualquier modelo de flujo que incluya solamente ecuaciones diferenciales parciales de primer orden, lineales con respecto a las derivadas, que es un caso muy común. Generalmente, no todas las  $X_i$  se dan a la entrada; se suponen los valores correspondientes y se ajustan subsecuentemente por iteración.



En la figura se muestra el diagrama de flujo para la determinación del flujo crítico.

En una sección dada, el cálculo de las derivadas de primer orden de las  $X_i$  con respecto a  $Z$  implica un conjunto de ecuaciones algebraíco lineal cuyo determinante es  $\Delta$ . Si se necesitan las derivadas de orden mayor de las  $X_i$ , se pueden calcular diferenciando el conjunto de ecuaciones original, los nuevos conjuntos tienen el mismo determinante  $\Delta$ . Mientras  $\Delta \neq 0$ , no aparece ninguna singularidad en el proceso y se puede obtener una solución numérica completa, obteniéndose las  $X_i$  como expansiones de Taylor con respecto a  $Z$ .

Si  $\Delta \neq 0$  hasta el fin del conducto ( $Z = L$ ), hay una y sólo una solución; las condiciones de entrada se pueden modificar un poco y el flujo no es crítico.

Si  $\Delta$  se desvanece en cualquier sección, el problema es imposible o indeterminado, dependiendo del cumplimiento de una cierta condición de compatibilidad. Para evitar desarrollos largos, se excluyen a priori algunos casos particulares, o sea:

$$W = 0 \text{ (flujo a una fase)}, \quad W_G, W_L = 0; \quad \alpha_G, \alpha_L = 0 \quad \text{y}$$

$$\alpha_G, \alpha_L = 1 \text{ (flujo a dos fases)}. \quad \text{También se supone}$$

que las condiciones de entrada son tales que el determinante  $\Delta$  de el conjunto de ecuaciones no se desvanece a la entrada de la tubería. De esta manera, el cálculo de los valores de régimen permanente de las variables dependientes se pueden comenzar puesto que se conocen estas condiciones de entrada.

Si  $N_i$  es el determinante  $\Delta$  al que se le ha reemplazado la  $i$ -ésima columna por los miembros del lado derecho de las ecuaciones del conjunto, consecuentemente, la condición de compatibilidad (que da como resultado una sola ecuación) es que todos los determinantes  $N_i$  se desvanezcan simultáneamente cuando  $\Delta \neq 0$ . ( $N_i$  se toma aquí como  $X_i$  para las diversas  $N_i$ 's). De aquí, los gradientes  $N_i/\Delta$  de las variables dependientes  $X_i$  toman la forma indeterminada  $0/0$  en la sección bajo consideración y no son infinitos en general, como frecuentemente se supone. Esto está de acuerdo con observaciones realizadas en sistemas físicos reales<sup>16</sup>. Como es bien sabido de la teoría de los determinantes, cuando para alguna  $i$ , se satisfacen dos relaciones distintas  $\Delta = 0$  y  $N_i = 0$  (con  $N_i$  no idéntica a cero ni divisible por  $\Delta$ ) entonces todas las otras  $N_i$  se desvanecen. Por lo tanto, la condición de compatibilidad generalmente está dada por una ecuación  $N_i \neq 0$ . Remover la indeterminación implica el cálculo de los límites de  $N_i/\Delta$ . En algunos casos y para algunas  $X_i$ , este cálculo es bastante fácil. Es importante notar que en varios casos algunas de las  $N_i$  son idénticas a cero.

Si la condición de compatibilidad no se satisface cuando  $\Delta = 0$ , entonces el problema es imposible. La imposibilidad significa que algunos de los valores supuestos para las  $X_i$  a la entrada no están de acuerdo con la realidad.

Por lo anterior,  $\Delta = 0$  es necesariamente un criterio de flujo crítico e incluye el conjunto de ecuaciones escritas para estado estacionario. Para flujo a dos fases  $\Delta$  es un determinante de 6<sup>o</sup> orden. Esta expresión general de el criterio de flujo crítico permite el estudio de cualquier caso particular.

La ecuación resultante no será presentada aquí ya que no se podrían obtener conclusiones prácticas de ella.

Bouré et al concluyen lo siguiente:

a) Para mejorar el entendimiento de los fenómenos en flujo crítico a dos fases, se ha encontrado útil estudiar en paralelo tanto los flujos a una como a dos fases. También se ha señalado que para postular las leyes de transferencia, que son las causas de la evolución del fluido, es más racional que suponer a priori la naturaleza de esta evolución. Este punto es especialmente importante para los flujos a dos fases debido a la presencia de transferencia interfaciales, que juegan un papel esencial en la evolución de la mezcla.

b) En el análisis "clásico", se supone que los términos de transferencia presentes en las ecuaciones sólo son funciones de el espacio, el tiempo y de las variables dependientes usadas para describir el flujo. Dentro de este concepto, los resultados encontrados para los flujos críticos y las velocidades de propagación de pequeñas perturbaciones siempre son los mismos (cuando se usan todas las ecuacio

nes de conservación, que es, por supuesto, imperativo):

Para flujos a una fase, la velocidad crítica es la velocidad isoentrópica del sonido, que generalmente está de acuerdo con los datos experimentales.

Para flujos a dos fases, el flujo crítico calculado

$$G^2 = \frac{\frac{\alpha_G^3 \rho_G}{X^2}}{\frac{\alpha_G}{\rho_G} \left( \frac{\partial \rho_G}{\partial P} \right)_{S_G}} \frac{\frac{\alpha_L^3 \rho_L}{(1-X)^2}}{\frac{\alpha_L}{\rho_L} \left( \frac{\partial \rho_L}{\partial P} \right)_{S_L}}$$

donde X = calidad

$\alpha$  = fracción de vacíos

$\rho$  = densidad

P = presión

S = entropía

no está de acuerdo con los datos experimentales. Además, increíble como pueda parecer, no depende de los fenómenos de transferencia interfacial.

c) Una consecuencia de esta unicidad es la incompatibilidad de los diversos modelos a dos fases existentes, los cuales producen resultados diferentes: no es posible, partiendo de un modelo general y haciendo suposiciones apropiadas, desarrollar los modelos existentes.

d) Para eliminar los inconvenientes mencionados, los autores proponen adoptar una forma más general para las leyes de transferencia

es decir, permitir en sus expresiones la presencia de derivadas parciales de las variables dependientes. Los ejemplos que tratan muestran que esta es una hipótesis prometedora: se pueden obtener otros resultados aparte de los mencionados en c), tales como una velocidad crítica "politrópica" para flujo a una fase o los resultados de modelos existentes para flujo a dos fases. La importancia de los términos diferenciales mencionados procede del hecho de que afectan fuertemente al acoplamiento entre las fases (o entre el fluido y la pared).

e) Se estudió matemáticamente la condición de flujo crítico y se obtuvo un criterio necesario de flujo crítico igualando a cero el determinante del conjunto de ecuaciones que describen el flujo de estado estacionario ( $\Delta = 0$ ).

Este criterio debe complementarse por el estudio de la condición de compatibilidad de el conjunto ( $N_i = 0$ ). Debe enfatizarse que los gradientes de las variables dependientes generalmente no son infinitos en la sección crítica, lo que confirma el 2o. postulado de Fauske.

f) Se ha verificado que un flujo es crítico, tanto para dos fases como para una fase, cuando las perturbaciones iniciadas corriente abajo de alguna sección "crítica" no se pueden propagar corriente arriba de esta sección. Así una disminución de la presión de salida, por ejemplo, no tiene efecto en los parámetros de flujo corriente arri

ba de la sección crítica. Como resultado, el flujo ya no puede ser incrementado. La presencia de términos diferenciales en las expresiones de las leyes de transferencia es totalmente compatible con esta interpretación.

Debe observarse el trabajo presentado como un intento para poner las bases para un modelo racional del flujo crítico a dos fases. Más que presentar un modelo nuevo, examina algunos puntos fundamentales respecto a la creación de los modelos de flujo crítico, tales como las consecuencias de la forma de las leyes de transferencia en el fenómeno crítico. Esto produjo una forma matemática general que contiene a la mayoría de los modelos existentes y debe permitir el desarrollo de mejores modelos.

Cualquier modelo que merezca consideración debe incluir leyes de transferencia detalladas. En el estado actual del conocimiento, esto significa varios coeficientes desconocidos que aparecen, desde el punto de vista práctico, como constantes a ajustar: se requiere toda una gran cantidad de trabajo en las leyes de transferencia a dos fases. Sólo cuando se complete este trabajo, se podrán proponer nuevos modelos que continúen la línea presentada. Por supuesto, estos modelos deberán compararse con datos experimentales, lo que implica un diseño experimental adecuado bastante complicado.

Recientemente, Andron presentó un modelo de dos flujos para calcular el flujo crítico. El modelo permite en general la influencia de

el no-equilibrio térmico entre las burbujas de líquido y vapor y también permite el movimiento relativo de la interfase.

Se muestra que la teoría predice los flujos críticos medidos con buena exactitud.

En el estado estacionario el gasto se ajusta a si mismo de manera que el plano de "choking" (estrangulamiento) coincida con la salida de la tubería, para satisfacer las leyes de conservación. Esto sugiere que una de las posibles maneras de calcular el flujo crítico en una tubería de un tamaño dado es variar el flujo supuesto hasta que se predice que el plano de choking coincide con el final de la tubería.

Este método, que fue usado por primera vez por Edwards<sup>20</sup> para calcular flujos críticos, se usó en los cálculos de este trabajo<sup>19</sup>.

Andron encontró que en la vecindad de el plano de "choking" las velocidades de fase siempre estaban cercanas a la velocidad del sonido local

$$C_{D_0} = \sqrt{\frac{\rho_G C_G^2}{\alpha_G(1-\alpha_G)\rho_L} \left[ 1 + \frac{2\alpha_G(1-\alpha_G)^2}{1+2\alpha_G} \right]}$$

obtenida linearizando las ecuaciones que gobiernan a dos fluidos.

Aquí  $C_G$  es la velocidad del sonido en el vapor. Como lo discutieron Andron y Duffey<sup>21</sup> esta concordancia es consistente con el concepto convencional de "choking" como una condición en la cual los cambios de presión corriente abajo no se pueden transmitir a través del plano crítico.

También observó que los efectos de no-equilibrio pueden tener una influencia dominante en la posición del plano de "choking" y en el

gradiente de presión estático.

Asimismo, predice que debido a los efectos competitivos de el no-equilibrio térmico y la fricción en la pared en el flujo el flujo crítico en una longitud de tubería dada será un máximo para un diámetro de tubería particular (o sea, para una longitud de tubería dada,  $G_{crit}$  tiene un máximo débil a algún diámetro crítico de tubería. Por último, predice que  $G_{crit}$  varía fuertemente con la longitud de la tubería y sólo débilmente con el diámetro de la tubería, lo cual está en total contraposición con las conclusiones de Fauske, por lo que requerirá de una justificación posterior para diámetros mayores. Finalmente, se presenta un comentario a las predicciones similares de dos modelos, realizado por Linning y Alderson<sup>22</sup>.

Ellos observaron que la carta de flujo crítico para expansión de agua en dos fases presentada por Cruver y Moulton<sup>10</sup> daba predicciones que son muy cercanas a las hechas por ellos en su trabajo<sup>23</sup> publicado en 1968. Esos resultados mostraban una similaridad notable y, a primera vista, parecían dar un soporte mutuo a dos teorías - que tienen muy poco en común.

La teoría de Cruver y Moulton está basada en el postulado de que a la condición de salida crítica la relación de velocidades de las fases es la raíz cúbica de la relación de volúmenes específicos de las fases (correspondiendo a una energía cinética mínima para un flujo másico dado o un flujo másico máximo para una energía cinética dada). La otra teoría se derivó usando las tres leyes de conservación básicas

para llegar a seis ecuaciones de flujo (mucho antes que Bouré et al). Estas se pueden integrar numéricamente en un proceso paso a paso - que sigue a la expansión hasta que se alcanzan condiciones críticas de salida. Más allá de este punto las ecuaciones son incompatibles. La condición de salida crítica también se puede reconocer por la aproximación de la relación  $-VdP/d(KE)$  a la unidad, donde  $V$  es el volumen específico,  $P$  la presión y  $(KE)$  la energía cinética de la mezcla vapor-agua o sea  $-VdP$  es la velocidad máxima de conversión de energía interna a cinética que es teóricamente posible. Se requiere información empírica respecto a la forma de los factores de fricción en la pared y en la interfase para obtener una solución numérica de las ecuaciones de flujo a dos fases. En base a la evidencia (similaridad) numérica encontrada se podría considerar que las dos teorías dan cierto soporte una a otra, pero un examen posterior revela que no es así. La teoría de Cruver-Moulton da lugar a una relación de velocidades de 9.8 en la salida crítica mientras que la de Lining y Alderson predice un valor correspondiente de 15.3. Además, se encuentra que en este caso, particular la energía cinética del fluido prácticamente no cambia en el rango de relaciones de velocidades de 8 a 20 como se ve en la Fig. 6.12. Por lo tanto ellos concluyen bastante sorprendentemente, que una predicción aritméticamente correcta de el flujo crítico para una calidad y presión de salida especificadas no es una prueba significativa de la validez de ninguna teoría, y añaden - que en este caso se está discutiendo la situación que prevalecería si

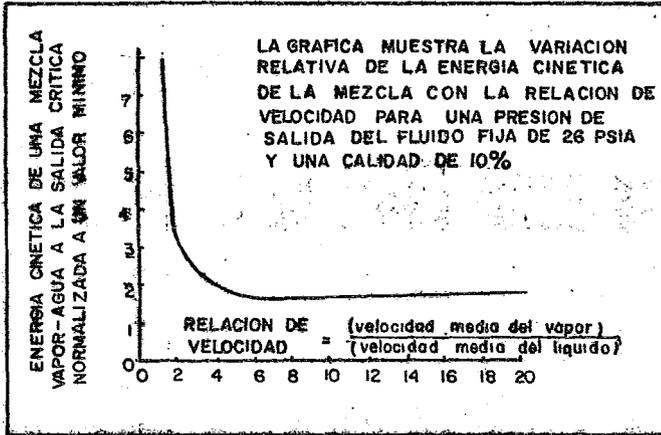


FIG. 6.12 VARIACION DE LA ENERGIA CINETICA DE LA MEZCLA

se obtuviesen condiciones de equilibrio termodinámico a través de una expansión y mientras que esto es de un interés teórico considerable, en la práctica las desviaciones del equilibrio termodinámico cerca de la salida crítica afectan significativamente el comportamiento real del flujo.

En el comentario presentado anteriormente se pueden notar algunos aspectos interesantes.

a) Es muy importante la forma en que se manejan las contribuciones de las variables y las interacciones entre ecuaciones ya que Linning et al utilizaron un conjunto de ecuaciones similar al de Bouré et al sin llegar a resultados significativos.

b) La desalentadora conclusión de que una concordancia numérica con la realidad no es significativa como prueba de validez, se puede atenuar por el hecho de que reconocen implícitamente un enfoque equivocado al analizar una situación de equilibrio termodinámico y podría ser un reflejo de la conclusión b) de Bouré et al, lo cual simplemente nos indica que es necesario profundizar más en la verdadera naturaleza del fenómeno, sin conformarse solamente con predicciones numéricas sin bases sólidas.

Para las necesidades de diseño de este trabajo se seleccionó para comparación los métodos de Edmister y Buthod por sus cualidades prácticas orientadas hacia líneas de transferencia en sistema al vacío y aplicadas en sistemas reales y el método de Fauske por sus cualidades de consistencia teórica y experimental. El mé

todo de Fauske por sus caudidades de consistencia teórica y experimental. El método de Bouré et al se encuentra en una fase teórica y el de Ardrón requiere aún de estudios más completos para comprobar la validez de sus observaciones, algunas en total contraposición a los resultados experimentales normales, lo cual aunque podría ser el resultado de un modelo correctamente diseñado también podría ser indicativo de fallas en el mismo.

d) Equilibrio vapor-líquido inestable

Una suposición muy persistente al tratar problemas de flujo a dos fases ( que aún aparecía en artículos de diseño en 1969 ) es la referente a una relación constante de los volúmenes de líquido y gas -- ( $L/V$  ). Esto es equivalente a suponer que no ocurre una transferencia de masa entre las fases o a que los gastos de entrada de líquido y gas permanecen constantes <sup>1-iv</sup>. Los cálculos ciertamente se vuelven más sencillos pero en realidad, en la mayoría de los casos es una simplificación burda que puede ocasionar errores significativos. Estos ya no se pueden calcular una vez que se introdujo la suposición básica.

Una relación  $L/V$  constante es una suposición razonable para la mayoría de los sistemas aire-agua, tales como los usados en las primeras investigaciones a dos fases, realizadas en su mayoría por ingenieros petroleros o mecánicos. Sin embargo, los ingenieros químicos no se encuentran solamente con este sistema tan simple; algo más común es un sistema con flash en el flujo, tal como una mezcla de hidrocarburos.

Para los ingenieros químicos, es preferible expresar  $L/V$  como la relación de las moles de líquido a moles de vapor por unidad de tiempo, en vez de una relación de volumen. Al fluir una mezcla a dos fases a través de una tubería, la presión disminuye y la temperatura disminuye o aumenta, de acuerdo con la dirección del flu

jo de calor. En una tubería isotérmica real, la relación  $L/V$  cambió por un factor de 7, para un cambio de presión de sólo 50 psia. ( de 369.37 a una presión de 1,100 psia a 49.79 a una presión de 1,050 psia ). Aunque este cambio pueda parecer grande, se vuelve más impresionante si se le cuantifica en una relación de volumen.

Como para una composición constante la relación  $L/V$  es una función de la temperatura y la presión, una suposición más válida para determinar tales relaciones en flujo a dos fases es que existe un equilibrio termodinámico entre las fases en cada punto en el conducto.

¿ Pero qué tan válida es la suposición de equilibrio termodinámico? Considerése un sistema en el cual un líquido, entrando a condiciones de punto de burbuja, empieza a flashearse debido a la pérdida de presión producida al fluir el líquido en el sistema.

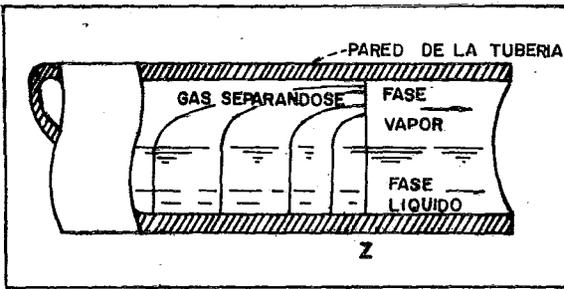
El vapor aparece al principio como burbujas ( efecto de cavitación) en el interior de la fase líquida. Al flashearse más gas, se desarrolla el régimen de flujo estratificado, con el gas fluyendo sobre el líquido. En la realidad, el flujo estratificado existe solamente por una longitud muy corta, pero su discusión ayudará a aclarar algunos de los conceptos implicados en relaciones de fase. En este régimen de flujo particular, el equilibrio termodinámico es posible sólo si la velocidad de deslizamiento ( $V_S$ ), definida -

como  $V_s = V_g - V_l$ , es igual a cero — lo cual implica que las fases están viajando a la misma velocidad. Viajando a través de una sección constante, la composición es casi constante, y el gas y el líquido en contacto en el punto  $Z_i$  están igualmente en contacto en todos los puntos  $Z$  a lo largo de la tubería. Bajo estas condiciones, el equilibrio termodinámico es exacto.

Sin embargo,  $V_s$  no siempre es cero y el cálculo de la composición de las fases para valores mayores que este se vuelven muy difícil.

Al flashearse más líquido se incrementa el número de moles en la fase gas y la velocidad del gas ( $V_g$ ) se acelera; por otra parte,  $V_l$  aumenta en pequeña escala. Como el gas está fluyendo más rápidamente que el líquido, el vapor se separa del líquido del cual se flasheó. El vapor que está sobre el líquido en cualquier punto no contiene solamente una contribución del vapor flasheado por aquella porción particular de líquido, sino también contiene contribuciones del líquido corriente arriba (Punto  $Z$  en la Fig. 6.13). Por lo tanto la composición del fluido cambia al mismo tiempo que el vapor fluye por el conducto.

En general, el vapor contendrá fracciones más ligeras que se calculan suponiendo composición constante a través de una sección de la tubería. El enriquecimiento de fracciones ligeras en el vapor disminuye la tendencia de estas mismas fracciones a flashearse en el líquido.



**FIG. 6.13** EL DESLIZAMIENTO ACELERA AL GAS . A CUALQUIER DISTANCIA  $Z$ , EL GAS CONSISTE NO SOLO DE VAPORES SEPARANDOSE DEL LIQUIDO EN ESE PUNTO, SINO TAMBIEN DE VAPORES DE CORRIENTE ARRIBA DE LA TUBERIA.

En general, el equilibrio para flujo con deslizamiento, aún para un modelo simple, es muy complicado y difícil de calcular, ya que se presentaría solamente en cierto tipo de patrones con flujos separados, como son el estratificado, onda y anular; si tomamos en cuenta la incertidumbre inherente a la determinación del patrón de flujo presente en la tubería, ( el análisis exacto se vuelve imposible al predominar regimenes de flujo más turbulento debiendo tener medios para estimar la contribución del fluido corriente arriba ), ya sea por efecto de histéresis o de accesorios se podría concluir que aunque la suposición de que existe el equilibrio termodinámico no es exacta, es la mejor que se puede hacer sin cálculos muy tediosos - ( implica un acoplamiento entre el programa de cálculo de equilibrio y el de patrón de flujo y caída de presión para su ejecución simultánea ), cuyos resultados no necesariamente serán más exactos a la larga. El panorama puede ser un poco más alentador si se observa a los dos fluidos como un sistema termodinámico dependiente únicamente de la presión y el mecanismo de transmisión de calor al exterior en el punto de la línea en el que se esté determinando el equilibrio, ya que de esta manera el error en el que se incurre no es tan grave.

e) Variables adicionales que requieren control

A continuación se presentan algunos criterios para estimar las limitaciones por velocidad en líneas con flujo a dos fases.

En el flujo vapor-líquido en tuberías verticales ocurren dos fenómenos contrarios. En el primero la pérdida por elevación disminuye al aumentar la velocidad del vapor. Al aumentar la velocidad del vapor, la fase líquida es arrastrada en mayor cantidad cada vez y es desplazada por la fase vapor. En el segundo la pérdida de presión por fricción siempre aumenta al aumentar la velocidad del vapor. Por lo tanto, para una relación dada de gastos máscicos de vapor a líquido:

- a) Si el diámetro de la tubería está fijo, la caída de presión total tiene un valor mínimo a una velocidad particular del vapor.
- b) Si la velocidad del vapor está fija, hay un diámetro particular de tubería que nos dará una caída de presión mínima.

Se ha observado que la  $\Delta P$  mínima también define las regiones de flujos estables e inestables.

Se le llama inestable a la región en la cual la velocidad del vapor es menor que la velocidad que nos produce la caída de presión mínima. En esta región la tubería tiene una "resistencia negativa", es decir, la caída de presión disminuye al aumentar la velocidad. Cualquier pequeño incremento en la velocidad del vapor disminuye la resistencia al flujo y así se obtiene un incremento adicional en el flujo de vapor. Esta situación da lugar a un burbujeo (surge) que continúa hasta que se vacía todo el vapor disponible almacenando en el

sistema . Así, el flujo en una línea a dos fases puede ser inestable aún cuando los gastos de entrada sean mantenidos estacionarios. Esta inestabilidad ocasiona el burbujeo, que puede ser problemático. Por lo tanto, las líneas verticales a dos fases no deben ser diseñadas para operar en la región de flujo inestable.

Velocidad de ruptura.- Cuando se tiene flujo tipo intermitente (slug) se puede presentar ruptura de tees y codos debido al efecto similar al golpe de ariete que ejercen las masas de líquido en el codo. Cuando un "slug" de líquido choca en el codo, probablemente se tenga una reducción momentánea en la velocidad de flujo de el líquido. En consecuencia, la energía de velocidad se transforma en energía de presión que se manifiesta en ese punto del conducto. Por analogía con el fenómeno de golpe de ariete se puede calcular la velocidad de desplazamiento de la onda de presión en el slug de líquido y usarse para determinar la fuerza del fluido fluyendo alrededor de un codo. Consecuentemente, la fuerza resultante se puede convertir en una presión interna aparente. Si tomamos como límite elástico del acero 30,000 psi, se tiene la siguiente ecuación para la velocidad límite en flujo "slug" para evitar la ruptura de los codos.

$$V_R = \frac{925 t}{D}$$

donde  $V_R$  es la velocidad máxima, ft/seg

t es el espesor de la tubería en pulgadas

D es el diámetro de la tubería en pulgadas

Esta es una ecuación aproximada y probablemente está del lado seguro. Si se tiene flujo "slug", nos dará un punto inicial para determinar las velocidades límite. Por supuesto, la tubería debe diseñarse para evitar este tipo de flujo.

Velocidad de erosión.- Cuando se tiene flujo anular o disperso, las altas velocidades que los caracterizan producen mucha erosión en las tuberías, así como cuando el flujo cambia de dirección abruptamente como por ejemplo en una válvula de globo o en un codo. La información experimental disponible es insuficiente para determinar el efecto de ciertas variables como la presión y el diámetro así como cual es el mejor grupo de correlación, la fuerza en los codos debida al momentum o el producto de la cabeza de velocidad y la densidad:

Sin embargo, el método de "la fuerza debida al momentum" ha dado problemas en el pasado mientras que el último método ha sido usado con resultados satisfactorios por varios años. La velocidad límite para líneas de acero al carbón se establece con la ecuación siguiente:

$$V_{ns} < \frac{160}{\sqrt{\rho_{ns}}} \quad [\text{ft/seg}]$$

donde:

$$V_{ns} = V_{sL} + V_{sG}$$

$V_{sL}$  = velocidad superficial del líquido

$V_{sG}$  = velocidad superficial del gas

$$\rho_{ns} = \rho_L \lambda + \rho_g (1-\lambda)$$

$\lambda$  = fracción de volumen que ocupa el líquido

Hasta ahora no es posible ofrecer criterios más específicos para evitar la erosión, ya que las características de el sistema a dos fases, el tipo de servicio y el material de la tubería tienen una influencia de consideración en la erosión pero es muy difícil correlacionarlos.

#### Velocidad de Alimentación a torres fraccionadoras

La alimentación a columnas de fraccionamiento no debe entrar a una velocidad que exceda los 10 ft/seg. Esta limitación no es válida sino hasta el último codo antes de el recipiente.

El propósito de reducir la velocidad de entrada es evitar el barrido del sello de líquido del plato destruyendo su eficiencia.

En columnas donde no es posible adherirse al criterio anterior como las unidades de destilación al vacío, generalmente se tienen zonas especiales de flasheo de la alimentación.

**Vibración y Ruido.**- Las vibraciones en la tubería son ocasionadas<sup>24</sup> tanto por el flujo interno (fuerzas pulsantes) como por

los equipos en el sistema (compresores, bombas, motores, etc.).

De estas fuentes, generalmente las pulsaciones son las más comunes y las que presentan más dificultad para su predicción. Las vibraciones en la tubería inducidas mecánicamente están limitadas normalmente a la velocidad de operación del compresor (o bomba) y a sus múltiplos de menor orden ocasionados por un desbalanceo y/o mala alineación de la máquina. Las amplitudes de pulsación resultantes en un sistema de tubería también dependen de las características de resonancia acústica. Las resonancias acústicas de la tubería pueden tener factores de amplificación que van de 10 a 300, lo cual obviamente es bastante significativo al establecer las fuerzas de pulsación resultantes. La energía de pulsación se puede generar por varios <sup>24</sup> mecanismos en un sistema de tubería en una planta obteniéndose problemas de vibración cuando los mecanismos coinciden con resonancias acústicas y mecánicas.

Como requisito para que las pulsaciones en un sistema de tuberías puedan producir vibraciones la energía pulsante debe acoplarse al sistema mecánico. Por ejemplo, un pulso de presión en una tubería recta continua no producirá una fuerza de vibración-excitación. Las pulsaciones de presión solamente se acoplan para producir fuerzas de sacudimiento (trepidatorias) en las discontinuidades de la tubería tales como los codos, los extremos cerrados de los reci-

pientes y cabezales y restricciones tales como orificios, válvulas y reductores.

El punto de acoplamiento más común es el codo de la tubería. La fuerza trepidatoria que actúa en el codo es producto del cambio en momentum debido al cambio en dirección. Se puede calcular un indicio de la fuerza trepidatoria real en un codo asociado con una pulsación dada en un tramo de tubería considerando el sistema acústico como un sistema conservativo (la energía cinética máxima es igual a la energía potencial máxima y la energía dinámica total es la misma en cualquier punto en el tramo de tubería dado).

La magnitud de la fuerza trepidatoria a cualquier componente de frecuencia es  $2 PA \cos \Theta / 2$ , donde P es la amplitud máxima de pulsación de presión a esa frecuencia en el tramo de tubería, A es el área de la tubería y  $\Theta$  es el ángulo entre las ramas del codo. Así, para un codo de 90 grados, la fuerza trepidatoria sería 1.414 PA bisectando el ángulo.

En general, la meta deseada es evitar cualesquiera trechos de tubería o componentes en la tubería que sean mecánicamente resonantes a cualquiera de las frecuencias de excitación en el sistema. Si esto se cumple, entonces las vibraciones deben estar dentro de un criterio aceptable suponiendo que la estructura básica de soporte tiene una rigidez adecuada. Los límites de vibración segura en sistemas de tuberías son una función de los esfuerzos dinámi-

cos introducidos por el modo de vibración particular. Para ayu  
dar a impedir problemas de vibración, simplemente elimine todos  
los codos innecesarios, ya que suministran un punto de fuerte aco  
plamiento entre las fuerzas de excitación de pulsación y el sistema  
mecánico. El efecto de el flujo a dos fases en la generación de -  
ruido debe tomarse en consideración para el diseño de las líneas,  
particularmente cuando ocurre flasheo. Para la estimación de  
ruidos, se recomienda la referencia (25).

## f) Análisis de Esfuerzos

Esta actividad reviste gran importancia en el diseño de tuberías y muy especialmente en el diseño de líneas de transferencia.

Un sistema de tubería caliente se expandirá o alargará. Un sistema de tubería frío se contraerá o encogerá. Cualquiera de estas acciones crean problemas de tensión. Un análisis determina las fuerzas en los puntos de anclaje, esfuerzos en el sistema de tuberías y el momento flexor en cualquier punto. Para cualquiera de estos factores se conoce uno permisible. Para cualquier fuerza generada en un punto de anclaje, frecuentemente la boquilla de un equipo, debe haber por lo menos una fuerza de resistencia igual. Si un sistema ejerce 20,000 lbs. de fuerza en un ancla diseñada para soportar 15,000 libras de fuerza, ésta cederá. Si el ancla es la boquilla de un equipo esta falla significa una ruptura y posiblemente una explosión y fuego. Antes de diseñar los sistemas con una flexibilidad adecuada, el diseñador debe conocer que fuerzas son permisibles.

Las fuerzas permisibles y los momentos son una pesadilla para el diseñador de tuberías responsable de suministrar un sistema de tuberías - que no sobreesfuerze al equipo al que esté conectado. Algunas veces es difícil encontrar cuales son los esfuerzos permisibles.

Los permisibles específicos de los equipos deben ser obtenidos de los fabricantes de equipos. Si las fuerzas implicadas son supuestas y se le comunican al vendedor, la boquilla con frecuencia puede ser reforzada para soportar fuerzas mayores de lo normal, pero debe recordar

se que aún el fabricante tiene limitaciones de tolerancia de fuerza.

El diseñador de tuberías competente realizará cualquier esfuerzo para suministrar la flexibilidad adecuada en su tubería usando el menor número de accesorios posible. Cuando una inspección rápida determina que el sistema no es lo suficientemente flexible, él revisa el sistema para determinar si lo puede o no rediseñar, tal vez añadiendo uno o dos codos para incrementar la flexibilidad.

Es preferible suministrar la flexibilidad adecuada en sistemas de tubería usando "loops" u otras configuraciones construidas con tuberías y accesorios. Algunas veces el espacio o costo es prohibitivo y el movimiento debe ser absorbido por medio de juntas de expansión. La flexibilidad de la tubería siempre debe alcanzarse con el mínimo número posible de anclas y guías. Las juntas de expansión axiales deben estar guiadas en cada lado y ancladas al final de los tramos de tubería para soportar la acometida de la prueba hidrostática. Los "loops" tipo U deben estar anclados a los dos lados del tramo de tubería sobre el que se va a trabajar.

Existen infinidad de detalles respecto al análisis de esfuerzos que se lleva a cabo para una línea de transferencia, por lo tanto sólo mencionaré algunos de los más importantes:

- a) El horno debe estar lo más cerca posible de la torre para reducir las tensiones en la tubería y las fuerzas en el sistema así como ahorrar material, ya que las líneas de aleación tienen un alto costo.

- b) Si las boquillas del horno son más débiles que la torre se deberán proteger mediante un soporte especial.
- c) Se deben emplear preferencialmente recorridos con "L s", o sea, lo más simétricos posible, para una absorción distribuida de tensiones que se pueda controlar la vibración producida por patrón de flujo "slug".
- e) Evitar en lo posible uniones de líneas de diámetro pequeño con diámetro grande ( cabezales ) que sobrepasen un nivel de esfuerzos permisible.

- 1.- Hughes, R. R., Evans, H.D. y Sternling, C.V., "Flash Vaporization", Chem. Eng. Progress, Vol. 49, No. 2, Feb. 1953, p. 78
- 2.- Simpson, L.L., "Sizing Piping for Process Plants", Chem. Eng., June 17, 1968, p. 192
- 3.- Buthod, P., "How to estimate Pressure Drop in Heaters", Oil & Gas J., Julio 1, 1957, p. 111
- 4.- Fauske, H.K., "Contribution to the theory of Two Phase, One Component Critical Flow, ANL-6633, Oct 1962
- 5.- Hall, N.A., "Thermodynamics of Fluid Flow", Prentice Hall, Inc., New York (1951)
- 6.- Faletti, D.W., "Two-Phase Critical Flow of Steam-Water Mixtures", Ph.D. Thesis, Univ. of Washington (1959)
- 7.- Moy, J.E., "Critical Discharges of Steam-Water Mixtures", M.S. Thesis, Univ. of Minnesota (1955)
- 8.- Isbin, H.S., Moy, J.E. y Cruz, A. J.R., "Two-Phase, Steam-Water Critical Flow", AIChEJ., Vol. 3, (1957), p. 361.
- 9.- Nahavandi, A.N. y Von Hollen, R. F., "Two-Phase Pressure Gradients in the Approach Region to Critical Flow", Nucl. Sci & Eng., Vol. 22, (1965), p. 463
- 10.- Cruver, J.E. y Moulton, R.W., "Critical Flow of Liquid

- Vapor Mixtures", AIChE J., Vol. 13, No. 1, 1967, p.52
- 11.- Prigogine, I., "Introduction to Thermodynamics of Irreversible Processes.", Interscience, New York (1955).
  - 12.- Turner, W.J. y Trimble, G.D., "Critical and Near Critical Two Phase Flow", Fifth Australasian Conference on Hydraulics and Fluid Mechanics at University of Canterbury, Christ church, New Zealand, Dec. 1974
  - 13.- Fauske, H.K., "A Theory for Predicting Pressure Gradients for Two-Phase Critical Flow", Nucl. Sci & Eng., Vol. 17, (1963), p.1.
  - 14.- Bouré, J.A., Fritta, A.A., Giot, M.M. y Réocreux M.L., "Highlights of two-phase critical flow: On the links between maximum flow rates, some velocities, propagation and transfer phenomena in single and two-phase flows", Int. J. Multiphase Flow, Vol. 3, 1976, p.1.
  - 15.- Hénry, R.E., "A study of one - and two-component two-phase critical flows at low qualities, ANL 7430 , 1968
  - 16.- Réocreux, M., "Contribution a l'étude des débits critiques en écoulement diphasique eau-vapeur. Thèse Université Scientifique et Médicale, Grenoble. 1974
  - 17.- Katto, Y. y Sudo, Y., "Study of critical flow (completely separated gas-liquid two-phase flow ), Bull. J.S.M.E., Vol. 16, (1973), p.101

- 18.- Katto, Y. y Sudo, Y., "Mechanics of Occurrence of Critical Flow in Compressible Two-Phase Flow, Journal of the Faculty of Engineering, The University of Tokyo (B) Vol. 33, No. 3, (1976), p. 278
- 19.- Ardron, K.H., "A Two-Fluid Model for Critical Vapour-Liquid Flow", Int. J. Multiphase Flow, Vol. 4, 1978, p. 323
- 20.- Edwards, A.R., "Conduction controlled flashing of a fluid and the prediction of critical flow rates in a one-dimensional system.", UKAEA Report AHSB (S) R147, 1968
- 21.- Ardron, K.H., y Duffey, "Acoustic wave propagation in a flow liquid-vapour mixture", Int. J. Multiphase Flow, Vol. 4 (1978), p. 303
- 22.- Linning, D.L. y Alderson, M.A.H.G., "On the Critical Flow of Vapor Liquid Mixtures by Cruver and Moulton", AIChE Journal, VOL. 15, No. 4, 1969, p. 627
- 23.- Linning, D.L., Pexton, A.F. y Alderson, M.A.H.G. J. Mech. Eng. Sci, Vol. 10, No. 1, (Feb 1968), p. 64
- 24.- Wachel, J.C. y Bates, C. L., "Escape piping vibrations while designing", Hydrocarbon processing, Oct. 1976, p. 152
- 25.- Heitner, I., "How to Estimate Plant Noises", Hydrocarbon Processing and Petroleum Refiner, Dic. 1968, p. 67

CAPITULO VII. PREDICCIÓN DE LA CAIDA  
DE PRESION A DOS FASES EN ACCESORIOS.

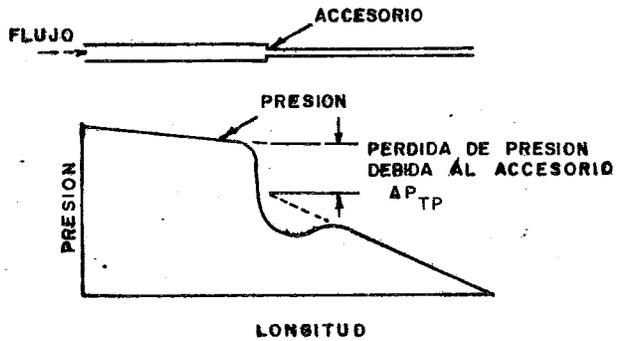
- a) GENERALIDADES
- b) CAIDA DE PRESION EN CODOS
- c) CAIDA DE PRESION EN TES
- d) CAIDA DE PRESION POR EXPANSION SUBITA
- e) CAIDA DE PRESION POR SALIDA DE TUBERIA
- f) CONSIDERACIONES FINALES.

a) Generalidades

La predicción de la caída de presión a dos fases en accesorios ha sido hasta hoy en día un verdadero problema para el diseñador de líneas con flujo a dos fases ya que no se dispone de métodos confiables que representen la realidad. Normalmente, se aplica un factor de sobrediseño a la longitud equivalente en una fase pero no se tiene certeza de qué tanto error se introduce en el diseño al aplicar ese criterio. Uno de los principales objetivos de esta tesis es llenar este vacío existente, proponiendo los métodos más representativos de la realidad y susceptibles de extrapolación. Es necesario mencionar que las pérdidas de presión en los accesorios son particularmente importantes ya que pueden representar una gran parte de la caída de presión total del sistema, razón por la que es tan necesario un criterio de diseño, ya que se corre el peligro de subdiseñar el sistema y obtener ya en operación caídas de presión mayores.

Los accesorios seleccionados fueron los comúnmente utilizados en líneas de transferencia como son codos, tes, expansión súbita y salida de tubería (entrada a cabezal).

Las pérdidas de presión en accesorios se determinan experimentalmente instalando el accesorio en cuestión entre tuberías largas de aproximación y descarga. A estas tuberías se les coloca un gran número de manómetros. Corriente arriba y abajo de el accesorio donde el flujo está completamente desarrollado, se mide la distribución de presión. Esta distribución de presión se extrapola de regreso al accesorio y la caída en presión resultante se le asigna al accesorio. En la figura 7.1 se muestra un esquema del experimento<sup>2</sup>.



**FIG. 7.1 PRESIÓN COMO UNA FUNCIÓN DE LA LONGITUD PARA UN ACCESORIO, EN ESTE CASO UNA CONTRACCIÓN**

Las pérdidas de presión medidas en accesorios han sido correlacionadas expresando las pérdidas en cabezas de velocidad y usando el modelo homogéneo como la base del esquema de cálculo por simplicidad. Es deseable usar cabezas de velocidad en vez de longitudes equivalentes, ya que la rugosidad no debe entrar en la caída de presión para accesorios.

En un arreglo experimental típico, se utiliza un precalentador para obtener la calidad deseada. Se fija el flujo de líquido y se determina la caída de presión (extrapolada) a través del accesorio. El precalentador se arregla para obtener otra calidad y se determina de nuevo la caída de presión. De esta manera se puede obtener fácilmente la relación entre la caída de presión a dos fases y la caída de presión de líquido saturado.

#### b) Caída de Presión en Codos

Para codos se analizaron 3 métodos diferentes, los cuales se presentan a continuación.

