折込み付きフィルタ後流における乱流変動*

(乱流直接解法によるフィルタ後流の考察)

諏訪好英^{*1}, 藤井修二^{*2}, 謝国平^{*3}

Turbulent Fluctuation behind Pleated Air Filters

(A Numerical Study on Air Flow Turbulence behind Pleated Air Filters)

Yoshihide SUWA, Shuji FUJII and Goupeng XIE

Investigations for air flow turbulences are quite important to clarify small-particle contamination mechanisms in clean chambers. Strongly fluctuated air flow turbulence is recognized behind pleated air filters. Turbulent flow characteristics behind pleated high-efficiency particulated air filters are numerically analyzed and studied by direct simulation using a 3rd-order Kawamura-Kuwahara scheme. As the result of the study, the following typical phenomena were found: (1) Free shear caused by flow velocity nonuniformity makes vortex streets behind the filter ends. These vortex streets interfere with neighboring streets and spanwise synchronized fluctuation is generated. (2) Streamwise distribution of $\langle u'^2 \rangle$ has a sharp peak with some distance from the filter ends. This peak appears at the position the vortex interference starts. Rate of the mean velocity change becomes maximum in this position. (3) Results calculated by direct simulation are qualitatively in good agreement with the experimental results.

Key Words: Turbulent Flow, Pleated Air Filter, Wake, Interference of Vortex streets, Numerical Analysis, Finite Difference Method, Direct simulation

1. 緒 言

半導体、液晶をはじめとする電子デバイスや光学部品、精密部品の製造工程では空気中の浮遊微粒子による製品の汚染を避けることが重要な課題である。これらの工程内に清浄空間を形成する方法として高性能フィルタを室内、装置内の上部に配置し、汚染を制御する対象部に垂直方向の下降流を形成する方法が多く用いられている。これは微粒子の重力沈降方向と気流方向とを一致させることにより大きな換気効率を得ること、空間内に一方向流れを形成することによって領域内での発じん粒子によるクロスコンタミネーションを避けることを目的としている。

藤井ら⁽¹⁾は垂直下降流方式のクリーンブースを対象とした気流計測の結果、フィルタ後流が平均流速に対して10~20%程度の変動を有する発達乱流であることを明らかにした。空間内の乱流変動は微粒子の拡散を促進し、汚染制御のうえで大きな問題となる。また清浄空間内で精密な駆動制御を行う装置では乱流変

動そのものがレーザ変異計などの誤差要因となる。

著者らはフィルタ後流における乱流の発生機構にはフィルタ材の折込みによって生じる局所的な流速の不均一性が関与するものと考え、フィルタ後流を対象とした乱流状態の数値解析を行い、変動成分の生成、減衰特性を考察した。

2. 高性能フィルタ

クリーンルーム、クリーンブースに用いられる高性能フィルタにはHEPA(High Efficiency Particulate Air)フィルタ、ULPA(Ultra Low Penetration Air)フィルタと呼ばれるものがある。いずれも直径数 μm 程度の繊維層から構成されている。HEPAフィルタの場合直径0.3 μm のDOP粒子に対して99.97%、ULPAフィルタの場合99.999%の捕集率を有するが、いずれもその捕集機構は微粒子のブラウン運動や慣性衝突を利用した確率的なものである。このためフィルタの捕集率は対象とする粒子径や流速に依存して変化する⁽²⁾。多くのフィルタではフィルタ材を折り込み、表面積をひろげることによってフィルタ面での平均流速を定格量におさえている。一般的なHEPAフィルタの折込み形状を図1に示す。これまでダルシー則を用いた数値解析結果などから折込み付きフィルタの各

* 原稿受付 平成3年3月7日。

^{*1} 正員、(株)東芝生産技術研究所 (〒235 横浜市新磯子区新磯子町33)。

^{*2} 東京工業大学工学部 (〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1)。

^{*3} 東京工業大学大学院 (現在大林組)。

面内の流速がほぼ均一となることが示されている⁽³⁾。
図1のような深い折込みを有するフィルタの場合、折込みのりょう（稜）部と谷部とはその表面積の違いから、後流において局所的な流速の不均一を生じることが考えられる。

