

9.2 異温度二球間に作用する力と熱収支

解析内容

表面温度がそれぞれ $T_L = 298\text{K}$, $T_R = 302\text{K}$ である直径 $D = 50\text{nm}$ の二つの球が、中心間隔 $L = 100\text{nm}$ で温度 $T_\infty = 300\text{K}$, 圧力 p_∞ の静止アルゴンガス中に配置されている。この二球間に作用する力と熱収支をアルゴンガス圧力 p_∞ を変化させて求める。

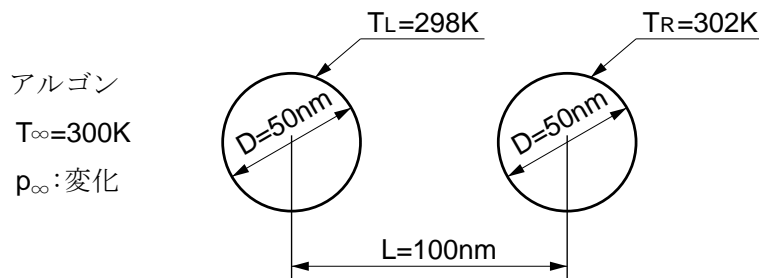


図 9.2.1 異温度二球間に作用する力と熱収支の計算モデル

計算条件

- アルゴンガス圧力 p_∞

二球周囲のアルゴンガス圧力 p_∞ は、表 1 に示す 13 ケースとする。

p_∞ (Pa)	K_n	p_∞ (Pa)	K_n	p_∞ (Pa)	K_n	p_∞ (Pa)	K_n
1.4130×10^6	0.1	1.4130×10^5	1	1.4130×10^4	10	1.4130×10^3	100
7.9460×10^5	0.17783	7.9460×10^4	1.7783	7.9460×10^3	17.783		
4.4683×10^5	0.31623	4.4683×10^4	3.1623	4.4683×10^3	31.623		
2.5127×10^5	0.56234	2.5127×10^4	5.6234	2.5127×10^3	56.234		

表 1 二球周囲の圧力 p_∞ とクヌーセン数 K_n

表中の K_n は、圧力 p_∞ , 温度 T_∞ におけるアルゴン分子の平均自由行程

$$\lambda = \frac{kT_\infty}{\sqrt{2}\sigma_T p_\infty}$$

と球直径 D で定義されるクヌーセン数

$$K_n = \frac{\lambda}{D} = \frac{kT_\infty}{\sqrt{2}\sigma_T p_\infty} \frac{1}{D}$$

である (k はボルツマン定数 $k = 1.380658 \times 10^{-23}(\text{J/K})$ 、 σ_T はアルゴン分子を剛体球とみなしたときの全衝突断面積 $\sigma_T = 4.1455 \times 10^{-19}\text{m}^2$)。

- 時間ステップ幅 Δt

全ケースとも $\Delta t = 10^{-12}\text{s}$ とした。

- 境界条件

球表面に対応する境界は、それぞれの球表面温度の拡散反射境界、軸に対応する境界は透過境界とする。その他の境界は、温度 T_∞ 、圧力 p_∞ 、マクロー流入速度 0m/s のアルゴンガス流入境界とする。

セル分割

二球の中心を結ぶ直線を x 軸とし、 x 軸を軸とする軸対称問題として解析する。解析領域は、それぞれの球の中心から軸方向に 250nm の位置にある軸に垂直な面を端面とする直径 500nm の円筒領域とする (図 9.2.2 参照)。

