

## SICS分子モデルによる窒素分子希薄流の直接シミュレーション

古浦勝久\* 高平幹成\*\*

## Direct Simulation of Rarefied Nitrogen Gas Flows Using the SICS Model

by

Katsuhisa KOURA and Mikinari TAKAHIRA

Aerodynamics Division, National Aerospace Laboratory

## ABSTRACT

The statistical inelastic cross section [SICS(D)] model developed for the Monte Carlo simulation of molecules with discrete rotational energy is used for the direct simulation of rarefied nitrogen gases contained between two parallel plates at a small temperature difference and hypersonic rarefied nitrogen gas flows around a circular cylinder. The density distributions between the plates are in reasonable agreement with the experimental results for the reflection coefficient  $\alpha=0.60-0.76$ . The rotational distribution in front of the cylinder shows the bimodal Boltzmann distribution consistent with the measurement.

## 1. SICS分子モデル

1990年代の直接シミュレーション・モンテカルロ(DSMC)法における分子衝突シミュレーションは事実上<sup>1)</sup>、擬衝突直接シミュレーション[Null-Collision(NC)DSMC]法<sup>2)</sup>によって行われており、DSMC法の計算手法は確立した。しかし、DSMC法において広く用いられている実在気体の分子モデルは精度・計算効率において不十分である。

著者等は弾性衝突モデルとして実在気体の粘性及び拡散係数の両者を良い精度で近似する計算効率の高い可変性軟球(VSS)モデル<sup>3)</sup>を提案した。著者は、また、分子の回転非弾性衝突に対する計算効率の高い統計的非弾性衝突断面積(SICS)モデル<sup>4,5)</sup>を提案し、その有効性の検証を進めている。SICSモデルは離散的回転エネルギー

[SICS(D)]<sup>4)</sup>または連続回転エネルギー[SICS(C)]<sup>5)</sup>を持つ分子の衝突前後の回転

状態の無相関、微視的詳細の釣り合い、及びParkerのエネルギー利得関数等を用いて衝突断面積が決定される。SICS分子モデルの有効性の検証のために、窒素分子衝撃波<sup>6,7)</sup>、温度差の大きい二枚の平行平板間における希薄窒素分子<sup>8)</sup>、及び円柱回りの極超音速窒素分子希薄流<sup>9)</sup>の直接シミュレーションを行い実験結果と比較した。

本報告では、SICS(D)モデルを温度差の小さい平行平板間における希薄窒素分子及び円柱回りの極超音速窒素分子希薄流のNC-DSMC法による直接シミュレーションに適用し、実験結果と比較する。なお、分子の振動非弾性衝突及び解離反応、解離原子の再結合反応等に対する原子分子モデルの開発と検証も進めている<sup>10)</sup>。

## 2. 平行平板間の希薄窒素分子

TeaganとSpringer<sup>11)</sup>は温度差の小さい平行平板間における希薄窒素分子の密度分布を電子線を用いて測定した。低温平板温度 $T_c=288\text{K}$ 及び高温平板温度 $T_h=368\text{K}$ の実験

\* 航空宇宙技術研究所

\*\*大興電子通信株式会社

条件( $T_H/T_C=1.28$ )に対応して、SICS(D)モデルを用いた希薄窒素分子シミュレーションを行った。平板表面に衝突した分子の完全拡散反射(平衡分布反射)と鏡面反射の割合を各々 $\alpha$  ( $\leq 1$ )及び $(1-\alpha)$ と仮定する。

平板に垂直な $x$ 座標の原点を平板間隔 $L$ の中心にとり、低温平板及び高温平板の位置を各々 $x/L=-0.5$ 及び $0.5$ とする。

平板間隔 $L$ と平板間の中心密度 $n_0$ に基づくクヌーセン数の逆数 $1/Kn_0=2.58, 5.62, 11.25,$ 及び $15.5$ に対する平板間の密度分布 $n/n_0$ の実験結果との比較を図1-4に示す。

