

UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

DEPARTAMENTO DE QUIMICA TECNICA

ABSORCION DE CO₂ EN ALCOHOLES.

COLUMNA DE PAREDES MOJADAS

Junio de 1.979

Francisco Jarabo Friedrich





UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA
FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE QUÍMICA TÉCNICA

MANUEL BAO IGLESIAS, DIRECTOR DEL DEPARTAMENTO DE QUIMICA TECNICA DE LA UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA.

CERTIFICO: Que el presente trabajo sobre "Absorción de CO_2 en alcoholes. Columna de paredes mojadas", ha sido realizado bajo la dirección del Profesor Agregado Dr. D. Sebastián Delgado Díaz, desde 1.977 hasta el momento, en los laboratorios de este Departamento por el Lcdo. D. Francisco Jarabo Friedrich, para aspirar al grado de Doctor en Química.

Y para que conste, firmo el presente certificado en La Laguna a diez de Junio de mil novecientos setenta y nueve.

A ISABEL REGULO

A MIS COMPAÑEROS

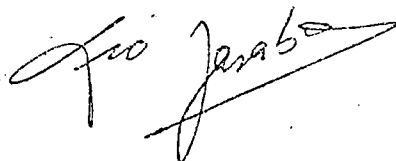
quiénes con su aliento y comprensión siempre me animaron a seguir adelante.

La presente investigación se realizó en el Departamento de Química Técnica de la Universidad de La Laguna, bajo la dirección del Profesor Agregado Dr. D. Sebastián Delgado Díaz, en quién siempre encontré la ayuda que posibilitó mi labor. También deseo dejar constancia de mi agradecimiento al Dr. D. Manuel Bao Iglesias, director del Departamento y al Dr. D. Gabriel Limiñana de la Fé por su ayuda a lo largo del presente trabajo.

Asimismo quiero agradecer a todos mis compañeros del Departamento y del Centro de Cálculo su desinteresada ayuda en todo momento, así como a los miembros del Departamento de Ingeniería Química de la Universidad de Salford (Manchester, Inglaterra) las facilidades de todo tipo que me fueron brindadas durante mi estancia en dicha Universidad.

En la puesta a punto de toda la instalación de laboratorio conté siempre con la inestimable colaboración de D. Antonio Hernández Avila.

Por último, he de agradecer a la Dirección General de Universidades e Investigación la concesión de una Beca de Formación de personal investigador que vengo disfrutando desde el año 1977 y que ha posibilitado la realización del presente trabajo.

A handwritten signature in dark ink, appearing to read "Fco. Javier", with a long horizontal stroke extending to the right.

O. INDICE

0. INDICE

	<u>Página</u>
1. RESUMEN	1
2. INTRODUCCION	7
2.1 Hidrodinámica de una película líquida descendente	9
2.1.1 Aparición de ondas. Estabilidad ...	12
2.1.2 Aumento de la superficie de la pelí- cula debido a las ondas	14
2.1.3 Flujo en los extremos de una película	16
2.1.4 Circulación turbulenta	18
2.1.5 Teoría de la capa límite:	19
2.2 Transferencia de materia a través de una fase líquida:	21
2.2.1 Modelos que introducen un término de transporte turbulento	23
2.2.1.1 Modelo de Levich-Davies para la transferencia de materia en régimen turbulento	26
a) Teoría de la turbulencia de Levich	26
b) Aplicación a la transferencia de materia gas-líquido	29

	<u>Página</u>
c) Cálculo de la velocidad característica de la turbulencia ..	31
2.3 La columna de paredes mojadas	34
2.3.1 Variables que afectan al coeficiente de transferencia de materia	39
2.4 Objeto de la presente investigación .	41
3. TECNICA EXPERIMENTAL Y METODOS DE CALCULO ..	44
3.1 Productos utilizados	45
3.2 Aparato y procedimiento	46
3.2.1 Medidas de la velocidad de absorción	46
a) Aparato	46
b) Medida de caudales	51
c) Procedimiento	51
3.2.2 Medidas de solubilidad	52
A) Aparato	52
B) Procedimiento	54
3.3 Determinación de las propiedades físicas de la fase líquida	54
3.3.1 Densidad	54
3.3.2 Viscosidad	55
3.3.3 Tensión superficial	55
3.3.4 Difusividad	58
3.4 Método analítico	60
3.5 Métodos de cálculo	64
3.5.1 Areas interfaciales	64

	<u>Página</u>
3.5.2. Coeficientes de transferencia de materia	66
4. RESULTADOS	69
4.1 Caudales mínimo y máximo de operación	70
4.2 Efectos finales	71
4.3 Influencia del caudal de líquido ...	72
4.4 Influencia de la altura de la columna	73
4.5 Influencia de las propiedades físicas del líquido	73
5. INTERPRETACION DE LOS RESULTADOS	92
5.1 Consideraciones hidrodinámicas	93
5.1.1 Aparición de ondas en la película	93
5.1.2 Influencia de la corriente gaseosa en el flujo de la película	96
5.1.3 Efecto de entrada	97
5.1.4 Efectos finales	98
5.2 Aplicación de la ecuación de Camacho y cols. (1976)	102
5.3 Correlación semiempírica de los valores de b	108
5.4 Cálculo del coeficiente de transferencia de materia teórico	130
5.4.1 Determinación de k_L^0 mediante la ecuación [5.10]	130
5.4.2 Modificación de la ecuación [5.10]	130

	<u>Página</u>
5.4.3 Cálculo de k_L^0 a partir de la ecuación [5.12]	133
5.5 Discusión de la ecuación semiempírica obtenida	138
5.5.1 Comparación con las expresiones obtenidas sin tener en cuenta la tensión superficial	139
5.5.2 Ecuaciones que consideran la tensión superficial	143
5.6 Expresión teórica para el parámetro b de la difusividad turbulenta	145
5.6.1 Modelo propuesto para el cálculo de la velocidad característica de la turbulencia	145
5.6.2 Predicción del coeficiente de transferencia de materia	149
5.7 Aplicación de la ecuación [5.12] a otros sistemas líquidos	151
5.7.1 Desviación respecto a los datos experimentales	155
5.8 La turbulencia en la fase líquida ...	155
6. CONCLUSIONES	160
7. RECOMENDACIONES	164
8. APENDICES	167
8.1 Calibrado experimental de los medidores de caudal	168

	<u>Página</u>
a) Fase gaseosa	168
b) Fase líquida	169
8.2 Datos de equilibrio	169
9. NOMENCLATURA	203
10. BIBLIOGRAFIA	208

1. RESUMEN

1. RESUMEN

El presente trabajo forma parte de un programa de investigación sobre procesos de transferencia de materia que se lleva a cabo en el Departamento de Química Técnica de la Universidad de La Laguna.

Para el estudio de los procesos de absorción conducente a la obtención del coeficiente de transferencia de materia en función de las variables físicas e hidrodinámicas del sistema gas-líquido utilizado, se diseñó en nuestro Departamento una columna de paredes mojadas. Esta columna constituye un contactor de laboratorio idóneo, debido a que permite conseguir áreas interfaciales fácilmente medibles, y su utilización por diversos investigadores queda patente en la amplia bibliografía que existe al respecto.

Los trabajos existentes sobre las condiciones de circulación de la película líquida en la citada columna, han servido para determinar las condiciones de operación de la misma, la ausencia de efecto de entrada o zona donde se desarrolla el perfil de velocidades, la inexistencia prácticamente completa de efectos finales, la no influencia de la corriente gaseosa sobre la circulación de la fase líquida y la pequeña importancia que poseen las ondas

formadas en la superficie de ésta respecto al aumento del área interfacial gas-líquido en el rango de caudales de trabajo.

Con el fin de comprobar la aplicabilidad del modelo propuesto por Camacho y cols. (1976) para la absorción física en este aparato, se ha estudiado la absorción de CO_2 en cuatro sistemas líquidos, para lo que fue necesario asimismo la obtención experimental de datos de equilibrio para cada uno de ellos, debido a que no se disponía de valores bibliográficos.

Los resultados experimentales de los coeficientes de transferencia de materia obtenidos variando el caudal de mojado, las propiedades físicas del líquido y la altura de la columna, mostraron una cierta dependencia de aquéllos con la altura, por lo que la ecuación para el parámetro b de la difusividad turbulenta propuesta por Camacho y cols. para columnas de esferas y cilindros:

$$b = 2,592 \cdot 10^6 \text{ Re}^{1,10} \text{ Ts}^{0,65} \quad (\text{h}^{-1})$$

no resultaba aplicable al contactor en estudio.

Así, se determinó empíricamente la relación de b con las variables físicas e hidrodinámicas del sistema, teniendo en cuenta que:

$$k_L^0 = \frac{2}{\pi} \sqrt{b \cdot D}$$

según el modelo citado.

La correlación de los datos experimentales llevó a la obtención de la ecuación:

$$b = 1,962 \cdot 10^9 \text{ Re}^{1,10} \text{ Ts}^{1,05} \left(\frac{h}{H} \right)^{0,90} (h^{-1})$$

que posteriormente fue simplificada a:

$$b = 1,511 \cdot 10^9 \text{ Re Ts} \left(\frac{h}{H} \right) (h^{-1})$$

sin que por ello su ajuste a los datos experimentales fuese sensiblemente menor.

La validez de esta ecuación fue comprobada para la absorción de CO_2 en otros tres sistemas líquidos, experimentando los nuevos datos menos del 5% de desviación media respecto a dicha ecuación.

La base teórica para la confirmación de la ecuación obtenida se ha tomado del modelo de Levich-Davies para la transferencia de materia a través de una interfase libre. Este modelo considera principalmente una zona de turbulencia atenuada en las proximidades de la interfase, y que el movimiento de los enjambres turbulentos fuera de esta capa tiene lugar con una velocidad v_0 o "velocidad característica de la turbulencia".

Para calcular esta velocidad se ha postulado la existencia de una capa límite turbulenta, cuya presencia está

justificada por la interacción entre el líquido que entra en el tubo de la columna y la pared de éste. Al no disponer de ecuaciones que permitiesen calcular el espesor de esta capa límite en las proximidades de la interfase, se empleó la propuesta por Levich en función de v_0 , y se modificó mediante análisis dimensional haciendo intervenir la tensión superficial que debe influir en la capa límite por la presencia de una interfase libre.

De esta forma, considerando que la zona comprendida entre la interfase y la capa límite tiene un espesor del mismo orden de magnitud que la zona de turbulencia atenuada postulada por Levich, se llegó a una expresión para la velocidad característica de la turbulencia de la forma:

$$v_0 \propto \left(\frac{U \mu^{4/3} g^{1/3}}{H \rho^{1/3}} \right)^{1/3}$$

que, teniendo en cuenta la relación entre U y el módulo de Reynolds, al sustituirla en la expresión dada por Levich para el coeficiente de transferencia de materia:

$$k_L = D^{1/2} \rho^{1/2} \sigma^{-1/2} v_0^{3/2}$$

lleva a:

$$b \propto \frac{\mu^{7/3}}{\rho^{4/3} \sigma h} \text{Re} \left(\frac{h}{H} \right)$$

Esta ecuación es completamente análoga a la deducida a partir de los datos experimentales si se aproximan los exponentes de la viscosidad y la densidad a 2 y 1 respectivamente, ya que de esta forma se puede poner:

$$b \propto \frac{\mu^2}{\rho \sigma h} \operatorname{Re} \left(\frac{h}{H} \right)$$

2. INTRODUCCION

2. INTRODUCCION

Las operaciones industriales de transferencia de materia implican el contacto de dos fases no miscibles en aparatos diversos (columnas de relleno, de pisos, torres de pulverización, absorbedores centrífugos, etc.), extendiéndose su utilización práctica desde la recuperación de componentes valiosos presentes en gases, hasta la eliminación de materiales indeseables de corrientes de gases residuales. Cualquiera que sea el método de contacto, las fases no miscibles se ponen en presencia para que la materia pueda transferirse de una a otra a través de la superficie de separación. Esta superficie interfacial, aunque bien definida, es de geometría compleja.

En los procesos de absorción no siempre resulta factible encontrar un disolvente que simultáneamente sea bueno y muy económico, es decir, que probablemente en la mayoría de los casos, la resistencia opuesta a la transferencia de materia por la fase líquida no puede ser despreciada. Esta resistencia tampoco puede ser ignorada, ni en los procesos de destilación de la mayoría de los sistemas, ni en los procesos de extracción con disolventes. Se pone así de manifiesto la necesidad de un mejor conocimiento y evaluación de la resistencia opuesta por los líquidos a la trans-

ferencia de materia.

Los procesos de absorción o desorción constituyen, entre los de transferencia de materia entre fases, los sistemas ideales para el estudio de las resistencias individuales opuestas por las fases gaseosa y líquida. Así, por ejemplo, en la absorción de gases puros y prácticamente en la desorción de los mismos en el seno de aire, sólo la fase líquida opondrá resistencia a la transferencia de materia.

Desde el punto de vista teórico, la resistencia opuesta a la transferencia por la fase líquida, lleva al objetivo de correlacionar los coeficientes de transferencia de materia con las variables del sistema. Ello obliga a usar contactores gas-líquido de laboratorio de área interfacial conocida, como columnas de paredes mojadas, de discos, de placas, de esferas y cilindros y absorbedores de chorro líquido.

Los sistemas gas-líquido generalmente elegidos para este fin son los que permiten una absorción solamente física, ya que sirven como referencia teórica a la absorción debida a la reacción química, para la misma fuerza impulsora.

2.1 Hidrodinámica de una película líquida descendente.

La circulación de líquidos en forma de películas delgadas sobre superficies verticales es de gran interés en

muchas operaciones unitarias en las que están involucrados fenómenos interfaciales de transferencia. Una de las variables más importantes del flujo es la distribución de velocidades en cada punto de la película líquida, ya que el perfil puede afectar a la velocidad de la transferencia entre fases, especialmente si el coeficiente de transferencia de la fase líquida es el factor controlante.

El perfil de velocidades completamente desarrollado para un fluido newtoniano fue predicho por Nusselt (1916) como una semiparábola, suponiendo rozamiento despreciable en la interfase gas-líquido y una superficie libre lisa. El perfil para una película lisa, laminar y bidimensional puede ser obtenido asimismo a partir de las ecuaciones de Navier-Stokes con las condiciones límites de que no existe rozamiento en la pared ni en la superficie. El perfil viene expresado por la relación:

$$U = \frac{\rho g}{2\mu} (2ye - y^2) \quad [2.1]$$

La velocidad máxima (en la superficie) viene dada por:

$$U_s = \frac{\rho g e^2}{2\mu} \quad [2.2]$$

y el espesor de la película, en función del módulo de Reynolds, por la ecuación:

$$e = \left(\frac{3 \mu^2}{4g} \right)^{1/3} Re^{1/3} \quad [2.3]$$

El perfil indicado se puede representar según la Figura 2.1.

Las ecuaciones teóricas [2.1] a [2.3] han sido comprobadas experimentalmente por diversos investigadores (Brauer, 1956, Feind, 1960, Wilke, 1962, Cook y Clark, 1971).

Una película que desciende por una pared vertical presenta diversos regímenes de flujo en función del módulo de Reynolds. Los tres tipos más aceptados son: laminar, laminar con ondas y turbulento. Además, dentro de cada uno de

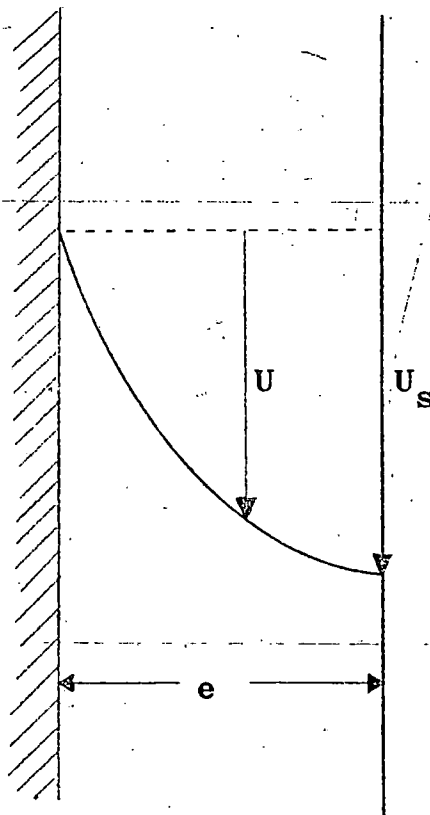


FIGURA 2.1

Los tipos de flujo indicados, la película atraviesa diversas regiones, función de la distancia respecto al punto de entrada. La primera de ellas es una región de aceleración, donde la distribución de velocidad inicial se transforma en flujo completamente desarrollado. La siguiente zona es aparentemente lisa y completamente desarrollada, después de la cual existe otra en la que se forman ondas en la superficie que la recorren a lo largo de toda la película. Dependiendo de la configuración de salida, puede haber un efecto final sobre el que debe incidir la presencia en el líquido de agentes tensoactivos.

2.1.1 Aparición de ondas. Estabilidad.

Experimentalmente ha sido observado, que si una película líquida desciende por una pared vertical, su superficie libre se ve afectada por ondas. El problema de la aparición de movimiento ondulatorio ha sido estudiado mediante el método que proporciona la teoría de la inestabilidad (Lin, 1954, Hanratty y Herschmann, 1961, Whitaker, 1964), así como experimentalmente (Friedman y Miller, 1941, Brauer, 1958, Binnie, 1959). La conclusión a la que se llega mediante las teorías más rigurosas (Benjamin, 1957, Yih, 1963), es que el movimiento laminar es inestable para cualquier valor del módulo de Reynolds, mientras que los experimentos llevan a la conclusión de que existe un valor crítico del Re (muy pequeño), aproximadamente 7, para la transición desde el movimiento laminar al ondulatorio.

El tratamiento de Benjamin tiene en cuenta la aparición de una inestabilidad bidimensional en el flujo de la película, considerando los efectos capilares. Dedujo asimismo, que la tensión superficial tiene un efecto estabilizador, especialmente a longitudes de onda cortas, pero que la inestabilidad no puede ser convertida en estabilidad simplemente por el hecho de aumentar la tensión superficial. Así, se encontró que para una pared vertical, el valor del Reynolds al que aparecían ondas era cero, es decir, que la película vertical posee siempre una inestabilidad intrínseca, aunque a Re muy bajos no se ponga físicamente de manifiesto.

En un tratamiento simplificado para ondas más largas, Benjamin derivó un factor de amplificación, A, definido como la amplificación experimentada por la onda de máxima inestabilidad al trasladarse a lo largo de una distancia de 10 cm. Si existe estabilidad, $A = 1$, y si $A > 1$, cabe esperar que el flujo posea ondas. Para una pared vertical:

$$A = \exp \left[6,849 \cdot 10^{-4} (m) \cdot \nu^{2/3} g^{2/3} \frac{\rho}{\sigma} Re^{7/3} \right] \quad [2.4]$$

Esta teoría ha sido confirmada posteriormente por diversos autores (Hanratty y Herschmann, 1961, Ishihara y cols., 1961, Wallis y Richter, 1976), incluso teniendo en cuenta la presencia de un gas en contracorriente (Graebel, 1960).

2.1.2 Aumento de la superficie de la película debido a las ondas.

Diversos investigadores (Emmert y Pigford, 1954, Stirba y Hurt, 1955, Brauer, 1957, etc.) han observado que la presencia de un movimiento ondulatorio sobre la superficie de una película descendente incrementa significativamente las velocidades de transferencia de materia y calor entre la película y la fase gaseosa adyacente, muy por encima de las velocidades obtenidas con películas sin ondas. En ciertos casos estos cambios son sustanciales (Davies y Rideal, 1961, Davies, 1962), habiéndose observado incluso aumentos de la velocidad de absorción del orden de 20 veces.

Este aumento de velocidades es muy probablemente debido a la combinación de tres efectos (Portalski y Clegg, 1971): la mezcla del seno del líquido debido a las ondas, la turbulencia en la corriente gaseosa y un cierto aumento del área interfacial causado por el movimiento ondulatorio y los rizos.

Tailby y Portalski (1960) dedujeron una expresión para el cálculo del incremento en el área de la superficie líquida debido a las ondas en la interfase:

$$\Delta S = \left(\frac{e' \pi a}{\lambda_0} \right)^2 \left[1 + \left(\frac{g a^2 \lambda_0^3}{16 \pi^3 e \sigma} \right)^2 \right] \quad [2.5]$$

que simplificada convenientemente por Portalski y Clegg, da para el porcentaje de aumento de la superficie interfacial el valor:

$$\% \Delta S = 374 \left(\frac{\nu^2 \text{Re}}{4 \lambda_0^{4/3} g} \right)^{2/3} \quad [2.6]$$

Para el cálculo de la longitud de onda, λ_0 , difícilmente medible, Kapitsa (1948) desarrolló una teoría sobre la estabilidad del flujo ondulante y determinó las condiciones bajo las cuales el trabajo realizado sobre la película por la fuerza de la gravedad es compensado por la disipación de energía por las fuerzas viscosas. De aquí dedujo en términos generales, que la película toma una configuración en la que el espesor medio es un mínimo para un caudal dado, llegándose a que el espesor de la película en este caso vale:

$$e' = 1,34 \left(\frac{\nu L}{g} \right)^{1/3} \quad [2.7]$$

y para la longitud de onda:

$$\lambda_0 = \frac{2\pi}{\bar{U}} \left[\frac{\sigma e'}{(c/\bar{U} - 1)(c/\bar{U} - 0,9)} \right]^{1/2} \quad [2.8]$$

siendo:

$$c = 2,4 \bar{U} \quad [2.9]$$

realizándose todo el cálculo precedente teniendo en cuenta las condiciones dadas por Levich (1962).

La velocidad media, \bar{U} , se calcula fácilmente a partir de la ecuación [2.1], mientras que la amplitud de la onda está dada por la expresión:

$$\alpha = 0,46 e' \quad [2.10]$$

2.1.3 Flujo en los extremos de una película.

La región de entrada para la circulación de películas laminares con superficie libre ha recibido mucha menos atención que la de circulación de fluidos por conducciones. La investigación sobre flujo laminar con superficie libre ha sido dirigida fundamentalmente hacia la evaluación adecuada de los efectos de entrada para procesos de transferencia de materia en películas descendentes (Scriven y Pigford, 1958, Toor, 1956). Estudios experimentales posteriores (Strobel y Whitaker, 1969) acerca del efecto de agentes tensoactivos sobre las características del flujo de películas líquidas descendentes han indicado que pueden ser generadas regiones de entrada extremadamente grandes por surfactantes adsorbidos sobre la superficie libre.

Más recientemente, Ault y Sandall (1972) obtuvieron soluciones numéricas de las ecuaciones de Navier-Stokes para la región de entrada de una película líquida alimentada desde una rendija. El método desarrollado tenía en cuenta las fuerzas de tensión superficial, pero el efecto de éstas

sobre la aceleración de la película resultó ser pequeño. Los resultados mostraron una suave transición entre el perfil de velocidad inicial y el perfil final, completamente desarrollado. La longitud de entrada, definida como la distancia requerida por la velocidad superficial para alcanzar el 95% de su valor final es del orden de 20 veces el espesor inicial de la película y aumenta con el módulo de Reynolds.

Asimismo, Pierson y Whitaker (1977) dan para la longitud de entrada la expresión:

$$L_e = 0,198 \left(\frac{\nu^2}{g} \right)^{1/3} Re^{4/3} \quad (m) \quad [2.11]$$

resolviendo también la ecuación de Orr-Sommerfeld para el problema de inestabilidad de la película líquida descendente.

Por otro lado, el fenómeno de "efecto final", o formación de una superficie estanca en el extremo de una película líquida que fluye hacia el interior de un recipiente, ha sido también ampliamente estudiado (Lynn y cols., 1955, Roberts, 1961, Merson y Quinn, 1965), llegándose a la conclusión de que fundamentalmente se produce con la presencia de agentes tensoactivos en la película o bien con la de contaminantes naturales.

Se han dado para este fenómeno diversas ecuaciones que permiten calcular la altura de la banda estanca en función de las propiedades del líquido, principalmente de la

tensión y la presión superficiales (Cook y Clark, 1973).

Según parece deducirse de estos estudios, no se deben producir estos fenómenos cuando se trabaja con líquidos puros o soluciones que no contienen surfactantes.

2.1.4 Circulación turbulenta.

Como se sabe, el transporte molecular se basa en el movimiento al azar de las moléculas individuales; sin embargo, el transporte turbulento implica el movimiento al azar de grandes grupos o enjambres de moléculas. Por ejemplo, a partir de la experimentación puede establecerse, que la velocidad en un punto fijo de un fluido fluctúa al azar, alrededor de un valor medio. Podría definirse, por tanto, la circulación turbulenta desde un punto de vista microscópico, diciendo que comprende un movimiento fluctuante al azar, simultáneo con un movimiento medio, es decir:

$$v_i = \bar{v}_i + v'_i \quad (i = x, y, z) \quad [2.12]$$

donde \bar{v}_i son los valores medios y v'_i los valores fluctuantes. Los valores medios se definen mediante la ecuación:

$$\bar{v}_i = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t + \Delta t} v_i dt \quad [2.13]$$

donde el incremento de tiempo considerado, Δt , debe ser suficientemente grande para que los valores medios obtenidos sean independientes del mismo, pero no excesivamente grandes, a fin de que no se promedie también cualquier posible evolución del sistema con el tiempo, no asociada con la turbulencia. Es evidente, a partir de la ecuación [2.13], que los valores medios de los valores fluctuantes deberán ser cero.

La circulación turbulenta será estacionaria si los componentes medios de la velocidad, \bar{v}_i , en cada punto, son constantes e independientes del tiempo.

Puede establecerse la semejanza entre el mecanismo microscópico del transporte turbulento y el mecanismo del transporte molecular, solo que, como en este caso los transportadores de propiedad son enjambres o conjuntos de moléculas, en vez de moléculas individuales, la magnitud de los caudales de transporte es mucho mayor.

2.1.5 Teoría de la capa límite.

Cuando la circulación de un fluido es externa a superficies sólidas, una de las teorías más útiles para un tratamiento semicuantitativo del régimen turbulento es la teoría de la capa límite, que podría desarrollarse de la siguiente forma:

Supóngase la circulación de un fluido (Figura 2.2) sobre una fina placa a la que llega con un ángulo de incidencia cero; la película de fluido que se pone en contacto

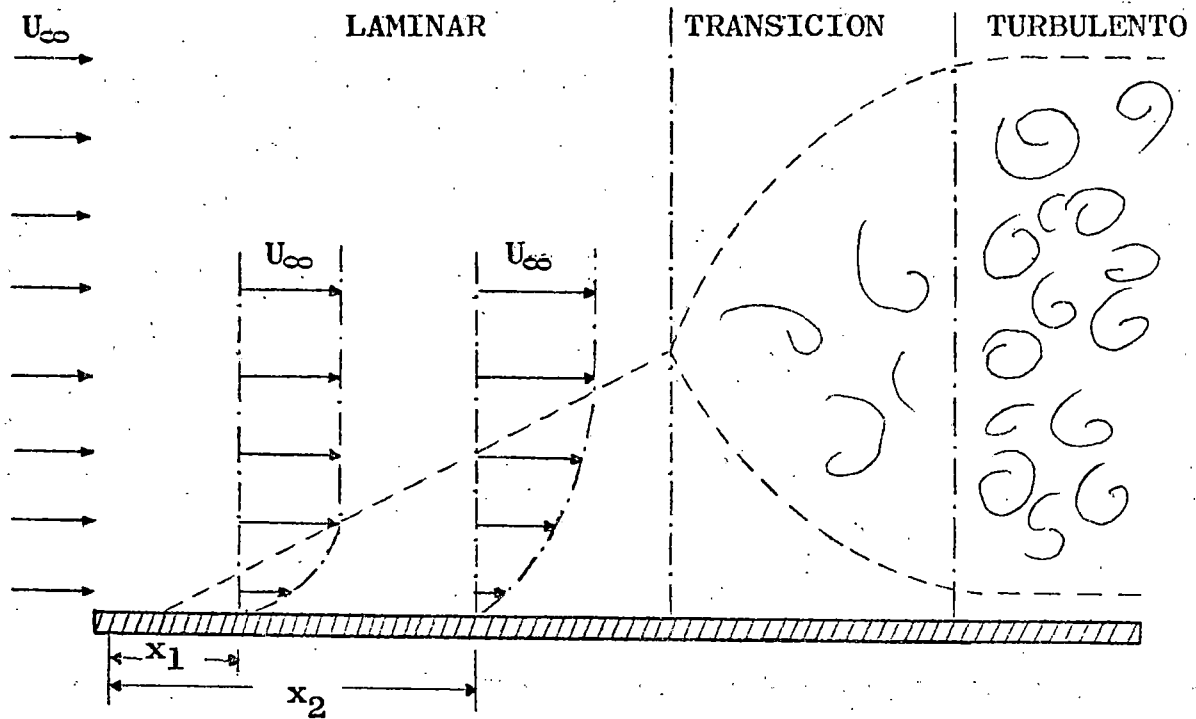


FIGURA 2.2

con la placa es frenada por ésta hasta que su velocidad se hace cero. En cualquier punto, a una distancia x del origen de la placa, una observación cuidadosa indica que la velocidad aumenta desde cero hasta casi U_∞ , (velocidad inicial del fluido antes de ponerse en contacto con la placa).

La película estacionaria en contacto con la placa frena a la siguiente, esta última lo hace a su vez a la siguiente, y así sucesivamente, de manera que a medida que aumenta x , es mayor el espesor de fluido afectado por la presencia de la placa (espesor que recibe el nombre de capa límite).

Si la placa fuera suficientemente larga, o si U_∞ fue-

ra suficientemente elevada, la circulación en la capa límite puede llegar a ser turbulenta. La iniciación de la turbulencia se manifiesta por un rápido aumento de la capa límite y del esfuerzo rasante en la superficie sólida. El punto de transición de régimen laminar a turbulento está definido por el valor del módulo de Reynolds, y está influenciado por diversos factores externos, como indica Schlichting (1968) en su estudio acerca del valor crítico del módulo de Reynolds para la transición a régimen turbulento.

La teoría permite el cálculo del espesor de la capa límite, tanto laminar como turbulenta, llegando a las expresiones:

$$\delta_{\text{Laminar}} = 5 \left(\frac{\nu x}{U_{\infty}} \right) \quad [2.14]$$

$$\delta_{\text{Turbulenta}} = 0,37 x \left(\frac{U_{\infty} x}{\nu} \right)^{-1/5} \quad [2.15]$$

2.2 Transferencia de materia a través de una fase líquida.

La transferencia de materia a través de la fase líquida inmediata a una interfase gas-líquido, difiere en dos aspectos de la transferencia de materia a través de una fase líquida inmediata a una superficie sólida:

1º. Una superficie sólida está fija en el espacio y, por consiguiente, la interfase fluido-sólido no se mueve respecto al sólido. Por otra parte, una interfase gas-líquido es una interfase libre, que puede desplazarse respecto a cualquier sistema de coordenadas.

2º. El movimiento relativo entre un fluido y un sólido necesariamente motiva el establecimiento de un gradiente de velocidad en el fluido inmediato a la interfase, mientras que el movimiento relativo entre una fase líquida y otra gaseosa ordinariamente no determina un gradiente de velocidad importante en el líquido próximo a la interfase. Esto se debe a que las viscosidades de los líquidos son de un orden de magnitud muy superior a las viscosidades de los gases.

El desconocimiento actual del transporte turbulento ha llevado a proponer modelos para la transferencia de materia a través de una fase líquida adyacente a una interfase gas-líquido, que basan su tratamiento en las ecuaciones de difusión (correspondientes al transporte molecular de materia).

El primer modelo fue la teoría de la película (Whitman, 1924), que supone la existencia de una película líquida laminar adyacente a la interfase, que constituye la única resistencia a la transferencia de materia, y a través de la cual se produce el transporte en régimen estacionario. Aunque este modelo ha resultado muy útil para las interfases sólido-fluido, para una interfase libre parece difícil

que pueda existir una película laminar en la región del líquido próxima al gas, dada la movilidad de la interfase y la diferencia de viscosidad entre ambos, y no ha podido explicar la influencia de las distintas variables sobre el coeficiente de transferencia de materia.

La teoría de la penetración, propuesta primero por Higbie (1935) y modificada posteriormente por Danckwerts (1951), postula que la difusión tiene lugar en régimen no estacionario, para lo cual supone que elementos macroscópicos de líquido, procedentes del seno del mismo, alcanzan la interfase en un instante dado, permanecen en ella un tiempo inferior al necesario para que se alcance el perfil de concentraciones correspondiente al régimen estacionario, y son sustituidos por otros nuevos.

Es evidente que las velocidades tan grandes de reemplazamiento de elementos macroscópicos de líquido en la interfase a que conduce la teoría de la penetración implicarían un grado de turbulencia en la superficie del líquido, difícil de comprender si se tiene en cuenta que la tensión superficial debe tender a atenuar estos movimientos, e incluso admitiendo que así fuera, resulta difícil aceptar que en estas circunstancias sea la difusión la principal responsable de la transferencia de materia.

2.2.1 Modelos que introducen un término de transporte turbulento.

Con el fin de interpretar los resultados experimen-

tales se han propuesto modelos que se basan en suponer para el transporte turbulento de materia una expresión semejante a la del transporte molecular:

$$N_{AT} = - D_T \frac{dC_A}{dy} \quad [2.16]$$

siendo N_{AT} la densidad de flujo por transporte turbulento del componente que se transfiere en la dirección y , e introduciendo el concepto de difusividad turbulenta, D_T .

King (1966) propone una expresión para la difusividad turbulenta en función de la distancia a la interfase, del tipo:

$$D_T = b y^n \quad [2.17]$$

Los resultados encontrados en la bibliografía (Levich, 1962, Davies, 1966, Lamourelle y Sandall, 1972, Menez y Sandall, 1974) y nuestra propia experiencia indican que cuando la transferencia tiene lugar a través de una interfase libre gas-líquido, el valor de n más idóneo es 2, con lo cual la expresión [2.17] se reduce a:

$$D_T = b y^2 \quad [2.18]$$

Aplicando [2.18] a la ecuación de continuidad del componente que se transfiere, se llega a la ecuación:

$$\frac{d}{dy} \left[(D + b y^2) \frac{dC_A}{dy} \right] = 0 \quad [2.19]$$

para el caso de absorción física, aceptando las hipótesis usuales de transporte másico nulo en dirección normal a la interfase y superficie interfacial plana con contribución despreciable de la difusión en la dirección paralela a la interfase.

La ecuación [2.19] debe cumplir las siguientes condiciones límites (Camacho y cols., 1976):

$$y = 0 \quad C_A = C_{Ai} \quad [2.20]$$

$$y = \infty \quad C_A = C_{Ao} \quad \text{ó} \quad \frac{dC_A}{dy} = 0 \quad [2.21]$$

Integrando el sistema formado por las expresiones [2.19], [2.20] y [2.21] se obtiene la siguiente ecuación para el perfil de concentraciones del componente que se transfiere:

$$C_A = C_{Ai} - \frac{2}{\pi} \arctg (y\sqrt{b/D})(C_{Ai} - C_{Ao}) \quad [2.22]$$

que, teniendo en cuenta que D_T se hace nula en la interfase, conduce a la siguiente expresión para el coeficiente de transferencia de materia:

$$k_L^0 = \frac{2}{\pi} \sqrt{b \cdot D} \quad [2.23]$$

Para que la expresión de la difusividad turbulenta, [2.18], sea útil, será preciso que el parámetro b que aparece en la misma, sea función exclusiva de las condiciones hidrodinámicas y físicas del sistema.

2.2.1.1 Modelo de Levich-Davies para la transferencia de materia en régimen turbulento.

a) Teoría de la turbulencia de Levich.

En su teoría de la turbulencia, Levich (1962) demuestra que la existencia de la tensión superficial asegura la estabilidad de una superficie libre y hace variar la distribución de velocidad cerca de ella. Las fuerzas que se oponen a la deformación de la superficie tienen un efecto de retardo sobre el movimiento turbulento.

Si se supone que la acción de retardo de la superficie (causada por la tensión superficial) asegura la estabilidad de ésta, parece razonable suponer que el régimen de flujo será diferente al del seno del líquido en una zona de profundidad λ cerca de la superficie libre. Es posible así establecer, que desde un cierto valor λ de la distancia a la superficie, la componente x de la velocidad deja de aumentar al aumentar y , permaneciendo constante. Como las componentes de la velocidad deben satisfacer la ecuación de continuidad, y como la componente y ha de ser proporcional a la distancia a la superficie:

$$\bar{v}_y \sim y \quad [2.24]$$

La componente normal de la velocidad debe desaparecer en la superficie libre. En contraste con una pared sólida, cerca de una superficie libre, la componente normal decrece sólo linealmente con la distancia a la pared. La fórmula [2.24] puede ser así reescrita de la forma:

$$\bar{v}_y \approx v_0 \frac{y}{\lambda} \quad [2.25]$$

donde v_0 es la velocidad de los enjambres turbulentos que es constante para $y \gg \lambda$ (obsérvese que el origen de coordenadas se encuentra en la interfase).

Asimismo, el tamaño de los enjambres turbulentos, l , debe disminuir con la distancia a la superficie libre. El análisis dimensional muestra que la escala del movimiento ha de ser proporcional a la distancia a la superficie libre, al no intervenir otras magnitudes con la dimensión de longitud en esta definición, ha de cumplirse que:

$$l \approx y \quad [2.26]$$

La viscosidad turbulenta efectiva para el movimiento cerca de la superficie es, por tanto:

$$\nu_T \approx \bar{v}_y \cdot l \approx v_0 \frac{y^2}{\lambda} \quad [2.27]$$

Al igual que sucede en la teoría cinética de los gases, se supone que la viscosidad turbulenta es del mismo orden de magnitud que la difusividad turbulenta, con lo cual:

$$D_T \approx v_0 \frac{y^2}{\lambda} \quad [2.28]$$

Si la tensión superficial es la causa de la atenuación de la turbulencia, la profundidad λ de turbulencia atenuada cerca de la superficie ha de ser proporcional a σ . Además, λ sólo puede ser función de la velocidad de los enjambres, v_0 , y de la densidad del líquido. Así, el análisis dimensional muestra que:

$$\lambda = \frac{\sigma}{\rho v_0^2} \quad [2.29]$$

Esta fórmula simplemente expresa la condición de estabilidad superficial. La magnitud λ representa el orden de magnitud del espesor de la zona que se deforma por los enjambres turbulentos cerca de la superficie del líquido. La presión capilar σ/λ que se produce debido a la deformación, compensa el empuje dinámico ρv_0^2 e impide que los enjambres turbulentos salpiquen fuera de los límites de la superficie líquida.

b) Aplicación a la transferencia de materia gas-líquido..

Según Levich, el flujo difusional en régimen turbulento puede ser determinado aproximadamente considerando la naturaleza del movimiento turbulento cerca de la superficie. A $Pr \gg 1$, se puede suponer que la principal resistencia a la difusión la ofrece la subcapa difusional, más delgada que la subcapa viscosa (Figura 2.3) y el coeficiente de transferencia de materia viene dado por la velocidad de difusión a través de la subcapa difusional, es decir:

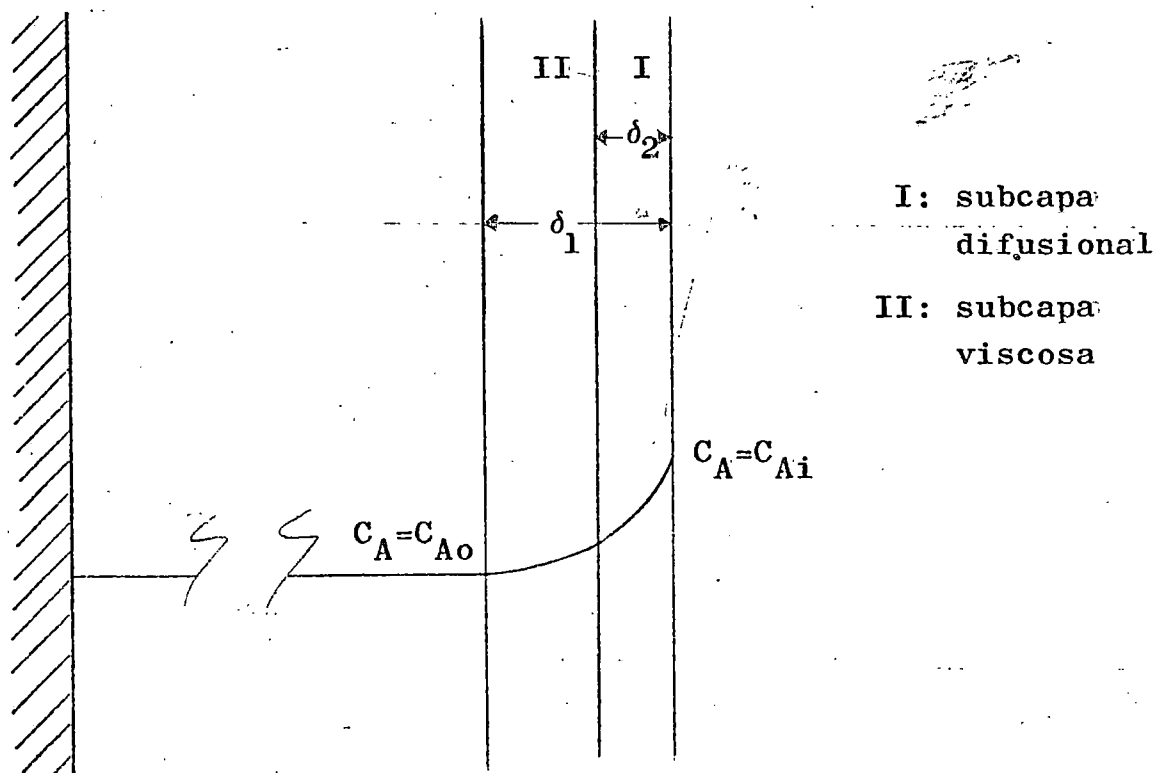


FIGURA 2.3

$$k_L = \frac{D}{\delta_2} \quad [2.30]$$

El espesor δ_2 de esta subcapa lo calcula Levich considerando que en la subcapa viscosa existe difusividad turbulenta, de la forma dada por la expresión [2.28], y cuando $y = \delta_2$, la difusión se hace molecular, con lo cual:

$$\frac{v_0 \delta_2^2}{\lambda} \approx D \quad [2.31]$$

Teniendo en cuenta que el espesor de la capa de turbulencia atenuada λ viene dado por la ecuación [2.29], queda que:

$$\delta_2 \approx \left(\frac{D \sigma}{\rho v_0^3} \right)^{1/2} \quad [2.32]$$

con lo cual, el coeficiente de transferencia de materia tendrá el valor:

$$k_L = \frac{D^{1/2} \rho^{1/2} v_0^{3/2}}{\sigma^{1/2}} \quad [2.33]$$

Por su parte, Davies (1972) haciendo un razonamiento completamente análogo al de Levich, pero considerando las ecuaciones [2.28] y [2.30] respectivamente de la forma:

$$D_T = 0,4 v_0 \frac{y^2}{\lambda} \quad [2.34]$$

$$k_L = \frac{D}{2 \delta_2} \quad [2.35]$$

con lo cual obtiene para el coeficiente de transferencia de materia la expresión:

$$k_L = 0,32 \frac{D^{1/2} \rho^{1/2} v_0^{3/2}}{\sigma^{1/2}} \quad [2.36]$$

completamente análoga a la obtenida por Levich, [2.33], pero con un coeficiente numérico.

c) Cálculo de la velocidad característica de la turbulencia.

