

48
24



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

"ESTUDIOS DE VACIO Y UNA APLICACION PARA
SISTEMAS DE DEPOSITO ASISTIDOS POR PLASMA"

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE
F I S I C O
P R E S E N T A :
RAMIRO BENJAMIN ORDURA MATA

MEXICO, D. F.

COPIA
FALTA EL ORIGEN

ABRIL 1991



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

CONTENIDO

<i>Prejacio</i>	III
<i>Lista de simbolos</i>	VIII

CAPITULO 1. SISTEMAS DE VACIO

1.1. Introducción.. .. .	1
1.2. Conceptos básicos de vacío.	
1.2.1. <i>Velocidad de bombeo y gasto</i>	1
1.2.2. <i>Conductancia</i>	3
1.2.3. <i>Velocidad efectiva</i>	4
1.3. Flujo de gas a través de un sistema de vacío	
1.3.1. <i>Flujo viscoso</i>	6
1.3.2. <i>Flujo molecular</i>	10
1.3.2.1. <i>Conductancia de una abertura</i>	14
1.3.2.2. <i>Conductancia de un tubo recto de longitud finita</i>	16
1.3.3. <i>Flujo de transición</i>	17
1.4. Proceso de bombeo.	
1.4.1. <i>Tiempo de evacuación</i>	20
1.4.2. <i>Tiempo de evacuación en bajo vacío</i>	20
1.4.3. <i>Limitaciones de un sistema de vacío real</i>	22

CAPITULO 2. MATERIALES DE VACIO.

2.1. Introducción.	26
2.2. Materiales usados en sistemas de vacío.	
2.2.1. <i>Metales</i>	27
2.2.2. <i>Vidrios</i>	29
2.2.3. <i>Elastómeros</i>	29
2.3. Efectos de superficie.	
2.3.1. <i>Adsorción y desorción</i>	30

2.3.1.1. Cinemática de la adsorción	34
2.3.2. Desgasificación de materiales	36
2.3.2.1. Isoterma de desorción	36
2.3.2.2. Desorción con el incremento de la temperatura ..	39
2.3.2.3. Difusión.	41
2.3.3. Velocidad de desgasificación de materiales de vacío.	46
2.3.4. Procesos de permeación	48

CAPITULO 3. PRODUCCION DE VACIO.

3.1. Introducción.	53
3.2. Bombas mecánicas.	
3.2.1. Bomba mecánica de paletas rotatorias.	55
3.2.2. Bomba Roots	56
3.2.2.1. Combinación de bomba Roots y de apoyo	60
3.2.3. Bomba turbo molecular	61
3.3. Bomba de difusión	69
3.4. Bombas de sorción.	
3.4.1. Bomba de adsorción	76
3.4.2. Bombas "getter".. .. .	78
3.4.3. Bombas evaporación-ionización	80
3.4.4. Bombas de pulverización catódica iónica.. .. .	81
3.5. Bomba Criogénica.	85

CAPITULO 4. MEDIDORES DE PRESION.

4.1. Introducción.	91
4.2. Manómetro	93
4.3. Manómetro capacitivo.	94
4.4. Medidor McLeod	95
4.4.1. Sensitividad.	97
4.5. Medidores de conductividad térmica	97
4.5.1. Medidor Pirani	102
4.6. Medidores de ionización.. .. .	104
4.6.1. Medidores de ionización de cátodo caliente	106
4.6.2. Medidor Penning.. .. .	109

CAPITULO 5. CONSTRUCCION DE SISTEMAS DE VACIO.

5.1. Introducción.	112
5.2. Cámaras de vacío.	112
5.3. Válvulas de vacío.	
5.3.1. Válvulas de línea de apoyo	114
5.3.2. Válvulas de alto vacío	115
5.3.3. Válvulas de admittance de gas	118
5.4. Componentes de construcción de un sistema de vacío.	
5.4.1. <i>Trampas frias</i>	119
5.4.2. Componentes para unir las diferentes partes de un sistema de vacío.	119
5.5. Ensamblaje de componentes de vacío.	
5.5.1. Sellos desmontables.	121
5.5.2. Juntas permanentes	124
5.5.3. Uniones mecánicas	125
5.5.4. Selladores	125

CAPITULO 6. DISEÑO DE UN SISTEMA DE VACIO PARA PREPARACION DE PELICULAS POR LA TECNICA DE DEPOSITO ASISTIDO POR PLASMA.

6.1. Introducción.	127
6.2. Principales partes de un sistema PECVD	127
6.3. Diseño de un sistema de vacío para PECVD.	
6.3.1. Cámara de reacción	139
6.3.2. Elección de los tamaños de las bombas del sistema de alto vacío	143
6.3.3. Sistema de bombeo para el proceso	154
6.4. Limitaciones reales de un sistema de vacío	159
Conclusion	163
Apéndice A. Gases	166
Apéndice B. Tablas	174
Bibliografía.	191

LISTA DE SIMBOLOS

- a* Velocidad de calentamiento, *grados/seg.*
A Area, cm^2
C Conductancia para gases, *litros/seg.*; Concentración de gas en un sólido.
C₀ Conductancia en una abertura.
C_m Conductancia en la región molecular.
C_t Conductancia en la región de transición.
C_r Conductancia de un tubo.
C_v Conductancia en la región viscosa.
C Solubilidad de gases en sólidos, cm^3 (STP) por cm^3 del sólido, o tanto por ciento de volumen.
c_p Calor específico a presión constante.
c_v Calor específico a volumen constante.
D Diámetro de tubos; energía de disociación, *kcal/mol.*
D Coeficiente de difusión de gases en sólidos, $cm^2/seg.$
d Espesor de una pared; diámetro transversal de una componente de vacío.
E Energía de activación para la difusión, *kcal/mol*
E_A Energía de activación para la adsorción química.
E_d Energía de desorción.
E_p Energía de desorción física.
f Fuerza, *dinas.*
H_A Calor de adsorción no activada. *kcal/mol*
H_c Calor de adsorción química.
I Corriente eléctrica, *amper.*
I_e Corriente de emisión.
k Constante de Boltzmann.
L Longitud de un tubo.
M Masa molecular; $M = vRo$.
m Masa de una molécula (*gramos*).
N Número total de moléculas.
N Número total de moléculas.

- N_0 Número de moléculas en una monocapa de área unitaria.
 N_A Número de moléculas adsorbidas por unidad de área (1 cm^2).
 N_D Número de moléculas desorbidas por unidad de tiempo.
 n Número de moléculas por unidad de volumen.
- P** Presión, torr.
 P_0 Presión inicial.
 P_f Presión final.
 P_v Presión de vapor.
 P Permeabilidad de gases en sólidos.
- Q** Cantidad de gas que fluye por unidad de tiempo (flujo), torr x litros/seg.
 Q_1 Cantidad de gas que pasa a través de una fuga.
 Q_2 Cantidad de gas que retorna de las bombas.
 Q_3 Cantidad de gas debida a la desgasificación del sistema.
 Q_p Velocidad de permeación de gases a través de una pared.
- R** Constante de los gases.
 R_0 Numero de Avogadro (número de moléculas en un mol).
 r Radio.
- S** Velocidad de bombeo, litros/seg.
 S_e Velocidad efectiva.
- s** Probabilidad de que una molécula sea adsorbida.
- T** Temperatura ($^{\circ}\text{C}$).
 T_s Temperatura de una superficie.
 T_v Temperatura de una superficie criogénica.
 t Tiempo, seg.
 t_s Tiempo de permanencia.
- u** Velocidad de arrastre.
- V** Volumen, cm^3 o litros; potencial, volts.
 v Velocidad, cm/seg .
 v_{av} Velocidad cuadrática media.
 v_p Velocidad más probable.
- w** Coeficiente de pérdida de energía.
- y** Relación de calores específicos, c_p/c_v ; exponente empírico de evacuación.
- z** Diámetro molecular cinético.

- σ Probabilidad de ionización de moléculas de gas, $\text{cm}^{-1} \text{seg}^{-1}$.
- η Coeficiente de viscosidad; coeficiente volumétrico.
- ϑ Fracción de superficie cubierta con una monocapa.
- ν Conductividad térmica.
- λ Camino libre medio.
- ν Número de moléculas que inciden sobre una área unitaria.
- τ_0 Período de oscilación de una molécula normal a la superficie.
- τ_1 Tiempo de permanencia de una molécula.

CAPITULO 1

SISTEMAS DE VACIO

1.1 Introducción

Un sistema de alto vacío consiste esencialmente de tres partes: i) Cámara de trabajo, ii) bomba de alto vacío, y iii) bomba de apoyo.

La cámara de trabajo es el lugar donde se lleva a cabo el proceso de vacío, su forma y tamaño, es determinada por el proceso y la presión de trabajo.

Las bombas de alto vacío y de apoyo son dispositivos capaces de extraer el gas contenido en una cámara, desde una presión baja y expulsarlo dentro de una región de presión alta, o por atrapamiento del gas dentro de ellas, el gas extraído por este proceso causa reducción en la presión de la cámara. La elección conjunta de ambas está en función del tipo de proceso y del tiempo de evacuación para lograr la presión de trabajo.

En el presente capítulo se analizará los principales conceptos teóricos utilizados en los sistemas de vacío como son: velocidad de bombeo, conductancia, tipos de flujos, tiempo de evacuación y limitaciones que se tienen en un sistema de alto vacío.

1.2 Conceptos básicos de vacío

1.2.1. Velocidad de bombeo y gasto.

Antes de iniciar nuestra discusión sobre los conceptos de velocidad de bombeo y gasto, considere un sistema de vacío como se muestra en la fig 1.1, que consta de una cámara conectada a una bomba de vacío a través de un tubo.

Si la cámara es aislada de la atmósfera, es decir, sellada de tal forma que no entre gas hacia el interior, al accionar la bomba, esta empezará a extraer las moléculas del gas contenidas en el tubo, con una velocidad de bombeo S , definida como el volumen de gas que entra a

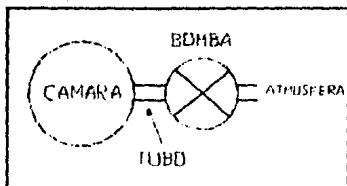


FIG. 1.1.-SISTEMA DE VACIO.

la bomba por unidad de tiempo, medido a la presión de la entrada de la bomba.

$$S = \frac{dV}{dt} \quad (1.1)$$

Las unidades de la velocidad de bombeo son comunmente dadas en litros/seg, cm^3/seg o m^3/seg . Dicho proceso de extracción crea una diferencia de presiones en los extremos del tubo, dando lugar a un flujo desde el lugar de presión alta, hacia el de presión baja.

La cantidad de gas que sale del sistema de vacío o gasto, está dado por

$$Q = PS \quad (1.2)$$

Donde S es la velocidad de bombeo, P es la presión en la entrada de la bomba. Las unidades del gasto son: torr litros/seg, torr cm^3/seg o torr m^3/seg .

Otra manera de obtener la cantidad de gas que sale de un sistema de vacío, es a partir de la ecuación de los gases ideales $PV=NkT$ (vea ecuación (A.5) apéndice A), donde P y V, son la presión y volumen de N moléculas del gas a una temperatura constante en $^{\circ}K$ y k es la constante de Boltzmann. Diferenciando la ecuación con respecto al tiempo, para un flujo de gas a una temperatura constante, se tiene que el número de moléculas que fluyen por unidad de tiempo

$$\frac{dN}{dt} = \frac{1}{kT} \frac{d}{dt} (PV) = \frac{Q}{kT} \quad (1.3)$$

y multiplicando por la masa molecular m, se tiene que el flujo de masa es

$$m \frac{dN}{dt} = \frac{m}{kT} \frac{d}{dt} (PV) = \frac{mQ}{kT} \quad (1.3a)$$

Entonces a partir de la ecuación (1.3a) se tiene

$$Q = \frac{d}{dt} (PV) \quad (1.3b)$$

Desarrollando la ecuación (1.3b) se obtiene

$$Q = P \frac{dV}{dt} + V_c \frac{dP}{dt} \quad (1.4)$$

Donde el primer término de la ecuación (1.4) representa la cantidad de gas que entra a la cámara sin cambio en la presión, debido a fugas y desgasificaciones*, denotándolo como Q_0 .

El segundo término es la cantidad de gas que se extrae de la cámara, de volumen V_c . Como P decrece con el tiempo se le asocia un signo menos, obteniendo entonces:

$$Q = Q_0 - V_c \frac{dP}{dt} \quad (1.5)$$

Existen dos casos donde la ecuación (1.5) puede reducirse: 1) Cuando el gasto total es causado sólo por la acción de la bomba y este es muy grande comparado con Q_0 , encontrándose en los estados iniciales de bombeo

$$Q = - V_c \frac{dP}{dt} \quad (1.6)$$

ii) Cuando el tiempo de bombeo es grande y la presión en la cámara tiende a un valor constante (es decir $dP/dt \rightarrow 0$), en este caso se tiene

$$Q = Q_0 \quad (1.7)$$

1.2.2. Conductancia

El flujo de gas que entra a la bomba desde la cámara normalmente pasa por una serie de componentes, las que presentan resistencia al flujo, dando lugar a presiones distintas en diferentes puntos de la línea de la componente. En la fig. 1.2 se muestra una componente que conecta la cámara con la bomba. Si se considera que P_2 es la presión en la entrada de la bomba y P_1 es la presión en la salida de la

* - En el presente trabajo, desgasificación se entenderá como liberación del gas acumulado dentro y fuera de la superficie, cuando esta es expuesta a presiones bajas.

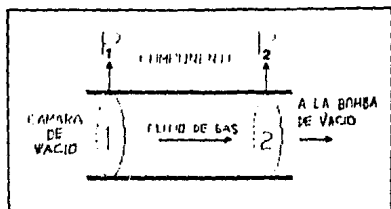


FIG. 1.2 - FLUJO DE GAS A TRAVÉS DE UNA COMPONENTE, QUE CONECTA A LA CAMARA CON LA BOMBA DE VACIO.

cámara. Como existe un flujo neto desde el punto 1 al 2, y si además la cantidad de gas que sale por la sección transversal del punto 1 es igual a la cantidad de gas que entra por la sección transversal del punto 2 (conocido como *flujo conservativo*), entonces el gasto entre los dos puntos, es proporcional a la diferencia de presiones;

$$Q = C(P_1 - P_2) \quad (1.8)$$

Donde C es una constante conocida como la conductancia, la cual depende de la geometría de la componente y del tipo de gas.

Para componentes conectadas en serie, la conductancia total se calcula por la ecuación

$$\frac{1}{C_T} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} + \dots \quad (1.9)$$

y Para componentes en paralelo es

$$C_T = C_1 + C_2 + C_3 + \dots \quad (1.10)$$

Las unidades de la conductancia son litros/seg. cm^3/seg o m^3/seg .

1.2.3. Velocidad efectiva

Al considerar el efecto de la conductancia sobre la velocidad de bombeo, debida a las componentes por donde fluye el gas. Esto puede lograrse considerando que el flujo es conservativo, pudiendo así

obtener de la ecuación (1.2), que la cantidad de gas que entra y sale de la componente es:

$$Q = SP = S_0 P_0 \quad (1.11)$$

Donde P es la presión. S es la velocidad de bombeo en la entrada de la bomba. S_0 y P_0 es la velocidad de bombeo y presión en el punto extremo de la componente. De la ecuación (1.3) se tiene también que

$$Q = C(P_0 - P) \quad (1.12)$$

Donde la C es la conductancia de la componente, sustituyendo las presiones de P y P_0 obtenidas de la ecuación (1.11), en la (1.12) y dividiendo por Q se tiene que

$$\frac{1}{S_0} = \frac{1}{S} + \frac{1}{C} \quad (1.13)$$

$$S_0 = \frac{SC}{S+C} \quad (1.14)$$

Conociendo de esta manera la velocidad efectiva de la bomba a lo largo de la componente.

Como se puede observar de la ecuación (1.14), la velocidad efectiva S_0 es siempre menor que la velocidad de la bomba S.

Si $C \ll S$, se tiene que $S_0 \approx S$, siendo el efecto despreciable, y

Si $S \gg C$, se tiene que $S_0 \approx C$, reduciendo la componente la velocidad de bombeo S.

1.3. Flujo de gas a través de un sistema de vacío

La evacuación de una cámara por medio de bombas involucra una serie de componentes por donde fluye el gas. El comportamiento del flujo de gas, es sin embargo determinado por el movimiento individual de las moléculas y sus colisiones.

En un sistema de vacío se pueden definir tres tipos de flujos los que pueden ser descritos en términos de la magnitud del camino libre medio λ (ver apéndice A) y la dimensión transversal de la componente de vacío d .

Se dice que el flujo es viscoso si $\lambda \ll d$ y flujo molecular si $\lambda \gg d$. Se ha sugerido una división más práctica⁽⁸⁾: $\lambda < 0.01d$ flujo viscoso y $\lambda > d$ para flujo molecular. Entre estas dos regiones existe una región de transición conocida como flujo de Knudsen, donde el flujo tiende a cambiar de viscoso a molecular al quedar las moléculas más alejadas unas de otras encontrándose en la región $0.01 < \lambda < d$.

En la presente sección se desarrollará una serie de fórmulas de interés práctico para diseñar sistemas de vacío para las regiones de flujo viscoso, de transición y de flujo molecular, haciendo hincapie en el flujo molecular dado que es la región más importante para un sistema de alto vacío.

1.3.1. Flujo viscoso

Si se considera un flujo de gas a lo largo de un tubo de sección transversal circular como se muestra en la fig.1.3. Entre los extremos del tubo existirá una diferencia de presiones $P_1 - P_2$, causando así un flujo de gas, desde la presión alta P_1 a la presión baja P_2 .

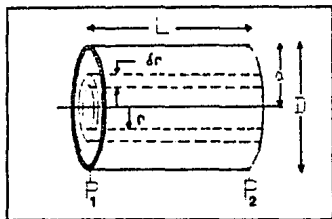


FIG.1.3 - CILINDRO DE RADIO r DENTRO DE UN TUBO, DONDE EL GAS FLUYE A LA MISMA VELOCIDAD, PARA EL ANALISIS DE FLUJO VISCOZO.

Si se supone, que se tiene un cilindro imaginario dentro del tubo como se muestra en la fig. 1.3, de radio r y de paredes δr , con una longitud diferencial δx . El gas contenido dentro de las paredes del cilindro experimenta una fuerza en la dirección del flujo dada por el área de la sección transversal $2\pi r \delta r$, multiplicada por la diferencia de presiones δP

$$\Delta F = 2\pi\delta P \times r\delta r$$

[1.15]

El flujo tiende rápidamente a un estado de equilibrio, donde la acción de la fuerza [1.15] debida a la diferencia de presiones es balanceada por las fuerzas viscosas de las moléculas del gas.

El movimiento de las moléculas en el centro del cilindro es mayor que en la parte exterior del mismo por el efecto de colisiones con las paredes. Las componentes de las fuerzas debidas a los movimientos de las moléculas se pueden obtener a partir de la definición de viscosidad⁽¹⁴⁾

$$F_i = \eta S \frac{dv}{dr} \quad [1.16]$$

Donde η es el coeficiente de viscosidad del gas, S es la Área de la superficie del cilindro y dv/dr es el gradiente de velocidad.

Si $S = 2\pi r\delta x$ es la Área del cilindro, entonces la fuerza viscosa debida a las moléculas que se mueven en su interior está dada por

$$F_i = -2\pi\eta r\delta x \frac{dv}{dr} \quad [1.17]$$

Donde el signo menos es debido a que la velocidad es máxima en el centro y decrece cuando aumenta r .

La fuerza debida al gas que se mueve en el exterior del cilindro está dada por

$$F_o = 2\pi\eta (r + \delta r) \delta x \left(\frac{dv}{dr} \right)_{r+\delta r}$$

Dado que el valor de la velocidad de las moléculas en el punto $r+\delta r$ es $v + (dv/dr)\delta r$, se tiene

$$\left(\frac{dv}{dr} \right)_{r+\delta r} = \frac{d}{dr} \left[v + \frac{dv}{dr} \delta r \right]$$

por lo tanto

$$F_o = 2\pi\eta (r + \delta r) \delta x \frac{d}{dr} \left[v + \frac{dv}{dr} \delta r \right] \quad [1.18]$$

Ahora bien, como las fuerzas que actúan sobre el cilindro están en equilibrio, lo cual ocurre cuando la fuerza debida a la diferencia de

presiones dada por la ecuación (1.15), es igual a la suma de fuerzas de resistencia F_i y F_o dadas por las ecuaciones (1.17) y (1.18). se obtiene

$$\begin{aligned} 2\pi r \delta P x \delta r &= - 2\pi \eta \delta x \left[r \frac{dv}{dr} - (r + \delta r) \frac{d}{dr} \left(v + \frac{dv}{dr} \delta r \right) \right] \\ &= - 2\pi \eta \delta x \left[\delta r \frac{dv}{dr} + r \delta r \frac{d^2 v}{dr^2} + \frac{d^2 v}{dr^2} \delta r^2 \right] \end{aligned}$$

la cual resulta en,

$$r \delta P = - \eta \delta x \left[\frac{dv}{dr} + r \frac{d^2 v}{dr^2} + \frac{d^2 v}{dr^2} \delta x \right]$$

Si además se considera que $(d^2 v/dr^2) \delta r$ es pequeña, se puede obtener

$$- \frac{1}{\eta} \frac{\delta P}{\delta x} = \frac{d^2 v}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dv}{dr} \quad (1.19)$$

La solución general de la ecuación (1.19) es de la forma $v = A + Br^2$, y la solución particular es:

$$v = A - \frac{1}{4\eta} \frac{\delta P}{\delta x} r^2 \quad (1.20)$$

Donde A es una constante que depende de las condiciones de frontera dada por $v=0$ en las posición $r=a$. Obteniendo

$$v = \frac{1}{4\eta} \frac{\delta P}{\delta x} (a^2 - r^2) \quad (1.21)$$

De la ecuación (1.21), se puede ver que la velocidad del gas es una función parabólica del radio del tubo, con una velocidad máxima $v_{max} = (\eta/4)(\delta P/\delta x)a^2$ en el eje ($r=0$) y velocidad cero en las paredes ($r=a$), como se ilustra en la fig.1.4.

El volumen de gas que fluye a través de la sección transversal del tubo por cada segundo se obtiene integrando la ecuación (1.21), de tal manera que el volumen que fluye por unidad de tiempo es:

$$\frac{dV}{dt} = \int_{r=0}^{r=a} 2\pi r v dr = \frac{\pi}{2\eta} \frac{\delta P}{\delta x} \int_{r=0}^{r=a} (a^2 - r^2) r dr = \frac{\pi a^4}{8\eta} \frac{\delta P}{\delta x} \quad (1.22)$$

Usando la definición de flujo de gas (ecuación (1.21)), se puede determinar el flujo de gas que atraviesa por la sección transversal del tubo como

$$Q = P \frac{dV}{dt} = \frac{\pi a^4}{8\eta} P \frac{\delta P}{\delta x} \quad (1.23)$$

Ahora, si también se extiende la longitud del tubo, donde $L = \int \delta x$ y tomando la diferencia de presiones en ambos extremos del tubo se obtiene que

$$Q = \frac{\frac{\pi a^4}{8\eta} \int_{P_2}^{P_1} P (\delta P / \delta x) \delta x}{\int_0^L \delta x} = \frac{\pi a^4}{16\eta L} (P_1^2 - P_2^2) \quad (1.24)$$

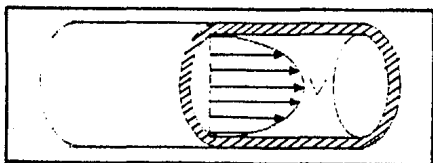


FIG. 1.4 - VELOCIDAD DE LAS MOLECULAS DEL GAS, COMO FUNCIÓN DEL RADIO EN EL FLUJO VISCOSO.

La cual es conocida como *ley de Poiseuille* que describe el flujo viscoso a través de un tubo de sección transversal circular.

Si $P_1^2 - P_2^2 = (P_1 - P_2)(P_1 + P_2)$ y definiendo $P_{av} = (P_1 + P_2)/2$ la ecuación (1.24) puede escribirse como

$$Q = \frac{\pi a^4}{8\eta L} P_{av} (P_1 - P_2) = \frac{\pi D^4}{128\eta L} P_{av} (P_1 - P_2) \quad (1.25)$$

Donde D es el diámetro del tubo. Como la presión es medida en dinas por centímetro cuadrado, mientras que el radio a y la longitud del tubo L están en centímetros. La cantidad Q se mide en (dinas/cm²)

$(\text{cm}^3/\text{seg}) = \text{microbar cm}^3/\text{seg}.$

Por lo tanto, a partir de la ecuación [1.8], se puede obtener la conductancia para un tubo de sección circular en la región de flujo viscoso como

$$C_v = \frac{Q}{P_1 - P_2} = \frac{\pi D^4}{128 \eta L} P_{av} \text{ cm}^3/\text{seg} \quad [1.25a]$$

Siendo la conductancia proporcional a la cuarta potencia del diámetro e inversamente proporcional a la longitud del tubo, donde todas las dimensiones están en el sistema CGS, es decir, las dimensiones de D y L están en cm , η en *poises* y P_{av} en *dinas por centímetro cuadrado*. Entonces como $10^6 \text{dinas/cm}^2 = 750.06 \text{ torr}$, la expresión de la conductancia (1.25a), cuando P_{av} está en *torr* es

$$C_v = 32.7 \frac{D^4}{\eta L} P_{av} \text{ cm}^3/\text{seg} \quad [1.25b]$$

o

$$C_v = 32.7 \times 10^{-2} \frac{D^4}{\eta L} P_{av} \text{ litros/seg} \quad [1.25c]$$

Los valores de la viscosidad η para varios gases a diferentes temperaturas se muestran en la tabla B.16 (vea apéndice A), para el caso particular del aire a 20°C , el valor es $18 \times 10^{-3} \text{poises}$, en tal situación la ecuación [1.25c] se convierte en

$$C_v = 179 \frac{D^4}{L} P_{av} \text{ litros/seg} \quad [1.26]$$

Donde P_{av} está en *torr*, D y L en *cm*.

1.3.2 Flujo molecular.

La obtención del flujo molecular puede ser hecha, si se considera un tubo por el cual fluye gas a una presión baja, como se muestra en

* - Vea la tabla B.9, apéndice B, para conversión de unidades de presión.

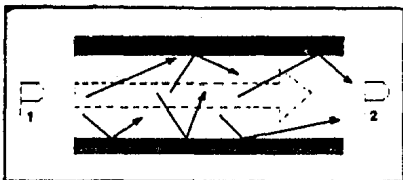


FIG. 1.5 - REPRESENTACION ESQUEMATICA DE VELOCIDADES DE MOLECULAS, PARA FLUJO MOLECULAR A TRAVES DE UN TUBO.

la fig. 1.5, donde las moléculas se mueven en líneas rectas al azar, chocando principalmente con las paredes. Si las moléculas tienen una distribución de velocidades del tipo Maxwell Boltzmann (ecuación [A.15], vea apéndice A). Entonces el número de moléculas que chocan por unidad de área y tiempo, sobre la pared del tubo, se determina por la ecuación [A.21] (vea apéndice A), como

$$\nu = \frac{n v_{av}}{4} = \frac{n}{2\pi^{1/2}} \left[\frac{2kT}{m} \right]^{1/2} \quad [1.27]$$

Donde n es la densidad de las moléculas por unidad de volumen, v_{av} es la velocidad aritmética media, k es la constante de Boltzmann, m es la masa molecular y T es temperatura del gas en $^{\circ}K$. Para una longitud Δz del tubo, el número de moléculas que chocan sobre la pared es

$$\frac{dn}{dt} = \nu s \Delta z = \frac{n}{2\pi^{1/2}} \left[\frac{2kT}{m} \right]^{1/2} s \Delta z \quad [1.28]$$

donde s es el perímetro de la sección transversal del tubo.

Si cada molécula que choca sobre la superficie es detenida y después emitida al azar, la molécula transferirá un momento neto a la pared, provocando la existencia de una velocidad media de arrastre \bar{u} en la dirección del flujo. El momento transferido por molécula en la longitud Δz de la pared del tubo en la dirección del flujo será $m\bar{u}$.

Por lo tanto, el momento transferido por todas las moléculas,

por unidad de tiempo es:

$$\frac{dp}{dt} = n\bar{u} \frac{dn}{dt} = \frac{nm}{2\pi^{1/2}} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} s\bar{u}\Delta z \quad (1.29)$$

Entonces el cambio del momento representa la fuerza ejercida en la dirección del flujo por las moléculas del gas sobre el tubo $\Delta F = dp/dt$, mientras que el tubo actúa con una fuerza de igual magnitud pero en sentido contrario. Esta fuerza retardadora actúa sobre la sección transversal del tubo, tal que el cambio en la presión es

$$\Delta P = \frac{\Delta f}{A} = \frac{1}{A} \frac{dp}{dt} \quad (1.30)$$

Donde A es el área de la sección transversal del tubo. Combinando las ecuaciones (1.29) y (1.30), se tiene que el cambio en la presión es

$$\Delta P = \frac{nm}{2\pi^{1/2}} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} \frac{s\bar{u}\Delta z}{A} \quad (1.31)$$

De acuerdo a la ecuación (A.4), el gradiente en la presión es

$$\frac{\Delta P}{\Delta z} = \frac{nkT}{\pi^{1/2}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{1/2} \frac{s\bar{u}}{A} = \frac{P}{\pi^{1/2}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{1/2} \frac{s\bar{u}}{A} \quad (1.32)$$

Así pues, si la cantidad de gas que fluye a través del tubo es

$$Q = PA\bar{u} \quad \mu\text{bar cm}^3/\text{seg} \quad (1.33)$$

De la cual $P\bar{u} = Q/A$ y combinando esta expresión con (1.32), se tiene

$$\frac{\Delta P}{\Delta z} = \frac{1}{\pi^{1/2}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{1/2} \frac{s}{A} Q \quad (1.34)$$

Para una longitud L de un tubo, de sección transversal uniforme se obtiene

$$\frac{\Delta P}{\Delta z} = \frac{P_1 - P_2}{L} \quad (1.35)$$

donde P_1 y P_2 son los valores de la presión en los extremos del tubo. Sustituyendo este valor de $\Delta P/\Delta z$ en (1.34) y despejando Q se tiene

$$Q = \pi^{1/2} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} \frac{P_1 - P_2}{L} \frac{A^2}{s} \quad (1.36)$$

Que es la cantidad de gas que atraviesa el tubo de longitud L .

La derivación anterior contiene implícita la consideración de que la velocidad de arrastre media \bar{u} de las moléculas, se superpone sobre la velocidad aritmética media v_{av} (velocidad térmica), obtenida en la distribución de velocidades, de Maxwell-Boltzmann.

Knudsen⁽¹⁾ muestra que una forma más razonable de asumir esta superposición de la velocidad de arrastre de una molécula, es considerarla proporcional a la velocidad térmica. En este caso se encuentra que el factor numérico por el cual se debe multiplicar la ecuación (1.36) es $8/3\pi$, tal que el flujo a lo largo del tubo de sección transversal uniforme este dado correctamente por

$$Q = \frac{8}{3\pi^{1/2}} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} \frac{P_2 - P_1}{L} \frac{A^2}{s} \quad (1.37)$$

La cual ha sido probada experimentalmente. Entonces la conductancia de un segmento de tubo de longitud L estará dada por

$$C_m = \frac{Q}{P_1 - P_2} = \frac{8}{3\pi^{1/2}} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} \frac{A^2}{sL} \quad (1.37a)$$

A partir de la ecuación (A.18) (vea apéndice A), $(2kT/m)^{1/2} = 1.29 \times 10^4 (T/M)^{1/2}$ se tiene que la conductancia es

$$C_m = \frac{3.44 \times 10^4}{\pi^{1/2}} \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} \frac{A^2}{sL} \quad \text{cm}^3/\text{seg}$$

$$C_m = \frac{34.4}{\pi^{1/2}} \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} \frac{A^2}{sL} \quad \text{litros/seg.} \quad (1.38)$$

Para un tubo de sección transversal circular, donde $A^2 = \pi D^2 / 4$, se tiene

$$C_m = 3.81 \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} \frac{D^3}{L} \quad \text{litros/seg.} \quad (1.39)$$

Mostrando que la conductancia para un flujo molecular en un tubo, es proporcional a la tercera potencia del diámetro e inversamente proporcional a la longitud. Por ejemplo, para el aire a 20 °C se tiene

$$C_m = 12.1 \frac{D^3}{L} \quad \text{litros/seg.} \quad (1.40)$$

1.3.2.1 Conductancia de una abertura

Para calcular la conductancia de una abertura, en la que se tiene un flujo molecular*, se considera que se tiene dos cámaras conectadas a través de una pared, en la que existe una abertura circular, donde las dimensiones de las cámaras son grandes comparadas con la abertura.

Las presiones en las cámaras son P_1 y P_2 , donde P_1 es mayor que P_2 , debido a la diferencia de presiones se establece un flujo. Si además, se considera que el número de moléculas n_1 que pasan a través de la abertura de área A , desde la región de presión P_1 a la región de presión P_2 , es determinada por la ecuación (A.21) (ver apéndice A) dada como

$$q_1 = n_1 A = \frac{n_1}{2\pi^{1/2}} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} \frac{\pi D^2}{4} \quad \text{moléculas/seg.} \quad (1.41)$$

y similarmente, el número de moléculas que pasan a través de la abertura desde la región P_2 a la región P_1 es

$$q_2 = n_2 A = \frac{n_2}{2\pi^{1/2}} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} \frac{\pi D^2}{4} \quad \text{moléculas/seg.} \quad (1.42)$$

* - Cuando el camino libre medio es mayor que el diámetro de la abertura.

El flujo neto desde la región P_1 a la región P_2 , es entonces

$$q = q_1 - q_2 = \frac{\pi^{1/2}}{8} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} (n_1 - n_2) D^2$$

Si se tiene que $n_1 = P_1/kT$ y $n_2 = P_2/kT$ (obtenidas por la ecuación (A.4) en el apéndice A), entonces el flujo neto es

$$q = \left(\frac{2\pi}{mkT} \right)^{1/2} \frac{D^2}{8} (P_1 - P_2) \text{ moléculas/seg.} \quad (1.43)$$

Si el flujo neto se expresa en términos del volumen del gas que sale de la región de presión alta P_1 ,

$$\frac{q \text{ (moléculas/seg)}}{n_1 \text{ (moléculas/cm}^3\text{)}} = q \frac{kT}{P_1} \text{ cm}^3/\text{seg} \quad (1.44)$$

Como la cantidad de gas que fluye es definida como $Q = (cd/dt)PV$ ($\mu\text{bar cm}^3/\text{seg.}$), en este caso la ecuación (1.44) está dada como:

$$Q = P_1 \frac{q}{n_1} = q k T$$

$$Q = \frac{\pi^{1/2}}{8} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} D^2 (P_1 - P_2) \quad (1.45)$$

Combinando las ecuaciones (1.45) y (A.18), se obtiene la cantidad de gas que pasa por la abertura circular en términos del peso molecular M , determinada como

$$Q = 2.86 \times 10^8 \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} D^2 (P_1 - P_2) \quad \mu\text{bar cm}^3/\text{seg.} \quad (1.46)$$

Por lo tanto, la conductancia para la abertura circular es

$$C_0 = \frac{Q}{P_1 - P_2} = 2.86 \times 10^8 \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} D^2 \text{ cm}^3/\text{seg.}$$

$$C_0 = 2.86 \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} D^2 \quad \text{litros/seg.} \quad (1.47)$$

1.3.2.2 Conductancia de un tubo recto de longitud finita.

Cuando un tubo es conectado a una cámara de dimensiones grandes, en comparación al diámetro del tubo, las moléculas del gas al entrar al tubo encuentran resistencia, constituyendo esto una impedancia extra al flujo del gas.

En la derivación de la conductancia de un tubo, para flujo

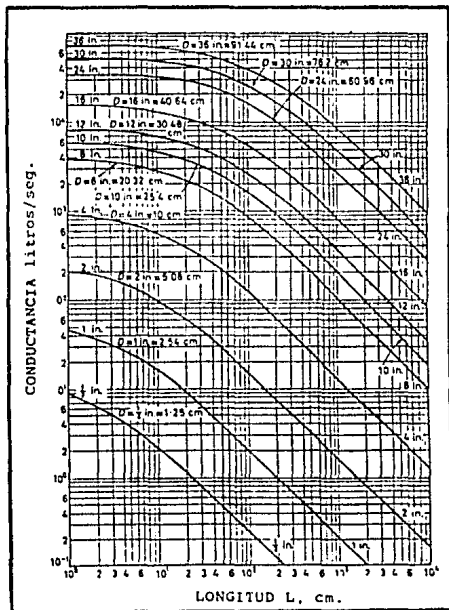


FIG. 1.16 - CONDUCTANCIA DE TUBOS CILINDRICOS DE DISTINTOS DIAMETROS D PARA AIRE. EN litros/seg. BASADO EN LA ECUACION (1.51)

molecular (ecuación 11.39), no se considera la impedancia de la entrada del tubo. Una forma de obtener la conductancia total del tubo es considerar la conductancia de la abertura y la conductancia del tubo, ambas conectadas en serie como:

$$\frac{1}{C_T} = \frac{1}{C_w} + \frac{1}{C_l} \quad ; \quad C_T = \frac{C_w C_l}{C_w + C_l} \quad (11.46)$$

donde C_w está dado por la ecuación 11.39) y C_l por la ecuación 11.47) teniendo

$$C_T = \frac{0.180(2.86 \cdot 10^6 CT/HD)CD^3/LD}{2.86 \cdot 10^3 (CT/HD)^{1/2} + 0.310 \cdot 10^3 (CT/HD)^{1/2} CD^3/LD} \quad (11.49)$$

simplificando se tiene que

$$C_T = 3.81 \cdot 10^3 \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} D^3 \left(L + \frac{4}{3} D \right)^{-1} \text{ cm}^3/\text{seg.} \quad (11.50)$$

$$C_T = 3.81 \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} D^3 \left(L + \frac{4}{3} D \right)^{-1} \text{ litros/seg} \quad (11.50a)$$

Por ejemplo, para el aire a 20°C

$$C_T = \frac{12.10^3}{L} \left(1 + \frac{4}{3} \frac{D}{L} \right)^{-1} \text{ litros/seg.} \quad (11.51)$$

La ecuación anterior es adecuada para hacer estimaciones de las conductancias de tubos cilíndricos, como se muestra en la fig. 1.6, para el caso del aire a 20°C, cuya aproximación es buena. En la fig. 1.7 se representan los porcentajes de error de esta ecuación en función de L/D , de acuerdo a los cálculos de Clausius³, siendo estos exactos para $L/D < 5$ y $L/D \rightarrow \infty$, y su desviación máxima del 12%, ocurriendo para valores intermedios de $L/D \approx 1.3$.

1.3.3. Flujo de transición.

La transición desde un tipo de flujo a otro no es repentino, sino gradual, el movimiento de los gases en este región es referido como flujo de transición. El flujo de gas en este región intermedia no se puede derivar desde los primeros principios. Es costumbre describirlo

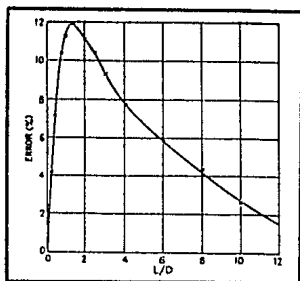


FIG. 1.7-REPRESENTACION DE L/D CONTRA EL TANTO POR CIENTO DE ERROR COMETIDO AL USAR LA ECUACION (1.51).

por ecuaciones empíricas, las cuales asumen que el flujo de gas total consiste de una contribución molecular y una viscosa. La conductancia para flujo de transición, para tubos cilindricos grandes, ha sido formulada por Knudsen⁽²⁰⁾ en la siguiente manera:

$$C_t = C_v + C_m \left[\frac{1 + \left(\frac{m}{kT} \right)^{1/2} \frac{DP_{av}}{\eta}}{1 + 1.24 \left(\frac{m}{kT} \right)^{1/2} \frac{DP_{av}}{\eta}} \right] \quad (1.52)$$

Por ejemplo, la conductancia para el aire a 20°C esta dado por:

$$C_t = \frac{D^3}{L} \left[179DP_{av} + 12.1 \left[\frac{1 + 256DP_{av}}{1 + 316DP_{av}} \right] \right] \text{ litros/seg} \quad (1.53)$$

Donde D y L son medidas en cm y P_{av} es la presión promedio entre ambos extremos del tubo medida en torr. Cuando DP_{av} es grande, la expresión $(1+256DP_{av})/(1+316DP_{av})$ tiende a un valor constante de 0.81 y el término del flujo molecular es despreciable comparado con el de viscosidad. La conductancia es entonces igual a

$$C_i = \frac{179D^4 P_{av}}{L} = \frac{290A^2 P_{av}}{L} \quad \text{litros/seg.} \quad (1.54)$$

Donde A es el área de la sección transversal en cm^2 , la cual es igual a $\pi D^2/4$ para un tubo circular.

En el otro extremo, cuando DP_{av} es pequeño el término viscoso es despreciable y la fracción $(1+256DP_{av})/(1+316DP_{av})$ tiende a la unidad. Aquí la conductividad es de la forma:

$$C_i = \frac{12.1 D^3}{L} = \frac{61.62 A^2}{sL} \quad \text{litros/seg.} \quad (1.55)$$

Donde s es el perímetro del tubo en cm y A es la área de la sección transversal.

La variación de la conductividad con DP_{av} se ilustra en la fig. 1.8 en la cual $C_i L/D^3$ es graficada contra DP_{av} . En esta gráfica se muestran los tipos de flujos. Esto es para $DP_{av} > 5 \times 10^{-4}$ torr cm el flujo es

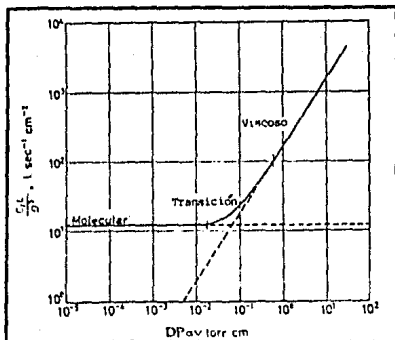


FIG. 1.8 - REPRESENTACION DE LA ECUACION (1.55).

puramente viscoso, y si $DP_{av} < 1.5 \times 10^{-4}$ torr cm el flujo es molecular. En la región intermedia el flujo es de transición requiriendo el uso de la ecuación (1.53).

1.4. Proceso de bombeo.

1.4.1 Tiempo de evacuación.

Una de las características importantes de un sistema de bombeo es el tiempo requerido para extraer el gas contenido en una cámara de vacío a una presión P de trabajo.