反射係数 $\alpha=0.60, 0.70,$ 及び $0.76$ の場合が示してあるが、すべてのクヌーセン数において $\alpha=0.60-0.76$ の範囲で実験データと良い一致を示す。なお、微小な平板温度比 $T_H/T_C=1.03$ に対する自由分子流熱伝達の測定からエネルギー適応係数は $0.76$ と決定されている<sup>9)</sup>。

### 3. 円柱回りの極超音速窒素分子希薄流

Bütefish<sup>10)</sup>は極超音速窒素分子希薄流中の円柱前方における窒素分子の回転エネルギー分布を電子線を用いて測定し、回転エネルギー分布が二つのボルツマン分布の混合形を示すことを指摘した。

SICS(D)モデルを用いて、一様流マッハ数 $M_\infty=10$ 、一様流温度 $T_\infty=300K$ 、及び円柱直径に基づく一様流クヌーセン数 $Kn_\infty=1$ の窒素分子希薄流のシミュレーションを行い、円柱前方における窒素分子の回転エネルギー分布を調べた<sup>7)</sup>。円柱表面は完全拡散(平衡分布)反射壁を仮定し、壁温 $T_w$ は低温壁 $T_w=T_\infty$ または高温壁 $T_w=T_0$ (総温度)の場合を計算した。低温壁及び高温壁円柱回りの数密度、並進温度、及び回転温度の一様流値に対する比の分布を各々図5-10に示す。回転温度分布のパターンは低温壁と高温壁の場合で大きく異なる。

円柱の観み点から半径程度上流にさかのぼった付近での回転エネルギー分布 $y_{\omega}/g_{\omega}$ を図11(低温壁)と図12(高温壁)に示す。回転分布は低温壁及び高温壁の場合とも一様流温度と局所並進温度に対するボルツマン分布の混合形を示し、実験結果を支持する。

Bütefishの実験条件に対応するマッハ数 $M_\infty=20$ 、一様流温度 $T_\infty=20K$ 、及びクヌーセン数 $Kn_\infty=0.025$ の窒素分子希薄流シミュレーションも行った。円柱表面は完全拡散反射壁を仮定し、壁温 $T_w$ は実験条件に対応する $T_w/T_\infty=0.18$ とした。円柱回りの数密度、並進温度、及び回転温度の一様流値に対する比の分布を各々図13-15に示す。かなり小さいクヌーセン数 $0.025$ においても回転温度分布と並進温度分布は異なることが分かる。

図16は等密度線と電子線による窒素分子の発光写真を比較したものであるが、良い対応が見られる。

現在、Bütefishの実験結果との詳細な比較検討を進めている。

- 
- 1) NC-DSMC法の公表(1986)<sup>2)</sup>から2.3年遅れてNC DSMC法と基本的に同じ手法をBirdがno time counter法、Ivanovがmajorant frequency法等と銘打って報告したがNC DSMC法に優先権があるのは自明である。
  - 2) K. Koura, Phys. Fluids 29, 3509 (1986); AIAA Prog. Astronaut. Aeronaut. 117, 25 (1989); Phys. Fluids A2, 1287 (1990).
  - 3) K. Koura and H. Matsumoto, Phys. Fluids A 3, 2459 (1991); A4, 1083 (1992); K. Koura, H. Matsumoto, and M. Takahira, AIAA Prog. Astronaut. Aeronaut. (to appear).
  - 4) K. Koura, Phys. Fluids A4, 1782 (1992).

- 5) K. Koura, Phys. Fluids A5, 778(1993).
- 6) K. Koura, J. Phys. Soc. Jpn. 62, No.11 (1994).
- 7) K. Koura, AIAA Prog. Astronaut. Aeronaut. (to appear).
- 8) K. Koura, preprint.
- 9) W.P. Teagan and G.S. Springer, Phys. Fluids 11, 497 (1968).
- 10) K. Bütetfisch, Rarefied Gas Dynamics (1969), Vol.II, pp.1739-1748.

