

高速流解析ソフトウェア Advance/FrontFlow/FOCUSの概要

中森 一郎*

Summary of Advance/FrontFlow/FOCUS

Ichiro Nakamori*

Advance/FrontFlow/FOCUS は、当初、構造解析ソフトウェアとの連成を行うために開発され、主として流体構造連成解析に適用してきた。その後、構造解析ソフトウェア Advance/FrontSTR との連成解析機能をベースとして大規模解析向けのソルバーとして発展させてきた。ここでは、Advance/FrontFlow/FOCUS の基本機能を紹介し、Advance/FrontSTR との連成解析の手法について述べる。

1. はじめに

近年の計算機の発達に伴って流体と構造の連成解析が一般的に広く普及してきた。中でも、高圧かつ高速な流れと構造物が干渉するような問題を解析するには、衝撃波や爆轟波をはじめとする種々の圧力波を安定かつ効率的に扱いながら構造物の解析と迅速に情報交換することが必要である。また、その計算は非定常的でなければならず、計算アルゴリズムが高速であることが必須である。このような背景を踏まえ、当社では圧縮性が顕著に現われる流れ専用のソフトウェア Advance/FrontFlow/FOCUS を開発してきた。本章では、計算例とともに主だった機能を紹介する。

連成解析においては、複雑な形状をその計算領域内に取り込む必要に迫られるが、計算格子をモデル形状に沿って作成することは多大な時間と作業者の能力が求められることが多い。配置される形状が緻密に多数設置される場合は、非構造格子で再現することは時として不可能に近いこともある。こうした背景を考えると、解析モデルの作成から流れの解析を経て解析データの処理に至る一連の作業のうち、計算格子の作成に充てられる割合は無視できない。このような状況に対して、直交格子ソルバーと Immersed Boundary 法（境界埋め込み法）を適用し、上記した計算格子の生成に関わる困難をスキップする手法につい

て取り組んでいる。境界埋め込み法の利点はそればかりではなく、そこで扱われる物体形状は流体格子において解像できるレベルにて取り込まれるものの、物体の配置の変化、寸法の若干の変更、または物体の移動速度への追従といったパターンに対して、計算格子を作成し直すことなく、流体ソルバーを速やかに起動できる利点がある。

こうした手法と境界埋め込み法を併用し、当社の構造解析ソフトウェア Advance/FrontSTR との連成解析システムを開発してきた。本章では、この連成システムを利用した流体・構造連成の計算例についても紹介する。

2. 支配方程式

2.1. 基礎方程式

基礎方程式として、いわゆる圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用い、その支配方程式は積分形で次式のように表せる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V Q dv + \int_S (E n_x + F n_y + G n_z) ds = \int_S (E_v n_x + F_v n_y + G_v n_z) ds + \int_V S dv \quad (1)$$

ここで Q は解ベクトル $Q = (\rho, \rho u, \rho v, \rho w, e, e_v, \rho_i)$ であり、 ρ は密度、 u, v , ならびに w は速度成分を表す。 e は単位体積当たりの全エネルギーを表す。また、 ρ_i と e_v は 化学種の質量と振動エネルギーを表し、化学反応流を扱う際に考慮される。さらに、添字の v は粘性項であることを表し、 $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z)$ は検査面の単位法線

*アドバンスソフト株式会社 第2事業部

2nd Computational Science and Engineering Group, AdvanceSoft Corporation

ベクトルである。なお、 S は化学反応生成項とエネルギー緩和項を表す。Advance/FrontFlow/FOCUS では、与えられた支配方程式を有限体積分法により離散化し、種々の数値解法を適用する。

2.2. 離散化

本節では(1)式により与えられた支配方程式の離散化について説明する。反応流の反応項と二相流の圧力とキャピテーション生成項については割愛する。記述をコンパクトにするために非粘性流束と粘性流束について

$$\mathbf{E}(\mathbf{Q}) = \mathbf{E}n_x + \mathbf{F}n_y + \mathbf{G}n_z \text{ ならびに}$$

$\mathbf{E}_v(\mathbf{Q}) = \mathbf{E}_v n_x + \mathbf{F}_v n_y + \mathbf{G}_v n_z$ とあらためて定義する。これを用いて(1)式の左辺第2項は有限体積分法において以下のように半離散的に記述できる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{Q} dV + \sum_k [\mathbf{E}(\mathbf{Q}) - \mathbf{E}_v(\mathbf{Q})] \mathbf{S}_k = 0 \quad (2)$$

ここで V は検査体積であり、 $\mathbf{S}_k$ は i 番目の検査体積 V_i を囲む k 番目の検査面である。さらに、 $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z)^T$ 、 $\mathbf{l} = (l_x, l_y, l_z)^T$ 、および $\mathbf{m} = (m_x, m_y, m_z)^T$ の正規直交規定で構成される行列 $\mathbf{T}$ を用いれば、非粘性流束 $\mathbf{E}(\mathbf{Q})$ は以下のように書き換えられる。

$$\mathbf{E}(\mathbf{Q}) = \mathbf{T}^{-1} \mathbf{T} \mathbf{E}(\mathbf{Q}) = \mathbf{T}^{-1} \mathbf{H}(\mathbf{Q}) \quad (3)$$

上式の $\mathbf{H}(\mathbf{Q})$ は検査面の法線方向に再構築された流束表現であり、具体的には以下のように表せる。

$$\mathbf{H}(\mathbf{Q}) = (\rho u_n, \rho u_n^2 + p, \rho u_n u_l, \rho u_n u_m, \rho u_n h, \rho_1 u_n, \dots, \rho_j u_n)^T \quad (4)$$

ここで、速度成分 u_n 、 u_l 、及び u_m はそれぞれ $u_n = u n_x + v n_y + w n_z$ 、 $u_l = u l_x + v l_y + w l_z$ 、 $u_m = u m_x + v m_y + w m_z$ である。また、行列 $\mathbf{T}$ は下記の通りであり、

