

## 光ファイバ温度計によるディーゼル燃焼過程の変動特性解析\*

### (通常噴射とパイロット噴射の燃焼変動比較)

石田 正 弘<sup>\*1</sup>, 駱 貴 峰<sup>\*2</sup>  
坂口 大 作<sup>\*1</sup>, 植木 弘 信<sup>\*1</sup>

## Fluctuation Analysis of Diesel Combustion Process by means of the Optical Fiber Thermometer (Comparison of Combustion Fluctuation between Conventional Injection and Pilot Injection)

Masahiro ISHIDA, Gui-Feng LUO,  
Daisaku SAKAGUCHI and Hironobu UEKI

In order to clarify the characteristics of combustion fluctuation in diesel engines quantitatively, the fluctuations of pressure and flame temperature were measured, and the root mean square value, the autocorrelation coefficient and the power spectrum density of the measured fluctuations were analyzed by comparing the cases with and without pilot injection. The following concluding remarks are obtained. (1) The frequency power spectrum of the in-cylinder pressure history is reduced markedly by pilot injection in two frequency ranges from 0.2 to 2.0 kHz and from 2 to 5 kHz. (2) The fluctuation of combustion pressure is dependent on the maximum rate of pressure rise, which is dependent on the ignition delay. (3) The maximum rms of the flame temperature fluctuation during diffusion combustion has a clear correlation with that of the pressure fluctuation in the initial combustion. (4) The fluctuation of the flame temperature during diffusion combustion has the characteristics of isotropic turbulence.

**Key Words:** Diesel Engine, Combustion, Pressure, Flame Temperature, Fluctuation Analysis, Power Spectrum Density, Isotropic Turbulence

### 1. ま え が き

ドッジブランジャ式パイロットインゼクタ<sup>(1)</sup>による主噴射に近接したパイロット噴射の, 機関の性能, 燃焼および排気物質に及ぼす影響を, 著者ら<sup>(2)(3)</sup>は, 直接噴射式ディーゼル機関において実験的に調べている。その場合, パイロット噴射によって, 着火遅れが短縮されること, NO<sub>x</sub>と燃費の背反関係が顕著に改善されること, また, パイロット噴射に基づく燃費低減要因として, 第1に排気損失の減少, 第2に冷却損失の減少, 第3に機械効率の向上などが示された。

着火遅れの短縮によって最高燃焼圧力が増加し, 機械効率が低下することが推定されるにもかかわらず, パイロット噴射により機械効率が最高4%向上することが注目された。機関の振動および騒音が, 着火遅れあるいは最大圧力上昇率と密接な相関<sup>(4)</sup>があることから判断すれば, パイロット噴射に基づく着火遅れの短縮により, 燃焼初期における圧力上昇率が減少し, ピストンやピストンリングなどの機関構成要素の振動

が低減されることが十分推定され, その結果として機械効率が改善されたと考えられる。また, 冷却損失の低下は, パイロット噴射による着火遅れ短縮効果により, 燃焼初期の圧力上昇が緩やかになり, 筒内流動の乱れ強さおよび燃焼室内の衝撃圧力変動の強さが減少し, 燃焼ガスから燃焼室壁への熱伝達率が低下することが推定される。

本研究では, パイロット噴射に基づく機械効率の向上および冷却損失の原因を追究するため, パイロット噴射と通常噴射の比較において, 連続した100サイクルにわたる燃焼圧力および火炎温度の時間履歴を計測し, 変動の周波数スペクトルおよび変動の強さ(rms値)の解析を通して, 着火遅れと最大圧力上昇率, 最大圧力上昇率とrms値の関係および燃焼圧力変動と燃焼火炎温度変動の相関関係を調べている。

火炎温度の計測では, 光ファイバ温度計を用いて2色法を適用し, 連続した100サイクルにわたってクランク角0.25°CAごとに計測した。解析では, 移動平均法により火炎温度の乱れ強さ(rms値)を抽出するとともに, 変動の自己相関係数および周波数パワースペクトルなどの統計的解析手法を適用して, パイロット噴射および通常噴射それぞれの場合の燃焼圧力変動と火炎温度変動の比較から, ディーゼル燃焼における燃

