レーザ光マイクロアクチュエータ作動機構の可視化

非会員太田正廣（都立大）、非会員中尾智彦（オリンパス）

Numerical Visualization of Macroscopic Gas Flows around Laser Opto-microactuators

Masahiro Ota (Tokyo Metropolitan University) and Tomohiko Nakao (Olympus Co. Lt.)

A laser opto-microactuator in which optical energy is supplied by a laser beam is proposed. The opto-microactuator is rotated by molecular gas dynamics effects. The effects of the molecular weights of gases on opto-microactuator are revealed by numerical simulations. The direct simulation of Monte Carlo (DSMC) method numerically simulates gas molecular motion around the microactuator. The macroscopic gas flows are visualized from the numerical results of the DSMC method. The numerical results show that gas pressure differences between front and rear blade-surfaces of the microactuator-rotors dependent on the molecular weights of the gases.

キーワード：光アクチュエータ、分子気体力学効果、DSMC法、コンピュータシミュレーション、可視化

1. まえがき

マイクロマシン開発における最重要課題の一つにエネルギーを機械運動に変換する動力源（アクチュエータ）の問題がある。本研究では微小な動力機械の例として、光による非接触エネルギー供給が可能な光マイクロアクチュエータを取り上げ、光ダイオード、赤外線放射温度計やねじりトルク計を用いたアクチュエータ特性の解明および可視光吸収用多層膜や陽極酸化膜をロータ表面材料に用いた場合の性能向上を目指した改良を行っている⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾⁽⁹⁾。本研究は非接触及び配線無し

の微小機械へのエネルギー供給法の確立を目指し、機械が微小化した際に生じる基礎現象の解明が研究目的である。したがって、ロータは4枚の翼を持つ単純な構造（翼一辺の長さが1mm×1mm及び10mm×10mmの正方形、いずれも厚み0.1mm、アルミニウム製、図1）で、各翼の片面に光の放射エネルギーを吸収しやすいように、カーボンブラックをコーティングしている。このロータを減圧した真空チャンバ内に設置しレーザ光（Ar⁺レーザ、波長：514.5nm）を照射すると、翼表裏に温度差が生じ、それが分子気体環境下では圧力差となりカーボン面を押す方向に回転力を得ることができる。これを分子気体効果と呼ぶ。これ

をマイクロマシンのアクチュエータとする根拠は、構造が簡単で、光による非接触のエネルギー供給が可能であること、そしてエンジンスケールを小さくしていく場合に回転力の源となる分子気体効果が大きな減圧をしなくても得られるということ、等が挙げられる。

分子気体環境下での物理現象を取り扱う分子気体力学において重要なパラメータに、クヌッセン数 Kn がある。 Kn というのは「気体分子の平均自由行程」と「系の

図1 レーザ光マイクロアクチュエータ概略図
Fig.1 Schematic drawing of opto-laser microactuator

代表長さ（ロータ翼一辺の長さ）」との比であり、場の希薄度を表す無次元数である。 Kn が大きいほど希薄度が高い。1 mm 翼の光マイクロアクチュエータの場合、回転力が得られる Kn の領域に到達するためには圧力を数 torr 以下にまで減圧し、気体分子の平均自由行程を大きくする必要がある。しかし、仮に常温常圧（20℃，760 torr）において代表長さが 1 μm であれば、 Kn は 0.1 となり、現在のスケールの場合と同じ分子気体効果が得られることになる。従って、分子気体環境下においては、 Kn が重要なパラメータとなる。これまでに光マイクロアクチュエータが最大の回転力を得るのは、ロータのサイズによらず Kn が 0.1~0.5 程度の範囲であり、光エネルギーを供給するレーザ出力のコントロールにより回転数やトルクを制御できることが実験的に明らかになっている。また、He, Ar, Xe 等の希ガスをを使用することで、最大トルクおよび最高回転数が変化する。この場合、気体分子量が小さい気体ほどトルクと回転数の最大値が大きくなる。これらの気体はそれぞれ気体分子の径が異なるため、最大値を発生する圧力は異なるが、 Kn で整理するとトルク、回転数それぞれ、およそ 0.1~0.2, 0.3~0.5 の範囲内にピークが発生する。

そこで、本報告では直接シミュレーションモンテカルロ法コンピュータシミュレーションによるレーザ光マイクロアクチュエータの作動原理や作動雰囲気中存在する気体種の影響を明らかにすることを試みる。