El primer método analizado fue un estudio clásico en este campo, llevado a cabo por Fitzsimmons<sup>1</sup> en 1964. Fitzsimmons determinó las pérdidas de presión resultantes de el flujo tanto de líquido como de mezclas de vapor agua para tubería horizontal de 2 pulgadas y accesorios que incluyeron codos de 90° de radio de curvatura de 2, 3 y 10 pulgadas; una te en rama y válvulas de compuerta y globo. Adicionalmente el estudio incluyó expansiones de 2 x 3 pulgadas y 1½ x 2 pulgadas; contracciones de 3 x 2 pulgadas, 2 x 1½ pulgadas y 2 x 1 pulgada y un orificio con relación de diámetros abertura a tubería de 0.8. Se obtuvieron datos a

masas velocidad de 1,000,000 a 4,000,000  $lb_m / (hr) (ft^2)$  en la tubería de 2 pulgs. y a calidades de vapor hasta 24% en peso. La mayoría de los datos fueron obtenidos a 1200 psia mientras que un número selecto de experimentos se llevaron a cabo a 800 y 1600 psia. Según el autor, la caída de presión que es atribuible a un codo o a una te actuando como un codo, incluye no sólo a la caída a través del codo sino también el incremento en caída de presión debido a la turbulencia en la longitud de recuperación corriente abajo del codo.

Se determinaron las caídas de presión a una fase producidas por los diversos codos y se graficaron contra la masa velocidad en papel log-log. Para el codo de radio de 3 pulgs. se presentan dos curvas que representan su pérdida de presión. La más alta de estas curvas se estableció en un circuito que incluía una contracción de 3 x 2 pulgs. 56 diámetros corriente arriba del codo.

El codo con la perturbación corriente arriba tuvo casi un 60% de incremento en caída de presión cuando se comparó con el mismo codo sin dicha perturbación.

La toma de presión corriente arriba del codo usada para medir la caída de presión a través del codo estaba localizada 44 diámetros corriente abajo del cambio de diámetro. Así, parte de la pérdida por recuperación de la contracción puede haber sido incluida en la caída del codo, además, el codo puede haber estado bastante sensitivo a variaciones pequeñas en el perfil de velocidad de aproximación. Una falta significativa de recuperación de perfil habría sido detectada como un gradiente de presión mayor de

lo normal a través de las tomas de presión corriente arriba del codo. El examen de este gradiente mostró que era similar al gradiente para flujo completamente desarrollado en tubería recta, sin embargo, sería difícil detectar de esta manera ajustes pequeños de recuperación de el perfil. Una porción grande de la pérdida en un codo se debe a flujos secundarios, turbulencia de eddies y posibles separaciones causadas por la distorsión de el perfil de velocidad al atravesar el codo el fluido. No se determinó si la perturbación corriente arriba afectaba el perfil de velocidad en el codo o simplemente ocasionaba que se incluyeran pérdidas por recuperación en la caída de presión a través del codo.

Varios investigadores han llevado a cabo cantidades extensas de investigación en un esfuerzo por correlacionar datos para codos, como Beij<sup>3</sup>, - Pigott<sup>4</sup> y más recientemente, Itō<sup>5</sup>. Desafortunadamente, en los resultados prevalecen diferencias substanciales. La aproximación más reciente ha sido considerar al codo una entidad separada y atribuirle el incremento total en caída de presión con el que contribuye debido a su presencia. Este método que aglomera las pérdidas debidas a curvatura, fricción y recuperación corriente abajo en un sólo número, es la aproximación usada por Fitzsimmons.

En el sistema también se tenía un codo de 2 pulgs. de radio con una perturbación consistente en una expansión de  $1\frac{1}{2} \times 2$  pulgs. 56 diámetros corriente arriba. Se observó que la perturbación corriente arriba no afecta al codo de 2 pulgs. de radio tanto como al de 3 pulgs. de radio. Esto puede deberse a que la recuperación de la expansión requirió menor número de dia

metros para ser completa o a que el codo de 2 pulgs. era menos sensitivo a las perturbaciones de perfil de velocidad.

La figura 7.2 ilustra las relaciones de caída de presión en dos fases a una fase para los diferentes accesorios graficadas contra las relaciones de caída de presión en tubería recta a las calidades correspondientes. Para esta comparación, se tomaron las relaciones de tubería recta a cada flujo a partir de las curvas de mejor ajuste de datos experimentales. Se encontró que la funcionalidad entre la relación para el codo y la relación para tubería recta era insensitiva a la presión. Comparando las relaciones de dos fases a una fase para los diferentes accesorio se obtiene un enfoque interesante de como la pérdida de presión de estos accesorios es afectada por la mezcla a dos fases. Una relación de caída de presión de un accesorio se puede pensar como una medida de la ineficiencia relativa de el accesorio para "pasar" una mezcla vapor—agua a una cierta calidad y presión comparada con su habilidad para pasar flujos compuestos únicamente de líquido. Si se considera a la relación para tubería recta como la relación de referencia, entonces es posible pensar en términos de la ineficiencia relativa de un accesorio comparada con la ineficiencia relativa de tubería recta.

Primero, se notó que la relación o ineficiencia para el codo de radio 3 pulgs. sin perturbación es  $2\frac{1}{2}$  veces tan grande como la de tubería recta y casi el doble de grande que para el codo de 10 pulgadas o la te. Previamente se observó para el codo de radio 3 pulgadas su pérdida para una fase normalmente baja. Las perturbaciones de perfil en

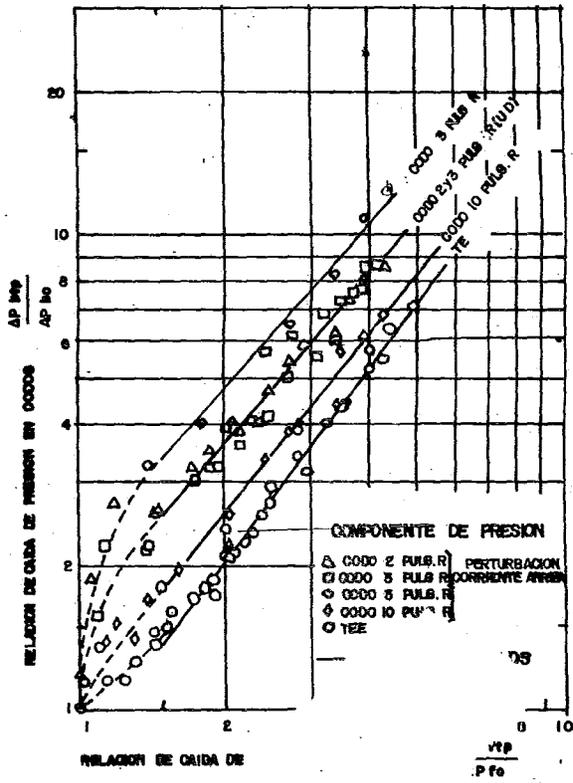


FIGURA 7.2 REI  
CODOS

...RESION DE LOS  
EN TUBERIA

una mezcla de vapor-agua que fluye parecen haber causado una pérdida de presión y turbulencia mayores de lo que se podía esperar. En otras palabras, el codo de radio 3 pulgadas es bastante ineficiente para pasar flujos a dos fases comparado con su habilidad para pasar flujos a una fase. El codo de radio 10 pulgadas respondió al flujo a dos fases más que la tubería recta. El mayor radio del codo, que retarda la formación de flujos secundarios, permitió el paso de la mezcla con un aumento moderado en turbulencia. Así, su relación de caída de presión no fue muy diferente de la relación para la tubería recta.

La te, al actuar como un codo, tiene una relación de dos fases a una fase que es menor que para cualquiera de los codos. Aunque el mecanismo de flujo característico a la te causa pérdidas de presión mayores que cualquier otro accesorio de diámetro constante, la baja relación de pérdida de presión indica que el flujo a dos fases no ha modificado su mecanismo de flujo tanto como ocurrió con los codos.

Sin embargo, fue modificado más que el mecanismo de flujo característico a la tubería recta.

Fitzsimmons propone una expresión de las relaciones mostradas en la figura 7.2, la cual es presentada como sigue:

$$\left( \frac{\Delta P_{btp}}{\Delta P_{bo}} \right) = C \left( \frac{\Delta P_{ftp}}{\Delta P_{fo}} \right)^n, \quad \left( \frac{\Delta P_{ftp}}{\Delta P_{fo}} \right) > 1.5$$

donde  $\left( \frac{\Delta P_{btp}}{\Delta P_{bo}} \right) =$  relación de caída de presión de dos fases a una fase para el codo

$$\left( \frac{\Delta P_{ftp}}{\Delta P_{fo}} \right) = \text{relación de caída de presión de dos fases a una fase para tubería recta}$$

siendo C y n :

<u>Codo</u>	<u>C</u>	<u>N</u>
radio 3 pulgs.	2.1	1.15
radio 10 "	1.1	1.25
Te	0.75	1.4

La ecuación anterior, para relaciones de caída de presión en tubería recta mayores a 1.5, correlaciona 68 de los 77 puntos dentro de un 10%.

Sekoguchi et al.<sup>6</sup> realizaron estudios experimentales acerca de el desarrollo de las regiones de flujo que existen después de un mezclador aire-agua, antes de una salida de tubería y cerca de un codo. Se determinaron las regiones de transición de tales flujos en base a las curvas de distribución de presión. Además se localizaron los puntos de transición de patrón de flujo que existen después de un mezclador por medio de sondas de detección de fase. Las pérdidas de presión total debidas a los codos se determinaron a partir de las curvas de distribución de presión estática a lo largo del eje del tubo y se correlacionaron usando los parámetros introducidos a partir de una analogía con los parámetros de Lockhart y Martinelli.

Los rangos de condiciones de flujo para la experimentación en codos son: diámetro del tubo 18.02 y 25.70 mm, R/D del codo 2.36 y 5.02, velocidad superficial del agua de 0.1 a 12 m/seg y velocidad

superficial del aire 0.7 a 3.0 m/seg. La temperatura del agua varió de 18 a 21°C y la presión de 1 a 2 atm.

La pérdida de presión debida a un codo ( $\Delta P_b$ ) fue definida como la diferencia de presión debido a la cual se reduciría la presión en la región corriente arriba de flujo completamente desarrollado.

Así,  $\Delta P_b$  denota la pérdida de presión total causada por el codo al incluir la pérdida de presión friccional para la mezcla a dos fases fluyendo a través de un pasaje de longitud igual al eje del codo y la pérdida de presión adicional debida al movimiento turbulento promovido por el cambio en la dirección de flujo. Para correlacionar las pérdidas de presión totales en codos, se introducen dos parámetros  $\phi_{bl}$  y  $X_b$  a partir de los parámetros de Lockhart y Martinelli. Estos se definen como sigue:

$$\phi_{bl} = \sqrt{\frac{\Delta P_b}{\Delta P_{blo}}}$$

$$X_b = \sqrt{\frac{\Delta P_{blo}}{\Delta P_{bgo}}}$$

donde  $\Delta P_{bgo}$  es la pérdida de presión total debida al codo para el aire fluyendo sólo y  $\Delta P_{blo}$  es la pérdida total debida al codo para el agua fluyendo sola.

La correlación entre  $\phi_{bl}$  y  $X_b$  se ilustra tomando como pa-

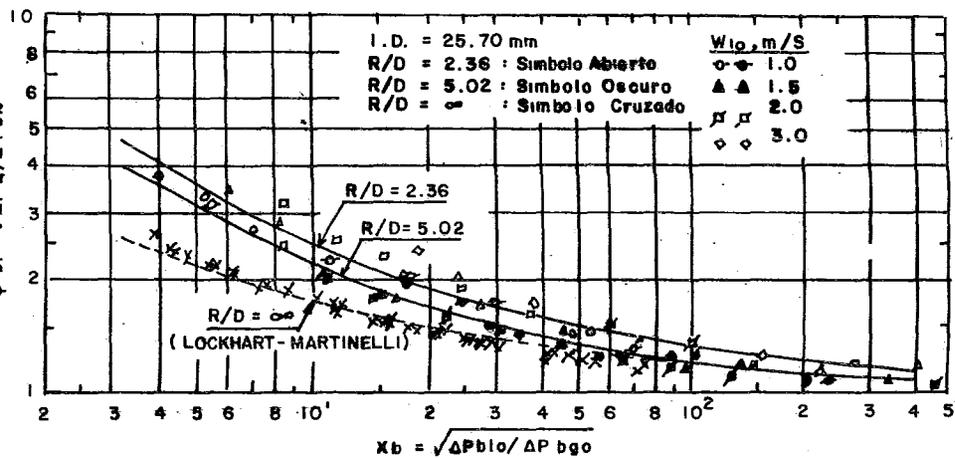
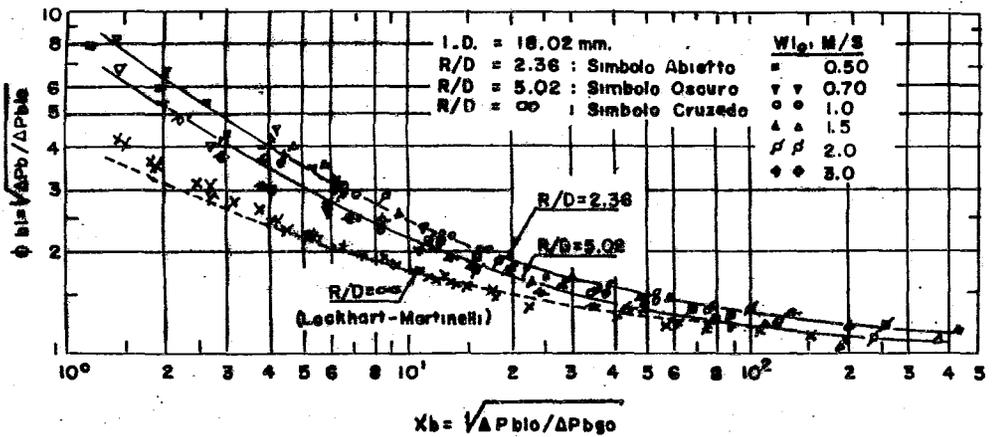


FIG. 7.3 PERDIDA DE PRESION DEBIDA AL CODO DE 90-GRADOS ( $X_b$  vs.  $X_b$  PARA DIÁMETRO DE 25.7 mm.)



**FIG. 7.4 PERDIDA DE PRESION DEBIDA AL CODO DE 90 GRADOS**  
 ( $\phi_b$  vs.  $X_b$  para un diametro de 18.02 mm.)

rámetro la relación de R/D. En las figs. 7.3 y 7.4 se muestran las correlaciones encontradas para los dos diámetros utilizados.

Chisholm<sup>7</sup> presenta ecuaciones para predecir las pérdidas de presión en codos y tes durante el flujo de mezclas vapor-agua y las compara con datos obtenidos a presiones en el rango de 800 a 1600 lb/in<sup>2</sup>.

El método usa como base la relación

$$\Delta P_{TP} = \Delta P_V + C \sqrt{(\Delta P_V \cdot \Delta P_L)} + P_L$$

Previamente ya se han usado ecuaciones de esta forma para predecir las caídas de presión debidas a cambios por fricción<sup>8</sup> y momentum<sup>9</sup>.

La ecuación 7.1 se puede escribir

$$\frac{\Delta P_{TP}}{\Delta P_L} = 1 + C \sqrt{\frac{P_V}{P_L}} \frac{\Delta P_V}{\Delta P_L} \quad (7.2)$$

Para flujo a una fase por codos y tes, si el cambio de densidad del vapor es despreciable.

$$\Delta P_V \propto W_V^2 / \rho_V$$

$$\text{y } \Delta P_L \propto W_L^2 / \rho_L$$

donde  $\Delta P_L$  y  $\Delta P_V$  son las caídas de presión superficiales para líquido y gas respectivamente.

$$\text{De aquí } \frac{\Delta P_V}{\Delta P_L} = \frac{W_V^2}{W_L^2} \cdot \frac{\rho_L}{\rho_V} = \left( \frac{q}{1-q} \right)^2 \cdot \frac{\rho_L}{\rho_V} \quad (7.3)$$

donde q es la calidad:  $W_V / (W_V + W_L)$

(el autor la llama fracción de sequedad). Esta relación es el cuadrado de el de sobra conocido parámetro de Lockhart - Martinelli, de aquí la e-

ecuación 7.3 se puede escribir.

$$\frac{1}{X^2} = \frac{\Delta P_V}{\Delta P_L} = \left( \frac{q}{1-q} \right)^2 \frac{\rho_L}{\rho_V} \quad (7.4)$$

y la ecuación 7.2

$$\frac{\Delta P_{TP}}{\Delta P_L} = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2} \quad (7.5)$$

Si  $\Delta P_{Lo}$  es la pérdida de presión si el flujo másico total fuera líquido entonces.

$$\Delta P_{Lo} = \frac{\Delta P_L}{(1-q)^2} \quad (7.6)$$

Combinando las ecuaciones (7.5) y (7.6)

$$\frac{\Delta P_{TP}}{\Delta P_{Lo}} = (1-q)^2 \cdot \left[ 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2} \right] \quad (7.7)$$

$$\text{Si } C = \left( \frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{0.5} + \left( \frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0.5} \quad (7.8)$$

Quando la ecuación 7.7 se combina con la ecuación 7.4 se reduce <sup>10</sup> a

$$\frac{\Delta P_{TP}}{\Delta P_{Lo}} = \rho_L \cdot \left[ \frac{1-q}{\rho_L} + \frac{q}{\rho_V} \right]$$

Pero la llamada densidad homogénea es

$$\bar{\rho} = \left( \frac{1-q}{\rho_L} + \frac{q}{\rho_V} \right)^{-1}$$

$$\text{de donde } \frac{\Delta P_{TP}}{\Delta P_{Lo}} = \frac{\rho_L}{\bar{\rho}}$$

siendo esta la ecuación homogénea.

El examen de los datos para pérdidas de presión en codos le sugirió al autor que, para una presión particular,  $C$  tiene un valor constante, independiente de el flujo másico, con la forma posible de

$$C = C_2 \left[ \left( \frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{0.5} + \left( \frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0.5} \right]$$

Sin embargo es esencial tomar en cuenta que si la ecuación se va a aplicar en el punto crítico (donde las densidades de fase son iguales) que  $C_2$  valga la unidad (la teoría homogénea se debe aplicar en ese punto).

Una forma apropiada de la ecuación es

$$C_2 = \left[ 1 + (C_3 - 1) \cdot \left( \frac{\rho_L - \rho_V}{\rho_L} \right)^{0.5} \right]$$

o sea

$$C = \left[ 1 + (C_3 - 1) \left( \frac{\rho_L - \rho_V}{\rho_L} \right)^{0.5} \right] \left[ \left( \frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{0.5} + \left( \frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0.5} \right]$$

El índice de la relación de densidad  $(\rho_L - \rho_V) / \rho_L$  es arbitrario en la ausencia de datos cercanos al punto crítico.

Sobre el rango de los datos disponibles  $C_2$  y  $C_3$  son -- prácticamente idénticos. Chisholm evaluó valores de  $C_3$  a partir de los datos de Fitzsimmons<sup>1</sup> para flujo vapor-agua en codos (de 90° y radio 2", 3" y 10") y tes a 1200 psia. Obtuvo el valor máximo de  $C_3$  a un radio equivalente de uno debido probablemente a que el codo es más efectivo como separador

en estas condiciones. Por otra parte la te (radio equivalente de -  
cero) presumiblemente actúa como un mezclador efectivo.

Algunas pruebas se llevaron a cabo con los datos en los cuales -  
existía una contracción de 3 por 2 pulgadas 56 diámetros corriente  
arriba del codo, observándose que estas pruebas tuvieron un va-  
lor de  $C_3$  menor que para el caso sin perturbación para todo  
el rango de  $R/D$  estudiado (sin embargo las pérdidas de pre-  
sión a una fase para Fitzsimmons fueron 60 por ciento mayo-  
res).

Arriba de un radio equivalente ( $R/D$ ) de 7 se recomienda que  
 $C_2$  se tome como la unidad; esto es equivalente a evaluar la pér-  
dida de presión usando la teoría homogénea.

La fig. 7.5 compara los valores predichos con los datos para la te y el  
codo de 10 pulgs. a una presión de 1200 psia. y la fig. 7.6 presenta la  
comparación para el codo de 3 pulgs. a presiones de 800, 1200 y 1600 psia.

La fig. 7.7 muestra la comparación para los codos de 2 pulgs. y 3 pulgs.  
con la perturbación corriente arriba. En todos los casos la predicción  
es relativamente satisfactoria. También se muestran las predicciones  
a partir de la teoría homogénea en dos de estas figuras. Los va-  
lores experimentales llegan a ser hasta 2.5 veces mayores que los  
valores usando esta teoría. La selección del método apropiado para  
cálculo de  $\Delta P$  en dos fases en codos fue relativamente sencilla de-  
bido a la superioridad evidente del método de Chisholm.

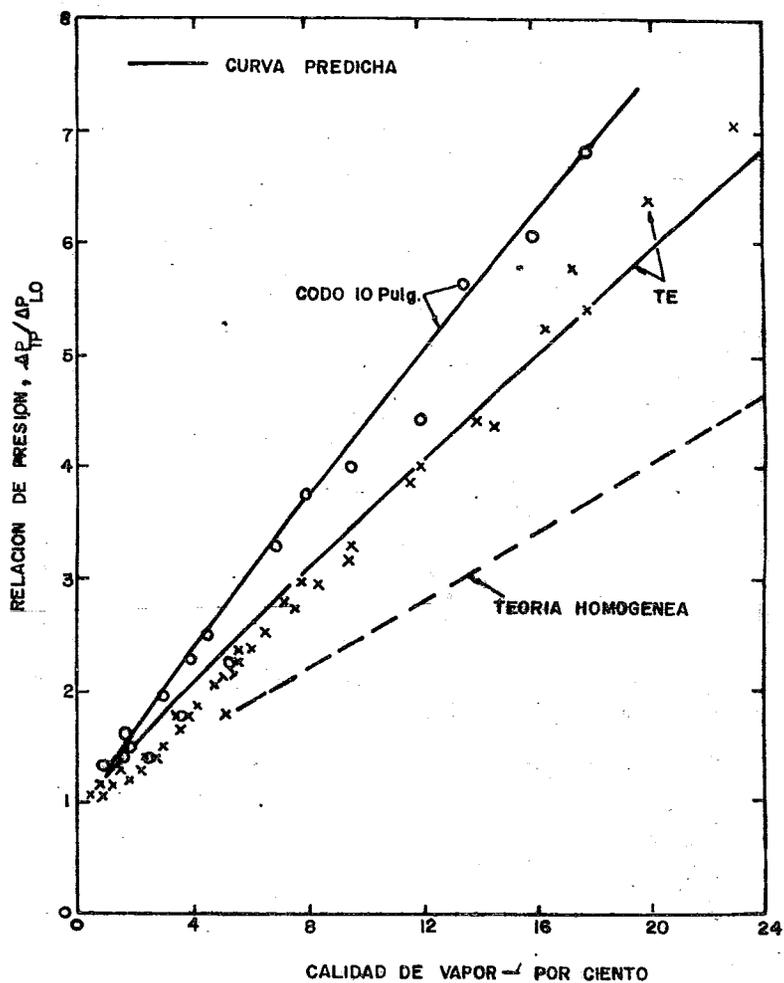


FIG. 7.5 RELACION DE PRESION  $\Delta P_{TP} / \Delta P_{LO}$  COMO UNA FUNCION DE LA CALIDAD: TE Y CODO DE 10 Pulg. A 1200 lb/m<sup>2</sup> abs

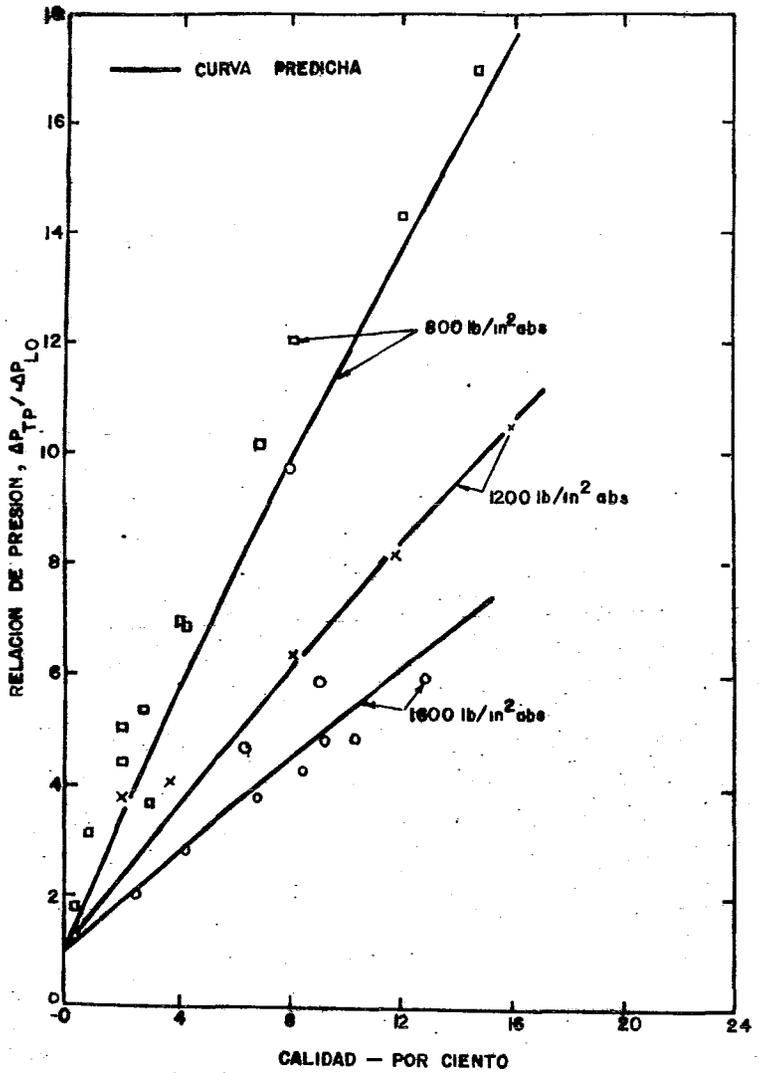


FIG. 7.6 RELACION DE PRESION  $\frac{AP_{TP}}{AP_{LO}}$  COMO UNA FUNCION DE LA CALIDAD: CODO DE 3 Pulg. DE RADIO A 800 1200 y 1600 lb/in<sup>2</sup> abs

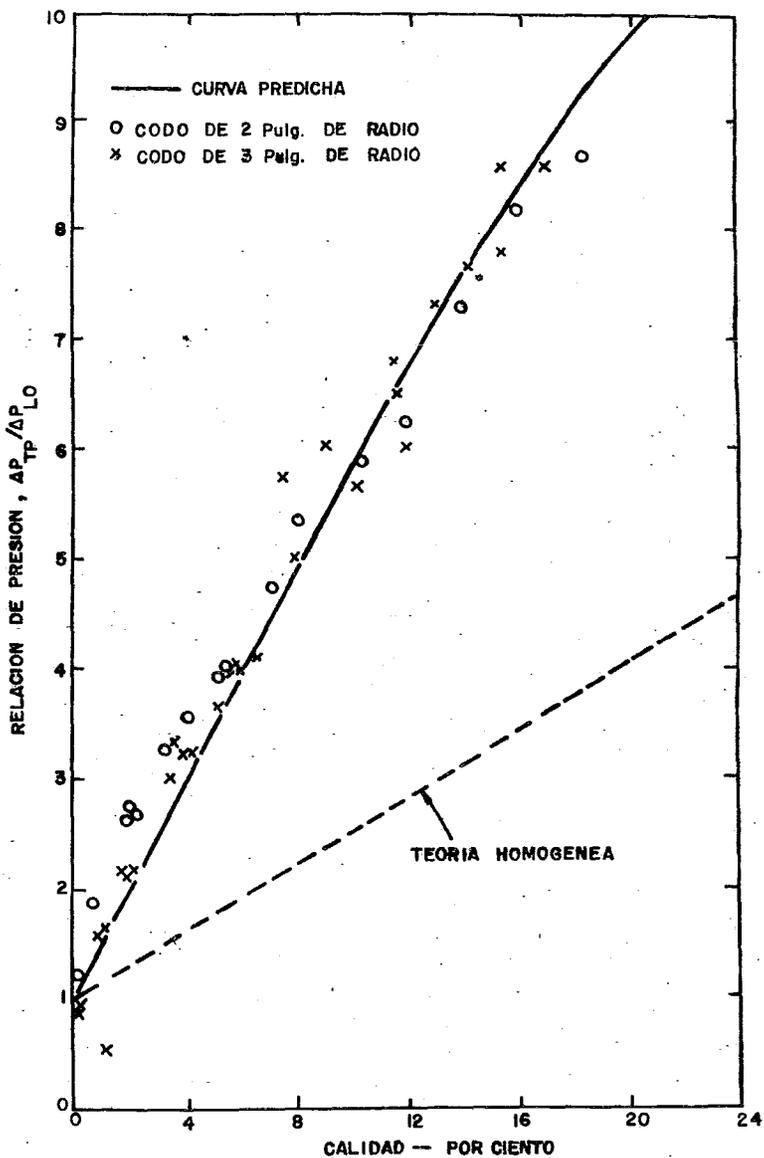


FIG. 7.7 RELACION DE PRESION  $\Delta P_{TP} / \Delta P_{LO}$  COMO UNA FUNCION  
 DE LA CALIDAD: CODOS DE 2 y 3 Pulg. CON  
 PERTURBACION CORRIENTE ARRIBA A 1200 lb/in<sup>2</sup> abs

El método de Sekoguchi et al. presenta varios inconvenientes como - por ejemplo el hecho de que sus diámetros de experimentación son muy pequeños, lo que ocasiona efectos de aceleración muy grandes, además se utilizaron mezclas aire-agua, que no están en equilibrio por lo que no se puede evaluar este efecto. Observando las figs. 7.3 y 7.4 se puede concluir que existe bastante diferencia entre los resultados de los experimentos de uno a otro diámetro, lo cual indica una deficiencia en el procedimiento de correlación (que, por otra parte, es bastante simple) que nos impide extrapolar con confianza. Por último, se puede observar que se tienen curvas diferentes para  $R/D$  diferentes, lo cual no es congruente con la uniformidad de correlación (una sola curva) - para radios de codo distintos de la fig. 7.7 (Chisholm).

La falla principal de Fitzsimmons radica en utilizar la caída de presión en dos fases en la tubería recta en su ecuación de correlación. Esto introduce una dependencia del método en sí en el método de predicción que se utilice para línea recta, esto sin tomar en cuenta que sus  $\Delta P$  en línea recta son experimentales, lo cual introduce cierto error en los resultados, aparte de la dependencia en el sistema experimental, que nos impide extrapolar por propiedades.

Chisholm presenta un enfoque más general, con una base teórica y definitivamente sus representaciones de datos experimentales de Fitzsimmons en base a sus coeficientes calculados son bastante buenas y consistentes, sobre todo la fig. 7.6, en la cual al disminuir la presión va aumentando

la relación de caídas de presión. La forma de su ecuación nos permite extrapolar las propiedades y con ciertas reservas el % de vaporización, (en la forma de calidad de vapor) esperando que no se dispare la caída de presión para otras condiciones de flujo. Una de las características recomendables es que se utilizaron datos en equilibrio vapor-líquido, lo cual no es una práctica muy común en este tipo de trabajos. Finalmente, es de mencionarse la gran diferencia observada al usar la teoría homogénea para este tipo de accesorios, ya que obtenemos caídas de presión que nos subdiseñan la línea.

#### c) Caída de Presión en Tes

En el inciso anterior se mencionaron algunas de las principales características del flujo a dos fases en este accesorio, sin embargo falta mencionar el hecho de que Fitzsimmons calculó la longitud equivalente de la te en rama como 99 diámetros de la tubería experimental mientras que en la referencia <sup>11</sup> enlista un valor de 60 diámetros para una te. Como la pérdida para una te está muy poco influenciada por la fricción en la pared, se puede considerar que es independiente de el número de Reynolds, lo que permite definir más apropiadamente a la pérdida en términos de un coeficiente de resistencia. El coeficiente de resistencia experimental K fue 1.25 en vez de 1.1 que es el comúnmente utilizado.

Para los efectos de cálculo se considera que una te en línea recta tiene un  $R/D$  de  $\infty$  y una te en rama tiene un  $R/D$  de 0. Aparte de los criterios para eliminar el método de Fitzsimmons expresados en el inciso a) y que prevalecen para tes, se realizó un cálculo adicional en base a datos

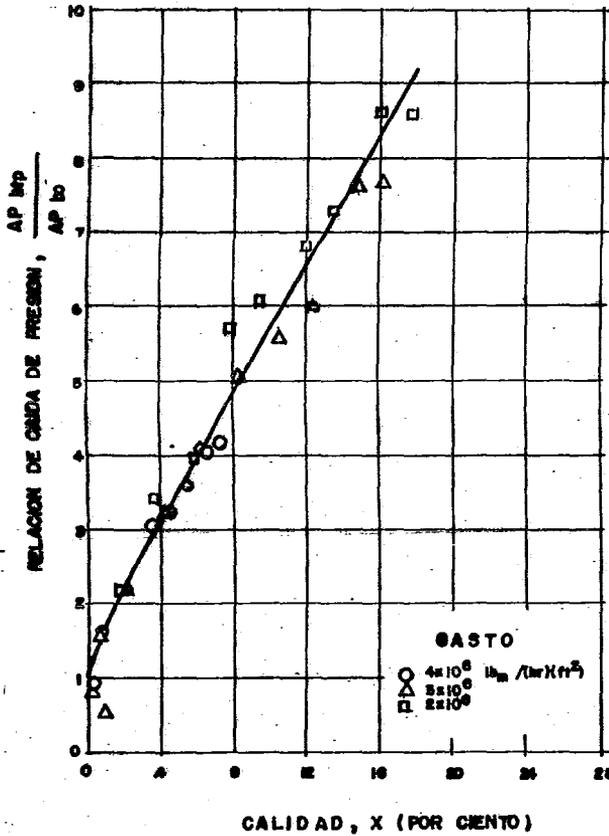


FIGURA 7.8 RELACION DE LA CAIDA DE PRESION DE DOS FASES A UNA FASE PARA EL CODO DE 3 PULGS. DE RADIO A 1200 PSIA. CON UNA PERTURBACION CORRIENTE ARRIBA

experimentales de Fitzsimmons. Utilizando los datos de la figura 7.8 - para  $G = 2 \times 10^6$  lb/ft<sup>2</sup> hr se calculó la  $(L/D)_{tp}$  para cada punto -  $(\Delta P_{b_{tp}} / \Delta P_{b_0})$  vs.  $X$  a partir de la fórmula siguiente:

$$\left(\frac{L}{D}\right)_{tp} = \frac{\Delta P_{tp} (2 g_c)}{f G^2 v_{ns}}$$

Al tabularse las  $(L/D)_{tp}$  obtenidas se observó que variaban para cada punto concluyéndose que en base al método de Fitzsimmons no se podía encontrar una  $L/D$  única para 2 fases para un determinado accesorio - (tal vez por la variación en el porcentaje de vaporización y de patrón de distribución de flujo) por lo que no era confiable depender de este tipo de resultados en la forma presentada por Fitzsimmons.

#### d) Caída de Presión por Expansión Súbita

Las expansiones y contracciones producen una pérdida de presión irreparable cuando están presentes en un sistema de tuberías. Al igual que en el caso de las válvulas y accesorios, estas pérdidas se pueden expresar por la fórmula:

$$h_L = K \frac{v^2}{2g}$$

De manera distinta a la mayoría de los otros accesorios no hay longitud implicada en pérdidas debidas a estas condiciones; así, la rugosidad relativa no es un factor en estas resistencias y existe la similitud geométrica. La resistencia debida a expansión súbita y contracción súbita al igual que las pérdidas por entrada y salida expresadas en términos de la cabeza de velocidad o factor  $K$ , son por lo tanto, independientes de el tamaño de la tubería. Los valores de las pérdidas por cambio de diáme

tro en dos fases dependen significativamente de el modelo de flujo supuesto al calcular el cambio en energía cinética a través de la expansión o contracción. El cambio de energía cinética para el flujo no homogéneo es una función de la fracción de vacíos de la mezcla. Los diferentes patrones de flujo, debido a sus relaciones de desplazamiento y fracciones de vacíos, producirán cambios diferentes en energía cinética. El flujo a dos fases a través de una expansión súbita y contracción súbita, que son las geometrías de interés en esta sección fue investigado inicialmente por Petrick en 1958, él estudió el efecto de las expansiones y contracciones súbitas del área de flujo en la densidad de una mezcla de aire agua fluyendo hacia arriba en canales rectangulares verticales. La investigación se llevó a cabo a presión atmosférica con mezclas de fracción en peso de aire hasta 0.0045. Las fracciones de vacíos locales se determinaron a lo largo de el canal usando mediciones por atenuación de rayos gamma. Los canales se construyeron de Lucita de manera que se pudieran fotografiar los patrones de flujo resultantes. No se reportaron mediciones de caída de presión. El concluyó que la zona de transición posterior a una contracción o expansión es una función de la calidad, flujo másico y relación de área. También encontró que la zona de transición posterior a una contracción no era tan pronunciada como para una expansión. Usando el aparato de Petrick, Richardson<sup>13</sup> investigó en 1958 el efecto de un ensanchamiento o contracción abrupta en el área de flujo en la densidad y presión estática para flujo aire-agua en un canal rectangular horizontal a la presión atmosférica. Presentó una correlación empírica pa-

na la predicción de pérdidas de energía debido a un cambio repentino de área. El encontró que la correlación de fracción de vacíos para las secciones uniformes era aplicable tanto a datos de expansión como de contracción.

14  
Straub y Silberman reportaron mediciones de caída de presión para flujo aire-agua a través de contracciones y expansiones súbitas en una tubería horizontal. Su intento para correlacionar los datos no fue muy exitoso.

Mendler et al.<sup>15</sup> midieron caídas de presión de vapor-agua a través de un ensanchamiento de área a presiones desde 800 hasta 2000 psia. Sin embargo, la expansión no fue del tipo repentino sino que consistió de una expansión principal seguida de una serie de pequeñas contracciones y expansiones de área.

Lottes publicó una comparación de cuatro métodos para la predicción de pérdidas por expansión a dos fases. El recomendó evaluar el aumento de presión a través de una expansión súbita por medio de una ecuación de balance de momentum que le acreditó a Romie

Mendler<sup>17</sup> obtuvo mediciones de caída de presión para mezclas vapor-agua con flujo vertical ascendente a través de expansiones súbitas. El estudió tres expansiones con relaciones de área de 0.145, 0.264 y 0.493. Las pruebas se llevaron a cabo a presiones desde 200 hasta 600 psia, masas. velocidad de  $0.5$  a  $4 \times 10^6$  lb/hr - ft<sup>2</sup> y calidades hasta 0.19. Los datos se compararon con los predichos por una ecuación teórica que es equivalente a la ecuación de Romie.

Las fracciones de vacíos de vapor no fueron medidas pero se estimaron

a partir de una correlación desarrollada por Martinelli y Nelson <sup>18</sup>. Mendler encontró que en general las ganancias de presión predichas, calculadas usando estas fracciones de vacíos estimadas, fueron bajas mientras que las calculadas suponiendo la velocidad de la fase vapor igual a la de la fase líquida (modelo homogéneo) fueron altas cuando se compararon con los datos experimentales.

<sup>1</sup> Fitzsimmons midió las caídas de presión de vapor-agua a través de expansiones de 2 por 3 pulgs. y 1.5 por 2 pulgs. y contracciones de 3 por 2 pulgs., 2 por 1.5 pulgs. y 2 por 1 pulgs. Los datos se tomaron a 1200 psia. con calidades hasta 0.23 y masas velocidad de  $0.5 \times 10^6$  a  $4 \times 10^6$  lb/hr - ft<sup>2</sup>. Utilizó el mismo procedimiento que para los codos y después de tomar en cuenta las pérdidas por fricción en la tubería, calculó la pérdida de presión no recuperada a través de un cambio de diámetro en base a dos términos — la diferencia de presión y el cambio de energía cinética a través de la transición. Así, calculando la pérdida de presión a partir de los datos requirió una suposición respecto al patrón de flujo a través de la transición para evaluar el cambio de energía cinética. Posteriormente se reconoció que si el patrón de flujo cambiaba sustancialmente, entonces sería cuestionable la integración de la ecuación de flujo a través del cambio de diámetro, debido a que la ecuación suponía sólo cambios pequeños en volumen específico y por lo tanto fracción de vacíos para los cuales sería satisfactorio un valor promedio. Tanto Petrick <sup>12</sup> como Richardson <sup>13</sup> reportaron datos para expansiones y contracciones y Richardson encontró en su canal -

horizontal que la fracción de vacíos recuperaba su valor inicial antes de la transición. Petrick mostró solo un pequeño cambio neto en la fracción de vacíos en su sistema vertical. Por lo tanto se cree razonable suponer un volumen específico promedio a través de el cambio de diámetro. El cambio de energía cinética se calculó suponiendo una mezcla homogénea. Esto coincide con uno de los cuatro métodos para calcular las pérdidas por expansión revisados por Lottes<sup>16</sup>. Si se hubiera supuesto una mezcla no homogénea, entonces las relaciones de caída de presión de dos fases a una fase para las contracciones hubieran sido mayores y las relaciones para las expansiones serían menores. El uso del concepto de mezcla homogénea dió como resultado bastante concordancia entre las relaciones de caída de presión de expansión y contracción. El hecho de que estas relaciones concuerdan cercanamente con las relaciones experimentales para tubería recta parece ser una coincidencia. Sería de interés ver si esta concordancia persiste a otras presiones distintas de la región de 1200psia. La suposición de una mezcla homogénea al determinar los cambios de energía cinética sugiere que la relación de pérdidas de presión en dos fases a las de una fase se pueden representar por medio de el modelo homogéneo. Considere la ecuación de Darcy-Weisbach aplicada a las pérdidas por cambio de diámetro:

$$K_{dc} = \frac{\Delta P_{dc}}{\frac{G^2 V}{2 g_c}}$$

donde:

$K_{dc}$  = coeficiente de resistencia del cambio de diámetro

$\Delta P_{dc}$  = caída de presión experimental a dos fases debida al cambio de diámetro.

