

Universidade Estadual de Campinas
Instituto de Física Gleb Wataghin

Introdução à Ciência e Tecnologia de Vácuo

Março de 2010

Capítulo I

Introdução

Vácuo é um assunto que, desde que o homem adquiriu a faculdade de refletir sobre o mundo que o rodeia, tem fascinado os filósofos e cientistas. Desde o tempo de Aristóteles tem-se a noção de que o vácuo, significando um espaço vazio, é uma impossibilidade lógica. Esta idéia permaneceu aceita desde o tempo dos gregos até meados do século XVII, quando Evangelista Torricelli realizou sua famosa experiência de emborcar um tubo de vidro cheio de mercúrio em um recipiente também contendo mercúrio, e observou uma coluna de aproximadamente 76 cm sustentar-se. Esta experiência é um marco porque mostrou, pela primeira vez, que poderia haver um espaço "vazio" acima da coluna de mercúrio. Além disso, foi prova indiscutível de que o mar de ar que forma a nossa atmosfera exerce uma pressão, que poderia ser medida através da altura da coluna de mercúrio, o que foi magistralmente mostrado por Pascal e seu cunhado Perier ao levar um sistema de Torricelli ao pico de uma montanha, anotando a variação da altura da coluna.

A crença de que o vácuo era impossível ("a natureza tem horror ao vácuo") manteve-se, com aceitação geral, desde Aristóteles até Torricelli, por aproximadamente 1900 anos. A partir da verdadeira revolução científica e tecnológica iniciada por Torricelli, vimos aproximadamente 350 anos de desenvolvimentos muito marcantes nesta área, até chegarmos ao ponto em que a tecnologia de vácuo é imprescindível à ciência e tecnologia moderna. Abaixo, faremos um histórico dos principais desenvolvimentos da ciência e da tecnologia de vácuo, desde Torricelli até os dias atuais.

Em relação ao nosso curso, ele tem o objetivo de introduzir ao aluno os fundamentos da teoria e da prática de vácuo, entendido principalmente como tecnologia, usada para se atingir um fim, seja industrial (em processos) ou científico (experimentos). Neste contexto, não nos deteremos na análise detalhada dos conceitos e das deduções de fórmulas que usaremos no curso, mas vamos simplesmente apresentá-los através de explicações sucintas. No entanto, para os mais interessados, segue, no final deste capítulo, um conjunto de referências para consulta, onde se poderá encontrar os detalhes que serão omitidos do nosso texto. Além da parte teórica, o curso consiste também em um conjunto de experiências que visam ilustrar, de modo concreto, alguns dos principais conceitos da tecnologia de vácuo. Estes experimentos são descritos em uma apostila separada desta.

Desenvolvimento histórico

Como colocado acima, os gregos colocaram a impossibilidade lógica da existência de vácuo, expressa no dito "a natureza tem horror ao vácuo". Esta noção foi aceita desde os tempos de Aristóteles até meados do século XVII, quando surgiram os primeiros experimentos mostrando que o ar tem peso e que também exerce uma pressão significativa. Torricelli foi o primeiro, em 1644, a mostrar e explicar o experimento da sustentação da coluna de mercúrio em um tubo de vidro emborcado em um recipiente já contendo mercúrio, como resultado do equilíbrio entre duas colunas, uma de ar e outra de mercúrio, e que o espaço livre acima do mercúrio no tubo não estava ocupado por nada – vácuo, portanto, e este vácuo impedia a transmissão de som, mas permitia a passagem de luz e da atração magnética. Imediatamente em seguida, Pascal e seu cunhado Perier mostraram, em 1648, que a pressão atmosférica varia com a altura. Este experimento mostrou, por sua vez, que a coluna de Torricelli podia ser usada como um medidor de vácuo, o que ocorreu durante muito tempo, tendo este método sobrevivido até nossos dias. A utilização do sistema Torricelliano também constitui a primeira bomba de vácuo, de um único movimento, e foi aperfeiçoada mais tarde, resultando na chamada bomba de Sprengel, a ser descrita abaixo.

Iniciando em 1640, Otto von Guericke na Alemanha realizou diversos experimentos sobre

vácuo, que o levou ao desenvolvimento da primeira bomba mecânica de vácuo. Seus primeiros experimentos usaram uma bomba d'água adaptada para esvaziar um barril de água. Dada a dificuldade desta empreitada, von Guericke modificou a bomba para a retirada de ar do barril, mas a impossibilidade de vedação levou-o a usar hemisférios de cobre selados com tiras de couro (molhadas com mistura de cera com terebentina). Com isso, von Guericke demonstrou a possibilidade de usar vácuo para exercer grandes forças, como espetacularmente demonstrado pelo seu famoso experimento dos hemisférios de Magdeburgo, em 1654, em que duas pares de oito cavalos não foram capazes de separar dois hemisférios de diâmetro de 119 cm. Com isso, von Guericke aperfeiçoou a bomba mecânica de vácuo, melhorando sua vedação, aperfeiçoando a válvula de saída (cujo esquema ainda é usado hoje, substituindo água por óleo) e diminuindo o espaço morto no corpo da bomba. Desenvolvimentos posteriores seguiram a trajetória de aperfeiçoar o esquema de von Guericke, que se estendeu até o final do século XIX, seguido de um retorno ao conceito torricelliano de bombas de "pistão" líquido de mercúrio, seguido do aparecimento das bombas mecânicas rotativas, e de adaptações de bombas de jato de vapor, turbo-mecânicas e finalmente bombas baseadas em ionização, combinação química, adsorção e adsorção criogênica.

O desenvolvimento das bombas de vácuo levou ao correspondente desenvolvimento de medidores de vácuo. O primeiro deles foi a própria coluna de mercúrio de Torricelli (desenvolvida por Boyle ao redor de 1660) capaz, com adaptação de verniers ou sistemas ópticos, de medir pressões com precisão de 0,001 mm de Hg. Em seguida, em 1874, H. G. McLeod introduziu o seu medidor, no qual se comprime um grande volume de gás a baixa pressão no pequeno volume de um capilar, e utilizando a lei de Boyle, pode determinar, com precisão, a pressão inicial do gás. Este tipo de medidor é absoluto, e embora difícil (complicado) para usar, constitui até hoje um padrão primário para medidas de pressão desde 1 até 10^{-6} mm Hg. No final do século XIX (1897) surgiram os medidores baseados em viscosidade dos gases, cuja aceitação não foi muito grande. No início do século XX (Pirani, 1906) tivemos o desenvolvimento dos primeiros medidores de vácuo baseados na medida da condutividade térmica de gases, que, devido à facilidade de manuseio e à sua robustez e resistência mecânica, tiveram ampla aceitação até os dias de hoje. Quase que simultaneamente houve o desenvolvimento dos medidores de vácuo radiométricos por Knudsen em 1910, cuja aceitação, tal como aconteceu com os medidores à base de viscosidade, foi menor que a dos medidores de condutividade térmica. Também no início do século XX tivemos o aparecimento dos primeiros medidores de vácuo baseados em ionização do gás residual, levando-se ao desenvolvimento de medidores chamados de catodo quente (1916) ou catodo frio (1937). Os medidores de ionização de catodo quente sofreram diversos melhoramentos, chegando a um limite inferior de medida de aproximadamente 10^{-8} mm Hg, quando foi demonstrado que esse limite advinha da geração de raios X moles que forneciam uma foto-corrente cujo valor correspondia a este limite de pressão. Bayard e Alpert (1950) modificaram o projeto do medidor de modo a minimizar esta foto-corrente, levando o limite do medidor a 10^{-10} mm Hg, e permitindo, pela primeira vez, medidas de vácuo no intervalo de pressões que hoje denominamos de ultra-alto-vácuo. Hoje em dia, modificações deste tipo de medidor levam a medidas até o limite inferior de 10^{-14} mm Hg (Lafferty, 1961), podendo-se estender este limite para 10^{-18} mm Hg. Também o medidor de catodo frio sofreu diversas modificações, tendo seu limite inferior levado para 10^{-12} mm Hg. Estes medidores são bastante robustos, e com os medidores de condutividade térmica, formam um par para medidas de vácuo desde pressões ambientes até 10^{-7} mm Hg, de alta popularidade nos dias de hoje.

A par do desenvolvimento de bombas e de medidores de vácuo, tivemos o desenvolvimento muito importante dos assim denominados componentes de vácuo. O mais importante deles, inicialmente, certamente foram os elementos de vedação entre as diversas partes que compunham um sistema de vácuo. Como já colocado no caso da descrição dos experimentos de von Guericke relativos aos hemisférios de Magdeburgo, os primeiros elementos de vedação eram tiras de pano ou couro embebidas com um líquido, água ou óleos, ou misturas como ceras com terebentina. Para o caso de sistemas construídos com vidro, eram muito comuns juntas cônicas esmerilhadas ou desbastadas (lixadas) molhadas com óleo ou Hg, muitas vezes com uma certa quantidade de

mercúrio no interstício entre a parte externa e a interna da junção. Muitas vezes, a câmara de vácuo de vidro era totalmente selada, por fusão do tubo de conexão ao sistema de bombeamento, após se atingir a pressão final do sistema de bombeamento, sendo o vácuo ainda melhorado através do uso de substâncias absorvedoras encapsuladas na câmara, e ativadas após o selamento desta. Já no final do século XIX era muito bem apreciada a importância de se aquecer um sistema de vácuo para se poder atingir pressões baixas, advindo da dessorção da parte gasosa presa às paredes da câmara de vácuo. Esse procedimento é padrão hoje para se trabalhar na região denominada de ultra-alto-vácuo. Outro componente de vedação muito importante apareceu durante a II guerra mundial, aliado ao desenvolvimento da aviação, e corresponde aos anéis de borracha de tamanhos padronizados, o que permitiu uma flexibilidade muito grande na montagem de sistemas de vácuo. Esses anéis passaram a ser fabricados em diversos tipos de plásticos, incluindo silicone e um plástico denominado Viton, que permite um certo grau de aquecimento, permitindo um grau razoável de degaseificação de sistemas de vácuo. Evidentemente, para aplicações em ultra-alto-vácuo, todo o sistema é construído em metal, incluindo os anéis de vedação, os mais usuais fabricados de cobre de alta pureza. Um terceiro componente extremamente importante para a tecnologia de vácuo são os passantes, inicialmente construídos de um metal selado a algum tipo de vidro, e hoje contando com uma multitude de materiais metálicos e de vidros, além de passantes metal-cerâmicas. Tivemos também o desenvolvimento de armadilhas e das conexões de vácuo, que também sofreram um processo de padronização, encontrando-se hoje conexões específicas para todas as regiões de vácuo. Finalmente, tivemos o desenvolvimento das válvulas de vácuo, que inicialmente eram adaptadas de torneiras comuns, e que hoje são fabricadas especificamente para esta finalidade, e de acordo com o intervalo de pressões, podendo ser muito simples no caso de baixo vácuo ou muito complicadas, fabricadas todas em metal, no caso de aplicações de ultra-alto-vácuo.

Coloca-se abaixo a Tabela I mostrando, de modo não exaustivo, os principais marcos do desenvolvimento científico e tecnológico de vácuo.

Tabela I: Principais marcos do desenvolvimento histórico da ciência e tecnologia de vácuo

<i>Ano</i>	<i>Autor</i>	<i>Descoberta</i>
1643-44	Evangelista Torricelli	Experimento da coluna de mercúrio
1650	Blaise Pascal	Variação da altura da coluna de mercúrio com a altura
1654	Otto von Guericke	Bomba mecânica de pistão, hemisférios de Magdeburgo
1662	Robert Boyle, E. Mariotte	Lei da pressão e volume de gases ideais
1712	Thomas Newcomen	Bomba de água à base de vapor d'água
1775	A. L. Lavoisier	Ar atmosférico como mistura de nitrogênio e oxigênio
1783	Daniel Bernoulli	Teoria Cinética dos Gases
1802	J. A. Charles, J. Gay-Lussac	Lei do volume e temperatura dos gases ideais
1811	Amedeo Avogadro	Número de Avogadro
1846	Isambard Brunel	Trem de propulsão atmosférica (vácuo)
1852	W. R. Grove	Primeira observação de evaporação catódica (sputtering)
1855/62	Geissler & Töpler	Bomba de vácuo com coluna de mercúrio alternante
1865/73	Sprengel	Bomba de vácuo por gotejamento de mercúrio
1874	H. G. McLeod	Medidor de vácuo por compressão de gás
1879	T. A. Edison	Lâmpada incandescente de filamento de carbono

<i>Ano</i>	<i>Autor</i>	<i>Descoberta</i>
1879	W. Crookes	Início do estudo de descargas elétricas em gases rarefeitos
1880	Elster & Geitel	Observação de emissão termo-iônica
1881	J. van der Waals	Equação de estado de gases reais
1883	Wroblewski & Olszewski	Liquefação de oxigênio e nitrogênio
1892	James Dewar	Recipiente de paredes duplas com vácuo neste espaço (dewar)
1892	James Dewar	Sugestão de bomba de vácuo por adsorção em carvão crio-resfriado
1895	W. K. Röntgen	Descoberta dos Raios X
1902	A. Fleming	Invenção do diodo a vácuo
1904	Arthur Wehnelt	Catodo com óxido para emissão termo-iônica de elétrons
1905	Wofgang Gaede	Bomba de vácuo rotativa de mercúrio
1906	Marcelo Pirani	Medidor de vácuo por condutividade térmica
1907	Lee De Forest	Válvula triodo a vácuo
1909	W. D. Coolidge	Metalurgia do pó de tungstênio, lâmpada com filamento de W
1909	M. Knudsen	Descrição do movimento molecular dos gases
1913	W. Gaede	Sugestão de Bomba de vácuo por arraste molecular
1915	W. Gaede	Sugestão de Bomba de vácuo difusora (mercúrio)
1915	Irving Langmuir	Lâmpada incandescente com gás inerte
1916	Irving Langmuir	Bomba de vácuo por condensação (mercúrio)
1916	O. E. Buckley	Medidor de ionização de catodo quente
1917	W. W. Crawford	Primeira bomba de vácuo difusora realmente operacional
1923	F. Holweck	Bomba molecular (cilindro liso e carcaça tipo rosca variável)
1935	W. Gaede	Bomba mecânica com "gas balast" (lastro de gás)
1936	K. Hickman	Bomba difusora de óleo
1937	F. M. Penning	Medidor de ionização de catodo frio
1943	M. Siegbahn	Bomba molecular (disco liso e carcaça tipo rosca variável dupla)
1950	R. T. Bayard, D. Alpert	Medidor de ionização de catodo quente para ultra-alto vácuo
1952	P. della Porta	Desenvolvimento do primeiro anel aprisionador de liga de Ba (getter ring)
1953	H.J. Schwartz, R.G. Herb	Bomba de vácuo iônica
1956	W. Becker	Bomba turbomolecular (Arthur Pfeiffer GmbH)
1958	L. D. Hall	Bomba por evaporação catódica (diode sputter-ion pump)
1959	W.E. Gifford, H.O. McMahon	Máquina de refrigeração criogênica Gifford-McMahon (GM)
1962	P. della Porta	Bomba de aprisionador não evaporável (Nonevaporable Getter Pump)
1964	G. Kippling	Bomba criogênica de fluxo contínuo
1965	R. A. Douglas	Bomba de evaporação iônica tipo "Orbitron"
1966	W. E. Gifford	Bomba criogênica à base da máquina de refrigeração GM

Conceitos Físicos Associados a Vácuo

Uma das grandes aplicações de vácuo corresponde à retirada de ar (ou outro gás) de uma câmara na qual se quer realizar um processo industrial ou científico. Isto é realizado acoplando-se a esta câmara uma ou mais bombas de vácuo, utilizando-se tubulações, válvulas e conexões. Para se conhecer o "grau de vácuo" é necessário agregar um ou mais medidores de vácuo. Este esquema é ilustrado pela Fig. 1.1 que mostra um sistema de alto vácuo, em que uma câmara é bombeada por uma bomba difusora, que por sua vez é bombeada por uma bomba mecânica.

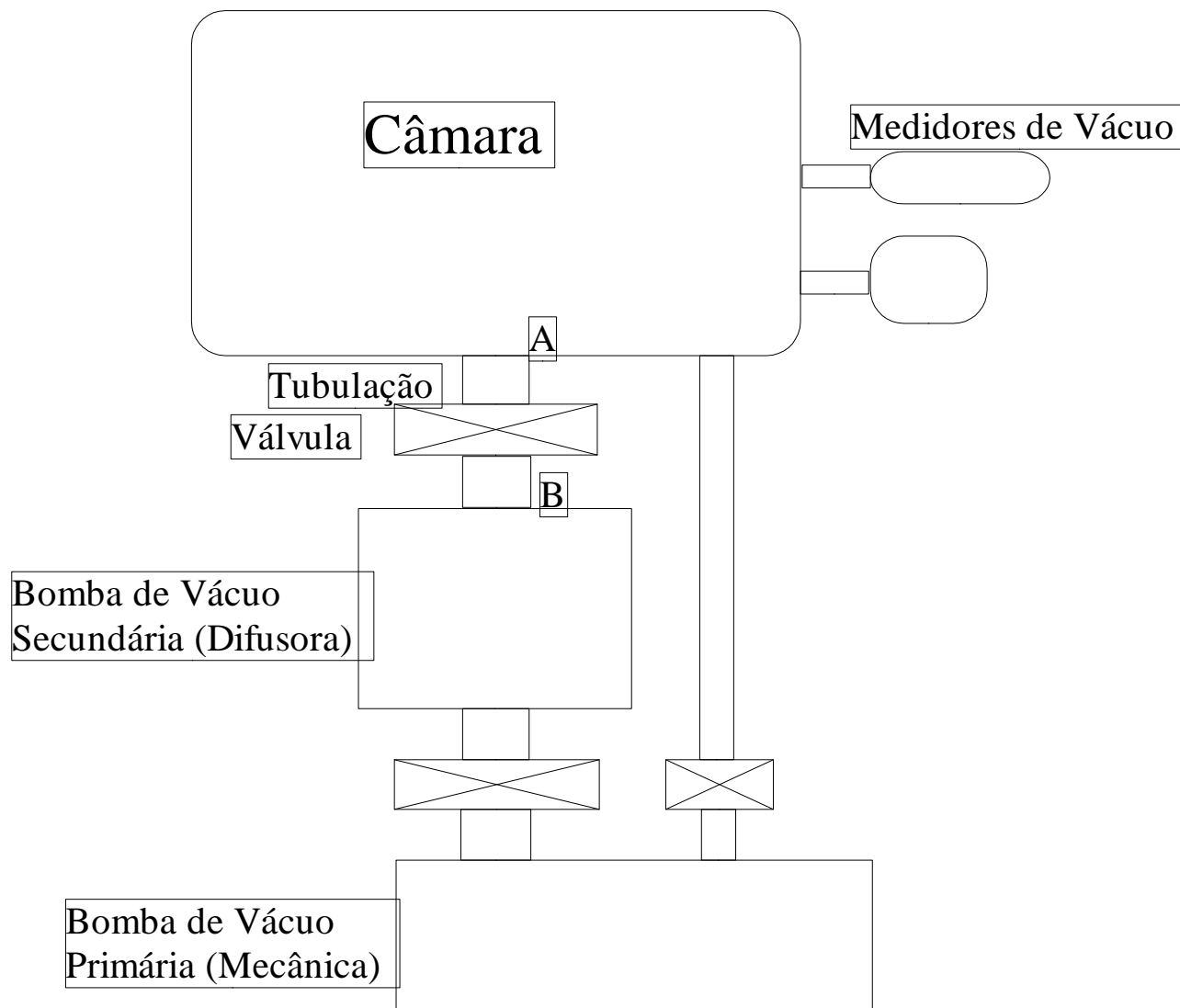


Fig. 1.1: Esquema de um sistema de alto vácuo com bomba difusora

Estes componentes são ligados entre si por tubulações e por válvulas, sendo que à câmara são acoplados dois medidores de vácuo. Note que as bombas estão ligadas em série, embora o esquema da figura permita o bombeamento inicial da câmara pela bomba mecânica independente da bomba difusora. Isto se deve ao fato de que a bomba difusora iniciar o seu bombeamento em uma pressão que é praticamente o limite final (a pressão mais baixa) da bomba mecânica, e por isso a pressão na câmara deve ser abaixada a este limite antes de ela ser bombeada pela difusora. Naturalmente, quando a bomba difusora é ligada à câmara, a mecânica é dela isolada, e ligada à saída da bomba difusora. Esta operação pode ser feita manual ou automaticamente.

Porque se monta um sistema de vácuo desta maneira ? Esta pergunta deve ser respondida pelas necessidades do processo que se quer realizar na câmara. Por exemplo, uma aplicação comercial poderia ser a evaporação de filmes protetores em lentes de óculos. Em uma aplicação

científica, o pesquisador pode querer evaporar termicamente algum material para depositar em um substrato apropriado, para poder estudar as propriedades físicas deste material em forma de filme fino. A escolha das bombas (tipo e capacidade de bombeamento) é ditada pela pressão mais baixa que se necessita para tal processo, pelo tamanho da câmara e pelo tempo necessário para atingir tal pressão. Estas especificações também determinam os tipos dos medidores de vácuo e o tamanho das tubulações que ligam as bombas e válvulas. Muitas vezes, apenas uma bomba e um medidor são suficientes para um sistema de vácuo, enquanto em outros casos há a necessidade de mais que duas bombas, algumas vezes trabalhando em paralelo.

O que é vácuo?

Denominamos vácuo à região do espaço em que a pressão é menor que a pressão atmosférica. Como já colocado acima, o gás mais comumente tratado é o ar, cuja composição é dada na Tabela II. Na esmagadora maioria das vezes, a pressão de trabalho é suficientemente baixa e a temperatura suficientemente alta para considerarmos, com segurança, que o comportamento deste gás pode ser descrito pela equação de estado dos gases perfeitos.

Tabela II: Composição do ar

Componente	Volume (%)	Pressão Parcial (Torr)
N ₂	78,08	$5,95 \times 10^2$
O ₂	20,95	$1,59 \times 10^2$
H ₂ O	1,57	1.19×10^1
Ar	0,93	7,05
CO ₂	0,03	$2,5 \times 10^{-1}$
Ne	$1,8 \times 10^{-3}$	$1,4 \times 10^{-2}$
He	$5,24 \times 10^{-4}$	4×10^{-3}
Kr	$1,1 \times 10^{-4}$	$8,4 \times 10^{-4}$
CH ₄	2×10^{-4}	$1,5 \times 10^{-3}$
H ₂	$5,0 \times 10^{-5}$	$3,8 \times 10^{-4}$
N ₂ O	$5,0 \times 10^{-5}$	$3,8 \times 10^{-4}$
Xe	$8,7 \times 10^{-6}$	$6,6 \times 10^{-5}$
O ₃	7×10^{-6}	$5,3 \times 10^{-5}$

Capítulo II

TEORIA DOS GASES RAREFEITOS

Basicamente, em ciência e tecnologia de vácuo, tratamos com gases rarefeitos. Portanto, algumas idéias fundamentais sobre gases perfeitos, gases reais e teoria cinética dos gases serão discutidas inicialmente.

O conceito de um GÁS IDEAL está estritamente ligado a idéia de independência (ou não-interação) entre as moléculas. Este é um conceito teórico que corresponde as seguintes hipóteses básicas:

- a) as moléculas podem ser consideradas como esferas de dimensões muito pequenas
- b) o volume ocupado por todas as moléculas é uma fração desprezível do volume ocupado pelo gás
- c) as moléculas não exercem forças entre si a não ser durante as colisões
- d) as moléculas andam em trajetórias retilíneas e de uma maneira perfeitamente caótica
- e) as moléculas efetuam colisões perfeitamente elásticas.

Já nos GASES REAIS, atuam forças de atração intermoleculares. Essas forças, conforme se verá mais adiante, são responsáveis por um comportamento que é, a altas pressões, distinto dos gases ideais.

Porém é muito importante desde já lembrar que gases reais tais como hidrogênio, oxigênio, nitrogênio, hélio, argônio e tantos outros se comportam, a pressões próximas à pressão atmosférica, como gases ideais. A pressões menores (vácuo), muito mais gases se aproximam desse tipo de comportamento.

1) Equação de Estado para um Gás Ideal

Inicialmente deve ser lembrado que a EQUAÇÃO DE ESTADO de um gás, ideal ou não, é a relação existente entre a pressão P , volume V e temperatura T :

$$F(P, V, T) = 0$$

A equação de estado para um gás ideal pode ser obtida através de uma experiência em que se mede P , V , T e a massa m de um gás rarefeito (baixa densidade). Essa experiência conduz aos seguintes resultados:

- 1) à temperatura constante, a pressão de um gás é ~~inversamente~~ inversamente proporcional ao seu volume específico V/m (lei de Boyle)
- 2) o produto da pressão pelo volume específico é diretamente proporcional a temperatura (lei de Charles).

Esses dois resultados experimentais podem ser resumidos pela relação

$$P \frac{V}{m} = rT \quad (1)$$

onde r é uma constante de proporcionalidade cujo valor depende do gás que está sendo estudado.

Quando se compara os valores de r para vários gases se encontra sempre que

$$r = \frac{R}{M}$$

onde M é o peso molecular do gás e R é uma constante de proporcionalidade que é a mesma para todos os gases. A constante R é chamada de constante universal dos gases perfeitos. Podemos portanto reescrever a equação (1) como

$$P \frac{V}{m} = \frac{R}{M} T$$

ou

$$PV = \frac{m}{M} RT .$$

Lembrando que $\frac{m}{M}$ = número de moles, n , do gás, teremos

$$PV = nRT \quad (2)$$

O número R se relaciona com a constante de Boltz-

mann k e com o número de Avogadro N_0 através da relação $R=N_0 k$.
E como $nN_0 = N$, número total de moléculas do gás, a relação (2)
fica finalmente

$$PV = N k T \quad (3)$$

Os valores da constante universal R e da constante de Boltzmann são dadas a seguir:

$$R = 8,314 \text{ joule/(mole)}(^{\circ}\text{K}) = 1,987 \text{ cal/(mole)}(^{\circ}\text{K})$$

$$k = 1,38 \times 10^{-23} \text{ joule}/^{\circ}\text{K} .$$

2) Unidades de Uso Comum em Tecnologia de Vácuo

Atualmente estão em uso, em tecnologia de vácuo, um grande número de unidades de pressão. As mais comuns são dadas na Tabela de Conversão abaixo.

Pressão	bar	mbar	Pa	atm	torr	micron
1 bar	1	10^3	10^5	0.986923	0.750062×10^3	0.750×10^6
1 mbar	1×10^{-3}	1	10^2	0.986923×10^{-3}	0.750062	0.750×10^3
1 Pa ¹⁾ ($\text{N} \times \text{m}^{-2}$)	10^{-5}	10^{-2}	1	0.986923×10^{-5}	0.750062×10^{-2}	0.750×10^1
1 atm 760 torr	1.01325	1.01325×10^3	1.01325×10^5	1	0.760×10^3	0.760×10^6
1 torr	1.333224×10^{-3}	1.333224	1.333224×10^2	1.315789×10^{-3}	1	1.0×10^3

¹⁾ Pa= Pascal

Em tabelas de parâmetros frequentemente utilizados em tecnologia de vácuo, as grandezas atualmente mais comuns para volume e pressão são respectivamente o litro e o torr. Por esse motivo é importante definir a constante de Boltzmann em termos dessas unidades. Tem-se então

$$k = 1,03 \times 10^{-22} \text{ torr litro/}^{\circ}\text{K} \quad .$$

3) Equações de Estado para Gases Reais

Existem muitas equações que descrevem melhor o comportamento de gases reais do que a equação para um gás ideal. Algumas delas são totalmente empíricas enquanto outras são baseadas em hipóteses relativas a propriedades moleculares. Van der Waals, em 1873, demonstrou a seguinte equação:

$$\left(P + \frac{A}{V^2}\right)(V-b) = RT \quad .$$

Nesta equação o termo A/V^2 é devido ao fato de que forças atrativas entre moléculas tendem a aproximá-las resultando portanto no mesmo efeito que uma pressão adicional. O termo b é proporcional ao volume ocupado pelas próprias moléculas. Os parâmetros A e b são constantes para um particular gás mas diferem de gás para gás.

A equação de van der Waals, bem como qualquer outra equação de estado, deve tender, no limite de baixas pres-

sões, para a equação de estado de um gás ideal.

Outras equações descrevem o comportamento de gases reais a mais altas pressões, como a Equação do Virial e a Equação de Beattie-Bridgman. Entretanto elas tem pouca aplicação em tecnologia de vácuo e não serão discutidas aqui.

4) Cálculo Cinético da Pressão

A teoria cinética dos gases se baseia na hipótese fundamental que a matéria é feita de moléculas e que as moléculas de um gás estão em constante movimento, que será tão mais intenso quanto maior for a temperatura.

Durante o movimento as moléculas sofrem colisões com elas mesmas, além de colidir com as paredes do recipiente que contém o gás. A pressão do gás resulta da transferência de momentum das moléculas para as paredes do recipiente. Portanto a pressão pode ser relacionada com a energia cinética das moléculas.

Vamos fazer aqui um cálculo simplificado da pressão de um gás. Vamos imaginar o gás num recipiente cúbico de aresta ℓ e lados de área A . Consideremos uma particular molécula com vetor velocidade \vec{v} colidindo com o lado perpendicular a direção x . O tempo entre colisões sucessivas entre os dois lados perpendiculares a direção x é

$$\Delta t = \frac{2\ell}{v_x}$$

onde v_x é a componente de v ao longo de x .

A variação de momentum $\Delta(mv)$ da molécula numa colisão, é

$$\Delta(mv) = mv_x - (-mv_x) = 2mv_x \quad .$$

A segunda lei de Newton define a força F como a taxa de variação do momentum com o tempo. Então,

$$F = \Delta(mv)/\Delta t = 2mv_x/(2L/v_x) = mv_x^2/L \quad .$$

A pressão média devida a esta molécula é

$$P'_x = \frac{F}{A} = mv_x^2/(AL) = mv_x^2/V$$

onde V é o volume da caixa. A pressão devida a N moléculas é portanto

$$P_x = (N/V) \overline{mv_x^2} = nm \overline{v_x^2}$$

onde $\overline{v_x^2}$ é a velocidade quadrática média computada sobre todas as moléculas do gás. Por um cálculo análogo chegaríamos a $P_y = nm \overline{v_y^2}$ e $P_z = nm \overline{v_z^2}$. Como não existe direção preferencial para o movimento das moléculas na caixa,

$$\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2}$$

De acordo com o teorema de Pitágoras

$$\overline{v^2} = \overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2} = 3\overline{v_x^2} = 3\overline{v_y^2} = 3\overline{v_z^2} .$$

Portanto, a pressão medida em qualquer direção é

$$P = P_x = P_y = P_z = \frac{1}{3} n m \overline{v^2} \quad (4)$$

5) Cálculo Cinético da Energia das Moléculas

A energia cinética média \bar{E} pode ser facilmente calculada a partir das equações (3) e (4). A equação (3) pode ser escrita como

$$P = nkT ,$$

que comparada com (4) dá

$$nkT = \frac{1}{3} n m \overline{v^2} .$$

Portanto

$$\bar{E} = \frac{1}{2} m \overline{v^2} = \frac{3}{2} kT .$$

Concluimos que a energia cinética média das moléculas é a mesma para todos os gases e é proporcional a temperatura

ra absoluta.

6) Distribuição de Maxwell

As velocidades das moléculas de um gás, para uma de terminada temperatura, obedecem a uma distribuição estatística dada pela relação

$$f(\vec{v})d^3\vec{v} = n(m/2\pi kT)^{3/2} \exp [-mv^2/2kT]d^3\vec{v} \quad (5)$$

onde \vec{v} é o vetor velocidade, n é a densidade do gás, m a massa de uma molécula, k é a constante de Boltzmann e T a temperatura absoluta. $d^3\vec{v} \equiv dv_x dv_y dv_z$ é chamado de elemento de volume no espaço das velocidades.

$f(\vec{v})d^3\vec{v} \equiv$ número médio de moléculas, por unidade de volume, que tem vetor velocidade entre \vec{v} e $\vec{v} + d\vec{v}$.

O resultado (5) é chamado de distribuição de velocidades de Maxwell e foi demonstrado por Maxwell em 1859.

7) Distribuição de Módulos de Velocidade

Além da relação (5) nos interessa também saber a relação $F(v)$ que chamaremos de distribuição de módulos de velo

cidade. Então

$F(v)dv \equiv$ número médio de moléculas por unidade de volume com velocidade (em módulo) no intervalo entre v e $v + dv$.

Pode ser demonstrado que a relação entre as duas distribuições é dada por

$$F(v)dv = 4\pi v^2 f(\vec{v})dv \quad .$$

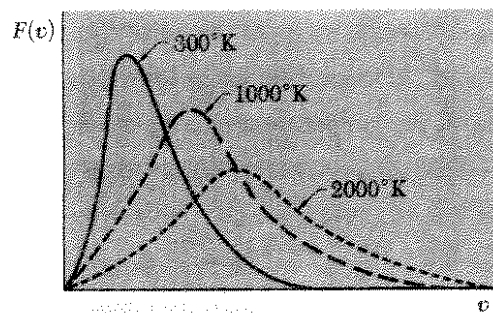
Substituindo (5) nessa última equação teremos

$$F(v)dv = \frac{4n}{\sqrt{\pi}} (m/2\pi kT)^{3/2} v^2 \exp[-mv^2/2kT] dv \quad (6)$$

Várias representações gráficas de $F(v)$ em função de v são dadas na figura abaixo para diferentes temperaturas.

Se quisermos saber, por exemplo, qual o número de moléculas do gás por unidade de volume com velocidades compreendidas entre v_1 e v_2 , basta integrar a função $F(v)$ entre esses dois limites:

$$n_{12} = \int_{v_1}^{v_2} F(v) dv \quad .$$



Behavior of the Maxwell distribution of molecular speeds as a function of temperature.

É claro que a área total debaixo da curva $F(v)$ é numericamente igual a densidade do gás, isto é,

$$\int_0^{\infty} F(v) dv = n \quad (7)$$

A função $F(v)$ apresenta um máximo. Este máximo corresponde a velocidade v_p que chamaremos de velocidade mais provável. Para obter v_p basta derivar $F(v)$ em relação a v e igualar a derivada a zero. O resultado é

$$v_p = (2kT/m)^{1/2} \quad (8)$$

A velocidade média \bar{v} é obtida através da relação

$$\bar{v} = \int_0^{\infty} F(v) v dv / \int_0^{\infty} F(v) dv = \int_0^{\infty} F(v) v dv / n$$

$$\bar{v} = (8kT/\pi m)^{1/2} \quad (9)$$

Para obter esse resultado utilizamos a tabela de integração dada logo abaixo.

A velocidade quadrática média $\overline{v^2}$ é calculada por meio da relação

$$\overline{v^2} = \int_0^{\infty} F(v) v^2 dv / \int_0^{\infty} F(v) dv = \int_0^{\infty} F(v) v^2 dv / n$$

$$\overline{v^2} = \frac{3kT}{m} \quad (10)$$

Para efetuar esse cálculo também utilizamos a tabela de integração.

É interessante observar que se aplicarmos a equação (10) na expressão do cálculo da pressão (4) obteremos

$$P = nkT \quad (11)$$

que é a equação de estado de um gás ideal.

Nota

Os resultados das integrais do tipo

$$I_n \equiv \int_0^\infty e^{-ax^2} x^n dx \quad ,$$

que foram usadas no cálculo de \bar{v} e $\overline{v^2}$ são os seguintes:

$$\text{- para } n = 0 \quad I_0 = \frac{\sqrt{\pi}}{2} a^{-1/2}$$

$$\text{- para } n = 1 \quad I_1 = \frac{1}{2} a^{-1}$$

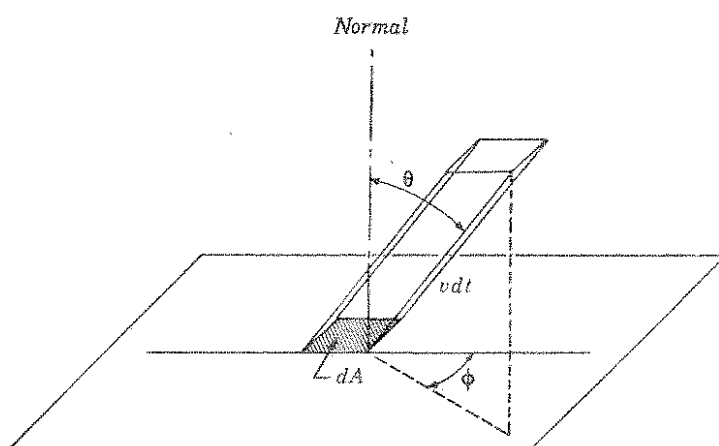
$$\text{- para } n > 1 \quad I_n = \left(\frac{n-1}{2a}\right) I_{n-2}$$

Por exemplo,

$$I_2 = \frac{I_0}{2a} = \frac{\sqrt{\pi}}{4} a^{-3/2}$$

8) Densidade de Impactos Moleculares

As paredes de um recipiente que contém um gás estão sujeitos ao bombardeamento constante das moléculas do gás. Essas moléculas incidem segundo uma certa frequência. Chamemos de densidade de impactos moleculares, ν , o número de colisões por unidade de área por unidade de tempo. Para deduzir uma expressão para ν consideremos a colisão de uma molécula com o elemento de área dA conforme o desenho abaixo.



Imaginemos que a molécula incida segundo a direção θ - ϕ e tenha velocidade v . Chamaremos de colisão θ - ϕ - v a todas as colisões com dA cujos θ , ϕ e v estejam dentro dos respectivos intervalos compreendidos entre θ e $\theta + d\theta$, ϕ e $\phi + d\phi$, v e $v + dv$.

Qual é o número de colisões θ - ϕ - v com dA no intervalo de tempo dt ? Para responder a essa pergunta vamos considerar um prisma cuja base seja o elemento dA , cujos lados sejam paralelos a direção θ - ϕ e tenham comprimento vdt . Portanto, o número de colisões θ - ϕ - v em dt é igual ao número de moléculas dentro do prisma, com velocidade entre \vec{v} e $\vec{v}+d\vec{v}$ (isto equivale dizer: módulo de v entre v e $v+dv$ ao longo da direção θ - ϕ). Então, matematicamente esse número é

$$(dA \, vdt \, \cos\theta)(f(\vec{v})d^3\vec{v})$$

Dividindo por dA e dt e integrando sobre as velocidades teremos o número total de moléculas incidentes por unidade de área e por unidade de tempo:

$$v = \int v \cos\theta f(\vec{v})d^3\vec{v}$$

Para fazer essa integração lembremos inicialmente que

$$d^3\vec{v} \equiv dv_x dv_y dv_z = v^2 \sin\theta d\theta d\phi dv$$

$$F(v)dv = 4\pi f(\vec{v})v^2 dv$$

Portanto

$$\bar{v} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\infty} F(v) v dv \int_0^{\pi/2} \sin\theta \cos\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi$$

Mas como $\int_0^{\infty} F(v) v dv = n\bar{v}$, teremos

$$\bar{v} = \frac{1}{4} n\bar{v} \quad (12)$$

Substituindo as equações (9) e (11) em (12) teremos

$$\bar{v} = (\sqrt{2}/2) (P/\sqrt{kT\pi m}) \quad (13)$$

Lembrando que $m = M/N_0$, onde N_0 é o número de Avogadro e substituindo-se os valores de K (em torr litro/ K) e de N_0 em (13) teremos uma forma muito prática para a expressão da densidade de impactos

$$\bar{v} = \frac{3,5 \times 10^{22} P}{\sqrt{MT}} \quad (\text{colisões/cm}^2\text{s}) \quad (14)$$

onde P é dado em torr, M é o peso molecular em gramas e T é a temperatura absoluta.

Como uma aplicação vamos calcular a densidade de impactos de N_2 a pressão de 1×10^{-6} torr e a temperatura de 300 K. Como $M = 28$ para esse gás, teremos

$$\bar{v} = 3,8 \times 10^{14} \text{ colisões/cm}^2\text{s}$$

9) Livre Caminho Médio

Durante o movimento, as moléculas colidem entre si. A distância média percorrida por uma molécula entre colisões sucessivas é chamada de livre caminho médio.

Uma molécula tendo um diâmetro d e uma velocidade v , percorre a distância $v\delta t$ no tempo δt . Vamos imaginar um círculo de diâmetro $2d$, associado a molécula e perpendicular a direção do movimento. O volume varrido pelo círculo no intervalo δt é então $\delta V = \pi d^2 v \delta t$. Ora a condição para haver uma colisão com outra molécula é que o centro dessa última se encontre em algum lugar dentro desse volume. Se esse for o caso, então a densidade n do gás será dada por

$$n = \frac{1}{\pi d^2 v \delta t}$$

e o livre caminho médio será dado por

$$\lambda = v \delta t = \frac{1}{\pi d^2 n} \quad (15)$$

Substituindo (11) em (15) teremos

$$\lambda = \frac{kT}{\pi d^2 p}$$

Se nós considerarmos um modelo mais aproximado, em que não apenas a molécula que gera o volume δV mas também as

outras estiverem em movimento, então a expressão para λ será

$$\lambda = \frac{kT}{\sqrt{2} \pi d^2 p} \quad (16)$$

Para o nitrogênio $d = 3,7 \times 10^{-8}$ cm. Portanto

$$\lambda = \frac{5 \times 10^{-3}}{p} \quad (17)$$

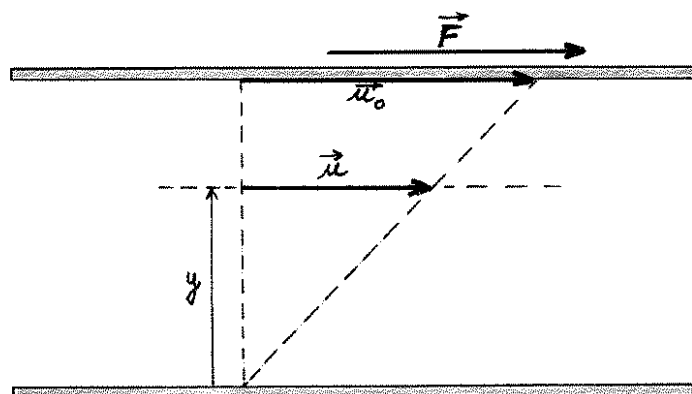
com λ dado em centímetros e p em torr. Como exemplos podemos calcular os valores de λ para o N_2 à pressão atmosférica e à pressão de um bom vácuo (1×10^{-6} torr por exemplo). Encontramos

$$\lambda = 6,3 \times 10^{-6} \text{ cm à pressão atmosférica}$$

$$\lambda = 4,8 \times 10^3 \text{ cm à } 1 \times 10^{-6} \text{ torr} .$$

10) Viscosidade de um Gás

Consideremos uma experiência em que um gás esteja confinado entre duas placas, uma estacionária e a outra se movendo com velocidade u_0 , conforme mostra a figura abaixo. Imaginemos que o gás possa ser dividido em camadas muito finas, paralelas às placas. Iremos verificar que a camada do gás em contato com a placa de baixo tem velocidade zero enquanto a camada adjacente a placa superior tem velocidade u_0 .



Cada camada de gás exerce uma força tangencial nas camadas adjacentes, tendendo a retardar o movimento da mais rápida e aumentar a velocidade da mais lenta. Essa propriedade do gás é chamada de viscosidade e as forças devidas a viscosidade chamam-se de forças viscosas. Fisicamente podemos entender o conceito de viscosidade como uma interação entre camadas que se processa por meio das colisões entre as moléculas do gás.

Se as duas placas forem suficientemente extensas, a velocidade \vec{u} do gás dependerá somente de y :

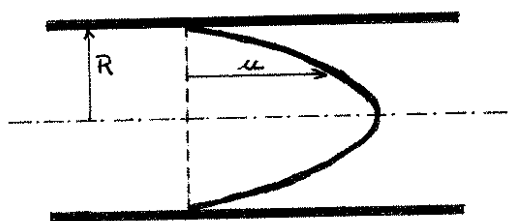
$$\vec{u} = \vec{u}(y)$$

Verifica-se experimentalmente que a força viscosa F em qualquer ponto do fluido é dada pela seguinte relação:

$$F = \eta A \frac{du}{dy}$$

onde A é a área da camada (igual a área das placas), du/dy é a derivada de u com relação a y e o coeficiente η representa a viscosidade do gás.

