

01174

**UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE MÉXICO**

**DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO
FACULTAD DE INGENIERÍA**



**“MODELO MECANÍSTICO DEL PERFIL DE PRESIONES PARA
FLUJO MULTIFÁSICO EN TUBERÍAS HORIZONTALES E
INCLINADAS”**

T E S I S
para obtener el grado de

Maestro en Ingeniería Petrolera

p r e s e n t a

299118

LUIS CARLOS LEAL LEMUS

DIRECTOR DE TESIS: DR. FAUSTINO FUENTES NUCAMENDI

Ciudad Universitaria, México D.F. , Noviembre del 2001



Universidad Nacional
Autónoma de México



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.

**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO
DIVISION DE ESTUDIOS DE POSGRADO
FACULTAD DE INGENIERIA**

**“MODELO MECANISTICO DEL PERFIL DE PRESIONES
PARA FLUJO MULTIFASICO EN TUBERIAS
HORIZONTALES E INCLINADAS”**

Por

Luis Carlos Leal Lemus

COMITÉ DE TESIS:

PRESIDENTE	DR. RODOLFO CAMACHO VELAZQUEZ _____
VOCAL	DR. FAUSTINO FUENTES NUCAMENDI _____
SECRETARIO	DR. YURI V. FAIRUSOV _____
SUPLENTE	ING. HORACIO ZUÑIGA PUENTE _____
SUPLENTE	MI. JOSE A. GONZALEZ GUEVARA _____

RESUMEN

Luis Carlos Leal Lemus (Ingeniero de Petróleos)

“ Modelo Mecanístico del Perfil de Presiones para Flujo Multifásico en Tuberías Horizontales e Inclinadas ”

Director de Tesis: Dr. Faustino Fuentes Nucamendi

Se desarrolló un modelo mecanístico para simular el flujo de dos fases en tuberías horizontales e inclinadas. El modelo está basado en el trabajo de Xiao J.J de 1990 “*A comprehensive mechanistic model for two-phase flow in pipelines*”. En el presente modelo se utiliza para el cálculo del patrón de flujo la teoría de Barnea D. de 1987 “*A unified model for predicting flow pattern transitions for the whole range of pipe inclinations*” para obtener un rango completo de los ángulos utilizados en la industria del petróleo. Para la determinación del factor de fricción interfacial para flujo estratificado, se implantó una subrutina con base a la teoría de Chen y colaboradores de 1996 “*Gas-liquid stratified-wavy flow in horizontal pipelines*”.

Para el cálculo de la velocidad de traslación en el modelo de flujo intermitente se utiliza la teoría de Fabre Y. y Line A. de 1994, “*Advancements in two phase slug flow modeling*”.

El modelo se evaluó con algunos datos de la base de TUFFP para flujo estratificado horizontal y las correlaciones más utilizadas en la determinación de la caída de presión para flujo de dos fases en tuberías horizontales e inclinadas.

El programa determina el patrón de flujo para todos los ángulos de inclinación bajo condiciones estacionarias, pero se evalúa solamente para el rango de $\pm 45^\circ$. El modelo primero determina el patrón de flujo, para posteriormente predecir las características hidrodinámicas, como el colgamiento y el gradiente de presión en flujo de dos fases para los patrones estratificado, intermitente, anular y burbuja dispersa.

Se evalúa el efecto del factor de fricción interfacial en el cálculo del patrón de flujo y el gradiente de presión bajo condiciones de flujo estratificado. Las tendencias obtenidas con el modelo y las correlaciones empíricas, son comparadas de acuerdo a las teorías presentadas en este estudio.

RECONOCIMIENTOS

Manifiesto mi agradecimiento por su dirección al Dr. Faustino Fuentes Nucamendi, así como al Dr. Rodolfo Camacho, al Dr. Fernando Samaniego, al Dr. Yuri Fairuzov, al M. en I. José A. Gonzalez Guevara, al M. en I. Carlos A. Fernandez, al Ing. Horacio Zúñiga Puente y al Ing. José L. Estrada; por su revisión y valiosa asesoría para la conclusión del presente trabajo.

“ Esta tesis corresponde a los estudios realizados con una beca otorgada por el gobierno de México a través de la Secretaria de Relaciones Exteriores ”

DEDICATORIA

Deseo agradecer ante todo a Dios por fortalecerme en mis momentos de debilidad, también a mi padre Victor, a mis hermanos Oriol, Arismendi, Sandra y demás familiares, a Silvia Pilar Román y demás amigos, por su estímulo y apoyo para culminar la meta propuesta.

Permítaseme hacer una dedicatoria muy especial a la memoria de mi madre Dioselina Lemus (q.e.p.d.) y la de mi abuela Celina Vargas (q.e.p.d.), quienes siempre han sido motivo en mi vida de superación y orgullo. Por siempre gracias.

TABLA DE CONTENIDO

	Página
PAGINA DEL TITULO	i
PAGINA DE APROBACIÓN	ii
RESUMEN	iii
RECONOCIMIENTOS	v
DEDICATORIA	vii
TABLA DE CONTENIDO	viii
LISTA DE TABLAS	Xi
LISTA DE FIGURAS	Xii
CAPITULO 1	
INTRODUCCIÓN	14
CAPITULO 2	
HISTORIA DEL MODELADO	17
Técnicas de Modelado	18
Modelo de flujo homogéneo	18
Modelo de flujo separado	19
Análisis dimensional	19
Modelo de flujo deriva	19
Propiedades Físicas de los Fluidos	20
PREDICCIÓN DE LA TRANSICIÓN ENTRE LOS PATRONES DE FLUJO	21
MODELADO DEL COMPORTAMIENTO HIDRODINÁMICO	23
Flujo Estratificado	23
Flujo Intermitente	24
Flujo Anular	25
Flujo Burbuja Dispersa	26

CAPITULO 3

CONCEPTOS Y DEFINICIONES BÁSICAS

Patrones de Flujo	28
Modelado	29
Terminologías Utilizadas	31

CAPITULO 4

MODELO MECANÍSTICO

Clasificación de los Patrones de Flujo	37
Flujo Estratificado	38
Flujo Intermitente	38
Flujo Anular	39
Flujo Burbuja Dispersa	40

PREDICCIÓN DEL PATRÓN DE FLUJO

Modelo para Predecir la Transición de los Patrones de Flujo según Xiao	44
Transición Estratificado – No Estratificado (E – NE)	44
Transición Intermitente - Anular (I – A)	45
Transición Intermitente – Burbuja Dispersa (I – BD)	45
Transición Estratificado Suave – Estratificado Ondulado (ES – EO)	45
Modelo para predecir la transición de los patrones de flujo según Barnea	46
Transición para Burbuja Dispersa (BD)	46
Transición Estratificado - No Estratificado (E – NE)	48
Transición Estratificado – Anular (E – A)	49
Transición Anular – Intermitente (A – I)	50
Subregiones en Flujo Estratificado	52
Subregiones en Flujo Intermitente	53
CARACTERIZACIÓN HIDRODINÁMICA DE LOS PATRONES DE FLUJO	54
Modelo para Flujo Estratificado	54
Modelo para Flujo Intermitente	62
Modelo para Flujo Anular	71
Modelo para Flujo Burbuja Dispersa	77

CAPITULO 5	
METODOLOGÍA	79
PARÁMETROS ESTADÍSTICOS	80
CAPITULO 6	
ANÁLISIS DE RESULTADOS	84
Flujo Estratificado	84
Flujo intermitente	106
CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES	111
NOMENCLATURA	114
REFERENCIAS	117

LISTA DE TABLAS

	Página	
Tabla 1	Rango de las variables utilizadas con los datos de campo	82
Tabla 2	Base de datos generada	83
Tabla 3	Comparación estadística de la caída de presión, flujo estratificado. Datos de campo	84
Tabla 4	Comparación estadística de la caída de presión, flujo estratificado. Base generada	88
Tabla 5	Comparación estadística del colgamiento líquido	96
Tabla 6	Comparación estadística del factor de fricción interfacial	100
Tabla 7	Comparación estadística del parámetro Co	107
Tabla 8	Comparación estadística de la velocidad de traslación	108
Tabla 9	Comparación estadística de la caída de presión para flujo intermitente	110

LISTA DE FIGURAS

		Página
Figura 1	Patrones de flujo en tuberías horizontales y con poca inclinación	41
Figura 2	Modelo Físico de Flujo Estratificado, Xiao (1990)	55
Figura 3	Modelos existentes para flujo estratificado ondulado ((Taitel – Dukler, 1976) Hart, 1989)	58
Figura 4	Modelo de doble círculo	59
Figura 5	Modelo Físico de Flujo Intermitente, Xiao (1990)	64
Figura 6	Modelo Físico de Flujo Anular, Xiao (1990)	72
Figura 7	Comportamiento del modelo con respecto a los datos de campo	85
Figura 8	Comportamiento del modelo de Xiao con respecto a los datos de campo	86
Figura 9	Comportamiento de la correlación de Beggs y Brill con los datos de campo	87
Figura 10	Comportamiento del modelo propuesto con relación al de Xiao para flujo estratificado	89
Figura 11	Comportamiento del modelo propuesto con relación a la correlación de Beggs y Brill para flujo estratificado	89
Figura 12	Efecto del ángulo de inclinación sobre la caída de presión DI = 3,5"	90
Figura 13	Efecto del ángulo de inclinación en la caída de presión DI = 2,375"	91
Figura 14	Perfil de presión para diámetro de 2,375"	92
Figura 15	Perfil de presión para diámetro de 8"	93
Figura 16	Efecto del ángulo de inclinación sobre la caída de presión	94
Figura 17	Efecto del ángulo de inclinación sobre la caída de presión	94
Figura 18	Efecto de la RGA sobre la caída de presión DI = 6,0"	95
Figura 19	Efecto del ángulo de inclinación sobre la caída de presión DI = 8,0"	96
Figura 20	Comportamiento del colgamiento líquido para flujo estratificado	97
Figura 21	Efecto del ángulo de inclinación sobre el colgamiento DI = 8,0"	98
Figura 22	Efecto de la velocidad superficial del líquido sobre algunos parámetros de importancia DI = 3,5"	99

Figura 23	Efecto de la RGA sobre el colgamiento $DI = 6,0''$	99
Figura 24	Comportamiento del factor de fricción interfacial	101
Figura 25	Efecto del ángulo de inclinación sobre el factor de fricción interfacial	102
Figura 26	Efecto del ángulo de inclinación sobre el factor de fricción interfacial	102
Figura 27	Efecto de la RGA sobre el factor de fricción interfacial	103
Figura 28	Efecto del ángulo de inclinación sobre la fracción de pared húmeda	104
Figura 29	Efecto del ángulo de inclinación sobre los parámetros calculados	105
Figura 30	Efecto de la velocidad superficial del gas sobre los parámetros	106
Figura 31	Efecto del ángulo de inclinación sobre el coeficiente "C"	108
Figura 32	Comportamiento de la velocidad traslacional calculada con el modelo y comparada con el modelo de Xiao	109
Figura 33	Comparación del modelo con el de Xiao para flujo intermitente	110

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

El flujo de dos fases se presenta en la industria petrolera durante la producción y transporte de aceite y gas, tanto en líneas horizontales como en inclinadas y verticales. En la producción costa afuera se utiliza grandes longitudes de tubería antes de alcanzar las instalaciones de separación.

Los problemas de diseño que implican el uso de correlaciones para flujo multifásico, se encuentran de manera frecuente en el campo de operación de la ingeniería petrolera.

Por otro lado, la tecnología del flujo de dos fases es gran de importancia para la industria química, dado su estrecha relación con el manejo de calentadores, condensadores, intercambiadores de calor, reactores, etc. El diseño de estos equipos requiere métodos que son necesarios para la predicción de los procesos de transferencia de masa, calor y de caída de presión en las tuberías de producción.

Es común que muchos de los conceptos y correlaciones que originalmente fueron desarrollados para su aplicación dentro de la ingeniería petrolera, sean generalizados para su empleo con otros fluidos diferentes al aceite y gas natural, lo que ha favorecido que tengan actualmente diversas áreas de aplicación y una amplia investigación sobre el tema (líneas de conducción de petróleo y gas de gran distancia, la explotación de la energía geotérmica, la producción de petróleo y gas en plataformas marinas, la investigación sobre la explotación de recursos de los suelos marinos, etc.).

Para el control del flujo en estas líneas se utilizan diferentes accesorios, que junto con la inestabilidad del flujo y rugosidad de la tubería causan caídas de presión a lo largo de la línea de flujo, a la vez, estas inestabilidades son indeseables, debido a que causan daños a los equipos de producción y procesamiento del crudo.

El flujo de dos fases involucra un gran número de variables, entre las cuales se encuentran los gastos de flujo, las propiedades físicas, los diámetros y ángulos de inclinación de las tuberías. El problema se complica a causa de la presencia de muchos procesos como el deslizamiento entre fases, los patrones de flujo, el movimiento en la interfase del gas - líquido y la posible transferencia de calor y masa.

Debido a la complejidad del proceso se han hecho correlaciones empíricas en el cual se encuentre una aproximación a la solución del problema, estas correlaciones han contribuido al diseño de los sistemas de dos fases. Las correlaciones, sin embargo, fueron diseñadas inicialmente a partir de experimentos prácticos, usualmente sin ninguna base física, que aunque con ayuda de las computadoras, no lograron dar soluciones a varios problemas, sobre todo aquellos que involucran variables tales como los gastos de operación, la geometría del flujo y las propiedades de los fluidos.

Además se consideró las dos fases como una mezcla homogénea y por consiguiente, el colgamiento era inadecuado para los diferentes tipos de flujo. Así, la tecnología del flujo multifásico fue tomando importancia y se llegó a la conclusión de que requeriría de un análisis combinado de los aspectos teóricos y experimentales, para lograr un mejor entendimiento de los mecanismos dinámicos complejos existentes en flujo multifásico, dando así la pauta al desarrollo de los modelos mecanísticos.

Los modelos mecanísticos consisten básicamente en el planteamiento de un modelo físico simplificado del problema, al que se le aplica un análisis matemático, desarrollando las ecuaciones que representan el fenómeno, introduciendo el mayor número de variables de control que permitan las simplificaciones. De esta manera, al sustentarse estos modelos en teorías previamente establecidas, es posible tener mejor control sobre dichas variables y además los rangos de éstas solo estarán limitados por las simplificaciones planteadas por el modelo mismo.

En el modelado del flujo multifásico estratificado, el factor fricción interfacial, juega un papel muy importante, desafortunadamente, el conocimiento de las características de la onda interfacial no ha sido claramente interpretada. Xiao J.J. en su trabajo de 1990, concluye que ninguna de las correlaciones existentes predice satisfactoriamente el factor de fricción interfacial, debido a que depende principalmente de la característica de la onda interfacial, incluyendo la amplitud y longitud de la onda.

En un esfuerzo por auxiliar a la comprensión del fenómeno, se expone en este trabajo, la utilización del modelo elaborado, con base a la teoría presentada por Chen X. en 1996 para la determinación del factor de fricción interfacial y observar su comportamiento con caída de presión calculadas en tuberías horizontales e inclinadas utilizando el modelo de Xiao J.J. de 1990, ampliado con las teorías de Barnea D. de 1987, la de Fabre J. y Line A de 1994.

El modelo mecanístico así calculado y establecido será la principal aportación de la presente tesis, con el objetivo de contribuir al mejoramiento de la elaboración de modelos para flujo multifásico en tuberías horizontales e inclinadas.

CAPITULO 2

HISTORIA DEL MODELADO

Desde un punto de vista general, la mayoría de los pozos en los primeros campos fueron capaz de fluir a gastos extremadamente altos, el grado de turbulencia en los pozos fue suficientemente alto para que los fluidos multifásicos existieran como mezclas homogéneas, así el líquido y el gas viajaban a la misma velocidad.

Las ecuaciones de flujo de una sola fase en estado estable, fueron modificadas y reemplazadas por variables físicas de flujo y de mezcla. Las primeras correlaciones de este tipo despreciaron el efecto de la energía cinética y la ocurrencia del deslizamiento entre las fases gas y líquido, y la complejidad de los patrones de flujo, hizo que se desarrollaran nuevos conceptos.

Un incremento en la actividad de exploración y producción costa fuera mostró que los métodos desarrollados para la predicción del patrón de flujo y el colgamiento líquido en flujo vertical, fallaban frecuentemente al utilizarlos en pozos direccionales.

Consecuentemente, con el desarrollo de las primeras correlaciones empíricas generalizadas, muchos investigadores trabajaron en el fenómeno físico relacionado con el flujo multifásico, tal como la velocidad de ascenso de la burbuja de gas y el mecanismo para la transición del patrón de flujo, generando así, correlaciones empíricas generalizadas, la mayoría de las cuales hicieron importante uso del trabajo de Griffith y Wallis de 1961 y Niklin y Colaboradores de 1962.

Las correlaciones empíricas generalizadas simplemente no direccionaron el complejo fenómeno físico que ocurre durante el flujo multifásico en tuberías. Las correlaciones empíricas presentan un rango de error de $\pm 20\%$ en la predicción de la caída de presión.

Se han logrado mejoras importantes por medio de la observación, estudio y modelado matemático del mecanismo físico que gobierna el flujo multifásico en tuberías, el modelado mecanístico incorpora todas las variables importantes.

Técnicas de Modelado

Soluciones rigurosas para sistemas de flujo de dos fases son complejas y no son posibles actualmente. Esto es debido al gran número de variables asociadas con las dos fases y debido también a la naturaleza compleja del flujo. Entonces, es natural que los primeros modelos desarrollados para sistemas de dos fases fueran independientes del patrón de flujo. Estos modelos simplemente ignoran la complejidad de la configuración del flujo, y trata el flujo con herramientas desarrollada para flujo de una sola fase. Algunos de estos primeros modelos son presentados a continuación:

Modelo de flujo homogéneo. - Suministra la más simple técnica para el análisis del flujo de dos fases. Para este caso la mezcla de dos fases es tratada como una pseudo-fase, independiente, con velocidad y propiedades físicas promedios, que son determinadas desde las propiedades del gas y líquido de una fase a través del colgamiento del líquido.

Las suposiciones bajo el cual el modelo de flujo homogéneo se basa son:

- No existe deslizamiento, velocidades de líquido y vapor iguales.
- No existe transferencia de masa entre fases, se alcanza un equilibrio termodinámico entre las fases.

- Se utiliza el factor de fricción de una pseudo-fase para el cálculo del gradiente de presión para flujo de dos fases.

Modelo de flujo separado. - En el modelo de flujo separado, las fases gas y líquida se suponen que fluyen separadamente una de otra. Así cada una de las fases puede ser analizada utilizando métodos de flujo de una sola fase, en el cual se utiliza el concepto de diámetro hidráulico para ser aplicados a cada fase. El modelo de flujo separado toma en cuenta el hecho de que las dos fases pueden tener diferentes propiedades y velocidades.

Las suposiciones bajo el cual el modelo de flujo separado se basa son:

- No existe deslizamiento entre fases.
- No existe transferencia de masa entre las fases, se considera un equilibrio termodinámico entre las fases.
- El uso de conceptos o correlaciones simplificadas para determinar el colgamiento y el gradiente de presión.

Análisis dimensional. - Es una exitosa técnica para desarrollar soluciones universales a partir de datos experimentales, el cual es llevado a cabo por la generación de grupos adimensionales gobernantes, que controlan un sistema de flujo dado. El análisis dimensional ha sido utilizado exitosamente para varios problemas de flujo de una sola fase, sin embargo, en el flujo de dos fases, debido al gran número de variables involucradas, el análisis dimensional puede no ser aplicado en forma correcta. Se requieren algunas suposiciones de más para reducir el número de grupos adimensionales.

Modelo de flujo deriva. - Como lo describe Wallis en 1969, el modelo de flujo deriva es esencialmente un modelo de flujo separado en el cual la atención está enfocada en el movimiento relativo de las fases individuales. Aunque la teoría puede ser desarrollada en una manera general, es particularmente útil si el movimiento relativo es determinado por pocos parámetros claves y a la vez

independiente del gasto de flujo de cada fase. Por ejemplo, en flujo burbujeante a bajas velocidades y tuberías verticales grandes, el movimiento relativo entre las burbujas y el líquido es gobernado por un balance entre las fuerzas de arrastre y flotación; que es una función de la fracción de volumen pero no del gasto de flujo.

El modelo trata las dos fases como una mezcla homogénea, pero permite el deslizamiento entre la fase gas y líquido. La teoría del flujo deriva es utilizada para el modelado del flujo burbujeante, burbuja dispersa y bache, en flujo de dos fases gas y líquido.

Propiedades Físicas de los Fluidos

Todos los procedimientos para el cálculo de la caída de presión en flujo multifásico de fluidos multicomponentes, requiere métodos para predecir la transferencia de masa entre la fase gas - líquido y las propiedades físicas de cada fase. Dos tipos de modelos de transferencia de masa han sido usados frecuentemente en la industria petrolera, dependiendo de la composición de la mezcla de fluido y del rango de temperatura del yacimiento. Estos modelos son referidos como modelos de aceite negro y el modelo composicional.

El modelo composicional es mejor para la predicción del comportamiento de sistemas de aceite volátil o de gas y condensado, los cuales no se pueden manejar con el modelo de aceite negro.

El modelo de aceite negro se basa en asumir que la mezcla de hidrocarburos esté formada por dos componentes solamente (aceite y gas), cada uno con una composición fija. El gas se encuentra disuelto en el aceite y disminuye a medida que la presión disminuye.

El término composicional es utilizado en la ingeniería de yacimiento para denotar que el promedio o composición del fluido in - situ varia punto por punto con la distancia. En el presente estudio se utilizará el modelo de aceite negro.

PREDICIÓN DE LA TRANSICIÓN ENTRE LOS PATRONES DE FLUJO

Desde el pasado los investigadores han trabajado en la definición y clasificación de los patrones de flujo, algunos han definido muchos patrones de flujo y otros tratan de obtener el mínimo número, la discrepancia entre ellos es debido a la complejidad del fenómeno de flujo y al hecho de que los patrones fueron inicialmente elaborados subjetivamente por observaciones visuales. Otro aspecto es el hecho de que los patrones de flujo son dependientes del ángulo de inclinación y ellos inicialmente fueron reportados solamente para una inclinación o un rango limitado.

Así se ha sugerido un gran número de clasificaciones, como la de Hubbard y Dukler en 1966, quienes proponen tres patrones básicos como son el separado, el intermitente y el distribuido, no se hace diferencia entre el flujo estratificado y anular o entre flujos dispersos.

Baker en 1954, desarrolla empíricamente un sistema aire - agua, en las cuales las coordenadas son función de los gastos de flujo másico de ambas fases, combinados con parámetros que relacionan algunas propiedades de los fluidos.

Govier y Aziz en 1962, sugirieron que las coordenadas para un mapa de patrones de flujo eran las velocidades superficiales de ambas fases. Govier y Omer en 1962 modificaron las coordenadas del mapa, combinándolas con propiedades de los fluidos para mejorar las predicciones con sistemas diferentes al aire-agua. Mandhane y colaboradores en 1974 extendieron el trabajo ampliando los rangos de aplicación.

Beggs y Brill en 1973, desarrollaron de manera empírica un mapa de patrones de flujo horizontal, definiendo los tres patrones básicos y una zona de transición entre flujo intermitente y separado. Este mapa establece como coordenadas el colgamiento de líquido sin resbalamiento y el número de Froude.

Taitel y Dukler en 1976 y Taitel y colaboradores en 1980. Identificaron los mecanismos que gobiernan en el flujo transición y con esa base realizaron el modelado. Para flujo horizontal se identificaron cinco patrones básicos de flujo: (ES) estratificado suave, (EO) estratificado ondulado, (I) intermitente, (AD) anular con líquido disperso y (BD) burbujas dispersas. Como resultado de estos análisis, se encontró que el control de estas fronteras de transición, se puede establecer mediante la utilización de variables adimensionales.

Después Barnea y colaboradores en 1982 y 1985 generalizaron el modelado para otros ángulos de inclinación. En 1987 con la combinación de todos los modelos existentes forma un modelo unificado, el cual abarcó el rango completo de ángulos de inclinación de tubería.

El modelo más reciente en esta área es el de Xiao en 1990, donde se tuvo en cuenta los trabajos de Taitel y Dukler de 1976 para flujo estratificado, Taitel y Barnea de 1990 para flujo intermitente, Ansari de 1988 para flujo anular y Kokal y Stanislav de 1989 para flujo burbuja dispersa.

En su trabajo Xiao evalúa el modelo para los diferentes patrones de flujo comparándolo con los resultados obtenidos con los modelos de Beggs y Brill, Mukherjee y Brill, Dukler y Dukler y Eaton.

MODELADO DEL COMPORTAMIENTO HIDRODINÁMICO

La existencia de patrones de flujo debido a su configuración se pueden clasificar para flujo horizontal y cercanos a la horizontal como flujo estratificado (estratificado suave y ondulado), flujo intermitente (flujo bache y burbuja elongada), flujo anular y flujo burbuja dispersa. Con el fin de predecir las características de estos patrones de flujo, varios trabajos se han elaborado en los últimos años, algunos de los cuales se presentan resumidos a continuación.

Flujo Estratificado

Es uno de los patrones dominantes en el flujo de dos fases, varios modelos con diferentes grados de complejidad han sido propuestos para este patrón de flujo. Los trabajos más recientes incluyen los modelos de Taitel y Dukler de 1976, Shoham y Taitel de 1984 y Issa de 1988.

Un modelo generalizado bifásico unidimensional fue usado por Taitel y Dukler en 1976, donde las fases fueron consideradas como flujos completamente desarrollados. Este modelo puede ser aplicado tanto a condiciones de flujo inclinado como horizontal. Con estas aproximaciones el modelo se enfoca a la predicción del factor de fricción interfacial principalmente.

Cheremisinoff y Davis en 1979 plantearon su modelo considerando flujo turbulento en las fases líquida y gaseosa, donde la fase líquida fue tratada usando el concepto de flujo monofásico turbulento. El problema se simplificó suponiendo los esfuerzos de corte constantes en la región líquida.

Shoham y Taitel en 1984, propusieron que el modelo de Cheremisinoff y Davis se podría limitar a flujo con colgamiento de líquido bajo, debido a las suposiciones hechas para este modelo. Ellos usaron un modelo de dos dimensiones para la

fase líquida y trataron la fase gas como un flujo totalmente desarrollado, por lo tanto el modelo puede dar un perfil de velocidad para la fase líquida, el cual es útil para el flujo estratificado inclinado.

Issa en 1988 sugiere que la estructura de la fase gas no puede ser despreciada. El amplía el modelo de Shohan y Taitel usando ecuaciones de momento en dos dimensiones para ambas fases, gas y líquido, además, enfatiza que el tratamiento en la interfase juega un papel significativo en el modelado.

En un estudio de evaluación, Kokal y Stanislav en 1986, muestran que los modelos que consideran el perfil de velocidad de la fase líquida no necesariamente dan mejores resultados. Esta puede ser una de las razones por las que el modelo de dos fluidos en una dimensión por Taitel y Dukler en 1976 sea el más comúnmente usado.

