

高速気流噴射による表面付着微粒子の除去

1995

後藤 邦彰

目次

第1章 序論	
1.1 はじめに	1
1.2 既往の研究	2
1.3 本論文の目的と構成	8
引用文献	11
第2章 高速気流噴射条件の影響	
緒言	16
2.1 実験装置および方法	16
2.2 実験結果および考察	
2.2.1 ジェットの圧力測定	21
2.2.2 噴射角度の影響	24
2.2.3 ノズル—表面間距離の影響	28
2.2.4 粒子径による除去率の違い	32
2.2.5 噴射時間の影響	32
結言	35
使用記号	36
引用文献	37
第3章 湿度の影響	
緒言	38
3.1 実験装置および方法	38
3.2 実験結果および考察	40
結言	60
使用記号	61
引用文献	63
第4章 表面材質の影響	
緒言	65
4.1 実験装置および方法	65

4.2	実験結果および考察	
4.2.1	材質による最適湿度の変化	70
4.2.2	材質による除去率の変化	76
	結言	81
	使用記号	82
	引用文献	84
第5章	付着粒子径の影響	
	緒言	85
5.1	実験方法	85
5.2	実験結果および考察	
5.2.1	平滑面上での粒子径の影響	88
5.2.2	相対表面粗さの影響	96
	結言	108
	使用記号	109
	引用文献	111
第6章	除去機構の推定	
	緒言	112
6.1	実験方法	112
6.2	実験結果および考察	
6.2.1	噴射角度による除去率の変化	114
6.2.2	気流による粒子の除去力	118
	結言	127
	使用記号	127
	引用文献	129
第7章	除去率向上の方法	
	緒言	131
7.1	実験装置および方法	
7.1.1	単極荷電を併用した除去法	131
7.1.2	高周波振動気流による除去法	135

7.2	実験結果および考察	
7.2.1	単極荷電を併用した除去法	138
7.2.2	高周波振動気流による除去法	145
	結言	145
	使用記号	148
	引用文献	149
第8章	結論	150
Appendices		
Appendix A		154
Appendix B		155
Appendix C		157
Appendix D		159
Appendix E		163
Appendix F		163
	使用記号	166
	引用文献	168
謝辞		170
本研究に関する著者の既発表論文		171

第1章 序 論

1.1 はじめに

現在、半導体産業や医薬品産業をはじめとする多くの産業において、粒子状物質による製品の汚染が問題となっている。この汚染を防止するためにクリーンルームが利用されているが、原材料に付着していた粒子あるいは生産装置自体や製造・組立時に発生する摩耗粉、および作業者の発生する粉塵などによる製品の汚染は避けられない。このようにして製造工程中に混入、発生した粒子は製品に対して製品性能や歩留まりの低下など様々な悪影響を及ぼす。例えば、半導体などの電子産業分野においては、金属とプラスチックといった異種物質の接合部に微粒子が選択的に付着し^{1,2)}、回路の断線や接触不良などの原因となる。従って、クリーンルームを使用した製造工程においても、工程中で発生する粒子の抑制と、製品に付着した粒子状物質の除去が重要である。今後、さらに製品の微小化、高度化が進むことが予測され、それに伴い抑制・除去の対象となる粒子はミクロンあるいはサブミクロンオーダーの極めて微小な粒子となることが予想される。

付着した粒子状物質の除去に着目すると、現在までは液体フロンによる湿式洗浄法が多く用いられてきた。しかしながら、環境保全の立場から世界的に特定フロンの使用は禁止されたため、フロン洗浄に代わる有効な除去法の確立が急務となっている。その除去法としては、当然のことながら、環境や人体に有害な物質を用いないことが要求される。現在、特定フロンに代わる洗浄液の開発も取り組まれているが、その洗浄液が新たに汚染の原因となる可能性は否定できない。また、一般に、湿式法は濡れに弱い製品には使用できない、乾燥工程が必要となるなどの問題がある。そこで、本研究では溶媒等を用いない乾式法に着目し、その中で除去装置の構造が比較的簡単な高速気流（エアージェット）による粒子除去法を取り上げた。

高速気流による粒子除去は、コンプレッサーで発生させた圧縮空気をジェットノズルにより高速気流として除去対象面に噴射し、付着粒子を除去する方法である。その装置はコンプレッサーにノズルを接続するだけの簡単なもので、操作も簡便であるので、塵埃等の粗大粒子の除去に対しては古くから生産現場において用いられている。よって、この方法がミクロンオーダーの微粒子に対しても有効であれば、汎用性の高い方法となることが期待される。

しかし、現在までは経験的に操作条件が決められていたため、操作因子の除去効率に対する影響は不明な点が多く、また、微粒子に対する有効性も未知な部分が多い。さらに、操作因子の検討で対象となる主な現象は粒子-固体間相互作用および表面近傍での流体と粒子の相互作用であるが、これらは、乾式で粉体を扱うプロセス中では必ず問題となるにも関わらず、現在でも明らかになっていない。

以上の観点から、本研究では、ミクロンオーダーの粒子を対象として、高速気流による表面付着粒子の除去効率に対する操作因子の影響を包括的に検討することによって粒子-固体表面間相互作用および表面近傍での流体と粒子の相互作用を明らかにすると共に、その影響を予測できるモデルを構築することをめざすものである。さらに、その検討結果を基にして、新しい除去法に対しても検討を行う。

1.2 既往の研究

粒子状物質による表面の汚染は、各種産業において製品性能や歩留まりの低下等、様々な問題を引き起こしている。例えば、LSI製造や液晶ディスプレイに使用する薄膜トランジスタ (TFT) 製造では、薄膜製造工程中への粒子状物質の付着により面内または層内の短絡、断線等が起こり、歩留まりの低下原因となっている^{3,4,5)}。また、光ディスクやフロッピーディスク等の記憶媒体においても、データ読み込み不良等の動作不良の原因となる^{6,7)}。これらの粒子状物質による汚染が

問題となる製品の製造は、一般に、クリーンルーム中で行われる。クリーンルームでは、屋外空気を多段のフィルターで濾過し、除塵したのち室内に導入・排気するため、外気からの異物の侵入はほとんど問題がない。しかし、クリーンルーム中に存在する作業員、薬品、装置、工具類から発塵するため^{8,9)}、発塵の制御⁹⁾や付着した粒子の除去操作が必要不可欠である。

固体表面に付着した粒子状物質の除去法として、種々の方法が提案されている。それらを大別すると、湿式法と乾式法に分けられる。湿式法には、有機溶媒や化学洗浄液により付着物を溶解させる化学的洗浄法¹⁰⁾と、それら溶媒または純水や中性洗剤 (界面活性剤) を含んだ液中で超音波照射やブラシスクラビング等の物理的洗浄を行う方法や、液体を高圧で噴射して洗浄するジェットスプレー法等があるが、物理的洗浄の方が粒子の除去には有効である^{10,11)}。これらのうち、超音波洗浄が電子基盤製造には良く用いられ、その操作条件の除去効率に対する影響等の報告も多い^{12,13,14,15)}。また、超音波 (18~120kHz) よりも高い周波数の振動 (0.8~1MHz) を利用するメガソニック洗浄も提案されており¹⁰⁾、サブミクロンオーダーの粒子に対しても有効であることが示されているが、液体に振動を与える方法ではキャビテーションによる除去対象表面の損傷が問題となる。この他、気液界面を除去対象面上で移動させ、表面張力を利用して粒子を除去する方法^{12,16,17)}も提案されている。しかし、湿式法では一般に、濡れに弱い製品には使用できない、洗浄液を製品に合わせて選択する必要がある、溶媒・洗浄液が新たに汚染の原因となる、洗浄後に乾燥工程が必要となるなどの問題点がある。また、乾燥後の溶媒の残存や逆洗浄 (溶液中の汚染物の再付着) が、特に電子機器製造等で要求される高精度洗浄に対しては湿式法の問題点となる。

一方、乾式法でも種々の方法が提案されている。紫外線 (UV) またはレーザーを照射して粒子を除去する方法^{18,19)}は、粒子状物質の汚染

だけでなく付着有機物の除去にも有効である。しかし、装置は比較的高価で、複雑である。ドライアイス、氷またはペレットを気流と共に吹き付けるプラスト法^{10,20,21)}も提案されている。これらは強固な付着物の除去に対しても効果があり、原子力プラントの配管内への付着物除去に用いられた例も報告されている²¹⁾が、除去対象面の摩耗が問題である。また、静電気力を利用して除去する方法も提案されているが^{22,23,24)}、放電限界のため利用できる粒子の分離力には限界があるので、空気中では簡便な方法であるが、より高い分離力を得るためには除去環境を空気以外の気体で置換する等の方法が必要となり、装置は複雑になる。

装置構造が比較的簡単で、かつ、除去対象表面を損傷しない除去法として、圧縮空気をノズルからジェットとして除去対象面に噴射し、付着粒子を分離・除去する高速気流（エアージェット）による除去法があげられる。この方法は操作も簡便なことから、塵埃等の除去には古くから製造現場で用いられている。また、 $10\mu\text{m}$ 以上の比較的大きな粒子に対しては、除去効率に及ぼす気流速度、粒子径、湿度などの影響を検討した実験結果と、気流抵抗力と付着力との均衡関係を基にした理論的検討結果が報告されている^{25,26)}。ミクロンオーダーの微粒子に対しては、沈着・堆積した粉体層からの気流による粒子の飛散現象として系統的な研究が行われている^{27,28,29,30)}。粉体層からの飛散では、粒子は凝集体として飛散するので、一次粒子径がミクロンオーダーでも $20\sim 30\text{m/s}$ 以下の気流流速で飛散を開始するのに対し、固体表面に付着した一次粒子の分離・除去ではより高い流速が必要となる。一次粒子の状態が付着した $5\mu\text{m}$ 以下の微粒子に対しては、粒子-表面間付着力の一つである液架橋力に対する溶媒の影響を検討するためにエアージェットによる分離・除去法を適用した例が報告されている³¹⁾。この研究では除去粒子数の定性的な比較結果だけではあるが、ミクロンオーダーの粒子も高速気流により除去可能であることが示されている。また、高速気流を連続的に噴射するパルスエアージェットを用いると、

1回の噴射ではほとんど除去できない $0.25\mu\text{m}$ の粒子でもほぼ完全に除去できることが報告されている³²⁾。

エアージェットを噴射している時、表面に付着した粒子には気流抵抗力、重力および粒子-固体表面間付着力が働く。ミクロンオーダーの粒子では、重力の影響は無視小である。気流抵抗力は主に粒子を分離・除去する力として、粒子-固体間付着力は除去を妨げる力として働く。気中での付着力で代表的なものはvan der Waals力、液架橋力および接触電位差による静電気力である³³⁾。このうち液架橋力は環境条件に大きく依存し、高い相対湿度（一般には $60\sim 70\%$ 以上）において支配的な付着力となる^{34,35,36,37)}。

液架橋力に関しては多くの研究がある^{38,39,40)}が、最近では向阪らにより詳細な検討が行われている^{41,42,43)}。この中で、不純物を含まない液による架橋ではnmオーダーの液架橋しか形成されず、これまで観察されていた $60\sim 70\%$ 近傍からの液架橋は液中に含まれる微量不純物の影響で架橋液量が増大していたことを指摘している。すなわち、現実の系ではほとんどの場合に不純物が混入するので、不純物の影響を考慮したKelvin式を用いて液架橋力を算出する必要がある。

粒子-表面間に液架橋が形成されない比較的低い湿度では、van der Waals力と接触電位差による静電気力が主な付着力となるが、一般にvan der Waals力の方が静電気力よりも大きいものとして取り扱われる場合が多い^{43,44)}。van der Waals力に関する研究は数多いが、代表的なものはLifshitz理論とHamaker理論である。変形しない粒子の場合、球形粒子と平面間でのvan der Waals力は粒径の一次関数として表され、Hamaker定数、粒子と平面の接触部での距離および粒径で計算ができる。また、粒子が弾性変形した状態で付着した時のvan der Waals付着力に対しては多くの式が提案されている。JKR理論⁴⁵⁾では変形を考慮しても粒径の一次関数として表されるのに対し、Dahneke⁴⁶⁾の提案した式では変形量が大きい時には粒径の二次関数で近似できる。

Derjaguinらの式 (DMT理論)⁴⁷⁾でも粒径の一次関数として表されるが、JKR理論の4/3倍の値となる。この違いについては、Tabor⁴⁸⁾およびMullerら⁴⁹⁾によって検討されている。その中で、Mullerらは無次元パラメータを導入した理論で粒子の変形を考慮し、JKR理論とDMT理論は彼らのモデルの特殊なケースであると説明している。また、Tsaiら⁵⁰⁾もMullerら⁴⁹⁾と同様なパラメータ (付着パラメータ) を用いて理論式を求めているが、変形の無視できるときはJKR理論の0.4倍となり、変形量が大きいときの付着力は粒径の4/3乗に比例するとしており、他の理論とは異なる式を提案している。

Hamaker定数は、粒子および平面の材質と表面間に存在する媒体で決定され、代表的な物質に対して測定された結果が報告されている^{51,52)}。一般に低湿度の空気中でのHamaker定数は真空中での値で近似されるが、100℃以上の高温下での粒子の飛散実験²⁹⁾より、空気中での吸着水分子層のvan der Waals力への影響が示唆されているため、低湿度の空気中でも水分の影響を考慮する必要があると思われる。このような吸着物質の影響は、液中のコロイド粒子間のHamaker定数に対して検討されている^{53,54)}。なお、接触部での粒子-表面間距離はBornの斥力を考慮して決定されるが⁵⁵⁾、一般には0.4nmとされている。

一方、高速気流による除去法のようなエアージェットを固体表面に衝突させる流れは衝突噴流⁵⁶⁾と呼ばれ、流体力学の分野で研究されている。衝突噴流ではノズルから固体表面までの区間を自由噴流領域、気流の衝突点近傍を衝突噴流領域、気流が表面に沿う領域を壁噴流領域と分けて解析される^{57,58)}。これらの内、自由噴流に関しては、円形噴出口を持つノズルから噴射した軸対称流^{56,59)}や、矩形噴出口を持つノズルからの二次元噴流^{56,60)}について、ノズル近傍に存在する気流流速が一定のポテンシャル・コアの長さ、気流速度分布が相似となる完全発達領域での分布形状および中心軸上流速のノズルからの距離による減衰等の理論的、実験的検討が報告されている。また、ノズル出

口近傍でのポテンシャル・コア内での流速は、熱力学的に解くことができる^{61,62)}。これらの結果より、自由噴流に関しては流れの概略を計算により予測することができる。

衝突噴流では衝突角度による淀み点のずれの検討⁶³⁾の他、主に衝突噴流領域から壁噴流領域に移行する場所での気流速度分布の測定結果が、軸対称流^{56,60,64)}、二次元流^{65,66)}それぞれについて報告されている。最近では、数値計算による検討結果の報告も多い^{67,68,69)}。壁噴流は噴流進行方向と表面が平行となる衝突噴流の特殊な場合と考えられるが⁵⁶⁾、ノズル出口が表面から離れている時には噴流の表面側と反対側に圧力差が生じ、噴流が湾曲する付着噴流として、その湾曲形状等の検討が行われている^{70,71)}。また、衝突噴流の特殊な場合として、ノズル出口部で超音速となる時の流れを不足膨張噴流と呼び、主に衝撃波形状の検討が行われている^{72,73)}。これら流体挙動の研究では、時間平均的な速度分布形状の位置による変化とその予測のための実験式の導出が主な着目点となっているが、衝突噴流と固体表面間の伝熱に関する研究では、伝熱促進機構として局所で時間的に変動する流れの寄与が指摘され^{74,75)}、衝突噴流中での乱流の組織構造や気流変動量の研究も行われている^{76,77,78)}。

衝突噴流の流れは複雑であるので、高速気流による微粒子除去に関する研究において表面近傍での流体挙動を考慮して粒子分離力をモデル化した例は、現在までのところ見られない。Zimon²⁶⁾は、粘性底層の速度分布を考慮し、粒子に作用する気流抵抗力を分離力として付着力との均衡関係から分離に必要な気流速度を求めているが、気流抵抗力を算出する速度は壁から粒子半径の高さでの気流速度で代表しており、また、実験結果とは定性的な比較のみが行われている。Bhattacharyaら³¹⁾は、高速気流による粒子の除去に対して同様に気流抵抗力と付着力の均衡関係を基にしたモデルを適用しているが、気流速度は高速気流の平均速度とし、粒子近傍では壁面の影響を無視した一

様流としている。この研究でも実験結果との比較は定性的な検討のみである。

表面近傍の気流速度分布を考慮したモデルでは、粉体層からの凝集粒子の飛散現象において提案されたモデルにおいて、より現実に近いモデル化が行われている。向阪らは粘性底層内で凝集粒子に働く気流抵抗力から生じる曲げ（回転）による力を分離力と仮定し、解析を行っている³⁰⁾。松坂らも同様なモデルと実験結果とを比較し、定量的な検討を行っている^{27,28)}。このほか、単位時間当たりの飛散量や飛散現象の経時変化を、フラックスを用いて表したモデル^{79,80,81,82)}や乱流バーストと関連づけたモデル^{83,84)}も報告されている。気流の速度分布を考慮したモデルは分離力と付着力の均衡関係に基づいており、力が定量的に検討されているが、速度分布は時間平均値を用いており経時変化を表していない。これに対し、経時変化に着目したモデルでは飛散量の定量的検討が行われているが、分離力と付着力の定量化は行われていない。

1.3 本論文の目的と構成

多くの産業分野において粒子状物質による製品の汚染が問題となっており、有効で、しかも環境に悪影響を及ぼさない付着粒子除去法の確立が急務となっていることから、本研究では溶媒等を用いない乾式除去法のうち高速気流（エアージェット）による除去法に着目した。この方法は、除去装置の構造が比較的簡単で、その操作も簡便なことから、塵埃等の粗大粒子に対しては古くから用いられているが、その操作因子の除去効率に対する影響やミクロンオーダーの微粒子に対する有効性は明らかにされていない。また、付着粒子の除去を支配する現象は粒子-固体表面間相互作用および表面近傍の流体と粒子との相互作用であり、これらは乾式で粉体を取り扱うプロセスでは必ず問題となるにも関わらず、現在までのところ明らかになっていない。

そこで本研究では、ミクロンオーダーの粒子を対象として、高速気流による表面付着微粒子の除去について操作因子の除去効率に対する影響を包括的に検討し、粒子-固体表面間相互作用および表面近傍における流体と粒子の相互作用を実験的に明らかにすると共に、その影響を予測するためのモデルを構築することを主たる目的としている。さらに、得られた結果を基に、新しい除去法の提案とその有効性の実証も目的としている。そのため、解析が容易になるように球形で均一径の単分散ラテックス標準粒子を用いてジェット噴射条件、環境条件、粒径、および、表面材質を変えた系統的な除去実験を行い、実験的に各因子の影響を明らかにする。また、粒子-表面間付着力、表面近傍での気流エネルギー（動圧）の操作因子による変化に着目して解析し、因子の影響を予測できるモデルを構築する。

以下に、各章の内容を簡単に紹介する。

- 第1章 本研究の概要および種々の微粒子除去法に関する研究、ならびに高速気流による除去法に関連する既往の研究について述べた。
- 第2章 付着微粒子の除去効率に対する高速気流の噴射条件の影響を実験的に検討する。特に、噴射角度により変化する表面の粒子除去可能領域について検討し、二次元自由噴流を仮定したモデルにより除去可能領域の推定を行う。また、気流噴射時間による除去効率の変化を検討し、除去フラックスが除去可能粒子数に比例すると仮定したモデルにより、その変化の傾向を説明する。
- 第3章 操作環境条件のうち除去時の大気湿度に着目して、平滑表面上に付着した粒子の除去効率に対する影響を検討する。低湿度においては粒子および固体の表面上に吸着した水分子層の厚さに着目し、吸着層厚さによるvan der Waals力の変化を表すモデルを立て、また、高湿度において主な付着力となる液

架橋力の架橋液膜厚さによる変化を考慮したモデルを提案し、湿度による除去効率の変化を説明する。

- 第4章 高分子、金属およびガラスの各種材質の固体表面に粒子を付着させ、除去時の環境湿度を変えて実験を行い、表面材質の除去効率に対する影響を検討する。また、第3章で提案したモデルを適用し、湿度の影響（材質により異なる）を検討する。さらに、モデルを基に最適除去湿度の推定方法を提案し、その妥当性を示す。
- 第5章 平滑面上での除去効率に対する粒径の影響を検討し、付着粒子の50%を除去するのに必要な気流エネルギー（動圧）と粒径の関係を検討する。さらに、凹凸のある各種表面についても実験を行い、50%除去動圧の変化を、van der Waals力を基にして、粒子物性ならびに粒径と表面曲率半径の比で定義される相対表面粗さを用いて解析する。
- 第6章 気流流速と噴射角度および粒径を系統的に変えた実験を行い、除去力と粒径の関係を検討する。得られた結果と、気流抵抗力により曲げモーメントから生じる力を除去力とした従来のモデルとを比較する。また、気流の変動と直接関連する除去効率の時間変化を求め、モデルとの比較結果と合わせて除去機構を推定する。
- 第7章 前章までに得られた知見を基に、二つの新しい除去法を提案する。一つは、針状電極による単極荷電を前処理として施し、静電気力を利用して除去効率を向上させる方法であり、もう一つは、特定周波数の強い変動をもつ気流による除去法である。これら新しい除去法の効果を実証する。
- 第8章 本論文の結論を、各章ごとにまとめる。

引用文献

- 1) 吉田英人, 三野岡亮, 増田弘昭 : 化学工学論文集, 14, 665 (1988)
- 2) 吉田英人, 二宮徹, 増田弘昭 : 粉体工学会誌, 26, 770 (1989)
- 3) 竹内秀明 : エアロゾル研究, 8, 4 (1993)
- 4) 金子節夫 : エアロゾル研究, 8, 10 (1993)
- 5) A.Shapiro and C.M.Falco : "Particles on Surfaces 2 - Detection, Adhesion, and Removal (ed.by K.L.Mittal)", p.245, Plenum Press(1989)
- 6) 金沢安矩 : エアロゾル研究, 8, 16 (1993)
- 7) A.F.Lewis and R.J.Roger : "Particles on Surfaces 1 - Detection, Adhesion, and Removal (ed.by K.L.Mittal)", p.113, Plenum Press (1988)
- 8) 鈴木道夫 : エアロゾル研究, 4, 88 (1989)
- 9) 服部信美, 福本隼明 : エアロゾル研究, 4, 103 (1989)
- 10) J.Bardina : "Particles on Surfaces 1 - Detection, Adhesion, and Removal (ed.by K.L.Mittal)", p.329, Plenum Press (1988)
- 11) 木村照 : エアロゾル研究, 9, 26 (1994)
- 12) V.B.Menon, L.D.Michaels, R.P.Donovan and D.S.ensor : "Particles on Surfaces 2 - Detection, Adhesion, and Removal (ed.by K.L.Mittal)", p.297, Plenum Press (1989)
- 13) V.B.Menon, L.D.Michaels, R.P.Donovan and V.L.Debler : "Particles in Gases and Liquid 1-Detection, Characterization and Control (ed.by K.L.Mittal)", p.259, Plenum Press (1989)
- 14) D.M.Berg, T.Grimley, P.Hammond and C.T.Sorenson : "Particles on Surfaces 2 - Detection, Adhesion, and Removal (ed.by K.L.Mittal)", p.307, Plenum Press (1989)
- 15) I.Kashkoush, A.Busnaina, F.Kern Jr. and R.Kunesh : "Particles on Surfaces 3 - Detection, Adhesion, and Removal (ed.by K.L.Mittal)", p.217, Plenum Press (1991)
- 16) A.F.M.Lenaars : "Particles on Surfaces 1 - Detection, Adhesion, and

- Removal (ed.by K.L.Mittal)", p.361, Plenum Press (1988)
- 17) C.MaConnell : "Particles on Surfaces 3 - Detection, Adhesion, and Removal (ed.by K.L.Mittal)", p.277, Plenum Press (1991)
- 18) W.Zapka, W.Ziemlich and A.C.Tam : *Appl.Phys.Lett.*, 58, 2217 (1991)
- 19) T.J.Magee and C.S.Leung : "Particles on Surfaces 3 - Detection, Adhesion, and Removal (ed.by K.L.Mittal)", p.307, Plenum Press (1991)
- 20) L.C.Archibald and D.Lloyd : "Particles on Surfaces 3 - Detection, Adhesion, and Removal (ed.by K.L.Mittal)", p.257, Plenum Press (1991)
- 21) 木室晴視, 鈴木洋二 : 石川島播磨技報, 27, 90 (1994)
- 22) D.W.Cooper, H.L.Wolfe, J.T.Yeh and R.J.Miller : *Aerosol Sci.and Technol.*, 13, 116 (1990)
- 23) D.W.Cooper, H.L.Wolfe and R.J.Miller : "Particles on Surfaces 1 - Detection, Adhesion, and Removal (ed.by K.L.Mittal)", p.339, Plenum Press (1988)
- 24) D.A.Hays : *Photographic Sci.and Eng.*, 22, 232 (1978)
- 25) M.Corn : "Aerosol Science (ed.by C.N.Davies)", p.359, Academic Press (1966)
- 26) A.D.Zimon : "Adhesion of Dust and Powder (2nd Edition)", p.307, Consultants Bureau (1982)
- 27) 増田弘昭, 松坂修二, 住浦康弘 : 粉体工学会誌, 20, 405 (1983)
- 28) 生三俊哉, 和歌山久男, 増田弘昭 : 化学工学論文集, 12, 589 (1986)
- 29) 増田弘昭, 松坂修二, 岡西茂実 : エアロゾル研究, 5, 320 (1990)
- 30) Y.Kousaka, K.Okuyama and Y.Endo : *J.Chem.Eng.Japan*, 13, 143 (1980)
- 31) S.Bhattacharya and K.L.Mittal : *Surface Technol.*, 7, 413 (1978)
- 32) 大谷吉生, 江見準, 森實哲也, 森治朔 : 化学工学論文集, 19, 114 (1993)
- 33) H.Rumpf : 粉体工学研究会誌, 9 (秋季臨時号), 3 (1972)
- 34) 西野操, 荒川正文 : 材料, 22, 663 (1973)

- 35) 近沢正敏, 中島渉, 金沢孝文 : 粉体工学研究会誌, 14, 18 (1977)
- 36) 大塚昭信, 檀上和美 : 粉体工学会誌, 17, 184 (1980)
- 37) M.Chikazawa, T.Yamaguchi and T.Kanazawa : *Proc.Int.Symp.Powder Technol.'81*, p.202 (1981)
- 38) 井伊谷鋼一, 村元溥司 : 材料, 16, 352 (1967)
- 39) 網川浩, 青木隆一 : 化学工学, 36, 281 (1972)
- 40) H.Schubert : *Powder Technol.*, 37, 105 (1984)
- 41) 向阪保雄, 遠藤禎行, 西江恭延 : 化学工学論文集, 18, 942 (1992)
- 42) 遠藤禎行, 向阪保雄, 西江恭延 : 化学工学論文集, 18, 950 (1992)
- 42) 遠藤禎行, 向阪保雄, 西江恭延 : 化学工学論文集, 19, 55 (1993)
- 43) 粉体工学会編 : "粉体工学便覧", p.122, 日刊工業新聞社 (1988)
- 44) 増田弘昭 : 化学工学, 54, 431 (1990)
- 45) K.L.Johnson, K.Kendall and A.D.Roberts : *Proc.R.Soc.Lond.A.*, 324, 301 (1971)
- 46) B.Dahneke : *J.Colloid and Interface Sci.*, 40, 1 (1972)
- 47) B.V.Derjaguin, V.M.Muller and Y.P.Toporov : *J.Colloid and Interface Sci.*, 53, 314 (1975)
- 48) D.Tabor : *J.Colloid and Interface Sci.*, 58, 2 (1977)
- 49) V.M.Muller, V.S.Yushchenko and B.V.Derjaguin : *J.Colloid and Interface Sci.*, 92, 92 (1983)
- 50) C.J.Tsai, D.Y.H.Pui and B.Y.H.Liu : *Aerosol Sci.and Tech.*, 15, 239 (1991)
- 51) 日本化学会編 : "化学便覧基礎編" 改訂 3 版, p.A6-99, 丸善 (1984)
- 52) J.Visser : *Advan.Colloid Interface Sci.*, 3, 331 (1972)
- 53) M.J.Vold : *J.Colloid Sci.*, 16, 1 (1961)
- 54) B.Vincent : *J.Colloid and Interface Sci.*, 42, 270 (1973)
- 55) H.Krupp : *Advan.Colloid Interface Sci.*, 1, 111 (1967)
- 56) N.Rajaratnam : "噴流 (訳 野村安正)", p.1,26,206,223, 森北出版 (1981)

- 57) 熊田雅弥, 仲戸川哲人, 平田賢 : 日本機械学会誌, 76, 822 (1973)
- 58) 江良嘉信, 斉間厚 : 日本機械学会論文集 (第2部), 41, 3259 (1975)
- 59) C.D.Donaldson and R.S.Snedeker : *J.Fluid Mech.*, 45, 281 (1971)
- 60) 鴨井新生, 田中英穂 : 日本機械学会論文集 (第2部), 43, 2569 (1977)
- 61) 日本機械学会編 : "機械工学便覧 基礎編", A6-67, 丸善 (1989)
- 62) 化学工学協会編 : "化学工学便覧 (改訂五版)", p.174, 丸善 (1988)
- 63) V.W.Schach : *Ingenieur Archiv*, 5, 245 (1934)
- 64) D.Cooper, D.C.Jackson, B.E.Launder and G.X.Liao : *Int.J.Heat Mass Transfer*, 36, 2675 (1993)
- 65) 鴨井新生, 田中英穂 : 日本機械学会論文集 (第2部), 43, 2957 (1977)
- 66) 村井一弘, 多賀正夫, 赤川浩爾 : 日本機械学会論文集 (B編), 49, 1152 (1983)
- 67) A.Rubel : *AIAA J.*, 19, 863 (1981)
- 68) 清水誠二, 山口惇 : 日本機械学会論文集 (B編), 52, 2078 (1986)
- 69) D.Cooper, D.C.Jackson, B.E.Launder and G.X.Liao : *Int.J.Heat Mass Transfer*, 36, 2685 (1993)
- 70) 村井一弘, 多賀正夫, 赤川浩爾, 織金隆文 : 日本機械学会論文集 (B編), 46, 1544 (1980)
- 71) 社河内敏彦 : 日本機械学会論文集 (B編), 51, 4257 (1985)
- 72) R.Sinha, V.Zakkay and J.Erdos : *AIAA J.*, 9, 2363 (1971)
- 73) 保原充, 谷口泰明 : *ながれ*, 2, 381 (1983)
- 74) K.Kataoka, M.Suguro, H.Degawa, K.Maruo and I.Mihata : *Int.J.Heat Mass Transfer*, 30, 559 (1987)
- 75) K.Kataoka, Y.Kamiyama, S.Hashimoto and T.Komai : *J.Fluid Mech.*, 119, 91 (1982)
- 76) 片岡邦夫, 南浦健二, 尾西晃, 高畑正信, 李功様 : 第27回日本伝熱シンポジウム講演論文集, 1018 (1990)

- 77) 片岡邦夫, 尾西晃, 川崎弘貴, 大村直人 : 第29回日本伝熱シンポジウム講演論文集, 670 (1992)
- 78) 榊原潤, 菱田公一, 前田昌信 : 第30回日本伝熱シンポジウム講演論文集, 10 (1993)
- 79) C.I.Fairchild and M.I.Tillery : *Atom.Environment*, 16, 229 (1982)
- 80) 増田弘昭, 松坂修二, 生三俊哉 : 化学工学論文集, 11, 48 (1985)
- 81) 松坂修二, 青柳晃夫, 増田弘昭 : 化学工学論文集, 17, 1194 (1991)
- 82) 松坂修二, 中村泰隆, 増田弘昭 : 粉体工学会誌, 29, 110 (1992)
- 83) J.W.Cleaver and B.Yates : *J.Colloid Interface Sci.*, 44, 464 (1973)
- 84) J.W.Cleaver and B.Yates : *Chem.Eng.Sci.*, 31, 147 (1976)

第2章 高速気流噴射条件の影響

緒言

高速気流の噴射（エアージェット）による微粒子除去での主な操作条件は、ノズル内圧力、ノズルと除去対象表面との距離、噴射角度、および噴射時間である。このうちノズル内圧力に関しては第5章で詳細に取り扱うこととし、ここでは、距離、角度および噴射時間が除去効率に与える影響を実験的に検討する。

本実験で用いた高速気流のような自由噴流では、距離の増加に伴い流速が減衰するので、除去対象面上での気流速度はノズル内圧力だけでなくノズル表面間の距離にも依存することが予想される。よって、両者は主に気流によって生じる粒子を分離・除去する力（分離力）に影響を与える因子であると考えられる。そこで、ノズル内圧力一定の下でノズル表面間距離を変えて実験を行い、Zimon¹⁾やBhattacharyaら²⁾の気流抵抗力と付着力の均衡関係を基にしたモデルを拡張し、実験結果と比較することにより、操作条件の予測に役立つ新しいモデルを提案する。

また、噴射角度が変わると除去対象表面への気流の衝突方向が変わるので、気流から粒子に与えられる力の方向が変化し、分離力に影響することが予想されるが、分離力に与える影響は第6章で検討することとし、ここでは角度による除去可能な領域の変化を主に取り上げる。

2.1 実験装置および方法

Fig.2.1に除去装置の概略図を示す。実験ではコンプレッサーで圧縮した空気を、ミスト除去後、減圧弁で所定圧力に調整し、ジェットノズルより高速で除去対象面に噴射して粒子の除去を行う。ジェットノズルは、Fig.2.2に示すように噴出口面積 $0.25 \times 10\text{mm}^2$ の2次元スリット

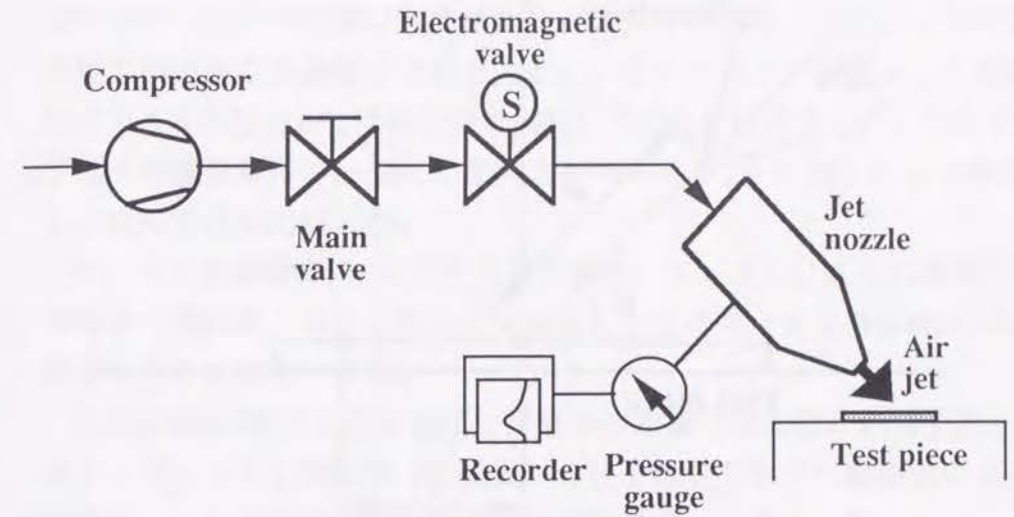


Fig.2.1 Schematic diagram of experimental apparatus

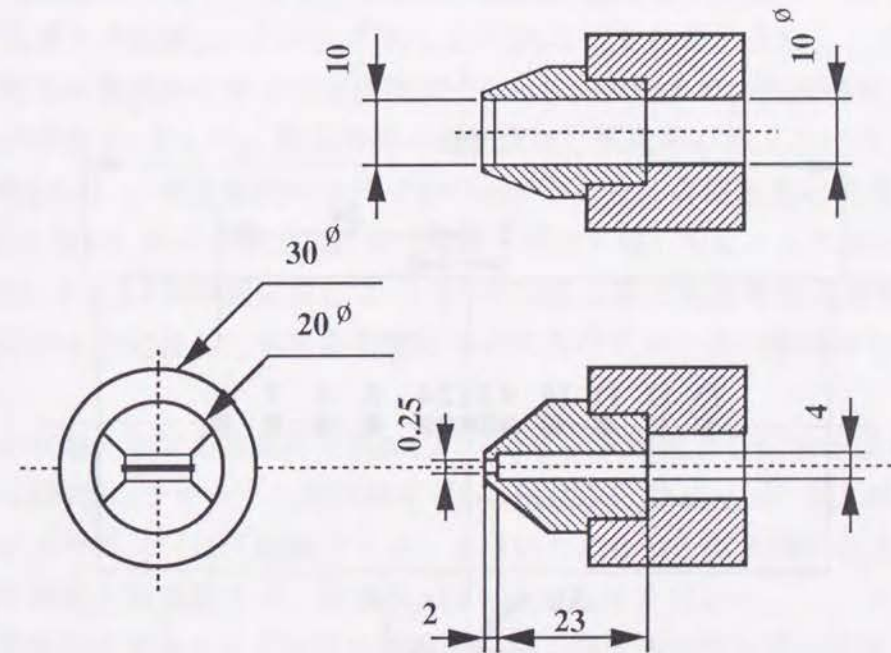


Fig.2.2 Air jet nozzle

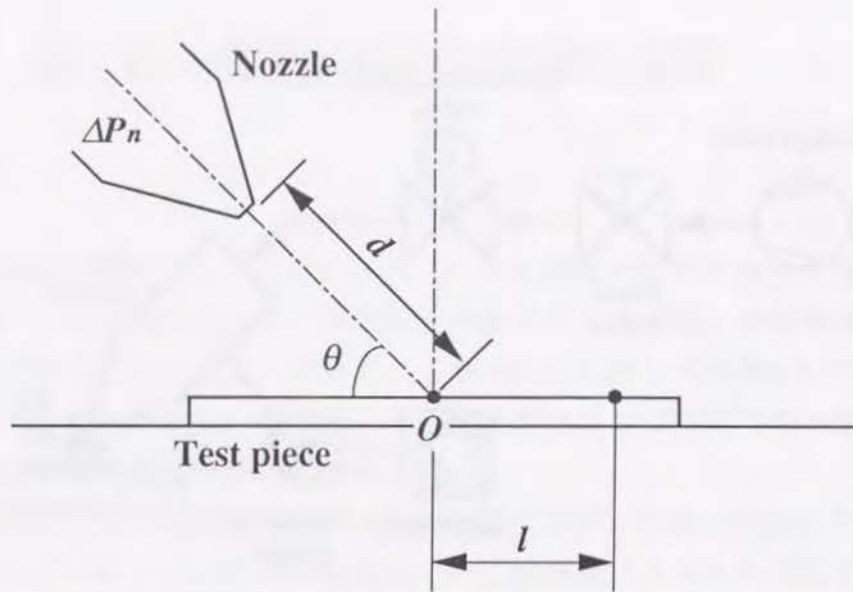


Fig.2.3 Geometric parameters of setting

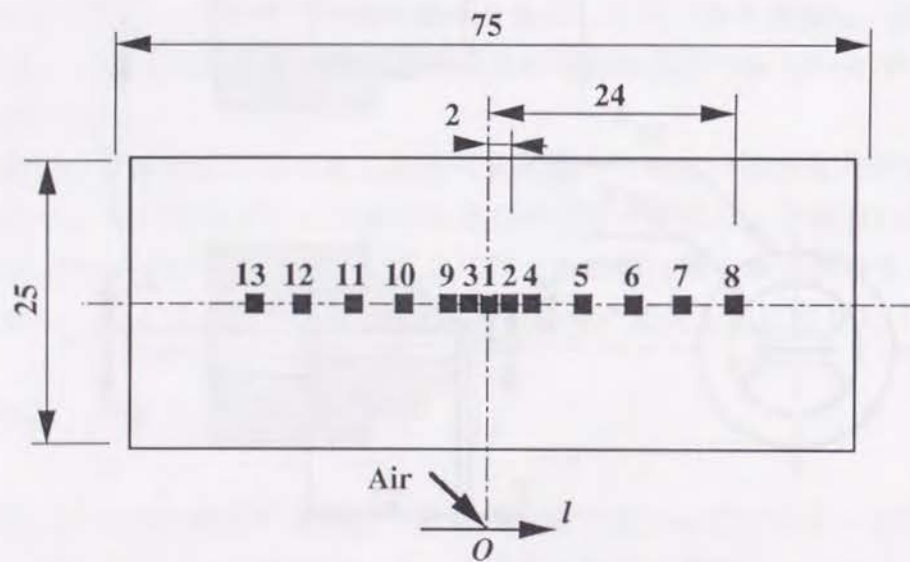


Fig.2.4 Measuring point

状であり、出口で急激に流路断面積が減少する形状にした。ノズルでの圧力損失が空気流路中で最も大きい。このためエアージェット噴射時のノズル内圧力 ΔP_n は減圧弁で調整した圧力とほぼ等しい。そこで、ジェット噴射条件の一つとしてノズル内圧力 ΔP_n を圧力計により測定し、経時変化を記録した。

ジェットの噴射時間 t は減圧弁の下流側、ジェットノズルの直前に取り付けた電磁弁、および電磁弁に接続したタイマーにより0.1秒以上の任意の長さに設定できる。

除去効率 η は粒子を対象表面に付着させた後（除去前）の粒子数とエアージェットを噴射後（除去後）の粒子数をそれぞれ顕微鏡により計数し、それらの差を除去前の全粒子数で割った値とした。

ノズルと除去対象表面はFig.2.3に示したように設置し、エアージェット噴射条件として、ノズル中心線と対象表面のなす角 θ 、ノズル先端と表面との距離 d およびノズル内圧力 ΔP_n と規定した。また、ノズル中心線と対象表面の交点を気流衝突点Oとし、表面上での気流衝突点Oからの距離を l とした。除去効率の測定点は、気流中心線上の13点とし

(Fig.2.4)、測定面積はすべて $1 \times 1 \text{mm}^2$ とした。各測定点の位置は距離 l を用い、気流衝突点Oより下流側（図中右側）を正として表した。また、Fig.2.4中の測定点1, 2, 3での平均除去率を気流衝突点近傍での除去率 η_c と定義し、主にこの値を用いて各パラメータの影響を検討した。

その他、主な実験条件をTable 2.1に示す。試料粒子には粒子径の異なる6種類のラテックス標準粒子（Styrene/Divinylbenzene）を、試料表面にはガラス（ほう硅酸ガラス）を用いた。なお、気流噴射条件の影響を検討した実験では、粒径 $D_p=11.9\mu\text{m}$ の粒子を用いた。

試料粒子であるラテックス標準粒子は、界面活性剤を含んだ液中に分散させた状態で保存しているので、試料表面への付着にはFig.2.5に示した装置を用いた。粒子を含む液をネブライザーで噴霧によりエアロゾル化した後、バッファ容器で粒子を加熱し乾燥させる。この時

