

# 超音速流中への水素の垂直噴き出しに関する研究

横田 和彦\* 梶 昭次郎\*\*

## Numerical Study on Transverse Hydrogen Injection into a Supersonic Flowfield

by

Kazuhiko YOKOTA and Shojiro KAJI

*Department of Aeronautics*

*University of Tokyo Graduate School, University of Tokyo*

### ABSTRACT

A supersonic flowfield with transverse sonic injection of hydrogen is calculated by using the two-dimensional Reynolds time-averaged full Navier-Stokes equations and  $q-\omega$  turbulence model developed by Coakley. A Yee's type second-order explicit symmetric TVD scheme is applied for spatial discretizations of convective terms of the equations. Wall pressure distribution of numerical results is compared with experimental data, and it is shown that the turbulence model is useful. In addition, the interactions between hydrogen injection and incident shock or expansion wave are simulated by the same procedure.

The numerical results show that hydrogen distribution in the flowfield becomes smaller by shock wave and larger by expansion wave slightly. When total temperature rises after an incident shock wave, which means a modeling of chemical reaction in flow, an interaction flowfield with injection changes drastically. This suggests the importance of the similar study in chemically reacting flow.

### 1. はじめに

スクラム・ジェット・エンジン燃焼室内の流れ場を数値シミュレートする場合、従来、乱流モデルとしては Baldwin-Lomax の渦粘性代数モデルが多く用いられていた。このモデルは、比較的簡単に乱流粘性を計算することができるものの、本来外部流れ用に設計されたものであり、内部流れに適用する場合には問題点も多い。そこで本研究では、2次元流れに関してはより正確な乱流粘性を計算できると言われている  $k-\epsilon$  モデルを採用した。

まず、噴き出しを伴う超音速流れ場において  $k-\epsilon$  モデルを使用することの問題点を明らかにするために、超音速の空気流中へ空気を噴き出す場合に関して数値解析を行った<sup>1)</sup>。その結果、 $k-\epsilon$  方程式を解く際に固体壁近傍の境界条件としてよく用いられる壁法則は、噴き出し口の近傍において適性に欠けることが明らかになった。

そこで第二段階として、壁法則を使用せずに  $k-\epsilon$  方程式のみを用いて、同じく空気の噴き出しについて数値解析を行った<sup>2)</sup>。そして、壁面静圧について計算値と実験値との比較を行ったところ、噴き出し上流の剝離点の位置や圧力上昇など定量的な値について(少しずれはあるものの)かなりよい一致が見られた。噴き出し上流の剝離点が正

\* 東京大学大学院

\*\* 東京大学工学部航空学科

確に計算できたことから、 $k-\epsilon$ モデルは噴き出しを伴う流れ場に対して有効であることが示された。

次に、噴き出し気体を水素にした場合について数値解析を行った<sup>3)</sup>。再び壁面静圧について計算値と実験値の比較を行ったところ、この場合にもよい一致が見られた。また、壁面の水素濃度分布についても、水素の分布している領域はからりよい一致が見られた。このことから、噴き出し上流の剝離点の位置はかなり正確に計算されていると考えられる。ところが、水素濃度の値に関してはあまりよい一致は見られなかった。これは、剝離領域の対流速度や拡散係数といった水素の対流・拡散に関する諸量をあまり正確に計算できていないことを示している。さらに、流れ場全体の水素の濃度分布図を見ると、水素は流れ場の中へあまり浸透していない。従って、水素の拡散を促進させるためには、何らかの方法を考える必要があることが判明した。

ところで、超音速流中への水素の噴き出しに関する研究は様々に行われているが、その研究の多くは、噴き出しを単独に扱ったものである。しかし、実際の燃焼室内の流れ場には、衝撃波や膨張波などが存在し、それらと噴き出し・拡散・燃焼等との干渉が重要な意味を持つことも考えられる。従って、それらの干渉について研究し、それらの挙動を予測することは重要な意味を持つであろう。そして、それらの干渉を積極的に利用して水素の拡散・燃焼を制御する事も考えられる。そこで本研究では、斜め衝撃波及び膨張波が噴き出しを伴う流れ場に与える影響について数値解析することを目的としている。