El problema que se les plantea tanto a Levich como a Davies es la definición de la velocidad característica de la turbulencia, v_0 , con objeto de sustituir su valor en las ecuaciones [2.33] ó [2.36].

Levich sugiere que v_0 puede ser estimada usando la relación entre la velocidad media desarrollada a partir del flujo de una capa límite turbulenta sobre una lámina plana. Así, utiliza el perfil logarítmico de velocidades definido por la ecuación:

$$U = v_0 \ln \frac{v_0(e - y)}{\nu} \quad [2.37]$$

Teniendo en cuenta además que esta velocidad característica puede ser expresada en términos del esfuerzo cortante por la relación:

$$\tau = \rho v_0^2 \quad [2.38]$$

y que τ , en el caso de flujo estacionario, es igual a la fuerza que actúa sobre la película líquida que se encuentra sobre 1 cm^2 de pared, obtiene:

$$\rho \cdot g \cdot e = \rho \cdot v_0^2 \quad [2.39]$$

de donde:

$$v_0 = \sqrt{g \cdot e} \quad [2.40]$$

que sustituido en la expresión [2.37] lleva al resultado:

$$U = v_0 \ln \left(\frac{e}{\nu} \sqrt{g \cdot e} \right) \quad [2.41]$$

ya que para $y = 0$, $v_0 = 0$.

Despejando v_0 :

$$v_0 = \frac{U}{\ln\left(\frac{e}{\nu} \sqrt{g \cdot e}\right)} \quad [2.42]$$

Ahora bien, en la inmediata vecindad de la superficie, la naturaleza de la distribución de velocidad no puede permanecer inalterada. En efecto, el esfuerzo tangencial en la superficie libre del líquido ha de ser cero (o muy pequeño, si existe un gas en contracorriente). Para que desaparezca el esfuerzo tangencial, la derivada $\partial U / \partial y$ ha de ser cero, ya que el esfuerzo siempre es proporcional a esta derivada; pero ésta nunca es cero en una distribución logarítmica de velocidades. Así, el régimen turbulento tiene que ser alterado en las proximidades de la superficie libre.

Esto significa que la expresión [2.42] sólo es válida desde la pared hasta una profundidad λ , y por tanto no es aplicable, como supone Levich, en todo el espesor de la película, por lo que la expresión para k_L obtenida por este autor:

$$k_L = \left(\frac{D \rho}{\sigma}\right)^{1/2} \frac{U^{3/2}}{\left(\ln \frac{e}{\nu} \sqrt{g \cdot e}\right)^{3/2}} \quad [2.43]$$

no parece ser muy adecuada para predecir teóricamente los coeficientes de transferencia de materia.

Por su parte, Davies sugirió que v_0 se podía determinar por un balance de fuerzas sobre la película descen-

dente, donde la fuerza de rozamiento equilibra la fuerza gravitacional. Así, supone que en la pared:

$$\tau = \rho \cdot g \cdot e \quad [2.44]$$

y empleando la relación de Levich:

$$v_0 = \left(\frac{\tau}{\rho}\right)^{1/2} \quad [2.45]$$

llega a la expresión [2.40], lo que supone una simplificación en las consideraciones de Levich, llegando de esta forma a una expresión para el coeficiente de transferencia de materia:

$$k_L = 0,32 D^{1/2} e^{3/4} g^{3/4} \rho^{1/2} \sigma^{-1/2} \quad [2.46]$$

Como se puede apreciar, el cálculo de v_0 sólo está basado en el fenómeno de rozamiento que se produce en la pared que, en principio, no ha de ser necesariamente igual al que tiene lugar en el seno del líquido. Así, pues, la expresión [2.46] no parece ser tampoco muy rigurosa para el cálculo de coeficientes de transferencia de materia.

2.3 La columna de paredes mojadas.

Constituye este tipo de contactor el modelo más simple para el estudio de procesos de absorción en el laboratorio. Se hace descender una capa líquida por las paredes

de cilindros de mayor o menor altura, en contracorriente con el gas que asciende por la parte central.

Las aplicaciones actuales de este aparato las clasifica Malewski (1970) según las ventajas que aporta:

a) Pequeñas cantidades de líquido:

Los procesos de absorción con gran intercambio de calor, por ejemplo $\text{HCl}/\text{H}_2\text{O}$, sólo se pueden efectuar con volúmenes pequeños de líquido, para poder disipar el calor producido. Asimismo hay procesos de gran capacidad de saturación del líquido respecto del gas, por ejemplo, $\text{NH}_3/\text{H}_2\text{O}$, cuya absorción es tan pequeña, que se ha de usar esta columna. Como el espesor de la película es de 0,2 a 2 mm, el caudal volumétrico se reparte ampliamente y se forma una gran superficie interfacial, necesaria para la transferencia entre la película y la fase adyacente.

b) Tiempos de permanencia cortos:

Las sustancias sensibles a la temperatura generalmente han de manipularse en un tiempo muy corto. Como la velocidad media de la película oscila entre valores de 0,1 y 1 m/s, según las propiedades del líquido, se obtienen tiempos de permanencia de la película en el aparato de escasos segundos. Sin embargo, durante este pequeño período se llegan a alcanzar suficientes variaciones de materia y energía.

c) Pequeñas pérdidas de presión:

En este tipo de aparatos, las caídas de presión a lo largo de la columna son muy bajas, circunstancia muy impor-

tante cuando se trabaja a vacío, donde grandes pérdidas de presión ejercen efectos termodinámicos muy apreciables.

Experimentos llevados a cabo con este tipo de columna con alturas del orden de 30 a 40 cm, demostraron que los rizos u ondulaciones que se forman en la superficie del líquido ejercen un marcado efecto sobre el coeficiente de transferencia. Grimley (1945) y Emmert y Pigford (1954) pusieron de manifiesto que los caudales de absorción y desorción de CO_2 y O_2 resultaban de 1,3 a 1,5 veces mayores que los valores teóricos para películas sin rizos, calculados por la teoría de la penetración. Stirba y Hurt (1955) encontraron también que el caudal de absorción de CO_2 en películas con rizos eran varias veces superiores a los valores teóricos de la penetración.

Grimley demostró que podían eliminarse los rizos de la superficie del agua mediante agentes tensoactivos que disminuían la tensión superficial, formando capas moleculares orientadas en la superficie. Emmert y Pigford comprobaron que efectivamente la adición de tensoactivos determinaba un caudal de transferencia 3 a 25% inferior al teórico. Experimentos comparativos con y sin agentes tensoactivos en columnas muy cortas demostraron que el agente decrecía el caudal de absorción en un 11%, pero no estaba claro si tal disminución se debía a una resistencia adicional que producía el agente o a la supresión de los rizos.

Lynn, Straatemeier y Kramers (1955) encontraron para la absorción de SO_2 en agua en columnas cortas, donde no

se formaban rizos, que la adición de tensoactivos no ejercería efecto apreciable.

Vivian y Peaceman (1956) estudiaron la absorción de gases muy poco solubles en columnas de paredes mojadas cortas. Encontraron que sus resultados para k_L , con los sistemas $\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O}$ y Cl_2/HCl diluido, aunque proporcionales a $D^{1/2}$ de acuerdo con la teoría de la penetración, eran 10 a 30% inferiores a los teóricos, obteniendo para el exponente del módulo de Reynolds un valor de 0,4 (la teoría prevee un valor de 1/3). Una posible explicación de la discrepancia se pensó podría estribar en que la capa de líquido descendente es realmente de espesor finito y tiene un gradiente de velocidad parabólico.

Otra posible explicación de los bajos valores obtenidos pudiera ser la falta de equilibrio en la interfase, o lo que es lo mismo, que ésta opusiera una resistencia a la transferencia. Sin embargo, los resultados experimentales muestran que el aparente valor de la resistencia superficial varía con factores tales como el módulo de Reynolds o el tiempo de exposición, factores que parece muy poco probable puedan influir sobre una barrera superficial de energía como la postulada por Danckwerts y Kennedy (1959) para explicar sus resultados más bajos que los teóricos.

En relación a la resistencia de la interfase, se realizaron varios trabajos al respecto (Goodgame y Sherwood, 1954, Scriven y Pigford, 1958, Raimondi y Toor, 1959, Chiang y Toor, 1959) concluyéndose de ellos que definitivamente

no existe resistencia superficial en las operaciones normales de absorción.

Otra explicación de la discrepancia entre la experimentación y la teoría puede encontrarse en la naturaleza del flujo del líquido, es decir, en la aparición de efectos de entrada y efectos finales.

Más actualmente, los diversos investigadores tienden a interpretar las discrepancias entre la experimentación y la teoría de la penetración realizando consideraciones de régimen turbulento en la película líquida. Así, Bannerjee y cols. (1967) proponen un modelo para explicar los valores obtenidos, superiores a los teóricos, hecho que ellos suponen que no puede ser debido al aumento de la superficie por las ondas formadas. Combinando los modelos de Harriot (1962) y Levich (1962), obtienen una buena aproximación con los datos de la bibliografía para valores del Reynolds comprendidos entre 100 y 800.

Absorbiendo diversos gases en agua a valores del módulo de Reynolds comprendidos entre 1300 y 8300 en una columna de paredes mojadas, Lamourelle y Sandall (1972) observan que k_L es proporcional a $D^{1/2}$ interpretando sus resultados en términos del modelo de la difusividad turbulenta y obteniendo una proporcionalidad del tipo:

$$k_L \propto Re^{0,839} \quad [2.47]$$

Posteriormente, y teniendo en cuenta el transporte másico,

Sandall (1974) obtuvo una expresión en función de la raíz cuadrada de la altura, válida para la longitud de entrada, que en el caso de números de Reynolds elevados suele ser muy considerable, aplicando asimismo el modelo de la difusividad turbulenta.

Asimismo, para explicar los valores altos del coeficiente de transferencia de materia respecto al previsto por las teorías difusionales, Zogg (1972) obtuvo una expresión válida para películas laminares sin ondas, modificando el número de Sherwood en función de la concentración. Por otro lado, Renz y Gromoll (1976) desarrollaron un modelo basado en la teoría de la capa límite, llegando a la conclusión de que la energía de la turbulencia debida a la producción de ondas hace disminuir la capa límite laminar cerca de la pared. En el modelo ondulatorio utilizado, se varió la amplitud de la onda desde cero (película lisa) hasta el valor correspondiente al espesor de la película. Con ello obtuvieron una buena correlación de los datos experimentales de k_L cuando éstos eran bajos, correspondientes a valores asimismo bajos del módulo de Reynolds.

2.3.1. Variables que afectan al coeficiente de transferencia de materia.

De la copiosa experimentación realizada con las columnas de paredes mojadas, se deduce que las variables que pueden influir sobre el coeficiente de transferencia de materia, k_L , son:

Dependientes de las propiedades físicas del líquido:
Difusividad del soluto, densidad, viscosidad y tensión superficial del disolvente.

Dependientes de las condiciones de operación:
Caudal de líquido, fuerza gravitatoria.

Dependientes de las características de la columna:
Dimensión característica, diámetro y/o altura.

Positivamente, como consecuencia de dicha experimentación puede afirmarse que:

La superficie interfacial no opone resistencia apreciable a la transferencia de materia, es decir, prácticamente se alcanza el equilibrio en la misma de modo instantáneo.

El caudal de gas no influye en el coeficiente de transferencia de materia de la fase líquida.

El coeficiente k_L varía proporcionalmente a la raíz cuadrada de la difusividad, de acuerdo, tanto con la teoría de la penetración como con la de la difusividad turbulenta.

La discrepancia entre los exponentes del módulo de Reynolds encontrada en la bibliografía puede deberse (Norman, 1961) a:

- a) Regiones estancadas en la capa líquida.
- b) Mojado parcial de la superficie.
- c) Variaciones en la distribución del líquido sobre la capa.
- d) Rizos y ondas en la película líquida.

e) Flujo turbulento en la capa líquida.

Cualquiera de los tres primeros factores tenderá a reducir el coeficiente de transferencia a bajos caudales de líquido, mientras que los otros dos aumentarán k_L sobre todo para caudales de líquido elevados.

2.4 Objeto de la presente investigación.

El presente trabajo forma parte de un programa de investigación que lleva a cabo el Departamento de Química Técnica sobre los procesos de transferencia de materia gas-líquido.

Para este estudio se ha puesto a punto primeramente una columna de paredes mojadas con área de contacto conocida, estudiándose sus condiciones de operación y parámetros característicos.

Debido a que el tratamiento teórico de los procesos sin reacción química es más sencillo, se llevarán a cabo en dicho contactor procesos de absorción física, utilizando CO_2 como soluto y como disolventes, diversos alcoholes. Estos fueron elegidos de tal forma, que permitiesen estudiar en un rango lo más amplio posible la variación del coeficiente de transferencia de materia con el módulo de tensión superficial, que comprende las propiedades físicas de la fase líquida que se estima influyen sobre la velocidad de absorción.

Para establecer las condiciones de flujo de la película será necesario constatar la existencia o no de efectos

de entrada y efectos finales en la columna, producción de ondas en la película y aumento del área interfacial debido a la formación de éstas.

Como alguno de los sistemas líquidos a utilizar ya han sido estudiados en columnas de esferas y cilindros (Costa López, 1966), y se ha encontrado que los valores del coeficiente de transferencia de materia en la absorción de CO_2 eran superiores a los predichos por la teoría de la penetración, se aplicará en la interpretación de los resultados el modelo que introduce el concepto de difusividad turbulenta.

Los bajos caudales de líquido que será necesario utilizar con objeto de evitar en lo posible la presencia de ondas indican, en principio, que el régimen de circulación ha de ser laminar como indican los datos bibliográficos, y por lo tanto, la transferencia de materia no debe ser turbulenta. No obstante, el rozamiento que debe existir en la pared, provocando, en nuestra opinión, una rodadura de los elementos del fluido, así como los criterios de inestabilidad del régimen de circulación encontrados en la bibliografía, inducen a pensar que existe un cierto grado de turbulencia en la película líquida, lo que puede justificar la aplicación de la teoría de la difusividad turbulenta, como ya se ha mencionado.

Asimismo se pretende comprobar la validez de la expresión propuesta por Camacho y cols. (1976) para columnas de esferas y cilindros:

$$b = 2,592 \cdot 10^6 \text{ Re}^{1,10} \text{ Ts}^{0,65} \quad (\text{h}^{-1}) \quad [2.48]$$

en la columna de paredes mojadas aunque, según los resultados encontrados por diversos autores, el coeficiente de transferencia de materia en columnas de paredes mojadas depende de la altura, hecho que no contempla la expresión [2.48].

Así pues, caso de depender los resultados obtenidos de la altura, será necesario proceder a una nueva correlación empírica de los valores de k_L con las variables físicas, hidrodinámicas y geométricas del sistema, para calcular el parámetro b de la difusividad turbulenta, interpretándose éste de acuerdo con las teorías existentes sobre el mismo (Levich, 1962, Davies, 1972) y comparándose con las ecuaciones propuestas por los distintos autores.

**3. TECNICA EXPERIMENTAL Y
METODOS DE CALCULO**

3. TECNICA EXPERIMENTAL Y METODOS DE CALCULO

3.1 Productos utilizados.

Las características de los productos utilizados son las siguientes:

- Alcohol amílico, pureza química, Riser.
- Etanol comercial, azeótropo del 93% ($n=1,3618$).
- Alcohol isopropílico, pureza química, Riser.
- Glicerina comercial.
- Acido clorhídrico, 0,1 N, Titrisol, Merck.
- Hidróxido sódico, 0,1 N, Titrisol, Merck.
- Hidróxido potásico, pureza mínima 85%, May & Baker.
- Azul de timol, indicador, Merck.
- Verde de bromocresol, indicador, Merck.
- Anhídrido carbónico gas, suministrado por "Oxican".

Los alcoholes utilizados fueron rectificadas siempre antes de su uso. Asimismo las mezclas alcohólicas de trabajo se sometieron a operaciones de rectificación que, por un lado, permitían desprender el CO_2 absorbido y por otro, reutilizar los alcoholes contenidos en las mismas.

Las soluciones indicadoras de puntos finales en el método de análisis se prepararon de la siguiente forma:

Azul de timol: 0,1 g de indicador con 21,5 ml de NaOH 0,1 N y agua hasta 250 ml.

Verde de bromocresol: 0,1 g de indicador con 14,3 ml de NaOH 0,1 N y agua hasta 250 ml.

3.2 Aparato y procedimiento.

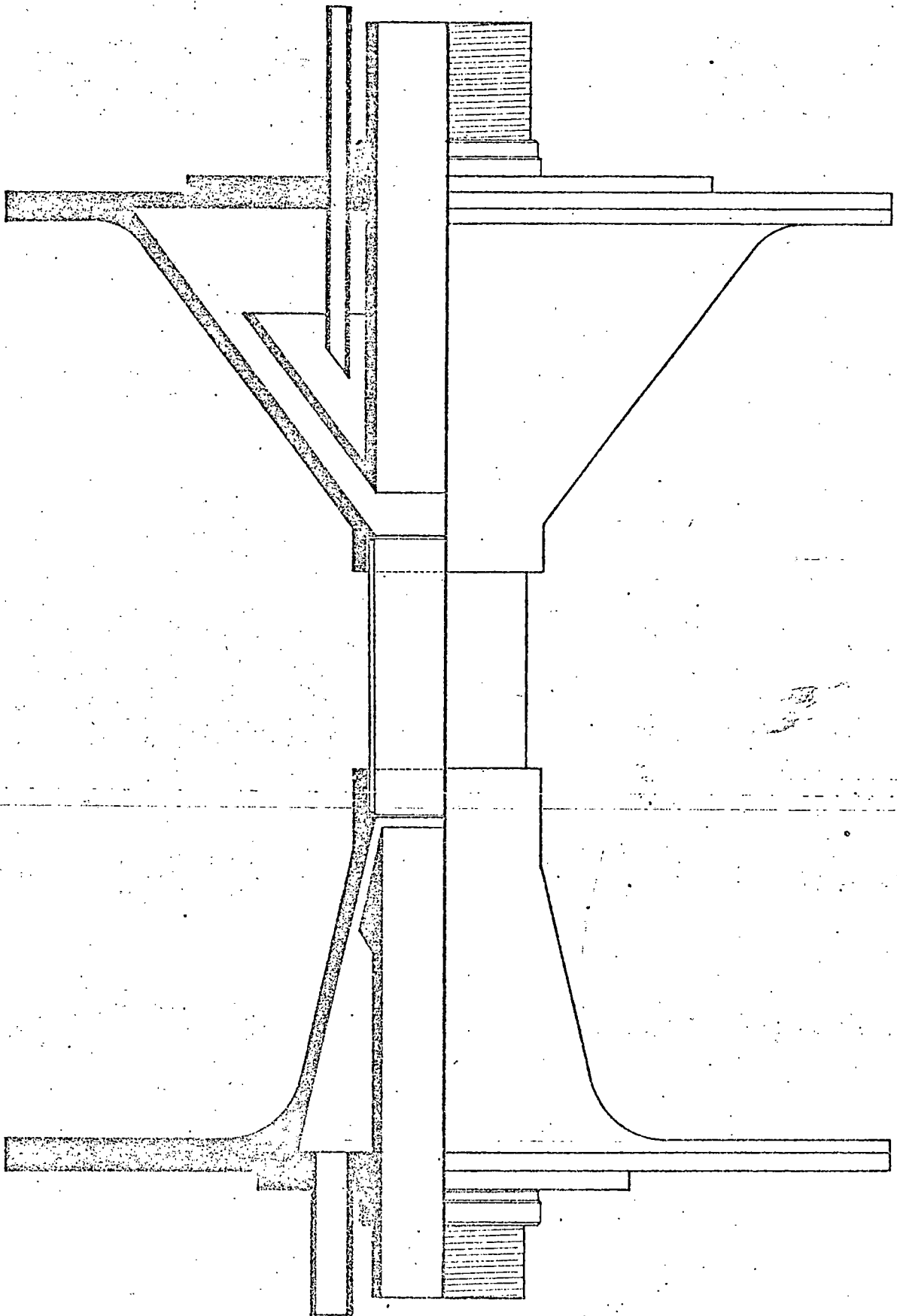
3.2.1 Medidas de la velocidad de absorción.

a) Aparato.

En los experimentos se utilizó una columna de paredes mojadas como contactor gas-líquido de área interfacial conocida, diseñada en nuestro Departamento, cuyo esquema se indica en la Figura 3.1. Dicha columna consta de dos conos de bronce entre los cuales se coloca un tubo de vidrio Pyrex de longitud deseada, por cuya pared interna resbala el líquido, circulando el gas por su interior en contracorriente.

El cono superior posee otro cono concéntrico que ajusta perfectamente en su interior, lo que se consiguió mediante un esmerilado. Este cono se puede elevar mediante una rosca a fin de graduar la salida de la película líquida de tal forma que moje completamente el tubo de bajada y forme la menor cantidad posible de ondas. Asimismo, la pieza superior posee una conducción provista de llave, a fin de llenarla de líquido antes de comenzar el experimento y, al mismo tiempo, purgar el aire de su interior. De esta forma el líquido se encontrará bajo presión en este cono, pudiéndose regular su caudal mediante la llave que se encuentra a tal efecto en la instalación adicional.

El cono inferior posee una estructura similar al su-



escala : $\frac{1}{2}$

FIGURA 3.1

perior, de tal forma que el líquido que baja por el tubo sea separado rápidamente del gas que circula en contracorriente.

En líneas generales, la instalación de laboratorio utilizada responde a la descrita en publicaciones anteriores de nuestro Departamento, Limiñana de la Fé (1974), Hernández Armas (1975) y Díaz González (1977). En la Figura 3.2 se presenta un esquema general de dicha instalación.

La fase líquida se introduce en el depósito de almacenamiento 1, de unos 20 litros de capacidad, desde donde se eleva al depósito de alimentación de líquido 2, de igual capacidad, haciendo vacío en éste. Aunque el depósito 2 funciona como un frasco de Mariotte, el líquido que sale de él se pasa por un frasco de nivel constante 3 con objeto de conseguir un caudal fijo. El líquido que sale por el rebosadero de este frasco de nivel vuelve al depósito de almacenamiento.

Por medio de la válvula 4 se regula el caudal de líquido que llega a la columna y se mide con el diafragma 5 que se ha calibrado previamente y se introduce en la columna por el tubo 6.

La fase líquida discurre en forma de lámina por la pared interna del tubo y abandona la columna por el conducto 8. Para mantener el cono inferior de la columna siempre lleno de líquido, se une el tubo de salida a un frasco de nivel variable 9, con objeto de evitar cualquier absorción de gas por parte del líquido que moja la pared en el caso

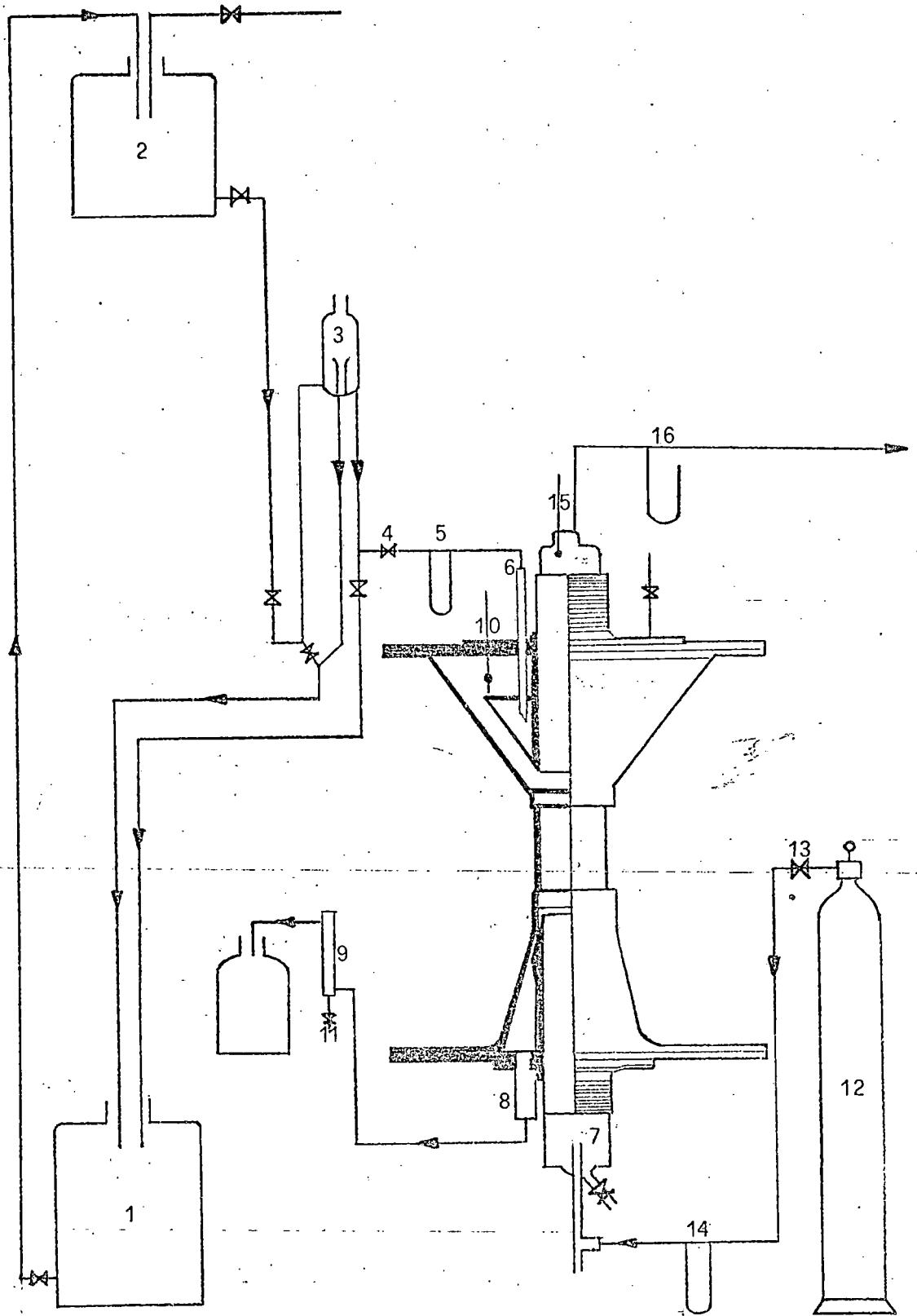


FIGURA 3.2

de no estar totalmente lleno, lo que ocasionaría un área adicional de contacto gas-líquido no controlada.

A la entrada de la columna se mide la temperatura con el termómetro 10. El líquido sale del rebosadero del frasco de nivel variable 9 y la toma de muestra de la fase líquida de salida se hace mediante la válvula 11, situada en la parte inferior de dicho frasco.

En los experimentos realizados en esta instalación, la fase gaseosa es CO_2 saturado de líquido de trabajo. Dicho gas procede de la botella a presión 12, pasando previamente a su entrada en la columna a través de la válvula 13 y del diafragma 14, con el fin de regular y medir su caudal, respectivamente. Seguidamente atraviesa una pareja de burbujeadores, consiguiéndose de esta forma saturarlo de líquido de trabajo.

El gas entra en la columna por su parte inferior, a la que se ha acoplado un tubo del mismo diámetro que aquella y de longitud aproximada de 15 cm, 7, a fin de tener una "zona de calma" que permita un flujo uniforme del gas a través de la columna.

El gas circula en contracorriente con el líquido y se mide su temperatura a la salida de la columna con el termómetro 15. El gas que abandona la instalación se elimina a la atmósfera y se mide la caída de presión en la columna mediante un manómetro de agua abierto 16. Los experimentos se realizan a temperatura ambiente.

b) Medida de caudales.

El procedimiento de la medida de caudales tanto del gas como de los sistemas líquidos utilizados y las correspondientes rectas de calibrado se indican en el apartado 8.1 de los Apéndices.

c) Procedimiento.

Antes de iniciar cada experimento y con el fin de asegurar que la pared interior de la columna estaba completamente mojada, se hacía circular el líquido con un caudal elevado, regulando después, mediante la válvula correspondiente, el que se deseaba en cada caso. Asimismo se ajustaba el cono interior de la pieza superior de la columna de tal forma que no se apreciara visualmente la existencia de ondas. En el intervalo de caudales de líquido utilizados, el mojado del tubo fue siempre completo.

Una vez estabilizado el caudal de líquido se hacía circular el CO_2 , regulando, mediante la válvula correspondiente, el caudal deseado, que en todos los experimentos fue de 110 litros/hora.

Alcanzado el régimen estacionario de circulación, se ajustaba la posición del frasco de nivel de salida del líquido para asegurar que el cono inferior de la columna quedase totalmente lleno.

Generalmente transcurrían unos treinta minutos antes de proceder a la toma de muestras y lectura simultánea de caudales, presiones y temperaturas. Al cabo de diez minutos

se repetía la toma de muestras, llegándose a tomar seis muestras por experimento, todas con intervalos de diez minutos. Se desecharon todos los valores en los que las muestras diferían en más del 2% de concentración de CO_2 , y se promediaron los no desechados.

3.2.2 Medidas de solubilidad.

A) Aparato.

Debido a ciertas discrepancias entre los distintos datos de solubilidades encontrados en la bibliografía, Just (1901), Kunnerth (1922), Takeuchi y cols. (1975) y la inexistencia de tales datos para las mezclas líquidas estudiadas, se decidió hallar éstos experimentalmente. Para ello se puso a punto un aparato consistente en un embudo de decantación con camisa de calefacción, mediante la cual se termostataba el líquido en estudio que se encontraba en su interior.

El esquema del aparato es similar al empleado por Díaz González (1977) para el estudio de la solubilidad de cloro en disoluciones ácidas de sales ferrosas, como se muestra en la Figura 3.3.

El CO_2 proviene de la botella de presión 1, y se regula su presión mediante el correspondiente manorreductor y la válvula de aguja 2. Se hace burbujear en el seno del líquido mediante el tubo 3, saliendo al exterior por medio de la conducción 4 a la que se halla conectado un manómetro abierto de agua 5 que permite medir la presión del sistema.

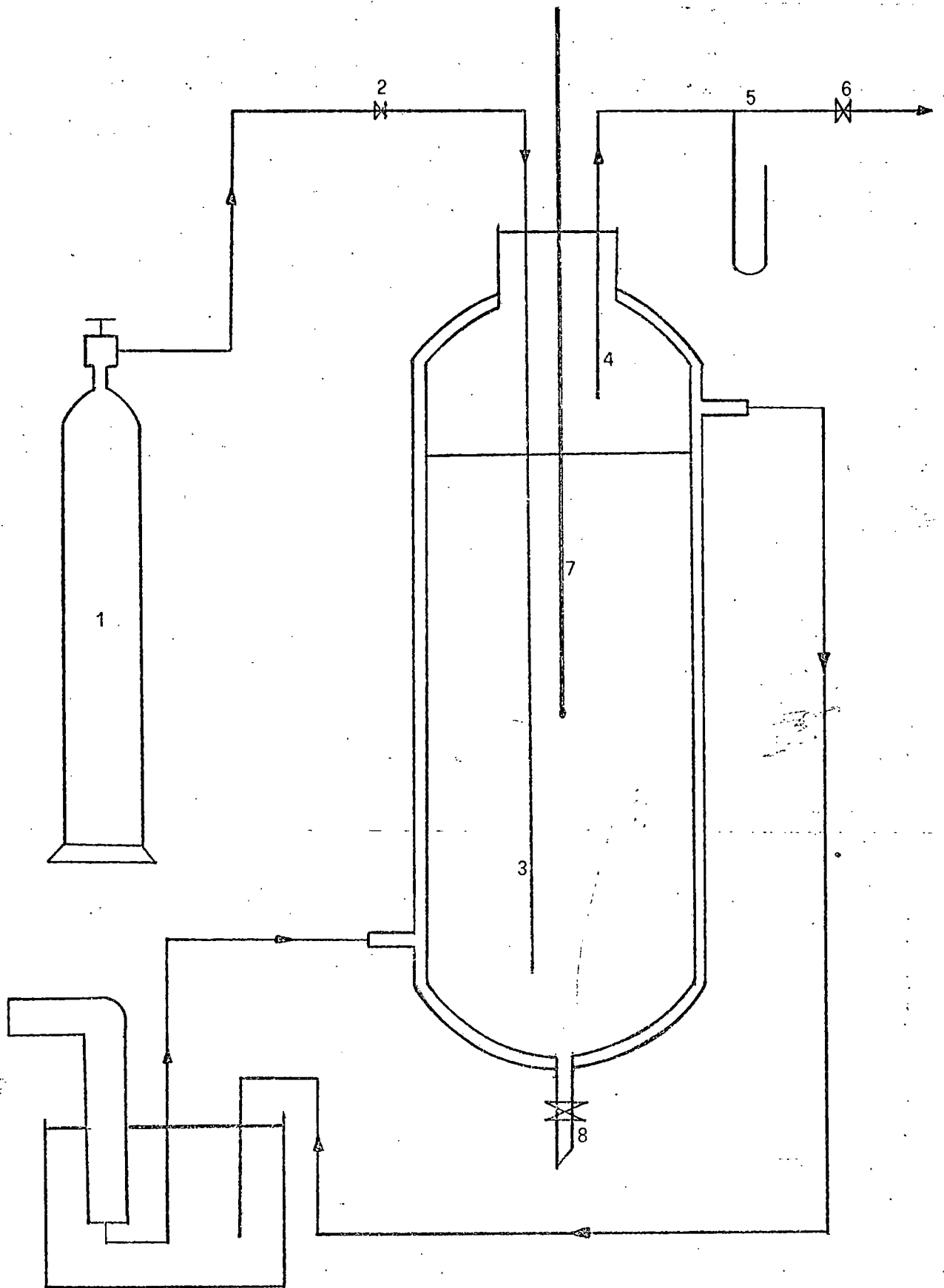


FIGURA 3.3

A continuación del manómetro se instala otra válvula de aguja 6 con objeto de variar la presión del interior del aparato. Asimismo se encuentra introducido en el seno del líquido un termómetro 7 graduado en 0,1°C para medir la temperatura del sistema. Las muestras se recogen por medio de la llave 8.

B) Procedimiento.

La toma de muestras para determinar la concentración en el líquido de CO₂ a una presión y una temperatura determinadas se realizaba una hora después de haber conseguido las condiciones de trabajo, repitiéndose dicha toma cada quince minutos hasta que dos resultados no diferían en más de un 1%, considerándose que en estas condiciones el sistema se encontraba en equilibrio y que el resultado era representativo de este estado. El análisis de las muestras se realizó análogamente al de las obtenidas en la columna, y que se describe en el apartado 3.4 de esta Memoria.

Se efectuaron experimentos a tres temperaturas diferentes para cada sistema líquido, y para cada temperatura, a tres presiones. Los resultados se presentan en el Apéndice 8.2.

3.3 Determinación de las propiedades físicas de la fase líquida.

3.3.1 Densidad.

Las densidades tanto de los líquidos puros como de

las distintas mezclas estudiadas se determinaron mediante densímetros de inmersión a una temperatura de $20^{\circ}\text{C} \pm 0,2^{\circ}\text{C}$.

3.3.2 Viscosidad.

Para la medida de la viscosidad de los sistemas líquidos utilizados se usaron viscosímetros tipo Cañon-Frenske. Las medidas se efectuaron manteniendo el viscosímetro sumergido en un baño termostático a $20^{\circ}\text{C} \pm 0,2^{\circ}\text{C}$.

3.3.3 Tensión superficial.

Por no disponer de datos experimentales de tensión superficial para las mezclas de alcoholes estudiadas, se determinaron experimentalmente, para lo cual se utilizó el método de la presión de burbuja máxima, que permite evaluar la tensión superficial de un líquido midiendo las presiones de burbuja máxima de éste y de un patrón, mediante la expresión:

$$\sigma = \sigma^0 \frac{P_{\max}}{P_{\max}^0} \quad [3.1]$$

El dispositivo experimental para la determinación de las presiones de burbuja máximas se representa en la Figura 3.4. Consta este dispositivo de un kitasato 1 en el que se deja gotear agua desde la bureta 2 con el fin de desplazar el aire contenido en aquél hasta que se forme una burbuja en el extremo del capilar 3 situado en la superficie del

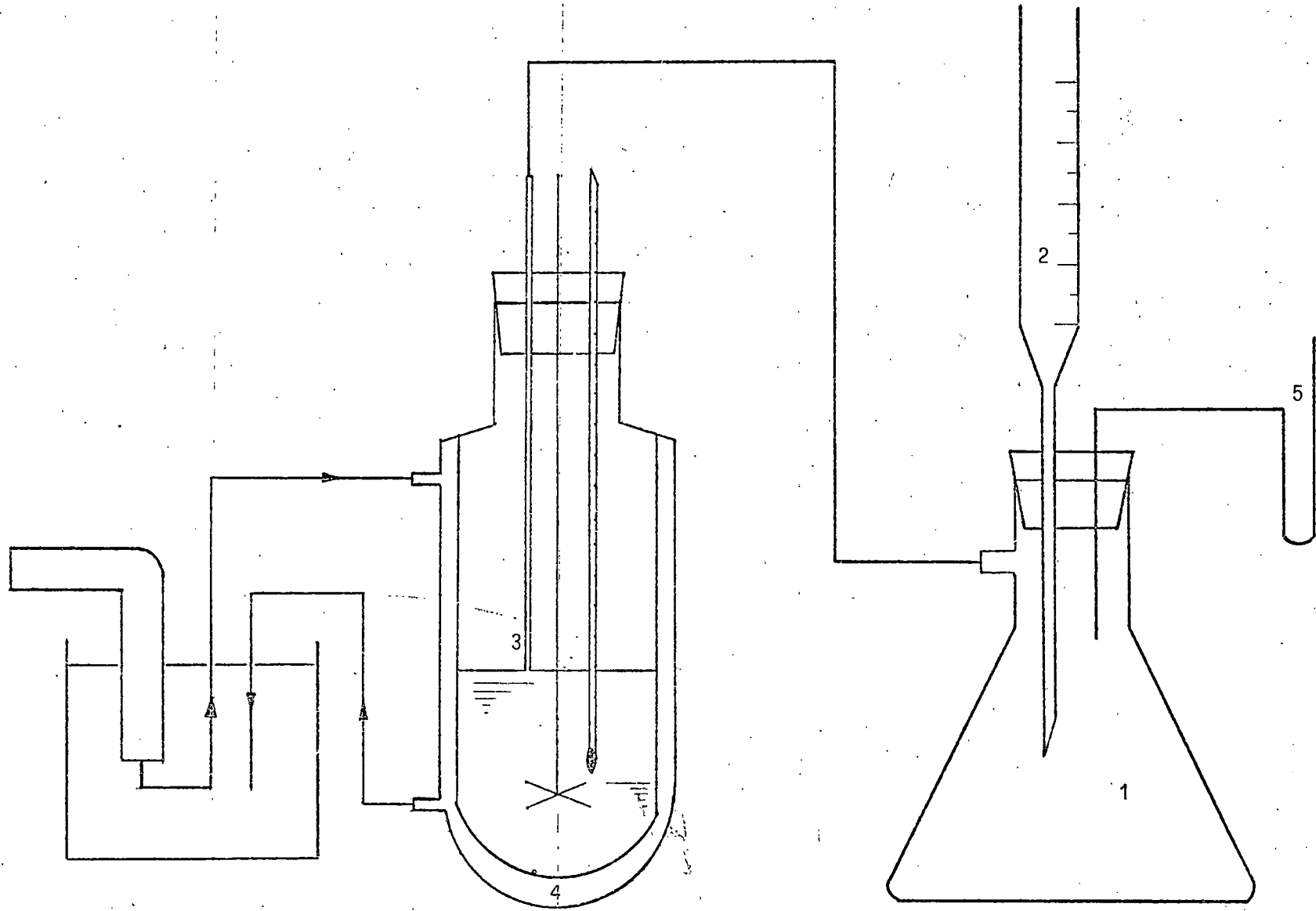


FIGURA 3.4

líquido en estudio contenido en el recipiente termostatado 4. En el instante en que aparece la primera burbuja de aire en el líquido, se mide la presión del sistema mediante el manómetro de agua abierto 5, valor que corresponde a la presión de burbuja máxima.

Esta operación se efectúa tanto para un líquido patrón (agua) como para el líquido en estudio. Para el agua se tomó como valor de la tensión superficial a 20°C, $\sigma^0 = 72,75$ dynas/cm. Se tomaban unas diez medidas de la presión máxima y se promediaban los resultados estadísticamente, aplicando posteriormente la ecuación [3.1].

Al comparar los resultados experimentales obtenidos aplicando el método descrito con los datos en la bibliografía, se observó una discrepancia apreciable, lo que indujo a pensar que se trataba de un error sistemático. Para comprobarlo se midieron las tensiones superficiales de cinco alcoholes puros y se representaron gráficamente frente a sus respectivos valores bibliográficos, como muestra la Figura 3.5 con datos de la Tabla 3.1.

La buena alineación de los puntos sobre una recta, confirmó tal error sistemático, corrigiéndose los valores experimentales de las mezclas en estudio mediante la ecuación:

$$\sigma_{\text{real}} = 0,1 \sigma_{\text{exp.}} + 20,373 \quad (\text{dynas/cm}) \quad [3.2]$$

deducida por regresión lineal de los puntos representativos de los líquidos puros de la Figura 3.5.

TABLA 3.1

Calibrado del tensiómetro (T = 20°C).

<u>Sistema</u>	<u>$\sigma_{\text{exp.}}$</u> (dyn/cm)	<u>σ_{real}</u> (dyn/cm)
Metanol	22,22	22,60
Etanol	36,17	23,99
Propanol	32,93	23,78
Butanol	42,80	24,60
Amílico	52,39	25,62

3.3.4 Difusividad.

Como no se disponía de datos experimentales de difusividad del CO₂ en los distintos sistemas líquidos utilizados, se estimó ésta para el alcohol amílico mediante la ecuación de Wilke y Chang (1955):

$$D = 7,4 \cdot 10^{-8} \frac{(X \cdot M)^{\frac{1}{2}} \cdot T}{\mu \cdot V^{0,6}} \quad (\text{cm}^2/\text{s}) \quad [3.3]$$

donde M es el peso molecular del disolvente, T la temperatura en °K, μ la viscosidad del disolvente en cp, V el volumen molar del soluto en el punto de ebullición, en cm³/mol y X es un parámetro adimensional de asociación.

