内燃機関各種サイクルの効率と平均有効圧力 を同型の一式に纏めて⁽¹⁾

(昭和18年11月15日 徳島地方講演會に於て講演)

正員 奥村省三⁽²⁾

摘 要

Walker, 伊藤, 成田, 竹村, Sabathe...等各種サイクルの効率, 平均有効圧力式誘導を推理に飛躍と省略を避けて初級者に安易の理解を得せしめる。

1. 緒 言

内燃機関の機能を向上進展せしむべき残されたる改善の餘地如何を考察する方策として、これら機関の効率を調べこれを完全熱機関の効率と比較してその完成度(効率比)が幾千程度に到達せるやを見究め改善を策する経路の識別に供する。

この完成度を見るに完全熱機関を規準とすべきはいふまでもないが、實在機関の効率は完全機関のそれに対して懸隔大きく比較の結果が適正判断を誤らしめる懼れ少くない。茲に考察の範囲を2段階に分割縮小して識別を密にする方策が現はれる。即ち完全機関と實在機関との間に理想の標準機関を想定し、完全機関と理想機関、理想機関と實在機関の如くに並べ、各段階の完成度を分析して考察を進める。

完全機関の効率を η , 理想機関の効率を η_{il} , 完全機関に対する理想機関の完成度を η_{r1} とすれば

$$\eta_{il} = \eta_{r1} \eta \quad (1)$$

理想機関の効率を η_{il} , 實在機関の効率を η_i , 理想機関に対する實在機関の完成度を η_{r2} とすれば

$$\eta_i = \eta_{r2} \eta_{il} \quad (2)$$

この両者を合せて

$$\eta_i = \eta_{r2} \eta_{r1} \eta \quad (3)$$

故に實在機関の効率向上改善を策するは η_{r2} , η_{r1} , η の3者何れもその向上改善を企図し、完全機関そのもの、効率を高める要あると同時に完成度 η_{r1} , η_{r2} を高めるの要あるはいふまでもない。

畢竟實在機関の効率向上を策するは完全機関と理想機関の効率向上を企図するにあたる。

理想機関は實在機関と完全機関の中間に介入し考察を精確化し簡明化する手段に供する媒介たる故になるべく實在機関に近く而も理論設定を簡易にするを望まばきである。

ガス機関、ガソリン機関、石油機関に Otto サイクル機関、ディーゼル機関に Diesel サイクル機関、焼玉機関、半ディーゼル機関、無気噴射機関、超ディーゼル機関に Sabathe サイクル機関がこの理念に恰當すると看做される。

ガス或は油の蒸気と燃焼用空気との混合気が1サイクル毎に更新して働く開放サイクルの過程を、終始同一空気が循環して働く閉鎖サイクルの過程なる如くに思惟し、燃料の燃焼又は爆発に発現する熱を外部熱源より適時に附與する、如くに又燃焼生成ガスに含まれて外界に逸し去る熱を他の損失熱と合せて作業空気が使ひ余しとして受熱体に吐き出す如くに想定して変化の過程を追及する。この理想機関を空気標準機関と称する。この作業空気を半完全ガスと見て、その比熱は温度に比例して変化するものとして實在機関の実相に接近せしめる。叙上の要旨に従て茲に理想機関の効率を考察する。記述を短縮する方便として最も複雑せる場合を取り上げ、これを克服して逆に簡易の場合に立ち戻る。現下最も複雑せるサイクルとして伊藤-Sabathe サイクルと Walker サイクルが挙げられる。茲にこの両者を組合せたる伊藤-Sabathe サイクルを仮想しその性能を追及する。

2. 伊藤 Sabathe Walker サイクル

第1図に

第1行程	吸込	$(\alpha - b_2)$
第2行程	圧縮	$(b_2 - c_1 - c_2)$
第3行程	作業	$(c_2 - d - e)$
第4行程	排出	$(e - b_1 - b_2 - a)$

として前2行程は後2行程より長さ稍、短かきものとする。これがため機構が込み入り実用の域には達せぬが、茲には考察の媒介として使用せる。このサイクルを

(1) On the formula Common to Various Cycles of Internal Combustion Engine, Representing the Thermal Efficiency and Mean Pressure on Piston.
(2) Siozo OKUMURA, Member, Tokushima Technical College. 徳島工業専門学校。

$$(b_1 - b_2 - c_1 - c_2 - d - e - b_1)$$

なる閉鎖図形を描く閉鎖サイクルとして考察する。

(1) 吸込の終端 (b_2) に於て圧力 p_{12} , 体積 v_{12} , 温度 T_{12} が圧縮の終端 (c_1) に於て圧力 p_{21} , 体積 v_{21} , 温度 T_{21} になつたとする。この圧縮いふまでもなく或種の多相変化なるも便宜断熱圧縮と看做し、半完全ガスの断熱変化として

$$\left. \begin{aligned} \frac{T_{12}(v_{12})^{\mu_0-1}}{T_{21}(v_{21})^{\mu_0-1}} e^{\lambda(T_{12}-T_{21})} &= 1 \\ \lambda &= \frac{b}{a_v}, \quad \mu_0 = \frac{a_p}{a_v} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(1)$$

第 1 図

(2) 圧縮行程の終端 (c_1) に於て等積変化 (c_1-c_2) に圧力 p_{22} , 体積 v_{22} , 温度 T_{22} に変り熱 Q_{11} を受入する。

$$Q_{11} = \int_{T_{21}}^{T_{22}} C_v dT = a_v(T_{22}-T_{21}) + b/2(T_{22}^2 - T_{21}^2) \dots\dots\dots(2)$$

(3) 熱源よりの受熱を作業行程の初頭に続けて (c_2-d) の変化に進み、圧力 p_3 , 体積 v_3 , 温度 T_3 に出現し、熱第 2 部 Q_{12} を受入する。(c_2-d) の受熱変化を上向或は下向の傾斜直線とするが伊藤サイクルで水平線とするが成田サイクル、双曲線とするが竹村サイクルである。茲に伊藤サイクルをとり上向傾斜直線とする。

熱の変化は一般に $dQ = C_v dT + A p dv$ で與へられ、

$$\text{この場合に } Q_{12} = \int_{T_{22}}^{T_3} C_v dT + A \int_{p_{22}, v_{22}}^{p_3, v_3} p dv$$

この p と v との関係は直線 (c_2-d) に現はれる。茲に $p = \alpha v$ と置けば

$$\int p dv = \int \alpha v dv = 1/2 \alpha v^2$$

それ故に

$$A \int_{p_{22}, v_{22}}^{p_3, v_3} p dv = 1/2 A \alpha (v_3^2 - v_{22}^2) = 1/2 A \alpha (v_3 + v_{22})(v_3 - v_{22})$$

茲に $\alpha v_3 = p_3$, $\alpha v_{22} = p_{22}$ を恢復して

$$A \int_{p_{22}, v_{22}}^{p_3, v_3} p dv = 1/2 A (p_3 + p_{22})(v_3 - v_{22})$$

それ故に

$$\begin{aligned} Q_{12} &= \int_{T_{22}}^{T_3} (a_v + bT) dT + A \int_{p_{22}, v_{22}}^{p_3, v_3} p dv \\ &= a_v(T_3 - T_{22}) + b/2(T_3^2 - T_{22}^2) \\ &\quad + 1/2 A (p_3 + p_{22})(v_3 - v_{22}) \dots\dots\dots(3) \end{aligned}$$

(4) 燃料注入遮断期を劃して受熱の終端と考へ、この点より空気は他の多相変化に移り ($d-e$) 線をたどつて終端 (e) に圧力 p_4 , 体積 v_4 , 温度 T_4 に現出する。この多相変化を半完全ガスの断熱変化と扱ひ

$$\left. \begin{aligned} \frac{T_3(v_3)^{\mu_0-1}}{T_4(v_4)^{\mu_0-1}} e^{\lambda(T_3-T_4)} &= 1 \\ \lambda &= \frac{b}{a_v}, \quad \mu_0 = \frac{a_p}{a_v} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(4)$$

(5) この行程終端に空気は ($e-b_1$) の等積変化に放出熱の一部 Q_{21} を放出させ (b_1) 点に圧力 p_{11} , 体積 v_{11} , 温度 T_{11} に変り排出 (b_1-b_2-a) に進む。

$$Q_{21} = \int_{T_{11}}^{T_4} C_v dT = a_v(T_4 - T_{11}) + b/2(T_4^2 - T_{11}^2) \dots\dots\dots(5)$$

