

1. 序論

1. このテキストについて

このテキストは過去に行った真空技術の基礎に関する講義や講習の資料をもとに構成したものです。加速器関連の話題にはあまり触れていません。今回まとめるにあたって力を入れたのは、第2章「分子流」と、第6章「真空装置の排気とガス放出」の後半です。この部分を理解していただきたいというのが筆者の希望です。他の章は、章のテーマに関して筆者が経験上大事だと思った点を含めて箇条書き的にまとめたものです。全般に、よく知られた事実に加え、筆者なりの理解や主張が紛れ込んでいます。批判的に読んでくださるようお願いいたします。

2. 真空の定義など

2.1. このテキストの計算例で使用している定数

Boltzmann Constant : $k = 1.38 \times 10^{-23}$ [J/K]

Absolute Temperature : $T[\text{K}] = 273.15 + t[^\circ\text{C}]$

Specific weight of Hg : 13.6 gcm^{-3} (at 0°C)

Acceleration of free fall : $g = 9.81 [\text{ms}^{-2}]$

Atomic mass unit : $m_u = 1.66 \times 10^{-27}$ [kg]

Elementary charge : $e = 1.60 \times 10^{-19}$ [C]

分子や原子の重さは m_u の核子数倍として計算している。

2.2. 真空の定義 (JIS Z8126-1)

「通常の大気圧より低い圧力の気体で満たされた空間の状態」

2.3. 圧力の単位

真空の指標として「圧力」を用いる。圧力を比較するときは「高い」、「低い」という形容詞を使用する。「良い (悪い) 圧力 (真空)」という表現は科学的文献では使用しない。

以前は圧力の単位に、水銀柱 1 mm の重さを基準にした mmHg を用いた。Torr という単位はイタリアの物理学者 Evangelista Torricelli (1628 - 1707) にちなんだもので、

$$1 \text{ Torr} = 1 \text{ mmHg} = 1.36 \text{ gf cm}^{-2}$$

である。

現在の SI 単位系では、圧力の単位として Pa が用いられる。この単位名はフランスの科学者 Blaise Pascal (1623 - 1662) に由来する。

$$1 \text{ Pa} = 1 \text{ Nm}^{-2} = 0.0102 \text{ gf cm}^{-2}$$

であるから Torr よりも小さい単位量である。補助的に、

$$1 \text{ mbar} = 1 \text{ hPa} = 100 \text{ Pa}$$

なども使用される。各単位の関係は、

$$\begin{aligned} 1 \text{ Torr} &= 133 \text{ Pa} = 1.33 \text{ mbar} \\ 1 \text{ Pa} &= 10^{-2} \text{ mbar} = 7.52 \times 10^{-3} \text{ Torr} \end{aligned} \quad (1-1)$$

である。mbar や hPa による表現は Torr と数値的に近い値を与えるので、Torr になじんだ人には使いやすい。

1 気圧(atm)は 760 mmHg と定義される。上記の単位で表すと、

$$\begin{aligned} 1 \text{ atm} &= 760 \text{ Torr} \\ &= 101325 \text{ Pa} \approx 10^5 \text{ Pa} \\ &= 1013.25 \text{ mbar} = 1013.25 \text{ hPa} \end{aligned}$$

となる。

2.4. 分子密度と圧力

以下では、「容器の中の空間」を主に対象とする。容器の中の気体について議論するときは厳密には、圧力、密度、温度のうちどれか二つを指定する必要がある。

圧力は「真空計」で測定するが、「本当の圧力」を与える真空計と、「表示上の圧力」を与える真空計があることに注意が必要である。「表示上の圧力」を与える真空計は実は密度を測っている。ガス放出の無い容器に気体を入れて容器の温度 (= 気体の温度) を上げると、「本当の圧力」は高くなるが、「表示上の圧力」は変化しない。

圧力から密度への換算は理想気体の方程式を用いて行われる。特に温度を断らないときは、気体の温度を 20°C と仮定する。

$$\begin{aligned} n[\text{m}^{-3}] &= \frac{N}{V} = \frac{P}{kT} \\ &= \frac{P}{1.38 \times 10^{-23} \times (273.15 + 20)} \\ &= 2.47 \times 10^{20} P [\text{Pa}] \end{aligned} \quad (1-2)$$

Q: P [Torr] と密度 n [cm^{-3}] の換算式を作れ。

A:

$$n[\text{cm}^{-3}] = 3.29 \times 10^{16} P [\text{Torr}] \quad (1-3)$$

注意：圧力と密度の換算係数を X とすると、以下のように考える。

$$\begin{aligned} X &= 2.47 \times 10^{20} \left[\frac{1}{\text{m}^3 \text{Pa}} \right] \\ &= 2.47 \times 10^{20} \left[\frac{1}{10^6 \text{cm}^3 \cdot 7.52 \times 10^{-3} \text{Torr}} \right] \\ &= 3.29 \times 10^{16} \left[\frac{1}{\text{cm}^3 \text{Torr}} \right] \end{aligned}$$

真空の議論では通常密度ではなく圧力が使用されることから、気体分子の個数は、「圧力」×「体積」という単位で議論される (PV 値で表現するという)。

$$\begin{aligned} N &= 2.47 \times 10^{20} G [\text{Pa} \cdot \text{m}^3] \\ &= 3.29 \times 10^{19} G [\text{Torr} \cdot \text{l}] \end{aligned} \quad (1-4)$$

2.5. 平均自由行程

分子は、分子同士や壁との衝突を繰り返す。分子同士の衝突の時間間隔はある分布を持つことが予想され、その平均値を平均衝突時間という。衝突の間に進む距離もある分布を持つことが予想される。その平均値を平均自由行程という。平均自由行程は、速度分布と分子の大きさを使って評価できる。分子の大きさを直径 d の球と考える

と、Maxwell 速度分布を持つ気体における平均自由行程は

$$l = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n} \quad (1-5)$$

で与えられる[8]。実験的に求められた窒素分子同士の衝突の平均自由行程は次の式で与えられる[15]。

$$l[\text{m}] = \frac{6.10 \times 10^{-3}}{P[\text{Pa}]} \quad (20^\circ\text{C}) \quad (1-6)$$

Q: 窒素分子の「直径」はいくらか

A:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n} &= \frac{6.10 \times 10^{-3}}{P[\text{Pa}]} \\ d &= 3.87 \times 10^{-10} \text{ m} \end{aligned}$$

(実際の分子の直径の実験的な決定は、粘性係数、熱伝導度、拡散係数等の測定と、気体運動論から導かれたそれらの公式の比較により行われる。)

3. 残留ガスとビームの相互作用

加速器におけるビームと真空系の関係には、大きく二つに分けられる。一つはビームと真空容器の相互作用、もう一つはビームと残留ガスの相互作用である。ここでは後者のみ扱う。ビームと残留ガスの相互作用の結果ビームが蒙る影響としては、ビーム寿命や、ビームエミッタンスの増加があり、残留ガスが蒙る結果には、自由電子やイオンの発生が有る。以下ではビームが蒙る影響について説明する。ビームとしては、(陽)電子または陽子を考える[2][9][24]。

ビームを構成する粒子と残留ガスが相互作用すると、粒子の運動量の方向と大きさの変化のいずれか、あるいは両方が起こる。その結果粒子はベータトロン振動とシンクロトロン振動を行うことになる。ベータトロン振動の振幅が真空チェンバー内に収まりきれなければ、粒子は真空チェンバーと衝突し失われる。シンクロトロン振動の振幅が大きいと。他の基準ビームとの運動量差が

広がる一方となり、最終的には軌道が中心軌道から大きくずれ、チェンバーに衝突してビームから失われる。

衝突後リングを1周する間にビームの粒子が失われてしまう振動を引き起こす散乱角の大きさを θ_c 、運動量の変化を Δp とあらわす。 θ_c はベータ関数とチェンバーの内径で決まり、粒子と原子が衝突した場所に依存するが、その概略の大きさは、

$$\theta_c = \frac{\text{Typical half (vertical) aperture}}{\text{Typical value of the (vertical) beta function}} \quad (1-7)$$

で与えられる。また、 Δp は、ダイナミックアパーチャーを考慮から外すと、高周波が印加されている場合に、

$$\frac{\Delta p}{p} = \text{bucket height} \quad (1-8)$$

で与えられる。

電子の場合は、許容範囲以内の振動は「放射減衰」によって振幅が次第に減少する。陽子の場合はそのようなメカニズムはないので、次第にビームが広がることになる。電子の場合でも振動励起の頻度が高ければビームの広がりをもたらすことになり、ビームハローの一因となる。

原子との相互作用においてどのような素過程がどの程度ビーム寿命に影響を与えるかは、反応断面積を使って評価される。断面積は素過程の種類と標的の分子によって異なる。通常残留ガス分子との相互作用の断面積は、構成原子との相互作用断面積の和として評価される。

ある分子 a との衝突でビーム中の粒子がリングを1周する間に失われる衝突断面積を σ_{loss}^a とあらわすと、蓄積されているビーム電流 I の時間変化は、

$$\frac{dI}{dt} = -I \sum_a n_a \sigma_{\text{loss}}^a v \quad (1-9)$$

で表わされる。 v はビームの速度、 n_a は残留ガス分子 a の密度である。

$$\tau_a = \frac{1}{n_a \sigma_{\text{loss}}^a v} \quad (1-10)$$

は、 a という分子と衝突して粒子が失われる平均衝突時間であり、残留ガスとの衝突によるビーム寿命 τ は、

$$\tau^{-1} = \sum_a \tau_a^{-1} = \sum_a n_a \sigma_{\text{loss}}^a v \quad (1-11)$$

となる。分子 a と衝突して粒子が失われる平均自由行程 l_a は、

$$l_a = \frac{1}{n_a \sigma_{\text{loss}}^a} \quad (1-12)$$

と表わされ、断面積との関係は3次元的に動き回っている分子同士の衝突の場合と異なる。

ビーム寿命と関連して通常考えられる素過程は以下のものである。

3.1. Rutherford 散乱

原子の原子核のクーロン場による散乱である。電子の場合は原子核に比べて十分軽いので、エネルギーは失わず、進行方向のみが変えられる。陽子の場合は水素のような軽い原子核との衝突ではエネルギーも変化するが、Rutherford 散乱が寿命に影響するエネルギー範囲では、角度変化のみを考えればよい。したがって断面積は固定クーロン場に対して計算したものをを用いる。実際の衝突の相手は原子で、原子核の周りの電子による遮蔽効果と、原子核の有限の大きさを考慮すると、散乱角には最小値(θ_{min})と最大値(θ_{max})があるとする。最小値は原子の大きさで決まる回折角、最大値は原子核の大きさで決まる回折角にそれぞれ等しいと考える[26][27][28][29]。

$$\theta_{\text{min}} \approx \frac{\lambda_d}{a} = \frac{\hbar Z^{1/3}}{p a_0} \quad (1-13)$$

$$\theta_{\text{max}} \approx \frac{\lambda_d}{d} = \frac{\hbar}{1.3 \times 10^{-15} A^{1/3} p}$$

ここで、 p と λ_d はビーム粒子の運動量と de Broglie 波長 2π 、 a は Thomas-Fermi モデルによる原子

半径、 a_0 は Bohr 半径、 d は実験的な核半径、 A と Z はそれぞれ標的原子の質量数と原子番号である。

角度 θ_c 以上の散乱によりビーム中の粒子が失われる断面積は、標的原子 1 個当たり

$$\sigma = 4\pi Z^2 r_e^2 \frac{m_e^2 c^4}{E^2 \beta^4} \left(\frac{1}{\theta_c^2} - \frac{1}{\theta_{\max}^2} \right) \quad (1-14)$$

と表わされる。 r_e は古典電子半径、 m_e は電子の質量、 E と β はビーム粒子の全エネルギーと速度の光速に対する比 (v/c) である。断面積は標的原子の電荷の二乗に比例するので、質量数の多い残留ガスほど影響が大きい。またビームのエネルギーが上がるにつれ断面積は小さくなる。

Rutherford 散乱の全断面積は

$$\sigma = 4\pi Z^{4/3} \left(\frac{\hbar}{m_e c} \right)^2 \frac{1}{\beta^2} \quad (1-15)$$

となる。 β が 1 に近づくような高いエネルギーではほぼ一定である。しかしその影響は次の散乱角の二乗平均が示すように、エネルギーが上がるにつれて小さくなる。

$$\langle \theta^2 \rangle = 2\alpha^2 Z^{2/3} \frac{m_e^2 c^4}{E^2 \beta^2} \ln \frac{4.07 \times 10^4}{(AZ)^{1/3}} \quad (1-16)$$

α は微細構造定数である。

3.2. イオン化

残留ガスのイオン化は電子ビームに対し、大きな散乱角とエネルギーロスを与える。リングを周回している電子から見ると、イオン化は原子の周りにある電子との 1 対 1 の衝突 (Møller 散乱) とみなすことができる。標的の質量が同じなので大きなエネルギーロスの可能性が生じる。ビームエネルギーの低い時は (典型的な θ_c と Δp に対して) 角度変化によってビーム中の電子が失われる断面積が大きい。電子に対するエネルギーロスあるいは角度変化によってビームから失われる断面積は 1 原子あたり以下のように表わされる。

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= 2\pi r_e^2 Z \frac{1}{\gamma(\Delta p/p)} \\ \sigma_2 &= 4\pi r_e^2 Z \frac{1}{\gamma^2 \theta_c^2} \end{aligned} \quad (1-17)$$

γ はローレンツファクターである。断面積は原子の電子数に比例する。またエネルギーが大きくなるにつれて小さくなる。

電離の全断面積は電子および陽子に対して以下のような式が与えられている [14]。

$$\begin{aligned} \sigma &= 2\pi r_e^2 \frac{c_{nl} Z_{nl} m_e c^2}{|E_{nl}|} \frac{1}{\beta^2} \\ &\times \left\{ \ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{C_{nl}} - \beta^2 \right\} \end{aligned} \quad (1-18)$$

窒素原子を 1 価のイオンにする場合、各記号の数値は次のようになる。

$$n=2, l=p$$

$$c_{nl} = 0.13$$

$$Z_{nl} = 3$$

$$E_{nl} = 14.53 [\text{eV}]$$

$$C_{nl} = 0.1 E_{nl}$$

電子の場合、大きなエネルギー移動の場合の式は Møller 散乱の近似式で良いが、電離された電子が、電離エネルギーの数倍程度のエネルギーしか持たないような場合も含めて全断面積を求める時はそのまま使えないといわれているが。次の式でも式(1-18)と数値的にほぼ同じ値が得られる。

$$\sigma_1 \approx 2\pi r_e^2 Z \frac{m_e c^2}{I} \quad I \sim 10 \text{ eV} \quad (1-19)$$

3.3. 制動輻射

制動輻射は相対論的電子のエネルギーロスにおいて重要な過程である。原子核のクーロン場による散乱の高次の効果であり、質量が軽いほど断面積は大きい。原子核の周辺の電子による遮蔽効果を考慮すると、 $\Delta p/p$ の上限を超えてビームが失われる断面積は、電子に対して原子 1 個当たり

$$\sigma = 4\alpha r_e^2 Z(Z+1) \left[\frac{4}{3} \ln \frac{p}{\Delta p} - \frac{5}{6} \right] \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \quad (1-20)$$

と表わされる。この断面積はビームのエネルギーによらないので、ビームエネルギーが上がり他の断面積が小さくなると重要になる。制動輻射の全断面積は

$$\sigma = 4\alpha r_e^2 Z(Z+1) \left[\frac{4}{3} \ln \frac{E}{E_{\min}} - \frac{5}{6} \right] \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \quad (1-21)$$

と表わされる。 E_{\min} は最小のエネルギーロスで、実験状況に応じて決めるものだそうである[9]。

3.4. 核散乱

陽子の場合にはイオン化や制動輻射によるエネルギーロスの断面積は小さいが、ビームエネルギー

が大きくなってくると、残留ガスの原子核との核力を介した弾性、非弾性散乱がビーム寿命を決める主要な過程となる。このような核反応の全断面積は原子1個当たり

$$\sigma = 4.2 \times 10^{-30} A^{0.7} \quad (1-22)$$

で与えられ[18]、反応が起これば陽子はビームから失われると考える。

3.5. 散乱断面積の比較

Fig. 1にここまで述べた断面積の大きさを示した。断面積は窒素原子1個当たりで、 $\theta_e = 3 \times 10^{-3}$ 、 $\Delta p/p = 0.02$ とした場合の値である。ビームエネルギーが数 GeV を超えると、電子の場合には制動輻射、陽子の場合には核反応がビーム寿命を決める主過程であることが分かる。

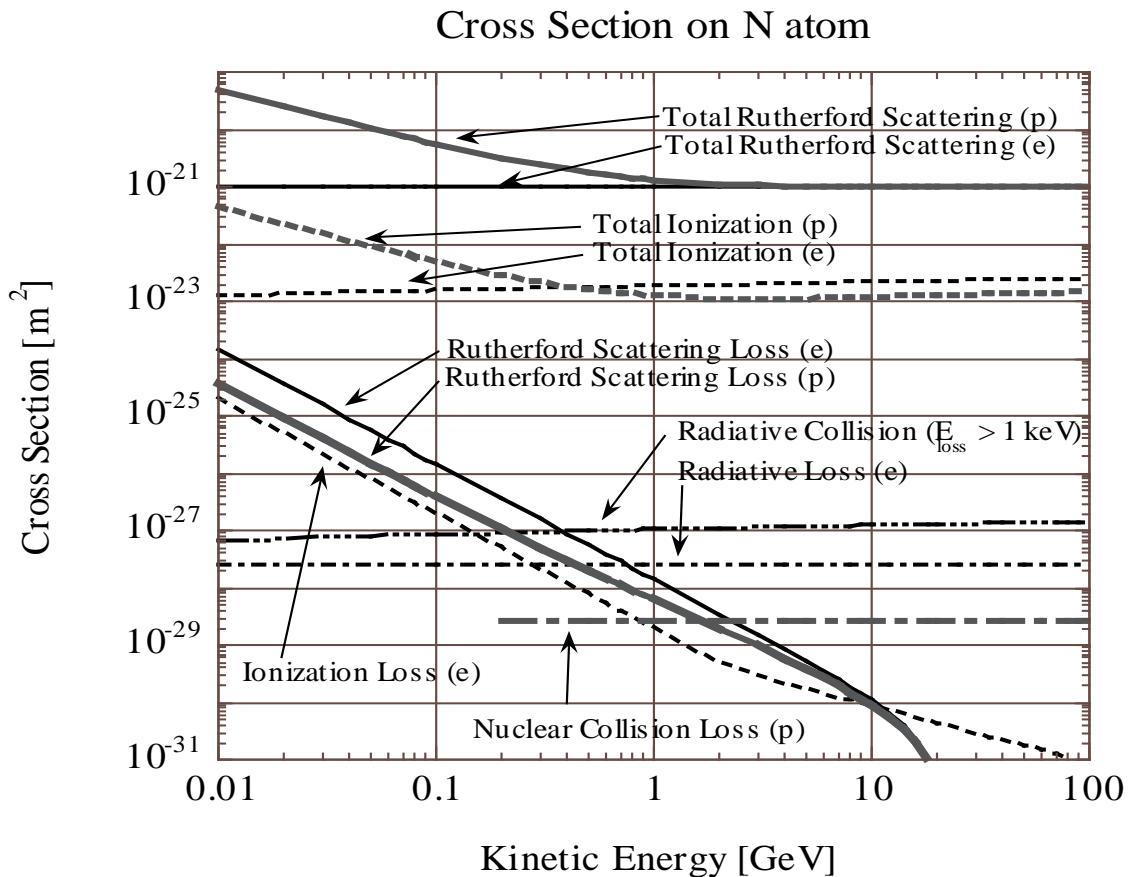


Fig. 1 窒素原子に対する散乱断面積。Radiative Loss というのは制動輻射によるエネルギーロスのことである。eは電子、pは陽子。

4. 真空の区分

真空はその圧力範囲に従って以下のように区分される。高真空、超高真空などの言葉は、対応する圧力範囲がきちんと定義されているので、この約束に従って使い分ける。参考のために種々の自由行程を併記した。

- H II 領域（電離水素領域）
0.1 ~ 10⁴ 水素原子 cm⁻³
- H I ガス雲（中性水素雲）
約 20 水素原子 cm⁻³（太陽系近傍では約 1）
- 星間分子雲
約 10³ ~ 10⁶ 水素原子 cm⁻³
- 高度 1000 km
約 10⁻¹⁰ mbar (10⁻⁸ Pa)

参考：宇宙空間の真空の程度。

Table 1 真空の圧力による区分

真空の領域	圧力 [Pa]	密度[cm ⁻³]	平均自由行程 (N ₂ 同士の散乱)	ラザフォード散乱の自由行程 (電子、陽子、5 GeV)	制動輻射によるビームロスの自由行程 (電子、5 GeV)	ビームロスの自由行程 (陽子、5 GeV)
低真空	10 ⁵	2.47 × 10 ¹⁹	61 nm	20.2 μm	76.7 m	664 m
Rough Vacuum						
中真空	10 ²	2.47 × 10 ¹⁶	61 μm	20.2 mm	76.7 km	664 km
Medium vacuum						
高真空	10 ⁻¹	2.47 × 10 ¹³	61mm	20.2 m	7.67 × 10 ⁴ km	6.64 × 10 ⁵ km
High Vacuum (HV)						
超高真空	10 ⁻⁵	2.47 × 10 ⁹	610m	202 km	7.67 × 10 ⁸ km	6.64 × 10 ⁹ km
Ultrahigh Vacuum (UHV)						
極高真空	10 ⁻⁹	2.47 × 10 ⁵	6100km	2.02 × 10 ⁶ km	7.67 × 10 ¹² km	6.64 × 10 ¹³ km
Extreme-high Vacuum (XHV)						

