

## 粒子法を用いた爆発アニメーション制作手法における風上流入境界条件

竹下大樹（正会員）

秋田工業高等専門学校

## Upwind Inflow Boundary Condition for Animating Explosion using Particle Method

Daiki Takeshita (Member)

National Institute of Technology, Akita College

take@ipc.akita-nct.ac.jp

### アブストラクト

粒子法は水のCGに利用される場合が多く、気体のCGに利用された研究例は少ない。その要因の一つとして境界条件の取り扱いの困難さが挙げられる。粒子法による気体のシミュレーションでは、シミュレーション空間から流出する粒子に対し、シミュレーション空間内の粒子数を維持するため、どの位置にどの程度の速度で粒子を流入するかについては試行錯誤が必要となる。本研究では爆発のCGを対象とし、シミュレーション空間開放面近傍に存在する粒子の速度を用いて、風上の位置に遡って流入位置を決定する”風上流入境界条件”について提案する。本手法では粒子の流出の妨げを抑え、粒子の流入位置や速度を自動で決定できる。

### Abstract

The particle method is widely used for CG simulation of water. However, it has not been widely used for the CG simulation of gases. One of the reasons for this is the difficulty in handling the boundary conditions in the simulation of gases. In this paper, I investigate the boundary condition for explosion, and suggest an “Upwind Inflow Boundary Condition” to determine the inflow position back to the upwind direction by considering the velocity of particle present near the open surfaces of the simulation space. This technique can automatically determine the particle position and velocity for the inflow while suppressing the inhibition of the particles’ outflow.

### 1. はじめに

流体のCGは映像コンテンツとして魅力ある素材であり、その動画の自動生成手法には高い関心がある。この分野における初期の研究では、質点のシミュレーションによって流体を表現していた [1-5]。近年では計算機の処理能力の向上により、ナビエ・ストークス方程式を離散化し、流体の速度場や粒子の位置を計算することで流体のCGを作成する手法が一般的である [6-20, 23-30]。ナビエ・ストークス方程式の解法は空間を格子で分割して計算を行う格子法[6-20]と互いに接続されていない粒子を用いて計算を行う粒子法[23-30]に分類される。格子法を用いた流体のCGは計算コストの低さや境界条件の取り扱いが容易なことから、煙[6-13]、爆発[14-15]、水[16-18]、火[19-20]など多数の研究が行われている。これらの手法の中には組み合

わせとして粒子を使う手法も含まれるが、可視化、または格子における速度場との相互作用を計算するために用いる。一方、粒子法は複雑な自由表面や界面の運動、相変化や流体と固体の相互作用のシミュレーションに適しており、流体のシミュレーションにおける粒子法の代表的な手法にはSmoothed Particle Hydrodynamics (SPH) [21]やMoving Particle Semi-implicit (MPS) Method [22]がある。CGの分野ではこれらの手法を水のアニメーション制作に利用した研究[23-28]、ナビエ・ストークス方程式の近似計算による爆発のアニメーション制作手法の研究[29]、流体と剛体を統一的に粒子で計算する手法により、水や煙を表現した研究がある[30]。

粒子法の境界条件では壁面に対して設定する壁境界条件とシミュレーション空間開放面において、流体の流出・流入の扱いを定めた流入・流出境界条件のいずれかを選択するのが一般的

である。壁面からの寄与を流体に考慮する場合には壁粒子を配置し、シミュレーション空間の内と外で流体が連続していることが想定される場合には空間外に流体粒子が存在するものとしてその寄与を計算する。これらの境界における寄与の計算では境界に値を固定して計算に用いるディリクレ境界条件、または境界と流体との間で勾配をゼロにするノイマン境界条件を選択する。水面などの流体の自由表面が含まれる場合には自由表面境界条件を考慮する。境界条件の応用としてはシミュレーション空間の開放面の一方の面と反対側の面が連続しているとして扱う周期境界条件がある。これは水流のようにシミュレーション空間の一方の面から反対側の面へと一様に流体が運動する場合や、あるいはシミュレーション空間外において空間内と同様の分布や運動をすることが想定される場合に用いる。この境界条件における流入粒子の速度は粒子の流出時の速度を用いる。

粒子法における流入・流出境界条件では実際に粒子の流入・流出を行う。水のシミュレーションを行う場合、空間に流れ込む水流は固定された領域から粒子を流入することで対応でき、流出に関しては境界に達した粒子を消去することで対応できるため、境界条件の設定は比較的容易である。一方、気体のシミュレーションを行う場合、境界条件の設定は困難である。流出境界条件を設定した場合、空間から粒子が流出することで空間内の粒子が減少するため、シミュレーション空間内の粒子を維持するために粒子を流入する必要がある。既存の境界条件では流入位置と速度を調整した流入境界条件、または粒子位置と速度を自動で決定できる周期境界条件を用いた設定が選択肢として考えられるが、調整が困難であったり、炎の形状に不具合が生じたりする問題がある。この問題は粒子法が主に水のCGに利用されてきた要因の一つである。本研究では爆発のCGを対象とし、シミュレーション空間開放面の近傍に存在する粒子の速度を用いて、風上の位置に遡って流入位置を決定する“風上流入境界条件”について提案する。本手法では粒子の流出の妨げを抑え、粒子の流入位置や速度を自動で決定できる。

## 2. 過去の研究

本研究が対象とする粒子法を用いた流体のCGの過去の研究ではSPH [21]やMPS [22]を水のアニメーション制作に利用した研究[23-28]、ナビエ・ストークス方程式の近似計算による爆発のアニメーション制作手法の研究[29]、流体と剛体を統一的に粒子で計算する手法により、水や煙を表現した研究がある[30]。

PremozeらはMPSを用いた水流のアニメーションを示した[23]。MPSは非圧縮性流体を解くことが可能であるが、圧力のポアソン方程式の計算に陰解法を用いたことで計算コストが高かったため、水のCGの分野では圧縮性流体の解法ではあるものの、SPHを用いる研究が主流となっていく[24-28]。AdamsらはSPHを用い、さらにサンプリング条件によって流体の内部の粒子の数を削減した[24]。水のCGにおける非圧縮性の実現はリアリティが向上するが、計算コストが高くなる。そのため、BeckerとTeschnerは非圧縮よりも制限を緩めた弱圧縮性

SPH(WCSPH)を提案した[25]。SolenthalerとPajarolaは予測修正非圧縮SPH(PCISPH)[26]、MacklinとMullerはPosition based fluids[27]を提案し、計算コストを抑えながら、非圧縮性SPHの実現を図る方法を提案している。一方、境界条件に関する研究として、HaradaらはSPHにおけるポリゴンモデルによる壁境界計算手法[28]を示した。この方法では壁からの距離に応じて事前に壁粒子からの寄与を計算しておき、ルックアップテーブルを参照することで、複雑な形状に対して壁粒子を配置することなく流体計算を行うことで計算量を軽減した。粒子法による気体のアニメーション制作手法についてはTakeshitaらによる爆発の表現がある[29]。この手法では圧力勾配を粒子間相互作用力によって近似した。そのためMPSやSPHに比べて計算が単純である。Macklinらは流体と剛体を統一的に表す手法において水と煙の表現を行った[30]。この研究における流体の計算はPosition based Dynamics[31]に基づいている。

水のCGの研究[23-28, 30]では基本的にMPSやSPHを用いており、一般的な境界条件である自由表面、壁、流出・流入境界条件を組み合わせて用いている。自由表面境界条件を水面の計算に用い、流入境界条件で固定された領域から粒子を流入することでシミュレーション空間内に流れ込む水流を表した。シミュレーション空間外に流出する粒子に付いては流出境界条件を適応し、壁境界条件によって地面、壁、障害物との計算を行った。

Takeshitaらによる爆発の研究[29]では地平面や壁に壁境界条件を用い、シミュレーション空間開放面における炎粒子については流出境界条件を、空気粒子については壁境界条件を設定することで流入境界条件の使用を回避した。シミュレーション空間から空気粒子は流出しないため、十分な個数の粒子をシミュレーション空間に確保することが可能となり、炎の湧き出しや巻き込みの表現を伴う爆発のアニメーションが制作できていた。しかしながら、著者による実験によると、図1に示すように、炎粒子の移動によって押された空気粒子がシミュレーション空間外側の境界に集まり、炎粒子の流出が妨げられる現象が確認されている。

