壁面衝突ディーゼル噴霧の性状*(その3)

齋藤 昌弘^{*1}, 橋本 朗^{*2}, 長江 正浩^{*3},
千田 二郎^{*4}, 藤本 元^{*4}

Characteristics of Diesel Spray Impinging on a Flat Wall
(3rd Report)

Masahiro SAITO, Akira HASHIMOTO, Masahiro NAGAE,
Jiro SENDA and Hajime FUJIMOTO

In the experiments presented here, diesel fuel oil was injected into a quiescent atmosphere with high pressure at room temperature. A single spray was impinged on an inclined flat wall. Applying the CT method, the temporal and spatial distribution of the droplets density in this impinging spray was calculated by use of collected data obtained from the laser light extinction method. As a consequence, detailed information on the spray impinging on the inclined wall was shown through enormously thick data processing. For example, the phenomenon of the remarkable wall jet vortex appears at the peripheral region of the impinging spray in the downstream, likewise in the case of normal impingement.

Key Words: Diesel Engine, Diesel Spray, Fuel Injection, Impingement, Optical Measurement, Computed Tomography Method, Droplets Density

1. はじめに

小型高速の直噴式ディーゼル機関においては、微粒化が十分に完了していない燃料噴霧の燃焼室壁面への衝突は避けられない。そこで本研究では、常温高圧下で、常温の平板壁面に衝突するディーゼル噴霧の挙動を、巨視的および微視的に調べることを目的としている。第1報⁽¹⁾では、噴霧が壁面に垂直に衝突する場合について衝突噴霧の軸対称性を仮定して同心円モデルの適用性を検討し、レーザ光減衰法を用いて、衝突噴霧内の液滴密度の時間的・空間的分布を測定する方法を確立した。第2報⁽²⁾では、同様に垂直衝突の場合について、雰囲気密度、衝突距離および噴射圧力を変数とし、壁面衝突噴霧内の液滴密度分布、その外形形状などの微視的、巨視的挙動に関して情報を得た。

本報では、非軸対称現象である斜め衝突噴霧に光減衰CT法⁽³⁾⁻⁽⁶⁾を応用し、壁面上の噴霧の広がりや厚さおよび噴霧内の液滴密度の時間的・空間的分布などを得たので報告する。

2. 実験方法および実験条件

実験装置および実験方法は前報^{(1),(2)}の場合とは同様である。実験に際しては、圧力容器を設計変更し、壁面に対する噴霧の衝突角度を4条件、透過光減衰法によるデータの測定を8方向に変化させ得るようにした。実験は常温の静止雰囲気中で、表1の実験条

表1 実験条件

Injection nozzle	Type	Hole nozzle DLL-S		
	Number of holes	1		
	Diameter of hole	dn	mm	0.2
	length of hole	Ln	mm	1.1
Injection pump	Type	BOSCH VE		
	Pump speed	Np	Hz	15.0
Ambient temperature		T _a	K	room temperature
Mean injection pressure		P _{inj}	MPa	13.8
Injection duration		t _{inj}	ms	1.4
Injection fuel amount		Q _{inj}	mm ³	6.63
Mean injection rate			mm ³ /ms	4.74
Discharge coefficient		c		0.833
Ambient pressure		P _a	MPa	1.0, 1.5 (Air) 1.25, 1.5 (CO ₂)
Ambient density		ρ _a	kg/m ³	12.3, 18.5, 23.5, 28.2
Impingement distance		Z _w	mm	20, 24, 30, 34
Inclination angle of wall		α _w	deg.	0, 15, 30, 45

* 原稿受付 平成3年4月18日。

^{*1} 正員、ヤンマーディーゼル(株) (〒618 京都府乙訓郡大山崎町字円明寺小字鎌田16)。^{*2} 学生員、同志社大学大学院 (〒602 京都市上京区今出川通烏丸東入ル)。^{*3} 正員、トヨタ自動車(株) (〒410-11 裾野市御宿1200)。^{*4} 正員、同志社大学工学部。

図1 斜め衝突噴霧のモデル

件下で、供試燃料を鉛直下方に噴射して行った。

これらの条件においては、噴霧は噴射開始後 0.2 ~ 0.4 ms で壁面に到達する。測定は、噴霧中心軸方向に壁面から 1 ~ 10 mm の高さの断面で 1 mm 間隔、半径方向には噴霧中心軸を含む非対称の幅 42 mm の範囲で 1.4 mm 間隔で行い、各 50 回の測定に対して統計処理を施した。図1にモデル化した斜め衝突噴霧の形状を示す。