Para determinar las características que intervienen en el tiempo de evacuación de un sistema de alto vacío, es de considerar, por ejemplo, un sistema de bombeo como se muestra en la fig. 1.9 (página 25), el cual consta de una bomba de alto vacío conectada a una bomba de apoyo. El tiempo de evacuación dependerá: i) del tiempo que tarda la bomba de apoyo en llegar a la presión a la que trabaja la bomba de alto vacío, y ii) el tiempo que tarda la bomba de alto vacío en evacuar el gas dentro de la cámara a la presión P . Ambos tiempos dependen obviamente también del tamaño de la cámara y de las bombas, y de las conductancias de las componentes utilizadas entre ellas.

1.4.2. Tiempo de evacuación en bajo vacío.

La evacuación de una cámara en la región de bajo vacío (vea la tabla 1.1 las distintas regiones de vacío), por un sistema de bombeo consiste esencialmente en extraer el gas contenido dentro de la cámara, en la que se considera que no tiene fugas y/o desgasificaciones ($Q_s=0$).

La determinación del tiempo de evacuación por el sistema de bombeo en la región de bajo vacío, se logra a partir de la ecuación (1.5), donde $Q_s=0$, obteniéndose así

$$Q = -V_c \frac{dP}{dt} \quad (1.56)$$

y utilizando la ecuación (1.2), que determina la cantidad de gas que sale de la cámara, dada como:

$$Q = S_e P \quad (1.57)$$

Tabla 1.1

Regiones de presión de la tecnología del vacío y sus características

	Vacío rugoso	Vacío medio	Alto vacío	Vacío ultra-alto
P	760 - 1	1 - 10 ⁻³	10 ⁻³ - 10 ⁻⁷	< 10 ⁻⁷
n	10 ¹⁰ - 10 ¹⁶	10 ¹⁶ - 10 ¹⁸	10 ¹³ - 10 ⁹	< 10 ⁹
λ	< 10 ⁻²	10 ⁻² - 10	10 - 10 ⁻⁵	> 10 ⁵
v	10 ²³ - 10 ²⁰	10 ²⁰ - 10 ¹⁷	10 ¹⁷ - 10 ¹³	< 10 ¹³
F	Viscoso	Transición	Molecular	Molecular

P = PRESIÓN (torr), n = DENSIDAD MOLECULAR (cm⁻³), λ = CAMINO LIBRE MEDIO (cm), v = MOLECULAS INCIDENTES SOBRE 1 cm² EN SEG y F=TIPO DE FLUJO.

Donde S_e es la velocidad efectiva y P es la presión. Sustituyendo la ecuación (1.57) en (1.56) e integrando con respecto al tiempo y la presión:

$$\int_{P_0}^P \frac{dP}{P} = - \frac{S_e}{V_c} \int_0^t dt \quad (1.58)$$

Donde P₀ = 760 torr a t = 0. entonces

$$\ln \frac{P}{P_0} = - \frac{S_e t}{V_c} \quad \text{ó} \quad P = P_0 \exp \left[- \frac{S_e}{V_c} t \right] \quad (1.59)$$

donde el tiempo de evacuación está dado por

$$t = - \frac{V_c}{S_e} \ln \frac{P}{P_0} = 2.303 \frac{V_c}{S_e} \log_{10} \frac{P_0}{P} \quad (1.60)$$

Por lo tanto, la relación entre la velocidad efectiva y el tiempo de evacuación está dado por

$$t = 2.303 \frac{V_c}{S_e} \log_{10} \frac{P_0}{P} \quad (1.61)$$

La ecuación (1.61) nos permite encontrar el tiempo en que tarda el

sistema de bombeo, en evacuar una cámara de volumen V_c a una presión aproximada de 10^{-1} torr, y en función de la velocidad efectiva de la bomba.

1.4.3. Limitaciones de un sistema de vacío real.

El cálculo hecho para el tiempo de evacuación, obtenida en la ecuación 11.61) sólo es válida para estados iniciales de evacuación (para bombas de apoyo) y sumamente optimista cuando se aplica a presiones más bajas, debido a las consideraciones hechas en Q_a .

Cuando un sistema es evacuado con una bomba de alto vacío (Difusión, Turbo molecular, etc), el gas que sale de las paredes del sistema juega un papel importante en el grado de vacío que se pueda obtener, en estos casos se toma como fundamental la ecuación 11.5)

$$Q = Q_a - V_c \frac{dP}{dt} \quad 11.62)$$

Desafortunadamente Q_a es una función del tiempo y de la presión, tal que una simple integración de la ecuación 11.51, no puede ser obtenida como en el caso de la ecuación 11.60).

Una forma de determinar una función de evacuación es considerar las distintas fuentes que dan origen a la cantidad Q_a , siendo estas:

- i) Desgasificación de las paredes Q_p .
- ii) Permeación* sobre las paredes y sellos de la cámara Q_p .
- iii) Fugas de aire hacia el interior de la cámara Q_L y
- iv) La cantidad de gas que retorna de la bomba Q_b .

Volviendo a la ecuación 11.62) donde reemplazamos a Q_a , por las diversas fuentes antes mencionadas se tiene

$$Q = S_e P = Q_p + Q_r + Q_L + Q_b - V_c \frac{dP}{dt} \quad 11.63)$$

* Permeación es la cantidad de gas que atraviesa por las paredes de la cámara, desde de la atmosfera hacia el interior de ella, vea capítulo 2 sección 2.3.4 .

Entonces el cambio neto del gas contenido en la cámara estará dado por:

$$V_c \frac{dP}{dt} = -S_e P + Q_c + Q_r + Q_L + Q_s \quad (1.64)$$

Para determinar la función de evacuación $P(t)$, la ecuación (1.64) es simplificada si se considera que S_e es independiente de la presión y que solamente dos procesos contribuyen como fuentes de gas

$$V_c \frac{dP}{dt} + S_e P = Q_c + Q(t) \quad (1.65)$$

Aquí Q_c representa todos los procesos independientes del tiempo tales como fugas, permeación, o emisión de vapor (por ejemplo aceite de bomba y vapor de los materiales constituyentes). Los procesos donde los coeficientes cambian con el tiempo son incluidos en $Q(t)$, usualmente denominados como fenómenos de desgasificación y el cual puede decaer rápida o suavemente, dependiendo de la energía de desorción (ver capítulo 2 sección 2.3.2).

Después de un tiempo de bombeo los sistemas de vacío tienden a una presión constante, donde la contribución que depende del tiempo disminuye hasta ser despreciable en comparación de Q_c , siendo aquí la última presión P_u alcanzada, determinada por la cantidad de gas Q_c :

$$P_u = \frac{Q_c}{S_e} \quad \left(\text{para } \frac{dP}{dt} = 0 \quad t \rightarrow \infty \right)$$

Una solución para la ecuación (1.65), para presiones iniciales de $P_0 < 10^{-3}$ torr a $t=0$ está dada por⁽²⁰⁾

$$P(t) = \frac{Q_c}{S_e} + \left(P_0 - \frac{Q_c}{S_e} \right) \exp \left[\frac{-S_e}{V_c} t \right] + \frac{1}{V_c} \exp \left[\frac{-S_e}{V_c} t \right] \int_0^t Q(t) \exp \left[\frac{S_e}{V_c} t \right] dt \quad (1.66)$$

La constante S_e/V_c en la función exponencial del tiempo es usualmente del orden 1 seg^{-1} . Si se considera únicamente el segundo término de la ecuación (1.66), la presión en el sistema disminuye por un orden de

magnitud cerca de cada dos segundos. Pero en realidad la cantidad de gas que surge de las paredes es dominado por los procesos que dependen de $Q(t)$, representado por el tercer término de la ecuación (1.66), el que toma varias horas de bombeo en aproximarse a la última presión.

Varios experimentos han sido realizados para determinar las velocidades de desgasificación $Q(t)$, de los materiales utilizados en sistemas de vacío las cuales son mostradas en el capítulo 2 sección (2.3.2.3).

Por lo tanto, como se mencionó en la introducción de este capítulo los sistemas de vacío constan de tres partes: bomba de alto vacío, bomba de apoyo y cámara de trabajo, las que son conectadas por tubos y accesorios. El diseño de los sistemas de vacío consiste en combinar estas componentes en la forma más eficiente y económica, conociendo los siguientes factores: Presión de trabajo, volumen de la cámara y velocidades de desgasificación de los materiales utilizados en el sistema. Para esto el sistema es caracterizado en términos del gasto eligiendo así los tipos y tamaños de las bombas para alcanzar la presión de trabajo, siempre tomando en cuenta las conductancias de las componentes.

En la fig.1.9 se muestra un sistema típico de alto vacío en el que se puede ilustrar el proceso de evacuación utilizando los conceptos discutidos en este capítulo. El sistema consta de dos líneas, de alto vacío y de apoyo, cada una de ellas son controladas por las válvulas de vacío X_1 y X_2 , y entre ellas por la válvula X_r .

El proceso de evacuación de la cámara de vacío es:

A) La primera etapa consiste en bombear el gas desde la presión atmosférica hasta una presión donde la bomba de alto vacío puede operar (del orden de 10^{-1} torr). La evacuación es realizada con la línea de apoyo, aislando la bomba de alto vacío con las válvulas X_r y X_1 . El flujo de gas en esta etapa es viscoso y la conductancia es calculada mediante la ecuación (1.25a), debiendo ser lo suficientemente grande para que no reduzca fuertemente la velocidad de bombeo de la bomba de apoyo. El tiempo de bombeo hasta 10^{-1} torr puede ser calculado mediante la ecuación (1.61) sin tomar en cuenta la desgasificación de las paredes.

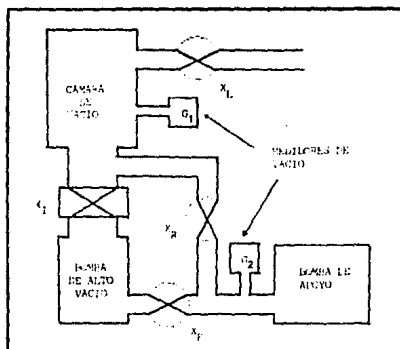


FIG. 1. D. - SISTEMA DE BOMBEO.

B) La segunda etapa de evacuación se efectúa utilizando la bomba de alto vacío, abriendo las válvulas x_1 y x_2 , y cerrando x_L . El proceso inicia dentro de la región de transición a presiones entre 10^{-1} a 10^{-2} torr donde la desgasificación empieza a ser importante, y teniendo sólo valores medios de las conductancias y velocidades de bombeo. A presiones abajo de 10^{-2} torr se encuentra en la región de flujo molecular, donde la desgasificación es dominante y disminuye en función del tiempo de bombeo como se muestra en el capítulo 2, siendo aquí la conductancia calculada por la ecuación (1.51).

CAPITULO 2

MATERIALES DE VACIO

2.1. Introducción

En la construcción de sistemas de vacío se requiere de una variedad de materiales con distintas propiedades: mecánicas, eléctricas, térmicas y resistentes a ataques químicos.

Los materiales con los que se construyen las principales partes de los sistemas tales como: cámaras, tubos, trampas y equipo, es por lo regular de metal y vidrio, debido a su resistencia para soportar la presión atmosférica sin que se colapsen. En las uniones de las componentes se utilizan elastómeros y metales, para evitar el acceso de los gases atmosféricos dentro del lugar evacuado. Por lo tanto, los tres tipos de materiales que generalmente se encuentran en sistemas de vacío son: metales, vidrios y elastómeros.

La elección adecuada del material depende del tipo de aplicación que se quiera realizar, ya que ellos juegan un papel importante en el grado de vacío que se quiera obtener, debido a que son fuentes de gases residuales a presiones bajas.

El presente capítulo se describen brevemente los principales materiales utilizados en sistemas de vacío y se analizan los efectos que tienen las superficies como fuente de gas, y como esta puede ser disminuida en función de la temperatura.

2.2. Materiales usados en sistemas de vacío.

2.2.1. Metales

Los metales más utilizados en sistemas de vacío se muestran en la tabla B.1 (vea apéndice B) y son:

a) Aleaciones de hierro.

Entre las aleaciones del hierro más utilizadas se encuentran: los aceros bajos en carbono conocidos como aceros blandos, los cuales tienen un amplio uso en sistemas de vacío como: cámaras, tubos, láminas etc. pero presentan ciertos inconvenientes como la formación de óxidos e hidróxidos en su superficie, y por adsorber grandes cantidades de vapor de agua cuando el material es expuesto a atmósferas húmedas. Un método para evitar la formación de óxidos e hidróxidos es cubrir las superficies con capas de cromo, níquel o cadmio. Para el caso del acero recubierto con cadmio es recomendable no utilizarlo en componentes que son calentados, debido a la presión alta del vapor del cadmio, como se muestra en la tabla B.2 (vea apéndice B).

Los aceros tipo A 286 no son fáciles de trabajar como los aceros blandos pero tienen ventajas sobre ellos dado que se pueden calentar a altas temperaturas.

Los aceros inoxidable son los materiales más usados en sistemas de alto vacío, en la fabricación de cámaras, tubos, componentes de bombas etc. Los aceros inoxidable Austeníticos, tales como la serie 302, 302B, 303, y 304, contienen cromo y níquel, balanceados con hierro. Estos aceros no son magnéticos y su punto de fusión está sobre 1400 °C. Tienen ventajas en comparación con los aceros blandos, dado que la adsorción del agua es mucho menor, son más fáciles de degasificar, y tienen alta resistencia a ataques químicos y a procesos de limpieza.

b) Tantalio

El tantalio es un metal con un punto de fusión de 3000 °C, es inerte a ataques químicos y ácidos, excepto el hidrófluórico y el sulfúrico a temperatura ambiente. Es un material dúctil y maleable, pareciéndose mucho al acero blando y puede soldarse, pero es bastante

caro.

c) Molibdeno

El molibdeno es un metal refractario no magnético, con el cual se puede trabajar, tiene un punto de fusión grande de 2620 °C y una presión de vapor baja. Adsorbe grandes cantidades de oxígeno a temperaturas 1000°C, pero se puede limpiar por calentamiento en contacto con nitruro de sodio alrededor de 800°C. Este material es usado como filamento en medidores de vacío y se puede soldar.

d) Tungsteno

El tungsteno tiene un punto de fusión alto 3377 °C, teniendo alta tensión en comparación a los otros metales. Es difícil de trabajarlo, es usado como filamento y como elementos calentadores.

e) Cobre

El cobre comercial es electrolíticamente refinado, su punto de fusión es cerca de 1084 °C, siendo muy bueno como conductor eléctrico y calorífico, es utilizado mucho en aplicaciones de vacío como material para cámaras, tubos y láminas. El cobre electrolítico ordinario contiene mucho oxígeno en su interior, de tal manera que el hidrógeno que se difunde hacia su interior reacciona con el oxígeno, formando vapor de agua el cual daña la superficie, surgiendo rupturas y poros. En aplicaciones de alto vacío se utiliza el cobre OFHC (libre de oxígeno y alta conductividad) para sellos o en la construcción de cámaras.

Las aleaciones del cobre más usadas en sistemas de vacío son el latón y el bronce. El bronce es una aleación compuesta de cobre con zinc, y el latón es una aleación cobre con estaño. Sin embargo en la práctica, muchos latones contienen varios metales y muchos broncees contienen zinc. Las aleaciones con zinc, cadmio, plomo, antimonio o bismuto no son adecuados para sistemas de vacío por sus altas presiones de vapor (vea tabla B.2). Los latones tienen un amplio uso como partes de bombas de difusión, cámaras, láminas, válvulas y conectores.

Las aleaciones como constantan contienen 60 a 55 % de cobre y 40 a 45% níquel. Pueden soldarse y su punto de fusión es de 1210 °C, son utilizadas para hacer termopares.

f) Níquel

El níquel es usado en la construcción de tubos de vacío y como recubrimiento para otros materiales, debido a su alta resistencia a la corrosión y facilidad de desgasificación. Su punto de fusión es de 1455 °C.

g) Aluminio

El aluminio en forma pura (Alcoa 2s) es dúctil y es un buen conductor térmico y eléctrico, pero es difícil de desgasificar. Es usado como "getter"*, electrodos en tubos de descarga, soporte de arosellos y cámaras de vacío.

2.2.2. Vidrios

Hay variaciones considerables en la composición de los vidrios, el principal componente es la arena de óxido de silicio mezclada con varios óxidos. Los vidrios más importantes en el trabajo de vacío son los de borosilicato (Pyrex, Hysil, Wembley W1, etc.), aunque los vidrios de sosa y de plomo tienen algunas aplicaciones. Algunos usos de estos tipos de vidrio son:

Vidrios de Borosilicato: Son utilizados en cámaras, bombas de difusión, tubos de vacío, sellos para tungsteno, molibdeno, etc.

Vidrios de sosa: son utilizados en tubos de radio, en pequeñas cámaras de vacío, sellos para platino, etc.

Vidrios de plomo: son utilizados como sellos de vacío (lámparas, tubos etc.).

La tabla B.3 del apéndice B se muestran algunas de las propiedades para estos tipos de vidrios.

2.2.3. Elastómeros

Los elastómeros son materiales sintéticos o naturales, que pueden ser vulcanizados a un estado en el que tienen la capacidad inherente para aceptar y recuperarse de una deformación extrema. En la tabla B.4 del apéndice B se muestran algunos de los elastómeros usados en el

* - "Getter" película absorbente, vea sus características en la tabla B.10 apéndice B.

trabajo de vacío. Los más comunes son: butyl natural, Buna N, silicón, Viton y neopreno.

Las propiedades de los hules sintéticos y naturales, deben de considerarse antes de ser utilizados como sellos. de entre las más importantes son:

1) Los hules no son materiales comprimibles. La deformación hecha en una dirección es compensada hacia las otras direcciones.

2) Todos las componentes de los hules fluyen a bajo de su punto de fusión.

3) El neopreno no puede usarse arriba de 90°C porque se funde. Los plásticos sintéticos y naturales pueden usarse cerca de 120°C . y algunos hules de silicón son buenos a 250°C .

4) Un cambio de dureza ocurre con el tiempo.

5) Todos pierden sus propiedades elásticas a bajas temperaturas.

2.3. Efectos de superficie.

Como se mencionó en el capítulo anterior, las paredes son fuentes de gases residuales conocido como desgasificación, y junto con el flujo de gas que regresa de la bomba, limitan la presión que se puede alcanzar en una cámara de vacío. Los procesos que intervienen en la desgasificación se ilustran en la fig. 2.1, los cuales son: difusión, desorción, adsorción y permeación. Dichos procesos son de suma importancia en técnicas de vacío, porque disminuyen la acción de las bombas en remover el gas dentro de la cámara.

2.3.1. Adsorción y desorción

Cualquier superficie presenta fuerzas de atracción a nivel atómico, dando origen a que las moléculas sean adsorbidas. La adsorción puede ser física o química (vea tabla 2.1). En la adsorción física intervienen fuerzas de tipo de Van der Waals y en la adsorción química, es la formación de compuestos químicos con transferencia de electrones.

Cuando una molécula se acerca a una superficie esta experimenta un campo de potencial como se muestra en la fig.2.2, donde se representa la energía potencial entre una molécula AB y un átomo H de la superficie. Cuando la molécula se aproxima a la superficie la

energía potencial decrece hasta un mínimo H_A , conocido como el calor de adsorción que es igual a la energía de desorción E_D , cuyo valor máximo es del orden de 9 cal/mol . Si la molécula AB tiene suficiente energía cinética para pasar más allá de este mínimo, esta experimentará rápidamente un incremento en las fuerzas repulsivas, quedando la molécula en el pozo de potencial. Este proceso es conocido como adsorción física o proceso no activado. Los gases que solamente son adsorbidos físicamente son los gases nobles.

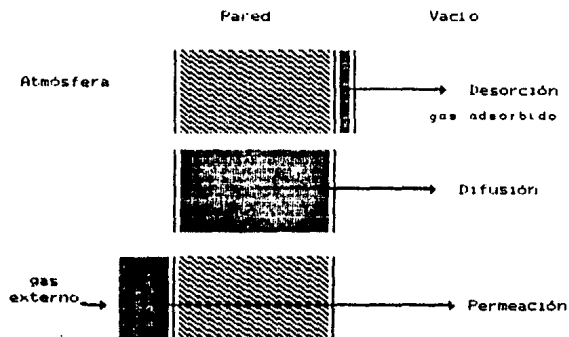


FIG. 2.1. - REPRESENTACION ESQUEMATICA DE LAS DIFERENTES FUENTES DE GASES RESIDUALES ASOCIADOS CON LOS MATERIALES DE VACIO.

Hay dos tipos de adsorción química, con disociación y sin disociación. En la *fig. 2.3* se muestra el proceso donde una molécula AB es primero adsorbida físicamente, y si adquiere o se le suministra energía suficiente (conocida como energía de activación, E_A), cambia a ser adsorbida químicamente, la energía de desorción en este caso es $E_D = E_A + H_c$, donde H_c y E_A son el calor y la energía de activación de la adsorción. En la tabla B.5 del apéndice B se da una lista de gases que son adsorbidos químicamente en metales, a temperatura ambiente.

Tabla 2.1 Comparaciones de adsorciones físicas y químicas

Adsorción física	Adsorción química
Fuerzas de Van der Waals	Fuerzas comparativas a ligaciones químicas.
Calor de adsorción inferior a 10 Kcal/mol	Calor de adsorción superior a 10 Kcal/mol
La cantidad adsorbida depende más de las moléculas que de la superficie.	La cantidad adsorbida depende tanto de las moléculas como de la superficie.
La adsorción es posible en monocapas	Después de formarse una monocapa, solo puede adsorberse en las singularidades de la misma
La desorción es fácil	La desorción puede ser difícil y puede ser acompañada de transformaciones químicas.

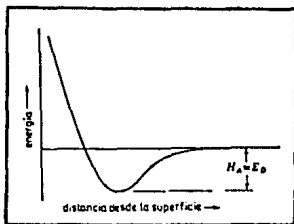


FIG. 2.2- ENERGIA POTENCIAL DE UNA MOLECULA EN ADSORCION FISICA. H_A ES EL CALOR DE ADSORCION. E_D ES LA ENERGIA DE DESORCION.

Las moléculas pueden disociarse y ser adsorbidas químicamente como átomos. estos procesos estan mostrados en las figs. 2.4 y 2.5. aquí D es energía de disociación y E_p la energía de activación para la desorción del átomo. Si 2E_p<D el proceso es endotérmico y si 2E_p>D la reacción es exotérmica.

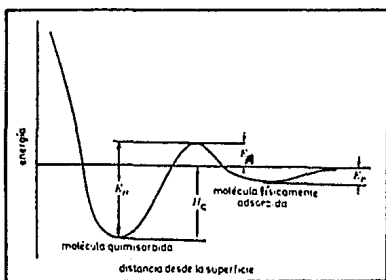


FIG. 2. 8. - ENERGIA POTENCIAL PARA ADSORCION QUIMICA.

2.3.1.1. Cinemática de la adsorción

El número de moléculas N_a adsorbidas por unidad de área y tiempo en una superficie es

$$\frac{dN_a}{dt} = v s \quad (2.1)$$

Donde v es el número de moléculas que chocan sobre la superficie por unidad de área y tiempo, dado por ecuación (A.22) (vea apéndice A), s es el coeficiente de captura definido como la probabilidad de que la molécula incidente sea capturada o adsorbida, siendo su valor 0 < s < 1.

Sustituyendo las ecuaciones (A.22) y (A.22a) en (2.1) se tiene que el número de moléculas adsorbidas es

$$\begin{aligned} \frac{dN_a}{dt} &= s P \left(\frac{2\pi m k T}{M} \right)^{-1/2} \\ &= 3.50 \times 10^{22} s P (M T)^{-1/2} \text{ moléculas/cm}^2 \text{ seg.} \end{aligned} \quad (2.2)$$

Donde P es la presión, T es la temperatura del gas en °K, M es el peso molecular de las moléculas.

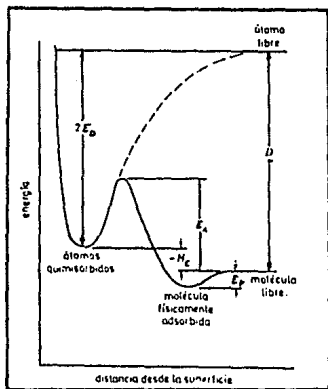


FIG. 2. 4.- ENERGIA POTENCIAL PARA LA ADSORCION QUIMICA. ADSORCION ATOMICA ENDOTERMICA DE UNA MOLECULA DIATOMICA: $2E_D < D$.

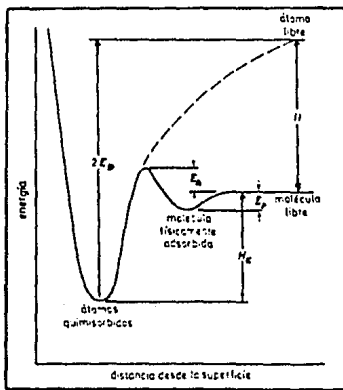


FIG. 2. 5.- ENERGIA POTENCIAL PARA LA ADSORCION QUIMICA ACTIVADA. ADSORCION ATOMICA EXOTERMICA DE UNA MOLECULA DIATOMICA: $2E_D > D$.

En el caso inverso de la adsorción, que es la desorción, el número de moléculas que salen de la superficie por unidad de área y tiempo es

$$\frac{dN\theta}{dt} = \frac{N_0\theta}{\tau_s} \quad (2.3)$$

Donde N_0 es el número de moléculas requeridas para formar una monocapa, y es determinada por el diámetro de la molécula adsorbida, vea tabla B.6 apéndice B valores aproximados. θ es la fracción de posibles sitios para adsorción, que son actualmente ocupados, τ_s es el tiempo de residencia de una molécula dado como⁽¹⁾

$$\tau_s = \tau_0 \exp \left[\frac{E_d}{RT_s} \right] \quad (2.4)$$

Donde τ_0 es el tiempo de vibración de los átomos de la superficie, E_d es la energía de desorción, R es la constante de los gases, T_s es la temperatura de la superficie en °K.

La ecuación (2.3) sólo es aplicable para desorción física y química de primer orden, con menos de una monocapa formada. Cuando se toman en cuenta los efectos de adsorción con disociación, la ecuación de desorción es una ecuación de segundo orden de la forma⁽²⁰⁾

$$\frac{dN\theta}{dt} = K (N_0\theta)^2 \exp \left[- \frac{E_d}{RT_s} \right] \quad (2.5)$$

siendo K una constante de velocidad.

Si se considera inicialmente el estado de equilibrio entre la adsorción y la desorción de primer orden, es decir, igualando las ecuaciones (2.2) y (2.3), se tiene el número de moléculas adsorbidas en 1 cm^2 de área como:

$$\begin{aligned} N_0\theta &= \sqrt{P} \left(\frac{2\pi MRT}{h^2} \right)^{1/2} \tau_s \\ &= 3.50 \times 10^{22} P^{1/2} (MRT)^{1/2} \tau_0 \exp \left[\frac{E_d}{RT_s} \right] \end{aligned} \quad (2.6)$$

Esta ecuación da el límite superior de la cantidad de gas que se

puede adsorber físicamente a una temperatura, y permite el cálculo de la cantidad máxima de moléculas adsorbidas en función de la temperatura y presión, obteniendo así tres relaciones importantes:

- a) $N_{\infty} = f(p)$: a temperatura constante, isoterma de adsorción.
- b) $N_{\infty} = f(T)$: presión constante, isobara de adsorción.
- c) $P = f(T)$: Para cubrimientos constantes N_{∞} .

En la práctica la ecuación (2.6) no puede ser evaluada, debido a que ϵ no es constante y E_p no es uniforme en toda la superficie, sin embargo, puede predecir aspectos fundamentales de la adsorción como:

- a) La cantidad de gas adsorbido aumenta con la presión, y
- b) A presiones bajas y a temperatura ambiente muy poco gas es adsorbido.

El análisis teórico para el proceso en no equilibrio, es discutido en la teoría de desgasificación 2.3.2.1.

2.3.2. Desgasificación de materiales.

Se llama desgasificación al proceso de emitir gas por desorción y difusión, ambos procesos son difíciles de distinguir por separado experimentalmente, pero para comprender como influyen en la desgasificación es necesario analizarlos por separado.

2.3.2.1. Isoterma de desorción.

Aunque la isoterma de adsorción mencionada anteriormente fue derivada de las ecuaciones cinéticas, no da información acerca de los mecanismos atómicos que ocurren durante la adsorción, sin embargo, da algunas relaciones útiles para demostrar varios efectos principales.

Si se considera que la cantidad de moléculas desorbidas de un material está dado por la ecuación (2.3). Para una energía de desorción uniforme, se puede obtener la cantidad de moléculas desorbidas por unidad de área y tiempo, bajo la suposición de que todas las moléculas desorbidas, sean removidas del sistema, es decir, no habiendo readorción. En tal situación ideal se puede escribir la ecuación

$$\frac{dN_b}{dt} = \frac{N_0\theta}{\tau_s} = \frac{N_a}{\tau_s} \quad (2.7)$$

Donde $\theta = N_a/N_0$, N_0 es el número de moléculas requeridas para formar una

monocapa. N_0 es el número total de moléculas adsorbidas. Dado que no hay readsorción, el proceso de desorción puede ser considerado como el inverso del proceso de adsorción, y entonces la tasa de desorción es igual a la tasa de adsorción, con el signo menos para indicar que el número de moléculas se reduce con el tiempo como:

$$\frac{dN_0}{dt} = - \frac{dN_a}{dt} \quad (2.8)$$

Usando la ecuación (2.8) se puede escribir (2.7) como:

$$- \frac{dN_a}{dt} = \frac{N_a}{\tau_a} = N_a K_1 \quad (2.9)$$

Donde $K_1 = 1/\tau_a$, e integrando la expresión (2.9) con respecto al tiempo, donde N_0 es función del tiempo. Si N_i es la cantidad de moléculas que fueron adsorbidas inicialmente a $t = 0$, entonces

$$N_0 = N_i \exp(-K_1 t) \quad (2.10)$$

sustituyendo la ecuación (2.10) en la (2.9) se tiene

$$- \frac{dN_a}{dt} = K_1 N_i \exp(-K_1 t) \quad (2.11)$$

Esta ecuación representa la cantidad de moléculas desorbidas, por unidad de área y tiempo de una superficie, y su variación con el tiempo se muestra en la fig. 2.6, donde se han graficado varias curvas en función de la energía de desorción E_d .

De acuerdo a la figura, a una temperatura de 25°C , los átomos adheridos con una energía de desorción de 20 Kcal/mol pueden ser desorbidas en dos horas, para una energía de desorción de 10 Kcal/mol son desorbidas en cuestión de segundos. Mientras que para energías de desorción mayores de 35 Kcal/mol las moléculas están tan fuertemente unidas a la superficie que contribuyen despreciablemente a los gases residuales. Por lo tanto, los gases que son responsables de un desgasamiento grande son los que tienen energías de desorción

alrededor de 25 Kcal/mol.

Aunque lo anterior ha sido obtenido de un modelo simplificado, las conclusiones han sido verificadas experimentalmente. Un ejemplo de esto, es el vapor de agua, el cual tiene una energía de desorción, E_d , entre 22 y 24 Kcal/mol en superficies metálicas, siendo difícil de removerlo rápidamente a temperatura ambiente.

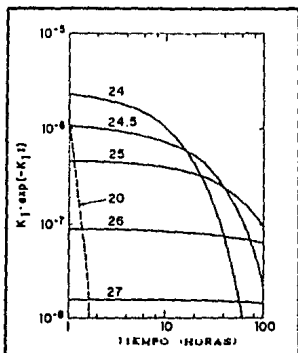


FIG. 2.6- DESORCIÓN DE PRIMER ORDEN EN FUNCIÓN DEL TIEMPO, PARA ENERGÍAS E_d ENTRE 20 Y 27 Kcal/mol. A TEMPERATURA DE 25 °C Y PERIODO DE VIBRACION DE 10^{-12} seg.

Como se mencionó anteriormente la ecuación (2.3) no es aplicable si los gases son disociados, y un ejemplo de esto son los gases diatómicos sobre metales. Para calcular la cantidad de moléculas desorbidas en este caso se hace a partir de la ecuación (2.5), que es de la forma

$$\frac{dN_d}{dt} = K (N_{ad})^2 \exp \left[- \frac{E_d}{RT} \right] \quad (2.12)$$

y tomando en cuenta las consideraciones hechas en el caso de desorción de primer grado, la ecuación anterior puede ser expresada en la siguiente manera

$$-\frac{dN_a}{dt} = KN_a^2 \exp\left(-\frac{E_D}{RT}\right) = K_2 N_a^2 \quad (2.13)$$

donde

$$K_2 = K \exp\left(-\frac{E_D}{RT}\right)$$

Si N_i es la cantidad de moléculas adsorbidas inicialmente a $t = 0$, e integrando la ecuación (2.13) respecto al tiempo, donde N_2 es función del tiempo, se tiene que

$$N_a = N_i (1 + N_i K_2 t)^{-1} \quad (2.14)$$

Sustituyendo la ecuación (2.14) en (2.13) se obtiene

$$-\frac{dN_a}{dt} = K_2 N_i^2 (1 + N_i K_2 t)^{-2} \quad (2.15)$$

Que es la cantidad de moléculas desorbidas por unidad de tiempo y área para el caso de desorción de segundo grado. Aquí la dependencia del tiempo para la desgasificación, es una función hiperbólica siendo el efecto de desorción más grande en comparación a la desorción de primer grado. En la fig. 2.7 se muestra una serie de ejemplos numéricos para energías de desorción de 24 a 30 Kcal/mol, obteniéndose que los gases que contribuyen a la desgasificación son aquellos que tienen energías de desorción menores de 30 Kcal/mol.

2.3.2.2 Desorción con el incremento de la temperatura.

A partir de la ecuación (2.3) se puede ver que la desorción depende exponencialmente de la temperatura. La desorción puede ser drásticamente incrementada con el calentamiento de la superficie. Si se asume que la ecuación (2.9) es válida, y considerando que E_D es constante, $\alpha = 0$ y si el aumento de la temperatura es un proceso lineal, $T = \alpha t$ (partiendo de 0°K), se puede obtener la siguiente función de desorción

$$-\frac{dN_a}{dt} = -\alpha \frac{dN_a}{dT} = \frac{N_a}{T_0} \exp\left(-\frac{E_D}{RT}\right) \quad (2.16)$$

donde N_a depende de la temperatura, e integrando la ecuación (2.16) con respecto al tiempo, donde N_a también es función del tiempo,

se obtiene

$$N_0 = N_1 \exp \left\{ \frac{-E_D}{\alpha r_0 R} \left[\frac{e^{-x}}{x} + E_1(-x) \right] \right\} \quad (2.17)$$

Donde N_1 es el número de moléculas adsorbidas al tiempo $t = 0$ y $x = E_D/RT$. La desorción ocurre principalmente si $x \geq 30$, y en este caso la integral exponencial $E_1(-x)$ puede aproximarse por una serie⁽¹⁰⁾

$$E_1(-x) = e^{-x} \left[-\frac{1}{x} + \frac{1}{x^2} - \frac{2}{x^3} + \frac{6}{x^4} - \dots \right] \quad (2.18)$$

Sustituyendo dicha serie en la ecuación (2.17) se obtiene

$$N_0 \approx N_1 \exp \left\{ \frac{-E_D}{\alpha r_0 R} \frac{e^{-x}}{x^2} \left[1 + \frac{2}{x} + \frac{6}{x^2} \right] \right\} \quad (2.19)$$

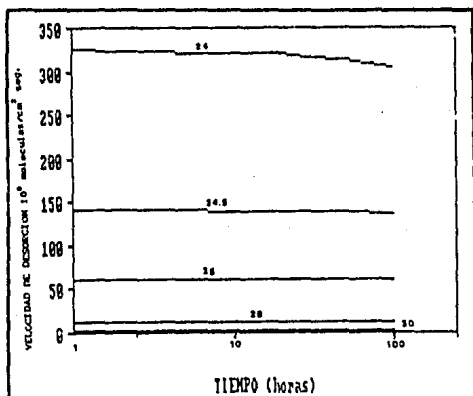


FIG. 2.7 - DESORCIÓN DE SEGUNDO ORDEN EN FUNCIÓN DEL TIEMPO DE BOMBEO, PARA ENERGÍAS E_D ENTRE 24 Y 30 Kcal/mol. A TEMPERATURA DE 25 °C. $K=1$ y $N=10^{14}$.

Por lo tanto, la cantidad de gas desorbida en función del incremento en la temperatura se obtiene sustituyendo N_0 en la ecuación (2.16). Un ejemplo numérico fig. 2.8, muestra que la desorción ocurre en un intervalo de temperatura estrecho con un máximo pronunciado. En parte esta forma pronunciada es debido a que solamente se considero un valor de E_D , en la práctica intervienen un intervalo de valores de E_D resultando una curva mas ancha.

2.3.2.3. Difusión

La difusión del gas desde el interior de las paredes hacia el espacio evacuado es otro proceso importante de la desgasificación. Esto es debido a que las paredes del sistema absorben el gas durante la manufacturación del material y durante el ciclaje del sistema, después surgiendo este gas cuando las paredes son expuestas al vacío.

Se sabe que los gases se disuelven en los sólidos según la ley de Henry

$$C = C_0 P^{1/2} \quad (2.20)$$

Donde C es la concentración del gas, C_0 es la solubilidad, P es la presión del gas y j es la constante de disociación del gas, la cual es dos para los gases diatómicos en metales y uno para todos los gases en no metales.

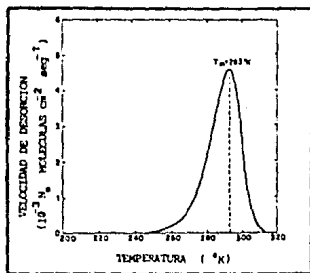


FIG. 2.8. - DESORCIÓN DE PRIMER ORDEN EN FUNCIÓN DE LA TEMPERATURA (200.1 grado/seg.) PARA $T_0 = 10^{-13}$ seg. Y $E_D = 20$ kcal/mol.

Cuando se crea una diferencia de presiones el gas se difunde hacia la parte evacuada de acuerdo a la ley de Fick

$$Q = - D \frac{dC}{dx} \quad [2.21]$$

$$D = D_0 \exp \left[- \frac{E}{JRT} \right] \quad [2.22]$$

Donde Q es la cantidad de gas que atraviesa una superficie, por unidad de área y tiempo, C es la concentración y D es el coeficiente de difusión dado por la ecuación [2.22]; donde E es la energía de activación para la difusión dado en $Kcal/mol$, R la constante de los gases, T es la temperatura en $^{\circ}K$, y D_0 es una constante que depende del gas y del material.

En la mayoría de los casos, un estado de equilibrio no se alcanza o solamente ocurre al cabo de un tiempo muy grande, debido a que D es muy pequeño. Dado esto se considera la situación en la transición, utilizando la segunda ley de Fick

$$D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} = \frac{\partial C}{\partial t} \quad [2.23]$$

Se puede estudiar como ocurre la difusión del gas desde las paredes hacia la región evacuada considerando las siguientes condiciones:

a) Difusión del gas desde una pared semi-infinita

Si se considera una pared semi-infinita de sección unitaria, con una concentración de gas uniforme C_0 . Al tiempo $t=0$ la pared es expuesta al vacío (cuya presión es despreciable). En tal situación la difusión del gas se obtiene resolviendo la ecuación [2.23] con las siguientes condiciones de frontera

$$\begin{array}{lll} C = C_0 & x \geq 0 & t = 0 \\ C = 0 & x = 0 & t > 0 \end{array}$$

La solución es ⁽²¹⁾

$$C(x, t) = 2C_0 \pi^{-1/2} \int_0^{\frac{x}{2(Dt)^{1/2}}} \frac{1}{2(Dt)^{1/2}} \exp(-y^2) dy = C_0 \phi_{(x/2(Dt)^{1/2})} \quad (2.24)$$

Donde $\phi_{(x/2(Dt)^{1/2})}$ es la función de error dada como¹⁷⁾

$$\begin{aligned} \phi_{(x/2(Dt)^{1/2})} &= 2\pi^{-1/2} \int_0^{\frac{x}{2(Dt)^{1/2}}} \frac{1}{2(Dt)^{1/2}} \exp(-y^2) dy \\ &= 2\pi^{-1/2} \exp\left[-(x/2(Dt)^{1/2})^2\right] \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2^n (x/2(Dt)^{1/2})^{2n+1}}{1 \cdot 2 \cdot 3 \dots (2n+1)} \end{aligned} \quad (2.25)$$

y la velocidad de desgasificación a un instante t es

$$Q = D \left[\frac{\partial C}{\partial x} \right]_{x=0} = C_0 D^{1/2} (\pi t)^{-1/2} \quad (2.26)$$

Si la región de vacío se conecta a una bomba de velocidad S y $Q = PS$ (véase ecuación 11.2) entonces

$$P = C_0 D^{1/2} S^{-1} (\pi t)^{-1/2} \quad (2.27)$$

Que es la ecuación característica de un proceso de difusión. Durante la desgasificación, la presión es inversamente proporcional a la raíz cuadrada del tiempo. La cantidad total de gas extraída de la pared es

$$Q_T = \int_0^t D \left[\frac{\partial C}{\partial x} \right]_{x=0} dt = 2\pi^{-1/2} C_0 (Dt)^{1/2} \quad (2.28)$$

b) Difusión del gas en una pared finita

Para resolver tal caso se tiene que resolver la ecuación 12.23) para una pared de sección unitaria y de espesor d .

Si inicialmente se considera que se tiene una concentración de gas C_0 , la cual es uniforme en toda la pared, y en el instante $t = 0$ se exponen ambas caras al vacío. Las condiciones de frontera son:

$$\begin{aligned} C &= C_0 & 0 \leq x \leq d & \quad t = 0 \\ C &= 0 & x = 0 \text{ y } x = d & \quad t > 0 \end{aligned}$$

La solución de la ecuación (2.23) bajo estas condiciones es⁽²¹⁾

$$C(x, t) = C_0 \frac{4}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1)^{-1} \operatorname{sen} \frac{\pi(2n+1)}{d} x \exp \left\{ - \left[\frac{\pi(2n+1)}{d} \right]^2 Dt \right\} \quad (2.29)$$

y siendo graficada en la fig. 2.9 para varios tiempos t , durante el periodo de transición. Entonces la velocidad de desgasificación al instante t en ambas caras de la pared, se obtiene diferenciando la función $C(x, t)$ a $x = 0$, obteniendo así

$$Q = 2D \left(\frac{\partial C}{\partial x} \right)_{x=0} = \frac{8C_0D}{d} \sum_{n=0}^{\infty} \exp \left\{ - \left[\frac{\pi(2n+1)}{d} \right]^2 Dt \right\} \quad (2.30)$$

La cantidad de gas liberada por ambos lados de la pared es

$$\begin{aligned} Q_T &= 2D \int_0^t \left(\frac{\partial C}{\partial x} \right)_{x=0} dt \\ &= C_0 d \left(1 - \frac{8}{\pi^2} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1)^{-2} \exp \left\{ - \left[\frac{\pi(2n+1)}{d} \right]^2 Dt \right\} \right) \quad (2.31) \end{aligned}$$

En la etapa inicial cuando la concentración en el centro de la pared está cerca de C_0 (véase la fig. 2.9), la ecuación (2.28) resulta ser una aproximación de la (2.31), permitiendo esto utilizar la ecuación (2.26) para determinar la velocidad de desgasificación, para los estados iniciales, donde la concentración inicial es igual a

$$C_0 = P_0 C_0 \quad (2.32)$$

Donde P_1 es la presión dentro de la pared y C_0 es la solubilidad en el sólido. Entonces la velocidad de desgasificación es

$$Q = C_0 P_1 D^{1/2} (\pi t)^{-1/2} \quad (2.33)$$

Aunque el factor $1/(t)^{1/2}$ de la ecuación [2.33] ha sido derivado de condiciones de frontera idealizadas, esta dependencia se ha verificado experimentalmente y es considerada como una de las características de los procesos de desgasificación por difusión.

