

内燃機関の有効熱発生率について—Ⅲ*

金 岡 浩

On the Generating Rate of Effective Heat by
an Internal Combustion Engine -Ⅲ.

By

Hiroshi KANAOKA

Through measuring a fuel injection rate of the C.F.R. engine by means of the stroboscopic disc apparatus, the author analysed the generating rate of effective heat of the engine.

As an analysing mechanism for producing the generating rate of effective heat release, the author based the calculation on the assumption as in the following—the heating and vaporizing condition for an atomizing liquid jet, producing process for a combustionable gas mixture and the law of fuel combustion.

By means of those experimental results an empirical formula was lead, which was based on the assumption that the rate of effective heat release of C.F.R. engine was a sum-up value consisting of two combustion parts as followed—they were an explosive combustion caused by the ignition lag and a smooth continuous normal combustion.

The author then though that the assumption was theoretically confirmed by analyses of the experimental data.

1. ま え が き

先に、C.F.R.機関の各種運転条件（燃料噴射量および圧縮比を変えた場合）に対する指圧線図を求め、これより算出した有効熱発生率について報告したが¹⁾、これは運転条件に対する燃焼法則の解明である。これにより、機関性能上最適な運転条件の推定は可能であるが、相似機関の製作にあたり、さらに燃焼の面から機関の性能を向上させるには燃焼過程の改善が必要である。そのためには有効熱発生率の発生機構の解明が必要となる。

この発生機構は非常に複雑であり、これに影響を及ぼす物理的および化学的な因子も多い。たとえばシリンダ内ガス圧力、温度、渦流、燃料の種類、燃料噴射率、粒度分布、および噴霧の分布度等であり、またこ

* 水産大学校研究業績 第671号, 1972年7月11日 受理.

Contribution from the Shimonoseki University of Fisheries, No. 671.

Received July 11, 1972.

これらの値も時々刻々変化する。さらに着火すれば急激に圧力および温度が上昇するため燃料蒸気の発生は盛んになるが、シリンダ内の空気（酸素）は燃焼によって消費され、残存量は減少するために燃焼の質量速度は抑制される。

このように燃焼過程が複雑であるために、それぞれのパラメータは模型実験により解明されても、実際の機関に必ずしも適用できない。したがって純理論的に燃焼過程（有効熱発生率）を求めることは困難である。

そこでまず第一段階として、有効熱発生率の発生機構に特に大きな影響を及ぼすものとして、燃料噴射率および油粒の蒸発、空気との混合等を考え、発生機構の理論的解明を試みた。

2. 燃料噴射率の計測

機関運転時に噴射率を油量より直接計測することが困難であるため、燃料ハンドル目盛および噴射時期を運転時と同じにして、油を大気中に噴射させて計測を行なった。ただし噴射装置は機関に装備されているものを使用した。

2・1 計測装置および方法

第1図に示す装置により燃料を大気中に噴射させて噴射率を計測した。この装置の、直径468mmのStroboscopic discに、長さ50mm、巾2.8mmのスリット（クランク角度で約0.69度に相当）をあげ、供試機関

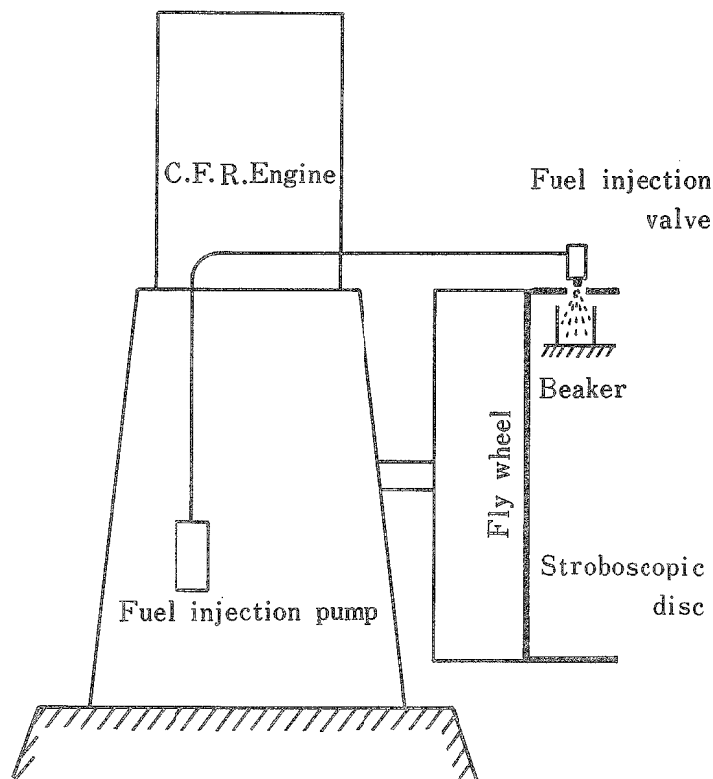


Fig. 1. The stroboscopic disc apparatus for measuring fuel injection rate.

(A.S.T.M. - C.F.R. - 48 DIESEL UNIT)のフライホイールにボルト3本で取り付ける（スリット位置はフライホイール T.D.C. 目盛より前後25度移動可能）。

燃料噴射弁（ピントルノズル）の取り付けは次のように行なった。すなわち機関を T.D.C. とし、スリット中の中央とフライホイールの T.D.C. 目盛を一致させて、噴射弁をスリット上 5.0mm の位置に、垂直に固定した。またその状態ブスリットの下の一定位置にピーカーを置いた。

機関をモータリング (900r・p・m) し、30秒間 (225 回の噴射) に噴射した油のうち、スリットを通過した油をピーカーに受け、その重量を測定した。

スリット位置をクランク角度で1度間隔として、それぞれ5回の計測を行ない、その平均値を求めた。

噴射条件は前報¹⁾と同一になるようにした。すなわち同じ燃料油を用い、燃料ハンドル目盛および噴射時期 (角度) を同一に調整した。

30秒間噴射された燃料が、スリットを通る最初のクランク角 θ_1 でピーカーに受けた油の重量を g_1 、スリットをクランク角で1度進めたときのそれを g_2 とし、さらにスリット位置を1度ずつ進めて最後のクランク角 θ_n でスリットを通った重量を g_n として、クランク角 θ_i において1回の噴射でクランク角1度あたりの噴射量 (噴射率) を次式で計算した。

$$g_{bi} = \frac{1}{225} \cdot \frac{G_e}{G_m} \cdot g_i$$

$$G_m = g_1 + g_2 + \dots + g_n$$

ただし g_{bi} : クランク角 θ_i における燃料噴射率 (mg/deg/cycle)