3. 測定原理

3.1 透過光減衰法 一般に、直径 d の粒子が N 個含まれる粒子群に平行光を入射したとき、入射光の減衰は次式により表される。(7)

$$I/I_0 = \exp \{-Q_{ext}(\alpha) \cdot \pi/4 \cdot d^2 NL\} \quad (1)$$

式(1)に対して対数変換を行うと、

$$\log(I_0/I) = Q_{ext}(\alpha) \cdot \pi/4 \cdot d^2 NL \quad (2)$$

が得られる。ここで、 I_0 は入射光強度、 I は粒子群を通過した光強度、 $Q_{ext}(\alpha)$ は減衰係数、 $\alpha (= \pi d / \lambda)$ 、 λ : レーザの波長) は粒径パラメータ、 L は光路長である。なお、前報^{(1),(2)}と同様の光学系を用いたので、減衰係数 $Q_{ext}(\alpha) = 2$ 一定として取り扱った。

3.2 CT法のディーゼル噴霧への適用⁽³⁾⁻⁽⁶⁾

光線を吸収する物体の断面を図2のように仮定し、その微小部分の光線の吸収係数を μ_{ij} とする。ここで、入射光強度 I_0 、物体断面を通過した後の光の強度を I とすると、例えば第1列目の場合の I は、

図2 吸収係数と光源の減衰

$$I = I_0 \exp(-\mu_{11} \Delta x) \cdot \exp(-\mu_{12} \Delta x) \cdots \exp(-\mu_{1n} \Delta x) \\ = I_0 \exp(-\sum_{i=1}^n \mu_{1i} \Delta x) \quad (3)$$

となる。式(3)に対して対数変換を行うと、

$$\log(I_0/I) = \sum_{i=1}^n \mu_{1i} \cdot \Delta x \quad (4)$$

となり、これが第1列目の投影データになる。式(4)は式(2)と同様の形となり、CT法を適用する場合にもディーゼル噴霧の濃度分布に関する情報、すなわち液滴面積密度分布の測定が可能である。

本研究では、一度に30列の投影データが測定可能であり、ノズルを回転させることにより8方向からの投影データが得られる。これを用いて、CT法を適用することにより、液滴面積密度を算出する。なお、フィルタ関数には、Shepp & Logan のフィルタ関数を修正したもの⁽³⁾を用いた。

4. 実験結果

4.1 燃料の平均壁面付着率 噴射された燃料の壁面付着率は時間とともに変化するが、現状ではその時間変化の測定は困難である。そこで前報^{(1),(2)}と同様に、噴射終了後の壁面上の燃料付着量を測定し、1回当たりの噴射量に対する割合で平均壁面付着率 A_w を求めた。

図3(a)に衝突距離 $Z_w = 24$ mm 一定で、衝突角度 α_w 、雰囲気密度 ρ_a を変化させた場合の平均壁面

The inclination angle of the wall α_w [deg.]

図3 (a) 平均付着率に対する衝突角度の影響

Distance from the nozzle to the wall Z_w [mm]

図3 (b) 平均付着率に対する衝突距離の影響

付着率 A_a を示す。実験変数を衝突角度 α_w とした場合、雰囲気気密度 $\rho_a = 12.3, 18.5 \text{ kg/m}^3$ において衝突角度 α_w が大きくなるにしたがって、平均壁面付着率 A_a は小さくなる。また、いずれの衝突角度 α_w においても雰囲気気密度 ρ_a が大になると、壁面平均付着率 A_a は増す。図3 (b) は衝突角度 $\alpha_w = 45^\circ$ 一定のときの、衝突距離 Z_w と壁面平均付着率 A_a の関係である。 $\rho_a = 18.5 \text{ kg/m}^3$ では、いずれの衝突距離 Z_w の場合にも平均壁面付着率 A_a に顕著な差は見られない。これら図3の傾向は他の条件の場合についても同様と思われる。