G = masa velocidad en la tubería más pequeña

A cualquier masa velocidad supuesta, la relación de dos fases a una fase es simplemente el producto de la relación de los coeficientes de resistencia de dos fases a una fase por la relación de los volúmenes específicos. Si uno supone que el coeficiente de resistencia no cambia con el flujo a dos fases y además que la mezcla vapor-agua es homogénea, entonces el resultado representa al modelo homogéneo.

Al comparar los datos experimentales con los resultados obtenidos con el modelo semi-empírico, las pérdidas de presión predichas resultaron bajas.

El acuerdo entre los coeficientes de expansión experimentales y teóricos es bastante bueno, siendo la máxima desviación para la expansión de 2 por 3 pulgs.

Pequeñas inexactitudes en los diversos términos de la ecuación de caída de presión para el cambio de diámetro pueden llevar a errores de cierto rango en el término de pérdida de presión resultante. Por ejemplo, usando valores reales de error de 1.0% en flujo, 2.0% en factor de fracción y 0.015 psi de error en la medición de caída de presión estática se obtendrían errores en la pérdida de presión por el cambio de diámetro del 10 al 20%, dependiendo de la sección en particular. Estos serían los errores absolutos y para evitar su influencia se utilizan las relaciones de caída de presión de dos fases a una fase las cuales no se-

rían afectadas por errores absolutos.

Janssen <sup>19</sup> midió la caída de presión en dos fases para varias geometrías de contracción y expansión, utilizando vapor y agua a las siguientes condiciones :

Presión, 600 a 1400 psia ( 42.2 a 98.4 kg/cm<sup>2</sup> ); Flux másico, 0.25 por 10<sup>6</sup> a 2.0 x 10<sup>6</sup> lb/hr - ft<sup>2</sup>; Calidad, 0 a 90 por ciento, y orientación de flujo, vertical ascendente, horizontal y vertical descendente.

Se tomaron películas de alta velocidad de el patrón de flujo. Por último se desarrollaron modelos para predecir los valores de la pérdida de presión a través de contracciones y expansiones. Según Janssen, Hoopes <sup>20</sup> consideró la caída de presión desde corriente arriba de un orificio hasta la vena contracta directamente corriente abajo y obtuvo las siguientes expresiones para la relación de la caída de presión en dos fases a una fase para flujo homogéneo y con deslizamiento respectivamente:

$$\frac{\Delta P_{tp}}{\Delta P_o} = \frac{V_g}{V_l} X + (1 - X) \quad (\text{homogéneo}) \quad 7.9$$

$$\frac{\Delta P_{tp}}{\Delta P_o} = \frac{V_g}{V_l} \frac{X^2}{\alpha} \frac{(1 - X)^2}{1 - \alpha} \quad (\text{con deslizamiento}) \quad 7.10$$

donde:

$\Delta P_{tp} / \Delta P_o$  = relación, cambio de presión de dos fases a una fase

$V$  = Volumen específico

$\alpha$  = Fracción de vacíos

$X$  = Calidad de vapor

donde la fracción de vacíos promedio  $\alpha$  es constante. El encontró buen

acuerdo entre la ecuación 7.10 y los datos vapor-agua obtenidos entre 23 y 84 psia, usando la correlación de Lockhart - Martinelli para evaluar  $\alpha$ . Romie<sup>21</sup> (como lo reporta Lottes<sup>16</sup>) obtuvo la siguiente expresión para recuperación de presión en las fases a través de una expansión súbita :

7.11

$$\frac{\Delta P_{tp}}{\Delta P_o} = \frac{1}{1 - \nabla} \left[ \frac{V_g}{V_l} x^2 \left( \frac{1}{\alpha_1} - \frac{\nabla}{V_2} \right) + (1 - x)^2 \left( \frac{1}{1 - \alpha_1} - \frac{\nabla}{1 - \alpha_1} \right) \right]$$

Como lo señaló Lottes, si  $\alpha$  se toma como una constante, la ecuación 7.11 se reduce a la ecuación 7.10. La expresión de Romie tuvo cierta confirmación al usarse para calcular el flujo en un sistema de circulación natural en ANL. Los flujos se predijeron a más o menos 4% a 600psia, y más o menos 6% a 1200 psia (16). Baroczy<sup>22</sup> derivó la ecuación 7.10 usando un método novedoso para la recuperación de presión a través de una expansión súbita. Entonces él la extendió para cubrir las caídas de presión a dos fases en general. Usando la correlación de Martinelli-Nelson<sup>18</sup> para  $\alpha$ , comparó la ecuación 2 con los datos de un inserto corto de Janssen y Kervinen<sup>22</sup> (vapor-agua de 600 a 1400 psia) y obtuvo un buen acuerdo entre los dos.

El desarrollo presentado por Janssen es el siguiente:

Considere flujo estacionario adiabático en dos fases y un componente en un conducto. El eje de el canal es recto, pero el área seccional es una función de la distancia a lo largo del conducto. Se especifica que los cambios en presión son muy pequeños en relación con la presión del sistema.

Por lo tanto, la calidad y las propiedades de estado de cada fase son esencialmente constantes.

Considere el flujo de la Sección 1 (área  $A_1$ ) a la Sección  $i$  (área  $A_i$ ) de el conducto considerado. La caída de presión es:  $\Delta P = P_1 - P_i$

La caída de presión así definida puede ser negativa. En contraste, la pérdida de presión siempre es positiva. La pérdida de presión se puede definir como :

$$\Delta P_L = (P_1 - P_i) - (P_1 - P_i)'' = \Delta P - \Delta P'' \quad 7.12$$

donde  $\Delta P''$  es la caída de presión que el flujo experimentaría si no hay pérdidas de tipo irreversible,  $\Delta P$  se puede medir directamente. Se requiere una idealización del sistema para calcular  $\Delta P''$ . Suponga que la velocidad del vapor a cualquier sección dada a lo largo del canal se puede representar por un solo valor  $U_g$  y la velocidad de la fase líquida por un sólo valor  $U_l$ , donde  $U$  es el símbolo para el componente axial de velocidad. Además suponga que cualesquiera componentes de velocidad normal al eje son despreciables y que la presión estática en cualquier sección es uniforme. Entonces, a partir de principios de momentum,

$$d \left( \frac{\dot{W} \alpha^2 V_g}{g \alpha A} \right) + d \left( \frac{\dot{W} (1-\alpha)^2 V_l}{g (1-\alpha) A} \right) + d(PA) - PdA + \frac{1}{V} \cdot Adz = 0 \quad 7.13$$

donde  $\dot{W}$  es el flujo másico total en libras por segundo y

$$\frac{1}{V} = \frac{\alpha}{V_g} + \frac{1-\alpha}{V_l}$$

Los dos primeros términos en la ecuación 7.13 representan el cambio de momentum, el tercer término es el esfuerzo normal actuando en la pared del canal y el quinto término es la fuerza gravitacional. No hay pérdidas,

de ahí que no haya términos de esfuerzo cortante.

Expandiendo el cuarto término, dividiendo entre  $A$ , notando que

$$\int \frac{1}{A} d \left( \frac{1}{\alpha A} \right) = \frac{1}{2} \int \alpha d \left( \frac{1}{\alpha A} \right)^2$$

y aproximando (la variación relativa de  $\alpha$  en un flujo adiabático será pequeña normalmente. Hasta donde esto sea cierto,  $\alpha$  se puede aproximar por medio de una constante fuera de la integral) el integrando por

$$\hat{\alpha} = \frac{1}{2} (\alpha_1 + \alpha_2)$$

se puede integrar la ecuación 7.12 desde la Sección 1 hasta la Sección 2.

Definiendo  $\nabla = \frac{A_2}{A_1}$ ,  $G = \frac{\dot{W}}{A}$  y usando la ecuación 7.12,

$$\frac{G^2}{2g} \frac{V_1}{V_2} \left[ \frac{V_2}{V_1} x^2 \hat{\alpha} \left\{ \frac{1}{\alpha_2^2} - \frac{\nabla^2}{\alpha_1^2} \right\} + (1-x)^2 (1-\hat{\alpha}) \right. \\ \left. \left\{ \frac{1}{(1-\alpha_2)^2} - \frac{\nabla^2}{(1-\alpha_1)^2} \right\} \right] + \left( \frac{1}{\nabla} \right) (Z_2 - Z_1) + P_2 - P_1 + \Delta P_L = 0$$

La ecuación 7.14 es la ecuación de definición de la pérdida de presión.

De hecho la pérdida de presión consiste de dos partes — la parte debida a la fricción en la pared y la debida a cambios abruptos en el área de flujo. Cuando se esté considerando la fricción en la pared, se puede mostrar como un término adicional. Entonces la pérdida de presión se representa por los dos términos  $\Delta P_L + \Delta P_F$ .

Si se le adapta a un inserto contracción-expansión más o menos a la mitad de su longitud (de manera que el flujo esté completamente desarrollado después del inserto y de nuevo antes del final del conducto) es te produce una caída de presión mayor para cualquier flujo dado de la

que produciría el conducto solo. El aumento en caída de presión se puede atribuir al inserto como una pérdida. La pérdida de presión incluye tanto la pérdida por contracción como por expansión.

Si el inserto es lo suficientemente largo, para que el flujo se vuelva a desarrollar completamente, entonces se pueden separar las pérdidas.

Para considerar separadamente a las pérdidas por contracción y expansión, obsérvese la fig. 7.9. Para evaluar la pérdida por expansión en una fase se puede utilizar la forma para una fase de la ecuación 7.14.

Definiendo

$$\nabla = \frac{A_4}{A_5} \quad 7.15$$

$$\Delta P_{PE} = -(P_5 - P_4) - \frac{1}{V} (Z_5 - Z_4) + \frac{G_5^2 V}{2g} \frac{1 - \nabla^2}{\nabla^2} - \Delta P_F$$

Se postula que la presión  $P_4$  actúa sobre toda el área  $A_5$  del conducto, directamente corriente abajo de la salida de la contracción. A partir de consideraciones de momentum se puede demostrar que,

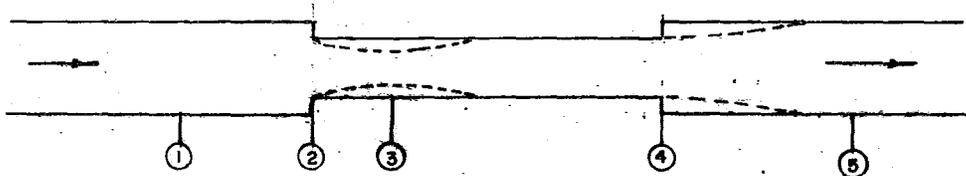
$$P_5 - P_4 + \left(\frac{1}{V} (Z_5 - Z_4) + \Delta P_F\right) = \frac{G_5^2 V}{2g} \frac{2\nabla(1-\nabla)}{\nabla^2} \quad 7.16$$

donde  $P_5 - P_4$  es la recuperación de presión. Combinando las ecuaciones 7.15 y 7.16,

$$\Delta P_{EL} = \frac{G_5^2 V}{2g} \frac{(1-\nabla)^2}{\nabla^2}$$

Kays<sup>23</sup> propuso un refinamiento de este procedimiento que toma en cuenta la variación en velocidad a través del conducto en las Secciones 4 y 5.

Este refinamiento nos da una reducción del 3 por ciento en el valor de  $\Delta P_{EL}$ . Janssen no lo usó para obtener ninguno de sus resultados.



- SECCION 1 - FLUJO COMPLETAMENTE DESARROLLADO  
 SECCION 2 - (ENTRADA A LA CONTRACCION) FLUJO ACELERANDOSE  
 SECCION 3 - (VENA CONTRACTA) AREA MINIMA DEL JET.  
 SECCION 4 - (SALIDA DE LA CONTRACCION) FLUJO COMPLETAMENTE  
 DESARROLLADO, ENTRADA A LA EXPANSION.  
 SECCION 5 - FLUJO COMPLETAMENTE DESARROLLADO

**FIG. 7.9 GEOMETRIA DE UNA CONTRACCION - EXPANSION LARGA.**

Haciendo uso del mismo postulado para dos fases que para una fase consistente en que la presión  $P_4$  actúa sobre el área completa del conducto  $A_5$ , se puede demostrar que,

$$P_5 - P_4 + \left(\frac{\hat{1}}{V}\right) (Z_5 - Z_4) + \Delta P_F = \frac{G_5^2 V_1}{2g \nabla^2} \cdot$$

$$2 \nabla \left[ \frac{Vg}{V_1} x^2 \left( \frac{1}{\alpha_4} - \frac{\nabla}{\alpha_5} \right) + (1-x)^2 \left( \frac{1}{1-\alpha_4} - \frac{1}{1-\alpha_5} \right) \right] \quad 7.17$$

La ecuación 7.17 es la solución de Romie descrita por Lottes, con un término de fricción e hidrostático añadido.

La ecuación 7.14 con subíndices apropiados se puede combinar con la ecuación 7.17 para producir la ecuación de caída de presión a dos fases en una expansión súbita:

$$\begin{aligned} \Delta P_{PE_{tp}} = & \frac{G_5^2 V_1}{2g \nabla^2} \left[ \frac{Vg}{V_1} x^2 \alpha \left\{ \frac{1}{\alpha_4^2} - \frac{\nabla^2}{\alpha_5^2} \right\} \right. \\ & \left. + (1-x)^2 (1-\alpha) \left\{ \frac{1}{(1-\alpha_4)^2} - \frac{\nabla^2}{(1-\alpha_5)^2} \right\} \right] \\ & - 2 \nabla \left\{ \frac{Vg}{V_1} x^2 \left( \frac{1}{\alpha_4} - \frac{\nabla}{\alpha_5} \right) + (1-x)^2 \cdot \left( \frac{1}{1-\alpha_4} - \frac{\nabla}{1-\alpha_5} \right) \right\} \end{aligned}$$

Janssen obtuvo un buen acuerdo entre su análisis y los resultados señalados que no son afectados por la presión, en el rango de 600 a 1400 psia. Además, señala que tampoco son afectados por la orientación del conducto.

En resumen las observaciones de patrón de flujo de Janssen después de la contracción son:

- 1) Se forma una vena contracta inmediatamente después de la contrac  
ción.
- 2) Hay una fuerte acción de mezcla al contraerse el flujo, por lo que  
la mezcla a dos fases tiende a estar bien homogeneizada en la vena  
contracta.
- 3) Por lo tanto, la relación de deslizamiento tiende a ser menor y la  
fracción de vacíos mayor en la vena contracta.

La selección final del método adecuado para predecir la caída de presión se llevó a cabo entre el método de Fitzsimmons y el de Janssen, que - presentaron características superiores a los demás métodos presentados. El método escogido fue el de Janssen debido a que su planteamiento teórico es más general partiendo de un desarrollo previamente recomendado<sup>16</sup> y tiene más posibilidades de extrapolación que el de Fitzsimmons que es semiempírico, además, el rango experimental de los dos trabajos es similar.

Para la implementación del método de Janssen se seleccionó la correlación de fracción de vacíos desarrollada por Richardson ya que cubre - todo el rango de fracción de vacíos normalmente encontrado en operación. En 1966, Ferrell y McGee obtuvieron datos de caída de presión y fracción de vacíos para flujo a dos fases adiabático a través de expansiones y contracciones súbitas, usando el sistema vapor-agua en flujo vertical ascendente con rangos de presión de 60 a 240 psia. y calidades hasta 0.32. La predicción de los cambios de presión a través de una expansión súbita fueron predichos por una ecuación teórica con un rango de

error del  $\pm 40\%$ . Definitivamente, no supera en ningún aspecto al trabajo de Janssen.

e) Caída de Presión por Salida de Tubería

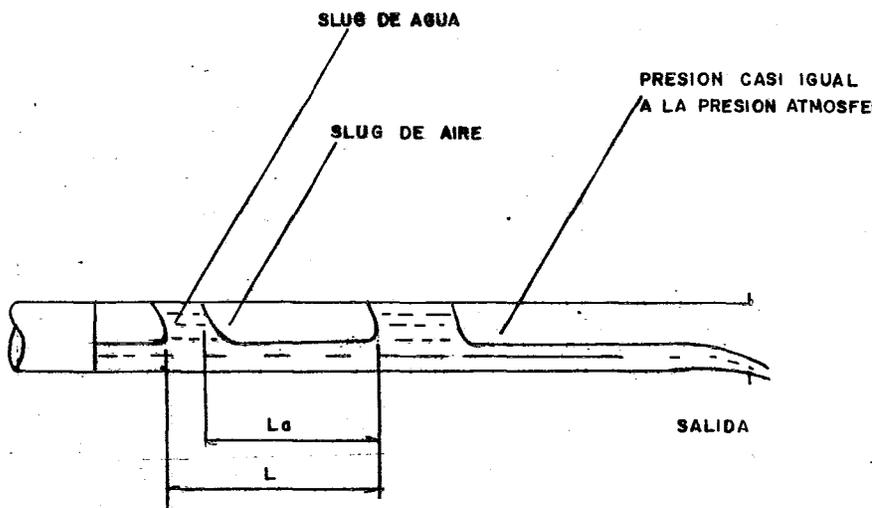
El único procedimiento encontrado fue el presentado por Sekoguchi et al.<sup>6</sup> y se recomienda aplicarlo con reservas ya que no se conocen sus posibilidades de extrapolación. Los autores presentan una ecuación empírica para la longitud equivalente de la salida de tubería en base a los gastos de las fases:

$$\frac{L_{sal}}{D} = 20 \left( \frac{V_{sg}}{V_{sl}} \right)^{0.92}$$

Además presentan consideraciones respecto a esta región. Cuando un slug de aire comienza a dejar la salida de la tubería, la presión en este slug de aire disminuirá rápidamente hasta casi la presión atmosférica (fig. 7.10). Por lo tanto, la longitud  $L_{sal}$  puede ser directamente relevante a la longitud del slug de aire ( $L_a$ ) o del intervalo del slug ( $L$ ), que es la longitud desde la punta de un slug de aire hasta la del slug de aire precedente. De sus observaciones concluyen que el efecto de la salida del tubo se extiende hacia la región corriente arriba a la distancia comparable al intervalo del slug. Para descarga a un cabezal o recipiente el efecto deberá ser distinto a la presión existente.

f) Consideraciones finales

En un sistema de flujo con accesorios se requiere un cierto número mínimo de diámetros de tubería recta corriente abajo de un accesorio para el



**FIG. 7.10 DIAGRAMA EXPLICATIVO DEL FLUJO CERCA DE LA SALIDA DE UNA TUBERÍA.**

restablecimiento de el flujo completamente desarrollado en tubería recta. Si las longitudes de tubería son menores que este mínimo, no se puede determinar en su totalidad la pérdida atribuible al accesorio. Además, si el flujo no se ha recuperado completamente de un accesorio antes que entre a otro accesorio, la pérdida medida en el segundo accesorio se verá afectada por la perturbación corriente arriba. Sin embargo, en la práctica, un diseño de tuberías frecuentemente no tiene longitudes de recuperación completas entre accesorios y el comportamiento de las pérdidas bajo estas condiciones es de interés. Cuando se usa una serie de accesorios en un sistema de tuberías con longitud insuficiente entre ellos para asegurar que el flujo estará completamente desarrollado, la pérdida de presión total es menor de lo que sería si el flujo tuviera oportunidad de desarrollarse completamente.

Itō<sup>5</sup> estudió las longitudes de recuperación corriente abajo en una fase de los codos y mostró que la recuperación total ocurre en 50 diámetros de tubería. Otros investigadores han sugerido que 15 a 20 diámetros de tubería corriente abajo de los cambios de diámetro son los adecuados para la recuperación total. Fitzsimmons reporta que las longitudes de recuperación en las secciones de cambio de diámetro se aproximaron a los 50 diámetros recomendados para la tubería de  $1\frac{1}{2}$  y 2 pulgs.

Por último, es conveniente hacer notar que el método propuesto por Dukler et al para caída de presión a dos fases no puede ser aplicado a los accesorios utilizando longitud equivalente del accesorio y factor de fricción a dos fases, que es la práctica común.

La razón estriba en que los accesorios no son similares geométricamente para diámetros diferentes <sup>11</sup>, lo cual impide aplicar el principio de similitud de Dukler. Por supuesto, independientemente de la razón antes expuesta, la justificación de esta afirmación tendrá que ser complementada con las comparaciones entre los métodos seleccionados y el procedimiento que utiliza la aproximación basada en Dukler et al.

- 1.- Fitzsimmons, D. E., "Two Phase Pressure Drop in Piping components", Hanford Atomic Products Operation, Richland, Washington. Report HW-80970-REV 1.
- 2.- Griffith, P., "Two Phase Flow" in Handbook of Heat Transfer Ed. por Collier, Mc Graw-Hill, 1973,
- 3.- Beij, K. H., "Pressure Losses for Fluid Flow in 90 ° Bends", J. Research of National Bureau of Standards, Vol. 21, p. 1-18, Research Paper No. 1110, 1938
- 4.- Pigott, R. J. S., "Losses in Pipe and Fittings", Trans. ASME, Vol. 79, p. 1767. 1957
- 5.- Itō, H., "Pressure Losses in Smooth Pipe Bends", J. Basic Engineering", Trans. ASME Serie D, Vol. 82, p. 131, 1960.
- 6.- Sekoguchi, K., Sato, Y. y Kariyasaki, A., "The influence of Mixers, Bends and Exit Sections on Horizontal Two-Phase Flow", en "Cocurrent Gas-Liquid Flow", Ed. por Rhodes, E. y Scott, S., Plenum Press, New York, 1969.
- 7.- Chisholm, D., "Pressure losses in bends and tees during Steam-Water Flow", National Engineering Laboratory.
- 8.- Chisholm, D., "Fraction pressure-gradient during the flow of boiling water. Engng Boil. House Rev., Vol. 78, No. 8, 1968, p. 287.

- 9.- Chisholm, D., "Flow of incompressible two-phase mixtures through sharp-edged orifices", J. Mech. Engng Sci, Vol. 9, No. 1, 1967, p. 72.
- 10.- Chisholm, D., "Comments on Thom's paper" Pressure - Drop during forced circulation boiling of water", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 8, 1965, p. 187.
- 11.- Flow of Fluids Through Valves, Fittings and Pipe, Crane Technical Paper 410. Crane Company, Chicago, Ill., 1957.
- 12.- Petrick, M., "Two phase air-water flow phenomena", - Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois. Report ANL-5787. 1958.
- 13.- Richardson, B. L., "Some problems in horizontal two-phase, two-component flow. Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois. Report ANL-5949. 1958
- 14.- Straub, L. G. y Silberman, E., "Air-water mixture flow through orifices, bends, and other fittings in a horizontal - pipe", St. Anthony Falls Hydraulic Laboratory, University of Minnesota. Report No. 63. 1960.
- 15.- Mendler, O. J., Rathbun, A. S., Van Huff, N. E. y - Weiss, A., "Natural-circulation tests with water at 800 to 2000 psia. under non-boiling, local boiling and bulk boiling conditions. J. of Heat Transfer Vol. 83, 1961, p. 261.
- 16.- Lottes, P. A., "Expansion losses in two-phase flow", Nucl.

Sci Engng, Vol. 9, 1961, p. 26.

- 17.- Mendler, O. J., "Sudden expansion losses in single and two-phase flow. Unpublished Ph. D. Thesis, University of Pittsburgh, Pittsburgh, Pennsylvania.
- 18.- Martinelli, R. C. y Nelson, D. B., "Prediction of Pressure drop during forced-circulation boiling of water. Trans. Am. Soc. Mech. Engrs., Vol. 70, 1948, p. 695.
- 19.- Janssen, E., "Two-Phase Pressure loss across abrupt contractions and expansions, steam-water at 600 to 1400 psia", General Electric Company, Atomic Power Equipment Department, San José, California.
- 20.- Hoopes, J. W., Jr., "Flow of Steam-Water Mixtures in a Heated Annulus and Through Orifices", AICHE J., Vol. 3, No. 2, June 1957, p. 268.
- 21.- Romie, F., American Standard Company, comunicación privada citada por Lottes, (1958).
- 22.- Janssen, E. y Kervinen, J. A., "Two-Phase Pressure Drop Across Contractions and Expansions: Water-Steam Mixtures at 600 to 1400 psia ", GEAP-4622, May 1964.
- 23.- Kays, W. M., "Loss Coefficients for Abrupt Changes in Flow Cross Section with Low Reynolds Number Flow in Single and Multiple Tube Systems", Trans. ASME, Vol. 72, 1950, p.1067.
- 24.- Ferrell, J. K. y Mc Gee, J. W., "Two-phase Flow Through abrupt expansions and contractions", Final Report Vol. III, USAEC Contract No. AT-(40-1)-2950, Junio 1966.

CAPÍTULO VIII. METODOLOGIA DE CALCULO PRO  
PUESTA Y PROGRAMACION E INTEGRA  
CION DE LOS DISTINTOS MODULOS

- a) ALTERNATIVAS DE DISEÑO
- b) DIAGRAMA DE FLUJO DE LAS DIFERENTES OPCIONES

VIII.1 COMENTARIOS A LA PROGRAMACION DE LOS DISTINTOS  
MODULOS E INTEGRACION

- a) MODULO DE EQUILIBRIO Y PROPIEDADES
- b) MODULOS DEL PATRON DE FLUJO
- c) FLUJO CRITICO
- d) ACCESORIOS
- e) INTEGRACION
- f) PROGRAMA FINAL

a) Alternativas de diseño

Para el diseño de la línea de transferencia se requirió un análisis inicial de las dos alternativas principales con el objeto de seleccionar la más adecuada tanto desde el punto de vista teórico como práctico.

Las alternativas son:

a) Utilizando la presión requerida en la torre como punto inicial se dimensiona la línea hacia atrás hasta llegar al horno.

b) Se parte de la presión a la salida del horno como punto inicial hasta llegar a la torre.

La alternativa se basa en una presión fija a la entrada de la torre como requisito primordial para llevar a cabo la separación prevista de los distintos componentes en la alimentación y teóricamente se considera como el método más adecuado. Sin embargo ¿qué tan real es esta presión ya en la práctica? Para contestar esta pregunta se observó directamente la operación normal de la planta de vacío No. 3 en la Refinería de Minatitlán, detectándose los siguientes procedimientos para operar el sistema:

i) El vacío en la torre se mantiene entre 6 y 20 mm Hg sin llegar a 33 mm Hg que es la presión de diseño original. (Independientemente de la composición de la carga).

ii) Se tiene un cuidado especial en mantener la temperatura de

salida del horno constante en el valor de diseño (en este caso  $397^{\circ}\text{C}$ ), independientemente de las posibles variaciones en la composición del residuo alimentado.

iii) No se trata de mantener constante el vacío en un valor específico.

Las observaciones anteriores justifican el uso de la alternativa b) para el diseño de la línea tomando en cuenta el valor que tiene la filosofía de operación real del sistema como una guía para darle cierta flexibilidad a los métodos de diseño. En este caso particular - desde la presión a la salida del horno se va diseñando la línea por tramos hasta que se llega a la torre con una cierta presión, que - puede variar entre la presión de diseño y unos 10 mm Hg a la entrada, la ventaja de esta presión variable de la alimentación es que si se llegara a 28 mm Hg por ejemplo, tradicionalmente se tendría que aumentar de diámetro algún tramo, con el consiguiente aumento en costo, en cambio, con un límite inferior de 10 mm Hg se puede permitir una presión de 28 mm Hg en la torre sin ninguna - complicación. Ante todo, debe recordarse que el dimensionamiento de acuerdo con las propiedades del residuo asentadas en bases de diseño es sólo una aproximación, ya que la composición de la carga cambia directamente (consecuentemente, no se debe ser muy riguroso con la presión en la torre ya que depende de la alimentación),

por lo tanto, el funcionamiento del sistema horno-línea-torre - debe ajustarse para obtener con cargas distintas los mismos productos de acuerdo con las necesidades vigentes y cumpliendo con las especificaciones de calidad y pureza requeridas. Esta situación se refleja en el diseño de la siguiente manera:

la línea debe tener la flexibilidad suficiente para responder a todos los ajustes en las condiciones de operación ocasionados por los cambios de carga. Este análisis de sensibilidad se recomienda como un intento para disminuir la pasividad de la línea ya en operación ante los cambios de carga, tomando en cuenta que ya no pueden cambiarse sus características una vez instalada y puesta en operación normal.

Una vez seleccionada la alternativa principal de diseño se tienen dos opciones para el dimensionamiento:

La primera opción es de verificación y nos da como resultado la caída de presión que se obtiene para una trayectoria con diámetros previamente fijados.

La segunda opción es de dimensionamiento esencialmente y nos proporciona los diámetros que debe tener cada tramo para cumplir con una caída de presión previamente especificada.

Para la segunda opción se divide la diferencia de presión disponible entre el número total de tramos y la  $\Delta P$  por tramo es fija para cada tramo durante el cálculo, la aclaración se debe a que en genera

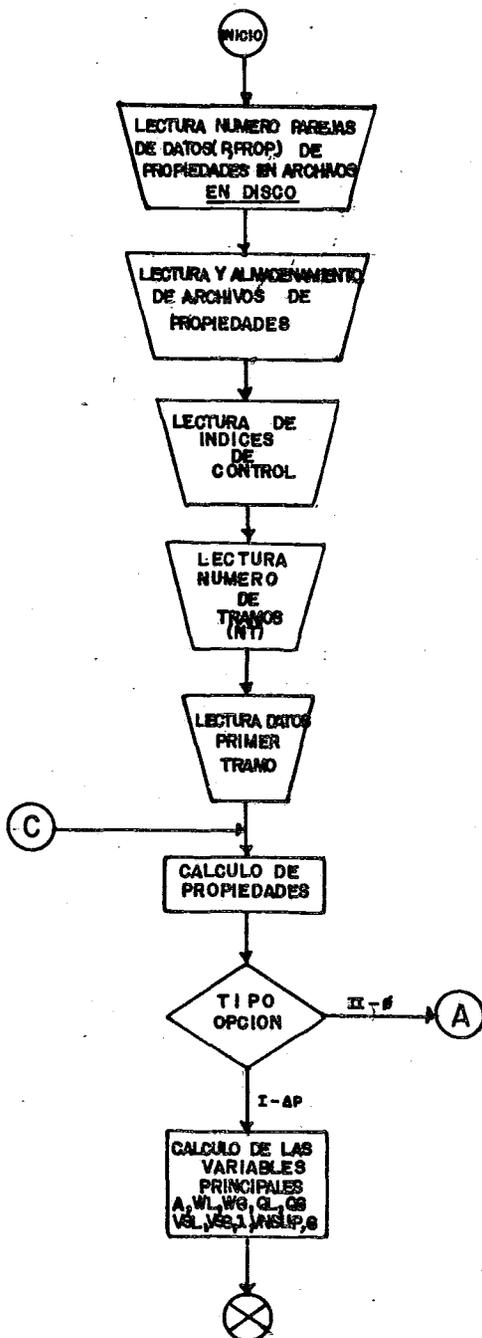
ral los accesorios tienen mayor caída de presión que la tubería rec-  
ta y se podría tener  $\Delta P$ /tramo distintas, sin embargo, este análisis  
es muy tedioso y no representa una ayuda muy significativa debido  
a que con  $\Delta P$ /tramo iguales, el primer dimensionamiento resulta  
desbalanceado en diámetros de cualquier manera, debiendo igualar  
los diámetros razonablemente (entre accesorios y tubería adya--  
centes por ejemplo) obteniendo varias opciones de arreglos de -  
diámetros en los distintos tramos (si se utilizan diferentes  $\Delta P$ /-  
tramo también se obtienen diámetros desbalanceados). Con esta  
información se procede a verificar las caídas de presión de los dis-  
tintos arreglos con la opción I, y el arreglo que nos de la menor  
caída de presión dentro del rango especificado (conjuntamente con  
patrones de flujo aceptables en los diferentes tramos) es el que se  
selecciona.

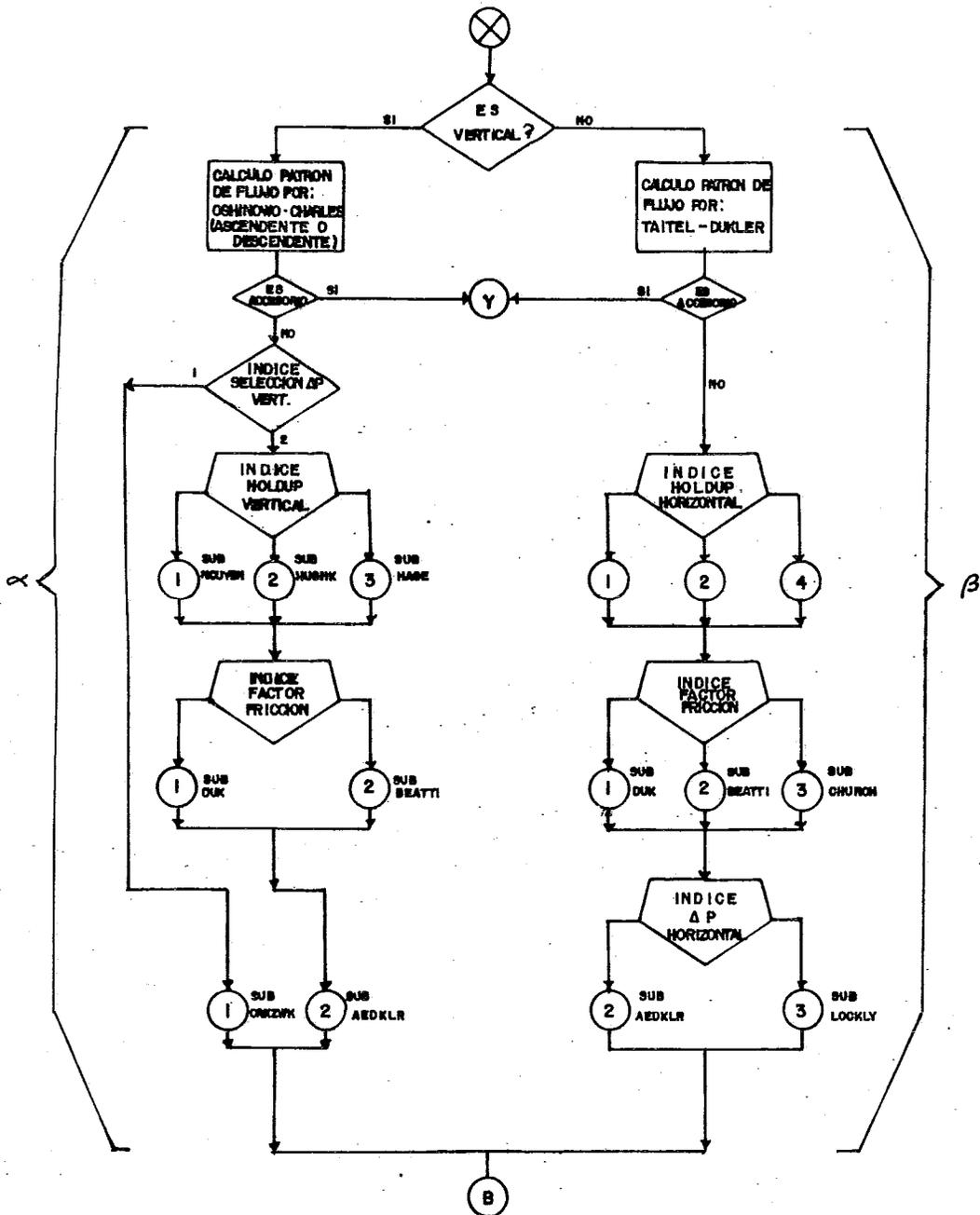
La Opción I también tiene gran importancia para predecir caídas  
de presión en arreglos reales en funcionamiento, comparándolas  
luego con las caídas de presión reales.

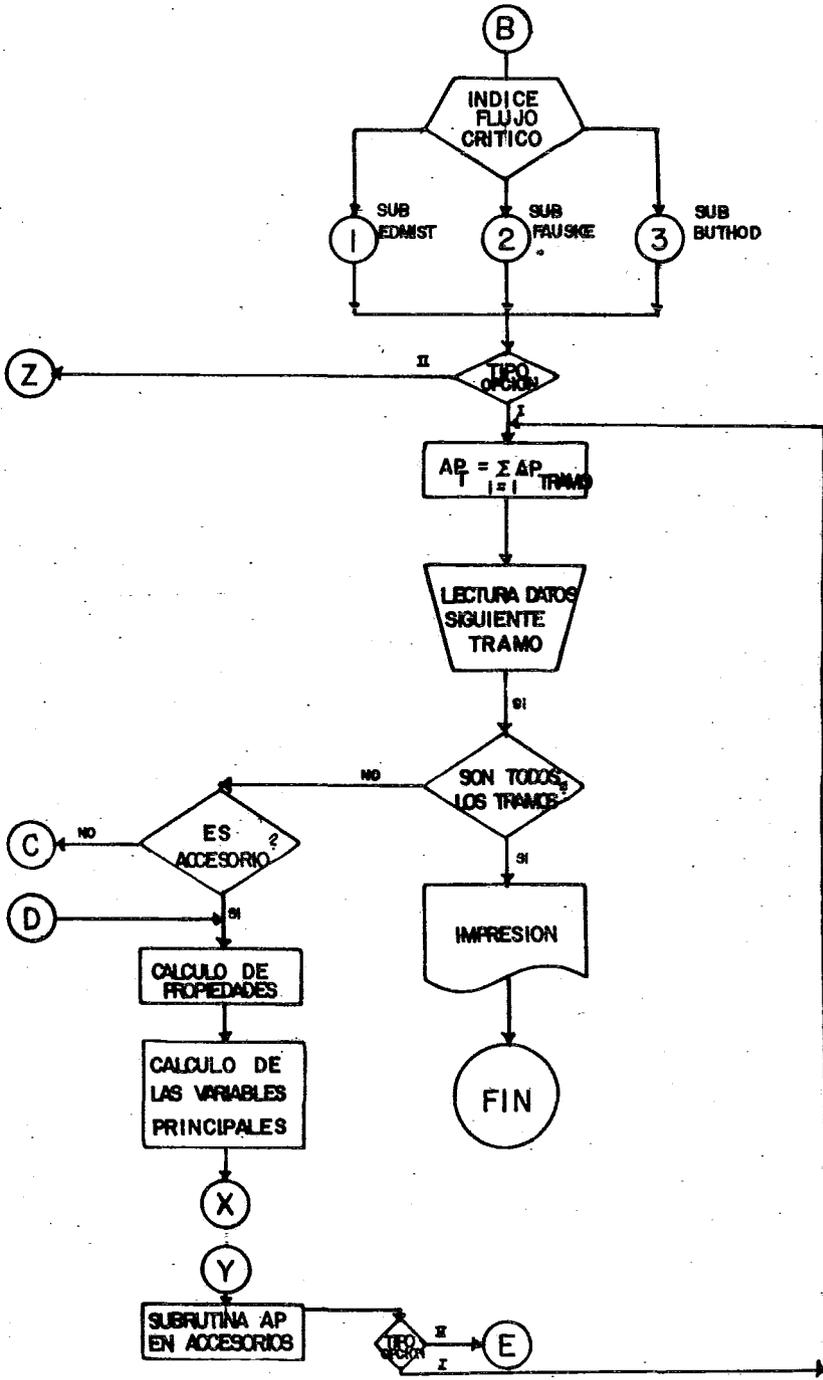
b) Diagrama de flujo de las diferentes opciones

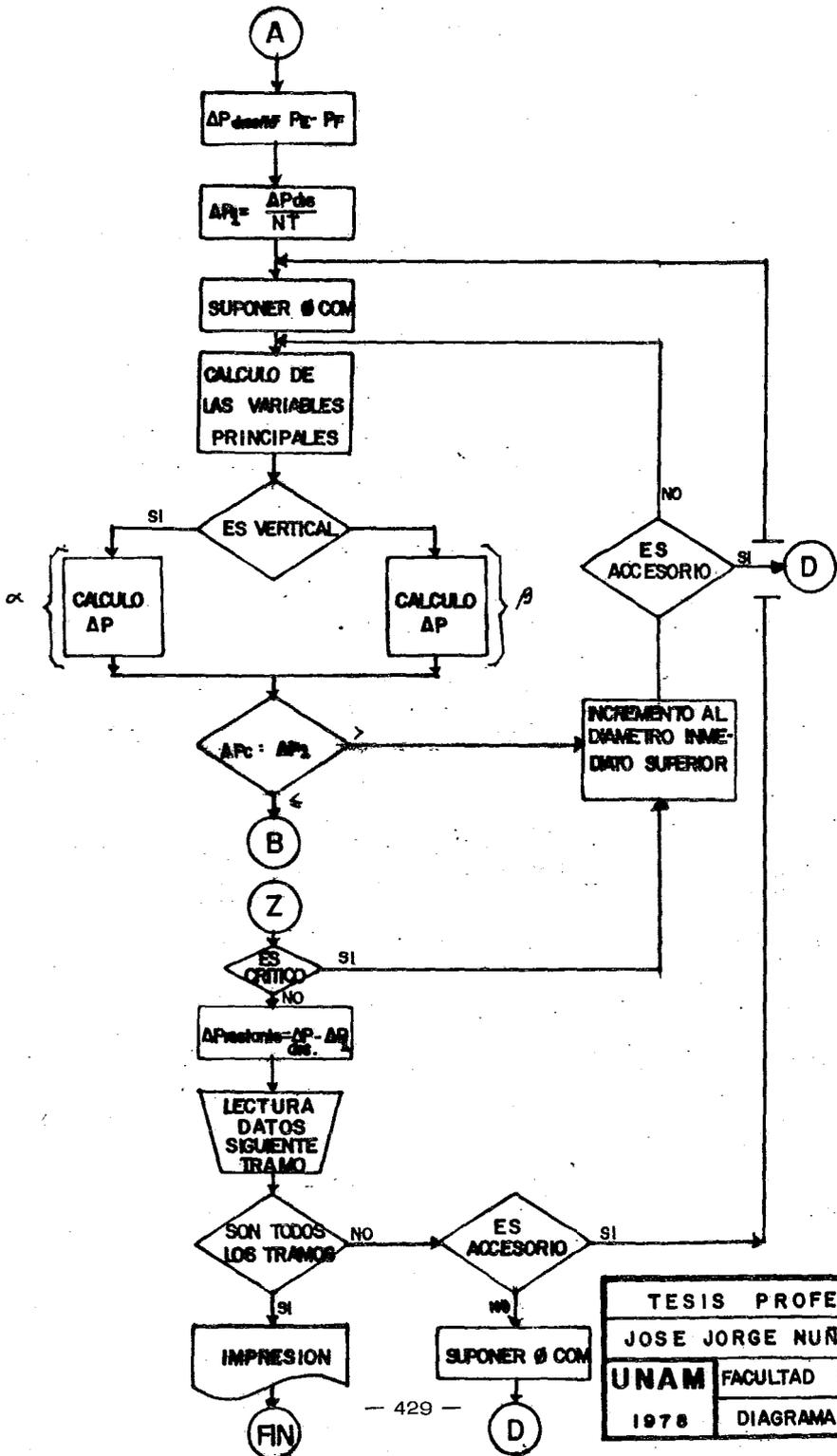
En el diagrama de flujo se pueden apreciar las siguientes caracte-  
rísticas:

i) Las diferentes alternativas para cada uno de los pasos del  
cálculo se manejan por medio de índices que llaman a la subrutina









TESIS PROFESIONAL	
JOSE JORGE NUÑEZ ALBA	
UNAM	FACULTAD DE QUIMICA
1978	DIAGRAMA DE FLUJO

seleccionada, pudiéndose realizar las combinaciones que se deseen, basadas por supuesto, en un análisis previo, ya que no es recomendable la creación injustificada de métodos híbridos en los que no sea posible evaluar la validez de las correlaciones acopladas.

ii) Los índices de control pueden ser constantes a través de todo el cálculo o cambiar de valor para analizar el efecto de alguna correlación en un tramo específico o alguna tendencia de las correlaciones en relación con el nivel de presión existente (y las propiedades en consecuencia).

iii) Los distintos métodos pueden ser modificados o suprimidos sin ocasionar ningún cambio en la estructura central del programa pudiendo adicionar métodos nuevos como subrutina sin alterar el flujo de información.

d) Si el tramo es vertical previamente se decide si se utiliza el método de Orkiszewski o el de Dukler con posibilidades de combinaciones. La finalidad de esto es evitar una hibridación innecesaria al método de Orkiszewski, ya que solamente se le puede evaluar en forma confiable si no se le substituye ninguna de sus correlaciones constituyentes.