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & n_x & n_y & n_z & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & l_x & l_y & l_z & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & m_x & m_y & m_z & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & 1 \end{pmatrix} \quad (5)$$

行列 $\mathbf{T}^{-1}$ は行列 $\mathbf{T}$ の転置行列である。

2.3. 対流項の構成方法

本節では法線方向に再構築された流束表現 $\mathbf{H}(\mathbf{Q})$ に対する数値スキームについて記述する。

2.3.1. 風上化について

圧縮性流れでは、不連続面などの流れの急峻な分布に対応するために風上法などの数値的な安定化手法が必要である。風上化の一つは、セル境界に衝撃波管の初期値問題を計算ステップ毎に設定し続ける Godunov 型の解法があり、これをベースとして反復を伴わない近似的な流束の構成方法として近似リーマン解法が存在する。代表的な近似リーマン解法には Roe[8] の風上法 (Flux-difference splitting, FDS) があり、不連続面の解像度が高く、特に1次元問題では頑丈である。一方、1つのセル境界を挟む2つの計算格子からそれぞれ個別にセル境界へ向かって風上量を算出し、セル境界上の数値流束を構成する手法は流束分離法と呼ばれ、これまでに様々な改良が試みられ AUSM (Advection Upstream Splitting Method) 型の数値流束の構成方法となって現在に至っている。本節では FDS と AUSM 型の数値スキームについて概説する。

FDS 法を用いる場合、計算格子 i と計算格子 j で挟まれた k 番目のセル境界面を過ぎる数値流束 $\mathbf{H}_k$ は以下のように中心差分と数値粘性の和の形で表せる。

$$\mathbf{H}_k = \frac{1}{2} (\mathbf{H}(\mathbf{Q}_i) + \mathbf{H}(\mathbf{Q}_j)) - \frac{1}{2} |\mathbf{A}_k| \Delta \mathbf{Q}' \quad (6)$$

ここで、 $\mathbf{Q}' = (\rho, \rho u_n, \rho u_l, \rho u_m, e, \rho_1, \dots)^T$ であり、 Δ は $\mathbf{Q}'_j$ から $\mathbf{Q}'_i$ の量を差し引くことを意味する。また、計算格子 j のヤコビアン行列 $\mathbf{A}$ は $\mathbf{A}_k = \partial \mathbf{H}_k / \partial \mathbf{Q}'_k$ で定義され、 $\mathbf{A}_k$ で表される行列要素を構成する際には、 $\Delta \mathbf{H} = \mathbf{A}_k \Delta \mathbf{Q}'$ が満たされるように計算格子 i と計算格子 j の特殊な平均値[6]を用いる。

AUSM 型の数値流束では、 $\mathbf{H}_k$ は以下のような移流項と圧力項に分けて表され、ヤコビアン行列を伴わない形であるために化学種の変更や気液二相流への拡張が容易であるという利点をもつ。

$$\mathbf{H}_k = \mathbf{H}_k^{(c)} + \mathbf{p}_k \quad (7)$$

ここで、

$$\mathbf{H}_k^{(c)} = m_k \Psi_k \quad (8)$$

$$\mathbf{p}_k = (0, p_k, 0, \dots, 0) \quad (9)$$

であり、 Ψ_k は $\Psi_k = (1, u_n, u_l, u_m, h, f_i, \dots)$ である。

h はエンタルピーであり、 f_i は i 種の化学種の質量分率である。また、 m_k と p_k については、それぞれ計算格子 i と計算格子 j のセル境界を過ぎる質量流量 $(\rho u_n)_k$ と圧力であり、それぞれの計算格子の音速と速度成分 u_n で計算されるマッハ数の情報から構築する。この方法には AUSM+ や AUSMDV をはじめとして幾つかのバージョンが存在し[6]、扱う対象によって使い分けることも可能である。

Advance/FrontFlow/FOCUS では、上記した数値解法を対流項の構築に用いている。

2.3.2. 対流項の高精度化の方法

対流項の高精度化は、(6)や(7)式において計算格子 i と計算格子 j で定義される諸量の代わりに、セル境界 k 上に内挿した値を使用することで達成する。例として、TVD 制限関数 ϕ を用いてセル境界値は以下のように内挿する。

$$Q_{i,k} = Q_i + \phi \nabla Q_i \cdot \mathbf{r}_i \quad (10)$$

ここで添字の i, k はセル中心 i からセル境界 k へ内挿していることを表す。また、 $\mathbf{r}_i$ はセル中心からセル境界までのベクトルである。

2.3.3. 粘性項、または高精度化で使用する諸量の勾配の計算法

(2)式の第2項に含まれる粘性流束 $\mathbf{E}_v(Q)$ では、セル境界上の速度と温度のそれぞれの1階微係数が必要になる。そこで図2.1のようにセル境界を囲む検査面 s_k と検査体積 V を取り直し、ガウスの発散定理を用いることにより検査体積における体積平均的な勾配を算出する。例えば速度成分 u の勾配を計算するには、ガウスの発散定理は

$$\int_V \nabla u dv = \int_{s_k} u ds \quad (11)$$

であるので

$$V \nabla \bar{u} \equiv \int_V \nabla u dv \quad (12)$$

という検査体積における平均的な勾配を定義すれば

$$\nabla \bar{u} \equiv \frac{1}{V} \int_{s_k} u ds = \frac{1}{V} \sum_l (u_l s_l) \quad (13)$$

