

## 1. 緒言

インフレータブル構造物とは、袋状の薄い膜面にインフレーションガスを注入して展開させ、その内圧で膜面に張力を与えて形状を維持する膜面構造物である。インフレータブル構造物は、その構造・機能上の理由から支持部材の数が少なく、高収納率かつ軽量な構造物となっている。その特徴を生かして、太陽発電衛星、宇宙ステーション、ソーラーセイル、大型アンテナ等に代表される大型宇宙構造物への適用が期待されている。ところが、

- ① 宇宙空間での構造特性や動特性の予測方法。
- ② 再現性のある製造方法、管理方法。
- ③ デブリの衝突などによる破損への対処。

などの課題も多く、未だ本格的な実用化には至っていない。1996年には、NASAがインフレータブルアンテナ実験 (Inflatable Antenna Experiment, IAE) を行ったが、展開途中で折れ曲がり、主衛星の Spirtan207 に揺れを与えたことが報告されている。これを機に、展開時の挙動予測が重要視されるようになった。

本研究でも、インフレータブル構造物の展開解析に関する研究が行われており、膜要素やガスの流動、内圧の定式化が行われ、実験結果との比較により解析結果の妥当性が示されている<sup>[3],[4]</sup>。ここでは、ガスのダイナミクスは考慮していない。しかし、インフレータブル構造物の展開時には、高压のガスが噴射するため、重力や空気抵抗の影響の少ない宇宙空間において、その影響は無視できない。そこで、本研究ではガスのダイナミクスを考慮したインフレータブル構造物の流体-構造連成解析法を提案する。

インフレータブル構造物の展開時には、非常に小さな隙間に流体が流入することになり、メッシュの生成が困難となる。また、高压で封入されたガスが一気に噴き出すため、メッシュの変形量が大きく計算が破綻することが考えられる。そこで、本研究ではメッシュを必要としない粒子法である SPH 法を用いて流体解析を行った。SPH 法は、宇宙物理学における圧縮性流体解析手法として提案されたもので、最近では工学の分野にも適用されている。これとは別に、MPS 法と呼ばれる粒子法もあるが、MPS 法は非圧縮性流体を解くために開発された手法であり、本研究では圧縮性流体を扱うため、SPH 法を採用した。

粒子法では、固定壁条件として壁粒子を配置する。そのため、タンクはこの壁粒子でモデル化した。メッシュと粒子の連成においても、メッシュ上に壁粒子を発生させ、粒子同士の相互作用により連成解析を行う手法があるが、メッシュの変形や、境界の不連続面ではメッシュ上に発生させた壁粒子の粒子数密度を一定

に保つことができないという問題がある。また、壁粒子を用いた場合、①流体粒子の初期配置と同程度の密度で壁粒子を生成する必要がある、②壁粒子は境界表面で粒子数密度が低下する端末効果を防ぐために数層必要となる、といったことから、全粒子数における壁粒子の割合が多く、流体粒子の数を増やすと、メモリー数が一気に増加する。本解析では、流体の密度変化が大きいため、多くの流体粒子が必要となり、壁粒子を用いる手法は現実的でない。そこで、有限要素メッシュと流体粒子の連成にはペナルティ法を用いた。粒子法では、ステップ毎に近傍粒子探索を行うため、壁粒子を用いれば、自動的に壁面境界を発見できるが、壁粒子を用いない場合は流体粒子が壁面に接触したかどうかの判定が必要となる。

本研究では、インフレータブル構造物の流体-構造連成解析のアプローチとして、粒子でモデル化したタンクから、流体粒子が噴出し、有限要素メッシュでモデル化されたチューブに流入する様子を解析した。

## 2. 本研究の目的と意義

本研究では、

- (1) インフレーションガスのダイナミクスを考慮したインフレータブルチューブの流体-構造連成解析手法の提案。
  - (2) 提案する解析手法の妥当性の検証。
- を目的とする。

本研究で提案する解析手法は、計算コストが膨大となり、実際の設計に適用することは非現実的であることは容易に想像できる。実際の設計に数値シミュレーションを導入する際には、内圧の定式化などによる解析モデルの簡略化が必要であると考えられる。しかし、そのような簡略化した解析モデルや、宇宙とは環境の異なる地上実験の結果だけではその妥当性を保証することは難しい。そのため、本研究で提案する解析手法は、地上実験と合わせて、簡略化した解析モデルの妥当性を検証するために必要であると考えられる。