以上の結果をもとに、各実験条件における平均壁面付着率 A_a を求め、これを考慮して液滴密度の計算を前報⁽¹⁾と同様の方法で行なった。

図4 噴霧の上下流方向の広がり時間経過と衝突角度の関係

図5 噴霧の上下流方向の厚さの時間経過と衝突角度の関係

4.2 衝突角度の影響 図4, 図5にそれぞれ雰囲気気密度 $\rho_a = 18.5 \text{ kg/m}^3$, 衝突距離 $Z_w = 24 \text{ mm}$ 一定とし、衝突角度を $\alpha_w = 0, 15, 30, 45^\circ$ に変化させた場合の噴霧中心軸から壁面上の上下流方向への広がり R_{x1}, R_{x2} および厚さ h_{x1}, h_{x2} の時間経過を示す。両図には、垂直衝突 $\alpha_w = 0^\circ$ の場合の壁面上の半径方向の広がり R_w および厚さ h_w を実線で併記した。また、このときの壁面上の噴霧形状は軸対称を示す⁽²⁾。一方、壁面に斜めに衝突した噴霧の広がり、上流側と下流側では大きく異なり、下流側へ主として成長し、上流側へはあまり成長しない。この傾向は衝突角度が大になるほど顕著になる。これは定常噴流の場合に下流側への流量配分が増加するのと同様、壁面が傾くことにより下流側へより多くの液滴が

飛散するためである。上流側方向では、壁面に沿ってごく薄い広がりが見られるが、広がり速度は下流側方向に比べると非常に遅く、運動量の供給が絶たれる噴射終了後 ($t > 1.4 \text{ ms}$) 以降は成長速度は低下する。

図6, 図7は、雰囲気気密度 $\rho_a = 18.5 \text{ kg/m}^3$, 衝突距離 $Z_w = 24 \text{ mm}$, 噴射開始からの時間 $t = 1.2 \text{ ms}$ の条件で、それぞれ衝突角度が $\alpha_w = 0^\circ, 45^\circ$ の場合のCT法による噴霧中心軸を含む縦断面および壁面と平行に壁面からの距離 $H_w = 1, 3 \text{ mm}$ での横断面内の液滴密度分布の再構成像である。図中 $\alpha_w = 0^\circ$ の場合は中心線を、 $\alpha_w = 45^\circ$ の場合は噴射方向と横断面上の長軸、短軸方向を細線で示した。

斜め衝突 $\alpha_w = 45^\circ$ の場合、壁面に衝突するまでは垂直衝突 $\alpha_w = 0^\circ$ のときと同様、液滴密度 C_r は噴霧中心軸近傍で高い値を示し、壁面の傾きによる差はない。しかし、壁面衝突後は上下流方向でその成長は著しく異なり、いずれの時間 t においても、上流側方向への成長はほとんど認められない。これに対し、下流側方向へは時間の経過にともない大きく成長し、外縁部で液滴の巻き上げ現象が垂直衝突の場合(1),(2)と同様に観察される。この傾向は衝突角度 α_w が増すほど顕著に表れる。

図8, 図9にそれぞれ $\alpha_w = 0^\circ, \alpha_w = 45^\circ$ の場合の衝突噴霧の液滴密度別の噴霧体積の時間経過を示す。衝突初期には垂直衝突 $\alpha_w = 0^\circ$ の総噴霧体積が、斜め衝突 $\alpha_w = 45^\circ$ の場合を上回る。しかし、時間の経過にともなってその差は徐々に小さくなり、 $t = 1.0 \text{ ms}$ でその関係は逆転し、その差は時間の経過とともに増加する。この傾向は、雰囲気気密度 $\rho_a = 12.3 \text{ kg/m}^3$ の場合も同様である。総噴霧体積の大小関係が逆転する時間は、雰囲気気密度 ρ_a および衝突角度 α_w が増すほど早くなる傾向にある。

以上の結果は次の様に説明される。壁面が傾くにつれて、噴霧は壁面衝突後、下流側に主として流れ、衝突による噴霧液滴の分散効果が小さくなり、衝突初期には総噴霧体積が垂直衝突の場合に比べて小になると考えられる。しかし、噴霧中心軸上に集中している液滴群の運動量および流量の配分が、壁面の傾きの増加にともなって下流側に増大し、下流側外縁部と周囲気体との混合が活発化するものと思われ、時間が経過するにつれて次第に垂直衝突時の総噴霧体積との差は小さくなり、やがて逆転すると考えられる。

雰囲気気密度 ρ_a , 衝突角度 α_w によらず、噴霧中心軸および壁面近傍に多く見られる液滴密度 C_r が高い領域 (E, F, G) すなわち A/F が低い領域の噴霧体

