

# 強制貫流ボイラプラントの起動時における騒音

## On Noise of Once-through Boiler Plant During Start-up

平 松 力\* 荒 川 忠 男\*\*  
 Tsutomu Hiramatsu Tadao Arakawa

### 内 容 梗 概

強制貫流ボイラの起動時には、起動用バイパス弁付近に騒音を発生することが知られているが、騒音の特性やその発生機構についてはほとんど知られていない。本報告では日立がすでに納入している実機についての騒音測定結果と、それに基づいて行なった騒音の性質についての理論的な検討の結果を述べる。特に起動初期の低温の水によるキャビテーション騒音と、起動終期の蒸気噴出によるジェット騒音がプラントの特質や起動方法からどんな影響を受けるかを究明したので、今後この種の騒音問題の処理が容易になった。

### 1. 緒 言

強制貫流ボイラの起動時には、最小流量の水および蒸気を起動バイパス系統を通じて循環<sup>(1)</sup>させるが、この場合ボイラ取出口に設置される起動バイパス弁は、100 kg/cm<sup>2</sup>以上の高差圧の条件で使用されることになる。このため弁付近より流体の種類に応じてはかなり大きい騒音を発生し、接続配管にも振動が誘発されるという問題がある。

この種の騒音問題については、いまのところアメリカにおける経験が現象的に伝えられているのみであり、その特性や発生機構などについてはまったく知られていない現状である。そのため、ややもすると機器製作上、運転操作上あるいは周囲民家への公害の立場から問題視されがちであった。

本報告は日立がすでに納入している強制貫流ボイラプラントAおよびBにおける過熱器バイパス弁付近の騒音および振動測定結果を紹介し、さらに騒音の性質について理論的な検討を行ない、騒音問題の今後の参考としたものである。

### 2. 配管系統の概略

第1図は貫流ボイラプラントの起動バイパス系統図を示す。第1図に示す3個の過熱器バイパス弁V-A, V-B, V-Cが騒音を発生する弁であるが、これらの弁はいずれも空気圧により調節されるアングル弁であり、弁棒はニードル形である。また3個の弁はボイラの圧力を制御しながら流量に応じてA, B, Cの順序に開かれる。

弁部を通過した高エネルギーの水、汽水混合体または蒸気は一度弁出口ターゲット底部のウェアプレートに衝突してエネルギーを消耗し、ターゲット中間の配管より流出してフラッシュタンクにはいるようになっている。この状態を第2図に示す。

### 3. 騒音および振動の測定結果

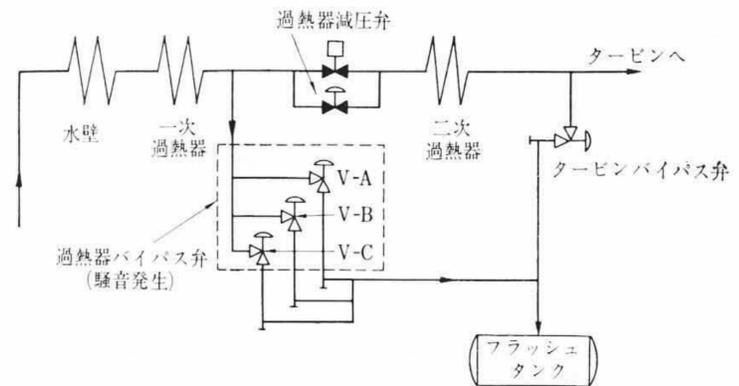
#### 3.1 測定方法

第2図に示すように、弁部およびターゲットより放射される騒音レベルの測定点は弁部1点、ターゲット3点の計4点で、いずれも測定精度の都合上50 cmにおけるC特性の値を求めた。弁部では三つの温度に対して騒音の周波数分析を行なった。

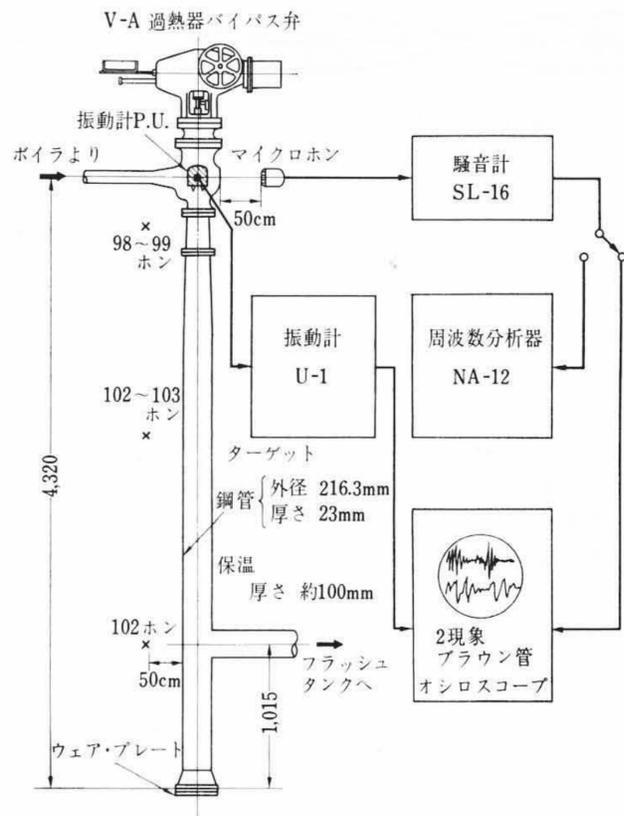
振動の測定は第2図に示すように弁部について、保温材を一部除去し、直接弁部に振動ピックアップを取り付け、騒音と同時に2現象ブラウン管オシロに波形を描かせ連続撮影した。

