$$\lambda_{mc}=1+\frac{1-\eta_{\sigma}}{\eta_{\sigma}}\frac{\lambda-1}{\lambda+1/L_0}\dots\dots\dots(31)$$

η_{σ} の値は発動筒の大きさによって変り全く任意にとれる。(31)式を(10)式と等置すれば,

$$1+\frac{1-\eta_{\sigma}}{\eta_{\sigma}}\frac{\lambda-1}{\lambda+1/L_0}=\frac{m_c}{m_c-1}\frac{AL_0\lambda R_a T_5}{\eta_m \eta_i H_u}\left(\varphi_c^{1-1/m_c}-1\right)\dots\dots(32)$$

この式は φ_c , λ , η_i 間の関係を与えるものであり(16)式も同様に 3 者間の関係を表わすから, 結局任意の二つの間に一定の関係が存することになる。したがってたとえば, φ_c を与えれば η_i あるいは λ が定まってくる。 η_{σ} が低い場合には作動ガスに加えられる熱量が少く, 圧縮始め温度は高くなるから, 計算に用いた燃

焼状態を規定する仮定は適用できなくなるであろう。しかし一般に φ_c を大きくしてゆけば η_i は低くなるから(32)式より λ は小さくならねばならぬ。 λ には 1 なる最小値があるから, この値に達する φ_c がペスカラ式ガスタービンのとり得る最高の圧力比を与えるものと考えられる。

注:—

- (1) 昭和 27 年 3 月 22 日 関西支部第 179 回講演会において講演, 原稿受付 昭和 27 年 5 月 9 日。
- (2)(3) 正員, 京都大学工学部。
- (4)(5) 学生員, 京都大学工学部。
- (6)(8) 長尾, 大塚, 本論文集 54 ページ。
- (7) ペスカラ式ガスタービンの構造については上記論文を参照されたい。
- (9) Schüle, Technische Thermodynamik, Bd. I (1923)。
- (10) 図示仕事+有効行程体積。

621.438.018.4

自由ピストン・ガスタービンの熱効率⁽¹⁾

長尾不二夫⁽²⁾ 大塚 芳郎⁽³⁾

The Thermal Efficiency of Free Piston Gas Turbines

by Fujio NAGAO and Yoshiro OTSUKA

The free piston gas turbine will be classified into several cycles by the method of heating the compressed air, the fundamental cycles of which are Pescara, constant pressure combustion, regeneration and regenerative constant pressure combustion cycle. By analysing the reversible air cycles of them thermodynamically, the relations among thermal efficiency and principal factors were obtained.

The thermal efficiency of the three cycles except Pescara can be determined by the three factors, namely, thermal efficiency of engine cylinder, pressure ratio in compressor cylinder and ratio of turbine inlet temperature to the atmospheric one. While the efficiency of Pescara cycle can be determined only by arbitrary two factors among them and is equal to that of a Sabathé cycle which has the same max. pressure, degree of explosion and cut-off ratio as the engine cylinder of Pescara and operates on the atmospheric pressure.

Assuming that the efficiency of engine cylinder is equal to 60% and the ratio of turbine inlet temperature to the atmospheric one 3, the max. thermal efficiency and the pressure ratio for each cycle were calculated as follows:

	max. efficiency %	pressure ratio
Pescara	60.0	6.04
const. press. combustion	60.4	33.4
regeneration	81.8	15.8
regenerative const. press. combustion	64.3	1

1. 緒

言

自由ピストン・ガスタービンとは, 自由ピストン空気圧縮機にて圧縮された空気を種々の方法で加熱し, 生じた高温・高圧ガスをタービンに導きその膨脹によって動力を発生させる内燃機関のことである。そして圧縮空気の加熱方法でいろいろの型式に別れるが, 本文では, 基本的なサイクルであるペスカラ・サイクル, 定圧燃焼サイクル, 再生サイクル, 定圧燃焼再生サイクルの 4 種を採り上げ, その空気サイクルの熱効率を

理論的に考察し熱力学的特性を明らかにする。

2. ペスカラ・サイクル

第 1 図がこのサイクルに基づく, いわゆる, ペスカラ式ガスタービンの構造図である。吸入弁 a より吸入された空気は, ピストンの内方行程において, 圧縮筒 b 内で圧縮され吐出し弁 c を通ってタンク d 内にたくわえられる。掃除孔 e の開孔と共に発動筒 f に流入し, 燃焼ガスを排気孔 g より追い出しつつこれと混合し, タービンに流入して動力を発生する。一方発動筒 f に

