

論文

ディーゼル噴霧内の液滴速度

(第1報 ノズルの流量係数と速度の減衰過程) *1

新井雅隆*2 廣安博之*3

DROPLET VELOCITIES IN A DIESEL SPRAY

(1st Report, Flow Coefficient and Deceleration Process of Velocity)

Masataka ARAI and Hiroyuki HIROYASU

Flow contraction coefficient of a diesel nozzle, and structure of a diesel spray as a two phase jet were studied by analyzing droplet velocities in the diesel spray. A LDV system with a 30mW He-Ne laser and a counter type signal processor was used to measure the droplet velocities and their fluctuations in the diesel spray injected into a high pressure test chamber. An apparent origin of a spray jet appears downstream of the nozzle. Then a potential core, in which the injected velocity remained unchanged, was longer than that of a conventional gaseous jet that had an apparent origin located inside of a nozzle. A velocity deceleration ratio of a completely atomized spray in the high pressure chamber was higher than an incompletely atomized spray injected into atmospheric environment.

Key Words; Spray, Diesel Spray, Nozzle, Origin of Jet, Potential Core, Velocity Distribution, Flow coefficient, Contraction coefficient

1. まえがき

ディーゼル機関での燃焼過程を支配するディーゼル噴霧の挙動に関する研究は、噴霧の平均粒径¹⁾、噴霧先端の到達距離、噴霧角等の巨視的項目^{2,3)}だけでなく、最近は分裂長さ^{4,5)}や粒子径や濃度の噴霧内空間分布⁶⁾、速度分布⁷⁾などの微視的項目についても研究が進み、噴霧性状と混合過程の関係^{8,9,10)}が非定常乱流の混合現象として解明されつつある。そこで本研究においてはディーゼル噴霧内の液滴の速度をLDVにより測

定し、その結果をもとにノズルの速度係数や縮流係数と乱れとの関係を明らかにした。また、気体噴流の速度減衰過程の解析解と比較して噴霧噴流の減衰過程の特徴を明らかにした。

2. 実験装置

噴孔径0.25mmの単孔ホールノズルを観測窓のついた内径190mmの高圧容器内に組み込みカウンタータイプのLDVで噴霧内の液滴速度の計測を行った。図1は実験装置の概要である。供試液体としては水を使用しアキュムレータで圧力変動を取り除いた後ノズルから連続的に噴射した。実験に使用したノズルは図2に示す形状の単孔ホール

*1 原稿受付 92年3月3日

*2 群馬大学工学部機械システム工学科

〒376 桐生市天神町1-5-1

TEL 0277-22-3181

FAX 0277-44-5966

*3 広島大学工学部第一類

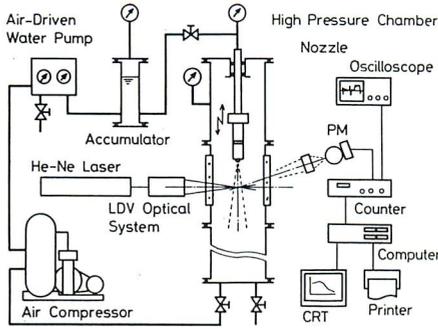
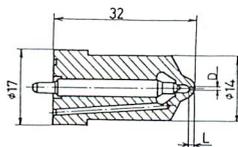


Fig. 1 Schematic of experimental system

ノズルである。図3は測定部の位置と測定体積を示したものである。交差全角 0.365 rad のレーザ光の交差部の大きさは $0.96 \text{ mm} \times 0.25 \text{ mm}$ であり測定体積の外径はノズルの出口付近の噴流の外径とほぼ等しいことから、ノズル近くの測定では噴流全体の液滴の平均速度を、ノズルから充分離れた位置では噴流内の各測定位置での液滴速度を測定しているものと思われる。測定は差動型前方散乱方式の光学系で行い、定常に噴射されているディーゼル噴霧の中心軸 Z 上の液滴速度の変化や半径 r 方向の液滴速度の分布を高圧雰囲気下で求めた。高圧容器内の圧力はディーゼル機関における着火直前と密度がほぼ等しくなる 1.0 MPa を標準とし、噴射圧は微粒化の基礎実験であることも考慮して $1.0 \sim 30 \text{ MPa}$ の範囲とした。



Nozzle Type	Single Hole Diesel Nozzle
Hole Diameter, D	0.25 mm
Hole Length, L	1.25 mm
L/D	5