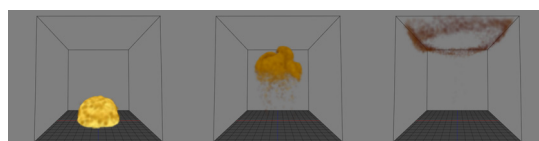


図1 炎粒子の流出の妨げ

Macklinらによる煙の表現[30]ではシミュレーション空間に適用する境界条件によって、粒子法による計算手法を使い分けられている。空間の全面を壁面で囲った境界条件を用いた場合、粒子の流入、流出は発生しない。そのため、空間内を満たすように流体粒子を配置して流体計算を行った。一方、空間の境界に開いた境界を用い、空間から流出する煙を表現した際には、煙粒子の周囲に流体粒子を局所的に配置することで流体計算を行っている。空間内を満たす流体粒子の配置を避けることで、空間内の粒子数を維持するための粒子の流入を避けている。しかしながら、これら2つの計算方法による煙のシミュレーション

の比較は示されておらず、流体粒子を局所的に配置して行ったシミュレーション結果が空間内を粒子で満たして行ったシミュレーション結果に対し、どの程度類似するのかわかりません。また、流体粒子を局所的に配置し、空間に流入する風を表現する際には、抗力モデルに用いた環境速度に風の速度を考慮することで対応できることをMacklinらは主張しているが、その結果も示されておらず、空間内に流体粒子を満たし、空間外からの流入を考慮するシミュレーションを採用した場合に対する類似度も不明である。

このように、粒子法における粒子の流入位置や速度はユーザが調整したり[23-28]、流入そのものを回避したりすることでCGを作成している[29,30]。調整作業は制作コストであり、液体を表現する場合に比べ、気体を表現する際にはより多くの試行錯誤が必要となる。空間内に流体粒子を満たす方法を採用し、流入を回避する方法については炎の形状に不具合が生じる。

### 3. 粒子法による爆発アニメーション制作手法

本研究ではTakeshitaらの爆発のアニメーション制作手法[29]を基本とする。この手法は空気粒子と炎粒子を用い、粒子間相互作用力による圧力勾配の近似を行うことでMPSやSPHに比べて計算量を軽減したモデルを提案した。爆発は衝撃波を伴う爆轟とマッハ数1以下で燃焼を伝搬する爆燃に分類される。この手法では爆燃を対象とし、非圧縮性を仮定することで、以下に示す非圧縮性粘性ナビエ・ストークス方程式と流体の熱計算の方程式を用いてモデル化された。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\partial \mathbf{u} / \partial t = -(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nu \nabla^2 \mathbf{u} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{f} \quad (2)$$

$$\partial T / \partial t = -(\mathbf{u} \cdot \nabla) T + \alpha \nabla^2 T + f(T) \quad (3)$$

ここで、 $\mathbf{u}$ ,  $t$ ,  $\nu$ ,  $\rho$ ,  $p$ ,  $\mathbf{f}$ ,  $T$ ,  $\alpha$ は速度、時間、動粘性率、密度、圧力、外力、温度、温度伝達率である。(1)式は質量保存、(2)式の右辺はそれぞれ、移流項、粘性項、圧力項、外力項、(3)式の右辺はそれぞれ、移流項、熱伝導項、熱放射項である。粒子法では粒子を用いることで質量は完全に保存され、移流項は粒子の持つ慣性速度が対応する。さらにこの手法では粘性項を速度の加重平均でモデル化し、粒子間相互作用力によって圧力項の実現を試みることによって、方程式の各項に対応した近似的な離散化となっている。また、外力として浮力を考慮し、熱伝導、熱放射をモデル化する。空気による熱伝導の影響は小さいが、空気は混合することで温度の低下が発生する。これをエントレインメントと呼ぶ。この影響を熱伝導モデルで表現している。

粘性項は $\partial \mathbf{u} / \partial t = \nu \nabla^2 \mathbf{u}$ で表される。この粘性項の計算を近傍粒子との距離に関する速度差の加重平均によって実現している。加重平均に用いる重み関数は(5)式を用いる。この式を用いて粘性項をモデル化すると、粒子群 $j$ から粒子 $i$ が受ける粘性力 $\mathbf{f}_{vis}$ は以下となる。

$$\mathbf{f}_{vis} = c_{vis} \sum_{j \neq i} \omega(d_r) (\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i) \quad (4)$$

$$\omega(d_r) = \begin{cases} 0 & (d_r > 1.0) \\ \exp(-5d_r^2) & (d_r \leq 1.0) \end{cases} \quad (5)$$

$$d_r = d / (r_i + r_j) \quad (6)$$

$c_{vis}$ ,  $\mathbf{u}_n$ ,  $d$ ,  $r_n$ はそれぞれ粘性力を調整するための任意の係数、粒子 $n$ の速度、粒子間距離、粒子 $n$ の半径である。粒子半径 $r_n$ は以下の式によって算出する。

$$r_n = \sqrt[3]{3V_n / 4\pi} \quad (7)$$

$$V_n = km_n T_n \quad (8)$$

$V_n$ ,  $m_n$ ,  $T_n$ はそれぞれ、粒子 $n$ の体積、質量、温度であり、係数 $k$ は体積を調整するための任意の係数である。

圧力項は $\partial \mathbf{u} / \partial t = -(1/\rho) \nabla p$ で表される。これは圧力勾配であり、このモデルでは粒子間相互作用力として、粒子間に働く斥力の存在を仮定することにより実現する。この斥力は2つの粒子間の距離がそれらの半径の和より短い場合に発生する。この規則を満たすため、粒子 $i$ が粒子群 $j$ から受ける粒子間相互作用力 $\mathbf{f}_{int}$ には以下の式を用いる。

$$\mathbf{f}_{int} = c_{int} \sum_{j \neq i} \omega(d_r) (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) / d \quad (9)$$

$c_{int}$ ,  $\mathbf{r}_n$ はそれぞれ粒子間相互作用力係数、粒子 $n$ の位置ベクトルである。

このモデルでは外力として温度差による浮力を考慮し、以下の式によって計算する。

$$\mathbf{f}_{buo} = c_{buo} m \mathbf{g} (T_i - T_{ia}) / T_{ia} \quad (10)$$

$c_{buo}$ ,  $m$ ,  $\mathbf{g}$ ,  $T_i$ はそれぞれ浮力を調整するための任意の係数、粒子質量、重力加速度、粒子温度である。 $T_{ia}$ には空気粒子初期温度であり、288.0を用いた。

熱伝導の方程式は $\partial T / \partial t = \alpha \nabla^2 T$ で表され、これは粘性項と同様の手法でモデル化することができる。粒子群 $j$ と粒子 $i$ の間での熱伝導は以下で計算する。

$$\partial T_i / \partial t = c_{con} \sum_{j \neq i} \omega(d_r) (T_j - T_i) \quad (11)$$

$c_{con}$ はこのモデルにおける温度伝達率である。また、熱放射による周囲への熱の損失は、シミュレーションにおける最大温度と空気粒子初期温度によって正規化された温度を用いて以下のようにモデル化されている。

$$f(T_i) = -c_{rad}((T_i - T_{ia}) / (T_{max} - T_{ia}))^4 \quad (12)$$

$c_{rad}$ はこのモデルにおける熱放射率である。また、 $T_{max}$ はシミュレーションにおける最大温度である。

#### 4. 境界条件

粒子法では自由表面、壁、流入・流出、周期境界条件を使い分け、ディリクレ境界条件とノイマン境界条件のいずれかを選択する。Takeshita らの手法[29]では地平面や壁に壁境界条件を用い、シミュレーション空間開放面については、炎粒子には流出境界条件を、空気粒子には壁境界条件を採用した。シミュレーション空間開放面において、空気粒子に壁境界条件を用いることにより、流入する粒子を考慮すること無く、シミュレーション空間内の粒子数を維持している。境界近傍の計算ではディリクレ境界条件を用いた。この研究では境界条件の設定方法の一例を示したに過ぎず、開放面近傍に留まる空気粒子の影響により、炎粒子の流出の妨げが顕著に表れる。本研究において、境界条件を新たに提案するにあたり、比較実験が可能となるように Takeshita らの手法[29]において、一般的な境界条件を採用し、空気粒子の流入・流出を考慮する。