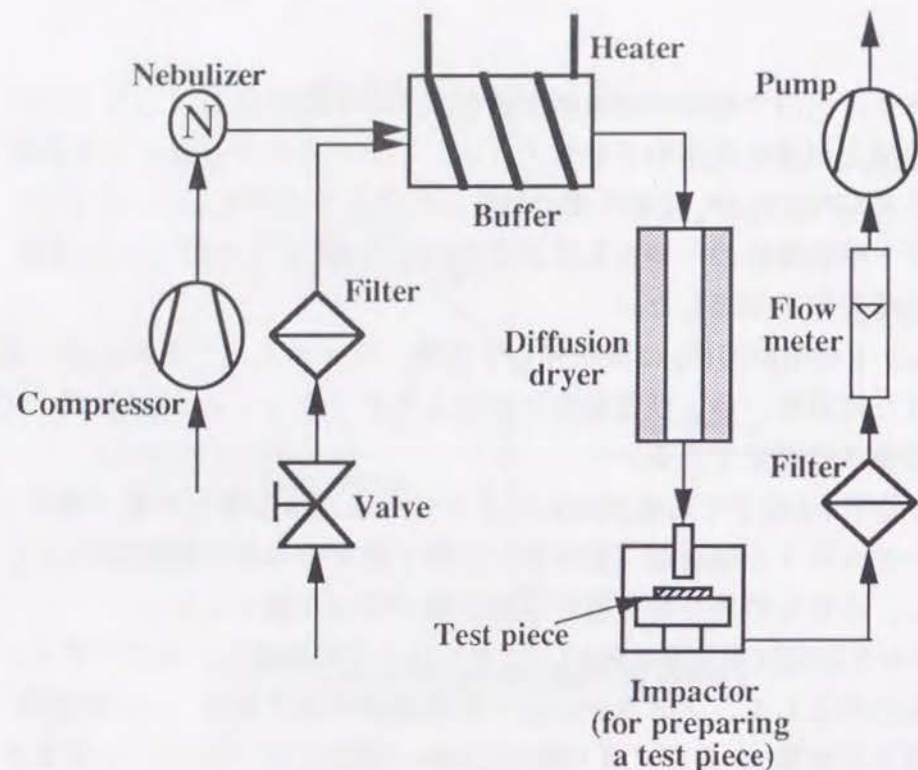


Fig.2.5 Apparatus for preparing a test piece

Table 2.1 Experimental conditions

Surface material	Glass (Borosilicate)		
Particle material	Styrene/Divinylbenzene		
Particle diameter	D_p	1.09, 2.02, 2.84, 3.7, 5.7, 11.9	[μm]
Air pressure	ΔP_n	0.5, 1, 3 $\times 10^5$	[Pa]
Impinging angle	θ	15, 30, 45	[deg]
Distance from jet	d	3, 5, 7, 10, 15, 25	[mm]
Duration time of air jet	t	1, 3, 5, 10, 20, 30	[s]

のバッファ容器壁面温度は約60°Cである。気中の水分をシリカゲルを充填した拡散乾燥器で除去し、インパクトを用いて慣性衝突により粒子を対象表面に付着させる。インパクト・ジェット部での気流流速は約6m/s、相対湿度 ψ_d は55%でほぼ一定とした。また、試料表面は粒子付着後粒子数を計数し、12時間以上デシケータ内で乾燥させてから除去実験を行った。インパクト内の相対湿度 ψ_d は次章に示すように除去効率に影響を与えるが、本条件で付着させた時には、12時間以上乾燥させればその影響は無くなる。

一般に慣性衝突により固体表面に付着した粒子の個数は気流衝突点を中心として半径方向に分布をもつが、本実験でもに除去効率の測定を行った気流衝突点近傍では付着粒子数に顕著な差は見られず、ほぼ均一に付着していることを確認した。また、付着粒子数は衝突点近傍の測定面内において約200個となるよう、粒子供給時間を調節した。衝突点近傍以外では付着粒子数は少なくなるが、最も衝突点から遠い測定点 ($l=24\text{mm}$) においても付着粒子数は100個以上であった。

2.2 実験結果および考察

2.2.1 ジェットの圧力測定

Fig.2.6にノズル内圧力およびノズルからの距離 d においてピトー総圧管を用いデジタル圧力計(ダイヤフラム式センサー、(株)バルコム、DC-A01)で測定したジェット中心部での動圧の経時変化を示す。横軸は電磁弁に取り付けたタイマーの時間を表す。電磁弁の開閉にはタイマーでのon/offから0.4秒程度の時間遅れがある。すなわち、Fig.2.6において $t=0$ および5秒からの圧力変化の遅れは、電磁弁の開閉に起因する遅れである。電磁弁の遅れを考慮すると、ノズル内圧力はバルブの開きに伴い急激に立ち上がり、最高値に達した後、定常圧力になる。最高圧力と定常圧力との差は定常値の3%程度であり、定常値となるまでの時間も0.2秒程度である。よって、本実験で主に用いている噴射

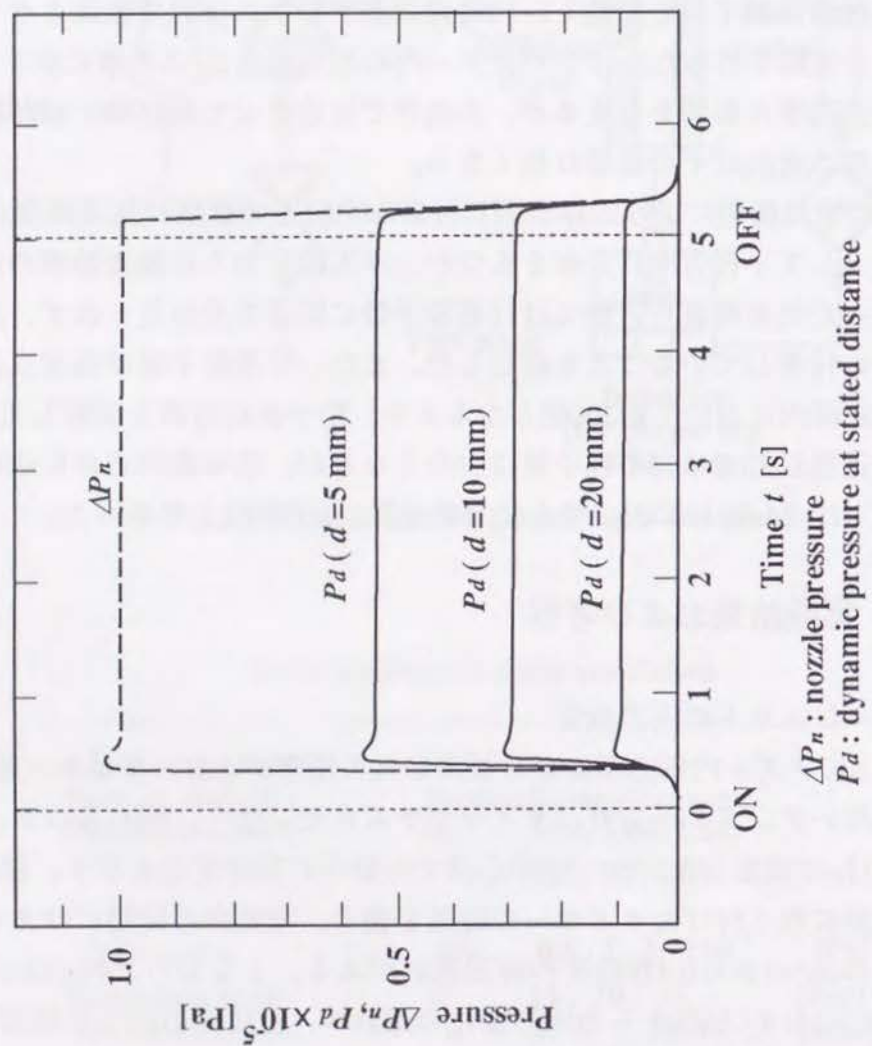


Fig.2.6 Pressure change with time

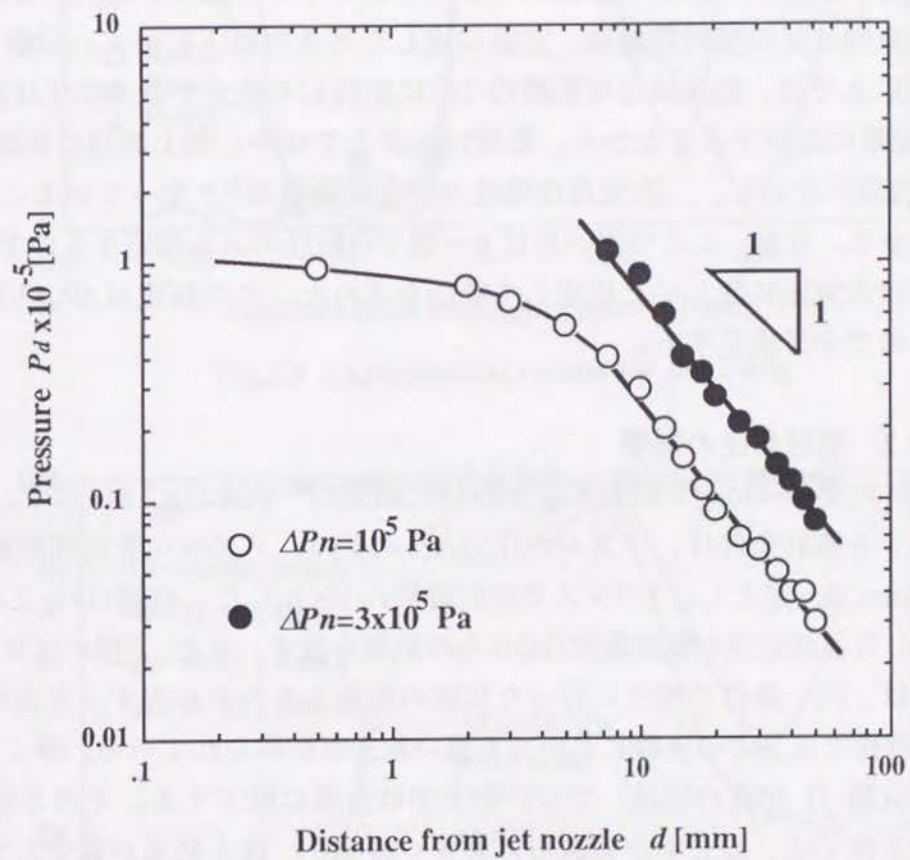


Fig.2.7 Dynamic pressure change as a function of distance from nozzle-tip

時間 $t = 10\text{s}$ では気流の経時変化はステップ状変化であるとみなす事ができる。ノズルから距離 d での動圧変化についても、圧力の最高値は距離 d が大きくなるにつれて小さくなるが、経時変化はノズル内圧力と同様、ステップ状に変化する。このことから、本実験範囲内では距離による気流加減速の遅れはほとんどないと考えられる。

気流中心部での動圧を距離に対してプロットした結果がFig.2.7である。縦軸は気流噴射開始後、定常に達したときの動圧を示す。距離 7mm 以上では、動圧はほぼ距離の-1乗に比例して減少する。動圧は流速の2乗に比例することから、距離 7mm 以上では中心軸上流速は距離の-1/2乗に比例し、二次元自由噴流の完全発達領域³⁾となっていることがわかる。なお、ここで用いたピトー管では総圧のみを測定するので、静圧は大気圧に等しいと仮定して動圧を求めた。この仮定は ΔP_n が小さいので十分成立する。

2.2.2 噴射角度の影響

噴射角度 $\theta = 45\text{deg}$ で除去実験を行った結果の一例をFig.2.8に示す。ジェット噴射条件は、ノズル内圧力 $\Delta P_n = 10^5\text{Pa}$ 、ノズル-表面間距離 $d = 10\text{mm}$ で一定とし、1パルスで噴射時間 $t = 10\text{s}$ とした。横軸はFig.2.4に示した各測定点の気流衝突点Oからの距離を表す。また、3種のプロット点は、同一条件で独立に行った実験の結果をそれぞれ表す。気流衝突点近傍では、どの実験においても高い除去率が得られている。ジェット上流側 (l が負の領域) では、除去率は急激に低下する。そのさらに上流側では、除去率が実験毎に大きく異なり、除去効果が安定していないことがわかる。下流側 (l が正の領域) では上流側と比較すると除去率は高いが、上流側と同様、 $l = 3\text{mm}$ 近傍から除去率は低下をはじめ、その下流では実験により除去率が大きく異なる。この傾向は、噴射角度を 45 度以上にすると、より顕著になる。噴射角度 θ を 45 度より小さくすると、衝突点Oより下流側では比較的安定して高い除去率が得られる (Fig.2.9)。 $\theta = 30\text{deg}$ では下流側ほぼ全域で高い除去率と

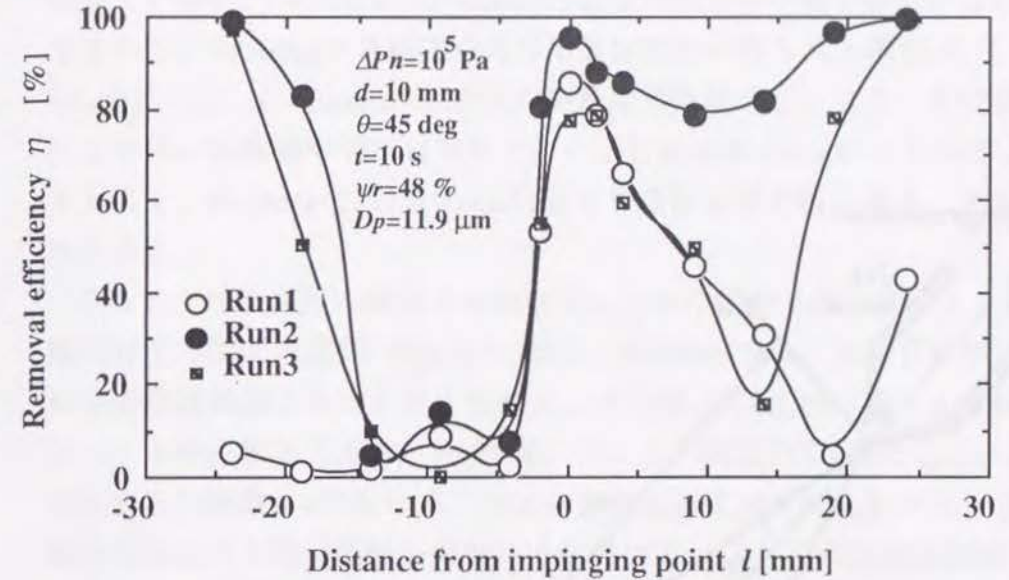


Fig.2.8 Experimental results for $\theta = 45\text{ deg}$

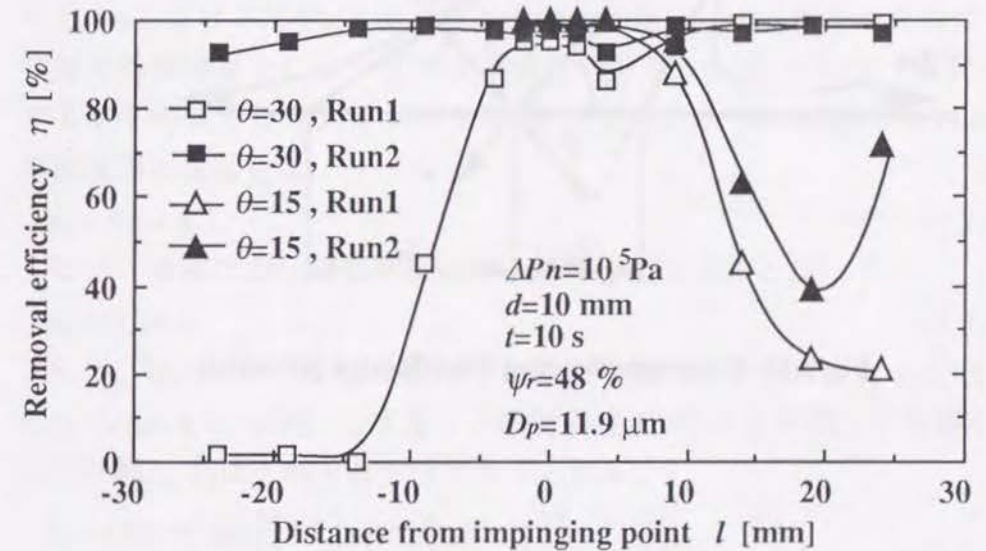


Fig.2.9 Experimental results for $\theta = 30, 15\text{ deg}$

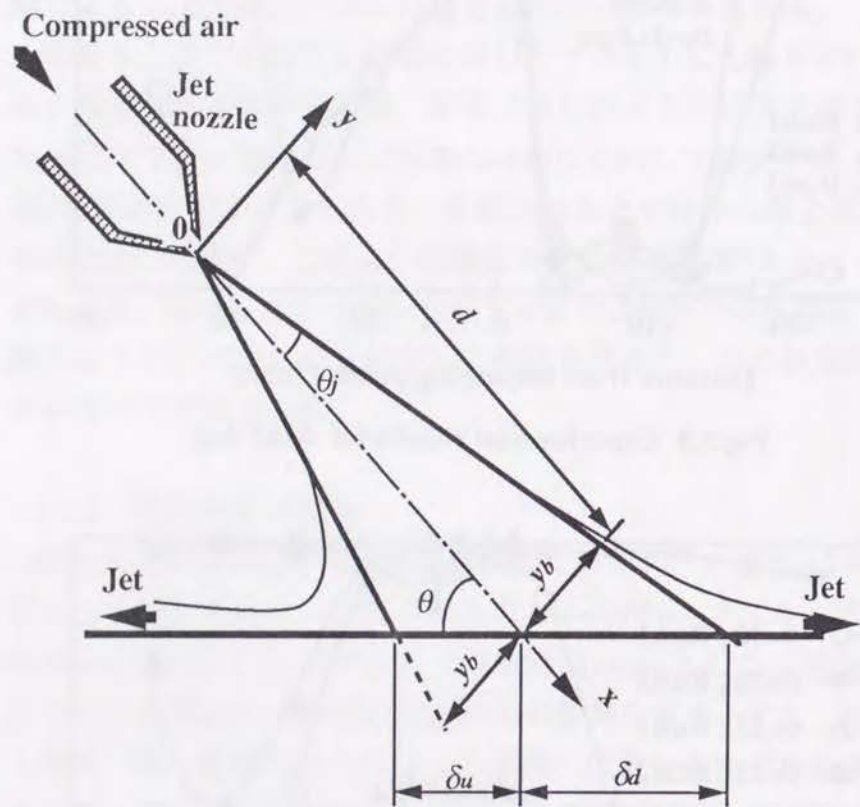


Fig.2.10 Diagram showing the effective jet width

なっているが、 $l=5\text{mm}$ から $l=10\text{mm}$ 付近まで除去率の低い領域がある。すなわち、 $\theta=30\text{deg}$ では衝突点近傍で高除去率が得られる領域は $l=5\text{mm}$ 以下で、 $l=10\text{mm}$ 以上で別の高除去率領域が存在する。気流衝突点近傍の高除去率領域に着目すると、領域は $\theta=15\text{deg}$ の方が 30deg よりも広く、 $\theta=15\text{deg}$ では $l=10\text{mm}$ 付近まで高除去率が得られることがわかる。

ここで、対象表面に衝突する時のジェットの広がり幅を考える。距離に対する動圧の変化 (Fig.2.7) から、 $d=10\text{mm}$ では二次元自由噴流の完全発達領域にあると考えられる。そこで、Fig.2.10に示すようにジェット中心軸上で流れ方向をx軸、ジェット幅方向をy軸として、ノズルからの距離 $x=d$ における二次元自由噴流の広がり幅 y_b をジェット衝突時の広がり幅 (仮想衝突幅) と定義する。二次元自由噴流に対するTollmienの解³⁾より、

$$\phi = y/(K_j x) = 2.4 \quad (2.1)$$

のときyにおける流速uと中心軸上流速 u_m の比 $u/u_m=0$ 、すなわち自由噴流の外部境界となる。 K_j は実験係数であり、 $0.09\sim 0.12$ まで変化するが平均値として 0.1 を採用する³⁾と仮想原点からの距離xにおける噴流境界の位置 y_b は、

$$y_b = 0.24 x \quad (2.2)$$

ここで、噴流における仮想原点をノズル出口とすると、

$$y_b = 0.24 d \quad (2.3)$$

よって、 $d=10\text{mm}$ では $y_b=2.4\text{mm}$ となる。噴流の広がり角を θ_j ($=13.5\text{deg}$, $\because \tan \theta_j = 2.4/10$) とすると、噴射角度 θ の時の上流側、下流側の広がり幅 δ_u , δ_d はそれぞれ次式で与えられる。

$$\delta_u = d \sin \theta \left\{ \tan \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right) - \tan \left(\frac{\pi}{2} - \theta - \theta_j \right) \right\} \quad (2.4)$$

$$\delta_d = d \sin \theta \left\{ \tan \left(\frac{\pi}{2} - \theta + \theta_j \right) - \tan \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right) \right\} \quad (2.5)$$

上式より噴射角度 $\theta = 45\text{deg}$ のとき

$$\delta_u = 2.73 \text{ mm}, \quad \delta_d = 4.47 \text{ mm}$$

となる。噴射角度 $\theta = 30, 15\text{deg}$ のときはそれぞれ次のように得られる。

$$\theta = 30 \text{ deg} \quad \delta_u = 3.39 \text{ mm}, \quad \delta_d = 8.22 \text{ mm}$$

$$\theta = 15 \text{ deg} \quad \delta_u = 4.89 \text{ mm}, \quad \delta_d = 89.2 \text{ mm}$$

Figs.2.8, 2.9と比較すると、除去率は仮想衝突点 δ_u, δ_d 近傍から低下しはじめることがわかる。すなわち、気流衝突点近傍で高い除去率が安定して得られるのは仮想衝突点内側の領域であるといえる。

$\theta = 15\text{deg}$ で距離 $l = 10\text{mm}$ 近傍から除去率が低下するのは、次項で述べるノズル-表面間距離の影響と同様、ジェットからの距離の増加による気流流速の低下が原因と考えられる。また、仮想衝突点の外側で除去効果が安定しないのは、表面からのジェットの反転、剥離などにより気流が不安定になることが考えられる。これに対し、噴射角度 $\theta = 30\text{deg}$ において $l = 10\text{mm}$ 以上でも高い除去率が得られたのは、ジェットの剥離が起こらなかったためであると考えられる。このことから、高い除去率の得られる領域の広さは噴射角度 $\theta = 30\text{deg}$ 付近に最適値があると考えられる。

壁面上の位置による除去率の違いについて、衝突噴流のよどみ点、およびその近傍での静圧分布、壁面摩擦応力分布と除去率の相関も検討したが、相関は見られなかった。また、よどみ点の存在する衝突点近傍でも安定して高い除去率が得られていることから本実験範囲においてはよどみ点の影響はないと考えられる。

2.2.3 ノズル-表面間距離の影響

Fig.2.11にノズル-表面間距離を変えて除去実験を行った結果を示す。ノズル内圧力 $\Delta P_n = 10^5 \text{Pa}$ 、気流噴射時間 $t = 10\text{s}$ 、粒径は $11.9 \mu\text{m}$ で一定とした。気流噴射時間については、 $t = 10\text{s}$ 以上としても除去率は向上し

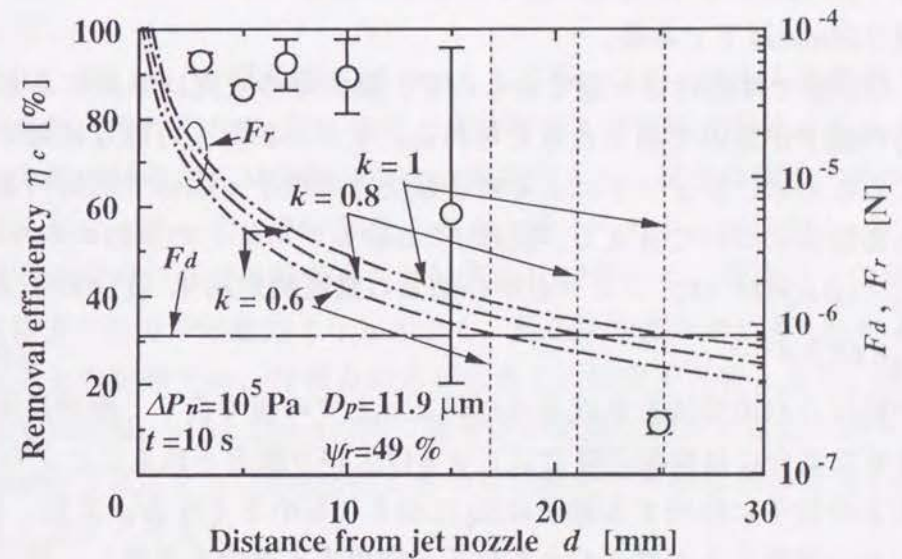


Fig.2.11 Effect of distance from jet nozzle

ないことを確認した。図中のプロット点は独立に行った5回の実験の結果得られた衝突点近傍での除去率の平均値、最大値、及び最小値を表す。ノズル-表面間距離 d が10mm以下では除去率は80%を越え、高除去率が得られていることがわかる。また、距離が10mmより小さくなるに従い、最大値と最小値の幅も狭くなり気流による除去効果が安定していることもわかる。距離が15mmとなると平均除去率は60%に減少し、各実験によるばらつきも大きくなる。 $d=25\text{mm}$ では除去率は10%程度でほとんど除去できなくなる。すなわち、ノズル内圧力 ΔP_n が 10^5Pa の時には、 $11.9\mu\text{m}$ の粒子を有効に除去できるノズル-表面間距離は25mm以下である。

この実験では粒径は一定であるので、除去率の変化は気流による除去力の低下が原因であると考えられる。そこで、除去可能な距離を予測するために、ジェットによる粒子除去力と粒子-固体表面間付着力の均衡関係について考える。距離 d におけるジェットの運動エネルギー $P_d (= \rho u_d^2/2)$ は、ジェット中心軸上の動圧測定結果 (Fig.2.7) より

$$P_d = 65.3 d^{-1.3} \quad (2.6)$$

この動圧は自由噴流を形成させたジェットでの値であり、壁面に衝突させた場合には壁面近傍でジェットは広がり減速されることから、壁面上の粒子に作用する動圧はEq.(2.6)よりも小さくなる。また、気流のもつ運動エネルギーのうち粒子に作用する割合を考慮し、粒子の除去に役立つ単位気流体積当りのエネルギー P_r ($\text{Pa}=\text{J}/\text{m}^3$) を係数 k を用いて次式で定義する。

$$P_r = 65.3 k d^{-1.3} \quad (2.7)$$

粒子に働く除去力 F_r (N) は上式に粒子の投影面積をかけて次式で定義する。

$$F_r = 65.3 k d^{-1.3} \pi D_p^2/4 \quad (2.8)$$

粒子の付着力 F_d は、van der Waals力のみを仮定し、簡単のため粒子の

変形も無視する。すなわち、

$$F_d = A D_p/12z_0^2 \quad (2.9)$$

Hamaker定数 A はポリスチレン ($A_p=1.2 \times 10^{-19}$) および SiO_2 ($A_p=1.6 \times 10^{-19}$) の真空中での値⁴⁾より

$$\begin{aligned} A &= \sqrt{A_p A_w} \\ &= \sqrt{(1.2 \times 10^{-19})(1.6 \times 10^{-19})} \\ &= 1.4 \times 10^{-19} \quad (\text{J}) \end{aligned}$$

とした。

$k=0.6, 0.8, 1$ 、分離距離 $z_0=0.4\text{nm}$ としてEqs.(2.8), (2.9)より計算した結果を、それぞれFig.2.11中の一点鎖線および破線で示す。ここで、除去力 F_r と付着力 F_d に分布はないと仮定すると、粒子は除去力 F_r が付着力 F_d 以上となったときに除去されると考えられる。すなわち、一点鎖線と破線の交点では除去力 F_r と付着力 F_d は等しく、交点以下の距離では除去力の方が付着力よりも大きく、粒子は除去可能と考えられる。交点以上の距離では、付着力の方が大きく、除去不可能となる。実験結果では距離 $d=15$ と 25mm の間で除去率が急激に減少することから、 $d=20\text{mm}$ で交点をもつ $k=0.8$ のときの計算結果が実験結果の傾向を最もよく表すと考えた。

以上より、粒子の除去が有効に行える最大のノズル-表面間距離は、距離による動圧の減少と粒径による投影面積の変化を考慮した気流抵抗力に対して、粒子付着力が小さい場合に飛散するとしたモデルでは推定することができる。また、実験結果の傾向がEqs.(2.8), (2.9)により表される力の均衡関係とほぼ一致することから、ノズル-表面間距離による除去率の低下は、距離によるジェットの運動エネルギーの減少で説明ができる。

計算により得られる除去可能範囲内において除去率が距離により変化する原因の一つは粒子の付着力に分布があるためと考えられる。す

なわち、粒子の付着力に比べて除去力が極めて大きいときには安定して高い除去率が得られるが、除去力が付着力に近づくと除去効果は付着力分布のために不安定となる。よって、除去率の定量的な推定には、付着力の分布を考慮する必要があると考えられる。

2.2.4 粒子径による除去効率の違い

ジェットの噴射条件およびノズル-表面間距離を一定とし、除去対象粒子径を変えて実験を行った結果をFig.2.12に示す。粒子径 $5\mu\text{m}$ 以上の粒子に対しては高い除去率が得られるが、 $4\mu\text{m}$ 以下の粒子はほとんど除去されない。すなわち、本条件で除去が可能な最小粒子径は約 $5\mu\text{m}$ であることがわかる。なお、各粒子径での除去率は、気流噴射時間 t を10秒以上にしても変化しないことを確認した。

この除去効率の違いに対しても、距離の影響と同様に、粒子径による除去力と付着力の変化を考える。Eqs.(2.8), (2.9)の計算結果を同図中に示した。このときの各定数は先と同じ値を用い、係数 k は距離の影響 (Fig.2.11) の場合と同様、 $k=0.6, 0.8, 1$ として計算した。実験と計算との比較より $k=0.8$ がほぼ妥当であることがわかる。このとき、除去力と付着力は粒子径約 $4.6\mu\text{m}$ で等しくなり、それ以上の粒子径では除去力の方が大きく粒子は除去可能であるが、 $4.6\mu\text{m}$ 以下では除去力よりも付着力が大きくなり除去できなくなる。すなわち、Eqs.(2.8), (2.9)により、ノズル内圧力 ΔP_n が 10^5Pa の時の除去可能な最小粒子径をほぼ予測できることがわかる。また、このことから微小粒子が除去できなくなるのはEq.(2.8)で表されるように、粒子の投影面積の減少による除去力の低下が原因であると考えられる。

2.2.5 噴射時間の影響

粒子径 $D_p=11.9\mu\text{m}$ の試料粒子を用い、ノズル-表面間距離 $d=10\text{mm}$ 、噴射角度 $\theta=45\text{deg}$ と一定にして、気流噴射時間 t を変えて実験を行った結果をFig.2.13に示す。Fig.2.13は、気流噴射時の経時変化ではなく、

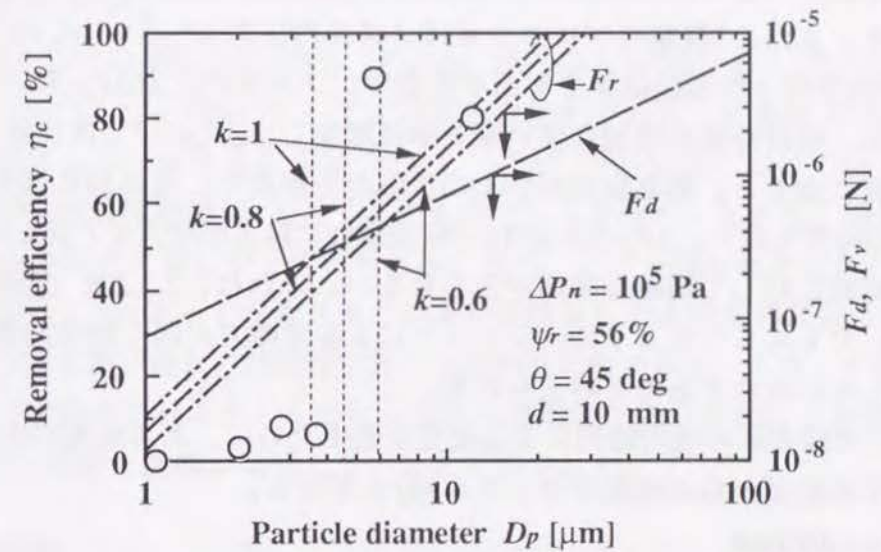


Fig.2.12 Effect of particle diameter

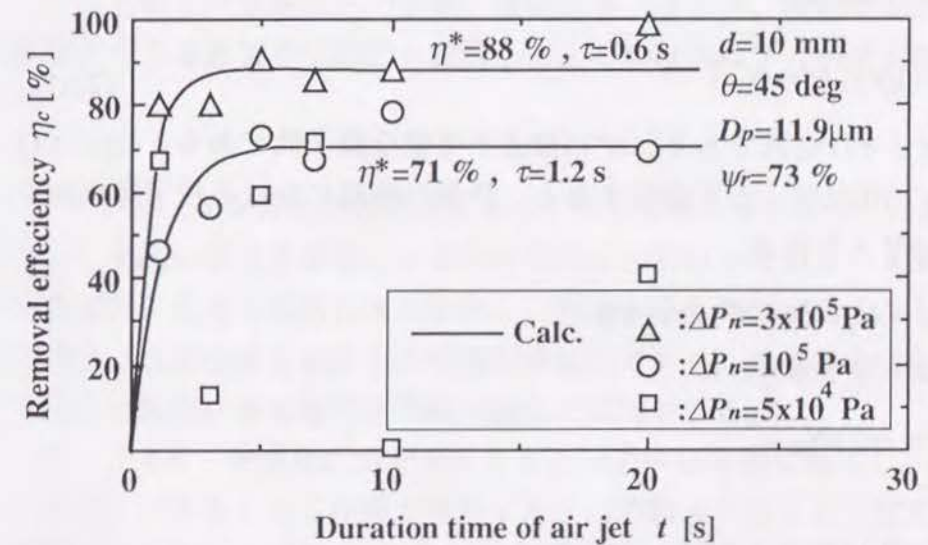


Fig.2.13 Effect of duration time of air jet

噴射時間の異なる独立の実験での除去率（気流衝突点近傍での値 η_c ）を表す。また、3種類のプロット点はノズル内圧力 $\Delta P_n=5 \times 10^4, 10^5, 3 \times 10^5 \text{Pa}$ で行った実験結果をそれぞれ表す。ノズル内圧力 $\Delta P_n=5 \times 10^4$ 以外は、噴射時間の増加に伴い除去率は増加し、 $\Delta P_n=10^5$ では10秒で最高値に達する。最高値は $\Delta P_n=3 \times 10^5 \text{Pa}$ の方が高く、最高値に達するまでの時間も短い。 $\Delta P_n=5 \times 10^4 \text{Pa}$ では実験毎に除去率が大きく異なり、噴射時間に対して明確な相関がみられない。これは、2.2.3項（距離の影響）でも見られたように、ジェットによる分離力が弱く除去効果が安定しないためであると考えられる。

ここで除去率の噴射時間による変化を表すために、ある時刻における粒子の壁面からの飛散フラックス $J(t)$ を考える。

$$J(t) \equiv -dN(t)/dt \quad (2.10)$$

飛散フラックスが、その時刻に、その気流噴射条件によって除去可能な粒子数 N_p に比例すると仮定すると、

$$J(t) = (1/\tau) N_p(t) \\ = (1/\tau) (N(t) - N^*) \quad (2.11)$$

ここで、 τ は定数であり、 N^* は除去不可能な粒子数である。Eq.(2.11)をEq.(2.10)に代入して積分すると、任意の時刻における粒子数 $N(t)$ は次式で与えられる。

$$N(t) = N_0 + (N_0 - N^*) \exp(-t/\tau) \quad (2.12)$$

定義より除去率 $\eta(t)$ は、

$$\eta(t) = N(t)/N_0 \\ \text{よって、} \\ \eta(t) = \eta^* \{1 - \exp(-t/\tau)\} \quad (2.13)$$

ただし、 η^* は最終到達除去率（最高除去率）を表す。すなわち、

$$\eta^* = 1 - N^*/N_0$$

Fig.2.13中の実線は $\eta^*=88\%$ 、 $\tau=0.6\text{s}$ ($\Delta P_n=3 \times 10^5 \text{Pa}$) および $\eta^*=71\%$ 、 $\tau=1.2\text{s}$ ($\Delta P_n=10^5 \text{Pa}$) として、計算した結果である。計算結果は実験結果とよく一致する。前項（2.2.3, 2.2.4）の各実験において得られた除去率は噴射時間 t を長くしても向上しなかったことから、最終到達除去率 η^* に等しいと考えられる。また、ここで得られた定数 τ の値は松坂ら⁵⁾によって報告されている粉体層からの非定常再飛散モデルにおける短い遅れの飛散時定数とほぼ同等の値である。このことから、粒子が除去されるかどうかには気流の時間的な微小変動による飛散現象⁶⁾と同様な機構が関係していると予想される。

結言

高速気流（エアージェット）による除去法での主な操作条件の内、ノズルと除去対象表面との距離、噴射角度、および、噴射時間が除去効率に与える影響を実験的に検討した。その結果以下の知見が得られた。

1) ジェットが完全発達領域において除去対象表面と衝突した場合、安定して高い除去率が得られるのは衝突点近傍のみである。高除去率が得られる領域は噴射角度に依存し、角度が小さい方が広がる。この領域は自由噴流を仮定した仮想衝突幅内であり、除去率の噴射角度依存性は角度による仮想衝突幅の変化で説明できる。

2) ノズル-表面間距離が長くなると除去率は急激に低下し、ほとんど除去できなくなる距離が存在する。この除去可能な最大距離は、距離による動圧の減少と粒径による投影面積の変化を考慮した気流抵抗力に比べて、粒子付着力が小さい場合に飛散するとしたモデルではほぼ予測できる。

3) 除去可能な最小粒径も、距離の影響と同様、力の均衡関係を基にしたモデルではほぼ予測できる。

4) 噴射時間が長くなると除去率は増加し、最高値に漸近する。この変化傾向は、粒子の飛散フラックスが、その気流噴射条件において除去可能な粒子数に比例するとしたモデルにより表すことができる。

使用記号

A	: Hamaker's constant between particles and solid wall	[J]
A_p	: Hamaker's constant of particles	[J]
A_w	: Hamaker's constant of solid wall	[J]
D_p	: particle diameter	[mm]
d	: distance from jet nozzle	[mm]
F_d	: adhesive force between particle and solid wall	[N]
F_r	: particle removal force of air jet	[N]
J	: reentrainment flux	[m ⁻² s ⁻¹]
K_j	: coefficient in Eq.(2.1)	[-]
k	: coefficient in Eq.(2.7)	[-]
l	: distance from impinging point	[mm]
N	: number of particles	[-]
N^*	: number of remained particles	[-]
N_0	: initial number of particles	[-]
P_d	: dynamic pressure	[Pa]
ΔP_n	: nozzle pressure	[Pa]
P_r	: effective kinetic energy of air jet	[Pa]
t	: duration time of air jet	[s]
Δt	: jet interval	[s]
u_d	: air velocity	[m/s]
z_0	: gap between particle and solid wall	[m]

δ_d	: down-side width of effective jet	[mm]
δ_u	: upper-side width of effective jet	[mm]
η	: removal efficiency	[-]
η_c	: removal efficiency around impinging point	[-]
η^*	: maximum removal efficiency	[-]
θ	: impinging angle of jet	[deg]
θ_j	: diverging angle of jet	[deg]
τ	: constant in Eq.(2.11)	[s]

引用文献

- 1) A.D.Zimon : "Adhesion of Dust and Powder (2nd Edition)", p.307, Consultants Bureau (1982)
- 2) S.Battacharya and K.L.Mittal : *Surface Tech.*, **7**, 413 (1978)
- 3) N.Rajaratnam : "噴流 (訳 野村安正)", p.1, 森北出版 (1981)
- 4) J.Visser : *Advan.Colloid Interface Sci.*, **3**, 331 (1972)
- 5) 松坂修二, 青柳晃夫, 増田弘昭 : *化学工学論文集*, **17**, 1194 (1991)
- 6) 松坂修二, 中村泰隆, 増田弘昭 : *粉体工学会誌*, **29**, 110 (1992)

第3章 湿度の影響

緒言

高速気流を除去対象表面に噴射しているとき、表面に付着した粒子には気流抵抗力に起因する分離力が作用する。一方、粒子-固体表面間には付着力が働いている。主な付着力はvan der Waals力、液架橋力および静電気力であるが、環境条件である空気の相対湿度に依存する。高い相対湿度（一般には60~70%以上）では液架橋力が支配的となることが報告されている^{1,2,3,4}。一方、低湿度ではvan der Waals力および静電気力が支配的な付着力であると考えられるが、一般にvan der Waals力の方が静電気力よりも大きいものとして取り扱われる^{5,6}。低湿度の空気中でのvan der Waals力は真空中での値で近似される場合が多いが、高温下での粉体層からの粒子の飛散実験⁷より、空気中での吸着水分子層のvan der Waals力への影響が示唆されている。よって、粒子の除去効率は、高湿度では液架橋力の影響により、低湿度では主にvan der Waals力の影響により変化することが予想される。

そこで、粒子を表面へ付着させる時の環境湿度および除去操作時の湿度に着目して実験的に検討を行い、van der Waals力および液架橋力の湿度による変化を考慮して、除去効率の湿度依存性を説明できるモデルを提案する。

3.1 実験装置および方法

除去実験装置、ジェットノズルは第2章と同じものを用い、実験方法も同様である。ジェット噴射条件は、ノズル内圧力（ゲージ圧） ΔP_n を 10^5 Pa、噴射角度 θ を45度、ノズル先端と除去対象面との距離 d を10mmで一定とした。また、ノズル内圧力 ΔP_n が 10^5 Paの時には、ジェット噴射時間 t が10秒で除去率は最高値に達して一定値になるので、こ

Table 3.1 Experimental conditions

Surface material	Glass (Borosilicate)	
Particle	Styrene / divinylbenzene	
particle size	D_p	3.7 μm
Nozzle pressure	ΔP_n	10^5 Pa
Jet impinging angle	θ	45 deg
Nozzle-surface distance	d	10 mm
Jet duration time	t	10 s
Relative humidity at deposition	ψ_d	52 ~ 74 %
Relative humidity at removal	ψ_r	55 ~ 82 %
Drying time in desiccator	t_d	1 ~ 180 hr

ここでは $t=10$ sで一定とした。除去操作時の室内は空調機により温度をほぼ一定に保ち（約 20°C ）、主に超音波加湿器（松下電器産業（株）製、FE-05KVE）により空気中の水分量を変えて除去時の相対湿度 ψ_r を調節した。

除去率は第2章と同様の方法で測定し、気流衝突点近傍の3点（Fig.2.3の測定点1, 2, 3）での平均値を除去率 η とした。すなわち、本章での除去率は前章の η_c と同じ定義とした。

その他、主な実験条件をTable 3.1に示す。試料粒子には粒子径 $3.7\mu\text{m}$ のラテックス標準粒子（Styrene/Divinylbenzene）を用い、試料片にはガラス（ほうり酸ガラス）を用いた。試料片へ粒子を付着させるには第2章と同じ装置（Fig.2.5）を用いた。付着操作時にデジタル温湿度計を用いてインパクト内衝突板下流での気体の相対湿度（粒子付着時湿度 ψ_d ）を測定した。なお、この付着時湿度はバッファ容器での加熱温度および拡散乾燥器の長さを変えることにより変化させた。

