

人の歩行と衣服の静電気力を考慮した 室内塵埃の飛散に関する3次元解析

中野直人*, 中山 司[§]

Three-dimensional analysis of the scattering of dust in a
room with the consideration of human walk and electrostatic
force of clothes

Naoto NAKANO and Tsukasa NAKAYAMA

abstract

In 2016, Honda et al.[1] proposed a numerical method for the three-dimensional analysis of the scattering of dust in a room caused by human walk. In this paper, we extend the method so as to consider the electrostatic effect in the calculation of the dynamics of dust. In the method of Honda et al., a dust is moved in a Lagrangian manner according to the flow velocity at the position of the dust. In the extended method of this paper, the dynamics of a dust is analysed by solving numerically the equation of motion of a dust. The motion of a dust is affected by three kinds of external forces, namely, the electrostatic force, the drag due to air flow in a room and the gravitational force. Numerical calculations by the extended method have yielded the realistic tendency of dust motions. Encouraging results are obtained.

1 はじめに

近年の建物の窓枠へのアルミサッシの使用による室内の密閉化の傾向は、室内気流による塵埃の飛散を助長し、生活する人の健康を脅かしている。本多ら [1] は、室内気流の発生源として人の歩行に注目し、人の歩行によって塵埃が飛散する様子をシミュレーションするための数値計算法を構築し、シミュレーション結果の考察を通して、数値計算法の有効性を示した。

ところで、塵埃の中でも花粉は静電気の影響を大きく受ける。花粉が飛散する春先に、衣服に生じた静電気によって衣服に吸着した花粉が室内に持ち込まれ、再び室内にまき散らされることは日常的に経験することである。そこで、室内気流による塵埃の飛散シミュレーションにおいて、静電気による塵埃の衣類への吸着、脱着の過程を再現する機能を付加することは意味があると考えられる。本研究では、人の歩行によって生じる気流に加えて、衣服に生じる静電気の影響も考慮した塵埃の飛散シミュレーションのための数値計算法の構築をめざす。本研究は、本多らの研究成果を基礎とするが、塵埃に作用する静電気力を考慮する結果として、塵埃の移動計算の方法を改良する。本多らの方法では、塵埃に対する重力の影響は無視し、塵埃は気流に乗って室内空間を漂うだけであった。しかし、本研究では、塵埃一つ一つについて、静電気力、気流から受ける抗力、重力を考慮した運動方程式を解いて、

*中央大学大学院理工学研究科精密工学専攻（現在 パナソニックエコシステムズ株式会社 勤務）

[§]中央大学理工学部精密機械工学科（〒112-8551 東京都文京区春日 1-13-27）

塵埃の移動を計算する．拡張した数値計算法の概要と，それを用いた数値シミュレーションの結果を報告する．

2 室内気流の解析

2.1 流れの基礎方程式

Fig. 1 に示す直方体の室内を人が歩行する 3 次元モデルを考える．室内の空気を非圧縮性ニュートン流体とし，流れは層流とする．このとき，流れの支配方程式は，ナビエ・ストークス方程式

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

と連続の方程式

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (\Omega_f \text{ 内}) \quad (2)$$

である．ここに， Ω_f は流体領域， t は時間， \mathbf{u} は室内気流の速度， p は圧力， ρ と ν は空気の密度と動粘性係数である．

領域 Ω_f の境界は，部屋の壁（天井と床を含む）と人体表面である．部屋の壁 Γ 上では，すべりなし条件

$$\mathbf{u} = \mathbf{0} \quad (\Gamma \text{ 上}) \quad (3)$$

を課し，人体表面 γ 上では同じくすべりなし条件

$$\mathbf{u} = \hat{\mathbf{u}}_b \quad (\gamma \text{ 上}) \quad (4)$$

を課す．ここに， $\hat{\mathbf{u}}_b$ は人の歩行速度である．

初期条件は，

$$t = 0 \text{ において : } \mathbf{u} = \mathbf{0}, \quad p = 0 \quad (\Omega_f \text{ 内}) \quad (5)$$

とする．

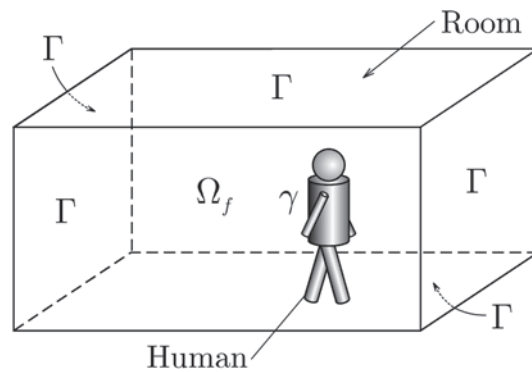


Fig. 1: Computational region and its boundaries

2.2 基礎方程式の離散化

2.2.1 空間方向の離散化

2.1節で定式化した問題は、人の歩行に伴って人体表面境界 γ の位置が時々刻々と変化する移動境界問題である。この問題を扱うために fictitious domain 法 [2] を用いる。

Fictitious domain 法では、人体が占める領域を仮想的な流体が占める流体領域と見なし、人体表面に課す境界条件 (4) を流れの支配方程式 (1), (2) に対する拘束条件として扱う。そして、この拘束条件はラグランジュの未定乗数法によってナビエ・ストークス方程式 (1) の弱形式に、次式の左辺第2項のように組み込まれる。

$$\int_{\Omega} \left\{ \mathbf{u}^* \cdot \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right] - \frac{p}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{u}^* + \nu \nabla \mathbf{u}^* : \nabla \mathbf{u} \right\} d\Omega - \int_{\gamma} \mathbf{u}^* \cdot \boldsymbol{\lambda} d\gamma = 0 \quad (6)$$