残留した空気はピストンの内方行程において圧縮され、噴射弁 i から噴射された燃料の燃焼によってピストンを

第 1 図 ペスカラ式ガスタービン

外方へ押し出す。このとき圧縮筒で空気が吸入され、反動筒 h では内部の空気にエネルギーがたくわえられる。そしてこれがピストンを内方へ押し返して作動が続けられる。

$$\eta_{th} = Q_T / Q_m \quad \dots\dots\dots (1)$$

c_p, c_v をそれぞれ空気の定圧、定積比熱、 $\kappa = c_p / c_v$, $\lambda_{mc} = G_m / G_c$ とし、 $p-V$ 線図上の各点の圧力、温度、体積をそれぞれ p, T, V に接尾字 1, 2, 3……を附して表わすものとすれば、

$$Q_T = G_c c_p (T_7 - T_8),$$

$$Q_m = G_m \{ c_v (T_{3'} - T_2) + c_p (T_3 - T_{3'}) \}$$

であるから、

$$\eta_{th} = \frac{1}{\lambda_{mc}} \frac{\kappa (T_7 - T_8)}{(T_{3'} - T_2) + \kappa (T_3 - T_{3'})} \quad \dots\dots\dots (2)$$

今発動筒の圧縮比 $\varepsilon = V_1 / V_2$, 爆発度 $\rho = p_{3'} / p_2$, 稀切比 $\sigma = V_3 / V_{3'}$, 圧縮筒圧力比 $\phi_c = p_6 / p_5$ とし、断熱変化の法則、理想気体の状態式を用うれば、

F.C.=自由ピストン圧縮機 H.E.=熱交換器 C.C.=燃焼室
T=タービン G=発電機
——圧縮空気 —— 燃焼ガス
-----加熱圧縮空気 ----- 排気

第 2 図 自由ピストン・ガスタービンの各種型式

第 2 図 a にその $p-V$ 線図を示す。圧縮筒では 5'-5 の行程で G_c kg の空気が吸入され 5-6 で断熱圧縮 6-6' で等圧的に押し出されて発動筒へ送りこまれる。送りこまれた空気の内 G_m kg が発動筒に残り、それが 1-2 で断熱圧縮され、2-3'-3 で等積、等圧のもとで熱量 $Q_m = Q_v + Q_p$ が加えられ、3-4 の断熱膨脹の後 4-1 で等積却冷され Q_e なる熱量が取り出される。そして 1 なる状態にもどった空気は、次のサイクルで発動筒に送られてくる空気の内 $G_c - G_m$ kg と一緒になってシリンダを出、6 となる。6-7 において Q_e の熱を受けタービンに達し断熱膨脹し、8-5' において等圧のもとで排出される。

今 Q_T をタービン仕事に相当する熱量とすればペスカラ・サイクルの熱効率は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} T_2 &= \varepsilon^{\kappa-1} \phi_c^{1-1/\kappa} T_5, \quad T_{3'} = \varepsilon^{\kappa-1} \rho \phi_c^{1-1/\kappa} T_5, \\ T_3 &= \varepsilon^{\kappa-1} \rho \sigma \phi_c^{1-1/\kappa} T_5, \quad T_8 = T_7 / \phi_c^{1-1/\kappa} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

また 6-7 間で G_c kg の空気が $Q_e = G_m c_v (T_4 - T_1)$ なる熱量を受けるから、

$$G_c c_p (T_7 - T_8) = G_m c_v (T_4 - T_1)$$

これを変形すれば、

$$T_7 = \{ \lambda_{mc} (\rho \sigma^{\kappa} - 1) / \kappa + 1 \} \phi_c^{1-1/\kappa} T_5 \quad \dots\dots\dots (4)$$

(2) 式に (3) (4) 式を適用すれば熱効率は次式で表わされる。

$$\eta_{th} = \frac{\{ (\rho \sigma^{\kappa} - 1) + 1 / \lambda_{mc} \} (\phi_c^{1-1/\kappa} - 1)}{\varepsilon^{\kappa-1} \{ (\rho - 1) + \kappa \rho (\sigma - 1) \} \phi_c^{1-1/\kappa}} \quad \dots\dots\dots (5)$$

しかるに、発動筒のする仕事はすべて圧縮筒にて消費されるから次の関係がなければならぬ。

面積 $123'341 = \text{面積 } 5'566'5' \dots\dots\dots (6)$

この関係を用いてさらに(5)式を変形することができ
る。 p - V 線図を参照しつつ(6)の関係を書き表わすな
らば、

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\kappa-1} p_3 V_3 \left\{ 1 - \left(\frac{V_3}{V_4} \right)^{\kappa-1} \right\} + p_3 (V_3 - V_3') \\ & - \frac{1}{\kappa-1} p_3 V_2 \left\{ 1 - \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\kappa-1} \right\} \\ & = - \frac{\kappa}{\kappa-1} p_5 V_5 \left\{ \left(\frac{V_5}{V_6} \right)^{\kappa-1} - 1 \right\} \end{aligned}$$

