

## 論文 Original Paper

## バルプレスパルスバーナにおける燃焼モデル

岸 本 健\*

An Approach to Analyze the Valveless Pulse Combustion  
by Using Simple Combustion Model

By Ken Kishimoto\*

**Synopsis:** A well designed pulse combustor has exceedingly available characteristics as high thermal efficiency, high mass transfer, low pollutant emission in heating and drying application.

Aerodynamic and chemical kinetic processes in pulse combustion are unsteady, high intensity turbulent phenomena and interaction between these is so complex and difficult to understand accurately and make widely applicable models. In many papers which tried to approach these complex behaviors numerically, acoustic and conservation equations were used. But treatments of periodically flow of gas and chemical reactions are different in each other. It seems that no general treatment must exist yet.

In this paper, the simple numerical model were applied to focus on the periodic flow in the inlet pipe of pulse combustor. One dimensional mass, momentum and energy conservation equations were applied to solve as concentrated model under no gravity and no heat transfer. Chemical reaction model is simple 'constant rate model' with constant coefficient as following.

The most important for stability of pulsation is phase difference between variations of heat release rate and pressure variation.

Increasing rate of heat releasing is depend on backflowed gas mixing rate with fresh mixture and oscillation amplitude, chemical reaction rate does not affect directly in this system nevertheless it is the most important item. Backflowing in the inlet pipe is dominant to control pulsation.

Even a simplified model, comparison calculated results with experiment shows promising and quantitative insight into the physical processes in good agreement.

**要旨:** バルプレスパルス燃焼器の逆流の影響を調べるために簡単な燃焼器モデルを用いて計算を行った。その結果、従来のいくつか詳細なモデルにより逆流の効果を積極的に考慮した計算から得られた熱発生速度の波形は、実験で得た波形に定性的に近い波形形状を持つ事がわかり、逆流現象がパルス燃焼におおきな役割を果たしていることを明らかにした。

この逆流現象は、また、パルス燃焼の重要な自励条件である相位差を作り出す要因でもあり、発生した圧力変動の振幅の大きさの影響を受ける。このように従来の振幅を基にしたフィードバックループによる発振の説明のほかに位相を基にしたフィードバックを加えて説明すべきことを指摘した。

## 1. はじめに

パルス燃焼中で起こる化学的、流体力学的、音響的な現象はお互いに複雑に干渉しあっている。従来のパルス燃焼研究は、この複雑さゆえに、熱物質伝達促進、燃焼

効率向上、発振の周波数や圧力振幅、公害物質の排出量などの主に実用的な方面に力が注がれていた。パルス燃焼の化学的プロセスや、非定常乱流燃焼シミュレーションなどは始まったばかりである。

実際のパルス燃焼器内の現象をシミュレートするには、3次元で非定常、不均一非等方性乱流の運動量方程式以外に多ステップの素反応化学方程式をモデル化しなければならぬばかりか、燃焼器を含む系の音響解析にも対

\*工学部機械工学科 教授 工学博士  
Depart. of Mechanical Engineering, Faculty of  
Engineering. Professor, Dr. of Engineering.

応する必要がある。

今までに実施された実験的研究で多くの新しい結果が数多く報告されたが、まだまだ適切なモデル化するには明らかにされなければならないことが多い。

本論文では、これらの最初のステップとして簡単なモデルパルス燃焼器を対象として1次元の計算機モデルを作成し、特にパルス発振と化学プロセスの関係について調べた。この内、燃焼室入口への逆流現象や、燃焼器内の滞留流がパルス発振の安定性や強度とリンクしている重要な要素であることを取り上げた。

この計算と実験結果を比較しパルス燃焼現象の理解に役立っていくつかの結果を得たので報告する。

燃焼が連続してパルス発振するためには、Rayleighによると加振力と圧力の間に適当な位相差が必要であり、Keller<sup>1)</sup>はシステムが共鳴するかどうかを知るには、混合と反応の特性時間が重要であると述べている。加振力である燃焼の熱発生速度変動と圧力の間の位相差は、供給流体と燃焼室中の滞留ガスとの混合と燃焼反応のタイミングによって生じる。また、同時に圧力変動と熱発生速度変動間の時間差は反応速度や燃焼室内流れ、入口への逆流した流体と新鮮な混合気との混合によって起こる。バルブレスパルス燃焼器では、パルスの圧力振幅が大きい場合には、高圧期間の直後、燃焼器内の燃焼中ガスと既燃ガスの混合気は入口パイプに逆流し供給管中に留まる。このパルス発振の一つ前の半サイクルで逆流ガスは次の1/4～1/3サイクル時に再び燃焼領域に流れ込む。この既燃ガスは燃料希薄なため新鮮な混合気の着火時期を遅れさせる。この逆流現象は熱発生速度と圧力変動の位相関係を明らかにするために重要である。燃焼器から離れた機械的バルブをもつ燃焼器においてもこの逆流は起こる。またバルブレスに限らず、燃焼領域の近くに機械的バルブをもつパルス燃焼器の場合もパルス燃焼器内の軸方向循環流がこの逆流による効果を持つ。

本論文では、入口パイプ内に空力弁、燃焼器とテールパイプを持ち、デカップラのない単純化した燃焼システムを対象にこの逆流効果を明らかにするためシミュレーション計算を実行した。また、総括化学反応速度と燃焼器形状の逆流に与える影響についても調べた。

## 2. 計算モデル

### 2.1 燃焼システムのモデル

図1に計算に用いたパルス燃焼器モデルを示す。また逆流効果を明確にするため、モデルは最も簡単なHelmholtzタイプとした。燃焼室は2つの接続パイプを持ち、この入口パイプとテールパイプは一樣な断面積で

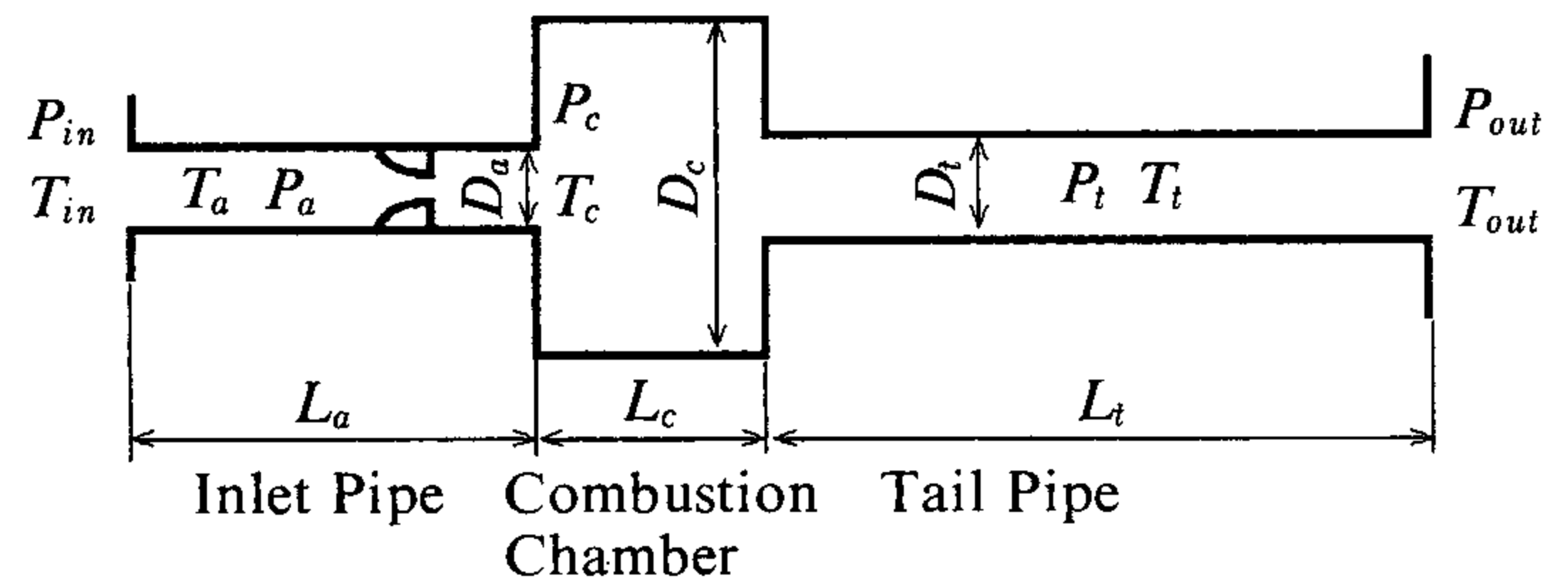


図1 パルス燃焼システムの計算用単純モデル

あり、空力弁は燃焼室の入口部近くに位置する。入口パイプと燃焼器では、熱伝達による熱損失はなくテールパイプは冷却されている。

燃料はプロパンを想定しており、空気との予混合気で運転されている。また、すべての保存方程式を微分形式から集中定数系で簡略化して導き計算に用いた。

### 2.2 逆流と空力弁

高圧期間の直後、燃焼領域中の高温ガスはテールパイプと入口パイプの両方に流入する。燃焼室内で化学反応は完了しているためテールパイプから排出するガス中の化学反応はわずかであり、さらに、燃焼室への逆流はわずかなためパルス燃焼の化学過程にとって重要ではない。一方、入口パイプに逆流するガスは燃焼の次の段階に新鮮な混合気流れを塞ぎ止め、高温ガスと未燃混合気との混合が入口パイプ内で起こるため大きな影響を与える。ここでは、次のような簡単化のためいくつかの仮定をたてた。

- 1) 逆流ガスは入口パイプ内にある空力弁の上流部分に蓄積される。
- 2) 逆流ガス中では化学反応は起きない。
- 3) 逆流したガスからの熱損失はない。
- 4) 逆流ガスは入口パイプ内で十分に混合し、エンタルピーや燃料濃度などの熱物性値は全逆流ガスの平均値をとる。
- 5) 逆流ガスと未燃混合気は混合しない。

