



7  
Zej  
**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO**

**ESCUELA NACIONAL DE ESTUDIOS PROFESIONALES  
"ZARAGOZA"**

**SISTEMAS DE TUBERIAS CON FLUJO  
COMPRESIBLE**

**T E S I S**

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

**INGENIERO QUIMICO**

P R E S E N T A :

**SONIA GONZALEZ MARTINEZ**



TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

México, D. F.

1991



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 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.

# I N D I C E

	PAG.
LISTA DE TABLAS. _____	1
LISTA DE FIGURAS. _____	2
I. INTRODUCCION Y OBJETIVOS. _____	3
II. METODOS DE CALCULO DE CAIDAS DE PRESION EN TUBE - RIAS CON FLUJO COMPRESIBLE. _____	7
2.1 ECUACION DE DARCY. _____	9
2.2 ECUACIONES DE WEYMOUTH Y PANHANDLE. _____	10
2.3 FACTOR DE EXPANSION META, Y. _____	12
2.4 FLUJO ADIABATICO. _____	15
2.5 FLUJO ISOTERMICO. _____	31
III. SELECCION DE VALVULAS DE CONTROL EN TUBERIAS CON- FLUJO COMPRESIBLE. _____	40
3.1 SELECCION DE VALVULAS DE CONTROL. _____	41
3.2 CALCULO DE VALVULAS DE CONTROL. _____	43
IV. CALCULO DE MEDIDORES DE FLUJO EN TUBERIAS CON FLU- JO COMPRESIBLE. _____	50
4.1 CALCULO DE ORIFICIOS PARA FLUJO DE GAS. _____	52

	PAG.
4.2 ROTAMETRO. -----	59
V. CALCULO DE UN SISTEMA TIPICO DE TUBERIAS CON FLU- JO COMPRESIBLE. -----	65
VI. CONCLUSIONES. -----	86
NOMENCLATURA. -----	89
BIBLIOGRAFIA. -----	95
APENDICE A. NUEVO METODO PARA EL CALCULO DE COE- FICIENTES DE RESISTENCIA EN TUBERIA- Y ACCESORIOS DE TUBERIA. -----	99

## LISTA DE TABLAS.

- 2.1 Factores límite para velocidad sónica.
- 2.2 Dirección de los cambios en las propiedades del fluido para flujo adiabático.
- 2.3 Dirección de los cambios en las propiedades del fluido para flujo isotérmico.
- 3.1 Datos para el dimensionamiento de válvulas.
- 4.1 Valores de  $\phi$  para el cálculo del flujo máximo en orificios.
- 4.2 Forma para la calibración del rotámetro, con valores de ejemplo.
- 5.1 Datos y resultados del ejemplo de cálculo de tuberías de un sistema de desfogue.
- A.1 Constantes para el método 2K.

## LISTA DE FIGURAS.

- 2.1 Factor de expansión neta  $Y$  para flujo compresible a través de tubería hasta una área de flujo mayor.
- 2.2 Línea de Fanno sobre un diagrama  $h-v$ .
- 2.3 Líneas de Fanno sobre un diagrama  $h-s$ .
- 2.4 Superficie de control para el análisis de flujo adiabático, con área de flujo constante.
- 2.5 Flujo isotérmico en ductos,  $k = 1.4$ .
- 2.6 Gráfica para determinar la caída de presión estática para flujo isotérmico en ductos de longitud  $L$ .
- 4.1 Cálculo de orificios para líneas con flujo crítico.
- 4.2 Descripción de variables para un sistema de flujo de gas.
- 4.3 Curva de calibración del rotámetro.
- 5.1 Esquema típico de un sistema de desfogue y quemador.
- 5.2 Esquema del ejemplo de cálculo de tubería de un sistema de desfogue.
- A.1 El método 2K ajusta los datos de disipación de energía para flujo laminar, de transición y turbulento.
- A.2 Coeficiente de resistencia  $K$  contra diámetro interno de codos de radio largo.

## I. INTRODUCCION Y OBJETIVOS.

En las plantas de procesos químicos y petroquímicos donde se requiere el manejo de gases es de gran importancia el diseñar sistemas de tuberías. Para esto es, indispensable conocer los efectos que se originan por cambios considerables de densidad, característicos de estos fluidos.

El campo de los fluidos compresibles es muy extenso y comprende parámetros fundamentales como son la presión, temperatura y velocidad. En el flujo de fluidos compresibles a densidades normales y velocidades elevadas aparece un parámetro fundamental que es el Número de Mach.

El cálculo de sistemas de tuberías para flujo compresible consiste en determinar el diámetro adecuado para manejar un fluido por una tubería, tales cálculos deben considerar flujos críticos con grandes caídas de presión y de fricción.

En este trabajo se hacen algunas limitaciones que son aplicables a muchos problemas reales de ingeniería y son las siguientes:

1. El flujo es estacionario.
2. El flujo es unidimensional.

3. La fricción se limita al esfuerzo cortante de pared.
4. No se desarrolla trabajo sobre el fluido o a partir de él.
5. Los efectos gravitacionales y la energía mecánica potencial son despreciables.

Las relaciones fundamentales que se utilizan son:

1. Ecuación de continuidad.
2. Balance de energía total para flujo estacionario.
3. Balance de energía mecánica teniendo en cuenta la fricción de pared.
4. Ecuación de velocidad del sonido.
5. Ecuación de estado de los gases.

Los objetivos de esta tesis son:

1. Analizar los principales métodos para el cálculo de caída de presión en tuberías con flujo compresible.
2. Analizar los principales criterios para seleccionar válvulas de control en tuberías con flujo compresible.
3. Analizar los principales criterios para calcular elementos primarios en tuberías con flujo compresible.
4. Aplicar los conocimientos anteriores en el cálculo de un sistema típico de tuberías con flujo compresible.

Para llevar a cabo los objetivos antes mencionados, este trabajo-



cuenta con 6 capítulos. A continuación se da una breve descripción de cada uno de ellos.

En el capítulo II se desarrollan los métodos de cálculo de caídas de presión describiendo las diferentes ecuaciones utilizadas junto con sus respectivas limitaciones, también se analizan por separado el flujo adiabático y el flujo isotérmico.

En el capítulo III se describen las ecuaciones de cálculo de válvulas de control, se menciona la importancia del factor de capacidad para válvulas de control ( $C_v$ ), también se da una guía para la selección de válvulas y una secuencia de cálculo para ruido producido por las válvulas de control.

El capítulo IV describe el cálculo del flujo en un medidor de área fija y en un medidor de área variable.

En el capítulo V se desarrolla el cálculo de un sistema típico de desfogue, ya que es una parte esencial de muchas plantas de proceso, este sistema protege el equipo de sobrepresión disponiendo de manera segura los materiales a través de válvulas de desfogue de la misma forma remueve materiales inflamables del área de procesos de la planta.

El capítulo VI consta de las conclusiones, nomenclatura y bibliografía de este trabajo.

El apéndice A muestra un nuevo método para el cálculo de coeficientes de resistencia en tuberías y accesorios de tubería llamado el método 2K, mostrando algunas ventajas con respecto a los métodos de longitud equivalente y de coeficientes de resistencia tradicionales.

El método 2K se aplicó en el cálculo del sistema de desfogue del capítulo V.

## II. METODOS DE CALCULO DE CAIDAS DE PRESION EN TUBERIAS CON FLUJO COMPRESIBLE.

Una determinación precisa de la caída de presión de un fluido compresible que fluye a través de un tubo requiere del conocimiento de la relación entre la presión y el volumen específico; dependiendo de cada caso en particular.

La densidad de los gases y vapores cambian considerablemente con los cambios en la presión; por lo tanto si la caída de presión en un tramo de tubería es grande la densidad y la velocidad cambiarán considerablemente.

Es importante saber que la caída de presión depende de la distribución de velocidades, del tipo de fluido y de la rugosidad de la superficie de la tubería.

En el caso de fluidos incompresibles la caída de presión se puede calcular por medio de la ecuación de Darcy:

$$h_L = \frac{f L U^2}{d 2g_c}$$

Bajo ciertas restricciones que se discutirán en la sección 2.1 la ecuación de Darcy permite el cálculo de la caída de presión de fluidos compresibles, sin embargo, cuando se rebasan dichas restricciones deben utilizarse modelos que incluyan los efectos de los cambios de densidad del fluido los cuales se analizan en las secciones 2.4 y 2.5.

## 2.1 Ecuación de Darcy.

Para el cálculo de caídas de presión en tuberías con flujo compresible se puede utilizar la ecuación de Darcy, siempre que se satisfagan las siguientes restricciones<sup>6</sup>.

1. Si la caída de presión calculada ( $P_1 - P_2$ ) es menor del 10% de la presión de entrada ( $P_1$ ), se obtiene razonable precisión si el volumen específico usado se basa ya sea en las condiciones corriente arriba o corriente abajo, las que sean conocidas.
2. Si la caída de presión calculada ( $P_1 - P_2$ ) es mayor del 10% pero menor del 40% de la presión de entrada ( $P_1$ ), la ecuación de Darcy puede usarse con un volumen específico basado en el promedio de las condiciones corriente arriba y corriente abajo.
3. Para caídas de presión mayores del 40% de la presión inicial  $P_1$ , tal como se encuentra frecuentemente en tuberías largas, es necesario considerar en forma más estricta los cambios en la densidad que el fluido sufre debido a los cambios de presión.

Los extremos usuales considerados para el cálculo más riguroso de la caída de presión en tuberías con flujo compresible son el flujo adiabático ( $PV^k = \text{cte}$ ) y el flujo isotérmico ( $PV = \text{cte}$ ). De los cuales se tra-

tará más adelante.

## 2.2 Ecuaciones de Weymouth y Panhandle.

Otra expresión comúnmente usada para flujo compresible en tuberías largas es la ecuación de Weymouth<sup>6</sup>

$$q_h' = 28.0 d^{2.667} \left[ \left( \frac{(P_1)^2 - (P_2)^2}{L_m} \right) \frac{520}{T} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.1)$$

La ecuación de Panhandle<sup>6</sup> se utiliza para líneas de gas natural de 6 a 24 in de diámetro, número de Reynolds de  $5 \times 10^6$  a  $14 \times 10^6$  y densidad relativa,  $dr = 0.6$ :

$$q_h' = 36.8 E d^{2.6182} \left[ \frac{(P_1)^2 - (P_2)^2}{L_m} \right]^{0.5394} \quad (2.2)$$

El factor de eficiencia de flujo, E, se define como un factor empírico y por lo general se considera de 0.92 para condiciones de operación comunes. Otros valores sugeridos para E pueden encontrarse en Crane<sup>6</sup>.

Tanto la ecuación de Weymouth como la ecuación de Panhandle se basan en la ecuación para flujo completamente isotérmico:

$$q_h' = 114.2 \left[ \left( \frac{(P_1)^2 - (P_2)^2}{f L_m T dr} \right) d^5 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.3)$$

la cual ha sido desarrollada sobre la base de las siguientes considera -

ciones:

1. Flujo isotérmico.
2. No se hace trabajo mecánico sobre ó desde el sistema.
3. Régimen permanente.
4. El gas obedece la ley del gas perfecto.
5. La velocidad puede ser representada por la velocidad promedio en - una sección transversal.
6. El factor de fricción es constante a lo largo de la tubería.
7. La línea es recta y horizontal entre los puntos extremos.
8. La aceleración del fluido no es significativa y puede despreciarse.

La diferencia entre las ecuaciones 2.1, 2.2 y 2.3 está en la selección de los datos para la determinación de los factores de fricción.

Los factores de fricción de acuerdo a la ecuación de Colebrook - (o diagrama de Moody) se utilizan normalmente en la ecuación simplificada para flujo compresible, ecuación 2.3.

Sin embargo, si se usan los mismos factores de fricción empleados en las fórmulas de Weymouth o Panhandle en la ecuación simplificada se - obtienen resultados similares.

El factor de fricción de Weymouth está definido como:

$$f = \frac{0.032}{d^{1/3}} \quad (2.4)$$

Este es idéntico al factor de fricción de Moody en el rango de flujo completamente turbulento, solamente para tubería de 20 in de diámetro. Los factores de fricción de Weymouth son mayores a los factores de Moody para tubería menor de 20 in, y son más pequeños para tubería mayor de 20 in.

El factor de fricción de Panhandle está definido como:

$$f = 0.1225 \left( \frac{d}{q_h dr} \right)^{0.1461} \quad (2.5)$$

Con la ecuación de Panhandle se obtienen factores de fricción menores que los obtenidos de los datos de Moody o de la ecuación del factor de fricción de Weymouth, y en consecuencia los gastos calculados son mayores.

### 2.3 Factor de Expansión Neta, Y.

El gasto en masa de un fluido compresible en un tubo de área de sección transversal constante, con una presión corriente arriba dada, se aproximará a un cierto gasto máximo el cual no puede excederse, no importa cuánto la presión corriente abajo sea reducida adicionalmente.

La velocidad máxima de un fluido compresible en un tubo está limitada por la velocidad de propagación de una onda de presión que atraviesa al fluido a la velocidad sónica. Dado que la presión disminuye y la velocidad aumenta conforme el fluido avanza corriente abajo, la veloci-



dad máxima ocurre en el extremo corriente abajo del tubo. Si la caída de presión es suficientemente alta, la velocidad de salida alcanzará la velocidad del sonido. Un decremento adicional en la presión de salida no será resentida corriente arriba porque la onda de presión solo puede viajar a la velocidad sónica y esta nunca se transmitirá corriente arriba. La caída de presión "adicional" obtenida por la disminución de la presión de salida después de que la máxima descarga ha sido alcanzada, toma lugar más allá del extremo final de la tubería. Esta presión es perdida en ondas de choque y turbulencia del fluido que sale a chorro. Cuando un fluido compresible es descargado desde el extremo de una tubería razonablemente corta en una área de sección transversal mayor, el flujo puede considerarse adiabático. En base al análisis teórico y a datos experimentales se han establecido factores de corrección para compensar los cambios en las propiedades del fluido debido a la expansión del fluido.

La ecuación de Darcy incluyendo el factor de expansión neta, Y es:

$$w = 0.525 Y d^2 \left( \frac{\Delta P}{K v} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.6)$$

El coeficiente de resistencia, K, deberá incluir la resistencia total de la tubería. El factor Y se obtiene de la figura 2.1.

La caída de presión  $\Delta P$ , en la razón  $\Delta P/P_1$  que se usa para la determinación de Y, es la diferencia de la presión de entrada y la presión en el área de mayor sección transversal. En un sistema que descarga

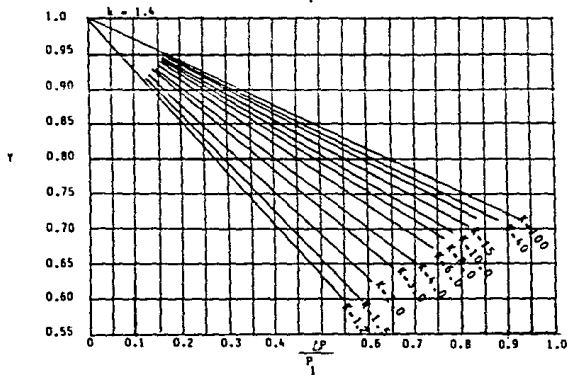
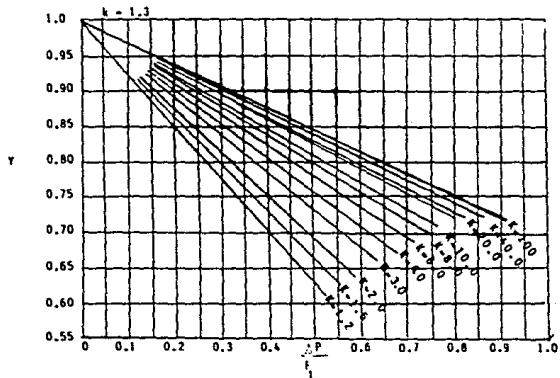


FIG. 2.1 - FACTOR DE EXPANSION NETA,  $Y$ ,  
 PARA FLUJO COMPRESIBLE A TRAVES DE TUBERIA  
 HASTA UNA AREA DE FLUJO MAYOR.

