

62
2ij



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE INGENIERIA

**ESTUDIO DINAMICO DEL FLUJO EN PELICULAS
DESCENDENTES
(INFLUENCIA DE LA CURVATURA)**

T E S I S

**QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:
INGENIERO MECANICO ELECTRICISTA**

P R E S E N T A N :

**GONZALEZ RUIZ ALFREDO
SAN ROMAN AGUILAR MANUEL ANTONIO**

DIR. M. I. FRANCISCO J. SOLORIO ORDAZ

MEXICO, D. F.

1987.



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 está 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.

INDICE

1

	Pag
Simbología	3
Introducción	4
Capítulo I	
1.1 Antecedentes	6
1.2 Aplicaciones	7
1.3 Grupos de Estudio	10
Capítulo II	
II.1 Descripción del Estudio	14
II.2 Mediciones Físicas	17
II.3 Técnicas de Medición	17
II.4 Objetivo del Estudio	20
Capítulo III	
III.1 Fundamentos Teóricos	22
III.2 Perfil de Velocidad para flujo sin ondas	23
III.3 Obtención de Parámetros Adimensionales	30
III.4 Resumen de Modelos Teóricos para flujo con carácter ondulatorio	32
III.5 Teorías de Estabilidad Lineal	38
Capítulo IV	
IV.1 Equipo Experimental	41
IV.2 Producción de la Película descendente	42
IV.3 Arreglo del Equipo Experimental	44
IV.4 Distribuidores	45
IV.5 Visualización	49
Capítulo V	
V.1 Realización de Mediciones y Resultados	52
Apéndice I (Tablas)	66
Apéndice II (Gráficas)	72

Apéndice III (Estudio Fotográfico)	Pag
 Capítulo VI	81
 VI.1 Conclusiones	88
 Referencias	92

Ur	Componente de la velocidad en la dirección r
U θ	Componente de la velocidad en la dirección θ
Uz	Componente de la velocidad en la dirección z
ρ	Densidad
P	Presión
μ	Viscosidad dinámica
g	Gravedad
ν	Viscosidad cinemática
Q	Gasto
V	Velocidad
A	Area
R	Radio del tubo
e	Espesor de la película
τ	Esfuerzo cortante
$\lambda = \lambda_0$	Longitud de onda
L _i	Longitud de inicio
f	Frecuencia
Fr	Número de Froude
St	Número de Strouhal
Re	Número de Reynolds
We	Número de Weber
d	Diámetro

INTRODUCCIÓN

Debido a la necesidad que presentan diversos equipos de establecer un flujo en forma de capas delgadas, ya sea a lo largo de placas planas, por el exterior, o por el interior de cilindros verticales, es de vital importancia realizar un estudio basado en la geometría de la película que escurre o desciende sobre la superficie que conforma a dichos equipos.

Se tienen reportes sobre películas descendentes que en general definen dos tipos básicos de geometría: El caso más simple es aquel en el cuál la película presenta un espesor constante, por otro lado, el caso más común y a la vez complicado es aquel en el que el espesor de la película no es constante, observandose ondulaciones en su superficie (14)

Para este segundo caso, se ha encontrado que los valores de los coeficientes de transferencia de masa y energía sufren variaciones que tienden a modificar la eficiencia de los equipos (6). Debido a esto, es importante conocer el comportamiento de la película en base a los parámetros que rigen su geometría.

En el capítulo I se mencionan los antecedentes que se tienen en relación a este fenómeno, así como algunas aplicaciones importantes, en el capítulo II se define detalladamente el objetivo del estudio, así como su procedimiento. Un resumen de resultados teóricos, teorías importantes

y la ecuación que rige el espesor de la película para un flujo sin ondulaciones se presenta en el capítulo III; - mientras que en el capítulo IV se detalla el algoritmo que conduce a desarrollar y construir el equipo experimental - con el cual se logran los mejores resultados. En el capítulo V se presentan algunas gráficas y tablas con los - resultados experimentales mas importantes y en el capítulo VI se dan las conclusiones del estudio.

CAPITULO I

1.1 ANTECEDENTES

En el presente trabajo se estudia el fenómeno asociado con la caída de líquidos en forma de una película muy delgada a lo largo de un cilindro vertical.

Un fenómeno análogo se presenta comunmente en muchas situaciones de la vida diaria teniéndose el caso más frecuente, cuando la lluvia genera un flujo de agua que cae sobre diversas superficies como lo pueden ser los cristales de las ventanas, paredes, caminos inclinados, etc.

El flujo de una película de líquido es un caso particular del flujo en dos fases, el cuál puede presentar dos superficies libres. El flujo estudiado en este caso solo presenta una superficie libre, quedando limitado por un lado por una superficie rígida. Adicionalmente, dicho flujo presenta esfuerzos debidos a tensión superficial, mucho mayores en magnitud, que los esfuerzos normales que el gas que rodea la superficie libre ejerce sobre esta, por ello la fase gaseosa será despreciada, considerando unicamente que la fase líquida tiene movimiento relativo con respecto a la superficie rígida por la cuál fluye, que en este caso será un descenso regido por la gravedad, las fuerzas viscosas y la tensión superficial. Por otra parte este flujo puede distinguirse de otros tipos de flujo en dos fases por la presencia de ondas largas de configuración geométrica simple (1).

1.2 APLICACIONES

En muchos equipos industriales, la presencia de la película descendente es muy frecuente por lo que las aplicaciones que se pueden encontrar son numerosas e importantes. Dentro de estas se pueden mencionar (1):

- Torres de enfriamiento
- Torres de absorción
- Transferencia de calor de las ondas del flujo de materiales fundidos
- Evaporadores
- Condensadores
- Transporte de líquidos por corrientes de gas
- Películas enfriadoras de motores

Dentro de la literatura recopilada, una de las aplicaciones más antiguas del flujo de capas delgadas de líquido se presentó en la Industria Química, con la finalidad de obtener cloruro de hidrógeno mediante absorción, posteriormente los enfriadores y evaporadores usados en la Industria Azucarera de Alemania fueron construidos en base a la teoría y experimentación de transferencia de masa y energía en películas descendentes que hasta esas fechas se habían desarrollado.

Los intercambiadores de calor de película descendente del tipo de tubos y coraza, se han desarrollado para una gran cantidad de servicios, en ellos el fluido se alimenta por la parte superior de los tubos que están posicio-

nados en forma vertical (2).

Los distribuidores o tubos ranurados forzan al líquido a fluir en forma de película por el interior o exterior de los tubos, esta película se adhiere a la superficie del tubo mientras cae hasta el fondo del mismo.

A lo largo de este escurrimiento la película puede ser enfriada, calentada, evaporada o congelada, por efecto de un medio adecuado para el intercambio de calor. Los distribuidores se perfeccionan para un amplio rango de aplicaciones. Se usan paredes de tubos fijos con o sin junta de expansión y algunos nuevos diseños de sellos para la selección de distribución.

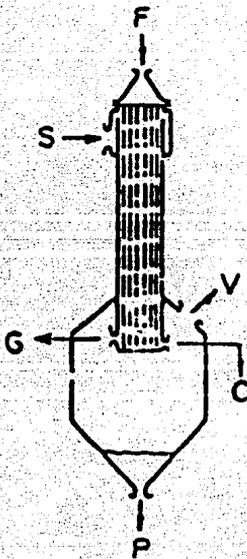


Fig. 1.1 Intercambiador de calor de película descendente
 S.- Entrada de fluido a condensar
 F.- Entrada de fluido de enfriamiento
 P.- Condensado
 V.- Vapor residual
 C y G.- Recirculación de fluido de enfriamiento

Dentro de las principales ventajas se presenta una razón alta de transferencia de calor, no existe una caída de presión considerable, los tiempos de contacto son breves (aspecto muy importante para materiales termosensibles), un fácil acceso a los tubos para limpieza y mantenimiento y por último en algunos casos se puede prever alguna fuga en los costados de los tubos.

Los intercambiadores de película descendente se usan para varios servicios, tal como se describe a continuación:

Condensadores y enfriadores de líquido.- El agua sucia se puede usar como medio de enfriamiento, la parte superior del enfriador está abierta a la atmósfera para tener acceso a los tubos. Dichos tubos se pueden limpiar sin necesidad de desarmar el enfriador, solo basta remover el distribuidor y limpiar el tubo correspondiente.

Evaporadores.- Estos equipos se usan ampliamente para concentraciones de nitrato de amonio, urea y otras sustancias químicas sensibles al calor, donde un tiempo pequeño de contacto es lo más conveniente. Algunas veces se introduce aire a los tubos con el objeto de disminuir la presión parcial de aquellos líquidos cuyo punto de ebullición es alto. Estos evaporadores se construyen para presiones ya sea manométricas o vacuométricas y con las tapas superior e inferior desmontables.

Absorvedores.- En estos equipos se presenta un sistema de flujo en dos fases. El medio de absorción se pone en contacto con el flujo de la película durante el descenso

de esta y a lo largo de los tubos, en donde se puede tener además un enfriamiento causado por efecto de un sistema en el exterior de los tubos. La película absorbe el gas que se introduce a los tubos. Esta operación puede ser con flujos paralelos o flujos a contracorriente.

Congeladores.- Por medio del enfriamiento de la película descendente, se puede llegar hasta el punto de solidificación, estos intercambiadores convierten una gran cantidad de sustancias químicas a su fase sólida. Dentro de las aplicaciones más comunes se tienen la producción de bloques de hielo y de paradiclorobenceno. Algunos congeladores más sofisticados se usan para aislar isómeros. Mediante fusión y recongelamiento aplicadas a materiales sólidos en forma repetida, se logra obtener productos con alto grado de pureza.

Los parámetros que intervienen en el análisis de la película descendente y que han sido objetivo en el estudio de muchos investigadores (3) (4) (5) son: Número de Reynolds, longitud de onda, espesor de la película, velocidad de fase, amplitud de onda, frecuencia con que ocurren las ondulaciones, coeficiente de transferencia de calor, masa y momento.

1.3 GRUPOS DE ESTUDIO

Según Dukler (6), el estudio de la película descendente se puede dividir en tres grupos:

- I.- Los estudios que tratan las condiciones bajo las cuales existen ondulaciones así como la transi-

ción de las mismas.

- II.- Aquellos que se refieren a mediciones y predicciones que caracterizan la estructura de la ondulación (geometría y razón de propagación).
- III.- En el último grupo caen los análisis más completos que tratan sobre los efectos ondulatorios en los procesos de transferencia ya sea en la interfaz o en fases particulares.

Según Kapitza (3) el problema hidrodinámico se reduce en este caso a un simple flujo laminar, resultando la bien conocida relación cúbica entre el espesor de la película y la razón de flujo de fluido por unidad de ancho Q . Como un criterio para la estabilidad de tal flujo laminar Kapitza (3) usó la siguiente expresión para el número de Reynolds:

$$Re = \frac{4Q}{\nu}$$

Donde ν es la viscosidad cinemática del fluido. El caso de un flujo a lo largo de una pared vertical bajo la acción de la fuerza de gravedad, es uno de los casos experimentales más investigados. Un buen número de estudios de diversos autores han demostrado que la ley cúbica o volométrica para un flujo laminar bajo la acción de la gravedad, es cuantitativamente bien demostrada y confirmada por los experimentos cuando los números de Reynolds son mayores a 1500 y ocurre un flujo turbulento.

Kirbride (20) midió el espesor de la película de líquido y encontró que sería tan grande como lo predecía la Ley laminar, explicó esto por el hecho de que las ondas se propagan en la superficie libre. El carácter ondulatorio del flujo fué detectado por Fallah, Hunter y Nash (22). Algunos experimentos muestran que este carácter ondulatorio del movimiento aparece cuando el número de Reynolds varía entre 20 y 30. De manera que esto conduce a que el movimiento, el cuál se asumió como flujo laminar casi en el rango completo de los números de Reynolds es de hecho ondulatorio.

De acuerdo al estudio del carácter de este flujo Friedman y Miller(21) inyectaron un colorante en la corriente del fluido y de manera similar buscaron determinar la velocidad máxima del flujo. Estos estudios muestran que la Ley para flujo laminar se cumple solamente en promedio y se refiere unicamente al espesor medio de la película, mientras que de hecho el carácter del flujo difiere de un simple flujo laminar. La razón que se dá a esta diferencia radica en el hecho de que en la deducción de las ecuaciones hidrodinámicas se considera que no hay tensión superficial, la cuál en el flujo de un fluido con baja viscosidad y en capas muy delgadas aún si la superficie libre es ligeramente deformada produce un efecto considerablemente semejante al de la fuerza de viscosidad.

La existencia de un flujo ondulatorio más estable es de gran interés ya que permitiría describir un gran número de fenómenos físicos conocidos y observados en el flujo de películas delgadas de infinidad de equipos indus-

triales, los cuales hasta esta fecha no han sido estudiados como lo amerita el propio fenómeno.

CAPITULO II

II.1 DESCRIPCION DEL ESTUDIO

Como se menciona en el capítulo anterior, la caída de líquidos en forma de capas delgadas, se observa frecuentemente y es de gran importancia. Es por ello que este fenómeno se ha estudiado desde hace ya varios años, intentando determinar tanto teórica como experimentalmente el comportamiento y desarrollo de las ondas.

En general, se puede decir que la formación de ondas superficiales en el líquido es causada, por una parte, por el efecto gravitatorio que es el que hace descender al fluido, y por otra parte, se tiene la diferencia de esfuerzos normales contra tensión superficial a uno y otro lado de la interfaz. Ya se mencionó que la fase gaseosa que rodea a la superficie libre será despreciada debido a que los esfuerzos que ahí se presentan son muy pequeños.

En algunos flujos se pueden distinguir varios tipos de película. La más sencilla es aquella que conforma a un flujo constante y uniforme, en el cual las propiedades de este son constantes con respecto al tiempo y a la distancia en la dirección del flujo. Existen además flujos que generan películas no constantes ni uniformes que tendrán asociadas ondulaciones inestables en su superficie.

Por supuesto, la ocurrencia de flujos uniformes es extraña en forma natural, pues para su existencia hay que modificar uno o varios parámetros del flujo como pueden ser

la viscosidad y la densidad, y mantener algunas condiciones de la fase gaseosa que está en contacto con el flujo bajo control

Como ya se dijo existe una gran cantidad de estudios registrados acerca del problema que aquí se plantea. Sin embargo la mayor parte de estos se orienta a las variaciones que se originan en los fenómenos de transporte.

Estas variaciones ocurren debido a que la ondulación de la superficie libre lleva consigo movimientos convectivos y flujos secundarios (7) dentro del mismo flujo, los cuales conducen a un incremento o decremento en los coeficientes de transferencia de masa y de transferencia de calor, además de que la superficie de contacto para la transferencia se ve incrementada por la misma ondulación (6).