##### 4.1 一般的な境界条件

粒子法における一般的な境界条件は以下である。

###### 壁境界

壁境界に壁粒子を配置し、壁境界からの寄与を計算する。

###### 流入境界

シミュレーション空間外に速度を設定した流体粒子を生成し、タイムステップ毎に境界内に向けて移動を行うことで流入させる。

###### 流出境界

シミュレーション空間から離れた流体粒子を消去する。

###### 周期境界

流出粒子を流出面の反対側の境界面から流入させる。

自由表面境界条件については、水の自由表面における境界の扱い方であるので、本研究では対象としない。一般的な境界条件については上述した通りであるが、その具体的な処理方法については Takeshita らの手法[29]に適合させなくてはならない。以下に詳細を示していく。

##### 4.2 粒子の初期配置

粒子の初期配置とその関連パラメータは粒子の流出の判定や境界面近傍での相互作用の計算など、境界条件と深い関連がある。シミュレーションの再現性を高めるためにも、本論文における粒子の初期配置について述べる。空気粒子初期半径を  $r_{air}$  とした場合、配置幅を  $2r_{air}c_{dis}$  として図2のように粒子を配置する。 $c_{dis}$ は配置幅を調整する係数であり、本論文では0.8を用い

た。シミュレーション空間構成面には壁面もしくは開放面を設定し、壁面には壁粒子を配置する。また、壁粒子間、壁粒子と空気粒子間の距離も  $2r_{air}c_{dis}$  として配置する。壁粒子は Takeshita らの手法[29]における粒子間の相互作用の影響範囲を踏まえ、境界面上に1層配置するだけで十分である。

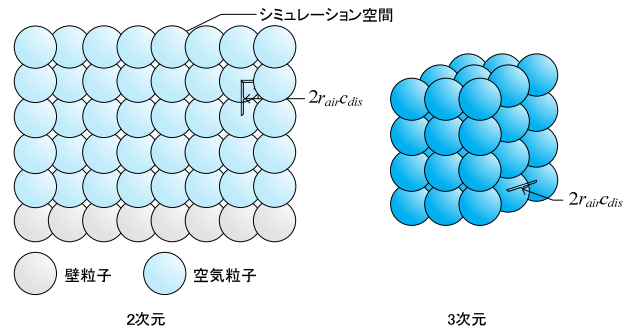


図2 粒子の初期配置

##### 4.3 流出

流出では「シミュレーション空間から離れた流体粒子を消去する」ことになるが、具体的には以下のように判定する。流出の判定を行う対象粒子の半径を  $r_i$  とし、図3に示すように境界から距離  $r_i$  離れた粒子をシミュレーション空間から流出したものととして消去する。

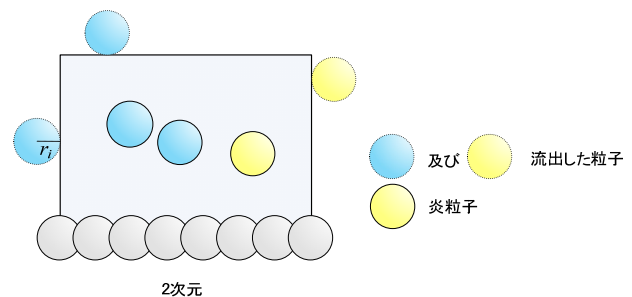


図3 流出判定

##### 4.4 流入

流入では「シミュレーション空間外に速度を設定した流体粒子を生成し、タイムステップ毎に境界内に向けて移動を行うことで流入させる」ことになるが、流入位置は図4のように開放面と接する位置から流入させるものとする。相互作用の影響範囲を広く確保する MPS 法や SPH 法では複数層の粒子の連なりとして流入を行うが、Takeshita らの手法[29]における相互作用の影響範囲では1つずつ流入を行うことで問題ない。粒子間の相互作用の影響範囲内にある流体粒子と流入粒子との間では相互作用を計算する。ただし、流入粒子は相互作用の影響を受けず、初期設定した速度を用いて、シミュレーション空間内に進行させる。粒子中心の座標とシミュレーションを構成する開放面との距離を  $d_b$  とした場合、 $d_b > r_i$  となった粒子を流入が完了したもののみなし、以降のステップではシミュレーション空間内に存在する流体粒子と同じ計算方法を適用する。



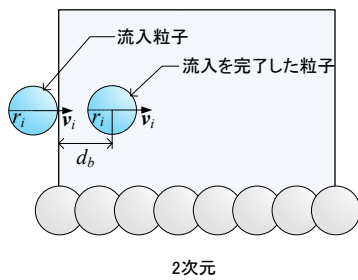


図4 流入位置と流入完了位置

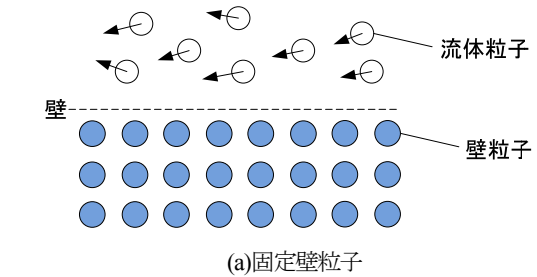
#### 4.5 寄与の計算

粒子法では一般的に、壁境界条件では壁境界内部に壁粒子を配置し、境界近傍の流体粒子に対する寄与を計算し、流入・流出境界条件ではシミュレーション空間外に流体粒子が存在するものとして、その寄与を計算する。壁境界条件では図 5(a)の固定型の壁粒子配置が最も単純で幅広く用いられている。粒子法の多くは粒子が均等に分布することを前提にしており、速度ゼロの壁粒子を境界内に均等に配置し、近似的に壁境界条件を与える。壁面でのすべり、非すべり、および圧力ノイマン条件を実現する上でより良い方法は図 5(b)に示すゴースト境界粒子によるものである。この方法では壁境界近傍の流体粒子に対して、壁境界面と対称な位置に壁粒子を配置し、対応する流体粒子について鏡映対称あるいは点対称な速度場を与えることで壁境界面上でのすべり、非すべり条件を与える、さらに壁境界面を挟んで同じ圧力値を与えることで圧力ノイマン条件を与える。この方法は境界面が平坦な場合、高精度に境界条件を満たすことができる。

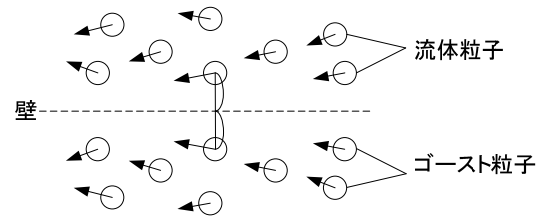
Takeshita らの手法[29]では圧力勾配は粒子間に働く斥力によって実現しているため、ゴースト境界粒子による方法では壁面に近づくほど強い斥力を受けることになり、境界面における圧力ノイマン条件を満たした際の圧力勾配に相当する力を実現することができない。また、粒子間における影響範囲を粒子半径と定めているため、境界内部に配置する固定型の壁粒子配置では壁粒子からの寄与を受けることができない。そのため、本研究における壁境界条件では前述の図 2 のように壁境界面上に壁粒子を配置することで対応する。考慮の対象は粘性と粒子間相互作用力であり、熱伝導はエンタレインメントの簡易的な実現であるため、考慮しない。壁粒子の半径は空気粒子の半径と同じ設定とし、速度はゼロとした。

同様にして、流入・流出境界条件においても一般的な粒子法における境界の取り扱いを採用することは困難であるため、本研究における寄与の計算方法を定める。考慮の対象となるのは粒子間相互作用力、粘性、熱伝導である。Takeshita らの手法[29]では空間内部の流体粒子は初期配置で粒子間に働く斥力が釣り合っている状態であるが、開放面近傍の粒子では一方からの斥力を受け、境界からの影響を考慮しない場合には、その斥力の影響のみで空間外に粒子が流出する。そのため、斥力が釣り合うよう、本研究では開放面近傍における仮想流体粒子からの寄与は一定距離  $2r_i$   $c_{dens}$  に流体粒子があるものとして行った。この仮想流体粒子の速度と温度は計算対象となる流体粒子の速度と