U.N.A.M.

C.N.E.P. \*ZARAGOZA\*

fluidos compresibles a la atmósfera esta  $\Delta P$  es igual a la presión manométrica de entrada. Este valor de  $\Delta P$  es también usado en la figura 2.1, siempre que el factor Y se encuentre dentro de los límites definidos por las curvas del factor de resistencia K en la figura 2.1. Cuando la razón  $\Delta P/P_1$ , usando P como se definió arriba, cae fuera de los límites de las curvas indicadas, la velocidad sónica del fluido tiene lugar en el punto de descarga o en alguna restricción dentro del tubo; en este caso deben usarse en la ecuación 2.6 los valores límite de Y y  $\Delta P$  que aparecen en la tabla 2.1.

#### 2.4 Flujo Adiabático.

Para analizar el flujo adiabático se hacen las siguientes consideraciones:

1. El flujo es en una dirección.
2. El flujo es estacionario.
3. No hay trabajo de flecha e intercambio de calor.
4. Las diferencias de elevación producen cambios despreciables comparados con los efectos de fricción.
5. El ducto es de sección transversal constante.

La ecuación de energía del flujo en estado estacionario puede escribirse:

$$h + \frac{U^2}{2} = h_0 \quad (2.7)$$

FACTORES LIMITE PARA VELOCIDAD SONICA				
K	k = 1.3		k = 1.4	
	$\frac{\Delta P}{P_1}$	Y	$\frac{\Delta P}{P_1}$	Y
1.2	.525	.612	.552	.558
1.5	.550	.631	.576	.606
2.0	.593	.635	.612	.622
3.0	.642	.658	.662	.639
4.0	.678	.670	.697	.649
6.0	.722	.685	.737	.671
8.0	.750	.698	.762	.685
10.0	.773	.705	.784	.695
15.0	.807	.718	.818	.702
20.0	.831	.718	.839	.710
40.0	.877	.718	.883	.710
100.0	.920	.718	.926	.710

TABLA 2.1. FACTORES LIMITE  
PARA VELOCIDAD SONICA

U.N.A.M.

E.N.C.P. \*ZARAGOZA\*

donde  $h$  y  $U$  son respectivamente los valores correspondientes de la entalpia y la velocidad en una sección arbitraria del ducto, y  $h_0$  (la entalpia de estancamiento) tiene un valor constante para todas las secciones del ducto. Físicamente,  $h_0$  es la entalpia en la sección donde la velocidad es cero.

La ecuación de continuidad es:

$$\frac{w}{A} = \rho U = G \quad (2.8)$$

donde  $\rho$  es la densidad en la sección donde  $U$  y  $h$  son medidos, y  $G$  (la masa de velocidad) es un valor constante para todas las secciones del ducto.

Combinando las ecuaciones 2.7 y 2.8 se obtiene la ecuación de la Línea de Fanno en términos de la entalpia y la densidad:

$$h = h_0 - \frac{G^2}{2 \rho^2} \quad (2.9)$$

puesto que  $h_0$  y  $G$  son constantes para un flujo dado, la ecuación 2.9 define una relación entre la entalpia local y la densidad local. Esta relación se muestra gráficamente en la figura 2.2 para un solo valor de  $h_0$  y para varios valores de  $G$ . Todos los estados posibles del fluido para un flujo dado, adiabático y de sección transversal constante caen en una de estas líneas.

LÍNEAS DE ENTROPIA CONSTANTE

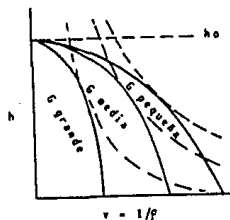


FIG. 2.2. Líneas de Fanno sobre un diagrama h-v. Las líneas continuas tienen la misma entalpía de estancamiento pero diferente flujo por unidad de área. Las líneas discontinuas son líneas de entropía constante.

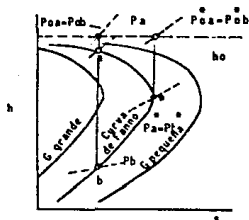


FIG. 2.3. Líneas de Fanno sobre un diagrama h-s. Las tres curvas mostradas tienen la misma entalpía de estancamiento pero diferentes flujos por unidad de área.

E.N.E.P. \*ZARAGOZA\*.

FIG. 2.2 Líneas de Fanno sobre un diagrama h-v.

FIG. 2.3 Líneas de Fanno sobre un diagrama h-s.

La Línea de Fanno.

Para una sustancia pura,  $s = s(h, \rho)$ , esto es, la entropía está determinada por la entalpía y la densidad. Las curvas de la figura 2.2- pueden transferirse a un diagrama entalpía-entropía dando las curvas de Fanno de la figura 2.3. La parte superior de la curva de Fanno corresponde a flujo subsónico, la parte inferior a flujo supersónico y el Número de Mach es la unidad en el punto de máxima entropía en cada curva de Fanno.

Puesto que el flujo es adiabático, la segunda ley de la termodinámica establece que la entropía puede aumentar pero no disminuir. Así las trayectorias de estado a lo largo de cualquier curva de Fanno deben ser hacia la derecha.

Consecuentemente si el flujo en algún punto del ducto es subsónico (punto (a) de la figura 2.3) los efectos de fricción podrán incrementar la velocidad y el Número de Mach y disminuir la entalpía y la presión de la corriente. Si, por otro lado el flujo es inicialmente supersónico (punto (b) de la figura 2.3), los efectos de fricción serán disminuir la velocidad y el Número de Mach y aumentar la entalpía y la presión de la corriente. Un flujo subsónico nunca puede resultar supersónico, y un flujo supersónico nunca puede resultar subsónico, a menos que este presente una discontinuidad.

La presión límite más alta en la cual la entropía podría sufrir un decremento, ocurre a un número de Mach unitario y se denota por  $P^*$ . Este asterisco denota el estado en el cual  $M = 1$  para el proceso en consideración, en este caso el flujo adiabático con área constante. Así, refiriéndonos al estado (a) como ejemplo, el valor de  $P_a^*$  será diferente para un flujo isoentrópico comparado con el valor para un flujo adiabático con área de flujo constante.

La figura 2.3 indica que la presión de estancamiento isoentrópica se reduce como resultado de la fricción, no importando si el flujo es subsónico o supersónico.

Flujo Adiabático de Gas Ideal con Area de Flujo Constante.

Si el fluido es un gas ideal el tratamiento analítico es bastante simplificado

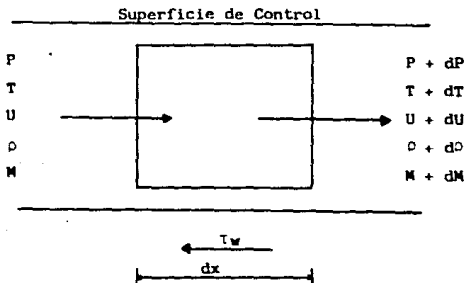


Figura 2.4



El propósito es encontrar en forma analítica las variaciones en todas las propiedades de la corriente a todo lo largo de un ducto de área constante. Naturalmente, la razón de cambio de las propiedades depende de la cantidad de fricción, de modo que en el análisis se debe incluir la ecuación de momentum.

El análisis se presenta en forma diferencial, empleando un volumen de control diferencial, figura 2.4.

Se comenzará con la relación para gases perfectos

$$P = \rho RT$$

Tomando diferenciales logarítmicas, obtenemos

$$\frac{dP}{P} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T} \quad (2.10)$$

De la expresión para el Número de Mach en un gas perfecto,

$$M^2 = \frac{U^2}{k RT}$$

Se obtiene la diferenciación logarítmica:

$$\frac{dM^2}{M^2} = \frac{dU^2}{U^2} - \frac{dT}{T} \quad (2.11)$$

La ecuación de energía en estado estacionario, para un gas perfecto se puede escribir como:

$$C_p dT + d\left(\frac{U^2}{2}\right) = 0$$

dividiendo por  $C_p T$  y usando la definición de Número de Mach resulta:

$$\frac{dT}{T} - \frac{k-1}{2} M^2 \frac{dU^2}{U^2} = 0 \quad (2.12)$$

La ecuación de continuidad es:

$$G = \frac{W}{A} = \rho U$$

o puesto que G es constante:

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{1}{2} \frac{dU^2}{U^2} = 0 \quad (2.13)$$

Refiriéndose a la figura 2.4 la ecuación de momentum es

$$- A dP - \tau_w dA_w = w dU$$

donde A es el área de sección transversal,  $\tau_w$  es el esfuerzo cortante ejercido sobre la corriente por la pared, y  $dA_w$  es el área de pared mojada sobre la cual  $\tau_w$  actúa.

El coeficiente de fricción se define como la razón del esfuerzo cortante en la pared a la energía dinámica de la corriente. Así:

$$f' = \frac{\tau_w}{\rho U^2/2}$$

El diámetro hidráulico se define como cuatro veces la razón del área de sección transversal al perímetro mojado,

$$D = \frac{4A}{dAw/dx} = 4 \frac{A}{dAw} dx$$

Ahora, introduciendo las últimas dos expresiones y la ecuación de continuidad en la ecuación de momentum, se obtiene:

$$-dP - 4f' \frac{\rho U^2}{2} \frac{dx}{D} = \frac{W}{A} dU = \rho U^2 \frac{dU}{U}$$

En seguida dividiendo entre  $P$ , y notando que  $\rho U^2 = kP M^2$  se obtiene:

$$\frac{dP}{P} + \frac{kM^2}{2} 4f' \frac{dx}{D} + \frac{kM^2}{2} \frac{dU^2}{U^2} = 0 \quad (2.14)$$

La presión de estancamiento isentrópica correspondiente a un estado dado es la presión que puede alcanzarse si la corriente es desacelerada isentrópicamente desde el estado dado hasta el estado de velocidad -cero. Entonces:<sup>21</sup>

$$P_0 = P \left( 1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}$$

o en forma diferencial

$$\frac{dP_0}{P_0} = \frac{dP}{P} + \frac{k M^2/2}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \frac{dM^2}{M^2} \quad (2.15)$$

Por otra parte de la definición de función de impulso

$$F = \rho A + \rho A U^2 = \rho A (1 + k M^2)$$

para área constante

$$\frac{dF}{F} = \frac{dP}{P} + \frac{k M^2}{1 + k M^2} \frac{dM^2}{M^2} \quad (2.16)$$

Son siete ecuaciones algebraicas lineales, simultáneas, esto es, las ecuaciones 2.10, 2.11, 2.12, 2.13, 2.14, 2.15 y 2.16 las cuales relacionan ocho variables diferenciales:  $dP/P$ ,  $d\rho/\rho$ ,  $dT/T$ ,  $dM^2/M^2$ ,  $dU^2/U^2$ ,  $dP_0/P_0$ ,  $dF/F$  y  $4f' dx/D$ . El fenómeno físico que causa los cambios en el estado es la fricción viscosa. Por ello se seleccionará la variable  $4f' dx/D$  como independiente. Las otras siete variables pueden encontrarse consecuentemente en términos de  $4f' dx/D$  con la ayuda de siete ecuaciones. Se usan métodos usuales para resolver ecuaciones simultáneas, por ejemplo, el término  $dT/T$  puede eliminarse de las ecuaciones 2.10 y 2.12.

$$\frac{dP}{P} = \frac{d\rho}{\rho} - \frac{k-1}{2} M^2 \frac{dU^2}{U^2}$$

ahora  $d\rho / \rho$  se elimina de esta expresión con la ayuda de la ecuación 2.13 obteniendo

$$\frac{dP}{P} = \frac{1 + (k-1) M^2}{2} \frac{dU^2}{U^2}$$

Finalmente, se usará esta relación para cancelar  $dU^2/U^2$  de la ecuación 2.14 para obtener:

$$\frac{dP}{P} = - \frac{k M^2 \left[ 1 + (k-1) M^2 \right]}{2 (1 - M^2)} 4f' \frac{dx}{D} \quad (2.17)$$

De manera similar se obtienen las siguientes relaciones

$$\frac{dM^2}{M^2} = \frac{k M^2 \left( 1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)}{1 - M^2} 4f' \frac{dx}{D} \quad (2.18)$$

$$\frac{dU}{U} = \frac{k M^2}{2 (1 - M^2)} 4f' \frac{dx}{D} \quad (2.19)$$

$$\frac{dT}{T} = \frac{1}{2} \frac{dC}{C} = - \frac{k (k-1) M^4}{2 (1 - M^2)} 4f' \frac{dx}{D} \quad (2.20)$$

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{k M^2}{2(1-M^2)} 4f' \frac{dx}{D} \quad (2.21)$$

$$\frac{dP_0}{P_0} = - \frac{k M^2}{2} 4f' \frac{dx}{D} \quad (2.22)$$

$$\frac{dF}{F} = - \frac{k M^2}{2(1+kM^2)} 4f' \frac{dx}{D} \quad (2.23)$$

Puesto que el flujo es adiabático, la temperatura de estancamiento es constante. El cambio de entropía es

$$\frac{ds}{C_p} = - \frac{k-1}{k} \frac{dP_0}{P_0} \quad (2.24)$$

o bien de la ecuación 2.22

$$\frac{ds}{C_p} = \frac{(k-1) M^2}{2} 4f' \frac{dx}{D} \quad (2.25)$$

Por convención,  $dx$  es positivo en la dirección de flujo. La segunda ley de la termodinámica establece que la entropía no puede disminuir en un proceso adiabático por lo que se concluye de la ecuación 2.25 que el coeficiente de fricción  $f'$  siempre es un número positivo.

La dirección de los cambios en las propiedades de las corrientes, de acuerdo a las ecuaciones anteriores, dependen de que el número de

Mach sea mayor o menor a la unidad, puesto que el término  $(1 - M^2)$  aparece en el denominador de cada una de las ecuaciones. Se resumen los cambios en la siguiente tabla.

TABLA 2.2. DIRECCION DE LOS CAMBIOS EN LAS PROPIEDADES DEL FLUIDO PARA FLUJO ADIABATICO.

	Subsónico	Supersónico
Presión, P	Disminuye	Aumenta
Número de Mach, M	Aumenta	Disminuye
Velocidad, U	Aumenta	Disminuye
Temperatura, T	Disminuye	Aumenta
Densidad, $\rho$	Disminuye	Aumenta
Presión de Estancamiento, $P_0$	Disminuye	Disminuye
Función de Impulso, F	Disminuye	Disminuye

Se nota que el Número de Mach siempre tiende hacia la unidad. La transición continua ya sea de flujo subsónico a supersónico o de supersónico a subsónico es consecuentemente imposible. Para condiciones dadas en una sección inicial del ducto, por lo tanto, la máxima longitud posible del ducto que puede ser empleada sin alterar estas condiciones iniciales y sin introducir discontinuidades es aquella longitud para la cual el Número de Mach a la salida es exactamente la unidad.

