地球環境問題に向けた新火力発電技術

特別講演

＊浜松照秀（電力中央研究所・横須賀研究所）

１．まえがき

化石燃料の利用は、今日の繁栄と生活の便益をもたらし、それによって得られた高度な知恵は酸化燃焼によらない原子エネルギーの獲得へと変遷してきている。１６世紀半ば、燃料用森林資源の枯渇からイギリス経済を救ったのは石炭（１５５０年代生産量：２１万トン／年）であった。石炭の利用は歴史的には紀元前に遡るが、薪炭に代わって経済を支えるべく出現した。(1)

一方、真空に魅せられた試みや石炭採掘のための揚水、石炭輸送のニーズ、続く産業革命が蒸気機関の誕生・発展を加速させた。(2) T. Edison はニューヨークで蒸気機関と発電機を結びつけ、白熱灯負荷と協調したエジソンシステムを構築して電気事業を開始（１８８２年通電）した。(3)

わが国では読者承知のように、１８７８年３月２５日（電気の日）虎ノ門の工部大学校講堂で英国人 W.E. Elton が学生藤岡らとともにグローブ電池によりアーク灯（１５分ももたない）を点灯してみせた。この驚きは企業家を動かし、１８８３年東京電灯会社が設立され、米国ブラッシュ社の協力で１８８７年には南茅場町中央発電所において直立汽缶・３０馬力の横置き蒸気機関・２５ｋＷエジソン式直流発電機１台により営業開始となった。(4)

このような黎明期に端を発したエネルギー利用は、膨大な化石燃料需要を生み、その後の資源争奪の歴史に加えて、地球温暖化問題という、人類全体でないと背負えない「新しい十字架」(5) が出現することとなった。１９９７年１２月京都会議（ＣＯＰ３）で、人類共通の十字架であることを認識した意義は大きいが、将来の努力に向かう合理的な削減目標・方策に関する議論が困難な状況にある。

この問題は、当面炭素量の少ない燃料種にシフトするといったイージーな対応ですむわけでもなく、電源種別や燃料種の選択、技術開発目標のあり方などに対して方向をせまっている。筆者らは１９９２年に２１世紀前半を論じた。(6) しかし状況は急速にかつ大きく変化しつつある。本稿では、今後２０５０年に至る時代の、炭酸ガス発生抑制を中心とする地球環境保全に新しい高効率火力発電技術がどのような位置づけにあるか、再検討したもの (7) を参照しながら考察する。

２．わが国における火力発電技術の成長

１９０４（明治３７）年、わが国初の発電用蒸気タービン（竪型 Curtis 式５００ｋＷ×２台、横形 Parsons 式５００ｋＷ）が導入され、１９１８年には国産初の三菱長崎１０MW級蒸気タービンが春日出第一に、また１９２０年には米国で前年に開発された微粉炭燃焼炉が設置され、そして翌１９２１年（大正１０年）に発電用が採用されている。このように、わが国の電気事業は発電技術、電力網とも世界に同時進行の技術水準でスタート、発展していった。(8)

さて、わが国の火力発電の性能を代表する主蒸気条件は、明治末の１５気圧×３００℃レベルのものが、戦時直前の尼二１号機・７５，０００ｋＷ、４６気圧×４５０℃のクラスに到達したが、１９３９年日本発送電株式会社に統合されて、統制下のもとで結果的に発電効率２４％程度に低迷して戦後を迎えている。(8) 以下に戦後の火力発電技術の発展を概観する。

本稿の趣旨に沿って化石燃料の高度利用の観点から将来の発電技術を展望するには、まず現在に至る状況を知っておきたい。図１はわが国の約５０年間における火力発電熱効率の変遷（燃料につ

第２７回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，（東京）

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

いては後述）を示す。[9]

戦前の技術水準は海外に遜色なかったものの、研究開発・技術導入や資金の不足のため設備機能・出力が喪失した。戦後しばらく復旧に力点がおかれたが、１９５１年の新しい電気事業体制発足とともに需要増に対応する新規設備も急増した。石炭不足・価格上昇により高効率化も重要となり、蒸気条件が１０２～１２７気圧以上、５３８℃級へ、そして１９５６年以後再熱サイクル採用の電源が次々と運開し、熱効率は飛躍的に向上している。

図１に示す１９５０～６０年の効率向上は、この５０年間の第一の飛躍である。戦後のエネルギー需要の急増により重油消費規制（せいぜい重油混焼）が施行されたが、１９６２年には火主水従に転じるとともに、石油が自由化された。たとえば１９５９年時点で石油の可採埋蔵量は３６年とも云われていたとのことであるが、それでも重油火力時代に入ったわけで、大容量化、超臨界圧化が進み、１９６７年姉ヶ崎火力で発電端熱効率が４０％を超えた。蒸気サイクルの高温高圧化は、今日の微粉炭焚き火力等において経済性を気にしつつ徐々に超々臨界圧条件へ、とくに温度については６００℃ひいては６５０℃にせまる高温化が試されつつある。

同図からわかる第二の飛躍の説明には、燃料の変遷を同時にみておく必要がある。１９６０年代半ばには重油火力主力時代となり、１９７０年前後に排煙・冷却水等に関わる地域環境への対策が充実されていくとともに、第一次石油危機後の１９７５年には石油火力構成比がピークを迎えている。石油への過度の依存が脆弱なエネルギー供給構造であることを実際に示した。一方の石炭火力は１９７０年代の１０年間は新増設がなく、同時に石油転換で減少し、１９８０年に入って石油代替として再び石炭転換、海外炭専焼火力（１９８１年運開の松島火力が初）により増加している。

さて、石油代替でもあるクリーン燃料ＬＮＧが、１９７０年代半ば東京湾岸における環境対策の切り札として本格導入され始めたことは逸話にもなっている。この、価格が高めで硬直性の高いＬＮＧの導入は、当初、単にボイラによる燃焼で発電熱効率はむしろ低下したが、図１に現れているように、ガスタービン技術の向上が奏効して、約１０年後ガスタービンコンバインドサイクルによる第二の熱効率飛躍をもたらしている。クリーン燃料に適したガスタービンは今後あらゆる化石燃料をクリーン・高効率に利用する上で中核技術となるべく進歩してきた。

ちなみに、１９６１年火力発電関係者の懇談の場（３月２３日）で、福田節雄（東大）は「今後１０年で超臨界圧～超々臨界圧の蒸気条件が出現し、その後ガスタービン・トッピングサイクルが相当効果を出して……。さらに、……ＭＨＤ発電（当時の計算例で効率５５％）か、しからずんばフューエル・セル（燃料電池）ではない

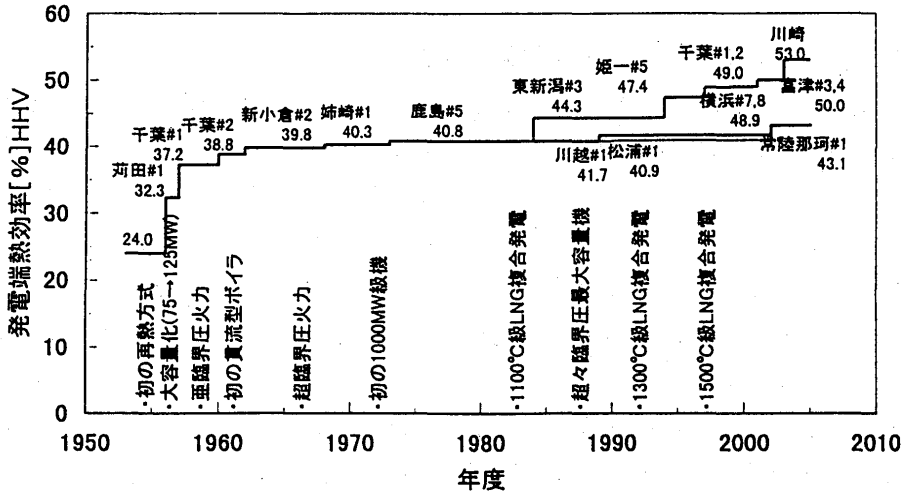


図１　わが国における火力発電の熱効率の変遷

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

かと思う。ただし、いずれも化石燃料……。」と述べている。[8] 爾来３８年間には各時代の技術判断に様々な紆余曲折があったが、現在具体的に計画中のガスタービン・コンバインドサイクルのもので発電効率５３％を達成しようとしている。

他方で、燃料中に除去すべき物質や灰を含有する原重油、石炭は、従来の超臨界圧蒸気サイクルに基づく発電方式が続いていて、計画中石炭火力の蒸気温度向上で約２ポイントの効率向上を達成しようとしているが、近年の電力コスト低減への高い期待により、設備建設コスト抑制が高効率化を容易ならざるものとしている。

このような歴史、背景のなかで、今後の需要に対応するために火力発電に求められることは、立地地域の環境保全、地球環境保全、発電コスト抑制、エネルギー源の分散など多くの課題に応えるものでなければならない。したがって、

徹底してクリーンであること
格段に高効率であること
建設費が大幅に廉価なこと
燃料コストが安価なこと

などの要件がほぼ同時に満たされる必要がある。

次章では、地球環境問題に対応でき、かつエネルギーの安定確保にもキーとなる新しい発電技術について、実用化を加速化した場合の展望をまとめて、後章の２１世紀における炭酸ガス抑制に関する考察のベースとしたい。

３．今後の新火力発電技術

２１世紀の火力発電技術として前章で述べた４つの多重の要件に沿うものは、設備コスト抑制と高効率追求ができる発電方式でなければならない。すなわち、天然ガスのほか、燃料コスト抑制効果に向けた多様な化石燃料の利用が可能なガス化・精製に基づくクリーン燃料による、ガスタービン、高温型燃料電池（ガス化・精製設備と同様、低コスト化技術革新が前提）を利用する発電方式が技術の基本的な流れと考える。

現在実用化されている発電システムがさらに高効率化にむけて技術開発が進展中のもの、本格的に技術開発が進められている次世代火力電源は以下のようなものがある。

まずＬＮＧ燃料を用いた新発電方式は、集中型の電源として、

ＬＮＧ－コンバインドサイクル／１３００～１５００℃（実用化済）……ＬＮＧ－ＣＣ
ＬＮＧ－次世代型コンバインドサイクル／１６００℃（研究開発中）……ＬＮＧ－ＵＡＣＣ
ＬＮＧ－溶融炭酸塩型燃料電池（開発中）……ＬＮＧ－ＭＣＦＣ
ＬＮＧ－固体電解質型燃料電池（研究開発）……ＬＮＧ－ＳＯＦＣ

といったものが挙げられる。ただし、ダウンサイジング可能なガスタービン、燃料電池をベースとした分散型電源への適用性が議論されつつある。吸収式冷暖房、給湯との熱電併給は、大規模系統との協調・共存の可能性を否定できないが、今日のわが国のように、電力系統が広域に成長して高い信頼度、高効率で供給されている条件では、分散型電源が達成しなければならない運用・保守性も含めた効率面、コスト面のハードルは極めて高いと考えられる。現在のところ、各種の方式とも優れているとの判断が必ずしも得られていないようであり、本稿ではその普及可能性は保留して、従来の分類に沿って分散型電源の範疇（全国大の需給を左右するほどではない）に含めておくこととする。

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

また、石油、石炭等の燃料については、石油火力の新増設が緩和されたが、資源制約、供給の不安定は払拭できず、むしろ既設分の寿命とともに、ＬＮＧコンバインドサイクル火力への転換、重質油・超重質油ＩＧＣＣといったセキュリティ、コスト抑制が期待できる新種燃料の高効率機リプレースの方向を考えたい。このような「環境対策の必要な燃料」の火力発電としては以下のものが想定される。

微粉炭焚き超・超々臨界圧蒸気サイクル発電（実用化済）　……ＰＣ（ＳＣ～ＵＳＣ）
石炭加圧流動床燃焼複合発電（実用化済～至近年に実用化）……ＰＦＢＣ（ＳＣ～ＵＳＣ）
重質油・超重質油ガス化複合発電（至近年に実用化）　……Ｈ－ＩＧＣＣ
石炭ガス化複合発電（開発中）　……Ｃ－ＩＧＣＣ
石炭ガス化溶融炭酸塩型燃料電池複合発電（研究開発中）……ＩＧ－ＭＣＦＣ
石炭ガス化固体電解質型燃料電池複合発電（研究開発中）……ＩＧ－ＳＯＦＣ

これらの各種発電方式には、運用保守コストはともかくすでに商用化途中のものもあり、また同じ形式でも、経済的に実用化することが結果的に困難なものもありえよう。

以上の各種発電方式の実用化時期と発電端熱効率について、各方面の技術開発プロジェクト、評価研究で構想されているものや、経済性確保のうえ技術的ブレークスルー突破の期待（加速化）を筆者が知り得ている情報で判断してみた。それらを図示したものが図２[7]である。

各種発電方式の基本システム構成は紙面の都合で割愛するが、プラント概念についてはいずれも電気事業、国家プロジェクト、研究機関で事業用発電プラントの設計・解析研究が進められているもので、実用的な損失要素を考慮した上で各プラントのイメージは絞られつつある。ただし、それぞれの方式の中で、蒸気サイクル形式・蒸気条件、ガスタービンの入口ガス温度レベル、主要構成設備の方式オプションにより発電効率が大幅に異なる。

図２の各発電方式が実用化される時代とその達成発電効率について述べておきたい。２０１０年頃までの高効率火力機は現在各方面で推進されているプロジェクトが構想に沿って成果を出していくものとした。その結果、実用化時期から「徐々に導入される」ものとした。しかし、ＩＧ－ＭＣＦＣやＩＧ－ＳＯＦＣなどは、概念は収斂しつつあるものの、「経済的なプラント技術」としての検討が進めば図中の導入時期・達成効率の表現も大きく変わるであろう。

また、燃料種について、図中の点線はＬＮＧ、右側の実線は石炭・その他の環境対策の必要な燃料である。

わが国では当面、資源エネルギー庁が構想しているようなロシア極東からのパイプライン天然ガスが燃料需給にどのような

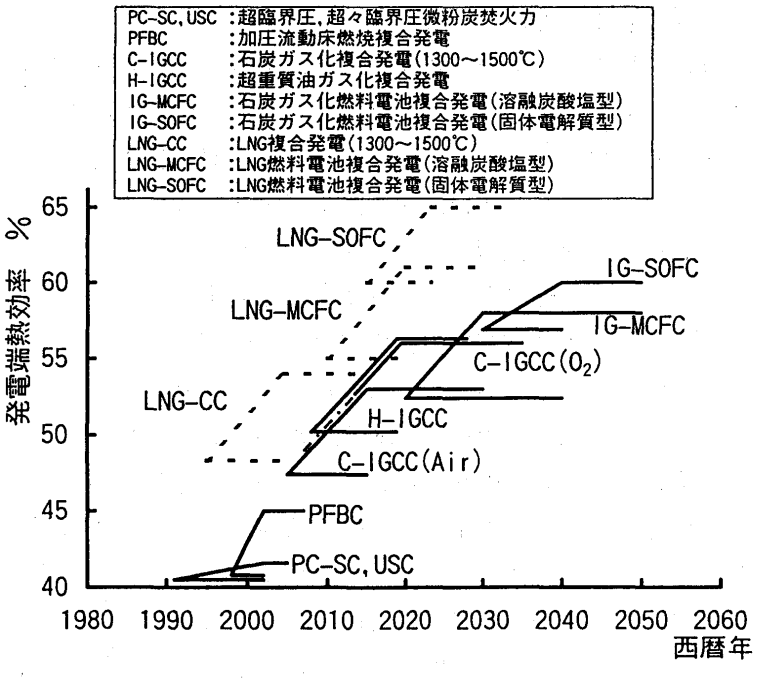


図２　新型火力電源（集中型）の実用化の展望[7]

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

変化をもたらすかは考慮外とした。豊富な石油残さ油、天然超重質油などの新種燃料、燃料価格バーゲニングパワーとして期待できる各種低品位炭が想定されるが、それらの燃料性状変化に対しても関連技術は加速的に開発改良されていくものとした。

この種の展望として断っておきたい点は、達成発電効率と経済性である。燃料価格が低廉な時代は電源設備コストが発電コストを左右する。また、次章の需給想定で述べる火力電源の設備利用率からわかるように、原子力が開発されてその構成比が高ければ、原子力発電コストの抑制にもよるが、新規火力機の導入判断は他の強い要因でもない限り発電効率より設備コストに傾きやすい。すなわち、エネルギーセキュリティから各種エネルギー源をミックスした電源構成とした上で、炭酸ガス抑制の方策検討が必要と考える。

４．次世紀の電力需給想定

未曾有の長期不況に続く展開や新時代の姿においてもエネルギー寡消費型の産業構造へとシフトを続ける中で、民生用の電力需要は底堅く伸びていきそうである。たとえば電力化率は発電効率の着実な伸びのもとで、さらに高くなる趨勢にあり、過去１５年間でも３０%から４０%超に達している。

筆者らは以前（１９９３年）の検討[9]で人口一人あたりの消費量を念頭においたが、この原単位は各国で極めて格差が大きいものである。しかし、これまでの電力消費増を年率で捉えるのではなく、人口あたりの需要動向を具体的に定量的に展開した高橋らの検討例[10]を本稿の参考としたい。すなわち、人口の静止・減少時代を迎えるわが国で、高齢化、情報化、便益追求による国民生活の高度化を考え、２０５０年頃の人口１人あたり電力消費量を現在比約２倍（図３）としたものである。

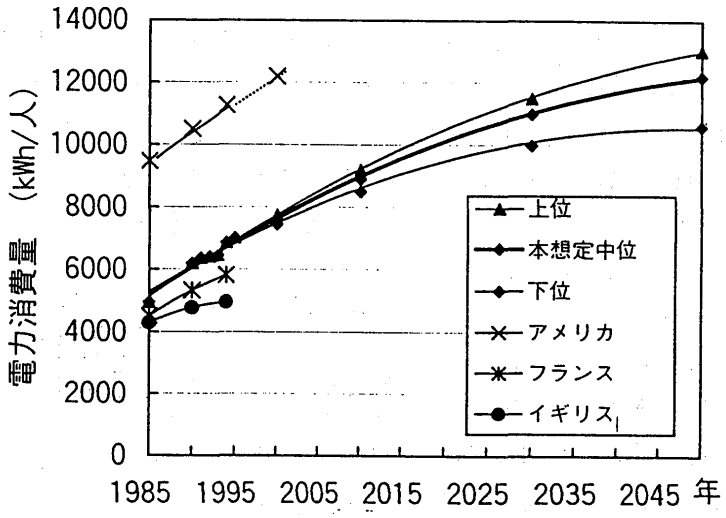


図３　人口一人当たりの電力消費量の想定[10]

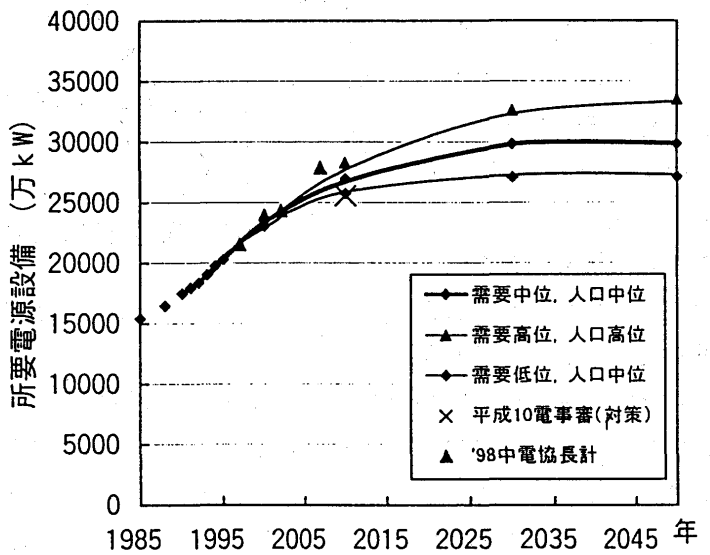


図４　２１世紀前半の所要電源設備容量[10]