Las difusividades del CO₂ en los otros sistemas líquidos se estimaron por medio de la ecuación de Stokes-Einstein:

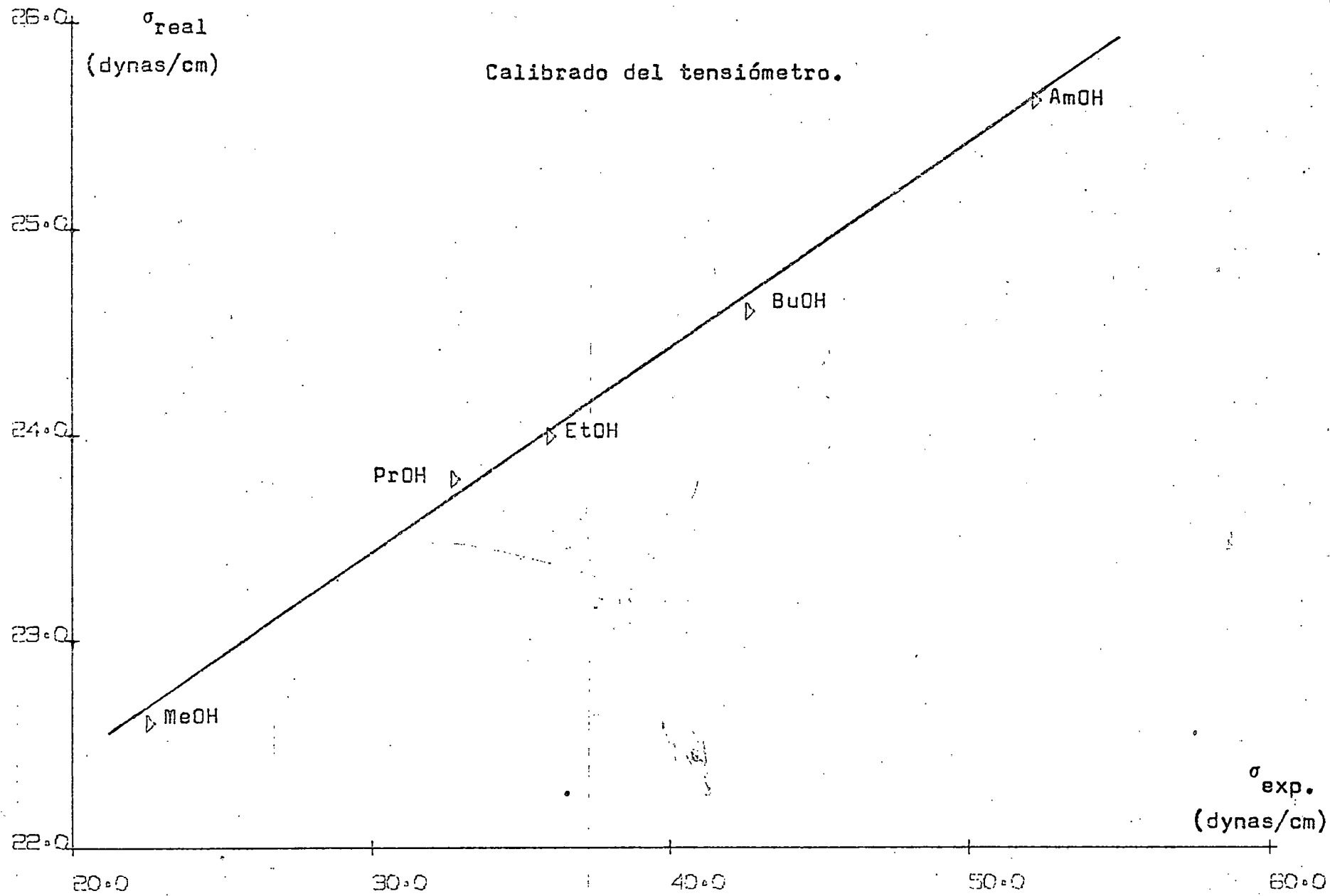


FIGURA 3.5

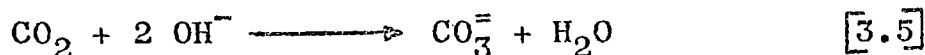
$$\frac{D \cdot \mu}{T} = \text{constante} \quad [3.4]$$

tomando como base el valor de D calculado para el alcohol amílico mediante la expresión [3.3].

3.4 Método analítico.

Para evaluar el caudal de CO₂ transferido, se analizaba la concentración del mismo en la fase líquida a la entrada y a la salida de la columna. Las muestras de líquido se recogían sobre un erlenmeyer en el que se había dispuesto una solución de potasa alcohólica en medio etanol-agua al 50%; la cantidad tomada se hallaba por doble pesada. A la solución de potasa alcohólica inicial colocada en el erlenmeyer se le habían añadido unas gotas del primer indicador, con objeto de tomar la muestra en una cantidad tal, que casi llegase a virarlo, es decir, que el color inicial de la solución, azul, pasase a un tono verdoso sin alcanzar el color amarillo correspondiente al punto de equivalencia. De esta forma, esta cantidad era del mismo orden de magnitud en todos los experimentos y permitía que los errores en la valoración fuesen mínimos.

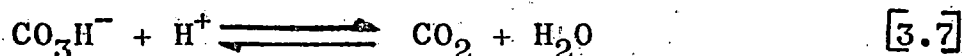
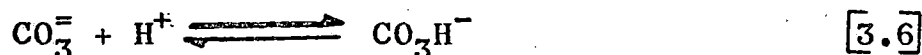
Para analizar el CO₂ contenido en la muestra, al recoger ésta sobre potasa alcohólica, se produce la siguiente reacción rápida con producción de un compuesto estable:



valorándose el carbonato formado con HCl 0,1 N por el método del doble indicador. Se utilizaron azul de timol y verde de bromocresol para la determinación de los puntos finales.

En todos los experimentos se preparó un blanco con la misma potasa, etanol y agua utilizados, a fin de determinar los carbonatos presentes en la potasa.

Como se sabe, en la valoración del carbonato con HCl se producen las reacciones:



Además, la potasa que queda en exceso se neutraliza con el HCl en el mismo intervalo en que se produce la reacción [3.6]. Es decir, en el primer punto de equivalencia se ha pasado el carbonato a bicarbonato y se ha neutralizado toda la potasa. En el intervalo que existe entre los dos puntos de equivalencia se produce la reacción [3.7].

Llamando V_1 al volumen de HCl 0,1 N consumido para llegar hasta el primer punto de equivalencia y V_2 al volumen para el segundo punto de equivalencia (medido desde el cero de volumen),

$$\Delta V = V_2 - V_1$$

sería el volumen de ácido consumido para pasar el bicarbo-

nato a CO_2 , es decir, el volumen que indicaría directamente la cantidad de CO_2 que hay en la muestra, ya que:

$$\text{milieq.}(\text{CO}_2) = \text{milieq.}(\text{CO}_3\text{H}^-) = \Delta V \cdot N_{\text{HCl}} = \frac{\text{mg CO}_2}{M_{\text{CO}_2}}$$

con lo cual:

$$\text{mg CO}_2 = \Delta V \cdot N_{\text{HCl}} \cdot M_{\text{CO}_2}$$

y la cantidad de CO_2 por unidad de volumen de muestra (incluido el contenido en la solución de potasa):

$$[\text{C}_{\text{CO}_2}]_{\text{muestra}} = \frac{\Delta V \cdot N_{\text{HCl}} \cdot M_{\text{CO}_2}}{V_0} \quad (\text{Kg/m}^3) \quad [3.8]$$

siendo V_0 el volumen de muestra, en ml, obtenido de la forma:

$$V_0 = \frac{m}{\rho}$$

donde m y ρ son la diferencia de peso del erlenmeyer con y sin muestra y la densidad de la misma, respectivamente. Obsérvese que se considerará la densidad de la muestra igual a la del líquido correspondiente exento de CO_2 , a efectos de aplicación de la ecuación [3.8].

En todos los experimentos, la solución sobre la que se recogía la muestra estaba formada por 5 ml de potasa etanólica (13 g/l en medio etanol-agua al 50%) y, según las

necesidades de solubilidad del líquido en estudio, hasta 30 ml de etanol comercial como disolvente, siendo esta solución asimismo usada como blanco, para determinar el CO_2 contenido en la potasa. Este cálculo se hacía de la misma forma citada para la muestra, con lo cual la cantidad de CO_2 contenida en la potasa sería:

$$[C_{\text{CO}_2}]_{\text{blanco}} = \frac{\Delta V_{\text{bl.}} \cdot N_{\text{HCl}} \cdot M_{\text{CO}_2}}{V} \quad (\text{Kg/m}^3) \quad [3.9]$$

siendo V el volumen de la solución de potasa alcohólica.

Como ambas disoluciones, blanco y solución para recoger la muestra, están preparadas de la misma forma, las concentraciones de CO_2 contenidas en cada caso son aditivas y se puede poner:

$$[C_{\text{CO}_2}]_{\text{Total}} = N_{\text{HCl}} \cdot M_{\text{CO}_2} \left(\frac{\Delta V}{m} \cdot e - \frac{\Delta V_{\text{bl.}}}{V} \right) \quad (\text{Kg/m}^3) \quad [3.10]$$

Como el HCl utilizado es 0,1 N y el peso molecular del CO_2 es 44, la expresión [3.10] queda de la forma:

$$[C_{\text{CO}_2}]_{\text{Total}} = 4,4 \left(\frac{\Delta V}{m} \cdot e - \frac{\Delta V_{\text{bl.}}}{V} \right) \quad (\text{Kg/m}^3) \quad [3.11]$$

ecuación que se utilizará para calcular la cantidad de CO_2 absorbida, tanto en la columna como en la determinación de los datos de solubilidad de cada sistema.

3.5 Métodos de cálculo.

3.5.1 Areas interfaciales.

En los experimentos de laboratorio se usaron columnas de vidrio de 4,5 cm de diámetro interno y 5, 10, 15 y 20 cm de altura nominal. Por tanto, el área seca de cada una de estas columnas será:

$$\text{Area seca del tubo} = 4,5 \pi H_0 = 14,14 H_0 \quad (\text{cm}^2) \quad [3.12]$$

donde H_0 es la altura nominal de la columna. En todos los casos, el tubo estaba apoyado de tal forma en las piezas de bronce, que estaba separado 1,4 cm de la entrada del líquido y 0,7 cm de su salida. Teniendo en cuenta esta longitud adicional de 2,1 cm, el tramo de columna en que ambas fases se ponen en contacto será:

$$H = H_0 + 2,1 \quad (\text{cm}) \quad [3.13]$$

y por tanto, el área de la columna:

$$\text{Area seca de la columna} = 14,14(H_0 + 2,1) \quad (\text{cm}^2) \quad [3.14]$$

Asimismo, el perímetro seco tendrá el valor:

$$\text{Perímetro seco} = 4,5 \pi = 14,14 \quad (\text{cm}) \quad [3.15]$$

Al descender la fase líquida por la pared interna de

la columna, formará una película de un cierto espesor sobre la misma, que hará que el área interfacial sea ligeramente inferior al área seca de la columna.

En un trabajo de Brötz (1954) se midió el volumen del líquido existente sobre las paredes de una columna como la descrita y se expresó en función del caudal de la fase líquida. Suponiendo que este volumen se reparte uniformemente sobre el área seca de la columna, se puede calcular el espesor de la película formada, e , mediante la expresión:

$$e = \left(\frac{3\mu}{\pi g \rho d'} \right)^{1/3} L^{1/3} \quad (m) \quad [3.16]$$

Para los sistemas líquidos estudiados se calculó el valor del espesor de la película, que en ningún caso llegó a superar los 0,3 mm en el rango de caudales de trabajo, magnitud completamente despreciable frente al diámetro de la columna, por lo que se hace innecesario corregir el área interfacial a causa de la presencia de la película líquida sobre las paredes de la columna.

Sin embargo, se ha evaluado el área de contacto gas-líquido que se produce a la salida de la columna, que corresponde a una corona circular de 0,2 cm de ancho formada por la superficie del líquido entre los dos conos de la pieza inferior del aparato, y cuya área es de 2,70 cm².

Teniendo en cuenta esta corrección, el valor de la superficie interfacial vendrá dada por la expresión:

$$S = 4,5 \pi H + 2,7 \quad (\text{cm}^2) \quad [3.17]$$

Las alturas de las columnas, sus áreas secas y las áreas interfaciales correspondientes, se indican en la Tabla 3.2.

TABLA 3.2

Alturas, áreas secas y áreas interfaciales.

Altura nominal (cm)	5	10	15	20
Altura de la columna (cm)	7,1	12,1	17,1	22,1
Area seca (cm ²)	100,38	171,06	241,75	312,43
Area interfacial (cm ²)	103,08	173,76	244,45	315,13

3.5.2 Coefficientes de transferencia de materia.

El anhídrido carbónico utilizado en los experimentos era de pureza elevada y saturado de vapor de disolvente, por lo que se consideró que no existía resistencia a la transferencia de materia en la fase gaseosa. En estas condiciones, el coeficiente individual de transferencia de materia a través de la fase líquida, k_L^0 , resultó fácilmente calculable para cada experimento, a partir de la densidad de flujo, N_A^0 , y de la diferencia entre las concentraciones interfaciales de equilibrio y las reales de CO₂ disuelto en el líquido en los extremos de la columna, di-

ferencia de concentraciones media logarítmica, ΔC_{m1} :

$$k_L^o = \frac{N_A^o}{\Delta C_{m1}} \quad [3.18]$$

donde:

$$\Delta C_{m1} = \frac{(C_e - C)_2 - (C_e - C)_1}{\ln \frac{(C_e - C)_2}{(C_e - C)_1}} \quad [3.19]$$

en la que C_e representa la concentración del líquido en equilibrio con el CO_2 saturado de disolvente en estado de vapor. Considerando uniformes las condiciones de presión y temperatura en toda la columna, $C_{e1} = C_{e2}$, y la ecuación [3.19] se convierte en:

$$\Delta C_{m1} = \frac{C_1 - C_2}{\ln \frac{(C_e - C)_2}{(C_e - C)_1}} \quad [3.20]$$

La cantidad de soluto transferido por unidad de tiempo y unidad de superficie interfacial (densidad de flujo), se calculó mediante la expresión:

$$N_A^o = \frac{L (C_1 - C_2)}{S} \quad [3.21]$$

siendo L el caudal volumétrico de líquido y S el área interfacial. Combinando las ecuaciones [3.20] y [3.21] queda para k_L^0 :

$$k_L^0 = \frac{L}{S} \ln \frac{(C_e - C)_2}{(C_e - C)_1} \quad [3.22]$$

Teniendo en cuenta que el líquido siempre entraba en la columna exento de gas, la expresión [3.22] se simplifica a:

$$k_L^0 = \frac{L}{S} \ln \frac{C_e}{C_e - C_1} \quad [3.23]$$

Todos los valores experimentales de k_L^0 se corrigieron a una temperatura de 20°C con objeto de obtener resultados comparables. Para realizar esta corrección se tuvo en cuenta la expresión:

$${}^{20}k_L^0 = {}^t k_L^0 \cdot \exp [0,018(20 - t)] \quad [3.24]$$

obtenida por Sherwood (1940), comprobada por Kishinevsky (1954) y aplicada anteriormente en un trabajo de tipo similar al presente por Costa López (1966).

4. RESULTADOS

4. RESULTADOS

En la columna de laboratorio descrita se utilizó CO_2 de elevada pureza, saturado de líquido de trabajo, como fase gaseosa, con objeto de estudiar, de forma independiente, la transferencia de materia a través de la fase líquida.

Se analizó la influencia de las siguientes variables:

- a) Caudales mínimo y máximo de operación.
- b) Efectos finales.
- c) Influencia del caudal de líquido.
- d) Influencia de la altura de la columna.
- e) Influencia de las propiedades físicas del líquido.

Los experimentos realizados y los resultados obtenidos en cada uno de estos apartados se relacionan a continuación.

4.1 Caudales mínimo y máximo de operación.

Para cada uno de los cuatro sistemas líquidos estudiados se realizaron dos experimentos conducentes a determinar los caudales de operación que permitía la columna.

El caudal mínimo de mojado se determinó haciendo circular el líquido a un caudal elevado y disminuyendo éste lentamente hasta que se produjeran zonas secas en la columna.

Por el contrario, el caudal máximo de operación se determinó aumentando el caudal a partir del mínimo hasta que se observaban ondas en la superficie de la película líquida.

Todos los experimentos se realizaron con la columna de 20 cm, ya que ésta presenta las condiciones más desfavorables para la producción de ondas. Los resultados se presentan en la Tabla 4.1.

TABLA 4.1

Caudales de operación.

Sistema	$L_{\text{mínimo}}$ ($\text{m}^3/\text{h} \cdot 10^3$)	$L_{\text{máximo}}$ ($\text{m}^3/\text{h} \cdot 10^3$)
AmOH	1,0	3,0
AmOH-EtOH(90%)	1,0	2,8
AmOH-EtOH(50%)	0,9	2,5
EtOH	0,6	1,5

Como se puede observar en la Tabla 4.1, el margen de operación respecto a los caudales es muy reducido, debido fundamentalmente a la aparición de ondas en la superficie del líquido.

4.2 Efectos finales.

Se realizaron experimentos a $Re = 4,243$ para cada uno

de los sistemas líquidos y cada altura de la columna. El caudal de CO_2 fue, como en todos los demás experimentos, de 110 litros/hora a 20°C y 720 mm Hg. Los resultados obtenidos están incluidos en las Tablas 4.3 a 4.6.

4.3 Influencia del caudal de líquido.

Puesto que de acuerdo con los resultados obtenidos por la mayor parte de los investigadores (Costa López, 1966) indican que el caudal de la fase gaseosa no influye sobre la transferencia de materia de la fase líquida, se decidió analizar solamente la influencia del caudal de líquido, para cada sistema líquido y cada altura de la columna.

El caudal de líquido se varió entre los márgenes indicados en la Tabla 4.1 y los resultados están incluidos en las Tablas 4.3 a 4.6.

El número de Reynolds se definió de la forma más ampliamente aceptada en la bibliografía para columnas de paredes mojadas, es decir:

$$\text{Re} = \frac{4 L_M \rho}{\mu}$$

siendo L_M el caudal de mojado. Como el diámetro de la columna es constante y se desprecia el espesor de la película líquida a estos efectos, se tendrá:

$$Re = \frac{4 L \rho}{0,045 \pi \mu}$$

donde L es el caudal volumétrico del líquido.

4.4 Influencia de la altura de la columna.

Se disponía de columnas de vidrio de 5, 10, 15 y 20 cm de altura, estudiándose cada serie de caudales de un sistema líquido para todas estas alturas. Sin embargo, para los sistemas amílico-etanol (90%) y etanol, la absorción en la columna de 20 cm era tan elevada, sobre todo a caudales bajos, que el líquido abandonaba la columna prácticamente saturado y no era posible, por tanto, calcular el coeficiente de transferencia de materia en estos casos. Así pues, en las Tablas 4.4 y 4.6 se omiten los datos correspondientes a las columnas de 20 cm.

4.5 Influencia de las propiedades físicas del líquido.

Se llevaron a cabo experimentos de absorción de CO₂ en cuatro disolventes distintos:

Alcohol amílico

Amílico (90%) - Etanol (10%)

Amílico (50%) - Etanol (50%)

Etanol

(todos los porcentajes son en peso), eligiéndose las mezclas de los dos alcoholes para conseguir propiedades físi-

cas intermedias entre ambos. En la Tabla 4.2 se han resumido las propiedades físicas de los mencionados disolventes que tienen influencia sobre el coeficiente de transferencia de materia. Los experimentos realizados se indican asimismo en las Tablas 4.3 a 4.6 para cada serie de caudales y cada altura de columna.

Para caracterizar todas las propiedades de cada líquido conjuntamente, se utilizó el módulo de tensión superficial, T_s , definido de la forma:

$$T_s = \frac{\mu^2}{h \rho \sigma}$$

siendo h el parámetro geométrico de la columna identificado con su radio (Jarabo, 1977).

TABLA 4.2

Propiedades físicas de la fase líquida (T = 20°C)

ρ (Kg/m ³)	μ (Kg/m.h.)	σ (Kg/h ²)	D (m ² /h.10 ⁶)	Ts (.10 ⁵)
		Sistema: Amílico		
810	16,20	332,000	1,960	4,337
		Sistema: Amílico (90%)—Etanol(10%)		
826	11,31	309.226	2,808	2,224
		Sistema: Amílico (50%)—Etanol(50%)		
829	7,47	321.408	4,251	0,9308
		Sistema: Etanol		
810	5,00	310.881	5,730	0,4412

TABLA 4.3

Coefficientes de transferencia de materia.

SISTEMA: Amílico puro

Expto.	H_0 (m.10 ²)	Caudal (m ³ /h.10 ³)	Re	C_1 (Kg/m ³)	C_e (Kg/m ³)	ΔC_{m1} (Kg/m ³)
A-1-1	5	1,0	1,414	2,30	2,87	1,423
A-1-2	5	1,4	1,980	2,22	3,01	1,660
A-1-3	5	2,0	2,829	1,91	2,92	1,668
A-1-4	5	2,5	3,536	1,96	3,03	1,883
A-1-5	5	3,0	4,243	1,76	2,96	1,949
A-2-1	10	1,0	1,414	2,55	2,93	1,248
A-2-2	10	1,4	1,980	2,39	2,96	1,451
A-2-3	10	2,0	2,829	2,24	2,96	1,585
A-2-4	10	2,5	3,536	2,09	2,96	1,707
A-2-5	10	3,0	4,243	2,06	3,00	1,775

TABLA 4.3

(continuación)

Expto.	$\frac{O}{N_A}$ (Kg/m.h)	k_L (m/h)	$\frac{o}{k_L}$ (m/h)	T (°C)	P (mm Hg)
A-1-1	0,223	0,157	0,152	21,7	721,0
A-1-2	0,302	0,182	0,187	18,5	720,0
A-1-3	0,371	0,222	0,220	20,5	721,0
A-1-4	0,475	0,252	0,260	18,3	721,0
A-1-5	0,512	0,263	0,265	19,6	720,6
A-2-1	0,147	0,118	0,120	19,0	715,2
A-2-2	0,193	0,133	0,136	18,7	714,8
A-2-3	0,258	0,163	0,167	18,7	714,8
A-2-4	0,301	0,176	0,179	19,0	715,2
A-2-5	0,356	0,200	0,208	17,8	714,8

TABLA 4.3

(Continuación)

<u>Expto.</u>	<u>H₀</u> (m.10 ²)	<u>Caudal</u> (m ³ /h.10 ³)	<u>Re</u>	<u>C₁</u> (Kg/m ³)	<u>C_e</u> (Kg/m ³)	<u>ΔC_{m1}</u> (Kg/m ³)
A-3-1	15	1,0	1,414	2,68	2,92	1,073
A-3-2	15	1,4	1,980	2,70	3,07	1,276
A-3-3	15	2,0	2,829	2,46	2,96	1,383
A-3-4	15	2,5	3,536	2,38	2,97	1,473
R-3-5	15	3,0	4,243	2,32	3,06	1,634
A-4-1	20	1,0	1,414	2,70	2,92	1,044
A-4-2	20	1,4	1,980	2,68	3,00	1,197
A-4-3	20	2,0	2,829	2,57	2,96	1,268
A-4-4	20	2,5	3,536	2,53	3,03	1,404
A-4-5	20	3,0	4,243	2,46	3,06	1,510

TABLA 4.3

(Continuación)

<u>Expto.</u>	<u>N_A^0 (Kg/m.h)</u>	<u>k_L (m/h.)</u>	<u>k_L^0 (m/h.)</u>	<u>T (°C)</u>	<u>P (mm Hg)</u>
A-3-1	0,110	0,102	0,103	19,7	717,0
A-3-2	0,155	0,121	0,126	17,8	723,4
A-3-3	0,201	0,145	0,148	19,0	717,0
A-3-4	0,243	0,165	0,169	18,7	717,0
A-3-5	0,285	0,174	0,180	18,1	723,4
A-4-1	0,086	0,082	0,082	19,7	716,2
A-4-2	0,119	0,099	0,103	18,2	718,3
A-4-3	0,163	0,129	0,131	19,0	717,2
A-4-4	0,201	0,143	0,149	17,7	717,7
A-4-5	0,234	0,155	0,163	17,1	718,3

TABLA 4.4

Coeficientes de transferencia de materia

SISTEMA: AmOH (90%)-EtOH (10%)

<u>Expto.</u>	<u>H_0 (m.10²)</u>	<u>Caudal (m³/h.10³)</u>	<u>Re</u>	<u>C_1 (Kg/m³)</u>	<u>C_e (Kg/m³)</u>	<u>ΔC_{m1} (Kg/m³)</u>
B-1-1	5	1,0	2,067	2,47	3,16	1,623
B-1-2	5	1,4	2,829	2,31	3,15	1,748
B-1-3	5	1,7	3,536	2,32	3,30	1,911
B-1-4	5	2,1	4,243	2,16	3,36	2,098
B-1-5	5	2,8	5,819	2,01	3,39	2,235
B-2-1	10	1,0	2,067	2,73	3,18	1,396
B-2-2	10	1,4	2,829	2,51	3,12	1,538
B-2-3	10	1,7	3,536	2,54	3,20	1,609
B-2-4	10	2,1	4,243	2,47	3,36	1,859
B-2-5	10	2,8	5,819	2,20	3,25	1,947

TABLA 4.4

(Continuación)

<u>Expto.</u>	$\frac{D}{N_A}$ (Kg/m.h.)	k_L (m/h.)	k_L^o (m/h.)	T (°C)	P (mm Hg)
B-1-1	0,240	0,148	0,148	20,0	716,0
B-1-2	0,314	0,179	0,179	20,2	716,0
B-1-3	0,383	0,200	0,207	18,2	716,0
B-1-4	0,440	0,210	0,221	17,2	716,0
B-1-5	0,546	0,244	0,259	16,8	716,0
B-2-1	0,157	0,113	0,115	18,8	712,5
B-2-2	0,202	0,132	0,132	19,8	713,2
B-2-3	0,249	0,154	0,158	18,7	713,2
B-2-4	0,299	0,161	0,167	17,8	713,2
B-2-5	0,355	0,182	0,189	17,8	712,5

TABLA 4.4

(Continuación)

<u>Expto.</u>	<u>H₀ (m.10²)</u>	<u>Caudal (m³/h.10³)</u>	<u>Re</u>	<u>C₁ (Kg/m³)</u>	<u>C_e (Kg/m³)</u>	<u>ΔC_{m1} (kg/m³)</u>
B-3-1	15	1,0	2,067	2,79	3,10	1,212
B-3-2	15	1,4	2,829	2,74	3,17	1,372
B-3-3	15	1,7	3,536	2,78	3,25	1,438
B-3-4	15	2,1	4,243	2,68	3,30	1,603
B-3-5	15	2,8	5,819	2,53	3,33	1,774

TABLA 4.4

(Continuación)

<u>Expto.</u>	$\frac{O}{N_A}$ (Kg/m.h.)	k_L (m/h.)	$\frac{O}{k_L}$ (m/h.)	T (°C)	P (mm Hg)
B-3-1	0,114	0,094	0,093	21,0	716,5
B-3-2	0,157	0,114	0,114	20,0	716,5
B-3-3	0,193	0,135	0,137	18,8	716,5
B-3-4	0,230	0,144	0,149	18,1	716,5
B-3-5	0,290	0,163	0,170	17,8	716,5

TABLA 4.5

Coefficientes de transferencia de materia

SISTEMA: AmOH (50%) -- EtOH (50%)

Expto.	H_0 (m.10 ²)	Caudal (m ³ /h.10 ³)	Re	C_1 (Kg/m ³)	C_e (Kg/m ³)	ΔC_{m1} (Kg/m ³)
C-1-1	5	0,9	2,829	2,72	3,28	1,539
C-1-2	5	1,1	3,536	2,52	3,22	1,651
C-1-3	5	1,4	4,243	2,52	3,36	1,818
C-1-4	5	1,9	5,819	2,32	3,26	1,866
C-1-5	5	2,5	7,848	2,21	3,39	2,094
C-2-1	10	0,9	2,829	2,98	3,37	1,382
C-2-2	10	1,1	3,536	2,91	3,39	1,489
C-2-3	10	1,4	4,243	3,00	3,58	1,648
C-2-4	10	1,9	5,819	2,80	3,64	1,910
C-2-5	10	2,5	7,848	2,64	3,66	2,066

TABLA 4.5

(Continuación)

<u>Expto.</u>	<u>D_{NA} (Kg/m.h.)</u>	<u>k_L (m/h.)</u>	<u>k_L^o (m/h.)</u>	<u>T (°C)</u>	<u>P (mm Hg)</u>
C-1-1	0,238	0,155	0,146	23,1	718,0
C-1-2	0,275	0,167	0,155	23,9	718,0
C-1-3	0,331	0,182	0,176	21,8	719,5
C-1-4	0,417	0,224	0,210	23,6	719,5
C-1-5	0,536	0,256	0,251	21,0	717,0
C-2-1	0,155	0,112	0,110	21,1	716,0
C-2-2	0,189	0,127	0,125	20,7	716,0
C-2-3	0,233	0,142	0,146	18,1	720,0
C-2-4	0,299	0,156	0,165	17,1	720,0
C-2-5	0,380	0,184	0,195	16,7	720,0

TABLA 4.5

(Continuación)

Expto.	H_0 (m.10 ²)	Caudal (m ³ /h.10 ³)	Re	C_1 (Kg/m ³)	C_e (Kg/m ³)	ΔC_{m1} (Kg/m ³)
C-3-1	15	0,9	2,829	3,18	3,58	1,451
C-3-2	15	1,1	3,536	3,10	3,51	1,444
C-3-3	15	1,4	4,243	3,00	3,51	1,555
C-3-4	15	1,9	5,819	2,82	3,52	1,746
C-3-5	15	2,5	7,848	2,69	3,58	1,933
C-4-1	20	0,9	2,829	3,34	3,55	1,181
C-4-2	20	1,1	3,536	3,38	3,64	1,281
C-4-3	20	1,4	4,243	3,27	3,56	1,304
C-4-4	20	1,9	5,819	3,16	3,65	1,574
C-4-5	20	2,5	7,848	3,03	3,64	1,696

TABLA 4.5

(Continuación)

Expto.	$\frac{O}{N_A}$ (Kg/m.h.)	k_L (m/h.)	k_L^O (m/h.)	T (°C)	P (mm Hg)
C-3-1	0,117	0,081	0,085	17,0	713,5
C-3-2	0,143	0,099	0,102	18,5	715,0
C-3-3	0,166	0,107	0,110	18,5	715,0
C-3-4	0,214	0,122	0,126	18,3	715,0
C-3-5	0,275	0,142	0,150	17,0	713,5
C-4-1	0,095	0,081	0,084	18,1	717,0
C-4-2	0,121	0,094	0,100	16,5	717,0
C-4-3	0,140	0,108	0,111	18,0	717,0
C-4-4	0,186	0,118	0,126	16,4	717,0
C-4-5	0,240	0,142	0,151	16,5	717,0

TABLA 4.6

Coeficientes de transferencia de materia.

SISTEMA: Etanol comercial

Expto.	H_0 (m.10 ²)	Caudal (m ³ /h.10 ³)	Re	C_1 (Kg/m ³)	C_e (Kg/m ³)	ΔC_{m1} (Kg/m ³)
D-1-1	5	0,6	2,542	2,59	3,06	1,382
D-1-2	5	0,8	3,536	2,59	3,02	1,329
D-1-3	5	0,9	4,243	2,34	2,88	1,398
D-1-4	5	1,3	5,819	2,19	2,95	1,615
D-1-5	5	1,5	6,9838	2,35	3,05	1,597
D-2-1	10	0,6	2,542	2,65	2,81	0,925
D-2-2	10	0,8	3,536	2,73	3,12	1,313
D-2-3	10	0,9	4,243	2,63	3,08	1,367
D-2-4	10	1,3	5,819	2,41	2,88	1,329
D-2-5	10	1,5	6,983	2,37	2,99	1,506

TABLA 4.6

(Continuación)

Expto.	$\frac{O}{N_A}$ (Kg/m.h.)	k_L (m/h.)	k_L^0 (m/h.)	T (°C)	P (mm Hg)
D-1-1	0,139	0,101	0,094	23,7	720,3
D-1-2	0,194	0,146	0,136	24,1	719,8
D-1-3	0,210	0,150	0,137	25,5	719,3
D-1-4	0,270	0,167	0,153	24,8	719,3
D-1-5	0,347	0,218	0,203	23,8	719,3
D-2-1	0,085	0,092	0,082	26,3	720,2
D-2-2	0,121	0,092	0,088	22,7	719,5
D-2-3	0,140	0,103	0,096	23,4	719,8
D-2-4	0,176	0,132	0,120	25,5	720,2
D-2-5	0,208	0,138	0,127	24,4	720,2

TABLA 4.6

(Continuación)

<u>Expto.</u>	<u>H_{O_2} (m.10²)</u>	<u>Caudal (m³/h.10³)</u>	<u>Re</u>	<u>C_1 (Kg/m³)</u>	<u>C_e (Kg/m³)</u>	<u>ΔC_{m1} (Kg/m³)</u>
D-3-1	15	0,6	2,542	3,12	3,22	0,899
D-3-2	15	0,8	3,536	2,95	3,11	0,994
D-3-3	15	0,9	4,243	2,87	3,08	1,069
D-3-4	15	1,3	5,819	2,89	3,12	1,108
D-3-5	15	1,5	6,983	2,84	3,12	1,178

TABLA 4.6

(Continuación)

Expto.	N_A^0 (Kg/m.h.)	k_L (m/h.)	k_L^0 (m/h.)	T (°C)	P (mm Hg)
D-3-1	0,071	0,079	0,077	21,0	720,5
D-3-2	0,093	0,094	0,088	23,2	719,5
D-3-3	0,109	0,102	0,096	23,4	719,8
D-3-4	0,150	0,135	0,128	23,1	720,1
D-3-5	0,177	0,150	0,142	23,1	719,5

5. INTERPRETACION DE
LOS RESULTADOS

5. INTERPRETACION DE LOS RESULTADOS

5.1 Consideraciones hidrodinámicas.

5.1.1 Aparición de ondas en la película.

Diversos autores han estudiado con cierto detalle las condiciones del flujo de una película descendente para las cuales se forman ondas sobre su superficie, como se ha indicado en el apartado 2.1.1. Aunque se planificaron los experimentos de tal forma, que las ondulaciones de la película no fuesen visualmente apreciables, la aplicación de la ecuación de Benjamin, [2.4], a los cuatro sistemas líquidos en estudio, muestra que en todos los casos existe inestabilidad, ya que A es siempre mayor que la unidad (Tabla 5.1) y, por tanto, deben existir ondas. Sin embargo, el hecho de que éstas no sean visibles puede ser debido a dos factores:

- a) que la longitud de la onda sea superior a la longitud de la columna, y/o
- b) que la amplitud de las ondas formadas sea muy pequeña, del orden del espesor de la película.

Para comprobar este hecho, y debido a que no se disponía de un sistema de medida adecuado para ello, se calcularon la longitud y la amplitud de las posibles ondas, empleando el método ampliamente aceptado de Kapitsa (1948)

TABLA 5.1

Valores del factor de amplificación de Benjamin para valores mínimos del Reynolds.

<u>Expto.</u>	<u>Re</u>	<u>A</u>
A-1-1	1,414	1,0723
B-1-1	2,067	1,1549
C-1-1	2,829	1,2446
D-1-1	2,542	1,4132

con las suposiciones hechas por Levich (1962), indicado en el apartado 2.1.2.

Los resultados se muestran en la Tabla 5.2 y expresan, como se había previsto, que a pesar de que la longitud de onda es en todos los casos menor que la altura de la columna, su amplitud es siempre menor que 0,1 mm, lo que impide su observación directa.

No obstante, las ondas producidas podrían aumentar de forma apreciable el área interfacial de contacto gas-líquido, por lo que se calcularon los aumentos relativos de superficie provocados por las ondas mencionadas mediante la ecuación de Portalski y Clegg, [2.6]. Los resultados de este cálculo se muestran asimismo en la Tabla 5.2, indicando que el aumento máximo de la superficie interfacial es de un 3,6%, desviación que, al ser del orden de los errores experimentales, no se tendrá en cuenta en el cálculo

TABLA 5.2

Incremento de superficie debido a las ondas.

Expto.	Re	λ_0 (m.10 ²)	α (m.10 ⁵)	% ΔS
A-1-1	1,414	2,53	6,85	1,05
A-1-2	1,980	2,14	7,68	1,53
A-1-3	2,829	1,79	8,65	2,28
A-1-4	3,536	1,60	9,29	2,92
A-1-5	4,243	1,46	9,89	3,57
B-1-1	2,067	2,00	6,03	1,01
B-1-2	2,829	1,71	6,72	1,43
B-1-3	3,536	1,53	7,22	1,83
B-1-4	4,243	1,39	7,68	2,24
B-1-5	5,819	1,19	8,56	3,19
C-1-1	2,829	1,74	5,06	0,81
C-1-2	3,536	1,55	5,47	1,03
C-1-3	4,243	1,42	5,80	1,27
C-1-4	5,819	1,21	6,44	1,80
C-1-5	7,848	1,04	7,13	2,51
D-1-1	2,542	1,82	3,82	0,43
D-1-2	3,536	1,55	4,26	0,63
D-1-3	4,243	1,41	4,53	0,77
D-1-4	5,819	1,20	5,01	1,09
D-1-5	6,893	1,10	5,34	1,33

de las densidades de flujo.

Así pues, en lo sucesivo se considerará la película libre de ondas, y de área interfacial la indicada para cada columna en la Tabla 3.2.

5.1.2 Influencia de la corriente gaseosa en el flujo de la película.

El problema de estabilidad en presencia de una corriente gaseosa adyacente (corriente paralela y contracorriente) ha sido considerado para un cierto número de casos por Feldman (1957), Graebel (1960), Miles (1960) y Zaitsev (1960). Las soluciones para contracorriente tienden a confirmar los resultados de Benjamin referentes a que el flujo es siempre intrínsecamente inestable en una pared vertical. Kapitsa (1948) extendió su tratamiento acerca del flujo de una película lisa con corriente gaseosa al caso de la existencia de ondas, dando una ecuación que permite calcular y apreciar la influencia del gas sobre el flujo de la película líquida. Sin embargo, se empleará aquí la relación, mucho más simple, dada por Whitaker y Cerro (1974) que indica que la presencia de la fase gaseosa no es importante si se cumple la relación:

$$\gamma = \frac{\rho_L \mu_L}{\rho_G \mu_G} > 10 \quad [5.1]$$

En el caso en estudio, γ siempre es mayor que 10,

como se aprecia en la Tabla 5.3, por lo que se considera despreciable el rozamiento de la fase gaseosa en el estudio de la fase líquida, resultado que se ha encontrado ampliamente en la bibliografía.

TABLA 5.3

Influencia de la fase gaseosa.

<u>Sistema</u>	<u>$\gamma \cdot 10^{-4}$</u>
AmOH	13,440
AmOH-EtOH (90%)	9,571
AmOH-EtOH (50%)	6,334
EtOH	4,419

5.1.3 Efecto de entrada.

Cuando un líquido es alimentado a través de una rendija a una pared mojada, el perfil de velocidad pasa de una parábola a una semiparábola. La velocidad superficial de equilibrio se alcanza sólo después de cierta distancia por debajo de la rendija. Este fenómeno ha sido ampliamente estudiado por diversos autores (Lynn y cols., 1955, Wilkes y Nedderman, 1962, Ault y Sandall, 1972).

Para películas descendentes por el interior de un tubo, Pierson y Whitaker (1977) dan para la denominada "longitud de entrada", o espacio en que se alcanza el perfil de velocidades estacionario la expresión $\boxed{2.11}$.

Para comprobar este efecto en los sistemas líquidos estudiados, se calcularon las correspondientes longitudes de entrada para los valores máximos de trabajo del número de Reynolds, ya que éstos deberían dar un valor máximo de L_e , resultados que se presentan en la Tabla 5.4 y que indican que se puede considerar completamente despreciable la longitud de entrada frente a la altura de la columna, por lo que se supondrá que el perfil de velocidades está completamente desarrollado desde que el líquido comienza a resbalar por la pared interna del tubo que constituye la columna.

TABLA 5.4

Efecto de entrada.

<u>Expto.</u>	<u>Re</u>	<u>L_e (m.10³)</u>
A-1-5	4,243	1,007
B-1-5	5,819	0,237
C-1-5	7,848	1,281
D-1-5	6,983	0,177

5.1.4 Efectos finales.

Normalmente se entiende como "efectos finales" a los fenómenos que se producen como consecuencia de la existen-

cia de una superficie estanca en la región de salida de una película líquida que fluye hacia el interior de un recipiente. La presencia de esta zona estanca disminuye la velocidad de transferencia de materia y es de particular importancia en columnas de relleno y de paredes mojadas. Se ha demostrado, además, que este efecto se debe fundamentalmente a la presencia de agentes tensoactivos en el seno del líquido (Lynn y cols., 1955, Nysing y Kramers, 1958, Cook y Clark, 1973), debido a la diferencia entre las presiones superficiales entre el líquido de la película y el contenido en el recipiente.

Aunque en el presente trabajo no se han utilizado agentes tensoactivos, es conveniente, no obstante, constatar la existencia de dichos efectos finales, si los hubiera, con objeto de corregir los datos experimentales de forma adecuada.

El método seguido por Limiñana de la Fé (1974), y que consiste en representar los productos $k_L^0 \cdot S$ frente a S , no es indicado en nuestro caso, debido a que los datos experimentales obtenidos muestran una clara dependencia de k_L^0 con la altura de la columna, lo que llevaría a un error considerable en el cálculo de los efectos finales. Por ello, se utilizó un procedimiento similar al de Lynn y cols., consistente en representar los valores inversos de $(k_L^0)^2$ frente a la altura de la columna, H , obteniéndose la altura equivalente al efecto final en el corte de la recta obtenida con el eje de abscisas.

Para realizar esta comprobación se han tomado los datos correspondientes al valor del módulo de Reynolds 4,243 para todos los sistemas y alturas utilizados, indicándose en la Tabla 5.5 y representándose en la Figura 5.1.

TABLA 5.5

Efectos finales.