Fig. 2 Single hole diesel nozzle

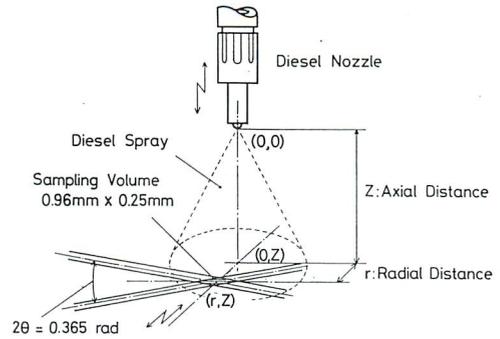


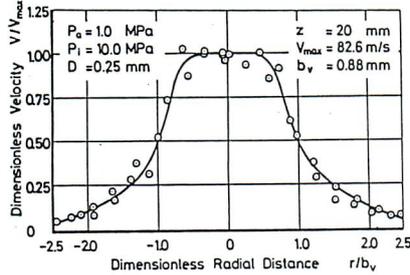
Fig. 3 Measurement location and sampling volume

3. 液滴速度の測定結果

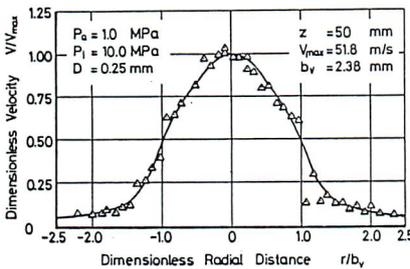
雰囲気圧力 1.0 MPa の高圧下に噴射された噴霧内の液滴速度の測定結果を図4に示す。これは測定位置を $Z = 20 \text{ mm}$, 50 mm , 80 mm と変え、それぞれの位置で半径方向の速度分布を調べた結果である。図の縦軸は中心軸上の値で正規化した無次元速度、横軸は速度の半値幅 b_v で正規化した半径距離を示している。 $Z = 50 \text{ mm}$ と 80 mm の位置の速度分布は気体噴流で一般的にみられるガウス分布の状態であるが、 $Z = 20 \text{ mm}$ の位置での測定値では速度変化の小さな領域が $r / b_v = 0.5$ 近くまで広がり、ノズル近くでの噴霧の速度分布が気体噴流と異なることを示している。噴霧噴流では噴射された液体が分裂するまでの分裂長さに相当する部分は液体塊としての運動量が大きく、外部からの力により減速しにくく、そこでの速度は周辺部をのぞき一様と考えられる。したがってここでの測定においてもこの現象が速度分布上に現れたものと解釈できる。いいかえると $Z = 20 \text{ mm}$ の位置は噴孔径で無次元化して表せば $Z/D = 80$ の位置であり、気体噴流とすればポテンシャルコアがすでに消滅し

ているはずであるが、液体噴流を気体中に噴出させた場合ではポテンシャルコアに相当する部分がこの位置まで残っていることを示している。ただし、この部分は後述の図5や図11に示すように速度の減衰もあるため、通常のパテンシャルコアと同一視することは無理である。

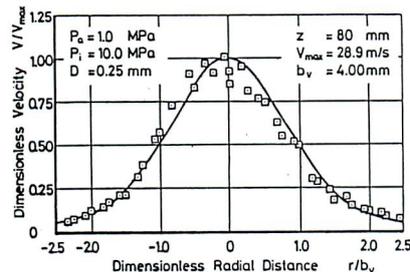
同じ噴射条件での中心軸上の速度の減衰の状態を同時に測定した乱れ強さとともに図5に示す。図4と図5では光学系の移動方法を変えてある。このために別のシリーズの測定となり、図4中の V_{max} と図5の中



(a) Velocities at $Z = 20\text{ mm}$



(b) Velocities at $Z = 50\text{ mm}$



(c) Velocities at $Z = 80\text{ mm}$

Fig. 4 Radial distributions of droplet velocity

心軸上の速度を一致させることができなかつた。この原因は不明であるが、本論文の以後の結果は図5の光学系で行ったものである。速度の減衰は図5においてノズル近くから徐々に始まるが、 $Z = 40\text{ mm}$ 付近を境にしてそれ以前と以後では減衰の状態が異なることがわかる。すなわち $Z = 40\text{ mm}$ を越えると速度が一度急激に減少しその後再び緩やかな減衰状態に戻ってゆく。速度の相対乱れ強さをみると速度の減衰と共に増加してゆくが、これは平均速度の減少に起因する相対乱れ強さの定義から派生した現象であり速度の変動成分の絶対値は殆ど減衰せず、噴流内では乱れの生成と消滅がほぼ釣り合っていると云える。