\* 1995年7月17日 日本機械学会九州支部長崎地方会講演会において講演, 原稿受付 1996年9月17日。

<sup>\*1</sup> 正員, 長崎大学工学部 (☎ 852-8521 長崎市文教町1-14)。

<sup>\*2</sup> 正員, 長崎大学工学部 [現: いすゞ自動車(株) (☎ 210-0821 川崎市川崎区殿町3-25-1)]。

燃焼変動の特性を明らかにしようとした。

## 2. 計測装置および計測方法

**2・1 火炎温度計測システム** 図1は、光ファイバ温度計を用いた火炎温度計測システムを示す。直径約1.3 mmのサファイヤ棒で製作された傾斜先端形ライトパイプセンサの受光部を通過したふく射エネルギーは、光ファイバケーブルを通して4チャンネル光ファイバ温度計(アキュファイバ社製モデル100C, 略称OFT)へ送られる。OFTでは、中心波長がそれぞれ赤外域の2波長950, 800 nmおよび可視域の2波長200, 600 nmについてふく射エネルギー強さを検出し、この電圧出力は4チャンネルエンジンアナライザ[小野測器(株)製CB-467]へ転送され、クランク角0.25°CAごとのデータとしてサンプリング後、ワークステーション(HP製モデル715/33)に記録、解析される。Matsuiら<sup>(5)</sup>によって示された2色法を適用するに当たって、本研究では、すす粒子群からのふく射エネルギー強さが一般的に可視域より近赤外域の1 μm近傍で最高になることを考慮して、上述の赤外域2波長に基づく2色法を選択した<sup>(6)</sup>。なお、筒内圧力、燃料噴射圧、針弁リフトなどの時間履歴についても、それぞれのセンサを用いて、上記の計測システムにより火炎温度と同時に計測した。

**2・2 供試機関およびパイロットインゼクタ** 供試機関として、水冷四サイクル直接噴射式自動車用過給ディーゼル機関[三菱自動車工業(株)4D31-T形]を用いた。本機関は、ボア100 mm, ストローク105

mm, 4気筒, 最大出力95.6 kW(130 PS)/3 500 rpmである。これに別途インタクーラを装着し、給気温度を一定に保った。本実験では、機関回転速度を1 750 rpmの一定に保ち、正味平均有効圧 $P_{me}$ を0.40 MPaおよび0.83 MPaの二とおり、主噴射開始時期 $\theta_{inj}$ を上死点前5°, 上死点および上死点后5°の三とおりについて行った。供試燃油としてセタン価約57の市販の軽油を用いた。

図2は、本実験で使用した通常噴射弁およびパイロット噴射弁の構造を示す。パイロット噴射弁は、ドッジプランジャを内蔵しており、ドッジプランジャシート径 $d_{DP}$ によりパイロット噴射量を、また、ドッジプランジャリフト量によりパイロット分離間隔を変化できる。なお、このパイロットインゼクタの基本的な噴射率特性や噴霧特性は、すでに吉津<sup>(7)</sup>によって示されている。本実験では、パイロットと主噴射の分離間隔をクランク角で約5°CAに設定し、ドッジプランジャシート径 $d_{DP}$ に3.7 mmを選定した。機関回転速度1 750 rpmのとき、パイロット噴射量は約3.0 mg/stであり、この噴射量は、 $P_{me}$ が0.40 MPaおよび0.83 MPaの場合の全噴射量に対し、それぞれ約12%および7%であった。用いた噴射ノズルは、噴孔径0.26 mm, 噴孔数5の不等ピッチノズルで、パイロット噴射開弁圧は18.5 MPa, 主噴射開弁圧は22.5 MPaである。

図3(a), (b)には、それぞれ低負荷( $P_{me}=0.40$  MPa: 記号F5)および高負荷( $P_{me}=0.83$  MPa: 記号F3)の機関運転条件において、連続した350サイクルにわたって計測された燃焼圧力 Pressure [MPa], 熱

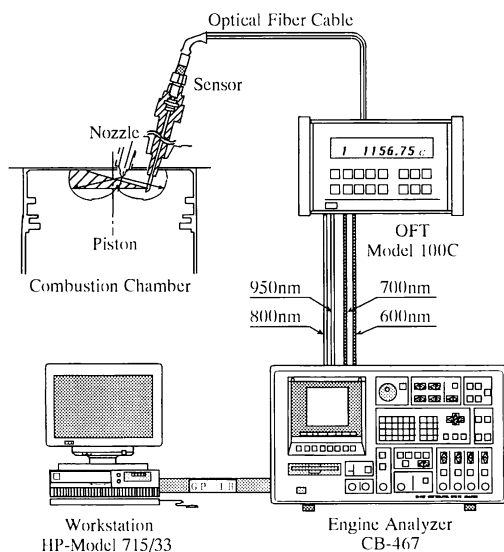
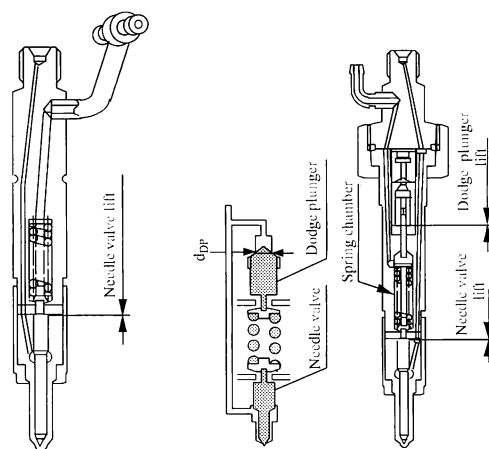