Num tubo longo de seção reta circular no qual se estabelece um fluxo de gás (figura abaixo) as camadas de fluxo têm a forma de cascas cilíndricas cujo eixo comum é o eixo do tubo. A velocidade do gás é máxima no eixo e se anula nas paredes.



des. O perfil de velocidades é uma parábola.

O valor de η para um determinado gás tanto pode ser

medido experimentalmente como pode ser calculado em função da temperatura absoluta, do diâmetro d e da massa m das moléculas:

$$\eta = \frac{1}{3} n m \bar{v} \lambda = \frac{2}{3 d^2} \left(\frac{m k T}{\pi} \right)^{1/2} \quad (18)$$

Essa última igualdade foi obtida pela substituição de n , \bar{v} e λ pelas respectivas equações (11), (9) e (16). É interessante observar que, ao contrário dos líquidos, a viscosidade de um gás aumenta com a temperatura.

A expressão (18) é válida para um intervalo de de pressão e é deduzida de acordo com um modelo que a) não prevê forças de atração entre as moléculas do gás, e b) supõe valores de λ pequenos em comparação com as distâncias entre as paredes da tubulação. Se a pressão for muito alta, as forças de atração não podem ser desprezadas. Se a pressão for muito baixa, poderemos ter $\lambda \gtrsim$ (distâncias entre paredes). Em ambos os casos a equação acima deixa de ser uma boa aproximação para o valor da viscosidade.

Nos sistemas CGS e MKS as unidades de viscosidade são respectivamente

$$\begin{aligned} 1 \text{ Poise} &= 1 \text{ g.cm}^{-1}.\text{s}^{-1} = 1 \text{ dina.s.cm}^{-2} \\ 1 \text{ Kg.m}^{-1}.\text{s} &= 1 \text{ N.s.cm}^{-2} \end{aligned}$$

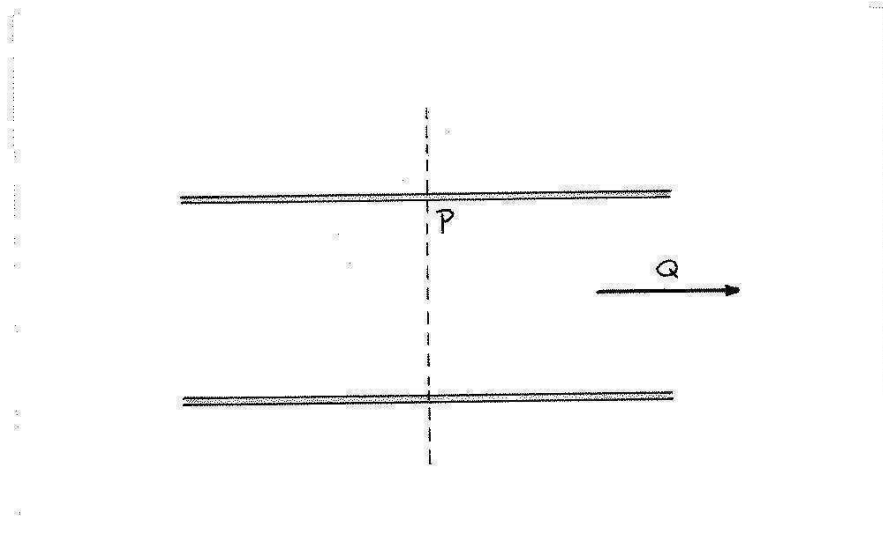
Capítulo III

ESCOAMENTO DE GASES

Como em tecnologia de vácuo tratamos com gases em movimento, é fundamental que possamos fazer previsões qualitativas e quantitativas sobre o escoamento de gases. Este escoamento é descrito matematicamente em termos de algumas grandezas fundamentais que definiremos a seguir.

1) Definições e Grandezas Fundamentais

Consideremos um pedaço de uma tubulação de vácuo, conforme mostra a figura abaixo, em que a direção do escoamento se processe segundo a indicação da seta. Seja P a pressão numa seção transversal da tubulação. Por essa secção escoa um



certo volume ΔV do gás no intervalo de tempo Δt . Chamaremos de

velocidade de bombeamento S a relação

$$S = \frac{\Delta V}{\Delta t} \quad (1)$$

na seção considerada.

Ao produto

$$Q = PS \quad (2)$$

daremos o nome de vazão de massa do gás. Portanto

$$Q = P \frac{\Delta V}{\Delta t} \quad (3)$$

Comumente S é medido em litro/segundo e Q em torr. litro/segundo, admitindo que a temperatura seja constante:

Q pode ser equacionado em função do número de moléculas ΔN que atravessam a seção do tubo no intervalo Δt . Para isto vamos derivar a equação de estado de um gás ideal em relação ao tempo:

$$P \frac{dV}{dt} + V \frac{dP}{dt} = kT \frac{dN}{dt} \quad .$$

Se o escoamento se processar em regime estacionário, isto é, P independente do tempo, teremos $dP/dt = 0$. Então

$$P \frac{dV}{dt} = Q = kT \frac{dN}{dt} \quad (4)$$

onde $\frac{dN}{dt}$ é a corrente molecular.

Se num tubo existe um fluxo de gás é porque há uma diferença de pressão entre dois planos quaisquer A e B transversais ao tubo. A direção do fluxo é a do plano de pressão maior para o de menor. Fazendo uma analogia com o fluxo de corrente elétrica num condutor, teremos a definição da condutância do tubo limitado pelos dois planos A e B:

$$C_{AB} = \frac{Q}{P_A - P_B} \quad (5)$$

com a diferença de pressão $\Delta P \equiv P_A - P_B$ análoga a diferença de potencial elétrico. Como em eletricidade, ao inverso da condutância dá-se o nome de impedância:

$$Z_{AB} = (C_{AB})^{-1} = \frac{P_A - P_B}{Q} \quad (6)$$

A condutância é geralmente medida em litro/segundo e a impedância em segundo/litro.

Fisicamente, o conceito de impedância está associado com a dificuldade (resistência) oferecida pelo tubo a passagem do gás. É fácil imaginar, por exemplo, que quanto mais fino for um tubo maior será a dificuldade de passagem do gás e portanto maior a sua impedância. Um outro conceito importante está relacionado com a conservação da vazão de massa:

- a vazão de massa Q tem o mesmo valor em qualquer seção de uma tubulação.

Essa afirmação é verdadeira mesmo que a seção reta do tubo não seja uniforme. É fácil entender a conservação da vazão se lembrarmos que uma variação da mesma ao longo do tubo implicaria num acúmulo (ou diminuição) do gás em certas regiões, o que causaria variações de P com o tempo, contrariando a hipótese de escoamento estacionário.

Para finalizar esta seção, devemos lembrar que enquanto Q é constante, os valores de S e de P variam de ponto para ponto ao longo do comprimento de uma tubulação.

2) Condutâncias em Série e em Paralelo

As condutâncias totais de associações em série e em paralelo serão agora calculadas.

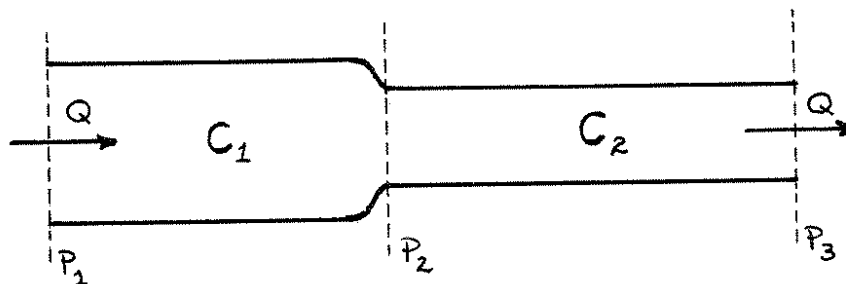
a) Condutâncias em série

Sejam dois tubos conectados em série, conforme mostra o desenho abaixo. C_1 e C_2 são as condutâncias dos dois tubos e P_1 , P_2 e P_3 são as pressões nos planos das seções retas 1, 2 e 3.

Aplicando a equação (5) a cada tubo teremos:

$$P_1 - P_2 = \frac{Q}{C_1}$$

$$P_2 - P_3 = \frac{Q}{C_2}$$



Somando as duas últimas equações:

$$P_1 - P_3 = Q \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \right) \quad (7)$$

Aplicando novamente a equação (5) ao sistema de tubos como um todo:

$$P_1 - P_3 = \frac{Q}{C_{\text{tot}}} \quad (8)$$

onde C_{tot} é a condutância total da associação.

Comparando as equações (7) e (8) obtemos

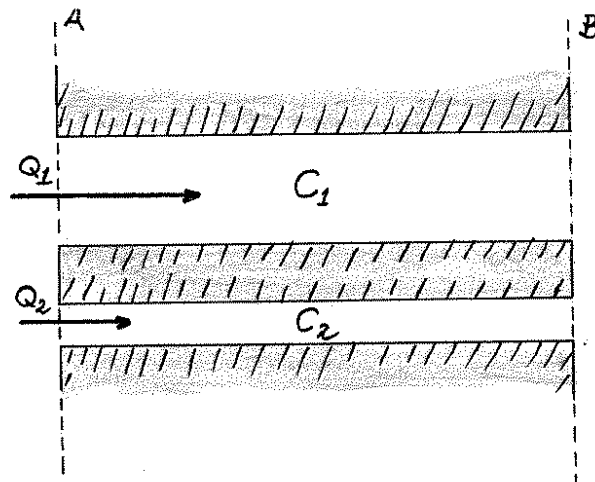
$$\frac{1}{C_{\text{tot}}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}$$

Generalizando para n tubos associados em série:

$$\frac{1}{C_{\text{tot}}} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n} \quad (9)$$

b) Condutâncias em paralelo

A figura abaixo mostra a associação em paralelo de dois tubos de condutâncias C_1 e C_2 . P_A e P_B são as pressões nos planos A e B.



Tomando cada tubo em separado teremos

$$C_1 = \frac{Q_1}{P_A - P_B}$$

$$C_2 = \frac{Q_2}{P_A - P_B}$$

Portanto

$$C_1 + C_2 = \frac{Q_1 + Q_2}{P_A - P_B} \quad (10)$$

Consideremos a associação como um todo. A condutância total da associação será

$$C_{tot} = \frac{Q_{tot}}{P_A - P_B} \quad (11)$$

onde Q_{tot} é a corrente molecular total ($Q_1 + Q_2$).

Comparando as equações (10) e (11) concluímos que

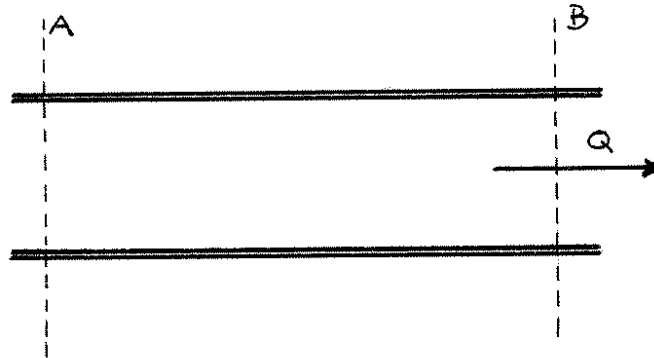
$$C_{tot} = C_1 + C_2 \quad .$$

Finalmente, generalizando para n tubos associados em paralelo:

$$C_{tot} = C_1 + C_2 + \dots + C_n \quad (12)$$

3) Variação da Velocidade de Bombeamento ao Longo da Tubulação

A velocidade de bombeamento S em um plano qualquer de uma tubulação pode ser determinada em função da velocidade de bombeamento noutro plano e da condutância entre os dois planos. Consideremos então o tubo conforme o desenho abaixo. A e B são dois planos perpendiculares ao eixo do tubo e P_A e P_B são as pressões nos planos. No plano A a velocidade de bombea-



mento \bar{e}

$$S_A = \frac{Q}{P_A} \therefore \frac{1}{S_A} = \frac{P_A}{Q}$$

No plano B a velocidade de bombeamento \bar{e}

$$S_B = \frac{Q}{P_B} \therefore \frac{1}{S_B} = \frac{P_B}{Q}$$

A subtração das duas últimas equações resulta em

$$\frac{1}{S_A} - \frac{1}{S_B} = \frac{P_A - P_B}{Q} = \frac{1}{C_{AB}}$$

Portanto

$$S_A = \frac{S_B C_{AB}}{S_B + C_{AB}} \quad (13)$$

Como $C_{AB}/(S_B + C_{AB}) \leq 1$, isto implica em $S_A \leq S_B$, ou seja, a velocidade de bombeamento na região de mais alta pressão é sempre menor que a velocidade de bombeamento na região de mais baixa pressão.

4) Regimes de Escoamento

Podemos classificar o escoamento dos gases em três regimes distintos: viscoso, molecular e intermediário. Cada um desses regimes irá ocorrer, para uma dada tubulação, num certo intervalo de pressões. Como uma consequência das diferenças de comportamento do gás de um regime para outro, as relações com as quais calculamos condutâncias e fluxos moleculares são diferentes nos três regimes.

O escoamento viscoso, como o próprio nome indica, é aquele em que o efeito de viscosidade está presente, isto é, o escoamento em que as forças viscosas são significativas. Isso ocorre quando a frequência de colisões entre as moléculas do gás é muito grande em comparação com a frequência de colisões das moléculas com as paredes. Portanto o escoamento é viscoso se $\lambda \ll D$, onde λ é o livre caminho médio das moléculas e D o diâmetro da tubulação. Se, no regime viscoso, a velocidade do gás exceder a certos valores, as camadas de fluxo não serão mais paralelas, havendo a formação de bolsões de baixa pressão entre as camadas. Nesse caso o escoamento é denominado de viscoso turbulento. Quando a velocidade de escoamento for menor e

as camadas de fluxo forem paralelas, o escoamento é chamado de viscoso laminar.

O escoamento é molecular se $\lambda \gg D$, o que equivale dizer que as colisões das moléculas são quase que exclusivamente com as paredes do tubo e não entre si. Os movimentos das moléculas são independentes, ao contrário do caso anterior, quando havia movimento coletivo.

A pressões tais que $\lambda \approx D$ o escoamento é chamado de intermediário. A frequência de colisões molécula-molécula são da mesma ordem que a frequência de colisões com as paredes do tubo.

O critério matemático para se determinar se o escoamento é turbulento ou laminar é definido pelo número de Reynolds R_e dado por

$$\begin{aligned} R_e &= \frac{4m}{\pi k T \eta} \frac{Q}{D} \\ &= \frac{\rho D v}{\eta} \end{aligned} \quad (14)$$

onde v é a velocidade de escoamento e ρ é a densidade do gás

m é a massa de uma molécula do gás (gramas)

$k = 1,03 \times 10^{-22}$ torr.litro/ $^{\circ}$ K (constante de Boltzmann)

T é a temperatura absoluta

η é a viscosidade do gás (Poise)

Q é a corrente molecular (torr litro/s)

D é o diâmetro do tubo (cm)

Para o ar a 20 C, $\eta = 1,83 \times 10^{-4}$ poise e a expressão acima se reduz a:

$$R_e = 11 \frac{Q}{D}$$

Verificou-se que

$R_e > 2100$ escoamento inteiramente turbulento

$R_e < 1100$ escoamento inteiramente laminar

O limite entre o escoamento turbulento e o escoamento laminar é um número entre 1100 e 2100 que depende entre outros fatores, da rugosidade interna do tubo.

A distinção entre escoamento viscoso, intermediário e molecular é feita através do número de Knudsen N_k :

$$N_k = \frac{D}{\lambda} \quad (15)$$

Verifica-se que, para

$D/\lambda > 110$ escoamento viscoso

$1 < D/\lambda < 110$ escoamento intermediário

$D/\lambda < 1$ escoamento molecular

Usando a expressão para o livre caminho médio do ar à temperatura ambiente ($\lambda = 5 \times 10^{-3}/P$) as condições acima fi

cam

$D\bar{P} > 5 \times 10^{-1}$ torr.cm para o escoamento viscoso

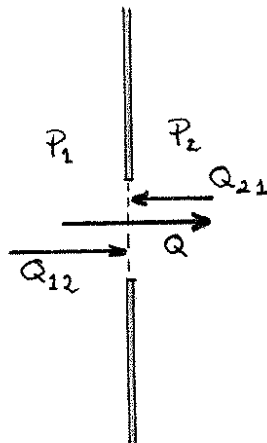
$D\bar{P} < 5 \times 10^{-3}$ torr.cm para o escoamento molecular

$5 \times 10^{-3} < D\bar{P} < 5 \times 10^{-1}$ torr.cm para o escoamento intermediário

onde $\bar{P} = (P_1 + P_2)/2$ é a pressão média do gás.

5) Condutância de um Orifício (Regime Molecular)

Consideremos o escoamento de gás através de um orifício de área A . O fluxo de escoamento é estabelecido porque existe uma diferença de pressão $P_1 - P_2$ entre os dois lados do orifício, conforme mostra a figura. Vamos supor P_1 e P_2 cons-



tantes, de modo que o fluxo seja estacionário. A vazão de mas sa líquida Q através do orifício é dada por

$$Q = Q_{12} - Q_{21}$$

onde Q_{12} é a vazão de massa do lado esquerdo para o direito e Q_{21} é a vazão no sentido oposto. De acordo com a definição (equação (4))

$$Q_{12} = kT \frac{dN_{12}}{dt}$$

$$Q_{21} = kT \frac{dN_{21}}{dt} .$$

Portanto

$$Q = kT \left(\frac{dN_{12}}{dt} - \frac{dN_{21}}{dt} \right) . \quad (16)$$

Porém

$$\frac{dN_{12}}{dt} = v_{12} A \quad (17)$$

$$\frac{dN_{21}}{dt} = v_{21} A \quad (18)$$

onde v_{12} e v_{21} são as densidades de impacto (ver seção 8 do capítulo de Gases Rarefeitos) de moléculas que "colidem" com o plano do orifício de área A . v_{12} corresponde às moléculas que vem da esquerda para a direita; v_{21} corresponde às moléculas que vem da direção contrária. As equações correspondentes são

$$v_{12} = \frac{1}{4} n_1 \bar{v} \quad (19)$$

$$v_{21} = \frac{1}{4} n_2 \bar{v} \quad (20)$$

onde \bar{v} é a velocidade média e n_1 e n_2 são as densidade do gás às pressões P_1 e P_2 , respectivamente.

Substituindo as equações (19) e (20) em (17) e (18), e os resultados em (16) tem-se

$$Q = \frac{1}{4} kT A \bar{v} (n_1 - n_2) \quad .$$

Pela equação de estado dos gases ideais, $n_1 = P_1/kT$ e $n_2 = P_2/kT$. Portanto

$$Q = \frac{1}{4} \bar{v} A (P_1 - P_2) \quad .$$

A condutância do orifício será então

$$C = \frac{Q}{P_1 - P_2} = \frac{1}{4} \bar{v} A \quad (21)$$

A expressão da velocidade média (deduzida no capítulo anterior) é $\bar{v} = (8kT/\pi m)^{1/2}$. De modo que a equação (21) resulta em

$$C = \left(\frac{kT}{2\pi m} \right)^{1/2} A \quad (22)$$

Quando se substitui nessa equação $k = 1,03 \times 10^{-22}$ torr litro/ $^{\circ}\text{K}$ e $m = M/N_0$, onde M é a massa molecular em gramas e N_0 o número de Avogadro, obtêm-se uma expressão muito prática para C :

$$\text{ou } C = 3,64 \left(\frac{T}{M}\right)^{1/2} A \quad \text{litro/segundo} \quad (23)$$

$C_{\text{ar}} = 11,8A$ litro/segundo (ar a 20°C)
onde A é expressado em cm^2 .

6) Condutância de um Tubo (Regime Molecular)

A equação que dá a condutância de um tubo longo é obtida por considerações de transferência de momentum do gás para as paredes do tubo e por forças que agem no gás devido a diferenças de pressão. Não iremos nos ocupar aqui dessa dedução cujo resultado é

$$C_m = \frac{1}{6} \left(\frac{2\pi kT}{m}\right)^{1/2} \frac{D^3}{L} \quad (24)$$

onde D é o diâmetro e L o comprimento do tubo; m é a massa de uma molécula do gás, k é a constante de Boltzmann e T a temperatura absoluta.

Analogamente ao que foi feito na seção anterior quando se passou da equação (22) para a (23), obteremos

$$C_m = 3,8 \left(\frac{T}{M}\right)^{1/2} \frac{D^3}{L} \quad \text{litros/segundo} \quad (25)$$

$$C_{m \text{ ar}} = \frac{12,3 D^3}{L} \text{ l/s (ar a } 20^{\circ}\text{C, D e L em cm.)}$$

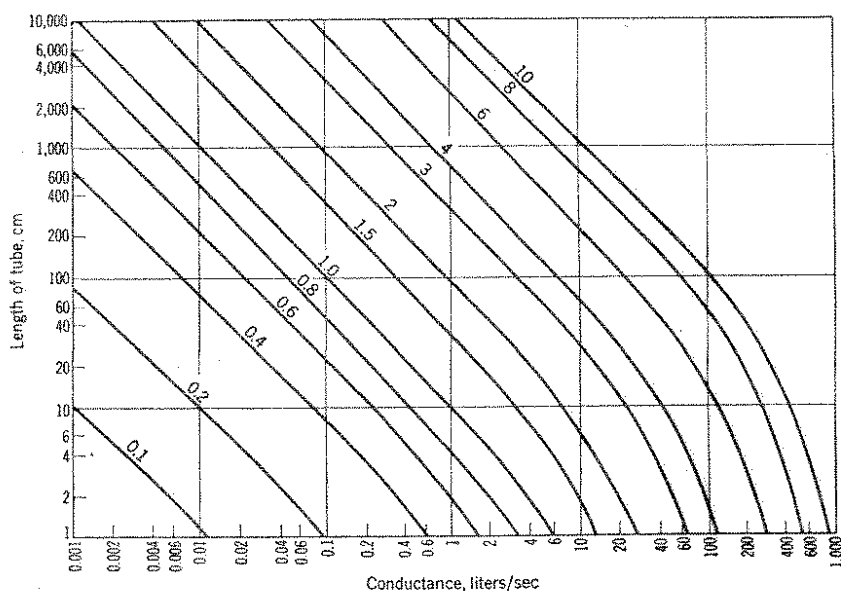
com D e L dados em centímetros.

Enquanto essa última equação é válida apenas para tubos longos, a equação para tubos curtos é

$$C = C_m \left(1 + \frac{4}{3} \frac{D}{L}\right)^{-1} \quad (26)$$

Se $(4/3)(D/L) \ll 1$ então $C \approx C_m$. Temos portanto um critério para determinar se um tubo é longo ou curto, ou seja, se a equação (25) ou (26) se aplica.

A figura abaixo mostra vários gráficos da condutância de tubos para o ar a 20°C, calculados pela equação (26). O diâmetro dos tubos, em centímetros, são dados como parâmetros.



The conductance, in liters per second, for air in the case of cylindrical tubes. (Parameter is diameter of tube in centimeters.) Calculated from Eq. (2-14). (From S. Dushman-J. M. Lafferty, "Scientific Foundations of Vacuum Technique," chap. 2, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1962.)

7) Condutância de um Orifício (Regime Viscoso)

Vamos supor dois volumes conectados entre si por um orifício de área A . Sejam P_1 e P_2 as pressões nos volumes e $P_2 < P_1$. Se a pressão P_1 é tal que o livre caminho médio é pequeno em comparação com o diâmetro do orifício então o escoamento é viscoso. A vazão de massa Q do gás fluindo através do orifício é dada pela equação

$$Q = \left[\frac{2\gamma RT}{M(\gamma-1)} \right]^{1/2} r^{1/2} \left[1 - r^{(\gamma-1)/\gamma} \right]^{1/2} P_1 A \quad (27)$$

onde $r = P_2/P_1$ e $\gamma = C_p/C_v$ é a razão entre os calores específicos do gás a pressão e volume constante. Se A for dada em cm^2 , P_1 em torr e a massa molecular M em gramas, Q será expressado em torr. litro/segundo.

Como $C = Q/(P_1 - P_2)$ a condutância do orifício de área A será dada por

$$C = \frac{9,13A}{1-r} r^{1/\gamma} \left\{ \frac{2\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{T}{M} \right) [1 - r^{(\gamma-1)/\gamma}] \right\}^{1/2} \quad (28)$$

onde se substitui a constante universal R por seu valor (62,36 Torr.litro/ $^\circ\text{K}$). Para o ar a 20°C , $\gamma = 1,4$ e $M = 29$, a equação (28) fica

$$C = \frac{76.6A}{1-r} r^{0,712} [1 - r^{0,288}]^{1/2} \quad (\text{litro/s}) \quad (29)$$

Quando $r \leq 0,1$ a equação (29) pode ser escrita como

$$C \approx 20A \text{ (litro/s)} \quad (30)$$

É interessante observar que a condutância de um orifício no regime viscoso é em geral uma função das pressões. Somente quando $(P_2/P_1) \leq 0,1$, C é independente de P_1 e P_2 .

8) Condutância de um Tubo (Regime Viscoso)

A equação de Poiseuille estabelece que a corrente molecular Q , no escoamento viscoso laminar, num tubo longo uniforme de seção reta circular é dada por

$$Q = \frac{\pi D^4}{128\eta L} \bar{P}(P_1 - P_2) \quad (31)$$

onde D é o diâmetro do tubo, L o seu comprimento, a viscosidade do gás, P_1 e P_2 as pressões nas duas extremidades do tubo e $\bar{P} = (P_1 + P_2)/2$ é a pressão média. Todas as grandezas da equação (31) devem ser expressadas em unidades do sistema CGS. Assim D e L são dados em cm, η em poise, \bar{P} , P_1 e P_2 em dina/cm² e Q em dina.cm/s.

Uma forma prática da equação (31) é

$$Q = 3,27 \times 10^{-2} \frac{D^4}{\eta L} \bar{P}(P_1 - P_2) \quad (32)$$

onde as unidades são \bar{P} , P_1 e P_2 (torr), D e L (cm), η (poise) e Q (torr.litro/s).

Dividindo a equação (32) por $(P_1 - P_2)$ teremos a expressão da condutância para tubos longos no regime viscoso laminar:

$$C = 3,27 \times 10^{-2} \frac{D^4}{\eta L} \bar{P} \quad (\text{litro/s}) \quad (33)$$

A condutância de um tubo curto é dada por

$$C = 3,27 \times 10^{-2} \frac{D^4}{\eta L} \left[1 + 7,31 \times 10^{-4} \frac{MQ}{\eta TL} \right]^{-1} \bar{P} \quad (34)$$

onde C (l/s), D (cm), L (cm), η (poise), T ($^{\circ}\text{K}$), M (massa molecular, gramas), \bar{P} (torr) e Q (torr.l/s).

O tubo será considerado como longo quando

$$7,31 \times 10^{-4} \frac{MQ}{\eta TL} \ll 1 \quad ,$$

caso em que as equações (33) e (34) são aproximadamente iguais.

A tabela abaixo dá a viscosidade de vários gases em micropoises a 20°C e a razão entre suas condutâncias para aquela do N_2 .

Viscosity η in
Micropoises at 20°C and
Relative Viscous Conductance
of Some Common Gases

Gas	η	$C_{\text{gas}}/C_{\text{N}_2}$
N ₂	175	1
O ₂	203	0.86
Air	182	0.96
H ₂	88	2
He	196	0.89
A	222	0.79
CO ₂	147	1.2
H ₂ O	94	1.9
Hg	235	0.75

9) Condutância de um Tubo Longo no Regime de Transição

A equação semi-empírica de Knudsen para a condutância C_k de um tubo longo combina as expressões para as condutâncias nos regimes viscoso e molecular:

$$C_k = C_v + Z C_m \quad . \quad (35)$$

C_v e C_m são dados respectivamente pelas equações (33) e (24) e

$$Z = \frac{1 + 1.25 D/\bar{\lambda}}{1 + 1.55 D/\bar{\lambda}} \quad (36)$$

onde $\bar{\lambda}$ é o livre caminho médio correspondente à pressão média \bar{P} . A equação (35) é válida tanto no regime molecular como no viscoso e de transição. No regime viscoso ($D/\lambda \gg 1$) o valor de Z é $Z \approx (1,25)/(1,55) = 0,8$. No regime molecular ($D/\lambda \ll 1$), temos $Z \approx 1$. Portanto

$$0,8 \leq Z \leq 1 \quad .$$

A equação (35) pode ser escrita na forma

$$C_k = C_m \left(\frac{C_v}{C_m} + Z \right) \quad (37)$$

Substituindo-se nessa equação as expressões (24) e (33) obtêm-se

$$C_k = C_m (0,074 D/\bar{\lambda} + Z). \quad (38)$$

De onde se conclui que no regime molecular $C_k \approx C_m$.

Escrevendo a equação (35) como

$$C_k = C_v \left(1 + Z \frac{C_m}{C_v} \right)$$

também podemos concluir, por um procedimento análogo ao anterior, que no regime viscoso $C_k \approx C_v$.

Capítulo IV

ADSORÇÃO, DESSORÇÃO EVAPORAÇÃO DE MOLÉCULAS EM VÁCUO

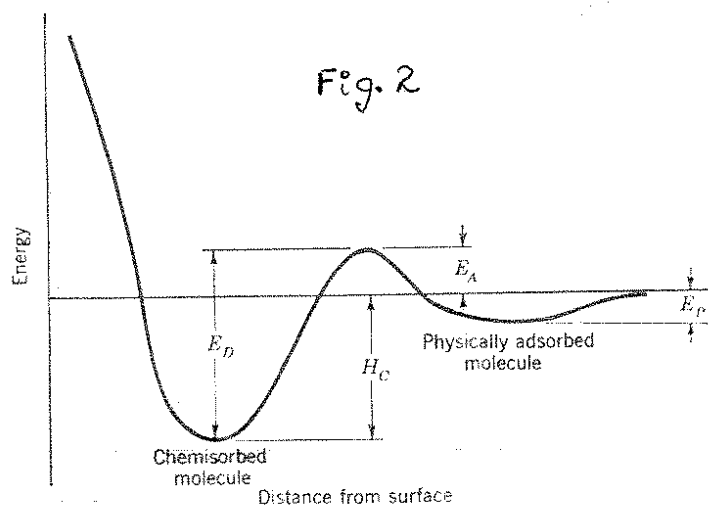
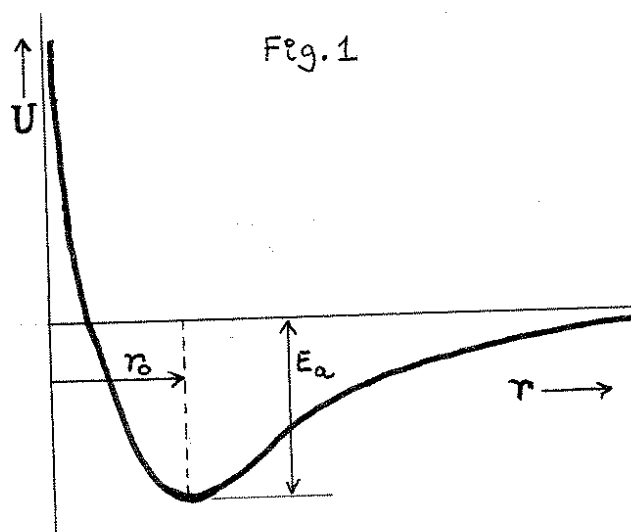
1. Fenômenos de Adsorção e Dessorção

Um gás ou vapor qualquer, dentro de um volume em vácuo está, de um modo geral, em duas fases distintas: uma fase "solta" e outra "presa" às superfícies internas da câmara. A essa daremos o nome de fase adsorvida enquanto aquela chamaremos de fase gasosa.

Se conectarmos a câmara a uma bomba de vácuo, poderemos observar que a fase gasosa é bombeada com relativa rapidez enquanto a fase adsorvida leva um certo tempo para dessorver das superfícies internas. Esse tempo varia conforme o gás e a natureza das superfícies. Gases inertes ou pouco reativos dessorvem com muita rapidez de qualquer superfície. Gases que apresentam momento de dipolo molecular elevado levam mais tempo para dessorver, mesmo de superfícies quimicamente inertes como o vidro. Já o tempo de dessorção pode ser extremamente elevado quando há afinidade química entre o gás e a substância da qual a superfície é constituída.

A adsorção pode ou não envolver a dissociação da molécula na superfície. No caso afirmativo teremos o que se chama de adsorção dissociativa. A adsorção é chamada de molecular no caso contrário. A fim de evitar uma discussão excessivamente longa do problema trataremos aqui apenas de adsorção molecular.

O fenômeno de adsorção é devido a existência de forças de interação entre a superfície e as moléculas do gás. Esse efeito é convenientemente descrito em termos da energia potencial de interação U . A figura 1 representa U em função da distância r da molécula adsorvida à superfície. A energia correspondente ao mínimo da curva é E_a . A molécula adsorvida osci



la em torno da posição de equilíbrio r_0 . Portanto r_0 é a distância média molécula-superfície e E_a é a energia potencial média, que chamaremos de energia de adsorção.

Dependendo do caso, a adsorção de uma molécula pode ser caracterizada por duas etapas consecutivas. Numa primeira etapa a molécula adere fracamente à superfície para em seguida passar a ser mais fortemente ligada, mediante o fornecimento ao sistema molécula-superfície, de uma energia de ativação (em geral calor). Nesse caso a adsorção é classificada como ativada e a dependência do respectivo potencial com a coordenada r é mostrada na figura 2.

Pela simples observação da figura 1 vemos que a energia cinética mínima necessária para que a partícula escape do potencial de interação - chamada de energia de dessorção E_D é $E_D = E_a$. Da mesma forma, a análise da figura 2 mostra que $E_D = H_C + E_A$ onde H_C é chamado de calor de adsorção e E_A de energia de ativação. A energia E_D pode ser transferida à molécula por meios térmicos (aquecendo-se a superfície) ou mecanicamente (por exemplo: bombardeamento da camada adsorvida por ions pesados).

De um modo geral E_D , E_A e H_C são dados em kilocalorias por mol. A tabela abaixo relaciona essa unidade com algumas outras.

Dependendo do valor de E_D classificamos a adsorção em duas categorias distintas:

$E_D \lesssim 20 \text{ Kcal/mol}$: adsorção física

$E_D \gtrsim 20 \text{ Kcal/mol}$: quimissorção

Na adsorção física, forças do tipo de van der Waals (interação entre dipolos moleculares) estão envolvidas. Essas forças são fracas, resultando em energias de adsorção e de des_ sorção relativamente pequenas. Já na quimissorção as forças de interação são mais fortes, havendo ligações químicas propriamen_ te ditas, que resultam da troca de eletrons entre as moléculas adsorvidas e a superfície.

Os valores de E_D variam desde $\sim 1 \text{ Kcal/mol}$ até $\sim 150 \text{ Kcal/mol}$. Por exemplo: argônio adsorvido em tungstênio ($\sim 1,9 \text{ Kcal/mol}$); oxigênio adsorvido em níquel (115 Kcal/mol).

Tabela

$$1 \text{ kcal/mol} = 4,184 \text{ kjoules/mol}$$

$$1 \text{ ev por partícula} = 23,06 \text{ kcal/mol}$$

$$R = 1,987 \text{ cal/mol.}^{\circ}\text{K}$$

Após a adsorção, uma molécula permanece na superfície um certo tempo médio que depende da energia de dessorção e da temperatura da superfície. Esse tempo médio de permanência \bar{t}_s é dado pela equação de Frenkel:

$$\bar{t}_s = \tau_0 e^{E_D/RT} \quad (1)$$

onde R é a constante universal dos gases (ver tabela acima) e τ_0 é o período de oscilação da molécula na superfície ($\sim 10^{-13}$ segundos). Como a equação (1) depende exponencialmente de E_D teremos uma vasta gama de valores de \bar{t}_s . Por exemplo, para xenônio adsorvido em tungstênio a 20°C , $\bar{t}_s \approx 10^{-7}\text{s}$; para nitrogênio em ferro a 20°C , $\bar{t}_s = 10^7$ séculos!

2. Taxa de adsorção

A razão segundo a qual um gás adsorve numa dada superfície é dada por

$$\frac{dN}{dt} = s\nu \quad (2)$$

A taxa de adsorção dN/dt é dada em moléculas/ $\text{cm}^2 \cdot \text{s}$, ν é a densidade de impactos moleculares (ver Capítulo I) e s é um fator denominado de probabilidade de adesão. O fator s é definido como a razão entre o número de moléculas que adsorvem por cm^2 por segundo na superfície, e o número de moléculas que incidem

por cm^2 por segundo. Portanto $0 \leq s \leq 1$.

Substituindo a expressão para v na equação (2) teremos

$$\frac{dN}{dt} = \frac{3,5 \times 10^{22}}{(MT)^{1/2}} sP \quad (\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}) \quad (3)$$

onde P é a pressão em torr, M é a massa molecular do gás em gramas e T a temperatura em $^{\circ}\text{K}$.

Consideremos uma superfície inicialmente "limpa", (isto é, uma superfície inicialmente livre de moléculas adsorvidas). Se P for constante, a taxa dN/dt tem o seu valor máximo quando se inicia o processo de adsorção e diminui continuamente tendendo para um valor constante. Esse efeito é devido ao fato de que s não é constante mas diminui à medida que o número de moléculas adsorvidas/ cm^2 aumenta.

3. Taxa de Dessorção

A taxa de desorção $\frac{dN}{dt}$ de moléculas de uma dada superfície é diretamente proporcional ao número de moléculas adsorvidas por unidade de área N e inversamente proporcional ao tempo médio de permanência \bar{t}_s :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N}{\bar{t}_s} = \frac{N}{\tau_0} e^{-E_D/RT} \quad (4)$$

Multiplicando ambos os lados da equação (4) por kT onde k é a constante de Boltzmann ($1,03 \times 10^{-22}$ torr.ℓ/ $^{\circ}$ K) e T a temperatura absoluta, teremos

$$q_d = 1,03 \times 10^{-22} \frac{TN}{\tau_0} e^{-E_D/RT} \text{ (torr.ℓ/cm}^2\text{.s)} \quad . \quad (5)$$

Chamaremos a grandeza q_d de taxa de degaseificação devida a dessorção. Veremos mais adiante que uma superfície em vácuo pode degaseificar não só por dessorção mas também devido a processos de difusão e evaporação.

4. Equilíbrio entre as Fases Gasosa e Adsorvida - Isotermas de Adsorção

Consideremos uma dada superfície em presença de um determinado gás. Esse gás irá formar uma camada adsorvida. Para qualquer temperatura $T > 0^{\circ}$ K haverá dessorção de moléculas da superfície, na taxa dada pela equação (4). Por outro lado, a superfície é continuamente bombardeada pelas moléculas do gás e a taxa de adsorção, conforme já discutido, é dada por (3). Na situação de equilíbrio essas duas taxas são iguais:

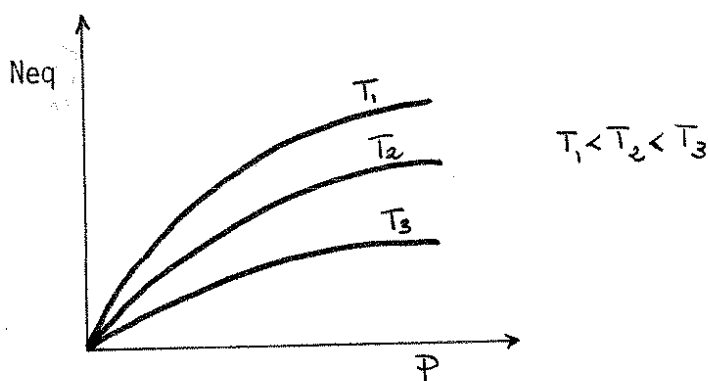
$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{des}} = \left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{ads}} \quad . \quad (6)$$

Isso implica num valor de equilíbrio de N que é uma constante para uma dada pressão e uma dada temperatura. De fato, substi-

tuição das equações (3) e (4) em (6) resulta em

$$N_{eq} = \left[\frac{3.5 \times 10^{22} \tau_0 s}{(MT)^{1/2}} e^{E_D/RT} \right] P \quad (7)$$

onde N_{eq} é o valor admitido por N quando o sistema está em equilíbrio. Conforme mostra a equação (7), quanto maior T menor será a quantidade de gás na fase adsorvida. As curvas de N_{eq} em função de P tendo valores de T como parâmetros são chamadas de isotermas de adsorção e tem forma algo semelhante aos gráficos representados na figura abaixo.



5. Evaporação

Consideremos uma substância em equilíbrio termodinâmico com o seu próprio vapor. Nessa condição, a essa pressão de equilíbrio, chamaremos de pressão de vapor da substância considerada. Partindo da equação de Clausius-Clapeyron podemos chegar à dependência entre a pressão de vapor P_v de substâncias sólidas ou líquidas e a temperatura absoluta T :

$$P_v = C e^{-H/RT}$$

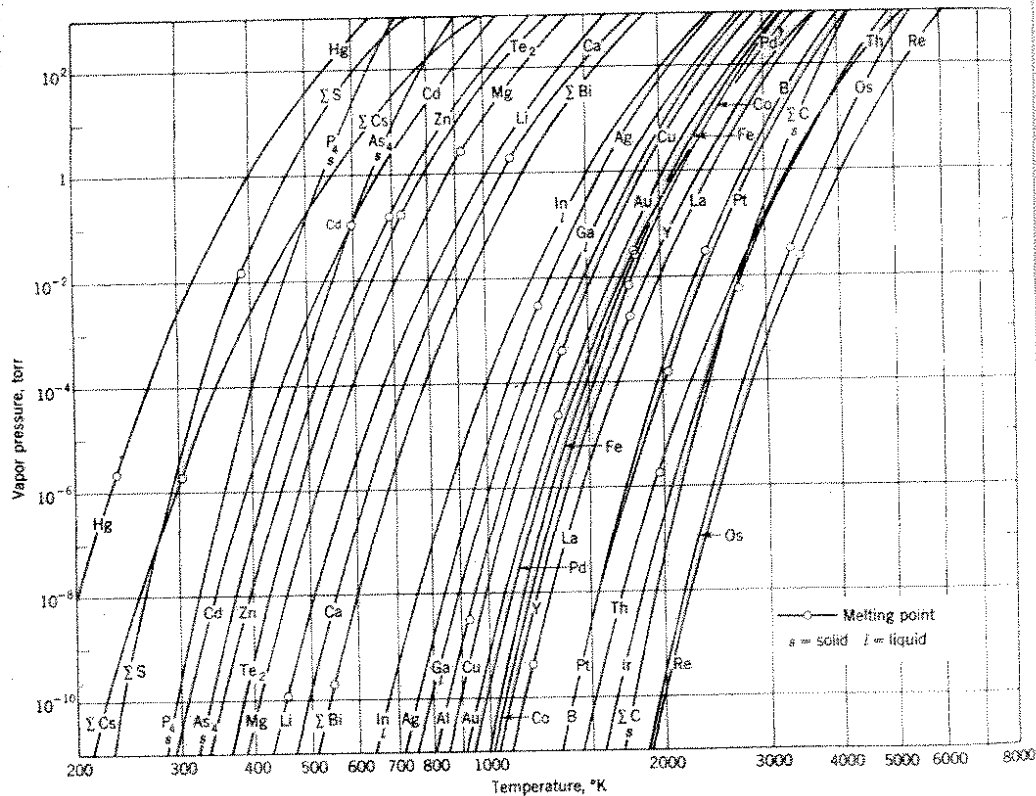
onde H é o calor latente de vaporização, R a constante universal dos gases e C uma constante. Gráficos da pressão de vapor em função da temperatura para vários elementos são dados na figura abaixo.

Sabendo-se qual é o valor de P_v para um determinado sólido a uma dada temperatura podemos determinar qual a sua taxa de evaporação. Quando a substância está em equilíbrio com o seu próprio vapor,

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{evap}} = \left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{ads}}$$

onde $(dN/dt)_{\text{evap}}$ é o número de moléculas evaporadas por cm^2 por segundo e $(dN/dt)_{\text{ads}}$ é o número readsorvido por cm^2 por segundo. Essa última expressão é simplesmente a taxa de adsorção dada pela equação (3). Portanto

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{evap}} = \frac{3.5 \times 10^{22} s P_v}{(MT)^{1/2}} \text{ (cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (8)$$



Vapor-pressure curves for solid and liquid elements. (From R. E. Honig, *RCA Rev.*, vol. 23, p. 567, 1962.)