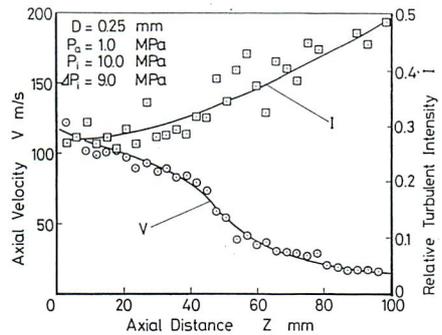


Fig. 5 Axial distribution of velocity and turbulent intensity

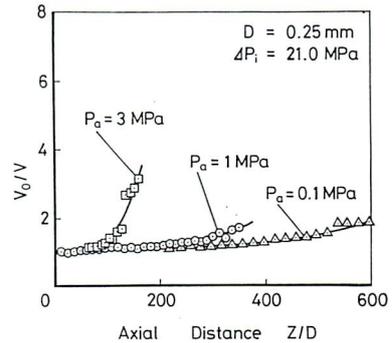


Fig. 6 Axial distribution of velocity at various ambient pressures

図6は雰囲気気圧が中心軸上の液滴速度の減衰に及ぼす効果を示した結果であり、噴射圧から雰囲気圧を差し引いた有効噴射圧は3条件とも等しくしてある。縦軸は噴出流量の実測値とノズル断面積から縮流係数を考慮せずに求めた噴出速度 V_0 で無次元化した速度の逆数を示している。また横軸はノズルの噴孔径で無次元化した距離である。速度の減衰は雰囲気気圧が高くなるにつれ急激に起こるようになる。これは雰囲気気圧の増加とともに同じ有効噴射差圧で噴射された噴霧でも噴霧中の液滴径が小さくなり減衰が促進されることや噴流にエントレインされる気体の密度が増加することの相乗効果のためと考えられる。

4. ノズルの速度係数と縮流係数

ノズル近傍での中心軸上の速度から噴出時の速度の外挿を行い、この速度を基にノズルの速度係数を求めた。図7と8は雰囲気気圧が1.0MPaと3.0MPaの場合の結果である。それぞれの図には噴射差圧と噴射流量から求めた流量係数と、速度と同様に外挿により求めた相対乱れ強さも示してある。大気圧下の実験では噴霧圧が低い場合はノズル直後では微粒化が進行せず、ノズル出口での速度をLDVの測定結果から外挿することができなかった。高圧下の結果である図8から速度係数と流量係数が最大となる噴射圧力は一致し、しかもその場合に外挿したノズル出口での乱れ強さも最大になることが明らかになった。図9は速度係数と流量係数をもとに次式から計算した縮流係数の結果である。

$$C_c = C_d / C_v \dots (1)$$

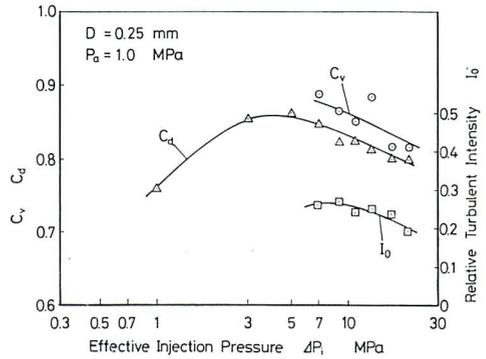


Fig. 7 Velocity and flow coefficients, and turbulent intensity (Pa = 1MPa)

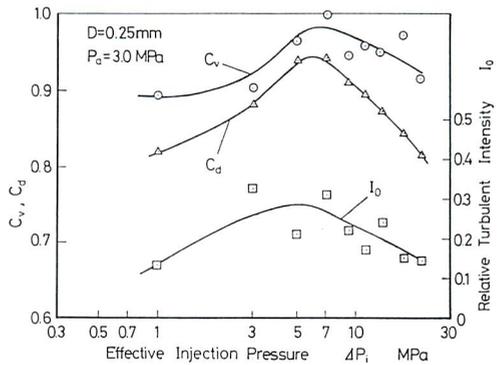


Fig. 8 Velocity and flow coefficients, and turbulent intensity (Pa = 3MPa)