Por otro lado, el tiempo que una partícula de líquido esté en contacto con la fase gaseosa, influirá también de manera directa y muy marcada en el valor de los coeficientes antes mencionados, por lo que el número de Reynolds o más específicamente la velocidad de caída del flujo puede ser controlada para obtener los resultados deseados.

Según lo anterior, parecería que el resultado deseado en los coeficientes de transporte dependen únicamente de la velocidad del flujo, sin embargo, es obvio que no es así, ya que muchos de los parámetros que influyen en este resultado, no dependen del fluido, sino de características físicas de la superficie, condiciones ambientales, agentes externos, etc.

Es por eso que se tienen estudios bajo una gran cantidad

de condiciones diferentes, empezando por analizar el comportamiento de diferentes tipos de fluido, hasta variar condiciones como inclinación y rugosidad de la superficie, velocidad del flujo, gasto, temperatura del fluido, etc. (3) (5) (8), los cuales producen un efecto distinto cada uno en el desarrollo y formación de las ondas.

Sin embargo existe, un efecto al que no se le ha dado mucha atención, dicho efecto se refiere a la curvatura de la superficie por la cuál el flujo se desplaza.

La formación y evolución de las ondas, ha sido estudiada, pero unicamente para el caso de una placa plana (6) (9) y los reportes experimentales que involucran cierta curvatura, la desprecian y generalizan el caso al de placa plana ya que el cociente del espesor de la película entre el radio de curvatura de la superficie es muy pequeño y tiende a cero.

De aquí se desprende la razón del presente estudio, pues será de gran importancia para la investigación científica y para los procesos prácticos industriales, disponer de información acerca de la formación, evolución y desarrollo de las ondas bajo diferentes condiciones de curvatura de la superficie.

Como primer paso es importante analizar dichas condiciones de una manera cualitativa, para que una vez que se tengan datos y resultados experimentales, se puedan comparar, tanto con los resultados para placa plana como con las aproximaciones teóricas existentes.

Es claro que si se quiere analizar unicamente el efec-

to de la curvatura de la superficie, se debe tener sumo cuidado en las demás condiciones que pueden afectar la ondulación superficial y su desarrollo, por lo que el flujo de trabajo deberá ser de viscosidad, temperatura y demás propiedades constantes.

II.2 MEDICIONES FISICAS

Uno de los parámetros frecuentemente importante y difícil de determinar es el espesor de la película. El conocimiento del espesor de la película de un flujo descendente, es de gran importancia en problemas prácticos que involucran este tipo de flujos, ya que muchos problemas incluyen el cálculo de coeficientes de transferencia de calor en evaporadores y condensadores (8), así como el coeficiente de transferencia de masa en equipos del tipo de película descendente (5), diseño de rebosaderos, etc.

II.3 TECNICAS DE MEDICION

Algunas técnicas han sido propuestas en la literatura para la medición del espesor de la película, estas técnicas pueden clasificarse en (3):

- 1.- Determinación directa de la posición en la superficie, por medio de un medidor micrométrico.
- 2.- Métodos de prueba perfeccionados en los cuales el contacto de la prueba con la superficie es determinado por algún método no visual (11).
- 3.- Fotografía de la película y de la superficie.
- 4.- Pesando continuamente la película y la superficie.

- 5.- Lo que se conoce como "Técnica de desagüe", en la cual, la velocidad del líquido en el canal o superficie sobre la cuál se desplaza es eliminada y simultáneamente es colectado y medido el líquido derramado. Conociendo el área húmeda del canal o superficie, el espesor medio de la película puede determinarse por el volumen del líquido.
- 6.- Mediciones de resistencia eléctrica entre dos puntos de prueba en la pared o superficie.
- 7.- Mediciones de capacitancia eléctrica (10) entre dos puntos de prueba sobre la superficie libre de la película y la superficie rígida por la cuál se desplaza.

En la figura II.1 se muestra un dispositivo de este tipo, el cuál ha sido utilizado por diversos investigadores para medir y grabar el espesor de la película simultáneamente a diferentes alturas de la columna.

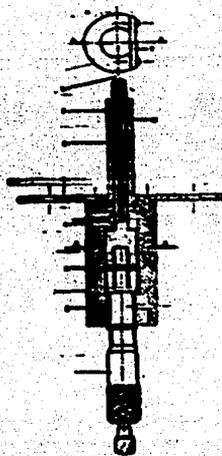


Fig. II.1 Medición de espesor por medio de capacitancia eléctrica.

- 8.- La técnica de extinción del rayo de luz, usando una película de fluido con pintura.
- 9.- Método de sombras, muy usado dada su sencillez y muy buena aproximación. La técnica de Kapitza (3), involucraba una chispa dentro de un compartimiento con una pequeña abertura, lo cuál originaba una luz muy intensa que iluminaba el tubo. Acto seguido se fotografiaba la sombra que generaba el tubo y la película en una pantalla situada específicamente para esto.

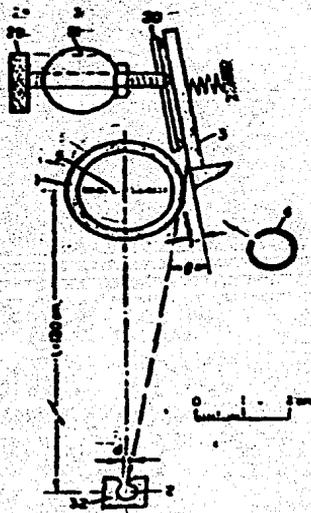


Fig.II.2 Medición de espesor por el método de sombras

- 10.- Método del trazador radioactivo.

De estos métodos, el primero puede dar valores bastante aproximados de un espesor medio de la película, obviamente en ausencia de ondas. Hay que tener en cuenta que tratar que conocer una función del espesor de la película descendente con presencia de ondas es algo sumamente difícil.

Las técnicas número 4 y 5 pueden usarse solo para espesores medios, mientras que las técnicas marcadas con los números 2,3,6,7,8 y 9 pueden usarse para medir espesores locales de la película.

Talby y Portalsky (10) discutieron las ventajas de otras técnicas de medición mientras que Hewitt y Hall (23) realizaron mediciones de espesor por tres métodos diferentes.

II.4 OBJETIVO DEL ESTUDIO

En el presente trabajo el objetivo que se persigue es el de obtener valores característicos del comportamiento del flujo de una película descendente, basados en la geometría de la misma, mediante un equipo de construcción propia que cumple con las condiciones y limitantes que el caso requiere.

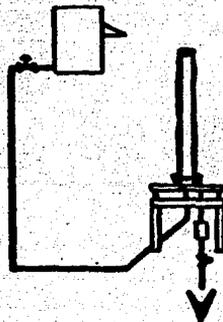


Fig. II.3 Arreglo del equipo experimental
Ver Páginas 44 y 45

La película se forma al tenerse un flujo de agua sobre la superficie exterior de un tubo vertical. Dicho flujo se derrama desde la parte superior hasta el fondo del propio tubo y efectuando esta operación es posible a simple vista observar la superficie libre del flujo con presencia de ondulaciones a números de Reynolds moderados, entre 50 y 100.

Se intentará obtener relaciones gráficas entre el número de Reynolds y diferentes parámetros como lo son el espesor de la película, la longitud de onda, la frecuencia en la ocurrencia de las ondulaciones, longitud de inicio de la ondulación, medida desde el borde donde comienza a derramarse el fluido y hasta donde se observa la primera onda; y si es posible también la amplitud de onda. Se pretende que los resultados que aquí se obtengan sean considerados y sirvan de apoyo a trabajos más avanzados, teniendo siempre como finalidad crear nuevas tecnologías o modificar favorablemente las ya existentes.

III.1 FUNDAMENTOS TEORICOS

Como se menciona en el capítulo I, se pueden presentar 2 geometrías básicas en el escurrimiento de un líquido a lo largo de tubos verticales; en la primera el espesor es uniforme, mientras que en la segunda la presencia de ondas hacen que se tenga un espesor no uniforme.

Las ecuaciones generales para el flujo laminar de un fluido viscoso e incompresible con propiedades físicas constantes son las ecuaciones de continuidad y de Navier-Stokes. En coordenadas cilíndricas se escriben como:

ec. de continuidad

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r U_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial U_z}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

ecs. de Navier-Stokes

$$\rho \left[\frac{DU_r}{Dt} - \frac{U_\theta^2}{r} \right] = - \frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left[\nabla^2 U_r - \frac{U_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} \right] \quad (2)$$

$$\rho \left[\frac{\partial U\theta}{\partial t} + \frac{U_r U_\theta}{r} \right] = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \mu \left[\nabla^2 U_\theta + \frac{2}{r^2} \frac{\partial U_r}{\partial \theta} - \frac{U_\theta}{r^2} \right] \quad (3)$$

$$\rho \frac{\partial U_z}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \nabla^2 U_z + \rho g \quad (4)$$

Donde la derivada total es:

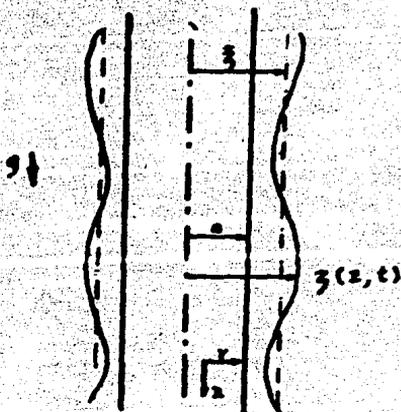
$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U_r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{U_\theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + U_z \frac{\partial}{\partial z}$$

y el operador ∇^2 es: (operador laplaciano)

$$\nabla^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

III.2 PERFIL DE VELOCIDAD PARA FLUJO SIN ONDAS

El problema se define de la siguiente manera: sea un cilindro vertical, a lo largo del cual y por la parte exterior fluye un líquido (agua) bajo la única acción de la gravedad:



Donde:

a - radio del cilindro

g - aceleración de la gravedad

$\zeta(z,t)$ -superficie libre

Por la configuración del problema convendrá usar un sistema de coordenadas cilíndricas (r,θ,z) como se viene haciendo. - Se va a considerar la región siguiente a la entrada hidrodinámica, donde ni el perfil de velocidades ni el espesor de la película dependen de la coordenada Z . Se desprecian efectos del ambiente como absorción, viscosidad superficial. --

transferencia de calor, etc.

Para el caso de espesor uniforme y basado en la física del problema se supone que:

$$U_r = 0$$

$$U_\theta = 0$$

$$g = g_z$$

$$\frac{\partial P_z}{\partial z} = 0$$

por lo tanto las ecuaciones de Navier-Stokes y continuidad se reducen a:

$$\frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial p}{\partial \theta} = 0 \quad (7)$$

$$g_z + \nu \nabla^2 v_z = 0 \quad (8)$$

de 8 se tiene

$$\nabla^2 v_z = - \frac{g_z}{\nu}$$

desarrollo del operador ∇^2 (operador laplaciano)

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} v_z \right) = - \frac{g_z}{\nu}$$

suponiendo que v_z es función únicamente de r , la ec. anterior se escribe:

$$d\left(r \frac{dv_z}{dr}\right) = -\frac{g_z}{v} r dr$$

integrando

$$r \frac{dv_z}{dr} = -\frac{g_z}{v} \frac{r^2}{2} + C_1 \quad (9)$$

$$dv_z = -\frac{g_z}{2v} r dr + \frac{C_1}{r} dr$$

Integrando nuevamente

$$v_z = -\frac{g_z}{4v} r^2 + C_1 \ln r + C \quad (10)$$

Para poder valorar las constantes de integración se recurre a las condiciones de frontera:

- a) Por la condición de no deslizamiento entre la superficie rígida y el flujo:

$$\text{en } r = a \quad v_z = 0 \quad (11)$$

- b) Esfuerzo cortante nulo en la superficie libre:

$$\text{en } r = c \quad \tau_{rz} = 0$$

dónde

$$\tau_{rz} = \mu \frac{dv_z}{dr} = 0 \quad (12)$$

Sustituyendo la condición de frontera (12) en la ecuación (9)

$$0 = -\frac{g_z}{2\nu} c + \frac{C_1}{c}$$

$$C_1 = \frac{g_z c^2}{2\nu} \quad (13)$$

Sustituyendo ahora (11) en la ecuación (10)

$$0 = -\frac{g_z}{4\nu} a^2 + \frac{g_z c^2}{2\nu} \text{Lna} + C_2$$

$$C_2 = \frac{g_z}{4\nu} a^2 - \frac{g_z c^2}{2\nu} \text{Lna} \quad (14)$$

Finalmente sustituyendo las constantes C_1 y C_2 en la ecuación (10) tenemos:

$$V_z = -\frac{g_z}{4\nu} r^2 + \frac{g_z c^2}{2\nu} \ln r + \frac{g_z}{4\nu} a^2 - \frac{g_z c^2}{2\nu} \ln a$$

factorizando se llega a:

$$V_z = -\frac{g_z}{2\nu} \left[\frac{r^2}{2} - \frac{a^2}{2} - c^2 \ln \frac{r}{a} \right] \quad (15)$$

Esta ecuación define el perfil de velocidad para un escurrimiento de espesor uniforme.

Cálculo del gasto teórico

En una diferencial de área se tiene:

$$dQ = V dA$$

donde $dA = 2\pi r dr$ dada la geometría

$$\therefore dQ = V(r) 2\pi r dr$$

Integrando con límites de "a" a "c"

$$Q = \int_a^c v(r) 2\pi r dr$$

$$Q = 2\pi \int_a^c y(r) r dr$$

$$Q = 2\pi \int_a^c -\frac{\rho g z}{2v} \left[\frac{r^2}{2} - \frac{a^2}{2} - c^2 \ln \frac{r}{a} \right] r dr$$

$$Q = -\frac{\pi \rho g z}{v} \int_a^c \left[\frac{r^3}{2} - \frac{a^2 r}{2} - c^2 r \ln \frac{r}{a} \right] dr$$

Integrando:

$$Q = -\frac{\pi \rho g z}{v} \left[\frac{r^3}{6} - \frac{a^2 r^2}{4} - \frac{c^2 r^2}{4} (2 \ln \frac{r}{a} - 1) \right]_a^c$$

$$Q = -\frac{\pi \rho g z}{v} \left[\frac{c^3}{6} - \frac{a^2 c^2}{4} - \frac{c^2}{4} (2 \ln \frac{c}{a} - 1) - \frac{a^3}{6} + \frac{a^3}{4} - \frac{c^2 a^2}{4} \right]_a^c$$

$$Q = \frac{\pi g z}{v} \left[\frac{a^2 c^2}{2} + \frac{c^2}{2} \ln \frac{c}{a} - \frac{3c^2}{8} - \frac{a^2}{8} \right] \quad (16)$$

de la ec. 16 se observa que es posible aproximar el espesor de la película conociendo el gasto.