(6) 排出行程の初頭に等圧変化にて放熱を続け (b_2) 点に圧力 p_{12} , 体積 v_{12} , 温度 T_{12} となる。

$$Q_{22} = \int_{T_{12}}^{T_{11}} C_p dT = a_p(T_{11} - T_{12}) + b/2(T_{11}^2 - T_{12}^2) \dots\dots\dots(6)$$

(7) 以上の解説により本サイクルに熱の受入放出は一應決定され得たことになる。但し圧縮と膨張の部分は断熱的と想定し吸込と排出の一部は同一直線を反轉する故に熱の出入差引無関係と思惟するのである。式 (2) 式 (3) より

$$\begin{aligned} Q_1 &= Q_{11} + Q_{12} = a_v(T_{22} - T_{21}) + b/2(T_{22}^2 - T_{21}^2) \\ &\quad + a_v(T_3 - T_{22}) + b/2(T_3^2 - T_{22}^2) + 1/2 A (p_3 + p_{22})(v_3 - v_{22}) \\ &= a_v(T_3 - T_{21}) + b/2(T_3^2 - T_{21}^2) + 1/2 A (p_3 + p_{22})(v_3 - v_{22}) \dots\dots\dots(7_1) \end{aligned}$$

式 (5) 式 (6) より

$$\begin{aligned} Q_2 &= Q_{21} + Q_{22} = a_v(T_4 - T_{11}) + b/2(T_4^2 - T_{11}^2) \\ &\quad + a_p(T_{11} - T_{12}) + b/2(T_{11}^2 - T_{12}^2) \\ &= a_v(T_4 - T_{11}) + a_p(T_{11} - T_{12}) + b/2(T_4^2 - T_{12}^2) \dots\dots\dots(7_2) \end{aligned}$$

(8) 本サイクルの効率

$$\begin{aligned} \eta &= 1 - Q_2/Q_1 \\ &= 1 - \frac{a_v(T_4 - T_{11}) + a_p(T_{11} - T_{12}) + b/2(T_4^2 - T_{12}^2)}{a_v(T_3 - T_{21}) + 1/2 A (p_3 + p_{22})(v_3 - v_{22}) + b/2(T_3^2 - T_{21}^2)} \dots\dots\dots(8) \end{aligned}$$

即ち各要点的温度と爆発の終点 (c_2) と遮断点 (d) の圧力体積がわかれば定まる。効率式をかくの如く諸要点的温度に (c_2) と (d) 点の圧力体積を副へて表はし置く程度に止むるも、一種の便法なるも、これら諸温度をある基準温度に經めて比較考察の資材とする。

(9) 第 1 図 (b_2-c_1) の断熱圧縮に戻りて式 (1) より

$$T_{21} = \left(\frac{v_{12}}{v_{21}} \right)^{\mu_0-1} e^{\lambda(T_{12}-T_{21})} T_{12} \dots\dots\dots(9)$$

茲に圧縮比を

[昭和 19 年 5 月]

$$v_{21}/v_{12}=1/\varepsilon \dots\dots\dots(10)$$

と置き、これを用ひて

$$T_{21}=\varepsilon^{\mu_0-1}e^{\lambda(T_{12}-T_{21})}T_{12}$$

茲に $\lambda=\delta/\alpha_v$ は 0.0003 前後の微小値で温度差相當大きくとも λT は 1. に対して十分小である。

$$e^{\lambda T}\cong 1+\lambda T$$

となし得る。これを用ひて

$$T_{21}\cong \varepsilon^{\mu_0-1}(1+\lambda T_{12}-\lambda T_{21})T_{12} \dots\dots\dots(9_1)$$

これを解いて

$$T_{21}\cong \varepsilon^{\mu_0-1}T_{12}[1+\lambda T_{12}(1-\varepsilon^{\mu_0-1})] \dots\dots\dots(9_2)$$

$$\text{茲に } \theta_1=T_{12}(1-\varepsilon^{\mu_0-1}) \dots\dots\dots(11_1)$$

と置きこれを用ひて

$$T_{21}\cong \varepsilon^{\mu_0-1}T_{12}(1+\lambda\theta_1) \dots\dots\dots(9_3)$$

(10) 等積変化 (c_1-c_2) に対して半完全ガスとして $p v=RT$ たる故に

$$T_{22}=p_{22}/p_{21}T_{21} \dots\dots\dots(12)$$

この変化における圧力比 (昇騰率) を

$$p_{22}/p_{21}=\delta \dots\dots\dots(13)$$

と置き、これを用ひて

$$T_{22}=\delta T_{21}$$

これに式 (9₃) を用ひて

$$T_{22}\cong \delta \varepsilon^{\mu_0-1}T_{12}(1+\lambda\theta_1) \dots\dots\dots(12_1)$$

(11) 次に受熱第 2 部傾斜線 (c_2-d) の変化に於て斜線上向なるとき

$$p_3/p_{22}=\delta_1>1 \dots\dots\dots(14_1)$$

斜線下向なるとき

$$p_3/p_{22}=\delta_2<1 \dots\dots\dots(14_2)$$

と區別する。燃料注入遮断期まで受熱は持続すると考へ (d) 点をこれにより決定し

$$v_3/v_{22}=\sigma \dots\dots\dots(15)$$

と置き、これを遮断比と称する。

この変化 半完全ガスとして $p v=RT$ たる故に

$$T_3=\frac{p_3}{p_{22}}\frac{v_3}{v_{22}}T_{22}=\delta_1\sigma T_{22} \dots\dots\dots(16)$$

これに式 (12₁) を用ひて

$$T_3\cong \delta_1\sigma \delta \varepsilon^{\mu_0-1}T_{12}(1+\lambda\theta_1) \dots\dots\dots(16_1)$$

(12) 燃料注入遮断後の断熱変化 ($d-e$) に対し式 (4) より

$$T_4=\left(\frac{v_3}{v_4}\right)^{\mu_0-1}e^{\lambda(T_3-T_4)}T_3 \dots\dots\dots(17)$$

排出行程の初頭放熱の期間は一種の圧縮に該當し、これを第 2 圧縮と稱し

$$v_{13}/v_{11}=1/\beta \dots\dots\dots(18)$$

第 10 卷 第 39 号 (第 2 部)

と置き、第 2 圧縮比と名附ける。これを用ひて式 (17) の v_3/v_4 は

$$\frac{v_3}{v_4}=\frac{v_3}{v_{22}}\frac{v_{22}}{v_{21}}\frac{v_{21}}{v_{12}}\frac{v_{12}}{v_{11}}\frac{v_{11}}{v_4}=\sigma\cdot 1\cdot \frac{1}{\varepsilon}\cdot \frac{1}{\beta}\cdot 1=\frac{\sigma}{\varepsilon\beta} \dots\dots\dots(19)$$

これを用ひて式 (17) は

$$T_4=(\sigma/\varepsilon\beta)^{\mu_0-1}e^{\lambda(T_3-T_4)}T_3 \\ \cong (\sigma/\varepsilon\beta)^{\mu_0-1}[1+\lambda T_3-\lambda T_4]T_3 \dots\dots\dots(17_1)$$

これを解いて

$$T_4\cong (\sigma/\varepsilon\beta)^{\mu_0-1}T_3[1+\lambda T_3(1-(\sigma/\varepsilon\beta)^{\mu_0-1})] \dots\dots\dots(17_2)$$

$$\text{茲に } \theta_3=T_3(1-(\sigma/\varepsilon\beta)^{\mu_0-1}) \dots\dots\dots(11_2)$$

と置き、これを用ひて

$$T_4\cong (\sigma/\varepsilon\beta)^{\mu_0-1}T_3[1+\lambda\theta_3] \dots\dots\dots(17_3)$$

式 (16₁) に依り T_3 を入れて

$$T_4\cong (\sigma/\varepsilon\beta)^{\mu_0-1}\delta_1\sigma \delta \varepsilon^{\mu_0-1}T_{12}(1+\lambda\theta_1)[1+\lambda\theta_3] \\ \cong \sigma^{\mu_0}1/\beta^{\mu_0-1}\delta_1\delta T_{12}[1+\lambda\theta_1+\lambda\theta_3] \dots\dots\dots(17_4)$$

