低真空・中真空技術の基礎と応用*

福 田 常 男^{*1}

Low and Medium Vacuum: Fundamentals and Applications

Tsuneo FUKUDA^{*1}

^{*1}Department of Physical Electronics and Informatics, Graduate School of Engineering, Osaka City University,
3-3-138 Sugimoto, Sumiyoshi-ku, Osaka-shi, Osaka 558-8585, Japan

(Received April 2, 2015, Accepted July 9, 2015)

Fundamental aspects for low- and medium-vacuum regions are described. Some long-standing problems, such as slip flow, pumpdown curve for viscous flow region, and vacuum drying are presented. The importance of slip velocity at a pipe wall for the Knudsen number between 0.01 and 0.1 is enlightened. A numerical result for a pumpdown curve with a pressure dependent conductance in the viscous flow regime was presented with an emphasis on a t^{-1} pressure decrease. In addition, vacuum drying process is modeled with a water containing capillary and pressure dependent mass flow is discussed.

1. はじめに

真空工学は基礎科学にとって必要欠くべからざる技術分野であるばかりでなく、幅広い産業にとっても重要な基幹技術であることは言を俟たない。真空の科学的な利用が専ら、「残留気体が少ない環境を得る」ということが主目的であることを考えると、できるだけ低い圧力環境を得ることに主眼が置かれているのはもっともであるが、真空を単なる「散乱体の無い理想的な環境」として捉えるだけではなく、物質移動の場として捉え直す新たな産業利用が広がる。このような物質移動の場を造る技術としては、必ずしも高真空や超高真空が必要というわけではなく、中・低真空領域が真空工学の産業応用として重要な位置を占めているのも頷ける。一方、基礎科学として真空工学を俯瞰すると、これらの低・中真空領域での基礎科学は必ずしも成熟した分野というわけではなく、流体力学との学際領域として残された問題が山積している。本稿では、これらの低・中真空技術の中で従来見過ごされていたいくつかの問題の提起と産業応用上重要な点を概説する。

2. 低・中真空の基礎と応用

JIS Z 8126-1に規定されているとおり「真空」とは、「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」のことである。このことは、真空の状態を作るためには必ず大気圧と隔てるための容器（真空容器または真空チャンバー、配管など）、すなわち隔壁と、容器から気体を排除するための真空ポンプを必要とする。真空はその圧力範囲に応じて **Table 1** に示すように JIS Z 8126-1 により分類、規定されている。本稿で取り扱う低・中真空は大気圧から0.1 Paまでであり、この時の平均自由行程は室温の空気に対して高々66 mm であり、真空容器や配管の大きさにもよるが主にクヌーセン数 $Kn < 1$ の中間流（遷移流）から粘性流領域を主

Table 1 Pressure ranges. (JIS Z 8126-1)

圧力範囲 (Pressure Range)	用語 (Degree of Vacuum)
$10^5 \text{ Pa} - 10^2 \text{ Pa}$	低 (粗い) 真空 Low (Rough) Vacuum
$10^2 \text{ Pa} - 10^{-1} \text{ Pa}$	中真空 Medium Vacuum
$10^{-1} \text{ Pa} - 10^{-5} \text{ Pa}$	高真空 High Vacuum
10^{-5} Pa 以下	超高真空 Ultra-high Vacuum

に取り扱うことになる。ここでは、これらの圧力領域で考慮すべき問題をいくつか考察する。

2.1 すべり流と壁面の効果

真空工学では、クヌーセン数 Kn の大きさによって粘性流 ($Kn < 0.01$)、中間流（遷移流） ($0.01 < Kn < 0.5$) 分子流 ($Kn > 0.5$) に分類するのが一般的であるが¹⁾、流体力学では中間流と粘性流の間 $0.01 < Kn < 0.1$ 程度を「すべり流」として区分していることが多い²⁾。この圧力領域では、真空容器や配管の内壁面で気体の速度や温度に飛びが生じ、配管のコンダクタンスが粘性流から求めた値より大きくなるなど壁面の効果が顕著に現れる。

