エアロゾル微粒子の沈着・再飛散同時現象における 壁面粒子層の形成[†]

松坂修二・清水正信・増田弘昭

京都大学工学部 化学工学教室^{††}

乱流状態にあるエアロゾル流において沈着と再飛散が同時に進行するときの微粒子沈着層の形成過程について検討した。微粉体（質量中位径 $=3\mu\text{m}$ ）を気中分散させ、定常エアロゾル流としてガラス円管内に導き、沈着層の形成過程を観察するとともに沈着量を測定した。平均流速が小さいとき沈着層は内壁全面に一樣に形成されるが、平均流速の増加とともに沈着層の形状は縞状に変化する。また、沈着層の厚さは摩擦速度の増加とともに減少する。この厚さは粘性底層内の一定気流速度に対応する壁からの距離にほぼ等しいことがわかった。沈着層は時間の経過にともなって平衡状態に達するが、このような沈着層の形状は初期形状によらず、平均流速のみによって決まる。また、平均流速が大きいほど沈着フラックスは大きくなるが、飛散開始流速を超えると飛散フラックスも大きくなるため、沈着層の成長速度が最大となるような平均流速が存在することもわかった。

緒 言

エアロゾル微粒子に関する単位操作の技術レベルは確実に進歩してきているが、機器の性能が高くなるにつれて微粒子の付着性に伴う諸現象の影響が目立つようになった。その中でも、微粒子の沈着・再飛散は最も基本的な現象といえる。沈着現象についてはFriedlanderの自由飛行モデル²⁾をはじめとして多くの基礎的な研究が行われており¹¹⁾、再飛散現象についても理論的な解明が進められている⁸⁻¹⁰⁾。しかし、沈着と再飛散の同時現象を取り扱った基礎的な研究は、数例^{1,12)}を除いてほとんど行われていない。

本研究では、乱流沈着と再飛散が同時に進行するとき形成される沈着層の形状、厚さおよび沈着量の経時変化について実験的検討を行った。

1. 実験装置および方法

実験装置の概略をFig. 1に示す。コンプレッサから供給される圧縮空気は、冷凍式ドライヤおよびミストセパレータで水分が除去され、テスト部では関係湿度が約40%(25°C)に調整される。微粉体はテーブルフィーダ（三協バイオテック製 MFOV-1）により一定の割合で供給され、エジェクタ（日本ピスコ製 VHH 12-801 J）を通して圧縮空气中に混合分散される。本装置では、安定したエアロゾル流を発生させるためにエジェクタを2段にして

使用した。エアロゾルは鉛直に設置した円管内（内径12.5 mmまたは6.5 mm）を上向きに流れる。円管は3分割でき、テスト部は中央に位置する長さ150 mmの区間であり、テスト部の前後の長さは、それぞれ430 mm, 130 mmである。また、微粒子の沈着状況を管外から観察できるように透明のガラス管を用いた。エアロゾルの空気流量は差圧法⁵⁾により求め、粉体の質量供給速度はテーブルフィーダからの排出量を直接測定することにより求めた。気中分散状態での粒径測定はカスケード・インパクターにより、沈着量はテスト部を取り外して秤量法により測定した。

試料粉体は、試験用ダスト10種（JIS Z-8901、フライアッシュ：粒子密度 $2.39\text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ 、質量中位径 $3.0\mu\text{m}$ 、幾何標準偏差2.14）であり、110°Cで12時間以上乾燥したのち、テスト部を流れる圧縮空気と同じ条件（25°C、関係湿度約40%）で放冷して実験に使用した。なお、試料粉体を入れるテーブルフィーダのホッパーも同条件に保持されている。

2. 実験結果および考察

2.1 沈着層の形状

定常エアロゾル流（平均濃度 $C=0.033\text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ 、平均流速 $\bar{u}=12.8\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ）をガラス管内に通過させたとき形成した沈着層の経時変化の写真をFig. 2(1)に示す。ガラス管の背後は黒色であるため沈着層は白く見える。実験開始直後、流路全面に薄い沈着層が均一に形成されるが、約1分で斑点状の沈着凝集粒子に成長する。数分経過す