G_e : 30秒間の噴射量 (mg) で、燃料噴射量の方から別に測定したもの。

2・2 計測結果と解析

燃料ハンドル目盛 FH 6.4, 5.3, 4.2 および 3.1 において、2・1の方法によって得られた結果を第2図(1)~(4)で示す。ただし FH の数値が小さいほど噴射量は多くなる。

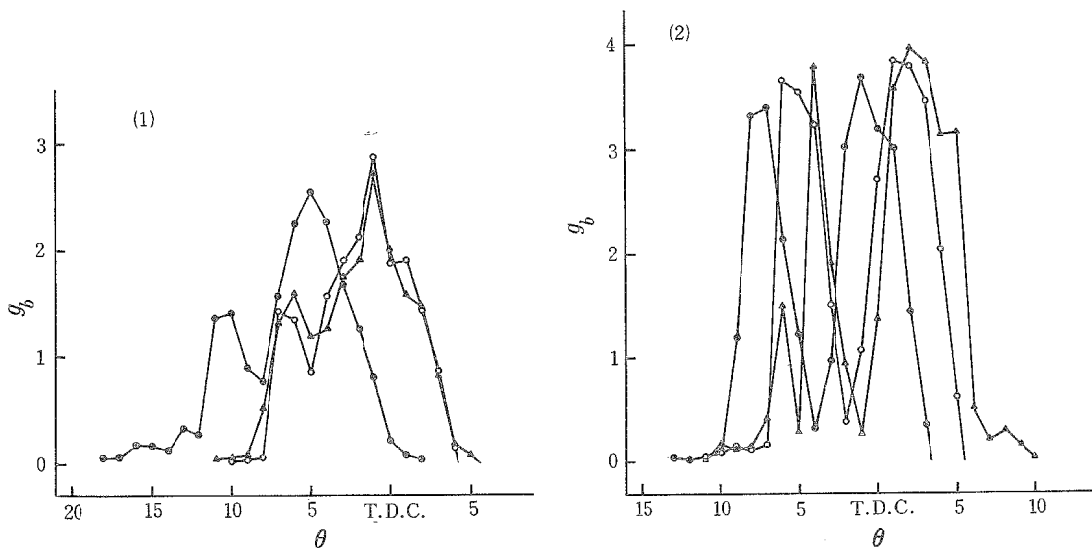


Fig. 2. The measured results of fuel injection rates.

- (1) : Fuel handle scale 6.4
- (2) : Fuel handle scale 5.3
- (3) : Fuel handle scale 4.2
- (4) : Fuel handle scale 3.1

- Legend ;
- g_b : Fuel injection rate (mg /deg)
 - θ : Crank angle (deg)
 - : Compression ratio 12.04
 - : Compression ratio 15.06
 - ▲—▲ : Compression ratio 17.98

本実験では燃料油を大気中に噴射させたものであるため、シリンダ内に噴射させる場合とその結果は異なるが、噴射圧力はシリンダ内ガス圧 (背圧) に比べて十分高いので、背圧 (測定時は大気圧) が噴射率に与

える影響は大きくないと考える。

これらの図より明らかなように、圧縮比 ϵ が 12.04 の場合には噴射時期が早い。特に噴射量の少ない場合 (FH:6.4, ϵ :12.04) は燃焼室壁 (渦流室) の温度が低いため、着火遅れ (角度) が大きいためと思われる。FH が 5.3 以下であれば噴射量が着火遅れに与える影響は小さいことが示されている。

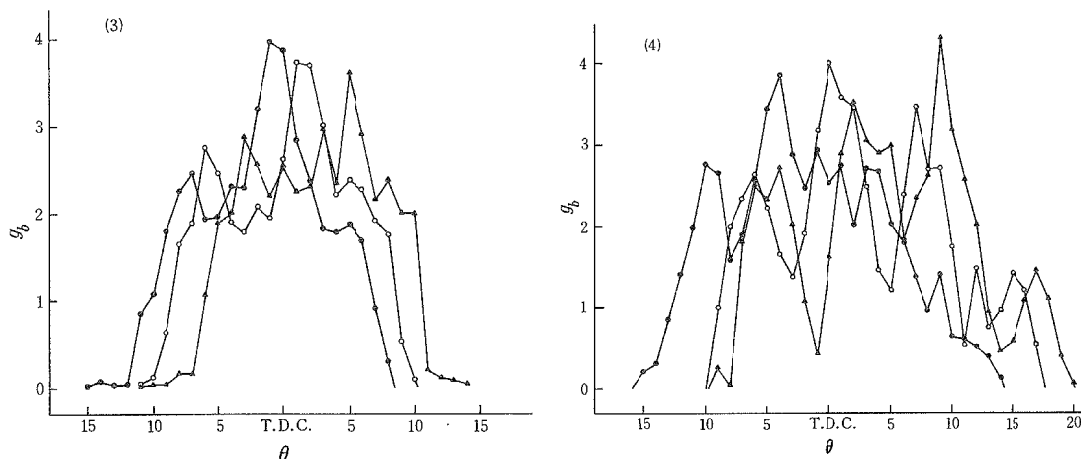


Fig. 2. - (Cont'd)

ϵ が 15 以上であれば噴射時期はほとんど同じである。すなわち着火遅れはほぼ一定である。

FH が同じならば、 ϵ の変化につれて噴射時期も変るが、しかし、クランク角-噴射率曲線のパターンは類似している。これは燃料ポンプがボッシュ式で、噴射時期の変更はポンプ軸と燃料カム軸の位相を変えることによって行なわれる構造となっているためと思われる。すなわち燃料ポンプの有効行程に対する燃料カム作動位置が変わらないためと思われる。

しかし、噴射量 (FH) によってクランク角-噴射率曲線のパターンは異なる。特に FH が 5.3 の場合は噴射率の変動が大きく、2 個の大きなピークとなる。

FH が 5.3 の場合、ポンプの有効行程の始めて作動する燃料カムの位置が丁度プランジャーの加速度が大きくなる場所であり、噴射管内圧力波も大きい。したがってニードル弁 (ピントルノズル) の加速度が大きいためニードル弁の慣性力は大きく、またニードル弁の急上昇により噴射率の急増大と弁内の油容積の急増加のため一時的に圧力は低下する。さらに弁揚程が小さいとノズル開孔面積は減少して油圧は急上昇する。これらの理由により弁揚程が大きく脈動するため、噴射率の変動が大きいと考えられる。