A única distinção entre as equações (3) e (8) é que a pressão em (8) é P_v . A probabilidade de adesão s é igual a unidade, para os metais em equilíbrio com o seu próprio vapor.

Para obter a taxa de degaseificação q_e devida a

evaporação basta multiplicar ambos os lados da equação (8) por kT . O resultado é

$$q_e = 3,6 \left(\frac{T}{M}\right)^{1/2} s P_v \text{ (torr.}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{s)} \quad . \quad (9)$$

6. Degaseificação de Substâncias

Como vimos, uma substância pode degaseificar tanto devido a dessorção da camada adsorvida como por evaporação da própria substância. A esses dois efeitos pode se juntar um terceiro que é o de emissão de gases que estão em solução dentro da substância e que evoluem da mesma por um processo de difusão. O processo de degaseificação por difusão, como os demais, varia exponencialmente com a temperatura.

Os metais, de um modo geral, contêm uma quantidade de gás que varia entre 10 e 100% do seu volume (em condições normais de temperatura e pressão). Os gases mais comumente encontrados são CO , CO_2 , O_2 , H_2 e N_2 . A taxa de degaseificação por difusão em alguns casos é significativa em comparação com as outras.

No caso mais geral, a taxa de degaseificação total q_t de uma dada substância é dada por

$$q_t = q_d + q_e + q_p$$

onde q_d , q_e e q_p são as taxas correspondentes a dessorção, eva

poração e difusão.

Taxas de degaseificação total de vários materiais em diversas condições são dadas na tabela abaixo.

Gassing Rates at Room Temperature in Torr Liters/cm² sec

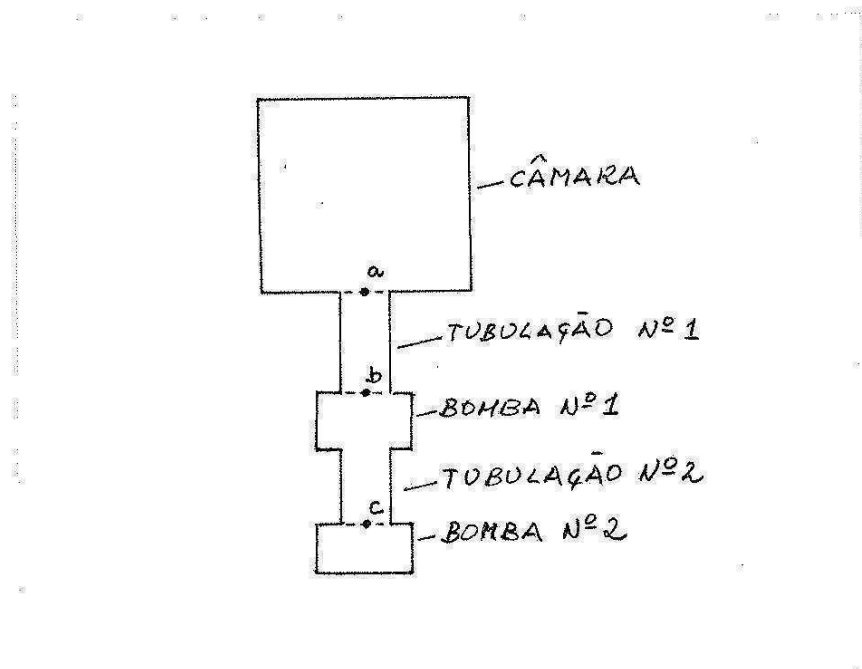
<i>Material</i>	<i>After a few hours of pumping</i>	<i>After a 24-hr bake</i>	<i>Bakeout temp., °C</i>	<i>Ref.</i>
Nylon 51	2×10^{-8} (51 hr)	4×10^{-11}	120	(59)
Araldite CT200 + HT901	5×10^{-8} (51 hr)	10^{-10}	100	(59)
Neoprene	10^{-6}			(57)
Viton A	7×10^{-8} (52 hr)	1.3×10^{-9}	200	(60)
Teflon	10^{-8} - 10^{-7}	Low	250	(57),(61)
Glass	10^{-9} - 10^{-8}	10^{-15} - 10^{-14}	400	(62)
Ceramic	10^{-9} - 10^{-8}	10^{-15} - 10^{-14}	400	(57),(62)
Metal	10^{-9} - 10^{-8} (10^{-10} after 50-100 hr)	10^{-15} - 10^{-14}	400	(62),(63)

Capítulo V

DESCRIÇÃO QUANTITATIVA DO BOMBEAMENTO DE SISTEMAS DE VÁCUO

1. Introdução

Um arranjo típico de um sistema de vácuo é aquele em que se tem uma câmara conectada a uma ou mais bombas através de tubulações apropriadas. Tal sistema é representado esquematicamente na figura abaixo. A câmara é ligada, por meio da tubulação nº 1, com a bomba nº 1, que por sua vez é conectada com a bomba nº 2 pela tubulação nº 2. Cada uma dessas tu



bulações não é em geral constituída por um tubo único mas por um conjunto de tubos associados em série e/ou paralelo, orifícios, válvulas e volumes. Chamemos de C_1 e de C_2 as condutân-

cias totais das tubulações nº 1 e nº 2, respectivamente. Conhecendo-se o valor de C_1 e a velocidade de bombeamento S_b da bomba nº 1, podemos determinar qual a velocidade de bombeamento S_a na boca da câmara pela relação (ver Capítulo II, seção 3):

$$S_a = \frac{S_b C_1}{S_b + C_1} \quad (1)$$

Conforme já foi discutido também no Capítulo II, a corrente molecular é conservada num sistema em série. A aplicação desta propriedade no sistema esquematizado acima resulta em

$$Q_a = Q_b = Q_c \quad (2)$$

onde Q_a , Q_b e Q_c são as correntes nos pontos a, b e c (respectivamente: boca da câmara, entrada da bomba nº 1 e entrada da bomba nº 2). Como $Q = PS$, a equação (2) pode ser escrita na seguinte forma:

$$P_a S_a = P_b S_b = P_c S_c \quad (3)$$

onde as letras P e S representam as pressões e velocidades de bombeamento nos pontos designados pelos índices a, b e c.

As equações (1) e (3) são extremamente úteis no cálculo de sistemas de vácuo. Quando combinadas com outras relações que veremos mais adiante, elas permitem dimensionar, por

exemplo, as bombas e tubulações que deverão ser utilizados num sistema de vácuo a fim de manter valores pré-estabelecidos de pressões.

2. Pressão de Equilíbrio de uma Câmara de Vácuo

O processo de bombeamento de uma câmara é caracterizado por um fluxo de moléculas da câmara para a bomba. Por outro lado, moléculas são continuamente degaseificadas das paredes e superfícies internas ao mesmo tempo que um fluxo de gás se difunde da bomba de volta para a câmara. Se a vedação da câmara não for perfeita - o que ocorre frequentemente na prática - haverá ainda um fluxo de gás penetrando do exterior para dentro da câmara.

Todos estes fluxos estão esquematizados no desenho abaixo pelas derivadas dN/dt (moléculas/s) e representam o seguinte:

$$(dN/dt)_B \equiv \text{fluxo bombeado}$$

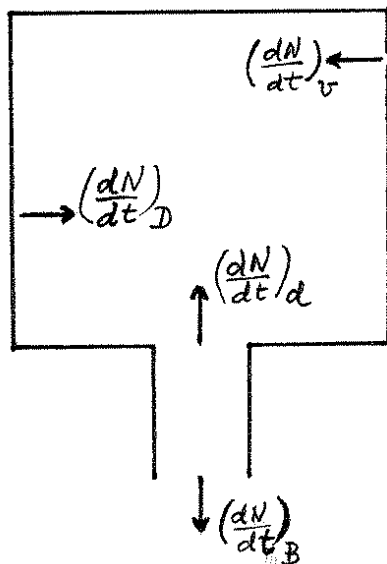
$$(dN/dt)_D \equiv \text{fluxo devido a degaseificação}$$

$$(dN/dt)_V \equiv \text{fluxo devido a vazamentos}$$

$$(dN/dt)_d \equiv \text{fluxo devido a difusão}$$

O fluxo de gás bombeado tende a diminuir a pressão na câmara enquanto todos os demais tendem a aumentá-la. Na situação de equilíbrio ($P = \text{constante}$) teremos

$$(dN/dt)_B = (dN/dt)_D + (dN/dt)_V + (dN/dt)_d \quad (4)$$



Lembrando que $Q = kT(dN/dt)$ e multiplicando por kT ambos os membros da equação (4) teremos

$$Q_B = Q_D + Q_V + Q_d \quad (5)$$

Porém podemos escrever $Q_B = P_{eq} S$ onde P_{eq} é a pressão de equilíbrio na câmara e S a velocidade de bombeamento na boca da câmara. Portanto

$$P_{eq} = \frac{Q_D + Q_V + Q_d}{S} \quad (6)$$

3. Variação da Pressão com o Tempo Durante o Bombeamento

Vamos supor uma determinada câmara de volume V evacuada por uma bomba cuja velocidade de bombeamento é S . Seja P_0 a pressão inicial (no instante em que a bomba entra em funcionamento). Qual será nessas condições a dependência da pressão com o tempo?

Para resolver o problema vamos supor que a relação entre P , V e T do gás dentro da câmara seja dada pela equação

$$PV = NkT \quad (7)$$

Diferenciando e dividindo por dt teremos

$$V(dP/dt) + P(dV/dt) = kT(dN/dt) \quad (8)$$

Como o volume da câmara é constante, $dV/dt = 0$. A taxa de variação dN/dt do número de moléculas do gás é devida a várias contribuições:

$$(dN/dt) = -(dN/dt)_B + (dN/dt)_D + (dN/dt)_V + (dN/dt)_d \quad (9)$$

onde o 1º termo da direita da igualdade representa o número de moléculas bombeados por segundo, que chamaremos de taxa de bombeamento; os três termos restantes já foram definidos na seção anterior.

Substituição da equação (9) em (8) resulta em

$$V\left(\frac{dP}{dt}\right) = -kT\left(\frac{dN}{dt}\right)_B + kT\left(\frac{dN}{dt}\right)_D + kT\left(\frac{dN}{dt}\right)_V + kT\left(\frac{dN}{dt}\right)_d$$

ou

$$V\left(\frac{dP}{dt}\right) = -Q_B + Q_D + Q_V + Q_d \quad (10)$$

Tendo em vista a equação (6) podemos escrever a equação (10) na seguinte forma

$$V\left(\frac{dP}{dt}\right) = PS + P_{eq}S$$

Se $S = \text{cte}$, podemos integrar facilmente essa equação:

$$\int_{P_0}^P \frac{dP}{(P_{eq} - P)} = \left(\frac{S}{V}\right) \int_0^t dt$$

onde P_0 é a pressão da câmara em $t = 0$.

O resultado da integração é

$$-\ln(P_{eq} - P) + \ln(P_{eq} - P_0) = \frac{S}{V} t.$$

Portanto

$$P - P_{eq} = (P_0 - P_{eq}) e^{-\left(\frac{S}{V}\right)t}$$

Se $P_0 \gg P_{eq}$, o que é geralmente o caso, teremos finalmente

$$P = P_0 e^{-\left(\frac{S}{V}\right)t} + P_{eq} \quad (12)$$

Encontramos então que a pressão na câmara depende exponencialmente do tempo. Para valores de t muito grandes, $P \approx P_{eq}$. Um gráfico semi-logaritmico de $(P - P_{eq})$ vs. t será uma reta e o valor de S poderá ser deduzido de seu coeficiente angular. Entretanto não deve ser esquecido que a equação (2) é válida somente se $S = \text{cte}$. S não é geralmente constante mas depende da pressão. Mesmo assim, o gráfico $(P - P_{eq})$ vs. t pode ser útil para determinar os valores de S nos intervalos de pressão em que o mesmo for aproximadamente constante.

Capítulo VI

BOMBAS DE VÁCUO

Introdução

De um modo geral, as bombas de vácuo podem ser classificadas como *bombas de transferência (ou deslocamento) de gás*, que retiram os gases de uma região de um sistema de vácuo, transferindo-os para outras, ou para a atmosfera, e *bombas de captura (ou fixação)*, que retêm os gases dentro da própria bomba. Algumas bombas trabalham a partir da pressão atmosférica enquanto outras trabalham a partir de pressões sub-atmosféricas. Estas últimas, portanto, requerem a ligação com outra bomba (*bomba primária*) para que seja produzido o vácuo inicial. No caso das bombas de transferência, a primária funciona continuamente para remover os gases para a atmosfera.

Para atingir pressões muito baixas, associam-se duas ou mais bombas de vácuo. Constituem-se assim sistemas ou grupos de bombeamento. Os intervalos de pressão de trabalho correspondentes aos vários tipos de bombas são dados na figura 1.

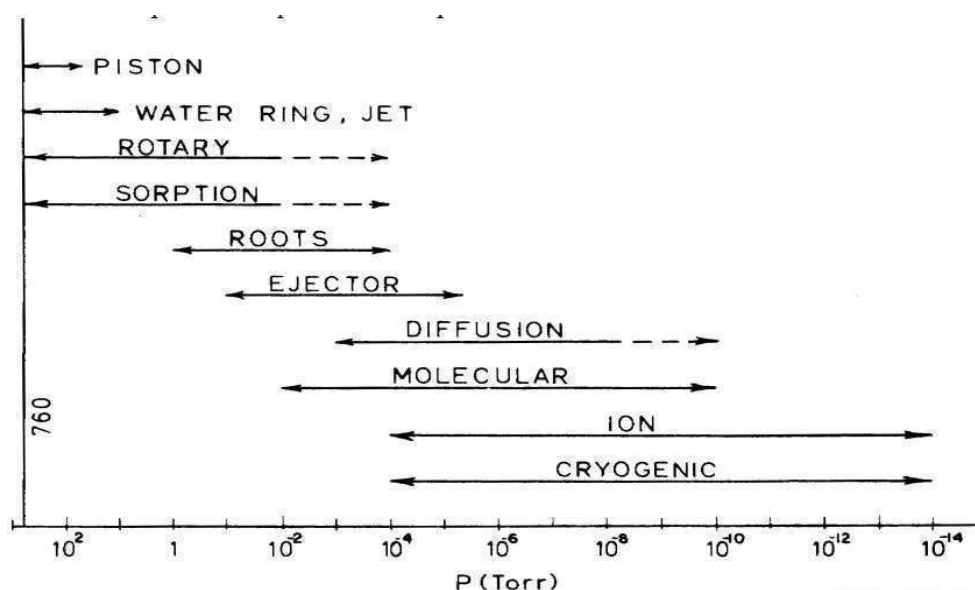


Figura 1. Intervalos de pressão de trabalho das bombas indicadas.

Nas bombas de transferência é possível definir a *razão de compressão* como o quociente entre as pressões na entrada e na saída da bomba. Já nas bombas de captura o gás é retirado do volume a bombear por fixação em paredes que tem a propriedade de “sequestrar” as moléculas do gás. Não há portanto compressão do gás e este também não é expulso para a atmosfera. Como consequência, as bombas de captura atingirão uma saturação após um certo período de trabalho. Por vezes a bomba pode ser regenerada embora possam aparecer *efeitos de memória* porque as condições de fixação do gás dependem do estado da parede e, portanto, também da sua história.

O processo de bombeamento de uma bomba de captura depende, em última análise, da natureza do aprisionamento das moléculas do gás nas paredes (ou em

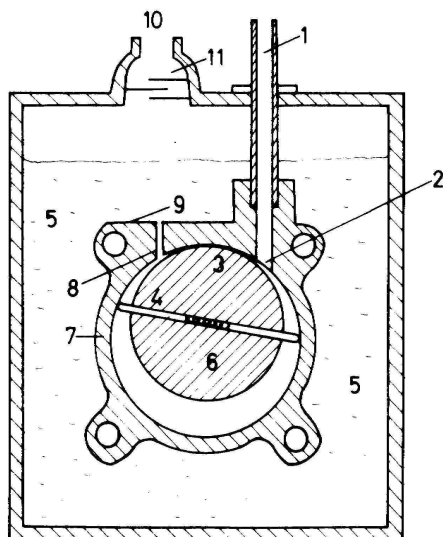
algum material existente no interior da bomba), o que faz com que o bombeamento seja seletivo. O aprisionamento pode ocorrer por um dos seguintes processos:

1. *Absorção* – quando as moléculas penetram no interior da parede ou material absorvente (zeolite, alumina ou carvão ativado) geralmente em baixas temperaturas; este processo é em geral reversível.
2. *Adsorção* – se uma camada de gás se deposita numa superfície estabelecendo-se ligações entre as moléculas e a superfície. Essas ligações podem ser químicas (fortes) ou físicas (fracas) sendo essas últimas susceptíveis de quebrarem mediante aquecimentos moderados.
3. *Implantação iônica* – ocorre nas chamadas *bombas iônicas*, nas quais o gás a bombear é ionizado e os íons acelerados por campos elétricos fortes em direção às paredes onde penetram e ficam aprisionados.
4. *Condensação* – quando as moléculas são retiradas do volume gasoso por condensação numa superfície mantida em baixa temperatura.

Os vários tipos de bomba mencionadas na figura 1 são descritas a seguir.

1. Bomba rotativa de palhetas

É um tipo de bomba de transferência que é constituída de um estator cilíndrico que recebe um rotor excêntrico, como mostrado na Fig. 6.4. Este rotor possui duas fendas diametrais, nas quais correm duas palhetas que são forçadas contra a parede do estator por molas. Tanto o estator quanto o rotor são fabricados em aço, enquanto as palhetas podem ser de aço ou de um composto polimérico. As extremidades do estator são fechadas por placas convenientes, que suportam o eixo do rotor. O estator também contém orifícios que são a entrada e a saída do gás. A entrada de gás é ligada ao sistema que se quer bombear por conexões e tubulações apropriadas, em geral contendo um filtro de pó, enquanto a saída é ligada a algum sistema conveniente de



exaustão para a atmosfera. Esta saída é fechada por uma válvula que usualmente é uma lâmina de metal ou de borracha (neoprene) que se dobra em uma lateral. Esta válvula normalmente fica imersa em óleo, como mostrado na Fig. 6.4. A Fig. 6.5 dá uma visão explodida de um conjunto estator-rotor.

Fig. 6.4: Secção transversal esquemática de uma bomba de palhetas rotativas (Fig. 5.9 Roth, pg. 207).

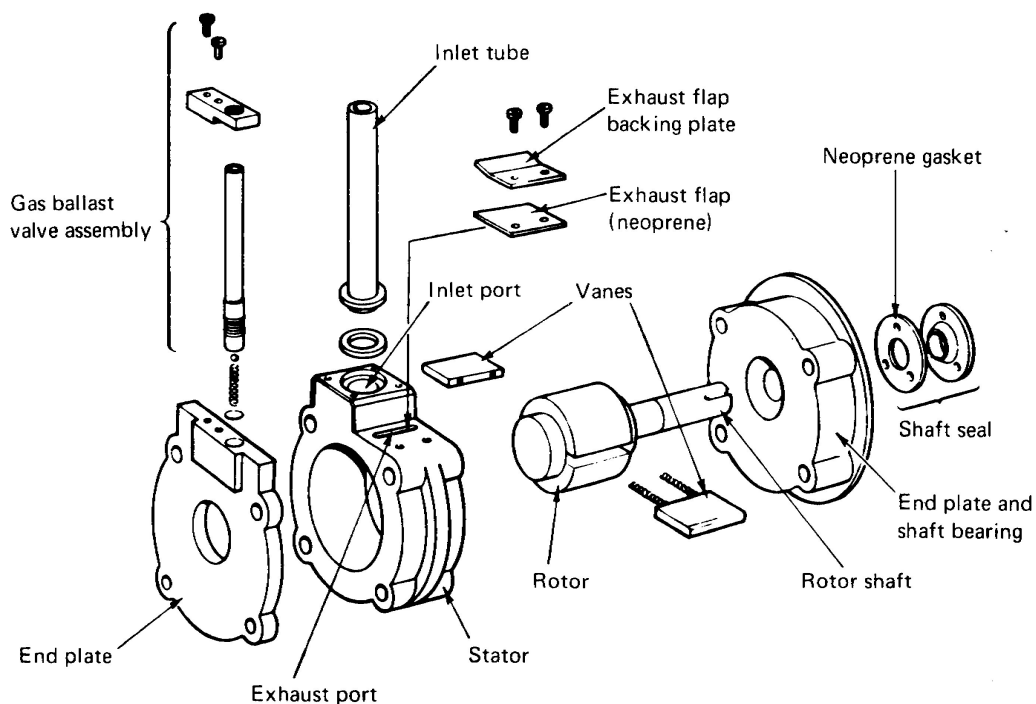


Fig. 6.5: Vista explodida de uma bomba de palhetas rotativas. (Fig. 5.10 Roth pg. 208)

Como já colocado acima, o rotor é um cilindro excêntrico ao estator, colocado de modo a que a linha de contacto entre ambos separe a entrada da saída de gás. Como os diâmetros são diferentes, esta morfologia dá origem a uma câmara, que é onde o gás será admitido a baixa pressão e comprimido a uma pressão ligeiramente acima da pressão atmosférica de modo a poder abrir a válvula de saída e ir para a atmosfera. Os outros limites desta câmara são as placas laterais que fecham o conjunto estator-rotor, e sustentam este último. Esta câmara será dividida em uma câmara de admissão (baixa pressão) e em uma câmara de compressão (alta pressão) à medida que as palhetas passam pelas aberturas de entrada e de saída. Note que ambos, estator e rotor, não podem se tocar, mas devem manter uma distância muito pequena entre si, pois o filme de óleo que se localiza entre eles é que forma o selo entre as câmaras de entrada e de saída, denominado selo superior. O óleo também faz o selo dinâmico nas laterais do conjunto, onde o rotor e as palhetas "encontram" as placas laterais. Em geral, estes espaçamentos devem ser da ordem de 2 a 3 μm para os selos funcionarem, e isto demonstra o nível de precisão da usinagem necessário para a fabricação deste tipo de bomba.

As palhetas são placas retangulares que se encaixam com folga muito pequena nas fendas do rotor e que podem deslizar livremente nestas fendas, tendo a extremidade que toca a superfície do estator arredondadas. Em geral, elas são mantidas separadas e em contacto com o estator por molas. Como há contacto contínuo entre as duas superfícies, elas devem estar sempre muito bem lubrificadas. Além disso, o óleo que faz a lubrificação também provê um filme de vedação (selo dinâmico) que isola as câmaras de alta e baixa pressão uma da outra. Todo o conjunto estator-rotor-placas é imerso em óleo, que fornece lubrificação, selagem e resfriamento a este conjunto.

A Fig. 6.6 ilustra o funcionamento deste tipo de bomba. Quando a palheta A passa pelo orifício

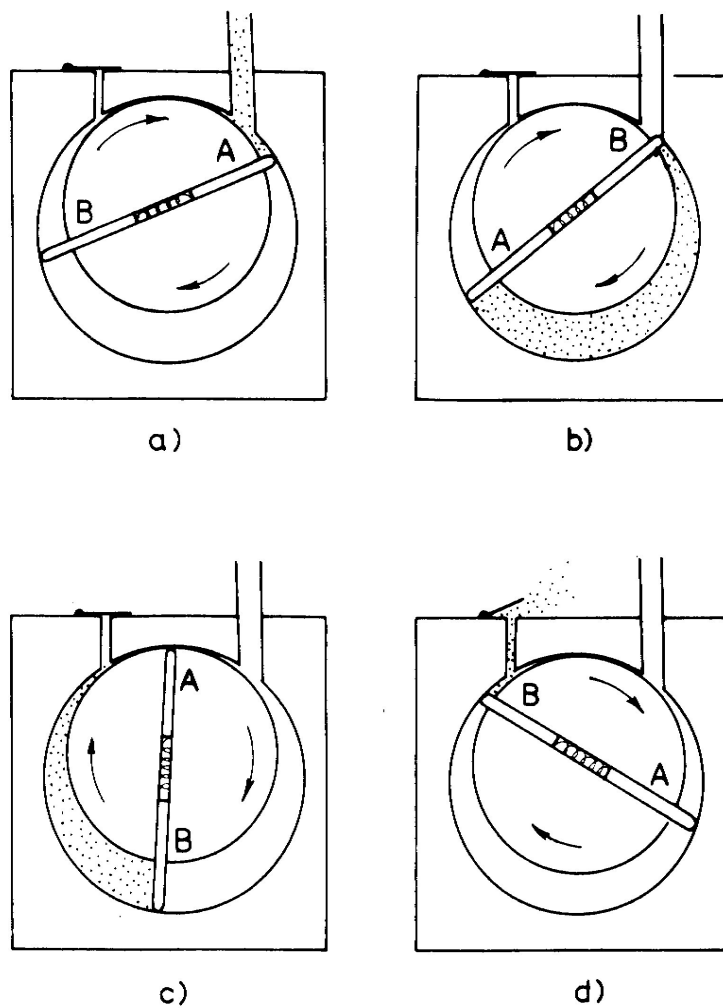


Fig. 6.6: Esquema de funcionamento de uma bomba de palhetas de um estágio. (Fig. 5.11 Roth pg 209)

entrada de gás, a câmara a ser evacuada é colocada em contacto com o volume limitado pelo estator, pelo selo superior, pelo rotor e pela própria palheta. Este volume aumenta à medida que a palheta avança, produzindo um abaixamento de pressão na câmara, que continua até que a palheta B passe pela entrada, quando então o gás neste volume é isolado entre as duas palhetas. À medida que a rotação continua, o gás isolado passa a ser comprimido pela palheta B, até atingir pressão suficiente (aproximadamente 850 torr) para abrir a válvula de saída e ir para a atmosfera. Uma vez que ambas as palhetas atuam sequencialmente, em uma rotação um volume igual ao dobro do mostrado na Fig. 6.6b é retirado da câmara pela bomba, ou seja, a velocidade de bombeamento deste tipo de bomba pode ser escrito: $S = 2 V n$, em que V é o volume entre as palhetas na posição da Fig. 6.6b e n é o número de rotações do motor por unidade de tempo.

Os contactos das palhetas e do rotor com o estator formam 3 câmaras separadas (veja Fig. 6.6d) que contém gás em diferentes pressões, e devem portanto serem estanques para vácuo (vacuum tight), principalmente o selo superior, que deve conter gás a pressão acima da atmosférica. Por essa razão, como já apontado acima, as superfícies interna do estator e externas do rotor e das palhetas devem ser cuidadosamente usinadas, e deve-se ter o máximo cuidado para evitar a presença de qualquer elemento abrasivo nestas superfícies, ou qualquer gás corrosivo nesta câmara interna.

Em princípio, a menor pressão que este tipo de bomba pode alcançar é determinado apenas pelo fato de que o gás é comprimido em um pequeno, mas finito, volume morto. Quando a pressão

do sistema evacuado fica tão baixa que na máxima compressão o gás não atinge a pressão necessária para abrir a válvula de saída, o gás fica retido no corpo da bomba, e subsequente bombeamento apenas re-expande e re-comprime o mesmo gás, sem mais abaixamento da pressão da câmara evacuada. A razão entre a pressão de exaustão e a pressão de entrada da bomba é chamada taxa de compressão da bomba. Para produzir pressões da ordem de 10^{-2} torr, deve-se ter bombas com taxas de compressão de 10^5 . Além de fornecer lubrificação e selamento, o óleo também serve para diminuir o volume morto, aumentando a taxa de compressão.

A mínima pressão obtida por uma bomba de palhetas rotativas de um estágio, medida por um medidor tipo McLeod (ver cap.VII) é da ordem de $5 \cdot 10^{-3}$ torr. Esta mesma pressão medida por um medidor tipo Pirani (ver cap. VII) dá valores da ordem de 10^{-2} torr. Esta discrepância jaz no princípio de medida dos dois medidores, evidentemente, e tem sua origem na pressão de vapor do óleo da bomba e nos produtos gasosos de sua decomposição.

A conexão em paralelo de dois sistemas rotor-estator dará duas vezes a velocidade de bombeamento, mas com a mesma pressão mínima. Por outro lado, a conexão em série de dois conjuntos rotor-estator (dois estágios de bombeamento) resulta em pressão mínima significativamente menor para o conjunto. A fig. 6.7 ilustra a curva de velocidade de bombeamento para um estágio e dois estágios.

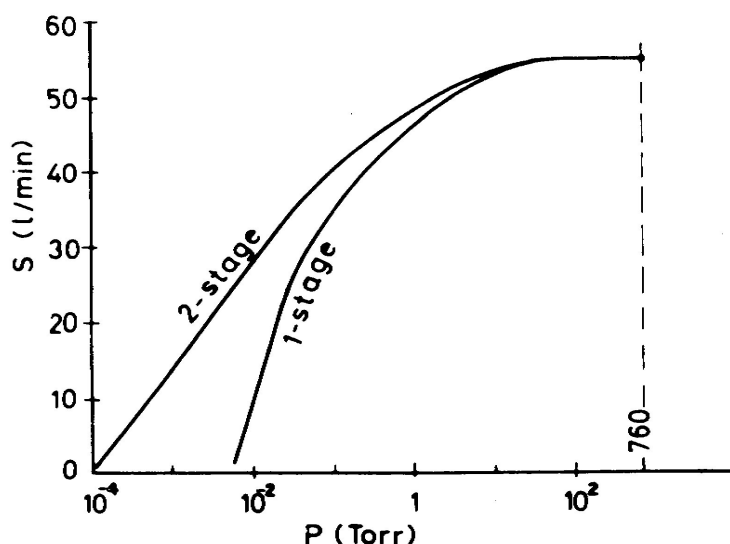


Fig. 6.7: Curvas de velocidades de bombeamento para bombas de palhetas rotativas de um e de dois estágios (Fig. 5.12 Roth, pg 210)

Vê-se que a bomba de duplo estágio pode alcançar pressão mínima da ordem de 10^{-4} torr (McLeod) ou $2 \cdot 10^{-3}$ torr (Pirani). Nota-se também que a velocidade de bombeamento é constante desde a pressão atmosférica até da ordem de 10 torr, quando começa a variar, chegando até zero para a mínima pressão da bomba.

Lastro de Gás (gas ballast)

Muitas vezes encontramos situações em que a bomba mecânica deve bombear vapores condensáveis junto com o ar da câmara. Em geral, trata-se de água, mas pode-se encontrar também solventes como acetona, éter, etc.. Em todos estes casos existe a possibilidade do vapor condensar durante o estágio de compressão da bomba, uma vez que, como já citado acima, estas bombas têm grandes taxas de compressão (10^5). A fig. 6.8a ilustra a situação do bombeamento de uma mistura de

ar-vapor sem o uso de lastro de gás.

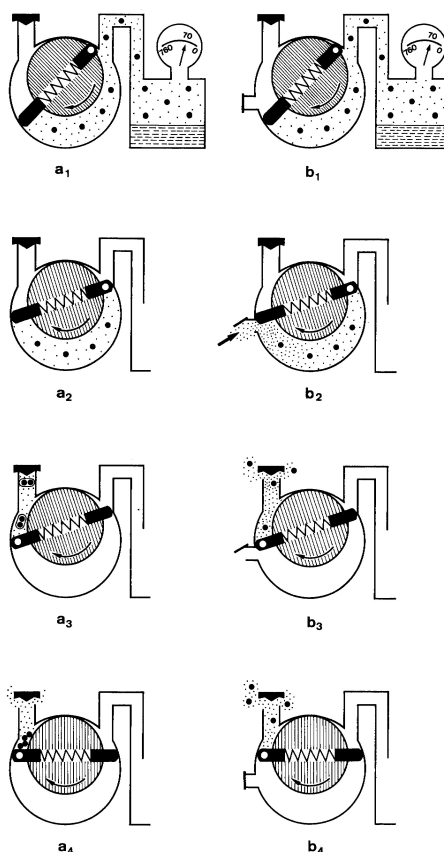


Fig. 6.8: Bombeamento sem (lado esquerdo) e com (lado direito) lastro de gás para bomba de palhetas rotativas (Fig. 11.1, cat. Leybold, pg 11)

Observa-se a condensação do vapor no estágio final de compressão. Quando isso acontece, a mistura ar-vapor pode não atingir a pressão de abertura da válvula de exaustão, e neste caso o líquido condensado pode se misturar ao óleo. Se o vapor for um solvente, esta mistura pode alterar profundamente as propriedades lubrificantes e selantes do óleo, levando a uma degradação da performance da bomba. Se o vapor for água, ela pode se emulsionar ao óleo, novamente levando a uma grande perda de performance, além de propiciar a corrosão das superfícies usinadas do rotor e do estator.

Em 1935 Gaede introduziu o dispositivo denominado de lastro de gás para prevenir a condensação de vapores no estágio de compressão (veja a Fig. 6.8b). Trata-se de uma válvula que se abre para a atmosfera após o volume da mistura ar-vapor ter sido isolada da câmara a ser evacuada, e que deixa entrar uma quantidade pré-determinada de ar (ou de um gás seco) na câmara. Esta quantidade de ar tem a função de reduzir a taxa de compressão da bomba a um nível que não permita a condensação do vapor. Em outras palavras, o ar que entra no volume isolado entre as palhetas abaixa a pressão parcial do vapor, de modo que, quando a mistura é comprimida, o vapor não atinge a pressão de saturação na temperatura de trabalho da bomba, e, portanto, não condensa, e é retirado da bomba junto com o ar.

O dispositivo do lastro de gás permite usar bombas de palhetas rotativas (e outras bombas

mecânicas) para bombear sistemas fortemente carregados com vapores condensáveis, como no caso de secagem de alimentos, por exemplo, sem estragar o óleo e a bomba. No entanto, a performance da bomba é diminuída com o uso do lastro de gás, pois a pressão mínima que a bomba pode atingir com ele é maior que sem ele. Por isso, em geral, para sistemas que contém pequena quantidade de vapores, usa-se o lastro de gás no estágio inicial de bombeamento, e fecha-se-o após este estágio inicial, de modo que a plena performance da bomba é usada no estágio final de bombeamento.

2) Bombas tipo Roots

Este tipo de bombas, também conhecido como sopradores Roots, têm ampla utilização na tecnologia de vácuo. Elas também podem ser consideradas um tipo de bombas secas, mas são descritas à parte devido a razões históricas e à sua importância para a tecnologia de vácuo. Elas são usadas em combinação com bombas de apoio (bombas de palhetas rotativas, de pistão rotativo, de anel líquido, etc.) e, quando de um estágio, estendem o intervalo de trabalho até a região de médio vácuo (até 10^{-3} torr). Usando-se bombas Roots de dois estágios, elas podem atingir o intervalo de alto vácuo (até 10^{-5} torr). O princípio de funcionamento das bombas Roots permite a construção de sistemas de bombeamento de altíssimas velocidades de bombeamento, até 100.000 m³/h, que são mais econômicos que, por exemplo, bombas ejetoras de vapor para trabalho no mesmo intervalo de pressões. A Fig. 6.9 ilustra um corte transversal de uma bomba tipo Roots.

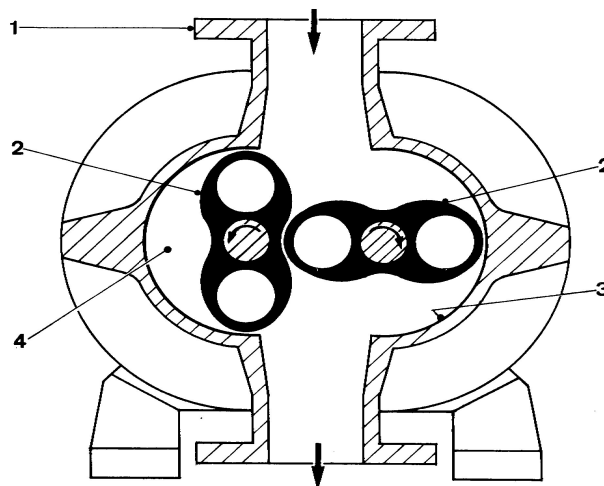


Fig. 6.9: esquema de uma bomba Roots (Fig. 13.1 manual Leybold, pg 13)

Uma bomba Roots é uma bomba rotativa de deslocamento positivo na qual dois rotores simétricos em forma de 8 giram em direções opostas dentro de um estator (Fig. 6.9). Os rotores são usinados como uma engrenagem de dois dentes, e por isso guardam sempre a mesma separação entre si, qualquer que seja a sua posição angular, e guardam também uma distância constante em relação ao estator. Ou seja, as partes da bomba Roots movem-se sem qualquer contacto entre si, e por isso podem ser acionadas sem lubrificação. Os seus movimentos são sincronizados externamente por um conjunto de engrenagens (que são lubrificadas) movimentadas por um motor. Em geral, a distância entre as partes é da ordem de 0,1 mm. Por isso estas bombas podem funcionar com grandes velocidades de rotação, o que permite as grandes velocidades de bombeamento que são típicas de conjuntos contendo bombas Roots. Também por essa razão, estas bombas praticamente não se desgastam, sendo bastante insensíveis à presença de pó. A Fig. 6.10 ilustra o funcionamento de uma bomba Roots.

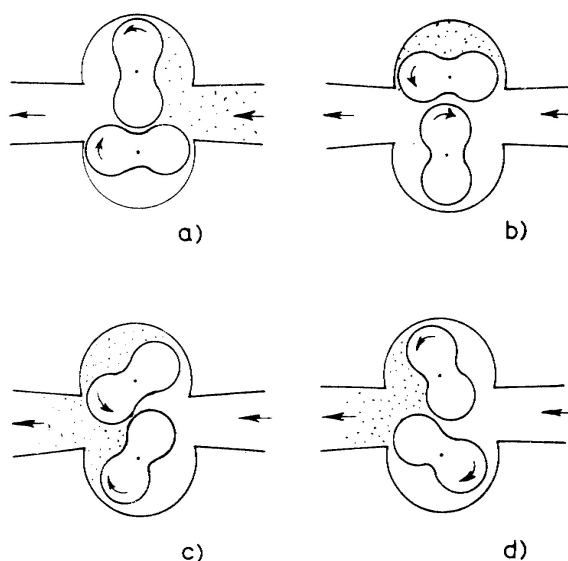


Fig. 6.10: Ação de uma bomba Roots (Fig. 5.20 Roth, pg. 216)

Por outro lado, por não terem um selo de óleo, elas apresentam o problema de retro-migração (ou retro-difusão), que é significativo em pressões relativamente altas, tornando-se menos importante na região de baixas pressões. Este efeito limita a taxa de compressão efetiva deste tipo de bomba, e por essa razão elas sempre trabalham associadas a uma bomba de apoio, como já mencionado acima. Dependendo da separação entre rotores e entre estes e o estator, a taxa de compressão atinge um máximo para uma pressão de saída (pressão de apoio) no intervalo de $4 \cdot 10^{-1}$ a 2 torr, e, para pressões mais baixas, decai muito devido ao fenômeno de retro-migração. A fig. 6.11 ilustra uma típica curva de velocidade de bombeamento em função da pressão para uma bomba Roots.

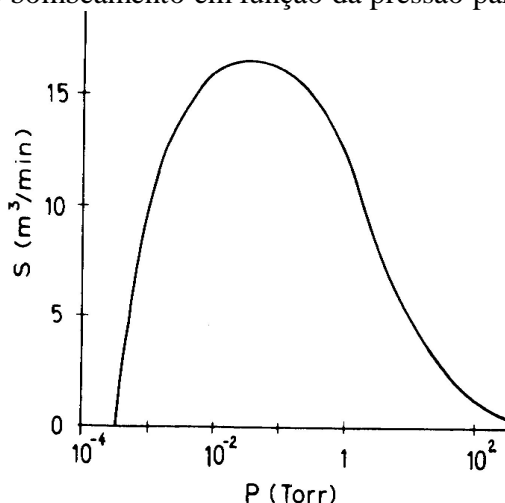


Fig. 6.11: Curva de velocidades de bombeamento para uma bomba Roots. (Fig. 5.21 Roth, pg 217)

Em pressões altas, a taxa de compressão atinge valores máximos da ordem de 3:1. A aproximadamente 1 torr, uma bomba Roots de um estágio pode atingir taxas de compressão da ordem de, ou maiores que, 50:1. Isto significa que as bombas Roots têm um comportamento bastante distinto das demais bombas, tendo uma taxa de compressão variável e dependente tanto da pressão de entrada quanto da pressão da bomba de apoio. No caso das bombas com selo de óleo, elas comprimem o gás até a pressão atmosférica independentemente da pressão da entrada, e as

bombas de vapor comprimem fazem o mesmo até uma pressão de exaustão fixa abaixo da atmosférica.

3) Bombas Secas

3.1) Bombas tipo Língua-Cavidade ("Tongue and Groove")

Bomba de princípio similar ao das bombas Roots, com formato diferente dos lobos (lobos assimétricos), que no caso presente, um deles tem duas saliências arredondadas (línguas) que se encaixam em cavidades rasas no segundo lobo, como ilustrado pela Fig. 6.12.

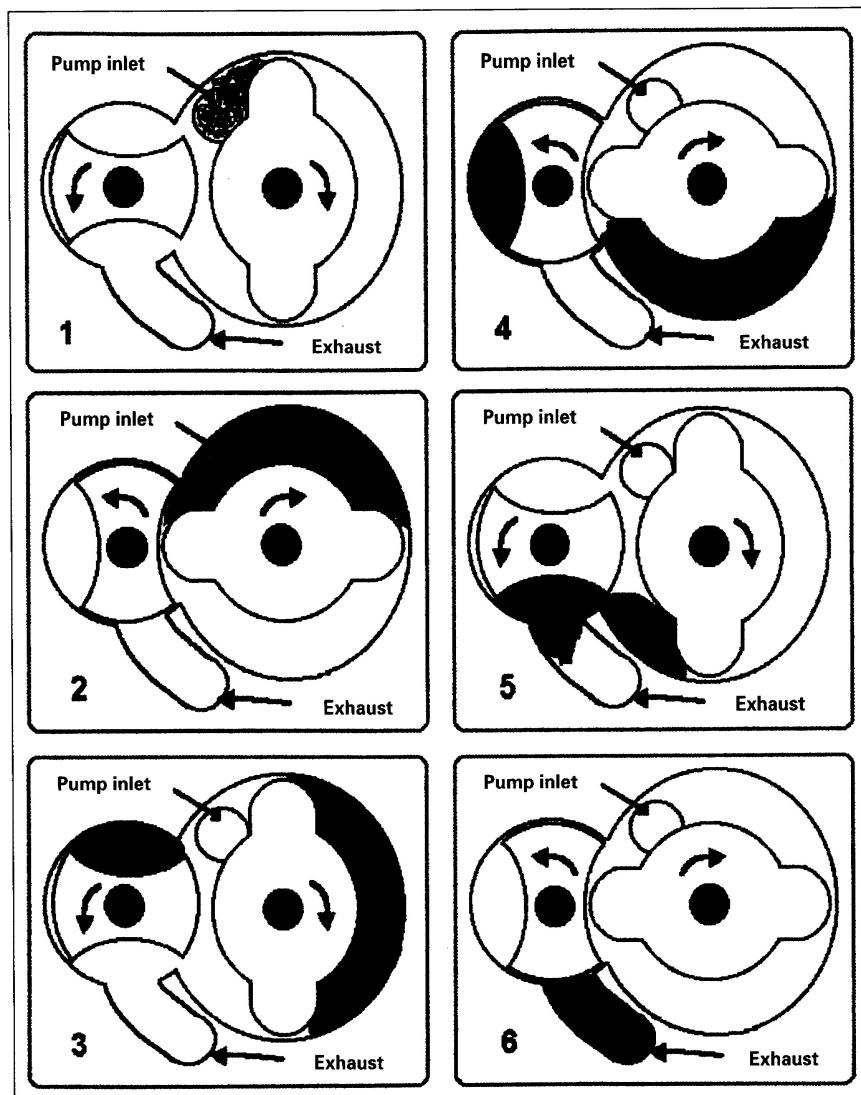


Fig. 6.12: Esquema de funcionamento de bomba tipo "Tongue and Groove" (Fig. Pg F4 catálogo Pfeiffer 2000)

Esta figura ilustra também o funcionamento deste tipo de bomba. Notamos que, como no caso das bombas Roots, os lobos giram em sentidos opostos e mantêm sempre uma distância entre si e entre eles e o estator, e seus movimentos são sincronizados por engrenagens externas. Para este tipo de

bomba, apenas o lobo com línguas comprime o gás, enquanto o lobo com as cavidades rasas arrasta o gás para a saída, havendo um intervalo em que o gás varrido por este último lobo mistura-se com o gás que é comprimido pelo lobo com línguas (estágio 4 e 5 da Fig. 6.12). Estas bombas podem atingir altas velocidades de bombeamento (até 50 m³/h), com altas velocidades de rotação (3600 rpm), e alcançando pressões mínimas de até 5.10⁻² mbar). Podem ser combinadas com bombas tipo Roots, atingindo pressões significativamente mais baixas e velocidades de bombeamento significativamente mais altas.