#### 3.2 測定結果

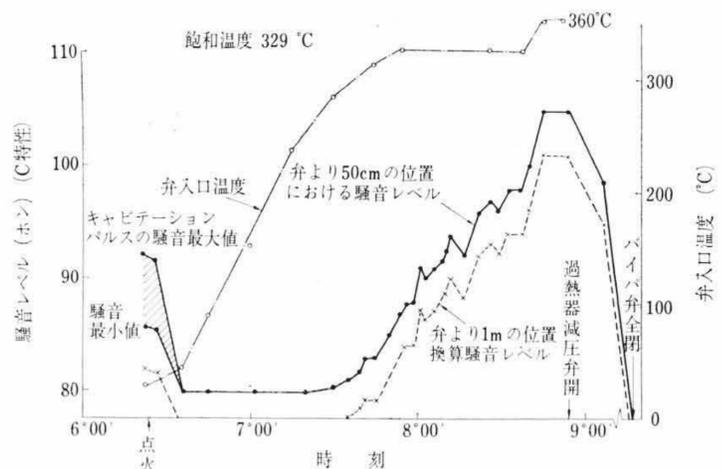
第3図にA発電所における過熱器バイパス弁V-Aの弁部より



第1図 強制貫流ボイラの起動時のバイパス系路

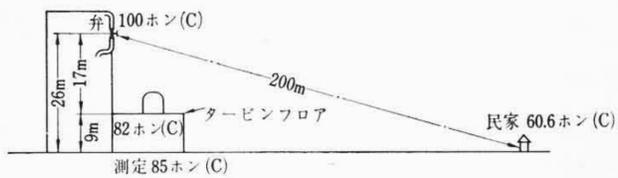


第2図 過熱器バイパス弁の騒音および振動測定ブロック線図

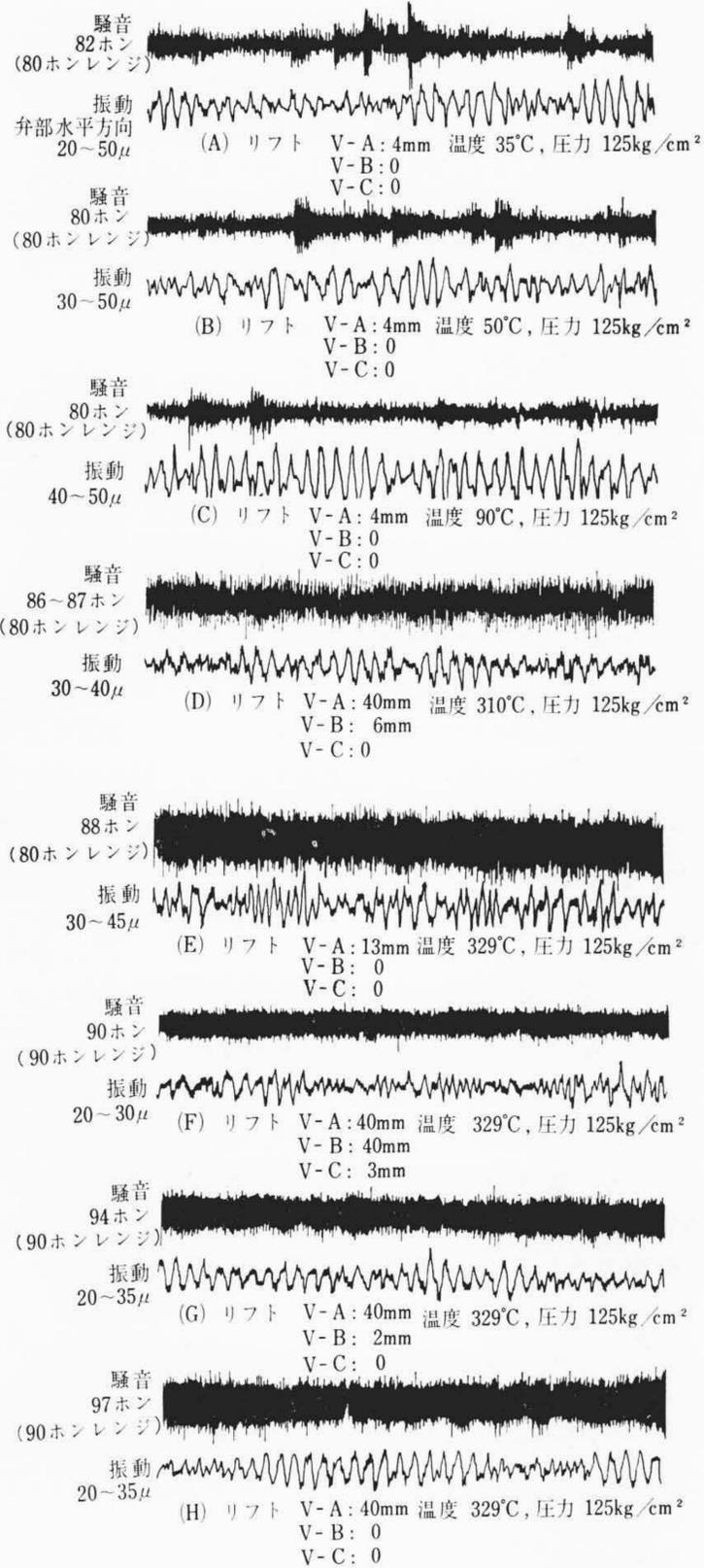


第3図 過熱器バイパス弁の騒音レベルおよび弁入口温度と起動時間(A発電所の場合)

\* 日立製作所日立研究所  
 \*\* 日立製作所電機事業部



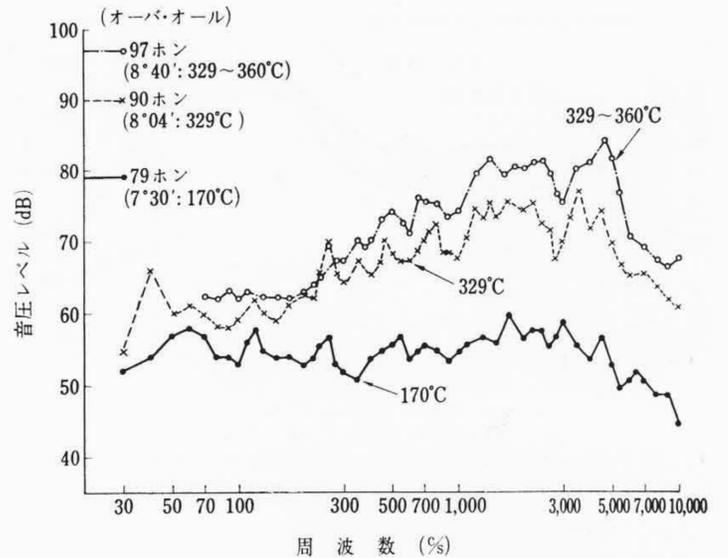
第4図 発電所と民家の関係位置および騒音計算例



第5図 過熱器バイパス弁 V-A の弁部の振動と騒音波形 (A 発電所の場合)

50 cm 離れた位置における騒音レベル, 1 m 離れた位置での換算レベルおよび弁入口温度と起動時間経過に対する関係を示す (本測定は試運転期間におけるユニット・コールドスタートの場合を示し, 起動時間は現状と多少異なっている)。この発電所は屋外式ユニットであるので, 弁騒音がタービン床面および周囲の民家において, どの程度の騒音として感じられるかについて検討すると第4図に示すようになるが, これについては後述する。第5図は同上測定位置で求めた 35~329°C に対する騒音および弁部の振動の波形を示す。

第3図において, コールド・スタート時における 26~35°C の低温域では騒音レベルが 86~92 ホン程度であるが, 50~90°C では 80 ホンに低下している。この温度範囲の騒音波形は第5図 (A), (B), (C) に示すように, 高周波を主成分とする白色雑音状の定常音の波



第6図 V-A 弁付近の騒音の周波数分析 (A 発電所の場合)

形にパルス音の間欠的に発生しているものである。定常音の振幅は, 第5図 (A)~(C) のオシロ上で 35°C では 18 mm, 50°C では 15 mm, 90°C では 12 mm となり温度上昇とともに減少している。また, パルス音のオシロ上に現われた発生回数も 35°C で 6 回, 50°C で 4 回, 90°C で 2 回となり, パルス振幅も各温度に対し 70, 40, 38 mm となって, パルス回数および振幅が温度上昇とともに減少していく傾向がある。この温度範囲に現われるパルスは高压水が弁部を通過するときの圧力急減により発生したキャビテーションの気泡が爆縮されるときに水の衝突により起こる圧力波である<sup>(2)(3)</sup>。