3. 燃 焼 過 程

噴射された燃料油粒は着火遅れ中に加熱され、気化し、混合気が形成される。着火までの期間中 (T.D.C. で着火するように噴射時期を調整して運転した) に次第に混合気が蓄積される。この混合気濃度は可燃範囲にあり、混合気が着火温度に達し着火遅れ期間を経過すれば、この蓄積された混合気が燃焼を始めると考える。

着火後はシリンダ内のガス温度および圧力が急上昇するため加熱期間は短く、気化も盛んになる。したがって、燃料蒸気量は急に増加するが、シリンダ内の酸素は燃焼によって消費されて残存量が少ないため、発生した燃料蒸気の全部が直ちに可燃性混合気となることが出来ず (局所的な濃混合気)、そのとき存在する燃料蒸気のうち一定割合だけが可燃性混合気となって燃焼を始めると考える。

3・1 油粒の加熱

噴射された油粒は種々の大きさのものが存在し、おのおのの油粒は空気との相対速度も異なるため、加熱期間は一樣ではない。しかし、ここでは油粒は大きさ一定の球形であって、その内部温度は一樣であり、油粒は蒸発することなく温度だけが上昇するものと仮定して、噴射油粒を沸点まで加熱するに要する期間を加熱期間とする。

dt 時間に空気から油粒表面を通して油にはいる熱量 dQ は

$$dQ = \pi \delta_0^2 \alpha_0 (T_A - T) dt \dots\dots\dots(1)$$

ただし δ_0 : 油粒直径
 α_0 : 空気から油への表面伝熱率
 T_A : ガス温度
 T : 油粒温度

この熱量 dQ によって重量 $\pi \delta_0^3 \gamma_b / 6$ の油粒の温度が dT だけ上昇したとすれば

$$dQ = \frac{\pi}{6} \delta_0^3 \gamma_b C_b dT \dots\dots\dots(2)$$

ただし γ_b : 油の比重
 C_b : 油の比熱

したがって(1), (2)式より

$$\frac{dT}{T_A - T} = \frac{6 \alpha_0}{C_b \gamma_b \delta_0} \cdot dt$$

これを積分すれば

$$\int_{T_{BO}}^{T_{BS}} \frac{dT}{T_A - T} = \int_0^{\tau_h} \frac{6 \alpha_0}{C_b \gamma_b \delta_0} dt$$

$$\ln \left(\frac{T_A - T_{BO}}{T_A - T_{BS}} \right) = \frac{6 \alpha_0}{C_b \gamma_b \delta_0} \tau_h \dots\dots\dots(3)$$

ただし T_{BS} : 油の沸点
 T_{BO} : 油の初温
 τ_h : 加熱時間

微小粒径 δ_0 に対して、微小粒を囲む空気の境界層の厚さが十分厚く、その中では対流がなく伝導だけで熱が伝わると仮定すれば

$$\alpha_0 = \frac{2 \lambda_a}{\delta_0} \dots\dots\dots(4)$$

ただし λ_a : 空気の熱伝導率
 となる。このことは熱伝導論で明らかにされている。

(4)を(3)式に代入して初温 T_{BO} の油を沸点 T_{BS} まで加熱するに要する時間 τ_h は次式となる。

$$\tau_h = \frac{C_b \gamma_b \delta_0^2}{12 \lambda_a} \ln \frac{T_A - T_{BO}}{T_A - T_{BS}} \dots\dots\dots(5)^2$$

ただし、空気の熱伝導率 λ_a は次式とする。

$$\lambda_a = 0.00167 \frac{(1 + 0.000194 T_A) \sqrt{T_A}}{1 + \frac{117}{T_A}} \dots\dots\dots(6)^3$$

また $C_b = 0.485 \text{ kcal/kg}^\circ\text{C}$, $\gamma_b = 823 \text{ kg/m}^3$
 $T_{BO} = 298 \text{ }^\circ\text{K}$, $T_{BS} = 543 \text{ }^\circ\text{K}$

δ_0 (平均油粒径) = 15 μ と仮定する。

3・2 油粒の蒸発

沸点 T_{BS} まで加熱された油粒は一定温度のもとに蒸発すると考え、初期油粒径 δ_0 が蒸発時間 t の後に油粒径 δ になるものとすれば、

$$\delta^2 = \delta_0^2 - K_0 t \quad K_0: \text{蒸発定数}$$

$$K_0 = \frac{8 \lambda_m}{\gamma_b l} (T_A - T_{BS}) \dots \dots \dots (7)^2$$

ただし λ_m : 混合気の熱伝導率 = 0.033 kcal/mh $^\circ$ C と仮定する⁴⁾

l : 蒸発に要する熱量

$$l = i_s + i_t - i_0 \text{ } ^4)$$

i_s : 蒸発温度における飽和蒸気のエンタルピ

$$i_s = 60 + 0.56 T_{BS} \quad \text{kcal/kg}$$

i_t : 蒸気の過熱に要した熱量の半分

$$i_t = C_t (T_A - T_{BS}) / 2 \quad \text{kcal/kg}$$

i_0 : 噴射温度における油のエンタルピ。

$$i_0 = C_b T_{B0} \quad \text{kcal/kg}$$

ただし比熱 C_t, C_b の値は $C_t = 0.6 \text{ kcal/kg } ^\circ\text{C}$, $C_b = 0.485 \text{ kcal/kg } ^\circ\text{C}$ と仮定する。

蒸発を始めて時間 t 後の油 (液状) の占める重量割合を α , 蒸気となった油 (蒸気) のそれを β とすれば、

$$\alpha + \beta = 1$$

油粒の熱膨張を無視すれば、 α は次式で表わされる。

$$\alpha = \frac{\delta^3}{\delta_0^3} \quad \text{より} \quad \frac{d\alpha}{dt} = \frac{3\delta^2}{\delta_0^3} \cdot \frac{d\delta}{dt}$$

$$\delta^2 = \delta_0^2 - K_0 t \quad \text{より} \quad \frac{d\delta}{dt} = -\frac{K_0}{2\delta}$$

$$\beta = 1 - \alpha \quad \text{より} \quad \frac{d\beta}{dt} = -\frac{d\alpha}{dt}$$

$$\therefore \frac{d\beta}{dt} = -\frac{3\delta^2}{\delta_0^3} \cdot \frac{d\delta}{dt} = -\frac{3\delta^2}{\delta_0^3} \left(-\frac{K_0}{2\delta} \right) = \frac{3}{2} \cdot \frac{\delta K_0}{\delta_0^3} = \frac{3}{2} \cdot \frac{K_0}{\delta_0^3} \sqrt{\delta_0^2 - K_0 t}$$