Como se muestra en la fig 2.9, la cantidad de gas que surge por difusión depende de la solubilidad C_0 del material. Para gases en elastómeros, la solubilidad toma valores dentro de un intervalo de 3 a 10 por ciento del volumen. En los vidrios la solubilidad de los gases atmosféricos es pequeña, y solamente la del helio es apreciable siendo entre 0.1 a 1 por ciento del volumen. Los gases disueltos en vidrio son de poca importancia, con excepción del vapor de agua.

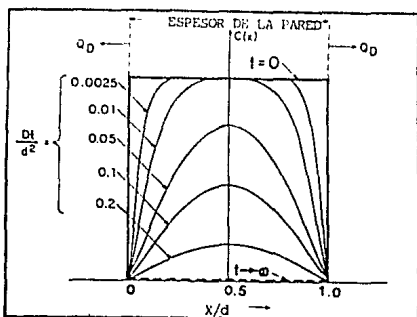


FIG. 2.9. - CONCENTRACION RELATIVA DE UNA PARED FINITA, DE ESPESOR d , PARA VARIOS TIEMPOS t SIN DIMENSIONES, d^2/d^2 , COMO PARAMETRO.

Respecto a la solubilidad de los gases en los metales, el gas de mayor importancia es el hidrógeno, ya que forma verdaderas soluciones con un número grande de ellos como: Fe, Acero, Ni, Co, Cu, Ag, Cr, Mo, y el W, y a temperaturas desde 20 a 400 °C la solubilidad del H₂ en

muchos de estos metales es aproximadamente de uno por ciento por volumen. Las solubilidades de los otros gases atmosféricos en los metales son considerablemente menores que este valor a temperatura ambiente. El nitrógeno es conocido como soluble únicamente en los metales con los que forma nitruros y la solubilidad del CO es similarmente restringido a la formación de carburos en metales.

Los materiales más utilizados en la construcción de sistemas de vacío son: Al, Fe, Acero y el Cu, dado que tienen bajas solubilidades para los gases comunes y solamente es grande para el hidrógeno. El coeficiente de difusión del hidrógeno depende del tipo de material y es del orden 10^{-8} cm²/seg a temperatura ambiente.

2.3.3. Velocidad de desgasificación de materiales de vacío.

Existen varias técnicas para determinar la cantidad de gas que surge de una superficie expuesta al vacío, las más importantes son:

Método de gasto: Esta técnica utiliza velocidades de bombeo bajas, obtenidas por medio de reductores de flujo de gas hacia la bomba, usando un orificio o un tubo estrecho de conductancia conocida. El balance dinámico entre la velocidad de desgasificación Q_0 y el gasto de la conductancia limitada Q_c , determinan el cambio de presión en el sistema de acuerdo a

$$Q_0 - Q_c = V \frac{dP}{dt} \quad \text{torr litros/seg} \quad [2.34]$$

La cantidad de gas que surge de la superficie en función del tiempo es deducida por los cambios de presión observados.

El otro método es conocido como aumento de gas, donde la cámara es evacuada conteniendo una muestra, después es aislada de la bomba, y midiendo el aumento en la presión, se puede obtener la desgasificación del material.

Se han obtenido varias gráficas de velocidades de desgasificación de varios materiales con respecto al tiempo, hechas por varios investigadores como se muestra en la fig. 2.10. Existiendo varias interpretaciones, debido a que no se puede inferir si el gas que surge es debido a algunos de los procesos anteriores (desorción o difusión controlada) y sólo en algunos pudiendo inferir esto por la forma de la

curva de desgasificación. Se ha encontrado también que la velocidad de desgasificación de las superficies metálicas es aproximadamente proporcional a $1/t$ para las 10 o 20 horas iniciales.

En general las observaciones han sido representadas por una ecuación empírica de la forma:

$$K_h = K_u + \frac{K_1}{t^\gamma} \quad (2.35)$$

Donde K_h y K_1 son velocidades de desgasificación a una y h horas de bombeo; K_u es el valor límite de K_h , siendo generalmente despreciable a menos de que t^γ sea muy grande, y γ es un número el cual varía con el tiempo de bombeo t_h .

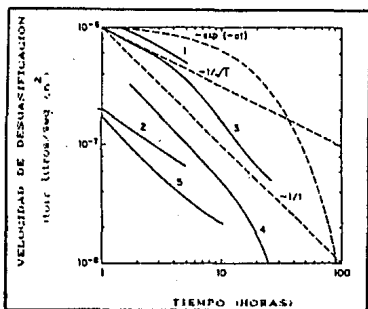


FIG. 2.10- MEDIDAS DE VELOCIDAD DE DESGASIFICACION PARA VARIOS MATERIALES: (1) FLEXIOLASS, (2) TEFLON, (3) VITON A NO HORNEADO, (4) ACERO BLANDO, (5) ACERO INOXIDABLE, Y LAS LINEAS NO CONTINUAS SON CURVAS CALCULADAS CON LAS LEYES ANTERIORES.

Al inicio del proceso del bombeo, γ es grande y disminuye rápidamente conforme la velocidad de desgasificación lo hace, pero después de pocos minutos sus cambios son lentos entre 2 y 0.5 dependiendo del tipo de material. En los metales los valores de K_1

están entre 10^{-8} y 10^{-7} torr litros/seg cm^2 , con valores γ cercanos a uno, y para no metales los valores de K_1 son más grandes con valores de γ entre 0.5 y 1. Los valores de γ mayores que uno son asociados con superficies malas para sistemas de vacío.

Para estimar la contribución de gases residuales, se muestran velocidades de desgasificación en la tabla B.7 (vea apéndice B), para una y cuatro horas de bombeo, de los principales materiales utilizados en sistemas de vacío.

2.3.4. Procesos de permeación.

Se conoce como permeación a la cantidad de gas que pasa a través de un sólido. Este proceso es originado por la adsorción de moléculas en la región de presión atmosférica y pasando después a través de la pared, hasta llegar a la región de vacío como se muestra en la fig 2.1. Los coeficientes de permeación pueden ser obtenidos a partir de los coeficientes de difusión del gas a través del sólido. Su derivación puede ser hecha bajo la consideración de difusión en una dimensión.

Para un sólido de espesor d en el cual se difunde el gas a través de un plano de área unitaria. En la etapa inicial, C y P son nulos en ambas paredes. A $t = 0$ la pared externa es expuesta a una presión P_1 , produciéndose una concentración C_1 del material absorbido, mientras la otra pared interna se mantiene en vacío (vea fig.2.1). Antes de alcanzar el estado de equilibrio el problema puede resolverse aplicando la ley de difusión de Fick (ecuación [2.23]), con las siguientes condiciones de frontera:

$$\begin{array}{lll} C = 0 & 0 \leq x \leq d & t = 0 \\ C = 0 & x = 0 & t > 0 \\ C = C_1 & x = d & t > 0 \end{array}$$

La solución para los estados de transición es ^[21]

$$C(x, t) = \frac{C_1 x}{d} + \frac{2C_1}{\pi} \sum_0^{\infty} \frac{(-1)^n}{n} \operatorname{sen} \frac{n\pi x}{d} \exp\left\{-\left[\frac{n\pi}{d}\right]^2 Dt\right\} \quad [2.36]$$

La velocidad de permeación en el instante t es

$$Q_p = D \left(\frac{\partial C}{\partial x} \right)_{x=0} = \frac{C_1 D}{d} + \frac{2C_1 D}{d} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \exp \left\{ - \left[\frac{n\pi}{d} \right]^2 D t \right\} \quad (2.37)$$

y la cantidad de gas total que entra en la zona de vacío es.

$$Q_T = D \int_0^t \left(\frac{\partial C}{\partial x} \right)_{x=0} dt$$

$$= \frac{C_1 D t}{d} - \frac{C_1 d}{6} - \frac{2C_1 d}{\pi^{1/2}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n^2} \exp \left\{ - \left[\frac{n\pi}{d} \right]^2 D t \right\} \quad (2.38)$$

Después de un tiempo grande, la pared es saturada con gas y la concentración tiende al estado de equilibrio, dando origen a que la cantidad de gas que entra y sale de la pared sea la misma para todas las distancias, siendo Q_p constante. Entonces a partir de la ecuación (2.37) para tiempos grandes se obtiene

$$Q_p = \frac{C_1 D}{d} \quad (2.39)$$

Sustituyendo el valor de la concentración $C_1 = P_1^{1/2} C_0$ dada por la ecuación (2.20), se tiene

$$Q = D C_0 \frac{P_1^{1/2}}{d} \quad \text{cm}^3 \text{ (STP) s}^{-1} \quad (2.40)$$

donde j es uno para los no metales y dos para moléculas diatómicas disueltas en metales, y el producto $D C_0$ es la constante de penetración P o de permeabilidad y representa la cantidad de gas en cm^3 que se difunde a través de una superficie por unidad de área y tiempo*. Para un espesor de un milímetro, y a una diferencia de presión de 10 torr.

* - Medida en condiciones estándar, es decir, a temperatura 0 °C y a presión de una atmósfera.

varias velocidades de permeación para los estados de equilibrio y transición han sido calculadas y están mostrados en la fig.2.11.

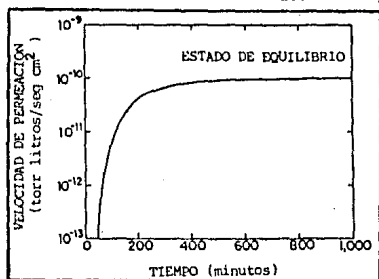


FIG. 2. 11. - VELOCIDAD DE PERMEACION DURANTE ESTADOS DE TRANSICION Y ESTADOS, EN EQUILIBRIO. LAS CONSIDERACIONES $D=10^{-7}$ cm²/seg. $d=1mm$. $C_0=0.01$, $P_0=1$ torr.

En los metales la permeabilidad es proporcional a la solubilidad de los gases en los sólidos, el hidrógeno es el gas con mayor permeación en los metales. Como se ilustra en la fig.2.12, la permeación del hidrógeno en el hierro y níquel es relativamente alta. Muchos de los otros metales incluyendo el acero tienen permeabilidades bajas. La permeabilidad de los otros gases en metales es pequeña en comparación a la del hidrógeno debido a sus bajos coeficientes de solubilidad y difusión.

El gas con alta permeabilidad a través de los vidrios es el helio. La velocidad de permeación para algunos vidrios son mostrados en la fig.2.13, en función de la temperatura.

Los datos representativos para la permeabilidad de los elastómeros se muestra en la tabla B.8 (vea apéndice B). Comparándolos con los vidrios y metales, los elastómeros no son tan selectivos, permitiendo el paso a casi todos los gases en cantidades significativas. El hule de silicon tiene alta permeabilidad lo cual hace que no sea utilizado en aplicaciones de alto vacío. Viton A y el hule de butyl tienen bajas permeabilidades, aunque ellos son penetrados por vapor de agua.

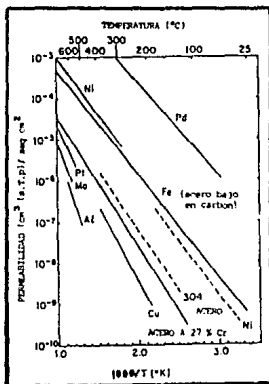


FIG. 2. 12. - PERMEABILIDAD DEL HIDROGENO EN METALES. LOS DATOS SON PARA VELOCIDADES DE PERMEACION A TRAVES DE 1mm DE ESPESOR DE PARED, A UNA PRESION DE UNA ATMOSFERA.

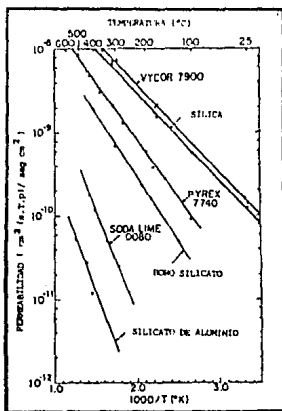


FIG. 2. 13. - PERMEABILIDAD DEL HELIO EN VIDRIOS. LOS DATOS PRESENTES SON PARA VELOCIDADES DE PERMEACION A TRAVES DE UN MILIMETRO DE ESPESOR DE UNA PARED, A UNA PRESION DE 10 (crr).

Por lo tanto, la finalidad de este capítulo fue dar los fundamentos para entender los efectos de las paredes y partes internas de los sistemas de vacío.

En el capítulo anterior se mencionó que cuando más alto es el vacío, los efectos de las superficies son más importantes, dado que junto al gas que regresa de las bombas determinan la presión última alcanzable.

En la primera parte de este capítulo se mostró los materiales más utilizados en los sistemas, en términos de sus propiedades y sus usos. La elección de ellos depende del tipo de aplicación a realizar y tipo de vacío. Sus propiedades más importantes son:

Presión de vapor.

Resistencia a la corrosión.

Nivel de horneado que puede soportar.

Facilidad de maquinado.

En la segunda parte del capítulo se analizó los procesos que dan origen a la desgasificación de las paredes como son:

i) En la desorción de gases adsorbidos se encontró que la cantidad de moléculas desorbidas, es determinado por las ecuaciones [2.11] y [2.15] para los casos de desorción de primer y segundo orden. Se determinó que los gases que intervienen principalmente en la desorción son aquellos que tienen energía de desorción alrededor de 25 kcal/mol a temperatura ambiente. Se encontró que cuando la temperatura de la superficie es aumentada, la cantidad de moléculas desorbidas se incrementa, tendiendo a un máximo, pero después de un tiempo de bombeo disminuye fuertemente.

ii) En los procesos de: Desorción de gases adsorbidos (Difusión controlada) y penetración de gases a través de las paredes (Permeación), se encontró que la desgasificación para los estados de equilibrio está determinado por las ecuaciones [2.33] y [2.40] siendo ambas proporcionales a la solubilidad del gas en el material considerado.

CAPITULO 3

PRODUCCION DE VACIO

3.1. Introducción.

El propósito principal de las bombas de vacío es reducir la densidad de moléculas en una cámara llena de gas.

El funcionamiento de una bomba está caracterizada por su velocidad de bombeo (vea Sec.1.2), representada por el volumen extraído por unidad de tiempo de la cámara.

Las bombas de vacío pueden ser clasificadas en dos grupos:

a) En donde las moléculas del gas son extraídas y llevadas a la atmósfera, pasando a través de uno o varias etapas de compresión, encontrándose:

1) Bombas, que operan por la creación periódica de una cámara de extracción (bombas mecánicas de paletas rotatorias).

2) Bombas, las que transportan el gas desde una presión baja a una presión alta, siendo la velocidad de bombeo constante (bomba turbo molecular e impulsoras tipo Foote).

3) Bombas, cuyo bombeo es debido al atrapamiento de los gases en un flujo de vapor de velocidad alta (bomba de difusión).

b) Bombas de vacío que inmovilizan los gases y vapores dentro de ellas. En este grupo se encuentran:

1) Bombas que bombean vapores por condensación de gas a temperaturas muy bajas (Criogénicas).

2) Bombas en donde los gases son adsorbidos o absorbidos en una superficie (bombas de sorción).

3) Bombas iónicas, donde los gases son ionizados y atrapados en un electrodo por enterramiento y formación de compuestos químicos.

En la tabla 3.1 se muestran las principales bombas usadas para vacío, tomando en cuenta sus características como: principio de bombeo, velocidad de bombeo, intervalo de presiones y presión de apoyo.

TABLA 3.1 BOMBAS DE VACIO

BOMBA	PRINCIPIO	RANGO APROXIMADO DE PRESION, TORR.	RANGO APROXIMADO DE VELOCIDAD PARA N ₂ , LITROS/SEG.	PRESTION PRE-VIA USUAL PARA N ₂ , TORR.	OBSERVACIONES
Bomba previa rotatoria de aceite.	Pistón rotante o de paletas.	10^{-3} — 10^1	1—400	—	Util para bombear desde la presión atmosférica; puede requerir atrapadores de vapor de aceite.
Bomba previa de sorción.	Sorción sobre zeolita o carbón enfriados.	10^{-2} — 10^3	Pequeñas unidades comerciales.	—	Bombeo inicial para sistemas libres de aceite, con pequeñas cargas de gas.
Bomba Roots	Rotores girando en sentidos contrarios.	5×10^{-4} — 10^0	40—6000	—	Para medias y altas cargas de gas a presiones intermedias.
Difusoras de aceite (a) y mercurio (b).	Difusión del gas en un chorro de vapor.	10^{-11} — 10^{-1}	1— 10^5 (sin atrapadores ni baffles).	(a) 10^{-1} (b) 10	Tienen alta capacidad de bombeo; deben atraparse los vapores.
Bomba turbo molecular	Rotor de alta velocidad	10^{-9} — 10^{-4}	140	10^{-1}	Baja relación de compresión para los gases ligeros; no requiere atrapador; precio alto
Sorción-ionización y pulverización catódica-ionización.	Capas metálicas removidas por bombardeo iónico.	10^{-11} — 10^{-4}	10^{-1} — 10^{-4}	—	Poca capacidad de bombeo; efectos de velocidad de bombeo para los gases.
Bombas criogénicas de condensación.	Condensación sobre superficies frías.	10^{-10} — 10^{-2}	Medias a muy altas.	—	Alta capacidad de bombeo; se requiere líquido criogénico.

3.2. Bombas mecánicas.

3.2.1 Bomba mecánica de paletas rotatorias.

La bomba mecánica de paletas rotatorias es una de las bombas más utilizadas como bomba de apoyo. Su presión de trabajo es desde la presión atmosférica hasta una presión del orden de 10^{-3} torr.

El diseño de la bomba mecánica rotatoria, es como se muestra en la fig. 3.1. Consiste básicamente de un compresor de desplazamiento positivo sellado con aceite, el cual también sirve para lubricar las partes más ajustadas. La bomba tiene una cavidad cilíndrica interior donde se encuentra un cilindro excéntrico. Dos paletas S' y S colocadas en una ranura de dicho cilindro y empujadas por muelles que hay entre ellas, dividiendo en dos partes el espacio comprendido entre el cilindro y la pared interior de la caja.

Los esquemas a, b, c, y d de la fig.3.2 representan las posiciones que ocupan las paletas S' y S al girar el cilindro en la dirección que indica la flecha.

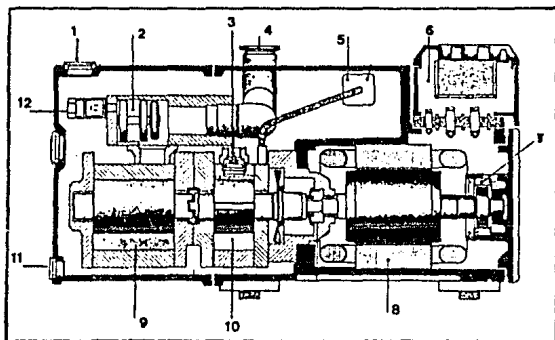


FIG. 3.1.- PARTES PRINCIPALES DE UNA BOMBA DE VACÍO DE PALETAS ROTATORIAS DE DOS ETAPAS. (1) TAPON DE ENTRADA DE ACEITE, (2) VALVULA DE VACÍO, (3) VALVULA DE DESCARGA, (4) ENTRADA DE LA BOMBA, (5) VALVULA DE GAS DE LASTRE CON SILENCIADOR, (6) CAJA DE CONEXIONES, (7) GENERADOR, (8) MOTOR, (9) SEGUNDO ESTADO DE BOMBEO, (10) PRIMERO ESTADO DE BOMBEO, (11) TAPON DE DRENADO DE ACEITE Y (12) VALVULA DE CONTROL.

En la posición a, el gas se aspira de la cámara, que se une al tubo C, penetrando así en el espacio I. A medida que gira el cilindro, la paleta S' se va desplazando (posición b), con lo que el espacio I aumenta y el gas es aspirado a través del tubo C. Al seguir girando el cilindro, la paleta S' cierra la comunicación entre el espacio I y el tubo C (posición c) y comienza a expulsar el gas encerrado en el espacio I a través de la válvula D (posición d). La rotación del cilindro hace que este proceso de extracción del gas por el tubo C y de su expulsión al exterior por la válvula D se repita continuamente.

Una de las características importantes de las bombas mecánicas de paletas rotatorias es la razón de compresión definida como el cociente entre la presión de entrada PA de la bomba y la presión de la salida Pv necesaria para accionar la válvula D (1000 torr). Cuando la bomba llega a una presión en la entrada del orden de 10^{-2} torr, la razón de compresión es grande, causando esto desventajas cuando se bombean vapores, debido que estos pueden condensarse en la cámara de la bomba, evitando así su salida a la atmósfera. Para reducir esta condensación se introduce un gas de lastre en el momento de la compresión, siendo este gas aire o un gas inerte, dependiendo del tipo de vapor que se bombea.

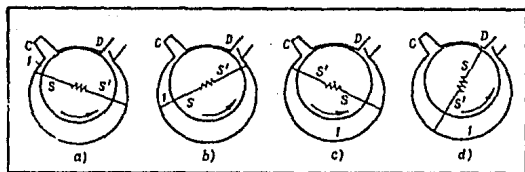


FIG. 8.2. - SECUENCIA DEL FUNCIONAMIENTO DE LA BOMBA DE VACÍO PARA UN ESTADO DE BOMBEO: LAS PALETAS S' Y S, AL GIRAR, ASPIRAN EL AIRE POR EL TUBO C Y LO EXPULSAN POR LA VÁLVULA D.

3.2.2 Bomba impulsora tipo Roots.

Las bombas impulsoras tipo Roots son utilizadas donde es necesario tener altas velocidades de bombeo. Se usan en combinación con una bomba de apoyo. Su intervalo de operación está entre 1 y 10^{-3} torr.

Principio de operación. La bomba Roots es un compresor de desplazamiento positivo no sellado, cuyas partes principales se ilustran en la fig.3.3, consiste de dos rotores que tienen la forma de ocho, los cuales son sincronizados con engranajes externos y rotados en sentido contrario, formando espacios entre los rotores y la caja de la bomba como se muestra en la fig.3.4. Las separaciones entre las partes movibles (rotores) y la pared de la bomba son del orden de 0.1 milímetros. Además las partes internas de la bomba giran a altas velocidades requiriendo una alta calidad en su diseño, construcción y ajuste.

Su operación se ilustra en la fig 3.4. En la primera posición, el aire penetra en la entrada de la bomba, y es transportado por el rotor como se indica en la posición 2. Este volumen es descargado en la tercera y cuarta posiciones, donde el segundo rotor vuelve a atrapar gas, repitiéndose el ciclo anterior.

Características de la bomba Roots. La cantidad de gas efectivo Q_e que transporta una bomba Roots es igual a la cantidad de gas transportable teóricamente Q_t menos la cantidad de gas Q_v debido al flujo de gas que regresa del lado de apoyo

$$Q_e = Q_t - Q_v \quad (3.1)$$

Si V_s es el volumen barrido por una bomba Roots y n el número de revoluciones por unidad de tiempo, el producto de estas dos cantidades da la velocidad de bombeo teórica S_t (también conocida como velocidad nominal)

$$S_t = n V_s \quad (3.2)$$

Si P_A es la presión en la entrada de la bomba, la cantidad de gas transportada teóricamente será

$$Q_t = P_A S_t = P_A n V_s \quad (3.3)$$

Una parte de Q_v , Q_{v1} , es la cantidad de gas que regresa a la entrada por las aberturas entre los rotores y la caja de la bomba. Si C_s es la conductancia entre las separaciones y P_v es la presión del lado de apoyo de la bomba Roots, se tiene

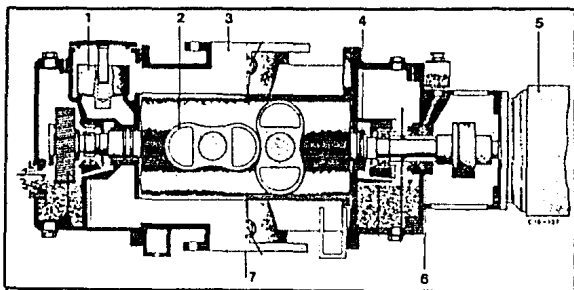


FIG. 3. 3. - SECCION LONGITUDINAL DE UNA BOMBA ROOTS.
 (1) VALVULA DE SOBREFLUJO, (2) ROTORES, (3) ENTRADA
 DE LA BOMBA, (4) SELLO DE LABERINTO, (5) MOTOR, (6)
 EJE DE TRANSMISION, (7) SALIDA DE LA BOMBA.

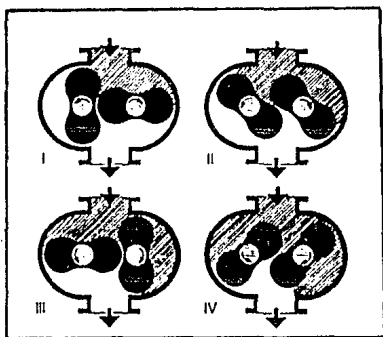


FIG. 3. 4. - PROCESO DE BOMBEO DE UNA BOMBA ROOTS.

$$Q_{v1} = C_s (P_v - P_A) \quad (3.4)$$

Ahora, durante el movimiento de los rotores, no todas las moléculas son transportadas hacia el lado de apoyo, donde la presión es relativamente alta. La cantidad de moléculas que no son bombeadas por los rotores está dado por Q_r , la que produce la otra parte Q_{v2} de la cantidad de gas que regresa hacia el lado de alto vacío, determinada por

$$Q_{v2} = Q_r = S_r P_v \quad (3.5)$$

Donde S_r es el volumen por unidad de tiempo de las moléculas del gas que regresan hacia el lado de alto vacío. A partir de las ecuaciones (3.1) a la (3.5) se tiene que la cantidad de gas efectiva Q_e que transporta la bomba Roots es

$$Q_e = P_A S_e = P_A S_t - C_s (P_v - P_A) - S_r P_v \quad (3.6)$$

Otra de las características importantes de la bomba Roots, es la razón de compresión K_o determinada por el cociente:

$$K_o = \frac{P_A}{P_v} \quad (3.7)$$

Donde P_A y P_v son las presiones de entrada y salida de la bomba Roots. La compresión K_o tiende a un valor máximo cuando la cantidad de gas transportado es cero, dado que bajo esta condición P_A tiende a su valor mínimo.

Entonces si el flujo es $Q_e=0$, y a partir de la ecuación (3.6) se obtiene que la compresión máxima es

$$K_{o\max} = \frac{P_v}{P_A} = \frac{S_t + C_s}{S_r + C_s} \quad (3.8)$$

El valor de C_s puede despreciarse en comparación de S_t de tal manera que la relación queda

$$K_{o\max} = \frac{S_t}{S_r + C_s} \quad (3.9)$$

La última presión P_u alcanzada por una bomba Roots, puede ser

determinada a partir de la razón de compresión máxima K_{max} . Para una presión de apoyo P_v

$$P_u = \frac{P_v}{K_{max}} \quad (3.10)$$

3.2.2.1. Combinación de bombas Roots y de apoyo

Las bombas Roots son utilizadas en combinación con bombas de apoyo, como por ejemplo bombas de paletas rotatorias. Se puede determinar la velocidad efectiva de una bomba Roots en función de la bomba de apoyo conociendo la velocidad de bombeo S_v de la bomba de apoyo, la velocidad teórica S_t de la bomba Roots y la razón de compresión máxima K_{max} .

Si la cantidad de gas que entra a la bomba es igual a la que sale, (flujo conservativo), se tiene

$$P_A S_e = P_v S_v \quad (3.11)$$

Tomando en cuenta la ecuación (3.7) (razón de compresión) se tiene que

$$S_e = K_e S_v \quad (3.12)$$

Donde la razón de compresión efectiva es $K_e = P_v/P_A$. Por lo tanto para una compresión efectiva $K_e > 1$, la velocidad de bombeo efectivo S_e de la bomba Roots debe ser mayor, que la velocidad de bombeo de la bomba de apoyo.

Considerando la ecuación (3.6), la cantidad de gas efectivo que transporta la bomba está dado por

$$Q_e = P_v S_v = P_A S_t - C(P_v - P_A) - P_v S_r \quad (3.13)$$

de esta ecuación, se obtiene la razón de compresión efectiva inversa como

$$\frac{1}{K_e} = \frac{P_A}{P_v} = \frac{S_v}{S_t + C_e} + \frac{C_s + S_r}{S_t + C_e} \quad (3.14)$$

Si se desprecia C_e en comparación con S_t , entonces el primer término de la ecuación (3.14) representa el recíproco de la razón de

compresión teórica

$$K_t = \frac{S_t}{S_v} \quad (3.15)$$

y el segundo término es el recíproco de la razón de compresión máxima K_{omax} . Por lo tanto

$$\frac{1}{K_e} = \frac{1}{K_t} + \frac{1}{K_{omax}} \quad (3.16)$$

La razón entre la velocidad de bombeo efectiva S_e y velocidad teórica de la bomba Roots, es definida como la eficiencia volumétrica η

$$\eta = \frac{S_e}{S_t} = \frac{K_e}{K_t} = \frac{\frac{K_{omax}}{K_t}}{1 + \frac{K_{omax}}{K_t}} \quad (3.17)$$

Con el fin de conseguir la eficiencia más favorable de una bomba Roots, la razón K_{omax}/K_t no debe ser menor que uno.

En conclusión, la velocidad efectiva de una bomba Roots en función de su bomba de apoyo se obtiene a partir de la ecuación (3.17) dada por el producto de la eficiencia volumétrica y la velocidad teórica de la bomba

$$S_e = \eta S_t \quad (3.18)$$

Una aplicación para este caso se hace en el capítulo 6 sección 6.3.3.

3.2.3 Bomba turbo molecular.

Dentro de los requerimientos de un sistema de vacío, no sólo es necesario tener presiones bajas sino también vacíos limpios de gases y vapores como por ejemplo; hidrocarburos, oxígeno, CO_2 , CO, y metano, que afecten los procesos que se realicen dentro del sistema de vacío. El tipo de bomba que minimiza estos contaminantes son las bombas turbo moleculares, las que pueden alcanzar presiones de 10^{-10} torr y velocidades de bombeo altas.

Existen dos tipos de diseños como se muestran en la fig.3.5 a) de eje horizontal y b) de eje vertical. Las partes principales de la bomba son; un rotor con discos, los cuales giran a altas velocidades,

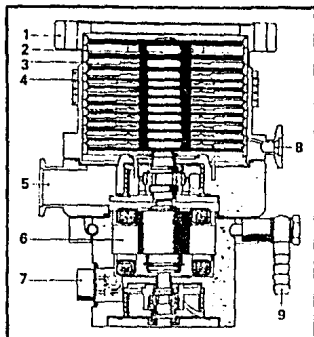


FIG. 3.5 a)- SECCION TRANSVERSAL DE UNA BOMBA TURBO MOLECULAR DE EJE VERTICAL. (1) CONEXION DE ALTO VACIO. (2) ROTOR. (3) ESTATOR. (4) CALENTADOR. (5) CONEXION PARA BOMBA DE APOYO. (6) MOTOR. (7) CONEXIONES PRINCIPALES. (8) CONEXION DE VENTEO. (9) ENFRIADOR DE AGUA.

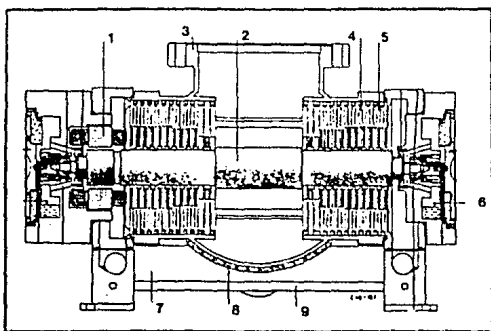


FIG. 3.5 b)- SECCION TRANSVERSAL DE UNA BOMBA TURBO MOLECULAR DE EJE HORIZONTAL. (1) MOTOR. (2) ROTOR. (3) CONEXION DE ALTO VACIO. (4) DISCOS DEL ROTOR. (5) DISCOS DEL ESTATOR. (6) CAMARA DE ACEITE. (7) CANAL DE PRESION DE APOYO. (8) CALENTADOR. (9) CONEXION DE ENFRIADOR DE AGUA.

alternados con discos estacionarios pegados al estator. Todos los discos son cortados en forma de aspas como se muestra en la fig.3.6, teniendo un angulo de inclinación α con respecto al plano del disco. Los canales formados entre las aspas sirven para capturar las moléculas y proyectarlas preferencialmente hacia los del disco estacionario. Por ejemplo, para una bomba que tenga un rotor de diámetro 16.5 cm y que gire a 24000 rpm, la velocidad tangencial de los discos del rotor será 2.07×10^4 cm/seg, siendo casi una tercera parte de la velocidad promedio de las moléculas del aire a temperatura ambiente.

Principio de operación. El principio fundamental de una bomba turbo molecular es crear un flujo en la dirección de la bomba de apoyo.

Si se considera un disco del rotor como se muestra en la fig.3.7, girando con una velocidad \bar{u} . Una partícula que provenga del espacio 1 incide sobre un punto C de la superficie de la aspa, la partícula saldrá con la velocidad más probable \bar{v} , que es en la dirección perpendicular a la superficie*. La velocidad obtenida por la aspa estará dada por la suma del vector \bar{v} de la partícula con el vector \bar{u} del disco, siendo esta \bar{w} , en la dirección del disco estacionario como se muestra en la figura. La mayor eficiencia de la bombas se logra en la región de flujo molecular, cuando el camino libre medio de las moléculas es grande comparado con las dimensiones geométricas del canal, tal que las moléculas mantengan su velocidad \bar{w} , dada por los canales en movimiento hasta llegar a las aspas del estator.

Velocidad de bombeo. Una forma de analizar el proceso de bombeo, es considerar un canal de un disco del rotor como se muestra en la fig.3.8, donde se ilustra la probabilidad de transmisión de las moléculas. Para el caso en que la velocidad del disco es grande en comparación con la velocidad térmica de las moléculas del gas, se obtienen dos casos; a) cuando las moléculas van de la parte (1) a la

* - El ángulo de incidencia no es igual al reflejado, dado que el proceso no es uno de rebote, pero si de adhesión, seguido de reemisión, que dependen de la temperatura y de las condiciones de interacción entre molécula y la superficie, siendo por ello la más probable la perpendicular a la superficie.

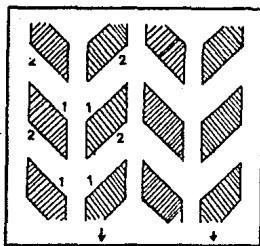


FIG. 3.6. - REPRESENTACION ESQUEMATICA DE LOS DISCOS.

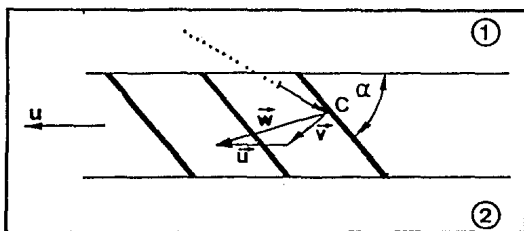


FIG. 3.7. - COLISION DE UNA MOLECULA EN UN CANAL DEL DISCO.

parte (2), y b) cuando las moléculas Proviene de la parte (2) a la parte (1). La diferencia de estas probabilidades Σ_{12} y Σ_{21} , determina la velocidad de bombeo neta.

Si v_1 y v_2 son el número de moléculas incidentes en ambos lados de la aspa por unidad de área y tiempo, y Σ_{12} es la fracción de v_1 transmitidas desde el espacio (1) al (2) y Σ_{21} es la fracción de v_2 transmitidas desde el espacio (2) al (1). Entonces el flujo neto que atraviesa la aspa por unidad de tiempo está dado como

$$W_{D1} = v_1 \Sigma_{12} - v_2 \Sigma_{21} \quad (3.19)$$

Donde W es la fracción de moléculas que atraviesan el disco desde el espacio (1) al (2). Si la temperatura es la misma en ambos lados del disco del rotor se obtiene

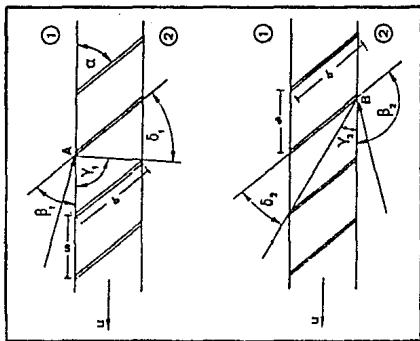


FIG. 3.8. - PROBABILIDAD DE TRANSMISION DE UNA MOLECULA A TRAVES DE UNA ASPA DEL DISCO DEL ROTOR. PARA LOS CASOS QUE LA VELOCIDAD ES GRANDE COMPARADA CON LA VELOCIDAD MOLECULAR. a) CUANDO LAS MOLECULAS PROVIENEN DEL LADO 1 AL 2 y b) CUANDO LAS MOLECULAS PROVIENEN DEL LADO 2 AL 1.

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{P_2}{P_1} \quad (3.20)$$

de la ecuaciones (A.4) y (A.21), donde n_1 y n_2 son las densidades moleculares, y, P_1 y P_2 las presiones respectivas de ambos lados del disco, y utilizando las ecuaciones (3.19) y (3.20), la razón de compresión estará determinada por

$$K = \frac{P_2}{P_1} = \frac{\Sigma_{12}}{\Sigma_{21}} = \frac{W}{\Sigma_{21}} \quad (3.21)$$

Cuando la cantidad de gas que atraviesa el disco de la bomba es cero, es decir $W=0$, la razón de compresión máxima K_{max} es

$$K_{max} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)_{W=0} = \frac{\Sigma_{12}}{\Sigma_{21}} \quad (3.22)$$

Los valores de Σ_{12} y Σ_{21} han sido calculados por Kruger y

Shapiro⁽²⁴⁾ utilizando el método de Monte Carlo en función de las dimensiones geométricas del canal s/b y α (vea fig. 3.8), y la velocidad relativa del canal, definida como el cociente de la velocidad del disco entre la velocidad térmica más probable, dada por la ecuación (A.16) (vea apéndice A). Donde la velocidad tangencial del disco es determinada como $u = \omega R$ (donde $\omega = 2\pi n$, n es el número de vueltas por unidad de tiempo y R es el radio del disco). Entonces la velocidad relativa es $s_r = u \sqrt{M/2kR_0T}^{1/2}$. En la fig. 3.9 se muestran los resultados obtenidos para la razón de compresión de un disco a flujo igual a cero en función de s_r . De estas curvas se puede observar que para $s_r \leq 1.5$ el logaritmo de la razón de compresión es aproximadamente lineal con la velocidad relativa s_r .

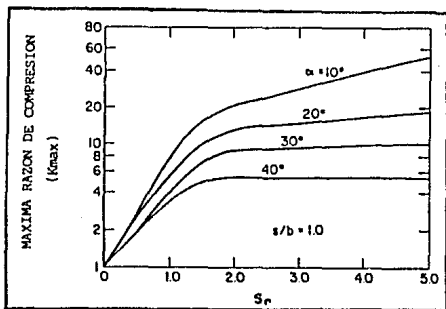


FIG. 3.9 - CURVAS CALCULADAS DE LA RAZÓN DE COMPRESIÓN MÁXIMA PARA UN CANAL SIMPLE CON $s/b=1$.

$$K_{\max} \sim \exp \left[\frac{u \sqrt{M}^{1/2}}{(2kR_0T)^{1/2}} \right] f(\alpha) \quad (3.23)$$

siendo la razón de compresión una función exponencial que depende de la velocidad del disco u , la raíz cuadrática del peso molecular de las moléculas del gas y de las dimensiones geométricas del rotor $f(\alpha)$.

En particular los gases ligeros tales como el helio y el hidrógeno, tienen razones de compresión pequeñas comparadas con los gases pesados. Por ejemplo, para un canal cuya velocidad sea de 4×10^4

cm/seg, la velocidad relativa s_r para el argón es cercana a la unidad, mientras que para el H₂ es del orden de 0.3. Utilizando la fig. 3.9 para $\alpha=30^\circ$, se encuentra que para estas velocidades relativas les corresponden razones de compresiones de 1.6 para H₂ y 4 para el Ar.

La velocidad de bombeo máxima que se puede obtener, ocurre cuando la presión en ambos lados del canal es igual, es decir, cuando la compresión es la unitaria. Entonces a partir de la ecuación (3.21) se tiene que el flujo neto que atraviesa el canal es

$$W_{\max} = (Z_{12} - Z_{21}) \quad (3.24)$$

De esta ecuación se observa que el valor máximo de W se obtiene al maximizar la diferencia de las probabilidades $Z_{12} - Z_{21}$. En el caso de un canal dicho valor puede ser determinado en función de la velocidad relativa s_r , un ejemplo de esto se muestra en la fig. 3.10, para un espaciamento $s/b=1$ y distintos α . Observándose que para $s_r \leq 1.5$, la máxima transmisión W_{\max} es casi lineal con respecto a s_r ,

$$W \sim \left[\frac{u(\alpha)^{1/2}}{(2kR_oT)^{1/2}} \right] g(\alpha) \quad (3.25)$$

Esto es debido a que el número de moléculas que inciden es proporcional a la velocidad térmica $(kT/m)^{1/2}$, mientras que la

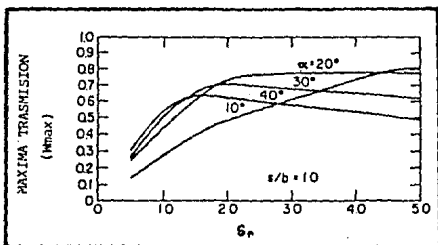


FIG. 3.10 - CURVA CALCULADA DEL COEFICIENTE W PARA LA UNIDAD DE LA RAZON DE COMPRESION PARA UNA CANAL CON DIMENSIONES $s/b=1$.

velocidad de bombeo neta del canal es independiente del peso molecular de las moléculas del gas. Por lo tanto, esta velocidad estará determinada por:

$$S_n = u g(\omega) \quad (3.26)$$

siendo igual al producto del factor geométrico $g(\omega)$ con la velocidad tangencial de la aspa u .

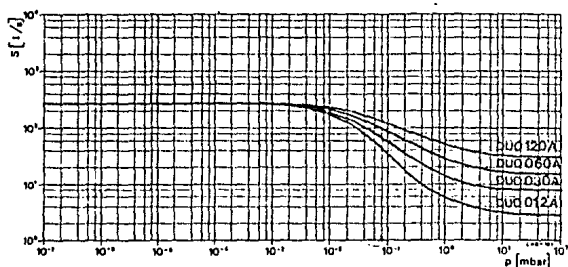


FIG. 3.11. - VELOCIDAD DE BOMBEO COMO FUNCION DE LA PRESION PARA DIFERENTES BOMBA DE APOYO (LAS CURVAS SON HECHAS PARA EL AIRE).