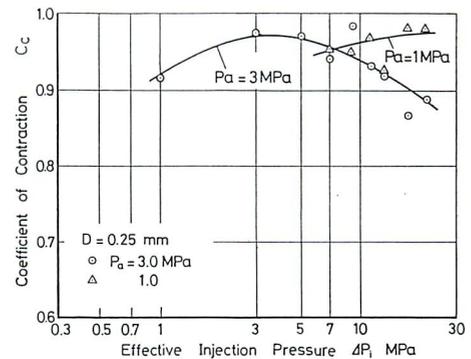


Fig. 9 Contraction coefficient

速度係数と流量係数が最大値を示す所で相対乱れ強さも最大になることからして、ノズル内を液流が充満して流れる場合に各係数は大きくなり、その場合にはノズル管壁面に付着した噴流となるため壁面が液流に作用して発生させる液流内の乱れも大きくなり、結果として噴流内の相対乱れ強さが増加したと思われる。オリフィスから液流を噴出させる場合では速度係数が大きく1.0に近づくほど液流の乱れは小さくなると考えられ、ここでの結果はオリフィスの場合とは異なる様相を示している。これはL/D=5程度のディーゼルノズルではノズル入り口部において、剥離した流れもしくはキャビテーションが発生しており、またノズル出口においてはそれが消滅する場合もあり¹¹⁾、そこで創られる乱れのノズル内での減衰とノズル出口で創られる乱れのバランスからこのような傾向に成ったものと解釈できる。

5. 中心軸上の速度減衰

ディーゼル噴霧の先端の到達距離に関する著者らの式²⁾を変形し中心軸上の距離と速度の関係式を求めると、

$$V_0/V = 0.123 \rho_a / \rho_l (Z/D) \dots (2)$$

となる。ここで ρ_a は雰囲気密度、 ρ_l は噴射された液体の密度である。これは運動量保存則をもとにした気体噴流の解析解の係数を換えかつ密度項の補正を加えた形の実験式¹²⁾であり、噴流の仮想原点がノズル出口に一致する場合の速度減衰の式である。

高速で噴出した液体噴流が微粒化してできた噴霧噴流についてノズル近傍の状態をモデル化してみると図10のようになると思

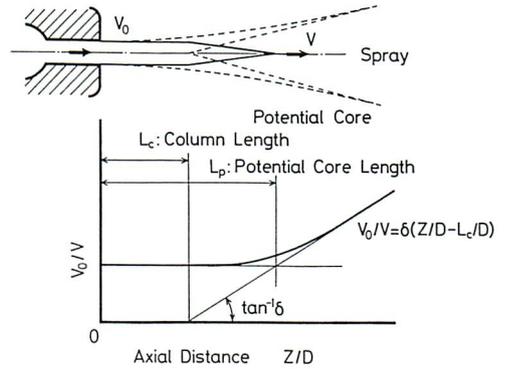


Fig. 10 A velocity decay model for a spray jet

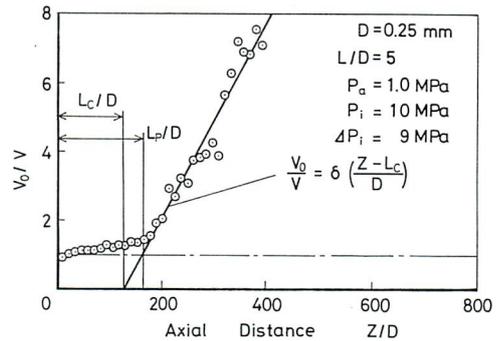


Fig. 11 Velocity decay and an apparent origin of a spray jet

われる。すなわち噴出直後での液柱の表面でしか微粒化の行われない L_c の部分と微粒化は行われるが中心部に液柱部分が残存する部分が存在し、両者を合わせた部分 L_p を通常分裂長さと呼んでいる。これを噴流の速度減衰の一般式¹³⁾、

$$V_0/V = \delta [(Z - L_0) / D] \dots (3)$$

で検討してみると噴流の仮想原点 L_0 がノズル出口より外側に飛び出した式として表すことができ、モデルと対応させることでこの仮想原点 L_0 を L_c と見なすことができる。図11は測定結果を(3)式で表すために整理し