3. フィルタ後流の数値解析

3.1 記号

u, v : 流速

x, y : 座標

t : 時間

ρ : 密度

ν : 動粘性係数

p : 圧力

ϕ : 一般輸送量

FUX, FUY, FVX, FVY: 移流項

VISX, VISY: 拡散項

X, Y : 主流方向, スパン方向の座標

s : 変動成分のパワースペクトル

f : 変動周波数

u' : 変動速度

$\langle \rangle$: アンサンブル平均

3.2 数値計算法 乱流の発生、発達過程においては局所的な等方性など発達乱流において成り立つ仮定は必ずしも成立しない。ここではいわゆる乱流モデルを用いずに流体の運動量方程式を直接時間進行形で解析する乱流直接解法を用いた。非圧縮性粘性流に対する連続方程式と運動量方程式はそれぞれ次の諸式で表される。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad \dots\dots\dots (1\cdot a)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right\} \quad \dots\dots\dots (1\cdot b)$$

数値計算上、長時間の時間積分を安定かつ高精度に

図1 折込み付きフィルタの構造

行うためには、運動量方程式中の非線形項に対して誤差要因が小さく、保存性の高い離散化手法を採用する必要がある。これまで乱流の直接解法としてスペクトル法や高次精度風上差分法を用いた例⁽⁴⁾が報告されているが、本研究では三次精度風上差分法のひとつであるKawamura-Kuwaharaスキーム⁽⁵⁾を用いた。本スキームでは移流項を次のように展開する。

$$\begin{aligned} -u \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_i &\cong -u_i \left(\frac{-\phi_{i+2} + 8\phi_{i+1} - 8\phi_{i-1} + \phi_{i-2}}{12\Delta x} \right) \\ &\quad - |u_i| \left(\frac{\phi_{i+2} - 4\phi_{i+1} + 6\phi_i - 4\phi_{i-1} + \phi_{i-2}}{4\Delta x} \right) \quad \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

本スキームは4階の導関数による三次の打ち切り誤差の人工粘性項 $(-|u|\Delta x^3/4) \cdot \phi''''$ が負の数値粘性の発生をおさえる形で作用し、高い数値安定性を得ることができる。

式(1・b)の各項を二次元直交差分格子について離散化し、次の諸式を得る。

$$\begin{aligned} \text{FUX} = & -u_{i+1/2,j} \left(\frac{-u_{i+5/2,j} + 8u_{i+3/2,j} - 8u_{i-1/2,j} + u_{i-3/2,j}}{12\Delta x} \right) \\ & - |u_{i+1/2,j}| \left(\frac{u_{i+5/2,j} - 4u_{i+3/2,j} + 8u_{i+1/2,j} - 4u_{i-1/2,j} + u_{i-3/2,j}}{4\Delta x} \right) \quad \dots\dots\dots (3\cdot a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{FUY} = & - \left(\frac{v_{i,j-1/2} + v_{i,j+1/2} + v_{i,j-1/2} + v_{i,j+1/2}}{4} \right) \\ & \times \left(\frac{-u_{i+5/2,j} + 8u_{i+3/2,j} - 8u_{i-1/2,j} + u_{i-3/2,j}}{12\Delta y} \right) \\ & - \left| \frac{v_{i,j-1/2} + v_{i,j+1/2} + v_{i,j-1/2} + v_{i,j+1/2}}{4} \right| \\ & \times \left(\frac{u_{i+5/2,j} - 4u_{i+3/2,j} + 6u_{i+1/2,j} - 4u_{i-1/2,j} + u_{i-3/2,j}}{4\Delta y} \right) \quad \dots\dots\dots (3\cdot b) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{FVX} = & - \left(\frac{u_{i-1/2,j} + u_{i+1/2,j} + u_{i-1/2,j} + u_{i+1/2,j}}{4} \right) \\ & \times \left(\frac{-v_{i,j+5/2} + 8v_{i,j+3/2} - 8v_{i,j-1/2} + v_{i,j-3/2}}{12\Delta x} \right) \\ & - \left| \frac{u_{i-1/2,j} + u_{i+1/2,j} + u_{i-1/2,j} + u_{i+1/2,j}}{4} \right| \\ & \times \left(\frac{v_{i,j+5/2} - 4v_{i,j+3/2} + 6v_{i,j+1/2} - 4v_{i,j-1/2} + v_{i,j-3/2}}{4\Delta x} \right) \quad \dots\dots\dots (3\cdot c) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{FVY} = & -v_{i,j+1/2} \left(\frac{-v_{i,j+5/2} + 8v_{i,j+3/2} - 8v_{i,j-1/2} + v_{i,j-3/2}}{12\Delta y} \right) \\ & - |v_{i,j+1/2}| \left(\frac{v_{i,j+5/2} - 4v_{i,j+3/2} + 6v_{i,j+1/2} - 4v_{i,j-1/2} + v_{i,j-3/2}}{4\Delta y} \right) \quad \dots\dots\dots (3\cdot d) \end{aligned}$$