Las bombas turbo moleculares construidas con un canal son inadecuadas para usarse como bombas de alto vacío. Para aumentar la eficiencia de la bomba en cuanto a su velocidad de bombeo y razón de compresión, ellas son diseñadas de la siguiente forma; cada disco que conforma el ensamble de bombeo (turbina), es construido con varios canales los cuales son considerados como bombas elementales, y el número de discos se aumenta desde 8 a 20 dependiendo del tamaño de la bomba. Los primeros discos son diseñados para tener altas velocidades de bombeo y bajas razones de compresión, y en los discos posteriores se va incrementando la razón de compresión y disminuyendo la velocidad de bombeo.

En la *fig. 3.11* se muestran las curvas de velocidad de bombeo de una bomba turbo molecular TPH 270 (Balzer) en función de la presión, utilizando distintas bombas de apoyo. Como se observa, la velocidad de bombeo cuando se encuentra en el región de flujo molecular es

independiente de la presión, pero conforme esta aumenta hasta la región de transición, la velocidad de bombeo disminuye ocurriendo esto a presiones mayores de 10^{-2} mbar (7.5×10^{-3} torr).

La última presión obtenible con una bomba turbo molecular depende principalmente de la presión parcial P_{par} de los diferentes gases del vacío de apoyo. La presión parcial P_0 del gas en el lado de alto vacío se puede calcular a partir de la presión parcial P_{par} usando la definición de razón de compresión

$$P_0 = \frac{P_{par}}{K} \quad (3.26)$$

3.3. Bomba de difusión.

Las bombas de difusión son usadas para la producción de alto y ultra alto vacío, ellas pertenecen al grupo de bombas de compresión, y utilizan un fluido de trabajo en forma de vapor (aceite o mercurio) para remover las moléculas del sistema de vacío.

Principio de operación Las partes principales de una bomba de difusión se muestran en la fig.3.12, consistiendo esencialmente de una caja cilíndrica de paredes frías y un sistema de boquillas cilíndricas.

El fluido de trabajo es calentado y vaporizado, dentro del boiler por una resistencia eléctrica a una temperatura cercana a 200 °C. Este vapor sube a través de la chimenea y sale por las boquillas cilíndricas con un ángulo fijo respecto a las paredes de la bomba, a una velocidad supersónica. En estas paredes frías de la bomba el haz de vapor es condensado y escurre por la pared hasta el depósito para continuar con el ciclo.

Las moléculas que provienen de la cámara de vacío, experimentan una serie de colisiones y absorciones con las moléculas del haz de vapor, proyectandolas hacia la región de prevacío como se muestra en la fig.3.13, dando esto un efecto de compresión hacia la región donde se pueden remover por una bomba de apoyo.

La velocidad de bombeo de una bomba de difusión está en función de la cantidad de moléculas capturadas por el haz de vapor. Si la presión en la entrada de la bomba es baja comparada con la presión del

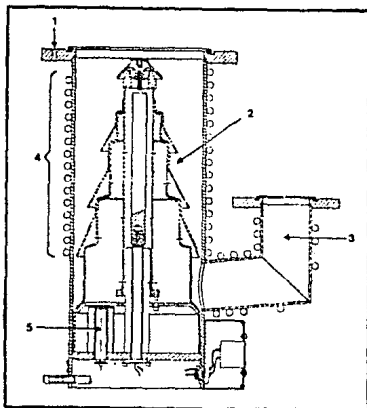


FIG. 5. 12. - REPRESENTACION DE LAS COMPONENTES DE UNA BOMBA DE DIFUSION. (1) CONEXION DE BAFLE. (2) SISTEMA DE BOQUILLAS DE HAS DE VAPOR. (3) LINEA DE PREVACIO. (4) SERPENTIN DE REFRIGERACION DE AGUA. (5) CALENTADORES.

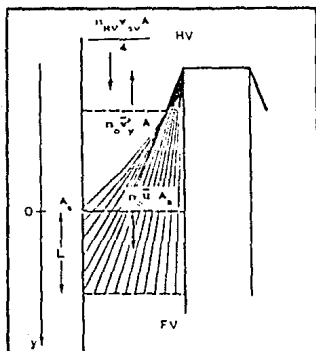


FIG. 5. 13. - PROCESO DE BOMBEO DE UNA BOMBA DE DIFUSION.

haz, este tiende a expandirse al salir de la boquilla cilíndrica como se muestra en la fig. 3.13. Para analizar el proceso de bombeo, es necesario definir las áreas de admittance A y de la sección transversal del haz A_s , y la longitud del haz L que divide la región de alto vacío y de apoyo como se muestra en la figura. Considerando además que la densidad de las moléculas del gas encima de A es n_{HV} y la componente de su velocidad térmica promedio en la dirección del haz es $\bar{v}_y = v_{av}/4$ (v_{av} es la velocidad aritmética media). Entre A y A_s la densidad de las moléculas del gas es n_o y la componente de su velocidad térmica promedio hacia arriba del haz es \bar{v}'_y . En la práctica n_o no es constante y todos los valores definidos entre el espacio de A_s y A son tomados como valores promedios. La velocidad del haz \bar{u} en la sección transversal de A_s es también un valor promedio. En la región de vacío de apoyo, es decir, abajo de $y = L$, la densidad de las moléculas del gas es n_{PV} .

Si las moléculas del gas que entran a través de A_s adquieren la velocidad \bar{u} promedio del haz, entonces se obtiene la siguiente ecuación para el estado estacionario

$$n_{HV} \frac{v_{av}}{4} A = n_o \bar{v}'_y A + n_o \bar{u} A_s \quad (3.27)$$

La cantidad de moléculas bombeadas hacia el lado de apoyo es determinada por el número de ellas que entran menos las que salen por la área de admittance A. Entonces, para una velocidad de extracción S se tiene

$$S n_{HV} = n_{HV} \frac{v_{av}}{4} A - n_o \bar{v}'_y A \quad (3.28)$$

y con la ecuación [3.27] se tiene que la velocidad de bombeo es

$$S = \frac{v_{av}}{4} A / \left[1 + \frac{\bar{v}'_y}{\bar{u}} \frac{A}{A_s} \right] \quad (3.29)$$

S es frecuentemente medido en unidades $(v_{av}/4)A$ y es llamado coeficiente de extracción H_o . En este caso se tiene

$$H_0 = \frac{S}{\frac{v_{av}}{4} A} = \left(1 + \frac{\bar{v}}{\bar{u}} \frac{A}{A_0} \right)^{-1} \quad (2.40)$$

Entonces la velocidad de bombeo S en función del coeficiente de extracción H_0 es

$$S = \frac{v_{av}}{4} A H_0 \quad (3.41)$$

Sustituyendo el valor de v_{av} dado por la ecuación (A.17) y utilizando (A.18) (ver apéndice A), se puede obtener la velocidad de bombeo en términos del peso molecular y temperatura, del gas como

$$S = \frac{H_0}{2\pi^{1/2}} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} A = 3.64 \times 10^3 H_0 \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} A \text{ cm}^3/\text{seg}$$

$$= 3.64 \times 10^3 H_0 \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} A \text{ litros/seg} \quad (3.42)$$

por ejemplo, para el aire a temperatura a 20°C se tiene

$$S = 11.6 H_0 A \text{ litros/seg} \quad (3.43)$$

Donde la abertura A está en cm^2 . Entonces la velocidad de bombeo de la bomba de difusión es proporcional al producto de la área de admittance y el coeficiente H_0 . Los valores de H_0 en la práctica son cercanos a 0.7.

Si se considera que la densidad de moléculas del gas que entran al haz es n y estas adquieren rápidamente la velocidad promedio \bar{u} , entonces el número de moléculas del gas que chocan, por unidad de área y tiempo, sobre la pared de la bomba es $n\bar{u}$. Sin embargo, dado que la presión de apoyo p_{av} es grande comparada con la presión de alto vacío p_{hv} , existe difusión de moléculas desde la región de apoyo a la región de alto vacío dado por $-D(dn/dy)$, donde D es el coeficiente de difusión de las moléculas del gas en el vapor. Bajo condiciones de flujo neto cero, estas dos cantidades son iguales, de tal manera que

se puede escribir

$$-D \frac{dn}{dy} = \bar{n}u \quad (3.44)$$

Cuando la densidad de las moléculas del gas n es pequeña en comparación con la densidad n_d de las moléculas del vapor, el coeficiente de difusión es inversamente proporcional a la densidad del vapor determinado como:

$$D = \frac{D'}{n_d} \quad (3.45)$$

Donde D' es el coeficiente de difusión con referencia al promedio de las densidades de las moléculas del gas y del vapor. Sustituyendo la ecuación (3.45) en (3.44) se obtiene

$$-\frac{D'}{n_d} \frac{dn}{dy} = \bar{n}u \quad (3.46)$$

e integrando desde $y=0$ a $y=L$ se tiene

$$\left[\frac{n_o}{n_{FV}} \right]_{S=0} = \left[\frac{n_{HV}}{n_{FV}} \right]_{S=0} \frac{\bar{v}_y}{\bar{v}'_y} = \left[\frac{P_{HV}}{P_{FV}} \right]_{S=0} \frac{\bar{v}_y}{\bar{v}'_y} = \exp(-n_d \bar{u} L / D') \quad (3.47)$$

En la integración se ignoró el hecho de que n_d y \bar{u} dependen de y , y considerando $\bar{v}_y = \bar{v}'_y$, se puede obtener la relación de presión final

$$P_{HV} = P_{FV} \exp(-n_d \bar{u} L / D') \quad (3.48)$$

Donde el valor de D' es dado aproximadamente por la expresión⁽²⁴⁾

$$D' = \frac{3}{8} \left(\frac{\pi}{2} \right)^{1/2} \frac{4}{\pi(\xi_d + \xi)^2} \left(\frac{M_d + M}{M_d M} k_M T_d \right)^{1/2} \quad (3.49)$$

en la cual ξ_d y ξ son los diámetros de las moléculas del gas y el vapor. M_d y M son los pesos moleculares respectivamente del gas y el vapor, $k_M = 3.315 \times 10^7 \text{ erg/}^\circ\text{C mol}$, y T_d es la temperatura del vapor ($^\circ\text{K}$).

Un ejemplo es el caso del hidrógeno, inicialmente introducido en la parte de apoyo, si se tiene un haz de vapor de mercurio a una temperatura de 100 °C, cuya densidad molecular promedio es 1.3×10^{16} moléculas/cm³, velocidad promedio de 2.6×10^4 cm/seg, y si además se considera que el coeficiente de difusión del hidrógeno en el mercurio es de 1.54×10^{10} , y una longitud del haz de 10 cm. Se puede calcular el factor de proporcionalidad entre ambas presiones.

Sustituyendo los valores anteriores en la ecuación (3.48) se obtiene la razón de compresión teórica

$$\left[\frac{P_{HV}}{P_{FV}} \right]_{g=0}^{H_2} = 2.9 \times 10^{-10}$$

Comparando este valor con los datos experimentales que se muestran en la fig. 3.14, donde la presión de alto vacío P_{HV} está en función de la presión de apoyo P_{HF} , para distintas potencias de calentamiento, y si se toma por ejemplo una potencia de calentamiento de 504 W, la razón de compresión experimental es

$$\left[\frac{P_{HV}}{P_{FV}} \right]_{g=0}^{H_2} = 2 \times 10^{-6}$$

Existiendo una diferencia grande entre estos valores, debido a las suposiciones hechas en la ecuación (3.17). Dado que la compresión depende fuertemente de la densidad del vapor n_d y de la velocidad \bar{u} de las moléculas de vapor, las cuales no son constantes sobre la longitud L del haz, y además en bombas de difusión típicas, las boquillas circulares producen haces en forma cónica donde su espesor es del orden de 1 cm, en lugar de 10 tomado en el cálculo anterior.

A partir de este modelo para un haz de vapor y flujo de gas cero, se obtiene de la ecuación (3.47) que P_{HV} varía linealmente con P_{FV} y este comportamiento es observado en los resultados experimentales mostrados en la fig. 3.14. Además se ve que hay una fuerte dependencia entre la potencia de calor y la densidad n_d del fluido de trabajo, siendo esta relación correctamente reproducida por la ecuación (3.47).

La velocidad de bombeo puede ser disminuida por la difusión de

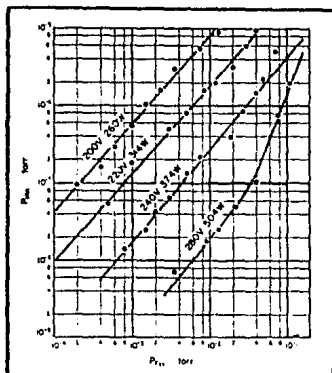


FIG. 8.14 - P_{HV} COMO FUNCION DE P_{FV} PARA VARIAS POTENCIAS DE CALENTAMIENTO INTRODUCIENDO HIDROGENO EN EL LADO DE VACIO DE APOYO.

las moléculas desde el vacío de apoyo. En este caso se tiene que la reducción de la velocidad de bombeo S' es

$$P_{HV} S' = P_{HV} S - (P_{HV})_{S=0} S \quad (3.50)$$

$$S' = S \left(1 - \frac{(P_{HV})_{S=0}}{P_{HV}} \right) \quad (3.51)$$

De la ecuación (3.47) y

$$S' P_{HV} = S' P_{FV} \quad (3.52)$$

(Donde S' es la velocidad de bombeo de la bomba de apoyo), se puede obtener

$$S' = S / \left[1 + \frac{S}{S'} \exp(-n_d \bar{u} L / D') \right] \quad (3.53)$$

La bomba de difusión de un haz de vapor descrita arriba no es muy funcional en la práctica debido a su alta difusión del lado de apoyo.

Una forma de incrementar la velocidad de bombeo es aumentar el área de admittance A, tal que más moléculas del gas penetren al haz de vapor. Sin embargo, una área grande de admittance, implica una área grande de escape de las moléculas a través del haz de vapor. Una manera de disminuir la difusión del lado de apoyo es construir las bombas con varias etapas de haces conectados en serie, para que actúen como bombas de apoyo unas a otras como se muestra en la fig.3.12. Similarmente se recomienda el uso de baffles o trampas frías en la entrada de la bomba.

3.4. Bombas de sorción.

Las bombas de sorción son todos aquellos arreglos que se utilizan para remover los gases y vapores por el proceso de sorción. Entre este grupo de bombas se distinguen las bombas de adsorción y bombas "getter".

3.4.1. Bomba de adsorción.

Las bombas de adsorción son utilizadas para sistemas de vacío limpios que no requieren de un bombeo continuo, y como bombas de apoyo para bombas de sublimación de titanio y de pulverización catódica-ionización.

Principio de operación Las bombas de adsorción consisten esencialmente de una cámara cilíndrica, que contiene un material adsorbente sumergido dentro de una Dewar de nitrógeno líquido, como se muestra en la fig.3.15 Su principio de operación se basa en la adsorción física de los gases en materiales adsorbentes, de área superficial grande, como: polvo de carbono activo y zeolitas artificiales, también conocidos como tamises moleculares, compuestos de silicatos de aluminio y combinados con varios elementos metálicos. Estos materiales absorben grandes cantidades de gas cuando se enfrían y liberan todo el gas adsorbido cuando son calentados a temperatura ambiente.

La velocidad de bombeo y última presión de una bomba de adsorción varía considerablemente de acuerdo a la naturaleza del gas bombeado. Las moléculas de N_2 , CO_2 , H_2O e hidrocarburos son eficientemente adsorbidas en las superficies frías de las zeolitas, mientras que la

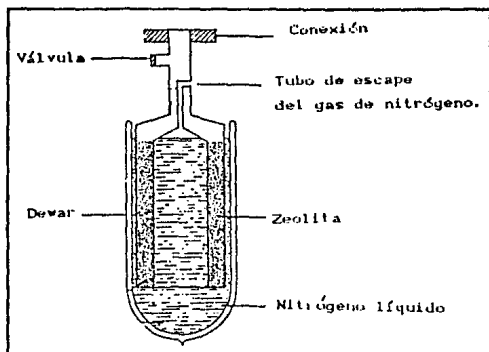


FIG. 3.15. - COMPONENTES PRINCIPALES DE UNA BOMBA DE ADSORCIÓN.

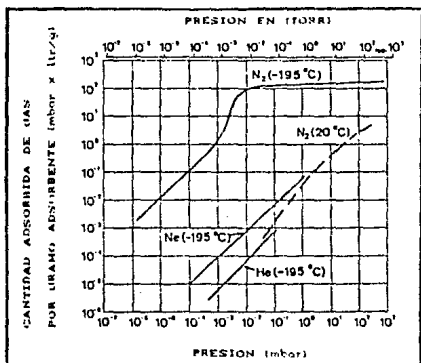


FIG. 3.16. - ISOTERMAS DE ADSORCIÓN: N_2 , Ne Y He SOBRE ZEOLITA 13 X.

adsorción de H_2 es mucho menor (ver fig. 3.16). La velocidad de bombeo no tiende a un valor constante con el tiempo, debido a la disminución del efecto de adsorción en la superficie, cuando el número de moléculas adsorbidas es incrementado. Por lo tanto, la velocidad de bombeo de una bomba de adsorción depende de la naturaleza del gas y la cantidad de gas anteriormente bombeado.

La última presión obtenida con una bomba de adsorción puede ser determinada, en primer lugar por los gases presentes en la cámara al comienzo del bombeo, donde todos los gases son adsorbidos excepto el Ne o el He, siendo estos raros en la atmósfera. Generalmente es posible obtener presiones últimas menores de 10^{-2} torr.

3.4.2. Bombas "getter".

Las bombas de sublimación son bombas de sorción donde un material es evaporado y depositado en las paredes internas de la bomba y actúa como una película "getter" (sustancia que adsorbe químicamente).

Las bombas "getter" se han utilizado durante mucho tiempo para producir y mantener presiones bajas, aunque los datos sobre sus propiedades difieren considerablemente. Muchos de los "getter" son porosos, permitiendo la difusión de gases y la presión de equilibrio depende del grado de saturación. En la tabla 10 apéndice B se muestran las características de algunas películas metálicas adecuadas para este fin. En vacíos ultra altos se han utilizado titanio, zirconio, tantalio y molibdeno. El titanio es el de uso más común; adsorbe todo gas que es químicamente activo, excepto el metano. Cuando se calienta a temperaturas superiores a los $200^\circ C$, el gas principalmente desorbido es el H_2 .

Las bombas de sublimación de titanio son utilizadas como bombas adicionales en sistemas de vacío altos y ultra altos, y son usadas en combinaciones con bombas turbo moleculares e iónicas. Tales combinaciones de bombas da una velocidad de bombeo alta, especialmente para el hidrógeno y son ideales para tiempos de evacuaciones rápidas en sistemas de ultra alto vacío.

Principio de operación. La bomba de sublimación de titanio consiste de un cuerpo cilíndrico enfriado con agua, como se muestra en

la fig.3.17, normalmente esta hecha de acero inoxidable y contiene un sublimador de titanio (ver fig.3.18) el cual es calentado a 450°C .

El sublimador consta de dos o tres filamentos conectados separadamente a una fuente de poder. El filamento (aleación de Ti-Mo), es calentado mediante el paso de una corriente eléctrica hasta que el titanio se evapora por sublimación. Este vapor se condensa en las superficies internas frías de la cámara de la bomba, formando así una

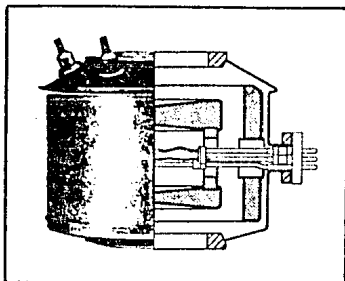


FIG 3.17 REPRESENTACION DE UNA BOMBA DE SUBLIMACION.

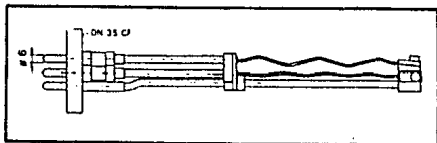


FIG. 3.18. - SUBLIMADOR

película "getter" altamente activa, que a su vez adsorbe las moléculas del gas. El sistema enfriador asegura que la película "getter" no sea calentada por radiación desde el sublimador, previniendo la desorción de los gases después de ser capturados.

La velocidad de bombeo está determinada principalmente por el tamaño de las superficies de sublimación, su temperatura y el grado de

deposito del material. Cuando la película "getter" de titanio se satura el efecto de bombeo decrece, y nuevamente el material "getter" es depositado. Para bombeos grandes de gas a alta presión, la evaporación del titanio es casi continua. La presión última alcanzada por una bomba de sublimación de titanio es del orden de 10^{-4} torr.

3.4.3 Bombas de evaporación-ionización.

El funcionamiento de las bombas de evaporación-ionización se produce por la ionización de las moléculas del gas con electrones emitidos de un filamento de tungsteno caliente y acelerados por un campo eléctrico. Los iones positivos producidos son atraídos hacia las paredes de la bomba que tienen carga negativa y actúan también como superficies receptoras de películas "getter".

Estas bombas son de dos tipos básicamente:

(a) Bombas de velocidades de bombeo bajas, para realizar operaciones de bombeo intermitente con ciclos de descarga.

(b) Bombas de velocidad de bombeo altas las que pueden bombear más o menos continuamente con un mantenimiento intermitente.

El diseño del primer tipo de bombas consiste de un medidor ionización de cátodo frío de Bayard-Alpert (ver sección 4.61 y fig.4.11) que contiene un filamento extra, en el que se enreda un alambre de material "getter" (usualmente titanio o zirconio). Se coloca entre la pared del vidrio una aguja, para establecer contacto con el depósito de la película "getter", siendo esta mantenida a un potencial negativo para poder atrapar los iones positivos. En ambos procesos de bombeo iónico y "getter" se pueden obtener presiones abajo de 10^{-8} torr.

El diseño del segundo tipo se ilustra en la fig.3.19. Un alambre de titanio es conectado en la parte superior de un carrete, siendo este circulado hacia la parte inferior, donde es conectado a un poste de material refractario conductivo, que es mantenido a un voltaje de 1000 V positivo respecto a la pared de la bomba. Los electrones producidos por el filamento circular (100 V positivo con respecto a la pared) bombardean y calientan el poste hasta cerca de 2000 °C, causando esto una evaporación rápida del alambre del titanio, el que

es condensado en las paredes frías de la bomba. El suministro del alambre de titanio asegura una acción de bombeo continuo por los procesos de ionización y adsorción por el "getter".

Una rejilla de alambre a un potencial de 1000 V positivo con respecto a las paredes atrae a los electrones desde el filamento causando ionización a las moléculas y la formación de radicales altamente reactivos. Así los iones positivos son atrapados en las paredes de la bomba.

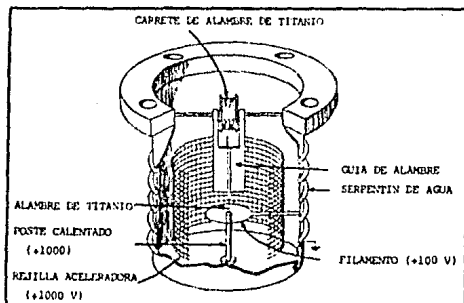


FIG. 3.10- PRINCIPALES COMPONENTES DE UNA BOMBA DE EVAPORACION-IONIZACION.

Usando una velocidad de evaporación del titanio de cerca de 5 miligramos por minuto, las velocidades de bombeo son del orden de 3000 lit/seg para el hidrógeno, 2000 lit/seg para el oxígeno, y 51 lit/seg para el argón.

3.4.4. Bombas de pulverización catódica-ionización

Las bombas de pulverización catódica-ionización operan a una presión menor de 10^{-4} torr, el bombeo de las moléculas es basado en la producción de iones a partir de las moléculas del gas, las cuales interactúan con la superficie del electrodo en el interior de la bomba. Como un resultado de este hecho pueden ocurrir dos procesos:

a) Las moléculas del gas ionizado (iones moleculares o atómicos) son acelerados en el campo eléctrico bombardeando con una energía

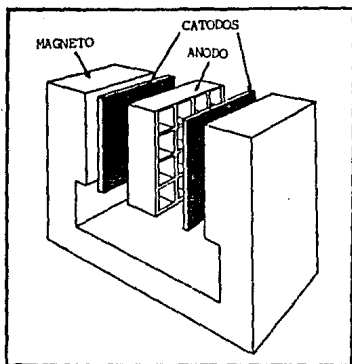


FIG. 3.20. - ELEMENTOS BASICOS DE UNA BOMBA DE PULVERIZACION CATODICA-IONIZACION.

cinética grande la superficie del cátodo y penetran dentro de la red del material, quedando atrapados ahí.

b) En la interacción de las moléculas ionizadas del gas con los átomos de la superficie del cátodo, estos últimos son sacados (pulverización catódica) y depositados en otro lugar, formando ahí una película metálica la cual actúa como película "getter", adsorbiendo las moléculas ionizadas y neutrales.

Una bomba de este tipo se ilustra en la fig.3.20 y consiste esencialmente de una cámara de acero inoxidable que contiene un ánodo en forma de panel en el centro. En cada uno de los lados opuestos del ánodo está colocado una lámina de titanio que actúa como cátodo. Un potencial de cerca de 3000 V es mantenido entre los dos electrodos, y un campo magnético de cerca de 1500 Gauss es aplicado por imanes permanentes externos a lo largo del eje del sistema del electrodo. El campo magnético causa que los electrones se muevan en trayectorias helicoidales, aumentando así el largo de su trayectoria entre los electrodos. Este fenómeno incrementa el grado de ionización del gas por medio de un aumento en el número de colisiones

electrones-moléculas del gas. Los iones positivos del gas del sistema son formados en la región de los electrodos (ánodo) siendo estos acelerados hacia el cátodo con suficiente energía para pulverizar atómicamente el titanio.

Las moléculas del titanio desprendidas son condensadas principalmente en la estructura abierta del ánodo que es de área grande.

Los gases activos son bombeados por ionización o por hacer contacto con la película "getter". Las moléculas del gas que tienden al ánodo por cada uno de estos procesos, son rápidamente enterradas dentro de las películas del titanio. Por otro lado, si el gas es adsorbido en el cátodo, tienen una alta probabilidad de ser desorbidos por el bombardeo sucesivo de los iones. Esto es particularmente el caso de los gases inertes, pudiendo ser bombeados únicamente por ionización y siendo entonces retenidos en el cátodo.

La velocidad de bombeo de una bomba de pulverización catódica-ionización depende del tipo de gas. Para el caso del aire, N_2 , CO_2 , y H_2O la velocidad es prácticamente la misma, teniendo un valor cercano a la velocidad teórica de bombeo, para presiones de 10^{-6} a 10^{-8} torr. La velocidad de bombeo para los otros gases en comparación del aire se muestran en la tabla 3.2.

Tabla 3.2:

Velocidad de bombeo de la bomba pulverización catódica-ionización para varios gases	
Gas	velocidad relativa, % del aire
H ₂	150 - 250
Aire, CO ₂ , CO, H ₂ O.....	100
CH ₄	150
Hidrocarburos ligeros.....	90-160
O ₂	60
Ar, He	5-30

Un importante criterio para la eficiencia de una bomba de pulverización catódica-ionización es su velocidad de bombeo para los gases inertes, de ellos, el argón es el más problemático y el

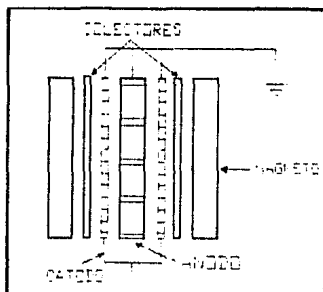


FIG. 3.21. - BOMBA TRIODO PARA BOMBEO DE GASES INERTES.

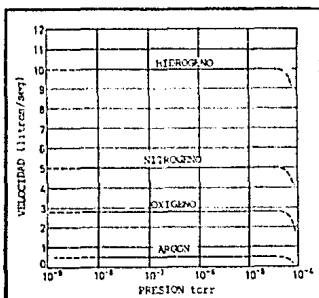


FIG. 3.22.-CARACTERISTICAS TÍPICAS DE UNA BOMBA DE PULVERIZACIÓN CATÓDICA-IONIZACIÓN CON UNA VELOCIDAD NOMINAL DE 50 l./seg.

principal factor que gobierna la última presión obtenible. El problema principal es la reemisión del argón adsorbido, la que puede ser disminuida usando un par de colectores afuera de los cátodos principales, los cuales son perforados como se muestra en la fig.3.21. Los colectores externos son operados a un potencial entre el del ánodo y de los cátodos principales. Muchos de los iones positivos que pasan a través de los cátodos principales son desacelerados hacia los

catodos externos, chocando así con energía insuficiente para causar reemisión del gas. El efecto de esta modificación mejora la velocidad de bombeo del argón, pero reduce la velocidad de bombeo para los otros gases, porque se reduce el coeficiente de pulverización catódica. Con tales bombas, la última presión que se obtiene según los reportes es de 5×10^{-10} torr.

La vida de una bomba de pulverización catódica-ionización es limitada por el hecho de que eventualmente todo el titanio es saturado por el gas. La saturación ocurre obviamente mucho más rápido si la bomba es usada continuamente a altas presiones (arriba de 10^{-4} torr). Las bombas comerciales tienen un promedio de vida de 50000 horas a presiones de 10^{-6} torr, y son disponibles con velocidades de bombeo de 1 a 400 litros/seg.

Una de las características típicas de la bomba de pulverización catódica-ionización se indica en la fig. 3.22, que muestra la acción selectiva de bombeo para varios gases.

3.5. Bomba Criogénica.

Las bombas criogénicas son utilizadas en sistemas de vacío grandes donde se manejan además grandes cantidades de gas. Su proceso de bombeo consiste en exponer los gases a superficies muy frías donde son condensados reduciendo así la presión de la cámara.

Si un gas es contenido en una cámara con superficies frías y si la presión es alta en comparación a la presión de vapor correspondiente a esta temperatura, el gas tiende a condensarse. En la fig. 3.23 se muestran las presiones de vapor para distintos gases respecto a su temperatura absoluta.

A partir de las curvas de la fig. 3.23 se observa que a temperatura de 20 °K, únicamente el Ne , H_2 y el He no son condensados y a 4 °K, únicamente el H_2 y He . Teóricamente, todas las demás moléculas que chocan con la superficie tienden a condensarse, hasta que la presión es reducida a la presión de vapor del gas a la temperatura de la superficie.

Principio de operación. Las bombas criogénicas usualmente consisten de una cámara de vacío, un refrigerador mecánico criogénico

de dos etapas y dos conjuntos de condensadores conectados al sistema refrigerador como se muestra en la fig.3.24. El primer conjunto de condensadores externo es llamada colección 77K y el segundo conjunto de condensadores (internos) es llamado colección 20K.

El refrigerador mecánico consiste de un compresor, un par de líneas flexibles y un dispositivo de expansión llamado fuente fría, todas estas partes son unidas para formar una sistema cerrado de transferencia de gas. Como se muestra en la fig. 3.24. El helio comprimido que sale del compresor, viaja a través de la línea flexible, entrando a la fuente fría. aquí el helio se expande bajo condiciones controladas y circula a través de las colecciones 20K y 77K enfriandolas de esta manera. El helio retorna hacia la unidad del compresor a través de la otra línea flexible y regresa nuevamente a las colecciones repitiendose este ciclo.

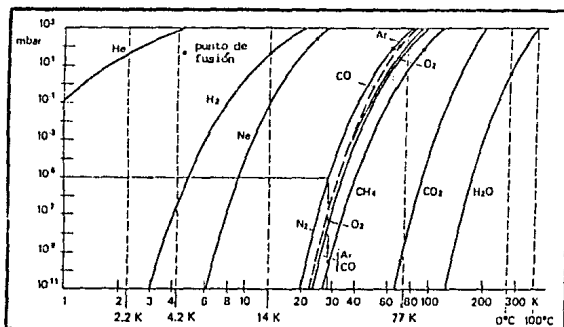


FIG. 3.23. - CURVAS DE PRESION DE VAPOR DE LOS GASES MAS COMUNES.

La colección 77K, la cual se hace normalmente de cobre, está sujeta a la primera etapa de la fuente fría y es enfriada a una temperatura entre 25 a 80 $^{\circ}\text{K}$, suficiente para condensar muchos gases.

La colección 20K también es hecha de cobre, pero es recubierta

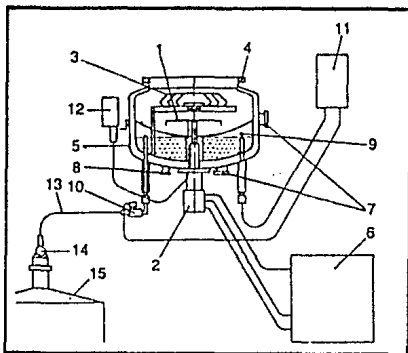


FIG. 3.24. - COMPONENTES DE UNA BOMBA CRIOGÉNICA. (1) CONDENSADOR 20K. (2) FUENTE FRÍA, (3) CONDENSADOR 77K CON NITRÓGENO LÍQUIDO, (4) CONEXIÓN DE ALTO VACÍO, (5) CAJA DE LA BOMBA, (6) COMPRESOR, (7) CONEXIONES DE VACÍO DE APOYO, (8) CONEXIÓN PARA MEDIDOR, (9) SENSOR DE NITRÓGENO LÍQUIDO, (10) VALVULA DE ENTRADA DE NITRÓGENO LÍQUIDO, (11) DISPOSITIVO DE CONTROL DE FLUJO DE NITRÓGENO, (12) MEDIDOR DE TEMPERATURA, (13) LÍNEA DE NITRÓGENO, (14) VALVULA DE SALIDA DE NITRÓGENO Y (15) TANQUE DE NITRÓGENO.

con un material absorbente, es conectada a la segunda etapa de la fuente fría y opera a un intervalo de temperatura de 10 a 20 °K. Los gases ligeros tales como el hidrógeno, el helio y el argón son atrapados en el material absorbente.

Velocidad de bombeo En la ecuación (A.22) (vea apéndice A) se muestra que el número de moléculas ν que chocan por unidad de área y tiempo en una superficie está dado por

$$\nu = \frac{P_g}{(2\pi mkT_g)^{1/2}} \quad (3.54)$$

Donde P_g es la presión del gas, m es la masa de la molécula, k es la constante de Boltzmann y T_g es la temperatura del gas.

A partir de la ecuación (3.54), se puede estimar la velocidad de

bombeo de una bomba criogénica, si se considera inicialmente que existe una fracción de moléculas C_{Tg} que al chocar con la superficie fría A son condensadas, y está dada por

$$C_{Tg} \nu = \frac{C_{Tg} P_g A}{(2\pi m k T_g)^{1/2}} \quad (3.55)$$

Cuando T_s es la temperatura de la superficie fría, en el estado de equilibrio, la tasa de desorción de las moléculas es igual a la tasa de moléculas incidentes. Si las temperaturas del gas y de la superficie son iguales, se puede encontrar la tasa correspondiente a la presión de vapor de saturación P_s del gas, de la que una fracción C_{Ts} de moléculas son liberadas

$$\text{Tasa de desorción} = \frac{C_{Ts} P_s A}{(2\pi m k T_s)^{1/2}} \quad (3.56)$$

Por lo tanto, la tasa neta de bombeo está determinada por la diferencia entre las ecuaciones (3.55) y (3.56) dado como

$$S_m = \frac{C_{Tg} P_g A}{(2\pi m k T_g)^{1/2}} - \frac{C_{Ts} P_s A}{(2\pi m k T_s)^{1/2}} = \frac{\gamma P_g A}{(2\pi m k T_g)^{1/2}} \quad (3.57)$$

Donde γ es el coeficiente de bombeo

$$\gamma = C_{Tg} - C_{Ts} \frac{P_s}{P_g} \left(\frac{T_g}{T_s} \right)^{1/2} \quad (3.58)$$

Un medidor es usado a la temperatura T_g para medir la presión, tal que la presión del gas P_g sea corregida por el efecto de transpiración térmica*, dada por

$$\frac{P_s}{P_g} = \left(\frac{T_s}{T_g} \right)^{1/2} \quad (3.59)$$

* - Vea en el apéndice A el efecto de transpiración térmica.

Por lo tanto, la ecuación [3.58] puede ser escrita usando [3.59] donde P'_g es la presión del gas corregida por la transpiración térmica, dando

$$\gamma = C_{Tg} - C_{Tg} \frac{P_g}{P'_g} \frac{P_g}{P_g} \quad [3.60]$$

Comúnmente la velocidad de bombeo de una criogénica está dada en litros/seg en terminos S_g es la velocidad teórica, entonces

$$\begin{aligned} S_m &= \gamma S_g = S_g \left[C_{Tg} - C_{Tg} \frac{P_g}{P'_g} \frac{P_g}{P_g} \right] \\ &= S_g C_{Tg} \left[1 - \frac{C_{Tg}}{C_{Tg}} \frac{P_g}{P_g} \left(\frac{T_g}{T_g} \right)^{1/2} \right] \end{aligned} \quad [3.62]$$

El factor C_{Tg} es considerado como la fracción de moléculas de gas las que son condensadas al primer impacto, pero hay algunas que son reflejadas, requiriendo impactos adicionales antes de ser condensadas. En cada impacto las moléculas pierden energía, la razón de la energía antes y después del impacto puede ser representada por el coeficiente de pérdida de energía α .

Si una molécula que incide sobre una superficie a temperatura T_0 , con una energía correspondiente a una temperatura T_1 y esta rebota con una energía correspondiente a la temperatura T_2 . Entonces el coeficiente de pérdida de energía es

$$\alpha = \frac{T_1 - T_2}{T_1 - T_0} \quad [3.62]$$

Donde la razón α es derivada de los conceptos de energía, mientras C_{Tg} es una fracción de moléculas que se condensan después del primer impacto, pero por lo general, los coeficientes α en muchos gases en superficies frías son grandes, de tal manera que C_{Tg} puede ser reemplazado por α . Si además se supone que C_{Tg}/C_{Tg} es uno, la ecuación [3.62] puede escribirse como

$$S_m = \alpha S_g \left[1 - \frac{P_g}{P_g} \left(\frac{T_g}{T_g} \right)^{1/2} \right] \quad [3.63]$$

Donde

$$S_g = \frac{P_g A}{(2\pi m k T_g)^{1/2}} \quad (3.64)$$

Por lo tanto, la velocidad de bombeo de una bomba criogénica depende de la temperatura de la superficie fría T_s , la presión de saturación del gas P_s , y entre otra cosas, de la velocidad teórica de bombeo, la que es una función de la masa molecular del gas m y de su temperatura. Obteniéndose así diferentes velocidades de bombeo para distintos gases.

Inicialmente cuando la presión del gas es grande en comparación a la presión de saturación del mismo, la expresión de la ecuación [3.63] dada por

$$\frac{P_s}{P_g} \left(\frac{T_g}{T_s} \right)^{1/2} \quad (3.65)$$

tiende a cero, obteniendo así que la velocidad de bombeo para esta etapa es $S_m = S_g \alpha$, y sustituyendo la ecuación [A.23] (vea apéndice A) se tiene que

$$S_m = 3.64 A \alpha \left(\frac{T_g}{M} \right)^{1/2} \quad (3.66)$$

Donde M es el peso molecular. Siendo aquí la velocidad de bombeo proporcional al área de la superficie fría. Mientras que en los estados finales, cuando la temperatura del gas tiende al mismo valor que el de la pared, la presión del gas tiende igualmente a la presión de saturación del mismo, siendo la expresión [3.65] igual a uno, obteniendo que la velocidad de bombeo es cero.

La última presión que se puede alcanzar con este tipo de bombas es del orden 10^{-10} torr.

CAPITULO 4

MEDIDORES DE VACIO

4.1. Introduccion

La presion total del gas es la cantidad utilizada para caracterizar el grado de vacio obtenido en un sistema. Dichas cantidades se extienden sobre un amplio intervalo de presiones, desde 760 a 10^{-10} torr. Para medir este amplio intervalo de presiones, existen una variedad de instrumentos los que son limitados por el proceso fisico que utilizan. En principio, se pueden distinguir dos grupos de instrumentos: El primer grupo mide directamente la presion como la fuerza ejercida por unidad de area de un gas, utilizando un fenomeno mecanico como el movimiento de un diafragma o los diferentes niveles de un liquido en un par de tubos interconectados. Estos instrumentos pueden indicar la presion absoluta del gas, pero no pueden usarse en altos vacios donde la fuerza medida es muy pequena. El segundo grupo de instrumentos mide las propiedades fisicas del gas que estan en funcion de la densidad. Ejemplos de esto son la conductividad termica o el grado de ionizacion del gas. En este capitulo se discuten los principios fisicos que rigen el proceso de medicion de los medidores de vacio mas importantes. En la tabla 4.1 se muestran algunos medidores en funcion del intervalo de presiones, sus ventajas y desventajas.

TABLA 4.1 ALGUNOS MANÓMETROS DE PRESIÓN TOTAL.

Manómetro	Rango aproximado torr	Principio	Ventajas	Desventajas
McLeod	10^{-6} —10	Gas comprimido por mercurio.	Manómetro de presión absoluta.	Frágil; contiene Hg; dificultad para medir presiones de vapores; indicación no continua; difícil de homear.
Manómetro Capacitivo	10^{-6} —1000	Membrana móvil.	Manómetro de presión absoluta.	Solo permite homeados a baja temperatura, compatible con la mayor sensibilidad del manómetro.
Manómetro de conductividad térmica. Pirani.	10^{-3} —30	Enfriamiento de un hilo caliente.	Económico; resistente a la oxidación del aire.	Reproducibilidad limitada dependiendo de la adsorción de los gases.
Manómetro de ionización Bayard-Alpert.	10^{-10} — 10^{-3}	Ionización del gas con electrones procedentes de un filamento caliente.	Mide muy bajas presiones.	Los gases reaccionan con el filamento; el manómetro puede ser una fuente o sumidero de gas.
Manómetro de ionización de altas presiones.	10^{-5} —1	Ionización del gas con electrones procedentes de un filamento caliente.	El rango de medida se extiende a las altas presiones.	Los gases reaccionan con el filamento.
Manómetro de Penning o MIP.	10^{-12} — 10^{-2}	Descarga de gas con cátodo frío en campos magnéticos y eléctricos cruzados.	Simple, robusto y no contiene filamento caliente.	La indicación de presión no es siempre lineal y reproducible; gran bombeo.

4.2. Manómetro.

El manómetro es uno de los métodos más simples y fundamentales para medir diferencias de presiones. Consiste de un tubo de vidrio en forma de U conteniendo un líquido manométrico, con el cual se pueden medir presiones hasta un torr con un error probable del 10 %. El manómetro es sensible a la temperatura y a la presión atmosférica, su uso práctico es limitado.