然るに

$$\theta_3=T_3(1-(\sigma/\varepsilon\beta)^{\mu_0-1}) \\ =\delta_1\sigma \delta \varepsilon^{\mu_0-1}T_{12}(1+\lambda\theta_1)[1-(\sigma/\varepsilon\beta)^{\mu_0-1}] \\ =T_{12}\delta_1(1+\lambda\theta_1)[\sigma \delta \varepsilon^{\mu_0-1}-\sigma^{\mu_0}\delta 1/\beta^{\mu_0-1}] \\ =T_{12}\sigma \delta \delta_1(1+\lambda\theta_1)[\varepsilon^{\mu_0-1}-\sigma^{\mu_0-1}/\beta^{\mu_0-1}] \dots\dots\dots(11_2')$$

これを式 (17₄) に用ひて

$$T_4\cong \sigma^{\mu_0}1/\beta^{\mu_0-1}\delta_1\delta T_{12}[1+\lambda T_{12}\{\sigma \delta \delta_1[\varepsilon^{\mu_0-1}-\sigma^{\mu_0-1}/\beta^{\mu_0-1}]+(1-\varepsilon^{\mu_0-1})\}] \dots\dots\dots(17_5)$$

(13) 最後に放熱第 2 (b_1-b_2) の変化に入り、半完全ガスとして $p v=RT$ たる故に

$$T_{12}=v_{12}/v_{11}T_{11}=1/\beta T_{11} \dots\dots\dots(20)$$

(14) 以上本機関各重要点の温度を一併に蒐めて

$$\left. \begin{aligned} T_{12} &= 1/\beta T_{11} \\ T_{21} &\cong \varepsilon^{\mu_0-1}1/\beta T_{11}[1+\lambda 1/\beta T_{11}(1-\varepsilon^{\mu_0-1})] \\ T_{22} &\cong \delta \varepsilon^{\mu_0-1}1/\beta T_{11}[1+\lambda 1/\beta T_{11}(1-\varepsilon^{\mu_0-1})] \\ T_3 &\cong \delta_1\sigma \delta \varepsilon^{\mu_0-1}1/\beta T_{11}[1+\lambda 1/\beta T_{11}(1-\varepsilon^{\mu_0-1})] \\ T_4 &\cong \sigma^{\mu_0}1/\beta^{\mu_0}\delta_1\delta T_{11}[1+\lambda 1/\beta T_{11}\{\sigma \delta \delta_1[\varepsilon^{\mu_0-1}-\sigma^{\mu_0-1}/\beta^{\mu_0-1}]+(1-\varepsilon^{\mu_0-1})\}] \end{aligned} \right\}$$

(15) 本サイクルの受入熱は式 (7₁) より

$$Q_1=\alpha_v(T_3-T_{21})+b/2(T_3^2-T_{21}^2)+1/2 A(p_3+p_{22})(v_3-v_{22})$$

この末項を改めて

$$1/2 A(p_3+p_{22})(v_3-v_{22})=1/2 A(p_3/p_{22}+1)(v_3/v_{22}-1)p_{22}v_{22} \\ =1/2 \alpha_p-\alpha_v/R(\delta_1+1)(\sigma-1)RT_{22} \\ =1/2 (\alpha_p-\alpha_v)(\delta_1+1)(\sigma-1)T_{22} \dots\dots\dots(21)$$

これを用ひて

$$Q_1=\alpha_v[(T_3-T_{21})+\lambda/2(T_3^2-T_{21}^2)+1/2(\mu_0-1)(\delta_1+1)(\sigma-1)T_{22}] \dots\dots\dots(7_1')$$

本サイクルに放熱は式 (7₂) より

$$\left. \begin{aligned} &+1/2[(1/\beta)^{2\mu_0}\delta^2-1/\beta^2] \\ &D=1/\beta(\delta-1) \\ &E=1/\beta^2(1-\varepsilon^{\mu_0-1})(\delta-1)+(1/2)1/\beta^2(\delta^2-1)\varepsilon^{\mu_0-1} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(24)$$

第 3 図

2 部 Q_{22} を考慮せば、 (b_2) と (b_1) が (b) に合一し
 $p_{11}=p_{12}=p_1$, $v_{11}=v_{12}=v_1$, $T_{11}=T_{12}=T_1$
 となれば第 5 図の如く伊藤-Sabathe サイクルそのものが出現する、式 (22) に $\beta=1$ を入れて

第 5 図

第 4 図

(18) Atkinson サイクルに於て放熱第 2 部 Q_{22} を考慮せざるときは第 4 図の如くに Otto サイクルが現出する。この場合式 (24) に

$$\beta=1$$

を入れ第 2 圧縮を消せば、 (b_2) と (b_1) が (b) に合一し

$$p_{11}=p_{12}=p_1, \quad v_{11}=v_{12}=v_1, \quad T_{11}=T_{12}=T_1$$

となり、熱効率

$$\left. \begin{aligned} \eta &= 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\mu_0-1}} \frac{B+C\lambda T_1}{D+E\lambda T_1} \\ B &= \delta-1 \\ C &= \delta[1-\varepsilon^{\mu_0-1}+\delta\varepsilon^{\mu_0-1}-\delta]+1/2(\delta^2-1) \\ D &= \delta-1 \\ E &= (1-\varepsilon^{\mu_0-1})(\delta-1)+1/2(\delta^2-1)\varepsilon^{\mu_0-1} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(25)$$

(19) 伊藤-Sabathe-Walker 仮想サイクルに於て放熱第 10 巻 第 39 号 (第 2 部)]

$$\left. \begin{aligned} \eta &= 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\mu_0-1}} \frac{B+C\lambda T_1}{D+E\lambda T_1} \\ B &= \sigma^{\mu_0}\delta_1\delta-1 \\ C &= \sigma^{\mu_0}\delta_1\delta\{1-\varepsilon^{\mu_0-1}+\sigma\delta\delta_1\varepsilon^{\mu_0-1}-\delta_1\delta\sigma^{\mu_0}\} \\ &\quad +1/2[\sigma^{2\mu_0}\delta_1^2\delta^2-1] \\ D &= (\delta_1\sigma\delta-1)+1/2(\mu_0-1)(\delta_1+1)(\sigma-1)\delta \\ E &= (1-\varepsilon^{\mu_0-1})[(\delta_1\sigma\delta-1)+1/2(\mu_0-1)(\delta_1+1)(\sigma-1)\delta] \\ &\quad +1/2(\delta_1^2\sigma^2\delta^2-1)\varepsilon^{\mu_0-1} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(26)$$

(20) 伊藤-Sabathe サイクルに於て受熱第 2 部 Q_{12} が第 6 図の如くに下向傾斜直線 (c_2-d) に沿ふて行はるときは第 2 圧力比 $p_3/p_{22}=\delta_2<1$ が圧力下降率と変る式 (26) に δ_1 を δ_2 に代へて

$$\left. \begin{aligned} \eta &= 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\mu_0-1}} \frac{B+C\lambda T_1}{D+E\lambda T_1} \\ B &= \sigma^{\mu_0}\delta_2\delta-1 \\ C &= \sigma^{\mu_0}\delta_2\delta\{1-\varepsilon^{\mu_0-1}+\sigma\delta\delta_2\varepsilon^{\mu_0-1}-\delta_2\delta\sigma^{\mu_0}\} \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} &+1/2[\sigma^{2\mu_0}\delta_2^2\delta^2-1] \\ D &= (\delta_2\sigma\delta-1)+1/2(\mu_0-1)(\delta_2+1)(\sigma-1)\delta \\ E &= (1-\varepsilon^{\mu_0-1})[(\delta_2\sigma\delta-1)+1/2(\mu_0-1)(\delta_2+1)(\sigma-1)\delta] \\ &\quad +1/2(\delta_2^2\sigma^2\delta^2-1)\varepsilon^{\mu_0-1} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(27)$$

(21) この伊藤-Sabathe サイクルの第2型に受熱第1部 Q_{11} を考慮せざるときは第7図の様相を呈し石塚-Diesel サイクルが得られる。式(27)に $\delta=1$ を入れて

第7図

第8図

$$\left. \begin{aligned} \eta &= 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\mu_0-1}} \frac{B+C\lambda T_1}{D+E\lambda T_1} \\ B &= \sigma^{\mu_0}\delta_2-1 \\ C &= \sigma^{\mu_0}\delta_2\{1-\varepsilon^{\mu_0-1}+\sigma\delta_2\varepsilon^{\mu_0-1}-\delta_2\sigma^{\mu_0}\} \\ &\quad +1/2[\sigma^{2\mu_0}\delta_2^2-1] \\ D &= (\delta_2\sigma-1)+1/2(\mu_0-1)(\delta_2+1)(\sigma-1) \\ E &= (1-\varepsilon^{\mu_0-1})[(\delta_2\sigma-1)+1/2(\mu_0-1)(\delta_2+1)(\sigma-1)] \\ &\quad +1/2(\delta_2^2\sigma^2-1)\varepsilon^{\mu_0-1} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(28)$$