温度を設定し、粒子間相互作用力、粘性、熱伝導を計算した。この寄与を受ける対象粒子は、シミュレーション空間の開放面の境界上、および境界外に存在する流体粒子であり、粒子が空間から距離  $r_i$  離れることで流出と判定されるまでの範囲が寄与の考慮対象となる。本論文で示した壁境界条件と流入・流出境界条件における寄与は 3 章で示した式によって計算する。



(a)固定壁粒子



(b)ゴースト境界粒子

図5 粒子法における一般的な壁境界の取り扱い

### 5. 風上流入境界条件

シミュレーション空間外への粒子の流出の妨げを抑え、粒子の流入位置や速度を自動で決定できるように、シミュレーション空間開放面近傍に存在する粒子の流速を用いて、風上の位置に遡って流入方法を決定する風上流入境界条件を提案する。

#### 5.1 流入の判定

風上流入境界条件における粒子の流入処理に用いるため、開放面近傍に存在する流体粒子を選出する。選出の条件は開放面からの距離と粒子数密度、および流速である。すなわち、シミュレーション空間開放面からの距離  $d_b$  が任意の距離内にある粒子において、粒子数密度  $\rho_i$  が  $c_{dens}\rho_0 > \rho_i$  の条件を満たし、面に垂直な速度成分がシミュレーション空間の内側向きとなった粒子を選出し、流入処理に用いる。 $c_{dens}$  は調整用の係数であり、本研究では 1.2 を用いた。距離の判定については例えば、 $d_b < 3r_i$  を用いる。判定距離  $3r_i$  については、より長くすれば流入処理に用いる粒子数が増え、より短くすれば流入処理に用いる粒子数が減る。速度の判定については微小な速度成分を持つ粒子を後述の流入位置の計算に用いるとオーバーフローが発生する可能性がある。また、流入粒子の速度は流入処理の対象となった粒子の速度をそのまま用いるため、微小な速度では流入が完了するまでのステップ数も増大する。これらの理由により、速度成分の判定には閾値を定め、本論文では 1.0 を設定した。この閾値

は流入粒子数の調整に利用できる。この値より大きければ流入粒子は減り、小さければ流入粒子は増える。

## 5.2 流入位置と速度

流入の判定において選出された流体粒子に対し、図6に示すように、その流速を用いて風上に遡り、シミュレーション空間外において、開放面と接する位置から空気粒子を流入する。この際、流入の判定において選出された流体粒子との距離が近い場合には強い斥力が発生してしまうため、遡る距離を長くし、距離  $2r_i c_{dis}$  を確保するよう調整する。流入粒子の速度と温度は流体の連続性を考慮し、流入の判定において選出された流体粒子と同じ速度、温度を設定した。

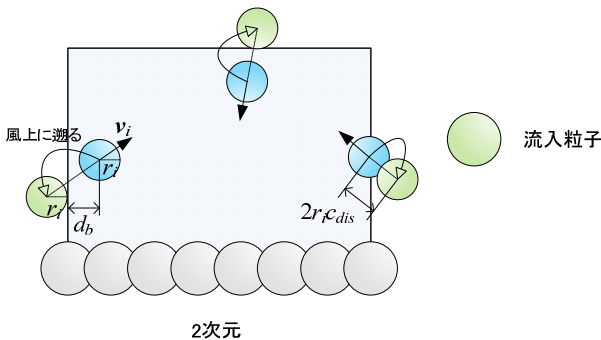


図6 風上流入境界条件における流入位置

## 5.3 流入粒子生成の制限

流入の判定と流入位置の計算は毎ステップ行う。そのため、同様の位置から連続した流入が行われてしまうと押し出された粒子が高速でシミュレーション空間に流入してしまう。この現象を避けるため、前述の方法で決定した流入位置の近傍を探索し、周囲に既に発生させた流入粒子があるならば新規の流入粒子として採用しない。その範囲は  $2r_i c_{dis}$  を用いた。

流入の判定における速度成分の判定では閾値を設定したが、微小な値を設定すると流入粒子数が膨大になる場合がある。これを避けるため、流速が高い流体粒子から順に流入処理を行い、シミュレーション空間内の流体粒子と流入が完了する前の流入粒子の和が初期配置空気粒子数より多くならないようにする。

## 6. 結果

シミュレーション空間は底面を地平面とし、その他を開放面として設定する。この空間において、底面付近に炎粒子を連続的に発生させることで爆発を表現する。このアニメーションを制作するにあたり、比較実験用に既存の境界条件を用いた2つの設定例と本研究における風上流入境界条件の設定例を用いたアニメーションを制作した。その境界条件の設定例を以下に示していく。

### 6.1 境界条件の設定

境界条件は4章と5章で定義した本論文における壁、流入・流出、周期、風上流入境界条件を組み合わせて使用する。既存

の境界条件の2つの設定例では粒子が主に上方へ流出することを想定して設定した。境界条件の設定を明確にするため、図7にシミュレーション空間の6つの構成面と本論文での呼称を示す。

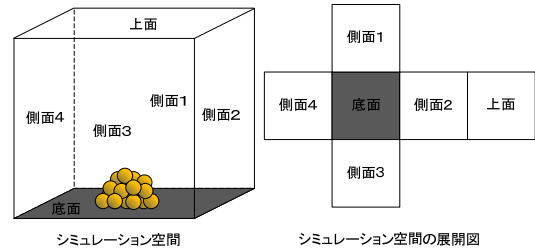


図7 シミュレーション空間の6つの構成面

#### (1) 流入境界条件の設定例

既存の境界条件の組み合わせ例の1つ目は以下の設定を用いた。

- 壁境界条件：底面
- 流出境界条件：側面1から4、及び上面
- 流入境界条件：側面1から4

粒子の流入はシミュレーション空間内の流体粒子数を一定数に保つため、流体粒子の流出時、シミュレーション空間内の流体粒子と流入が完了する前の流入粒子の和が初期配置空気粒子数を下回った場合のみ、流入境界条件を用いて空気粒子を流入させた。流入面は側面1から4の内、ランダムに選択し、流入面に対して垂直に大きき1.0の速度で流入させた。流入粒子は初期配置空気粒子と同じ温度と半径を備えた空気粒子である。

#### (2) 周期境界条件の設定例

既存の境界条件の組み合わせ例の2つ目は以下の設定を用いた。

- 壁境界条件：底面
- 周期境界条件：側面1と3、2と4の組み合わせ
- 流出境界条件：上面
- 流入境界条件：側面1から4

既存の境界条件の組み合わせ例の1つ目と同じく、粒子の流入はシミュレーション空間内の流体粒子数を一定数に保つよう配慮する。上面から流出した場合の流入方法は1つ目の設定と同じ方法で流入する。また、周期境界条件では流出と流入の処理をセットで行うのが一般的であるが、流出時にシミュレーション空間内の流体粒子と流入が完了する前の流入粒子の和が初期配置空気粒子数を上回った場合、流入を行わないものとする。周期境界条件は通常、一定方向への流れや、空間外でも空間内と同様の分布や運動をする場合に用いるため、想定しているアニメーションの状況にそぐわないが、流入位置と速度を自動的に決定できるメリットがあるため、検討に用いた。周期境界条

件適用時、流出した粒子が炎粒子の場合は空気粒子に変更して流入する。

### (3) 風上流入境界条件の設定例

本研究で提案する風上流入境界条件を用いた組み合わせ例では以下の設定を用いた。

壁境界条件：底面

流出境界条件：側面1から4、及び上面

風上流入境界条件：側面1から4、及び上面

## 6.2 考察

6.1節の境界条件の設定例は主に空間上面から流出が発生することを想定した設定となっている。この設定が有効に働くよう、アニメーション例として、まず主に上面での流出が発生する単一の爆発の例を図8に示す。次に、主に流出する方向が上面では無い爆発のアニメーションを作成する際、6.1節の境界条件の設定例では不具合が現れることを確認するため、横方向に初速度を与えた爆発のアニメーションを図9に示す。図8、9における図(1)から(3)は6.1節で示した境界条件の設定である。

