

Fig.1 Experimental apparatus

た。二重管ノズルは、径の異なる二つの円管を同軸に配置したノズルである。内管からは水道水を、外管からは気流を噴出させた。用いたノズルの内管の内径 D は 2.0mm、外管の内径は 8.0mm、内管と外管の隙間は 2.75mm である。また、噴流および気流ともにノズル出口において十分発達した流速分布が得られるように内管および外管の長さを 100mm とした。

水道水は加圧タンクより供給し、その流量 Q は容積式流量計で求めた。この流量 Q を用いて噴出レイノルズ数を次式で定義した。

$$Re = \frac{4Q}{\pi\nu D} \quad (1)$$

ここで、 ν は水の動粘性係数である。噴流の噴出条件としては、層流噴流となる断面平均噴出速度 V_1 が 1.2m/s ($Re=1590$) の場合と乱流噴流となる噴出速度が 7.9m/s または 8.4m/s ($Re=10190$ または 10500) の場合を考えた。これらの条件は気流がない場合に、噴流の分裂長さ L_b がほぼ同一となる ($L_b=180\text{mm}$) 噴出速度である。ただし、この L_b はノズル先端から分裂点までの平均距離として定義し、目視によって測定した。

気流の流量はあらかじめ校正したオリフィス流量計を用いて測定した。また、この流量から気流の断面平均噴出速度 V_a を求めた。今回の実験では、気流速度 V_a を 0~30m/s の範囲で変化させた。

気流中の噴流の分裂形態については、これまでにいくつかの報告があり、噴出レイノルズ Re と次式で定義されるウェーバー数：

$$We_a = \frac{(V_a - V_1)^2 \rho D}{\sigma} \quad (2)$$

を用いて、各種分裂形態の発現領域が図 2 のように整理

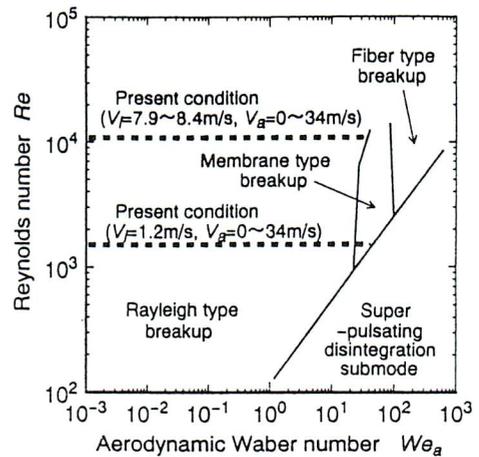


Fig.2 Experimental conditions and breakup mode

されている⁽⁴⁾。ここで、 ρ は水の密度、 σ は表面張力である。 We_a は相対速度に対して定義されたもので、 V_a と V_1 の速度が同じ場合に $We_a=0$ となる。本実験では、図中の破線で示すように $V_1=1.2\text{m/s}$ のときに We_a を 0~36 の範囲で、 $V_1=8\text{m/s}$ のときに We_a を 0~23 の範囲で変化させることができた。図に示すように本実験の範囲では主にレイリー型分裂(Rayleigh type breakup)と膜状分裂(Membrane type breakup)の分裂形態になると考えられる。これらの分裂形態の詳細については写真観察結果とともに後述する。

噴流の分裂の様子はストロボ光を用いた肉眼観察のほか、35mm スチルカメラによる写真観察によって調べた。また、噴流表面波の周波数特性を測定するためにレーザシート光センサーを用いた⁽¹⁴⁾。さらに、噴流液柱の表面変動の対称性を検出するために、二つのレーザシート光を平行に配置した平行センサーも用いた⁽¹⁵⁾。

これらのセンサーの構造と基本特性は前報までに詳しく示したとおりであるが、その基本原理は噴流液柱がレーザシート光を部分的に遮ることによって、光強度の減衰が生じ、それを検出することで噴流の変動信号を得るものである。平行センサーでは、二つのシート光が同一平面上に平行に照射されており、その間に噴流の中心軸が通るようにする。これによって、噴流が同時に二つのシート光を横切るか、あるいは交互に横切るかによって噴流変動の対称性を評価することができる。

この対称性を評価するために、平行センサーからの二つの信号の位相スペクトル $\theta(f)$ を求めた。この位相スペクトルの定義は前報⁽¹⁵⁾に譲るが、その意味はフーリエ変換により二つのセンサーからの信号を様々な周波