これを断熱変化の法則、理想気体の状態式を用いて変
形してゆくと、

$$\lambda_{mc} = \frac{\kappa(1-1/\varphi_c^{1-1/\kappa})}{\varepsilon^{\kappa-1}\{(\rho-1)+\kappa\rho(\sigma-1)\}-(\rho\sigma^{\kappa}-1)} \dots\dots\dots (7)$$

この式を(5)式に代入して λ_{mc} を消去すると、

$$\eta_{th} = 1 - \frac{\rho\sigma^{\kappa}-1}{\varepsilon^{\kappa-1}\varphi_c^{1-1/\kappa}\{(\rho-1)+\kappa\rho(\sigma-1)\}} \dots\dots\dots (8)$$

発動筒の行うサバテ・サイクルの熱効率を η_s' とすれ
ば、

$$\eta_s' = 1 - \frac{\rho\sigma^{\kappa}-1}{\varepsilon^{\kappa-1}\{(\rho-1)+\kappa\rho(\sigma-1)\}} \dots\dots\dots (9)$$

のごとく表わされ、これを(8)式に適用すると次のご
とく熱効率は η_s' と φ_c の かん数として与えられる。

$$\eta_{th} = 1 - (1-\eta_s')/\varphi_c^{1-1/\kappa} \dots\dots\dots (10)$$

また p - V 線図上において $2-1$ の断熱線を延長して
 $5-5'$ との交点を $1'$ とすれば、

$$\varepsilon^{\kappa-1}\varphi_c^{1-1/\kappa} = (V_1'/V_2)^{\kappa-1} = \varepsilon'^{\kappa-1} \dots\dots\dots (11)$$

であるから、これを(8)式に適用し、 $1'23'341'$ のご
ときサバテ・サイクルの熱効率を η_s とすれば、

$$\eta_{th} = \eta_s \dots\dots\dots (12)$$

すなわち、ベスカラ・サイクルの熱効率はその発動筒
の最高圧力と ρ, σ を等しくし、圧縮始め圧力と背圧
が大気圧であるサバテ・サイクルの熱効率と等しいこ
とがわかる。

実際の機関においてはタービン・ブレードの材料の
耐熱度よりタービン入口温度 T_7 をある限度以上に上
げることとはできない。それで T_7 を一定におさえた
ときの η_{th} の変化を調べることは興味深い。そのため
には熱効率の式に

$$T_7/T_5 = \tau$$

を導入すればよい。(4)式より容易に

$$\tau = \{\lambda_{mc}(\rho\sigma^{\kappa}-1)/\kappa+1\}\varphi_c^{1-1/\kappa} \dots\dots\dots (13)$$

また(7)式を(9)式を用いて変形すれば、

$$\lambda_{mc} = \frac{\kappa(1-1/\varphi_c^{1-1/\kappa})/(\rho\sigma^{\kappa}-1)}{1/(1-\eta_s')-1} \dots\dots\dots (14)$$

(13)(14)式より λ_{mc} を消去して整理すれば、 $\eta_s', \varphi_c,$

τ の間の関係として次式が得られる。

$$(\tau-1)(1-\eta_s') = \tau - \varphi_c^{1-1/\kappa} \dots\dots\dots (15)$$

(10)(15)式より η_s' を消去すると、

$$\eta_{th} = 1 - \frac{\tau/\varphi_c^{1-1/\kappa}-1}{\tau-1} \dots\dots\dots (16)$$

また φ_c を消去すれば、

$$\eta_{th} = 1 - \frac{1-\eta_s'}{\tau-(1-\eta_s')(\tau-1)} \dots\dots\dots (17)$$

(10)(16)(17)の3式よりわかるごとく、ベスカラ・サ
イクルの熱効率は η_s', φ_c, τ の内任意の二つによつて
決定される。今 φ_c を横軸にとって η_s' あるいは τ を
パラメータとして熱効率を表わせば第3図のごとくな
る。 φ_c 一定にて τ を大きくしてゆくと、次第に効率
は低くなり $\tau = \infty$ では(16)式よりわかるごとく