Flujo Intermitente

El primer estudio analítico detallado fue llevado a cabo por Dukler y Hubbard en 1975. Ellos establecieron varios conceptos básicos en el flujo intermitente. En este trabajo, la zona de película fue tratada como un flujo canal abierto, resultando despreciable las pérdidas de presión en la película.

Las caídas de presión en la unidad bache se calculó considerando solamente la caída de presión en el cuerpo del bache líquido, más las pérdidas de presión debido a la aceleración del líquido en la zona de mezclado al frente del bache.

El modelo de flujo intermitente de Nicholson y colaboradores en 1978, es una modificación y ampliación del modelo original de Dukler y Hubbard. El tratamiento de la zona de película por Dukler y Hubbard fue ampliado tomándose en consideración el flujo burbuja elongada. Se generalizó el cálculo de la velocidad

de traslación del frente del bache considerando el efecto de turbulencia. Se usaron correlaciones empíricas para evaluar la longitud del bache y el colgamiento en el cuerpo del bache.

Kokal y Stanislav en 1989, amplian los estudios de Dukler y Hubbard y los de Nicholson y colaboradores, a flujo intermitente inclinado. Adicionalmente, los esfuerzos de corte interfacial fueron considerados en el modelado de la zona de película, así, las pérdidas de presión son incluidas en los cálculos para dicha zona.

Taitel y Barnea en 1990, presentaron una aproximación general para determinar la hidrodinámica de la película de líquido de una unidad bache usando un modelo detallado de flujo unidimensional. Ellos expusieron que despreciar la caída de presión en la zona de película de líquido podía ocasionar inexactitudes importantes, sobre todo para zonas de películas de considerable longitud.

También mostraron que el cálculo de la caída de presión en la zona de mezclado era inconsistente, la desventaja de este modelo es que requiere de un proceso de integración numérica. Sin embargo, un modelo simplificado que suponga un espesor constante y que calcule la caída de presión en una unidad del bache generaría resultados similares a la solución detallada.

Zheng (1989) y Daza en 1990, por su parte efectuaron revisiones muy completas de un gran número de correlaciones o modelos para el colgamiento de líquido en el cuerpo del bache así como para la frecuencia o longitud del bache.

Flujo Anular

El tratamiento clásico para flujo anular ha sido el uso del conocimiento de la interrelación entre el gasto de flujo, el espesor de la película de la misma y el

gradiente de presión. Así, se requieren correlaciones para determinar el factor de arrastre de líquido y el factor de fricción interfacial para completar el modelado.

La ampliación de la aproximación clásica usada por muchos años a ángulos de inclinación diferentes al vertical es cuestionable, debido a que se ignoran importantes cambios en el fenómeno físico. Estos cambios incluyen efectos secundarios del flujo, variaciones circunferenciales del espesor de película, la depositación de líquido y el ritmo de arrastre. Estos fenómenos son importantes tanto para flujo anular inclinado como para el horizontal.

Unos de los modelos utilizados es el presentado por Oliemans y colaboradores en 1986, luego el de Alves y colaboradores en 1988, para flujo anular vertical, trabajando con un modelo bifásico unidimensional. Ansari en 1988, aplica esta aproximación en su modelo mecanístico para flujo de dos fases ascendente y obteniendo excelentes arreglos con los datos de campo. Además de sus firmes bases físicas, la sencillez del modelo unidimensional es su mayor ventaja.

No se ha hecho un estudio específico para flujo anular en tuberías inclinadas, ni se ha hecho medidas de las características de flujo en tuberías inclinadas.

Flujo Burbuja Dispersa

El flujo burbuja dispersa ocurre a gastos de flujo de líquido relativamente altos con gastos de flujo de gas relativamente bajas. La aproximación más comúnmente usada para este patrón de flujo es el modelo de fluido homogéneo o el modelo de flujo deriva.

Govier y Aziz en 1972 asumen no - deslizamiento de fases en el flujo burbuja dispersa, es decir que las velocidades del gas y del líquido son iguales. Todas las propiedades de la mezcla fueron basadas en el no - deslizamiento de la fracción

de vacío del gas. Considerando el perfil de la velocidad encontraron una expresión para el colgamiento.

Ansari en 1988, también usó el modelo de fluido homogéneo sin deslizamiento entre fases para flujo burbuja dispersa, utilizando una expresión diferente para cálculo del colgamiento del líquido.

El modelo de flujo deriva fue usado en el modelo de Kokal y Stanislav en 1989, para flujo burbuja dispersa. La justificación de esta aproximación es la observación experimental del deslizamiento entre el gas y líquido. Otra justificación sería que para flujo bifásico en tuberías inclinadas debe existir un resbalamiento inducido por el efecto de gravedad, por lo tanto podría existir flujo burbuja, además del flujo burbujas dispersas. Una aproximación similar fue hecha por Taitel y Barnea en 1990, para modelar el cuerpo del bache en el flujo intermitente.

CAPITULO 3

CONCEPTOS Y DEFINICIONES BÁSICAS

El flujo simultáneo de dos fases en una tubería complica considerablemente el proceso de transporte. Las condiciones típicas de flujo incluyen los gastos de flujo másico o de volumen de las dos fases, sus propiedades físicas, el diámetro de la tubería y el ángulo de inclinación. Estos datos son suficientes para cálculos de flujo de una sola fase, sin embargo, para sistemas de flujo de dos fases se requiere una información adicional.

Patrones de Flujo

La diferencia básica entre el flujo de una y dos fases es que en el flujo de dos fases, el gas y el líquido pueden ser distribuidos en la tubería en una variedad de configuraciones de flujo. Cada una de estas configuraciones presenta una distribución relativa de una fase con respecto a la otra, constituyendo así un patrón o régimen de flujo. El régimen de flujo resultante dependerá principalmente de variables como la inclinación de la tubería, densidad de los fluidos, viscosidad y velocidad de las fases, relación gas líquido y tensión superficial.

La configuración del flujo existente en la tubería no es conocida como dato de entrada y difiere una de otra en la distribución espacial de la interfase. La distribución de la interfase determina la fracción de vacío del gas o el colgamiento del líquido, para las secciones transversales o las fracciones volumétricas de las fases gas y líquido.

El movimiento relativo de las dos fases permite que el esfuerzo de corte interfacial se presente y bajo algunas condiciones de flujo, el esfuerzo interfacial contribuye en gran parte a la caída de presión del sistema y una fracción del flujo de líquido puede ser arrastrado por la fase gas, además, la determinación de las pérdidas de presión friccional entre las dos fases mezcladas y la pared de la tubería, no son tan claras como en el caso de flujo de una sola fase, lo mismo ocurre para las pérdidas de presión gravitacional el cual es determinado por el colgamiento del líquido.

Cualquier esfuerzo para tener una solución general y única para el problema del flujo en dos fases de todas las configuraciones existentes, es imposible de lograr, sin embargo, se ha observado que aunque las dos fases se distribuyen en una variedad de formas, parece haber un agrupamiento natural de los patrones de flujo, es decir, que para cada patrón su comportamiento es algo similar.

Esto hace que para el problema de flujo de dos fases se puedan analizar cada patrón de flujo por separado. Así, el método general sería primero suponer la existencia del patrón de flujo en la tubería y una vez que el patrón de flujo es determinado se debe desarrollar un modelo por separado, el cual prediga las características del flujo tales como caída de presión, colgamiento del líquido y el coeficiente de transferencia de calor.

Modelado

El concepto de modelado puede ser entendido haciendo una revisión de los métodos fundamentales para solucionar problemas de Ingeniería.

Método Experimental. - Son correlaciones empíricas que se desarrollan científicamente. Estos métodos podrían ser basados en análisis dimensional para llegar a una solución universal. Las correlaciones que fueron desarrolladas sin

análisis dimensional pueden ser aplicadas con confianza solo en los rangos de condiciones similares a los cuales los datos experimentales fueron tomados.

Método de Solución Exacta o Rigurosa. - Este método requiere la solución de las ecuaciones de conservación con las condiciones límites propias. Es el método más exacto, pero desafortunadamente existen muy pocos sistemas los cuales puedan ser tratados rigurosamente.

Método de Modelado. - Es un método intermedio entre el experimental y el riguroso, en el cual se construye un modelo físico simplificado para describir el fenómeno. Este modelo físico es expresado matemáticamente para suministrar una herramienta analítica, para propósito de predicción y diseño. El primer objetivo de este método es predecir la existencia del patrón de flujo para un sistema dado; entonces para cada patrón de flujo se desarrolla un modelo separado el cual prediga las transferencias hidrodinámicas y de calor.

El flujo de dos fases es caracterizado por un gran número de variables, su configuración también es muy compleja. Esto es especialmente cierto para el sistema gas - líquido con una fase compresible y una interfase deformable, lo cual hace al método empírico y al de solución exacta imprácticos.

Para un gran número de variables se necesitan varios grupos adimensionales, cuando se aplica el análisis adimensional. Para un caso simple de flujo horizontal se necesitará por lo menos seis grupos adimensionales, esto requerirá de un gran número de corridas experimentales y por lo tanto un mayor costo.

Por otro lado la solución exacta o rigurosa, es prácticamente imposible a causa de la complejidad del sistema. Usualmente la forma y la velocidad de los límites de las dos fases, por ejemplo, en la interfase, son complejas y no se conocen, para el cual el proceso de transporte de momentum de masa y calor a través de la interfase aumentan la complejidad del sistema.

Inicialmente el medio predictivo para el flujo de dos fases fue a través del método empírico. Esto fue debido a la naturaleza compleja del sistema y la necesidad de construir métodos de diseño para la industria.

Por lo general los grupos adimensionales para los datos correlacionados fueron supuestos sin ninguna base física. Este método fue muy útil para solucionar problemas de flujo de dos fases por más de treinta años con un error de (más o menos) 30%.

El método de modelado apareció en los últimos años, y un postulado fundamental en este método es la existencia de varias configuraciones o patrones, en flujo de dos fases.

En el estado del arte de la industria del petróleo, actualmente se utiliza ambos el método empírico y el de modelado. El método empírico es usado principalmente para diseño, sin embargo toda investigación es hecha por el método de modelado.

El flujo de dos fases obedece a las leyes básicas de la mecánica de fluidos y las ecuaciones son más complicadas y numerosas que para flujo de una sola fase.

Terminología Utilizada

Gasto de Flujo Másico Total, W (kg/s). - Es la suma de los gastos de flujo del líquido y el gas, y es representada por el símbolo W .

$$W = W_L + W_G \quad \dots(1)$$

Gasto de Flujo Volumétrico, q (m³/s). - Está dada por la relación entre el gasto de flujo másico y la densidad para cada fase.

q_L = Gasto de Flujo Volumétrico del líquido

q_G = Gasto de Flujo Volumétrico del Gas

q = Gasto de Flujo Volumétrico Total

$$q = q_L + q_G \quad \dots(2)$$

Velocidad Superficial (Flujo Volumétrico), (m/s). - La velocidad superficial de una fase es la velocidad la cual se presentaría si solo fluyera una sola fase en la tubería. La velocidad superficial es llamada también flujo volumétrico, y representa la tasa de flujo volumétrico por unidad de área de cada una de las fases.

$$v_{SL} = \frac{q_L}{A_P} \quad \dots(3)$$

$$v_{SG} = \frac{q_G}{A_P} \quad \dots(4)$$

Velocidad de la mezcla. - Es el gasto de flujo volumétrico de ambas fases por unidad de área y es dada por:

$$v_M = v_S = \frac{q_L + q_G}{A_P} = v_{SL} + v_{SG} \quad \dots(5)$$

Flujo Másico, G (kg/m²s). - Para un elemento pequeño en el cual la densidad de cada componente es constante, el flujo másico es igual al gasto de flujo másico de cada fase dividido por el área de la tubería.

$$G_L = \frac{W_L}{A_P} = \text{Flujo masico de liquido} \quad \dots(6)$$

$$G_G = \frac{W_G}{A_P} = \text{Flujo masico de gas} \quad \dots(7)$$

$$G = \frac{W_L + W_G}{A_P} = G_L + G_G = \text{Flujo masico total} \quad \dots(8)$$

Velocidad actual (In situ), v (m/s). - La velocidad superficial definida arriba no es la velocidad real de las fases, cada una de las fases ocupa solo una fracción de la sección transversal de la tubería. Así las velocidades reales de las fases líquido y gas son respectivamente:

$$v_L = \frac{v_{SL}}{H_L} \quad \dots(9)$$

$$v_G = \frac{v_{SG}}{1 - H_L} \quad \dots(10)$$

Velocidad de deslizamiento, v_{GL} (m/s). - Las velocidades de las fases gas y el líquido son usualmente diferentes. La velocidad de deslizamiento representa la velocidad relativa entre las dos fases.

$$v_{GL} = v_G - v_L = -v_{LG} \quad \dots(11)$$

Velocidad de deriva, v_D (m/s). - La velocidad de deriva de una fase es la velocidad de la fase relativa a una superficie moviéndose a la velocidad de la mezcla (centro de volumen).

$$v_{LD} = v_L - v_M \quad \dots(12)$$

$$v_{GD} = v_G - v_M \quad \dots(13)$$

Flujo deriva, J (m/s). - El flujo deriva representa el gasto de flujo de una fase a través de la superficie moviéndose a la velocidad del centro de volumen.

$$J_L = H_L (v_G - v_M) \quad \dots(14)$$

$$J_G = (1 - H_L)(v_G - v_M) \quad \dots(15)$$

Velocidad de difusión (m/s). - La velocidad de difusión es la velocidad de una fase relativa a una superficie moviéndose a la velocidad del centro de masa.

$$v_{LM} = v_L - \frac{G}{\rho_M} \quad \dots(16)$$

$$v_{GM} = v_G - \frac{G}{\rho_M} \quad \dots(17)$$

Donde G es el flujo másico total y ρ_M es la densidad promedio de la mezcla

$$\rho_M = \rho_L H_L + \rho_G (1 - H_L) \quad \dots(18)$$

Calidad x. - La calidad es la relación del gasto de flujo másico del gas al gasto de flujo másico total a través de un área dada

$$X = \frac{W_G}{W_G + W_L} = \frac{W_G}{W} \quad \dots(19)$$

Concentración másica c. - La concentración másica es la relación de la masa de una fase a la masa total en un volumen dado.

$$C_L = \frac{H_L \rho_L}{\rho_M} \quad \dots(20)$$

$$C_G = \frac{(1 - H_L) \rho_G}{\rho_M} \quad \dots(21)$$

Deslizamiento y colgamiento. - El colgamiento de líquido es la fracción de un elemento de volumen en el flujo de dos fases ocupado por la fase líquida. Físicamente para condiciones en las que no existe deslizamiento ambas fases viajan a la misma velocidad, el colgamiento líquido es simplemente igual a la relación del gasto de flujo volumétrico del líquido a la relación total.

Condiciones en las que no existe deslizamiento se presentará por ejemplo, en flujo homogéneo o flujo burbuja dispersa, con altas tasas de flujo de líquido y bajas tasas de gas. Bajo estas condiciones de flujo la fase gas es dispersa en pequeñas burbujas en una fase líquida continua. Debido a la alta tasa de flujo de líquido, las burbujas de gas son llevadas por la fase líquida a la misma velocidad resultando el deslizamiento como cero. Para este flujo el colgamiento del líquido original es igual a cuando no existe deslizamiento líquido, es decir $H_L = \lambda_L$.

$$H_L = \frac{v_{SL}}{v_{SG} + v_{SL}} = \lambda_L \quad \dots(22)$$

Sin embargo, el gas y líquido no se mueven a la misma velocidad y el deslizamiento se presenta entre las dos fases.

En flujo horizontal e inclinado ascendente, la fase gas se mueve a una velocidad mayor que la fase líquida, debido a la flotación y las bajas fuerzas de

fricción. Para flujo descendente, bajo algunas condiciones de flujo, la fase líquida se mueve más rápidamente que la fase gas debido a la gravedad.

Debido a las consideraciones de continuidad, si la fase gas se mueve más rápidamente que la fase líquida, el área de sección transversal de la fase gas se reduce, mientras que el área de sección transversal del líquido se incrementa. Esto permite una acumulación de líquido en la tubería, y el colgamiento del líquido original comienza a ser mayor que para cuando no existe deslizamiento del líquido. Un ejemplo de este caso es el flujo burbuja en tuberías vertical, a bajas tasas de flujo de líquido. Bajo estas condiciones de flujo, debido a la flotación, la fase gas se mueve más rápidamente que la fase líquida, esto permite que $H_L > \lambda_L$.

Fracción de Vacío del gas, α . - Similarmente, la fracción de vacío del gas, es la fracción del elemento de volumen ocupado por la fase gas, y es igual a $1 - H_L$. Para flujo de dos fases $0 < \alpha$ ó $H_L < 1$, donde para flujo de una sola fase H_L es 0 ó 1.

CAPITULO 4

MODELO MECANÍSTICO

El modelo propuesto primero determina los diferentes patrones de flujo, posteriormente, lo caracteriza hidrodinámicamente. Estos patrones incluyen el flujo estratificado, intermitente, anular y flujo burbuja dispersa, los cuales se definen más adelante.

Clasificación de los Patrones de Flujo

El término patrón de flujo refiere a la configuración geométrica de las fases gas y líquido en la tubería. Las distintas configuraciones difiere una de otra en la distribución espacial de la interfase, lo cual origina características hidrodinámicas distintas para cada patrón de flujo, tales como perfiles de velocidad y colgamiento.

La existencia de patrones de flujo en un sistema de dos fases depende de las siguientes variables:

- Variables operacionales, es decir los gastos o velocidades superficiales de ambas fases.
- Variables geométricas, incluyendo el diámetro de la tubería y el ángulo de inclinación.
- Propiedades físicas de las dos fases.

La determinación de los patrones de flujo, es un problema central en el análisis del flujo en dos fases. Además, todas las variables de diseño del flujo dependen enormemente de la existencia del patrón de flujo, siendo las variables de diseño

por ejemplo: El gradiente de presión, los coeficientes de transferencia de masa y calor, el tiempo de residencia y el tiempo de reacción química.

Durante mucho tiempo parte del problema ha radicado en el desacuerdo por parte de los investigadores, para clasificar y describir de manera precisa los diferentes patrones de flujo, dada la naturaleza un tanto subjetiva de esta tarea. Así, Shoham en 1982 clasifica y describe los patrones de flujo de manera fundamentada utilizando datos experimentales obtenidos sobre un rango completo de ángulo de inclinación, abarcando flujo ascendente y descendente.

La figura 1 muestra los patrones de flujo que ocurren en tuberías horizontales y cercanas a la horizontal los cuales han sido clasificados como flujo estratificado (suave y ondulado), flujo intermitente (flujo bache y burbuja elongada), flujo anular (niebla y ondulado) y flujo burbuja dispersa. A continuación se definen y caracterizan los patrones de flujo.

Flujo Estratificado

Este patrón de flujo se presenta relativamente a bajos gastos de gas y líquido, para el cual las dos fases son separadas por efecto de la gravedad, donde el líquido fluye en el fondo de la tubería y el gas en la parte superior. El patrón de flujo estratificado se subdivide en estratificado suave (ES), donde la interfase gas-líquido es suave y el estratificado ondulado (EO), que se presenta a gastos relativamente altos con presencia de ondas estables en la interfase.

Flujo Intermitente

El flujo intermitente es caracterizado por el flujo alternado de líquido y gas, fluyendo sucesivamente tapones o baches de líquido ocupando completamente el

área transversal de la tubería, separados por bolsas o burbujas de gas, el cual contiene una capa estratificada de líquido que a su vez se desplaza en el fondo de la tubería.

Este tipo de flujo es consecuencia de la inestabilidad hidrodinámica de una interfase estratificada líquido gas bajo ciertas condiciones donde el mecanismo de flujo consiste de una película de líquido que fluye a lo largo del fondo de la tubería a una velocidad menor que la del bache, el cual crece al arrastrar líquido de la película en su parte delantera, pero a la vez va perdiendo líquido por su parte trasera en una misma proporción, para el caso, las velocidades de burbuja de gas y líquido son esencialmente idénticas.

El líquido en el cuerpo del bache puede ser aireada por pequeñas burbujas las cuales son concentradas hacia el frente del bache y en la parte superior de la tubería. El flujo intermitente es dividido en burbuja elongada (BE) y bache (BA), y el comportamiento del flujo bache y elongado son los mismos con respecto al mecanismo de flujo, y por lo tanto, por lo general no existe distinción entre ellos.

El patrón de flujo elongado es considerado como el caso límite del flujo bache, cuando el bache de líquido está libre de burbujas, lo cual ocurre a gastos de gas relativamente bajos cuando el flujo es menos turbulento. A altos gastos de gas, donde el flujo en el frente del bache está en forma de un remolino (debido al recogimiento del movimiento lento de la película) se denomina flujo bache.

Flujo Anular

El flujo anular se presenta a muy altos gastos de flujo de gas. La fase gaseosa fluye como un núcleo a alta velocidad, el cual puede llevar gotas de líquido atrapadas. La fase líquida fluye como una película delgada pegada a la pared interna de la tubería, generalmente, esta película es más gruesa en el fondo que

en la parte superior de la tubería, dependiendo de la magnitud relativa de los gastos de flujo de gas y líquido. A gastos de gas relativamente bajos, la mayor parte del líquido fluye sobre el fondo de la tubería presentándose ondas inestables que ocasionalmente alcanzan la parte superior de la tubería. Estas condiciones son muy cercanas a las cuales ocurre la transición de flujo anular a estratificado con ondas o a intermitente y se clasifican como un subtipo de flujo anular llamado flujo anular con ondas.

Flujo Burbuja Dispersa

Este tipo de flujo se presenta a gastos de líquido altos, ocasionalmente la fase líquida fluye como una fase continua y la fase gaseosa como una fase discontinua en forma de burbujas dispersas. Las condiciones de transición para este patrón de flujo se dan ya sea para cuando las burbujas de gas puedan fluir suspendidas en el líquido, o cuando las burbujas elongadas, las cuales fluyen en la parte superior de la tubería, son incorporadas a la fase líquida en forma de pequeñas burbujas, cuando esto ocurre, la mayor parte de las burbujas de gas se dispersan más uniformemente en toda el área transversal de la tubería.

Bajo condiciones de flujo burbuja dispersa, debido a los altos gastos de líquido, las dos fases se mueven aproximadamente a la misma velocidad y el flujo puede ser considerado como flujo homogéneo.

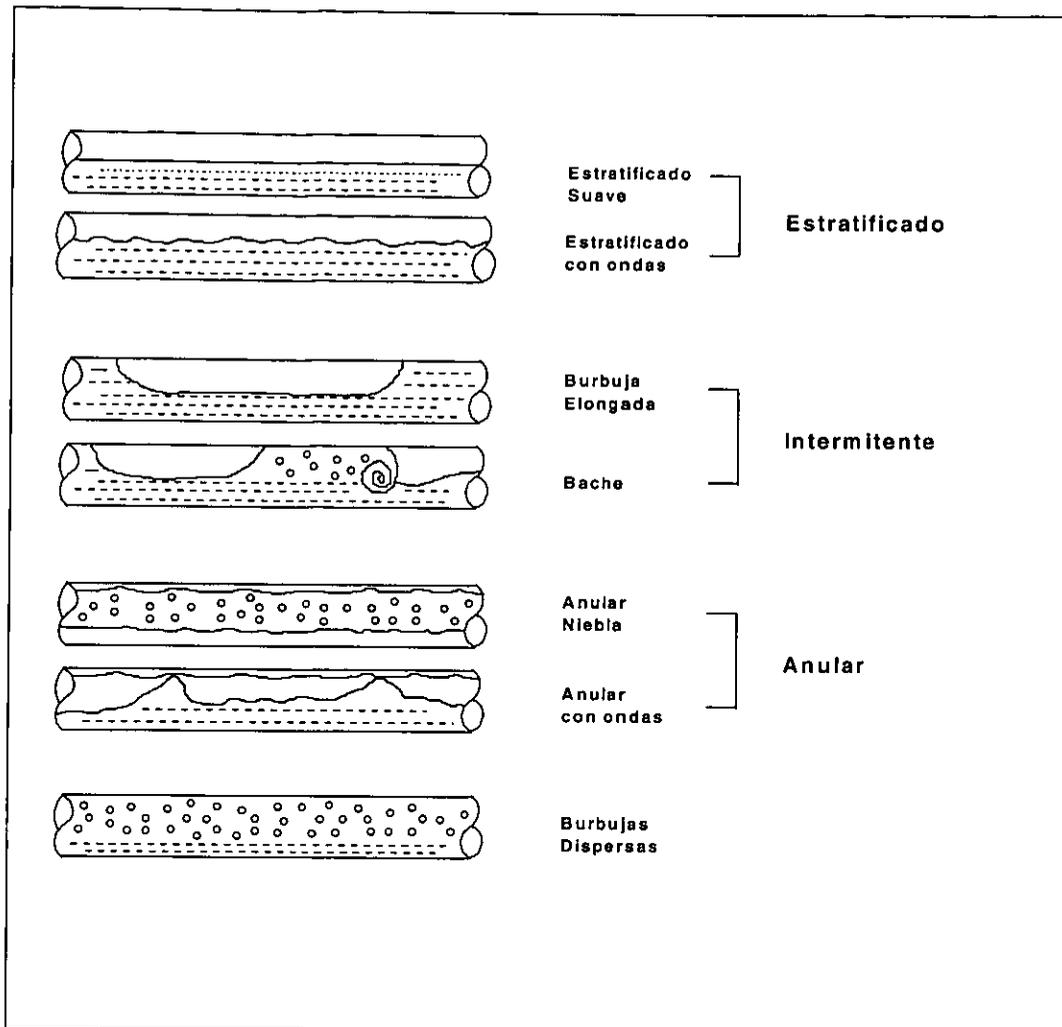


Figura 1. Patrones de flujo en tuberías horizontales y con poca inclinación.

PREDICCIÓN DEL PATRÓN DE FLUJO

Las primeras aproximaciones para predecir el patrón de flujo fueron hechas empíricamente. La determinación del patrón de flujo fue llevada a cabo por observaciones visuales principalmente, con los datos obtenidos se construyeron

mapas en dos dimensiones y luego se determinó los límites de transición entre los diferentes patrones de flujos. En la mayoría de los casos las coordenadas fueron escogidas arbitrariamente dentro de unas bases físicas y así cada mapa es confiable solo en rango de condiciones similares a los cuales los datos fueron adquiridos, y la ampliación para otras condiciones de flujo es incierta.

Varios sistemas de coordenadas han sido propuestos, la mayoría de los sistemas coordinados son dimensionales, tales como los gastos de flujo másico, el flujo de momento, o las velocidades superficiales usadas por Mandhane en 1974.

Varios investigadores han tratado de generalizar la validez de sus mapas de patrones de flujo escogiendo coordenadas o factores de corrección para las propiedades físicas de los fluidos. Un ejemplo de un mapa de patrón de flujo con factor de corrección para propiedades físicas es el de Govier y Aziz de 1972, desarrollado para flujo vertical.

Coordenadas adimensionales también se han utilizado como en el mapa de Griffith y Wallis de 1961. Ellos demostraron que la transición para flujo bache a flujo anular es gobernada por dos grupos adimensionales.