Fig. 1 Flame temperature measuring system



(a) Original injector (b) Pilot injector

Fig. 2 Tested original injector and pilot injector

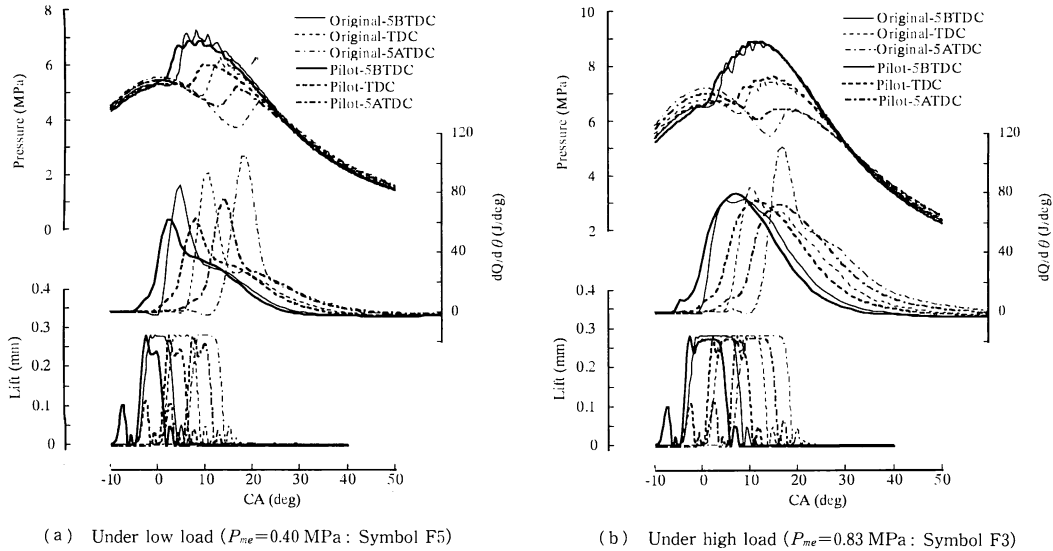
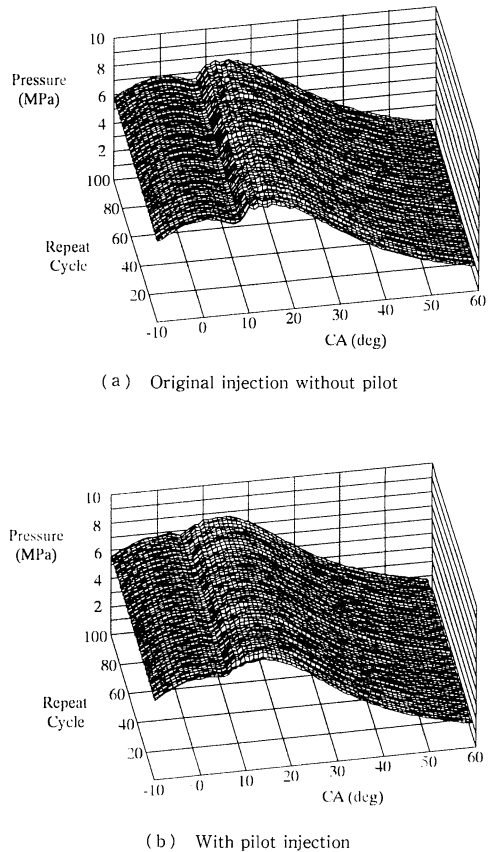


Fig. 3 Averaged time histories of combustion pressure, heat release and needle valve lift

発生率  $dQ/d\theta$  [ $J/^\circ$ ] および針弁リフト Lift [mm] のアンサンブル平均時間履歴を、上死点前  $10^\circ$  から上死点后  $50^\circ$  の範囲で示した。図3では、通常噴射とパイロット噴射について、噴射時期を三とおり変化した場合を示しており、パイロット噴射時の主噴射開始時期と通常噴射開始時期を一致させた。図3に示すように、パイロット噴射を主噴射に対し  $5^\circ$  先行させると、いずれの噴射時期においても、また、いずれの負荷においても、パイロット燃焼の熱発生率が主燃焼の熱発生率に先だって顕著に現れ、主噴射の着火が早くなって、主燃焼の最高熱発生率が低くなり、パイロット噴射によって燃焼初期の圧力上昇が緩やかになることがわかる。

### 3. 変動の統計的解析方法

**3.1 燃焼圧力変動の解析方法** 図4(a), (b)は、燃焼圧力時間履歴の100サイクルにわたる変化の計測例を、通常噴射とパイロット噴射の比較において示す。いずれも高負荷 ( $P_{me}=0.83$  MPa) で主噴射開始時期が上死点の場合である。両者に比較してわかるように、パイロット噴射の場合、着火が早いため燃焼初期の圧力上昇が緩やかであり、サイクル変動が小さい。このような個々のサイクルにおいて、燃焼圧力変動の大きさを定量的に評価するため、圧力変動の二乗平均値 (rms 値) を算出した。以後、これを圧力の乱れ強さと呼ぶ。なお、解析に当たっては、移動平均幅を設定し、移動平均法を適用して以下の手法により変動分を抽出した。すなわち、あるサイクルの任意のクラ