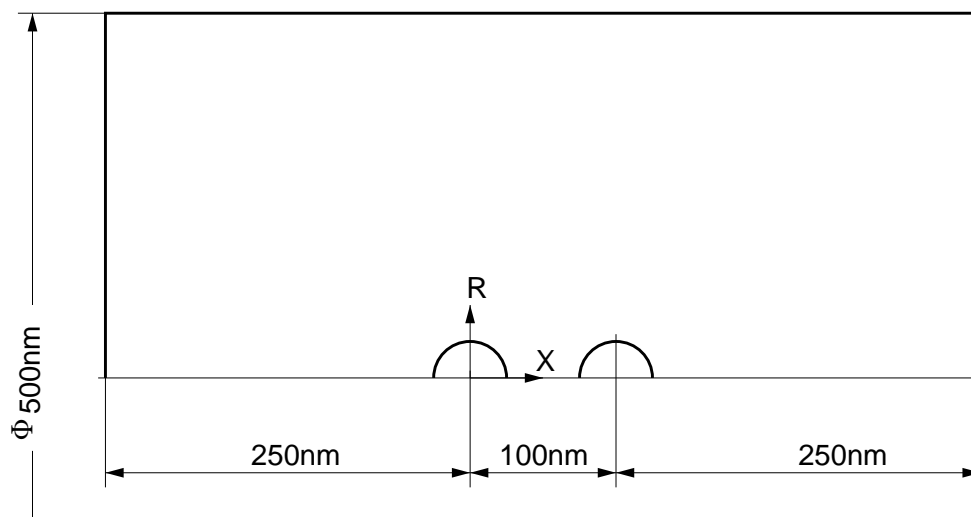


図 9.2.2 解析領域

対称軸を含む面内を図 9.2.3 に示すようにセル分割する。

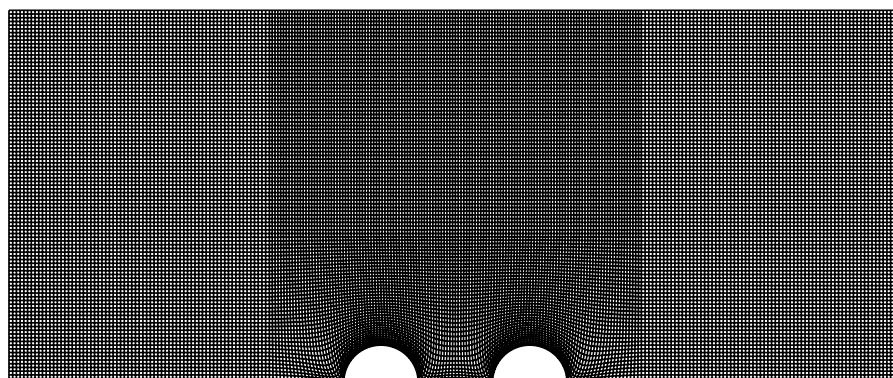


図 9.2.3 解析領域セル分割図 (軸対称解析 : 27200 セル)

結果

それぞれの球に作用する x 方向の力 F_{xL}, F_{xR} とクヌーセン数 Kn との関係を図 9.2.4 に示す。球に作用する力は球直径を直径とする円板面に作用する力 $F = p_{\infty}(\pi/4)D^2(N)$ で無次元化してある。

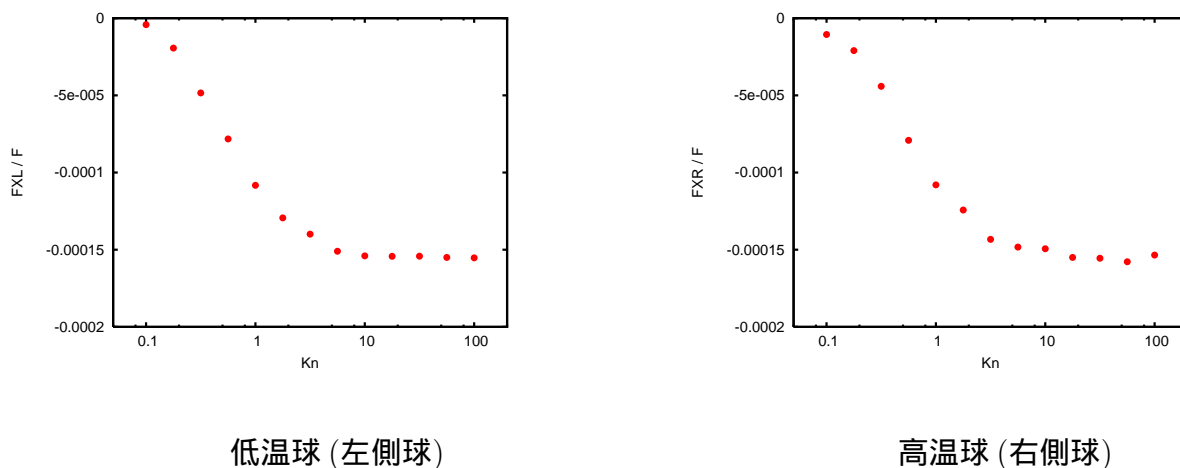


図 9.2.4 球に作用する x 方向の力とクヌーセン数の関係

気体からそれぞれの球への伝熱量 Q_L, Q_R とクヌーセン数 Kn との関係を図 9.2.5 に示す。球への伝熱量は、無限に広がる圧力 p_{∞} , 温度 T_{∞} の気体から自由分子流状態における表面温度 T_W (今の場合 $T_W = T_L$ または $T_W = T_R$) の球への伝熱量 Q_{free}

$$Q_{free} = \sqrt{2\pi RT_{\infty}} D^2 p_{\infty} \left(1 - \frac{T_W}{T_{\infty}} \right) \quad (W)$$