図6 CT法による再構成像
($\alpha_w = 0^\circ, Z_w = 24 \text{ mm}, \rho_a = 18.5 \text{ kg/m}^3$)

図7 CT法による再構成像
($\alpha_w = 45^\circ, Z_w = 24 \text{ mm}, \rho_a = 18.5 \text{ kg/m}^3$)

図8 液滴密度別の噴霧体積の時間経過 ($\alpha_w = 0^\circ$)

図10 噴霧の上下流方向の広がり時間経過と雰囲気密度の関係

図9 液滴密度別の噴霧体積の時間経過 ($\alpha_w = 45^\circ$)

積は時間的にほとんど変化しない。一方、液滴の巻き上げ現象^{(1),(2)}がみられる噴霧外縁部の液滴密度 C_i が低い領域 (A, B, C) すなわち A/F の高い領域は、時間の経過にともなって急激に増加するのが特徴的である。

4.3 雰囲気密度の影響 図10に衝突角度 $\alpha_w = 45^\circ$ 、衝突距離 $Z_w = 24 \text{ mm}$ 一定とし、雰囲気密度を $\rho_a = 12.3, 18.5, 23.5, 28.2 \text{ kg/m}^3$ と変化した場合の、噴霧中心軸から壁面上の上下流方向への広がり R_{x1}, R_{x2} の時間経過を示す。同時刻における R_{x2} についてみると、雰囲気密度 ρ_a が高くなるにしたがって液滴の飛散に対する抵抗が増すため、 R_{x2} は小に

図11 CT法による再構成像 ($\alpha_w = 45^\circ$, $Z_w = 24 \text{ mm}$, $\rho_a = 28.2 \text{ kg/m}^3$)

なる。すなわち下流側方向への広がり速度が遅くなる。また、上下流方向の厚さ h_{x1}, h_{x2} はいずれの時間においても大きな差はなかった。

図11は、衝突角度 $\alpha_w = 45^\circ$ 、衝突距離 $Z_w = 24 \text{ mm}$ 、雰囲気密度 $\rho_a = 28.2 \text{ kg/m}^3$ 、噴射開始からの時間 $t = 1.2 \text{ ms}$ の場合の、CT法による噴霧中心軸を含む縦断面および壁面と平行に壁面からの距離 H_w

図15 CT法による再構成像
($\alpha_w = 45^\circ$, $Z_w = 34$ mm, $\rho_a = 18.5$ kg/m³)

経過時間 t_{imp} の関係を示す。本研究の衝突距離の実験範囲 ($Z_w = 20 \sim 34$ mm) では、噴霧先端は衝突までほぼ等速で進む⁽¹⁰⁾と考えられる。したがって、噴霧中心軸上の運動量は衝突するまでにほとんど減衰されず、燃料噴霧の微粒化も十分に進まないうちに壁面に衝突すると思われる。それゆえ、衝突距離 Z_w の影響による衝突噴霧の形状の変化には、それほど顕著な差が認められないと考えられる。なお、国吉らの噴射圧が本研究の場合よりも高い船用機関のディーゼル噴霧に関する研究例⁽¹¹⁾においても、ほぼ同様の結果が報告されている。

図15は、雰囲気気密度 $\rho_a = 18.5$ kg/m³、衝突角度 $\alpha_w = 45^\circ$ 、衝突距離 $Z_w = 34$ mm、噴射開始からの時間 $t = 1.2$ ms の場合の、CT法による噴霧中心軸を含む縦断面、および壁面と平行に壁面からの距離 $H_w = 1, 3$ mm における横断面内の液滴密度分布の再構成像である。図中には図7と同様、噴射方向と横断面上の長軸、短軸方向を細線で示した。図7と比較すると、ノズル噴口から壁面までの距離を変化させているので、壁面に衝突するまでに要する時間 t_{imp} が異なる。その結果上下流方向への成長は衝突距離が短い方が大きくなる。同一時刻において液滴密度 C_r が高

図16 液滴密度別の噴霧体積の時間経過 ($Z_w = 34$ mm)