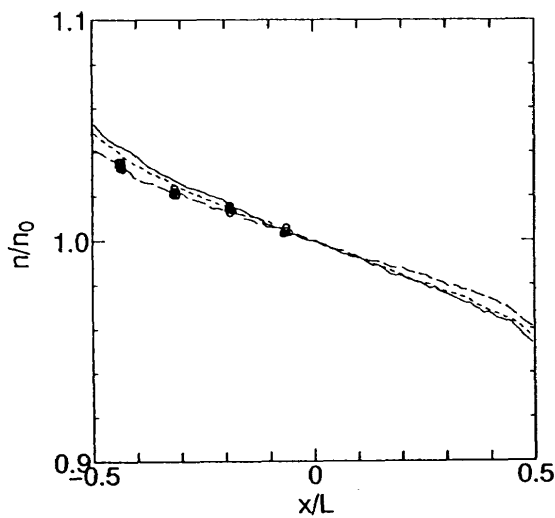


Fig.1 Comparison of number density distributions between the Monte Carlo (—:  $\alpha=0.76$ , - - -:  $\alpha=0.70$ , — —:  $\alpha=0.60$ ) and experimental (O: Ref.9,  $1/Kn_0=2.58$ ) data.

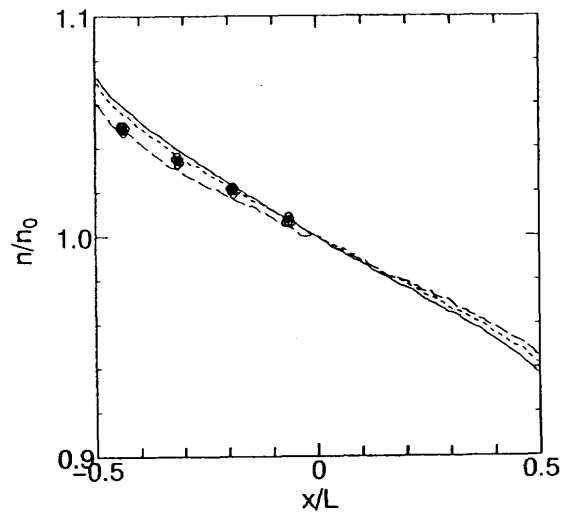


Fig.2 Same as Fig.1;  $1/Kn_0=5.62$ .

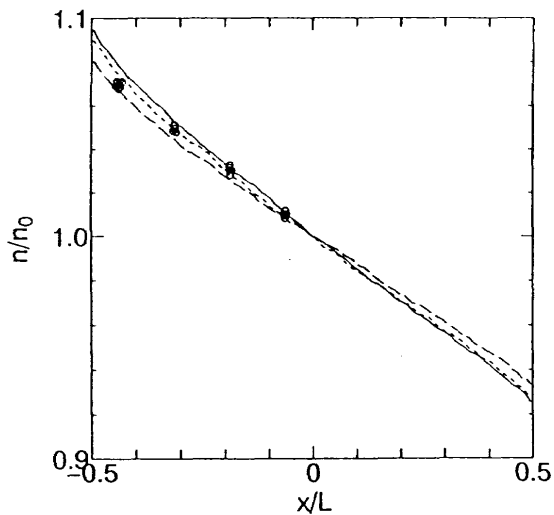


Fig.3 Same as Fig.1;  $1/Kn_0=11.25$ .

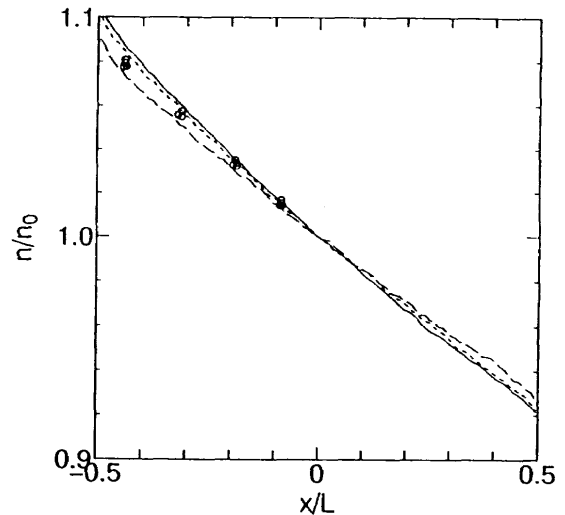


Fig.4 Same as Fig.1;  $1/Kn_0=15.5$ .