#### VIII.1 Comentarios a la programación de los distintos módulos e integración.

a) Módulo de equilibrio y propiedades

En sí este módulo tiene como objetivo la creación de perfiles de -

los datos de presión contra las diferentes propiedades de transporte, temperatura y por ciento de vaporización. Sus características principales se detallan en el capítulo V, sin embargo, existen algunos detalles adicionales de interés en su relación con el simulador de conductos a dos fases.

El módulo de equilibrio es totalmente independiente del programa multifase y puede simular cualquier perfil adiabático dentro de la línea para cualquier tipo de residuo primario. Al ser independiente, se pueden probar distintos paquetes de simulación de propiedades ordenando apropiadamente los datos que deben alimentarse, teniendo además, la seguridad de que los errores acumulados en la simulación de equilibrio y propiedades quedan confinados a un solo programa, sin interaccionar con los errores propios de los métodos de caída de presión, pudiendo caracterizarlos y reducirlos individualmente.

Una ventaja adicional es la posibilidad de explorar la sensibilidad de los métodos de caída de presión a la variación (y error) en las propiedades de transporte y así tener más cuidado en la selección de los métodos de cálculo de las propiedades que más afectan al diseño.

#### b) Módulos del patrón de flujo.

El problema principal en la programación del método Taitel-Dukler para patrón de flujo horizontal fue la búsqueda del método de con

vergencia adecuado para resolver la ecuación que nos da  $h_L$  (nivel del líquido en el tubo), ya que la función involucrada es extremadamente sensible y con pequeñas variaciones en  $h_L$  se obtienen cambios muy bruscos en el valor de la función (valores muy altos).

Inicialmente se probó el método de Regula-Falsi, sin embargo, requería de una evaluación previa de la función a intervalos de  $h_L$  con el objeto de establecer el rango más pequeño posible en el que cambiase de signo la función; aún con esta modificación, requería de bastantes iteraciones y fue desechado.

También se probaron el algoritmo Davies, Swan y Campey, el algoritmo Powell y el método Coggins de búsqueda de variable simple sin obtener ningún resultado, por lo cual se recomienda un método de acortamiento sucesivo del paso. En la figura 8.1 se presenta el diagrama de flujo para patrones horizontales.

La programación de los mapas de Oshinowo-Charles fue relativamente más sencilla, ya que requirió correlacionar todas las fronteras de transición y después evaluar por secciones del mapa la posibilidad de que se encontrara en una cierta región el punto  $X, Y$  calculado.

### c) Flujo crítico

En estas subrutinas se calculan en la primera llamada las curvas necesarias evitando el cálculo de los parámetros de incre-

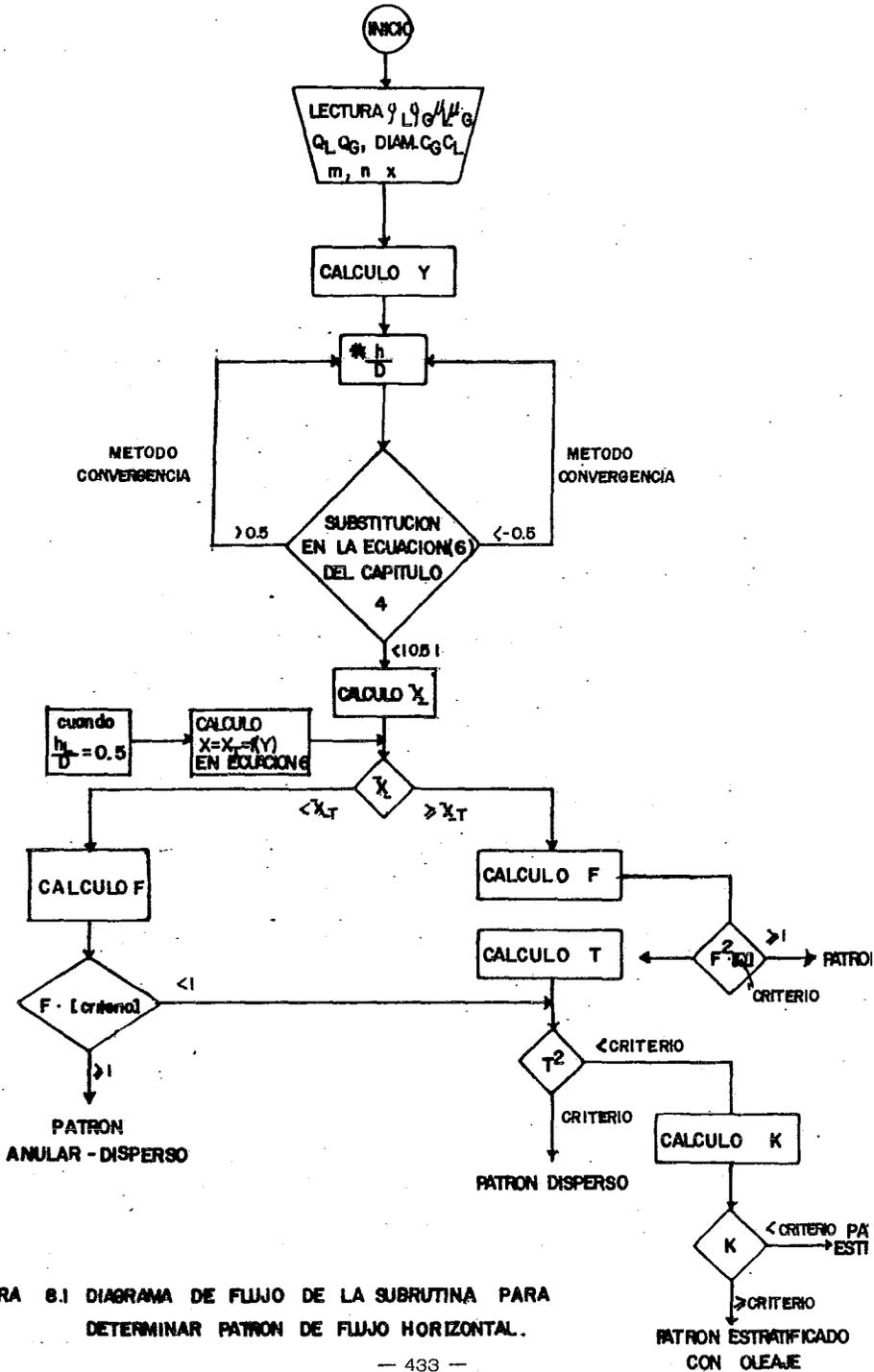


FIGURA 8.1 DIAGRAMA DE FLUJO DE LA SUBROUTINA PARA DETERMINAR PATRON DE FLUJO HORIZONTAL.

mentos por secciones de presión cada vez que se realiza un cálculo.

d) Accesorios.

Como no se tenía un modelo para comparar los resultados de esta subrutina se realizó un análisis de consistencia y dimensión de las caídas de presión predichas, verificando que no sobrepasaran límites aceptables.

e) Integración.

El primer paso para la integración fue la prueba individual de las distintas subrutinas que componen el programa utilizando ejemplos resueltos en la bibliografía.

También se comprobó que las variables utilizadas en las distintas subrutinas fueran consistentes entre sí cuando eran comunes al programa principal así como a otras subrutinas, ya que el acoplamiento entre varios métodos distintos con una nomenclatura particular requiere de mucho cuidado al asignarle un significado a las variables.

Finalmente se creó un subprograma principal en el que se probaron los mecanismos de entrada y salida de información, los cuales no requieren esencialmente de una prueba en unión con las distintas subrutinas.

f) Programa final.

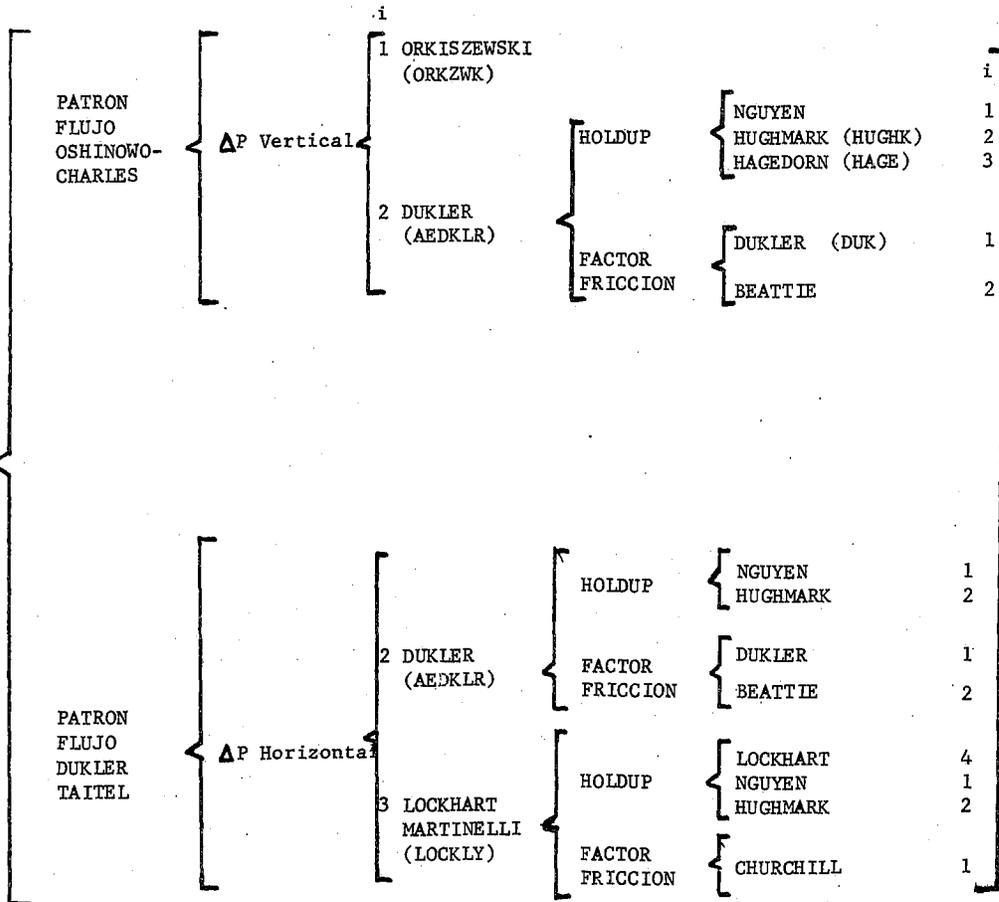
Una opción del simulador es la posibilidad de rastreo de todas

las variables con el fin de detectar los errores en las mismas en el menor tiempo posible.

Una vez que se integraron los distintos módulos al programa se realizaron pruebas de flujo de información en el mismo, verificando al mismo tiempo los resultados obtenidos con resultados teóricos de líneas de transferencia ya diseñadas con las mismas secuencias de métodos.

A continuación se presentan los métodos seleccionados con su equivalencia en el diagrama de flujo.

METODOS SE  
LECCIONADOS  
i: INDICE  
DE CONTROL



FLUJO CRITICO

Author	Index
EDMISTER	1
FAUSKE	2
BUTHOD	3

CAPITULO IX. INTERACCION ENTRE PROPIEDADES, SE-  
CUENCIAS DE CALCULO DE CAIDA DE PRE-  
SION Y CONFIGURACIONES.

- a) INTRODUCCION
- b) PROCEDIMIENTO UTILIZADO
- c) ANALISIS DE LOS RESULTADOS

#### a) Introducción

En este capítulo se analiza el efecto que puede tener la utilización de - distintos paquetes de propiedades sobre las predicciones de caída de presión a dos fases, así como las distintas predicciones obtenidas para una misma configuración (longitudes, diámetros e inclinaciones) al utilizar varios métodos o secuencias de cálculo de caída de presión y, para evitar el error ocasionado por obtener conclusiones en base a un solo sistema, se realizan simulaciones similares para dos configuraciones distintas. Finalmente, se analizan las diferencias entre el método normal de predicción de caída de presión en accesorios y el método propuesto en esta tesis.

Las configuraciones escogidas fueron las plantas de destilación al vacío de diseño nacional de las Refinerías de Tula y Minatitlán. La razón principal para seleccionarlas fue la disponibilidad de los paquetes de propiedades utilizados para su diseño original (Propiedades O), así como los isométricos finales y las bases de diseño.

#### b) Procedimiento utilizado

El sistema de comparación se diseñó de la siguiente manera:

Se seleccionaron los métodos y combinaciones de métodos más representativos en este campo ya que es de interés compararlos en igualdad de condiciones y a la vez tratando de deslindar los efectos de las propiedades; configuraciones y accesorios sobre sus predicciones.

En la tabla 9.1 se presentan los distintos métodos y sus claves, des-

glosados en sus secuencias constituyentes.

TABLA 9.1

CLAVE METODO	TRAMOS HORIZONTALES			TRAMOS VERTICALES			ACCESO
	HOLDUP	FACTOR DE FRICCION	$\Delta P$	HOLDUP	FACTOR DE FRICCION	$\Delta P$	$\Delta P$
1 A	Hughmark	Dukler	Dukler	Hughmark	Dukler	Dukler	Chisho
1A/EXT	"	"	"	"	"	"	Dukler
2 A	Hughmark	Dukler	Dukler	Orkiszewski	Orkiszewski	Orkis.	Chisho
2A/EXT	"	"	"	"	"	"	Dukler
3 A	Lockhart- Martinelli	Churchill	Lockhart- Martinelli	Orkiszewski	Orkiszewski	Orkis.	Chisho
1 B	Hughmark	Dukler	Dukler	Hagedorn- Brown	Dukler	Dukler	Chisho

En seguida se procedió a dimensionar la trayectoria en turno con cada uno de los métodos, teniendo fijas las longitudes, debiendo obtener los diámetros por tramo, de manera que no se sobrepasara la caída de presión preespecificada y partiendo de una presión fija a la salida del horno. La caída de presión límite se considera como la diferencia entre la presión de salida del horno y 15 mm Hg normalmente (en base a los argumentos del inciso 8.a) pudiendo ser mayor por razones que se analizarán más tarde.

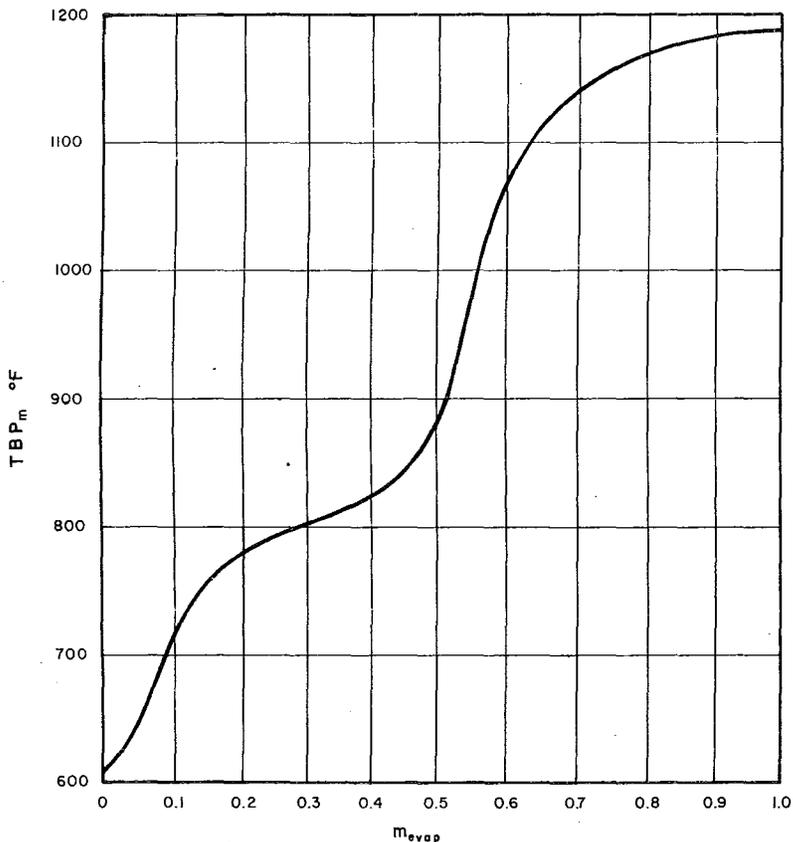
Una vez dimensionado el trayecto con las restricciones mencionadas se obtiene la caída de presión para ese mismo trayecto con los otros métodos.

El procedimiento anterior se realizó en su totalidad para las trayectorias de Tula y Minatitlán con las propiedades originales de dise

ño presentándose los resultados en las tablas 9.2 a y 9.2 b. -  
Para el análisis del efecto de las propiedades se consideró suficiente  
obtener las caídas de presión para los dimensionamientos con 1 A y  
2 A con propiedades originales utilizando los mismos métodos (1 A  
y 2 A ) para obtener la caída de presión, cambiando únicamente -  
las propiedades por las propuestas en el capítulo V. Los resulta-  
dos se presentan en las tablas 9.3 a y 9.3 b.

El análisis de el efecto combinado de las propiedades y los accesorios  
se realizó obteniendo las caídas de presión para los dimensionamien-  
tos con 1 A y 2 A con Dukler extrapolado y propiedades original  
les, con los mismos métodos 1 A y 2 A con Chisholm y las proo  
piedades propuestas ( P ) en base a la evaluación realizada en el -  
Capítulo V.

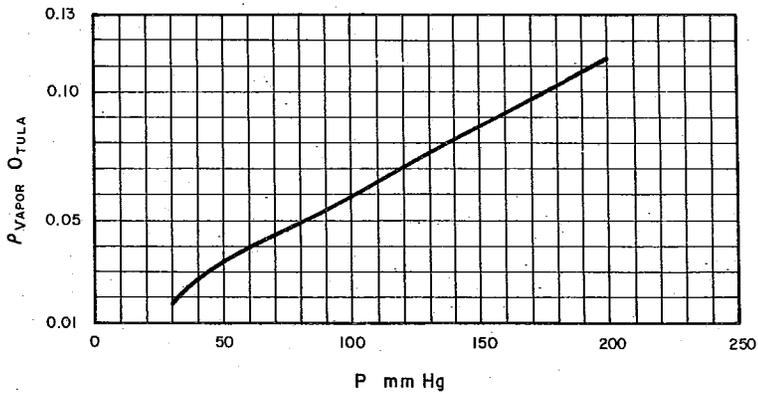
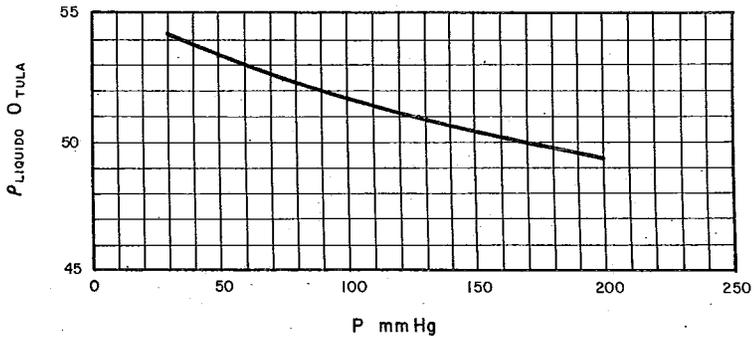
Para calcular las propiedades P se utilizaron las mismas TBP mo-  
lares de los componentes, factor de caracterización, grados API y  
viscosidades enunciadas en las bases de diseño de las dos plantas y  
que sirvieron de base para producir las propiedades originales. Es  
to se hizo con el fin de evitar cualquier ambigüedad que pudiera ocull  
tar el efecto de los paquetes de propiedades. En las figs. 9.1 a  
9.4 y 9.8 a 9.11 se presentan las propiedades originales de diseño  
de las plantas de vacío de Tula y Minatitlán respectivamente. En  
las figs. 9.5 a 9.7 y 9.12 a 9.14 se presentan las propiedades  
propuestas para las plantas de vacío de Tula y Minatitlán respectiva-  
mente. En las figuras 9.15 y 9.16 se presentan los isométricos



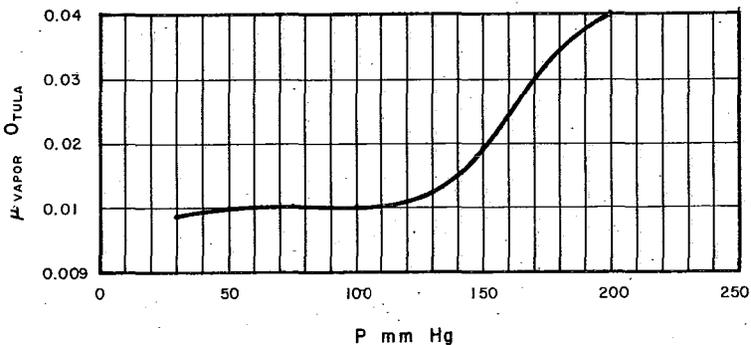
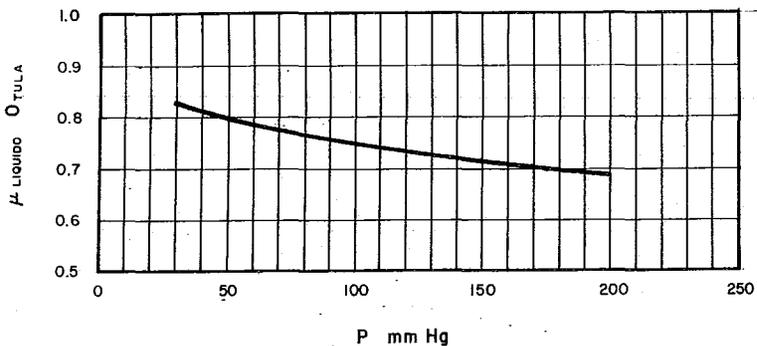
CURVA TBP MOLAR Y PROPIEDADES ORIGINALES, PLANTA DE VACIO DE TULA. 14.3°API PM = 496 K = 11.691

$\mu_{100^{\circ}\text{F}} = 3500 \text{ cst}$      $\mu_{210^{\circ}\text{F}} = 67 \text{ cst}$

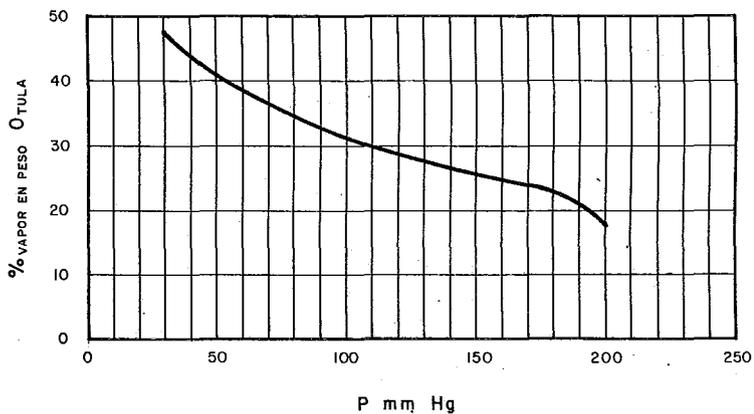
TESIS PROFESIONAL	
JOSE JORGE NUÑEZ ALBA	
UNAM	FACULTAD DE QUIMICA
	FIGURA N°9.1
1978	



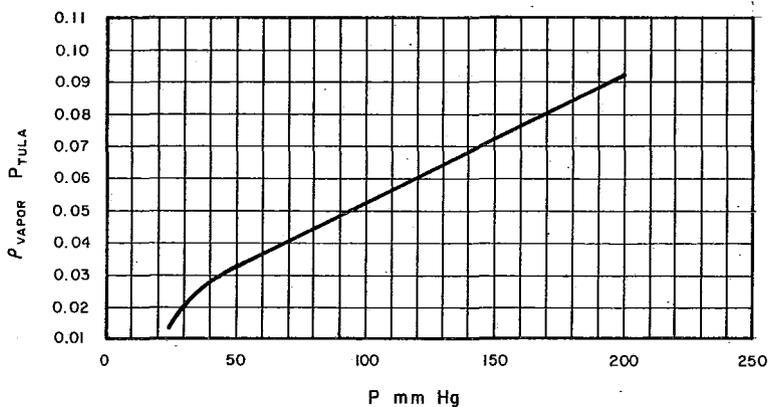
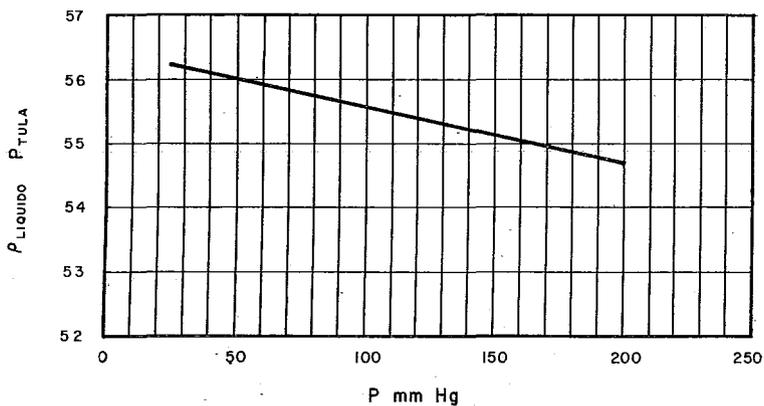
TESIS PROFESIONAL	
JOSE JORGE NUNEZ ALBA	
UNAM	FACULTAD DE QUIMICA
1978	FIGURA N° 9.2



TESIS PROFESIONAL	
JOSE JORGE NUÑEZ ALBA	
UNAM	FACULTAD DE QUIMICA
1 9 7 8	FIGURA N° 9.3



TESIS PROFESIONAL	
JOSE JORGE NUÑEZ ALBA	
UNAM	FACULTAD DE QUIMICA
	FIGURA N° 9.4
1978	



TESIS PROFESIONAL

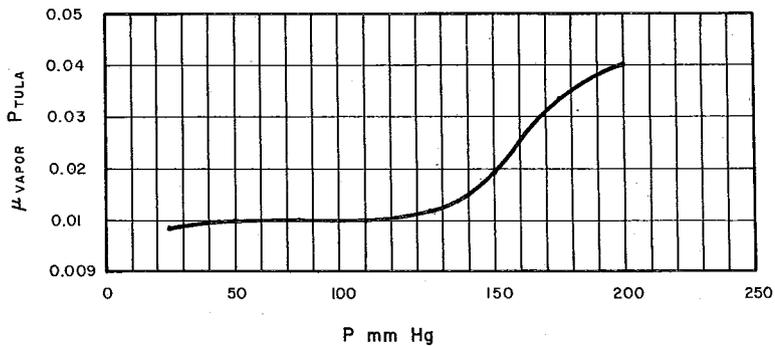
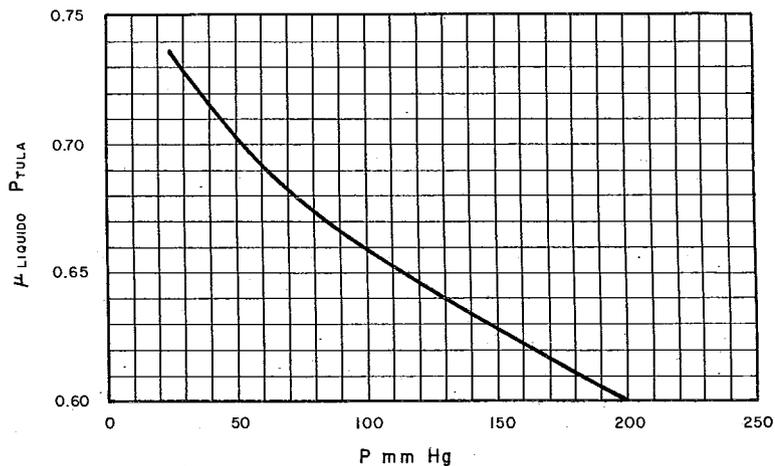
JOSE JORGE NUÑEZ ALBA

UNAM

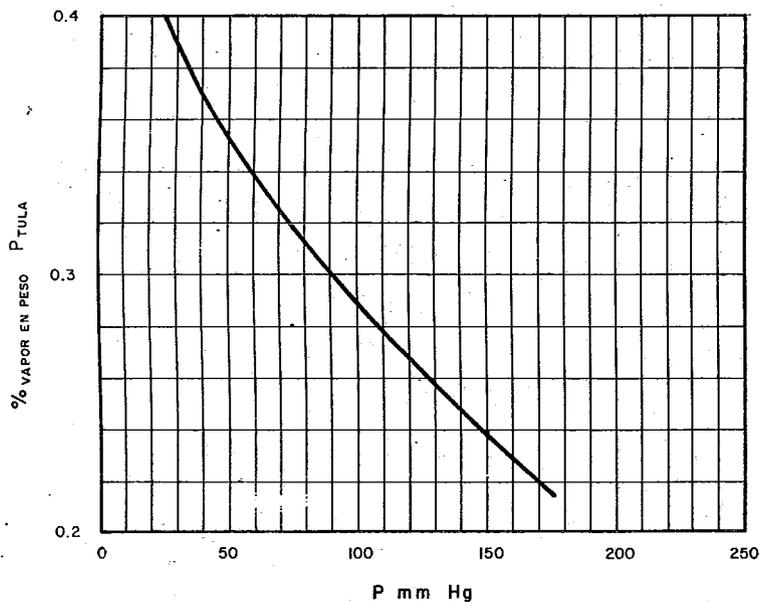
FACULTAD DE QUIMICA

1978

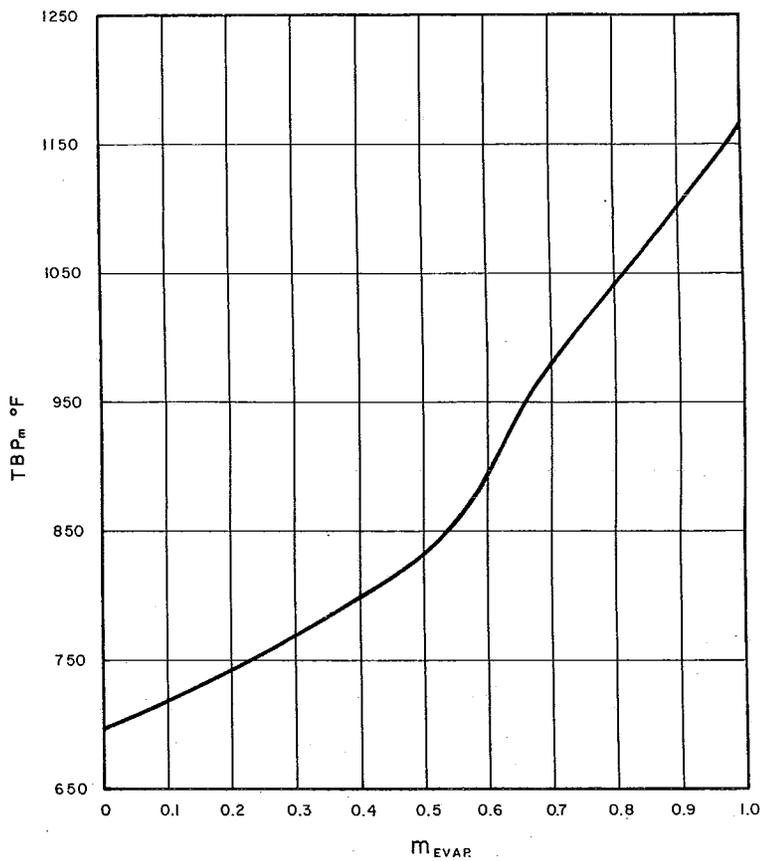
FIGURA N° 9.5



TESIS PROFESIONAL	
JOSE. JORGE NUÑEZ ALBA	
UNAM	FACULTAD DE QUIMICA
1 9 7 8	FIGURA N° 9.6



TESIS PROFESIONAL	
JOSE JORGE NUÑEZ ALBA	
UNAM 1978	FACULTAD DE QUIMICA
	FIGURA N°9.7



CURVA TBP molar Y PROPIEDADES ORIGINALES, PLANTA DE VACIO DE MINATITLAN

14.1 °API

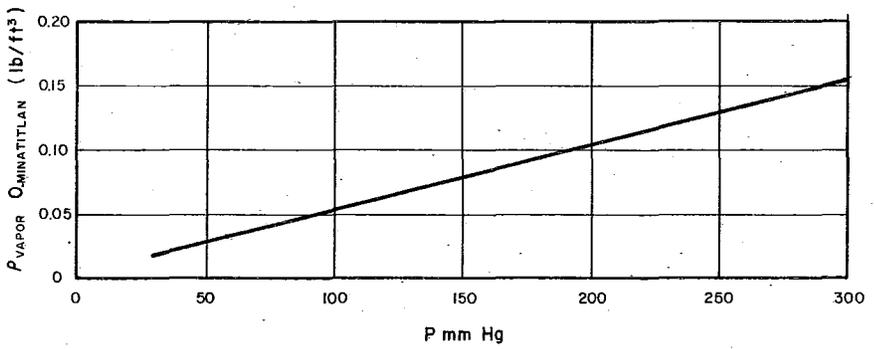
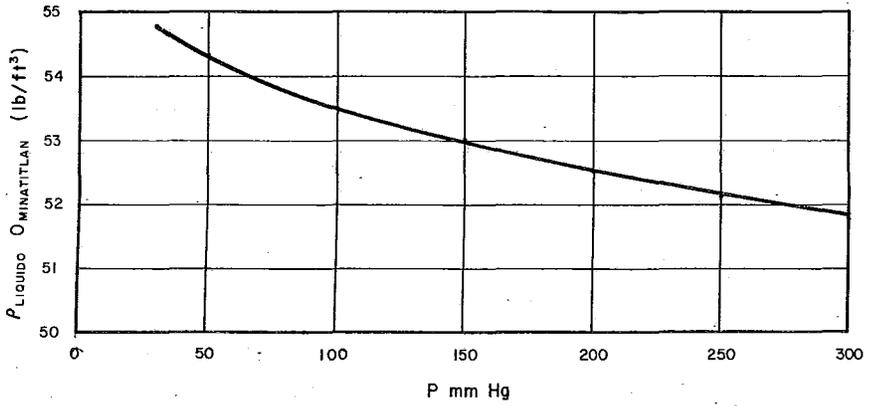
PM=346

K=11.6

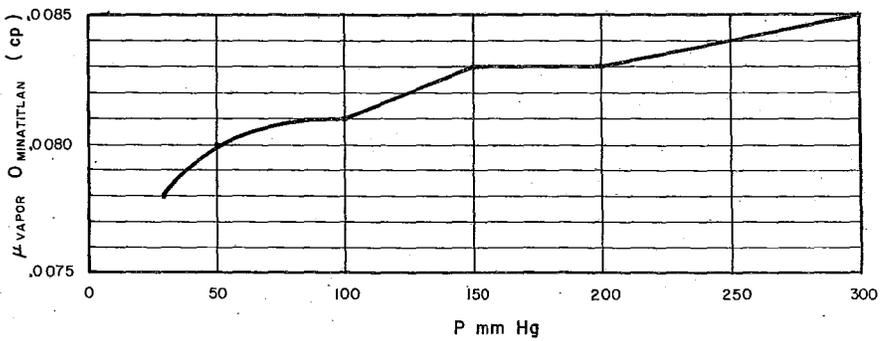
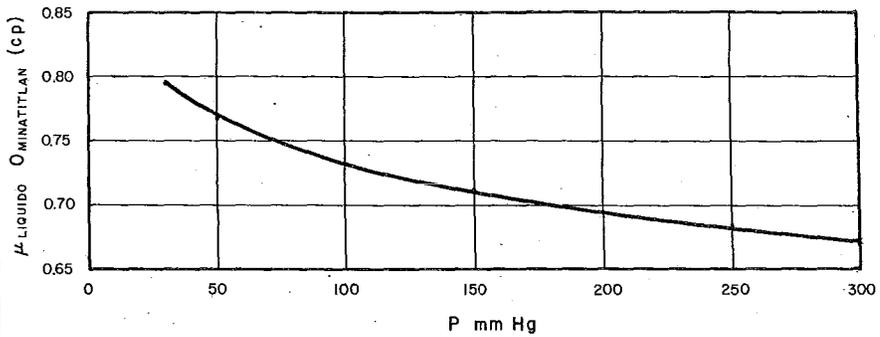
$\mu_{100^{\circ}\text{F}} = 3500 \text{ cst}$

$\mu_{210^{\circ}\text{F}} = 67 \text{ cst}$

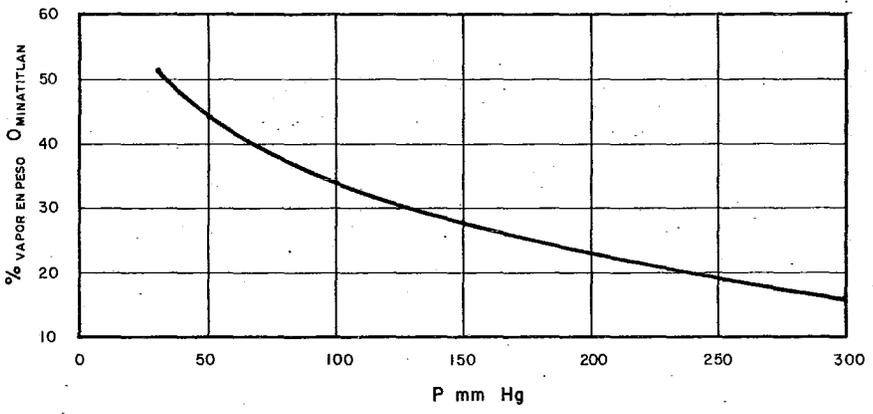
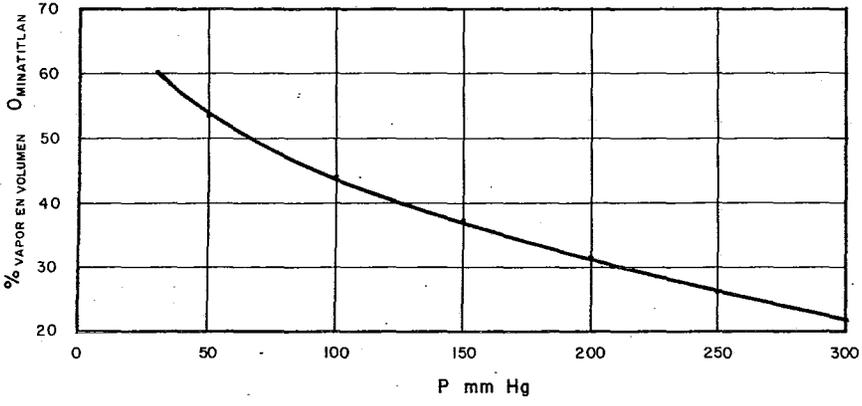
TESIS PROFESIONAL	
JOSE JORGE NUÑEZ ALBA	
UNAM	FACULTAD DE QUIMICA
1978	FIGURA N° 9.8