Se conecta el medidor entre la presión baja del sistema de vacío y la presión atmosférica como se muestra en la fig. 4.1. La presión en el fondo de la rama izquierda es:

$$P + \rho g y_1 \quad (4.1)$$

mientras que en el fondo de la rama derecha será:

$$P_a + \rho g y_2 \quad (4.2)$$

siendo ρ la densidad del líquido manométrico, g es la aceleración de la gravedad y los demás parámetros están definidos en la figura. Dado que ambas presiones son iguales, se deduce que

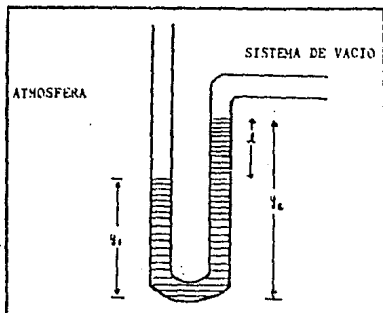


FIG. 4.1 - MANÓMETRO DE TUBO ABIERTO.

$$P + \rho g y_1 = P_2 + \rho g y_2$$

y

$$P - P_2 = -\rho g (y_1 - y_2) = -\rho g l \quad [4.3]$$

si l está dado en milímetros, entonces la diferencia de presiones es $P - P_2 = -\rho g l / 10$ dinas/cm² y si además el líquido manométrico es mercurio, se tiene que $\rho_{Hg} = 13.6$ gr/cm³, $g = 980$ cm/s², y como 1 torr = 1333.22 dinas/cm². Se puede sustituir estos valores en la ecuación [4.3], obteniendo

$$P = P_2 - l \quad [4.4]$$

Donde la presión en el sistema de vacío es igual a la presión atmosférica (en torr) menos l .

La determinación de la presión por el manómetro depende del valor de la presión atmosférica, la que es una cantidad variable. Un método para evitar esto es usar un manómetro en donde una rama es conectada a una cámara a una presión muy baja. La presión del gas en el sistema de vacío soporta el peso de la altura del líquido l de la otra rama, si el líquido es mercurio, la presión en el sistema de vacío puede ser tomada para todos los propósitos prácticos como 1 torr.

4.3. Manómetro de capacitancia.

El manómetro de capacitancia³⁵ consiste de un diafragma flexible que responde a cambios de presión, siendo parte de un circuito de capacitancia, su intervalo de operación es de 1000 a $1 \cdot 10^{-6}$ torr, tiene buena sensibilidad, resolución y linealidad. Pueden ser fabricados de materiales resistentes a sustancias corrosivas y no contaminan al sistema de vacío.

El manómetro capacitivo está constituido como se muestra en la Fig. 4.2, donde un diafragma metálico divide a la cámara del medidor en dos porciones. La parte 1 se encuentra a una presión más baja que la parte 2, la que está conectado al sistema de vacío.

Si la presión en ambos sistemas es la misma el diafragma se encuentra en equilibrio, tan pronto como la presión sea diferente el diafragma es deflectado en la dirección de presión baja. Los movimientos del diafragma producen cambios en la capacitancia entre el

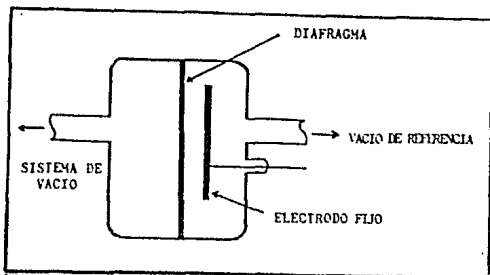


FIG. 4.2 - MANOMETRO CAPACITIVO.

diafragma y el electrodo fijo. Dado que es un capacitor de placas paralelas la capacitancia está dado⁽²⁷⁾

$$C = \frac{A}{4\pi d} \quad (4.5)$$

Donde A es el área de las placas, d es la separación entre ellas. La capacitancia puede ser medida utilizando un puente de capacitancia o un circuito resonante, donde se miden los cambios de frecuencia. En ambos casos las lecturas están en función de la presión siendo lineal en un amplio intervalo de presiones.

4.4. Medidor de McLeod.

El medidor de McLeod es uno de los instrumentos más importantes, y es usado frecuentemente como medidor absoluto de calibración, sobre un intervalo de 10^{-6} - 10^{-4} torr. Es una modificación del manómetro y su construcción se ilustra en la fig. 4.3. En la parte (a) todo el espacio situado encima del punto A está ocupado por el gas a la presión P del sistema de vacío. Cuando se eleva el recipiente B , como se indica en (b), el gas contenido en la ampolla C , queda atrapado y es comprimido hasta ocupar el volumen V' , mucho menor, por encima de una señal de referencia situada sobre el tubo capilar D . Suponiendo que la temperatura es constante y aplicando la ley de Boyle, se tiene que la presión del gas comprimido es P' dado por

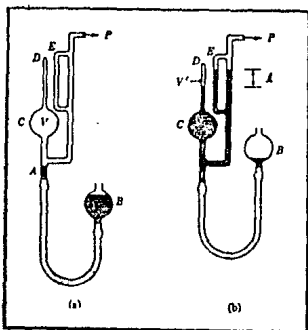


FIG. 4.3 - MANOMETRO DE McLeod.

$$P' = \frac{PV}{V'} \quad (4.6)$$

La presión en la superficie superior del mercurio contenido en el capilar E sigue siendo P, de modo que si l es la diferencia de niveles entre las superficies libres de las columnas en E y D

$$P' = P + \rho gl \quad (4.7)$$

siendo ρ la densidad del líquido manométrico y g la aceleración de la gravedad. Eliminando P' entre estas ecuaciones da

$$P = \frac{\rho g V'}{V - V'} \quad l \approx \frac{\rho g V'}{V} \quad (4.8)$$

Con una buena aproximación, ya que V' es despreciable a V . Si el líquido manométrico es mercurio, l está dado en milímetros y $V' = \pi r^2 l$. entonces sustituyendo en la ecuación (4.7), se tiene que la presión P del sistema de vacío es

$$P = \frac{\pi r^2 l^2}{V} \quad (4.9)$$

Si las dimensiones de V y r son conocidas el medidor puede ser calibrado de manera absoluta para medir presiones. Es el único medidor de uso común que puede ser calibrado de esta manera, y por esta razón el medidor de McLeod es extremadamente importante. La calibración de este medidor es independiente de la naturaleza del gas en el sistema, mientras que el gas obedezca la ley de Boyle.

4.4.1. Sensitividad

La sensitividad del medidor McLeod puede ser definida como dl/dP , el cambio de la altura del mercurio por la unidad de cambio en la presión, dado por

$$\frac{dl}{dP} = \frac{V}{2\pi r^2 l} \quad (4.10)$$

La sensitividad es incrementada cuando V es incrementada y r decrece. La sensitividad también es función de l indicando diferentes sensitividades en diferentes puntos de la escala de la presión, la sensitividad máxima ocurre para valores pequeños de l , es decir a bajas presiones.

4.5. Medidores de conductividad térmica.

La conductividad térmica κ de un gas es definida como:

$$H = \kappa \frac{dT}{ds} \quad (4.11)$$

Donde H es el flujo de calor por unidad de área y tiempo en una dirección paralela a s , dT/ds es el gradiente de temperatura en esta misma dirección.

La teoría cinética⁽¹⁴⁾ predice que la conductividad térmica de los gases es de la siguiente forma

$$\kappa = \left[\frac{1}{3} \right] m n \bar{v} \lambda C_v \quad (4.12)$$

Donde m es la masa de las moléculas, n es el número de moléculas por unidad de volumen, C_v es el calor específico, \bar{v} es la velocidad media del movimiento térmico de las moléculas y λ es el camino libre medio.

A presiones grandes cuando λ es pequeño, α es independiente de la presión. Mientras que a presiones bajas cuando λ es grande comparado con las dimensiones de la cámara, se encuentra que α es proporcional a la presión, permitiendo así que una medición de la conductividad térmica nos de una estimación de la presión del gas.

Si un filamento de metal de sección transversal circular y de diámetro muy pequeño, es colocado en el centro de un tubo cilíndrico y calentado por una corriente eléctrica. Las moléculas que choquen con el filamento, tendrán un número grande de colisiones con las paredes del tubo, antes de incidir de nuevo con el filamento.

Si las temperaturas del filamento y del tubo son T_f y T_v , se puede asumir, que cuando $(T_f - T_v)$ no es muy grande, las moléculas que salen del filamento tienen una distribución del tipo Maxwell-Boltzmann correspondiente a la temperatura T_f dada por:

$$T_f - T_v = \alpha (T_f - T_v) \quad [4.13]$$

Donde α es el coeficiente de pérdida de energía del filamento.

La energía de traslación de las moléculas que atraviesan por unidad de área y tiempo, en un gas a temperatura T es de la forma⁽⁷⁾

$$E_t = \frac{P}{(2\pi mkT_v)^{1/2}} 2kT \quad [4.14]$$

Donde m es la masa de las moléculas, P es la presión, T es la temperatura ($^{\circ}K$) del gas y k es la constante de Boltzmann.

Ahora, $R = k/m$ es la constante específica del gas, entonces se puede escribir la ecuación [4.14] como $2RT \cdot G$ ergs, donde $G = P / (2\pi mkT_v)^{1/2}$ que es la masa de gas que atraviesa por unidad de área y tiempo. Si U es la energía interna de las moléculas en un gramo de gas a temperatura T , entonces la energía total que fluye por segundo es: $G(2RT + U)$. Por lo tanto, la energía perdida por el filamento por unidad de área y tiempo debido a la conducción del gas, en la región de flujo molecular, es igual a la diferencia $(E_t - E_v)$, donde E_v es la energía promedio de las moléculas que se aproximan a la temperatura T_v

y E_s es la energía promedio de las moléculas reflejadas a la temperatura T_s . De esta manera se tiene que

$$H = E_s - E_v = G \left[2R (T_s - T_v) + (U_s - U_v) \right] \\ \approx G \left[2R + \frac{dU}{dT} \right] (T_s - T_v) \quad (4.15)$$

Assumiendo que la diferencia de temperaturas es pequeña.

Entonces a partir de las siguientes relaciones termodinámicas para un gas ideal³⁰⁾

$$C_v = \frac{3}{2} R + \frac{dU}{dT} \quad (4.16)$$

y

$$R = C_v (\gamma - 1) \quad (4.17)$$

Donde $\gamma = C_p/C_v$ es la razón de los calores específicos a presión y volumen constantes. Entonces a partir de las ecuaciones (4.16), (4.17) y (4.15) se obtiene que

$$H = \frac{P}{(2\pi RT_v)^{1/2}} \left(C_v + \frac{R}{2} \right) (T_s - T_v) \\ = \frac{P}{2} \left[\frac{R}{2\pi T_v} \right]^{1/2} \left[\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right] (T_s - T_v) \quad (4.18)$$

Sustituyendo la ecuación (4.18) en (4.18) y colocando $R = R_0/M$, donde M es el peso molecular, R_0 es la constante del gas, se obtiene

$$H = \frac{\alpha}{2} \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \left[\frac{R_0}{2\pi M T_v} \right]^{1/2} (T_s - T_v) P \quad \text{ergs/seg cm}^2 \quad (4.19)$$

Por lo tanto, la cantidad de energía perdida por un filamento por unidad de área y tiempo debido a los choques moleculares es proporcional a la presión, a la diferencia de temperaturas entre el filamento y la pared del tubo, e inversamente proporcional a la raíz cuadrada de la temperatura absoluta de la pared y del peso molecular

del gas residual.

La ecuación (4.19) se puede escribir de la siguiente forma, para una estimación numérica

$$\begin{aligned}
 H &= \frac{\alpha}{2} \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \left[\frac{R_0}{2\pi M C 273} \right]^{1/2} \left[\frac{273}{T_v} \right]^{1/2} (T_i - T_v) P \\
 &= A_0 \left[\frac{273}{T_v} \right]^{1/2} (T_i - T_v) P \quad \text{ergs/seg cm}^2 \quad (4.20)
 \end{aligned}$$

Donde A_0 es la conductividad libre molecular a 0 °C dado por

$$\begin{aligned}
 A_0 &= \frac{\alpha}{2} \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \left[\frac{R_0}{2\pi M C 273} \right]^{1/2} \\
 &= \frac{110}{M^{1/2}} \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad \text{ergs/seg cm}^2 \text{ } ^\circ\text{C } \mu\text{bar} \\
 &= \frac{1.47 \times 10^{-2}}{M^{1/2}} \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad \text{watts/cm}^2 \text{ } ^\circ\text{C } \text{torr} \quad (4.21)
 \end{aligned}$$

La conductividad libre molecular a 0°C para un gas dado puede ser calculada por la ecuación (4.21) y sustituir este valor en (4.20). Sin embargo el coeficiente de pérdida de energía α no es sencillo de determinar dado que no solamente depende del gas sino también de las condiciones de la superficie del filamento. En superficies metálicas limpias expuestas al aire, el valor de α se encuentra alrededor de 0.9, y en superficies rugosas α es aproximadamente igual a 0.1. Entonces para superficies no completamente pulidas y no libres de películas de gas el valor $\alpha=0.7$ puede ser usado para hacer estimaciones.

Para el aire, por ejemplo se tiene

$$A_0 = \frac{1.47 \times 10^{-2}}{(28.98)^{1/2}} \frac{2.401}{0.401} = 1.64 \times 10^{-2} \quad \text{watts/cm}^2 \text{ } ^\circ\text{C } \text{torr}$$

De tal manera que la conducción de calor por unidad de área desde el filamento a temperatura de 100°C y temperatura de las paredes del tubo a 20 °C, y presión del aire dentro del tubo de 0.01 torr es

$$H = 0.7 \times 1.64 \times 10^{-2} \left[\frac{273}{293} \right]^{1.2} (100-20)(0.01)$$

$$= 8.87 \times 10^{-8} \text{ watt/cm}^2$$

Si el filamento es de 0.0025 cm de diámetro y 10 cm de longitud, el área de la superficie es cerca de $7.9 \times 10^{-2} \text{ cm}^2$ y la energía perdida por el gas es del orden de $6.9 \times 10^{-4} \text{ watt}$.

Bajo condiciones de vacío perfecto ($P=0$) en el tubo, el calor del filamento es perdido por radiación térmica. Si la superficie fuera perfectamente absorbente para todas las longitudes de onda, entonces el coeficiente de energía perdida está determinado por la ley de Stefan-Boltzmann para radiación del cuerpo negro

$$H_r = \sigma(T_f^4 - T_v^4) \quad [4.22]$$

En la que

$$\sigma = 5.673 \times 10^{-2} \text{ watt/cm}^2 \quad [4.23]$$

Sin embargo todas las superficies reales no absorben radiación perfectamente, siendo caracterizadas por la emisividad ϵ dando como resultado que el coeficiente de radiación de la energía se convierta

$$H_r = \sigma \epsilon (T_f^4 - \epsilon T_v^4) \quad [4.24]$$

Si la pérdida de calor del filamento es debida a la radiación y es grande comparada con la conducción del calor, esta última no puede usarse como medio para medir la presión por el gran efecto de fondo.

Por ejemplo, la pérdida de calor por radiación para una superficie negra es

$$H_r = 5.67 \times 10^{-12} (373^4 - 293^4)$$

$$= 6.80 \times 10^{-8} \text{ watt/cm}^2 \quad [4.25]$$

En un filamento de área de $7.9 \times 10^{-2} \text{ cm}^2$, la pérdida de energía por radiación es $5.37 \times 10^{-4} \text{ watt}$ la que es comparable con la pérdida calculada arriba debida a la conducción molecular libre a $P=10^{-2} \text{ torr}$. Sin embargo, la emisividad de superficies limpias de metales a temperaturas entre 0 a 100 °C es generalmente del orden 0.1, siendo la pérdida de radiación real del orden $5 \times 10^{-5} \text{ watt}$, tal pérdida de

radiación, y de conducción son casi iguales a una presión de $(15 \cdot 10^{-9}) / (6 \cdot 9 \cdot 10^{-4}) \times 10^{-2} = 7 \cdot 10^{-4}$ torr, resultando este la presión más pequeña que se puede registrar con este tipo de medidor.

A partir de las ecuaciones (4.20) y (4.24), se muestra que la pérdida de energía debida a la radiación se incrementa rápidamente cuando se aumenta la temperatura, lo que no ocurre con la pérdida de energía debida a la conducción del gas, de tal manera que la igualdad entre ambas ocurre a más altas presiones, cuando la temperatura es aumentada. Por lo tanto, para medir presiones bajas, el filamento debe solamente operar a temperaturas bajas para poder medir la pérdida de calor debida a la conducción. Debido a la competencia entre ambas pérdidas de energía, los medidores de presión no son usados normalmente para medir presiones abajo de 10^{-3} torr.

4.5.1. Medidor Pirani.

El medidor Pirani es uno de los medidores de vacío de conductividad térmica más usados, en la región de medio vacío. Su construcción se muestra en la fig. 4.4, consta de un filamento de níquel o de tungsteno de forma espiral, sujetado por un alambre en el centro del sistema, y encapsulado en vidrio o metal.

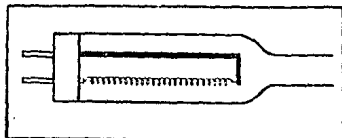


FIG. 4.4 - MEDIDOR PIRANI.

El filamento es calentado por una corriente eléctrica tendiendo a un equilibrio térmico entre el calor generado por la corriente y los calores perdidos debidos a la conducción y radiación.

Cuando la presión empieza a disminuir los procesos de pérdida de calor debido a colisiones moleculares disminuyen como se discutió en la sección anterior, siendo sólo dominantes las colisiones molécula-pared, dando como consecuencia un incremento de la temperatura en el filamento. Dicho incremento de temperatura también

produce un incremento en la resistencia eléctrica del filamento, disminuyendo así la corriente que fluye a través de él y reduciendo la energía disipada. Por lo tanto, se establece un nuevo equilibrio térmico entre el calor producido por la corriente en el filamento y los calores perdidos (conducción y radiación). Entonces una medida de la resistencia eléctrica del filamento es relacionado con la presión del medidor.

El método más usual para medir la resistencia eléctrica es utilizando un puente de Wheatstone. En la fig. 4.5 se muestra el circuito del puente de Wheatstone junto con una fuente de poder. Donde R_F es la resistencia del filamento del medidor de Pirani, R_2 y R_4 son resistencias fijas, R_3 es una resistencia ajustable. Con un amperímetro colocado en la posición VAC, la condición de balance es

$$\frac{R_F}{R_2} = \frac{R_1}{R_4} \quad \text{o} \quad R_F = \frac{R_2 R_3}{R_4} \quad (4.26)$$

Un método para medir la presión es balanceando el puente al variar R_3 y calculando la resistencia R_F , y con una calibración previa de esta resistencia se determina la presión.

Existe otro método cuyo diseño básico se muestra en la fig. 4.6. Se utiliza un termopar conectado al filamento, como la temperatura del filamento cambia al variar la presión, la temperatura del termopar es

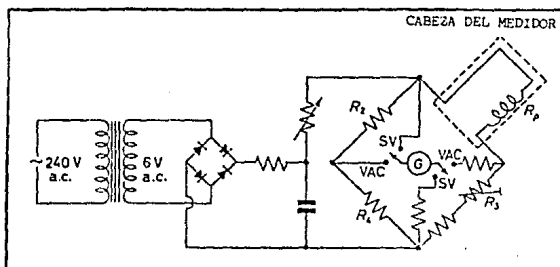


FIG. 4.5 - CIRCUITO DE CONTROL DEL MEDIDOR PIRANI.

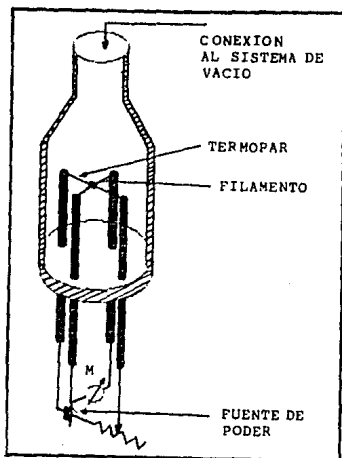


FIG. 4.6 - MEDIDOR TERMOPAR.

modificada obteniéndose distintos valores de señales de voltaje. Estos voltajes son medidos por un voltímetro M el cual tiene una escala calibrada en unidades de presión, usualmente en micron² (10^{-3} torr).

Las ventajas de estos medidores son su simplicidad, y su lectura continua. No se dañan por la entrada rápida del aire, y la temperatura de los filamentos es demasiado baja para que normalmente no se produzcan reacciones con el gas.

4.6. Medidores de ionización.

Los medidores de ionización son utilizados para medir presiones abajo de 10^{-3} torr, su principio de operación consiste en ionizar los gases residuales, lograndose esto al inyectar electrones a través del gas con energía grande (arriba de 50 eV), en comparación con su

* - Vea la tabla B 9 apéndice B, para conversión de unidades de presión.

potencial de ionización. La probabilidad de ionización de las moléculas del gas depende de las energías de los electrones, del tipo de gas y la presión.

Las probabilidades de ionización son expresadas por el número de moléculas ionizadas obtenidas en un centímetro del recorrido del electrón a una presión de 1 torr y 0°C, y cuyos valores máximos se encuentran en el intervalo de energías de 60 a 200 eV como se muestra en la fig. 4.7.

Los iones positivos del gas que son generados por la colisión de los electrones son acelerados hacia un colector. La corriente producida por los iones positivos es utilizada como indicador de la densidad de moléculas en el medidor. La relación entre la corriente iónica I_i , corriente de emisión electrónica I_e y presión del gas está dada por

$$I_i = I_e l \sigma P \quad \text{Amp} \quad [4.27]$$

Donde l es el recorrido del electrón en el medidor en cm, σ es la probabilidad de ionización en $\text{cm}^{-1} \text{torr}^{-1}$, P es la presión del gas en torr. De la ecuación [4.27] se obtiene una constante k que depende del medidor y está dada como:

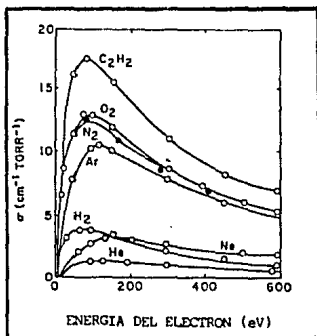


FIG. 4.7 - PROBABILIDADES DE IONIZACION DE GASES COMUNES, COMO FUNCION DE LA ENERGIA DEL ELECTRON.

$$k = \sigma = \frac{I_i}{I_0 P} \quad \text{torr}^{-1} \quad (4.28)$$

y la cantidad

$$I_0 I_0 = \frac{I_i}{P} \quad \text{Amp torr}^{-1} \quad (4.29)$$

es utilizada para expresar la sensibilidad del medidor, dado que muchos instrumentos operan con una corriente de emisión constante I_0 . Como se muestra en las ecuaciones [4.28] y [4.29], ambos parámetros del medidor dependen de la probabilidad de ionización σ , y por lo tanto, del gas específico.

Experimentalmente, el gas ionizado puede obtenerse por dos diferentes métodos. El primero es producir y acelerar electrones desde un filamento a temperatura del orden de 2000°C , conocido como medidor de ionización de cátodo caliente. El segundo método de ionización es obtenido por una descarga luminiscente y es conocido como medidor de ionización de cátodo frío (o Penning). Ambos tipos de medidores han sido construidos en varios diseños, y muchos de ellos son disponibles comercialmente.

4.6.1. Medidor de ionización de cátodo caliente.

Los medidores de ionización de cátodo caliente son utilizados para presiones de 10^{-3} - 10^{-8} torr y su estructura se muestra en la /fig.4.8. En el centro se encuentra un filamento de tungsteno (cátodo) y a su alrededor una rejilla de alambre de níquel, ambos contenidos en un colector metálico de iones de forma cilíndrica. La rejilla tiene un potencial positivo de cerca de 150 V con respecto al cátodo, mientras que el colector tiene un potencial negativo con respecto al cátodo de cerca de 30 V. Los electrones son emitidos térmicamente desde el cátodo cuando se aumenta la temperatura a 2000°C , debido al paso de una corriente del orden de 2 Amp. Los electrones son acelerados por el potencial positivo en la rejilla, ganando suficiente energía cinética para causar ionización de las moléculas del gas presente. En la estructura abierta de la rejilla los electrones pasan hacia la región entre el colector y la rejilla siendo aquí donde la mayoría de las colisiones ocurren.

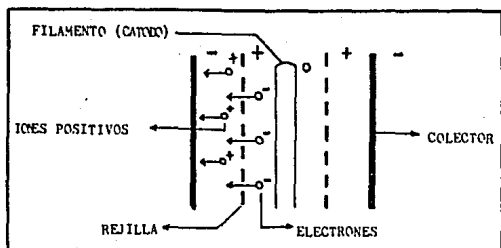


FIG. 4.8 - MEDIDOR DE IONIZACION DE CATODO CALIENTE.

Los iones positivos producidos son atraídos por el potencial negativo en el colector, generándose una corriente pequeña que es medida por un microamperímetro en el circuito del colector. En la fig.4.9. se muestra un circuito eléctrico típico que se usa con el medidor de ionización.

No es posible deducir una expresión exacta para la constante de proporcionalidad entre la presión y la corriente (ecuación 4.28), para calibrar el medidor dado que la energía de ionización es diferente para distintos gases, produciendo diferentes corrientes de

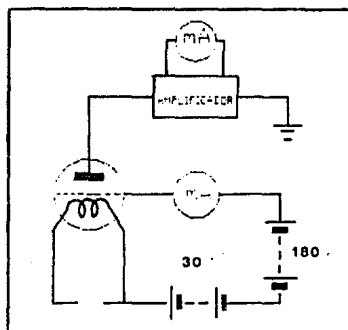


FIG. 4.9 - CIRCUITO DE CONTROL DEL MEDIDOR DE IONIZACION DE CATODO CALIENTE.

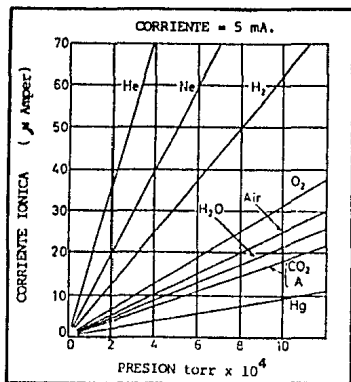


FIG. 4.10 - GRAFICAS TÍPICAS DE CALIBRACION PARA UN MEDIDOR DE IONIZACION DE CÁTODO CALIENTE.

iones para la misma densidad molecular. La fig.4.10 muestra un número típico de curvas de calibración para distintos gases y usualmente se hace con un medidor McLeod.

El intervalo de operación de estos medidores es desde 10^{-3} a 10^{-6} torr. A presiones arriba de 10^{-3} torr la vida del filamento es fuertemente reducida debido a la posibilidad de una descarga luminosa y oxidación excesiva. El límite de presiones muy bajas está determinado por la emisión de los rayos x desde la rejilla, causado por el bombardeo de los electrones, aunque las longitudes de estos rayos son grandes ($\sim 100\text{Å}$) ellos poseen suficiente energía para causar fotoemisión de los electrones desde el colector iónico. Electricamente la emisión de un electrón por el colector es equivalente a la captura de un ion positivo, dando una corriente en exceso que es debida a los iones positivos. La fotocorriente parece ser independiente de la presión y es del mismo orden de magnitud que la corriente de los iones a presiones de 10^{-6} torr.

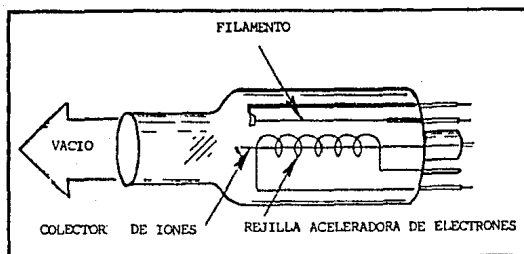


FIG. 4.11 - MEDIDOR DE IONIZACION DE BAYARD-ALPERT.

La fotocorriente puede ser reducida usando el diseño debido a Bayard y Albert³⁰ el cual se muestra en la fig.4.11. Las posiciones del cátodo y del colector son invertidos, y el colector es reemplazado por un alambre delgado disminuyendo así la fotocorriente por un factor de 200. Los electrones térmicamente emitidos desde el filamento penetran dentro de la rejilla, produciendo iones que son atrapados por el colector central de iones.

El medidor de ionización de cátodo caliente no es ampliamente usado en la industria, dado que (i) la cabeza del medidor es frágil y fácil de dañar, (ii) el filamento es fácil de quemar por una operación descuidada, (iii) la pequeña corriente iónica producida a presiones bajas necesita el uso de amplificadores grandes los cuales incrementan el costo y la complejidad del equipo, y (iv) es necesario utilizar una trampa fría por que los medidores son sensitivos a la contaminación de hidrocarburos.

4.6.2. Medidor Penning.

El esquema de un medidor de ionización de cátodo frío o Penning se muestra en la fig.4.12. Aquí dos cátodos son usados en la forma de platos paralelos, con un ánodo de forma anular colocado a la mitad y paralelo a ellos, además existe un campo magnético del orden de 400 Gauss aplicado por un imán permanente, y una diferencia de potencial de cerca de 2kV es mantenido entre el ánodo y el cátodo.

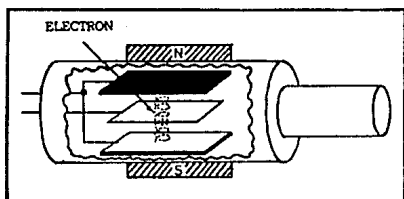


FIG. 4.12 - MEDIDOR PENNING.

Para explicar la operación del medidor considere un electrón en una posición cercana a uno de los cátodos, este es acelerado hacia el ánodo por el campo eléctrico, pero el efecto del campo magnético causa que su trayectoria sea en forma espiral (vea fig. 4.12). Los electrones generalmente pasan a través de la espira del ánodo hasta que su trayectoria es invertida por el segundo cátodo. Por lo tanto los electrones tienden a oscilar entre los cátodos, teniendo trayectorias grandes, aumentando así la probabilidad de choques con las moléculas del gas a bajas presiones. La energía del electrón ganada por acción del campo eléctrico es suficiente para causar ionización de moléculas. Los electrones secundarios producidos por ionización tienen oscilaciones similares a los primarios y la probabilidad de ionización es incrementada rápidamente. Eventualmente, los electrones son capturados por el ánodo, y su equilibrio se establece cuando el número de electrones producidos por ionización por unidad de tiempo es igual al número de los que son capturados por el ánodo por unidad de tiempo.

Los iones positivos creados por este proceso son capturados por los cátodos causando un flujo de corriente en un circuito externo. La energía adquirida por los iones positivos no es suficiente para contribuir significativamente a los procesos de ionización. La corriente de iones es medida por un miliamperímetro en el circuito del cátodo, donde la corriente puede ser medida directamente sin amplificación.

El número de iones producidos por unidad de tiempo es proporcional a la densidad molecular, siendo esto proporcional a la

presión en el medidor. La calibración del medidor depende del tipo de gas en el sistema, debido a las diferentes energías de ionización de los diferentes moléculas del gas, igual que para el caso de cátodo caliente. El circuito eléctrico asociado con el medidor Penning se muestra en la fig. 4.13. El medidor es operado desde una unidad de control que consiste de una fuente de poder ac rectificada pero no estabilizada. El voltaje aplicado a través de la cabeza del medidor puede ser estandarizado usando un miliamperímetro como un volómetro y llevando la aguja a una marca fija en la escala.

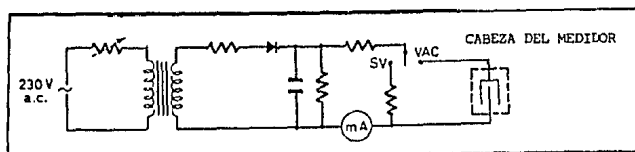


FIG. 4.13 - CIRCUITO DE CONTROL DEL MEDIDOR PENNING.

Una de las ventajas que presentan estos medidores radica en que no presentan efecto de rayos x, ya que la corriente electrónica es ligeramente mayor que la iónica y proporcional a la misma; por otro lado, los cátodos fríos no presentan reacciones con los gases atmosféricos, tal como ocurre en los filamentos calientes.

En conclusión en el presente capítulo se describen los métodos más utilizados para medir el vacío, donde se destacan sus funcionamientos y limitaciones. Todos los medidores a excepción del manómetro, McLeod y el capacitivo, miden densidades en vez de presiones, y son generalmente calibrados en unidades de presión a temperatura ambiente. En la mayoría de las aplicaciones del vacío, no se puede obtener una gran precisión. Una exactitud de $\pm 10\%$ se considera bastante buena.

CAPITULO 5

CONSTRUCCION DE SISTEMAS DE VACIO

5.1. Introducción

En el presente capítulo se describen los elementos restantes más importantes que se utilizan en los sistemas de vacío, como son las cámaras, accesorios (válvulas, trampas y tubos) y una breve discusión de los procesos de ensamblajes que se utilizan en los sistemas de vacío.

5.2. Cámaras de vacío

Las cámaras de trabajo son los lugares donde se lleva a cabo el vacío. Las características importantes que intervienen en su diseño son por lo general, su forma y la elección del tipo de material, las que son determinadas por la aplicación.

Los factores que determinan la forma de una cámara son:

- (i) La función de la cámara.
- (ii) Resistencia requerida para soportar la diferencia de presiones de cerca de 1 kg/cm^2 .
- (iii) Formas disponibles del material usado en la construcción.
- (iv) Facilidad de construcción del cuerpo principal y ensamblaje de las componentes.

La forma más utilizada para la construcción de cámaras de vacío son los tubos cilíndricos, dado que contienen un máximo de volumen en una área superficial mínima, y su forma permite soportar la presión atmosférica con un mínimo espesor de pared. En la fig. 5.1 se muestran los espesores mínimos necesarios para soportar la presión atmosférica, para tubos de acero inoxidable, acero blando y aluminio, en función de su diámetro.⁽⁸⁾

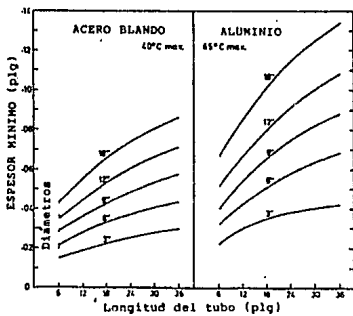
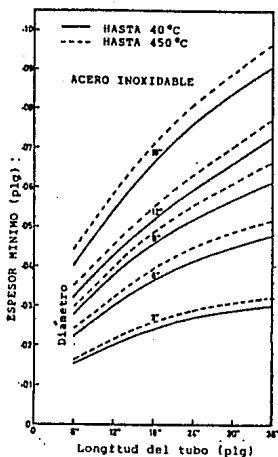


FIG. 5.1 - ESPEORES MINIMOS PARA SOPORTAR LA PRESION ATMOSFERICA, PARA DISTINTOS DIAMETROS DE TUBO. ACERO INOXIDABLE, ACERO BLANDO Y ALUMINIO.

Los factores que gobiernan la selección del material son:

- (i) Presión última requerida.
- (ii) La temperatura a la que el sistema está sujeto.
- (iii) La función de la cámara (debiendo tener el material algunas propiedades como por ejemplo no ser magnético).
- (iv) Fácil maquinado y construcción de juntas.
- (v) El costo del material y la fabricación.

Si la presión base requerida en el sistema es mayor que 10^{-6} torr y no está sujeto a temperaturas arriba de 100°C , entonces los metales más idóneos son: latón, cobre, acero dulce, acero inoxidable, zinc, vidrio, etc. Los cuales pueden usarse siempre y cuando no sean porosos.

Si la presión va a ser menor de 10^{-7} torr, los metales utilizados deben soportar un proceso de horneado para aumentar la velocidad de desgasificación, que implica el uso del acero inoxidable, cobre y aluminio.

5.3. Válvulas de vacío

Las válvulas de vacío son utilizadas para separar las diferentes partes de un sistema de vacío. Dependiendo de su función, diferentes mecanismos son usados para controlar el flujo de gas a través de las válvulas. Las válvulas generalmente requieren de una alta conductancia, mínima desgasificación, y que no tengan fugas y/o seudofugas (gas atrapado en el interior de la válvula).

5.3.1 Válvulas de líneas de apoyo

Las válvulas de líneas de apoyo sirven para conectar y desconectar las bombas de apoyo con la cámara de vacío o con las bombas principales. Existen varios diseños y entre las más importantes se tienen:

La *válvula de disco de ángulo recto*, cuyo diseño se muestra en la fig. 5.2, consta de un disco el cual contiene un sello de elastómero. El disco es sujetado a una muelle permitiendo moverlo hacia el asiento de la válvula, donde se comprime el elastómero cerrando el paso de gas. Estas válvulas son operadas manual o neumáticamente. Son construidas de acero inoxidable, aluminio o latón y elastómeros de

Viton o buna. Pueden ser utilizadas desde presiones de 2000 hasta 10^{-6} torr. Su tasa de fuga a través del sello del disco es menor de 10^{-6} torr litros/seg.

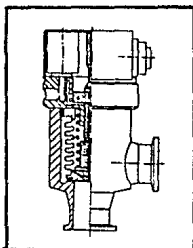


FIG. 5.2 - VALVULA DE ANGULO RECTO

La válvula de diafragma es ilustrada en la fig.5.3, utiliza una membrana de elastómero, la que es forzada a hacer contacto con un borde dentro de un tubo por el tornillo de presión. La válvula tiene buena conductancia pero la área grande del elastómero tiende a aumentar la desgasificación. Cuando este tipo de válvula es cerrada, la tasa de fuga desde la atmósfera es menor 10^{-5} torr litros/seg.

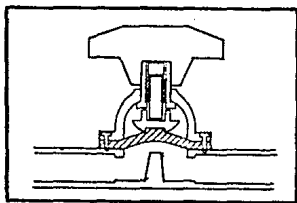


FIG. 5.3 - VALVULA DE DIAFRAGMA

5.3.2 Válvulas de alto vacío

Las válvulas de alto vacío son usadas entre la cámara y la bomba de alto vacío. Su principal función es aislar la bomba de la cámara y

además de tener una alta conductancia para no disminuir la velocidad de bombeo.

Se encuentra una gran variedad de diseños de estos tipos de válvulas, entre las más importantes se tienen:

Válvulas de cortina, aunque sus mecanismos varían entre las diferentes manufacturas, el principio de operación es como se ilustra en la *fig.5.4*. El cierre de la válvula se lleva a cabo por un disco (b) el que contiene un arosello. Este ensamble es presionado contra la superficie de la entrada de la válvula, cuando el eje (a) es movido hacia abajo, transmitiendo una fuerza a través de la conexión (c) y el soporte del disco.

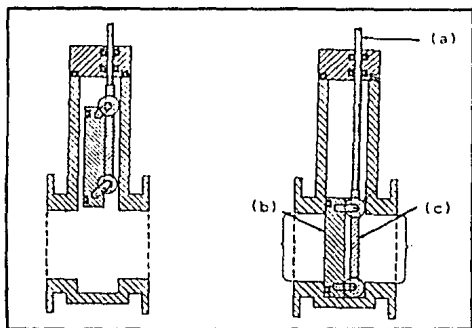


FIG. 5.4 - VALVULA DE CORTINA DE ALTO VACIO

El cuerpo de la válvula de cortina y sus partes internas son fabricadas de acero inoxidable o de alguna aleación de aluminio. Son disponibles en varios tamaños. Su conductancia se encuentra entre 1300 a 20000 litros/seg, y su tasa de fuga es del orden 10^{-8} torr litros/seg.

La válvula *Baffle* se ilustran en la *fig.5.5* es frecuentemente usada junto con una bomba de difusión, la ventaja principal de esta construcción, es que aún cuando la válvula este abierta, se interpone un baffle entre la bomba de difusión y la cámara con el fin de reducir el flujo de vapor que sale de la bomba.

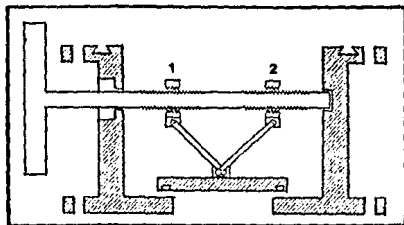


FIG. 5.5 - VALVULA BAFLE. (1) CUERDA IZQUIERDA, (2) CUERDA DERECHA.

La acción de la válvula se puede analizar con base a la fig.5.5. La rotación del eje principal hace que se muevan los conectores 1 y 2 en direcciones opuestas, este movimiento es transmitido al baffle, el que es bajado completamente hacia la base de la válvula, sellando con un arosello. Estas válvulas son manufacturadas en varios tamaños. Su rango de conductancia se encuentra entre 40 y 30,000. litros/seg y la tasa de fuga para todos los tamaños es del orden de 10^{-5} torr litros/seg.

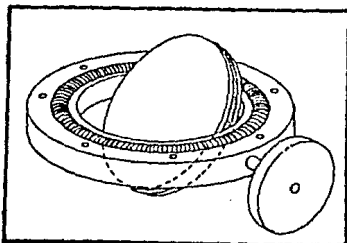


FIG. 5.6 - VALVULA DE MARIPOSA.

La válvula de mariposa se muestra en la fig.5.6. Tiene un arosello colocado en el disco. Cuando la válvula es abierta completamente, tiene una alta conductancia dado que no actúa como baffle. Este tipo de válvulas son hechas en varios tamaños desde 1 a 6 pulgadas, la desventaja es su mecanismo de sellado, el que no ejerce mucho esfuerzo sobre el arosello, dado que la presencia de polvo puede

afectar fuertemente la tasa de fuga. La ventaja de su diseño es que la válvula puede ser usada como una conductancia variable. La conductancia de estas válvulas (abierta completamente) puede ser del orden de 2000 litros/seg y su tasa de fuga es menor a 5×10^{-7} torr litros/seg.

5.3.3. Válvulas de gas de admitancia

Las válvulas de admitancias son utilizadas para ventear una cámara o admitir un flujo de gas controlado. Se utilizan válvulas pequeñas y los diseños más comunes se muestran en la fig.5.7. Los tipos de válvulas A y B sellan por medio de un elastómero y son conectadas a la cámara de vacío por líneas cortas de diámetro 1/4 a 3/8 de pulgada.

La fig.5.7 C representa una válvula de fuga variable conocida como válvula de aguja. Su función es mantener y controlar un cierto flujo de gas para introducirlo a una cámara de vacío. Este tipo de válvula no es de sello absoluto.

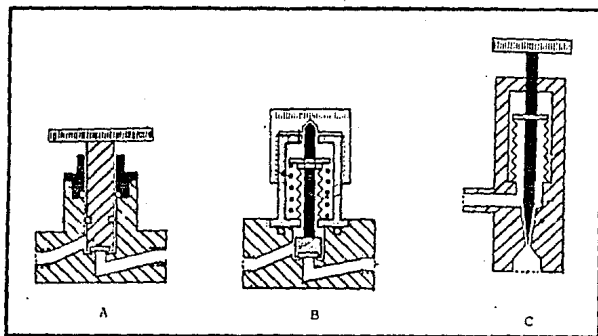


FIG. 5.7 - VALVULAS PARA ADMISION DE GAS. (A) Y (B) VALVULAS DE DISCO, (C) VALVULA DE AGUJA.