El trabajo de Baker en 1954, ha sido el pionero en esta área y es probablemente uno de los más duraderos.

Modelos unificados aplicados a todos los ángulos de inclinación también se han presentado y están basados en los mecanismos físicos los cuales determinan la transición entre los diferentes regímenes de flujo. Una vez que el mecanismo de transición es definido, se desarrolla un modelo teórico y expresiones analíticas para los límites de transición. Estos modelos incorporan el efecto de variables de entrada, tales como los gastos de líquido y gas (parámetros operacionales) y las propiedades físicas de los fluidos por lo tanto la predicción de los patrones de flujo

bajo diferentes condiciones de flujo puede ser llevada a cabo en una manera más confiable. Un ejemplo de estos modelos mecánicos es el de Taitel y Dukler en 1976 y el de Taitel y colaboradores en 1980.

El mapa de patrón de flujo generalizado de Taitel y Dukler en 1976 tiene 4 coordenadas adimensionales, que se basan en el fenómeno físico y el mecanismo de flujo de los límites de transición.

Después Barnea y colaboradores en 1982 y 1985 ampliaron el modelado a otros ángulos de inclinación. Luego combinando todos los trabajos existentes, Barnea en 1987 construye un modelo unificado para el rango completo de ángulos de tuberías, el cual al igual que el de Taitel y Dukler en 1976, será la base para la determinación del patrón de flujo en este trabajo.

Gould y colaboradores en 1974, publicaron mapas de patrones para flujo horizontal, vertical e inclinado a 45° . Se concluye que la localización de los límites de transición para la burbuja dispersa y el flujo anular no varían significativamente con la inclinación.

Se encontró que pequeñas inclinaciones desde la horizontal tienen un mayor efecto en la transición de estratificado a intermitente o anular. La transición de estratificado a intermitente es muy sensitiva al ángulo de inclinación.

En resumen, las desviaciones pequeñas desde la horizontal tienen efectos profundos en los mapas de patrones de flujo, mientras que desviaciones pequeñas desde la vertical tienen efectos pequeños en el patrón de flujo. A grandes ángulos desde la vertical se observan cambios importantes.

Modelo para Predecir la Transición de los Patrones de Flujo según Xiao

Uno de los objetivos de este trabajo es construir un método general completo, que permita la predicción de los patrones de flujo a partir de los gastos de flujo, la geometría de la tubería, el ángulo de inclinación y las propiedades del fluido.

Para este trabajo se implantó el modelo de Xiao utilizando la teoría de Barnea de 1987, para abarcar todo el rango de inclinación, pero se valida solamente para inclinaciones de $\pm 45^\circ$. Se utiliza la teoría de Chen de 1996 para la determinación del factor de fricción interfacial en flujo estratificado y la de Fabre y Line de 1994 para la determinación de la velocidad de traslación en flujo intermitente.

Transición Estratificado - No Estratificado (E - NE)

Se utiliza la teoría de Taitel y Dukler de 1976 basada en la de Kelvin-Helmholtz, que analiza la estabilidad de ondas finitas en tuberías.

El análisis anterior permite el siguiente criterio para esta transición:

$$v_g > \left(1 - \frac{h_L}{D}\right) \left[\frac{(\rho_L - \rho_g)g \cos \alpha A_g}{\rho_g \left(\frac{dA_L}{dh_L}\right)} \right]^{1/2} \quad \dots(23)$$

Esta ecuación predice satisfactoriamente la transición **estratificado - intermitente**. Sin embargo, Lin y Hanratty en 1987, mostraron que para la transición **estratificado-anular**, el mecanismo de crecimiento de onda es predominante para diámetros pequeños ($D \leq 0.127$ m), no así para diámetros grandes ($D > 0.127$ m) donde el mecanismo dominante es el conocido como arrastre-depositación. No obstante aún no ha sido desarrollado un modelo confiable basado en este mecanismo.

Transición Intermitente - Anular (I - A)

Cuando las ondas son inestables, el flujo puede cambiar ya sea a flujo intermitente o a anular, dependiendo si existe o no el suficiente suministro de líquido.

El nivel crítico propuesto en el modelo de Taitel y Dukler en 1976 fue de una fracción de 0.5 y luego fue modificado por Barnea y colaboradores en 1982, para tomar en cuenta la posible fracción de vacío en el bache de líquido cerca de la transición. Este criterio de transición está dado por:

$$H_L/D < 0.35 \quad \dots(24)$$

Transición Intermitente - Burbujas Dispersas (I - BD)

Considera que los mecanismos que gobiernan esta transición son por un lado el proceso de turbulencia, el cual separa las burbujas de gas evitando su coalescencia y por otro los efectos de la fuerza de tensión superficial actuando para preservar la configuración de flujo burbuja. El criterio de transición es expresado como:

$$v_L > \left[\frac{4 A_g}{S_i} \frac{g \cos \alpha}{f_L} \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_L} \right) \right]^{1/2} \quad \dots(25)$$

Transición Estratificado Suave - Estratificado Ondulado (ES - EO)

Las ondas pueden desarrollarse debido al esfuerzo interfacial o como resultado de la inestabilidad debida a la acción de la gravedad. Para ondas inducidas por el efecto de venteo sobre la interfase, Taitel y Dukler en 1976 proponen el siguiente criterio:

$$v_g > \left[\frac{4\mu_L(\rho_L - \rho_g)g \cos \alpha}{s\rho_L\rho_g v_L} \right]^{1/2} \quad \dots(26)$$

Andritsos y Hanratty en 1987 mostraron que un valor de $S = 0.06$ se ajustaba mejor a los datos experimentales.

Por otro lado se ha observado que para el caso de flujo inclinado descendente es posible la generación de ondas por efecto de la fuerza de gravedad, aún sin el efecto de la corriente de flujo de gas, Barnea y colaboradores en 1982 plantearon el criterio como:

$$F_r = \frac{v_L}{\sqrt{gh_L}} > 1.5 \quad \dots(27)$$

Donde F_r es el Número de Froude de la fase líquida.

Modelo para Predecir la Transición de los Patrones de Flujo según Barnea

Barnea en 1987, utiliza los siguientes criterios y mecanismos para identificar y modelar las principales fronteras de transición entre patrones de flujo.

Transición para Burbuja Dispersa (BD)

El flujo disperso se presenta usualmente a muy altos gastos de líquido. Existe sin embargo, condiciones donde pequeñas burbujas discretas aparecen a bajos gastos, estas burbujas son a veces designados como flujo burbuja o flujo burbujeante. La diferencia entre flujo burbujeante y burbuja dispersa no siempre es claramente visible. El flujo burbuja dispersa se observa sobre un rango

completo de inclinación de tubería, mientras que el patrón de flujo burbujeante es observado solamente en vertical y tuberías de diámetro relativamente grandes.

El mecanismo para burbuja dispersa primero sugerida por Taitel y colaboradores en 1980, para flujo vertical ascendente y posteriormente modificado por Barnea en 1986, para tomar en cuenta el ángulo de inclinación tiene como resultado:

$$D_C \geq \left[0.725 + 4.15 \left(\frac{V_{GS}}{V_M} \right)^{1/2} \right] \left(\frac{\sigma}{\rho_L} \right)^{3/5} \left(\frac{2 f_M}{D} V_M^3 \right)^{-2/5} \quad \dots(28)$$

Donde V_M es la velocidad de la mezcla y f_M es el factor de fricción basado en la velocidad de la mezcla.

La frontera de transición es válida para $0 < \alpha_G < 0.52$, ya que en el límite superior se alcanza la máxima densidad de empaquetamiento volumétrico de las burbujas y la coalescencia ocurre aún a altos niveles de turbulencia. Esta condición puede expresarse como:

$$V_{LS} = V_{GS} \frac{1 - \alpha_G}{\alpha_G} \quad \dots(29)$$

donde $\alpha_G = 0.52$

D_C es el diámetro de la burbuja en el límite de la transición es decir el diámetro máximo.

El valor de D_C es tomado como el más pequeño entre D_{CD} y D_{CB} , donde D_{CD} es el tamaño de burbuja crítica arriba del cual la burbuja es deformada,

$$D_{CB} = 2 \left[\frac{0.4\sigma}{(\rho_L - \rho_G)} \right]^{1/2} \quad \dots(30)$$

D_{CB} es el tamaño de burbuja crítica abajo del cual se previene la migración de las burbujas a la parte superior.

$$D_{CB} = \frac{3}{8} \left[\frac{\rho_L}{(\rho_L - \rho_G)} \right] \frac{f_M V_M^2}{g \cos \alpha} \quad \dots(31)$$

Transición Estratificado - No Estratificado (E - NE)

Para tuberías inclinadas y suavemente inclinadas, Taitel y Dukler en 1976 sugieren que la transición para el equilibrio de flujo estratificado es debido a la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz, la cual analiza que las ondas finitas en tuberías son aplicables para predecir la preservación de flujo estratificado en el rango completo de ángulo de inclinación.

Ellos consideran flujo estratificado con ondas finitas en la superficie sobre el cual fluye gas y como el gas se acelera sobre la cresta de la onda, la presión en la fase gas disminuye debido al efecto de Bernoulli y la onda tiende a crecer.

Para inclinaciones ascendentes despreciables el flujo estratificado se encoge substancialmente aproximadamente 1° y prácticamente desaparece a ángulos de inclinación intermedio de 30° .

Cambios en la inclinación descendente también tienen un efecto profundo en el régimen de flujo estratificado, el cual se expande considerablemente a medida que el ángulo de inclinación incrementa, hasta ángulos grandes aproximadamente 80° , para desaparecer totalmente a ángulos cercanos a -90° .

Este criterio puede expresarse según Taitel y Dukler de 1976 en términos adimensionales como:

$$F^2 \left[\frac{1}{(1 - \bar{h}_L)^2} \frac{(\bar{v}_G)^2 \frac{d \bar{A}_L}{d \bar{h}_L}}{\bar{A}_G} \right] \geq 1 \quad \dots(32)$$

donde F es el número de Froude modificado expresado como:

$$F = \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G}} \frac{U_{GS}}{\sqrt{Dg \cos \alpha}} \quad \dots(33)$$

Las variables adimensionales están normalizadas, tales como: las longitudes para el diámetro de tubería, las áreas por el área de la tubería y las velocidades reales por las velocidades superficiales de cada fase. h_L es la altura del nivel de líquido, considerando condiciones de flujo estratificado en equilibrio.

Transición Estratificado - Anular (E - A)

El mecanismo de transición mostrado en la ecuación 32, presenta un criterio bajo el cual la onda finita en flujo líquido estratificado es esperada a que crezca resultando ya sea flujo bache o anular. Sin embargo, para condiciones de flujo descendente otro mecanismo entra a jugar un papel importante, por el cual el flujo estratificado estable cambia a flujo anular, para gastos de gas relativamente bajos. Esta transición es aplicable solamente para la región definida como flujo estratificado por el criterio visto anteriormente.

A altos ángulos de inclinación descendentes aproximadamente -80° , el nivel de líquido es pequeño y la velocidad real del líquido es alta, bajo estas condiciones puede ocurrir la separación de gotas de líquido desde la interfase turbulenta, de tal forma, que al depositarse sobre la pared superior forme alrededor de la pared, una película anular.

La transición para flujo anular es dada según Barnea y colaboradores en 1982 como:

$$v_L^2 > \frac{gD \left(1 - \bar{h}_L \right) \cos \alpha}{f_L} \quad \dots(34)$$

o en términos adimensionales:

$$Z = \frac{\left(\frac{dp}{dx} \right)_{LS}}{\rho_L g \cos \alpha} \geq 2 \left(\frac{\bar{A}_L}{\bar{A}} \right)^2 (1 - \bar{h}_L) \frac{f_{LS}}{f_L} \quad \dots(35)$$

Donde f_L es el factor de fricción de la fase líquida empleando el diámetro de líquido y la velocidad real del líquido, mientras que f_{LS} es el mismo factor, pero considerando que solo fluye líquido y $(dp/dx)_{LS}$ es el gradiente de presión si fluyera solo líquido.

Transición de Anular - Intermitente (A - I)

Un modelo unificado que incorpora los efectos del ángulo de inclinación fue propuesto por Barnea (1986), para la transición de flujo anular a intermitente.

Esta transición se supone que ocurre cuando el núcleo de gas es bloqueado en cualquier lugar por la fase líquida. El bloqueo del núcleo de gas puede ser debido a dos posibles mecanismos:

- a) Inestabilidad de la película de líquido, debido al descenso parcial del líquido cerca de la pared causando el bloqueo en la entrada.
- b) Bloqueo del núcleo de gas como resultado de un suministro grande de líquido en la película, suficiente para formar y mantener estable un "puente" de líquido.

En este modelado se determinó que la inestabilidad de la película de líquido en flujo anular se obtiene de la solución simultánea de las siguientes expresiones adimensionales:

$$Y = \frac{1 + 75\alpha_L}{(1 - \alpha_L)^{5/2} \alpha_L} - \frac{X}{\alpha_L^3} \quad \dots(36)$$

y

$$Y \geq \frac{2 - \frac{3}{2}\alpha_L}{\alpha_L^3 \left(1 - \frac{3}{2}\alpha_L\right)} X^2 \quad \dots(37)$$

donde X y Y están definidos como:

$$X = \sqrt{\frac{\frac{4}{D} f_{LS} \frac{\rho_L V_{LS}^2}{2}}{\frac{4}{D} f_{GS} \frac{\rho_G V_{GS}^2}{2}}} = \sqrt{\frac{\left(\frac{dp}{dx}\right)_{LS}}{\left(\frac{dp}{dx}\right)_{GS}}} \quad \dots(38)$$

y

$$Y = \frac{(\rho_L - \rho_G)g \sin \alpha}{\left(\frac{dp}{dx}\right)_{GS}} \quad \dots(39)$$

Donde f_{GS} y $(dp/dx)_{GS}$ se definen de manera análoga que para la fase líquida.

De la ecuación 36 puede obtenerse la solución para flujo permanente del colgamiento de líquido E_L , en flujo anular, mientras que el valor de E_L que satisface la condición de inestabilidad de la película se obtiene de la ecuación 37.

La condición para bloqueo del núcleo gaseoso por alto suministro de líquido fue presentada por Barnea en 1986:

$$\frac{A_L}{AR_{Sm}} = \frac{\alpha_L}{R_{Sm}} \geq 0.5 \quad \dots(40)$$

Donde R_{Sm} es el colgamiento mínimo de líquido dentro del bache de líquido formado para permitir el puenteo del paso del gas, este valor mínimo está relacionado al empaquetamiento volumétrico máximo de la burbuja en el bache de líquido, es igual aproximadamente a 0.48. Valores más bajos de R_S hacen imposible el bacheamiento, debido a la alta fracción de vacío.

Subregiones en Flujo Estratificado

Los criterios para flujo estratificado (estratificado suave y estratificado ondulado) son los mismos a los utilizados en el modelo Xiao en 1990, pero para el rango completo del ángulo de inclinación.

Subregiones en Flujo Intermitente

El flujo intermitente generalmente es dividido en flujo burbuja elongada, bache y caótico. Básicamente, estos tres tipos de flujo tienen la misma configuración respecto a la distribución de ambas fases, es decir la presencia de baches de líquidos seguidos de largas burbujas de gas en forma de bala.

En flujo bache, el cuerpo de líquido contiene pequeñas burbujas de gas. El flujo burbuja elongada se considera como el caso límite de flujo bache, cuando el bache de líquido está libre de burbujas según Barnea y Brauner en 1985, mientras que el flujo caótico se presenta cuando la fracción de vacío en el cuerpo de líquido alcanza un valor máximo, arriba del cual se presenta el colapso ocasional del bache de líquido.

Barnea y Brauner en 1985, propusieron un modelo físico para la predicción del colgamiento de líquido en el cuerpo del bache α_{GS} , sugiriendo que la fracción de vacío dada por la transición del flujo burbujas dispersas ecuación 38, es el máximo valor que el bache de líquido podría contener en forma de burbujas dispersas, a una velocidad de la mezcla dada, resultando α_{GS} de esta misma ecuación como:

$$\alpha_{GS} = 1 - R_s = 0.058 \left[dc \left(\frac{2f_m}{D} V_M^3 \right)^{2/5} \left(\frac{\rho_L}{\sigma} \right)^{3/5} - 0.725 \right]^2 \quad \dots(41)$$

Según Barnea y Brauner en 1985, para $\alpha_{GS}=0$ se obtiene la transición burbuja elongada - bache, mientras que, según Brauner y Barnea en 1986, para $\alpha_{GS}=0.52$, se obtiene la transición bache - caótico.

CARACTERIZACIÓN HIDRODINÁMICA DE LOS PATRONES DE FLUJO

Después de calcular el patrón de flujo a partir de las condiciones de operación, es necesario determinar las características hidrodinámicas para el patrón de flujo determinado, por eso se desarrollan modelos separados.

Modelo para Flujo Estratificado

En el flujo estratificado, la gravedad causa que líquido fluya en el fondo de la tubería y el gas en la parte superior como se muestra en la Figura 2. La fase líquida puede ser laminar o turbulenta, la fase gas es generalmente turbulenta.

Debido al esfuerzo inducido por el flujo de la fase gas y el efecto de la gravedad en la fase líquida, la interfase puede ser suave o ondulada y conforme se incrementa la velocidad del gas y el flujo se acerca a la transición estratificado - anular, pueden generarse gotas de líquido que son atrapadas o arrastradas por la fase gaseosa. Sin embargo, no se han publicado métodos para predecir este fenómeno, por lo que no se considera en el modelado que se hace en el presente estudio.

Pocos estudios han aparecido en la literatura para flujo estratificado ondulado de dos fases, y los tópicos no han sido adecuadamente estudiados.

Taitel y Dukler en 1976, proponen un modelo mecanístico para flujo estratificado gas - líquido en tuberías horizontales y cercanas a la horizontal. En este modelo, la interfase gas - líquido se supone a ser suave y plana, y el factor de fricción interfacial es calculado por el factor de fricción de la pared - gas. Oliemas en 1987, modificó este modelo separado de interfase plana de Taitel y Dukler en 1976, para describir el flujo ondulado estratificado en la horizontal y cercana a la horizontal.

Chen, X. Cai y James P. Brill en 1996, desarrollaron para el factor de fricción interfacial un modelo mecánico denominado de "doble círculo" para predecir el colgamiento del líquido y la caída de presión durante el flujo estratificado ondulado en tuberías horizontales, el cual es considerado como la principal aportación de este trabajo.

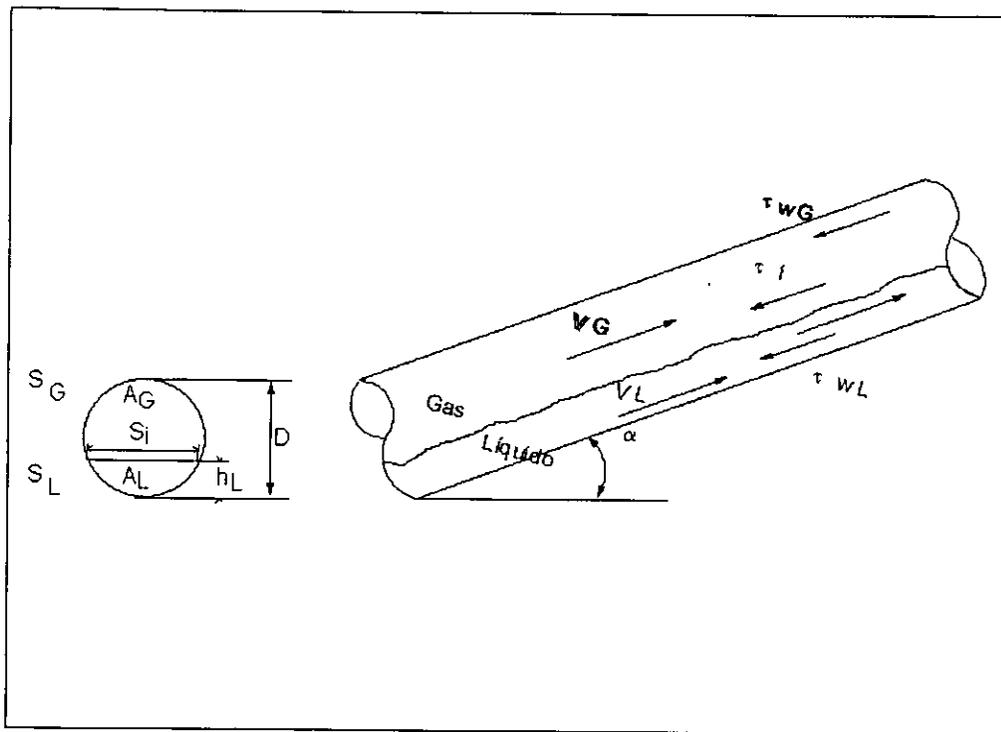


Figura 2. Modelo Físico de Flujo Estratificado, Xiao (1990).

El modelo de Taitel y Dukler de 1976, mostrado en la Figura 3, es ampliamente usado para predecir el flujo gas - líquido estratificado ondulado en tuberías horizontales y cercanas a la horizontal, de acuerdo con Andritsos y Hanratty en 1987, Cheremisinoff y Davis en 1979, Kowalski en 1987, Oliemans en 1987 y Shoham y Taitel en 1984. Este modelo de interfase plana puede desviar ampliamente la configuración interfacial real y causar una baja estimación del área interfacial, la cual puede ser de importancia.

Hamersma y Hart en 1987 y Hart y colaboradores en 1989 propusieron el modelo de "superficie rugosa aparente", mostrado en la Figura 3, el cual asume

que el perímetro mojado de la pared es cubierto por una capa líquida de espesor constante. Esto no es realista, puesto que la fuerza gravitacional siempre causará que el líquido se acumule mayormente en el fondo que en cualquier otra parte de la tubería.

En el modelo de “doble círculo” mostrado en la Figura 4, la interfase gas - líquido es considerada como una porción de un círculo acéntrico, permitiendo así, una situación más realista en la cual se tenga una concavidad hacia abajo en la interfase.

Fracción de pared húmeda (Θ). Basados en amplios estudios experimentales del flujo gas - líquido con baja carga de líquido en tuberías horizontales, Hart y colaboradores en 1989 relacionaron la fracción de pared húmeda con el colgamiento de líquido y un Número de Froude líquido modificado:

$$\Theta = 0.52H_L^{0.374} + 0.26Fr^{0.58} \quad \dots(42)$$

Donde

$$Fr = \frac{\rho V_L^2}{(\rho_L - \rho_G)gD} \quad \dots(43)$$

En el presente estudio para considerar el ángulo de inclinación, el Número de Froude es modificado, obteniéndose la siguiente correlación:

$$Fr = \frac{(VL)^2}{\sqrt{\frac{\rho_L}{(\rho_L - \rho_G) * DI * G * \text{COS}(ANGR)}}} \quad \dots(44)$$

y los ángulos de pared húmeda son calculados mediante:

$$\Theta = \frac{S_L}{\pi D} \quad \text{o} \quad \Theta = \frac{\theta}{\pi} \quad \dots(45)$$

Entonces $\theta = \pi\Theta$

Donde D es el diámetro de tubería interna, y θ es el ángulo de desviación del extremo de la película de líquido medido desde la línea vertical.

Luego por aproximación calculamos el valor de θ_i mediante la correlación:

$$\theta_i = \left(\frac{\text{sen } \theta_i}{\text{sen } \theta} \right)^2 \left(\theta + \frac{\text{sen}^2 \theta}{\text{tg } \theta_i} - \frac{\text{sen } 2\theta}{2} - \pi H_L \right) \quad \dots(46)$$

y se calcula D_i utilizando la correlación:

$$D_i = \frac{D \text{ sen } \theta}{\text{sen } \theta_i} \quad \dots(47)$$

Posteriormente se determinan los parámetros geométricos

$$S_i = \theta_i D_i \quad \dots(48)$$

Donde D y D_i son los diámetros de los círculos O y O_i , respectivamente, θ y θ_i son los ángulos de la película húmeda en los círculos O y O_i , respectivamente, y H_L es el colgamiento del líquido.

Velocidad superficial crítica. - La velocidad superficial del gas crítica para transición a flujo estratificado ondulado V_{Gt} , es calculada usando el criterio de transición propuesto por Taitel y Dukler en 1976:

$$V_{Gt} = \left[\frac{4v_L(\rho_L - \rho_G)g}{s\rho_G V_L} \right]^{0.5} \quad \dots(49)$$

Donde $V_{G,t}$ es la velocidad del gas real al limite transicional y S es el coeficiente de entrampamiento o Sheltering. En el presente trabajo se usa un valor de $s=0.06$.

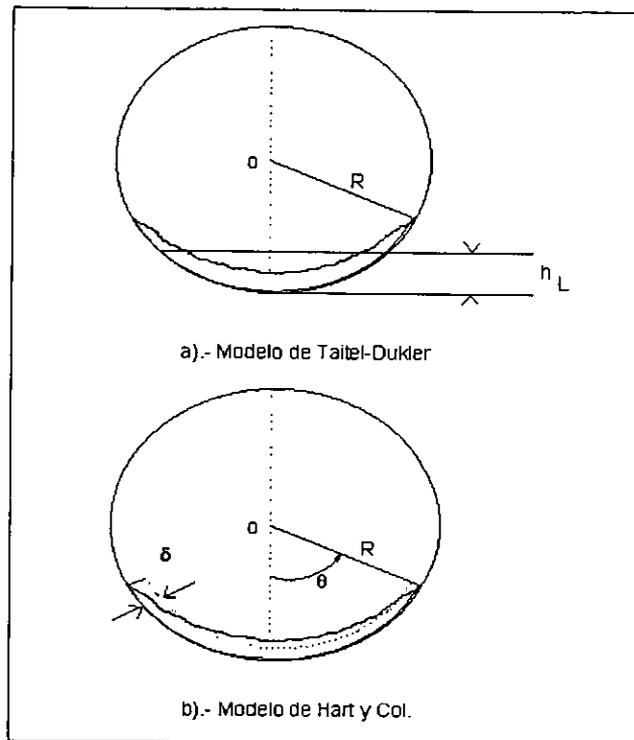


Figura 3. Modelos existentes para flujo estratificado ondulado (Taitel - Dukler, 1976 y Hart, 1989).