III.3 OBTENCIÓN DE PARÁMETROS ADIMENSIONALES

Cuando se ha logrado determinar el valor o comportamiento de las variables que se involucran en el fenómeno de la película descendente es de gran importancia realizar una comparación tanto en un solo experimento (uno de los tubos) bajo diferentes condiciones como en varios experimentos y variadas condiciones.

La manera más adecuada de realizar esta comparación es hacerlo gráficamente y mediante parámetros adimensionales para lograr que la comparación sea objetiva, relacionando diversas variables.

Estos parámetros se obtienen estableciendo todas las variables que intervienen o afectan el comportamiento de la película y aplicando el teorema II de Buckingham; en el cual se elige un número - bien determinado de variables repetitivas de entre las variables consideradas y se combinan con las restantes para obtener mediante un sistema de ecuaciones los exponentes de cada variable para conformar el grupo adimensional.

En el caso de la película descendente se involucran 9 variables que efectúan el desarrollo del fenómeno. Estas variables se relacionan funcionalmente para representarlás matemáticamente de la si-

$$F(v, \rho, g, R, e, \mu, \tau, \lambda, f) = 0$$

Las dimensiones que se van a considerar para el análisis se enlistan a continuación:

<u>variable</u>	<u>dimensiones</u>
v	$[L^2 T^{-1}]$
ρ	$[M L^{-3}]$
g	$[L T^{-2}]$
R	$[L]$
e	$[L]$
μ	$[M L^{-1} T^{-1}]$
τ	$[M L^{-1} T^{-2}]$
λ	$[L]$
f	$[T^{-1}]$

En este análisis se involucran como ya se mencionó 9 variables y las dimensiones de las variables de pueden agrupar en tres, por lo que los parámetros dimensionales a obtener son seis.

Las variables repetitivas o variables base que se consideran son:

- 1.- Densidad
- 2.- Radio de tubo
- 3.- Velocidad del flujo

de tal manera que los parámetros dimensionales son:

$$\Pi_1 = \frac{R_g}{V^2} \quad \delta \quad \frac{V^2}{R_g} = F_r$$

$$\Pi_2 = \frac{e}{R}$$

$$\Pi_3 = \frac{PRV}{\mu} = \frac{RV}{\nu}$$

y como $Q = VA$ y $A = e P$.

pero como $e \rightarrow 0$ $e < 1$ $e + R = R$

$$e \rightarrow R \quad A = RP \quad \Pi_3 = \frac{RQ}{RPV} = \frac{Q}{P\nu}$$

$$\Pi_4 = \frac{1}{\rho V^2}$$

$$\Pi_5 = \frac{\lambda}{R}$$

$$\Pi_6 = \frac{\lambda f}{V} = St.$$

donde $\lambda = L_0$

III.4

Resumen de modelos teóricos para flujo con carácter ondulatorio.

Un modelo matemático sencillo del flujo ondulatorio (13)(14) se puede obtener haciendo uso de la teoría lineal de la estabilidad. En dicha teoría las variables que rigen el flujo se modifican adicionando una pequeña perturbación de la variable original para determinar después si esta perturbación crece o decrece con el tiempo. Si la perturbación crece el flujo será clasificado como inestable.

ble, y si decrece, el flujo se asumirá como estable.

El punto intermedio de estabilidad neutra se presenta cuando la perturbación se mantiene constante.

Una pequeña pero arbitraria perturbación, se incluye en las componentes de velocidad y presión de la siguiente forma:

$$U(x,y,t) = U(y) + u'(x,y,t)$$

$$V(x,y,t) = 0 + v'(x,y,t)$$

$$P(x,y,t) = P_0(x) + p'(x,y,t)$$

de manera que los cocientes $\frac{u'}{U}$, $\frac{v'}{V}$ y $\frac{p'}{P}$ así como los productos de perturbaciones son muy pequeños comparados con la unidad y pueden desprejiciarse.

Sustituyendo las componentes anteriores de presión y velocidad en las ecuaciones de continuidad y de Navier-Stokes se tiene:

$$\frac{\delta u'}{\delta x} + \frac{\delta v'}{\delta y} = 0$$

$$\frac{\delta u'}{\delta t} + (U+u') \frac{\delta u'}{\delta x} + v' \left[\frac{du}{dy} + \frac{\delta u'}{\delta y} \right] = - \frac{1}{\rho} \left[\frac{dP_0}{dx} + \frac{\delta p'}{\delta x} \right],$$

$$+ v \left[\frac{\delta^2 u'}{\delta x^2} + \frac{d^2 u'}{dy^2} + \frac{\delta^2 v'}{\delta y^2} \right]$$

$$\frac{\delta v'}{\delta t} + \left[u + u' \right] \frac{\delta v'}{\delta x} + v' \frac{\delta v'}{\delta y} = - \frac{1}{\rho} \frac{\delta p'}{\delta y} + v \left[\frac{\delta^2 u'}{\delta x^2} + \frac{d^2 v'}{dy^2} \right]$$

Asumiendo que las variables originales cumplen con dichas ecuaciones, se llega a:

$$- \frac{1}{\rho} \frac{dp'}{dx} + v \frac{d^2 u'}{dy^2} = 0$$

De modo que las ecuaciones que gobiernan el movimiento de la perturbación son:

$$\frac{\delta u'}{\delta x} + \frac{dv'}{\delta y} = 0 \quad (17)$$

$$\frac{\delta u'}{\delta t} + u \frac{\delta u'}{\delta x} + v' \frac{du'}{dy} = - \frac{1}{\rho} \frac{\delta p'}{\delta x} + v \left[\frac{\delta^2 u'}{\delta x^2} + \frac{d^2 u'}{dy^2} \right] \quad (18)$$

$$\frac{\delta v'}{\delta t} + u \frac{\delta v'}{\delta x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\delta p'}{\delta y} + v \left[\frac{\delta^2 v'}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 v'}{\delta y^2} \right] \quad (19)$$

Estas ecuaciones se reducen a dos, al introducir una función de corriente que reemplaza a las perturbaciones de acuerdo a:

$$u' = \frac{\delta \Psi}{\delta y}$$

$$v' = -\frac{\delta \Psi}{\delta x}$$

Sustituyendo lo anterior en las ecuaciones (18) y (19) se llega a:

$$\frac{\delta^2 \Psi}{\delta y \delta t} + u \frac{\delta^2 \Psi}{\delta x \delta y} - \frac{\delta v}{\delta x} \frac{d u}{d y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\delta p'}{\delta x} + v \left[\frac{\delta^2 \Psi}{\delta x^2 \delta y} + \frac{\delta^2 \Psi}{\delta y^2} \right] \quad (20)$$

$$-\frac{\delta^2 \Psi}{\delta x \delta t} - u \frac{\delta^2 \Psi}{\delta x^2} = -\frac{1}{\rho} \frac{\delta p'}{\delta y} - v \left[\frac{\delta^2 \Psi}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 \Psi}{\delta x \delta y^2} \right] \quad (21)$$

Finalmente, el término que representa la variación de la presión es eliminado al realizar una diferenciación cruzada de la ecuación (21) respecto a 'x' y la ecuación (20) respecto a 'y' sumando al final ambas ecuaciones, de tal modo que se obtiene una ecuación diferencial no lineal en términos de Ψ , esto es:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right] \left[\frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} \right] - \frac{d^2 U}{dy^2} \frac{\partial \Psi}{\partial x} = \left[\frac{\partial^3 \Psi}{\partial y^3} + 2 \frac{\partial^3 \Psi}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^3 \Psi}{\partial x^3} \right] \quad (22)$$

Ahora bien, debido a que la perturbación se asumió como arbitraria, se puede representar por la siguiente integral de Fourier:

$$\Psi(x, y, t) = \int_0^{\infty} \Psi(y) e^{i\alpha(x-ct)} d\alpha; \quad \alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (23)$$

donde α (No. de onda) es real y positivo, de manera que si la parte imaginaria de c es positiva, la perturbación crece, y si es negativa la perturbación decrece. Para $c=0$ se tendrá estabilidad neutra.

Sustituyendo la expresión anterior para la función de corriente se tiene:

$$\int_0^{\infty} [(-i\alpha c + i\alpha U) (\Psi'' - \alpha^2 \Psi) - i\alpha \Psi U''] e^{i\alpha(x-ct)} d\alpha$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} [v (\psi'''' - 2\alpha^2 \psi'' + \alpha^4 \psi)] e^{i\alpha(x-ct)} d\alpha \quad (24)$$

donde las comillas denotan derivadas con respecto a 'y'. La ecuación anterior es válida para cualquier perturbación así como para un número de onda particular, por lo que el símbolo de la integral desaparece, quedando:

$$(\Omega - c) (\psi'' - \alpha^2 \psi) - U'' \psi = \frac{v}{T\alpha} (\psi'''' - 2\alpha^2 \psi'' + \alpha^4 \psi) \quad (25)$$

La expresión anterior es la bien conocida ecuación de Orr-Sommerfeld, en la cual es posible manejar en cada caso los valores de longitud de onda, pudiéndose establecer los rangos de estabilidad en función del número de onda del flujo en estudio (24).

Solorio (14) realiza un análisis, para el caso de la caída de agua en una capa uniforme alrededor de un cilindro vertical con números de onda pequeños, supone a la función de corriente ψ , como una suma de soluciones para diferentes valores de número de onda:

$$y = y_0 + \alpha y_1 + \alpha^2 y_2 + \dots$$

donde y_0 es la solución para $\alpha=0$.

Llega a la conclusión de que la película es inestable para todo No. de Reynolds.

III.5 TEORIAS DE ESTABILIDAD LINEAL

A continuación se muestra un resumen de resultados teóricos obtenidos por diversos investigadores que tratan el fenómeno de la estabilidad para el caso de flujos de película descendente (9).

Teorías de estabilidad lineal

Aproximación integral del momento

Investigador	Aproximación realizada con la ecuación del momento	Comentarios
Kapitza (1946)	$\alpha_1=0$ $\alpha_r \ll 1$ aproximación de capa límite	Solo se consideran ondas con estabilidad neutra. La teoría trata de predecir el valor mínimo del número de Reynolds crítico. Se -- consideran amplitudes de onda finitas.

Bushmanov (1961) Teily y Portalsky (1967)	$\alpha_1 = 0$ $\alpha_r \ll 1$	Menos correcciones que la teoría de Kopitzka.
Messot, Irani y Lightfoot (1966)	$\alpha = 0$ se retiene el término de difusión axial $\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$	Se omite la comparación de términos en las condiciones de frontera. La teoría dada por el número de Weber depende de la curva de estabilidad neutral.
Manratty y Hershman (1961)	$\alpha \ll 1$	Se preserva la parte real de α creciendo con el tiempo. Los resultados limitan a grandes longitudes de onda.
Krantz y Goren (1971)	Se conservan todos los términos lineales de amplitud perturbados.	La solución no se limita naturalmente a $\alpha_r \ll 1$

Aproximación clásica al análisis de estabilidad

Investigador	Método para la solución de la ecuación de Orr-Sommerfeld	Comentarios
Yih (1955)	Serie de potencias en αRe	Los valores mínimos del número de Reynolds críticos son numéricamente inexactos. Esta aproximación no favorece el cómputo.
Benjamin (1957)	Serie de potencias en α	Las predicciones para el flujo de una película vertical es inestable. La solución limita a números de Reynolds, números de onda pequeños.
Yih (1963)	Serie de potencias de α	Los resultados concuerdan con los de Benjamin. La solución es más conveniente al usar peque-

Los números de onda α .
Este trabajo consi-
dera aproximaciones
para números de Rey-
nolds pequeños y
cualquier no. de onda.

Anshus y Goren
(1966)

Se desprecia el perfil de velo-
cidad y se aproxima el valor de
velocidad en la superficie.

Permite una forma de so-
lución cerrada a la ecua-
ción de Orr-Sommerfeld.
Resultados semicuantita-
tivos de longitud y ve-
locidad de onda no se
aproximan a los valores
en la superficie del
flujo.

Investigador

Aprox. realizada con la ecua-
ción de momento.

Comentarios

Terning y towell
(1965) Whitaker
(1964)

Solución numérica

El computo disponible se
limita a estabilidad neu-
tra y grandes amplifica-
ciones de onda.

Krantz y Goren
(1971)

Satisfacen la ecuación de
Orr-Sommerfeld en promedio
usando un polinomio de cuar-
to orden.

Solaro y Sen (25)
(1987)

Solución numérica

Solución que toma en
cuenta cambios en la
curvatura.

IV.1 EQUIPO EXPERIMENTAL

En la presente investigación, se tiene como propósito principal, visualizar el carácter ondulatorio del flujo, para posteriormente realizar un estudio cuantitativo de dicho carácter. Como se ha mencionado en capítulos anteriores, el número de investigaciones realizadas con este tipo de flujo bajo diferentes condiciones de curvatura superficial es insuficiente. Por lo tanto será de gran importancia realizar mediciones de parámetros importantes como lo son el espesor de la película, frecuencia con que ocurren las ondas, longitud de onda, distancia a la que aparece la primera onda medida desde el borde donde se empieza a derramar el fluido, número de Reynolds, etc.

Establecer un flujo y detectar el carácter ondulatorio del mismo es una tarea experimental relativamente sencilla, pero lograr tener condiciones estables para así poder realizar un estudio cuantitativo de los parámetros que intervienen en el desarrollo, se convierte en un problema mucho más complicado.

Dentro del estudio cuantitativo del flujo se presentan un gran número de dificultades experimentales, probablemente la más importante se tiene cuando a muy pequeños números de Reynolds se observa el carácter ondulatorio de una película cuyo espesor es del orden de 2 a 3 décimas de milímetro con amplitud de onda semejante también en espesor. Como consecuencia directa de lo anterior, el estudio debe

ser muy cuidadoso para que así reporte resultados fieles. 42

Con la finalidad de poder comparar posteriormente los resultados aquí reportados contra los resultados que ya se tienen hasta el momento, en la presente investigación se trata de describir todo lo que ocurre dentro del desarrollo del flujo que presenta carácter ondulatorio en su superficie.

IV.2 PRODUCCION DE LA PELICULA DESCENDENTE

Como primer intento para obtener el flujo de una película delgada se construyó un equipo sencillo que consistía en fijar verticalmente un tubo, alimentando agua al interior desde la parte inferior y dejando que el fluido se escurriera al llegar al límite superior del tubo, formando una película que descendía por gravedad por todo el perimetro exterior del tubo.

El material del tubo utilizado fue aluminio y su longitud de 70 cms. El tubo primeramente no tenía ningún acabado superficial especial sino que se probó tal y como se sacó del almacén. Se logró establecer la película descendente alimentando agua que se tomaba directamente del grifo. Se intento disminuir el gasto y al irlo logrando se podían distinguir las ondulaciones en la superficie de la película.