2. レーザ光マイクロアクチュエータ付近の流動現象の可視化

光マイクロアクチュエータは、光照射によりロータ翼表裏に温度差が生じ、その温度差によって回転力が発生する。つまり、光照射によりロータ翼周辺の気体には何らかの物理的変化が生じ、ロータの回転力は、周囲気体の諸物理量変化によって引き起こされていると考えられる。従って、ロータの回転力発生原理を明らかにし、気体分子量の変化による特性の相違を生じる要因を明らかにするためにはロータ翼周りの諸物理量変化の様子を把握する必要がある。しかし、ロータ周辺の諸物理量を実際に測定することは、技術的に見て極めて困難なため、本研究では直接シミュレーションモンテカルロ法 (Direct Simulation Monte Carlo method) ⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾ を用いてロータ翼周辺の諸物理量を数値シミュレーションによって評価する。

〈2-1〉 DSMC 法の概要

本研究において、数値シミュレーションの手段として用いた DSMC 法は中間流領域の解析に有効な手段である。中間流領域とは、気体分子が固体表面と衝突する割合に比べて分子同士が衝突する割合が無視できない領域 (Kn は 0.01 から 10 程度) のことである。この領域においては、気体は連続体とはみなされず、通常の

流体力学で用いられるナビエ-ストークス方程式を適用することはできない。従って、気体を分子の集まりとみなすボルツマン方程式に基づいた解析が必要になる。しかし、ボルツマン方程式は強い非線形であるため、解析値を得るのは非常に困難である。

DSMC 法は、気体分子一つ一つの運動をシミュレートすることによって流れ場を決定する。しかし、分子気体環境とはいえ、実際の物理空間には膨大な数の分子が存在する。その数は大気圧において 10^{18} 個/ cm^3 、 10^{-2} Torr の圧力下においてさえ 10^{14} 個/ cm^3 もある。よってそれらの分子全ての動きを追うことは事実上不可能である。そこで、DSMC 法においては、まず領域中にある膨大な数の分子の中から数万~数十万の分子を無作為抽出する。そして気体分子運動論から導かれる確率法則に従って、それらの位置と速度を時々刻々追跡することで流れ場を決定する。さらに計算領域を気体分子の平均自由行程程度の小さいセルに分割し、時間刻みの大きさを気体分子の平均自由時間より十分小さくすることによって気体分子同士の衝突もシミュレーションする。これらの分子の挙動は乱数を用いて決定される。また、DSMC 法はボルツマン方程式に基づいているので、物理的な適用限界は存在せず、あらゆる Kn に対しても適用可能である。しかし、 Kn が小さくなると取り扱うべき分子数が増加する。そのためコンピュータのメモリ容量や計算速度などのハード面で制限を受ける。

DSMC 法では、計算上で分子の移動と分子間の衝突を分離して扱う。つまり、時間ステップ Δt を気体分子の平均自由時間 τ より十分小さくとり、時間 $t \sim t + \Delta t$ 間に分子間衝突が発生するかどうかは分子が時間 $t \sim t + \Delta t$ 間の移動を終えた後に決定される。また DSMC 法では分子同士が物理的に衝突するとは考えない。空間を気体分子の平均自由行程 λ 程度の小さいセルに分割することにより、一つのセルの中では物理量が一様であるとする。そして、ある一つのセルの中にある分子同士は、その位置がどこにあるうとも衝突する可能性をもつと考える。すなわち、分子の移動は各分子毎に、分子間衝突は 1 セル毎に独立して計算されることになる。

〈2-1 a〉一様乱数の生成法

DSMC 法においては、あらゆる現象は確率密度関数で与えられ、乱数により判断された結果を採用することになる。コンピュータを用いた数値シミュレーションでは、算術乱数あるいは疑似乱数とよばれる算術的に計算される乱数列を用いるのが一般的である。

本研究においては減算法 ⁽¹²⁾ と呼ばれる生成法を用いており、次の形で表される。

$$X_n = X_{n-24} + X_{n-55} \pmod{M} \cdots \cdots (1)$$

X_n は乱数、 M はある偶数、 $n \geq 55$ である。この生成法は 55 個の乱数列から次の 55 個の乱数列が決定さ

れる非線形な生成法である。例えば、 $M=10^9$ とすると、その周期は非常に大きくなり、 $2^{35}-1$ である。また減算法は任意の高級言語で効率の良いプログラムをつくることができる点においても混合合同法より有利である。