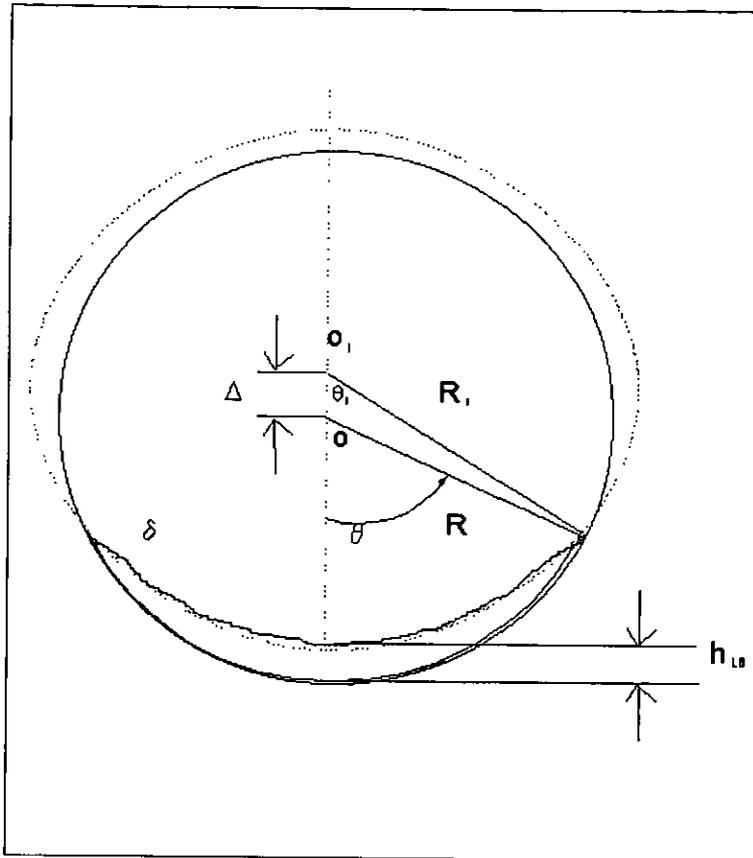


Figura 4. Modelo de doble círculo.

Factor de fricción interfacial. - Chen y colaboradores en 1996, confirmaron que la interfase gas - líquido generalmente no es plana. La ampliación de la curvatura en la interfase gas líquido depende principalmente de la velocidad superficial del gas. Con un incremento en la velocidad superficial del gas, la película de líquido en el fondo de la tubería asciende por la pared y la interfase gas líquido exhibe una configuración cóncava hacia abajo.

La película de líquido alcanza la parte superior de la tubería y el flujo anular toma lugar cuando la velocidad superficial del líquido es suficientemente alta. Este fenómeno de interfase no plana en flujo estratificado ondulado fue también reportado por Hamersma y Hart en 1987; Hart y colaboradores en 1989; Paras y colaboradores en 1994; Flores y colaboradores en 1995.

Sin embargo la cuestión fundamental, de como el líquido es transportado en la parte superior de la pared de la tubería, no ha sido totalmente resuelto. Sutharshan y colaboradores en 1995 resumieron los posibles mecanismos físicos del fenómeno del transporte circunferencial del líquido que ha sido propuesto en los últimos años: a) flujo secundario en la fase gas, b) arrastre y depositación de las gotas de líquido, c) mezcla y esparcimiento de la onda, y d) acción de bombeo debido a la perturbación de la onda.

Chen y colaboradores en 1996 observaron que la interfase gas líquido exhibía una concavidad hacia abajo antes de la presencia del arrastre de las gotas de líquido en la corriente de gas. Por lo tanto, al menos en el patrón de flujo estratificado ondulado, el mecanismo de arrastre y depositación no es la forma para que la película de líquido ascienda por la pared de la tubería.

El factor de fricción interfacial depende principalmente de la característica de la onda interfacial incluyendo amplitud y longitud de la onda interfacial.

Xiao en 1990 recomendó en ese momento la correlación de Andritsos-Hanratty, como la mejor para predecir el factor de fricción interfacial en flujo estratificado ondulado, esto sería un punto de vista, ya que la correlación de Andritsos-Hanratty se basó en el modelo de interfase plana de Taitel - Dukler en 1976 y también usa la altura de la capa de equilibrio líquido para el flujo gas líquido como se mencionó antes, el modelo interfase plana de dos fluidos desvía considerablemente la configuración interfacial real durante el flujo estratificado ondulado gas líquido en tuberías horizontales.

Con el modelo de doble círculo se obtuvo la siguiente correlación para el factor de fricción interfacial:

$$\frac{f_i}{f_G} = 1 + 3.75 \left(\frac{H_L}{\Theta} \right)^{0.20} \left(\frac{V_{SG}}{V_{GL}} - 1 \right)^{0.08} \quad \dots(50)$$

Para la cual en el presente estudio se encontró que un valor de 6.75 da mejores resultados que el coeficiente de 3.75.

Los esfuerzos de corte son evaluados como:

$$\tau_G = f_G \frac{\rho_G V_G^2}{2} \quad \tau_L = f_L \frac{\rho_L V_L^2}{2} \quad \tau_i = f_i \frac{\rho_G (V_G - V_L)^2}{2} \quad \dots(51)$$

Donde los factores de fricción de fanning para líquido pared y gas pared; f_L y f_G respectivamente, se obtienen con:

para $Re < 2000$

$$f = \frac{16}{Re} \quad \dots(52)$$

y para $Re > 2000$

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 3.48 - 4 \log \left(\frac{2\varepsilon}{D} + \frac{9.35}{Re\sqrt{f}} \right) \quad \dots(53)$$

Esto de acuerdo con Colebrook en 1938, donde ε es la rugosidad absoluta de la tubería.

V_G y V_L son las velocidades reales de la fase gas y líquidos, respectivamente, D_G y D_L son los diámetros hidráulicas evaluados en la manera empleada por Taitel y Dukler en 1976.

$$D_G = \frac{4A_G}{S_G + S_i} \quad D_L = \frac{4A_L}{S_L} \quad \dots(54)$$

Usando la aproximación del modelo de dos fluidos unidimensional, de estado estable y despreciando el cambio de velocidad de fases o de nivel de líquido, de las ecuaciones de momento para ambos fluidos se tiene:

$$-A_L \left(\frac{dp}{dx} \right) + \tau_i s_i - \tau_{wL} s_L - A_L \rho_L g \sin \alpha = 0 \quad \dots(55)$$

$$-A_g \left(\frac{dp}{dx} \right) - \tau_i s_i - \tau_{wg} s_g - A_g \rho_g g \sin \alpha = 0 \quad \dots(56)$$

Considerando despreciable la tensión superficial y el gradiente hidrostático en la fase líquida, los gradientes de presión en ambas fase son los mismos. Así igualando las anteriores ecuaciones se llega a la llamada ecuación combinada de momento en el cual se considera el ángulo de inclinación:

$$\tau_{wL} \frac{s_L}{A_L} - \tau_{wg} \left[\left(\frac{s_g}{A_g} \right) + \left(\frac{\tau_i}{\tau_{wg}} \right) \left(\frac{s_i}{A_L} + \frac{s_i}{A_g} \right) \right] + (\rho_L + \rho_g) g \sin \alpha = 0 \quad \dots(57)$$

Eliminando el esfuerzo interfacial de las ecuaciones 55 y 56, se obtiene la expresión para calcular el gradiente de presión:

$$-\left(\frac{dp}{dx} \right) = \frac{\tau_{wL} s_L + \tau_{wg} s_g}{A} + \left(\frac{A_L}{A} \rho_L + \frac{A_g}{A} \rho_g \right) g \sin \alpha \quad \dots(58)$$

Modelo para Flujo Intermitente

Uno de los más complejos patrones de flujo con características inestables es el flujo bache o intermitente. El flujo de gas líquido existe en todo el rango de inclinación de la tubería y sobre un amplio rango de gastos de flujo de gas y líquido, como se muestra en la Figura 5.

En flujo horizontal y inclinado, los baches de líquido que llenan toda la sección transversal de la tubería son separados por una zona estratificada con una burbuja de gas elongada en la parte superior de la tubería y la película de líquido en el fondo. El patrón intermitente es algunas veces subdividido en patrones de flujo bache y burbuja elongada.

Cuando el flujo es tranquilo y el bache de líquido está libre de burbujas de gas el patrón de flujo es denominado como flujo burbuja elongada. Para altas tasas de flujo, cuando el líquido es aireado con burbujas de gas, el flujo es designado como flujo bache, el término flujo bache es a menudo usado para flujo intermitente en general.

La gran mayoría de los modelos para flujo bache consideran flujo estable, el cual es ordenado y con baches relativamente cortos (menores que $100D$), y un gasto promedio de líquido y gas constante, sobre un periodo de tiempo de un ciclo, llamado unidad bache, este tipo de flujo es considerado en el presente trabajo, además, no se considerará transferencia de calor en el flujo.

El cuerpo del bache es subdividido en dos secciones principalmente: una zona de bache de líquido de longitud l_s y una zona de película de longitud l_f , también existe una zona de mezclado en el frente del bache, donde el líquido de la película que fluye adelante a menor velocidad es acelerado e incorporado al cuerpo del bache. Se supone que en el cuerpo del bache las pequeñas burbujas estarán distribuidas uniformemente, por lo que el flujo en esta zona puede modelarse como flujo uniforme.

En la zona de película, el gas y el líquido se separan por efecto de gravedad como en el caso de flujo estratificado, variando la altura del líquido, para este modelo se considera una altura constante a lo largo de toda la zona.

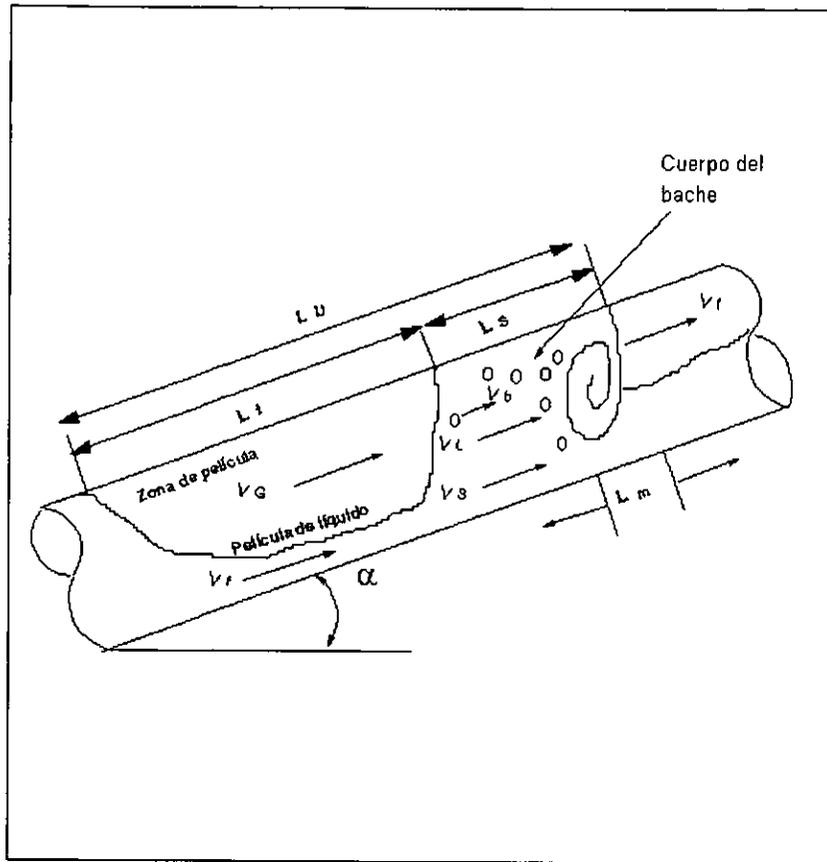


Figura 5. Modelo Físico de Flujo Intermitente, Xiao (1990).

la velocidad de la mezcla es determinada por la siguiente ecuación

$$V_m = V_{sL} + V_{sg} \quad \dots(59)$$

Colgamiento de líquido en el cuerpo del bache. El cálculo es hecho mediante la correlación de Gregory y colaboradores de 1978.

$$E_s = \frac{1.0}{\left(1.0 + \left(\frac{V_s}{8.66}\right)^{1.39}\right)} \quad \dots(60)$$

Si $E_s < 0.48$ entonces $E_s = 0.48$.

Velocidad de la burbuja dispersa en el cuerpo del bache. - El modelo de flujo deriva es usado por Taitel y Barnea en 1990, para calcular la velocidad de la burbuja dispersa en el cuerpo del bache. Mejores resultados pueden ser obtenidos si se tiene en cuenta el efecto de "Enjambre" de burbujas presentada por Wallis en 1969. Así:

$$v_b = Bv_s + v_\infty \quad \dots(61)$$

$$v_b = 1.2v_s + 1.53 \left[\frac{\sigma g (\rho_L - \rho_g)}{\rho_L^2} \right]^{1/4} E_s^n \sin \alpha \quad \dots(62)$$

Donde el uso de $n = 1$ fue recomendado por Ansari en 1988.

Velocidad del líquido en el cuerpo del bache. - El flujo volumétrico total es constante para cualquier sección transversal de área en una unidad de bache, lo que implica que para las secciones transversales del cuerpo del bache y la zona de película:

$$V_s = v_{sL} + v_{sg} = v_L E_s + v_b (1 - E_s) \quad \dots(63)$$

$$v_g = v_f E_f + v_g (1 - E_f) \quad \dots(64)$$

Despejando v_L de la ecuación 63 se llega a:

$$v_L = \frac{V_s - v_b (1 - E_s)}{E_s} \quad \dots(65)$$

Velocidad de traslación. - Para la velocidad de traslación de la burbuja elongada de Taylor se utiliza la correlación de Bendiksen de 1984:

$$V_t = C V_s + 0.35 \sqrt{gD} \sin \alpha + 0.54 \sqrt{gD} \cos \alpha \quad \dots(66)$$

La forma de la burbuja depende de la inclinación de la tubería, los experimentos en líquido inmóvil según Zukoski en 1966, muestra que la excentricidad incrementa cuando la tubería es desviada desde la posición vertical.

Apoyado en la suposición de Nicklin y colaboradores en 1962, para el movimiento en una sola burbuja la velocidad está dada por:

$$V_t = C V_s + C_\infty \sqrt{gD} \quad \dots(67)$$

Donde C y C_∞ son coeficientes los cuales permanecen constantes para algunos rangos de velocidad de la mezcla y propiedades de los fluidos. D es el diámetro de la tubería y g la gravedad.

Esta relación tiene la peculiaridad de separar dos efectos físicos: La transportación del flujo medio, contenido en el primer término del lado derecho de la ecuación (LDE) y la fuerza de empuje localizada en el segundo término (LDE). El estudio teórico de Collins y colaboradores en 1978, ha dado por resultado que la suma de los dos términos es aproximadamente correcta.

Sin embargo los efectos secundarios debido a la viscosidad, tensión superficial e inclinación de la tubería complican la ley de Nicklin y colaboradores de 1962, para los cuales los coeficientes de la ecuación toman la forma general:

$$C_\infty = f_\infty (Fr, E_0, \theta) \quad \dots(68)$$

$$C = f_0 (Re, Fr, E_0, \theta) \quad \dots(69)$$

Donde el Número de Reynolds, el de Froude y el de Eotvos o Número de Bond son definidos como:

$$R e = \frac{V_s D}{\nu_L}, \quad F r = \frac{V_s}{\sqrt{g D}}, \quad E o = \frac{\rho_L g D^2}{\sigma} \dots(70)$$

Benjamin en 1968, encontró que la burbuja experimentaría una tendencia en una tubería horizontal conteniendo un líquido estancado. Este efecto puede ser colocado en evidencias solo en tuberías largas.

Dumitrescu en 1943, encontró un valor de $C_\infty = 0.35$ para tuberías verticales. Similarmente Benjamin en 1968, encontró un valor de $C_\infty = 0.54$ para tuberías horizontales.

Collin y colaboradores en 1978, demostraron que la burbuja se mueve más rápido cuando el flujo de líquido es laminar, ascendiendo la nariz de la burbuja, que cuando es turbulento, $C=2.27$ Laminar, 1.2 Turbulento.

Nicklin y colaboradores en 1962, sugieren que la velocidad de la burbuja es muy cercana a la suma de la velocidad en la línea central por encima de la burbuja más la velocidad característica en el líquido estancado. La transición fue encontrada cercana a un número de Reynolds crítico $Re_c = 1000$ y los resultados fueron aceptables.

Para el cálculo de C , Niklin y Colaboradores en 1962 sugieren una correlación la cual fue confirmada por Frechou D, en 1986 donde:

$$C = \frac{2.27}{1 + (Re / Re_c)^2} + \frac{1.2}{1 + (Re_c / Re)^2} \dots(71)$$

Donde, $Re_c = 1000$ y $Re = \rho_s V_s D / \mu_s$

$$\rho_s = E_s \rho_L + (1 - E_s) \rho_g \quad \dots(72)$$

$$\mu_s = E_s \mu_L + (1 - E_s) \mu_g \quad \dots(73)$$

Velocidad del líquido en la zona de película. - Considerando incompresible ambas fases, de un balance de masa de líquido en la unidad completa del bache resulta:

$$v_{sL} L_u = v_L E_s L_s + v_f E_f L_f \quad \dots(74)$$

Donde E_s y E_f son los colgamientos de líquido en el cuerpo del bache y en la zona de la película, respectivamente.

De un balance de masa aplicado a dos secciones de área transversal con relación a un sistema coordinado moviéndose a la velocidad de traslación V_t , para la fase líquida resulta:

$$(v_t - v_L) E_s = (v_t - v_f) E_f \quad \dots(75)$$

Despejando V_f

$$V_f = V_t - \frac{(V_t - V_L) E_s}{E_f} \quad \dots(76)$$

El colgamiento promedio de la unidad Bache. De las ecuaciones 63, 74 y 75 se obtiene:

$$E_L = \frac{V_t E_s + V_b (1 - E_s) - V_{sg}}{V_t} \quad \dots(77)$$

Para el factor de fricción se utiliza un valor constante, $f_i = 0.0142$, recomendado por Xiao en 1990. Como se considera un nivel de líquido uniforme a lo largo de la película, para esta zona se establece la ecuación combinada de momento similar a la de flujo estratificado con incógnita implícita E_f :

$$\tau_f \frac{S_f}{A_f} - \tau_g \left[\left(\frac{S_g}{A_g} \right) + \left(\frac{\tau_i}{\tau_g} \right) \left(\frac{S_i}{A_f} + \frac{S_i}{A_g} \right) \right] + (\rho_L - \rho_g) \sin \alpha = 0 \quad \dots(78)$$

Donde:

$$\tau_f = f_f \frac{\rho_L |v_f| v_f}{2} \quad \tau_g = f_g \frac{\rho_g |v_g| v_g}{2} \quad \dots(79)$$

$$\tau_i = f_i \frac{\rho_g |v_g - v_f| (v_g - v_f)}{2} \quad \dots(80)$$

$$Re_f = \frac{\rho_L V_f D_L}{\mu_L} \quad Re_g = \frac{\rho_g V_g D_G}{\mu_g} \quad \dots(81)$$

Donde :

$$\text{Sí } Re < 2000 \Rightarrow f = 16 / Re \quad y$$

$$\text{Sí } Re > 2000 \Rightarrow \frac{1}{\sqrt{f}} = 3.48 - 4 \log \left(\frac{2\varepsilon}{D} + \frac{9.35}{Re \sqrt{f}} \right)$$

El esfuerzo de corte en el cuerpo del bache, τ_s , es calculado como:

$$\tau_s = f_s \frac{\rho_s v_s^2}{2} \quad \dots(82)$$

Donde f_s se obtiene como para flujo estratificado, utilizando en el número de Reynolds, ρ_s y μ_s que son la densidad y viscosidad de la mezcla en el cuerpo del bache respectivamente y se definen como:

$$\rho_s = E_s \rho_L + (1 - E_s) \rho_g \quad \dots(83)$$

$$\mu_s = E_s \mu_L + (1 - E_s) \mu_g \quad \dots(84)$$

Longitud del bache. Para este parámetro se utiliza la correlación desarrollada por Scott en 1987, dada por:

$$\ln(L_s) = -26.6 + 28.5 [\ln(D) + 3.67]^{0.1} \quad \dots(85)$$

Para tuberías de diámetro menor a 0.0381 mm. (1.5 pg.) Esta longitud puede calcularse de manera aproximada por: $L_s = 32D$

Longitud de la unidad bache. Puede ser obtenida mediante

$$L_u = L_s \frac{v_L E_s - v_f E_f}{v_{sL} - v_f E_f} \quad \dots(86)$$

y

$$L_u = L_s + L_f \quad \dots(87)$$

Longitud de la película. Despejando L_f

$$L_f = L_u - L_s \quad \dots(88)$$

Del balance de fuerza para una unidad de bache se llega a la expresión para calcular el gradiente de presión promedio para flujo intermitente resultando:

$$-\left(\frac{dp}{dx}\right) = \rho_u g \sin \alpha + \frac{1}{L_u} \left[\left(\frac{\tau_s \pi D}{A} L_s \right) + \left(\frac{\tau_{iSf} + \tau_{gSg}}{A} L_f \right) \right] \quad \dots(89)$$

donde ρ_u es la densidad del fluido promedio de una unidad bache:

$$\rho_u = E_L \rho_L + (1 - E_L) \rho_g \quad \dots(90)$$

Modelo para Flujo Anular

En flujo anular la fase líquida fluye como una película sobre la pared de la tubería y como gotas de líquido atrapadas en el núcleo gaseoso. El flujo anular se presenta a altos gastos de flujo de gas y de bajas a medios gastos de flujo de líquido, como se muestra en la Figura 6.

La interfase entre el núcleo de gas y la película de líquido es muy ondulada, y la atomización y depositación de las gotas de líquido ocurre a través de la interfase.

Bajo condiciones de flujo vertical, la distribución de la película de líquido es uniforme alrededor de la periferia de la tubería. A medida que la tubería es inclinada desde la vertical, la distribución del espesor de la película es no uniforme.

Debido a la gravedad, la fase líquida tiende a acumularse en el fondo de la tubería, lo cual presenta una película más gruesa en el fondo que en la parte superior de la tubería.

La no-uniformidad de la distribución del espesor de la película llega a ser más marcado como el ángulo de inclinación de la tubería se aproxima a condiciones horizontales. Este fenómeno tiene un efecto importante en el colgamiento del líquido y caída de presión en el sistema.

Para el análisis del flujo anular, en el presente estudio se aplica el modelo bidimensional para flujo estacionario considerando, por sencillez, un espesor promedio en la película de líquido.

También se considera que las gotas de líquido atrapadas en el núcleo gaseoso viajan a la misma velocidad que el gas, por lo que el núcleo puede tratarse como un fluido homogéneo, así la diferencia de configuración geométrica, el análisis de flujo anular puede hacerse de manera similar al de flujo estratificado.

El tratamiento clásico para flujo anular ha sido el uso de la tasa de flujo de la película, el espesor y el gradiente de presión. Este tratamiento ignora los efectos secundarios del líquido, variaciones circunferenciales del espesor de la película, la depositación y la tasa de arrastre, estos fenómenos son importantes para flujo anular inclinado y horizontal.

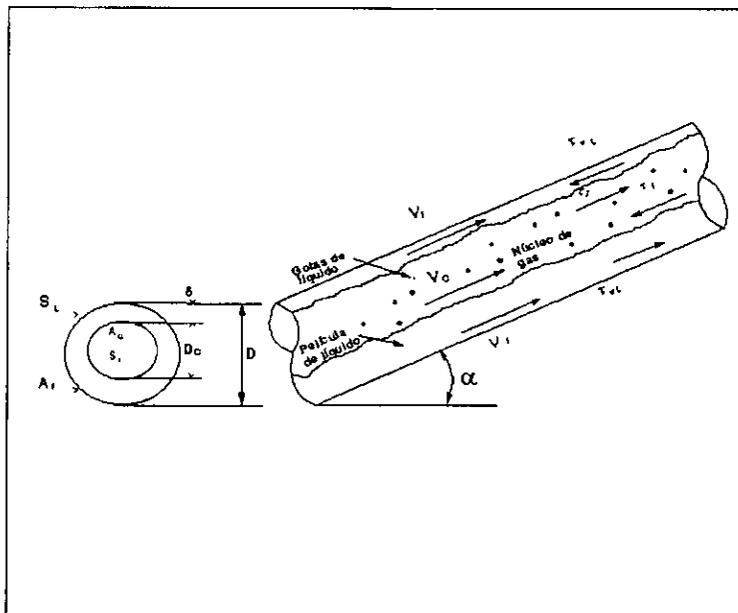


Figura 6. Modelo Físico de Flujo Anular, Xiao (1990).

Haciendo un balance de momentum lineal en la película de líquido y el núcleo de gas, resulta:

$$- A_f \left(\frac{dp}{dx} \right) + \tau_i S_i - \tau_{wL} S_L - A_f \rho_L g \text{Sen} \alpha = 0 \quad \dots(91)$$

$$- A_c \left(\frac{dp}{dx} \right) - \tau_i S_i - A_c \rho_c g \text{Sen} \alpha = 0 \quad \dots(92)$$

Donde ρ_c es la densidad de la mezcla en el núcleo de gas y es dado por:

$$\rho_c = E_c \rho_L + (1 - E_c) \rho_g \quad \dots(93)$$

El colgamiento de líquido en el núcleo de gas está relacionado con la fracción de arrastre de líquido FE, como sigue:

$$E_c = \frac{v_{sL} F E}{v_{sg} + v_{sL} F E} \quad \dots(94)$$

Para el cálculo del Factor de Arrastre de Líquido (FE), se encuentra las correlaciones de Wallis de 1969, Whalley y Hewit de 1978, y Oliemans y colaboradores de 1986. Xiao en 1990, expone que el factor de arrastre propuesto por Oliemans y Colaboradores en 1986 da mejores resultados, donde la expresión para el factor de arrastre de líquido está dada por:

$$\frac{FE}{1-FE} = 10^{\beta_0} \rho^{\beta_1} \rho_g^{\beta_2} \mu^{\beta_3} \mu_g^{\beta_4} \sigma^{\beta_5} D^{\beta_6} V_{sL}^{\beta_7} V_{sG}^{\beta_8} g^{\beta_9} \quad \dots(95)$$

Donde los parámetros "beta" (β) son los coeficientes de regresión obtenidos por Oliemans y Colaboradores en 1986, empleando la base de datos de Harwell. Con los siguientes valores:

$$\begin{array}{lll} \beta_0 = -2.52 & \beta_3 = 0.27 & \beta_6 = 1.72 \\ \beta_1 = 1.08 & \beta_4 = 0.28 & \beta_7 = 0.70 \end{array}$$

$$\beta_2 = 0.18 \qquad \beta_5 = -1.80 \qquad \beta_8 = 1.44$$

$$\beta_9 = 0.46$$

Suponiendo condiciones de equilibrio entre la fase líquida y el núcleo de gas y combinando las dos ecuaciones anteriores se llega a:

$$\tau_{wL} \frac{S_L}{A_f} - \tau_{iSi} \left(\frac{1}{A_f} + \frac{1}{A_c} \right) + (\rho_L - \rho_c) g \sin \alpha = 0 \qquad \dots(96)$$

Similares al caso de flujo estratificado todos los parámetros en la ecuación 96 son funciones de δ/D , el espesor promedio de la película, así, la ecuación de momentum combinada puede ser solucionada para esta incógnita, para la cual el colgamiento de líquido puede ser calculado como:

$$E_L = 1 - \left(1 - 2 \frac{\delta}{D} \right)^2 \frac{v_{sg}}{v_{sg} + v_{sLFE}} \qquad \dots(97)$$

Las relaciones geométricas requeridas para solucionar la ecuación 96 son dadas por:

$$A_C = \pi(d - 2\delta)^2 / 4 \qquad A_F = \pi\delta(d - \delta)^2 \qquad \dots(98)$$

$$S_L = \pi D \qquad S_i = \pi(D - 2\delta) \qquad \dots(99)$$

Los diámetros hidráulicos para la película de líquido y el núcleo de gas son respectivamente:

$$d_{hF} = 4\delta(d - \delta) / d \qquad d_{hC} = (d - 2\delta) \qquad \dots(100)$$

Las velocidades de la película de líquido y el núcleo de gas, son calculadas utilizando un balance volumétrico en la capa de líquido, obteniendo la expresión para la velocidad de esta capa:

$$V_F = V_{SL}[(1 - FE)d^2 / 4\delta(d - \delta)] \quad \dots(101)$$

De manera similar, para el núcleo gaseoso, la velocidad de la mezcla resulta :

$$V_C = (V_{SG} + V_{SL}FE)d^2 / (d - 2\delta)^2 \quad \dots(102)$$

El esfuerzo de corte entre la película de líquido y la pared de tubería es dado por:

$$\tau_{wL} = f_f \frac{\rho_L V_f^2}{2} \quad \dots(103)$$

donde:

$$f_f = C_F \left[\frac{d_{hF} V_F}{\mu_L} \right]^{-n} \quad \dots(104)$$

Esta ecuación es una forma de la ecuación de Blasius, los coeficientes usados son $C_F = 16$ y $n = 1$, para flujo laminar y $C_F = 0.046$ y $n = 0.2$ para flujo turbulento.