数の正弦波信号に分解し、それぞれの周波数ごとに二信号間の位相差を求めたものである。実際の周波数スペクトルや位相スペクトルは FFT アナライザー（小野測器製、CF350）を用いて求めた。

3. 実験結果および考察

3.1 分裂長さの変化 はじめに、分裂長さに及ぼす気流の影響を調べた。結果を図3に示す。層流噴流および乱流噴流ともに、気流速度 V_a が増加すると分裂長さ L_b は減少した。気流中における L_b の変化には、気流と噴流の相対速度が関与すると考えられるが、実験結果では両方の噴流とも相対速度が0の前後で L_b に特別な変化は見られなかった。この理由として次のようなことが考えられる。本実験では気流の発生に二重管ノズルを用いているが、形成された気流は噴流であるから周囲気体との間に乱流混合層を形成し、その最大速度はノズルから遠ざかると急速に減衰する。これによって噴流と気流との相対速度が大きい領域は噴流基部に限られ、これに起因する L_b の変化よりも、むしろ、気流の乱流変動が L_b に強い影響を与える可能性がある。このために L_b は V_a の増加に対して滑らかに変化したと思われる。また、気液の相対速度が0となる位置はノズル近傍で、液柱の分裂長さに比較して短く、相対速度が0という条件が直接的な原因とならないことも考えられる。

今回実験を行った噴流の噴出条件では、静止気体中における L_b が同一であるが、気流中での L_b は $V_a=1.2\text{m/s}$ の場合の方が短くなった。気流中での分裂は、気流によって噴流液柱が半径方向に振られることで引き伸ばされ、分裂が急速に進む。 $V_a=1.2\text{m/s}$ の場合は、 $V_a=8.4\text{m/s}$ の場合に比べて噴出方向の運動量が小さいために同じ気流速度でも半径方向へ引き伸ばされる割合が大きくなり、 L_b が短くなったものといえる。

3.2 分裂形態の観察 次に、分裂過程の写真観察を行った。噴出速度 V_j が 1.2m/s および 8.4m/s の噴流の写真を図4に示す。層流噴流の場合、静止気体中では出口付近の噴流表面は滑らかであるが、気流速度 V_a が増すとノズル近くでも表面波が現れるようになった。 $V_a=5.9\text{m/s}$ の場合は表面波が軸対称的であるが、 $V_a=11.9\text{m/s}$ 以上では左右に変動する様子が見られた。従来の研究から、このときの変動は線状になっていると推測できる。 $V_a=16.9\text{m/s}$ では液柱がフック状に引き伸ばされ、分裂に至った。また、この条件ではパラシュート状の薄い液膜の形成も観察された。

乱流噴流の場合は、噴出直後から不規則な表面波が見られた。 V_a が小さい場合には、噴流の横方向への変動は小さいが、 V_a の増加に伴い $V_a=20.7\text{m/s}$ や 30.1m/s の写真

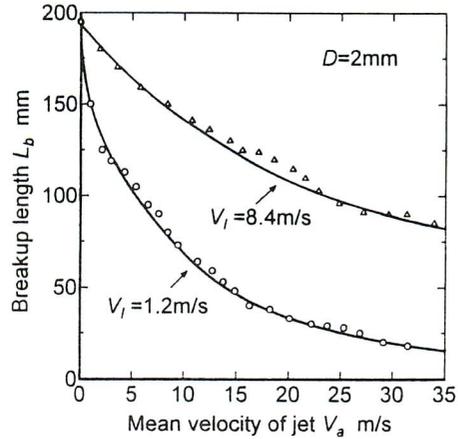


Fig.3 Effect of air velocity on breakup length

のように、液柱が半径方向へ変形した。この変形には不規則性が見られたが、写真の面に対して左右交互に変形しており、基本的には層流噴流の場合と同様に線状の形状をしているものと考えられる。ただし、層流噴流に比較して分裂点付近における波の振幅は小さく、パラシュート状の液膜の形成には至らなかった。

表面波構造についてさらに詳しく観察すると、噴出直後に見られる波のスケール（あるいは波長）は液柱の直径に比べて小さく、前報までの結果からこれは噴流内部の不規則流動によるものと考えられた。ノズル先端より $4D$ 程度の区間では表面波構造が気流速度によって変化せず、この領域では静止気体中の乱流噴流と同様な波動が見られた。