Es sorprendente ver que la fricción tiene el efecto neto de acelerar una corriente subsónica e igualmente sorprendente observar que la fricción causa una elevación en la presión a velocidades supersónicas.

El próximo paso es integrar las ecuaciones diferenciales previas para obtener ecuaciones adecuadas para cálculos prácticos. Usando el Número de Mach como la variable independiente para este propósito.

Rearreglando la ecuación 2.18

$$\int_0^{L_{\text{máx}}} 4f' \frac{dx}{D} = \int_{M^2}^1 \frac{1 - M^2}{k M^4 \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)} dM^2$$

donde los límites de integración se toman como (i) la sección donde el Número de Mach es  $M$ , y donde  $x$  es arbitrariamente igual a cero, y (ii) la sección donde el Número de Mach es unitario, y  $x$  es la longitud máxima posible del ducto,  $L_{\text{máx}}$ .

Integrando

$$4\bar{f}' \frac{L_{\text{máx}}}{D} = \frac{1 - M^2}{k M^2} + \frac{k+1}{2} \ln \frac{(k+1) M^2}{2\left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)} \quad (2.26)$$

donde  $\bar{f}'$  es el coeficiente de fricción promedio con respecto a la longitud, definido por



$$\bar{f}' = \frac{1}{L_{\text{máx}}} \int_0^{L_{\text{máx}}} f' dx$$

La ecuación 2.26 da el máximo valor de  $4f' L/D$  correspondiente a cualquier Número de Mach inicial.

Dado que  $4f' L_{\text{máx}}/D$  es función sólo de  $M$ , la longitud del ducto  $L$  - requerida para el flujo desde un número de Mach inicial  $M_1$  hasta un Número de Mach final dado,  $M_2$  se encuentra en la expresión

$$4\bar{f}' \frac{L}{D} = \left(4\bar{f}' \frac{L_{\text{máx}}}{D}\right)_{M_1} - \left(4\bar{f}' \frac{L_{\text{máx}}}{D}\right)_{M_2} \quad (2.27)$$

Para ilustrar como las propiedades locales de la corriente se encuentran en términos del Número de Mach local, se tomará la presión como un ejemplo. Primero combinando las ecuaciones 2.17 y 2.18

$$\frac{dP/P}{dM^2/M^2} = - \frac{1 + (k-1)M^2}{2 \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)}$$

o

$$\frac{dP}{P} = - \frac{1 + (k-1)M^2}{2M^2 \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)} dM^2$$

Denotando la presión a  $M = 1$  por el símbolo  $P^*$ , integrando entre la sección donde  $M = M$  y  $P = P$ , y la sección donde  $M = 1$  y  $P = P^*$  se obtiene:

$$\frac{P}{P^*} = \frac{1}{M} \left[ \frac{k+1}{2 \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.28)$$

Similarmente se obtienen las relaciones que siguen

$$\frac{U}{U^*} = M \left[ \frac{k+1}{2 \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.29)$$

$$\frac{T}{T^*} = \frac{C^2}{C^{*2}} = \frac{k+1}{2 \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)} \quad (2.30)$$

$$\frac{\rho}{\rho^*} = \frac{U^*}{U} = \frac{1}{M} \left[ \frac{2 \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)}{k+1} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.31)$$

$$\frac{P_0}{P_0^*} = \frac{1}{M} \left[ \left[ \frac{2 \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)}{k+1} \right]^{\frac{k+1}{k-1}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.32)$$

$$\frac{F}{F^*} = \frac{1 + k M^2}{M \left( 2 (k+1) \left( 1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right) \right)} \quad (2.33)$$

$$\frac{s - s^*}{C_p} = \ln M^2 \left[ \left[ \frac{k+1}{2 M^2 \left( 1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)} \right]^{\frac{k+1}{k}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.34)$$

Las cantidades marcadas con un asterisco en estas expresiones, - tal como  $U^*$ ,  $P^*$ , etc., representan los valores de las propiedades de la corriente en la sección en el ducto donde  $M = 1$ . Dado que son constantes para un flujo adiabático dado, de área constante, ellas pueden tratarse como valores de referencia convenientes para normalizar las ecuaciones. Para encontrar el cambio en algunas propiedades de la corriente, como la presión entre las secciones donde los Números de Mach - son  $M_1$  y  $M_2$  respectivamente, se establece:

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{(P/P^*)_{M_2}}{(P/P^*)_{M_1}}$$

donde  $(P/P^*)_{M_2}$  es el valor del miembro derecho de la ecuación 2.28 que corresponde a  $M_2$ , etc.

## 2.5 Flujo Isotérmico en Ductos Largos.

Como se puntualizó inicialmente, el flujo isotérmico con fricción es de interés en líneas de tubería para transportar gas a grandes distancias. Si bien, los Números de Mach para tales casos son en general bastante bajos, hay cambios sustanciales en la presión, propio para - grandes longitudes sobre las que actúa la fricción, por ello el flujo - no puede ser tratado como incompresible.

El análisis es paralelo al del flujo adiabático, excepto que la -

ecuación de energía ahora incluye los cambios en la temperatura de estancamiento. Para un gas perfecto la ecuación de energía puede escribirse:

$$dQ = C_p dT + \frac{dU^2}{2} = C_p dT_0 \quad (2.35)$$

donde  $T_0$  es la temperatura de estancamiento adiabático local, esto es, la temperatura que adquiriría la corriente local si se conduciera al reposo adiabáticamente. El cambio en  $T_0$  es una medida directa de la cantidad y la dirección de la transferencia de calor<sup>21</sup>

$$T_0 = T \left( 1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)$$

tomando diferenciales logarítmicas y notando que  $dT = 0$ , obtenemos:

$$\frac{dT_0}{T_0} = \frac{(k-1) M^2}{2 \left( 1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)} \frac{dM^2}{M^2} \quad (2.36)$$

Para flujo isotérmico, la ecuación de estado de un gas perfecto resulta

$$\frac{dP}{P} = \frac{d\rho}{\rho} \quad (2.37)$$

Similarmente la ecuación 2.11 resulta

$$\frac{dM^2}{M^2} = \frac{2dU}{U} \quad (2.38)$$

Las ecuaciones 2.13, 2.14 y 2.15 son válidas para el flujo isotérmico.

Resolviendo las ecuaciones simultáneas, 2.36, 2.37, 2.38, 2.13, 2.14 y 2.15 con  $4f' dx/D$  como variable independiente se obtiene:

$$\frac{dP}{P} = \frac{d\rho}{\rho} = -\frac{dU}{U} = -\frac{1}{2} \frac{dM^2}{M^2} = -\frac{k M^2}{2(1-kM^2)} 4f' \frac{dx}{D} \quad (2.39)$$

$$\frac{dPo}{Po} = \frac{kM^2 \left(1 - \frac{k+1}{2} M^2\right)}{2(kM^2-1) \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)} 4f' \frac{dx}{D} \quad (2.40)$$

$$\frac{dT_o}{T_o} = \frac{k(k-1)M^4}{2(1-kM^2) \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)} 4f' \frac{dx}{D} \quad (2.41)$$

De estas ecuaciones se desprende que la dirección de los cambios no depende de si el flujo es subsónico o supersónico, sino de que si  $kM^2$  es mayor o menor a la unidad. Note que  $4f' dx/D$  es siempre positivo, las direcciones de cambio se resumen para gases con  $k > 1$  en la tabla que sigue:

TABLA 2.3. DIRECCION DE LOS CAMBIOS EN LAS PROPIEDADES DEL FLUIDO PARA FLUJO ISOTERMICO.

	$M < 1/\sqrt{k}$	$M > 1/\sqrt{k}$
	Subsónico	Supersónico
Presión	Disminuye	Aumenta
Densidad	Disminuye	Aumenta
Velocidad	Aumenta	Disminuye
Número de Mach	Aumenta	Disminuye
Temperatura de Estancamiento	Aumenta	Disminuye
Presión de estancamiento	Disminuye	Aumenta para $M < \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{2}}$ Disminuye para $M > \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{2}}$

Se observa que el Número de Mach siempre tiende hacia  $1/\sqrt{k}$ . - Este valor por lo tanto representa un límite para el flujo isotérmico - continuo, de igual manera que  $M = 1$  representa un límite para flujo - adiabático continuo. Cuando  $M$  es menor que  $1/\sqrt{k}$ , se añade calor a la - corriente; cuando  $M$  excede  $1/\sqrt{k}$ , el calor es removido de la corriente.

La ecuación 2.39 puede rearrreglarse para dar:

$$\int_0^{M_{\text{máx}}} 4f' \frac{dx}{D} = \int_{M^2}^{1/k} \frac{1 - kM^2}{kM^4} dM^2$$

donde el límite inferior de integración se toma en  $x = 0$ ,  $M = M$ , y el límite superior se toma de  $M = 1/\sqrt{k}$ , más allá del cual el flujo isotérmico continuo no puede proceder. Integrando

$$4\Gamma \frac{L_{\text{máx}}}{D} = \frac{1 - kM^2}{kM^2} + \ln kM^2 \quad (2.42)$$

Ahora  $M^2 = U^2/kRT$ , y  $T$  es constante. Denotando las propiedades en  $M = 1/\sqrt{k}$ , por símbolos como  $U^{*t}$ ,  $P^{*t}$ , etc., se escribe:

$$\frac{M^2}{U^2} = \frac{1/k}{(U^{*t})^2}$$

de donde:

$$\frac{U}{U^{*t}} = \sqrt{k} M \quad (2.43)$$

De la ecuación de continuidad

$$\rho U = \rho^{*t} U^{*t} \therefore \frac{\rho}{\rho^{*t}} = \frac{1}{kM} \quad (2.44)$$

La relación del gas perfecto produce

$$\frac{P}{P^{*t}} = \frac{\rho}{\rho^{*t}} = \frac{1}{\sqrt{k} M} \quad (2.45)$$

De la expresión para la presión de estancamiento isoentrópica -  
se obtiene:

$$\frac{P_o}{P_o^{*t}} = \frac{P}{P^{*t}} \frac{(1 + \frac{k-1}{2} M^2)^{\frac{k}{k-1}}}{(1 + \frac{k-1}{2} \frac{1}{k})^{\frac{k}{k-1}}}$$

$$= \frac{1}{\sqrt{k}} \left( \frac{2k}{3k-1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \frac{(1 + \frac{k-1}{2} M^2)^{\frac{k}{k-1}}}{M} \quad (2.46)$$

Finalmente de la ecuación para la temperatura de estancamiento:

$$\frac{T_o}{T_o^{*t}} = \frac{T}{T^{*t}} \frac{1 + \frac{k-1}{2} M^2}{1 + \frac{k-1}{2} \frac{1}{k}} = \frac{2k}{3k-1} \left( 1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right) \quad (2.47)$$

Las ecuaciones 2.42 a 2.47 se representan gráficamente en la figura 2.5.

Relaciones para Bajos Número de Mach.

En líneas de tuberías largas los Números de Mach empleados son tan bajos que las pérdidas en la presión de estancamiento son virtualmente idénticas a las pérdidas en la presión estática. Para tales casos es útil tener una relación directa sustituyendo  $P_2/P_1$ ,  $4f' L/D$ , y  $M_1$ , donde -



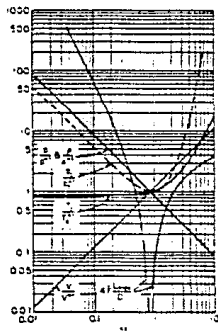


FIGURA 2.5

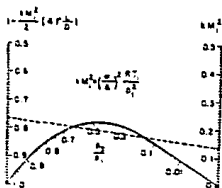


FIGURA 2.6

E.N.E.P. \*ZARAGOZA\*

FIGURA 2.5 FLUJO ISOTERMICO EN DUCTOS,  
k = 1.4.

FIGURA 2.6 GRAFICA PARA DETERMINAR LA CAIDA DE PRESION ESTATICA PARA FLUJO ISOTERMICO EN PRODUCTOS DE LOGARITMO 1.

los subíndices 1 y 2 se refieren respectivamente a las condiciones de entrada y salida para un tubo de longitud L. De la ecuación 2.42:

$$4f' \frac{L}{D} = \left( 4f' \frac{Lmáx}{D} \right)_1 - \left( 4f' \frac{Lmáx}{D} \right)_2$$

$$= \frac{1 - k M_1^2}{k M_1^2} - \frac{1 - k M_2^2}{k M_2^2} + \text{Ln} \frac{M_1^2}{M_2^2}$$

también de la ecuación 2.45

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{M_2}{M_1} ; \therefore M_2 = M_1 \frac{P_1}{P_2}$$

sustituyendo este valor de  $M_2$  en las ecuaciones previas, y reorganizando tenemos:

$$4f' \frac{L}{D} = \frac{1 - \left( \frac{P_2}{P_1} \right)^2}{k M_1^2} - \text{Ln} \left( \frac{P_1}{P_2} \right)^2 \quad (2.48)$$

La figura 2.6 es una representación conveniente de esta relación.

De la ecuación 2.45 y del hecho de que  $M_2$  no puede exceder la  $1/\sqrt{k}$ , se sigue que

$$\left( \frac{P_2}{P_1} \right)^2 > k M_1^2$$

Si bien para valores dados de  $M_1$  y  $4f' L/D$  hay dos soluciones para  $P_2/P_1$  solo puede usarse la intersección de la izquierda. La intersección de la derecha implica valores negativos de  $f'$  y esto involucra una violación de la segunda ley de la termodinámica. Una intersección tipo-tangente indica flujo estrangulado, y, cuando no hay intersección  $L$  excede de  $L_{máx}$ .

#### Efectos de Estrangulamiento.

Para un valor dado de  $M_1$ , hay una longitud máxima para el flujo isotérmico continuo, se sigue que los efectos de estrangulamiento pueden ocurrir de modo similar al flujo adiabático.

Se debe recordar, sin embargo, que cuando un flujo isotérmico subsónico se aproxima al Número de Mach limitante, todas las propiedades del fluido cambian rápidamente con la distancia. A menos que el calor sea transferido a propósito, el proceso de flujo bajo estas circunstancias es más probable que se acerque al modelo adiabático que al isotérmico. En  $M = 1/\sqrt{k}$ , las ecuaciones 2.41 y 2.35 indican la necesidad de transferencia de calor infinita por unidad de longitud; así este límite es artificial y no es físicamente real.

III. SELECCION DE VALVULAS DE CONTROL EN TUBERIAS CON FLUJO  
COMPRESIBLE.

Las válvulas de control permiten regular el gasto del fluido en función de la posición del dispositivo de bloqueo ya que se puede abrir o cerrar gradualmente. Los principales tipos de válvulas de control son:

- a) Válvula de Globo.- Se utilizan principalmente para regular el flujo. El cambio de dirección del fluido dentro de la válvula provoca turbulencia y caída de presión.

Las características principales de las válvulas de globo son: operación frecuente, regulación de flujo, cierre positivo para gases y aire, resistencia aceptable al flujo y caída de presión moderadas.

- b) Válvulas de mariposa.- Se usan para servicios de regulación de grandes flujos de gases y líquidos a presiones relativamente bajas (150-psig o más). Sus características principales son: completamente abierta, completamente cerrada o reguladora del flujo, operación frecuente y baja caída de presión.