〈2-1b〉分子間衝突の計算アルゴリズム

分子間衝突の計算アルゴリズムはDSMC法の最も重要な部分である。BirdによりTime Counter法⁽¹³⁾が提案された後、Modified Nanbu法⁽¹⁴⁾、Null Collision法⁽¹⁵⁾、最大衝突数法⁽¹¹⁾などの計算法が提案されている。本研究においては計算アルゴリズムとして最大衝突法を用い、扱う気体分子は全て剛体球と仮定している。

〈2-1c〉分子・固体壁間の衝突

気体分子と固体壁面との衝突をシミュレーションする場合、拡散反射あるいは鏡面反射と呼ばれる反射モデルが一般的に用いられている。拡散反射においては、壁面と衝突した分子は衝突以前の速度情報をすべて放棄し、新たに分子速度が決定される。つまり、衝突前後の分子速度のあいだには相関関係が全くないものとする(図2は固体表面からの散乱分子流速分布を示す)。そして、衝突後の分子速度は壁面温度のみに依存し、分子速度は壁面温度で平衡状態(マクスウェル分布の状態)にあるものとして、乱数により決定される。また、境界を鏡面反射と仮定すればシミュレーション上では対称面を設定したことになる。つまり、衝突後の分子速度は、固体壁に対する法線方向のみ逆転し、接線方向では変化しない(図3)。また、実際の物理現象においては、壁面温度が低い場合等に気体分子が壁面に吸着することが考えられるが、本研究ではその様な吸着分子は存在しないものとしてシミュレーションを行なう。

〈2-1d〉マクロ的な諸物理量の計算方法

各分子の運動として得られるミクロ的な量から、流れ場のマクロ的な諸量を決定する。ひとつのセル内においては諸量は一樣であることから、それらは各セル内の分子情報の平均として計算する。各セル毎のマクロ流速 v 、密度 ρ 、マクロ温度 T は

図2 気体分子の固体表面における拡散反射
Fig.2 Schematic drawing of diffused reflection

図3 気体分子の固体表面における鏡面反射
Fig.3 Schematic drawing of specular reflection

$$v = (1/N) \sum c_i = \bar{c} \quad (2)$$

$$\rho = mN/V \quad (3)$$

$$T = \{1/(3R)\} \{ \overline{c^2} - (\bar{c})^2 \}, \quad (\overline{c^2} = (1/N) \sum c_i^2) \quad (4)$$

と表される。ここで、 N :セル内の分子数、 m :分子1個の質量、 c_i :分子 i の速度、 R :気体定数、 V :セルの体積をそれぞれ示す。ただし、 Σ は分子 $i=1 \sim N$ の和である。

図4 DSMC 計算フローチャート
Fig.4 Flow chart for DSMC simulation

図5 DSMC計算用光マイクロアクチュエータの流れモデル
Fig.5 Flow model of DSMC simulation for microactuator

DSMC法は乱数を用いた数値シミュレーション方法であるので、セル毎に得られたマクロ的な物理量には大きなゆらぎがある。そこで、ゆらぎを抑えるために平均化処理をおこなっている。

定常流の計算においては時間平均をおこなう。時間平均とは、十分定常となるまで計算を進めた後、引き続き計算を進め適当なサンプリング間隔において解の平均をとる方法である。それぞれのゆらぎのあいだにある大きな解の相関をなくすために、サンプリング間隔は気体分子の平均自由時間よりも大きくとる。なお、参考として図4に定常計算におけるDSMC法のフローチャートを示す。

〈2-2〉計算モデルおよび気体分子量変化に対応した計算条件の設定

本研究では、円形領域中に四枚の平板翼を備えたロータをモデル化して行っている。モデル化されたロータは翼長10mmとし、この翼長が計算領域における代表寸法となる。翼表面の温度設定は、高温面H、低温面Cについてそれぞれ600K、300Kとしている。図5中の斜線は高温面を示す。翼端面の温度は高温面側を500K、低温面側を400Kとし翼端面を2分割し温度勾配を形成するように設定する。そのため、実際のロータ翼と比べて、翼厚は大きくなっている。高温面の温度を比較的高い値に設定しているのは、領域内の現象を正確に把握するためである。光マイクロエンジンに作用する分子気体効果により発生する力は、領域内の温度勾配の影響を受けやすいと考えられ、温度勾配を大きくすることにより領域内現象の特徴を強調することができる。計算領域は1mm四方のセル3520個に分割され、計算分子数は1セル当たり20個とし領域全体で70400個となっている。計算領域の気体分子の数が比較的小さいのは、本計算の目的が、He、Ar、Xeのそれぞれ異なる種類の気体分子を用いた場合の影響の比較を行うためであり、また短時間で計算を終了させるという理由