Fig. 4 Cycle variation of combustion pressure ( $\theta_{mj} = TDC$ )

シク角  $i$  (CA) での筒内圧力  $P(i)$  の移動平均値  $MP(i)$  は、移動変動幅を  $2n$  とすると式(1)で表され、その点における圧力変動幅  $DP(i)$  は式(2)で、また二乗平均値  $rms(i)$  は式(3)で求まる。

$$MP(i) = \frac{1}{2n+1} \sum_{j=-n}^n P(i+j) \dots\dots\dots (1)$$

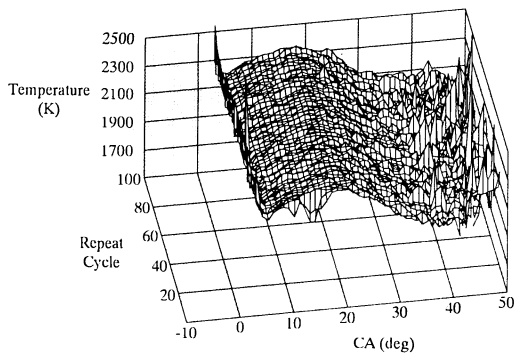
$$DP(i) = P(i) - MP(i) \dots\dots\dots (2)$$

$$rms(i) = \left[ \frac{1}{2n+1} \sum_{j=-n}^n \{DP(i+j)\}^2 \right]^{1/2} \dots\dots (3)$$

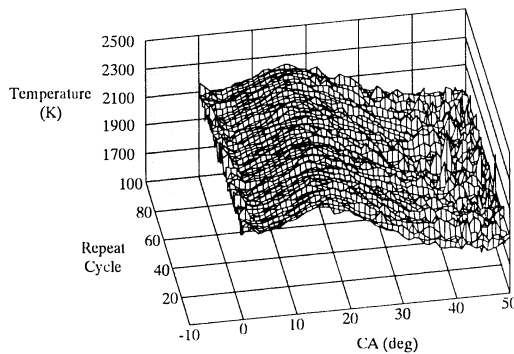
**3・2 火炎温度変動の解析方法** 図5(a)および図5(b)は、2色法により計測された火炎温度時間履歴の100サイクルにわたる変化の例を、通常噴射とパイロット噴射の比較において示す。いずれも高負荷 ( $P_{mc} = 0.83$  MPa) で主噴射開始時期が上死点前  $5^\circ$  の場合である。両者を比較してわかるように、パイロット噴射の場合、着火が早いため拡散燃焼期のサイクル変動が小さい。なお、火炎温度の変動解析方法は、燃焼圧力のそれと同様である。すなわち、あるサイクルの任意のクランク角  $i$  (CA) での火炎温度  $T(i)$  の移動平均値  $MT(i)$ 、その点における火炎温度変動幅

$DT(i)$ 、および同じ点における二乗平均値  $rms(i)$  は、式(1)~(3)と同様の式を用いて算定される。

本解析では、クランク角で上死点前  $10^\circ$  から上死点後  $50^\circ$  の範囲の圧力および火炎温度の計測値  $P(i)$ 、 $T(i)$  を対象とし、移動平均幅を  $5, 10, 15^\circ$  CA および  $20^\circ$  CA の五とおり選定した。移動平均幅と機関回転速度  $1750$  rpm から算定される解析の下限周波数すなわちカットオフ周波数は、それぞれの移動平均幅に対し、 $2.10, 1.05, 0.700$  kHz および  $0.525$  kHz である。一方、解析の上限周波数すなわちナイキスト周波数は、データのサンプリング間隔によって決まり、本実験の場合のサンプリング間隔は  $0.25^\circ$  CA であるから、 $21$  kHz となる。なお、以後に示す乱れ強さ  $rms$  値は、各サイクルごとに求めた値の100サイクルにわたるアンサンプル平均値であり、各サイクルに対して移動平均法を適用することにより、いわゆるサイクル変動を除去している。



(a) Original injection without pilot



(b) With pilot injection

Fig. 5 Cycle variation of flame temperature ( $\theta_{inj} = 5$  BTDC)

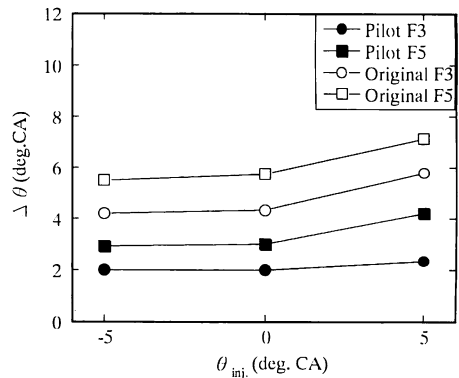


Fig. 6 Comparison of ignition delay between original injection and pilot injection