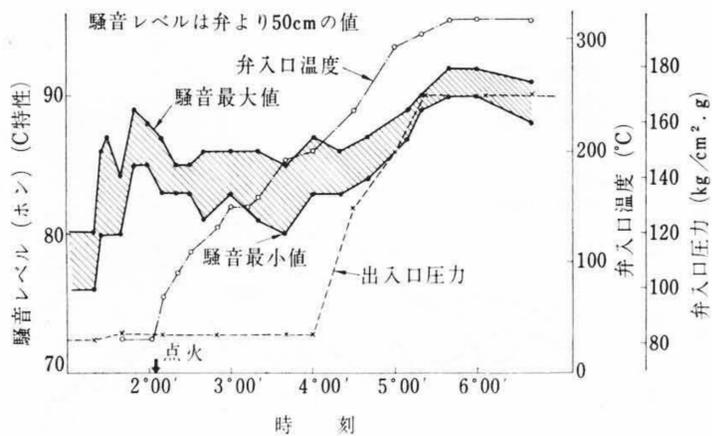
第5図 (D)~(H) に対する騒音波形は, 第5図 (A)~(C) とかなり異なっている。90°C 以下では間欠的にパルスが現われているが, 310°C 以上の蒸気温度ではパルスのない白色雑音状のほとんど一定振幅の騒音波形になっている。310°C 以上の騒音波形で, 第5図 (D), (E) と (F)~(H) とでは騒音計のレンジが異なるので振幅の直接の比較はできないが, 騒音レベルは (F), (G), (H) と増加しており, エンタルピーの上昇とともに騒音が増加している。

第5図 (A)~(C) における振動波形において, 9.5 c/s の振動がパルスと同期して発生している模様がうかがえる。第5図 (D)~(H) の汽水混合および過熱蒸気では振動の振幅が水の場合より多少小さくなっている。

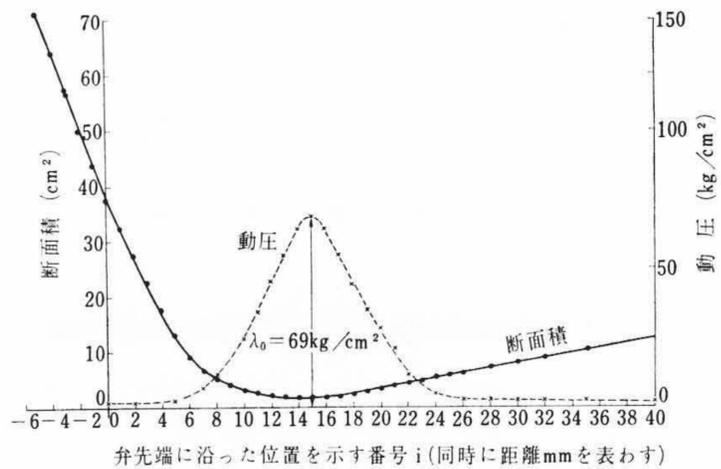
第6図に V-A 弁付近の騒音の周波数分析結果を示す。弁入口温度が 170, 329, 329~360°C に対する騒音の分析結果より, 170°C の比較的低温域では周波数特性は平坦で, 白色雑音状を呈しているが, 温度上昇とともに高周波域の騒音レベルの増加が目だっている。

第2図は V-A の弁部およびターゲット部の上下位置についての過熱蒸気 329°C での騒音レベルを示す。騒音レベルは弁部よりターゲット底部に移るにしたがって大きくなり, ウェアー・プレート付近では弁部より 3 ホン程度大きくなっている。この底部の騒音の増加分 3 ホンはウェアー・プレートで騒音エネルギーが完全反射していることを示す。

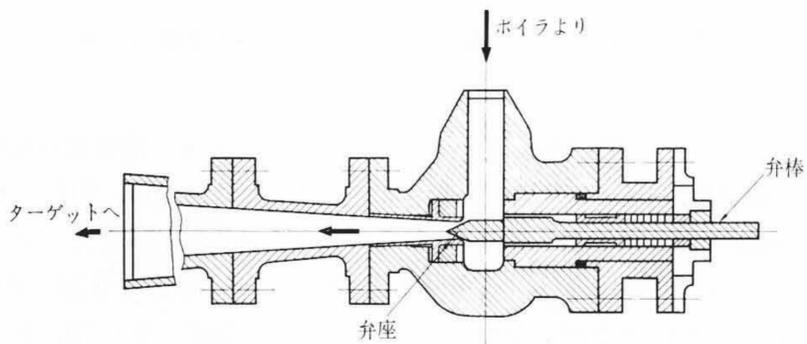
第7図は B 発電所の UP ボイラ, コールドスタート時の測定結果である。起動バイパス系統は第1図とほぼ同じであるが, 過熱器バイパス弁は 2 個で同時開閉であり, またバイパス点が一次過熱器前となっている。この場合にも初期の低温域ではキャビテーション騒音が発生しているが, 第3図の場合より小さく 90 ホン (弁より 50 cm の距離) 以下である。また温度が高い範囲には騒音レベルの上昇が表われているが, 92 ホン程度である。これはボイラを規定圧力よりも低い圧力で起動したこと, およびボイラの特質上, 過熱器バイパス流体は起動終期にても湿り蒸気であることが影響していると考えられるが, これについては次章で詳述する。



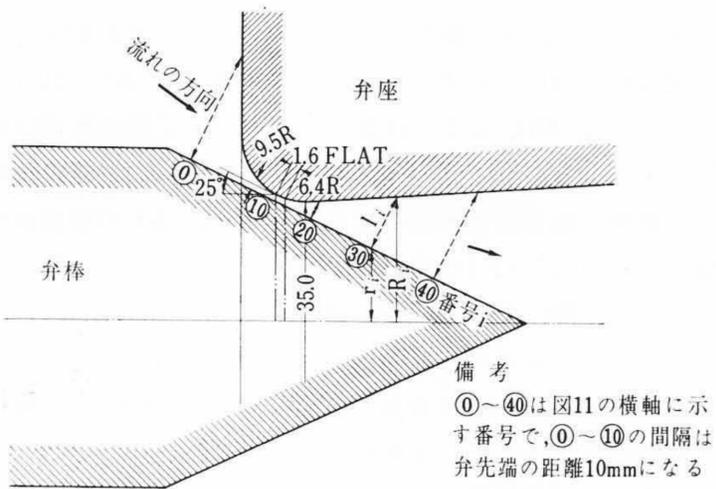
第7図 過熱器バイパス弁の騒音レベルおよび弁入口圧力、温度と起動時間(B発電所の場合)



第10図 弁棒リフト4mmのときの弁絞り部の断面積および動圧の位置との関係



第8図 バイパス弁の断面図



第9図 弁棒リフト4mmのときの弁断面

#### 4. 測定結果の考察

##### 4.1 低温における騒音

第3図に示した弁入口温度 26~50°C の水温の領域についての騒音について理論的な検討を行なう。水流の範囲でのパルス状に現われる騒音は給水中の含有気泡が弁部から気圧低下により急激に成長し、キャビテーションを発生することによるものである。

第8図はバイパス弁の断面図である。弁はアングル弁で流体は矢印の方向に直角に曲がる。弁棒と弁座の間げきはリフトに比例して変化し、流量がほぼ一定であれば、流速は間げき面積に反比例する。第9図は弁リフトが4mmのときの弁棒および弁座の部分を示した図である。この図より流路と直角な断面積を次のように求めた。弁端断面に沿って一定間隔で区切り、この位置における間げきの断面積を円すい表面の一部として、 $i$ 番目の面積を $S_i$ とすれば、

$$S_i = \pi l_i (R_i + r_i) \dots \dots \dots (1)$$

ここに、 $l_i$ :  $i$ 番目断面のギャップ長さ

$R_i, r_i$ : 円すい下底, 上底の半径

これらの断面積から流速を求め、Bernoulliの定理より弁の通路各部の静圧を求める。

$$p_0 + \frac{\gamma}{2g} \frac{Q^2}{S_0^2} = p_1 + \frac{\gamma}{2g} \frac{Q^2}{S_1^2} + h_1 = \dots \dots \dots$$

$$= p_n + \frac{\gamma}{2g} \frac{Q^2}{S_n^2} + \sum_{i=1}^n h_i \dots \dots \dots (2)$$