[†] 1992年7月24日受理

^{††} 〒606-01 京都市左京区吉田本町

Fig. 1 Experimental apparatus

るとガラス表面上に沈着層が形成される部分とそうでない部分とが明確になり、近接する斑点状の沈着凝集粒子が互いにつながる部分が見られるようになる。さらに、沈着層は細長い縞状に変化し、20分後には沈着層の形状はほぼ安定した状態になる。縞状沈着層の凝集粒子幅は1~2mm程度であり、エアロゾルの流れ方向に対してほぼ等間隔に幾つもの沈着層が形成される。なお、縞状沈着層は螺旋状に延びたものは少なく、それぞれ独立して円周方向で閉じたものが多い。また、顕微鏡による観察の結果、沈着層が形成していないガラス表面にも極微量の微粒子が点在して付着していることが確認された。

Fig. 2 (2) は、予め低流速($\bar{u}=10.5\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$)で沈着層を形成させた状態から Fig. 2 (1) と同じ条件でエアロゾルを流したときの経時変化の写真である。沈着層の形状は時間の経過にともなって徐々に変化し続け、20分後には Fig. 2 (1) の最終状態とほぼ同じ縞状になることが確認された。したがって、最終的な沈着層の形状はエアロゾル流の条件のみに依存し、初期の沈着層形状には無関係であることがわかる。

エアロゾル流ではなく同一流速($\bar{u}=12.8\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$)の空気流で再飛散させたときには、Fig. 2 に示した最終的な沈着層の形状は見られず、沈着層の外観は初期の沈着層とほとんど変化がなかった。また、空気流で再飛散させた後に残留している粒子沈着量はエアロゾル流で再飛散させたときに比べて、約3倍多く、エアロゾル流は再飛散を促進する効果があることがわかった。

Fig. 3 は、エアロゾル流の平均流速を $8.1\sim 16.1\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ の範囲で変化させ、それぞれの条件で20分経過させたときの沈着層の写真である。平均流速が $8.1\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 以下では、沈着層はガラス管内壁のほぼ全面に形成されるが、平均流速の増加とともに沈着層を形成しにくい部分が生じ、縞状の沈着層が形成されるようになる。流れ方向における縞状沈着層の間隔は平均流速とともに広がるが、平均流速が $15.1\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ になると沈着層は崩壊はじめ、

(1) Clean

(2) Pre-deposition ($\bar{u}=10.5\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $c=0.033\text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$)

Fig. 2 Time-dependence of particle-deposition pattern ($D=0.0125\text{ m}$, $\bar{u}=12.8\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $C=0.033\text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$)

$16.1\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 以上では沈着層は形成されず極微量の微粒子が内壁に点在する状態となる。

Fig. 3 に示した沈着層の状態を定量的に検討するため、単位面積あたりの沈着量 W/A と平均流速 $\bar{u}$ の関係を Fig. 4 に示す。沈着量は平均流速が大きくなるにつれて減少するが、平均流速が $10\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ を越えて縞状沈着層を形成するようになるとその変化率は小さくなる。また、これらの写真の画像解析により、内壁面に対する沈着層の面積占有率 β を求めた。なお、写真ではガラス管内の手前側と後ろ側の両方の沈着層が写し出されるので、沈着層の重なりを考慮し、写真上の面積占有率 β' から真の面積占有率 β を次式により計算した。

$$\beta = 1 - \sqrt{1 - \beta'} \quad (1)$$

また、ガラス円管の左右両端では沈着層の厚さの影響により面積占有率の誤差が大きくなるため、中心 ± 30 度の範囲を画像解析の対象とした。沈着層の面積占有率 β と平均流速 $\bar{u}$ の関係を Fig. 5 に示す。面積占有率は平均流速が $9\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ を超えると急激に減少するが、Fig. 4 と同様に $10\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ を超えるとその変化はしだいにゆるやかになる。これらの結果を用いて、沈着層の厚さを以下で