Para tuberías rugosas la ecuación de Culebrook puede ser aplicada. El esfuerzo de corte entre el núcleo de gas y la película de líquido es:

$$\tau_i = f_i \rho_C \left(\frac{V_C - V_F}{2} \right)^2 \quad \dots(105)$$

La determinación del factor de fricción interfacial, f_i , es un problema difícil de resolver, varias correlaciones han sido propuestas en la forma de $f_i=f_c I$ donde:

$$f_c = C_c \left[\frac{V_c d_{hc}}{\mu_c} \right]^{-m} \quad \dots(106)$$

El factor I es usado para tomar en cuenta la rugosidad debido a la estructura de la película de líquido. Los valores de C_c y m son determinados igualmente como para f_i .

Para el cálculo de f_i , Oliemans propone la correlación obtenida por Crowley y Rothe en 1986, dada por:

$$f_i = f_c \left[1 + 2250 \frac{\frac{\delta}{D}}{\frac{\rho_c (V_c - V_i)^2 \delta}{\sigma}} \right] \quad \dots(107)$$

donde el factor de fricción interfacial del núcleo f_c puede calcularse con las ecuaciones 52 ó 53 empleando la siguiente definición del número de Reynolds:

$$Re_c = \frac{\rho_c V_c D_c}{\mu_c} \quad \dots(108)$$

donde:

$$\mu_c = E_c \mu_L + (1-E_c) \mu_G \quad \dots(109)$$

y

$$D_c = D - 2\delta \quad \dots(110)$$

Eliminado el esfuerzo interfacial de las ecuaciones 91 y 92, el gradiente de presión se calcula mediante la correlación:

$$-\left(\frac{dp}{dx}\right) = \frac{\tau_{wLSL}}{A} + \left(\frac{A_f}{A}\rho_L + \frac{A_c}{A}\rho_c\right)g\sin\alpha \quad \dots(111)$$

Modelo para Flujo Burbuja Dispersa

De los patrones de flujo es el más simple. El patrón de flujo puede ser modelado de manera similar al de una sola fase, empleando propiedades promedio de la mezcla, y considerando que las burbujas viajan a la misma velocidad que la fase continua de líquido.

Velocidad de la mezcla. La velocidad de la mezcla se define mediante la correlación:

$$V_m = V_{SL} + V_{SG} \quad \dots(112)$$

Utilizando el modelo de flujo deriva para la velocidad de las burbujas dispersas:

$$v_G = \frac{V_{SG}}{1 - E_L} \quad \dots(113)$$

$$v_G - 1.2v_s - 1.53 \left[\frac{\sigma g (\rho_L - \rho_g)}{\rho_L^2} \right]^{1/4} E_L^{0.1} \sin\alpha = 0 \quad \dots (114)$$

La ecuación 114 es una ecuación implícita utilizada para calcular el colgamiento de líquido E_L .

Obteniendo E_L se calcula se calculan las propiedades promedio de la mezcla ρ_m y μ_m

$$\rho_m = E_L \rho_L + (1 - E_L) \rho_g \quad \dots(115)$$

$$\mu_m = E_L \mu_L + (1 - E_L) \mu_g \quad \dots(116)$$

El factor de fricción de la mezcla f_m , se obtiene como,

$$\text{Si } Re < 2000 \Rightarrow f = 16 / Re \quad \text{y}$$

$$\text{Si } Re > 2000 \Rightarrow \frac{1}{\sqrt{f}} = 3.48 - 4 \log \left(\frac{2\varepsilon}{D} + \frac{9.35}{Re \sqrt{f}} \right)$$

Empleando el número de Reynolds definido como:

$$Re_m = \frac{\rho_m V_s D}{\mu_m} \quad \dots(117)$$

Gradiente de presión. El gradiente de presión puede ser llevado a cabo como flujo de una sola con propiedades promedio de la mezcla:

$$-\left(\frac{dp}{dx} \right) = \frac{2 f_m \rho_m v_s^2}{D} + \rho_m g \sin \alpha \quad \dots(118)$$

CAPITULO 5

METODOLOGÍA

La investigación para la evaluación del modelo mecanístico, fue basada en el trabajo de Xiao de 1990. El modelo utiliza la teoría de Chen y Colaboradores de 1996, para el cálculo del factor de fricción interfacial y se estudia el efecto que este causa sobre otros parámetros importantes como son el colgamiento, la fracción de pared húmeda, velocidades superficiales y la caída de presión.

Se muestra también la influencia del ángulo de inclinación sobre los parámetros arriba mencionados, incluyendo el efecto sobre el patrón de flujo. Con fines de comparación se utilizaron valores promedios en los parámetros de interés.

El modelo es comparado inicialmente para flujo estratificado horizontal con algunos datos obtenidos de la base de la Universidad de Tulsa y con los resultados calculados con el modelo de Xiao de 1990 y la correlación de Beggs y Brill de 1986, posteriormente se hacen cálculos para otros ángulos comparando solamente con el modelo de Xiao y la correlación de Beggs y Brill observando las tendencias y semejanzas, debido a la falta de disponibilidad de una base de datos de laboratorio y/o de campo, como la utilizada en el trabajo de Xiao.

Para flujo intermitente se evaluó la correlación presentada por Fabre de 1994 para determinar la velocidad de traslación de la burbuja y su efecto sobre la caída de presión.

En el flujo estratificado se hace una comparación estadística para los cálculos de la caída de presión y del colgamiento líquido. Para el flujo intermitente se compara con los datos obtenidos con el modelo de Xiao, para el caso se indica solamente la tendencia y semejanza, más no la validez de los resultados.

PARÁMETROS ESTADÍSTICOS

El colgamiento líquido, el gradiente de presión para flujo estratificado y la velocidad traslacional para flujo intermitente fueron comparados con una base de datos que se generó a partir de valores supuestos donde se variaron las condiciones de operación y diseño.

Puesto que los parámetros de interés se encuentran influenciados por varios factores y varían sobre un rango de valores, se utilizó los parámetros estadísticos para observar el comportamiento del modelo propuesto con respecto al de Xiao de 1990 y a la correlación de Beggs y Brill de 1986.

Estos parámetros son calculados para dos tipos de errores: el porcentaje de error e_1 , y el error e_2 , definidos respectivamente como:

$$(e1)_i = \left(\frac{(\Delta P)_c - (\Delta P)_m}{(\Delta P)_m} * 100 \right)_i \quad \dots(119)$$

$$(e2)_i = ((\Delta P)_c - (\Delta P)_m)_i \quad \dots(120)$$

Donde $(\Delta P)_m$ es el valor medido y $(\Delta P)_c$ es el calculado. Para el caso donde no se tenga datos de laboratorio, se utilizará los valores determinados con la correlación de Beggs y Brill o la del modelo de Xiao, como los experimentales.

Los parámetros estadísticos utilizados en este trabajo son el porcentaje de error promedio absoluto ε_1 , el error promedio ε_4 , el porcentaje de error promedio absoluto ε_2 , el error promedio absoluto ε_5 , y las desviaciones estándar ε_3 , ε_6 expresada matemáticamente como:

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (e_1)_i \quad \dots(121)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |(e_1)_i| \quad \dots(122)$$

$$\varepsilon_3 = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n [(e_1)_i - \varepsilon_1]^2}{n - 1}} \quad \dots(123)$$

$$\varepsilon_4 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (e_2)_i \quad \dots(124)$$

$$\varepsilon_5 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |(e_2)_i| \quad \dots(125)$$

$$\varepsilon_6 = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n [(e_2)_i - \varepsilon_4]^2}{n - 1}} \quad \dots(126)$$

Donde n es el número total de datos

Los parámetros ε_1 y ε_4 miden el arreglo entre los datos medidos y calculados. Ellos indican el grado de sobrepredicción (valores positivos) o bajopredicción (valores negativos).

Por otro lado la concordancia entre el valor medido y calculado se refleja más significativamente por los parámetros ϵ_2 y ϵ_5 , ya que el efecto de cancelación que se presenta con los parámetros ϵ_1 y ϵ_4 es eliminado, indicando una buena predicción para valores bajos y mala para el caso contrario.

Las desviaciones estándar, ϵ_3 y ϵ_6 , indican la dispersión de los errores promedio ϵ_1 y ϵ_4 , es decir que un valor pequeño indica un comportamiento consistente y un valor grande es traducido como inconsistente. Es importante resaltar que estos parámetros no indican que tan cerca o lejos están los valores calculados de los medidos. Para la evaluación del estudio se consideraron los seis parámetros.

TABLA 1. Rango de las variables utilizadas con los datos de campo

Gasto de aceite	50 – 500 bdp @ C.S
Presión de Flujo	300 – 450 psi
Temperatura de Flujo	80 - 105 °F
Longitud de la tubería	1589 ft.
Angulo de Inclinación	Horizontal
Gravedad del aceite, API	32.08 ° (Rel. agua = 1.01)
Gravedad del gas	0.611 (Rel. Aire = 1.0)
Rugosidad de tubería	3.4 E – 04
Diámetro de tubería	2 - 4 pg.

Con la base de datos generada se realizaron un total de 503 simulaciones para la cual se modificaron las variables geométricas y de operación utilizadas como valores de entrada, de tal forma que cubriera los siguientes rangos:

TABLA 2. Base de datos generada

Gasto de aceite	50 – 50000 bdp @ C.S
Relación Gas – Aceite	80 – 4000 pies ³ /bl @ C.S
Presión de Flujo	50 – 1000 psi
Temperatura de Flujo	150 °F
Longitud de la tubería	1000 - 10000 ft.
Angulo de Inclinación	-45° a 45° /° Horizontal
Gravedad del aceite, API	35° (Rel. agua = 1.0)
Gravedad del gas	0.7 (Rel. Aire = 1.0)
Rugosidad de tubería	9. E – 05
Diámetro de tubería	2 7/8 - 8 pg.

Para el cálculo de las propiedades de los fluidos se utilizó las correlaciones presentadas por J.B Brill en 1989, para el modelo de aceite negro.

CAPITULO 6

ANÁLISIS DE RESULTADOS

La presentación de los resultados está clasificada de acuerdo al régimen de flujo y los parámetros estadísticos discutidos en el capítulo anterior se computara y presentara en forma tabular. Los resultados de las predicciones teóricas de la caída de presión, el colgamiento y el factor de fricción interfacial se graficara con propósitos de comparación.

Flujo Estratificado

Caída de Presión. - Para la comparación estadística de los resultados de la caída de presión, se utilizó los de datos de campo como herramienta para evaluar el modelo propuesto para flujo horizontal. Para observar la tendencia con otros ángulos se utiliza la base de datos generada, para la cual los valores calculados con el modelo de Xiao y con la correlación de Beggs y Brill se utilizan para el cálculo estadístico como los valores medidos $(\Delta P)_m$ y se compara con la caída de presión determinada por el modelo propuesto, que para el caso será el valor calculado $(\Delta P)_c$. En la tabla 3 se muestran los resultados obtenidos.

TABLA 3. Comparación estadística de la caída de presión, flujo estratificado.

Datos de Campo

MODELO O CORRELACIÓN	No. DE DATOS	PARÁMETROS ESTADÍSTICOS					
		ϵ_1 (%)	ϵ_2 (%)	ϵ_3 (%)	ϵ_4 (psi)	ϵ_5 (psi)	ϵ_6 (psi)
MODELO	10	-24.901	27.288	23.03	-1.638	1.757	1.919
XIAO	10	-16.349	33.36	34.54	-0.964	2.433	2.340
BEGGS Y BRILL	10	-25.167	38.303	31.21	-1.735	2.238	2.295

Se trabajó con 10 puntos obtenidos de la base de datos de campo, para flujo estratificado horizontal, los resultados se muestran en la tabla 3. El modelo de flujo estratificado propuesto presenta una tendencia a bajo predecir la caída de presión, pero se puede observar un mejor arreglo y grado de dispersión con respecto al modelo de Xiao y a la correlación de Beggs y Brill como lo muestra las figuras 7,8 y 9.

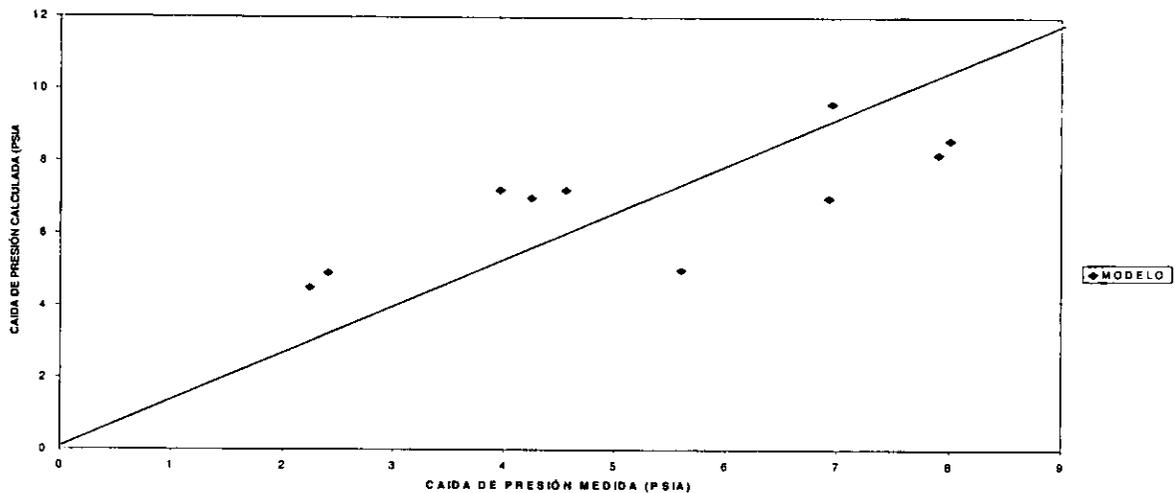


Figura 7. Comportamiento del modelo con respecto a los datos de campo.

La fracción de pared húmeda calculada presentó un rango de variación entre 0.28 y 0.4 para flujo estratificado horizontal y el factor de fricción interfacial varió en un rango de 0.028 a 0.0406.

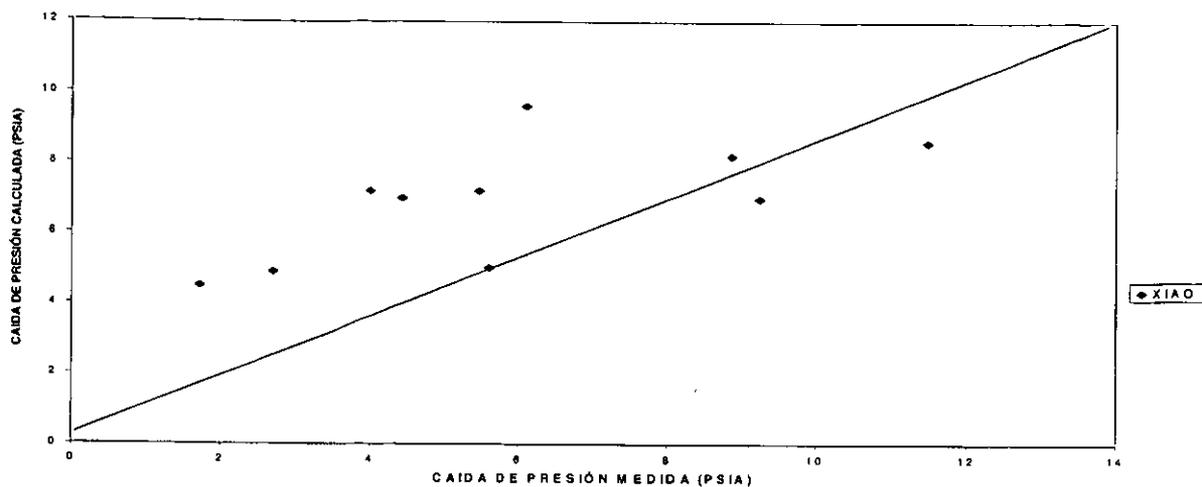


Figura 8. Comportamiento del modelo de Xiao con respecto a los datos de campo.

Como se mencionó en el capítulo anterior con la base de datos generada se observará las tendencias de los resultados, teniendo en cuenta que para la correlación de Beggs y Brill el patrón de flujo considerado es el segregado, debido a que en la comparación con los modelos utilizados, se encontró diferencias en la determinación del patrón de flujo, esto significa diferencias considerables en los valores de caída de presión.

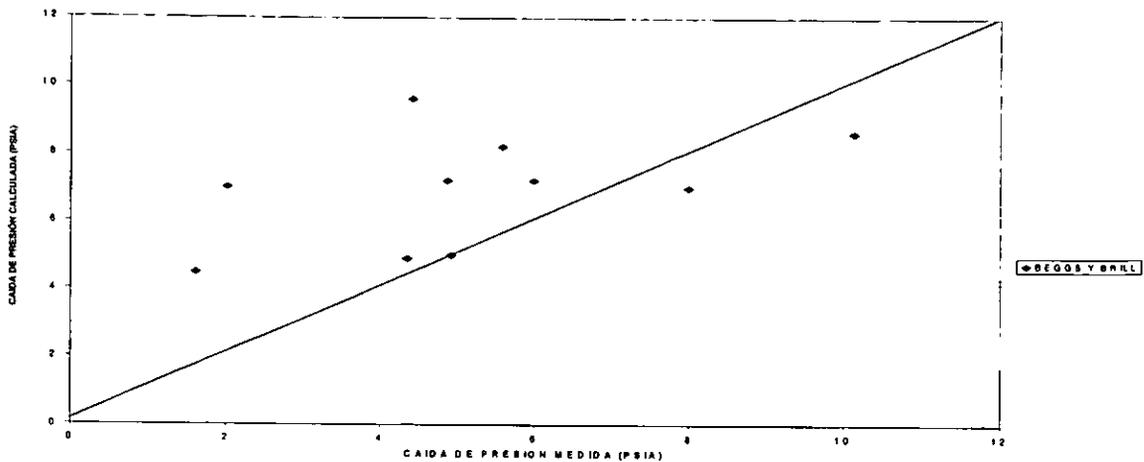


Figura 9. Comportamiento de la correlación de Begs y Brill con los datos de campo.

Los parámetros estadísticos obtenidos en la comparación con el modelo mecanístico propuesto con el de Xiao, muestra una tendencia a sobrepredicir la caída de presión en flujo estratificado, esta observación es de importancia, tomando en cuenta de que Xiao en su trabajo, reportó tendencias de bajopredicción para la caída de presión. El comportamiento del modelo propuesto con respecto al de Xiao es mostrado en la Figura 10.

La correlación de Beggs y Brill, presenta una tendencia general de bajo predicción con respecto a los valores calculados por el modelo propuesto, tal como se observa en la Tabla 4 y la Figura 11.

TABLA 4. Comparación estadística de la caída de presión, flujo estratificado.

Base Generada

MODELO O CORRELACIÓN	No. DE DATOS	PARÁMETROS ESTADÍSTICOS					
		ϵ_1 (%)	ϵ_2 (%)	ϵ_3 (%)	ϵ_4 (psi)	ϵ_5 (psi)	ϵ_6 (psi)
XIAO	173	1.4	28.9	81.3	2.3	2.9	5.5
BEGGS Y BRILL	85	-39.6	62.4	74.7	5.1	5.8	12.3

Para algunos casos, se reportan valores para los cuales la correlación de Beggs y Brill bajo predice a los calculados por el modelo propuesto. Este comportamiento presentado por la correlación, en la cual a gastos de líquidos relativamente bajos, con RGA y diámetros intermedios, se observa que a medida que el ángulo declina desde la horizontal, existe una tendencia de los valores a alcanzar un mínimo. Posteriormente a medida que el ángulo de inclinación aumenta descendentemente, la caída de presión también aumenta hasta cuando el ángulo alcanza un valor aproximado de -15.0° , para el cual los valores adquieren un comportamiento lineal y superior a los reportados por el modelo propuesto, como se muestra en la Figura 12.

Este comportamiento puede ser explicado, de acuerdo al trabajo presentado por Beggs y Brill en 1973, donde reportan la influencia del ángulo de inclinación sobre el colgamiento líquido y se considera los efectos de la gravedad y viscosidad de la fase líquida.

En flujo descendente, donde el patrón de flujo es casi siempre segregado, a medida que el ángulo de inclinación declina desde la horizontal, causa un incremento en la velocidad del líquido y al mismo tiempo una disminución del colgamiento y de la caída de presión, hasta un punto donde el patrón de flujo cambia a semianular, para estas condiciones, el líquido adquiere un contacto mayor con la superficie de la tubería, donde el arrastre viscoso causa una

disminución en la velocidad del líquido y un incremento del colgamiento y de la caída de presión.

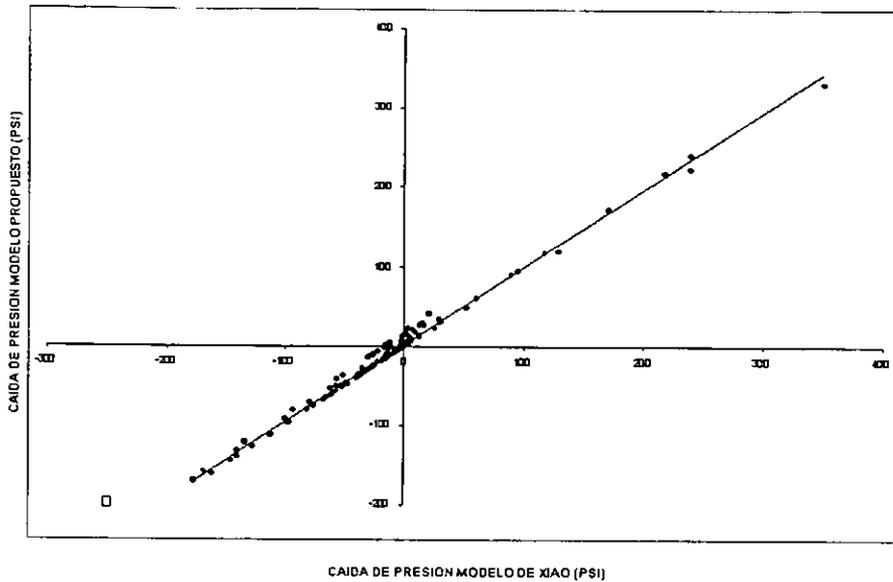


Figura 10. Comportamiento del modelo propuesto con relación al de Xiao para flujo estratificado.

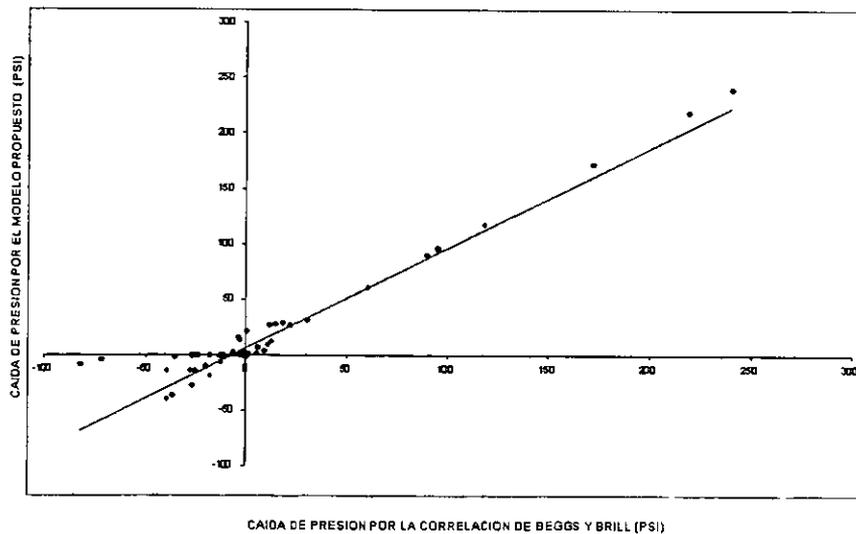


Figura 11. Comportamiento del modelo propuesto con relación a la correlación de Beggs y Brill para flujo estratificado.

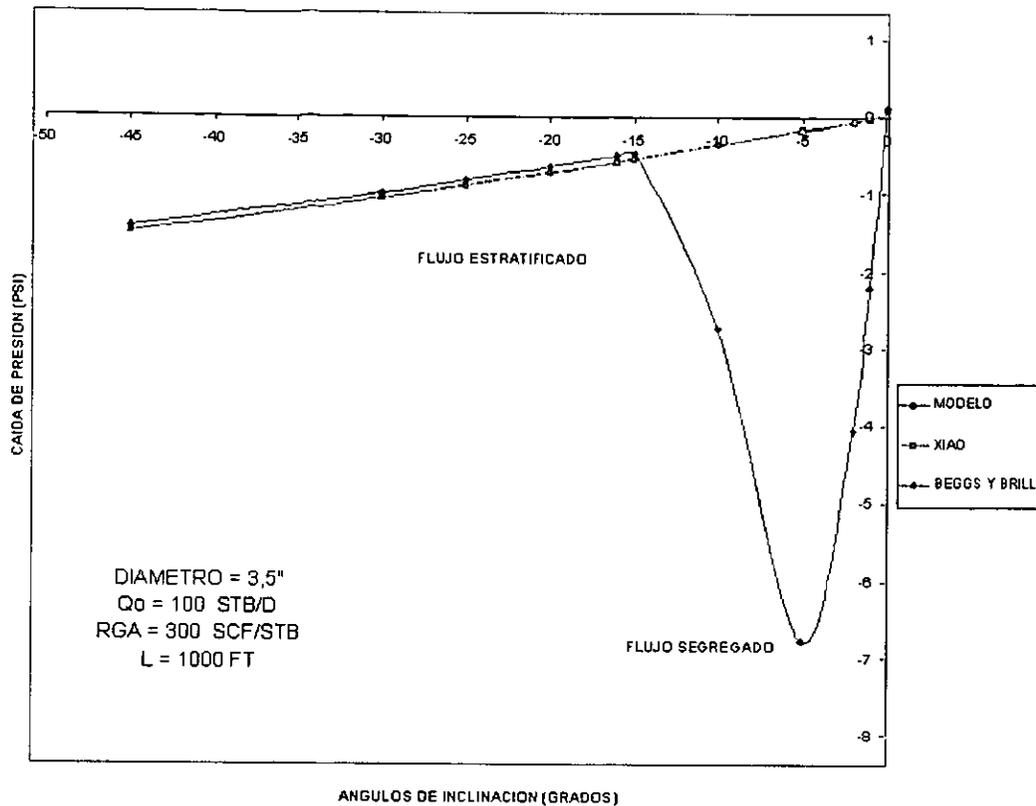


Figura 12. Efecto del ángulo de inclinación sobre la caída de presión $D_i = 3,5"$.