ガスが逆流している間、入口パイプに蓄えられる全逆流数  $M_b$  は次のようにあらわされる。

$$\frac{dM_b}{dt} = -\rho_{in} v_a \cdot A_a, \text{ when } M_b > 0 \quad (1)$$

$$= 0, \text{ when } M_b \leq 0$$

$$\rho_{in} = \rho_c \text{ when } v_a < 0 \quad (1')$$

$$= \rho_b \text{ when } M_b > 0, v_a > 0$$

$$= \rho_a \text{ when } M_b = 0, v_a > 0$$

ここで、 $A_a$ は入口パイプ断面積、 $\rho_b$ は蓄えられた逆流ガスの密度、 $\rho_{in}$ 、 $v_a$ は逆流ガスの密度と速度である。式(1')は空力弁を通過するガスの密度を表わしている。

上で述べた方法で、このガスのエンタルピを次のように求める。

$$\frac{dM_b h_b}{dt} = -\rho_{in} v_a A_a h(T_c) - Q_{loss}, \text{ when } M_b > 0 \quad (2)$$

$Q_{loss}$  は入口パイプへの熱伝達による熱損失である。この解析ではこの熱損失は無視している。また、逆流中の未燃燃料量は次のように上と同じ方法で得られる。

$$\frac{dM_b F}{dt} = -\rho_{in} v_a A_a F_c, \text{ when } M_b > 0 \quad (3)$$

ここで、 $F$ ,  $F_c$  は逆流ガスと逆流しているガス中の未燃燃料の質量分率である。

入口パイプ内に蓄積したこの逆流ガスは低圧期間に順流となって再び燃焼室に流れ込む。この逆流ガス中の燃料量が少なく、続く新鮮な混合気が燃焼室に流れ込むまで着火は起こらないと考えられ圧力上昇に対して熱発生速度の増加が遅れることになる。

空力弁が図2に示す形状をしているため、順方向流と逆方向流に対する流量係数は異なる。もし、入口パイプ内で熱伝達が存在すると順逆流のガス温度の違いからこの形状効果は等温実験で得られた流量係数の差よりさらに大きくなると予想される。

### 2.3 化学反応モデル

従来の乱流場における化学反応の知見から考えるとパルス燃焼での化学反応はさらに複雑であると思われる。その化学反応をモデル化する困難さは化学反応速度が乱流強度と混合強度変化に伴って非定常に強度を変化させることにある。通常の数値シミュレーションにおいては乱流中の化学反応速度を式に表すため乱流強度とその焼失速度を用い、Spaldingの'Eddy Breakup Model'<sup>4)</sup>を用いることが多い。乱流の定常性と等方性に基いているこの仮説モデルがパルス燃焼で用いることが出来るかどうか保証はない。

そこで、最初のステップとして、次の式で表わせるようなたいへん簡単な反応速度モデルを採用することにした。反応の次数は1である。

$$\begin{aligned} \frac{dF_c}{dt} &= -k(T, Mo) F_c, \text{ when } \lambda > 1 \\ &= -\lambda k(T, Mo) F_c, \text{ when } \lambda < 1 \end{aligned} \quad (4)$$

ここで、 $Mo$  は、燃焼室の入口からのジェット運動量である。燃焼室内全全体での実際の総括反応過程の理解不足から酸化剤の濃度は除いてある。しかし、2番目の式は空気比 $\lambda$ を乗じることで酸化剤の濃度の影響を仮定した。 $k$ は反応速度係数であり、

$$k(T, Mo) = \sigma \cdot T \cdot (Mo + C_1) \quad (5)$$

と定義した。 $Mo$  は、運動量の影響を示し、 $\sigma$  と  $c_1$  は実

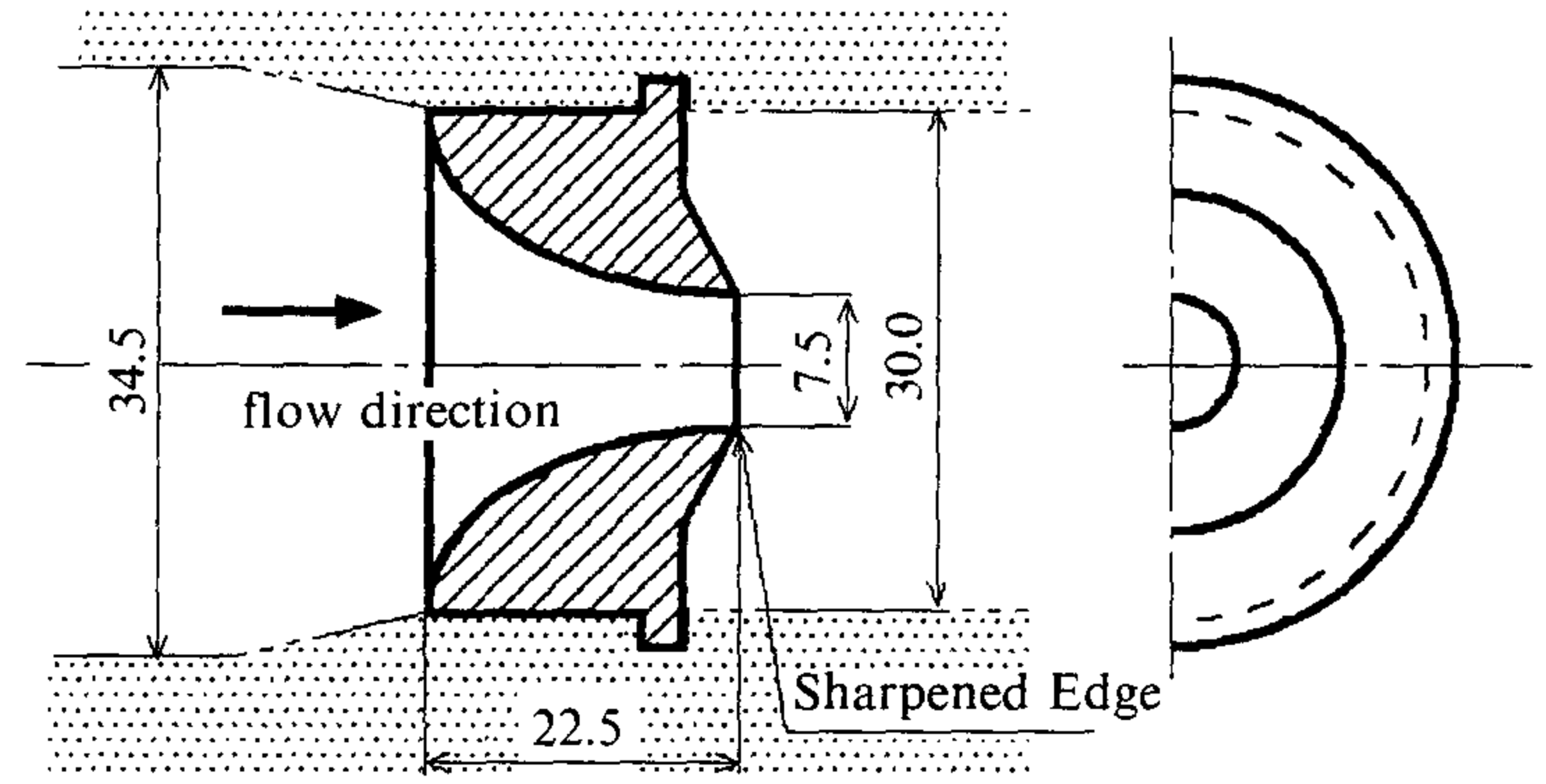


図2 空力弁の実形状

験定数である。ここでは、 $c_1=8.0$  で  $\sigma$  は、計算を実行するとき変えた。この式はまだ実験的な根拠はなくこの計算に用いるためにのみに作成したものである。ジェットの運動量  $Mo$  は次の式に示すように一次のオーダーで減衰する。

$$Mo(t) = Mo^0 \left\{ 1 - \exp \left( -\frac{t}{\tau_{jet}} \right) \right\} \quad (6)$$

$Mo^0$  は流入ジェットの初期運動量であり、 $\tau_{jet}$  はBramlette<sup>3)</sup>の文献から0.015に設定した。

### 2.4 支配方程式

いくつかの詳細な性質は前節で述べたが、さらに粘性係数、熱伝導率とガス定数などの熱物性値は一定とした。

この論文はDahrらのパルス燃焼について数値的アプローチした論文<sup>2)</sup>に似ているが、彼らの方法では化学反応と逆流を扱うことは難しいので、ここで、保存方程式から導かれたものを直接用いた。

質量保存式：

燃焼室内のマスバランスは流入と流出によって表現する。

$$\frac{dm}{dt} = \rho_{in} v_a A_a - \rho_{out} v_t A_t \quad (7)$$

ここで、 $\rho_{in}$  はその流れ方向とガスの状態によって式(1')のように変化する。また、 $\rho_{out}$  も同様である。

$$\begin{aligned} \rho_{out} &= \rho_c \text{ when } v_t > 0, \\ &= \rho_t \text{ when } v_t < 0 \end{aligned}$$

運動量保存式：

燃焼室に接続するものは入口パイプとテールパイプである。これらのパイプ内でガス流れをプラグ流れとして扱う。入口パイプでの力のバランスは：

$$\frac{dv_a}{dt} = \frac{p_{in} - p_c}{\rho_{in} L_a} - f_v \frac{v_a^2}{2 \cdot D_a} \frac{v_a}{|v_a|} \quad (8)$$

であり、テールパイプ内では：

$$\frac{dv_i}{dt} = \frac{p_c - p_{out}}{\rho_i L_i} - f_i \frac{v_i^2}{2 \cdot D_i |v_i|} \quad (9)$$

ここで、 $p_{in}$  と  $p_{out}$  は入口パイプ上流端とテールパイプ下流端の圧力で定常流れ条件下で計算した定数である。 $f_v$  は空力弁の流量係数に關係する摩擦係数で、この値も流れ方向で変えるが、 $\rho_{in}$  は式(1')である。 $f_v$  は順流0.07、逆流0.05である。これらの値は実験によって求めた。