El segundo paso consistió en dar un acabado espejo a la superficie exterior del tubo, ya que toda imperfección alteraba el desarrollo espacial del flujo. Hecho lo anterior se logró observar un desarrollo más uniforme del flujo de la película descendente.

Con el propósito de medir el gasto que se manejaba en

el flujo de la película descendente, se instaló un depósito recolector de fluido en la base del tubo, alimentando directamente una probeta donde se mide el tiempo de recolección de un volumen fijo. Con el dispositivo anterior se lograron medir gastos que corresponden directamente a números de Reynolds de alrededor de 100, los cuales eran bastante elevados para el propósito del presente estudio. Se trataban de obtener números de Reynolds de aproximadamente 10. Por otro lado se observó que la carga que proporcionaba el grifo no era constante, para solucionar el problema se instaló un depósito que proporcionara carga constante y además se intercaló una válvula de aguja con la finalidad de poder regular el gasto manejado en el escurrimiento de la película.

La formación de una película uniforme tanto en espesor como en el desarrollo espacial depende ahora de la verticalidad del tubo, y para poder manejar este aspecto se instalaron en la plataforma que fijaba cada tubo cuatro tornillos niveladores que conectaban directamente con la estructura que fija al tubo y a la plataforma. Con esto se logra muy fácilmente obtener un tubo perfectamente vertical y el equipo experimental se puede transportar a cualquier lado. Para obtener la verticalidad basta contar con una plomada y habiendo fijado la estructura en un lugar se compara la línea de la plomada con el tubo y se procede a ajustar los tornillos de la manera más conveniente para obtener la posición correcta.

IV.3 ARREGLO DEL EQUIPO EXPERIMENTAL

A continuación se presenta una figura que muestra el equipo experimental:

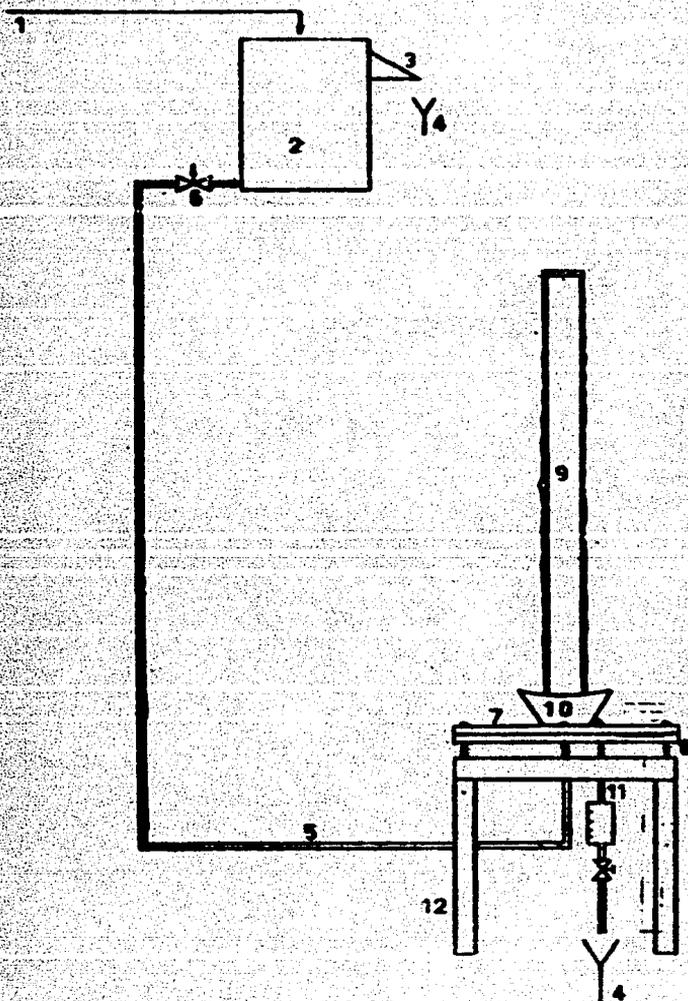


Fig. IV.1 Arreglo del equipo experimental.

- 1.- Alimentación de la toma de agua del laboratorio
- 2.- Tanque de carga constante
- 3.- Vertedor de excedencias
- 4.- Conducto al drenaje
- 5.- Conducto de alimentación al tubo
- 6.- Válvula reguladora de gasto (tipo aguja)
- 7.- Plataforma
- 8.- Tornillos niveladores
- 9.- Tubo
- 10.- Recipiente recolector
- 11.- Conducto a probeta de aforo
- 12.- Mesa

IV.4 DISTRIBUIDORES

Con el propósito de formar una película uniforme en toda la periferia del tubo se construyó un dispositivo semejante al que utiliza Kapitza (3), este dispositivo se muestra a continuación:

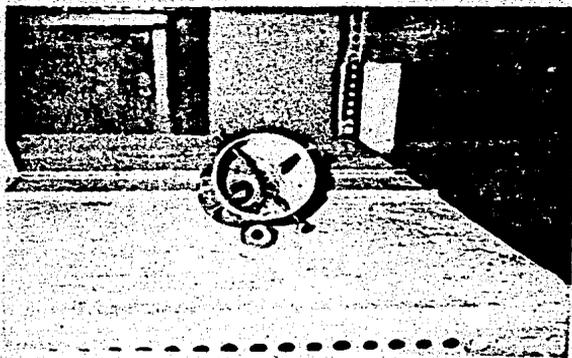


Fig.IV.2 Distribuidor de película basado en Kapitza.

Implementando este dispositivo se trataba de que la alimentación del fluido no fuera por la parte interior del tubo, sino que, como se puede observar, un tanque de carga constante alimenta el dispositivo, el cual está provisto de cuatro tornillos que tienen como función principal alinear el tubo con el orificio que presenta dicho dispositivo. Al alimentar de fluido al dispositivo, este último obligaría al fluido a penetrar por entre el tubo y el orificio para así establecer la película descendente, tratando de que fuera uniforme y se lograran obtener números de Reynolds bajos. Se presentaron problemas tales como la alineación perfecta entre el tubo y el orificio, además la película no fue lo uniforme que se esperaba y en ocasiones la película se interrumpía y no mojaba todo el perimetro exterior del tubo. Por otro lado no se podía tener un control adecuado de gasto, aspecto muy importante en este estudio. Por lo anterior se desechó la posibilidad de utilizar este dispositivo.

Se tuvo la necesidad de regresar al primer arreglo y tratar de mejorarlo con la finalidad de obtener gastos más pequeños, ya que como se mencionó al principio, en este aparato si se logró establecer una película descendente y se llegaron a observar ondulaciones en la superficie del flujo aunque a números de Reynolds altos. La primera modificación consistió en maquinar un pequeño chaflán interior en el extremo superior del tubo por donde se derramaba el fluido. La forma que tomó entonces la parte superior del tubo se muestra en la siguiente figura:

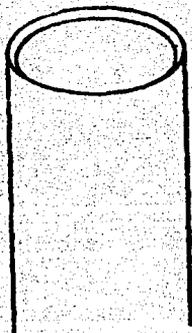


Fig.IV.3 Chafían en la parte superior del tubo.

Con esta modificación se logró obtener una película más uniforme pero no se lograron obtener bajos gastos como se esperaba. Para lograr obtener gastos muy pequeños se pensó en fabricar un pequeño distribuidor que además funcionaría para que la película siguiera siendo uniforme. El resultado de esto fue el siguiente dispositivo:

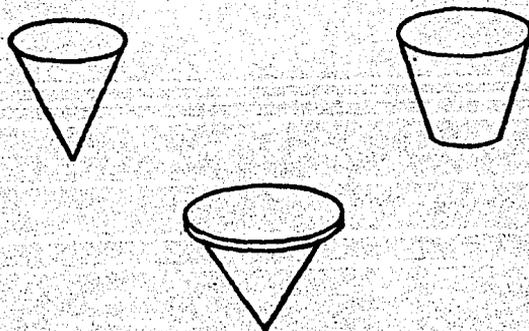


Fig.IV.4 Secuencia para obtener un distribuidor de película.

Se puede observar de la figura que el distribuidor es un cono cuyo diámetro mayor es más grande que el diámetro exterior del tubo. Con este distribuidor se lograron buenos resultados en cuanto a desarrollo uniforme de la película y también se logró bajar el gasto pero no lo deseado para llegar a obtener números de Reynolds de menos de 10. Lo que ocurría era que al ir disminuyendo el gasto el distribuidor iba penetrando cada vez más hacia el interior del tubo y llegaba un momento en que el peso del distribuidor era más grande que el empuje del flujo, cortándose entonces la película descendente. Con la finalidad de solucionar lo anterior se pensó en quitar peso al distribuidor para lo cual se ahuecó y se llegó a obtener un equilibrio entre peso y empuje, también se truncó el cono y así se logró dar más sustentación al propio distribuidor. Un poco de más sustentación se obtuvo haciendo una ceja perpendicular a la corriente de fluido quedando finalmente el distribuidor que mejor funcionó de la siguiente manera:

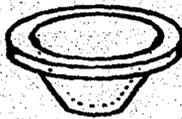


Fig. IV.5 Distribuidor que se utilizó para establecer película.

Finalmente la experimentación se llevó a cabo con el arreglo del equipo experimental de la figura IV.1 y el distribuidor de la última figura. Así se lograron obtener todas las condiciones necesarias para el estudio del fenómeno ondulatorio de una película descendente muy delgada.

IV.5 VISUALIZACION

Una vez establecida la película el objetivo es visualizarla de la mejor manera posible. El desarrollo de las ondas se puede apreciar a simple vista si se sigue el movimiento del flujo, sin embargo esta observación no es de grén ayuda ya que no se puede describir el comportamiento en un punto fijo.

Debido a los problemas presentados se pensó en utilizar un estroboscopio. La Facultad de Ciencias proporcionó un estroboscopio "General Radio Company" con resolución de 20 revoluciones por minuto y sensibilidad de 1/20 divisiones por revolución por minuto. Con la ayuda de este aparato se lograron observar quietas las ondas y determinar valores como frecuencia para posteriormente aproximar valores de velocidad de fase de la onda.

La visualización de la película no consiste en observar quietas las ondas solamente, sino que habría que obtener otros parámetros del comportamiento del flujo por lo que se pensó en realizar un estudio fotográfico de la película y su desarrollo. Las primeras impresiones fotográficas fueron buenas pero no tenían el suficiente acercamiento para poder valuar en ellas parámetros como longitud de onda o

espesor de la película.

Tratando de tener a la disposición el movimiento y desarrollo del flujo se pensó en filmar con película de 16mm el desarrollo del flujo de la película descendente pero no se obtuvo una buena resolución al hacerlo. Las tomas eran muy alejadas e imposible calcular algún parámetro sobre ellas.

Después de esto se pensó en regresar a las fotografías pero ahora con diapositivas y equipos fotográficos más sofisticados. El equipo fueron entonces dos cámaras fotográficas de 35mm con lentes especiales para acercamientos. Una cámara tomaba acercamientos de un punto particular del desarrollo y la otra se encargaba de un aspecto general del tubo. Los resultados de estos estudios fotográficos llegaron a poder valuar el parámetro de longitud de onda y se podía apreciar a que distancia del filo del tubo donde empezaba el desarrollo del flujo se formaba la primera onda, aunque esta medición se lograra hacer mejor midiendo directamente con la ayuda de un astroboscopio.

Obviamente, obtener buenos resultados en el estudio fotográfico depende en gran medida de una iluminación adecuada. Para elegir la luz más apropiada se experimentó con varios tipos de luces. Se llegó a la conclusión de que una luz ultravioleta es lo más adecuado y soluciones fluorescentes en el flujo ayudan en gran medida a la visualización(3). Finalmente la luz utilizada fueron focos de luz azul de 500 W. colocados con ángulos de incidencia de entre 40 y 45 grados con respecto al plano que forman el equipo y una

persona situada al frente y observando el fenómeno.

Aun teniendo en optimas condiciones todo lo anterior referente a equipo e iluminación habia que cumplir en cada sesión de experimentación con ciertas condiciones, una de las operaciones más importantes es la de poner el tubo perfectamente vertical, lo cual se logra mediante los tornillos niveladores de la plataforma. Para poder establecer la película en cada sesión habia que limpiar previamente la superficie por la que se forma la película con algún tipo de solvente, ya sea alcohol o acetona.

Si se realiza cuidadosamente toda la secuencia mencionada se llega a establecer un flujo de una película muy delgada descendiendo que presenta números de Reynolds de 4 aproximadamente.

El equipo experimental consistió finalmente en tres diferentes diámetros los cuales fueron $3/8"$, $5/8"$ y $1"$.

Los resultados finales se presentan en el siguiente capítulo.

CAPITULO V

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos en el trabajo experimental que se llevó a cabo con el equipo descrito en el capítulo anterior.

V.1 REALIZACION DE LAS MEDICIONES Y RESULTADOS

Como ya se mencionó existe una variable que tiene que ser evaluada para toda sesión experimental, esta es el gasto de fluido que se derrama para cada caso particular. Es de vital importancia ya que depende de este valor el dato del número de Reynolds definido en el capítulo III como:

$$Re = \frac{Q}{Pv}$$

donde:

Q= gasto de agua [m^3 /seg]

P= perímetro del tubo [m]

v= viscosidad cinemática del agua [m^2 /seg]

Se observa de la expresión que las variables son el gasto de agua y el perímetro del tubo. Cabe mencionar aquí que el fluido de trabajo fue siempre agua a 20°C para todos los experimentos, y que a 1 atm, el valor de la viscosidad cinemática es de $1.003 \times 10^{-6} m^2$ /seg. Para valuar el gasto de agua bastará con medir el tiempo en que se llena de fluido un recipiente recolector de volumen constante igual a 40ml.

La forma de realizar esta importante medición se muestra en la siguiente figura. El tiempo considerado para esta medición alcanzaba las centésimas de segundo.

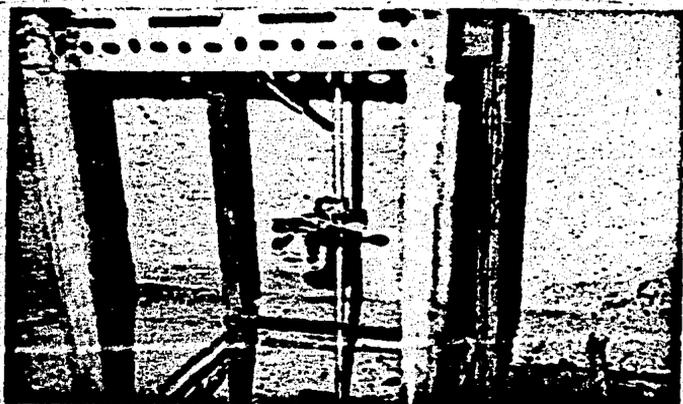


Fig. V.1 Medición de gasto

La otra variable que podemos observar depende del montaje del equipo experimental. Esta variable es el perímetro o diámetro del tubo. En el presente trabajo experimental se manejaron tres diferentes perímetros para el equipo, lo anterior con la finalidad de observar el comportamiento de la onda de acuerdo a la curvatura de la superficie sobre la que se desplaza. Ahora que se menciona la curvatura podemos decir que al tener tres perímetros diferentes para los tubos experimentales se tendrán tres curvaturas diferentes en la superficie exterior de cada uno de los tubos, esto por que los radios son diferentes entre sí. De acuerdo a lo anterior se va a presentar lo siguiente: A medida que el radio (de curvatura) del tubo aumenta la curvatura de la superficie del tubo disminuye y por el con

trario si el radio de curvatura del tubo disminuye se tendrá una curvatura mayor en la superficie.