「(1)流入境界条件の設定例」、「(2)周期境界条件の設定例」、「(3)風上流入境界条件の設定例」に対応する。図8のシミュレーションに想定する時間は10秒、シミュレーションパラメータ  $c_{vis}$ ,  $c_{int}$ ,  $c_{buo}$ ,  $c_{con}$ ,  $c_{rad}$  はそれぞれ 0.1, 15.0, 0.5, 0.5, 1000.0, 空気粒子質量は 0.025 を用いた。体積を調整する係数  $k$  は 0.003 である。空気粒子半径は (7)式によって算出され、これらの設定の場合には約 0.173 となる。図9のパラメータも同様であるが、浮力係数  $c_{buo}$  については横方向への流出を強めるため、0 を設定した。その他のパラメータ、シミュレーションに関する設定、データは表1に示した。表1における空気粒子数、壁粒子数は初期配置された数であり、炎粒子数はシミュレーションの過程で生成した数である。これらのシミュレーションは Core i7 3.5GHz の CPU において、OpenMP による並列処理で計算している。また、OpenGL による Z バッファレンダリングに基づき、炎粒子の温度に応じた 3D テクスチャ (ボリュームデータ) のレンダリングを行った。

### 6.2.1 流出方向を考慮した境界条件の設定の場合

図8における爆発のアニメーション例では境界条件の設定の種類によらず、爆発の形状に大きな差は発生していない。「(1)流入境界条件の設定例」、「(2)周期境界条件の設定例」では粒子が主に上面から流出することを踏まえ、粒子の流入面を空間の側面1から4のみに設定したことによって上面からの流出が滑らかに行われ、かつ、流入面である側面から爆発までの距離が十分に確保されたことによって爆発の形状への影響が起らなかった。「(3)風上流入境界条件の設定例」については前述の二つの設定例に類似したアニメーション結果が得られている。

### 6.2.2 流出方向を考慮しない境界条件の設定の場合

図9は横方向に初速度を与えた爆発の結果である。図9(1)か

ら(3)は「(1)流入境界条件の設定例」、「(2)周期境界条件の設定例」、「(3)風上流入境界条件の設定例」に対応し、主に空間上面から流出する境界条件の設定をそのまま用いることで、側面2から流出しようとする炎粒子に向かい合う流入が発生する場合の比較実験である。図9(1)から(3)において、図(a)((a)-1から(a)-6)、図(b)((b)-1から(b)-6)、図(c)((c)-1から(c)-6)、図(d)((d)-1から(d)-6)はシミュレーション空間の横のサイズを変更したアニメーション例である。図9(1)から(3)における図(a)のシミュレーション空間サイズは  $49.8 \times 19.9 \times 19.9$  を設定し、図(b), (c), (d)は図(a)の空間サイズに対して炎の進行方向に空間サイズを約 10, 20, 30 拡大している。正確に 10, 20, 30 となっていないのは空気粒子の初期配置幅に  $2r_{air-cdis}$  を用い、空間構成面上に粒子中心が配置されるよう調整したためである。

図9(1), (2)ではシミュレーション空間が狭いほど赤黒い炎の逆流が顕著に表れる。図9(2)では炎の進行方向にあたる側面2には周期境界条件を設定しているが、空間上面から流出した粒子については図9(1)の場合と同じ流入方法を採用し、側面1から4においてランダムに選出した面から流入を行っている。そのため、図9(1)の場合と同様のアニメーション結果となっている。粒子流入面からの距離が不十分な場合、流出するはずの粒子は流入粒子との相互作用によって押し戻され、レンダリングされた炎や煙には風が吹き込んだような形状の変形、あるいは周囲の空気粒子から押されることで炎や煙の進行が阻害された状態が現れる。一方、十分な距離が確保された場合には粒子流入による影響が画像上からは除外されるため、境界条件の設定によらず、同様のアニメーションが作成できる。このアニメーションを真値とみなし、以降、「基準アニメーション」と呼称する。基準アニメーションにおける炎の挙動は生成位置から画像右側方向へと滑らかに移動し、最終的には画像上、炎はほぼ存在しなくなる。

図9(1), (2)では、図(d)程度にシミュレーション空間のサイズを確保することで基準アニメーションを作成することができる。一方、図9(3)に示した風上流入境界条件の場合では図(a)程度のシミュレーション空間であっても同様の基準アニメーションを作成することができる。基準アニメーションを得ることが出来た最も狭い空間サイズにおいて、使用した粒子数に着目すると、図9(1), (2)では初期配置空気粒子数、壁粒子数が 1,524,240 個、21,170 個に対して、図9(3)では 951,336 個、13,213 個となり、既存手法に対して、約 37.6% の削減となった。計算時間は図9(1), (2), (3)のそれぞれで 3,456.065 秒、3,264.274 秒、1,599.570 秒となり、既存手法の図9(1), (2)に対して、約 1.86 倍、約 1.96 倍の高速化を達成した。

### 6.2.3 風上流入境界条件によるアニメーション例

6.2.2節の比較実験により、既存の境界条件を利用し、粒子が流出しようとする境界面からの流入がある場合、粒子の逆流が発生するため、画像上、その影響が排除されるよう十分なシミュレーション空間を確保しなければならない。風上流入境界条件に対し、空間の拡大に伴う粒子数の増加は1つの境界面あたり約 60 万個である。既存の境界条件を用いたシミュレーション

ではメモリ量, 計算時間は増大するため, 通常ならば 6.2.1 節に示すように粒子の流出方向を考慮しながら, 境界条件の設定を変えて調整を行う。しかしながら, シミュレーション空間の構成面に壁を複数設定する場合やシミュレーションの途中で炎の流出方向が変化する場合には流入位置の調整は非常に困難な作業である。流出位置からの流入を避けることが出来なかった場合には, 各境界面方向に空間を拡大することが強いられ, 例えば, 底面に壁境界を設定し, 残りの 5 つの面で空間を拡大することになった場合, 既存の境界条件では生成する炎粒子数や流入粒子に設定する速度等の影響も考慮の対象となるが, 6.2.2 節の比較実験を踏まえると, 粒子数を約 300 万個程度増加させる必要がある。一方, 風上流入境界条件ではシミュレーション空間を効率よく利用することができる。

流入位置の決定が困難になると想定されるアニメーション例として前述したシミュレーション空間の構成面に壁を複数設定する場合とシミュレーションの途中で炎の流出方向が変化する場合について, 提案する風上流入境界条件を用いたアニメーション例を図 10, 図 11 に示す。シミュレーションに想定する時間は図 10 では 10 秒, 図 11 では 15 秒である。シミュレーションパラメータ  $C_{vis}$ ,  $C_{int}$ ,  $C_{buo}$ ,  $C_{con}$ ,  $C_{rad}$ , 空気粒子質量, 体積を調整する係数  $k$  の設定は図 8 と同じである。図 10 では 3 つの爆発を生成した。シミュレーション空間を構成する 6 面のうち, 4 面に壁を設定している。図 11 では最初に底面近傍において左右方向に初速度を加えた爆発を 2 つ発生させ, 次に手前と奥の方向に初速度を加えた爆発を 2 つ発生させた。その後, 初速度の方向を変えながら, 発生のタイミングをずらした 5 つの爆発を生成し, 主に上方向へと流出していく炎を表現した。図 10, 11 において, 顕著な炎の逆流や流出の妨げは発生していない。

## 7. まとめ

本論文では爆発のアニメーションを制作する場合, 既存の境界条件の組み合わせでは粒子の流入位置や速度の決定に試行錯誤が必要となることや炎の形状に不具合が生じる場合があることを示した。流入位置の特定が困難な場合, 既存の境界条件ではシミュレーション空間の拡大を強いられ, 計算時間, メモリ量の増大に繋がる。提案する風上流入境界条件では粒子の流入位置や速度を自動で決定することが可能であり, 炎粒子の流出の障害を抑え, シミュレーション空間を効率よく利用することが可能である。