これより下流になると気流速度が大きいほど波長が長くなった。この出口近傍の短波長の波が、気流によって長い波長へと推移する過程は数値的計算結果でも得られている⁽¹¹⁾。さらに下流では、左右にうねりような変動が現れ、そのうねりの波長はさらに長くなった。この結果から、気流中での乱流噴流の表面波は下流になるほど波長が長くなり、その非対称性も顕著になることが確認できた。前報⁽¹³⁾における位相スペクトルの解析結果から、静止気体中の乱流噴流の場合は下流になるほど表面波の対称性が増すことが示されているが、気流中ではこの点が逆になる。

3.3 気流中における層流噴流の周波数および位相スペクトル解析 気流速度 V_a を変化させ、センサーのシート光の位置を、常にそれぞれの気流条件に対応する分裂位置に固定して周波数スペクトルおよび位相スペクトルを求めた。まず、層流噴流の場合を調べた。図5は、 V_a を変化させた場合の周波数スペクトルの変化を示している。静止気体中では比較的規則的な分裂が生じて

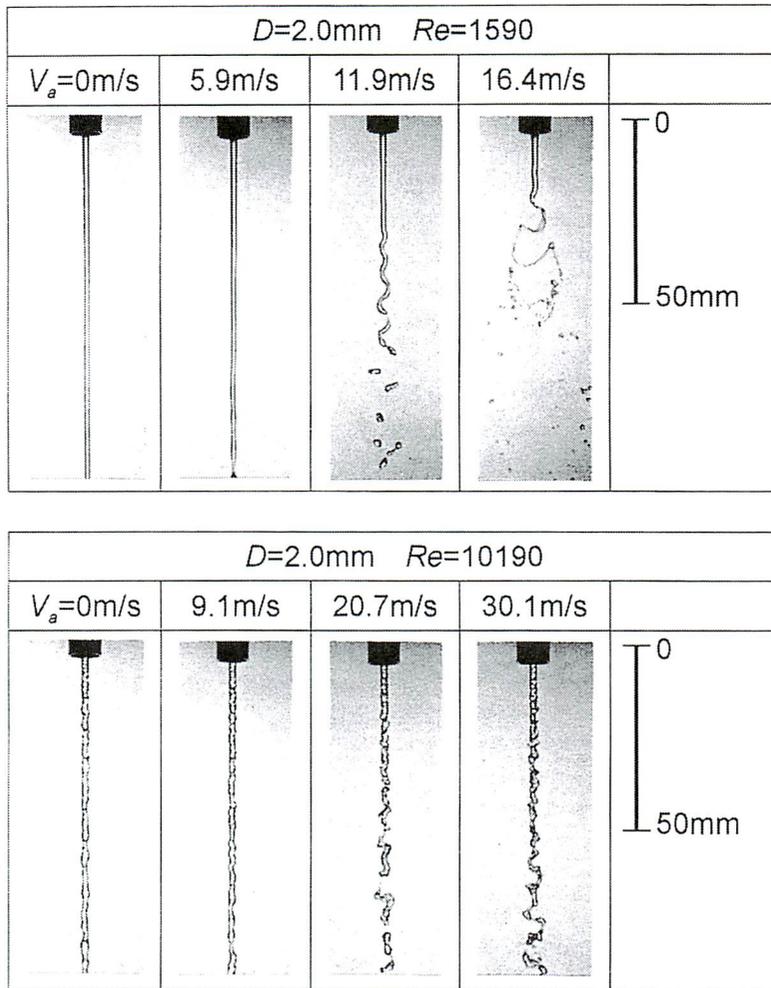


Fig.4 Photographs of jets

おり、離散的なピークが見られた。気流中ではスペクトルが連続成分で構成されるようになり、分裂点での変動が不規則変動を含むことがわかった。

$V_a=10.1\text{m/s}$ 以下ではもっとも高いピークの周波数（以下ではこれを主な周波数と表現する）は V_a の増加に対してあまり変化しないが、さらに V_a が増加すると高周波側に移行した。また、 $V_a=15.8\text{m/s}$ 以上では 400Hz 付近に顕著なピークが現れた。これは、 $V_a=11.9\text{m/s}$ 前後の場合に比べて $V_a=15.8\text{m/s}$ の気流中の方が、噴流がセンサーを通過する際の周期性が高いことを示している。図4の写真をみると $V_a=15.8\text{m/s}$ の場合に、分裂形態がレイリー型分裂から膜状分裂に遷移していることから、膜状分裂の方が分裂時の周期性が高いと考えられる。