まず、**Fig. 1** のような壁近傍でのせん断流（層流）を考えよう³⁾。壁面は平面とし壁面に垂直方向を z 、平行方向を x として、 x 方向の気体の流れを考える。 x 方向に置かれた面積 S の平面に気体が及ぼすせん断力 F は、粘性係数 η を用いて、

$$\frac{F}{S} = \eta \frac{dv_x(z)}{dz} \quad (1)$$

と表される。ここで $v_x(z)$ は z 付近の気体分子集団の x 方向の平均速度で、 $v_x(z)$ は個々の分子の熱速度より十分小さいとする。式(1)はせん断力が $v_x(z)$ の z に対する速度勾配に比例すること（ニュートン流体）を表し、その比例係数が粘性

* 平成26年12月11日 日本真空学会関西支部実用技術セミナー 2014で発表

^{*1} 大阪市立大学大学院工学研究科（〒558-8585 大阪府大阪市住吉区杉本 3-3-138）

Fig. 1 Gas flow near the wall. Velocity distribution for ideal laminar flow is represented by a broken line, whereas real gas flow is represented by a solid line. Extrapolation of the gas velocity gradient is indicated by a dot-dashed line.

係数 η である．粘性流領域では一般的に Fig. 1 の点線で示されるように壁面で $v_x(0)=0$ となるように境界条件を決める．いま，壁直上に仮想的な平面 A を考えると，平面 A を上から下に通過する分子によって運ばれる x 方向の運動量は単位面積当たり，

$$\frac{1}{2} \eta \frac{dv_x(z)}{dz} \quad (2)$$

である．一方，平面 A を下から上に通過する分子によって運ばれる x 方向の運動量は，分子が一旦壁に吸着して脱離した分子であることを考え，入射頻度 Γ を用いて，気体分子の質量を m ， x 方向の平均速度を u_0 として単位面積当たり，

$$\Gamma m u_0 = \frac{1}{4} m u_0 n \bar{v} = \frac{1}{4} \rho \bar{v} u_0 \quad (3)$$

である．ここで n ， $\bar{v}$ はそれぞれ気体分子の数密度，平均速度である．また質量密度を $\rho = mn$ とした．式 (2)，(3) の和が粘性の式 (1) の右辺と同じになるためには，壁での運動量適応係数 β を用いて，

$$\eta \frac{dv_x(z)}{dz} = \beta \left(\frac{1}{2} \eta \frac{dv_x(z)}{dz} + \frac{1}{4} \rho \bar{v} u_0 \right) \quad (4)$$

となる．これを u_0 について解くと，

$$u_0 = 2 \left(\frac{2-\beta}{\beta} \right) \frac{\eta}{\rho \bar{v}} \frac{dv_x(z)}{dz} \quad (5)$$

が得られる．すなわち，壁面極近傍では，気体分子の壁に平行な平均速度 u_0 はゼロではなく，式 (5) で与えられる「すべり速度」と呼ばれる有限の速度を持つ．従って，実際の気体の速度分布は図の実線のようにになる．粘性係数 η は平均自由行程 λ を用いて $\eta = 0.499 \bar{v} \lambda \rho$ なので，

$$u_0 = 2 \times 0.499 \left(\frac{2-\beta}{\beta} \right) \lambda \frac{dv_x(z)}{dz} \quad (6)$$

となる．また，Fig. 1 の一点鎖線で示すように，壁より遠方での流速勾配の外挿値がゼロになる位置 ξ をすべり係数と言い，式 (6) より，

Fig. 2 Schematics of gas flow for (a) molecular flow, (b) intermediate flow (slip flow), and (c) viscous flow between a parallel plate.

$$\xi = \frac{u_0}{\frac{dv_x(z)}{dz}} = 2 \times 0.499 \left(\frac{2-\beta}{\beta} \right) \lambda \quad (7)$$

となる．ここで，壁が完全拡散反射 ($\beta=1$) なら， $\xi \approx \lambda$ であり，完全弾性反射 ($\beta=0$) では ξ は非常に大きい値となる．すなわち，粘性流領域では，本来気体の粘性は圧力に依存しないはずであるが，このすべり現象を考慮しないと配管径に比べて平均自由行程が無視できなくなるすべり流領域では，見かけ上気体の粘性が小さくなる．

また，粘性流領域でコンダクタンスを求める場合，気体分子の流れ方向の速度を壁面でゼロに置くことが多いが，このすべり速度のために壁面で分子が有限の速度を持つことになり，すべり流を考慮しないときよりコンダクタンスが大きくなる⁴⁾．Fig. 2 に円形断面をもつ配管の粘性流からすべり流，遷移流，分子流へと圧力が低下した時の気体分子の流れを模式的に示した．中間流を含めた粘性流領域から分子流領域までのコンダクタンスを表すクヌーセンの内挿式が知られているが，この「すべり流」の効果は頭には取り入れられていない⁵⁾．