エネルギー保存式：

熱エネルギー保存は熱伝導と摩擦項を無視して次のようになる。

$$\begin{aligned} \rho_c C_{pc} V \frac{dT_c}{dt} &= v_a A_a \cdot (\rho C_p T)_{in} - v_i A_i \cdot (\rho C_p T)_{out} \\ &\quad + km F_c H_u \quad (10) \\ (\rho C_p T)_{in} &= \rho_a C_{pa} T_a \quad v_a > 0 \\ &= \rho_c C_{pc} T_c \quad v_a < 0 \\ (\rho C_p T)_{out} &= \rho_i C_{pi} T_i \quad v_i > 0 \\ &= \rho_c C_{pc} T_c \quad v_i < 0 \end{aligned}$$

$\rho_a$  は逆流ガスが入口パイプを通過している間は  $\rho_B$  と置き換える。右辺第3項の  $k$  は温度とジェット運動量の関数として表わした反応速度である。しかし、燃焼室内の温度変化は小さいのでジェット運動量の関数とみなせる。反応速度を一定とみなしても影響は少ない。また、 $H_u$  は定圧燃焼熱である。上の方程式で、圧力振幅は平均圧力に比較して小さいので定圧条件を用いている。大部分の計算は燃料希薄条件下で行ったので、反応の次数は1と反定した。

燃料質量保存：

燃焼室内燃料濃度は次のように表現できる：

$$\frac{d(mF_c)}{dt} = \rho_{in} v_a A_a \cdot F_a - \rho_c v_i A_i \cdot F_i - km F_c \quad (11)$$

右辺の項は流入、流出と化学反応による消費項であり、 $\rho_{in}$  は式(1')で表される。

状態方程式：

燃焼室圧力は次のようにガスの状態方程式  $pV = mRT$  から導かれる。：

$$\frac{dp}{dt} = p \left( \frac{1}{m} \frac{dm}{dt} + \frac{1}{T_c} \frac{dT_c}{dt} \right) \quad (12)$$

### 3. シミュレーション計算の実行と計算結果

上の方程式を積分の時間間隔を変化させることの出来るように改良した Runge-Kutta-Gill 法で数値的に解いた。初期条件は非振動燃焼状態で高温状態とし、この定常状態を基にしてすべての変数を見積り、パルス発振を開始するため、燃焼室内初期温度に対応した未燃混合気

濃度が燃焼室に存在するとした。

$$T_{initial} = H_u (F_c - F_{c, initial}) + T_a \quad (13)$$

計算の各ステップ毎にすべてパラメータは状態に応じて更新した。

計算開始から10から40サイクル後に圧力振幅は徐々に一定に収束するので、これを定常振動状態での結果として採用した。非常に大きな摩擦係数、大きすぎる反応速度係数を設定した通常でない場合では振動が発散や停止したり、発振の5-20サイクルの周期を持つうなり現象が出たがこれらは採用していない。代表的計算結果の1例を Sandia の実験結果とともに図3に示す。

また、表1に計算の代表的条件を示し、代表的計算結果を図4に示す。

このような簡単なモデルでも圧力波形は良好に実験と一致するが、入口パイプ内の混合と冷却効果を考慮していないため熱発生速度の形は異なっている。

図4は流量が140 g/sでの結果であり、周波数は124 Hzであり、実験結果の84 Hzより大きい。圧力波形はサイン曲線と高圧期間での熱発生期間でわずかに差がある。この燃焼システムの固有周波数は約138 Hzと計算されるが、実際の燃焼の周波数よりも大きい。また、高い熱発生速度が圧力を高く保持しようとするため平均圧力よりも高圧である期間は周期の半分よりも長い。

未燃混合気が燃焼室に流入し始める  $t/\tau = 0.52$  では、燃料濃度の時間微分  $dF/dt$  が不連続的に増加し熱発生速度が突然増加する。

高速反応は熱発生速度のピークの直後の  $t/\tau = 0.68$  ままで続き、そして1周期内で、燃焼室内の大部分の燃料は消費される。そして、逆流が始まる  $t/\tau = 0.79$  に反応速度は遅くなる。

熱発生速度の増加し始める時期（位相差）は逆流ガス量と未燃混合気の質量流量によって決まる。大圧力振幅では逆流ガス量が増し、再流入が遅れて高い圧力時期に来ると式(12)に Rayleigh によって定義されるように加振エネルギーは増加する。しかし、極端に大きな振幅では、大きすぎる位相差のためエネルギー変換率は減少する。これが最大のパルス圧力振幅を決定するメカニズムである。

$$E_{add} \propto \int p' \frac{dq'}{dt} dt \text{ or } \propto \int p' d\langle OH^* \rangle \quad (14)$$

ここで  $p'$  は振動圧力、 $q'$  は熱発生速度であり、 $\langle OH^* \rangle$  は熱発生速度と比例している活性タテラジカルの化学発光強度である。