## 3. 理論

### 3.1. 流体解析

#### 3.1.1. SPH 法

流体の運動を数学的に記述するには、オイラー形式、ラグランジュ形式、ALE 形式などがあるが、インフレータブル構造物の展開解析の場合、非常に小さな隙間に流体が流入することになり、そのような領域には非常に小さなメッシュが必要となる。そのため本研究では、流体解析にはメッシュを必要としない粒子法を用

いる。

SPH法では、物理量は各点 $\mathbf{x}_j$ を中心として、ある分布形を持ち、任意点 $\mathbf{x}$ での物理量 $f(\mathbf{x})$ およびその空間導関数 $\nabla \cdot f(\mathbf{x})$ は、重み関数によって平均化した次式で与えられる。

$$f(\mathbf{x}) \approx \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} f(\mathbf{x}^j) W(\mathbf{x} - \mathbf{x}^j, h) \quad (3.1-1)$$

$$\nabla \cdot f(\mathbf{x}) \approx \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} f(\mathbf{x}^j) \cdot \nabla W(\mathbf{x} - \mathbf{x}^j, h) \quad (3.1-2)$$

ここで、添え字の $j$ は粒子 $i$ の近傍粒子を表し、 $m^j$ 、 $\rho^j$ はそれぞれ粒子 $j$ の質量および密度であり、 $h$ は各粒子の持つ影響半径である。重み関数 $W$ には次の3次Spline関数を用いた。

$$W = \begin{cases} \frac{1}{\pi h^3} \left[ 1 - \frac{3}{2} z^2 + \frac{3}{4} z^3 \right] & z < 1 \\ \frac{1}{\pi h^3} [2 - z]^3 & 1 \leq z < 2 \\ 0 & 2 \leq z < 3 \end{cases} \quad (3.1-6)$$

$z$ は $|\mathbf{x} - \mathbf{x}_j|/h$ で表される無次元量である。

### 3.1.2. 流体の支配方程式

流体の支配方程式は、圧縮性非粘性流体として次式で表される。

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (3.1-7)$$

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad (3.1-8)$$

$$\frac{De}{Dt} = -\frac{1}{\rho} p (\nabla \cdot \mathbf{v}) \quad (3.1-9)$$

圧力は、以下の状態方程式から求める。

$$p = (\kappa - 1) \rho e \quad (3.1-10)$$

SPH法では、式(3.1-2)を用いて上式を離散化する。時間積分には4次のルンゲ・クッタ法を用いた。

以下では、SPH法における壁面境界条件について述べる。

### 3.1.3. SPH法における壁面境界条件

粒子法では、固定壁境界条件を導入するために、壁粒子を配置し流体と壁面の相互作用を計算する。その際、境界表面で粒子数密度が低下する端末効果を防ぐために、その外側にも数層の粒子を配置する。本解析では、タンクは固定壁として取り扱ってよいため、タンクは壁粒子でモデル化した。

非粘性流体の場合、壁面境界条件は滑り境界条件となる。滑り境界条件では、壁表面で壁と垂直な速度成分に対してはゼロ、壁と平行な速度成分に対しては壁

方向の勾配をゼロとする。この時、局所一様性を仮定する。すなわち、

$$\langle f(\mathbf{x}) \rangle_i = \frac{\sum_j f(\mathbf{x}_j) (m_j / \rho_j) W_j}{\sum_j (m_j / \rho_j) W_j} \quad (3.1-11)$$

となる。

$x, y, z$ 方向の流体粒子の速度を $(u, v, w)$ 、固定粒子の壁面方向単位ベクトルを $(l, m, n)$ とする。流体粒子の法線方向速度の $x, y, z$ 方向成分を除いた速度について局所一様性を考えれば、例えば $x$ 方向について、

$$u_{Ri} = \frac{\sum_j (m_{Lj} / \rho_{Lj}) [u_{Lj} - l(u_{Lj}l + v_{Lj}m + w_{Lj}n)] W_j}{\sum_j (m_{Lj} / \rho_{Lj}) W_j} \quad (3.1-12)$$

などが得られる。添え字の $L$ は、流体粒子を表す。

圧力についても同様に局所一様性を仮定すると、まず流体近接固定粒子について、

$$p_{Ri} = \frac{\sum_j^{N_L} p_{Lj} (m_{Lj} / \rho_{Lj}) W_j}{\sum_j (m_{Lj} / \rho_{Lj}) W_j} \quad (3.1-13)$$