図5に対応した位相スペクトルを図6に示す。静止気

流中の場合は、ほとんどの周波数域で位相 θ が 0deg. であり、噴流の左右で同じ位相の変動が生じている。ここで用いた平行センサーの検出面は噴流の中心軸に対して直角に任意の方向に設定でき、平行センサー全体を 90度回転させても図5、6の結果は普遍である。このような点を考えると平行センサーで位相が 0deg. になるということは、分裂点における波が高い軸対称性を有していることを示している。

気流が存在する場合は、 $V_a=6.4\text{m/s}$ 以下の場合に 100Hz より低周波域に $\theta=180\text{deg.}$ の逆位相成分が見られた。しかしながら、図5からわかるようにこの周波数域には周波数スペクトルの成分があまり存在しないので、この周波数成分の波動は分裂には関与していないと考えられた。また、図5の主な周波数付近での位相は 0dig. であるこ

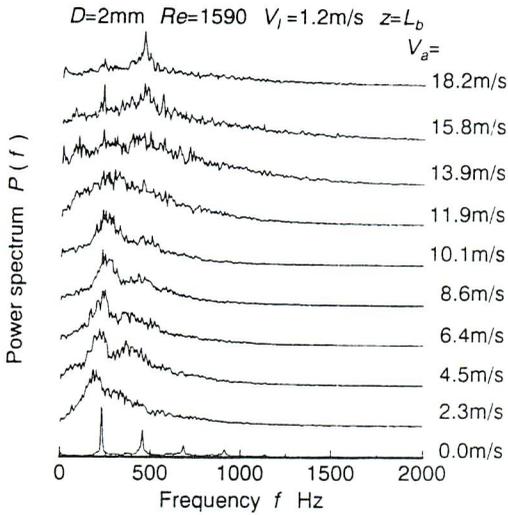


Fig.5 Frequency spectrum of laminar jet in air streams

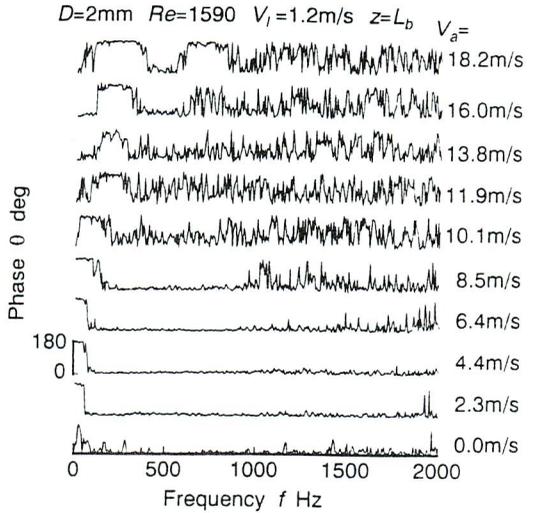


Fig.6 Phase spectrum of laminar jet in air streams

とから、この気流速度の範囲でも分裂点における波動は対称性が比較的高い。この結果は図4の写真観察の結果でも確認できる。

$V_a=10.1\text{m/s}$ 以上になると $f=0\text{Hz}$ 付近に再び $\theta=0\text{deg.}$ の領域が現れるが、 $\theta=180\text{deg.}$ の領域は気流速度の上昇とともに徐々に高周波側に移行した。図5と比較すると、 $V_a=11.9\text{m/s}$ や 13.8m/s のデータでは主な周波数付近に逆位相成分 ($\theta=180\text{deg.}$) が見られるようになり、図4に見られるようなら旋状の変動が支配的になっていることが確認できた。

$V_a=16.0\text{m/s}$ や 18.2m/s の場合には、さらに異なった位相スペクトルが得られた。特に、 18.2m/s の場合には逆位相領域が二ヶ所に明らかに現れ、それぞれの間に $\theta=0\text{deg.}$ の同位相領域が見られた。図5の周波数スペクトルを見ると、ちょうど同位相領域に特徴的なピークが存在する。これは、このピーク周波数をもつ変動が対称性の高い挙動をしていることを表している。