た結果の一例である。ノズル近傍での測定は液柱部分の存在と噴霧の濃度が高いため測定値に誤差も含まれていると思われるが、図11の結果からすれば、噴霧の下流の測定精度の高い部分での速度の減衰をもとに、(3)式の勾配 δ や二つの特性距離 L_c と L_p を求めることができる。

図12, 13, 14は図11のような測定結果の整理をもとに図から読み取った L_c/D と L_p/D を噴射圧力を横軸にして示した結果である。図中には噴霧の到達距離の変化から求めた実験式²⁾による分裂長さの値 $(L_b/D)_{eq}$ と清水ら^{4,5)}による電気抵抗法により測定した $(L_b/D)_{meas}$ の値も示してある。図12の大気圧下の結果では噴流の仮想原点はノズル出口付近にあり、液柱はノズル出口から液柱全体が変動して微粒化していくものと思われる。また L_p/D は参考し示した二つの分裂長さの中間の値となり、速度の測定結果からしても何等かの液柱部分の存在が裏付けられたことになる。雰囲気圧力が高い図13と14の結果では L_c/D の値が大気圧下より大きくなり、噴流の仮想原点が雰囲気圧力や噴射圧の増加とともにノズルから遠ざかる傾向にある。しかし L_p/D の値は雰囲気圧力の増加とともに減少の傾向にあり、かつ参考にした二つの分裂長さの値に近づいてゆく。

雰囲気圧力が高くなるにつれ噴流の仮想原点がノズルから離れていく理由としては、雰囲気圧力の増加に従い噴流表面での局所的な微粒化の進行の度合いが噴流全体の微粒化の進行より速く発生し相対的に仮想原点が移動したものと考えられる。いいかえれば、雰囲気の影響の少ない大気圧下では

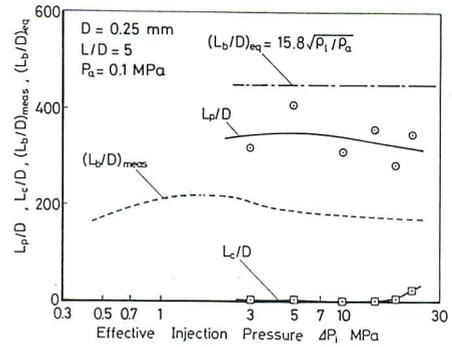


Fig. 12 The apparent origin, potential core length and breakup length ($P_a = 0.1\text{MPa}$)

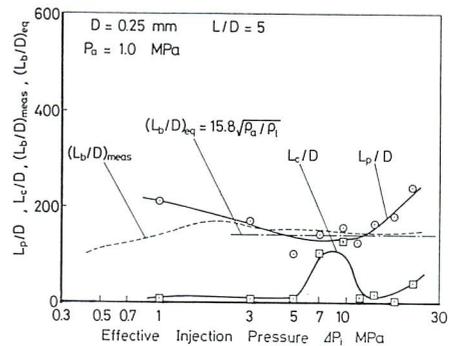


Fig. 13 The apparent origin, potential core length and breakup length ($P_a = 1\text{MPa}$)

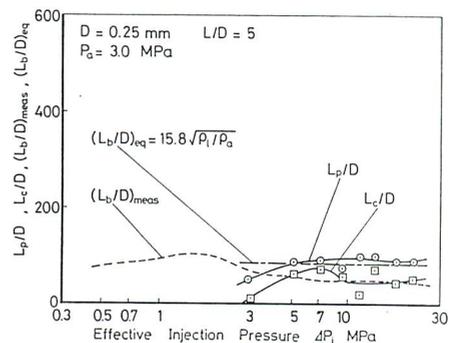


Fig. 14 The apparent origin, potential core length and breakup length ($P_a = 3\text{MPa}$)

液柱の表面も内部も全体的にゆっくりと減

速されながら微粒化されるため、噴流の仮想原点はノズル出口に一致する。ところが雰囲気密度が高くなると全体的な微粒化はノズル出口近くで行われるようになるが雰囲気密度が高いため液柱表面だけの微粒化が液柱の中心部より相対的に早く進行し、ある程度の距離を保った後に中心部まで一度に微粒化が進行し噴霧噴流となるこのため、噴流の仮想原点である L_c の値は大きくなり L_p に一致するようになる。