ここに、 $p_0$ : 初期静圧すなわち弁入口圧力 (=129 kg/cm<sup>2</sup>)  
 $\gamma$ : 水のある温度における比重量 (kg/cm<sup>3</sup>)  
 $Q$ : 体積流量 (cm<sup>3</sup>/s) (=80 t/h)  
 $h_i$ : 各部の流体抵抗力 (kg/cm<sup>2</sup>)

第10図に弁のリフト4mmのときの弁の絞り部の断面積と位置との関係および位置に対する動圧の関係を(2)式の計算により求めた。気泡が弁に沿う流線の各部を通過するとき、気泡が受ける動圧の変化は時間の関数として表わせるから、動圧曲線を次の関数で近似する。

$$f_v(t) = \lambda_0 e^{-\frac{(t-\bar{t})^2}{\alpha^2}} \dots \dots \dots (3)$$

ここに、 $\bar{t}$ : 動圧が最大値になる時刻 (s)  
 $\lambda_0$ : 動圧の最大値 (kg/cm<sup>2</sup>)  
 $\alpha$ : 動圧が最大値から $\lambda_0/e$ になるまでの時間 (s)

配管の管内摩擦抵抗による圧力損失は、次のようにして求められる。レイノルズ数 $R_e$ が $10^5$ のオーダーで乱流領域にあるので、乱流の管内抵抗の実験式<sup>(4)</sup>を用いて、ターゲットからフラッシュタンクまでの配管内の圧力損失 $p_v$ は(4)式によって表わされる。

$$p_v = \eta \frac{l}{d} \frac{\gamma v^2}{2g} \dots \dots \dots (4)$$

$d$ : 円管の内径 (cm)

$l$ : 管長 (cm)

$$\eta = 0.0072 + 0.614 R_e^{-0.35}$$

$$R_e = \frac{\rho_0 d v}{\mu} \text{ (レイノルズ数)}$$

$v$ : 流速 (cm/s)

$\rho_0$ : 水の密度 (kg・s<sup>2</sup>・cm<sup>-4</sup>)

$\mu$ : 水の粘性係数 (kg・cm<sup>-2</sup>・s)

弁絞り部の圧力損失の時間的変化を計算により求める。弁部で生ずる全圧力損失は弁前圧と弁後圧(≡ $p_v$ )との差圧と考えられるから、これを $\bar{p}$ とし、弁部を通過する流体の速度を時間の関数として $v(t)$ とすれば、最大速度 $v_0$ より、

$$v(t) = v_0 e^{-\frac{(t-\bar{t})^2}{2\alpha^2}} \dots \dots \dots (5)$$

抵抗係数を $R$ とすれば、弁の絞り部を通過するときの圧力損失の時間的変化は、 $h_i$ を弁の $i$ 番目位置の抵抗力として、

$$\bar{p}_R(t) = \sum_{i=1}^n h_i = R v_0^2 \int_{-\infty}^T e^{-\frac{(t-\bar{t})^2}{\alpha^2}} dt \dots \dots \dots (6)$$

(6)式の積分は Gauss の正規分布関数により求められる。

$$\beta = \frac{\alpha}{\sqrt{2}}$$

とすれば、(6)式の積分は正規分布関数  $\phi_u$  により、

$$\int_{-\infty}^T e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t-\bar{t}}{\beta}\right)^2} dt = \begin{cases} \frac{\sqrt{2\pi}\beta}{2} \left[1 - \text{Erf}\left(\frac{|U|}{\sqrt{2}}\right)\right]_{U<0} = \sqrt{2\pi}\beta\phi_u(-U) \\ \frac{\sqrt{2\pi}\beta}{2} \left[1 + \text{Erf}\left(\frac{|U|}{\sqrt{2}}\right)\right]_{U>0} = \sqrt{2\pi}\beta\phi_u(U) \end{cases} \quad (7)$$

$$\left. \begin{aligned} U &= \frac{T-\bar{t}}{\beta}, \quad u = \frac{t-\bar{t}}{\beta} \\ \text{誤差関数: } \text{Erf}\left(\frac{U}{\sqrt{2}}\right) &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{U}{\sqrt{2}}} e^{-u^2} du \end{aligned} \right\} \dots (8)$$

弁の前後の圧力差は弁よりかなり離れた点の動圧がほとんど無視できる程度であるから、 $p_0 - p_v = \bar{p}$  と近似できる。弁を中心に(6)式の積分範囲を  $-\infty$  から  $+\infty$  までとし、 $R$ を近似的に求める。

$$\bar{p} = R v_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{u^2}{2}} du = \sqrt{2\pi}\beta v_0^2 \quad (9)$$

$$\therefore R = \frac{p_0 - p_v}{\sqrt{2\pi}\beta v_0^2} \quad (10)$$

(7)、(10)式を(6)式に入れて  $\phi(|U|)$  を  $U$  の正負に対する表現とすると、

$$p_R(t) = \bar{p} \phi_u(|U|) \quad (11)$$

気泡が弁の絞り部を通過するときに受ける抵抗による圧力変化は(11)式のような関数で与えられる。したがって、気泡が弁を通過するときに受ける全圧力変化の関数表現は次のようになる。

$$f(t) = \lambda_0 e^{-\frac{u^2}{2}} + \bar{p} \phi_u(|U|) \quad (12)$$

液体中に含有する気泡が核となりかかる圧力変化を受けるときにキャビテーション半径がどのように成長するかについて、Rayleigh, Plesset<sup>(5)(6)</sup>などの運動方程式に(12)式を入れて求める。気泡半径  $r$  についての運動方程式は、

$$\ddot{r} + \frac{3}{2}\dot{r} = \frac{1}{\rho_0 r} \left[ p_1 \left(\frac{r_1}{r}\right)^3 + p_v(T_0) + f(t) - \frac{2\sigma}{r} - p_0 \right] \quad (13)$$

ここに、 $p_1$ : 気泡核の空気の初期圧力 (kg/cm<sup>2</sup>)

$r_1$ : 気泡の初期半径 (cm)

$p_v(T_0)$ : 周囲温度  $T_0$  における水の蒸気圧 (kg/cm<sup>2</sup>)

$\sigma$ : 表面張力 (kg/cm)

(13)式は非線形方程式で、解析的に解くことは困難であるので近似解法による。

(13)式において  $r^2 \dot{r}$  を両辺に掛けて  $r_1$  から  $r$  まで積分すると、

$$\begin{aligned} \dot{r}^2 &= \frac{2}{3} \frac{1}{\rho_0} \{ p_v(T_0) - p_0 + f(t) \} - \frac{2\sigma}{\rho_0 r} + 2 \frac{p_1}{\rho_0} \frac{r_1^3}{r^3} \ln r \\ &+ \frac{1}{r^3} \left[ r_1^3 \dot{r}_1^2 + \frac{2\sigma}{\rho_0} r_1^2 - \frac{2}{3} \frac{r_1^3}{\rho_0} \right. \\ &\left. \times \{ p_v(T_0) - p_0 + f(t) \} - \frac{p_1}{\rho_0} r_1^3 \ln r_1 \right] \quad (14) \end{aligned}$$