Fig. 3 Effect of air velocity on particle deposition pattern
($D=0.0125$ m, $C=0.033$ kg·m⁻³, $t=1200$ s)

Fig. 4 Effect of average air velocity $\bar{u}$ on mass of deposited particles per unit area W/A

Fig. 5 Effect of average air velocity $\bar{u}$ on area fraction β of deposited particle layer

検討する。

2.2 沈着層の厚さ

沈着層の厚さ δ_p は次式で近似的に表すことができる。

$$\delta_p = (W/A) / (\rho_p \phi \beta) \quad (2)$$

ここで、 ρ_p は粒子密度、 ϕ は充てん率である。形成された沈着層の定常空気流を用いた再飛散実験により、飛散限界気流せん断応力は $1.7 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$ (このときの飛散開始流速は $20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) と求められ、飛散限界気流せん断応力と充てん率の関係から⁶⁾、充てん率は $\phi \approx 0.25$ と推定した。ここで得られた充てん率と実験から得られた単位面積あたりの沈着量 W/A および沈着層の面積占有率 β を Eq. (2) に代入することにより沈着層の厚さが求められる。

Fig. 6 には管径の異なる 2 種類の結果を示しているが、いずれも沈着層の厚さは実線で示すように平均流速の増加とともに同じ傾向で低下する。また、平均流速が同じときには管径の大きな方が沈着層は厚く、飛散しにくいことがわかる。Fig. 6 の実線より次の実験式が得られる。

$$\delta_p = a \exp(-\bar{u}/b) \quad (3)$$

ここで、 a と b は実験定数であり、 a は管径とともに大きくなるが、 b は管径に依存していない。

ところで、飛散限界凝集粒子径が平均流速に対して指数関数的に減少することを、既に実験結果に基づいて報告している^{3,7)}。本実験結果は、沈着層の厚さが飛散限界凝集粒子径と同様の傾向で変化することを示している。

次に、沈着層の厚さを粘性底層内の気流速度分布に基づいて考察する。粘性底層の厚さ δ_f は次式で与えられる⁴⁾。

$$\delta_f = 5 \nu / u^* \quad (4)$$

ここで、 ν は空気動粘度であり、 u^* は摩擦速度である。また、粘性底層内の速度分布は厳密には沈着層の影響を受けるが、平滑面における速度分布を仮定すると壁法則から次のように与えられる⁴⁾。

$$u = y u^{*2} / \nu \quad (5)$$

ここで、 y は壁面からの距離であり、 u は位置 y にお

Fig. 6 Relationship between thickness of deposited particle layer δ_p and average air velocity $\bar{u}$

る気流速度である。Fig. 7 は摩擦速度 u^* に対して沈着層の厚さ δ_p 、粘性底層の厚さ δ_f 、および気流速度 u をパラメータとして逆算した y (同じ気流速度を示す壁からの距離) を示している。沈着層の厚さ δ_p は、粘性底層内の一定気流速度 ($u = 1.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) に対応する壁からの距離 y にほぼ一致していることがわかる。すなわち、沈着層の厚さは壁近傍の気流速度によって決定されるといえる。Fig. 7 では、沈着層の厚さが管径によらず同一曲線 ($\delta_p = 1.5 \nu / u^{*2}$) で表されている。これは、平均流速ではなく摩擦速度で評価しているためであり、管径の影響は摩擦速度の中で考慮されている。すなわち、次式は管径の異なる場合の沈着層の厚さの推定にも適用できる。

$$\delta_p = y (u = \text{const.}) \quad (6)$$

Eq.(6) に $u = 1.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ を代入し、二つの異なる管径に対して δ_p を計算した結果を前出の Fig. 6 に破線で示す。Eq.(6) は綫状沈着層が形成される範囲において Eq.(3) の実験線 (実線) とほぼ一致する。

2.3 沈着量の経時変化

単位面積あたりの沈着量 W/A と経過時間との関係を平均流速をパラメータとして Fig. 8 に示す。ここでは、粒子が沈着していない状態から所定の時間まで連続してエアロゾルを流したあとで沈着量を測定しており、同一沈着層の形成過程を繰り返し測定したものではないため多少バラツキが見られる。平均流速が $6.6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 以下のときは、沈着量は経過時間に正比例して増加する。しかし、平均流速が $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 前後になると時間の経過とともに沈着量の増加はゆるやかになり、 $14 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 以上では経過時間に対してほとんど増加しない。