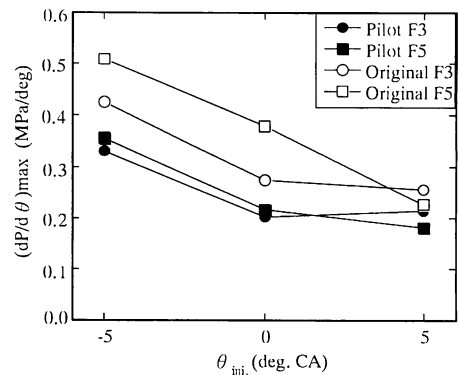
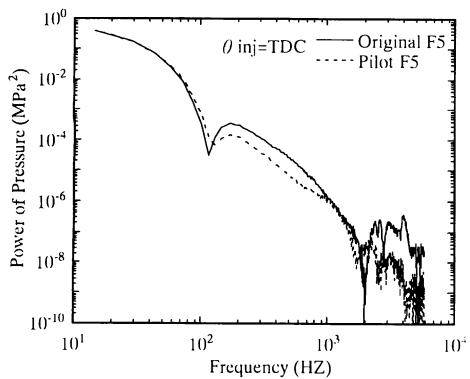


Fig. 7 Change in maximum rate of pressure rise

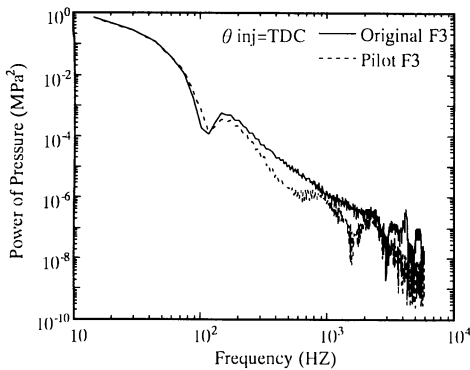
4. 実験結果および考察

4.1 最大圧力上昇率と燃焼圧力変動 図6および図7は、図3に示したアンサンブル平均燃焼時間履歴から求めた主噴射着火遅れ  $\Delta\theta$  および最大圧力上昇率  $(dP/d\theta)_{max}$  をそれぞれ示す。なお、図6に示す主噴射着火遅れ  $\Delta\theta$  [°CA] は、主噴射開始時期と主噴射に基づく想定主燃焼開始時期のクランク角差として定義しており、熱発生率曲線の急激な立上り時期における最大傾斜の直線と  $dQ/d\theta=0$  の交点を想定主燃焼開始時期としている。図6に示すように、いずれの負荷および噴射時期においても、パイロット噴射によって主噴射着火遅れ  $\Delta\theta$  が約1/2に短縮されるため、燃焼初期における圧力上昇が、パイロット噴射によって緩やかになっており、最大圧力上昇率は、通常噴射よりパイロット噴射のほうが、また、噴射時期を遅延したほうが小さい。

図8(a), (b)は、図3に示した燃焼圧力時間履歴を周波数スペクトル解析した結果で、それぞれ低負荷



(a) Under low load ( $P_{me}=0.40$  MPa)



(b) Under high load ( $P_{me}=0.83$  MPa)

Fig.8 Comparison of frequency power spectrum between original injection and pilot injection

および高負荷で噴射時期 TDC の場合を、パイロット噴射と通常噴射の比較において示す。いずれの負荷においても、約 0.2~2 kHz, および 2~5 kHz の二つの周波数範囲内で、スペクトルのパワーレベルがパイロット噴射の場合に顕著に低くなっている。機関の振動および騒音に強く影響するのは 0.2~2 kHz の圧力変動であり、また、2~5 kHz の圧力変動は、後述のように、高い周波数のミクロ的な燃焼変動との関連が強い。

図9は、移動平均幅を 5°CA としたときの通常噴射とパイロット噴射の圧力変動 rms 値の大きさの比較である。いずれの場合も燃焼初期において変動が最大であり、パイロット噴射の場合、燃焼期間全体で変動が顕著に小さい。なお、低負荷においても同様の結果が得られた。図10は移動平均幅に基づく燃焼圧力乱れ強さの変化を示す。図10からも明らかのように、

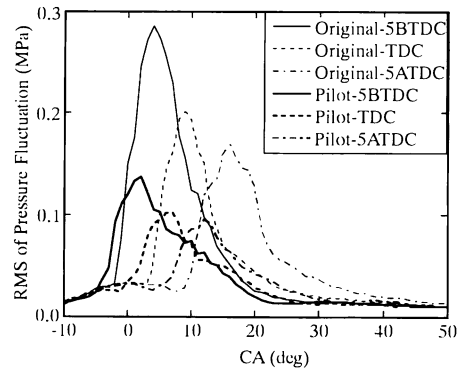


Fig.9 Time history of rms of combustion pressure fluctuation ( $P_{me}=0.83$  MPa)