Con ayuda de diferentes aparatos se logró medir lo siguiente sobre el flujo que presenta el fenómeno de ondulaciones en su superficie:

- 1.- Espesor medio de la película (e)
- 2.- Frecuencia en la ocurrencia de las ondas (f)
- 3.- Longitud a la que se presenta la ondulación, medida de la zona donde se derrama el fluido (L_1)
- 4.- Longitud de onda ($L_0 = \lambda$)

El espesor de la película se midió en una zona que se caracteriza por la ausencia de ondas para números de Reynolds moderados y bajos, menores de 50. Esta medición se realiza con la ayuda de un medidor micrométrico con resolución de 1/100 mm y sensibilidad de 1/100 divisiones por milímetro. La zona en la que no existen ondulaciones se encuentra situada en la parte más alta de los tubos donde empieza a escurrir el agua y tiene una extensión promedio desde el filo donde se derrama el líquido hasta donde se presentan las primeras ondulaciones de : (Gráfica No. 2)

4.5 cm hasta 12 cm para el tubo de 3/8" de diámetro.
 5 cm hasta 14.5 cm para el tubo de 5/8" de diámetro.
 y 5.5 cm hasta 10 cm para el tubo de 1" de diámetro.

Los intervalos de los valores anteriores dependen del número de Reynolds que se manejó en cada medición y para cada tubo. Regresando a la medición de interés en este caso, tenemos que el espesor (e) de la película que se derrama será un espesor promedio. Como se muestra más adelante

en tablas y gráficas el espesor de la película se ve disminuido a medida que el número de Reynolds se va haciendo menor. Se manejan espesores entre 0.01 y 0.5 mm para los tres diámetros. (Gráfica No. 1)

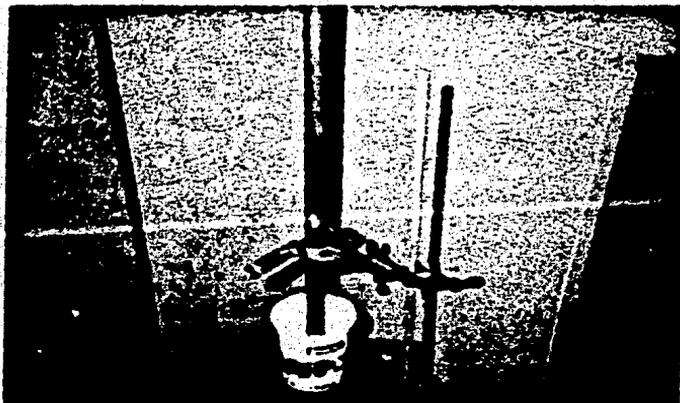


Fig.V.2 Medición de espesor

Muy relacionada a la medición anterior está la medición de longitud a la que se presenta la primera ondulación y que se mide desde el filo donde se derrama el fluido. Toda esta zona delimita una zona importante en el desarrollo es pacial de las ondas (Fig. V.4) y su extensión se presentó en el párrafo anterior para los diferentes radios de curva tura de los tubos. Para efectuar esta medición se utilizó un flexómetro y la luz estroboscópica que ayuda a visualizar el lugar exacto donde aparece la primera onda. Esta variable la denotaremos por L_1

A continuación se presenta una fotografía que muestra la forma de realizar la medición:

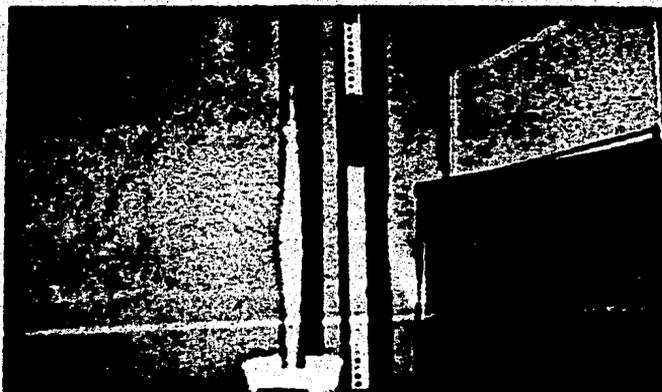


Fig.V.3 Medición de Longitud de inicio.



Fig. V.4 Comportamiento de la onda a Reynolds moderados

Existe una zona importante dentro del desarrollo espacial del fenómeno ondulatorio de la película descendente, esta zona empieza precisamente donde aparece la primera onda. Aquí el desarrollo de las ondas se da en forma de anillos unidimensionales con las características de longitud de onda y frecuencia en la ocurrencia de las ondulaciones constantes. Esta zona termina donde se empiezan a perder las características constantes mencionadas. Aquí se entra a una zona de transición donde no se tienen ni anillos unidimensionales ni valores de longitud de onda y frecuencia constantes sino que se encamina a un desarrollo totalmente desordenado el flujo de la película descendente. (Fig V.4).

Estando situados en la segunda zona o zona de anillos unidimensionales se puede realizar la medición de las dos variables restantes de interés que son frecuencia y longitud de onda.

Por un lado la frecuencia se midió directamente con un estroboscopio cuyas características se mencionan en el capítulo anterior. Las unidades son en este caso revoluciones por minuto.

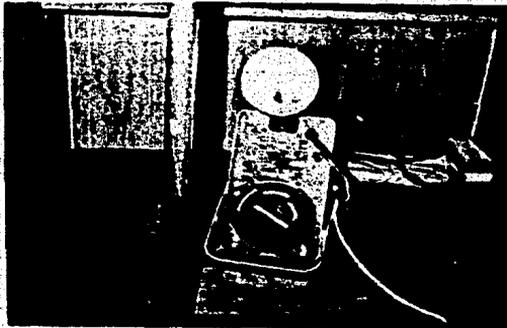


Fig.V.5
Medición
de frecuencia.

Por otro lado en esta misma zona se realizó un estudio fotográfico para poder valuar la longitud de onda que se medirá en centímetros. Estando fijas las cámaras fotográficas se instaló una escala a un lado de los tubos experimentales. Se obtuvieron diapositivas para diferentes valores de números de Reynolds en los tres tubos experimentales. Posteriormente se amplificaron las diapositivas y así fue como se estimó un valor para la longitud de onda. A continuación se muestra una fotografía de como se realiza esta medición y posteriormente se muestra una secuencia de fotografías que muestran el resultado del estudio fotográfico para la longitud de onda. (Ver apéndice III)

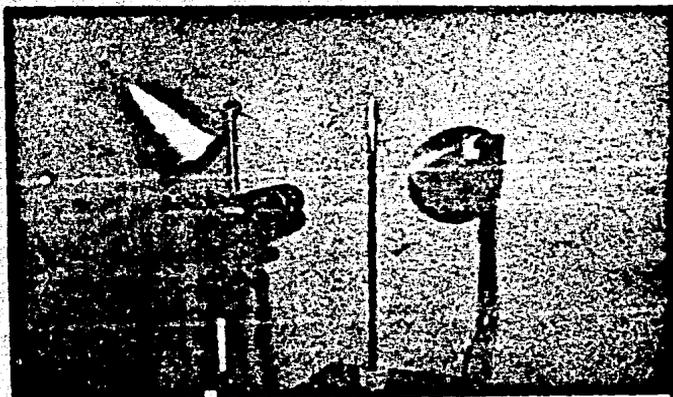


Fig.V.6
Medición de
Longitud de
onda.

Continuando con las zonas que se observan en el desarrollo espacial del fenómeno ondulatorio tenemos la presencia de dos zonas más. Ya se definieron las características de las dos primeras zonas observandolas de arriba hacia abajo. La tercera zona se define como de transición ya que a la

entrada se pueden observar los anillos unidimensionales de la segunda zona espacial pero comenzandose a distorsionar hasta que llegan a un desorden total, ya no hay entonces unidimensionalidad y se pierden las tendencias constantes mencionadas en los parámetros de espesor de la película, frecuencia y longitud de onda. Se nombra la zona tres como de transición ya que de esta pasamos a la cuarta y última zona donde se presenta un reordenamiento aunque ahora en ondas bidimensionales de amplitud grande seguidas de una serie de ondas que van decreciendo en amplitud. Los parámetros que intervienen en esta zona mantienen valores constantes a lo largo de ella. (Fig. V.4)

Se han definido cuatro zonas para el desarrollo espacial del flujo ondulatorio de la película descendente pero hay que recalcar que la evolución descrita se presenta para números de Reynolds que varían entre 15 y 100.

Para el caso de altos números de Reynolds, aproximadamente de 120, ya no ocurre lo mencionado anteriormente sino que solo se presentan dos zonas y muy bien definidas (Fig. V.7) que son la zona tres o de transición y la zona cuatro de reordenamiento en forma de anillos bidimensionales. Lo que ocurre es que a medida que se aumenta el gasto la línea de inicio de ondas se va acercando al filo del tubo donde empieza a escurrir el fluido y precisamente para un número de Reynolds de 120, la línea de inicio de ondas está precisamente en el borde de escurrimiento. Las ondas que de aquí emanan presentan un desorden total, lo que indica que la zona dos se ha perdido, ocurriendo lo mismo que a la línea

de inicio de ondas que se fue acercando al borde de derramamiento hasta desaparecer.

Para el caso contrario o sea cuando el número de Reynolds es bajo, aproximadamente 4, se verifica también la existencia de dos zonas pero ahora estas son la zona con espesor de película constante y la zona de anillos unidimensionales con las características ya mencionadas. Lo que ocurre es lo contrario que para altos números de Reynolds, aquí se puede apreciar que a medida que se disminuye el gasto, la línea de inicio de ondas se aleja del borde donde se empieza a derramar el fluido, lo que indica que la zona primera se extiende. La zona dos de anillos unidimensionales se alarga también hasta llegar al fondo del tubo (Fig. V.8)

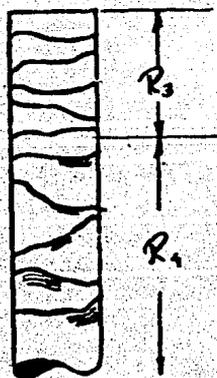


Fig.V.7 Comportamiento a Reynolds altos.

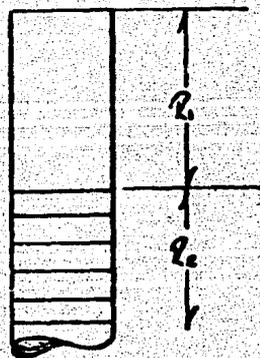


Fig.V.8 Comportamiento a Reynolds bajos.

Analizando la frecuencia que se midió en la zona de anillos unidimensionales se observa que para valores de números de Reynolds entre 10 y 40 se mantiene un valor casi constante de la frecuencia no importando en este caso la curvatura de la superficie por la cuál se derrama. Sin embargo fuera de este rango se puede apreciar de gráficas que a menor curvatura de la superficie se tiende a disgregar el valor de la frecuencia ocurriendo lo contrario cuando existe mayor -- curvatura. La dispersión que se observa para curvaturas grandes no es muy significativa y se puede llegar a considerar un intervalo de valores de frecuencia en el que siempre se permanecerá cuando los números de Reynolds sean los que se manejan en este trabajo. (Ver tablas y Gráfica No. 4)

Una última observación sobre la curvatura es que para curvaturas grandes, en este caso el tubo de 3/8" de diámetro, se tiene la zona más larga de anillos unidimensionales y se presenta la mayor estabilidad en el desarrollo del flujo con presencia de ondas. Ocurre lo contrario a menor curvatura. La siguiente figura muestra comparativamente la influencia de la curvatura en la forma de las ondas.

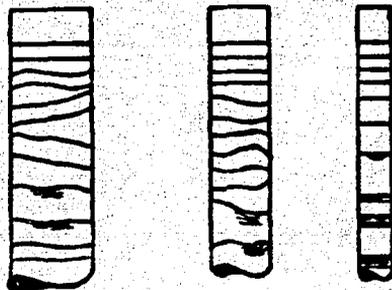


Fig.V.9 Influencia de la curvatura en el comportamiento de la onda.

En el capítulo III se muestra detalladamente la obtención de los parámetros adimensionales que se obtienen al manejar las variables que intervienen en este problema. Se han obtenido útiles relaciones como lo son el número de Reynolds y el número de Strouhal. Existen sin embargo otros parámetros adimensionales que se pueden obtener hasta por simple inspección de variables, estos son longitud de inicio, longitud de onda y espesor divididos entre el diámetro del tubo para cada caso. Es muy importante considerar estos parámetros adimensionales en el manejo de datos para llegar a una buena interpretación de los resultados finales. Tenemos en este caso que las gráficas de variables dimensionales contra número de Reynolds no muestra una tendencia muy bien definida en algunos casos, pero si se adimensionaliza dividiendo entre el diámetro del tubo se puede observar una tendencia muy bien definida y en general se pueden relacionar tres parámetros importantes como lo son la curvatura de la superficie, el número de Reynolds y la variable adimensional. Los resultados del manejo de variables adimensionales se enuncia a continuación.

Como ya se indicó el espesor de la película se midió en una región donde no existen ondulaciones. En la gráfica 5 se muestra el espesor de la película adimensionalizado con el diámetro del tubo, para diferentes valores del número de Reynolds y para los tres tubos usados en el experimento. Se observa que el espesor aumenta al aumentar el número de Reynolds, siendo más acentuada dicha tendencia para Reynolds bajos. Esto concuerda cualitativamente con los resultados

experimentales para el flujo de película descendente en el interior de un tubo de 3.45 cm de diámetro. (19)

Se presenta el siguiente efecto de la curvatura en el espesor adimensional de la película: Para números de Reynolds mayores de 7.5, al aumentar la curvatura aumenta el espesor adimensional, mientras que para números de Reynolds menores a 7.5 la tendencia se invierte.