が得られる。添え字の $R$ は、固定粒子である。また、外層の粒子については、内層の固定粒子の圧力が既知であるとして、次式となる。

$$p_{Ri} = \frac{\sum_j^{N_R} p_{Rj} (m_{Rj} / \rho_{Rj}) W_j + \sum_j^{N_L} p_{Lj} (m_{Lj} / \rho_{Lj}) W_j}{\sum_j (m_{Rj} / \rho_{Rj}) W_j + \sum_j (m_{Lj} / \rho_{Lj}) W_j} \quad (3.1-14)$$

## 3.2. 構造解析

構造解析には、本研究室で開発された非線型動力学解析コードNEDAを用いた<sup>[11]</sup>。詳細については省略する。

### 3.2.1. 有限要素メッシュと粒子の連成

有限要素メッシュと粒子の連成にも、メッシュ上に壁粒子を発生させる手法もあるが、メッシュの変形や、Fig.3.2-1に示すような境界不連続となる場所では壁粒子の粒子数密度が一定とならず、うまく計算できなくなることが考えられる。そのため、有限要素メッシュと流体粒子の連成にはペナルティ法を用いた。

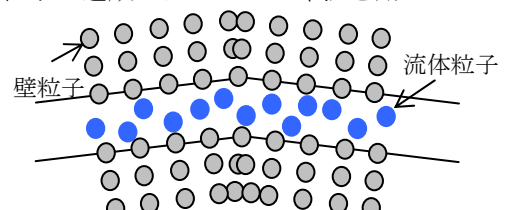


Fig.3.2-1 メッシュ上に配置した壁粒子

### 3.2.2. ペナルティ法

ペナルティ法では、物理的にはあり得ない接触物体間の貫通状態を仮想エネルギーとして評価し、各物体の平衡方程式に付加する。貫通状態における仮想エネルギー  $\Pi_c$  を次式で定義する。

$$\Pi_c = \int_A \frac{1}{2} \varepsilon g^2 dA \quad (3.2-1)$$

ここで、 $\varepsilon$  はペナルティ定数、 $g$  は貫通評価量 (gap)、 $A$  は接触領域である。次に、Fig.3.2-2 に示すように任意の contactor point ( $S$ ) と target point ( $m$ ) の間の貫通評価量  $g_s$  は、

$$g_s = (\mathbf{X}_s - \mathbf{X}_{m1}) \cdot \boldsymbol{\zeta} \quad (3.2-2)$$

で表される。ここで、 $\mathbf{X}_s, \mathbf{X}_{m1}$  は点  $S$  および点  $m1$  の位置ベクトル、 $\boldsymbol{\zeta}$  は target segment の単位法線ベクトルである。そして、接触判定は次式の符号により行う。

$$\begin{cases} g_s > 0; \text{無接触状態} \\ g_s = 0; \text{接触状態} \\ g_s < 0; \text{貫通状態} \end{cases} \quad (3.2-3)$$

したがって、任意の contact point における仮想の貫通エネルギーを

$$\pi_c = \frac{1}{2} \varepsilon g_s^2 \quad (g_s < 0) \quad (3.2-4)$$

と表すと、式(3.2-3)の接触状態判定式により貫通状態と判定された各接点において総和  $n_s$  をとることにより、式(3.2-1)は次のように表される。

$$\Pi_c = \sum_{c=1}^{n_s} \pi_c = \sum_{c=1}^{n_s} \frac{1}{2} \varepsilon g_s^2 \quad (3.2-5)$$

接触判定は以下のような手順で行う。

- ① まず、contactor body の任意の点  $S$  において最も近い target body の中の点  $m_n$  を探す。
- ② これにより、点  $S$  が target body に接触、または貫通するとすれば、この点  $m_n$  を共有する近傍要素のいずれかの要素で接すると判定する。
- ③ 近傍要素それぞれにおいて貫通評価量  $g_s$  を算定し、同時に target segment を判定する。target segment の判定は、contactor point が target segment の領域の法線方向の投影面上にあることを条件としている。よって次式を満たせばよい。

$$[\boldsymbol{\zeta} \times (\mathbf{X}_{s'} - \mathbf{X}_{m1})] \cdot \boldsymbol{\zeta} > 0 \quad (3.2-6)$$

$$[(\mathbf{X}_{s'} - \mathbf{X}_{m1}) \times \boldsymbol{\eta}] \cdot \boldsymbol{\zeta} > 0 \quad (3.2-7)$$

$$[(\mathbf{X}_{m3} - \mathbf{X}_{m2}) \times (\mathbf{X}_{s'} - \mathbf{X}_{m2})] \cdot \boldsymbol{\zeta} > 0 \quad (3.2-8)$$