3.3) Bombas de Engrenagens tipo Garras (Claws)

É uma bomba bastante similar à anterior, que apresenta os lobos simétricos em formato que lembra uma garra, como ilustrado pela Fig. 6.13.

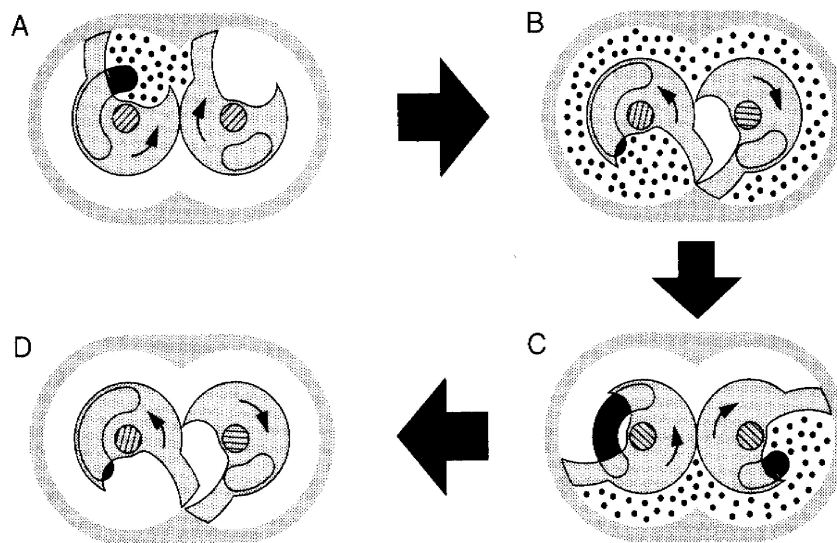


Fig. 6.13: Esquema de funcionamento de bomba de engrenagens tipo garras (fig. Pg 44 catálogo Edwards 98/99)

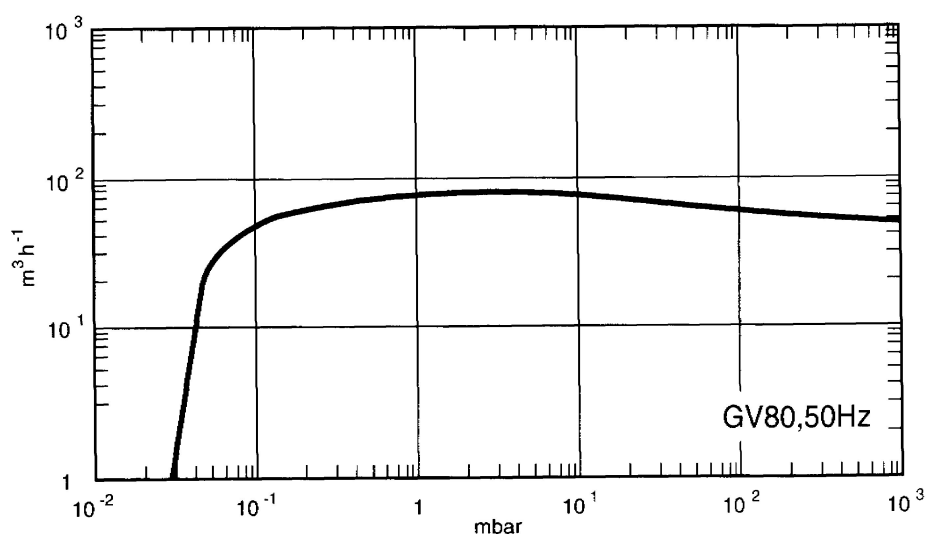


Fig. 6.14: Velocidade de Bombeamento de bomba de garras com velocidade nominal de 80 m³/h

(gráfico pg 46 catálogo Edwards 98/99)

Como anteriormente, os lobos giram em sentidos opostos e são acionados por engrenagens externas à bomba. Em uma determinada posição dos lobos a entrada do sistema a ser bombeado é exposta à câmara formada pelos lobos (Fig. 6.13A), o gás preenche essa câmara, é então isolado e comprimido pelo movimento dos lobos Fig. 6.12 B e C), e finalmente a saída é exposta e o gás é expelido para a atmosfera (Fig. 6.13 D). Estas bombas podem ter velocidades no intervalo de 90 a 540 m³/h, atingindo pressões mínimas da ordem de $8 \cdot 10^{-2}$ torr. A Fig. 6.14 mostra o gráfico da velocidade de bombeamento de uma bomba deste tipo com velocidade nominal de bombeamento de 80 m³/h.

Estas bombas, tais como as anteriores, podem ser combinadas com as bombas tipo Roots para obter pressões mínimas mais baixas e velocidades de bombeamento significativamente mais elevadas.

3.3) Bombas tipo Diafragma (ou Membrana)

É um tipo de bomba seca em que o sistema a ser bombeado é isolado da bomba por uma membrana ou diafragma elástico, e que, portanto, também é o elemento que promove a expansão e compressão necessários para deslocar o ar do sistema para a atmosfera.

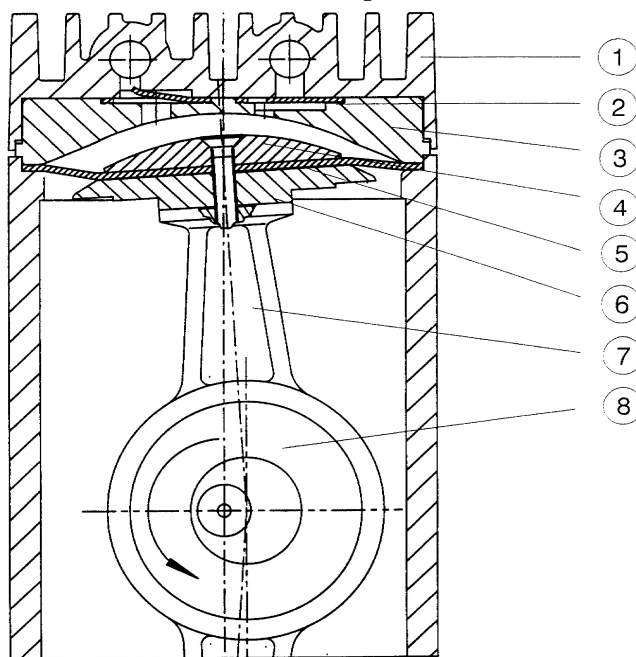


Fig. 6.15: Bomba de Membrana (fig. da apostila do curso de vácuo)

O diafragma é acionado de modo reciprocativo por um motor. A Fig. 6.15 ilustra o princípio de funcionamento, e a Fig. 6.16 dá as velocidades de bombeamento para dois modelos deste tipo de bombas.

Embora a pressão mínima atingida por estas bombas esteja no intervalo de baixo vácuo (de centenas de torr até $5 \cdot 10^{-1}$ torr), as bombas que alcançam as menores pressões podem servir de bombas de apoio para bombas turbomoleculares que possam iniciar sua operação em pressões de entrada relativamente altas. Tais arranjos formam conjuntos de bombas totalmente secas em todo o intervalo de bombeamento. Por outro lado, bombas cujas mínimas pressões estão no intervalo de centenas de torr têm muitas aplicações industriais, tais como em processos de evaporação, de secagem de alimentos ou outros itens, filtração a vácuo, impregnação, etc..

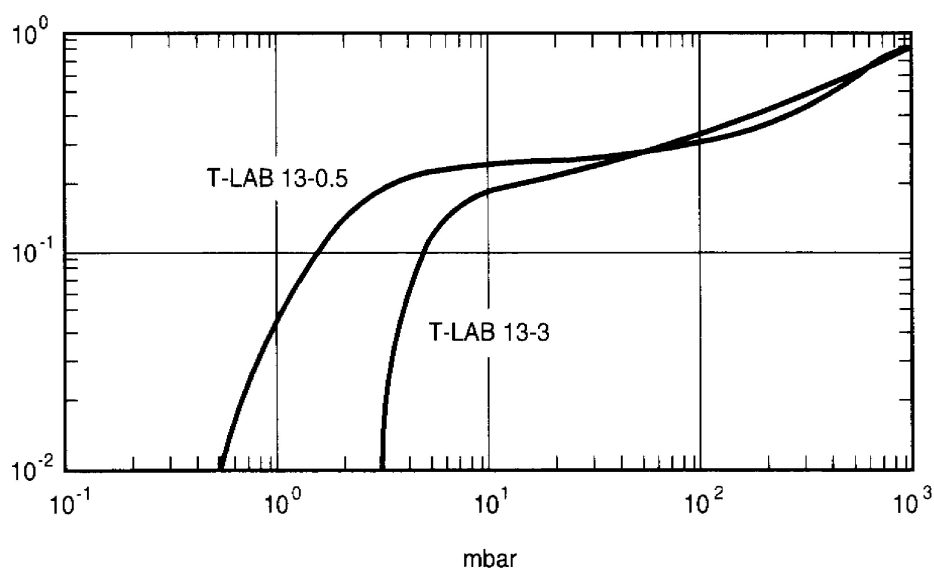


Fig. 6.16. Velocidades de bombeamento para bombas de diafragma (Fig. Pg 27 catálogo Edwards 98/99)

3.4) Bomba Seca de Rolos ("Scroll")

Este tipo de bomba utiliza cilindros fixos e outros com movimento orbital, que se movimentam sem contacto, para formar bolsões de ar de formato em crescente que são continuamente comprimidos pelo movimento orbital até serem expelidos para a atmosfera. Podem ter velocidades de bombeamento até 30 m³/h, atingindo pressões mínimas da ordem de $1 \cdot 10^{-2}$ mbar. A Fig. 6.17 mostra o gráfico de velocidades de bombeamento versus pressão para uma bomba com capacidade nominal de 15 m³/h.

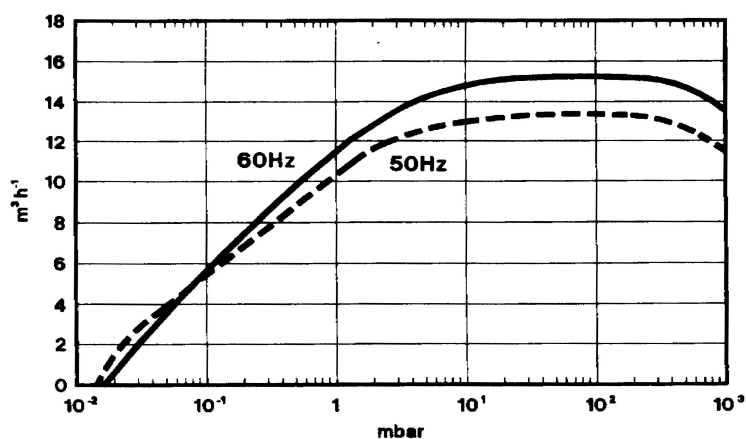


Fig. 6.17: Velocidade de bombeamento para bomba de rolos de velocidade nominal de 15 m³/h. (Fig. Pag 25 catálogo Edwards 98/99)

Este tipo de bombas podem ser usadas como bombas de apoio para bombas turbomoleculares, para detectores de vazamentos e outras aplicações que requeiram vácuo limpo na sua faixa de pressões de trabalho, que é médio vácuo.

3.4 Bombas Moleculares e Turbomoleculares

Para a obtenção de vácuo no intervalo de pressões abaixo de 10^{-3} torr é necessário o uso de bombas que lançam mão de princípios físicos diferentes do discutido até agora, tais como o fenômeno de adsorção ou absorção (bombas de sorção) ou por transferência de momentum com o uso de vapores, nas quais as moléculas do gás a ser bombeado são direcionadas em uma particular direção ou adquirem uma componente de velocidade em uma direção determinada. Ambos os tipos de bombas encontraram grande variedade de aplicações práticas: bombas de sorção produzem um vácuo extremamente limpo, mas absorvem uma quantidade limitada de gás; por outro lado, as bombas com fluidos não apresentam esta última limitação, podem ser construídas praticamente em qualquer tamanho e com altas velocidades de bombeamento, mas sofrem do problema, que pode ser significativo, de retro-migração ou retro-difusão do vapor do fluido, embora este efeito possa ser grandemente contornado pelo uso de armadilhas (como será discutido abaixo).

As bombas moleculares e turbomoleculares operam pelo princípio de transferência de momentum a partir de superfícies sólidas, e como no caso das bombas de sorção podem produzir vácuo com altíssima limpeza. Como são bombas de transferência, elas não têm a limitação das bombas de sorção quanto à quantidade de gás a ser bombeada. Vamos discutir primeiro as bombas moleculares e em seguida as turbomoleculares.

Bombas Moleculares

O conceito de bombas moleculares originou-se com Gaede em 1913, baseando-se na idéia que as moléculas, ao atingirem uma superfície, não são refletidas elásticamente, como pode-se presumir das idéias da teoria cinética dos gases, mas, ao contrário, elas aderem à superfície e nela permanecem um certo tempo, denominado tempo de residência, antes de serem dessorvidas novamente (ver início do Cap. III). Quando dessorvem, estas moléculas adquirem uma distribuição de velocidades que é isotrópica e compatível com a temperatura da parede, e com velocidade média dada pela distribuição de Maxwell. Se a parede de onde dessorvem possui uma velocidade u , esta é superposta à distribuição de velocidades de Maxwell, originando uma velocidade média em uma direção definida pelo movimento da parede, e isto dá origem a um fluxo do gás, e portanto, a parede em movimento exibe uma ação de bombeamento.

O princípio de funcionamento de uma bomba molecular tipo Gaede é ilustrado pela Fig. 6.18. Um rotor cilíndrico R de raio r girando com frequência f é atingido por moléculas que provêm da entrada A . Estas moléculas adquirem uma componente de velocidade na direção do movimento do cilindro dada por $u = 2 \pi r f$, e com isto são transportadas através do canal (do sulco) Sp de altura h até ao orifício de exaustão V . Para evitar a passagem de gás de V a A (retro-migração), V é isolado de A através de um canal barreira Sp' de altura muito menor que h , denominada h' , e, nas laterais, por espaçamentos muito pequenos entre o rotor e a parede de fechamento da câmara da bomba (o que exige estritas tolerâncias na usinagem das peças, da ordem de $10 \mu m$).

A performance destas bombas pode ser descrita em termos razoavelmente simples, e essa descrição será apresentada aqui, pois ela ilustra as principais características das bombas moleculares e turbomoleculares. Considere a Fig. 6.19, na qual as paredes do rotor (W_R) e do estator (W_S) são consideradas planas por simplicidade. A sua separação h é considerada pequena comparada com o livre caminho médio λ das moléculas do gás com densidade molecular n . Ou seja, consideramos

que as moléculas colidem essencialmente apenas com as paredes W_R e W_S .

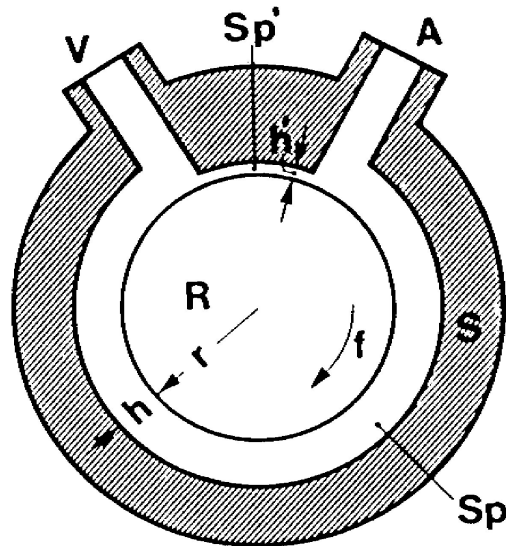


Fig. 6.18: Princípio de funcionamento de uma bomba molecular de Gaede (Fig. 7.1 Wutz pg 228)
(Completar a descrição)

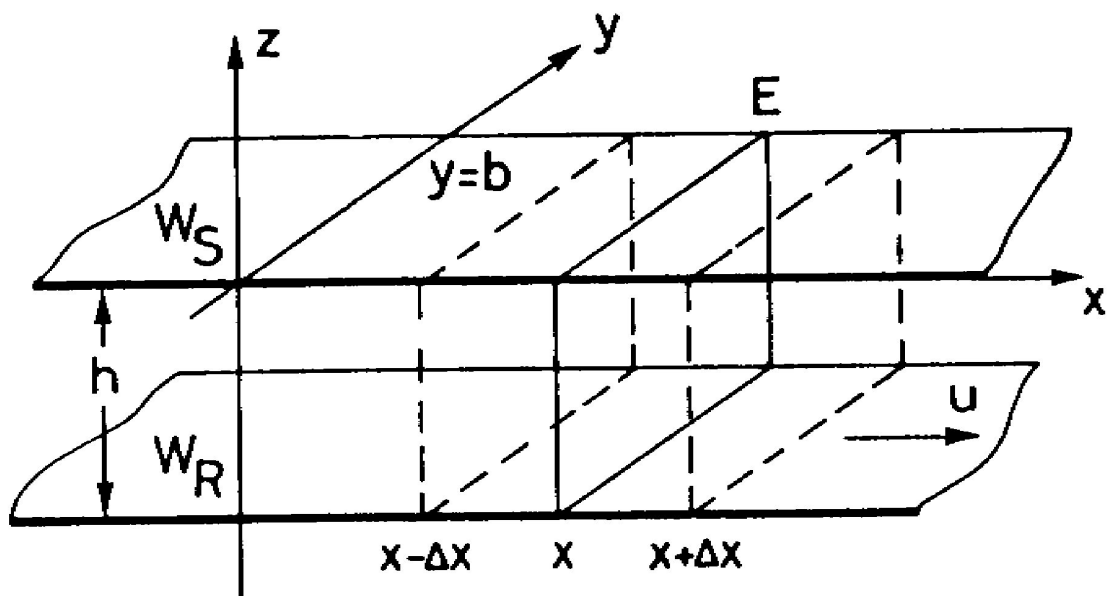


Fig. 6.19: Esquema plano de uma bomba molecular (Fig. 7.2 Wutz pg 228)

Em qualquer instante de tempo, podemos dizer que metade das moléculas terá uma componente de

velocidade u na direção x , que é a direção do movimento da parede do rotor, e a outra metade terá a distribuição de Maxwell isotrópica. Isto quer dizer que, no canal Sp , temos um fluxo de moléculas na direção x dado por $q_N = \frac{1}{2} n u b h$ (1), de onde se obtém o fluxo volumétrico q_v dado por

$$q_v = \frac{q_N}{n} = \frac{1}{2} u b h \quad (2). \text{ O fluxo volumétrico nada mais é que a velocidade de bombeamento } S.$$

Nestas expressões não se levou em conta a influência das paredes frontal e posterior da câmara da bomba, pois, se $b \gg h$, esta influência pode ser desprezada. Portanto, a velocidade de bombeamento de um arranjo como o da Fig. 6.18 é proporcional à velocidade periférica u do rotor e à área $b.h$ do canal Sp (evidentemente, não estamos levando em conta a retro-migração no canal Sp' , que é pequena pois estamos supondo $h' \ll h$). Como resultado do transporte de gás de A a V como na Fig. 6.18, temos o estabelecimento de uma diferença de pressão $p_v - p_A$ entre estas duas regiões, ou seja, temos o aparecimento de um gradiente de pressão $\frac{dp}{dx}$ entre estas duas regiões que,

evidentemente, é proporcional ao correspondente gradiente de densidade molecular $\frac{dn}{dx}$, e que origina um processo de retro-difusão de V a A , ou seja, temos o aparecimento de um contrafluxo. Considere o plano E na Fig. 6.19 na posição x , onde temos uma densidade molecular $n(x)$. Como resultado do movimento da parede temos um fluxo para a direita cruzando o plano E que é dado pela equação 1. Na posição $x + \Delta x$ temos uma densidade de partículas dada por $n(x + \Delta x)$ que é maior que $n(x)$. Analogamente, na posição $x - \Delta x$ temos a densidade $n(x - \Delta x) < n(x)$. Portanto, no plano E teremos um fluxo da direita para a esquerda não direcional (aleatório) originário do movimento aleatório das moléculas que é dado pela equação 11 do Cap. I:

$$q_{a,e} = \frac{1}{4} b h n(x + \Delta x) \bar{v}, \text{ enquanto que o fluxo da esquerda para a direita é}$$

$$q_{a,d} = \frac{1}{4} b h n(x - \Delta x) \bar{v}. \text{ O contrafluxo líquido é então } q_a = q_{a,e} - q_{a,d} = \frac{1}{2} b h \frac{dn}{dx} \bar{v} \Delta x$$

(3).

Para o uso destas equações o valor de Δx deve ser tomado como a distância à qual as moléculas tiveram seu último choque, pois é esta distância que define a distância na qual as moléculas redistribuem suas velocidades. No caso de altas pressões, esta distância deveria ser equivalente ao livre caminho médio λ , mas estamos considerando uma situação de baixas pressões e uma geometria em que $\lambda \gg h$, e estamos também considerando a situação em que a alteração das velocidades das moléculas se dá através de choques com as paredes. Por isso, podemos considerar que a distância Δx deve ser da mesma ordem de grandeza que h , ou seja, supomos que $\Delta x = \alpha h$, onde α é uma constante de proporcionalidade. Com esta aproximação, podemos escrever: $q_a = \frac{1}{2} \alpha b h^2 \bar{v} \frac{dn}{dx}$.

Portanto, o fluxo líquido de gás transportado é: $q = \frac{1}{2} u n h - \frac{1}{2} \alpha b h^2 \bar{v} \frac{dn}{dx}$ (4).

Este fluxo q é máximo quando $\frac{dn}{dx} = 0$, ou seja, quando $\frac{dp}{dx} = 0$, ou seja, no início do processo de bombeamento, quando ainda não se estabeleceu um gradiente de pressão ao longo da

periferia do rotor. Por outro lado, este fluxo é zero na situação o contrafluxo iguala o fluxo induzido pelo movimento da superfície, e é nesta situação que se consegue a máxima compressão da bomba. Ou seja, ao igualarmos a eq. 4 a zero e depois integrarmos a equação resultante, obtemos:

$$k_0 = \frac{p_v}{p_A} = \frac{n_v}{n_A} = e^{\frac{u}{\bar{v}} \frac{L}{\alpha h}} \quad (5), \text{ que dá a menor pressão possível de ser obtida pela bomba nas suas}$$

condições de operação definidas pela pressão mínima da bomba de apoio p_v e pelas características mecânicas u , h e L (que é o comprimento da periferia do rotor). A eq. 5 mostra claramente que a taxa de compressão depende exponencialmente da velocidade de rotação do rotor, e embora a eq. 5 tenha sido obtida em condições idealizadas (pois desprezou-se os efeitos do canal h' e das tolerâncias laterais), ela indica claramente que pressões muito baixas podem ser obtidas com bombas moleculares.

A conclusão mais importante a ser tirada da análise da eq. 5 é que a taxa de compressão

depende exponencialmente da razão $\frac{u}{\bar{v}}$, o que coloca a necessidade destas bombas trabalharem

com altíssimas velocidades de rotação. Além disso, como $\bar{v} \propto \frac{1}{\sqrt{M}}$, os gases com massas

moleculares altas apresentam maiores taxas de compressão. Por exemplo, se comparamos as taxas de compressão para Freon 12 (CF_2Cl_2), cuja massa molecular é 121 g/mol, e para hidrogênio, obtemos

$$\frac{k(\text{R12})}{k(\text{H}_2)} = \exp(\sqrt{(121/2)}) = 2400, \text{ ou seja, isto indica que este tipo de bombas é capaz de}$$

produzir vácuos extremamente limpos de compostos hidrocarbonetos.

Uma bomba molecular seguindo o projeto de Gaede foi construída em 1913 obtendo velocidade de bombeamento para o ar de 1,5 l/s a uma velocidade de rotação de 8200 rpm e com taxa de compressão de 10^5 . Em 1923 Holweck desenvolveu a bomba molecular descrita pela Fig. 6.20. Ela consistia de um rotor liso R e de um estator contendo um canal em forma de rosca B – B'.

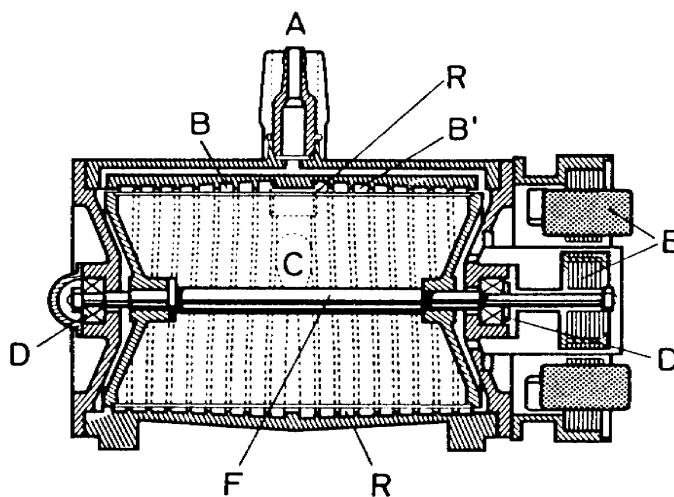


Fig. 6.20: Bomba molecular de Hollweck (Fig. 7.3 Wutz pg 230)

A flange A é a entrada para o sistema a ser bombeado, ligada à rosca B – B' pelo orifício C, enquanto a exaustão se dava por D, onde também se localizavam os rolamentos, o que era uma vantagem neste projeto. A bomba era acionada por um motor E diretamente acoplado ao eixo F do

rotor. A velocidade de bombeamento desta bomba estava no intervalo de 5 a 7 l/s com velocidade de rotação de 4500 rpm, atingindo taxa de compressão de $2 \cdot 10^7$, bastante respeitável.

Em 1943 Siegbahn desenvolveu uma bomba com um disco liso e dois canais no estator, como mostrado pela Fig. 6.21. Uma característica de ambas as bombas é que o canal em forma de rosca apresentava altura variável, diminuindo à medida que se aproximava da região de "alta" pressão, estando de acordo com a eq. 6.1 para o caso de fluxo constante ao longo do canal. Também comum a ambas é o posicionamento dos rolamentos na região de baixo vácuo.

Estas bombas não podiam competir com as bombas difusoras, pois as velocidades de bombeamento eram relativamente baixas e as dificuldades técnicas de sua fabricação eram muito altas devido às tolerâncias exigidas pelos seus projetos, pois a separação entre as superfícies em movimento e as estacionárias tinham que ser muito pequenas para manter os efeitos de retro-migração em níveis aceitáveis. Qualquer desbalanço das partes mecânicas podia provocar o emperramento das bombas. Estas desvantagens foram superadas pelo conceito de Becker de bombas turbomoleculares, vistas a seguir.

Depois do advento das bombas turbomoleculares e de vários desenvolvimentos técnicos, as bombas moleculares voltaram a ser consideradas para aplicações, agora com o rotor possuindo um conjunto de pás na região da entrada do gás, à semelhança das bombas turbomoleculares (ver abaixo), e com um design similar ao de Holweck desta região até a região de exaustão ou vácuo primário. O conjunto de pás apresenta máxima condutância para assegurar alta velocidade de bombeamento, e os subsequentes estágios moleculares (até 5) apresentando uma estrutura de canais em forma de rosca para garantir eficiência e alta compressão. A Fig. 6.22 mostra um esquema de uma bomba molecular atual. A grande característica de interesse nas bombas de arraste molecular é a alta pressão admissível da bomba de apoio, que varia de 1 torr a 40 torr (muito maior que as bombas turbomoleculares, ver abaixo), o que permite que elas sejam bombeadas por bombas

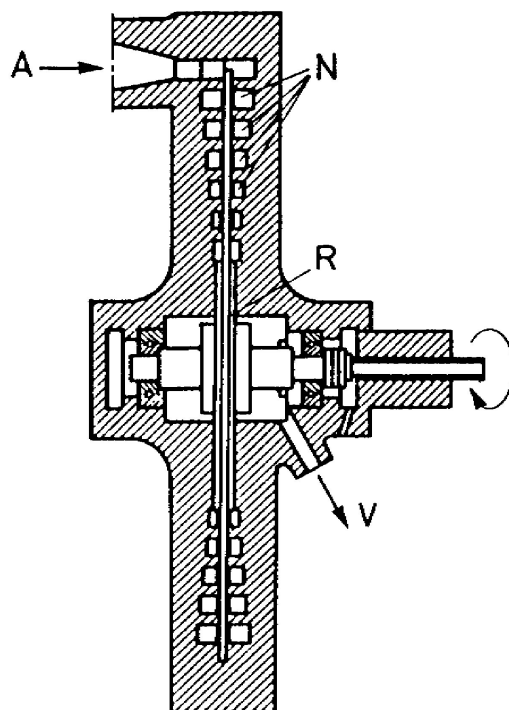


Fig. 6.21: Bomba molecular de Siegbahn (Fig. 7.4 Wutz pg 230)

simples, secas e muito baratas, como as bombas de membrana, produzindo vácuos muito limpos. A pressão mínima que estas bombas podem atingir depende do número de estágios usados em série, e varia de 10^{-5} a 10^{-7} torr quando se usa uma bomba de apoio de membrana. Elas podem apresentar altas taxas de compressão, como 10^9 para N_2 , mas as velocidades de bombeamento não são muito elevadas.

Bombas Turbomoleculares

As bombas turbomoleculares (BTM) foram inventadas por W. Becker em 1956 e tornadas disponíveis comercialmente em 1957. A diferença com as bombas moleculares prévias foi o novo conceito do rotor com pás à semelhança de turbinas, o que permitiu altas velocidades de bombeamento com espaçamentos entre as partes de 1 mm ou mais, o que eliminou os grandes problemas de tolerâncias encontrados nas bombas moleculares do tipo Gaede.

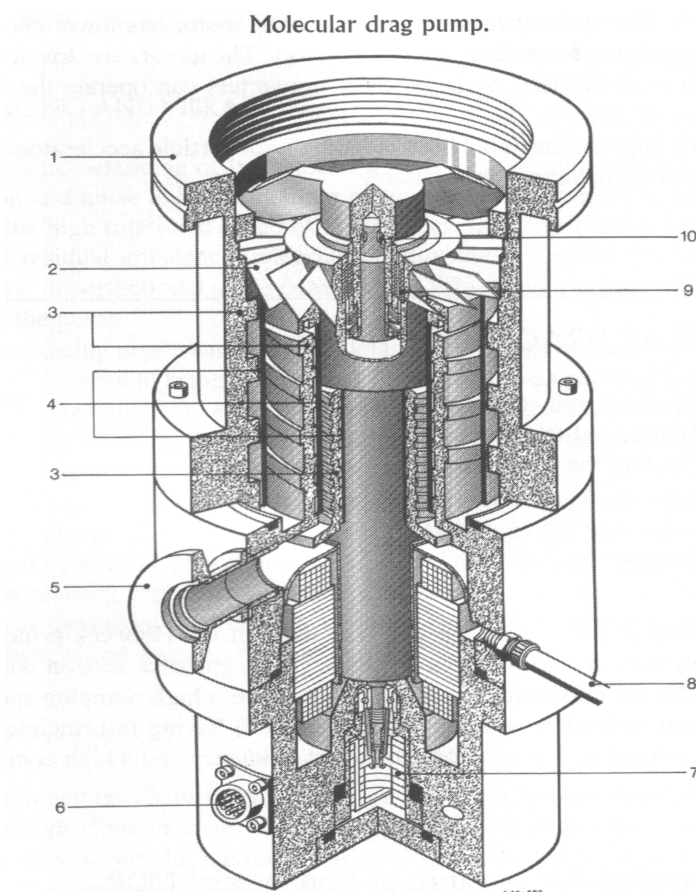


Fig. 6.22: Esquema de bomba molecular (Fig. 7 Handbook pg 196)

A Fig. 6.23 mostra o projeto de Becker de uma bomba de fluxo duplo horizontal, e a Fig. 6.24 é uma fotografia de uma bomba deste tipo. Tanto o rotor quanto o estator possuem pás voltadas umas para as outras de modo muito similar à morfologia encontrada em turbinas. Ambos (rotor e estator) são fabricados a partir de discos de uma liga especial de alumínio com as pás sendo usinadas como lâminas posicionadas no ângulo desejado e de modo tal que o seu espaçamento radial é constante. A Fig. 6.25 mostra uma vista radial da periferia de um conjunto rotor-estator.

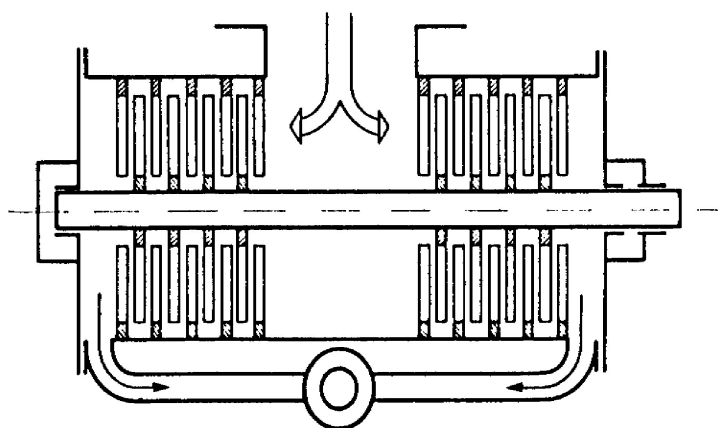


Fig. 6.23: Esquema do projeto da bomba turbomolecular de Becker (Fig. 7.5a Wutz pg 231)

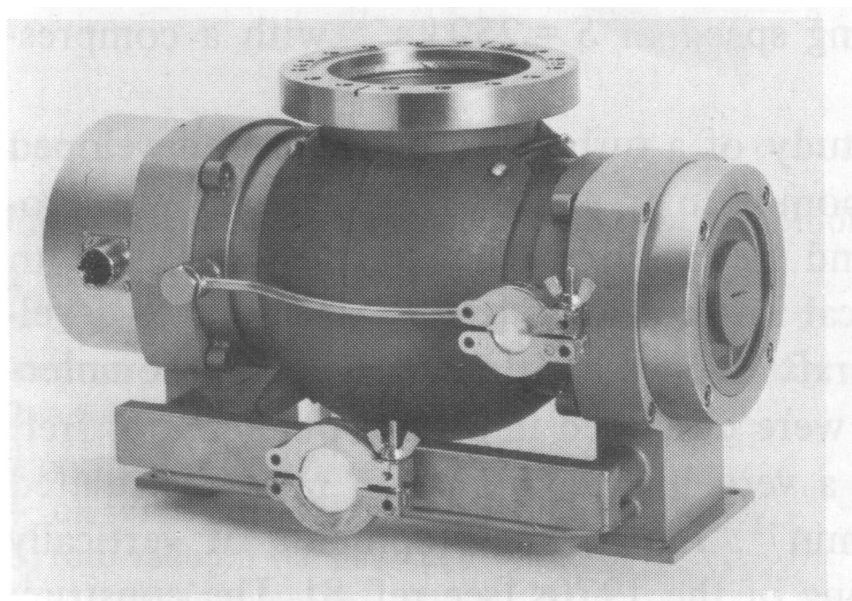


Fig. 6.24: Foto de uma bomba de fluxo duplo horizontal (Leybold) (Fig. 7.5b Wutz pg 231)

As moléculas de gás colhidas nos interstícios das pás que estão em movimento são projetadas preferencialmente na direção dos interstícios das pás estacionárias, o que estabelece o fluxo de gás na direção desejada. Ou seja, as BTM's funcionam pelo princípio de transferência de momentum, embora o mecanismo para isso acontecer envolva, como no caso das bombas moleculares, o fenômeno da adsorção na superfície em movimento.

Para calcular a performance de uma BTM, precisamos calcular este parâmetro para um disco, e depois, tomar em conta todos os discos da bomba. Para cada disco, precisamos conhecer dois fatores, a máxima taxa de compressão K_{max} a fluxo nulo e a máxima velocidade de bombeamento S_{max} , que é obtida quando a pressão em ambos os lados do disco é a mesma. Estes valores dependem das probabilidades de transmissão das moléculas que se movem na direção do bombeamento e em contrafluxo.

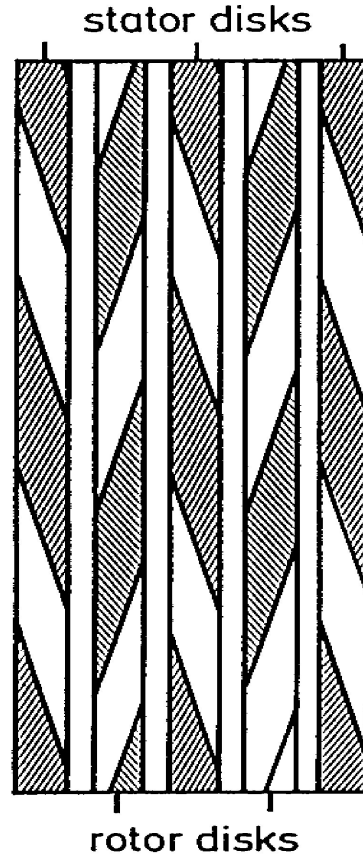


Fig. 6.25: Vista frontal do conjunto rotor-estator de uma BTM (Fig. 7.6 Wutz pg 231)

Para o escoamento molecular, estas probabilidades dependem da razão $\frac{u}{\bar{v}}$ em que u é a velocidade da pá e \bar{v} é a velocidade média Maxwelliana das moléculas e do ângulo α em que as pás são "torcidas", mas não dependem da pressão do gás. Como acontece com as bombas moleculares, K_{\max} depende exponencialmente da velocidade da pá, de um fator geométrico específico para o tipo de bomba (geometria rotor-estator) e da raiz quadrada da massa molecular do gás: $K_{\max} \propto e^{\sqrt{M} u g}$, enquanto a velocidade máxima de bombeamento é proporcional ao produto de um fator G relativo à geometria rotor-estator e da velocidade da pá u , sendo independente do tipo de gás bombeado e da pressão: $S_{\max} \propto u G$. Um disco em operação funciona entre estes dois extremos. Para condições reais de bombeamento em que o disco tem velocidade de bombeamento real S e pressões diferentes entre os seus dois lados, e a taxa de compressão pode ser escrita $K = \frac{p_v}{p_A}$ (p_v = pressão da exaustão, p_A = pressão na entrada da bomba), tem-se a seguinte relação entre a compressão K e a velocidade real de bombeamento:

$$S = S_{\max} \frac{K_{\max} - K}{K_{\max} - 1} \quad (6). \text{ Cálculos mais precisos devem levar em conta a tolerância entre o}$$

diâmetro externo do rotor e o diâmetro interno do estator, além da variação da geometria das pás com o raio.

As BTM's são montadas com vários discos em série com pás de diferentes geometrias. Cada disco pode ser encarado como uma bomba separada. Se a velocidade de bombeamento S_v do disco subsequente na direção do fluxo do gás é conhecida e a corrente molecular é constante, K na equação 6 pode ser substituído por S/S_v , e, começando com a velocidade de bombeamento S_v da bomba de apoio, e usando os valores de S_{\max} e K_{\max} para o primeiro disco do lado da exaustão, a velocidade real de bombeamento para este disco pode ser calculada, e, a partir daí, pode-se calcular para o segundo, etc, obtendo-se, no final a velocidade de bombeamento da bomba no regime molecular. Como acontece no caso da bomba molecular, também a velocidade de bombeamento da BTM depende da pressão na sua saída, ou seja, na mínima pressão da bomba de apoio, e também da sua velocidade de bombeamento S_v . Se K_{\max} para um determinado gás é pequena, a velocidade de bombeamento para este gás é função da razão S/S_v . Por exemplo, uma bomba com K_{\max} pequeno para H_2 necessita de uma bomba de apoio maior para poder bombear o hidrogênio mais efetivamente.

A velocidade de bombeamento e a taxa de compressão de uma BTM decresce acima de pressões da ordem de 10^{-3} torr por causa da interação entre as moléculas umas com as outras, pois nesse limite o livre caminho médio começa a ficar pequeno comparado com as dimensões dos elementos da bomba, e o fluxo começa a deixar de ser molecular. Como já colocado acima, a mínima pressão p_{\min} que uma BTM pode atingir é função direta da pressão mínima p_v na sua exaustão, e

pode ser calculada da expressão para a taxa de compressão: $p_{\min} = \frac{p_v}{K_{\max}}$. O aumento de K_{\max} com

o peso molecular do gás implica que gases pesados são altamente comprimidos e têm uma probabilidade de retro-migração muito pequena, e esta é a razão pela qual estas bombas produzem vácuos extremamente limpos e livres de hidrocarbonetos. A menor taxa de compressão para os gases leves é a razão pela qual a composição dos gases residuais resultantes do bombeamento de um sistema por uma BTM é rica em H_2 . Obviamente, isto vale quando a câmara é selada com anéis metálicos; se a selagem é feita com elastômeros, a composição da atmosfera residual pode conter outros gases principais.

A Fig. 6.26 mostra curvas para a taxa de compressão de uma BTM com velocidade de bombeamento nominal de 1500 l/s como função da pressão mínima de exaustão para nitrogênio, hélio e hidrogênio. Fig. 6.27 mostra gráficos de velocidade de bombeamento para uma BTM de velocidade nominal de bombeamento de 145 l/s, utilizada com bomba de apoio de palhetas rotativas (duplo estágio) de velocidade 11 l/s. Note-se que quanto maior a massa molecular do gás, maior a velocidade de bombeamento, como já colocado acima. Por outro lado, a condutância da entrada da bomba é menor quanto maior a massa molecular do gás, e isso tem a tendência de contrabalançar a maior velocidade de bombeamento para os gases mais pesados. Note-se também que em um grande intervalo de pressões de entrada a velocidade de bombeamento é constante, decaindo marcadamente para pressões acima de 10^{-3} (como já comentado acima), embora o motor mantenha a mesma velocidade de rotação até pressões ao redor de 1 mbar. Por outro lado, é necessário fazer notar que, embora haja um decréscimo na velocidade de bombeamento entre 10^{-3} e 10^{-1} mbar, ocorre simultaneamente um máximo no fluxo de massa $Q = pS$ neste intervalo de pressões. Isto significa que as BTM's podem ser empregadas eficientemente em pressões de entrada relativamente altas, resultando em uma considerável diminuição no tempo para bombeamento de um sistema.

A velocidade de bombeamento da bomba de apoio pode ter um efeito significativo na velocidade de bombeamento de uma BTM na região de alta pressão, como mostrado pela Fig. 6.28.