で無次元化してある (R は単位質量当り気体定数で、アルゴンの場合 $R=208.1333J/(kgK)$)。

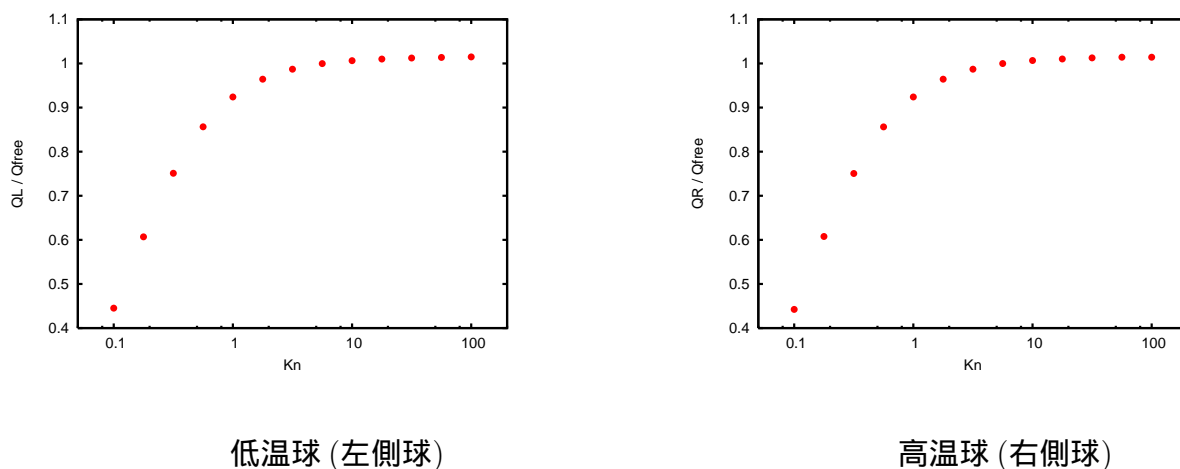


図 9.2.5 気体から球への伝熱量とクヌーセン数の関係

$K_n = 1$ の場合につき、二球近傍の分子数密度分布, 温度分布, 圧力分布を図 9.2.6~9.2.8 に示す。

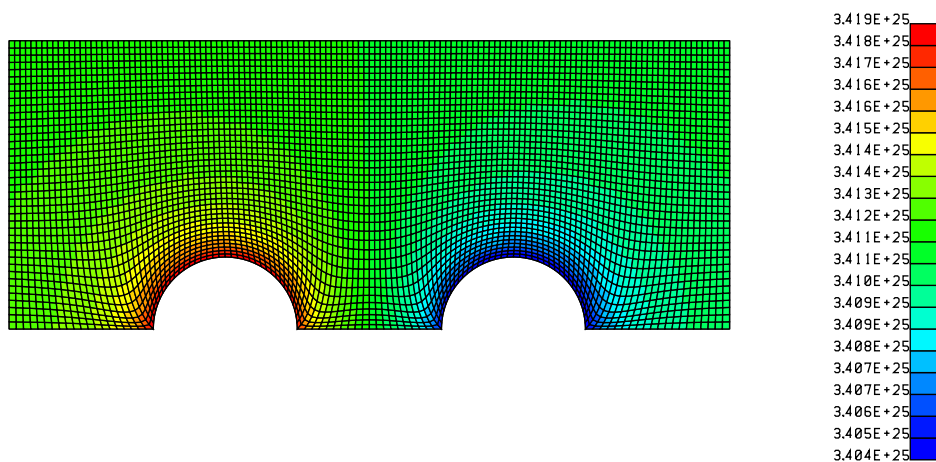


図 9.2.6 二球近傍の分子数密度分布 ($K_n = 1$)