2. 分子流

分子同士の衝突の平均自由行程が大きくなって容器の大きさを越えてしまい、分子が容器の壁とのみ衝突するような圧力範囲を分子流領域という。分子同士の衝突が支配的な流れは粘性流という。真空容器を1気圧から排気する時、始めは容器内のガスは粘性流の状態にあるが、高真空領域より低い圧力では分子流に移行する。この章では分子流に話を限り、その基本的な性質を説明する。

1. 分子流領域の気体分子の振る舞い

分子は、容器の壁に衝突して、直ちに跳ね返るかあるいは一定時間壁に滞在してから飛び出す。いずれの場合も最初の進行方向とは無関係な方向にある分布で飛び出す。(壁と同じ温度であればエネルギーは変わらないと考える。)

分子流における気体分子の振る舞いに対する基本仮定は上の文章に尽きる。以下その内容について吟味していく。

1.1. 滞在時間

表面に衝突した分子は、運動エネルギーを持ったままで跳ね返るか、あるいは運動エネルギーを失って、表面に吸着 (Adsorption) または内部へ吸蔵 (Absorption) される。吸着は、その吸着エネルギーの大小にしたがってそれぞれ物理吸着と化学吸着におおまかに分類される。吸着している分子は熱運動によって脱離する。吸着から脱離までの平均滞在時間 τ は、 E を吸着エネルギーとして

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{E}{kT}} \quad (2-1)$$
$$\tau_0 \approx 10^{-13} \text{ sec}$$

で表されると言われている。いくつかの吸着エネルギーに対して 20°C の時、 τ は次のような値となる。

$$E = (3/2)kT \text{ (38 meV)} \rightarrow \tau = 4.48 \times 10^{-13} \text{ sec}$$

$$E = 0.1 \text{ eV} \rightarrow \tau = 5.22 \times 10^{-12} \text{ sec}$$

$$E = 1 \text{ eV} \rightarrow \tau = 1.50 \times 10^4 \text{ sec}$$

1.2. 最初の進行方向とは無関係な方向にある分布で飛び出すこと

分子は壁に当たるときに方向の情報を失うと考える。分子の運動はランダムウォークである。また、「ある分布」とは余弦法則と呼ばれる。その内容は、「分子がある方向に飛び出す確率は、分子の飛び出す方向と表面の法線となす角の余弦に比例する。」というものである。この法則はもっとも一般的に仮定されるが、結晶表面の散乱では当てはまらない場合もある。しかし余弦法則を仮定しないと容器内の分子の速度分布は等方的にならない。また分子流領域の平均自由行程やコンダクタンスの計算は全て余弦法則が前提になっている。通常真空容器のような工業材料の表面では余弦法則が成り立っていると考えてもよいだろう。

1.3. 分子流の気体の温度 (温度の緩和)

表面に衝突した分子は衝突の際、あるいは容器の壁の表面に滞在している間に、壁とエネルギーのやり取りを行う。このエネルギーのやり取りを通して気体の温度は、壁と同じになる (壁の熱容量が十分大きいとして)。分子同士の衝突が熱を伝え、気体内に温度勾配が生じうる粘性流とは様子が異なる。気体と壁の温度が同じになれば、エネルギーのやり取りは平均するとゼロである。分子と壁のエネルギーのやり取りは巨視的には熱適応係数 α によって表わされる。

T_i を壁に入射する分子の温度、 T_r を壁から反射して時の温度、 T_w を壁の温度とすると壁の温度と違う温度の分子が入射してきたとき ($T_w \neq T_i$ のとき) 熱適応係数 α は次のように定義される。

$$\alpha = \frac{T_r - T_i}{T_w - T_i} \quad (2-2)$$

α は、気体中のワイヤの熱損失を測って測定される。測定値は 0.2~0.98。表面が粗ければ α は 1 (反

射後壁との温度差はなくなる)と考えると良い[11]。この定義式は次のように変形できる、

$$T_r - T_w = (1 - \alpha)(T_i - T_w) \quad (2-3)$$

ここで T_i を $n-1$ 回目の衝突後の温度 T_{n-1} 、 T_r を n 回目の衝突後の温度 T_n と読み替えると α が温度に依存しないとすれば、

$$\begin{aligned} T_n - T_w &= (1 - \alpha)(T_{n-1} - T_w) \\ &= (1 - \alpha)^n (T_0 - T_w) \end{aligned} \quad (2-4)$$

となる。ここで、 $\alpha=0.5$ として、最初の温度差が 10°C あったとすると、10回の衝突後温度差は

$$0.5^{10} \cdot 10 \sim 0.01^\circ\text{C}$$

と、きわめて僅かになる。後に示すように1秒間に気体分子は容器の壁と数千回衝突するので、壁と気体は極めて短時間で熱平衡に達することが分かる。そこで以後気体分子の温度は壁面と同じと考える。また壁面の温度が一樣であれば、気体の温度も一樣と考える。

1.4. Maxwell Boltzmann 分布

分子流領域の分子の速度分布は壁との相互作用で決まる。壁から反射するとき余弦法則にしたがえば、速度分布は等方的になる。さらに壁と熱平衡にあれば温度が決まり、速度分布は Maxwell Boltzmann 分布になる。分布関数と、分子の運動エネルギーの平均および速度の大きさの平均を下に示す。

$$\begin{aligned} f_{MB}(v) &= \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \\ \left\langle \frac{1}{2}mv^2 \right\rangle &= \int \frac{1}{2}mv^2 f_{MB} d^3v = \frac{3}{2}kT \\ \bar{v} &\equiv \int v f_{MB} d^3v = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \end{aligned} \quad (2-5)$$

(Arithmetical Average Velocity)

Arithmetical average velocity: \bar{v} は、単に平均速度と呼ばれるが、分子流の議論では重要な量である。

Q: 上記の積分を確かめよ。

Q: 窒素分子、水分子、ヘリウム原子に対し 20°C の時の平均速度を求めよ。

A:

$$\begin{aligned} \bar{v} &= \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8 \times 1.38 \times 10^{-23} \times (273.15 + 20)}{3.14 \times M \times 1.66 \times 10^{-27}}} \\ \bar{v} &= 471 \text{ ms}^{-1} \quad (M = 28: \text{N}_2) \\ &= 587 \text{ ms}^{-1} \quad (M = 18: \text{H}_2\text{O}) \\ &= 1250 \text{ ms}^{-1} \quad (M = 4: \text{He}) \end{aligned}$$

1.5. 分子流領域の平均自由行程

分子流領域の平均自由行程 l は容器の幾何学的な量で決まり、

$$\begin{aligned} l &= \frac{4V}{A} \\ \text{long tube} &\Rightarrow \frac{4aL}{HL + 2a} \approx \frac{4a}{H} \end{aligned} \quad (2-6)$$

で与えられる。ここで、 V は容器の体積、 A は容器の内表面積、 a 、 H 、 L はそれぞれ一樣断面の細長い容器の、断面積、断面の周長、長さである。計算に当たっては余弦法則が仮定されている(この章の付録参照)。分子と容器壁との平均衝突時間 τ_c は平均速度を用いて、

$$\tau_c = \frac{l}{\bar{v}} = \frac{4V}{A\bar{v}} \quad (2-7)$$

と表わされる。

Q: 一辺 20cm の立方体、温度 20°C の窒素分子に対して平均衝突時間はいくらか?

A:

$$\begin{aligned} l &= \frac{4V}{A} = \frac{4a^3}{6a^2} = \frac{2a}{3} \\ \tau_c &= \frac{l}{\bar{v}} = \frac{(2/3) \times 0.2}{471} = 2.83 \times 10^{-4} \text{ sec} \end{aligned}$$

1.6. 容器の壁を打つ分子の数

単位時間に壁の単位面積に入射する分子の数を評価することを考える。壁の一部の面積要素を

dS とする。ある速度を持つ分子（群）を考え、実空間のどのくらいの体積の中の分子がその面積要素を打つか考える。

面に向かう（Fig. 2 において $0 \leq \theta < \pi/2$ の範囲）成分を持つ速度 \bar{v} を持つ分子の速度空間の近傍の体積要素 $v^2 dv d\omega$ を考える。この近傍の分子が dt の間に面に衝突できるのは実空間の面積要素を底面とする斜柱の体積 $dS v \cos \theta dt$ 内にあるものである（分子流なので途中で他の分子にぶつかって方向がそれることはない）。

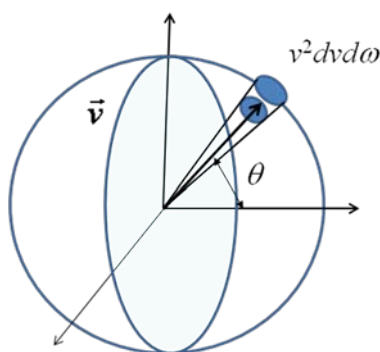


Fig. 2 速度空間

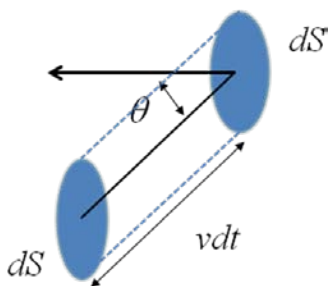


Fig. 3 dS に入る実空間の体積

つまり Φ を PV 値で表した単位面積に単位時間に入射する分子の数とすると、

$$d\Phi dS dt = P \cdot dS v \cos \theta dt \cdot f_{MB} d\omega v^2 dv$$

$$\Phi = P \int_{half} \cos \theta d\omega \int_0^{\infty} f_{MB} v^3 dv \quad (2-8)$$

$$= \frac{1}{4} P \bar{v} \begin{cases} [\text{Pa} \cdot \text{m} \cdot \text{sec}^{-1}] \\ [\text{Pa} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}] \end{cases}$$

となる。

面積要素 dS は実は空中に考えてもよい。またこの面積要素を壁に空いた穴と考えれば、 Φ はその穴を単位時間に抜けてくる分子数になる。上記の計算を速度の大きさの積分までで止めると次の式が得られる。

$$d\Phi = \frac{P}{4\pi} \bar{v} \cos \theta d\omega \quad (2-9)$$

これは穴を抜けてくる分子数は、方向に関して余弦法則にしたがっていることを示している。このことは、言い換えると、壁から跳ね返ってくる分子が余弦法則にしたがえば、壁の向こうに（等方的な）Maxwell 分布に従う気体があつて穴から抜けてきている状況と同じとみなすことができることを意味している。つまり壁から跳ね返る分子は余弦法則にしたがえば Maxwell 分布の等方性に影響を与えることはない。

Q: 20°C の窒素分子に対して $\bar{v}/4$ を評価せよ。

A: $118 \text{ m sec}^{-1} = 11.8 \text{ l sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$

Q: 空気、 $M=29$ に対してはいくらか？

A: $11.6 \text{ l} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$

Q: すべての分子の速度が平均速度 \bar{v} に等しく、速度の方向の分布が等方的である時、速度分布関数は、

$$fd\omega v^2 dv = \frac{1}{4\pi} \delta(v - \bar{v}) d\omega dv$$

で与えられる。このときの Φ も(2-8)と同じになることを確かめよ。

2. 分子流における気体分子の流れ（コンダクタンス）

ある面を単位時間に表から裏へ通過する分子数と、裏から表へ通過する分子数の差が気体の流量である。以下記号 F で表す。もともとの単位は「分子数」/「時間」であるが、慣例に従い PV 値で表し「圧力」×「体積」/「時間」で表す。開口部や銅管の中の分子流では気体の流量は圧力差に比例し、その比例係数をコンダクタンスという。コンダクタンスの単位は「体積」/「時間」である。

2.1. オリフィスのコンダクタンス

下図のように異なった圧力領域が面積 a の穴でつながっているとす。それぞれの空間の圧力を P_1 、 P_2 とし、 $P_1 > P_2$ であるとする。前節の結果を用いると、単位時間にそれぞれの空間から流れ込む分子数は

$$\Phi_{1 \rightarrow 2} = P_1 \cdot \frac{1}{4} \bar{v} a$$

$$\Phi_{2 \rightarrow 1} = P_2 \cdot \frac{1}{4} \bar{v} a$$

であるから流量は

$$F_{1 \rightarrow 2} = \Phi_{1 \rightarrow 2} - \Phi_{2 \rightarrow 1} = \frac{1}{4} \bar{v} a (P_1 - P_2)$$

となる。

$$C_0 = \frac{1}{4} \bar{v} a \quad (2-10)$$

がオリフィスのコンダクタンスである。

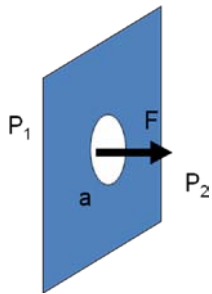


Fig. 4 オリフィス

2.2. 一様断面の長い直管のコンダクタンス

オリフィスでは圧力が不連続に変化したが、導管内では連続的に変化する。長い導管の場合、すべての分子の移動は管壁との衝突によるランダムウォークであると考え。Fig. 5 のように、1次元の導管のある場所 x における断面を考える。簡単のために両側の分子は同じ x 軸方向の自由行程 l_x を持つと考える。分子が壁から壁に移る衝突間隔 t_c の間に、 x の右側 $x+l_x$ までの体積内の分子の半数は、その断面を通過して左側に移動する。 x の左側 $x-l_x$ までの体積内の分子の半数は、その断面を通過して右側に移動する。

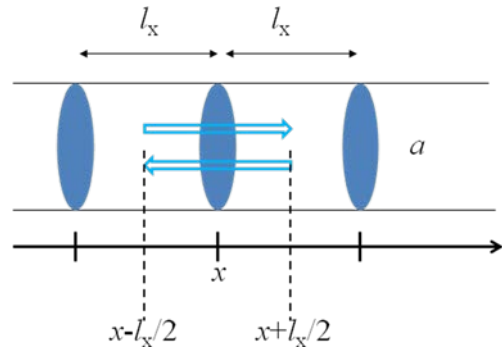


Fig. 5 コンダクタンス計算の概念図

したがって、

$$F(x) \cdot t_c = \frac{1}{2} P(x-l_x/2) \cdot l_x a - \frac{1}{2} P(x+l_x/2) \cdot l_x a$$

$$= -\frac{l_x^2}{2} a \frac{dP(x)}{dx}$$

$$(t_c = \tau + t_{\text{flight}})$$

が成り立つ。衝突間隔は飛行時間と滞在時間の和と考える。自由行程と衝突間隔はある分布を持っているので平均をとることにより、

$$F(x) \cdot \langle t_c \rangle = -\frac{\langle l_x^2 \rangle}{2} a \frac{dP(x)}{dx}$$

$$F(x) = -Da \frac{dP(x)}{dx}$$

$$D \equiv \frac{\langle l_x^2 \rangle}{2 \langle t_c \rangle} \quad (2-11)$$

という結果を得る。ここで後の議論のために拡散係数 D を導入した。導管の中で壁からの気体分子の放出（ガス放出）も排気もなければ F は一定であるので、Fig. 6 のような導管において、

$$F = \frac{Da}{L} (P_1 - P_2)$$

が成立する。

$$C_{LL} = \frac{Da}{L} \quad (2-12)$$

が、一様断面の長い導管の（一部の）コンダクタンスである。滞在時間が長い分子に対してはコンダクタンスは小さくなるつまり流れにくくなる。通常のコンダクタンスの議論では滞在時間は無

視するが、扱っている気体の種類によっては注意が必要である。

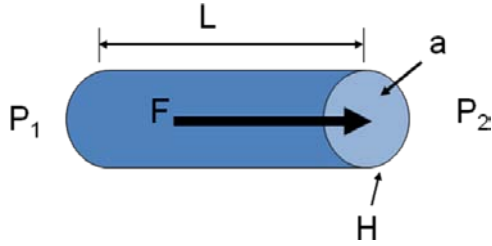


Fig. 6

滞在時間を無視すると、断面径より十分長い直管に対して平均衝突間隔は

$$\langle t_c \rangle = \tau_c = \frac{4V}{S\bar{v}} = \frac{4a}{H\bar{v}} \quad (2-13)$$

となる。また x 方向の自由行程の二乗平均は

$$\langle l_x^2 \rangle = \frac{1}{H} \int_H dh_A \int_a \cos \theta_{AC} da_C \quad (2-14)$$

で与えられる [7][30][34]。式(2-14)の積分は直管の断面で行われる。用いられている記号については Fig. 7 参照。また積分は

$$\int_H dh_A \int_a \cos \theta_{AC} da_C = \int_a da_C \int_H \rho_{AC} d\phi_A$$

と変形できるが、後者は解析的計算には適さない。

式(2-13), (2-14)を用いて拡散係数およびコンダクタンスは最終的に

$$D = \frac{\bar{v}}{8a} \int_H dh_A \int_a \cos \theta_{AC} da_C \quad (2-15)$$

$$C_{LL} = D \frac{a}{L} = \frac{\bar{v}}{8L} \int_H dh_A \int_a \cos \theta_{AC} da_C$$

と与えられる。

真空の教科書ではしばしば Knudsen[31]による補正係数 α を含む結果：

$$C_{LL} = \frac{4}{3} \alpha \bar{v} \frac{a^2}{HL} \quad (2-16)$$

が引用されるが、実は式(2-15)が補正係数を必要としない正しい結果である [7][22]。

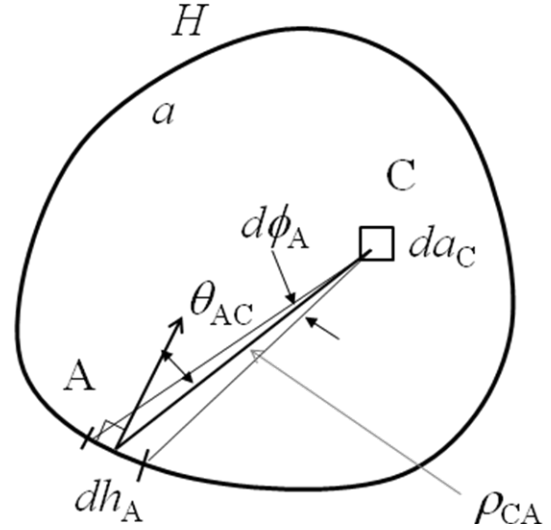


Fig. 7

コンダクタンスは平均速度に比例しているので、絶対温度の平方根に比例し、分子質量の平方根に反比例する (式(2-5)参照)。通常コンダクタンスの値は、20°C の窒素または空気 (分子量 29 と考える) に対する数値で代表される。

最後に、最初に述べたように分子流では圧力の低いほうから高いほうへの分子の移動があることを忘れてはいけない。

Q：半径 r の円形断面について拡散係数とコンダクタンスを計算せよ。

A：円管の場合、自由行程を求める積分において点 A はどこでもよいので、周に関する積分は独立にできる。面積分の部分は点 A を原点にとった極座標を用いる (d は直径)。

$$\langle l_x^2 \rangle = \frac{1}{H} \int_H dh_A \int_a \cos \theta_{AC} da_C$$

$$= \int_0^{d \cos \theta} r dr \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \theta d\theta = \frac{2d^2}{3}$$

$$D = \bar{v} \frac{2r}{3}$$

$$C_{LL} = \bar{v} \frac{2\pi}{3} \frac{r^3}{L}$$

2.3. 有限の長さの導管のコンダクタンス

式(2-14)の評価は長さが無限の直管に対して得られたものなので、コンダクタンスの表式は無限の長さの直管の一部に関しては正しい。また断面径より十分長い直管の場合も十分な精度で成り立つ。

直管が有限の長さの場合は、直接あるいは数回内壁に衝突しただけで抜けていく分子があるので、すべての分子がランダムウォークにより拡散するという前節の計算仮定が成り立たない。従って全く別の計算方法で評価する必要がある。

有限の長さの直管のコンダクタンス C_L に対する簡単な近似法は、

$$\frac{1}{C_L} = \frac{1}{C_0} + \frac{1}{C_{LL}} \quad (2-17)$$

と置くことである[32]。

$$C_L = C_0 W \quad (2-18)$$

と表したとき、 W を Clausing 係数[33]というが、上記の式は、 W を、

$$W = (1 + C_0/C_{LL})^{-1} \quad (2-19)$$

と近似したことに相当する。この近似はコンダクタンスが C_0 と C_{LL} の中間の値をとる領域で数値計算の結果と 10%程度しか変わらないので、実用としては十分である。

また一様断面でも、管が曲がっているときには、管内を直進できる距離が管径より十分大きくない場合は拡散係数やコンダクタンスに修正が必要である。

2.4. コンダクタンスの合成

2.4.1. 直列 (Fig. 8)

$$\begin{aligned} F &= C_1(P_A - P_B) = C_2(P_B - P_C) \\ \frac{F}{C_1} + \frac{F}{C_2} &= P_A - P_C \equiv \frac{F}{C_3} \\ C_3^{-1} &= C_1^{-1} + C_2^{-1} \end{aligned} \quad (2-20)$$