時間 t の代わりにクランク角度 μ で表わすと

$$d\beta = \frac{3}{2} \cdot \frac{K_0}{\delta_0^3} \sqrt{\delta_0^2 - \frac{K_0}{6n} \mu} \cdot d\mu \dots \dots (8)$$

$$\mu = 6nt \quad (t \text{ は sec, } \mu \text{ は度, } n = 900 \text{ r.p.m})$$

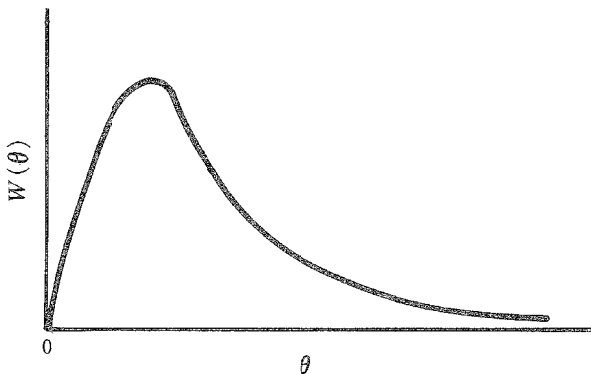


Fig. 3. The illustration of the law of fuel combustion.

Legend;

$w(\theta)$: Rate of fuel combustion

θ : Crank angle (deg)

3・3 熱発生法則

燃料蒸気が酸素と混合して可燃性混合気となり燃焼を始めると、燃焼質量に比例した熱を発生する。すなわち熱発生法則は燃焼法則に従うものとする。その燃焼法則は第3図のようにクランク角 θ の関数とする⁴⁾。

$$W(\theta) = 2k\theta e^{-k\theta^2} \dots \dots \dots (9)$$

$$\int_0^\infty W(\theta) d\theta = 1 \quad k: \text{定数}$$

3・4 可燃性混合気形成過程

蒸発を始めて発生した蒸気の質量割合 β の内の酸素と混合して可燃性混合気となり燃え始める量を x ，酸素と出合わず蒸気として残った量を y とすれば

$$\beta = x + y \quad \text{より}$$

$$\alpha + x + y = 1 \quad \text{となる。}$$

蒸発中の任意のクランク角を μ とし，微小クランク角 $d\mu$ 後の $d\beta$ ， dx および dy の関係は

$$dy = d\beta - Kyd\mu \quad dx = Kyd\mu \quad \text{とする。}$$

計算は次のように階差方程式と考える。

$$\Delta x = K (y_1 + \Delta\beta) \Delta\mu$$

$$\Delta y = \Delta\beta - \Delta x = \Delta\beta - K (y_1 + \Delta\beta) \Delta\mu$$

$$y_2 = y_1 + \Delta y = y_1 + \Delta\beta - K (y_1 + \Delta\beta) \Delta\mu = (y_1 + \Delta\beta) (1 - K\Delta\mu) \quad \dots\dots(10)$$

ただし K ：単位クランク角度当り，残っている y 当りの酸素と混合する蒸気の割合
 K はクランク角 θ における酸素濃度と強制拡散に影響されると考え，次のように置く。

$$K = K_1 \left(1 - \frac{Q(\theta)}{Q_0} \right) \frac{V_c}{V} + K_2 \frac{dV}{d\theta} \quad \dots\dots(11)$$

$Q(\theta)$ ： θ までに燃焼した油の発生熱量

Q_0 ：油が全部燃焼したとき発生し得る熱量

V ： θ におけるガス容積

V_c ：圧縮容積

K_1, K_2 ：酸素濃度および強制拡散の各比例定数

$$K_1 = 0.03 \quad 1/\text{deg} \quad K_2 = 100 \quad 1/\text{m}^3$$

第1項は酸素濃度に比例する項で，第2項はガスの膨張割合あるいはピストン速度に比例する項である。

4. クランク角 θ における熱発生率 $q(\theta)$

先に¹⁾，有効熱発生率は爆発的燃焼と主燃焼との2部分より構成されていると考えた。

したがって，ここで熱発生率 $q(\theta)$ を T.D.C. 前に形成した可燃性混合気による熱発生率 $q_1(\theta)$ ，すなわち爆発的燃焼による熱発生率と T.D.C. 後に形成した可燃性混合気による熱発生率（主燃焼によるもの） $q_2(\theta)$ とに分け，その和として求める。

$$q(\theta) = q_1(\theta) + q_2(\theta) \quad \dots\dots(12)$$

4・1 T.D.C. 前に形成した可燃性混合気による熱発生率 $q_1(\theta)$

噴射された油粒は加熱および気化によって混合気となるが，着火遅れ期間中は空気温度は低く，蒸発も緩慢であり，また燃焼による酸素の消費も無いので，蒸発した燃料蒸気のすべてが可燃性混合気となるものとする。そして噴射始めから T.D.C. までの着火遅れ期間中に蒸発した燃料が T.D.C. で燃え始めるものとする。

第4図において，T.D.C. 前の任意のクランク角 λ における燃料噴射率を $f(\lambda)$ とし， $d\lambda$ 間の噴射量 $f(\lambda)d\lambda$ は加熱期間 τ_h の後に蒸発を始めるから，T.D.C. までに噴射された油粒のうち，T.D.C. までに蒸発した全蒸気量 B_0 は， $f(\lambda)d\lambda$ のうち蒸気になった部分の割合 β を使って表わされる。

$$B_0 = \int_{\lambda=\theta_1}^{\lambda=0} \beta f(\lambda) d\lambda$$

ただし， θ_1 は噴射始めのクランク角，0は T.D.C. である。

この B_0 が T.D.C. で燃え始め, その燃焼法則は(9)式とすれば T.D.C. 前に形成した可燃性混合気による熱発生率 $q_1(\theta)$ は

$$q_1(\theta) = B_0 H_u W_1(\theta) \dots\dots\dots(13)$$

H_u : 油の低発熱量 (10,800 kcal/kg)