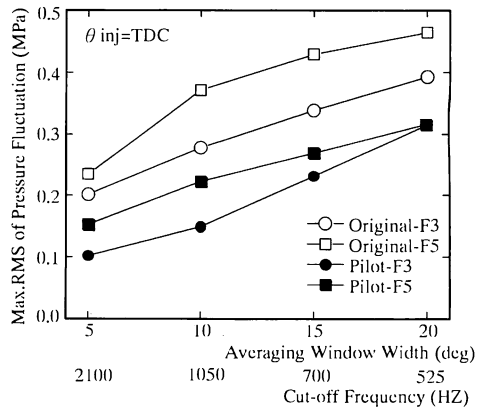


Fig.10 Relationship between maximum rms of pressure fluctuation and averaging window width

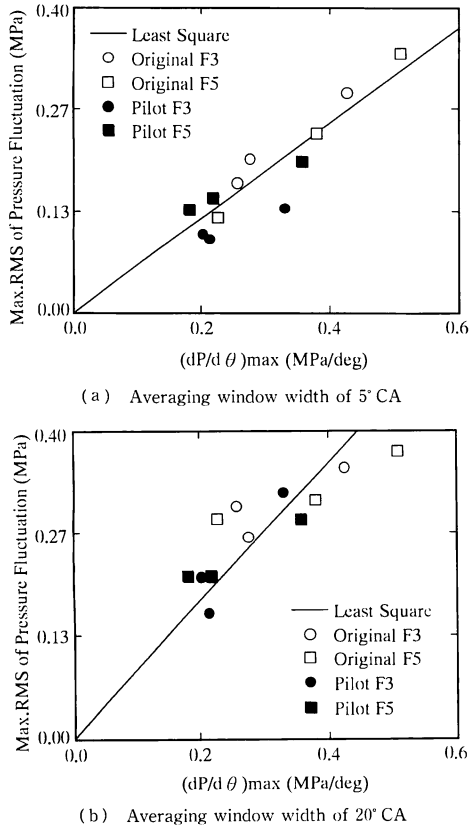


Fig. 11 Correlation between maximum rms of pressure fluctuation and maximum rate of pressure rise

移動平均幅を大きくするほど、低周波数の変動成分が含まれるから、当然のことながら rms 値が大きくなる。図 11(a), (b)は、それぞれ移動平均幅を 5°CA および 20°CA とした場合の、圧力変動の rms 値の最大値と最大圧力上昇率の関係を示した。図 11には、通常噴射とパイロット噴射において、負荷および噴射時期を変化したすべてのデータをプロットした。いずれの場合も、データは最小二乗直線の近傍に存在し、極めて顕著な相関がある。このことから判断すると、燃焼圧力の乱れ強さは最大圧力上昇率に依存しているものと推定される。なお、移動平均幅が狭くてカットオフ周波数が高い(a)のほうが相関度が高いことは興味深い。

**4.2 燃焼火炎温度変動** 図 12 は、通常噴射およびパイロット噴射の高負荷の場合について、熱発生率  $dQ/d\theta$  [J/°], 波長 950 nm の OFT 出力電圧(V), 火炎温度(K)およびすす濃度を代表するパラメータ KL 値のアンサブル平均時間履歴を示した。三とりの燃料噴射時期について示しているが、いずれの噴射時期

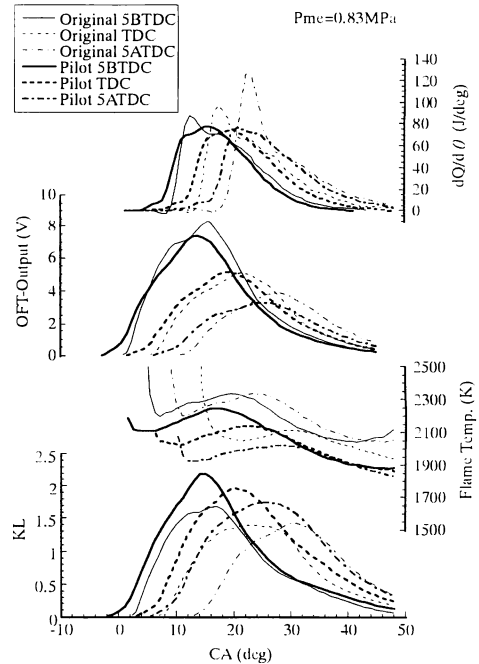
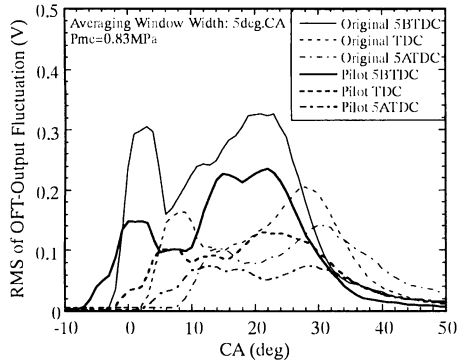