その結果総電力需要は人口中位推計により１．５倍で飽和する傾向になり、電源容量も図４のように２０３０年で飽和する。

さて、このような所要電源設備容量に対応する電源構成を以下に検討する。電源立地難とくに原

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

子力開発の困難さは、国民にとってエネルギー確保に対する意思決定の難しさを表しているといえよう。政府による電源開発計画（電事審）における原子力開発目標値についても、現実を直視した施策の必要性が主張される例も見受けられる。

筆者が以前に平成２年度電気事業審議会報告を参照しつつ超長期を展望した際、原子力開発目標の７割達成の場合をも検討した。今回は、電事審報告の平成１０年度見直しに基づいて、原子力の２０１０年度目標値達成が遅れ、２０３０年頃まで延びた場合を中位シナリオ[9]として考察してみた。電源構成は数多くの変化シナリオがある中で、中庸なものとして図５を得た。

図５を参照しつつ電源の推移について以下にまとめる。まず原子力について１９９０年の電事審施策から数年経た現在の状況は、図中の２０１０年に至る設備容量推移にほぼ合致している。２０３０年以降の火力設備構成を５０%程度とおき、供給力不足分については非化石（原子力または自然エネルギー）で補う場合と、ＬＮＧ、石炭火力で補う場合とを想定した。

さて、図５の火力についてみると、クリーンなＬＮＧコンバインドサイクル火力の新増設、燃料価格情勢により電源確保が順調に伸び、２０１０年以降も重要な電源となる。ＬＮＧについては生産消費が硬直的な燃料であり、低価格な安定供給が可能か懸念されるが、２０５０年時点と現在を比較すると、原子力の伸び、高稼働率、高効率化が大きく効いて、現在より燃料消費量が少なくなる。石炭についても同様である。

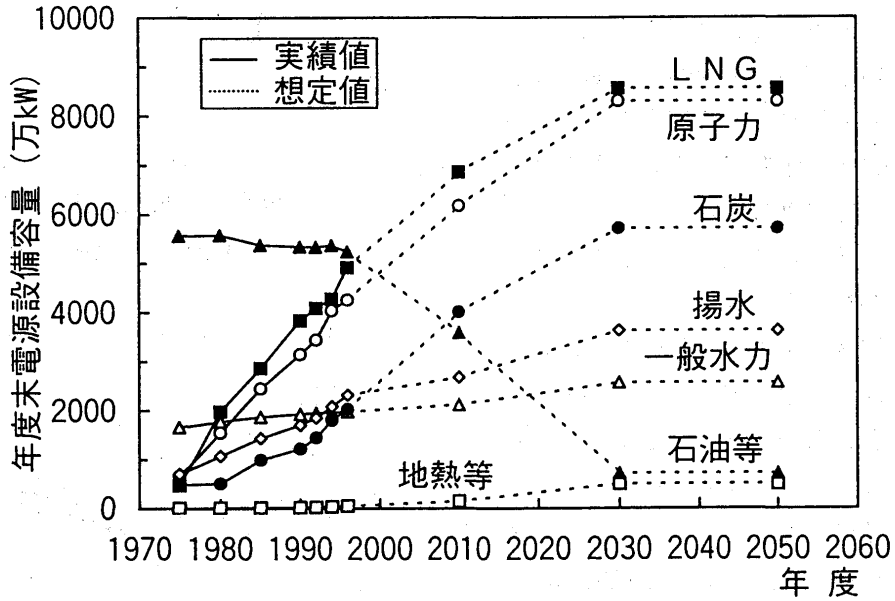


図５　年度末電源構成（実績と想定）

石油火力の消長については、資源的に豊富な天然超重質油、石油残渣によるクリーン・高効率なＩＧＣＣにより既設分が一部リプレース（更新）されることを想定した。

いずれにせよ、このような電源構成では火力の役割は中間負荷運用が基本である。したがって、このような火力電源のシナリオに対する燃料消費量の推移はこれまでの火主の時代と異なり、特徴的なものがある。すなわち、ＬＮＧについては、１９９６年度実績で３３００万トン／年（発電用以外を含めて４８２０万トン／年）であるものが、高効率化と非化石エネルギー化により２０５０年時点で３０００～３５００万トン／年と横這い、しかし火力発電技術が現状のままでは３８００～４２００万トン／年に膨らむ。原子力が図５のようにならなければさらに多くなる。一方、石炭については１９９６年の４３３０万トン／年が６５００～８４００万トン／年となり、現状技術のままでは８５００～１０８００万トン／年となる。

以上の電源構成シナリオでもう一つの重要な点は、２０３０～２０５０年の時代において、化石燃料消費量は高効率化により、ＬＮＧを現状と同等以下、石炭は現状の倍程度（以降は減少）にとどめることができることである。電源容量の増加の割には発電量はあまり増加しない結果である。

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

５．炭酸ガス排出抑制の方策

京都会議（ＣＯＰ３）の合意はわが国で２０１０年時点の温暖化ガスを６％削減ということであるが、この合意への対応策ではなく、超長期にわたって地球温暖化防止（１９９０年水準以下)―のために、どういう方策が選択できるか、という視点で考えてみる。

ここで、図６に炭酸ガス発生量の推移を示す。すなわち図５の電源シナリオおよびその変化として、２０３０～２０５０年の原子力が２０１０年目標にとどまって火力補填した場合、他方原子力４０％（電源構成）が達成された場合まで幅広く算出したものを示す。

まず、２０１０年時点について、中心シナリオは原子力開発目標の７０％達成の場合であり、変化シナリオは火力電源増分をＬＮＧのみ、石炭のみの両極端を示す。この時代においては高効率化技術開発の効果が小さい。

つぎに、２０１０～２０５０年の時代について、図６の結果からどのようなことが言えるか以下にまとめてみた。

原子力開発が遅延し、２０１０年目標値の程度でとどまり、需要に不足する分をすべてＬＮＧ・石炭火力で補った場合は、図中の上部点線シナリオ（補填分すべて石炭～すべてＬＮＧ）になる。電力需要飽和という事態を迎えても、炭酸ガス発生量は１９９０年実績に対してかなり高めの数値となる。

一方、原子力開発が全て順調に推移し、２０３０～２０５０年時点の電源の４０％を達成でき、火力燃料はＬＮＧと石炭を均等に電源開発した場合を最下端に示す。２０１０年以降火力発電の高効率化が効き始め、火力発電全体の運用発電端効率５０%時代となるとさらに効果が出る。

定性的にもっとも現実的と考えられるシナリオは、図中の影で示した２つの高効率シナリオである。これらの範囲は原子力が２０１０年目標の７０００万ｋＷにとどまった場合（上の影）と非化石の上乗せ分（１３００万ｋＷ）が加わった場合（下の影）であり、炭酸ガス発生量に相当影響する。しかも、火力で補填する図中（上）の２０５０年における値は、図２で示した極めて高効率な火力が達成された場合である。

２０３０年以降の高効率化は、高温型燃料電池発電の極めて高い効率のものが経済的に実用化され、導入できた場合である。このように、原子力開発と火力発電の高効率化技術が「加速的」開発、実用化されない場合には、化石燃料消費量、炭酸ガスともに厳しい結果をもたらすことを表している。

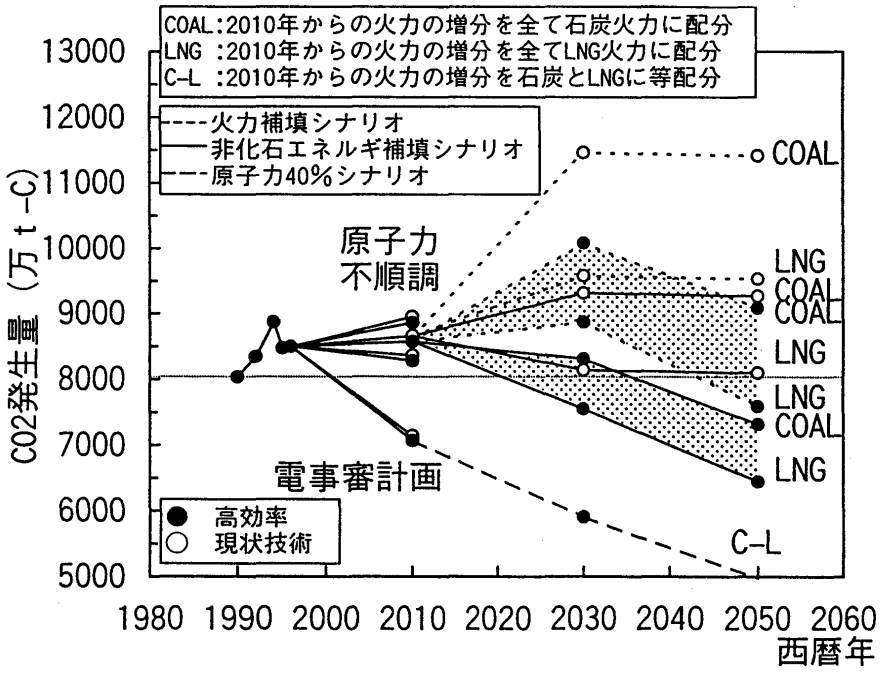


図６　２１世紀前半の発電による炭酸ガス発生量シナリオ

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

６．あとがき

炭酸ガス発生量や化石燃料導入量のみで火力発電の展開を論じることはできないし、経済が許容しうるコストが電源技術の実用化・導入大きな要因であり、技術開発の在り方に改めて吟味も望まれる。また、地球環境、資源制約、国全体のエネルギー確保の観点では、技術の基本的な流れは、ガス燃料（天然ガス、ガス化ガス）をベースとしたガスタービン、燃料電池によるコンバインドサイクル発電と考えられ、導入可能な設備コストを前提とした技術開発が重要であろう。

文献

（１）角山栄、「イギリスの産業革命」岩波講座・世界歴史第１８巻、1970、151－190.

（２）磯田浩訳（H.W. Dickinson)、「蒸気動力の歴史」、平凡社、1994.

（３）市場泰男訳（T.P. Hughes)、「電力の歴史」、平凡社、1996.

（４）安達米蔵、「エネルギー産業の歴史と現状」、エネルギータイムズ社、1992, 56.

（５）浜松、「人類の新しい十字架と新技術」、日本エネルギー学会誌、Vol.77,No.850,2-1998.

（６）浜松ほか、「２１世紀に向けた火力発電技術の研究ビジョン」電力中央研究所・火力ビジョン検討グループ、平成５年３月.

（７）香月・森・斎川・浜松、「高効率火力発電の導入と炭酸ガス抑制効果の検討（その２)」電力中央研究所内部資料、1999-3.

（８）電気学会・火力発電技術協会編、「火力発電の回顧と展望」、昭和３７年.

（９）浜松、「地球温暖化に応える石炭ガス化複合発電（ＩＧＣＣ）技術」、第26回クリーン・コール・セミナー講演集／石炭利用総合センター、平成１１年１月２６日.

（１０）高橋ほか、「２１世紀の電力システムと技術課題」電力中央研究所・電力システム将来構想検討会報告（総括編)、平成１０年８月.

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

ウェーク励振を受ける圧縮機翼の強制振動応答予測 A—1

＊加藤　大（石川島播磨重工業株式会社）
水田郁久（石川島播磨重工業株式会社）

1．はじめに

圧縮機などのターボ機械では、動翼列と静翼列とが交互に配置されて相対運動するため、翼列は上流翼列のウェークあるいは下流翼列のポテンシャル圧力変動により、（上流あるいは下流翼列翼枚数）×（機械回転数）の周波数で加振されている。この周波数と翼の固有振動数とが一致した場合、その翼が共振により過度に振動する危険性が生じる。この際の振動レベルは、その翼のもつ減衰能（空力的および機械的）や空力励振力の分布状態と振動モード形状との相関などに依存して決定する。

近年の航空用圧縮機翼では、低アスペクト比化のため、高次振動モードであるパネルモードの固有振動数が低下する傾向にあり、また、高圧力比化や軸方向間隙の短縮による空力励振力の増大や薄翼化の結果、高サイクル疲労（ＨＣＦ）に対し強度余裕が減少する傾向にある[1]。そのため、これまで共振点が圧縮機の最大運転回転数以上にあり問題とされなかったような高次モードでの共振、あるいはこれまで問題視されなかった低運転回転数域での共振が深刻に懸念されつつある。従って、翼設計においては、従来の Campbell 線図による共振回避設計だけでなく、そのような共振点での振動量が強度的に許容されるか否かを予測する手段を確立することが重要な課題であると考えられる。

そのような手段として、線形解析により求めた空気力を翼構造モデルに与えて振動応答量を予測する手法[2,3]から、多段翼列の３次元非線形空力弾性数値解析により予測する手法[4]まで、種々のモデリングレベルの予測手法が報告されているが、実際の翼設計では、現実的な計算時間のもと実用的精度をもって振動応答量を予測することが求められる。本報告では、そのような趣旨に基づき今回開発した翼振動応答予測システムの概要を述べ、ある遷音速機で上流動翼ウェークによる励振を受ける静翼を対象に、あまり報告例の無いパネルモードでの振動応答量予測結果を試験結果と比較する。

2．翼振動応答予測解析

本解析は、空力的な励振を受ける圧縮機翼列翼の強制振動応答量を予測するものであり、図１に示すように、空力解析と構造解析とが統合されたシステムとなっている。以下に両解析要素の概要を述べる。

2．1　空力解析

対象翼に作用する空力励振力は、励振源となる擾乱データを境界条件として与え、準三次元非定常ＣＦＤ解析により求める。一方、空力減衰

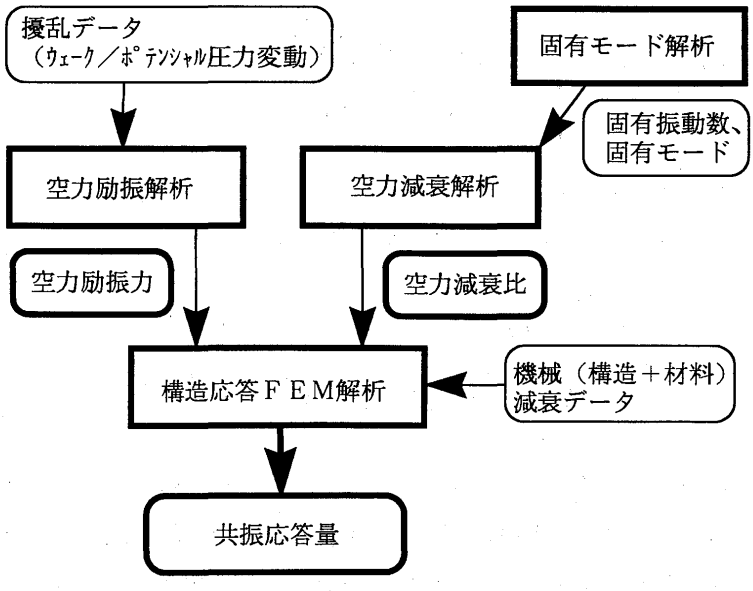


図１　翼強制振動応答予測システムのフロー

第２７回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，（東京）

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

力についても、固有モードＦＥＭ解析により得られる対象翼の振動変位を入力条件として与え、翼振動により発生する非定常空気力を同様のＣＦＤ解析により求める。これらの解析では、まず非線形の準三次元 Euler コードにより対象翼周りの定常流れ場を求め、その周りに微小振幅の調和振動を仮定して、線形 Euler 方程式に基づくコード[5, 6]を用いて非定常流れ場を求めている。このような線形コードは、時間進行の非定常問題を変動振幅を求める定常問題に置き換えることによって計算時間を大幅に短縮できるという特徴を有しており、設計での解析に適用できる実用性をもっている。

対象とする振動モードの形状等に応じて幾つかの翼スパンで解析を行い、得られた非定常空気力を翼スパン方向に積み重ねて構造解析への入力とする。

２．２　構造解析

翼振動応答解析の基礎方程式は、以下のように n 自由度系に対する方程式系として表される[2]。

$$[M]\{\ddot{X}\}+[C]\{\dot{X}\}+[K]\{X\}=\{F_m(t)\}+\{F_g(t)\} \qquad (1)$$

ここで、[*M*], [*C*], [*K*]はそれぞれ翼の慣性、減衰、剛性を表す行列で、{*X*}は物理的な変位を表す。右辺の第１項は翼の振動により誘起される空力減衰力、第２項はウェーク、ポテンシャル干渉、インレットディストーションなどにより翼面に発生する空力励振力であり、前節の空力解析により得られる。

調和振動を仮定すると、{*X*}は、式（１）の右辺を零とおいて求まる固有モード形状行列[ϕ]、および各モードの応答変位への寄与率を表すモーダル変位ベクトル{*Q*}を用いて、

$$\{X\}=[\phi]\{Q\}=[\phi]\{\bar{Q}\}e^{i\omega t}=\{\bar{X}\}e^{i\omega t} \qquad (2)$$

と表される。一方、両空気力は、翼の運動に依存する空力減衰については各固有モード振動毎の誘起空気力を各点各方向の変位で規準化したベクトルの行列 [*A*]を用いて、それぞれ以下の様に表される。

$$\{F_m\}=[A][\phi]\{\bar{Q}\}e^{i\omega t},\{F_g\}=\{\bar{F}_g\}e^{i\omega t} \qquad (3)$$

式（２）、（３）を式（１）に代入すると、応答変位は以下のようにまとめられる。

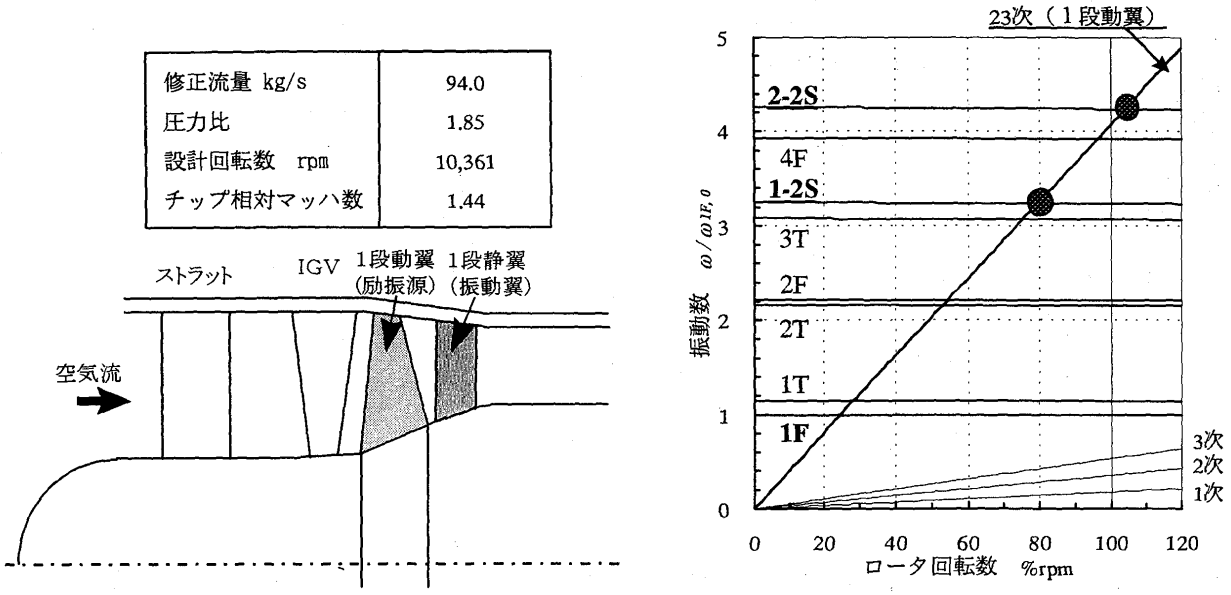
$$\{\bar{X}\}=\sum_{r=1}^{m}\frac{\{\phi_r\}^T\{\bar{F}_g\}\{\phi_r\}}{k_r\left[1-(\omega/\omega_r)^2+2i\zeta_r(\omega/\omega_r)\right]} \qquad (4)$$

ここで、k_r、ω_r、ζ_rはｒ次モードにおけるモーダル剛性、固有振動数、減衰比であり、これらのモーダル諸量は、固有モードベクトルをモーダル質量で正規化しておけば、以下のようにまとめられる。

$$m_r=\{\phi_r\}^T[M]\{\phi_r\}=1,\qquad k_r=\{\phi_r\}^T([K]-\mathrm{Re}[A])\{\phi_r\},\qquad \omega_r=\sqrt{k_r/m_r}=\sqrt{k_r}$$
$$\zeta_r=\frac{1}{2\omega_r}\{\phi_r\}^T[C]\{\phi_r\}-\frac{1}{2\omega_r{}^2}\{\phi_r\}^T\,\mathrm{Im}[A]\{\phi_r\} \qquad (5)$$

k_rの第１、第２項はそれぞれ r次モードでの機械剛性、翼振動による空力剛性を表す。 ζ_rの第１項はｒ次モードでの機械減衰（構造減衰＋材料減衰）比を、第２項は、空力減衰比をそれぞれ表している。以上の基礎方程式に基づいて、有限要素法解析を実施する。

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.