### 3.1 Selección de Válvulas de Control.

En el dimensionamiento de válvulas de control es preciso conocer - las ecuaciones de cálculo, así como de conocer el fluido de proceso y las - condiciones de servicio para la válvula. Estos serán discutidos en los pá- rrafos siguientes después de una breve discusión del factor de capacidad de la válvula de control ( $C_v$ ) por el cual se denominan las válvulas de con - trol.

La naturaleza inherente de un circuito de control que usa una vál- vula de control como el elemento final es tal que puede alcanzarse un con - trol aceptable en muchos casos, aún cuando no use el mejor tamaño de válvu- la. Esto se debe a varios factores compensatorios:

1. Alta rangeabilidad de las válvulas de control.
2. La flexibilidad de los ajustes del modo de control.
3. Las caídas de presión disponibles son generalmente más grandes que los valores permisibles de diseño.
4. La disponibilidad de derivaciones para las válvulas de control.

A pesar de estos factores favorables, se debe tener cuidado para-

asegurar un apropiado dimensionamiento porque estos factores no corrigen necesariamente las deficiencias de dimensionamiento. Puede alcanzarse un buen control si la válvula puede manejar el flujo mínimo y alrededor de 120% del flujo máximo requerido.

#### Definición de Cv.

El concepto de factor de capacidad (Cv) para válvulas de control fue introducido en 1944. Cv está definido como el flujo en galones por minuto de agua a 60°F que pasarán a través de una válvula de control con una caída de presión de 1 psi.

Para propósitos de dimensionamiento, los gastos de fluido de proceso se convierten a gastos equivalentes de los propios fluidos de referencia (agua para flujo de líquidos y aire para flujo de vapores) ya que las capacidades de la válvula de control (Cv) están determinadas por pruebas usando agua y/o aire y son graficadas o tabuladas sobre esta base.

#### Guías para la Selección de las Válvulas.

1. Después de obtener el Cv requerido en condiciones de flujo máximo y mínimo, seleccione el tamaño de válvula que maneje el Cv máximo a 85 - 90% de abertura y el Cv mínimo alrededor de un 10 - 15% de abertura.

2. Use un estilo lineal para sistemas de control de nivel y en otros - sistemas cuando el 40% o más de la caída de presión del sistema sea - debido a la válvula de control. Un estilo de igual porcentaje para - otras aplicaciones.
3. No use válvulas de alta recuperación para servicios de flasheo o don - de haya cavitación.
4. Cuando la válvula de control dimensionada es igual o mayor, que el - tamaño de la línea, debe revisarse ambos cálculos dado que normalmen - te el tamaño de la válvula es menor que el tamaño de la línea.
5. La caída de presión a través de la válvula debe ser 20% mayor que la - pérdida dinámica total.

Es bien reconocido que los procedimientos para el cálculo de vál - vulas se basa en algunas suposiciones las cuales han sido válidas por mu - chos datos experimentales. Sin el uso de estas simplificaciones razona - bles el problema de calcular válvulas resultaría muy complicado.

### 3.2 Cálculo de Válvulas de Control.

El procedimiento que se presenta a continuación permite el cálcu - lo de válvulas de control en líneas con flujo de gases. Este procedi - miento ha sido extraído del capítulo 6 del ISA Handbook of Control - Valves, 2ª edición, ISA 1976 y es el procedimiento más preciso que se - dispone para el cálculo.

Ecuación de Cálculo:

$$F_p C_v = \frac{q}{C_1 P_1 Y \left( \frac{X}{dr T_1 Z} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (3.1)$$

donde:

- $F_p$  = Factor geométrico de la tubería.  
 $C_v$  = Coeficiente de dimensionamiento de la válvula.  
 $C_1$  = Constante de proporcionalidad ( 408.952 para el sistema métrico y 1360 para el sistema inglés).  
 $P_1$  = Presión absoluta de entrada ( $\text{kg}/\text{cm}^2$  o psia).  
 $q$  = Flujo (NCMH o SCFM)  
 $Y$  = Factor de expansión dado por

$$Y = 1 - \frac{X}{3F_k X_T} \quad (3.2)$$

límite inferior = 0.667

- $X$  = Relación de caídas de presión a presión de entrada absoluta  
(  $X = \Delta P/P_1$  )  
 $k$  = Relación de calores específicos,  $C_p/C_v$   
 $C_p$  = Calor específico a presión constante  
 $C_v$  = Calor específico a volumen constante  
 $X_T$  = Factor de relación de caída de presión (Ver Tabla 3.1)



- $d_r$  = Densidad relativa (referida al aire)  
 $T_1$  = Temperatura absoluta de entrada (\*Kelvin o \*Rankine)  
 $Z$  = Factor de compresibilidad  
 $F_k$  = Factor de relación de calores específicos dado por:

$$F_k = k/1.4$$

El procedimiento es el siguiente:

1. Calcule primero el factor  $(F_p C_v)$  en función del segundo término de la ecuación 3.1.
2. A continuación escoja una válvula en los catálogos de proveedores - cuyo  $C_v$  100% ( $C_v$  seleccionado o  $C_{vs}$ ) sea un poco mayor que el factor  $F_p C_v$  calculado.
3. Después se calcula el factor  $F_p$  de la siguiente manera:

3.1 Calcular la capacidad unitaria de la válvula ( $C_d$ ) según:

$$C_d = C_{vs}/d_v^2 \quad (3.3)$$

donde:

$d_v$  = diámetro de la válvula seleccionada ( mm o pulg.)

- 3.2 Calcular la suma de coeficientes de carga de velocidad ( $\Sigma k$ ) - según:

$$\Sigma K = K_1 + K_2 + K_{B1} - K_{B2} \quad (3.4)$$

donde los coeficientes de resistencia por cambios súbitos se calculan -  
como:

$$K_1 = 0.5 \left( 1 - \left( \frac{dv}{d1} \right)^2 \right)^2 \quad (3.5)$$

$$K_2 = 1.0 \left( 1 - \left( \frac{dv}{d2} \right)^2 \right)^2 \quad (3.6)$$

$$K_{B1} = 1 - \left( \frac{dv}{d1} \right)^4 \quad (3.7)$$

$$K_{B2} = 1 - \left( \frac{dv}{d2} \right)^4 \quad (3.8)$$

donde:

d1 = diámetro de la tubería de entrada (mm o plg.)

d2 = diámetro de la tubería de salida (mm o plg.)

4. Calcular el factor  $F_p$  como:

$$F_p = \left[ \frac{\Sigma K}{C_2} (Cd)^2 + 1 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (3.9)$$

donde  $C_2$  es una constante de conversión de unidades (0.00214 en el sistema métrico y 890 en el sistema inglés).

5. Finalmente se obtiene el coeficiente de la válvula (Cv) como:

$$C_v = \frac{F_p C_v}{F_p} \quad (3.10)$$

### 3.3 Cálculo de Ruido producido por Válvulas de Control.

El ruido total producido por el flujo de gas en las válvulas de control se obtiene de la siguiente manera:

$$SPL = SPL_{\Delta P} + \Delta SPL_{C_g} + \Delta SPL_{\Delta P/P_1} + \Delta SPL_k$$

1. SPL (Sound Pressure Level) es el ruido total producido por la válvula a una distancia de 48 pulgadas a la salida de la válvula y a 29 - pulgadas de la tubería.
2.  $SPL_{\Delta P}$  es el ruido debido a la caída de presión en la válvula. Se puede obtener según la ecuación:

$$SPL_{\Delta P} = 20 \text{ Log } \Delta P, \quad (\text{db})$$

o en gráficas suministradas por los proveedores.

3.  $SPL_{C_g}$  es el ruido debido al Cv de la válvula para gases ( $C_g 40 (X_T)^{1/2} C_v$ ) donde Cv es el coeficiente de dimensionamiento de la válvula y  $X_T$  es el factor de relación de caída de presión. (Ver Tabla 3.1).  $\Delta SPL_{C_g}$  puede obtenerse para válvulas de globo con inte -

riores estándar de la ecuación:

$$\Delta \text{SPL}_{C_g} = 20 \text{ Log } C_g \text{ , (db)}$$

o de las gráficas suministradas por los proveedores.

4.  $\text{SPL}_{\Delta P/P_1}$  es el ruido debido al estilo de la válvula y a la relación de presiones. Debe obtenerse de las gráficas proporcionadas por los proveedores.
5.  $\text{SPL}_X$  es el ruido debido al diámetro y cédula de la tubería.

Para vapor convertir  $C_s$  a  $C_g$  de la siguiente manera:

$$C_g = C_s \times 20$$

TABLA 3.1. DATOS PARA EL DIMENSIONAMIENTO DE VALVULAS.

CUERPOS Y TIPO DE ASIENTO	DIRECCION DE FLUJO	CUERPO DEL TAPAÑO DE LA LINEA ( $D = d$ )						TAPAÑO REDIO ( $D = 2d$ )			
		Cd	F <sub>L</sub>	K <sub>T</sub>	F <sub>d</sub>	F <sub>s</sub>	K <sub>c</sub>	$\frac{3C_v}{D}$	F <sub>LP</sub>	K <sub>TP</sub>	F <sub>S</sub>
GLOBO DE ASIENTO SIMPLE											
ALETA GUIADA	CUALQ.	11	.90	.75	1.0	1.05	c	2.8	.85	.75	1.04
FALDON EN Y	CUALQ.	9	.90	.75	1.5	1.38	c	2.3	.86	.75	1.36
CONTORNEADO	FRANCO	11	.90	.72	1.0	1.05	.65	2.8	.85	.73	1.04
CONTORNEADO	REST.	11	.90	.55	1.0	1.09	.58	2.8	.78	.57	1.08
TAPON EN Y	CUALQ.	9.5	.90	.75	1.0	1.05	.80	2.4	.86	.75	1.04
CAJA	FRANCO	14	.90	.75	1.0	1.09	.65	3.5	.82	.75	1.04
CAJA	REST.	16	.80	.70	1.0	1.11	c	4.0	.72	.71	1.08
GLOBO DE ASIENTO DOBLE											
ALETA GUIADA	-	14	.90	.75	.71	0.84	c	3.5	.82	.75	0.83
FALDON EN Y	-	13	.90	.75	.71	0.84	c	3.3	.83	.75	0.83
CONTORNEADO	-	13	.85	.70	.71	0.85	.70	3.3	.79	.71	0.84
TAPON EN Y	-	12.5	.90	.75	.71	0.84	.80	3.1	.83	.75	0.84
ANGULO											
CONTORNEADO DE PUERTO PLENO	REST.	20	.80	.65	1.0	1.12	.53	5.0	.69	.68	1.08
CONTORNEADO DE PUERTO PLENO	FRANCO	17	.90	.72	1.0	1.08	.64	4.3	.78	.73	1.04
CONTORNEADO RESTRINGIDO	REST.	>6	.70	.55	1.0	1.13	c	1.5	.69	.56	1.13
CONT. RESTRINGIDO	REST.	>5.5	.95	.80	1.0	1.02	c	1.3	.93	.80	1.02
DRIF. AHUSADO 2:1	REST.	12	.45	.15	1.0	1.31	c	3.0	.44	.17	1.31
CAJA	FRANCO	12a	.85	.65	1.0	1.08	c	3.0	.80	.66	1.06
CAJA	REST.	12a	.80	.60	1.0	1.10	c	3.0	.75	.62	1.08
BOLA											
CALIBRE ESTANDAR <sup>b</sup>	-	30	.55	.15	1.0	1.28	.25	7.5	.47	.24	1.22
CARACTERIZADO	-	25	.57	.25	1.0	1.25	.22	6.3	.50	.33	1.21
NARIPOSA											
ABIERTO 60°	-	17	.68	.38	.71	0.92	.3	4.3	.63	.43	0.91
ABIERTO 90°	-	>30	.55	.20	.71	1.01	c	7.5	.45	.33	0.97

\* EL VALOR DE  $F_d$  SE BASA EN DATOS DE PRUEBAS QUE NO HAN SIDO REEVALUADOS POR LABORATORIOS INDEPENDIENTES.  $F_s$  SE CALCULA DE  $F_d$ .

a = VARIABLE, b = ORIFICIO  $\approx 0.8d$ , c = NO DISPONIBLE.

#### IV. CALCULO DE MEDIDORES DE FLUJO EN TUBERIAS CON FLUJO COMPRESIBLE.

Un medidor de gasto es un dispositivo que permite obtener el peso o el volumen que por unidad de tiempo pasa a través de una determinada sección transversal. Dos de los más utilizados medidores de flujo son la placa de orificio y el rotámetro.

Los medidores de placa de orificio comprenden más del 80% de las instalaciones para medición de flujo en plantas de proceso. El diferencial de presión medido por las tomas de tubería representa además de una parte del diferencial originado a través del orificio, las pérdidas por fricción a lo largo del tubo entre las tomas.

Las características dimensionales de la placa de orificio se han estandarizado cuidadosamente y los datos experimentales y de operación en numerosas instalaciones proporcionan cifras confiables de predicción.

Cualquier cambio radical en el orificio durante su uso introducirá un serio error. Por esta razón, para resistir el ataque del fluido en circulación, las placas de orificio deben ser construidas e instaladas con los mejores materiales. Una turbulencia excesiva en puntos cercanos al orificio causaría lecturas erróneas.

En lugar de mantener una restricción constante de área y dejar -  
que la presión diferencial varíe con el flujo. en los medidores de -  
área variable la presión diferencial se mantiene constante y se deja -  
variar el área de flujo.

El rotámetro es un medidor de sección transversal variable, que -  
consiste en un conducto transparente y un flotador, el cual se desplaza  
hacia arriba debido al flujo también hacia arriba a través del conduc -  
to.

#### 4.1 Cálculo de Orificios para Flujo de Gas.

En el diseño de procesos, frecuentemente se debe calcular un orificio para un flujo y caída de presión dados. Frecuentemente, el orificio se diseña para desarrollar una presión diferencial en escala total a flujo máximo. Una ecuación conveniente que proporciona el flujo para la caída de presión en el orificio es:

$$m = 0.52502 \left( \frac{C Y d_t^2 F_a}{(1 - \beta^4)^{1/4}} \right) \quad (4.1)$$

Para flujo de líquidos, el factor de expansión,  $Y$ , es 1.0, y la ecuación 4.1 se resuelve fácilmente para el tamaño del orificio a flujo máximo para la  $\Delta P$  en escala total.

Con flujo de gas, sin embargo,  $Y$  es una función de  $\beta$ , para gas ideal:

$$Y = 1 - (0.41 + 0.35 \beta^4) \frac{\Delta P}{P_k} \quad (4.2)$$

Si bien la ecuación 4.2 es para gases ideales es suficientemente precisa para el cálculo de orificios para gases reales.



El dimensionamiento de orificios involucra un cálculo por ensayo y error o bien la solución de una ecuación cúbica.