前進オイラー形の時間進行法を用いて次の離散化方程式を得る。

$$u_{i+1/2,j}^{n+1} = u_{i+1/2,j}^n + \Delta t \left(-\frac{p_{i+1,j}^{n+1} - p_{i,j}^{n+1}}{\rho \Delta x} + \text{FUX}^n + \text{FUY}^n + \text{VISX}^n \right) \quad \dots\dots\dots (4 \cdot a)$$

$$v_{i,j+1/2}^{n+1} = v_{i,j+1/2}^n + \Delta t \left(-\frac{p_{i,j+1}^{n+1} - p_{i,j}^{n+1}}{\rho \Delta y} + \text{FVX}^n + \text{FVY}^n + \text{VISY}^n \right) \quad \dots\dots\dots (4 \cdot b)$$

ここで添字 ϕ^n は時間ステップ n における諸量 ϕ の値を表す。連続方程式(1・a)を満足させる速度、圧力連成アルゴリズムとしては SOLA 法⁽⁶⁾を用い、各時間ステップにおける残差が 10^{-4} となるまで SOR 法による収束計算を行った。

3・3 解析モデル フィルタの折込みは通常一定の方向に設けられている。ここでは折込み幅 5 mm、折込み深さ 60 mm のフィルタを対象として、断面内の二次元解析を行った。解析領域はスパン方向に折込み 6 周期分、フィルタ端部から後流側に 200 mm とした。

乱流の直接計算では流れ場に発生する微細な渦運動を再現し得る程度の格子分割、時分割が要求される。ここでは領域内の計算格子を均一間隔で 0.2 mm 幅とした。したがって計算領域全体の格子点数は外部境界のダミーセルを含めて 422 400 である。

計算領域内に存在するフィルタの表面では流れによる境界層の形成とともにわきだしが混在するため境界条件が明らかではない。ここではフィルタ表面からの

わきだし速度 u_0 としてフィルタ表面の内側セルに圧力 $p = \rho u_0$ を設定し、圧力補正アルゴリズムにおいてわきだしを考慮する方法をとった。なおモデルの側面境界はすべり壁、後流側境界は自由流出面とした。

4. 数値解析結果

4・1 乱流波形の実験値との比較 フィルタの十分後方における平均流速を、クリーンルーム内流速として一般に用いられる 0.3 m/s として数値解析した瞬間の気流状態を図 2 に示す。図 2 は時間ステップを 10^{-3} s として 20 s 間計算したときの結果であり、この時点でフィルタ後方の流れは統計的に十分発達した乱流状態に達していると考えられる。

折込みのりょう部後方にはカルマン渦列に類似したはく離渦列の形成が認められる。フィルタ後流における渦列の発生には速度差に起因するせん断流が主要因となっていると考えられ、双子渦のはく離に起因して発達する物体後縁のはく離渦列とは基本的に異なる。なお各折込みからはく離した渦列は相互に干渉し、位相のそろった変動を生じている。

図 3 に示すように領域中央部の折込みりょう部、谷部の後方に評価点を設け、図 2 の状態から約 6 s 間時間積分を続行したときの乱流波形を集計した。主流方向、スパン方向速度の変動波形を図 4 に、同様の系を対象として熱線流速計で測定した波形を図 5 にそれぞれ示す。数値解析の結果は実測値に比較して多少変動が緩やかであるが、折込み谷部の後流では上流からすでに強い変動を有すること、りょう部後方の上流側では間欠的に大きな変動ピークを生じることなど定性的に現象を再現している。また乱流変動にしばしば認められる一時的な変動の緩和⁽⁷⁾も折込み谷部の後流に生じている。数値解析の結果は流れ場の各点で同時に変動をサンプリングしたものとみなせるが、主流方向、スパン方向の変動には隣接する評価点での変動と一致する部分が認められ、図 2 にみられたような渦列の干渉が存在することを示している。

図 6 は数値解析および実測から求めた時間方向のパ

(a) 瞬間の圧力分布

(b) 瞬間の流線

図 2 フィルタ後流の数値解析結果

図 3 乱流波形の評価点

図 4 数値解析から求めた乱流波形

図 5 乱流波形の実測値

図 6 変動のパワースペクトル分布

ワースペクトルの分布を示す。図 6 は数値解析結果と実測値とをずらして示してあるが、変動成分のエネルギー分布は定量的に良く一致している。いずれも低周波数側にコルモゴロフの $-5/3$ 乗則⁽⁶⁾にしたがう普遍領域が明確に現れていることがわかる。