Valores de $1/(k_L^0)^2$ (h^2/m^2) para $Re = 4,243$

<u>H</u> <u>(m.10²)</u>	<u>Serie A</u>	<u>Serie B</u>	<u>Serie C</u>	<u>Serie D</u>
7,1	14,24	14,91	32,28	53,28
12,1	23,11	36,73	46,91	108,51
17,1	30,86	45,04	82,65	108,51
22,1	37,64	-	81,16	-

La Figura 5.1 muestra, a pesar de la desviación de los datos experimentales, que por ello no fueron tratados matemáticamente, que los puntos correspondientes a cada sistema quedan aproximadamente contenidos en una recta que pasa por el origen de coordenadas, hecho que indica que la columna utilizada no posee efectos finales apreciables, y si los poseyera, estarían contenidos en la desviación normal de los datos experimentales. Esto confirma, por un lado, la circunstancia de que estos efectos sólo aparecen con el uso de agentes tensoactivos, y por otro, que de-

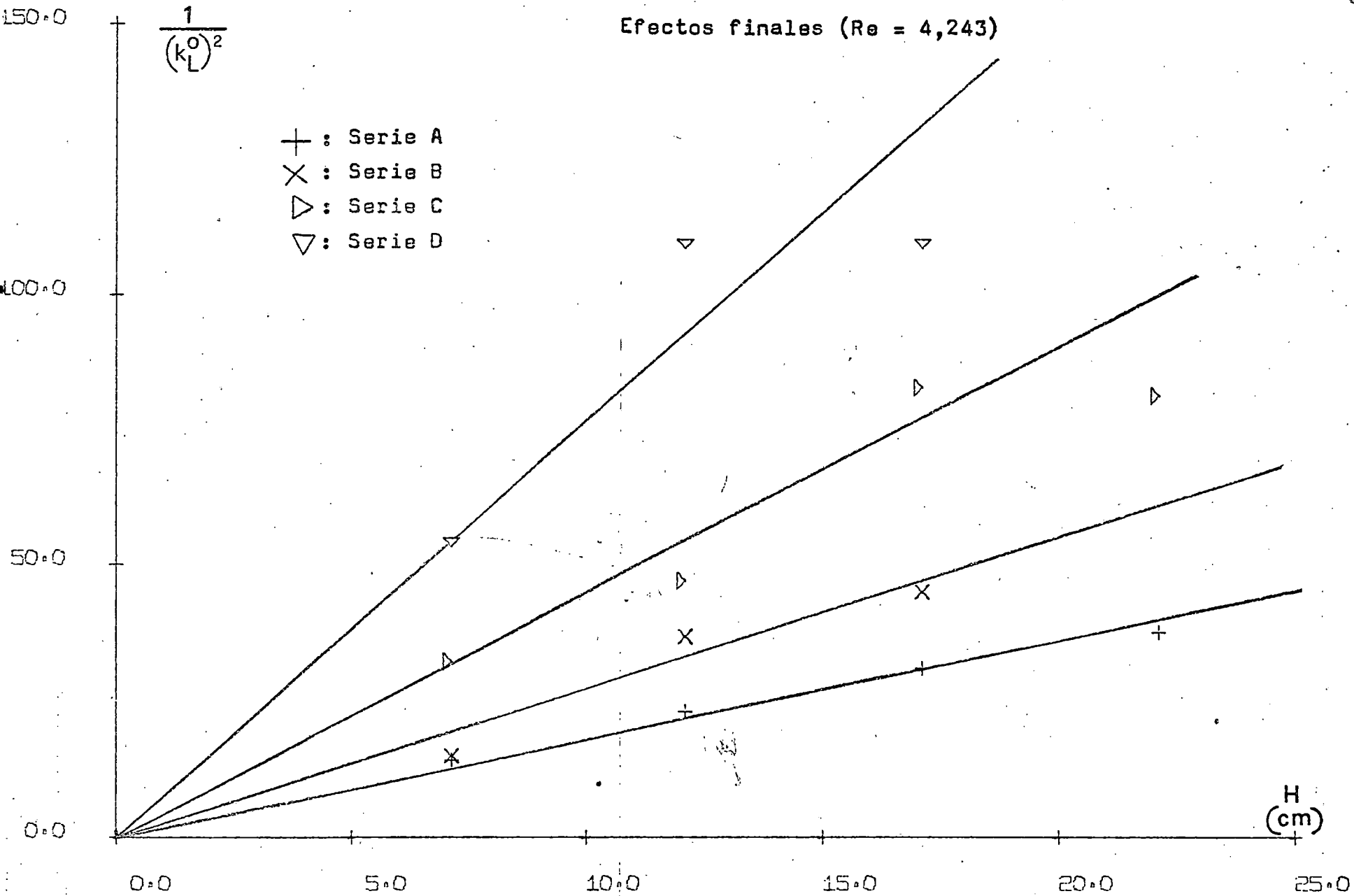


FIGURA 5.1

be existir una dependencia del coeficiente de transferencia de materia con la altura de la columna, del tipo:

$$k_L^0 = f (H^{-1/2}) \quad [5.2]$$

lo que se comprobará más adelante.

5.2 Aplicación de la ecuación de Camacho y cols. (1976).

Los caudales de líquido utilizados indican que el régimen de circulación de la película es fundamentalmente laminar. Sin embargo, el régimen de transferencia de materia ha de ser turbulento, ya que los resultados obtenidos que se indican en la parte 4 de esta Memoria son siempre superiores a los calculados teóricamente mediante la ecuación de Higbie para la teoría de la penetración. Así pues, es necesario aplicar el modelo que introduce el concepto de difusividad turbulenta en la interpretación de nuestros resultados.

En trabajos anteriores de nuestro Departamento se ha dado para la transferencia de materia en columna de esferas y cilindros la siguiente correlación del parámetro b de la difusividad turbulenta con las propiedades hidrodinámicas del sistema (Camacho y cols., 1976):

$$b = 2,592 \cdot 10^6 \text{ Re}^{1,10} \text{ Ts}^{0,65} \quad (\text{h}^{-1}) \quad [2.48]$$

Como se puede apreciar, esta correlación es independiente de la altura de la columna con lo que, en principio, no debe ser aplicable a una columna de paredes mojadas, donde se observa una clara dependencia del coeficiente de transferencia de materia con la altura, tanto en los datos obtenidos en el presente trabajo como en los consultados de la bibliografía.

No obstante, puede ser conveniente comparar los datos experimentales con los obtenidos aplicando la expresión [2.48], junto con la [2.23] que da el valor del coeficiente en función de b . Para ello se han extrapolado los valores obtenidos experimentalmente para un valor del $Re = 1$, correlacionando los datos a una ecuación del tipo:

$$k_L^0 = (k_L^0)_{Re=1} \cdot Re^a \quad [5.3]$$

cuya representación gráfica se muestra en las Figuras 5.2 a 5.5, hecho que, por un lado simplifica la comparación de los datos experimentales con los obtenidos mediante la combinación de las ecuaciones [2.48] y [2.23], y por otro lado, permite promediar los errores experimentales. De este modo, se han representado los cocientes

$$CKL = \frac{(k_L^0) [2.48]}{(k_L^0)_{exp.}} \quad Re = 1 \quad [5.4]$$

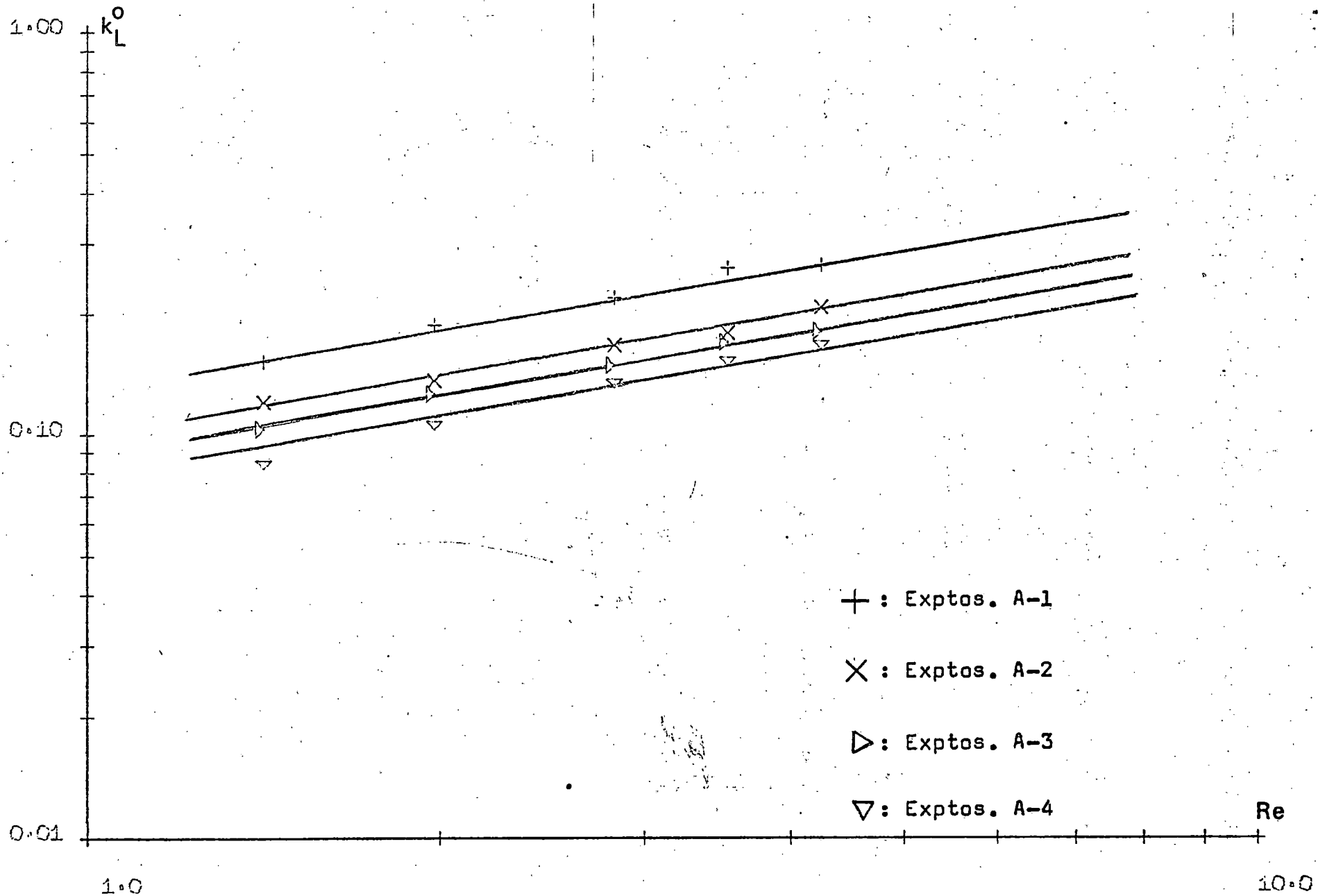


FIGURA 5.2

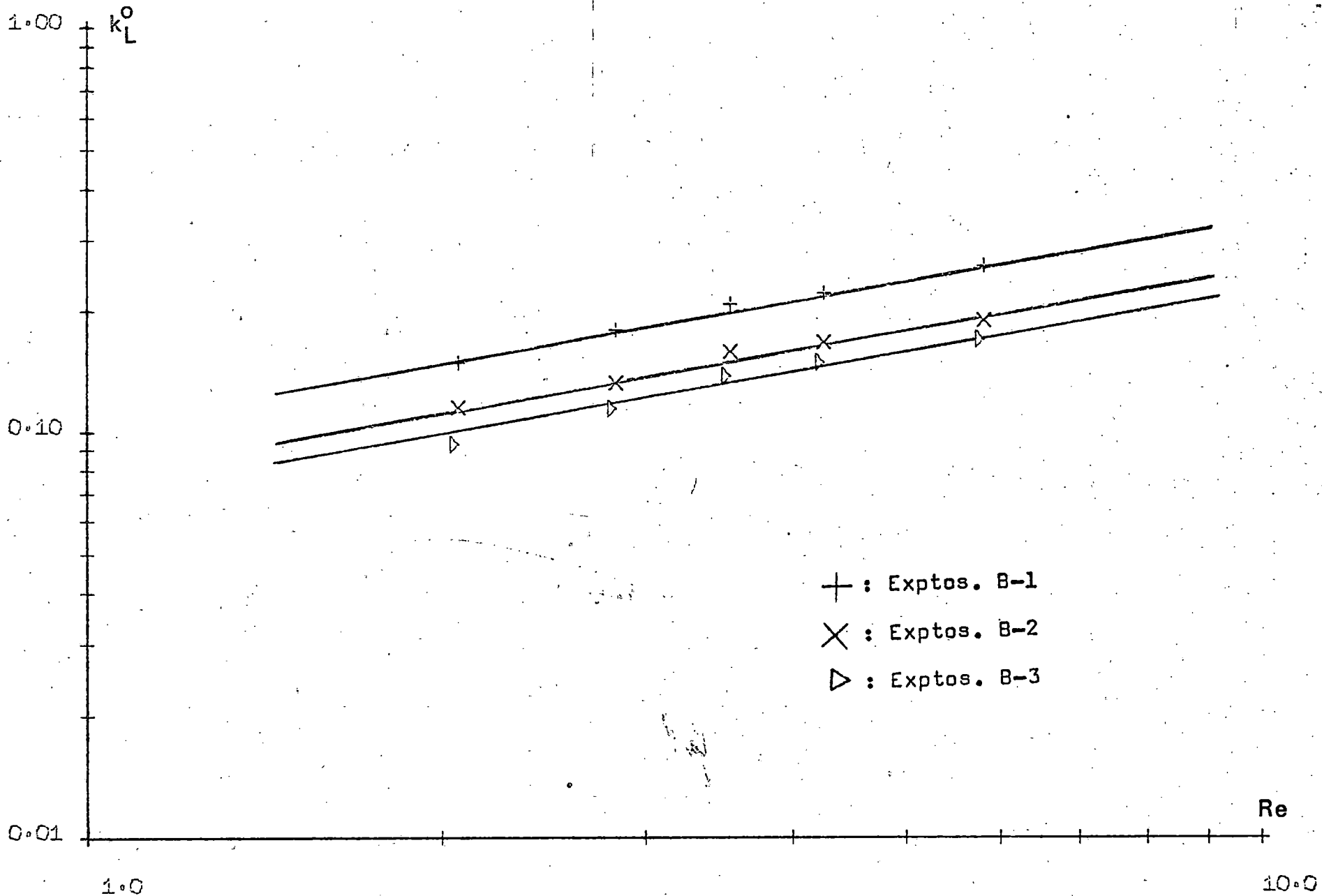


FIGURA 5.3

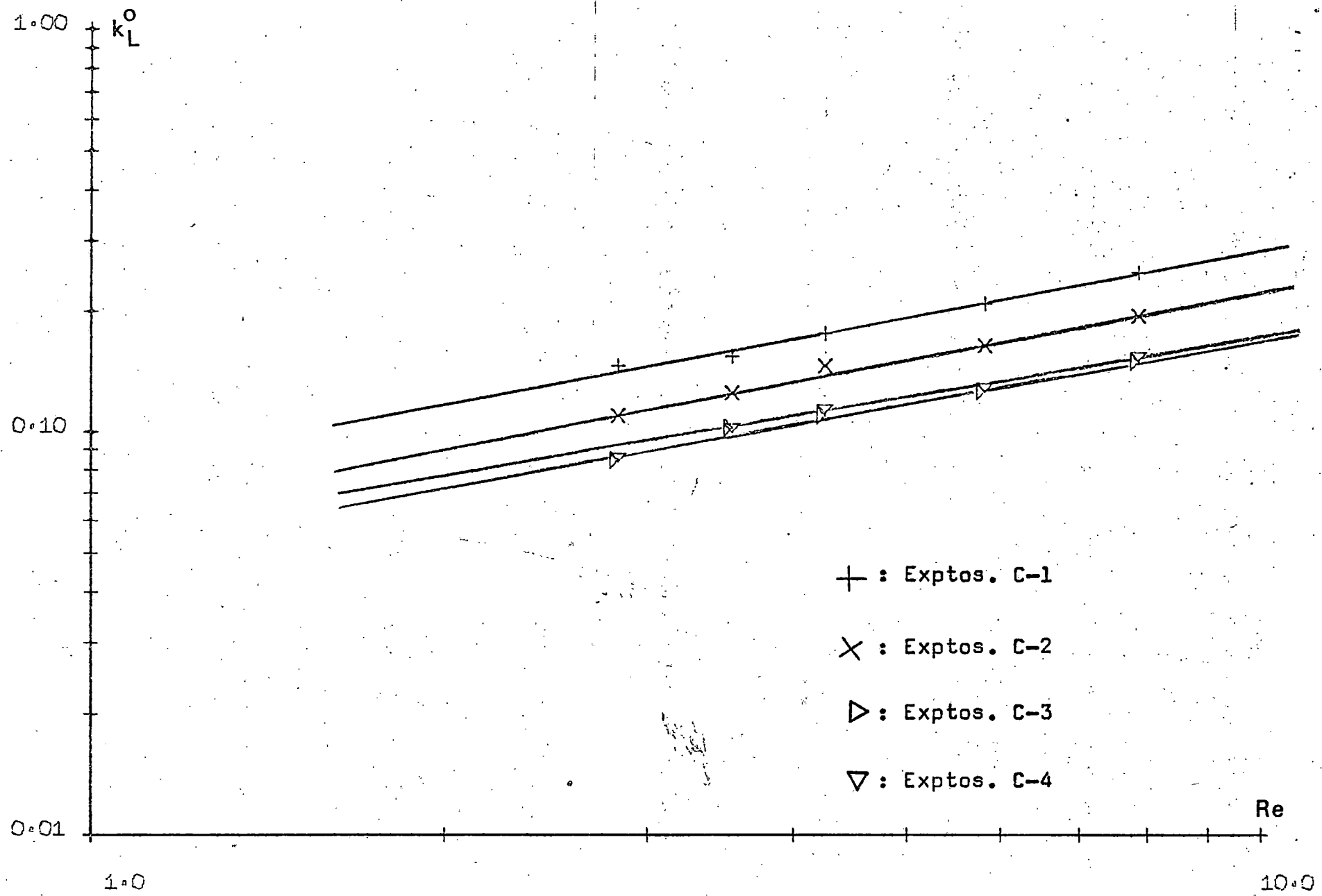


FIGURA 5.4

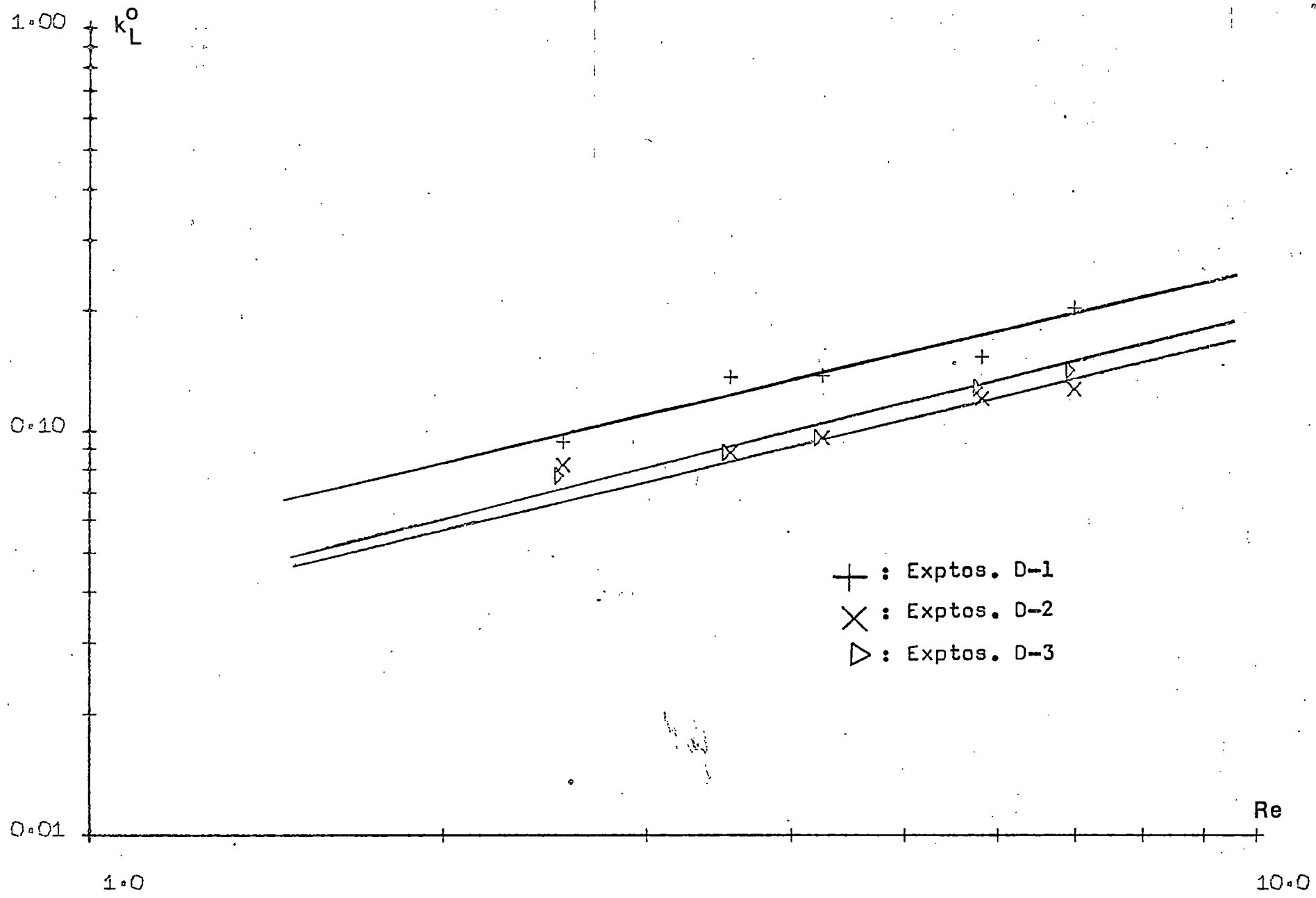


FIGURA 5.5

frente a la altura de la columna en la Figura 5.6, con los datos expuestos en la Tabla 5.6.

De la Figura 5.6 se desprende que el acercamiento de los datos experimentales a los correspondientes valores teóricos calculados con ayuda de la expresión [2.48] parece seguir una relación exponencial, de manera que a mayor altura de columna y menor módulo de tensión superficial, la coincidencia de ambos es mayor.

Esto indicaría que la ecuación propuesta por Camacho y cols. para el cálculo de b , deducida para columna de esferas y cilindros, sería aplicable en principio, a alturas relativamente grandes de columna de paredes mojadas y para sistemas de baja viscosidad (bajo módulo de tensión superficial), próxima a la del agua.

Así pues, parece necesario correlacionar empíricamente los valores de b obtenidos experimentalmente con ayuda de la ecuación [2.23] para columna de paredes mojadas.

5.3 Correlación semiempírica de los valores de b .

La correlación de los valores de b con las características del sistema y de la columna se realizó de forma análoga a la expuesta por Camacho y cols. (1976), teniendo en cuenta que, además de los módulos adimensionales por ellos utilizados, era necesario introducir la altura de la columna. Así, se definió un nuevo módulo adimensional, h/H , módulo de altura, tal que:

TABLA 5.6

Variación de CKL con la altura.

Sistema: AmOH

$$(k_L^0) [2.48] = 0,0548$$

$(k_L^0)_{\text{exp.}}$ (m/h)	CKL	H (m.10 ²)
0,129	0,425	7,1
0,099	0,554	12,1
0,087	0,630	17,1
0,067	0,818	22,1

Sistema: AmOH-EtOH (90%)

$$(k_L^0) [2.48] = 0,0528$$

$(k_L^0)_{\text{exp.}}$ (m/h)	CKL	H (m.10 ²)
0,102	0,518	7,1
0,081	0,652	12,1
0,062	0,852	17,1
-	-	22,1

TABLA 5.6 (Continuación)

Sistema: AmOH-EtOH (50%)

$$(k_L^0) [2.48] = 0,0490$$

$(k_L^0)_{\text{exp.}}$ (m/h)	CKL	H (m.10 ²)
0,080	0,613	7,1
0,063	0,778	12,1
0,051	0,961	17,1
0,049	1,000	22,1

Sistema: EtOH

$$(k_L^0) [2.48] = 0,0446$$

$(k_L^0)_{\text{exp.}}$ (m/h)	CKL	H (m.10 ²)
0,053	0,842	7,1
0,051	0,875	12,1
0,046	0,970	17,1
-	-	22,1

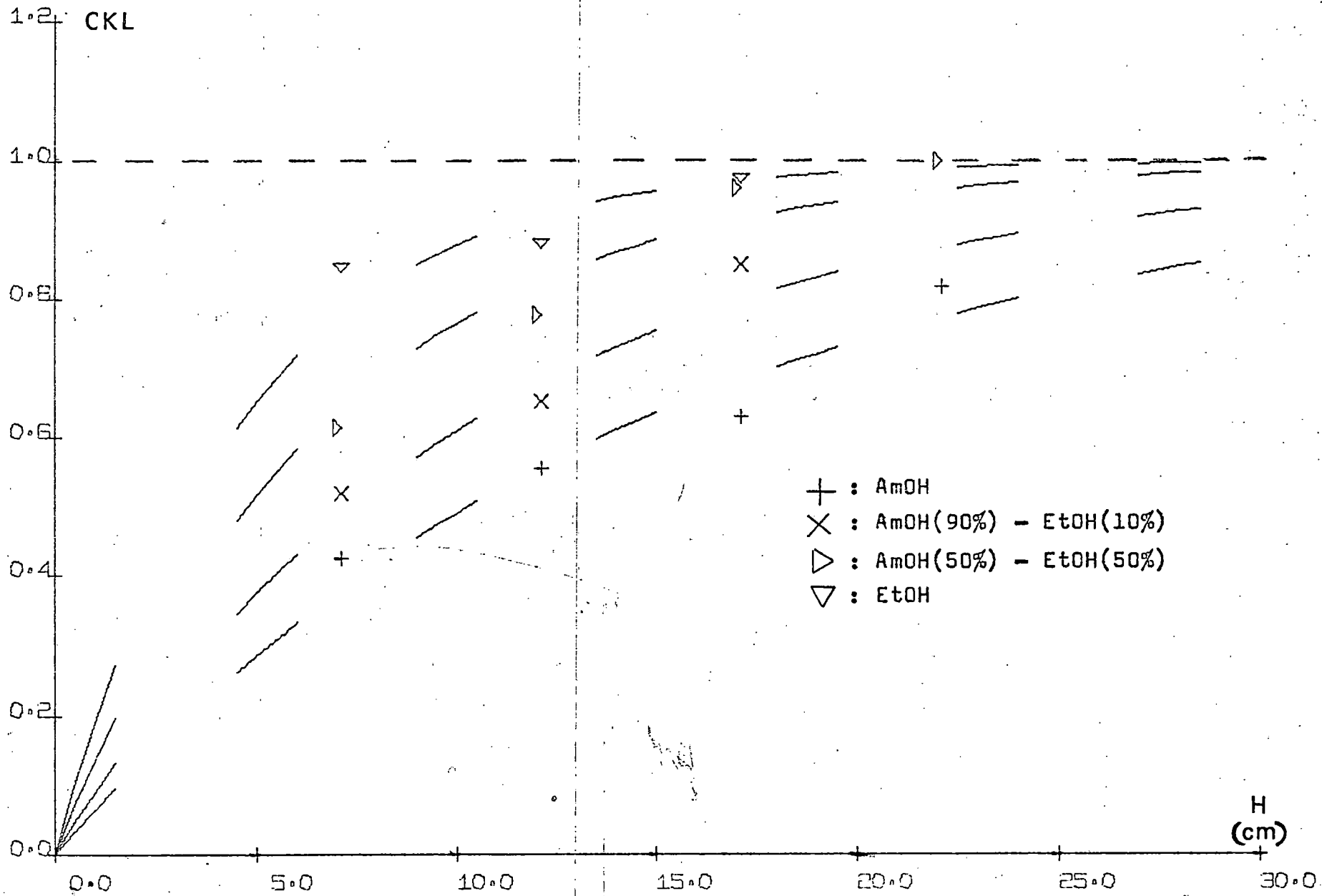


FIGURA 5.6

$$b = f \left(Re, Ts, \frac{h}{H} \right) \quad [5.5]$$

En las Tablas 5.7 a 5.10 se muestran los valores de b obtenidos por la expresión:

$$b = \frac{\pi^2}{4D} (k_L^0)^2 \quad [5.6]$$

para sus correspondientes valores del módulo de Reynolds, representándose en las Figuras 5.7 a 5.10. Todos los datos experimentales se han sometido a ajuste por regresión lineal a ecuaciones del tipo:

$$b = a Re^\beta \quad [5.7]$$

dándose asimismo en las tablas citadas los correspondientes valores de a y β , así como los coeficientes de correlación.

Estas tablas muestran que los valores de β oscilan alrededor de un valor medio de 1,10, por lo que utilizando este último valor para todos los sistemas y alturas considerados, se han recalculado los valores de a , que se indican en la Tabla 5.11 como α_m .

De la misma forma a la que se ha procedido hasta ahora, se ajustan los valores de α_m por regresión lineal a una dependencia del tipo:

$$\alpha_m = \gamma Ts^\delta \quad [5.8]$$

cuyos resultados se reflejan asimismo en la Tabla 5.11 y se representan en la Figura 5.11, observándose que el valor medio de δ es de 1,05, corrigiéndose los datos de γ con este valor e indicándose en la Tabla 5.12 como γ_m .

Finalmente se han correlacionado los datos de γ_m y h/H de la Tabla 5.12 a una expresión del tipo:

$$\gamma_m = \varepsilon \left(\frac{h}{H} \right)^\zeta \quad [5.9]$$

que se representa en la Figura 5.12 y se ha corregido el valor de ε para un valor de $\zeta = 0,90$, con lo que se obtiene un coeficiente de $1,962 \cdot 10^9$, llegándose así a la expresión final:

$$b = 1,962 \cdot 10^9 \text{ Re}^{1,10} \text{ Ts}^{1,05} \left(\frac{h}{H} \right)^{0,90} (h^{-1}) \quad [5.10]$$

que correlaciona el parámetro b de la difusividad turbulenta con las propiedades hidrodinámicas del sistema y la geometría de la columna.

TABLA 5.7

Correlación de b con el Reynolds.
Columna de 5 cm.

Expto.	b ($h^{-1} \cdot 10^{-4}$)	Re	Expto.	b ($h^{-1} \cdot 10^{-4}$)	Re
A-1-1	2,91	1,414	B-1-1	1,93	2,067
A-1-2	4,40	1,980	B-1-2	2,82	2,829
A-1-3	6,09	2,829	B-1-3	3,77	3,536
A-1-4	8,51	3,536	B-1-4	4,29	4,243
A-1-5	8,84	4,243	B-1-5	5,89	5,819

$$\beta = 1,047$$

$$\alpha = 2,085 \cdot 10^4$$

$$r^2 = 0,992$$

$$\beta = 1,074$$

$$\alpha = 9,145 \cdot 10^3$$

$$r^2 = 0,996$$

TABLA 5.7 (Continuación)

Expto.	b (h ⁻¹ .10 ⁻⁴)	Re	Expto.	b (h ⁻¹ .10 ⁻⁴)	Re
C-1-1	1,24	2,829	D-1-1	0,381	2,542
C-1-2	1,39	3,536	D-1-2	0,797	3,536
C-1-3	1,80	4,243	D-1-3	0,808	4,243
C-1-4	2,56	5,819	D-1-4	1,01	5,819
C-1-5	3,66	7,848	D-1-5	1,78	6,983

$$\beta = 1,099$$

$$\alpha = 3,718 \cdot 10^3$$

$$r^2 = 0,994$$

$$\beta = 1,321$$

$$\alpha = 1,221 \cdot 10^3$$

$$r^2 = 0,954$$

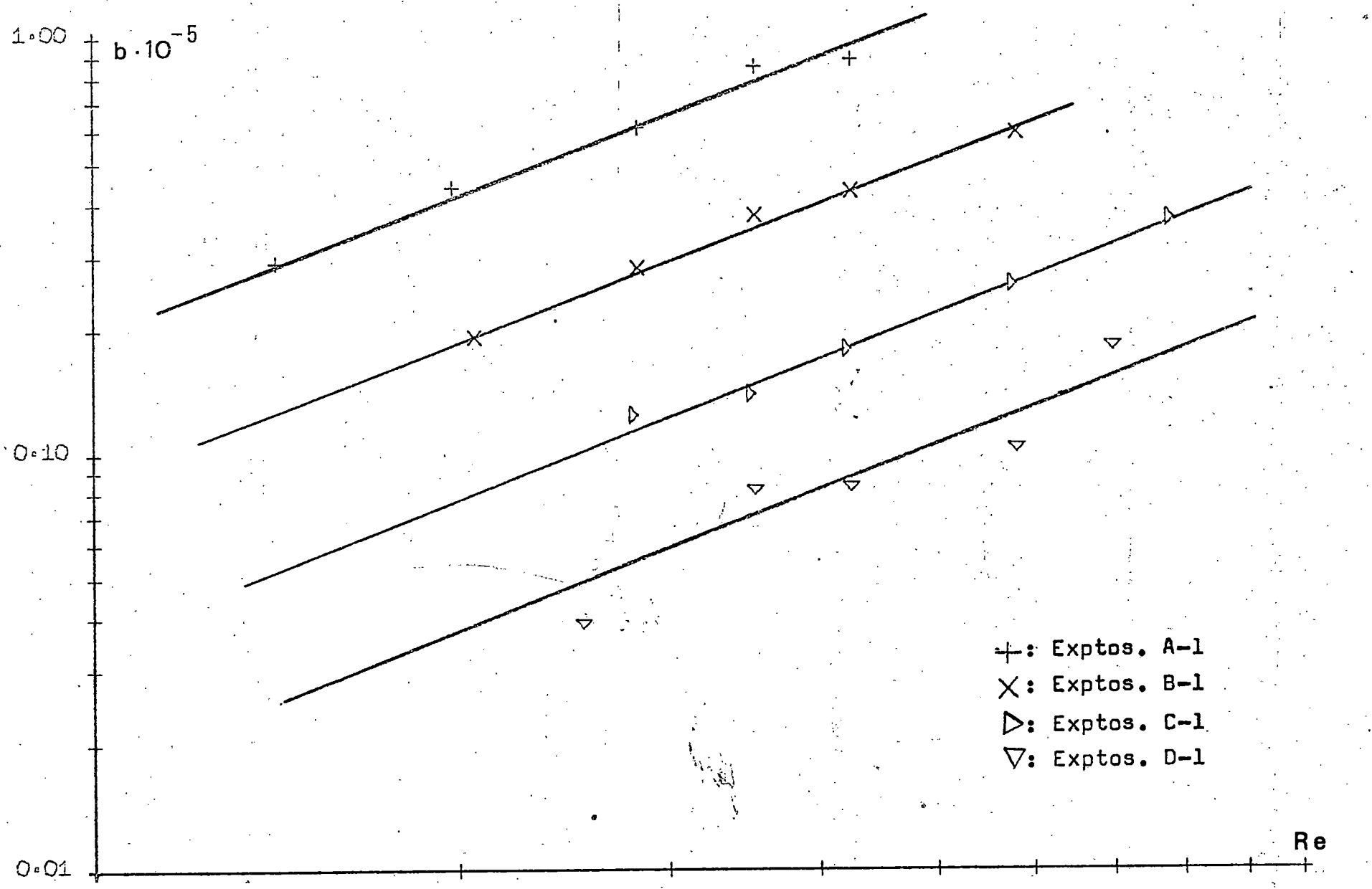


FIGURA 5.7

TABLA 5.8

Correlación de b con el Reynolds.

Columna de 10 cm.

Expto.	b (h ⁻¹ .10 ⁻⁴)	Re	Expto.	b (h ⁻¹ .10 ⁻⁴)	Re
A-2-1	1,81	1,414	B-2-1	1,01	2,067
A-2-2	2,33	1,980	B-2-2	1,53	2,829
A-2-3	3,51	2,829	B-2-3	2,19	3,536
A-2-4	4,03	3,536	B-2-4	2,45	4,243
A-2-5	5,45	4,243	B-2-5	3,14	5,819

$$\beta = 0,983$$

$$\alpha = 1,244 \cdot 10^4$$

$$r^2 = 0,993$$

$$\beta = 1,018$$

$$\alpha = 4,819 \cdot 10^3$$

$$r^2 = 0,985$$

TABLA 5.8 (Continuación)

Expto.	b (h ⁻¹ .10 ⁻⁴)	Re	Expto.	b (h ⁻¹ .10 ⁻⁴)	Re
C-2-1	0,702	2,829	D-2-1	0,290	2,542
C-2-2	0,907	3,536	D-2-2	0,333	3,536
C-2-3	1,24	4,243	D-2-3	0,397	4,243
C-2-4	1,58	5,819	D-2-4	0,620	5,819
C-2-5	2,21	7,848	D-2-5	0,695	6,983

$$\beta = 1,110$$

$$\alpha = 2,281 \cdot 10^3$$

$$r^2 = 0,994$$

$$\beta = 0,937$$

$$\alpha = 1,111 \cdot 10^3$$

$$r^2 = 0,978$$

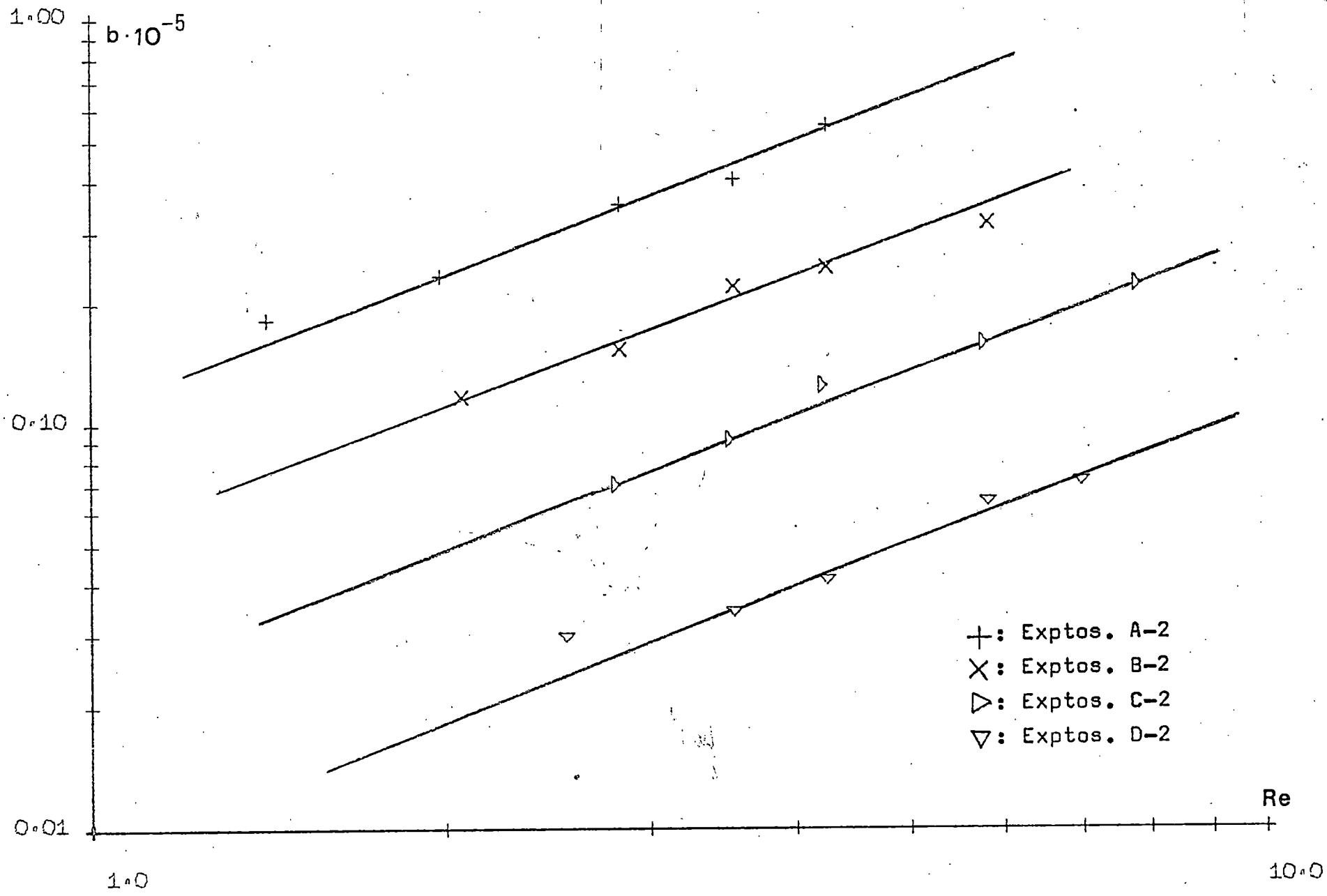


FIGURA 5.8

TABLA 5.9

Correlación de b con el Reynolds.

Columna de 15 cm.

Expto.	b ($h^{-1} \cdot 10^{-4}$)	Re	Expto.	b ($h^{-1} \cdot 10^{-4}$)	Re
A-3-1	1,34	1,414	B-3-1	0,760	2,067
A-3-2	2,00	1,980	B-3-2	1,14	2,829
A-3-3	2,76	2,829	B-3-3	1,65	3,536
A-3-4	3,60	3,536	B-3-4	1,95	4,243
A-3-5	4,08	4,243	B-3-5	2,54	5,819

$$\beta = 1,018$$

$$\alpha = 9,654 \cdot 10^3$$

$$r^2 = 0,998$$

$$\beta = 1,190$$

$$\alpha = 3,355 \cdot 10^3$$

$$r^2 = 0,990$$

TABLA 5.9 (Continuación)

Expto.	b (h ⁻¹ .10 ⁻⁴)	Re	Expto.	b (h ⁻¹ .10 ⁻⁴)	Re
C-3-1	0,419	2,829	D-3-1	0,255	2,542
C-3-2	0,604	3,536	D-3-2	0,333	3,536
C-3-3	0,702	4,243	D-3-3	0,397	4,243
C-3-4	0,921	5,819	D-3-4	0,706	5,819
C-3-5	1,31	7,848	D-3-5	0,868	6,983

$$\beta = 1,059$$

$$\alpha = 1,479 \cdot 10^3$$

$$r^2 = 0,993$$

$$\beta = 1,268$$

$$\alpha = 7,142 \cdot 10^2$$

$$r^2 = 0,986$$

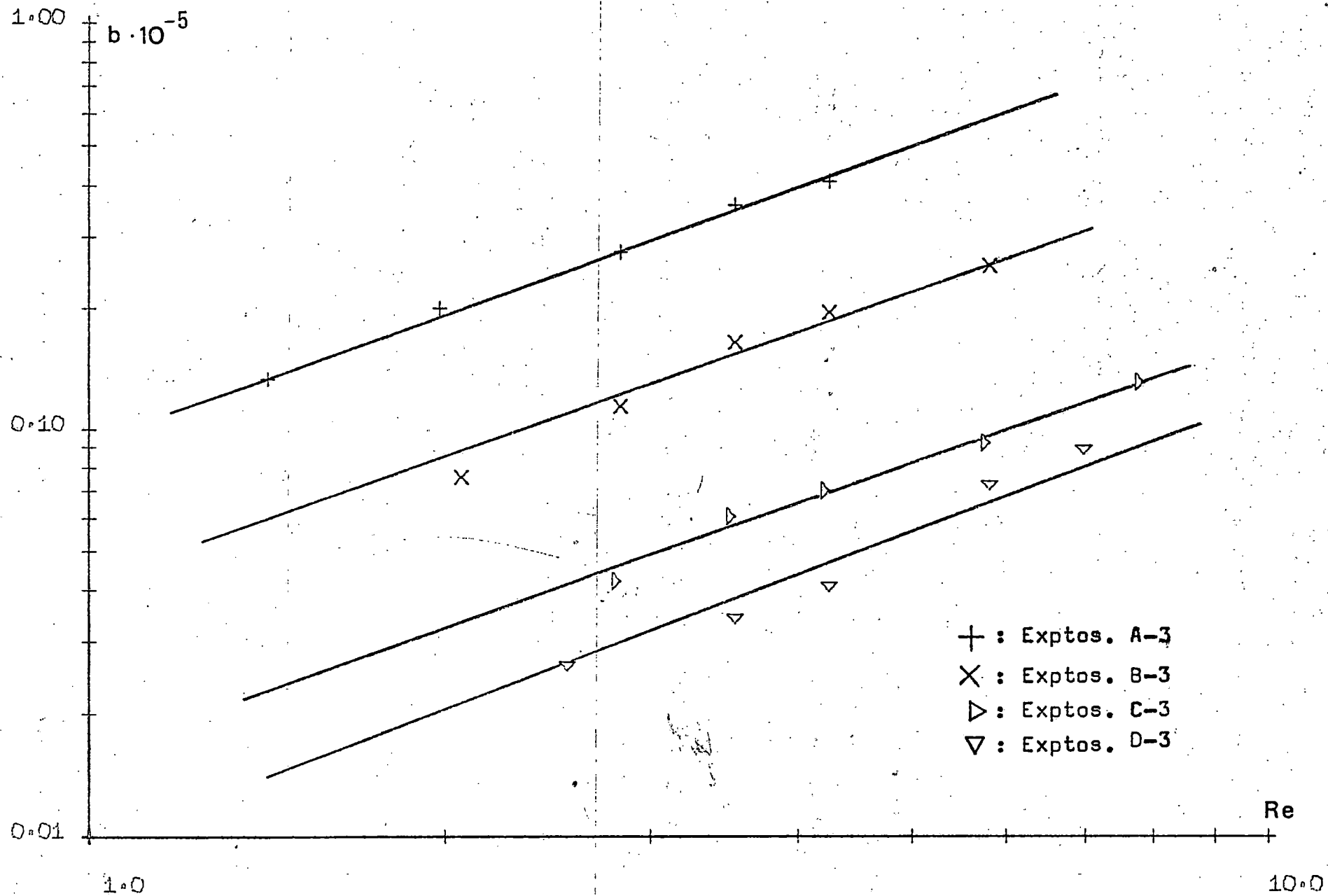


FIGURA 5.9

TABLA 5.10

Correlación de b con el Reynolds.