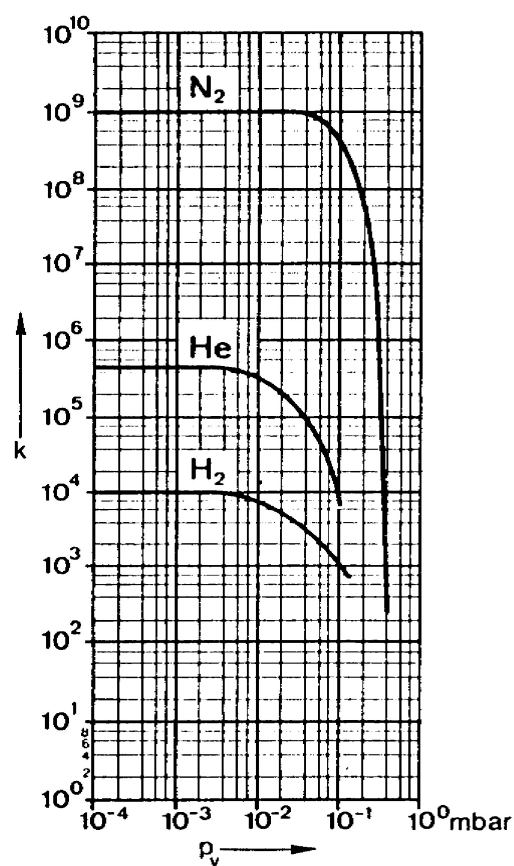


Fig. 6.26: Taxa de compressão como função da pressão de exaustão para vários gases, BTM de $S = 1500$ l/s (fig. 7.16 Wutz pg 243)

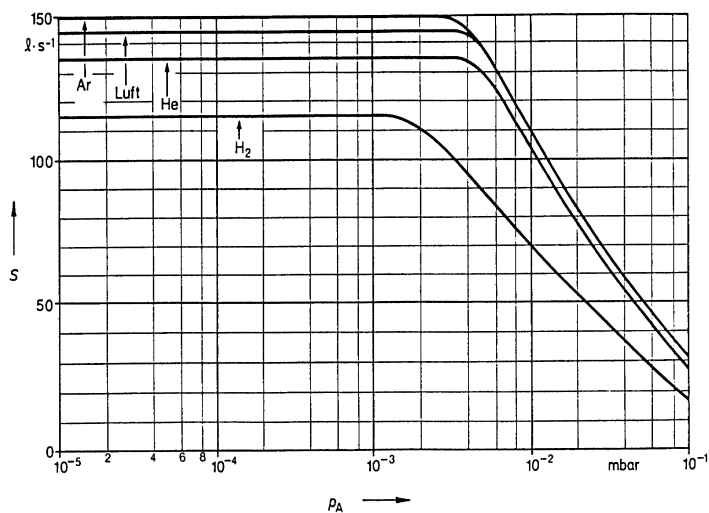


Fig. 6.27: Velocidade de bombeamento para diferentes gases em função da pressão na entrada da BTM (velocidade nominal de bombeamento de 145 l/s)

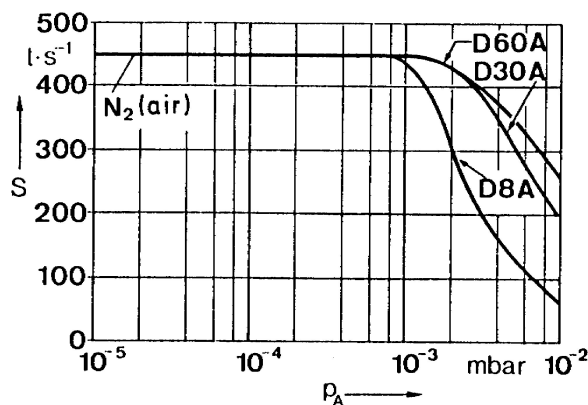


Fig. 6.28: Dependência da velocidade de bombeamento de uma BTM em função da capacidade da bomba de apoio (Fig. 7.13 Wutz pg 242)

Se a bomba de apoio tem uma capacidade muito pequena, então o efeito é o de estrangular a BTM (que no nosso exemplo tem velocidade de 450 l/s), como pode ser visto da curva marcada D8A, que corresponde a uma bomba de apoio de capacidade 8 m³/h. Quando se coloca uma bomba de apoio de capacidade 30 m³/h, vemos uma mudança significativa na velocidade de bombeamento em altas pressões. Passando para uma bomba de apoio de 60 m³/h, vemos que a melhoria não é muito significativa, indicando que, por razões econômicas, esta BTM deve funcionar com uma bomba de apoio de 30 m³/h.

A velocidade de bombeamento de uma BTM também depende da rotação do rotor, como mostrado pela Fig. 6.29 para uma bomba com velocidade nominal de bombeamento para o ar de 450 l/s. A frequência de rotação nominal para esta bomba é de 24.000 rpm, para a qual ela atinge a velocidade de bombeamento nominal de 450 l/s. Em rotações mais baixas a velocidade de bombeamento é correspondentemente menor, mas ainda é bastante considerável. Isto implica que mesmo durante o período de inicialização da bomba, quando ela está acelerando até a rotação de trabalho, ela possui grande capacidade de bombeamento, o que contribui significativamente para diminuir o tempo de bombeamento. Ao aumentarmos a velocidade de rotação, a velocidade de bombeamento correspondentemente aumenta.

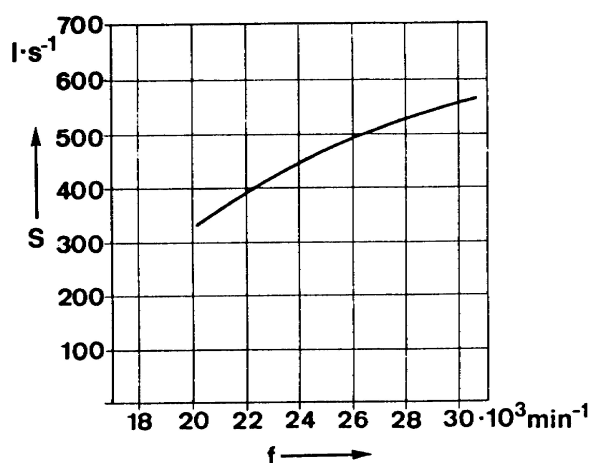


Fig. 6.29: Velocidade de bombeamento em função da velocidade de rotação (Fig. 7.15 Wutz pg 243)

No exemplo, ao aumentarmos para 30.000 rpm, a velocidade de bombeamento passa para 550 l/s. No entanto, esta maior velocidade requer mais dos rolamentos do rotor, de modo que para preservar o tempo de vida operacional da bomba recomenda-se operá-la na frequência indicada pelo fabricante.

Projeto de BTM's

A velocidade de bombeamento e a taxa de compressão de uma BTM dependem fortemente da geometria do rotor e da velocidade de rotação. Várias geometrias rotor-estator foram desenvolvidas a partir do primeiro projeto de Becker. Estas novas geometrias, aliadas a maiores velocidades de rotação, permitiram rotores muito menores e mais leves.

Uma vez que o fluxo de massa é constante em cada estágio, as pás mais próximas à entrada de uma BTM são projetadas para ter uma alta velocidade de bombeamento e baixa compressão, enquanto que as pás mais próximas à exaustão são projetadas para ter alta taxa de compressão e baixa velocidade de bombeamento. Isto é ilustrado pela Fig. 6.30, que mostra os diferentes conjuntos de pás de uma BTM, e suas diferentes inclinações. Por razões econômicas é impraticável ter cada camada de pás com inclinações diferentes. Por isso, contrói-se conjuntos de 2 a 4 camadas com a mesma inclinação, cada qual projetada para uma velocidade de bombeamento e taxa de compressão.

As primeiras BTM's comerciais foram do tipo duplo fluxo (horizontais) com rotor duplo bombeando gás de uma entrada central para as laterais, onde era retirado pela bomba de apoio. BTM's verticais ou fluxo único, utilizando rotores simples, surgiram em 1969. Os rotores duplos permitem um projeto de rolamentos mais estáveis, mais vantajosos em termos de balanceamento e de baixo nível de vibrações. Os rotores simples apresenta menores perdas por condutância na entrada, enquanto que o tipo de rotor duplo apresenta perdas dos dois lados da entrada. Atualmente, poucos modelos de BTM's comerciais são de duplo fluxo, e em geral são bombas de altas velocidades de bombeamento.

De seu aparecimento até os dias de hoje a redução de tamanho de uma BTM foi espetacular. Isso foi possível graças ao aumento da velocidade circunferencial das pás, que passou de 150 m/s em 1958 a 400 a 500 m/s hoje, e também a mudanças na geometria do rotor. Evidentemente, altas velocidades de rotação implicam grandes cargas nos rolamentos ou na suspensão dos rotores.

Atualmente, a maior parte das BTM's são equipadas com rolamentos mecânicos lubrificados, ou por uma combinação de rolamento (suspensão) magnético na parte de alto vácuo e rolamento mecânico lubrificado na região de vácuo primário. Dependendo do diâmetro do disco, a velocidade de rotação pode atingir valores de 90.000 rpm, o que é possível por avanços no projeto de rolamentos e das técnicas de balanceamento dos rotores. Hoje são cada vez mais comuns os rolamentos com esferas cerâmicas (eventualmente chamados de rolamentos cerâmicos), cuja vantagem é que, devido à menor densidade das cerâmicas (nitreto de silício) em relação aos metais, as esferas cerâmicas são submetidas a menores tensões e forças centrífugas que as metálicas, o que leva a menor desgaste dos canais metálicos que as contém. Além disso, elas são mais duras que as metálicas e apresentam maior resistência à temperatura, apresentando maior estabilidade da forma esférica e desgaste mínimo delas e dos canais. Sua superfície é mais lisa, significando menor atrito, e a combinação de materiais diferentes (esferas cerâmicas/canais de aço) evita a formação de micro "escavações". Por isso, estes rolamentos são mais confiáveis mesmo em condições de baixa lubrificação.

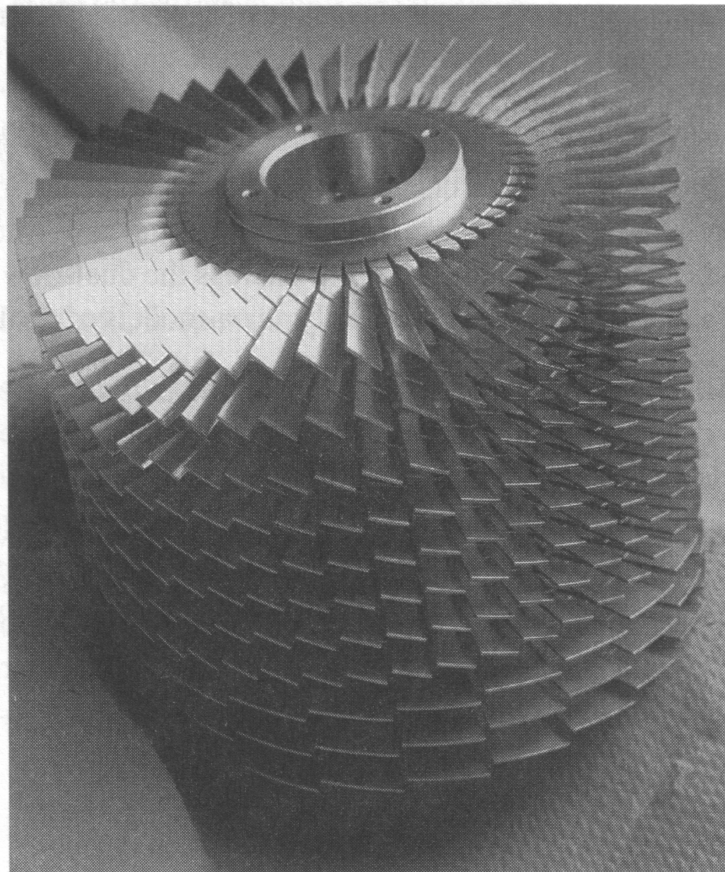


Fig. 6.30: Rotor com diferentes inclinações de pás de uma BTM (Fig. 5 Handbook pg 191)

Os lubrificantes para os rolamentos mecânicos devem satisfazer 3 condições: a) devem esfriar os rolamentos, porque, mesmo na região de vácuo primário, o calor deve ser transferido do canal interno para o externo pelo lubrificante; b) devem ter baixa pressão de vapor; c) devem ter boas propriedades lubrificantes em alta velocidade. Atualmente, a maior parte dos lubrificantes têm uma base sintética. Mesmo em baixas velocidades deve haver fluxo de lubrificante para troca de calor nos rolamentos, e para isso BTM's pequenas podem usar um sistema de "fuso", enquanto BTM's maiores usam sistemas de bombas para a circulação de lubrificantes. A utilização de rolamentos fechados lubrificados internamente com graxas permite BTM's serem colocadas em qualquer posição. A utilização de "spindle bearings" permite o armazenamento de considerável quantidade de graxa, evitando a necessidade de re-engraxamentos por toda a vida útil da bomba.

Atualmente também se dispõe de BTM's com suspensão magnética em que todos os graus de liberdade do rotor podem ser controlados eletronicamente pela unidade de controle de velocidade através do monitoramento de sensores (de posição), o que permite o re-posicionamento contínuo do rotor. Assim, não há atrito e, portanto, desgaste, e o nível de vibração chega a ser uma ordem de grandeza menor que com o uso de rolamentos mecânicos. A Fig. 6.31 mostra o esquema de uma tal BTM. Muitos modelos de BTM's usam um arranjo híbrido, com suspensão magnética na região de alto vácuo e rolamento mecânico na região de vácuo primário.

As BTM's em geral têm o rotor do motor diretamente acoplado ao rotor da bomba, e o estator ao estator da bomba. Em geral, o motor é situado na região de vácuo primário. Três diferentes tipos de motores são usados: motor DC, motor AC e motor de histerese, todos acionados por conversores de frequência. O motor DC tem menor consumo de energia e também menores

perdas.

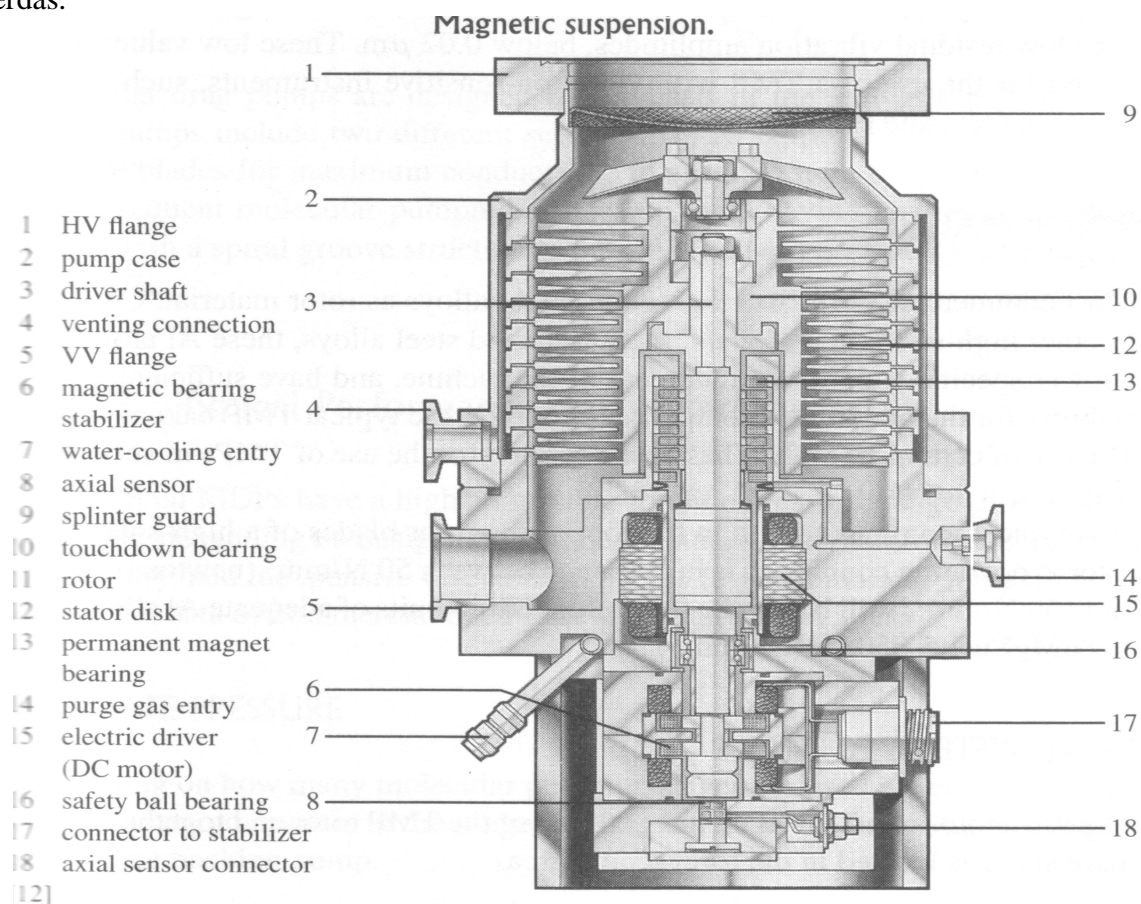


Fig. 6.31: Esquema de uma BTM com suspensão magnética (Fig. 6 Handbook pg 193)

Bombas Híbridas (Turbomolecular e de Arraste Molecular)

Como já colocado acima, bombas turbomoleculares têm alta velocidade de bombeamento mas a máxima pressão na exaustão é relativamente baixa, ao redor de 10^{-1} torr, enquanto que as de arraste molecular podem operar em pressões de exaustão muito maiores, ao redor de 10 torr ou acima, mas apresentam velocidades de bombeamento relativamente pequenas. Por esta razão, pensou-se na combinação de ambas, o que oferece a vantagem das altas velocidades de bombeamento num primeiro estágio turbomolecular, acoplada com a vantagem de altas taxas de compressão e altas pressões de exaustão de um segundo estágio de arraste molecular. Como resultado, têm-se a performance de uma BTM mas com pressões de exaustão duas ordens de grandeza maior, o que permite o uso de bombas secas, simples e baratas como bombas de apoio, conseguindo, mecanicamente, ultra-alto vácuo limpo a partir da pressão atmosférica. A Fig. 6.32 mostra o esquema de uma bomba híbrida.

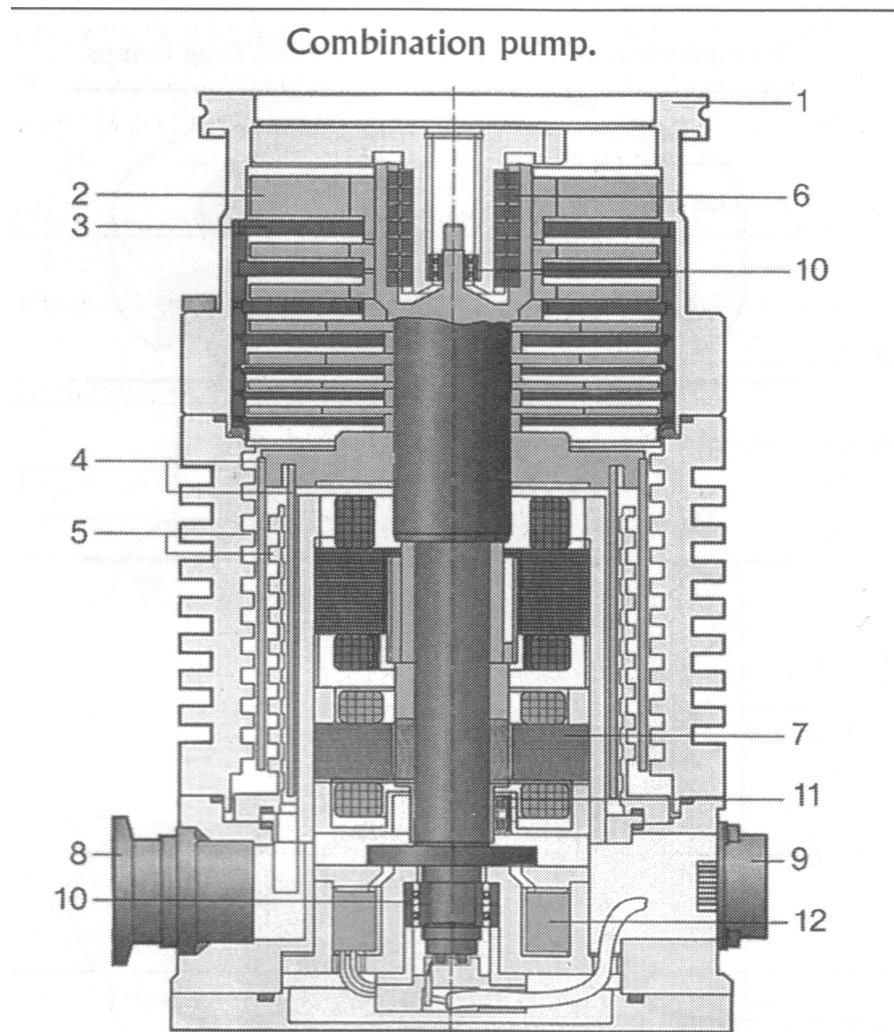


Fig. 6.32: Esquema de uma bomba híbrida (Fig. 8 Handbook pg 198)

Em geral estas bombas apresentam todos os elementos girantes em um único eixo, como mostrado na Fig. 6.32. Se estes elementos são colocados bastante próximos, o duto de gás formado de um para o outro será curto, assegurando alta condutância. Performances similares às das BTM e das bombas moleculares de arraste são obtidas para as bombas híbridas, sendo que para a maior parte das aplicações elas fornecem grandes fluxos de massa. Elas podem alcançar velocidades de bombeamento de 1500 l/s, com os modelos menores atingindo velocidades de até 90.000 rpm, e, dependendo da bomba de apoio, podem atingir pressões menores que 10^{-10} torr. É importante evitar aquecimentos acontecendo entre componentes da bomba causados por estreitamentos de partes ou provenientes de atrito do gás, o que em geral requer o gerenciamento da temperatura da bomba. O arrefecimento das bombas pode ser feito por convecção ou com ar para os modelos de menor velocidade de bombeamento, e com água para os modelos de maior velocidade de bombeamento.

4) Bombas Difusoras

Como já colocado em capítulo anterior, muitos sistemas de alto vácuo são constituídos de uma bomba mecânica e uma bomba difusora. As bombas mecânicas, usualmente de palhetas rotativas, são usadas para retirar 99,99% do ar da câmara do sistema, reduzindo a pressão ao valor correto para o funcionamento da bomba difusora. Esta operação é denominada obtenção de vácuo primário. Após isso, a bomba mecânica é desligada do sistema e usada para dar a pressão de apoio para a exaustão dos gases bombeados pela bomba difusora. As bombas difusoras são normalmente usadas quando se deseja bombeamento com altas velocidades para todos os gases por longos períodos de tempo sem assistência.

A Fig. 6.33 mostra o esquema de um corte longitudinal de uma bomba difusora de quatro estágios com uma armadilha para vapor (baffle). O corpo cilíndrico da bomba termina na parte superior na

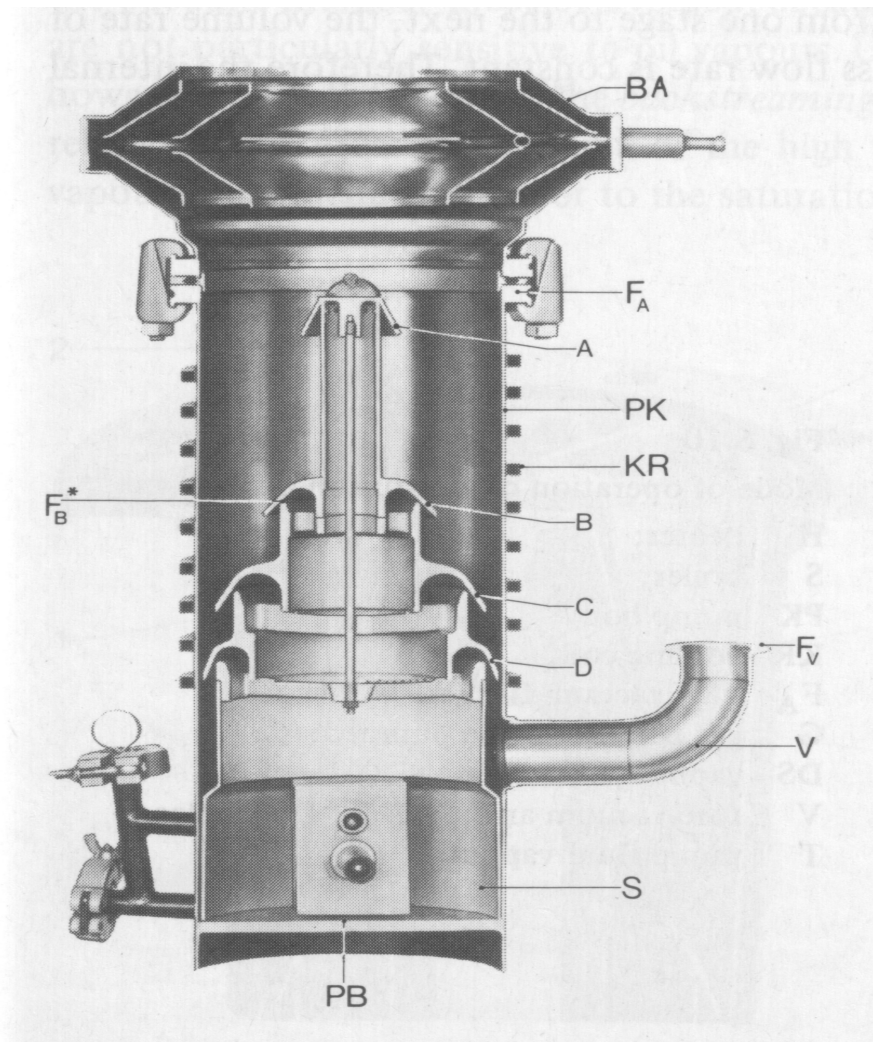
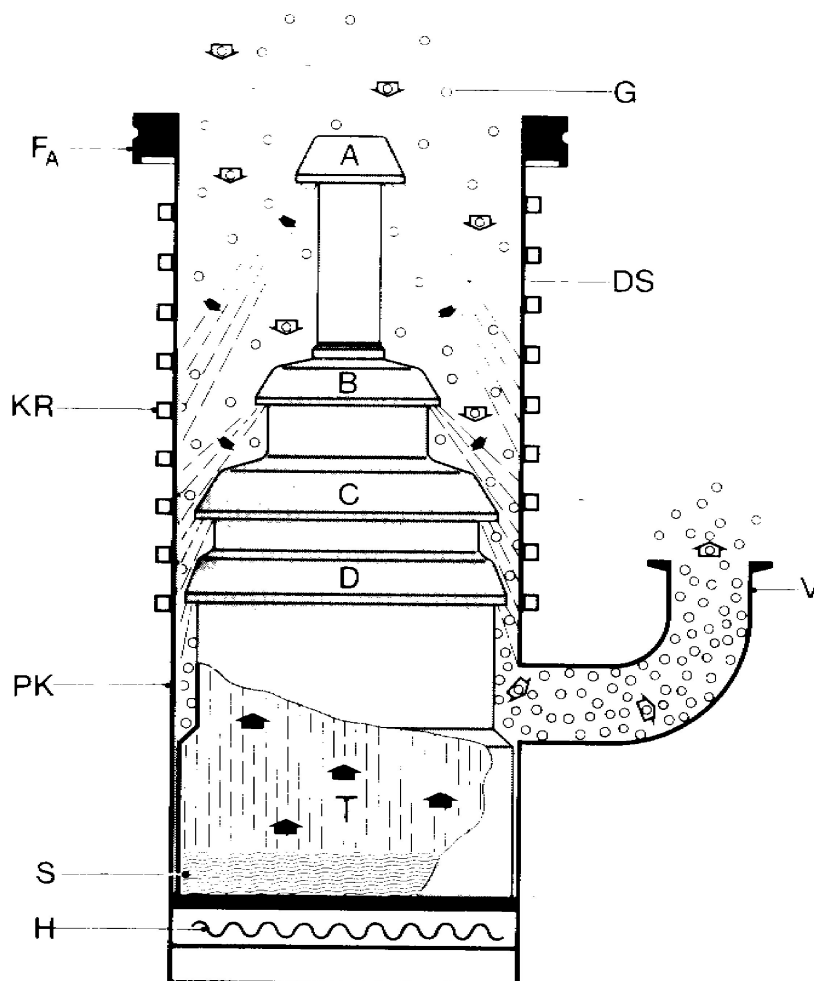


Fig. 6.33: Corte longitudinal de uma bomba difusora de quatro estágios com armadilha para vapor (Fig. 6.9 Wutz pg 207)

flange de entrada ou admissão F_A , que é ligada a uma armadilha de vapor (baffle) BA. As placas da armadilha de vapor (placas de impacto) são posicionadas de modo tal que moléculas de óleo retro-

O funcionamento da bomba difusora é ilustrado pela Fig. 6.34. O fluído da bomba é aquecido



por um elemento aquecedor que pode ser externo ou interno à bomba, até a sua vaporização, produzindo vapor com pressão interna aos bocais ejetores A – D entre 1 e 10 torr. Esse vapor sobe ao longo do corpo interno da bomba até os bocais anelares A – D, e são ejetados por esses bocais (e suas tampas) para baixo em alta velocidade. Os jatos de vapor de fluido assim gerados expandem-se a partir dos bocais até atingirem a superfície interna refrigerada da bomba. Ao atingir a superfície fria

da bomba, o vapor condensa, e escorre, retornando ao ebulidor S, onde recomeça o ciclo. Dessa maneira, são geradas regiões de jatos anelares em forma cônica entre os bocais e a parede interna da bomba, nos quais as moléculas do fluido da bomba possuem velocidades supersônicas (Mach 3 a 8). As moléculas do gás a ser bombeado entram no topo da bomba pela flange F_A e encontram o jato de vapor do bocal A, no qual entram por difusão e então adquirem uma componente de velocidade na direção do fluxo do fluido da bomba por colisões. Deste modo, elas são dirigidas para próximo estágio, enquanto o vapor de óleo deste estágio condensa e sai do processo até ser novamente evaporado. Desta maneira, a pressão do gás é aumentada até atingir o último estágio, de onde são retiradas pela bomba de apoio.

À medida que o gás sendo bombeado é comprimido de um estágio para o seguinte, a taxa volumétrica de fluxo diminui correspondentemente, uma vez que o fluxo de massa é contante. Portanto, o conjunto interno de bocais é projetado de modo a dar uma área entre os bocais e a parede interna decrescente entre cada estágio de bombeamento.

Tabela 6.1: Fluidos de bombas difusoras (Tabela 5.1 Roth pg 225)

Diffusion pump fluids.

Fluid	Chemical name	Molecular weight	Vapour pressure 25°C (Torr)	Boiling point at 10^{-2} Torr (°C)	Viscosity at 25°C (centistokes)	Ref.
Amoil S	i-diamyl sebacate	343.3	10^{-6}	111	—	(1)
Octoil	d-2-ethyl hexyl phtalate	390.3	3×10^{-7}	122	75	
Octoil S	d-2-ethyl hexyl sebacate	426.3	3×10^{-8}	1435	—	
Apiezon A	hydrocarbon	414	2×10^{-5}	—	—	(2)
„ B	„	468	4×10^{-7}	110	—	
„ C	parafinic hydrocarbon	574	4×10^{-9}	125(265*)	295	
Silicone DC 702	Methyl poly-siloxanes	530	10^{-6}	160	28	(3)
DC 703	„	570	10^{-7}	200	58	
DC 704	Phenyl poly-siloxanes	484	10^{-8}	216*	47	
DC 705	„	546	5×10^{-10}	243*	170	
Santovac 5/Conwalex 10	Mixed 5-ring polyphenil ether	447	1×10^{-9}	288*	2500	(4)
Fomblin 425/9	Perfluoro-polyether	2600	5×10^{-8}	252**	180	(5)

(1) Bendix Corp., (2) Shell Chem. Co., (3) Dow Corning Corp., (4) Hickman (1962)., (5) Edwards Co.

* Flashpoint.

** Boiling Pt. at 1 Torr.

No início do uso das bombas difusoras o único fluido a ser usado era o mercúrio. Além da desvantagem do vapor de mercúrio ser altamente venenoso, o mercúrio apresenta pressão de vapor à

temperatura da água de arrefecimento relativamente alta – $\approx 10^{-3}$ torr. Para manter uma pressão de vapor suficientemente baixa na câmara de vácuo é necessário a colocação de uma armadilha de baixa temperatura entre ela e a bomba. Atualmente bombas difusoras de mercúrio são usadas apenas em aplicações muito especiais, como em instrumentos de datação por C^{14} ou se a câmara a ser evacuada já contém vapor de mercúrio, como em retificadores a arco de mercúrio, situação em que não se requer uma armadilha refrigerada. Nos dias de hoje, os fluídos usados nas bombas difusoras são óleos minerais de alto peso molecular, óleos silicones e alguns éters polifenis. A Tabela 6.1 lista alguns dos óleos mais usados comercialmente.

Como mostrado na Tabela 6.1, existem muitos fluídos de alto peso molecular e com pressões de vapor extremamente baixas na temperatura da água de arrefecimento, e por isso em geral não há necessidade de armadilhas de baixa temperatura para se obter alto vácuo nas câmara sendo bombeadas. Por outro lado, uma considerável quantidade de moléculas do óleo de bombeamento migra para a câmara a partir do jato superior mais próximo à câmara, onde ocorre a sua condensação, o que é prejudicial para a maior parte das aplicações de alto vácuo. Esta retro-migração é quase toda prevenida (da ordem de 90%) usando-se uma capa-armadilha (cold cap baffle) imediatamente acima do bocal superior, como ilustrado pela Fig. 6.35, e resfriada por contacto térmico com a parede refrigerada da bomba.

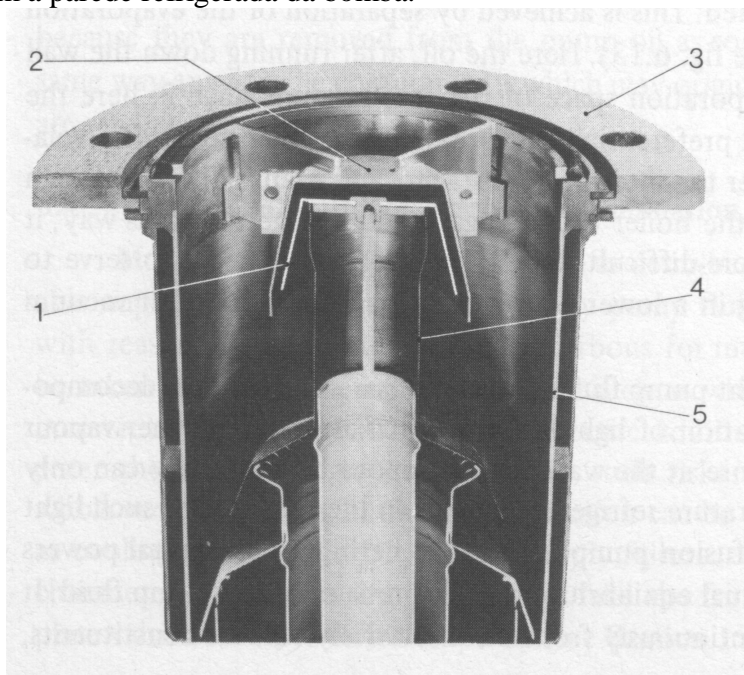


Fig. 6.35: capa-armadilha para uma bomba difusora (Fig. 6.11 Wutz pg. 209)

Para uma maior redução da retro-difusão do vapor de óleo para a câmara de vácuo, e para reduzir sua pressão de vapor na câmara à pressão de vapor na temperatura da água de arrefecimento, lança-se mão de armadilhas de vapor de placas, de discos ou do tipo chevron, refrigeradas com a água de arrefecimento, que são colocadas entre o topo da bomba e a câmara de vácuo (Fig. 6.36). Estas armadilhas possuem suas placas colocadas de modo que a linha de visada entre a bomba e a câmara sempre encontra uma de suas placas, o que torna extremamente provável o choque de uma molécula do óleo com uma das placas, e sua adesão a ela. Uma redução ainda mais efetiva é conseguida usando-se uma armadilha de vapor em que as placas são refrigeradas abaixo da temperatura ambiente, ou usando um refrigerador convencional, ou um não convencional como um refrigerador Peltier, ou utilizando nitrogênio líquido (ou armadilha criogênica); desse modo consegue-se obter condições de ultra-alto vácuo com bombas difusoras. No caso do uso destas armadilhas, o óleo que

as atinge fica tão espesso que não consegue fluir de volta à câmara de ebulição, o que exige o uso de uma capa-armadilha, refrigerada à temperatura da água de arrefecimento, de modo que a maior parte do óleo nela condensa e volta a escorrer para a câmara de ebulição.

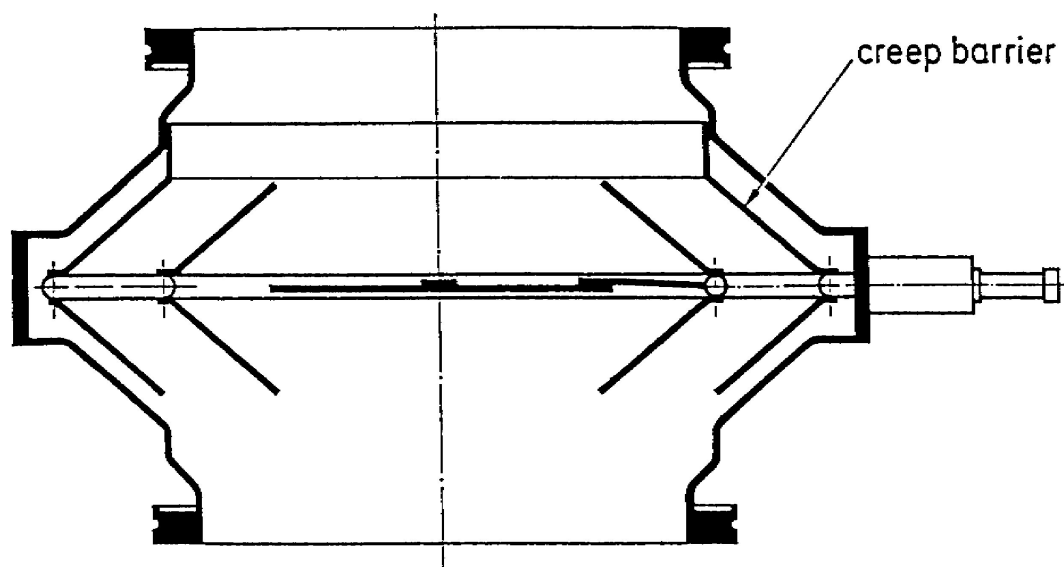


Fig. 6.36: Secção longitudinal de armadilha de vapor (Fig. 6.12 Wutz pg 210)

Para assegurar que o óleo depositado na armadilha de vapor flua para a câmara de vácuo por tensão superficial, usam-se barreiras contra este efeito consistindo de folhas finas de aço inox de baixa condutividade térmica ligando a carcaça da armadilha (não refrigerada) e a placa refrigerada da armadilha. Isto tem o efeito de fazer com que o filme de óleo na placa tenda a correr para a parte refrigerada, prevenindo a chegada do óleo à câmara de vácuo.

Bombas difusoras fracionadoras

Ao contrário do mercúrio, os óleos de alto peso molecular não são substâncias uniformes, podendo apresentar-se como mistura de várias frações de menor peso molecular, e portanto, mais voláteis. O interesse, portanto, é fazer com que as frações menos voláteis (menor pressão de vapor) sejam utilizadas como vapor no estágio superior ou central, de mais baixa pressão da bomba. Isto é conseguido incorporando à bomba o princípio do fracionamento, ilustrado pela Fig. 6.37 para uma bomba de três estágios. Para esta aplicação, o espaço interno de cada estágio é separado por uma parede cilíndrica, de forma que o óleo evaporado em cada espaço anular alimenta apenas um bocal. O óleo condensado na superfície interna do corpo da bomba escorre para a câmara de ebulição, entrando primeiro no espaço de evaporação do terceiro estágio (de pressão mais alta), onde as frações mais voláteis e mais leves evaporam, deixando o líquido enriquecido nas frações menos voláteis; a seguir, o líquido assim enriquecido penetra no espaço do estágio intermediário, onde as demais frações leves evaporam, deixando o líquido que flui para a parte do primeiro estágio (central) com as frações mais pesadas, e portanto, de menor pressão de vapor. Desta maneira, a fração do óleo a eventualmente difundir para a câmara de vácuo será a que menor pressão de vapor apresentará.

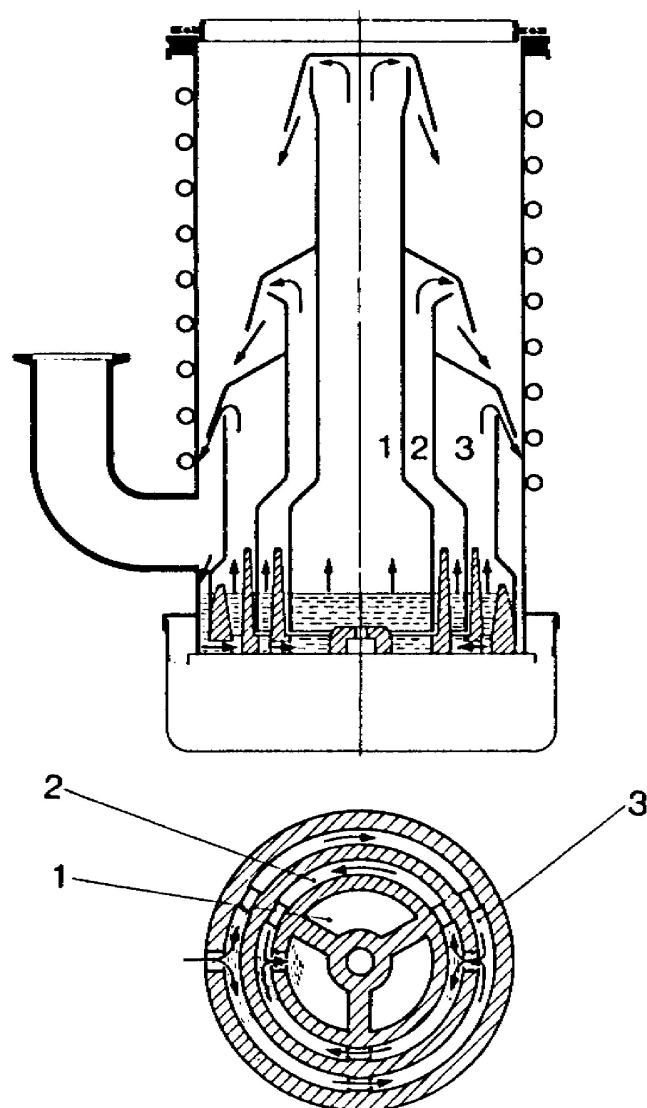


Fig. 6.37: Bomba difusora fracionadora de três estágios (Fig. 6.13 Wutz pg. 211)

Outro efeito que acontece com os óleos das bombas difusoras é a sua decomposição parcial provocada por efeitos térmicos e químicos durante a operação da bomba, resultando em frações muito leves, com alta pressão de vapor, que podem, se presentes no sistema, elevar a pressão final na câmara de vácuo várias ordens de magnitude em relação à pressão esperada da pressão de vapor do fluido original. Por isso, estas frações muito leves precisam ser retiradas do sistema, e isto é conseguido aquecendo-se a parede do corpo da bomba a aproximadamente 150°C acima da temperatura da água de arrefecimento. Este aquecimento, que é localizado abaixo do último estágio, é feito dimensionando-se corretamente a altura da espiral que conduz a água de arrefecimento em relação ao tubo que liga a bomba difusora à bomba de apoio, faz com que o óleo condensado que escorre pela parede perca, por evaporação, a fração leve quando atinge esta região aquecida, e esta porção re-evaporada nesta região é retirada do sistema pela bomba de apoio juntamente com o gás da câmara de vácuo. Esta característica também pode ser muito importante quando se está bombeando uma câmara que possui algum componente de alta pressão de vapor que se dissolve no óleo da bomba, e que é retirado imediatamente como se fosse uma fração leve do próprio óleo.

Velocidade de bombeamento e pressão de apoio crítica

A velocidade de bombeamento de uma bomba difusora é determinada pelo tamanho da abertura de entrada e pelo assim chamado fator H_0 (ver abaixo). Referindo-se à Fig. 6.34, designamos de área A (cm^2) a área do anel formado pelo corpo da bomba e o bocal superior:

$$A = \frac{\pi D^2}{4} - \frac{\pi(D-t)^2}{4}, \text{ em que } D \text{ é o diâmetro da boca da bomba e } t/2 \text{ é a separação entre a}$$

parede do corpo da bomba e o bocal superior. De acordo com considerações hidrodinâmicas, é impossível a um gás de massa molecular M e temperatura T passar por essa área a um fluxo volumétrico excedendo

$$S_{\max} = 3.64 \sqrt{\frac{T}{M}} A \quad (7), \text{ que para o ar a } 20^\circ\text{C} \text{ resulta } S_{\max} = 11,6 A \text{ l/s. A razão entre a admitância,}$$

ou seja, a velocidade de bombeamento real S na entrada da bomba e o máximo fluxo volumétrico dado pela eq. 7 é conhecido como o fator H_0 ou fator de velocidade, e designado H . Usualmente, H varia entre 0,30 e 0,45, com as bombas mais modernas atingindo valores de 0,5. Deste modo, a velocidade de bombeamento das bombas difusoras é dada por

$$S = H S_{\max} = 3.64 \sqrt{\frac{T}{M}} H \left(\frac{\pi}{4} \right) t (2D - t) \quad (8). \text{ Tomando } H = 0,4 \text{ e } t = D/3 \text{ (bombas difusoras}$$

grandes) a velocidade de bombeamento para o ar a temperatura ambiente é $S \approx 2 D^2$ l/s. Ou seja, a título de exemplo, uma bomba com velocidade de bombeamento de 1000 l/s deve ter diâmetro da entrada de $\approx 22,4$ cm, o que é muito aproximadamente comprovado pela prática.