図6 ロータ付近の巨視的速度分布 (He, Kn=0.1)
Fig.6 Macroscopic velocity vector diagram
(He, Kn=0.1)

図7 ロータ付近の巨視的速度分布 (Ar, Kn=0.1)
Fig.7 Macroscopic velocity vector diagram
(Ar, Kn=0.1)

図8 ロータ付近の巨視的速度分布 (Xe, Kn=0.1)
Fig.8 Macroscopic velocity vector diagram
(Xe, Kn=0.1)

から十分であると判断したことによる。翼表面および周囲境界壁における反射条件は拡散反射としている。拡散反射においては、壁面と衝突した気体分子は衝突する以前の速度情報をすべて放棄し、新たに壁面温度のみに依存する分子速度が決定される。従って、拡散反射における壁面および翼の熱的適応係数は 1 と設定している。また、周囲境界の壁面温度は翼の低温面の温度と同様の 300K としている。モデル化された領域は、実験が行われた真空チャンバ内の領域に比べて狭い領域（直径 60mm）であるが、壁面の反射条件を拡散反射とすることにより、壁面付近の個々の気体分子が常に壁面の温度情報に従うため、計算領域の大小には影響されない。計算は He, Ar, Xe の三種類を想定する。これらの気体を用いる場合の計算条件の相違点は、気体のガス定数 R および分子速度により決定される時間ステップ Δt の二点である。時間ステップ Δt は、計算において気体分子がある衝突をしてから次の衝突までに要する時間であり、気体分子量が小さい気体ほど分子速度が大きくなるため Δt は小さくなる。具体的なこれらの設定値は、He, Ar, Xe の順に、ガス定数 R : 2077.2, 208.1, 63.32 J/(kgK)、時間ステップ Δt : 0.794×10^{-7} , 2.508×10^{-7} , 4.546×10^{-7} sec としている。 Kn の設定はすべての気体について 0.1 としている。この値は光マイクロエンジンの最大出力付近を発生し、気体分子の種類の違いによる相違点をより明確に示すと予測されるためである。計算は気体分子があらかじめ計算領域内に均一に配置されている状態から始める。なお、本研究における DSMC 法によるシミュレーションでは、ロータの回転は考慮されていない。すなわち、モデル化された平板翼は静止している状態で計算が行われている。

〈2-3〉シミュレーション結果および考察

図 6 から図 8 に、ロータ周囲気体に He, Ar, Xe を用いた場合の計算領域内における気体分子の速度ベクトル線図を示す。これらの図において、矢印で表される速度ベクトルは気体分子個々の速度方向、速度の大きさを示している。すなわち、矢印の長さが分子速度の大きさを表しており、長いほど速度が大きい。図 6 の He を用いた場合の速度ベクトル線図における翼周辺の気体の流れに注目すると、低温面の中心付近に流れ込んだ流れは低温面に沿って翼端に移動し、翼端面内で加速したのち高温面に流れ込む様子が確認できる。翼端面における気体分子の速度が領域内において最大となることは、翼端面の温度勾配に起因する熱はく流が領域内の流れの最大支配要因となっていることを示すものである。すなわち、翼端面における分子速度の増加がロータ翼周辺の反時計回りの流れを形成する最大の要因と考えられる。また、気体分子の種類の違いによる影響に関しては、He のような気体分子量が小さい気体ほど個々の気体分子の速度が大きい傾向がみら

れるが、領域内における気体分子の速度方向は気体の種類によらずほぼ同一であることがわかる。

ロータの駆動力を発生する分子気体効果は翼付近の気体分子の物理的な振る舞いが影響すると考えられ、翼付近の気体分子の状態量を把握することが望まれる。従って、翼付近の気体分子に注目し、気体分子数密度分布、温度分布、圧力分布の検討を行うこととする。ここで、翼表面における物性値は、ロータ翼最近接セル内の気体分子による物理的作用により評価されることを断っておく。