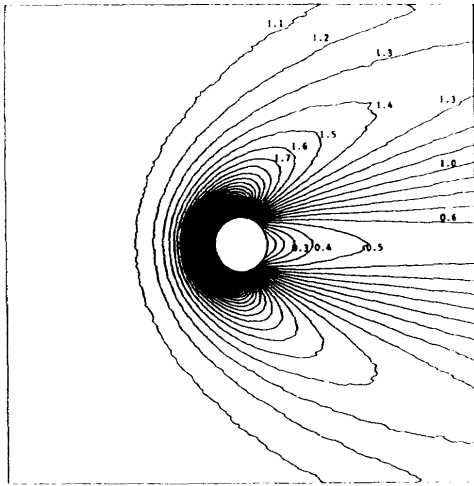


Fig.5 Number density contour (increment 0.1) around a circular cylinder with the cold wall for  $M_\infty=10$  and  $Kn_\infty=1$ .

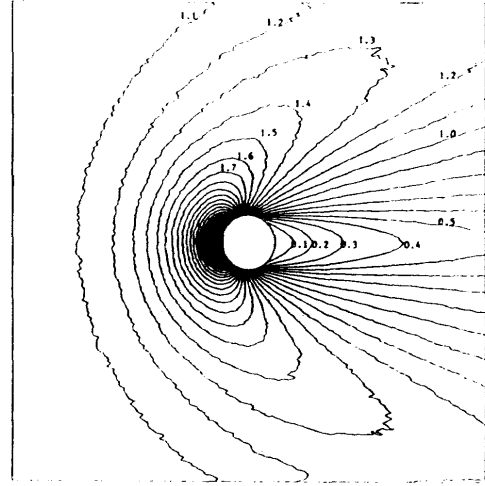


Fig.6 Same as Fig.5; hot wall.

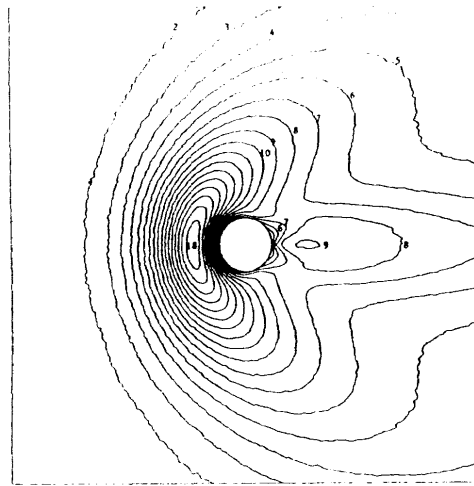


Fig.7 Translational temperature contour (increment 1) around a circular cylinder with the cold wall for  $M_\infty=10$  and  $Kn_\infty=1$ .

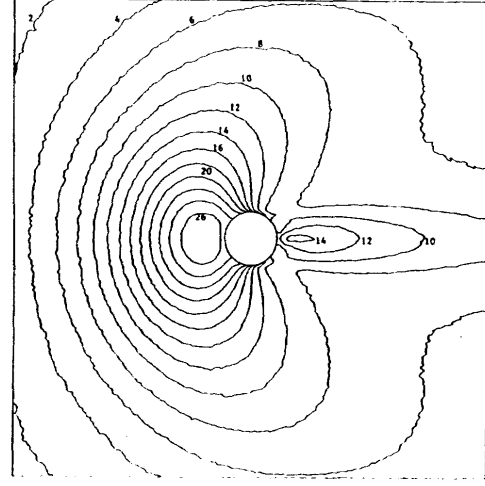


Fig.8 Same as Fig.7 (increment 2); hot wall.