## 2. 支配方程式と数値計算法

流体方程式として2次元の Reynolds 時間平均完全 Navier-Stokes 方程式を用い、乱流方程式は  $k-\epsilon$ モデルと等価な2方程式モデルである  $q-\omega$ モデル<sup>4)</sup>を用いることにした。 $q-\omega$ モデルは  $k-\epsilon$ モデルを圧縮性流体用にチューンアップした乱流モデルなので、本研究のような超音速流れには  $k-\epsilon$ モデルより適すると考えられる。また、 $k-\epsilon$ モデルにある境界条件の取り扱いに関する困難が緩和さ

れているので、 $k-\epsilon$ モデルより固体壁境界条件が扱い易くなった。

数値計算法は、空間差分として、超音速流れ場に存在する不連続面を明瞭に捕らえることができる TVD スキーム<sup>5)</sup>を対流項に適用し、粘性項は中心差分により離散化を行った。そして、時間方向には陽的に積分を行った。

## 3. 計算条件・境界条件

計算領域は、 $40 \times 12$ cm、格子数は、 $101 \times 31$ 、で壁および噴き出し口に格子を集中させた。計算条件は、Drummondら<sup>6)</sup>の論文と同じ条件を用いた(主流の空気は、マッハ数:2.5, 静温:130 [K], 静圧:16.9 [kPa], 噴き出しは、幅:0.2mm, マッハ数:1, 静温:243 [K], 静圧:728 [kPa])。

さらに、衝撃波や膨張波を発生させるために、本研究では境界条件を用いている。すなわち、図1の①の領域に適当な数値を固定する。また、固体壁は、non-slip・断熱条件を課し、その他の境界は外挿を行っている。

## 4. 噴き出し単独の計算結果

図2(a)に静圧分布の、(b)に流線の噴き出し付近の拡大図を示す。噴き出し上流の剝離点とそれに伴う剝離衝撃波、噴き出し上流の2つの循環領域、噴き出し下流の循環領域および再付着点、噴き出し直後の Mach disk、噴き出しに主流が衝突する所に発生する bow shock等、噴き出しを伴う流れ場の定性的な現象が計算により捕らえられていることがわかる。

図2(c)に壁面静圧分布を示す(図中の白丸は

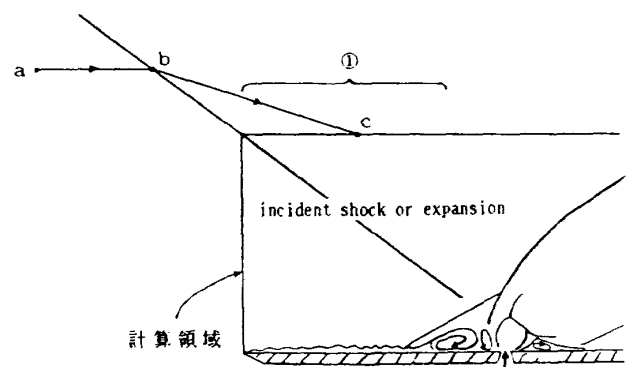


図1 流れ場模式図

Drummondらの論文にある実験値である)。圧力の立ち上がり位置はよく一致しているのに、剥離点位置は正確に計算されているものと考えられる。しかし、圧力の値は全体にやや低くなっている。これは、噴き出した水素の浸透した高さが実験よりやや低く計算されていることを示しており、今後究明すべき問題と考えている。

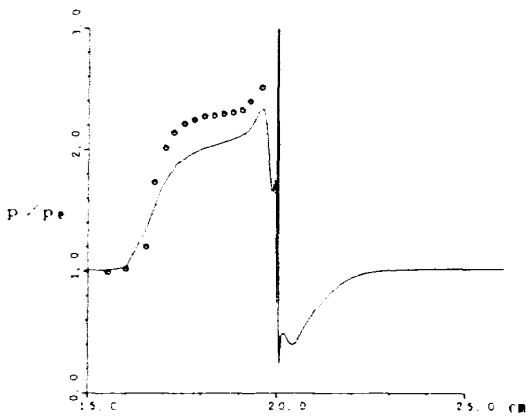
図2(d)に水素の分布を、(e)にその噴き出し付近の拡大図を示す。これから、水素は主流にあまり浸透していないことがわかる。