(22) 伊藤-Sabathe サイクルの第3型として受熱第2部 Q_{12} が水平直線に沿ふて行はるときは、第8図の如く成田-Sabathe 或は Sabathe サイクルが出現する。式(26)に $\delta_1=1$, 或は式(27)に $\delta_2=1$ を入れて

$$\left. \begin{aligned} \eta &= 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\mu_0-1}} \frac{B+C\lambda T_1}{D+E\lambda T_1} \\ B &= \sigma^{\mu_0}\delta-1 \\ C &= \sigma^{\mu_0}\delta\{1-\varepsilon^{\mu_0-1}+\sigma\delta\varepsilon^{\mu_0-1}-\delta\sigma^{\mu_0}\}+1/2[\sigma^{2\mu_0}\delta^2-1] \\ D &= (\sigma\delta-1)+(\mu_0-1)(\sigma-1)\delta=(\delta-1)+\mu_0\delta(\sigma-1) \\ E &= (1-\varepsilon^{\mu_0-1})[(\sigma\delta-1)+(\mu_0-1)(\sigma-1)\delta] \\ &\quad +1/2(\sigma^2\delta^2-1)\varepsilon^{\mu_0-1}=(1-\varepsilon^{\mu_0-1})[(\delta-1) \\ &\quad +\mu_0\delta(\sigma-1)]+1/2(\sigma^2\delta^2-1)\varepsilon^{\mu_0-1} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(29)$$

(23) 成田-Sabathe サイクルに受熱第1部 Q_{11} を考慮せざれば第9図の如くに Diesel サイクルが出現する。式(29)に $\delta=1$ を入れて

第9図

$$\left. \begin{aligned} \eta &= 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\mu_0-1}} \frac{B+C\lambda T_1}{D+E\lambda T_1} \\ B &= \sigma^{\mu_0}-1 \\ C &= \sigma^{\mu_0}\{1-\varepsilon^{\mu_0-1}+\sigma\varepsilon^{\mu_0-1}-\sigma^{\mu_0}\}+1/2(\sigma^{2\mu_0}-1) \\ D &= \mu_0(\sigma-1) \\ E &= (1-\varepsilon^{\mu_0-1})\mu_0(\sigma-1)+1/2(\sigma^2-1)\varepsilon^{\mu_0-1} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(30)$$

この結果は石塚サイクルに受熱線を水平にとり式(27)に $\delta_2=1$ を入れて

$$\left. \begin{aligned} \eta &= 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\mu_0-1}} \frac{B+C\lambda T_1}{D+E\lambda T_1} \\ B &= \sigma^{\mu_0}-1 \\ C &= \sigma^{\mu_0}\{1-\varepsilon^{\mu_0-1}+\sigma\varepsilon^{\mu_0-1}-\sigma^{\mu_0}\}+1/2(\sigma^{2\mu_0}-1) \\ D &= (\sigma-1)+(\mu_0-1)(\sigma-1)=\mu_0(\sigma-1) \\ E &= (1-\varepsilon^{\mu_0-1})[(\sigma-1)+(\mu_0-1)(\sigma-1)]+1/2(\sigma^2-1)\varepsilon^{\mu_0-1} \\ &= (1-\varepsilon^{\mu_0-1})\mu_0(\sigma-1)+1/2(\sigma^2-1)\varepsilon^{\mu_0-1} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(30')$$

(24) 成田-Sabathe サイクルに受熱第2部 Q_{12} を考慮せざれば第4図の如く Otto サイクルが現出する。式(29)に $\sigma=1$ を入れて

$$\left. \begin{aligned} \eta &= 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\mu_0-1}} \frac{B+C\lambda T_1}{D+E\lambda T_1} \\ B &= \delta-1 \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} C &= \delta \{ 1 - \epsilon^{\mu_0-1} + \delta \epsilon^{\mu_0-1} - \delta \} + 1/2(\delta^2 - 1) \} \dots\dots(25) \\ D &= \delta - 1 \\ E &= (1 - \epsilon^{\mu_0-1})(\delta - 1) + 1/2(\delta^2 - 1)\epsilon^{\mu_0-1} \end{aligned} \right\}$$

Atkinson サイクルより導きたる結果と一致する。

3. 竹村サイクル

ディーゼル機関で熱 Q_1 を受入する状態が等温的に双曲線に従ふ理念を竹村サイクルと呼ぶ。第10 図に

第 10 図

(1) 吸込の終端 (b) に於て圧力 p_1 , 体積 v_1 , 温度 T_1 の空気を圧縮の終端 (c) に圧力 p_2 , 体積 v_2 , 温度 T_2 にし得たとする

$$\left. \begin{aligned} \frac{T_1}{T_2} \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{\mu_0-1} e^{\lambda(T_1-T_2)} &= 1 \\ \lambda &= \frac{b}{a_v}, \quad \mu_0 = \frac{a_p}{a_v} \end{aligned} \right\} \dots\dots(1)$$

(2) 圧縮端 (c) より燃料注入遮断点 (d) まで受熱が行はれ圧力 p_3 , 体積 v_3 , 温度 T_3 に変つたとする。この変化が

$$dQ = C_v dT + A p dv$$

に従ふこといふまでもない。即ち

$$Q_1 = \int_{T_2}^{T_3} C_v dT + A \int_{v_2}^{v_3} p dv$$

等温的に変化が行はるゝと考ふる故に

$$T_3 = T_2, \quad Q_1 = A \int_{v_2}^{v_3} p dv$$

又 (c-d) 線を双曲線と見る故に

$$pv = RT$$

$$Q_1 = ART_2 \int_{v_2}^{v_3} dv/v = ART_2 \log_e v_3/v_2 \dots\dots(2)$$

茲に遮断比を

$$v_3/v_2 = \sigma \dots\dots(3)$$

と置き、これを用ひて

$$Q_1 = ART_2 \log_e \sigma \dots\dots(2_1)$$

第 10 卷 第 39 号 (第 2 部)]

(3) 燃料注入遮断点より断熱膨脹に進み、その終端 (e) に圧力 p_4 , 体積 v_4 , 温度 T_4 になつたとする。この変化

$$\left. \begin{aligned} \frac{T_3}{T_4} \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{\mu_0-1} e^{\lambda(T_3-T_4)} &= 1 \\ \lambda &= \frac{b}{a_v}, \quad \mu_0 = \frac{a_p}{a_v} \end{aligned} \right\} \dots\dots(4)$$

に従ふ。

(4) 膨脹の終端に (e-b) の等積変化をなし熱 Q_2 を放出して始状態 (b) に復歸する。排出 (b-a), 吸込 (a-b) の 2 過程を考慮外に置く。この放出熱は

$$Q_2 = \int_{T_1}^{T_4} C_v dT = a_v(T_4 - T_1) + b/2(T_4^2 - T_1^2) \dots(5)$$

(5) 変化 (b-c) に戻り式 (1) より

$$T_2(v_1/v_2)^{\mu_0-1} e^{\lambda(T_1-T_2)} T_1 \dots\dots(6)$$

茲に圧縮比を

$$v_2/v_1 = 1/\epsilon \dots\dots(7)$$

と置き、これを用ひて

$$T_2 = \epsilon^{\mu_0-1} e^{\lambda(T_1-T_2)} T_1 \cong \epsilon^{\mu_0-1} (1 + \lambda T_1 - \lambda T_2) T_1 \dots(6_1)$$

$$\text{これを解いて } T_2 \cong \epsilon^{\mu_0-1} T_1 (1 + \lambda T_1 (1 - \epsilon^{\mu_0-1})) \dots\dots(6_2)$$

$$\text{茲に } \theta_1 = T_1 (1 - \epsilon^{\mu_0-1}) \dots\dots(8_1)$$

と置き、これを用ひて

$$T_2 \cong \epsilon^{\mu_0-1} T_1 (1 + \lambda \theta_1) \dots\dots(6_3)$$

(6) (c-d) の等温変化に

$$T_3 = T_2, \quad T_3 \epsilon^{\mu_0-1} T_1 (1 + \lambda \theta_1) \dots\dots(9)$$