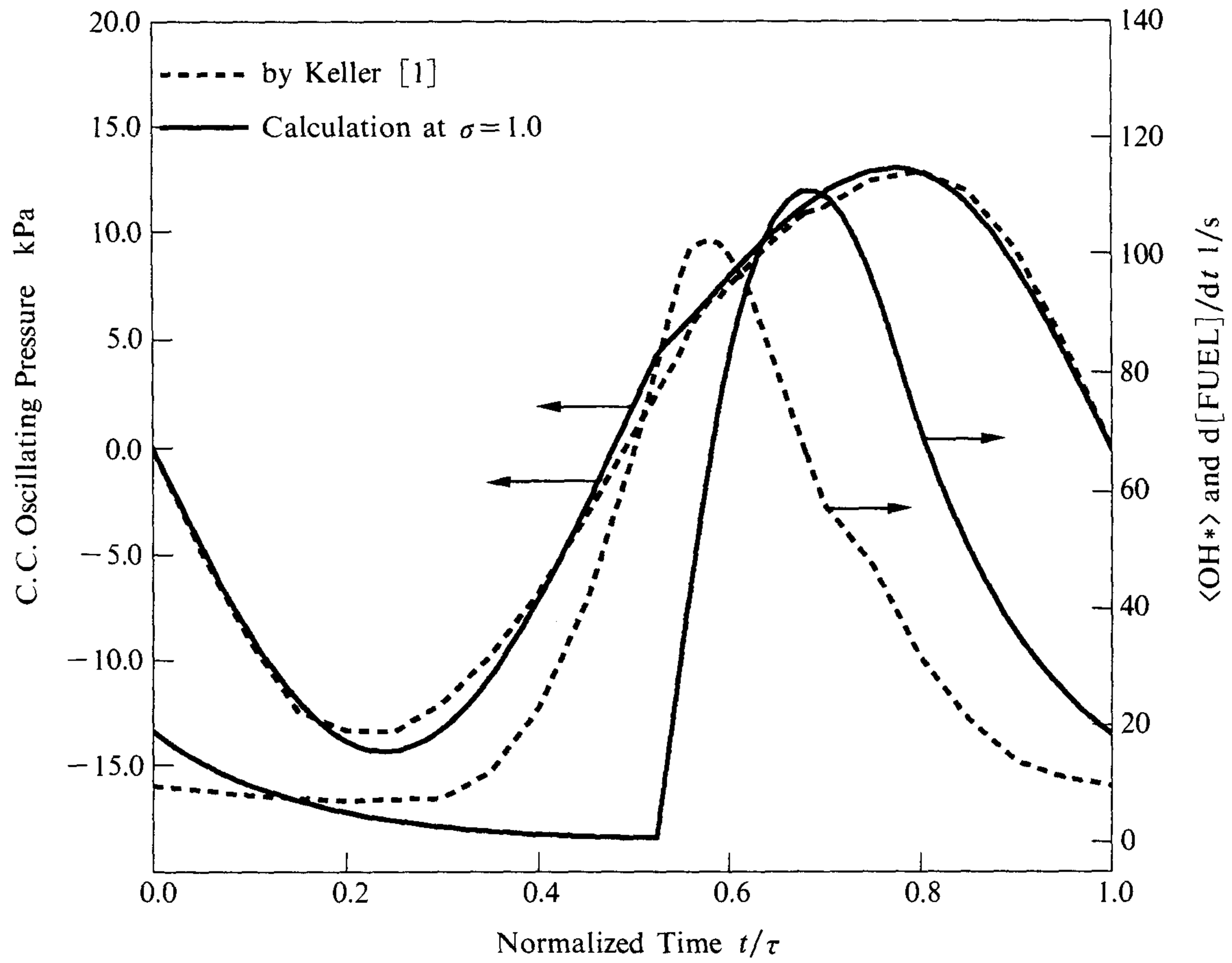


図3 Sandia 実験結果と計算結果の比較

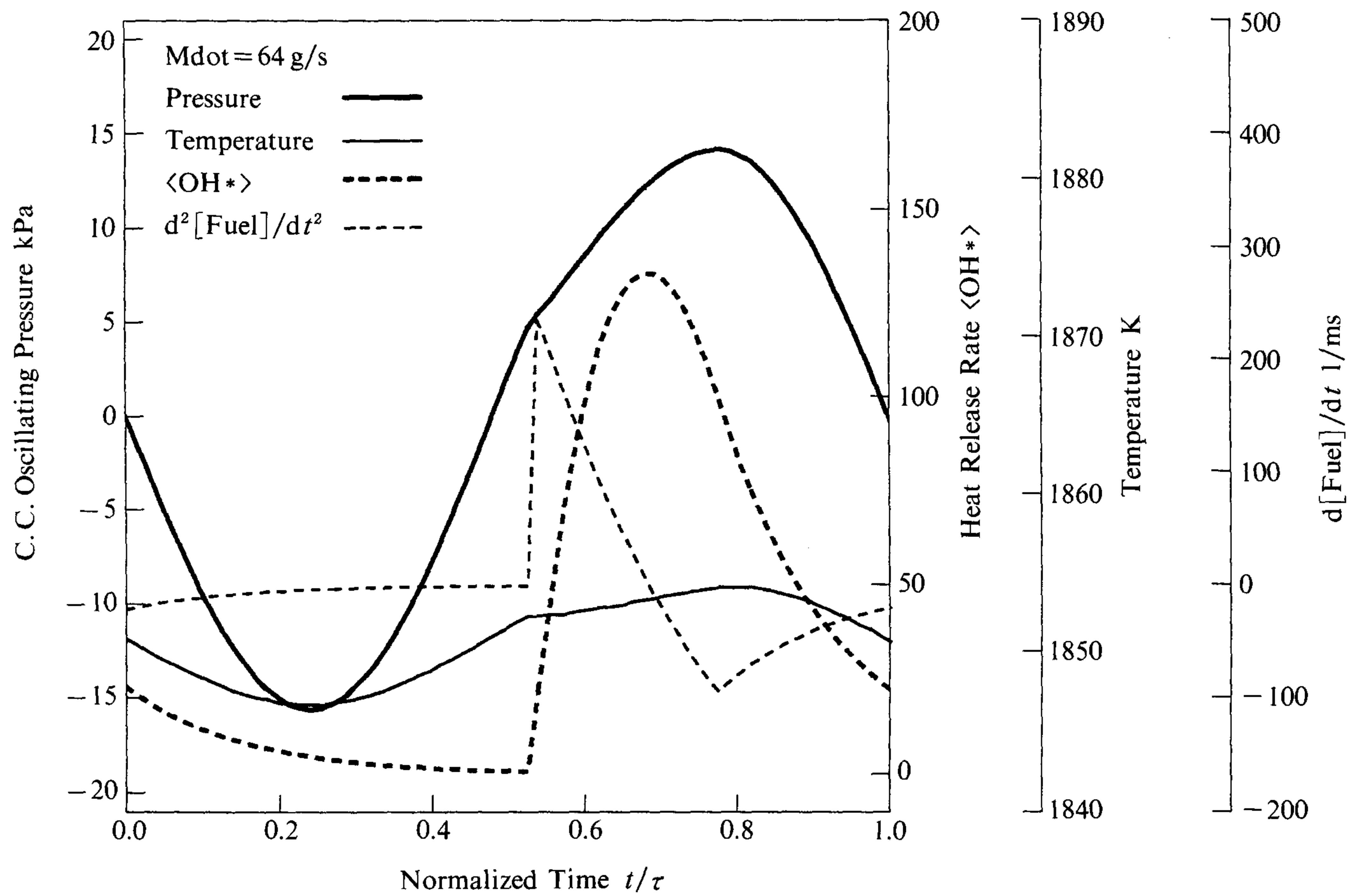


図4 代表的な計算結果



### 3.1 接続パイプの摩擦の影響

#### 空力弁の摩擦係数 $f_{in}, f_v$

空力弁は図2に示すような形状をしているため、順方向に流れやすく逆方向には流れにくい流体的不完全ダイオードとして働く。順方向にはノズル形状であるため、物理的な断面が流管断面積に等しいが、逆流時はオリフィス形状となり、流管断面積は物理的な断面積より小さくなる。この面積比が順方向の流量係数と逆方向流量係数の比となる。空力弁の順流摩擦係数  $f_{in}$  は0.05一定とした計算では、逆流摩擦係数  $f_v$  が増加すると、未燃混合気の流入タイミングは遅れ、熱発生速度のピーク値はわずかに増加し圧力振幅もわずかに増加する。

これは摩擦係数の増加が直接の原因ではなく、順逆の摩擦係数の比の増加が原因である。 $f_v$  が  $f_{in}$  よりも大きい場合、逆流ガスが再流入する時間よりも逆流時間が長くなり遅れ時間が大きくなる。

#### 排気パイプの摩擦係数 $f_{out}$

計算ではテールパイプの摩擦係数はパルス燃焼の状態にはそれほど影響しない。 $f_{out}$  の増加は、燃焼室平均圧力をわずかに増加し、圧力振幅を少し減少させる。実験では、摩擦は排気デカップラは下流に体積の大きい容器をもつパルス燃焼室の特性を決める重要な係数である。しかし、この計算で使用したモデルのようにデカップラを持たない系では排気摩擦はほとんど重要でないようである。

### 3.2 流量と空気比の影響

#### 流量

一定の  $\lambda$  の元では、図5に示すように流量が増すと、圧力振幅も増加するが、逆流量は圧力振幅の増加とともに

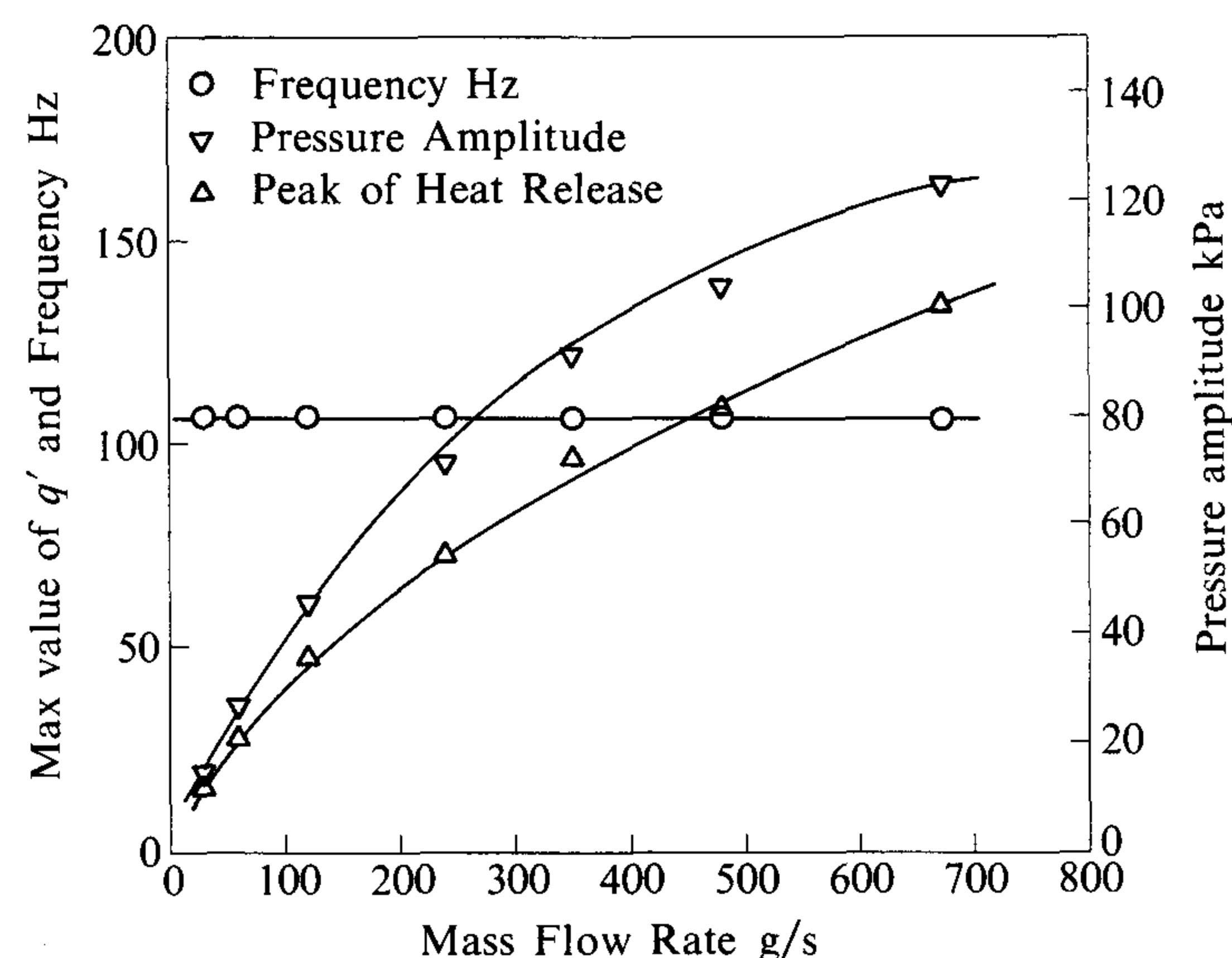


図5 周波数と圧力振幅、熱発生速度振幅に対する流量の影響

に増加するが順流も増加するため、熱発生速度の遅れ時間の変化は大きくない。これは順流と逆流の期間の変化率が同じ程度であるので遅れ時間に変化が出てこないためと考えられる。

図6に流量を変化させた場合の圧力波形と熱発生速度波形を示す。

#### 空気比

一定流量の元で空気比を変化させ、より燃料希薄にすると、図7, 8に示すように圧力振幅と熱発生速度ピーク値は化学反応速度と燃焼室温度に対応して  $\lambda=1.0$  の近くで最大となるが、わずかにピーク値は空気比の増加で振幅値よりも  $\lambda$  の小さい側で最大となる。 $\lambda=0.9$  と  $\lambda=1.0$  を比較すると、圧力振幅と熱発生速度の大きさは逆の順になっている。