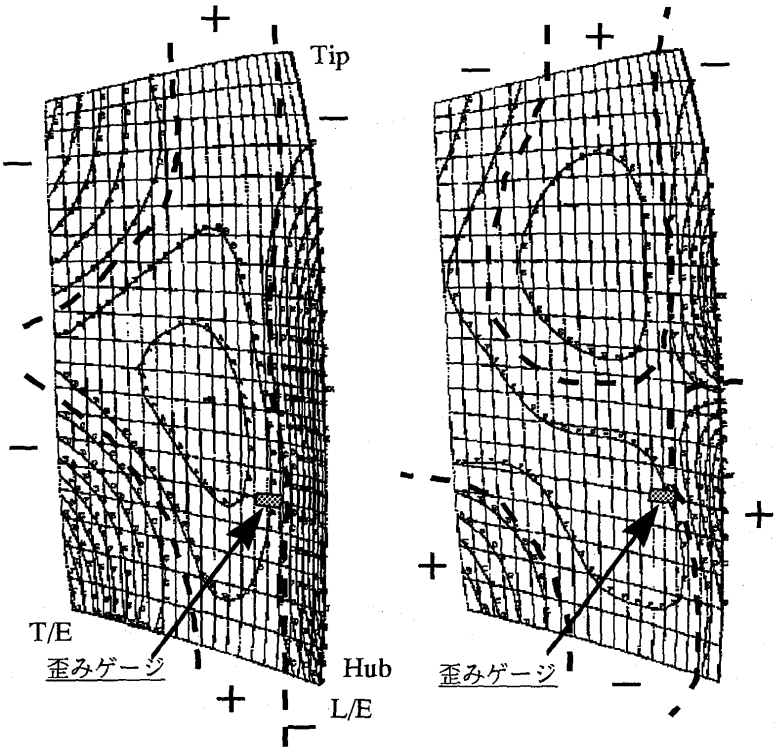
(a) 圧縮機供試体の概略　　(b) 1段静翼の Campbell 線図

図2　供試遷音速圧縮機の概略および1段静翼の振動特性

3．解析適用例

3．1　供試圧縮機および対象翼の振動発生状況

図2(a)に示す単段の遷音速圧縮機において、1段静翼が上流の1段動翼のウェーク（1次成分は23ＥＯ）励振によって 1-2S および 2-2S の2つのパネルモードで共振する（図2(b)；振動数は、静止時の 1F モードの固有振動数で無次元化してある）。ここでは、これらの共振時の振動応答を前節に述べた方法で予測し、リグ試験での振動計測データと比較して、精度を検討する。図3には、解析に用いたＦＥＭ格子、及びこれら2つのパネルモード形状の解析結果（紙面垂直方向の振動変位分布）を示す。また、リグ試験での歪みゲージ位置も併せて示す。



(a) 1-2S モード　　(b) 2-2S モード

図3　1段静翼のパネルモード形状（ＦＥＭ解析結果）

1-2S モードでは、翼スパン方向に2本の節が現れており、2-2S モードでは、さらにミッドスパン近傍で翼コード方向に節が現われ、その上下で振動位相が逆になっている（同図中の＋／－参照）。なお、1-2S 共振時の無次元振動数は 4.8、2-2S 共振時は 4.6 である。

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

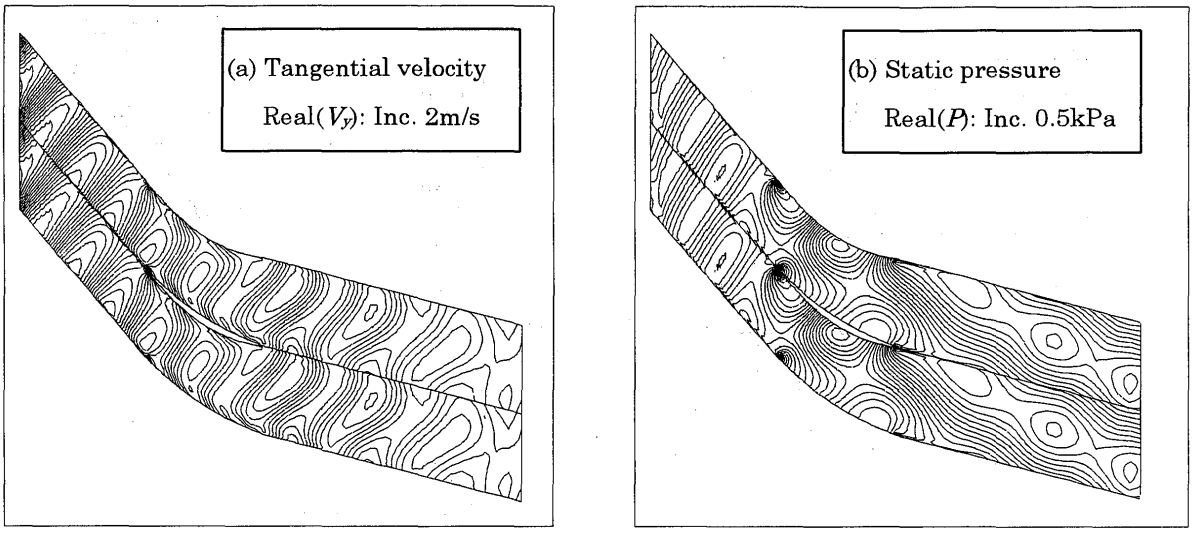
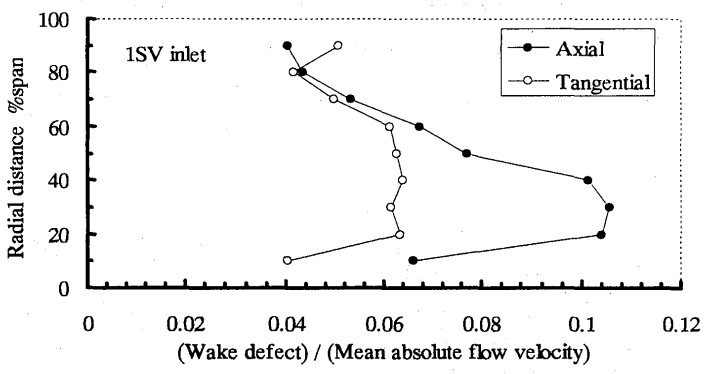


図４　動翼ウェークを受ける静翼の空力解析結果［Mid-span, 流入 Mach 数 0.76, 無次元振動数 4.8］

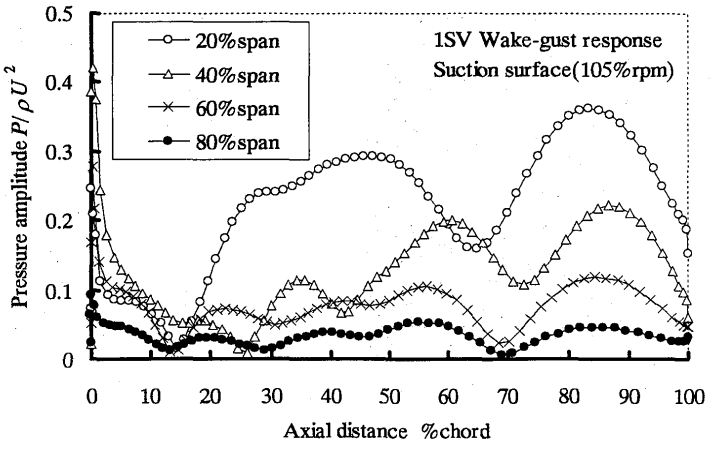
３．２　空力励振解析結果

図４には、前述した線形 Euler 解析による１段静翼周りの空力励振解析の結果の一例を示す。１変動周期の初期位相での接線速度及び静圧の変動成分を等高線で表してある。この解析では１翼間通路のみを解いており、翼間位相角を考慮して周期境界での解を接続している。入口境界から流入したウェーク擾乱が静翼翼間を定常流れ場の勾配によって歪みながら通過し（(a)接線速度）、擾乱波長に応じた非定常圧力分布が静翼翼面に発生している様子が判る（(b)静圧）。このような非定常圧力分布の腹と振動モード形状分布の腹とが合致した場合、振動応答レベルは高くなる。

解析の入力に用いたウェーク擾乱のスパン方向分布、及び各スパンで予測された静翼励振圧力分布（静翼入口動圧で無次元化）を図５に示す。20%と 80%スパンとでの解を比較すると、擾乱振幅（図５(a)）に応じ空気励振圧力が大きく異なっている（同(b)）。翼振動応答解析の精度向上を図るには、このような擾乱の分布状態も考慮して、解析するスパン位置を選択することが必要となる。



(a)静翼入口でのウェーク欠損のスパン方向分布



(b)各スパン位置での静翼翼面励振圧力分布（負圧面）

図５　動翼ウェーク分布と静翼励振圧力との関係

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

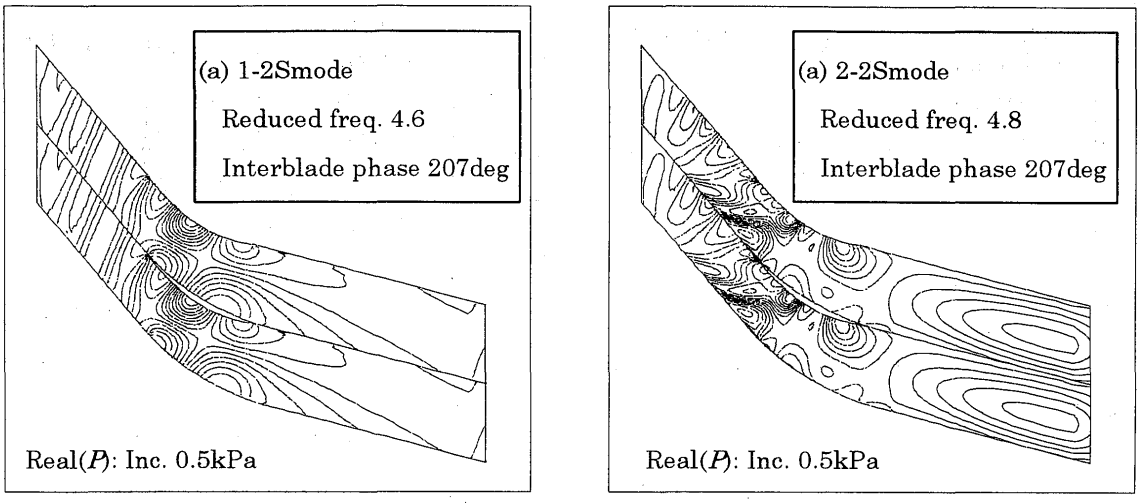


図６　各固有モードでの翼振動により生ずる非定常圧力（空力減衰力）の解析結果［Mid-span］

３．３　空力減衰解析結果および系の減衰比

図３に示した固有振動モードでの翼面変位のコード方向分布を幾つかのスパン位置で切り出して翼振動により発生する非定常圧力をＣＦＤで計算した。ミッドスパンでの結果を図６に示すが、各モードでの振動の腹の位置に対応して圧力振幅に極値が生じている。これらの結果を集積し、式（５）の ζ_r の第２項に入力して、各モードでの空力減衰比を算出して、次節の応答解析に用いた。

式（４）でも判るように、振動応答の予測精度は、系の減衰比の見積り精度に大きく依存する。系の減衰は、空力減衰と機械（構造＋材料）減衰との和であるが、今回の１段静翼はスピンドル支持されているので、支持部での摩擦による構造減衰が全減衰に占める割合は高い。よって、空力減衰および構造減衰共に高い精度で見積もることが必要となる。一般に構造減衰を解析で予測することは困難であり、今回の適用例では、翼の加振試験により機械減衰比を取得して用いた。

表１には、ＣＦＤで予測した空力減衰比、及び加振試験・リグ試験で取得した減衰比の試験値を示す。リグ試験値（全減衰比）から加振試験値（機械減衰比）を差し引き、試験での空力減衰比を求めてある。スピンドル翼では支持状態が一様でなく、試験結果はばらついている。予測した空力減衰比は、各モードで試験値のばらつきの範囲内にあり、オーダー的に精度良く予測できていると考える。

表１　空力減衰比のＣＦＤによる予測値と試験データとの比較

振動モード	空力減衰比予測値（式（５）下段）	減衰比の試験値		
		機械減衰比（加振試験）注１	全減衰比（リグ試験）注２	空力減衰比（＝全－機械）
1-2S	0.0050	0.0023 - 0.0053 (0.0037)注３	0.0064 - 0.0091 (0.0075)	0.0011 - 0.0068 (0.0038)
2-2S	0.0022	0.0016 - 0.0032 (0.0022)	0.0054 - 0.0096 (0.0073)	0.0022 - 0.0080 (0.0051)

注１）加振試験値は８枚の供試翼から取得。　注２）リグ試験値は６枚の供試翼から取得。
注３）（　）中は平均値。

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

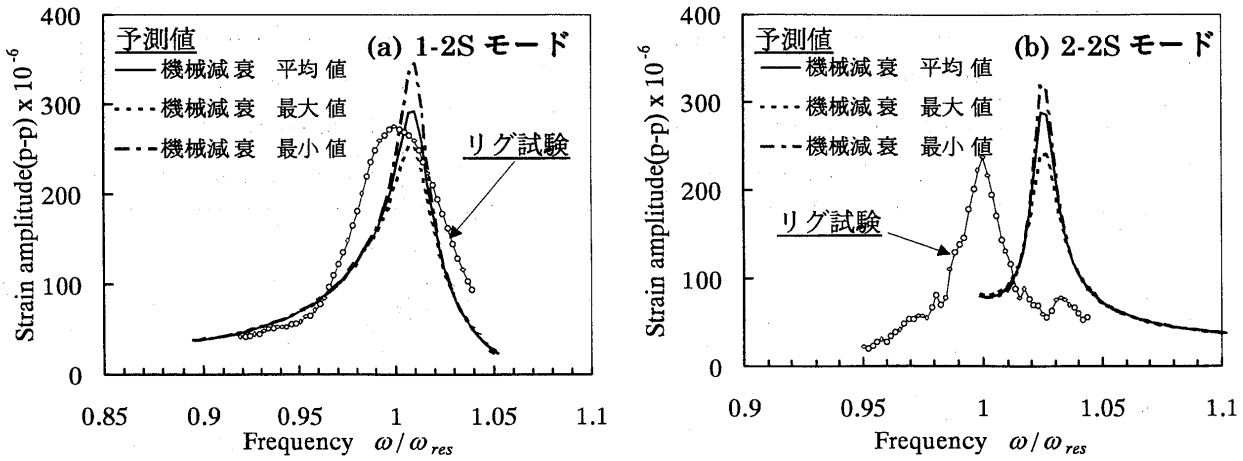


図7　各パネルモードにおける振動応答予測結果とリグ試験データ（歪みゲージ出力）との比較

3．4　各パネルモードでの翼振動応答予測結果

図7では、翼振動応答予測による歪みゲージ位置での振動歪み量を試験値と比較している。周波数は、試験での各モード共振周波数で無次元化してある。予測計算での機械減衰には、表1の加振試験値の平均、最大、最小を用いた。機械減衰の最大値および最小値を用いた場合の共振点での予測レベルの間にリグ試験値が収まっており、十分実用的な精度で予測解が得られていると考えられる。なお、機械減衰の平均値を用いた場合、1-2S モードで約 10%、2-2S モードで約 25%の誤差で予測している。

4．まとめ

翼強度設計に供することを指向して構築した翼強制振動応答予測システムの概要を述べ、適用例を通じてその予測精度を検討した。二次元空力解析とＦＥＭ構造解析とを組み合せた線形システムであり、ウェークを受ける圧縮機静翼のパネルモード共振応答を、実用的精度で予測できることを示した。

今後、種々の翼支持状態での構造減衰値を継続的に取得し、翼設計において振動応答予測計算を行う際に利用できるようデータベース化していくことが課題の一つであると考えている。

参考文献

[1]EL-Aini,Y., deLaneuville, R., Stoner, A., Capece, V., "High Cycle Fatigue of Turbomachinery Components - Industry Perspective," AIAA 97-3365

[2]Chiang, H.D., Kielb, R.E., "An Analysis System for Blade Forced Response," ASME 92-GT-172.

[3]Tatakis, S., Stockton, R. J., "Structural and Aerodynamic Influences to Airfoil Forced Response," ASME 93-GT-243.

[4]Sayma, A. I., Vahdati, M., Imregun, M., "Forced Response Analysis of an Intermediate Pressure Turbine Blade Using a Nonlinear Aeroelesticity Model," AIAA-98-3718.

[5] Hall, K. C. and Crawley, E. F., "A Linearized Euler Analysis of Unsteady Flows in Turbomachinery," NASA-CR-180987, 1987.

[6]Hall, K. C. and William, S. C., "Linearized Euler Predictions of Unsteady Aerodynamic Loads in Cascades," AIAA Journal, Vol.31, No.2, pp.540-550, 1993.