また，すべり流領域では気体の速度だけではなく気体に温度勾配が生じた時，壁面直上で気体分子の温度に飛びが生じることが知られている．

2.2 粘性流領域での排気曲線

真空容器をポンプで排気する際の容器内の圧力変化は排気方程式で表される．真空容器の内容積を V ，圧力を $p(t)$ ，ポンプの到達圧力を p_0 ，漏れ等による真空容器内へ気体の流入量を Q_0 として，

$$V \frac{dp(t)}{dt} = -S_e(p(t) - p_0) + Q_0 \quad (8)$$

で与えられる⁶⁾．ここで S_e は真空ポンプの実効（有効）排気速度である．大気圧から排気する多くの場合，容量輸送式の真空ポンプが用いられるので， S_e が圧力によらないと考えて式 (8) の微分方程式を解き圧力の時間変化は，

$$p(t) = \left(p_I - p_0 - \frac{Q_0}{S_e} \right) e^{-\frac{t}{\tau}} + p_0 + \frac{Q_0}{S_e} \quad (9)$$

となる．ここで，初期圧力を p_I とした．また， $\tau = V/S_e$ を「排気の時定数」という．

式 (9) から明らかなように， $p(t)$ は排気初期には指数関数的に減少するが，圧力が下がってくると真空容器内の気体を排気するだけでなく，容器内に吸着した気体，特に吸着水が

Q_0 の大部分を占め、排気に時間がかかることは周知の通りである。一方、低真空領域では実効排気速度 S_e はポンプの設計排気速度に近く、ポンプと真空容器の間の配管が短ければ排気速度の圧力依存性が問題になることは少ない。しかし、真空装置の実装上の制約や特殊な条件下では、真空ポンプから容器までのコンダクタンスが問題となることがある。この場合、粘性流領域ではコンダクタンスが圧力に比例するため、式(8)を解析的に解くのはやや面倒である。

実効排気速度 S_e が、ポンプ本体の排気速度 S_0 とポンプと真空容器をつなぐ配管のコンダクタンス $C(p)$ との直列接続と考えると、

$$S_e(p) = \frac{S_0 C(p)}{S_0 + C(p)} \quad (10)$$

となる。ここで、実効排気速度 S_e とコンダクタンス C は圧力によって変化するので、圧力の関数として $S_e(p)$, $C(p)$ とした。また、以下の解析ではポンプの吸入口の排気速度 S_0 は圧力に依存しないとする。粘性流領域では配管のコンダクタンスは配管の入口と出口の平均圧力に比例するので、ポンプの吸気口での圧力を $p_v(t)$ とすると、

$$C(p) = C_c \frac{p(t) + p_v(t)}{2} \quad (11)$$

とおける。ここで、 C_c はコンダクタンス係数と呼ばれる定数である。式(8)で、ポンプの到達圧力を $p_0 = 0$ とおき、簡単のために Q_0 も無視すれば、

$$V \frac{dp(t)}{dt} = -S_0 p_v(t) \quad (12)$$

となり、配管の流量とコンダクタンスの関係より、

$$\begin{aligned} S_0 p_v(t) &= C(p) (p(t) - p_v(t)) \\ &= C_c \frac{p(t) + p_v(t)}{2} (p(t) - p_v(t)) \end{aligned} \quad (13)$$

なので、式(12)、(13)を連立させれば $p(t)$ の時間変化を求めることができる。計算の詳細は文献⁷⁾に譲り結果だけを記すと、

$$\begin{aligned} t &= \tau_0 \left\{ \frac{1 + \sqrt{1 + x(t)^2}}{x(t)} - \ln(x(t) + \sqrt{1 + x(t)^2}) \right\} - t_0 \quad (14) \\ x(t) &= \frac{C_c}{S_0} p(t) = \frac{p(t)}{\Pi} \end{aligned}$$

であり、真空容器内の圧力 $p(t)$ は式(14)の逆関数で表される。

$\Pi = S_0 / C_c$ は圧力の次元を持つので、「分岐圧力」と呼ばれる。また、 $\tau_0 = V / S_0$ はコンダクタンスが無限大の時の排気の時定数、 t_0 は初期条件によって決まる定数である。