### 3.3 化学反応速度の影響

化学反応速度はパルス燃焼の特性を決める最も重要な

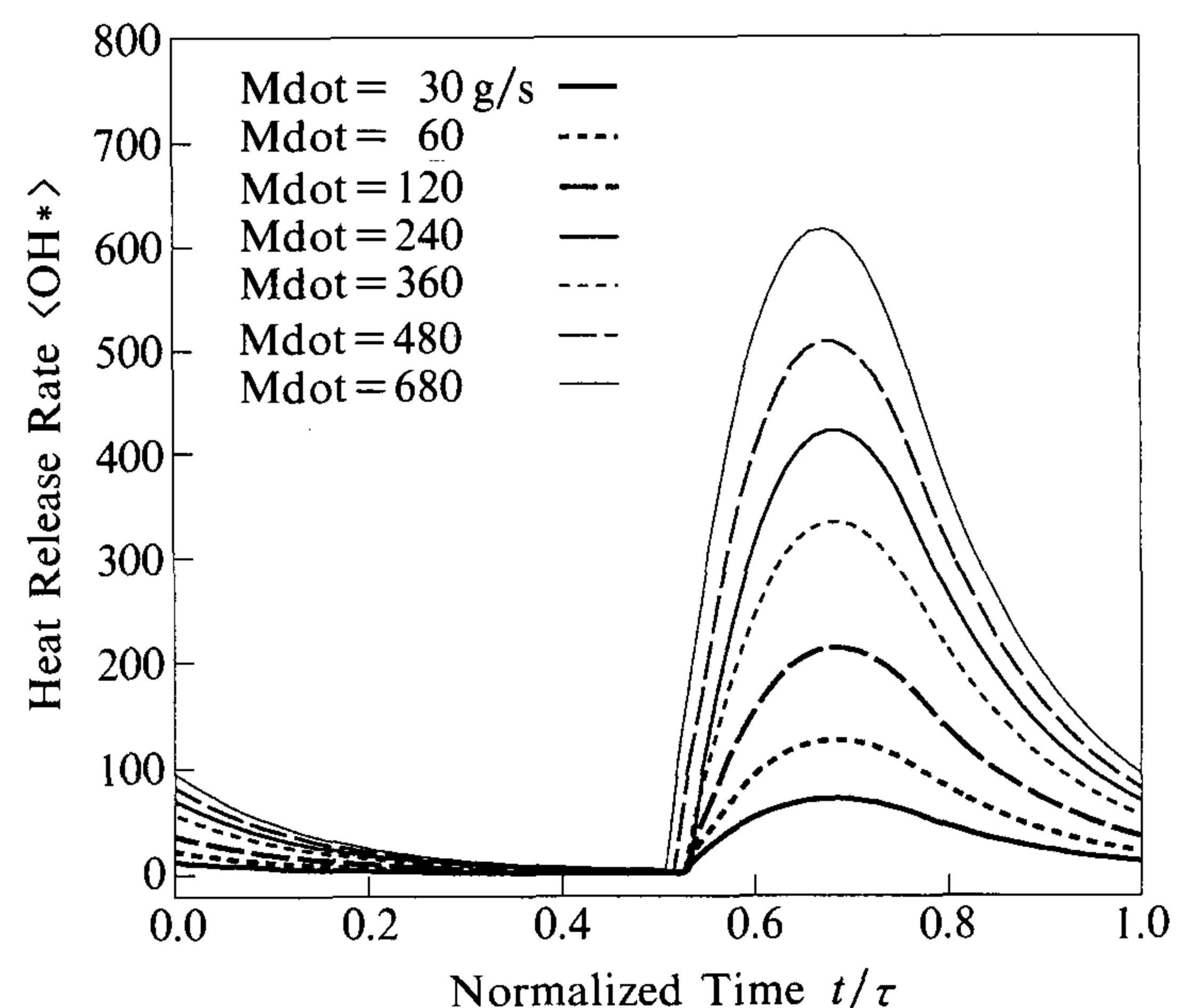
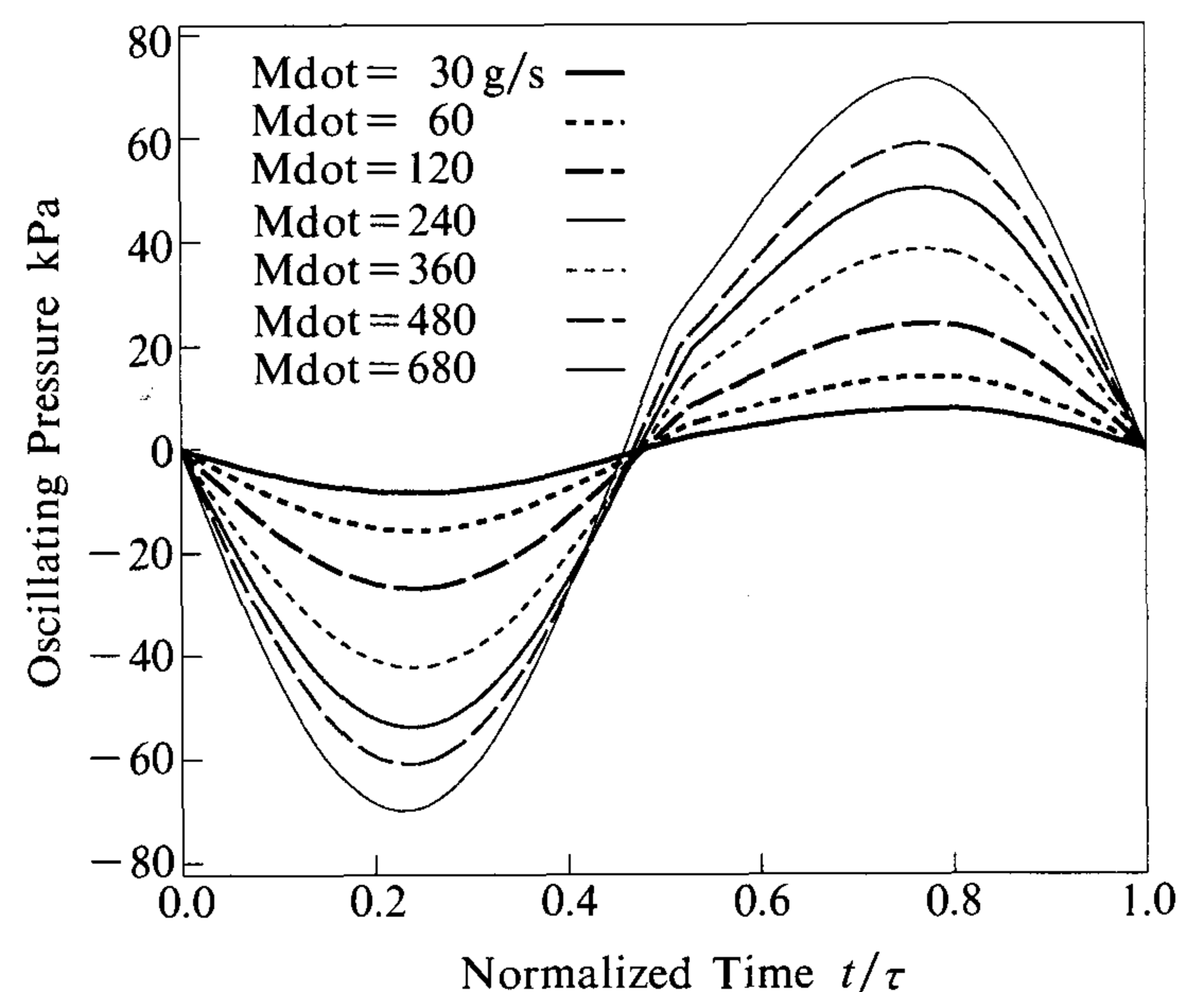


図6 図5条件での圧力と熱発生速度の波形

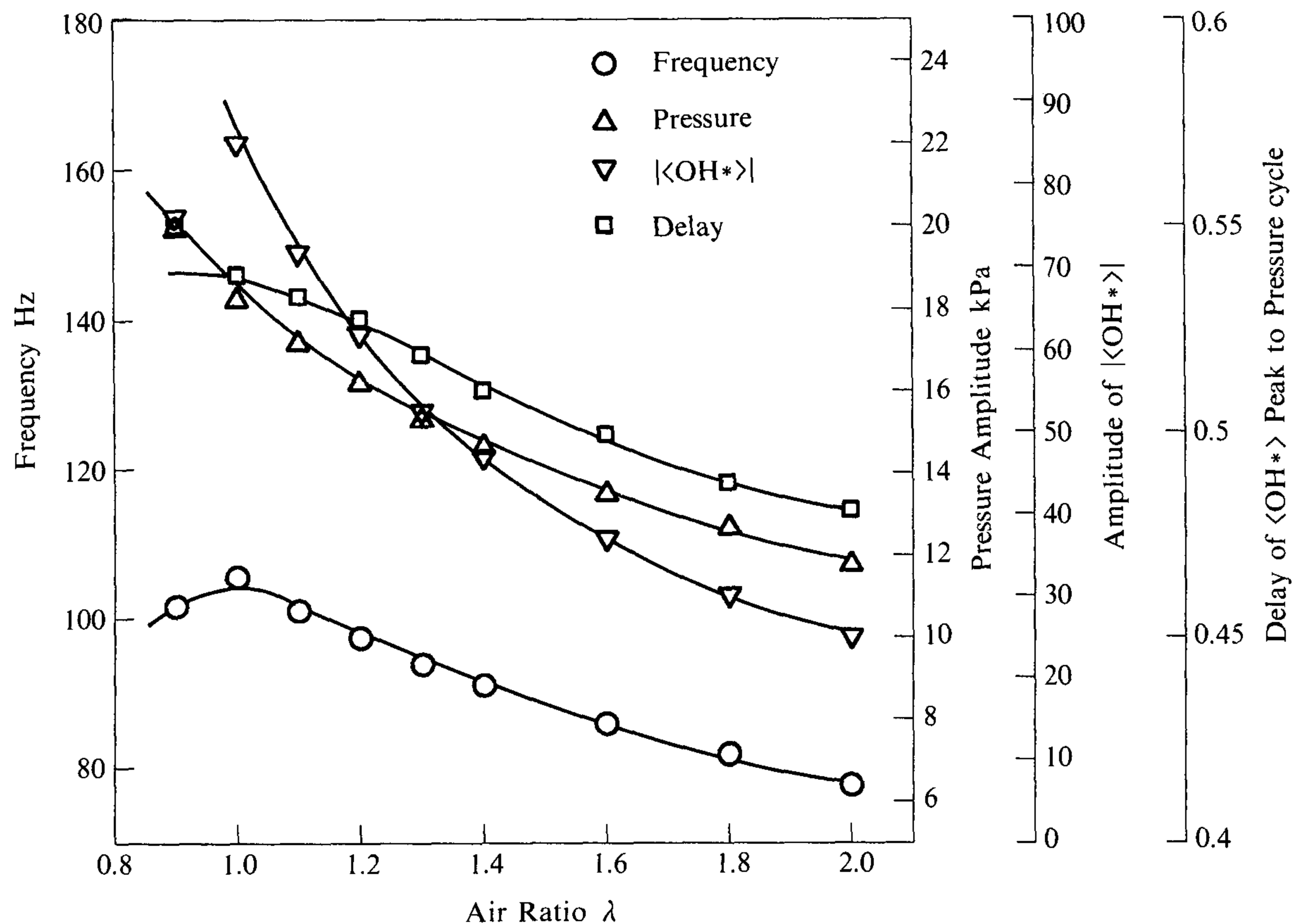


図7 周波数と圧力振幅，熱発生速度振幅に対する空気比の影響

パラメータの1つであるが，反応速度は拡散燃焼では燃料と空気の混合と流れ条件に関係していて拡散燃焼での混合速度はパルス発振特性を支配していると考えられるが，この論文では，予混合気を用いているためこの混合速度は無視した。