(7) (d-e) の断熱膨脹に、式 (4) より

$$T_4 = \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{\mu_0-1} e^{\lambda(T_3-T_4)} T_3$$

茲に

$$\frac{v_3}{v_4} = \frac{v_3}{v_2} \cdot \frac{v_2}{v_1} \cdot \frac{v_1}{v_4} = \sigma \cdot \frac{1}{\epsilon} \cdot 1 = \sigma/\epsilon \dots\dots(10)$$

これを用ひて

$$T_4 = (\sigma/\epsilon)^{\mu_0-1} e^{\lambda(T_3-T_4)} T_3 \cong (\sigma/\epsilon)^{\mu_0-1} [1 + \lambda T_3 - \lambda T_4] T_3 \dots\dots(11)$$

これを解いて

$$T_4 \cong (\sigma/\epsilon)^{\mu_0-1} T_3 [1 + \lambda T_3 (1 - (\sigma/\epsilon)^{\mu_0-1})] \dots\dots(11_1)$$

$$\text{茲に } \theta_3 = T_3 [1 - (\sigma/\epsilon)^{\mu_0-1}] \dots\dots(8_2)$$

と置きこれを用ひて

$$T_4 \cong (\sigma/\epsilon)^{\mu_0-1} T_3 [1 + \lambda \theta_3] \dots\dots(11_2)$$

式 (9) により T_3 を入れて

$$\begin{aligned} T_4 &\cong (\sigma/\epsilon)^{\mu_0-1} \epsilon^{\mu_0-1} T_1 (1 + \lambda \theta_1) [1 + \lambda \theta_3] \\ &\cong \sigma^{\mu_0-1} T_1 [1 + \lambda \theta_1 + \lambda \theta_3] \dots\dots(11_3) \end{aligned}$$

然るに

$$\begin{aligned} \theta_3 &= T_3 (1 - (\sigma/\epsilon)^{\mu_0-1}) = \epsilon^{\mu_0-1} T_1 (1 + \lambda \theta_1) (1 - (\sigma/\epsilon)^{\mu_0-1}) \\ &= T_1 (1 + \lambda \theta_1) (\epsilon^{\mu_0-1} - \sigma^{\mu_0-1}) \dots\dots(8_2') \end{aligned}$$

これを式 (11₃) に用ひて

$$T_4 \cong \sigma^{\mu_0-1} T_1 [1 + \lambda \theta_1 + \lambda T_1 (1 + \lambda \theta_1) (\varepsilon^{\mu_0-1}) - \sigma^{\mu_0-1}] \\ \cong \sigma^{\mu_0-1} T_1 [1 + \lambda T_1 (\varepsilon^{\mu_0-1} - \sigma^{\mu_0-1}) + \lambda \theta_1]$$

茲に $\theta_1 = T_1 (1 - \varepsilon^{\mu_0-1})$ を恢復して

$$T_4 \cong \sigma^{\mu_0-1} T_1 [1 + \lambda T_1 \{ \varepsilon^{\mu_0-1} - \sigma^{\mu_0-1} + (1 - \varepsilon^{\mu_0-1}) \}] \\ \cong \sigma^{\mu_0-1} T_1 [1 + \lambda T_1 (1 - \sigma^{\mu_0-1})] \dots\dots\dots (11_4)$$

(8) 以上重要点の温度を集めて

$$\left. \begin{aligned} T_2 &\cong \varepsilon^{\mu_0-1} T_1 [1 + \lambda T_1 (1 - \varepsilon^{\mu_0-1})] \\ T_3 &= T_2, \quad T_4 \cong \sigma^{\mu_0-1} T_1 [1 + \lambda T_1 (1 - \sigma^{\mu_0-1})] \end{aligned} \right\}$$

(9) 本サイクルに熱源より受入する熱 Q_1 は式 (2₁) より

$$Q_1 = ART_2 \log_e \sigma \\ = (a_p - a_v) T_2 \log_e \sigma \\ = a_v (\mu_0 - 1) \log_e \sigma \varepsilon^{\mu_0-1} T_1 [1 + \lambda T_1 (1 - \varepsilon^{\mu_0-1})] \\ = a_v T_1 \varepsilon^{\mu_0-1} [(\mu_0 - 1) \log_e \sigma \\ + (\mu_0 - 1) \log_e \sigma \lambda T_1 (1 - \varepsilon^{\mu_0-1})]$$

これを $a_v T_1 \varepsilon^{\mu_0-1} [D + E \lambda T_1]$ と表はし

$$\left. \begin{aligned} Q_1 &= a_v T_1 \varepsilon^{\mu_0-1} [D + E \lambda T_1] \\ D &= (\mu_0 - 1) \log_e \sigma, \\ E &= (\mu_0 - 1) \log_e \sigma (1 - \varepsilon^{\mu_0-1}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2_1')$$

(10) 本サイクルに受熱体に放出する熱 Q_2 は式 (5) より

$$Q_2 = a_v [(T_4 - T_1) + \lambda/2 (T_4^2 - T_1^2)]$$

$$(i) \quad (T_4 - T_1) = \sigma^{\mu_0-1} T_1 [1 + \lambda T_1 (1 - \sigma^{\mu_0-1})] - T_1 \\ = T_1 [(\sigma^{\mu_0-1} - 1) + \lambda T_1 \sigma^{\mu_0-1} (1 - \sigma^{\mu_0-1})]$$

$$(ii) \quad \lambda/2 (T_4^2 - T_1^2) = \lambda/2 [\sigma^{2\mu_0-2} T_1^2 \{1 + 2\lambda T_1 (1 - \sigma^{\mu_0-1})\} - T_1^2] \\ \cong \lambda/2 [\sigma^{2\mu_0-2} - 1] T_1^2$$

この 2 項を加へて

$$= T_1 [(\sigma^{\mu_0-1} - 1) + \lambda T_1 \sigma^{\mu_0-1} (1 - \sigma^{\mu_0-1})] + \lambda/2 [\sigma^{2\mu_0-2} - 1] T_1^2 \\ = T_1 [(\sigma^{\mu_0-1} - 1) + \lambda T_1 \{ \sigma^{\mu_0-1} (1 - \sigma^{\mu_0-1}) + 1/2 (\sigma^{2\mu_0-2} - 1) \}]$$

これを $T_1 [B + C \lambda T_1]$ と置き

$$\left. \begin{aligned} Q_2 &= a_v T_1 [B + C \lambda T_1] \\ B &= \sigma^{\mu_0-1} - 1, \\ C &= \sigma^{\mu_0-1} (1 - \sigma^{\mu_0-1}) + 1/2 (\sigma^{2\mu_0-2} - 1) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5')$$

(11) これに依て熱効率⁽³⁾は

$$\left. \begin{aligned} \eta &= 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\mu_0-1}} \frac{B + C \lambda T_1}{D + E \lambda T_1} \\ B &= \sigma^{\mu_0-1} - 1 \\ C &= \sigma^{\mu_0-1} (1 - \sigma^{\mu_0-1}) + 1/2 (\sigma^{2\mu_0-2} - 1) \\ D &= (\mu_0 - 1) \log_e \sigma \\ E &= (\mu_0 - 1) \log_e \sigma (1 - \varepsilon^{\mu_0-1}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (12)$$

(12) 本式は尙一段の省略を加へて下記の如くに改め得る。

$$(i) \quad B + C \lambda T_1 = (\sigma^{\mu_0-1} - 1) + [1/2 (\sigma^{\mu_0-1} + 1) (\sigma^{\mu_0-1} - 1) - \sigma^{\mu_0-1} (\sigma^{\mu_0-1} - 1)] \lambda T_1$$

(3) 大賀氏サイクル論に

$$\eta = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\mu_0-1}} \frac{\sigma^{\mu_0-1} - 1}{(\mu_0 - 1) \log_e \sigma} [1 + (1/2) \lambda T_1 (1 + \sigma^{\mu_0-1})] \quad \text{とある。}$$

$$= (\sigma^{\mu_0-1} - 1) [1 + \{1/2 (\sigma^{\mu_0-1} + 1) - \sigma^{\mu_0-1}\} \lambda T_1]$$

$$= (\sigma^{\mu_0-1} - 1) [1 + 1/2 (1 - \sigma^{\mu_0-1}) \lambda T_1]$$

$$(ii) \quad D + E \lambda T_1 = (\mu_0 - 1) \log_e \sigma [1 + (1 - \varepsilon^{\mu_0-1}) \lambda T_1]$$