で求めることができる。ここで l は新たに作成された検査体積を構成する検査面の番号である。

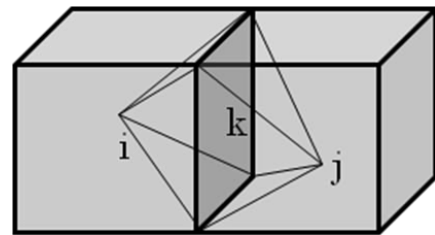


図2.1 計算格子 i と計算格子 j に挟まれたセル境界 k 、そのセル境界 k を囲む検査体積を取り直すイメージ図

2.4. 時間積分法

本節では、時間積分法について説明する。

2.4.1. 陽解法

陽解法を選択する場合、Euler 陽解法または Rung-Kutta 陽解法が使用できる。まず(2)式は以下のように書き換えられる。

$$V_i \frac{\partial Q}{\partial t} = -R_i^n \quad (14)$$

ここで添字の i は計算格子の番号を意味し、 n は時刻レベルを表す。また、右辺は残差ベクトル R としてまとめており、 V は計算格子の体積である。Euler 陽解法の場合は下記の式で計算ができる。

$$Q_i^{n+1} = Q_i^n - \frac{\Delta t}{V_i} R_i^n \quad (15)$$

Rung-Kutta 陽解法の場合は、

$$\begin{aligned} Q_i^0 &= Q_i^n \\ Q_i^k &= Q_i^0 - \alpha_k \frac{\Delta t}{V_i} R_i(Q^{k-1}) \\ Q_i^{n+1} &= Q_i^m \\ k &= 1, 2, \dots, m \end{aligned} \quad (16)$$

とする。例えば、4 段 4 次精度の R-K 法[4]は $\alpha_1=1/4, \alpha_2=1/3, \alpha_3=1/2, \alpha_4=1, m=4$ と設定する。

2.4.2. 陰解法

Navier-Stokes の式は右辺の残差ベクトルを $n+1$ で評価すると

$$V_i \frac{\partial Q}{\partial t} = -R_i^{n+1} \quad (17)$$

と書け、さらに以下のように線型化できる。

$$R_i^{n+1} = R_i^n + \left(\frac{\partial R}{\partial Q} \right)^n \Delta Q \quad (18)$$

ここで、ヤコビアン行列 $\partial R / \partial Q$ を求める際には、レイノルズ平均流の乱流を扱うことを別として、粘性項の寄与は小さいとしてこれを無視している。そこであらためて

$$A_i = \frac{\partial R}{\partial Q} = \frac{\partial E(Q)}{\partial Q} \quad (19)$$

として $A_k = \partial H_k / \partial Q_k$ とは区別しておく。さらに、時間的な変動に対して風上成分を考慮するために $A^+ = 0.5(A + \sigma I)$ とし[5]、 $A = A^+ + A^-$ と分割しておく。ここで σ は行列 A_k の最大固有値である。これらを全て(17)式へ代入し、計算格子 i から計算格子 j への向きを風上方向のプラス側と定義すれば次式を得る。

$$\left(\frac{V_i}{\Delta t} I + \sum_k A_k^+ s_k \right) \Delta Q_i + \sum_k A_k^- s_k \Delta Q_j = -R_i^n \quad (20)$$

本ソフトウェアでは、上式の左辺は LU-SGS[5] 等の緩和解法を適用して計算を実施することができる。

3. 解析例

3.1. 圧縮性が顕著な流れ

3.1.1. 衝撃波管の解析例

以下に圧力比 10、密度比 8 の Sod の衝撃波管問題を解いた例を示す。密度分布では、左から膨張扇、接触不連続面、衝撃波の順に並んでいる。本ソフトウェアでは近似リーマン解法（例えば[5]）を用いており、衝撃波は 3 点、接触不連続面は 4 点で捕獲されることが見てとれ、流れの圧縮性が密度の不連続という形で現われる解析に向いている。

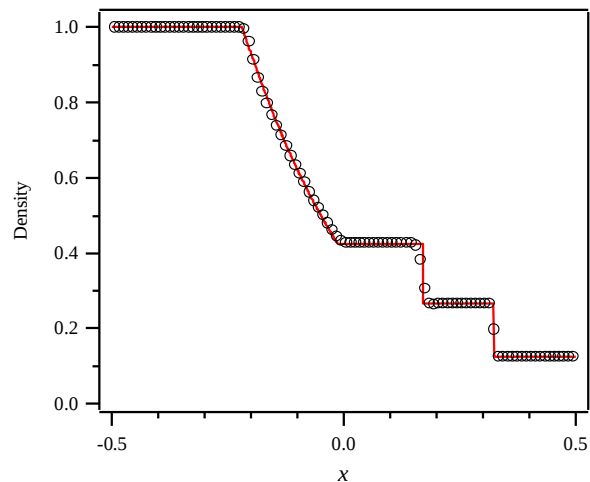


図 3.1 衝撃波管の解析例

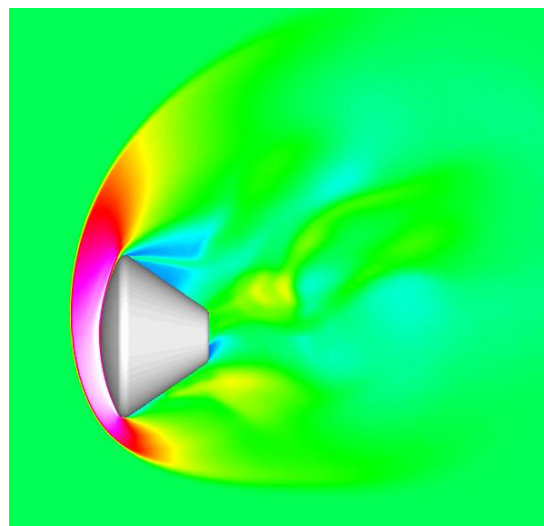


図 3.2 超音速で落下する物体周りの 3 次元気流の解析例

3.1.2. 超音速流の解析例

Advance/FrontFlow/FOCUS は衝撃波を伴う気流解析を行うことを目的として開発がなされた。図 3.2 に超音速で落下する物体周りの 3 次元気流の解析例を示す。落下速度はマッハ数に換算して $M=2$ であり、垂直落下から 20 度だけ傾いた状態を想定している。物体上流側に衝撃波が発生し、物体後方には剥離流が形成されているのが見て取れる。このような流れ場を得るのに Advance/FrontFlow/FOCUS は効率的な計算を提供することが可能である。