除去時湿度 ψ_r の影響を検討する時には、付着条件はバッファ容器の壁面温度約 60°C 、拡散乾燥器長さ 66cm （気流平均滞留時間約 0.23 秒）で一定とした。また、付着粒子数も第2章と同様、1つの測定面内で約200個となるよう、粒子付着時間を調節した。

粒子付着後、光学顕微鏡を用いて各測定面での粒子数を計数し、内容積約 $7 \times 10^{-3}\text{m}^3$ のデシケータ内で乾燥させた。試料片をデシケータ内に入れるために蓋の開閉を行った後、デシケータ内が定常的な湿度（約15%）に達するまでには約15分を要する。このため、一定湿度の雰囲気における乾燥と見なせるように、乾燥時間は最低1時間とした。

3.2 実験結果および考察

Fig.3.1に、付着時の湿度をパラメータとして、デシケータ内での乾燥時間を変えて除去実験を行った結果を示す。各実験での付着時の湿度は $\pm 1.5\%$ 以内の精度で調節した。また、除去操作時の湿度 ψ_r は59%

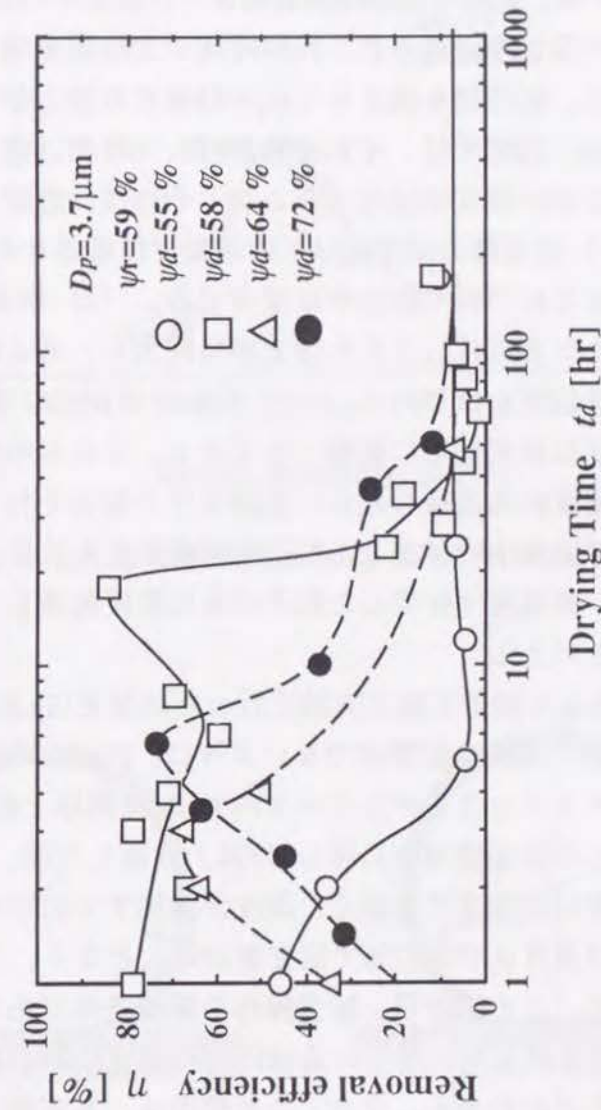


Fig.3.1 Effect of drying time on the removal efficiency

で一定とした。付着時の湿度が最も低い $\psi_d=55\%$ では、乾燥時間が長くなるに従い除去率は低下し、5時間を越えると約10%で一定値となる。 $\psi_d=58\%$ では、乾燥時間20時間近傍までは除去率の低下は小さく、70~80%の高い除去率が得られ、乾燥時間が20時間を越えると急激に低下をはじめ。60時間を越えると $\psi_d=55\%$ での値と等しく、一定値となる。 $\psi_d=64, 72\%$ では、それぞれ3時間、6時間近傍までは乾燥時間が長くなるに従い除去率は高くなるが、その後、急激に低下する。すなわち、(1) 除去時の湿度 ψ_r 以下の湿度で付着させた場合には乾燥時間が長くなるにつれて除去率は減少する。(2) 除去時の湿度以上で付着させたときには、はじめ除去率は向上し、ある乾燥時間で最高値となった後低下をはじめ。 (3) 乾燥時間が80時間を越えると付着時の湿度 ψ_d は除去効率に影響しなくなる。これらの結果から、常温(25°C)で湿度60%前後の通常の雰囲気中で除去を行う時には、比較的湿度の雰囲気中で付着した粒子は付着後直ちに除去した方が除去効率は良く、高湿度で付着した粒子はある程度乾燥した方が除去効果は高くなるといえる。

除去時の湿度 ψ_r を変えて除去実験を行った結果をFig.3.2に示す。ここでは、付着時の湿度の影響がないように、Fig.3.1の結果に従って粒子付着後テストピースをデシケータ内で100時間以上乾燥させた。乾燥後、調整した除去環境中に移し2分以上放置した後、除去実験を行った。除去率は低湿度では低く、湿度が増加するにつれて急激に増加する。除去時湿度 ψ_r が約67%で除去率は最大となり、それ以上の湿度では低下する。この図から、除去操作の環境条件である除去時湿度 ψ_r を調節することにより、粒子付着操作時の湿度にかかわらず除去率を向上できることがわかる。なお、この傾向は、本実験で用いたガラス片だけでなく高分子系および金属系の試料片においても見られた。これら試料片の材質を変えた実験結果は次章で検討する。また、乾燥後、除去環境にセットした後の放置時間を変えて実験を行ったが、放置時間が1分以上あれば除去率に影響しないことを確認した。すなわ

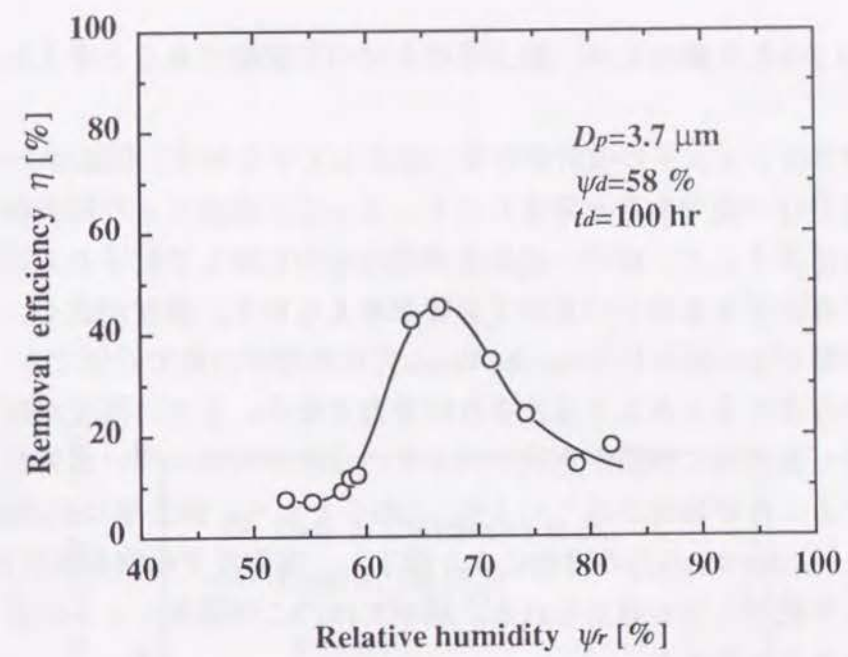


Fig.3.2 Effect of relative humidity ψ_r on removal efficiency

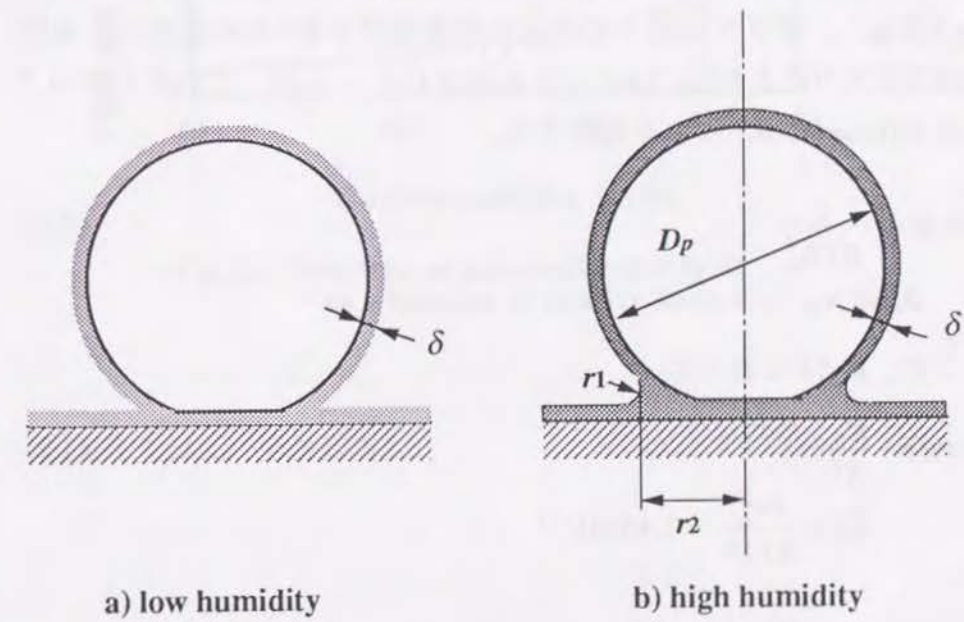


Fig.3.3 Schematic diagram showing effect of humidity

ち、Fig.3.2の各実験結果は、除去環境中での平衡値であると考えられる。

本実験ではジェットのスプレー条件を一定としているので、気流からの粒子除去力は一定であると考えられる。よって、湿度により除去率が変化する原因として、粒子-固体表面間付着力に対して粒子および壁表面上に存在する水分子の及ぼす影響が考えられる。湿度が低く、水分子の影響がない場合にはvan der Waals力は真空中の値で近似でき、水分子の存在するときよりも大きな付着力となる。また、湿度が高くなり粒子-表面間に液膜が形成されると、湿度の増加に伴い液架橋力が増加することが報告されている⁸⁾。このことから、除去率は低湿度では主にvan der Waals力の増加により低下し、高湿度では液架橋力の増加により低下したと考えられる。以下では、この湿度による付着力の変化をモデル化する。

低湿度では、一般に、粒子および固体表面は水分子が吸着した状態にあり、数分子層以下の吸着分子層を形成していると考えられる (Fig.3.3 -a)。ガラス表面上での水の吸着層厚さ δ の相対湿度による変化は近沢ら⁸⁾によりFig.3.4のように示されているが、これらのデータを次のHalseyの式⁹⁾により近似する。

$$\ln \psi = - \frac{k}{RT\theta_w^q} \quad (3.1)$$

$$\theta_w = v/v_m$$

ここで、 $v=S\delta$ とおくと、

$$\ln \psi = - \frac{K_h}{\delta^q} \quad (3.2)$$

$$K_h = \frac{kv_m^q}{RTS^q} = 1.45 \times 10^{-17}$$

$$q = 1.81$$

Eq.(3.2)による近似曲線はFig.3.4に示すようにプロット点とよく一致

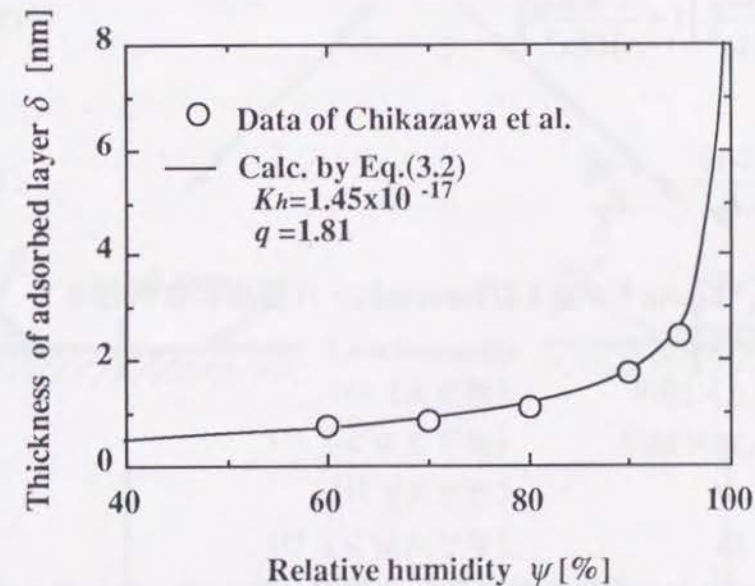


Fig.3.4 Thickness of adsorbed water layer as a function of relative humidity

する。また、この図から本実験範囲内では最も低い湿度においても約0.5nm（約1.7分子）以上の水分子が吸着することがわかる。この状態では、吸着水分子層はバルクの水とは異なり、粒子-表面間付着力として液架橋力は働かない。しかし、van der Waals力および静電気力は作用していると考えられる。ここではvan der Waals力 F_v のみを考え、静電気力は無視し、粒子-表面間付着力 F_d は次式で与えられるとする¹⁰⁾。

$$F_d = F_v = \frac{AD_p}{12z^2} \left(1 + \frac{A^2 k_p^2 D_p}{108z^7} \right) \quad (3.3)$$

ここで、

$$k_p = \frac{1-\nu_p^2}{E_p} + \frac{1-\nu_w^2}{E_w} \quad (3.4)$$

Eq.(3.4)中で、Young率 E およびPoisson比 ν は湿度には依存せず、次のように与えられる。

$$E_w = 7.5 \times 10^{10} \quad (\text{ガラス}) \quad 11)$$

$$E_p = 0.38 \times 10^{10} \quad (\text{ポリスレン}) \quad 11)$$

$$\nu_w = 0.17 \quad (\text{ガラス}) \quad 11)$$

$$\nu_p = 0.34 \quad (\text{ポリスレン}) \quad 11)$$

よって、Eq.(3.3)中の弾性特性係数 k_p は湿度に依らず一定と考えられる。そこで、分離距離 z およびHamaker定数 A の湿度依存性について考える。

そのため、粒子-固体表面接触部について二つのモデルを考える。モデルI (Fig.3.5)では、粒子-表面間の媒質が湿度の増加にともない空気、吸着水分子層（空気+水分子）、液（水）へと変化すると考える。このとき、粒子-表面間の接触状態は変化しないと仮定する。すなわち、吸着水分子層を仮想的に空気とも液とも異なる媒体と考え、媒体のHamaker定数が湿度の増加と共に連続的に変化するが、粒子-表面間の分離距離 z は一定と考える。距離 z は物体間のBornの斥力

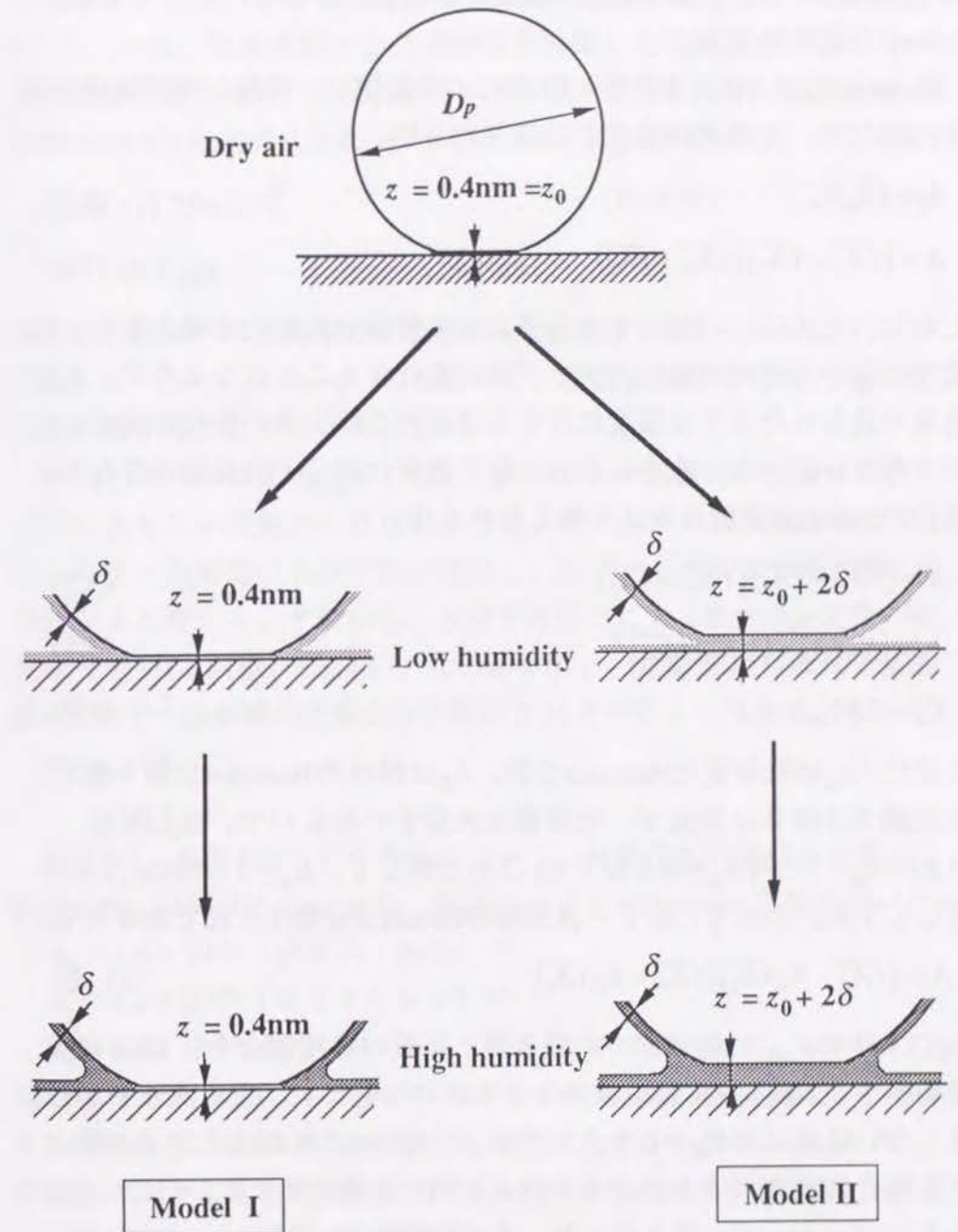


Fig.3.5 Model showing water adsorption

により決定され、一般に0.4nm程度とされているので、ここでも $z = 0.4\text{nm}$ ($=z_0$) とする。

Hamaker定数 A は、水分子の存在により変化し、乾燥した空気中と液中に対して、それぞれ次式で近似される¹¹⁾。

$$A = \sqrt{A_p A_w} \quad (\text{空気中}) \quad (3.5)$$

$$A = (\sqrt{A_p} - \sqrt{A_l})(\sqrt{A_w} - \sqrt{A_l}) \quad (\text{液中}) \quad (3.6)$$

しかし、上式にしたがって水分子による付着力の変化を考えると、空気中の値から液中の値にステップ状に変化することになるので、実験結果で見られたような湿度に対する連続的な除去率の変化を表すことができない。一方、液中において粒子表面に高分子吸着層が存在する場合のHamaker定数は次式で与えられる¹²⁾。

$$A = (\sqrt{A_p} - \sqrt{A_j})(\sqrt{A_w} - \sqrt{A_j}) \quad (3.7)$$

$$A_j = [K_a \sqrt{A_a} + (1 - K_a) \sqrt{A_m}]^2 \quad (3.8)$$

$$K_a = 2\delta K_{a0} / z \leq 1 \quad (3.9)$$

ここで、 A_a は吸着質のHamaker定数、 A_m は媒体のHamaker定数を表す。本実験では媒体は空気中、吸着質は水分子であるので、Eqs.(3.7)、(3.8)は $K_a = 0$ の時 $A_m = 0$ となりEq.(3.5)と等しく、 $K_a = 1$ の時Eq.(3.6)と等しくなる。よって、粒子-表面間のHamaker定数は次式で表される。

$$A = (\sqrt{A_p} - K_a \sqrt{A_j})(\sqrt{A_w} - K_a \sqrt{A_j}) \quad (3.10)$$

Eq.(3.9)中の K_{a0} は2物体間での吸着質と媒質の体積割合を、 $2\delta/z$ は吸着層厚さと2物体表面間距離の比をそれぞれ表わす。吸着水分子が存在しない場合には $K_{a0} = 0$ で、したがって $K_a = 0$ である。水分子が存在する場合に吸着水分子がバルクの水と同じと考えると $K_{a0} = 1$ で一定となる。 z を0.4nmで一定とすると、本実験範囲内 ($\delta \geq 0.5\text{nm}$) では $2\delta/z$ は1以上となり、 K_a は1以上となる。よって、気相中での本実験に対して、Eq.(3.9)は適用できない。そこで、 K_a は吸着水分子層厚さ δ のみ

に依存するとし、 δ の一次関数で与える。水分子層厚さ $\delta = 0$ の時 $K_a = 0$ とし、一方、吸着水膜が液体的物性を具備し毛管凝縮が可能となる時の液膜の厚みは2.9~3.7nmとされている⁴⁾ので、粒子-表面間の液膜厚さ 2δ が3.5nmのとき $K_a = 1$ となるように K_a/z を決める。すなわち、

$$K_a = \delta / (1.75 \times 10^{-9}) \quad (3.11)$$

$$0 \leq K_a \leq 1$$

試料粒子表面への吸着水分子層厚さもEq.(3.2)で与えられるとすると、Eqs.(3.3)~(3.4)、(3.7)~(3.11)を用いて、湿度 ψ_r による付着力 F_d の変化を計算することができる。

一方、モデルII (Fig.3.5) では上述の粒子-表面間の媒質が湿度の増加にともない空気から吸着水分子層、液(水)へと変化するとともに、粒子-表面間の水分子数が増加し、粒子-表面間の分離距離 z が変化すると考える。すなわち、水分子層厚さによるHamaker定数の変化はモデルIと同様、Eqs.(3.7)~(3.10)を用い、分離距離は初期分離距離 z_0 と粒子-表面間の吸着水分子層厚さ 2δ との和として次式で与える。

$$z = z_0 + 2\delta \quad (3.12)$$

$$z_0 = 0.4 \text{ nm}$$

モデルI、モデルIIのそれぞれについて、付着力 F_d の変化を計算した結果をFig.3.6に示した。なお、計算には以下のHamaker定数を用いた。

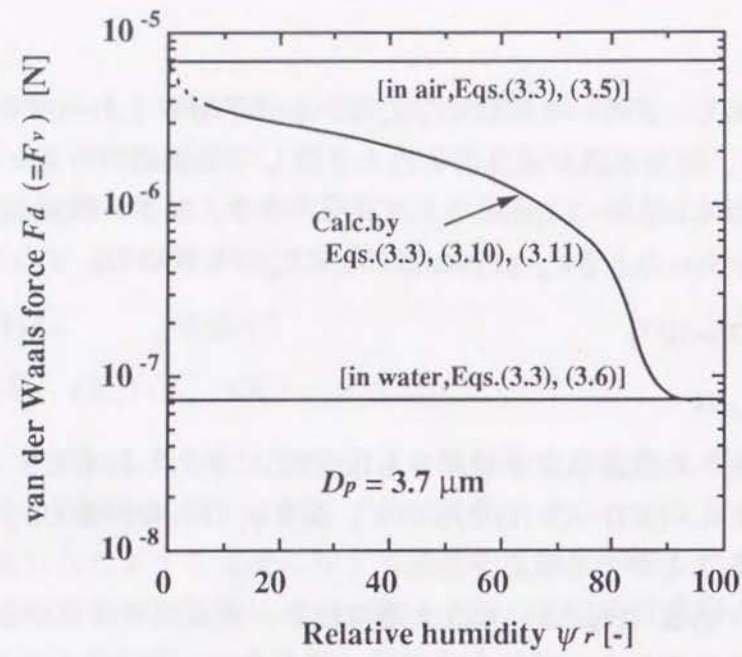
$$A_w = 1.6 \times 10^{-19} \text{ (ガラス: SiO}_2\text{)}^{13)}$$

$$A_p = 1.2 \times 10^{-19} \text{ (ポリスチレン)}^{13)}$$

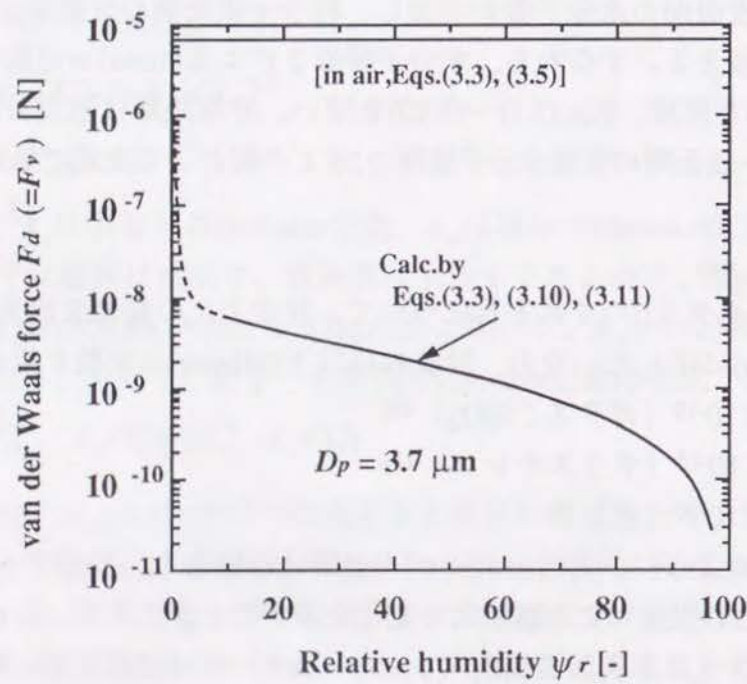
$$A_l = 4.8 \times 10^{-20} \text{ (水)}^{13)}$$

図からわかるように、どちらのモデルを用いた場合も、真空中~液中までの付着力の湿度による連続的な変化を表すことができる。しかし、付着力の大きさは本実験範囲内 ($\psi_r = 55 \sim 82\%$) では分離距離 z を一定としたモデルIの方が大きくなる。

実験結果は除去率で表されているので、計算された付着力 F_d を基に除去率の計算値 η_{cal} を求める。Fig.3.7に示すように、前述の付着力 F_d



a) Model I ($z = \text{const.}$)



b) Model II ($z = z_0 + 2\delta$)

Fig.3.6 van der Waals force as a function of relative humidity

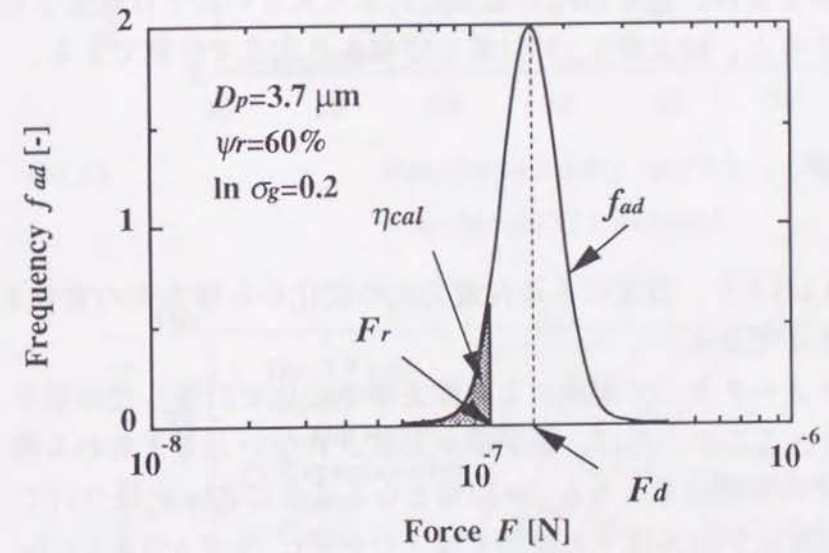


Fig.3.7 Relation between adhesive force distribution and removal force F_r

をその平均値として粒子-表面間の付着力に分布を与える。なお、付着力分布 f_{ad} は次式のように対数正規分布を仮定した。

$$f_{ad} = \frac{1}{\sqrt{2\pi \ln \sigma_g}} \exp \left\{ -\frac{(\ln F - \ln F_d)^2}{2 \ln^2 \sigma_g} \right\} \quad (3.13)$$

いま、除去力を F_r とし、Fig.3.6に示すように、付着力 F_d が除去力 F_r 以下の粒子は除去され、付着力 F_d が除去力 F_r より大きい粒子は除去されないと仮定すると、除去率 η_{cal} は付着力分布より次式で計算できる。

$$\eta_{cal} = \int_0^{F_r} f_{ad} dF \quad (3.14)$$

Eqs.(3.13), (3.14)より、湿度による付着力 F_d の変化から除去率の変化を計算することができる。

$\ln \sigma_g$ をパラメータとして湿度による除去率の変化を計算した結果をFig.3.8に示す。ここで、 F_r は、液架橋が形成されないと考えられる湿度 $\psi_r = 60\%$ での実験結果より $\eta_{cal} = 12\%$ となるように各 $\ln \sigma_g$ について決定した。湿度 ψ_r が67%以下の範囲では、モデルI、モデルIIともに $\ln \sigma_g = 0.2$ のとき、計算した結果と実験結果はほぼ一致する。これより、低湿度での除去率の変化は、どちらのモデルを用いても説明ができることがわかる。しかし、計算結果は湿度 ψ_r が67%以上でも右上がりの曲線となり、実験結果の最大値を持つ傾向とは一致しない。これは、高湿度において形成される液膜による液架橋力を考慮していないためであると考えられる。

粒子と壁の接触点近傍では、飽和蒸気圧以下であっても湿度がある程度高ければケルビン効果により水分が凝縮し、液膜を形成することが知られている。この液膜により、粒子-表面間には液架橋力が働くと考えられる。本実験では粒子、試料片表面上の不純物（界面活性剤

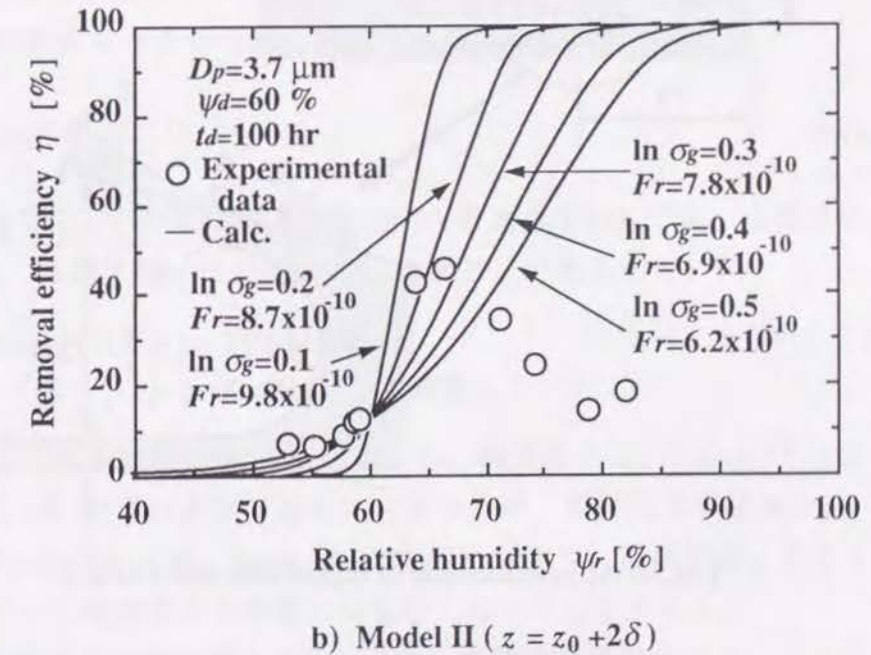
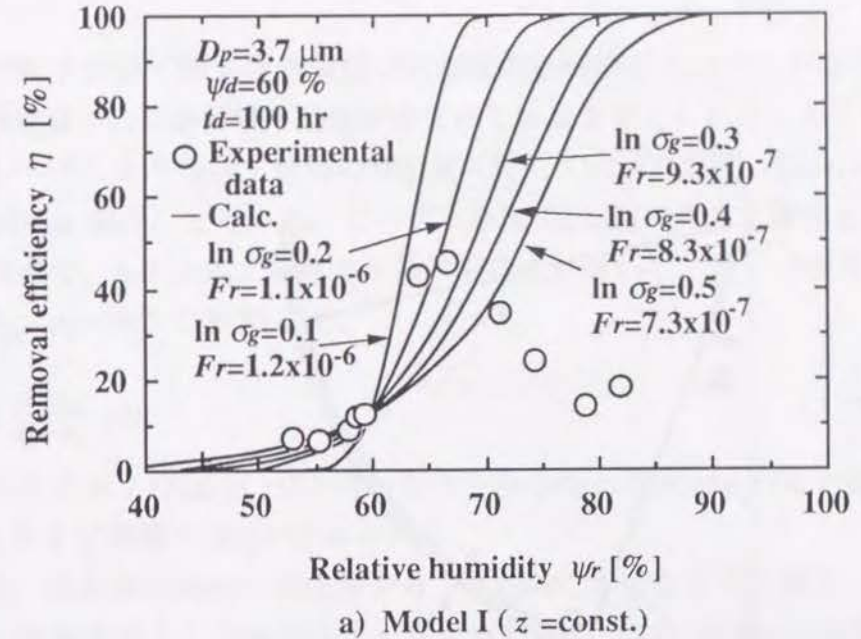


Fig.3.8 Calculated removal efficiency (only van der Waals force is considered)

れるLaplace-Youngの式¹⁶⁾を用いて液架橋力 F_w を求めた。

$$F_w = 2\pi r_2 \gamma + \pi r_2^2 \gamma \left\{ \left(\frac{1}{r_1} \right) - \left(\frac{1}{r_2} \right) \right\} \quad (3.18)$$

粒子-表面間付着力 F_d は、液架橋力 F_w とvan der Waals力 F_v の和として、次式で与えられる。

$$F_d = F_w + F_v \quad (3.19)$$

Eq.(3.19)で与えられる付着力 F_d をEqs.(3.2)~(3.4), (3.7)~(3.11)およびEq.(3.18)を用い、それぞれのモデルについて計算した結果を不純物の分子数 N_s をパラメータとしてFig.3.10に示す。液膜が形成する湿度までは、Fig.3.5と同様、付着力は湿度の増加に対して連続的に減少するが、液架橋力に寄与する厚さの液膜が形成する湿度で不連続に増加する。距離 z を一定としたモデルIによる計算結果 (Fig.3.10-a) では液膜形成前後での付着力の差は、距離 z が吸着液膜厚さに依存するとしたモデルIIよりも小さい。

また、先と同様、Eq.(3.19)で与えられる付着力を平均値として付着力分布を仮定し、不純物の分子数 N_s をパラメータとして除去率を計算した結果をFig.3.11に示す。計算では、 $\ln \sigma_g$ はFig.3.8で低湿度での実験結果とよく一致した0.2とし、除去力 F_r はFig.3.8と同じ値 (Fig.3.11-aでは 1.1×10^{-6} 、bでは 8.7×10^{-10}) を用いた。Eq.(3.18)を基にして計算した結果は図中の破線で表した。除去率は液膜が形成する湿度まではFig.3.7と同様、増加するが、液膜を形成すると除去率は計算ではほぼ0となり、実験結果とは全く異なる。しかし、除去率が最大となる湿度は、モデルIでは $N_s=0.0035$ のとき、モデルIIでは $N_s=0.0011$ のとき、実験結果とはほぼ一致する。従って、どちらのモデルを用いても、最適湿度は最小液膜 (=3.5nm) が形成される湿度を計算することにより予測できると考えられる。

除去率の計算値が実験結果と一致しないのは、液膜の厚みが薄いときには液架橋の表面張力 γ がバルクの水の値 γ_0 よりも小さいことを考慮していないためであると考えられる。多孔質ガラスを用いた実験結

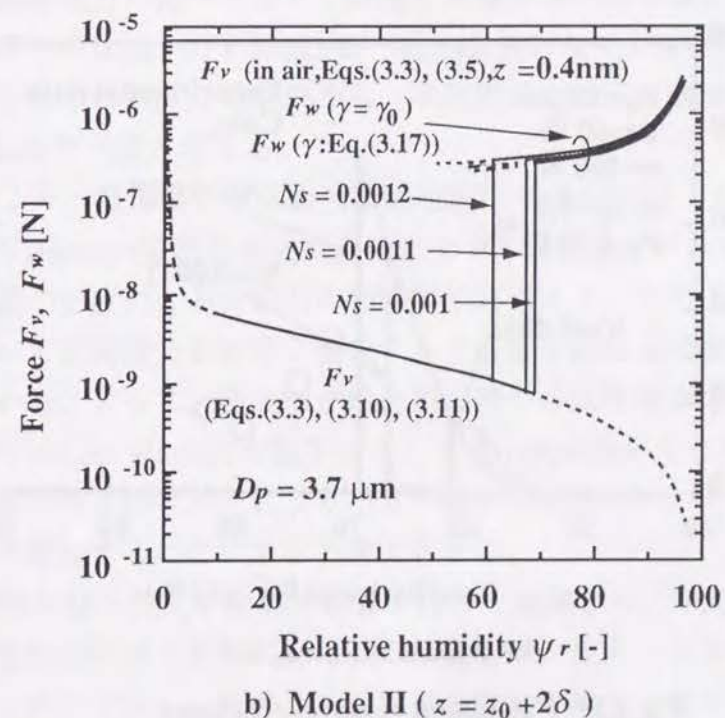
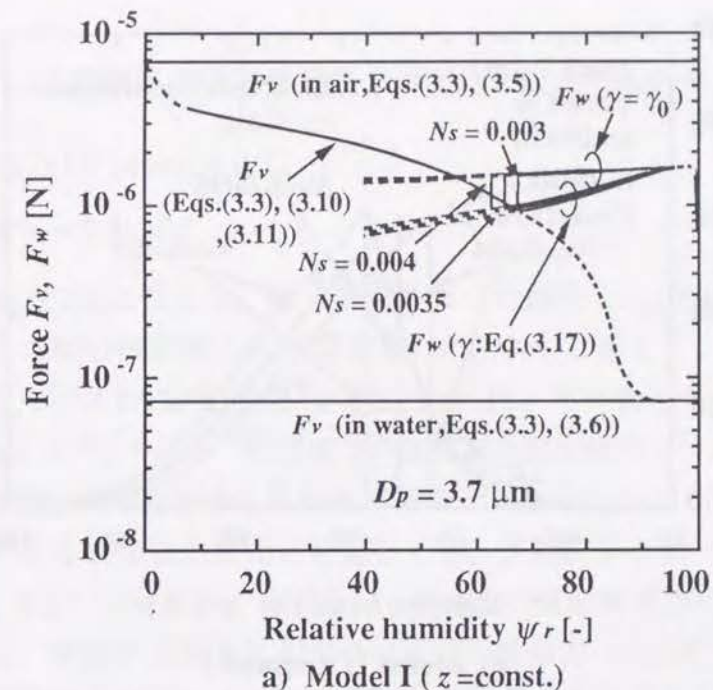
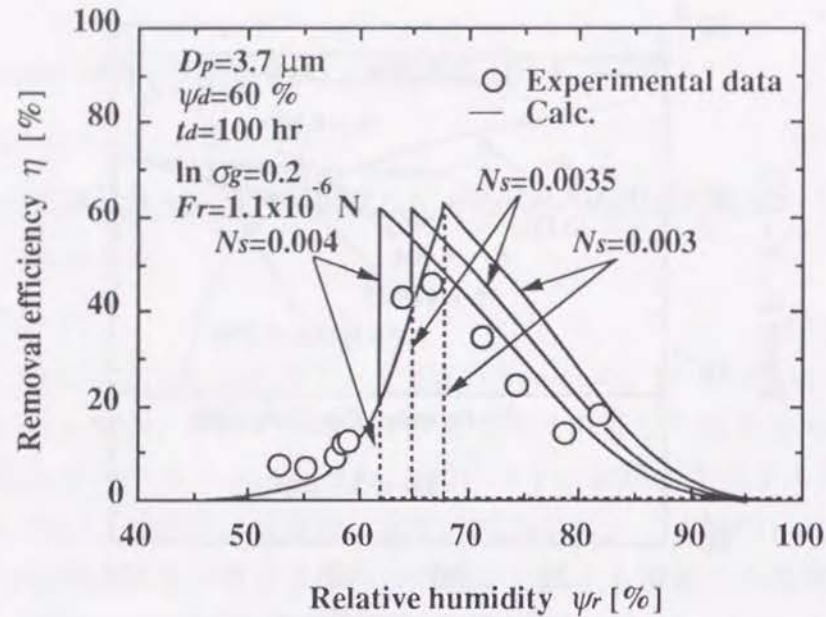
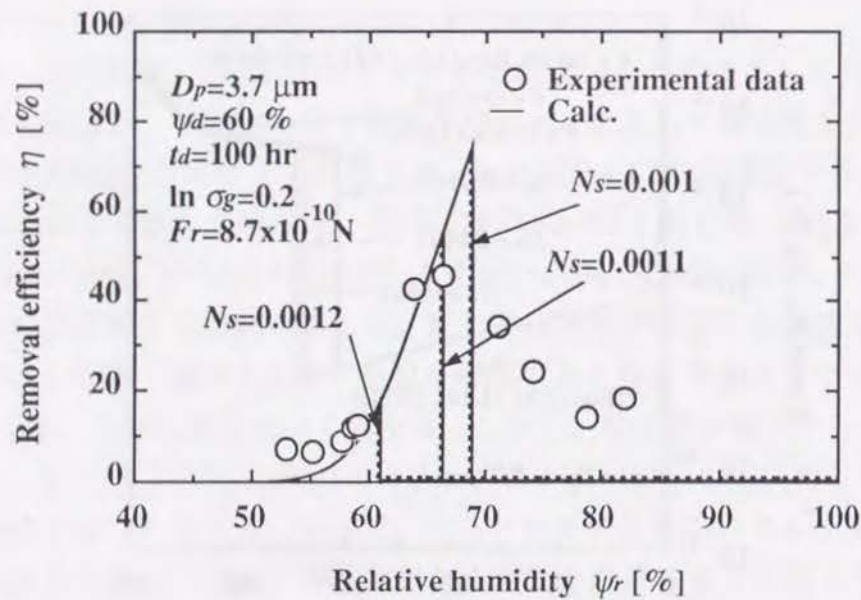


Fig.3.10 Calculated results of adhesive force as a function of relative humidity



a) Model I ($z = \text{const.}$)



b) Model II ($z = z_0 + 2\delta$)

Fig.3.11 Calculated removal efficiency (van der Waals force and liquid bridging force are included)