本論文では爆発のアニメーション制作手法[29]の流体モデルを基本としているため, より一般的な手法である SPH に風上流入境界条件を適用することは今後の課題である。本研究に用いた流体モデルでは, 粒子の影響範囲は粒子半径を用いている。そのため, 風上流入境界条件では個別の流入粒子によって流入を行うことができた。しかしながら, SPH では粒子の影響範囲はより広い領域にわたり, 流入は複数層の移動する壁粒子として取り扱っているため, 提案した風上流入境界条件をそのまま適用することができない。この問題に対しては, 流入粒子の影響に重み付けを加える処理が有望であると考えている。関連

する研究として壁粒子の影響に重み付けを加えることで複数層設定する壁粒子を 1 層だけ設定することで計算量を軽減する手法がある[32]。また, ユーザビリティの向上の観点から, GPU による高速化やユーザの炎形状の入力を考慮したモデルへの対応を考えており, 関連する先行研究としては GPU による SPH の高速化[33]やグリッド法における爆発火炎のユーザ制御[34]がある。

## 参考文献

- [1] REEVES, W. 1983. Particle System - A Technique for Modeling a Class of Fuzzy Objects. Proc. of ACM SIGGRAPH 83, 359-376.
- [2] SIMS, K. 1990. Particle Animation and Rendering Using Data Parallel Computation. Proc. of ACM SIGGRAPH 90, 405-413.
- [3] CHIBA, N., MURAOKA, K., TAKAHASHI, H., AND MIURA, M. 1994. Two-dimensional Visual Simulation of Flames, Smoke and the Spread of Fire. Journal of Visualization and Computer Animation, 5, 1, 37-54.
- [4] CHIBA, N., SANAKANISHI, S., YOKOYAMA, K., OOTAWARA, I., MURAOKA, K., AND SAITO, N. 1995. Visual Simulation of Water Currents Using a Particle-based Behavioural Model. Journal of Visualization and Computer Animation, 6, 3, 155-171.
- [5] STAM, J., AND FIUME, E. 1995. Depicting Fire and Other Gaseous Phenomena Using Diffusion Processes. Proc. of ACM SIGGRAPH 95, 129-136.
- [6] FOSTER, N., AND METAXAS, D. 1997. Modeling the Motion of a Hot, Turbulent Gas. Proc. of ACM SIGGRAPH 97, 181-188.
- [7] STAM, J. 1999. Stable Fluid. Proc. of ACM SIGGRAPH 99, 121-128.
- [8] FEDKIW, R., STAM, J., AND JENSEN, H. 2001. Visual Simulation of Smoke. Proc. of ACM SIGGRAPH 2001, 15-22.
- [9] RASMUSSEN, N., NGUYEN, D. Q., GEIGER, W., AND FEDKIW, R. 2003. Smoke Simulation For Large Scale Phenomena. Proc. of ACM SIGGRAPH 2003, 703-707.
- [10] LOSASSO, F., GIBOU, F., AND FEDKIW, R. 2004. Simulating Water and Smoke with an Octree Data Structure. Proc. of ACM SIGGRAPH 2004, 457-462.
- [11] FELDMAN, B. E., O'BRIEN, J. F., AND KLINGNER, B. M. 2005. Animating Gases with Hybrid Meshes. Proc. of ACM SIGGRAPH 2005, 904-909.
- [12] KLINGER, B. M., FELDMAN, B. E., CHENTANEZ, N., AND O'BRIEN, J. F. 2006. Fluid Animation with Dynamic Meshes. Proc. of ACM SIGGRAPH 2006, 820-825.
- [13] SELLE, A., RASMUSSEN, N., AND FEDKIW, R. 2005. A Vortex Particle Method for Smoke, Water and Explosions. Proc. of ACM SIGGRAPH 2005, 910-914.
- [14] YNGVE, G., O'BRIEN, J., AND HODGINS, J. 2000. Animating Explosion. Proc. of ACM SIGGRAPH 2000, 29-36.
- [15] FELDMAN, B. E., O'BRIEN, J. F., AND ARIKAN, O. 2003. Animating Suspended Particle Explosions. Proc. of ACM SIGGRAPH 2003, 708-715.
- [16] FOSTER, N., AND FEDKIW, R. 2001. Practical Animation of Liquids. Proc. of ACM SIGGRAPH 2001, 23-30.
- [17] ENRIGHT, D., MARSCHNER, S., AND FEDKIW, R. 2002. Animation and Rendering of Complex Water Surfaces. Proc. of ACM SIGGRAPH 2002, 736-744.
- [18] CHENTANEZ, N., AND MÜLLER, M. 2011. Real-Time Eulerian Water Simulation Using a Restricted Tall Cell Grid. Proc. of ACM SIGGRAPH 2011, 82:1-82:10.
- [19] NGUYEN, D., FEDKIW, R., AND JENSEN, H. 2002. Physically Based Modeling and Animation of Fire. Proc. of ACM SIGGRAPH 2002, 721-728.
- [20] HORVATH, C., AND GEIGER, W. 2009. Directable, High-Resolution Simulation of Fire on the GPU. Proc. of ACM SIGGRAPH 2009, 41:1-41:8.
- [21] MONAGHAN, J. J. 1992. Smoothed particle hydrodynamics. Annual Review of Astronomy and Astrophysics 30, 1, 543-574.
- [22] KOSHIZUKA, S., AND OKA, Y. 1996. Moving-Particle Semi-implicit Method for Fragmentation of Incompressible Fluid. Nuclear Science and



- Engineering, 123, 145-158.
- [23] PREMOZE, S., TADIZEN, T., BIGLER, J., LEFOHN, A., and WHITAKER, R. 2003. Particle-based simulation of fluids. Proc. of Eurographics 2003, 22, 401-410.
- [24] ADAMS, B., PAULY, M., KEISER, R., AND GUIBAS, L. J. 2007. Adaptively Sampled Particle Fluids, Proc. of ACM SIGGRAPH 2007, 48:1-48:7.
- [25] BECKER, M., AND TESCHNER, M. 2007. Weakly compressible SPH for free surface flows, Proc. SCA2007, pp.209-217.
- [26] SOLENTHALER, B., AND PAJAROLA, R. 2009. Predictive-Corrective Incompressible SPH. Proc. of ACM SIGGRAPH 2009, 40:1-40:6.
- [27] MACKLIN, M., AND MULLER, M. 2013. Position based fluids, Proc. SIGGRAPH2013, pp.104:1-104:12.
- [28] HARADA, T., KOSHIZIKA, S., AND KAWAGUCHI, Y., 2007. Smoothed Particle Hydrodynamics in Complex Shapes, Spring Conference on Computer Graphics, 235-241.
- [29] TAKESHITA, D., OTA, S., TAMURA, M., FUJIMOTO, T., MURAOKA K., AND CHIBA, N., 2004. Particle-based Visual Simulation of Explosive Flames. Journal of the Society for Art and Science, 3, 2, 159-167.
- [30] MACKLIN, M., MULLER, M., CHENTANEZ, N., AND KIM, T.-Y., 2014. Unified Particle Physics for Real-time Applications, ACM Trans. Graph., ACM, 33, pp.153:1-153:12.
- [31] BENDER, J., MULLER, M., AND MACKLIN, M., 2015. Position-Based Simulation Methods in Computer Graphics, EUROGRAPHICS Tutorial Notes.
- [32] AKINCI, G, IHMSEN, M., AKINCI, N., AND TESCHNER, M., 2012. Parallel surface reconstruction for particle-based fluids. Computer Graphics Forum, vol. 31, no. 6, pp. 1797-1809.
- [33] HARADA, T., KOSHIZIKA, S., AND KAWAGUCHI, Y., 2007. Smoothed Particle Hydrodynamics on GPUs, Proc. of Computer Graphics International, pp.63-70.
- [34] KAWADA, G, AND KANAI, T. 2011. Procedural fluid modeling of explosion phenomena based on physical properties, Proc. SCA2011, pp.167-176.