さて、気体の分子数密度は

$$n = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 \lambda} \dots\dots\dots (5)$$

という関係があり、気体分子の分子径 d 、平均自由行程 λ により変化する。本計算では、すべての気体について Kn は 0.1 と一定としているため平均自由行程は気体の種類によらず一定であるが、気体分子の分子径は気体の種類により異なり、気体分子量の小さい気体ほど分子径は小さくなるため、上式(5)より He の分子数密度が最も大きくなる。この計算結果において気体の種類による影響が現れないのは、本計算に使用した DSMC 法では気体分子の大きさが考慮されていないためと考えられる。そこで、シミュレーションにより得られたロータ翼付近の気体の温度、分子数密度に基づいて、分子径を考慮に入れた翼表裏付近の気体圧力を導出している。分子気体環境下における気体の圧力は

$$p = nkT = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi d^2 \cdot Kn \cdot L} \dots\dots\dots (6)$$

で与えられる。従って、クヌッセン数 $Kn=0.1$ 、翼の長さ $L=0.01$ m、ボルツマン定数 $k=1.380662 \times 10^{-23}$ J/K とし、周囲気体の基準温度 $T=300$ K とすれば、気体分子の分子径を考慮にいたした気体の圧力を決定できる。従って、He, Ar, Xe 分子の分子径は、それぞれ 2.18×10^{-10} , 3.67×10^{-10} , 4.85×10^{-10} m となることから、基準温度 300K のマクロ的な気体圧力はそれぞれ 19.62, 6.92, 3.96Pa となり、同一温度における圧力の大きさは気体の種類により異なってくる。この導出に基づいた翼表面付近の気体の圧力分布によれば⁽⁸⁾、いずれの気体においても高温面付近の気体圧力が低温面付近のそれを上回っている。式(6)より気体圧力は温度に比例する関係があることから、高温面付近の気体圧力が基準温度における気体圧力を上回るのは自明であるが、低温面付近の気体圧力も基準温度における気体圧力を上回っているのは、ロータ周囲の気体分子の流れに従って、高温面付近の温度情報をもつ気体分子が近隣の翼の低温面付近に流れ込み、高温面の温度情報を低温面付近の圧力に反映しているためと考えられる。また、翼表面の

いずれの部分においても高温面付近の気体圧力が低温面付近の気体圧力を上回っていることから、翼表裏の全体にわたって圧力差が発生し、この圧力差がロータの駆動力となっていると考えられる。

気体の種類の違いによる圧力差の相対的な関係は実験の結果とは異なっており、He と Xe を例にとれば、実験結果における出力の関係はおよそ 2:1 に対して、シミュレーション結果では 6:1 となっており⁽⁸⁾、Ar や Xe に比べて He の圧力差の大きさが突出していることがわかる。これは、翼表面での反射時における気体分子の運動量や熱エネルギーの変換割合が関係していると考えられる。すなわち、本計算においては、翼表面の適応係数を 1 と設定した拡散反射としているため、計算領域内すべての気体分子の温度や運動量は翼表面の温度情報を直接的に反映すると仮定している。しかし、実際の現象では、反射する気体分子が翼表面の温度情報を完全に反映せずに翼表面とのエネルギー交換が完全ではない場合もある。このことは、気体の種類により翼表面の適応係数が異なることを意味しており、

図 9 熱的適応係数

Fig.9 Thermal accommodation coefficient

図 10 運動量適応係数

Fig.10 Momentum accommodation coefficient

He, Ar, Xe を用いた場合の翼表面の適応係数を考慮した計算が必要である。

〈2-4〉ロータ翼表面の適応係数による影響

翼表面の適応係数をパラメータとした計算を He, Ar, Xe のそれぞれについて行い、適応係数が気体の状態量に与える影響について検討する。

〈2-4a〉適応係数 (accommodation coefficient)

適応係数には熱的適応係数 (thermal accommodation coefficient) や運動量適応係数 (momentum accommodation coefficient) 等があるが、このうち、熱的適応係数は固体表面と気体との間のエネルギー交換の程度を表す係数である。