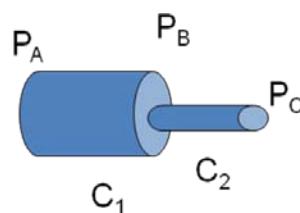


Fig. 8

厳密には径の変わる部分があることによる補正が必要である。

2.4.2. 並列 (Fig. 9)

$$\begin{aligned} F_1 &= C_1(P_A - P_B) \\ F_2 &= C_2(P_A - P_B) \\ F &= F_1 + F_2 = (C_1 + C_2) \cdot (P_A - P_B) \quad (2-21) \\ &\equiv C_3(P_A - P_B) \\ C_3 &= C_1 + C_2 \end{aligned}$$

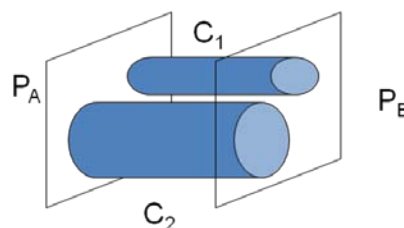


Fig. 9

2.4.3. ポンプとの合成

真空ポンプの排気速度 S はポンプに入る流量を F ポンプ入口の圧力を P とすると、 $S = F/P$ で定義される。排気速度の単位は「体積」/「時間」で、コンダクタンスと同じである。

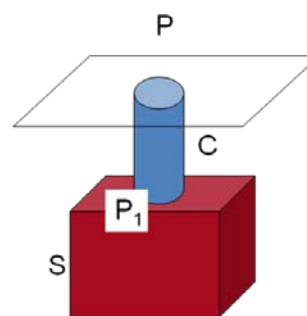


Fig. 10

ポンプが Fig. 10 のようにコンダクタンスで容器と接続されているとき、容器に対する実効排気速度 S_e は次のようになる。

$$F = C(P - P_1) = SP_1$$

$$F = \frac{CS}{C+S} P \equiv S_e P$$

$$\frac{1}{S_e} = \frac{1}{C} + \frac{1}{S} \quad (2-22)$$

ポンプ入口の圧力は次の式であらわされるように容器内の引き口の圧力より低くなっているのので、ポンプの動作圧力を考える時には注意が必要である。

$$P_1 = \frac{C}{S+C} P \quad (2-23)$$

3. 細長い系における分子流 (圧力分布)

3.1. 基礎方程式

断面積 a の一様な直管における圧力 P の時間、空間変化を知ること考える。単位長さあたりのガス放出を q (「圧力」×「体積」/「時間」/「長さ」)、分布排気速度 (単位長さあたりの排気速度) を s で表わす。管内の流量 F は

$$F(x,t) = -Da \frac{\partial P(x,t)}{\partial x}$$

で表わされるものとする。

断面積 a 長さ $2\Delta x$ の体積を考える。この体積内の分子数の単位時間の変化はこの体積に単位時間に入る分子数、この体積から単位時間に出る分子数、体積内で単位時間に発生する分子数、体積内で単位時間に吸収される分子数の総和である。

$$a \cdot 2\Delta x \frac{\partial P(x,t)}{\partial t} = F(x-\Delta x,t) - F(x+\Delta x,t) + q(x,t) \cdot 2\Delta x - s(x,t) \cdot 2\Delta x \cdot P(x,t)$$

$$a \cdot \frac{\partial P(x,t)}{\partial t} = -\frac{\partial F(x,t)}{\partial x} + q(x,t) - s(x,t) \cdot P(x,t)$$

したがって次の拡散方程式が基礎方程式になる

$$a \cdot \frac{\partial P}{\partial t} - Da \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} = q - sP \quad (2-24)$$

3.2. 例題 1

$q=0, s=0$ である導管の $x=0$ の所で、 $t=0$ に G_0 (「圧力」×「体積」) の気体分子が発生した。このときの圧力分布の時間変化を求める。導管は $x>0$ の部分のみであるとする。解くべき方程式は、

$$a \frac{\partial P}{\partial t} - Da \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} = 0$$

$$P(x,0) = \frac{G_0}{a} \delta(x)$$

である。解は

$$P(x,t) = \frac{G_0}{a} \cdot \frac{1}{\sqrt{\pi Dt}} \cdot e^{-\frac{x^2}{4Dt}} \quad (2-25)$$

である。

Q: $P(x,t)$ が実際に解であることを確かめよ

Q: 次の式が成り立つことを確かめよ。

$$\int PdV = a \int Pdx = G_0$$

3.2.1. $x=L$ のところで、圧力はどのように変化するか?

圧力はいったんピークを迎え緩やかに減少する。圧力がピークになる時間は

$$t = \frac{L^2}{2D} = \frac{aL}{2aD/L} = \frac{V}{2C}$$

である。圧力の最大値は

$$P_{\max} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi e}} \frac{G_0}{V} = 0.484 \frac{G_0}{V}$$

である。 C は長さ L のコンダクタンス、 V は長さ L の導管の体積である。 D の定義を思い出せば、

$$t = \frac{L^2}{\langle l_x^2 \rangle} \tau_c$$

とも書ける。半径 r の円形導管の場合

$$t = \frac{L^2}{2D} = \frac{3L^2}{4r\bar{v}}$$

となる。いくつかの数値例を示す。

1) $r = 5 \times 10^{-2}$ [m], $L = 10$ [m]

$\bar{v} = 1250$ [m/s]

$$t = \frac{3 \times 100}{4 \times 5 \times 10^{-2} \times 1250} = 1.20 \text{ sec}$$

2) $r = 5 \times 10^{-7}$ [m], $L = 5 \times 10^{-3}$ [m]

$\bar{v} = 1250$ [m/s]

$$t = \frac{3 \times 2.5 \times 10^{-5}}{4 \times 5 \times 10^{-7} \times 1250} = 0.03 \text{ sec}$$

1)の場合の圧力の時間変化を Fig. 11 に示す。

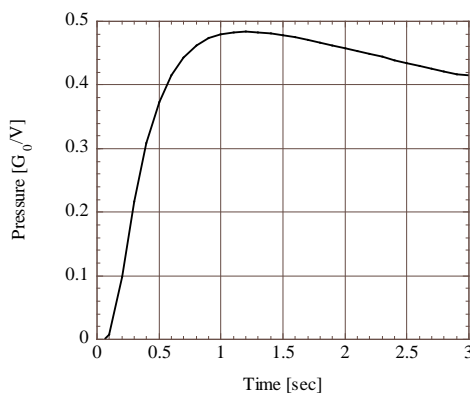


Fig. 11

3.2.2. $x = L$ のところで、流量はどのように変化するか

$x = L$ の流量は、

$$F = -Da \left[\frac{\partial P}{\partial x} \right]_{x=L} = \frac{G_0 L}{2\sqrt{\pi Dt^3}} e^{-\frac{L^2}{4Dt}} \quad (2-26)$$

であり、圧力と同様の振る舞いをするが、圧力より早く

$$t = \frac{L^2}{6D}$$

にピークになる。最大値は

$$F_{\max} = 0.93 \frac{G_0}{\tau} \quad \tau = \frac{V}{C}$$

である。

$G_0 = Q_0 \Delta t$ とすると、 Δt が τ より短い時 F_{\max} は Q_0 より小さくなる (リークテストの時思い出してください)。

3.2.3. s がゼロでないとき

$$a \frac{\partial P}{\partial t} - Da \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} = -sP$$

から、

$$P(x,t) = \frac{G_0}{a} \cdot \frac{1}{\sqrt{\pi Dt}} \cdot e^{-\frac{x^2}{4Dt} - \frac{s}{a}t} \quad (2-27)$$

となる。

3.3. 例題 2

$s =$ 一定、 $q = q(x)$ の時の定常的な解を求める。解くべき式は

$$Da \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} - sP = -q(x)$$

である。

3.3.1. 無限長の導管

解は

$$P(x) = \frac{k}{2s} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-k|x-u|} q(u) du \quad (2-28)$$

$$k = \sqrt{\frac{s}{Da}}$$

であたえられる。

Q: 解であることを確かめよ。

Q: q が一定のとき、 $P = q/s$ であることを確かめよ。

この解に現れる k は、1次元真空系の排気特性を表す重要な量である。解に現れる積分はある地点のガス放出の周辺の圧力に対する寄与は、 k^{-1} を特徴的な長さとして指数関数的に減少することを示している。またそのガス放出によって圧力が決まる範囲は $\pm k^{-1}$ の範囲であることを示している。したがって導管に複数の真空計を取り付けて q の場所による違いの情報を得ようと思えば、その間隔を k^{-1} 程度以下にする必要がある。このことは次の例でより明白になる。

原点 ($x=0$) に Q のリークがあるときは、

$$q = Q\delta(x)$$

であるから、圧力分布は

$$P(x) = \frac{Qk}{2s} e^{-k|x|}$$

となる。 $x = k^{-1}$ で圧力は $1/e$ になる。ピークの圧力はガス放出を $2k^{-1}$ の範囲で排気した時の値である。

また、この系では k^{-1} の 2.3 倍の距離をとれば、1 桁の圧力差を作ることができる。短い距離で大きい圧力差を作るには、分布排気速度を大きくしコンダクタンスを小さくすればよい。

3.3.2. 一周の長さが C のリング状の導管

リングの曲率半径が導管の断面系より十分大きいとして基礎方程式を適用する。答えは、

$$P(x) = \frac{k}{s} \frac{1}{2 \sinh(kC/2)} \int_0^C \cosh k(|x-u| - C/2) q(u) du \quad (2-29)$$

となる。

Q: 解であることを確かめよ。

Q: q が一定のとき、 $P = q/s$ であることを確かめよ。

k の重要性は無有限長の導管の場合と同じである。

Q: 原点 ($x=0$) に Q のリークがあるとする。

$$kC \gg 1, |x| < C/2$$

のとき、圧力分布は 3.3.1 の答と同じになることを確かめよ。

3.4. ポンプを等間隔に配置した時の圧力分布

ポンプの間隔を l 、排気速度を S とする。 q は一定とする。 $Q = ql$ はポンプとポンプの間の総ガス放出、 $C_1 = Dal/l$ は長さ l のコンダクタンスである。

$$Da \frac{d^2 P}{dx^2} = -q$$

を解いて、

$$P(0) = P(l)$$

$$F(l) - F(0) = P(0)S$$

を用いて積分定数を決める。ただし、

$$F = -Da \frac{dP}{dx}$$

である。答えは、

$$P = -\frac{1}{2} \frac{q}{Da} \left[x - \frac{l}{2} \right]^2 + ql \left[\frac{l}{8Da} + \frac{1}{S} \right] \\ = -\frac{1}{2} \frac{Q}{C_1} \left[\frac{x}{l} - \frac{1}{2} \right]^2 + Q \left[\frac{1}{8C_1} + \frac{1}{S} \right] \quad (2-30)$$

となる。平均圧力は、

$$P_{AV} = \frac{1}{l} \int_0^l P(x) dx = Q \left[\frac{1}{12C_1} + \frac{1}{S} \right] \quad (2-31)$$

となる。この系の平均分布排気速度 s_{AV} は、

$$\frac{1}{s_{AV}} = l \left[\frac{1}{12C_1} + \frac{1}{S} \right] \quad (2-32)$$

で与えられるとみなせる。

4. そのほかの分子流における圧力分布の問題

4.1. 一般的な容器の圧力分布

加速器の中の圧力分布を推定しようとするとき、真空チェンバーの断面が一様であれば 3.3.2 の議論を拡張して計算することができる[31]。しかし現実の加速器にはいろいろの形状のチェンバーが使われている。そこでいくつかの圧力分布の計算方法が提案されている。しかしその方法がコンダクタンスという概念を用いていれば、複雑な形状への対応能力に乏しいといわなければならない。ここで今までの議論を振り返ってみると、すべての議論は、分子流における分子が、容器表面で跳ね返る時余弦法則にしたがうことと、分子が平均速度で動き回っているとみなしてよいという二つの仮定の上に組み立てられている

ことが分かる。そこで現在の計算機の能力を考えると、個々の分子の動きを上の二つの仮定のもとに追跡して圧力分布を求める方法が最も正確で、かつもっとも柔軟な複雑な形状への対応能力を備えた方法であると結論できる。実際この方向に沿った計算はすでに末次[4]によって説明されている。

4.2. 小さなコンダクタンスで結ばれた部屋

しばしば圧力差を作るために利用されている方法について簡単に解析する。Fig. 12のように排気速度 S のポンプを備えた部屋が排気速度に比べて小さいコンダクタンス C で連結しており、最後の部屋にはポンプがない状況を考える。

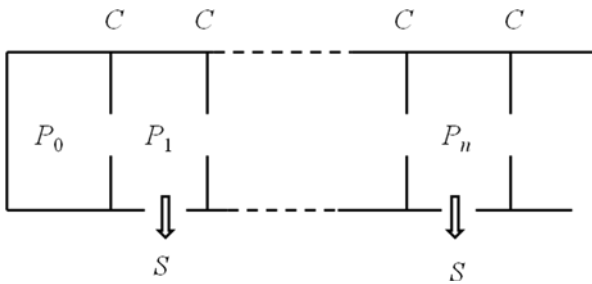


Fig. 12

n 番目の部屋では次の式が成り立つ。

$$P_n = \frac{C(P_{n-1} - P_n) - C(P_n - P_{n+1})}{S}$$

$$P_{n-1} - \left(2 + \frac{S}{C}\right)P_n + P_{n+1} = 0$$

ここで、 $P_{n+1} = \lambda P_n$ と置くと次の式が成り立つ。

$$\lambda^2 - \left(\frac{S}{C} + 2\right)\lambda + 1 = 0$$

この式を $S/C \gg 1$ の条件のもとで解くと、

$$\lambda \approx \frac{C}{S}$$

が得られる。つまり、

$$P_n \approx \left(\frac{C}{S}\right)^n P_0 \quad (2-33)$$

である。

5. 付録

分子流における平均自由行程の計算を以下に示す。これは堀越さんの論文[34]に容易にわかると書いてあるが、リファレンスが書いてないので、念のために解説する。

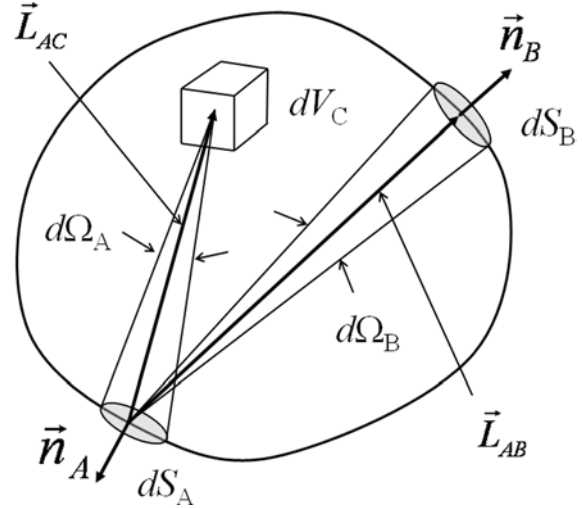


Fig. 13

計算の手順は以下の通りである。まず容器の表面の A 点と B 点を結ぶ線の長さを B のいろいろな場所について平均する。このとき A の法線に対する余弦の重みを付けて平均する（余弦法則）。つまり、A 点から飛び出した分子の自由行程の平均を計算する。次に A 点を表面のいろいろな場所にとり平均する。Fig. 13 の記号を使って、最初の平均は次のように書ける。

$$\langle L_{AB} \rangle_B = \int d\Omega_B L_{AB} f(\theta) \quad (2-34)$$

$f(\theta)$ は余弦法則に従った重みを表す関数で、次のように書ける。 L_{AB} は \vec{L}_{AB} の大きさを表す。

$$f(\theta) = -\frac{1}{\pi} \frac{\vec{L}_{AB} \cdot \vec{n}_A}{L_{AB}}$$

一方立体角 $d\Omega_B$ は面積要素 dS_B によって次のように表すことができる。

$$d\Omega_B = \frac{\vec{L}_{AB} \cdot \vec{n}_B}{L_{AB}^3} dS_B$$

したがって式(2-34)の積分は表面積分になり、さらに Gauss の定理によって容器内の体積積分に書くことができる。

$$\begin{aligned}\langle L_{AB} \rangle_B &= -\frac{1}{\pi} \int \frac{(\vec{L}_{AB} \cdot \vec{n}_A)(\vec{L}_{AB} \cdot \vec{n}_B)}{L_{AB}^3} dS_B \\ &= -\frac{1}{\pi} \int dV_C \operatorname{div}_C \frac{(\vec{L}_{AC} \cdot \vec{n}_A)}{L_{AC}^3} \vec{L}_{AC}\end{aligned}$$

ここで、

$$\operatorname{div}_C \frac{(\vec{L}_{AC} \cdot \vec{n}_A)}{L_{AC}^3} \vec{L}_{AC} = \frac{(\vec{L}_{AC} \cdot \vec{n}_A)}{L_{AC}^3}$$

であるから、(2-34)は最終的に

$$\langle L_{AB} \rangle_B = -\frac{1}{\pi} \int dV_C \frac{(\vec{L}_{AC} \cdot \vec{n}_A)}{L_{AC}^3}$$

となる。これを A に関して平均すると次の表式を得る。

$$\langle \langle L_{AB} \rangle_B \rangle_A = -\frac{1}{\pi S} \iint dV_C \frac{(\vec{L}_{AC} \cdot \vec{n}_A)}{L_{AC}^3} dS_A$$

ここで、

$$\frac{(-\vec{L}_{AC} \cdot \vec{n}_A)}{L_{AC}^3} dS_A = d\Omega_A$$

であることに気がつけば、結局

$$\begin{aligned}\langle \langle L_{AB} \rangle_B \rangle_A &= \frac{1}{\pi S} \int d\Omega_A \int dV_C \\ &= \frac{1}{\pi S} \cdot 4\pi \cdot V = \frac{4V}{S}\end{aligned}\quad (2-35)$$

となって、平均自由行程の式が得られる。この計算のパターンは $\langle l_x^2 \rangle$ の計算にも応用できる。

3. 真空計

圧力を測る事は真空の基本である。圧力を測る方法としては、力としての圧力を測る方法と残留ガスの密度を測る方法の2つがある。以下では、なじみのある真空計を中心に簡単に説明する。

1. 全圧真空計

1.1. Bourdon ゲージ

(高圧用はレギュレーターに使われている。)

Bourdon 管と呼ばれている湾曲した管が、内圧が増えると曲がり方が少ないほうに変形する性質を利用。大気圧まで 100Pa 程度の精度で示す簡単なものが普通である。

1.2. ダイアフラム真空計

圧力差による薄膜の変位を読み取る。単に真空かどうかを判断するものから変位と圧力の関係を読み取れるものまである。精度の良いものは±10mbar の精度で(1気圧から)20mbar (2000Pa)位まで測れる。

1.3. 水銀マノメーター

● U チューブ

水銀真空または既知の真空と容器真空の水銀柱の高さの差による比較。

● Mcleod 真空計

容器真空を圧縮、体積と水銀柱の高さより元の圧力を計算する。

圧力を直接測る。水銀の蒸気圧は、0.16Pa at 20°C であることに注意。真空槽への水銀蒸気の影響を避けるには、液体窒素のトラップを用いる。水銀柱の高さは現在±10⁻⁵mm まで読める。10⁻⁵mbar (10⁻³ Pa) までのゲージの絶対校正に使用される。

1.4. 熱伝導真空計 (ピラニ真空計、熱電対真空計等)

フィラメントの放熱が圧力によって異なる事を利用する。粘性流の熱伝導を利用。分子流領域では測れない。

● ピラニ真空計

Marcello Pirani (1880-1968) Berlin 生まれ、によって発明された。

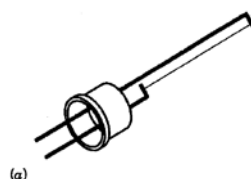


Fig. 14 ピラニ真空計[22]

制御方法によって性能が変わる。

定電流形

電流を一定にするために必要な電圧と圧力の関係を利用する。フィラメントの温度が変わるため、支持部への熱伝導が変わるなどして、精度が悪い。10⁻³~10mbar で使用できる。(定電圧制御は、定電流制御に比べて圧力の高いほうの感度が悪い。)

定温度 (抵抗) 形

温度 (抵抗) を一定にするために必要な電力と圧力の関係を利用。フィラメントの温度が一定なので、精度がよい。10⁻³mbar~1013mbar

何かの理由でフィラメントが加熱されると、低い圧力を表示する。加熱の程度によってはコントローラが異常信号を出す場合もある。例えば高周波にさらされるときは注意が必要。

オイル汚れにより感度に変調を来す。

ガスの種類によって感度は異なる。

1.5. 電離真空計

1.5.1. 熱陰極電離真空計 (HCG)

熱陰極から出た電子で気体をイオン化し、イオン電流を計測する。気体の圧力ではなく、密度を測る。感度が良く応答が早い。10⁻²Pa から 10⁻¹²Pa

まで使用される。しかし高い圧力ではフィラメントが焼き切れる。高い圧力でも使用できるように開発されたものとしては、シュルツゲージ ($10^{-3}\sim 10^{-1}\text{Pa}$) がある[36]。もっとも広く使用されているのは、BA ゲージ (発明者 R. T. Bayard, D. Alpert (Westinghouse Research laboratory) の頭文字をとった。) と呼ばれるものである。形状は細い引き口のついたガラス容器に封じたものと、要素をフランジの上に組み立てたもの (ヌード型 Fig. 15) がある。普通電離真空系といえ、BA ゲージのことである。