ここに、 Ω は、計算領域 Ω_f と人体が占める領域を合わせた領域、すなわち Fig. 1 の直方体の内部領域の全体を表す。 \mathbf{u}^* は重み関数、 $\boldsymbol{\lambda}$ はラグランジュの未定乗数である。連続の方程式の弱形式は、

$$\int_{\Omega} p^* \nabla \cdot \mathbf{u} d\Omega = 0 \quad (7)$$

となる。ここに、 p^* は重み関数である。式 (6) においてラグランジュの未定乗数 $\boldsymbol{\lambda}$ も未知量となるから、式 (6), (7) に拘束条件の弱形式

$$\int_{\gamma} \boldsymbol{\lambda}^* \cdot (\mathbf{u} - \hat{\mathbf{u}}_b) d\gamma = 0 \quad (8)$$

が加わる。ここに、 $\boldsymbol{\lambda}^*$ は重み関数である。このように、人体が占める領域を流体領域と見なし、移動境界に課す条件式 (4) を拘束条件として式 (6), (8) のように扱うことによって、計算領域 Ω を覆う計算メッシュを固定したまま計算を進めることができる。

弱形式 (6)–(8) の離散化には有限要素法 [3] を用いる。領域 Ω を、Fig. 2 に示す四面体要素で分割する。速度 \mathbf{u} と重み関数 \mathbf{u}^* の節点を四面体の4頂点と重心とし、要素内の分布を空間座標の1次多項式と気泡関数 [4] で構成される内挿関数で近似する。圧力 p と重み関数 p^* の節点を四面体の4頂点とし、要素内の分布を空間座標の1次多項式で近似する。式 (6) の左辺第2項と式 (8) の境界 γ における面積分を実行するために、人体表面を Fig. 3 のように平面三角形で分割する (人体のモデル化については5.2節で述べる)。ラグランジュの未定乗数 $\boldsymbol{\lambda}$ と重み関数 $\boldsymbol{\lambda}^*$ を三角形の3頂点で定義し、要素内の分布を三角形の面内に設けた局所座標の1次多項式で近似する。こうして、弱形式 (6)–(8) を離散化すると、次のような半離散化式を得る。

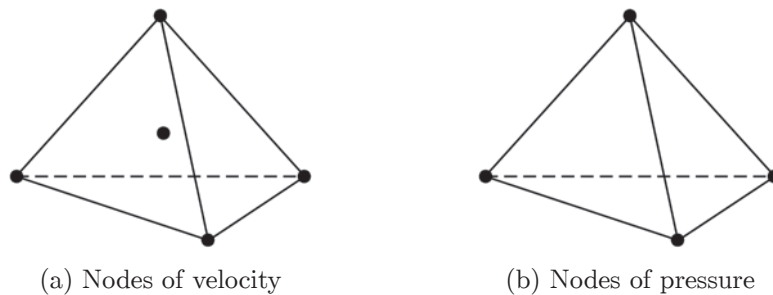


Fig. 2: Finite elements and nodes

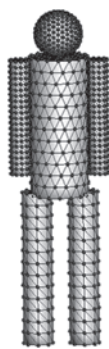


Fig. 3: Finite element mesh covering the surface of a human body

$$\mathbf{M} \frac{d\mathbf{U}}{dt} + [\mathbf{K}(\mathbf{u}) + \mathbf{D}] \mathbf{U} - \mathbf{H}\mathbf{P} - \mathbf{\Pi}\mathbf{\Lambda} = \mathbf{0} \quad (9)$$

$$\mathbf{H}^T \mathbf{U} = \mathbf{0} \quad (10)$$

$$\mathbf{\Psi} \mathbf{U} = \hat{\mathbf{U}}_b \quad (11)$$

ここに、 \mathbf{U} , \mathbf{P} , $\mathbf{\Lambda}$ はそれぞれ節点速度、節点圧力、 $\mathbf{\lambda}$ の節点値を成分とするベクトルである。 $\mathbf{K}(\mathbf{u})\mathbf{U}$, $\mathbf{D}\mathbf{U}$, $-\mathbf{H}\mathbf{P}$ は、それぞれナビエ・ストークス方程式の移流項、拡散項、圧力項の離散形である。 $-\mathbf{\Pi}\mathbf{\Lambda}$ は式 (6) の左辺第 2 項の離散形である。式 (11) は式 (8) の離散形であり、 $\hat{\mathbf{U}}_b$ は人の歩行速度 $\hat{\mathbf{u}}_b$ の節点値を成分とするベクトルである。なお、式 (9)–(11) を導出するにあたって、四面体要素内での体積分と平面三角形要素内での面積分は、それぞれ体積座標と面積座標を用いて厳密に実行する。

2.2.2 SUPG 法の導入

5.1 節で述べるように、本論文で扱う計算例題における流れのレイノルズ数 Re は 2×10^4 になる。そこで、高レイノルズ数流れの数値計算の安定化を図るために、SUPG 法 [5] を導入する。SUPG 法を導入すると、ナビエ・ストーク方程式の弱形式 (6) の左辺に

$$\sum_e \left\{ \int_{\Omega_e} [\tau_e(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}^*] \cdot \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \frac{1}{\rho} \nabla p - \nu \nabla^2 \mathbf{u} \right] d\Omega \right\} \quad (12)$$

が付加される。ここに、 Ω_e は一つの四面体要素の内部領域を表し、 τ_e は時間の次元をもつ、要素ごとに定められる係数である。本来、付加項の重み関数 $\tau_e(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}^*$ は、(12) のように、ナビエ・ストーク方程式のすべての項に適用されるものである。しかし、ここでは、離散化過程の簡略化のために、計算安定化の効果が最も高いと言われている移流項 $(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}$ にのみ適用することにして、式 (6) の左辺に付加する項を、

$$\sum_e \left\{ \int_{\Omega_e} [\tau_e(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}^*] \cdot [(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}] d\Omega \right\} \quad (13)$$

とする。(13) を前項で述べた四面体要素を用いて離散化すると、 $\tau_e \mathbf{F}\mathbf{U}$ のようにまとめることができる。このとき、四面体要素内での体積分には、文献 [6] を参考にして、積分点 4 個の数値積分を使用する。 $\tau_e \mathbf{F}\mathbf{U}$ をナビエ・ストーク方程式の半離散化式に付加すると、式 (9) は

$$\mathbf{M} \frac{d\mathbf{U}}{dt} + [\mathbf{K}(\mathbf{u}) + \mathbf{D} + \tau_e \mathbf{F}] \mathbf{U} - \mathbf{H}\mathbf{P} - \mathbf{\Pi}\mathbf{\Lambda} = \mathbf{0} \quad (14)$$

に置き換えられる.