図 9 のように温度 T_s の固体表面が温度 T_g の気体に囲まれている場合に、固体表面を通る平均のエネルギーの流れは、固体表面に衝突してくる気体分子から与えられるエネルギーと、固体表面から反射される分子によって運び去られるエネルギーの差である。固体表面と気体分子との間のエネルギー交換が不完全な場合も考慮して、気体分子が固体表面に衝突するとき起こるエネルギー交換の効率は平均として

$$\alpha = \frac{E_r - E_g}{E_s - E_g} \quad \dots\dots\dots (7)$$

で定義される熱的適応係数 α で与えられるが、気体分子の持つエネルギーは温度によってほぼ一義的に決まるので、

$$\alpha = \frac{T_r - T_g}{T_s - T_g} \quad \dots\dots\dots (8)$$

のようになる⁽³⁾。

一方、運動量適応係数は固体表面に入射する気体分子の運動量の変換効率を表す係数である。気体分子の運動量は、固体表面で入射することにより、その方向と大きさが変化する。図 10 は角度 ϕ で配置される固体表面に入射角 θ で入射する気体分子の反射による運動量の変化を示した略図である。運動量適応係数は、気体分子の運動量を固体表面の接線方向と法線方向の成分に分割し、入射前後の運動量の変化分により決定される。固体表面の接線方向成分に関する適応係数は

$$\alpha_t = \frac{p_{ti} - p_{tr}}{p_{ti}} \quad \dots\dots\dots (9)$$

固体表面の法線方向成分に関する適応係数 α_n は

$$\alpha_n = \frac{p_{ni} - p_{nr}}{p_{ni}} \quad \dots\dots\dots (10)$$

でそれぞれ与えられる。ここで、 p_i , p_r はそれぞれ固体表面の接線方向、法線方向の運動量成分であり、添字 i , r は入射時、反射時の気体分子をそれぞれ表している⁽¹⁶⁾。

実際の現象では、固体表面に入射する気体分子は無数にあり、あらゆる方向で入反射を繰り返すため、気体全体では入反射の方向は等方的であるといえる。従って、式(9)(10)を一般化し、気体の運動量適応係数は

$$\alpha = \frac{P_i - P_r}{P_i} \dots\dots\dots (11)$$

とすることができる。従って、鏡面反射では運動量の大きさは入射前後で変化せず、適応係数は0となり、拡散反射では反射時の運動量が相殺されるため適応係数は1となる。

以上、適応係数の概念について述べてきたが、これらの係数は、気体の種類や固体表面の清浄な状態により異なる。熱的適応係数 α の値は、一般に表面が清浄なほど小さい。また、HeやNe等の不活性な気体とタングステンの清浄な表面との間では、固体表面温度 T_s と気体の温度 T_g の差、 T_g 自身、圧力等に無関係に一定値をとることが実験的に確認されている^[3]。さらに、気体分子量の小さい気体ほど、熱的適応係数、運動量適応係数共に小さくなる傾向が実験により確認されている⁽¹⁶⁾。ただし、これらの実験により得られている適応係数の値については諸説あり、今だ十分に解明されているとは言えない。適応係数を実験的に検証する上での最大の問題点は、気体分子を衝突させる固体表面の清浄さの度合いの定義が確立されていない点にあり、適応係数の値は実験環境により大きく左右される。大気中において分子的なレベルで固体表面の完璧な清浄面を得ることは非常に困難であり、現在の超高真空技術を用いても完全に気体分子が非吸着な固体表面を生成することは難しい。

R. G. Lordらの研究結果によれば、固体表面周囲の気体にHe, Xeを用いた場合の清浄なモリブデン表面の運動量適応係数は、それぞれ0.20, 0.95という結果が得られている⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾。また、空気を用いた場合のモリブデン表面の運動量適応係数は0.67となっており、空気と非常に近い物性を持つArの運動量適応係数は0.7程度と推測される。一方、熱的適応係数に関しては、L. B. Thomasらによりモリブデン表面にHeを用いた場合に0.0225という結果が得られており⁽¹⁹⁾、運動量適応係数とはオーダが異なっている。本研究で使用するDSMC法によるシミュレーションでは、適応係数は運動量適応係数のみを扱っており、今後の適応係数を考慮した計算ではR. G. Lordらの結果を参考に検討を行うこととする。

〈2-4b〉シミュレーション結果および考察

本研究で使用するDSMC法によるシミュレーションでは、気体分子個々の固体表面との運動量の授受についてその度合いを調節することはできない。すなわち、固体表面で入反射した際、反射された一つの分子の運