$W_1(\theta)$: (9)式で $k = 0.074$ 1/deg²とする。

β は次のようにして計算する。第4図で示される任意の λ に対し, τ_h を(5)式から求めて,

$$\tau_c = 0 - \lambda - \tau_h \quad \text{を計算し}$$

(1) $\tau_c \leq 0$ ならば, $\beta = 0$ (加熱期間が T.D.C. 後まで続くので燃料蒸気はない)

(2) $\tau_c > 0$ ならば, $\delta^2 = \delta_0^2 - K_0 \tau_c$ を計算する。

(a) $\delta^2 \leq 0$ ならば, $\beta = 1$ (全部蒸発している)

(b) $\delta^2 > 0$ ならば, この δ を使って $\beta = 1 - \frac{\delta^3}{\delta_0^3}$ を求める (一部蒸発している)。

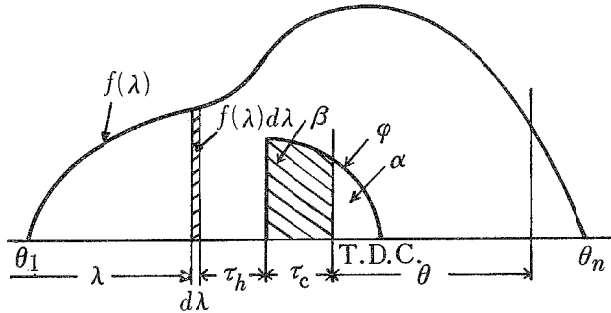


Fig. 4. The illustration of the vaporizing process of fuel jet which was injected into cylinder before T.D.C.
Legend;

- $f(\lambda)$: Fuel injection rate (mg / deg)
- λ : Crank angle before T.D.C. (deg)
- τ_h : Heating period for fuel jet (deg)
- τ_c : Vaporizing period of fuel jet (deg)
- α : Liquid rate of fuel jet
- β : Vapor rate of fuel jet
- φ : Vaporizing rate of fuel jet

4・2 T.D.C. 後に発生した可燃性混合気による熱発生率 $q_2(\theta)$

T.D.C. 前に噴射されて T.D.C. 後に蒸発する燃料, および T.D.C. 後に噴射される燃料については, やり第5図において, 任意のクランク角 λ で $d\lambda$ 間の噴射量 $f(\lambda)d\lambda$ は τ_h の後のクランク角 μ_i で蒸発を始めるが, 燃焼期間中であるため, 加熱も蒸発も盛んであってその期間は短い。また, すでに燃焼したものがあるので残存酸素量が少なくなるためと, 蒸発した蒸気は直ちに拡散しないため, 蒸発した蒸気のすべ

てが直ちに可燃性混合気となることが出来ないと考える。したがって, 蒸発した燃料のうちで可燃性混合気となったものは直ちに燃焼を始めるが, 一部は燃料蒸気としてそのまま残るものとする。この残存燃料蒸気は次の瞬間に蒸発した燃料蒸気と混合して, その一部が可燃性混合気となって直ちに燃え始め, 残りはまた次に持ち越されて行く。順次このようにして燃えて行くものとする。

可燃性混合気は第5図に示すような発生率 w となる。任意のクランク角 λ での噴射量 $f(\lambda)d\lambda$ が加熱され蒸発を始めて, クランク角 μ での $d\mu$ 間に $d\beta$ だけ蒸発する。したがって, 可燃性混合気は, それまで残っている蒸気もあるので, それらと $d\beta$ が混合して, その内の dx だけふえ, これは直ちに燃え始める。したがって, この dx による任意のクランク角 θ での熱発生率は次式となる。

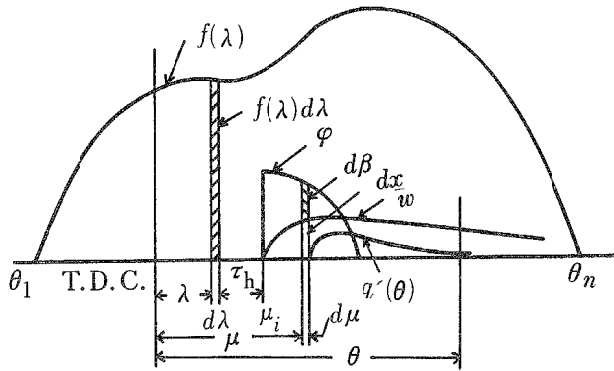


Fig. 5. The illustration of those which were the producing process of combustionable gases and the rate of heat release after T.D.C.

- Legend;
- λ : Crank angle (deg)
- τ_h : Heating period for fuel jet (deg)
- μ_i : Crank angle at which the vaporization start (deg)
- φ : Vaporizing rate of fuel jet
- w : Production rate of combustionable gases
- $q'(\theta)$: Rate of heat release
- θ_1, θ_n : Each crank angle on which the injection start and finish (deg)

$$H_u \int_{\mu=\mu_i}^{\mu=\theta} dx W_2(\theta-\mu)$$

ただし $W_2(\theta-\mu)$: (9)式で $k = 0.125 \text{ 1/deg}^2$ とする。

したがって θ までの噴射量全部による熱発生率 $q_2(\theta)$ は次式となる。

$$q_2(\theta) = H_u \int_{\lambda=\theta_1}^{\lambda=\theta} f(\lambda) d\lambda \int_{\mu=\mu_i}^{\mu=\theta} dx W_2(\theta-\mu) \dots\dots (14)$$

〔計算法〕

μ_i のとり方。任意の λ に対して

- (1) $\lambda + \tau_h \leq 0$ ならば, $\mu_i = 0$
- (2) $\lambda + \tau_h > 0$ ならば, $\mu_i = \lambda + \tau_h$

dx の計算

$$dx = Ky d\mu$$

$$dy = d\beta - Ky d\mu$$

$$d\beta = \frac{3}{2} \frac{K_0}{6n \delta_0^3} \sqrt{\delta_0^2 - \frac{K_0}{6n} (\mu - \lambda - \tau_h)} d\mu$$

ただし, $\sqrt{\quad}$ の中が負のとき $d\beta = 0$ $\mu = \mu_i$ で $x = 0, y = 0$ より決まる。

これより dx が計算される。実際の計算は階差方程式に直して解く。

(14)式の実際の計算においては, T.D.C. 後の任意のクランク角 θ までの各クランク角において, そこで存在するすべての燃料蒸気の量, およびそこで新たに蒸発するすべての燃料蒸気の量を求め, その和の一定割合が燃焼し始め, 残りは次に持ち越されて行くとして計算する。そして, θ までの各クランク角で燃え始める燃料蒸気によって, θ で発生する熱量の和を求める。このようにして, 次々と T.D.C. 後の各クランク角で燃え始める燃料の量が判り, 任意のクランク角 θ での発生熱量も判る。

したがって, (12)式は (13), (14)式より

$$q(\theta) = q_1(\theta) + q_2(\theta) = H_u \left\{ B_0 W_1(\theta) + \int_{\lambda=\theta_1}^{\lambda=\theta} f(\lambda) d\lambda \int_{\mu=\mu_i}^{\mu=\theta} dx W(\theta-\mu) \right\} \quad (\theta > 0) \dots\dots (15)$$

($\theta = 0$ は T.D.C.)