Supondo que o fator H_0 é independente do peso molecular do gás sendo bombeado, a eq. 8 diz que a velocidade de bombeamento de uma bomba difusora é inversamente proporcional à raiz quadrada da massa molecular do gás, ou seja, gases leves são bombeados com maior velocidade que os gases mais pesados. Isto é razoavelmente bem verificado na prática. A eq. 8 também implica que a velocidade de bombeamento é independente da pressão, o que é experimentalmente verificado para intervalos de pressão de várias décadas, como mostrado pela Fig. 6.38. Na máxima pressão na qual se inicia o processo de bombeamento pelo vapor (ponto A da Fig. 6.38a), a ação de bombeamento provoca um abaixamento da pressão, e portanto, da densidade molecular, o que por sua vez provoca diminuição da retro-migração, aumentando a velocidade de bombeamento. Esta continua a crescer até que a pressão é tal que a taxa de retro-migração no bocal superior já não é determinada pela densidade do gás de entrada, mas pela taxa à qual o gás é retirado do jato de óleo (ponto B, Fig. 6.38a). A partir daí, para pressões ainda menores, a velocidade de bombeamento permanece constante neste valor máximo, como descrito pela curva ABCD na Fig. 6.38a.

A pressão mínima que a bomba pode atingir é, em princípio, determinada pela pressão de vapor do fluido da bomba, e utilizando armadilhas refrigeradas, pressões significativamente mais baixas podem ser obtidas. Na prática, todavia, a pressão mínima é ditada também pelas características do sistema sendo bombeado, pois a velocidade de bombeamento torna-se nula quando a carga de gás (proveniente de degaseificação ou de vazamentos, ou de ambos) torna-se igual à máxima taxa à qual a bomba consegue retirar o gás. Esta situação mais realista é ilustrada pela curva ABCE da Fig. 6.38a, em que a velocidade de bombeamento torna-se muito baixa para pressões menores que $5 \cdot 10^{-6}$ torr. A Fig. 6.38b ilustra o comportamento da velocidade de bombeamento para diferentes gases, incluindo as frações leves provenientes da decomposição do fluido da bomba. Notar que a mesma bomba apresenta diferentes velocidades de bombeamento para os diferentes gases e

também radicalmente diferentes pressões mínimas. Por outro lado, o comportamento de alta pressão é essencialmente o mesmo para todos os gases.

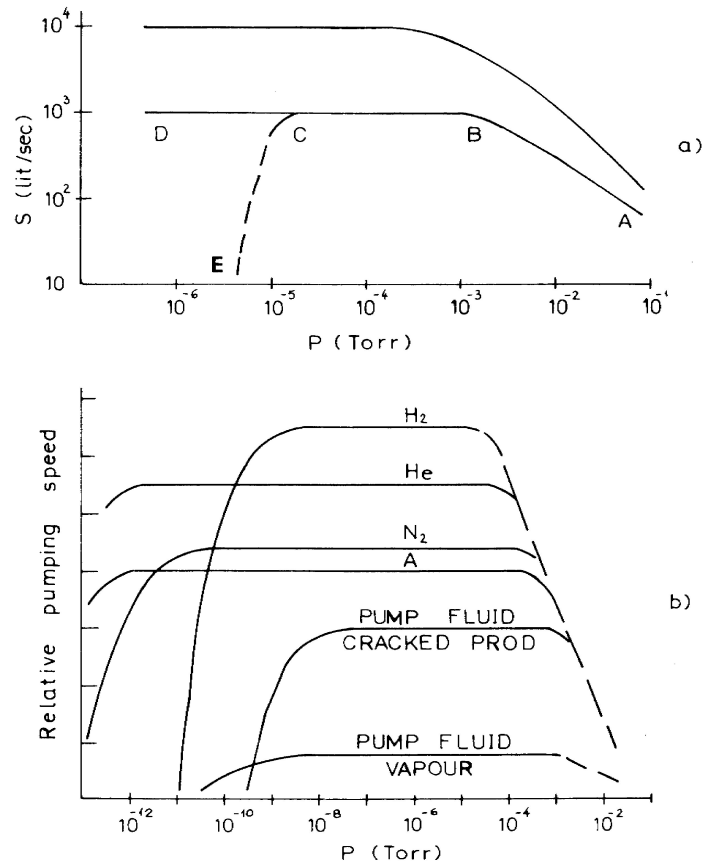


Fig. 6.38: Características típicas de velocidades de bombeamento de bombas difusoras (Fig. 5.30 Roth pg. 223)

A pressão p_A na entrada de uma bomba difusora também é uma função da pressão de apoio p_V fornecida pela bomba de apoio na sua exaustão, como ilustrado pela Fig. 6.39.

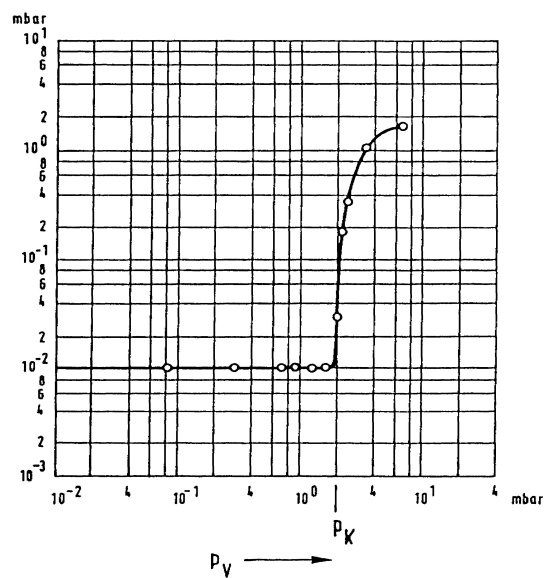


Fig. 6.39: Pressão de entrada como função da pressão de apoio (Fig. 6.15 Wutz pg. 213)

Como se observa, p_A é independente de p_v abaixo de uma determinada pressão de apoio, mas aumenta muito rapidamente para valores maiores, mas situados ao redor desta pressão de apoio crítica, o que indica que a ação de bombeamento da bomba colapsa completamente. O que acontece é que o vapor de óleo gerado não tem energia e densidade suficientes para prevenir que o ar presente na linha de exaustão flua para a câmara de vácuo. Nesse movimento, este retro-fluxo de ar arrasta o vapor de óleo consigo. Por isso, é essencial que o funcionamento da bomba difusora dê-se para valores de p_v menores que o valor crítico. Além disso, as bombas de apoio devem ser dimensionadas para ter capacidade de fluxo de massa equivalente ao maior fluxo de massa que a bomba difusora é capaz de retirar do sistema, caso contrário o conjunto não funcionará a contento.

5) Bombas de Condensação – Bombas criogênicas

As bombas criogênicas são bombas de aprisionamento que funcionam por adsorção e por adsorção seguida de condensação nas paredes frias da bomba. As primeiras bombas criogênicas foram concebidas a partir da década de 1930 usando líquidos criogênicos como nitrogênio líquido (LN2) e hélio líquido (LHe) para produzir refrigeração. Embora simples de construir, elas eram limitadas a uma única orientação (posição) e requeriam re-enchimento dos líquidos frequentemente. O grande feito na área de bombas criogênicas foi o desenvolvimento do refrigerador de Gifford-McMahon, em seguida associado ao uso de carvão ativado para a adsorção de hidrogênio, neônio e hélio, na década de 1960, que permitiu liberar as bombas da constante atenção sobre os líquidos criogênicos e também permitiu colocar as bombas em qualquer posição.

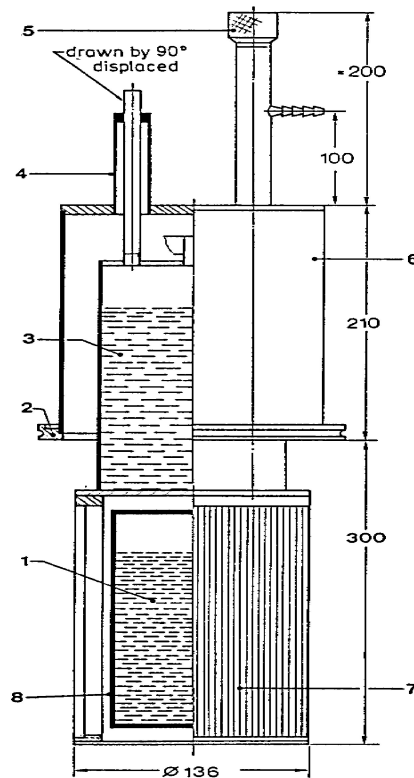


Fig. 6.40: Bomba criogênica tipo armadilha (Fig. 10.44 Wutz pg. 380)

Podemos dividir as bombas criogênicas em três tipos. O primeiro corresponde às bombas que contém um recipiente para o líquido criogênico, que tem que ser suprido intermitentemente de uma fonte externa. O segundo tipo corresponde às bombas em que o líquido criogênico flui continuamente a partir de um reservatório associado à bomba, e o terceiro tipo é aquele em que as baixas temperaturas são fornecidas por um refrigerador (em geral do tipo Gifford-McMahon) integrado à bomba. Vamos descrever em maior detalhe os três tipos.

A Fig. 6.40 ilustra o tipo mais simples de bomba criogênica, que corresponde, em princípio, a uma armadilha criogênica. A parede do recipiente interno que contém LHe prove a parede fria que faz o bombeamento.

Para manter o consumo de LHe baixo, esta parede é rodeada por uma barreira de radiação resfriada com LN2, em forma de veneziana opaca (opaque baffle). Quando a atmosfera contém componentes de mais alto ponto de ebulição, esta veneziana serve como uma bomba auxiliar para estes componentes. Bombas deste tipo encontram campo em aplicações muito especializadas, como por exemplo em aceleradores gigantes de partículas.

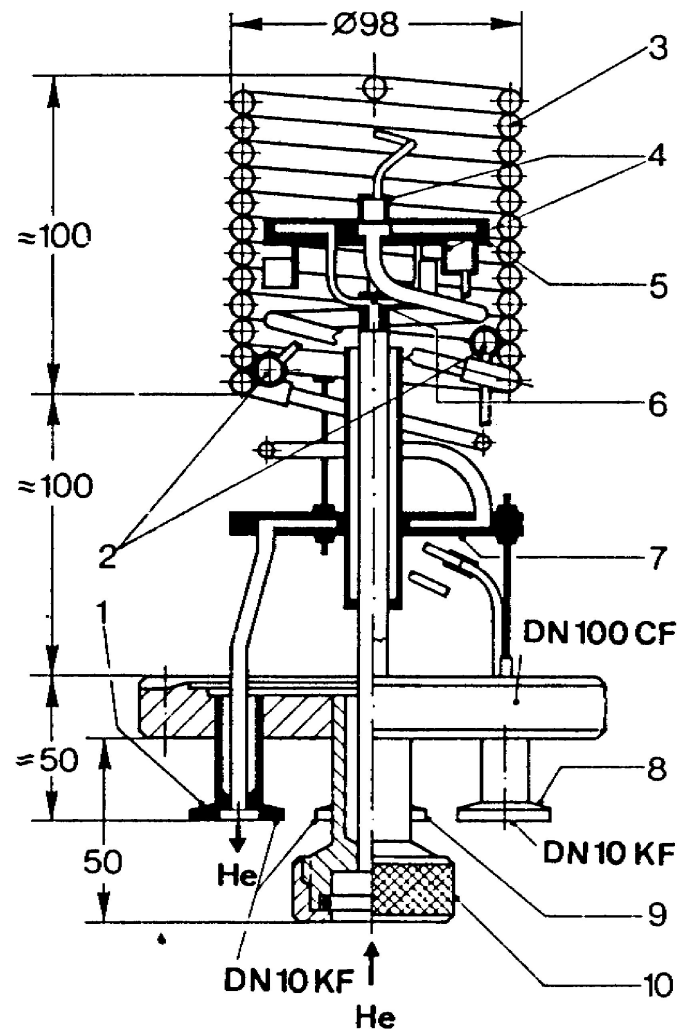


Fig. 6.41: Bomba criogênica de fluxo contínuo (Fig. 10.46 Wutz pg. 381)

A Fig. 6.41 ilustra o princípio de funcionamento do segundo tipo de bomba criogênica. Neste caso, a superfície interna 5 pode ser resfriada por circulação de He até 2,5 K, enquanto que a superfície cilíndrica 3 pode atingir temperaturas no intervalo de 18 a 20 K, e simultaneamente serve como uma barreira de radiação para a superfície 5. Em condições de ultra-alto-vácuo, a superfície 5 pode condensar hidrogênio, enquanto a superfície 3 pode condensar os demais gases de pontos de ebulição mais altos. Esta bomba apresenta velocidade de bombeamento de 2000 l/s para hidrogênio e 5000 l/s para nitrogênio com um consumo de 1 l/h de LHe. A Fig. 6.42 ilustra uma bomba criogênica de grande porte usada em câmara de simulação espacial.

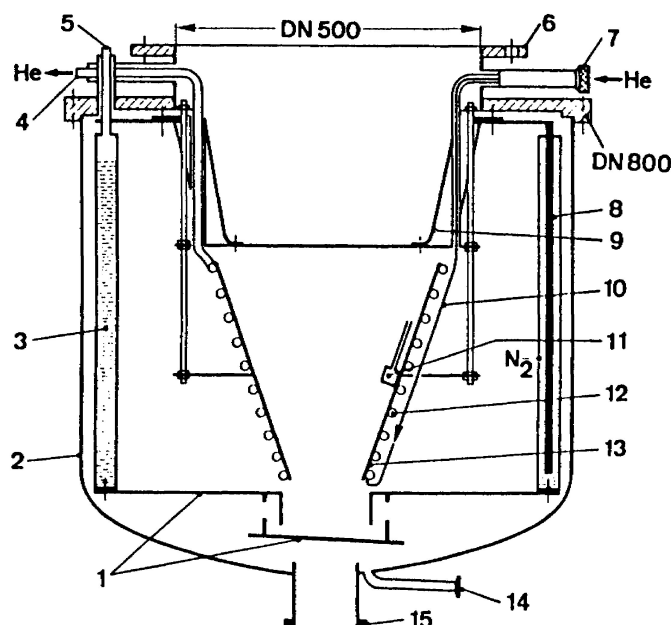


Fig. 6.42: Bomba criogênica para simulação espacial (Fig. 10.47 Wutz pg. 382)

Esta bomba retira ar e vapor d'água da câmara até uma pressão mínima da ordem de 10^{-6} torr, com velocidade de bombeamento de 12000 l/s para nitrogênio em uma placa fria mantida a 20 K com consumo de 1 l/h de LHe. Para esta bomba, as placas que servem de blindagem de radiação são resfriadas por LN2.

A Fig. 6.43 ilustra uma bomba criogênica com refrigerador. A carcaça da bomba é usualmente de aço inox ou de alumínio, possuindo uma flange para conexão ao sistema a ser bombeado. No exemplo mostrado, o refrigerador de dois estágios é soldado ou ligado a esta carcaça. Peças massiças de cobre (niquelado) são ligadas aos dois estágios do refrigerador de modo a propiciar uma troca de calor eficiente entre estes estágios e os arranjos de aletas condensadoras. Uma blindagem térmica de cobre na forma de um balde, pintado de preto na superfície interna, é ligada ao primeiro estágio do refrigerador. Mantido a 65 K ou acima, esta blindagem absorve o calor que chega da câmara. Sua superfície externa é niquelada para reduzir a transferência de calor por radiação da parede externa. Na sua extremidade faceando a câmara de vácuo, é colocado um sistema de aletas circulares em forma de venezianas (chevron circular) feitas de cobre niquelado e mantidas, por contacto com o balde, a aproximadamente 65 K também. Este conjunto serve como bomba auxiliar para vapor d'água.

Dentro do volume delimitado pelo balde e o conjunto superior de venezianas localiza-se um segundo conjunto de aletas circulares, feitas de cobre niquelado, e termicamente ligadas ao segundo

estágio do refrigerador, que atinge temperaturas entre 10 e 20 K, e que serve como bomba de condensação para gases como argônio, nitrogênio e outros gases provenientes da câmara. Uma grande parte das superfícies destas aletas é recoberta com carvão ativado, que funciona como uma terceira bomba de adsorção, agora para os gases hidrogênio, neônio e hélio. A bomba ilustrada na Fig. 6.43 tem o refrigerador solidário a ela, mas isso em geral não é necessário, pois a configuração Gifford-McMahon permite a separação física entre o compressor e os estágios frios, de modo que pode-se ter o corpo da bomba com os estágios do refrigerador, e o compressor, à parte, sendo a eles conectado via tubulação flexível e comprida.

Este tipo de bomba criogênica pode ser produzida em vários tamanhos padronizados, com velocidades de bombeamento variando de 800 a 18000 l/s para nitrogênio, e, com dimensionamento apropriado das superfícies recobertas com carvão ativado, velocidades de bombeamento similares para hidrogênio.

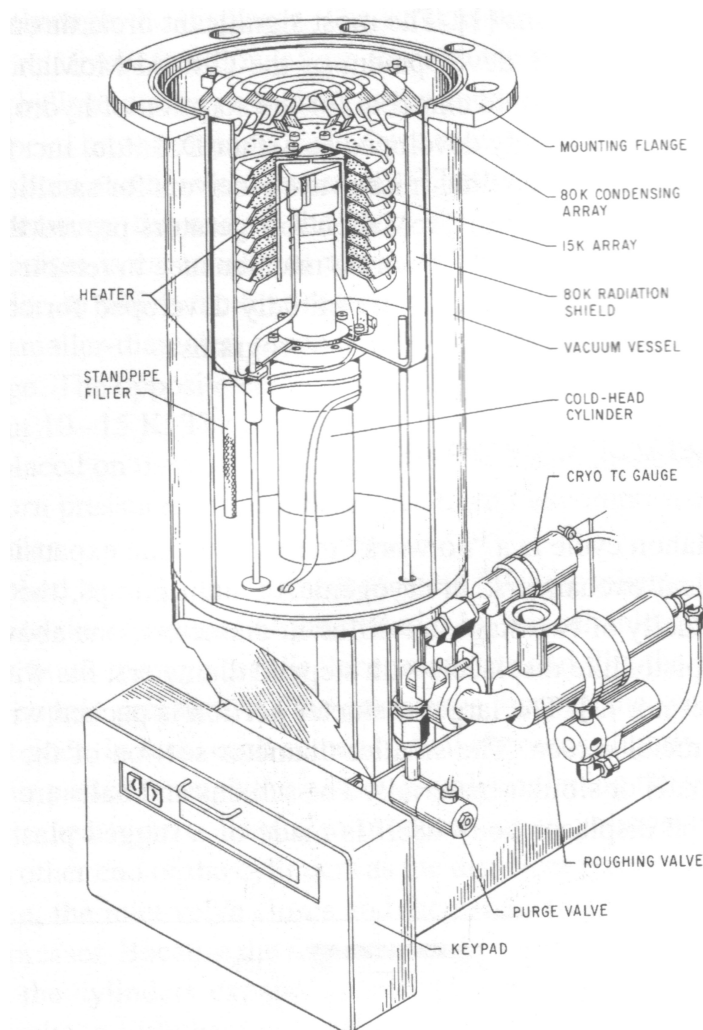


Fig. 6.43: Bomba criogênica com refrigerador (Fig. 2 Handbook pg. 151)

A primeira grande aplicação comercial deste tipo de bomba criogênica foi substituir bombas difusoras em evaporadoras de alto vácuo, onde o grande atrativo é a obtenção de vácuo da ordem de 10^{-7} torr livre de contaminação com óleo em processos de evaporação catódica e evaporação térmica tanto na área eletrônica quanto na de óptica fina. Outras aplicações apareceram, onde o interesse é

sempre alta velocidade de bombeamento e vácuo limpo de contaminação.

Estas bombas podem operar desde pressões de $5 \cdot 10^{-3}$ torr até 10^{-11} torr, e são omnívoras, ou seja, adsorvem todos os gases muito rapidamente. O fator que coloca a mínima pressão possível para estas bombas é a pressão de vapor dos condensados na temperatura das placas em que estão condensados.

Bombas de Sorção

Bombas de adsorção:

Como já colocado anteriormente, alguns materiais como zeolitas e carvão ativado apresentam uma área superficial muito grande comparada com o que seria de se esperar da área geométrica que os delimita. A origem destas imensas superfícies internas é a própria estrutura cristalina no caso das zeolitas, como ilustrado pela Fig. 6.44, e a grande quantidade de poros originados da estrutura vegetal no caso dos carvões ativados.

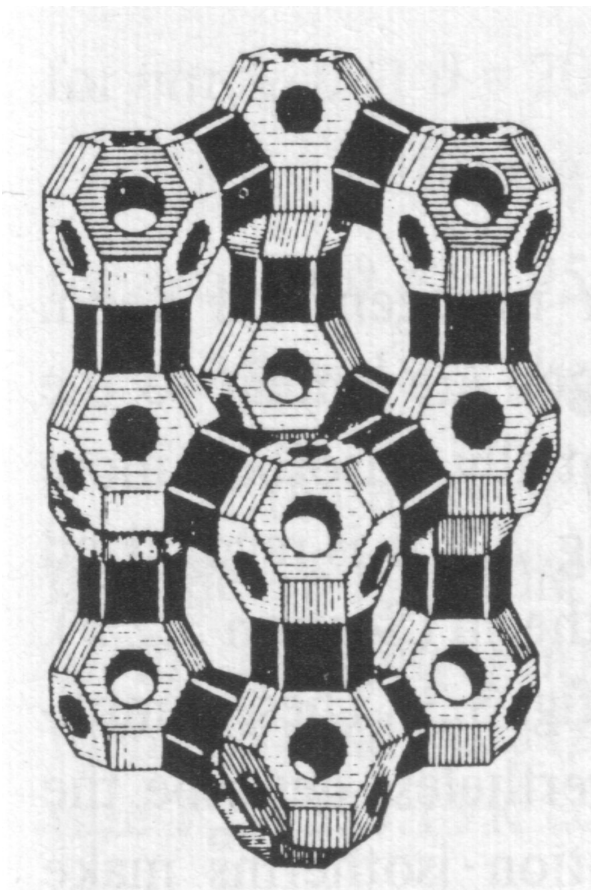


Fig. 6.44: Esquema da estrutura de uma zeolita tipo X (Fig. 8.2 Wutz pg. 257)

Estas áreas têm valores da ordem de $1.000 \text{ m}^2/\text{g}$, onde a massa é a do material. Estas áreas imensas podem, obviamente, armazenar, por adsorção em baixas temperaturas, uma considerável quantidade de gás. Basta lembrar do Cap. III que a formação de uma monocamada adsorvida tem uma densidade molecular superficial de $1 \cdot 10^{15}$ moléculas/ cm^2 para se ter uma idéia da quantidade de gás

que cada grama de material adsorçor pode armazenar (supondo sempre a formação de uma monocamada completa). Usualmente, as bombas de adsorção utilizam zeolitas como elementos adsorçores.

A adsorção de gases em superfícies depende não apenas da temperatura mas também da pressão do gás, como ilustrado pela Fig. 6.45 para o caso de zeolita 13X. Dessa figura fica muito claro que a adsorção de gases nobres como neônio e hélio, presentes no ar atmosférico em pequenas quantidades (ver Tabela II, Cap. 1), mesmo na temperatura de LN2, é muito pequena, de modo que, se o sistema é bombeado a partir da pressão atmosférica, pode-se conseguir uma pressão parcial de N_2 e dos demais gases muito baixa, no campo de ultra-alto-vácuo, mas a pressão total do sistema ficará ao redor da pressão parcial destes dois gases, $10^{-2} - 10^{-3}$ torr. Por isso, é recomendado sempre que o sistema seja inicialmente bombeado por uma bomba mecânica, mesmo ao risco de contaminação por hidrocarbonetos, para reduzir a pressão parcial destes dois gases de modo a que sua influência no vácuo final seja pequena ou desprezível. Isto significa que a mínima pressão a ser conseguida destas bombas depende do tipo de processo realizado, podendo situar-se entre $10^{-2} - 10^{-3}$ torr quando se inicia o bombeamento a partir da atmosfera, ou podendo atingir valores de ultra-alto-vácuo se ocorrer bombeamento primário.

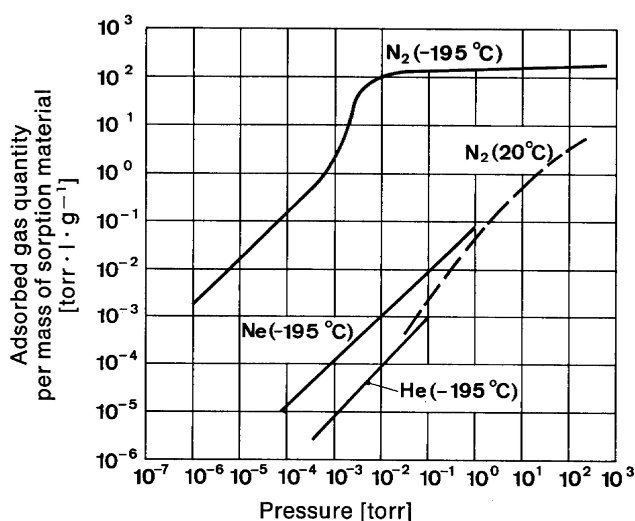


Fig. 6.45: Curvas de adsorção para zeolita 13X (Fig. 28.1 Manual Leybold, pg. 28)

A velocidade de bombeamento destas bombas é dependente tanto da natureza do gás quanto do recobrimento da superfície, e, portanto, varia com o tempo de uso da bomba. Os melhores valores são obtidos para nitrogênio, CO_2 , H_2O e hidrocarbonetos.

A construção destas bombas é muito simples, consistindo de um recipiente em alumínio ou aço inox, internamente aletado para uma boa troca de calor, no qual é colocado o material adsorçor, como zeolita 13X. O recipiente é conectado ao sistema de vácuo através de um pescoço e uma flange, tendo uma válvula intermediária. O recipiente possui uma saída de regeneração que funciona também como válvula de segurança, e possui três alças que permitem o acoplamento de um recipiente de LN2. A Fig. 6.46 ilustra um corpo de bomba.

Fig. 6.46: Seção esquemática de uma bomba de adsorção (Fig. 27.2 Manual Leybold pg. 27)

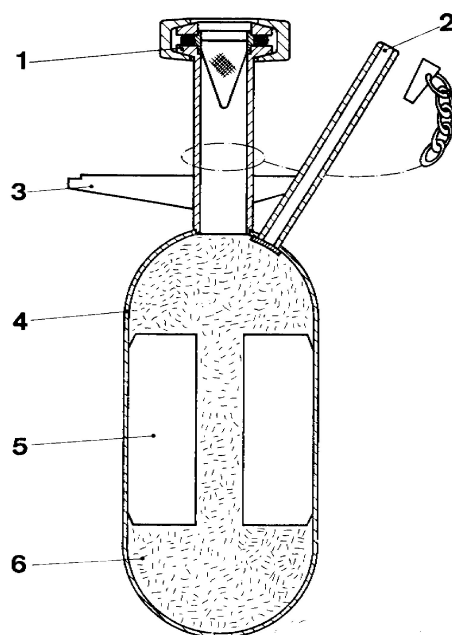


Fig. 27.2. Section through an adsorption pump
1 Inlet port; 2 Degassing port (safety outlet); 3 Support; 4 Pump body;
5 Thermal conducting vanes; 6 Adsorption material (e.g. zeolite).

A utilização das bombas em geral é aos pares, como ilustrado pela Fig. 6.47. O sistema é inicialmente ligado à bomba que está resfriada pelo LN₂, que fica ligada ao sistema até a saturação. A seguir, sua válvula é fechada, o recipiente de LN₂ é passado para a outra bomba, cuja válvula é aberta ao sistema. Por sua vez, a válvula de regeneração da bomba em aquecimento é aberta para uma bomba de apoio e ela é aquecida através de uma cinta térmica até a temperatura ambiente, de modo que todo o gás adsorvido é liberado e retirado pela bomba primária. Se houve adsorção significativa de água, a zeolita é aquecida entre 250 e 350°C durante várias horas para poder ser regenerada. A segunda bomba é utilizada até sua saturação, e substituída pela primeira, e assim o sistema funciona o quanto for necessário.

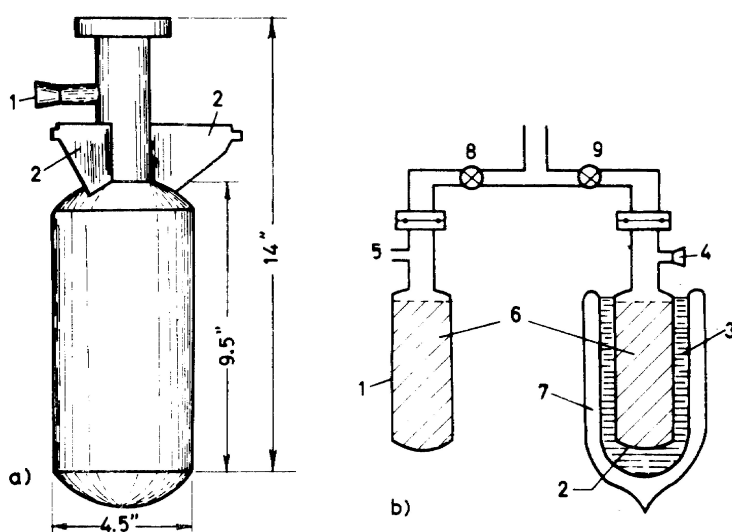


Fig. 6.47: Esquema de uso de duas bombas adsorçoras (Fig. 5.48 Roth pg 245)

Bombas de sublimação de Titânio

Titânio pode ser evaporado ou sublimado em uma superfície para formar, como no caso do bário, um filme altamente reativo, capaz de absorver uma grande variedade de filmes. Comparado com o bário, o titânio tem uma pressão de vapor muito menor para as mesmas temperaturas. Como um exemplo, para 1000°C a pressão de vapor do titânio é da ordem de 10^{-9} mtorr, enquanto a do bário é da ordem de 1 mtorr. Para alcançar a pressão de vapor de 10^{-3} mtorr, o titânio precisa ser aquecido a 1500°C, o que significa que dispositivos de potência devem ser usados.

Em geral filmes recém evaporados de vários metais exibem boas propriedades de absorção para diversos gases. A Fig. 6.52 ilustra isso através da probabilidade de adesão (ou reação) para o

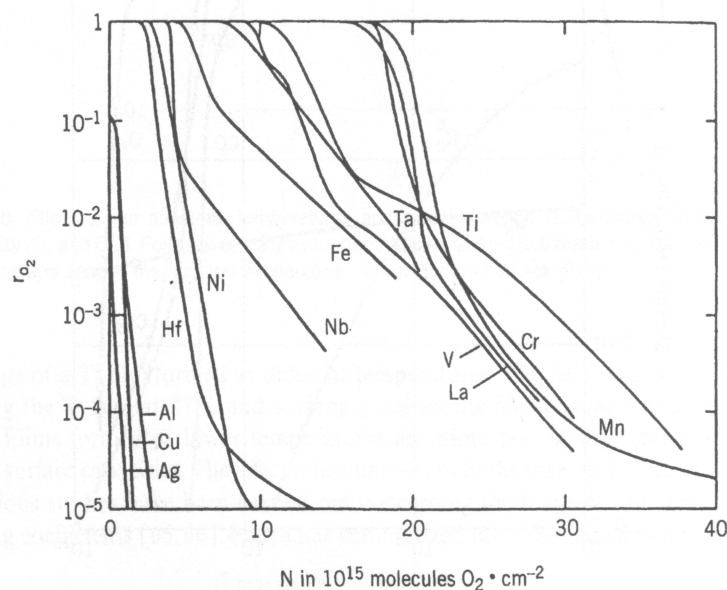


Fig. 6.52: Probabilidade de adesão para o oxigênio para diferentes filmes metálicos como função da quantidade já absorvida (Fig. 5.28 Lafferty, pg. 291)

oxigênio para diversos filmes metálicos evaporados. A velocidade de bombeamento é diretamente proporcional à probabilidade de adesão ou reação, e é dada em função da quantidade já absorvida. Vemos que, para filme fresco, a velocidade de bombeamento é alta e razoavelmente constante, começando a diminuir à medida que mais gás é absorvido, até, eventualmente, atingir a saturação do filme, quando então é necessário evaporar mais uma camada, para restabelecer a capacidade de bombeamento. Comparado com os demais, vemos que o titânio é muito bom absorvedor mesmo quando já contém uma quantidade relativamente grande de gás absorvido. Devido a isso, e devido também a outros fatores, o titânio é escolhido como o melhor material para absorção de gases em alto vácuo, e portanto, para a fabricação de bombas denominadas de sublimação. Em geral, o processo de sublimação é controlado usando fontes de potência convenientes que permitem o ajuste da taxa de sublimação ou ciclos de sublimação às necessidades do sistema de vácuo, que em geral deve apresentar alta superfície para receber o filme evaporado.

Para as bombas de sublimação de Ti a velocidade de bombeamento é expressa em termos da probabilidade de adesão em função do recobrimento da superfície, expresso em moléculas/cm² (notar que a relação entre quantidade de gás e quantidade de gás adsorvido na superfície é de $2,2 \cdot 10^{19}$ moléculas \cong 1 mtorr.l). A Fig. 6.53 mostra dados típicos.

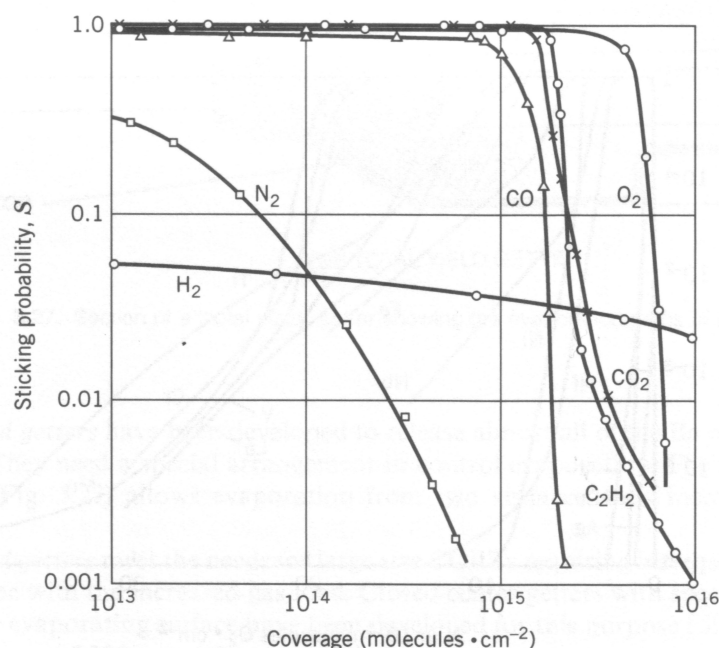


Fig. 6.53: Probabilidade de adesão de diversos gases em um filme de Ti à temperatura ambiente (Fig. 5.29, Lafferty, pg 292)

Vemos que para os gases mais reativos como oxigênio e monóxido de carbono a velocidade de bombeamento é aproximadamente constante para uma quantidade relativamente grande de gás, correspondendo a aproximadamente 10 monocamadas para o caso do oxigênio, e depois cai abruptamente, indicando a saturação do filme. No caso do nitrogênio a capacidade de bombeamento cai continuamente, levando a uma capacidade de bombeamento da ordem de uma monocamada, enquanto no caso do hidrogênio temos uma velocidade de bombeamento aproximadamente constante e uma grande capacidade de bombeamento, que é reflexo da alta difusividade do hidrogênio no titânio e da alta capacidade de armazenamento deste gás neste material. Para contornar o problema da saturação do filme, é necessário refazê-lo com uma nova evaporação, ou então manter uma pequena, mas contínua evaporação durante a operação da bomba.

Como no caso do bário, a capacidade de absorção de filmes de titânio depende fortemente da temperatura do substrato de deposição do filme, e também da temperatura de absorção do filme. Isto é ilustrado pela Fig. 6.54, na qual vemos que a melhor condição de absorção de CO é para um filme depositado em substrato mantido na temperatura do LN2, com absorção nesta mesma temperatura. Estes resultados se explicam pelo fato de que filmes depositados em substratos a baixa temperatura são mais porosos que os depositados em temperaturas mais altas, e, portanto, exibem maiores superfícies disponíveis para absorção. A Tabela 6.4 dá valores da probabilidade de adesão e da capacidade de absorção para filmes de Ti operando na temperatura ambiente ou na temperatura do LN2. Em todos os casos observa-se um significativo aumento da probabilidade de adesão, que no caso do hidrogênio chega a aumentar de um fator ao redor de 7. Isto não é acompanhado de um aumento na capacidade de absorção, pois o mecanismo de retirada do hidrogênio é por difusão, que é um fenômeno termicamente ativado. No entanto, no caso do CO, um aumento da probabilidade de adesão de 35 % é acompanhado de um aumento na capacidade de absorção variando de 7 a 32

vezes. Vemos, portanto, que quando for possível, deve-se trabalhar com o filme de Ti em baixas temperaturas.

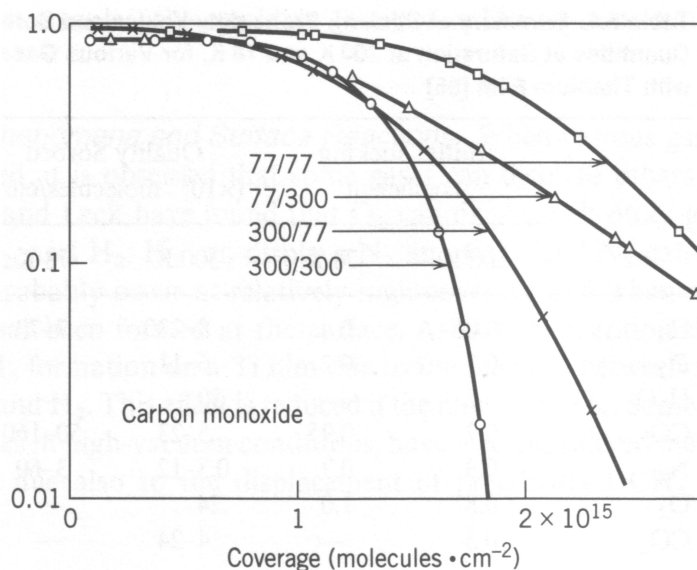


Fig. 6.54: Efeito da temperatura do substrato para evaporação de Ti, e temperatura de absorção para CO. Os números rotulando as curvas indicam temperatura do substrato e temperatura de absorção, respectivamente. (Fig. 5.30a Lafferty, pg. 293)

Tabela 6.4: Probabilidade de adesão e capacidade de absorção para diversos gases à temperaturas ambiente de de LN2 para filmes de Ti.

<i>Gás</i>	<i>Probabilidade de adesão</i>		<i>Quantidade absorvida (10¹⁵ moléculas/cm²)</i>	
	300 K	77 K	300 K	77 K
Hidrogênio	0,06	0,4	8 - 230	7 - 70
Deutério	0,1	0,2	6 - 11	-
Vapor d'água	0,5	-	30	-
Monóxido de Carbono	0,7	0,95	5 - 23	50 - 160
Nitrogênio	0,3	0,7	0,3 - 12	3 - 60
Oxigênio	0,8	1.0	24	-
Dióxido de Carbono	0,5	-	4 - 24	-

Quando vários gases são absorvidos, observa-se que alguns gases, ao serem absorvidos, podem fazer com que outros sejam desorvidos do filme, levando ao seu acúmulo na câmara de vácuo. A esse fenômeno damos o nome de deslocamento. Em geral, o oxigênio desloca todos os demais gases, CO pode deslocar o metano, nitrogênio e hidrogênio; hidrogênio pode deslocar nitrogênio e metano, e nitrogênio desloca apenas o metano. Este fenômeno ocorre em geral para altas coberturas (ou absorções), e pode ser remediado pela formação de novos filmes por evaporação.

Observa-se também o fenômeno de descolamento ou delaminação (desfolhamento) do filme de titânio, que ocorre quando o filme começa a ficar muito espesso (entre 60 e 75 μm) e as tensões acumuladas ao longo de sua espessura provocam fratura de camadas finas superiores, que se soltam

do corpo do filme. Este descolamento pode provocar a liberação de hidrogênio, provocando aumentos indesejáveis de temperatura. Para evitar isso, é necessário limpar a superfície do titânio já depositado quando o filme atingir estas espessuras.

Para as bombas, as fontes de vapor de titânio podem ser de diferentes tipos, como as de filamento de titânio, aquecido por passagem direta de corrente elétrica (também chamadas de fontes resistivas), fonte aquecida por radiação e fonte aquecida por feixe de elétrons. Em geral o titânio é usado em forma de liga, como no caso de fonte filamentar, em que ele é usado em forma de liga com Mo ou Ta, para melhorar suas propriedades mecânicas e também a resistividade elétrica. A Fig. 6.55 mostra uma fonte filamentar típica.

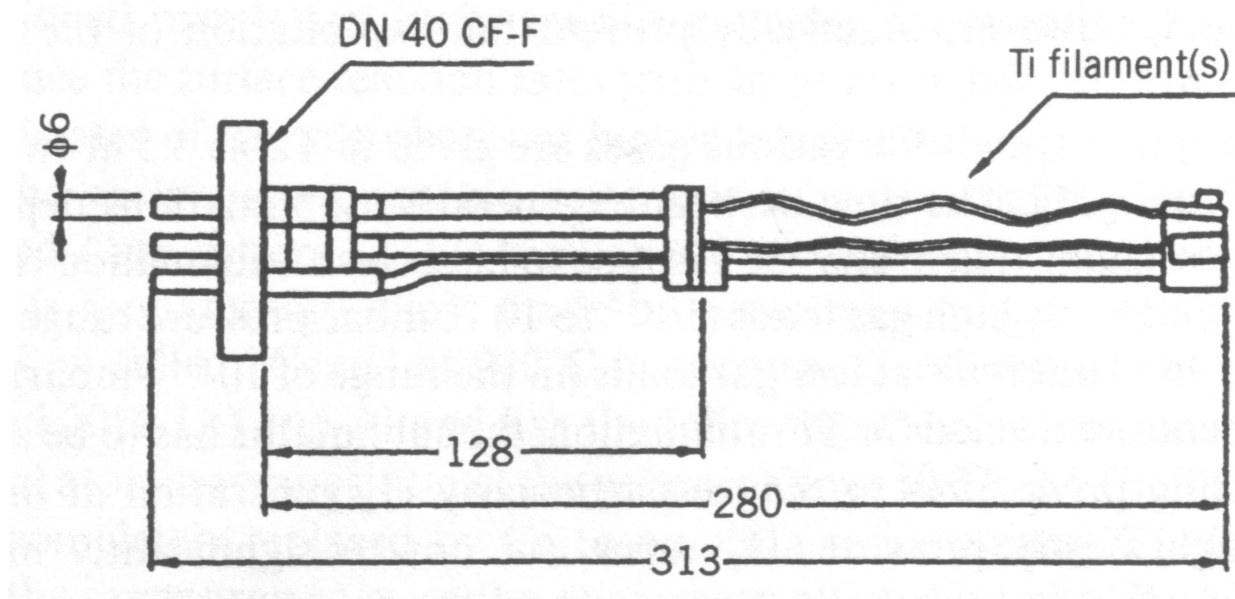


Fig. 6.55: Fonte filamentar de titânio. (Fig. 5.32 Lafferty, pg. 295)

Os fios de Ti, em forma de hélice, são esticados entre dois terminais fixados a uma flange. Como exemplo, para um fio de 2 mm de diâmetro usa-se corrente entre 40 e 50 A para se obter uma taxa de evaporação por unidade de comprimento do fio de 0,02 g/(h.cm). Em geral três ou mais hélices são colocadas no mesmo suporte, e quando o suprimento de titânio de uma hélice é esgotado, inicia-se o uso de outra. Se há necessidade de uma taxa maior de evaporação, pode-se usar duas hélices simultaneamente. Note que esta geometria permite fácil manutenção da fonte, permitindo a substituição rápida e fácil dos fios de Ti. No caso de canais estreitos e longos, como é o caso em anéis de armazenamento de elétrons em aceleradores de partículas, por exemplo, a fonte de Ti pode ser um fio fino e comprido, formando uma bomba linear.

No caso de fonte de titânio aquecida por radiação, uma peça esferoidal de titânio é aquecida pela radiação de um filamento ou fio de tungstênio colocado no seu interior, como ilustrado pela Fig. 6.56. Este tipo de fonte permite uma regulagem fina da taxa de evaporação do titânio através da regulagem da corrente de aquecimento do aquecedor de tungstênio.