それ故に

$$\begin{aligned} \frac{B + C \lambda T_1}{D + E \lambda T_1} &= \frac{(\sigma^{\mu_0-1} - 1) [1 + 1/2 (1 - \sigma^{\mu_0-1}) \lambda T_1]}{(\mu_0 - 1) \log_e \sigma [1 + (1 - \varepsilon^{\mu_0-1}) \lambda T_1]} \\ &= \frac{(\sigma^{\mu_0-1} - 1)}{(\mu_0 - 1) \log_e \sigma} [1 + 1/2 (1 - \sigma^{\mu_0-1}) \lambda T_1] \\ &\quad \times [1 + (1 - \varepsilon^{\mu_0-1}) \lambda T_1]^{-1} \\ &\cong \frac{\sigma^{\mu_0-1} - 1}{(\mu_0 - 1) \log_e \sigma} [1 + 1/2 (1 - \sigma^{\mu_0-1}) \lambda T_1] \\ &\quad \times [1 - (1 - \varepsilon^{\mu_0-1}) \lambda T_1] \\ &\cong \frac{\sigma^{\mu_0-1} - 1}{(\mu_0 - 1) \log_e \sigma} [1 + \{1/2 (1 - \sigma^{\mu_0-1}) - (1 - \varepsilon^{\mu_0-1})\} \lambda T_1] \\ &\cong \frac{\sigma^{\mu_0-1} - 1}{(\mu_0 - 1) \log_e \sigma} [1 + (1/2) \lambda T_1 (1 - \sigma^{\mu_0-1} - 2 + 2\varepsilon^{\mu_0-1})] \\ &\cong \frac{\sigma^{\mu_0-1} - 1}{(\mu_0 - 1) \log_e \sigma} [1 + (1/2) \lambda T_1 (2\varepsilon^{\mu_0-1} - \sigma^{\mu_0-1} - 1)] \end{aligned}$$

それ故に

$$\eta = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\mu_0-1}} \frac{\sigma^{\mu_0-1} - 1}{(\mu_0 - 1) \log_e \sigma} [1 + (1/2) \lambda T_1 (2\varepsilon^{\mu_0-1} - \sigma^{\mu_0-1} - 1)] \dots\dots\dots (12')(3)$$

4. 平均有効圧力

ピストンがその作業行程に全面積全行程通じて均一の圧力を受けて有用仕事を遂行すると看做し、その一定の圧力を平均有効圧力と称し p_i kg/m² と表はす。

ピストンの面積を F m² とし、ピストンの行程を l m とすれば、ピストンに及ぶ全圧力は $p_i F$ kg で仕事は $p_i F l$ mkg である。いふまでもなくこの機関 1 サイクルの仕事 W と等しからねばならぬ。即ち

$$p_i F l = W, \quad p_i = W/F \cdot l \dots\dots\dots (1)$$

茲に $F l$ は 1 行程にピストンが移動させる作業流体の体積変化で、これを行程容積と称し行程終始の体積の差 Walker, Atkinson サイクルでは $v_{11} - v_{21}$ その他サイクルでは $v_1 - v_2$ にて與へられる。

$$F \cdot l = v_{11} - v_{21} = v_1 - v_2 \dots\dots\dots (2)$$

故に

$$p_i = W/v_{11} - v_{21} \dots\dots\dots (3)$$

1 サイクルに熱源より受入する Q_1 と受熱体に放出する Q_2 との差が仕事となる故に

$$A W = Q_1 - Q_2 \dots\dots\dots (4)$$

而して Walker 系にて

$$Q_1 = a_v \varepsilon^{\mu_0-1} T_{11} [D + E \lambda T_{11}], \\ Q_2 = a_v T_{11} [B + C \lambda T_{11}]$$

その他系にて

[昭和 19 年 5 月]

$$Q_1 = a_p \varepsilon^{\mu_0-1} T_1 [D + E \lambda T_1], \quad Q_2 = a_p \bar{T}_1 [B + C \lambda T_1]$$

にて與へらるゝ故に

$$\begin{aligned} W &= 1/A (Q_1 - Q_2) = (1/A) a_p T_{11} [(\varepsilon^{\mu_0-1} (D + E \lambda T_{11}) \\ &\quad - (B + C \lambda T_{11})) \\ &= (1/A) a_p T_{11} [(\varepsilon^{\mu_0-1} D - B) + (\varepsilon^{\mu_0-1} E - C) \lambda T_{11}] \end{aligned}$$

然るに $A = a_p - a_v/R$

これを用ひて

$$\begin{aligned} W &= \frac{R}{a_p - a_v} a_p T_{11} [(\varepsilon^{\mu_0-1} D + B) + (\varepsilon^{\mu_0-1} E - C) \lambda T_{11}] \\ &= \frac{R T_{11}}{\mu_0 - 1} [(\varepsilon^{\mu_0-1} D - B) + (\varepsilon^{\mu_0-1} E - C) \lambda T_{11}] \\ &= \frac{p_{11} v_{11}}{\mu_0 - 1} [(\varepsilon^{\mu_0-1} D - B) + (\varepsilon^{\mu_0-1} E - C) \lambda T_{11}] \end{aligned} \quad (5)$$

それ故に

$$\begin{aligned} p_i &= W/v_{11} - v_{21} = (1/v_{11} - v_{21}) p_{11} v_{11} / \mu_0 - 1 [(\varepsilon^{\mu_0-1} D - B) \\ &\quad + (\varepsilon^{\mu_0-1} E - C) \lambda T_{11}] \\ &= p_{11} \frac{1}{1 - v_{21}/v_{11}} \frac{1}{\mu_0 - 1} [(\varepsilon^{\mu_0-1} D - B) + (\varepsilon^{\mu_0-1} E - C) \lambda T_{11}] \\ &= p_{11} \frac{1}{1 - 1/\varepsilon} \frac{1}{\mu_0 - 1} [(\varepsilon^{\mu_0-1} D - B) + (\varepsilon^{\mu_0-1} E - C) \lambda T_{11}] \\ &= p_{11} \frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1} \frac{1}{\mu_0 - 1} [(\varepsilon^{\mu_0-1} D - B) + (\varepsilon^{\mu_0-1} E - C) \lambda T_{11}] \end{aligned} \quad (6)$$

Walker 系を除いたその他系に対しては

$$p_i = p_1 \frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1} \frac{1}{\mu_0 - 1} [(\varepsilon^{\mu_0-1} D - B) + (\varepsilon^{\mu_0-1} E - C) \lambda T_1] \quad (6')$$

たることいふまでもない。

本式を使用して各種サイクルの平均有効圧力を挙げれば

(1) Otto サイクル

$$\begin{aligned} p_i &= p_1 \frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1} \frac{1}{\mu_0 - 1} [(\varepsilon^{\mu_0-1} - 1)(\delta - 1) + \bar{M}_{\text{Otto}} \lambda T_1] \\ \bar{M}_{\text{Otto}} &= \varepsilon^{\mu_0-1} \{ (1 - \varepsilon^{\mu_0-1})(\delta - 1) + 1/2(\delta^2 - 1)\varepsilon^{\mu_0-1} \} \\ &\quad - \delta[1 - \varepsilon^{\mu_0-1} + \delta\varepsilon^{\mu_0-1} - \delta] + 1/2(\delta^2 - 1) \end{aligned} \quad (7)$$

(2) Diesel サイクル

$$\begin{aligned} p_i &= p_1 \frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1} \frac{1}{\mu_0 - 1} \left\{ \varepsilon^{\mu_0-1} \left\{ \mu_0(\sigma - 1) - \frac{\sigma^{\mu_0-1}}{\varepsilon^{\mu_0-1}} \right\} + \bar{M}_{\text{Diesel}} \lambda T_1 \right\} \\ \bar{M}_{\text{Diesel}} &= \varepsilon^{\mu_0-1} [(1 - \varepsilon^{\mu_0-1}) \mu_0(\sigma - 1) + 1/2(\sigma^2 - 1)\varepsilon^{\mu_0-1} \\ &\quad - \sigma^{\mu_0} [1 - \varepsilon^{\mu_0-1} + \sigma\varepsilon^{\mu_0-1} - \sigma^{\mu_0}] - 1/2(\sigma^2 \mu_0 - 1)] \end{aligned} \quad (8)$$