5. ガス温度 T_A , 圧力 P , 仕事, 冷却損失 Q_w , 有効熱発生率 $q_e(\theta)$

シリンダ内のガス量を一定と考えると, 気体の状態方程式および熱力学第一法則より, 熱発生率 $q(\theta)$ による T_A, P, Q_w 等の変化は次のようになる。

$$PV = GRT_A$$

$$q(\theta) d\theta - dQ_w = GC_v dT_A + APdV \quad \text{より}$$

$$\frac{dT_A}{d\theta} = \frac{1}{GC_v} \left\{ q(\theta) - \frac{dQ_w}{d\theta} - AP \frac{dV}{d\theta} \right\} \dots\dots (16)$$

$$V = V_s \left(\frac{1 - \cos \theta}{2} + \frac{1 - \cos 2\theta}{16\lambda_c} \right) + V_c \quad \text{より}$$

$$\frac{dV}{d\theta} = V_s \left(\frac{\sin \theta}{2} + \frac{\sin 2\theta}{8\lambda_c} \right) \dots\dots (17)$$

$$dQ_w = \left\{ 0.362 \left[\left(\frac{T_A}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_w}{100} \right)^4 \right] + 0.99 \sqrt[3]{P^2 T_A (1 + 1.24 V_m)} \right. \\ \left. \times (T_A - T_w) \right\} (S_c + \pi DS_s) \frac{dt}{3600} \quad ^5$$

ただし

Q_w : 冷却損失 (kcal) $A : \frac{1}{427}$ (kcal/kg·m)

T_A : ガス温度 (°K) G : ガス重量 (kg)

P : ガス圧力 (kg/m²) ただし dQ_w の式の中の P は ata

T_w : 壁温度 (°K) S : ピストン行程 (m)

t : 時間 (sec) D : シリンダ直径 (m)

V : ガス容積 (m³) V_s : 行程容積 (m³)

V_m : ピストン平均速度 (m/sec)

S_c : T.D.C. におけるガスの接する表面積 (m²)

λ_c : 接合棒長さ と ピストン行程 と の 比

$$s : \frac{1 - \cos \theta}{2} + \frac{1 - \cos 2\theta}{16\lambda_c}$$

C_v : 定容比熱 (kcal/kg °C) で温度の関数と考える。

$q(\theta)$ は前節で求められるので、これらの式から $dT_A/d\theta$ は T_A, θ の関数となる。したがって(16)式から $T_A(\theta)$ を解く。計算は Runge-Kutta-Gill の常微分方程式の数値解法による。したがって $P(\theta)$ も求められる (指圧線図も得られる)。

有効熱発生率 $q_e(\theta)$ は

$$q_e(\theta) = q(\theta) - \frac{dQ_w}{d\theta} \quad (\text{kcal/deg}) \text{ から求められる。}$$

6. 計算結果と考察

上述の考え方により、計測した燃料噴射率を基にして計算した有効熱発生率と、指圧線図より求めた有効熱発生率¹⁾とを第6図(1)~(12)に示す。ただし、この図で計算値を実線で、実測値(指圧線図より)を破線

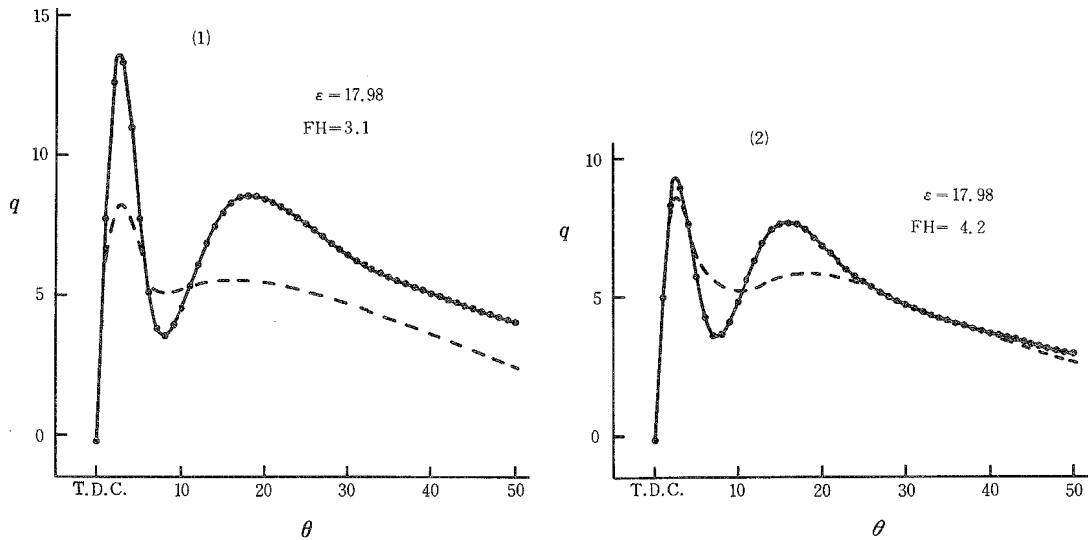


Fig. 6, (1) ~ (12). The generating rates of effective heat release which were shown by the experimental work and the calculation.