第3図 ベスカラ・サイクルの熱効率

$$\eta_{th} = 1 - 1/\varphi_c^{1-1/\kappa} \dots\dots\dots (18)$$

なる値をとる。この曲線は(10)式より容易にわかるご
とく $\eta_s' = 0$ の曲線と一致し、この曲線の下にはベス
カラ・サイクルは存在しない。また(16)式を見れば明
らかなごとく τ 一定にて φ_c を増すと

$$\varphi_c = \tau^{\kappa}/(\kappa-1) \dots\dots\dots (19)$$

なる圧力比で $\eta_{th} = 100\%$ に達する。この点では $\tau =$
 T_7/T_5 , $\varphi_c^{1-1/\kappa} = T_6/T_5$ であるから $T_7 = T_6$, すなわち
圧縮空気は排気によって全く加熱されない。それは
 $\eta_s' = 100\%$ であるから加えられた熱がすべて仕事に
変り排気熱がないからである。

次に λ_{mc} について調べよう。(13)式より

$$\lambda_{mc} = \kappa(\tau/\varphi_c^{1-1/\kappa}-1)/(\rho\sigma^{\kappa}-1) \dots\dots\dots (20)$$

上式には τ , φ_c が含まれているから (15) 式の関係によって η_s' , τ , φ_c の内の任意の二つにおきかえることができる。それで結局, λ_{mc} は η_s' , τ , φ_c の内の任意の二つと $\rho\sigma^\kappa$ とによって定まることになる。(16) (20) 両式より τ を消去すれば η_{th} が $\rho\sigma^\kappa$, λ_{mc} , φ_c の三つの因子によって,

$$\eta_{th} = \frac{1 + \lambda_{mc}(\rho\sigma^\kappa - 1)/\kappa}{1 + \lambda_{mc}(\rho\sigma^\kappa - 1)/\kappa(1 - 1/\varphi_c^{1-1/\kappa})} \quad \dots (21)$$

のごとく表わされる。この式を用いて $\rho\sigma^\kappa = 2$, $\lambda_{mc} = 1, 1/2, 1/3, 1/4$ の場合について計算した結果が第 3 図に破線で記入されている。(21) 式の分母分子を λ_{mc} で除すると,

$$\eta_{th} = \frac{1/\lambda_{mc} + (\rho\sigma^\kappa - 1)/\kappa}{1/\lambda_{mc} + (\rho\sigma^\kappa - 1)/\kappa(1 - 1/\varphi_c^{1-1/\kappa})} \quad \dots (22)$$

したがって $1 \leq \rho\sigma^\kappa < \infty$ なるときには, $\lambda_{mc} = \infty$ の場合 $\eta_{th} = 1 - 1/\varphi_c^{1-1/\kappa}$ となり (18) 式の曲線, すなわち, $\eta_s' = 0$ の曲線と一致し, $\lambda_{mc} = 0$ ならば (21) 式より明らかなごとく $\eta_s = 100\%$ の曲線に一致する。 $\rho\sigma^\kappa = 1$ の場合には, (22) 式より $\eta_{th} = 100\%$ となり, この線上では $\tau = \varphi_c^{1-1/\kappa}$ であるから (20) 式より明らかなごとく λ_{mc} は不定となる。 $\rho\sigma^\kappa = \infty$ (ただし $\sigma \leq \varepsilon$) の場合には, (21) 式を変形すれば,

$$\eta_{th} = \frac{1/(\rho\sigma^\kappa - 1) + \lambda_{mc}/\kappa}{1/(\rho\sigma^\kappa - 1) + \lambda_{mc}/\kappa(1 - 1/\varphi_c^{1-1/\kappa})}$$

となるから $\eta_{th} = 1 - 1/\varphi_c^{1-1/\kappa}$, すなわち, $\eta_s' = 0\%$ の曲線で表わされる。この時 $\tau = \infty$ であるから λ_{mc} の値は (20) 式より明らかなごとく不定になる。結局ベスカラ・サイクルは $\rho\sigma^\kappa = 1$ の場合には $\eta_s' = 100\%$ の直線上に, $\rho\sigma^\kappa = \infty$ の場合には $\eta_s' = 0\%$ の曲線上に限定され λ_{mc} は不定となり, $1 \leq \rho\sigma^\kappa < \infty$ の時にはこの両曲線間に存在し, $\lambda_{mc} = \text{一定}$ の曲線は $\rho\sigma^\kappa$ が 1 に近づくにつれて $\eta_s' = 100\%$ に接近し, $\rho\sigma^\kappa$ が大きくなるほど $\eta_s' = 0\%$ の曲線に近づく。

3. 定圧燃焼サイクル

第 4 図 自由ピストン空気圧縮機

以後述べるサイクルでは発動筒の排気は仕事をしないから大気圧を背圧とする。そして圧縮空気は二分され掃除用とタービン駆動用とに分けられる。その構造にはいろいろあるが第 4 図に示したものでは, 内方行