係数 τ_e は,

$$\tau_e = \left[\left(\frac{2|\mathbf{u}_e|}{h} \right)^2 + \left(\frac{4\nu}{h^2} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (15)$$

で計算する [7]. ここに, \mathbf{u}_e は局所速度, h は要素の代表長さである. ここでは, 四面体要素と同じ体積をもつ球の直径を h とする.

2.2.3 時間方向の離散化

時間方向の離散化には差分法を用いる. 時間軸を一定の長さ Δt の小区間に分割し, 時刻 $t^n = n\Delta t$ と時刻 $t^{n+1} = (n+1)\Delta t$ にはさまれた代表的な区間を考える. そこで, 式 (10), (11), (14) を時間方向に次のように離散化する.

$$\mathbf{M} \frac{\mathbf{U}^{n+1} - \mathbf{U}^n}{\Delta t} + [\mathbf{K}(\mathbf{U}^n) + \mathbf{D} + \tau_e \mathbf{F}] \mathbf{U}^n - \mathbf{H} \mathbf{P}^{n+1} - \mathbf{\Pi} \mathbf{\Lambda}^{n+1} = \mathbf{0} \quad (16)$$

$$\mathbf{H}^T \mathbf{U}^{n+1} = \mathbf{0} \quad (17)$$

$$\mathbf{\Psi} \mathbf{U}^{n+1} = \hat{\mathbf{U}}_b \quad (18)$$

ここに, 上付き添字 n と $n+1$ は, それぞれ時刻 t^n, t^{n+1} における値を表す.

時刻 t^n における値を知って時刻 t^{n+1} の値を求めるものとして, 式 (16)–(18) を $\mathbf{U}^{n+1}, \mathbf{P}^{n+1}, \mathbf{\Lambda}^{n+1}$ を未知量とする次のような連立1次代数方程式にまとめる.

$$\begin{bmatrix} \mathbf{M}/\Delta t & -\mathbf{H} & -\mathbf{\Pi} \\ \mathbf{H}^T & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{\Psi} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \mathbf{U}^{n+1} \\ \mathbf{P}^{n+1} \\ \mathbf{\Lambda}^{n+1} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \mathbf{M}\mathbf{U}^n/\Delta t - [\mathbf{K}(\mathbf{U}^n) + \mathbf{D} + \tau_e \mathbf{F}] \mathbf{U}^n \\ \mathbf{0} \\ \hat{\mathbf{U}}_b \end{Bmatrix} \quad (19)$$

これを, 時間を Δt ずつ進めながら毎ステップ, 共役残差法で解く. このとき, 計算機メモリの容量制限を避けるために, 式 (19) の係数行列の全体行列としての組み立てを必要としない解法を用いた. その解法の詳細については文献 [1] を参照していただきたい.

3 塵埃の運動解析

3.1 塵埃の運動方程式

本多ら [1] の方法では, 塵埃に対する重力の影響を無視し, 塵埃は気流速度に従ってラグランジュ的に移動させていた. そのため, 塵埃の重力による沈降という現象は再現できなかった. 本研究では, 塵埃に作用する静電気力を考慮することに合わせて, 重力と室内気流から受ける抗力も考慮し, 塵埃一つ一つについて運動方程式を解き, 塵埃の移動を計算する.

塵埃の運動方程式は,

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F}_E + \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_G \quad (20)$$

で与えられる. ここに, m は塵埃の質量, \mathbf{v} は塵埃の速度である. 外力を構成する $\mathbf{F}_E, \mathbf{F}_D, \mathbf{F}_G$ はそれぞれ静電気力, 室内気流から受ける抗力, 重力を表し, 次式で与えられる.

$$\mathbf{F}_E = -q \nabla \phi \quad (21)$$

$$\mathbf{F}_D = \frac{1}{2} \rho A C_D |\mathbf{u} - \mathbf{v}| (\mathbf{u} - \mathbf{v}) \quad (22)$$

$$\mathbf{F}_G = m\mathbf{g} \quad (23)$$

である．ここに， ϕ は電位， q は塵埃の電荷， A は塵埃の正面面積， C_D は抗力係数， \mathbf{g} は重力加速度である． C_D については，塵埃を球形として，球の抗力係数の $10^4 < Re < 10^6$ の平均値 0.47 を用いる．運動方程式 (20) の時間積分には 2 次のルンゲ・クッタ法を用いる．

3.2 解析の手順

Fig. 4 に，一つの塵埃についての運動解析の手順を示す．まず，最初に，静電気力 \mathbf{F}_E と抗力 \mathbf{F}_D を式 (21), (22) によって計算する．次に，塵埃と人体表面との間の最短距離 r が 3 mm よりも小さい場合は，塵埃は人体表面に付着していると見なし， r が 3 mm 以上の場合は気流中に浮遊していると見なす．気流中に浮遊している場合は，運動方程式 (20) を解いて塵埃の移動量を求める．塵埃が人体表面に付着している場合は， \mathbf{F}_E と \mathbf{F}_D の大きさを比較する．抗力が大きい場合は，塵埃が人体表面から離脱する可能性があるため，運動方程式を解く．静電気力が大きい場合は，塵埃を人体表面に付着させたままとする．仮想境界法を用いている本計算法では，塵埃の移動過程で塵埃が人体内部に侵入する可能性がある．その場合は，塵埃の移動経路と人体表面の交点を求め，そこへ塵埃を配置する．