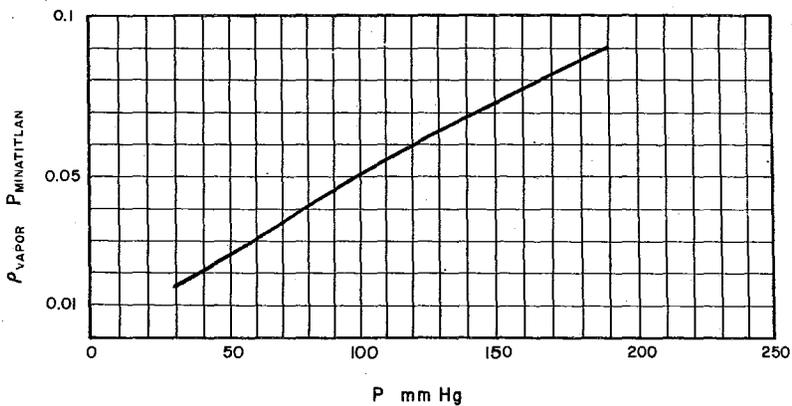
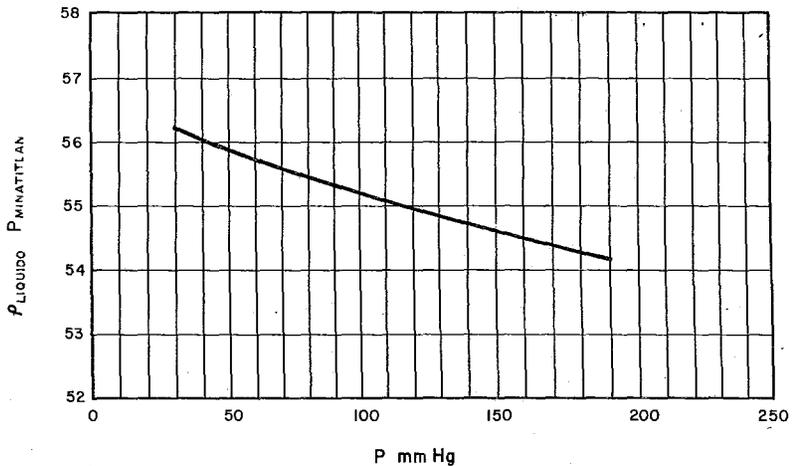
TESIS PROFESIONAL	
JOSE JORGE NUÑEZ ALBA	
UNAM	FACULTAD DE QUIMICA
1978	FIGURA N° 9.9



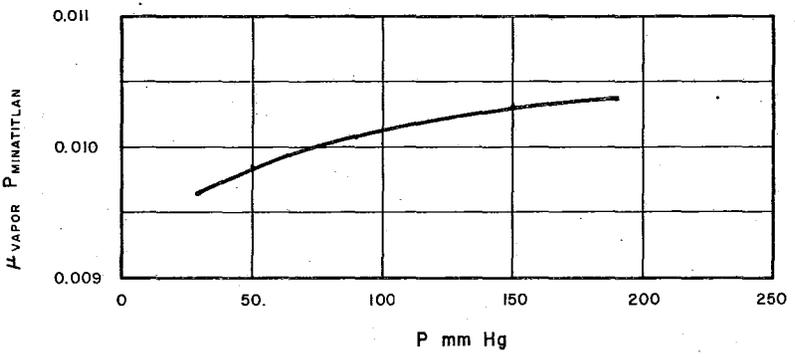
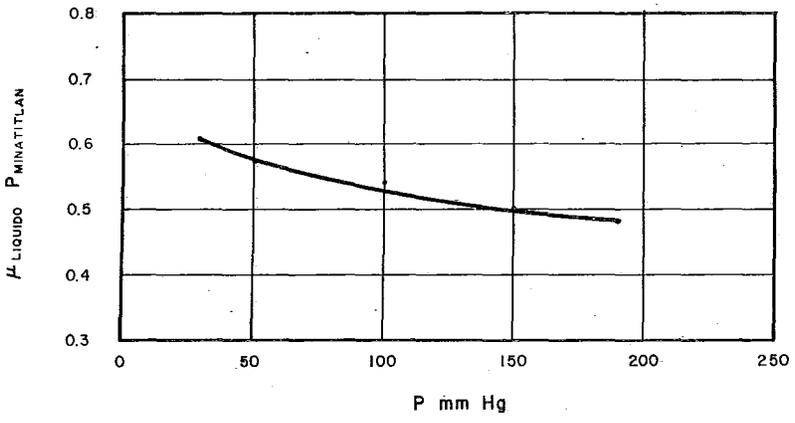
TESIS PROFESIONAL	
JOSE JORGE NUÑEZ ALBA	
UNAM	FACULTAD DE QUIMICA
1978	FIGURA N° 9.10



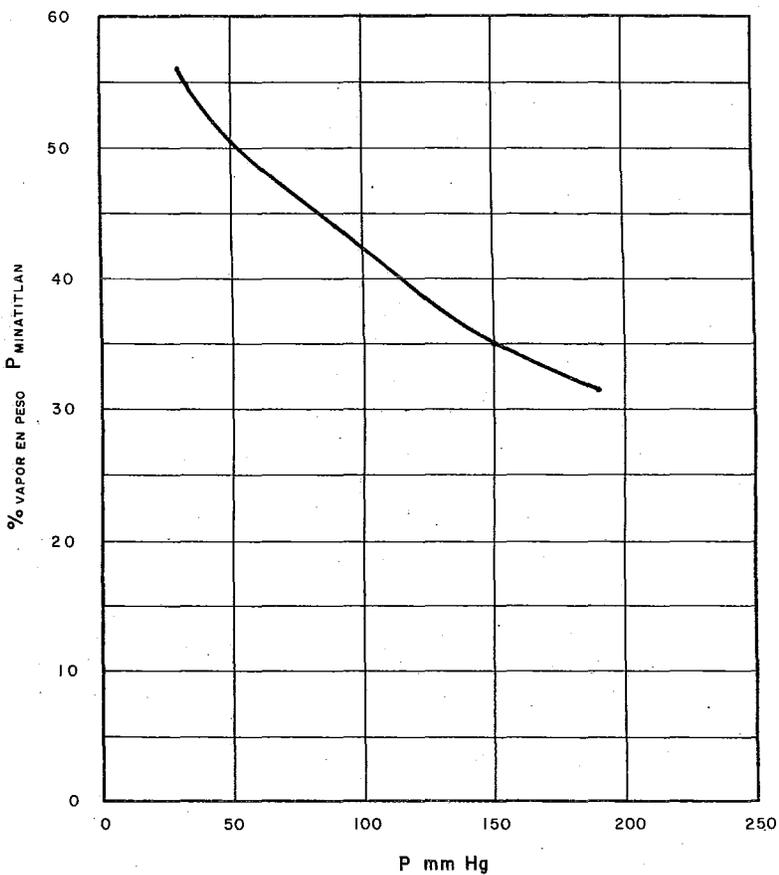
TESIS PROFESIONAL	
JOSE JORGE NUÑEZ ALBA	
UNAM	FACULTAD DE QUIMICA
1978	FIGURA N° 9.11



TESIS PROFESIONAL	
JOSE JORGE NUÑEZ ALBA	
UNAM 1978	FACULTAD DE QUIMICA
	FIGURA N° 9.12



TESIS PROFESIONAL	
JOSE JORGE NUÑEZ ALBA	
UNAM	FACULTAD DE QUIMICA
1978	FIGURA N 9.13



TESIS PROFESIONAL	
JOSE JORGE NUÑEZ ALBA	
UNAM	FACULTAD DE QUIMICA
1978	FIGURA N° 9.14

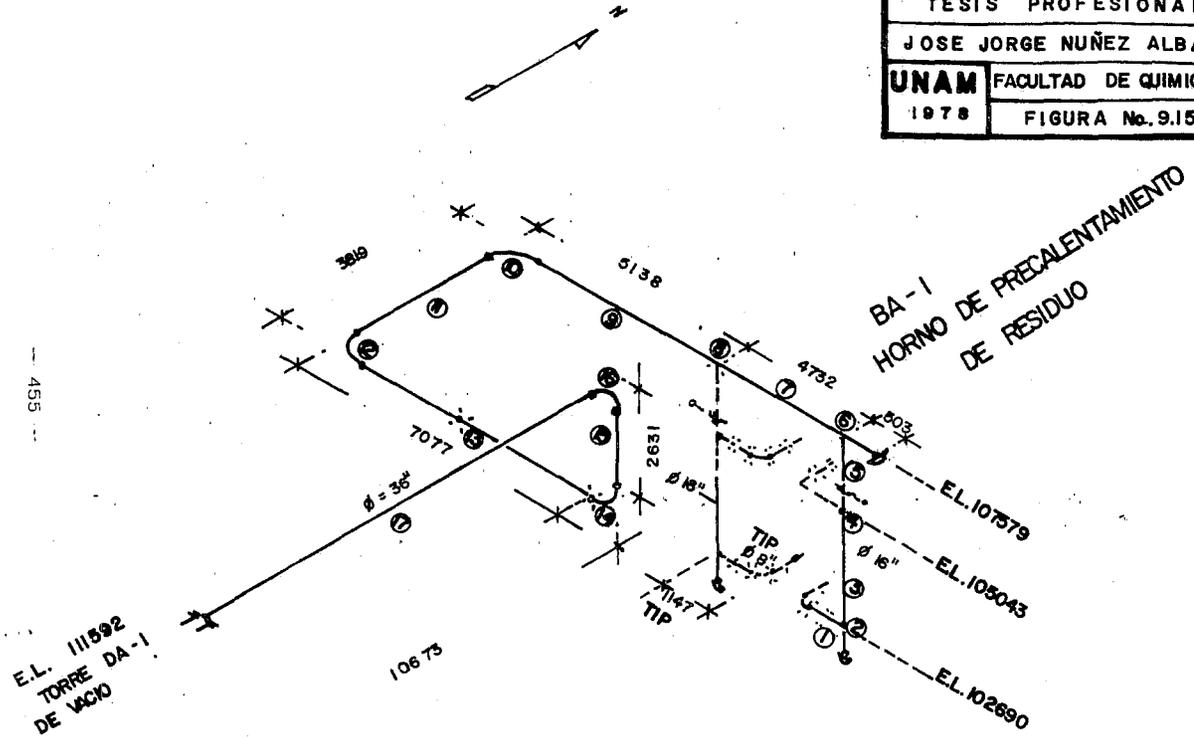
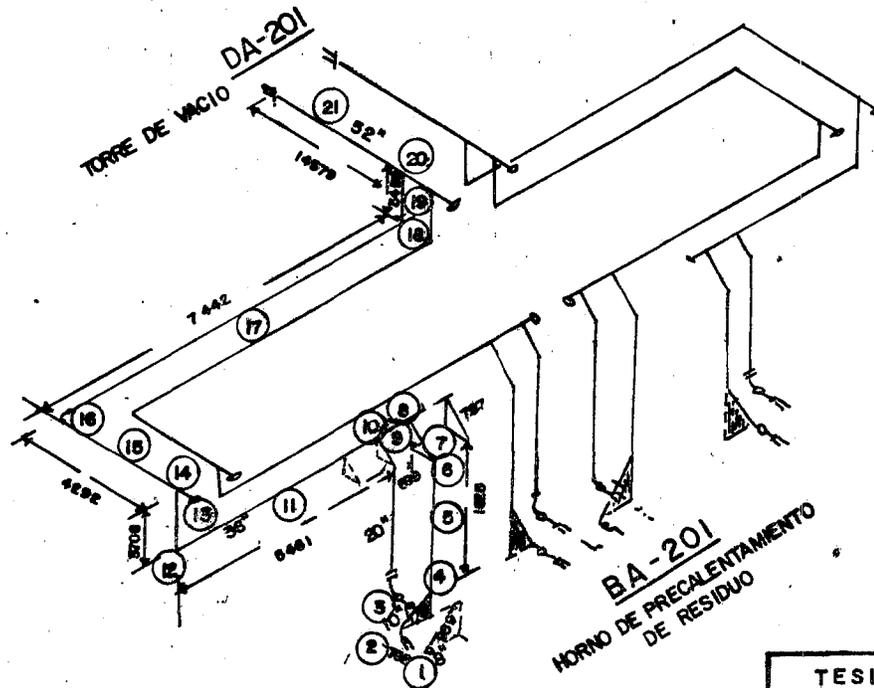


FIGURA 9.15 ISOMETRICO DE LA LINEA DE TRANSFERENCIA DE  
 LA PLANTA DE VACIO (PREPARADORA No. 3)  
 EN LA REFINERIA DE MINATITLAN



TESIS PROFESIONAL	
JOSE JORGE NUÑEZ ALBA	
UNAM	FACULTAD DE QUIMICA
1978	FIGURA No. 9.16

FIGURA 9.16 ISOMETRICO DE LA LINEA DE TRANSFERENCIA DE LA PLANTA DE VACIO EN LA REFINERIA DE TULA

de las líneas de transferencia analizadas con la secuencia de numeración de tramos utilizada.

c) Análisis de los resultados

En las tablas 9.2 a y b se pueden observar claramente las tendencias de cada método, así como su comportamiento ante configuraciones distintas. En general, se puede concluir que los métodos que utilizan el método de Dukler extrapolado para obtener la caída de presión en los accesorios dan lugar a trayectos subdiseñados, los cuales al entrar en operación, producirán caídas de presión muy altas, como se puede ver en los renglones correspondientes a 1 A/EXT y 2 A/EXT; por supuesto, no existe seguridad total de que el método de Chisholm represente con exactitud a la realidad, sin embargo, su base teórica es más consistente y la última palabra la dirá la comparación global con datos realizada en campo y la cual se presenta en el Capítulo X. Así mismo, un dimensionamiento con 1 A, 2 A ó 3 A nos da caídas de presión muy pequeñas si para los diámetros obtenidos con ellos aplicamos 1 A/EXT y 2 A/EXT.

En relación con las comparaciones entre métodos se puede observar que con el 2 A se obtienen las caídas de presión más altas para el trayecto de Minatitlán (M), aún utilizando diámetros grandes. En el trayecto de Tula (T), el 1 A es el que produce las caídas más altas. En este caso, cabe aclarar que se notó durante el desarrollo de las distintas simulaciones que conforme se va teniendo una presión más baja -

COMPARACION DE LA CAIDA DE PRESION ENTRE LOS DISTINTOS METODOS†

PLANTA DE VACIO REFINERIA MINATITLAN ( PREPARADORA NO. 3 )  
 RANGO DE  $\Delta P$  LIMITE PARA DIMENSIONAMIENTO = 110 - 125mmHg

DIAMETROS FINALES ( )→tramo en el que se inician	PAQUETE DE PROPIEDADES ORIGINALES						PAQUETE PROPIEDADES P▼			
	CLAVE METODO	1 A	2 A	3 A	1A/EXT	2A/EXT	2 A	3 A	1A/EXT	2A/EXT
8"/18"(2)/36"(6)	1 A	117.28	*115.16	similar A 2 A	43.6	13.606				
6"/22"(2)/42"(6)	2 A	197.06	110	94.46	45.47	7.66	153▼ 8'Y24'Y42"			
6"/22"(2)/42"(6)	3 A	"	"	111.57	"	"		145▼ 4'Y24'Y42"		
6"/22"(2)/42"(6)	1 B	"	"	"	"	"				
6"/18"(2)/28"(6)	1A/EXT	522	505.86	506.346	48.99 *(76.35)	22.19			73▼	47▼

- † EL VALOR EN EL CUADRO REPRESENTA LA CAIDA DE PRESION MINIMA POSIBLE CON LOS DIAMETROS PRESENTADOS  
 \* ESTA ES LA CAIDA DE PRESION HASTA EL TRAMO 15,  $\Delta P$  TRAMO 16 (codo)= 191.136 mm Hg  
 ‡ EL VALOR ENTRE PARENTESIS ES LA CAIDA DE PRESION DEL DIMENSIONAMIENTO INICIAL ANTES DE AJUSTAR EL DIAMETRO  
 ▼ VALORES DE  $\Delta P$  DE DIMENSIONAMIENTO SIN AJUSTE DE DIAMETRO

TABLA 9.2 b

COMPARACION DE LA CAIDA DE PRESION ENTRE LOS DISTINTOS METODOS

PLANTA DE VACIO REFINERIA TULA

RANGO DE  $\Delta P$  LIMITE PARA DIMENSIONAMIENTO  $\phi$  160-177.5 mmHg

DIAMETROS FINALES ( ) $\rightarrow$ tramo en el que se inician	PAQUETE CLAVE METODO	DE PROPIEDADES			ORIGINALES		PAQUETE PROPIEDADES P <sup>v</sup>			
		1 A	2 A	3 A	1A/EXT	2A/EXT	2 A	3 A	1A/EXT	2A/EXT
8"/36"(2)/52"(14")	1 A	209.86 <sup>1</sup>	81.8	73.678	95.4213	19.39				
8"/12"(2)/36"(14")	2 A	486.5 <sup>2</sup>	$\neq$ 170.13 (95.5)	139.61	99.58	27.766	180 <sup>v</sup>			
8"/18"(2)/24"(8)/36"(14)	3 A	171.5 <sup>II</sup>	211.96	$\neq$ 160.362 (131.76)	96.13	29.1465		52 <sup>v</sup>		
8"/16"(2)/30"(8)/36"(14)	1 B	387.5	146.3	120.5	92	24.58				
8"/10"(2)/24"(8)	1A/EXT	835	3577	295,973	$\neq$ 135 (119.61)	84.86				
8"/14"(2)/18"(8)	2A/EXT	464.5	2641.5	2527.43	464.5	$\neq$ 169.2 (73.1)		132.5 <sup>v</sup>		85 <sup>v</sup>

<sup>1</sup> CAIDA DE PRESION EN EL TRAMO 20 = 74

<sup>2</sup> CAIDA DE PRESION EN EL TRAMO 20 = 325

<sup>II</sup> CAIDA DE PRESION EN EL TRAMO 19 = 13,162

$\Delta$  ESTA ES LA CAIDA DE PRESION HASTA EL TRAMO 19.  $\Delta P$  TRAMO 20 (TE EN RAMA)=303 mm Hg

va aumentando la caída de presión en los accesorios ( aún para diámetros altos ) alcanzando su máximo a presiones menores a 25 mm Hg. Este comportamiento debe ser evaluado con un criterio de ponderación a los valores obtenidos, ya que si se toman como totalmente reales, se requeriría de diámetros sumamente altos en la sección próxima a la torre en la que la presión es muy baja, por lo tanto, estos valores deben ser tomados con reservas y ponderados a un máximo aceptable. En general los métodos 1 A y 2 A producen las mayores caídas de presión y los trayectos con mayor diámetro, sin destacar apreciablemente uno sobre el otro:

En relación con la influencia de los paquetes de propiedades se puede observar en las tablas 9.2 a y b que utilizando como base de comparación al dimensionamiento ( sin ajuste ) únicamente, se obtienen mayores caídas de presión que con el paquete de propiedades original. Este efecto es más espectacular en las tablas 9.3 a y b, donde para un mismo trayecto se obtienen caídas de presión muy altas utilizando el paquete propuesto.

Asimismo, la combinación de el método de Chisholm para accesorios y el paquete de propiedades P es la que produce las caídas de presión más altas.

Curiosamente, el efecto de las propiedades es muy pequeño en los trayectos dimensionados y probados con el método 1 A/EXT, lo cual nos indica que el método de Dukler extrapolado para accesorios no es sen-

TABLA 9.3 a

INFLUENCIA DEL CAMBIO DE PAQUETE DE PROPIEDADES

TRAYECTORIA PLANTA MINATITLAN

METODO USADO PARA DIMENSIONAMIENTO CON PROPS O	$\Delta P_{\text{PROPS O}}$	(mm Hg) $\Delta P_{\text{PROPS P(METODO/ACCES.)}}$
1 A/CHISHOLM	117.28	435 (1A/CHISHOLM)
2 A/CHISHOLM	110	167 (2A/CHISHOLM)
1 A/EXT	48.99	875 (1A/CHISHOLM)
1 A/EXT	48.99	67 (1A/EXT)

TABLA 9.3 b

INFLUENCIA DEL CAMBIO DE PAQUETE DE PROPIEDADES

TRAYECTORIA PLANTA TULA

METODO USADO PARA DIMENSIONAMIENTO CON PROPS O	$\Delta P_{\text{PROPS O}}$	(mm Hg) $\Delta P_{\text{PROPS P(METODO/ACCES.)}}$
1 A/CHISHOLM	209.86	233.6 (1A/CHISHOLM)
2 A/CHISHOLM	170.13	276.87(2A/CHISHOLM)
1 A/EXT	135	1480 (1A/CHISHOLM)
1 A/EXT	135	125.31(1A/EXT)

sensible a las propiedades usadas.

Otra observación interesante es que los accesorios consumen el mayor porcentaje de caída de presión utilizado para el dimensionamiento, lo cual nos indica la importancia de un método de predicción confiable en la caída de presión de estos componentes del sistema de flujo a dos fases.

Para evaluar el efecto de la configuración se propone utilizar la relación de longitud vertical a longitud horizontal, que en el caso del trayecto T(.2738) es más alta que en el P(.1925), lo cual se refleja más en el método 2 A, que utiliza un método empírico para la caída de presión en los tramos verticales. En el caso del método 1 A el efecto no es muy pronunciado para las dos configuraciones (en el valor de caída de presión de 435,260 mm pertenecen a accesorios en el rango de presión abajo de 25 mm Hg, por lo que no es muy confiable un valor tan alto).

En las figuras 9.17 a 9.29 se presentan memorias de cálculo de algunos de los valores asentados en las tablas 9.2 y 9.3 con el objeto de posibilitar la observación de la variación en las propiedades, gastos, longitudes equivalentes de accesorios, diámetros de dimensionamiento, caídas de presión por tramo y patrón de flujo.

La clave de accesorios es: 1(codo), 3(codo 45°), G(Te en línea), 7(Te en rama) y 8(expansión).

En las figuras 9.20 y 9.21 se puede observar un fenómeno interesante en este tipo de diseño, el cual, además, ocurre con frecuencia y

TESIS PROFESIONAL

DESIGN DE LINEAS DE TRANSFERENCIA CON FLUJO A 2 FASES EN SISTEMAS AL VACIO

TRABAJO: VERIFICACION DIMENSIONAMIENTO TRAYECTO MINATITLAN /METODO IA/ PROPS O 8"/18"/36"

CALCULO DE CAIDA DE PRESION: OPCION DE VERIFICACION

TRANC	ACC	DIAMETRO	GASTO	DENSIDAD	LONGITUD	ANGULO	CAIDA	DE	PRESION	TOTAL	PRESION	PATRON	DTAM
NO	INCH	(LB/HP)	(LB/HP)	(LB/FT <sup>3</sup> )	(FT)	INCL:	FRICCION	ACELERAC	ELEVACION	MMS	INCH	FLUID	CALC
						GRADOS	MMS/FT	MMS/FT	MMS/FT			AR	INCH
1	0	7.980	46756.19447	53.44	0.146	0.820	0.3818E+03	.4983E+01	0	.3634E+03	140.0	ANILAR	1.
2	7	17.250	46756.19447	53.44	0.146	86.041	0.3818E+03	.4983E+01	0	3.998	140.0	ANILAR	0.
3	0	17.250	46472.19732	53.46	0.143	7.833	0.8980E+05	.2477E+02	.2455E+01	19.36	136.0	ANILAR	0.
4	6	17.250	98333.44663	53.57	0.131	23.648	0.8980E+05	.2477E+02	.2455E+01	3.608	116.6	INDFF.	0.
5	0	17.250	98030.44968	53.59	0.129	5.858	0.4413E+04	.1707E+01	.1448E+01	8.905	113.0	INDFF.	0.
6	7	35.250	95612.47388	53.65	0.117	176.092	0.4413E+04	.1707E+01	.1448E+01	5.798	104.1	ANILAR	0.
7	0	35.250	93728.49228	53.49	0.107	15.510	0.1943E+05	.1635E+02	0	.3027E+04	98.33	ANILAR	0.
8	6	35.250	100192.94718	53.69	0.107	48.082	0.1943E+05	.1635E+02	0	4.001	98.33	ANILAR	0.
9	0	35.250	178521.96389	53.72	0.103	16.846	0.6789E+05	.6781E+02	0	.1186E+03	94.33	ANILAR	0.
10	1	35.250	178521.96389	53.72	0.103	43.122	0.6789E+05	.6781E+02	0	11.48	94.33	ANILAR	0.
11	0	35.250	173724.101186	53.80	0.091	12.521	0.8244E+05	.9604E+02	0	.1061E+03	82.85	ANILAR	0.
12	1	35.250	173724.101186	53.80	0.091	43.122	0.8244E+05	.9604E+02	0	13.27	82.85	ANILAR	0.
13	0	35.250	167315.107595	53.92	0.077	23.700	0.1073E+04	.1531E+01	0	.2600E+03	69.57	ANILAR	0.
14	1	35.250	167314.107596	53.92	0.077	43.122	0.1073E+04	.1531E+01	0	16.16	69.57	ANILAR	0.
15	0	35.250	157179.117731	54.11	0.058	8.626	0.1641E+04	.3145E+01	.5910E+00	5.588	53.41	INDFF.	0.
16	1	35.250	152815.122095	54.19	0.052	43.122	0.1641E+04	.3145E+01	.5910E+00	25.11	47.83	INDFF.	0.
17	0	35.250	134562.140328	54.54	0.031	35.000	0.4195E+04	.2003E+00	0	.3320E+02	22.72	ANILAR	0.

FIGURA 9.17

109



\*\*\*\*\*  
 TESIS PROFESIONAL \*\*\*\*\*  
 DISEÑO DE LÍNEAS DE TRANSFERENCIA CON FLUJO A 2 FASES EN SISTEMAS AL VACTO \*\*\*\*\*  
 TRABAJO: DIMENSIONAMIENTO TUBA PROPS O CON IA \*\*\*\*\*

CALCULO DEL DIAMETRO UTILIZANDO CATDA DE PRESION EN OPCION DIMENSIONAMIENTO

TRAMO	ACC NO	DIAMETRO INCH	GASTO LITROS (L/HR)	DENSIDAD GAS (LB/FT <sup>3</sup> )	LONGITUD EQUIVAL. (FT)	ANGULO INCL GRADOS	CAIDA FRICCION MMS/FT	DE ACELERAC MMS/FT	PRESION ELEVACION MMS/FT	TOTAL PMS	PRESION INICIAL PMS	PATRON FLUJO	DIAM CALC INCH		
1	0	0.000	85780.	20393.	49.60	0.109	2.460	0.	0.0029	.2288E+00	0.	0.0195	192.5	ANULAR	8.
2	1	0.000	85778.	20395.	49.60	0.109	20.368	0.	0.0029	.2288E+00	0.	7.4722	192.5	ANULAR	16.
3	0	0.000	84793.	21380.	49.77	0.105	3.246	45.	0.0000	.7443E-02	.1531E+01	5.0762	185.0	ANULAR	16.
4	3	0.000	84124.	22049.	49.89	0.102	15.730	45.	0.0000	.7443E-02	.1531E+01	6.4419	179.9	ANULAR	16.
5	0	0.000	83293.	22800.	50.03	0.099	5.333	90.	0.0009	.1190E+00	.8838E+00	7.0743	173.5	INDEF.	10.
6	3	0.000	82440.	23727.	50.17	0.095	15.730	90.	0.0009	.1190E+00	.8838E+00	7.1998	166.4	INDEF.	16.
7	0	0.000	81583.	24590.	50.32	0.091	2.583	45.	0.0000	.1323E-01	.1256E+01	3.3680	159.2	ANULAR	16.
8	7	0.000	81100.	24993.	50.38	0.089	140.765	45.	0.0000	.1323E-01	.1256E+01	5.7165	155.8	ANULAR	30.
9	0	0.000	80495.	25678.	50.50	0.086	2.295	0.	0.0000	.1297E-02	0.	0.0000	150.1	ANULAR	30.
10	6	0.000	100970.	51350.	50.50	0.086	32.143	0.	0.0000	.1297E-02	0.	5.6520	150.1	ANULAR	24.
11	0	0.000	104574.	47752.	50.62	0.083	17.917	0.	0.0000	.1180E-01	0.	0.0004	144.5	ANULAR	24.
12	1	0.000	104595.	47751.	50.62	0.083	43.065	0.	0.0000	.1180E-01	0.	7.5002	144.5	ANULAR	36.
13	0	0.000	109534.	42812.	50.78	0.078	12.166	90.	0.0000	.4741E-03	.2896E+01	35.2799	137.0	ANULAR	52.
14	7	0.000	147867.	64479.	51.63	0.059	254.826	90.	0.0000	.4741E-03	.2896E+01	12.1478	101.7	ANULAR	52.
15	0	0.000	142500.	69846.	51.99	0.052	14.083	0.	0.0000	.2894E-02	0.	0.0000	89.55	ANULAR	52.
16	1	0.000	142500.	69846.	51.99	0.052	60.613	0.	0.0000	.2894E-02	0.	7.1086	89.55	ANULAR	52.
17	0	0.000	140313.	72033.	52.21	0.048	24.417	0.	0.0000	.3622E-02	0.	0.0000	82.44	ANULAR	52.
18	1	0.000	140313.	72033.	52.21	0.048	60.613	0.	0.0000	.3622E-02	0.	7.8171	82.44	ANULAR	52.
19	0	0.000	137838.	74508.	52.44	0.044	12.333	90.	0.0000	.4713E-02	.1777E+01	22.2035	74.62	ANULAR	52.
20	7	0.000	253565.	171127.	53.23	0.030	254.826	90.	0.0000	.4713E-02	.1777E+01	100.8156	52.42	INDEF.	52.

DPTOT MAYOR QUE DPTDINU ,

FIGURA 9.19

-465-

\*\*\*\*\*  
 \*\*\*\*\*  
 \*\*\*\*\*  
 \*\*\*\*\*

\*\*\*\*\*  
 TESIS PROFESIONAL  
 DISEÑO DE LÍNEAS DE TRANSFERENCIA CON FLUJO A 2 FASES EN SISTEMAS AL VACÍO  
 TRABAJO VERIFICACION DIMENSIONAMIENTO TRAYECTO TULA A CON PROPSO 1/8"/35"(2)/ 52"(8)  
 \*\*\*\*\*

TRAMO	ALC	DIAMETRO INCH	GASTO LIQUIDO (L/HR)	DENSIDAD GAS LIQUIDO (LB/HR)	ANGULO EQUIVALE (IN/FT)	LONGITUD (FT)	ANGULO INCL. GRADOS	CAIDA DE FRICION MMS/FT	CAIDA DE AL. EL. AC MMS/FT	PRESION ELEVACION MMS/FT	PRESION TOTAL MMS	PRESION INICIAL MMS	PATRON FLUJO	DIAM CALC INCH	
															FRICION MMS/FT
1	0	7.981	85780	20393	4.60	0.109	2.400	0	0.0009	.5419E+01	0	0.0024	192.5	ANULAR	1.
2	1	35.200	85780	20393	4.60	0.109	43.065	0	0.0009	.5419E+01	0	1.6005	192.5	ANULAR	0.
3	0	35.200	85569	20604	4.64	0.108	3.246	45	0.0000	.1486E+03	.2300E+01	7.4700	190.9	ANULAR	0.
4	3	35.200	84585	21588	4.81	0.104	37.363	45	0.0000	.1486E+03	.2300E+01	1.4993	183.4	ANULAR	0.
5	0	35.200	84387	21786	4.84	0.103	5.333	90	0.0000	.1424E+03	.3181E+01	16.9722	181.9	ANULAR	0.
6	3	35.200	82271	23902	5.20	0.094	37.363	90	0.0000	.1424E+03	.3181E+01	1.7325	165.0	ANULAR	0.
7	0	35.200	82063	24110	5.24	0.093	2.583	45	0.0000	.2765E+03	.2135E+01	5.5195	163.2	ANULAR	0.
8	7	51.000	81402	24771	5.35	0.090	254.886	45	0.0000	.2765E+03	.2135E+01	2.0838	157.7	ESTRAT	0.
9	0	51.000	81152	25021	5.39	0.089	2.295	0	0.0000	.7428E+04	0	0.0000	155.6	ESTRAT	0.
10	6	51.000	162305	50041	5.39	0.089	69.094	0	0.0000	.7428E+04	0	1.2761	155.6	ANULAR	0.
11	0	51.000	161999	50347	5.41	0.088	17.917	0	0.0000	.3057E+03	0	0.0000	154.3	ANULAR	0.
12	1	51.000	161999	50347	5.41	0.088	60.613	0	0.0000	.3057E+03	0	3.7246	154.3	ANULAR	0.
13	0	51.000	161106	51240	5.49	0.086	12.166	90	0.0000	.3324E+03	.2905E+01	35.3716	150.6	ANULAR	0.
14	7	51.000	165051	47295	5.29	0.067	254.886	90	0.0000	.3324E+03	.2905E+01	8.2855	115.2	ANULAR	0.
15	0	51.000	154543	57803	5.50	0.062	14.083	0	0.0000	.8233E+03	0	0.0000	107.0	ANULAR	0.
16	1	51.000	154543	57803	5.50	0.062	60.613	0	0.0000	.8233E+03	0	5.2873	107.0	ANULAR	0.
17	0	51.000	147637	64509	5.64	0.059	24.417	0	0.0000	.1132E+02	0	0.0000	101.7	ANULAR	0.
18	1	51.000	147637	64509	5.64	0.059	60.613	0	0.0000	.1132E+02	0	6.0048	101.7	ANULAR	0.
19	0	51.000	144381	67965	5.81	0.056	12.333	90	0.0000	.1416E+02	.2185E+01	27.0485	95.67	ANULAR	0.
20	7	51.000	269697	154995	5.66	0.040	254.886	90	0.0000	.1416E+02	.2185E+01	72.0053	68.62	ANULAR	0.
21	0	51.000	222624	202068	5.42	0.018	47.833	0	0.0000	*****	0	0.0003	*****	ANULAR	0.

FIGURA 9.20

TESIS PROFESIONAL

DISEÑO DE LÍNEAS DE TRANSFERENCIA CON FLUJO A 2 FASES EN SISTEMAS AL VACÍO

TRABAJO DE VERIFICACIÓN DE DIMENSIONAMIENTO TRAYECTO TULA IA CON PROPS. O #8" /36" (21/52" (14)

TRAHO	ACC NO	DIAMETRO INCH	GASTO		DENSIDAD		LONGITUD EQUIVAL. (FT)	ÁNGULO INCS GRADOS	CAIDA DE PRESION		TOTAL PRESION INICIAL HRS	PATRON FLUJO	DIAM CALC INCH		
			LIQUIDO (LB/HR)	GAS (LB/HR)	LIQUIDO (LB/FT <sup>3</sup> )	GAS (LB/FT <sup>3</sup> )			FRICCIÓN HRS/FT	ACELERAC HRS/FT				ELEVACION HRS/FT	
1	0	7.981	85780	20393	49.60	0.109	2.400	0	0.0009	.5419E-01	0	0.0024	192.5	ANULAR	1
2	1	35.200	85780	20393	49.60	0.109	43.065	0	0.0009	.5419E-01	0	1.6005	192.5	ANULAR	0
3	0	35.200	85569	20604	49.64	0.108	3.246	45	0.0000	.1486E-03	*2300E+01	7.4700	190.9	ANULAR	0
4	3	35.200	84585	21588	49.61	0.104	37.363	45	0.0000	.1486E-03	*2300E+01	1.4993	183.4	ANULAR	0
5	0	35.200	84387	21786	49.64	0.103	5.333	90	0.0000	.1824E-03	*3181E+01	16.9722	181.9	ANULAR	0
6	3	35.200	82271	23902	50.20	0.094	37.363	90	0.0000	.1824E-03	*3181E+01	1.7325	165.0	ANULAR	0
7	0	35.200	82063	24110	50.24	0.093	2.583	45	0.0000	.2765E-03	*2135E+01	5.5195	163.2	ANULAR	0
8	7	35.200	81402	24771	50.35	0.090	175.840	45	0.0000	.2765E-03	*2135E+01	4.0604	157.7	ANULAR	0
9	0	35.200	80916	25257	50.43	0.088	2.295	0	0.0000	.3422E-03	0	0.0000	153.6	ANULAR	0
10	6	35.200	161831	50515	50.43	0.088	48.014	0	0.0000	.3422E-03	0	2.5735	153.6	ANULAR	0
11	0	35.200	161214	51132	50.48	0.086	17.917	0	0.0000	.1450E-02	0	0.0001	151.1	ANULAR	0
12	1	35.200	161214	51132	50.48	0.086	43.065	0	0.0000	.1450E-02	0	7.7332	151.1	ANULAR	0
13	0	35.200	165347	46999	50.64	0.082	12.166	90	0.0000	.1357E-02	*2392E+01	29.2064	143.3	ANULAR	0
14	7	51.000	163634	48712	51.32	0.066	254.886	90	0.0000	.1357E-02	*2392E+01	8.5928	114.1	ANULAR	0
15	0	51.000	152736	59610	51.54	0.061	14.083	0	0.0000	.8988E-03	0	0.0000	105.5	ANULAR	0
16	1	51.000	152736	59610	51.54	0.061	60.613	0	0.0000	.8988E-03	0	5.4794	105.5	ANULAR	0
17	0	51.000	145786	66560	51.68	0.058	24.417	0	0.0000	.1243E-02	0	0.0000	100.1	ANULAR	0
18	1	51.000	145786	66560	51.68	0.058	60.613	0	0.0000	.1243E-02	0	6.2268	100.1	ANULAR	0
19	0	51.000	143816	68530	51.66	0.055	12.333	90	0.0000	.1496E-02	*2153E+01	26.6666	93.83	ANULAR	0
20	7	51.000	268246	156446	52.71	0.039	254.886	90	0.0000	.1496E-02	*2153E+01	74.0320	67.16	ANULAR	0
21	0	51.000	222624	202068	54.21	0.018	47.833	0	0.0000	*****	0	0.0005	*****	ANULAR	0

FIGURA 9.21

\*\*\*\*\*  
 TESIS PROFESIONAL \*\*\*\*\*  
 DISEÑO DE LINEAS DE TRANSMISIÓN CON FLUJO A 2 FASES EN SISTEMAS AL VACÍO \*\*\*\*\*  
 TRABAJO DE DIMENSIONAMIENTO TULA PROPS. O CON IA/EXT. \*\*\*\*\*  
 \*\*\*\*\*

CALCULO DEL DIAMETRO UTILIZANDO CAIDA DE PRESION EN OPCION DIMENSIONAMIENTO

TRAMO	ACC	DIAMETRO	CASO	DENSIDAD	LONGITUD	ANGULO	CAIDA	LE	PRESION	TOTAL	PRESION	PATRON	DIAM
NO	NO	TRCH	LIQUID	GAS	EQUIV.	INCL	EFICION	ACELER	EL PASION	INUS	INICIAL	FLUJO	CALC
			(LBS/FT <sup>3</sup> )	(LBS/FT <sup>3</sup> )	(FT)	(GR/GRS)	(MS/FT)	(MS/FT)	(LBS/FT <sup>2</sup> )		(TMS)		(INCH)
1	0	0.000	85780.	20393.	49.60	0.109	2.400	0.	0.0029	.2288E+00	0	ANULAR	8.
2	1	0.000	85778.	20395.	49.60	0.109	14.021	0.	0.0029	.2288E+00	0	ANULAR	12.
3	0	0.000	84916.	21257.	49.75	0.105	3.246	45.	0.0001	.1842E+01	.1265E+01	ANULAR	14.
4	3	0.000	84345.	21829.	49.85	0.103	10.217	45.	0.0001	.1842E+01	.1265E+01	ANULAR	12.
5	0	0.000	83023.	22550.	49.97	0.100	5.333	90.	0.0009	.1128E+00	.9252E+00	INDEF.	10.
6	3	0.000	82747.	23426.	50.12	0.096	10.217	90.	0.0009	.1128E+00	.9252E+00	INDEF.	12.
7	0	0.000	81982.	24191.	50.25	0.093	2.583	45.	0.0001	.3107E+01	.9910E+00	ANULAR	14.
8	7	0.000	81446.	24527.	50.31	0.091	77.906	45.	0.0001	.3107E+01	.9910E+00	ANULAR	16.
9	0	0.000	80786.	25387.	50.45	0.087	2.295	0.	0.0000	.1535E+01	0	ANULAR	16.
10	0	0.000	161172.	50774.	50.45	0.087	24.158	0.	0.0000	.1535E+01	0	ANULAR	18.
11	0	0.000	162478.	49868.	50.55	0.084	17.917	0.	0.0001	.3898E+01	0	ANULAR	18.
12	1	0.000	162479.	49867.	50.55	0.084	20.360	0.	0.0001	.3898E+01	0	ANULAR	16.
13	0	0.000	167433.	44913.	50.71	0.080	12.166	90.	0.0000	.4990E+03	.2900E+01	ANULAR	52.
14	7	0.000	151845.	60501.	51.55	0.061	146.705	90.	0.0000	.4990E+03	.2900E+01	INDEF.	30.
15	0	0.000	146706.	65640.	51.66	0.059	14.083	0.	0.0000	.1840E+01	0	ANULAR	30.
16	1	0.000	146706.	65640.	51.66	0.059	25.060	0.	0.0000	.1840E+01	0	ANULAR	20.
17	0	0.000	144043.	68303.	51.84	0.055	24.417	0.	0.0001	.1148E+00	0	ANULAR	20.
18	1	0.000	144041.	68305.	51.84	0.055	25.060	0.	0.0001	.1148E+00	0	ANULAR	20.
19	0	0.000	141880.	70466.	52.05	0.051	12.333	90.	0.0000	.3080E+02	.2040E+01	ANULAR	52.
20	7	0.000	263261.	161431.	52.89	0.036	254.886	90.	0.0000	.3080E+02	.2040E+01	INDEF.	52.
21	0	0.000	258619.	166073.	53.05	0.034	47.833	0.	0.0000	.3982E+01	0	ANULAR	52.