3.1.3. 極超音速流における高温気体反応の解析例

上記した計算例では、単一種の理想気体に関する解析例を紹介した。次項で解説する火炎や爆轟のシミュレーションでは複数の化学種の扱いが必要であり、燃焼波はそれ自体をモデル化して解析を実施する仕組みで構成される。それとは異なると、ここでは非平衡反応を含む高速流れの計算例を一例だけ示す。図 3.3 は秒速 7.5km で落下する物体形状[3]周りに生じる温度場を示している。

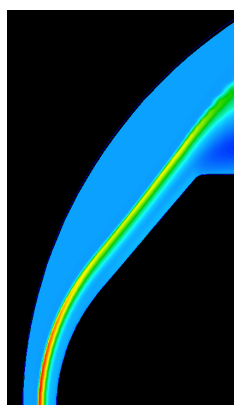


図 3.3 極超音速流れの可視化図

この計算では質量保存式に加えて種々の化学種の質量保存式と化学反応による生成項、ならびに緩和エネルギーも同時に解いている。具体的には酸素分子、窒素分子、一酸化窒素、酸素原子、窒素原子を化学種として考慮した。超音速流の解析では、通常は衝撃波が物体上流に 1 本観察されるが、流れが非常に速いため、物体から離れた地点に勾配が急峻な分布が 2 つの帯状に観察される。これは、衝撃波を通過した流れの反応開始から終了までに物体付近まで流れが進むためである。このような流れは非平衡反応流（または高温気体反応流）と呼ばれ、本ソフトウェアでは気体の圧縮性とともにごうした反応を扱うことが可能である。

3.2. 低速流れの解析例（マッハ数 0.01 以下の遅い流れ）

Advance/FrontFlow/FOCUS では、圧縮性流れの解法としてリーマン解法に分類される手法を

用いており、この手法における数値粘性は流体速度 u の絶対値と音速 c の和 $|u|+c$ でスケーリングされる。一方、非常に低速で非圧縮性流れとみなせる流れの解析に用いる場合、数値粘性は $|u|$ でスケーリングされるべきである。言い換えると、音速 c が残ったままの過大な数値粘性が適用されることになる。

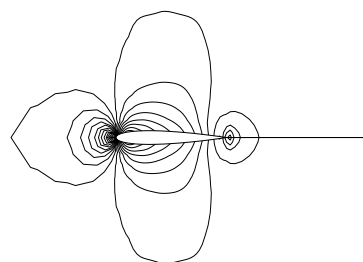


図 3.4 低マッハ数流れの前処理を施した場合の翼周りの圧力分布（流入マッハ数 $M=0.0001$ ）

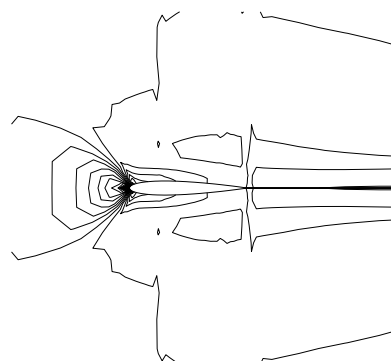


図 3.5 低マッハ数流れの前処理を施さない場合の翼周りの圧力分布（流入マッハ数 $M=0.0001$ ）

この不具合を修正する手法は低マッハ数流れのための **preconditioning**（前処理）と呼ばれ、様々な手法が存在する。この修正は、次章で紹介する可燃性ガス爆発解析における燃焼流れや、次節で紹介する気液二相流で重要となる。気液二相流を例にとると、液相では音速が約 1500m/s で流速が数 m/s ではマッハ数 M が 1000 分の 1 のオーダーとなる。一方、キャビテーションなどにより気相が発生するとその中では局所的にマッハ数

が 1 を超えることが知られており、局所マッハ数 M が $0.0001 < M < M_{\max}$ （ここで $M_{\max}$ は 1 より大きい値）の範囲にある流れ場を一つの解法で扱う必要が生じる。本ソフトウェアでは、対流項を移流項と圧力項に分離し、マッハ数が小さい場合は音速の寄与を減じる手法を採用している。

この手法を検証したのが次の翼周りの非粘性流の計算例である。流入マッハ数は 1 万分の 1 としている。修正を施さない場合では、激み点で過大な数値粘性のためにエントロピーが増大し、正常な解析結果が得られないことが分かる。一方で、前処理付きの計算ではポテンシャル流に近い圧力場が得られることが確認できる。

3.3. 気液二相流れ

3.3.1. 鈍頭物体周りのキャビテーション流れの検証例

Advance/FrontFlow/FOCUS では均質媒体モデルを用いており、キャビテーションを含むマクロな流れの解析が可能である。図 3.6 から図 3.9 は、Rouse-McNown[9]による球頭円柱形状周りに生じるキャビテーションにより減圧沸騰が生じ、表面上の該当箇所では圧力係数がキャビテーション係数 σ の値で保たれることを再現した検証例[7]である。 $\sigma=0.4$ と 0.3 の両者の場合において、実験値と比較して表面圧力分布が良好に推定されていることが分かる。

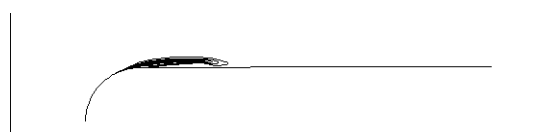


図 3.6 ボイド分布の可視化図 ($\sigma = 0.4$)