5.4. Componentes de construcción de un sistema de vacío.

5.4.1. Trampas frías

Las trampas frías son frecuentemente usadas en sistemas de vacío y esenciales para producir altos vacíos, cuando se trabaja con bombas de difusión. La función principal de estas trampas es remover los vapores condensables desde el sistema de bombeo. Las características esenciales que debe tener una trampa son: alta conductancia combinada con una área grande de condensación. Es recomendable no usar trampas frías cuando existe la posibilidad de condensar gases tóxicos o explosivos.

Existe una gran variedad de trampas las cuales son clasificadas de acuerdo a su elemento refrigerante y son:

a) Trampas refrigeradas con aire, este tipo de trampas utilizan un ventilador para forzar la circulación del aire ambiente hacia unas aletas metálicas que tienen una máxima superficie para poder disipar el calor.

b) Trampas refrigeradas con agua; se realiza haciendo circular agua a través de un serpentín.

c) Trampas refrigeradas con freón, se hace circular freón por un serpentín, y dependiendo de la forma de la trampa se pueden obtener temperaturas de -40 a -100 °C.

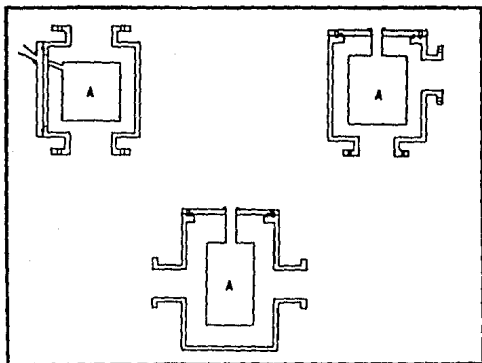
d) Trampas refrigeradas con hielo seco, se emplea hielo seco en recipientes que estén en contacto con el sistema.

e) Trampas refrigeradas con nitrógeno líquido, enfrían las superficies metálicas a temperaturas de -187 °C.

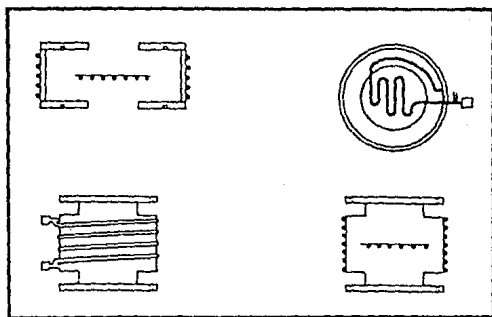
En la fig.5.8 se muestran varios tipos de trampas frías.

5.4.2. Componentes para unir las diferentes partes de un sistema de vacío

Las unidades básicas de un sistema de vacío son conectadas por tubos los que son construidos en varios tamaños. En las líneas de vacío de apoyo se utilizan tubos flexibles de acero inoxidable en forma de fuelles, para reducir las vibraciones de la bomba de apoyo. Pero dado que los fuelles tienen una área superficial grande, en las líneas de alto vacío se utilizan tubos no flexibles y de diámetro



TRAMPAS REFRIGERADAS CON NITROGENO LIQUIDO



TRAMPAS REFRIGERADAS CON AGUA O FREON

FIG. 5. B - TRAMPAS ENFRIADORAS.

grande para no disminuir la velocidad de bombeo de la bomba de alto vacío. Las conexiones entre los tubos y las unidades son fáciles de hacer usando coples y sellos apropiados. Los bordes de las componentes son estandarizadas a tres formas a KF (medio vacío), ISO (alto vacío) y CF (para ultra-alto vacío). Las formas de acoplamiento se hacen por abrazaderas o con tornillos como se muestran en las fig.5.11. Existen comercialmente una gran variedad de accesorios como: coples rectos, coples de reducción, codos, tees, tees de ángulo recto, etc y estos son hechos en varios tamaños y tipos de borde (CF, KF e ISO).

5.5. Ensamblajes de componentes de vacío.

Al ensamblar las diferentes componentes de un sistema de vacío se requiere de varios tipos de sellados, para evitar la penetración de gases atmosféricos hacia el sistema. Entre los más utilizados se encuentran los sellos desmontables y fijos, su elección es determinada principalmente por su función y el grado de vacío deseado.

5.5.1. Sellos desmontables

Los sellos desmontables utilizan empaques de elastómero y de metal.

Los sellos de elastómero de uso común tienen varias secciones transversales como: circulares, cuadrados, rectangulares o en formas de L. El empaque más utilizado es el circular conocido como arosello (O'ring), tiene una forma y una sección transversal circular. Su forma de sellar se muestra en la fig.5.9, donde se le aplica una fuerza

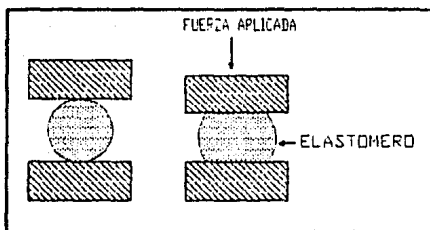


FIG. 5.9 - SELLADO POR UN AROSELLO.

expandiendolo lateralmente. Los arosellos son colocados algunas veces en canales hechos en los bordes de las componentes, las cuales pueden tener varias geometrias como se muestra en la fig.5.10. Estos arosellos son manufacturados en una variedad de tamaños desde diámetros de unos milímetros hasta dos o tres metros.

Además los arosellos también son disponibles con soportes de metal, permitiendo esto una compresión limitada y evitando así que este sea succionado hacia el interior del sistema, este tipo de sello se muestra en la fig.5.11.

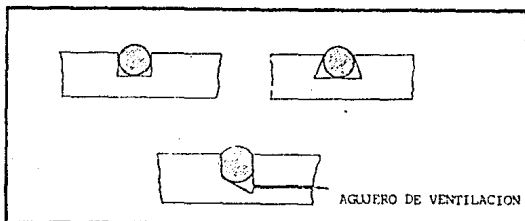
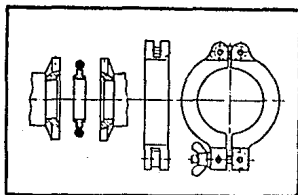


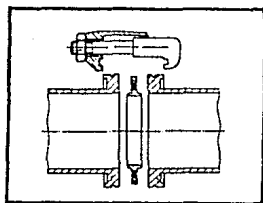
FIG. 5.10 - CANALES PARA AROSELLOS

Los sellos de empaque de metal son utilizados para sellar sistemas de vacío cuando se requieren presiones abajo de 10^{-6} torr. debido a un proceso de horneado del sistema para aumentar la velocidad de desgasificación. Los materiales utilizados como empaques son; el cobre OFHC (Libre de Oxígeno y Conductividad Alta), aluminio, indio, estaño y el oro. El empaque del indio es ocasionalmente usado, pero su punto de fusión es de 150°C solamente permitiendo hornados a temperaturas abajo de su punto de fusión.

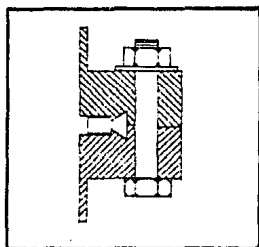
Los empaques de metal tienen formas equivalentes a los arosellos, pero normalmente requieren de la existencia de un borde en la terminación de la componente, para que este se interne en el empaque cuando se efectúa el sello como se muestran en la fig.5.12.



(a)



(b)



(c)

FIG. 5.11 - SELLOS DE AROSELLO CON SOPORTES PARA DISTINTAS CONEXIONES. (a) CONEXION KF. (b) CONEXION ISO. (c) CONEXION CF.

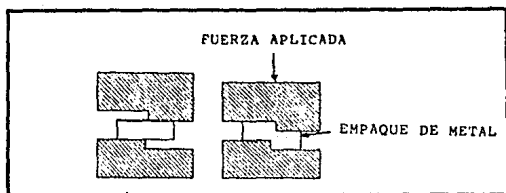


FIG. 5.12 - PROCESO DE SELLADO CON UN EMPAQUE DE METAL.

5.5.2 Juntas permanentes

Los sellados permanentes son de suma importancia en la construcción de sistemas de vacío. Este tipo de sellado se lleva a cabo con soldaduras por fusión y con aportación. La elección depende del tipo de aplicación, dado que depende; del esfuerzo, presión de vapor y temperatura a la que está sujeta el sistema de vacío.

Cuando dos piezas de metal son soldadas por fusión, el área de la junta es calentada hasta que ocurra la fusión del metal y el líquido de ambas partes fluya al mismo tiempo. En ocasiones también es utilizado un material para llenar la junta y esto es logrado por la adición del mismo metal o una aleación muy similar a ella. Uno de los métodos ideales y más apropiados para los equipos de vacío es la soldadura de arco protegido por una atmósfera inerte que no requiere preparación previa, ni fundentes y produce muy poca oxidación. Su fundamento es el siguiente: un electrodo de tungsteno está rodeado por un chorro de gas inerte y un arco es formado entre la pieza y la punta del electrodo. En las fig. 5.13 se muestran ejemplos de formas de soldar para impedir volúmenes atrapados que se conviertan después en cuasifugas o fugas virtuales las cuales son difíciles de detectar.

En las soldaduras con aportación, las juntas son calentadas a una temperatura abajo de su punto de fusión, pero suficientemente alta para fundir la soldadura aplicada a ella. El material fundido fluye dentro de la junta y se difunde dentro de la superficie, formando la unión entre las piezas cuando la soldadura se solidifica.

tipo de unión	vacío	bien
A. Empalme		
B. Traslape		
C. TEE		
D. Esquina		
E. Orilla		

FIG 5.13 - TIPOS COMUNES DE SELLADO CON SOLDADURA DE FUSION.

5.5.3. Uniones mecánicas.

En muchas aplicaciones de las técnicas de vacío se utilizan tornillos para unir partes de metal dentro del sistema de vacío, las cuales deben tener previsiones para bombear los volúmenes encerrados en el fondo del tornillo y la rosca. En la fig. 5.14 se muestran tres técnicas para disminuir los volúmenes atrapados.

5.5.4. Selladores.

Los tipos de selladores utilizados en las técnicas de vacío son: las grasas, pinturas y cementos.

Las grasas son usadas en aplicaciones temporales para unir partes

de metal, vidrio, cuarzo, cerámicas o plástico, y para sellar temporalmente orificios pequeños o uniones defectuosas. Además como recubrimiento en elastómeros para sellar las pequeñas imperfecciones superficiales en ellas o en las partes metálicas con que están en contacto.

Pinturas especiales son utilizadas para sellar orificios pequeños y materiales porosos. Al evaporarse el solvente, el residuo tapa el orificio.

Cementos especiales son utilizados para sellar orificios pequeños y materiales porosos. También se usan para uniones en sistemas de vacío. En la tabla B.11 (vea apéndice B) se muestran los selladores más utilizados.

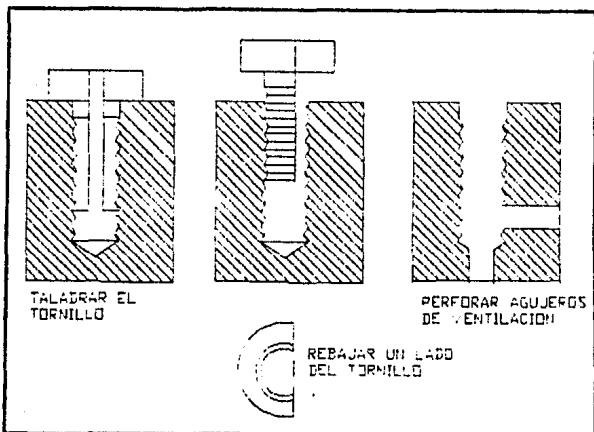


FIG 5.14 - SELLOS MECANICOS

CAPITULO 6

DISEÑO DE UN SISTEMA DE VACIO PARA PREPARACION DE PELICULAS POR LA TECNICA DE DEPOSITO ASISTIDO POR PLASMA

6.1 Introducción

Una de las principales aplicaciones de las técnicas de vacío son los sistemas de depósito de películas delgadas de metales y no metales.

Existe una variedad de métodos para producir películas y entre las más utilizadas se encuentran: evaporación, donde un material es evaporado térmicamente y después es condensado en un sustrato. El método de "sputtering"⁽⁴³⁾ (erosión catódica), en donde los átomos son desprendidos de un material, por medio de iones y seguido por la condensación de los átomos en un sustrato. Proceso de depósito de vapor químico (CVD) a baja presión, obteniendo sus especies condensables por la descomposición de gases a altas temperaturas. Finalmente, el proceso de depósito de películas donde las especies condensables son creadas en plasmas, conocido como proceso de depósito de vapor químico asistido por plasma⁽⁴⁷⁾ (PECVD). En el presente capítulo se discutirán las principales partes de un sistema PECVD, y se diseñarán sus componentes de alto vacío y de bombeo para el proceso, utilizando los temas tratados en los capítulos anteriores.

6.2 Principales partes de un sistema PECVD

Las principales partes de un sistema PECVD se muestran esquemáticamente en la *fig. 6.1* el cual consta: de un sistema de suministro de gases, un sistema de alto vacío, un sistema de bombeo

para los gases del proceso y un sistema de tratamiento de gases para evacuarlos a la atmósfera.

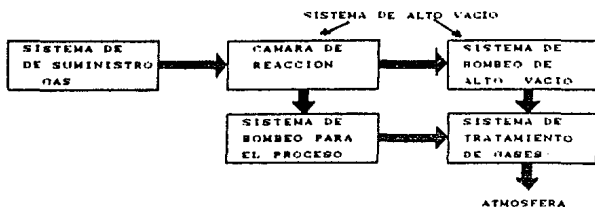


FIG. 6.1 - REPRESENTACION ESQUEMATICA DE LAS DIFERENTES PARTES DE UN SISTEMA PECVD.

El sistema de suministro de gases es generalmente diseñado como se muestra en la fig. 6.2. Los gases son contenidos a una presión alta en tanques y por razones de seguridad son colocados en gabinetes bien ventilados. Las conexión entre el tanque y la cámara, es a través de las líneas de suministro de gas, en las que primero se reduce la presión del gas por medio de un regulador, y circulando después por una serie de válvulas hasta llegar al controlador de flujo de gas. En algunas ocasiones se utilizan filtros de partículas en estas líneas, pero esto depende del tipo de gas.

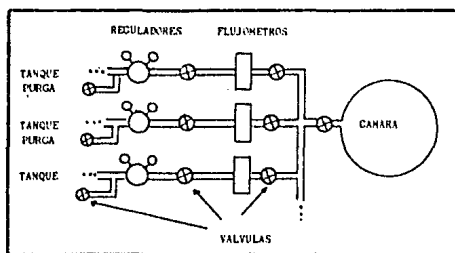


FIG. 6.2 - SISTEMA DE SUMINISTRO DE GAS.

Algunos de los gases más utilizados en estos tipos de sistemas se muestran en la tabla 6.1, siendo altamente tóxicos, corrosivos y flamables, debiendo diseñar cuidadosamente el sistema de suministro de gas.

Un sistema de acoplamiento es utilizado para conectar eficientemente la energía eléctrica de la fuente RF al plasma. Dicho plasma se forma entre dos electrodos opuestos, colocados dentro de la cámara de vacío, donde uno es conectado al generador de RF y el otro aterrizado como se muestra en la fig. 6.3. Existe otra configuración para esta técnica, donde los electrodos son colocados afuera de la cámara, la que es hecha de vidrio o cuarzo, pero tal situación no se analizara en el presente trabajo, aunque las consideraciones presentadas aquí son casi validas.

La cámara de reacción, es el lugar donde se lleva a cabo el depósito, su función principal es contener y aislar los procesos que se llevan a cabo de los gases atmosféricos. Debiendo cumplir las

Tabla 6.1
Gases utilizados en un sistema PECVD

Formula del gas	Límite de Flamabilidad	Concentración Mortal (ppm)	Concentración Peligrosa (ppm)	Concentración Permitida (ppm)
SiH ₄	Piroforico	—	—	0.5
PH ₃ 5% en SiH ₄	Piroforico	2000(PH ₃)	200(PH ₃)	0.3(PH ₃)
B ₂ H ₆ 5% en SiH ₄	Piroforico	2000(B ₂ H ₆)	40(B ₂ H ₆)	0.1(B ₂ H ₆)
H ₂	4 - 80 %	—	—	—
Ar	—	—	—	—
SiF ₄	—	50	—	3(HF)
NH ₃	16 - 25 %	5000	2 000	100
N ₂ O	Oxidante	—	—	—
CO ₂	—	250 000	50 000	5000
CH ₄	5 - 16 %	—	—	—
N ₂	—	—	—	—

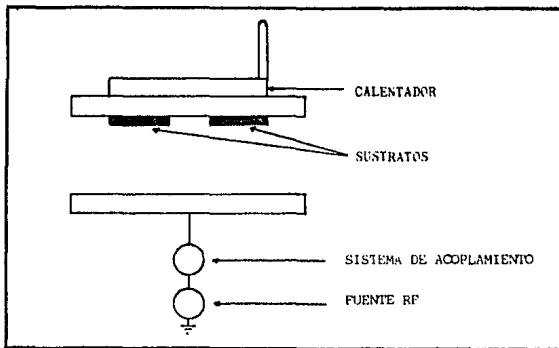


FIG. 6.2 - SISTEMA DE ACOPLAMIENTO DE UN SISTEMA PECVD.

siguientes condiciones:

- i) Soportar la presión atmosférica.
- ii) Resistir los gases utilizados y especies originadas durante la reacción.
- iii) Mínima contaminación del depósito por gases residuales debido a la desgasificación de las paredes.
- iv) Soportar la temperatura necesaria para el depósito y también los procesos usados para limpiar los depósitos en las paredes.

El material utilizado para este tipo de cámara es el acero inoxidable debido a su alta resistencia a los ataques químicos y su capacidad de soportar temperaturas de 400°C en ciclos de horneado.

A presiones bajas el acero desgasifica hidrógeno, vapor de agua y oxígeno los que son difundidos en el acero, durante el reciclaje del sistema. El hidrógeno usualmente no daña el proceso, mientras que el vapor de agua y el oxígeno reaccionan con los gases utilizados como se muestra en la tabla 6.2. Estas reacciones son dadas para el estado de equilibrio térmico y el plasma está muy lejos de un estado de equilibrio, resultando así que todos los gases reaccionen con O_2 y H_2O .

El sistema de bombeo de alto vacío de un sistema PECVD, proporciona el medio adecuado previo al depósito dentro de la cámara. En estos tipos de sistemas no sólo es necesario tener presiones bajas,

sino también vacíos limpios de contaminantes como vapores de aceite y de agua, O₂, CO₂ etc, que afecten los depósitos realizados. Las componentes principales del sistema de alto vacío se muestran en la fig 6.4.

Tabla 6.2
Reacciones de los gases con el agua y el oxígeno
En condiciones de equilibrio térmico

Gas	Oxígeno	Agua
SiH ₄	SiO ₂ , H ₂ O	Siloxane
SiH ₂ Cl ₂	SiO ₂ , H ₂ , HCl	HCl, SiO ₂
SiF ₄	No hay reacción	SiO ₂ , HF
SiHCl ₃	SiO ₂ , H ₂ , HCl, H ₂ O	HCl, Siloxano
AsH ₃	As ₂ O ₃	(HO) As ₂ O ₃
PH ₃	P ₂ O ₅	HP ₂ O ₄
B ₂ H ₆	B ₂ O ₃ + H ₂ O	B(OH) ₃
H ₂ Se	No hay reacción	H ₂ Se, H ₂ O
(CH ₃) ₂ Zn	ZnO, H ₂ O, CO ₂	Zn(OH) ₂ + CH ₄
(CH ₃) ₃ Al	Al ₂ (OCH ₃) ₃	Al(OH) ₃ + CH ₄
HCl	No hay reacción	HCl, H ₂ O
HF	No hay reacción	HF, H ₂ O
WFO ₆	No hay reacción	WO ₃ , HF
BCl ₃	No hay reacción	B ₂ O ₃ + HCl
BF ₃	No hay reacción	BOF ₂ + HF
PF ₅	No hay reacción	P ₂ O ₅ + HF
AsF ₅	No hay reacción	As ₂ O ₃ + HF
Si ₂ H ₆	SiO ₂ , H ₂ , H ₂ O	Siloxane
Cl ₂	No hay reacción	HOCl, HCl
HN ₃	No hay reacción	NH ₄ OH

REFERENCIA (49)

A partir de los gases utilizados se puede elegir los tipos de bombas que componen el sistema de alto vacío. Aunque el sistema de bombeo de alto vacío no tenga la función de bombear estos gases.

pueden existir fugas o cantidades residuales, las que pueden ser bombeadas por el sistema, causando esto muchas desventajas. En la tabla 6.3 se muestran varios de los inconvenientes que se presentan en diversos tipos de bombas.

El principal inconveniente es la acumulación de gases dentro de las paredes de la bombas, existiendo la posibilidad de reacciones que pueden ser altamente peligrosas debido a las temperaturas de operación de las bombas.

Las bombas más utilizadas para sistemas PECVD, son las bombas turbo moleculares debido a que no acumulan gas en sus paredes y no contaminan con vapor de aceite. Ellas son normalmente apoyadas con bombas mecánicas de paletas rotatorias.

La elección del tamaño de la bomba turbo molecular depende de las características de la cámara como son: volumen, materiales utilizados en la construcción de las paredes y empaques, y también de las componentes utilizadas para conectar la cámara con la bomba.

Los sistemas de bombeo para los procesos constan de tres partes fundamentales: líneas de apoyo, bombas y un sistema de tratamiento de

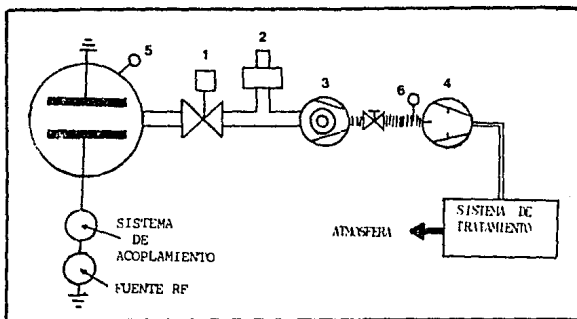


FIG. 6.4 - SISTEMA DE ALTO VACIO. (1) VALVULA DE CORTINA, (2) ESPECTROMETRO DE MASAS, (3) BOMBA TURBO MOLECULAR, (4) BOMBA MECANICA DE PALETAS ROTATORIAS, (5) MEDIDOR DE VACIO PENNING Y (6) MEDIDOR DE VACIO PIRANI.

gases para expulsarlos sin peligro a la atmósfera. Los principales requerimientos que deben cumplir estos sistemas son: no contaminar con vapores de aceite y tener altas velocidades de bombeo, para que sea posible usar flujos grandes de gas y todavía mantener presiones bajas en la cámara. El sistema más utilizado en estos casos es una bomba Roots apoyada con una bomba mecánica de paletas rotatorias y un diseño típico se muestra en la fig. 6.5.

La línea de apoyo es la porción del sistema de bombeo que conecta la cámara a la bomba y a las mismas bombas. Esta línea es generalmente

Tabla 6.3

Desventajas de bombas en función de los gases utilizados	
Bomba	Inconvenientes
Difusión	Contaminación por vapor de aceite Acumulación de mezclas de gases explosivos en el aceite Descomposición química del silano a la temperatura de trabajo de 198 °C de la bomba
Succión y Criogénica	Acumulación de gases dentro de la cámara de la bomba y difícil de evacuarlos. Formación de silano líquido o sólido a bajas temperaturas, alta posibilidad de explosión
Evaporización ionización	Acumulación de gases en la superficie de la cámara de la bomba Difícil de limpiar Descomposición del silano dentro de la bomba.
Pulverización catódica ionización	Acumulación de componentes de silano en la superficie de la cámara de la bomba, difícil de limpiar.

hecha de un fuelle de acero inoxidable flexible, contiene una válvula de vacío, y en algunos casos trampas dependiendo de los gases bombeados.

Muchos de los gases utilizados en el sistema PECVD son químicamente activos, debiendo elegir adecuadamente la línea de apoyo, para que así su mantenimiento pueda reducir la contaminación y extender la vida de las bombas. La mayor parte de los gases utilizados son reactivos y explosivos, bajo ciertas condiciones. Al bombear estos tipos gases se debe tomar las siguientes precauciones:

1. Prevenir la condensación o atrapamiento de las componentes reactivas en el rotor de la bomba y el área del estator.
2. Prevenir la entrada de oxígeno a la bomba a través de la válvula de gas de lastre.
3. Prevenir la acumulación de gases explosivos, tóxicos y/o corrosivos en el aceite de la bomba.

Estas precauciones pueden ser resueltas utilizando un flujo de nitrógeno puro, en la entrada de la válvula de gas de lastre de la

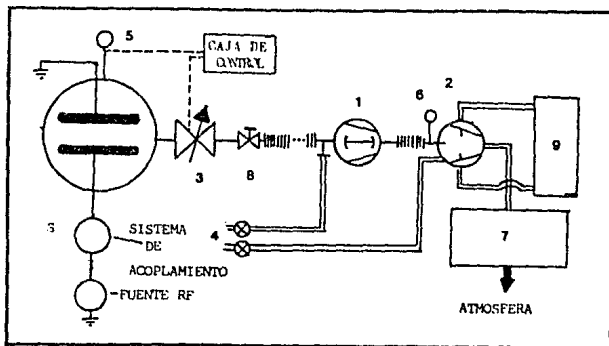


FIG. 4.5 - SISTEMA DE BOMBEO PARA EL PROCESO. (1) BOMBA ROOTS, (2) BOMBA MECANICA DE APOYO, (3) VALVULA DE MARIPOSA, (4) SISTEMA DE PUÑO, (5) MANOMETRO CAPACITIVO, (6) MEDIDOR PIRANI, (7) SISTEMA DE TRATAMIENTO DE GAS Y (8) VALVULA DE VACIO.

bomba de apoyo y otro en la entrada de la bomba Roots. El flujo de nitrógeno ayuda a diluir los gases corrosivos, tóxicos y explosivos de la cámara de aceite de la bomba.

Aunque los constituyentes y sus proporciones relativas no son conocidas exactamente, las mezclas típicas que se encuentran en el aceite están compuestas de:

- Residuos gaseosos no activados.
- Productos volátiles de reacción.
- Productos no condensables.

Al entrar los gases a la bomba de vacío, estos son comprimidos a la presión atmosférica (o más alta), a temperaturas entre 60 a 90 °C.⁴¹ En tales condiciones se asegura que existen reacciones de los residuos gaseosos, que no reaccionaron durante el proceso de depósito, formándose en algunos casos productos tanto líquidos como sólidos y disminuyendo así la lubricidad del aceite de la bomba. Los factores que intervienen en la disminución de la lubricidad son: la formación de ácidos y de grandes cantidades de partículas duras tales como $Al(OH)_3$ y SiO_2 .

Una manera de prevenir las reacciones en la cámara de la bomba es elegir el tipo de aceite con las propiedades más accesibles para estos casos. En la tabla 6.4 se da una lista de los aceites más utilizados en función de sus propiedades. Al seleccionar el lubricante, este debe ser continuamente limpiado por filtración para prevenir la acumulación de las partículas y ácidos. La elección del tipo filtro depende de los procesos químicos involucrados.

Los materiales normalmente utilizados para filtrar son un cartucho de papel (filtro mecánico) y una carga filtrante de óxido de aluminio activado (filtro químico). El filtro de aceite hace que haya un buen efecto filtrante mecánico y también una absorción de productos del envejecimiento del aceite, así como una sorción química de los ácidos y bases. En la fig 6.6 se muestra un sistema de filtración que consta de un filtro mecánico de partículas y uno químico.

Los gases utilizados en los sistemas FECVI son casi todos peligrosos, cuando se escoge un tratamiento de estos para evacuarlos a la atmósfera, es importante conocer sus propiedades y sus características tóxicas. Existe una variedad de métodos para tratar

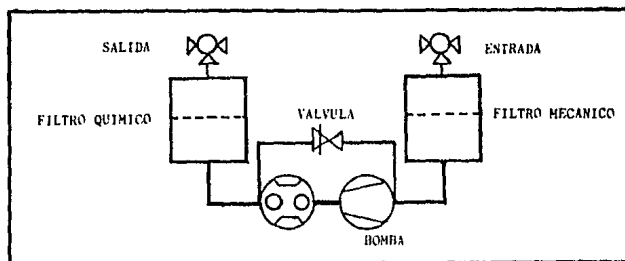


FIG. 6.6 - SISTEMA DE FILTRACION.

tabla 6.4

Propiedades de aceites para bomba

<i>Propiedad</i>	<i>Acete de Hidrocarbon</i>	<i>Acete Blanco</i>	<i>Acete FFPE</i>
<i>Resistencia a gases que contienen Cl y F</i>	<i>Poco</i>	<i>Modesto</i>	<i>Muy bueno</i>
<i>Estabilidad térmica</i>	<i>Modesto</i>	<i>regular</i>	<i>Buena</i>
<i>Resistencia-O₂</i>	<i>Modesto</i>	<i>Poco</i>	—
<i>Protección a la Corrosión</i>	<i>Muy bueno</i>	<i>Muy bueno</i>	<i>Poco</i>
<i>Acumulación de gases</i>	<i>Poco</i>	<i>Modesto</i>	<i>Muy bueno</i>

estos gases, pero ninguno de ellos satisface completamente con los requerimientos, debido a la amplia variedad de gases utilizados. Estos métodos incluyen: pulverización por agua, dilución, cámaras de quemado

pasivo y cámaras de combustión (vea tabla 6.5).

El método de pulverización de agua es el más comúnmente usado como tratamiento de gases, siendo muy efectivo para algunos de ellos pero ineficiente para otros. Es importante notar que los gases no inflamables de PECVD, son fáciles de tratar con pulverización de agua, mientras por ejemplo el hidrógeno, fosfina y el silano son todos inflamables pero tienen baja solubilidad en el agua. Se han utilizado también soluciones de Na OH + H₂O, para lograr reacciones químicas con silano, resultando formaciones de silicatos y otros compuestos sólidos.

Una forma posible de neutralizar los gases provenientes del sistema PECVD es usando un sistema de pulverización de agua en combinación con una cámara de combustión.

Una cámara de combustión es provista con una fuente de encendido

tabla 6.5

<i>Técnicas de tratamiento de gases peligrosos</i>	
<i>Método</i>	
<i>Dilución</i>	<i>No reduce la influencia toxica No reacciona con las bombas de aceite</i>
<i>Adsorción</i>	<i>Medio adsorbedor para el gas especifico</i>
<i>Pulverización de agua</i>	<i>No todos los gases son solubles en agua</i>
<i>Cajas de quemado pasivo</i>	<i>No asegura un quemado a todos los gases</i>
<i>Camaras de combustión</i>	<i>Unicamente trata a gases inflamables o oxidables</i>

o de calor para la oxidación de los gases flamable. En la fig. 6.7 se muestra esquemáticamente una de ellas. Los gases que salen del sistema PECVD entran a la cámara de combustión (a), pasando inmediatamente a través de una flama (b), generando una mezcla de hidrógeno y gas natural. El gas después entra a una cámara de remolino (c) y es mezclada con un flujo de aire, asegurando así una mayor permanencia para una combustión completa.

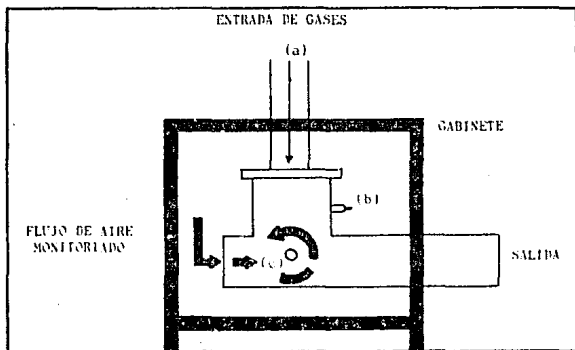


FIG. 6.7 - REPRESENTACION ESQUEMATICA DE UNA CAMARA DE COMBUSTION.

Los medidores de vacío utilizados en los sistemas PECVD son:

Manómetro capacitivo (1000 a 1×10^{-6} torr), es utilizado para medir la presión dentro de la cámara durante el proceso del depósito, debido a que es resistente a ataques químicos que ocurren durante el proceso. El medidor es conectado a la válvula de mariposa para controlar la presión durante el proceso.

El medidor de ionización de Bayard-Alpert (10^{-3} a 10^{-8} torr) es utilizado cuando se hace alto vacío previo en la cámara. Este medidor no puede ser usado durante el proceso debido a la reacción de los gases con su filamento.

Un espectrómetro de masas es frecuentemente empleado entre la conexión de la cámara y la bomba turbo molecular como se muestra en la fig. 6.4. Sirve para analizar los tipos de gases que se encuentran

dentro de la cámara de reacción antes de hacer un depósito y como detector de fugas.

El Medidor Pirani (30 a 10^{-8} torr) es utilizado para medir las presiones en las entradas de las bombas de apoyo como se muestran en las figs. 6.4 y 6.5.

6.3 Diseño de un sistema de vacío para preparación de películas por la técnica de depósito asistido por plasma.

Los depósitos en los sistemas PECVD, se pueden hacer sobre casi cualquier sustrato. En el presente trabajo se tomará el caso de los vidrios de borosilicato de bario (Corning 7059) de Área de 6.25 cm^2 , para hacer el diseño de la cámara.

El tamaño de los sustratos y su número determinan el tamaño de los electrodos. En un sistema donde se utilicen cuatro vidrios Corning cuya área total sea 25 cm^2 , pueden ser colocados en un electrodo de forma circular, para mejorar así la uniformidad del depósito, el diámetro del electrodo será 14 cm con una área de 158 cm^2 .

6.3.1 Cámara de reacción

La forma de la cámara de reacción es determinada por la geometría de los electrodos y de las demás conexiones que se hagan. Entre las más importantes se encuentra la colocación del calentador y la conexión de la fuente RF.

Como se mencionó en el capítulo 5 los tubos cilíndricos pueden ser utilizados como cámaras de vacío, pero teniendo desventajas cuando se realizan conexiones fijas en su superficie. Una forma muy conveniente que puede ser utilizada como cámara, es una cruz de acero inoxidable, en la que se pueden conectar los diferentes sistemas que se utilizan por medio de las cuatro bridas como se muestra en la fig. 6.8.

Estos tipos de cruz son disponibles en los accesorios de componentes de vacío^(22,23). Dependiendo del tamaño de los electrodos se puede elegir el tamaño de la cruz, para electrodos de 14 cm diámetro es posible utilizar una cruz con conexiones 150-CF de longitud de 33.4 cm . La forma cilíndrica permite tener alta

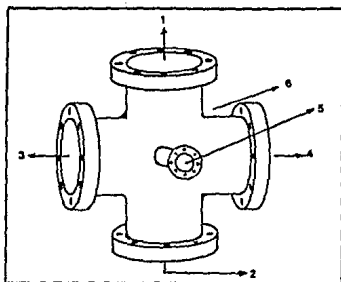


FIG. 4.8 - CÁMARA DE REACCIÓN. (1) Y (2) CONEXIONES PARA LOS ELECTRODOS, (3) CONEXIÓN PARA LA VALVULA DE VENTEO, VENTANA Y MEDIDORES DE VACÍO. (4) CONEXIÓN PARA EL SISTEMA DE ALTO VACÍO. (5) CONEXIÓN PARA SISTEMA DE BOMBEO Y (6) CONEXIÓN PARA EL SISTEMA DE SUMINISTRO DE GAS.

resistencia a la presión atmosférica, así como una mínima área superficial. A partir de la fig. 5.1 (vea capítulo 5) se puede obtener el mínimo espesor necesario para que las paredes soporten la presión atmosférica, y es de 0.8 mm. Comercialmente este tipo de cruz 150-CF tiene un espesor de pared de 2 mm.

Equipo básico para el depósito

La instalación de los electrodos dentro de la cámara se puede realizar de la siguiente forma:

El electrodo que contiene los sustratos, se puede construir usando un tubo de 14 cm de diámetro y una longitud 16 cm, al que se le solda una placa de acero inoxidable en uno de los extremos. El espesor necesario para que la placa soporte la presión atmosférica puede ser obtenida de la tabla 8.12 (vea apéndice B), para un diámetro de 15 cm se tiene que el espesor es de 7 mm a temperaturas menores de 480 °C. Para sujetar el tubo a la cámara, dado que esta tiene conexiones 150-CF, esto puede ser logrado con una brida ciega (disponible en componentes de vacío), a la que se le hace una perforación de 14 cm como se muestra en la fig. 6.9 y se solda al otro extremo del tubo. El calentador no debe ser introducido dentro de la cámara, dado que puede

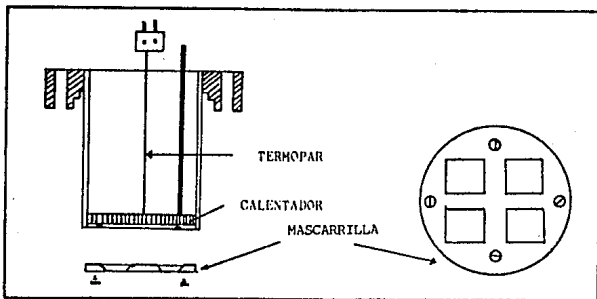


FIG 6.9 - DISEÑO DEL ELECTRODO DONDE SE COLOCAN LOS SUSTRATOS.

producir reacciones fuertes y plasmas parásitos con los gases utilizados, este se instala sobre el electrodo, pero exteriormente a la cámara como se muestra en la figura.

Los sustratos se sujetan al electrodo mediante una mascarilla, para mantenerlos fijos y con un buen contacto térmico con la placa del electrodo como se muestra en la *fig. 6.9*.

El electrodo donde se instala la conexión eléctrica del RF, se puede construir también con una brida 150-CF, en donde se perfora su centro y se solda una conexión DN 35 CF, y a esta se le une un codo DN40-CF-R, sellando su terminación con una brida la que tiene una conexión de pasamuro, como se muestra en la *fig. 6.10*. En la brida 150-CF se le soldan tres bastones de longitud variable, para sujetar el porta electrodo y encima de este se coloca tres cerámicas, y el electrodo. Las cerámicas son utilizadas para aislar eléctricamente el electrodo de las demás partes de la cámara. La distancia entre el porta electrodo y el electrodo es del orden de dos milímetros, que es menor que el camino libre medio de los electrones en el plasma a una presión de 1 torr, evitando así la existencia de plasma en la parte trasera del electrodo.

El electrodo es conectado a la conexión de pasamuro utilizando un cable coaxial, el cual debe ser flexible para permitir cambios en la distancia entre los electrodos, lo cual es posible usando un codo como

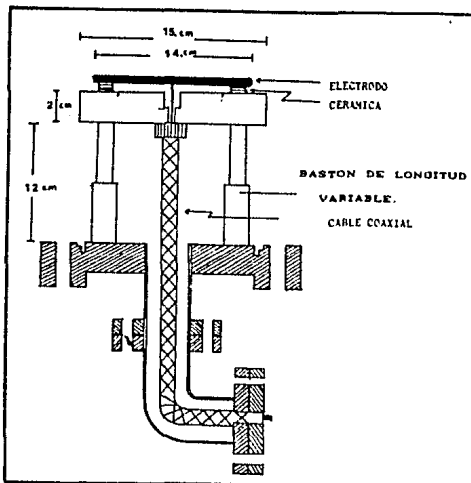


FIG. 6.10 - CONEXION ELECTRICA DE LA FUENTE RF AL ELECTRODO.

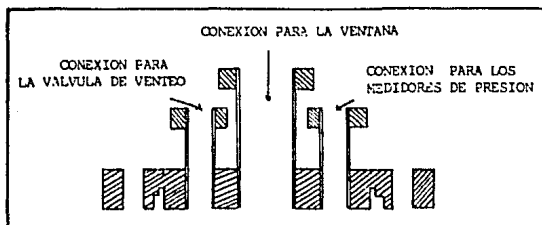


FIG. 6.11 - CONEXIONES DE VALVULA DE VENTEO, MEDIDORES Y VENTANA.

se mencionó anteriormente y tres bastones de longitud variable como se muestra en la *fig. 6.10*. Las dimensiones de cada una de las componentes utilizadas para la construcción de este electrodo se muestra en esta figura.

Conexiones a la cámara

Las conexiones utilizadas para conectar cada uno de los elementos como; válvula de venteo, ventana, manómetro capacitivo y el medidor de ionización de Bayard-Alpert, también se hace a partir de una brida 150-CF, donde se perfora y se soldan las conexiones; 35-CF para la ventana y tres 16-CF, para los medidores de presión y la válvula de venteo como se muestra en la *fig. 6.11*.

Dos conexiones tipo 35-CF son soldadas al cuerpo de la cruz a la altura de los electrodos como se muestra en la *fig. 6.8*. Uno es para la entrada del gas del sistema de suministro de gases y la otra es utilizada para conectar el sistema de bombeo para el proceso.

6.3.2 Elección de los tamaños de las bombas del sistema de alto vacío

Las condiciones iniciales para elegir el tamaño de las bombas del sistema de alto vacío, son obtenidas a partir de las características de la cámara de reacción y son:

- i) Volumen y materiales utilizados en su construcción como paredes internas, y
- ii) Componentes utilizadas para conectar la cámara y la bomba turbo molecular.

El primer paso es determinar el tamaño de la bomba turbo molecular a partir de las dos características anteriores, para esto se considera que se tiene una bomba de apoyo, conectada a la cámara y a la bomba turbo molecular, capaz de alcanzar la presión de apoyo necesaria, para que la bomba turbo molecular pueda extraer las moléculas del gas contenidas en la cámara, y si además se supone que no existen fugas y entrada de gas debido a permeaciones, entonces la cantidad de moléculas que salen de la pared después de un tiempo de bombeo está determinada por

$$\sum A_i K_i = P S_0$$

(6.1)

Donde A_i y K_i , son las áreas internas y las velocidades de desgasificación de los materiales utilizados en la construcción de la cámara, P es la presión dentro de la cámara la cual depende del tiempo de bombeo y S_e es la velocidad de bombeo efectiva de la bomba turbo molecular. Obteniendo así que la presión es

$$P = \frac{\sum A_i K_i}{S_e} \quad [6.2]$$

Los materiales utilizados para nuestro caso son: acero inoxidable como pared con una área de 5136.95 cm^2 , cobre CPH como sello cuya área es 44.48 cm^2 , y porcelana para postes aislantes de área 6.27 cm^2 . El área total interna es 5200 cm^2 y el volumen de la cámara es 7.03 litros.

Las velocidades de desgasificación K_i para estos tipos de materiales se muestran en la tabla 6.6 y en la *fig. 6.12*, para el acero inoxidable en función del tiempo de bombeo.