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

3次元非定常段解析における乱流モデルの影響

A—2

＊大庭芳則　児玉秀和（石川島播磨重工業）
野崎理　菊地一雄　西澤敏雄（航空宇宙技術研究所）

1．はじめに

今日、ガスタービンは航空エンジン用、陸舶用など幅広い分野で用いられており、ガスタービンの性能向上は重要な課題である。現在までのガスタービンの設計開発において性能向上は、定常流体解析を用いて、ガスタービン内部の流れ場を理解し設計に応用することで図られてきた。近年のガスタービンの設計においては、更に高効率の性能を有し、かつ安定に作動するガスタービンが求められており、このような高性能ガスタービンエンジンを可能とする設計技術を確立するためには、定常的な性能予測だけでなくポテンシャル干渉を含んだ動静翼間干渉による非定常現象を詳細に理解する必要がある。このような流れ場を理解する手法として数値流体解析は非常に有効であり、Hirai らは燃焼器からのホットストリークが流入する1段の高圧タービンの流れ場やインレットディストーションが流入するＮＡＳＡの1段圧縮機の流れ場の非定常翼列段解析を行い[1]、翼列内部の非定常流れ場の挙動を予測した。Hirai らが行った非定常翼列段解析では乱流モデルにBaldwin-Lomax モデル[2]を導入している。Baldwin-Lomax モデルは平板境界層、単独翼列流れ場など壁面付近に境界層が存在する場合には良好な解が得られることが知られているが、多段翼列の流れ場の場合、上流からの後流の周方向位置が移動することによって、流路中央にも上流に存在する翼列の後流が流入するために、強いせん断力が壁面付近のみならず流路中央にも存在する。更に、このせん断力の分布が非定常的に変化する複雑な流れ場となっていることから、この流れ場の乱流粘性を適確に予測することはモデルの構造上困難である。

本研究では、静翼列と動翼列から構成される 1 段の高圧タービンの 3 次元非定常段解析にBaldwin-Lomax モデルと低レイノルズ数型ｋ－ε乱流モデル（Jones-Launder モデル[3]）を導入し、3次元非定常段解析における乱流モデルの影響を調べた。

2．解析方法

本解析では支配方程式に3次元非定常ナビエ・ストークス方程式を用い、数値計算法には有限差分法を使用し、対流項に対して Chakravarthy-Osher の TVD スキームによる離散化を行った[4]。また、時間積分に陰解法を用いており、各時間ステップにおいて 4 回の Newton sub-Iteration を導入し、二次の時間精度を維持している。方程式にレイノルズ平均を施し乱流モデルを導入することによって乱流による変動成分をモデル化している[1]。本研究では Baldwin-Lomax モデル（以下B-L モデル）と Jones-Launder モデル（以下 J-L モデル）の２つの乱流モデルを同じ計算スキームにそれぞれ導入し、非定常翼列段解析を行った。

膨大な計算資源を必要とする 3 次元非定常翼列段解析を行うために、NAL で開発された並列計算機（数値風洞、ＮＷＴ）を用いて、並列計算機の各１要素計算機（Processing Elements：PE）に１翼間計算領域をそれぞれ割り当て、上流または下流、および周方向に隣り合う計算領域との境界において情報を交換しながら計算を進行する並列アルゴリズムを用いた（図１参照）[1]。

第２７回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，（東京）

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

３．計算条件

本解析では、超音速輸送機用推進システムの研究開発（HYPR プロジェクト）において開発された２８枚の静翼列と５７枚の動翼列からなる１段の高圧タービンを解析対象とした。静翼列と動翼列の枚数比を１：２とする為に、動翼列の枚数を５６枚に削減し、全周の１／２８である静翼１枚と動翼２枚の３計算領域に対して３台の要素計算機を用いた並列計算を行った。なお動翼列の枚数を５７枚から５６枚に減らすことでソリディティが変わるが、その違いは２%以下であり空力性能に与える影響は極めて小さいと考えられる。

図２に解析に用いた計算格子を示す。格子はH型構造格子で、格子点数は流れ方向、円周方向、および半径方向にそれぞれ 119×51×61 である。３翼間全てを合わせた総格子点数は約 110 万点となる。境界条件は、前に位置する静翼列の流入面で全温、全圧および流入角を固定値として与え、後ろに位置する動翼列の流出面では静圧を固定した。また、壁面には滑りなし条件及び断熱壁面の条件を与えた。静翼と動翼の間を接合する境界では、動翼の回転に伴って円周方向に静翼と動翼の位置をずらして、対応する格子線上の各変数に線形補間を施すことで、接合境界での情報を高精度に交換する条件を付加した。翼面前後の円周方向の境界には、周方向の境界を挟む２点の情報に線形補間を施して境界条件を与えており、全周の１／２８の計算領域で周期条件を課している。また、B-L モデルと J-L モデルを用いた計算は、上流面と下流面の境界に同じ境界条件を用いて計算を行った。

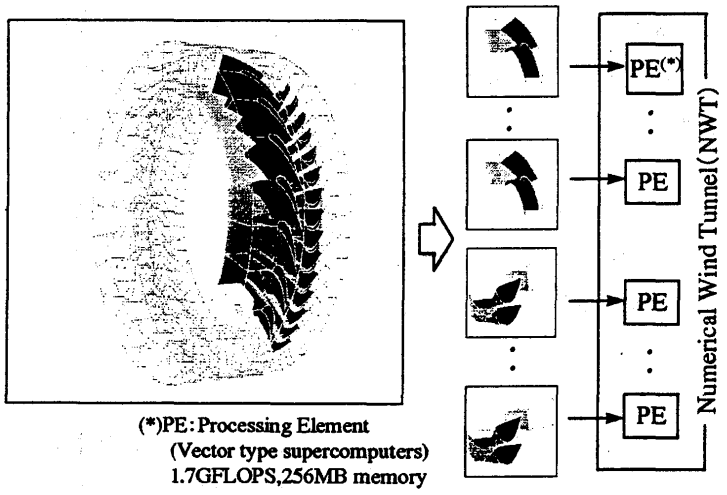


図１　並列計算アルゴリズム
（並列計算機：NAL 数値風洞（NWT））

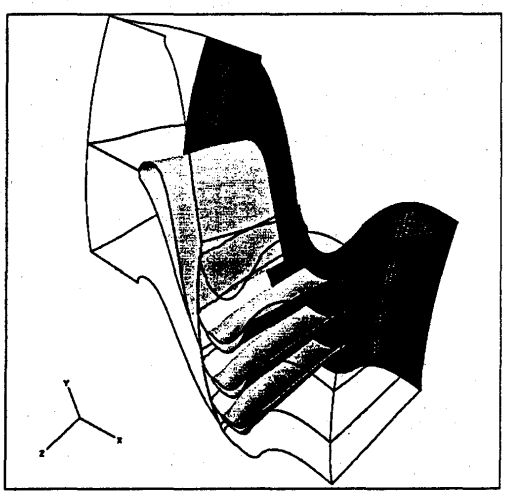


図２　計算格子図

４．結果

瞬時流れ場への影響

非定常流れ場に対する乱流モデルの影響を調べるために、B-L モデルと J-L モデルの結果を 50%スパン位置の全圧瞬時場分布を図３に示す。図中左から流入した流れが静翼によって流れ方向を曲げられ、動翼に仕事を与えることによって全圧を失い、動翼下流（図中右方向）に流出する様子が判る。静翼後縁から下流に伸びている全圧の低い領域は後縁からの後流を示しており、この後流が動翼前縁に衝突している様子が詳細に再現されている。この結果において B-L と J-L を比較すると、

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

両者の間には大きな全圧分布の差は存在しないが、J-L モデルを用いた結果において静翼翼面境界層及び静翼後縁から下流に伸びる全圧の低い領域の幅がより広くなっており、翼面境界層流れが厚く予測されていることが判る。乱流モデルの違いによる影響を更に明らかにするためにエントロピー分布を用いて同じスパン位置で可視化した図を図４に示す。この図では翼面境界層及び後流の分布が明瞭に示されており、動翼前縁によって寸断された静翼の後流が動翼翼間内で曲げられ、動翼負圧面付近に集められた後に周期的に下流に流出する現象が詳細に示されている。この図から B-L モデルの流れ場に比べて、J-L モデルの流れ場は、静翼翼面境界層及び静翼後流でのエントロピーが増加する領域を幅広く予測している。これは静翼翼面境界層において損失の増加が進んだ領域が幅広く予測されいてることを意味しており、図３で示されたように静翼翼面境界層を厚く予測していることの原因と考えられる。

また、翼端面付近（ケーシング面付近）の流れ場に与える乱流モデルの影響を調べるために動翼前縁より 74%コード長下流位置での全圧の瞬時場分布を図５に示す。この図から判るように B-L モデルと J-L モデルではケーシング面付近での全圧分布が異なり、B-L モデルの結果に比べて J-L モデルの結果はケーシング面付近に存在する全圧の低い領域が広く分布している。このことは本計算において、B-L モデルに比べて J-L モデルはケーシング面付近の二次流れ成分を大きく予測している事を示している。

時間平均流れ場への影響

時間平均化された流れ分布に与える影響を調べるために動翼後縁から 78%コード長下流位置の B-L モデル、J-L モデル及び測定結果の全温分布を図６に示す。この図からスパン方向と、80%スパン位置付近に全温が高い領域が存在することが判る。動翼翼間を流体が通過するときに動翼に対して仕事を与えるために全温が低くなるのに対して、静翼後流は主流に比べて動翼に与える仕事が少ないために主流と比較して全温が高い状態で下流に流れるので、図６中でスパン方向に全温が高い領域は静翼の後流が動翼下流に輸送された分布を示している。また、動翼の 80%スパン位置付近において動翼回転方向にスワールを持つ二次流れが発生しており、局所的な領域で動翼から流体に仕事が与えられるために 80%スパン位置付近で全温が高くなっている。この流れの分布を比較すると、B-L モデル、J-L モデル、及び測定結果の流れ場では、静翼後流や 80%スパン位置付近の二次流れによって発生する全温の高い領域の分布など全体的な分布が同じであることから、本計算において B-L モデル、J-L モデルは１段タービンの流れ場を適切に予測していることが示された。

更に結果を詳細に比較するために、50%スパン位置での円周方向位置における時間平均分布の比較を行った（図７参照）。ここで、図７（ａ）、（ｂ）で示す全温及び全圧はタービン入口の全温、全圧でそれぞれ無次元化を施されている。先に述べたが、B-L モデルの結果と測定値には良好な一致が見られるのに対して、同一の上下流境界条件を与えると J-L モデルの結果は作動条件が異なったものとなるために全体的に高い分布を示している（図７(ａ)参照）。これは B-L モデルの結果に比べて J-L モデル結果では主流が動翼に与える仕事が少ない事を示している。一方、全圧の時間平均分布では B-L モデル、J-L モデル共に測定値より少し高い値を示しているが、J-L モデルは測定結果に見られる静翼後流付近に存在する局所的なピークを良く予測している（図７（ｂ）参照）。また、B-L モデル、J-L モデルの結果は共に絶対流れ角の分布は同様であるが、測定結果を周方向に平均するとほぼ０°となるのに対して、J-L モデルを平均すると正の流れ角分布、一方 B-L モデルは負の流れ角分布となっており、測定結果との間に差が存在する（図７（ｃ）参照）。ここで、

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

ルは負の流れ角分布となっており、測定結果との間に差が存在する（図７（ｃ）参照）。ここで、絶対流れ角の正の値は動翼の回転方向を示す。J-L モデルの絶対流れ角が B-L モデルに比べて動翼の回転方向に向いていることは、図７（ａ）において示した J-L モデルは B-L モデルよりも動翼に仕事を与えていないことに一致する。

この結果を踏まえて、測定結果の作動条件に一致させるように動翼下流の背圧を下げた計算を行えば、J-L モデルの結果の全温分布、全圧分布、絶対流れ角分布は減少し、測定結果に一致する様になるのに対して、B-L モデルの結果は全圧分布、絶対流れ角分布に測定値との差が大きくなることになる。以上の事から、翼列の非定常段解析に低レイノルズ数型 k-ε 乱流モデル（Jones-Launder モデル）を導入することで、測定結果により近い流れ場が予測され、より妥当な解析結果を得る事が出来ると考えられる。

５．結論

Baldwin-Lomax モデルと Jones-Launder モデルの２つの乱流モデルを用いて１段の HYPR 高圧タービンの翼列間干渉を含む非定常流れ場の解析をそれぞれ行った。

（１）瞬時場を比較した結果から、J-L モデルと B-L モデルの結果は全体的な流れ場は一致するが、静翼翼面境界層及び静翼後縁からの後流に対して J-L モデルは B-L モデルよりも幅の広い境界層を予測することが示された。また、J-L モデルと B-L モデルの翼端面（ケーシング面）付近の全圧分布が異なる事から、J-L モデルは翼端面付近での二次流れを B-L モデルより大きく予測することが示された。

（２）動翼を通過した時間平均流れ場において、J-L モデル、B-L モデルは共に静翼後流分布及び二次流れによって存在する全温の高い領域など全体的に測定結果と良く一致する結果を示し、妥当な解析結果を得る事が可能である。しかし、J-L モデルは測定結果に存在する全圧分布の局所的なピークを良く予測していることから B-L モデルに比べて流れ場のより細かい分布を予測しており、また、背圧を調節して作動条件を合わせた場合、絶対流れ角分布、全温分布や全圧分布が B-L モデルよりも測定結果とより良く一致すると考えられる。

参考文献

[1] Hirai,K., Kodama,H., Nozaki,O., Kikuchi,K., Tamura,A., and Matsuo,Y,. "Unsteady Three-Dimensional Analysis of Inlet Distortion in Turbomachinery",AIAA-97-2735, 1997

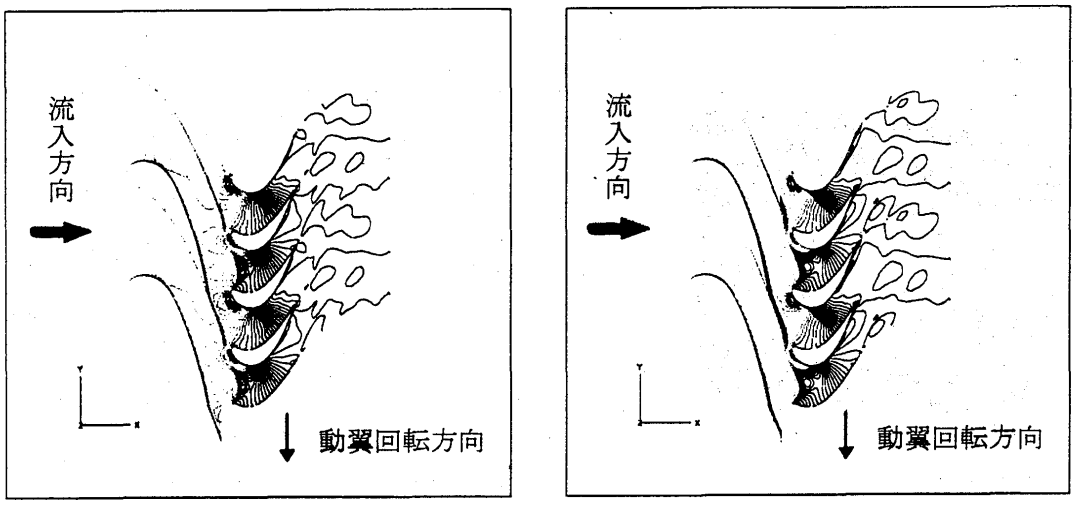
[2] Baldwin,B., Lomax,H., "Thin-Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows", AIAA-78-0257

[3] Jones,W.,P., and Lauder,B.,E., "The Prediction of Laminarizationwith a Two-Equation Model of turbulence", Int. J.Jeat Mass Transfer, Vol. 15, pp.301-314, 1972

[4] Chakravarthy,S.,R., Osher,S., "A New Class of High Accuracy TVD for Hyperbolic Conservation Laws", AIAA-85-0363, 1985

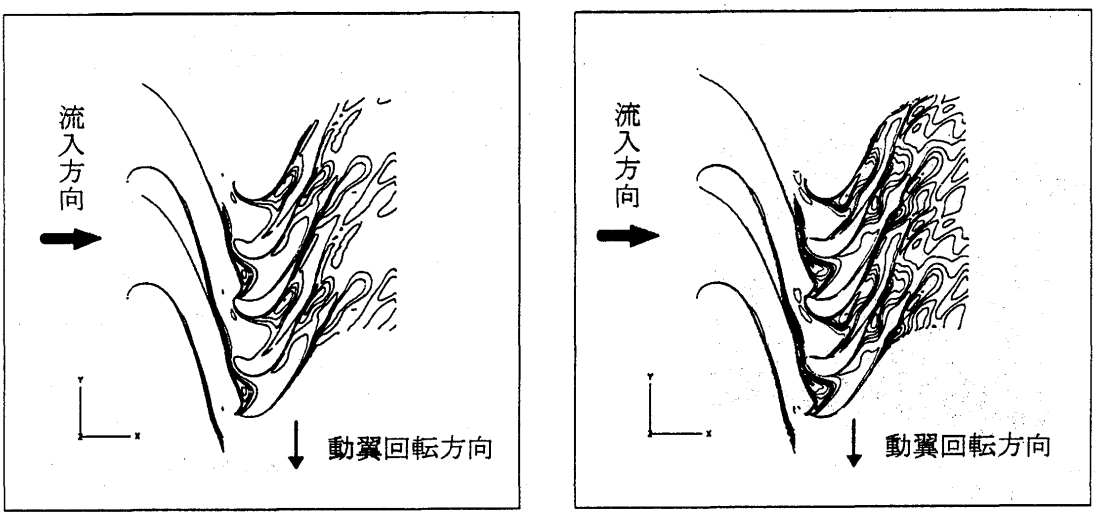
[5] Matsuo,Y., "Computations of Three-Dimensional Viscous Flows in Turbomachinery Cascades", AIAA-91-2237, 1991

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.