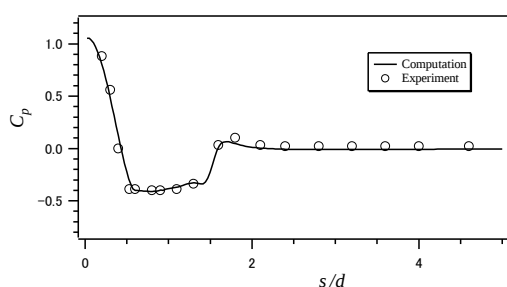


図 3.7 表面圧力分布 ($\sigma = 0.4$)

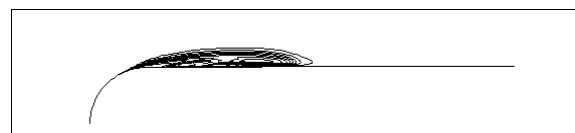


図 3.8 ボイド分布の可視化図 ($\sigma = 0.3$)

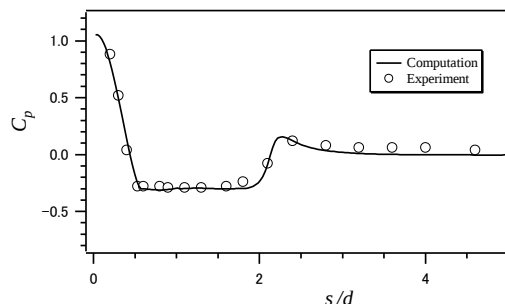


図 3.9 表面圧力分布 ($\sigma = 0.3$)

3.3.2. 非定常のキャビテーション流れの計算例

ここでは、球周りのキャビテーション流れの計算結果を示す（キャビテーション係数 $\sigma=0.2, 0.4$ および 0.8 ）。 $\sigma=0.4$ と $\sigma=0.8$ の場合には、非定常的なキャビテーション流れが得られた。一方、 $\sigma=0.2$ の場合には、球の後方に発達するキャビテーションのために剥離剪断層による後流の不安定性が減少し、ほぼ定常なスーパーキャビテーション流れが得られた。

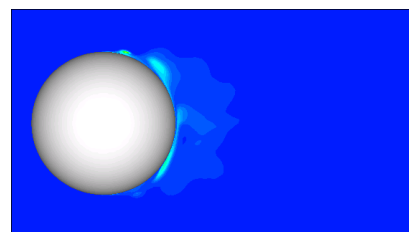


図 3.10 $\sigma = 0.8$ における非定常キャビテーションのボイド率分布

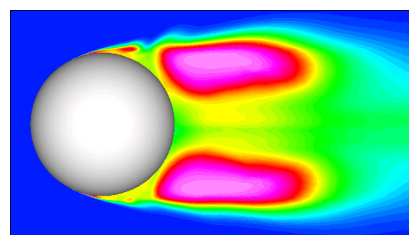


図 3.11 $\sigma = 0.4$ における非定常キャビテーションのボイド率分布

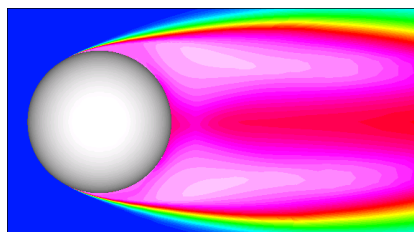


図 3.12 $\sigma = 0.2$ におけるスーパーキャビテーション状態のボイド率分布

3.3.3. 気液界面を伴う二相流

Advance/FrontFlow/FOCUS では、気液二相流に対して均質媒体モデルを使用しており、これを気液界面の解析に適用すると移動界面が時間とともに厚くなる欠点がある。この問題については、subcell 情報まで考慮した補間を組み込むことにより、線型 1 次元移流問題であれば気液界面を 2 点で捕獲することが保証される (図 3.13)。ただし、この捕獲性能は多次元問題で必ずしも保証されないものの、図 3.14 のダム崩壊により流れ始める気液界面の計算を例にとると、気液界面が殆ど拡散せずに進行することが見て取れる。これに比べて図 3.15 では、通常の TVD 制限付き 3 次精度補間を用いると界面追跡が容易ではないことが見て取れる。

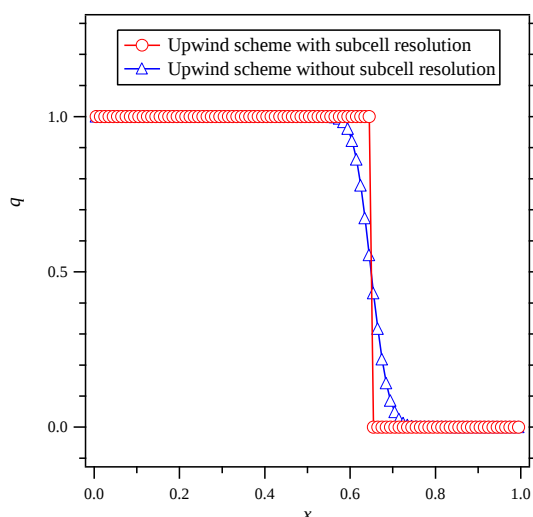


図 3.13 線型移流問題の計算例

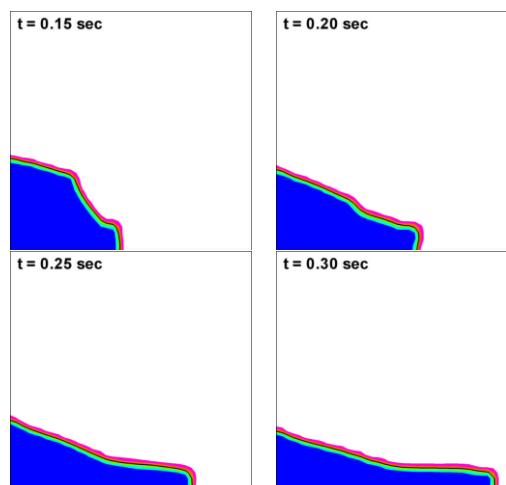


図 3.14 ダム崩壊の計算例
(subcell 補間を用いた場合)