排気作用があり、ガラス容器の場合において顕著である

主としてアノード (グリッド) からガス放出がある。

磁場の影響を大きく受ける (電子とイオンの運動が磁場の影響を受ける)。

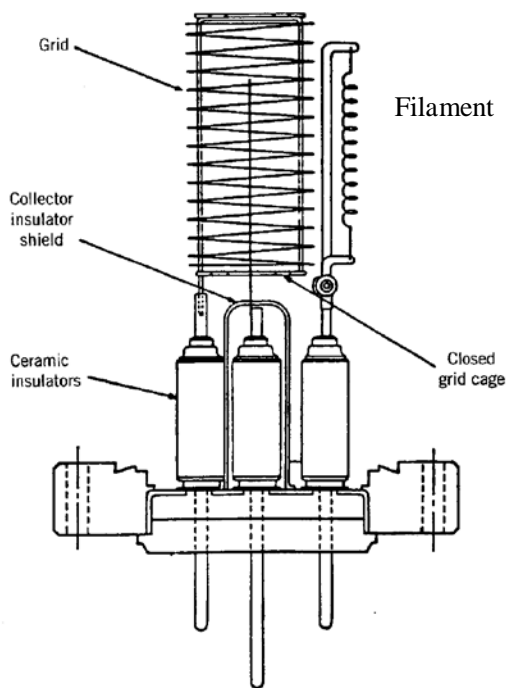


Fig. 15 ヌード型 BA ゲージ[22]

熱陰極電離真空計の残留ガスに対する感度は2種類の指標であらわされる。

相対感度係数 (C)

コレクターに集まるイオン電流 i^+ は、フィラメントから出る電子電流 i^- と圧力 P に比例する。その比例係数が相対感度係数である。

$$i^+ = Ci^- P$$

典型的な値は $C \approx 10\text{mbar}^{-1}$ である[15]。

絶対感度係数 (E)

絶対感度係数はイオン電流の圧力に対する比例係数である。

$$i^+ = EP$$

$$E = Ci^-$$

これらの感度係数は気体分子の種類によって異なり、イオン化しやすいものほど大きい。絶対感度係数は通常窒素ガスに対して正しい圧力が表示されるように較正される。したがって熱陰極電離真空計の表示する圧力を P_D とすると、

$$P_D = \frac{i^+}{E_{N_2}} \quad (3-1)$$

である。

絶対感度係数の相互の比は真空計の形状によって異なる。種々のモデルに対する平均として以下のような値が与えられている[15]。

M	$E(N_2)/E(M)$
He	6.9
Ne	4.35
Ar	0.83
Kr	0.59
Xe	0.33
Hg	0.303
H ₂	2.4
CO	0.92
CO ₂	0.69
CH ₄	0.8

Q: 窒素に対して正しい表示をする電離真空計で水素ガスの圧力を測定するとどうなるか。

A:

$$i_{H_2}^+ = E_{H_2} P_{H_2} = E_{N_2} P_D$$

$$P_{H_2} = \frac{E_{N_2}}{E_{H_2}} P_D = 2.4 P_D$$

実際の水素の密度（圧力）は、表示の 2.4 倍である。

Q: 分圧 P_n を持つ何種類かの成分からなるガスの圧力を窒素に対して正しい表示をする電離真空計で測定すると、表示された圧力 (P_D) は分圧でどのように表されるか？

A:

$$P_D = \frac{i_{total}^+}{E_{N_2}} = \frac{1}{E_{N_2}} \sum i_n^+ = \sum \frac{E_n}{E_{N_2}} P_n$$

それぞれのガスを単独に測定した時の和であるからイオン化しやすい残留ガスが多い時は実際の圧力より高く、イオン化しにくい残留ガスが多い時には実際の圧力より低く表示される。

熱陰極電離真空計には、超（極）高真空においては X 線限界と呼ばれる測定限界が存在する。電子がグリッド（アノード）に当たってでた X 線がコレクタにあたり電子を出す。これがイオン電流に加算されるからである。この X 線の影響は詳しくは次の 2 つに分けられる。

Positive X-ray Effect

カソードからでた電子がアノードに当たり光子を出す。この光子の一部がイオンコレクタにあたり電子を出す。イオン電流に加算される。

Negative X-ray Effect

上の光子が容器の壁にあたり電子を出す。その電子がアノードに流れる。壁とイオンコレクタが同じ電位ならば（電子は運動エネルギーをもって壁を飛び出すから）一部はイオンコレクタに達する。これはイオン電流を減らす方向に働く。

X 線限界を下げる工夫がされた熱陰極電離真空計には、イオンコレクタをグリッドから隠す構造にしたエクストラクターゲージ(Lybold Inficon,

Inc)や、コレクターを極限まで小さくしたポイントコレクターゲージなどがある[37]。

1.5.2. 冷陰極電離真空計 (CCG)

ペニング放電（磁場中の真空放電）をおこし、放電電流を圧力に換算する。~ 10^{-2} mbar 以上では放電がグロー放電に変わり放電電流が圧力にあまり依存しなくなる。もっと圧力が上がると放電しない。低い圧力 (10^{-7} Pa 以下) では放電しにくい、あるいは放電しない。精度は良くない。壊れないが高い圧力で長時間使用すると汚れる。低い圧力と高い圧力では放電しないので、どちらなのか区別する補助真空計が必要。

排気作用がある (10^{-3} ~ 10^{-2} l/s)。電離したイオンがカソードにあたり、カソードをスパッタリングする。スパッタされた物質が容器壁につき排気作用を持つ。

磁場の影響有。

良く使われるのは、ペニングゲージと Inverted Magnetron Gauge (Fig. 16)である。スパッタイオンポンプもペニング放電を利用しているので、真空計として使用できる。

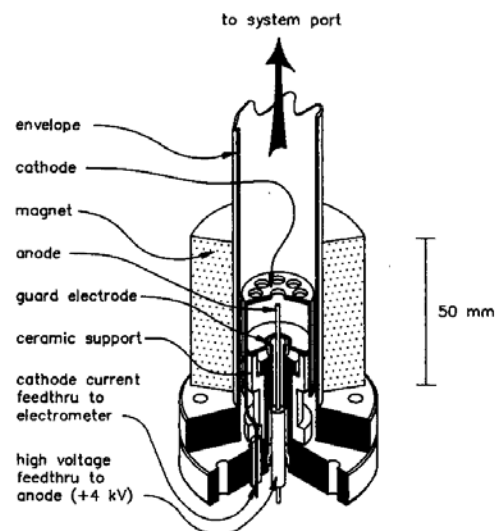


Fig. 16 Inverted Magnetron Gauge[22]

1.6. スピニングローターゲージ(SRG) (較正用)

磁化した球体を空中に保持し、回転させ、気体分子の衝突による回転の減衰から圧力を知る。

10⁻²Pa~10⁻⁵Pa まで使えるが、衝撃に弱い。気体の密度を直接測るので、2次標準真空計として注目され、動作の詳細な研究が行われている。

2. 分圧真空計 (概要)

残留ガスがどのような分子から構成されているかを知るための真空計である。例えば加速器のような装置で異常な圧力上昇が見られたとき、残留ガスのどの成分が変化しているかを知るとは原因を知る重要な鍵となる。真空に関する現象を科学的に論じるには全圧計のみでは不十分で、分圧計による情報が不可欠である。分圧計は残留ガスをイオン化してできたイオンを質量と電荷の比 M/Q に基づいて区別する。その区別する手段には、

- ・磁場を利用するもの
- ・変動する電場を利用するもの。(4重極形質量分析器)
- ・イオンサイクロトロン共鳴を利用するもの Fourier Transform Ion Cycrotron Resonance (FT-ICR) Spectroscopy、
- ・飛行時間を利用するもの TOF (Time of Flight) 等がある。

分圧真空計がどのぐらいの質量差を分解できるかを表す量として分解能がある。分解能は

$$\frac{m}{\Delta m} = \frac{\text{mass}}{\text{separable mass difference}}$$

で定義される。 Δm は通常スペクトルのピークの半値幅 (FWHM) をとる。例えば質量数 50 と 51 を分解しようとするれば、50 以上の分解能が必要である。典型的な分解能は以下のとおりである。

- ・磁場 (と電場) を利用した質量分析器の分解能 (高い分解能を得る試みをいれると)

Velocity focusing (Aston, 1919) , $m/\Delta m \sim 130$

Directional focusing (Dempster, 1918)

Double (Velocity+Directional) focusing, $m/\Delta m > 10^5$

- ・4重極形質量分析器の典型的な分解能 50~500
- ・FT-ICR Spectroscopy の分解能は 10⁶程度まで得られる。

- ・TOF の分解能は 200 程度。

多原子分子はイオン化の時にいく種類かのイオンに分解する。例えばメタンをイオン化すると CH_4^+ , CH_3^+ , CH_2^+ , CH^+ , C^+ が一定の比率で生成され、残留ガス中にメタンがある場合はこれらすべてのイオンが測定される。ある分子をイオン化したときにどれだけの種類のイオンが観測されるかは分子により決まっており、クラッキングパターンと呼ばれる。残留ガスの成分を同定するときは、主イオンだけではなくクラッキングパターンに基づき成分を判定する。とくに、分解能のあまり高くない4重極形質量分析器や TOF などの分圧真空計の場合は通常 $M/Q = 28$ のピークとして現れる CO^+ と N_2^+ を区別することができない。そのようなときにはクラッキングで生じる C^+ , O^+ , N^+ のピークからどちらかを判断する。一方高い分解能があれば CO^+ と N_2^+ を直接分解することができる。

Q: CO と N_2 の分離にはどの具体の分解能が必要か

A: m_u 単位の原子の重さ

$\text{C}=12.011$, $\text{O}=15.9994$, $\text{N}=14.00674$

を用いて結合エネルギーを無視すると、

$\text{C}+\text{O}=28.0104$

$\text{N}+\text{N}=28.03348$

であるから、分解能が 10³ 以上あれば、 CO^+ と N_2^+ が分解できる。

Fig. 17 に、KEKB で4重極形質量分析器を用いて測定された残留ガスのスペクトルを示す。このスペクトルでは、多分分析器に由来すると思われる水のピークが一番大きい。実はこのマスパターンはあるアクシデントが起こった際のものである。

Q: Fig. 17 のスペクトルの異常と思われる点を指摘せよ。

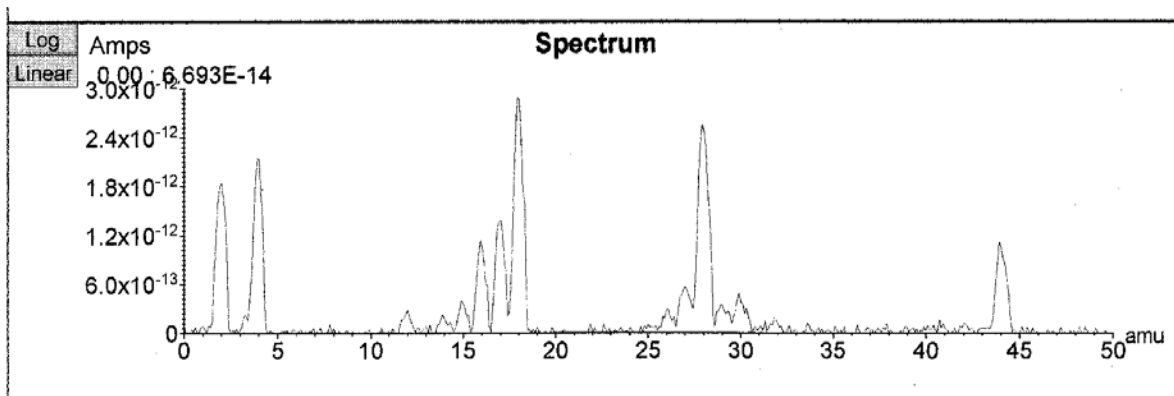


Fig. 17

3. 真空計の較正

もっとも正確な方法は、1次標準圧力または真空計を利用して較正することである。しかしこれは現実には不便なので、1次標準圧力または真空計で較正した精度が良く安定な2次標準真空計と比較較正を行うことも行われる。1次標準を提供している所は例えば主要国では次のようなところである。

USA:

National Institute of Standards and Technology (NIST)

Germany:

Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB)

England:

National Physical Laboratory (NPL)

日本

産業技術総合研究所 (AIST)

2次標準真空計は1次標準真空計で較正された正確で安定な真空計でつぎのようなものが知られている。

1 kPa~100kPa

Quartz Bourdon spiral manometer

0.1 Pa~1kPa

Capacitance diaphragm gauges (CDG) 別名 Baratron

10⁻³ Pa~1 Pa

Spinning Roter Gauge (SRG)

10⁻³ Pa 以下

Ionization Gauge. 通称 258VS-1

JIS Z 8750 では以下の方法が推奨されている。

0.27 Pa 以下

較正用基準真空計として圧力の絶対値に対して±3%の精度で感度を較正した電離真空計を使用する。

0.13 Pa 以上

較正用基準真空計として圧力の絶対値に対して±3%の精度で感度を較正したマクラウド真空計を使用する。

KEKB 真空グループで行っている感度較正の実際は次の通り。もちろん手本ではない。

熱陰極電離真空計

水素、窒素、2酸化炭素について SRG を使用して (SRG の測定可能な範囲で) 絶対感度係数の比を求める。

冷陰極電離真空計

窒素に対し、SRG を使用して放電電流と圧力の関係を測定する。

四重極形質量分析器

標準の分解能の設定で、水素、窒素、2酸化炭素について SRG を使用して各ピーク電流と圧力の関係を求める。ファラデーカップによる電流測定と二次電子増倍管による電流測定のそれぞれの場合について行う。較正したガス以外の感度については、取扱説明書にある各分子に対する相対感度表を参考にする。

4. 真空ポンプ

1. 一般的なこと

真空ポンプの気体分子を排気する能力は排気速度 S であらわされる。2.4.3 で述べたように、 S はポンプに入る流量を F 、ポンプ入口の圧力を P とすると、 $S = F/P$ で定義される。排気速度の単位は「体積」/「時間」で、コンダクタンスと同じである。実際の単位は SI 系では m^3s^{-1} であるが、従来からある ls^{-1} などによくつかわれる。

排気速度の測定は、規格にのっとった真空容器に既知の流量 Q (上記の F と同じであるが慣例により Q で表す) のガスを導入し、定常状態における容器の圧力 P を測定することにより行われる。

$$S(P) = \frac{Q}{P}$$

排気速度の測定はなかなか難しく、例えば吸着現象を利用するポンプは、定常になるのに時間がかかることがある (低い圧力)。また測定中に排気速度は変わることがある (高い圧力)。

分子流領域では、ほとんどの場合ポンプ (室) のガスはポンプ室にとどまらず真空容器側にも飛び出す。つまり排気されるガス量はポンプに飛び込む分子とポンプから戻る分子の差である。真空ポンプに入ったガスが全く戻ってこなく、かつ真空ポンプからのガス放出が無ければ、同じ排気速度を実現するのに必要な口径はもっと小さい。例えば、窒素に対して 250 ls^{-1} のターボ分子ポンプは直径 10 cm の開口を持っている。真空チェンバー側からこの開口に飛び込む分子の流量は(2-8)式によって、

$$\Phi a = \frac{1}{4} P \bar{v} a = 11.8 \times 3.14 \times 5^2 P = 926 [\text{ls}^{-1}] P$$

なので、もし全く戻る分子が無ければ、直径 10cm の開口を持つポンプは 926 ls^{-1} の排気速度を持つはずである。それが実際は 250 ls^{-1} であるということは、容器からポンプに入る気体分子の約 73% がポンプから容器に戻っていくことを意味している。

・クリーンな真空

半導体装置や、光学機器が入っている容器の真空中に油の蒸気があると表面の汚染により不都合を生じる。容器中に油の蒸気が入る可能性のあるポンプは、油拡散ポンプ、油回転ポンプ、等である。また微量ではあるがベアリング式ターボ分子ポンプも可能性がある。これに対し、磁気浮上型ターボ分子ポンプ、スパッタイオンポンプ、ゲッターポンプ、ソーブションポンプ、クライオポンプ、スクロールポンプ、ダイヤフラムポンプなどは、真空装置を油で汚染することが無い。油拡散ポンプや油回転ポンプを使用していて油による汚染を避けるためには、バッフルやトラップを用いる必要がある。

2. 各種ポンプ

以下各種ポンプについて概説する。詳しくは真空メーカーのカタログを参照のこと。特に、Varian、Lybold、BOC Edwards、Pfeiffer 各社のカタログは解説も詳しく有益である。

2.1. 油回転ポンプ (Oil-sealed Rotary Pump)

ガスを機械的に圧縮して 1 気圧以上にして吐き出す。油で隙間のシールをする (Fig. 18)。
排気速度：1~1500 m^3hr^{-1} (17~25000 lmin^{-1})
到達圧：1000~ 10^{-4} mbar。

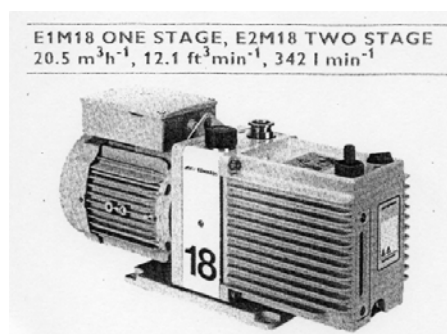


Fig.18 油回転ポンプ (BOC Edwards)

液化しやすい蒸気を排気するときに、圧縮工程で大気または不活性ガスを導入し、一緒に圧縮することにより温度、圧力を高め気化しにくくし、導入したガスと一緒に排気する。これをガスバラ

スト方式という。ポンプが十分暖まってから行う。到達圧力は下がる。

粗排気用ポンプ、ターボ分子ポンプや油拡散ポンプの補助ポンプ (Fore pump)、として使用される。真空側にトラップ (Fore-line trap) を設けないと油が上がる。粗排気開始時、油が排気された空気と一緒に霧状になって出る。

2.2. 拡散ポンプ (Diffusion Pump)

昔水銀、今は油を気化させて蒸気の流れを作り気体分子を排気する。排気能力は $50\sim 30000\text{ ls}^{-1}$ と広い範囲に及ぶ。電子ビーム溶接機の真空槽や、真空炉など大容積の装置の排気用として今も広く使われている。通常ロータリーポンプと組み合わせ使用される。超高真空を実現するためにはバッフルやトラップを用いることにより油の逆流をなくす必要がある。

2.3. ターボ分子ポンプ (Turbomolecular Pump)

ブレードを高速回転 (毎分3万~4万回転、大きいほど回転数が低い) させ、分子運動の早さと同程度にすることにより、ブレードを透過する確率に方向性を持たせる。ブレードの支持方式にいろいろある。特に磁気浮上式のものにはベアリングを使用しないため潤滑油が不要で、オイルフリーかつメンテナンスフリーである。また取付け姿勢も自由である (Fig. 19)。広い圧力範囲で一定の排気速度を持つ。

排気速度: $35\sim 25000\text{ ls}^{-1}$

到達圧: $10^{-8}\sim 10^{-7}\text{ Pa}$

ポンプが維持できる入り口圧と出口圧 (背圧: fore line pressure) の比を圧縮比 (Compression) という。出口圧がある値より高くなると急激に減少する。典型的な例を以下に示す。

$\text{H}_2: 1\times 10^2\sim 1\times 10^5$

$\text{He}: 5\times 10^2\sim 1\times 10^7$

$\text{N}_2: 5\times 10^6\sim 1\times 10^{10}$

ターボ分子ポンプは単独では使用できず、必要な背圧と、流量を確保できるポンプと組み合わせ使用する。通常ロータリーポンプまたはスクロールポンプ 時にはダイアフラムポンプと組み合

わせる。また、大気圧からの排気には使えない。中真空領域では発熱のため圧力によっては長時間使えない。

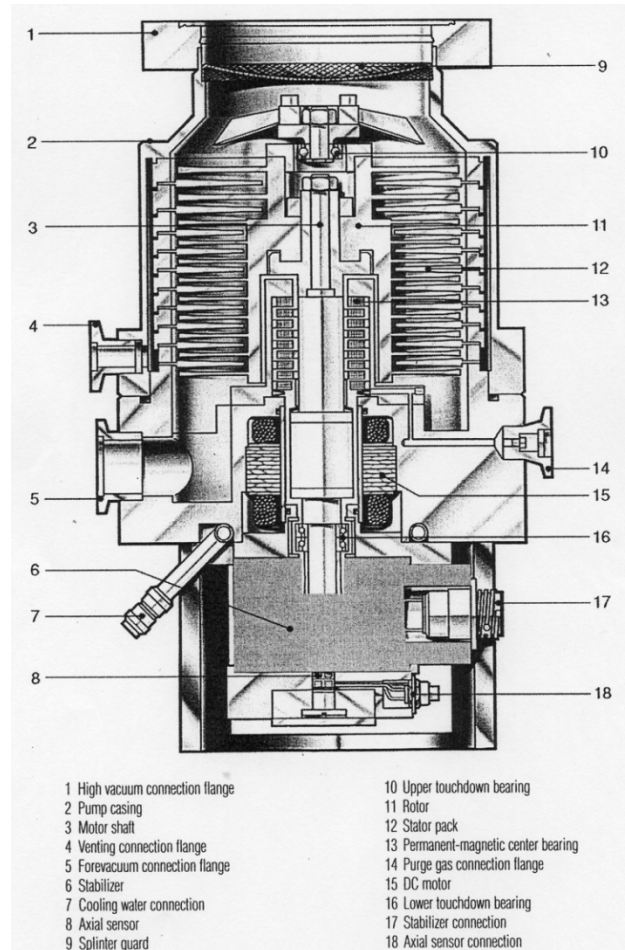


Fig. 19 ターボ分子ポンプ (Lybold)

2.4. ゲッターポンプ

2.4.1. TSP (Titanium Sublimation Getter Pumps)

一般に金属蒸着膜は活性でガスを吸着するが、Ti は特に良く吸着することを利用する。Ti を容器内壁に蒸着しポンプとして使用する。付着確率が下がったら (排気能力が落ちたら) もう一度蒸着する。希ガスは排気しない。表面で CH_4 ができる。希ガスや CH_4 を排気するために通常スパッタイオンポンプを併用する。(ターボ分子ポンプも可。) 排気速度は 1 cm^2 当たり $3\sim 9\text{ ls}^{-1}$ 。

2.4.2. NEG (Non Evaporable Getter, SAES Getters)

焼結した金属合金によって気体分子を吸着するポンプである。以下その動作特徴をサエスゲッター社のカタログから引用する。

例 : St101(Zr-Al alloy), St707(Zr-V-Fe alloy)

● Phenomena on an active NEG particle

基本吸着プロセス : Dissociation → surface sorption → bulk diffusion

各分子の排気機構

H₂ : Diffuse rapidly into the bulk.