図15には(3)式の δ で表される噴霧の減衰率の測定結果を横軸に有効噴射圧を取って示してある。図中には(2)式による値もそれぞれの雰囲気圧力のもとで計算し破線で示してある。大気圧下での速度の減衰率を表す δ の値は破線より全体として小さく、これは微粒化後の液滴径が大きいため、噴流に巻き込まれた空気の数より個々の液滴が速く飛行しかつその減衰が遅れることを示している。雰囲気圧力の増加と共に噴霧の減衰は早く行われるようになるが、有効噴射圧が7 MPa から10 MPa にかけての噴霧は際立って大きな減衰率を示す。これはこの条件の噴霧の噴出直後の乱れが図7と8から明らかのように大きく、このため噴霧噴流内に取り込まれる空気量が増加し、これにより噴霧の速度の減衰が速やかに行われているものと考えられる。

6. まとめ

ディーゼル噴霧内の液滴速度をLDVで測定し、その結果をもとにノズルの流量係数と噴出直後の相対乱れ強さの関係を求めた。また速度の減衰をもとに気体噴流の解析解との定性的な比較や噴霧の先端到達距

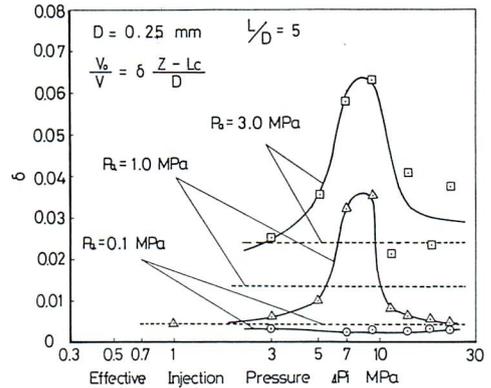


Fig. 15 The rate of velocity deceleration in a spray jet

離の式から導かれる速度式との比較を行った。主な結論は以下の通りである。

- (1) 液滴の速度の噴射後の減衰は分裂長さに相当する距離の所から開始され、ノズルから十分離れた所の半径方向の速度分布はガウス分布となる。
- (2) ノズルの速度係数と流量係数、噴出直後の相対乱れ強さ等の最大値を示す有効噴射圧力は高圧雰囲気下において一致する。
- (3) ディーゼル噴霧を噴霧噴流と見なした場合、噴流の仮想原点はノズルの外側に位置している。またこの位置は噴射された液体の分裂長さよりノズルに近い位置となる。
- (4) 噴射直後の乱れの大きい噴霧では速度の減衰率が大きい。

謝辞 本研究の測定に際し当時広島大学大学院生であった渋谷誠司君の協力を得たこと、広島大学工学部西田恵哉助教授から測定上の助言並びにモデルに対する貴重な討論をして頂いたことを記し、感謝の意を表す。

参考文献

- (1) Hiroyasu, H., Arai, M. and Tabata, M., SAE Paper No. 890464, SP774 (1989), 97.
- (2) 廣安, 新井, 自技会論文集, No21 (1980), 5.
- (3) 許, 廣安, 機論B, 55-512 (1989), 1258.
- (4) 清水, 新井, 廣安, 機論B 49-448 (1983), 2886.
- (5) Arai, M., Shimizu, M. and Hiroyasu, H., ICLASS-88 (1988), 177.
- (6) Kamimoto, T., Yokota, H. and Kobayashi, H., SAE Paper No. 890316 (1989), 1.
- (7) 小保方, 高橋, 稻葉, 自技会論文集, No. 39 (1988), 18.
- (8) Kato, T., Tsujimura, M., Shintani, T., Minami, T. and Yamaguchi, I., SAE Paper No. 890265, SP774 (1989), 15.
- (9) Katsura, N., Saito, M., Senda, J. and Fujimoto, H., SAE Paper No. 890464, SP774 (1989), 97.
- (10) Matsuoka, S. and Yoshizaki, T., SAE Paper No. 890440 (1989), 1.
- (11) Hiroyasu, H., Arai, M. and Shimizu, M., ICLASS-91 (1991), 275.
- (12) Ricou, F. P. and Spalding, D. B., J. fluid Mech., II (1961), 21.
- (13) Beer, J. M. and Chigier, N. A., Combustion Aerodynamics, Applied Sci. Pub (1972), 10.