単位面積あたりの沈着量 W/A と平均流速 $\bar{u}$ の関係を経過時間をパラメータとして示すと Fig. 9 のようになる。沈着量は平均流速に対して上に凸の関係を保ちながら時間とともに変化する。たとえば、実験開始後15秒のとき

Fig. 7 Deposited particle layer δ_p in viscous sub-layer

Fig. 8 Effect of average air velocity $\bar{u}$ on time-dependence of deposited particle-mass per unit area W/A

沈着量は $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 程度までは平均流速の増加とともに多くなるが、平均流速がそれ以上になると逆に減少する。沈着量の最大値に対応する平均流速の値は同図に破線で示すように時間の経過とともに小さくなっており、1200 秒後には $7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 程度まで減少する。

2.4 沈着フラックスと飛散フラックス

本実験の結果に基づいて沈着フラックスと飛散フラックスについて考察する。

沈着速度 V_d および無次元沈着速度 V_d^+ はそれぞれ次のように定義される。

$$V_d = J_d / C \quad (7)$$

Fig. 9 Mass of deposited particles per unit area W/A as a function of average air velocity $\bar{u}$

$$V_d^+ = V_d / u^* \quad (8)$$

ここで、 J_d は沈着フラックス、 C はエアロゾル粒子濃度である。

一方、粒子緩和時間 τ_p および、無次元粒子緩和時間 τ_p^+ は次のように定義される。

$$\tau_p = \frac{\rho_p D_p^2 C_m}{18 \rho_f \nu} \quad (9)$$

$$\tau_p^+ = \tau_p u^{*2} / \nu \quad (10)$$

ここで、 ρ_p は粒子密度、 D_p は平均粒子径、 C_m はカンガムのスリップ補正係数、 ρ_f は空気密度である。過去の多くの沈着実験結果から、 τ_p^+ が 0.2~20 の範囲にあるとき V_d^+ は τ_p^+ と次の関係にあることが報告されている¹¹⁾。

$$V_d^+ = k_1 (\tau_p^+)^2 \quad (11)$$

ここで、 k_1 は実験定数である。沈着フラックス J_d は Eq. (11) の実験式を用いると Eqs. (7)~(10) より次のように表される。

$$J_d = k_2 C u^{*5} \quad (12)$$

ただし、

$$k_2 = \frac{k_1 \rho_p^2 D_p^4 C_m^2}{324 \rho_f^2 \nu^4} \quad (13)$$

付着粒子の影響も再飛散もない場合、沈着フラックスは時間によらず一定であるので単位面積あたりの沈着量 W/A は経過時間に正比例する。この関係は、Fig. 8 の破線で示したように平均流速が $4.8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ と $6.6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ のときに見られる。Eq. (11) の実験式を適用して実験定数 k_1 と k_2 を求めると、 $\bar{u} = 4.8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ と $6.6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ とで両者は全く一致した ($k_1 = 5.4 \times 10^{-5}$, $k_2 = 9.6 \times 10^{-2} \text{ s}^4 \cdot \text{m}^{-4}$)。なお、本報で行った実験の τ_p^+ は 2~19 であり、前述のとおりに Eq. (11) の適用範囲内にある。