Analizando la gráfica 6 se observa la dependencia de la longitud de inicio, adimensionalizada con el diámetro, con la curvatura y el número de Reynolds. A bajos números de Reynolds la longitud de inicio adimensional disminuye al aumentar el Reynolds. Después de un cierto número de Reynolds, que depende de la curvatura, la longitud se mantiene prácticamente constante. Para el caso del tubo de 2.54 cm de diámetro se tiene semejanza con los experimentos realizados con un tubo de 10 cm de diámetro. (13). La tendencia decreciente es la misma que ahí se señala. En la misma gráfica se puede observar que al aumentar la curvatura aumenta la longitud de inicio adimensional para todo número de Reynolds.

Ya se mencionó que la longitud de onda y la frecuencia se midieron para ondas muy cercanas a la línea de inicio ya que solo ahí muestran un patrón unidimensional ordenado de frecuencia definida. Para números de Reynolds bajos (menores que 8) se logran tener hasta cuatro ondas unidimensionales en esta región, tomándose como longitud de onda un promedio aritmético de las longitudes de onda de todas ellas. Sin embargo, si el número de Reynolds aumenta, los efectos no lineales son cada vez más grandes cerca de la línea de inicio

teniéndose a veces una sola onda unidimensional y muchas veces ninguna. La gráfica 7 junto con la gráfica 3, muestran que la longitud de onda no cae sobre una curva bien definida, sino que presenta cierto esparcimiento. Las líneas constantes dan un valor promedio para las curvaturas estudiadas, observándose que permanecen así aún para números de Reynolds altos y que aumentan al aumentar la curvatura.

El valor promedio de la longitud de onda adimensional para el tubo de 2.54 cm es de 0.42 y puede compararse con muy buena aproximación a los resultados de Kapitza y Kapitza (3) que utilizaron un tubo de igual diámetro y el mismo fluido (agua).

La frecuencia medida en ciclos por minuto se muestra en la gráfica 4 como función del número de Reynolds y de la curvatura. Para la mayor curvatura se observa que para Reynolds menores que 20 la frecuencia disminuye al aumentar el Reynolds y va decreciendo a medida que disminuye la curvatura. Para Reynolds mayores que 10 se tiene que la frecuencia disminuye al aumentar la curvatura, observándose una tendencia opuesta cuando Reynolds es menor a 10.

La velocidad de fase definida como el producto de la longitud de onda y la frecuencia, medida en cm/s. Para el tubo de 2.54 cm de diámetro se puede comparar con los resultados de Kapitza y Kapitza (3) con bastante buena aproximación para Reynolds entre 8 y 20.

Por último se valió el número de Strouhal definido en el capítulo III como $St = Lof/V$, donde L_o es la longitud de onda en cm, f es la frecuencia en ciclos por segundo y V es la velo-

cidad media en cm/s del flujo. La velocidad de fase Lof se valió con los datos experimentales obtenidos. Por otro lado la velocidad media es el producto del gasto por el espesor medio que se obtuvieron experimentalmente. Se graficó el número de Strouhal contra el número de Reynolds y la curvatura y se observó algo curioso. A números de Reynolds altos, las tres curvaturas tienden a seguir la misma trayectoria teniendo como asintota un valor de $St=2$. Para Reynolds bajos (menores de 10) se tiene que el Strouhal aumenta a menor curvatura y a Reynolds todavía menores se puede presuponer que el Strouhal no importando la curvatura decrece en forma muy marcada. La gráfica No. 8 muestra lo anterior. La tendencia asintótica de las tres curvaturas en $St=2$ para Reynolds grandes se debe a que a medida que aumenta el Reynolds, el cociente de velocidad de fase entre velocidad media permanece constante. No quiere decir que dichas velocidades permanezcan constantes, ya que al aumentar el Reynolds se está incrementando el gasto de agua y a su vez la velocidad media del flujo, pero por otro lado cuando crece el Reynolds se decrementa la frecuencia (Gráficas 3 y 7). Lo curioso aquí es que a Reynolds mayores de 40 se observa una tendencia constante para el número de Strouhal.

A continuación se presentan los apéndices con los resultados en tablas, gráficas y el estudio fotográfico realizado.

A P E N D I C E I

(T A B L A S)

DIAMETRO 0.95°		
No.	Re	e (mm)
1	6.561	0.098
2	7.226	0.127
3	7.679	0.179
4	8.486	0.200
5	9.113	0.225
6	9.786	0.254
7	10.907	0.275
8	12.917	0.307
9	16.422	0.333
10	21.569	0.357
11	30.154	0.354
12	41.554	0.392

DIAMETRO 1.59°		
No.	Re	e (mm)
1	4.223	0.160
2	5.999	0.210
3	6.896	0.233
4	8.507	0.240
5	9.409	0.269
6	10.490	0.310
7	13.839	0.323
8	17.537	0.330
9	27.139	0.435
10	50.100	0.474

DIAMETRO 2.54°		
No.	Re	e (mm)
1	5.460	0.250
2	6.192	0.350
3	6.967	0.360
4	7.587	0.390
5	8.953	0.430
6	10.124	0.430
7	11.882	0.444
8	17.090	0.450
9	26.204	0.500

* Diámetro en cm.

NUMERO DE REYNOLDS VS LONGITUD INICIAL

DIAMETRO 0.95*		
No.	Re	L1 (cm)
1	5.933	11.8
2	6.635	10.4
3	7.772	9.2
4	8.848	8.7
5	10.566	6.9
6	11.785	6.4
7	13.123	6.2
8	17.264	6.1
9	21.271	5.8
10	27.607	5.8
11	46.438	4.8

DIAMETRO 1.59*		
No.	Re	L1 (cm)
1	4.104	14.3
2	4.721	13.2
3	5.583	12.1
4	6.274	11.5
5	8.644	7.3
6	9.918	5.5
7	11.560	5.5
8	13.724	5.5
9	20.482	5.0
10	37.159	4.8

DIAMETRO 2.54*		
No.	Re	L1 (cm)
1	5.178	10.1
2	6.148	7.3
3	6.969	6.5
4	7.969	6.2
5	9.025	6.2
6	9.996	6.1
7	12.058	5.8
8	14.753	5.7
9	23.062	5.6
10	41.017	5.3

* Diámetro en cm.

NUMERO DE REYNOLDS VS LONGITUD DE ONDA

DIAMETRO 0.95°		
No.	Re	Lo (cm)
1	6.359	1.8333
2	9.477	2.4615
3	9.518	2.8000
4	10.587	1.7307
5	13.527	2.1538
6	15.235	1.9642
7	15.780	2.0540
8	18.080	2.5000
9	20.679	2.5833
10	36.399	3.2307

DIAMETRO 1.59°		
No.	Re	Lo (cm)
1	4.497	0.9285
2	6.566	1.4375
3	7.398	1.3571
4	8.637	1.7666
5	9.293	1.2142
6	12.701	1.6000
7	16.554	1.0833
8	26.854	2.4000

DIAMETRO 2.54°		
No.	Re	Lo (cm)
1	6.193	1.4400
2	8.278	1.3333
3	10.555	0.7692
4	13.060	0.7692
5	21.673	1.7500
6	28.872	1.0000

* Diámetro en cm.

DIAMETRO 0.95°		
No.	Re	f (rpm)
1	5.933	1140
2	6.635	1100
3	7.762	1080
4	8.848	1080
5	10.566	920
6	11.785	860
7	13.123	860
8	17.264	740
9	21.271	740
10	27.607	740
11	46.438	700

DIAMETRO 1.59°		
No.	Re	f (rpm)
1	4.104	1200
2	4.721	1180
3	5.583	1180
4	6.274	1180
5	8.644	1150
6	9.918	1050
7	11.560	955
8	13.724	900
9	20.482	900
10	37.159	900

DIAMETRO 2.54°		
No.	Re	f (rpm)
1	5.178	1040
2	6.148	1040
3	6.969	1000
4	7.969	1000
5	9.025	980
6	9.996	980
7	12.058	980
8	14.753	980
9	23.062	980
10	41.017	980

• Diámetro en cm.

DIAMETRO 0.95°		
No.	Re	St
1	6.561	6.364
2	7.226	7.040
3	7.679	9.082
4	8.486	8.754
5	9.113	8.901
6	9.786	9.168
7	10.907	8.355
8	12.917	7.356
9	16.422	5.685
10	21.569	4.400
11	30.154	3.120
12	41.554	2.507

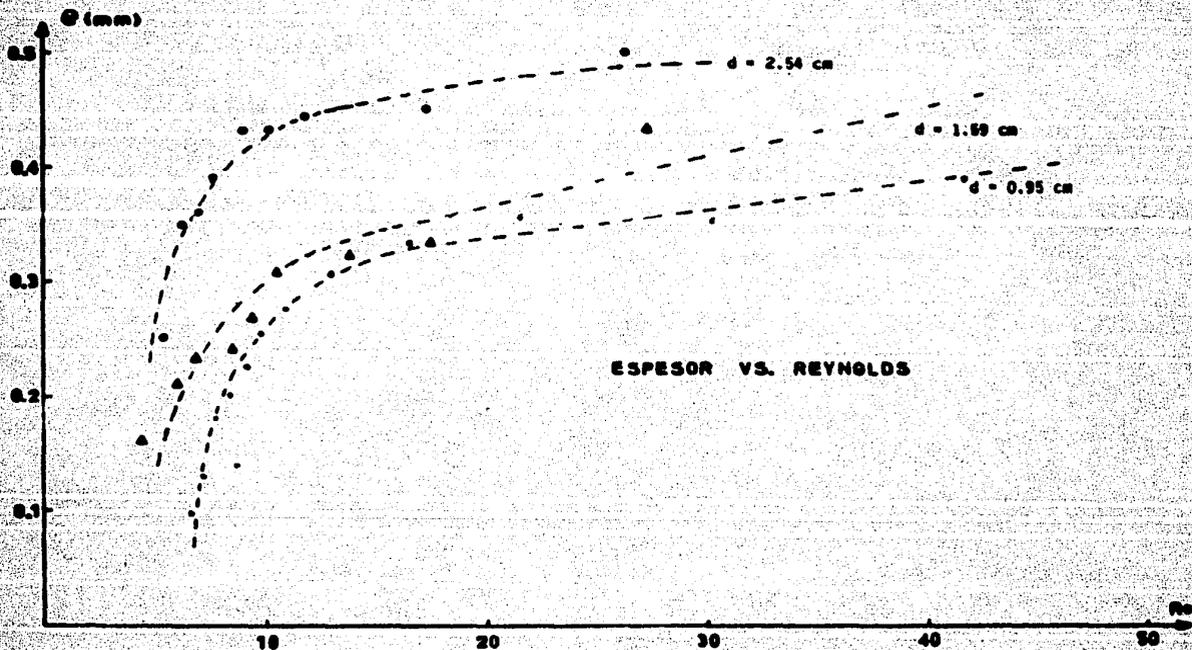
DIAMETRO 1.59°		
No.	Re	St
1	4.223	10.305
2	5.999	9.362
3	6.896	8.823
4	8.507	7.034
5	9.409	6.804
6	10.490	6.698
7	13.839	4.708
8	17.537	3.795
9	27.139	3.233
10	50.100	1.908

DIAMETRO 2.54°		
No.	Re	St
1	5.460	8.412
2	6.192	10.385
3	6.967	9.310
4	7.587	9.080
5	8.953	8.315
6	10.124	7.353
7	11.882	6.469
8	17.090	4.558
9	26.204	3.303

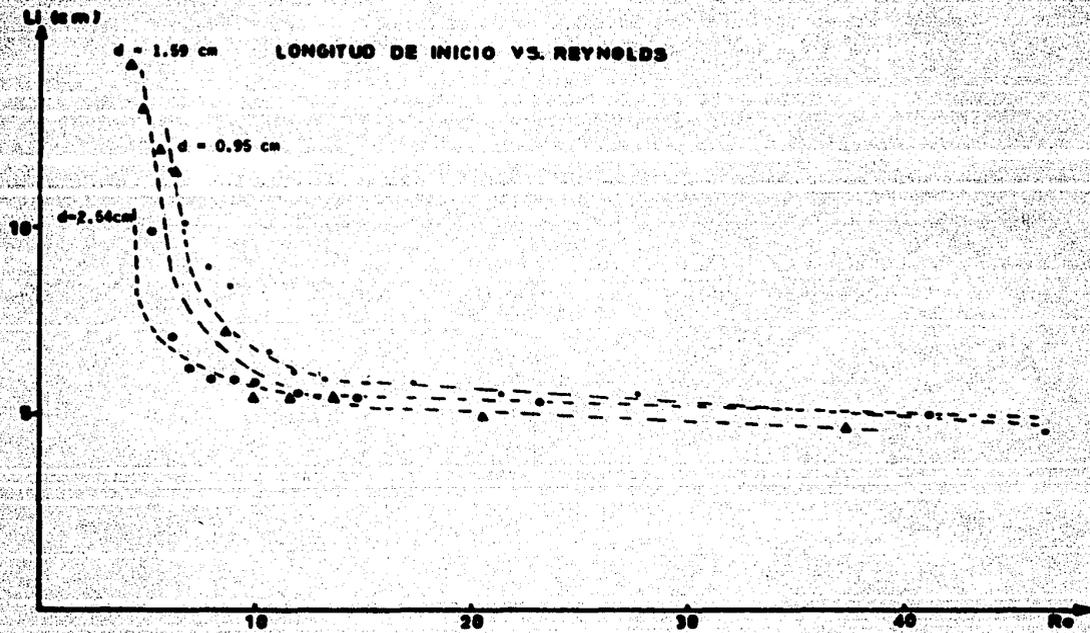
* Diámetro en cm.

A P E N D I C E I I

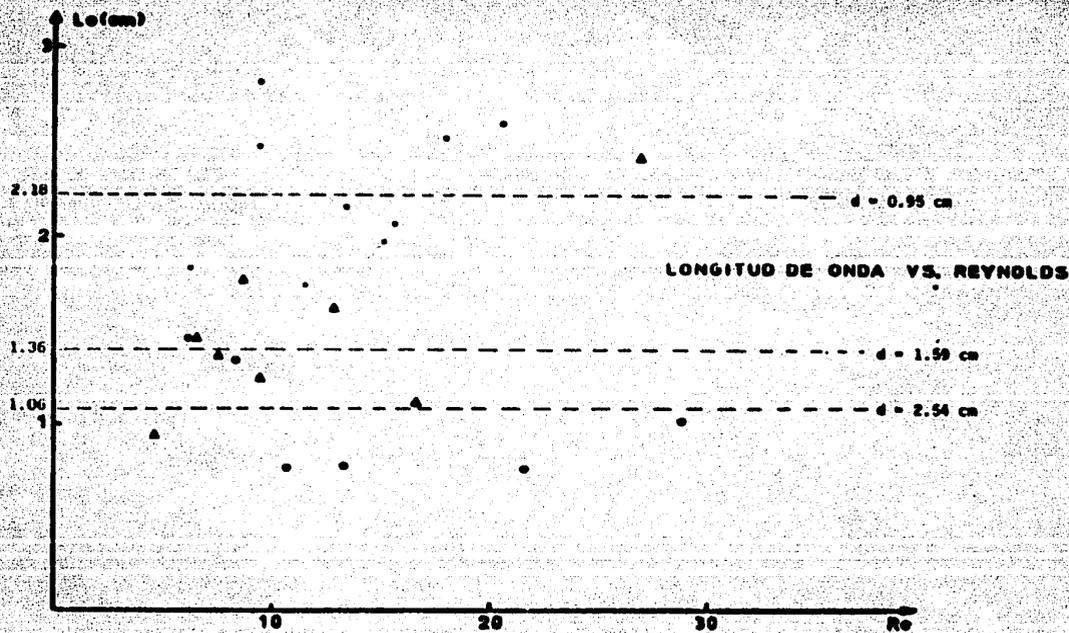
(G R A F I C A S)



Gráfica No. 1 Espesor de la película como función del número de Reynolds y la curvatura.