(14)式において、半径速度の初期値  $\dot{r}_1$  は 0 であり、 $1/r^3$  および  $\ln r_1/r_3$  の項で時間に関係ない項は  $r$  の増大とともに急速に 0 に近づくから、 $r$  が比較的大きくなればこれらの項を省略してもよい。 $r$  が非常に大きくなったときは(14)式は次のように表わせる。

$$\dot{r}^2 = \frac{2}{3\rho_0} \{ p_v(T_0) - p_0 + f(t) \} \quad (15)$$

(15)式を時間について積分するにあたり、(12)式で  $\phi_u(U)$  は  $r$  が大すなわち  $T$  が大のところで 1 に取れんする性質から  $f(t)$  を次のように近似することができる。(9)、(12)式より、

$$f(t) = \lambda_0 e^{-\frac{u^2}{2}} + p_0 - p_v \quad (16)$$

(15)式は次のようになる。

$$\dot{r}^2 = \frac{2}{3\rho_0} \{ p_v(T_0) - p_0 + \lambda_0 e^{-\frac{u^2}{2}} \} \quad (17)$$

$$P_v = p_v - p_v(T_0) \quad (18)$$

とすれば、 $p_v$  は弁後圧で  $p_v(T_0)$  は最大蒸気圧だから  $P_v$  は常に正である。

$$\dot{r} = \sqrt{\frac{2}{3\rho_0}} (\lambda_0 e^{-\frac{u^2}{2}} - P_v)^{\frac{1}{2}} \quad (19)$$

において、括弧の中が正のときだけが意味があるので気泡の成長開始点(時刻)  $t_0$  は次の条件から求められる。

$$t_0 = \bar{t} - \alpha \left\{ \ln \frac{\lambda_0}{p_v - p_v(T_0)} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (20)$$

気泡の最大半径を求めるには(19)式を積分すればよいが、気泡の大きくなったときには動圧分  $\lambda_0 e^{-\frac{u^2}{2}}$  が  $P_v$  に比べて大きく、 $P_v$  を無視して考えると積分が容易になる。

$$r = \sqrt{\frac{2\lambda_0}{3\rho_0}} \int_{-\infty}^T e^{-\frac{(t-\bar{t})^2}{2\alpha^2}} dt = \sqrt{\frac{4\pi\lambda_0}{3\rho_0}} \alpha \phi_u(U) \quad (21)$$

最大気泡の半径は、

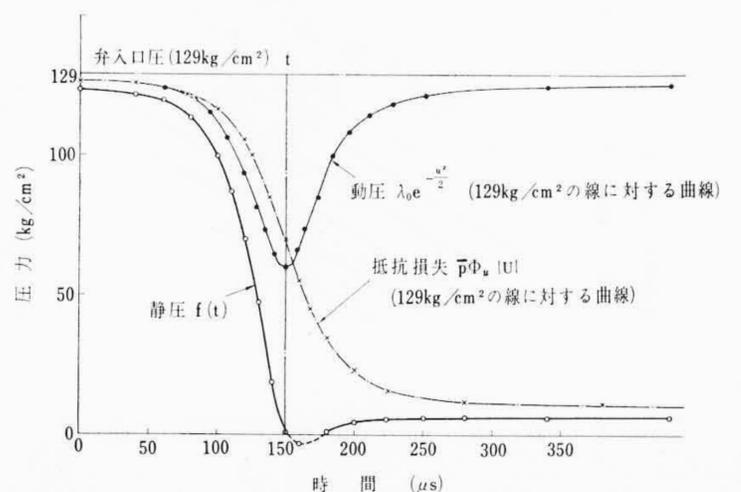
$$r_{\max} = \sqrt{\frac{4\pi\lambda_0}{3\rho_0}} \alpha \quad (22)$$

となり、最大動圧  $\lambda_0$  の平方根に比例し、動圧曲線の幅(時定数)に比例することになる。

以上で近似的な理論上の考察は終わったが、実際の数値をあてはめて最大気泡半径を求める。

第 11 図に示した動圧の曲線から  $\alpha$  を求めると  $\alpha = 30 \mu\text{s} = 3 \times 10^{-5} \text{s}$  となる。 $\beta = \alpha / \sqrt{2} = 2.12 \times 10^{-5} \text{s}$  であるから、正規分布表を用いて(7)式を求めると第 11 図に示す圧力損失の曲線が得られる。動圧曲線と圧力損失曲線を加えたものが気泡の受ける圧力の時間的変化の曲線  $f(t)$  になる。 $f(t)$  曲線は  $\bar{t}$  を過ぎて負の圧力を示すが、実際にはこの部分は水の温度の飽和蒸気圧になる。 $f(t)$  は一度負の圧力を呈するが、やがて回復して正の数 atm になる。この正の圧力も配管を通過するとき、抵抗損失となってフラッシュタンクの圧力にまで下がる。

$$\lambda_0 = 69 \text{ kg/cm}^2, \quad \alpha = 3 \times 10^{-5} \text{ s}, \quad \beta = 2.12 \times 10^{-5} \text{ s}$$



第 11 図 弁絞り部を通過するときの時間と圧力関係

$$P_v = p_v - p_v(T_0) = 9.23 \text{ kg/cm}^2$$

を(20), (22)式に入れると, 気泡の成長開始点  $t_0$ , 最大気泡半径  $r_{\max}$  の概算値がわかる。 $\bar{t}$  を  $0 \mu\text{s}$  とすると, (20)式より,

$$t_0 = -2.35 \times 10^{-5} \text{ (s)}$$

気泡は動圧が最大になる時刻より  $23.5 \mu\text{s}$  前から成長を開始する。

(22)式より,

$$r_{\max} = 5.22 \times 10^{-1} \text{ (cm)}$$

すなわち,  $129 \text{ kg/cm}^2$  の初期圧力から弁のリフト  $4 \text{ mm}$  で絞って  $80 \text{ t/h}$  を流すときに, 弁後に発生するキャビテーションの最大半径は  $5.22 \text{ mm}$  程度である。

気泡破壊により発生する音響エネルギー  $E_A$  は周囲圧力  $P_0$  のとき,

$$E_A = \frac{2\pi r_{\max}^2 P_0 \varepsilon}{\rho c} \dots\dots\dots (23)$$

ここに,  $\varepsilon$ : 圧力パルスの時定数 ( $=10 \sim 30 \mu\text{s}$ )  
 $c$ : 水中の音速 ( $=1.43 \times 10^5 \text{ cm/s}$ )

ただし,

$$P(t) = P_0 e^{-\frac{t}{\varepsilon}} \dots\dots\dots (24)$$

(23)式に上記数値と  $r_{\max} = 5.22^{-1} \text{ cm}$ ,  $c = 3 \times 10^5 \text{ s}$ ,  $P_0 = 6 \text{ kg/cm}^2$  を入れると,

$$E_A = 2.15 \times 10^{-3} (\text{g} \cdot \text{cm} / \text{s}^2) = 2.15 \times 10^{-4} (\text{joule})$$