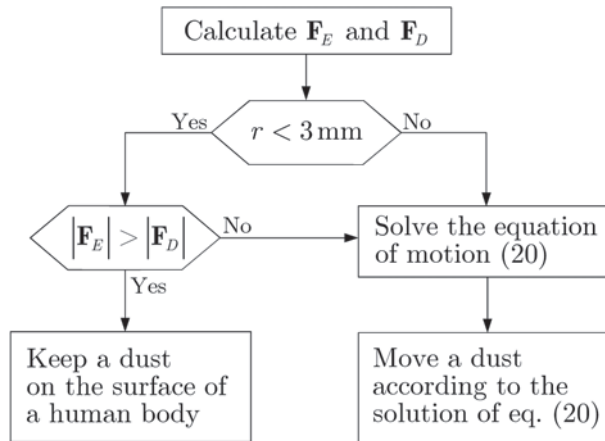


Fig. 4: Flow chart for the movement of a dust during a time step

4 電場の解析

塵埃に働く静電気力を求めるために，室内の電位 ϕ の分布を求める．この問題は，静電気を帯びた人体が，電荷をもった多数の塵埃が分布する空間内を移動するときの電位を求める問題である．問題を簡単化するために仮定を設ける．後述するように，塵埃の電荷はおよそ 10^{-15} C の程度の微小電荷である．そこで，塵埃の電荷が電場に及ぼす影響は小さいとして，この影響を無視する．次に，人体の移動に伴って電位分布は時々刻々変化する．しかし，ここでは，このような電位の動的変化を考えるのではなく，人体の位置に応じた瞬間の静的な電位分布を用いるものとする．

以上の結果，Fig. 1 において流体領域 Ω_f 内の電位分布を求めるための境界値問題は，

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (\Omega_f \text{ 内}) \quad (24)$$

$$\phi = 0 \quad (\Gamma \text{ 上}) \quad (25)$$

$$\phi = \phi_B \quad (\gamma \text{ 上}) \quad (26)$$

のように定式化される．ここに， ϕ_B は人体表面の電位である．

境界 γ の位置は人の移動に伴って変化するため，この問題もまた移動境界問題である．そこで，式 (24)–(26) の解析にも fictitious domain 法を用いる．境界条件 (26) を支配方程式 (24) に対する拘束条件とし，ラグランジュの未定乗数法を用いて式 (24), (26) の弱形式を構築すると，

$$\int_{\Omega} \nabla \phi^* \cdot \nabla \phi \, d\Omega = \int_{\gamma} \chi \phi^* \, d\gamma \quad (27)$$

$$\int_{\gamma} \chi^* (\phi - \phi_B) \, d\gamma = 0 \quad (28)$$

を得る．ここに， χ はラグランジュの未定乗数， ϕ^* と χ^* は重み関数である．

ϕ の節点値を Fig. 2 に示す四面体要素の4頂点で定義し， χ の節点値を Fig. 3 に示す人体表面の平面三角形の3頂点で定義して，式 (27), (28) を有限要素法で離散化すると，

$$\mathbf{G}\Phi - \mathbf{B}\mathbf{X} = \mathbf{0} \quad (29)$$

$$\mathbf{A}\Phi = \mathbf{S}\Phi_B \quad (30)$$

を得る．ここに， Φ , \mathbf{X} , Φ_B はそれぞれ ϕ , χ , ϕ_B の節点値を成分とするベクトルである．式 (29), (30) を 2.2.3 項で述べた共役残差法を用いて解く．

5 数値計算

5.1 計算領域

Fig. 5 に計算領域の大きさを示す．図中の寸法は，人の胴体(円筒形)の直径 0.3 m を代表長さとする無次元長さで示してある．また，この無次元長さに基づく，無次元座標 $O-xyz$ を Fig. 5 のように設ける．この室内空間を要素数 246790，圧力節点の数 45008 の有限要素メッシュで覆う．初期状態において，人は図に示す位置に立つ．人は， $t = 0$ の瞬間に図の矢印の向きに向かって歩き始め，1 m/s の定速で直進したのち，図の停止位置で停止する．初期状態の塵埃は，計算例題ごとに，空間に分布させるか，床面上に分布させる．時間増分を $\Delta t = 3 \times 10^{-4}$ s とする．

なお，人の胴体の直径 0.3 m を代表長さ，人の歩行速さ 1 m/s を代表速さとして流れのレイノルズ数 Re を計算すると， $Re = 2 \times 10^4$ となる．

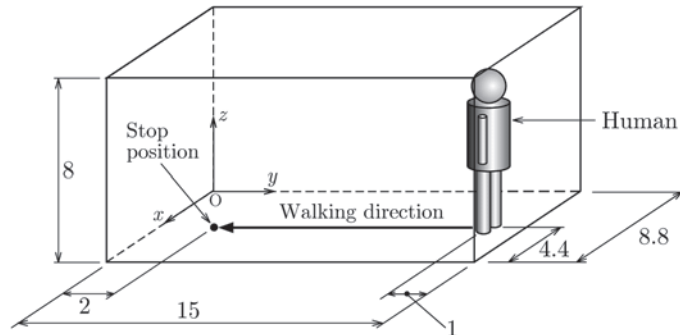


Fig. 5: Size of the computational region

5.2 人体モデル

人体は、円筒形の胴体、腕、脚と球形の頭を組み合わせた Fig. 6 の形状とする．各部の寸法は Fig. 6 のように定める．図の寸法は、胴体の直径 0.3 m に対する比率で示してある．歩行中、腕と脚には、それぞれ図の軸 A, B を中心とする振幅 20°、角速度 1.16 rad/s の周期的な振り子運動をさせる．