FIGURA 922

\*\*\*\*\*  
 TESIS PROFESIONAL  
 DISEÑO DE LINEAS DE TRANSFERENCIA CON FLUJO A 2 FASIS EN SISTEMAS AL VACIO  
 TRABAJO: VERIFICACION DIMENSIONAMIENTO TRAYECTO TULA IA/ EXT. CON PROF. 0 1/8" / 10" (2) / 24" (8)  
 \*\*\*\*\*

CALCULO DE CAIDA DE PRESION OPCION DE VERIFICACION

TRAMO	ALC	DIAMETRO	GASTO	DENSIDAD	LONGITUD	ANGULO	CAIDA	LE	PRESION	TOTAL	PRESION	PATRON	DIAM
NO	VALO		LIQUIDO	GAS	EQUIVAL.	INCL.	FRICION	ACELECAC	ELEVACION	MMS	INICIAL	FLUJO	CALC
	TACH	(INCH)	(LBS/HR)	(LB/FT <sup>3</sup> )	(FT)	GRADOS	MMS/FT	MMS/FT	MMS/FT		MMS		INCH
1	0	8.729	85780	20393	47.60	0.109	2.400	0	0	0.0019	192.5	ANULAR	1.
2	1	10.420	85780	20393	47.60	0.109	14.020	0	0.0007	6.5415	192.5	ANULAR	0.
3	0	10.420	84918	21255	47.75	0.105	3.246	45	0.0002	3.6162	186.0	ANULAR	0.
4	3	10.420	84441	21732	47.83	0.103	10.217	45	0.0002	5.4294	182.3	ANULAR	0.
5	0	10.420	83726	22447	47.96	0.101	5.333	90	0.0003	7.6638	176.9	INDEF.	0.
6	3	10.420	82785	23388	50.12	0.096	10.217	90	0.0003	6.3621	169.2	INDEF.	0.
7	0	10.420	82023	24150	50.24	0.093	2.583	45	0.0003	2.2065	162.9	ANULAR	0.
8	7	23.500	81758	24415	50.29	0.091	117.307	45	0.0003	1.4928	160.7	ANULAR	0.
9	0	23.500	81579	24594	50.32	0.091	2.295	0	0.0000	0.0000	159.2	ANULAR	0.
10	0	23.500	163159	49187	50.32	0.091	32.163	0	0.0000	1.4679	159.2	ANULAR	0.
11	0	23.500	162807	49539	50.35	0.090	17.917	0	0.0000	0.0004	157.7	ANULAR	0.
12	1	23.500	162807	49539	50.35	0.090	29.673	0	0.0000	1.3743	157.7	ANULAR	0.
13	0	23.500	162478	49868	50.37	0.089	12.166	90	0.0000	22.3929	156.3	ANULAR	0.
14	7	23.500	171528	40818	50.84	0.077	117.307	90	0.0000	4.2918	133.9	INDEF.	0.
15	0	23.500	174354	37992	50.94	0.075	14.083	0	0.0000	0.0002	129.7	ANULAR	0.
16	1	23.500	174354	37992	50.94	0.075	29.673	0	0.0000	0.9875	129.7	ANULAR	0.
17	0	23.500	175004	37342	50.96	0.074	24.417	0	0.0000	0.0004	128.7	ANULAR	0.
18	1	23.500	175005	37341	50.96	0.074	29.673	0	0.0000	0.9656	128.7	ANULAR	0.
19	0	23.500	175640	36706	50.98	0.074	12.333	90	0.0000	20.4009	127.7	INDEF.	0.
20	7	23.500	309953	114739	51.49	0.062	117.307	90	0.0000	34.3542	107.3	INDEF.	0.
21	0	23.500	274008	150684	52.50	0.043	47.833	0	0.0003	0.0508	72.95	ANULAR	0.

FIGURA 9.23

- 469 -

\*\*\*\*\*  
 TESIS PROFESIONAL  
 DISEÑO DE LINEAS DE TRANSFERENCIA CON FLUJO A 2 FASES EN SISTEMAS AL VACIO  
 \*\*\*\*\*  
 TRABAJO: VERIFICACION TRAYECTO DIMENSIONADO CON IA UTILIZANDO IA / EXT. (TULA & PROPS.O)  
 \*\*\*\*\*

CALCULO DE CAIDA DE PRESION: OPCION DE VERIFICACION

TRAMO	ACC	DIAMETRO	GASTO		DENSIDAD		LONGITUD	ANGULO	CAIDA DE PRESION		TOTAL	PRESION	PATRON	DIAM	
NO		DADO	LIQUIDO	GAS	LIQUIDO	GAS	EQUIV.	INCL.	FRICCION	ACELERAC	ELEVACION	INICIAL	FLUJO	CALC	
		INCH	(LB/HR)	(LB/HR)	(LB/FT <sup>3</sup> )	(LB/FT <sup>3</sup> )	(FT)	GRADOS	MMS/FT	MMS/FT	RMS/FT.	MMS	MMS	INCH	
1	0	7.981	85780	20393	49.60	0.109	2.400	0	0.0009	.5419E-01	.0	0.0024	192.5	ANULAR	1.
2	1	17.623	85780	20393	49.60	0.109	22.759	0	0.0009	.5419E-01	.0	0.8032	192.5	ANULAR	0.
3	0	17.623	85674	20499	49.62	0.108	3.246	45	0.0000	.2322E-02	.1725E+01	5.6361	191.7	ANULAR	0.
4	3	17.623	84931	21242	49.75	0.105	17.882	45	0.0000	.2322E-02	.1725E+01	0.6845	186.1	ANULAR	0.
5	0	17.623	84841	21332	49.76	0.105	5.333	90	0.0000	.2683E-02	.2358E+01	12.6703	185.4	ANULAR	0.
6	3	17.623	83199	22974	50.05	0.098	17.882	90	0.0000	.2683E-02	.2358E+01	0.8046	172.7	ANULAR	0.
7	0	17.623	83102	23071	50.06	0.098	2.583	45	0.0000	.3636E-02	.1539E+01	4.0166	171.9	ANULAR	0.
8	7	35.200	82621	23552	50.14	0.096	175.840	45	0.0000	.3636E-02	.1539E+01	0.3007	167.9	ANULAR	0.
9	0	35.200	82505	23588	50.15	0.095	2.295	0	0.0000	.2512E-03	.0	0.0000	167.6	ANULAR	0.
10	6	35.200	165170	47176	50.15	0.095	48.014	0	0.0000	.2512E-03	.0	0.2862	167.6	ANULAR	0.
11	0	35.200	165102	47244	50.15	0.095	17.917	0	0.0000	.1011E-02	.0	0.0001	167.3	ANULAR	0.
12	1	35.200	165102	47244	50.15	0.095	43.065	0	0.0000	.1011E-02	.0	0.2575	167.3	ANULAR	0.
13	0	35.200	165040	47306	50.16	0.095	12.166	90	0.0000	.1017E-02	.2604E+01	31.7729	167.0	ANULAR	0.
14	7	51.000	170662	41684	50.82	0.078	254.886	90	0.0000	.1017E-02	.2604E+01	0.2244	135.3	ANULAR	0.
15	0	51.000	170810	41536	50.82	0.077	14.083	0	0.0000	.2700E-03	.0	0.0000	135.0	ESTRAT	0.
16	1	51.000	170810	41536	50.82	0.077	60.613	0	0.0000	.2700E-03	.0	0.0531	135.0	ESTRAT	0.
17	0	51.000	170845	41501	50.82	0.077	24.417	0	0.0000	.2697E-03	.0	0.0000	135.0	ESTRAT	0.
18	1	51.000	170845	41501	50.82	0.077	60.613	0	0.0000	.2697E-03	.0	0.0530	135.0	ESTRAT	0.
19	0	51.000	170880	41466	50.82	0.077	12.333	90	0.0000	.2695E-03	.2891E+01	35.6855	134.9	ANULAR	0.
20	7	51.000	290964	133728	51.70	0.058	254.886	90	0.0000	.2695E-03	.2891E+01	2.1695	99.25	ANULAR	0.
21	0	51.000	289630	135062	51.77	0.057	47.833	0	0.0000	.5433E-02	.0	0.0002	97.08	ANULAR	0.

FIGURA 9.24

\*\*\*\*\*  
 TESIS PROFESIONAL \*\*\*\*\*  
 LIBRO DE LINEAS DE TRANSFERENCIA CON FLUJO A 2 FASIS EN SISTEMAS AL VACIO \*\*\*\*\*  
 TRABAJO: VERIFICACION TRAYECTO DIMENSIONADO CON LA PROPS. O UTILIZANDO LA PROPS. O (MINAT) \*\*\*\*\*

TRAMO	ACC	DIA. ETG	DACC	GASTO		DENSIDAD		LONGITUD ANGULO		CAICA DE PRESION			PRESION		PATRON	DIAM
				LIQUIDO	CAS	LIQUIDO	CAS	EQUIVAL.	INCL.	FRICCION	ACELERAC	ELCVACION	TOTAL	INICIAL		
	NO			(LL/HR)	(LB/HR)	(LB/FT <sup>3</sup> )	(LB/FT <sup>3</sup> )	(FT)	GRADOS	MMS/FT	MMS/FT	MMS/FT	MMS	MMS		INCH
1	0	7.9AC	42043	24161	54.65	0.068	0.820	0	0	0.0012	.1631E+00	.0	10.3603	140.0	ANULAR	0
2	7	17.25C	42043	24161	54.65	0.068	86.041	0	0	0.0012	.1631E+00	.0	10.3603	140.0	ANULAR	0
3	0	17.25C	41278	24925	54.78	0.063	7.833	90	0	0.0000	.5943E+02	.1036E+01	8.3260	129.6	INDEF.	0
4	6	17.25C	87632	55164	54.89	0.059	23.648	90	0	0.0000	.5943E+02	.1036E+01	9.7697	121.3	INDEF.	0
5	0	17.25C	85046	57150	55.00	0.054	5.858	90	0	0.0002	.6524E+01	.4814E+00	3.4475	111.5	INDEF.	0
6	7	35.25C	85121	57875	55.04	0.053	176.092	90	0	0.0002	.6524E+01	.4814E+00	15.1176	108.1	INDEF.	0
7	0	35.25C	81985	61011	55.24	0.046	15.510	0	0	0.0000	.6086E+02	.0	0.0001	92.98	ANULAR	0
8	6	35.25C	157016	117294	55.24	0.046	48.082	0	0	0.0000	.6086E+02	.0	11.4157	92.98	ANULAR	0
9	0	35.25C	153131	121779	55.42	0.040	16.846	0	0	0.0000	.3125E+01	.0	0.0005	81.56	ANULAR	0
10	1	35.25C	153130	121780	55.42	0.040	43.122	0	0	0.0000	.3125E+01	.0	33.3862	81.56	ANULAR	0
11	0	35.25C	134552	140358	55.84	0.024	12.521	0	0	0.0001	.1163E+00	.0	0.0011	48.17	ANULAR	0
12	1	35.25C	134551	140359	55.84	0.024	43.122	0	0	0.0001	.1163E+00	.0	57.0482	48.17	ANULAR	0
13	0	35.25C	109516	165394	56.42	0.011	23.200	0	0	0.0002	*****	.0	0.0007	*****	ANULAR	0
14	1	35.25C	109516	165394	56.42	0.011	43.122	0	0	0.0002	*****	.0	131.2552	*****	ANULAR	0
15	0	35.25C	109516	165394	56.42	0.011	8.626	90	0	0.0002	*****	.3738E+01	23.7518	*****	INDEF.	0
16	1	35.25C	109516	165394	56.42	0.011	43.122	90	0	0.0002	*****	.3738E+01	131.2552	*****	INDEF.	0
17	0	35.25C	109516	165394	56.42	0.011	35.000	0	0	0.0002	*****	.0	0.0061	*****	ANULAR	0

471

FIGURA 925

TESIS PROFESIONAL

DISEÑO DE LINEAS DE TRANSFERENCIA CON FLUJO A 2 FASES EN SISTEMAS AL VACIO

TRABAJO: VERIFICACION TRAYECTO DIMENSIONADO CON 2A PROPS. O UTILIZANDO 2A PROPS.P(MINVT)

CALCULO DE CAIPA DE FRESIDA: OPCION DE VERIFICACION

TRAMO	ACC	DIAMETRO	GASTO	DENSIDAD	LONGITUD	ANGULO	CAIPA	DE	PRESION	TOTAL	PRESION	PATRON	DIAM
NO	DACC	INCH	LIQUIDO (LB/HR)	GAS (LB/HR)	EQUIVAL (FT)	INCL. GRADOS	FRICION (MMS/FT)	ACCLERAC (MMS/FT)	ELEVACION (MMS/FT)	MMS	INICIAL MMS	FLUJO	CALC INCH
1	0	6.065	42043.	24161.	54.05	0.066	0.820	0.	0.0043	3587E+00	0	ANULAR	1.
2	7	21.250	41784.	24420.	54.70	0.066	106.052	0.	0.0043	3587E+00	0	ANULAR	0.
PATRON INDEFINICION SE CALCULARA ESPUMA (TRANSICION)													
3	0	21.250	41254.	24950.	54.79	0.063	7.833	90.	0.0139	1040E+01	5959E+01	INDEF.	0.
4	6	21.250	89011.	53985.	54.80	0.062	29.100	90.	0.0139	1040E+01	5959E+01	INDEF.	0.
PATRON INDEFINICION SE CALCULARA ESPUMA (TRANSICION)													
5	0	21.250	80053.	54943.	54.87	0.060	5.858	90.	0.0110	5480E+01	5561E+01	INDEF.	0.
6	7	41.250	87980.	55017.	54.88	0.059	206.109	90.	0.0110	5480E+01	5561E+01	ANULAR	0.
7	0	41.250	86049.	56947.	54.99	0.055	15.510	0.	0.0000	1997E+02	0	ANULAR	0.
8	6	41.250	165429.	109481.	54.99	0.055	56.140	0.	0.0000	1997E+02	0	ANULAR	0.
9	0	41.250	162734.	112176.	55.07	0.052	16.846	0.	0.0000	2738E+02	0	ANULAR	0.
10	1	41.250	162734.	112176.	55.07	0.052	49.845	0.	0.0000	2738E+02	0	ANULAR	0.
11	0	41.250	155377.	119533.	55.33	0.043	12.521	0.	0.0000	1444E+01	0	ANULAR	0.
12	1	41.250	155377.	119533.	55.33	0.043	49.845	0.	0.0000	1444E+01	0	ANULAR	0.
13	0	41.250	144027.	130283.	55.62	0.032	23.200	0.	0.0000	3095E+01	0	ANULAR	0.
14	1	41.250	144026.	130284.	55.62	0.032	49.845	0.	0.0000	3095E+01	0	ANULAR	0.
PATRON INDEFINICION SE CALCULARA ESPUMA (TRANSICION)													
15	0	41.250	122700.	152210.	56.11	0.017	8.626	90.	0.0064	2616E+00	1115E+01	INDEF.	0.
16	1	41.250	122152.	152750.	56.12	0.017	49.845	90.	0.0064	2616E+00	1115E+01	INDEF.	0.
17	0	41.250	109516.	165394.	56.42	0.011	35.000	0.	0.0001	*****	0	ANULAR	0.

FIGURA 9.26

\*\*\*\*\*  
 TESIS PROFESIONAL  
 DISEÑO DE LINEAS DE TRANSFERENCIA CON FLUJO A 2 FASES EN SISTEMAS AL VACIO  
 TRABAJO: VERIFICACION TRAYECTO DIMENSIONADO CON IA/EXT. PROPS. O UTILIZANDO IA/EXT. PROPS. P (MINAT)  
 \*\*\*\*\*

CALCULO DE CAIDA DE PRESION: OPCION DE VERIFICACION

TRAMO	ACC NO	DIA. ETIC. UACC INCH	GASTO LIQUIDO (LB/HR)	DENSIDAD GAS LIQUIDO (LB/FT <sup>3</sup> )	LONGITUD EQUIVAL. (FT)	ANGULO INCL. GRADOS	CAIDA DE PRESION FRICCION (LBS/FT)	ACELERACION (LBS/FT)	PRESION ELEVACION (LBS/FT)	TOTAL HRS	PRESION INICIAL HRS	PATRON FLUJO	DIAM CALC INCH
1	0	6.065	42043	24161	54.65	0.068	0.820	0	0.0043	.3587E+00	0	ANULAR	1
2	7	17.250	41788	24420	54.70	0.066	0.000	0	0.0043	.3587E+00	0	ANULAR	0
3	0	17.250	41400	24804	54.76	0.064	7.833	90	0.0000	.9157E-02	.1061E+01	INDEF.	0
4	6	17.250	88663	54933	54.87	0.060	0.000	90	0.0000	.9157E-02	.1061E+01	INDEF.	0
5	0	17.250	86705	56291	54.96	0.056	5.858	90	0.0002	.6046E-01	.4691E+00	INDEF.	0
6	7	27.250	86011	56985	55.00	0.055	0.000	90	0.0002	.6046E-01	.4691E+00	INDEF.	0
7	0	27.250	84949	50047	55.05	0.052	15.510	0	0.0000	.1197E-01	0	ANULAR	0
8	6	27.250	103314	111596	55.05	0.052	0.000	0	0.0000	.1197E-01	0	ANULAR	0
9	0	27.250	161279	113631	55.11	0.050	16.846	0	0.0001	.5040E-01	0	ANULAR	0
10	1	27.250	161278	113632	55.11	0.050	0.000	0	0.0001	.5040E-01	0	ANULAR	0
11	0	27.250	159311	115599	55.18	0.048	0.000	0	0.0001	.5746E-01	0	ANULAR	0
12	1	27.250	159310	115600	55.18	0.048	0.521	0	0.0001	.5746E-01	0	ANULAR	0
13	0	27.250	157223	117687	55.26	0.045	23.200	0	0.0001	.6641E-01	0	ANULAR	0
14	1	27.250	157222	117688	55.26	0.045	0.000	0	0.0001	.6641E-01	0	ANULAR	0
15	0	27.250	154964	119946	55.35	0.043	8.626	90	0.0001	.7817E-01	.5553E+00	INDEF.	0
16	1	27.250	152557	122353	55.44	0.040	0.000	90	0.0001	.7817E-01	.5553E+00	INDEF.	0
17	0	27.250	149035	125875	55.52	0.036	35.000	0	0.0001	.1186E+00	0	ANULAR	0

FIGURA 9.27

473

TESIS PROFESIONAL

DISEÑO DE LINEAS DE TRANSFERENCIA CON FLUJO A 2 FASES EN SISTEMAS AL VACIO

TRABAJO: VERIFICACION TRAYECTO DIMENSIONADO CON IA/EXT PROPS. O. UTILIZANDO IA/CHISHOLM  
PROPS. P (MINAT)

TRAMO	ACC	DIAM. ETIC	GASTO		DENSIDAD		LONGITUD ANGULO		CAIDA DE PRESION			TOTAL	PRESION INICIAL	PATRON FLUJO.	DIAM CALC
			LIQUIDO	GAS	LIQUIDO	GAS	EQUIVAL.	INCL.	FRICCION	ACELERAC	ELLEVACION				
ND	DACC	INCL	(LB/HR)	(LB/HR)	(LB/FT <sup>3</sup> )	(LB/FT <sup>3</sup> )	(FT)	GRADOS	MMS/FT	MMS/FT	MMS/FT				
1	0	6.065	42043	24181	54.65	0.068	0.820	0	0.0043	.3587E+00	0	3.5130	140.0	ANULAR	1
2	7	17.250	41784	24420	54.70	0.066	86.041	0	0.0043	.3587E+00	0	10.6853	136.5	ANULAR	0
3	0	17.250	40995	25208	54.83	0.061	7.833	90	0.0000	.1028E+01	.9774E+00	7.8819	125.8	INDEF.	0
4	6	17.250	87186	55810	54.93	0.057	23.648	90	0.0000	.1028E+01	.9774E+00	10.1312	117.9	INDEF.	0
5	0	17.250	85057	57939	55.05	0.053	5.858	90	0.0002	.7354E+01	.4943E+00	3.6427	107.8	INDEF.	0
6	7	27.250	84292	54704	55.09	0.051	136.067	90	0.0002	.7354E+01	.4943E+00	25.7619	104.1	INDEF.	0
7	0	27.250	78905	64091	55.46	0.039	15.510	0	0.0000	.2685E+01	0	0.0005	78.38	ANULAR	0
8	6	27.250	151694	123216	55.46	0.039	37.259	0	0.0000	.2685E+01	0	23.0729	78.38	ANULAR	0
9	0	27.250	139249	135661	55.74	0.028	16.846	0	0.0002	.2381E+00	0	0.0084	55.31	ANULAR	0
10	1	27.250	139243	135667	55.74	0.028	34.012	0	0.0002	.2381E+00	0	83.7856	55.30	ANULAR	0
11	0	27.250	109516	165394	56.42	0.011	12.521	0	0.0008	*****	0	0.0017	*****	ANULAR	0
12	1	27.250	109516	165394	56.42	0.011	34.012	0	0.0008	*****	0	222.4157	*****	ANULAR	0
13	0	27.250	109516	165394	56.42	0.011	23.200	0	0.0008	*****	0	0.0118	*****	ANULAR	0
14	1	27.250	109516	165394	56.42	0.011	34.012	0	0.0008	*****	0	222.4157	*****	ANULAR	0

1474

HAY ERROR EN LOS DATOS, VERIFICAR ERROR EN PATVERT  
XDSHC QUE SE SUPLE DA INDEFINIDO, 10493.0645255,  
15 0 27.250 109516.165394. 56.42 0.011 8.626 90. 0.0008 \*\*\*\*\* .6022E+01 39.8397 \*\*\*\*\* INDEF. 0

HAY ERROR EN LOS DATOS, VERIFICAR ERROR EN PATVERT  
XDSHC QUE SE SUPLE DA INDEFINIDO, 10493.0645255,  
16 1 27.250 109516.165394. 56.42 0.011 34.012 90. 0.0008 \*\*\*\*\* .6022E+01 222.4157 \*\*\*\*\* INDEF. 0

FIGURA 9.28

\*\*\*\*\*  
 TESIS PROFESIONAL \*\*\*\*\*  
 DISEÑO DE LINEAS DE TRANSFERENCIA CON FLUJO A 2 FASES EN SISTEMAS AL VACIO \*\*\*\*\*  
 TRABAJO: VERIFICACION TRAYECTO TULA DIMENSIONADO CON LA EXT. PROPS. O UTILIZANDO LA EXT. PROPS. P \*\*\*\*\*

CALCULO DE CAIDA DE PRESION: OPCION DE VERIFICACION

TRAMO	ACC	DIAMETRO	GASTO LIQUIDO	GASTO GAS LIQUIDO	DENSIDAD GAS	LONGITUD EQUIVAL.	ANGULO	CAIDA DE PRESION	TOTAL	PRESION INICIAL	PATRON FLUJO	DIAM CALC		
		NO	LIQ (L/HR)	GAS (L/HR)	(L/FT <sup>3</sup> )	(FT)	GRADOS	FICCIÓN	MMS	MMS	MMS	INCH		
1	0	7.481	84538	21635	54.70	0.089	2.400	0.0012	7324E-01	0	0.0036	192.5	ANULAR	1.
2	1	10.420	84530	21635	54.70	0.089	14.020	0.0012	7324E-01	0	8.6696	192.5	ANULAR	0.
3	0	10.420	83493	22320	54.77	0.085	3.246	0.0003	2933E-01	8027E+00	2.8384	183.8	ANULAR	0.
4	3	10.420	83629	22544	54.80	0.084	10.217	0.0003	2933E-01	8027E+00	7.0510	181.0	ANULAR	0.
5	0	10.420	83095	23118	54.86	0.081	5.333	0.0003	3503E-01	1000E+01	5.9116	173.9	INDEF.	0.
6	3	10.420	82489	23684	54.90	0.078	10.217	0.0003	3503E-01	1000E+01	8.0240	168.0	INDEF.	0.
7	0	10.420	81720	24453	54.97	0.074	2.583	0.0004	4612E-01	5521E+00	1.6376	160.0	ANULAR	0.
8	7	23.500	81563	24610	54.98	0.074	117.307	0.0004	4612E-01	5521E+00	1.8148	158.4	ANULAR	0.
9	0	23.500	81309	24784	54.99	0.073	2.295	0.0000	1911E-02	0	0.0000	156.5	ANULAR	0.
10	6	23.500	162779	49567	54.99	0.073	32.163	0.0000	1911E-02	0	1.7930	156.5	ANULAR	0.
11	0	23.500	162435	49911	55.01	0.072	17.917	0.0000	7925E-02	0	0.0005	154.8	ANULAR	0.
12	1	23.500	162435	49911	55.01	0.072	29.673	0.0000	7925E-02	0	1.6790	154.8	ANULAR	0.
13	0	23.500	162114	50232	55.02	0.071	12.166	0.0000	8200E-02	1529E+01	19.0411	153.1	INDEF.	0.
14	7	23.500	158379	54027	55.20	0.063	117.307	0.0000	8200E-02	1529E+01	8.1014	134.0	INDEF.	0.
15	0	23.500	156692	55654	55.27	0.059	14.083	0.0000	1473E-01	0	0.0005	125.9	ANULAR	0.
16	1	23.500	156692	55654	55.27	0.059	29.673	0.0000	1473E-01	0	2.2220	125.9	ANULAR	0.
17	0	23.500	156219	56127	55.29	0.058	24.417	0.0000	1552E-01	0	0.0009	123.7	ANULAR	0.
18	1	23.500	156219	56127	55.29	0.058	29.673	0.0000	1552E-01	0	2.2830	123.7	ANULAR	0.
19	0	23.500	155713	56633	55.31	0.057	12.333	0.0000	1639E-01	9484E+00	12.2568	121.4	INDEF.	0.
20	7	23.500	305992	118700	55.41	0.052	117.307	0.0000	1639E-01	9484E+00	41.8423	109.2	INDEF.	0.
21	0	23.500	284468	140284	55.70	0.032	47.833	0.0003	3194E+00	0	0.1386	67.33	ANULAR	0.

FIGURA 9.29

Esc. DISEÑO

debe tenerse en cuenta para evitar sobrediseños innecesarios. El fenómeno consiste en la insensibilidad de algunas secciones del sistema a los aumentos en el diámetro, insensibilidad que se refleja en la caída de presión, observándose por ejemplo que para la combinación de diámetros 8"/36"(2)/52"(14) el aumento en la caída de presión total respecto a la combinación 8"/36"(2)/52"(18) es únicamente de 3.47 mm Hg, lo cual no justifica un aumento de diámetro tan elevado. Por lo tanto, se recomienda tener cuidado al ajustar, los diámetros del trayecto, cambiando sólo los que ejerzan mayor influencia en la caída de presión total.

En la figura 9.30 se presenta la caída de presión de el mismo trayecto dimensionado con 1 A/EXT y propiedades originales utilizando 1 A/CHISHOLM/(JANSSEN) propiedades propuestas e incluyendo expansión en los dos cambios de diámetro en vez de utilizar "tes" en rama. (Definitivamente las caídas de presión por expansión son mucho mayores que para tes ).

En la tabla 9.4 se presentan varias combinaciones de métodos y paquetes de propiedades para calcular expansiones súbitas incluidas en trayectos ya dimensionados. Se puede observar que con el método de Dukler extrapolado y aplicando propiedades propuestas se obtienen las caídas de presión más altas en comparación con el método de Janssen y las mismas propiedades, lo cual nos indica la inconveniencia de usar Dukler para este accesorio. En relación con el efecto de las propieda

\*\*\*\*\*  
 TFSIS PROFESIONAL \*\*\*\*\*  
 DISEÑO DE LINEAS DE TRANSFERENCIA CON FLUJO A 2 FASES EN SISTEMAS AL VACIO \*\*\*\*\*  
 TRABAJO: VERIFICACION TRAYECTO TUBA DIMENSIONADO CON IA/EXT. PROPS. O UTILIZANDO IA/CHISHOLM \*\*\*\*\*  
 PROFS. P INCLUYENDO EXPANSIONES SUBITAS \*\*\*\*\*

CALCULO DE CAIDA DE PRESION: OPCION DE VERIFICACION

TRAMO	ACC.	DIAMETRO	GASTO	DENSIDAD	LONGITUD	ANGULO	CAIDA DE PRESION	PRESION	PATRON	DIAM					
NO	RADA	(LBS/HR)	(LBS/HR)	(LBS/FT <sup>3</sup> )	(FT)	(GRADOS)	(HRS/FT)	(HRS/FT)	FLUJO	CALC					
		LIQUIDO	GAS	LIQUIDO-GAS	EQUIV.		FRICCIÓN	ACELERAC	TOTAL	INICIAL					
		(LBS/HR)	(LBS/HR)	(LBS/FT <sup>3</sup> )	(FT)		(HRS/FT)	(HRS/FT)	(HRS)	(HRS)					
1	0	7.9F1	84538.	21635.	54.70	0.089	2.400	0.	0.0012	.7324E*01	0	0.0036	192.5	ANULAR	1.
1'	8	7.9F1	84538.	21635.	54.70	0.089	0.000	0.	0.0012	.7324E*01	0	23.2436	192.5	ANULAR	0.
1	0	10.420	82606.	23567.	54.89	0.078	1.200	0.	0.0004	.3839E*01	0	0.0005	169.3	ANULAR	0.
2	1	10.420	82606.	23567.	54.89	0.078	14.020	0.	0.0004	.3839E*01	0	24.6993	169.3	ANULAR	0.
3	0	10.420	80215.	25958.	55.10	0.068	1.590	45.	0.0005	.6335E*01	.4155E*00	0.8032	144.6	ANULAR	0.
3	8	10.420	80135.	26038.	55.10	0.067	0.000	45.	0.0005	.6335E*01	.4155E*00	531.1733	143.7	ANULAR	0.
3	0	23.400	63548.	42625.	50.21	0.012	1.656	45.	0.0001	*****	.7464E*00	1.1918	*****	ANULAR	0.
4	3	23.400	63548.	42625.	50.21	0.012	24.296	45.	0.0001	*****	.7464E*00	33.5934	*****	ANULAR	0.
5	0	23.400	63548.	42625.	50.21	0.012	5.333	90.	0.0001	*****	.1056E*01	5.4442	*****	INDEF.	0.
6	3	23.400	63548.	42625.	50.21	0.012	24.296	90.	0.0001	*****	.1056E*01	33.5934	*****	INDEF.	0.
7	0	23.400	63548.	42625.	50.21	0.012	2.583	45.	0.0001	*****	.7464E*00	1.8701	*****	ANULAR	0.

FIGURA 9.30

TABLA 9.4

INFLUENCIA DE LOS METODOS DE CALCULO Y DE LAS PROPIEDADES EN LAS CAIDAS DE PRESION POR EXPANSION SUBITA. TRAYECTO TULA.

EXPANSIONES INCLUIDAS EN LUGAR DE TES EN EL TRAYECTO TULA - DIMENSIONADO CON 1A/CHISHOLM.

$$EXP_1 = 8''/36'',$$

$$EXP_2 = 36''/52''$$

$$\Delta P = [\text{mm Hg}]$$

A)  $\Delta P$  EXPANSIONES UTILIZANDO PROPS P y METODO DE JANSSEN

$$\Delta P_{EXP_1} = 672.32$$

$$\Delta P_{EXP_2} = 716.14$$

B)  $\Delta P$  EXPANSIONES UTILIZANDO PROPS P y METODO DE DUKLER EXT.

$$\Delta P_{EXP_1} = 4581$$

$$\Delta P_{EXP_2} = 1587$$

C)  $\Delta P$  EXPANSIONES UTILIZANDO PROPS O y METODO DE JANSSEN

$$\Delta P_{EXP_1} = 473$$

$$\Delta P_{EXP_2} = 767$$

EXPANSIONES INCLUIDAS EN LUGAR DE TES EN EL TRAYECTO TULA DIMENSIONADO CON 1A/EXT.

$$EXP_1 = 8''/10'',$$

$$EXP_2 = 10''/24''$$

A)  $\Delta P$  EXPANSIONES UTILIZANDO PROPS P y METODO DE JANSSEN

$$\Delta P_{EXP_1} = 23.243$$

$$\Delta P_{EXP_2} = 531.17$$

B)  $\Delta P$  EXPANSIONES UTILIZANDO PROPS P y METODO DE DUKLER EXT.

$$\Delta P_{EXP_1} = 80.7839$$

$$\Delta P_{EXP_2} = 5114.279$$

C)  $\Delta P$  EXPANSIONES UTILIZANDO PROPS O y METODO DE JANSSEN

$$\Delta P_{EXP_1} = 16.359$$

$$\Delta P_{EXP_2} = 564.784$$

des, comparando el 1er y 3er renglones se puede observar que para la misma expansión y método, utilizando el paquete de propiedades originales se obtiene una menor caída de presión por lo que se debe tener cuidado en evitar un subdiseño de estos accesorios seleccionando un paquete de propiedades no conservador.

En general, se puede observar que las caídas de presión por expansión súbita son mucho mayores que para tes en un aumento de diámetro igual, por lo que se recomienda evitar en lo posible el uso de las expansiones en los trayectos sin una evaluación previa.

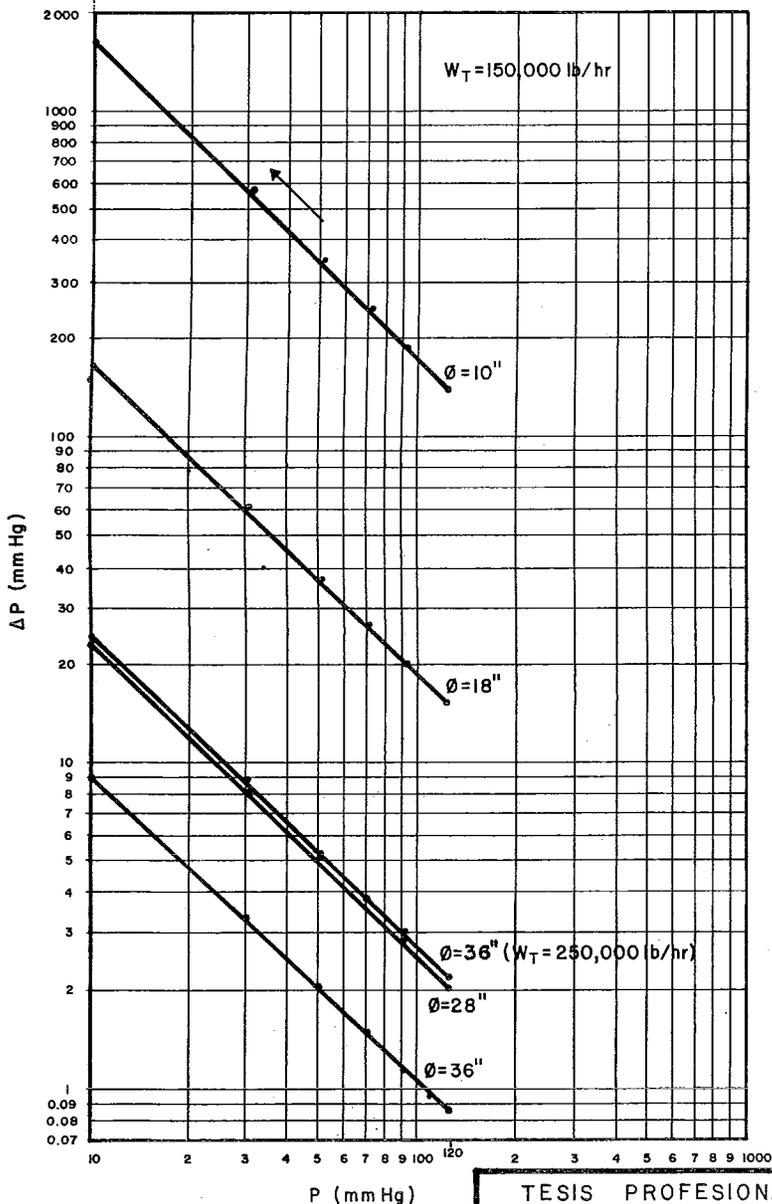
Finalmente, en las figuras 9.31 y 9.32 se presentan las gráficas resultantes de la simulación cruzada de los efectos de el nivel de presión y el diámetro en la caída de presión a dos fases en codos (cédula standard) utilizando como paquete de propiedades las propiedades propuestas para el trayecto Minatitlán. La característica más importante de estas gráficas es que todas resultaron rectas, independientemente de la presión o el diámetro, lo cual nos indica la posibilidad de encontrar una expresión que agrupe convenientemente todos los parámetros que intervienen en la caída de presión en los codos (y casi seguramente en los demás accesorios). Por supuesto, debe hacerse notar que en realidad la expresión desarrollada por Chisholm es bastante poderosa ya que las caídas de presión presentadas fueron obtenidas a condiciones de presión de vacío y con propiedades de residuos de petróleo, que son condiciones muy lejanas a las utilizadas para desarrollar la expresión original, por lo tanto, tal vez sólo sea necesario estudiar esta expresión con otros paquetes de propiedades y si es posible, comprobar los resul

tados experimentalmente; si se encuentra una buena concordancia no será necesario desarrollar correlaciones empíricas para cada tipo de sistema.

El hecho de que las gráficas sean rectas también nos indica la confiabilidad de la extrapolación e interpretación de los resultados para evaluaciones rápidas, sobre todo cuando se tengan las curvas características de un sistema en especial.

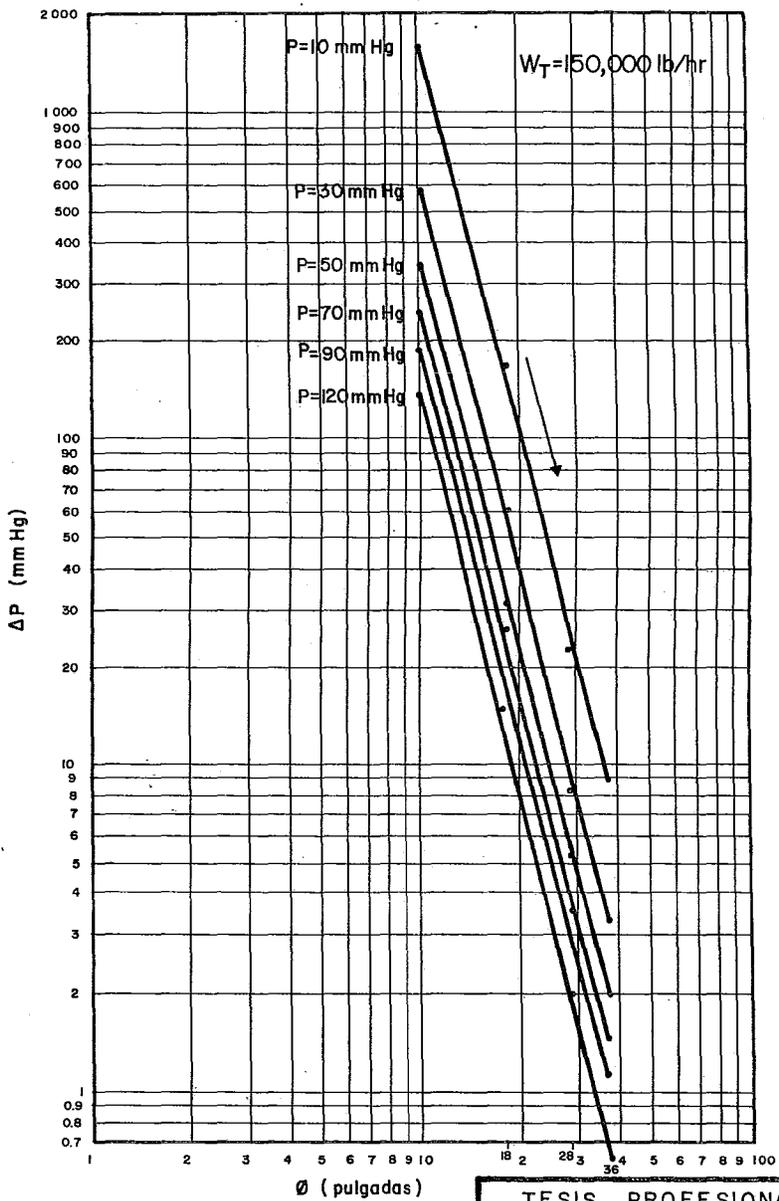
Por lo que se refiere a los resultados en sí, se puede observar en la fig. 9.31 que para un diámetro fijo la caída de presión aumenta apreciablemente al ir disminuyendo la presión (se utilizó el rango de presión normal de diseño en líneas de transferencia, desde 120 hasta 10 mm Hg). Al aumentar el diámetro fijado se obtiene una disminución en la caída de presión lo cual no es un comportamiento común en flujo a dos fases. (Ver Capítulo VI).

Todos los resultados se obtuvieron con un gasto total común de 150,000 lb/hr. Para comprobar la consistencia se realizó una simulación con un gasto de 250,000 lb/hr para un diámetro de 36 pulgadas, obteniéndose una recta que casi coincide con la línea para 28 pulgadas con el gasto inicial, lo cual indica consistencia del método para gastos distintos. En la fig. 9.32 se puede observar que las caídas de presión más altas a una presión inicial fija y aumentando el diámetro se obtienen a una presión de 10 mm Hg, disminuyendo gradualmente, conforme se aumente la presión. La pendiente de las rectas es muy pronunciada, lo cual nos ayuda en el diseño, ya que al aumentar el



CAIDAS DE PRESION A DOS FASES EN CODOS EN FUNCION DE LA PRESION PARA DIVERSOS DIAMETROS FIJOS.

TESIS PROFESIONAL	
JOSE JORGE NUÑEZ ALBA	
UNAM	FACULTAD DE QUIMICA
	FIGURA N° 9.31
1978	



CAIDAS DE PRESION A DOS FASES EN CODOS EN FUNCION DEL DIAMETRO PARA DIVERSOS NIVELES DE PRESION INICIAL

TESIS PROFESIONAL	
JOSE JORGE NUÑEZ ALBA	
UNAM	FACULTAD DE QUIMICA
1978	FIGURA N° 9.32

diámetro de 10 a 18 pulgs. por ejemplo, obtenemos una disminución del 90% en la caída de presión y al aumentarlo de 18 a 28" obtenemos una disminución en todos los casos del 86% pudiendo cumplir con los bajísimos rangos de caídas de presión permitidos en líneas de transferencia en sistemas al vacío.