La velocidad efectiva S_e de la bomba turbo molecular en la entrada de la cámara, se obtiene a partir del tipo de componentes

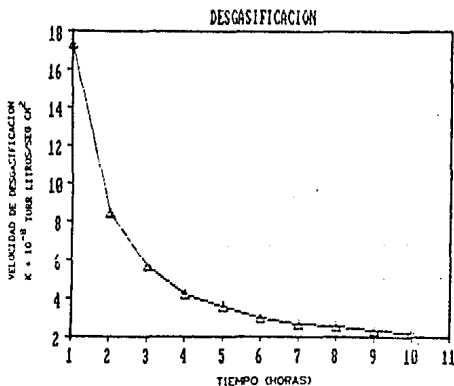


FIG. 12 - VELOCIDAD DE DESGASIFICACION EN FUNCION DEL TIEMPO DE BOMBEO A TEMPERATURA AMBIENTE.

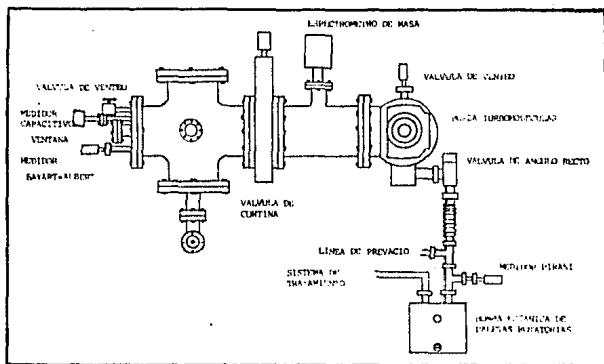


FIG. 6.13 - SISTEMA DE ALTO VACÍO PARA EL SISTEMA PECVD

tabla 6.6
Velocidades de desgastificación

Material	1 h	5 h	10 h
Acero inoxidable	1.73×10^{-7}	3.54×10^{-8}	2.19×10^{-8}
Cobre	2.6×10^{-7}	7.1×10^{-8}	4.1×10^{-8}
Porcelana	6.52×10^{-7}	3.00×10^{-7}	2.10×10^{-7}

Las unidades son torr litros / seg cm²

utilizadas en la línea de alto vacío, la cual está compuesta por una válvula de cortina tipo SVV 150-PF (Balzers), y un tubo de conexión 150-CF de longitud 33.4 y un diámetro de 15 cm, donde se coloca el analizador de gases residuales como se muestra en la fig. 6.13.

La conductancia total de la línea de alto vacío se obtiene a partir de la ecuación (1.9) dada por

$$C_r = \frac{C_{tubo} C_{va}}{C_{tubo} + C_{va}} \quad (6.3)$$

Donde C_{tubo} es la conductancia del tubo la que es determinada por la ecuación (1.51) siendo esta

$$C_{tubo} = 12.3D^3 \left[\frac{1}{1 + \frac{4}{3} (D/L)} \right] \quad (6.4)$$

= 764.75 litros/seg.

C_{va} es la conductancia de la válvula de cortina siendo esta $C_{va} = 3500$ litros/seg para flujo molecular. ^(22,23)

Por lo tanto, la conductancia total estará dada por la ecuación (6.3) siendo esta $C_r = 627.61$ litros/seg.

Desgasificación de la tubería

Los efectos de desgasificación debido a la línea de alto vacío tiene consideraciones importantes, dado que aumentan la cantidad de gas que entra a la bomba y reduce la velocidad efectiva de la misma en la entrada de la cámara.

Si se considera el sistema de alto vacío como se muestra en la fig. 6.13, donde la cámara está conectada a la bomba turbo molecular a través de una línea de alto vacío de sección transversal circular uniforme, y de conductancia C_r . La velocidad nominal de la bomba es S_m a la presión P_o . Si Q_c es la cantidad de gas que se origina en la cámara a la presión P_u y Q_t es la que se origina en el tubo; entonces Q_t será igual a πDLK_i donde K_i es la velocidad de desgasificación del material del tubo, D es el diámetro y L la longitud. Si se supone que Q_t es originada en el centro del tubo y fluye a través de la mitad de la longitud del tubo. Las siguientes ecuaciones de flujo pueden ser aplicadas ⁽²⁾

$$S_u P_u = Q_t \quad (6.5)$$

$$S_m P_o = Q_t + Q_c \quad (6.6)$$

$$P_u - P_o = \frac{Q_c}{C_T} + \frac{Q_t}{2C_T} \quad (6.7)$$

De las que se puede obtener la velocidad efectiva en la entrada de la cámara como

$$S_e = \frac{S_m C_T}{(C_T + S_m)(1 + Q_t/Q_c) - S_m Q_t/2Q_c} \quad (6.8)$$

Si se utiliza una bomba turbo molecular tipo TPH 510 (Balzers) con conexiones DN 160 CF-F (diámetro de entrada de 150mm) cuya velocidad nominal de bombeo es $S_m=500$ litros/seg. Entonces la velocidad efectiva de bomba en la entrada de la cámara, es determinada a partir de la ecuación (6.8), donde $C_T = 627.61$ litros/seg., y utilizando los valores de Q_c y Q_t para 1, 5 y 10 horas de bombeo como se muestran en la tabla 6.7, la velocidad efectiva de la bomba en la entrada de la cámara es $S_e=219$ litros/seg.

Si se considera que el material utilizado es sólo acero inoxidable tanto de la cámara como de la línea de alto vacío, debido a

tabla 6.7
Cantidad de gas que surge de las paredes de la cámara y de la línea de alto vacío

	1 h	5 h	10 h
Q_1 torr litros/seg. cámara	9.04×10^{-4}	1.87×10^{-4}	1.16×10^{-4}
Q_2 torr litros/seg. línea de alto vacío	3.11×10^{-4}	6.40×10^{-4}	3.95×10^{-5}
S_e litros/seg.	219	219	219
P torr	4.13×10^{-6}	8.54×10^{-7}	5.30×10^{-7}
Contaminación de las paredes a un flujo de 100 sccm. en partes por millon.	715 ppm	148 ppm	92 ppm

que el cobre y la porcelana son utilizados en menor cantidad, y dado que los valores de Q_1 y Q_2 , para ambos casos no difieren. Se puede determinar la presión dentro de la cámara en función del tiempo de bombeo a partir de la ecuación (6.2), mostrándose esta curva en la fig. 6.14 (conocida como curva de caracterización).

Como se mencionó en el capítulo 1, unos de los principales requisitos de un sistema de alto vacío es su tiempo de evacuación, debiendo ser este no muy grande para alcanzar el medio adecuado. Para un tiempo de evacuación de cinco horas, al cerrar la cámara se tendrá una presión inicial de 8.54×10^{-7} torr y la cantidad de gas que sale de las paredes es 1.87×10^{-4} torr litros/seg. Al introducir un flujo de gas Q_1 de 100 sccm^* (1.26 torr litros/seg) dentro de la cámara, la contaminación al flujo Q_1 debida a el gas que surge de las paredes, se puede determinar a partir

$$C_{ppm} = \frac{Q_2}{Q_1} \times 10^4 \text{ ppm} \quad (6.9)$$

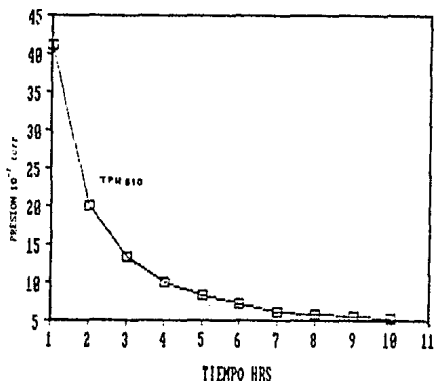


FIG. 6.14 - CARACTERISTICAS DE BOMBEO DE LA CAMARA DE VACIO

* - 1 sccm es igual a un centimetro cubico por minuto a condiciones standar.

donde Q_1 es la cantidad que surge de las paredes, obteniendo una contaminación de 148 partes por millón (ppm) para cinco horas de bombeo y para 10 horas se tiene 91 ppm, como se muestra en la fig. 6.15 y en la tabla 10. Representando así un nivel de contaminación demasiado alto, niveles aceptables son de 5 ppm.

Hay dos formas de disminuir la desgasificación de las paredes, una es aumentar el tiempo de bombeo para obtener un valor menor, siendo esto logrado después de 24 horas de bombeo, que es un tiempo excesivamente grande para nuestros propósitos. La otra posibilidad es hornear la cámara durante un ciclo.

Los gases que son principalmente adsorbidos en las paredes del acero inoxidable y difíciles de desgasificar son; el hidrógeno, el oxígeno y el vapor de agua. En el capítulo 2 sección 2.3.2.2 se mostro que cuando un material es calentado el número de moléculas desorbidas aumentan tendiendo a un máximo y disminuyendo después de un tiempo de bombeo (vea fig.2.8). Para determinar como el valor de contaminación disminuye es de considerar los casos de desorción y difusión controlada, con el incremento de la temperatura.

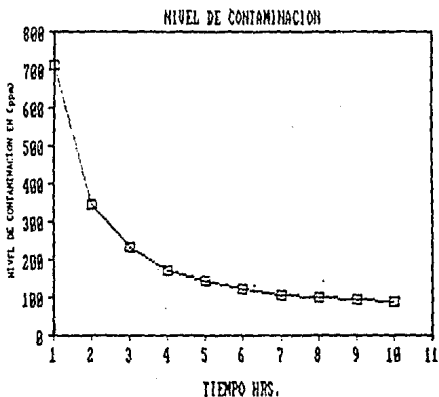


FIG. 6.15 - NIVEL DE CONTAMINACION DEBIDO A LA DESGASIFICACION A UN FLUJO DE 100 SCCM EN FUNCION DEL TIEMPO DE BOMBEO.

El primer caso considere que las moléculas desgasificadas son sólo las que están adsorbidas en las paredes. Entonces a partir del análisis hecho en la sección 2.2.3.2, en donde se determinó la cantidad de moléculas desorbidas en función de la temperatura dado por la ecuación (2.19) como

$$N_a \approx N_i \exp \left\{ \frac{-E_d}{\alpha \tau_0 R} \frac{e^{-x}}{x^2} \left[1 + \frac{2}{x} + \frac{6}{x^2} \right] \right\} \quad (6.10)$$

Donde N_i es la cantidad de moléculas adsorbidas, E_d es la energía de desorción, T es la temperatura absoluta ($^{\circ}K$), τ_0 es el tiempo de vibración de los átomos de la pared, $R = 1.98 \text{ cal/}^{\circ}C \text{ mol}$, α es el aumento de temperatura en grados por segundo y $x = E_d/RT$.

Si el material es calentado desde la temperatura ambiente a $200^{\circ}C$ con un aumento de 0.1 grados por segundo, se encuentra que las moléculas cuya energía de desorción menores que 30 Kcal/mol son liberadas como se muestra en la fig. 6.16. Como se discutió en el capítulo 2 se encuentran en esta región el vapor de agua y el oxígeno.

Respecto al segundo caso cuando se toma en cuenta la difusión controlada y suponiendo que el material es calentado desde la temperatura ambiente T_a a una T_b (en un período suficientemente grande), y después es enfriado a la temperatura ambiente, la cantidad de gas que surge de las paredes para el caso del hidrógeno, es determinada teóricamente por Dayton⁽⁷⁾ como

$$K_h = K_i \left[t_h + \left[(D_b/D_a) - 1 \right] (t_c - t_b) \right]^{-1/2} \quad (6.11)$$

Donde K_i es la desgasificación después de una hora de bombeo a temperatura ambiente, t_b es el tiempo inicial del ciclo de horneado, t_c es el tiempo en el que el acero inoxidable es rápidamente enfriado a la temperatura ambiente, D_b es el coeficiente de difusión para el hidrógeno a la temperatura del horneado, y D_a es el coeficiente de difusión del hidrógeno a temperatura ambiente.

La razón D_b/D_a de los coeficientes de difusión a temperatura ambiente y a la temperatura de horneado puede ser estimado por la

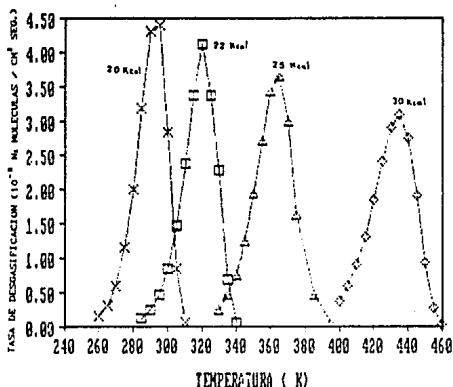


FIG. 4.16 - DESORCION DE PRIMER ORDEN EN FUNCION DE LA TEMPERATURA ($\alpha = 0.1$ grad/seg; PARA $T_0 = 10^{-15}$ seg y $E_d = 20, 22, 25$ Y 30 Kcal/mol.

ecuacion¹⁷⁾

$$D_b/D_a = \exp\left[\frac{H}{R}(T_a^{-1} - T_b^{-1})\right] \quad (6.111)$$

Donde H es la energía de activación de la difusión en calorías por mol, $R = 1.986 \text{ cal/}^\circ\text{C mol}$, y j es el número de disociación ($j = 2$ para gases diatómicos los cuales son disociados al disolverse en el metal)

Tomando $H = 10000 \text{ cal/mol}$, $T_a = 293^\circ\text{C}$, $T_b = 493^\circ\text{C}$, $K_1 = 1.2 \times 10^{-7} \text{ torr litros/seg cm}^2$, $t_b = 1 \text{ hora}$ $t_c = 2 \text{ horas}$. Se encuentra que para dos horas de bombeo la velocidad de desgasificación es $1.94 \times 10^{-10} \text{ torr litros/seg cm}^2$, reduciendo así en dos órdenes de magnitud en comparación con la constante de desgasificación sin hornear que es $8.41 \times 10^{-8} \text{ torr litros/seg cm}^2$ y la cantidad de gas total que surge de las paredes de la cámara es $Q_1 = 1 \times 10^{-4} \text{ torr litros/seg}$.

Por lo tanto, los dos modelos utilizados determinan cualitativamente la cantidad de gas desgasificado; el modelo de desorción con el aumento de temperatura, muestra que las moléculas

cuya energía de desorción menores que 30 Kcal/mol son desgasificadas con un calentamiento de 200 °C, donde se encuentra tanto el oxígeno como el vapor de agua y el modelo de Dalton asegura que con un ciclo de horneado de 20 a 200 °C y de 200 a 20 °C, la cantidad de hidrógeno desgasificado disminuye en dos ordenes de magnitud, para un proceso total de dos horas de bombeo.

En conclusión al juntar ambos modelos se obtiene que la cantidad de gas que surge de las paredes con un horneado previo es $Q_i = 1 \times 10^{-6}$ torr litros/seg y la contaminación para un flujo de 100 sccm es de 1 ppm, cuyo valor es aceptable para hacer el depósito. Entonces dos horas de bombeo con la bomba turbomolecular con un ciclo de horneado de 20 a 200 °C y 200 a 20 °C, es suficiente tratamiento para lograr un buen vacío previo al proceso de depósito.

Elección de la bomba mecánica de aceite de paletas rotatoria

Las bombas de apoyo no solamente sirven para sacar el gas, cuando el sistema está a la presión de trabajo, también limitan el máximo gasto que puede ser sacado por la bomba turbo molecular. Dependiendo del tipo de bomba turbo molecular, se muestra que cuando se llega a la presión de apoyo crítica P_b , con el máximo gasto Q_b , la velocidad efectiva de apoyo S_b a la presión P_b está dada por

$$S_b = \frac{Q_b}{P_b} \quad (6.12)$$

Si la resistencia de la línea de apoyo es ignorada la velocidad nominal de la bomba de apoyo puede ser calculada

$$S_b = S_0 \left[1 - \frac{P_u}{P_b} \right] \quad (6.13)$$

Donde P_u es la última presión obtenida por la bomba de apoyo (usualmente cerca de 0.02 torr) y S_0 es la velocidad nominal de la bomba mecánica de paletas rotatorias.

La presión de apoyo crítica para una bomba turbo molecular TPH 510 es 3 torr y el máximo gasto es 7.5 torr litros/seg a la presión de 0.45 torr. La velocidad de apoyo requerida para la bomba a una presión

de 3 torr es

$$S_b = \frac{Q_b}{P_b} = \frac{7.5}{3} = 2.5 \text{ litros/seg.} \quad [6.14]$$
$$= 9 \text{ m}^3/\text{h}$$

y a partir de la ecuación [6.13], la velocidad de bombeo para evacuar a la presión atmosférica es

$$S_o = \frac{2.5}{1 - 0.02/3} = 2.52 \text{ litros/seg.}$$
$$= 9.06 \text{ m}^3/\text{h}$$

Asumiendo que la presión última de la bomba de apoyo es de 0.02 torr.

Una bomba disponible para este caso es la UNO 012A (Balzers) con conexiones DN 25 ISO-KF (diámetro de entrada 2.5 cm), con una velocidad de bombeo 12 m³/h.

La línea de apoyo utilizada entre las bombas consta: de una válvula de ángulo recto EVA 025 HX (Balzers), un tubo flexible de 30 cm de longitud y diámetro 2.5 cm, dos tees; una para conectar la línea de prevacío y la otra para el medidor Pirani, el que es unido a través de un reductor de 2.5 a 1.6 cm. Todas las componentes tienen uniones DN 25 ISO-KF y la longitud total de la línea es 70 cm.

La conductancia de la línea de apoyo se obtiene a partir de la ecuación [1.26] para flujo viscoso, dado que la presión de apoyo es del orden de 3 torr y para un diámetro de 2.5 cm, se encuentra dentro de esta región (vea fig 1.8).

$$C_v = \frac{\pi D^4}{128 \eta L} P_{av} \quad [6.15]$$

Donde P_{av} es la presión promedio, η es el coeficiente de viscosidad, D es el diámetro y L es la longitud del tubo, para el aire a 20 °C y sustituyendo los valores anteriores se tiene que la conductancia es

$$C_v = \frac{179D^4 P_{av}}{L} = 150.83 \text{ litros/seg} \quad [6.16]$$

La velocidad efectiva de la bomba mecánica de paletas rotarias en la salida de la bomba turbo molecular, es determinada a partir de la

ecuación (1.14). Obteniendo

$$S_b = \frac{C_v S_o}{C_v + S_o} = 3.26 \text{ litros/seg} \quad (16.17) \\ = 11.74 \text{ m}^3/\text{h}$$

Por lo tanto el valor de la velocidad de bombeo obtenida a partir de la ecuación (16.17) cuando se considera la conductancia de la línea de apoyo, no disminuye mucho la velocidad nominal de la bomba UNO 012A.

Una línea de prevacío es utilizada entre la cámara y la bomba de apoyo, para evacuar la cámara desde la presión atmosférica hasta la presión necesaria para que la bomba turbo molecular empiece a bombear (0.45 torr). Esto se logra aislando la bomba turbo molecular con la válvulas de cortina y la de línea de apoyo.

La línea de prevacío consiste de: una válvula EVA U25 HX, un reductor de 4 a 2.5 cm y un tubo flexible de 100 cm. La forma en que se conectan dichas componentes se muestra en la fig. 6.13.

El tiempo que tarda la bomba de apoyo (UNO 012A) en evacuar la cámara desde la presión atmosférica hasta la presión de 0.45 torr se puede obtener a partir de la ecuación (1.61) dada por

$$t = 2.303 \frac{V_c}{S} \log_{10} \frac{P_o}{P} \quad (16.18)$$

Donde V_c es el volumen de la cámara y de la línea de prevacío siendo igual a 8.18 litros, S es la velocidad nominal de la bomba de apoyo de 3.33 litros/seg, P_o es la presión atmosférica de 760 torr y P es la presión necesaria para que la bomba turbo molecular empiece a bombear cuyo valor es 0.45 torr. Sustituyendo estos valores en la ecuación (16.18) se tiene que el tiempo de evacuación es de 19 seg, siendo este valor aceptable, dado que el tiempo de aislamiento máximo de una bomba turbo molecular no debe de exceder de 5 minutos.

6.3.3. Sistema de bombeo para el proceso

Condiciones iniciales para el diseño

Como se mencionó inicialmente este sistema de bombeo sirve para evacuar las especies originadas durante la reacción en la cámara de

Vacío.

Las condiciones iniciales para diseñar un sistema de bombeo depende de la cantidad de gas que entra a la cámara de reacción debida al sistema de suministro de gas. En estos tipos de sistemas se trabaja con flujos máximos de 200 sccm (2.53 torr litros/seg) a presiones mínimas de 0.15 torr.

Otras consideraciones importantes del sistema de bombeo, son: baja contaminación por vapor de aceite y alta velocidad de bombeo, obteniendo esto con una bomba Roots apoyada con una bomba mecánica de paletas rotatorias.

Elección de la bomba Roots .

La elección del tamaño de la bomba Roots, se puede obtener a partir de la velocidad efectiva necesaria para mantener la presión de trabajo de 0.15 torr. Si se tiene un flujo de 2.53 torr litros/seg, entonces la velocidad efectiva requerida por la bomba en la entrada de la cámara será

$$S_e = \frac{2.53}{0.15} = 16.87 \text{ litros/seg} \\ = 60.72 \text{ m}^3/\text{h}$$

Al considerar las componentes utilizadas para conectar la bomba con la cámara, en una primera aproximación la velocidad de la bomba para este caso será $2S_e = 121$ litros/seg, utilizando una bomba Roots RUVAC WS 150 cuya velocidad teórica es de $183 \text{ m}^3/\text{h}$ con conexiones KF 40.

Conexiones entre la cámara y la bomba Roots

Las componentes utilizadas para conectar la línea entre la cámara y la bomba Roots son:

- 1) Una válvula de mariposa con conexiones DN 40 ISO-KF y de longitud de 12 cm, para controlar la presión dentro de la cámara.
- 2) Una válvula de ángulo recto EVA 040 HX con conexiones DN 40 ISO-KF de longitud de 14 cm para aislar el sistema de bombeo de la cámara. y
- 3) Una línea de tubo flexible de longitud de 40 cm de largo y diámetro de 4 cm, y una tee con conexión DN 40 ISO-KF para conectar la línea de prevacío.

Siendo la longitud total de la línea, que conecta la cámara con la bomba Roots de 70 cm.

La conductancia de la línea se obtiene a partir de la ecuación (6.13), dado que la presión de trabajo se encuentra en la región de flujo viscoso según la fig. 1.8 del capítulo 1, para una presión de 0.15 torr y un diámetro de 4 cm.

Si se considera que se tiene flujo conservativo, se puede determinar la conductancia de la componentes a partir de la ecuaciones

$$Q = C_v (P_1 - P_2) \quad (6.19)$$

$$C_v = \frac{179D^4 P_{av}}{L} \quad (6.20)$$

Obteniendo que la presión en la salida de las componentes es 0.121 torr y la conductancia es 88.70 litros/seg, ahora utilizando la ecuación (1.14) la velocidad efectiva S'_e en la entrada de la bomba Roots es

$$S'_e = \frac{C S_e}{C - S_e} = 20.83 \text{ litros/seg}$$

Combinación bomba Roots y bomba de paletas rotatoria.

La velocidad efectiva S'_e de la bomba Roots, depende de las características de la bomba de apoyo como son presión P_v y velocidad de bombeo S_v . Si otra vez se considera que el flujo es conservativo se puede escribir

$$S'_e P_A = S_v P_v \quad (6.21)$$

Donde S'_e es la velocidad efectiva de la bomba Roots y P_A es la presión en la entrada de la misma.

La velocidad efectiva de la bomba Roots puede ser determinada por la ecuación (3.18) dada por

$$S'_e = \eta S_t \quad (6.22)$$

Donde S_t es la velocidad teórica de la bomba Roots y η es la eficiencia volumétrica dada por

$$\eta = \frac{\frac{K_{\max}}{K_t}}{1 + \frac{K_{\max}}{K_t}} \quad (6.23)$$

Donde K_t es la razón de compresión teórica dada por $K_t = S_t/S_v$ y K_{\max} es la razón de compresión máxima a flujo igual a cero, cuyo valores se encuentran en la fig. 6.17 para distintas bombas.

Para un flujo de 2.53 *litr/seg* se puede utilizar una bomba mecánica de paletas rotatoria DUO 016B (Balzers) la cual extrae el gas a una presión de 0.6 *torr* a una velocidad de 4.2 *litros/seg* (ver catálogos de bombas).

La velocidad de bombeo teórica S_t de la bomba Roots RUVAC WS 150 es $S_t=50.97$ *litros/seg* y la velocidad de bombeo de apoyo de la bomba de DUO 016B es $S_v=4.2$ *litros/seg*. La compresión máxima para un flujo igual a cero se obtiene de la fig. 6.17, para una presión de 0.6 *torr* cuyo valor es $K_{\max}=40$. Sustituyendo los valores anteriores en la ecuación (6.23) se tiene que la eficiencia volumétrica para la bomba Roots cuyo valor es $\eta=0.76$, y su velocidad efectiva es 38.95

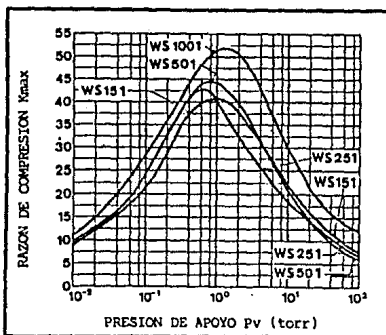


FIG. 6.17 - DEPENDENCIA DE LA COMPRESION K_{\max} DE BOMBAS ROOTS.

litros/seg.

Otro de los requerimientos para el sistema de bombeo, es evitar la condensación o atrapamiento de las componentes reactivas producida en el sistema PECVD, en la línea de apoyo y en los rotores de las bombas. Para evitar esto es necesario utilizar una línea de purga de nitrógeno puro en la entrada de la bomba Roots, y en la válvula de gas de lastre de la bomba mecánica de paletas.

Si se bombea 2.53 torr litros/seg a la presión de 0.15 torr se necesita una bomba Roots de velocidad de 20.83 litros/seg a una presión 0.12 torr cuyo valor es menor al calculado anteriormente, esta diferencia permite introducir una cantidad extra de gas siendo en este caso el gas de purga de nitrógeno puro. La máxima cantidad de nitrógeno que se puede introducir sin subir la presión más de 0.12 torr es de 2.14 torr litros/seg (169 sccm), la que es obtenida multiplicando la presión máxima de 0.12 torr por la velocidad efectiva de la bomba Roots, menos la cantidad de gas 2.53 torr litros/seg.

El sistema de bombeo se muestra en la fig. 6.18 y consiste de una línea de apoyo que contiene una válvula de ángulo recto EVA 040 HX (de acero inoxidable) con conexiones DN 40 ISO 10 de longitud de 14 cm,

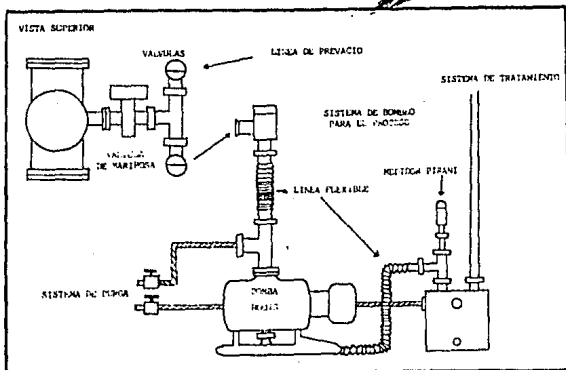


FIG. 6.18 - SISTEMA DE BOMBEO.

una válvula de mariposa con conexiones DN 40 ISO-KF y de longitud de 12 cm, una bomba Roots RUVAC WS 150 (Leybold) conectada a una bomba de apoyo de paletas rotatorias tipo DUD 016B (Balzers), con conexiones DN 25 ISO-KF, un tubo flexible de longitud de 50 cm y diámetro 2.5 cm.

6.4. Limitaciones reales de un sistema de vacío

Como se mostró en el capítulo 1 sección 1.4 todos los sistemas de alto vacío presentan limitaciones en alcanzar la última presión. En las secciones anteriores se diseñó un sistemas de alto vacío utilizando los aspectos más importantes de la ciencia de vacío. Para hacer un análisis del sistema es necesario compararlo con un sistema real para así determinar las limitaciones que se presentan, para ello, se utilizó el sistema de depósito PECVD del IIM UNAM, el cual consta de una cámara de acero inoxidable con dimensiones similares que el diseño anterior, su sistema de bombeo constar de una bomba turbo molecular TPU 330 con velocidad nominal de 300 litros/seg. una bomba de apoyo UNO 012A cuya velocidad nominal es de 3.3 litros/seg y un

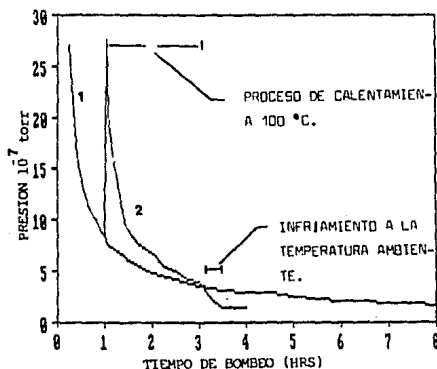


FIG. 6.10- CURVA DE CARACTERIZACION DEL SISTEMA DE VACIO DEL IIM UNAM. EXPUESTA ANTERIORMENTE A 12 HORAS A LA ATMOSFERA. LA PRESION FUE MEDIDA CON UN ANALIZADOR DE GASES RESIDUALES QMG 064 (BALZERS).

analizador de gases residuales OMG 664, todos de la marca Palzers. Dicho analizador no es de alta sensibilidad, en particular este equipo sufre de problemas de calibración y de desviación del cero, dando una significativa incertumbre en el valor absoluto de la presión medida.

La curva de caracterización del sistema se muestra en la fig. 6.19 donde la curva 1 es obtenida a temperatura ambiente durante 8 horas de bombeo y la curva 2 es cuando el sistema es calentado después de una hora de bombeo, a una temperatura de 100 °C durante dos horas y siendo después enfriado durante 30 minutos como se muestra en la figura.

La superficie interna de dicho sistema es de 10500 cm² siendo un 44 % mayor que el diseñado en este trabajo y de volumen 24 litros, debido a que el sistema de bombeo es utilizado en cuatro cámaras. El área total que se puede calentar es sólo 50 %, dado que existen regiones como en los sellos de Viton, válvulas e instrumentos de medición, en los que no pueden soportar una temperatura de 100 °C.

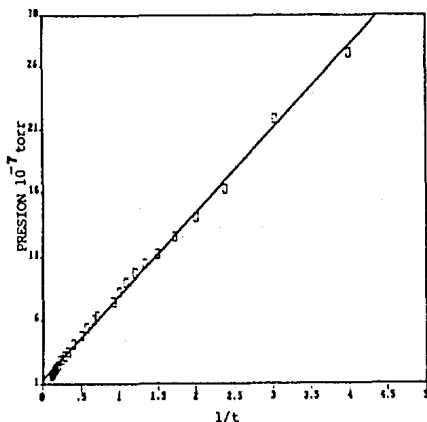


FIG. 6.20- PRESION EN FUNCION DEL INVERSO DEL TIEMPO DE BOMBEO.

Como se puede observar al calentar la cámara la desgasificación aumenta hasta un valor de 2.8×10^{-6} torr y después de un momento disminuye, conforme a la teoría analizada en el capítulo 2. Al comparar los valores de presión después de cuatro horas de bombeo en ambas curvas se obtiene que la presión disminuye en un 48 % cuando la cámara es hornada y por consiguiente también el tiempo de evacuación en alcanzar la presión de 1.40×10^{-7} torr, siendo este en 4 horas y no más de 8 horas. Al considerar la curva 1 cuando el sistema no es hornado, y graficando la presión contra el inverso del tiempo, se encuentra que la presión es proporcional al inverso al tiempo, como se muestra en la fig. 6.20. A partir de esta curva y la ecuación (6.1) para una velocidad de bombeo constante, la cantidad de moléculas liberadas de la superficie es proporcional al inverso del tiempo, cumpliendo así con los datos experimentales para superficies metálicas. Aunque pueden existir fugas del orden de 10^{-9} torr litros/seg (suponiendo que la presión dada por el QMG 064 es verídica).

De acuerdo al análisis hecho en la fig. 6.16 página 151 se encontró que cuando una superficie es expuesta a una presión baja y calentada a una temperatura de 100°C , las moléculas principalmente

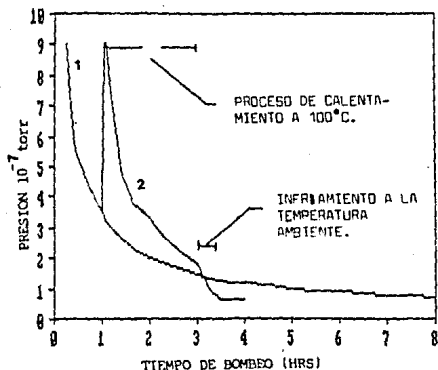


FIG. 6.21 - PRESION DEL VAPOR DE AGUA EN FUNCION DEL TIEMPO DE BOMBEO.

liberadas son aquellas que tienen un energía de desorción menor de 27 kcal/mol, al comparar este análisis con los datos encontrados en este sistema fig. 6.21, donde la curva 1 es presión del vapor del agua en función del tiempo de bombeo a temperatura ambiente y la curva 2 es presión del vapor de agua con un ciclo de horneado. Se encuentra que con dicho ciclo de horneado la presión del vapor disminuye casi por un 49 %, pero no desaparece completamente debido a que no existe un calentamiento uniforme sobre las superficies del sistema.

En el sistema anterior la última presión es 1.40×10^{-7} torr y al hacer un análisis como se mostró en la sección 6.3.2. se puede estimar el nivel de contaminación de las paredes de la cámara a un flujo de 100 sccm, siendo este valor del orden 25 ppm Para disminuir dicha contaminación es necesario que la cámara sea horneada a una temperatura mayor de 100 °C, cambiar los sellos Viton por de cobre CPH, y aumentar la área de superficie calentada.

CONCLUSION

En los primeros 5 capítulos se han mostrado las diferentes partes más comunes en sistemas de vacío. En el caso de las bombas y medidores de vacío se ha presentado, además de una descripción física de cada uno, también una descripción de los fenómenos a través de los cuales funcionan, y cuando ha sido apropiado se han dado las aplicaciones más comunes de las partes. Expertos en el campo saben que la gran mayoría de estudios de este tipo se encuentran solamente en el idioma inglés, y fue en gran medida una de las razones por las cuales se ha llevado a cabo el presente trabajo. Así mismo se ha intentado dar una descripción clara y completa de las componentes más importantes para la ciencia y tecnología del vacío.

En el capítulo 6 se presentó, como se puede diseñar un sistema de vacío usando estos conocimientos. Como se vio, el diseño empieza con una descripción completa del propósito del sistema. Frecuentemente sistemas de este tipo se diseñan paso a paso y cuando están terminados, es necesario un trabajo adicional para corregir problemas y deficiencias que aparecen con el uso de los mismos. En muchas partes del trabajo se ha indicado que las diferentes partes del sistema están frecuentemente relacionadas; Por ejemplo; una bomba de difusión cuya velocidad de bombeo es 1000 litros/seg no funcionará eficientemente si ésta se conecta a la cámara a través de un tubo de plástico de vacío de una pulgada de diámetro, por ello es muy importante identificar las características del uso de cada parte del equipo desde el principio. Si el sistema es de vacío dinámico, es necesario considerar que gases y flujos van a ser usados, y que nivel de impurezas son las aceptables. Si el sistema es de vacío estático, es decir, que no existan entradas de gas intencionales y el proceso ocurre a altos vacíos, es muy importante saber que presión mínima es la necesaria y que partes del sistema son expuestas a altas temperaturas. Además, verificar en todos los casos cual es el tiempo de reciclaje del sistema.

Hoy en día existe una gran variedad de bombas, medidores y de válvulas de vacío, por lo que se requiere de mucha información acerca de ellos, además del equipo en donde se va utilizar para hacer una correcta elección del mismo.

Los sistemas de alto vacío son por lo regular diseñados con dos líneas de extracción conocidas como líneas de apoyo y de alto vacío, las que son controladas mediante válvulas para una mayor funcionalidad del sistema.

El proceso de evacuación consiste en dos etapas. En la primera se bombea el gas por la línea de apoyo desde la presión atmosférica hasta la presión de 10^{-1} torr, pudiendo aquí calcular el tiempo de evacuación para alcanzar esta presión, dado que la teoría cumple con los datos experimentales.

La segunda etapa se inicia dentro de la región de transición, es decir, a presiones de 10^{-1} a 10^{-3} torr, en esta etapa la cámara es evacuada con la línea y bomba de alto vacío, obteniéndose sólo valores promedio de la velocidad efectiva y conductancias. A presiones menores que 10^{-3} torr se encuentra en la región de flujo molecular, donde la desgasificación determina la presión dentro de la cámara, la que disminuye en función del tiempo de bombeo en la forma en que señala la teoría. Esta región es la más importante del sistema, y el proceso de evacuación es difícil de modelar precisamente, dado que depende de la desgasificación de las paredes y de los conductos que conectan la cámara con la bomba de alto vacío. Así el cálculo de la conductancia de la línea de alto vacío sólo puede ser logrado bajo ciertas suposiciones, una de ellas es que el flujo es conservativo, pero en realidad a muy bajas presiones el flujo no tiene estas características, porque depende de los procesos de desorción y adsorción de las paredes del sistema. Una forma de estimar la reducción de la velocidad de bombeo, es como se muestra en la sección 6.3.2 donde se considera que la desgasificación de la línea de alto vacío surge de la mitad del tubo, y el gas no es adsorbido nuevamente, pero esto es una aproximación a la situación real representando una limitación en el cálculo de la velocidad efectiva.

Los requerimientos principales de los sistemas de vacío son: alcanzar la presión de trabajo en un tiempo no muy grande, ser

funcionales y seguros para el proceso. Como se señaló anteriormente los diseños de sistemas de vacío deben partir del tipo de aplicación ya que esto permite establecer las condiciones más favorables para la construcción de la cámara y selección del sistema de bombeo.

La forma de la cámara es determinada por el tipo de equipo y conexiones utilizados como medidores, atravesadores, sistemas de bombeo. Otro equipo es instalado dentro y/o afuera de la cámara dependiendo del tipo de proceso, dado que el equipo puede afectar el proceso y viceversa; este punto es de suma importancia. En particular se debe evitar atrapamientos de gas en el equipo interno, que puedan convertirse enseudofugas difíciles de detectar. Para esto en las piezas se les hacen perforaciones como se mostraron en el capítulo 5. Obtenidas estas condiciones se determina la geometría y la mínima área de pared necesaria para el proceso. El paso siguiente es escoger los materiales de las partes de la cámara y los espesores para soportar la presión atmosférica. Los materiales utilizados deben de tener ciertas características, por ejemplo; cuando se quiere alcanzar presiones menores de 10^{-7} torr es necesario que el material cumpla con: presión de vapor baja, soportar temperaturas de horneado, ser resistentes al proceso, fácil de soldar y tener bajas tasas de desgasificación. Los sellos utilizados en un sistema de vacío, para presiones menores de 10^{-7} torr, deben ser de cobre dado que soportan temperaturas de horneado mayores de 100°C , lo que no ocurre con los de elastómeros. Otra de las características en el diseño de la cámara es que debe ser fácilmente desarmable para cambiar piezas dañadas, y mejorar la limpieza y desengrasado de las componentes.

Los tipos de bombas utilizadas también son determinadas de acuerdo al proceso, el tamaño de ellas se elige tomando en cuenta las dimensiones y áreas internas de las paredes de la cámara.

Una de las propiedades principales de cualquier sistema es su curva de caracterización, la que está determinada por las velocidades de bombeo, así como de la desgasificación y fugas existentes en el sistema.

En el diseño teórico realizado en el capítulo 6, se llegó a la conclusión de que la última presión obtenible era del orden de 10^{-7} torr para un tiempo de evacuación de 10 horas, y cuando el sistema era

horneado a una temperatura de 200 °C la última presión era del orden de 10^{-9} torr, en un tiempo total de evacuación de 3 horas. Se debe considerar que este tiempo solamente es una aproximación, debido a que en sistemas reales intervienen muchas limitaciones como:

(i) Medidores, ciertos atravesadores, válvulas, etc., no pueden ser calentados a temperaturas de 100 °C.

(ii) Varias partes no pueden ser calentados adecuadamente por razones de su geometría.

(iii) Algunas superficies internas no están con una terminación ideal, presentando tasas de desgasificación considerablemente mayores que las ideales.

(iv) El interior de algunas partes como válvulas y manómetros de capacitancia contienen pequeños espacios con un área de pared grande, siendo difícil de evacuar y desgasificar.

(v) Accesorios internos como electrodos y soportes pueden tener gas atrapado, que pueda convertirse en seudofugas.

(vi) Razones de costo y facilidad de acceso hace preferible el uso de sellos de elastómeros en ciertas conexiones.

Ahora bien, el efecto de estos puntos es de aumentar el tiempo requerido para llegar a la última presión y particularmente en el caso del punto (vi) aumenta el valor de esta presión.

Aun con lo discutido anteriormente, se ve en la sección 6.4 que el comportamiento de la presión con un ciclo de horneado está de acuerdo con la teoría, o sea que se reduce considerablemente después de un ciclo de horneado, pero su magnitud no es tan marcada como lo predice la teoría debido a las razones antes descritas.

La teoría nos indica que con un calentamiento de 100 °C todas las moléculas liberadas son aquellas que tienen una energía de desorción menor de 27 kcal/mol, encontrándose en este intervalo el vapor de agua. Las mediciones efectuadas en el sistema real indican que ciertamente la variación en la presión parcial del vapor de agua se comporta como lo predice la teoría, aunque con una magnitud menor.

Finalmente se ve que la teoría de la desgasificación y de los fenómenos de bombeo, aun con sus aproximaciones son de gran utilidad en el diseño y caracterización de sistemas de vacío, siempre que se tomen en cuenta las limitaciones prácticas presentes.

APENDICE A

GASES

1.- Gas ideal

Un gas ideal es un concepto teórico utilizado para explicar el comportamiento de los gases a presiones bajas, el cual asume las siguientes suposiciones:

- (i) Un gas ideal esta formado por partículas, átomos o moléculas las cuales se comportan como esferas rígidas idénticas y elásticas.
- (ii) Las partículas se mueven en todas direcciones y con diversas velocidades, teniendo movimientos uniformes entre dos colisiones.
- (iii) Las moléculas solamente ejercen fuerza una sobre la otra, durante las colisiones.
- (iv) La energía cinética promedio de las moléculas es proporcional a la temperatura absoluta (temperatura Kelvin).