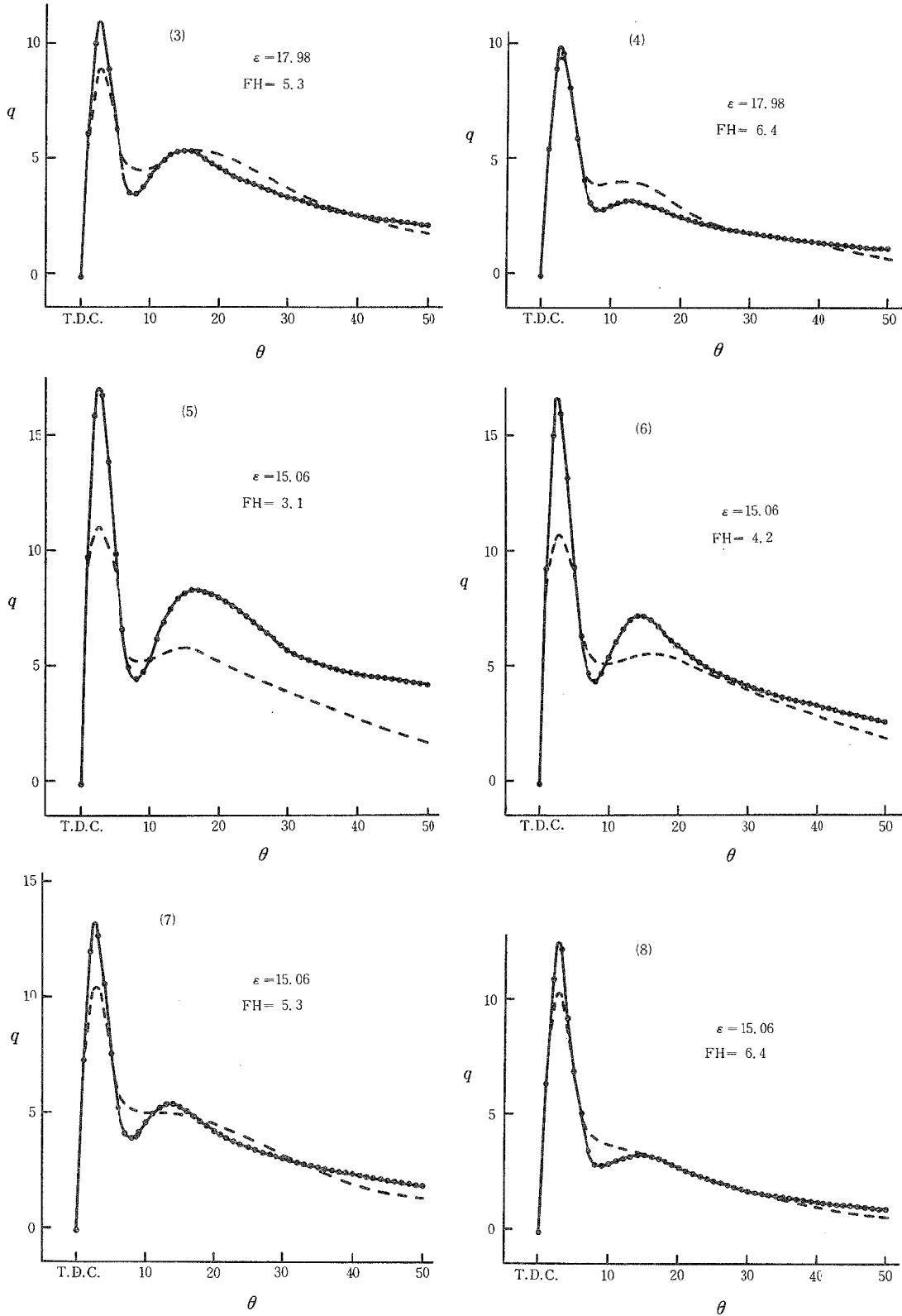
Legend ;

ϵ : Compression ratio ——— $q(\theta)$: The value by the calculation

FH : Fuel handle scale - - - - - $q(\theta)$: The value by the experimental work

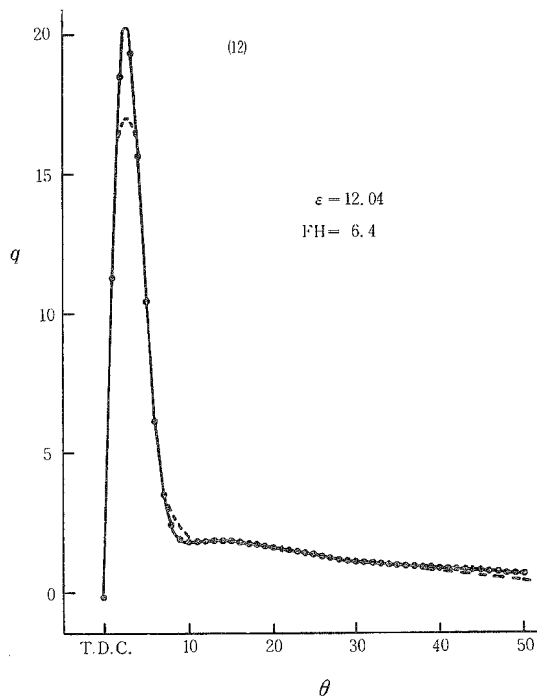
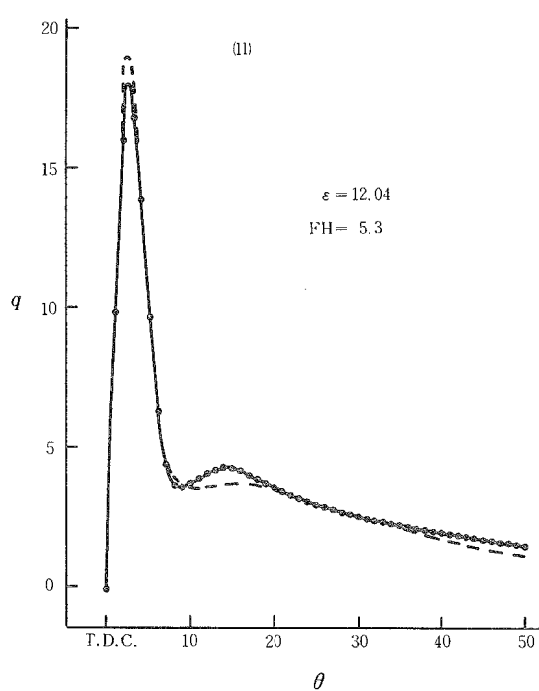
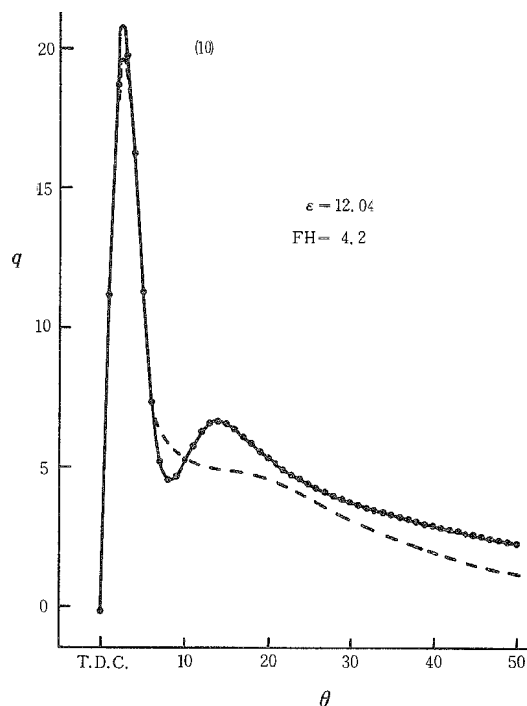
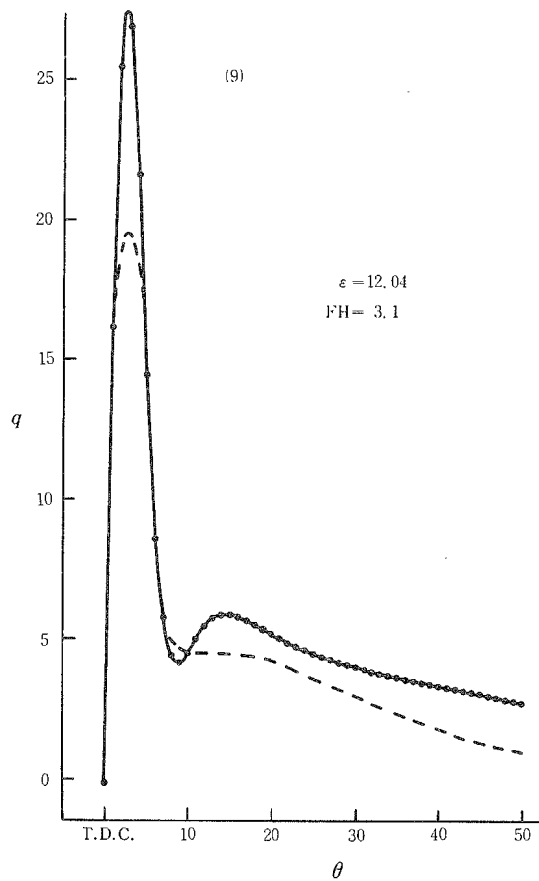
で示す。