La ecuación 4.1 y 4.2 pueden simplificarse considerando que  $C = 0.62$  y  $Fa = 1.0$ . Este valor de  $C$  es comúnmente usado para números de Reynolds grandes (raramente el flujo a través de orificios es a números de Reynolds bajos). Se hacen las siguientes sustituciones:

$$y = \beta^4 \quad (4.3)$$

$$l = \frac{m}{0.3255 d^2 \sqrt{\rho \Delta P}} \quad (4.4)$$

$$n' = 1 - 0.41 \frac{\Delta P}{P_1 k} \quad (4.5)$$

$$t = 0.35 \frac{\Delta P}{P_1 k} \quad (4.6)$$

combinando las ecuaciones 4.1 y 4.2 resulta:

$$l = (n' y^{\frac{1}{2}} - t y^{3/2}) / (1 - y)^{\frac{1}{2}} \quad (4.7)$$

Elevando al cuadrado ambos lados de la ecuación y dividiendo por  $t^2$  se obtiene la ecuación 4.7 en forma cúbica:

$$y^3 - 2 \frac{n'}{t} y^2 + \frac{n'^2 + l^2}{t^2} y - \frac{l^2}{t^2} = 0 \quad (4.8)$$

La ecuación 4.8 puede resolverse para  $y$ , usando el método convencional para encontrar raíces de ecuaciones cúbicas.

sea:

$$p' = \frac{2n'}{t} \quad (4.9)$$

$$q' = \frac{(n'^2 + l^2)}{t^2} \quad (4.10)$$

$$r' = \frac{-l^2}{t^2} \quad (4.11)$$

y

$$\begin{aligned} a &= (3q' - p'^2)/3 \\ &= \frac{3l^2 - n'^2}{3t^2} \end{aligned} \quad (4.12)$$

$$\begin{aligned} b &= (2p'^3 - 9p'q' + 27r')/27 \\ &= -(2n'^3 + 18n'l^2 + 27tl^2)/27t^3 \end{aligned} \quad (4.13)$$

La solución de la ecuación 4.8 para obtener un número real es:

$$\begin{aligned} y &= \left[ -b/2 + (b^2/4 + a^3/27)^{1/2} \right]^{1/3} + \\ &\quad \left[ -b/2 - (b^2/4 + a^3/27)^{1/2} \right]^{1/3} - 2n'/3t \end{aligned} \quad (4.14)$$

el diámetro del orificio está dado por:

$$dt = dy^{1/4} \quad (4.15)$$

Bajo condiciones de flujo crítico donde la velocidad a través de la garganta del orificio alcanza la velocidad del sonido, la ecuación teórica para calcular el flujo máximo a través de tal orificio es:

$$w_{\text{máx}} = \frac{A_r P_1}{\sqrt{T_1}} \left( \frac{g_c k}{R_1} \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \right)^{1/2} \quad (4.16)$$

la cual puede ser simplificada a:

$$w_{\text{máx}} = \frac{0.7854 d_r^2 P_1}{\sqrt{T_1}} \phi \quad (4.17)$$

donde  $\phi$  es:

$$\phi = \left( \frac{g_c k}{R_1} \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \right)^{1/2}$$

Mc Nulty<sup>25</sup> ha incorporado el coeficiente de flujo,  $K_c$ , y el factor de velocidad aproximado

$$1 / \sqrt{1 - \beta^4}$$

GAS	PESO MOLEC. (Aprox.)	CONSTANTE INDIVIDUAL DEL GAS	K = Cp/Cv	$\beta$
ACETILENO	26	59.4	1.28	0.4886
AIRE	29	53.3	1.40	0.5322
AMONIACO	17	90.8	1.29	0.3963
ARGON	40	38.7	1.67	0.4393
BIOXIDO DE CARBONO	44	35.1	1.28	0.6356
MONOXIDO DE CARBONO	28	55.2	1.41	0.5243
ETILENO	28	55.1	1.22	0.4987
HELIO	4	386	1.66	0.2095
ACIDO CLORHIDRICO	36.5	42.4	1.40	0.5960
HIPOGENO	2	767	1.40	0.1403
METANO	16	96.4	1.26	0.3814
NITROGENO	28	55.2	1.40	0.5230
OXIGENO	32	48.2	1.40	0.5591
BIOXIDO DE AZUFRE	64	24.1	1.25	0.7607

TABLA 4.1 VALORES DE $\beta$ PARA EL CALCULO DEL FLUJO MAXIMO EN ORIFICIOS DE LA ECUACION 4.17	U.S.A.N.
	E.N.E.P. *ZARAGOZA*.

dentro de la ecuación (4.16) para obtener una relación para el flujo actual:

$$W'_{\text{máx}} = \frac{K_c}{\sqrt{1-\beta^4}} \left( \frac{0.7854 d_r'^2 P_1 \phi}{\sqrt{T_1}} \right) \quad (4.18)$$

El diámetro del orificio,  $d_r'$ , puede ser determinado usando una técnica de prueba y error o bien la figura 4.1. En la figura 4.1 se muestra  $K_c$  contra  $r$  y  $\beta = d_r'/d$  contra  $X$ , donde  $X$  se define como:

$$X = \frac{1.2732 W'_{\text{máx}} \sqrt{T_1}}{K_c d^2 P_1 \phi} \quad (4.19)$$

$$X = \frac{0.001624 q d_r' \sqrt{T_1}}{K_c d^2 P_1 \phi}$$

Los valores de  $\phi$  para algunos gases está dado en la tabla 4.1. Después de que se determina  $X$ , referida a la gráfica para encontrar el valor de  $\beta$  entonces se resuelve para  $d_r' = \beta d$ .

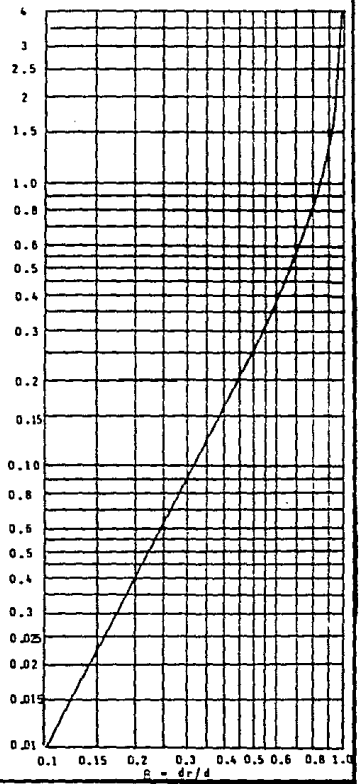
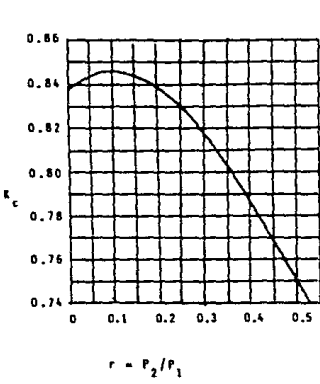


FIG. 4.1. CALCULO DE ORIFICIOS PARA LINEAS CON FLUJO CRITICO.

U.N.A.R.

E.N.E.P. \*ZARAGOZA\*.

## 4.2 Rotámetros.

A continuación se desarrolla una ecuación para corregir las lecturas de rotámetros que han sido calibrados para un cierto gas y condiciones de presión y temperatura diferentes a los cuales se va a utilizar, - sin necesidad de hacer una recalibración experimental para las nuevas - condiciones.

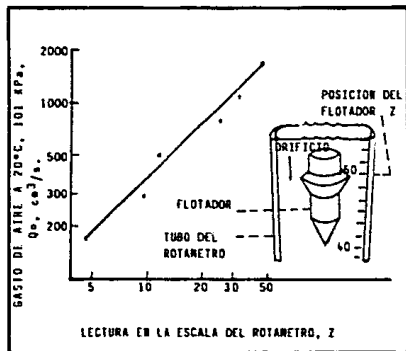
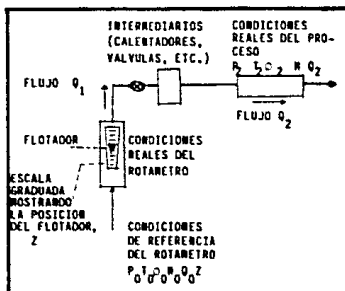
Un rotámetro es un medidor de flujo que consiste de un flotador - en un tubo de vidrio ahusado.

Cuando el gas fluye, suspende el flotador en el tubo figura 4.2 - cuando se incrementa el flujo de gas el flotador se eleva en el tubo ah<sup>u</sup>sado para proveer una mayor área de flujo alrededor del flotador.

Se puede ver el espacio anular entre el flotador y el tubo del rotámetro como un orificio (ver figura 4.2) y aplicar la ecuación de orificios para gases <sup>18</sup>.

$$Q_r \sqrt{\rho_r} = \text{CYS} \sqrt{\frac{2g_c \Delta P}{1 - \beta^4}} \quad (4.20)$$

para un valor dado de la posición del flotador,  $Z'$ , el coeficiente de - descarga,  $C$ , el factor de expansión,  $Y$ , el área del orificio,  $S$ , el factor  $g_c$ , la razón de secciones transversales,  $\beta$ , y la caída de presión-



F.N.E.P. \*ZARAGOZA\*

FIG. 4.2 . DESCRIPCION DE VARIABLES PARA UN SISTEMA DE FLUJO DE GAS.

FIG. 4.3 . CURVA DE CALIBRACION DEL ROTANETRO, DE LOS DATOS DE LA TABLA 3.2.



del gas,  $\Delta P$ , a través del flotador, son todas constantes. Se escribe:

$$Q_r \sqrt{\rho_r} \Big|_{z=\text{cte}} = \text{Constante} \quad (4.21)$$

Otro camino para obtener la ecuación 4.21 es de los datos de Fischer & Porter Co. interpretador por Mc Cabe and Smith<sup>16</sup>. Para un ajuste dado del flotador de rotámetro, el valor de la ecuación siguiente es necesariamente constante:

$$\frac{\rho Q}{D_f \sqrt{m_f} E_c \mu \rho (1 - \rho/\rho_f)} \quad (4.22)$$

donde  $Q$  = flujo volumétrico del gas;  $D_f$  = diámetro del flotador, figura 4.2;  $m_f$  = masa del flotador;  $\rho$  = densidad del gas;  $\rho_f$  = densidad del flotador;  $\mu$  = viscosidad del gas.

Para un flotador en particular la masa,  $m_f$ , y la densidad,  $\rho_f$ , son constantes. La densidad del gas es mucho menor que la densidad del flotador, tal que  $(1 - \rho/\rho_f) \approx 1$ , entonces;

$$Q_r \sqrt{\rho_r} \Big|_{z'=\text{cte}} = \text{constante} \quad (4.21)$$

$$Q_r \sqrt{\rho_r} = Q_f \sqrt{\rho_f} \quad (4.23)$$

El gasto en masa,  $\rho Q$ , es constante a través del sistema (como el mostrado en la figura 4.2), de tal manera que para dos puntos en el sistema:

$$\rho_r Q_r = \rho_p Q_p \quad (4.24)$$

Por la ley del gas ideal

$$\rho = P M_w / RT \quad (4.25)$$

donde  $P$  = presión del gas;  $M_w$  = peso molecular del gas;  $R$  = constante del gas;  $T$  = temperatura absoluta.

Combinando las ecuaciones 4.23, 4.24 y 4.25 se obtienen las relaciones de trabajo 4.26 y 4.27.

Para obtener el gasto en masa del gas en el proceso a partir de la lectura en la escala del rotámetro,  $Q_f$ .

$$Q_p = Q_f \frac{T_p}{P_p} \left( \frac{P_f P_r M_{w_f}}{T_f T_r M_w} \right)^{1/2} \quad (4.26)$$

Para ajustar el gasto de gas en el rotámetro para dar un gasto de seado en el proceso

$$Q_f = Q_p \frac{P_p}{T_p} \left( \frac{T_f T_r M_w}{P_f P_r M_{w_f}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.27)$$

Frecuentemente estas ecuaciones pueden simplificarse; si la temperatura en el rotámetro es igual a la temperatura de calibración del rotámetro, entonces  $T_f = T_r$ ; si el gas del proceso es el mismo gas usado para la calibración del rotámetro,  $M_w = M_{w_f}$ .

Los rotámetros generalmente se calibran contra otro rotámetro calibrado. El rotámetro que está siendo probado será graduado con marcas aproximadas o arbitrarias. Las lecturas del rotámetro sobre la escala graduada se denotan por el símbolo  $Z'$  (figura 4.3).

Se necesita seleccionar la temperatura de referencia,  $T_r$ , la presión del gas  $P_r$  y el gas. Usando la ecuación (4.26) se puede construir una curva  $Q_r$  contra  $Z'$  a partir de las mediciones de la calibración usando la forma mostrada en la Tabla 3.2.

Generalmente, los datos del rotámetro se acercan estrechamente a una gráfica log-log. Los datos en la tabla ajustan adecuadamente la curva de la ecuación siguiente:

$$Q_r = 31.4 Z'^{1.031}$$

CALIBRACION DEL ROTAMETRO

GAS DE REFERENCIA: AIRE,  $\mu_w = 29$

MEDIDOR DE PRUEBA				CONDICIONES DE REFERENCIA			CONDICIONES DEL ROTAMETRO					Z'
$Q_p$	$I_p$	$P_p$		$V_r$	$P_r$	$\mu_{wr}$	$T_f$	$P_f$	$\mu_w$	$Q_f$		
Flujo Real	temperatura Real	Presión Real*								de ec. (4.27)		
$Ca^3/s$	$^{\circ}C$	$^{\circ}K$	KPa	$^{\circ}K$	KPa	g/mol	$^{\circ}C$	$^{\circ}K$	KPa	g/mol	$Ca^3/s$	
170	25	298	101	293	101	29	27	300	103	29	167	5
300	25	298	101	293	101	29	27	300	103	29	296	10
500	25	298	101	293	101	29	26	299	104	29	489	12
800	24	297	102	293	101	29	26	299	105	29	790	26
1200	23	296	102	293	101	29	25	298	106	29	1181	33
1700	22	295	103	293	101	29	24	297	108	29	1671	45

\* Corregido para presión de vapor de agua.

+ Estos datos ajustan la curva de calibración  $Q_p = 31.4 Z'^{1.031}$ , y están graficados en la figura (4.3).

TABLA 4.2. FORMA PARA LA CALIBRACION DEL ROTAMETRO CON VALORES DE EJEMPLO.

U.N.A.M.

E.N.E.P. \*ZARAGOZA\*.

V. CALCULO DE UN SISTEMA TIPICO DE TUBERIA CON FLUJO  
COMPRESIBLE.

Un problema frecuente de diseño con flujo compresible en plantas de proceso es dimensionar sistemas de cabezales de relevo de presión, figura 4.4. En estos sistemas es necesario calcular la contrapresión desarrollada a las salidas de válvulas de relevo, cuando relevan a un mismo tiempo. Si la contrapresión permitida es demasiado alta, algunas de las válvulas cercanas pudieran no abrir a sus presiones apropiadas. Por ejemplo, las válvulas de relevo ordinarias toleran contrapresiones variables hasta el 10% de su presión de ajuste. Las válvulas de relevo balanceadas pueden ser utilizadas para contrapresiones hasta de 30-50% de su presión de ajuste, arriba de lo cual sus capacidades disminuyen.