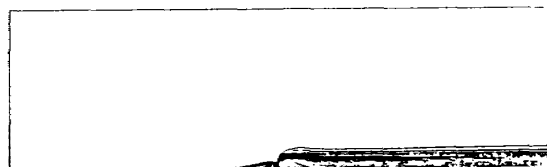
(a) 静圧分布 (拡大図)



(b) 流線 (拡大図)



(c) 壁面静圧分布



(d) 水素の分布



(e) 水素の分布 (拡大図)

図2 噴き出し単独の計算結果

### 5. 噴き出しを伴う流れ場と斜め衝撃波

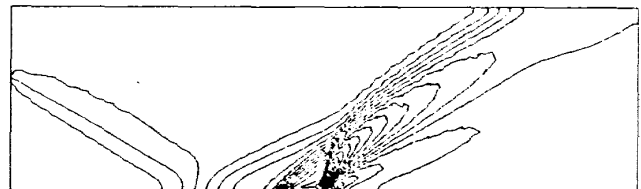
斜め衝撃波の角度は $30^\circ$ とし、Rankine-Hugoniotの関係式により得られた斜め衝撃波後方の数値を境界条件として用いて衝撃波を発生させる。ここでは、斜め衝撃波を噴き出し上流に当たった場合の計算結果を図3に示した。

図3(c)を見ると噴き出し上流の水素の分布領域は小さくなっている。また、噴き出し下流の水素の分布領域は幅が狭くなり、斜め衝撃波の存在が拡散を抑制してしまう傾向にある。これは、反射衝撃波後方の静圧上昇により、主流静圧に対する噴き出し静圧が相対的に減少し、水素の浸透高さが低くなったためと考えられる。

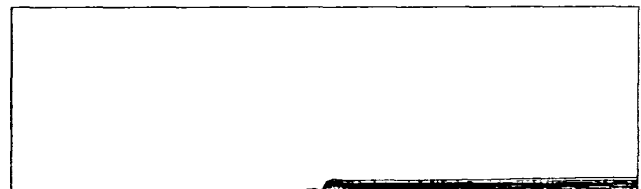
従って、噴き出し上流に入射する斜め衝撃波は、水素の拡散に関しては、それを抑制する方向に寄与すると言える。

### 6. 噴き出しを伴う流れ場と膨張波

膨張波を誘起させる場合には、流れの転向角が衝撃波のときの反対になるように、Prandtl-Meyer関数および等エントロピーの式を用いて計算した



(a) 静圧分布



(b) 水素の分布



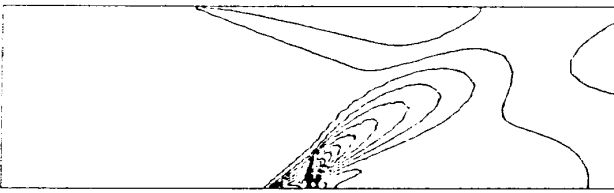
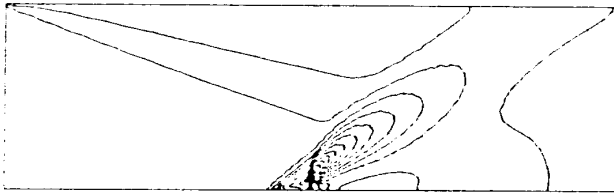
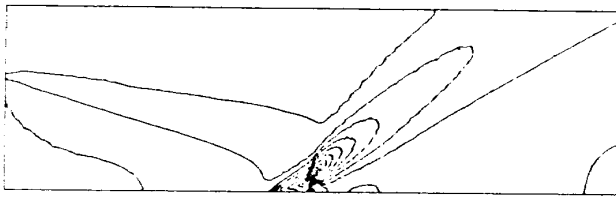
(c) 水素の分布 (拡大図)