ここに、 $\mathbf{X}_{s'}, \mathbf{X}_{m1}, \mathbf{X}_{m2}, \mathbf{X}_{m3}$  はそれぞれ点  $S', m1, m2, m3$  の全体座標系での位置ベクトルである。ただし、上記の条件だけでは要素のつながり目の部分で点  $S$  から target segment への垂線の足がどの target segment 上にも存在しない状況が起こりえる。そこで、式(3.2-3)で貫通状態と判定されたにも関わらず、どの target segment にも接触しないと判定された場合、近傍要素のすべてにおいて、接触判定を無視して貫通による反

力を計算し、その平均値を点  $S$  に加わる反力とした。

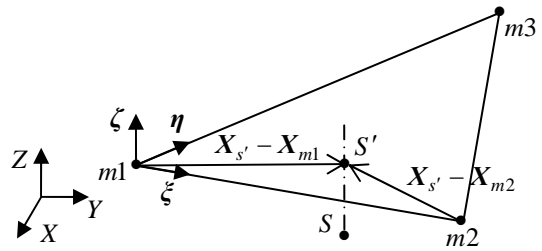


Fig.3.2-2 接触状態の評価

## 4. 数値解析

### 4.1. 解析モデル

タンクからガスが噴射し、チューブと見立てた円筒にガスが流入する解析を行った。Fig.4.1-1, table4.1-1 に解析に使用したモデルおよび解析条件を示す。下部の立方体がタンクで、内部に 216 個の流体粒子を、壁面には 3 層の固定粒子を配置した。上部の円筒にある粒子は、チューブのメッシュの節点上に配置した粒子である。ただし、この粒子は接触メッシュ探索のみに使用し、流体との相互作用は計算しない。タイムステップは  $1\mu\text{sec}$  として 10000 ステップ分の計算を行った。

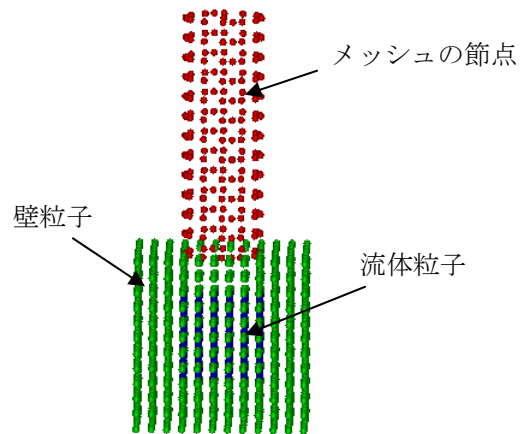


Fig.4.1-1 解析モデル ( $t = 0 \text{ sec}$ )

table4.1-1 解析条件

流体圧力(kPa)	100
流体温度(K)	293.15
タンク容積(ml)	19.7
ペナルティ定数	7000

### 4.2. 解析結果

Fig.4.2-1 に 10000 ステップ後の解析モデルを示す。最初タンク内にあった流体粒子が、チューブ内に流入し、タンク内とチューブにまんべんなく広がっていることが確認できる。ペナルティ法によって流体粒子を跳ね返すことで、流体粒子がチューブから漏れるのを防いでいることが確認できた。

また、チューブに流入した流体粒子がタンクの出口付近に近付くと、出口から遠ざかるような現象が見ら

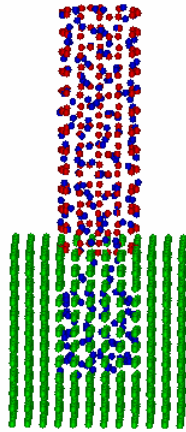


Fig.4.2-1 解析モデル (t=0sec)

れた。これは、流体粒子の粒子数密度は低下するのに対して、固定された壁粒子は、粒子数密度が変化しないため、出口に近付いた流体粒子は他の流体粒子からの圧力よりも壁からの圧力の影響を大きく受けることが原因である。

Fig.4.2-1 に、1 つの流体粒子の圧力履歴を示す。解析では、断熱変化を仮定しており、 $pv^\kappa = \text{const}$  の関係から、解析後の圧力は約  $40\text{kPa}$  となる。しかし、実際の圧力は、それよりも低くなっている。これは、タンク壁上には固定粒子が存在するが、チューブ上には粒子が存在しないため、チューブに流入した流体粒子の速度の発散が大きく、本来よりも流体の密度の変化量が大きいことが原因だと考えられる。