反応速度を決める要因として物理的因子と化学的因子があり，燃料種の違いによる影響は化学因子であり，逆流現象のような混合過程は物理的因子である。流量と空気比が一定のときに反応速度係数 $\sigma$ を変化すると最もドライスティックな変化が現れる。図9に示すように燃焼室内温度はほとんど一定である。 $\sigma$ が大きい値のとき反応速度は大きいため，燃焼は1周期より短時間にサイクル前半で完了する。熱発生速度が十分に大きいにもかかわらず大きな加振エネルギーを生み出すにはこの燃焼タイミングは早すぎ圧力変動幅は増加しない。一方， $\sigma$ が小さい時には，反応速度は遅く燃焼器圧力の上昇率はゆっくりした加熱によって抑制される。

この結果は最大圧力振幅を得る適当な反応速度が存在することを示し，この計算では $\sigma=20$ のとき最大の圧力振幅となり，最大の熱発生速度は $\sigma=37$ のときであった。

逆流ガスとの混合を考慮した時のパルス圧力生成のように $\sigma$ は大変小さいとき，つまり極めて小さな反応速度では温度変化も小さく瞬時の反応速度の増大も期待で

表1 計算の代表的条件  
計算に用いたパルス燃焼器形状

	入口パイプ	燃焼室	テールパイプ
直径 m	0.03	0.10	0.03
長さ m	0.10	0.30	1.00

計算の基準パラメータ

摩擦係数 $f_v$ (逆流)	0.05 (0.07)
摩擦係数 $f_{out}$	0.05
テールパイプ下流端の圧力	101300 Pa
入口混合気温度	290 K
初期燃料濃度	0.0001 kg/kg
式(4)中反応速度係数 $\sigma$	1.2
質量流量	30-480 g/s
混合気条件	プロパン量論比

きないためパルス発振は極めて小さい，反応と混合が遅い場合は，熱発生速度に対応して変化する圧力増加率によって周期は長くなる。

計算ではジェットの運動量は一定と式(4)で仮定している。反応速度係数 $k$ は燃焼室内の燃料が消滅する時定数であり，表1に示す値と $Mo$ が1から10の範囲の値であることを用いて0.2~1.1 msの範囲にある。この化学

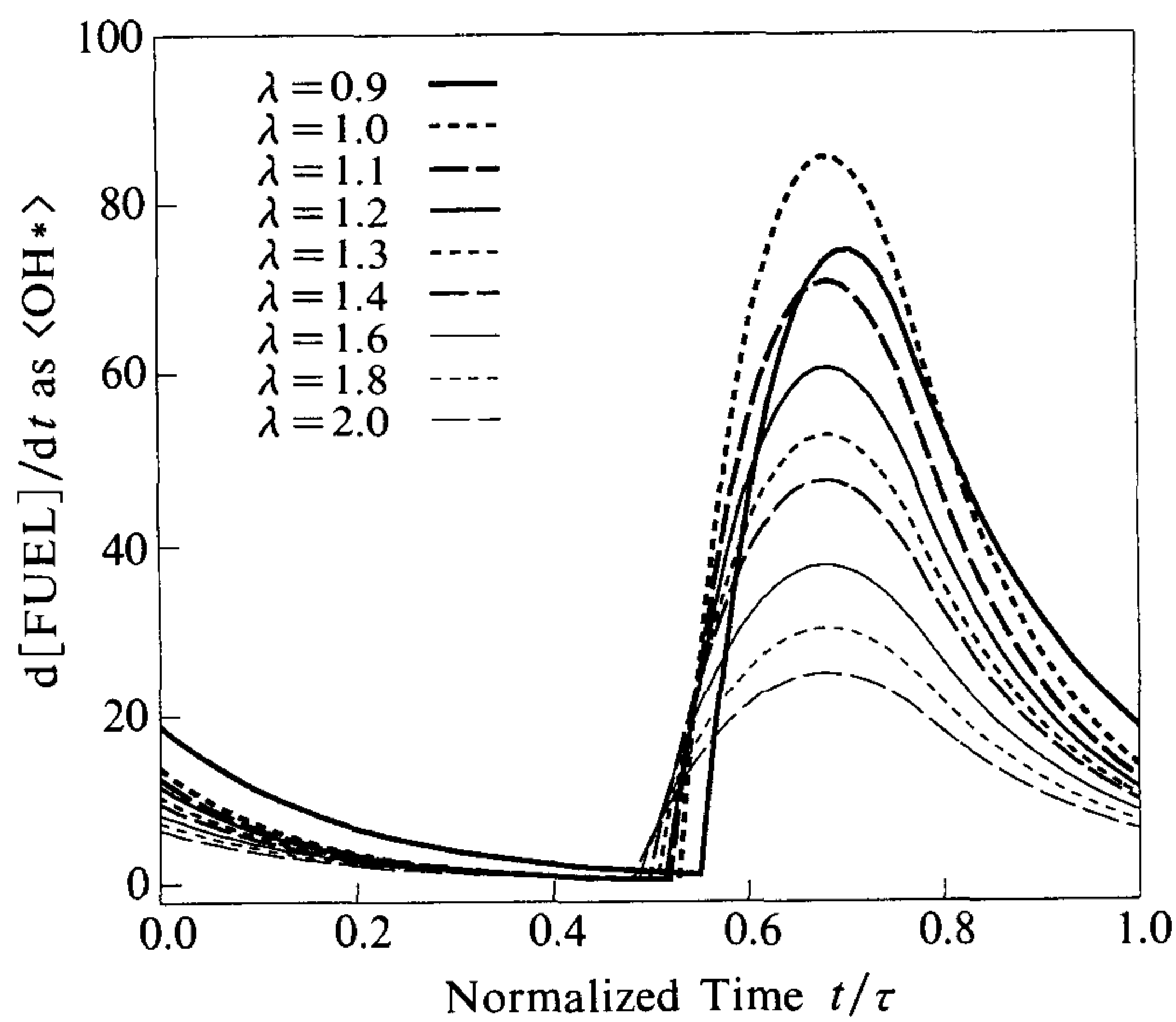
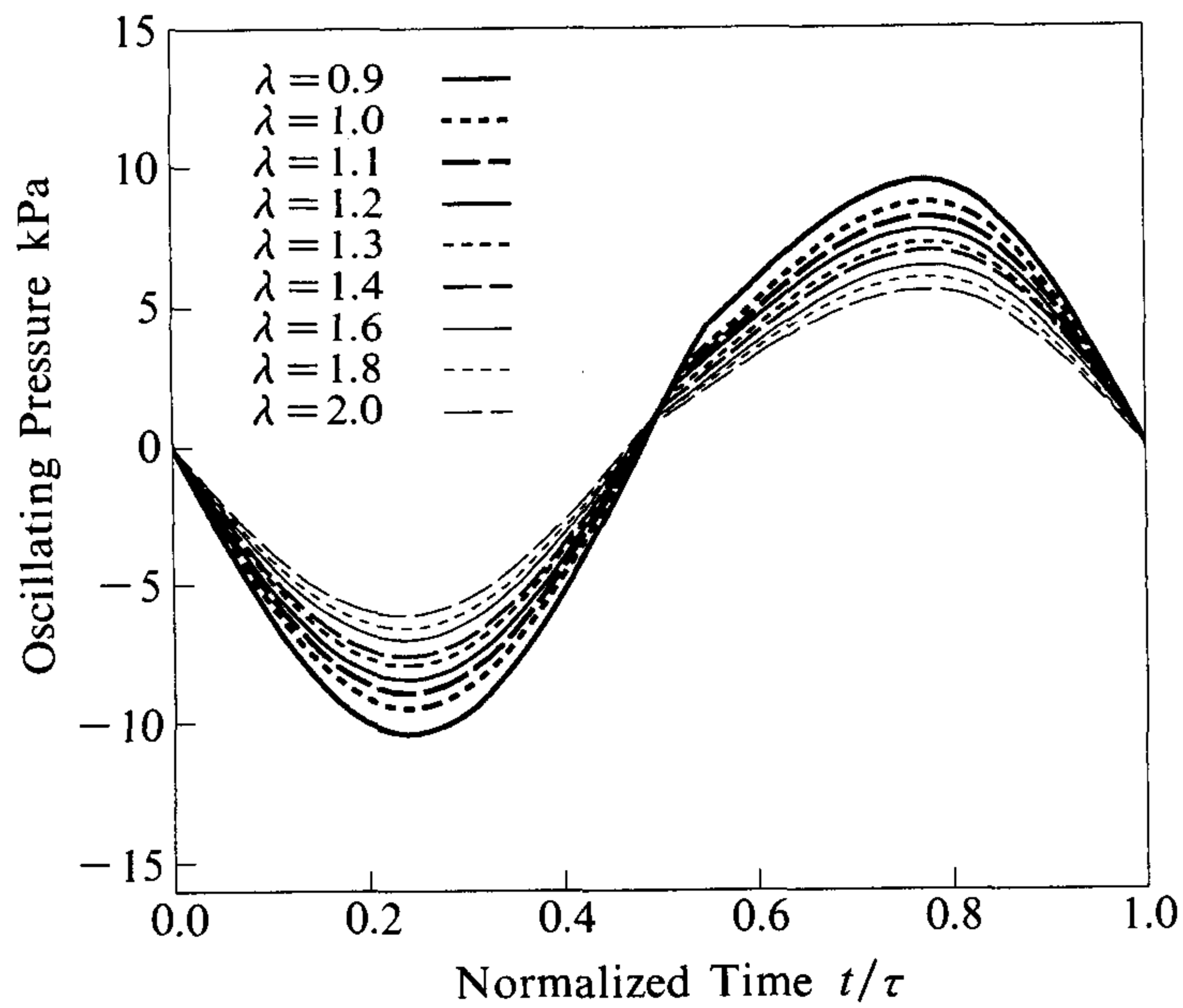