図3 噴き出しと衝撃波の計算結果

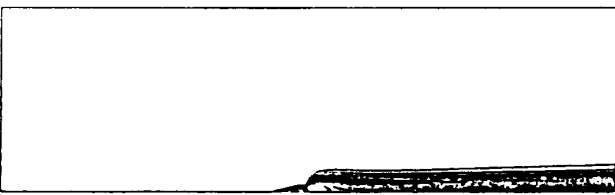
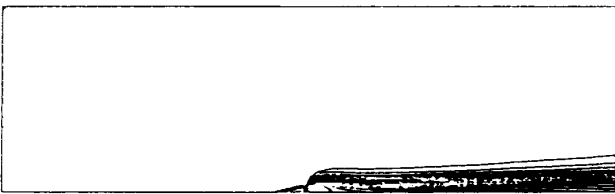
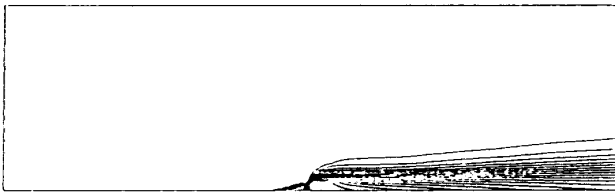
膨張波後方の数値を境界条件として用いる。

膨張波が噴き出し上流に当たる場合、噴き出しに当たる場合、噴き出し下流に当たる場合、の3つの条件の計算結果が、図4(a), (b)の上・中・下に対応している。

図4(b)の水素の分布を見ると、図2(d)に比べて噴き出し下流の水素の分布領域が広がっている。しかも、膨張波が上流にずれるほど、下流の水素の分布領域はより広がる傾向にあることがわかる。



(a) 静圧分布 (3 ケース)



(b) 水素の分布 (3 ケース)

図4 噴き出しと膨張波の結果

これは、膨張波によって主流は流れと垂直方向に膨張し、その主流の膨張に比例して水素の分布領域も膨張するためと考えることができる。このとき、膨張波から下流に離れるほど流れと垂直な方向の膨張率は大きくなる（即ち水素の分布領域も大きくなる）ので、膨張波が上流にずれるほど水素分布領域が広がることになる。ただし、水素の分布領域は広がったとはいえ、全体的にはまだ狭く十分とは言えない。

## 7. 斜め衝撃波後方の加熱を仮定した場合

最後に、衝撃波により励起された水素の一部が燃焼し、流れが加熱されるという状態を数値解析した。

図1において、主流は予混合気体であると仮定し、 $a \rightarrow b \rightarrow c$ という流線を考える。aからbに達した流れは、斜め衝撃波により静温が上昇する。この静温上昇により励起された主流中の燃料の一部は、bからcに進む間に反応を起こすと考えられる。このことを次のようにモデル化する。

- (1) 反応のうち、気体組成などの化学的な変化は無視して、発熱のみを考慮する。
- (2) 発熱による気体のエネルギー上昇は、等断面積加熱過程とする。
- (3) 計算領域境界では斜め衝撃波からの距離により全温に分布があるはずだが、図1の①の領域で流れは一様であると仮定する。
- (4) 加熱の度合を表わすパラメータは全温の上昇温度のみであるものとする。

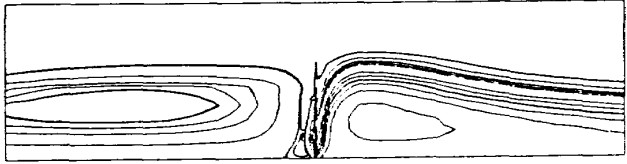
これにより、Rankine-Hugoniotの関係式により得られた数値に、さらに等断面積加熱を加えた数値を計算し、図1の①の領域全てに代入することになる。

ここでは、全温の上昇が、全温上昇が $70^{\circ}\text{K}$ と $80^{\circ}\text{K}$ の場合を図5, 6に示す（ちなみに、入口の全温は、 $292^{\circ}\text{K}$ である）。

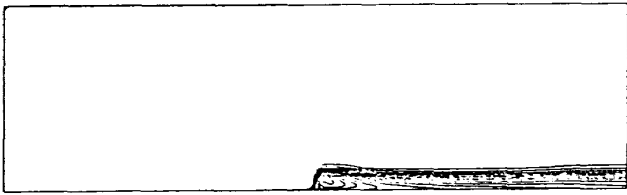
まず、流線図を図5と図2で比較すると、図5では噴き出しと衝撃波の干渉がかなり大きくなっていることがわかる。それにもかかわらず、水素の分布図では図5の方が噴き出し上流の水素分布



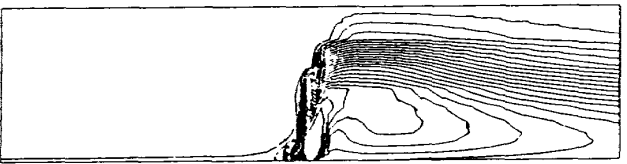
(a) 静圧分布



(b) 流線 (拡大図)