果⁸⁾より、液膜厚さによる表面張力の変化を次式で近似する。

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = 0.17 \times 10^9 (\delta + r_1) + 0.32 \quad (3.20)$$

$$\gamma \geq \gamma_0 = 7.3 \times 10^{-2}$$

上式をEq.(3.18)に代入し、除去率を計算した結果をFig.3.11に示した。なお、この時の液架橋力 F_w の計算値はFig.3.9中に示した。距離 z を一定としたモデルIの計算結果 (Fig.3.11-a) は、不純物の分子数 $N_s = 0.0035 \text{ mol} \cdot \text{m}^{-3}$ とすると、高湿度での除去率の変化傾向とほぼ一致する。一方、距離 z が吸着層厚さに依存するモデルII (Fig.3.11-b) では、液膜厚さによる表面張力変化を考慮しても、実験結果とは一致しない。これは、Fig.3.10からわかるように、距離 z が吸着層厚さに依存すると考えると、液膜が形成される湿度以下での付着力 ($F_d = F_v$) を液膜形成後の液架橋力に比べて小さく見積もり過ぎるためである。よって、実験結果との比較から、距離 z は一定と仮定したモデルIの方が妥当であると考えられる。この結果から、本研究では粒子-表面間距離は $z = z_0 = 0.4 \text{ nm}$ で一定と考える。

以上より、低湿度による除去率の増加はモデルIのように、吸着水分によるHamaker定数の変化で説明ができ、高湿度での除去率の減少は液架橋の形成による付着力の増加が原因であり、その変化は液膜厚さによって表面張力が線形に変化すると仮定すればほぼ説明できることがわかる。よって、除去率が最大を持つのは吸着水分子数の増加によってvan der Waals力が低下することと、液架橋が生じた後では表面張力がバルクの水のそれより小さい値から次第にバルクの水の値に向かって増加することによると考えられる。

不純物の分子数 N_s を変えて計算を行った結果から、不純物量が少ないほど液膜が形成される湿度は高く、除去率が最大となる湿度は高くなる。このことから、除去前および除去時での粒子、壁表面上の不純物量を減らせば、より高い湿度まで液膜は形成されず、van der Waals

力の低下によりFig.3.7に示したような高い除去率が得られることが予想される。

粒子の付着時および乾燥時にもここで示した吸着水分子量によるvan der Waals力の変化と液架橋力の変化が影響すると考えると、Fig.3.1に示した乾燥時間による除去率の変化も定性的に説明ができる。すなわち、高湿度で粒子が付着した時には液架橋力とvan der Waals力が付着力として働くと考えられる。乾燥に伴い液膜は小さくなり、液架橋力が小さくなるために付着力が減少し、除去率は高くなる。さらに乾燥すると液膜は消失し吸着水分子の状態となり、水分子が減少するにつれvan der Waals力が液中の値から空気中の値に近づくため、付着力は増加し除去率は低くなると考えられる。低湿度で付着した時には、付着時から水分子は液膜を形成せずvan der Waals力が支配的であるので、乾燥に伴い付着力が増加し除去率は低下する。

結言

壁面への粒子付着時の湿度および除去操作時の湿度に着目し、高速気流による粒子除去効率に及ぼす湿度の影響を検討した。その結果、以下の知見が得られた。

1) 低湿度で付着した粒子は、乾燥時間が長くなるに従い、除去率が低下する。高湿度で付着した粒子では、ある乾燥時間で除去率が最大に達した後、低下する。乾燥時間が80時間以上になると付着時湿度の影響は見られなくなる。

2) 除去操作時の湿度を変えて実験を行ったところ、低湿度では除去率は低く、ある湿度（ガラス表面の場合は約67%）で最大となり、それ以上の高湿度では除去率は低くなることがわかった。

3) 低湿度での除去率の変化は、吸着水分子によるHamaker定数の変化を考慮することにより説明ができる。また、高湿度での変化は液膜の厚さによる表面張力の変化を考慮にいれれば、液架橋力の式で説

明できることがわかった。従って、上記1)、2)は一般性のある結果と言える。

使用記号

A : Hamaker constant between particle and solid wall	[J]
A_a : Hamaker constant of adsorbate	[J]
A_j : Hamaker constant of interface with adsorbed layer	[J]
A_l : Hamaker constant of water	[J]
A_m : Hamaker constant of media	[J]
A_p : Hamaker constant of particle	[J]
A_w : Hamaker constant of solid wall	[J]
D_p : particle diameter	[m]
d : nozzle-surface distance	[m]
d_1, d_2 : diameter	[m]
d_e : equivalent diameter	[m]
E_p : Young's modulus of particle	[N · m ⁻²]
E_w : Young's modulus of solid wall	[N · m ⁻²]
F : adhesive force between particle and solid wall	[N]
F_d : average adhesive force	[N]
F_r : removal force	[N]
F_v : van der Waals force	[N]
F_w : liquid bridging force	[N]
f_{ad} : frequency of adhesive force	[-]
H : nondimensional gap (=z/r ₀)	[-]
i : von't Hoff factor	[-]
K_a : coefficient in Eq.(3.8)	[-]
K_{a0} : coefficient in Eq.(3.9)	[-]
K_h : coefficient in Eq.(3.2)	[m]

k_p : coefficient defined by Eq.(3.4)	[m ² · N ⁻¹]
k : coefficient in Eq.(3.1)	[J · mol ⁻¹]
M_s : molecular weight of solute	[kg · mol ⁻¹]
M_w : molecular weight of water	[kg · mol ⁻¹]
N_s : number of solute molecules divided by single particle volume	[mol · m ⁻³]
ΔP_n : air pressure at nozzle	[Pa]
q : exponent in Eq.(3.1)	[-]
R : gas constant	[J · K ⁻¹ · mol ⁻¹]
R_1 : nondimensional radius of liquid bridge	[-]
r_0 : radius of equivalent diameter	[m]
r_1 : radius of liquid bridge	[m]
S : surface area	[m ²]
s : surface area of liquid bridge	[m ²]
T : temperature	[K]
t : duration time of air jet	[s]
t_d : drying time	[hr]
v : adsorbed molecular volume	[m ³]
v_w : volume of liquid bridge	[m ³]
v_m : monolayer adsorption capacity	[m ³]
z : gap between particle and solid wall	[m]
z_0 : initial gap between particle and solid wall	[m]
γ : surface tension of liquid bridge	[N · m ⁻¹]
γ_0 : surface tension of water	[N · m ⁻¹]
δ : thickness of adsorption layer	[m]
η : removal efficiency	[-]
η_{cal} : calculated removal efficiency	[-]
θ : jet impinging angle	[deg]
θ_p : angle defined in Fig.3.9	[deg]

ν_p : Poisson's ratio of particle	[-]
ν_w : Poisson's ratio of solid wall	[-]
ρ_l : density of liquid bridge	[kg · m ⁻³]
ρ_w : density of water	[kg · m ⁻³]
σ_g : geometric standard deviation	[-]
ψ : relative humidity	[-]
ψ_d : relative humidity at deposition	[-]
ψ_r : relative humidity at removal	[-]

引用文献

- 1) 西野操, 荒川正文 : *材料*, 22, 663 (1973)
- 2) 近沢正敏, 中島渉, 金沢孝文 : *粉体工学研究会誌*, 14, 18 (1977)
- 3) 大塚昭信, 檀上和美 : *粉体工学会誌*, 17, 184 (1980)
- 4) M.Chikazawa, T.Yamaguchi and T.Kanazawa : *Proc.Int.Symp.Powder Technol.'81*, p.202 (1981)
- 5) 粉体工学会編 : "粉体工学便覧", p.122, 日刊工業新聞社 (1988)
- 6) 増田弘昭 : *化学工学*, 54, 431 (1990)
- 7) 増田弘昭, 松坂修二, 岡西茂実 : *エアロゾル研究*, 5, 320 (1990)
- 8) 近沢正敏, 中島渉, 金沢孝文 : *粉体工学研究会誌*, 14, 18 (1977)
- 9) D.M.Young and A.D.Crowell : "Physical Adsorption of Gases (Trans. by T.Takaishi and S.Furuyama)", p.156, Sangyo-tosyo Co.(1969)
- 10) B.Dahneke : *J.Colloid and Interface Sci.*, 40, 1 (1972)
- 11) 日本化学会編 : "化学便覧", p.564, 丸善 (1975)
- 12) B.Vincent : *J.Colloid and Interface Sci.*, 42, 270 (1973)
- 13) J.Visser : *Advan.Colloid Interface Sci.*, 3, 331 (1972)
- 14) 向阪保雄, 遠藤禎行, 西江恭延 : *化学工学論文集*, 18, 942 (1992)
- 15) 遠藤禎行, 向阪保雄, 西江恭延 : *化学工学論文集*, 18, 950 (1992)

16) 奥山喜久夫, 増田弘昭, 諸岡成治: "微粒子工学", p.37, オーム社 (1992)

第4章 表面材質の影響

緒言

前章で粒子付着時および除去時の湿度に着目して環境条件である湿度が除去効率に及ぼす影響について検討した結果、除去時の湿度を調節することにより除去効率を向上できることがわかった。すなわち、除去操作の環境として最適な湿度が存在する。これは表面が平滑なガラスを用いて検討を行った結果である。当然のことながら、除去の対象となる表面材質は多岐にわたる。そのため、ガラス以外の材質についても最適値が存在することを確認する必要がある。また、最適な湿度が材質に依存する場合には、その予測が重要となる。

そこで、金属系・高分子系を合わせて7種類の板材を用いて除去時の湿度を変えて実験を行い、その結果から除去効率に及ぼす表面材質の影響因子を特定し、最適な除去操作湿度条件を予測することを本章の主な目的とする。また、第3章で提案したモデルによる除去効率の予測についても検討を行う。

4.1 実験装置および方法

粒子の除去実験装置、ジェットノズル、および実験方法は前章と同じである。ジェット噴射条件はノズル内圧力 ΔP_n (ゲージ圧) を 10^5Pa 、噴射角度 θ を45度、ノズル-表面間距離 d を10mmで一定とした。また、ジェット噴射時間 t は、除去率が最高値に達して一定値になる $t=10\text{s}$ で一定とした。除去操作時の室内は空調機により温度を約 20°C で一定に保ち、第3章と同様、主に超音波加湿器 (松下電器産業 (株) 製、FE-05KVE) により空気中の水分量を変えて、除去時の相対湿度 ψ_r を調節した。その他、主な実験条件をTable 4.1に示す。

試料粒子には、直径 $3.7\mu\text{m}$ のラテックス標準粒子 (Styrene / Divinyl-

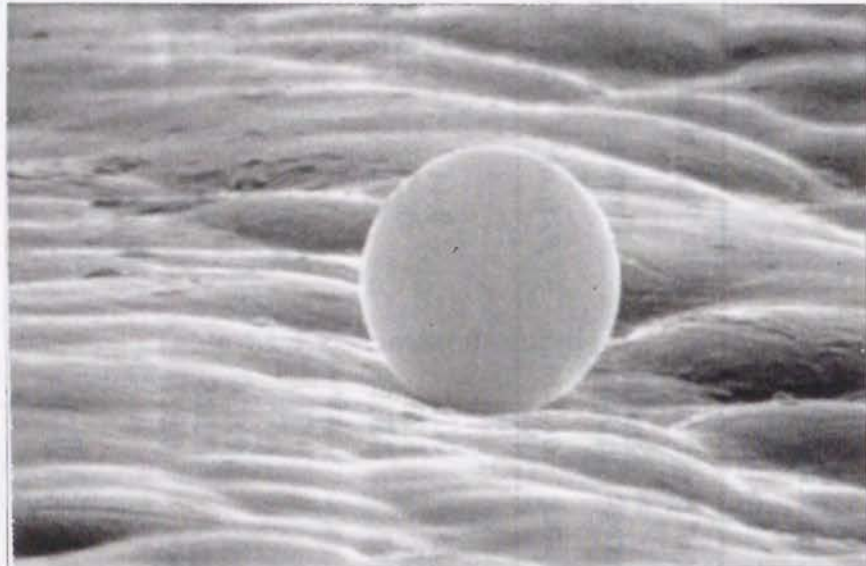
Table 4.1 Experimental conditions

Particle size	Styrene / divinylbenzene D_p 3.7 μm
Nozzle pressure	ΔP_n 10^5 Pa
Jet impinging angle	θ 45 deg
Nozzle-surface distance	d 10 mm
Jet duration time	t 10 s
Relative humidity at deposition	ψ_d 60 %
Relative humidity at removal	ψ_r 55 ~ 82 %
Drying time in desiccator	t_d 100 hr

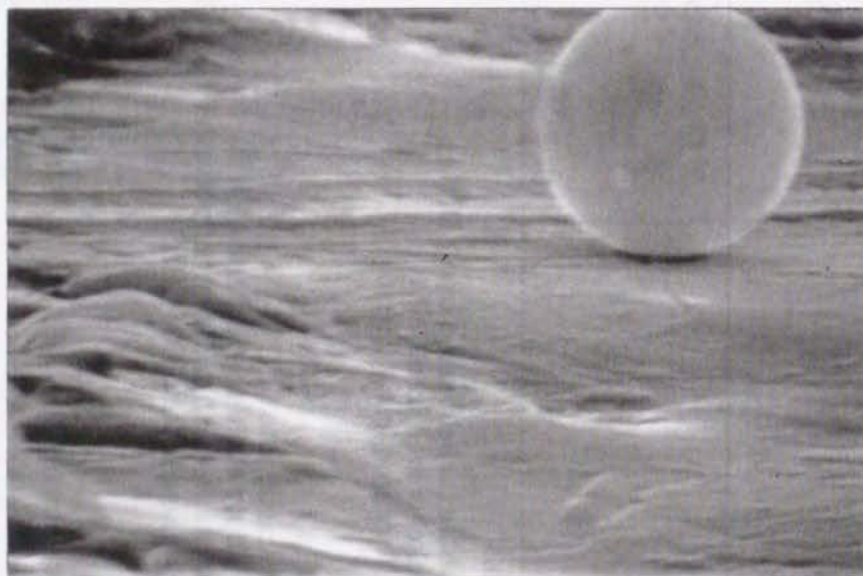
Table 4.2 Wall materials

	Average height of protrusion		Peak count	
	Average R_a [μm]	Standard deviation σ_r [μm]	Average P_c [μm^{-1}]	Standard deviation σ_p [μm^{-1}]
Metals				
Double nickel coated iron (DNi)	0.513	0.19	0.44	0.12
Nickel coated iron (Ni)	0.46	0.23	0.23	0.083
Zinc coated iron (Zn)	0.062	0.015	1.13	0.35
Plastics				
Polycarbonate (PC)	0	0	0	0
Polybutylene terephthalate (PBT)	0.10	0.024	0.67	0.19
Thermotropic liquid crystal polyester (TLCP)	0.086	0.026	0.63	0.19
Polyphenylene sulfide (PPS)	0.067	0.021	0.73	0.24
Glass				
Borosilicate glass (Glass)	0	0	0	0

5 μ m



a) double nickel coated iron (DNi)
($\times 10000$)



b) polyphenylene sulfide (PPS)
($\times 10000$)

Fig.4.1 Photographs showing surface with particles ($D_p=3.7\mu$ m)

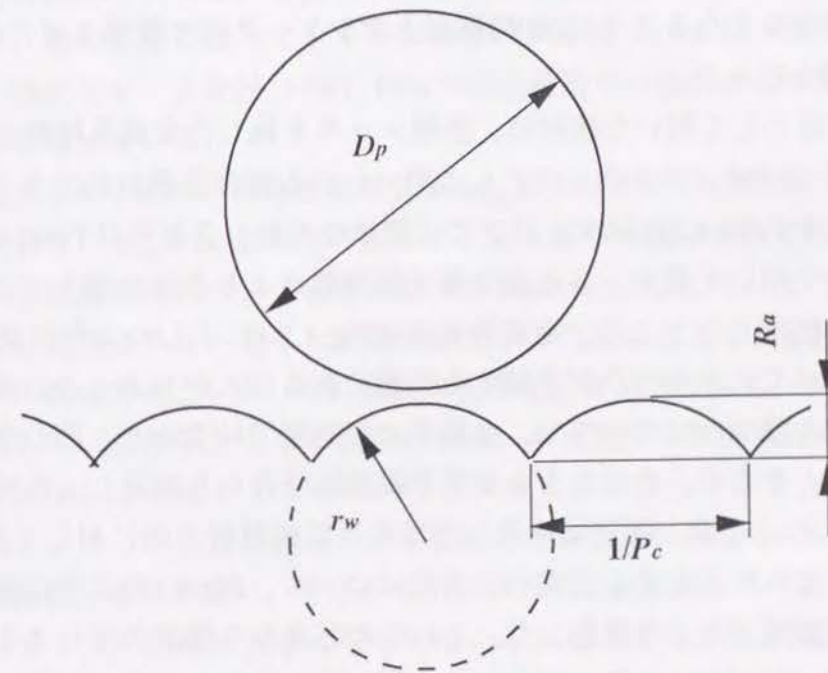


Fig.4.2 Definition of surface roughness

benzene) を用いた。粒子はFig.2.5に示した付着装置を用いて噴霧、乾燥の後、慣性衝突により試料表面に付着させた。付着表面の粗さにより気流が変化し、凹部と凸部で付着する粒子数が異なることなども考えられるが、ここで用いた試料では表面の状態による付着粒子数の顕著な差は見られず、材質によらず均一な付着状態を確認した。また、除去率は気流衝突点近傍の3点で測定し、その平均値を除去率 η とした。なお、粒子付着後の試料表面は、第3章での結果に従い、付着時の湿度の影響がなくなるように100時間以上デシケータ内で乾燥させた後、除去実験を行った。

試料表面として用いた板材は、各種メッキを施した金属系材料とエンジニアリングプラスチックとして用いられる高分子系材料である。その一覧をTable 4.2に示す。以下では簡単のため、各材料はTable 4.2中の略号を用いて表す。各表面を電子顕微鏡により表面に対して10度上方より観察したところ、金属系表面はFig.4.1-aに示したように試料粒子に比べて大きな凹凸が連続する形態であることがわかった。高分子系材料の幾つかについても、金属系ほど明確ではないが、凹凸が観察された。そこで、その大きさを電子顕微鏡写真から測定し、Table 4.2に示した。なお、測定に使用した写真は気流噴射方向に対して平行および、それに直交する方向の2方向について、Fig.4.1のように表面に対して10度上方より撮影した。これらの写真から撮影角度による補正を加え、Fig.4.2にモデルを示したように面に垂直な方向の平均高さ R_a および測定方向単位長さ当たりの平均の突起の数(ピークカウント) P_c を求めた(Table 4.2)。表面粗さの代表値としては、後述のように、これらの値より算出した表面の曲率(Eq.(4.1))を用いた。

4.2 実験結果および考察

4.2.1 材質による最適湿度の変化

種々の試料表面を用いて、除去時の湿度を変えて行った実験結果の

一例をFig.4.3に示す。比較のため、前章で示したガラス表面での実験結果も併せて示した。高分子系のPBTも金属系のDNIも、ガラスでの結果と同様、低湿度では除去率は低く、ある湿度で最大値となり、それ以上の高湿度では除去率が再び低くなる。すなわち、前章で示したガラスだけでなく、他の板材でも除去時の湿度を適当に調節することにより、除去率を向上できることがわかる。除去率が最大となる湿度は材質により異なる。湿度による除去率の変化はガラスが最も急激であり、他の表面に比べてシャープなピークを持つ。また、ガラスより高い湿度でピークを持つPBT, DNIの低湿度側での変化はこの順になだらかになっている。

Fig.4.3より求められる最高除去率 η_{max} およびその時の湿度(最適湿度と称す) ψ_{opt} を、表面の材質による除去効率の違いを表す代表値とし、各試料表面について求めた結果をTable 4.3に示した。また、同表中には環境条件を一定とした時の除去率の代表値として、湿度 $\psi_r=55\%$ での除去率 η_{low} も示した。最高除去率 η_{max} は、[ガラス] < [高分子系] < [金属系] となる傾向がある。本実験では気流噴射条件($\Delta P_n, d, \theta$)を一定にしているので、気流による粒子の除去力は一定である。よって、最高除去率 η が表面の材質により異なるのは、粒子-表面間付着力の違い、すなわち、付着力は[金属系] < [高分子系] < [ガラス]の順に大きくなると考えられる。また、最適湿度 ψ_{opt} は逆に[ガラス] < [高分子系] < [金属系]となる傾向がある。

はじめに、材質による最適湿度 ψ_{opt} の違いについて考える。第3章での結果より、除去率が最高値に達する湿度は粒子-表面間に液架橋力が作用し始める湿度と一致し、その湿度は最小液膜厚さ($2 \times (\delta + r_1)$)を 3.5nm と仮定した近似モデルでほぼ表される。湿度 ψ と液膜の形状(液膜半径 r_1 , 液橋半径 r_2)の関係はKelvin式により与えられる。向阪ら^{2,3)}により示されたKelvin式(Appendix A 参照)を見ると、湿度と液膜形状の関係に対して液中の不純物濃度 N_s と付着表面(向阪らの論文では等径2球)の形状により決まる無次元半径 R_1 がパラメータとな

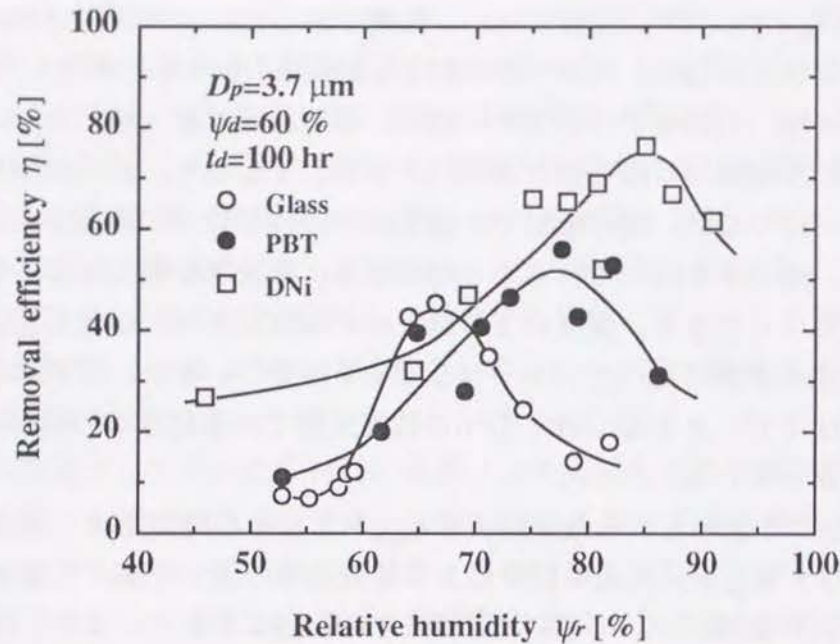


Fig.4.3 Experimental results

Table 4.3 Characteristic value of removal efficiency

	$\eta_{max} (%)$	$\eta_{low} (%)$	$\psi_{opt} (%)$	$r_w^{-1} (\mu m^{-1})$
Metals				
DNi	75	28	83	0.66
Ni	74	26	77	0.28
Zn	77	35	78	0.62
Plastics				
PC	61	18	69	0
PBT	51	12	76	0.35
TLCP	67	20	76	0.27
PPS	60	21	80	0.29
Glass	45	7	66	0

る。本実験では、粒子の付着方法や除去時の空気の清浄度等の環境はどの材質に対しても同じであるので、不純物濃度 N_s は一定であり、従って、表面形状のみがパラメータと考えられる。すべての実験において同じ径の粒子を用いたので、付着力に關与する表面形状は除去対象表面の形状のみにより変化する。そこで、平均高さ R_a およびピークカウントより次式を用いて表面曲率 r_w^{-1} を計算し、最適湿度 ψ_{opt} との関係を求めた結果を Fig.4.4 に示す。

$$r_w^{-1} = \frac{8R_a}{(1/P_c)^2 + 4R_a^2} \quad (4.1)$$

破線で示すように、プロット点は材質に依らず、ほぼ一本の曲線で表すことができる。すなわち、最適湿度 ψ_{opt} の材質による違いは、主に表面粗さ（曲率）に依存すると考えられる。表面粗さの定義には表面の曲率以外に種々の値が考えられ、接触式表面粗さ計で測定した各種表面粗さ（例えば中心線平均粗さ（JIS-B 0601）等）と最適湿度 ψ_{opt} の相関も検討したが、本実験結果においては表面曲率 r_w^{-1} を用いたとき最も良い相関が得られた。

ここで、液膜が形成された時の粒子の付着状態を Fig.4.5 に示すモデルで表すと、液膜形状と表面形状の間には次式が成立する。

[平板]

$$(B_1 + r_1)^2 = (r_2 + r_1)^2 + (\delta + r_1 - C_1)^2 \quad (4.2)$$

$$B_1 = D_p/2 + \delta, C_1 = D_p/2 + z_0 \quad (4.3)$$

[曲面]

$$(A_2 + r_1)^2 - (r_2 + r_1)^2 = \{(A_2 + r_1)^2 - (B_2 + r_1)^2 + C_2^2\} / 4C_2^2 \quad (4.4)$$

$$A_2 = r_w + \delta, B_2 = D_p/2 + \delta, C_2 = D_p/2 + r_w + z_0 \quad (4.5)$$

上式で δ は吸着水分子層厚さであり、近沢ら⁴⁾により測定されたガラスに対する水の吸着等温線から相対湿度 ψ の関数として前章の Eq.(3.2) で表される。また、向阪ら^{2,3)}により示された Kelvin 式は等径 2 球に対

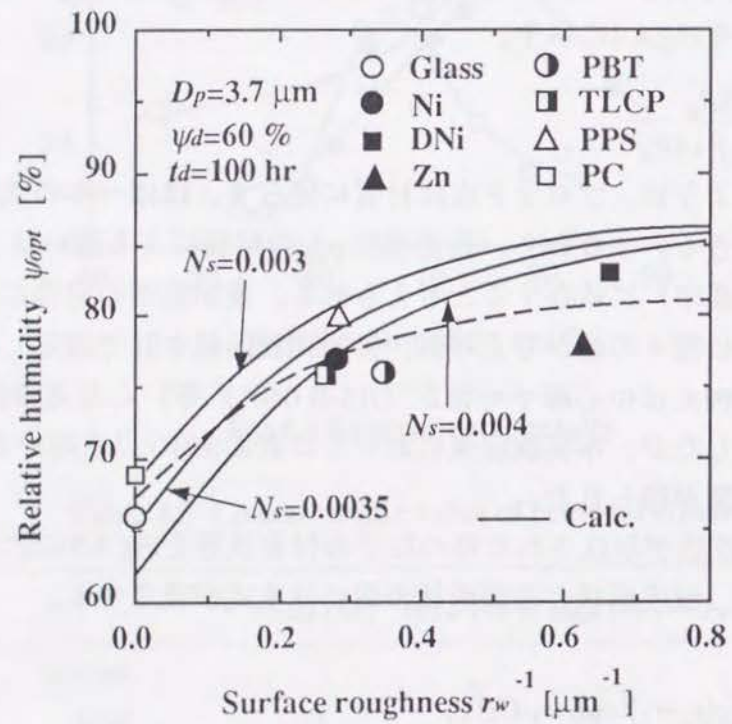
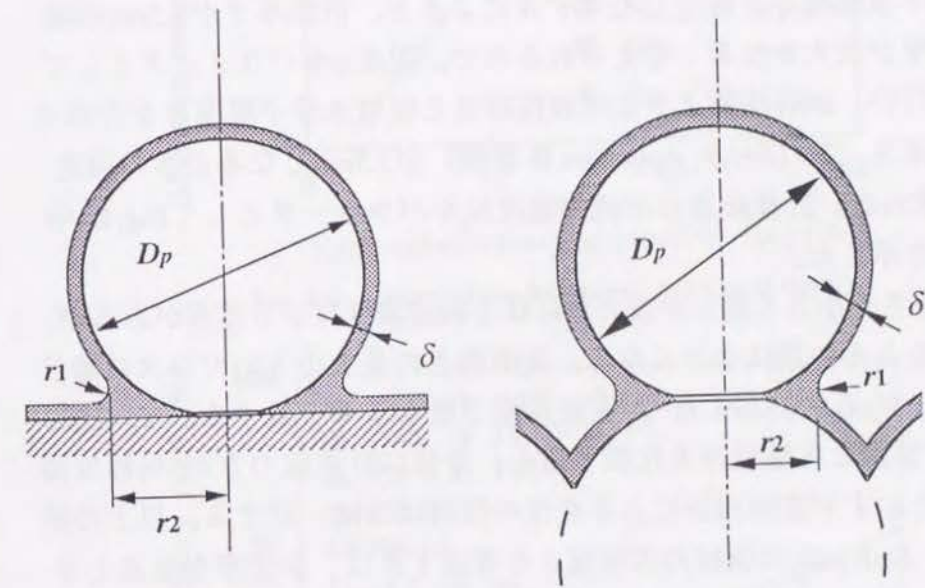


Fig.4.4 Optimal relative humidity as a function of surface roughness



a) plane wall

b) rough wall

Fig.4.5 Models of particle adhesion

して導出されているので、次に示す換算粒径 d_e を用いて曲率 r_w^{-1} の表面と球の系に変換する。

$$d_e = \frac{2D_p r_w}{D_p + 2r_w} = r_0 \quad (4.6)$$

Eqs.(4.2)~(4.6), (3.2)およびKelvin式 (Appendix A参照) を用いると、それぞれの表面粗さに対して湿度 ψ と架橋液膜形状が求められる。第3章の最小液膜厚さを仮定したモデルによると、液膜厚さが3.5nmの時に除去率が最大となると考えられるので、湿度 ψ をパラメータとして計算を行い、試行法により架橋液膜厚さと吸着水分子層厚さを合わせた液膜厚さ ($2 \times (\delta + r_1)$; Appendix B 参照) が3.5nmとなるときの湿度 ψ_{cal} を求めた。計算結果は不純物濃度 N_s をパラメータとしてFig.4.4中に実線で示した。

表面粗さが小さく滑らかなときには不純物濃度による差異があるが、粗くなるとその差は小さくなる。表面粗さの最も小さいガラスに着目すると、 $N_s = 0.0035 \text{ mol} \cdot \text{m}^{-3}$ が実験結果と最もよく一致する。 $N_s = 0.0035$ での計算線と実験結果を比較すると、全体に計算線の方が5%程度高い湿度を示すが表面粗さによる変化の傾向はほぼ一致する。以上の結果から、Kelvin式に板材の表面粗さを考慮すれば、除去率が最高となる湿度、すなわち除去操作に最適な湿度の概略値を推定できることになる。

4.2.2 材質による除去率の変化

材質による除去率の違いを表す代表値として最高除去率 η_{max} および低湿度 (55%) 一定での除去率 η_{low} を求めたが、 η_{max} と η_{low} にはFig.4.6に示すように明確な相関がある。すなわち、材質による除去率の違いは、液膜が形成されない低湿度と液膜が形成された高湿度とで同じ原因による、いいかえると、前述の架橋液膜の形状変化だけでは説明できないと考えられる。いま、表面と粒子の付着力 F_d について考

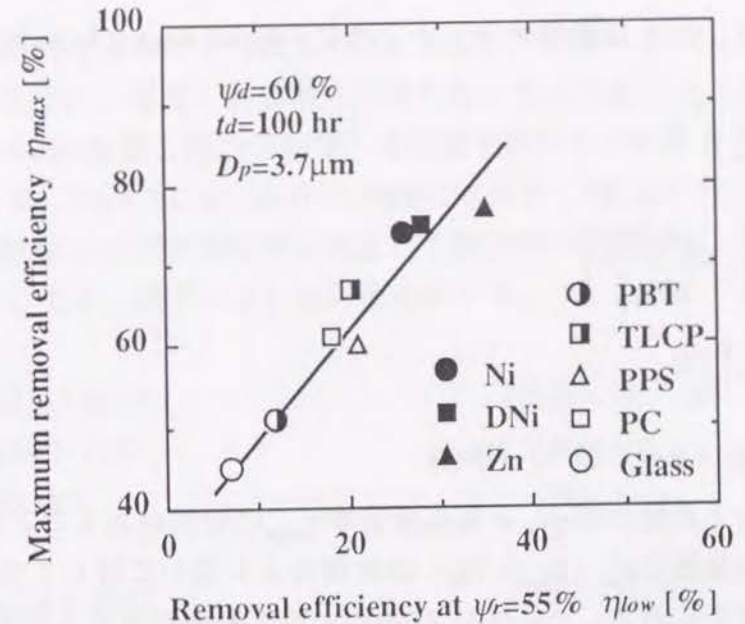


Fig.4.6 Correlation between η_{low} and η_{max}

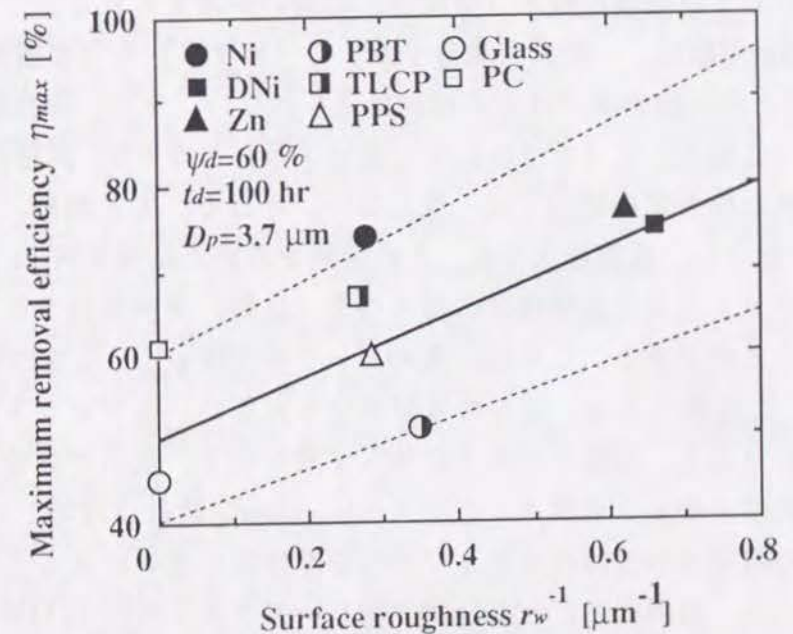


Fig.4.7 Maximum removal efficiency as a function of surface roughness

えてみると、これは前章で示したように $z=z_0=0.4\text{nm}$ とし、次式で表される。

$$F_d = F_v + F_w \quad (3.19)$$

$$F_v = \frac{AD_p}{12z_0^2} \left(1 + \frac{A^2 k_p^2 D_p}{108z_0^7} \right) \quad (3.3)$$

$$k_p = \frac{1-\nu_p^2}{E_p} + \frac{1-\nu_w^2}{E_w} \quad (3.4)$$

$$F_w = 2\pi r_2 \gamma + \pi r_2^2 \gamma \left\{ (1/r_1) - (1/r_2) \right\} \quad (3.18)$$

低湿度一定での除去率 η_{low} と最高除去率 η_{max} に相関があることから、上式中の液架橋力 F_w (Eq.(3.18)) は材質による違いに対して支配的ではないと考えられる。Eqs.(3.3), (3.4)によると表面材質によりvan der Waals力が異なる原因としては、Hamaker定数 A の違い、弾性特性係数 k_p の違いおよび壁面の粗さ(突起径)の違いが考えられる。

Hamaker定数は、一般に[高分子系] < [ガラス] \approx [金属系]であるが⁵⁾、最高除去率ではその傾向は見られない。また、弾性特性係数 k_p は[金属系] < [ガラス] < [高分子系]となり⁶⁾、同様に実験で得られた除去率の傾向とは一致しない。そこで、先と同様、表面粗さ r_w^{-1} に着目し、最高除去率 η_{max} との関係を求めた結果をFig.4.7に示す。プロット点は $\pm 20\%$ 程度のばらつき(破線)で表面粗さにより整理することができる。しかし、先のピーク時湿度 ψ_{opt} と粗さの相関(Fig.4.4)と比較すると、ばらつきがかなり大きい。各プロット点を材料ごとに見ると、金属系が粗さに依らず最も高く、次いで高分子系、ガラスの順となる。金属系とガラスのHamaker定数はほぼ等しい¹²⁾ので、この除去率の差は粗さおよび弾性特性係数の違いによると考えられる。一方、表面粗さ r_w^{-1} がほぼ0で等しいガラスとPCでは15%程度の除去率の差があり、これは、Hamaker定数の差によると考えられる。すなわち、得られる最高除去率の板材による違いに対しては材料物性

の影響を無視できないと考えられる。

以上のように、湿度と除去率の関係を推定するためには、各板材の物性(Hamaker定数、弾性係数等)を考慮することが必要と考えられる。そこで、Fig.4.3に示したDNi, PBTについて、3章と同様の計算で表面の物性値および表面曲率を考慮して除去率の計算値 η_{cal} を求めた。物性値としては、以下に示した各値を用いた。

DNi

$$A_w = 4.0 \times 10^{-19} \quad (\text{金属}) \quad 5)$$

$$E_w = 2.0 \times 10^{11} \quad (\text{Ni}) \quad 6)$$

$$\nu_w = 0.31 \quad (\text{Ni}) \quad 6)$$

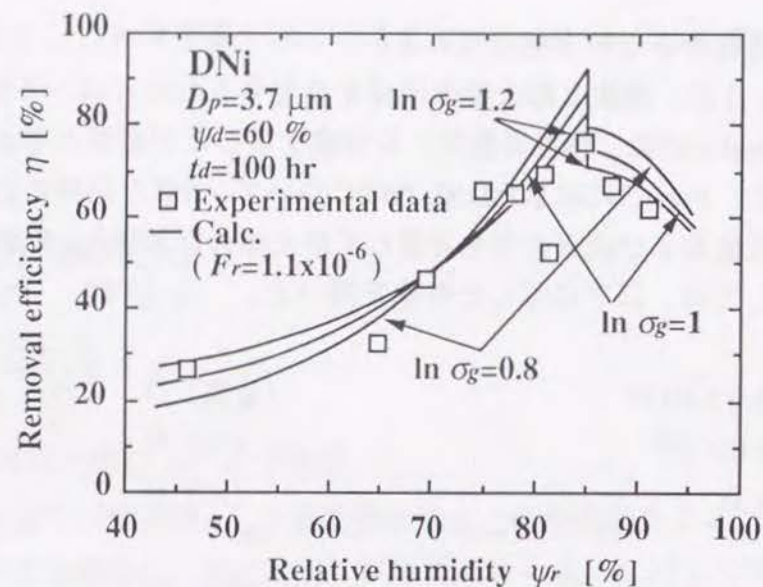
PBT

$$A_w = 1.8 \times 10^{-19} \quad (\text{PVF}) \quad 5)$$

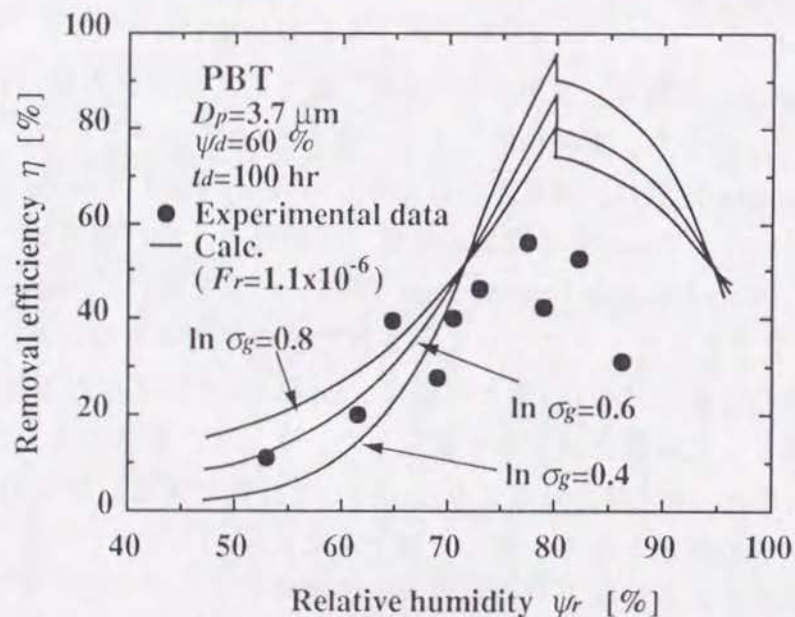
$$E_w = 4.0 \times 10^9 \quad (\text{PET}) \quad 6)$$

$$\nu_w = 0.35 \quad (\text{プラスチックの平均値}) \quad 6)$$

DNiのHamaker定数は、文献中⁵⁾で金属一般として示された値(1.5~4.5 $\times 10^{-19}$)のうち、実験結果とよく一致する4.0 $\times 10^{-19}$ とした。また、PBTのHamaker定数は、誘電率のほぼ等しい⁸⁾Poly Vinyl Fluoride (PVF)の値を用いた。Young率は機械的性質(圧縮強さ、曲げ強さ等)のほぼ等しい⁷⁾Poly Ethylene Terephthalate (PET)の値を用い、Poisson比は文献中⁶⁾でプラスチックについて示された値の平均値を用いた。粒子-表面間の付着力分布は3章と同様に、Eq.(3.19)で与えられる付着力 F_d を平均値とした対数正規分布と仮定した。よって、除去力を F_r とすると、除去率 η_{cal} は付着力分布よりEq.(3.11)で計算できる。除去力 F_r は3章でガラスの結果と良く一致した値である $F_r = 1.1 \times 10^{-6}$ で一定と仮定した。湿度による表面上での吸着水分子層厚さについては、ガラスに対する近似式Eq.(3.2)を用いた。Kelvin式は向阪らにより示された式(Appendix A 参照)を用い、不純物の分子数 N_s は前述の結果および3章の結果から、0.0035 $\text{mol} \cdot \text{m}^{-3}$ とした。また、液膜厚さによる表面張力変化も考慮した。



a) double nickel coated iron



b) polybutylene terephthalate

Fig.4.8 Comparison between experimental data and calculated results

Fig.4.8に $\ln \sigma_g$ をパラメータとした計算値と実験値を比較した結果を示す。DNI, PBTのどちらの計算結果も、除去率が最高となる湿度より低湿度側では除去率の変化とはほぼ一致し、実験結果の傾向を良く表す。しかし、除去率が最高となる湿度近傍での除去率およびそれ以上の湿度での除去率は、特にPBTで大きな差が見られる。これは、液膜と表面との相互作用の材質による違いを無視したためであると考えられる。すなわち、ニッケルとガラスは水との接触角はほぼ0度で等しいのに対し、高分子系材質は70~90度⁶⁾と大きいので、吸着水分子が液体的物性を具備する高湿度においては、この影響が無視できなくなるためと考えられる。よって、当然のことながら、より精度の高い除去率の推定を行うためには、材質により異なる液膜形状と表面の相互作用も考慮に入れる必要がある。なお、ガラスに対しては $\ln \sigma_g = 0.2$ で実験結果全体の傾向を良く表すが、DNIでは $\ln \sigma_g = 1.0$ がよく合う。これは表面粗さが大きいほど付着力分布が広くなることを表している。

また、計算線が最高除去率近傍で不連続となるのは、3章で述べたように、最高除去率となる湿度において液架橋力に寄与する厚さの液膜が形成されるためである。

結言

金属系・高分子系の各種材質の表面を用いて微粒子除去効率に及ぼす表面材質の影響を検討した。その結果、以下の知見が得られた。

1) 除去時の湿度を変えて実験を行ったところ、ガラス表面での結果と同様、除去率が最高となる湿度があることがわかった。すなわち、除去時の環境を適当に調整することにより、除去率を向上できることがわかった。この最高除去率とその時の湿度は表面材質に依存する。

2) 最高除去率となる湿度、すなわち除去操作の最適湿度の材質による違いは、主に表面の粗さ(曲率)に依存することがわかった。また、この最適湿度は、Kelvin式に表面粗さの効果を考慮することによ