(3) Sabathe サイクル

$$\begin{aligned} p_i &= p_1 \frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1} \frac{1}{\mu_0 - 1} \left\{ \varepsilon^{\mu_0-1} \left[(\delta - 1) + \mu_0 \delta (\sigma - 1) - \frac{\sigma^{\mu_0} \delta - 1}{\varepsilon^{\mu_0-1}} \right] \right. \\ &\quad \left. + \bar{M}_{\text{Sabathe}} \lambda T_1 \right\} \\ \bar{M}_{\text{Sabathe}} &= \varepsilon^{\mu_0-1} \{ (1 - \varepsilon^{\mu_0-1}) [(\delta - 1) + \mu_0 \delta (\sigma - 1)] \\ &\quad + 1/2(\sigma^2 \delta^2 - 1)\varepsilon^{\mu_0-1} \} \\ &\quad - \sigma^{\mu_0} \delta (1 - \varepsilon^{\mu_0-1} + \sigma \delta \varepsilon^{\mu_0-1} - \sigma^{\mu_0} \delta) - 1/2(\sigma^2 \mu_0 \delta^2 - 1) \end{aligned} \quad (9)$$

(4) 伊藤サイクル

第 10 卷 第 39 号 (第 2 部)]

$$\begin{aligned} p_i &= p_1 \frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1} \frac{1}{\mu_0 - 1} \left\{ \varepsilon^{\mu_0-1} \left[(\delta_1 \sigma \delta - 1) + 1/2(\mu_0 - 1)(\delta_1 - 1) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 1)(\sigma - 1)\delta - \frac{\sigma^{\mu_0} \delta_1 \delta - 1}{\varepsilon^{\mu_0-1}} \right] + \bar{M}_{\text{伊藤}} \lambda T_1 \right\} \\ \bar{M}_{\text{伊藤}} &= \varepsilon^{\mu_0-1} \{ (1 - \varepsilon^{\mu_0-1}) [(\sigma \delta_1 \delta - 1) + 1/2(\mu_0 - 1)(\delta_1 - 1) \\ &\quad + 1)(\sigma - 1)\delta] + 1/2(\delta_1^2 \sigma^2 \delta^2 - 1)\varepsilon^{\mu_0-1} \} \\ &\quad - \sigma^{\mu_0} \delta_1 \delta \{ 1 - \varepsilon^{\mu_0-1} + \delta_1(\sigma \delta \varepsilon^{\mu_0-1} - \sigma^{\mu_0} \delta) \} \\ &\quad - 1/2(\sigma^2 \mu_0 \delta_1^2 \delta^2 - 1) \end{aligned} \quad (10)$$

(5) 石塚サイクル

$$\begin{aligned} p_i &= p_1 \frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1} \frac{1}{\mu_0 - 1} \left\{ \varepsilon^{\mu_0-1} \left[(\delta_2 \sigma - 1) + 1/2(\mu_0 - 1)(\delta_2 + 1) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times (\sigma - 1) - \frac{\sigma^{\mu_0-1} \delta_2 - 1}{\varepsilon^{\mu_0-1}} \right] + \bar{M}_{\text{石塚}} \lambda T_1 \right\} \\ \bar{M}_{\text{石塚}} &= \varepsilon^{\mu_0-1} \{ (1 - \varepsilon^{\mu_0-1}) [(\delta_2 \sigma - 1) + 1/2(\mu_0 - 1)(\delta_2 + 1) \\ &\quad \times (\sigma - 1)] + 1/2(\delta_2^2 \sigma^2 - 1)\varepsilon^{\mu_0-1} - \sigma^{\mu_0} \delta_2 \{ 1 - \varepsilon^{\mu_0-1} \\ &\quad + \delta_2(\sigma \varepsilon^{\mu_0-1} - \sigma^{\mu_0}) \} - 1/2(\sigma^2 \mu_0 \delta_2^2 - 1) \} \end{aligned} \quad (11)$$

(6) 竹村サイクル

$$\begin{aligned} p_i &= p_1 \frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1} \frac{1}{\mu_0 - 1} \left\{ \varepsilon^{\mu_0-1} \left[(\mu_0 - 1) \log_e \sigma - \frac{\sigma^{\mu_0-1} - 1}{\varepsilon^{\mu_0-1}} \right] \right. \\ &\quad \left. + \bar{M}_{\text{竹村}} \lambda T_1 \right\} \\ \bar{M}_{\text{竹村}} &= \varepsilon^{\mu_0-1} \{ (\mu_0 - 1) \log_e \sigma (1 - \varepsilon^{\mu_0-1}) - \sigma^{\mu_0-1} (1 - \sigma^{\mu_0-1}) \\ &\quad - 1/2(\sigma^2 \mu_0 - 1) \} \end{aligned} \quad (12)$$

(7) Walker サイクル

$$\begin{aligned} p_i &= p_{11} \frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1} \frac{1}{\mu_0 - 1} \left\{ \varepsilon^{\mu_0-1} \left[1/\beta \{ (\delta - 1) + \mu_0(\sigma - 1) \} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{(\sigma^{\mu_0}/\beta^{\mu_0})\delta - 1 + \mu_0(1 - 1/\beta)}{\varepsilon^{\mu_0-1}} \right] + \bar{M}_{\text{Walker}} \lambda T_{11} \right\} \\ \bar{M}_{\text{Walker}} &= \varepsilon^{\mu_0-1} [1/\beta^2 (1 - \varepsilon^{\mu_0-1}) \{ (\delta - 1) + \mu_0 \delta (\sigma - 1) \} \\ &\quad + (1/2)(1/\beta^2)(\sigma^2 \delta^2 - 1)\varepsilon^{\mu_0-1} - (\sigma^{\mu_0}/\beta^{\mu_0+1})\delta [1 - \varepsilon^{\mu_0-1} \\ &\quad + \sigma \delta \varepsilon^{\mu_0-1} - \delta(\sigma^{\mu_0}/\beta^{\mu_0-1})] - 1/2\{ (\sigma/\beta)^2 \mu_0 \delta^2 - 1/\beta^2 \}] \end{aligned} \quad (13)$$

(8) Atkinson サイクル

$$\begin{aligned} p_i &= p_{11} \frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1} \frac{1}{\mu_0 - 1} \left\{ \varepsilon^{\mu_0-1} \left[1/\beta(\delta - 1) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{(1/\beta^{\mu_0})\delta - 1 + \mu_0(1 - 1/\beta)}{\varepsilon^{\mu_0-1}} \right] + \bar{M}_{\text{Atkinson}} \lambda T_{11} \right\} \\ \bar{M}_{\text{Atkinson}} &= \varepsilon^{\mu_0-1} [1/\beta^2 (1 - \varepsilon^{\mu_0-1}) (\delta - 1) + (1/2)(1/\beta^2) \\ &\quad \times (\delta^2 - 1)\varepsilon^{\mu_0-1} - (1/\beta^{\mu_0+1})\delta [1 - \varepsilon^{\mu_0-1} \\ &\quad + \delta \varepsilon^{\mu_0-1} - \delta(1/\beta^{\mu_0-1})] - 1/2\{ (1/\beta)^2 \mu_0 \delta^2 - 1/\beta^2 \}] \end{aligned} \quad (14)$$

5. 完全ガスとして

叙上は作業空気が半完全ガスとしてその比熱を

$$C_p = a_p + bT, \quad C_v = a_v + bT \quad (1)$$

と扱ひつたのであるが、茲に空気を完全ガスと看做し、比熱温度に左右されずとすれば

$$\left. \begin{aligned} b &= 0, \quad \lambda = b/a_v = 0 \\ \mu_0 &= a_p/a_v = C_p/C_v = \mu \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

となり、効率式

$$\eta = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\mu-1}} \frac{B + C\lambda T_1}{D + E\lambda T_1}$$

は $\eta = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\mu-1}} \frac{B}{D}$ (3)

となり、平均有効圧力

$$p_i = p_1 \frac{\varepsilon}{\varepsilon-1} \frac{1}{\mu_0-1} [(\varepsilon^{\mu_0-1} D - \beta) + (\varepsilon^{\mu_0-1} E - C)\lambda T_1]$$

は $p_i = p_1 \frac{\varepsilon}{\varepsilon-1} \frac{1}{\mu-1} (\varepsilon^{\mu-1} D - B)$ (4)

に変わる。これを各種サイクルに用ひて

(1) Otto サイクル

$$\left. \begin{aligned} \eta &= 1 - 1/\varepsilon^{\mu-1} \\ p_i &= p_1 \frac{\varepsilon}{\varepsilon-1} \frac{1}{\mu-1} (\varepsilon^{\mu-1} - 1)(\delta - 1) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(5)$$