A given concentration of hydrogen inside the getter alloy corresponds to an equilibrium pressure of hydrogen.

CO, CO₂, O₂, N₂ : Chemisorbed irreversibly.

The chemical bonds of the gas molecule are first broken. Then oxides, nitrides, carbides are formed. At high temperature, no desorption, but diffusion into the bulk.

Water and Hydrocarbon : Crack into H, C, and O and interact as above.

Sorption efficiency of hydrocarbons is very small.

● ゲッター剤を活性にする方法

Activation

The heat treatment which makes diffuse thin protective layer formed on the surface by air exposure during manufacturing. (Pressure must be kept less than 10⁻⁴ Torr)

Re-activation

This makes hydrogen evaporate and other species diffuse into matter.

Gas during (re)activation

Mainly H₂ and physisorbed CO, CO₂, H₂O, CH₄ etc.

TSPと同様希ガスは排気しない。CH₄が表面でできる。St707と呼ばれるものは、金属板に焼結した状態で1 cm²あたり0.1~0.3 ls⁻¹の排気速度がある。

2.5. クライオポンプ

低温の面を作ってガスを吸着させ、その温度の吸着等温線 (Adsorption Isotherm) または飽和蒸気圧で決まる圧力まで分圧を下げる。吸着層の温度が変わらなければ平衡蒸気圧まで排気できるが、吸着層が厚くなると表面付近の温度が上がり、蒸気圧は高くなる (吸着は発熱反応である)。この状態になる前に吸着面の温度を上げて吸着したガスを放出し、他のポンプで排気してもらう (Regeneration)。平衡蒸気圧での排気速度は0である。

吸着しにくいガスが吸着しやすいガスの吸着層に取り込まれて、吸着しにくいガスの排気速度が単独の場合より増えることがあり、クライオとラッピング (Cryotrapping) とよばれる。

小型の超高真空装置からスペースチャンバーのような大きな真空槽にも使用される。

クライオポンプの内部では、最終到達圧はクライオ面の温度に対応する平衡蒸気圧であるが、真空容器の圧力は、容器の壁面の温度が室温であるので、クライオポンプの内部と異なる。この現象を Thermal transpiration という。クライオポンプを使用するような圧力領域では、通常真空計は気体分子の密度を計っているのだから、クライオポンプ内の分子密度と真空容器内の分子密度の関係を以下に示す。

T_w を真空容器の壁の温度、 T_k をクライオ面の温度、 n_s をクライオポンプ内の平衡蒸気圧に対応する密度、 n を容器内の気体分子の密度とする。最終到達圧ではポンプの開口を出入りする分子数は同じなので、

$$\frac{1}{4} n v(T_w) = \frac{1}{4} n_s v(T_k)$$

が成立する。 $\overline{v(T)}$ は、温度 T における平均速度である。 $\overline{v(T)}$ は、 \sqrt{T} に比例するので、

$$n = n_s \sqrt{\frac{T_k}{T_w}}$$

となる。真空容器内の分子密度はクライオポンプ内の密度より小さい。圧力で表すと逆で、真空容器内の圧力が高い。

2.6. スパッタイオンポンプ(Sputter Ion Pump)

ペニング放電を利用する。陰極物質 (通常は Ti) を放電で生じるイオンでスパッタし、活性な吸着面を作って排気する。 10^{-6} Torr 以下の圧力で使用する。排気速度は $20\sim 1000\text{ ls}^{-1}$ 。排気速度によって大きさが異なる。圧力が低くなるにつれ排気速度は減少する。

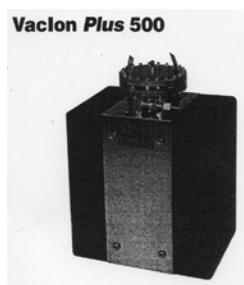


Fig. 20 Sputter Ion Pump (Varian)

各種ガスの排気の特徴

吸着性のガス：新しいスパッタ面への吸着。放電開始時には吸着していたガスが放出される現象がみられる。

水素：他のガスが表面に吸着していると排気能力は阻害される。

希ガス：強制的な埋め込み。

炭化水素：放電によって分解して排気する

主要な構造

二極型 (Diode)：円筒状の陽極 (Anode) と、それを挟む通常はアース電位の陰極 (Cathode) 板から構成される。磁場の方向は陽極円筒の中心軸の方向である。気体分子は陽極内面と陰極上に吸着される。

三極型 (Tridode)：陰極がグリッド状になっていて、スパッタされた陰極物質は陰極の外の容器内面に多く着く。気体分子は主として容器内面に吸着される。陽極は通常容器と同じアース電位にし、陰極に負の高圧をかける。

動作の特徴

- ・過去に排気したガスの再放出がみられる (記憶効果)。

- ・アルゴン不安定性：Ti 陰極の二極型のものにみられる。長期間 Ar を排気した後にみられる数日周期の Ar の再放出に伴うガス放出。局所的な温度変化を伴うので水素分圧も同調する。

陰極の一方を Ta にした二極型や三極型では起こらない。Fig. 21 は KEKB で見られたアルゴン不安定性の例である。

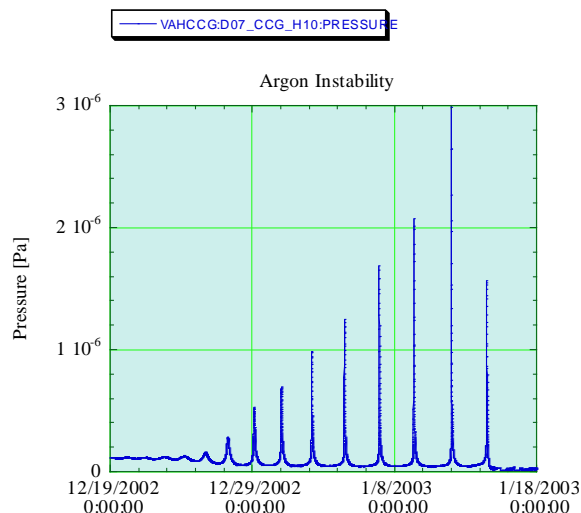


Fig. 21 アルゴン不安定性

- ・排気による圧力の減少：一定のガス負荷で使用し続けると排気速度の減少がみられる (飽和)。Fig. 22 は、使用圧力と排気速度が半減するまでの時間を示したものである。排気速度を回復させるにはベーキングが必要である。大気に曝した後も排気速度はほぼ半減するので、再立ち上げ時にはベーキングをしなければならない。

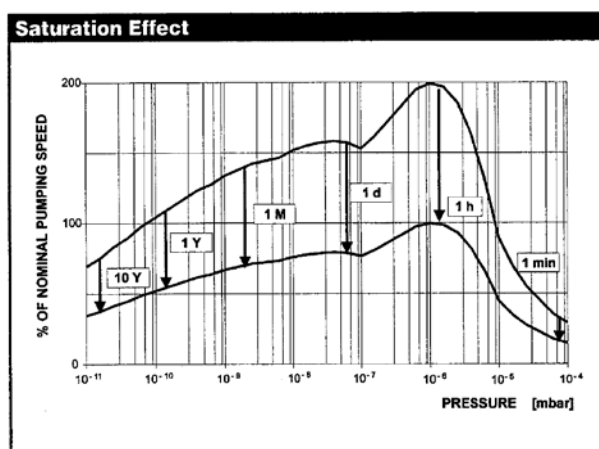


Fig. 22 イオンポンプの飽和効果(Varian)

5. 代表的なフランジとシール

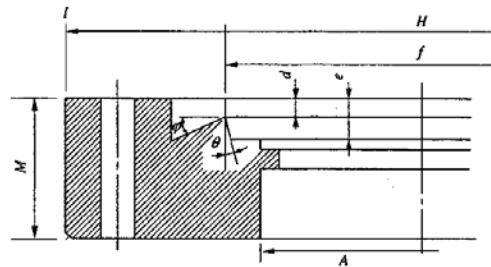
1. 代表的なフランジ

- コンフラットフランジ (ConFlat®, CF)
 メタルシール用。ボルトで接続する。寸法にアメリカ式とヨーロッパ式があるので注意。
 素材やナイフエッジの形に know-how があるので、形だけまねして作っても使い物にならない

いことがある。Fig. 23 に日本におけるコンフラットフランジの規格推奨案を示す[13]。材質としては、SUS, Al 合金、Cr-Cu、Be-Cu、Ti などがある。

- JIS フランジ
 ゴム O リングを使用するフランジの規格。
- KF (ISO-KF)
 クランプで接続する。シールは主にゴム O リング。メタル O リングを使うこともある。

表4 コンフラット形(ナイフエッジ形)フランジの規格(案)寸法



単位 [mm]

呼び径	H	A 最大値	M	使用ボルト [本]	f	d	e	φ [度]	θ [度]
16	34	18.5	8	M4×6	18.3	0.66	1.2	20	2~30
40	70	38.5	13	M6×6	42.0	0.66	1.2	20	2~30
63	114	66.5	18	M8×8	77.2	0.66	1.2	20	2~30
100	152	104.5	21	M8×16	115.3	0.66	1.2	20	2~30
160	203	155	22	M8×20	166.1	0.66	1.2	20	2~30
200	253	206	25	M8×24	216.9	0.66	1.2	20	2~20
250	305	258	28	M8×32	268.0	0.66	1.2	20	2~30

表5 コンフラット形フランジの推奨締付けトルク

フランジ呼び径	使用ボルト	ボルト1本当り 締付けトルク [kg・cm]
16	M4	20~30
40	M6	70~100
63	M8	100~150
100	M8	100~150
160	M8	100~150
200	M8	100~150
250	M8	100~150

Fig. 23 コンフラットフランジの規格推奨案[13]

2. シール

- ゴム O リング

ニトリル、Viton®など。Viton は放射線に弱い。
 (一般にフッ素を含むプラスチックは放射線に弱い。例：Viton、テフロン)
 ヘリウム透過率が高いので注意。

気体放出率が高い。

- メタルガスケット

材料は Cu(OFHC,C1011)、Al(A1050)など。

- メタル O リング

ヘリコフレックス (Garlock 社) など。

CF フランジ、ガスケット、ボルトの組み合わせでよくつかわれるものを Table 2 に示す。

Table 2

フランジ	アルミ合金	SUS, BeCu, CrCu, Ti
アルミ合金	G : アルミ B : アルミ	G : アルミ B : アルミ、SUS
SUS, BeCu CrCu, Ti		G : アルミ、銅 B : SUS, Ti

G はガスケット、B はボルト示す。

アルミガスケットは 150°C 以上のベーキングを行うときは使用できない。銅ガスケットも 200°C を越える温度でベーキングを行うときは、

Ag 入り銅などの素材を使用したほうが、信頼性が高い (軟化防止)。

3. 規格外のシールを行うときの注意

フランジ

シール材より硬いこと。平面度 (微視的+巨視的) が重要である。ボルトで締め付けたときにガスケットに対する締め付け力が一樣になることも重要である。従って非円形の形状の場合は、フランジの厚みを十分にとってフランジの変形を抑えるとともに、ボルトがガスケットに及ぼす力が一樣になるようにボルトを配する必要がある。ボルトで締め付けることによってガスケットは加工硬化を起こし、締め付け後フランジが変形して生じた隙間には対応できない。

シール

シール面に密着すること。締めつけ後フランジ間の微少な変化に追従できる弾性を保っていること。通常、シール面への密着はガスケットの塑性変形によって行う。

6. 真空装置の排気とガス放出

1. 概論

もっとも単純な排気系は、ターボ分子ポンプ+油回転ポンプまたは適当なドライポンプ、あるいは油拡散ポンプ+油回転ポンプである。この組み合わせで高真空に達することができる。またイオンポンプ、ゲッターポンプ、クライオポンプなどを使用してさらに低い圧力を実現したいときもその前段階の排気に上記のポンプ系は必要である。KEKBの蓄積リングのように長期間超高真空を維持する装置では、機械式のポンプは保守の必要があるので特別な理由がないかぎり真空が立ち上がった後はバルブで切り離される。Fig.24は排気系の構成の1例である。

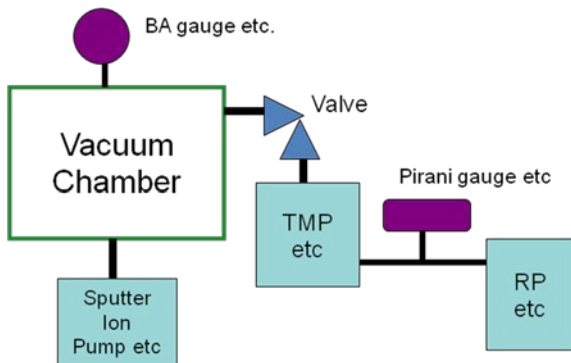


Fig. 24

1.1. 初期排気 (粗排気)

排気のスタートは大気圧から動作させることができるポンプ (油回転ポンプや一部のドライポンプ) で行う。粗排気はターボ分子ポンプや油拡散ポンプを通して行っても良いが、ターボ分子ポンプや油拡散ポンプを大気圧にしたくないとき (大気に晒すと到達圧が上がる) にはバイパスを設ける。油回転ポンプを粗排気に使用するときには排気側からオイルミストが発生するので、周辺の油汚れや健康への影響を避けるためには、排気を室外に導くなどの方策を講じたほうが良い。KEKBでは、磁気浮上式ターボ分子ポンプとドラ

イポンプの組み合わせでオイルフリーな排気系を構成して使用している。

粗排気の際は装置内に「風」が吹きまくる状態なので、容器内においたものが移動したり、ダストが舞い上がったりすることがあり、注意が必要である。また急激な排気を行うと、容器内の気体の温度が断熱膨張により下がり、水分が凝縮して一部容器壁に残る可能性もある。

粗排気時の圧力変化は、主に気相の分子の排気なので次の方程式で記述される。 V は容器の体積、 S はポンプの (配管のコンダクタンスと合成した実効) 排気速度である。

$$V \frac{dP}{dt} \approx -SP \quad \therefore \frac{P}{P_0} = e^{-\frac{S}{V}t}$$

V/S が初期の気相排気の時定数となる。

Q: $S = 200 \text{ lmin}^{-1}$ 、 $V = 10 \text{ l}$ の時、 V/S は何秒になるか?

1.2. 中真空以下

圧力は分子流領域に入り、通常はほぼ $1/t$ に比例して減少し始める。圧力が $1/t$ に比例して減少しているときの残留ガスの主成分は水であると考えてよい。Fig. 25は全圧が 10^{-5} Pa 台のときの残留ガススペクトルである。 $M/Q = 18$ の水のピークが群を抜いている。

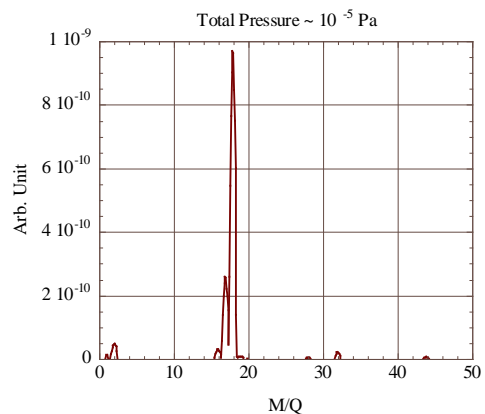


Fig. 25 (久松広美氏提供)

多くの場合、 10^{-6} Pa 程度までは、「圧力を下げることは水の分圧を下げること」である。水の分圧を下げるには 130°C 以上のベーキング (装置の

加熱)が有効である。ベーキングを行うと、水はほとんどなくなり、残留ガスの主成分は水素と一酸化炭素等になる (Fig. 26)。

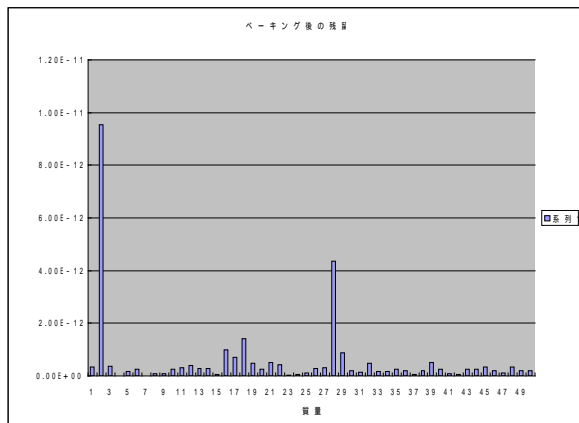


Fig. 26 (柴田恭氏提供)

この領域で圧力を決めるのは主として装置の構成物が吸蔵しているガスの放出とポンプによる排気のバランスである。しかし装置の中に飽和蒸気圧の高い物質があると圧力はその蒸気圧までしか下がらないので、低い圧力を実現するうえで妨げになることがある。

1.3. 気体の透過

特殊な材料の真空容器を使っていると気体の透過が問題になる。たとえばガラスや有機材料は気体分子が透過する。透過率 K は次の式で定義される。

$$q = K \frac{\Delta P}{d}$$

q は単位面積当たりの気体の流量 (「圧力」×「体積」/「時間」/「面積」)、 ΔP は物質の両側の圧力差、 d は物質の厚さである。

ガラスの場合、室温では特にヘリウムの透過率 ($K=1 \times 10^{-14} \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$) が大きい。真空シールに使われるバイトンは、水素、ヘリウムの透過率が大きい ($K[\text{H}_2] = 1.85 \times 10^{-12}$, $K[\text{He}] = 10^{-11} \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$) ので、リークテストの時にしばしば問題になる。金属中を希ガスは透過しない。分子は解離して溶け込む。一般に溶解度は小さいので水素以外の溶解は問題にならない。超高真空では水素の透過、拡散が問題になる。

Q: 内辺の1辺が 10 cm の立方体の形をしたガラス容器があり、 10 ls^{-1} ($0.01 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) の排気速度を持つポンプで排気している。ガラスの厚さは 5 mm とする。外部のヘリウムの圧力が 10^5 Pa であるとする。内部のヘリウムの圧力はいくらになるか?

A: 流入するヘリウムの総量を Q とする。

$$\begin{aligned} Q &= 1 \times 10^{-14} \frac{10^5}{0.005} \times 0.1 \times 0.1 \times 6 \\ &= 1.2 \times 10^{-8} \text{ Pa} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1} \\ P &= \frac{Q}{S} = \frac{1.2 \times 10^{-8}}{0.01} = 1.2 \times 10^{-6} \text{ Pa} \end{aligned}$$

Q: 内半径が 5 cm の円筒に、幅 5 mm、厚さ 1 mm のバイトンシールを用いて蓋をし、真空中に排気した。外部のヘリウムの圧力が 10^5 Pa の時、内部へのヘリウムの全気体放出速度はいくらか?