Columna de 20 cm.

Expto.	b (h ⁻¹ .10 ⁻⁴)	Re	Expto.	b (h ⁻¹ .10 ⁻⁴)	Re
A-4-1	0,847	1,414	C-4-1	0,410	2,829
A-4-2	1,34	1,980	C-4-2	0,580	3,536
A-4-3	2,16	2,829	C-4-3	0,715	4,243
A-4-4	2,80	3,536	C-4-4	0,922	5,819
A-4-5	3,35	4,243	C-4-5	1,32	7,848

$$\beta = 1,265$$

$$\alpha = 5,591 \cdot 10^3$$

$$r^2 = 0,999$$

$$\beta = 1,095$$

$$\alpha = 1,391 \cdot 10^3$$

$$r^2 = 0,994$$

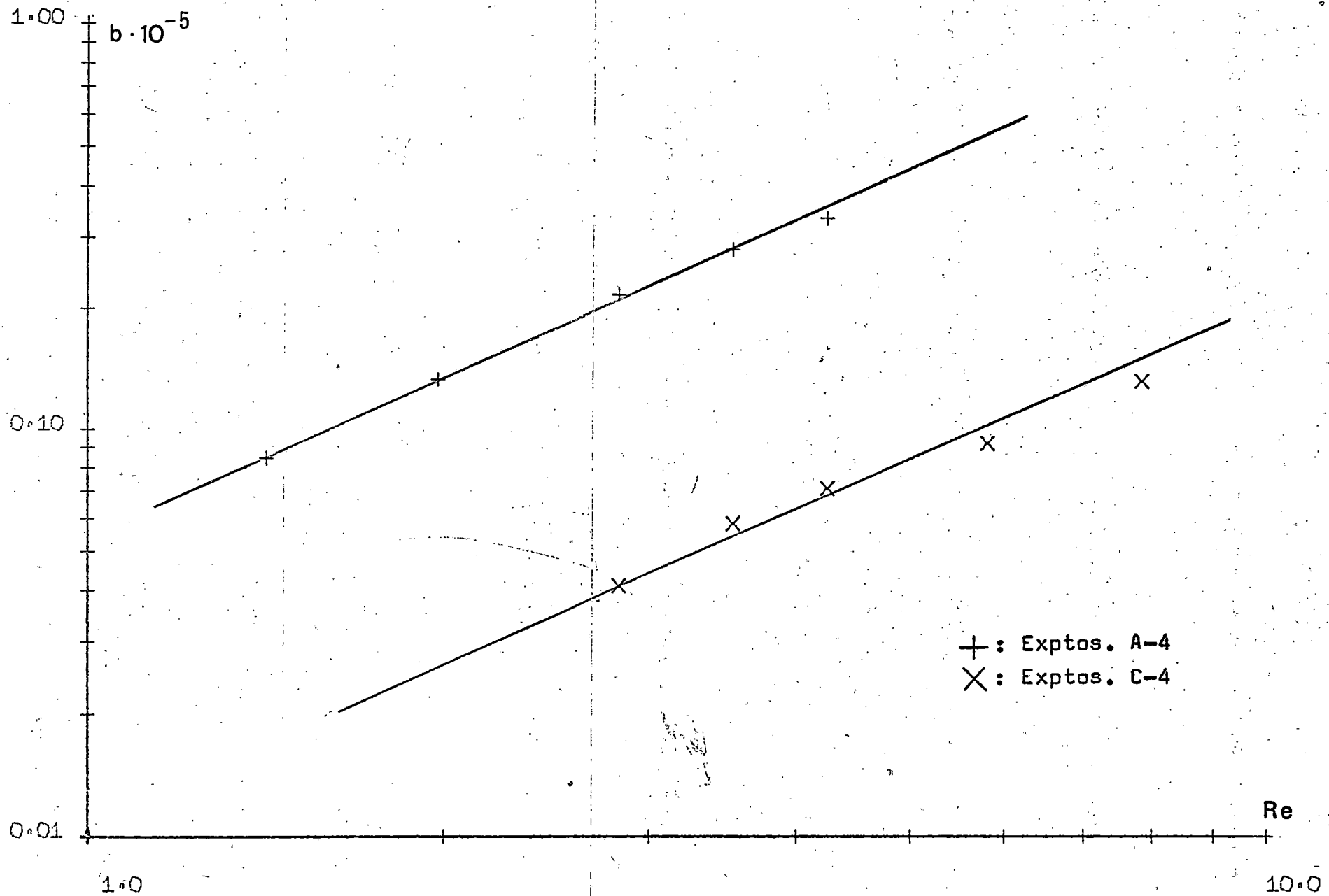


FIGURA 5.10

TABLA 5.11

Correlación de α_m con el Ts.

Columna de 5 cm.

Columna de 10 cm.

α_m ($h^{-1} \cdot 10^{-3}$)	Ts ($\cdot 10^5$)
19,86	4,337
8,860	2,224
3,714	0,9308
1,711	0,4412

α_m ($h^{-1} \cdot 10^{-3}$)	Ts ($\cdot 10^5$)
11,14	4,337
4,880	2,224
2,319	0,9308
0,8784	0,4412

$$\delta = 1,063$$

$$\gamma = 8,239 \cdot 10^8$$

$$r^2 = 0,999$$

$$\delta = 1,079$$

$$\gamma = 5,571 \cdot 10^8$$

$$r^2 = 0,997$$

TABLA 5.11 (Continuación)

Columna de 15 cm.

Columna de 20 cm.

$\frac{\alpha_m}{(h^{-1} \cdot 10^{-3})}$	T_s ($\cdot 10^5$)
8,935	4,337
3,760	2,224
1,392	0,9308
0,9189	0,4412

$\frac{\alpha_m}{(h^{-1} \cdot 10^{-3})}$	T_s ($\cdot 10^5$)
6,560	4,337
-	2,224
1,382	0,9308
-	0,4412

$$\delta = 1,010$$

$$\gamma = 2,034 \cdot 10^8$$

$$r^2 = 0,988$$

$$\delta = 1,012$$

$$\gamma = 1,707 \cdot 10^8$$

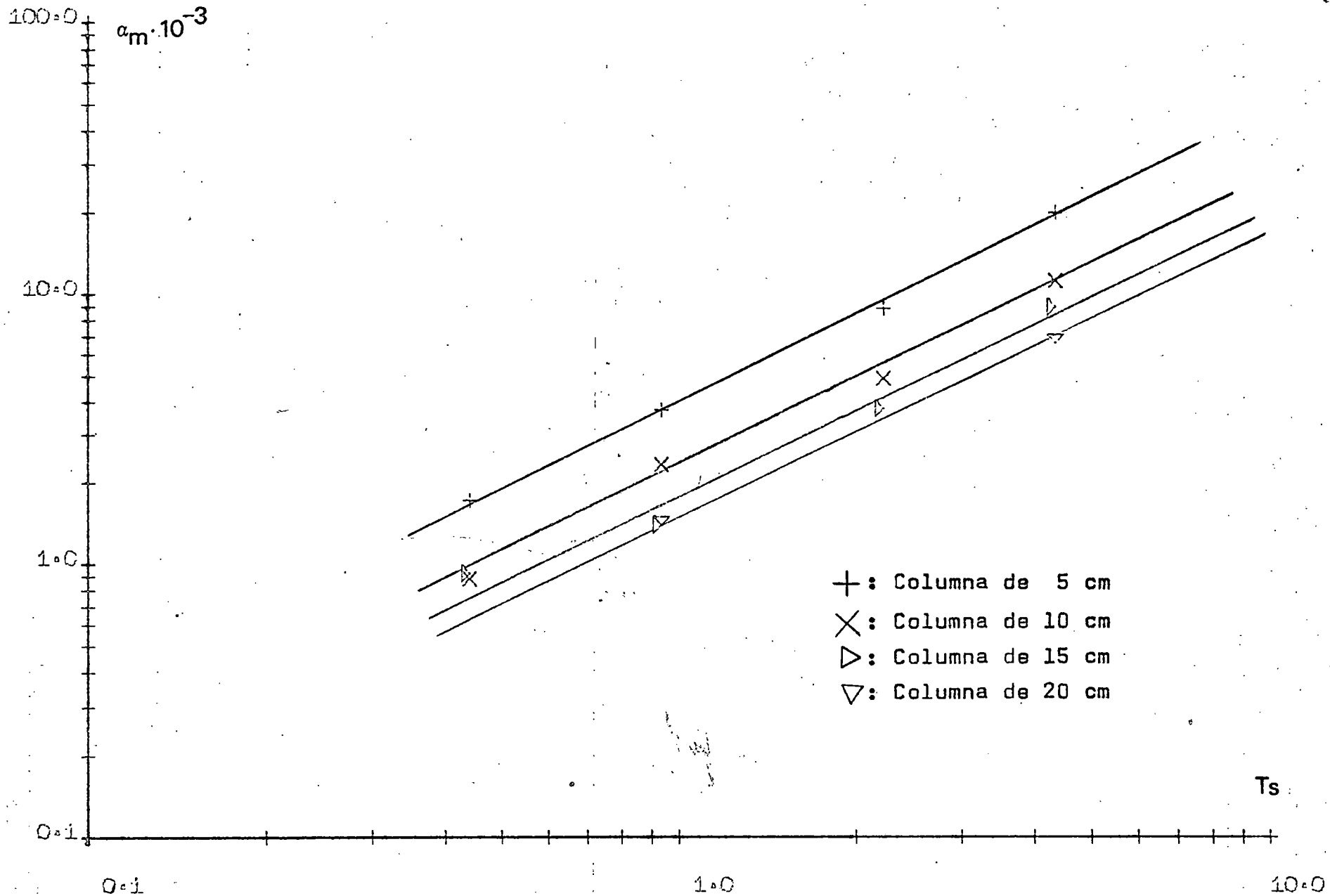


FIGURA 5.11

TABLA 5.12

Correlación de γ_m con el módulo $\left(\frac{h}{H}\right)$.

γ_m ($h^{-1} \cdot 10^{-8}$)	H ($m \cdot 10^2$)	h/H
7,170	7,1	0,3169
4,032	12,1	0,1860
3,205	17,1	0,1316
2,575	22,1	0,1019

$$\xi = 0,893$$

$$\varepsilon = 1,936 \cdot 10^9$$

$$r^2 = 0,995$$

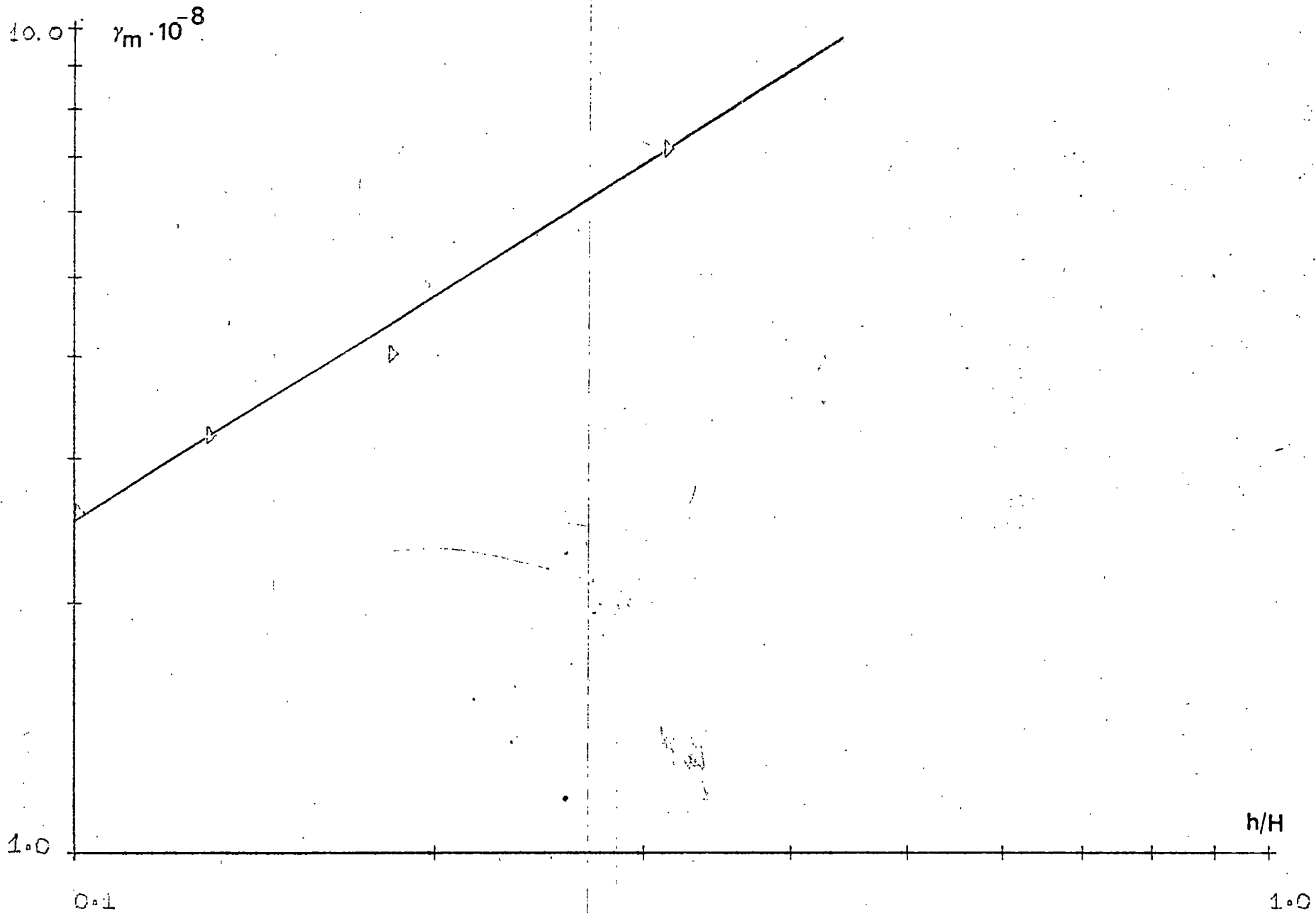


FIGURA 5.12

5.4 Cálculo del coeficiente de transferencia de materia teórico.

5.4.1 Determinación de k_L^0 mediante la ecuación [5.10].

Con objeto de confirmar la ecuación obtenida en el apartado anterior para la estimación del coeficiente de transferencia de materia correspondiente a la absorción física, k_L^0 , se calcularon éstos a partir de los valores de b que proporciona la ecuación [5.10], datos que se indican en la Tabla 5.14 junto con los correspondientes valores experimentales. La bondad de esta expresión se define en función de la desviación media de los datos experimentales respecto a ella, es decir:

$$\text{Desviación (\%)} = \left[\frac{/(k_L^0) [5.10] - (k_L^0)_{\text{exp.}}}{(k_L^0) [5.10]} \right] \cdot 100 \quad [5.11]$$

que en el presente caso resulta ser de un 4,8%, desviación que queda dentro del límite de error normalmente aceptado.

5.4.2 Modificación de la ecuación [5.10].

La expresión [5.10], que correlaciona el parámetro de difusividad turbulenta con las características hidrodinámicas y geométricas del sistema, permite apreciar que los exponentes de los módulos adimensionales que en ella aparecen son todos muy próximos a la unidad. Esto induce a

pensar que, debido a los errores acumulativos de cálculo, los exponentes podrían llegar a ser iguales entre sí y a la unidad, lo que simplificaría enormemente la ecuación.

Así, se decidió promediar los posibles errores suponiendo los valores de los exponentes de los módulos de Reynolds y de altura iguales a uno, para obtener una nueva expresión, más sencilla, teniendo en cuenta, por supuesto, que no aumentase de forma apreciable la desviación media calculada para la ecuación [5.10].

La Tabla 5.13 muestra los valores medios de los coeficientes ($b.H/Re.h$) frente al módulo de tensión superficial, que se representan en la Figura 5.13.

TABLA 5.13

Valores medios experimentales de ($b.H/Re.h$).

<u>Sistema</u>	<u>$b.H/Re.h$ ($h^{-1} \cdot 10^{-4}$)</u>	<u>T_s ($\cdot 10^5$)</u>
AmOH	7,015	4,337
AmOH-EtOH (90%)	3,128	2,224
AmOH-EtOH (50%)	1,412	0,9308
EtOH	0,662	0,4412

pendiente = 1,017

ordenada en el origen = $1,822 \cdot 10^9$

$r^2 = 0,999$

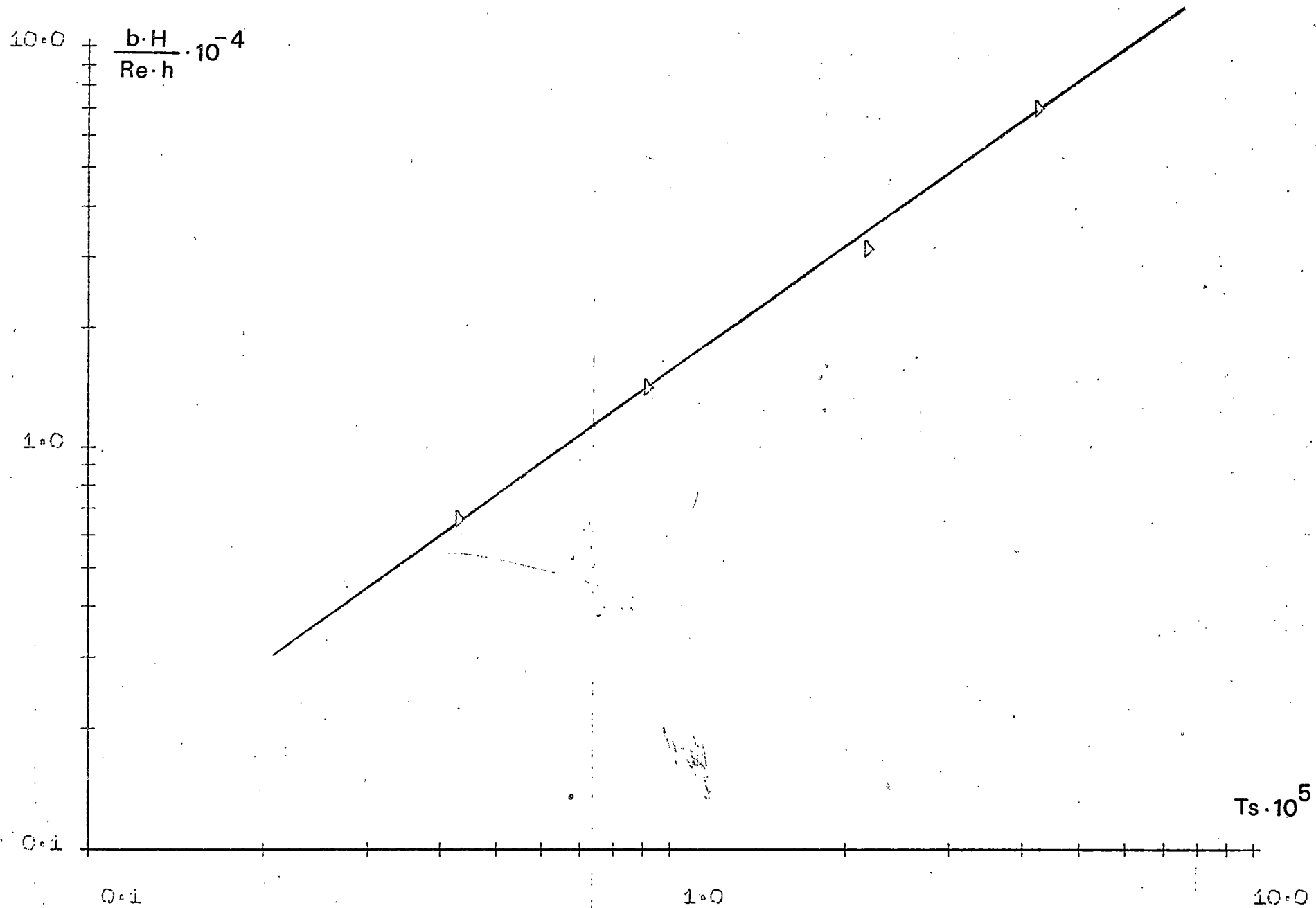


FIGURA 5.13

La Figura 5.13 muestra una buena alineación de los puntos, representados en coordenadas doble logarítmicas, sobre una recta de pendiente 1,017 lo que por una parte corrobora la suposición hecha anteriormente de que tanto el Re como el módulo $\left(\frac{h}{H}\right)$ tienen exponente unidad, y por otra, permite aproximar el exponente del Ts (la pendiente) también a la unidad sin riesgo de cometer un gran error, con lo que, recalculando la ordenada en el origen, se puede poner consecuentemente la expresión obtenida de esta forma para el parámetro b como:

$$b = 1,511 \cdot 10^9 \text{ Re Ts } \left(\frac{h}{H}\right) \quad (h^{-1}) \quad [5.12]$$

5.4.3 Cálculo de k_L^0 a partir de la ecuación [5.12].

Para obtener asimismo la desviación media de los valores experimentales de k_L^0 respecto a los obtenidos con ayuda de la ecuación [5.12], se calcularon éstos, Tabla 5.14, y se halló de nuevo su desviación como:

$$\text{Desviación (\%)} = \left[\frac{/(k_L^0) [5.12] - (k_L^0)_{\text{exp.}}/}{(k_L^0) [5.12]} \right] \cdot 100 \quad [5.13]$$

obteniéndose en este caso un valor de 5,4%.

Como, se puede observar, la desviación en este caso de los datos experimentales es ligeramente mayor (un 0,6%), aunque la simplicidad de la ecuación obtenida es mucho mayor

TABLA 5.14

Comparación de k_L^0 teóricos y experimentales.

Expto.	$(k_L^0)_{\text{exp.}}$ (m/h)	$(k_L^0) \text{ [5.10]}$ (m/h)	$(k_L^0) \text{ [5.12]}$ (m/h)
A-1-1	0,152	0,145	0,152
A-1-2	0,187	0,175	0,180
A-1-3	0,220	0,213	0,216
A-1-4	0,260	0,241	0,241
A-1-5	0,265	0,267	0,264
A-2-1	0,120	0,114	0,117
A-2-2	0,136	0,138	0,138
A-2-3	0,167	0,168	0,165
A-2-4	0,179	0,190	0,185
A-2-5	0,208	0,210	0,202
A-3-1	0,103	0,098	0,098
A-3-2	0,126	0,118	0,116
A-3-3	0,148	0,143	0,139
A-3-4	0,169	0,162	0,155
A-3-5	0,180	0,179	0,170
A-4-1	0,082	0,087	0,086
A-4-2	0,103	0,105	0,102
A-4-3	0,131	0,128	0,122
A-4-4	0,149	0,144	0,136
A-4-5	0,163	0,160	0,149

TABLA 5.14 (Continuación)

Expto.	$(k_L^0)_{\text{exp.}}$ (m/h)	(k_L^0) [5.10] (m/h)	(k_L^0) [5.12] (m/h)
B-1-1	0,148	0,151	0,158
B-1-2	0,179	0,180	0,185
B-1-3	0,207	0,203	0,207
B-1-4	0,221	0,225	0,226
B-1-5	0,259	0,267	0,265
B-2-1	0,115	0,119	0,121
B-2-2	0,132	0,141	0,141
B-2-3	0,158	0,160	0,158
B-2-4	0,167	0,177	0,173
B-2-5	0,189	0,210	0,203
B-3-1	0,093	0,102	0,102
B-3-2	0,114	0,121	0,119
B-3-3	0,137	0,137	0,133
B-3-4	0,149	0,151	0,146
B-3-5	0,170	0,180	0,171

TABLA 5.14 (Continuación)

Expto.	$(k_L^0)_{\text{exp.}}$ (m/h)	(k_L^0) [5.10] (m/h)	(k_L^0) [5.12] (m/h)
C-1-1	0,146	0,140	0,147
C-1-2	0,155	0,158	0,164
C-1-3	0,176	0,175	0,180
C-1-4	0,210	0,208	0,211
C-1-5	0,251	0,251	0,245
C-2-1	0,110	0,110	0,112
C-2-2	0,125	0,124	0,126
C-2-3	0,146	0,137	0,138
C-2-4	0,165	0,164	0,161
C-2-5	0,195	0,193	0,188
C-3-1	0,085	0,094	0,094
C-3-2	0,102	0,106	0,106
C-3-3	0,110	0,118	0,116
C-3-4	0,126	0,140	0,136
C-3-5	0,150	0,165	0,158
C-4-1	0,084	0,084	0,083
C-4-2	0,100	0,095	0,093
C-4-3	0,111	0,105	0,102
C-4-4	0,126	0,125	0,119
C-4-5	0,151	0,147	0,139

TABLA 5.14 (Continuación)

Expto.	$(k_L^0)_{\text{exp.}}$ (m/h)	$(k_L^0) [5.10]$ (m/h)	$(k_L^0) [5.12]$ (m/h)
D-1-1	0,094	0,103	0,111
D-1-2	0,136	0,124	0,131
D-1-3	0,137	0,137	0,144
D-1-4	0,153	0,163	0,168
D-1-5	0,203	0,180	0,185
D-2-1	0,082	0,081	0,085
D-2-2	0,088	0,097	0,100
D-2-3	0,096	0,108	0,110
D-2-4	0,120	0,128	0,129
D-2-5	0,127	0,142	0,141
D-3-1	0,077	0,069	0,071
D-3-2	0,088	0,083	0,084
D-3-3	0,096	0,092	0,092
D-3-4	0,128	0,110	0,108
D-3-5	0,142	0,121	0,119

que la de [5.10], y por tanto, su interpretación teórica deberá ser mucho más sencilla y su aplicabilidad también mayor.

Así pues, como las desviaciones en ambos casos son muy similares, se elegirá para todo el estudio posterior la ecuación [5.12], mucho más sencilla que la [5.10], obtenida experimentalmente en base a la teoría que introduce el concepto de difusividad turbulenta.

5.5 Discusión de la ecuación semiempírica obtenida.

La correlación empírica del parámetro b de la difusividad turbulenta, ecuación [5.12], obtenida en el presente trabajo, da para el coeficiente de transferencia de materia, teniendo en cuenta la ecuación [2.23], el valor:

$$k_L^0 = 2,475 \cdot 10^4 \left[\text{Re } T_s \left(\frac{h}{H} \right) D \right]^{1/2} \quad (\text{m/h}) \quad [5.14]$$

que considerando las magnitudes más significativas estudiadas por los diferentes autores, se puede expresar de la forma:

$$k_L^0 \propto \text{Re}^{1/2} \sigma^{-1/2} H^{-1/2} D^{1/2} \quad [5.15]$$

A continuación se hace una revisión bibliográfica intentando comparar la ecuación [5.15] con las obtenidas por los distintos investigadores del tema.

5.5.1 Comparación con las expresiones obtenidas sin tener en cuenta la tensión superficial.

Las ecuaciones obtenidas de esta forma para columnas de paredes mojadas datan fundamentalmente de años anteriores a 1970, y su correlación con los datos experimentales se lleva a cabo principalmente a través de la teoría de la penetración, versiones Higbie o Danckwerts.

El trabajo de Hobler y Kedzierski (1967) da una amplia visión de los resultados obtenidos hasta la fecha de su publicación, teniendo en cuenta si éstos tienen base puramente teórica ó experimental.

Entre los trabajos de base teórica cabe citar como más representativos de la aplicación de la teoría de la penetración los de Pigford (1941) y Brötz (1954), que obtienen las relaciones:

$$k_L \propto Re^{1/3} H^{-1/2} D^{1/2} \quad (Re < 1200) \quad [5.16]$$

$$k_L \propto Re^{5/6} H^{-1/2} D^{1/2} \quad (1200 < Re < 2360) \quad [5.17]$$

$$k_L \propto Re^{2/3} H^{-1/2} D^{1/2} \quad (Re > 2360) \quad [5.18]$$

Bodyadzhiev, Levich y Krylov (1968) afirman que:

$$k_L \propto Re^{1/3} H^{-1/2} D^{1/2} \quad [5.19]$$

para flujo laminar, basándose en la teoría de la difusión

convectiva, pero no precisan el margen de aplicabilidad de dicha ecuación para el número de Reynolds.

También King (1966) correlaciona k_L con $Re^{1/3}$ para Re menores que 2000, aplicando la teoría de la difusividad turbulenta, pero no muestra la influencia de la altura de la columna. Hobler (1962), ajustando datos experimentales a expresiones teóricas obtiene una expresión análoga a la [5.19] para Re menores que 2100.

Con respecto a las correlaciones obtenidas de forma puramente experimental, se tendrán en cuenta solamente las que contengan el término $D^{1/2}$, ya que, debido a la general aceptación teórica de esta proporcionalidad y a su continua comprobación experimental, se consideran como las más fiables.

Vivian y Peaceman (1956), trabajando con columnas cortas (menores de 5 cm), dan para la desorción de CO_2 de agua y para el sistema Cl_2 - disoluciones acuosas de HCl , la relación:

$$\frac{k_L H}{D} = 0,433 \left(\frac{\mu}{\rho D} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho^2 g H^3}{\mu^2} \right)^{1/6} Re^{0,4} \quad [5.20]$$

para $15 < Re < 150$, que representa una proporcionalidad del tipo:

$$k_L \propto Re^{0,4} H^{-1/2} D^{1/2} \quad [5.21]$$

También encuentran una proporcionalidad del tipo $H^{-1/2}$ Hikita (1969) y Dytnerski y Borisov (1965), siendo de interés para nuestro trabajo la relación dada por estos últimos:

$$k_L \propto Re^{0,453} H^{-1/2} D^{1/2} \quad [5.22]$$

ya que se aproxima bastante a la expresión [5.15] (salvando la consideración de la tensión superficial) y al rango de trabajo, ya que estos autores realizan su estudio para números de Reynolds comprendidos entre 9,2 y 3000. Sin embargo, las alturas de columna utilizadas son del orden de 25 a 250 cm, y estudian la desorción en los sistemas O_2 /agua, CO_2 /agua, CO_2 /soluciones de glicol y CO_2 /soluciones acuosas de glicerina.

Los datos obtenidos por Zhavoronkov y cols. (1953) son independientes de la altura de la columna y el exponente del Re varía con éste de la forma:

<u>Exponente del Re</u>	<u>Aplicabilidad</u>
2/3	$16 < Re < 320$
1/3	$Re > 320$
2/3	$32 < Re < 1200$

Según indican Hobler y Kedzierski, la ausencia de un efecto del módulo geométrico es chocante. Más chocante aún parecen los resultados de Hikita, Nakanishi y Kataoka

(1959), que en un intervalo del módulo de Reynolds comprendido entre 200 y 2000 afirman que k_L es independiente, no sólo de la altura, sino también del Re , dependiendo sólo de las propiedades físicas de los líquidos utilizados que resultaron ser agua, soluciones acuosas de azúcar y mezclas n-butanol/metanol. Los gases absorbidos fueron CO_2 , O_2 , H_2 , Cl_2 y SO_2 , y las columnas estudiadas variaban entre 0,7 y 4,35 cm de diámetro y 20 y 103 cm de altura. La correlación obtenida por estos autores para Re comprendidos entre 30 y 200 no se tendrá en cuenta aquí, aunque presenta una cierta influencia de la tensión superficial ($\sigma^{0,15}$), ya que el exponente de la difusividad es de 0,62.

Se citará finalmente la correlación realizada por Johannsbauer (1971) de todos los datos existentes hasta 1970 sobre la absorción de CO_2 en películas de agua para Re menores de 300:

$$k_L \propto Re^{0,4} H^{-0,05} D^{1/2} \quad [5.23]$$

teniendo en cuenta 700 puntos de 11 autores diferentes. Se observa una mínima dependencia con la altura.

En general, parece que se ha encontrado cierta evidencia experimental de la dependencia del coeficiente de transferencia de materia con $H^{-1/2}$, relación que tiene su justificación en la teoría de la penetración. Sin embargo, la dependencia de k_L con el módulo de Reynolds no parece estar muy clara. La teoría de la penetración muestra una función

del tipo $Re^{1/3}$, pero ésta no se obtiene siempre con la experimentación, ya que la variación del exponente del Re con el valor de éste se deja ver en todos los trabajos revisados, sin notarse, aparentemente, ninguna relación cuantitativa en dicha variación. Algunos autores afirman, sin embargo, que el exponente aumenta la aumentar el valor del módulo de Reynolds.

Por otro lado, ninguno de los autores consultados indica expresamente que se haya trabajado a Re entre 1 y 8, extrapolando siempre los resultados obtenidos para valores más altos.

Por supuesto, llama la atención el hecho de que ninguno de los investigadores mencionados hasta ahora haya considerado la influencia de la tensión superficial en el valor del coeficiente de transferencia de materia.

5.5.2 Ecuaciones que consideran la tensión superficial.

Los autores que consideran la tensión superficial como variable que influye sobre el coeficiente de transferencia de materia, emplean el modelo que introduce el concepto de difusividad turbulenta para desarrollar sus ecuaciones. Así, Levich (1962) llega teóricamente a la siguiente expresión:

$$Nu = Pr^{1/2} Re^{3/2} \left(\frac{\rho \nu}{2 e \sigma} \right)^{1/2} \frac{1}{\left(\ln \frac{e}{\nu} \sqrt{g \cdot e} \right)^{3/2}} \quad [5.24]$$

definiendo la velocidad característica de la turbulencia, v_0 , según la expresión [2.42], y donde Nu y Re son los módulos adimensionales de Nusselt y Reynolds basados en el espesor de la película, e.

Como ya se mencionó en el apartado 2.2.1.1, Davies (1972) hace una variación en el modelo de Levich, llegando a la expresión [2.46] para el coeficiente de transferencia de materia.

Se citará finalmente el trabajo de Prasher y Fricke (1974), que ajustando 123 datos experimentales de la bibliografía obtienen la expresión semiempírica para columna de paredes mojadas:

$$k_L = \frac{0,0108}{\pi} \left(\frac{\rho}{\sigma} \right)^{1/2} \left(\frac{e \varepsilon^3}{g \nu} \right)^{1/4} D^{1/2} \quad [5.25]$$

donde

$$\varepsilon = (400)^{1/5} \left(\frac{g^4 \nu}{3} \right)^{1/3} Re^{7/15} \quad [5.26]$$

Obsérvese que en ninguna de las expresiones anteriores aparece la influencia de la altura de la columna. Esto es debido a que las expresiones [5.24] y [2.46] están deducidas por consideraciones teóricas que no establecen su influencia, y la [5.25], a pesar de tener en cuenta datos experimentales para distintas alturas, tiene una des-

viación total respecto a los datos del 70%, por lo que muy bien podría contener esta influencia intrínsecamente, además de estar establecida para valores del Re comprendidos entre 1600 y 11000.

5.6 Expresión teórica para el parámetro b de la difusividad turbulenta.

5.6.1 Modelo propuesto para el cálculo de la velocidad característica de la turbulencia.

A continuación se propone un modelo basado en los citados en el apartado 2.2.1.1 de Levich (1962) y Davies (1972) para la estimación de la velocidad característica de la turbulencia, y que permite explicar semicuantitativamente los datos experimentales obtenidos.

Como se observa en la Figura 5.14, \bar{v}_y/v_0 es constante a partir de un valor $y = \lambda$ tomando como origen la interfase gas-líquido, por lo que parece conveniente calcular v_0 en ese plano. Para ello es necesario suponer que la capa λ donde se produce la atenuación de la velocidad de los enjambres, es del mismo orden de magnitud que el espesor δ' entre la capa límite turbulenta, δ_{LT} , que se debe formar por interacción del líquido con la pared a la entrada de la columna, y la interfase gas-líquido, como se muestra en la Figura 5.15. Esta suposición se basa en el hecho de que al influir la tensión superficial sobre la capa λ , debe ejercer asimismo su influencia sobre la capa δ' .

El espesor de la capa límite turbulenta calculado

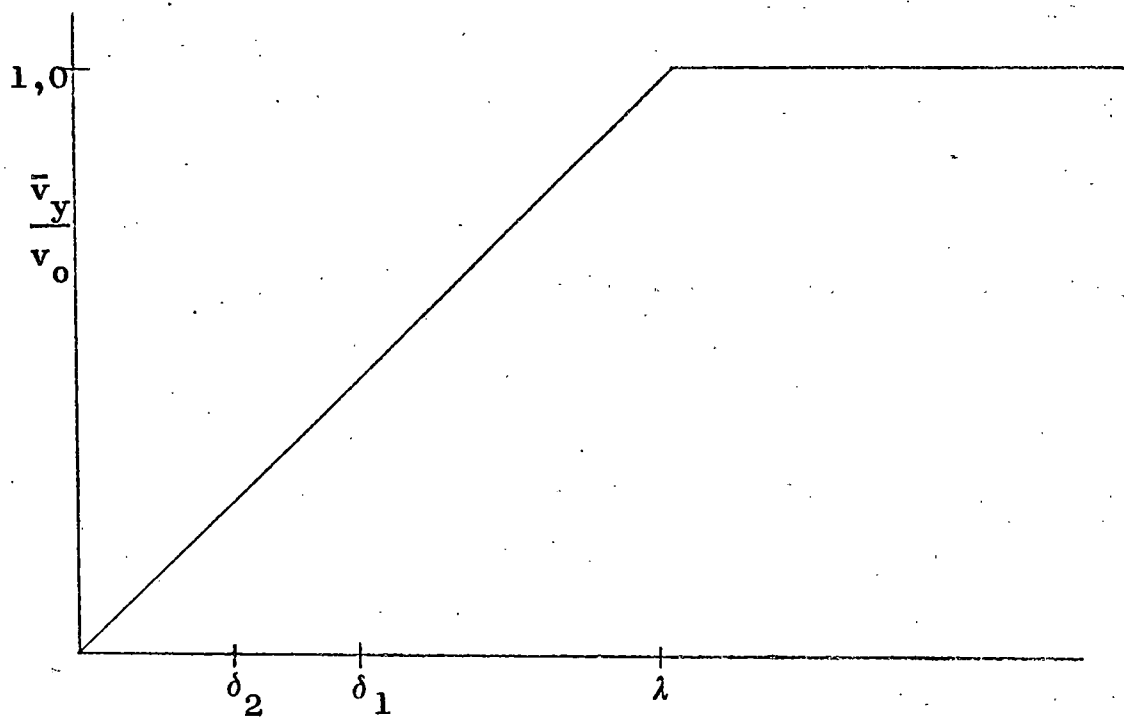


FIGURA 5.14

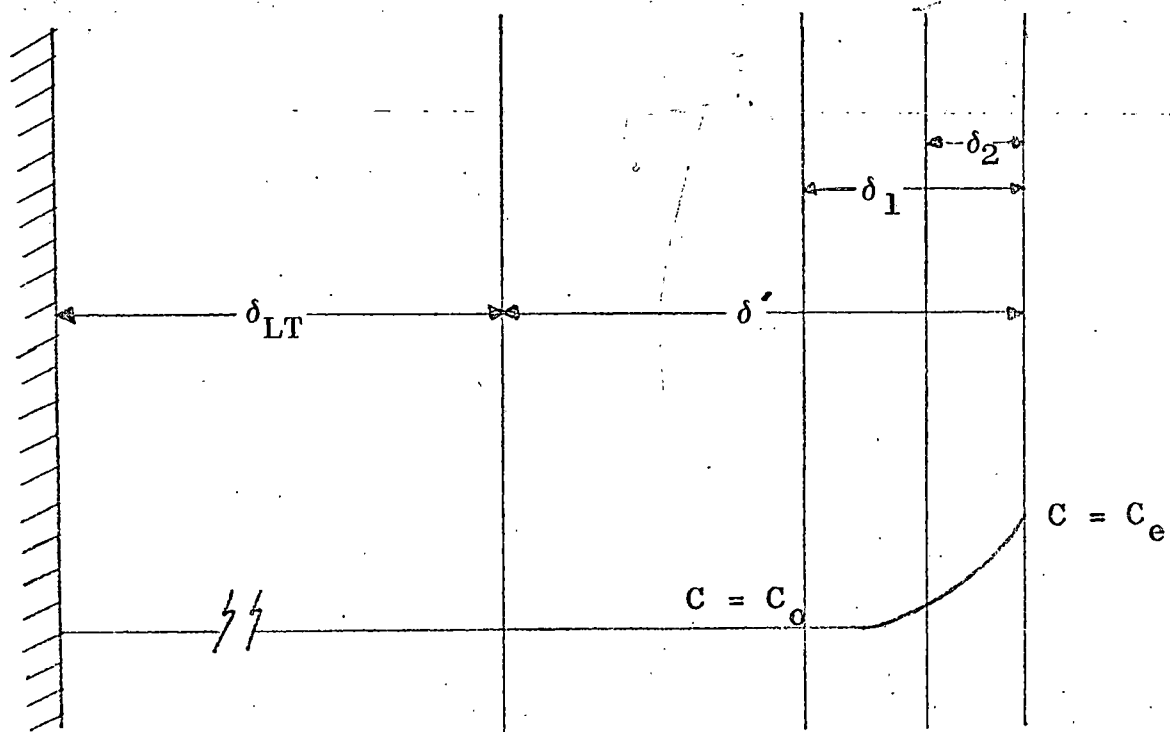


FIGURA 5.15

mediante la expresión (Schlichting, 1968):

$$\delta_{LT} = 0,37 H \left(\frac{U \cdot H}{\nu} \right)^{-1/5} \quad (m) \quad [5.27]$$

muestra que, para los sistemas en estudio, éste siempre es mayor que el espesor de la película líquida. Esto confirma en cierta forma la afirmación hecha sobre la influencia de la tensión superficial sobre el espesor δ' , permitiendo que los valores de δ_{LT} quedasen dentro de los límites físicos del espesor de la película. Por otro lado, es conveniente utilizar en lo sucesivo la expresión que da Levich (1962) para el espesor de la capa límite en función de v_o :

$$\delta_{LT} = \frac{v_o \cdot H}{U} \quad (m) \quad [5.28]$$

Para el desarrollo posterior es necesario referir todas las magnitudes al origen situado en la interfase, y como no se dispone de ninguna expresión para el espesor de la capa δ' , se supondrá que éste es una función de las mismas variables que influyen sobre δ_{LT} , y además, de la tensión superficial, debido a la presencia de la interfase gas-líquido. Así:

$$\delta' = f (U, v_o, H, g, \rho, \mu, \sigma)$$

donde se han hecho intervenir las variables físicas del sistema que han de tener influencia en δ' , así como la aceleración de la gravedad, por tratarse de una pared vertical.