Se han propuesto diversos métodos, basados en flujo isotérmico - para dimensionar cabezales de relevo y por supuesto tuberías de proceso. Los más notables son los métodos dados en API RP-520, Parte I<sup>1</sup>, los cuales tienen un factor de corrección por energía cinética; y en el API RP-521<sup>2</sup> los cuales se basan en las cartas de Lapple<sup>12</sup>. Una dificultad inherente a estos métodos es que se basan en la presión en el cabezal o contrapresión, la cual es desconocida puesto que la salida de cualquier válvula de relevo depende de los flujos de otras válvulas descargando si multáneamente al mismo cabezal de relevo. Por ello estos métodos requie

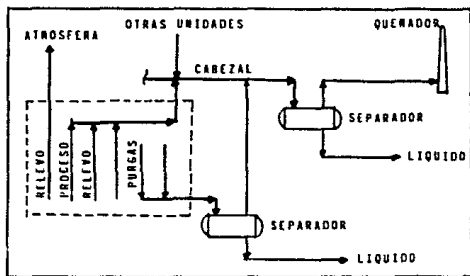


FIG. 5.1. ESQUEMA TÍPICO DE UN SISTEMA DE DESFOGUE Y QUEMADOR.

U.N.A.R.

E.N.E.P. \*ZARAGOZA\*.

ren de una solución de prueba y error muy tediosa, basada en una contra-  
presión supuesta.

En una refinería por ejemplo, si falla el agua de enfriamiento o la energía eléctrica pueden abrir un gran número de válvulas de relevo, las cuales descargan simultáneamente al mismo cabezal de relevo.

Los cálculos pueden ser simplificados utilizando soluciones gráficas<sup>10</sup>, sin embargo, estas no son flexibles para uso general, por ejemplo en el dimensionamiento de líneas de tubería para transmisión de gas o en situaciones con grandes caídas de presión.

El método que a continuación se describe permite el cálculo de un amplio rango de problemas de dimensionamiento de flujo compresible. Se considera que el flujo es isotérmico y que se conoce la presión corriente abajo. El número de Mach se puede evaluar, a la salida de la tubería donde la velocidad sónica puede limitar el flujo.

Reescribiendo las ecuaciones para flujo isotérmico, basadas en la presión de entrada:

$$\frac{fL'}{D} = \frac{1}{M_1^2} \left[ 1 - \left( \frac{P_2}{P_1} \right)^2 \right] - \ln \left( \frac{P_1}{P_2} \right)$$

Similarmenle, si  $M_2$  es el Número de Mach a la salida y dado que:

$$\frac{P_1}{P_2} M_1 = M_2$$

se obtiene:

$$\left(\frac{P_1}{P_2}\right)^2 = M_2^2 \left( \frac{fL'}{D} + \ln \left( \frac{P_1}{P_2} \right)^2 \right) + 1 \quad (5.1)$$

El número de Mach se calcula como la relación de la velocidad del fluido entre la velocidad sónica. La velocidad sónica se obtiene como:

$$v_s = \left[ \frac{g_c k RT}{M_w} \right]^{1/2}$$

Esta ecuación se reduce a:

$$v_s = 223 \left[ \frac{Tk}{M_w} \right]^{1/2} \quad (5.2)$$

la velocidad del fluido puede expresarse como:

$$v_a = \frac{W_h}{\rho A}$$



y para gases reales

$$\rho = \frac{P M_w}{Z R T}$$

entonces:

$$V_a = \frac{W_h}{A} \frac{Z R T}{P M_w} \quad (5.3)$$

Combinando las ecuaciones 5.2 y 5.3 tomando la presión en psias y el gasto en lb/h. Se tiene el Número de Mach como:

$$M = 0.00001336 \left[ \frac{W_h Z}{P A} \right] \left[ \frac{T}{k M_w} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.4)$$

el factor de fricción de Darcy se calcula a través de la ecuación de Colebrook:

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log \left[ \frac{E}{3.7 D} + \frac{2.51}{NRe \sqrt{f}} \right] \quad (5.5)$$

La longitud equivalente total se evalúa tomando en cuenta la longitud de tramo recto  $L_{TR}$  y la longitud equivalente de accesorios de tubería

$$L' = L_{TR} + L_e \quad (5.6)$$

Para calcular la longitud equivalente de accesorios se hace uso - del método 2K, que se ha descrito en el Apéndice A donde se han señalado las ventajas del método. Reescribiendo las ecuaciones del método:

$$H'd = \frac{U^2}{2 g_c} \quad (A.1)$$

$$H' = KH'd \quad (A.2)$$

$$K = K_1/NRe + K_\infty (1+1/d) \quad (A.3)$$

$$K = K_1/NRe + K_\infty \quad (A.4)$$

## Procedimiento de Cálculo.

Los datos que se requieren para el cálculo son el flujo de gas  $W_h$  (lb/h), el factor de compresibilidad  $Z$ , la temperatura del gas  $T$ , el peso molecular del fluido  $M_w$ , la viscosidad del fluido  $\mu$ , la rugosidad del material del tubo  $\epsilon$ , la presión corriente abajo  $P_2$ , el coeficiente isoentrópico  $k$ , el Número de Mach  $M$ , y el tipo de accesorios. Para el tipo de accesorios y sus correspondientes valores de  $K_1$  y  $K_2$  puede consultarse en el apéndice que ha sido adoptado del artículo de W.B. Hooper<sup>9</sup>.

Entonces se supone un diámetro interno del tubo,  $D$ , para calcular el Número de Mach a la salida de la línea. Si el Número de Mach calculado es mayor de 0.7 se debe asumir un diámetro mayor pues la velocidad alcanzada con el diámetro inicial no es recomendable. Si el Número de Mach es menor de 0.7 se procede a calcular el  $NRe$  y el factor de fricción,  $f$ . Usar un Número de Mach de 0.7 como la máxima velocidad permisible es el criterio usual de diseño<sup>10</sup>.

Se procede entonces a calcular la longitud equivalente en base a los tipos y número de accesorios, a saber: codos, válvulas, Tes, entradas y salidas; calculando los valores de  $K$  para los accesorios individuales. Se suma entonces para obtener la  $K$  total para accesorios que es convertida a longitud equivalente, la cual se suma a la longitud de tramo recto de tubo para obtener la longitud equivalente total. Con esta longitud equivalente y el factor de fricción obtenido previamente se calcula la  $ra$

zón de presiones  $P_1/P_2$ . Se obtiene entonces la presión corriente arriba  $P_1$ . La caída de presión  $\Delta P$  se obtiene restando la presión corriente abajo de la presión corriente arriba.

Para el dimensionamiento de la tubería de sistemas de desfogue con el procedimiento aquí descrito se debe tomar en cuenta lo siguiente:

El diseño se inicia de la boquilla del quemador, donde la presión de salida es atmosférica. Los cálculos se realizan en reversa, hacia las válvulas de relevo.

La máxima velocidad permisible en cada sección a la entrada y salida es un Número de Mach de 0.7. Este escrito se aplica para evitar vibraciones en la tubería y generación de ruido provocados por velocidad excesiva en las líneas.

En cada cambio en el tamaño de la línea, la presión de entrada para la línea corriente abajo,  $P_1$ , se toma como la presión de salida de la línea corriente arriba,  $P_2$ , y se calcula una nueva presión corriente-abajo,  $P_1$ .

La máxima contrapresión permisible se toma como el 40% de la presión de ajuste para las válvulas de relevo de fuelle balanceado, y el 10% de la presión de ajuste para válvulas de relevo convencionales.

Si la presión calculada es muy baja, con respecto a la máxima presión permisible, el cabezal debe proponerse de menor diámetro hasta que la presión calculada sea cercana a la máxima presión permisible.

Caso de estudio.

Dimensionar el cabezal de relevo con las cargas de relevo y condiciones de flujo mostradas en la figura 5.2

Datos.

Diámetro del quemador = 30 plg.

Cédula 10,  $c = 0.00015$  (acero al carbón).

Diámetro interno = 2.448 ft,  $A = 4.70666 \text{ ft}^2$ .

Longitud del quemador (altura) = 250 pies.

$W_h = 350\,000 \text{ lb/h}$ .

$T = 646.4^\circ\text{R}$ .

$M_w = 56$

$\mu = 0.0261 \text{ lb/pie-h}$ .

Presión de descarga.,  $P_2 = 0 \text{ psig}$  (atmosférica).

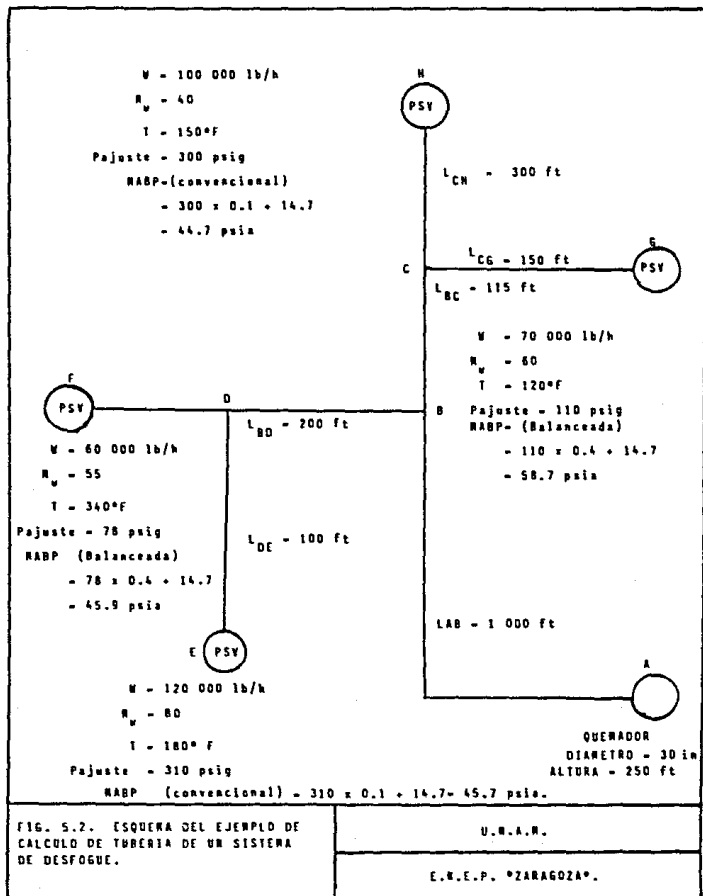
Cálculo de la presión en la base del quemador,  $P_1$ .

Número de Mach a la salida del quemador,  $M_2$ :

De la ecuación 5.4

$$M_2 = 0.00001336 \left( \frac{W}{P_2 A} \right) \left( \frac{ZT}{M_w} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$M_2 = 0.00001336 \left( \frac{350\,000}{(14.7)(4.70666)} \right) \left( \frac{(1)(646.4)}{56} \right)^{\frac{1}{2}}$$



$$M_2 = 0.2297 \quad (\text{velocidad aceptable})$$

Número de Reynolds

$$NRe = \frac{DU \rho}{\mu} = \frac{DQ \rho}{\mu A}$$

$$\rho = \frac{M_w P_2}{RT} = \frac{(56) (14.7) (144)}{(1544) (646.4)}$$

$$\rho = 0.11885 \text{ lb/pie}^3$$

$$Q = \frac{W}{\rho} = \frac{350\,000}{0.11885} \frac{\text{lb/h}}{\text{lb/pie}^3} = 2944888 \text{ pie}^3/\text{h}$$

$$NRe = \frac{(2.448) (2\,944\,888) (0.11885)}{(0.261) (4.7066)} = 6\,974\,711$$

Cálculo del factor de fricción,  $f$

De la ecuación de Colebrook

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log \left[ \frac{\epsilon}{3.7 D} + \frac{2.51}{NRe \sqrt{f}} \right]$$



$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log \left[ \frac{0.00015}{3.7 (2.448)} + \frac{2.51}{6974711 \sqrt{f}} \right]$$

resolviendo para el factor de fricción,  $f$

$$f = 0.01132$$

Cálculo de la presión corriente abajo,  $P_1$

$$\left( \frac{P_1}{P_2} \right)^2 = M_2^2 \left[ \frac{fL'}{D} + \ln \left( \frac{P_1}{P_2} \right)^2 \right] + 1$$

sustituyendo

$$\left( \frac{P_1}{P_2} \right)^2 = (0.2297)^2 \left[ \frac{(0.01132)(250)}{2.448} + \ln \left( \frac{P_1}{P_2} \right)^2 \right] + 1$$

resolviendo para  $(P_1/P_2)$

$$\left( \frac{P_1}{P_2} \right) = 1.03164$$

$$P_1 = \left( \frac{P_1}{P_2} \right) P_2 = 1.03164 (14.7) = 15.1346$$

$$\Delta P = 0.4346$$

Cálculo del segmento B-A.

Número de Mach a la salida del segmento B-A,  $M_A$

La presión de entrada al quemador  $P_1$  es ahora la presión de salida del segmento B-A,  $P_A$ .

Se supone un diámetro del cabezal B-A.

$$d = 18 \text{ plgs.}$$

$$A = 1.646747 \text{ pie}^2 \quad (\text{diámetro interno} = 1.448 \text{ pies})$$

$$M_A = 0.0001336 \quad \frac{350\ 000}{(15.1346) (1.646747)} \quad \frac{(1) (646.6)}{56} \quad \times$$

$$M_A = 0.6375$$

El número de Mach a la salida es menor a 0.7 por lo que la velocidad alcanzada es menor a la máxima velocidad permisible.

$$\rho = \frac{(56) (15.1346) (144)}{(1544) (646.4)} = 0.122364$$

$$Q = \frac{350\ 000}{0.122364} = 2\ 860\ 315$$

$$NRe = \frac{(1.448) (2860\ 315) (0.122364)}{(0.0261) (1.6467)} = 11\ 791\ 501$$

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log \left[ \frac{0.00015}{(3.7)(1.448)} + \frac{2.51}{11\,791\,501} \right]$$

$$f = 0.01222$$

Cálculo de la presión corriente abajo,  $P_B$

$$\left(\frac{P_A}{P_B}\right)^2 = (0.6375)^2 \left[ \frac{0.01222(1000)}{1.448} + \ln \left(\frac{P_A}{P_B}\right)^2 \right] + 1$$

$$\frac{P_A}{P_B} = 2.2563$$

$$P_A = (2.2563)(15.1346) = 34.1452$$

$$\Delta P = 19.106$$

Cálculo del segmento B-D

Cálculo de  $M_B$

Diámetro supuesto del cabezal 12 plgs.

Cédula 40

$$D = 0.9965 \text{ pies}, A = 0.77991 \text{ pies}^2$$

ESTA TESIS NO DEBE  
SALIR DE LA BIBLIOTECA

L = 200 pies

Gasto de fluido

$$W_{BD} = W_{DF} + W_{DE}$$

$$W_{BD} = 60\,000 + 120\,000$$

$$W_{BD} = 180\,000 \text{ lb/h}$$

Temperatura de flujo

$$T = \Sigma W_i T_i / \Sigma W_i$$

$$T_{BD} = \frac{60\,000 (340 + 460) + 120\,000 (180 + 460)}{180\,000}$$

$$T_{BD} = 693.3^\circ\text{R}$$

Viscosidad del fluido

$$\mu = \Sigma X_i \mu_i (M_{wi})^{1/2} / \Sigma X_i (M_{wi})^{1/2}$$

$$\mu = \frac{\frac{60\,000}{180\,000} (0.0315)(55)^{1/2} + \frac{120\,000}{180\,000} (0.0267)(80)^{1/2}}{\frac{60\,000}{180\,000} (55)^{1/2} + \frac{120\,000}{180\,000} (80)^{1/2}}$$

$$\mu = 0.0285 \text{ lb/pie-h}$$

### Peso Molecular

$$M_w = \frac{\sum w_i}{\sum (w/M_w)_i}$$

$$M_w = \frac{\frac{60\,000}{55} + \frac{120\,000}{80}}{\frac{60\,000}{55} + \frac{120\,000}{80}} = 69.5$$

### Número de Mach

$$M_B = 0.00001336 \left[ \frac{180\,000}{(34.1452)(0.77991)} \right] \left[ \frac{693.3}{69.5} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$M_B = 0.2852$$

### Densidad del fluido

$$\rho = \frac{(69.5)(34.1452)(144)}{(1543)(693.3)} = 0.31944 \text{ lb/pie}^3$$

### Gasto de volumen

$$Q = \frac{180\,000}{0.31944} = 563\,485.41 \text{ pie}^3/\text{h}$$

### Número de Reynolds

$$NRe = \frac{(0.9965)(563\,485.41)(0.31944)}{(0.0285)(0.77991)} = 8\,069\,757$$

Factor de fricción

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log \left[ \frac{0.00015}{3.7(0.9965)} + \frac{2.51}{8\,069\,757\sqrt{f}} \right]$$

$$f = 0.01314$$

Presión corriente abajo

$$\left(\frac{P_D}{P_B}\right)^2 = (0.2852)^2 \left[ \frac{(0.01314)(200)}{(0.9965)} + \text{Ln} \left(\frac{P_D}{P_B}\right)^2 \right] + 1$$

$$\frac{P_D}{P_B} = 1.109$$

$$P_D = (1.109)(34.1452)$$

$$P_D = 37.8686$$

$$\Delta P = 3.7234$$

Segmento D - F

Diámetro nominal 8 plgs.