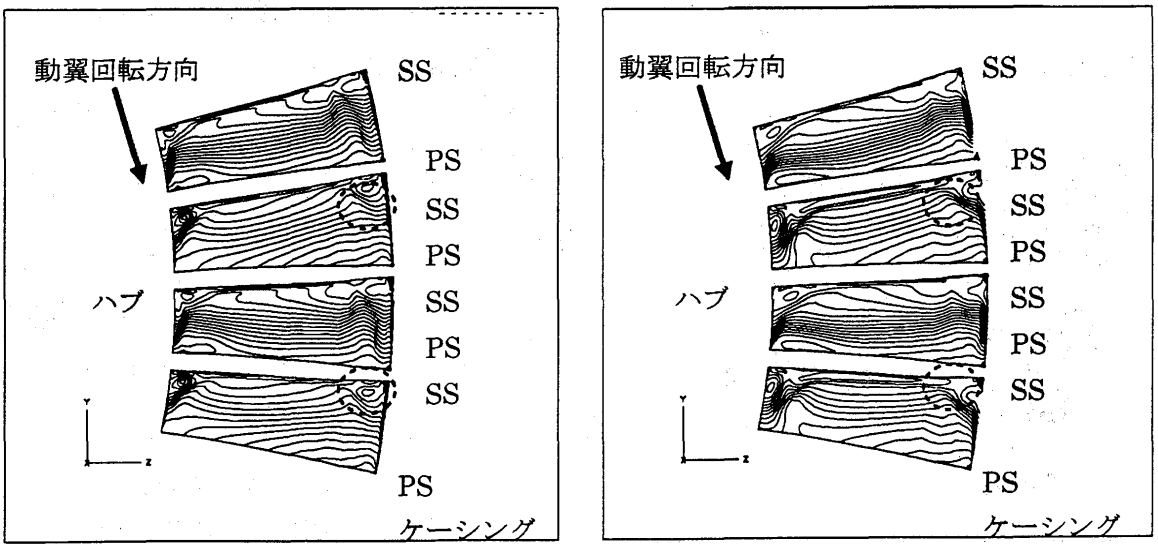
Baldwin-Lomax モデル　　Jones-Launder モデル

図３　等全圧分布図（瞬時場、50%スパン位位置）



Baldwin-Lomax モデル　　Jones-Launder モデル

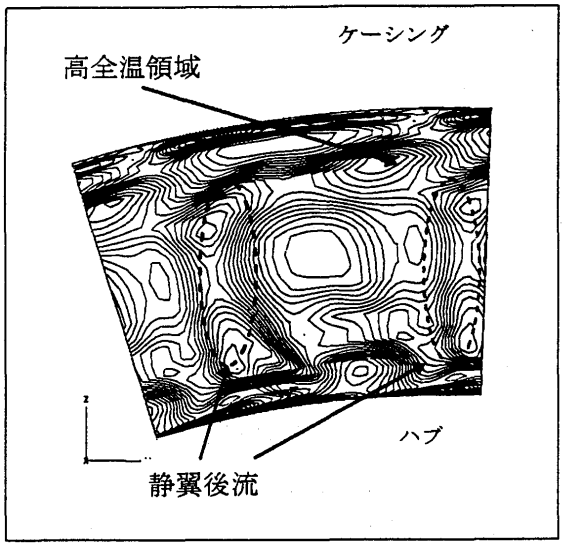
図４　等エントロピー分布図（瞬時場、50%スパン位置）



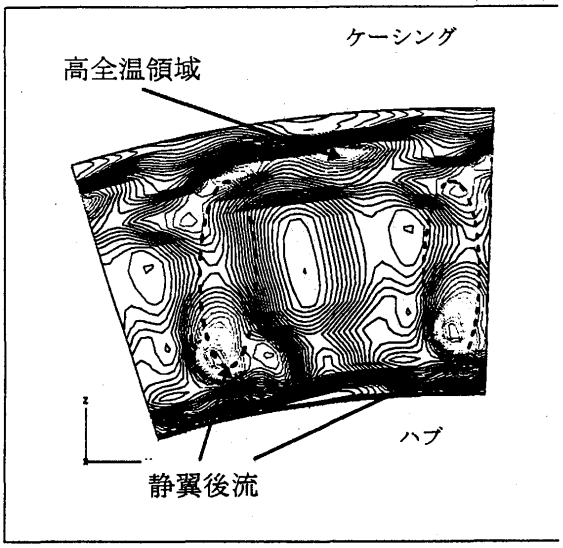
Baldwin-Lomax モデル　　Jones-Launder モデル

図５　等全圧布図（瞬時場、動翼前縁より 74%コード長下流位置）

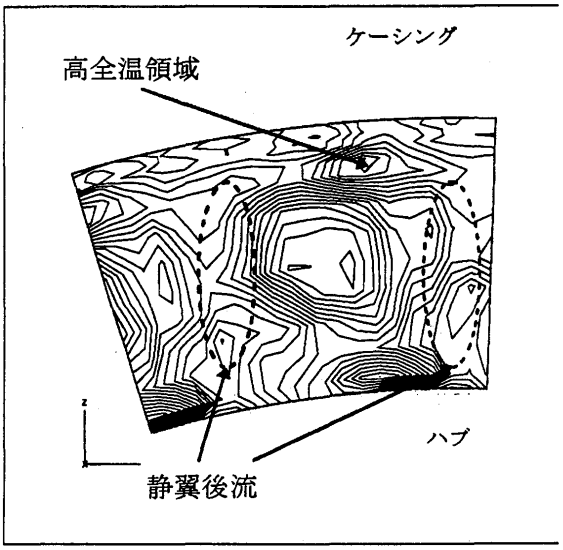
Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.



(a) Baldwin-Lomax モデル

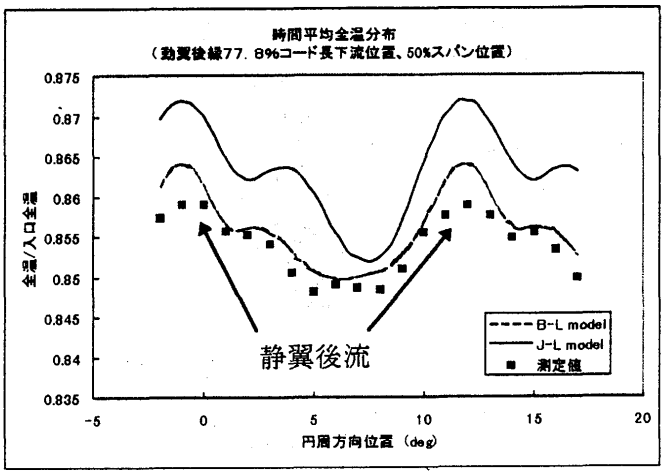


(b) Jones-Launder モデル

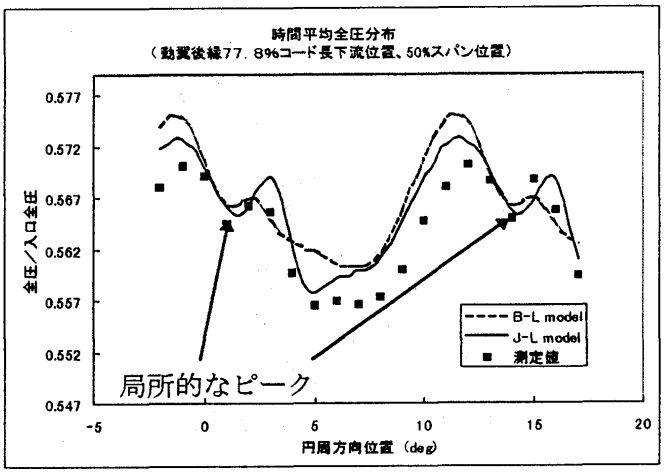


(c) 測定結果

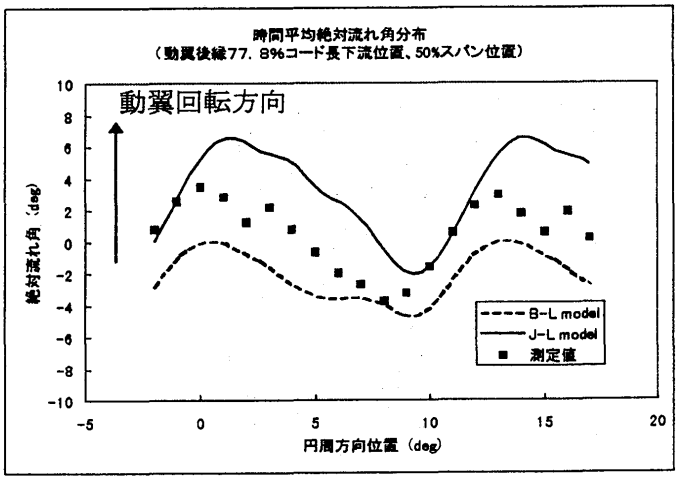
図6　時間平均全温分布
(動翼後縁下流77.8%コード長下流位置)



(a) 時間平均無次元全温分布



(b) 時間平均無次元全圧分布



(c) 時間平均絶対流れ角分布

図7　時間平均流れ場の比較

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

A—3

超音速矩形ジェットの大規模渦組織による変動の数値解析

＊篠澤康夫(早大院)， 大田英輔(早大・理工)， 木分孝幸(荏原製作所)
小林 紘， 生沼秀司， 長井健一郎 (航空宇宙技術研究所)

1. まえがき

ジェット騒音の低減化は,次世代超音速輸送機開発における大きな課題の一つで,離陸時騒音について4[EPN dB/%推力損失]レベルで低減可能な簡単な可変構造を開発することが目標となる.これまで,円形断面を主体に種々の収縮ノズルについて,タブによる騒音低減化効果を報告してきた[1][2].

超音速ジェットの騒音は乱流混合騒音,衝撃波関連広帯域騒音にスクリーチ分離周波数成分が重畳したスペクトラムを持つ.このスクリーチ音は,ジェット表面に沿って下流へ伝播する大スケールの不安定波と衝撃波セルとの干渉によって放射され,その音響波がノズル出口まで伝播し,ジェット表面せん断層を励起して大スケール不安定波を組織化するというフィードバック機構により維持される.衝撃波セルのジェット断面内振動は,円形ノズルでは半径方向モード,周方向モード及び両者共存のヘリカルモードを持ち,矩形ノズルでは長軸とジェット軸が張る面に対して非対称なフラッピングモードとなる.これらの振動はノズル出口より数セル目より現れるがこれを拘束することは難しく,スクリーチ音を抑制するためにはノズル出口周縁での不安定波の組織化を抑制することが必要となる.

比較的近年に,ジェットせん断層における不安定性の周方向均一分布を壊すように,ノズル出口に微少なタブを装着する方法が提案され,スクリーチ音が概ね抑制されることが確認されている.これは,タブにより縦渦が発生して,その渦度の拡散によりジェットが実質的に分離されるためである.[3]しかし,タブによるジェット構造の変化や不安定波の成長に対する影響など具体的に把握すべき課題が数多く想定される.音場シュミレーションを含むNavier-Stokes数値解析がそれらの把握に有効な手段の一つとされている．本報告では，ジェット近距離場に3次元N-S方程式を，周囲大気変動領域に3次元Euler方程式を適用した,矩形ノズルジェットに対しておこなった数値解析の結果について述べる.最もスクリーチ成分が顕著なジェットマッハ数Mj=1.48の場合について述べ,大規模な渦組織とフラッピングモードやヘリカルモードでの大規模な変動との相関や,それらの変動に伴って圧力波が全方位に放射される様子を示す.その圧力波が放射される周波数は実験で得られた値やTamによる線形理論値[6]とよく一致することを示す.

2. ジェット騒音実験と数値解析

2.1 実験方法

NAL 超音速ジェット試験設備を用いる．ジェットは常温で，マッハ数Mjの範囲はMj=0.99-1.88である．使用したノズルは図1に示すような矩形収縮ノズルで，アスペクト比は1[RE-1]および3[RE-3]である．ノズルをジェット軸の周りに回転させ，円周上にスタンドへ固定された10個のコンデンサーマイクロフォン

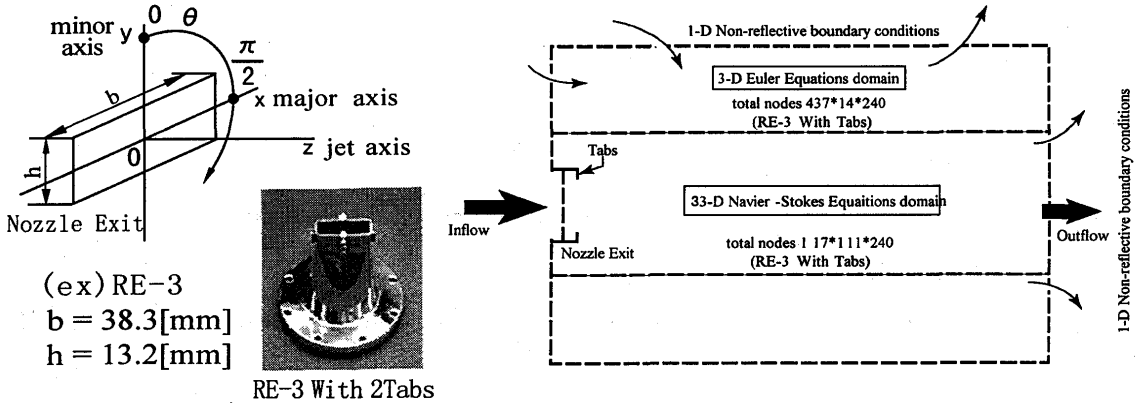


図1 矩形ノズル及び計算領域

第27回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，(東京)

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

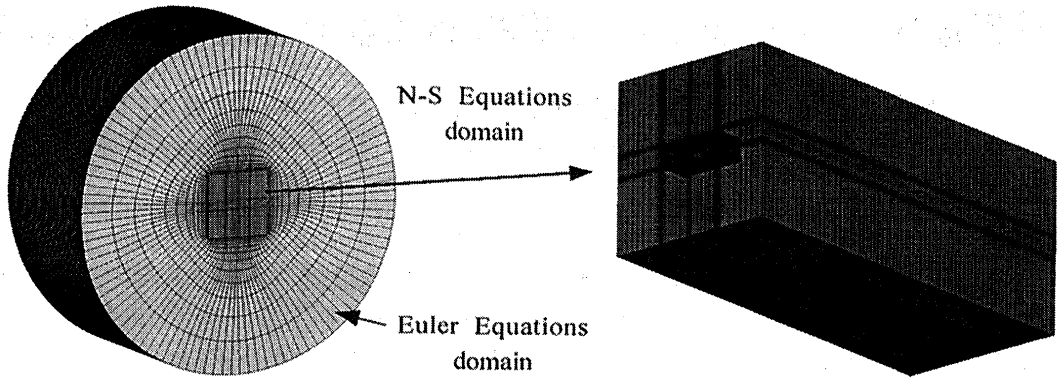


図2 計算格子

を用いてノズル出口より半径1.5mの球面上の狭帯域音圧分布を測定した．また，Arレーザー/A.O.モデュール系を使用して，スクリーチ音同期の短軸方向(θ=0)と長軸方向(θ=π/2)のシュリーレン撮影を行った．

2.2 数値解析方法

図1に示すように，ノズル近傍の領域では，幅はRE-3ノズルの長辺（b=38.3mm）の約3倍，長さが約7倍の直交格子領域に3次元N-S方程式系を適用し，周囲大気変動領域では，格子の直径で直交格子領域の幅の５倍程度の双曲型格子領域に3次元Euler方程式系を適用した格子系を用いて数値解析を行う．格子点数は図1に示しておく．

保存系の非定常N-S方程式(Stokes粘性)を不等間隔直交格子で離散化し，対流項にはChakravarthy-Osherの3次精度TVDスキーム，粘性項には2次精度中心差分を用いる．Euler方程式系には対流項に3次精度風上差分を用いる．時間進行にはともにRizzi-Eriksson による3次精度3段階Runge-Kutta法を用いる．また，用いた境界条件は図1に示す通りである．ただし，無反射境界条件を扱う際には，特性量を求めるのに用いるρ, cの値は，定常流での値を算出することが困難であるため，前時間ステップでの値を用いることとした．

3. ジェット構造に関する数値解析結果

3.1 渦構造

図３にジェット軸断面での運動量厚さを示す．RE-1ではタブがない場合，$(\rho ww)_*$から衝撃波の存在が第３衝撃波まで確認することができ，また，$(\rho wu)_*$及び$(\rho wv)_*$が第２セルあたりから急激に振動し始めており，ヘリカル振動が発生していることがわかる．RE-3でも同様に衝撃波の存在が認められるが，RE-1とは異なり，$(\rho wv)_*$のみが第２セルあたりから振動し始めており，フラッピング振動が発生していることがわかる．一方，RE-1，RE-3ともにタブがつくことで，それらの振動は抑えられている．しかし，RE-1とRE-3とではタブ装着による混合過程での差が現れており，RE-3のほうが周囲気体との混合が促進され，運動量の回復が緩慢となっている．これらの変動をより詳細に観察するため，渦度ベクトルと速度ベクトルとの内積値であるHelicity密度を定義し，図４にジェット軸断面での密度分布とHelicity密度分布を示す．Helicityの符号は速度ベクトルと渦度ベクトルとがなす角度のみできまる．図４では，速度ベクトルに対して，反時計方向の渦(+)を白，時計方向の渦(-)が黒としている．

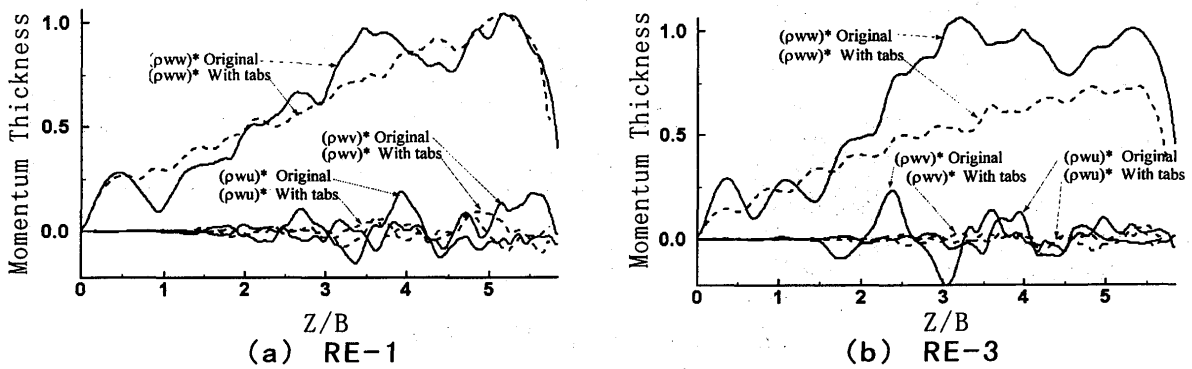


図3 運動量厚さ

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

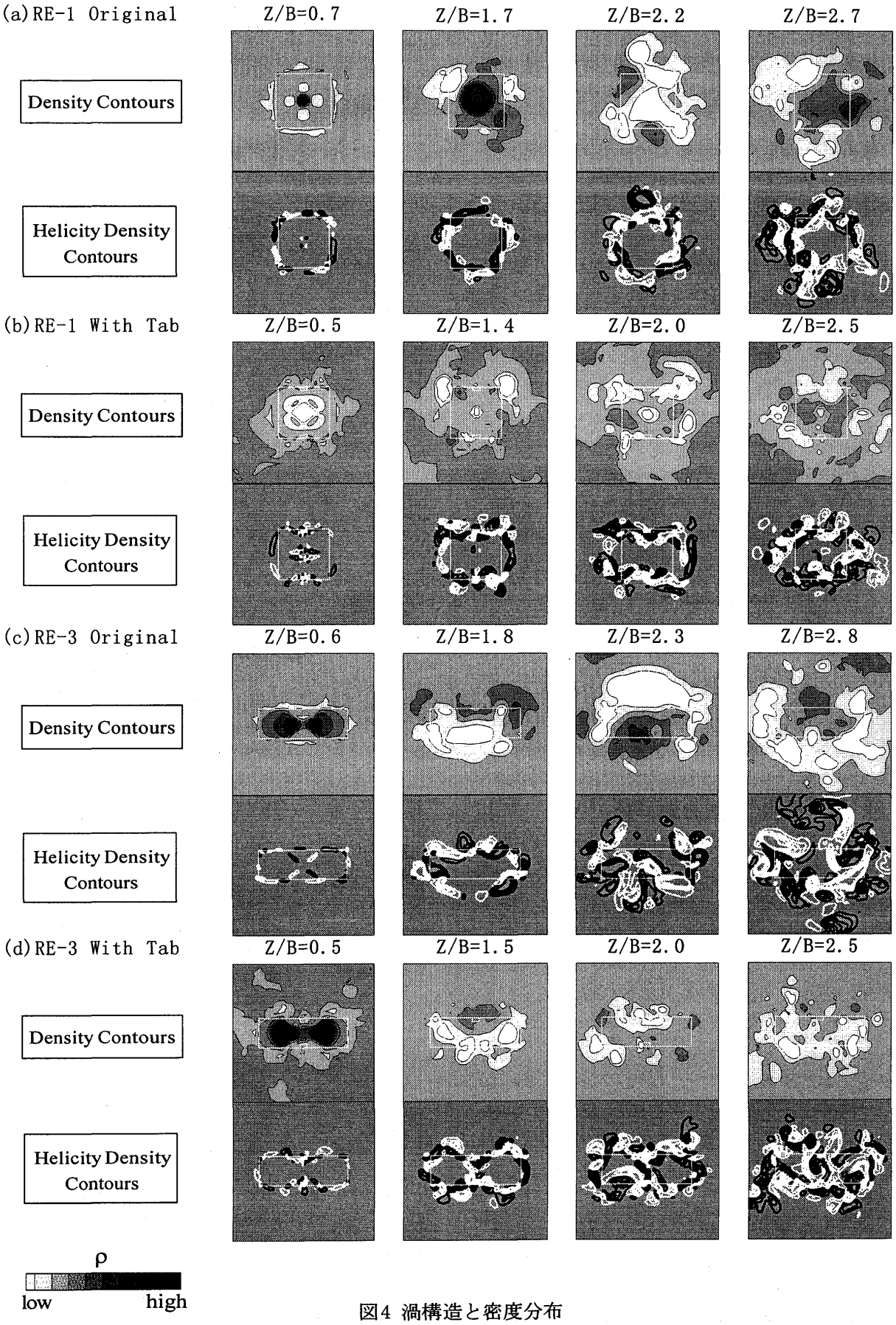


図4 渦構造と密度分布

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

RE-1において，タブが存在しない場合，渦構造が不安定に存在し，ジェット軸に関して非対称にジェットコアが分布していることから，ヘリカル振動が起きていることが認められる．一方，タブが装着されることによって，タブから発生する渦がノズルコーナーからの渦と干渉しあうことで渦構造を安定させ，ヘリカル振動が抑えられていることがわかる．しかしながら，タブがついてない辺においては，渦構造が崩壊し，ジェットが横に広がっている様子が見られる．