($1/m^3$)

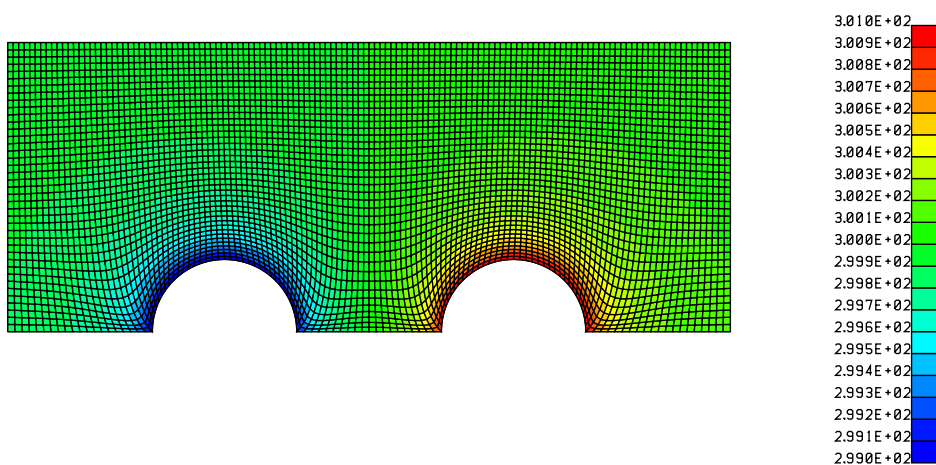


図 9.2.7 二球近傍の温度分布 ($K_n = 1$)

(K)

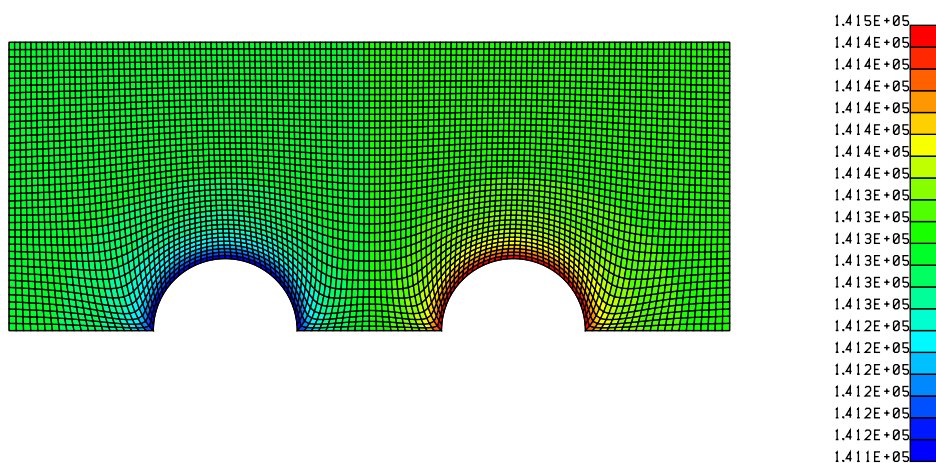


図 9.2.8 二球近傍の圧力分布 ($K_n = 1$)

(Pa)

$K_n = 1$ の場合につき、二球近傍のマクロ流速ベクトル図, 熱流束ベクトル図を図 9.2.9, 図 9.2.10 に示す。

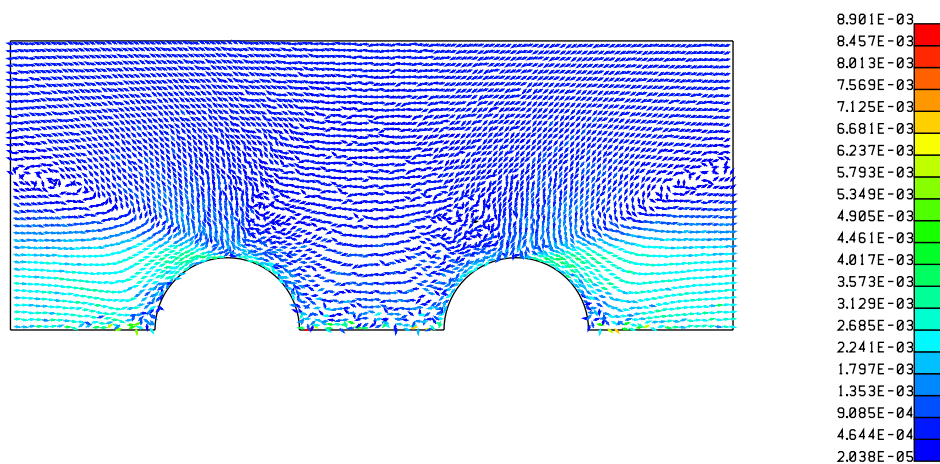


図 9.2.9 二球近傍のマクロ流速ベクトル図 ($K_n = 1$) (m/s)