**竹下 大樹 (正会員)**



2005 年岩手大学大学院工学研究科電子情報工学専攻博士課程修了。博士(工学)。秋田工業高等専門学校電気情報工学科講師。芸術科学会, 情報処理学会, 映像情報メディア学会, ACM, IEEE computer society 会員。

表1 シミュレーションデータ

| 結果例      | 空気粒子数     | 壁粒子数   | 炎粒子数   | シミュレーション空間サイズ<br>(空気粒子半径は約0.173) | 計算時間[秒]        | ステップ数     | 計算時間[秒]<br>/ ステップ |       |
|----------|-----------|--------|--------|----------------------------------|----------------|-----------|-------------------|-------|
| 図8(1)    | 1,710,864 | 11,881 | 10,000 | 29.9×39.8×29.9                   | 1,389.306      | 700       | 1.983             |       |
| 図8(2)    |           |        |        |                                  | 1,333.003      | 735       | 1.814             |       |
| 図8(3)    |           |        |        |                                  | 1,226.219      | 756       | 1.622             |       |
| 図9(1)(a) | 951,336   | 13,213 | 50,000 | 49.8×19.9×19.9                   | 1,985.628      | 1,264     | 1.571             |       |
| 図9(1)(b) | 1,145,808 | 15,914 |        | 60.0×19.9×19.9                   | 2,530.272      | 1,285     | 1.969             |       |
| 図9(1)(c) | 1,335,024 | 18,542 |        | 69.9×19.9×19.9                   | 3,034.209      | 1,326     | 2.288             |       |
| 図9(1)(d) | 1,524,240 | 21,170 |        | 79.9×19.9×19.9                   | 3,456.065      | 1,343     | 2.573             |       |
| 図9(2)(a) | 951,336   | 13,213 |        | 49.8×19.9×19.9                   | 1,891.200      | 1,262     | 1.499             |       |
| 図9(2)(b) | 1,145,808 | 15,914 |        | 60.0×19.9×19.9                   | 2,340.403      | 1,270     | 1.843             |       |
| 図9(2)(c) | 1,335,024 | 18,542 |        | 69.9×19.9×19.9                   | 2,812.660      | 1,302     | 2.160             |       |
| 図9(2)(d) | 1,524,240 | 21,170 |        | 79.9×19.9×19.9                   | 3,264.274      | 1,322     | 2.469             |       |
| 図9(3)(a) | 951,336   | 13,213 |        | 49.8×19.9×19.9                   | 1,599.570      | 1,348     | 1.187             |       |
| 図9(3)(b) | 1,145,808 | 15,914 |        | 60.0×19.9×19.9                   | 1,992.383      | 1,425     | 1.398             |       |
| 図9(3)(c) | 1,335,024 | 18,542 |        | 69.9×19.9×19.9                   | 2,335.029      | 1,441     | 1.620             |       |
| 図9(3)(d) | 1,524,240 | 21,170 |        | 79.9×19.9×19.9                   | 2,677.444      | 1,452     | 1.844             |       |
| 図10      | 1,664,064 | 58,681 |        | 30,000                           | 39.8×29.9×29.9 | 1,328.306 | 809               | 1.642 |
| 図11      | 2,560,410 | 15,805 |        | 90,000                           | 39.8×44.8×29.9 | 5,378.536 | 1,673             | 3.215 |