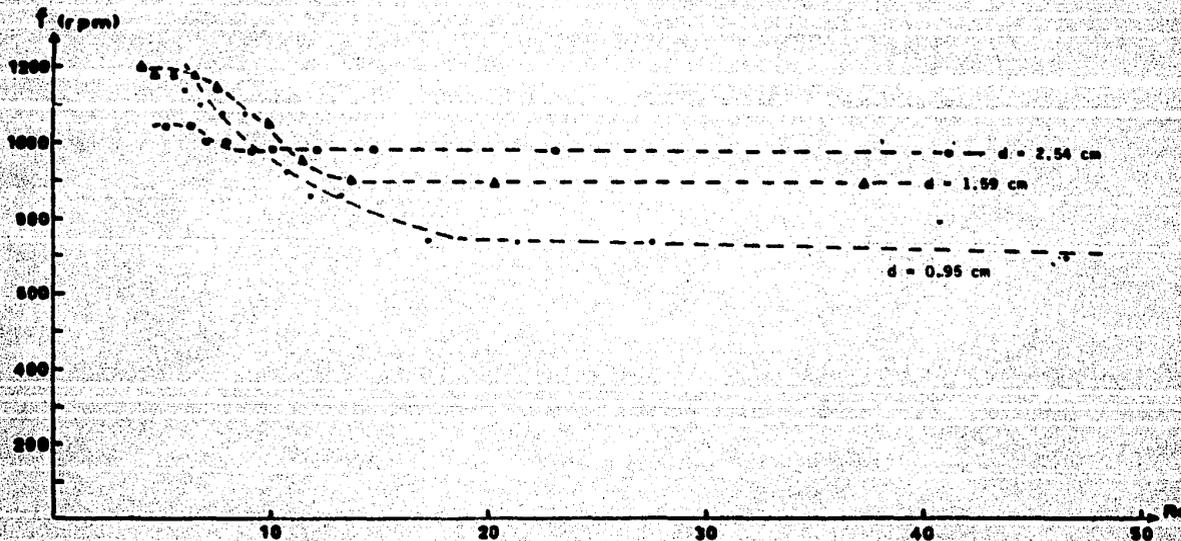


Gráfica No. 2 Longitud de inicio de ondas como función del número de Reynolds y la curvatura.

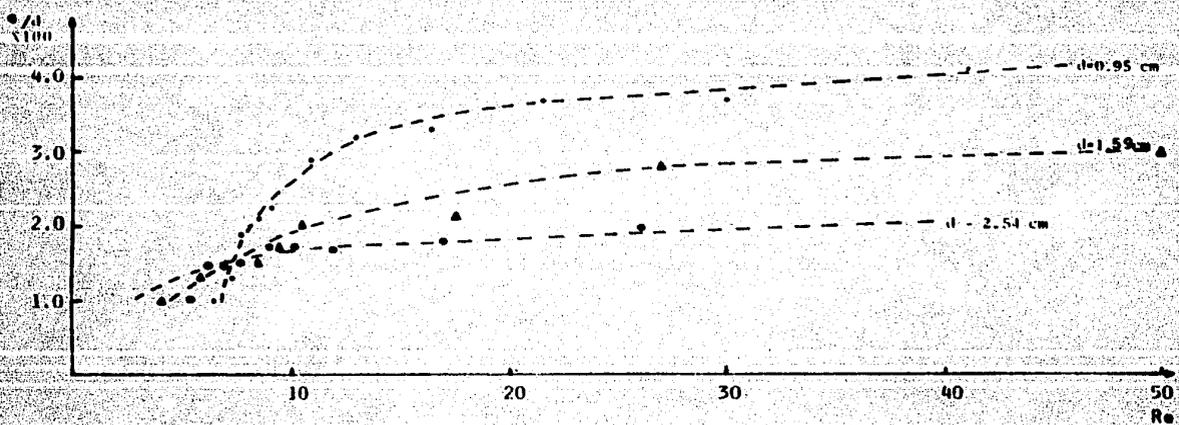


Gráfica No. 3 Longitud de onda como función del número de Reynolds y de la curvatura

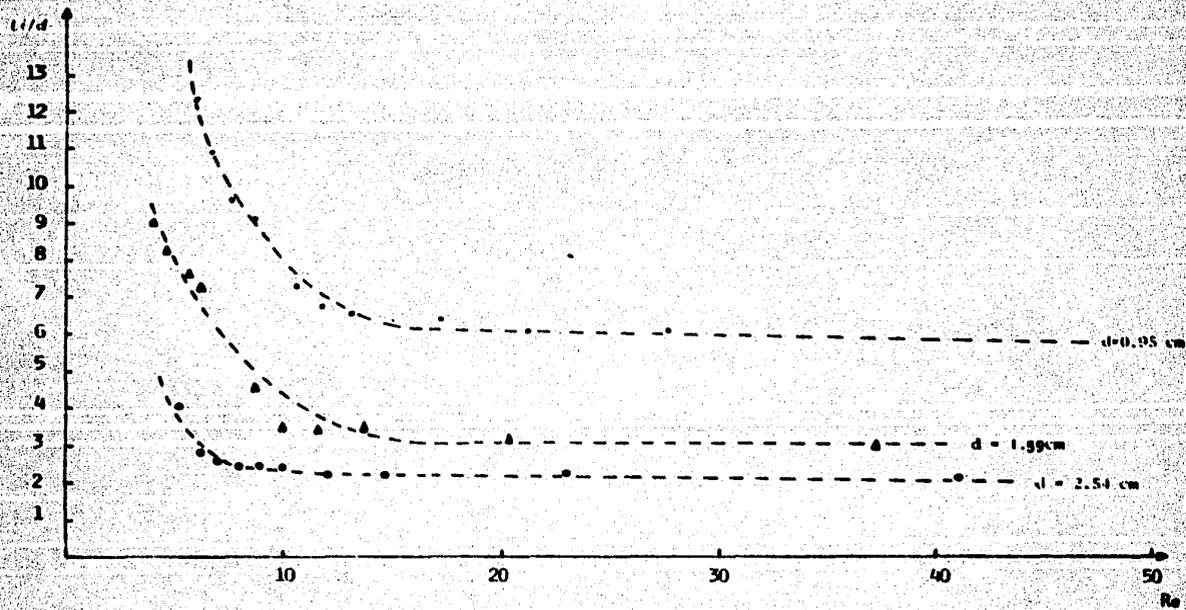
FRECUENCIA VS. REYNOLDS



Gráfica No. 4 Frecuencia como función del número de Reynolds y de la curvatura.



Gráfica No. 5. Espesor de la película como función del número de Reynolds y de la curvatura.



Gráfica No. 6 Longitud de inicio de vórtices como función del número de Reynolds y de la curvatura.

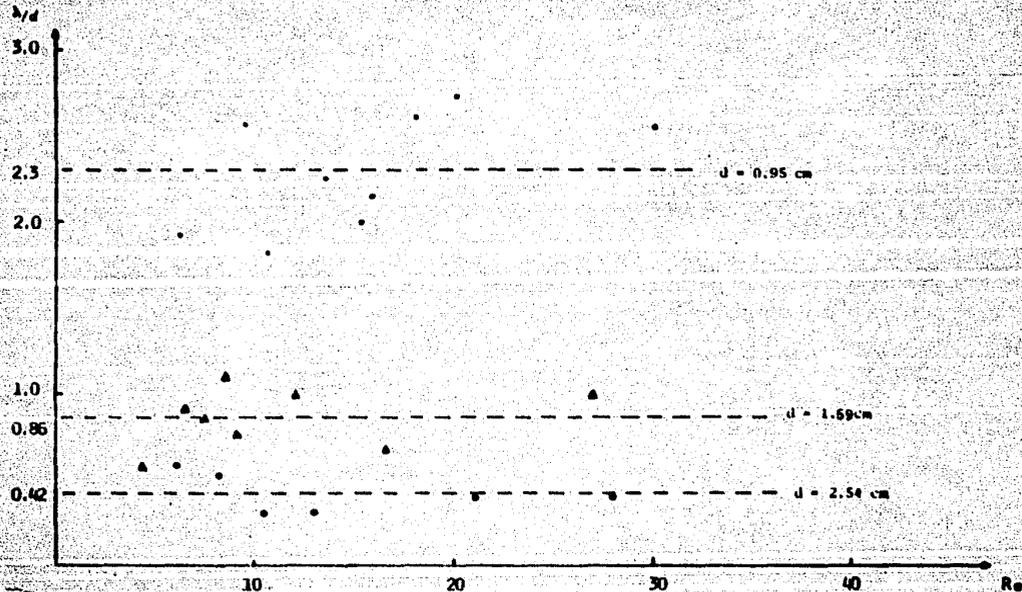
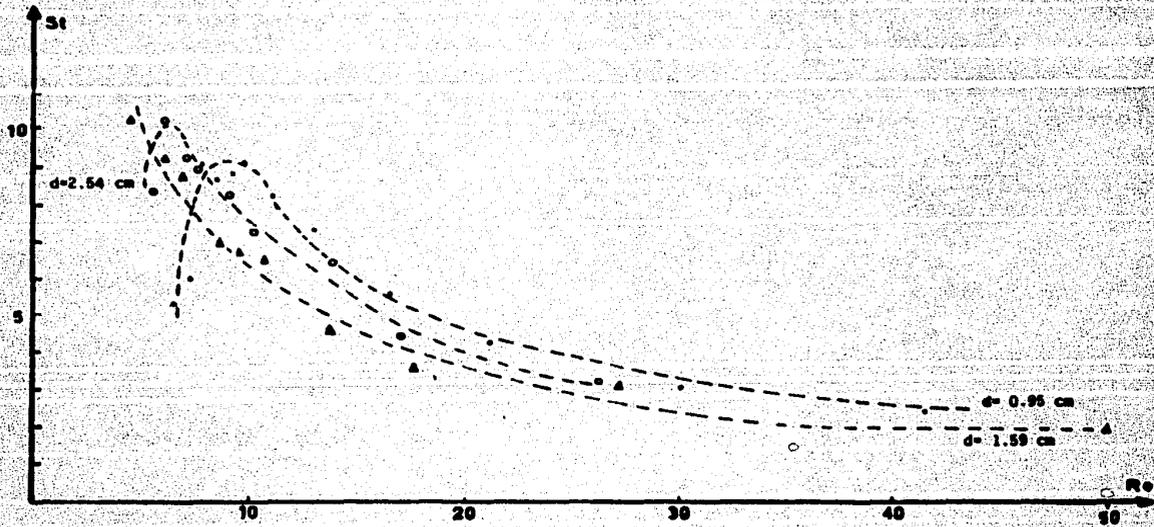


Gráfico No. 7 Longitud de onda como función del número de Reynolds y de la curvatura.

STROUHAL VS. REYNOLDS



Gráfica No. 8 Número de Strouhal como función del número de Reynolds y de la curvatura.

A P E N D I C E I I I
(E S T U D I O F O T O G R A F I C O)

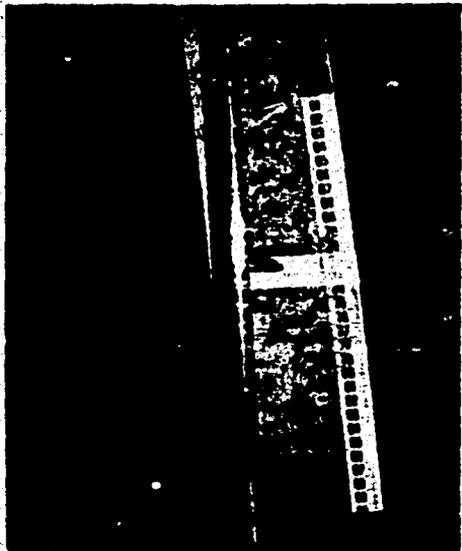


Foto. 1 Re=6.359
diámetro 0.95cm

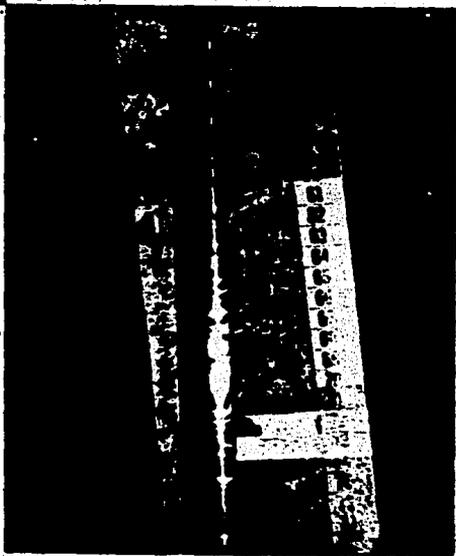


Foto. 2 Re=10.587
diámetro 0.95cm.

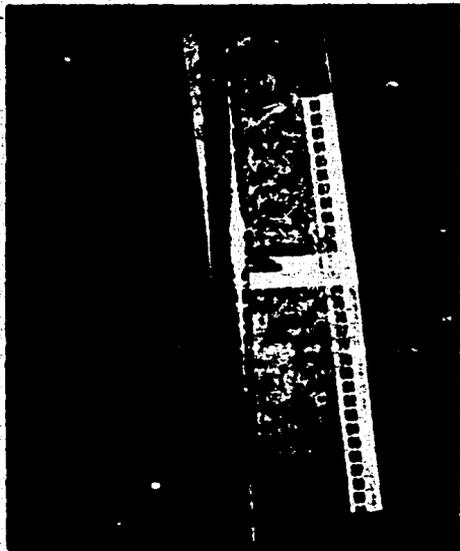


Foto. 1 Re=6.359
diámetro 0.95cm

Foto. 2 Re=10.587
diámetro 0.95cm.