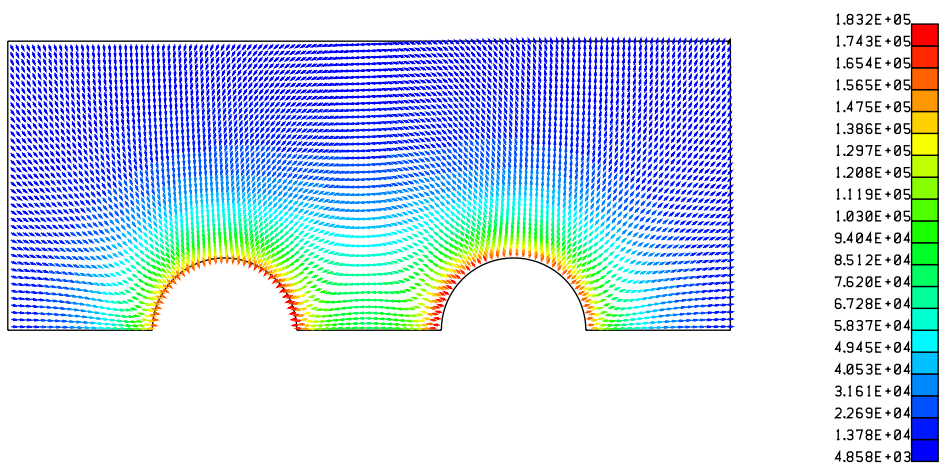


図 9.2.10 二球近傍の熱流束ベクトル図 ($K_n = 1$) (W/m^2)

検討

● 図 9.2.4 によれば、低温球, 高温球とも x 軸負の向きの力が作用している。これは低温球の場合、 x 軸負の側 (高温球と反対側) に衝突する分子は周囲気体温度 300K の分子がほとんどであるのに対して、 x 軸正の側 (高温球側) に衝突する分子には、表面温度 302K の高温球表面で拡散反射した分子またはこれらの分子と衝突した分子が多く含まれ、これらの分子は周囲気体温度 300K の分子よりも高速で大きい運動量を持つことによる。このため、低温球 x 軸正の側の受ける力が低温球 x 軸負の側の受ける力より大きくなり、結果として低温球に x 軸負の向きの力が作用することになる。

一方、高温球の場合は、 x 軸正の側 (低温球と反対側) に衝突する分子は周囲気体温度 300K の分子がほとんどであるのに対して、 x 軸負の側 (低温球側) に衝突する分子には、表面温度 298K の低温球表面で拡散反射した分子またはこれらの分子と衝突した分子が多く含まれ、これらの分子は周囲気体温度 300K の分子よりも低速で小さい運動量を持つことによる。このため、高温球 x 軸負の側の受ける力が高温球 x 軸正の側の受ける力より小さくなり、結果として高温球に x 軸負の向きの力が作用することになる。

高温球と低温球に作用する力は、異なるはずであるが本計算の精度では明確な差は検出できなかった。

- 二球への気体からの伝熱量 (高温球の場合この値は負となる) は、クヌーセン数が大きくなるにつれ無限空間に置かれた単独球への伝熱量より若干大きな値となる。これは周囲気体温度と異なる球がそれぞれの球の近くに置かれていることによるものと思われる。
- 図 9.2.6~9.2.8 の二球近傍のマクロ量の分布は、予想された分布となっている。図 9.2.9 によれば流速が数 mm/s 程度の流れが誘起されていることが読み取れる。図 9.2.10 によれば低温球には熱流が入り高温球から熱流が出ていることが分かる。

計算時間

Core i7 2.67Ghz 搭載パソコンで

$K_n = 1$ の場合、102 時間程度

$K_n = 100$ の場合、53 時間程度。