Para longitudes y diámetros grandes se observó el efecto de transición, al presentarse varios patrones de flujo dado una longitud de tubería. Para RGA bajas, se obtuvo los patrones de flujo liq-sw-int, y a medida que el ángulo se acerca positivamente a la horizontal, la región de flujo intermitente se encoge y tiende a desaparecer.

Por otro lado la correlación de Beggs y Brill en algunas ocasiones, calcula un patrón de flujo de "transición", cuando los modelos determinan un patrón de flujo "estratificado", esto causa diferencias importantes sobre la caída de presión, tal como se muestra en la Figura 13, por esta razón, se tomó en cuenta para la comparación, los valores calculados sobre al patrón de flujo segregado, de lo contrario se utilizan solamente los presentados por el modelo de Xiao.

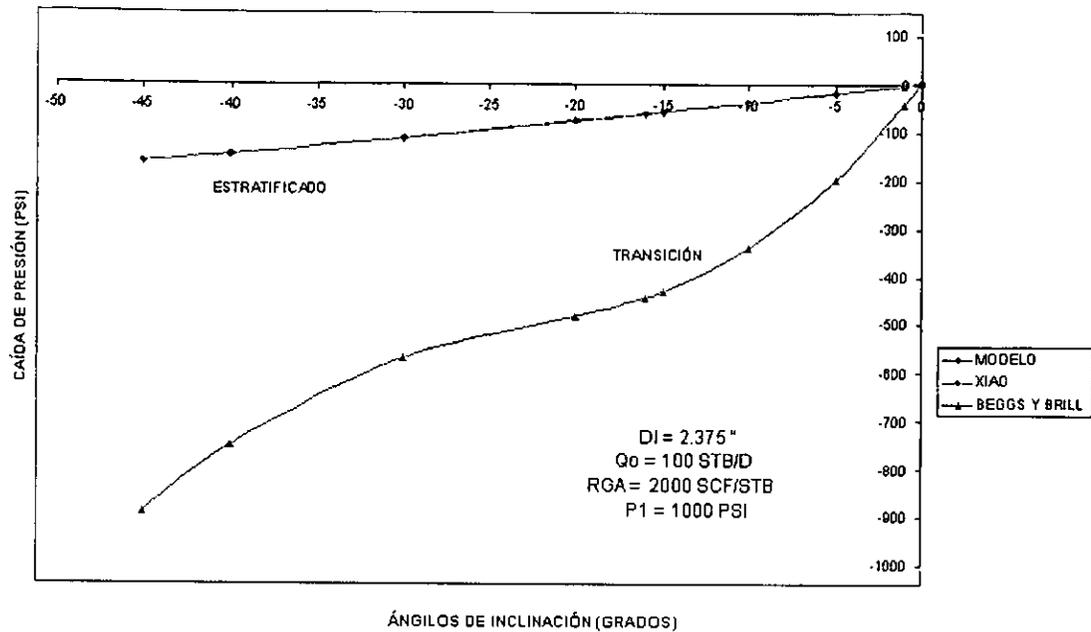


Figura 13. Efecto del ángulo de inclinación en la caída de presión $D_i= 2,375''$.

Para ángulos de inclinación descendentes y diámetros pequeños en flujo estratificado, los dos modelos muestran tendencias muy semejantes, como se observa en la Figura 14. Para diámetros mayores, el efecto del gradiente de elevación es notorio en la determinación de la caída de presión.

El patrón de flujo estratificado suave no se observó en inclinaciones ascendentes, sino para inclinaciones descendentes pequeñas desde la horizontal, no mayores a -1.0° para diámetros y gastos de líquido pequeños.

El flujo estratificado ondulado se presenta totalmente definido, para el rango de inclinación descendente y para ángulos positivos no mayores de 2.0° , dada una longitud de tubería. Para el rango de inclinación positivo el modelo de Xiao sobrepredice al modelo propuesto, tal como se observa en la Figura 15.

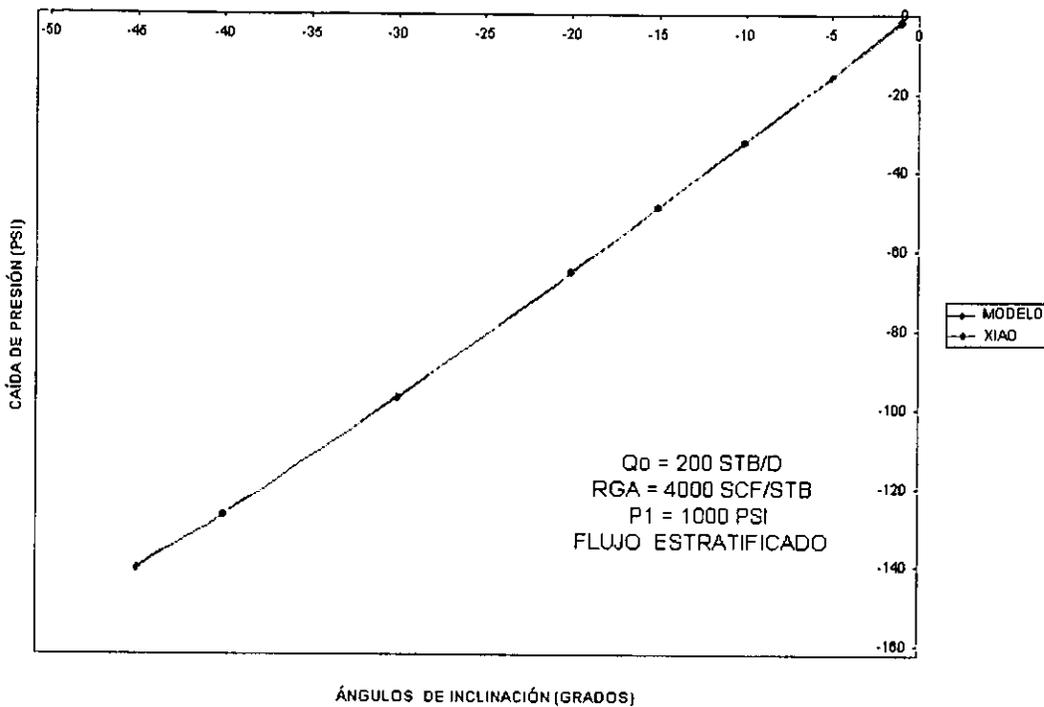


Figura 14. Perfil de presión para diámetro de 2,375".

La transición de estratificado a intermitente se presenta para ángulos horizontales e inclinados ascendentes, donde a medida que el ángulo aumenta, el flujo estratificado tiende a desaparecer a ángulos mayores de 30°.

El límite de transición estratificado - intermitente es muy sensitivo al ángulo de inclinación, donde para inclinaciones pequeñas desde la horizontal se tienen un mayor efecto en la transición de estratificado a intermitente o anular como se puede ver en las Figura 16 y 17.

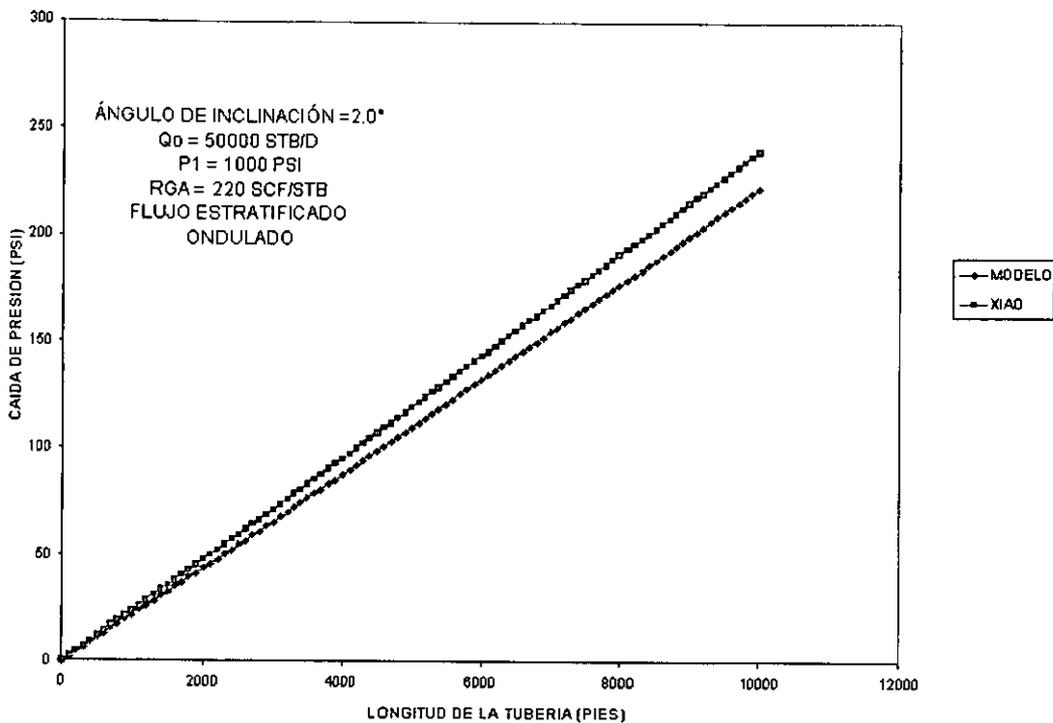


Figura 15. Perfil de presión para el diámetro de 8”.

En la mayoría de los casos, el patrón de flujo que precede al flujo estratificado es el intermitente, pero en algunas ocasiones se presentó el patrón de flujo anular sobre un rango de inclinación muy pequeña, para el cual este patrón precede al patrón de flujo estratificado y posteriormente a medida que el ángulo de inclinación aumenta descendientemente, se presenta nuevamente el patrón de flujo estratificado, como se observa en la Figura 17.

El efecto del gas es mostrado en la Figura 18, en donde para ángulos descendentes pequeños, el modelo en estudio, presenta un comportamiento más sensible a la RGA con respecto al modelo de Xiao, ya que a medida que este aumenta la caída de presión también aumenta, pero con una inclinación mayor para el modelo propuesto.

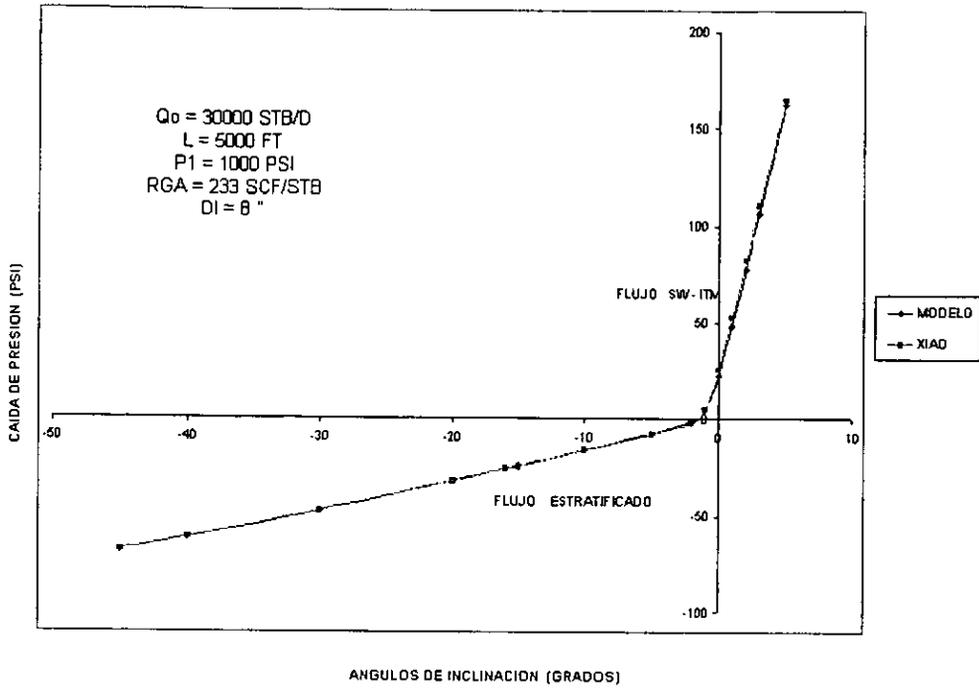


Figura 16. Efecto del ángulo de inclinación sobre la caída de presión.

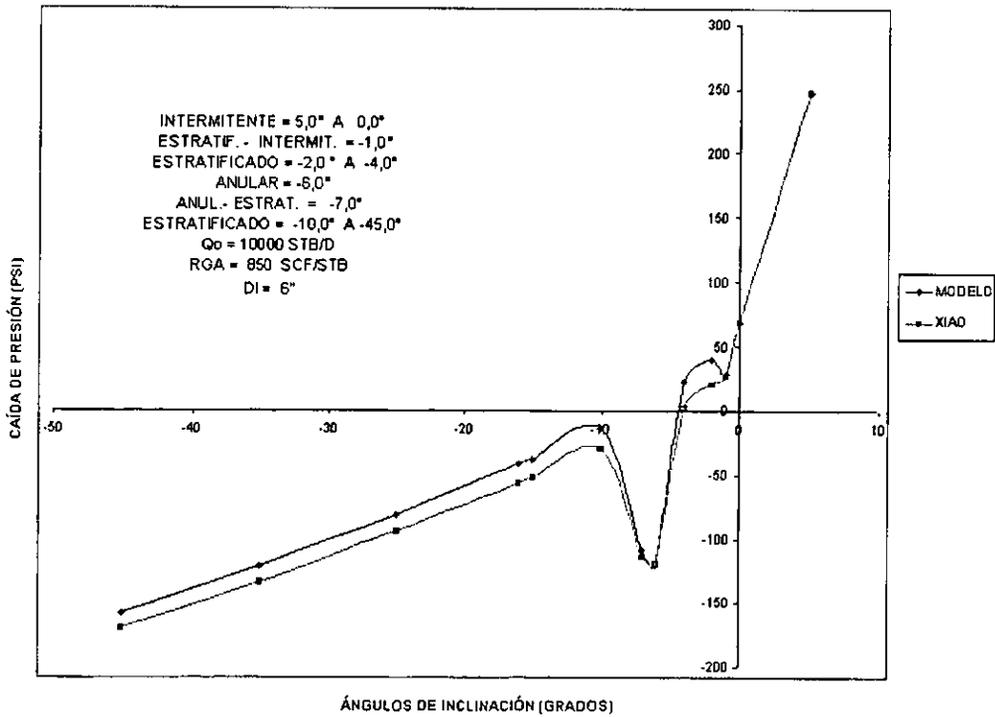


Figura 17. Efecto del ángulo de inclinación sobre la caída de presión.

En general, el modelo propuesto sobrepredice al modelo de Xiao, siempre y cuando el patrón de flujo estratificado se encuentre totalmente desarrollado, para una longitud de tubería dada, tal como se muestra en la Figura 19. El flujo estratificado es uno de los patrones de flujo mas dominantes, particularmente para flujo inclinado descendente, donde se presentan valores negativos para la caída de presión, lo que significa que el gradiente de elevación alcanza a contrarrestar los efectos del gradiente por fricción.

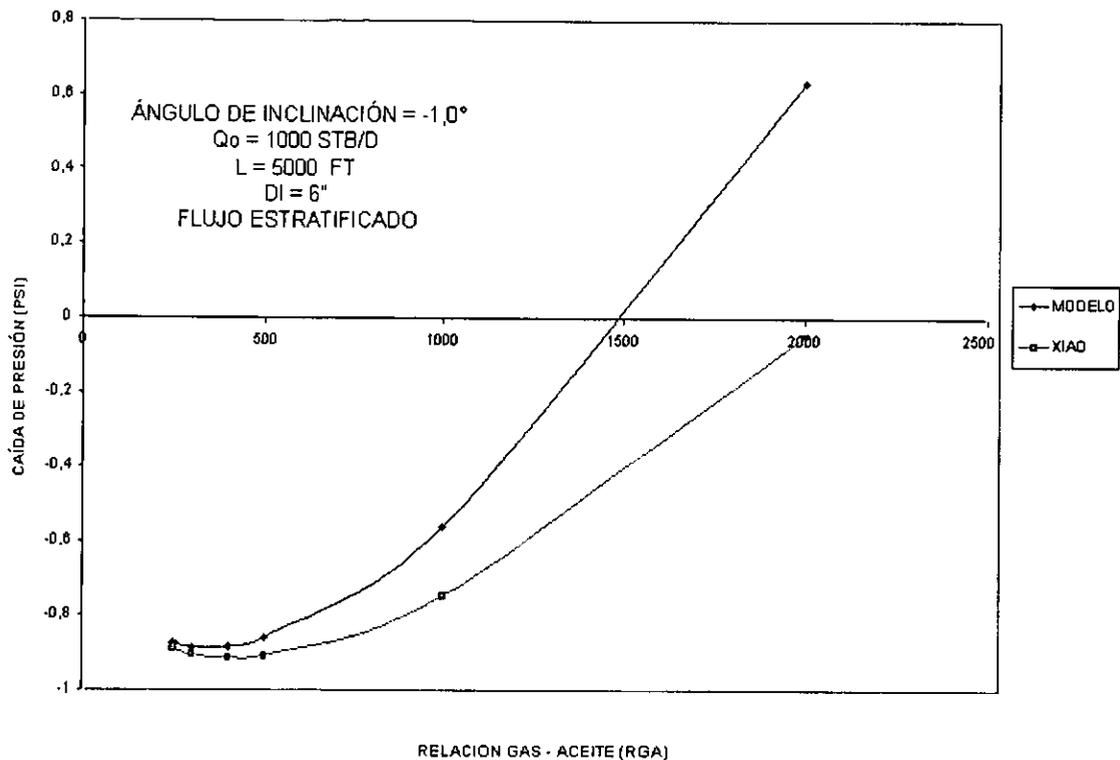


Figura 18. Efecto de la RGA sobre la caída de presión Di=6,0”.

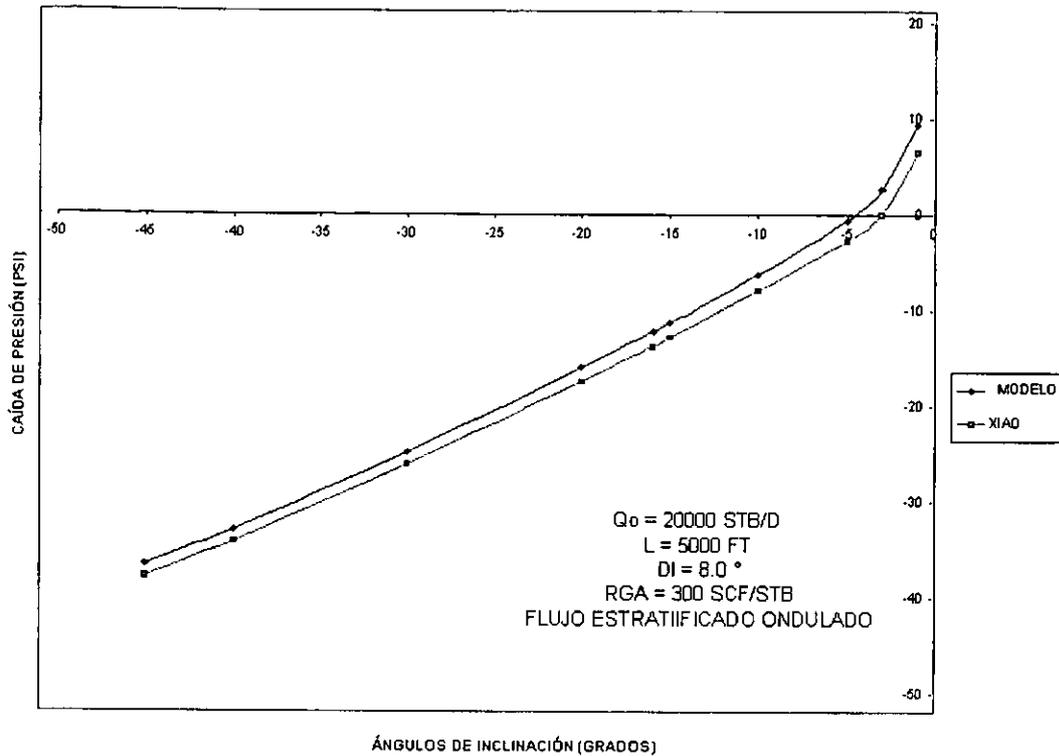


Figura 19. Efecto del ángulo de inclinación sobre la caída de presión $D_i=8,0''$.

Colgamiento Líquido. - Para el modelo en estudio se observa una tendencia general de sobrepredicción del colgamiento líquido con respecto a los valores calculados por el modelo de Xiao, como se puede observar en la tabla 5 y en la Figura 20.

TABLA 5. Comparación estadística del colgamiento líquido

MODELO O CORRELACIÓN	No. DE DATOS	PARÁMETROS ESTADÍSTICOS					
		ϵ_1 (%)	ϵ_2 (%)	ϵ_3 (%)	ϵ_4 (%)	ϵ_5 (%)	ϵ_6 (%)
XIAO	210	14.1	17.7	16.5	0.005	0.021	0.04

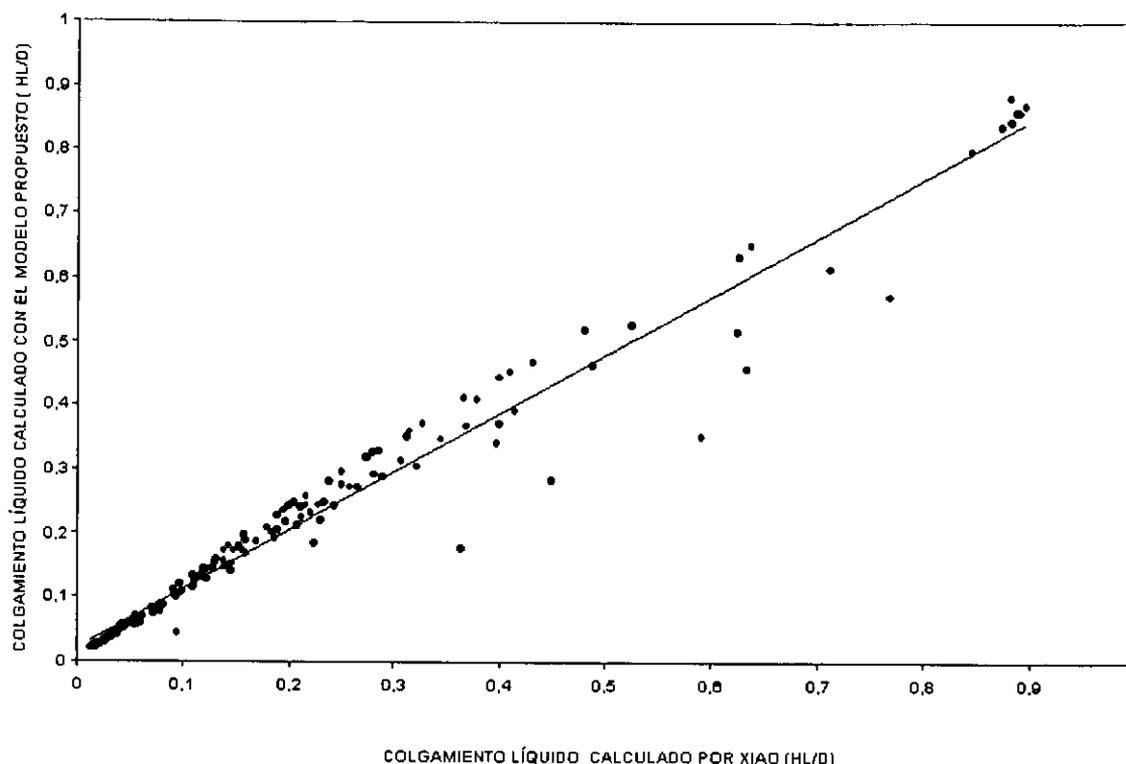


Figura 20. Comportamiento del colgamiento líquido para flujo estratificado.

El comportamiento reportado por Beggs y Brill en 1973 para el colgamiento líquido, en el cual para flujo descendente se nota que a medida que el ángulo de inclinación aumenta, el colgamiento del líquido disminuye, alcanzando un mínimo aproximadamente a un ángulo de -50.0° . Esta tendencia fue encontrada también en el presente estudio, como se puede ver en la Figura 21.

El colgamiento líquido disminuye cuando el ángulo declina desde la horizontal, aumentando la velocidad superficial del líquido promedio y disminuyendo la velocidad superficial del gas, tal como se observa en la Figura 22.

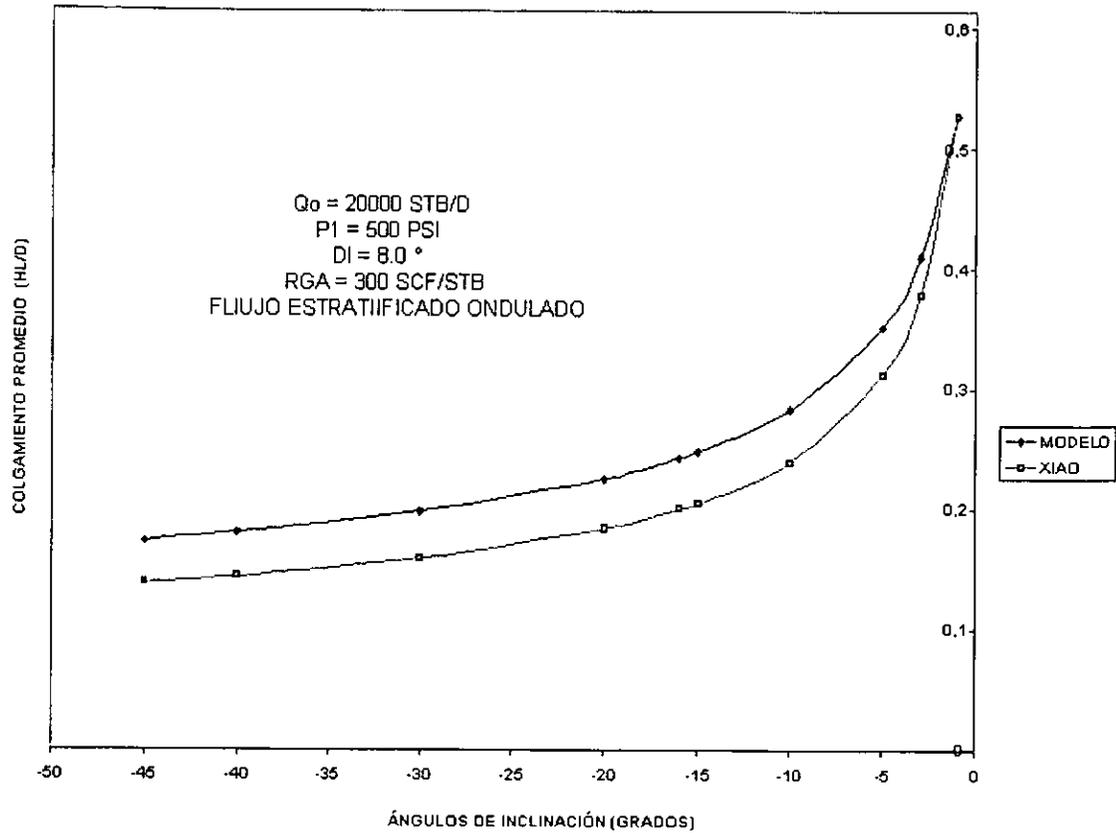


Figura 21. Efecto del ángulo de inclinación sobre el colgamiento $DI=8,0^\circ$.