程で掃除筒 b 内の空気を圧縮し掃除空気室 d へ送りこむ。外方行程で圧縮筒 h 内の空気を圧縮し燃焼室もしくはタービンへ送り出し, h 内に残った圧縮空気がピストンを内方へ押しもどす。このためには h 内に一定圧力の空気を残す必要があり, その役目は j の保圧弁が果たすようになっている。

定圧燃焼サイクルではこの圧縮機を出た空気は燃焼室に送られて定圧のもとで加熱され, タービンに至り動力を発生する。第 2 図 b にその p - V 線図を示す。

123'341 が発動筒の仕事でサバテ・サイクルである, 5'566'5' が圧縮空気の受ける仕事で, 6'-6''において燃焼室に流入した空気は 6-7 のごとく定圧加熱される。5'876'5' がタービンの発生する仕事である。

発動筒および燃焼室に加えられる熱量を, それぞれ $Q_m = Q_e + Q_p$, Q_e としタービン仕事と等価な熱量を Q_T とすれば定圧燃焼サイクルの熱効率は,

$$\eta_{th} = Q_T / (Q_m + Q_e) \quad \dots (23)$$

で与えられる。タービン入口温度と大気温度との比 T_7/T_5 を τ とし他はすべて今までと同じ記号を用うれば,

$$Q_m = Gm\{c_v(T_{3'} - T_2) + c_p(T_3 - T_{3'})\} \\ = Gmc_v\varepsilon^{\kappa-1}\{(\rho-1) + \kappa\rho(\sigma-1)\}T_1$$

$$Q_e = Gc_p(T_7 - T_6) = Gc_p(\tau - \varphi_c^{1-1/\kappa})T_1$$

$$Q_T = Gc_p(T_7 - T_8) = Gc_p(1 - 1/\varphi_c^{1-1/\kappa})\tau T_1$$

であるから,

$$\eta_{th} = \frac{\kappa(1 - 1/\varphi_c^{1-1/\kappa})\tau}{\lambda_{mc}\varepsilon^{\kappa-1}\{(\rho-1) + \kappa\rho(\sigma-1)\} + \kappa(\tau - \varphi_c^{1-1/\kappa})} \quad \dots (24)$$

次に発動筒と圧縮筒の仕事が等しいという関係があるから, ベスカラ・サイクルの時と同様に計算すれば,

$$\lambda_{mc} = \frac{\kappa(\varphi_c^{1-1/\kappa} - 1)}{\varepsilon^{\kappa-1}\{(\rho-1) + \kappa\rho(\sigma-1)\} - (\rho\sigma^\kappa - 1)} \quad \dots (25)$$

あるいは発動筒の熱効率を η_s とすれば,

$$\lambda_{mc} = \kappa \frac{\varphi_c^{1-1/\kappa} - 1}{\rho\sigma^\kappa - 1} \frac{1 - \eta_s}{\eta_s} \quad \dots (26)$$

この式を (24) 式に適用すれば次のごとき熱効率の式が得られる。

$$\eta_{th} = 1 - \frac{1 + \eta_s(\tau/\varphi_c^{1-1/\kappa} - \varphi_c^{1-1/\kappa})/(\varphi_c^{1-1/\kappa} - 1)}{1 + \eta_s(\tau - \varphi_c^{1-1/\kappa})/(\varphi_c^{1-1/\kappa} - 1)} \quad \dots (27)$$

この式によって熱効率を計算した結果が第 5 図に示されている。この図を見ると τ のいかにかわからず, $\eta_{th} = \eta_s$ となる φ_c が存在することがわかる。この圧力比 φ_c は,

$$\varphi_c = \left(\frac{1}{1 - \eta_s} \right)^{\kappa/(\kappa-1)} \quad \dots (28)$$

で与えられる。上式は(27)式を η_s に等しいと置いて

$\varphi_c^{1-1/\kappa}$ について解いて求めたのであるが、この方程式は 2 次方程式であるから、も一つの根がある。それは次式で表わされる。

$$\varphi_c = \tau^{\kappa/(\kappa-1)} \quad \dots\dots (29)$$

$1/(1-\eta_s) > \tau$ の場合

は、熱効率は φ_c とともに増し(29)式の示す φ_c で η_s に等しくなりこの点では圧縮のみで τ の温度比になっているから、これ以上の φ_c はとり得ない(第5図下 $\tau=1.5$ の場合)。