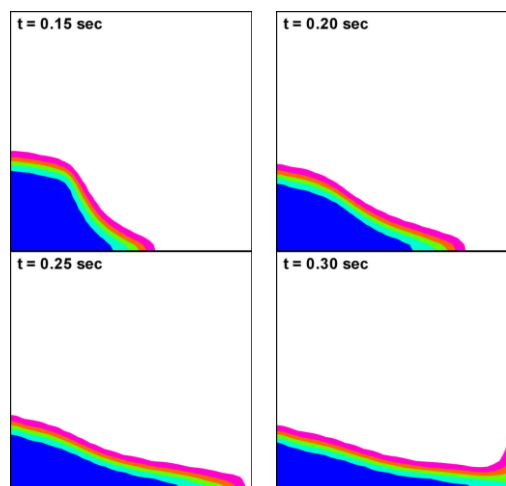


図 3.15 ダム崩壊の計算例 (通常の TVD 制限付きの 3 次精度補間を用いた場合)

3.4. 乱流の解析例

3.4.1. RANS 機能を用いた解析例

Advance/FrontFlow/FOCUS においては、Reynolds averaged Navier-Stokes(RANS)モデルとして $k-\varepsilon$ モデルの他に低レイノルズ数型のモデルとして Spalart-Allmaras[11]による 1 方程式 RANS モデル(S-A モデル)を備えており、下記のように表される。

$$\frac{D\tilde{v}}{Dt} = c_{b1}\tilde{S}\tilde{v} + \frac{1}{\sigma}\left[\nabla \cdot ((\nu + \tilde{\nu})\nabla \tilde{v}) + c_{b2}(\nabla \tilde{v})^2\right] - c_{w1}f_w\left[\frac{\tilde{v}}{d}\right]^2 \quad (2)$$

ここで $\tilde{v}$ は作業変数と呼ばれる。また、他の項は下記のように定義される。

$$\tilde{S} = S + (\tilde{\nu}/\kappa^2 d^2) f_{v2}, \quad f_{v2} = 1 - \chi/(1 + \chi f_{v1})$$

S は渦度の絶対値であり、また、渦動粘性係数は ν_t は以下のようにして決定する。

$$\nu_t = \tilde{\nu} f_{v1}, \quad f_{v1} = \chi^3 / (\chi^3 + c_{v1}^3), \quad \chi \equiv \tilde{\nu} / \nu$$

ν は分子動粘性係数である。関数 f_w は次式で与えられる。

$$f_w = g \left[\frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6} \right]^{\frac{1}{6}}, \quad g = r + c_{w2}(r^6 - r), \quad (3)$$

$$r \equiv \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} \kappa^2 d^2} \quad (4)$$

なお、S-A モデルは簡易な修正を施すことにより Detached Eddy Simulation モデルとすることができる。これは RANS と LES のハイブリッドモデルの一種である。

S-A モデルを使用した定常解析を図 3.16 に示す。マッハ数 0.8 に相当する速度で落下するカプセル形状周りのマッハ数分布を示している。また、定常解への収束の様子を抗力係数と揚力係数のそれぞれの時系列分布も示している。

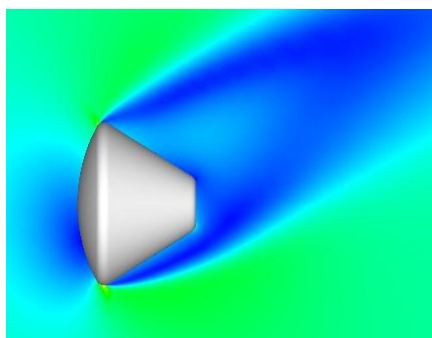


図 3.16 S-A 乱流モデルを用いた遷音速流の定常解（マッハ数分布による可視化図）

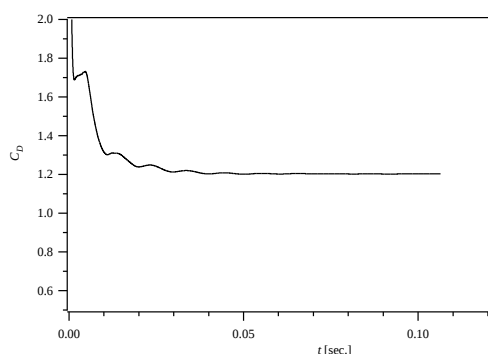


図 3.17 S-A 乱流モデルを用いた遷音速流における抗力係数値が定常解へ収束する様子

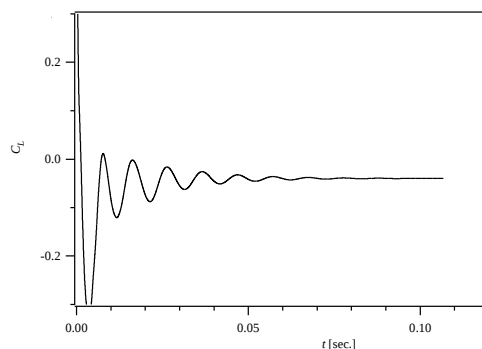


図 3.18 S-A 乱流モデルを用いた遷音速流における揚力係数値が定常解へ収束する様子

3.4.2. LES 機能を用いた解析例

流体解析を行うにあたり、基本的には陰的 Large Eddy Simulation(implicit LES)と称される枠組みでこれを取り扱うものとする。陰的 LES は、Monotonically Integrated LES(MILES)に端を発しており[2]、対流項の安定化項に含まれる数値粘性により十分な subgrid-scale(SGS)散逸が生じているという前提に立つ。格子解像度が十分にあり、かつ解析手法が高精度であれば十分な予測性能が期待できる。