No caso de fontes aquecidas por feixe de elétrons temos uma montagem mais complexa, mas em geral temos um maior suprimento de titânio, o que permite a essas bombas serem usadas por maior tempo sem abrir o sistema de vácuo para substituição da fonte. Estas bombas são formadas por um bloco ou tarugo de titânio (ânodo) que é aquecido por elétrons emitidos por uma fonte termoiônica de elétrons (catodo), em geral sem necessidade de defletores do feixe, ou condicionadores da forma deste feixe, requerendo apenas um sistema de controle da corrente eletrônica para manter constante a taxa de evaporação.

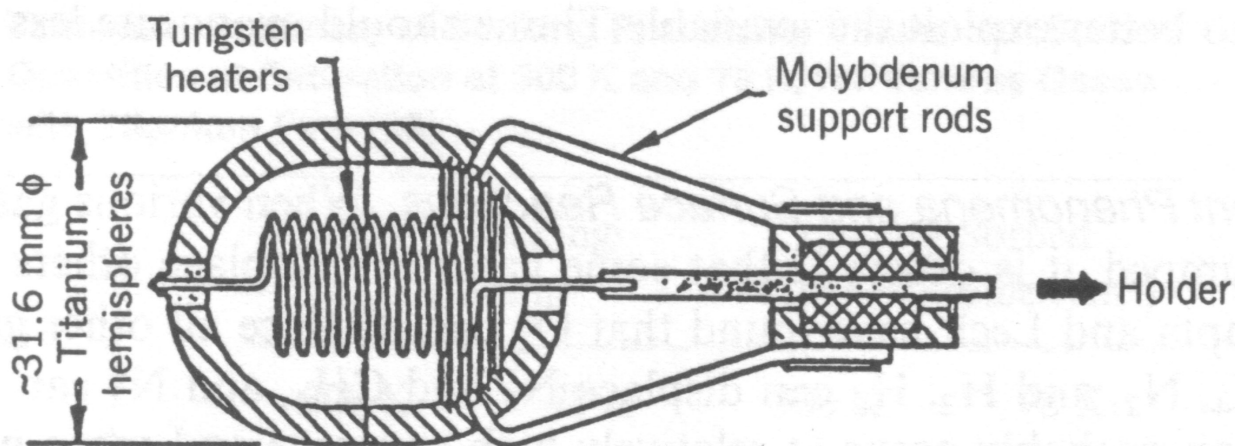


Fig. 6.56: Fonte de titânio aquecida por radiação (Fig. 5.33 Lafferty, pg. 296)

Como a evaporação se dá na maior parte dos casos no estado sólido, estas fontes podem ser montadas em qualquer posição; somente no caso excepcional de se requerer uma taxa muito alta de evaporação pode-se usar a fonte aquecida por feixe de elétrons para fundir o titânio, e isso exige o funcionamento da fonte na posição vertical.

A Fig. 6.57 mostra esquematicamente uma bomba de sublimação de titânio com fonte resistiva e com paredes resfriadas com LN2.

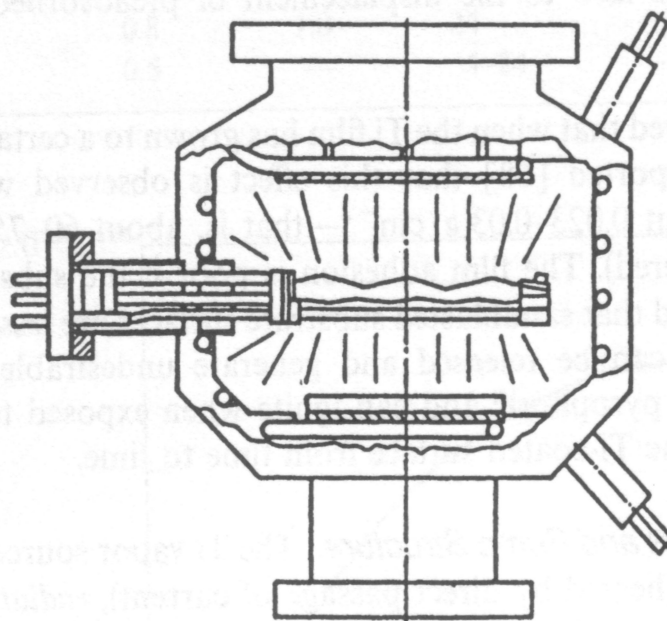


Fig. 6.57: Esquema de uma bomba de sublimação de Ti com fonte resistiva e paredes resfriadas com LN2. (Fig. 5.34 Lafferty, pg. 296)

Vemos que este tipo de bomba é relativamente simples, não tendo partes móveis, e, como usam o fenômeno de adsorção, devem ter paredes com grande área para a deposição do filme, algumas vezes em forma de telas separadas da parede do corpo da bomba. Por outro lado, devem ter também armadilhas (blindagens) para impedir o vapor de Ti de alcançar a câmara de vácuo, evitando, todavia, a formação de impedâncias que diminuam a velocidade de bombeamento da bomba.

A Tabela 6.5 dá a velocidade de bombeamento para diversos gases para duas temperaturas de condensação do Ti, 20°C e -196°C, que é a temperatura de ebulição do nitrogênio líquido.

Tabela 6.5: Velocidades de bombeamento típicas (l/(s.cm²)) por unidade de área de filmes de Ti para vários gases.

Temperatura	H₂	N₂	O₂	CO	CO₂	H₂O	CH₄	Gases inertes
20°C	3	4	9	9	8	3	0	0
-196 °C	10	10	11	11	9	14	0	0

Vemos que o metano e os gases nobres não são bombeados, e por essa razão, as bombas de sublimação de Ti são, usualmente, utilizadas em associação com outras bombas, como por exemplo as bombas turbomoleculares, uma vez que estas bombas têm uma boa velocidade de bombeamento para a maior parte dos gases, apresentando uma performance mais pobre no caso do hidrogênio, para o qual a bomba de sublimação funciona muito bem. Por isso, esse tipo de combinação é particularmente conveniente, podendo atingir pressões finais da ordem de 10⁻¹² Torr.

Bombas iônicas

A ação de bombeamento dessas bombas é devida a for-

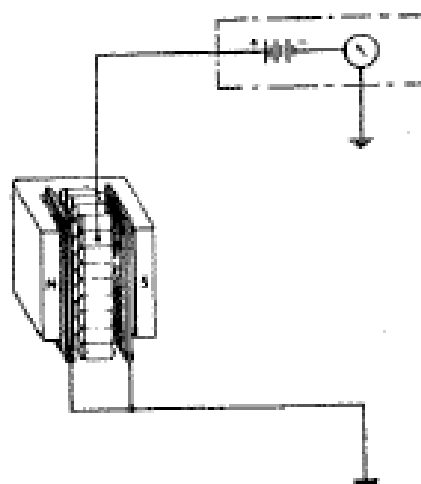


Fig. 3.27 — Bomba iônica e de adsorção

mação de iões é aliás muito importante nalguns aparelhos de medida de vácuo (ver capítulo IV) em virtude de poder introduzir erros nas determinações.

As bombas comerciais, em geral, utilizam bombeamento iónico associando-o a processos de adsorção.

Neste tipo de bombas as moléculas do gás a bombear são ionizadas e depois aceleradas para superfícies de titânio onde são adsorvidas facilmente.

Os iões são obtidos normalmente por meio de uma descarga fria também conhecida por descarga Penning. A bomba, conforme está representada na figura 3.27, consiste essencialmente num ânodo formado por um conjunto de tubos para proporcionar maior superfície, duas placas de material adsorvente (titânio) formando os cátodos e um ímã que cria um campo magnético segundo a direcção dos eixos dos tubos do ânodo. A tensão do ânodo é na maioria das bombas da ordem de +5 kV e o campo magnético tem uma intensidade entre 0,1 e 0,2 Tesla. A descarga inicia-se com a formação de iões por emissão de campo (*) ou por acção de radiações. Os iões produzidos, chocando com os cátodos, provocam emissão secundária de electrões. Estes elec-

(*) A emissão de campo é um fenómeno complexo que conduz à ionização de átomos e moléculas na presença de campos eléctricos muito intensos.

trões e os produzidos nas colisões ionizantes mantêm a descarga. Devido à acção conjunta do campo eléctrico e do campo magnético os electrões descrevem trajectórias helicoidais e oscilam entre os cátodos. Deste modo a eficiência de ionização é muito grande. A corrente iónica aumenta com a pressão e desde que tenha sido feita uma calibração prévia serve para medir a pressão.

Na figura 3.28 está representado o mecanismo de bombeamento. Os iões são atraídos para o cátodo e ao incidirem, em grande número, causam a pulverização («sputtering») do material do cátodo que se deposita ou sobre os cátodos ou sobre o ânodo, mas de preferência nos sítios em que o ânodo e o cátodo estão mais próximos. O material depositado apresenta uma superfície limpa, quimicamente activa, que adsorve as moléculas não inertes presentes. No caso do vapor de água dá-se primeiro a dissociação da molécula e o oxigénio e hidrogénio resultantes são bombeados seguidamente. O bombeamento de gases raros é devido exclusivamente ao facto de os iões penetrarem no material dos cátodos ficando incluídos nele. É de notar, no entanto, que o árgon é facilmente desalojado e a velocidade de bombeamento no tipo de bombas representado — *diódo* — é muito baixa para esse gás.

Com o bombeamento, se a superfície estiver bastante saturada, verifica-se uma reemissão dos gases bombeados, que é designada por *reemissão térmica*; os iões incidentes podem provocar uma reemissão

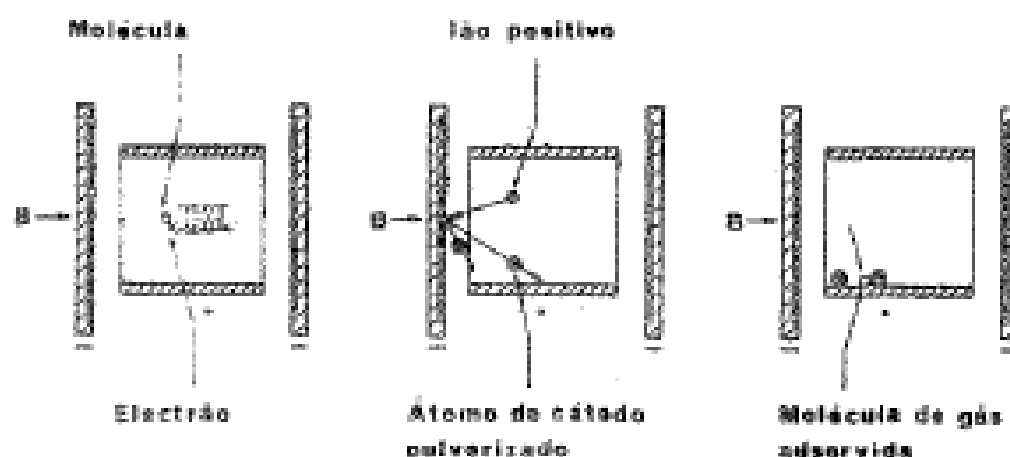


Fig. 3.28 — Mecanismo de bombeamento iónico. B — Campo magnético

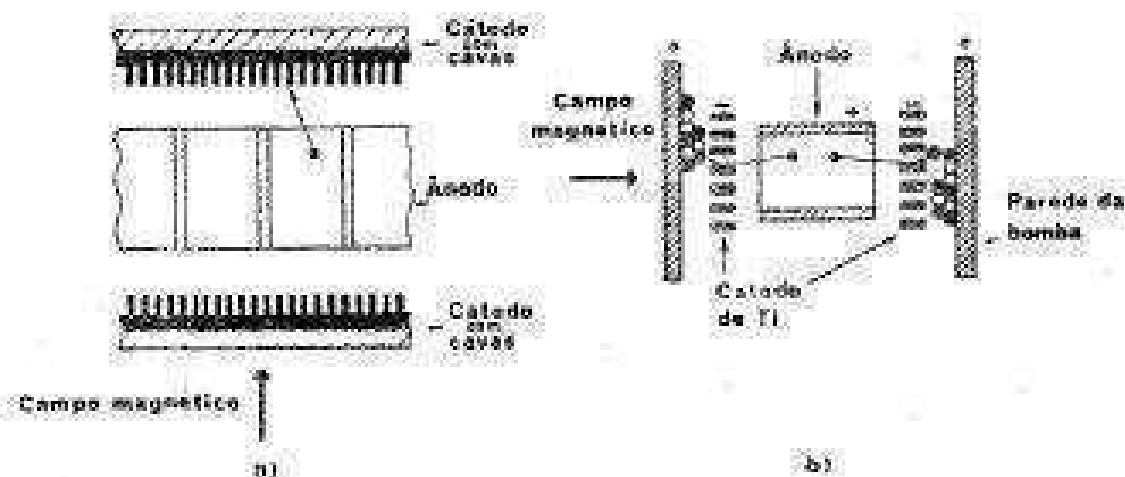


Fig. 3.29 — a) Bomba de cátodo com cavas
b) Bomba triodo

local pela pulverização das camadas superficiais dos cátodos constituindo este fenómeno a *reemissão induzida*.

Verifica-se que a baixas pressões a reemissão produz grandes flutuações periódicas da pressão, especialmente quando se estiver a bombear misturas com gases inertes. Esta flutuação é conhecida por *instabilidade do árgon*, pois como já foi focado este elemento é desalojado mais facilmente que os outros. Para estabilizar o bombeamento, apresentam-se várias soluções visando essencialmente o aumento da velocidade de bombeamento para o árgon. As modificações no tipo diodo da figura 3.29 são feitas no sentido de aumentar a velocidade de pulverização catódica e assim diminuir consideravelmente a probabilidade de reemissão dos átomos de árgon. Para aumentar a velocidade de pulverização catódica recorre-se à incidência dos iões sobre o cátodo com ângulos muito pequenos. A incidência rasante é obtida por duas formas dando origem a tipos diferentes de bombas.

Na *bomba de cátodo com cavas*, representada esquematicamente na figura 3.29a, os iões incidem nas paredes dos rasgos ou cavas no cátodo com ângulo muito pequeno e o titânio pulverizado vai fixar o árgon principalmente no fundo das cavas.

Na *bomba triodo* introduzem-se mais eléctrodos, ficando constituída, como está representado na figura 3.29b, por um ânodo, dois cátodos de

titânio com uma estrutura de alvéolos ou rede e um colector. O titânio pulverizado em grande quantidade, devido à incidência rasante dos iões, deposita-se no colector ou no ânodo sendo os átomos dos gases nobres cobertos por camadas de átomos de titânio que evitam a reemissão.

Outra solução é fornecida pela *bomba diferencial* tipo diodo, com cátodos de diferente coeficiente de pulverização, como o tântalo e o titânio. Os átomos do cátodo mais facilmente pulverizável depositam-se a uma velocidade maior do que são removidos, localizando-se o maior depósito na zona mais perto do ânodo.

Na figura 3.30 comparam-se as estabilidades de dois tipos de bombas, verificando-se para o tipo diferencial grande estabilidade, em particular para pressões inferiores a 10^{-6} mbar.

Na figura 3.31 está representada uma curva característica de uma

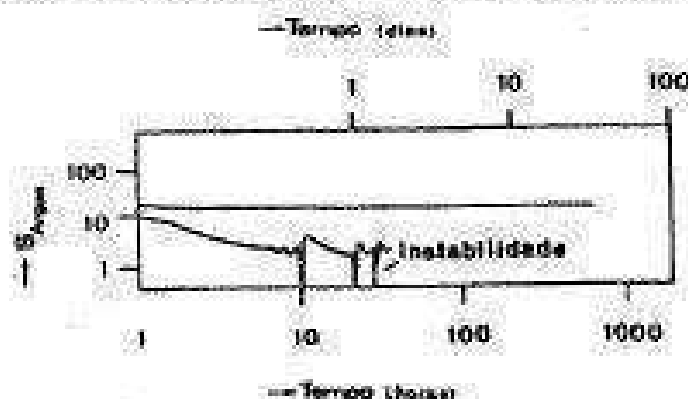


Fig. 3.30 — Comparação da velocidade de bombeamento estimada para o diodo e diferencial nas bombas iónicas: a — diodo e b — diferencial

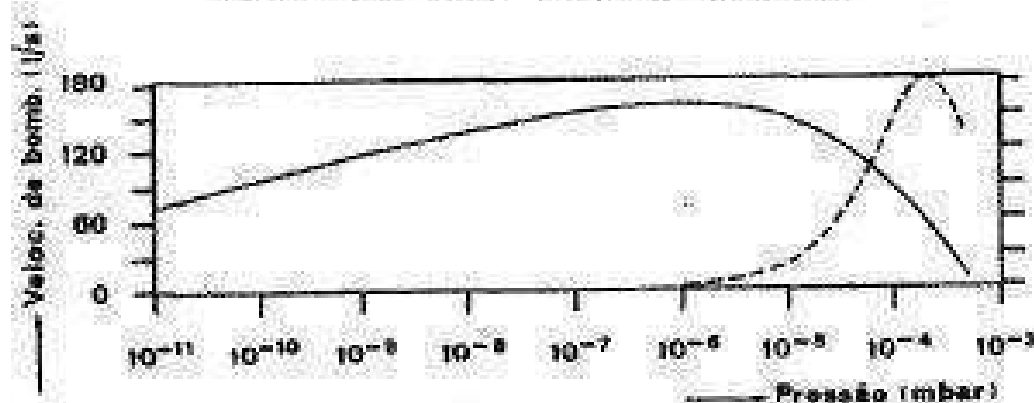


Fig. 3.31 — Característica de uma bomba iónica e de adsorção
 — Velocidade de bombeamento
 - - - Fluxo em função da pressão de entrada

bomba iónica e de adsorção para o ar. A velocidade nominal destas bombas é referida em geral para o ar e na zona de pressões entre 10^{-5} e 10^{-7} mbar. As velocidades de bombeamento variam entre 1 l s^{-1} e 7000 l s^{-1} dependendo das dimensões; o intervalo de pressão vai de 10^{-2} a 10^{-11} mbar; as razões das velocidades de bombeamento para vários gases relativamente ao ar estão indicadas, para os três tipos de bomba, na tabela 3.3.

TABELA 3.3

Razões das velocidades de bombeamento de vários gases relativamente ao ar

		Bomba (tubo)	Bomba (tubo)	Bomba (diferencial)
		(%)	(%)	(%)
Gases activos	ar —	100	100	100
	O ₂ —	5	59	70
	N ₂ —	—	—	95
	CO ₂ —	100	100	100
	H ₂ —	270	210	160-200
	H ₂ O —	100	100	100
	Ar —	1	30	20- 28 *
Gases inertes	He —	10	30	25- 35 *
Hidrocarbonetos leves		90-160	90-100	90-180

* — Depende da pressão: a 10^{-6} mbar corresponde o valor mais baixo; a 10^{-8} mbar corresponde o valor mais alto.

Ainda dentro deste tipo de bombas incluem-se combinações de bombas iónicas com bombas de sublimação de titânio.

As configurações para o bombeamento iónico que incluem um campo magnético podem ser do tipo «Penning», magnetrão ou magnetrão invertido (ver parágrafo 4.8.2).

Recentemente foram postas no mercado bombas iónicas e de adsorção sem campo magnético. Estas bombas, cuja disposição de eléctrodos está representada na figura 3.32, são conhecidas por *orbitrões* e baseiam-se no princípio das órbitas de Kingdon. Os electrões introduzidos, com um momento angular adequado, no espaço entre os dois cilindros coaxiais, descrevem órbitas à volta do cilindro interior sem que

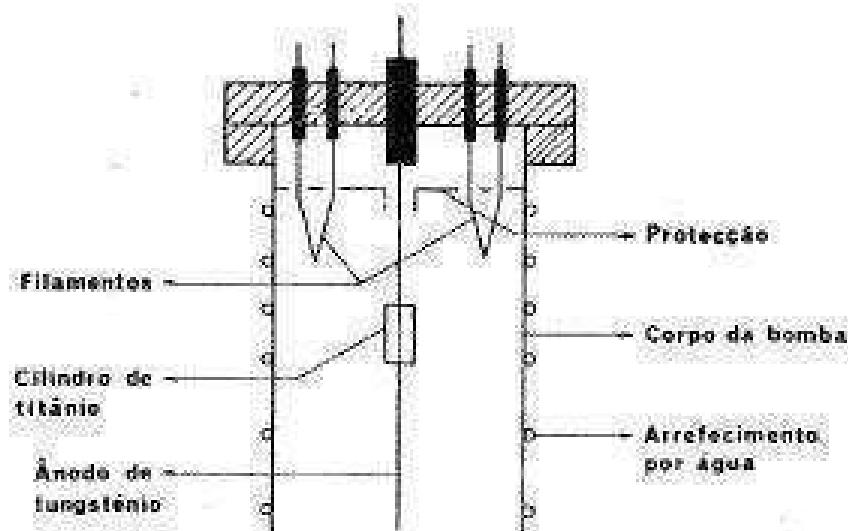


Fig. 3.32 — Esquema de um orbitrão

toquem nele. Este cilindro, que normalmente se reduz a um fio de tungsténio, está a um potencial positivo em relação ao cilindro exterior (aproximadamente 1 kV por cada centímetro do raio do cilindro exterior). O livre percurso médio destes electrões é muito grande e têm portanto uma grande probabilidade de ionizar o gás residual. Se em torno do cilindro central se suspenderem um ou mais cilindros de titânio de maior diâmetro que o ânodo, alguns electrões vão chocar com o titânio que é vaporizado por aquecimento devido ao bombardeamento por electrões. O titânio vai depositar-se no cilindro exterior, que é arrefecido por circulação de água. A vantagem destas bombas consiste no facto da deposição de titânio no cilindro ser contínua, o que torna muito mais difícil a reemissão de gases raros, embora a velocidade de bombeamento para estes continue a ser muito inferior à do ar. Este tipo de bombas permite bombear entre 10^{-4} e 10^{-11} mbar e as velocidades de bombeamento podem atingir 800 l s^{-1} .

A fim de se obter um vácuo sem contaminação por hidrocarbonetos (vácuo limpo) estas bombas associam-se frequentemente com bombas de adsorção já descritas no parágrafo 3.4.1. As bombas de ionização e absorção necessitam de ser associadas a uma bomba ou bombas de pré-vácuo.

Capítulo VII

MEDIDORES DE PRESSÃO

1. Introdução

Os medidores de vácuo cobrem hoje em dia uma gama de pressões que se estende desde as pressões atmosféricas até $\sim 10^{-14}$ torr, e até menos. Existem vários tipos de medidores que operam conforme diversos princípios físicos, cada um deles sendo aplicável a um determinado intervalo de pressão. Os medidores de vácuo mais comuns se enquadram numa das três categorias descritas a seguir.

Medidores Hidrostáticos. Medem diretamente a força produzida pelo gás. Os mais usados são: manômetros de óleo e mercúrio, manômetro de McLeod, Bourdon e diafragma.

Medidores de Condutividade Térmica. O princípio físico associado a estes medidores é o da condutividade térmica do gás. Os exemplos mais comuns são os medidores tipo Pirani e Termopar.

Medidores de Ionização. São aparelhos que produzem a ionização do gás e a detecção da corrente iônica num eletrodo coletor. Esta corrente é uma função da pressão do gás. Os exemplos mais importantes são os medidores de catodo quente (Bayard-Alpert) e catodo frio (Penning e Klemperer).

2. Medidores Bourdon e de Diafragma

O medidor Bourdon consiste basicamente de um tubo

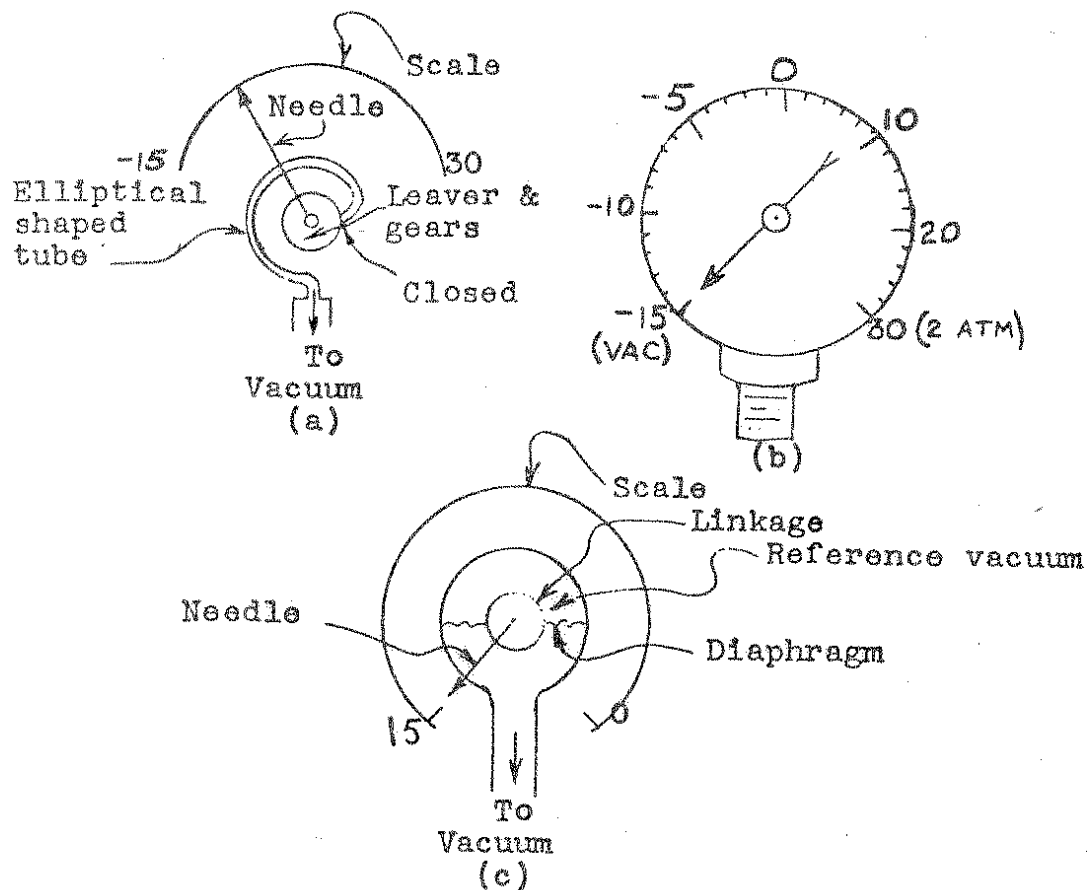
flexível recurvado (ver figura). Uma das extremidades do tubo é ligada ao sistema de vácuo enquanto a outra é fechada. O tubo é conectado por uma série de alavancas e engrenagens a um ponteiro. Quando há uma mudança de pressão no interior do tubo a sua curvatura se modifica o que causa uma mudança da indicação do ponteiro numa escala calibrada em unidades de pressão (em geral torr ou mbar).

No medidor de diafragma, ilustrado na figura abaixo, a pressão causa uma deformação no diafragma. Como no medidor Bourdon, o movimento de deformação do diafragma corresponde ao deslocamento de um ponteiro que se move sobre uma escala calibrada em unidades de pressão.

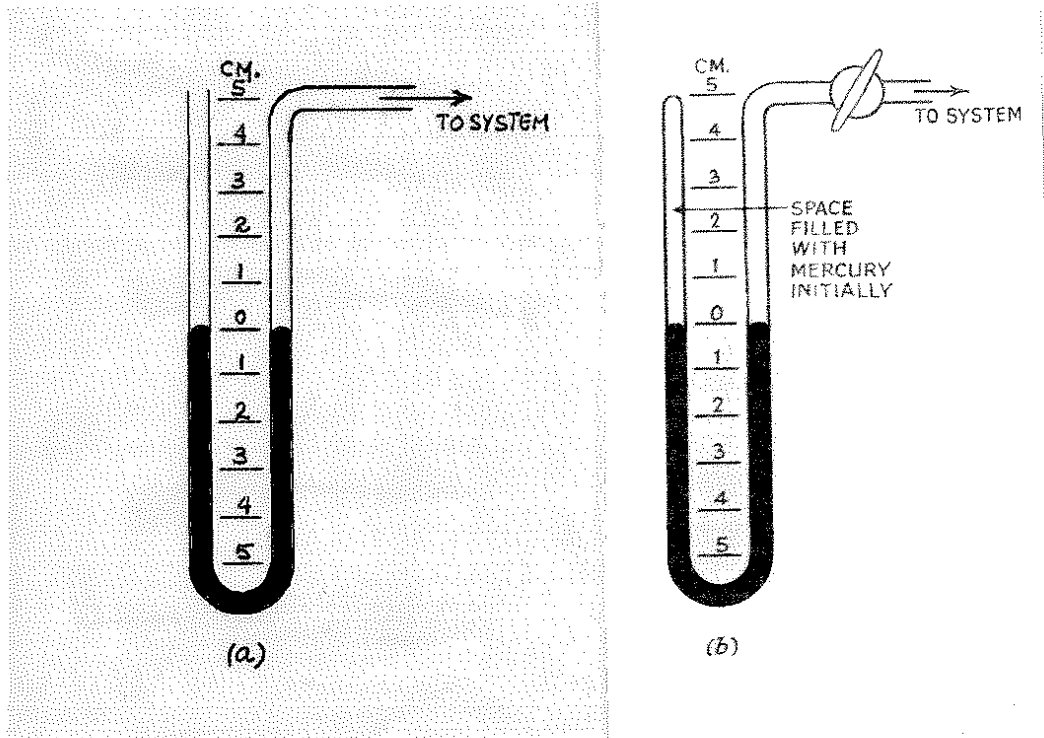
Os medidores de Bourdon e de diafragma são adequados a medidas num intervalo entre a pressão atmosférica e alguns décimos de torr. A calibração da escala desses medidores independe do gás ou mistura de gases que estão sendo medidos.

3. Manômetros de Tubo Aberto e de Tubo Fechado

Um dos medidores de vácuo mais simples que se pode construir é o manômetro aberto em forma de U. Este instrumento consiste de um tubo de vidro recurvado no interior do qual se coloca uma certa quantidade de mercúrio (Ver figura (a)). Uma das extremidades do tubo é conectada ao sistema de vácuo enquanto a outra é aberta à pressão atmosférica. Quando se estabelece o vácuo no sistema o nível de mercúrio no braço esquer



- (a) ELEMENTS OF BOURDEN GAUGE
- (b) PHYSICAL DESCRIPTION OF BOURDEN GAUGE
- (c) DIAPHRAGM GAUGE



do sobe. A pressão P_s do sistema de vácuo é então dada em função da diferença h entre os dois níveis pela relação

$$P_s = P_0 - \rho gh \quad (1)$$

onde P_0 é a pressão atmosférica, ρ é a densidade do mercúrio e g é a aceleração da gravidade. Se ρ for dado em g/cm^3 , g em cm/s^2 e h em cm , as pressões P_0 e P_s serão dadas em dina/cm^2 .

O valor de h é lido numa escala graduada colocada atrás do tubo. A precisão na leitura de P_s é limitada pela pre

precisão da escala graduada. De um modo geral, a determinação de h com uma incerteza menor que 1 mm é difícil, motivo pelo qual a precisão deste tipo de instrumento é limitada em ~ 1 torr.

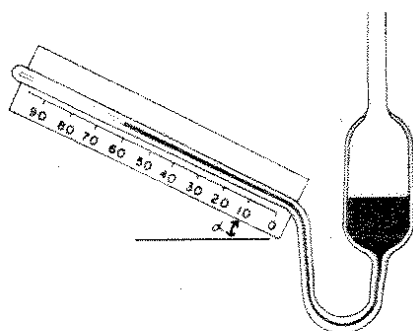
Nos manômetros de tubo aberto tanto pode ser utilizado mercúrio como óleos de baixa pressão de valor. Como os óleos tem valores de ρ de 7 a 15 vezes menores que mercúrio, os manômetros de óleo são bem mais sensíveis. Porém estes últimos se aplicam a medidas que são apenas um pouco abaixo da pressão atmosférica; caso contrário eles teriam que ter dimensões muito maiores que os de mercúrio e não seriam portanto práticos.

Um aperfeiçoamento do manômetro descrito acima é o manômetro de tubo fechado (Ver figura (b)). Neste manômetro o mercúrio é colocado com o tubo em vácuo. Desta forma a pressão do gás sobre o mercúrio na extremidade fechada é desprezível se comparada com qualquer pressão a ser medida. Portanto a pressão que se quer medir será diretamente proporcional ao desnível de mercúrio entre os dois lados:

$$P_s = \rho gh \quad (2)$$

A sensibilidade da leitura de P_s num manômetro de tubo fechado poderá ser aumentada se um de seus braços for inclinado de um ângulo α conforme mostra o desenho abaixo. Neste caso

$$P_s = \rho gh \operatorname{sen} \alpha \quad (3)$$

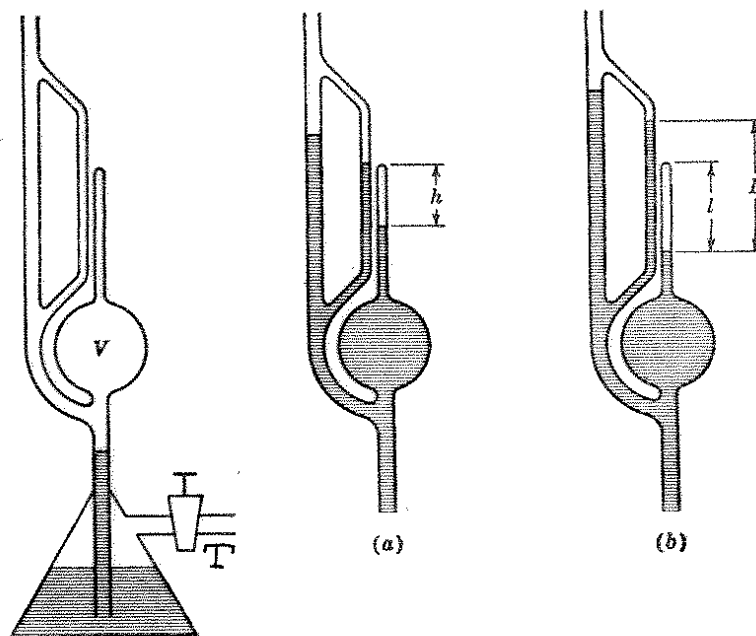


Inclined manometer.

4. Manômetros tipo McLeod

Manômetros de mercúrio bem mais sofisticados são os manômetros tipo McLeod. Com estes instrumentos, pressões num intervalo compreendido aproximadamente entre 10^{-6} torr podem ser medidas. Existe uma enorme variedade de desenhos destes manômetros que variam conforme o fabricante e o intervalo de pressão a ser medido. Descreveremos aqui duas versões.

O desenho abaixo representa uma construção das mais simples de um manômetro de McLeod. A extremidade superior do tubo é conectada ao sistema de vácuo enquanto o mercúrio no reservatório está inicialmente à pressão atmosférica. Quando se faz vácuo no sistema, o mercúrio é empurrado para cima pela diferença de pressão e começa a encher o bulbo de modo que o gás inicialmente presente no seu interior sofre uma compressão.



The McLeod gage.

Controlando-se a entrada de ar no reservatório pela válvula T pode-se fazer com que o nível de mercúrio do lado direito do braço duplo aberto coincida com o topo do capilar associado ao bulbo (figura (a)). Neste caso, a pressão do gás P_s no tubo aberto está relacionada com a pressão P_f do gás comprimido no bulbo pela fórmula

$$P_s + \rho gh = P_f \quad (4)$$

onde ρ é a densidade do mercúrio e h é a diferença dos níveis. A pressão P_s está também relacionada com P_f através da equação de transformação a temperatura constante para um gás ideal

$$P_s V = P_f V_f \quad (5)$$

onde V é o volume do bulbo com o capilar e V_f é o volume de gás dentro do capilar após a compressão. Chamando de A a área da seção reta do capilar teremos

$$V_f = Ah \quad (6)$$

Substituindo a equação (6) em (5) e combinando a equação resultante com (4) resulta em

$$P_s = \frac{\rho g A}{V - Ah} h^2 \quad (7)$$

De um modo geral nos medidores de McLeod $V \gg Ah$; de modo que a equação (7) se reduz a

$$P_s = \frac{\rho g A}{V} h^2 \quad (8)$$

Temos então que a pressão P_s do sistema de vácuo a ser medida varia quadraticamente com h . O fator $(\rho g A/V)$ é uma constante para cada manômetro.

Pode-se também operar o manômetro de McLeod de

outra forma. Faz-se o mercúrio subir no capilar até uma altura pré-determinada ℓ do topo (figura (b)). A diferença entre os níveis é L . Por uma dedução análoga a anterior pode-se concluir que

$$p_s = \frac{\rho g \ell A}{V} L \quad (9)$$

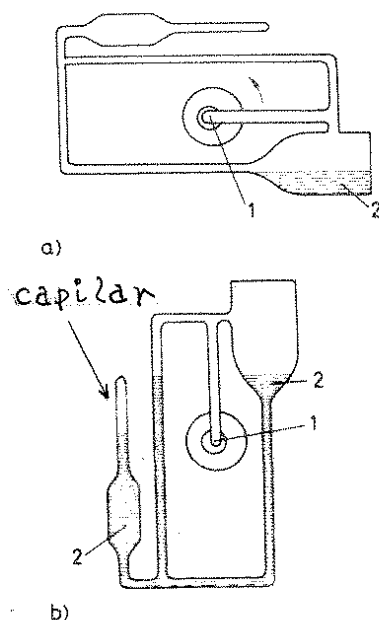
ou seja, que a pressão que se quer medir é diretamente proporcional a L .

A outra versão de manômetro de McLeod que descrevemos aqui chama-se de "Vacustat". A figura abaixo mostra um Vacustat em duas posições. Este instrumento tem uma articulação em torno da qual ele pode girar. O ponto 1 é o centro de rotação, conectado ao sistema de vácuo por meio de uma tubulação flexível. O número 2 representa o mercúrio.

Para se fazer uma medida de pressão coloca-se o Vacustat inicialmente na posição da figura (a). A seguir gira-se o manômetro cautelosamente de modo a que o mercúrio venha a encher o bulbo comprimindo o gás no capilar (figura (b)). A pressão é determinada pela equação (8).

Os dois tipos de manômetros de McLeod descritos acima são basicamente idênticos. A diferença está na forma segundo a qual o mercúrio é levado a comprimir o gás no capilar.

Manômetros de McLeod são medidores absolutos sendo portanto muito úteis na calibração de outros medidores (não absolutos) de pressão.



É preciso ter um cuidado especial quando se trabalha com vapores em manômetros de McLeod. Durante o estágio da compressão no capilar os vapores podem se condensar, o que resulta em valores errôneos na leitura da pressão.

5. Medidor Tipo Pirani

O princípio físico de funcionamento de um medidor de vácuo tipo Pirani é o da condutividade térmica dos gases. Um filamento é aquecido por uma corrente elétrica na atmosfera do gás cuja pressão se quer medir. Devido a presença do gás, o fi

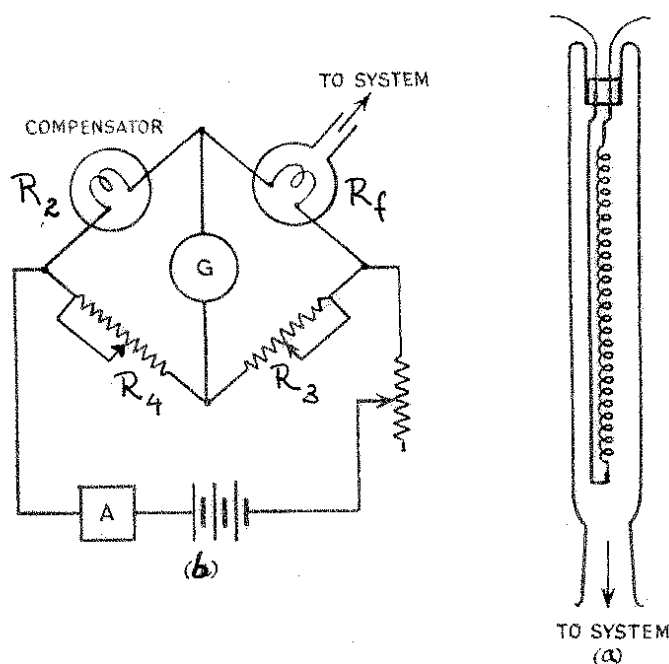
lamento irá dissipar energia térmica por condução. A dissipação será tanto maior quanto maior for a pressão. Consequentemente a temperatura do filamento é uma função da pressão, decrescendo monotonicamente com a mesma. Em princípio, para um determinado filamento e um dado gás poderemos determinar experimentalmente o gráfico P vs T , onde P é a pressão e T a temperatura do filamento. A esse gráfico chamaremos de curva de calibração. De um modo geral a curva de calibração de um medidor Pirani não é P vs T mas P em função da resistência elétrica R do filamento. Esses dois gráficos são na realidade equivalentes, uma vez que a resistência elétrica de um condutor é uma função da sua temperatura.

A figura (a) abaixo mostra o sensor (ou cabeça de medição) de um medidor Pirani que consiste de um tubo contendo o filamento e que se acopla ao sistema de vácuo. A figura (b) é o esquema do circuito elétrico de medição associado ao sensor. O filamento R_f constitui um dos braços da ponte de Wheatstone. Os outros braços são R_2 , R_3 e R_4 . R_2 é um resistor idêntico a R_f encapsulado a vácuo dentro de um tubo de vidro. Este tubo é colocado em posição adjacente a R_f de modo a compensar flutuações de voltagem na ponte devidas a variações de temperatura na região onde se instala o sensor. R_3 e R_4 são resistores variáveis.

Uma maneira de se medir R_f (e consequentemente determinar P , quando se conhece a curva de calibração) é ajustar os valores de R_3 e R_4 de modo a "zerar" a corrente do galvanô-

metro G. Neste caso

$$R_f = \frac{R_2 R_3}{R_4} \quad (10)$$



Um outro método consiste em manter R_3 e R_4 constantes e medir a corrente no galvanômetro. A voltagem através da ponte deve ser agora mantida constante. O galvanômetro poderá ser zerado à pressão atmosférica. Consequentemente, a um aumento em R_f - o que ocorre quando a pressão cai - corresponderá um aumento na corrente do galvanômetro cuja escala poderá ser calibrada diretamente em unidades de pressão.

O fato de que a condutividade térmica varia conforme o gás implica em curvas de calibração distintas para dife -

rentes gases. É claro que quanto maior for a condutividade térmica de um gás, menor será a temperatura do filamento para um mesmo valor de P . De um modo geral a escala de um medidor Pirani é calibrada para nitrogênio.

O filamento de um medidor Pirani é geralmente feito de um fio de tungstênio, níquel ou platina cujo diâmetro varia entre 0,005 - 0,1 mm e é enrolado numa espiral de diâmetro 0,5 - 2 mm com um passo de pelo menos 10 diâmetros de fio. Uma configuração desse tipo proporciona trocas de calor com o gás com grande eficiência.

O gráfico abaixo mostra uma curva (típica para medidores Pirani) da pressão em função da corrente indicada no galvanômetro. A linha cheia (A) corresponde a temperatura constante no filamento; a linha tracejada (B) corresponde a voltagem

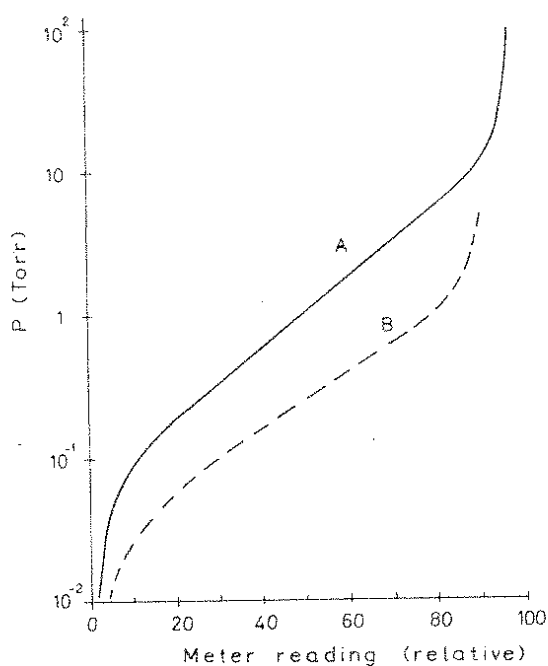


Fig. 6.22 Pirani gauge calibration curves.