Para terminar este capítulo es conveniente hacer notar que hasta este punto no se puede afirmar con seguridad cual método es el más conveniente para diseñar un sistema a dos fases, ya que todas las comparaciones se han realizado en una base teórica y sólo podemos señalar que tan conservadores son unos métodos con respecto a otros por lo cual se hace necesaria una comparación contra caídas de presión experimentales de líneas que formen parte de plantas en operación, lo cual nos dará una base más real para obtener conclusiones válidas.

CAPITULO X. PREDICION DE DATOS EXPERIMENTALES  
POR MEDIO DE LOS METODOS SELECCIO-  
NADOS.

- a) INTRODUCCION
- b) CONSIDERACIONES RESPECTO A LOS METODOS  
DE PREDICION
- c) PRESENTACION DE LOS SISTEMAS HORNO-LINEA  
-TORRE ANALIZADOS
- d) DETALLES DEL SIMULADOR UTILIZADO
- e) ANALISIS DE LOS RESULTADOS

a) Introducción

En este capítulo se realiza una comparación entre los distintos métodos seleccionados en base a caídas de presión experimentales obtenidas de plantas de vacío actualmente en operación. En el Capítulo V ya fueron mencionados los pasos seguidos para la predicción termodinámica de presiones en base a las temperaturas indicadas por los medidores en las distintas líneas analizadas.

b) Consideraciones respecto a los métodos de predicción

Antes de entrar en detalle es conveniente enunciar algunas de las directrices utilizadas en este estudio, las cuales fueron comprobadas en base al análisis realizado por Browne<sup>1</sup>. La predicción de pérdida de presión en dos fases está propensa a error<sup>1</sup>. Recientemente, se ha enfocado mucha atención en la exactitud de los esquemas para predecir el comportamiento del flujo en los sistemas multifásicos. Se han propuesto métodos basados en observaciones empíricas y en bases teóricas; en la mayoría de los casos, los autores han comparado su técnica de predicción con datos de campo o de laboratorio preferentemente para determinar la eficacia del sistema de predicción. Los trabajos conteniendo comparaciones son demasiado numerosos para mencionar los individualmente.

Lawson y Brill<sup>72-iv</sup> formaron una base de datos para mediciones de flujo vertical. Con estos conjuntos de datos y varias de las técnicas de predicción comúnmente usadas determinaron para cada técnica

una medida de su exactitud y precisión. Se usó una medida de la pérdida de presión predicha comparada con la experimental como una expresión para la exactitud de el método de predicción de flujo así como un error, definido como

$$E = ( \Delta P \text{ medida} - \Delta P \text{ predicha} ) / ( \Delta P \text{ medida} )$$

Se supuso que esta cantidad de error seguía , dentro del límite, una distribución normal. Por lo tanto, como medida de precisión se utilizó la desviación standard.

A pesar de la gran cantidad de literatura acerca de los errores que surgen en el uso de diversos esquemas de predicción de flujo a dos fases, ningún trabajo ha investigado el efecto de estos errores en la exactitud y precisión al predecir la pérdida de presión total o el flujo esperado de un pozo con un índice de productividad dado. Browne describe el efecto de estos errores en su estudio.

Al calcular los posibles errores que surgen como resultado de la aplicación de esquemas de predicción diversos a un conjunto de datos, se debe tener cuidado al asegurar que la base de datos usada no es un agrupamiento indiscriminado de datos. Si se quiere que sean de utilidad las medidas de exactitud y precisión obtenidas, deben calcularse utilizando datos relevantes. Para ilustrar este punto, Browne realiza una determinación de estas cantidades estadísticas en varios de los métodos de predicción disponibles más prometedores, usando datos relevantes a los casos bajo estudio. Con estas medidas determinó la confiabilidad total de la predicción de el flujo disponible a través de una trayectoria de flujo típica de explotación de un pozo petrolero. Los

datos extraídos de diversas fuentes fueron seleccionados en base a lo completo de las mediciones (presiones, temperaturas, propiedades de los flujos y gastos) y a una evaluación cualitativa de validez. - Una vez que editó los datos, Browne supuso que las mediciones de error probablemente reflejarían más las insuficiencias en las técnicas de predicción de flujo que en las mediciones mismas. Retrospectivamente, esto no es necesariamente cierto. Browne presenta el caso de dos datos de flujo que son bastante más altos (5,050 y 5,130) que el promedio de los demás datos de flujo (2,800) en uno de los pozos y al calcular la diferencia en error por ciento (calculado por todos los métodos) entre esas dos pruebas casi idénticas, ésta indica error en los datos ya que los valores se alejan demasiado de la tendencia normal de comportamiento. En el caso de las correlaciones de flujo vertical, se usaron 33 datos de pozos bajo una gran variedad de condiciones - (representativas de la manera en que se operarían los pozos en el campo petrolero examinado). Ninguno de los datos se había usado para establecer ninguna de las correlaciones investigadas.

Para los datos de flujo horizontal, Browne consideró mediciones realizadas en líneas similares a las que se iban a instalar; se usaron 27 - datos.

Para los datos de flujo vertical, los errores resultantes se graficaron como una función de la velocidad superficial del líquido. Los resultados muestran que, mientras que la técnica de Orkiszewski es la más exacta, tiene la desviación standard más grande. La técnica de -

Beggs y Brill dió resultados que fueron un poco más inexactos, pero que tuvieron una desviación standard mucho más pequeña; aunque las correlaciones que examinó el autor no son ciertamente un conjunto exhaustivo, él consideró que representaban algunas de las mejores disponibles. Así, sirven para señalar que los resultados obtenidos a partir de datos típicos para el campo bajo estudio pueden ser diferentes de los resultados obtenidos a partir de datos derivados bajo condiciones diversas. Para el campo en cuestión, Browne seleccionó la correlación de Beggs y Brill debido al tamaño de su error medio y de su desviación standard. Para las correlaciones horizontales a dos fases Browne realizó un estudio menos amplio. Basándose en estudios previos realizados por Vohra et al y Hernández y Brill (por cierto, con serias deficiencias) el autor seleccionó el esquema de Beggs y Brill como el más exacto disponible y comparó esta técnica con una similar en concepto como es la de Yocum<sup>2</sup>, pero algo diferente ya en detalle. Con los datos usados, la técnica de Yocum fue más exacta ( $\bar{V} = 7.09$  y  $\bar{X} = -0.03$  para Yocum contra  $\bar{V} = 32.93$  y  $\bar{X} = 8.61$  para Beggs y Brill) lo cual sirve para ilustrar el tamaño diferente de los errores obtenidos con una base de datos más relevante para la aplicación deseada. Browne observó que las correlaciones basadas en flujo aire-agua en tuberías pequeñas dan resultados pobres cuando se aplican a líneas de 6 pulgadas con crudo y gas (lo cual fue anticipado en el inciso V.h). El autor concluye que las correlaciones basadas en líneas de flujo de pozos reales como la de Yocum, funcionan mejor que las desarrolladas en laboratorios-

Browne realiza además experimentos de Monte Carlo en el sistema de un pozo petrolero típico tomando como base el hecho de que la producción de crudo a partir de una formación se puede describir como una función del índice de productividad, el cual es función de la operación del pozo, las propiedades de los fluidos y las propiedades de la formación. El flujo disponible de un pozo petrolero con un índice de productividad fijo y produciendo a relaciones fijas gas-crudo y crudo-agua es una función de la pérdida experimentada a través de cada dispositivo en la red de flujo. Esto además es una función de la velocidad de producción, las propiedades físicas de los fluidos producidos, la distribución de temperatura y la naturaleza misma de los dispositivos componentes del sistema. Es claro que de este modo la incertidumbre en el flujo es una función del flujo <sup>1</sup>. En la investigación, las medidas de la exactitud y precisión deducidas para la tubería del pozo y el trayecto del flujo después de la salida del pozo, junto con errores permisibles en las predicciones de pérdida de presión para otros dispositivos, fueron combinados con errores probables en propiedades importantes de los fluidos y en perfiles de temperatura para obtener estimaciones de gastos de producción para un índice de productividad (PI) fijo así como las pérdidas de presión globales del sistema para un gasto dado. Debido a la falta de mediciones exactas, algunos errores tuvieron que ser estimados (la mayoría) Browne concluye en base a los resultados obtenidos que es claro que los errores más significativos son introdu

cidos por las correlaciones de pérdida de presión en si mismas y no por errores al especificar la temperatura o las propiedades de los flúidos. Desafortunadamente, esta conclusión no es del todo aceptable ya que las estimaciones de error ( en porcentaje de desviación standard ) fijadas para los medios de flujo ( tubería horizontal exterior (7.1), tubería del pozo (7.4), Estrangulación (30.0 estimada), Válvula de bola (30.0 estimada) y codos (75.0 estimada) ) son mucho mayores que las estimadas para los errores en datos de PVT ( relación gas-crudo (5.0 estimada), FVF ó  $B_o$  ( Factor de volumen de la formación ) (1.5 estimada) y Viscosidad del crudo (10.0 estimada), siendo por lo tanto lógico el comportamiento observado, sobre todo tomando en cuenta que no se tiene una seguridad absoluta de la confiabilidad de valores de error estimados. De cualquier manera las conclusiones respecto a los errores posibles sería dependiente del sistema de flujo bajo consideración. Browne concluye finalmente que para estimar la exactitud y precisión de esquemas de predicción de flujo a dos fases en una evaluación estadística, la base de datos a usar debe estar formada por datos derivados, bajo condiciones similares a aquellas bajo las cuales se va a utilizar el esquema de predicción, ya que el uso de datos agrupados indiscriminadamente puede ser engañoso.

Esta conclusión, que en realidad es el concepto en el que se basa el estudio de Browne, tiene un solo inconveniente, no nos permite hablar de el problema de caracterizar y simular el comportamiento del flujo a dos fases como algo general o universal, sino como un

problema que tiene que ser analizado por secciones aisladas dependiendo del sistema de flujo particular, propiedades de los fluidos, condiciones de operación, etc., lo cual definitivamente es un enfoque desesperado y carente de carácter científico. Se puede justificar este concepto únicamente en base a utilizarlo como una solución temporal para el sistema particular que se desea simular, pero teniendo en mente el no abandonar la búsqueda de un enfoque totalmente general, por complicado que sea el problema por analizar.

c). Presentación de los sistemas horno-línea-torre analizados

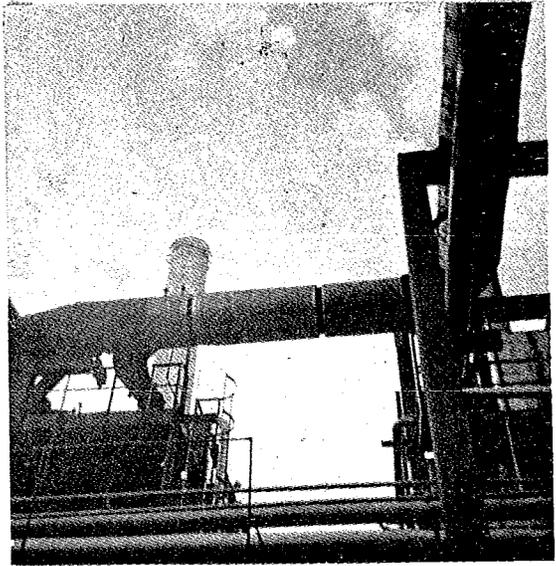
Siendo uno de los principales objetivos de esta tesis el tratar de averiguar cual es el método más confiable para diseñar líneas de transferencia en base a una justificación con datos reales se realizó una visita a la Refinería de Petróleos Mexicanos sita en Minatitlán, Veracruz con el objeto de recabar la información necesaria para formar una base de datos lo más completa posible de acuerdo con nuestros requerimientos de diseño. Con el objeto de que se tuvieran datos lo más generales posible se seleccionaron tres plantas de vacío con trayectorias y configuraciones diferentes. Las plantas seleccionadas fueron:

Preparadora de carga No. 1 (Horno F-202/Torre V-201)

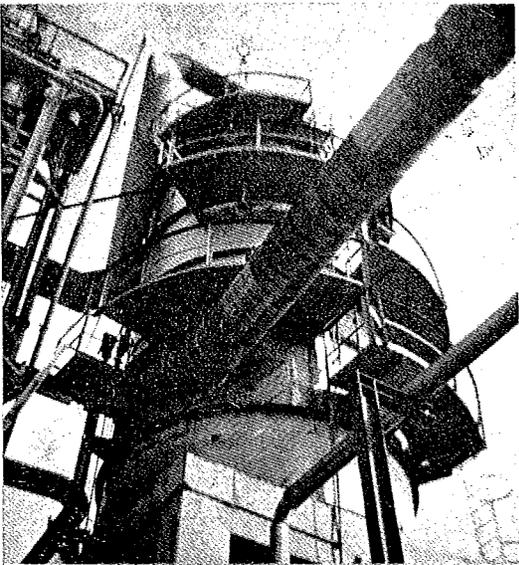
Preparadora de carga No. 2 (Horno BA-151/Torre DA-151)

Preparadora de carga No. 3 (Horno BA-1/Torre DA-1)

En las figuras 10.1, 10.2 y 10.3 respectivamente se presentan



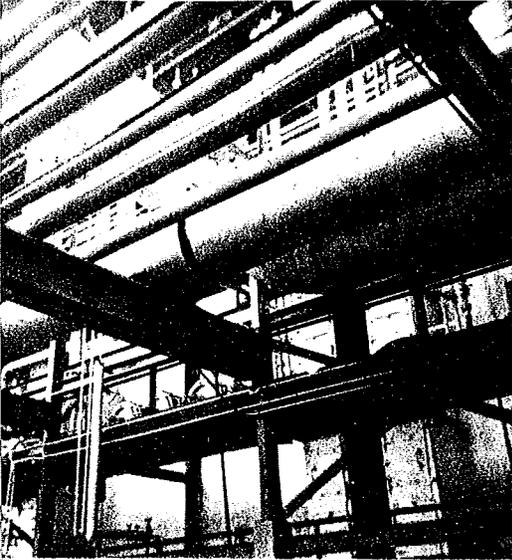
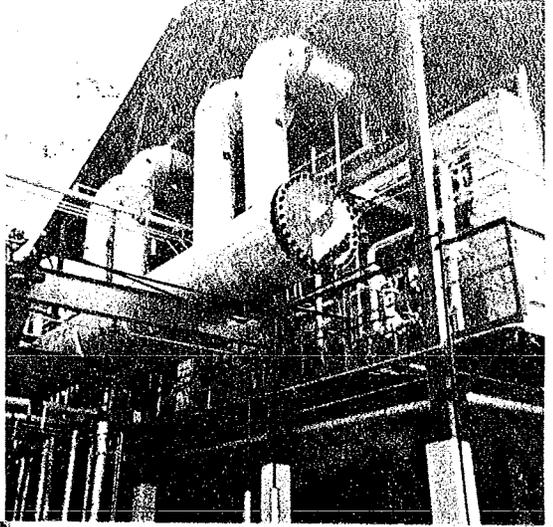
SALIDA HORNO F-202



ENTRADA TORRE V-201

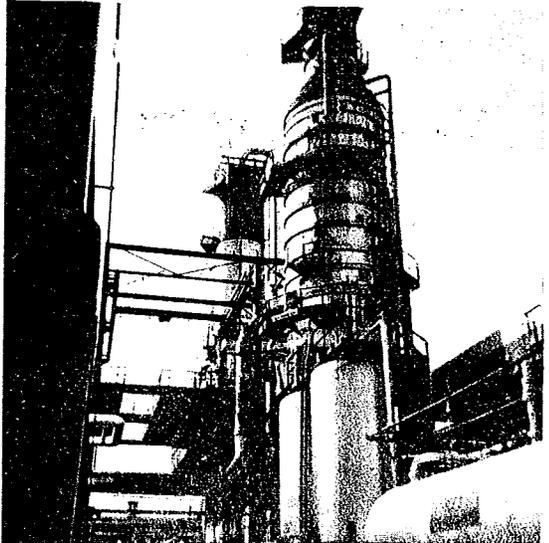
FIG. 10.1 SISTEMA HORNO-LINEA DE TRANSFERENCIA. TORRE DE VACIO DE LA PREPARADORA

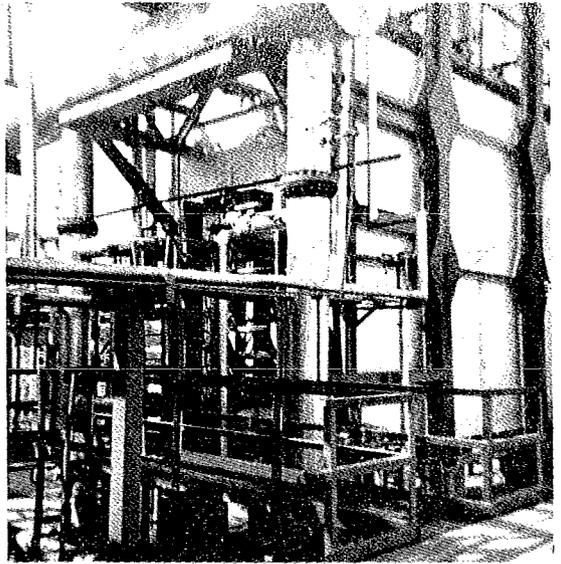
SALIDA DE LOS SERPENTINES DEL  
HORNO BA-151 AL CABEZAL DE LA  
LINEA DE TRANSFERENCIA



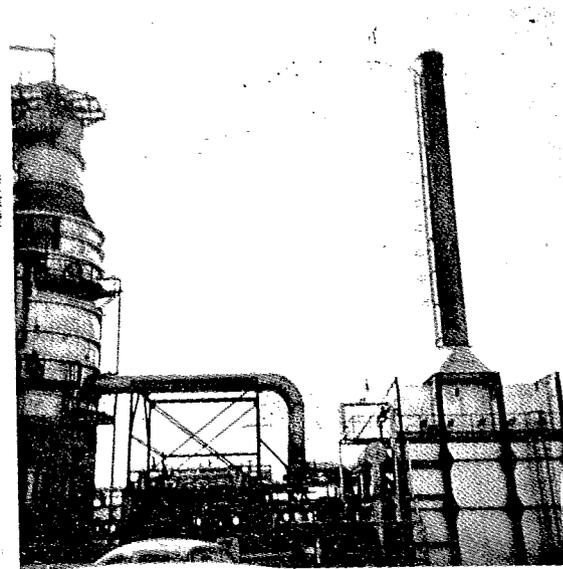
CAMBIO DE DIRECCION EN EL  
RECORRIDO DE LA LINEA DE  
TRANSFERENCIA UTILIZANDO  
2 CODOS DE 45°

ENTRADA TORRE DA-151



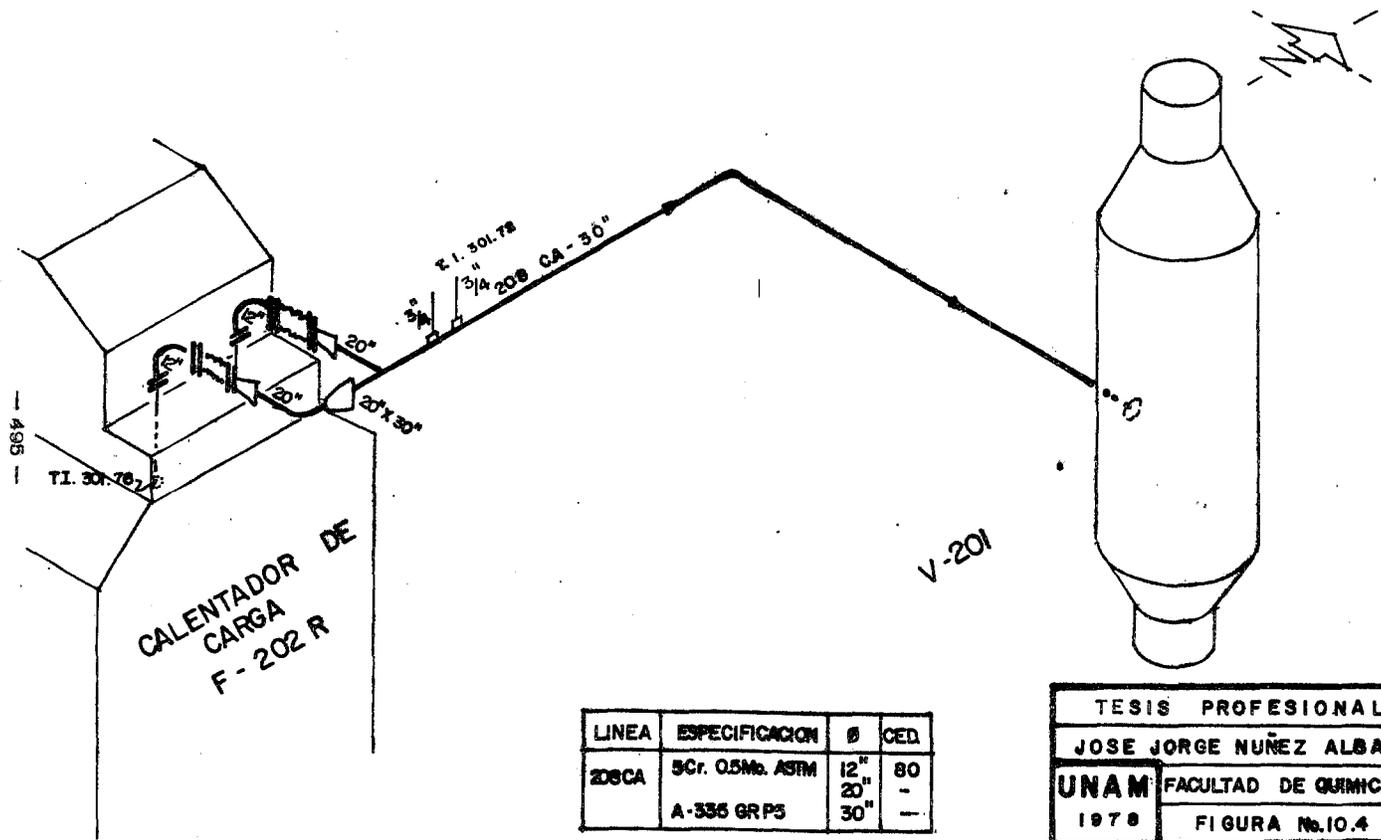


SALIDA HORNO BA-1



VISTA GENERAL DEL SISTEMA

FIG. 10.3 SISTEMA HORNO-LINEA DE TRANSFERENCIA-TORRE DE VACIO DE LA PREPARADORA No. 3



LINEA	ESPECIFICACION	Ø	CEJ.
208CA	9Cr. 0.5Mo. ASTM A-335 GRP5	12"	80
		20"	-
		30"	-

TESIS PROFESIONAL	
JOSE JORGE NUÑEZ ALBA	
UNAM	FACULTAD DE QUIMICA
	1978
FIGURA No.10.4	

FIGURA 10.4 ISOMETRICO DE LA LINEA DE TRANSFERENCIA DE LA PREPARADORA DE CARGA No.1

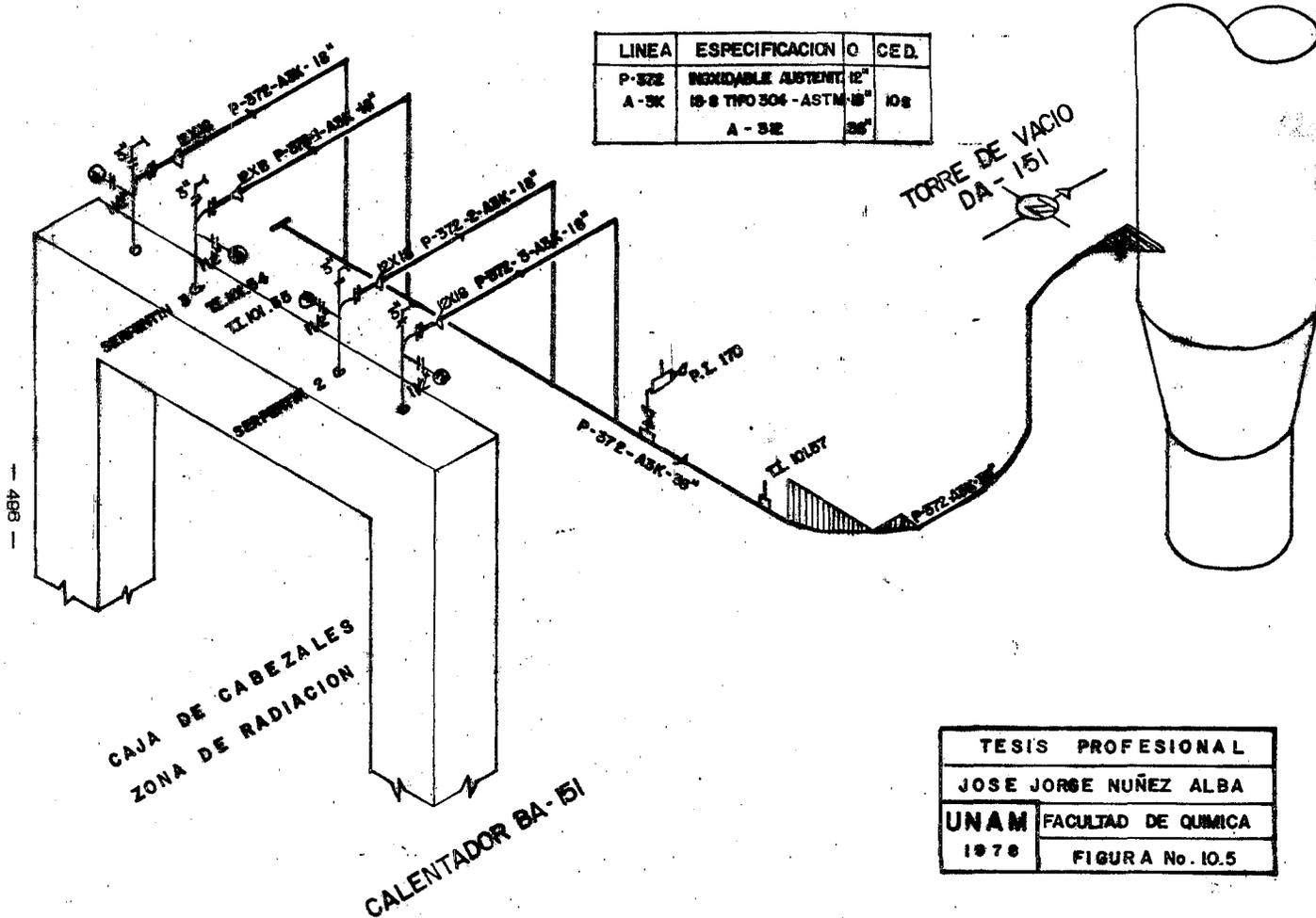
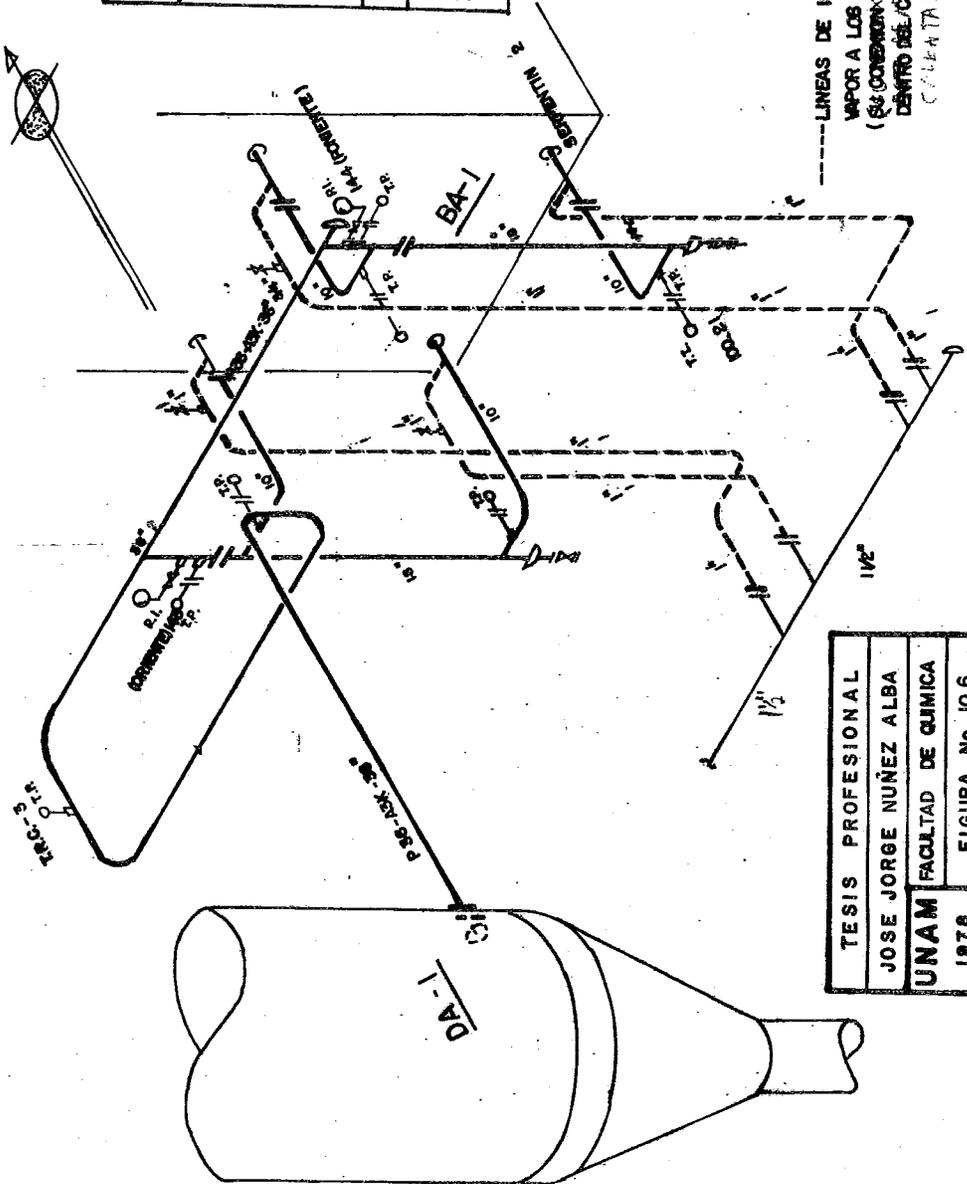


FIGURA 10.5 ISOMETRICO DE LA LINEA DE TRANSFERENCIA DE LA PREPARADORA DE CARGA No. 2

LÍNEA	ESPECIFICACION	Ø	CEDULA
P-36	ACERO INOXIDABLE AUSTENITICO 18-8	1 1/2"	S.T.D.
A BK	ASTM - B12 TIPO 304L	8"	40



TESIS PROFESIONAL	FIGURA No. 10.6
JOSE JORGE NUÑEZ ALBA	
UNAM FACULTAD DE QUÍMICA	
1976	

FIGURA 10.6 ISOMETRICO DE LA LINEA DE TRANSFERENCIA DE LA PRETRADORA DE CARBA No. 3

fotografías de la trayectoria de la línea de transferencia así como de la salida del horno y la entrada a la torre de vacío de las plantas seleccionadas.

En las figuras 10.4, 10.5 y 10.6 respectivamente se presentan los isométricos de las líneas de transferencia de las tres plantas con los medidores utilizados situados esquemáticamente en el recorrido de la línea.

#### d) Detalles del simulador utilizado

La descripción de las actividades realizadas para procesar los datos obtenidos en las distintas plantas se describen en el inciso h del capítulo V, pero lo que en este capítulo sólo se describirán algunos detalles adicionales de la simulación así como los resultados obtenidos y las conclusiones respecto a ellos.

En la figura 10.7 se presenta un listado de un archivo TRAYECT típico de lectura del simulador de caída de presión a dos fases. En él se encuentran todas las características del tramo en cuestión como diámetro, longitud, gasto, ángulo de inclinación, número de tramo, etc. El formato de lectura es del tipo NAMELIST, el cual nos da una gran flexibilidad de manejo de los datos y nos permite reducir el tamaño del archivo a leer por el programa principal.

En la tabla 10.1 se presentan todas las opciones del simulador con sus claves respectivas. Es obvio que se pueden realizar más combinaciones pero no serían muy representativas. En general,

CT (01/18/79)

```
100 &IVAR DIAM=.665,L=.8196,IACC=0,IVERT=1,IINCV=0,WT=66203.6,P1=.18421,
200 P2=.03947,PT=0,PHPRO=390.265,ALPHA=0,IACCOM=24,TRAMO=1,H=1 &END
300 &IVAR DIAM=1.4375,IACC=7,TRAMO=2 &END
400 &IVAR L=7.833,IACC=0,IVERT=2,IINCV=0,ALPHA=90,IDPRIM=2,TRAMO=3 &END
500 &IVAR IACC=6,WT=142996.2,TRAMO=4 &END
600 &IVAR L=5.8576,IACC=0,IVERT=2,TRAMO=5 &END
700 &IVAR DIAM=2.9375,IACC=7,TRAMO=6 &END
800 &IVAR L=15.51,IACC=0,IVERT=1,ALPHA=0,TRAMO=7 &END
900 &IVAR IACC=6,WT=274910,TRAMO=8 &END
000 &IVAR L=16.8459,IACC=0,IVERT=1,TRAMO=9 &END
100 &IVAR IACC=1,TRAMO=10 &FND
200 &IVAR L=12.521,IACC=0,IVERT=1,TRAMO=11 &END
300 &IVAR IACC=1,TRAMO=12 &FND
400 &IVAR L=23.2,IACC=0,IVERT=1,TRAMO=13 &END
500 &IVAR IACC=1,TRAMO=14 &FND
600 &IVAR L=8.626,IACC=0,IVERT=2,ALPHA=90,TRAMO=15 &END
700 &IVAR IACC=1,TRAMO=16 &FND
800 &IVAR L=35,IACC=0,IVERT=1,ALPHA=0,TRAMO=17 &END
900 &IVAR M=2 &END
```

FIG. 10.7 ARCHIVO TRAYECT DE LECTURA DE DATOS DEL RECORRIDO Y CONDICIONES DE LA LINEA DE TRANSFERENCIA POR EL SIMULADOR DE CAIDA DE PRESION A DOS FASES.

TABLA 10.1

OPCIONES DEL SIMULADOR DE CAIDA DE PRESION A DOS FASES ( LA CAIDA DE PRESION POR ACCESORIOS SE CALCULO POR EL METODO DE CHISHOLM ).

CLAVE OPCION	TRAMOS HORIZONTALES		TRAMOS VERTICALES			
	HOLDUP	FACTOR DE FRICCION	CAIDA DE PRESION	HOLDUP	FACTOR DE FRICCION	CAIDA DE PRESION
1 A	Hughmark	Dukler	Dukler	Hughmark	Dukler	Dukler
1 B	"	Dukler	"	Hagedorn	Dukler	"
1 C	"	Beattie	"	Hughmark	Beattie	"
1 D	"	Beattie	"	Hagedorn	Beattie	"
1 E	Nguyen	Dukler	"	Nguyen	Dukler	"
1 F	Nguyen	Beattie	"	Nguyen	Beattie	"
2 A	Hughmark	Dukler	Dukler	Orkiszew.	Orkiszew.	Orkiszew.
2 B	Hughmark	Beattie	"	"	"	"
2 C	Nguyen	Dukler	"	"	"	"
2 D	Nguyen	Beattie	"	"	"	"
3 A	Lockhart	Churchill	Lockhart	Orkiszew.	Orkiszew.	Orkiszew.
3 B	Hughmark	"	"	"	"	"
3 C	Nguyen	"	"	"	"	"

se buscó la consistencia entre los distintos métodos tratando de conservar las características más representativas de cada uno con el objeto de que la evaluación fuera lo más real posible. Por ejemplo, no tendría sentido una combinación de Lockhart—Martinelli para tramos horizontales y Dukler para tramos verticales ya que el de Dukler es en sí un método desarrollado para todo tipo de tramos.

e) Análisis de los resultados

Antes de proceder al análisis de los resultados se exponen los criterios para la selección de las  $\Delta P$  apropiadas para simulación en base a la confiabilidad de los datos proporcionados por los medidores.

Para obtener las  $\Delta P$  calculadas se tenían tres intervalos de  $\Delta P$  "medidas" :

Intervalo	$\Delta P$
1	$P^*$ Salida Horno — $P$ Manómetro
2	$P$ Manómetro — $P^*$ Temp cabezal final
3	$P^*$ Temp cabezal final — $P^*$ Entrada Torre

Las presiones con asterisco son de las calculadas termodinámicamente y tienen un mayor margen de error que las lecturas directas de presión por manómetro.

En el caso del intervalo 2 para la Preparadora No. 2 se tenía una diferencia de presión ( en base a la temperatura ) muy pequeña respecto a la temperatura de salida del horno y en algunos casos casi fue la misma por lo que no se podía establecer que medidor estaba

reportando datos erróneos, por lo tanto se eliminó este intervalo. En el caso de este mismo intervalo para la Preparadora No. 3 se encontró cierta interferencia de ajuste con dos medidores que están junto a los manómetros de las líneas de 16" según se puede observar en el isométrico respectivo. Al no poder evaluar este efecto se hubo de eliminar este intervalo. En el caso del intervalo 3 la  $P^*$  Entrada torre se calculó en base a suponer que la temperatura de la alimentación era 5 grados mayor que la temperatura del fondo de la torre ya que no se disponía de medidores de la temperatura de la alimentación antes de entrar a la torre. Al no tener absoluta seguridad de estas presiones calculadas en base a este criterio se hubo de eliminar este intervalo.

El intervalo restante (No. 1) fue el seleccionado finalmente ya que incluía una lectura directa de presión y una presión calculada en base a una lectura de temperatura de un medidor (a la salida del horno) que no presentaba señales obvias de errores en su funcionamiento.

En el caso de la Preparadora No. 1 no se tenía ningún dato directo de presión, por lo que se eliminó este recorrido de la comparación final ya que no se tenía ninguna presión que nos sirviera como comprobación de que las temperaturas supuestas a la salida del horno (los medidores de la temperatura de salida del horno se encuentran adentro del horno, por lo que su posibilidad de error por efectos de radiación es mayor) o a la entrada de la to

re eran correctas y sólo se realizaron algunos cálculos de prueba. En el caso de la Preparadora No. 2 sólo se tenían datos de lectura directa de presión del PI 170 para un solo día por lo que se seleccionaron temperaturas de salida de dos serpentines distintos ( 2 y 3 ) para aprovechar este hecho. Los demás días fueron eliminados de la comparación y sólo se realizó simulación para probar la consistencia de la información recopilada.

En el caso de la Preparadora No. 3 se tenían datos de presión directa para todos los días seleccionados por lo que no hubo problema alguno en este grupo de datos.

Debe aclararse que el objetivo inicial era formar una base mínima total de 36 datos ( 12 por cada planta ) observando que algunos investigadores ( 1, 33-IV, 36-IV, 71-IV ) no requieren de gran cantidad de datos para obtener conclusiones aceptables respecto a la validez de los métodos, aún cuando lo más recomendable es utilizar la mayor cantidad de datos posible.

En el caso de la Preparadora No. 2 los resultados obtenidos fueron muy similares entre sí, sin destacar ostensiblemente ninguna opción sobre otra ya que las caídas de presión en tramos horizontales son tan pequeñas que ocultan el efecto de las correlaciones para factor de fricción y holdup. Cabe aclarar que en el intervalo 1 no se tenían tramos verticales ascendentes ( en el tramo vertical descendente no se considera ganancia de presión en flujo a dos fases ) por lo que no se pudieron comparar los métodos para flujo vertical.

En el caso de la Preparadora No. 3 se siguieron obteniendo caídas de presión muy pequeñas en tramos horizontales. En este intervalo 1 particular ya se encuentran 2 accesorios y un tramo vertical por lo que se pudieron evaluar métodos para flujo vertical obteniendo resultados muy interesantes. De todas las opciones la más sobresaliente fue la 2 A por lo que sus resultados se incluyen en la Tabla 10.2. La opción 1 A siempre obtuvo resultados muy por debajo de lo experimental y la 3A dependió en realidad del método de Orkiszewski por lo que no se puede adelantar ninguna conclusión con estos datos sobre la superioridad entre Lockhart - Martelli y Dukler para tramos horizontales.

Debe anotarse que la correlación de holdup de Nguyen-Spedding en ningún caso se encontró dentro del rango de propiedades manejado en esta simulación por lo que se requerirá de mayor experimentación para evaluar el efecto de las propiedades y modificarla en consecuencia.