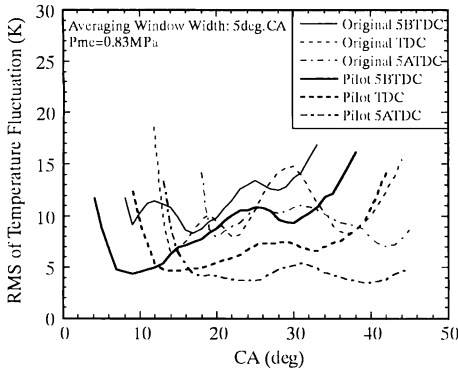
Fig. 12 Averaged time history of combustion

においても、パイロット噴射の場合、通常噴射の場合より最高熱発生率および火炎温度が低く、一方、KL 値は高い。KL 値が高いことは、火炎温度が低いことが主たる原因であるが、パイロット噴射により乱れが減少し、燃焼速度が抑制されることも一因として考えられる。

図 13(a), (b)は、図 12 に示された波長 950 nm の OFT 出力電圧の rms 値、換言すればふく射エネルギー強さの rms 値、および赤外 2 色法により算定された燃焼火炎温度の rms 値を示す。同時に計測された筒内圧力変動の rms 値は図 9 に示している。なお、図 13 は、移動平均幅が 5°CA ( $n=10$ ) の場合である。OFT 出力電圧変動には、着火直後に第 1 ピークが現れ、極小値を示した後、第 1 のピークより高い第 2 のピークを示す。この第 1 ピークのクランク角位置は、圧力変動の唯一のピーク位置とほぼ対応しており、着火直後の変動が大きいのことを示している。OFT 出力変動の第 2 ピークは、図 13(b) に示す火炎温度変動の拡散燃焼期において極大値を示すクランク角位置とほぼ一致していることが注目され、一方、圧力変動にはその位置にピークは見られない。したがって、拡散燃焼期の火炎温度変動に極大値が現れることと圧力変動とは、一見直接関係がないように見える。しかしながら、いずれの噴射時期においても、OFT 出力変動および



(a) OFT-output fluctuation



(b) Flame temperature fluctuation

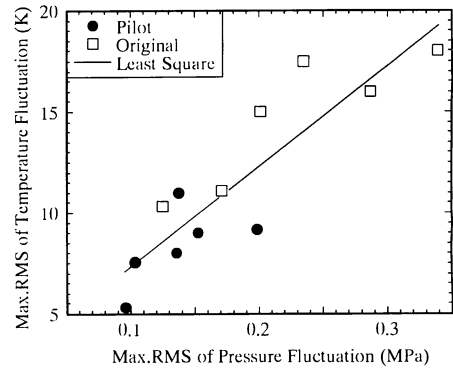
Fig. 13 Time history of rms of combustion fluctuation

び火炎温度変動は、パイロット噴射のほうが通常噴射より小さい。これは、パイロット噴射による着火遅れ短縮効果により、燃焼初期の圧力上昇率が緩やかになることと密接に関連していることが推定される。

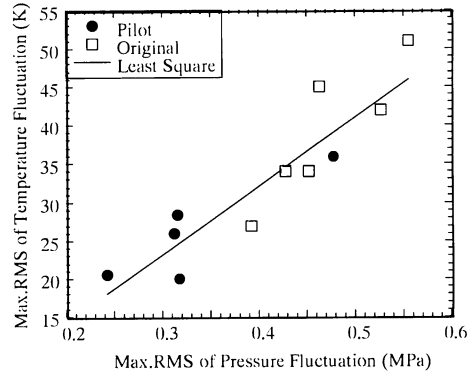
**4.3 圧力変動と火炎温度変動の相関** 図 14(a), (b)は、拡散燃焼期における火炎温度変動の最大 rms 値と燃焼圧力変動の最大 rms 値との相関を調べたものである。図 14(a)は移動平均幅が 5°CA の場合、(b)は 20°CA の場合で、カットオフ周波数はそれぞれ 2.1 kHz および 525 Hz であり、ナイキスト周波数はいずれも 21 kHz である。通常噴射およびパイロット噴射の場合について、低負荷 ( $P_{mc}=0.40$  MPa) および高負荷 ( $P_{mc}=0.83$  MPa) において、それぞれ三とおり噴射時期の変化したときの計測結果をプロットしているが、いずれの場合も良好な相関が得られている。すなわち、拡散燃焼期の火炎温度変動が燃焼開始初期の大きな圧力変動に支配されていることを示唆している。