4・2 乱流特性の主流方向分布 数値解析の結果から折込みりょう部および谷部後流における乱流特性の主流方向の分布を考察した。乱流中の速度成分 u は、 $u = \langle u \rangle + u'$ すなわち平均速度と変動成分との和

として表される。図7に $\langle u \rangle$ および $\langle u'^2 \rangle$ の分布を示す。折込みりょう部および谷部後流における平均流速 $\langle u \rangle$ の分布はフィルタ端部から50 mmまでの間で急激に接近し、100 mm以降ではほぼ均一となる。これはフィルタ端部から50 mm後方までの間で急激に運動量が混合することを示している。

変動の強さを表す $\langle u'^2 \rangle$ の分布は、折込みりょう部、谷部後流ともフィルタ端部から約20 mmの位置で急激な立上りを示し、その後単調に減少する。これは、自由せん断流により発生したはく離渦が、近接する折込みからののはく離渦と干渉しはじめる距離と良く一致しており、 $\langle u \rangle$ の変化量が最大となる距離とも一致する。

図6に示したパワースペクトルの分布は、低周波成分から高周波成分へのエネルギー収支のバランス、および高周波領域における変動エネルギーの散逸を示すものと考えることができる。本解析対象は、レイノルズ数が 10^2 オーダーであり比較的低レイノルズ数範囲にある。このため普遍領域において $-5/3$ 乗則が成り立つ範囲は比較的小さく、片対数で表すと図8に示すようにこれよりも低周波側の分布が2本の直線によっ

て近似できる。近似曲線 $\log S(u') = \log S_0 - \alpha f$ の傾き α は高周波成分の減衰を表すと考えることができる。図9に折込みりょう部および谷部の後流について求めた2本の近似曲線の傾き α_1, α_2 の主流方向の分布を示す。 $\langle u'^2 \rangle$ の分布が後流において極大値を有するのに対し、高周波成分の減衰率はいずれもフィルタ後方において増加する傾向にあると考えられる。

5. 結 言

高次精度風上差分法による乱流の直接数値計算を用いて折込み付きフィルタの後流に発生する乱流変動成分の分布特性を考察した。その結果次の知見を得た。

(1) 折込みりょう部と谷部の後流では変動波形の形態が異なる。折込み谷部後方では上流からすでに強い変動を有するのに対し、りょう部後方では間欠的な変動ピークを生じる。

(2) 折込みりょう部後方ではカルマン渦列に似た

(a) $\langle u_x \rangle$ の分布

(b) $\langle u_x'^2 \rangle$ の分布

図7 $\langle u_x \rangle$ と $\langle u_x'^2 \rangle$ の主流方向の分布

図8 高周波成分の減衰を表す近似曲線

図9 高周波成分減衰特性の主流方向分布

はく離渦列を生じ、各折込みから発生した渦列が相互に干渉し、スパン方向に位相のそろった変動を形成する。

(3) 折込み付きフィルタの後流では変動の二乗成分が急激な立上りを示し、その後単調に減少する。二乗成分のピークが発生する位置は、各折込みからののはく離渦列が相互に干渉しはじめる位置と一致する。

(4) 高周波成分の減衰率はフィルタの後方において増加傾向を示す。

文 献

- (1) 藤井・ほか2名, 日本建築学会計画系論文報告集, 397

- (1989), 30.
 (2) Hinds, W. C., *Aerosol Technology*, (1982), 164, John Wiley & Sons, Inc.
 (3) Lee, J. H., Jeong, S. H., Cho, S. J. and Kim, K. Y., *Proc. 1990's Autumn Meet. KSME*, (1990), 635.
 (4) Gottlieb, D. and Orszag, S. A., *Numerical Analysis of Spectral Methods: Theory and Applications*, (1977), 1, SIAM, Philadelphia.
 (5) 河村, 第2回航空機計算力学シンポジウム論文集, (1984), 67.
 (6) Hirt, C. W., Nichols, B. D. and Romero, N. C., *Los Alamos Sci. Labo. Rep.*, LA-5852(1975).
 (7) 谷編, 流体力学の進歩-乱流, (1987), 丸善.
 (8) Kolmogorov, A. N., *C. R. Acad. Sci. USSR*, 30(1941), 301.