り、ほぼ予測できることがわかった。

3) 最高除去率の材質による変化は表面粗さを支配要因として整理することができる。しかし、材質による差も認められるので、除去率の推定に対しては板材の物性を考慮する必要がある。

4) 材質による除去率の変化は、低湿度では吸着水分子層の厚さによってHamaker定数が増加するとし、高湿度では液架橋力が加わると仮定した付着モデルではほぼ表すことができる。なお、これにより低湿度域での除去率はほぼ推定できるが、高湿度の推定値には実験結果と差異がでるものもある。

使用記号

A	: Hamaker's constant	[J]
A_2	: $r_w + \delta$ (defined by Eq.(4.5))	[m]
B_1	: $D_p/2 + \delta$ (defined by Eq.(4.3))	[m]
B_2	: $D_p/2 + \delta$ (defined by Eq.(4.5))	[m]
C_1	: $D_p/2 + z_0$ (defined by Eq.(4.3))	[m]
C_2	: $D_p/2 + r_w + z_0$ (defined by Eq.(4.5))	[m]
D_p	: particle diameter	[m]
d	: nozzle-surface distance	[m]
d_e	: equivalent diameter	[m]
E	: Young's modulus	[N · m ⁻²]
F	: adhesive force between particle and solid wall	[N]
F_d	: average adhesive force	[N]
F_r	: removal force	[N]
F_v	: van der Waals force	[N]
F_w	: liquid bridging force	[N]
f_{at}	: frequency of adhesive force	[-]
H	: nondimensional gap (= z_0/r_0)	[-]

i	: von't Hoff factor	[-]
K_a	: coefficient in Eq.(3.8)	[-]
k_p	: coefficient defined by Eq.(3.4)	[m ² · N ⁻¹]
M_s	: molecular weight of solute	[kg · mol ⁻¹]
M_w	: molecular weight of water	[kg · mol ⁻¹]
N_s	: number of solute molecules divided by single particle volume	[mol · m ⁻³]
P_c	: peak count per unit length (surface roughness)	[m ⁻¹]
ΔP_n	: air pressure at nozzle	[Pa]
R_a	: average height of surface roughness	[m]
R_1	: nondimensional radius of liquid bridge	[-]
r_w	: surface roughness	[m]
r_0	: radius of equivalent diameter	[m]
r_1	: radius of liquid bridge	[m]
r_2	: neck radius of liquid bridge	[m]
s	: surface area of liquid bridge	[m ²]
t	: duration time of air jet	[s]
t_d	: drying time	[hr]
v_w	: volume of liquid bridge	[m ³]
z_0	: gap between particle and solid wall	[m]
γ	: surface tension of liquid bridge	[N · m ⁻¹]
γ_0	: surface tension of water	[N · m ⁻¹]
δ	: thickness of adsorption layer	[m]
η	: removal efficiency	[-]
η_{cal}	: calculated removal efficiency	[-]
η_{low}	: removal efficiency at $\psi_r=55\%$	[-]
η_{max}	: maximum value of removal efficiency	[-]
θ	: jet impinging angle	[deg]
ν	: Poisson's ratio	[-]

ρ	: density	[kg · m ⁻³]
σ_g	: geometric standard deviation	[-]
σ_p	: standard deviation of peak count P_c	[-]
σ_r	: standard deviation of height R_d	[-]
ψ	: relative humidity	[-]
ψ_d	: relative humidity at deposition	[-]
ψ_{cal}	: calculated value of relative humidity	[-]
ψ_{max}	: relative humidity at maximum removal efficiency	[-]
ψ_r	: relative humidity at removal	[-]
<Subscript>		
w	=wall surface	
p	=particle	
l	=liquid bridge	

引用文献

- 1) M.Chikazawa, T.Yamaguchi and T.Kanazawa : *Proc.Int.Symp.Powder Technol.*'81,p.202 (1981)
- 2) 向阪保雄, 遠藤禎行, 西江恭延 : 化学工学論文集, 18, 942 (1992)
- 3) 遠藤禎行, 向阪保雄, 西江恭延 : 化学工学論文集, 18, 950 (1992)
- 4) 近沢正敏, 中島渉, 金沢孝文 : 粉体工学研究会誌, 14, 18 (1977)
- 5) J.Visser : *Advan.Colloid Interface Sci.*, 3, 331 (1972)
- 6) 日本化学会編 : "化学便覧", p.564, 625, 丸善 (1975)
- 7) 高分子学会 : "高分子データハンドブック (応用編)", p.202, 培風館 (1986)

第5章 付着粒子径の影響

緒言

第2章において気流噴射条件一定の下で粒径を変えて実験を行い、除去効率に及ぼす粒径の影響を検討した。その結果、粒子投影面積による気流抵抗力の変化を考慮した力の均衡関係に基づくモデルから、除去可能な最小粒径が推定できることがわかった。そのモデルでは気流動圧の距離による減衰をノズル内圧力 ΔP_n が 10^5 Paでの実験式から求めたので、他のノズル内圧力での結果には直接は応用できない。そこで、1~10 μ mの数種の単分散粒子について気流の強さを変えて実験を行い、ジェットをモデル化することで気流動圧推定式を提案し、平滑表面での除去率に対する粒径の影響を詳細に検討する。

また、第4章で表面材質の影響の主な因子は表面粗さであることがわかった。そこで、凹凸のある表面に対しても同様の検討を行い、付着粒子と表面突起の相対的な大きさの影響も検討する。

5.1 実験方法

実験装置および方法は、前章までと同一である。ジェット噴射角度 θ 、ジェット噴射時間 t はそれぞれ45度、10秒で一定とした。また、ノズル-表面間距離 d は3mmまたは10mmとした。ここでは、ノズル内圧力 ΔP_n を変えて実験を行った。ノズル内圧力 ΔP_n の最高値はコンプレッサーの容量より、 6.3×10^5 Paである。その他、主な実験条件をTable 5.1に示した。試料粒子には、Table 5.1に示した6種類のラテックス標準粒子 (Styrene/ Divinylbenzene) を用いた。試料粒子の表面への付着方法に関しては第2章と同様である。粒子付着後の試料は、第3章での結果に従い、付着時の湿度の影響がなくなるように100時間以上デシケータ内で乾燥させた。なお、気流衝突点近傍の3点での測定した値

Table 5.1 Experimental conditions

Particle material	Styrene / divinylbenzene
Particle size	D_p 1.09, 2.02, 2.84, 3.7, 5.7, 6.4, 11.9 μm
Nozzle pressure	ΔP_n 0.01~6.5 x 10 ⁵ Pa
Jet impinging angle	θ 45 deg
Nozzle-surface distance	d 3, 10 mm
Jet duration time	t 10 s
Relative humidity at deposition	ψ_d 60 %
Relative humidity at removal	ψ_r 50 %
Drying time in desiccator	t_d 100 hr

Table 5.2 Surface materials

	Average height of protrusion R_a (μm)	Peak count P_c (μm^{-1})	Surface roughness r_w^{-1} [μm^{-1}]
Metals			
Double nickel coated iron (DNI)	0.51	0.44	0.66
Plastics			
Polybutylene terephthalate (PBT)	0.10	0.67	0.35
Thermotropic liquid crystal polyester (TLCP)	0.086	0.63	0.27
Glass			
Borosilicate glass (Glass)	0	0	0

の平均値を除去率 η とした。

試料として用いた板材は、第4章で用いた材質の中で表面の凹凸が最も大きいニッケル二層メッキを施した鉄 (DNi) と高分子系材質の中で比較的表面の粗い2種類の板材、および、表面の滑らかなガラスを用いた。板材の一覧とその表面粗さをTable 5.2に示す。表面粗さは表面の突起の曲率で表した。なお、以下では簡単のため、各材料はTable 5.2中の略号を用いて表す。

5.2 実験結果および考察

5.2.1 平滑面上での粒子径の影響

Fig.5.1に各試料粒子についてノズル内圧力 ΔP_n を変えて除去実験を行った結果の一例を示す。この図は、表面が平面 ($r_w^{-1}=0$) のガラスを用いた結果である。また、ノズル-壁面間距離 d は10mmである。粒径によってはばらつきの大きい結果もあるが、ほとんどの粒子で除去率はある圧力から急激に増加する傾向がある。また、粒径が小さくなるほど、同じ除去率を得るには高い圧力が必要になる。粒径 $6.4\mu\text{m}$ の粒子での結果は他の粒子の結果と異なり除去率の増加が緩やかであるが、これは試料の粒径のばらつきが他の粒子に比べて若干大きい¹ことがその原因と考えられる。粒径 $1.09\mu\text{m}$ の粒子は、ノズル-表面間距離 $d=10\text{mm}$ では本装置の最高圧力 $6.3 \times 10^5 \text{Pa}$ でも除去できなかった。そこで、距離 d を3mmと短くしたところ、Fig.5.2に示すように除去が可能になった。

距離 d による除去率の違いを比較するために、ノズルから d だけ離れ

¹ 各粒子に対する変動係数は次の通りである。() に変動係数[%]を示す。

1.09(0.8), 2.02(0.7), 2.84(6), 3.7 (3)

5.7 (26), 6.4 (30), 11.9 (16)

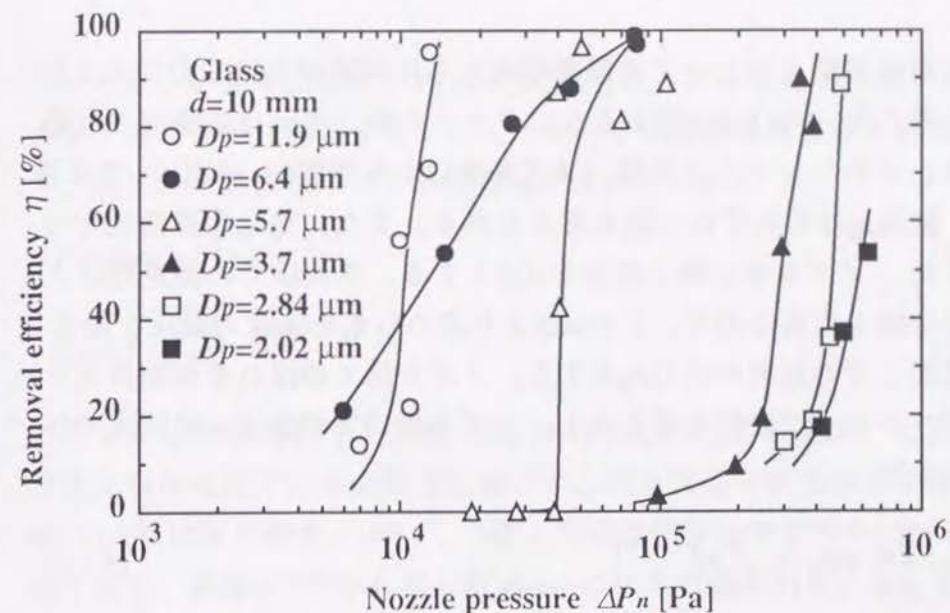


Fig.5.1 Removal efficiency as a function of nozzle pressure

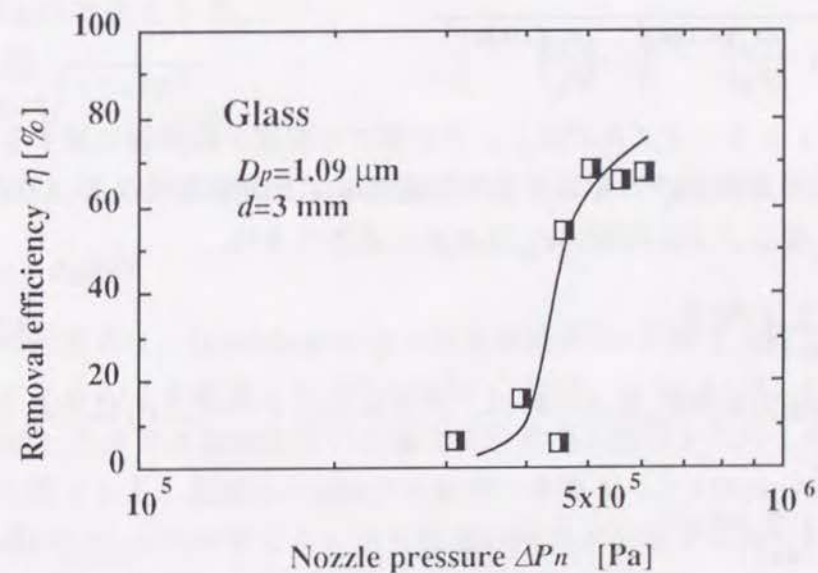


Fig.5.2 Experimental results for $D_p=1.09 \mu\text{m}$

た除去対象表面上において単位面積当たりに気流が及ぼす力である圧力 P_d を考える。Fig.5.3に示すようにジェットを二次元自由噴流と仮定すると、ポテンシャルコア部（ノズル出口から距離 $6b$ 以内¹⁾）では静圧 P_0 、流速 u_0 はそれぞれ一定と考えられる。また、完全発達領域では静圧を P_j 、ノズル中心軸上流速を $u(d)$ とする。本実験での測定点はノズル中心軸上にあるので、この $u(d)$ より求められる気流の動圧を除去対象表面上での気流の圧力 P_d とする。ノズル部での流れを摩擦損失を伴うポリトロープ変化と考えると、ノズル出口での流速 u_0 は次式で与えられる²⁾。

$$u_0 = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} RT_0 \left[1 - \left(\frac{P_n}{P_0} \right)^{(n-1)/n} \right]} \quad (5.1)$$

ここで、 κ は比熱比（空気では1.4）を表し、 n はポリトロープ指数を表す。なお、次式で表される速度係数 ϕ は良く仕上げられたノズルでは0.95~0.975程度といわれる²⁾ので、 $\phi=0.95$ となるようにポリトロープ指数 n を1.35とした。

$$\phi = \sqrt{\left[1 - \left(\frac{P_0}{P_n} \right)^{(n-1)/n} \right] \left[1 - \left(\frac{P_0}{P_n} \right)^{(k-1)/k} \right]^{-1}} \quad (5.2)$$

エアージェット・ノズルでは、ノズル部での流速が臨界値に達すると、それ以上圧力を上げててもノズル出口流速 u_0 は上がらなくなる。この臨界状態となるノズル内圧力 P_{nc} は次式で表される²⁾。

$$\frac{P_{nc}}{P_a} = \left(\frac{2}{n+1} \right)^{n/(n-1)} \quad (5.3)$$

ノズル内圧力 P_n が P_{nc} 以上の時は、ノズル出口での圧力 P_0' は次式で表される²⁾。

$$P_0' = P_n \left(\frac{2}{n+1} \right)^{n/(n-1)} \quad (5.4)$$

$$P_n = \Delta P_n + P_a \quad (5.5)$$

このとき、ノズル出口圧力 P_0' は大気圧 P_a 以上となるので、ポテンシャルコア内で空気は膨張する。ジェット内では運動量は保存される¹⁾ので、次式から膨張後のコア内速度 u_0 が求められる。

$$P_n + \rho_a u_0^2 = P_0' + \rho_0 u_0'^2 \quad (5.6)$$

$$u_0 = \sqrt{\frac{P_0' u_0'^2 + (P_0' - P_a)}{\rho_a}} \quad (5.7)$$

ここで、 u_0' は臨界圧での速度（Eq.(5.1)で $P_n = P_{nc}$ での速度）を表す。二次元自由噴流では完全発達領域の中心軸上流速は仮想原点からの距離の1/2乗に反比例する¹⁾ので、2章と同様仮想原点をノズル出口と仮定すると、距離 d での中心軸上流速 $u(d)$ は次式で表される。

$$u(d) = \sqrt{\frac{K_u}{d}} u_0 \quad (5.8)$$

ポテンシャルコア一部（ $d \leq 6b = 1.5\text{mm}$ ：二次元自由噴流）での気流流速はノズル出口流速 u_0 と等しく、 $d = 1.5\text{mm}$ で $u = u_0$ である。よって、Eq.(5.8)は次式となる。

$$u(d) = \sqrt{\frac{1.5 \times 10^{-3}}{d}} u_0 \quad (5.9)$$

Eq.(5.9)より、単位面積当たりの気流の力（動圧） P_d が計算できる。

$$P_d = \frac{1}{2} \rho_a u(d)^2 \quad (5.10)$$

以上の計算式は、Donaldson et. alらの実験結果³⁾と比較することにより妥当であることを確認した（Appendix C 参照）。Fig.5.4は、Figs.5.1, 5.2に示したガラス表面を用いた除去実験結果を動圧 P_d に対してプロットした図である。距離 $d = 10\text{mm}$ では除去できなかった $1.09\mu\text{m}$ の粒子の除去には $2.02\mu\text{m}$ の粒子よりもさらに高い圧力が必要であり、距離 d の異なる場合の実験結果も P_d を用いると統一的に表すことができる。

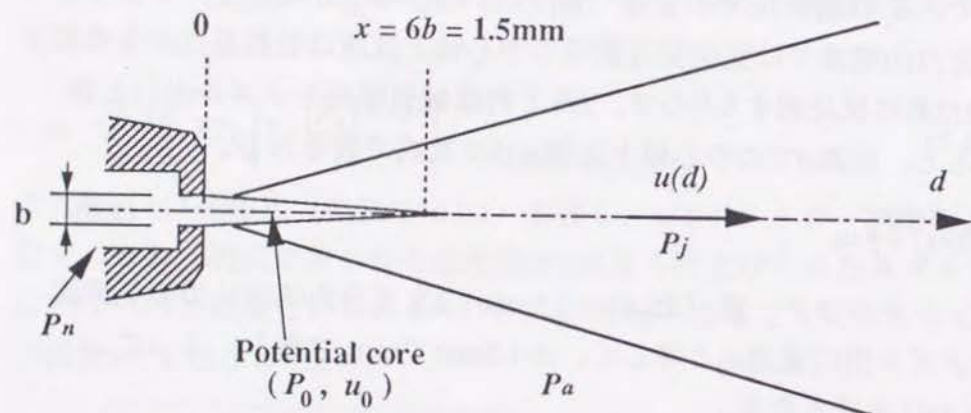


Fig.5.3 Model of air jet

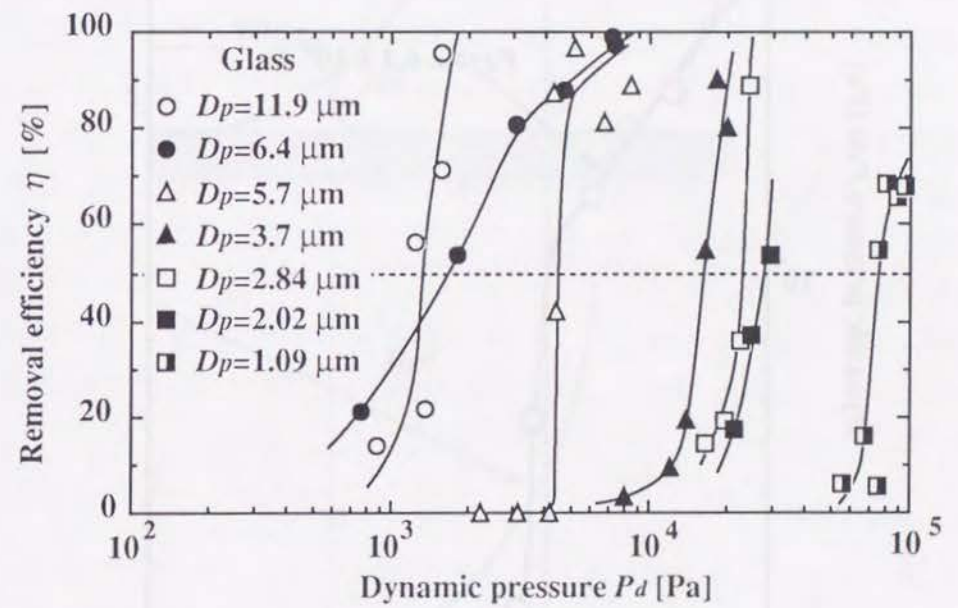


Fig.5.4 Removal efficiency represented with dynamic pressure

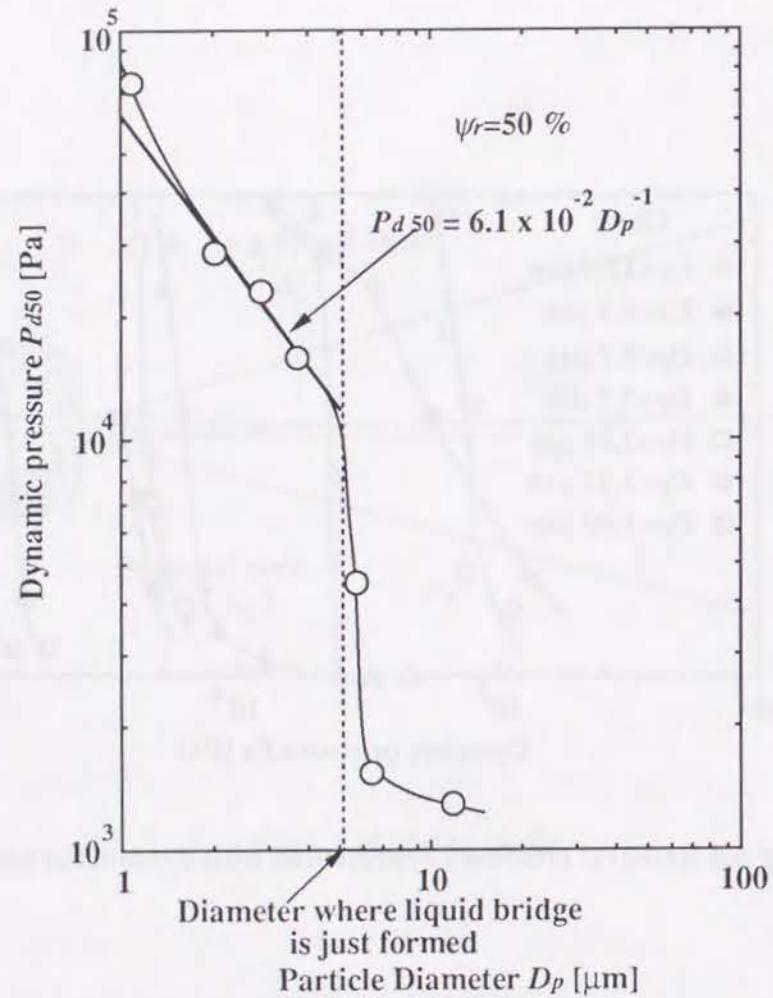


Fig.5.5 Relation between particle diameter and dynamic pressure

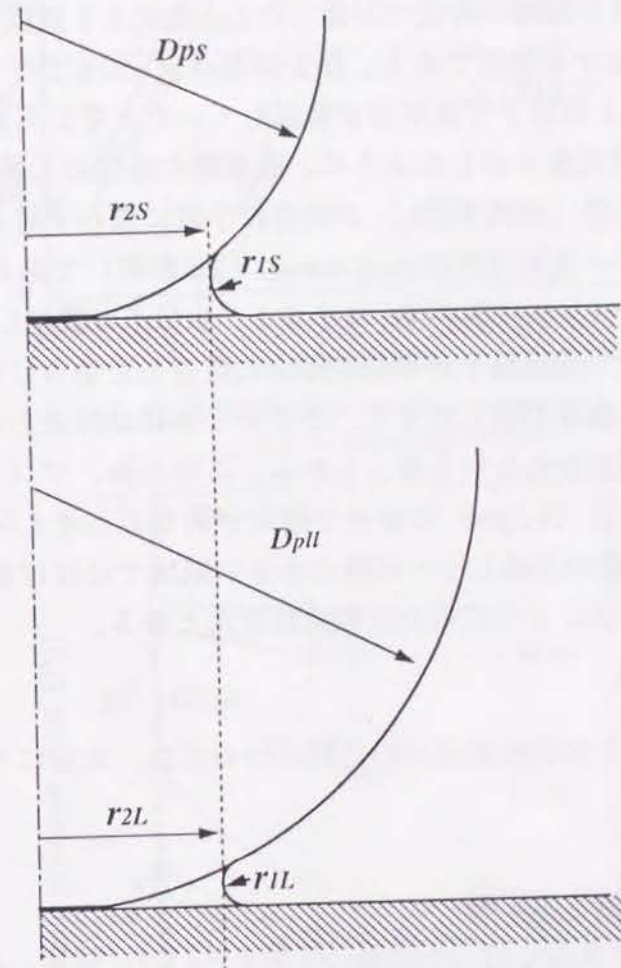


Fig.5.6 Schematic diagram showing the difference of radius r_1 between large and small particle under constant r_2

Fig.5.5に除去率 η が50%となる圧力 P_{d50}^0 の粒径による変化を示す。 P_{d50}^0 は $5\mu\text{m}$ 以下で急激に増加する。すなわち、粒径が $5\mu\text{m}$ 以下になると除去に必要な気流エネルギーが急激に増加することがわかる。図中の破線は、4.2.1節と同様の方法で計算したKelvin式より液膜厚さ 3.5nm の液架橋を形成する粒径である。除去時湿度 $\psi_r=50\%$ で行った本実験では、 $5.2\mu\text{m}$ 以上の粒子で液架橋が形成していたと考えられる。ここで、Fig. 5.6に模式図を示したように、液架橋の蒸発のし易さを表す液架橋の凸面の半径（液橋半径 r_2 ）が付着粒子径に依らず等しい場合を考えると、粒子-表面間距離 $z=z_0=\text{const.}$ （3章参照）であるので、付着粒子径が大きい方が液膜半径 r_1 は小さく、水分子は凝縮しやすい。よって、同一湿度で球形粒子が平滑表面上に付着した場合には、粒径が大きい方が液架橋は形成しやすく、小さいときには付着力に対して有効な液架橋は形成されないと考えられる。このため、プロット点は液膜の形成する粒径（ $5.2\mu\text{m}$ ）の前後で傾向が異なると考えられる。

プロット点は液膜の形成しない粒径の小さい領域ではほぼ直線で近似でき、最小二乗法により求めた近似式は次式となる。

$$P_{d50} = 6.1 \times 10^{-2} D_p^{-1} \quad (5.11)$$

なお、粒径による50%除去圧力の変化については、次項にて詳しく検討する。

5.2.2 相対表面粗さの影響

表面材質を変えて実験を行った結果の一例をFig.5.7に示す。横軸は、気流の動圧 P_d である。どの結果も、除去率は動圧の増加にともない増加するが、ガラスではある圧力から急激に増加するのに対し、その他の表面では低い圧力から徐々に増加する傾向がある。これは、4章でも見られたように、粗い表面に付着した粒子の付着力分布はガラス表面の場合に比べて広がるためであると考えられる。また、ガラスのプロット点が図中最も右側にある。すなわち、ガラスに付着した粒子

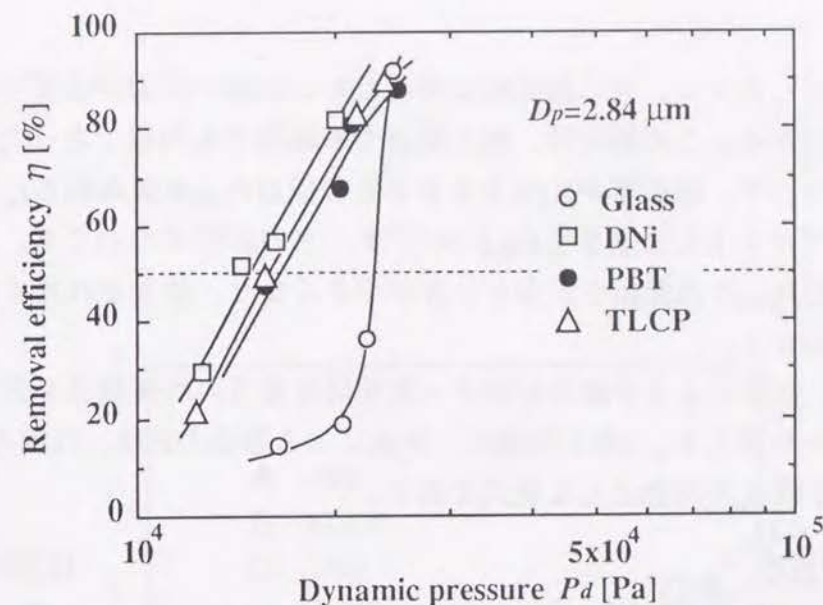


Fig.5.7 Effect of surface material on removal efficiency

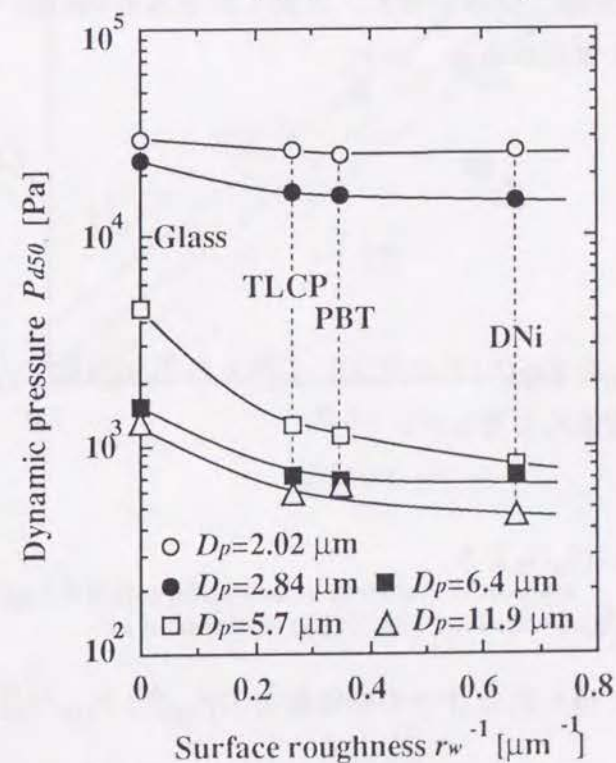


Fig.5.8 Dynamic pressure P_{d50} as a function of surface roughness

が最も除去しにくく、同じ除去率を得るためには高い圧力が必要であることがわかる。この傾向は、他の粒径での結果でも同様であった。各粒径について、除去率が50%となる時の圧力 P_{d50} を表面粗さ r_w^{-1} に対してプロットした結果をFig.5.8に示す。どの粒径についても、50%除去圧力 P_{d50} は表面粗さが大きい方が小さくなり、除去され易くなることがわかる。

ここで、気流による分離力と粒子-表面間付着力の均衡関係を基にしたモデルを考える。2章と同様に、気流による除去力 F_r は、気流の動圧 P_d と粒子径 D_p の関数として次式で表す。

$$F_r = K_r P_d^\alpha D_p^\beta \quad (5.12)$$

ここでは、液架橋の形成しない $5.2\mu\text{m}$ 以下の粒子を対象とし、粒子の付着力には3章と同様に分布を考え、次式で表される van der Waals力 F_v を分布の平均値と仮定する。

$$F_d = F_v = K_v d_e^\gamma \quad (5.13)$$

ここで、

$$d_e = \frac{2D_p r_w}{D_p + 2r_w} \quad (4.6)$$

50%除去圧力 P_{d50} をEq.(5.12)に代入して得られる50%除去力 F_{r50} は、付着力分布の平均値 F_v と等しい。

$$F_{r50} = F_v$$

故に、Eqs.(5.12)~(5.13)より、

$$K_r P_{d50}^\alpha D_p^\beta = K_v d_e^\gamma \quad (5.14)$$

同一粒径に対して得られた2つの50%除去力 F_{r50}^0 と F_{r50} の比をとると次式が成立する。

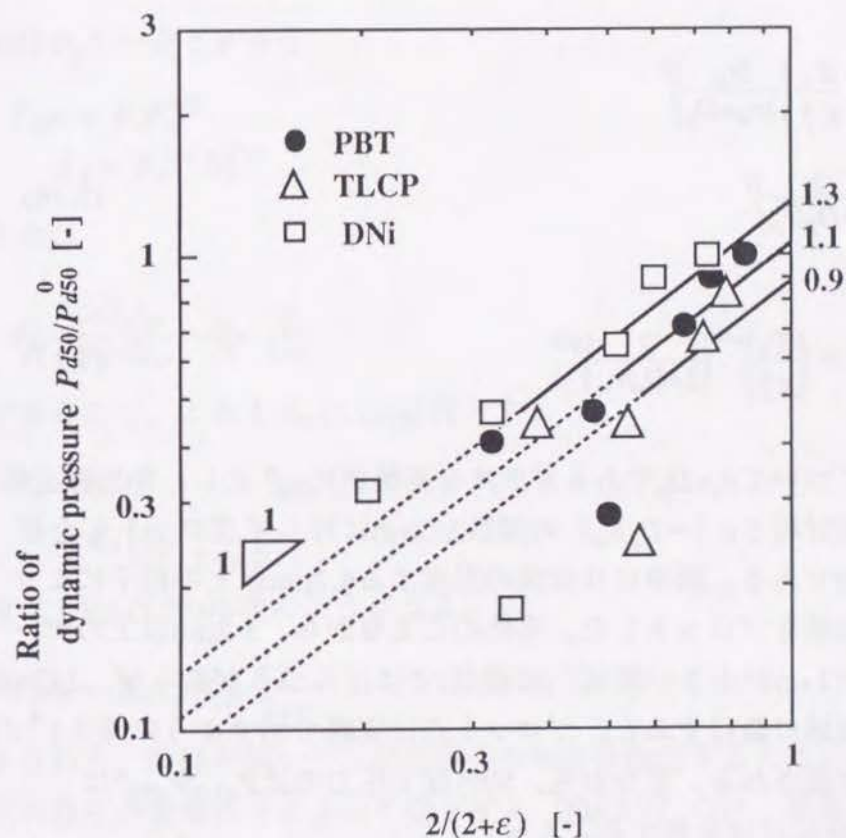


Fig.5.9 Ratio of dynamic pressure P_{d50}^0/P_{d50} as a function of relative surface roughness

$$\frac{F_{r50}}{F_{r50}^0} = \left(\frac{P_{d50}}{P_{d50}^0}\right)^\alpha = \frac{F_v}{F_v^0} = \frac{K_v}{K_v^0} \frac{d_e^\gamma}{d_e^{0\gamma}} \quad (5.15)$$

ここで、 $d_e = D_p$ ($r_w = \infty$) とすると $(P_{d50}/P_{d50}^0)^\alpha$ は D_p/r_w の関数として次式で表される。

$$\begin{aligned} \left(\frac{P_{d50}}{P_{d50}^0}\right)^\alpha &= \frac{K_v}{K_v^0} \left(\frac{2r_w}{2r_w + D_p}\right)^\gamma \\ &= \frac{K_v}{K_v^0} \left(\frac{2}{2 + D_p/r_w}\right)^\gamma \end{aligned} \quad (5.16)$$

$$\therefore \frac{P_{d50}}{P_{d50}^0} = \left(\frac{K_v}{K_v^0}\right)^{1/\alpha} \left(\frac{2}{2 + D_p/r_w}\right)^{\gamma/\alpha} \quad (5.17)$$

各粒子径について $d_e = D_p$ であるガラスを基準値 P_{d50}^0 とし、50%除去圧力の比を相対粗さ ε ($=D_p/r_w$) の関数 $2/(2+\varepsilon)$ に対してプロットした結果が Fig.5.9 である。図中には液膜の形成する $5.2\mu\text{m}$ 以上の粒子により得られた結果もプロットした。当然のことながら、 $5.2\mu\text{m}$ 以上のデータである $2/(2+\varepsilon)$ が小さい領域¹ (破線部) ではばらつきがあるが、 $2/(2+\varepsilon)$ が大きい領域に着目すると、プロット点は実線で示すように傾き 1^2 の直線ではほぼ表される。すなわち、50%除去圧力の比 P_{d50}/P_{d50}^0 は $2/(2+\varepsilon)$ の1乗にほぼ比例する。よって、

¹ DNiでは $r_w^{-1} = 0.66$ より、 $D_p > 5.2\mu\text{m}$ の領域は $2/(2+\varepsilon) < 0.36$

同様に、TLCPでは $2/(2+\varepsilon) < 0.59$ 、PBTでは $2/(2+\varepsilon) < 0.52$

² DNiのプロット点に関しては傾き1ではほぼ近似できる。TLCPでは傾き2でも近似できるが、本章および次章の議論には本質的な影響はないので、同様に傾き1とした。

$$\begin{aligned} \gamma/\alpha &= 1 \\ \text{故に } \alpha &= \gamma \end{aligned} \quad (5.18)$$

ここで、Eq.(5.14)にEq.(5.18)を代入し、 P_{d50} についてまとめると、

$$P_{d50} = K_r^{1/\gamma} D_p^{\beta/\gamma} \cdot F_v^{1/\gamma} \quad (5.19)$$

粒径 D_p を一定とすると、

$$\begin{aligned} P_{d50} &= K_d F_v^{1/\gamma} \\ K_d &= K_r^{1/\gamma} D_p^{\beta/\gamma} \end{aligned} \quad (5.20)$$

また、

$$d_e = \frac{2D_p r_w}{D_p + 2r_w} = D_p \cdot \frac{2}{2+\varepsilon}$$

であるので、これをEq.(5.13)に代入すると、

$$\begin{aligned} F_v &= K_v d_e^\gamma \\ &= K_v \left(D_p \cdot \frac{2}{2+\varepsilon}\right)^\gamma \end{aligned} \quad (5.21)$$

故に、Eq.(5.20)は次のようになる。

$$P_{d50} = K_d K_v^{1/\gamma} D_p \cdot \frac{2}{2+\varepsilon} \quad (5.22)$$

すなわち、粒径が同一でも付着粒子の50%を除去するために必要な気流の動圧が表面粗さによって低下する (Fig.5.7) のは、換算粒径 d_e が表面の相対粗さ ε ($=D_p/r_w$) によって減少し、したがって van der Waals 力が小さくなるためと考えられる。

ここで、Eq.(5.18)を用い、粒径による50%除去圧力 P_{d50} の変化を解析する。Eq.(5.14)を $d_e = D_p$ ($r_w = \infty$) とし、 P_{d50}^0 について書き直すと次式となる。

$$P_{d50}^0 = \left(\frac{K_v}{K_r}\right)^{1/\alpha} D_p^{(\gamma\beta)/\alpha} \quad (5.23)$$

上式をEq.(5.11)と比較することにより次式が得られる。

$$\frac{\gamma - \beta}{\alpha} = -1 \quad (5.24)$$

$$\left(\frac{K_v}{K_r}\right)^{1/\alpha} = 6.1 \times 10^{-2} \quad (5.25)$$

一方、Eq.(5.18)より $\alpha = \gamma$ であるから、Eq.(5.24)より、

$$\beta = 2\gamma \quad (5.26)$$

また、Eq.(5.25)は次のようになる。

$$\left(\frac{K_v}{K_r}\right)^{1/\gamma} = 6.1 \times 10^{-2} \quad (5.27)$$

Eq.(5.12)にEqs.(5.26), (5.27)を代入することにより、気流による分離力 F_r は粒子径および気流の動圧の関数として次式で表される。

$$F_r = \frac{K_v}{(6.1 \times 10^{-2})^\gamma} P_d^\gamma D_p^{2\gamma} \quad (5.28)$$

すなわち、van der Waals力を表す式 (Eq.(5.13)) を決定すれば、除去力 F_r を求めることができる。そこで、Appendix Dに示した各式を用いてEq.(5.28)より除去力 F_r を算出し、Eq.(5.14)から P_{d50} を計算した結果をFig.5.10に示す。なお、液膜を形成する $5.2\mu\text{m}$ 以上の粒子に対しては、付着力として液架橋力 (Eqs.(3.15), (3.17)) も考慮し、除去力はEq.(5.28)が適用できるとして計算を行った。

Eq.(5.28)が実験式Eq.(5.11)を基にしているため、当然のことながら、 $5.2\mu\text{m}$ 以下の粒径に対してはvan der Waals力がEq.(5.13)と同じ関数形で表されるEqs.(D-1), (D-2), (D-4), (D-5)およびEqs.(D-7), (D-8)を用いても実験結果の近似式Eq.(5.11)と一致する。しかし、 $5.2\mu\text{m}$ 以上では、