El análisis dimensional muestra que:

$$\delta' \propto \frac{v_0 H}{U} \cdot \frac{\sigma \rho^{1/3}}{\mu^{4/3} g^{1/3}} \quad [5.29]$$

Se podrá calcular ahora v_0 en el plano $y = \lambda$, teniendo en cuenta la suposición hecha anteriormente de que

$$\delta' \approx \lambda \quad [5.30]$$

o bien, según las ecuaciones [5.29] y [2.29]:

$$\frac{\sigma}{\rho v_0^2} \propto \frac{v_0 H}{U} \cdot \frac{\sigma \rho^{1/3}}{\mu^{4/3} g^{1/3}} \quad [5.31]$$

Expresión que permite obtener la relación entre la velocidad característica de la turbulencia en función de las propiedades físicas e hidrodinámicas de la fase líquida:

$$v_0 \propto \left(\frac{U \mu^{4/3} g^{1/3}}{H \rho^{4/3}} \right)^{1/3} \quad [5.32]$$

5.6.2 Predicción del coeficiente de transferencia de materia.

Comparando las ecuaciones [2.36] y [2.23], se deduce que el parámetro b de la difusividad turbulenta es una función de v_0 de la forma:

$$b = 0,25 \frac{\rho}{\sigma} v_0^3 \quad [5.33]$$

Si se sustituye el valor de v_0 obtenido por la ecuación [5.32] en la [5.33] se tiene que:

$$b \propto \frac{\mu^{4/3} g^{1/3}}{\rho^{1/3}} \cdot \frac{U}{\sigma H} \quad [5.34]$$

El número de Reynolds en función de la velocidad y el espesor de la película es:

$$Re = 4 \frac{U \rho e}{\mu} \quad [5.35]$$

Si para facilidad de cálculo se considera que el espesor de la película es prácticamente constante, lo cual sucede aproximadamente en el intervalo de caudales estudiado, la expresión [5.35] permite poner la velocidad de la película líquida de la forma:

$$U \propto \frac{\mu}{\rho} Re \quad [5.36]$$

estando e incluido en la constante de proporcionalidad.

Incluyendo asimismo la aceleración de la gravedad en la constante de proporcionalidad y sustituyendo [5.36] en [5.34], se obtiene:

$$b \propto \frac{\mu^{7/3}}{\rho^{4/3}} \frac{Re}{\sigma H} \quad [5.37]$$

o, lo que es lo mismo (introduciendo el factor geométrico constante h):

$$b \propto \left(\frac{\mu^{4/3}}{\rho^{4/3} \sigma h} \right) Re \left(\frac{h}{H} \right) \quad [5.38]$$

Obsérvese que esta expresión es completamente similar a la [5.12] si se aproximan los exponentes de la viscosidad y la densidad a 2 y 1, respectivamente, ya que de esta forma se obtendría la agrupación de variables definida como módulo de tensión superficial.

En definitiva, el modelo propuesto para la deducción de la velocidad característica de la turbulencia permite justificar teóricamente, al menos de forma cualitativa, la expresión para el parámetro b de la difusividad turbulenta obtenido en el presente trabajo por métodos semiempíricos.

5.7 Aplicación de la ecuación [5.12] a otros sistemas líquidos.

Con objeto de comprobar la validez de la ecuación [5.12], obtenida de forma semiempírica y justificada en el apartado 5.6, y al no disponer de datos experimentales fiables de otros autores, se planificaron tres nuevas series de experimentos, cada una de ellas correspondiente a un sistema líquido diferente, siempre absorbiendo CO_2 en las condiciones ya indicadas. Los tres sistemas elegidos fueron

amílico (70%) - etanol (30%)

alcohol isopropílico

glicerina (25%) - etanol (75%)

(porcentajes en peso) de tal forma, que sus propiedades físicas quedaron siempre en el rango ya estudiado. La Tabla 5.15 resume las propiedades físicas de estos líquidos.

Los caudales de la fase líquida fueron siempre tales, que aproximadamente fuesen valores intermedios a los límites ya estudiados, criterio que asimismo se siguió con las alturas de la columna. Así, se estudió la absorción a números de Reynolds de 2,829 y 4,243 en columnas de 10 y 15 cm nominales para los tres líquidos citados. Los resultados de estos experimentos se muestran en la Tabla 5.16.

En estas condiciones de trabajo se aplicó la ecuación [5.12], obteniéndose los valores teóricos correspondientes a los citados experimentales. Ambos se comparan

TABLA 5.15

Propiedades físicas de los nuevos líquidos utilizados (T = 20°C)

ρ (Kg/m ³)	μ (Kg/m.h)	σ (Kg/h ²)	D (m ² /h.10 ⁶)	Ts (.10 ⁵)
		Sistema: Amílico (70%) - Etanol (30%)		
821	8,94	304.301	5,554	1,420
		Sistema: Alcohol isopropílico		
786	8,89	281.232	3,571	1,590
		Sistema: Glicerina (25%) - Etanol (75%)		
874	10,54	313.891	3,013	1,800

TABLA 5.16

Coefficientes de transferencia de materia
para los nuevos sistemas líquidos utilizados.

Expto.	H_0 (m.10 ²)	Caudal (m ³ /h.10 ³)	Re	C_1 (Kg/m ³)	C_e (Kg/m ³)	ΔC_{m1} (Kg/m ³)
Sistema: AmOH (70%) - EtOH (30%)						
E-2-1	10	1,10	2,829	2,94	3,53	1,643
E-2-2	10	1,63	4,243	2,77	3,52	1,792
E-3-1	15	1,10	2,829	3,10	3,46	1,370
E-3-2	15	1,63	4,243	2,91	3,46	1,583
Sistema: PrOH						
F-2-1	10	1,13	2,829	2,61	3,05	1,348
F-2-2	10	1,70	4,243	2,37	3,05	1,579
F-3-1	15	1,13	2,829	2,73	3,00	1,134
F-3-2	15	1,70	4,243	2,64	3,04	1,302
Sistema: G10H (25%) - EtOH (75%)						
G-2-1	10	1,21	2,829	2,40	2,77	1,192
G-2-2	10	1,81	4,243	2,28	2,87	1,441
G-3-1	15	1,21	2,829	2,56	2,82	1,074
G-3-2	15	1,81	4,243	2,43	2,90	1,335

TABLA 5.16

(continuación)

<u>Expto.</u>	<u>N_A⁰</u> <u>(Kg/m.h)</u>	<u>k_L</u> <u>(m/h)</u>	<u>k_L⁰</u> <u>(m/h)</u>	<u>T</u> <u>(°C)</u>	<u>P</u> <u>(mm Hg)</u>
Sistema: AmOH (70%) - EtOH (30%)					
E-2-1	0,186	0,113	0,120	16,8	717,5
E-2-2	0,260	0,145	0,153	17,0	717,5
E-3-1	0,140	0,102	0,106	17,9	717,5
E-3-2	0,194	0,123	0,127	18,0	717,5
Sistema: PrOH					
F-2-1	0,170	0,126	0,130	18,1	717,0
F-2-2	0,232	0,147	0,152	18,1	717,0
F-3-1	0,127	0,111	0,113	19,0	716,8
F-3-2	0,184	0,141	0,145	18,3	716,8
Sistema: GLOH (25%) - EtOH (75%)					
G-2-1	0,167	0,140	0,134	22,5	717,1
G-2-2	0,238	0,165	0,162	21,0	716,7
G-3-1	0,127	0,118	0,114	21,8	717,5
G-3-2	0,180	0,135	0,133	20,6	717,5

en la Tabla 5.17.

Los valores de la Tabla 5.17 muestran una buena concordancia de los resultados experimentales con los predichos teóricamente, lo que confirma la validez de la ecuación [5.12] y la aplicabilidad del modelo desarrollado en el rango de propiedades físicas, hidrodinámicas y geométricas estudiado.

5.7.1 Desviación respecto a los datos experimentales.

El ajuste de la ecuación [5.12] respecto a todos los datos experimentales obtenidos se puede observar en la Figura 5.16, donde se han representado los valores del coeficiente de transferencia de materia teóricos frente a sus correspondientes datos experimentales (Tablas 5.14 y 5.17). Se puede apreciar que los puntos se agrupan bien alrededor de la diagonal, habiéndose calculado la desviación típica de la ecuación respecto a los valores experimentales de la forma:

$$\sigma_s = \sqrt{\frac{[(k_L^0)_{\text{teór.}} - (k_L^0)_{\text{exp.}}]^2}{N}} \quad [5.39]$$

obteniéndose un valor de 0,0086

5.8 La turbulencia en la fase líquida.

Como ya se ha mencionado en el apartado 5.2, los

TABLA 5.17

Predicción de k_L^0 .

Expto.	$(k_L^0)_{\text{exp.}}$ (m/h)	$(k_L^0)_{[5.12]}$ (m/h)	Desviación (%)
E-2-1	0,120	0,127	5,5
E-2-2	0,153	0,156	1,9
E-3-1	0,106	0,107	0,9
E-3-2	0,127	0,131	3,1
F-2-1	0,130	0,135	3,7
F-2-2	0,152	0,166	8,4
F-3-1	0,113	0,114	0,9
F-3-2	0,145	0,139	4,3
G-2-1	0,134	0,132	1,5
G-2-2	0,162	0,162	0,0
G-3-1	0,114	0,111	2,7
G-3-2	0,133	0,136	2,2

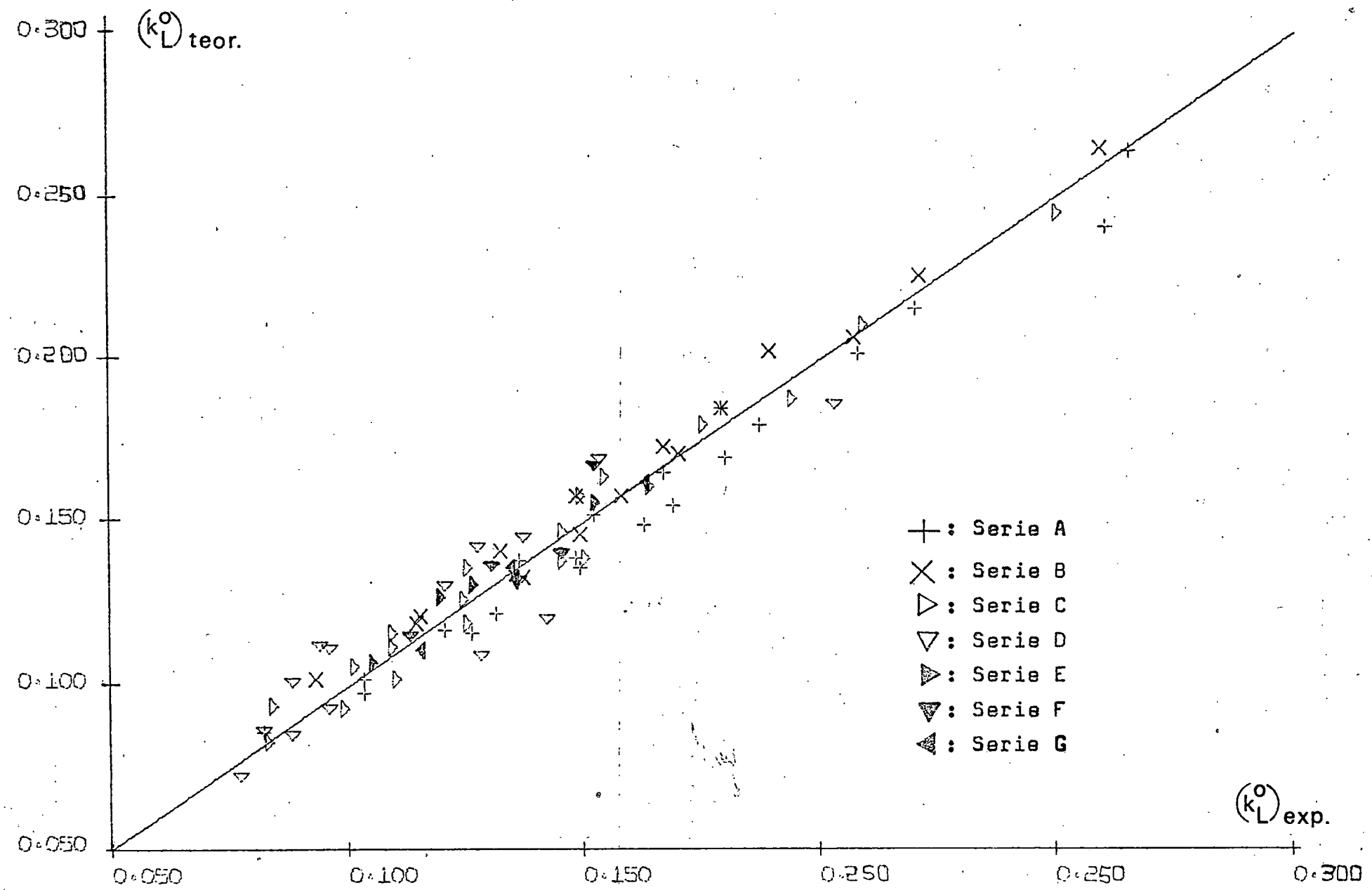


FIGURA 5.16

caudales de líquido utilizados indican, en principio, que el régimen de circulación de la película ha de ser laminar. Así, al menos lo establecen numerosos autores (Fulford, 1964), que afirman que para Reynolds aproximadamente menores de 10, el régimen debe ser laminar sin ondas. Sin embargo, parece ser que todos estos autores se basan en simples apreciaciones visuales, ya que se ha demostrado teóricamente (Benjamin, 1957) que para cualquier caudal existen ondas en la película, o lo que es lo mismo, la película es siempre intrínsecamente inestable.

Por otro lado, cuando una película resbala por una pared, el rozamiento con ésta ha de inducir necesariamente un movimiento de rodadura en los elementos microscópicos del fluido. Este hecho, unido a las fuerzas de tensión superficial, hace pensar que el movimiento de los elementos del líquido no sea laminar, sino que posea un cierto grado de turbulencia.

Esta afirmación se vé corroborada por los valores de los coeficientes de transferencia de materia obtenidos experimentalmente. Si el movimiento fuese laminar, la transferencia de materia habría de ser sólo función de la difusividad molecular, ya que D_T tendría que ser nula. Sin embargo, los valores de b obtenidos en el apartado 5.3 son del orden de 10^4 (h^{-1}). Teniendo en cuenta que los espesores de película son del orden de 10^{-4} (m), la difusividad turbulenta es del orden de magnitud:

$$D_T \approx (10^4)(10^{-4})^2 = 10^{-4} \text{ (m}^2\text{/h)}$$

es decir, unas 100 veces superiores a la difusividad molecular, por lo que adquiere más importancia que ésta.

Con respecto a la capa límite turbulenta postulada en el apartado 5.6.1, se acepta normalmente que tal capa límite se produce cuando un líquido de espesor infinito circula horizontalmente contra los bordes de una lámina plana asimismo horizontal, a un número de Reynolds de aproximadamente 700 (Schlichting, 1968). Sin embargo, en la definición de este Reynolds crítico se hace hincapié en que puede ser mucho más bajo cuando se dan ciertas condiciones de perturbación en el seno o en las proximidades del líquido.

Considerando que una columna de paredes mojadas es un dispositivo donde el líquido fluye verticalmente y se produce el fenómeno de rodadura ya indicado, así como una perturbación exterior en forma de contracorriente gaseosa, se puede admitir que a Reynolds menores de 10 exista un cierto grado de turbulencia en la película.

Así pues, los bajos valores del Reynolds utilizados no deben implicar que a nivel microscópico no exista una turbulencia apreciable en la película que desciende por la pared de un tubo, turbulencia que aumenta considerablemente la transferencia de materia respecto a su valor correspondiente al régimen laminar.

6. CONCLUSIONES

6. CONCLUSIONES

Los resultados de la presente investigación se pueden sintetizar en los siguientes puntos:

1) Se diseñó, contruyó y se puso a punto una columna de paredes mojadas como contactor gas-líquido, de área interfacial medible, para el estudio de coeficientes de transferencia de materia, y se determinaron sus condiciones fluidodinámicas de funcionamiento.

2) El estudio bibliográfico realizado, aplicado a las experiencias de laboratorio, ha mostrado que la columna está prácticamente exenta tanto de efectos de entrada como de efectos finales.

Asimismo se ha comprobado que el gas no ejerce ninguna influencia sobre la circulación de la película líquida y que las ondas que se producen en la superficie de ésta no aumentan apreciablemente el área de contacto gas-líquido.

3) Por no disponer de valores bibliográficos, se determinaron experimentalmente los datos de solubilidad del CO_2 en cada uno de los sistemas líquidos utilizados, necesarios para el cálculo del coeficiente de transferencia de materia.

4) El modelo que introduce el concepto de difusividad turbulenta como una función cuadrática de la distancia a la interfase, desarrollado en anteriores trabajos de nuestro Departamento, fue aplicado para la absorción física de CO_2 en cuatro sistemas líquidos utilizando el contactor mencionado, constatándose que el parámetro b de la difusividad turbulenta seguía una relación diferente con las variables físicas e hidrodinámicas del sistema a la encontrada para columnas de esferas y cilindros (Camacho y cols., 1976).

5) Con objeto de encontrar la relación entre las variables citadas, se correlacionaron los datos experimentales obteniéndose la siguiente ecuación:

$$b = 1,962 \cdot 10^9 \text{ Re}^{1,10} \text{ Ts}^{1,05} \left(\frac{h}{H} \right)^{0,90} (h^{-1}) \quad [5.10]$$

que fue modificada para conseguir mayor sencillez de aplicación e interpretación, sin que perdiera por ello precisión respecto a los datos experimentales, en:

$$b = 1,511 \cdot 10^9 \text{ Re} \text{ Ts} \left(\frac{h}{H} \right) (h^{-1}) \quad [5.12]$$

6) La comparación de la ecuación [5.12] con las obtenidas para el coeficiente de transferencia de materia por diferentes autores muestra una notable coincidencia con la

variable $H^{-1/2}$ y con $\sigma^{-1/2}$ (en los autores que estudian esta propiedad física), no pudiéndose deducir ningún hecho concluyente respecto a los módulos de Reynolds y de tensión superficial, debido a la gran discrepancia existente sobre los exponentes de los mismos encontrada en la bibliografía.

7) Se intenta justificar teóricamente la ecuación [5.12] usando como base el modelo de Levich-Davies para la transferencia de materia a través de una interfase libre, que se modifica teniendo en cuenta la teoría de la capa límite y la influencia de la tensión superficial sobre el espesor de ésta.

Admitiendo que en la película líquida descendente la velocidad de los enjambres turbulentos, que se dirigen a la interfase en dirección normal a la misma, se atenúa por la tensión superficial en una zona comprendida entre la capa límite y la interfase, hasta reducirse a cero en ésta, se llega a la relación simplificada:

$$b \propto Re Ts \left(\frac{h}{H} \right)$$

expresión que tiene la misma forma que la [5.12], obtenida por métodos empíricos.

8) Se comprobó la validez de la ecuación propuesta, [5.12], aplicándola a la absorción de CO_2 en otros tres sistemas líquidos, obteniéndose resultados que presentaban una desviación media del 3% respecto a la ecuación citada.

7. RECOMENDACIONES

7. RECOMENDACIONES

Las conclusiones alcanzadas en esta investigación sugieren que los próximos trabajos en este campo deberían dirigirse fundamentalmente a:

- 1º) Tratar de confirmar la validez general de la ecuación propuesta para absorción física mediante el estudio experimental de sistemas en los que las propiedades físicas de la fase líquida, viscosidad, densidad y tensión superficial varíen en un intervalo lo más amplio posible, en especial la viscosidad, ya que es la variable que mayor influencia ejerce sobre el módulo de tensión superficial.
- 2º) Con el mismo objeto, utilizar longitudes mayores de columna (cuidando de la aparición de rizados en su parte inferior), así como tubos de diferentes diámetros internos, estudiando así la variación de las dos magnitudes que componen el módulo geométrico.
- 3º) Operar a caudales de mojado mayores de la fase líquida, lo que implica números de Reynolds más elevados, teniendo en cuenta la formación de ondas con el consiguiente aumento de la superficie

interfacial y, por tanto, de la absorción.

- 4º) Aplicar la ecuación obtenida empíricamente y justificada semicuantitativamente a partir de la teoría de Levich a otros sistemas gas - líquido, tanto para procesos de absorción física como para aquéllos en los que se produce alguna reacción química.

8. APENDICES

8. APENDICES

8.1 Calibrado experimental de los medidores de caudal.

a) Fase gaseosa.

Para la medida del caudal de CO_2 se usó un diafragma de vidrio que se calibró experimentalmente con nitrógeno.

La caída de presión en el estrechamiento se medía mediante un manómetro de mercurio y se determinaba también la sobrepresión post-orificio mediante un manómetro de mercurio abierto, y la temperatura. Este medidor se calibró con nitrógeno, aunque posteriormente se comprobó también con CO_2 , utilizando en ambos casos un contador de burbuja.

El caudal de gas se relacionó con la pérdida de carga a través del orificio representando

$$Q \sqrt{\frac{P \cdot M}{T}}$$

frente a la diferencia manométrica, Δh , en papel doble logarítmico. Q, P y T representan el caudal volumétrico en condiciones post-orificio (l/h), la presión (mm Hg) y la temperatura ($^{\circ}\text{K}$) en este punto, respectivamente. En

la Tabla 8.1 se indican los resultados correspondientes a este calibrado, que se han representado en la Figura 8.1.

b) Fase líquida.

Para medir el caudal de líquido se utilizó asimismo un diafragma de vidrio. Se usó como líquido manométrico el propio fluido de trabajo circulante, llevándose a cabo el calibrado por medición directa del tiempo durante el que se recoge un cierto volumen de líquido para cada caída de presión en el orificio. Los resultados obtenidos se indican en las Tablas 8.2 a 8.8 y se han representado en papel doble logarítmico en las Figuras 8.2 a 8.8.

8.2 Datos de equilibrio.

A continuación se presentan los datos experimentales obtenidos por medida de solubilidades, según lo indicado en el apartado 3.2.2.

Las Tablas 8.9 (a) a 8.15 (a) presentan los datos obtenidos por medida directa en el aparato, y están representados en las Figuras 8.9 (a) a 8.15 (a). A partir de estas figuras se leen, para cada sistema en estudio, los valores de concentración para cada presión, a las distintas temperaturas, obteniéndose así las Tablas 8.9 (b) a 8.15 (b), cuyos valores están representados para cada sistema en las Figuras 8.9 (b) a 8.15 (b). Estos últimos datos temperatura - composición a presión constante, son los que se utilizan directamente en el cálculo de los valores de k_L .

TABLA 8.1

Calibrado del diafragma de CO₂.

Δh (cm)	Q $\frac{P \cdot M}{T}$
3,9	10,73
9,5	16,91
19,3	25,11
28,5	31,76
39,1	36,41
54,5	40,57

TABLA 8.2

Calibrado del diafragma de amilico.

Δh (cm)	L (l/h)
7,9	1,06
16,8	1,68
27,6	2,25
41,4	2,86
60,1	3,61

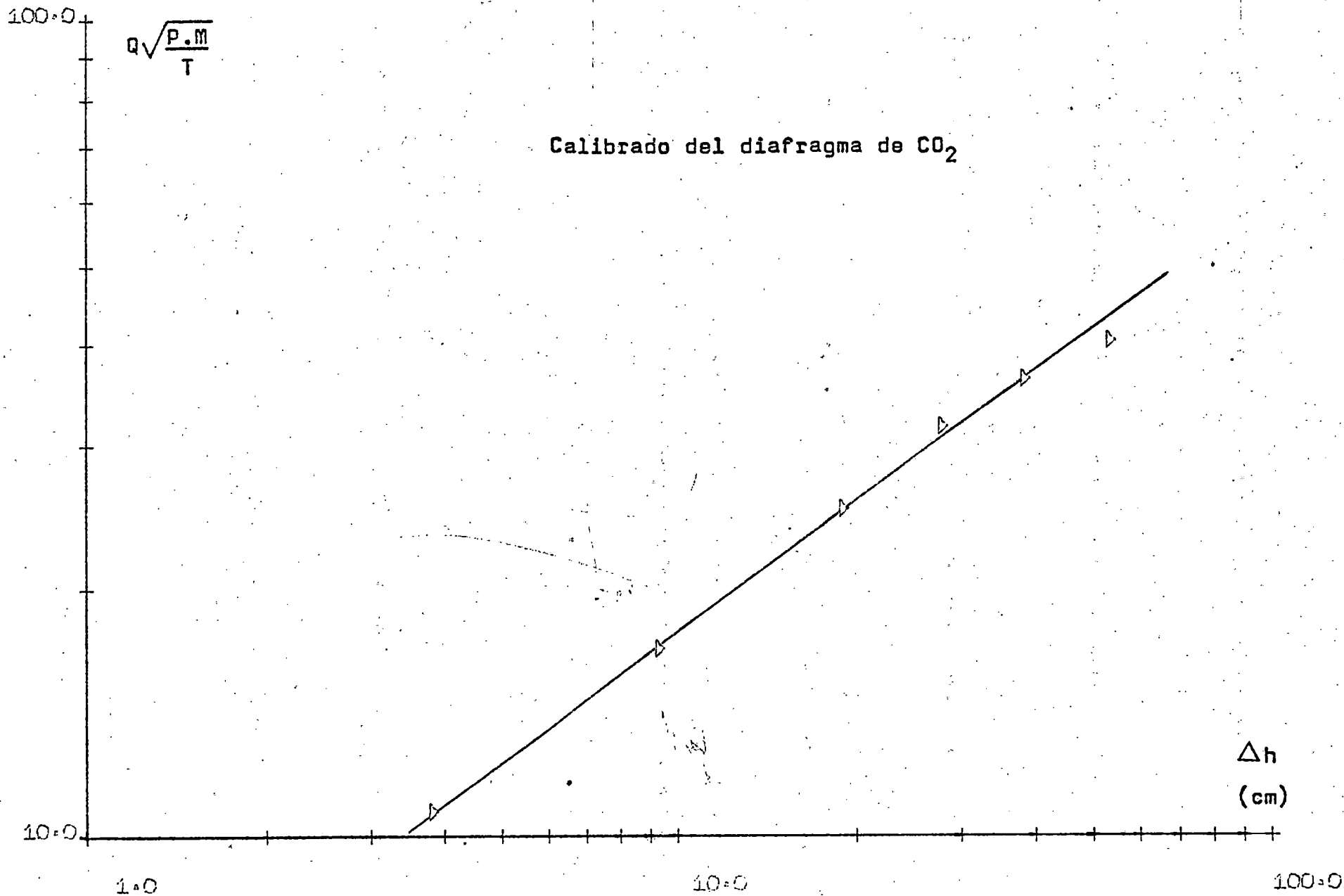


FIGURA 8.1

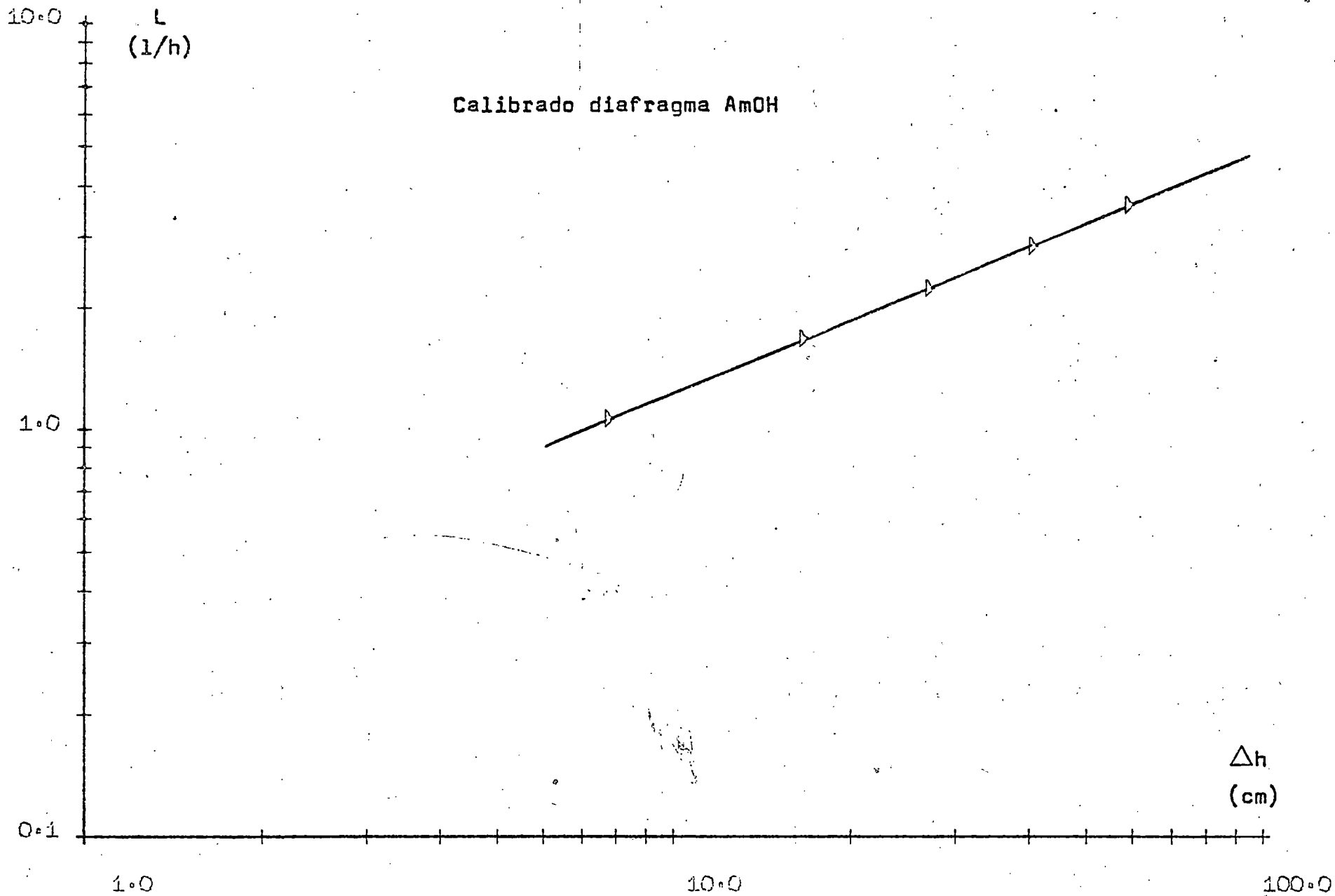


FIGURA 8.2

TABLA 8.3

Calibrado del diafragma de AmOH (90%) - EtOH (10%).

Δh (cm)	L (1/h)
4,8	0,74
9,0	1,13
14,8	1,53
24,3	2,04
35,9	2,57

TABLA 8.4

Calibrado del diafragma de AmOH (50%) - EtOH (50%).

Δh (cm)	L (1/h)
3,2	0,64
7,5	1,09
16,8	1,83
26,6	2,40
41,2	3,06

L
(l/h)

Calibrado diafragma AmOH (90%) - EtOH (10%)

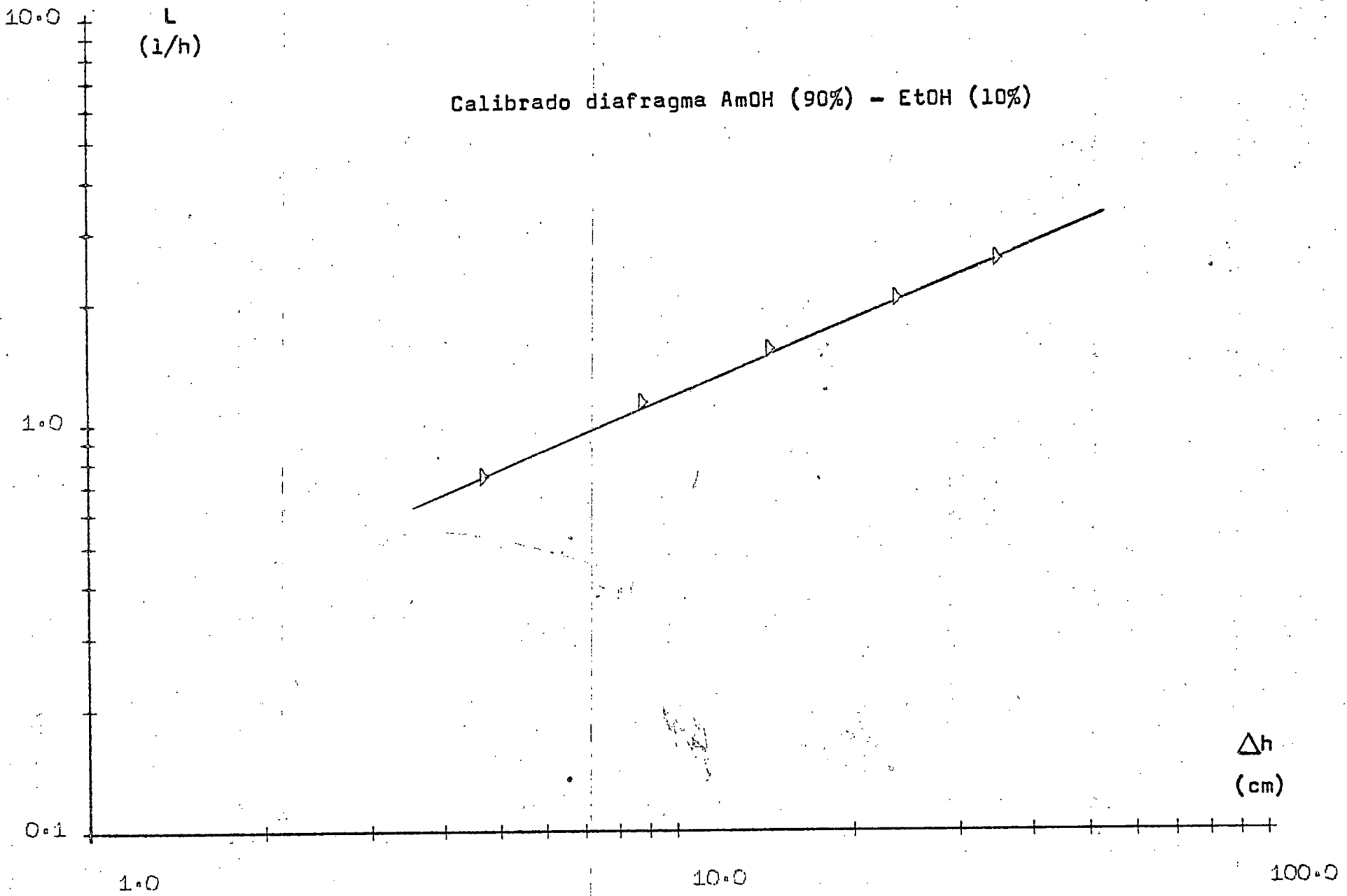


FIGURA 8.3

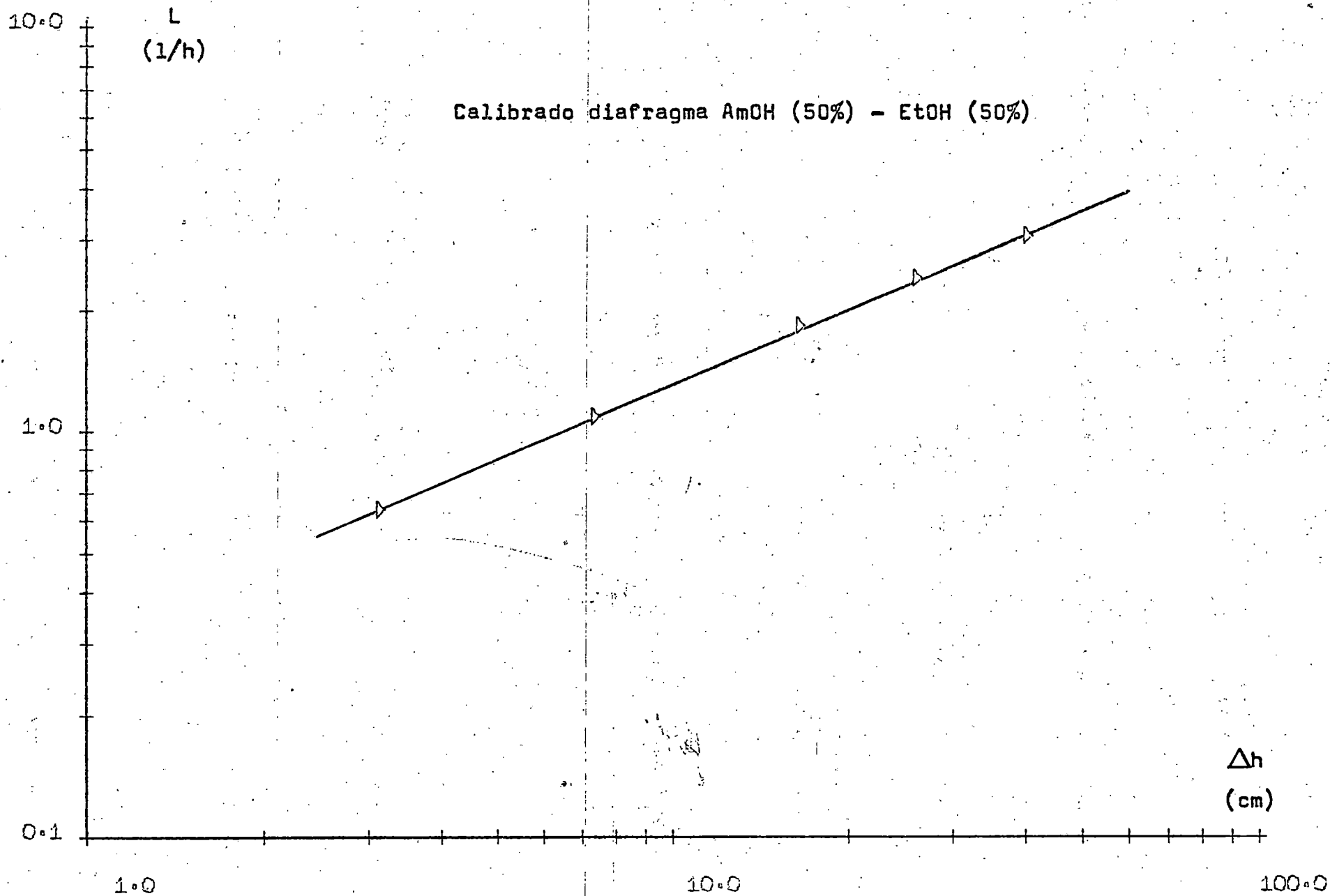


FIGURA 8.4

TABLA 8.5

Calibrado del diafragma de etanol.

Δh (cm)	L (l/h)
1,3	0,43
8,9	1,34
18,3	1,98
29,8	2,60
45,3	3,26

TABLA 8.6

Calibrado del diafragma de AmOH (70%) - EtOH (30%).