い外縁部について比較すると、衝突距離が短くなると、等液滴密度線が密になっていることから、より早期に巻き上げ現象が生じると考えられる。しかし、衝突噴霧の形状そのものは、前述のように衝突距離 Z_w が変化してもそれほど大差がない。また、他の実験条件の場合と同様、衝突噴霧の壁面上の形状はランセット形を示し、噴射開始後の時間が経過するにつれて、下流側方向への広がりが増著になり、外縁部における巻き上げ現象が著しくなる。図16に衝突距離 $Z_w = 34$ mm の場合の衝突噴霧の噴霧体積の時間経過を示す。図9と比較すると、いずれの時間においても衝突距離 Z_w が短い方が総噴霧体積が大きく、燃料噴霧と周囲気体が混合した結果生じる液滴密度 C_r が低い領域 (A, B, C) の体積も大きい。図13、図14のように、上下流方向への広がり、また厚さすなわち最大高さの衝突距離による影響はそれほど大ではない。しかし図示はしていないが最大高さ付近の壁面上の噴霧の厚さは衝突距離が短いほど厚くなる。したがって以上のような傾向が表われたと思われる。なお、これらの結果は、壁面とノズルの距離が短い方が混合が促進されるという坂根らの報告⁽¹²⁾と同様である。

4.5 壁面衝突噴霧の挙動 以上の結果より、壁面衝突噴霧の挙動は次のように考えられる。

本研究で対象とする小型高速の直噴式機関の燃焼室内においては、燃料噴霧は壁面に衝突するまでは等速で進み、壁面の存在による減速はみられず⁽¹¹⁾、噴射開始後約 0.2 ~ 0.3 ms で壁面に衝突する。また、噴霧は噴射開始後約 0.5 ms までは十分に発達せず⁽¹³⁾、噴射期間を通じて噴口から約 20 ~ 30 mm⁽¹⁴⁾

図12 液滴密度別の噴霧体積の時間経過 ($\rho_a = 28.2 \text{ kg/m}^3$)

= 1.3 mm における横断面内の液滴密度分布の再構成像である。図中には図7と同様、噴射方向と横断面上の長軸、短軸方向を細線で示した。図7と比較すると、同一時刻における下流側外縁部での液滴密度分布は、雰囲気密度 ρ_a が大きいほど等液滴密度線が密になり、より激しい乱流混合が生じ、下流側方向への成長は抑えられるものの壁面上方への成長が大きくなる。また、いずれの条件においても下流側方向へ大きく成長し、外縁部で壁面から上方への噴霧液滴の巻き上げ現象が観察され、それとともなって液滴密度 C_r が低い領域の占める割合が増加する。これは、壁面からの距離 $H_w = 3 \text{ mm}$ における横断面像で見られるように、液滴密度 C_r の最も高い噴霧中心軸から、下流側方向へいくに従って次第に C_r が減少し、一旦測定範囲 ($C_r < 0.1 \times 10^{-3} \text{ mm}^3/\text{mm}^3$) 以下になり、再び増加して外縁部でピーク値を持つことから確認できる。

図12に雰囲気密度 $\rho_a = 28.2 \text{ kg/m}^3$ の場合の衝突噴霧の液滴密度別の噴霧体積の時間経過を示す。図9と比較すると、衝突初期にはいずれの密度条件においても大差はない。時間の経過とともに下流側外縁部での周囲気体との活発な混合により、液滴密度 C_r が低い領域 (A, B, C) の噴霧体積が急激に増加するのが特色である。また、雰囲気密度 ρ_a が高くなるにつれて、同一時刻における衝突噴霧の広がり成長が抑えられるため、総噴霧体積は減少する。

以上より、雰囲気密度 ρ_a が壁面衝突噴霧に及ぼす影響は以下のように考えられる。ホールノズルでは、噴射された噴霧の運動量分布は中心軸上に集中し⁽⁸⁾、衝突初期には噴霧内部の運動量の大きな主流域⁽⁹⁾が

図13 噴霧の上下流方向の広がり時間経過と衝突距離の関係

図14 噴霧の上下流方向の厚さの時間経過と衝突距離の関係

噴霧体積中に占める割合が高く、この領域は雰囲気密度 ρ_a の影響を受けにくいと考えられる。一方、衝突後期は、壁面上の噴霧と周囲気体との運動量の交換が促進されて噴霧自体の運動量が大きく減少し、さらに周囲気体との摩擦抗力や圧力抗力により成長速度も減少し、雰囲気密度 ρ_a の影響を受け易くなると考えられる。