A:

$$\begin{aligned} Q &= 1 \times 10^{-11} \times \frac{10^5}{0.005} \times 2 \times 3.14 \times 0.05 \times 0.001 \\ &= 6.3 \times 10^{-8} \text{ Pa} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1} \\ &= 6.3 \times 10^{-7} \text{ mbar} \cdot \text{l} \cdot \text{s}^{-1} \end{aligned}$$

(ちなみに最近のリークディテクタの最少検知感度は $10^{-12} \text{ mbar l s}^{-1}$ である。)

1.4. ガス放出

装置の構成物が吸蔵しているガスの放出はその発生原因により大きく次のように分けられる。

1.4.1. 熱的ガス放出

熱力学的な平衡状態が崩れることにより発生する。つまり排気することにより初めて発生する。ガス放出の量は発生源の温度によって大きく変化する。このようなガス放出を早く減らすには、清浄な部品を使用することに加え装置全体を加熱して排気すること (ベーキング) や、部品を事前に真空槽で加熱排気することなどが有効である。

1.4.2. 動的ガス放出

粒子線（電子線、光子、イオン）の照射、放電、機械的摩擦等による主として個体表面からのガス放出。発生源の温度にはほとんど依存しない。動的ガス放出を低減するには表面処理や放電洗浄による表面そのものを改質する手段が有効である。動的ガス放出の例として Fig. 27 にシンクロトロン放射によるガス放出の測定の例を示す。

シンクロトロン放射によるガス放出は、光子が表面に進入し、その結果生じた2次電子の働きでガス放出が起こっていると考えられている。放出ガスの主な成分は、水素、一酸化炭素、二酸化炭素、メタンである。ガス放出の大きさは光脱離係数 η で表わされる。

$$\eta = \frac{\text{number of desorbed molecules}}{\text{number of incident photons}}$$

光脱離係数は、光子の照射量が増えると減少する。また脱離係数の大きさは、材料や表面処理によって異なる。

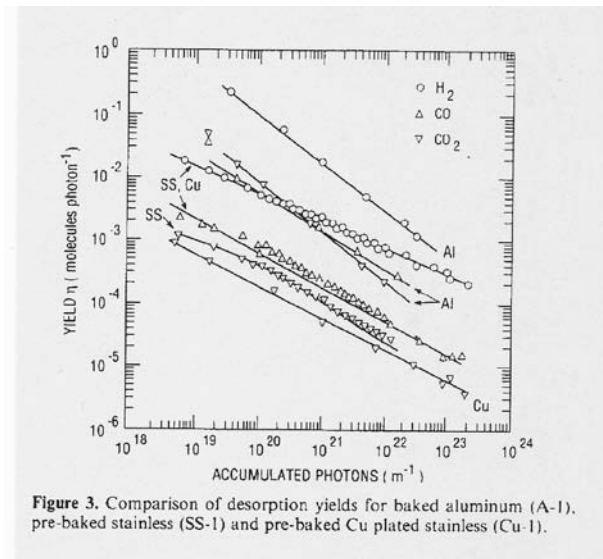


Fig. 27 光脱離係数の測定例[38]

真空計やポンプは動的ガス放出と熱的ガス放出が混在するガス源でもあること注意が必要である。

1.5. 分子流領域の圧力変化

分子流領域の圧力の変化は容器のガス放出の量（全気体放出速度）を Q （単位は「圧力」×「体積」÷「時間」）、ポンプの排気速度と、ポンプから真空容器までのコンダクタンスを合成した排気速度を S_0 として、

$$V \frac{dP}{dt} = Q - S_0(P - P_u)$$

で表される。 $S_0(P - P_u)$ は、排気速度の定義からは SP と書くべきところであるが、ポンプの到達圧があることを定性的に表現するために用いた。ポンプはどんなに低い圧力までも排気速度を維持できるものではない。どのポンプにも原理的にあるいは自分自身のガス放出により現実には到達圧がある。例えばイオンポンプは圧力の低下にともない放電電流が減るために排気速度は減少する。また自分自身の放出する気体のためある圧力以下にはならない。ターボ分子ポンプの理論上の到達圧は、圧縮率と背圧で決まるが、現実には自分自身のガス放出が到達圧を決める。

排気中は

$$Q = S_0(P - P_u) \rightarrow P = P_u + \frac{Q}{S_0} \approx \frac{Q}{S_0}$$

が成立する。

熱的ガス放出の場合はこの式は単に圧力は Q とこのようなバランスを保っていることを示しているが、動的ガス放出の場合には Q によって決まる圧力を示していると考えられる。

熱的ガス放出のみの場合は $P = P_u$ の時に $Q = 0$ となり圧力は平衡に達する。容器のガス放出は、 S_0P で評価する。

一般に上記方程式を解いて、熱的ガス放出や動的ガス放出の場合の圧力変化を再現することは難しい問題である。

1.6. ガス放出源

ガス放出で問題になる主要な気体の種類は、特殊な物質を使用する装置を除いて、水素、水、一酸化炭素、二酸化炭素である。またガスを構成している元素に着目すると、水素、酸素、炭素に限られる。

ガス放出を減らすには、装置を構成する材料のどこにこれらの分子や元素が存在してどのようにガス放出に寄与しているかを知って、これら分子や元素を減らすことに勤めればよい。これら分子や元素が存在する場所を以下のように大きく分けて考えることができる。

- 表面

主要な分子は、かなりの量が表面あるいは表面近傍に吸蔵されていると考えられている。特に水はほとんど表面にあると考えられている。工業材料の表面の粗さは、分子の吸蔵量に関係すると考えられている。これらの分子を取り除くには、表面を滑らかにすることと、排気中のベーキングが有効である。また表面を改質して撥水性を持たせることも有効である。

- 表面層（主に金属の場合の表面酸化層）

金属酸化層には、酸素以外に、水素、炭素が多数含まれている。これらの元素数と、動的ガス放出の量は相関がある。動的ガス放出を減らすには、化学的な処理で古い酸化層を除去し、水素や炭素の少ない新しい酸化層を形成することが有効である。

- 結晶粒界

金属材料は、結晶粒から構成されている。結晶粒の境界を分子や原子は拡散する。また境界に原子や分子が貯蔵される。これらに起因するガス放出を減らすには、材料段階で真空中で加熱して脱ガスすることが特に有効である。真空排気中のベーキングも有効である。

- 固体内部

ガラスや有機材料は気体分子が透過するので、当然内部に多量のガスを吸蔵している。金属中は希ガスは透過しないが、分子は解離して溶け込む。一般に溶解度は小さいが超高真空は水素の透過、拡散が問題になる。材料段階で真空中で加熱して脱ガスすることが特に有効である。真空排気中のベーキングも有効である。

ベーキングも含め、加熱脱ガスは、高温であるほど、また長時間行うほど効果がある。

2. 表面に吸着している分子の排気過程 —排気過程を理解する試み[39][40][41]

この節では、容器の内表面に吸着と脱離を繰り返している気体分子がどのように排気されていくかを詳しく考察する。排気中の圧力変化を、モデルを作って考察し、実際の経験と比較する。具体的には水の排気過程を考察していると考えてよい。

2.1. 基礎となる方程式

気体分子は1種類だけとする。容器の内容積を V 、内表面積を A と表す。排気は、開口面積 a の理想的なポンプで行う (a に入射した分子はすべて排気される)。圧力の変わりに分子密度 n を使用する。しばしば密度の意味で圧力という言葉を使い、言葉の上での厳密な区別はしない。表面の分子密度は σ (「個数」 / 「面積」) とする。表面に吸着している分子の排気を記述する方程式は、(概念的に) 次のように書くことができる。

$$\begin{aligned} V \frac{dn}{dt} &= Aq - a\Gamma n & (\Gamma \equiv \bar{v}/4) \\ \frac{d\sigma}{dt} &= -q \end{aligned} \tag{6-1}$$

q は気体放出速度である。

この q の具体的な形をモデルに基づいて与えることによって解くべき方程式の具体的な表式が得られる。また、以下では $A \gg a$ を仮定する。これは、表面の分子数の変化が排気による気相分子数の変化に比べて十分早い時定数で変化することを意味し、後半の議論において重要な仮定である。また通常の真空系では満足されている条件である。

2.1.1. 吸着脱離のモデル[39]

表面にはいろいろな吸着エネルギーを持った吸着サイトがあるとする。吸着エネルギー $E \sim E + \Delta E$ の間にある単位面積あたりのサイトの数を $g(E)\Delta E$ で表す。 $g(E)$ は容器壁の特性によって決まる与えられた関数である。 E に関して積分すると単位面積当たりのサイトの総数 σ_0 を与える。

$$\int_0^{\infty} g(E)dE = \sigma_0 \quad (6-2)$$

吸着エネルギー $E \sim E+\Delta E$ の間にあるサイトに吸着している単位面積あたりの分子の数を $\theta g(E)\Delta E$ と表す。 θ は未知関数で、 $0 < \theta < 1$ である。空いているサイトの数は $(1-\theta)g(E)\Delta E$ と表される。従って表面に吸着している単位面積あたりの分子数 σ は、

$$\sigma = \int_0^{\infty} \theta g(E)dE \quad (6-3)$$

で与えられる。

吸着エネルギー $E \sim E+\Delta E$ の間にあるサイトに単位時間に吸着する単位面積あたりの分子数は、表面に単位時間に衝突する単位面積あたりの分子数と、そのエネルギーの空きサイトが全サイトに対して占める割合と、吸着確率($0 < c < 1$)の積に比例する。つまり、

$$\Gamma n \frac{(1-\theta)g(E)\Delta E}{\sigma_0} c(E,T) \quad (6-4)$$

に比例する。

吸着確率は衝突する分子の運動エネルギーに依存するはずであるが、ここでは無視する。そのような詳細はこれから得られる結果には重要な影響がない。気体分子の速度はすべて平均速度で、速度の方向分布は等方的であると仮定する（第2章1.6節参照）。

吸着エネルギー $E \sim E+\Delta E$ の間にあるサイトから単位時間に脱離する単位面積あたりの分子数は、平均滞在時間 τ を用いて

$$\frac{\theta g(E)\Delta E}{\tau(E,T)} \quad (6-5)$$

$$\tau(E,T) = \tau_0 e^{\frac{E}{kT}}$$

で与えられる。

脱離する分子は余弦法則にしたがって温度 T に対応する平均速度で飛び出すものと暗に仮定する。

したがって、吸着エネルギー $E \sim E+\Delta E$ の間にあるサイトに吸着している単位面積あたりの分子の数の時間変化は、

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt}(\theta g(E)\Delta E) \\ &= \Gamma n \frac{(1-\theta)g(E)\Delta E}{\sigma_0} c(E,T) \\ & \quad - \frac{\theta g(E)\Delta E}{\tau} \end{aligned} \quad (6-6)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = c\Gamma n \frac{1-\theta}{\sigma_0} - \frac{\theta}{\tau}$$

となって、 θ の時間変化で与えられる。また(6-3)により、

$$\frac{d\sigma}{dt} = \int_0^{\infty} \frac{d\theta}{dt} g(E)dE \quad (6-7)$$

であるから、 q は θ により次のように表わされる。

$$q = - \int_0^{\infty} \left[c\Gamma n \frac{1-\theta}{\sigma_0} - \frac{\theta}{\tau} \right] g(E)dE \quad (6-8)$$

したがってこのモデルに基づけば、 n と θ を連立させて解くことにより、排気時の圧力変化が得られる。実際に解くためには方程式を見通しの良い形に書き換える必要がある。まずその準備を行う。

2.1.2. 吸着等温式

単位時間に表面に吸着する分子と単位時間に表面から脱離する分子が等しい時、表面の分子数は変化しない。この釣合の状態にある時の σ と n の関係を吸着等温式という。このモデルでは吸着等温式は、 $d\theta/dt = 0$ と置くことにより次のように求められる。

$$\theta = \frac{c\Gamma n\tau/\sigma_0}{c\Gamma n\tau/\sigma_0 + 1} \equiv \theta_{\text{eq}}(n, E, T) \quad (6-9)$$

$$\sigma_{\text{eq}}(n, T) \equiv \int_0^{\infty} \theta_{\text{eq}}(n, E, T) g(E)dE \quad (6-10)$$

以上の定義を用いて、

$$\sigma = \sigma_{\text{eq}}(n, T) \quad (6-11)$$

が吸着等温式を表す。\$g(E)\$を具体的に与えることにより、それに対応した吸着等温式を求めることができる。吸着等温式はこの節の議論で非常に重要な役割をもつ。

「例」 Freundlich 吸着等温式

$$g(E) = \sigma_0 \alpha e^{-\alpha E}$$

と置くと、\$0 < \alpha kT \ll 1\$ のとき、

$$\sigma \approx \sigma_0 (n/n_0)^{\alpha kT}$$

$$n_0 = \frac{\sigma_0}{c\Gamma\tau_0}$$

という吸着等温式が得られる [40]。これは Freundlich 吸着等温式といわれるものである。この節の最後で、この吸着式が使用されるが、そのとき使用する数値は、

$$\alpha = 8.62 \times 10^{18} \text{ J}^{-1}$$

$$\sigma_0 = 4.61 \times 10^{20}$$

$$\tau_0 = 5 \times 10^{-11}$$

である。このモデルでは、(2-1)より 500 倍大きい \$n_0\$ を使うことによって実験が再現できる。\$n = n_0\$ で吸着サイトがすべて覆われるが、\$n_0\$ は室温では

$$n_0 = \frac{\sigma_0}{c\Gamma\tau_0} = \frac{4.61 \times 10^{20}}{1 \times (587/4) \times 5 \times 10^{-11}}$$

$$= 6.28 \times 10^{28} [\text{m}^{-3}] \rightarrow 2.54 \times 10^8 [\text{Pa}]$$

と非常に高い圧力に相当する（気体分子は水であるとした）。

2.1.3. 式の整理とまとめ

吸着等温式に対応する \$\theta_{\text{eq}}\$ と \$\tau\$ の関係

$$\frac{1}{\tau} = \frac{c\Gamma n}{\sigma_0} \frac{1 - \theta_{\text{eq}}}{\theta_{\text{eq}}} \quad (6-12)$$

を用い式(6-6)から \$\tau\$ を消去すると、

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{c\Gamma n}{\sigma_0} \frac{\theta - \theta_{\text{eq}}}{\theta_{\text{eq}}} \quad (6-13)$$

を得る。この表現では \$\theta\$ の変化が、釣合の状態からのずれによって起こることがよく分かる。

このようにして解くべき式を以下のように表現する。

$$V \frac{dn}{dt} = Aq - a\Gamma n \quad (6-14)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{c\Gamma n}{\sigma_0} \frac{\theta - \theta_{\text{eq}}}{\theta_{\text{eq}}} \quad (6-15)$$

$$q = \frac{\Gamma n}{\sigma_0} \int c \frac{\theta - \theta_{\text{eq}}}{\theta_{\text{eq}}} g(E) dE \quad (6-16)$$

$$\theta_{\text{eq}} = \frac{c\Gamma n \tau / \sigma_0}{c\Gamma n \tau / \sigma_0 + 1}$$

また以下の説明で利用する表現を書いておく。

$$\frac{d\sigma}{dt} = -\frac{\Gamma n}{\sigma_0} \int c \frac{\theta - \theta_{\text{eq}}}{\theta_{\text{eq}}} g(E) dE \quad (6-17)$$

$$V \frac{dn}{dt} = \frac{A\Gamma n}{\sigma_0} \int c \frac{\theta - (1 + a/cA)\theta_{\text{eq}}}{\theta_{\text{eq}}} g(E) dE$$

また全体の分子数の変化は、

$$\frac{d}{dt}(Vn + A\sigma) = -a\Gamma n \quad (6-18)$$

で表わされる。

2.2. \$n\$ と \$\sigma\$ の時間変化の大局的考察

連立方程式(6-14)-(6-16)を解けば排気時の \$\sigma\$, \$n\$ の時間変化を求めることができる。そのような解を \$\sigma\$-\$n\$ 平面に描けば、ある初期条件の点から出発した曲線になる。その曲線の接線を与える \$\sigma\$, \$n\$ の時間微分は、連立方程式が時間に関して 1 次であるので、すでに式の中に与えられている。このことを利用して、まず \$\sigma\$-\$n\$ 平面内で曲線の接線ベクトルが各点においてどのような向きと大きさを持っているか調べれば、解曲線の振る舞いを知ることができる。単位の次元を等しくするために、\$A\sigma\$-\$Vn\$ 平面における接線ベクトル \$(Ad\sigma/dt, Vdn/dt)\$ を調べることにする。

まず、 $A\sigma-Vn$ 平面は $A\sigma$ と Vn の導関数が 0 になる線によって 3 つの領域に分かれる。

$$A \frac{d\sigma}{dt} = 0 \quad (6-19)$$

に対応する線上では、式(6-17)により

$$\theta = \theta_{eq}$$

が成り立つので、式(6-19)に対応する線は

$$\sigma = \sigma_{eq}(n, T)$$

で表わされる。つまり吸着等温線である。この線上では、

$$V \frac{dn}{dt} = -a\Gamma n \quad (6-20)$$

である。この線上では圧力は減少する。もう 1 本の線は、

$$V \frac{dn}{dt} = 0 \quad (6-21)$$

に対応し、式(6-17)の下式から、

$$\sigma = \left[1 + \frac{a}{cA} \right] \sigma_{eq}$$

で表わされることが分かる。 $A \gg a$ であるからこれは吸着等温線にきわめて近接した曲線である。この線上では、

$$A \frac{d\sigma}{dt} = -a\Gamma n \quad (6-22)$$

である。この線上では表面の粒子数は減少する。上記の 2 本の線は、 $A\sigma$ 、 Vn それぞれの導関数が符号を変える線である。この 2 本の線で分けられた $A\sigma-Vn$ 平面の各領域において、 $A\sigma$ 、 Vn の導関数の符号を調べると次のことが分かる (Fig. 28 参照)。

Region 1: 気相の分子数は減少し、表面の分子数は増える。

Region 2: 気相の分子数も、表面の分子数も減少する。

Region 3: 気相の分子数は増加し表面の分子数は減少する。

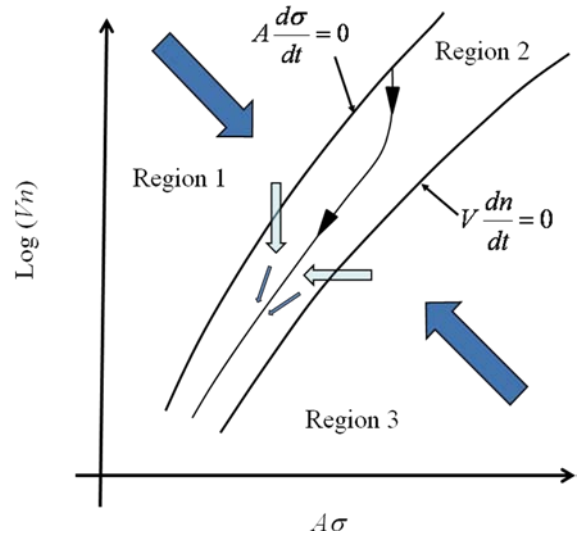


Fig. 28 $A\sigma-Vn$ 平面における解の振る舞い

Region 2 は、2 本の曲線に挟まれた狭い領域である。**Region 2** から離れるほど導関数の大きさは大きくなり、**Region 2** のなかでは、

$$0 < A \left| \frac{d\sigma}{dt} \right|, V \left| \frac{dn}{dt} \right| < a\Gamma n \quad (6-23)$$

であり、他の領域より小さい。

これらのことを踏まえて接線ベクトルを $A\sigma-Vn$ 平面内に図示すると Fig. 28 のようになる。Fig. 28 を見ると、**Region 2** から離れたところでは、矢印は全て **Region 2** のほうを向いていて、大きい。つまり **Region 2** から離れたところから排気を始めると、どの曲線も急速に **Region 2** に向かって進み、**Region 2** に入ってしまうことが分かる。**Region 2** に入ると、変化の速さは遅くなると同時に $A\sigma$ と Vn は両方とも減少に向かう。この **Region 2** の中に、あらゆる初期条件の曲線が最終的に到達するような 普遍的な排気曲線 があることが予想される。通常の排気は吸着等温線の 1 点から始まるとみなせる。このときはまず圧力 n が、前節 1.1 で述べたように $V/a\Gamma$ という時定数で減少し、その後普遍的な排気曲線に到達するであろうことが見て取れる。

2.3. **Region 2** 中の解を求める

Region 2 とその近傍に話を限ると式(6-14) - (6-16)を、圧力の時間変化を与える方程式に簡単

にまとめることができる。鍵となるのは、排気時の表面の分子数の釣合の状態からのずれを表す次の量、

$$\phi \equiv \theta - \theta_{eq} \quad (6-24)$$

で、この量の時間変化を調べて見る。

$$\begin{aligned} \frac{d\phi}{dt} &= \frac{d\theta}{dt} - \frac{\partial \theta_{eq}}{\partial n} \frac{dn}{dt} \\ &= -\frac{c\Gamma n}{\sigma_0} \frac{\phi}{\theta_{eq}} - \frac{\partial \theta_{eq}}{\partial n} \left[\frac{A}{V} q - \frac{a\Gamma n}{V} \right] \\ &= -\frac{\Gamma n}{\sigma_0} \left[c \frac{\phi}{\theta_{eq}} + \frac{A}{V} \frac{\partial \theta_{eq}}{\partial n} \int c \frac{\phi}{\theta_{eq}} g dE \right] \\ &\quad + \frac{\partial \theta_{eq}}{\partial n} \frac{a\Gamma n}{V} \end{aligned} \quad (6-25)$$

この式は、十分時間がたった後に ϕ は一定値に近づくことを示している。 ϕ の変化率を、(微分を分数で置き換え積分は中の関数を外に出すなどして) 評価すると、

$$\begin{aligned} \frac{1}{\phi} \frac{d\phi}{dt} &\approx \frac{c\Gamma n}{\sigma_0 \theta_{eq}} + \frac{\Gamma n}{\sigma_0} \frac{A}{V} \frac{\theta_{eq}}{n} \frac{c\sigma_0}{\theta_{eq}} \\ &= \frac{c\Gamma n}{\sigma_0 \theta_{eq}} + \frac{cA\Gamma}{V} > \frac{cA\Gamma}{V} \gg \frac{a\Gamma}{V} \end{aligned}$$

となることが分かる。 ϕ の変化は、Region 2 内の圧力の変化率

$$0 < \left| \frac{1}{n} \frac{dn}{dt} \right| < \frac{a\Gamma}{V}$$

よりかなり大きい。ということは、Region 2 中の一点から出発した排気曲線において、Region 2 中の最短のタイムスケール

$$V/a\Gamma$$

が経過した後では、 ϕ は一定値に達しているので、

$$\frac{d\phi}{dt} = 0 \quad (6-26)$$

とにおいて ϕ を求めることができるということを意味している。この式が成立しているとき、その排気曲線は準定常状態にあると呼ぶことにする。準定常状態は

$$\left| \frac{1}{n} \frac{dn}{dt} \right| \ll \frac{cA\Gamma}{V} \quad (6-27)$$

が成立すれば維持できる。この不等式を準定常条件と呼ぶことにする。準定常条件のもとでは、式(6-26)により

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma_{eq}}{dt} \quad (6-28)$$

が成立する。その結果、以下に示すように θ の時間変化を直接解く必要はなくなり、解くべき方程式が非常に簡単化される。また式(6-26)により求めた ϕ は初期条件を含まないので、前節の議論を思い出せば、この準定常状態にある解はRegion 2 中の普遍的な排気曲線に対応していると考えることができる。