Cédula 40

$$D = 0.6651$$

$$A = 0.34742$$

$$L = 180 \text{ pies}$$

$$W_h = 60\,000 \text{ lb/h}$$

$$T = 340 + 460 = 800^\circ\text{R}$$

$$M_v = 55$$

$$\mu = 0.0315 \text{ lb/pie-h}$$

Máxima contrapresión permisible, MABP

Presión de ajuste de la válvula balanceada = 78 psig

$$\text{MABP} = 78 \times 0.4 + 14.7$$

$$\text{MABP} = 45.9 \text{ psia}$$

$$P_F = 37.8689 \text{ psia}$$

$$\rho = \frac{(55)(37.8689)(144)}{(1544)(800)} = 0.24297 \text{ lb/pie}^3$$

$$Q = \frac{60\,000}{0.24297} = 246\,944 \text{ pie}^3/\text{h}$$

$$\text{NRe} = \frac{(0.6651)(246\,944)(0.24297)}{(0.0315)(0.34742)} = 3\,646\,398$$

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log \left[ \frac{0.00015}{(3.7)(0.6651)} + \frac{2.51}{3646\,398 \sqrt{f}} \right]$$

$$f = 0.01434$$

$$M_D = 0.00001336 \left[ \frac{60\,000}{(37.8689)(0.34742)} \right] \left[ \frac{800}{55} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$M_D = 0.2324$$

$$\left(\frac{P_F}{P_D}\right)^2 = (0.2324)^2 \left[ \frac{(0.01434)(180)}{0.6651} + \ln \left(\frac{P_F}{P_D}\right)^2 \right] + 1$$

$$\frac{P_F}{P_D} + 1.1045$$

$$P_F = 1.1045 (37.8689)$$

$$P_F = 41.8276 \quad (\text{es menor a } 45.9 \text{ psia o MABP})$$

$$P = 3.9587$$

Procediendo de manera similar para los cabezales restantes y tabulando los resultados, se obtiene la Tabla 5.1.



Línea	QUERADOR	AB	BD	DF	DE	BC	CH	CG
Tamaño Nominal, in.	30	18	12	8	8	12	12	6
Código	10	20	40	40	40	40	40	40
D, ft	2.448	1.448	0.9985	0.6651	0.6651	0.9985	0.8350	0.5054
L, ft	250	1 000	200	180	100	115	300	150
W, lb/h	350 000	350 000	180 000	60 000	120 000	170 000	100 000	70 000
T, °R	646.6	646.6	693.3	800	640	597.6	610	530
Nu	56	56	69.5	55	30	46.4	40	60
$\mu$ , lb/ft-h	0.0261	0.0261	0.0265	0.0315	0.0267	0.0240	0.0242	0.0237
WABP, psia	--	--	--	45.8	45.7	--	44.7	58.7
P <sub>2</sub> , psia	atm.	15.1346	34.1452	37.8689	37.8689	34.1452	36.6166	36.6166
VALORES CALCULADOS								
R <sub>2</sub>	0.2297	0.6375	0.2852	0.2324	0.3447	0.3061	0.2602	0.3958
NRe	6,974,711	11,791,501	8,069,757	3,646,396	8,603,856	9,050,456	6,200,983	7,440,885
f	0.01132	0.01222	0.01314	0.01434	0.01419	0.01312	0.01362	0.01501
P <sub>1</sub>	15.1346	34.1452	36.8689	41.8276	42.8438	36.6166	42.5446	48.9897
P	0.4346	19.0106	3.7234	3.9587	4.9749	2.4714	5.9280	12.3731

TABLA 5.1. DATOS Y RESULTADOS DEL EJEMPLO DE CALCULO DE TUBERIAS DE UN SISTEMA DE DESFOGUE.

U.N.A.R.

E.N.E.P. "ZARAGOZA".

## CONCLUSIONES .

El flujo de un fluido a través de una tubería puede tratarse desde dos puntos de vista. El primero de ellos es cuando la densidad del fluido puede considerarse constante como es el caso de los líquidos y, en ciertos casos, de gases cuando fluyen a muy baja velocidad. Bajo estas consideraciones, se puede calcular la disipación de energía por fricciones con las ecuaciones convencionales para flujo incompresible, como lo es la ecuación de Darcy.

Cuando el gas fluye a velocidades mayores, el fluido sufre cambios fuertes en la presión y es necesario considerar en forma más exacta los cambios en la densidad del fluido.

Los modelos considerados para el cálculo riguroso de los cambios de presión en tuberías con flujo compresible son el flujo adiabático y el flujo isotérmico.

Se analizó como cambian las variables del fluido como son la presión, la temperatura, la densidad y la velocidad en un tubo de área de sección transversal constante para cada uno de los modelos mencionados y se encontró que el comportamiento depende de si el flujo es subsónico y supersónico.

Para flujo adiabático el número de Mach tiende siempre a la unidad, es decir en flujo subsónico la velocidad aumenta mientras que para flujo supersónico disminuye. Con respecto a la presión en el primer caso tenemos una caída de presión y en el segundo un aumento en la presión.

El flujo isotérmico con fricción es de interés en líneas de tubería para transportar gas a grandes distancias. Si bien, los números de Mach para tales casos son en general bastante bajos, hay cambios sustanciales en la presión, propio para grandes longitudes donde hay fricción por ello el flujo no puede ser tratado como incompresible.

Se desarrolló una expresión que relaciona la caída de presión para flujo isotérmico subsónico en función de la disipación de energía por fricciones. Esta expresión es útil para el cálculo de tubería en sistemas de flujo compresible donde puede considerarse flujo isotérmico, como es el caso de sistemas de desfogue en plantas de proceso. El flujo real en el sistema de relevo normalmente se lleva a cabo entre las condiciones adiabáticas e isotérmicas. Las desviaciones máximas en la diferencia de contrapresión calculada con las ecuaciones adiabáticas e isotérmicas para flujo subsónico en el rango de la aplicación industrial se ha observado que son alrededor de 8%, entonces la desviación de la ecuación isotérmica de los valores reales es mínima.

El uso de la metodología para el cálculo de tubería en sistemas -

de flujo compresible, que aquí se presenta, es muy útil puesto que tiene ventajas con respecto a los métodos tradicionales para dicho cálculo, - siendo la principal de ellas la facilidad que se logra sin perder exactitud y además el poder incluir en el cálculo, de manera sencilla, la disipación de energía por fricciones en válvulas y accesorios. En este trabajo se incluye un método reciente para el cálculo de la disipación de energía por fricciones que utiliza dos coeficientes de resistencia,  $K$ , y considera el hecho que de los accesorios geoméricamente similares, los más pequeños son más sensibles a la rugosidad de la superficie y tienen más cambios bruscos en su sección transversal, por lo tanto la disipación de energía es mayor.

Se considera que este trabajo cumple con los objetivos originalmente planteados y que la metodología propuesta para el cálculo de sistemas de tubería es muy confiable para el cálculo de sistemas que puedan ser tratados con el modelo de flujo compresible isotérmico.

NOMENCLATURA.

A	Area.
ACFM	Gasto en escala total a condiciones corriente arriba, $\text{ft}^3/\text{min}$ .
Ar	Area del orificio, in.
Aw	Area de pared mojada sobre la cual $\tau_w$ actúa.
a	Definida en la ecuación 4-12.
b	Definida en la ecuación 4-13.
c	Coefficiente de descarga.
$C_1$	Constante de proporcionalidad (408.952 para el sistema métrico y 1360 para el sistema inglés).
Cd	Capacidad unitaria de la válvula, definida en la ecuación 3.3.
Cp	Calor específico a presión constante.
Cv	Calor específico a volumen constante; factor de capacidad en válvulas de control.
c	Velocidad del sonido
D	Diámetro interno del tubo, ft.
d	Diámetro interno del tubo, in.
dr	Densidad relativa (referida al aire).
$d_r$	Diámetro del orificio, in.
$d_t$	Diámetro del orificio, para $\Delta P$ en escala total, in.

$d_v$	Diámetro de la válvula seleccionada ( mm o in).
E	Factor de eficiencia de flujo.
F	Función de impulso.
Fa	Factor de expansión térmica del área.
$F_k$	Factor de relación de calores específicos dado por $F_k = k/1.4$ .
$F_p$	Factor geométrico de la tubería.
f	Factor de fricción en la ecuación $h_L = fLU^2/2gcD$ .
$f_c$	Factor de fricción estándar para disipación de energía en - accesorios.
$f'$	Coefficiente de fricción en la ecuación $f' = \tau w/\rho U^2/2$ .
$\bar{f}'$	Factor de fricción promedio.
G	Masa velocidad.
$g_c$	Factor de la ley de Newton, 32.17 lb ft/lb s <sup>2</sup> .
$H'd$	Carga de velocidad, lb ft/lb.
h	Entalpia por unidad de masa.
$h'L$	Disipación de energía, lb ft/lb.
$\Delta H'$	Disipación de energía, lb ft/lb.
K	Coefficiente de resistencia o disipación de energía en car - gas de velocidad en la ecuación $h'_L = KU^2/2g_c$ .
$K_1$	K para el accesorio a $NRe = 1$

$K_{\infty}$	K para accesorios grandes a $NRe = \infty$ .
$K_c$	Coefficiente de flujo.
$k$	Razón de los calores específicos $C_p/C_v$ .
$L$	Longitud del tubo.
$L'$	Longitud del tubo incluyendo la longitud física del accesorio, ft.
$L_e$	Longitud equivalente del accesorio ( $L_e = KD/f$ ), ft.
$L_{TR}$	Longitud de tramo recto, ft.
$L_m$	Longitud del tubo, millas.
$L_{m\acute{a}x}$	Máxima longitud del tubo para flujo continuo.
$\zeta$	Definida en la ecuación 4.4.
$M$	Número de Mach.
$M_w$	Peso molecular del gas.
$MABP$	Máxima contrapresión permisible, psia.
$m$	Gasto en escala total, lb/s.
$mf$	Masa del flotador.
$NRe$	Número de Reynolds ( $NRe = DU \rho / \mu$ ).
$n$	Número de accesorios de un tipo dado.
$n'$	Definida en la ecuación 4.5.
$P$	Presión absoluta; Presión absoluta, $lb/in^2$ .

$P_a$	Presión absoluta en el estado a.
$p$	Presión manométrica, $\overline{lb}/in^2$ .
$p'$	Definida en la ecuación 4.9.
$\Delta P$	Diferencia de presión entre dos puntos.
$\Delta P'$	Diferencial de presión en el orificio a escala total, psi
$Q'$	Calor.
$Q_1$	Gasto volumétrico del gas.
$q$	Flujo (NCMH o SCFM).
$q'$	Definida en la ecuación 4.10.
$q'_h$	Gasto a condiciones estándar (14.7 psia y 60°F), SCFH.
$R$	Constante de los gases.
$R_1$	Constante del gas, $1544/M_w$
$R'/D$	Diámetro del giro de un codo, dividido por el diámetro interno del tubo.
$r$	Razón de presiones $P_2/P_1$ .
$r'$	Definida en la ecuación 4.11.
$r_c$	Razón de presión crítica.
$S$	Area de orificio
$SPL$	Ruido total producido por la válvula, db.
$SPL_{\Delta p}$	Ruido debido a la caída de presión en la válvula.



$SPL_{Cg}$	Ruido relacionado con la capacidad de la válvula.
$SPL_{\Delta P/P_1}$	Ruido relacionado al estilo de la válvula.
s	Entropía por unidad de masa.
T	Temperatura absoluta, °R.
U	Velocidad.
u	Velocidad media del fluido, ft/s.
V	Volumen.
Va	Velocidad del gas.
Vs	Velocidad del sonido.
v	Volumen específico del fluido, ft <sup>3</sup> /lb
w	Gasto teórico, lb/s.
w'	Gasto real, lb/s.
w <sub>h</sub>	Gasto en masa, lb/h.
w	Gasto en masa; lb/s.
X	Definido en la ecuación 4.18.
X <sub>T</sub>	Factor de relación de caídas de presión (ver figura 3.1).
x	Relación de caídas de presión entre la presión de entrada - ( $x = \Delta P/P_1$ ).
Y	Factor de expansión enta para flujo compresible a través de orificios, toberas o tubería.
y	Definida en la ecuación 4.6.

$z$	Factor de compresibilidad.
$z'$	Posición del flotador.
$\beta$	Razón $d_r/d$ , diámetro del orificio a diámetro interno del tubo; razón de secciones transversales.
$\epsilon$	Rugosidad de la pared del tubo, ft.
$\phi$	Definido en la ecuación 4.17.
$\mu$	Viscosidad absoluta.
$\rho$	Densidad, lb/ft <sup>3</sup> .
$\rho_f$	Densidad del flotador.
$\tau_w$	Esfuerzo cortante en la pared.

#### Subíndices y Superíndices.

( ) <sub>1</sub>	Define condiciones de entrada (corriente arriba).
( ) <sub>2</sub>	Define condiciones de salida (corriente abajo).
( ) <sup>o</sup>	Estado en el cual $M=1$ para flujo adiabático, área constante y con fricción.
( ) <sup>*t</sup>	Estado en el cual $M=1/\sqrt{k}$ en flujo isotérmico.
( ) <sup>o</sup>	Estado de estancamiento.
( ) <sub>f</sub>	Condiciones de referencia.
( ) <sub>r</sub>	Condiciones reales en el rotámetro.
( ) <sub>p</sub>	Condiciones reales en el proceso.

BIBLIOGRAFIA.