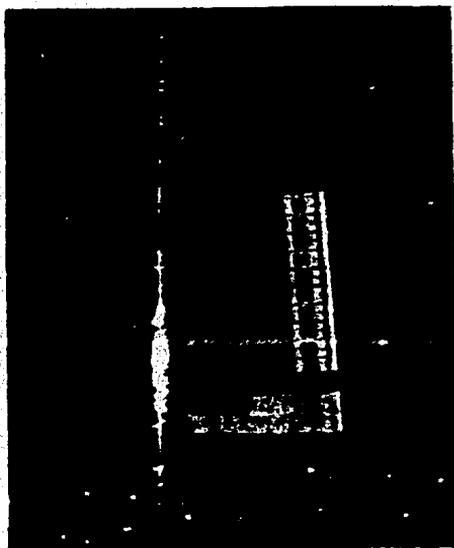


Foto. 3 Re=15.780
diámetro 0.95cm

Foto. 4 Re=20.679
diámetro 0.95cm

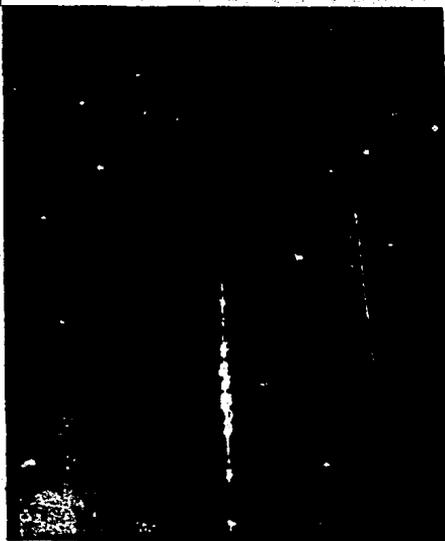




Foto. 5 Re=6.566
diámetro 1.59cm

Foto. 6 Re=9.293
diámetro 1.59cm



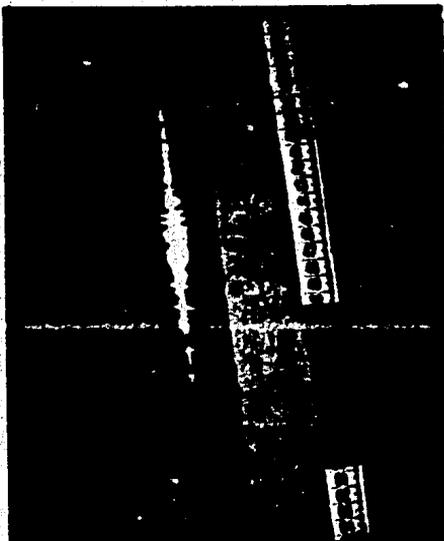


Foto. 7 Re=16.554
diámetro 1.59cm

Foto. 8 Re=26.854
diámetro 1.59cm

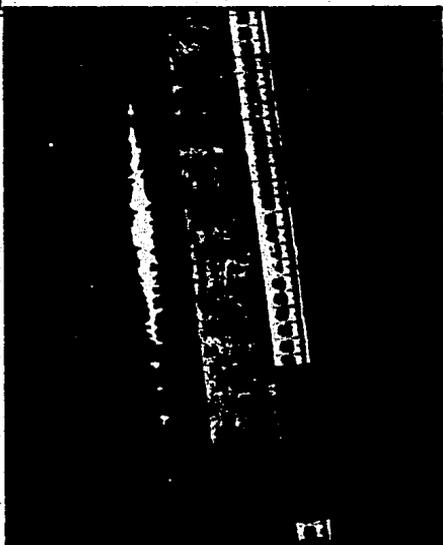
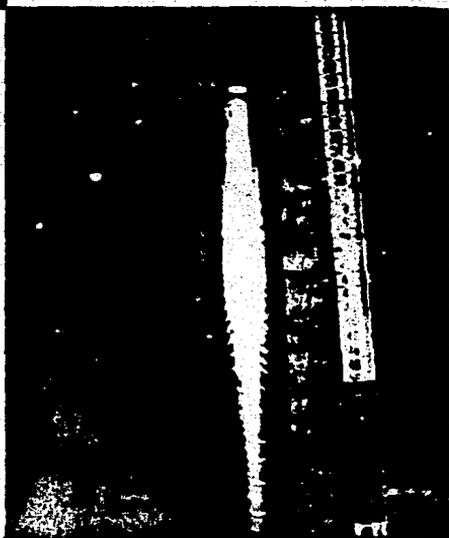




Foto. 9 Re=6.193
diámetro 2.54cm

Foto. 10 Re=10.555
diámetro 2.54cm



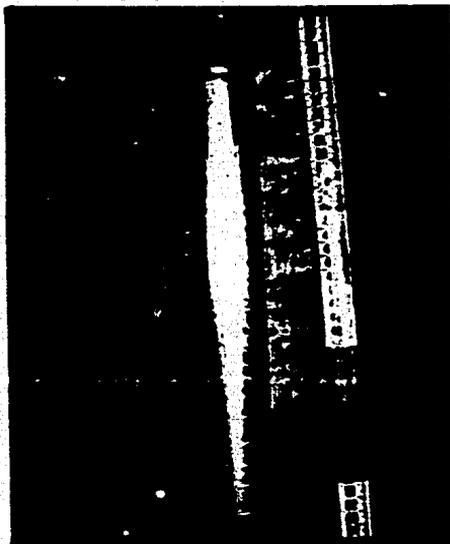
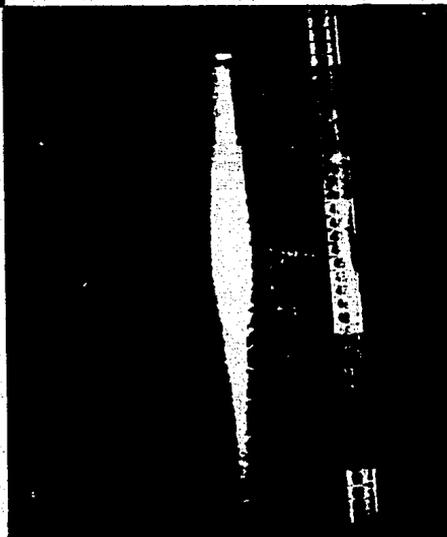


Foto. 11 Re=13.060

diámetro 2.54cm

Foto. 12 Re=21.673

diámetro 2.54cm



CAPITULO VI**VI.1 CONCLUSIONES**

El fenómeno ondulatorio para un flujo que desciende por un cilindro vertical, se observa para todo número de Reynolds ($0 \leq Re \leq 100$), independientemente de la curvatura.

El desarrollo del flujo presenta cuatro regiones en cuanto al comportamiento de la onda:

a) Región de entrada, con ausencia de ondas y espesor uniforme de la película.

b) Zona de formación de ondas, desarrollo en anillos unidimensionales con longitud de onda constante.

c) Zona de transición, hasta llegar a un desorden total. Se pierde la unidimensionalidad y el valor de los parámetros como espesor, frecuencia y longitud de onda es irregular.

d) Región de ondas bidimensionales donde se observan ondas con amplitudes grandes que llevan consigo una serie de ondas de amplitud menor. Aquí se mantienen los parámetros constantes.

En la región de entrada se llegó a generalizar que para cualquier curvatura, si crece el número de Reynolds, dicha zona habrá de hacerse más pequeña, pudiendo llegar en el caso extremo ($Re=120$) a desaparecer, presentandose en toda la superficie exterior del tubo solo las regiones de transición y de anillos bidimensionales.

A bajos Reynolds la región de entrada crece en longitud y se observa que el resto del tubo se encuentra con la región de anillos unidimensionales.

El efecto de la curvatura en el espesor adimensional (e/d) presenta dos tendencias. Cuando $Re < 7.5$, al aumentar la curvatura disminuye el espesor adimensionalizado, ocurriendo lo contrario cuando $Re > 7.5$.

Haciendo una comparación entre la longitud de inicio adimensionalizada (L_i/d), Re y curvatura se presenta lo siguiente:

Para un valor específico del número de Reynolds, que depende de la curvatura, la longitud de inicio adimensionalizada permanece constante prácticamente. Se demuestra también que al aumentar la curvatura aumenta la longitud de inicio adimensionalizada para todo Re .

La longitud de onda y la frecuencia ya se midieron para ondas muy cercanas a la línea de inicio, ya que solo ahí dichas ondas presentan un patrón más o menos constante y ordenado de frecuencia definida. Para Re bajos ($Re < 8$) se logran tener hasta cuatro ondas unidimensionales en esta región, tomándose como longitud de onda un promedio aritmético de las longitudes de onda de todas ellas. Sin embargo, si el Re aumenta, los efectos no lineales se hacen sentir cada vez más cerca de la línea de inicio teniéndose a veces solo una onda unidimensional y muchas veces ninguna.

En cuanto a la relación de frecuencia contra número de Reynolds se observa que cuando el Re aumenta la frecuencia disminuye, siendo muy marcada esta tendencia en el tubo de diámetro 0.95cm y casi nula en el de 2.54cm.

Para $Re > 10$ se observa que la frecuencia disminuye al aumentar la curvatura, teniéndose una tendencia opuesta

cuando $Re < 10$.

Dimensionalmente se tiene que el espesor se incrementa a medida que aumenta el Re , teniéndose que el comportamiento del espesor contra la curvatura es inverso.

La longitud de inicio (dimensional) a $Re < 13$ decrece a medida que la curvatura disminuye, presentándose lo contrario si el $Re > 13$.

Si se hace un promedio geométrico de los valores disgregados de longitud de onda se puede determinar fácilmente un valor constante de esta si $0 < Re \leq 60$, observando que este será mayor al aumentar la curvatura.

Al relacionar el número de Strouhal y el número de Reynolds se observa una tendencia asintótica bien definida. Es decir, a medida que aumenta el valor de número de Reynolds el número de Strouhal tiende a un valor de 2. Esto indica que al aumentar el Re ya no habrá variación en el cociente de velocidad de fase contra velocidad media, lo que indica que para cualquier curvatura a números de Reynolds altos el cociente antes mencionado se estabiliza aunque la velocidad de fase disminuye y la velocidad media aumente al aumentar el Re .

Para $Re < 10$ la tendencia del St hacia 2 no es tan pronunciada a curvaturas mayores, mientras que si $Re > 50$ se llega a que las tres curvaturas se enciman en una sola trayectoria cuya asintota es $St = 2$.

Finalmente, gracias al desarrollo del equipo experimental se demuestra que al aumentar el número de Reynolds, el flujo es cada vez más desordenado, mientras que al aumentar

la curvatura se observa mayor orden en el desarrollo de anillos unidimensionales.

Dadas las políticas de austeridad, se tiene la necesidad de construir equipos sencillos y económicos con el riesgo de ver disminuidas calidad y exactitud en los procesos de experimentación. Sin embargo al comparar los resultados de este trabajo con los reportados por algunos autores (3) (13), se tiene una grán satisfacción al ver que la aproximación es muy buena.

- 1.- George D. Fulford, "The flow of liquids in thin films", Advances in chemical engineering. 5, 1964, pp 151.
- 2.- Robert H. Perry and Cecil H. Chilton, Chemical engineers hand book, 5th Edition, pp 11-28.
- 3.- Kapitza P.L. and Kapitza S.P., "Wave flow of thin layers of a viscous fluid", Collected papers of P.L. Kapitza, Macmillan, New York 1964, pp 663.
- 4.- Tailby S.R. and Portalski S., "The determination of the wavelength on a vertical film flowing down a hydrodynamically smooth plate", Trans. Inst. Chem. Engrg., 40, 1962, pp 114.
- 5.- Neima Brauner and David Moalem Maron, "Characteristics inclined thin films, waviness and the associated mass transfer", Int. J. Heat. Mass Transfer. V. 25 No. 1. pp 99.
- 6.- Dukler A.E., "Characterization, effects and modeling of the wavy gas-liquid interface", Progress in heat and mass transfer. 36, Pergamon press, 1972, pp 207.
- 7.- Stanislaw Portalski, "Eddy formation in thin flow down a vertical plate", ISEC Fundamentals V. 3 No. 1, 1964 pp 49.
- 8.- Toshihiko Fujita and Tatsuhiro Ueda, "Heat transfer to falling liquid films and thin breakdown", International journal of heat and mass transfer. V. 21, 1978, pp 97.
- 9.- William B. Krantz and Simon L. Goren, "Stability of thin liquid films flowing down a plane", Ind. Eng. Chem. Fundam. V. 10, No. 1 pp 91.
- 10.- Tailby S.R. and Portalski S., "The hydrodynamics of liquid films flowing on a vertical surface", Transf. Instn. Chem. Engrs. V. 38, pp 1960.

- 11.- Brown D.R., "A study of the behaviour of a thin sheet of moving liquid", Journal fluid mechanics. V. 10, 1961 pp 297.
- 12.- Alekseenko S.V. and Nakoryakov V. and Pokusaev B.G., "Wave formation on a vertical falling liquid film", Aiche Journal, 31. No. 9, 1985, pp 1446.
- 13.- F. Wayne Pierson and Stephen Whitaker, "Some theoretical and experimental observations of the wave structure of falling liquid films", Ind. Eng. Chem. Fundam. V. 16, No. 4, 1977, pp 401.
- 14.- Solorio O.F., "[Inestabilidad asociada con la caída de agua en una capa uniforme alrededor de un cilindro vertical", Tesina, DEPEFI., UNAM., 1982.
- 15.- Benney D.J., "Long waves on liquid films", Journal of Maths. and Phys., V. 45, pp 150.
- 16.- Frank M. White, "Mecánica de fluidos", Ed. Mc. Graw Hill 1983, pp 303-307.
- 17.- Victor L. Streeter and E. Benjamin Wylie, "Mecánica de los fluidos", Ed. Mc. Graw Hill 1986, pp 224-234.
- 18.- Solorio F.J., San Román M.A., González A., "Algunas observaciones experimentales en el flujo descendente de una película cilíndrica de líquido", Memorias XII congreso ANIAC. 1986 pp 280-284.
- 19.- Stainthorp F.P. and Allen I.M., "The development of ripples on the surface of a liquid film flowing inside a vertical tube", Trans. Instn. Chem. Engrs. V. 43, 1965 pp 85-91.
- 20.- Kirkbride C.G., Trans. Am. Inst. Chem. Engrs., 80, 170 (1933/34).
- 21.- Friedman S.J. and Miller C.D., Ind. Eng. Chem., 855 (1941).

- 22.- Fallah R., Hunter T.G. and Nash A.W., J. Soc. Chem. Ind. London., 53, 369 T (1934).
- 23.- Hewitt C.F. and Hall-Taylor N.S., Annular Two-Phase Flow, Chap. 7, pp. 127-135. Pergamon Press, Oxford (1970).
- 24.- Currie I.G., Fundamental Mechanics of Fluids. Mc. Graw Hill. 1974. pp. 313-318.
- 25.- Solorio F. y Sen M., "Linear Stability of a cylindrical falling film", aceptado para su publicación en el Journal of Fluids Mechanics, 1987.