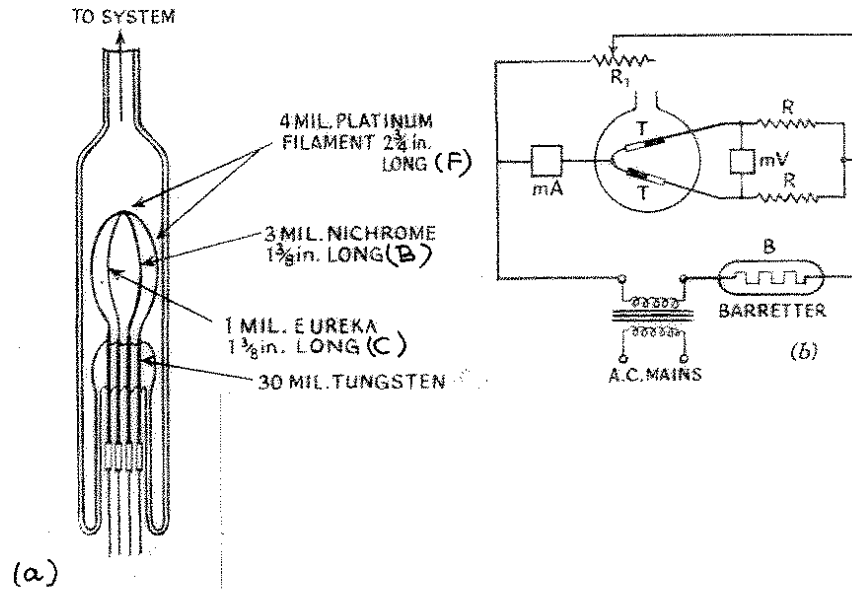
gem constante aplicada a ponte. Essas curvas justificam o fato da escala de pressão dos medidores Pirani serem comprimidas nos extremos. Em geral a parte mais confiável da escala estende-se de 5×10^{-3} até 5×10^{-1} torr.

6. Medidor tipo Termopar

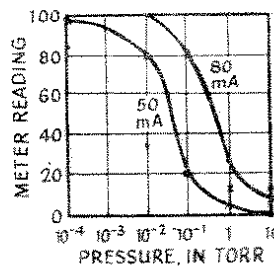
Os medidores do tipo Termopar, como os medidores Pirani, funcionam segundo as variações de temperatura de um filamento, causadas pelas variações da pressão. Enquanto no medidor Pirani a determinação da pressão é feita em função de resistência do filamento, no medidor de Termopar a pressão é medida em função de uma voltagem gerada termicamente conforme veremos a seguir.

A figura (a) abaixo mostra o sensor de um medidor Termopar. F é o filamento e B e C são dois fios de metais diferentes cuja junção comum é soldada a F. B e C são escolhidos de modo a formar o que se chama de um par termo-elétrico, isto é, a produzirem uma voltagem V que é uma função da temperatura da junção. V é medida por um milivoltímetro conectado às extremidades de B e C. Como a temperatura do filamento é uma função da pressão P do gás, teremos $V = f(P)$ e a escala do milivoltímetro poderá ser calibrado diretamente em unidades de pressão.

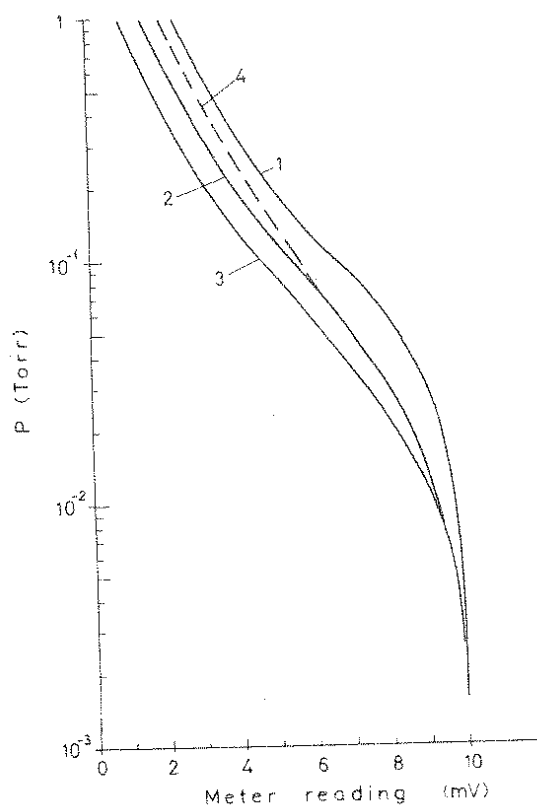
A figura (b) representa o circuito elétrico associado ao sensor. R_1 é um reostato que controla a corrente de aquecimento do filamento cujo valor é lido no miliamperímetro



mA; o milivoltímetro é indicado no circuito pelo símbolo mV. O gráfico abaixo mostra curvas da indicação do milivoltímetro ("meter reading") em função da pressão para dois valores da corrente (50 e 80 mA) de aquecimento do filamento.



A sensibilidade de um medidor de Termopar, bem como o Pirani, depende do gás. Gráficos da pressão em função da voltagem termo-elétrica para um determinado medidor de Termopar (o de Hastings-Raydist) são mostrados a seguir. São dadas as curvas para argônio (1), ar (2), hidrogênio (3) e dióxido de carbono (4).

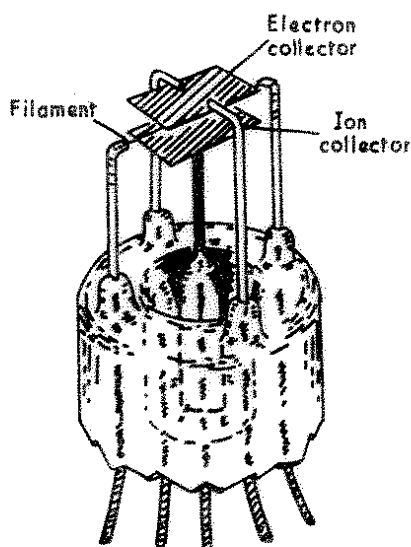


Frequentemente o filamento de um medidor de Termopar é de platina ou platina-irídio na forma de uma tira fina e estreita. Como fios para o par termo-elétrico são usadas ligas tais como "Nichrome", "Eureka" e "Advance".

Medidores de Termopar comercialmente disponíveis podem medir pressões no intervalo $20 - 10^{-3}$ torr.

7. Medidores de Ionização de Catodo Quente

Um dos medidores de ionização de catodo quente de construção mais simples é o medidor de Schulz e Phelps, conforme mostra a figura abaixo. Esse medidor consiste de duas pequenas placas metálicas e de um filamento reto (catodo) posicionado entre ambas. A placa superior ("electron collector") é mantida a um potencial positivo com relação ao filamento enquanto o potencial da placa inferior ("ion collector") é negativo. O filamento é aquecido a uma temperatura muito alta por uma corrente elétrica de modo que emite elétrons (efeito termo-iônico).



The ionization gauge designed by Schulz and Phelps for high-pressure operation.

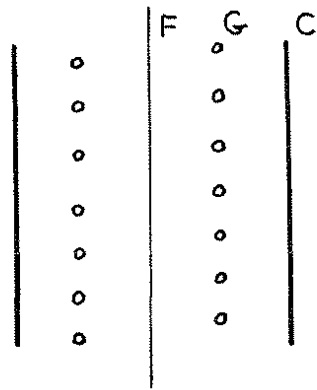
Devido ao campo elétrico, os elétrons provenientes do catodo são acelerados em direção a placa superior, causando, por um processo de colisões, a ionização das moléculas do gás. Os ions positivos assim formados são então coletados na placa inferior. Pela medida da corrente i^+ dos ions coletados (o que pode ser feito por um microamperímetro, por exemplo) se obtém a pressão P . A dependência entre i^+ e P é dada pela relação

$$i^+ = s i^- P \quad (11)$$

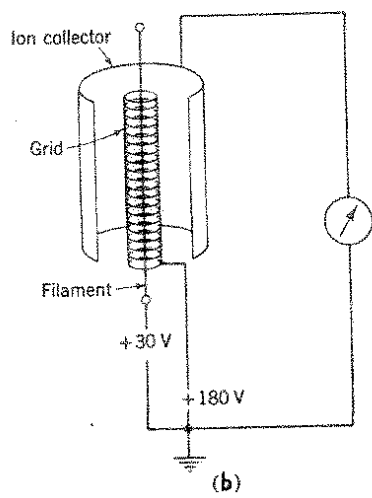
onde i^- é a corrente de elétrons emitidos pelo catodo e s é um fator denominado de sensibilidade do medidor. s depende da geometria do medidor, isto é, tamanho e posição relativa das placas e filamento bem como seus respectivos potenciais. s depende também da natureza do gás, conforme discutiremos mais abaixo.

Tipicamente o intervalo de operação de um medidor de Schulz e Phelps é entre 10^{-5} e 1 torr.

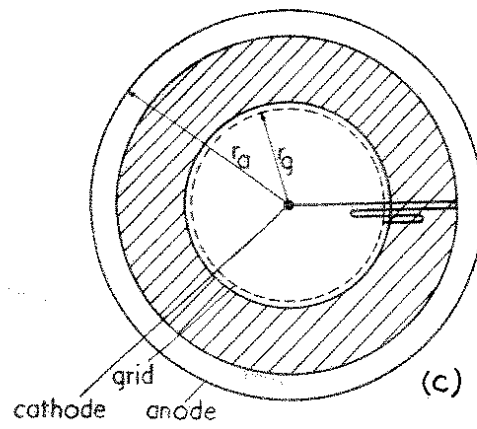
Um outro tipo de medidor de ionização de catodo quente capaz de medir pressões no intervalo 10^{-3} - 10^{-8} torr é composto de um filamento emissor de elétrons, de uma placa coletora de ions positivos e de uma grade interposta entre ambos. A figura (a) abaixo mostra uma vista em corte do sensor de um desses medidores. F é o filamento, G é a grade, que consiste de um fio fino enrolado em forma helicoidal em torno de F e C é o coletor de ions (ou anodo), formado por uma casca ci



(a)



(b)



(c)

Hot-cathode triode ionization gauge showing a typical electron trajectory. The useful ionizing region is shown shaded.

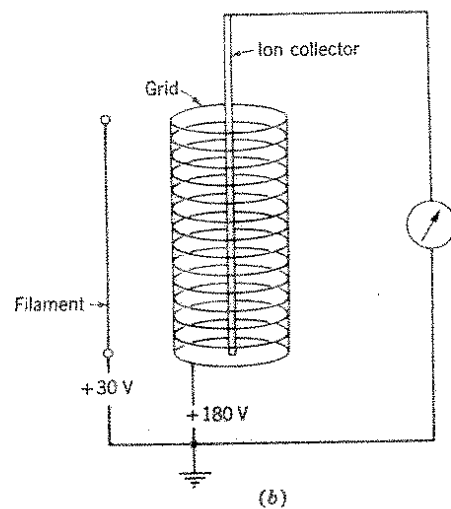
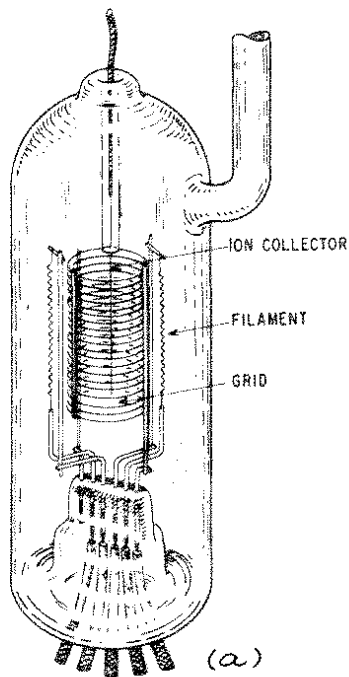
cilíndrica metálica. F, G e C são encapsulados dentro de um tubo o qual se conecta ao sistema de vácuo. Valores típicos dos potenciais aplicados aos eletrodos são dados no circuito simplificado (figura (b), acima). Com potenciais dessa ordem de grandeza, todos os eletrons emitidos pelo filamento irão atingir a grade. Muitos desses eletrons entretanto irão primeiro oscilar em torno da grade em trajetórias semelhantes à mostrada na figura (c). Os ions positivos formados entre a grade e o anodo (região sombreada do desenho) serão coletados pelo anodo. A corrente iônica, i^+ , é diretamente proporcional a pressão (relação (11)). A função da grade, nesse tipo de medidor, é a de induzir um percurso mais longo na trajetória dos eletrons, aumentando dessa forma a probabilidade de colisão com as moléculas do gás. Disso resulta uma maior eficiência na ionização do gás e consequentemente pressões mais baixas poderão ser medidas.

Os medidores de ionização de catodo quente com anodo cilíndrico apresentam um limite inferior na leitura da pressão que é da ordem de 10^{-8} torr, devido a emissão de raios-X. Esse efeito é causado pelos eletrons que ao atingirem a grade provocam a emissão de raios-X. Os raios-X ao alcançarem o anodo, causam o efeito inverso: a ejeção de eletrons, o que irá produzir uma corrente de anodo de mesmo sentido que a corrente dos ions coletados. A corrente de anodo, i_a^+ , pode portanto ser escrita como a soma de duas contribuições:

$$i_a^+ = i^+ + i_x^+ \quad (12)$$

onde i^+ é a corrente devida somente aos ions positivos coletados e i_x^+ é a corrente devida aos raios-X. Valores típicos de i_x^+ correspondem, pela relação (11) a pressões da ordem de 10^{-8} torr.

Para minimizar o efeito de raios-X Bayard e Alpert construíram um medidor de ionização em que o coletor de ions é um fio muito fino ($\approx 0,01$ cm de diâmetro) posicionado dentro da grade enquanto o filamento (catodo) situa-se fora da mesma (figuras (a) e (b) abaixo). O princípio de funcionamento é o mesmo do medidor descrito logo acima.

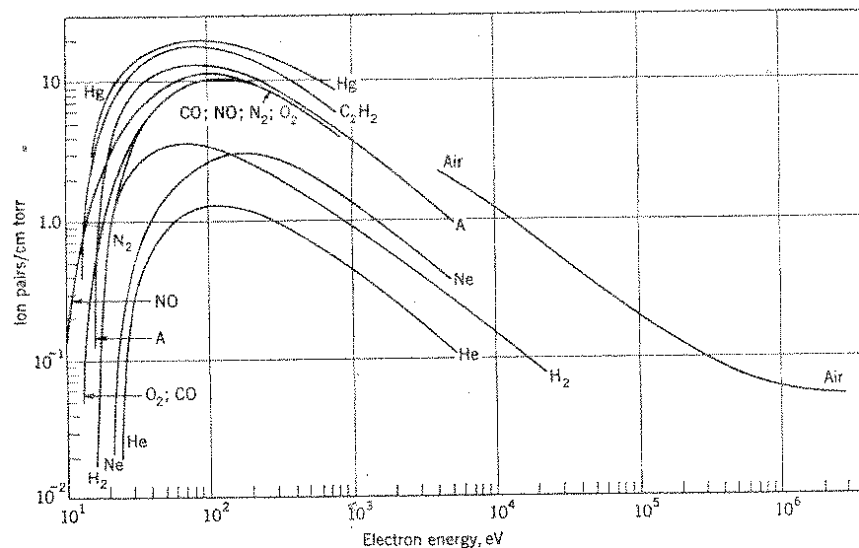


Como a corrente de raios-X é proporcional a área do coletor, com um fio de 0,01 cm de diâmetro pode-se obter valores de i_x^+ cerca de 10^3 vezes menores que no medidor de anodo

cilíndrico. Esses valores correspondem a pressões da ordem de 10^{-11} torr.

Frequentemente os medidores do tipo Bayard-Alpert são equipados com dois filamentos, conforme mostra a figura acima. A vantagem disso é ter um filamento de reposição se o outro queimar.

Todos os medidores de ionização apresentam sensibilidades distintas para diferentes gases. Esse efeito é devido a um parâmetro próprio de cada gás que chamaremos de eficiência de ionização, ϵ . O parâmetro ϵ é definido como o número de ions produzidos por eletron (emitido do filamento) a uma dada energia, por centímetro da trajetória dos elétrons e por torr da pressão do gás. Curvas de ϵ para vários gases em função da energia cinética dos elétrons ionizantes são mostradas na figura abaixo.



Ionization efficiencies of electrons for some gases as a function of electron energy. (From R. Jaekel, "Encyclopedia of Physics," vol. 12, p. 535, Springer-Verlag OHG, Berlin, 1958.)

É interessante observar que todas as curvas tem um máximo próximo de 100 eV. Por esse motivo os medidores de ionização operam em geral com potenciais tais que a energia cinética média dos eletrons esteja em torno de 100 eV.

Valores da sensibilidade s , para diversos gases, de um medidor tipo Bayard-Alpert (Westinghouse WL-5966) e outro, tipo Schulz e Phelps (Westinghouse WL-7676), são dados na tabela abaixo. Como seria de se esperar, a sensibilidade desses medidores está numa relação direta com os valores de ϵ no entorno de 100 eV.

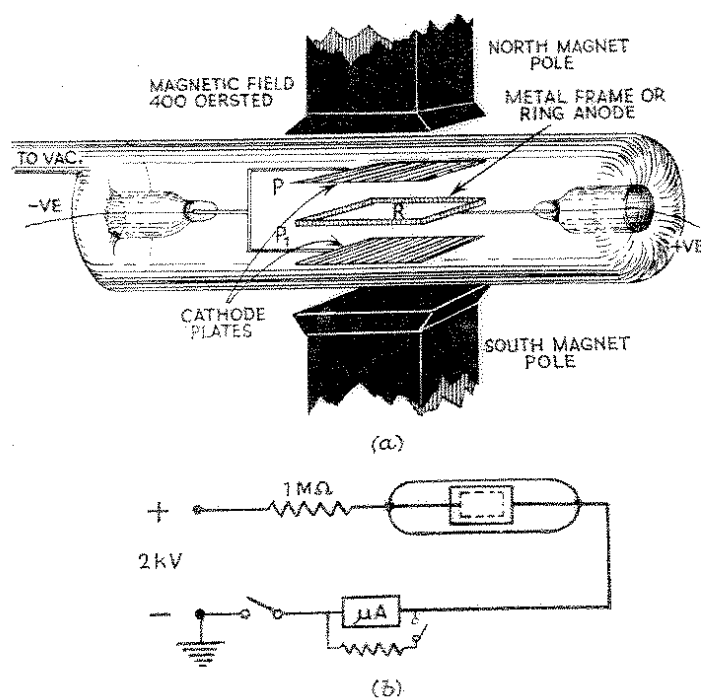
Sensitivity Factors s of Ion Gages, in Torr ⁻¹								
<i>Bayard-Alpert Gage Westinghouse WL-5966 (PPL)</i>								
Gas	He	Ne	A	N ₂	H ₂	CO	CH ₄	N ₂ O
s	2.4	3.7	16.4	11.5	5.0	13.0	18.0	14.2
<i>High-pressure Gage Westinghouse WL-7676</i>								
Gas	He*	N ₂ *	CO*	H ₂ *	D ₂ (PPL)	H ₂ O†		
s	0.06	0.40	0.42	0.21	0.24	0.56		
			<i>Electrode potential</i>					
			<i>WL 5966</i>		<i>WL 7676</i>			
Collector			ground		ground			
Filament			+30 V		+60 V			
Grid			+180 V		+120 V			

* From R. J. Melling, *A.I.E.E. Conf. Paper* 60-401, 1960.

† From A. H. Futch, Jr., *Rev. Sci. Instr.*, vol. 32, p. 1263, 1961.

8. Medidores de Ionização de Catodo Frio

O medidor de ionização de catodo frio utiliza uma combinação de um campo elétrico com um campo magnético para produzir a ionização do gás. O arranjo geométrico de um desses medidores é mostrado na figura abaixo, juntamente com o circuito elétrico associado. O campo elétrico é estabelecido entre o anel retangular R (anodo) e as duas placas P e P₁ (catodos). A



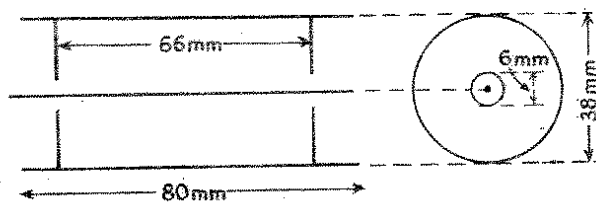
The Penning cold-cathode ionization gauge

diferença de potencial entre o anodo e os catodos é de 2 kV. O campo magnético é fornecido por um imã permanente. As placas são paralelas às faces das peças polares do imã de modo que o campo magnético é substancialmente perpendicular às mesmas. Os

eletrodos são encapsulados dentro de um envelope de vidro que se conecta ao sistema de vácuo. Quando se estabelece a ionização do gás, os ions positivos são atraídos pelo catodo. Das suas colisões com o catodo resulta a emissão de eletrons secundários. O campo magnético impede que os eletrons secundários se dirijam diretamente para o anodo. Ao invés disso, o campo magnético faz com que o movimento dos eletrons entre as placas seja oscilatório, em trajetórias helicoidais. Devido ao longo percurso dos eletrons, a probabilidade de colisão com as moléculas do gás é aumentada de tal forma que a ionização é detectável mesmo em pressões tão baixas quanto 10^{-5} torr. A corrente i^+ dos ions positivos coletados pelos catodos é lida no microamperímetro μA e é uma função da pressão P .

A curva de calibração i^+ em função de P depende da geometria interna do medidor. No medidor representado acima (configuração de Penning) i^+ é praticamente linear com P no intervalo entre 10^{-5} e 10^{-3} torr. O alcance máximo da pressão nesse caso é $\approx 5 \times 10^{-3}$ torr, quando o valor de i^+ é ≈ 1 mA.

Existem várias configurações distintas de medidores de catodo frio. Klemperer desenvolveu um modelo substancialmente diferente do de Penning, cuja escala se estende a pressões da ordem de 10^{-7} torr. Esse medidor consiste de um catodo cilíndrico e de um fio axial formando o anodo, conforme mostra o desenho abaixo. O campo magnético é aplicado paralelamente ao anodo por um imã permanente que envolve o catodo. Para evitar a interferência de campos elétricos produzidos por cargas eletrostáticas



ticas nas paredes do envelope de vidro, o catodo é parcialmente fechado nas suas extremidades por dois diafragmas com furos que permitem a passagem do anodo. O circuito elétrico de medida é basicamente o mesmo usado num medidor Penning.

Os medidores de ionização de catodo frio não tem, de um modo geral, sensibilidade suficiente para medir pressões menores que 10^{-7} torr. Por outro lado, apresentam outras desvantagens tais como

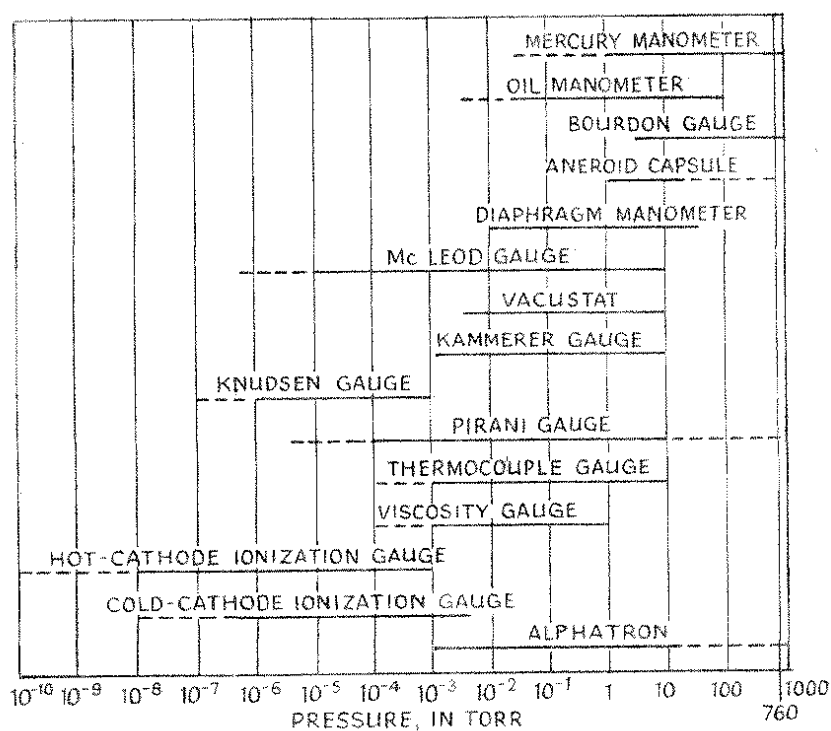
- (i) instabilidade na indicação de i^+ causada por flutuações na carga de espaço formada em torno dos eletrodos,
- (ii) a linearidade de i^+ com P não é sempre observada,
- (iii) falta de reprodutividade nas curvas de calibração.

Apesar desses fatores, a simplicidade de construção e de manutenção faz com que esses medidores sejam amplamente usados em sistemas de vácuo quando não for necessária uma determinação acurada da pressão.

9. Comparação entre os Vários Medidores de Pressão

Nosso objetivo neste capítulo foi fazer uma descrição sucinta dos medidores de vácuo de uso mais frequente nos laboratórios e na indústria. Para maiores detalhes técnicos sobre o assunto bem como descrição de outros tipos de medidores, o leitor interessado poderá consultar os livros de Roth, Leck e Redhead, Hobson e Kornelsen entre outros citados na Bibliografia.

O gráfico abaixo mostra os intervalos de pressão em que os vários tipos de medidores são aplicáveis. (As linhas cheias correspondem aos intervalos de pressão dos medidores comercialmente disponíveis; as linhas tracejadas indicam o limite de pressão que pode ser alcançado por modelos especiais)



PROBLEMAS

1. Calcule a velocidade média de uma molécula de H_2 , H_e , N_2 e A_r a $0^\circ C$.
2. Qual o número de moléculas por cm^3 dentro de um volume em vácuo, a pressão de 1×10^{-6} torr e à temperatura de $0^\circ C$?
3. Calcule o livre caminho médio (em cm) de H_2 e H_g nas pressões de 1 , 10^{-3} e 10^{-6} torr, à temperatura de $23^\circ C$. (Os diâmetros moleculares de H_2 e H_g são respectivamente 2,7 e 5,1 angstroms).
4. Calcule a densidade de impactos de moléculas de N_2 à temperatura ambiente nas pressões de 10^{-3} , 10^{-6} e 10^{-9} torr. (Resposta em $cm^{-2} \text{ seg}^{-1}$)
5. Uma monocamada molecular de gás adsorvido numa superfície corresponde em geral a $\sim 5 \times 10^{14}$ moléculas/ cm^2 . Se você considerar um balão de vidro esférico de volume igual a 1 litro e em baixa pressão, de quanto aumentará a pressão dentro do balão devido a dessorção desta monocamada? (Considere $T = 300^\circ K$ e dê a resposta em torr).
6. Suponha que um balão de 5 litros esteja inicialmente à pressão de 1×10^{-6} torr e à temperatura de $20^\circ C$ e contenha somen

te CO. Supondo que haja vácuo absoluto do lado externo, se no balão for feito um furo de 1,5 cm de diâmetro, em quanto tempo a pressão de CO cairá a 1×10^{-10} torr?

7. Uma superfície limpa é subitamente exposta a uma atmosfera de CO_2 na pressão de 10^{-9} torr. Uma monocamada de gás estará formada na superfície quando a densidade das moléculas de CO_2 adsorvidos chegar a 7×10^{14} moléculas/cm². Qual é o tempo necessário para formar 50% desta monocamada? (T = ambiente)

Observação: quando uma molécula incide numa superfície, existe uma probabilidade (chamada de probabilidade de adesão) de que ela fique adsorvida. Esta probabilidade, que chamaremos de s , depende da superfície, do gás e também, é claro, do número de moléculas por cm² e já adsorvidos. No nosso problema, s é dada pela seguinte relação

$$s = 0,6 (1 - \theta)$$

onde θ = fração da área coberta por moléculas. (Então $\theta=1$ representa uma monocamada, $\theta = 0$ representa nenhuma molécula adsorvida, $\theta = 0,3$ representa 30% de uma monocamada, etc.)

8. Calcular a condutância de um tubo cujo diâmetro é 1 polegada e o comprimento é 1 metro. Faça o cálculo na região mole

cular, para os seguintes gases: H_2 , N_2 e CO_2 . ($T = 20^\circ C$).

9. Uma bomba de vácuo funcionando à pressão de $\approx 10^{-5}$ torr produz vácuo numa campânula. A bomba é ligada à campânula por um tubo reto de comprimento $\approx 0,8$ m e diâmetro D . A velocidade de bombeamento na boca da bomba é 90 ℓ/s . Calcule a velocidade de bombeamento na boca da campânula para $D = 10$ cm e para $D = 1$ cm. ($T = 20^\circ C$) O gás considerado neste caso é o ar.

Nota: O tubo conecta a boca da bomba à boca da campânula.

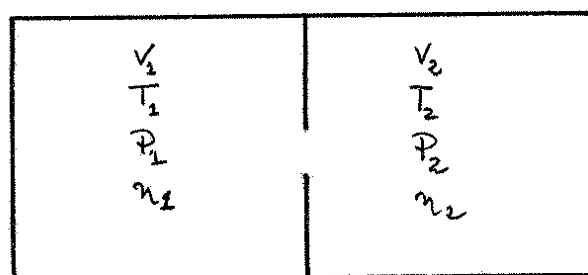
10. Um tubo AB tem comprimento de 60 cm e diâmetro de 1.2 cm. Na extremidade A a pressão é 5 torr enquanto a pressão em B é de 1,5 torr. Faça um gráfico quantitativo da condutância deste tubo em função da temperatura, para H_e , no intervalo 10-350°K.
11. Um tubo tem diâmetro $D = 0,5$ cm e sua condutância, na região molecular, para o gás CCl_2F_2 (diclorodifluormetano) é 0,05 ℓ/s . Qual a sua condutância quando uma de suas extremidades estiver a 5×10^{-1} torr enquanto a outra fica a 2×10^{-1} torr. O diâmetro molecular de CCl_2F_2 é 6.0×10^{-8} cm. ($T = 20^\circ C$).
12. Dois volumes, V_1 e V_2 estão interligados por um orifício circular de raio R . No instante $t = 0$, a pressão em V_1 é P_{10} e em V_2 é P_{20} . ($P_{10} > P_{20}$). Admitir escoamento molecular.

a) Calcule a expressão de P_1 (pressão em V_1) em função do tempo.

b) Faça um gráfico qualitativo de $P_1(t)$.

13. Um balão de vidro, de 2 litros, contendo N_2 se esvazia através de um tubo capilar de 1 mm de diâmetro e 2 cm de comprimento. Supondo que haja vácuo absoluto do lado de fora do balão, em quanto tempo a pressão no seu interior decairá de 1×10^{-6} para 1×10^{-8} torr?

14. Considerar dois volumes V_1 e V_2 separados por um orifício. No regime estacionário calcular n_1/n_2 e P_1/P_2 para alta (viscosa) e baixa (molecular) pressão admitindo que $T_1/T_2 = 1,5$ e que o gás é ideal.



15. Quer-se encher uma câmara de vácuo, de volume $V = 25\text{L}$, com nitrogênio, de modo que a câmara fique à pressão atmosférica (760 torr). Para isso deverá ser usado nitrogênio líquido que irá se transformar em gás dentro da câmara, ficando a uma temperatura final de 23°C . A câmara está a uma pressão inicial $P_0 = 10^{-6}$ torr. Sabendo-se que a densidade do nitrogênio líquido é de $0,7\text{g/cm}^3$, calcule o volume de nitrogênio líquido que irá corresponder ao nitrogênio gasoso dentro da câmara. (A massa molecular do N_2 é 28 gramas)

16. Um balão de vidro, inicialmente cheio de oxigênio se esvazia através de um furo de área $A = 0,5\text{ cm}^2$. A temperatura do O_2 é de 20°C . Suponha vácuo absoluto fora do balão. A variação da pressão dentro do balão com o tempo é dada por

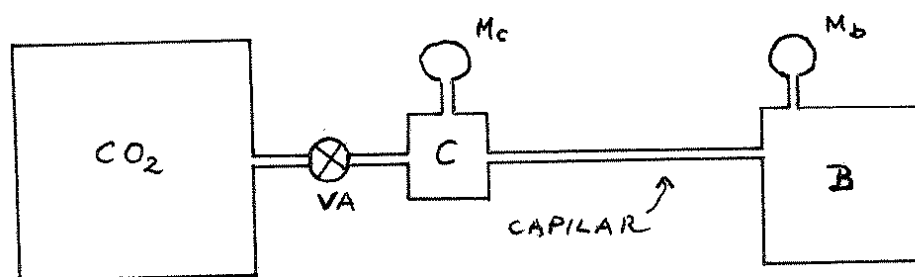
$$P = e^{-3t} + 10^{-10} \text{ torr}$$

Calcule a quantidade do gás (em litros/segundo) que sai pelo furo em função do tempo. (A massa molecular de O_2 é de 32 gramas)

17. Uma pequena câmara C é conectada a uma bomba de vácuo rotativa B através de um tubo capilar (vide figura). M_C e M_B são dois medidores de vácuo que dão as pressões em C e em B. A câmara se comunica, através da válvula agulha VA com um reservatório de CO_2 cuja pressão é $P_0 = 50$ torr. A quan-

tidade de gás que sai do reservatório para a câmara por segundo é constante e igual a $F = 0,05 \text{ l/s}$, medida à pressão do reservatório (50 torr). Nessa situação, as pressões das pelos medidores M_c e M_b são constantes e valem $P_c = 5 \text{ torr}$ e $P_b = 2 \text{ torr}$, respectivamente. Calcule:

- a) a velocidade de bombeamento da bomba
- b) a condutividade do tubo capilar



18. Quanto tempo, em média, após adsorver, permanecem as moléculas na superfície, nos seguintes casos

- a) Argônio em tungstênio ($E_a = 1.9 \text{ kcal/mole}$)
- b) CO em tungstênio ($E_a = 100 \text{ kcal/mole}$)
- c) H_2 em ferro ($E_a = 20 \text{ kcal/mole}$)

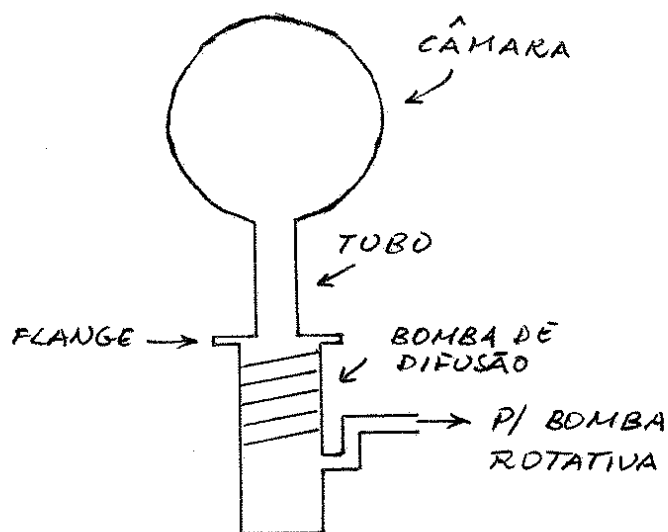
(Considere $\tau_0 = 1 \times 10^{-13} \text{ seg.}$ e $T = 20^\circ\text{C}$).

19. Uma certa câmara de vácuo contém várias peças de neopreno, cuja área total "exposta ao vácuo" é de 100 cm^2 . A câmara é bombeada por uma bomba de 90 l/seg. Qual é a pressão terminal (ou pressão de equilíbrio) na câmara? ($T = 20^\circ\text{C}$). (Admitir, para simplificar, que a taxa de degaseificação das

paredes da câmara, e de todos os outros componentes dentro da mesma, como sendo nula).

20. Uma câmara esférica construída de aço inoxidável tem volume $V = 30$ litros. Esta câmara é bombeada por uma bomba de difusão através de um tubo conforme mostra a figura. O tubo tem diâmetro $D = 4$ cm e comprimento $L = 15$ cm. A velocidade da bomba (no plano de sua flange superior), é de 50 l/s . A taxa de degaseificação do aço inox é $q = 10^{-10} \text{ torr.l/cm}^2.\text{s}$ na temperatura em que a câmara se encontra (20°C). Fazendo uma aproximação em que se admite a massa molecular dos gases desorvidos da câmara como sendo ≈ 28 gramas, calcule a menor pressão que pode ser alcançada na câmara.

OBS: Suponha que a bomba de difusão não emita vapores de óleo para a câmara.



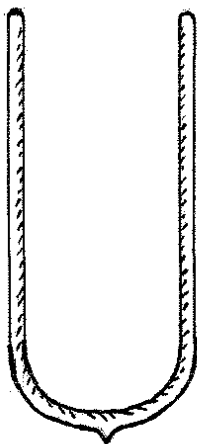
21. Um cilindro de vidro, cujo diâmetro interno é 5 cm contém mercúrio até metade de sua altura. O cilindro é bombeado por uma bomba cuja velocidade de bombeamento é 5 l/seg. Qual é a pressão de equilíbrio dentro do cilindro à temperatura de 20°C ? (Admitir que a energia de adsorção de Hg em vidro seja nula e que a taxa de degaseificação do vidro também seja nula).
22. Um fio de ferro está dentro de uma câmpula de vácuo e tem uma monocamada de H_2 adsorvida. Uma monocamada de H_2 em Fe corresponde a 5×10^{14} moléculas/ cm^2 . A energia de adsorção de H_2 em Fe é de 32 Kcal/mole. Subitamente se aquece o fio a temperatura de 200°C e conseqüentemente as moléculas de H_2 iniciarão a dessorver. Supondo a temperatura da superfície do fio como uniforme, calcule:
- a) o número de moléculas de H_2 dessorvidas por cm^2 por segundo no instante em que se começa a aplicar 200°C no fio.
 - b) em quanto tempo o número de moléculas de H_2 existentes na superfície do fio cairá da metade do valor inicial ($5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$).

Suponha neste problema que toda a molécula de H_2 que abandonar o fio não volte a adsorver no mesmo.

23. Uma garrafa térmica de vidro está esquematizada na figura abaixo. A superfície interna da garrafa é metalizada com prata cuja taxa de degaseificação é 5×10^{-14} torr litro/cm².s. A área metalizada tem 100 cm² e o volume do vácuo é de 100 cm³. Durante a fabricação a garrafa é fechada num vácuo de 5×10^{-7} torr. Qual é o tempo de vida da garrafa em anos?

OBS: a) O vácuo precisa ser melhor que 10^{-2} torr para se ter uma boa isolamento térmica.

b) Considere que a taxa de degaseificação da prata seja independente da pressão.



24. Um fio fino de alumínio de comprimento $L = 30$ cm e raio $r = 0,5$ mm é colocado no eixo de um cilindro de vidro de mesmo comprimento que o fio. Há vácuo dentro do cilindro. O fio é então aquecido a 1000°K . Supondo que todo átomo de Al evaporado do fio se deposite na parede interna do vidro,

calcule:

- a) o número de átomos de Al que atingem o vidro por segundo
- b) o crescimento do filme de alumínio formado no vidro (em gramas/segundo).

(Peso atômico do Al = 27 gramas).

25. Uma tira de ferro está em vácuo e tem uma camada de H_2 adsorvida a temperatura ambiente. Subitamente aquece-se a tira a 500^0K e tomam-se medidas do número de moléculas de H_2 adsorvidos por cm^2 , N , em função do tempo. É claro que N decresce com o tempo e os resultados das medidas são dadas na tabela abaixo.

$N(cm^{-2})$	$t(s)$
$2,24 \times 10^{14}$	1
$1,0 \times 10^{14}$	2
$4,5 \times 10^{13}$	3
$2,0 \times 10^{13}$	4

$N(cm^{-2})$	$t(s)$
$8,9 \times 10^{12}$	5
$4,0 \times 10^{12}$	6
$1,8 \times 10^{12}$	7

- a) Determine a taxa de dessorção (em moléculas dessorvidas por cm^2 por segundo) do H_2 em função do tempo.

- b) Calcule a energia de adsorção de H_2 em Fe.

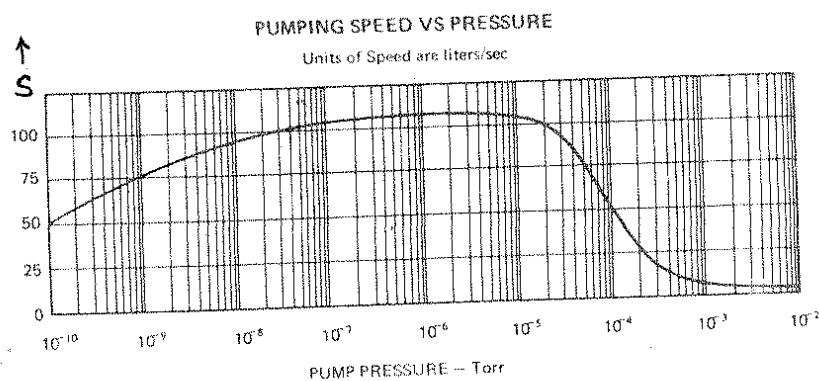
OBS: Suponha que toda molécula dessorvida não volte a adsorver no ferro.

26. Uma bomba de difusão faz vácuo numa câmara cilíndrica de aço inox cujo diâmetro é $d = 25$ cm e cuja altura é $h = 30$ cm. A bomba é acoplada a câmara através de um tubo cujo diâmetro $D = 6$ cm e de comprimento $\ell = 15$ cm. A bomba de difusão está conectada a uma bomba rotativa. A taxa de degaseificação do aço inox é 10^{-11} torr. ℓ /cm².s. Se você quiser manter um vácuo de 5×10^{-7} torr na câmara, calcule as velocidades de bombeamento
- a) da bomba de difusão
 - b) da bomba rotativa.
- OBS: Faça a aproximação de que todos os gases dentro do sistema tenham peso molecular = 28 g. Suponha $T = 23^{\circ}\text{C}$.
27. Uma bomba de vácuo moderna é constituída simplesmente por um disco fino de cobre cujo diâmetro é 15 cm. Este disco é colocado no interior do volume que se quer bombear. O pré-vácuo dentro do volume é feito por uma bomba mecânica e a seguir resfria-se o disco à temperatura de 20°K por meio de um refrigerador conveniente. Calcule a velocidade de bombeamento do disco para nitrogênio supondo que todas as moléculas que incidirem no disco fiquem aderidas no mesmo.
- Massa molecular do $\text{N}_2 = 28$ gramas.
- Temperatura do N_2 no volume = 20°C .
28. Uma certa bomba produz vácuo numa câmara. O diâmetro da boca da bomba é 10 cm. Se a temperatura do laboratório for

23°C e se 5% das moléculas que passam da câmara para a bomba forem efetivamente bombeadas, faça um gráfico no intervalo 10^{-6} - 10^{-9} torr para o bombeamento (em l/s) de N_2 . (S vs P)

Massa molecular de $N_2 = 28$ gramas.

29. Uma bomba iônica, de velocidade de bombeamento S é conectada a um volume esférico, de aço inoxidável, com 40 cm de diâmetro interno. A taxa de degaseificação do aço inox é, nesse caso, de 2×10^{-11} torr.litros/cm².seg. S é uma função de pressão, conforme mostra o gráfico abaixo. Encontre, com a aproximação que o gráfico permitir, a pressão de equilíbrio dentro da esfera. (Despreze a degaseificação interna da bomba, bem como vazamentos reais e virtuais)



30. Um arranjo experimental para medir a velocidade de bombeamento de uma bomba de difusão, consiste de dois cilindros separados por uma placa com um pequeno orifício circular (Vide figura). G_1 e G_2 são dois medidores de pressão. O gás penetra pelo topo do cilindro superior e é bombeado pela bomba de difusão. Como o orifício apresenta uma impedância à passagem do gás, existirá uma diferença de pressão entre os dois cilindros, isto é, $P_1 \neq P_2$. Medindo-se P_1 e P_2 para um determinado fluxo de gás que penetra no sistema e conhecendo-se o diâmetro do orifício, a velocidade de bombeamento S pode ser determinada.

Encontra a expressão para S , no regime molecular, em função de P_1 e P_2 e do diâmetro D do orifício, para nitrogênio à temperatura T .

APLICAÇÃO: Calcule S (em litros/seg) para nitrogênio quando $P_1 = 1 \times 10^{-4}$ torr, $P_2 = 1 \times 10^{-5}$ torr, $D = 1.2$ cm e $T = 23^\circ\text{C}$.