Δh (cm)	L (l/h)
9,6	1,29
16,0	1,70
24,5	2,18
33,0	2,57
43,5	3,00

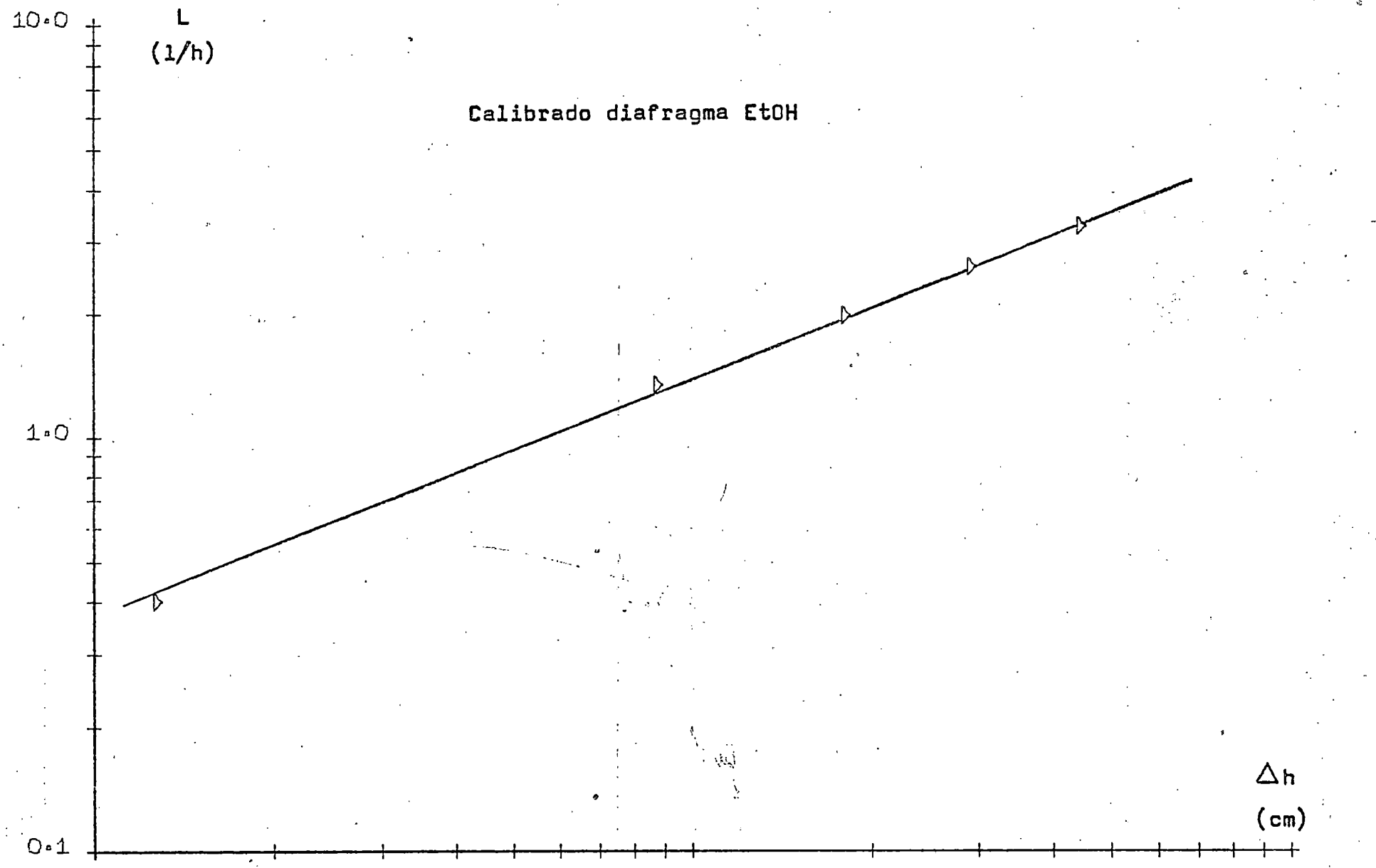


FIGURA 8.5

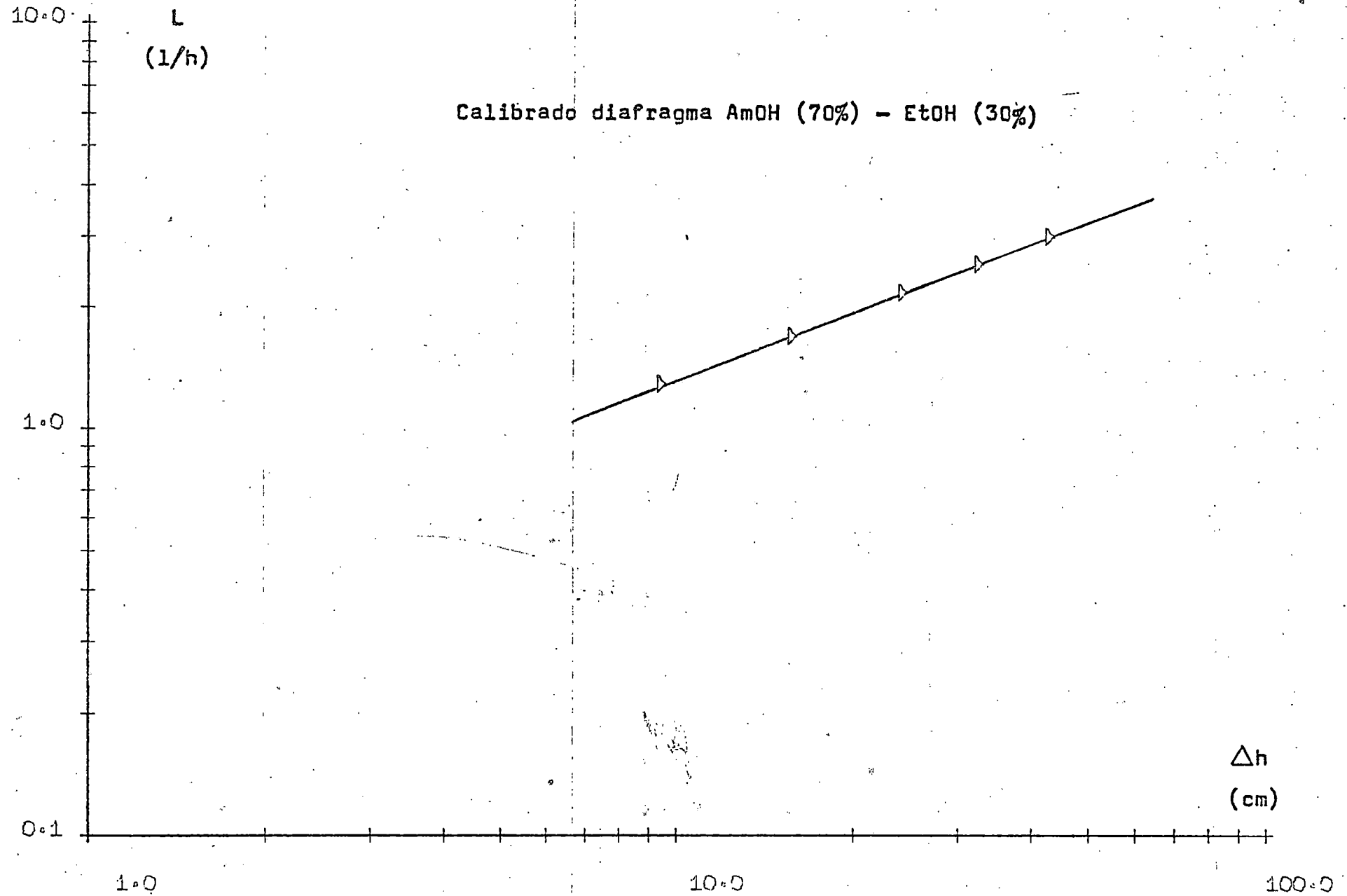


FIGURA 8.6

TABLA 8.7

Calibrado del diafragma de isopropilico.

Δh (cm)	L (l/h)
5,0	0,98
11,4	1,50
21,8	2,13
32,3	2,64
42,7	3,09

TABLA 8.8

Calibrado del diafragma de GlOH (25%) - EtOH (75%).

Δh (cm)	L (l/h)
7,5	1,20
17,0	1,87
26,5	2,35
36,0	2,75
45,8	3,14

10.0

L
(1/h)

Calibrado diafragma PrOH

1.0

0.1

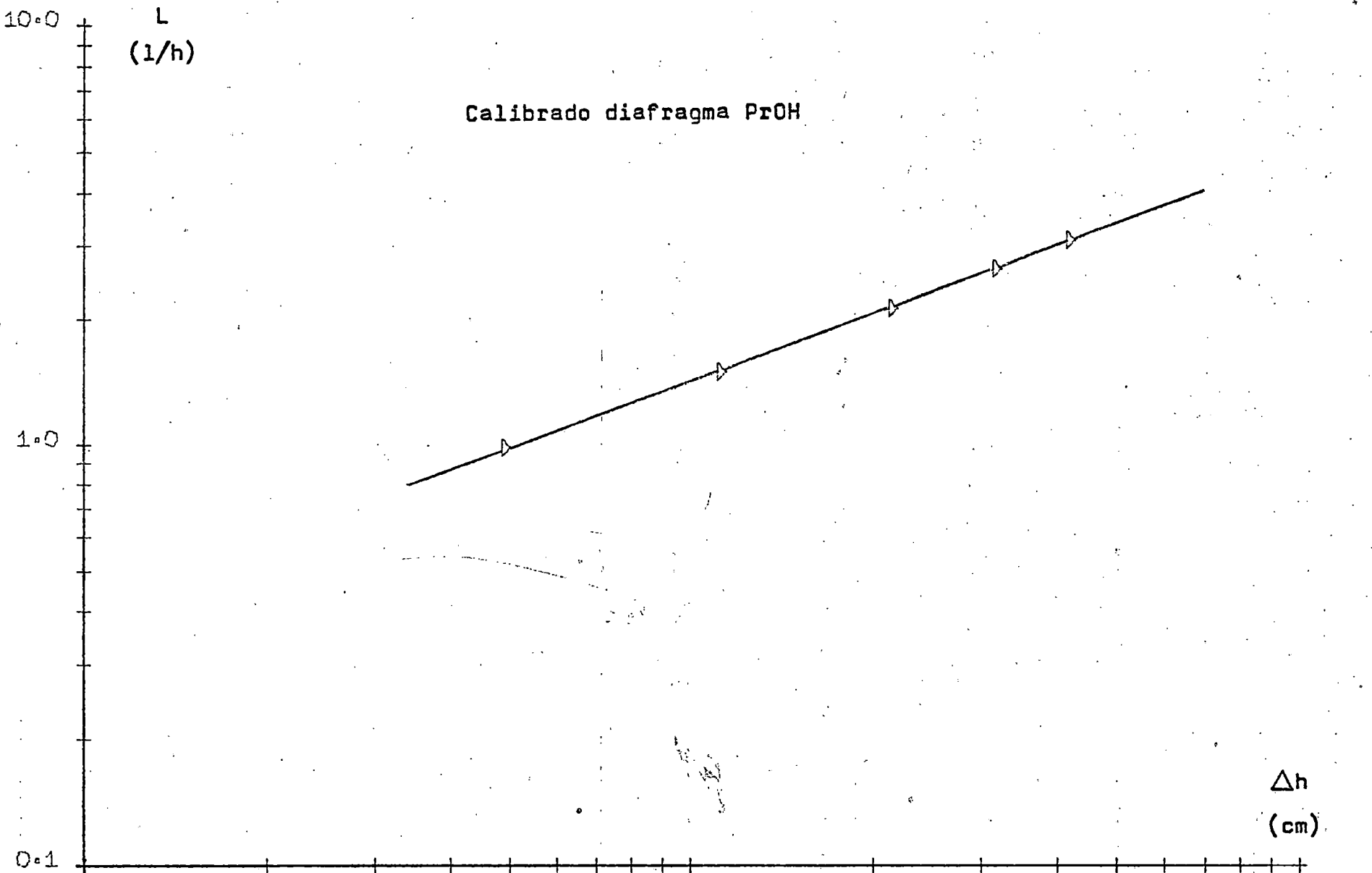
1.0

10.0

100.0

Δh
(cm)

FIGURA 8.7



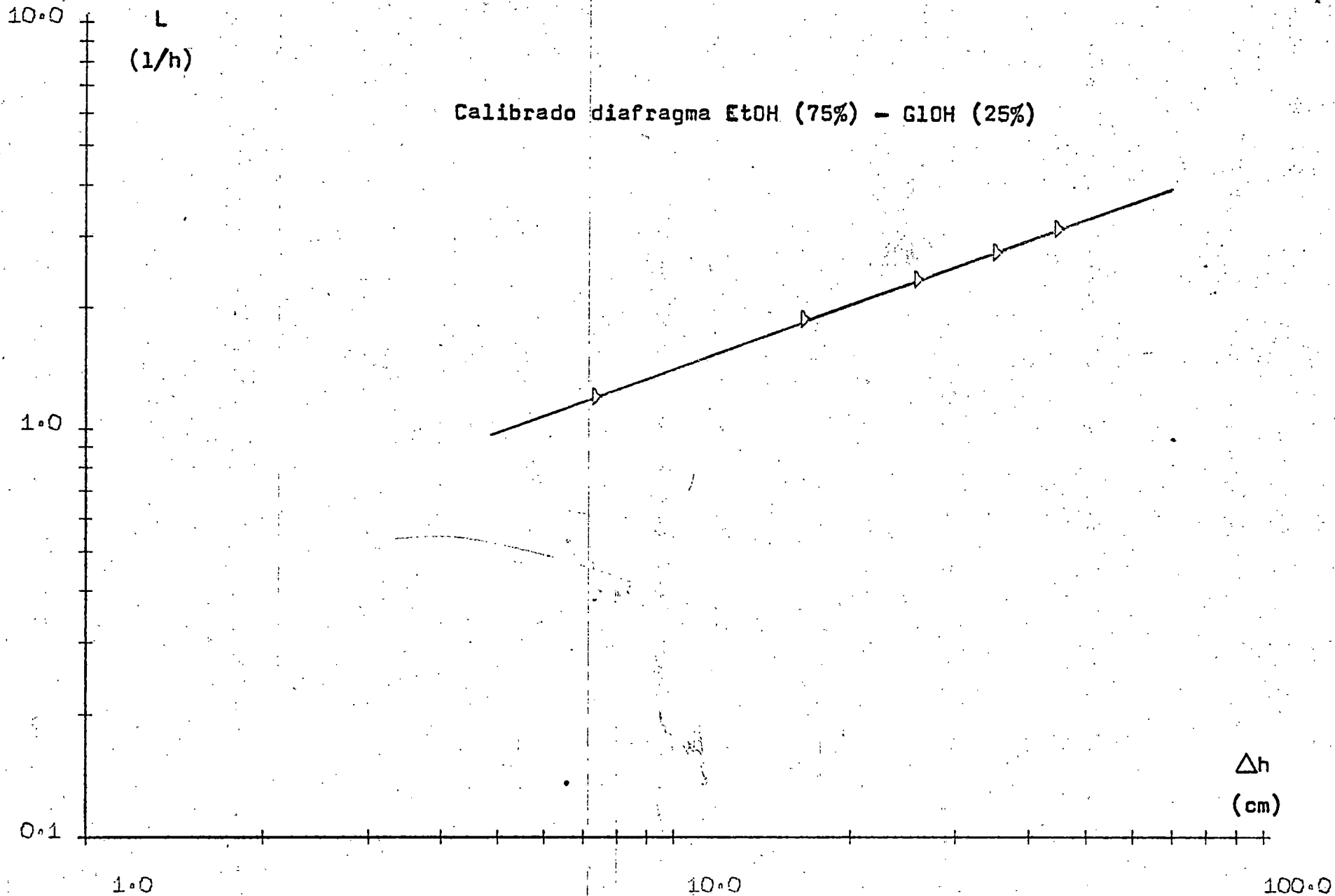


FIGURA 8.8

TABLA 8.9. (a)

Datos de equilibrio P-- C.

Sistema: Amílico puro.

<u>T</u> (°C)	<u>P</u> (mmHg)	<u>C_e</u> (Kg/m ³)
18,0	722,2	3,04
18,0	730,2	3,10
18,0	738,7	3,18
20,0	722,8	2,94
20,0	730,0	3,00
20,0	738,1	3,07
25,0	722,3	2,69
25,0	729,6	2,73
25,0	739,4	2,79

TABLA 8.9. (b)

Datos de equilibrio T - C. Valores de C_e (Kg/m³).

Sistema: Amílico puro.

<u>P</u> (mmHg)	<u>T (°C)</u>		
	18,0	20,0	25,0
715,0	2,98	2,89	2,65
720,0	3,02	2,92	2,68
725,0	3,06	2,96	2,70
730,0	3,10	3,00	2,74

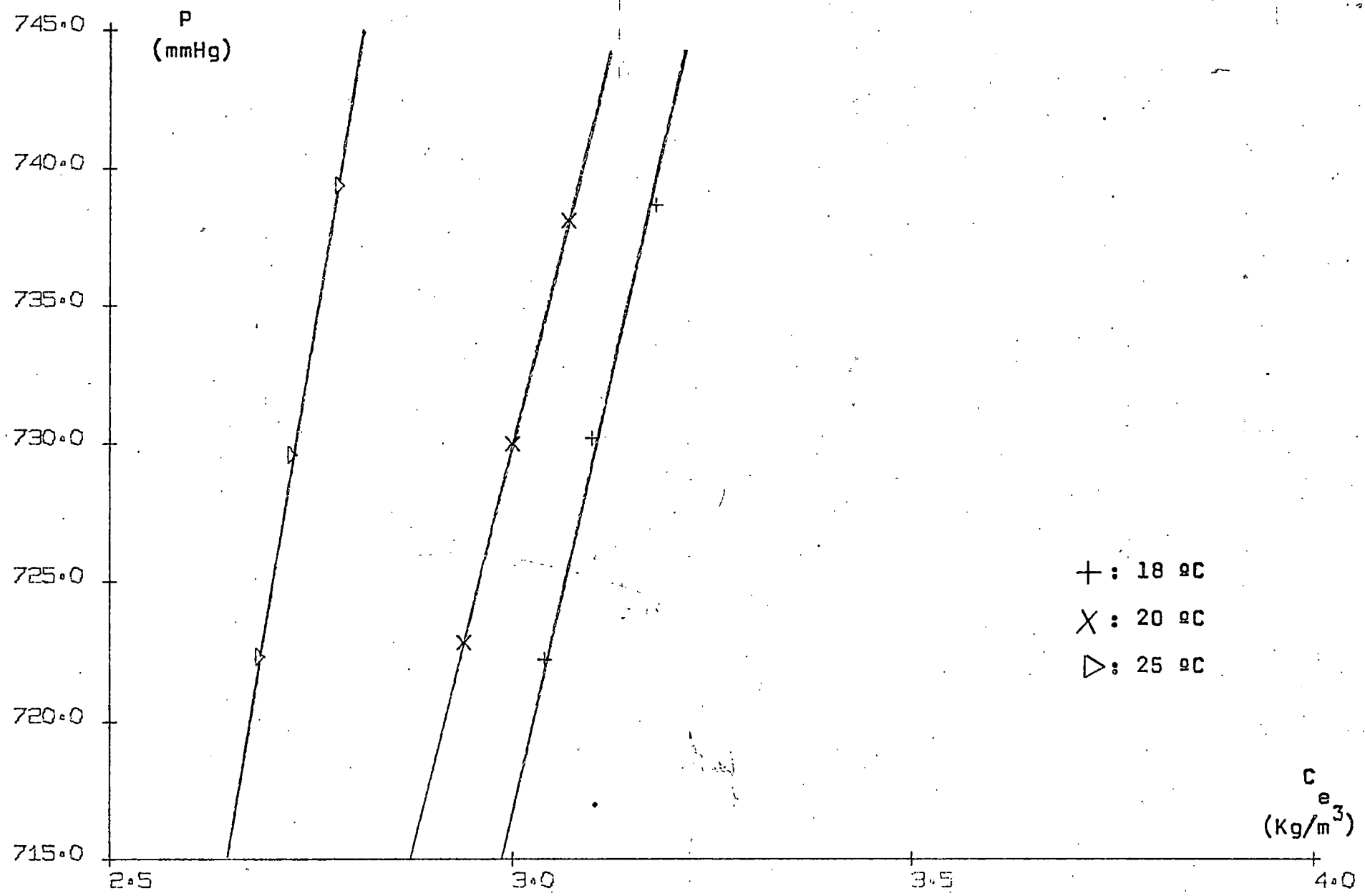


FIGURA 8.9 (a)

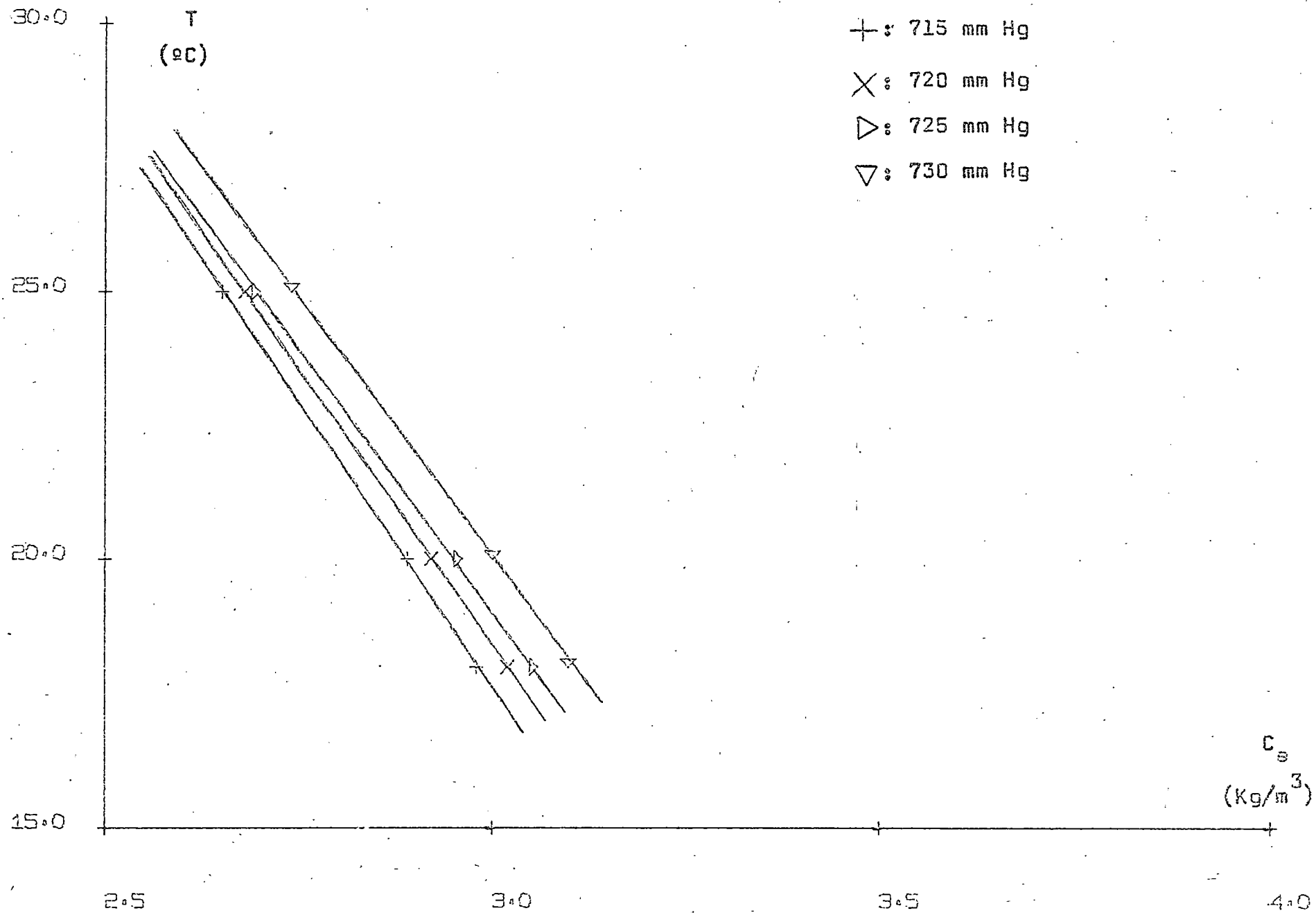


FIGURA 8.9 (b)

TABLA 8.10 (a)

Datos de equilibrio P- C.

Sistema: Amílico (90%) - Etanol (10%).

<u>T</u> (°C)	<u>P</u> (mmHg)	<u>C_e</u> (Kg/m ³)
18,0	722,4	3,39
18,0	732,3	3,54
18,0	736,8	3,61
20,0	720,4	3,23
20,0	734,5	3,44
20,0	742,5	3,56
25,0	729,0	3,06
25,0	730,3	3,09
25,0	740,6	3,30

TABLA 8.10 (b)

Datos de equilibrio T - C. Valores de C_e (Kg/m³).

Sistema: Amílico (90%) - Etanol (10%).

<u>P</u> (mmHg)	<u>T (°C)</u>		
	18,0	20,0	25,0
715,0	3,28	3,14	2,78
720,0	3,36	3,22	2,88
725,0	3,43	3,30	2,98
730,0	3,50	3,37	3,08

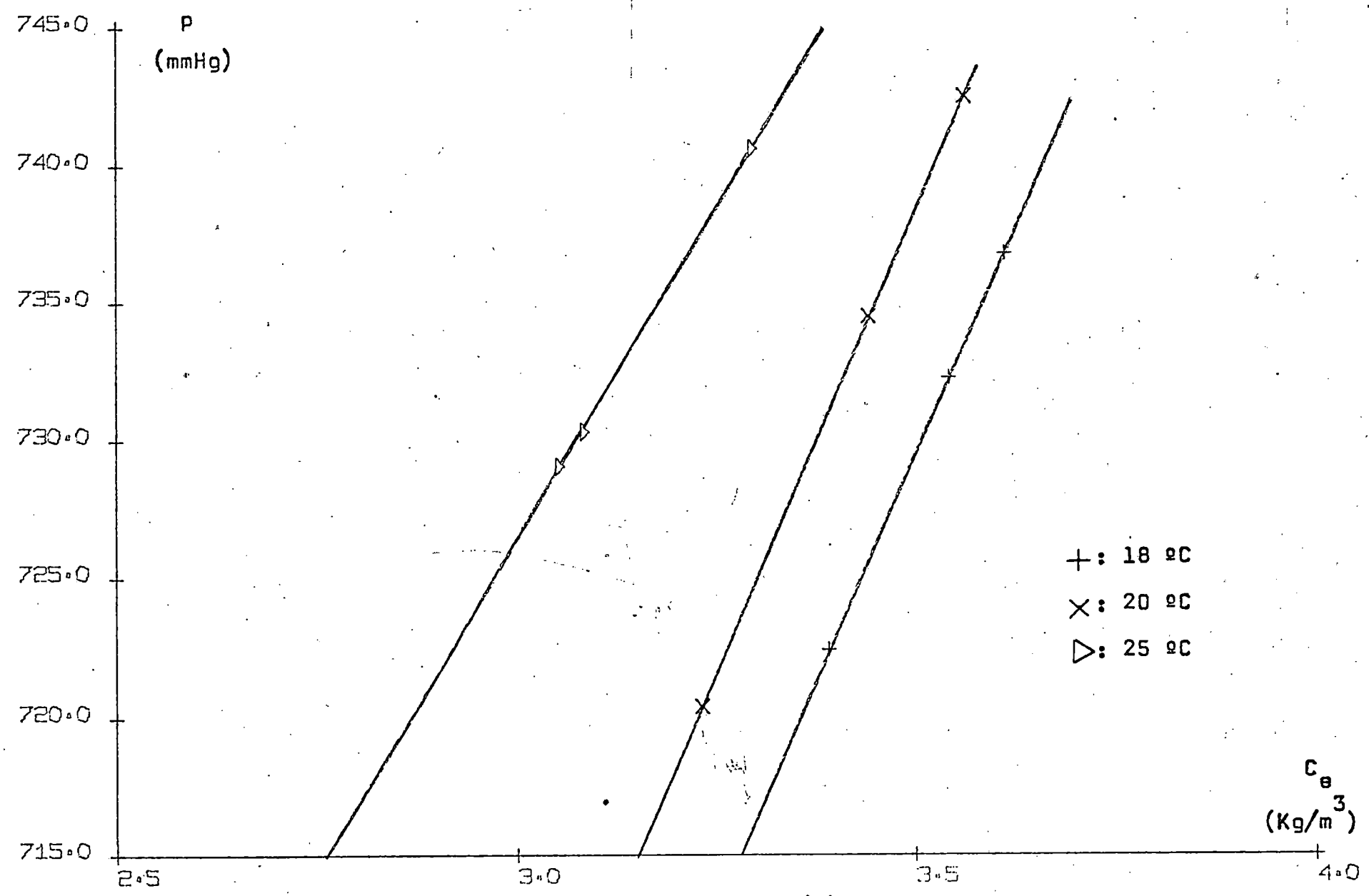


FIGURA 8.10 (a)

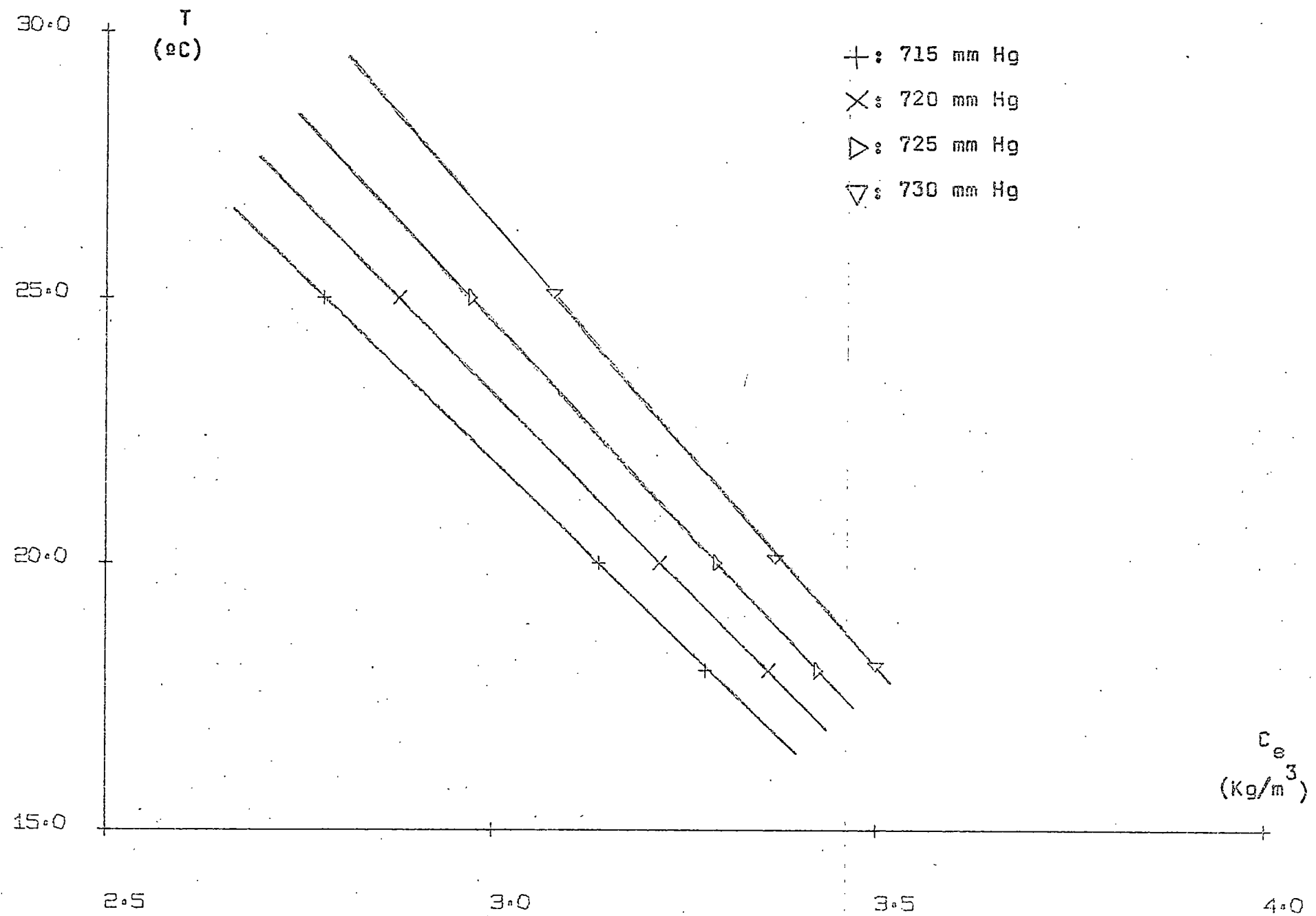


FIGURA 8.10 (b)

TABLA 8.11 (a)

Datos de equilibrio P - C.

Sistema: Amílico (50%) - Etanol (50%).

<u>T</u> (°C)	<u>P</u> (mmHg)	<u>C_e</u> (Kg/m ³)
18,0	723,3	3,63
18,0	731,0	3,68
18,0	740,8	3,77
20,0	722,2	3,48
20,0	731,0	3,55
20,0	741,5	3,62
25,0	721,6	3,18
25,0	729,1	3,25
25,0	739,4	3,32

TABLA 8.11 (b)

Datos de equilibrio T - C. Valores de C_e (Kg/m³).

Sistema: Amílico (50%) - Etanol (50%).

<u>P</u> (mmHg)	<u>T (°C)</u>		
	18,0	20,0	25,0
715,0	3,54	3,43	3,13
720,0	3,59	3,47	3,18
725,0	3,63	3,50	3,21
730,0	3,67	3,54	3,25

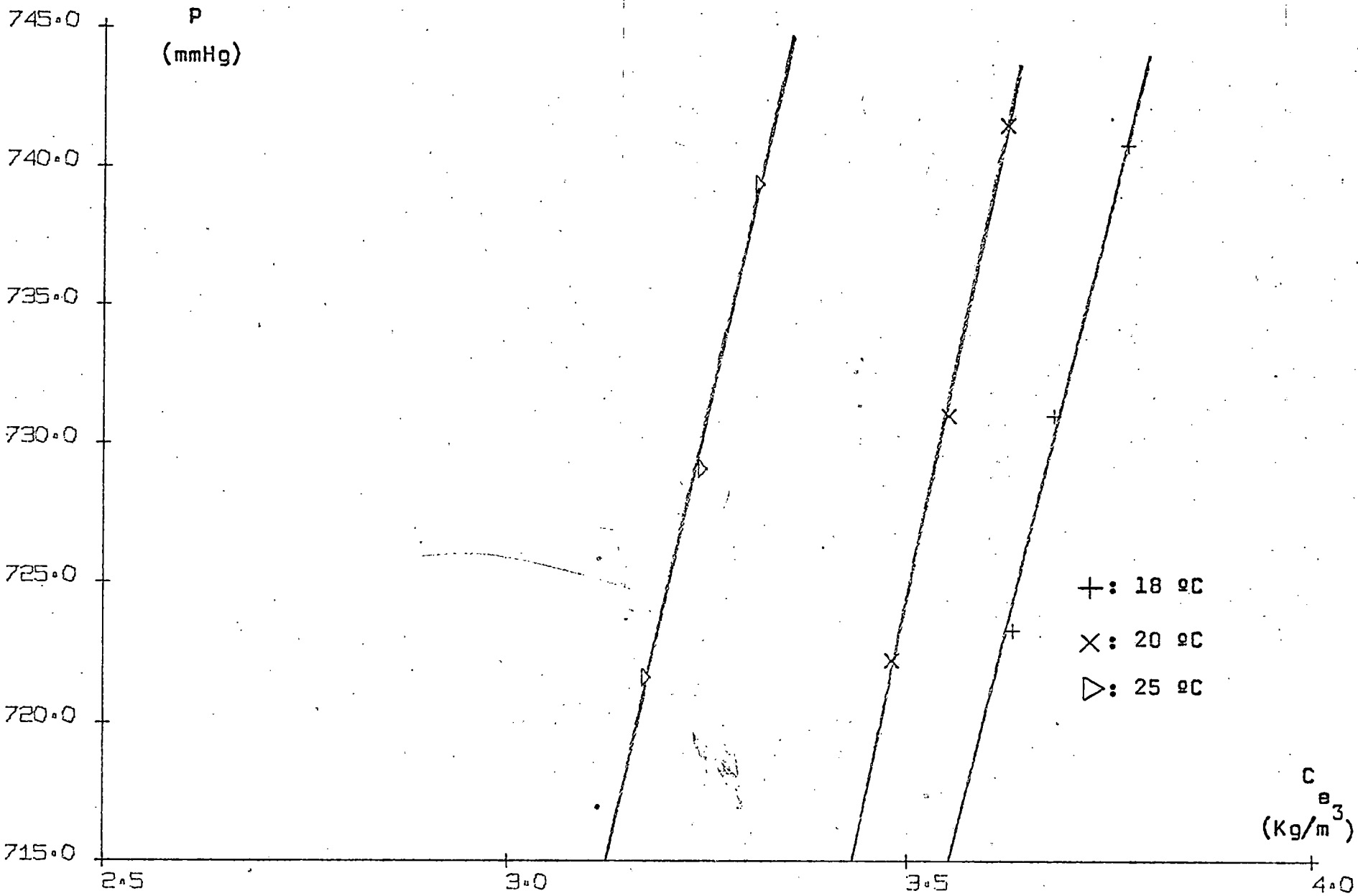


FIGURA 8.11 (a)

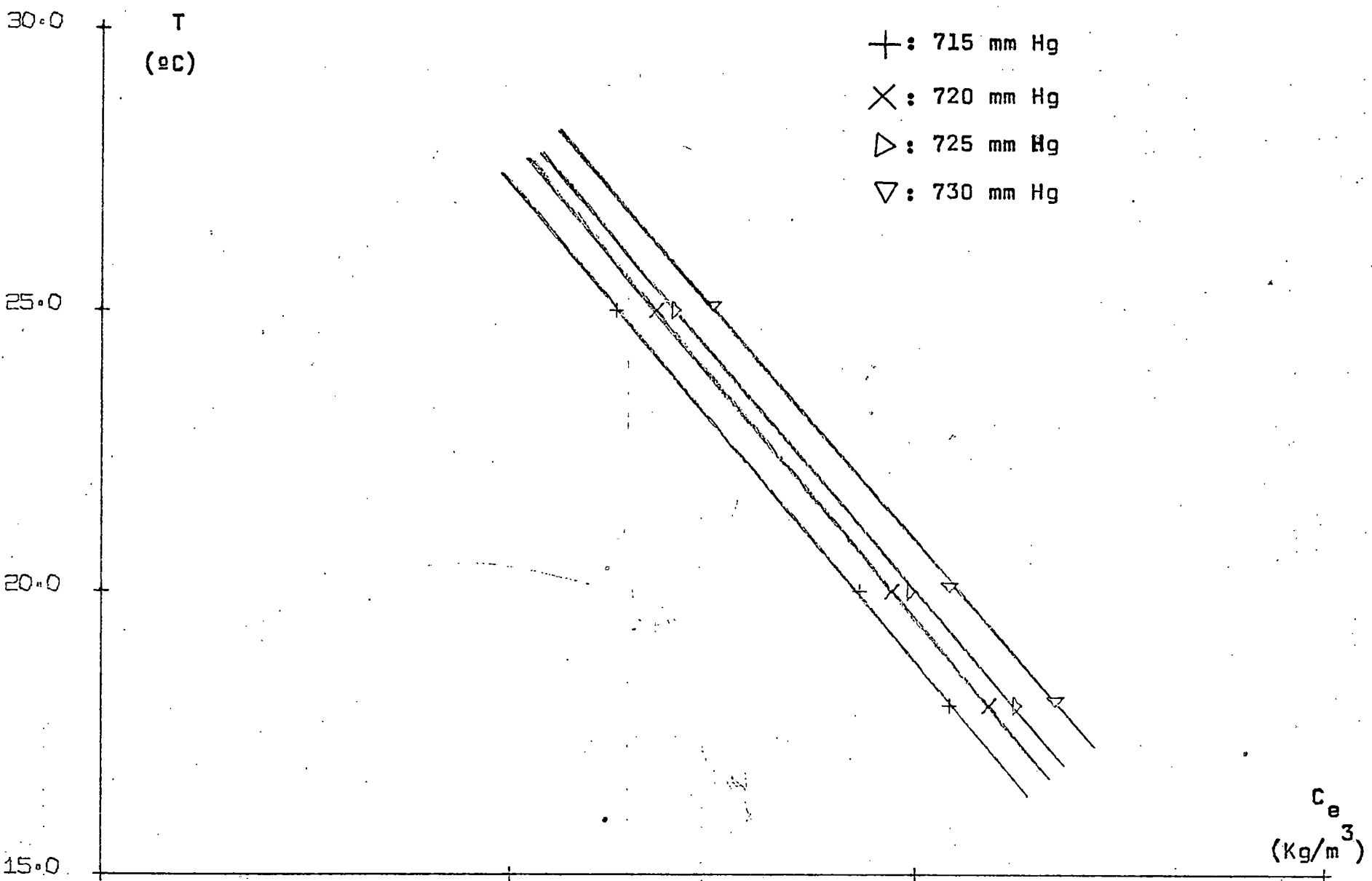


FIGURA 8.11 (b)

TABLA 8.12 (a)

Datos de equilibrio P - C.

Sistema: Etanol comercial.

<u>T</u> (°C)	<u>P</u> (mmHg)	<u>C_e</u> (Kg/m ³)
18,0	720,7	3,60
18,0	730,9	3,70
18,0	739,8	3,79
20,0	720,8	3,42
20,0	730,0	3,50
20,0	740,8	3,61
25,0	720,8	2,94
25,0	729,5	2,99
25,0	739,8	3,06

TABLA 8.12 (b)

Datos de equilibrio T - C. Valores de C_e (Kg/m³).

Sistema: Etanol comercial.