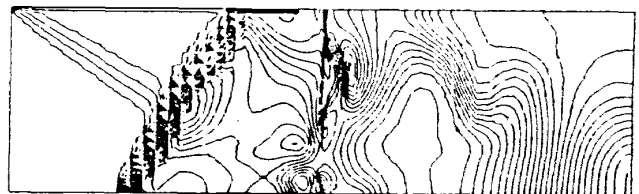


(c) 水素の分布



(d) 水素の分布 (拡大図)

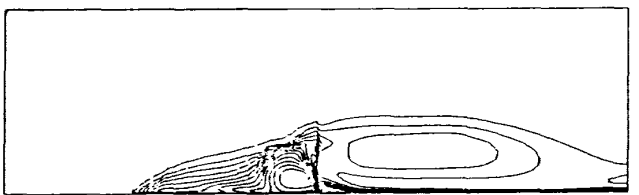
図5 噴き出しと衝撃波 (全温上昇70°K)



(a) 静圧分布



(b) 流線 (拡大図)



(c) 水素の分布



(d) 水素の分布 (拡大図)

図6 噴き出しと衝撃波 (全温上昇80°K)

がかなり小さくなっている。この理由は、斜め衝撃波後方の加熱により、静圧が上昇し相対的に噴き出し静圧が減少したためと考えられる。また、噴き出し下流の水素の分布領域は、図5の方が逆にすこし広がっている。これは、加熱された流れが噴き出しの下流まで来ると加速されて膨張するためであろう。

次に図6では、流れ場の様子が全く変わってしまう。全温上昇が80°Kの場合には、噴き出しと斜め衝撃波の間に大規模な干渉が起こり、噴き出し上下流には大きな循環領域が発生している。その結果、噴き出し上流にも、多量の水素が供給され、大きな水素の分布領域が形成されている。

以上のことから、衝撃波後方で加熱により全温が上昇する場合には、全温の上昇温度にある臨界が存在し、その臨界を越えると、噴き出しと衝撃波の大規模な干渉が発生する可能性があることが

示された。

## 8. 結 論

今回は、衝撃波、膨張波、衝撃波プラス加熱、の3つのモデルについて、水素の拡散に与える影響を調べた。ほとんどの場合、顕著な効果は見られなかった。ただ、衝撃波プラス加熱のモデルで加熱臨界を越えた場合のみに大規模な水素の拡散が発生する可能性があることが判明した。しかしこの場合、水素の燃焼をモデル化したわけであるが、

- (1) 反応のうち、加熱のみしか考慮しなかった。
- (2) 境界値の値を固定することにより条件を設定した。

など、簡単化のためにモデル化の要素が非常に多くなってしまった。従って、この干渉はモデル化の産物である可能性もある。

今後は、今回出現した干接がモデル化の産物かどうかを知るために、化学反応を扱うことのできる支配方程式と自然に衝撃波・膨張波を発生させることのできる計算格子を用いた数値解析を行う必要があるであろう。

### 参 考 文 献

- 1) 横田和彦, 梶昭次郎: 「スクラムジェットエンジン燃焼室内の噴き出しを伴う流れに関する研究」, 第4回数値流体力学シンポジウム講演論文集, 1990年12月.
- 2) 横田和彦, 梶昭次郎: 「スクラムジェットエンジン燃焼室内流れに関する研究」, 平成2年度宇宙輸送シンポジウム講演論文集, 1990年12月.
- 3) 横田和彦, 梶昭次郎: 「超音速流中への垂直噴き出しに関する研究」, 日本航空宇宙学会北部支部1991年講演会, 東北大学流体科学研究所, 1991年3月.
- 4) T. J. Coakley: "Turbulence Modeling Methods for the Compressible Navier-Stokes Equations", AIAA Paper 83-1693.
- 5) H. C. Yee and J. L. Shinn: "Semi-Implicit and Fully Implicit Shock-Capturing Methods for Nonequilibrium Flows".
- 6) J. P. Drummond and E. H. Weidner: "Numerical Study of a Scramjet Engine Flow Field", AIAA Paper 81-0186.