具体的な計算例として、真空容器の内積 $V = 30$ L、ポンプの排気速度 $S_0 = 60$ L/min、ポンプと真空容器間が内径 4.75 mmφ (外径 6.35 mmφ, 肉厚 0.8 mm)、長さ 2 m の配管で繋がれた真空装置を考えよう。排気曲線の計算結果を

Fig. 3 Pumpdown curve for eq. (14). $p(t) \propto t^{-1}$ is indicated by a broken line. Bifurcation pressure is indicated by an open circle. Inset: a semilogarithmic plot of the pumpdown curve. $p(t) \propto e^{-t/\tau}$ is indicated by a broken line.

Fig. 3 に示す。 $p(t)$ は最初指数関数的に減少するが、図中の白丸で示した分岐圧力 $\Pi = 2.96 \times 10^{-3}$ Pa が変曲点となって 200 Pa 以下では $p(t) \propto t^{-1}$ に従って圧力が低下することが分かる。一般に排気曲線に $p \propto t^{-1}$ が現れるのは、真空容器の内壁からの吸着気体の脱離や容器材料から真空内に拡散した気体の流入によると理解されることが多いが⁸⁾、気体の吸着や拡散が問題にならない高い圧力でも真空容器とポンプ間のコンダクタンスが十分でないときには $p \propto t^{-1}$ が現れることに注意が必要である。また、この計算では考慮していないが、この条件では配管部分で室温の空気に対して $Kn = 0.01$ は $p = 72$ Pa に相当し、この圧力以下ではすべり流領域になるので、コンダクタンスに補正が必要である。

2.3 真空乾燥

真空乾燥や真空凍結乾燥は試料中の液体（主に水）を気化させて乾燥除去する方法で、19世紀から高温乾燥に耐えない生物試料や医薬品関連物質の乾燥に用いられてきた。1950年代以降食品などのほか電気材料や建材、紙等の乾燥にも用いられ応用範囲が広がっている。食品では、乾燥中の成分や食味の変化を避けるため一旦凍結したのち乾燥させる真空凍結乾燥によって、食品の変質を防ぎ長期保存が可能となった。また、これらの乾燥食品は水または湯で迅速に復元できる特性によって、幅広い食品分野で利用されている。また、チルド流通のために細菌繁殖温度（25～37℃）をできるだけ早く通過させる目的で真空乾燥による食品の真空冷却が用いられている。

このような食品の乾燥や冷却に真空が用いられるのは、圧力の低下に伴って食品から気化した水蒸気の拡散係数が大きくなり、効率よく水分が除去できるためであり、したがって蒸発潜熱も大きくなり、食品の冷却速度を大きくすることができる。

多くの食品は、毛管凝縮した水を含んだ多孔質体や水の表面張力によって結合した粉体の集合と考えられるので、真空乾燥の効果を **Fig. 4** のような細管の一端に水面があり他端が解放されて真空排気されるモデルを考える⁹⁾。水面から水

Fig. 4 Capillary model of water desorption.

蒸気が細管の中を拡散して上端で排気される時、水蒸気の単位面積当たりの質量流量 Q_m の圧力依存性を考えよう。ここでは、水が気化することによる温度変化を無視して等温過程として扱い、水の気化と排気が定常状態をなすとして考える。空気の圧力を p_a 、水蒸気の圧力を p_v とすると、全圧 p が一定条件は、

$$p = p_a + p_v \quad (15)$$

水蒸気の移動速度を v とすると、 z 方向の圧力勾配は、空気と水蒸気の数密度をそれぞれ、 n_a, n_v として、比例定数 C を用いて、

$$-\frac{dp_v}{dz} = \frac{dp_a}{dz} = C n_a n_v v \quad (16)$$

である。空気の分子量 M_a を用いて水蒸気の質量密度 $\rho_v = n_v M_v$ より、水蒸気の質量流量 $Q_m(p)$ は、

$$Q_m(p) = \rho_v v = -\frac{M_v}{RT} \frac{(RT)^2}{Cp} \frac{p}{p - p_v} \frac{dp_v}{dz} \quad (17)$$

である。さらに、空気中の水蒸気の拡散係数 $D_v = (RT)^2 / Cp$ を用い、式(17)を z 方向に積分して、

$$Q_m(p) = \frac{M_v D_v}{RT} \frac{p}{L} \ln \frac{p - p_{va}}{p - p_{v0}} \quad (18)$$