以下に Channel 乱流を扱った LES 解析例を示す。格子数は約 13 万点である。時間平均速度プロファイルのみならず、3 種の変動成分についても Direct Numerical Simulation(DNS)結果[1]と良く一致している。

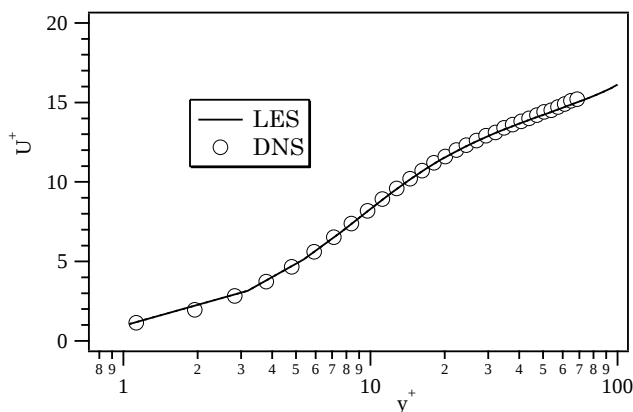


図 3.19 チャネル乱流の平均速度分布

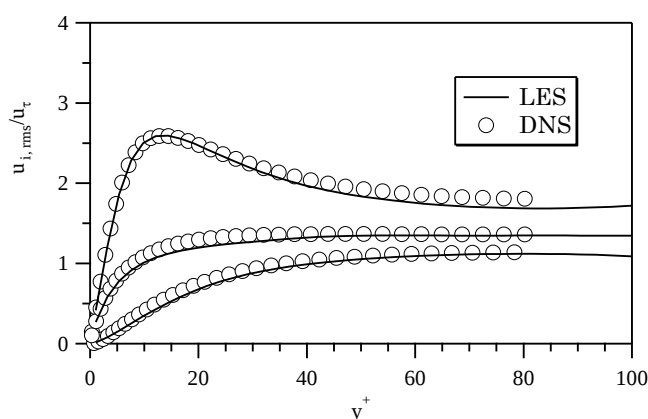


図 3.20 チャンネル乱流強度分布

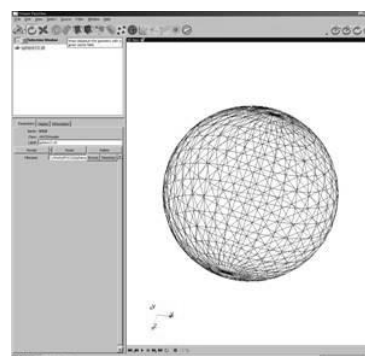
3.5. 流体構造連成解析

本節で述べる直交格子ソルバーにおいては、解析領域内に物体壁面が埋め込まれ、その壁面上での速度は壁面を通過する成分をゼロとする。また、他の2方向の速度成分はすべり壁ならば保存させ、非すべり壁であればゼロにする。これらの事柄が達成されるように、物体壁面が流体格子を切り取る際には、該当する流体格子に関与する数値流束を工夫する。圧力、密度、および全エネルギーといったスカラー値はそれぞれ壁面が埋め込まれた流体セル上へ外挿する。詳細については割愛するが、比較的単純な方法により任意の物体形状を流体計算格子系に認識させる手法となっている。図 3.21 には、物体形状を STL 形式で出力したのちに流体格子内で形状を認識させ、流体計算を開始する手順をイメージ図として示している。この例では球体を扱っており、流体計算が開始されると球体は重力で沈降し、その周囲に流れが誘起される様子が示されている。

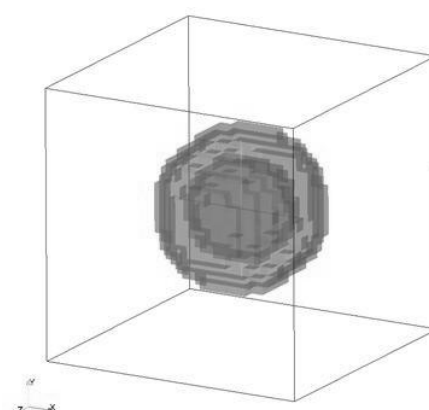
図 3.22 は、やや実的な物体形状に対して、流体格子内にその形状を反映させた例を示している。構造物は弾性体として扱っており、ヤング率 $E=1.08\text{GPa}$ 、およびポアソン比 $\sigma=0.49$ と設定している。構造物の変形解析に対しては、3次元汎用構造解析プログラム Advance/FrontSTR を用いており、構造物の面上の圧力と位置座標を流体解析ソフトウェア Advance/FrontFlow/FOCUS と情報交換させながら解析を進めている。流れ場としては、圧力比 10 の衝撃波が紙面の左から右へ通過した際の様子を気相密度で可視化

している。構造物は弾性体として扱っており、衝撃波による撃力で弾性変形する構造物周りの干渉流れ場の様子を再現している。

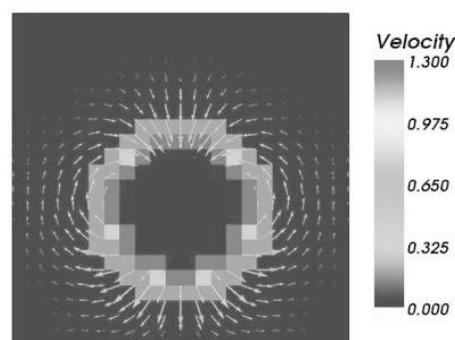
3次元汎用構造解析プログラム Advance/FrontSTR 以外のソフトウェアとの連成解析としては、Dyna3D 2000 が挙げられ、構造物の変形解析や超弾性体の変形解析との流体解析を連成させて計算を実施した実績を有する。