人体表面は Fig. 3 のように平面三角形で分割される．頭、胴体、腕、脚の表面を覆う要素と節点の数は Table 1 に示すとおりである．

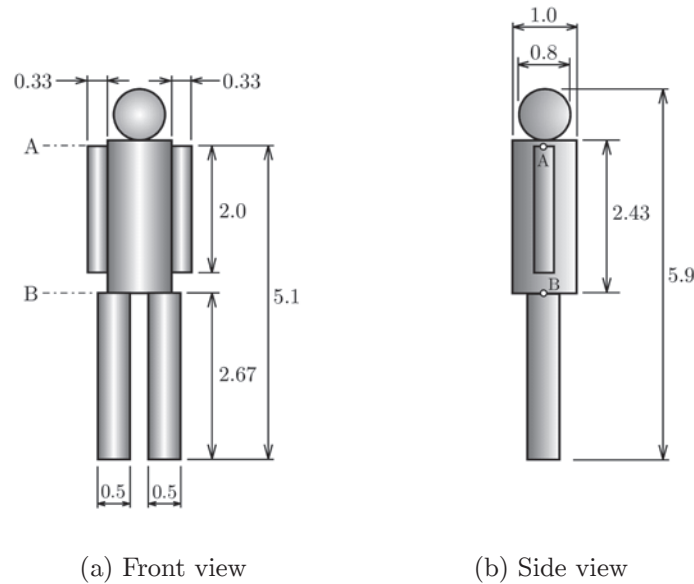


Fig. 6: Computational model of a human body

Table 1: Numbers of elements and nodes on the surface of a human body

	Number of elements	Number of nodes
Head	504	254
Body	588	296
An arm	474	239
A leg	228	116

5.3 静電気力による塵埃の静止人体への吸着

静電気力による塵埃の移動計算を検証するため、人を Fig. 5 の初期位置に立たせた状態で、空中に浮遊させた塵埃の静電気力による移動を計算する．塵埃の初期分布を Fig. 7 に示す．黒い点の一つ一つが塵埃に見立てた粒子である．塵埃は、 x 軸方向に 7 列、 y 軸方向に 9 列、 z 軸方向に 8 列等間隔に配置し、その総数は 504 個である．塵埃として杉花粉を想定する．文献 [8, 9] を参考にして、1 個の杉花粉の、電荷を -2.0×10^{-15} C、質量を 1.89×10^{-3} g とし、形状を直径 $29.9 \mu\text{m}$ の球形とする．文献 [10] によると、歩行時の人の衣服表面の電位の最大値は 800 V である．しかし、ここでは、静電気力の影響を強調するために $\phi_B = 1000$ V とする．

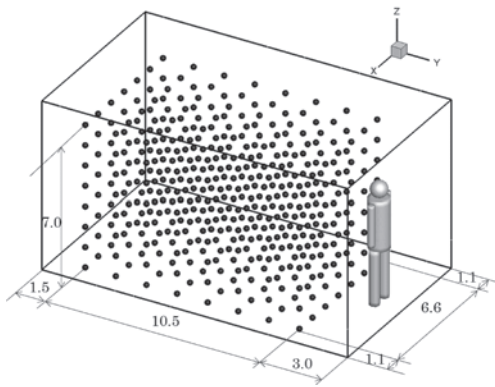


Fig. 7: Initial distribution of dust in the space of the room

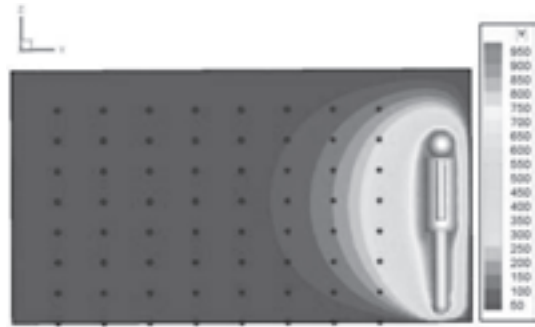


Fig. 8: Distribution of the electric potential

Fig.8 に、室内中心面 ($x = 4.4$) における電位分布を示す. 人の近傍は電位が高く、遠方へ行くにつれて電位が低下している. この電位分布に基づく、人体表面と塵埃の間に生じる静電気力によって、塵埃が次第に人体表面に引き寄せられる様子を Fig. 9 に示す. 人体近傍の塵埃が人体方向に移動してい