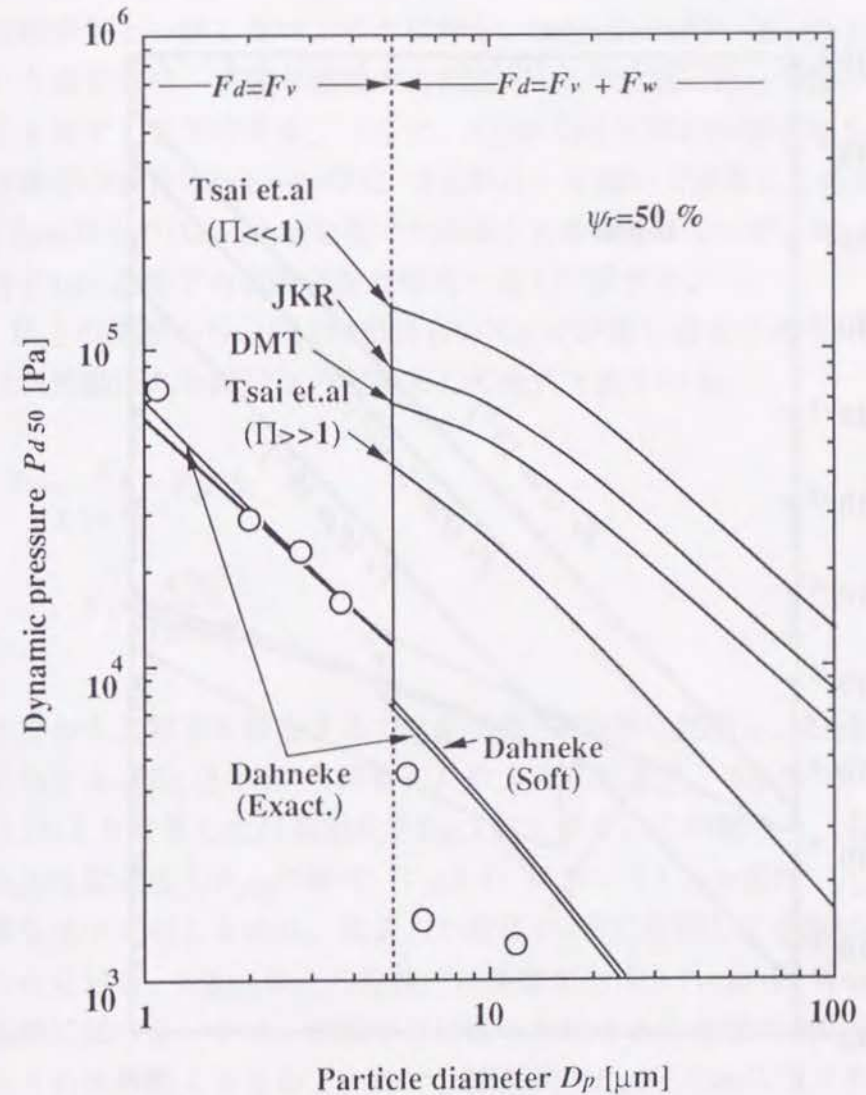


Fig.5.10 Estimation of P_{d50} by using Theoretical adhesive force

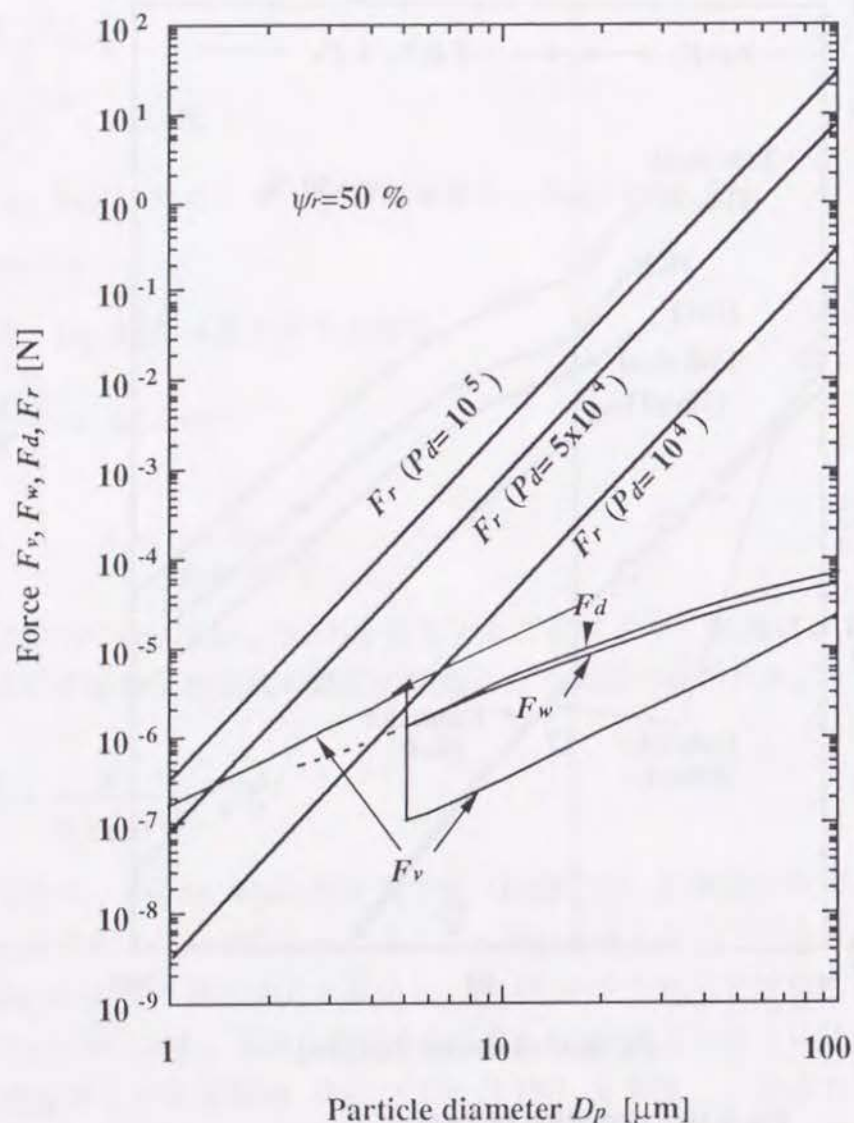


Fig.5.11 Adhesive force and removal force as a function of particle diameter

Eqs. (D-1), (D-2), (D-4), (D-5)を用いた計算結果は P_{d50} よりも高くなり、実験結果と一致しない。これに対し、Dahnekeの式⁴⁾(Eq.(D-8))を用いた場合には、液膜が形成する $5.2\mu\text{m}$ 以上で急激に P_{d50} が減少する傾向を表すことができる。さらに、Eq.(D-8)より求めた係数 K_r を用い、付着力の式にはDahnekeの式(Eq.(D-6))を用いて計算した結果は、 $5.2\mu\text{m}$ 以上ではEq.(D-8)を用いた結果と大きな差はないが、 $5.2\mu\text{m}$ 以下、特に $1\mu\text{m}$ 近傍での実験結果の傾向と良く一致する。

以上の結果から、Eq.(5.28)において $\gamma=2$ が最も妥当であり、除去力 F_r は気流動圧 P_d と粒径 D_p の関数として次式で表される。

$$F_r = \frac{K_v}{3.7 \times 10^{-3}} P_d^2 D_p^4 \quad (5.29)$$

$$K_v = \frac{A^3 k_p^2}{1296 z_0^8}$$

すなわち、粒子を除去する力は気流動圧の2乗に比例し、粒径の4乗に比例する。Eq.(5.29)から計算した除去力 F_r および、Eqs.(D-6), (3.15), (3.17)より計算した付着力 F_d をFig.5.11に示す。この図から、粒径による50%除去圧力 P_{d50} の変化(Fig.5.5)において $5.2\mu\text{m}$ 近傍で P_{d50} の急激な減少が起こるのは、除去力が粒径の4乗に比例して単調に増加するのに対し、 $5.2\mu\text{m}$ 以上の粒径では液膜が形成されvan der Waals力 F_v が急激に減少し、かつ、液膜厚さは薄く形成された液膜の表面張力がバルクの水の値よりも小さいので、液架橋力 F_w が $5.2\mu\text{m}$ 以下でのvan der Waals力 F_v よりも小さくなることが原因であることがわかる。すなわち、 $5.2\mu\text{m}$ 近傍での50%除去圧力 P_{d50} の変化は液膜の形成・消滅による支配的な付着力の変化が原因である。

Dahnekeの式(Eq.(D-8))が実験結果の傾向と最もよく一致するのは、Fig.D-1(Appendix D中)に示したように、Dahnekeの式より計算される値が他の式に比べ大きな値であり、van der Waals力が液架橋力とほ

は同程度の力となるためである。Dahnekeの式による計算結果と他の式による結果では変形を考慮したときの力が最も異なる。Dahnekeの変形の取り扱いには議論があり、その計算結果の妥当性は疑問視されているが、本研究のように液架橋力と合わせて付着力の変化を議論するときには、力の大きさは最も妥当である。すなわち、本実験結果を基にすると、他の式では液架橋力に比べてvan der Waals力を過小評価されていると考えられる。

なお、2章で示したように粒子の変形を無視すればEq.(5.13)はEq.(2.9)となり、Eq.(5.26)に $\gamma=1$ を代入し、 P_d にEq.(2.6)を代入したEq.(2.8)の F_r を除去力と仮定したモデルが近似的には成立することがわかる。

また、Eq.(5.17)より $2/(2+\epsilon)=1$ での圧力比は、物性値の比を表す。Eq.(5.13)とEq.(D-8)を比較すると、

$$\gamma=2$$

$$K_v = A^3 k_p^2$$

であるので、

DNi-Glass

$$\left(\frac{K_v}{K_v^0}\right)^{1/\gamma} = \frac{A^{3/2} k_p}{A_0^{3/2} k_p^0} = 1.3 \quad (5.30)$$

PBT-Glass

$$\frac{A^{3/2} k_p}{A_0^{3/2} k_p^0} = 1.1 \quad (5.31)$$

TLCP-Glass

$$\frac{A^{3/2} k_p}{A_0^{3/2} k_p^0} = 0.9 \quad (5.32)$$

ここで、Eq.(5.30)をHamaker定数Aについて書き直すと次式となる。

$$A^{3/2} = 1.3 \frac{A_0^{3/2} k_p^0}{k_p} \quad (5.33)$$

ここで、 k_p および k_p^0 は前述のポリスチレン、ガラスおよびニッケル (p.74参照) のPoisson比とYoung率を用いてEq.(5.15)より計算できる。

$$k_p^0 = 2.6 \times 10^{-10} \quad (\text{ガラス-粒子間})$$

$$k_p = 2.4 \times 10^{-10} \quad (\text{DNi-粒子間})$$

また、粒子-表面間のHamaker定数AはEqs.(3.10), (3.11)で表される。本実験はすべて $\psi_r=50\%$ で行っているので、Eq.(3.11)より $K_a=0.35$ となる。よって、Eq.(3.10)は次式となる。

$$A = (\sqrt{A_p} - 0.35\sqrt{A_l})(\sqrt{A_w} - 0.35\sqrt{A_l}) \quad (5.34)$$

ガラス-粒子間のHamaker定数 A_0 はEq.(5.34)より計算できる^{*1}。

$$A_0 = 8.72 \times 10^{-20} \quad (\text{ガラス-粒子間})$$

k_p , k_p^0 および A_0 をEq.(5.33)に代入すると、DNi-粒子間のHamaker定数Aは、

$$A = 1.1 \times 10^{-19} \quad [\text{J}]$$

よって、Eq.(5.34)よりDNiのHamaker定数 ($A_w = A_{Ni}$) が計算でき、

$$A_{Ni} = 2.3 \times 10^{-19} \quad [\text{J}]$$

この値は、文献⁵⁾で金属一般として示された値 ($1.5 \sim 4.5 \times 10^{-19} [\text{J}]$) の範囲内にある。

また、文献⁵⁾で高分子一般として示された値 ($7.5 \times 10^{-20} [\text{J}]$) を用いて高分子-粒子間のHamaker定数を計算すると、

$$A = 4.3 \times 10^{-20} \quad [\text{J}]$$

一方、Poisson比とYoung率を文献⁶⁾での高分子の平均値 ($E_w = 3.9 \times 10^9$, $\nu_w = 0.35$) を用いると弾性特性係数 k_p は、

$$k_p = 4.6 \times 10^{-10}$$

^{*1} A_p, A_w および A_l は、第3章 (p.40) と同じ値を用いた。

$$\therefore \frac{A^{3/2}k_p}{A_0^{3/2}k_p^0}=0.91$$

すなわち、Eqs.(5.31), (5.32)の値がほぼ1となったのは、ここで用いた高分子系の板材ではHamaker定数*A*の変化と弾性特性係数*k_p*の変化とがほぼ相殺したためと考えられる。

結言

1~10μmの粒径の数種の単分散粒子を用い、気流の強さを変えて表面付着微粒子を除去する実験を行い、平滑表面および凹凸のある各種材質の表面について、表面の凹凸と付着粒子の相対的な大きさの影響を検討した。その結果以下の知見が得られた。

1) 除去対象表面上において単位面積あたりに気流が及ぼす力である動圧を考えると、ノズル-表面間距離の異なる実験結果を統一的に表すことができる。また、平滑面上の付着粒子を50%除去するのに必要な動圧は5μm以下で急激に増加し、粒子が小さくなると急激に除去されにくくなることがわかった。この5μm近傍での変化は、粒径変化による液膜の形成・消滅に起因する。

2) 粒径が同じでも板材により50%除去圧力は異なり、表面粗さの大きい材質の方が低い圧力で除去できる。これは、換算粒径が表面の相対粗さ (D_p/r_w) とともに減少し、それに伴ってvan der Waals力も小さくなるのに対し、除去力は実粒径の4乗に比例して増加するためと考えられる。

3) 除去力と付着力の均衡関係を基に、除去力を動圧と粒径の関数として表す実験式を提案した。この式と、Dahnekeの提案した式より計算されるvan der Waals力および液架橋力を考えることにより、実験結果をほぼ定量的に表すことができる。

使用記号

<i>A</i>	: Hamaker's constant	[J]
<i>b</i>	: nozzle width	[m]
<i>D_p</i>	: particle diameter	[m]
<i>d</i>	: nozzle-surface distance	[m]
<i>d_e</i>	: equivalent diameter in adhesion system ($=2D_p/(2+\epsilon)$)	[m]
<i>E</i>	: Young's modulus	[N·m ⁻²]
<i>F</i>	: adhesive force between particle and solid wall	[N]
<i>F_d</i>	: average adhesive force	[N]
<i>F_r</i>	: removal force	[N]
<i>F_v</i>	: van der Waals force	[N]
<i>F_w</i>	: liquid bridging force	[N]
<i>K_a</i>	: coefficient in Eq.(B-1)	[-]
<i>K_r</i>	: coefficient in Eq.(5.12)	[N ⁻¹ ·m ⁻²]
<i>K_u</i>	: coefficient in Eq.(5.8)	[m]
<i>K_v</i>	: coefficient in Eq.(5.13)	[Pa]
<i>k_p</i>	: coefficient defined by Eq.(3.4)	[m ² ·N ⁻¹]
<i>n</i>	: polytropic index	[-]
<i>P_a</i>	: atmospheric pressure	[Pa]
<i>P_c</i>	: peak count per unit length (surface roughness)	[m ⁻¹]
<i>P_d</i>	: dynamic pressure	[Pa]
<i>P_{d50}</i>	: dynamic pressure at 50% removal	[Pa]
<i>P_{nc}</i>	: critical nozzle-pressure	[Pa]
<i>P_n</i>	: nozzle pressure (in absolute)	[Pa]
ΔP_n	: nozzle pressure (in Gauge)	[Pa]
<i>P₀</i>	: static pressure in potential core	[Pa]
<i>P₀'</i>	: pressure at vicinity of nozzle outlet in critical state	[Pa]
<i>R_a</i>	: average height of surface roughness	[m]

r_w^{-1} : surface roughness	[m]
t : duration time of air jet	[s]
t_d : drying time	[hr]
u_0 : air velocity in potential core	[m · s ⁻¹]
u_0' : air velocity at critical pressure	[m · s ⁻¹]
$u(d)$: air velocity at distance d	[m · s ⁻¹]
z_0 : gap between particle and solid wall	[m]
α : exponent in Eq.(5.12)	[-]
β : exponent in Eq.(5.12)	[-]
δ : thickness of adsorption layer	[m]
ε : relative surface roughness ($=D_p/r_w$)	[-]
η : removal efficiency	[-]
θ : jet impinging angle	[deg]
κ : ratio of specific heats	[-]
ν : Poisson's ratio	[-]
ρ_a : air density at atmospheric pressure	[kg · m ⁻³]
ρ_0 : air density at P_0'	[kg · m ⁻³]
ϕ : velocity coefficient	[-]
ψ_r : relative humidity at removal equipment	[-]
<Subscript>	
0 : particle-glass system	
l : water	
Ni : nickel	
p : particle	
w : wall surface	

引用文献

- 1) N.Rajaratnam : "噴流 (訳 野村安正)", p.1, 森北出版 (1981)
- 2) 日本機械学会編 : "機械工学便覧 基礎編", A6-67, 丸善 (1989)
- 3) C.D.Donaldson and R.S.Snedeker : *J.Fluid Mech.*, 45, 281 (1971)
- 4) B.Dahneke : *J.Colloid Interface Sci.*, 40, 1 (1980)
- 5) J.Visser : *Advan.Colloid Interface Sci.*, 3, 331 (1972)
- 6) 日本化学会編 : "化学便覧", p.564, 丸善 (1975)

第6章 除去機構の推定

緒言

第4章では、粒子と表面材質の粗さとの相対的な大きさに着目して実験を行い、粒子径による除去率の変化を検討した。実験では1~10 μm の数種の粒径の異なる粒子、すなわち、付着力と投影面積の異なる粒子を用いて系統的な実験を行ったので、付着力と粒子除去に必要な気流エネルギー（動圧）の関係を求めることができた。この実験では気流噴射角度（固体表面への気流の衝突角度）は一定で実験を行ったが、噴射角度が異なると除去対象表面での気流動圧が等しくても気流方向が異なるために除去力が変化すると考えられる。

よって、粒径の異なる粒子を用いた系統的な除去実験を噴射角度を変えて行えば、気流動圧と除去力の関係が実験的に得られると考えられる。そこで、本章では粒径と噴射角度を変えた実験の結果と、粉体層からの粒子飛散モデル⁸⁾を適用して得られる除去力ならびに付着力との関係を比較することにより除去機構を推定することを目的とした。

また、第2章では比較的大きな粒子（5.7 μm ）を用いて噴射角度の影響を検討したが、その結果、気流衝突点近傍に高い除去効率が安定して得られる領域があり、その領域の広さは衝突角度に依存することがわかった。この領域は、ジェットを自由噴流と仮定した時の仮想的な衝突領域と一致し、予測可能であることもわかった。そこで、除去領域の広さと本章で得られる除去力の噴射角度依存性とを併せて、除去操作に適した噴射角度についても検討する。

6.1 実験方法

除去実験装置および方法は前章までと同一である。ここでは、ジェット噴射条件の内、噴射角度 θ は15deg~90degまでの間で6種類に設定し

Table 6.1 Experimental conditions

Surface material	Glass (Borosilicate)		
Particle material	Styrene/Divinylbenzene		
Particle diameter	D_p	2.02, 2.84, 3.7, 5.7, 6.4, 11.9 [μm]	
Air pressure	ΔP_n	0.1~6.3 $\times 10^5$	[Pa]
Impinging angle	θ	30, 37.5, 45, 60, 75, 90	[deg]
Nozzle-surface distance	d	6 ~ 10	[mm]
Duration time of air jet	t	0.4 ~ 10	[s]
Relative humidity at deposition	ψ_d	60	[%]
Relative humidity at removal	ψ_r	50	[%]
Drying time	t_d	100	[hr]

た。ノズル-表面間距離 d は6~10mmの範囲で設定し、ノズル内圧力を変えて実験を行った。また、除去率は気流衝突点近傍の4点で測定し、その平均値を η とした。

その他、主な実験条件をTable 6.1に示した。試料粒子には粒子径の異なる6種類のラテックス標準粒子 (Styrene/Divinylbenzene) を用いた。また、試料表面にはほう珪酸ガラスを用いた。粒子付着後の試料表面は100時間以上デシケータ内で乾燥させた後、除去実験を行った。

気流噴射時間 t は、ノズル内圧力 ΔP_n による除去率の変化を検討する時には、 $t=10s$ で一定とした。また、除去率の経時変化を測定する時には、ノズルに接続した電磁弁の開閉用タイマーを調節することにより、0.4~10秒の範囲で設定した。なお、ノズル内圧力 ΔP_n の最高値は、使用したコンプレッサーの容量より、 $6.3 \times 10^5 Pa$ である。

6.2 実験結果および考察

6.2.1 噴射角度による除去率の変化

噴射角度 θ についてノズル-表面間距離 d を10mmで一定とし、ノズル内圧力 ΔP_n を変えて除去実験を行った結果の一例をFig.6.1に示す。Fig.6.1-aは $5.7\mu m$ の粒子を用いた実験結果であり、bは $2.84\mu m$ での結果である。粒径が小さい $2.84\mu m$ では、 $\theta=37.5deg, 30deg$ のとき40%を超える除去率は得られなかった。そこで、角度 $\theta=37.5deg, 30deg$ のときには距離 d を10mm以下として除去実験を行った。その結果を第5章と同様、ノズルからの距離 d における気流動圧 P_d を用いて表した結果がFig.6.2である。

$5.7\mu m$ の粒子を用いた場合 (Fig.6.2-a)、どの角度でも気流動圧 P_d がある値を超えると除去率 η は急激に高くなることがわかる。 $\theta=37.5deg \sim 90deg$ では除去率が急激に高くなる動圧に顕著な差は見られないが、 $\theta=30deg$ では他の角度と比較して、その動圧は明らかに高い。本実験では、粒径は同一であり粒子-表面間付着力分布は一定と考えられる

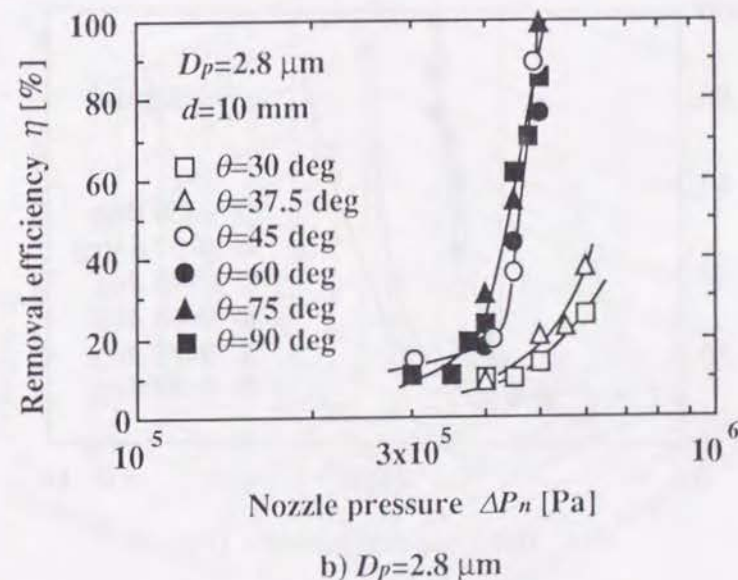
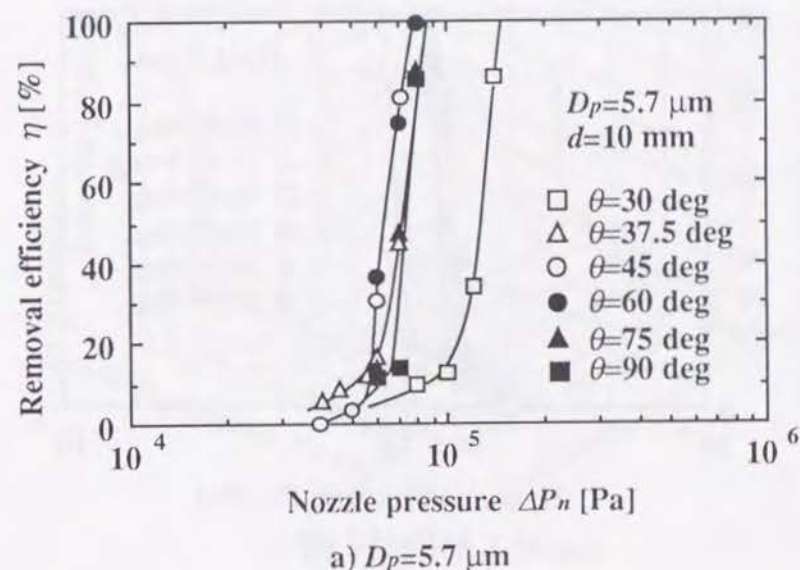
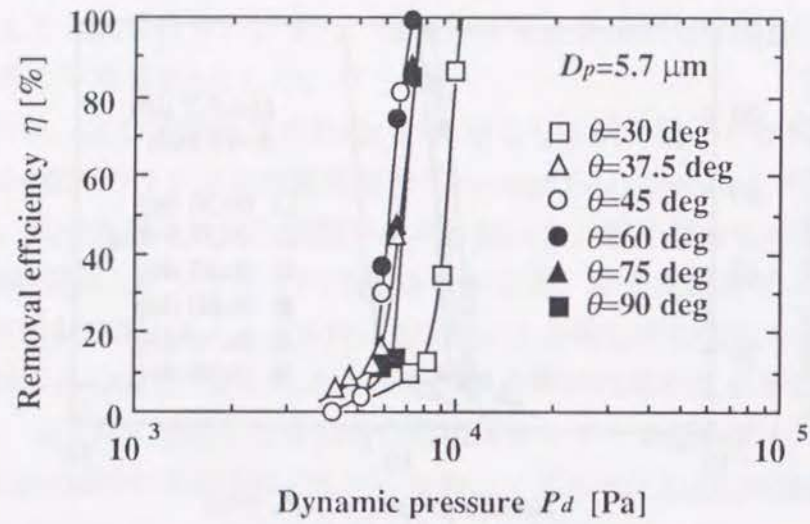
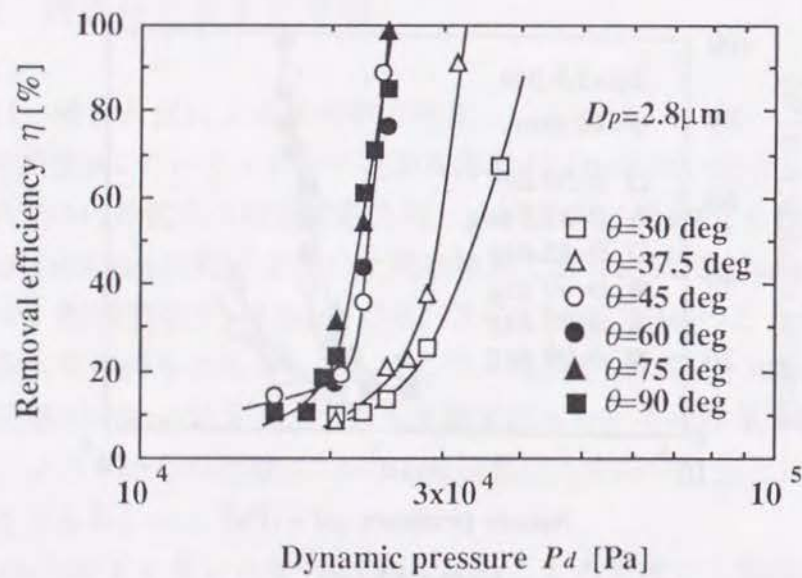


Fig.6.1 Removal efficiency as a function of nozzle pressure

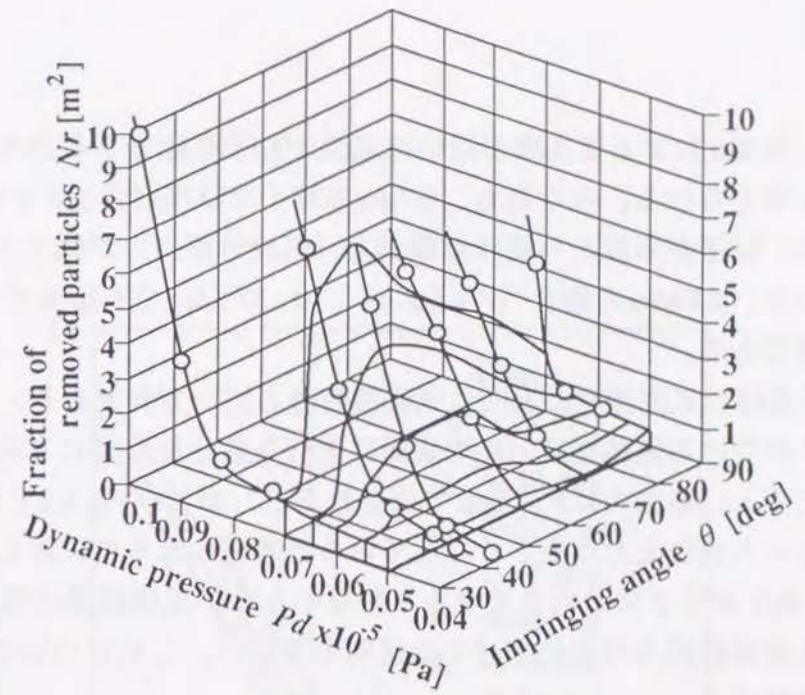


a) $D_p = 5.7 \mu\text{m}$

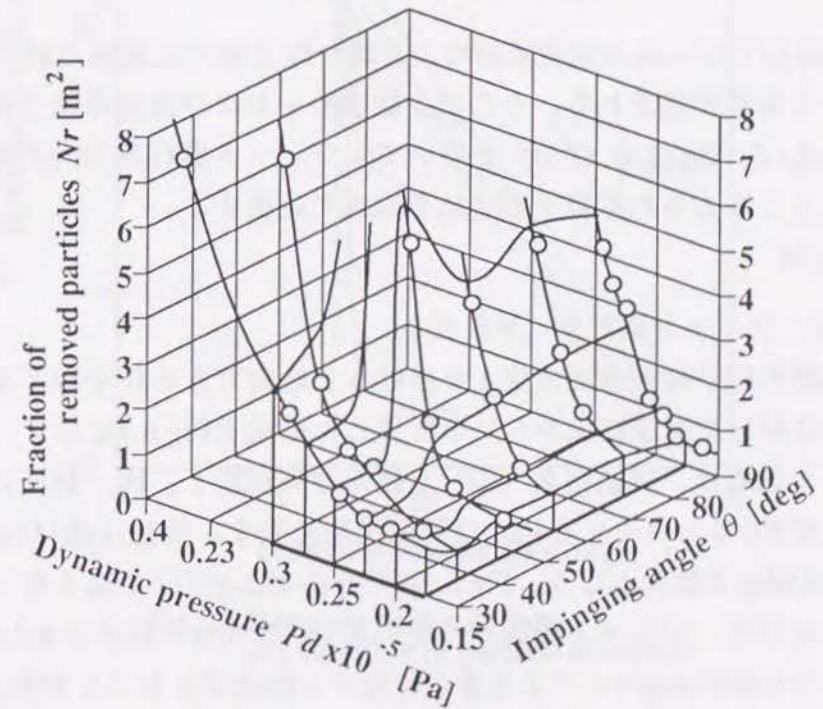


b) $D_p = 2.8 \mu\text{m}$

Fig.6.2 Removal efficiency as a function of dynamic pressure P_d



a) $D_p = 5.7 \mu\text{m}, d = 10 \text{mm}$



b) $D_p = 2.84 \mu\text{m}, d = 10 \text{mm}$

Fig.6.3 Fraction of removed particles in effective jet area as a function of dynamic pressure and impinging angle

ので、角度 θ による除去率の違いは気流が粒子を除去する力の違いであると考えられる。すなわち、 $5.7\mu\text{m}$ の粒子では噴射角度 θ を 30 度にとると、粒子が気流から受ける除去力（気流分離力）が低下すると考えられる。 $2.84\mu\text{m}$ の場合（Fig.6.2-b）、 $\theta=37.5\text{deg}$ でも除去力の低下が顕著である。

粒子近傍の気流速度の方向は気流噴射時と同一方向であり、気流から粒子が受ける流体抵抗力 F_a の表面に平行な成分を除去に有効な力と仮定すると、除去力は $F_a \cdot \cos\theta$ で表される。しかし、Fig.6.2では角度が小さい方が除去力は小さくなっていると考えられるのに対し、 $F_a \cdot \cos\theta$ は角度が小さいと大きくなる。すなわち、本実験結果は噴射角度による流体抵抗力の変化だけでは説明できない。これについては6.2.2節で考察する。

除去操作では一回の気流噴射により高い除去率で広範囲の粒子が除去できる条件が望まれる。そこで、除去率 η および高効率除去領域の幅 δ （ $=\delta_u+\delta_d$; Eq.(2.4), (2.5)）を用いて、ジェット奥行き方向の単位長さ当たりに除去される粒子割合 N_r を次式で定義する。

$$N_r = \eta \delta W \quad (6.1)$$

W : ジェット奥行き（単位長さ）

N_r に初期の粒子付着表面密度 ρ_n を掛けると除去できる粒子数となる。Fig.6.2に示した実験結果から N_r を計算した結果をFig.6.3に示す。図中に示した曲線は、実験結果（○）を結んだ実験線と、同一動圧において各角度 θ で得られる N_r を結んだ等動圧線を表す。等動圧線はFig.6.3-aでは $\theta=45\text{deg}$ で最大となり、Fig.6.3-bでも $\theta=45\text{deg}$ 付近で高くなっている。すなわち、ジェット動圧が一定の場合、 $5.7\mu\text{m}$ の粒子でも $2.84\mu\text{m}$ の粒子でも $\theta=45\text{deg}$ 付近でより多くの粒子を除去できることがわかる。

6.2.2 気流による粒子の除去力

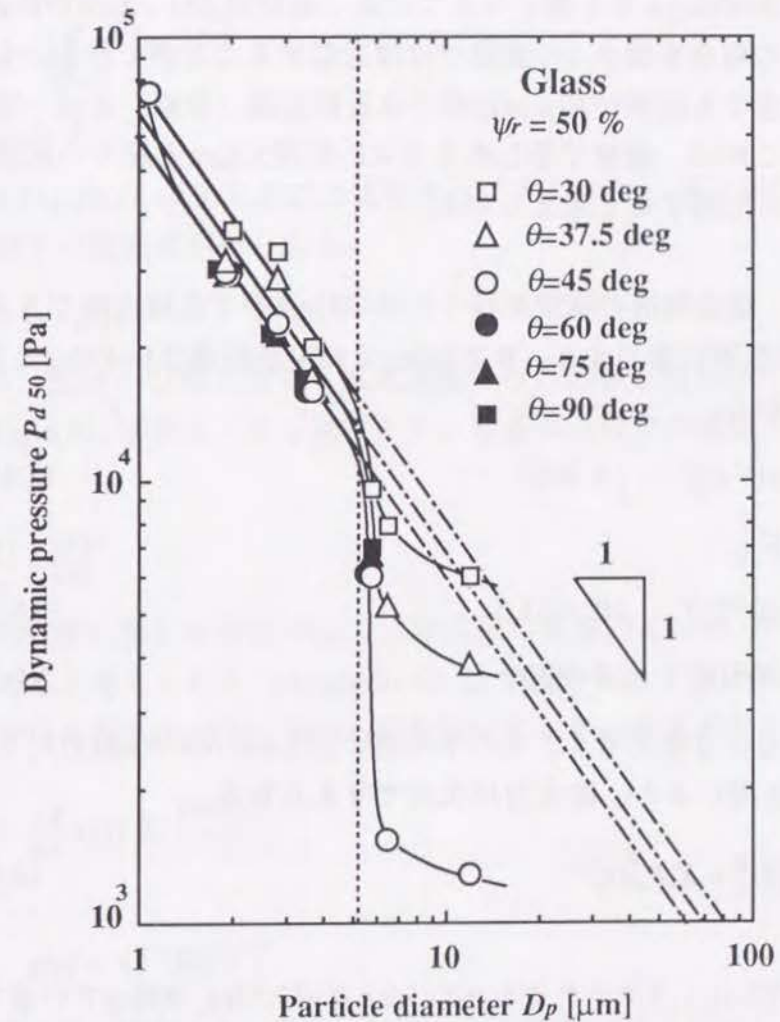


Fig.6.4 Dynamic pressure P_{d50} as a function of particle diameter

Fig.6.4に除去率 η が50%となる気流動圧 P_{d50} の粒径による変化を示す。図中には、前章で角度45度に対して求めた結果も併せて示した。 $\theta=45\text{deg}$ 以上では P_{d50} に顕著な差はないが、 $\theta=37.5\text{deg}$ と 30deg では、どの粒径でも $\theta=45\text{deg}$ よりも高くなっている。粒径 D_p が $2\sim 5\mu\text{m}$ の範囲内ではいずれの場合も傾き-1の直線でほぼ近似することができる。しかし、どの角度でも粒径が $10\mu\text{m}$ 近傍では近似直線(破線)とは一致しなくなる。これは、前章で示したように、粒径 $5.2\mu\text{m}$ 近傍での液膜の形成・消滅に起因すると考えられる。

ここでは、除去機構の推定を行うためにFig.5中で直線近似できる粒径 $2\sim 5\mu\text{m}$ の範囲に着目する。 $\theta \geq 45\text{deg}$ での実験結果は $\theta=45\text{deg}$ と変わらないことから、

$$P_{d50} = 6.1 \times 10^{-2} D_p^{-1} \quad ; \theta \geq 45 \quad (5.11)$$

また、同様に、

$$P_{d50} = 6.8 \times 10^{-2} D_p^{-1} \quad ; \theta = 37.5 \quad (6.2)$$

$$P_{d50} = 8.1 \times 10^{-2} D_p^{-1} \quad ; \theta = 30 \quad (6.3)$$

粒子の付着力に分布を考え、その平均値としてvan der Waals力 F_v (Eq.(5.13))を用いると、除去力は次式で与えられる。

$$F_{ri} = K_{ri} P_d^\alpha D_p^\beta = K_v P_d^\gamma D_p^{2\gamma} \quad (6.4)$$

$i=0, 1, 2$

なお、添字 $i=0, 1, 2$ はそれぞれ $\theta \geq 45\text{deg}$, $\theta = 37.5\text{deg}$, 30deg での値であることを表す。指数 γ はvan der Waals力の式として本実験結果を最も良く表すDahnekeの式 (Eq.(B-6))を用いると、 $1 \leq \gamma \leq 2$ であり、粒子の変形が無視できる場合には $\gamma \doteq 1$ 、変形が大きいときには $\gamma \doteq 2$ で近似できる。本実験に用いた粒子 (Styrene/Divinylbenzene) は柔らかいので、 $D_p = 1 \sim 10\mu\text{m}$ の範囲内で $\gamma \doteq 2$ でほぼ近似できる (Appendix D)。

50%除去圧力 P_{d50} をEq.(6.4)に代入して得られる50%除去力 F_{r50} は付着力分布の平均値 F_v と等しいので、Eqs.(5.13), (6.4)より次式が成立する。

$$P_{d50i} = \left(\frac{K_v}{K_{ri}} \right)^{1/\gamma} D_p^{(\gamma-\beta)/\gamma} \quad (6.5)$$

$i=0, 1, 2$

Eqs.(5.11), (6.2), (6.3)を上式と比較することにより、噴射角度に依らず、以下の関係式が得られる。

$$-1 = (\gamma - \beta) / \gamma \quad (6.6)$$

一方、粒子の分離に対する気流速度分布の影響を明らかにするために、Fig.6.5に示すように y 軸をとり、壁表面近傍での速度分布を次式で表す。

$$\frac{u(y)}{u_m} = \left(\frac{y}{a} \right)^n \quad (6.7)$$

衝突噴流に関する検討^{1,2)}より、本実験の範囲内では $n=1/6 \sim 1/15$ の範囲にあると考えられる (Appendix E)。気流から粒子表面上の微小面積が受ける抵抗力 dR は、Stokes則を仮定すると、次式で表される。

$$dR = \frac{24}{Re} g(y) dy \frac{\rho_a u(y)^2}{2} \quad (6.8)$$

ただし、

$$g(y) = \sqrt{y (D_p - y)} \quad (6.9)$$

除去力 F_r は、向阪ら³⁾と同様、気流からの抵抗力により生じる曲げモーメントを考えると、Eq.(6.8)にEq.(6.7)を代入し、積分することにより次式で表される (Appendix F 参照)。

$$F_r = K_{th} \frac{u_m}{a^n} D_p^{(n+1)} \quad (6.10)$$

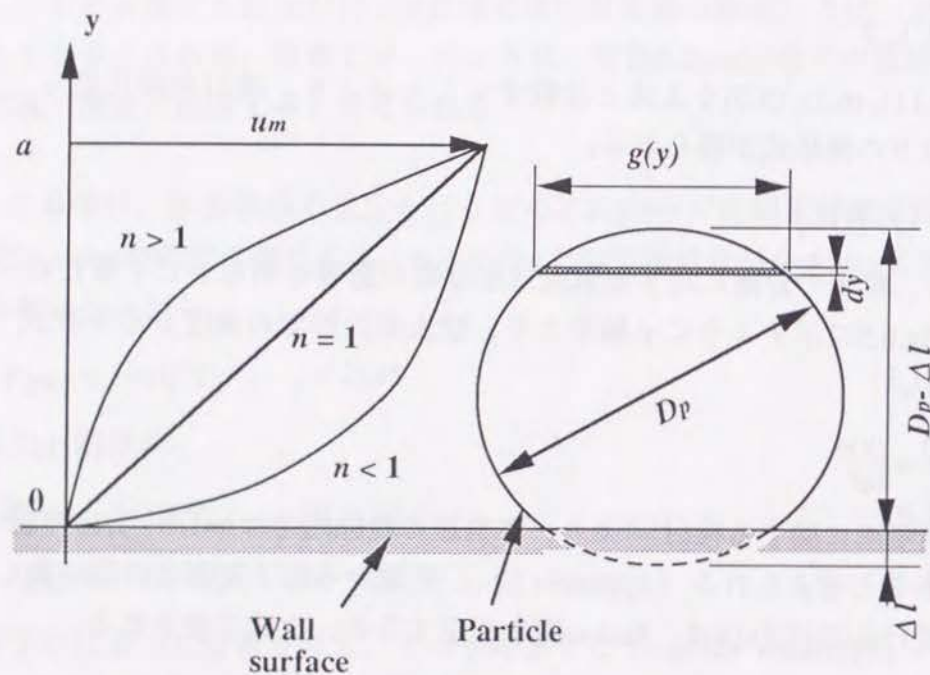


Fig.6.5 Model of velocity distribution at the vicinity of surface

ただし、

$$K_{th} = 384\mu K_s / K_t \quad (6.11)$$

$$K_s = \int_0^{1-Y^*} Y^{(n+1)} \sqrt{Y(Y-Y^*)} dY \quad (6.12)$$

$$K_t = \sqrt{Y^*(1-Y^*)} \quad (6.13)$$

$$Y^* = 1.75 \times 10^{-2} \frac{A^2 k_p^2}{z_0^6} \quad (6.14)$$

Eqs.(6.11)~(6.14)の各係数は粒子径には依存しない定数である。また、Eq.(6.10)中の代表流速 u_m および境界層厚さ a は粒径には依存せず、気流の速度分布のみに依存する。そこで、同じ除去力を表すEqs.(6.4), (6.10)を比較することにより、粒径 D_p の指数について次式が得られる。

$$\beta = n + 1 \quad (6.15)$$

Eq.(6.15)をEq.(6.6)に代入すると次式が得られる。

$$-1 = \{\gamma - (n+1)\} / \gamma \quad (6.16)$$

故に、

$$n = 2\gamma - 1 \quad (6.17)$$

前述のように、本実験の系では $\gamma \doteq 2$ で近似できる。よって、

$$n = 3 \quad (6.18)$$

これは、時間平均気流速度分布を表す $n=1/6 \sim 1/15$ とは大きく異なる。すなわち、Eq.(6.5)で近似した範囲(2~5 μm)の粒子の除去力は、時間平均的な速度分布を仮定した除去力のモデルでは説明できないことがわかる。

$n > 1$ では、Fig.6.5に示したように、速度分布は上に凸の曲線となる。このとき、 $u(y)$ の y 方向での二次微分は正となる。すなわち、

$$\frac{\partial^2 u(y)}{\partial y^2} > 0 \quad (6.19)$$

壁表面に沿う x 軸上で、壁近傍での流体の運動方程式を考えると、壁表面では $u=v=0$ であるので、次式が成立する。

$$\left(\frac{\partial^2 u(y)}{\partial y^2} \right)_{y=0} = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{dp}{dx} \quad (6.20)$$

Eqs.(6.19), (6.20)より、 $n > 1$ では $dp/dx > 0$ となる。したがって、壁面に沿って静圧の上昇がある流れが存在すると考えられる。このときには下流域では境界層の剥離が起こることが知られている⁴⁾。しかし、 dp/dx の時間平均値は衝突噴流の衝突点近傍では負となるので¹⁾、粒子除去実験の結果は時間平均的な圧力変化でも説明できない。

なお、本解析は、付着力に van der Waals力のみを仮定しているが、仮に接触帯電付着力を主な付着力と仮定すると、粒子の変形を無視したときには $\gamma=4/3$ 、変形量が大ききときには $\gamma=2$ となり⁵⁾、Eq.(6.17)より $n > 1$ となる。また、クーロン力の場合も表面電荷密度を粒径に依らないとすると $\gamma=2$ となる。すなわち、いずれの場合も流速分布の指数 n が1以上になるという結果は変わらない。

以上、衝突噴流中の時間平均的な速度分布の測定結果^{1,2)}でも表面上の静圧分布¹⁾でも本実験結果は説明できない。従って、表面付着粒子の除去力を支配する流れは時間平均的な流れだけではないと考えられる。平板に沿う乱流の境界層内では壁表面に近いほど、乱れ強度は高くなることが知られている⁴⁾。一方、衝突噴流を利用した熱伝達は表面上の時間平均的な流体速度以外に噴流の乱れ強度にも支配されることが報告されている⁶⁾。これらから、高速気流による粒子の除去は、気流の速度変動に起因して壁表面の局所で起こる流れが支配要因になっていることが予想される。

また、Eq.(6.10)中で係数 K_{ub} は角度 θ および動圧 P_d には依存しないので、代表流速 u_m と境界層厚さ a のいずれか、あるいは両方が噴射角度 θ および気流動圧 P_d の関数となると考えられる。よって、噴射角度の影響に関しては角度 θ の減少により、局所的な流速(気流変動)が減少するか、または境界層厚さが増加し、その結果、除去力が減少したものと考えられる。