動量を適応係数に応じて変化させることはできない。従って、個々の気体分子は適応係数1の拡散反射、適応係数0の鏡面反射のいずれかをとる。しかし、これらの反射条件の割合を適応係数に基づいて決定することにより、気体分子個々の固体表面との運動量の授受は実際の現象とは異なるが、気体全体として捉えた場合においては、固体表面との運動量授受の度合いは実際の現象と同様になると考えられる。具体的には、ある乱数を気体分子個々に与え、設定した適応係数以下の乱数値をもつ気体分子はすべて拡散反射とし、それ以外は鏡面反射と割り振る。従って、設定する適応係数が小さい場合には鏡面反射となる確率が高くなり、気体全体の固体表面との運動量の授受が減少することになる。従って、気体分子個々の運動量変化に対応した場合と同様のマクロ的な気体の状態量を把握することができると考えられる。

計算の条件は、適応係数1の場合と同様に、翼の高温面の温度600K、低温面の温度300Kとし、周囲境界の壁面温度は低温面の温度と同じ300Kとしている。気体の温度は分子速度と密接に関係しており、気体分子個々の速度が減少することにより、気体分子が高温面付近により密集し分子数密度が高くなったと考えられる。このことは、適応係数0.2とした場合のHeに関する計算領域内の速度ベクトル線図(図11)からも視覚的に理解される。図11では、低温面付近から流入してくる翼端面部の温度勾配により加速された気体分子は直接に高温面には入射しておらず、高温面付近の気体分子個々の速度が明らかに低下している様子がうかがえる。対して、低温面付近では適応係数によらず気体の温度がほとんど一定という結果から、分子数密度もあまり変化していないといえる。

適応係数をパラメータとした翼周辺の気体の圧力差をHe, Ar, Xeのそれぞれの気体について算出すると、いずれの気体においても適応係数の減少に伴い翼周辺の気体の圧力差も減少している。これは、先の気体圧力の結果より、適応係数の減少に伴う高温面付近の気体圧力低下の度合いが低温面付近に比べて大きいことに起因するものと考えられる。

すべての気体の適応係数を1とした場合の気体の圧力差の計算結果では、Heを用いた場合の気体の圧力差がXeの約6倍程度なり非常に大きな差が生じていたが、He, Ar, Xeの適応係数をそれぞれ0.2, 0.9, 1.0とした場合の翼周辺の気体圧力差の結果においては、適応係数が最小のHeを用いた場合の圧力差が小さくなることによりXeの圧力差の約2倍程度となっていることがわかる。翼周辺の気体の圧力差が直接的にロータのトルクに関係するとすれば、静止トルク測定の結果⁽⁸⁾と同様の関係となり、実験により確認された現象をシミュレーションにより理論的に明らかにしたことになる。しかし、得られた翼表裏の気体の圧力差を、ロー

タ翼に作用する力としてそのトルクを単純計算した場合、静止トルク測定により得られたトルク値の約5倍程度の大きさとなる。本計算では翼表裏の温度差を300Kとしており、実際の光マイクロエンジンのロータ翼の温度差よりもかなり大きい値を設定しているためと考えられる。放射温度計による翼表面の温度測定⁽⁸⁾によれば、出力30mW程度のレーザ光が照射されるロータ翼表裏の温度差はおよそ100K程度という結果が得られており、本計算における温度設定値とは大きく異なっている。

図11 ロータ付近の巨視的速度分布 (He, Kn=0.1, $\alpha=0.2$)

Fig.11 Macroscopic velocity vector diagram
(He, Kn=0.1, $\alpha=0.2$)

3. 結言

本研究では、異種気体環境が光マイクロエンジンの性能特性に及ぼす影響を理論的に明らかにすることが目的である。以下に結論を述べる。

DSMC法シミュレーションによりHe, Ar, Xeを周囲気体環境として想定し、ロータ周囲の巨視的な流動特性および諸物理量の気体分子量変化による影響を検証した。また、翼表面の運動量適応係数 α をHe, Ar, Xeのそれぞれの気体について $\alpha=0.2\sim0.4$, $0.7\sim0.9$, $0.7\sim0.9$ とした場合の特性変化についても評価を行った。その結果、ロータ周囲の気体分子の速度方向は気体の種類によらずほぼ同一であり、いずれの気体においても翼の低温面から高温面へ流動するのが確認された。また、Heのような気体分子量が小さい気体ほど気体分子個々の速度が大きくなる傾向がある。気体分子の速度が温度勾配の存在する翼端面において最大となることから、温度勾配に起因する熱ふく流が領域内流れの最大支配要因となっているといえる。

(平成11年12月21日受付, 平成12年4月4日再受付)

文献

[1] M.Ota and N.Kawata: "Driving Force

Estimation of Opto-Microengines Worked by Rarefied Gas Dynamics Effects", Proceedings of the 3rd International Symposium on Micro Machine and Human Science, Nagoya, 35~43, (1992-10).