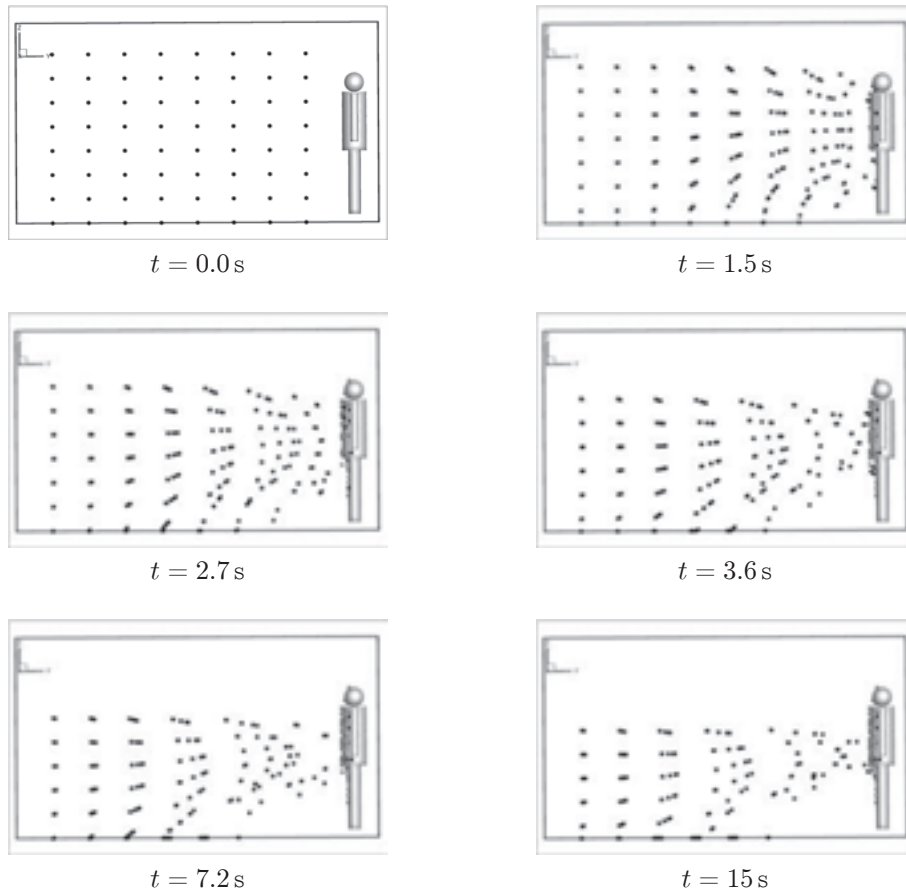


Fig. 9: Dust movement due to the electrostatic force

るのに対し、遠方の塵埃は静電気が弱いために人体方向への移動量が小さく、重力によって沈降していく様子が示されている。

5.4 人の歩行と静電気力による塵埃の飛散（ケース 1）

前節の計算条件に人の歩行を加えて、人の歩行による流体力と静電気力による塵埃の飛散をシミュレーションする。計算結果を Fig. 10 に示す。静電気力の有無による塵埃の飛散状況を比較するために、図の左列 (a) に静電気力なし ($\phi_B = 0 \text{ V}$) の結果を、右列 (b) には静電気力あり ($\phi_B = 100 \text{ V}$) の結果を示す。

$t = 3.6 \text{ s}$ までは、人の歩行によって室内の塵埃がゆらぎ、塵埃が人とともに人の進行方向へ移動し

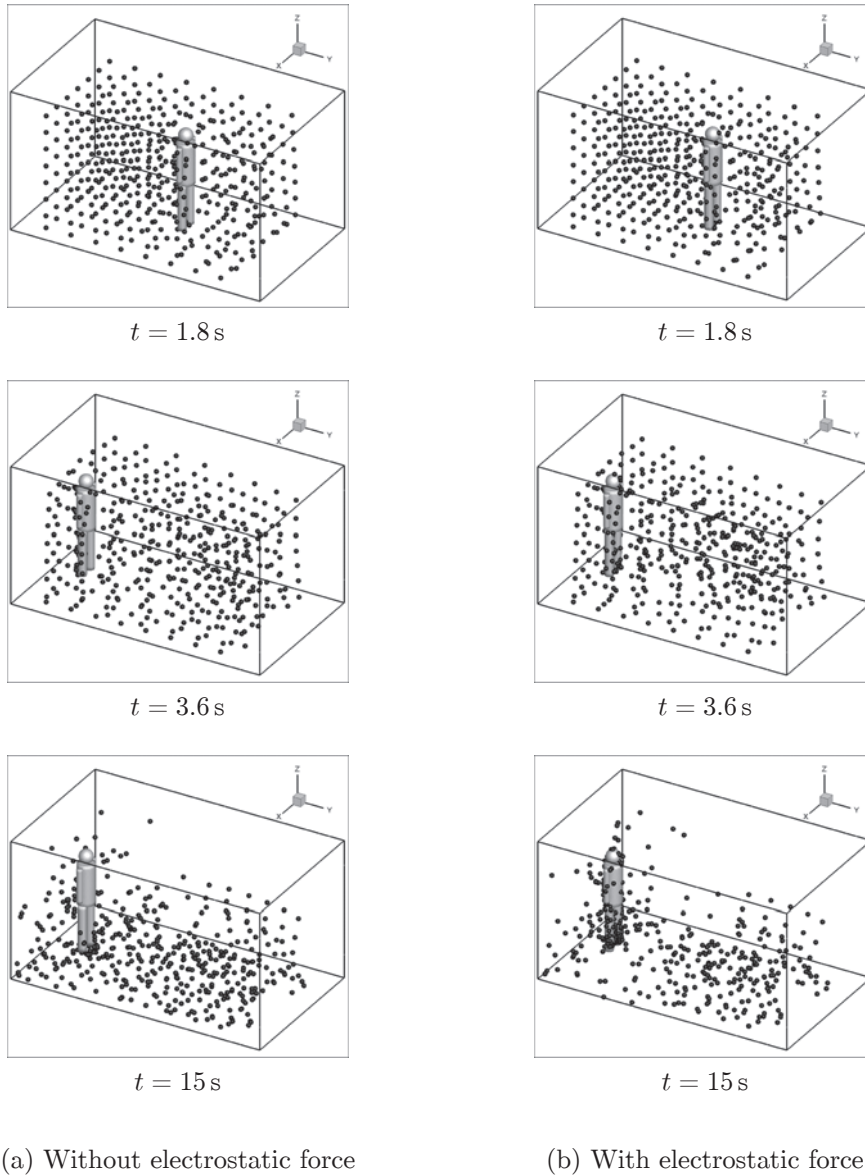


Fig. 10: Scattering of dust initially distributed in the space of the room

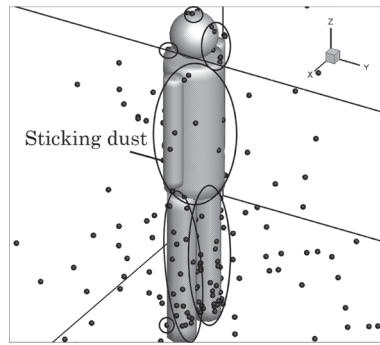


Fig. 11: Enlarged view of the neighborhood of the human body ($t = 15$ s)

ている様子がわかる．静電気力の有無による塵埃の飛散状況に大きな差はなく，人の歩行中は，人の移動によって生じる気流による抗力が塵埃の運動において支配的であると考えられる．