一方、平均流速が大きくなると時間の経過にともな

て沈着量の増加はゆるやかになるが、これは沈着量の増加にともなって再飛散が生じたためと考えられる³⁾。すなわち、Fig. 8 の $\bar{u} \geq 9.4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ のデータおよび Fig. 9 の傾向は、沈着と同時に再飛散を考慮に入れないと説明できない。以下では、このときの飛散フラックスがどのように変化しているのかを、実験結果に基づいて検討する。沈着量 W/A の経時変化は沈着フラックス J_d と飛散フラックス J_r を用いると次式で表される。

$$W/A = \int_0^t J_d dt - \int_0^t J_r dt \quad (14)$$

J_r は平均流速が小さいときゼロであるが、ある流速以上（飛散開始流速）になると正の値をとる。 J_r/J_d は Eq. (14) の微分形である次式により求められる。

$$J_r/J_d = 1 - d(W/A)/dt / J_d \quad (15)$$

ここで、 $d(W/A)/dt$ は実験線の図微分から、 J_d は $6.6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ を超えて再飛散を伴うような条件においても Eq. (12) が成立すると仮定することにより計算できる。得られた J_r/J_d の計算値と平均流速の関係を Fig. 10 に示す。 J_r/J_d は飛散開始流速を超えると単調に増加することがわかる。また、時間の経過によっても単調に増加するが、この傾向は低流速で顕著であり、平均流速が $14 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 以上では実験開始後すぐに平衡状態に達することがわかる。なお、 $7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 以下の低流速では沈着量が増加すると流路の断面積が小さくなって流速が大きくなり、 $\bar{u}$ が同図の右に移動して再飛散することを考慮しなければならない。

非定常再飛散モデル⁸⁾においては、飛散を考慮した粉体層の付着強度分布（正確には、飛散限界気流せん断応力の分布であるが、以下、付着強度分布という）を考慮することが重要である。再飛散のみが起こるときには、飛散の進行にともなって付着強度の小さい凝集粒子から消失するため粉体層の付着強度分布は大きい方に移動する。一方、粒子の沈着を伴う場合には、絶えず新しい粉体層表面が形成されるため付着強度分布は全体として定常と考えることができるであろう。ただし、非定常な沈着層形成過程では沈着量の増加にともなって飛散しやすくなる。すなわち、この場合、付着強度はしだいに低下するものと考えられる。したがって、本実験において得られた飛散開始流速 $\bar{u}_c \approx 7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ($\tau_c \approx 0.26 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$) は付着強度分布の下限値に相当する流速と考えてよいであろう。沈着量と付着強度分布あるいは飛散フラックスとの関係の解明は今後の課題である。

結 言

円管内乱流で沈着と再飛散が同時に進行するとき形成される沈着層について試験用ダスト（フライアッシュ 10 種）を用いて実験的検討を行った結果、以下の結論が

Fig.10 J_r/J_d as a function of average air velocity $\bar{u}$

得られた。

1) 沈着層形状は、初期形状によらずエアロゾル流の平均流速のみによって決定される。また、エアロゾル流は空気流に比べて再飛散を促進する効果がある。

2) 平均流速が小さいとき沈着層は内壁全面に様に形成されるが、平均流速の増加とともに沈着層を形成しない部分が現われ、沈着層の形状は縞状になる。縞状沈着層の内壁面に対する面積占有率は平均流速が増加するにつれて低下する。

3) 沈着層の厚さは、流速の増加に対して飛散限界凝集粒子径と同様の傾向で減少し、粘性低層内の一定気流速度に対応する壁からの距離にはほぼ等しい。

4) 平均流速が大きいくほど沈着フラックスは大きくなるが、飛散開始流速を超えると飛散フラックスも大きくなるため、沈着層の成長速度が最大となるような平均流速が存在する。また、飛散フラックスは経過時間とともに単調に増加し、最終的には沈着フラックスに等しくなる。

Nomenclature

A = area of inside wall	$[\text{m}^2]$
a = constant in Eq.(3)	$[\text{m}]$
b = constant in Eq.(3)	$[\text{m}\cdot\text{s}^{-1}]$
C = aerosol particle concentration	$[\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}]$
C_m = Cunningham's slip correction factor	$[-]$
D = inner diameter of glass tube	$[\text{m}]$
D_p = mean particle diameter	$[\text{m}]$
J_d = deposition flux	$[\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}]$
J_r = reentrainment flux	$[\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}]$
k_1 = constant in Eq.(11)	$[-]$
k_2 = constant in Eq.(12)	$[\text{s}^4\cdot\text{m}^{-4}]$