RE-3において，タブが存在しない場合，密度分布はジェット軸に関して上下非対称に振動し，フラッピング振動を起こしている様子がみられる．また，衝撃波の発生による乱れの渦とコーナー渦とが干渉するために渦構造が不安定になり，大規模な崩壊をおこしている様子も確認することができる．一方，タブが装着されることで，タブから発生する渦対がジェットコアを完全に２分割し，下流へ進んでも渦構造は安定し，フラッピングが抑制されている様子が分かる．

また， RE-1では，タブからジェット中心までの距離が長いためジェットが分割されていないが，RE-3では，タブの装着によりジェットコアが２分割されることで，コアの間の領域では外部気体が侵入した減速域となり，衝撃波は存在せず，外部気体との混合が促進されていることがわかる．

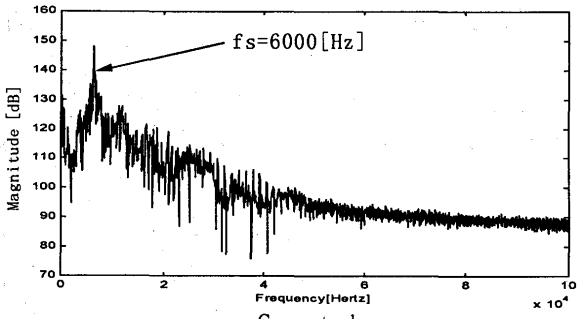
3.2　FFTによる周波数解析

RE-1およびRE-3ノズルにおいて，Euler領域における長軸方向での圧力変動に対してFFTによる周波数解析をおこなった．結果を図５に示す．実験に関してはマッハ数1.38および1.58でのスペクトラムを示す．同マッハ数でなければ厳密な比較はできないが，参考にはなると思われる．

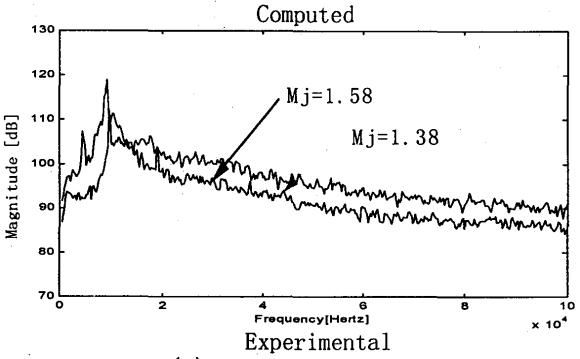
スクリーチ基本周波数は，タブがない場合，RE-1で約6.0[kHz]，RE-3で約5.8[kHz]であり，ともに実験値とよく一致している．スペクトラム波形はRE-3では2次成分等もとらえており，圧力レベルに差が見られるものの，実験値と良く一致していると思われる．また，タブの装着でスクリーチが抑制されていることが明らかである．

3.3　フラッピング

図６にRE-3ノズルにおけるN-S解析領域でのシュリーレン画像および圧力レベル分布を，3.2で求められたスクリーチ周波数に対して1/4周期ごとに示す．ここで，シュリーレン画像は，完全

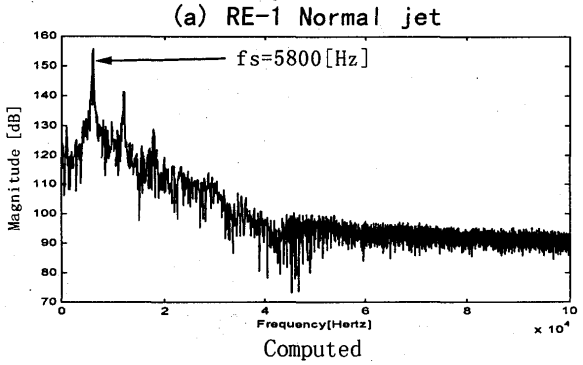


Computed

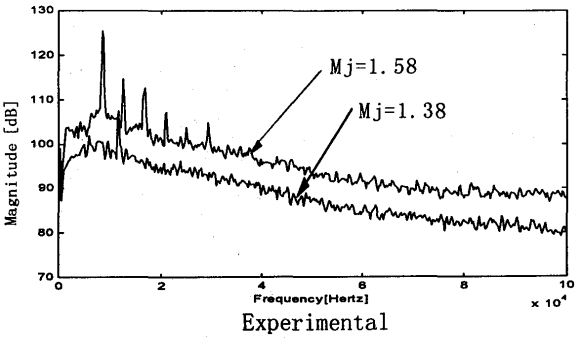


Experimental

(a) RE-1 Normal jet

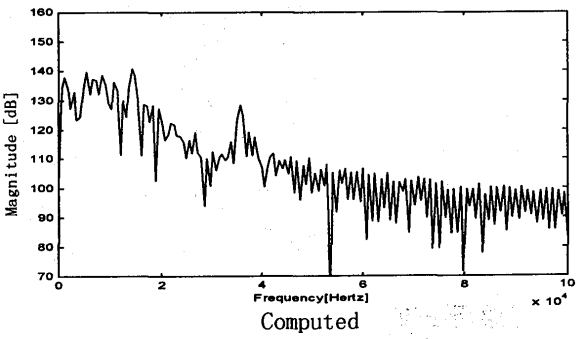


Computed



Experimental

(b) RE-3 Normal jet

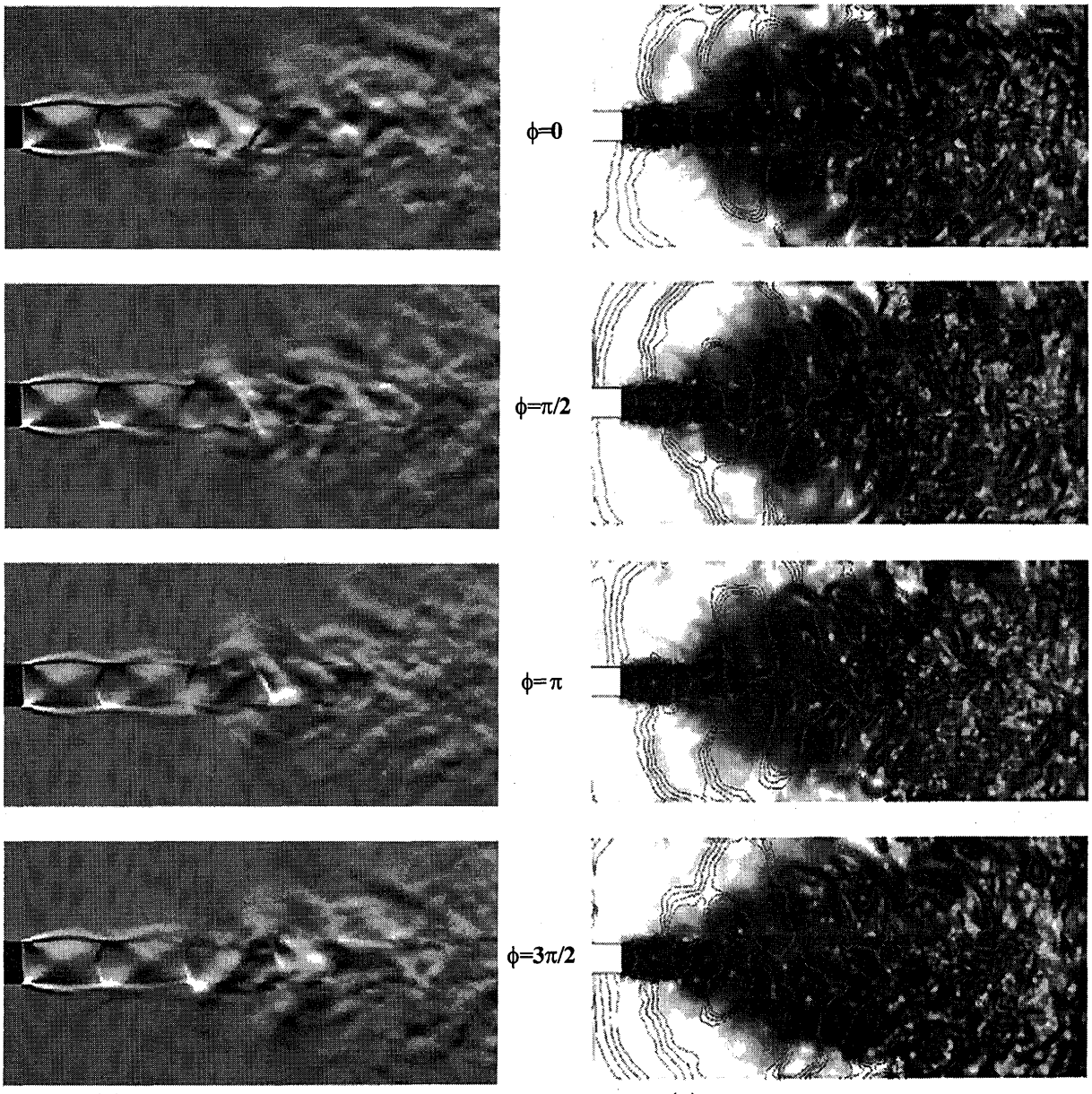


Computed

(c) RE-3 With Tabs jet

図5 FFT処理によるスペクトル
θ=0[deg]

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.



(a) Computed Schlieren　　(b) Computed Pressure level

図6 長軸方向投影フラッピングジェット画像

(M_j=1.48, RE-3 Normal jet)

平行な入射光路に沿って計算全区間の密度分布を積分し，透過光の偏向角を計算することで求めた．感度はナイフエッジ位置からの距離に比例する輝度で調節する．

図６(a)において，ジェットが第2ショックセル付近でジェット軸に対して上下非対称にフラッピング変動を起こしている様子が見られる．また，図６(b)において，ノズル出口で発生した乱れの不安定波がジェット波面に沿ってマッハ数1(ジェットマッハ数の約70%)程度で下流へ伝播している．これはTamによる仮定とほぼ一致している．この不安定波がフラッピングに伴って全方位へ音波として放射され，外囲気体中を上流へと伝播していき，ノズル出口の薄い表面せん断層の不安定

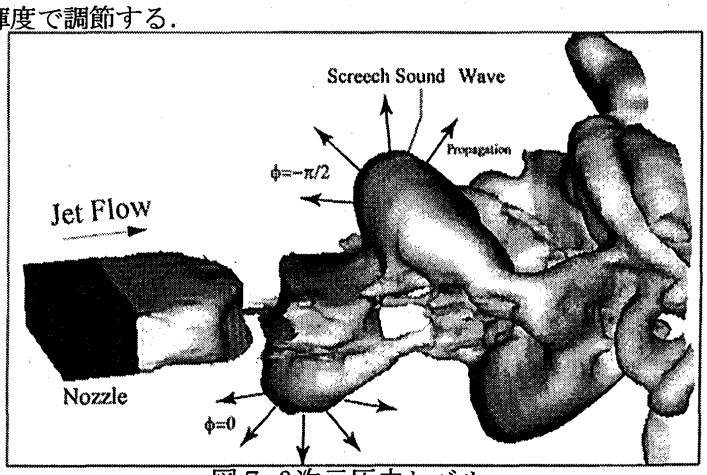


図７ 3次元圧力レベル

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

波を励起するというフィードバック構造が形成されている様子を観察することができる.

図６(b)におけるスクリーチ成分での等圧面のみを3次元表示したものを図７に示す．長辺面に沿って上下でπ/2の位相差を持つ音波がフラッピングに伴ってジェットから球面状に広がっていく様子が分かる．また，側面では複雑な混合がなされているようである.

このように，超音速ジェットにおける大規模スケールの変動によりスクリーチ音が発生されている様子を確認できる.

3.4　理論値との比較

線形衝撃波の振動を仮定したTamの理論によるスクリーチ周波数と騒音計測値，そして数値解析により得られた値とを比較する．結果を図８に示す．計算値，実験値ともに理論値とおよそ一致している．しかし，理論値や実験値と異なり，数値解析でのスクリーチ基本周波数はRE-3よりRE-1の方が高くなっているが，計算によるスクリーチ周波数は計算格子の配置の仕方で若干変化することが報告されており，厳密に理論値や実験値とあわせることは困難である

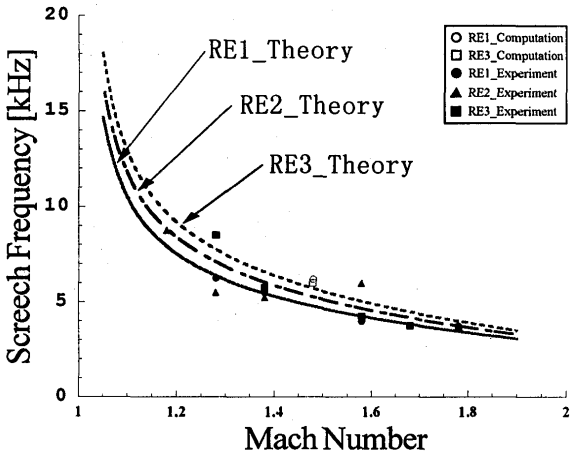


図８ Tamの理論値及び実験値との比較

4.　まとめ

不足膨張超音速ジェットに発生するスクリーチ音発生メカニズムとその抑制に効果的なタブの作用を数値解析によって調査した．フラッピング振動やヘリカル振動といった大規模変動を確認することができた．また，フラッピングに伴って圧力波が放射される様子を示すことができた．なお，本報告ではジェットを囲む中央部でのN-S解析結果について述べたが，周囲大気変動領域でのオイラー解析を現在進めている．これにより境界条件を改善するとともに，さらに乱流モデルを組み込み，音境解析にまで進めていくことが今後の課題である.

参考文献

[1] Kobayashi,H.,et al.,AIAA-93-4348(1993).

[2] Kobayashi,H.,et al.,NCA-vol.17,Acoustic Radiation and Wave Propagation ,ASME(1994).

[3] 木分，大田，小林，生沼，五味，第25回ガスタービン定期講演会講演論文集,1997.5（東京）,183

[4] Powell,A.,The Aeronautical Quarterly,vol. IV(1953-2),778.

[5] Seiner,J.M.,AIAA-84-2275(1993)　[6] Tam,C.K.W.,AIAA-86-1866.

[7] Zaman,K.B.M.Q.,et al.,AIAA-92-3548(1992).

[8] Zaman,K.B.M.Q.,et al.,Phys.Fluids,6-2(1994),778.

[9] Reeder,M.F.,et al.,AIAA-95-0672(1995).

[10] Mankbadi,R.R.,et al.,AIAA J.36-2(1998),140.

[11] Pilon,A.R.and Lyrintzis,A.S.,AIAA J.35-5(1998),783.

[12] Shen,H.and Tam,C.K.W.,AIAA J.36-10(1998),1801.

[13] Chakravarthy,S.R.and Osher,S.,AIAA-85-0363(1985).

[14] Rizzi,A.and Eriksson,L-E,J.Fluid Mech.vol.148(1984),45.

[15] Thompson,K.W.,J.Computational Physics,vol.89(1990),436.

[16] Yuval Levy.and David Dagani.,AIAA J.28-8(1990),1347

[17] Leonald,B.P.,Computaional Methods of Appl Mech.Eng.19,59.