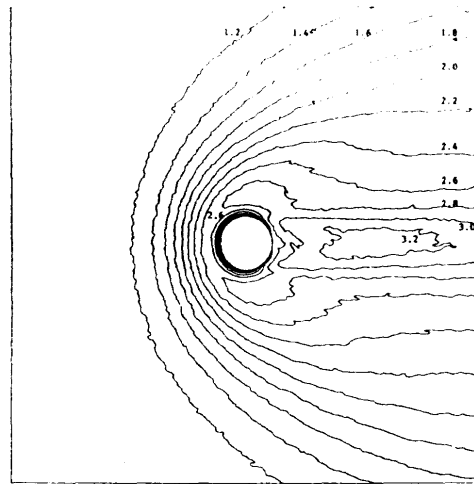


Fig.9 Rotational temperature contour (increment 0.2) around a circular cylinder with the cold wall for  $M_\infty=10$  and  $Kn_\infty=1$ .

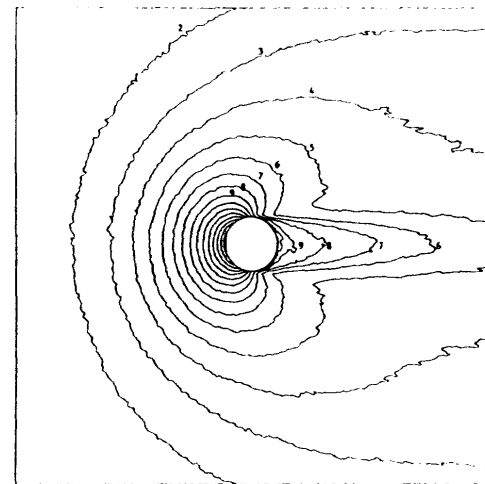


Fig.10 Same as Fig.9 (increment 1); hot wall.

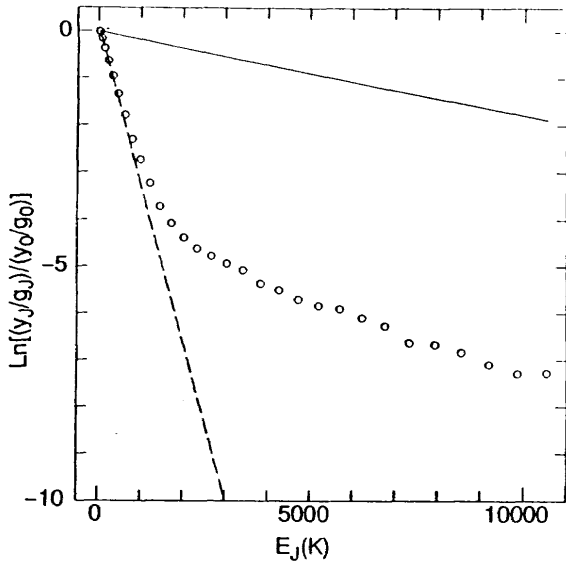


Fig.11 Rotational distribution (○) in front of a circular cylinder with the cold wall as compared with the Boltzmann distributions at the freestream (—) and local (---) translational temperatures for  $M_\infty=10$  and  $Kn_\infty=1$ .

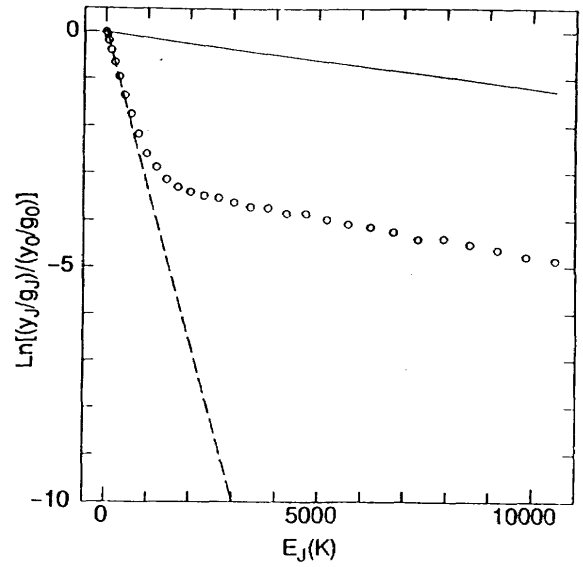


Fig.12 Same as Fig.11; hot wall.