t = elapsed time	$[\text{s}]$
$\bar{u}$ = average air velocity	$[\text{m}\cdot\text{s}^{-1}]$
$\bar{u}_c$ = critical reentrainment velocity	$[\text{m}\cdot\text{s}^{-1}]$
u^* = friction velocity	$[\text{m}\cdot\text{s}^{-1}]$
V_d = particle deposition velocity	$[\text{m}\cdot\text{s}^{-1}]$
V_d^+ = dimensionless particle deposition velocity	$[-]$
W = mass of deposited particles	$[\text{kg}]$
y = distance from inside wall	$[\text{m}]$
β = area fraction of deposited particle layer	$[-]$
β' = observed area fraction of deposited particle layer	$[-]$
δ_f = thickness of viscous sub-layer	$[\text{m}]$
δ_p = thickness of deposited particle layer	$[\text{m}]$
ν = kinematic viscosity of air	$[\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}]$
ρ_f = air density	$[\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}]$
ρ_p = particle density	$[\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}]$
τ_c = critical wall shear stress	$[\text{N}\cdot\text{m}^{-2}]$
τ_p = particle relaxation time	$[\text{s}]$
τ_p^+ = dimensionless particle relaxation time	$[-]$
ϕ = packing fraction	$[-]$

Literature cited

- 1) Cleaver, J.W. and B. Yates: *Chem. Eng. Sci.*, **31**, 147-151 (1976)
- 2) Friedlander, S.K. and H.F. Johnstone: *Ind. Eng. Chem.*, **49**, 1151-1156 (1957)
- 3) Ikumi, S., H. Wakayama and H. Masuda: *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, **12**, 589-594 (1986)
- 4) Kagaku Kogaku Kyokai: "Kagaku Kogaku Binran", 5ed., p.117, Maruzen (1988)
- 5) Masuda, H., Y. Ito and K. Iinoya: *J. Chem. Eng. Japan*, **6**, 278-282 (1973)
- 6) Masuda, H., S. Matsusaka and S. Ikumi: *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, **11**, 48-54 (1985)
- 7) Masuda, H.: *Proceedings Institute Electrostatics Japan*, **12**, 324-329 (1988)
- 8) Matsusaka, S., T. Aoyagi and H. Masuda: *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, **17**, 1194-1200 (1991)
- 9) Matsusaka, S., Y. Nakamura and H. Masuda: *J. Soc. Powder Technol., Japan*, **29**, 110-115 (1992)
- 10) Matsusaka, S. and H. Masuda: *J. Soc. Powder Technol., Japan*, **29**, 530-538 (1992)
- 11) Papavergos, P.G. and A.B. Hedley: *Chem. Eng. Res. Des.*, **62**, 275-295 (1984)
- 12) Reeks, M.W. and D. Hall: *J. Fluids Eng.* **110**, 165-171 (1988)

Formation of Wall Particle Layers by Simultaneous Deposition and Reentrainment of Fine Particles in Turbulent Aerosol Flows

Shuji Matsusaka, Masanobu Shimizu and Hiroaki Masuda

Dept. of Chem. Eng., Kyoto Univ., Kyoto 606-01

Key Words : Aerosol, Particle Layer Formation, Deposition, Reentrainment, Turbulent Flow

Formation of wall particle layers by simultaneous deposition and reentrainment was investigated for turbulent aerosol flows. Fine powder (mass median diameter=3 μm) was dispersed in an air flow and led into a circular glass tube. The process of particle layer formation was continuously observed and the mass of particles deposited on the wall was measured. Although the particle layers formed at low velocities uniformly covered the whole of the inside wall, they gradually changed into striped patterns at high velocities. It was found that the thickness of the particle layer decreases with increasing friction velocity of the flow, and is equal to the distance from the wall corresponding to a certain air velocity in a viscous sub-layer. The deposition patterns in their equilibrium states are determined only by the flow velocity, irrespective of the initial state. It was also found that the growth rate of particle layers has the maximum value for the variation of average aerosol velocity, because both the deposition flux and reentrainment flux increase with increasing velocity when it exceeds the critical reentrainment velocity.