図8 図7条件での圧力と熱発生速度の波形

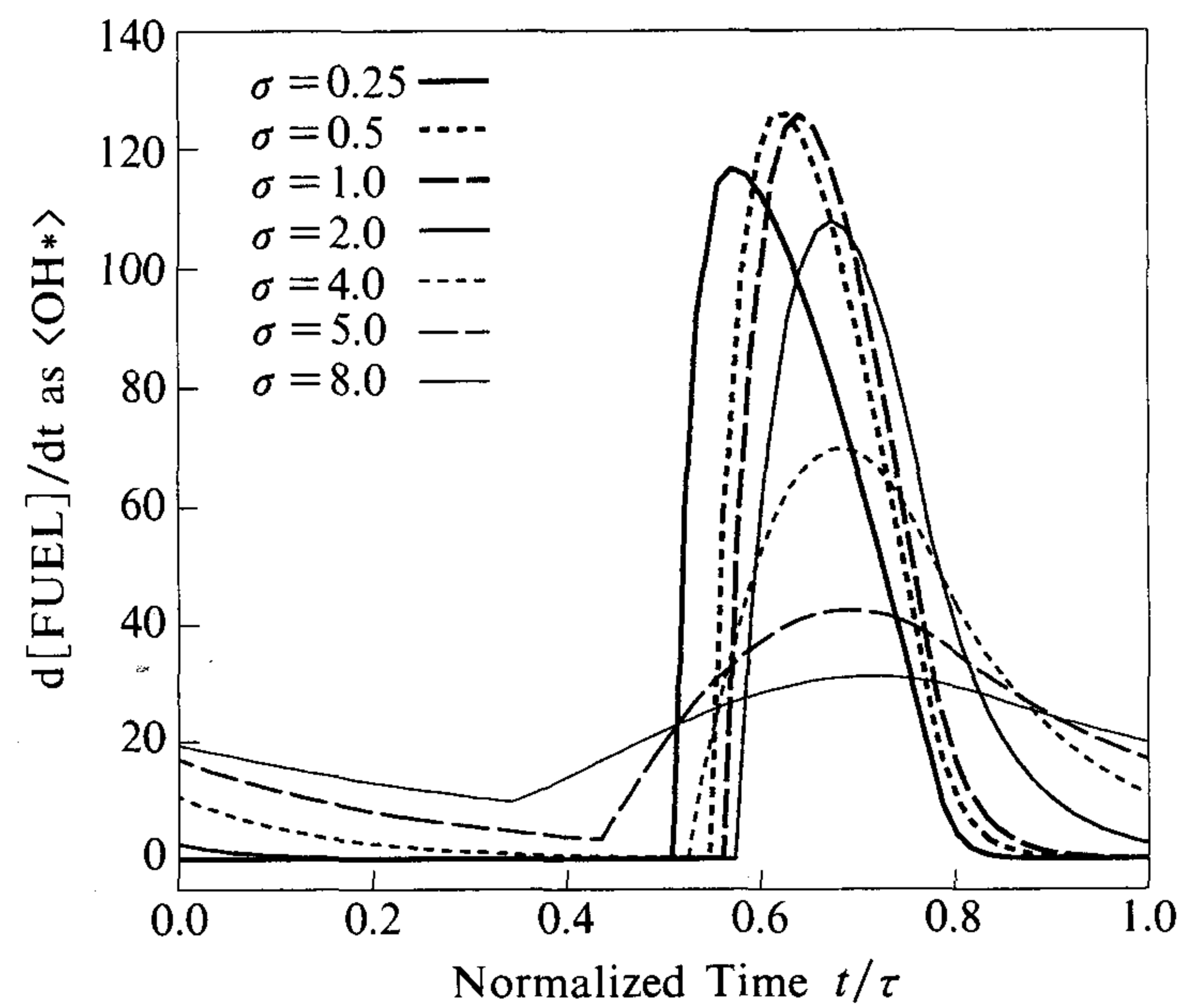
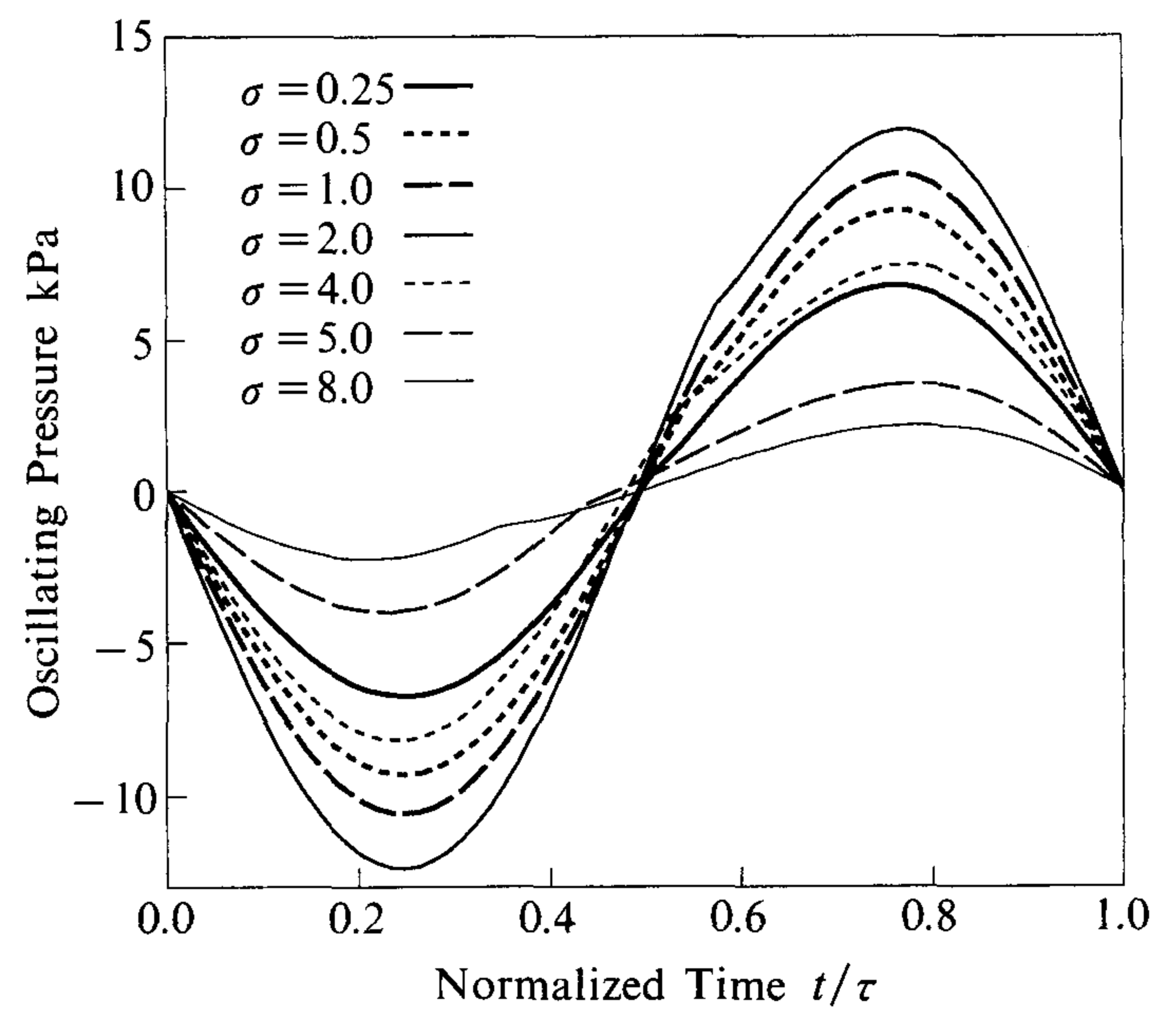