#### 4.4 火炎温度変動のパワースペクトル解析

図 13(b)に示した範囲の両端部分、すなわち燃焼開



(a) Averaging window width of 5° CA



(b) Averaging window width of 20° CA

Fig. 14 Correlation between two fluctuations of temperature and pressure

始初期および燃焼末期で、いずれの場合も火炎温度の rms 値が非常に大きくなる。この原因の一つとして、図 12 および図 13(a)からわかるように、OFT 出力電圧レベルが低く、2 波長の出力比から火炎温度を算定する 2 色法においては、出力電圧のわずかな変動が大きな誤差の原因になる可能性があるから、この部分を火炎温度変動の統計的解析の対象から除外する。図 13(b)の細い実線および太い実線で示す二つの場合を代表に選び、クランク角が上死点后 10° から 30° までの 20°CA の間の火炎温度変動について、自己相関係数および周波数パワースペクトル解析を行った結果を図 15 および図 16 に示す。

自己相関係数のゼロクロスポイントで判断すると、パイロット噴射のほうが通常噴射の場合より、火炎温度の乱れの積分時間スケールが小さいことがわかる。また、図 16 の実線は等方性乱流理論におけるコルモゴロフの  $-5/3$  乗則を示しており、いずれの場合もスペクトル密度のこう配が  $-5/3$  乗則とほぼ近いことから、この火炎温度の乱れがほぼ等方性を有しているも

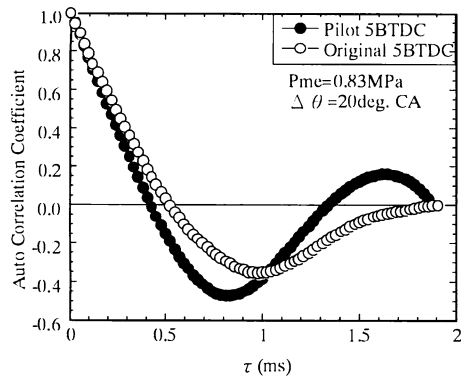


Fig. 15 Auto-correlation coefficient of temperature fluctuation

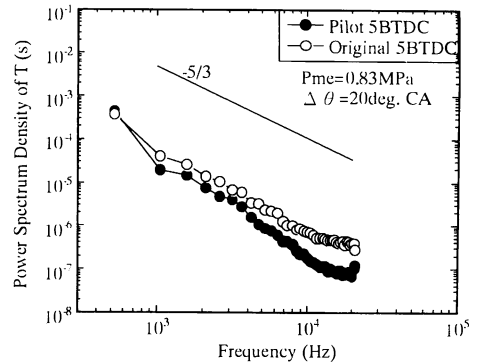


Fig. 16 Frequency power spectrum density of temperature fluctuation

のと推定される。なお、パワースペクトル密度において、パイロット噴射と通常噴射の比較をすると、特に10 kHzより高い周波数域においてパイロット噴射の場合の乱れのエネルギーが小さい。

## 5. ま と め

直接噴射式ディーゼル機関における燃焼変動の特性を明らかにするため、光ファイバ温度計を用いて2色法により火炎温度変動を連続した100サイクルにわたって計測し、移動平均法の適用により燃焼圧力および火炎温度の乱れ強さを抽出し、両者を比較することによって、パイロット噴射と通常噴射の燃焼変動の特性を以下の点について明らかにした。

(1) 筒内圧力の周波数スペクトル解析を行うことにより、0.2~2 kHzおよび2~5 kHzの周波数範囲で、圧力変動のパワースペクトルがパイロット噴射により顕著に低下した。パイロット噴射に基づく0.2~2 kHzにおける圧力変動の減少が、パイロット噴射に基づく機械効率向上の一因と推定された。

(2) 燃焼圧力の乱れ強さ(rms値)と最大圧力上昇率の間には顕著な相関がある。通常噴射とパイロット噴射の燃焼圧力変動の差は、最大圧力上昇率の差、す

なわち着火遅れに支配されている。

(3) 拡散燃焼期の火炎温度の乱れ強さは、燃焼開始初期の最大圧力変動と相関があり、パイロット噴射のほうが通常噴射より小さい。換言すれば、パイロット噴射に基づく冷却損失の減少は、この乱れ強さの減少によるものと推定される。

(4) 拡散燃焼期の火炎温度の乱れは、等方性乱れに近く、また、乱れの積分時間スケールはパイロット噴射のほうが通常噴射の場合より小さい。

おわりに、パイロット噴射弁を提供していただいた(株)ゼクセルの吉津文嗣氏に謝意を表す。なお、本研究は平成8年度文部省科学研究費補助金〔基盤研究(C)〕による研究の一部である。

## 文 献

- (1) 吉津文嗣・中山満茂, 機論, 59-559, B(1993), 880-885.
- (2) 石田正弘・ほか3名, 機論, 61-590, B(1995), 3518-3523.
- (3) 石田正弘・ほか3名, 機論, 61-590, B(1995), 3524-3531.
- (4) 石田正弘・ほか4名, 機論, 54-498, B(1988), 513-517.
- (5) Matsui, Y., ほか2名, SAE Paper, No. 800970 (1980).
- (6) 石田正弘・ほか5名, 機論, 58-555, B(1992), 3482-3488.
- (7) 吉津文嗣, 機論, 60-572, B(1994), 1493-1499.