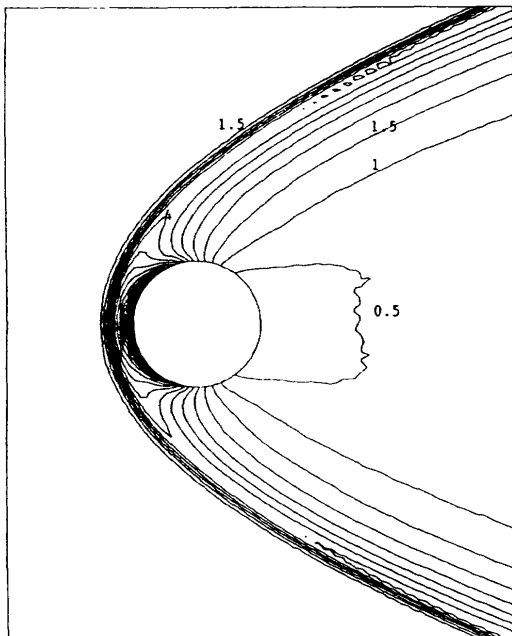


Fig.13 Number density contour (increment 0.5) around a circular cylinder for  $M_\infty=20$  and  $Kn_\infty=0.025$ .

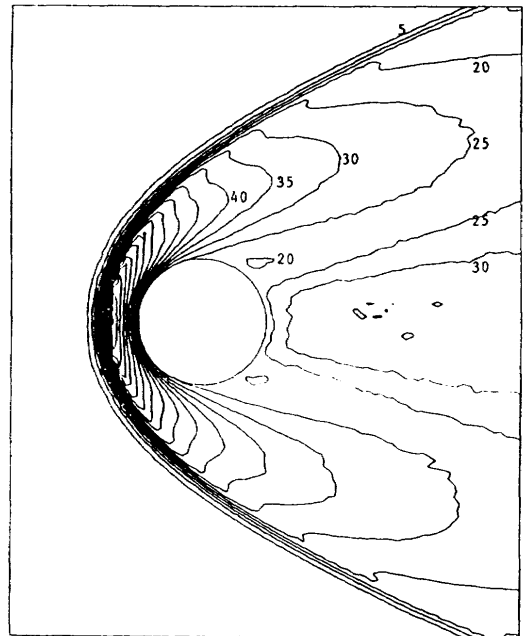


Fig.14 Translational temperature contour (increment 5) around a circular cylinder for  $M_\infty=20$  and  $Kn_\infty=0.025$ .

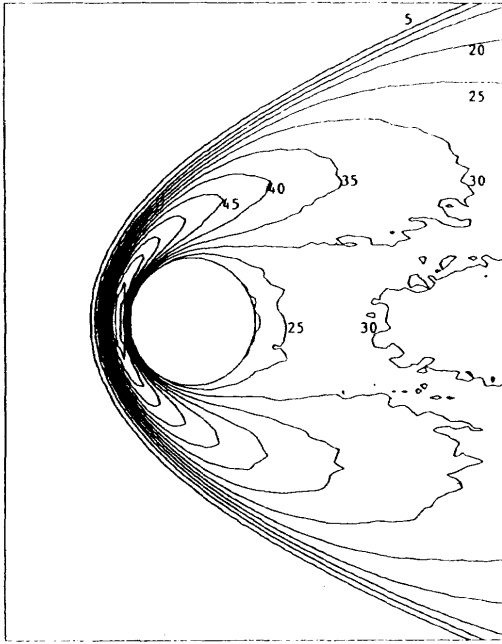


Fig.15 Rotational temperature contour (increment 5) around a circular cylinder for  $M_\infty=20$  and  $Kn_\infty=0.025$ .



Fig.16 Comparison between number density contour (increment 1) and the photograph (Ref.10) taken by sweeping an electron beam.