El efecto del gas se muestra en la Figura 23, donde para pequeños ángulos de inclinación descendentes, el colgamiento líquido disminuye a medida que aumenta la RGA, cuando se mantiene el gasto de líquido constante. Este comportamiento fue observado por Chen en 1996 y por Grolman también en 1996. El colgamiento de líquido aumenta con un incremento en el gasto de líquido.

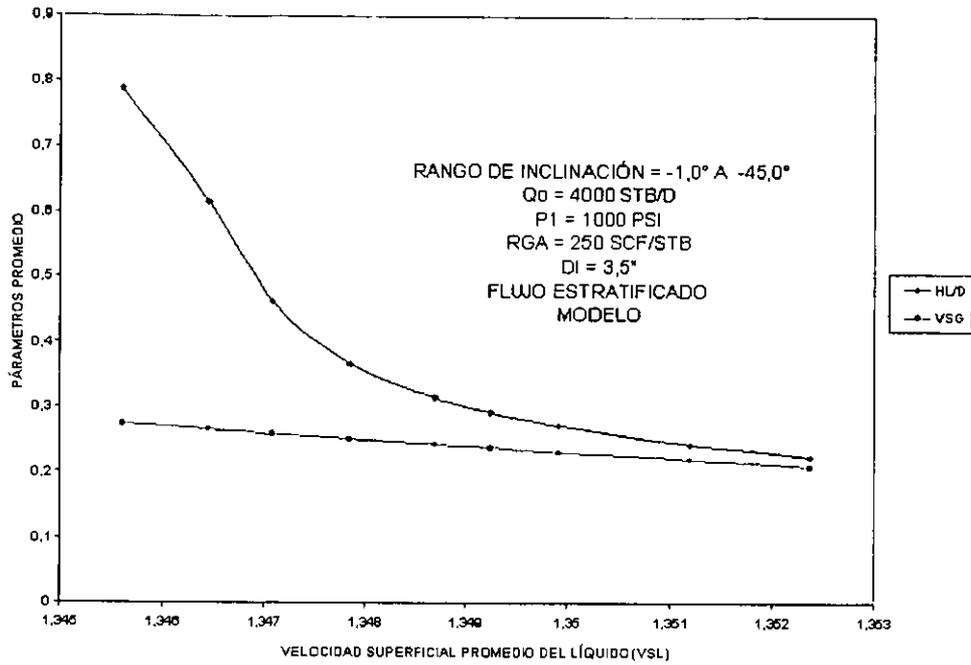


Figura 22. Efecto de la velocidad superficial del líquido sobre algunos parámetros de importancia $DI=3,5''$.

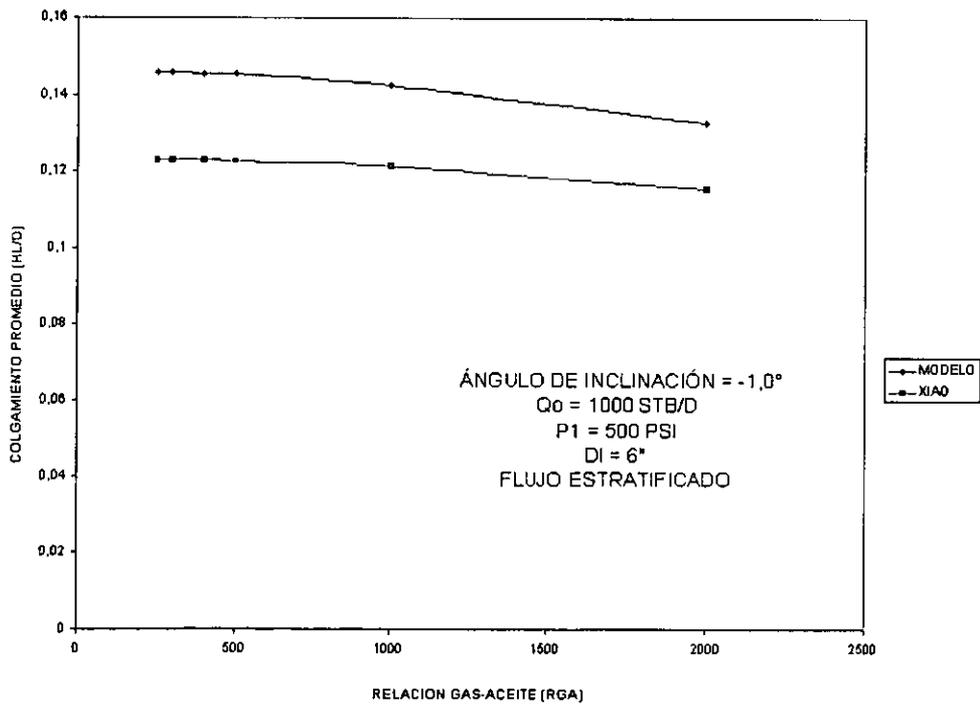


Figura 23. Efecto de la RGA sobre el colgamiento $DI=6,0''$.

Factor de Fricción Interfacial. - Para la evaluación del factor de fricción interfacial se hace una comparación con los valores obtenidos con el modelo de Xiao, el cual utiliza para su determinación el modelo de Taitel y Dukler presentado 1976, que es considerado por Chen en 1996, como el límite inferior para la determinación del factor de fricción interfacial.

En el presente estudio se observarán las tendencias de algunas de las variables más importantes que afectan el factor de fricción interfacial. Se determinará los seis parámetros estadísticos definidos anteriormente, utilizando como valores medidos $(fi)_m$, los determinados por el modelo de Xiao y los calculados $(fi)_c$, los presentados por el modelo en estudio. Los resultados obtenidos con el cálculo de los seis parámetros son mostrados en la tabla 6.

TABLA 6. Comparación Estadística del factor de fricción interfacial

MODELO O CORRELACIÓN	No. DE DATOS	PARÁMETROS ESTADÍSTICOS					
		ϵ_1 (%)	ϵ_2 (%)	ϵ_3 (%)	ϵ_4 (%)	ϵ_5 (%)	ϵ_6 (%)
XIAO	167	417.8	417.8	250.3	0.03	0.03	0.014

El modelo de doble círculo presenta una amplia sobrepredicción con respecto a los valores obtenidos con el modelo de Xiao. Para el modelo de doble círculo se alcanza valores promedios máximos de hasta 0.052 y mínimos de 0.024, comparados con los calculados con el modelo de Xiao que muestran un mínimo y máximo de 0.02 Y 0.004 respectivamente tal como se observa en la Figura 24.

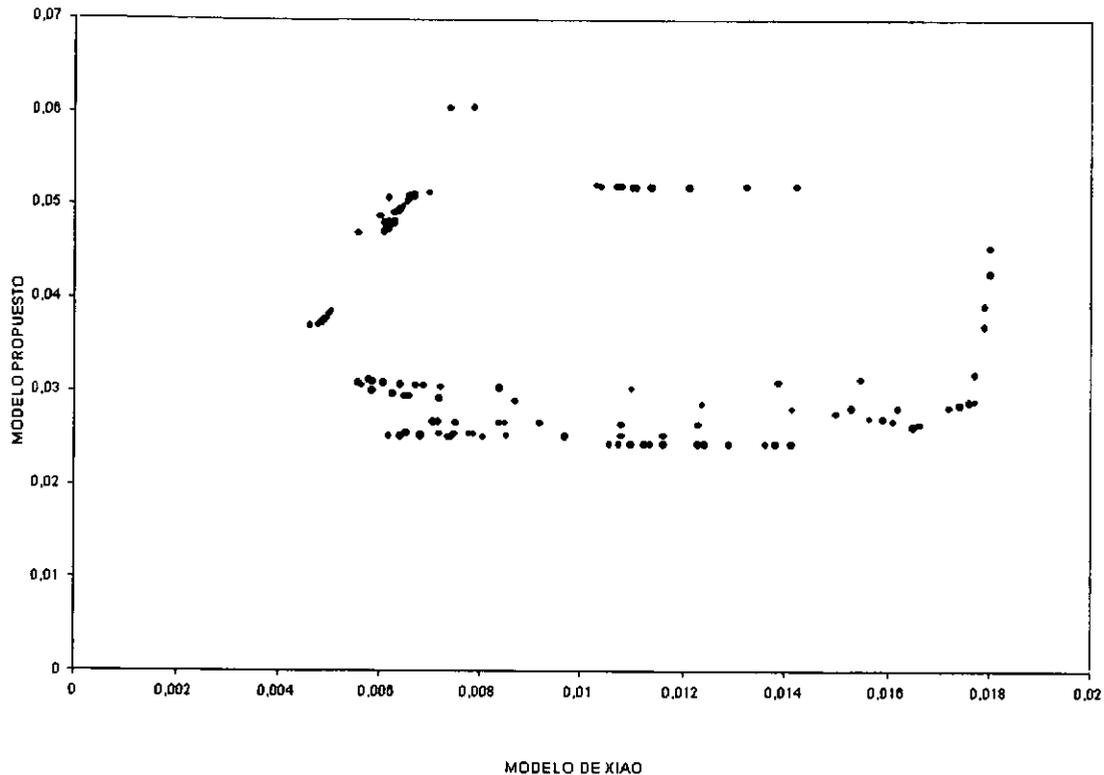


Figura 24. Comportamiento del factor de fricción interfacial.

El factor de fricción interfacial calculado con el modelo propuesto, presenta valores mayores a diámetros pequeños y tiende a aumentar muy suavemente a medida que el ángulo de inclinación aumenta descendentemente desde la horizontal, mientras que los valores calculados por el modelo de Xiao mantienen una tendencia a un valor constante de 0.006, tal como se observa en la Figura 25.

Para diámetros mayores los valores del factor de fricción determinado con el modelo propuesto son menores y a medida que el ángulo declina desde la horizontal manifiesta una tendencia suave a aumentar, mientras que el modelo de Xiao registra un comportamiento más sensible, para ángulos de inclinación menores desde la horizontal, los valores del factor de fricción son mayores y disminuyen exponencialmente con una tendencia lineal, como se muestra en la Figura 26.

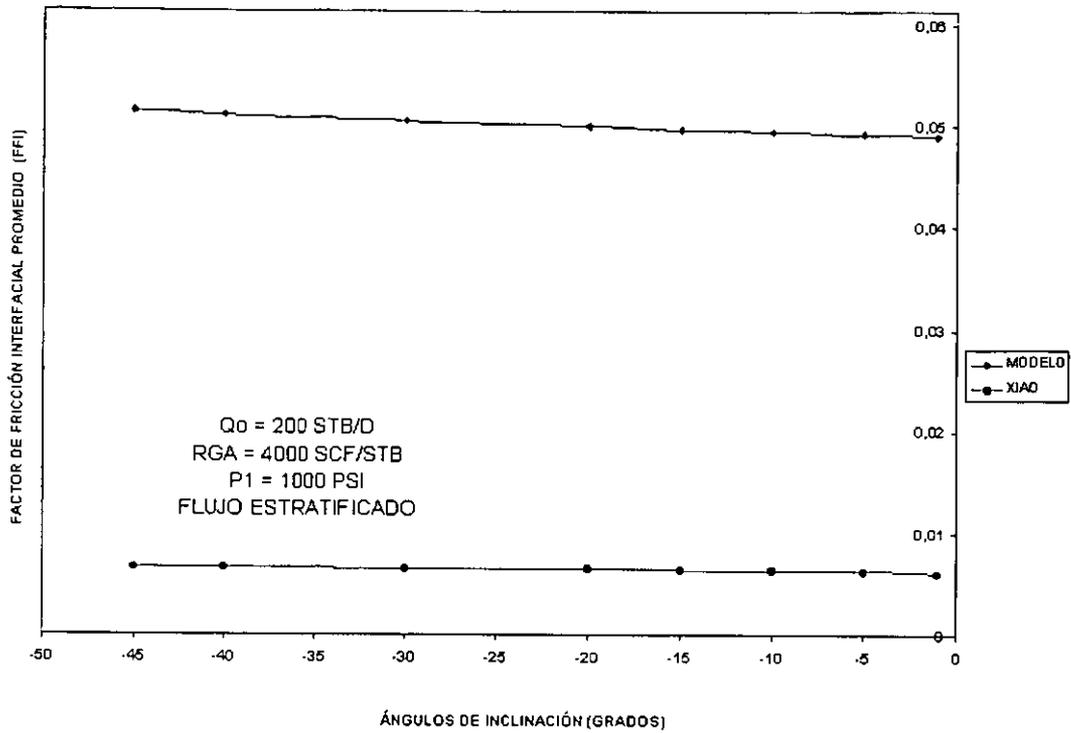


Figura 25. Efecto del ángulo de inclinación sobre el factor de fricción interfacial.

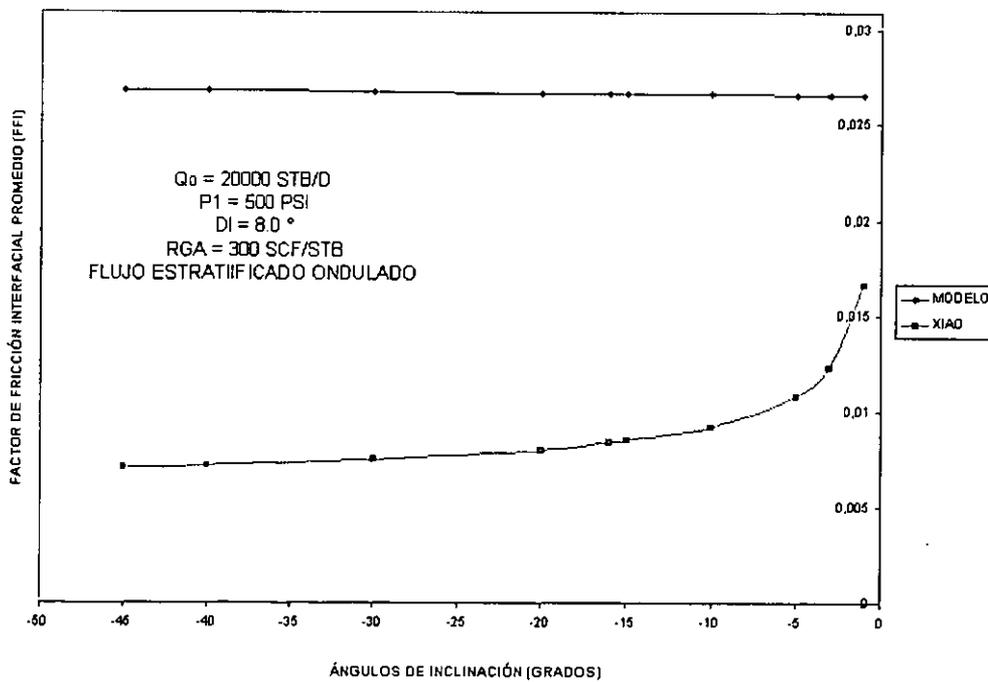


Figura 26. Efecto del ángulo de inclinación sobre el factor de fricción interfacial.

En general, el factor de fricción interfacial para ángulos de inclinación descendentes cercanos a la horizontal disminuye, cuando la RGA incrementa, manteniendo el gasto de líquido constante

La Figura 27, muestra que los valores reportados por el modelo propuesto para el factor de fricción interfacial, disminuyen más rápidamente para RGA pequeñas y a medida que esta aumenta su comportamiento se linealiza, obteniendo una tendencia muy parecida a la presentada por el modelo de Xiao.

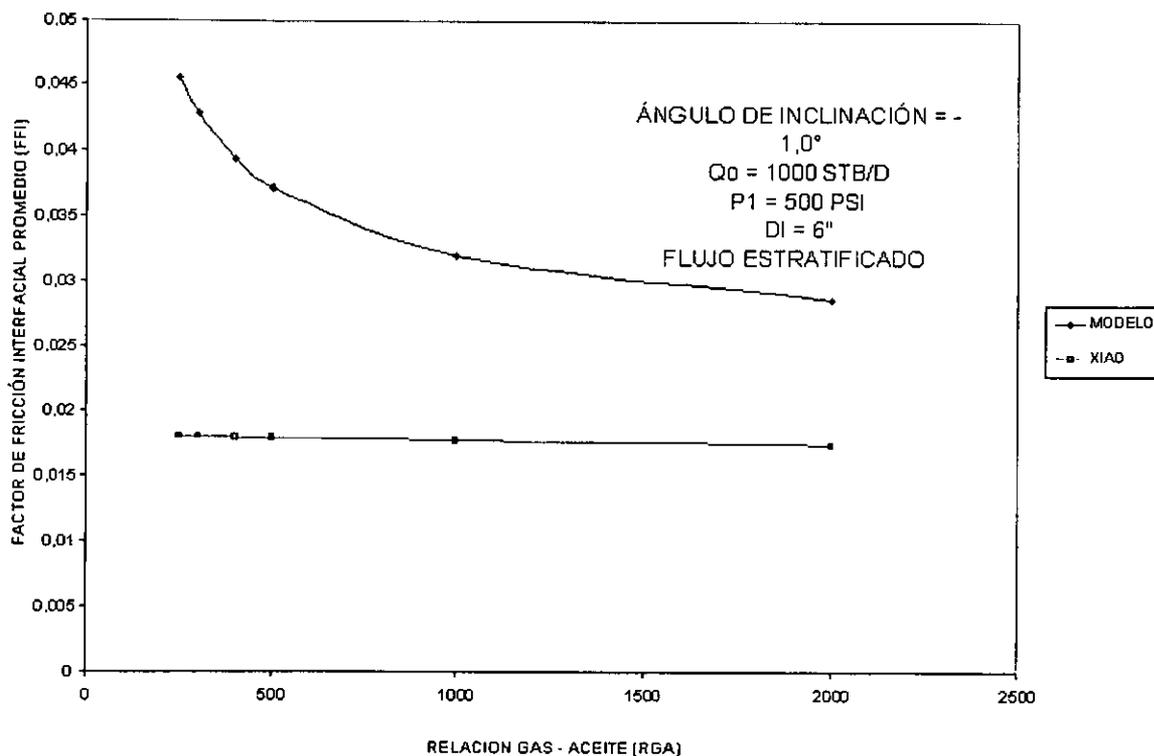


Figura 27. Efecto de la RGA sobre el factor de fricción interfacial.

Fracción de Pared Húmeda. - Para el modelo de doble círculo este parámetro es de gran importancia, ya que se ve involucrado en la determinación del factor de fricción interfacial. En el presente estudio se observa un comportamiento muy similar para todos los casos, en la cual la fracción de pared húmeda disminuye a medida que el ángulo de inclinación declina desde la horizontal, tal como se puede ver en la Figura 28.

Los valores calculados por el modelo se presentan en un rango promedio de 0.27 a 0.6, siendo los valores de fracción de pared húmeda menores para diámetros pequeños y los valores más altos se reportaron para los diámetros más grandes.

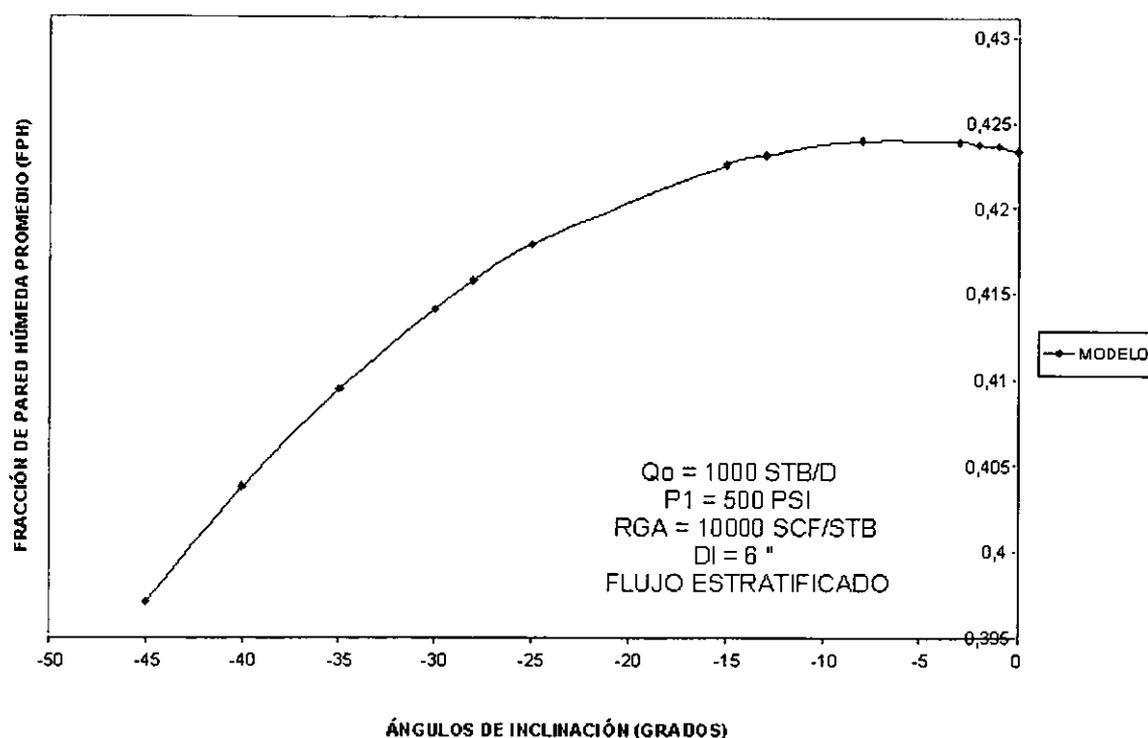


Figura 28. Efecto del ángulo de inclinación sobre la fracción de pared húmeda.

La influencia del ángulo de inclinación sobre los parámetros de interés en el presente estudio se puede observar en la Figura 29, donde se observan las tendencias de cada uno, en la cual a medida que el ángulo de inclinación aumenta descendentemente desde la horizontal, la fracción de pared húmeda disminuye, a la vez el factor de fricción aumenta suavemente y el colgamiento líquido disminuye exponencialmente. De igual manera se puede observar en la Figura 30, el efecto de la velocidad superficial del gas sobre los parámetros de interés, para la cual a medida que el ángulo de inclinación aumenta descendentemente, hace que la velocidad superficial del gas promedio, la fracción de pared húmeda y el colgamiento líquido disminuyan, causando un suave incremento en el factor de fricción interfacial.

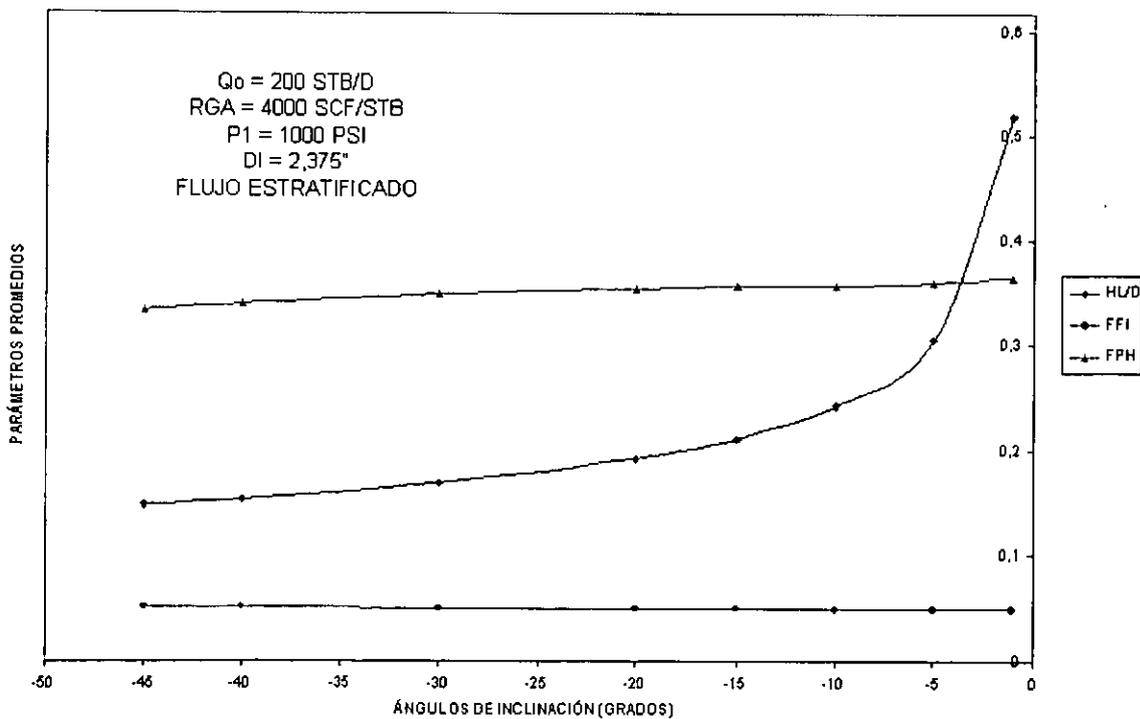


Figura 29. Efecto del ángulo de inclinación sobre los parámetros calculados.