このように気流速度が速い領域に対称性の高い変動が再び現れる理由として以下のようなことが考えられる。図7は図4の写真をもとに、この理由を説明したものである。 $V_a=10.1\text{m/s}$ の場合は図の下段にあるように、センサーの二つのシート光を液柱が交互に通過する。このために、明瞭な逆位相成分が位相スペクトル内に現れる。これに対して、 $V_a=16.4\text{m/s}$ の場合には分裂形態が膜状分裂であり、液糸や液膜が左右ほぼ同時に二つのシート光を通過するようになる。この結果、主な周波数付近で位相の等しい領域が明瞭に現れたと思われる。前述の

膜状分裂では周期性が高くなるという結果と考え合わせると、膜状分裂の場合は周期性と対称性がともに良くなることになる。

3.4 気流中における乱流噴流の周波数および位相スペクトル解析 次に乱流噴流の解析を行った。図8は乱流噴流の周波数スペクトルに与える気流の影響を示

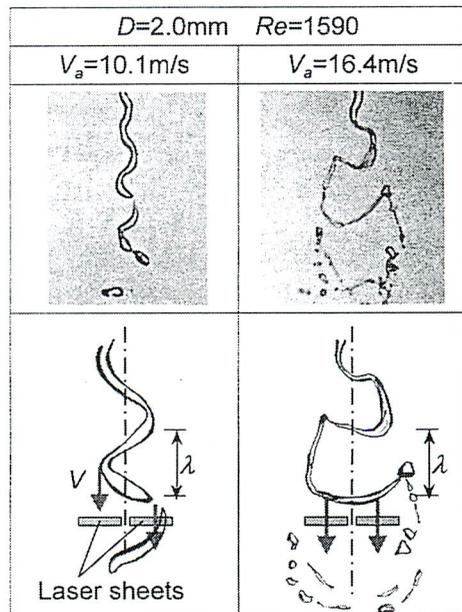


Fig.7 Axisymmetry of breakup mode

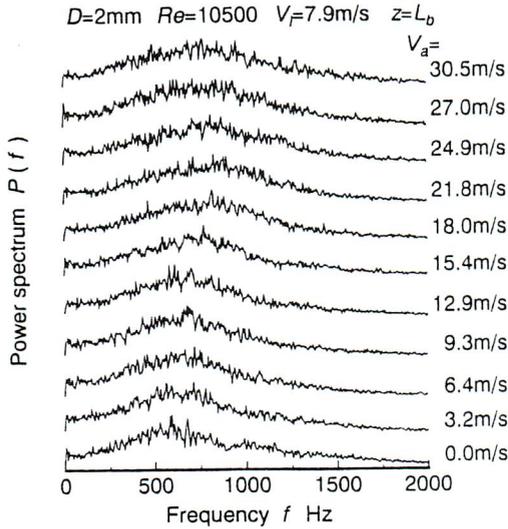


Fig.8 Frequency spectrum of turbulent jet in air streams

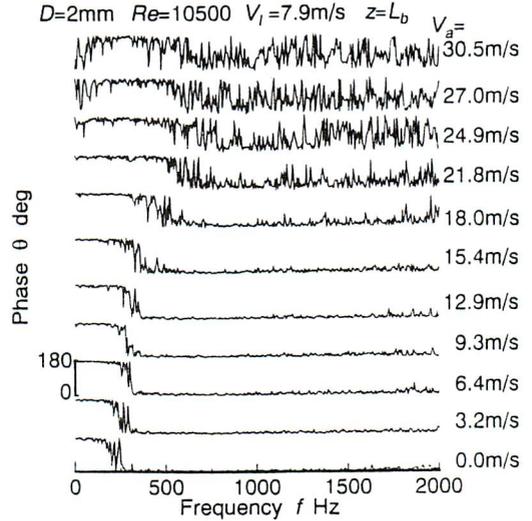


Fig.9 Phase spectrum of turbulent jet in air streams

したものである。また、これに対応する位相スペクトルを図9に示す。ただし、図の横軸の周波数範囲は0から2kHzとし、前報⁽¹⁵⁾で測定した周波数範囲(3kHz)とは異なる。 $V_a=0\text{m/s}$ の場合には約600Hz付近に主な周波数成分が見られた。気流速度が増すとこの周波数成分のピーク位置は徐々に高周波側に移行した。これは気流により噴流が加速されたためと考えられるが、 V_a が0m/sから30.5m/sに増加しても、主な周波数の増分は2割程度にとどまった。これは層流噴流の場合と異なり、噴流が大きな運動量を持っているために、気流による影響を受けにくいと思われる。