$E_A$  のエネルギーが時定数  $30 \mu\text{s}$  より放出されることから, 音響出力  $w$  は次のようになる。

$$w = \frac{2.15 \times 10^{-4}}{3 \times 10^{-5}} = 7.2 \text{ (W)}$$

気泡がつぶれるときに生じた音源の音響パワーレベル  $\text{PWL}$  は,

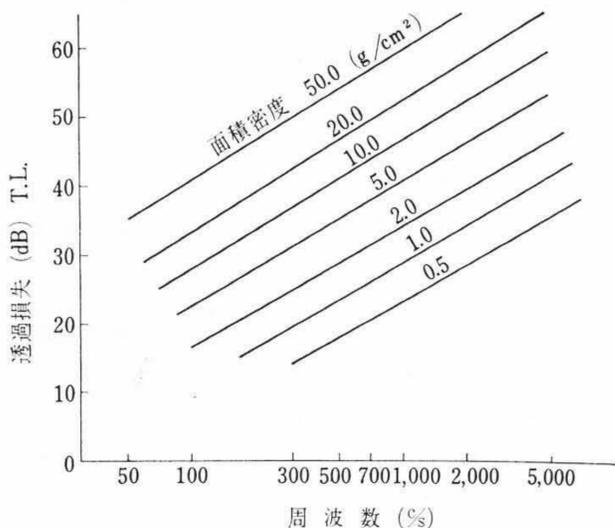
$$\text{PWL} = 10 \log_{10} \frac{7.2}{10^{-12}} = 128.6 \text{ (dB)}$$

次にターゲット内の水中でこのパワーレベルの音源があるとき, 鉄の円筒とその表面の石膏保温材を透過したときの表面のパワーレベル  $\text{PWL}'$  は次のようになる。

$$\text{PWL}' = \text{PWL} + 10 \log_{10} \frac{\rho_1 c_1}{\rho_0 c_0} - T.L. (I, G) \dots\dots\dots (25)$$

ここに,  $\rho_1 c_1$ : 水の音響インピーダンス ( $=1.4 \times 10^5 \text{ g/cm}^2 \cdot \text{s}$ )  
 $\rho_0 c_0$ : 空気の音響インピーダンス ( $=4.2 \times 10 \text{ g/cm}^2 \cdot \text{s}$ )  
 $T.L. (I, G)$ : 鉄円筒と保温材の  $1,000 \text{ c/s}$  における透過損失 (dB)

$T.L. (I, G)$  は質量法則による透過損失の第12図<sup>(7)</sup>より求める。ターゲット鉄円筒の厚さ  $2.3 \text{ cm}$ , 密度  $7.8 \text{ g/cm}^3$ , 保温材の厚さ  $10 \text{ cm}$ , 密度  $0.97 \text{ g/cm}^3$  であるから, 鉄円筒の保温材の表面密度は  $27.7 \text{ g/cm}^2$  となり, 第11図より  $1,000 \text{ c/s}$  に対する  $T.L.$  は次のように



第12図 透過損失の質量法則

なる。

$$T.L. (I, G) = 54 \text{ dB}$$

$$\therefore \text{PWL}' = 128.6 - \left( 10 \log_{10} \frac{1.4 \times 10^5}{4.2 \times 10} - 54 \right) = 109.8 \text{ (dB)}$$

保温表面より  $50 \text{ cm}$  離れた円筒空間の表面上の音圧レベルは,

$$\text{SPL} = \text{PWL}' - 10 \log_{10} \{ 2\pi (R+0.5)^2 + 2\pi (R+0.5) \cdot L \} = 95.2 \text{ (dB)}$$

ここに,  $R$ : ターゲット保温材表面までの半径 ( $=0.21 \text{ m}$ )

$L$ : ターゲットおよび弁全長より上下に  $50 \text{ cm}$  増した距離 ( $=5.82 \text{ m}$ )

この  $\text{SPL} = 95.2 \text{ dB}$  の値は  $50 \text{ cm}$  における音圧パルスの最大値になり, 実験値の  $92 \text{ ホン(c)}$  とかなり近い値である。

以上のキャビテーション音の計算と測定値とのよい一致より, キャビテーション音のエネルギーは(23)式により  $r_{\max}$  の自乗に比例し,  $r_{\max}$  は(22)式より最大動圧  $\lambda_0$  および動圧の時間的変化曲線の形を決める時定数  $\alpha$  に依存していることがわかる。弁の流量  $W$  は弁開口面積  $A$ , 弁の前後圧  $\Delta p$  の平方根に比例するから,  $v_0$  を流速として,

$$\Delta p = \kappa' v_0^2 \dots\dots\dots (26)$$

(9)式より,

$$\bar{p} = \sqrt{2\pi} \beta R v_0^2 = \sqrt{\pi} \alpha R v_0^2$$

$\bar{p}$  は  $\Delta p$  と同じもので  $R$  は定数である。 $\kappa = \sqrt{\pi} R$  として,

$$\Delta p = \kappa \alpha v_0^2 \dots\dots\dots (27)$$

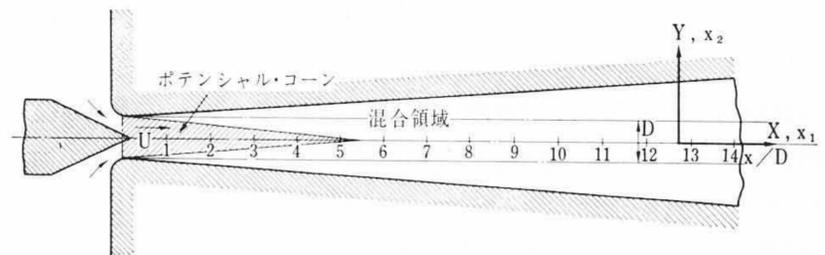
(26), (27)式より  $\alpha$  は一定数となるべきものである。(22)式において  $\lambda_0$  のみを小さくすることにより  $r_{\max}$  を小さくし, 音響エネルギーを小さくすることができる。結局弁前後の圧力差  $\Delta p$  を小さくする。すなわち低圧起動により  $v_0$  を小さくしてキャビテーション音を低減できることになる。

4.2 過熱蒸気の騒音

第3図に示すように過熱器バイパス弁の騒音レベルは温度によりかなり変化している。 $50 \sim 300^\circ\text{C}$  までは騒音レベルが約  $80 \text{ ホン}$  一定であるが, 飽和温度  $329^\circ\text{C}$  に近づくと騒音レベルは徐々に上昇し, 飽和蒸気の範囲の  $329^\circ\text{C}$  一定の領域においても時間(エンタルピー)とともに騒音レベルはほぼ直線的に上昇している。 $329 \sim 360^\circ\text{C}$  の過熱蒸気の騒音レベルは最高に達し,  $320^\circ\text{C}$  で  $100 \text{ ホン(c)}$  の過熱蒸気は  $360^\circ\text{C}$  になると  $105 \text{ ホン(c)}$  になる。第7図のUPボイラの場合はその特質上, 過熱蒸気領域はないが, 温度上昇とともに騒音レベルは上昇し  $92 \text{ ホン(c)}$  になっている。

プラント起動操作上からは流体が過熱蒸気になればただちに次の手順—過熱器減圧弁を開き, 過熱器バイパス流量を減少させる—に移るため, 弁部より  $100 \text{ ホン}$  以上の騒音を発生する時間はごく短く, さほど問題にはならないと考えてよいが, 弁より噴出する蒸気音の性質を理論的に検討してみる。

第13図に過熱器バイパス弁の全開(リフト  $40 \text{ mm}$ )のときの絞り部分の断面図を示す。この弁絞り部より水蒸気がジェット流の様相を呈して噴出するときの騒音について簡単に理論計算を行なう。



第13図 過熱器バイパス弁の全開(リフト  $40 \text{ mm}$ )に対する蒸気ジェットの流れ

気体がノズルから噴出するときのジェット音について Light-hill<sup>(8)~(10)</sup> の圧縮性流体の乱流の運動方程式,

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - a_0^2 \nabla^2 \rho = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \dots\dots\dots (28)$$