La presión P producida por un gas es el resultado de los impactos moleculares con las paredes del contenedor, donde la presión se puede expresar como⁽¹⁴⁾

$$P = \frac{1}{3} m n v_{cm}^2 \quad (A.1)$$

Donde m es la masa de cada molécula, n es el número de moléculas por unidad de volumen y v_{cm} es la velocidad cuadrática media de estas moléculas. De este resultado se asume que la presión del gas es proporcional a la energía cinética del gas:

$$P \propto \frac{1}{2} m v_{cm}^2 \quad (A.2)$$

y por el principio de superposición de la energía cinética del gas se tiene que

$$\frac{1}{2} m v_{cm}^2 = \frac{3}{2} kT \quad (A.3)$$

Donde k es la constante de Boltzmann cuyo valor es $1.38 \times 10^{-16} \text{ erg/}^\circ\text{K}$ y T es la temperatura absoluta en $^\circ\text{K}$. De (A.3) y (A.1) se tiene

$$P = n k T \quad (\text{A.4})$$

Si $n = N/V$ donde N es el número de moléculas en el volumen V , la ecuación (A.4) queda

$$P V = N k T \quad (\text{A.5})$$

Esta ecuación es de carácter universal: en ella no entra ninguna magnitud que dependa de la naturaleza de gas. Esto es una consecuencia natural al desprestigiar la interacción de las moléculas.

Si se toman dos gases ideales diferentes que se hallen en volúmenes iguales a presiones y temperaturas iguales, la cantidad de moléculas en ambos gases será igual, la cual es conocida como *ley de Avogadro*. En particular, en un centímetro cúbico de cualquier gas ideal en condiciones normales, es decir, a la temperatura de 0°C y presión de una atm, hay

$$L = \frac{PV}{kT} = 27 \times 10^{19} \text{ moléculas} \quad (\text{A.6})$$

El número de moléculas de un gas se puede escribir como $N = \nu R_0$, donde ν es el número de moléculas-gramo (*mol*) del gas, y R_0 es el número de Avogadro. Entonces la ecuación de estado es

$$PV = \nu RT \quad (\text{A.7})$$

donde $R = kR_0$ es denominada constante de los gases.

A una temperatura constante, el producto del volumen por la presión es igual a una magnitud constante, siendo esta

$$PV = \text{cte, siendo } T = \text{const.} \quad (\text{A.8})$$

La cual es conocida como *ley de Boyle Mariotte*

De la ecuación de estado también se desprende que si, cierta cantidad de gas se halla a presión constante, el volumen será proporcional a la temperatura absoluta del gas:

$$\frac{V}{V_0} = \frac{T}{T_0} \quad \text{siendo } T = \text{cte. } (^\circ\text{K}) \quad (\text{A.9})$$

Donde V y V_0 son los volúmenes del gas a la temperatura T y T_0 .

Análogamente

$$\frac{P}{P_0} = \frac{T}{T_0}, \quad \text{siendo } V = \text{cte.} \quad (\text{A.10})$$

Las relaciones [A.9] y [A.10] indican que las escalas absoluta de la temperatura puede construirse utilizando las propiedades de los gases ideales sin medir las velocidades ni las energías de las moléculas.

Si en lugar de la temperatura absoluta T del gas, se introduce la temperatura t según la escala de Celsius ($T = 273 + t$) la relación entre el volumen y la temperatura del gas adquiere la forma

$$V = V_0 \left(1 + \frac{t}{273} \right), \quad \text{si } P = \text{cte.} \quad (\text{A.11})$$

Esta relación se le conoce como ley de Gay Lussac, según la cual, al aumentar la temperatura en 1° , el volumen del gas aumenta en $1/273$ parte de su volumen a 0° C. Al deducir la ecuación de estado del gas ideal, no se considero que todas las moléculas sean iguales; por lo tanto la ecuación [A.5] sirve para el caso en que el gas sea una mezcla de distintos gases ideales, siendo de nuevo un resultado natural desprestigiar la interacción de las moléculas. En este caso hay que considerar que N es el número total de moléculas del gas, es decir, la suma de los números de las moléculas de los distintos gases:

$$N = N_1 + N_2 + \dots \quad (\text{A.12})$$

donde N_i es el número de las moléculas del gas i . Escribiendo la ecuación de estado de la forma

$$PV = N_1 kT + N_2 kT + \dots \quad (\text{A.13})$$

y observando que si todo el volumen lo ocuparan solamente las moléculas del gas i , la presión P_i satisfaría la relación $P_i V = N_i kT$, y se obtiene que

$$P = P_1 + P_2 + \dots$$

(A.14)

Es decir, la presión de una mezcla de gases es igual a la suma de las presiones que efectuarían los distintos gases de la mezcla al ocupar todo el volumen (*ley de Dalton*). La presiones P_1, P_2, \dots se denominan presiones parciales de los gases.

2.- Distribución de Maxwell-Boltzmann

En la ecuación (A.1) examinamos solamente la velocidad cuadrática media de las moléculas. Pero en realidad, las moléculas se mueven a velocidades distintas y para cada temperatura T existe una velocidad más probable v_p .

Como el movimiento de las moléculas es completamente desordenado, no es posible plantearse la cuestión de cuantas moléculas tienen exactamente la velocidad v , puesto que, en general, estas moléculas pueden no existir en un momento dado. Sin embargo, puede plantearse la cuestión de determinar el número de moléculas cuyas velocidades estén comprendidas en un cierto intervalo de velocidades. Tal distribución de velocidades fue deducida por Maxwell y Boltzmann (independiente) resultano en la siguiente expresión⁽¹⁾

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{dv} = f_v = \frac{4}{\pi^{1/2}} \left[\frac{m}{2kT} \right]^{3/2} v^2 \exp(-mv^2/2kT) \quad (A.15)$$

Donde la cantidad dn/n es la fracción del número total de moléculas en el intervalo de velocidades v y $v+dv$, f_v es la probabilidad de encontrar una molécula con una velocidad determinada.

La representación geométrica de la distribución de las velocidades se muestra en la fig.A.1, en la cual, en el eje de las ordenadas está la función f_v normalizada a uno, y sobre el eje de las abscisas las velocidades de las moléculas.

Diferenciando la expresión f_v con respecto a v e igualando el resultado a cero, se puede determinar el valor más probable de la velocidad

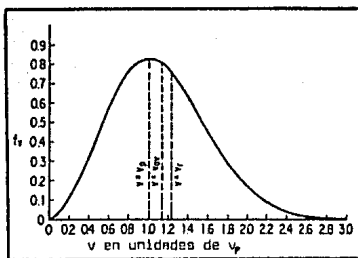


FIG. A.1 - COMPARACION DE LAS VELOCIDADES DE LAS MOLECULAS: v_p ES LA VELOCIDAD MAS PROBABLE; v_{av} VELOCIDAD MEDIA ARITMETICA, v_{cm} VELOCIDAD MEDIA CUADRATICA.

$$\frac{df_v}{dv} = \frac{4}{\pi^{1/2}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{3/2} \left\{ 2\exp(-mv^2/2kT) - \frac{m}{kT} v^3 \exp(-mv^2/2kT) \right\} = 0$$

tal que

$$v_p = \left(\frac{2kT}{m} \right) \quad (A.16)$$

El significado que se le puede dar a la velocidad más probable v_p , es el de existe un mayor número de moléculas que tienen este valor, que cualquier otro valor de la velocidad. Sin embargo la velocidad más probable no coincide con el valor de la velocidad aritmética media, calcula de la siguiente manera

$$v_{av} = \frac{\int_0^{\infty} v f_v dv}{\int_0^{\infty} f_v dv} = \frac{2}{\pi^{1/2}} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} = 1.28 v_p \quad (A.17)$$

El factor $(2kT/m)^{1/2}$ puede ser escrito en terminos del peso molecular, a partir del peso molecular unitario, $m_u = 1.66 \times 10^{-24}$ gr

$$\left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} = \left(\frac{2k}{m_u} \right)^{1/2} \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2}$$

$$= \left(\frac{2 \times 1.38 \times 10^{-16}}{1.66 \times 10^{-24}} \right) \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2}$$

$$= 1.29 \times 10^4 \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} \text{ cm/seg} \quad (\text{A.18})$$

La relación (A.18) es utilizada en el presente trabajo para convertir la masa molecular en términos de su peso molecular.

Finalmente, la velocidad cuadrática media v_{cm} es obtenida de la función de distribución de Maxwell-Boltzmann, por un método similar al anterior

$$v_{cm} = \frac{\int_0^{\infty} v^2 f_v dv}{\int_0^{\infty} f_v dv} = 3 \frac{kT}{m} \quad (\text{A.19})$$

De la cual se obtiene el valor promedio de la energía cinética molecular

$$\bar{E} = \frac{1}{2} m v_{cm}^2 = \frac{3}{2} kT \quad (\text{A.20})$$

3.- Bombardeo molecular

El número de moléculas ν que chocan por unidad de tiempo y área en una superficie puede obtenerse a partir de⁽⁷⁾

$$\nu = \frac{1}{4} n v_{av} = \frac{n}{2\pi^{1/2}} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} \text{ moléculas/cm}^2 \text{ seg.} \quad (\text{A.21})$$

Donde n es la densidad de moléculas por unidad de volumen, v_{av} es la velocidad aritmética media y dado que la presión es proporcional a n , la ecuación (A.21) se puede escribir

$$\nu = \frac{P}{(2\pi mkT)^{1/2}} \quad (\text{A.22})$$

$$\nu = 3.50 \times 10^{22} P (\text{MT})^{-1/2} \text{ moléculas/cm}^2 \text{ seg} \quad (\text{A.22a})$$

Donde P es medido en torr y M es el peso molecular en gramos. Por lo tanto, utilizando (A.21) y (A.22), se puede determinar la cantidad de

moléculas que a traviesan un orificio de área A (considerando que la densidad de moléculas es nula afuera del orificio), siendo

$$q = vA = \frac{nA}{2\pi} \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} \quad \text{moléculas/seg} \quad (A.23)$$

$$q = \frac{AP}{(2\pi mkT)^{1/2}} \quad \text{moléculas/seg} \quad (A.24)$$

4.- Camino libre medio

Como las moléculas se encuentran en estado de movimiento caótico constante, chocando entre sí, la distancia promedio que viaja la molécula del gas entre dos colisiones sucesivas es llamado camino libre medio λ . El camino libre medio está determinado como⁽⁷⁾

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{1}{2^{1/2} \pi \zeta^2 n} \\ &= \frac{kT}{2^{1/2} \pi \zeta^2 P} \end{aligned} \quad (A.25)$$

Donde ζ es el diámetro de la molécula y n es el número de moléculas por unidad de volumen.

Como λ es proporcional a $1/n$ y la presión es proporcional a n , se tiene que el camino libre medio es inversamente proporcional a la presión.

La densidad molecular, el número de choques de las moléculas por unidad de área y tiempo, y el camino libre medio son dados en la tabla B.15 para el aire a 20 °C y para varias presiones.

5. Transpiración térmica.

Cuando las moléculas chocan únicamente con las paredes y la temperatura de esta no es uniforme, se producirá un gradiente de presión en el gas, fenómeno que recibe el nombre de transpiración térmica. Si consideramos que tenemos dos cámaras a diferente temperatura y son conectadas por un tubo o un orificio, sus presiones relativas están en función de la razón del camino libre y del diámetro

del tubo o orificio (A.21). Para Axxd la presión relativa está dada por la ley de los gases ideales (A.4) como

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (A.26)$$

Sin embargo cuando el diámetro del orificio es tal que Axxd, la cantidad de gas que a traviesa por el orificio está dado por (A.21) y (A.22) como

$$q = \frac{P}{(2\pi mkT)^{1/2}} \quad (A.27)$$

Cuando se alcanza el estado de equilibrio, el flujo de gas de cada cámara es igual, resultando así

$$\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{1/2} \quad (A.28)$$

o

$$\frac{n_1}{n_2} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{1/2} \quad (A.29)$$

Donde las presiones y las densidades son proporcionales a las raíces cuadradas de las temperaturas. La transpiración térmica debe tomarse en cuenta cuando la densidad del gas se mide en un recinto cuya temperatura difiere de la del medidor.

APENDICE B

TABLAS

Tabla B 0
Composición del gas atmosférico

Gas	Porcentaje de peso total	Porcentaje de volumen total	Presión parcial torr
N ₂	75.51	78.1	594
O ₂	23.01	20.93	159
Ar	1.29	0.93	7.1
CO ₂	0.04	0.03	0.23
Ne	1.2×10^{-3}	1.8×10^{-3}	1.4×10^{-2}
He	7×10^{-3}	5.24×10^{-4}	4×10^{-3}
CH ₄	2×10^{-4}	2×10^{-4}	1.5×10^{-3}
Kr	3×10^{-4}	1.1×10^{-4}	8.4×10^{-4}
N ₂ O	6×10^{-5}	5×10^{-5}	3.9×10^{-4}
H ₂	5×10^{-6}	5×10^{-5}	3.9×10^{-4}
Xe	4×10^{-5}	8.7×10^{-6}	6.6×10^{-5}
Os	9×10^{-6}	7×10^{-6}	5.3×10^{-5}
	Σ 100 %	Σ 100 %	Σ 100 %
50 % RH a 20 °C	1.6	1.15	8.75

Nota: La presión atmosférica es indicada por un barómetro dando una presión de 768.75 torr, con la humedad relativa (RH) del 50 % a una temperatura de 20°C.

TABLA B.1 Propiedades de algunas aleaciones y metales.

METAL ALEACION	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K
Al.....	12,5	900,8	bejo	13,4-16,2	7,3-8,4	0,055	205	0-500	1,0	1,5	4,1
Al.....	2,7	659	3,5	7,11,2	6-8,8		277	20-100	0,52	2,8	4,1
Al.....	19,3	1053	Muy bejo	12,7-14,1	8,4	0,031	142	0-100	0,71	2,4	4
Cu.....	8,9	1021	7	21,2	12-12,7	0,09	196	0-200	0,96	1,7	6,8
Fe.....	7,05	1531	14,9	15,3-25,8	22,5	0,11	140	0-500	0,104	9,6	5,5
Hg.....	13,6	34,9				0,033			0,027	95,8	
Mo.....	10,2	2530	< 40,1	~ 84,4	37,3	0,092	56-60	0-500	0,38	4,8	4,1a
Ni.....	8,9	1453	7-21,1	41,5-56,9	14,3-23,2	0,112	144	25-300	0,7	8,7	4,7
Sn.....	21,4	1773		36,9	10,5-16,3	0,033	95	0-500	0,167	11,4	4
Ta.....	16,8	3300		36,9	17,7	0,034	66	0-500	0,130	~ 13,0	3,8
Ti.....	4,52	1950	44,3	55,5	12	0,127	82	20-300	0,041	~ 47	~ 3,3
W.....	19,3	2302		192,8	25,3	0,034	45	0-600	0,31	5,5	4,8
Zn.....	8,3	1450	38,7	59,8	15,5	0,16	52	30-450	0,046	19	
Acero inoxidable no magnético, Ti- D0 304.....	7,8	1200-1430	22	56,2	25,4	0,12	160	20-500	0,039	72	
Acero inoxidable magnético, tipo 430.....	7,7	1200-1420	24,6	42,2	25,4	0,11	178	20-500	~ 0,05	60	
Monel (67 Ni, 30 Cu).....	8,04	1330-1350	17,6-28,1	43,2-61,9	19		145	20-300	0,052	48	1,1
Inconel (Ni Cr, b Fe, B0 Ni).....	8,51	1395-1425	17,5-25,2	57,7-70,3	22,5	0,109	137	20-300	0,036	98	
Lamin amarillo (65 Cu, 35 Zn).....	8,47	925-930	~ 12	~ 34,5	10,5	0,07	203	20-300	0,28		6,4
Gráfico.....	1,5-1,75e	3700		1,5-2,6		0,20			0,3-0,4		

A = densidad g/cm³

B = punto de fusión, °C

C = Límite de elasticidad, kg/mm²

D = tensión límite, kg/mm²

E = módulo de elasticidad, g/m² x 10⁻⁶

F = calor específico, cal/g x C

G = coeficiente de expansión térmica, C x 10⁻⁷

H = rango de temperatura (C) del coeficiente de expansión

I = conductividad térmica, cal/cm x seg x C

J = resistividad eléctrica a 20 C, ohmios x cm x 10⁸

K = coeficiente térmico de resistividad eléctrica, c x 10³

a Recocido

b Hilos de 0,1 cm. de diámetro

c Lámina de 0,025 cm de espesor

d Hilos en frío de 0,01 cm de diámetro

e densidad aparente.

Tabla B.2

Presiones de vapor de algunos elementos a varias temperaturas

Elemento	10^{-5}	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}	1	mp ^m
	a °C	a °C	a °C	a °C	a °C	a °C	(°C)
Aluminio	882	972	1082	1207	1347	1547	659
Antimonio	392	427	477	542	617	757	630
Bario	417	467	537	617	727	887	710
Berilio	902	987	1092	1212	1367	1567	1293
Bismuto	450	508	578	661	762	892	271
Cadmio	149	182	221	267	321	392	321
Calcio	402	452	517	592	687	817	850
Carbono	1977	2107	2247	2427	2627	2867	---
Cesio	46	75	110	152	208	277	30
Cromo	1062	1162	1267	1392	1557	1737	1903
Cobalto	1162	1262	1377	1517	1697	1907	1495
Cobre	942	1032	1142	1272	1427	1622	1084
Estaño	882	977	1092	1227	1397	1612	232
Estroncio	342	394	456	531	623	742	770
Hierro	1107	1207	1322	1467	1637	1847	1539
Indio	670	747	837	947	1077	1242	156
Iridio	1797	1947	2107	2307	2527	2827	2454
Litio	348	399	460	534	623	737	181
Magnesio	287	330	382	442	517	612	650
Manganeso	397	457	522	597	687	797	1244
Mercurio	-29	-8	16	45	81	125	-39
Molibdeno	1987	2167	2377	2627	2927	3297	2577
Niquel	1142	1247	1357	1497	1667	1877	1452
Osmio	2101	2264	2451	2667	2920	3221	2697
Oro	987	1082	1197	1332	1507	1707	1063
Paladio	1157	1262	1387	1547	1727	1957	1550
Plata	757	832	922	1032	1167	1337	961

Continuación de la tabla B.2
Presiones de vapor de algunos elementos a varias temperaturas

Elemento	10^{-5} a °C	10^{-4} a °C	10^{-3} a °C	10^{-2} a °C	10^{-1} a °C	1 a °C	mp (°C)
Platino	1802	1742	1907	2077	2317	2567	1770
Plomo	487	551	627	719	832	977	328
Potasio	91	123	162	208	268	341	64
Rubidio	84	95	133	176	228	300	39
Silicio	1177	1282	1357	1547	1717	1927	1415
Sodio	158	195	238	290	355	437	98
Torio	1686	1831	1999	2196	2431	2715	1827
Tungsteno	2547	2757	3007	3297	3647	—	3377
Uranio	1442	1582	1737	1927	2157	2447	1130
Zinc	208	246	290	342	403	485	420
Zirconio	1837	2002	2187	2397	2647	2977	1852

* Punto de fusión. Las presiones están en torr.

TABLA B.3 PROPIEDADES DE ALGUNOS VIDRIOS UTILIZADOS EN VACIO.

Num. de vidrio	Clave	Símbolo principal	Coeficiente de expansión térmica C desde 0 a 300 C	Temperaturas máximas de trabajo (secundariamente considerado)		Datos de viscosidad					Log ₁₀ de la resistividad del volumen			Propiedad eléctrica a 1 M			Dielectr. ca 25°C
				Templeado		Punto de tensión C	Punto de espátula C	Punto de ablandamiento C	Punto de aplab C	Módulo de elasticidad dinas por cm ² x 10 ⁻¹¹	25° C	250°C	300°C	Factor de potencia.	Constante dieléctrica del	Factor de pérdida δ	
				Uso normal C	Límite de estrés C												
0010	Floro	Vidrio blanco; uso general	93x10 ⁻⁷	110	380	395	425	625	965	6.1	17.0	8.9	7.0	0.16	6.7	1.0	
0030	Carbonato cálcico	Vidrio blanco; uso general.	90x10 ⁻⁷	110	460	470	510	695	1025	6.9	12.4	6.4	5.1	0.9	7.2	6.5	
0120	Floro	Vidrio blanco; uso general.	89x10 ⁻⁷	110	380	395	425	630	990	5.9	17.0	10.1	8.0	0.12	6.7	0.8	
1720	Aluminosilicato.	Baja penetración de helio	12x10 ⁻⁷	200	660	670	715	915	1190	6.8	-	11.4	9.5	0.33	7.2	2.7	
1950	Floro	Soluble a hierro	12x10 ⁻⁷	100	310	330	360	500	755	5.8	-	0.1	7.7	0.04	8.3	0.33	
3320	Borosilicato (amarillo claro)	Soluble a volframo	40x10 ⁻⁷	200	480	500	540	780	1155	6.5	-	8.6	7.1	0.30	4.9	4.5	
7250	Borosilicato	De unión Soluble a lower	46x10 ⁻⁷	200	440	460	500	705	1025	6	16.0	8.8	7.2	0.3	4.9	1.6	
7060	Borosilicato	Baja pérdida eléctrica	46x10 ⁻⁷	200	420	435	470	710	1115	5.6	17.0	9.2	7.4	0.26	4.9	0.3	
7070	Borosilicato	Soluble a lower	29x10 ⁻⁷	230	430	455	495	700	1070	3.1	17.0	11.2	9.1	0.05	4.1	0.25	
7720	Borosilicato	Soluble a volframo	36x10 ⁻⁷	230	460	485	525	755	1140	6.3	17.0	8.8	7.2	0.27	4.7	1.3	
7740	Borosilicato	Uso general.	33x10 ⁻⁷	230	430	445	485	720	1245	6.3	15.0	8.1	6.6	0.60	5.1	9.6	
7750	Borosilicato	(Soluble a lower) soluble a volframo.	40x10 ⁻⁷	230	400	431	467	701	--	6.3	17.0	9.5	7.7	0.28	4.3		
7910	Silice	Transmisión de ultra-violeta	8x10 ⁻⁷	800	1090	820	910	1520	--	6.6	17.0	11.0	9.2	0.021	3.8	0.091	
7940	Silice fundida	Transmisión de ultra violeta	5.5x10	900	1100	990	1260	1580	--	2.2	11.8	10.2	0.001	3.8	0.028		

Tabla B.4 Propiedades generales de los elastómeros.

Tipo de elastómero	Goma Natural	Goma de Isopreno Isobreno	Goma de Nitrilo Butadieno	Goma de Cloropreno	Goma de Silicón	Elastómero Fluorinado	Goma de Estireno Butadieno
Nombre	Goma cruda	Butyl o GR-1	Buna N	Neopreno o GR-M	—	Fluorel Kel-F. Viton	Buna S o GR-S
Propiedades							
Rango de dureza	30-100	40-75	20-100	40-95	45-60	55-90	40-100
Rango de temperatura de endurecimiento rápido	-45 a -7 °C	-20 a -18 °C	-20 a -1 °C	-20 a -12 °C	-102 a -51 °C	-30 a -20 °C	-45 a -10 °C
Compresión	Buena	Regular	Buena	Regular a Excelente	Buena a Excelente	Buena a Excelente	Buena
Resistencia a la permeabilidad	Buena	Sobresaliente	Buena	Muy Buena	Buena	Excelente	Buena
Resistencia a productos petroquímicos	Mala	Mala	Excelente	Buena	Mala a Regular	Buena a Excelente	Mala

Tabla B.5 Adsorción química de gases sobre metales a temperatura ambiente

Metal	GAS							
	N ₂	H ₂	CO	C ₂ H ₄	C ₂ H ₂	O ₂	CO ₂	CH ₄
Ag	N	N						
Al	N	N	S	S	S	S		
Au	N	N		S	S	N		
Ba	S	S	S	S	S	S	S	S
Ca	S	S	S	S	S	S		
Cd	N	N	N	N	N	S		
Co	N	S	S			S		N
Cu	N	N	S	S	S	S		N
Cr	N	S	S	S		S		S
Fe	S	S	S	S	S	S		N
Hg	N	N	N					
In	N	N	N	N	N	S		
Mg			S					
Mn						S		
Mo	S	S	S	S	S	S		S
Nb	S	S	S			S		
Ni	N	S	S	S	S	S		N
Pb	N	N	N	N	N	S		
Pd	N	S	S	S	S	S		S
Pt	N	S	S	S	S	S		
Rh	N	S	S	S	S	S		S
Sn	N	N	N	N	N	S		
Sr			S					
Ta	S	S	S	S	S	S		S
Tl	S	S	S	S	S	S	S	S
W	S	S	S	S	S	S		S
Zn	N	N	N	N	N	S		
Zr	S	S	S	S	S	S		

N = NO. S = Si Fuente: J. P. Hobson. Brit Appl. Phys. vol. 14, pag 544.
1963

Tabla B.6

Valores de las constantes de algunos gases comunes segun la teoría cinética de los gases. A temperatura ambiente.

Gas	ζ cm $\times 10^{-8}$	\bar{v} cm/seg 10^3	λ cm $\times 10^{-3}$
H ₂	2.7	1.74	8.8
He	2.2	1.23	13
H ₂ O	4.6	0.582	3.0
N ₂	3.7	0.467	4.5
O ₂	3.6	0.437	4.8
A	3.6	0.391	4.7
CO	3.8	0.467	4.5
CO ₂	4.6	0.372	3.0
Hg	5.1	0.174	2.2

ζ diámetro de la molécula.

\bar{v} velocidad aritmética media.

λ camino libre medio.

Tabla B.7
Velocidades de desgasificación

Material	$K_1 \times 10^{-7}$ (torr l seg ⁻¹ cm ⁻²)	γ_1	$K_2 \times 10^{-7}$ (torr l seg ⁻² cm ⁻²)	γ_2
Acero inoxidable, pulido y desengrasado	—	—	0.05	1.8
Acero inoxidable	1.75	1.1	0.4	0.8
Acero blando	5	1	1.4	1
Acero blando (rustico)	44	1.4	5.5	1.4
Acero blando desengrasado	3.6	—	—	—
Aluminio (anodized)	10	0.7	3	—
Aluminio (limpiado en Sergene)	1	—	—	—
Cobre	23	1	—	—
Laton (cast)	10	1	2.5	1
Porcelana	8.5	0.5	3	0.5
steatite	0.9	1	0.2	1
Polietileno	200	1.6	20	1.6
Perspex	40	0.9	14	0.6
Aradite	18	0.4	10	0.5
Nylon	120	0.5	60	0.5
Hule de silicon	90	0.75	30	0.2
Neopreno	300	0.4	180	0.4
O'ring nitrile	10	—	6	—
O'ring de Viton	10	—	3	—

Tabla B.8

Permeabilidad de gases a través de elastómeros.

Los datos representan los rangos de permeación en 10^{-9} (STP) $\text{s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ para paredes de espesor de 1 mm y para presiones de 10 torr

Elastómeros	A 25 °C						80 °C
	N ₂	He	N ₂	O ₂	Ar	CO ₂	Aire
Hules de silicon	700	400	300	800	700	800 - 3000	800
Buna N	10	10	0.1 - 1	1 - 4	2	20	10
Neopreno	10	10	1	3 - 4	3	> 10
Hule natural	50	30	7 - 9	20	20	100	60
Viton A	3	10 - 20	0.1 - 2	0.1 - 2	0.1	5 - 8	10
Hule de Butyl	7	8	0.3	1 - 5	5 - 10	4

Tabla B.9 Unidades de presión y sus conversiones.

Unidad	1 torr (mm Hg)	micron (μ)	Nm^{-2} Pascal	dinas cm^{-2} (ubar)	Milibar (mbar)	bar
1 torr = 1 mm de mercurio	1	1×10^3	1.333×10^2	1.333×10^3	1.333	1.333×10^{-3}
1 μ (micron)	1×10^{-3}	1	0.1333	1.333	1.333×10^{-3}	1.333×10^{-6}
1 Nm^{-2} = 1 pascal	7.5×10^{-3}	7.5	1	10	1×10^{-2}	1×10^{-5}
1 dina cm^{-2} = 1ubar	7.5×10^{-4}	0.75	0.1	1	1×10^{-3}	1×10^{-6}
1 mbar (milibar)	0.75	7.5×10^2	100	1000	1	1×10^{-3}
1 bar	750	7.5×10^5	1×10^5	1×10^6	1×10^3	1

TABLA Algunas características importantes de las capas metálicas para determinar su utilidad como getter
 $\mu = 10^{-3}$ torr C = reacción química Ch = quimisorción D = difusión L = ley de oxidación lineal.

Capa del getter	Gas	Velocidad inicial de adsorción (μ^2 20° C) ($s^{-1} cm^{-2}$) ^a	temperatura de la capa para adsorción continua (°C)	Capacidad de sorción μ mg (T° C) ^b	Velocidad de oxidación medida con ionización.	OBSERVACIONES
Aluminio pf = 660 C 1291 C (pv = 100 μ)	O ₂	C	500°	7,5-30,5 (20)	--	
	H ₂	0,0	--	0	--	
	N ₂	0,0	--	0	--	
	CO	< 0,005	--	0	--	
	CO ₂	< 0,005 L	--	0	--	
Bario pf = 717° C 730° C (pv = 100 μ)	aire	Ch	--	56 (400)	--	La acción getter sobre el H ₂ aumenta por la presencia de un cátodo caliente. El metal disponible comercialmente requiere una desgasificación exhaustiva o destilación para eliminar las impurezas. Puede obtenerse una aleación de este con Al.
	O ₂	0,3 l	> 40°	57 (300)	Nb.	
	H ₂	0,05 l	200°	100 (400)	Nb.	
	H ₂ O	C	--	72 (300)	--	
	H ₂	0,003 l	> 100°	{ 3-25 (< 100) 43-51 (> 100) }	SI	
	CO ₂	5,0 l	--	66 (400)	--	
	CO	3,5 l	> 80°	100 (400)	Nb	
C ₂ H ₂ C ₂ H ₄	Ch	--	--	--		
Calcio pf = 810° C	O ₂	C	425°L	--	--	El metal preparado electrolíticamente puede contener CaH ₂ que se disocia a la temperatura de evaporación; el destilado se obtiene comercialmente y es más barato que el Ba.
	H ₂ , H ₂ O, CO, C ₂ H ₂	Ch	--	--	--	
	CO ₂ , H ₂ O, SO ₂	Ch	--	--	--	
	NH ₃	--	--	--	--	
	C ₂ H ₄	Ch	--	--	--	
	C ₂ H ₂	Ch	--	--	--	
Magnesio pf = 651° C 515° C (pv = 100 μ)	O ₂	C	> 450°L	20-200 (20)	SI	La acción getter sobre el H ₂ es aumentada por la presencia de un cátodo caliente.
	H ₂	0,0	--	--	--	
	N ₂	0,0	--	--	--	
	CO ₂	0,005 l	--	--	--	
	CO	0,005 l	--	= 0,0 (30)	SI	
Titanio pf = 1660° C 1742° C (pv = 100 μ)	O ₂	C	--	--	--	Puede obtenerse comercialmente fundido en vacío, o en forma de lámina; contiene 0,002% de H ₂ .
	H ₂	Ch	--	--	--	
	H ₂	3,0 l	--	1,9-2,5 (30-300)	--	
	H ₂	4,3 l	--	4,3 (20)	--	
	CO ₂	12,0 l	--	3,4-4,2 (30-200)	--	
	CO	--	--	--	--	
	SF ₆	Ch	--	--	--	
	C ₂ H ₂	Ch	--	--	--	
	C ₂ H ₄ , CH ₄ , CCl ₄ , F ₂	Ch	--	--	--	
	Ch	Ch	--	--	--	

Titanio (añilido)	O ₂	2,01 $\frac{l}{\mu}$ (800°)	> 650°L	90	(800)	---	CH ₄ se disocia al chocar con Ti a 1200°C; a temperatura menor, se adsorbe C y H ₂ . Los óxidos reducen adsorción.
	H ₂		20°-400°			---	
	N ₂	0,08 $\frac{l}{\mu}$ {1000°}	> 700°	160	(1000)	---	
	CO ₂	0,81 $\frac{l}{\mu}$ {1100°}	> 700°	50	(1000)	---	
	H ₂ O		300°-400°			---	
Circonio pf = 2127° C 2212° C (pv=100u)	O ₂	C	---	---		---	
	H ₂ C ₂ H ₂ , C ₂ H ₄	Ch	---	---		---	
	H ₂ CO	> 2.5 l	---	---		---	
Circonio (cinta)	O ₂	C	885°	1,99	(400)	No	
	H ₂	D	300°-400°	13,3	(350)	---	
	N ₂	C	1527°	1,46	(800)	---	
	CO ₂	C	---	3,04	(800)	Sf	
	CO	C	---	3,65	(800)	No	
Tántalo pf = 2996° C	O ₂	C	---	---		No	Difícil de evaporar: presión de vapor baja.
	H ₂ C ₂ H ₂ C ₂ H ₄	Ch	---	---		---	
	N ₂	> 2.5 l	---	---		---	
	CO	> 2.5 l	---	---		No	
Molibdeno pf = 2622° C 2533° C (pv = 10 μ)	O ₂	C	---	---		---	Difícil de evaporar capas espesas; baja presión de vapor. Puede sublimarse.
	H ₂ C ₂ H ₂ C ₂ H ₂	Ch	---	---		---	
	N ₂	2.7 l	---	1,00	(30)	---	
	CO	3.5 l	---	3,0	(30-200)	---	
Tungsteno pf = 3382° C 3309° C (pv = 10 μ)	O ₂	Ch	---	---		---	
	H ₂ C ₂ H ₂ C ₂ H ₄	Ch	---	---		---	
	N ₂ CO	> 2.5 l	---	---		---	
Torio pf = 1827° C 2431° C (pv=100 μ)	O ₂	C	450°L	7,5-33,1	(20)	---	
	H ₂	Ch	---	19,6-53,7	(20)	---	
	CO ₂	Ch	650°	---	---	---	
Uranio pf = 1132° C 2098° C (pv = 100 μ)	O ₂	C	240°L	10,6-9,3	(20)	---	
	H ₂	Ch	---	8,9-21,5	(20)	---	
Miscmetal Carlo pf = 785° C 1439° C (pv = 100 μ)	O ₂	C	---	21,7-51	(20)	---	Principalmente cerio y -- lantano.
	H ₂	Ch	---	46,1-64	(20)	---	
	N ₂	Ch	---	3,2-16	(20)	---	
	CO ₂	Ch	---	2,2-45	(20)	---	

* Las velocidades de adsorción iniciales están dadas en términos de volumen y velocidad de masa ($l \times s^{-1} \times cm^2$ y $l \times \mu \times s^{-1} \times cm^{-2}$).

+ Los valores se refieren a capas brillantes; donde se indican dos, el segundo se refiere a capas ennegrecidas.

Tabla B.11. *Presión de vapor de grasas y selladores, utilizados en sistemas de vacío.*

	Presión de Vapor torr
Grasas a 20 °C	
Apiezon L	10^{-10}
Apiezon M	10^{-7} a 10^{-8}
Apiezon Q	10^{-4}
Celvacene, ligero	10^{-6}
Celvacene, pesado	10^{-6}
Silicón Alto vacío	10^{-6}
Lubriseal	10^{-6}
Selladores a 25 °C	
Cemento de Khotinsky	7×10^{-8}
Apiezon W	$< 10^{-7}$
Barniz Glyptal	2×10^{-4}
UHV Putty (plastilina)	10^{-12}
DC Silicón	10^{-6} a 10^{-7}
Resinas epóxicas	$< 5 \times 10^{-8}$
Resinas de silicón	$< 10^{-8}$

Tabla B.12. *Espesores para bridas ciegas obtenidas experimentalmente.*

DÍAMETRO DE LA BRIDA (pulgadas)	4 1/2	4 1/2-10	10-16	16-21	21-26	26-32
ESPESOR (pulgadas)	1/8	1/4	3/8	1/2	5/8	3/4

nota (REF 8); Estos datos son aplicables para el acero blando a temperaturas de 300 °C y al acero inoxidable a temperaturas de 482 °C.

Tabla B.13
Pesos moleculares de los gases

Gas	Peso molecular, g/mol
He	4.00
Ne	20.18
Ar	39.94
Kr	83.70
Xe	131.30
H ₂	2.02
N ₂	28.02
O ₂	32.00
Cl ₂	70.91
Aire	28.98
HCl	36.47
H ₂ S	34.08
SO ₂	64.06
NO	30.01
N ₂ O	44.02
NH ₃	17.03
CO	28.01
CO ₂	44.01
CH ₄	16.04
C ₂ H ₂	26.04
C ₂ H ₄	28.05

Tabla B.14
 Temperatura de horneado para materiales de construcción

Material	Uso	Temperatura recomendable para hornear (°C)	Temperatura maxima tolerable (°C)
Hule natural	Empaque	50	100
Butyl	Empaque	50	100
Buna	Empaque	50	100
Polycrylate	Empaque	80	150
Neoprene	Empaque	80	150
Silastic	Empaque	100	250
Viton	Empaque	100	250
Teflon	Aislante	100	250
Resina Epoxy	Cemento	80	150
Indio	Empaque	100	130
Aluminio (1100-0)	Empaque	300	400
Aluminio (6061)	Paredes	250	300
Oro (24 K)	Empaque	450	600
Fierro	Paredes	300	500
Acero inoxidable	Paredes	500	750
Pyrex (7740)	Paredes	450	550
Nonex (7720)	Paredes	300	500
Quartz	Paredes	500	1100
Tungsteno	Filamento	1200	2000
Niquel	Rejillas	800	1000
Molibdeno	Rejillas	1000	1500

Tabla B.15 Datos de la teoría cinética para el aire a 20°C

Presión (torr)	Densidad molecular (moleculas/cm ³)	No de impactos por unidad de área/seg	Camino libre medio λ (cm)
760	2.5×10^{19}	3.2×10^{23}	6.5×10^{-6}
1	3.3×10^{16}	4.3×10^{20}	5×10^{-3}
10^{-3}	3.3×10^{13}	4.3×10^{17}	5×10^0
10^{-6}	3.3×10^{10}	4.3×10^{14}	5×10^3
10^{-9}	3.3×10^7	4.3×10^{11}	5×10^6
10^{-12}	3.3×10^4	4.3×10^8	5×10^9

Tabla B.16. Viscosidad gaseosa.

Temperatura (°C)	Viscosidad de gases en poises $\times 10^{-5}$							
	Aire	Ar	CO ₂	He	H ₂	N ₂	O ₂	H ₂ O
0	17	21	14	1.5	8.4	17	19	—
20	18	22	15	1.4	8.9	18	21	10
50	20	24	16	2	9.3	19	22	—
200	22	27	19	2	10.3	21	24	13

BIBLIOGRAFIA

- (1) Van Atta, Chester Murray. Vacuum science and engineering; MacGraw-Hill, New York, 1965.
- (2) Ward, Leslie. Introduction to the theory and practice of high vacuum technology; Butter Worts, Lond, 1967.
- (3) Pirani and J. Yorwood. Principles of Vacuum Engineering; Chapman and Hall, Lond. 1961.
- (4) Boutry, Georges Albert. Physique appliquée aux industries du vide et de l'électronique. Masson, Paris, 1962.
- (5) Diels, K. Leybold vacuum handbook. Pergamon, Oxford, New York, 1964.
- (6) Francia. Institut National des Sciences Appliquées. Techniques et applications de l'ultravide, recueil des travaux des sessions de perfectionnement; Masson et Cie., Paris, 1969.
- (7) Beck, Arnold Hugh William. Handbook of vacuum physics. Macmillan, New York, 1964.
- (8) Green, Geoffrey W. The design and construction of small vacuum systems; Chapman and Hall, London, 1968.
- (9) Robinson, Norman W. The physical principles of ultra-high vacuum systems and equipment. Chapman and Hall, London, 1968.
- (10) Holland, L. Vacuum manual, ed. Spon, London, 1974.
- (11) Roth, A. Vacuum Sealing techniques. Pergamon, Oxford, 1966.
- (12) Dennis, N.T.M. and Heppell, T. A. Vacuum technology. J. Wiley, New York, 1963.
- (13) Stuart, R. Vacuum technology, thin film and sputtering. An introduction; Academic Press, New York, 1983.
- (14) Kikoin, A. K. Fisica Molecular, Mir, Moscú, 1979.
- (15) American vacuum society y el Instituto de Fisica de la UNAM. Tecnología básica de vacío; México, D. F., 1982.
- (16) Balzers Pfeiffer. Roots vacuum pumps. Products of Arthur Pfeiffer Vakuumentchnik Wetzlar GmbH.
- (17) Mort and Jansen. Plasma Deposited Thin Film. CRC, Press, Inc, Boca Raton, Florida, 1988.
- (18) Instituto de Fisica. Lab. Van de Graaff. Notas de Técnicas de

- Vacio. México, UNAM, 1972.
- (19) Informes técnicos del grupo de semiconductores no-cristalinos. Sistema de descarga incandescente para preparación de silicio amorfo hidrogenado y materiales relacionados. México, D. F. Instituto de investigaciones en materiales, UNAM, 1987.
 - (20) Maissel and Glang. Handbook of thin film technology; MacGraw-Hill, New York, 1970.
 - (21) Lewin. G. Fundamentals of vacuum science and technology; MacGraw-Hill, New York, 1965.
 - (22) Balzers. Vacuum Components 85/87.
 - (23) Leybold-Heraeus. Vacuum Components Standard Systems.
 - (24) O'Hanlon. A user's guide to vacuum technology. John Wiley y Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, 1980.
 - (25) Balzers Pfeiffer. Turbo-Molecular Pumps. Products of Arthur Pfeiffer Vakuumtechnik Wetzlar GmbH.
 - (26) Guthrie, Andrew. Vacuum Technology. J. Wiley, New York, 1963.
 - (27) Resnick, Halliday. Física, Vol. 2. CECSA, México, 1983.
 - (28) Sears, Francis W. Mecánica, movimiento ondulatorio y calor; Aguilar, Madrid, 1973.
 - (29) Churchill. Fourier Series and Boundary Value Problems. MacGraw-Hill, Kogakusha, New York, St Louis, San Francisco, London, México, Toronto Tokyo, 1963.
 - (30) Matvéev, A. N. Física Molecular. Mir, Moscú, 1981.
 - (31) Jorisch, Moll. Bombas y equipos de bombeo al vacío para la técnica de vacío industrial. Leybold AG, 1988.
 - (32) Rabockai. Fisico-Química de Superficies. Secretaria-Geral da Organização dos Estados Americanos, Programa Regional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, Washington, D. C. -1979.
 - (33) Timoreva. Frish. Curso de Física General vol 1. Mir, Moscú, 1967.
 - (34) Cristeler. Laser y Optronics, vol. 7, pag 117, 1988.
 - (35) Sullivan. Modern Capacitance manometers. MFS instruments, Inc. Burlington, Mass. U. S. A. 1979.
 - (36) R. N Peacock. Solid State Technology, October, pag 99, 1989.
 - (37) Marsbed Hablanian. Solid State Technology, October, pag 83,

- 1989.
- (38) Mariste Thomson. Solid State Technology, February, pag 93, 1988.
 - (39) Roger J. B McKinley. Solid State Technology, August, pag 119, 1987.
 - (40) Vacuum Technology its Foundations Formulae and Tables. Leybold-Heraeus.
 - (41) Kleinschmidt, D., Goetz, D., and Berges, H-P. Solid State Technology, September, pag 95, 1988.