また、Fig.4.2-2 を見ると、解析開始時から粒子数密度が大きく減少していることが分かる。粒子数密度は、粒子  $i$  の位置における重み関数の和をとったもので、粒子法ではこの粒子数密度が減少すると解析精度が悪化する。粒子数密度が大きく減少している原因は、影響半径の時間変化を考慮していないことと、チューブに壁粒子を配置していないことによる、端末効果が考えられる。

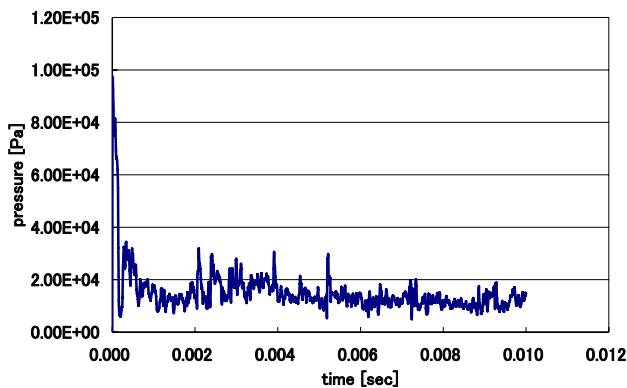


Fig.4.2-1 1つの粒子の圧力履歴

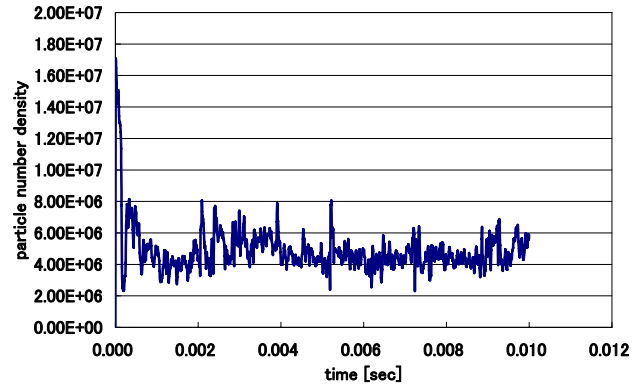


Fig.4.2-2 1つの粒子の粒子数密度の履歴

## 5. 結言

流体のダイナミクスを考慮したインフレータブル構造物の流体-構造連成解析を行うために、ペナルティ法を用いた粒子法と有限要素メッシュの連成手法を示した。従来の接触判定条件では、接触判定が行われない領域が存在したが、新たな条件を導入することで、流体粒子がメッシュをすり抜けるのを防いだ。流体の物理的には誤差が生じたが、これは、タンクには壁粒子を配置したが、チューブのメッシュ上には粒子を配置しなかったことにより、流体粒子の速度の発散が大きく見積もられたことと、影響半径の時間変化を考慮しなかったことにより、チューブに流入した流体粒子の粒子数密度が大きく減少することが原因であり、タンクもメッシュでモデル化して流体粒子の速度の発散が大きくなるのを防ぐこと、および影響半径の時間変化を考慮することで改善されると考える。

## 参考文献

- [1] 酒井譲, SPH 法の基礎と応用.
- [2] 登坂宣好・宮田秀明・島崎洋治・野村卓史・志村正幸・畑中勝守, 移動境界流れ解析, 東京大学出版会, 1995.
- [3] 水野妙子, インフレータブルチューブの展開解析に関する研究, 平成 12 年度大学院修士論文.
- [4] 磯部洋, インフレータブル構造物における展開ダイナミクスの解析に関する研究, 平成 13 年度大学院修士論文.
- [5] 鈴木敏郎・小河利行・末岡利之・小笠原朋隆, ペナルティ法による薄肉弾性体の接触問題の有限要素解析法, 日本建築学会構造系論文報告集第 423 号, 1991 年.
- [6] 相原康彦, 流れの力学, 培風館, 1984.
- [7] 末村潤・小原治樹・波多野正俊, SPH 法に関する基礎的研究 (第 2 報 固定粒子圧力の計算方法の検討), 日本機械学会第 16 回計算力学講演論文集, 2003.
- [8] 小山彰規・本田真理子・小原治樹, SPH 法における固定境界の取り扱いについて, 日本機械学会第 19 回計算力学講演会講演論文集, 2006.
- [9] 越塚誠一, 粒子法, 丸善, 2005.
- [10] Spartan project, preliminary Mission Report: Spartan 207 / Inflatable Antenna Experiment Flown on STS-77, NASA Goddard Space Center, Greenbelt, MD, February 14, 1997.
- [11] Y.Miyazaki, Wrinkle/Slack Model and Finite Element Dynamics of Membrane, International Journal for Numerical Methods in Engineering, Vol.66, No.7, pp.1179-1209, May, 2006.