位相スペクトルでは、気流速度の影響が比較的大きく現れた。前報⁽¹⁵⁾でも示したとおり、乱流噴流の場合には静止気流中でも逆位相成分が低周波領域に存在する。気流中では、逆位相の周波数領域が気流速度の増加とともに高周波側に移行した。この結果は層流噴流の場合と同様の傾向であり、気流速度がさらに大きくなり、膜状分裂へと移行すれば図6と同じような位相スペクトルへと変化すると考えられる。図8と図9を比較すると、逆位相成分が常に各周波数スペクトルの主な周波数の低周波側に存在することがわかる。これは、噴流表面波を構成する各波動モード内の比較的低周波の波、すなわち長波長の変動が非対称な変動をしていることを意味している。これらの結果から、乱流噴流の場合にはノズル出口近傍ですでに存在する低周波域の逆位相成分が、気流の作用で増幅され分裂位置では非対称変動が顕著になると言える。

4. 結 論

周波数スペクトルならびに位相スペクトルを用いて、気流中における噴流の分裂挙動を調べた。その結果以下の知見を得た。

- (1) 層流噴流の場合、気流の作用によって生じる表面波の周波数スペクトルは連続スペクトルになり、不規則性を伴った分裂が起こる。
- (2) 分裂形態が膜状分裂の場合は、レイリー型分裂の場合に比較して分裂点での周期性と対称性が高くなる。
- (3) 気流速度の上昇に伴い、周波数ピークならびに逆位相成分は高周波側に移行する。

謝辞 本実験を行うにあたり本学学生林田和宏君、島辺正樹君の協力を得た。また、本研究は文部省科学研究費補助金[奨励研究(A)]06750163の補助を得た。ここに謝意を表す。

文 献

- (1) Lord Rayleigh, The theory of sound Vol.II, Dover Publications, (1945), 351.
- (2) A.M.Sterling and C.A.Sleicher, J. Fluid Mech., 68-3, (1975), 477.
- (3) J.W.Hoyt and J.J.Taylor, J Fluid Mech., Vol.83, Part 1, (1977), 119-127.
- (4) Z.Faragó and N.Chigier, Atomization and Sprays, Vol.2, (1992), 137-153.

- (4) Z.Faragó and N.Chigier, *Atomization and Sprays*, Vol.2, (1992), 137-153.
- (5) 新井・橋本, 日本機械学会論文集B編, Vol.51, No.469, (1985), 1624-1630.
- (6) G.D.Crapper, et.al., *Proc. R. Soc. Lond. A*, Vol.342, (1975), 209-224.
- (7) 橋本・鈴木, 日本機械学会論文集B編, Vol.56, No.523, No.523, (1990), 712-718.
- (8) 鈴木・橋本, 日本機械学会論文集B編, Vol.56, No.523, No.523, (1990), 702-711.
- (9) T.Suzuki et.al., *Proc. of 6th Int. Conf. on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS94)*, Rouen, France, (1994), 79-85.
- (10) K.Amagai et.al., *Proc. of 6th Int. Conf. on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS94)*, Rouen, France, (1994), 71-78.
- (11) 稲村ほか, 日本機械学会論文集B編, Vol.65, No.634, (1999), 2113-2118.
- (12) K.Amagai et. al., *Atomization and Spray*, Vol.7, No.5, (1997), 519-530.
- (13) K.Amagai and M.Arai, *Proc. of 7th Int. Conf. on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS97)*, Seoul, Korea, (1997), 361-368.
- (14) M.Arai and K.Amagai, *Proc. of 2nd Int. Workshop on Advanced Spray Combustion*, (1998), 1-15.
- (15) 天谷・新井, 微粒化, 25号掲載.



天谷賢児

群馬大学・工学部・助教授
群馬県桐生市天神町1-5-1

Tel. 0277-30-1523

Fax. 0277-30-1521

略歴：1992年 東北大学
大学院工学研究科
博士後期課程修了

主として微粒化のモデリング、
微粒化機構、気液二相流、
プラスチック廃棄物処理に関する研究



新井雅隆

群馬大学・工学部・教授
群馬県桐生市天神町1-5-1

Tel. 0277-30-1522

Fax. 0277-30-1521

略歴：1977年 東北大学
大学院工学研究科
博士後期課程修了

主として微粒化機構、ディーゼル噴霧、
低重力・高重力場での熱伝達、
高温燃焼に関する研究