$1/(1-\eta_s) < \tau$ の場合は同様 φ_c の増大とともに増し(28)式の φ_c で η_s に等しくなり、さらに上昇して最高値に達した後下降して(29)式の φ_c でふたたび η_s にもどり、これ以上の φ_c はとり得ない(第5図上 $\tau=6, 3$; 下 $\tau=6$ の場合)。 $1/(1-\eta_s) = \tau$ ならば効率曲線は $\eta_{th} = \eta_s$ の直線に接する(第5図下 $\tau=2.5$ の場合)。(27)式においてその第2項の分母子を τ で除し $\tau \rightarrow \infty$ とすれば

$$\eta_{th} = 1 - 1/\varphi_c^{1-1/\kappa} \quad \dots\dots (30)$$

を得る。これは第5図の鎖線のごとく(28)式の与える点 $(\varphi_c, \eta_{th} = \eta_s)$ を通る曲線で、 $\eta_{th} = \eta_s$ の直線との間に定圧燃焼サイクルの存在する範囲が限定される。また τ, η_s が一定の場合、 η_{th} が最大になる φ_c は(28)式を $\varphi_c^{1-1/\kappa}$ について微分すれば容易に求められ、

$$\varphi_c^{1-1/\kappa} = 1 + \sqrt{\eta_s(\tau-1)/(1-\eta_s)} \quad \dots\dots (31)$$

熱効率の最大値は次式で表わされる。

$$\eta_{th \max} = \frac{\eta_s \tau \sqrt{\eta_s(\tau-1)/(1-\eta_s)}}{(\eta_s \tau - 1) + (\eta_s \tau - 2\eta_s + 1)\{1 + \sqrt{\eta_s(\tau-1)/(1-\eta_s)}\}} \quad \dots\dots (32)$$

4. 複合再生サイクル

第2図cがこのサイクルに基く機関の構造図と p - V 線図である。圧縮空気は熱交換器内でタービンおよび圧縮機排気の混合ガスによって加熱されて後、燃焼室で等圧加熱されてタービンに至る。発動筒内の空気は

1の状態にもどって1-5'と押し出される。その間4-1で取り去られた熱量 Q_c を受け4'なる状態となり、さらにタービン排気と混合して8'なる状態となり熱交換器に向う。一方、6なる圧縮空気は8'なる空気よりも量が少ないから熱交換器内で8'と同じ温度まで上昇し、さらに燃焼室で加熱されて7となりタービンで膨脹する。

今までと同じ記号を使えば、このサイクルの熱効率は

$$\eta_{th} = Q_T / (Q_m + Q_c) \quad \dots\dots (33)$$

で与えられる。ここで $T_7/T_1 = \tau_c$, $T_7/T_1 = \tau$ とすれば

$$Q_c = G_c c_p (T_7 - T_1) = G_c c_p (1 - 1/\tau_c) \tau T_1$$

$$Q_T = G_c c_p (T_7 - T_6) = G_c c_p (1 - 1/\varphi_c^{1-1/\kappa}) \tau T_1$$

Q_m は定圧燃焼サイクルの場合と同じであるから

$$\eta_{th} = \frac{\kappa \tau (1 - 1/\varphi_c^{1-1/\kappa})}{\lambda_{mc} c \epsilon^{\kappa-1} \{(\rho-1) + \kappa \rho (\sigma-1)\} + \kappa (1 - 1/\tau_c) \tau} \quad \dots\dots (34)$$

(26)式を用いて λ_{mc} を消去すると

$$\eta_{th} = 1 - \frac{1 + \eta_s \tau (1/\varphi_c^{1-1/\kappa} - 1/\tau_c) / (\varphi_c^{1-1/\kappa} - 1)}{1 + \eta_s \tau (1 - 1/\tau_c) / (\varphi_c^{1-1/\kappa} - 1)} \quad \dots\dots (35)$$

5. 再生サイクル

この場合は第2図dに示すごとく燃焼室がなく、圧縮空気の加熱は圧縮機排気のみで行われるから、複合再生サイクルの熱効率の式において $\tau_c = 1$ とすればよい。すなわち

$$\eta_{th} = \eta_s \tau / \varphi_c^{1-1/\kappa} \quad \dots\dots (36)$$

λ_{mc} について考える。 $\lambda_{mc} \leq 1$ のときは排気の方が少いから排気は圧縮空気の温度 T_6 まで下がる。したがって

$$\lambda_{mc} = \frac{T_7 - T_6}{T_4' - T_6} = \frac{\tau - \varphi_c^{1-1/\kappa}}{\{(\rho \sigma^{\kappa} - 1)/\kappa + 1\} - \varphi_c^{1-1/\kappa}} \quad \dots\dots (37)$$