以上の考察をもとに、準定常状態における圧力変化を与える方程式を以下で求める。式(6-28)により

$$\frac{d\sigma_{eq}}{dt} = -q \quad (6-29)$$

が成立するので、

$$\frac{d\sigma_{eq}}{dt} = \frac{\partial \sigma_{eq}}{\partial n} \frac{dn}{dt} = \frac{\partial \sigma_{eq}}{\partial n} \left[\frac{A}{V} q - \frac{a\Gamma}{V} n \right] = -q$$

を q について解いて気体放出速度に対して次の表式を得る。

$$q = \frac{a\Gamma n}{V} \frac{\partial \sigma_{eq}}{\partial n} \left[1 + \frac{A}{V} \frac{\partial \sigma_{eq}}{\partial n} \right]^{-1} \quad (6-30)$$

q が $a\Gamma$ に比例しているということは、ガス放出が排気によって生じていることを示している。これを式(6-14)に代入することにより、最終的に

$$V \frac{dn}{dt} = -\frac{a\Gamma n}{1 + \frac{A}{V} \frac{\partial \sigma_{eq}}{\partial n}} \quad (6-31)$$

を得る。これが準定常状態の圧力変化を与える式である。これは、 σ_{eq} が与えられれば解くことができる。ここまでの説明の中で述べたように、この

式は、排気開始直後からの圧力変化を記述するものではない。排気を開始して、

$$V/cA\Gamma$$

より十分長い時間、たとえば

$$V/a\Gamma$$

が経過して以降に成立する式である。式(6-30)と(6-31)が示すように、この解では常に、

$$\frac{d\sigma}{dt} = -q < 0, \quad \frac{dn}{dt} < 0$$

が成立しているの、解は常に **Region 2** の中にある。

式(6-31)の分母にある

$$\frac{A}{V} \frac{\partial \sigma_{\text{eq}}}{\partial n}$$

は、表面の分子数と気相の分子数の比のオーダーなので、通常 1 より非常に大きい。準定常状態の方程式は十分よい近似で

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{a\Gamma n}{A} \left[\frac{\partial \sigma_{\text{eq}}}{\partial n} \right]^{-1} \quad (6-32)$$

と書くことができる。パラメーターとしての体積が消えてしまっている。つまり表面に吸着している分子の排気では容器の体積より表面積が重要なのである。

Q: σ_{eq} が Freundlich 吸着等温式、

$$\sigma \approx \sigma_0 (n/n_0)^{\alpha k T}$$

で与えられる時、式(6-32)を使って準定常状態における解を求めよ。

A: 単純だが面倒くさい計算の後、

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\alpha k T - 1} \left\{ \left[\frac{n}{n_0} \right]^{\alpha k T - 1} - \left[\frac{n_1}{n_0} \right]^{\alpha k T - 1} \right\} \\ & = -\frac{a}{\alpha k T c A} \frac{t - t_1}{\tau_0} \end{aligned}$$

を得る。 n_1, t_1 は準定常状態の初めのほうの密度と時間である。 $\alpha k T \ll 1, t_1 \ll t, n_1 \gg n$ とし単純化すると、

$$\frac{n}{n_0} \approx \left[\frac{a}{\alpha k T c A} \frac{t}{\tau_0} \right]^{-1 - \alpha k T}$$

を得る。圧力はほぼ t^{-1} で減少し、中真空以下の排気を再現する。圧力が排気速度“ a ”に反比例していないことに注意。

Q: σ_{eq} が $\ln n$ に比例するとき、圧力は t^{-1} で減少することを確かめよ。

2.4. 準定常条件の下で成立する 2 つの関係式

2.4.1. ある圧力の下で、いちばんガス放出に寄与する吸着エネルギー

式(6-25)に戻って考えると、準定常状において、

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\partial \theta_{\text{eq}}}{\partial n} \frac{dn}{dt} \quad (6-33)$$

が成立する。この式によると、気体放出速度 q は、

$$-\frac{\partial \theta_{\text{eq}}}{\partial n} \frac{dn}{dt} = \frac{a\Gamma n}{V} \left[1 + \frac{A}{V} \frac{\partial \sigma_{\text{eq}}}{\partial n} \right]^{-1} \frac{\partial \theta_{\text{eq}}}{\partial n} \quad (6-34)$$

に $g(E)$ をかけてエネルギーで積分してえられる(2.1.1 の議論参照)。実際式(6-30)はその積分結果になっている。この表式の吸着エネルギーに依存する部分は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta_{\text{eq}}}{\partial n} &= \frac{1}{n} \frac{X(E)}{(X(E)+1)^2} \\ X(E) &= \frac{n\Gamma c \tau_0}{\sigma_0} e^{\frac{E}{kT}} \end{aligned} \quad (6-35)$$

と表わされる。式(6-35)は $X(E) = 1$ で最大値を持つので、 $X(E) = 1$ を満足する吸着エネルギーのサイトが、気体放出速度に最も寄与していることになる。このエネルギーは

$$E = kT \ln \frac{\sigma_0}{n\Gamma c \tau_0} = kT \ln \frac{n_0}{n} \quad (6-36)$$

と表わされる。これが、ある圧力の下で一番ガス放出に寄与する吸着エネルギーである。圧力が下がるにつれガス放出に寄与するサイトの吸着エネルギーは大きくなる。また同じ圧力でも温度が高いほど大きな吸着エネルギーの分子が排気される。

2.4.2. 圧力、排気速度、気体放出速度

気体放出速度の表式(6-30)において

$$\frac{A}{V} \frac{\partial \sigma_{eq}}{\partial n} \approx \frac{A \sigma_{eq}}{V n} \gg 1$$

を用いて、分母の1を無視すると、

$$q = \frac{a\Gamma n}{V} \frac{\partial \sigma_{eq}}{\partial n} \left[1 + \frac{A}{V} \frac{\partial \sigma_{eq}}{\partial n} \right]^{-1} \quad (6-37)$$

$$\approx \frac{a\Gamma n}{A}$$

$$Aq \approx a\Gamma n$$

という式を得る。これはよく知られた記号で書き直すと、

$$Q = SP \quad (6-38)$$

となる。ガス放出率と圧力の関係のよく知られた式が、準定常状態において近似的に成立していることが示された。ここで注意が必要なのは、ここで議論しているような表面に吸着したガスの排気過程においては、この式はガス放出が与えられたとき排気速度に応じて圧力が決まるということを意味しているのではなく、単に準定常状態における近似的なバランス関係を示しているということである。むしろ厳密な等式でないことが重要で、その微小なずれが、排気中の圧力変化を引き起こしているのである。

2.5. ベーキング

2.5.1. 準定常条件によって得られる方程式

これまで展開した枠組みの中にベーキングも含めることを考える。温度の時間変化 $T(t)$ が与えられていれば、基本的には連立方程式(6-14) - (6-16)を解いていけばよい。

もし温度変化に伴う圧力変化が準定常条件(6-27)を破らなければ、以下のような方程式を与えることができる。実際、経験的にベーキング中に準定常条件を破るような状況はない。前に述べたように準定常状態では式(6-29)が成立する。ベ

ーキングを含めるには、式(6-29)に温度変化を含ませればよい。つまり、

$$\frac{d\sigma_{eq}}{dt} = \frac{\partial \sigma_{eq}}{\partial n} \frac{dn}{dt} + \frac{\partial \sigma_{eq}}{\partial T} \frac{dT}{dt} \quad (6-39)$$

とおく。これから前と同様の手続きによって

$$q = \left[\frac{a\Gamma n}{V} \frac{\partial \sigma_{eq}}{\partial n} - \frac{\partial \sigma_{eq}}{\partial T} \frac{dT}{dt} \right] \cdot \left[1 + \frac{A}{V} \frac{\partial \sigma_{eq}}{\partial n} \right]^{-1} \quad (6-40)$$

を得る。一般に温度が上がると吸着量は減るので σ_{eq} の温度微分は負であるから、温度が上がる時に q が増えて、温度が下がる時に q が減ることが分かる。また温度変化の最中は $Q = SP$ が成立していないことが分かる。

式(6-40)を式(6-14)に代入して、ベーキング過程も含めた準定常過程を記述する方程式として、

$$V \frac{dn}{dt} = - \frac{a\Gamma n + A \frac{\partial \sigma_{eq}}{\partial T} \frac{dT}{dt}}{1 + \frac{A}{V} \frac{\partial \sigma_{eq}}{\partial n}} \quad (6-41)$$

を得る。温度変化に依存する項があるので、圧力の時間変化の符号は常に負ではなく、正にもなりうる。

2.5.2. $A\sigma$ - Vn 平面におけるベーキング

室温での準定常状態から始まって、ベーキングを開始して温度を上げ、終了後室温に戻るまでの排気曲線の振る舞いを、 $A\sigma$ - Vn 平面で考察してみる (Fig. 29)。

$A\sigma$ - Vn 平面でのベーキングは、温度の変化に伴って **Region 2** が移動することで表せる。温度が上がるに従って吸着等温式は同じ圧力に対してより低い表面の分子数を与えるようになるので **Region 2** は原点を中心に反時計回りに移動する。現在の状態を表す点($A\sigma$, Vn)は、**Region 2** に引きずられて、あるいは **Region 2** を追いかけるように移動する。**Region 2** との位置関係は式(6-14)における Aq と $a\Gamma n$ の大小関係で決まる。始め温度を上げたときは Aq が増加する。通常は始めの Aq の増

加で点($A\sigma, Vn$)は $Vdn/dt = 0$ の境界線を通して Region 2 から外に出て Region 3 に入ってしまう。境界を横切る時圧力は極小を迎え、Region 3 で減少から増加に転じる。その後、点($A\sigma, Vn$)は Region 2 を追いかけるように移動し、圧力は高くなる。圧力が高くなるにつれて $a\Gamma n$ が増加しついには Aq に等しくなり点($A\sigma, Vn$)は再び Region 2 に入る。この時圧力は極大を迎え、減少に転じる。

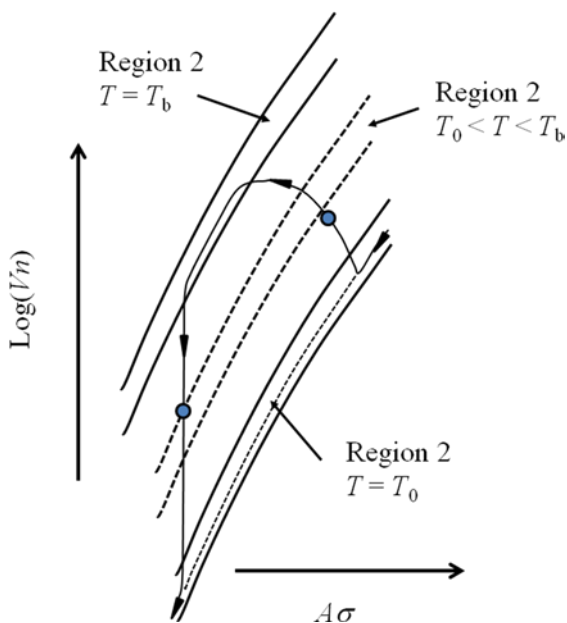


Fig. 29 $A\sigma$ - Vn 平面におけるベーキング

温度上昇が止まった時には既に点($A\sigma, Vn$)は、ベーキング温度の Region 2 の準定常解になっているので (式(6-41))、圧力の最大値は温度上昇の途中で起こる。温度が一定になると点($A\sigma, Vn$)はその温度での Region 2 の準定常解の上を原点に向かって移動する。

加熱をやめると、温度が下がるにつれ Region 2 は原点を中心に時計回りに移動を開始する。点($A\sigma, Vn$) は再び Region 2 に引きずられて、あるいは Region 2 を追いかけるように移動を開始する。温度が下がる時は q が小さくなるので (式(6-40))、点($A\sigma, Vn$)は Region 2 と Region 1 の境界付近つまり $Ad\sigma/dt = 0$ の近くを移動する。したがって温度が下がっている間表面の分子数はほとんど変化しない。

温度が室温に戻ると、排気はベーキング開始前と同じ Region 2 の準定常解に乗って進行する。

以上の話を圧力の時間変化として表したのが Fig. 30 である。

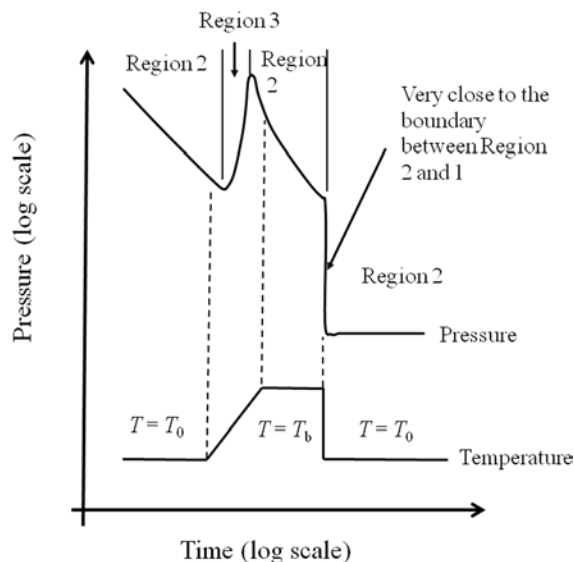


Fig. 30 ベーキング時の圧力変化

2.6. 議論とまとめ

まず、式(6-41)を用いて実際の真空容器の排気曲線を再現することを試みた例を Fig. 31 に示す。 σ_{eq} は、Freundlich 吸着等温式を用いている。気体分子の分子量は 18 とした。

実験条件から与えられるパラメーターは、

$$A = 0.26 \text{ m}^2$$

$$a = 2.83 \times 10^{-5} \text{ m}^2$$

$$\text{室温} : 295 \text{ K}$$

$$\text{ベーキング温度} : 420 \text{ K}$$

ベーキング中の温度の時間変化は折れ線で近似。

データにフィットさせて決めたパラメーターは

$$\alpha = 8.62 \times 10^{18} \text{ J}^{-1}$$

$$\tau_0 = 5 \times 10^{-11} \text{ sec}$$

$$\sigma_0 = 4.61 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}$$

$$c = 1$$

である。

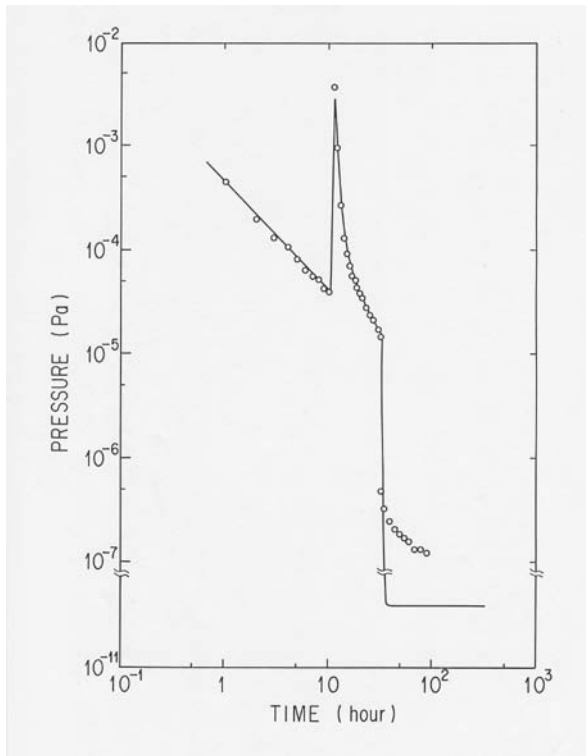


Fig. 31 計算による排気曲線と実際のデータの比較。実線は計算結果で、丸印が測定データ。圧力は窒素換算値である。

Fig. 31 を見ると、式(6-41)はベーキング終了直前まではよく実際のデータを再現しているが、ベーキング終了後は実測よりはるかに低い計算値を与えている。はじめに述べたように、水の排気に関する考察と思えば妥当なようだが、ベーキング終了後の予想圧力は低すぎるような気がする。しかし、ベーキング終了後の計算値と実測値の違いを単純にモデルの破綻と考えずに以下のような結論をこの節のまとめとしたい。

- 適当なモデルに基づいた容器表面に吸着している気体分子の排気過程は、ベーキング時も含め中真空以下の真空排気の圧力の振る舞いをよく再現する。
- 表面に吸着している分子の排気過程では、吸着等温式が排気時の圧力変化を決めている。
- 表面に吸着している気体分子のガス放出への寄与は、ベーキングによって大幅に減らすことができる（但しこのモデルではベーキング後も表面の気体分子は半分以上残っている）。

- 表面に吸着している分子の場合、ベーキングを行っても表面を再び表面を高い圧力の外気に曝せば、表面の分子数はベーキング以前の値に戻る（再排気時にベーキングは記憶されない）。
- ベーキング後に残留ガスはベーキング前の水を中心としたものから水素を中心としたものになることはよく知られている。ベーキング後のガス放出の考察には、まったく違ったモデルが必要である。

3. 動的ガス放出に関する附論

動的ガス放出に寄与するガス分子は表面に由来するものであるが、前節で詳細に解析した表面に吸着している分子によるガス放出とは異質であることを改めて強調したい。

ここで示す測定は、TRISTAN-AR（現在のPF-AR）で長く使用されていたアルミ合金チェンバー（A6063）の表面における軽元素 H, C, O の量を測定したものである[42][43]。試料は四重極電磁石の部分に使用されていたチェンバーで、改造作業のためにリングから取り外されて長期間外気と同様な雰囲気中で保管されていたものから切り出した（Fig. 32）。

分析方法は ERDA (Elastic Recoil Detection Analysis) と呼ばれる方法で、約 50 MeV のアルゴンイオンを試料に斜め入射させ、クーロン相互作用によって弾き飛ばされた軽元素を測定する。軽元素のエネルギーが表面からの深さの情報を与える。

測定の結果次のことが分かった。

- アルミ合金の表面約 200nm の範囲（表面酸化層）に軽元素が集中している。
- その軽元素の量が、シンクロトロン放射が直接当たる部分では大きく減少している。そのほかの部分でも反射したシンクロトロン光の照射量に対応すると思われる減少がある（Fig. 33）。

この結果から言えることは、

- シンクロトロン光によるガス放出で観測される分子は表面酸化層にある軽元素である。
- シンクロトロン光は何らかのプロセスで表面酸化層をエッチングしている。表面の軽元素を活性

化して化学反応を表面で促進しているのかもしれない（それを示唆する測定例はある[44]）。

- ・長期間外気に曝されたにもかかわらず、歴然と照射の痕跡が残っている（記憶効果がある）。

などである。

概論のところでも述べたように、シンクロトン放射によるガス放出を減らすには化学的な処理で古い酸化層を除去し、水素や炭素の少ない新しい酸化層を形成することが有効であり、ベーキングなどは効果がないことが改めて理解できると思う。

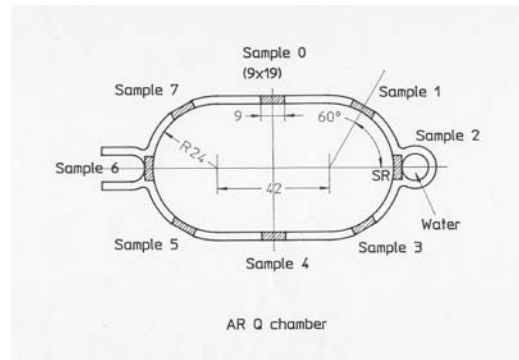


Fig. 32 切り出した試料片の位置

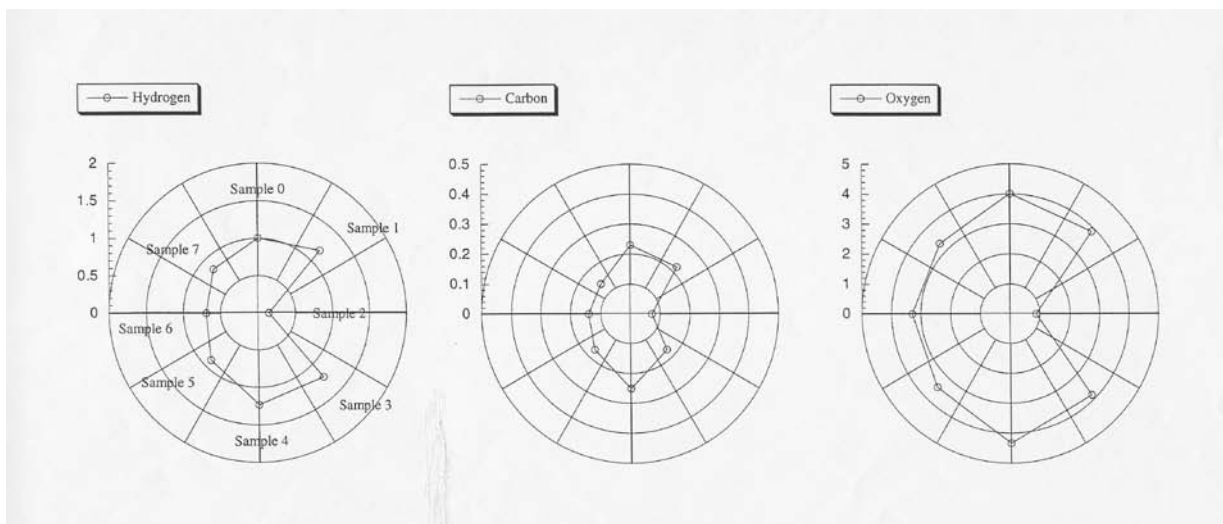


Fig. 33 放射光に曝されたアルミ合金チェンバーの表面における軽元素数のチェンバー内の位置による違い

7. 気体放出速度の測定

真空材料のガス放出の量は気体放出速度で評価される。気体放出速度は単位時間に単位面積から (net に) 放出される分子数の PV 値である。真空装置の設計には使われる材料の気体放出速度を知る必要がある。気体放出係数は材料の経歴や表面状態によって異なるので、資料に依存するよりは自分で測定した値を使用するのが望ましい。標準的な測定法を以下に述べる。