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

A—4

脈動流の分岐・合流の研究
（合流損失の実験と特性曲線法の境界条件の検討）

*田代伸一（都立科技大）
柏原大介（日野自工）
後藤康祐（都立科技大院）

1．はじめに

本報告は，ディーゼル機関とターボ過給機を組み合わせた脈動流れ系を評価，設計するための研究の一環として，とくに，脈動流が合流する排気マニホルドの合流・分岐部が下流にどのような影響を与えるのかをより正確にかつ簡便に推定する手段の確立をめざしたものである．ターボ過給ディーゼル機関の脈動流特性については従来から多くの研究がなされ，とくに Sekita ら[1]によって特性曲線法による1次元流れとしての扱いで排気タービンの諸特性が十分高い精度で予測できることが示されている． ただし，その報告においても，流路各部や全体の圧力変動の予測に比べ，計算で得られる流量の誤差は大きく，部分的な1次元流線を物理的に接合する境界条件の改善の余地があることが指摘されている．

Sekita らは，マニホルドの合流部の上流の2つの流線と下流の1つの流線との接合を端部圧力を等しくおき（等圧モデル），計算上で生じうる非現実的な逆流を付加的な圧力損失係数（定数）を導入することによって回避している．しかしながら，定常流においては分岐・合流部に生ずる圧力損失係数は合流あるいは分岐する流れの流量で大きく変わることが古くから知られており[2]，より正確な解析のためには排気マニホルドのように短い管路では合流部の圧力損失を正当に計算過程に組み込むことが非常に重要である．そこで本研究では，特性曲線法の簡便さを損なわずにできるだけ実際に近い接合条件を得るために，定常流での実測の関係を使用することにした．

2．実験

図1に実験を行なった管路系を示す．空気源（スクリュー圧縮機）からの流れはオリフィス流量計，整定タンクを経てロータリーバルブで脈動を与えられる．ロータリーバルブの下流で著しく長さの違う2つの管路に分けられ，位相，波形の異なる脈動流となって再び合流する．この合流部の周辺が測定部となる．ロータリーバルブから直進する管をX管，迂回する管をY管と呼ぶ．どちらの管にも流量調整バルブがあり，また必要に応じて調整バルブの付近で切り離して大気開放できる．これはX管からY管へ，あるいはその逆の定常流を作るためである．X管，Y管および合流部下流のZ管はすべて内径 50mmの塩化ビニール管を用いている． 図2は測定部である．図中の Point

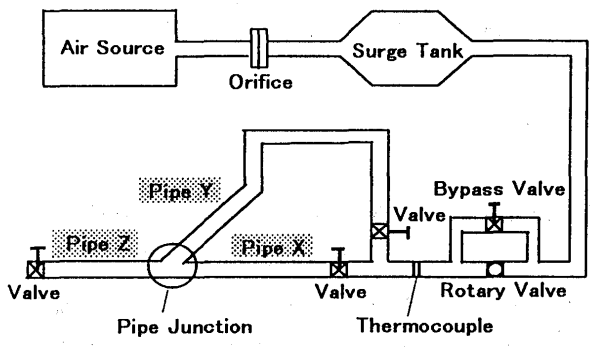


図1．実験用管路系

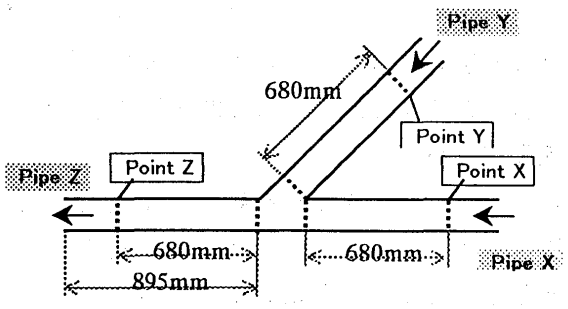


図2．測定部

第27回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，（東京）

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

X，PointY，PointZにおいて半導体圧力センサと定温度型熱線で圧力と流速を測定した．なお，熱線は管中心部に設置されているので測定される流速は断面平均流速とは異なる．したがって，定常流において熱線で得られる値と流量計から得られる断面平均流速とを比較し，3 m/s 以上であれば両者に比例関係が確認できたので非定常流においても，同一の補正を行なって，断面平均流速に換算した．後に示す実験の速度波形はこの換算後の値である．

＜分岐・合流による圧力損失係数の決定（定常流）＞

3つの管路の流れの分岐，合流での圧縮性流れの方向には9つのパターンがありうるが，エンジンの排気マニホルドを考えた場合に起こりうる重要なパターンを図3に示す．これらの場合についてX管，Y管の流量比を種々に変化させ，例えば，X管，Y管が合流してZ管に流れる場合（合流XY→Z）のX，Z間の圧力損失係数 ζ_{xz} を次式で求めた．

$$\Delta p_{XZ} = p_X - p_Z = \zeta_{XZ} \frac{\rho_Z v_Z^2}{2} \quad (1)$$

このケースについては Vogel の系統的な調査結果[2]があるが，継ぎ手部の凹凸等からそのまま使うことはできない．実際，Vogel の値と比べると本実験装置では非常に大きくなった．この結果を図4に示す．図中，白抜きの点が実測値で，黒丸が Vogel の結果である．実線，点線はそれぞれの値を2次関数で近似したもので，本実験装置では以下のようになる．

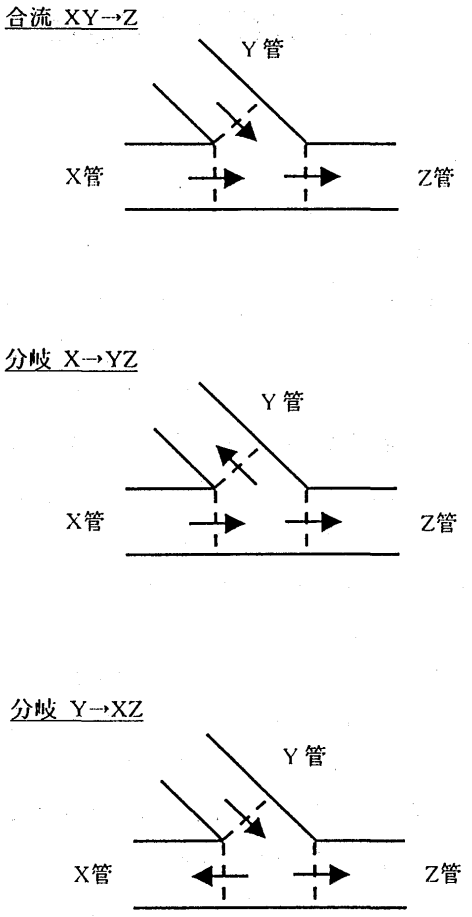


図3．分岐・合流のパターン

［X→Zの合流圧力損失係数］

$$\zeta_{XZ} = -4.3987\left(\frac{Q_X}{Q_Z}\right)^2 + 2.618\left(\frac{Q_X}{Q_Z}\right) + 1.2522 \quad (2)$$

ここで，Q_X，Q_Z はそれぞれX管，Z管の流量である．

[Y→Zの合流圧力損失係数]

$$\zeta_{YZ} = -4.2137\left(\frac{Q_Y}{Q_Z}\right)^2 + 5.4372\left(\frac{Q_Y}{Q_Z}\right) - 0.1289 \quad (3)$$

パターンのうちY管からX管，Z管に分岐する場合（分岐Y→XZ）は Vogel の調査になく，実測結果を図5に示す．これも2次式で近似した結果を図の下に記載した．

これらの ζ を後述する特性曲線法の境界条件として組み込んだ．

＜脈動流実験＞

ロータリーバルブの回転数を 600，750，1200，1500rpm（10，12.5，20，25Hz）の4種に設定し，X管，Y管の調整バルブによって，測定点 PointX，PointYの圧力と速度の変動位相をできるだけ違ったものにするようにして合流後の PointZの波形を調べた．1個のロータリーバルブで脈動を作っているので，本実験装置程度の管路長差ではX，Yの圧力変動に大きな位相差を作ることはで

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

きなかったが，速度波形には異なる位相差，振幅差を作ることができ，また圧力変動も波形そのものはかなり違ったものを合流させることができた．

ロータリーバルブは１回転で２度開口し，流れは２パルスの変動となるが，その２個の波形は必ずしもまったく同じというわけではないので，ロータリーバルブの１回転を脈動の１周期とみなす．

3．計算

3.1　基礎式

図２に示した合流（分岐）部の流れを１次元非定常流れとみなし，流れの粘性抵抗は管摩擦で考えることにし，管路断面積の変化が無いことを考慮すれば基礎方程式として以下の3式が成立する．

（連続の式）
$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+v\frac{\partial \rho}{\partial x}+\rho\frac{\partial v}{\partial x}=0 \qquad (4)$$

（運動方程式）
$$\frac{\partial v}{\partial t}+v\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}=-f \qquad (5)$$

（エネルギ式）
$$\frac{\partial p}{\partial t}+v\frac{\partial p}{\partial x}-a^2\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}+v\frac{\partial \rho}{\partial x}\right)=(\kappa-1)\rho v f \qquad (6)$$

ここで，tは時間，xは１次元座標で，Ｘ管，Ｙ管では入り口側から合流部に向けてを正方向，Ｚ管では合流部から出口に向けてを正としている．ρ，v，pはそれぞれ密度，流速，圧力で，κは比熱比，aは音速である．管摩擦力fは，管摩擦係数λと管直径dを用いて次のように表した．

$$f=\frac{\lambda}{d}\frac{v^2}{2}\frac{v}{|v|} \qquad (7)$$

これらより，3 本の管それぞれについて，path line，Mach line Ⅰ，Mach line Ⅱの３種の特性曲線の関係式が得られる．

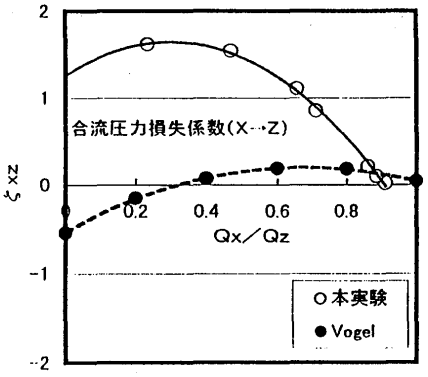
Path line　：$\delta x=v\,\delta t$，
$$\delta p-a^2\delta\rho=(\kappa-1)\rho v f\,\delta t \qquad (8)$$

Mach line Ⅰ：$\delta x=(v+a)\,\delta t$，
$$\delta p+\rho a\,\delta v=(\kappa-1)\rho v f\,\delta t \qquad (9)$$

Mach line Ⅱ：$\delta x=(v-a)\,\delta t$，
$$\delta p-\rho a\,\delta v=(\kappa-1)\rho v f\,\delta t \qquad (10)$$

3.2　境界条件

Ｘ管，Ｙ管の入り口（Point X，point Y）は実験で得られた圧力速度の時系列データを周期的に与える．Ｚ間出口は大気開放条件である．３本の合流する管端部では前述の分岐・



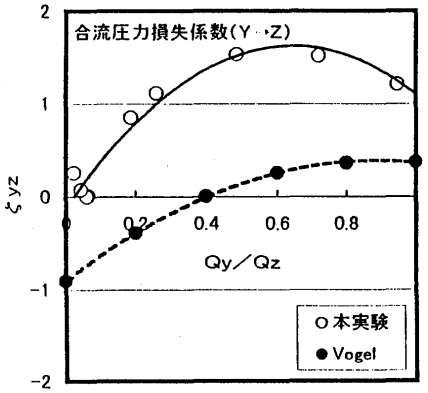
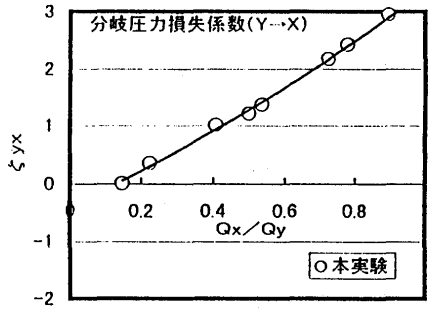
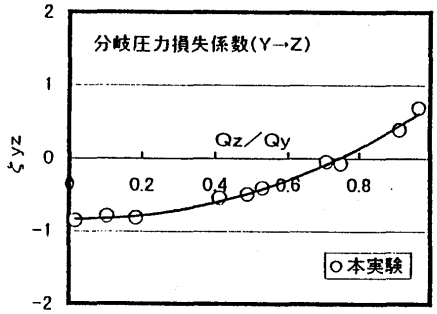


図４．合流時の圧力損失係数
（パターン：合流ＸＹ→Ｚ）



$\zeta_{YX}=0.8113(Q_X/Q_Y)^2+2.9502(Q_X/Q_Y)-0.3998$



$\zeta_{YZ}=1.6388(Q_Z/Q_Y)^2-0.1056(Q_Z/Q_Y)-0.8318$

図５．分岐時の圧力損失係数
（パターン：分岐Ｙ→ＸＺ）
（図の下は近似式）

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

合流のパターンに応じて存在する特性線の種類と数が不足するので，３つの管端の ρ，v，p（計９個）を確定するために本研究では管端部の圧力を前述のような損失を考慮して関係づけた．

例として，図３の［合流ＸＹ→Ｚ］のパターンについて示す（物理量はすべて無次元）と，連続の式より，

$$\overline{A_X}\,\overline{\rho_X}\,\overline{v_X} + \overline{A_Y}\,\overline{\rho_Y}\,\overline{v_Y} = \overline{A_Z}\,\overline{\rho_Z}\,\overline{v_Z}$$

全エンタルピの保存から，

$$\overline{A_X}\,\overline{\rho_X}\,\overline{v_X}\left(\frac{\kappa}{\kappa-1}\frac{\overline{p_X}}{\overline{\rho_X}} + \frac{\overline{v_X}^2}{2}\right) + \overline{A_Y}\,\overline{\rho_Y}\,\overline{v_Y}\left(\frac{\kappa}{\kappa-1}\frac{\overline{p_Y}}{\overline{\rho_Y}} + \frac{\overline{v_Y}^2}{2}\right) = \overline{A_Z}\,\overline{\rho_Z}\,\overline{v_Z}\left(\frac{\kappa}{\kappa-1}\frac{\overline{p_Z}}{\overline{\rho_Z}} + \frac{\overline{v_Z}^2}{2}\right)$$

さらに，合流損失を考えて，

$$\overline{p_X} - \overline{p_Z} = \overline{\zeta_{XZ}}\,\frac{\overline{\rho_Z}\,\overline{v_Z}^2}{2} \quad \text{および，} \quad \overline{p_Y} - \overline{p_Z} = \overline{\zeta_{YZ}}\,\frac{\overline{\rho_Z}\,\overline{v_Z}^2}{2}.$$

これらにＸ，Ｙ管の Mach line Ⅰ と path line の関係とＺ管の Mach line Ⅱ の関係とを用いて９個の変数を決定した．なお，$\overline{\zeta} = \kappa\zeta$ である．他の例として，図３の［分岐Ｙ→ＸＺ］のパターンでは連続の式と３つの管端での全エンタルピ保存を仮定し，

$$\frac{\kappa}{\kappa-1}\frac{\overline{p_Y}}{\overline{\rho_Y}} + \frac{\overline{v_Y}^2}{2} = \frac{\kappa}{\kappa-1}\frac{\overline{p_X}}{\overline{\rho_X}} + \frac{\overline{v_X}^2}{2} = \frac{\kappa}{\kappa-1}\frac{\overline{p_Z}}{\overline{\rho_Z}} + \frac{\overline{v_Z}^2}{2}$$

および，分岐損失，

$$\overline{p_Y} - \overline{p_X} = \zeta_{YX}\,\frac{\overline{\rho_Y}\,\overline{v_Y}^2}{2} \quad \text{および，} \quad \overline{p_Y} - \overline{p_Z} = \zeta_{YZ}\,\frac{\overline{\rho_Y}\,\overline{v_Y}^2}{2}$$

を考慮し，これらとＸ管の Mach line Ⅰ，Ｙ管の Mach line Ⅰ と path line，Ｚ管の Mach line Ⅱ を用いる．

なお，空間刻みは実寸法で５mm であり，Ｘ，Ｙ管は 136 分割，Ｚ管は 179 分割となる．計算の時間ステップは 1/1000 秒で行った．

４．結果および考察

図６～図８にＸ，Ｙ管の入り口の圧力と流速の変動波形と Point Ｚにおける実験結果と圧力損失を想定した計算結果および３つの管端を等圧とした計算結果を示す．縦軸の圧力は大気圧で，流速は大気条件下の音速で無次元化してある．

図６はロータリーバルブ回転数 750rpm の場合で，Ｘ，Ｙ管の入り口圧力波形は３角波様で速度波形は両管で非常に異なっている．下段２つの図を見ると，管の全長が短いため，圧力波形の山谷は入り口とほとんど位相のずれはないが，相対的に小さいＸ管の流速変動に影響された２次的な小さなピークが作られている．このような変動が非常に良い精度で計算によって再現されている．圧力変動の計算結果で圧力損失の考慮の有無の影響は極めて小さいが，等圧仮定の計算の方が若干振幅が小さくなっている．これに対して，速度波形については２種の計算結果に大きな差がある．圧力損失モデルは非常に良い精度で実験結果を再現しているが，等圧モデルは平均値が大きくずれている．この場合で平均流速のずれは約 12%である．

図７はロータリーバルブ回転数 1200rpm の例である．この例は入り口での圧力波形がＸ，Ｙで

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

多少異なる場合で，X管の圧力波形に2つのピークが見られ，Y管の単一のピークとの位相差が生じている．この場合もPoint Zにおける圧力変動についての実験と計算の一致は良い．等圧モデルと圧力損失モデルのわずかな違いは高圧時に前者が微小に高いだけである．速度波形は750rpmと同様等圧モデルは上方にシフトしている．実験値に対する平均流速のずれは11%ある．

図8はロータリーバルブ1500rpmの例で，入り口の波形が正弦波状に整っている場合である．またX，Yの圧力振幅に最も大きな差があり，速度波形はほぼ完全に逆位相である．この場合もZ管での実験と計算の関係はこれまでと同様である．等圧モデルの平均流速は実験の8%増になっている．逆に損失モデルは2%減になっている．なお，750，1200rpmでの損失モデルの結果は1%減である．

等圧モデルでZ管の流速が高く計算されるのは合流部で混合等によるエネルギー損失を見込んでいないため，エネルギ式の評価で運動エネルギー分が過大に計算されるためと考えられる．その矛盾は連続の式で密度の過小評価となって現れるが，本研究で行った計算では連続の式を主としてZの合流部管端密度を決定するために使っているので，十分な補正がなされない可能性が高い．この点では，非線形の連立方程式となる合流部の接合計算は何らかの形での収束計算にならざるを得ないので，各式をどのような順序で計算するか，またどの式を収束判定基準として用いるかが重要になってくる．その選択によって矛盾の現れ方が変化すると思われるが，いずれにせよ等圧接続では現実の状況とは異なっているので計算法の良否に帰すべき問題ではない．本研究での提案は，実測可能な定常流による圧力損失を組み込むことによって十分な精度の予測計算が可能である，ということである．

なお，本計算では収束計算の過程で，かなり強い不足緩和を施さないと発散する傾向があり，それは等圧モデルでより顕著であることを付言しておく．また，分岐・合流の圧力損失の式は本研究では実測値を使ったが，便覧に示されているVogelの結果（図4に併記した）を用いても十分満足できる計算結果が得られた．

5．まとめ

事実上実測できない脈動流の分岐・合流における圧力損失を，同じ管路に対する定常流実験で得られる係数を使って表わし，特性曲線法計算を行ない以下の結果を得た．

(1) 等圧の条件で流線を接合する場合（等圧モデル）に比べ，より高い精度で実験値に近い結果が得られた．

(2) とくに流速については，等圧モデルでは8～12%生ずる平均速度の過大評価に対して1～2%の過小評価にとどまり，その優位性は顕著である．

(3) 任意の分岐・合流管要素に対しての定常流での損失係数の実測は容易であり，この方法は種々の脈動流管路に適用可能である．

＜文献＞

(1) Sekita, D., Yoshiki, H., Endoh, T., Takama, N., “Performance of Radial Exhaust Turbine Driven by Pulsating Flow”, Proc. 87-TOKYO-IGTC, 1987