(2) Diesel サイクル

$$\left. \begin{aligned} \eta &= 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\mu-1}} \frac{\sigma^{\mu} - 1}{\mu(\sigma - 1)} \\ p_i &= p_1 \frac{\varepsilon^{\mu}}{\varepsilon - 1} \frac{1}{\mu - 1} \left[\mu(\sigma - 1) - \frac{\sigma^{\mu} - 1}{\varepsilon^{\mu-1}} \right] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(6)$$

(3) Sabathe サイクル

$$\left. \begin{aligned} \eta &= 1 - 1/\varepsilon^{\mu-1} (\sigma^{\mu} \delta - 1) / (\delta - 1) + \mu \delta (\sigma - 1) \\ p_i &= p_1 \frac{\varepsilon^{\mu}}{\varepsilon - 1} \frac{1}{\mu - 1} [(\delta - 1) + \mu \delta (\sigma - 1) - \sigma^{\mu} \delta - 1/\varepsilon^{\mu-1}] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(7)$$

(4) 伊藤サイクル

$$\left. \begin{aligned} \eta &= 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\mu-1}} (\sigma^{\mu} \delta_1 \delta - 1) / (\delta_1 \sigma \delta - 1) + 1/2(\mu - 1)(\delta_1 + 1)(\sigma - 1)\delta \\ p_i &= p_1 \frac{\varepsilon^{\mu}}{\varepsilon - 1} \frac{1}{\mu - 1} \left[(\sigma \delta_1 \delta - 1) + 1/2(\mu - 1) \times (\delta_1 + 1)(\sigma - 1)\delta - \frac{\sigma^{\mu} \delta_1 \delta - 1}{\varepsilon^{\mu-1}} \right] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(8)$$

(5) 石塚サイクル

$$\left. \begin{aligned} \eta &= 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\mu-1}} (\sigma^{\mu} \delta_2 - 1) / (\delta_2 \sigma - 1) + 1/2(\mu - 1) \times (\delta_2 + 1)(\sigma - 1) \end{aligned} \right\}$$

(4) 小林氏應用熱力学に $\eta = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\mu-1}(\mu-1)\log_e \sigma}$ とある。

(5) 吸込後に圧縮を受ける作業体は大部分が空気なるに、燃焼後に膨脹する作業体は燃焼生成ガスである。その比熱を一方

$$C_v = a_v + bT, \quad C_p = a_p + bT$$

とすれば他方

$$C_v = a_v + b'T, \quad C_p = a_p + b'T$$

たるべきで、断熱圧縮式と断熱膨脹式は

$$\frac{T_1}{T_2} \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{\mu_0-1} e^{\lambda(T_1-T_2)} = 1$$

$$\lambda = \frac{b}{a_v}, \quad \mu_0 = \frac{a_p}{a_v}$$

と

$$\frac{T_3}{T_4} \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{\mu_0-1} e^{\lambda'(T_3-T_4)} = 1$$

$$\lambda' = \frac{b'}{a_v}, \quad \mu_0 = \frac{a_p}{a_v}$$

とに區別すべきである。また受熱 Q_1 と放熱 Q_2 の算出に際し用ふべき比熱に b と b' の差別を考慮すべきはいふまでもない。茲に b と b' の差別は燃料の性状と燃焼に供用した空気量過剰度の如何に應じて算定し得る。今 b と b' 従て、 λ と λ' の比を $m = b/b' = \lambda/\lambda'$ と置き、この區別を立て、前掲同様の誘導を行へば

Sabathe サイクルに対し

$$\left. \begin{aligned} p_i &= p_1 \frac{\varepsilon^{\mu}}{\varepsilon - 1} \frac{1}{\mu - 1} \left[(\delta_2 \sigma - 1) + 1/2(\mu - 1) \times (\delta_2 + 1)(\sigma - 1) - \frac{\sigma^{\mu} \delta_2 - 1}{\varepsilon^{\mu-1}} \right] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(9)$$

(6) 竹村サイクル

$$\left. \begin{aligned} \eta &= 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\mu-1}} (\sigma^{\mu-1} - 1) / (\mu - 1) \log_e \sigma \\ p_i &= p_1 \frac{\varepsilon^{\mu}}{\varepsilon - 1} \frac{1}{\mu - 1} \left[(\mu - 1) \log_e \sigma - \frac{\sigma^{\mu-1} - 1}{\varepsilon^{\mu-1}} \right] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(10)^{(4)}$$

(7) Walker サイクル

$$\left. \begin{aligned} \eta &= 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\mu-1}} \frac{\sigma^{\mu}/\beta^{\mu} \delta - 1 + \mu(1-1/\beta)}{1/\beta[(\delta-1) + \mu(\sigma-1)]} \\ p_i &= p_{11} \frac{\varepsilon^{\mu}}{(\varepsilon-1)(\mu-1)} \left\{ 1/\beta[(\delta-1) + \mu(\sigma-1)] - \frac{(\sigma^{\mu}/\beta^{\mu})\delta - 1 + \mu(1-1/\beta)}{\varepsilon^{\mu-1}} \right\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(11)$$

(8) Atkinson サイクル

$$\left. \begin{aligned} \eta &= 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\mu-1}} \frac{1/\beta^{\mu} \delta - 1 + \mu(1-1/\beta)}{1/\beta(\delta-1)} \\ p_i &= p_{11} \frac{\varepsilon^{\mu}}{(\varepsilon-1)(\mu-1)} \left\{ 1/\beta(\delta-1) - \frac{(1/\beta^{\mu} \delta - 1 + \mu(1-1/\beta))}{\varepsilon^{\mu-1}} \right\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(12)$$

6. 余 論

以上の解説で、内燃機関に尙殘されたる改善の余地を調べ出す方策の第1歩として、各種サイクルの熱効率と平均有効圧力を検討する方法を示唆し得たと思惟する。この解説の途中到る處に想定仮定が加へられてゐる。概も妥當とは認むべきであるが相當便宜に立つた点も少くない。考究の第2歩はこれら想定を適正に改むべきである。例へば受熱前に受くる圧縮と受熱後の膨脹を同一形の断熱変化で律する如き是正を要する最たるものである⁽⁵⁾。考究の第3歩はかくて求め得たる各種サイクルに対する表現を、縦横に比較検討して改善向上の道途を探究すべきである。最後の考究はその結果を如何に實在機関に適用すべきかの方策検討に進むべきである。

本解説はこの期待をかけて考究の第1歩に踏込んだものである。 (昭和18年11月18日受付)

$$\left. \begin{aligned} \eta &= 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\mu_0-1}} \frac{B + C\lambda T_1}{D + E\lambda T_1} \\ B &= \sigma^{\mu_0} \delta - 1 \\ C &= \sigma^{\mu_0} \delta \left\{ 1 - \frac{\sigma \delta \varepsilon^{\mu_0-1}}{m} + \frac{\delta \sigma^{\mu_0}}{m} \right\} \\ &\quad + \frac{1}{2} \frac{1}{m} (\sigma^2 \mu_0 \delta^2 - 1) \\ D &= (\delta - 1) \mu_0 \delta (\sigma - 1) \\ E &= (1 - \varepsilon^{\mu_0-1}) [(\delta - 1) + \mu_0 \delta (\sigma - 1)] + \frac{1}{2} (\sigma^2 \delta^2 - 1) \varepsilon^{\mu_0-1} \end{aligned} \right\}$$

竹村サイクルに対し

$$\left. \begin{aligned} \eta &= 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\mu_0-1}} \frac{B + C\lambda T_1}{D + E\lambda T_1} \\ B &= \sigma^{\mu_0} - 1 \\ C &= \sigma^{\mu_0-1} \left\{ 1 - \frac{\sigma^{\mu_0-1}}{m} + \varepsilon^{\mu_0-1} \left(\frac{1}{m} - 1 \right) \right\} \\ &\quad + \frac{1}{2} \frac{1}{m} (\sigma^2 \mu_0 - 1) \\ D &= (\mu_0 - 1) \log_e \sigma \\ E &= (\mu_0 - 1) \log_e \sigma (1 - \varepsilon^{\mu_0-1}) \end{aligned} \right\}$$

となる。 b と b' の差異を無視して $m=1$ とせば第2章式(29)、第3章式(12)に合致する。

[昭和19年5月]