図より明らかなように、計算値は噴射量が少ないとき（常用運転範囲）は実測値に近似しているが、噴射



量を多くする（実用範囲外）と実測値との差が大きくなっている。

これは燃焼過程が非常に複雑であって燃焼に影響を及ぼす因子も多く、またこれらを正確に把握すること



が困難であるためである。したがって、本報告では第一段階として、多くの仮定のもとで、しかも特に燃焼に大きな影響を及ぼすと思われる因子のみを考慮したために実測値と一致しなかったのであろう。

爆発的燃焼による有効熱発生率¹⁾には T.D.C. 前の噴射率の影響が大きい。すなわち着火時の可燃性混合気量によって決定されると考えられる。本報告では渦流室（渦流燃焼室式機関）内のガス流動（渦流）を考慮していないが、実際には、噴射率およびガス流動によって、シリンダ内の燃料分布が変わるため、着火前の可燃性混合気量が異なる。したがって、蒸発した燃料のすべてが可燃性混合気となり得ない場合も起こるものと考えられる。この点を考慮すれば爆発的燃焼による有効熱発生率は実測値に近似すると思う。

噴射量が多いとき、計算で求めた主燃焼による有効熱発生率¹⁾は実測値より大きくなっている。これは(11)式の K が不完全であることを示している。 K_2 には噴射量（酸素と出合わず残っている燃料蒸気量）が影響するものと考えられる。すなわち、 K_2 が一定でなく、噴射量によって変化するものと思う。また $dV/d\theta$ は(17)式で明らかのように、 θ が90度までは増加することから、 θ が大きくなると計算による有効熱発生率は実測値より大きくなっている。したがって、これらは適当な K が得られれば解決可能と考える。

しかし、有効熱発生率の主要部である θ が50度位までは常用運転範囲の場合強制拡散の項を $K_2 \frac{dV}{d\theta}$ と置くことは大体適当と思われる。

上記のように有効熱発生率の発生機構の解明は不完全ではあるが、有効熱発生率は爆発的燃焼によるものと主燃焼によるものとの和であると言える。

燃料噴射率が大きく変動（特に F/H が5.3の場合）しても、その影響は有効熱発生率および指圧線図¹⁾には現われていない。したがって噴射率をクランク角の関数として表わす場合に、簡単な式（滑らかな線）としても大きな誤差を生じないと言える。

ただし噴射始めの時期での噴射率は影響が大きいと考えられる。

7. む す び

C.F.R. 機関（中速渦流燃焼室機関）の燃料噴射率および有効熱発生率の発生機構についての概要を把握することが出来た。

おもなものを列記すると

1. 先に¹⁾、C.F.R. 機関の有効熱発生率は爆発的燃焼と主燃焼との2部分より構成され、その和であるとして近似式を求めたが、この発生機構より理論的裏付けが得られた。
2. 燃料噴射率の大きな変動の影響も有効熱発生率および指圧線図には現われない。
3. 第一段階として、燃料噴射率から多くの仮定のもとで計算によって有効熱発生率を求めたが、燃焼に関与する因子について研究すれば精度の高い有効熱発生率の計算が出来る確信を得た。

この報告作成にあたって、指導を賜った九州工業大学、河村芳平助教授に謹んで感謝の意を表す。また実験にあたって、津田時範氏の助力に対して深謝する。なお計算は九州工業大学の OKITAC-5090 を使用した。

文 献

- 1) 金岡 浩, 1971: 内燃機関の有効熱発生率について—Ⅱ—. 本報告, 20, 41.

- 2) 長尾不二夫, 1969: 内燃機関講義, 第3次改著, 227, 228, 養賢堂, 東京.
- 3) 河村芳平: 私信.
- 4) Sitkei, G, 1966: デイゼル機関の燃料噴射と燃焼, 114, 169, 232, 朝倉書店, 東京.
- 5) Nusselt, W, 1923: Der Wärmeübergang in Verbrennungskraftmaschinen V.D.I. Frosch, Heft 264.