<u>P</u> (mmHg)	<u>T (°C)</u>		
	18,0	20,0	25,0
715,0	3,54	3,36	2,90
720,0	3,59	3,41	2,93
725,0	3,64	3,45	2,96
730,0	3,69	3,50	2,99

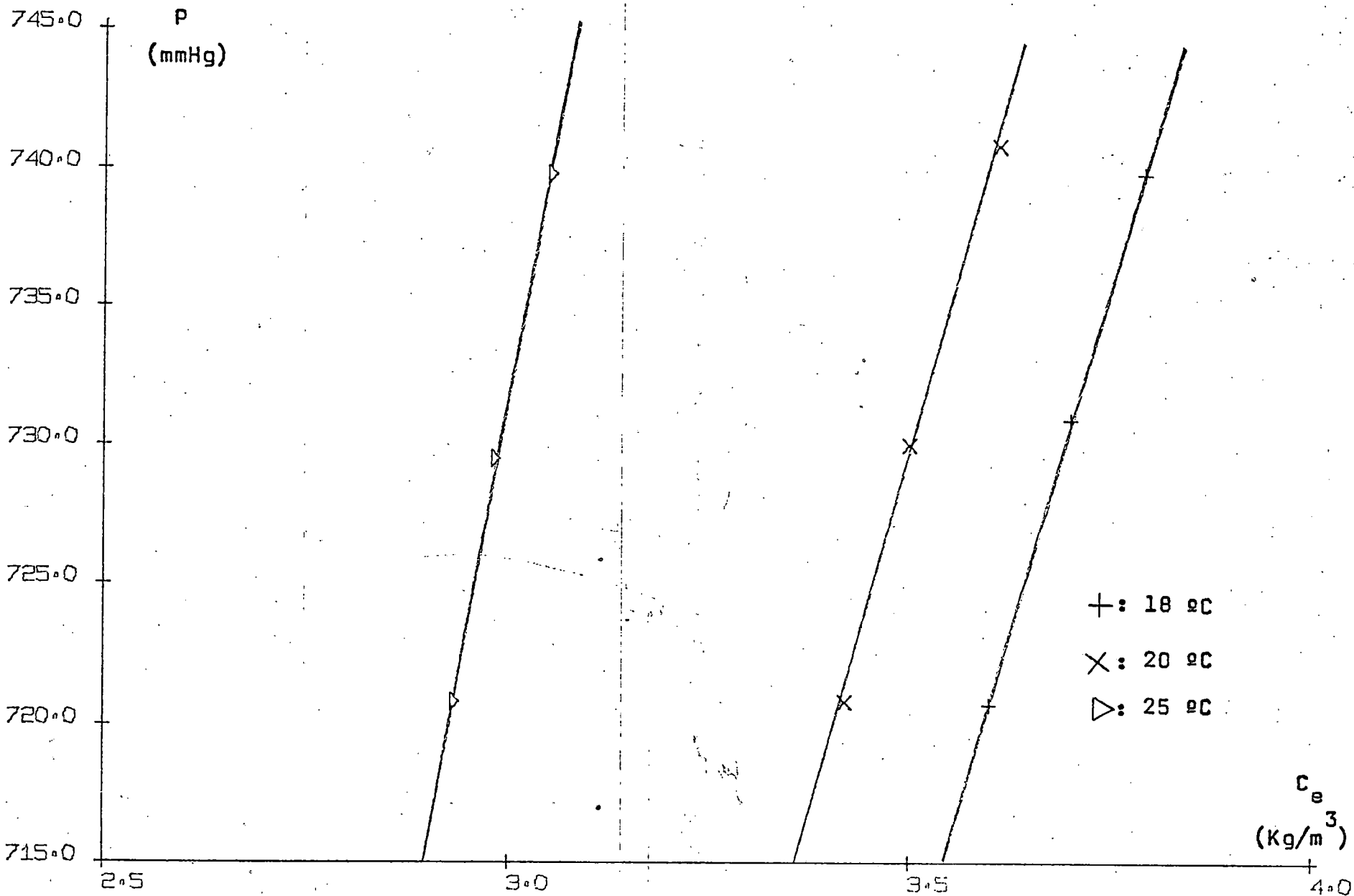


FIGURA 8.12 (a)

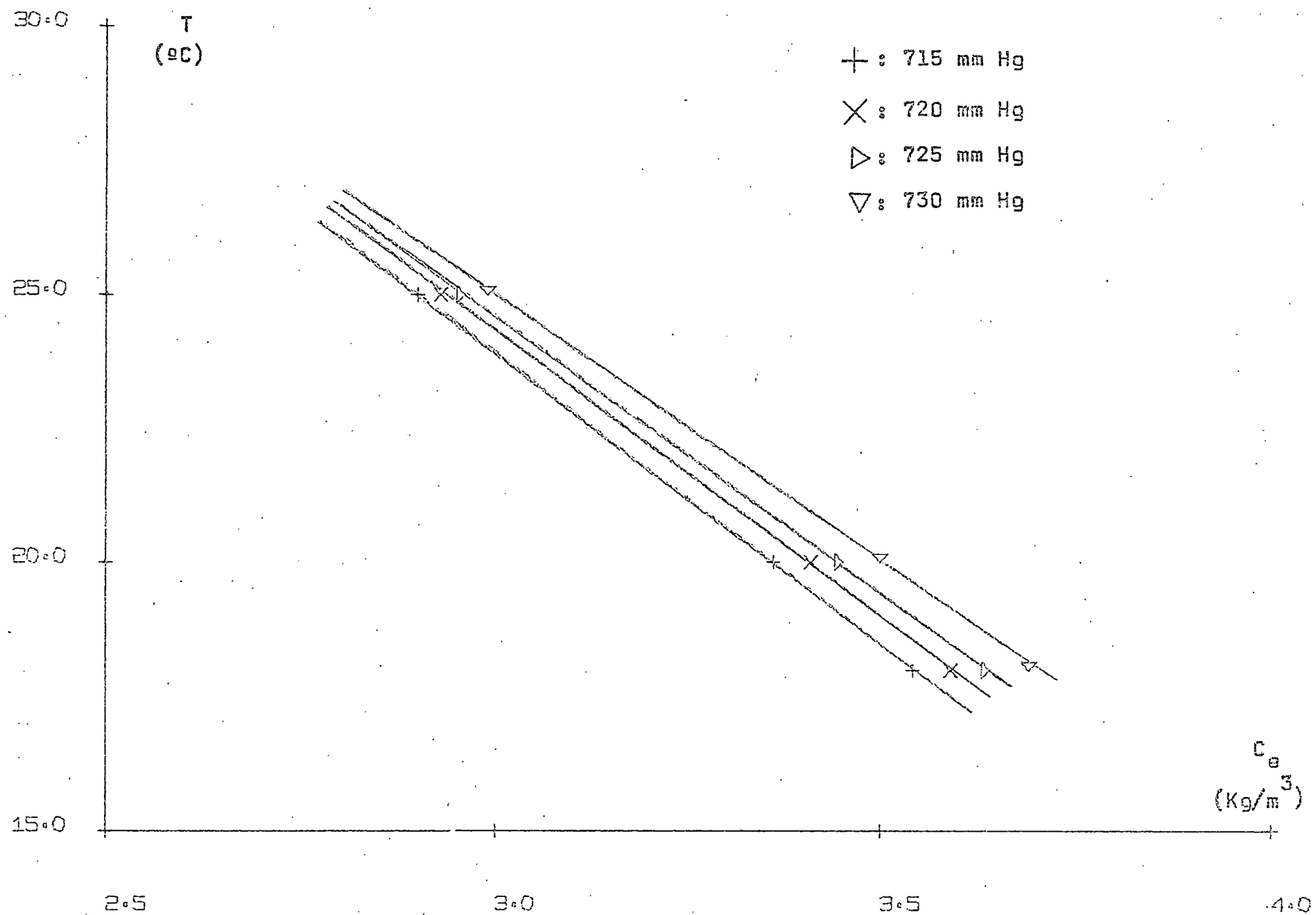


FIGURA 8.12 (b)

TABLA 8.13 (a)

Datos de equilibrio P - C.

Sistema: Amílico (70%) - Etanol (30%).

<u>T</u> <u>(°C)</u>	<u>P</u> <u>(mmHg)</u>	<u>C_e</u> <u>(Kg/m³)</u>
18,0	721,9	3,47
18,0	731,1	3,52
18,0	738,5	3,56
20,0	720,4	3,35
20,0	730,6	3,40
20,0	740,9	3,44
25,0	722,5	3,05
25,0	730,0	3,07
25,0	740,3	3,09

TABLA 8.13 (b)

Datos de equilibrio T - C. Valores de C_e (Kg/m³).

Sistema: Amílico (70%) - Etanol (30%).

<u>P</u> <u>(mmHg)</u>	<u>T (°C)</u>		
	<u>18,0</u>	<u>20,0</u>	<u>25,0</u>
715,0	3,44	3,33	3,03
720,0	3,47	3,35	3,06
725,0	3,49	3,37	3,06
730,0	3,52	3,39	3,07

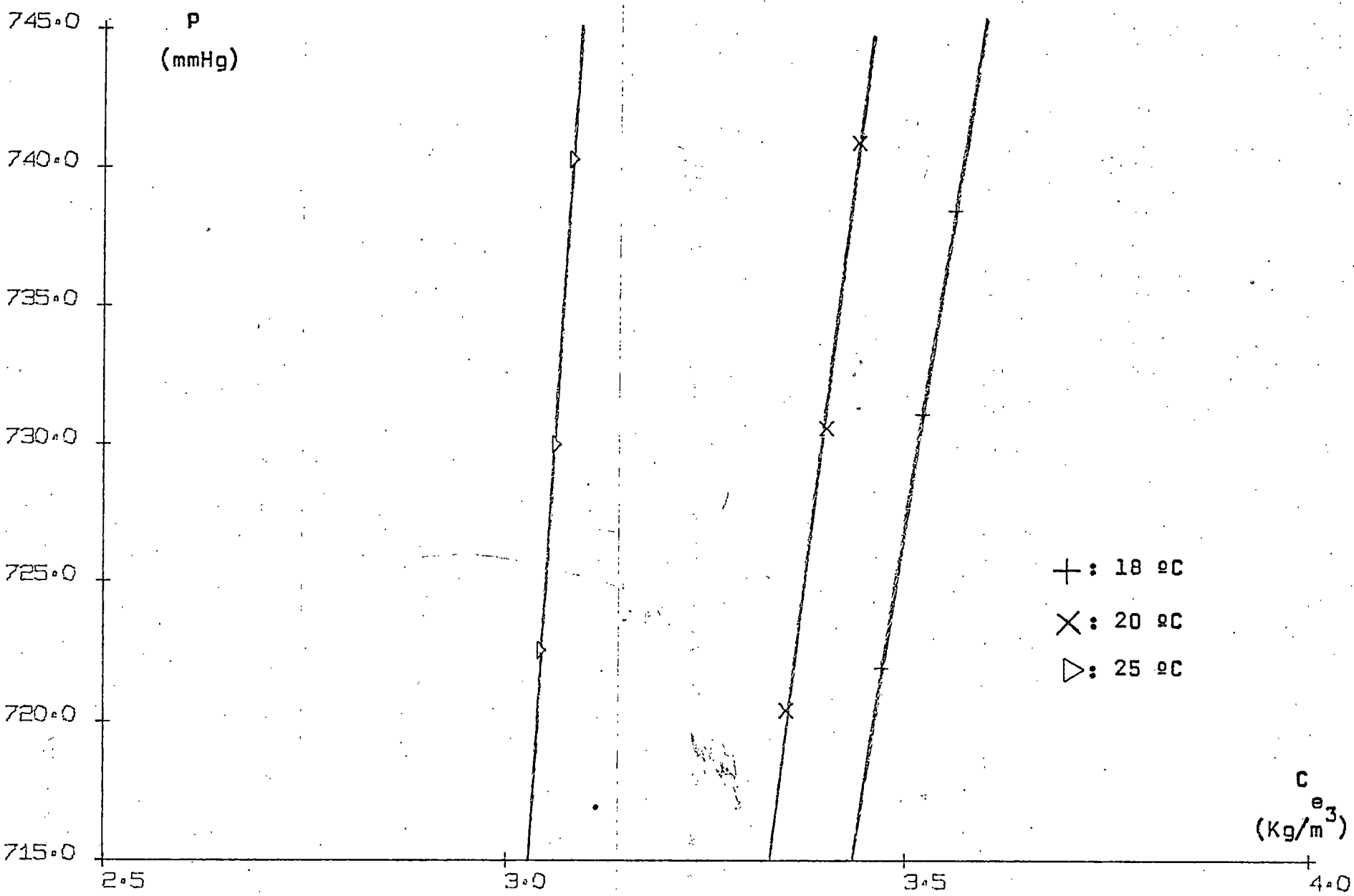


FIGURA 8.13 (a)

30.0

T
(°C)

- + : 715 mm Hg
- × : 720 mm Hg
- ▷ : 725 mm Hg
- ▽ : 730 mm Hg

25.0

20.0

15.0

C_e
(Kg/m³)

2.5

3.0

3.5

4.0

FIGURA 8.13 (b)

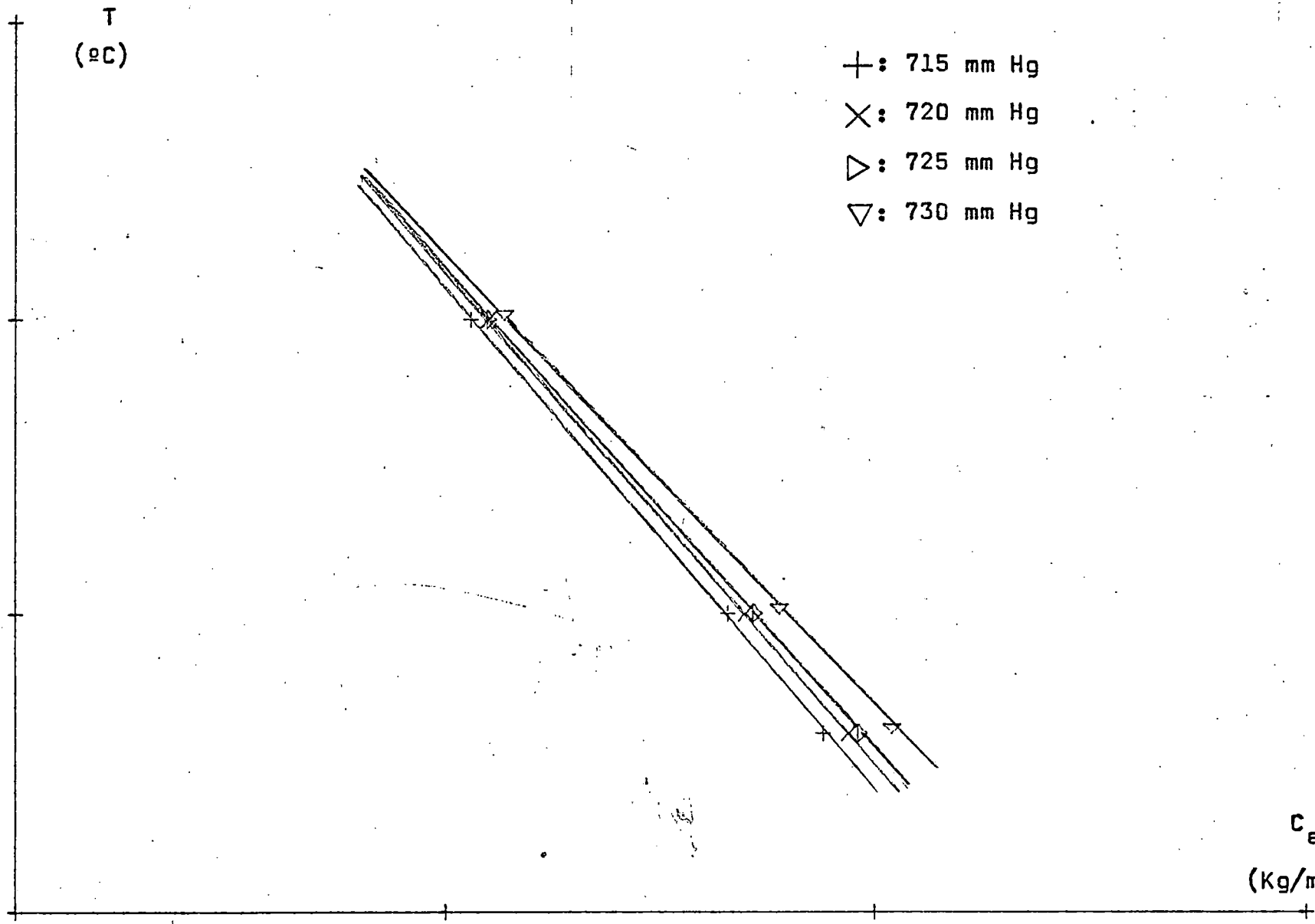


TABLA 8.14 (a)

Datos de equilibrio P - C.

Sistema: Isopropílico.

<u>T</u> <u>(°C)</u>	<u>P</u> <u>(mmHg)</u>	<u>C_e</u> <u>(Kg/m³)</u>
18,0	720,9	3,09
18,0	729,7	3,16
18,0	738,5	3,24
20,0	721,9	2,99
20,0	732,2	3,06
20,0	741,0	3,12
25,0	723,0	2,74
25,0	730,9	2,78
25,0	739,6	2,84

TABLA 8.14 (b)

Datos de equilibrio T - C. Valores de C_e.

Sistema: Isopropílico.

<u>P</u> <u>(mmHg)</u>	<u>T (°C)</u>		
	<u>18,0</u>	<u>20,0</u>	<u>25,0</u>
715,0	3,04	2,94	2,69
720,0	3,08	2,98	2,72
725,0	3,13	3,01	2,75
730,0	3,17	3,05	2,78

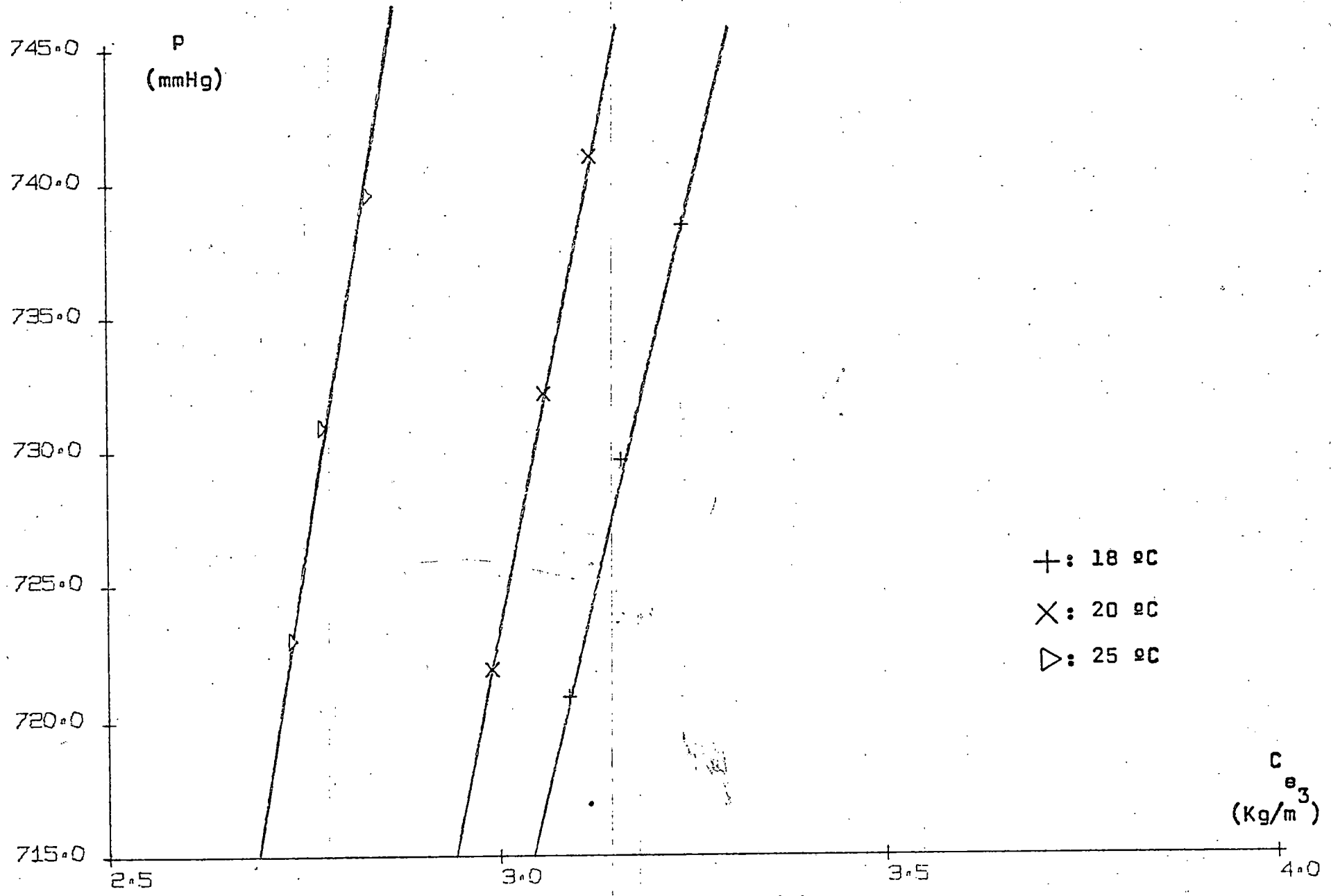


FIGURA 8.14 (a)

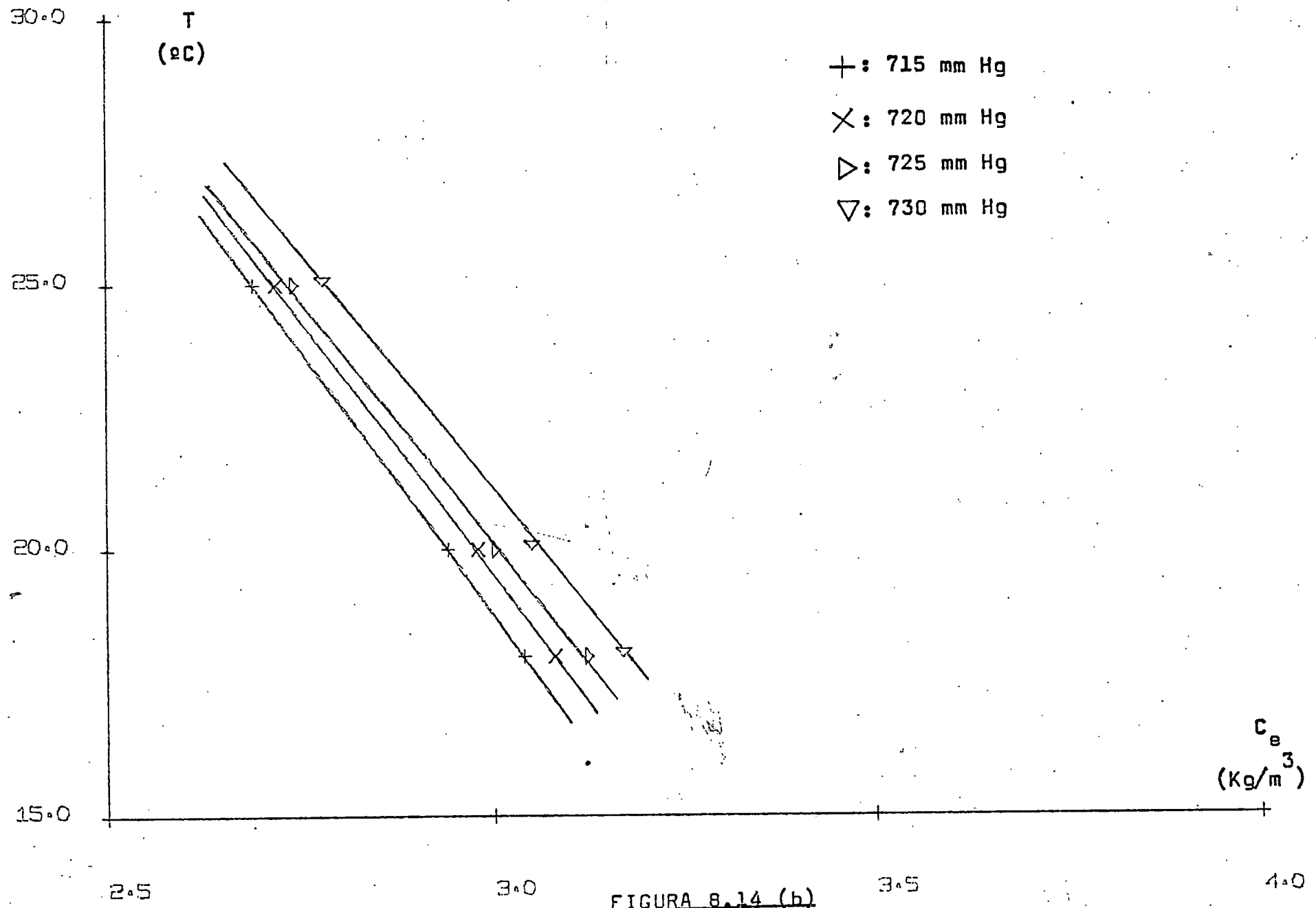


FIGURA 8.14 (b)

TABLA 8.15 (a)

Datos de equilibrio P - C.

Sistema: Glicerina (75%) - Etanol (25%).

<u>T</u> (°C)	<u>P</u> (mmHg)	<u>C_e</u> (Kg/m ³)
18,0	720,2	3,08
18,0	729,7	3,13
18,0	740,0	3,19
20,0	720,7	2,95
20,0	729,5	3,00
20,0	739,7	3,05
25,0	723,9	2,64
25,0	731,2	2,67
25,0	740,1	2,71

TABLA 8.15 (b)

Datos de equilibrio T - C. Valores de C_e (Kg/m³).

Sistema: Glicerina (75%) - Etanol (25%).

<u>P</u> (mmHg)	<u>T (°C)</u>		
	18,0	20,0	25,0
715,0	3,05	2,92	2,60
720,0	3,08	2,95	2,63
725,0	3,11	2,97	2,65
730,0	3,13	3,00	2,67

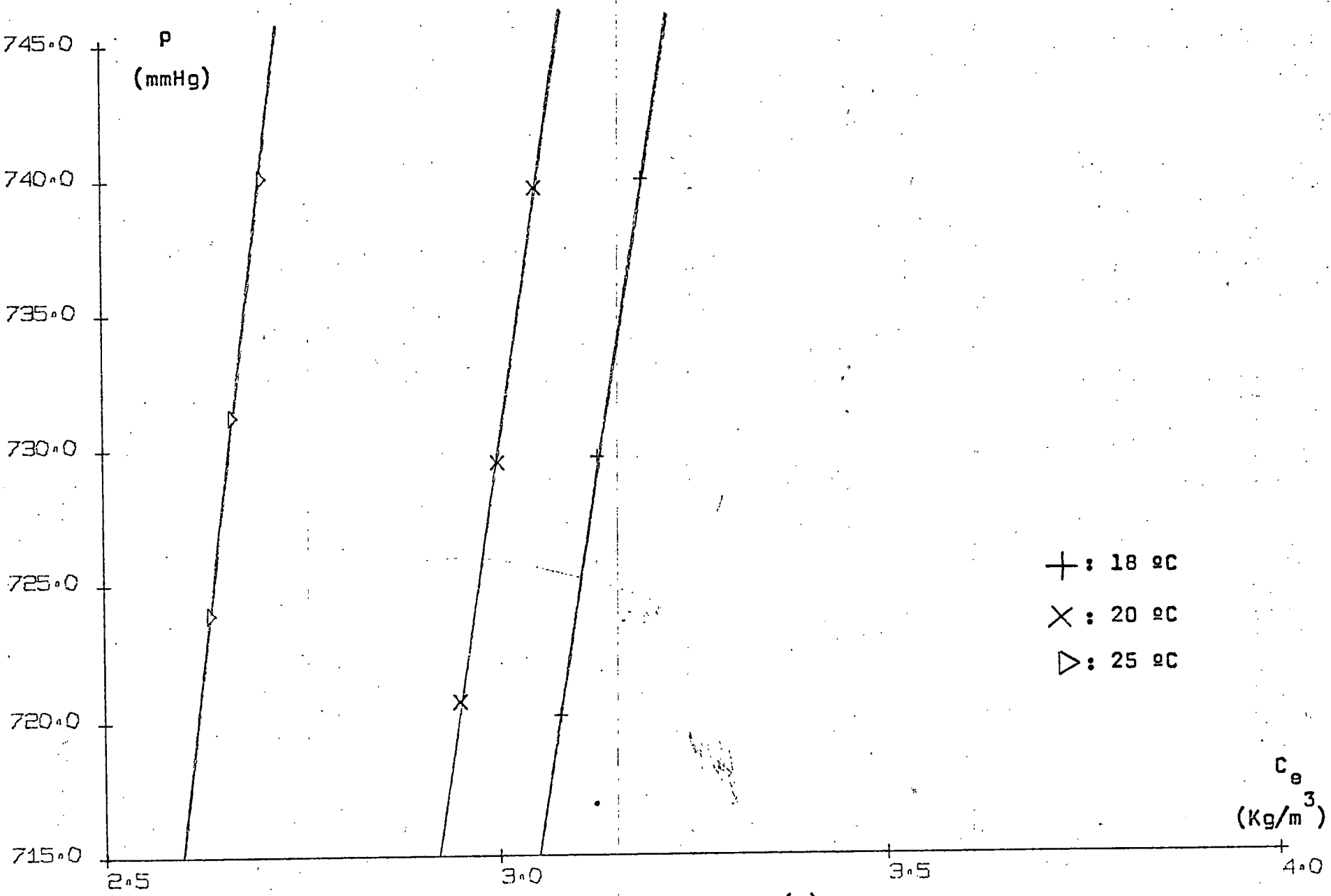


FIGURA 8.15 (a)

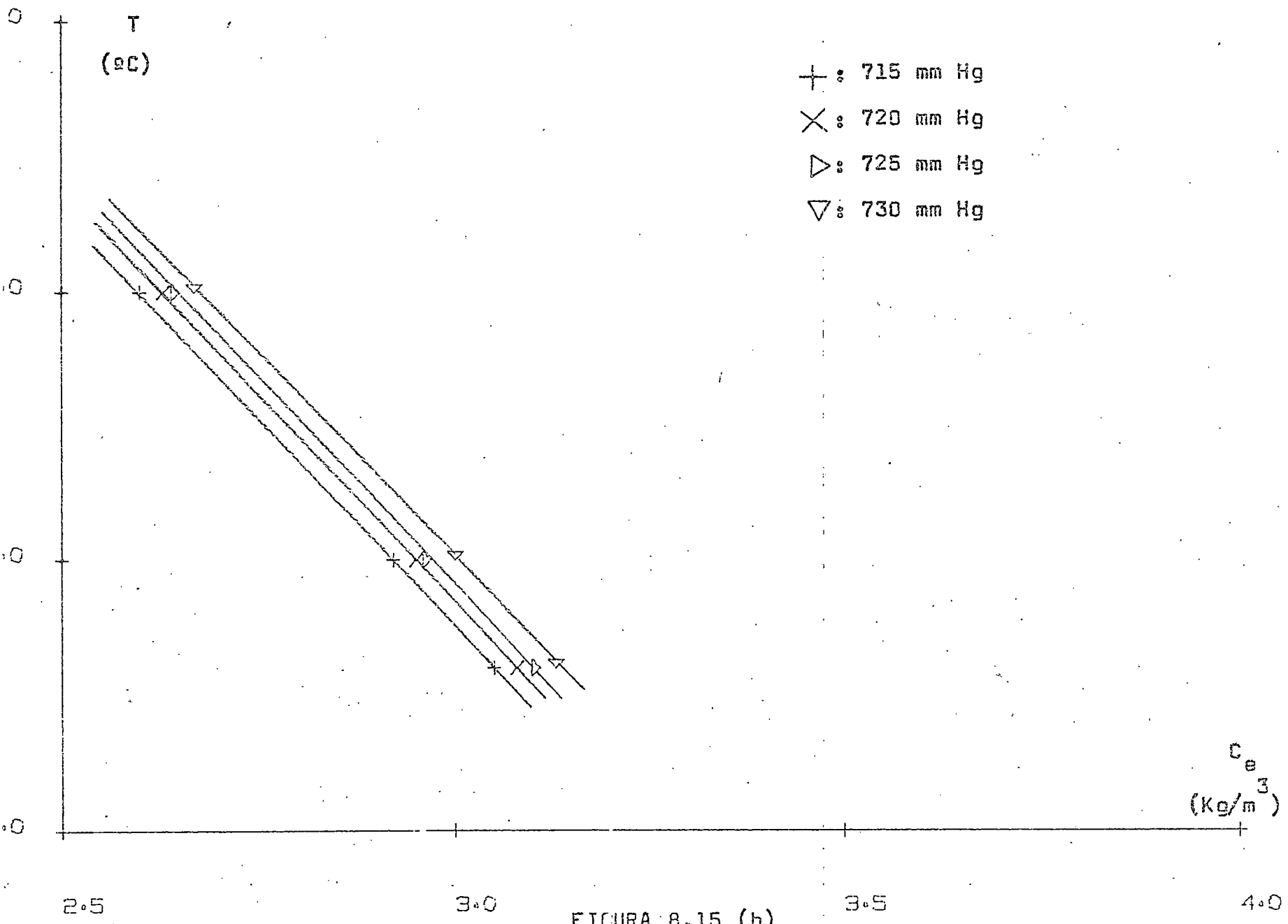


FIGURA 8.15 (b)

9. NOMENCLATURA

9. NOMENCLATURA

A	factor de amplificación de Benjamin (-)
b	parámetro de la teoría de la difusividad turbulenta (ν^{-1})
c	velocidad de la onda ($L\nu^{-1}$)
C_A	concentración del componente A (ML^{-3})
C_{Ai}	concentración del componente A en la interfase gas-líquido (ML^{-3})
C_{Ao}	concentración del componente A en el seno de la fase líquida (ML^{-3})
ΔC_{ml}	diferencia de concentraciones, media logarítmica
d	diámetro interior de la columna (L)
D	difusividad molecular ($L^2\nu^{-1}$)
D_T	difusividad turbulenta ($L^2\nu^{-1}$)
e	espesor de la película líquida (L)
e'	espesor de la película líquida cuando existen ondas (L)
g	aceleración de la gravedad ($L\nu^{-2}$)
h	longitud característica de la columna (L)
H	altura de la columna (L)
H_o	altura nominal de la columna (L)
k_L	coeficiente de transferencia de materia de la fase líquida ($L\nu^{-1}$)

l	tamaño de los enjambres turbulentos (L)
L	caudal volumétrico de líquido ($L^3 \vartheta^{-1}$)
L_e	longitud de entrada (L)
L_M	caudal de mojado ($L^2 \vartheta^{-1}$)
N_A	densidad de flujo ($ML^{-2} \vartheta^{-1}$)
N_{AT}	densidad de flujo en régimen turbulento ($ML^{-2} \vartheta^{-1}$)
P	presión (mm Hg)
Q	caudal volumétrico de gas ($L^3 \vartheta^{-1}$)
Re	módulo de Reynolds: $4 L_M \varrho / \mu$ (-)
S	superficie interfacial (L^2)
t	tiempo (ϑ)
T	temperatura absoluta ($^{\circ}K$)
T_s	módulo de tensión superficial: $\mu^2 / h \varrho \sigma$ (-)
U	velocidad instantánea del líquido ($L \vartheta^{-1}$)
\bar{U}	velocidad media ($L \vartheta^{-1}$)
U_s	velocidad superficial del líquido ($L \vartheta^{-1}$)
U_{∞}	velocidad del líquido antes de formarse la capa límite ($L \vartheta^{-1}$)
v_i	valor instantáneo de la velocidad a lo largo de la coordenada i ($L \vartheta^{-1}$)
\bar{v}_i	valor medio de la velocidad a lo largo de la coordenada i ($L \vartheta^{-1}$)
v'_i	valor fluctuante de la velocidad a lo largo de la coordenada i ($L \vartheta^{-1}$)
v_o	velocidad característica de la turbulencia ($L \vartheta^{-1}$)
x	coordenada en la dirección del flujo de líquido
y	coordenada en la dirección perpendicular a la in-

terfase gas-líquido

SUBINDICES

- e valor en el equilibrio
- 1 salida de la columna
- 2 entrada en la columna

SUPERINDICES

- o correspondiente a la absorción física

LETRAS GRIEGAS

- α amplitud de onda (L)
- δ_1 espesor de la subcapa viscosa de Levich (L)
- δ_2 espesor de la subcapa difusional de Levich (L)
- δ' espesor de la subcapa comprendida entre la capa límite turbulenta y la interfase gas-líquido (L)
- δ_{LT} espesor de la capa límite turbulenta (L)
- λ espesor de la capa de turbulencia atenuada de Levich (L)
- λ_0 longitud de onda (L)
- μ viscosidad ($ML^{-1}\vartheta^{-1}$)
- ν viscosidad cinemática ($L^2\vartheta^{-1}$)
- ν_T viscosidad turbulenta ($L^2\vartheta^{-1}$)
- π 3,1416

ρ densidad (ML^{-3})
 σ tensión superficial ($M\theta^{-2}$)
 τ esfuerzo cortante ($ML^{-1}\theta^{-2}$)

10. BIBLIOGRAFIA

10. BIBLIOGRAFIA

Ault, J.W. y Sandall, O.C.; Can. J. Chem. Eng., 50, 318
(1972).

Bannerjee, S., Rhodes, E. y Scott, D.S.; Chem. Eng. Sci.,
22, 43 (1967).

Benjamin, T.B.; J. Fluid Mech., 2, 554 (1957).

Binnie, A.M.; J. Fluid Mech., 5, 561 (1959).

Boyadzhiev, K., Levich, V. y Krylov, V.; Int. Chem. Eng.,
8, 393 (1968).

Brauer, H.; VDI-Forschungsheft 457, Düsseldorf (1956).

Brauer, H.; Kältetechnik, 9, 274 (1957).

Brauer, H.; Chem.-Ing.-Tech., 30, 75 (1958).

Brötz, W.; Chem.-Ing.-Tech., 26, 470 (1954).

Camacho, F., Delgado, S., Díaz, F. y Limiñana, G.; An. Quim.,
72, 285 (1976).

Chiang, S.M. y Toor, M.L.; AIChE J., 5, 165 (1959).

Cook, R.A. y Clark, R.H.; Can. J. Chem. Eng., 49, 412
(1971).

Cook, R.A. y Clark, R.H.; Ind. Eng. Chem. Fundam., 12, 106
(1973).

Costa López, J.; "Transferencia de Materia en Líquidos",
Tesis, Madrid (1966).

Danckwerts, P.V.; Ind. Eng. Chem., 43, 1960 (1951).

- Danckwerts, P.V. y Kennedy, A.M.; Chem. Eng. Sci., 8, 201 (1959).
- Davies, J.T.; Chem. Ind. Lond., 26, 906 (1962).
- Davies, J.T.; Proc. R. Soc., A 290, 515 (1966).
- Davies, J.T.; "Turbulence Phenomena", Academic Press, London (1972).
- Davies, J.T. y Rideal, E.K.; "Interfacial Phenomena", Academic Press, New York, (1961).
- Díaz González, F.; "Absorción de cloro en soluciones ácidas de sales ferrosas", Tesis, La Laguna (1977).
- Dytnerski, J.I. y Borisov, G.S.; Chemia Stosowana, 2B, 215 (1965).
- Emmert, R.L. y Pigford, R.L.; Chem. Eng. Progr., 50, 87 (1954).
- Feind, K.; VDI-Forschungsheft 481, Düsseldorf (1960).
- Feldman, S.; J. Fluid Mech., 2, 343 (1957).
- Friedman, S.J. y Miller, C.O.; Ind. Eng. Chem., 33, 885 (1941).
- Fulford, G.D.; "Advances in Chemical Engineering", 5, 151 (1964).
- Goodgame, T.M. y Sherwood, R.K.; Chem. Eng. Sci., 3, 37 (1954).
- Graebel, W.P.; J. Fluid Mech., 8, 321 (1960).
- Grimley, S.A.; Trans. Inst. Chem. Engrs. (London), 23, 228 (1945).
- Hanratty, T.J. y Herschmann, A.; AIChE J., 7, 488 (1961).
- Harriot, P.; Chem. Eng. Sci., 17, 1149 (1962).

- Hernández Armas, J.; "Absorción de oxígeno por disoluciones acuosas de sulfito sódico", Tesis, La Laguna (1975).
- Higbie, R.; Trans. Am. Instn. Chem. Engrs., 31, 365 (1935).
- Hikita, H.; Chem. Eng. (Japan), 23, 23 (1959).
- Hikita, H., Nakanishi, K. y Kataoka, T.; Chem. Eng. (Japan), 23, 459 (1959).
- Hobler, T.; "Diffusive Motion of Mass and Absorbers", W.N.T., Warsaw (1962).
- Hobler, T. y Kedzierski, S.; Int. Chem. Eng., 7, 654 (1967).
- Ishihara, T., Iwagaki, Y. e Iwasa, Y.; Trans. Am. Soc. Civil Engrs., 126, (Pt. I), 548 (1961).
- Jarabo, F.; "Transferencia de materia en columna de paredes mojadas", Trabajo de Licenciatura, La Laguna, (1977).
- Johannisbauer, N.; Diplomarbeit, Aachen (1951).
- Just, W.; Zeitschrift für Physikalische Chemie, Stöchiometrie und Verwandtschaftslehre, 37, 342 (1901).
- Kapitsa, P.L.; Zh. Eksperim. i Teor. Fiz., 18, 3 (1948).
- King, C.J.; AIChE J., 12, 109 (1966).
- Kunnerth, R.; Physical Review, 19, 512 (1922).
- Lamourelle, A.P. y Sandall, O.C.; Chem. Eng. Sci., 27, 1035 (1972).
- Levich, V.G.; "Physicochemical Hydrodynamics", Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J. (1962).
- Limiñana de la Fé, G.; "Absorción de cloro por agua y disoluciones acuosas", Tesis, La Laguna (1974).

- Lin, C.C.; "Theory of Hydrodynamic Stability", Cambridge University Press, Cambridge (1954).
- Lynn, S., Straatemeier, J.R. y Kramers, H.; Chem. Eng. Sci., 4, 49 (1955).
- Malewski, W.; Chem.-Ing.-Tech., 37, 815 (1965).
- Malyusov, V.A., Malafeev, N.A. y Zhavoronkov, N.M.; Khim. Prom., 4, 110 (1953).
- Menez, G.D. y Sandall, O.C.; Ind. Eng. Chem. Fundam., 13, 72 (1974).
- Merson, R.L. y Quinn, J.A.; AIChE J., 11, 391 (1965).
- Miles, J.W.; J. Fluid Mech., 8, 593 (1960).
- Nusselt, W.; Z. Ver. Dtsch. Ing., 60, 541 (1916).
- Nysing, R.A.T.O. y Kramers, H.; Chem. Eng. Sci., 8, 81 (1958).
- Pierson, F.W. y Whitaker, S.; Ind. Eng. Chem. Fundam., 16, 401 (1977).
- Pigford, R.L.; Ph.D. Thesis, Univ. of Illinois (1941).
- Portalski, S y Clegg, A.J.; Chem. Eng. Sci., 26, 773 (1971).
- Prasher, B.D. y Fricke, A.L.; Ind. Eng. Chem. Process Des. Develop., 13, 336 (1974).
- Raimondi, P y Toor, H.L.; AIChE J., 5, 86 (1959).
- Renz, U. y Gromoll, B.; Chem.-Ing.-Tech., 48, 483 (1976).
- Roberts, D.; Ph.D. Thesis, Imperial College of Science and Technology, Univ. of London, London (1961).
- Sandall, O.C.; Int. J. Heat Mass Transfer, 17, 459 (1974).
- Schlichting, H.; "Boundary Layer Theory", McGraw-Hill, New York (1968).

- Scriven, L.E. y Pigford, R.L.; *AIChE J.*, 4, 439 (1958).
- Stirba, C. y Hurt, D.M.; *AIChE J.*, 1, 178 (1955).
- Strobel, W.J. y Whitaker, S.; *AIChE J.*, 15, 527 (1969).
- Tailby, S.R. y Portalski, S.; *Trans. Instn. Chem. Engrs.*,
38, 324 (1960).
- Takeuchi, H., Fujine, M., Sato, T. y Onda, K.; *J. Chem.
Eng. (Japan)*, 8, 252 (1975).
- Toor, H.L.; *AIChE J.*, 2, 578 (1956).
- Vivian, J.E. y Peaceman, D.W.; *AIChE J.*, 2, 437 (1956).
- Wallis, G.B. y Richter, H.J.; *Chem.-Ing.-Tech.*, 48, 171
(1976).
- Whitaker, S.; *Ind. Eng. Chem.*, 3, 132 (1964).
- Whitaker, S. y Cerro, R.L.; *Chem. Eng. Sci.*, 29, 963 (1974).
- Whitman, W.E. y Lewis, W.K.; *Ind. Eng. Chem.*, 16, 1215
(1924).
- Wilke, W.; *VDI-Forschungsheft 490*, Düsseldorf (1962).
- Wilke, C.R. y Chang, P.; *AIChE J.*, 1, 264 (1955).
- Wilkes, J.O. y Nedderman, R.M.; *Chem. Eng. Sci.*, 17, 177
(1962).
- Yih, C.S.; *Phys. Fluid.*, 6, 321 (1963).
- Zaitsev, A.A.; *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, 130, 1228 (1960).
- Zhavoronkov, N.M., Malyusov, V.A. y Malafeev, N.A.; *Khim.
Prom.*, 8, 16 (1951).
- Zogg, M.; *Chem.-Ing.-Tech.*, 44, 930 (1972).

La presente Tesis fué leída en La Laguna ante el Tribunal formado por Dr. D. Fernando Camacho Rubio (Presidente), Drs: D. Joaquín Ocaña García, D. Manuel Baso Iglesias, D. José Costa Lopez (Vocales) y Dr. D. Sebastián Delgado Díaz (Secretario)

mereciendo la calificación de Sobresaliente cum laude

La Laguna, 29 de Junio de 1979

F. Camacho

J. Ocaña

J. Costa