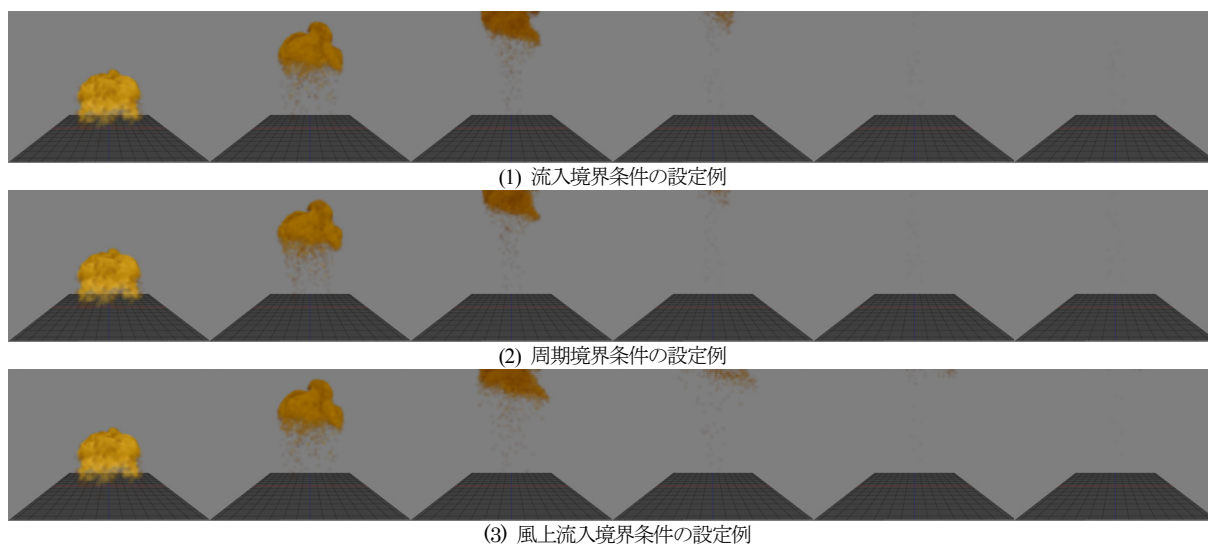


図8 境界条件の設定の違いによる結果例1 (単一の爆発) : 左図から 50, 100, 150, 200, 250, 300 フレーム目

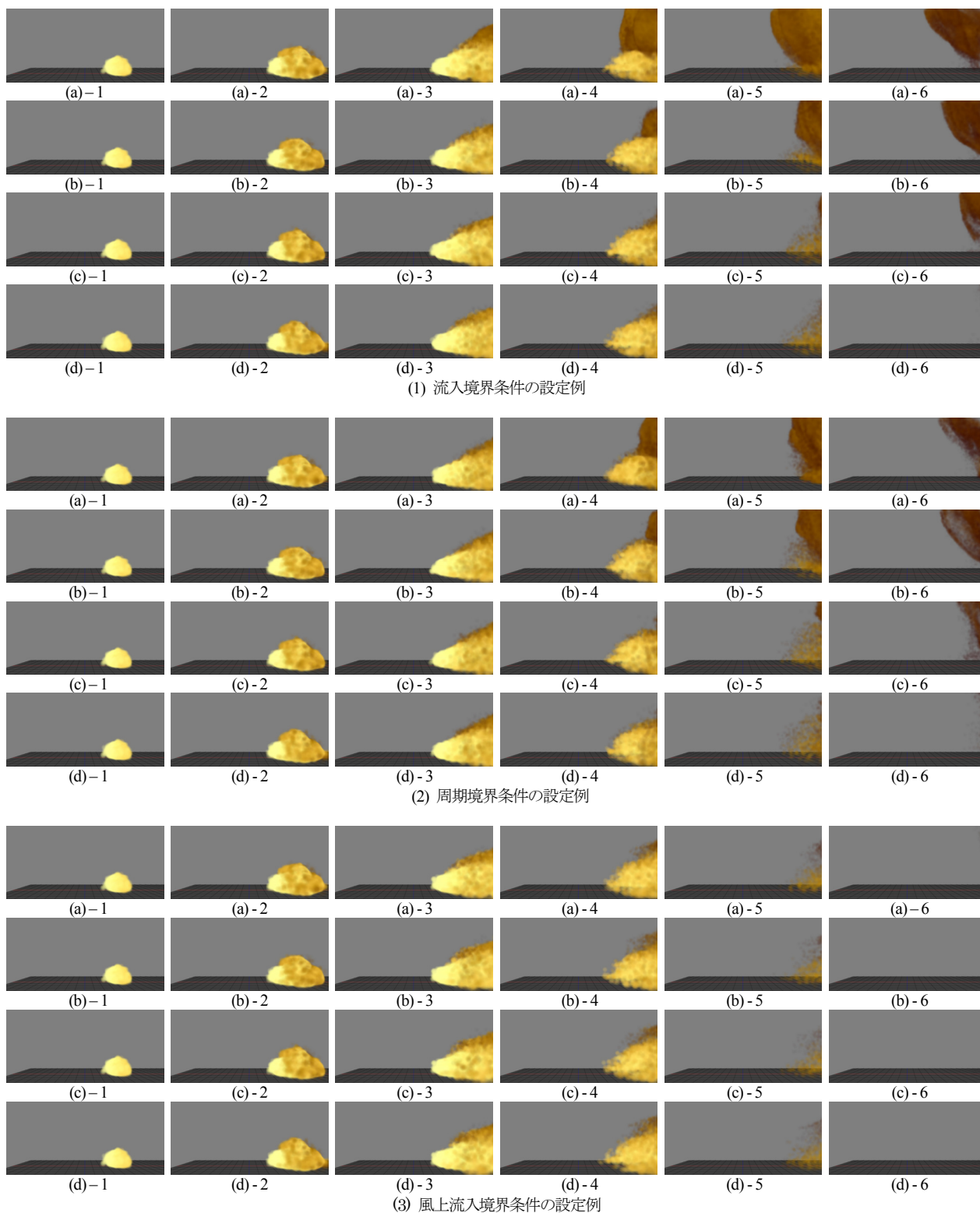


図9 境界条件の設定の違いによる結果例2 (横方向への爆発) : 左図から5, 20, 100, 160, 200, 300 フレーム目を表示した. 図(a) ((a)-1 から(a)-6) のシミュレーション空間サイズは  $49.8 \times 19.9 \times 19.9$  である. 図(b), (c), (d) は図(a) の空間サイズに対し, 炎の進行方向に空間サイズを約 10, 20, 30 拡大している.

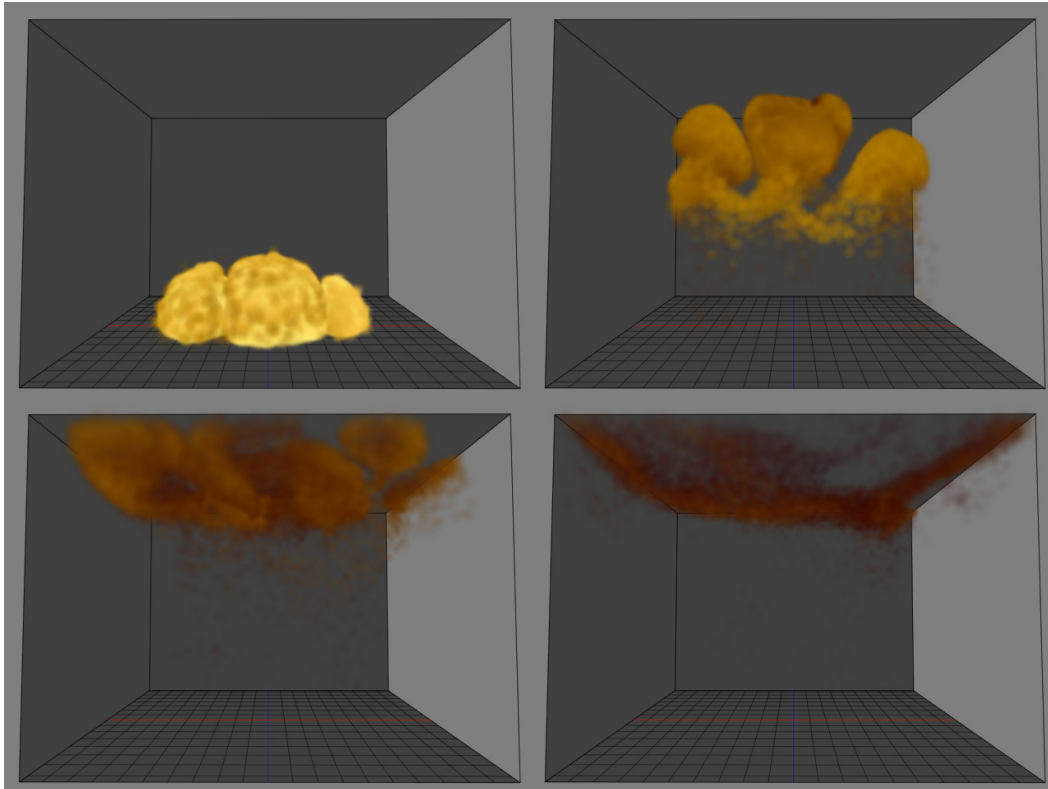


図 10 風上流入境界条件による設定を用いた結果例 1 (構成面の 4 面に壁面を設定) :  
左上図から 20, 100, 200, 300 フレーム目

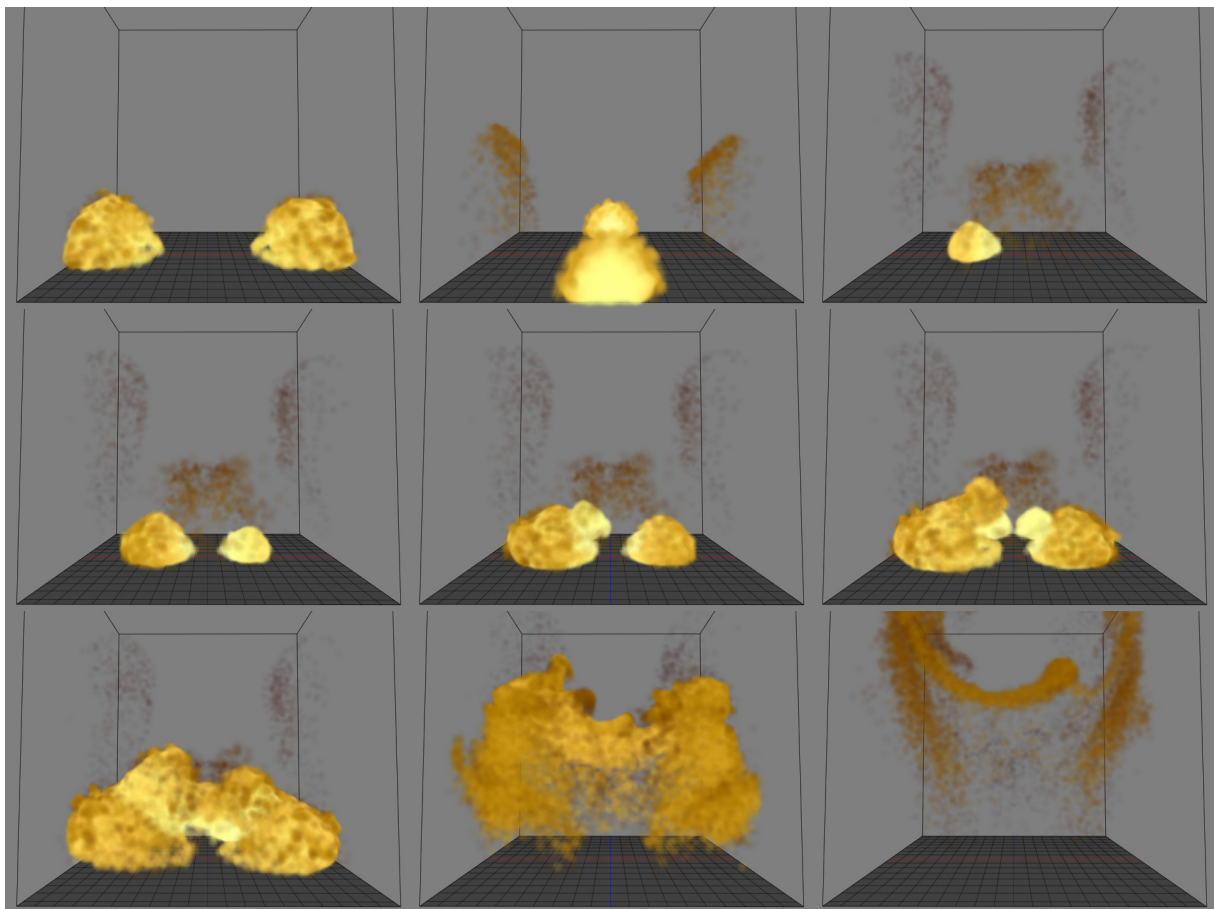


図 11 風上流入境界条件による設定を用いた結果例 2 (炎の流出方向を変化させた設定) :  
左上図から 20, 100, 185, 190, 195, 200, 210, 240, 300 フレーム目