図10 図9条件での圧力と熱発生速度の波形

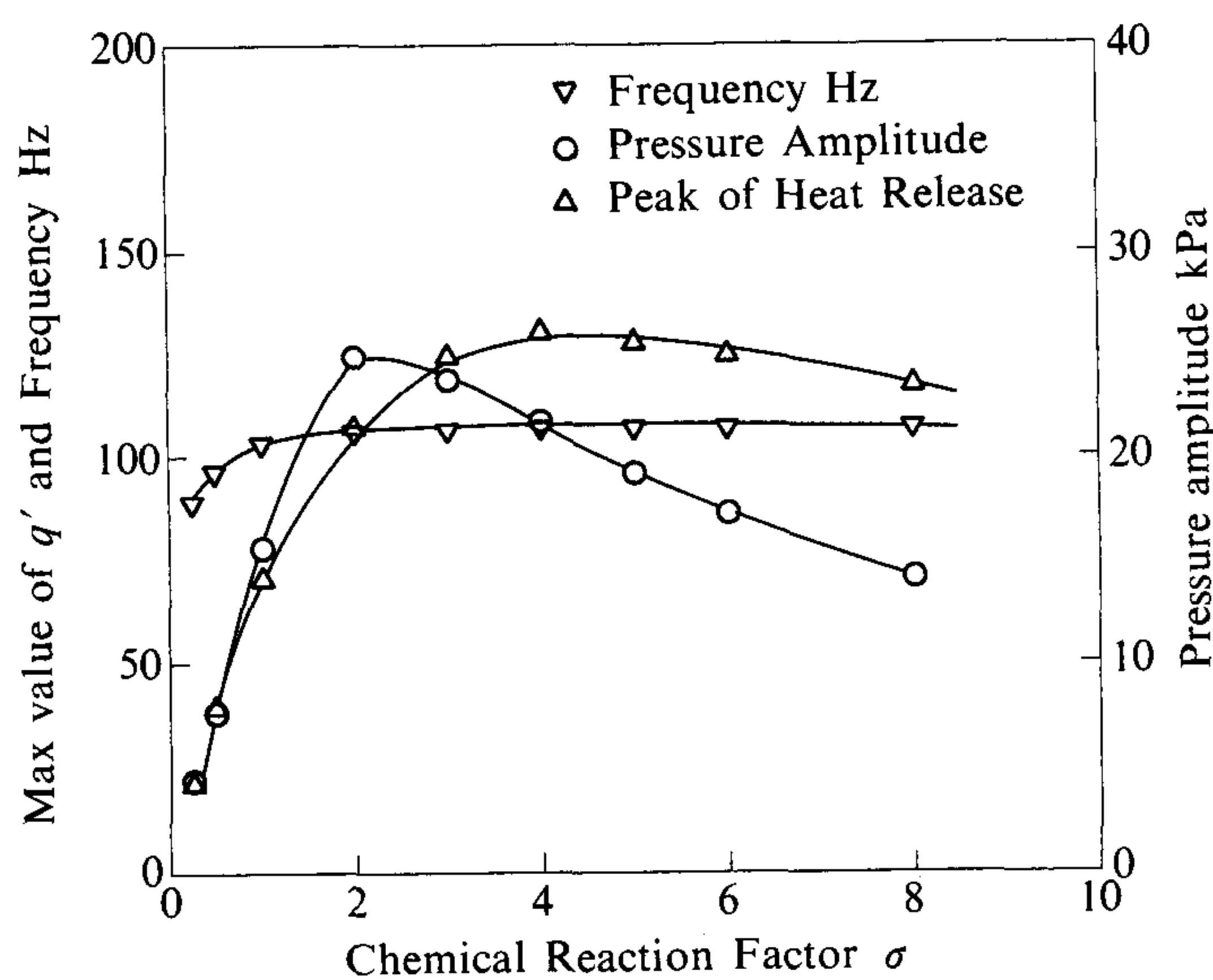


図9 周波数と圧力振幅, 熱発生速度振幅に対する化学反応速度の影響

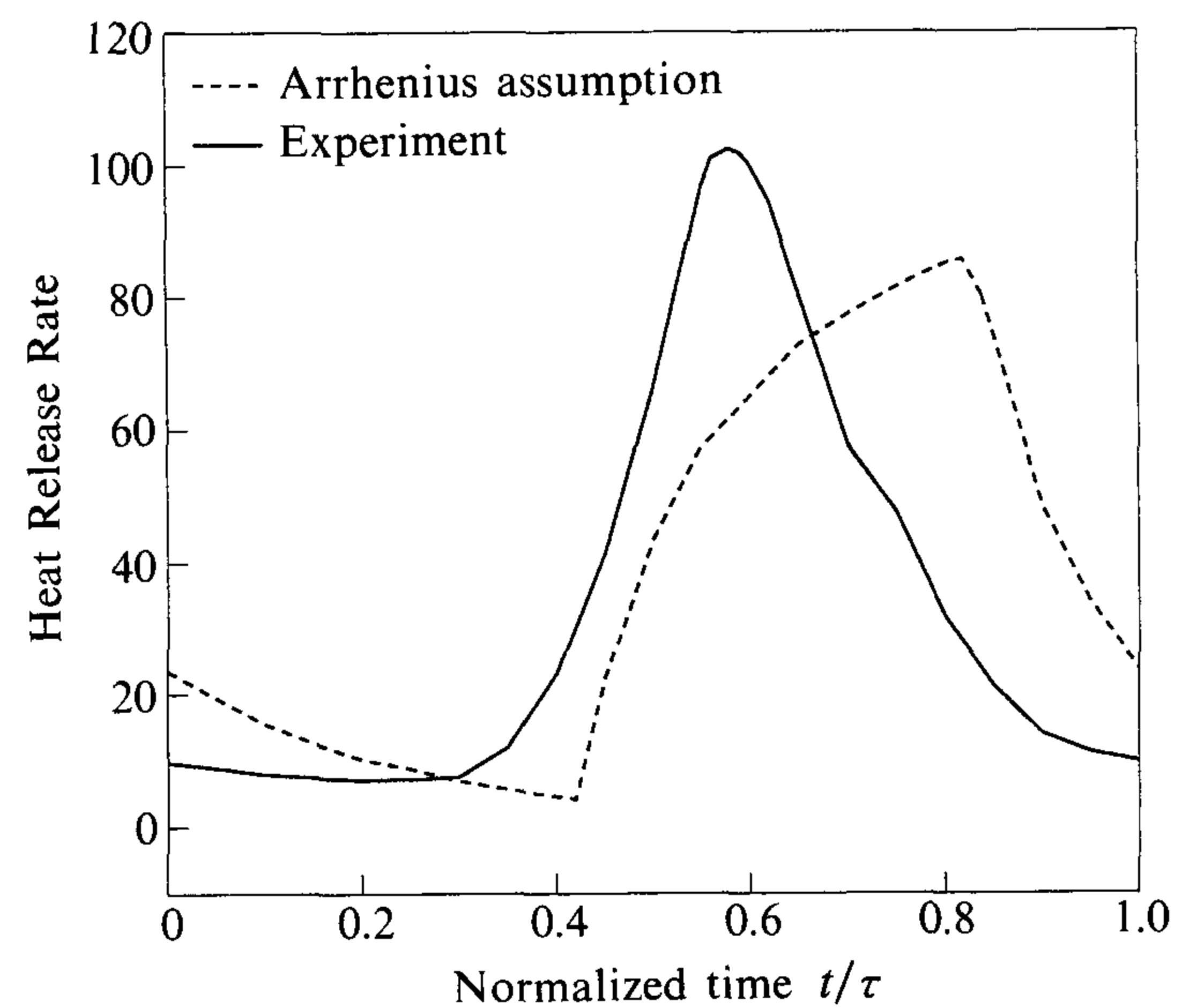


図11 アレニウス形反応速度式を用いた場合の計算結果



遅れ時間は燃料が燃焼室内で完全燃焼する時間と定義でき、この値は多くの炭化水素燃料の乱流中での燃焼の特性時間に相当している。

図11に示すように熱発生速度曲線は逆流現象を考慮せずアレニウス形式の反応速度式を用いた計算では実験で得られた波形とは大きく異なる結果となるが、逆流を考慮に入れたモデルを用いると実験結果と類似の熱発生速度波形を得ることができる。

#### 4. ま と め

単純なモデルを使用して化学的観点からパルス燃焼の定性研究を行なった。この解析の結果、入口パイプ内に逆流する燃焼室内の燃焼中もしくは既燃焼ガスは圧力変化に対する熱発生速度の位相差を決める重要な係数であることがわかった。

また、Keller ら<sup>1)</sup>が報告しているようにパルス燃焼にとって化学着火遅れ時間は安定した燃焼を得るだけでなくパルス燃焼の特性を制御するのに最も重要な要因であることを確認した。

この論文ではまた、化学反応速度が圧力振幅と周波数を決定するような燃焼の化学的要因が基礎的な支配的要素として振る舞うことを示し、さらに、圧力振動に依存する逆流特性もフィードバックパスとしてパルス燃焼状態を決定する要因となる。

この計算のような単純な燃焼器ではヘルムホルツ共鳴器形式のようなバネ質量モデルを使う事で周波数は簡単に見積もれるため燃焼システムの音響特性は扱わなかった。

最大加振エネルギーは燃焼による加熱速度によって決定されるので、化学反応速度の増大は圧力変化速度  $dp/dt$  を増し周波数変化を引き起こす。

この計算では計算モデルの音響式の不十分さで燃焼量変化に伴う周波数移行については十分に示せなかったが、より大きいエネルギーを生成するために系は適当な共

鳴周波数に移行する性質を持つと考える。

#### 5. 記 号

$A$ : 断面積	$f_v$ : 空力弁の摩擦係数
$C_p$ : 定圧比熱	$h$ : エンタルピー
$D$ : 直径	$k$ : 反応速度定数
$F$ : 燃料質量分率	$m$ : 燃焼器内の質量
$H_u$ : 燃料の燃焼熱	$p$ : 圧力
$Mo$ : ジェットの運動量	$t$ : 時間
$L$ : 長さ	$v$ : 速度
$T$ : 温度	$\rho$ : 密度
$V$ : 体積	$\sigma$ : 反応速度式(5)の係数
$f$ : パイプの摩擦係数	

#### 添字

$a$ : 燃焼器入口	$b$ : 逆流
$c$ : 燃焼器	$f$ : 燃料
$in$ : 流入	$out$ : 流出
$t$ : テールパイプ	

(原稿受付 平成3年10月31日)

#### 参 考 文 献

- 1) Keller J. O., Bramlette T. T., Westbrook C. K. and Dec, J. E., Pulse Combustion: The quantification of characteristic times'', Comb. & Flame, 79 (1990) pp. 151-191
- 2) Dhar B., Soedel W. and Schoenhals R. J., Transient Gas Pulsation Model of Helmholtz type Pulse Combustion Devices *Herrick Labo. Report* HL 80-43, Purdue Univ., West Lafayette, (1980)
- 3) Bramlette T. T., The Role of Fluid Dynamic Mixing in Pulse Combustors, *Sandia National Laboratories Report*, SAND 87-8622 (1987)
- 4) Spalding D. B., Mixing and Chemical reaction in Steady Confined Turbulent Flames'', *Thirteenth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, Pa., (1971) 649