(a) STL 形式にて形状抽出



(b) 流体計算格子における表面形状の認識



(c) 流体計算の開始

図 3.21 直交格子シムレーへの物体形状の取り込みと流体解析の例（下方へ移動する球の周囲の誘起された流れの解析例）

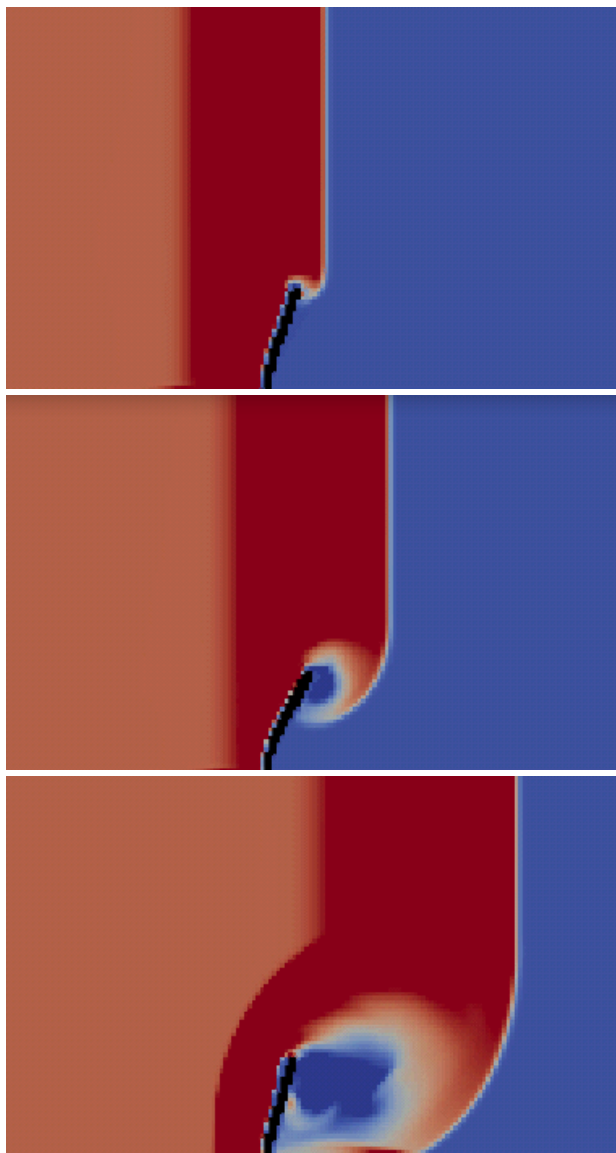


図 3.22 Advance/FrontFlow/FOCUS と Advance/FrontSTR を用いた 流体－構造の連成解析例

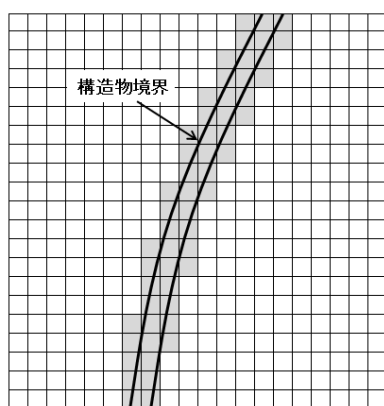


図 3.23 正方形の流体格子の中へ埋め込まれた 構造物境界のイメージ図（灰色の流体格子が 流体計算における境界条件の役割を果たす）

4. おわりに

流体解析ソフトウェア Advance/FrontFlow/ FOCUS の解析機能について計算例とともに解説した。また、構造解析ソフトウェア Advance/ FrontSTR との連成解析システムを用いた計算例を示すとともに連成アルゴリズムについて概説した。

参考文献

- [1] Bech, K., Tillmark, H., Alfredsson, N. and Andersson, H. I., “Investigation of turbulent plane Couette flow at low Reynolds number,” J. Fluid Mech., Vol. 286, 1995, pp. 291–325.
- [2] Boris, J.P., Grinstein, F. F., Oran, E. S. and Kolbe, R. L., “New Insights into Large Eddy Simulation,” Naval research laboratory, a-249242, 1992.
- [3] <http://www.rocket.jaxa.jp/fstrc/0c01.html>
- [4] Jameson, A. and Baker, T. , “Mutigrid Solution of The Euler Equation for Aircraft Configuration,” AIAA Paper 84-0093 (1984).
- [5] Jameson, A. and Yoon, S., “Lower-Upper Symmetric-Gauss-Seidel Method for the Euler and Navier-Stokes Equations,” AIAA J. Vol. 26, No. 9, 1988.
- [6] Liou, M. S., “A Sequel to AUSM: AUSM+,” J. Comput. Phys., Vol. 129, 1996, pp. 364–382.
- [7] Nakamori I, Nohmi M, Goto A, Ikohagi T, “ Numerical Method for Cavitating Flow with Phase Change,” The 5th JEME-KSME Fluids Engineering Conference, Nagoya, Japan, 17–21, November 2002, p. 302.
- [8] Roe, P. L., “Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors and Difference Schemes,” J. Comp. Phys., Vol. 43, 1981, pp. 357-372.

- [9] Rouse, H. and McNown, J. S., “Cavitation and Pressure Distribution, Head Forms at Zero Angle of Yaw,” Stud Eng Bull 32.(State of University of Iowa, 1948)
- [10] Smagorinsky, J., “General Circulation Experiments with the Primitive Equations. I. The Basic Experiments,” Mon. Weather Rev., Vol. 91, 1963, pp. 99-164.
- [11] Spalart, P. R. and Allmaras, S. R., “A One-Equation Turbulence Model for Aero-dynamic Flows,” La Recherche Aérospatiale, Vol.1, 1994, pp. 5-21.