2.3 除去率の時間変化

Fig.6.6にノズル内圧力 ΔP_n およびノズル-表面間距離 d を一定とし、 $3.7\mu\text{m}$ の粒子を用い、噴射時間を変えて行った実験結果を示す。噴射時間 t の増加にともない除去率は増加し、ある除去率に漸近する傾向がある。2章で示したように、この時間変化は次式で表される。

$$\eta(t) = \eta^* \{1 - \exp(-t/\tau)\} \quad (6.24)$$

ここで、 τ は時定数、 η^* は最終到達除去率を表す。実験結果から最小自乗法により求めた時定数 τ と最終到達除去率 η^* には、多少のばらつきはあるが、Fig.6.7に示したように相関があり、時定数が短い方が最終到達除去率は高い。これらの実験では同一粒径の粒子を用いているので、最終到達除去率の違いは除去力の違いを表している。また、粉体層からの粒子再飛散現象の解析によると、時定数 τ は気流の時間的な微小変動と関係があり、時定数の小さいときには変動の周期が短いと考えられる⁷⁾。よって、気流の変動周期が短い方が除去力の大きくなると考えられる。このように、6.2.2節と同様、時間平均的な流れだけではなく、気流の変動も除去力を支配する要因の一つであると考えられる。

また、このことから、ノズルの形状を変えるなどして速度変動の大きい気流を作り出すことができれば、気流動圧の平均値はほぼ同じでも除去効率を増大できるものと予想される。なお、角度 θ が小さいと

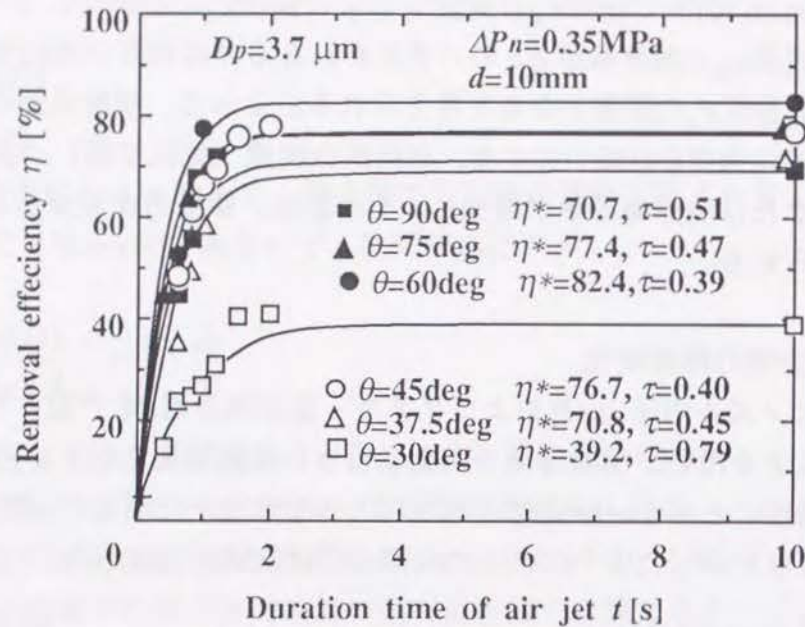


Fig.6.6 Change of removal efficiency with jet duration time

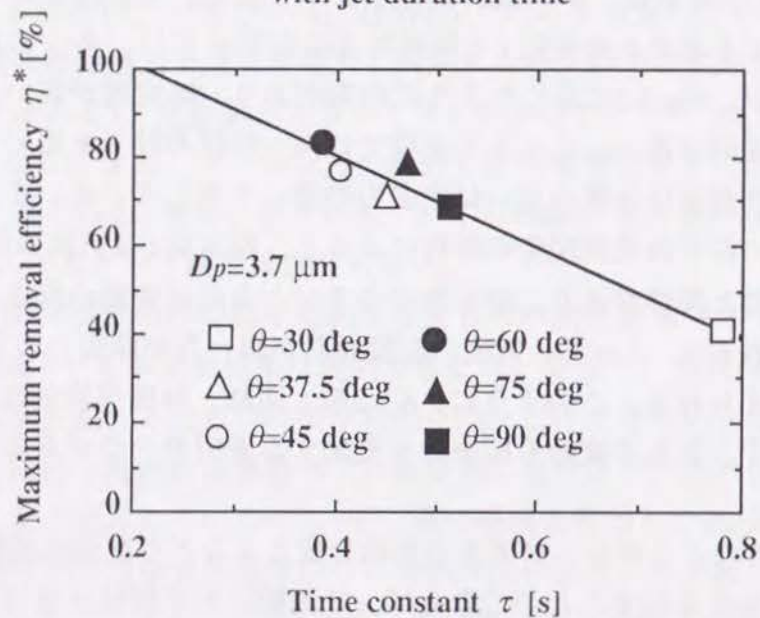


Fig.6.7 Correlation between time constant and maximum removal efficiency

きに除去効果が低下したのは、衝突噴流 ($\theta=90\text{deg}$ 近傍) から、流れの安定する壁噴流 ($\theta=0$) へ近づいたため、除去に関与する気流の速度変動が減少したのが主な原因であると考えられる。

結言

粒径1~10 μm の数種の単分散粒子を用いて、気流の強さ、および噴射角度を変えて表面付着微粒子を除去する実験を系統的に行い、粒子の除去機構を検討した。その結果、以下の知見が得られた。

1) 噴射角度が45度以上では、顕著な角度の影響は見られないが、45度より小さくなると気流による粒子の除去力は低下する。この結果は噴射角度による流体抵抗力の変化だけでは説明できない。

2) 噴射角度を大きくすると気流衝突点近傍で高い除去率が得られる領域は狭くなるので、この領域の広さと除去率の角度依存性を考慮すると、噴射角度が45度のとき一回の噴射で最も多くの粒子を除去できることがわかった。

3) 時間平均的な速度分布を用い、気流抵抗力により粒子に掛かる曲げモーメントから生じる力を除去力と仮定した従来のモデルを用いると、粒径による除去力の変化が2~5 μm の粒子に対して得られた実験結果とは異なる。すなわち、時間平均速度分布を仮定した除去モデルでは本実験結果は説明できない。

4) 気流の微小変動と関係する除去率の経時変化から、除去力が大きいときには気流の変動周期は大きくなることが示唆された。このことから、時間平均的な気流速度だけでなく、局所的な気流変動も除去力の支配要因になっていると考えられる。

使用記号

A : Hamaker's constant	[J]
a : boundary layer thickness	[m]
b : nozzle width	[m]
D_p : particle diameter	[m]
d : nozzle-surface distance	[m]
F_a : resistance force induced by air flow	[N]
F_r : removal force	[N]
F_v : van der Waals force	[N]
k_p : coefficient defined by Eq.(3.4)	[m ² ·N ⁻¹]
K_r : coefficient in Eq.(6.4)	[N ⁻¹ ·m ⁻²]
K_s : coefficient in Eq.(6.11)	[-]
K_t : coefficient in Eq.(6.11)	[-]
K_{th} : coefficient in Eq.(6.10)	[Pa·s]
M : bending moment	[J]
N_r : Fraction of removed particles in effective jet area (defined by Eq.(6.1))	[-]
n : index in Eq.(6.4)	[-]
P_d : dynamic pressure	[Pa]
P_{d50} : dynamic pressure at 50% removal	[Pa]
DP_n : nozzle pressure (in Gauge)	[Pa]
Re : Reynold's number	[-]
S_p : contact area of particle	[m ²]
t : duration time of air jet	[s]
t_d : drying time	[hr]
u_m : air velocity at $y = a$	[m·s ⁻¹]
$u(d)$: air velocity at distance d	[m·s ⁻¹]

$u(y)$: air velocity at distance y from surface	[m·s ⁻¹]
w : length of effective jet	[m]
Z : modules of section	[m ³]
z_0 : gap between particle and solid wall	[m]
α : exponent in Eq.(6.4)	[-]
β : exponent in Eq.(6.4)	[-]
δ : effective jet width	[m]
Δl : distortion length	[m]
η : removal efficiency	[-]
$\eta(t)$: removal efficiency at $t = t$	[-]
η^* : maximum removal efficiency	[-]
θ : jet impinging angle	[deg]
θ_j : diverging angle of jet	[deg]
ρ_n : surface density of deposited particles	[m ⁻²]
σ_m : stress induced by air flow	[Pa]
τ : time constant	[s]
ψ_r : relative humidity at removal equipment	[-]
<Subscript>	
0 : $\theta = 45\text{deg}$	
1 : $\theta = 37.5\text{deg}$	
2 : $\theta = 30\text{deg}$	
i : difference of angle (=0, 1, 2)	
d : down-side	
u : upper-side	

引用文献

- 1) 鴨井新生, 田中英穂: 日本機械学会論文集 (第2部), 43, 2957 (1977)
- 2) 村井一弘, 多賀正夫, 赤川浩爾: 日本機械学会論文集 (B編), 49, 1152 (1983)
- 3) Y.Kousaka, K.Okuyama and Y.Endo: *J.Chem.Eng.,Japan*, 13, 143 (1980)
- 4) 藤本武助: "流体力学", p.186, 219, 養賢堂 (1989)
- 5) 奥山喜久夫, 増田弘昭, 諸岡成治: "微粒子工学", p.37, オーム社 (1992)
- 6) K.Kataoka, M.Suguro, H.Degawa and I.Mihata: *Int.J.Heat Mass Transfer*, 30, 559 (1987)
- 7) 松坂修二, 青柳晃夫, 増田弘昭: 化学工学論文集, 17, 1194 (1991)

第7章 除去率向上の方法

緒言

第2章ではジェット噴射時間等の噴射条件が除去効率に及ぼす影響を検討した。また、環境条件である湿度の影響と表面材質の影響についても検討を行った。それら中で、除去時の湿度を調整することにより除去率が向上し、その除去最適湿度は主に表面の粗さに依存することがわかった。これらの結果は、材質毎に最適な環境条件に調節することにより粒子の付着力を下げ、除去効率を大きくできることを示している。

しかし、粒径が小さいと粒子が気流から受ける分離力は小さくなり、この方法で付着力を下げて除去率は大きくなる。従って、より小さな ($1\mu\text{m}$ 近傍) 粒子を高い効率で除去するためには、何か別の方法で付着力を下げるか、気流分離力の向上が必要となる。そこで、本研究では高速気流による除去に単極荷電を併用した除去法と、高周波振動気流による除去法を提案し、それらの除去効果を実験的に検討した。

7.1 実験装置および方法

7.1.1 単極荷電を併用した除去法

単極荷電を併用した高速気流による除去法では、Fig.7.1に示した荷電装置を用いて、粒子が付着した試料表面を気流による除去前に荷電した。すなわち、前節までの気流による除去の前処理として単極荷電を行った。荷電に用いた針状電極はFig.7.2に示すように、放電時の電極からの発塵¹⁾を防止するために石英ガラスで被覆した。電極の劣化防止には電極先端と被覆ガラスの間の空間 (Cavity) はない方が¹⁾良いが、除去効率の向上には空間のある電極の方が効果は大きいことを確

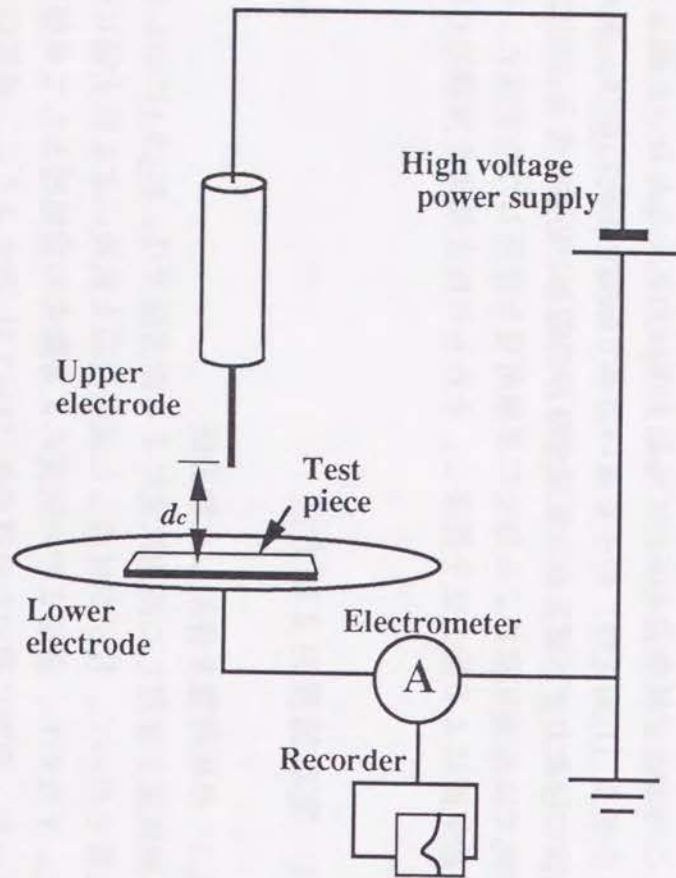


Fig.7.1 Apparatus for applying unipolar charging

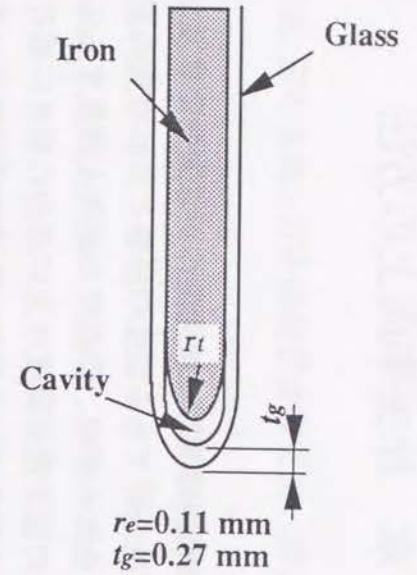


Fig.7.2 Upper electrode

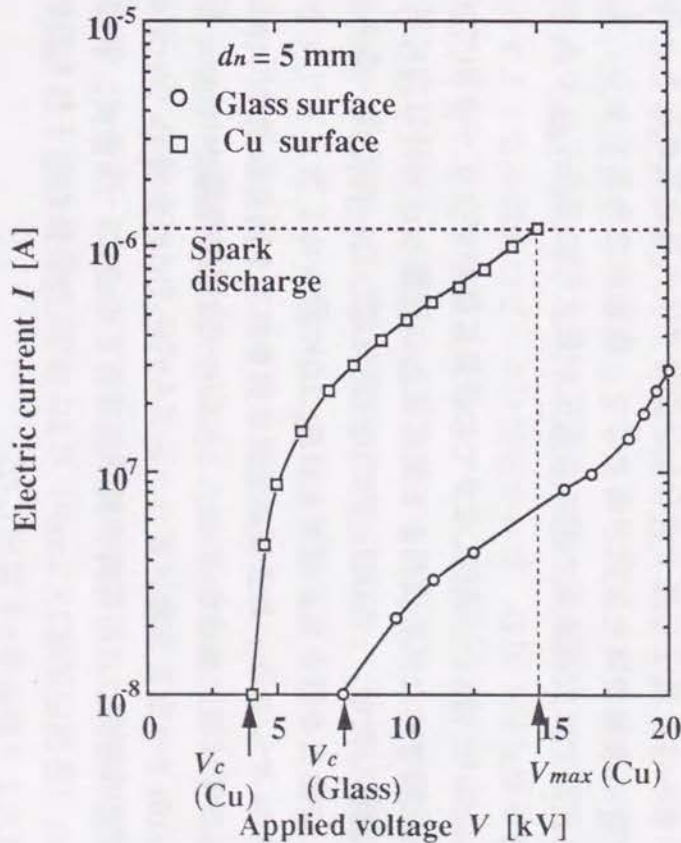


Fig.7.3 Detected electric current at lower electrode

Table 7.1 Experimental conditions (unipolar charging)

Surface material	Glass (Borosilicate)	
Particle material	Copper	
Particle diameter	D_p	3.7 [μm]
R.H.	ψ_r	60 [%]
Drying time	t_d	100 [hr]
Surface number density	ρ_s	130 [mm^{-2}]
Applied voltage	V	0~20 [kV]
Distance	d_n	5 [mm]
Duration time of charging	t_e	10 [min]
Nozzle pressure	ΔP_n	10^5 [Pa]
Impinging angle	θ	45 [deg]
Distance	d	10 [mm]
Duration time of air-jet	t	10 [sec]

認した。電極は試料表面に対して垂直に設置し、電極先端と試料表面との間隔 d_c は5mmで一定とした。電極への印加電圧 V は高電圧発生装置（松定プレシジョン・デバイスズ(株)製、HEL-20R0.3）により0～20kVの範囲で変化させた。

針状電極に印加する電圧を高くすると、下部電極で電流が検出される。検出される電流はFig.7.3に示した値を最高値として、荷電時間の増加と共に減少し、一定値に達する。定常値に達するまでの時間は印加電圧により異なるが、本実験範囲内では、どの電圧でも10分以内で一定値に達した。これは、表面および粒子が飽和荷電に近づくため電荷移動量が減少し、飽和に達した後は沿面放電により表面から微量の電流のみが流れるためと考えられる。そこで、一定値に達した時に飽和荷電に達したとみなし、荷電時間を10分とした。電流が検出される最低電圧はガラス表面よりも銅表面の方が低く、また、どの電圧でも電流量は多い。この時、針状電極先端部でコロナ放電が観察された。ここでは、この電流が検出される最低電圧 V_c を、コロナ放電開始電圧とした。さらに、電圧を高くすると銅表面では火花放電が起き、高電圧発生装置の過電流防止装置が働くので、荷電ができなくなる。すなわち、銅表面では火花放電の起こる電圧が最大印加電圧 V_{max} であり、15kVであった。

本装置により、粒子付着後、2章での結果に従いデシケータ内で100時間以上乾燥させた試料表面を下部電極上に設置し、30秒以内に所定電圧 V へ調整した後、一定電圧下で10分間荷電した。荷電後、直ちに気流による除去を行った。ノズルはFig.2.2に示した2次元スリット状ノズルを用いた。なお、除去実験装置は前章までと同じ装置を用いた。気流噴射条件は噴射角度 $\theta=45\text{deg}$ 、ノズル-表面間距離 $d=10\text{mm}$ 、噴射時間 $t=10\text{s}$ で一定とした。また、ノズル内圧力 ΔP_n も 10^5Pa で一定とした。気流の衝突点は荷電時の針状電極直下の点と一致させ、衝突点近傍の4点（各測定面積 $2\times 2\text{mm}^2$ ）において除去前後の粒子数を計数し、その比より除去率 η を算出した。

その他、主な実験条件をTable 7.1に示した。試料粒子は粒径 $3.7\mu\text{m}$ の単分散ラテックス粒子を用いた。試料表面は、荷電時の電界が表面材質により異なり荷電効果に違いがでることが予想されるので、誘電体であるほう珪酸ガラスと導体である銅を用いた。

7.1.2 高周波振動気流による除去法

高周波振動気流による除去に用いた振動ノズルをFig.7.4に示す。本ノズルは真鍮製の本体に薄い金属板（振動板）を取り付けた構造で、圧縮空気により金属板が振動を起し高周波振動気流を吐出する。ノズル幅は10mmで、振動板可動部の長さ l_v は10mmとした。振動板はネジにより本体に固定しており、交換が可能である。本実験では振動板の材質はSK-3（JIS G4401）およびその焼き入れしたものを用いた。板厚はどちらも0.2mmである。

振動ノズルから吐出された振動気流の周波数測定結果の一例をFig. 7.5に示す。気流の振動は、2.3kHzの基本音とその倍音により構成されていることがわかる。ここでは、相対強度のもっと大きい倍音の周波数を、気流周波数の代表値として用いる。ノズル内圧力 ΔP_n が $2.3\times 10^5\text{Pa}$ より低い時には、どちらの振動板材質を用いた場合でもFig.7.5に示すような高周波のピークは測定されず、ほぼ一様な分布の雑音（風切り音）を発生する気流となる。これは従来のスリット状ノズルと同じであり、気流の振動は起こっていない。また、 ΔP_n を $4.0\times 10^5\text{Pa}$ 以上とすると振動板は開いたままの状態となり、この時も気流は振動しない。よって、本実験では、高周波振動気流の起こる $\Delta P_n=2.3\times 10^5\sim 4.0\times 10^5\text{Pa}$ の範囲で実験を行った。この最大・最小ノズル圧力の時の最大強度気流振動周波数を測定した結果をTable 7.2に示す。

その他、実験条件はTable 7.3に示す。試料調整方法および気流の噴射条件（角度 θ 、距離 d および気流噴射時間 t ）は、単極荷電を併用した方法（7.1.1節）と同じである。

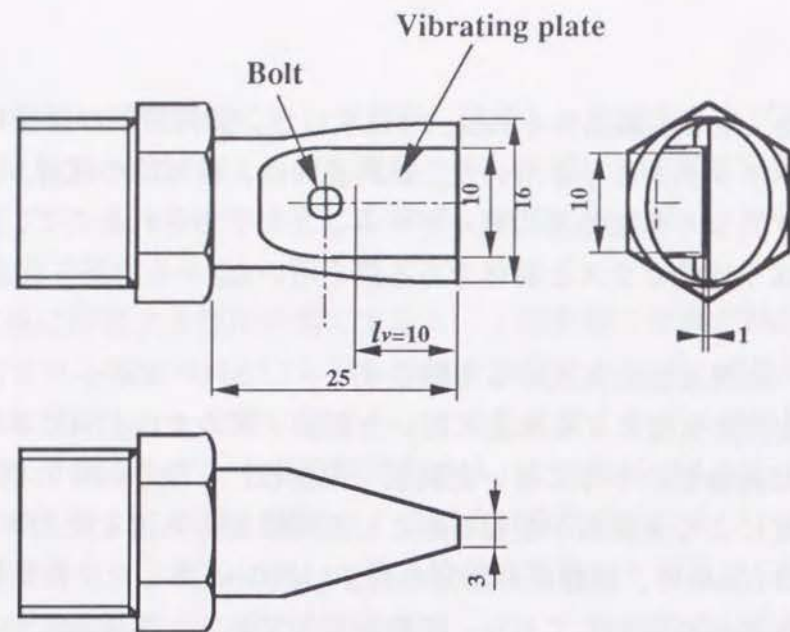


Fig.7.4 Vibrating nozzle

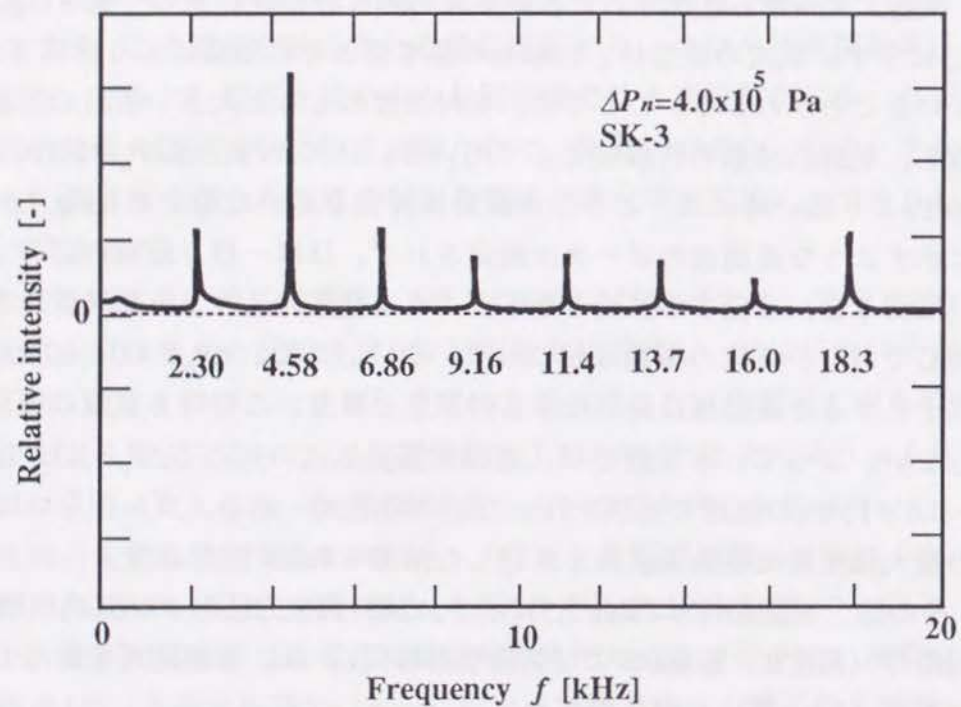


Fig.7.5 Vibration frequency

Table 7.2 Range of vibration frequency

ΔP_n [Pa]	2.3×10^5	4.0×10^5
SK-3 [kHz]	2.48	4.58
SK-3 with quenching [kHz]	2.53	4.78

Table 7.3 Experimental conditions (vibrating air jet)

Surface material	Glass (Borosilicate)	
Particle	Styrene / divinyl benzene	
Material	1.1	
Diameter	[μm]	
Nozzle pressure	ΔP_n	$2.0 \sim 4.0 \times 10^5$ [Pa]
Impinging angle	θ	45 [deg]
Distance	d	10 [mm]
Duration time of jet	t	10 [s]
Relative humidity	ψ_r	65 [%]
Drying time	t_d	100 [hr]
Surface number density	ρ_s	400 [mm^{-2}]

7.2 実験結果および考察

7.2.1 単極荷電を併用した除去法

針状電極への印加電圧 V を変えて荷電後、除去実験を行った結果を Fig.7.6 に示す。ガラス表面の除去率は印加電圧 $V=5\text{kV}$ 近傍で最大となり、その時の除去率 η は荷電しない場合 ($V=0$) の約4倍である43%となる。除去率が最大となる印加電圧は、Fig.7.3 に示したコロナ放電開始電圧よりも低く、ガラス表面での最適電圧は放電が起こらず静電界のみを形成する電圧であることがわかる。

一方、銅表面においては印加電圧が高くなるに従い除去率も高くなる。前述のように、銅表面では印加電圧 V が 15kV を超えると、火花放電が起こり安定した荷電はできなくなる。よって、銅表面においては $V=15\text{kV}$ 近傍が最適印加電圧であり、このときの除去率は荷電しないときの約7倍となる。すなわち、誘電体であるガラス表面でも、導体である銅表面でも印加電圧を適当に調整することにより除去率を大きく向上させることができ、単極荷電を併用した除去法は微粒子の高効率除去法として有効であることがわかる。また、荷電による除去率の増加はガラス表面よりも銅表面の方が大きく、導体である銅の方が荷電の効果が大きいことがわかる。

荷電後の試料壁面を電子顕微鏡により観察したところ、Fig.7.7 に示すような凝集粒子が存在することがわかった。粒子沈着後（荷電前）には、すべての粒子が一次粒子の状態で沈着していることを確認しているので、この凝集体は荷電後に表面上で形成されたと考えられる。凝集体の形状はガラス表面上と銅表面上では異なり、ガラス表面上では球形に近い凝集体を形成するのに対し、銅表面上では多数の粒子が層状に堆積した凝集体が形成される。

ガラス表面では、コロナ放電が起こると、Fig.7.7-a のような凝集体の個数が減少することを確認した。すなわち、ガラス表面ではコロナ放電が起こる時には凝集が起こらず、一次粒子の状態が付着している

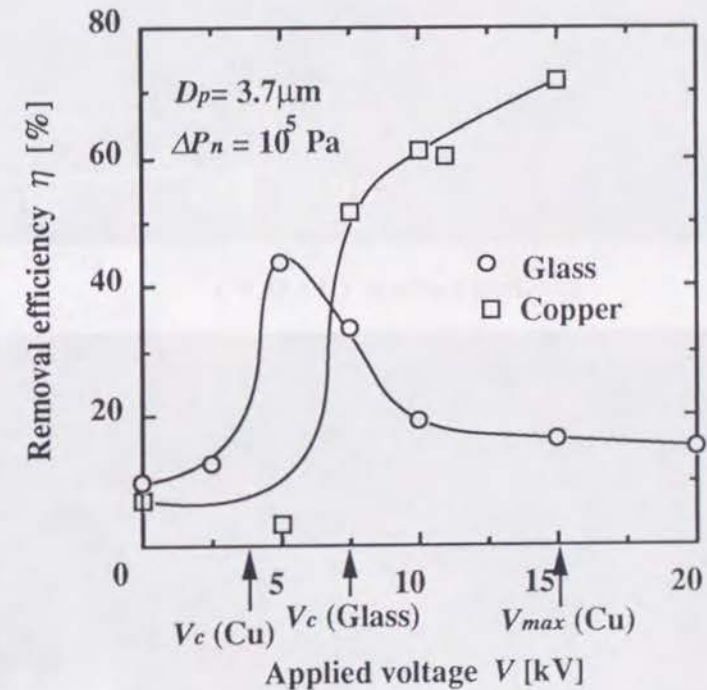
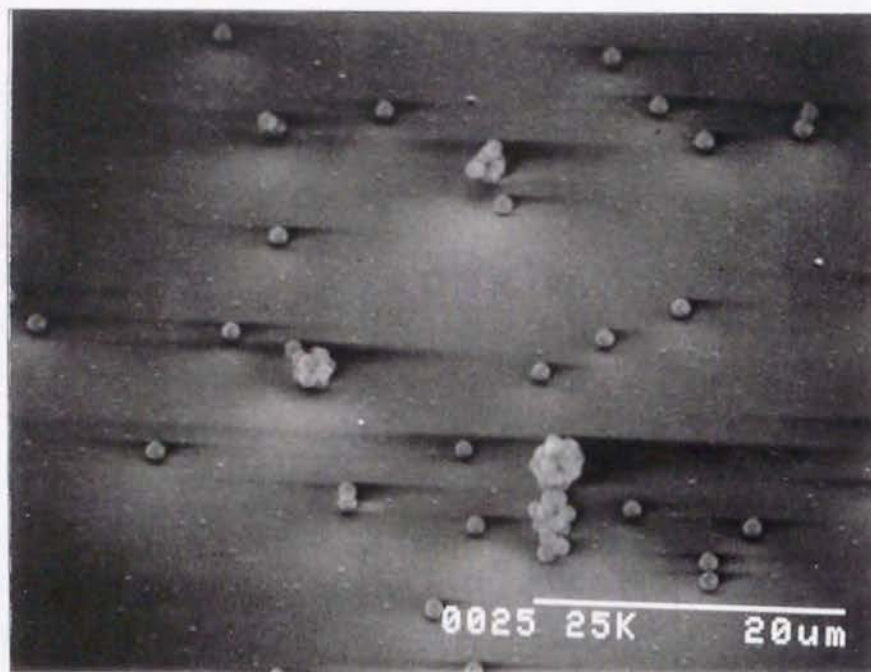


Fig.7.6 Removal efficiency as a function of applied voltage



a) Glass surface (V=5kV)



b) Copper surface (V=12 kV)

Fig.7.7 Photographs showing deposited particles after charging
($\rho_s=20000 \text{ mm}^{-2}$)

ため、Fig.7.6に示したように、荷電の効果が現れなかったと考えられる。一方、銅表面ではコロナ放電の起こる電圧でのみ凝集体の形成が確認され、放電の起こらない低電圧では凝集体は形成しなかった。荷電後に凝集体を形成しない電圧では、荷電前の粒子付着位置と荷電後の付着位置はほとんど変わらず、粒子の移動も観察されなかった。本実験での試料作成と同様の方法で粒子をエアロゾル化した時には正または負に帯電した粒子が発生することから、電極（負）と正に帯電した粒子の間に静電気力が働くと考えられる。よって、電界により粒子に働く力が粒子-表面間の付着力を超えたときに、粒子が表面上で移動・凝集が起きると考えられるので、凝集が起こらない条件では粒子の移動も起こらなかったと考えられる。また、材質により荷電の影響が異なるのは、電気的性質の違いにより表面近傍での電界が異なるためと考えられる。

荷電後、除去を行わずに光学顕微鏡により凝集した粒子数を計数し、付着一次粒子数と荷電後凝集した一次粒子数の比を求め、これを凝集率 R_{ag} と定義した。凝集率 R_{ag} に対し荷電により増加した除去率 $\Delta\eta$ ($=\eta-\eta_{v=0}$)をプロットした結果をFig.7.8に示す。ガラス表面の場合、プロット点は傾き1の直線ではほぼ表される。すなわち、付着粒子数に対する凝集した粒子数の割合と荷電により増加した除去粒子数の割合は一致する。よって、ガラス表面では荷電後凝集した粒子がすべて除去されることにより除去率が向上したと考えられる。一方、銅表面では凝集率 R_{ag} よりも除去率の増加 $\Delta\eta$ の方が大きい。すなわち、銅表面では荷電により凝集した粒子により除去率が向上するが、それ以外に凝集しなかった一次粒子の除去率も向上する。この原因としては、凝集粒子が除去される際に衝突などにより別の一次粒子の除去を促進する効果や、荷電による粒子-表面間付着力の低下などが考えられる。

凝集粒子の個数 N_{ag} および凝集した一次粒子数 (N_0-N_i) より、次式を用いて荷電後の凝集粒子の体積球相当径 D_s を求めた。

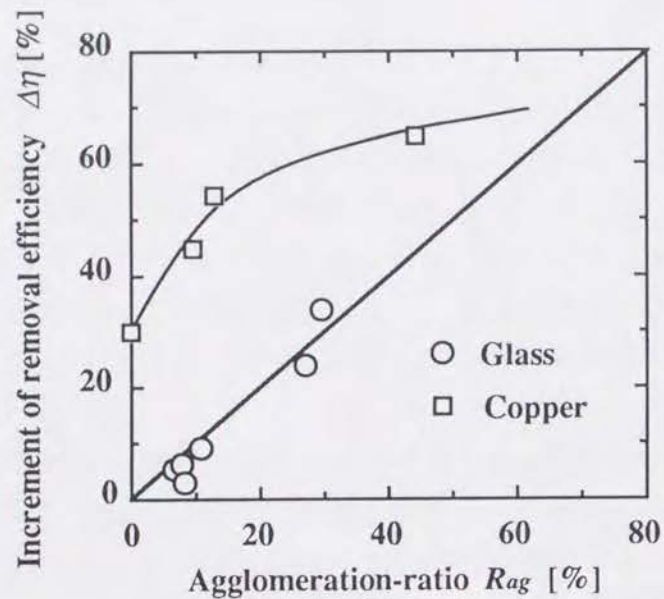


Fig.7.8 Correlation between agglomeration-ratio and increment of removal efficiency

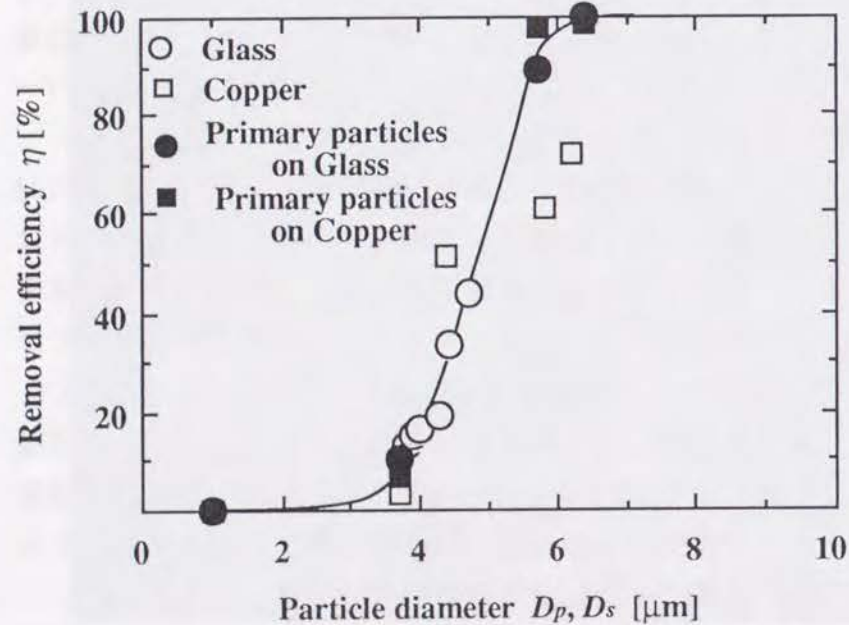


Fig.7.9 Removal efficiency as a function of equivalent diameter of agglomerated particles

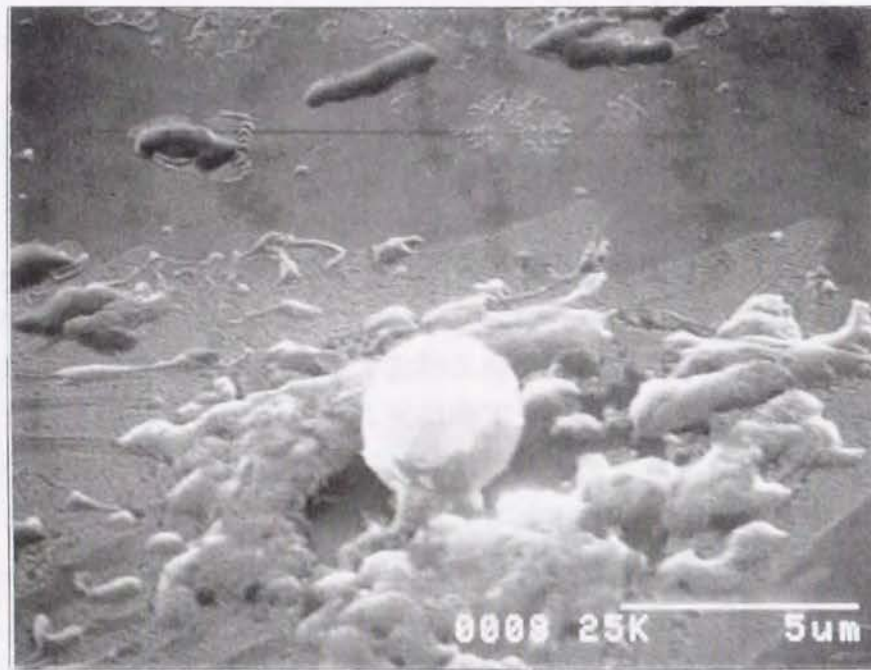
$$D_s = \sqrt[3]{\frac{N_0 - N_i}{N_{ag}}} D_p \quad (7.1)$$

球相当径 D_s に対して除去率 η をプロットした結果をFig.7.9に示す。図中には、第2章で求めた一次粒子径を変えたときの除去実験結果も併せて示した。球形に近い凝集体を形成するガラス表面での結果は、粒径の異なる一次粒子を用いた実験結果より得られた実験線とほぼ一致する。すなわち、ガラス表面では凝集した粒子は見かけ上一個の大きな凝集体として除去されると考えられる。

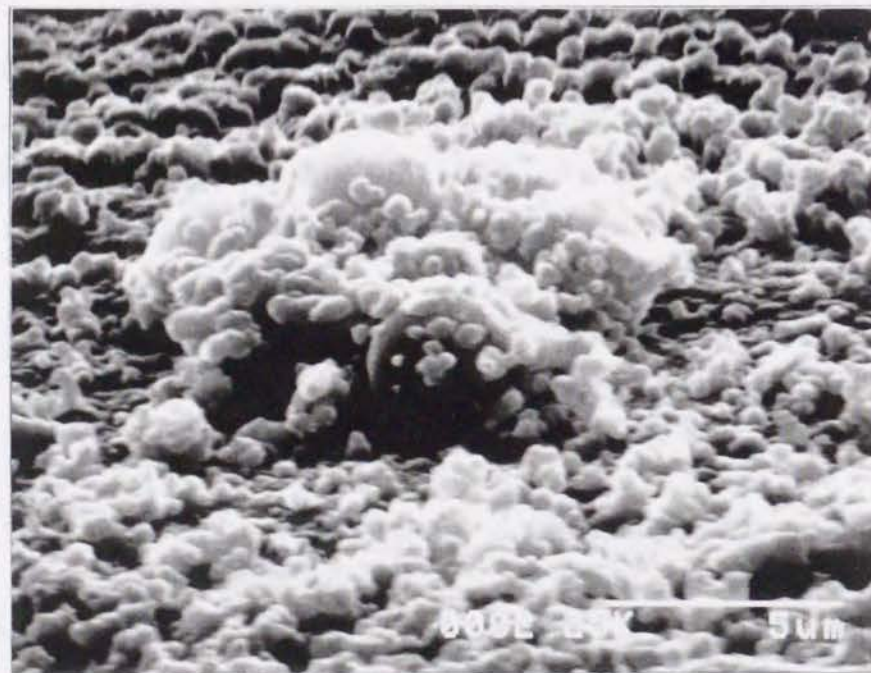
一方、層状の凝集体を形成する銅表面では、凝集体の球相当径 D_s が大きい時に粒径の異なる一次粒子を用いた実験から予測される上記の結果よりも除去率は小さい。銅表面では、Fig.7.7に示したように多くの粒子が層状に凝集するため、凝集した粒子数より計算される体積球相当径が大きくても、実際の凝集体に働く気流分離力は大きくならない。しかし、除去操作後には凝集粒子の存在は確認されなかったので、気流によりほぼ完全に除去されたことになる。この場合、凝集体は電界中で形成されることから、飛散しやすい構造²⁾を持つことが予測されるので、凝集体表面から少しずつ凝集粒子の飛散が起こり除去されたものと考えられる。

なお、表面での付着粒子個数密度を変えて凝集率を測定したところ、粒子数密度の増加に伴い凝集率が増加することが確認された。当然のことながら、荷電による凝集は初期付着粒子数密度の高い方が起こり易く、荷電による除去率向上の効果も大きくなる。以上のように、高速気流による除去の前処理として針状電極による単極荷電を行うと、表面に付着した粒子が凝集し、その凝集体が除去されることによって除去効率が向上することがわかった。また、銅表面ではこの凝集体以外に、一次粒子の除去率も向上することがわかった。

本法ではガラスによる被覆電極を用いて実験を行ったが、比較のためガラス被覆をしていない電極での荷電実験も行った。その結果、



a) Glass surface (V=1.4 kV)



b) Copper surface (V=1 kV)

Fig.7.10 Photographs showing particles after charging by a non-covered electrode

Fig.7.10に示すように、ガラス表面・銅表面ともに粒子周辺および粒子-表面間に溶着物が観察された。この溶着物の生成要因は明かではないが、電極からの発塵¹⁾または放電による気中イオン等の固体化³⁾による生成物の固着体であると予想される。なお、この場合には除去率は荷電しない場合よりも低下した。

7.2.2 高周波振動気流による除去法

粒径 $1.09\mu\text{m}$ の粒子を用い、ノズル内圧力 ΔP_n を変えて高周波振動気流による除去を行った結果をFig.7.11に示す。図中には比較のため、振動しない二次元スリット状ノズル(Fig.2.2)を用いた実験結果も示した。 $1.09\mu\text{m}$ の粒子は、ノズル-表面間距離 $d=10\text{mm}$ で二次元スリット状ノズル用いた時には、ほとんど除去できない。しかし、振動ノズルを用いるとSK-3, $\Delta P_n=4.0 \times 10^5 \text{Pa}$ において76%の除去が得られた。すなわち、振動気流が微小粒子の除去に対して有効であることがわかる。