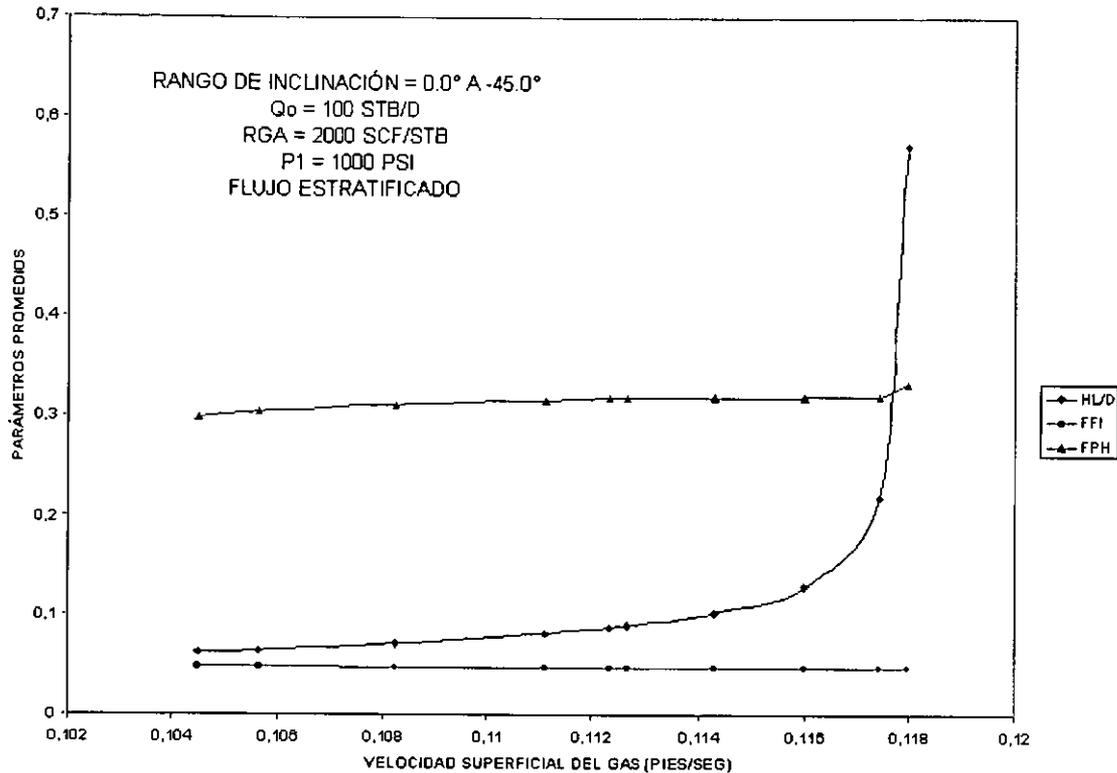


Figura 30. Efecto de la velocidad superficial del gas sobre los parámetros.

Flujo Intermitente

En flujo intermitente, la velocidad de traslación de la burbuja elongada de Taylor es un parámetro de gran importancia en la determinación del colgamiento líquido.

Xiao en su trabajo de 1990, utiliza la correlación recomendada por Bendiksen en 1984, para determinar la velocidad de traslación, en el cual el parámetro de flujo Co , depende del perfil de la velocidad del líquido en el bache, y se utiliza un valor de 1.2 y 2.0 para flujo turbulento y laminar respectivamente. Fabre en 1994, propone una correlación para determinar el parámetro de flujo Co . En el presente estudio se evalúa la correlación de Fabre, observando su efecto en la determinación de la velocidad de traslación y la caída de presión en flujo ascendente.

Los valores calculados del parámetro de flujo Co , la velocidad de traslación y la caída de presión son comparados gráfica y estadísticamente de acuerdo a los resultados obtenidos con el modelo de Xiao.

Parámetro de flujo Co . - La tabla 7 muestra el comportamiento de las dos correlaciones, para la cual se utiliza como valor medido y calculado, los resultados obtenidos con la correlación de Bendiksen y Fabre, respectivamente.

TABLA 7. Comparación estadística del parámetro Co

MODELO O CORRELACIÓN	No. DE DATOS	PARÁMETROS ESTADÍSTICOS					
		ϵ_1 (%)	ϵ_2 (%)	ϵ_3 (%)	ϵ_4 (%)	ϵ_5 (%)	ϵ_6 (%)
BENDIKSEN	36	0.44	0.44	0.7	0.005	0.005	0.008

La tabla 7 muestra que la correlación de Fabre sobrepredice suavemente a la correlación de Bendiksen. El comportamiento de las dos correlaciones es mostrado en la Figura 31, para la cual los valores calculados con la correlación de Fabre disminuyen exponencialmente, a medida que el ángulo de inclinación aumenta ascendentemente, con una tendencia al valor reportado por la correlación de Bendiksen.

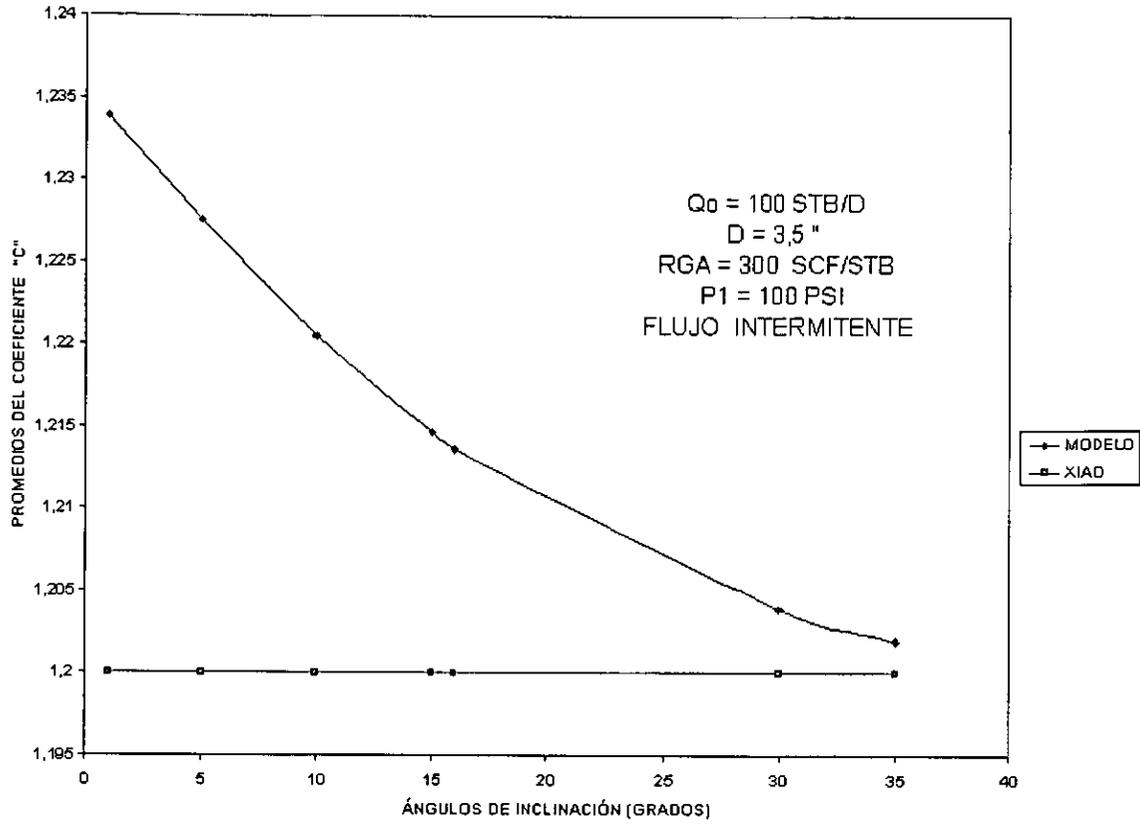


Figura 31. Efecto del ángulo de inclinación sobre el coeficiente "C".

Velocidad de traslación. - El comportamiento estadístico de la correlación evaluada es mostrado en la tabla 8.

TABLA 8. Comparación estadística de la velocidad de traslación

MODELO O CORRELACIÓN	No. DE DATOS	PARÁMETROS ESTADÍSTICOS					
		ϵ_1 (%)	ϵ_2 (%)	ϵ_3 (%)	ϵ_4 (ft/s)	ϵ_5 (ft/s)	ϵ_6 (ft/s)
BENDIKSEN	35	0.31	0.33	0.49	0.004	0.004	0.006

La correlación de Fabre presenta una tendencia suave de sobrepredecir la de Bendiksen, tal como se puede observar en la Figura 32, excepto para valores pequeños.

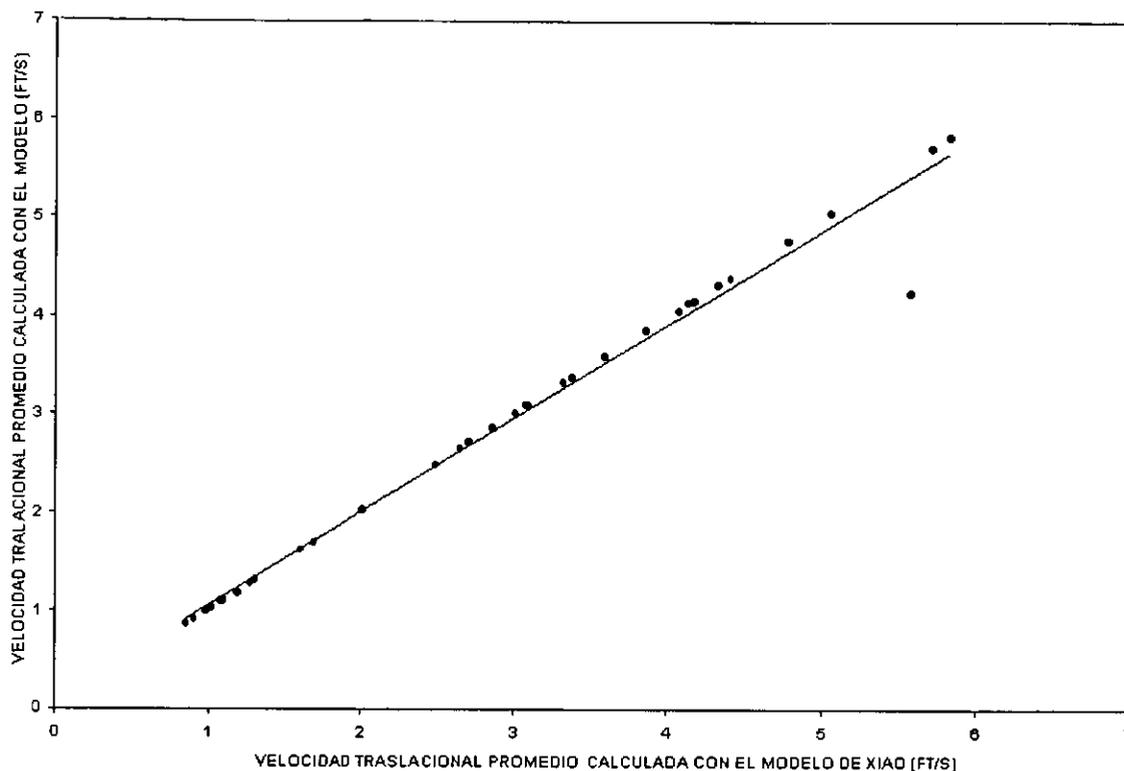


Figura 32. Comportamiento de la velocidad traslacional calculada con el modelo y comparada con el modelo de Xiao.

Caída de Presión. - El comportamiento general de las correlaciones para el cálculo de la velocidad de traslación, no influyen fuertemente en el cálculo de la caída de presión para el de flujo intermitente. Los resultados muestran una tendencia muy suave de sobrepredicción del modelo propuesto con respecto al modelo de Xiao, como de puede observar en la tabla 9 y la Figura 33.

TABLA 9. Comparación estadística de la caída de presión para flujo intermitente

MODELO O CORRELACIÓN	No. DE DATOS	PARÁMETROS ESTADÍSTICOS					
		ϵ_1 (%)	ϵ_2 (%)	ϵ_3 (%)	ϵ_4 (psi)	ϵ_5 (psi)	ϵ_6 (psi)
BENDIKSEN	36	0.1	0.1	0.17	0.06	0.06	0.09

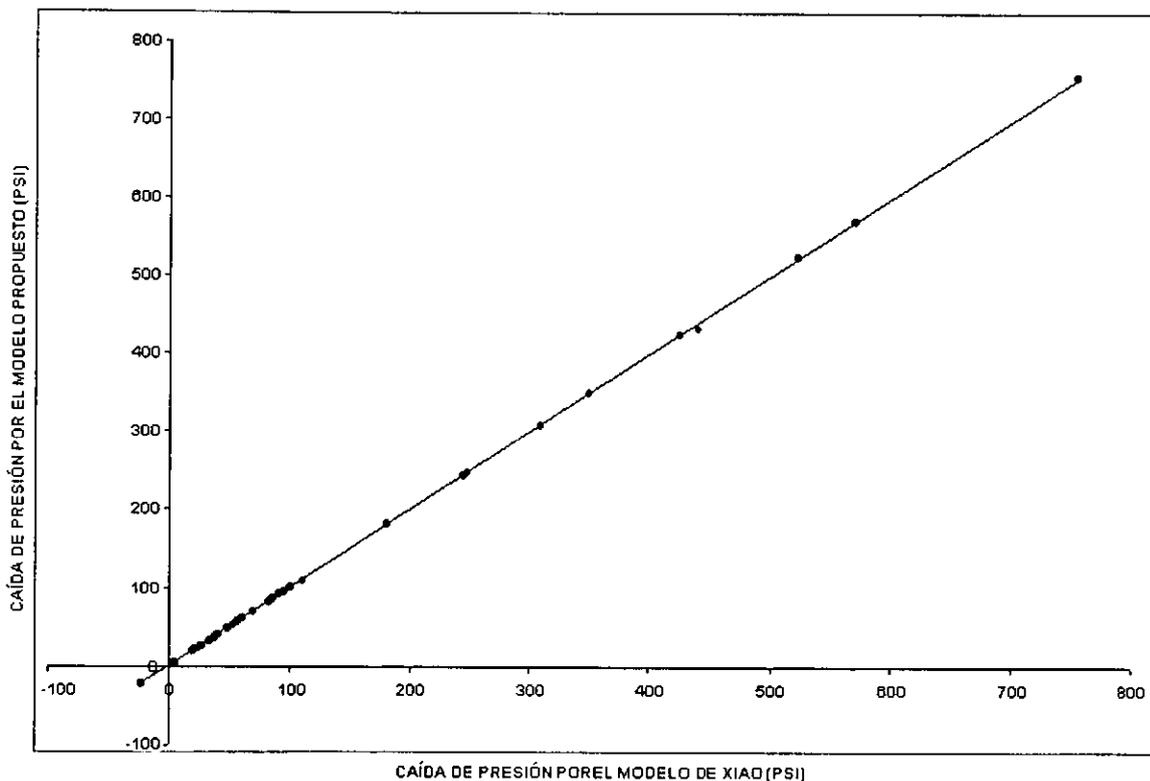


Figura 33. Comparación del modelo con el de Xiao para flujo intermitente.

CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

Conclusiones

En el presente trabajo de investigación, se implantó la teoría del modelo de doble círculo, propuesto por Chen en 1996, para el cálculo del factor de fricción interfacial, sobre el patrón de flujo estratificado y para tuberías horizontales e inclinadas. También se utiliza la teoría de Fabre de 1994, en la determinación de la velocidad de traslación para flujo intermitente y tuberías inclinadas ascendentemente.

Basado en los resultados obtenidos, se pueden hacer las siguientes conclusiones:

- El modelo mecanístico propuesto, presenta una tendencia a bajoprededir la caída de presión para flujo estratificado en tuberías horizontales y a sobreprededir para tuberías inclinadas. El resultado obtenido es de importancia, ya que los valores reportados por Xiao en 1996, definen una tendencia general de bajopredicción, en relación a los datos de laboratorio y/o campo.
- El patrón de flujo estratificado ondulado, se observó totalmente desarrollado en todo el rango de inclinación descendente e incluso para ángulos ascendentes menores a 2.0° , en una longitud de tubería dada. Para ángulos positivos se presentó en la mayoría de los casos, la transición de estratificado a intermitente, a medida que el ángulo de inclinación aumenta ascendentemente, tendiendo a desaparecer el flujo estratificado a inclinaciones mayores de 30.0° .
- Para flujo ascendente, el patrón de flujo intermitente, registra un efecto dominante en todo el rango de inclinación, mientras que para flujo

descendente, los patrones de flujo estratificado y anular se presentan con más frecuencia.

- Con cambios de inclinación desde la horizontal, se registra un efecto considerable en el patrón de flujo estratificado. El efecto del gradiente de elevación es observado en la determinación de la caída de presión.
- Se observó el flujo estratificado suave en diámetros y gastos de líquidos pequeños y para ángulos descendentes entre 0° y -1.0° .
- La correlación de Beggs y Brill en flujo segregado, muestra una tendencia general de sobrepredicción para la caída de presión con respecto al modelo propuesto y al de Xiao, los cuales registran un patrón de flujo estratificado. También se observa en algunas ocasiones, que la correlación calcula un patrón de transición, cuando en los modelos se registra el patrón de flujo estratificado, presentándose amplias diferencias en la determinación de la caída de presión.
- Se observó la misma tendencia del colgamiento líquido obtenida con la correlación de Beggs y Brill de 1973 para el ángulo de inclinación descendente y su efecto en la determinación de la caída de presión.
- El colgamiento líquido determinado con el modelo propuesto sobrepredice los valores determinados con el modelo de Xiao. El colgamiento líquido presentó sensibilidad al ángulo de inclinación.
- El factor de fricción interfacial determinado con el modelo propuesto sobrepredice ampliamente los valores calculados con el modelo de Xiao y se ve afectado por el diámetro y la velocidad superficial del gas.

- El patrón de flujo estratificado ondulado se presentó en fracciones de pared húmeda inferiores a 0.8, esta observación también fue hecha por Grolman en 1996. La fracción de pared húmeda presenta sensibilidad al diámetro y al ángulo de inclinación.
- La correlación propuesta por Fabre en 1994, para la determinación de la velocidad traslacional de la burbuja en flujo intermitente, calcula valores que sobrepredicen suavemente los valores calculados por modelo de Xiao, pero esta diferencia no afecta de manera notable la determinación de la caída de presión.

Recomendaciones

Para futuros estudios se hacen las siguientes recomendaciones:

- El efecto de predicción sobre las propiedades del fluido en el factor de fricción interfacial, colgamiento líquido y gradiente de presión no se consideró en el presente estudio. En futuros trabajos se puede incluir este efecto y medir la influencia que tienen en el modelado del flujo multifásico en tuberías.
- Para el trabajo de investigación se consideró el Modelo de Aceite Negro, y futuros trabajos pueden estar encaminados a la inclusión de datos composicionales, lo cual permitirá abarcar un rango mayor de situaciones reales que se presentan en la industria petrolera.
- Se recomienda validar cuantitativamente el modelo presentado con una base de datos confiable, que dé consistencia y que incluya los parámetros interfaciales de flujo.

NOMENCLATURA

<u>Símbolo</u>	<u>Descripción</u>
$A =$	Área de sección transversal ocupada por fluido
$C =$	Coefficiente constante ó concentración másica
$dA_L/dh_L =$	Diferenciación de A_L con respecto a h_L
$dp/dx =$	Gradiente de presión
$dq/dz =$	Transferencia de calor por unidad de longitud
$dw/dz =$	Trabajo por unidad de longitud
$D =$	Diámetro de tubería o diámetro hidráulico
$e =$	Error
$E =$	Colgamiento del líquido
$f =$	Factor de fricción de fanning
$F =$	Número de Froude
$FE =$	Fracción de arrastre líquido
$Fr_L =$	Número de Froude de la fase líquida
$g =$	Gravedad de la aceleración
$h =$	Nivel líquido
$j =$	Flujo deriva
$L =$	Longitud del bache (película) o longitud de la onda
$n =$	Número de datos
$N_{gv} =$	Número de la velocidad del gas
$N_{Lv} =$	Número de la velocidad del líquido
$N_D =$	Número de diámetro de la tubería
$N_L =$	Número de la viscosidad del líquido
$N_{we} =$	Número de Weber
$N_\mu =$	Número de la viscosidad del líquido

Símbolo Descripción

A =	Presión
Q =	Gasto de flujo volumétrico
Re =	Número de Reynolds
s =	Perímetro mojado o coeficiente de entrapamiento
v =	Velocidad
W =	Gasto de flujo másico
x =	Calidad

Letras Griegas

Símbolo Descripción

α =	Ángulo de inclinación, positivo hacia arriba y fracción de vacío
β =	Coeficiente de regresión
δ =	Espesor de película
∇h_w =	Altura promedio de la onda
∇P =	Diferencial de presión
ε =	Rugosidad o parámetro de error
λ =	Deslizamiento
θ =	Ángulo subtendido por la interfase
\emptyset =	Grupo adimensional
μ =	Viscosidad
ρ =	Densidad
σ =	Tensión superficial
Σ =	Sumatoria
τ =	Esfuerzo cortante
∞ =	Terminal

Superíndices y subíndices

Símbolo Descripción

b =	Burbuja
c =	Núcleo, crítico ó calculado
D =	Deformación
f =	Película
G =	Fase gaseosa
i =	Interfase
L =	Fase líquida ó elevación
m =	Mezcla, mínimo ó medida
o =	Elevación de las burbujas
s =	Superficial ó bache
T =	Crítica, terminal ó burbuja de Taylor
t =	Transición ó traslación
u =	Unidad bache
w =	Pared de tubería

REFERENCIAS

ANSARI A. M: "A Comprehensive Mechanistic Model For Upward Two-Phase Flow", M.S. Thesis, The University of Tulsa (1988).

ALVES I. N. y Shoham O.: "Drift Velocity of Elongated Bubbles in Inclines Pipes". Chem. Eng. Sci, 48, No 17. 3063-3070 (1993).

BARNEA D.: "Transition from Annular Flow and from Dispersed Bubble Flow- Unified Models for the Whole Range of Pipe Inclinations", Int. J. Multiphase Flow 12, No.5, 733-744(1986)

BARNEA D.: "Unified Model for Predicting Flow Pattern Transitions for the Whole Range of Pipe Inclinations", Int. J. Multiphase Flow 13, No 1, 1-12(1987).

BARNEA D. y Brauner N.: "Holdup of the Liquid Slug in Two Phase Intermittent Flow", Int. J. Multiphase Flow 11, No 1, 43 - 49 (1985).

BARNEA D., Shoham O. y Taitel Y.: "Flow Pattern Transition for Vertical Downward Inclined Two-Phase Flow; Horizontal to Vertical", Chem. Eng. Sci. 37, No.5, 735-740 (1982a)

BARNEA D., Shoham O. y Taitel Y.: "Flow Pattern Transition for Vertical Downward Inclined Two-Phase Flow ; Chem. Eng. Sci. 37, No.5, 741-744 (1982b)

BARNEA D., Shoham O. y Taitel Y.: "Gas-Liquid Flow Inclined Tubes: Flow Pattern Transitions for Upward Flow", Chem. Eng. Sci.40,No.1,131-136(1985).

BEGGS H.D. y Brill J.P.: "A Study of Two-Phase Flow in Inclined Pipes", JPT. Mayo (1973).

BRILL J.P.: "Multiphase Flow in Wells", JPT, Enero (1987).

CHEN X, Cai X y Brill J. P.: " Gas-Liquid Stratified-Wavy Flow in Horizontal Pipelines", (1996)

CHIERICI G.L. Ciucci G.M. y Sclocchi G.: "Two-Phase Vertical Flow in Oil Wells- Prediction of Pressure Drop", JPT Agosto (1974).

DUKLER A.E. y colaboradores.: "Gas-liquid Flow in Pipelines", Research Results, Monograph NX-28, U. of Houston mayo (1969).

DUKLER A. E y Hubbard M. G.: "A Model for Gas-Liquid Slug Flow in Horizontal and Near Horizontal Tubes", Int. Eng. Chem. Fundam. 14 No 4, 337-346(1975).

FABRE J., Line A.: "Advancements in Two-Phase Slug Flow Modeling", SPE. 27961, 6 – 21 (1994).

FERNÁNDEZ R. C., Semiat R. y Dukler A.E.: "Hydrodynamic Model for Gas-Liquid Slug Flow in Vertical Tubes", AIChE J. 29, 981-989 (1983).

FUENTES F.A.: "Desarrollo de Correlaciones Híbridas para Flujo Multifásico en Tuberías", Tesis de Maestría, Universidad Autónoma de México (1990).

GÓMEZ J.A.: "Evaluación de Cálculo de Perfiles de Presión en Tuberías Verticales con Flujo de Gas y Condensado", Tesis de Maestría, Universidad Autónoma de México (1983).

GOULD T.L: "Compositional Two-Phase Flow in Pipelines", JPT, Marzo (1979).

GOULD T.L. Tek M.R. y Katz D.L: "Two-Phase Flow Through vertical, Inclined, or Curved Pipe", JPT, Agosto (1974) .

GOVIER G.W y Aziz K.: "The Flow of Complex Mixtures in Pipes", Van Nostrand Reinhold Co., N. York (1972)

GRANADOS J.: "Análisis de Flujo Bifásico en Tuberías Horizontales e Inclinadas, aplicando Modelos Mecanísticos", Tesis de Maestría, Universidad Autónoma de México (1997).

HASAN A.R. y Kabir C.S.: "A Study of Multiphase Flow Behavior in Vertical Wells", SPE. Production Engineering, Mayo 1988.

HASAN A.R. y Kabir C.S.: "Two Phase Flow in Vertical and Inclined Annuli", Int. J. Multiphase Flow ,18, Nº 2, 279 - 273 (1991).

LAWSON J.D. y Brill J.P.: "A Statiscal Evaluation of Methods Used to Predict Pressure Losses for Multiphase Flow in vertical Oilwell Tubing", JPT Agosto (1974).

MANDHANE J.M., Gregory G.A. y Aziz K.: "Critical Evaluation for Gas - Liquid Flow in Horizontal Pipes ", JPT Agosto (1975).

MARCANO R., Chen. X.T., Sarica C. y Brill J.P.: "A Study of Characteristics for Two-Phase Horizontal Flow", SPE 39856, 213-219 (1998).

NEWTON C. H y Behnia Masud.: "Estimation Gas Wall Shear Stress in Horizontal Stratified Gas-Liquid Pipe Flow", AIChE J. 42. No 8, 2369-2373(1996).

PAZ R.J. y Shoham O.: "Film Thickness Distribution for Annular Flow in Directional Wells: Horizontal to vertical", SPE 69th Annual Technical Conference and Exhibition, New Orleans, SPE 28541,257-272, Septiembre 25-28 (1994).

PAYNE G.A., Palmer C.M., Brill J.P. y Beggs H.D.: "Evaluation of Inclined - Pipe, Two-Phase Liquid Holdup and Pressure-Loss Correlations Using Experimental Data", JPT, Septiembre (1979).

RODRÍGUEZ N.: "Flujo Multifásico en Tuberías sobre Terrenos Escarpados", Tesis de Maestría, Universidad Autónoma de México (1984).

SHOHAM O. y Taitel Y.: "Stratified Turbulent-Turbulent Gas-Liquid Flow in Horizontal and Inclined Pipes", AIChE J. 25, No 1 48-56 (1984).

TAITEL Y y Barnea D.: "A Consistent Approach for Calculating Pressure Drops in Inclined Slug Flow ", Chem. Eng. Sci. 45, No. 5, 1199-1206 (1990).

TAITEL Y, Barnea D. y Dukler A. E.: "Modelling Flow Pattern Transition for Steady Upward Gas-Liquid Flow In Vertical Tubes", AIChE J. 26, No 3, 445 - 354 (1980).

TAITEL Y, y Dukler A. E.: "A Theoretical Approach to the Lockhart-Martinelli Correlation for Stratified Flow", Int. J. Multiphase Flow ,2, 591- 595 (1975).

TAITEL Y, y Dukler A. E.: "A Model for Predicting Flow Regime Transitions in Horizontal and Near Horizontal Gas-Liquid Flow", AIChE J.22.No. 1, 47 - 55 (1976).

XIAO J.J, Shohan O. y Brill J.P.: "A Comprehensive Mechanistic Model For Two-Phase Flow in Pipelines", SPE 20631,167-178 (1990).

WALLIS G. B.: "One dimensional Two- Phase Flow", McGraw-Hill Book Company (1969).