[2] N.Kawata and M.Ota: "Numerical Simulation of rarefied Gas Dynamics Engine Performance for a Micro-Machine", Proceedings of the International Symposium on Aerospace and Fluid Science, Sendai, 602~609, (1993-11).

[3] M.Ota and N.Kawata: "Direct Simulation of Gas Dynamics around Rarefied Gas Dynamics Engines for Micro-machine", Rarefied Gas Dynamics, Ed. by G.Lord, Oxford University Press, 722~728, (1995-10)

[4] 太田正廣、笠原健治、坂本守義: "希薄気体効果を用いた光マイクロエンジンに関する研究", 日本機械学会論文集, B, 61-586, 2190~2196 (1995-6).

[5] K.Kasahara, M.Ota and M.Sakamoto: "Micromachine actuator rotated by rarefied gas dynamics effects", Thin Solid Films, 281-282, 651~653 (1996-10)

[6] M.Ota, M.Ishiguro and M.Sakamoto: "on selective Optical Absorber Film for Rotated of Microengine", HTD-Vol.336, Transport Phenomena in Materials Processing and Manufacturing, ASME, 193~206, (1996-12).

[7] M.Ota, M.Ishiguro and M.Sakamoto: "Blade Edge Effect of Rarefied Gas Dynamics Microengine Rotated by Laser Beam Irradiation", Rarefied Gas Dynamics, Ed. by C. Shen, Peking University Press, 798~994, (1997-10).

[8] 太田正廣、中尾智彦、坂本守義: "分子気体効果を用いた光マイクロエンジンの作動特性に関する研究", 日本機械学会論文集, B, 65-634, 2016~2022 (1999-6).

[9] M.Ota, Yu-ichi Watanabe and M.Sakamoto: "Laer Opto Microactuators Rotated by Molecular Gas Dynamics Effects", Micro-Electro-Mechanical Systems (MEMS99), MEMS-Vol.1, IMECE'99, ASME, 405~411, (1999-11).

[10] 南部健一, ボルツマン方程式の確率解法I, 流体研報告第3巻, (1992), 47-93.

[11] 保原, 大宮司 (編) 南部, 数値流体力学, (1992), 287-324, 東京大学出版会.

[12] Knuth, D. E., 渋谷政昭 (訳), 準数値算法 / 乱数, (1984), サイエンス社.

- [13] Bird, G. A., *Molecular Gas Dynamics*, (1976), 118, Clarendon Press, Oxford.
- [14] Nanbu, K., Proceedings of the 15th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics, B. G. Vol. 1 (1986), 369.
- [15] Koura, K., Null-collision technique in the direct-simulation Monte Carlo method, *Physics of Fluid*, Vol. 29-11 (1986), 3509-3511.
- [16] 熊谷寛夫, 富永五郎, 辻泰, 堀越源一, 真空の物理と応用, (1980), 裳華房.
- [17] Seidl, M. and Steinheil, E., Measurement of Momentum Accommodation Coefficients on Surfaces Characterized by Anger Spectroscopy, SIMS and LEED, *Rarefied Gas Dynamics* edited by M. Becker and M. Fiebig, (1974), E. 9-1.
- [18] Lord, R. G., Tangential Momentum Accommodation Coefficients of Rare Gases on Polycrystalline Metal Surfaces, *Rarefied Gas Dynamics* edited by J. L. Patter, Vol. 51-1 (1976), 537.
- [19] Thomas, L. B., A Collection of Some Controlled Surface Thermal Accommodation Coefficient Measurements, *Rarefied Gas Dynamics* edited by C. L. Brundin, (1967), 155-162, Academic Press, New York.

太田正廣

(非会員) 1946年8月21日生まれ。

1975年3月東京都立大学大学院工学研究科博士課程退学。同年、東京都立大学工学部助手、現在、東京都立大学大学院工学研究科教授。工博。