前述のように本ノズルでは $4.0 \times 10^5 \text{Pa}$ が振動気流を発生する最大圧力であるので、振動板材質SK-3でノズル内圧力 $\Delta P_n=4.0 \times 10^5 \text{Pa}$ の 때가最大除去率となっている。すなわち、振動気流を発生できる最大圧力で最適除去圧力が決まっている。また、振動板材質を変えたノズルを比較すると、どちらもノズル内圧力が高くなるにつれて除去率は向上するが、SK-3を用いたノズルの方がSK-3の焼き入れ板を用いたノズルよりも高い除去率となっている。同じノズル内圧力の時はSK-3の方が振動周波数が若干低い (Table 7.2) ので、除去に最適な周波数が存在することが予想される。以上より、さらに高い圧力でも振動気流を発生し、かつ、最適な振動周波数を発生できる板材質が見つかれば、より高効率の除去が可能になると考えられる。

ここで、単極荷電と振動気流を併用して除去を行ってみた。その結果をTable 7.4に示す。試料表面にはガラスを用い、印加電圧はFig.7.7で最高除去率の得られた $V=5\text{kV}$ とした。また、振動ノズルはSK-3を振動板に用い、振動気流の最高ノズル内圧力 $\Delta P_n=4.0 \times 10^5 \text{Pa}$ とした。振

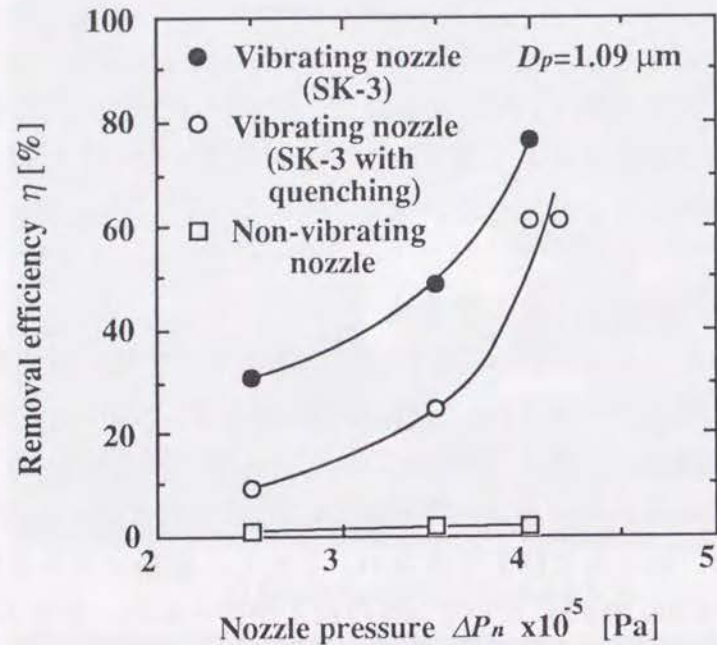


Fig.7.11 Removal efficiency as a function of nozzle pressure

Table 7.4 Comparison of removal efficiency of various methods ($D_p=1.09 \mu\text{m}$, $\Delta P_n=4.0 \times 10^5 \text{Pa}$, $V=5 \text{kV}$)

	Removal efficiency η [%]
Pre-charging and vibrating jet	87.1
Vibrating jet with charging	80.1
Vibrating jet without pre-charging	76.3
Non-vibrating jet without pre-charging	1.8

動気流の除去の前処理として荷電を行ったとき (Pre-charging and vibrating jet) には、振動気流だけの除去率 (Vibrating jet without pre-charging) よりもさらに10%程度除去率が向上する。すなわち、単極荷電の併用は振動気流に対しても有効である。なお、気流噴射と同時に荷電する方法 (Vibrating jet with charging) も試みたが、Table 7.4に示したように振動気流だけの除去結果と比較して除去率の向上は4%程度であり、実験結果のばらつきを考慮すると気流噴射と同時に荷電する方法では荷電の効果はないと考えられる。これは、荷電の効果は主に粒子凝集による見かけの分離力の増加であるので、気流噴射と同時に荷電した時には、気流から粒子が受ける抵抗力が電界による表面上での粒子の移動を妨げ、凝集が起こらなかったためと考えられる。

結言

高速気流による微粒子除去法を基礎として、除去率を向上させるための2つの方法を提案し、その除去効果を実験的に検討した。その結果、以下の知見が得られた。

1) 高速気流による除去の前処理として、針状電極による単極荷電を行う方法を提案した。ガラス表面、および銅表面ともに本法は有効であり、従来の気流による除去法に比べて大幅な除去率の向上が確認できた。

2) 荷電の電圧には、除去効率が最高となる最適印加電圧がある。誘電体であるガラス表面ではコロナ放電が起こらず静電界のみが発生する電圧が、また、導体である銅表面ではコロナ放電から火花放電に移行する電圧近傍が最適印加電圧であることがわかった。

3) ガラス表面では、荷電により表面上に付着した粒子が球状の凝集体を形成する。除去率の向上は、この凝集体が見かけ上一つの大粒子として、大きな分離力を受け、除去されるためである。

4) 銅表面上では、荷電により多数の粒子が集まった層状の凝集体

を形成する。この凝集により除去効率が向上するが、それ以外に凝集していない一次粒子の除去率も向上する。

5) 可動板を持つ振動ノズルを試作し、高周波振動気流による除去法を提案した。本法は $1\mu\text{m}$ 程度の微粒子に対しても有効であり、従来法と比較して大幅な除去率の向上が確認できた。

6) 上記1) 5) に示した2つの除去法を併せて、荷電後、高周波振動気流による除去を行った。この方法では、それぞれを単独で用いる場合よりもさらに除去率が向上し、 $1\mu\text{m}$ の粒子に対しても90%近い高除去率が得られることがわかった。

使用記号

D_p : particle diameter	[m]
D_s : equivalent diameter of equal volume sphere	[m]
d : nozzle-surface distance	[m]
d_c : distance between electrode and solid wall	[m]
f : vibrating frequency of air-jet	[Hz]
l_v : length of vibrating part	[m]
N_0 : initial number of deposited particles	[-]
N_{ag} : number of agglomerated particles	[-]
N_i : number of primary particles after charging	[-]
ΔP_n : nozzle pressure (in Gauge)	[Pa]
R_{ag} : agglomeration ratio	[-]
r_t : radius of electrode tip	[m]
t : duration time of air jet	[s]
t_d : drying time	[hr]
t_e : duration time of charging	[s]
t_g : covered glass thickness of electrode	[m]
t_v : thickness of vibrating plate	[m]

V : applied voltage	[V]
V_c : voltage at the starting of corona-discharge	[V]
V_{max} : voltage at the starting of spark-discharge	[V]
η : removal efficiency	[-]
θ : jet impinging angle	[deg]
ρ_s : surface number density of deposited particles	[m ⁻²]
ψ_r : relative humidity at removal equipment	[-]

引用文献

- 1) 阪田総一郎, 岡田孝夫 : エアロゾル研究, 6, 365 (1991)
- 2) 生三俊哉, 森晴彦, 増田弘昭 : 化学工学論文集, 12, 382 (1986)
- 3) 阪田総一郎, 岡田孝夫 : 第9回エアロゾル研究討論会・国際シンポジウム'92 Part I, p.29 (1992)

第8章 結 論

粒子状物質による製品の汚染が多く、産業分野で生産障害等の問題となっているおり、環境や人体に害の無い高精度な除去操作が必要とされている。そこで、装置構造および操作が簡単で、除去対象面を損傷しない乾式粒子除去法の一つである高速気流による除去法に着目し、粒子の除去効率に対する操作条件の影響を検討した。

高速気流での除去には粒子-固体表面間相互作用および表面近傍での流体と粒子の相互作用が関連する。これらは、乾式で粉体を取り扱うプロセス中では必ず問題となるにも関わらず、現在でも明らかになっていない問題である。本論文は、固体表面上に付着したミクロンオーダーの粒子状物質の除去操作に対して、操作条件の除去効率に対する影響の実験的検討を行い、粒子-固体表面間相互作用と流体と粒子の相互作用をモデル化して、操作条件の影響の予測を可能としたものであり、得られた主な結果は以下の通りである。

第2章では、高速気流の噴射条件の除去効率に対する影響を検討した。気流の噴射角度に着目した実験により、気流衝突点近傍の高効率除去領域の噴射角度依存性を明らかにした。また、気流を自由噴流と仮定し、表面での仮想衝突幅を計算することにより除去領域の角度依存性を説明でき、高効率除去領域が推定できることがわかった。さらに、気流噴射時間の影響も検討し、除去効率は噴射時間の増加とともに最高値に漸近することを明らかにした。この変化の傾向は粒子の飛散フラックスが、その気流噴射条件において除去可能な粒子数に比例すると仮定したモデルにより表すことができた。

第3章では、操作環境条件である相対湿度に着目して平滑表面上に付着した粒子の除去効率に対する影響を実験的に検討し、除去効率が最高となる最適な相対湿度が存在することを示した。また、吸着等温線を基に、van der Waals力の湿度による変化を表す付着力モデルを提

案し、さらに、液架橋力の湿度依存性に対して架橋液の液膜厚さによる表面張力変化を考慮したモデルを提案し、除去効率の湿度依存性を説明した。

第4章では、高分子、金属の各種材質の固体表面に粒子を付着させ相対湿度を変えて実験を行い、どの材質においても除去率が最高となる最適湿度が存在することを示した。また、第3章で提案したモデルを適用し、除去効率の変化の傾向を検討するとともに、Kelvin式を用いて最適湿度の推定方法を示した。すなわち、モデルにより最適湿度は液架橋が形成しはじめる湿度であることが示されており、かつ、実験により求めた最適湿度は表面粗さと相関することから、Kelvin式に表面粗さによる液架橋形状の変化を導入することにより最適湿度が予測できることを明らかにした。

第5章では、平滑表面上での除去効率に及ぼす粒子径の影響を検討し、付着粒子を50%除去するのに必要な気流の動圧との関係を明らかにした。50%除去に必要な気流動圧は粒子径 $5\mu\text{m}$ 近傍で急激に増加し、それより小さな粒子の除去は困難となる。 $5\mu\text{m}$ 以下では50%除去圧力は粒径の-1乗にほぼ比例した。さらに、凹凸のある各種表面についても実験を行い、材質による50%除去圧力の変化は、van der Waals力の比を基にして、Hamaker定数および弾性特性定数の比と、粒径と表面曲率半径の比で定義される相対粗さの関数として近似的に推算可能であることを示した。

第6章では、気流流速と気流噴射角度、および粒径を系統的に変えた実験を行い、噴射角度ごとに異なる50%除去圧力の粒径による変化を求めた。時間平均的な速度分布を用い、気流抵抗力により粒子に掛かる曲げモーメントから生じる力を除去力と仮定した従来のモデルを用いると、粒径による除去力の変化が $2\sim 5\mu\text{m}$ の粒子に対して得られた実験結果とは異なることを示した。さらに、気流の変動と直接関連する除去率の時間変化を実験的に求めた結果、除去率の時間変化の時定数は除去力が大きいときには小さくなることが示唆された。すなわち、

表面付着微粒子の除去力を支配する流れは時間平均的な流れだけではなく、気流の時間変動に起因する局所的な流れも支配要因となっていることを明らかにした。

第7章では、ここまで得られた知見を基に、二つの新しい除去法を提案した。一つは、粒径が小さくなると気流による分離力が減少し除去効率が低下することから、針状電極による単極荷電を前処理として施し、静電気力を利用して除去効率を向上させる方法であり、一つは、気流の時間平均速度だけでなく変動も除去力に寄与することから、特定周波数の強い変動を持つ気流によって除去する方法である。これら新しい除去法の効果を実証し、さらに両除去法を併用することで、より高い効率が得られることを示した。

以上、本研究で得られた成果について述べた。高速気流による表面付着粒子の除去操作において得られる除去効率は、気流分離力と粒子-表面間付着力の均衡関係から予測することが可能である。すなわち、均衡関係を基にしたモデルから、除去対象とする粒径ごとに異なる最低ノズル内圧力と最高ノズル-表面間距離を推定することができる。また、噴射角度については分離力の角度による変化と気流衝突点近傍の高効率除去領域の広さから45度が最適である。これらにより、目的粒子を除去するための気流噴射条件を計算により求めることができる。

粒子-表面間付着力の相対湿度による変化は、本研究で提案したモデルにより定量的に表すことができる。このモデルは、粒子-表面間だけではなく、分散・凝集など2粒子間相互作用が問題となる乾式の粉体プロセスに対しても適用することができる。また、粒子-表面間付着力の表面材質依存性についても、材質の表面粗さを考慮したモデルで説明することができる。しかしながら、本モデルは粒子と表面が単一点で面接触している場合を考えているので、粗さがより粗い、または粒子が非球形等、多点で接触する場合にはモデルの修正が必要であると考えられる。また、粒子の除去機構に関しても、平均的な気流

の速度だけでは説明できず、気流の速度変動を考慮する必要があることは示唆されたが、分離力を定量的に表すモデルを提案するまでには至らなかった。これらは、本研究の成果を基に、今後、より広範な条件での除去実験と局所的な気流挙動の測定を含めた単一粒子の挙動観察により検討しなければならない。

また、新しく提案した除去法もその効果は実証し、単極荷電を前処理として行った除去法に関しては表面上での付着粒子の凝集が効率増加の原因であることを示したが、その凝集機構に関しては不明である。振動気流により分離力が増加する機構も現在のところ不明であるので、これら機構の解明が進めば、除去法のより一層の改良も可能であると考えられる。

粉体製造等の乾式粉体プロセスだけではなく、多くの産業分野で問題となる粒子状物質の挙動は一般に予測が困難である。本研究では、気流による粒子状物質の除去法の検討を通して、粒子-表面間相互作用である付着力の変化を予測するモデルや気流挙動が表面付着粒子に及ぼす影響を実験的に検討した。本研究の成果が粒子状物質の挙動の予測に対して少しでも貢献できれば幸いである。

Appendices

Appendix A

Kelvin効果を表す式には、以下に示す向坂ら^{1,2)}により等径2球間の液架橋に対して示された式を用いた。

$$\psi_r = (1 - \gamma_s) \exp\left(-\frac{M_s \sigma}{RT \rho_l} \frac{ds}{dv_w}\right) \quad (\text{A-1})$$

$$\gamma_s = \frac{iM_w}{\rho_w} \left/ \left(\frac{3v_w}{4\pi N_s r_0^3} - \frac{M_s}{\rho_s} + \frac{iM_w}{\rho_w} \right) \right. \quad (\text{A-2})$$

$$0 \leq \gamma \leq 1$$

$$v = 2\pi r_0^3 R_1^2 \left\{ 1 + \frac{H}{2} - A_s \sqrt{(1+R_1)^2 - \left(1 + \frac{H}{2}\right)^2} - \frac{H^2(H+6)}{24R_1^2} \right\} \quad (\text{A-3})$$

$$\frac{ds}{dv} = \frac{2}{r_0} \times \frac{\left(2R_1^2 + 3R_1 - \frac{H^2}{4} - H\right) A_s \sqrt{(1+R_1)^2 - \left(1 + \frac{H}{2}\right)^2}}{-R_1 \left(3R_1^2 + 5R_1 - \frac{H^2}{2} - 2H\right) A_s + \sqrt{(1+R_1)^2 - \left(1 + \frac{H}{2}\right)^2}} \quad (\text{A-4})$$

$$\frac{\times R_1(2R_1+3) \left(1 + \frac{H}{2}\right) / (1+R_1)^2}{\times R_1(2+3R_1) \left(1 + \frac{H}{2}\right) / (1+R_1)}$$

$$A_s \equiv \sin^{-1} \left\{ \left(1 + \frac{H}{2}\right) / (1+R_1) \right\} \quad (\text{A-5})$$

Eq.(A-2)中で、不純物濃度は小さいとして $M_s/\rho_s=0$ とした。また、 i は溶質（不純物）の種類、濃度により異なるが、ここでは²⁾とした。 R_1 は次式で定義される無次元液膜半径である。

$$R_1 = r_1/r_0 \quad (\text{A-6})$$

ここで、 r_1 は Fig.3.3 に示した凝縮液膜半径を表す。凝縮液膜を粒子および壁面に接する円弧で近似すると、半径 r_1, r_2 の間には次式が成立する。

$$\frac{r_2}{r_0} = \sqrt{(1+r_1)^2 - \left(1 + \frac{H}{2}\right)^2} - R_1 \quad (\text{A-7})$$

以上の式により、除去時湿度 ψ_r において形成される凝縮液膜半径 r_1 および液橋半径 r_2 を計算した。

Appendix B

液架橋形成時の液膜厚さは、Fig.3.9 に示すように、粒子—表面間の吸着層厚さと架橋液厚さを合わせた点 P - W 間の距離 l_i で定義する。ここで、線分 CW と付着粒子の中心軸のなす角を θ_p とすると、次式が成立する。

$$\overline{AW} = \frac{l_i}{\cos \theta_p}$$

$$2 \times (\delta + r_1) = \overline{AW} + \overline{AB} \sin \theta_p$$

$$\therefore 2 \times (\delta + r_1) = \frac{l_i}{\cos \theta_p} + \overline{AB} \sin \theta_p \quad (\text{B-1})$$

ここで、角度 θ_p は次式で表される範囲内にある。

$$\tan^{-1} \left(\frac{r_2}{D_p/2+z} \right) \leq \theta_p \leq \tan^{-1} \left(\frac{r_2+r_1}{D_p/2+z} \right) \quad (\text{B-2})$$

粒径 D_p は $3.7 \mu\text{m}$ 、本実験範囲内の最高湿度である $\psi_r=82\%$ では、液膜半径 $r_1=1.4 \text{nm}$ 、液橋半径 $r_2=130 \text{nm}$ であるので、Eq.(B-2) より

$$\tan^{-1}(0.035) = 2.01 [\text{deg}] \leq \theta_p \leq \tan^{-1}(0.036) = 2.03 [\text{deg}]$$

(但し、 $z = z_0 = 0.4 \text{nm}$ として計算した。)

これを、Eq.(B-1)に代入し、

$$2 \times (\delta + r_1) = \frac{t_l}{0.999} + 0.035 \overline{AB}$$

$$\theta_p = 2.01, 2.03 \text{ [deg]}$$

$$\therefore 2 \times (\delta + r_1) \cong t_l$$

よって、本実験範囲内では液膜厚さを $2 \times (\delta + r_1)$ で近似する。

一方、本試料粒子（ラテックス標準粒子: Styrene/Divinylbenzen）は柔らかいので、表面付着時の接触点近傍は変形すると考えられる。変形部の接触面半径 a_c は、弾性論³⁾より次式で与えられる。

$$a_c = 3 \sqrt{\frac{3}{4} F_d k_p \frac{D_e}{2}} \quad (\text{B-3})$$

ここで、各係数を以下の値を用い、粒子-表面間付着力 F_d を本実験範囲内の代表的な値 10^{-6} [N] (Fig.3.6-a) とすると、

$$D_e = D_p = 3.7 \text{ [\mu m]}$$

$$k_p = \frac{1 - \nu_p^2}{E_p} + \frac{1 - \nu_w^2}{E_w} \quad (3.4)$$

$$= 2.6 \times 10^{-10} \quad (E_w, E_p, \nu_w, \nu_p \text{ は、P.46参照})$$

$$\therefore a_c = 71 \text{ [nm]}$$

これに対し、本実験範囲内での液橋半径は最小液膜半径である液膜形成時 ($\psi_r = 65\%$, $N_s = 0.0035$, モデル I) でも 105nm である。すなわち、本実験範囲内では変形部の半径 a_c は液橋半径 r_2 よりも小さく、液橋形成時には Fig.3.9 に示したモデルが成立し、液膜厚さは $2 \times (\delta + r_1)$ で近似できる。

Appendix C

Eq.(5.1)~(5.10)による計算の妥当性を検討するために、Donaldson et. alによる高速自由噴流の中心軸上流速の測定値⁴⁾と計算値を比較する。Donaldson et. alの用いたノズルは円形ジェットノズル (口径 $d_c = 13\text{mm}$) であるので、完全発達領域での距離による速度 $u(d)$ の変化は次式となり、ポテンシャルコアの長さは $d/d_c = 7.5$ である。

$$u(d) = \frac{9.7 \times 10^{-2}}{d} u_0 \quad (\text{B-1})$$

Eq.(5.9)の代わりに上式を用い、Donaldson et. alの実験条件で計算した結果を実験値と比較した図が Fig.B-1 である。図の横軸および縦軸は、Donaldson et. alと同様、ノズル口径 d_c およびノズル出口流速 u_0' により無次元化した。計算値は、気体の膨張が起こり衝撃波の生じているポテンシャルコア内およびその近傍では実験値と異なるが、完全発達領域となる $d/d_c = 12$ 近傍以上ではほぼ一致する。よって、Eqs.(5.4)~(5.10)を用いた臨界圧以上での計算は、完全発達領域においてはほぼ妥当である。

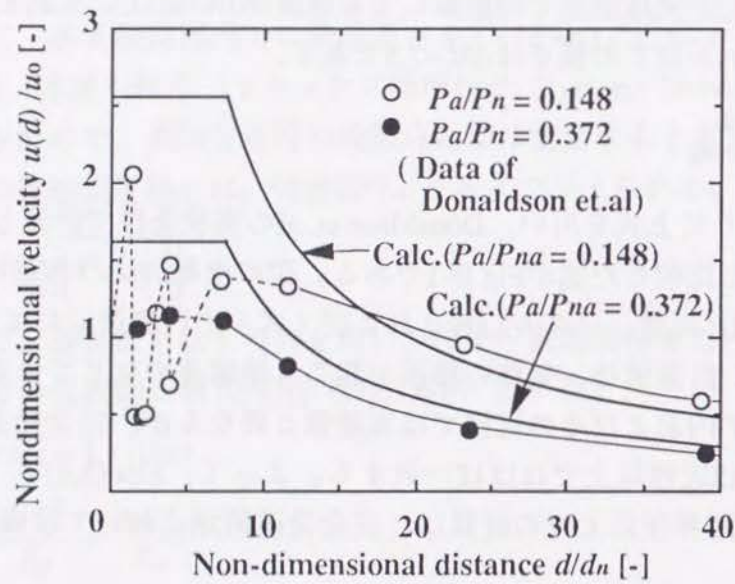


Fig.C-1 Non-dimensional velocity at jet center line as a function of non-dimensional distance

Appendix D

現在までに提案されている粒子の変形を考慮したvan der Waals力 F_v に関する式を以下に示す。ただし、粒子-表面間距離 z は $z=z_0$ ($=0.4$ nm) とした。

$$F_v = \frac{3}{4} \frac{A}{12z_0^2} d_e \quad [\text{JKR理論}]^{5)} \quad (\text{D-1})$$

$$F_v = \frac{A}{12z_0^2} d_e \quad [\text{DMT理論}]^{6)} \quad (\text{D-2})$$

$$F_v = \frac{A}{12z_0^2} d_e \cdot 0.5 \cdot \exp\{0.124(\Pi - 0.05)^{0.439}\}$$

$$\Pi = \left(\frac{25A^2 d_e k_p^2}{144z_0^7} \right)^{1/3} \quad [\text{Tsai et. alによる近似式}]^{7)} \quad (\text{D-3})$$

$$F_v = 0.4725 \times \frac{A}{12z_0^2} d_e \quad [\text{Tsai et. al(変形が無視できる場合)}]^{7)} \quad (\text{D-4})$$

$$F_v = 0.2 \times \frac{A}{12z_0^2} d_e \cdot \Pi \quad [\text{Tsai et. al(変形が大きい場合)}]^{7)} \quad (\text{D-5})$$

$$F_v = \frac{A d_e}{12z_0^2} \left(1 + \frac{A^2 k_p^2 d_e}{108z_0^7} \right) \quad [\text{Dahneke}]^{8)} \quad (\text{D-6})$$

$$F_v = \frac{A}{12z_0^2} d_e \quad [\text{Dahneke(変形が無視できる場合)}]^{8)} \quad (\text{D-7})$$

$$F_v = \frac{A^3 k_p^2}{1296z_0^9} d_e^2 \quad [\text{Dahneke(変形が大きい場合)}]^{8)} \quad (\text{D-8})$$

以上の式を用いて、計算した結果をFig.D-1に示す。なお、計算には
 相対湿度 $\psi_r=50\%$ を仮定し、以下の値を用いた。

$$d_e = \frac{d_1 d_2}{d_1 + d_2} \quad (3.14)$$

$$d_1 = D_p, d_2 = \infty$$

$$A = (\sqrt{A_p} - 0.35\sqrt{A_l})(\sqrt{A_w} - 0.35\sqrt{A_l}) \quad (5.28)$$

$$A_w = 1.6 \times 10^{-19} \quad (\text{ガラス: SiO}_2) \quad 9)$$

$$A_p = 1.2 \times 10^{-19} \quad (\text{ポリスチレン}) \quad 9)$$

$$A_l = 4.8 \times 10^{-20} \quad (\text{水}) \quad 9)$$

$$k_p = \frac{1 - \nu_p^2}{E_p} + \frac{1 - \nu_w^2}{E_w} \quad (3.4)$$

$$E_w = 7.5 \times 10^{10} \quad (\text{ガラス}) \quad 10)$$

$$E_p = 0.38 \times 10^{10} \quad (\text{ポリスチレン}) \quad 10)$$

$$\nu_w = 0.17 \quad (\text{ガラス}) \quad 10)$$

$$\nu_p = 0.34 \quad (\text{ポリスチレン}) \quad 10)$$

$$z_0 = 4 \times 10^{-10}$$

Fig.D-1中には、比較のため液架橋力 F_w を計算した結果も示した。計算では、3章および4章と同様、液架橋力に寄与する最小の液膜厚さを $3.5\text{nm}^{11)}$ と仮定し、Kelvin式には向阪ら^{1,2)}により提案された式（Appendix A参照）を用いた。また、液膜厚さによる表面張力変化（Eq.3.19）も考慮した。

$$F_w = 2\pi r_2 \gamma + \pi r_2^2 \gamma \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (3.18)$$

$$N_s = 0.0035 \text{ [mol} \cdot \text{m}^{-3}]$$

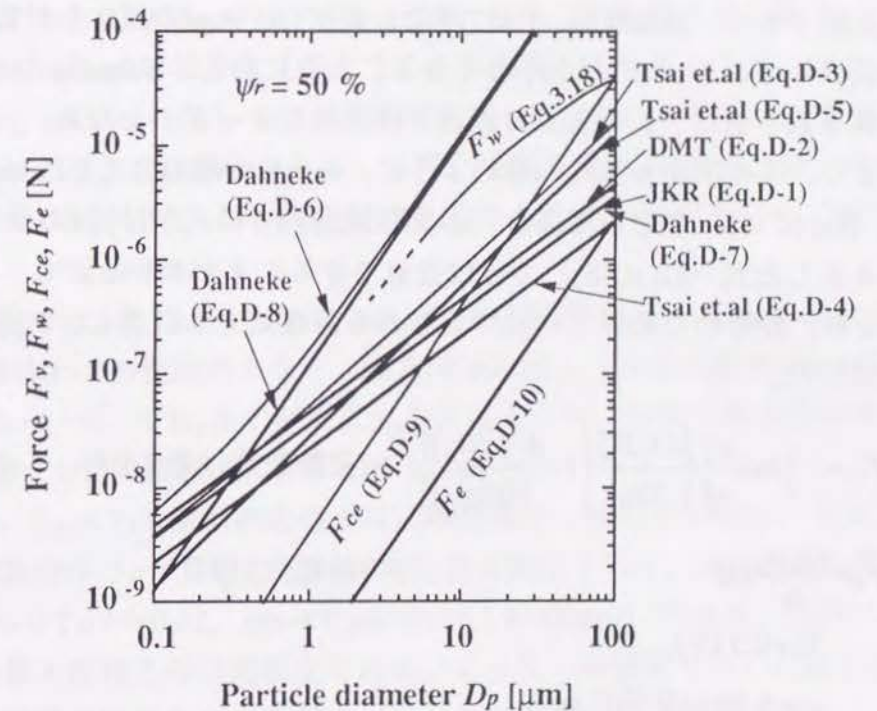


Fig.D-1 Comparison of adhesive force

どの式においても変形の影響が無視できる領域では、van der Waals力 F_v は粒径の1乗に比例するが、本実験で対象としている1~10 μm の範囲ではDahnekeの式が最も大きな値となり粒径のほぼ2乗に比例するのに対し、JKR理論、DMT理論では1乗に比例する。また、Tsai et. alの式(Eq.(D-5))では4/3乗に比例する。また、付着力の大きさを液架橋力と比較すると、JKR理論、DMT理論およびTsai et. alの式より計算される値はいずれも、1桁以上小さくなる。これに対し、Dahnekeの式から計算される値は、1~10 μm の範囲ではほぼ同じオーダーとなる。

また、この図から3章、4章のように、van der Waals力 F_v をDahnekeの式(Eq.(C-6))を用いた場合、本実験範囲内では F_v が粒径の2乗に比例するとした式(Eq.(D-8))でほぼ近似できることがわかる。

なお、参考のため以下の式で表される静電気力も計算し、Fig.D-1中に示した。

$$F_{ce} = -\frac{1}{2}\pi\epsilon_0 \frac{V_c^2}{z_0^2} \left(\frac{Ak_p D_e^2}{32z_0^2} \left(1 + \frac{A^2 k_p^2 D_e}{108z_0^7} \right) \right)^{2/3} \quad \text{[接触帯電付着力]}^{12)} \quad (\text{D-9})$$

$$F_e = \frac{\pi\sigma_1\sigma_2 D_e^2}{\epsilon_0} \quad \text{[静電気力]}^{12)} \quad (\text{D-10})$$

$$V_c = 0.3 \text{ [V]}$$

$$\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ [F}\cdot\text{m}^{-1}\text{]}$$

$$\sigma_1 = \sigma_2 = 26.5 \text{ [\mu C}\cdot\text{m}^{-2}\text{]}$$

Appendix E

衝突噴流に関する研究^{13,14)}において、壁近傍での時間平均速度を測定した結果から、衝突点からの無次元距離 x/b (b : ノズル幅) が1以上でEq.(6.7)は成立し、 a を y 方向で最大速度 u_m となる高さ(境界層厚さ)と定義すると $\theta=90\text{deg}$ では、 $x/b=1\sim 10$ と衝突点から離れるに従い $n=1/6\rightarrow 1/14$ に x/b に依存して変化することが報告されている¹³⁾。また、 $\theta=15\text{deg}\sim 45\text{deg}$ に関しては、衝突噴流から壁噴流へと移行した後に $n=1/15$ となることが報告されている¹⁴⁾。境界層厚さ a に関しては、衝突点近傍では $a/b \doteq 0.02$ ($\theta=90\text{deg}$) で一定であるが、 x/b に依存して増加することが報告されている¹³⁾。

本実験では $b=0.25\text{mm}$ であり、除去率測定範囲は $x=0\sim 1\text{mm}$ であるので、 x/b は0~4の範囲内となり、流速分布に関しては測定範囲の3/4程度($x/b=1\sim 4$)でEq.(6.7)が成立すると考えられ、時間平均速度分布は $n=1/6\sim 1/15$ の範囲内にあると考えられる。

なお、Eq.(6.7)は壁面の近傍では実験結果と一致しない¹³⁾が、本実験での境界層厚さ a が文献¹³⁾とほぼ同程度と仮定すると、 $a=5\sim 20\mu\text{m}$ 程度($x/b=0$ で $a/b \doteq 0.02$, $x/b=4$ で $a/b \doteq 0.08$; $\theta=90\text{deg}$)であり、実験に用いた最大粒径とほぼ同程度である。よって、本研究で用いた粒子近傍での時間平均的な速度分布は、Eq.(6.7)で近似できると考えられる。

Appendix F

粒子の微小面積が受ける抵抗力を、Stokes則を仮定し、次式で近似する。

$$dR = \frac{24}{Re} g(y) dy \frac{\rho_a u(y)^2}{2} \quad (6.8)$$

$$g(y) = \sqrt{y(D_p - y)} \quad (6.9)$$

$$R_e = \frac{\rho_a u(y) D_p}{\mu} \quad (\text{F-1})$$

高さ y での速度 $u(y)$ は、Eq.(6.7) で表される。この抵抗力により、粒子に生じる曲げモーメント M は次式で表される。

$$\begin{aligned} M &= \int_0^{D_p \Delta l} y dR \\ &= 12 \mu u_m D_p^{-1} a^{-n} \int_0^{D_p \Delta l} y \sqrt{y(D_p - y)} dy \\ &= 12 \mu u_m D_p^{n+1} a^{-n} \int_0^{1-Y^*} Y^{(n+1)} \sqrt{Y(1-Y)} dY \end{aligned} \quad (\text{F-2})$$

ここで、

$$Y = y / D_p$$

$$Y^* = \Delta l / D_p$$

$$= \left(\frac{9 F_v^2 k_p^2}{D_p} \right)^{1/3} \cdot D_p^{-1} \quad (\text{F-3})$$

Eq.(F-3) に、Eq.(D-8) を代入し、まとめると次式となる。

$$Y^* = 1.75 \times 10^{-2} \frac{A^2 k_p^2}{z_0^6} \quad (\text{6.14})$$

すなわち、 Y^* は分離距離 z_0 および粒子物性 (Hamaker 定数 A と弾性特性係数 k_p) により決まり、粒径には依存しない。よって、本実験では定数と見なすことができる。球-平面間の断面係数 Z は次式で表されるので、曲げモーメントによる応力 σ_m は Eq.(F-6) となる。

$$Z = \frac{\pi D_p^3 \{Y^* (1-Y^*)\}^{-3/2}}{4} \quad (\text{F-5})$$

$$\sigma_m = M / Z$$

$$= 96 \frac{\mu u_m D_p^{n-1}}{\pi a^n} \int_0^{1-Y^*} Y^{(n+1)} \sqrt{Y(1-Y)} dY \{Y^* (1-Y^*)\}^{-3/2} \quad (\text{F-6})$$

応力 σ_m は単位面積当たりの力であるので、除去力 F_r は粒子接触面積 S_p を掛けて Eq.(F-7) となる。

$$S_p = 4\pi D_p^2 Y^* (1-Y^*)$$

$$F_r = \sigma_m S_p$$

$$= 12 \mu \frac{u_m D_p^{n+1}}{a^n} \int_0^{1-Y^*} Y^{(n+1)} \sqrt{Y(1-Y)} dY \{Y^* (1-Y^*)\}^{-1/2} \quad (\text{F-7})$$

上式中で、前述のように本実験では $Y^* = \text{const.}$ であるので、除去力 F_r は Eq.(6.10) で表される。

$$F_r = K_{th} \frac{u_m D_p^{(n+1)}}{a^n} \quad (\text{6.10})$$

ただし、

$$K_{th} = 384 \mu K_s / K_t \quad (\text{6.11})$$

$$K_s = \int_0^{1-Y^*} Y^{(n+1)} \sqrt{Y(Y-Y)} dY \quad (\text{6.12})$$

$$K_t = \sqrt{Y^* (1-Y^*)} \quad (\text{6.13})$$

一方、粒子の微小面積が受ける抵抗力を粒子全体について積分すると、せん断力による除去力 F_r' が求められる。

$$\begin{aligned} F_r' &= \int_0^{D_p \Delta l} dR \\ &= 24 \mu \frac{u_m D_p^{n+1}}{a^n} \int_0^{1-Y^*} Y^n \sqrt{Y(1-Y)} dY \end{aligned} \quad (\text{F-8})$$

前述のように、 $Y^* = \text{const.}$ であるので、除去力 F_r' は Eq.(F-9) で表される。

$$F_r = K'_{th} \frac{u_m D_p^{(n+1)}}{d^n} \quad (\text{F-9})$$

$$K'_{th} \equiv 24 \mu K'_s \quad (\text{F-10})$$

$$K'_s = \int_0^{1-Y} Y^n \sqrt{Y(1-Y)} dY \quad (\text{F-11})$$

以上より、除去力 F_r を気流抵抗力により生じるせん断力と考えた場合も、除去力を曲げモーメントにより生じる力とした式 (Eq.(6.10)) と同じ関数形となる。よって、ある速度分布を持つ気流による除去機構のモデルを考えた場合、粒子に働く除去力を曲げモーメントと仮定しても、せん断力を仮定しても $P_d D_p$ について同じ関数形が成立するといえる。ただし、松坂ら¹⁵⁾が指摘しているように、Eq.(6.10)とEq.(F-9)では係数が異なり一般に曲げモーメントによる力の方がせん断力よりも大きいことから、ここでは曲げモーメントにより生じる力を気流による除去力 F_r と考えた。

使用記号

A : Hamaker constant between particle and wall	[J]
A_l :: Hamaker constant of water	[J]
A_p : Hamaker constant of particle	[J]
A_w : Hamaker constant of wall	[J]
a_c : radius of contact area	[m]
D_p : particle diameter	[m]
d : nozzle-surface distance	[m]
d_1, d_2 : diameter	[m]
d_e : equivalent diameter	[m]
d_c : diameter of circular nozzle	[m]
E_p : Young's modulus of particle	[N · m ⁻²]

E_w : Young's modulus of wall	[N · m ⁻²]
F_v : van der Waals force	[N]
F_w : liquid bridging force	[N]
H : nondimensional gap (=z ₀ /r ₀)	[-]
i : von't Hoff factor	[-]
k_p : coefficient defined by Eq.(3.4)	[m ² · N ⁻¹]
M : bending moment	[J]
M_s : molecular weight of solute	[kg · mol ⁻¹]
M_w : molecular weight of water	[kg · mol ⁻¹]
N_s : number of solute molecules	[mol · m ⁻³]
	divided by single particle volume
n : index in Eq.(6.4)	[-]
P_d : dynamic pressure	[Pa]
R : gas constant	[J · K ⁻¹ · mol ⁻¹]
R_1 : nondimensional radius of liquid bridge	[-]
r_1 : radius of liquid bridge	[m]
r_2 : neck radius of liquid bridge	[m]
S : surface area	[m ²]
s : surface area of liquid bridge	[m ²]
T : temperature	[K]
u_0 : air velocity at potential core	[m · s ⁻¹]
u_0' : air velocity at critical pressure	[m · s ⁻¹]
$u(d)$: air velocity at distance d	[m · s ⁻¹]
u_m : air velocity at y = a	[m · s ⁻¹]
$u(y)$: air velocity at distance y from surface	[m · s ⁻¹]
w : length of effective jet	[m]
Z : modules of section	[m ³]
v : adsorbed molecular volume	[m ³]
v_w : volume of liquid bridge	[m ³]

v_m : monolayer adsorption capacity	[m ³]
z_0 : gap between particle and wall surface	[m]
γ : surface tension of liquid bridge	[N · m ⁻¹]
ν_p : Poisson's ratio of particle	[-]
ν_w : Poisson's ratio of wall	[-]
ρ_l : density of liquid bridge	[kg · m ³]
ρ_w : density of water	[kg · m ³]
ψ_r : relative humidity at removal equipment	[-]

引用文献

- 1) 向阪保雄, 遠藤禎行, 西江恭延 : 化学工学論文集, 18, 942 (1992)
- 2) 遠藤禎行, 向阪保雄, 西江恭延 : 化学工学論文集, 18, 950 (1992)
- 3) S.P.Timoshenko and J.N.Goodier : "Theory of Elasticity (弾性論 ; 金多潔 監訳)", p.427, コロナ社 (1976)
- 4) C.D.Donaldson and R.S.Snedeker : *J.Fluid Mech*, 45, 281 (1971)
- 5) K.L.Johnson, K.Kendall and A.D.Roberts : *Proc.Royal.Soc.Lond.A.*, 324, 301 (1971)
- 6) B.V.Derjaguin, V.M.Muller and Y.P.Toporov : *J.Colloid and Interface Sci.*, 53, 314 (1975)
- 7) C.J.Tsai, D.Y.H.Pui and B.Y.H.Liu : *Aerosol Sci.and Tech.*, 15, 239 (1991)
- 8) B.Dahneke : *J.Colloid and Interface Sci.*, 40, 1 (1972)
- 9) J.Visser : *Advan.Colloid Interface Sci.*, 3, 331 (1972)
- 10) 日本化学会編 : "化学便覧", p.564, 丸善 (1975)
- 11) M.Chikazawa, T.Yamaguchi and T.Kanazawa : *Proc.Int.Symp.Powder Technol.'81*, p.202 (1981)
- 12) 奥山喜久夫, 増田弘昭, 諸岡成治 : "微粒子工学", p.37, オーム社 (1992)

- 13) 鴨井新生, 田中英穂 : 日本機械学会論文集 (第2部), 43, 2957 (1977)
- 14) 村井一弘, 多賀正夫, 赤川浩爾 : 日本機械学会論文集 (B編), 49, 1152 (1983)
- 15) 松坂修二, 増田弘昭 : 粉体工学会誌, 29, 530 (1992)

謝辞

本研究を行うにあたり、終始ご指導、ご教示を賜りました京都大学工学部 化学工学教室 増田弘昭教授に心から感謝の意を表します。

また、本研究にご理解とご助言をいただきました京都大学 岡崎守男教授ならびに京都大学 東谷 公教授に厚くお礼申し上げます。さらに、研究室においてご協力いただきました松坂修二助手をはじめ研究室の皆様へ深く感謝いたします。

本研究をすすめるにあたって実験と解析にご協力いただいた京都大学大学院生および学部学生の深田公司、武部彰二、苅部建太、木田 実、多賀谷 実の諸氏に改めてお礼申し上げます。

振動気流の周波数を測定していただいた同志社大学 工学部 日高重助教授、下坂厚子助手ならびに粉体工学研究室の方々に謝意を表します。また、実験に多大なるご協力をいただきましたオムロン株式会社 右近忠郎、伊藤貞則、西村 定、馬場美二の各氏に感謝いたします。

本研究に関する著者の既発表論文

- (1) 増田弘昭, 後藤邦彰, 深田公司, 馬場美二: "高速気流による壁面付着微粒子の除去", *粉体工学会誌*, 30, p.p.24-31 (1993)
[第2章に相当]
H.Masuda, K.Gotoh, H.Fukada and Y.Banba; "The Removal of Particles from Flat Surfaces Using a High-speed Air Jet", *Advanced Powder Technology*, 5, p.p.205-217 (1994)
- (2) 後藤邦彰, 武部彰二, 増田弘昭, 馬場美二: "高速気流による表面付着微粒子の除去効率に及ぼす湿度の影響", *化学工学論文集*, 20, p.p.205-212 (1994) [第3章に相当]
H.Masuda and K.Gotoh: "Removal of Particles Deposited on the Surface Using High-speed Air Jet", *Proc.4th International Aerosol Conference vol.1*, p.p.267-268 (1994)
- (3) 後藤邦彰, 武部彰二, 増田弘昭: "高速気流による表面付着微粒子の除去効率に対する表面材質の影響", *化学工学論文集*, 20, p.p.685-692 (1994) [第4章に相当]
- (4) 後藤邦彰, 木田実, 増田弘昭: "高速気流による表面付着微粒子の除去における粒子径の影響", *化学工学論文集*, 20, p.p.693-700 (1994) [第5章に相当]
- (5) 後藤邦彰, 多賀谷実, 増田弘昭: "高速気流による表面付着微粒子の除去機構", *化学工学論文集*, (掲載決定) [第6章に相当]
- (6) 後藤邦彰, 苅部建太, 増田弘昭, 馬場美二: "表面付着微粒子の高効率除去法に関する検討", *粉体工学会誌*, 31, p.p.726-733 (1994)
[第7章に相当]