$t = 3.6$ s で人が停止したあとの $t = 15$ s の図を見ると，人の周辺に塵埃が集中している様子がわかる．同時刻の人周辺の拡大図を Fig. 11 に示す．丸枠で囲ってある部分の塵埃はすべて人体表面に付着している．この図より，胴体や腕に比べて脚に付着している塵埃が多いことがわかる．人が移動することによって人の背後には後流が形成され，その中に塵埃が取り込まれて人とともに人の進行方向へ移動する [1]．その塵埃は，人に追従しながら重力によって沈降していく．人が停止したあと，脚に多くの塵埃が付着するのは，このような理由であると考えられる．

一つの塵埃と人体表面の間の最短距離を r として， $0 \leq r \leq 0.3$ m の範囲にある塵埃の個数の時間変化を Fig. 12 に示す．図には，静電気力がある場合とない場合のグラフを示してある．人が停止する $t = 3.6$ s 付近までは静電気力の有無による個数の差はそれほど大きくはない．しかし， $t = 3.6$ s を過ぎると，二つのグラフの傾向は大きく異なり，両者の差は顕著になる．静電気力がある場合は，塵埃が静電気力によって人体表面に引き寄せられるために，時間とともに個数が増えていく．一方，静電気力がない場合は，塵埃を人体へ引き寄せる要因がないために個数は大きくは増えない．静電気力がない場合のグラフにおいて， $t = 3.6$ s 以降でグラフがほぼ横ばいの状態にある理由は次のように考

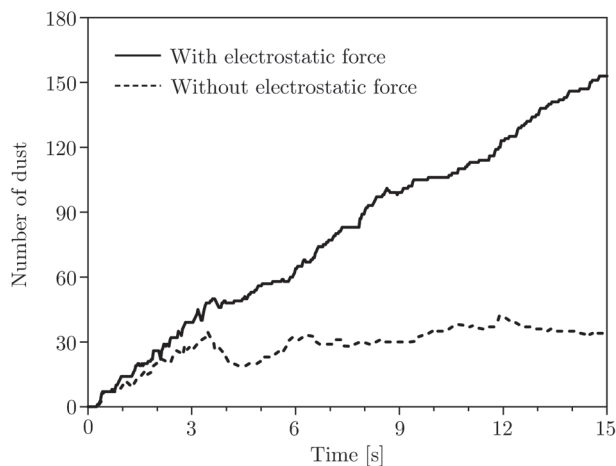


Fig. 12: Time histories of the number of dust in the neighborhood of the human body

えられる。人の背後に形成される後流は、人の後方にある塵埃を人に向かって移動させる働きをする [1]。静電気力がある場合、このような後方から流れてきた塵埃は静電気力によって人体表面に引き寄せられるが、静電気力がない場合は、重力によって沈降し、床面上へ落下する。床面上へ落下する数と後方から引き寄せられる数が拮抗して、塵埃の個数が横ばいになっていると考えられる。

以上の結果より、塵埃の運動において、人が移動している間は気流からの抗力が支配的であり、人が停止したあとは静電気力が支配的であることがわかる。

5.5 人の歩行と静電気力による塵埃の飛散（ケース 2）

床に分布させた塵埃の中を人が歩行する場合を計算する。塵埃の初期分布を Fig.13 に示す。図中の寸法は、人の胴体の直径に対する比率で示してある。床面から高さ約 6 cm の範囲に 392 個の塵埃を図のように配置する。塵埃は杉花粉とし、人の歩行条件と計算条件は前節と同じとする。

Fig. 14 に、塵埃の飛散の時間変化を、静電気力がある場合とない場合を比較して示す。図の左列 (a) は静電気力がない場合、右列 (b) は静電気力がある場合 ($\phi_B = 100 \text{ V}$) である。静電気力がない場合、塵埃は人の脚の運動によって生じる気流によって動き始めるが、その動きは床面近傍に限られた平面的なものである。一方、静電気力がある場合は、塵埃の一部が高く舞い上がっている。これは、静電気力の鉛直方向成分によって上昇した塵埃が、人体背後の後流による抗力によってさらに持ち上げられる結果と考えられる。静電気力によって、床面上の塵埃が室内の高所にまで飛散することが示されている。