の解として、観測距離  $x_i$  に比較して流れの成分が小さいときの解,

$$\rho - \rho_0 \approx \frac{1}{4\pi a_0^2} \int \frac{(x_i - y_i)(x_j - y_j)}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|^3} \frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2} \times \left( \mathbf{y}, t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|}{a_0} \right) d\mathbf{y} \dots\dots\dots (29)$$

より、かかる音源がある一点に示す音の強さ  $I(x)$  は,

$$I(x) = \frac{a_0^3}{\rho} (\rho - \rho_0)^2 \dots\dots\dots (30)$$

ここに、 $\rho$ : 液体の一部分のある瞬間の密度

$a_0$ : 静止時の流体の音速

$T_{ij}$ : 流体の一部分に外力により瞬間的に加えられた応力テンソル

$x_i, x_j$ : 流体の一部分における座標 ( $x_1$ : 第12図のジェット流の方向,  $x_2, x_3$ :  $x_1$  に直角)

ここでは(29)式の解と次元解析により騒音に関する関数と比較して次数を定め、音響パワー係数  $K$  を実測値に対応つけて求める。

(30)式を求めるには(29)式の  $T_{ij}$  を決定することにある。Light-hill<sup>(8)</sup>によれば、粘性力が効く低レイノルズ数の乱流領域では、発生する渦の様子は比較的規則正しいが、ストラハル数  $nD/U$  ( $n$  は渦の周波数) はレイノルズ数の上昇につれてだいに上昇し、 $R > 40,000$  になると渦の周波数は一様ではなく、別々のストラハル数を仮定しなければならないことを述べている。一方高周波の渦の発生限界は粘性減衰で制限される。いずれにしても発生した渦の周波数  $n$  は  $[U/D]$  に関する。 $(U$ : 流速,  $D$ : ノズル径)

$T_{ij}$  を時間的に次のように表現できる。

$$T_{ij} = T e^{-nt} = T \exp\left[-\frac{U}{D} t\right] \dots\dots\dots (31)$$

$$\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2} = \left(\frac{U}{D}\right)^2 T_{ij} \dots\dots\dots (32)$$

$T_{ij}$  の次元を  $[\rho_0 U^2]$  とすれば、 $\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2}$  の次元は  $[(U/D)^2] \cdot [\rho_0 U^2]$  になる。これを(29)式に入れると密度変動は次のようになる。

$$\rho - \rho_0 \propto \frac{1}{a^2} \frac{1}{x} \frac{1}{a_0^2} \left(\frac{U}{D}\right)^2 \rho_0 U^2 = \rho_0 \left(\frac{U}{a_0}\right)^4 \frac{D}{x} \dots\dots (33)$$

(33)式を(30)式に入れて、

$$I(x) \propto \rho_0 U^8 a_0^{-5} \left(\frac{D}{x}\right)^2 \dots\dots\dots (34)$$

全音響パワー  $P_0$  はこれを面積積分する形になり、音響パワー係数  $K$  を用いると、

$$P_0 = K \rho_0 U^8 a_0^{-5} D^2 \dots\dots\dots (35)$$

一方、実験上の音圧レベルから求められる音源のパワー  $W$  を求める。(35)式の対数を10倍すると音源の全音響パワーレベル  $PWL$  は

$$PWL = 10 \log K + 10 \log \rho_0 + 80 \log U - 50 \log a_0 + 20 \log D \dots\dots\dots (36)$$

(36)式において、329°Cにおける過熱蒸気の密度  $\rho_0$ 、流速  $U$ 、音速  $a_0$ 、開口直径  $D$  は次のようにして求められる。

音速  $a_0$  は飽和かわき蒸気るとき、次式<sup>(11)</sup>により求められる。

$$a_0 = \phi_c \sqrt{RT} = 22.15 \sqrt{T} \dots\dots\dots (37)$$

ここに、 $T$ : 絶対温度 = 273 + 329 = 602°K

$$a_0 = 22.15 \sqrt{602} = 545 \text{ (m/s)}$$

流速  $U$  は実測値をもとにして次のように求められる。弁入口圧 129 kg/cm<sup>2</sup> 一定として、

$$U = \frac{w}{\eta a} = \frac{24.2}{74.5 \times 12.2 \times 10^{-4}} = 267 \text{ (m/s)}$$

$w$ : 流体流量 (=24.2 kg/s)

$a$ : 弁の開口面積 (=12.2 × 10<sup>-4</sup> m<sup>2</sup>)

$\eta$ : 比重量 (=74.5 kg/m<sup>3</sup>)

開口直径  $D$  は全開として 0.035 m をとる。 $\rho_0$  は上記の  $\eta$  を用いて

$$\rho_0 = \frac{\eta}{g} = 7.45 \times \frac{10}{9.8} = 7.6 \text{ (kg} \cdot \text{m}^{-4} \cdot \text{s}^2)$$

以上の数値を(36)式に入れて、

$$PWL = 10 \log K + 37 \dots\dots\dots (38)$$

$PWL$  はターゲット表面から 50 cm の距離における音圧レベル  $SPL$  より求める。 $J$  を 50 cm における音響エネルギー密度とすれば

$$SPL = 10 \log (J/10^{-12}) \dots\dots\dots (39)$$

第3図より 329°C の  $SPL$  は 100 dB であるから、(39)式より、

$$J = 10^{10} \cdot 10^{-12} = 10^{-2} \text{ (W/m}^2)$$

測定点における全音響パワー  $W_{50}$  はこの  $J$  にターゲットから 50 cm 加えた半径の円筒柱の表面積  $S$  をかけたものになる。 $S$  は前述のように 29 m<sup>2</sup> である。保温材つきターゲットの透過損失  $T.L.(I.G.)$  とターゲット内の音圧上昇レベル  $BUL$  から音源の全音響パワー  $W$  のレベル  $PWL$  について次式が成り立つ。

$$PWL = 10 \log \left( \frac{W_{50}}{10^{-12}} \right) - BUL + T.L.(I.G.) \dots\dots\dots (40)$$

$$BUL = 10 \log \left( \frac{4S_t}{A} \right) = 10 \log \left\{ \frac{4(1-\alpha)}{\alpha} \right\} \dots\dots\dots (41)$$

ここに、 $S_t$ : ターゲット内面積 (m<sup>2</sup>)

$A$ : ターゲットの室定数 =  $\frac{\alpha S_t}{1-\alpha}$  ( $\alpha$ : ターゲット壁面の吸音率)

ターゲット空洞管の平均吸音率  $\alpha$  は、出口配管口の面積  $S_0$ 、半径  $r_0$  および鉄管壁の吸音率  $\alpha_i$  より次のようになる。

$$\alpha = \frac{S_0 + \alpha_i(S_t - S_0)}{S_t} \dots\dots\dots (42)$$

$\alpha_i$  はターゲット管の壁の厚さが 23 mm で剛壁と見なせるので近似的に 0 とすれば、

$$\alpha = \frac{S_0}{S_t} = \frac{r_0^2}{r_t l} = \frac{8.5^2 \times 10^{-4}}{9.6 \times 10^{-2} \times 4.3} = 1.7 \times 10^{-2}$$

$$\therefore BUL = 10 \log \left\{ \frac{4 \times (1 - 1.7 \times 10^{-2})}{1.7 \times 10^{-2}} \right\} = 23.7 \text{ (dB)}$$

$T.L.(I.G.)$  は前述のとおり 54 dB であるから、(40)式より  $PWL$  は、

$$PWL = 10 \log \left( \frac{2.9 \times 10^{-1}}{10^{-12}} \right) - 23.7 + 54 = 145 \text{ (dB)}$$