4.4 衝突距離の影響 図13, 図14に雰囲気密度 $\rho_a = 18.5 \text{ kg/m}^3$, 衝突角度 $\alpha_w = 45^\circ$ を一定とし、衝突距離 $Z_w = 20, 24, 30, 34 \text{ mm}$ の場合の、それぞれ噴霧中心軸から壁面上の上下流方向への広がり $Rx1, Rx2$ および厚さ $hx1, hx2$ と噴霧の壁面衝突後の

の範囲は未分裂の液流の状態⁽¹⁴⁾にある。したがって本研究の実験範囲では、大部分が未分裂状態の噴霧で壁面に衝突し、その衝突効果によって微粒化が促進されていると考えられる。壁面上の衝突噴霧内部では、衝突効果による噴霧液滴が、壁面近傍により多く存在し、液滴の持つ運動量についても壁面に近づくにつれて大きくなると思われる。したがって、運動量の大きい壁面近傍の液滴群により、衝突噴霧の壁面上の広がりが増進される。一方、成長しつつある噴霧の先端部は静止している周囲気体によって抵抗を受け、壁面上方へ押し出されるようにして液滴の巻き上げが生じる^{(1)・(2)}。周囲気体を取り込んで壁面上での厚さを増し、それにもなって総噴霧体積も増す。これは自由噴霧において、その先端に回転楕円体状の滞留部⁽¹⁵⁾が形成されるのと同様の理由によると思われる。

5. ま と め

常温高圧雰囲気中で常温平板壁面に衝突するディーゼル噴霧内の液滴密度分布を光減衰CT法により測定し、衝突角度、雰囲気密度、衝突距離の影響について調べた結果、以下の結論が得られた。

- (1) 本研究の測定法により衝突噴霧の断面形状の定量的な情報が得られる。
- (2) 同時刻で比較すると、衝突噴霧内の下流側外縁部における液滴密度は、衝突角度および雰囲気密度が大きくなるほど、また衝突距離が短くなるにつれて高い値を示す。
- (3) 下流側外縁部においては、垂直衝突の場合同様、噴霧液滴の壁面近傍から上方への巻き上げ現象が観察され、これにより衝突噴霧はその噴霧体積を増す。この巻き上げ現象は、衝突角度が大きいほど顕著にみられる。
- (4) 衝突噴霧の体積の増加は、液滴密度が低い、すな

わち空燃比が高い領域の増加に起因する。これに対し、液滴密度の高い領域の増加はほとんどない。

- (5) 壁面に衝突した総噴霧体積は、衝突初期にはいずれの条件においても差はみられず、衝突中期には垂直衝突時の噴霧体積が最も大きい。しかし、時間経過にともなってその大小関係は逆転し、衝突角度および雰囲気密度が増すほど、また衝突距離が小になるほどその時期は早くなる。

終わりに臨み、実験装置の製作には三井造船㈱、ヤンマディーゼル㈱、㈱ゼクセル、NKK㈱のご協力を頂いたこと、東燃㈱に燃料の供給をして頂いたこと、塚本時弘氏(堀場製作所)に貴重な御助言を頂いたこと、実験には倉橋拓也、藤谷博樹、床哲也(いずれも本学学生)諸君の協力を得たことに謝意を表す。なお、本研究の一部は昭和63年～平成2年度の文部省科研費補助金(重点領域研究、燃焼機構)および㈱新潟鉄工所によった。

文 献

- (1) 藤本ほか、機論, 54-503, B(1988), 2252.
- (2) 桂ほか、機論, 56-521, B(1990), 227.
- (3) 中山ほか、第7回燃焼ソングラム前刷, (1986), 13.
- (4) 佐藤ほか、第7回燃焼ソングラム前刷, (1986), 16.
- (5) 河村ほか、自技論, 27, (1983), 48.
- (6) 河村ほか、自技会前刷, 861, (1986), 69.
- (7) Kamimoto T., et al., SAE Paper 840276(1984).
- (8) Matsuoka S., et al., Proc. CIMAC, DS-38, (1981).
- (9) Kuniyoshi H., et al., SAE Paper 800968(1980).
- (10) Takeuchi K., et al., SAE Paper 830449(1983).
- (11) 国吉ほか、船機誌, 15-11(1980), 889.
- (12) 坂根ほか、機論, 54-503, B(1988), 1861.
- (13) Fujimoto H., et al., Proc. 14th CIMAC, D38, (1981), 1.
- (14) たとえば Fujimoto H., et al., Proc. 13th CIMAC, D25, (1979), 1.
- (15) 国吉ほか、船機誌, 13-5, (1978), 357.