が得られる。ここで、 p_{va}, p_{v0} はそれぞれ細管の口部と水と接する底部での水蒸気の蒸気圧であり、 p_{v0} は水の飽和蒸気圧とする。また、細管の外で水蒸気の排気速度が無限大の理想的な場合を考えると $p_{va} = 0$ と置くことができる。 D_v が圧力に反比例する、つまり $D_v p$ が圧力に依らず一定なので、式(18)は圧力が低下し p が飽和蒸気圧 p_{v0} に近づくと、 $Q_m(p)$ は $\ln p(p - p_{v0})$ に比例して増大することを示している。 $Q_m(p)$ の圧力依存性を Fig. 5 に示す。計算では、細管の長さを $L = 10 \mu\text{m}$ とおいた。また、水蒸気の拡散係数の温度変化は文献値⁹⁾を用いた。式(18)で得られる質量流量の上限は自由表面からの蒸発¹⁰⁾と考えられるので、 $Q_m(p)$ の上限値を図中の黒丸で示してある。Fig. 5 から分かる通り、水の蒸発速度は圧力の低下とともに増加し、真空下では効率よく水分が除去できることが分かる。また、温度の低下とともに $Q_m(p)$ は指数関数的に減少するが、周囲の圧力を下げることによって $Q_m(p)$ を維持できることも分かる。実際の真空

Fig. 5 Mass flow rates as a function of pressure for the capillary model at 20°C, 0°C, and -20°C. Langmuir evaporation is indicated by filled circles.

(凍結) 乾燥では、細管の出口で水蒸気の除去速度が無限大ではないので、式(18)の p_{va} が有限になり質量流量は式(18)で与えられるよりずっと小さくなる。また、このような単純なモデルでは、水の気化に伴う冷却効果を無視しており、冷却によって飽和蒸気圧が極端に下がり水分除去効率がさらに悪くなる。真空乾燥は、水の相変化とそれに付随した吸熱、物質中で熱伝導と物質移動が同時に起きる系であり理論的に取り扱うことが難しい¹¹⁾。

3. 結 言

以上、低・中真空中に纏わるいくつかの問題を概説した。いずれも古い問題であるが、前述の理由であまり真空工学の遡上に上らなかった諸問題と言えよう。2013年のノーベル物理学賞が極高真空を用いたヒッグスボソンの発見、2014年が低・中真空を用いた青色発光ダイオードの開発に与えられたことから分かるように、真空工学の中で低・中真空領域が占める分野は決して小さくはない。低・中真空での新たな知見と技術開発に触発された基礎科学の更なる発展によって、この分野が産業と密接に結びついた新たな学問領域として発展する一助になれば幸いである。

〔文 献〕

- 1) ここでは R. G. Livesey: in *Foundations of Vacuum Science and Technology*, ed. J. M. Lafferty (John Wiley & Sons, Inc, New York, 1998), Ch. 2.1 の分類に従った。
- 2) The Japan Society of Mechanical Engineers, ed.: *JSME Mechanical Engineers' Handbook 4 Fluid Mechanics* (Maruzen, Tokyo, 2006)。
- 3) E. H. Kennard: *Kinetic Theory of Gases* (McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1938)。
- 4) R. G. Livesey: in *Foundations of Vacuum Science and Technology*, ed. J. M. Lafferty (John Wiley & Sons, Inc, New York, 1998), Ch. 2.4。
- 5) M. Knudsen: *Ann. Physik*, **28** (1909) 75。
- 6) G. Horikoshi: *Shinkugijyutsu* (Fundamentals of Vacuum Thechnology) (University of Tokyo Press, Tokyo, 1994) 3rd ed. Chap. 2, p. 44 [in Japanese]。

- 7) Y. Senda: SEI Technical Review, **176** (2010) 1.
- 8) K. Takeyasu, T. Sugimoto and K. Fukutani: J. Vac. Soc. Jpn., **56** (2013) 457.
- 9) I. Ohta, M. Mashiko, S. Kimura and H. Otsuka: *Shinkukanso* (Vacuum Drying) (Nikkan Kogyo Shimbun, Ltd., Tokyo, 1964) [in Japanese].
- 10) Ref. 6) Chap. 2, p. 54.
- 11) Y. Kawamura: Shinku, **6** (1963) 486.