(26)式を用いて $\rho \sigma^{\kappa}$ を消去すれば、

$$\lambda_{mc} = \frac{1 - \eta_s}{\eta_s} - \frac{\tau - \varphi_c^{1-1/\kappa}}{\varphi_c^{1-1/\kappa} - 1}, \quad \lambda_{mc} \leq 1 \quad \dots\dots (38)$$

$\lambda_{mc} \geq 1$ の時は逆に排気の方が多いため圧縮空気の温度は T_4' まで上る。すなわち $T_7 = T_4'$ となるから

$$\tau = (\rho \sigma^{\kappa} - 1)/\kappa + 1$$

再び(26)式を用いて $\rho \sigma^{\kappa}$ を消去すると、

$$\lambda_{mc} = \frac{1 - \eta_s}{\eta_s} \frac{\varphi_c^{1-1/\kappa} - 1}{\tau - 1}, \quad \lambda_{mc} \geq 1 \quad \dots\dots (39)$$

(36)(38)(39)式を用いて、 η_{th} を $\eta_s = 50, 60\%$ の各場合について計算した結果が第6図に示されている。 τ 一定で φ_c を上げてゆくと熱効率は次第に低下し、 $\varphi_c = \tau^{\kappa/(\kappa-1)}$ なる圧力比で排気熱の再生がなくなり $\eta_{th} = \eta_s$ となる。その時の λ_{mc} は(38)(39)式よりわかるごとく

$$\lambda_{mc} = (1 - \eta_s)/\eta_s \quad \dots\dots (40)$$

となり、 $\eta_{th} = \eta_s$ の直線はこのサイクルの下限の限界を示す。また λ_{mc} は 0 以下にはならないから $\lambda_{mc} = 0$ の曲線がこのサイクルの熱効率の上限を表わす。(37)式よりわかるごとくこの時には $\rho\sigma k = \infty$ すなわち、発動筒には無限大の熱量が加えられている。(38)式において $\lambda_{mc} = 0$ とおけば、

$$(1 - \eta_s) / \eta_s = (\tau - \varphi_c^{1-1/\kappa}) / (\varphi_c^{1-1/\kappa} - 1) \quad (41)$$

τ, η_s, φ_c 間にこの関係が存在するとき熱効率は最大の値を示す。これを用いて(36)式からたとえ τ を消去すると

$$\eta_{th} = 1 - (1 - \eta_s) / \varphi_c^{1-1/\kappa} \quad (42)$$

となり、この曲線の上部には再生サイクルは存在しない。

6. 定圧燃焼再生サイクル

この場合は、第2図eに示すごとく圧縮機の排気はそのままですられ、タービン排気のみが熱交換器を通る。圧縮空気とタービン排気の量は同じであるから、圧縮空気は熱交換器を出たところではタービン排気の温度 T_8 と同じになっている。すなわち $T_7 = T_8$ である。したがって

$$\tau = T_7 / T_7' = T_7 / T_8 = \varphi_c^{1-1/\kappa} \quad (43)$$

となるから、(35)式にこの式を代入すれば、

$$\eta_{th} = 1 - 1 / \{1 + \eta_s \tau / \varphi_c^{1-1/\kappa}\} \quad (44)$$

となり、これがこのサイクルの熱効率の式である。 $\eta_s = 50, 60\%$ の場合を第7図に示す。 $\varphi_c = 1$ で効率最

第6図 再生サイクルの熱効率

大で φ_c が増すとともに下がってくる。 φ_c が増すと T_6 が上昇して T_8 と一致するに至る。この時は熱交換が行われないから $T_7' = T_6$ となる。したがって(43)式より明らかなごとく、

$$\tau = \varphi_c^{1-1/\kappa} \quad (45)$$

となり、この式を満たす φ_c 以上の圧力比はとり得ない。そしてその時の熱効率は

$$\eta_{th} = 1 - 1 / (1 + \eta_s \varphi_c^{1-1/\kappa}) \quad (46)$$

で与えられる。さらに(44)式を η_s に等しいと置いて整理すると、

$$\varphi_c^{1-1/\kappa} = \tau (1 - \eta_s) \quad (47)$$

を得るが、この式の与える φ_c において $\eta_{th} = \eta_s$ となり、この φ_c 以下でないと $\eta_{th} > \eta_s$ とはならない。また上式より $\varphi_c = 1$ の場合には $1 / (1 - \eta_s) = \tau$ であるから、

$$1 / (1 - \eta_s) \geq \tau \quad (48)$$

なる場合には、このサイクルの熱効率は再生を行っても発動筒の熱効率 η_s よりよくなる。 (44)式を見ると、 φ_c が有限であり η_s が 100% でなくとも τ さえ無限大とすれば熱効率が 100% になることがわかるが、他のサイクルでは φ_c の有限値に対して $\eta_{th} = 100\%$ となるためには η_s も 100% でなければならない。