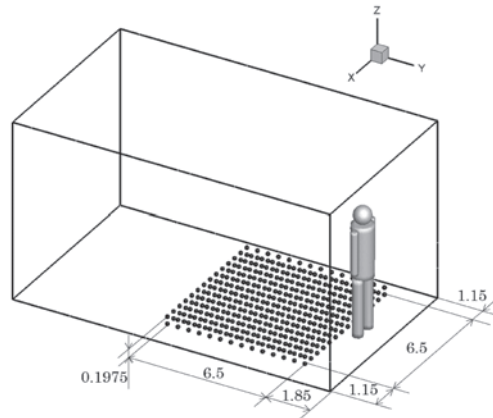


Fig. 13: Initial distribution of dust on the room floor

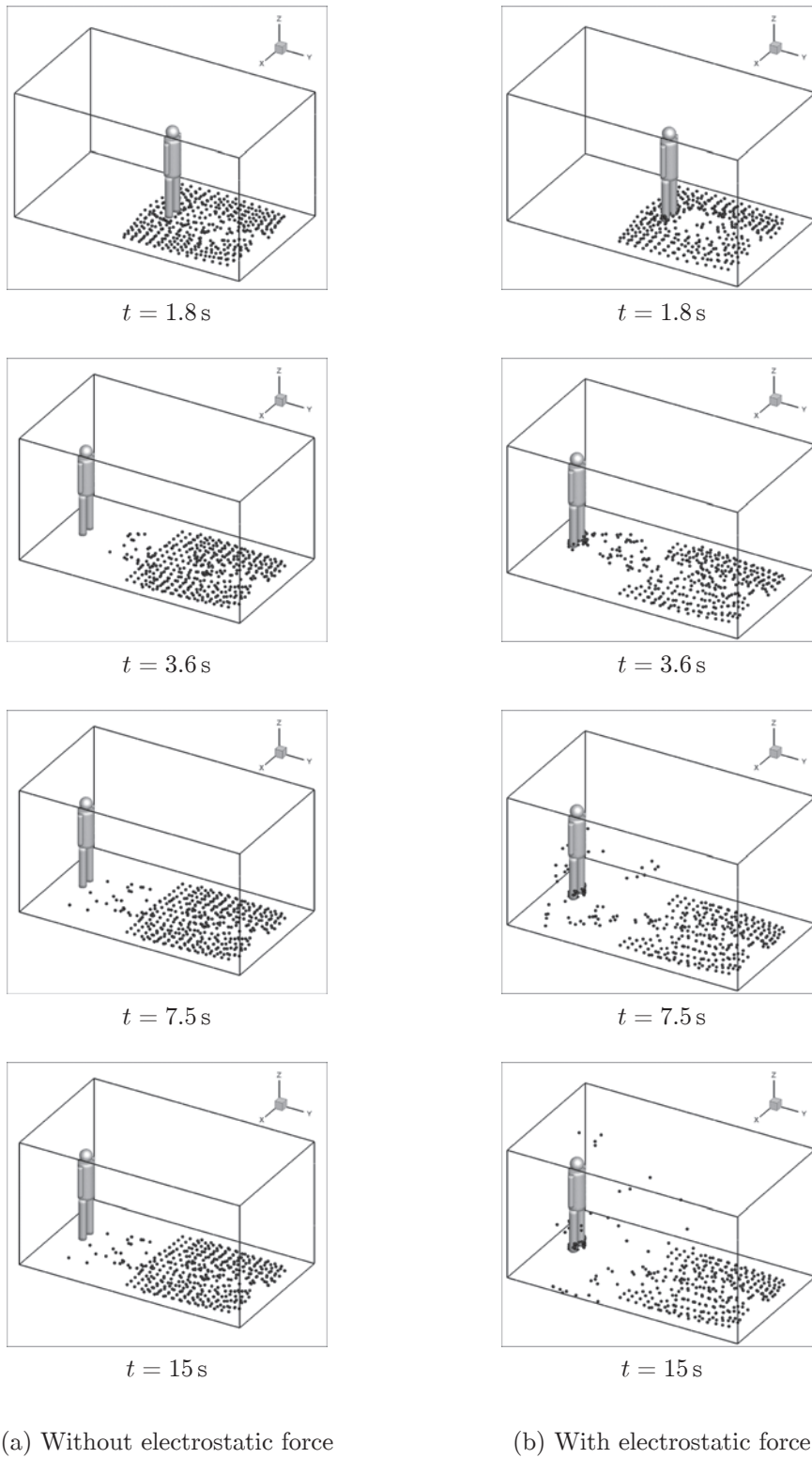


Fig. 14: Scattering of dust initially distributed on the room floor

6 おわりに

本多ら [1] が構築した，人の歩行によって生じる室内気流による塵埃の飛散シミュレーションの計算方法に次の三つの改良を施し，計算方法の機能を向上させた．

1. 塵埃として杉花粉を想定し，人の衣服と花粉の間に作用する静電気力を考慮できるように，電場解析の機能を付加した．静電気力の有無による計算結果を比較することによって，塵埃の飛散における静電気力の働きを明らかにすることができた．
2. 静電気力を考慮する結果として，塵埃一つ一つの運動方程式を解く機能を付加した．塵埃に作用する外力として，静電気力に加えて，気流から受ける抗力と重力を考慮した．塵埃を気流速度に応じてラグランジュ的に移動させていた本田らの方法に比べて，重力による沈降現象など塵埃の実際的な動きを再現することができるようになった．
3. 高レイノルズ数流れの数値計算を安定化させるために SUPG 法を導入した．SUPG 法が導入されていなかった本田らの計算では，人の歩行速度は 5 cm/s 程度であったが，SUPG 法の導入によって実際的な歩行速度である 1 m/s でのシミュレーションを可能にすることができた．

数値計算を通して，追加した新機能の有効性を確認した．本論文では計算結果の定性的な検証にとどまったが，今後は測定データに基づく定量的な検証に努めたい．

参考文献

- [1] 本多宏輝，辻 紀子，加藤直朗，中山 司：人の歩行による室内塵埃の飛散の 3 次元解析のための数値計算法，中央大学理工学研究所論文集，第 22 号，17–29 (2016)．
- [2] Glowinski, R.: *Finite element methods for incompressible viscous flow*. P. G. Ciarlet and J. L. Lions (eds) “Handbook of Numerical Analysis”, Volume IX, Elsevier B. V., 3–1074 (2003)．
- [3] 中山 司：“流れ解析のための有限要素法入門” 東京大学出版会 (2008)．
- [4] Zienkiewicz, O. C. and Taylor, R. L.: “The Finite Element Method” Fourth edition, Volume 1, 131, McGraw-Hill Book Company Ltd. (2003)．
- [5] Tezduyar, T. E.: *Stabilized finite element formulations for incompressible flow computations*, Advances in Applied Mechanics, **28**, 1–44 (1992)
- [6] Zienkiewicz, O. C. and Taylor, R. L.: “The Finite Element Method” Fourth edition, Volume 1, 175–177, McGraw-Hill Book Company Ltd. (2003)．
- [7] Elias, R. N., Martins, M. A. D. and Coutinho, A. L. G. A.: *Parallel edge-based solution of viscoplastic flows with the SUPG/PSPG formulation*, Computational Mechanics, **38**, 365–381 (2006)．
- [8] Boweker, G. E. and Crenshaw, H.: *Electrostatic forces in wind-pollination Part1: Measurement of the electrostatic charge on pollen*, Atmospheric Environment, **41**, 1587–1595 (2007)．
- [9] 大橋えり，大岡龍三：スギ花粉による室内空気汚染 –その 1:スギ花粉の室内再飛散および実測粒径と空気力学径について–，福井大学工学部研究報告，**49**, 81–84 (2001)

- [10] 藤原 修, 岡崎 勝, 阿座上 孝: 歩行動作による人体の帯電特性, 電気情報通信学会論文誌, **J74-C-II**, 652-658 (1991).