1. AMERICAN PETROLEUM INSTITUTE, API RP - 520  
"RECOMMENDED PRACTICE FOR THE DESIGN AND INSTALLATION OF  
PRESSURE RELIEVING SYSTEMS IN REFINERIES".  
API, REFINING DIV., WASHINGTON, DC., 1967.
2. AMERICAN PETROLEUM INSTITUTE, API RP - 521  
"GUIDE FOR PRESSURE RELIEF AND DEPRESSURING SYSTEMS".  
SEPT., 1968.
3. ANDREW, W.G.; WILLIAMS, H.B.  
APPLIED INSTRUMENTATION IN THE PROCESS INDUSTRIES  
GULF PUBLISHING Co., 2<sup>o</sup>. ED., HOUSTON TX.
4. CHUNGHU TSAI, T.  
"FLARE SYSTEM DESIGN BY MICROCOMPUTER".  
CHEMICAL ENGINEERING, AGO., 19, 1981, P. 55.
5. CHURCHIL, S.W.  
"FRICTION - FACTOR EQUATIONS SPANS ALL FLUID FLOW REGIMES".  
CHEMICAL ENGINEERING, NOV. 7, 1977, P. 91-92.
6. CRANE Co.  
FLOW OF FLUID THROUGH VALVES, FITTINGS, AND PIPE.  
CRANE TECHNICAL PAPER 410, 15th.  
CRANE Co., CHICAGO, 1976.
7. GANAPATHY, V.  
"ORIFICE - METER SIZING".  
CHEMICAL ENGINEERING, AGO. 24, 1981, P. 130.

8. GYORI, I.  
"CALCULATOR PROGRAM FOR COMPRESSIBLE FLOW IN PIPES".  
CHEMICAL ENGINEERING, OCT. 28, 1985.
9. HOOPER, W.B.  
"TWO - K METHOD PREDICTS HEAD LOSSES IN PIPE FITTINGS".  
CHEMICAL ENGINEERING, AGO. 24, 1981, P. 96.
10. KANDELL, P.  
"PROGRAM SIZES PIPE AND FLARE MANIFOLDS FOR COMPRESSIBLE FLOW".  
CHEMICAL ENGINEERING, JUN. 29, 1981, P. 89.
11. KENT, G.R.  
"PRELIMINARY PIPELINE SIZING".  
CHEMICAL ENGINEERING, SEPT. 25, 1978, P. 119-120.
12. LAPPLE, D.E.  
"ISOTHERMAL AND ADIABATIC FLOW OF COMPRESSIBLE FLUIDS"  
TRANS. AIChE. VOL. 39: P. 385-432, 1943.
13. LIPTAK, B.G.  
INSTRUMENTATION IN THE PROCESSING IN THE INDUSTRIES  
CHILTON BOOK Co.
14. LUDWIG ERNEST E.  
APPLIED PROCESS DESIGN FOR CHEMICAL AND PETROCHEMICAL PLANTS.  
GULF PUBLISHING Co. HOUSTON TX. 1977.
15. MASON, G.S.; KUMAR, R.  
"ALGORITHM SIZE FLARE PIPING".  
CHEMICAL ENGINEERING, JUN. 20, 1988.
16. Mc CABE, W.L.  
UNIT OPERATIONS OF CHEMICAL ENGINEERING  
Mc. GRAW HILL, N.Y.

17. MINK, W.H.  
"PROGRAM CALCULATES ORIFICE SIZES FOR GAS FLOWS".  
CHEMICAL ENGINEERING, AGO. 25, 1980 P. 91.
  
18. NOOR, A.  
"SIZING ORIFICE AND VENTURI METERS".  
CHEMICAL ENGINEERING, AGO. 22, 1983, P. 97.
  
19. PERRY, R.H.  
CHEMICAL ENGINEERING HANDBOOK, 5<sup>th</sup> Ed.  
Mc. GRAW HILL, N.Y. 1973.
  
20. POLO ENCINAS, M.  
TURBOMAQUINAS DE FLUIDO COMPRESIBLE.  
ED. LIMUSA, S.A., MEXICO, 1984.
  
21. SHAPIRO, A.H.  
THE DYNAMICS AND THERMODYNAMICS OF COMPRESSIBLE FLUID FLOW  
THE RONALD PRESS COMPANY.
  
22. SIMPSON, L.L.  
"SIZING PIPING FOR PROCESS PLANTS".  
CHEMICAL ENGINEERING, JUN. 17, 1968, P. 192.
  
23. VAUX, W.G.  
"CALCULATING FLOW THROUGH GAS ROTAMETERS".  
CHEMICAL ENGINEERING, DIC. 1, 1980, P. 119.
  
24. WEABER, R.  
PROCESS PIPING DESIGN.
  
25. XUAN NGUYEN, H.  
"SIZING CRITICAL - FLOW ORIFICES".  
CHEMICAL ENGINEERING, JUL. 2, 1979.

26. ZIGRANG, D.J.; SYLVESTER, N.D.  
"EQUATIONS FOR ORIFICE - METER SIZING".  
CHEMICAL ENGINEERING, FEB. 4 1987, P. 91.

APENDICE A. NUEVO METODO PARA EL CALCULO DE COEFICIENTES DE RESISTENCIA  
EN TUBERIA Y ACCESORIOS DE TUBERIA.

El método 2k para el cálculo de coeficientes de resistencia, en accesorios de tubería fue desarrollado por William B. Hooper en 1981 y presenta algunas ventajas con respecto a los métodos de longitud equivalente y de coeficiente de resistencia tradicionales.

El método de longitud equivalente adiciona cierta longitud hipotética de tubo a la longitud real del accesorio, produciendo una "longitud equivalente" de tubo ( $L_e$ ) que tiene la misma pérdida de energía que el accesorio. El inconveniente de este enfoque simple es que la longitud equivalente, para un accesorio dado, no es constante sino que depende del número de Reynolds y de la rugosidad, así como del tamaño y la geometría de la tubería.

La disipación de energía o caída de presión en un accesorio es causada por la fricción entre el fluido y la pared del accesorio y por la creación de turbulencia en el cuerpo del fluido.

La pérdida debido a la fricción en la pared se maneja tratando al accesorio como una pieza de tramo recto de la misma longitud física del accesorio. Todos los métodos tradicionales y aún el método 2k ha -

cen esta consideración pero cada método predice la disipación de energía remanente de manera diferente.

Este exceso de disipación de energía en un accesorio se debe en su mayor parte a la turbulencia causada por cambios bruscos en la dirección y en la velocidad del fluido. Por ello es más conveniente predecir la pérdida de energía empleando un enfoque de carga de velocidad.

La carga de velocidad es la cantidad de energía cinética contenida en una corriente. Un planteo equivalente es que la carga de velocidad es la cantidad de energía potencial necesaria para acelerar el fluido a su velocidad de flujo. La carga de velocidad se calcula directamente de la velocidad de la corriente:

$$H'_d = \frac{U^2}{2g_c} \quad (A.1)$$

Con estos antecedentes considere un codo de 90°. El fluido entrante experimenta una disipación de energía por fricciones conforme este se mueve en la rama de entrada. Al girar el fluido se detiene bruscamente y luego reinicia su flujo en una nueva dirección. Al entrar el vector velocidad no tiene componente en la dirección de salida. Toda la energía cinética a la entrada se pierde, por lo tanto, esta parte de la pérdida en un codo es cercana a una carga de velocidad. Las pérdidas remanentes se deben a la fricción en el giro y en la rama de salida.



La disipación total de energía en el codo es la suma de las pérdidas por fricción y dirección. Del total de energía disipada en un accesorio, una parte corresponde a la cantidad de energía disipada por fricción por un tramo recto de la misma longitud física que el acceso - rio. El exceso de disipación de energía se expresa comúnmente por un - factor  $k$  adimensional.

$$\Delta H' = K H'_d \quad (A.2)$$

El coeficiente  $K$  no depende de la rugosidad del accesorio (o de la línea) pero si del número de Reynolds y de la geometría del acceso - rio. El método toma en cuenta esto en su ecuación de cálculo:

$$K = K_1/NRe + K_\infty ( 1 + 1/d ) \quad (A.3)$$

donde:

$$K_1 = K \text{ para el accesorio a } NRe = 1$$

$$K_\infty = K \text{ para un accesorio grande a } NRe = \infty$$

$$d = \text{Diámetro interno de la tubería, plg.}$$

La razón de utilizar dos coeficientes de resistencia en lugar de uno como generalmente se encuentra reportado en la literatura puede - explicarse de la siguiente manera:

La mayor parte de los valores de  $K$  publicados son aplicables a flujo turbulento completamente desarrollado. Esto es justificable porque  $K$  es independiente del  $NRe$  cuando este es suficientemente alto, sin embargo,  $K$  comienza a ascender a medida que  $NRe$  decrece hacia 1 000 y resulta inversamente proporcional al  $NRe$  cuando este está abajo de 100.

En la figura A.1<sup>9</sup> se ha graficado  $K$  contra el  $NRe$ , para codos de radio corto. Observe como la expresión del método 2K con  $K_1 = 800$  y  $K_\infty = 0.40$  ajusta bien los datos en todos los regímenes de flujo. En este caso,  $K_1$  no tiene efecto en la  $K$  calculada a  $NRe$  mayores de 10 000 y  $K_\infty$  es despreciable por abajo de un  $NRe$  de 50.

Tal parece que  $K$  debiera ser igual para todos los accesorios que son geoméricamente similares. De hecho, los accesorios pequeños son más sensibles a la rugosidad de la superficie y tienen más cambios bruscos en su sección transversal. Por ello  $K$  es mayor para los accesorios más pequeños de un tipo dado.

La corrección  $1/d$  toma en cuenta las diferencias en tamaño:  $K$  es mayor para tamaños pequeños, pero aproximadamente constante para accesorios de gran tamaño. La figura A.2<sup>9</sup> es una gráfica de  $K$  contra el diámetro interno de codos de radio largo ( $R'/D = 1.5$ ). La línea continua corresponde al ajuste del método 2K.

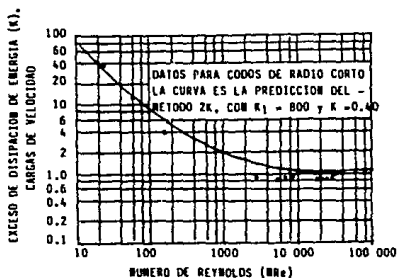


FIG. A1. EL METODO 2K AJUSTA LOS DATOS DE DISIPACION DE ENERGIA PARA FLUJO LAMINAR, DE TRANSICION Y TURBULENTO.

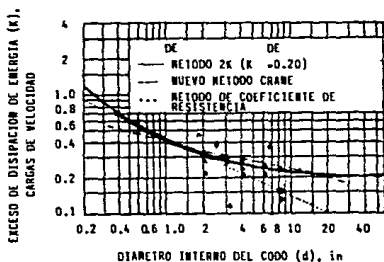


FIG. A2. COEFICIENTE DE RESISTENCIA K CONTRA DIAMETRO INTERNO DE CODOS DE RADIO LARGO.

FIGURAS A1 y A2

U.N.A.M.

E.N.C.P. "ZARAGOZA".

En la Tabla A.1 se dan los valores de  $K_1$  y  $K_\infty$  que se obtienen de gráficas de K contra el NRe y contra el tamaño del accesorio, similares a las que aquí se presentan.

Hay dos casos que no se incluyen en la tabla porque se utiliza otra expresión para el cálculo de K:

$$K = K_1 / NRe + K_\infty \quad (A.4)$$

1. Entradas al tubo.  $K_1 = 160$ ;  $K_\infty = 0.50$  para entrada normal y  $K_\infty = 1.0$  para entrada "borda".
2. Salida del tubo.  $K_1 = 0$ ;  $K_\infty = 1.0$ .

El método de longitud equivalente es confiable para tubería de acero al carbón de 1 a 6 pulgadas de diámetro (vea la línea discontinua en la figura A.2). En sistemas de otros materiales el método puede predecir pérdidas de 1.5 a 3 veces más altas. Esto significa bombas sobrediseñadas y un gran desperdicio de energía y capital. El flujo laminar, por otro lado, puede predecir pérdidas de energía demasiado bajas.

Toda longitud equivalente tienen un factor de fricción específico,  $f$ , asociado con ella, debido a que la longitud equivalente fue desarrollada originalmente de factores K por la ecuación  $Le = Kd/f$ . La última versión del método de longitud equivalente (La edición de 1976 -

de Crane Technical Paper 410) propiamente requiere del uso de dos factores de fricción. El primero es el factor de fricción real para flujo - en tubo recto  $f$ , y el segundo es un factor de fricción "estándar" para el accesorio particular,  $f_t$ . Así el método de la doble K es tan fácil de usar como el método de longitud equivalente actualizado y los resultados son similares.

Por otro lado los factores K publicados por el Hydraulic Institute son buenos para tubo de 1 a 8 pulgadas en flujo completamente turbulento (ver línea punteada en la figura A.2), sin embargo su uso para tamaños mayores puede causar errores significativos<sup>9</sup>.

		TIPO DE ACCESORIO	$K_1$	$K_{20}$	
C O D O S	90°	ESTANDAR (R/D-1), ROSCADO	800	0.40	
		ESTANDAR (R/D-1), BRIDADO O SOLDADO	800	0.25	
		RADIO LARGO (R/D = 1.5), TODO TIPO	800	0.20	
		CODOS DE INGLETES	1 SOLDADURA (ANGULO DE 90°)	1000	1.15
			2 SOLDADURAS (ANGULOS DE 45°)	800	0.35
			3 SOLDADURAS (ANGULOS DE 30°)	800	0.30
			4 SOLDADURAS (ANGULOS DE 22.25°)	800	0.27
			5 SOLDADURAS (ANGULOS DE 18°)	800	0.25
		45°	ESTANDAR (R/D = 1), TODO TIPO	500	0.20
	RADIO LARGO (R/D = 1.5), TODO TIPO		500	0.15	
	DE INGLETE, 1 SOLDADURA, ANGULO de 45°		500	0.25	
	DE INGLETE, 2 SOLDADURAS, ANGULOS DE 22.25°		500	0.15	
	180°	ESTANDAR (R/D = 1), ROSCADO	1000	0.60	
		ESTANDAR (R/D = 1), BRIDADO O SOLDADO	1000	0.35	
		RADIO LARGO (R/D = 1.5), TODO TIPO	1000	0.30	
TABLA A1(a) CONSTANTES PARA EL METODO 2K.			U.N.A.N.		
			E.N.E.P. *ZARAGOZA*		

TIPO DE ACCESORIO			$K_1$	$K_2$
T I L S	USADAS	ESTANDAR, ROSCADA	500	0.70
	CORO	RADIO LARGO, ROSCADA	800	0.40
	COODS	ESTANDAR, BRIDADA O SOLDADA	800	0.80
		CON EXTREMO SOLDABLE, TIPO RANAL	1000	1.00
	RECORRIDO	ESTANDAR, ROSCADA	200	0.10
	A TRAVES DE LA TE	BRIDADA O SOLDADA	150	0.50
V A L V U L A S	CORPUERTA, GLOBO, RACNO	PASO COMPLETO, $\xi = 1.0$	300	0.10
		ASIERTO LONGITUDINAL REDUCIDO, $\xi = 0.9$	500	0.15
		ASIERTO LONGITUDINAL REDUCIDO, $\xi = 0.8$	1000	0.25
	GLOBO, ESTANDAR		1500	4.00
	GLOBO, ANGULO O TIPO Y		1000	2.00
	DIAFRAGMA, TIPO REPRESA		1000	2.00
	ARIPOSA		800	0.25
	RETENCION	HORIZONTAL	2000	10.00
		COLUMPIO	1500	1.50
		DISCO BASCULANTE	1000	0.50

TABLA A1(b) CONSTANTES PARA EL METODO 2 R.	U.B.A.R.
	E.N.E.P. "ZARAGOZA"