7. 各サイクルの熱効率の比較

最後に各サイクルの熱効率を同じ圧力比 φ_c 、発動筒熱効率 η_s および温度比 τ のもとで比較してみよう。

第8図 各種サイクルの熱効率の比較

第8図は $\tau = 3, \eta_s = 60\%$ の場合に φ_c が 1~46.6 の間の各サイクルの熱効率を示す。ベスカラ・サイクルは τ 一定とすれば 0 から始まり、最初は急激に後はゆるやかに上昇して、 $\varphi_c = \tau^{\kappa / (\kappa - 1)}$ なる圧力比 (C 線にて示す) で終り、 $\eta_{th} = 100\%$ になる。このサイクルでは、すでに述べたように、 φ_c, τ, η_s' の内任意の二つで熱効率が定まってしまうから、この線に沿って η_s' は順次変ってゆく。図中の点線は $\eta_s' = 60\%$ を示す

が、これとの交点 B でこのサイクルの発動筒の熱効率 η_s' が 60 % である。実際には、どのサイクルでも発動筒の燃焼状態は大して変わらないから、この燃焼状態を同じにして比較するためには、2 節に述べた η_s を規準にとるべきであって、この時にはベスカラ・サイクルは D 点以外には存在せず、その熱効率はもちろん 60 % である。定圧燃焼サイクルは 0 から始まって急激に上昇し、この場合 $1/(1-\eta_s) < \tau$ であるから (28) 式の示す φ_c で 60 % となり、さらに上昇して 60 % を少し上まわる最高の熱効率となり、(29) 式の示す φ_c (C 線) にて再び 60 % にもどる。再生サイクルはベスカラ・サイクル上の一点 B にて始まり、後次第に下降を続け C 線にて 60 % となり、終る。B 点ではこのサイクルの λ_{mc} が 0 であり、したがって (26) 式より $\rho\sigma^k = \infty$ すなわち無限大の熱量が加えられているから排気温度も無限大になっている。しかも圧縮空

気温度 T_6 は有限であるから、結局排気熱の全量が回収されることになる。ベスカラ・サイクルでは、本来、排気熱のすべてが圧縮空気に伝えられるから、この場合両者の熱勘定は全く同じとなり、当然同じ熱効率を示すことになる。定圧燃焼再生サイクルでは、この場合 $1/(1-\eta_s) < \tau$ であるから、60 % 以上のところから始まり、順次下降して定圧燃焼サイクル上の一点 A にて終る。この時にはタービン排気と圧縮空気の温度とが同じで熱交換が全くないから定圧燃焼サイクルの熱効率と同じになる。結局、 $\tau=3$ 、 $\eta_s=60\%$ の場合には、再生サイクルがもっとも効率よく、定圧燃焼再生サイクル、定圧燃焼サイクル、ベスカラ・サイクルの順で悪くなってゆく。

注：—

(1) 昭和 26 年 10 月 13 日 関西工学連合講演会において講演、
原稿受付 昭和 27 年 5 月 9 日。

(2)(3) 正員、京都大学工学部。

621.181.025 : 539.384.6

ボイラ平鏡板の強さ (その 5)

平鏡板に設けたマンホール補強フランジの高さ

山 中 秀 男⁽²⁾

The Stress of Boiler Flat Endplate (Part 5)

(The depth of flange of manhole in flat endplate)

by Hideo YAMANAKA

Where a flat plate is flanged for strengthening it at a manhole, the total depth (h) of the flange is usually calculated as follows ;

$$h = \sqrt{tW} \quad \text{or} \quad h = 3t$$

where t is the thickness of the plate in mm., and W is the minor axis of the hole in mm. The values calculated show much difference between them and "which is suitable has not been decided. In this paper, the writer has discussed theoretically that the depth of the flange is affected by the stresses and the deflection of the endplate and proved it by experiments.

I. 緒 言

平鏡板に設けたマンホールの周縁を縁曲げして補強する場合、そのフランジの高さを決定する設計式としては $h = \sqrt{tW}$ または $h = 3t$ なる 2 式が慣用されている。ただし h は穴の短径部において板の外面から計ったフランジの最小高さ (mm)、 t は板厚 (mm)、 W は穴の短径 (mm) である。これらの式は圧力および応力に直接の関係がなく、しかも第 1 図に示すごとく両者の算定結果には相当の開きがある。筆者は計算および実験によりフランジの高さが平鏡板の応力およびたわみに影響する状態を調べ、上記の式が妥当であるか

第 1 図 W/t と h/t との関係

否かを検討し、フランジの高さの決定基準を得ること