En la tabla 10.2 se presentan los resultados estadísticos para la aplicación de la opción 2 A en los datos de la Preparadora No. 3 así como algunos resultados para la Preparadora No. 2 (rendimientos similares de las 3 opciones principales). La definición del porcentaje de error, promedio de los errores por ciento y la desviación standard del error promedio se anotan enseguida:

$$E \% = \frac{\Delta P_{med} - \Delta P_{calc}}{\Delta P_{med}} \times 100$$

TABLA 10.2

DATOS DE CAIDA DE PRESION PARA LAS DIFERENTES PLANTAS

<u>Hora y día de operación</u>		<u><math>\Delta P_{exp}</math></u> (mm Hg)	<u><math>\Delta P_{calc}</math></u> (mm Hg)	<u>Error % utilizando el método 2 A</u>
<b>Preparadora No.3</b>				
24 Nov	8	409.1	215.73	47.26
	6	233.1	166.73	28.47
9 Nov	10	669.1	187.2	72.02
	12	447.1	187.2	58.13
7 Dic	2	95.1	126.1	-32.59
	12	218.1	156	28.47
21 Nov	10	245.1	166.9	31.9
	8	134.74	154.7	-14.81
4 Dic	20	160.42	166.13	- 3.56
	22	228	190.88	16.28
	14	185.74	178.87	3.69
5 Dic	14	286.17	250	12.64
30 Nov	12	863.1	200.2	76.8
<b>Promedio</b>				24.97
<b>Desviación Standard</b>				32.86
<b>Preparadora No.2</b>				
19 Dic a Serp No.2	20	11.33	5.42	52.16
	2	64.33	4.16	93.5
19 Dic b Serp No.3	16	28.33	5.96	78.9
	20	14.53	7.77	46.5
	2	66.33	5.987	90.97
<b>Promedio</b>				72.4
<b>Desviación Standard</b>				21.86
<b>Total</b>				
<b>Promedio</b>				38.145
<b>Desviación Standard</b>				36.778

$$E_{\text{prom}} \% = \frac{\sum_{i=1}^n E \%}{n}$$

$$\sigma_{E \%} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (E \% i - E_{\text{prom}} \%)^2}{n - 1}}$$

donde

$\Delta P_{\text{calc}}$  = caída de presión calculada

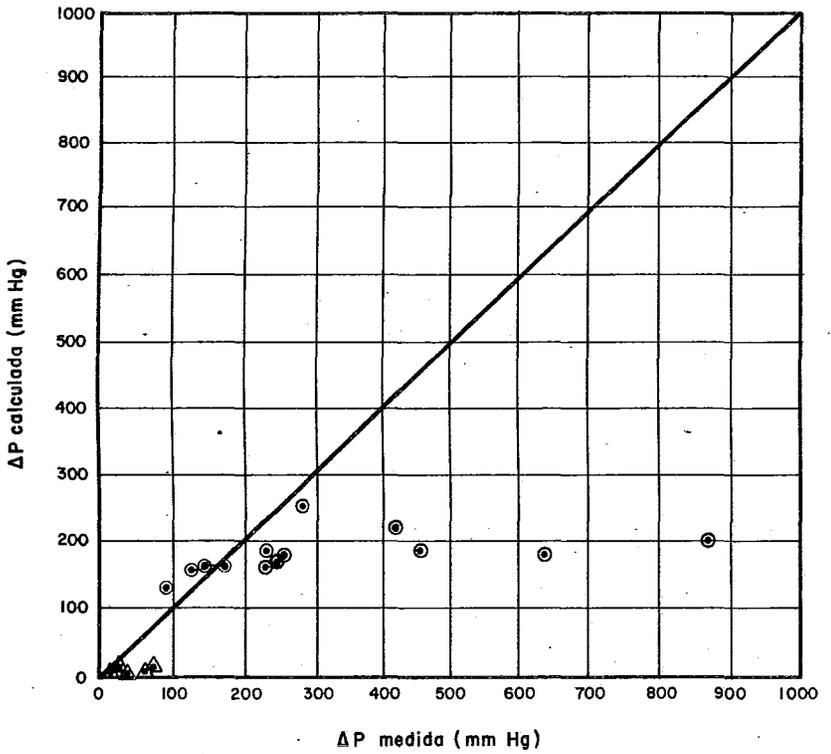
$\Delta P_{\text{med}}$  = caída de presión medida (experimental)

$n$  = número de pruebas (datos utilizados)

Un análisis de la ecuación para  $E \%$  indica que el valor de la diferencia por ciento entre las pérdidas de presión medidas y calculadas puede ser un número negativo grande para una sobrepredicción de la pérdida de presión; o sea,  $\Delta P_{\text{calc}} \gg \Delta P_{\text{med}}$ , pero está limitada por  $+100 \%$  para una subpredicción de la pérdida de presión. Por lo tanto los valores de error promedio por ciento en la tabla 10.2 tienden a enfatizar más los errores para los métodos que predicen pérdidas de presión mucho muy altas. Del mismo modo, los valores de desviación standard pueden enfatizar más la dispersión de pérdidas de presión fuertemente sobrepredichas. Se puede observar que el error promedio es alto en los datos de las dos plantas, al igual que la desviación standard, sin embargo, un análisis más profundo nos indica que dos datos de la Preparadora No. 3 pasan de 70% de error, lo cual podría indicar imperfección de los datos, no de la correlación, ya que las presiones

iniciales calculadas para esos casos fueron mayores de 1100 mm Hg para temperaturas de salida del horno de 401 y 402°C. Para una temperatura de salida similar de 401°C el 24 de Nov. la presión inicial calculada fue de 865 mm Hg, lo cual nos indica deficiencias o en los datos de laboratorio originales, o en el método de extrapolación utilizado o en los métodos termodinámicos, por lo que es muy difícil saber donde está oculto el error principal. En general la opción 2 A se comportó dentro de los límites de error esperados por la gran cantidad de factores externos que intervienen en la medición. En relación con los datos de la Preparadora No. 2 el error promedio es muy alto, pero esto puede ser engañoso ya que se manejaban intervalos de caída de presión muy pequeños y cualquier pequeña diferencia dispara el error obtenido. La desviación standard es menor que para los datos de la Preparadora No. 3 y solo se puede decir que 5 datos no son suficientes para verificar la consistencia de los mismos en el sistema de la Preparadora No. 2.

En la figura 10.8 se presenta la gráfica de  $\Delta P_{\text{calc}}$  vs.  $\Delta P_{\text{med}}$  de todos los datos de la tabla 10.2. En ella se puede observar que los datos no siguen una tendencia marcada teniendo puntos arriba y abajo de la recta, el cual es un comportamiento aceptable. Los puntos más alejados son cuestionables respecto a su validez. Como conclusión final puede enunciarse la superioridad de la corre-



▲ PUNTOS PREPARADORA Nº  
 ● PUNTOS PREPARADORA Nº

TESIS PROFESIONAL	
JOSE JORGE NUÑEZ ALBA	
UNAM	FACULTAD DE QUIMICA
1978	FIGURA Nº 10.8

lación de Orkiszewski sobre el método de Dukler en los tramos -  
verticales aún cuando se debe recomendar la proposición utilizada  
en este estudio de acoplar el método de patrón de flujo de Oshinowo  
Charles con el método de Orkiszewski como una mejora al método  
normal de Orkiszewski, que utiliza sus ecuaciones originales para  
predecir las fronteras. Esta mejora se justifica en las figuras  
10.9 y 10.10 en la que se pidió impresión de los patrones predi-  
chos por los 2 métodos encontrándose que el de Orkiszewski predi-  
ce flujo slug mientras que el de Oshinowo predice espuma o tran-  
sición, siendo apreciable la diferencia entre las caídas de presión  
para patrones diferentes en el método de Orkiszewski. Indepen-  
dientemente de los valores estadísticos obtenidos creo que es bastan-  
te alentador el hecho de haber podido predecir 5 mediciones de cam-  
po con bastante exactitud si se toma en cuenta la multitud de facto-  
res que intervienen en la predicción de una caída de presión a dos  
fases como por ejemplo el error implícito en el paquete de propie-  
dades termodinámicas y en la caracterización de las fracciones de  
petróleo, el comportamiento de los medidores normales de presión  
y temperatura cuando tienen que transmitir datos que son variables  
dependiendo del patrón de flujo a dos fases, lo cual es otra fuente  
de error difícil de cuantificar aún para los laboratorios que utilizan  
medidores sofisticados diseñados específicamente para flujo a dos  
fases. Como se puede observar, las limitaciones son bastante



DISEÑO DE LÍNEAS DE TRANSFERENCIA CON FLUJO A 2 FASES EN SISTEMAS AL VACÍO

TRABAJO: TRAYECT M 7 DIC 77 2HRS PREP. 3 2A

CALCULO DE CAIDA DE PRESION: OPCION DE VERIFICACION

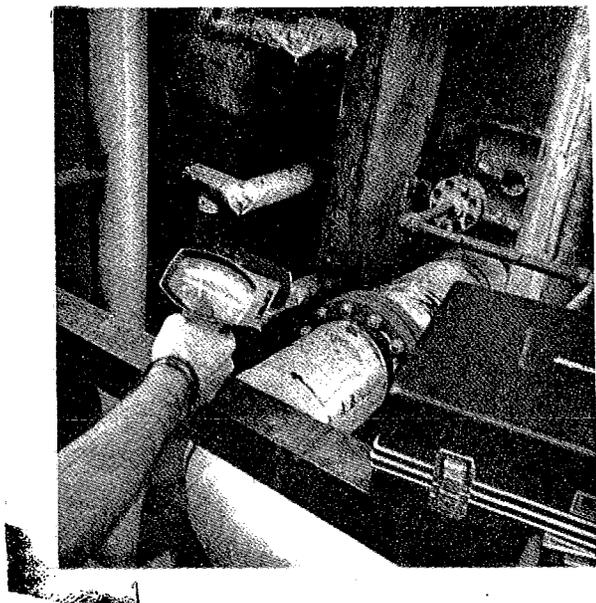
TRAMO	ACC	DIAMETRO	GASTO	DENSIDAD	LONGITUD	ANGULO	CAIDA	DE	PRESION	TOTAL	PRESION	PATRON	DIAM		
NO	DADO	LIQUIDO	GAS	LIQUIDO	GAS	EQUIVAL.	INCL.	FRICCION	ACELERAC	ELEVACION	MMS	INICIAL	FLUJO	CALC	
	INCH	(LB/HR)	(LB/HR)	(LB/FT <sup>3</sup> )	(FT)	GRADOS	MMS/FT	MMS/FT	MMS/FT	MMS/FT	HPS	HPS		INCH	
1	0	10.020	56642.	9561.	52.53	0.221	0.820	0.	0.0000	.9209E-03	.0	0.0000	551.0	ANULAR	1.
2	7	17.250	56642.	9561.	52.53	0.221	86.041	0.	0.0000	.9209E-03	.0	1.5728	551.0	ANULAR	0.
FLUJO	ORK	SLUG													
3	0	17.250	56606.	9597.	52.54	0.221	7.833	90.	0.1191	.6161E-03	.1574E+02	124.4328	549.4	ESPUMA	0.
FLUJO	ORK	SLUG													
4	6	17.250	115042.	27954.	53.04	0.175	23.648	90.	0.1191	.6161E-03	.1574E+02	1.8415	425.0	INDEF.	0.

FIGURA 10.10.

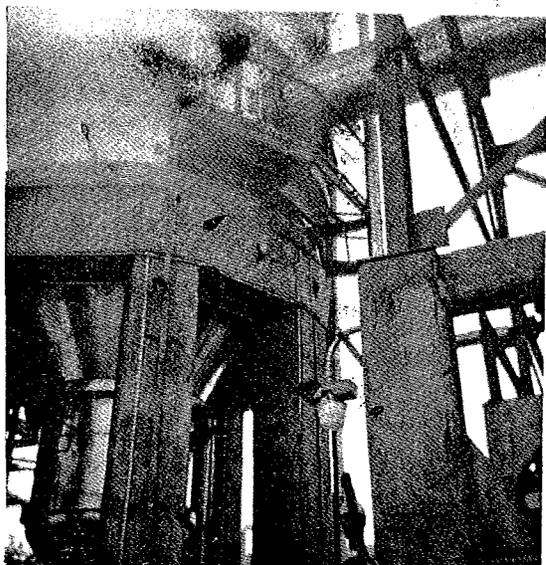
importantes, y sólo se podrá cuantificar con toda exactitud la validez de los métodos de caída de presión a dos fases cuando se pueda disponer de un sistema de flujo en campo lo suficientemente controlado en el aspecto de medidores, lecturas, propiedades de las cargas y productos, etc.

Como un estudio adicional se tomaron lecturas de temperatura en algunos puntos del recorrido de la línea de transferencia de la Preparadora No. 2 por medio del pirómetro óptico, el cual se muestra en la figura 10.11. Con este aparato se pueden tomar lecturas de temperatura a 4 pies y a 20 pies a diferentes emisividades, las cuales se fijan dependiendo de la naturaleza del material. En nuestro caso, se prefirió calibrar la emisividad que se debía utilizar con una toma de temperatura que fuera igual a la que nos reportaba el medidor TI 100.57 y así utilizar esa emisividad para todo el recorrido de la línea. Se seleccionó la línea de la Preparadora No. 2 debido a que presenta huecos en el aislante (los cuales se utilizan para calibración) lo cual nos permitió tomar las temperaturas aproximadas en la pared de la tubería.

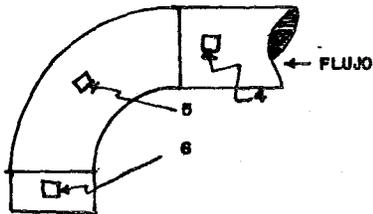
Las lecturas más interesantes fueron las obtenidas en los codos, para los cuales se tomaron temperaturas a la entrada, en puntos intermedios del codo y a la salida. En la figura 10.12 se indican los puntos de lectura y las temperaturas correspondientes para -



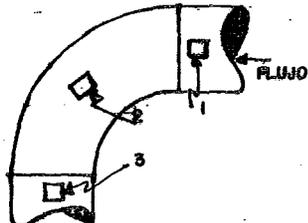
TOMA DE LECTURA DE TEMPERATURA  
A LA SALIDA DEL SERPENTIN No. 2  
DEL HORNO BA-1 POR MEDIO DEL -  
PIROMETRO OPTICO.



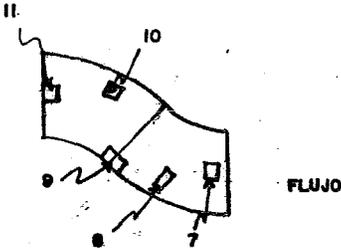
TOMA DE LECTURA DE TEMPERATURA A LA  
ENTRADA DE LA TORRE DE VACIO DA-1 -  
POR MEDIO DEL PIROMETRO OPTICO.



CODO SALIDA SERPENTIN No. 3



CODO SALIDA DE SERPENTIN No. 4

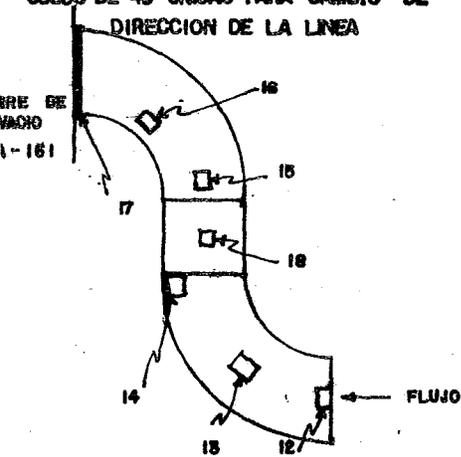


FLUJO

PUNTO DE LECTURA      TEMPERATURA °C

1	420
2	410
3	370
4	440
5	420
6	410
7	390
8	400
9	350
10	360
11	340
12	300
13	320
14	390
15	360
16	358
17	390
18	200

CODOS DE 45° UNIDAS PARA CAMBIO DE DIRECCION DE LA LINEA



FLUJO

CODOS A LA ENTRADA Y SALIDA DE UN TRAMO VERTICAL

TESIS PROFESIONAL	
JOSE JORGE NUÑEZ ALBA	
UNAM	FACULTAD DE QUIMICA
1978	FIGURA No. 10.12

FIGURA 10.12 LECTURAS DE TEMPERATURA EN LOS CODOS DE LA LINEA DE TRANSPARENCIA DE LA PREPARADORA No. 2.

los distintos codos en la línea.

En los codos de salida de los serpentines en los que se puede decir que el flujo es "normal" (sin acumulación) el descenso de temperatura debido a la caída de presión en el codo es gradual y no presenta discontinuidades. En los codos de 45° ya se pueden observar dos puntos calientes (8 y 10) en los cuales la temperatura es mayor que la de entrada debido a la distribución del flujo en el accesorio y a las corrientes secundarias formadas.

En los codos de entrada y salida a un tramo vertical se pueden observar distribuciones de temperatura muy variadas.

En el codo de entrada, debido a la dificultad experimentada por el fluido para ascender por el tramo, lo cual ocasiona bastante acumulación, se presenta el punto caliente más elevado de todo el recorrido en el punto 14 (390°C). En el punto 18, a medio recorrido en el tramo vertical, la baja de temperatura hasta 200°C debido a la caída de presión podría hacernos pensar que llegara a la torre con baja temperatura, sin embargo, en el punto 15 se tienen 360°C y en la brida de entrada a la torre ¡390°C! La razón de esta incongruencia puede deberse al patrón de flujo existente en el tramo vertical, el cual, dependiendo de su particular distribución de líquido y gas nos dará diferentes temperaturas, pudiendo ser estas muy bajas en la pared independientemente de la temperatura promedio del flujo total.

Todas estas observaciones conducen a la conclusión de que la generalidad de un método de cálculo de caída de presión a dos fases en codos depende de que se tomen en cuenta las diferentes distribuciones de flujo posibles en el codo dependiendo de su orientación y colocación en el recorrido de una línea de transferencia. La aplicación más importante del conocimiento de la distribución de temperaturas en los codos se encuentra en la especificación de los materiales que serán utilizados para el servicio, ya que las temperaturas pueden sobrepasar los límites preespecificados y ocasionar fallas en la estructura del material debido a la fatiga térmica.

Finalmente, considerando el interés de evaluar el efecto de las propiedades en los métodos de predicción de caída de presión se realizó una pequeña simulación para los 5 datos en los que se obtuvo la predicción de caída de presión experimental más exacta, para que de esta manera, sólo se evaluara el efecto de las propiedades únicamente, sin el error inherente a los métodos de predicción de caída de presión. En la fig. 10.13 se puede constatar que el efecto de las propiedades es bastante importante ya que para un cambio del 22% en la densidad del vapor y un 20.7% en el % de vaporización la diferencia en caída de presión en ese tramo fue de 161.2 mm Hg, lo cual, para los niveles de presión que se están manejando representa un altísimo porcentaje de error. Debe aclararse que esos porcentajes de diferencia en las propiedades mencionadas no se introdujeron arbitrariamente, sino que única-

\*\*\*\*\*  
 TESIS PROFESIONAL \*\*\*\*\*  
 DISEÑO DE LINEAS DE TRANSFERENCIA CON FLUJO A 2 FASES EN SISTEMAS AL VACIO \*\*\*\*\*  
 TRABAJO: TRAYECT 4 DIC 77 20HRS PREP. 3 2A EFECTO DE LAS PROPIEDADES \*\*\*\*\*

CALCULO DE CAIDA DE PRESION: OPCION DE VERIFICACION

TRAMO	OPC	DIAMETRO	CASO	DENSIDAD	LONGITUD	ANGULO	CAIDA DE	PRESION	TOTAL	PRESION	PATRON	DIAM			
NO		INCH	LIQUIDO (LB/HR)	GAS LIQUIDO (LB/FT <sup>3</sup> )	EQUIVAL. (FT)	INCL. GRADOS	FRICCION (MMS/FT)	ACELERAC (MMS/FT)	ELEVACION (MMS/FT)	MMS	FLUJO	CALC INCH			
1	1	10.020	57647.	9872.	52.45	0.189	0.820	0.	.4154E-04	.1005E-02	.0	.3414E-04	619.9	ANULAR	1.
2	1	17.250	57647.	9872.	52.45	0.189	86.041	0.	.4154E-04	.1005E-02	.0	1.946	619.9	ANULAR	0.
3	1	17.250	57608.	9912.	52.45	0.189	7.833	90.	.4608E-02	.6740E-03	.4523E+00	3.585	618.0	ANULAR	0.
4	1	17.250	121841.	21143.	52.47	0.188	23.648	90.	.4608E-02	.6740E-03	.4523E+00	1.359	614.4	INDEF.	0.
PATRON INDEFINIDO, SE CALCULARA ESPUMA (TRANSICION),															
5	1	17.250	121782.	21201.	52.47	0.187	3.416	90.	.2678E-01	.3100E-02	.4447E+00	1.625	613.0	INDEF.	0.
PATRON INDEFINIDO, SE CALCULARA ESPUMA (TRANSICION),															
6	1	17.250	121713.	21271.	52.48	0.187	2.442	90.	.2688E-01	.3126E-02	.4423E+00	1.156	611.4	INDEF.	0.
7	1	35.250	121663.	21320.	52.48	0.187	*****	90.	.2688E-01	.3126E-02	.4423E+00	2.106	610.3	ESPUMA	0.
UTIL FINAL 0.0, YLOCK 0.0															
8	1	35.250	121553.	21431.	52.49	0.186	15.510	0.	.3738E-06	.3208E-04	.0	.5799E-05	608.2	ESTRAT	0.

FIGURA 10.13

1516

mente se utilizó la matriz de propiedades de una carga distinta, con lo que se puede observar cuan importante es una evaluación lo más exacta posible de las propiedades de la carga que se va a procesar.

#### REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

#### CAPITULO X

- 1.- Browne, E.J.P., "Practical Aspects of Predicting Errors in Two-Phase Pressure-Loss Calculations," Journal of Pet. Tech., Abril 1975, p.515
- 2.- Yocum, B.T., "Two-Phase Flow in well Flowlines", ponencia 924-6 presentada en el SPE-AIME 32nd Annual Fall Meeting, Dallas, Oct. 6-9, 1957.

CAPITULO XI. PREPARADORA NO. 3. HISTORIA DE UNA  
MODIFICACION

- a) INTRODUCCION
- b) ASPECTOS DEL PROBLEMA
- c) ALTERNATIVAS PRESENTADAS
- d) CONSIDERACIONES FINALES

a) Introducción

Este estudio no quedaría completo sin la descripción de un suceso muy interesante relacionado íntimamente con el tema tratado.

Me refiero a los problemas encontrados en el arranque de la Preparadora No.3, los cuales dieron origen a una modificación en el diseño original de la línea de transferencia.

A continuación se presenta la descripción en campo del problema<sup>1</sup> :

- 1.1 El día 2 de Noviembre de 1976 se recibió crudo reducido de la Primaria No. 3 en el tambor de carga FA-1 y con ello se inició el arranque de la unidad de acuerdo con el diagrama de flechas, la temperatura máxima que se alcanzó ese día fue de 200°C y se mantuvo durante 10 horas.
- 1.2 El día 3 de Noviembre se elevó la temperatura a 265°C a la salida del calentador BA-1, notándose movimientos bruscos y de alta frecuencia en las líneas de transfer de 36"Ø del BA-1 a DA-1; asimismo se notó que había ligera fuga de hidrocarburos por la línea del lado oriente; después de evaluar la situación de las líneas de transfer se decidió que no era posible seguir adelante y se optó por suspender el arranque de las 14:00 horas, procediendo al paro normal y lavado de la planta.
- 1.3 Durante el paro de la planta hubo una pequeña fuga en la junta de expansión de la línea de transfer lado oriente.
- 1.4 El día 6 de Noviembre se iniciaron trabajos tendientes a so

portar debidamente las líneas de transfer. (Al evaluar la situación se concluyó que con el arreglo de líneas de transferencia original no podría efectuarse el arranque de la planta, por lo que se procedió al rediseño del arreglo de la línea de transferencia).

- 1.5 El día 13 de Noviembre se diseñó una sola línea de transfer con sus accesorios correspondientes.
- 1.6 El día 14 se inician los trabajos de cambio de línea de transfer, los cuales terminaron el 26 de Noviembre.
- 1.7 El día 29 de Noviembre se recibió carga de crudo reducido de la Primaria No. 3 y estableció el circuito normal dando salida al residuo de la TAV hacia tanque de combustóleo, las condiciones eran 21,000 B/d de carga a calentador, vacío en TAV-domo 750 mm Hg y fondo 740 mm Hg y temperatura salida de BA-1 era de 265°C. Estas condiciones se mantuvieron hasta el día 30 de Noviembre.
- 1.8 El 30 de Noviembre se siguió con el programa de arranque y se subió temperatura al calentador hasta 380°C a la salida habiéndose alineado los gasóleos a los tanques a las 13:00 horas.
- 1.9 El día 18 de Diciembre se entregó la Planta al Sector No. 1 de Operación. "

Esta descripción presenta características muy interesantes las cuales serán analizadas en seguida.

b) Aspectos del problema

En primer lugar se encuentra uno de los aspectos más difíciles del - diseño de líneas de transferencia como es la simulación del arranque de la planta, en el cual se parte de una línea de transferencia llena con líquido, el cual en el curso del arranque irá modificando su contenido de vapor de acuerdo con el aumento progresivo de temperatura a la salida del calentador. Por esta razón no se puede garantizar la no aparición de patrones de flujo indeseables en la línea a condiciones de operación (flujo, presión, temperatura, % de vaporización) totalmente previstas en el diseño para condiciones fijas preestablecidas a la salida del calentador.

Es de suponerse que los movimientos observados en las dos líneas se hayan debido a la aparición de flujo slug, combinado con una soporterfa insuficiente para controlar los movimientos que producía al no - estar previsto ese fenómeno.

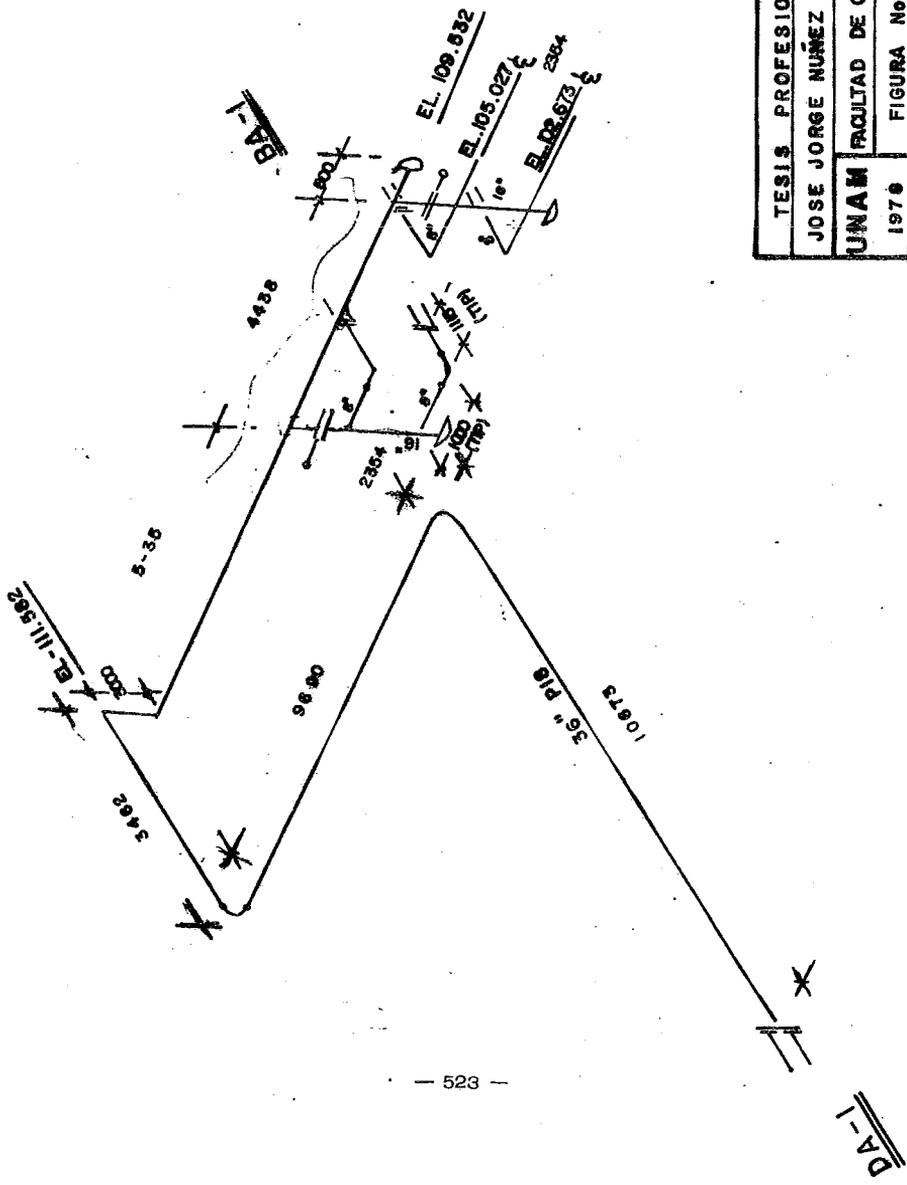
c) Alternativas presentadas

Otro aspecto interesante son las alternativas de diseño que se abren al presentarse un problema de este tipo, el cual requiere la mejor solución en el menor tiempo posible.

En las figuras 11.1 y 11.2 se presentan dos de las alternativas presentadas para la solución del problema; antes de analizarlas, es conveniente realizar algunas observaciones.

El diseñador que se enfrenta a diseñar o rediseñar el recorrido de una línea de transfer deberá disponer inicialmente de la situación exacta de las boquillas de salida del horno y del plano de localización.





TESIS PROFESIONAL	
JOSE JORGE NUÑEZ ALBA	
UNAM	ESCUELA POLITÉCNICA DE GUATEMALA
1976	FIGURA No. 11.2

FIGURA 11.2 ALTERNATIVA No.2 PARA MODIFICACION DEL TRAYECTO DE LA LINEA DE TRANSFERENCIA DE LA PREPARADORA No.3

del área involucrada, procediendo a proponer distintos arreglos de tubería a la salida del horno. Después analizará el posible recorrido de la línea tratando de que el transporte de residuo a dos fases del horno a la torre sea lo más "recto" posible, para lo cual se sitúa a la torre y al horno lo más cerca posible. Si se está rediseñando el recorrido se tratará de ajustar a las condiciones existentes en campo.

Una vez que se ha determinado el recorrido de la línea y se tienen las distancias se procede a un dimensionamiento preliminar que cumpla con la  $\Delta P$  permisible. Esta propuesta se envía al Depto. de Tubería el cual propone un isométrico que generalmente se traza de manera que sea un arreglo simétrico y con pocos cambios de dirección. De este isométrico se envían copias al diseñador y al Depto. de Análisis de Esfuerzos, los cuales lo comentarán, pudiéndose proponer un nuevo recorrido, la adición de un "loop" de expansión ó de una junta de expansión (por requerimientos de flexibilidad, esfuerzos, soportencia, etc.), checándose de nuevo estos comentarios por todos los departamentos involucrados hasta obtener el diseño final, el cual debe cumplir con la  $\Delta P$  permisible y un patrón de flujo permitido (el cumplimiento de estos requerimientos es responsabilidad del diseñador principal); por supuesto, todas las opciones deberán ser puestas a consideración de los responsables de la instalación en campo antes de analizarlas, ya que pueden existir problemas de espacio insuficiente, disponibilidad de materiales o de la instalación en sí. La opción de la fig. 11.1 fue rechazada debido a que el arreglo de tubería a la salida del horno tenía una caída de presión demasiado eleva--

da.

La opción de la fig. 11.2 fue rechazada debido a patrón de flujo indeseable en el tramo vertical.

Las dos opciones tenían adicionalmente algunos problemas de esfuerzos indeseables en algunos tramos. La opción final, que es la que actualmente se encuentra en operación, es la presentada en el capítulo IX.

d) Consideraciones finales.

La aportación más importante de este problema estriba en el hecho de haber podido substituir el diseño original (fig. 11.3) consistente en 2 líneas de transferencia por una sola línea, lo cual introdujo una modificación en el método normal de diseño, el cual recomienda, cuando se tiene una caída de presión muy alta con el flujo total, dividir dicho flujo en dos partes, para dividir la caída de presión al utilizar dos conductos. Debe hacerse notar que en los diseños de las otras dos plantas analizadas en el Capítulo X se utilizó sin problemas de operación una sola línea de transferencia, sin embargo, el aprendizaje de esa tecnología también debe haber pagado un precio.

Finalmente, se puede constatar la importancia de la línea de transferencia para la operación de la planta de vacío. En este caso, un problema en la línea ocasionó un retraso de un mes en el arranque de la planta, con la consecuente pérdida por los productos no elaborados, horas-hombre de diseño, construcción y operación y finalmente el desperdicio de tubería de 36 pulgadas de acero especial con un alto costo.



Creo que los hechos anteriores hablan por sí mismos de la necesidad de evaluar todas las posibilidades cuando se diseñen líneas de transferencia con el objeto de optimizar la operación del sistema, tratando de reducir al máximo la influencia de los imponderables.

REFERENCIA BIBLIOGRAFICA.           CAPITULO XI

1. Reporte interno de la Refinería "Lázaro Cárdenas" acerca de Trabajos y Modificaciones efectuadas en el equipo de la Preparadora No. 3, 1976

En este trabajo se han presentado los criterios más útiles para el diseño de una línea de transferencia en sistemas al vacío y en un plano más general, para el diseño de cualquier tipo de tubería con flujo a dos fases, incluyendo los accesorios, los cuales representan un gran porcentaje de la caída de presión en este tipo de servicios.

Se ha tratado de profundizar lo más posible tanto en aspectos cuantitativos como cuantitativos del flujo a dos fases, sin embargo, varios de los capítulos tienen la suficiente extensión y complejidad como para ser tema de otras tesis, lo cual sería de desearse en un futuro próximo.

El principal problema a resolver en el curso de este estudio fue la gran cantidad de métodos existentes para afrontar los diferentes pasos de una secuencia de cálculo de caída de presión a dos fases y la falta de unificación de criterios en este campo, llegando a la conclusión de que cada investigador solamente se preocupa por su trabajo en particular, olvidándose del caos general existente.

Hay un punto importante que requiere discusión : ¿Está compensado el esfuerzo desarrollado para proponer un método de diseño confiable lo más exacto posible si existen líneas de transfer sin problemas producto de métodos de diseño antiguos? La pregunta surge en forma natural al observar que plantas con más de 20 años de

operación continúan dando un buen servicio sin problemas evidentes debido a las líneas de transferencia.

La respuesta a la cuestión planteada es afirmativa por las siguientes razones:

i) Al tener acceso a métodos de diseño antiguos de líneas de transferencia se observó que se promovía la aparición de flujo crítico en la línea o a la entrada de la torre. Si recordamos que el flujo crítico produce una mezcla homogénea de las fases, esto permitiría "controlar" el patrón de flujo en la línea al tener un flujo homogéneo disperso solamente, lo cual hace más sencillo el método de diseño, sin embargo, se incrementa la posibilidad de perder el control de las condiciones del fluido a la entrada de la torre, así como la aparición de ondas de choque que perturban la operación de la misma, lo cual no es aceptable.

ii) Las plantas antiguas observadas podrían ser el resultado de varios fracasos en los primeros diseños, los cuales suministraron la experiencia necesaria para prever en lo posible la aparición de problemas en la operación de la línea.

iii) Cualquier esfuerzo encaminado a prevenir errores costosos y problemas en la operación de la planta así como a la obtención de un conocimiento lo más apegado posible a la realidad de lo que sucede en los sistemas a dos fases es pequeño comparado con los beneficios que se pueden obtener.

Se dejó para el capítulo final la discusión de una falla en la aplicación del concepto de similaridad por Dukler al flujo a dos fases. La falla se refiere al concepto de longitud característica del sistema, a la cual Dukler interpreta como el diámetro total de la tubería por la cual fluye el sistema a dos fases, sin una justificación evidente de tal suposición. Debe aclararse que en el caso del flujo a una fase no existe ninguna razón por la cual se pudiera objetar el uso del diámetro como la longitud característica ya que representa la frontera del sistema, sin embargo, en el caso del flujo a dos fases el modo irregular en el que se distribuyen las fases nos lleva a pensar que el diámetro hidráulico es la longitud característica del sistema, ya que toma en cuenta la manera particular de distribución de las fases de acuerdo con el patrón de flujo en cada punto de la tubería, lo cual no se puede evaluar con el diámetro total de la tubería.

Como sabemos, el concepto de diámetro hidráulico fue enunciado originalmente por Lockhart-Martinelli y una comparación realizada por el propio Dukler en uno de sus artículos <sup>56-iv</sup> nos servirá para comprobar la diferencia en conceptos de los dos investigadores.

Fase	Ecuaciones presentadas por Dukler	Ecuaciones presentadas originalmente por Lockhart Martinelli
------	-----------------------------------	--

LIQUIDO	$\frac{\partial P}{\partial Z} = \left[ \frac{2G\tau^2 f_{oc}}{gc D \rho_L} \right] \cdot \left\{ \frac{L}{NS} \right\} \times (\lambda) \rho$	$(32a) \frac{\partial P}{\partial Z} = 2 f_L \frac{\rho_L V_L^2}{DL gc} \left[ \left( \frac{\Delta P}{\Delta L} \right)_L \right]^{n-2} \left( \frac{D}{D} \right)$
---------	--	---

GAS

$$\frac{\partial P}{\partial Z} = \left[ \frac{2 G_T^2 f_o}{g_c D \rho_G} \right] \frac{\rho_G}{\rho_o} \alpha(\lambda) \beta \quad (32b) \quad \frac{\partial P}{\partial Z} = 2 f_G \frac{\rho_G V_G^2}{D_G g_c} = \left[ \left( \frac{\Delta P}{\Delta L} \right)_G \right] e^{m-2} \left( \frac{D_P}{D_G} \right)^{5-m}$$

$$\alpha(\lambda) = \varphi(\lambda) \quad \alpha = R_L \left( \frac{D_P}{D_L} \right)^2$$

$$\beta = \frac{\rho_L}{\rho_{NS}} \frac{\lambda^2}{R_L} + \frac{\rho_G}{\rho_{NS}} \frac{(1-\lambda)^2}{R_G} \quad \beta = R_G \left( \frac{D_P}{D_G} \right)^2$$

Los términos entre corchetes representan caídas de presión en una fase, ya sea líquido o gas, y son idénticos para los dos métodos de la manera como están arregladas las ecuaciones.

Dukler rearregla sus ecuaciones (32) para "formar" los parámetros de Lockhart-Martinelli de acuerdo a como deberían de ser al despejar  $\phi^2$  de sus ecuaciones (32):

$$\phi_L^2 = \frac{\rho_L}{\rho_{NS}} \alpha(\lambda) \beta \quad (33a)$$

$$\phi_G^2 = \frac{\rho_G}{\rho_{NS}} \alpha(\lambda) \beta \quad (33b)$$

Según Dukler, es incorrecto el método para correlacionar  $\phi_L$  en términos de  $\phi_L = \frac{\partial P / \partial Z}{(\partial P / \partial Z)_L}$  (donde el denominador es la caída de presión calculada como si la fase líquida fluyera sola dentro del tubo), sin embargo, no justifica esta conclusión en su artículo.

La razón de esta incongruencia es obvia al observar la gran incompatibilidad entre las ecuaciones (33) de Dukler y las  $\phi$ s de acuerdo con Lockhart-Martinelli:

$$\phi_L^2 = \alpha^{n-2} \left( \frac{D_P}{D_L} \right)^{5-n}$$

$$\phi_G^2 = \beta^{m-2} \left( \frac{D_P}{D_G} \right)^{5-m}$$

Definitivamente no existe en las ecuaciones de Dukler ningún parámetro que se acerque a la definición de diámetro hidráulico, ya que el autor no lo tenía en mente como un parámetro representativo de las características esenciales de un sistema a dos fases, siendo la única semejanza la referente a una función del holdup.

En base a los conceptos anteriores se concluye que es necesario revisar el concepto de longitud característica del sistema utilizado por Dukler, ya que sería de mucha utilidad en el caso de que representara una mejora substancial en el método. Además se observó que el método de Lockhart-Martinelli posee características teóricas muy sólidas que nos llevan a recomendar un estudio más completo de sus ventajas y perspectivas utilizando una base experimental consistente. En el desarrollo <sup>68-v</sup> del análisis teórico del modelo de similitud de Dukler se observa que al obtener la ecuación para las fuerzas viscosas <sup>(42)</sup> Dukler "demuestra" que aún acomodando al líquido en distintos patrones en el elemento de volumen seleccionado se obtienen ecuaciones idénticas para el esfuerzo cortante idénticas entre sí. De esta manera, concluye que la ecuación (42) es una expresión apropiada para las fuerzas viscosas sin importar la manera en que el líquido se distribuya.

Esta conclusión nos muestra una de las tendencias más marcadas en la representación del flujo a dos fases: la utilización del holdup ( $R_L$ ) como variable "mágica" para tomar en cuenta cualquier tipo de distribución del flujo de las fases, lo cual, aún cuando es lo correcto,

implica una dependencia fundamental del método teórico, por más consistente o bien fundamentado que esté, de la exactitud de la co rrelación experimental del holdup, ya que esta variable sólo puede determinarse experimentalmente. Es, por lo tanto, necesario estudiar las modificaciones adecuadas a los métodos teóricos, orientadas a la disminución de la influencia del holdup o, si esto no es posible por un requerimiento teórico del holdup, transformar los métodos de obtención de holdup de manera que sean totalmente generales y soportarlos con experimentación en sistemas que representen la mayoría de las situaciones encontradas en flujo multifásico. También se observó la dependencia de los métodos de cálculo de ca dda de presión en dos fases en los paquetes de propiedades, por lo que se recomienda al utilizar un paquete de predicción de propie das físicas al comparar métodos de caída de presión, realizar un análisis de sensibilidad de cada método a las propiedades más rele vantes a él, tratando de averiguar cuales métodos son favorecidos por una correlación de una propiedad en particular. Lawson y Brill <sup>72-iv</sup> recomiendan cautela con las conclusiones obtenidas a partir de este análisis ya que los datos pueden tener una correlación estadística entre diferentes variables de flujo.

Finalmente, es conveniente anotar con satisfacción que se cumplió el objetivo de probar la teoría en el campo real de la operación, in ténito que si bien no rindió resultados espectaculares, debido a

las limitaciones encontradas para la formación de una base de datos impecable, sirvió para centrar el problema a partir de un análisis - profundo y para sentar las bases para un estudio más amplio, el cual se espera poder efectuar en un futuro próximo.