気体放出速度のよくつかわれる単位：

$$\text{SI} : \text{Pa} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$$

$$\text{従来} : \text{Torr} \cdot \text{l} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$$

$$1 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} = 7.5 \times 10^{-4} \text{ Torr} \cdot \text{l} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$$

1. 真空容器がガス源の場合

全気体放出速度を測り、容器の幾何学的表面積で割る。

1.1. Through-put 法

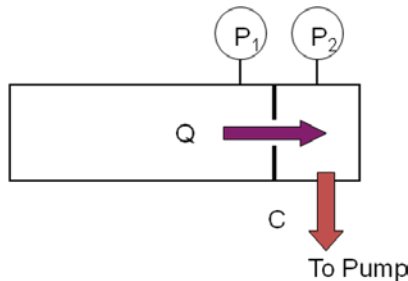


Fig. 34 Through-put 法

コンダクタンスが既知のオリフィスの上下流に真空計を置き、ガス流量を測る。上流側が試料チャンバー、下流側にポンプを配する (Fig. 34)。全気体放出速度 Q は次の式で与えられる。

$$Q = C(P_1 - P_2) \quad (7-1)$$

ポンプの排気速度を知らなくても良いが、真空計が2個必要でお金がかかる。また現実に全く同じ特性の真空計はないので誤差の原因となる。しかし物理的にあいまいさが無いという大きな特徴がある。

1.2. コンダクタンス変調法[45]

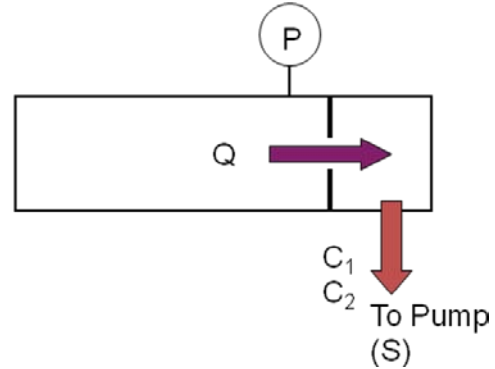


Fig. 35 コンダクタンス変調法

Through-put 法と同様な配置であるが、真空計はオリフィスの上流側に1個。オリフィスのコンダクタンスは可変で、一回の排気中にコンダクタンスを繰り返し切換ながら2種類の圧力データをとる (Fig. 35)。全気体放出速度は次のように与えられる。

$$\begin{aligned} P_1 &= \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{S} \right) Q \\ P_2 &= \left(\frac{1}{C_2} + \frac{1}{S} \right) Q \\ Q &= \frac{P_1 - P_2}{\frac{1}{C_1} - \frac{1}{C_2}} \end{aligned} \quad (7-2)$$

真空計は1個でよく、ポンプの排気速度を知らなくても良い。コンダクタンスを変えたときに気体放出速度は変化せずに圧力のみが変化することを前提としているが、これはガス放出の機構によっては成り立たない可能性がある。(ポンプの排気速度も変化しないことを仮定しているが、これは可能である。)

1.3. ビルドアップ法

気体放出速度が小さいときにはこの方法が有利。但し $t=0$ で圧力変化の切線を引く必要があるため、その方法にあいまいさが入らないようにする必要はある。

$$q(t=0) = \frac{V}{A} \left(\frac{dP}{dt} \right)_{t=0} \quad (7-3)$$

2. 部品のガス放出

真空容器に入れて測る。始めに空の真空容器を排気し、容器の全気体放出速度 $Q_0(t)$ を測定する。このときの容器の圧力を $P_0(t)$ とする。次に容器に部品を入れて排気し、全気体放出速度を測定する。このときの全気体放出速度と圧力を $Q_1(t)$ 、 $P_1(t)$ とする。部品の全気体放出速度 $Q_s(t)$ は、

$$Q_s(t) = Q_1(t) - Q_0(t) \quad (7-4)$$

で与えられると考える。このとき、ある瞬間 t において容器内の圧力が $P_1(t)$ であるのに容器自身の全気体放出速度は $Q_0(t)$ であるという仮定がなされている。この仮定は $Q_1(t) \gg Q_0(t)$ の時は実際上問題にならないが、成り立たない場合もありうる。

3. 注意すべき点

通常公表された気体放出係数は窒素ガスに対するコンダクタンスを使用し、窒素換算した全圧に基づくものがほとんどである。ガス放出は通常何種類かの分子を含む。このとき、得られた計算上の全気体放出速度 Q_D と、真の各分子の全気体放出速度 Q_n との関係を熱陰極電離真空系を用いた Through-put 法の例で示すと以下のようになる（第3章 1.5.1 参照）。

$$\begin{aligned} Q_n &= C_n (P_{n1} - P_{n2}) \\ P_{D1} &= \sum \frac{E_n}{E_{N_2}} P_{n1} \quad \text{etc} \\ Q_D &= C_{N_2} (P_{D1} - P_{D2}) \\ &= \sum \frac{E_n}{E_{N_2}} \frac{C_{N_2}}{C_n} C_n (P_{n1} - P_{n2}) \\ &= \sum \frac{E_n}{E_{N_2}} \sqrt{\frac{M_n}{M_{N_2}}} Q_n \end{aligned}$$

ここで、コンダクタンスは質量の平方根に反比例することを使った。 M_n は分子 n の質量数である。

窒素換算した全圧を用い、窒素に対するコンダクタンスを使用した全圧による計算上の全気体放出速度は、真の各分子の全気体放出速度に

$$\frac{E_n}{E_{N_2}} \sqrt{\frac{M_n}{M_{N_2}}} \quad (7-5)$$

という係数をかけた和である。

例えば水素のみのガス放出があったとすると、この係数は

$$\frac{E_{H_2}}{E_{N_2}} \sqrt{\frac{M_{H_2}}{M_{N_2}}} = \frac{1}{2.4} \cdot \sqrt{\frac{2}{28}} = 0.11$$

であるから、窒素換算値は実際の気体放出速度に対して1桁近く小さい数値を与えることになる。

8. リークテスト

1. 簡単なリークテストの方法

- ・ビルドアップ法
- ・ガイスラー管+アルコール
- ・真空計+アルコール
- ・質量分析器+ヘリウム
- ・リークディテクタ+ヘリウム（他のガスを使うこともある）

2. リークディテクタ

リークディテクタは、検査ガス（多くはヘリウム）のみを検出するように設定された磁場を用いた質量分析器である。

2.1. リークディテクタによる試験方法

Sniffer Method：試験容器の内部のヘリウムを充填、加圧し外部から特殊なプローブを用いて漏れを検出する方法。**Vacuum Method**に用いるリークディテクタはこの方法にも使えるようになっている。

Vacuum Method：真空にした試験容器に接続し、外部からヘリウムを噴霧して漏れを検出する。検査場所をビニルなどでおおってヘリウムを充填して行うのが望ましい。小さい試験容器はリークディテクタで直接排気してテストするが、大型装置は専用の排気装置で排気し、その foreline 側にリークディテクタを接続する。リークテスト時、リークが非常に大きくないかぎり装置の foreline ポンプはバルブで切り離す（Fig. 36）。

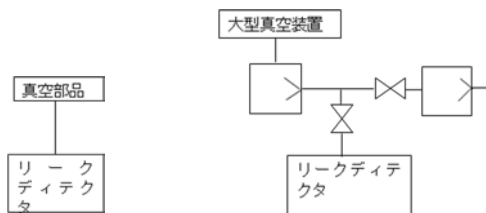


Fig. 36 リークディテクタと被試験容器の接続

2.2. リークディテクタへの検知ガスの導入法 (Fig. 37)

Main Flow Method

測定室をリークディテクタの入り口に持ってくる。感度は高いが、測定室内のフィラメント近傍が汚れやすく、またフィラメントの寿命も短い。

Counter Flow Method

リークディテクタの入り口を測定室を引くターボ分子ポンプと fore line ポンプとの間にする。測定室への入り口圧の影響が小さい。ターボ分子ポンプの中を逆流する分子があることを利用している(4章の第1節参照)。現在のほとんどのリークディテクタはこのタイプである。

Partial Flow Method

漏れが非常に大きいとき（入り口圧も必然的に高い）、試験容器からの流れの一部をバイパスさせる方法。

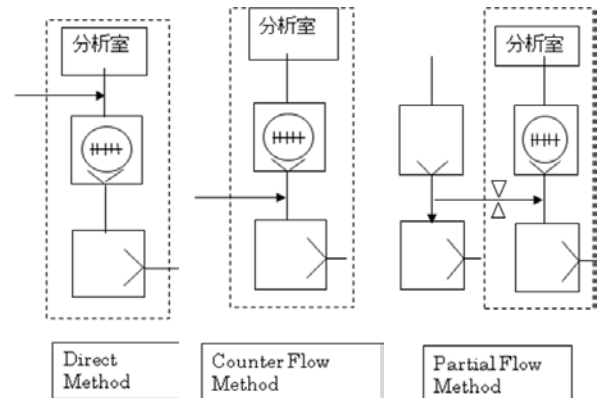


Fig. 37 リークディテクタへの検知ガスの導入法

2.3. 応答時間と実際のリーク量

・漏れの場所の構造やリークディテクタまでの距離によって、ヘリウム噴霧からリークディテクタが反応するまで分オーダーの時間がかかることがある。

・リーク個所のヘリウムを流している時間が、検知に要する時間より短いとリークディテクターの示すリーク量は実際のリーク量より小さくなる。またリーク個所付近のヘリウムの分圧が1気圧以下であれば同様のことが起こる。リークディ

テクタの表示と実際のリーク量を一致させるには、ヘリウムの分圧を1気圧にして定常的な流れを作る必要がある（フード法）。

3. 漏れそうな場所と原因

場所	原因
フランジ	シール面の傷、異物、片締め、フランジの歪み、シール面の硬度不足
熔接部	クラック、ブローホール
ロー付け部	クラック、剥れ、電食
ベローズ	金属疲労、腐食
水冷管	腐食
ガラス、セラミック、ベリリウム	過剰なストレスによる割れ

4. 応急対策

VACSEAL® (Space Environment Laboratories)

超高真空にも使える。漏れの場所に浸透しやすい。熱などによる機械的な変形を伴う場所には適さない。フランジのシール部に傷があるときや、いくらガスケットを交換しても微小リークが残るときは、始めから VACSEAL を塗って使用方法もある。

Torr Seal® (Varian)

細かな隙間にいれるのは難しいが、大きくふさぐのに適している。塗布後ドライヤーであぶって流動的な状態を経てから固化させるのが良い。ある程度の機械的強度がある。

5. 水漏れ

真空容器中に小さな傷などを通して水が漏れているときのリークテストは非常に困難である。真空中に漏れた水が気化し、気化熱を奪うため傷の中の水が凍って穴が一時的にふさがりからである。したがって水漏れの場合は間欠的な圧力上昇が見られることが多い。残留ガスを分析できれば水漏れかどうかすぐに判断できる。リークテストを行うときは、水配管から水を抜き、何らかの方法で配管を暖め完全に水を蒸発させないとリーク個所の同定はできない。

6. 参考：大気の成分[15]

分子	分圧(mbar)
N ₂	792
O ₂	212
Ar	9.47
CO ₂	0.31
Ne	1.9×10 ⁻²
He	5.3×10 ⁻³
CH ₄	2×10 ⁻³
Kr	1.1×10 ⁻³
N ₂ O	5×10 ⁻⁴
H ₂	5×10 ⁻⁴
Xe	9×10 ⁻⁵
O ₃	7×10 ⁻⁵
20°C 湿度 50%の時の H ₂ O	11.7

9. 大型加速器の真空（KEKB の例）

1. 真空の役割

20 世紀の科学の発展と真空技術の発展とは互いに強く依存している。真空技術は実験技術の一つとして重要な位置を占める。

真空設計は、単にポンプなどの真空機器の選定をするものから、

- ・目標圧力実現のための問題（ガス放出など）を解決する。

- ・真空容器実現のための問題を解決する。（ガス放出以外、ビームとの相互作用など）

- ・ポンプなどの真空部品の開発。

などいろいろな側面が有り、必要な基礎知識に関しては物理学のすべてが関与している。

加速器はビームが主役であり、ビームを制御する装置が脚光を浴びやすい。いっぽう真空系は、ビームと干渉しない環境作りが目標である。

KEKB は一周 3 km のリング二つからなる加速器で、真空チェンバーの総本数は 2000 本を超える大型真空システムである。

2. 真空系設計の進め方

- ・目標圧力を決める。

- ・考えられるガス負荷を評価する。

- ・使用する材質の気体放出率のデータを集める。できればすべて自分で評価する。少なくとも信頼性に乏しいデータは自分で確かめる。

- ・目標圧力を実現するのに許容される時間も考慮する。

- ・材料を選択し、必要な表面処理を考える。

- ・必要な排気速度を考える。

3. 真空製品の選択

- ・製品に何を要求するか（耐放射線性？ドライ？）に注意する。

- ・カタログを良く読んで理解する。（装置の実際、最新の情報）ライボルト、エドワーズ、バリアン、ファイファー等のカタログは解説が詳しく有益である。

- ・原理的なことが知りたいときは教科書を見る。

4. 具体的なチェンバーの設計

- ・力学的構造物であることを忘れない（剛体ではない）。

- ・耐環境のために必要な仕様も考慮する。（高周波、発熱、冷却）

- ・製作方法や製作工程を意識して設計する。

- ・始めの目標圧力が実現できるか再確認

5. 製作工程管理

- ・表面の履歴が分かるようにする。（真空特性の分かった表面から出発し、途中の履歴を完全に知っておく）

- ・真空性能を損ねない工程を工夫する（表面処理、内側溶接、外側溶接、溶接の手順、保管、クリーンルームの使用）

- ・必要精度が無理なく出せる工法を検討する。

- ・大量生産と性能のバランスを考える。

- ・始めの目標圧力が実現できるか再確認

6. 立ち上げと保守

- ・真空の立ち上げ手順、保守の作業手順を決める。装置の便利さと保守の負担のバランスを考える。

- ・制御とインターロックを考える。

- ・真空部品の選定にフィードバックをかける。

- ・大型装置では、停電等のアクシデントの影響を最小にする必要がある。

参考書および参考文献

以下のリストには特に文中に引用していなくても全般的に参考にした本や、有用と考えられる文献も含まれています。

- [1] 小林正典「加速器の真空」OHO'87
- [2] 中村典雄「ビーム寿命」OHO'91
- [3] 堀洋一郎「リング真空」OHO'93
- [4] 末次祐介「真空システム的设计」OHO'94
- [5] 斉藤芳男・金正倫計「真空システム (I)・(II)」OHO'01
- [6] 柴田恭「加速器のための超高真空」OHO'04
- [7] E. H. Kennard, *Kinetic Theory of Gases with an Introduction to Statistical Mechanics*. McGraw-Hill, New York (1938)
- [8] Sir J. Jeans, *The Dynamical Theory of Gases*. (Original: 4th ed. Cambridge UP, 1925), Dover (1954)
- [9] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*. Oxford University Press, London (1954)
- [10] 上田良二:「真空技術」(岩波全書 204)、岩波書店、第7刷 (1961)
- [11] F. O. Goodman and H. Y. Wachman, *Dynamics of Gas-Surface Scattering*. Academic Press, NY (1976)
- [12] レッドヘッド・ホブソン・コーネルセン (富永五郎、辻泰 訳):「超高真空の物理」、岩波書店 (1977)
- [13] 熊谷寛夫、富永五郎、辻泰、堀越源一:「真空の物理と応用」(物理学選書 11)、裳華房、第6版 (1977)
- [14] N. F. Mott and H. S. W. Massey, *The Theory of Atomic Collisions*. OUP, New York (1987)
- [15] *Vacuum Technology, its Foundations and Tables*. Leybold AG (1987) (現在はカタログの付録になっている)
- [16] 日本真空協会関西支部 (編):「分かりやすい真空技術」、日刊工業新聞社 (1990)
- [17] 日本真空協会 (編):「超高真空実験マニュアル」、日刊工業新聞社 (1991)
- [18] A. H. Sullivan, *A Guide To Radiation And Radioactivity Levels Near High Energy Particle Accelerators*. Nuclear Technology Publishing, Ashford (1992)
- [19] 日本真空技術株式会社 (ULVAC) (編):「真空ハンドブック」、オーム社 (1992)
- [20] 堀越源一:「真空技術」、東京大学出版会 (1994)
- [21] 堀越源一、小林正典、堀洋一郎、坂本雄一:「真空排気とガス放出」〔真空サイエンスシリーズ〕、共立出版 (株) (1995)
- [22] J. M. Lafferty, ed., *Foundations of Vacuum Science and Technology*. John Wiley & Sons, New York, 1998
- [23] 日本真空工業会 (編):「初歩から学ぶ真空技術—基礎から応用まで—」、工業調査会 (1999)
- [24] A. W. Chao, and M. Tigner, *Handbook of Accelerator Physics and Engineering*. World Scientific Publishing, Singapore (1999)
- [25] 日本真空工業会 (編):「真空用語辞典」、工業調査会 (2001)
- [26] E. J. Williams, Proc. Roy. Soc. London A **169**, 531 (1939)
- [27] N. M. Blachman, and E. D. Courant, Phys. Rev. **74**, 140 (1948).
- [28] J. M. Greenberg, and T. H. Berlin, Rev. Sci. Instrum. **22**, 293 (1951).
- [29] E. Fisher, CERN Report, ISR-VAC/67-16 (1967).
- [30] M. v. Smoluchowski, Ann. Physik **338**, 1559 (1910)
- [31] M. Knudsen, Ann. Physik **28**, 75 (1909)
- [32] S. Dushman, *Production and Measurement of High Vacuum*, p. 32, Schenectady (1922); Int. Crit. Tabl., Vol. I, p. 91, New York (1926); J. Franklin Inst. **211**, 689 (1931)

- [33] P. Clausing, Ann. Physik **12**, 961 (1932), English translation, J. Vac. Soc. Technol. **8**, 636 (1971)
- [34] 堀越源一、真空、**30**, 658 (1987)
- [35] K. Kanazawa, J. Vac. Sci. Technol. **A6**, 3002 (1988)
- [36] G. J. Schulz and A. V. Phelps, Rev. Sci. Instrum. **28**, 1051 (1957)
- [37] F. Watanabe, J. Vac. Sci. Technol. **A5**, 242 (1987)
- [38] H. J. Halama and C. L. Foerster, Vacuum **42** 185 (1991)
- [39] G. Horikoshi, J. Vac. Sci. Technol. **A5**, 2501 (1987)
- [40] K. Kanazawa, J. Vac. Sci. Technol. **A7**, 3361 (1989)
- [41] 金澤健一、真空、**33**, 467 (1990)
- [42] K. Kanazawa, M. Yanokura, M Aratani, and H. Akiyama, Vacuum **44**, 7 (1993)
- [43] 金澤健一、波戸芳仁、矢野倉実、荒谷美智、真空、**38**, 388 (1995)
- [44] O. Gröbner, A. G. Mathewson, and P. C. Marin, J. Vac. Technol. **A12**, 846 (1994)
- [45] C. W. Oatley, Brit. J. Appl. Phys. **5**, 358 (1954)
- [46] 日本真空協会ホームページ：
<http://wwwsoc.nii.ac.jp/vsj/>
- [47] 日本真空工業会ホームページ：
<http://www.jvia.gr.jp/>

関連するJIS規格

真空装置用フランジ	B 2290
容積移送式真空ポンプ	
—性能試験方法—第1部：体積流量〔排気速度〕の測定	B 8316-1
容積移送式真空ポンプ	
—性能試験方法—第2部：到達圧力の測定	B 8316-2
蒸気噴射真空ポンプ	
—性能試験方法—第1部：体積流量〔排気速度〕の測定	B 8317-1
蒸気噴射真空ポンプ	
—性能試験方法—第2部：臨界背圧の測定	B 8317-2
水封式真空ポンプ	B 8323
真空装置用クランプ形継手の形状および寸法	B 8365
真空配管継手の取付け寸法	B 8385
真空用貴金属ろう	Z 3268
真空技術—用語—第1部：一般用語	Z 8126-1
真空技術—用語—第2部：真空ポンプおよび関連用語	Z 8126-2
真空技術—用語—第3部：真空計および関連用語	Z 8126-3
真空装置用図記号	Z 8207
真空計較正方法	Z 8750
液柱差を使う真空計による真空度測定方法	Z 8751
熱陰極および冷陰極電離真空計による真空度測定法	Z 8752
熱伝導真空計による圧力測定方法	Z 8753