この  $PWL$  を(38)式に入れて  $K$  を求めると、

$$K = 6.3 \times 10^{10} \text{ (無次元)}$$

この  $K$  を用いて過熱蒸気の 360°C における騒音レベルを算出する。360°C の過熱蒸気の音速は 577 m/s、比重量は 5.9 × 10 kg/m<sup>3</sup>、弁開口面積、流量は 329°C のときと同じであるから、

$$U = \frac{24.2}{59 \times 12.2 \times 10^{-4}} = 337 \text{ (m/s)}$$

$$\rho_0 = \frac{\eta}{g} = \frac{5.9 \times 10}{9.8} = 6.02 \text{ (kg} \cdot \text{m}^{-4} \cdot \text{s}^2)$$

$$\therefore PWL' = 108 + 10 \log 6.02 + 80 \log 337$$

$$- 50 \log 577 + 20 \log 0.035 = 150.8 \text{ (dB)}$$

すなわち、弁から噴出する 360°C の過熱蒸気の音源パワーレベル  $PWL'$  は 329°C の飽和かわき蒸気の  $PWL$  より 5.8 dB 上昇する。この音源の上昇分は(40)式よりターゲットの測定点における  $W_{50}$  を増加し、 $SPL$  を同レベルで増加させることになる。360°C の音圧レベル  $SPL'$  は 100 + 5.8 = 105.8 (dB) になる。騒音レベルの C 特性では

105.8ホンと見なせるが、第3図の騒音レベルでは105ホン(c)で、計算値とのよい一致が得られる。

4.3 発電所周圍の騒音レベル

弁およびターゲットより50cm離れた位置で騒音レベルが100ホン(c)であるとする、これらの部分から放出される音響パワーレベルPWLは、

$$PWL = 10 \log \left( \frac{W_{50}}{10^{-12}} \right) = 114.6 \text{ (dB)}$$

となる。この音源からRだけ離れた地点での音圧レベルSPLは次のようになる。

$$SPL = PWL - 10 \log(4\pi R^2) + 3 \text{ (dB)} \dots\dots\dots(43)$$

ここに第3項3dBは地上で完全反射するとして影鏡効果を考えたものである。いま第4図に示すように、バイパス弁を地上26mの位置にあるとすると音源直下17mのタービン運転床面での音圧レベルは(43)式より82dBとなるが、これは実測値85ホン(c)にかなり近い。一般にタービン発電機周囲の騒音レベルは85~100ホンであるから、過熱器バイパス弁の騒音は特に目だったものではないことになる。

次に200m先の民家について計算すると(43)式より60.6dBとなるが、この程度のしかもひん度の少ない比較的短時間の騒音に対してはほとんど問題とならないと思う。

5. 結 言

日立製作所の納入した大容量の強制貫流ボイラについて、起動時に過熱器バイパス弁に発生する騒音特性を測定し、さらに測定結果に基づいて理論解析を行なった。この結果当初問題とされた騒音も解明でき他の機器なみの騒音であることがわかった。今後の貫流ボイラに対しては、あらかじめ騒音レベルを推定することが可能となり、必要によっては騒音防止対策を適切に計画することも可能となった。

参 考 文 献

- (1) 堀内, 松村, 安藤: 日立評論 45, 121 (昭 38)
- (2) M. Marrison: J. Acoust. Soc. Am., 24, 776 (1952)
- (3) Knapp & Hollander: ASME., 70, 419 (1948)
- (4) 板谷松樹: 水力学 139 (昭 37, 日本機械学会)
- (5) M. S. Plesset: J. Appl. Mech., 16, 227 (1949)
- (6) P. Dergarabedian: J. Appl. Mech., 20, 537 (1953)
- (7) 日本音響材料協会編: 建築音響工学ハンドブック 第2章 (昭 38, 技報堂)
- (8) M. J. Lighthill: Proc. Roy. Soc., A 222, 1 (1954)
- (9) P. O. A. L. Davies et al: J. Fluid. Mech., 15, 337 (1963)
- (10) O. K. Mawadri: J. Acoust. Soc. Am., 27, 442 (1955)
- (11) 機械学会編: 機械工学便覧, 熱および熱力学 11-65 (昭 36)



新 案 の 紹 介



登録新案 第729639号

竹 添 一 夫

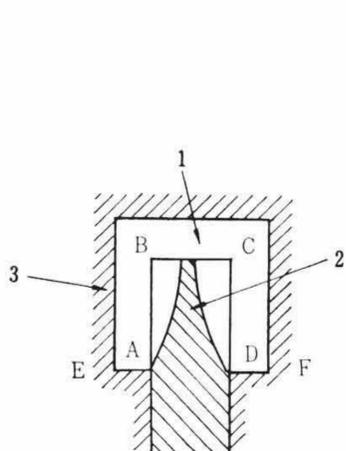
ウ エ ス コ ポ ン プ

従来のウエスコポンプは、第1図に示されているように水通路1内におけるランナー2の作用面がAB, BC, CDの3面に限られ、さらにケーシングの3の内面は固定壁となっているため、これらの壁が流体損失の原因となっていた。

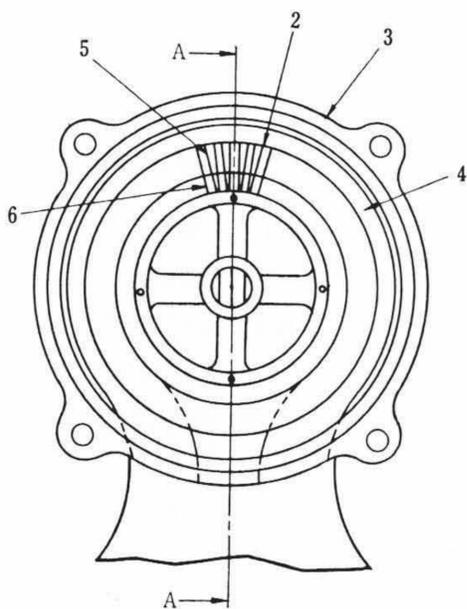
この考案は上記ランナー2に改良を加え、そのランナー2の攪拌効果を増大させると同時に、流体損失を減少させてポンプ特性の向上を図ったものである。すなわち、第2図、第3図および第4図に

示されているようにランナー2のE'AおよびDF'面に突出歯溝6, 6'を形成させたものである。

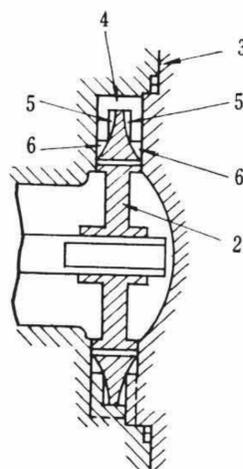
このようにすれば、第1図に示されている従来の固定壁の一部であるEAおよびDFが回転される結果となるので、その部分の流体損失を減少させ、さらにE'AおよびDF'の面が回転歯溝となることによってランナー2の攪拌効果を増大させ、ポンプ性能を向上させることができるのである。(野中)



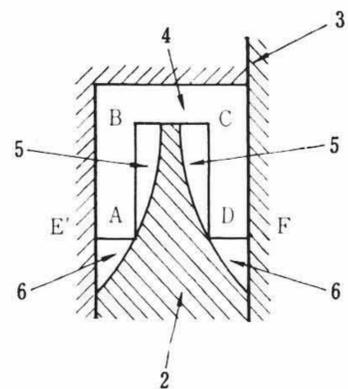
第1図



第2図



第3図



第4図