(2) Vogel, G., Mitt. Hydr. Inst. T. H. Munchen, 1 (1926), （機械工学便覧 A-5 所収）

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

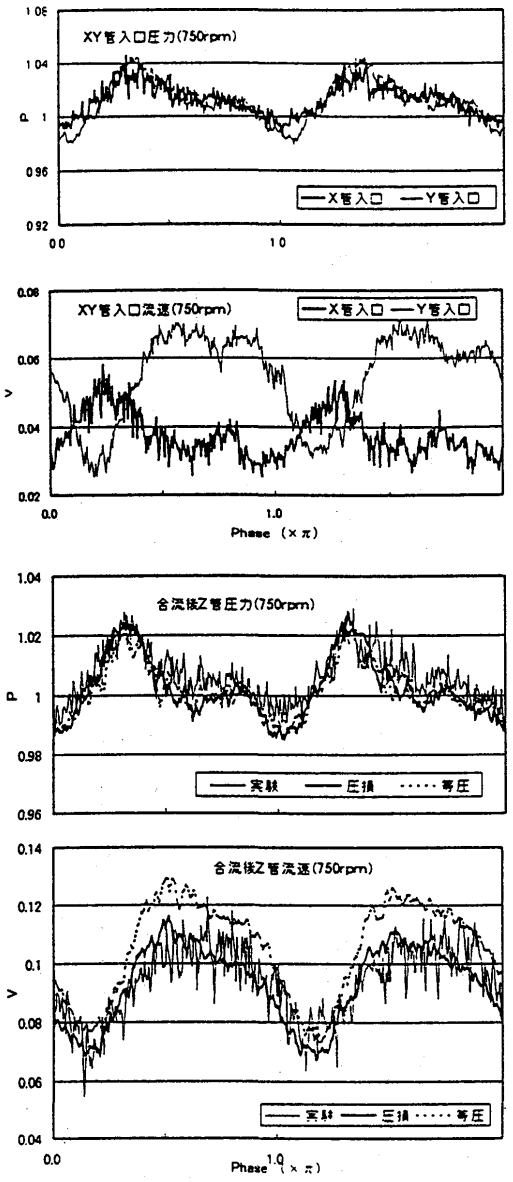


図６．実測と計算の比較（750rpm）

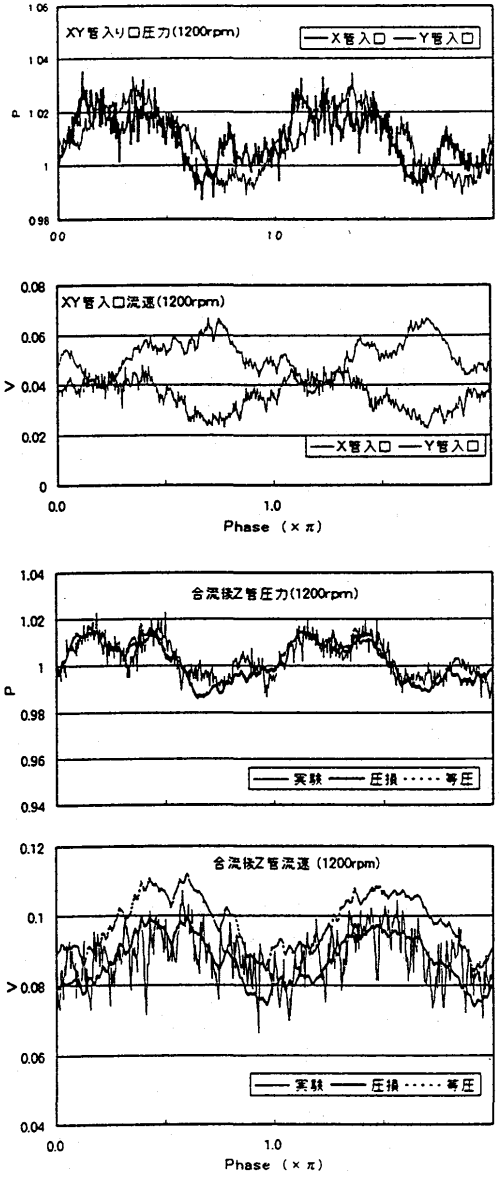


図７．実測と計算の比較（1200rpm）

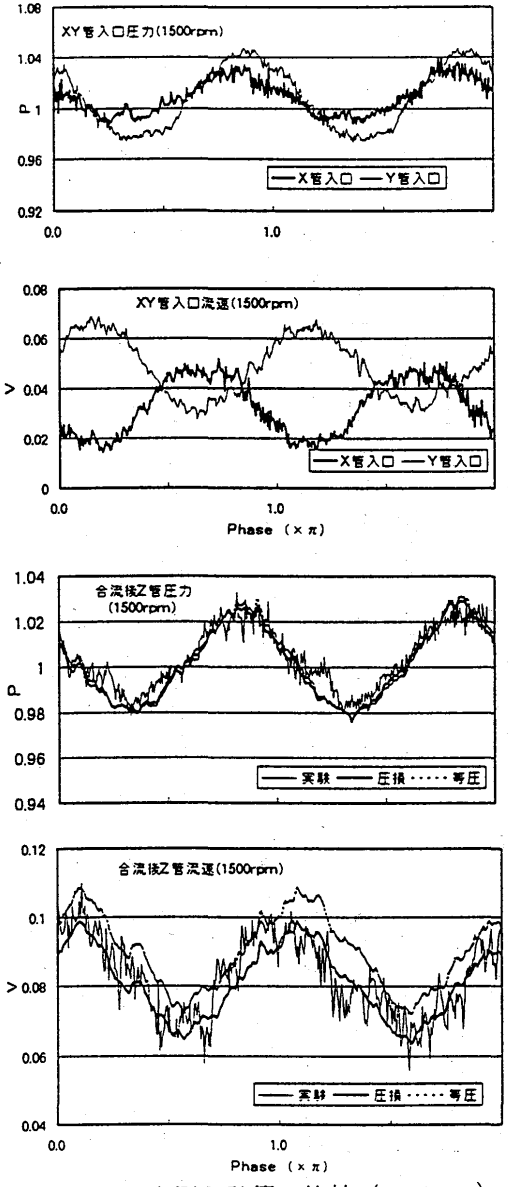


図８．実測と計算の比較（1500rpm）

遷音速多段軸流圧縮機の不安定作動点予測

A—5

＊中野　嗣治（石川島播磨重工業）
児玉　秀和（石川島播磨重工業）
今成　邦之（石川島播磨重工業）

1．まえがき

ガスタービンエンジンの作動は圧縮機の安定作動範囲により制限されるので、その安定作動範囲をどの程度確保できるかという問題はエンジン開発において非常に重要である。特に、近年の低コスト化や軽量化の要求は圧縮機の段当たりの仕事の増加に繋がることから安定作動範囲の確保のための一層の努力が必要であり、これらの達成のためには圧縮機の不安定が発生する流量、圧力比をより精度良く予測できる手法の開発が不可欠なものとなっている。

この問題について、長年に渡って数多くの研究がなされてきた。 例えば Greitzer[1]は圧縮機、ダクト、出口貯気室および吐き出し弁で構成される圧縮系の一次元モデルを用いてストール後の挙動を含む解析を行った。この解析では、圧縮機全体を一つのアクチュエータディスクでモデル化し、圧縮機を含むダクト部分の流れが非圧縮であると仮定されている。近年になって、Escuret ら[2]は圧縮機とダクト部分の流れ場を軸対称であると仮定し、翼列部分を体積力の項によりモデル化した非定常オイラー方程式を圧縮機とダクト部分に適用して、圧縮性の効果、半径方向分布の影響ならびに翼列が複数あることの影響等を圧縮系の解析に取り入れた。解析結果によれば、このモデルを用いることで圧縮機の不安定点が良く予測できている。しかしながら、低速の単段圧縮機への適用例があるのみで、高速多段圧縮機に対しても適用可能であるかどうかが不明である。

本研究は軸対称流れ場を仮定した圧縮機とダクト部に体積力の項を含む非定常オイラー程式を適用し、これらに出口貯気室と吐き出し弁を加えた圧縮系のモデルを用いることにより、高速多段圧縮機の不安定点の予測を試みるものである。

2．解析モデル

高速多段圧縮機の不安定点を適切に予測するためには、各翼列の性能や各翼列間の非定常的な干渉が解析に含まれる必要がある。そのためには全段での非定常的な解析が必要となるので、これに３次元のレイノルズ平均ナビエストークス方程式を直接適用した場合には、スーパーコンピュータを用いても多大な計算時間が必要とされ実際の設計や試験データ解析に用いることは不可能に近い。このような問題を解決するため、本研究では圧縮機内部の流れ場を軸対称であると仮定して、翼列の無い領域には軸対称非定常オイラー方程式を適用し、翼列部分についてはこれを体積力で置き換えることで模擬することとした。支配方程式を以下に記す。

$$\frac{\partial(br\rho)}{\partial t}+\frac{\partial(br\rho V_r)}{\partial r}+\frac{\partial(br\rho V_x)}{\partial x}=0$$

$$\frac{\partial(br\rho V_r)}{\partial t}+\frac{\partial(br\rho V_r^2)}{\partial r}+\frac{\partial(br\rho V_r V_x)}{\partial x}+\frac{\partial(brp)}{\partial r}=b\rho V_\theta^2+p\frac{\partial(br)}{\partial r}+br\rho F_r+R_r$$

第２７回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，（東京）

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

$$\frac{\partial(br\rho V_\theta)}{\partial t}+\frac{\partial(br\rho V_r V_\theta)}{\partial r}+\frac{\partial(br\rho V_x V_\theta)}{\partial x}=-b\rho V_\theta V_r+br\rho F_\theta+R_\theta$$

$$\frac{\partial(br\rho V_x)}{\partial t}+\frac{\partial(br\rho V_r V_x)}{\partial r}+\frac{\partial(br\rho V_x^2)}{\partial x}+\frac{\partial(brp)}{\partial x}=p\frac{\partial(br)}{\partial x}+br\rho F_x+R_x$$

$$\frac{\partial(bre)}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial r}\left(brV_r(e+p)\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left(brV_x(e+p)\right)=\Omega r\left(br\rho F_\theta+R_\theta\right)$$

ここで b：ブロッケージ
F：散逸に関する体積力
R：体積力

各体積力の項は、試験計測値に基づいて計算された各翼列の圧力損失や流出角を達成するように設定され、入射角の関数になっている。

圧縮機における不安定点を予測するためには、解析モデルが吐き出し弁と出口貯気室を含む圧縮系全体を模擬している必要がある。本解析において用いた系のモデルを図１に示す。図１に示されるように、出口貯気室をコントロールボリュームとし、それに吐き出し弁の流量特性を加えることによって、これらの効果を解析モデルに取り込んだ。この方法は、例えばMooreら[3]、Hendricksら[4]、Gongら[5]等において用いられているように、これに類する解析において通常用いられる手法である。

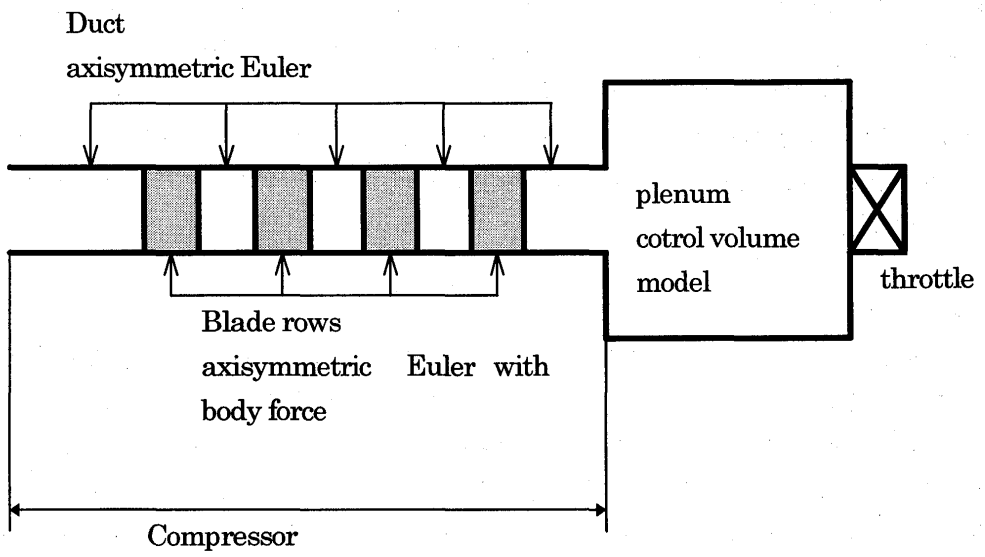


図１．解析モデル

計算スキームとしては空間３次精度の MUSLE 型 TVD スキームを使用し、時間積分は４段階 Runge－Kutta 法を用いた。

３．結果

本解析手法を３つの圧縮機に適用した。第１番目に示す例は単段圧縮機であり、これは比較的負荷の低い、低速の亜音速圧縮機である。第２の適用例は高負荷、高周速の遷音速３段圧縮機であるが、こ

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

れは多段圧縮機の前３段部分となる。３番目の適用例はさらに段の多い多段圧縮機であり、これについても、高周速、高負荷の遷音速圧縮機である。

各圧縮機における不安定点の計算は、圧縮機が定常作動を行う開き側の絞りから、段階的に吐き出し弁を閉じていくことにより行う。吐き出し弁を閉じると、圧縮機入口、出口における流量と出口圧力が変動するが、圧縮機の作動が安定な領域ではこれらはある値に収束し、圧縮機は定常な作動点に落ち着く。圧縮機が定常な作動点に落ち着くと、さらに吐き出し弁を閉じていくのであるが、やがて圧縮機が定常な作動点に落ち着くことができなくなり、これが不安定点となる。本コードは翼列部分に逆流が生じた場合を取り扱うことができないため、ストール後の挙動を解析することはできない。そのため、不安定がおこってストール後の作動に入ると、圧縮機内部のある翼列で局所的な逆流が発生した時点で計算が終了する。

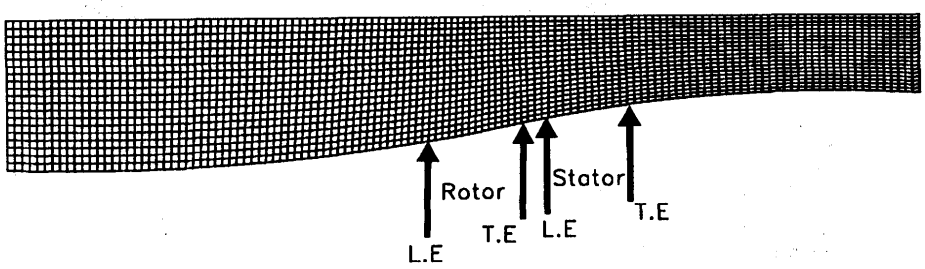


図２．単段圧縮機計算グリッド

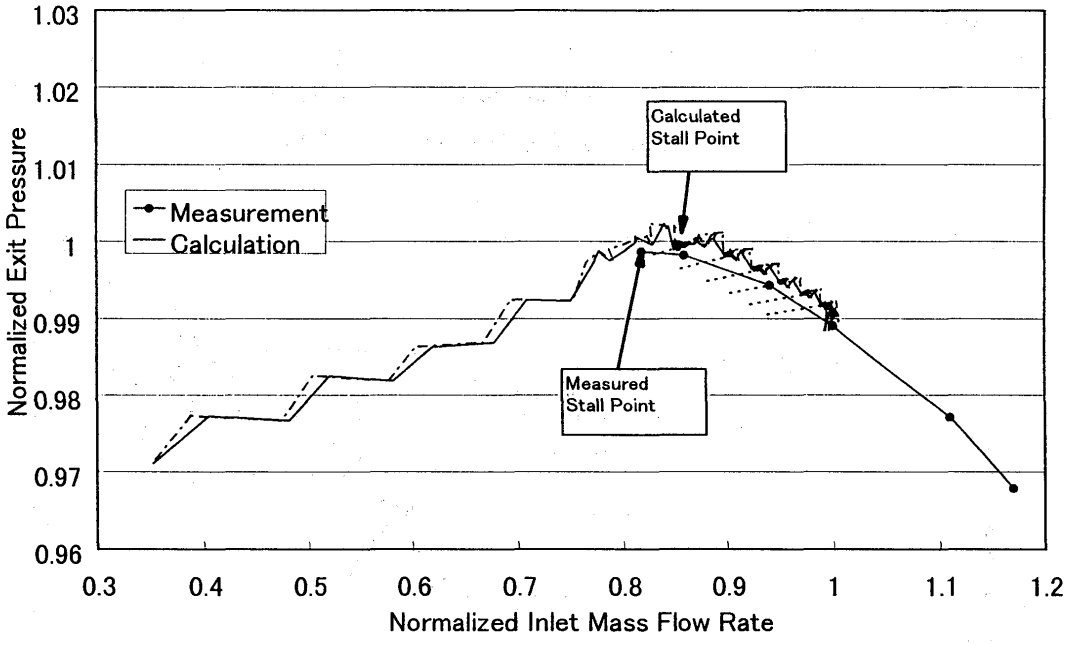


図３．単段圧縮機　計算結果

単段圧縮機の計算に用いたグリッドを図２に示す。数値計算に用いたグリッド数は軸方向１２９点、半径方向２１点である。計算した流量－圧力比線図を試験計測値と比較して図３示す。図３の横軸は圧縮機入口流量を最大流量で無次元化しており、縦軸は圧縮機の出口圧力を最大圧力で無次元化したものである。図３に示されるように、圧縮機の不安定作動点（図中の Stall Point）を本コードは良好に予測しており、低速の単段圧縮機に対する有効性という点で Esuret ら[2]と同様の結果が得られている。低

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

速単段圧縮機についての有効性が確認されたので、続いて高速の場合と多段の場合における有効性の検証例を示していく。まず、高速の圧縮機に対する本手法の有効性を検証するため、遷音速３段圧縮機に適用した例を図４に示す。図４からわかるように、本コードは不安定点を良好に予測している。このことは、本計算手法が高速の圧縮機に対しても有効であることを示している。多段の圧縮機における検証例は図５に示される。この場合にも本コードは不安定点を良好に予測していることがわかり、以上の結果から低速の単段圧縮機のみならず、高速の多段圧縮機においても本手法が有効であることがわかった。

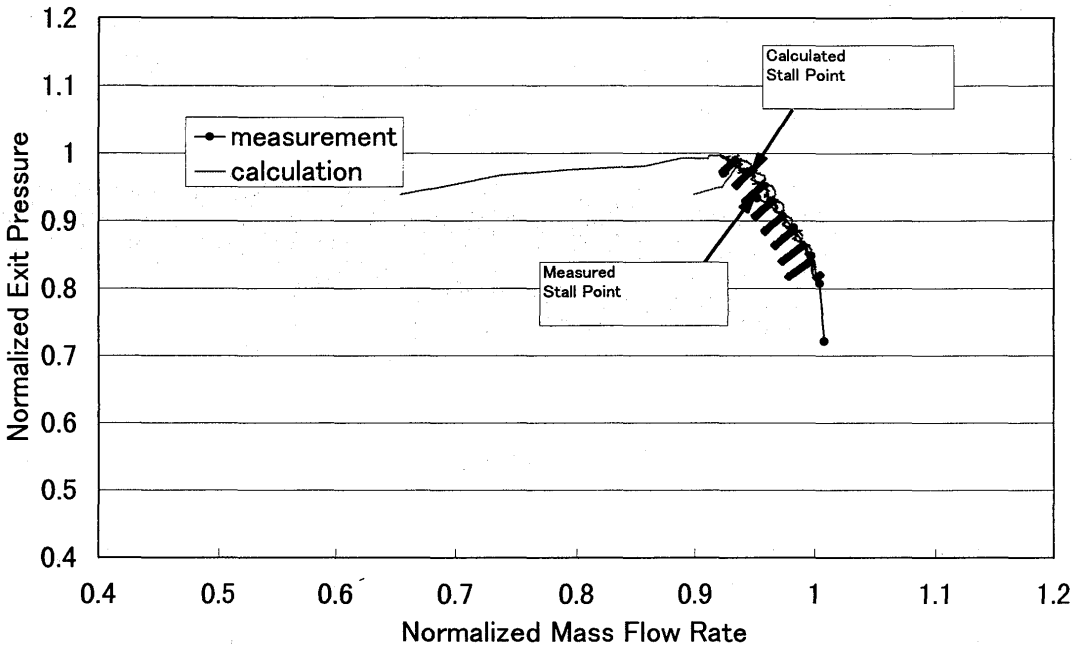


図４．遷音速３段圧縮機　計算結果

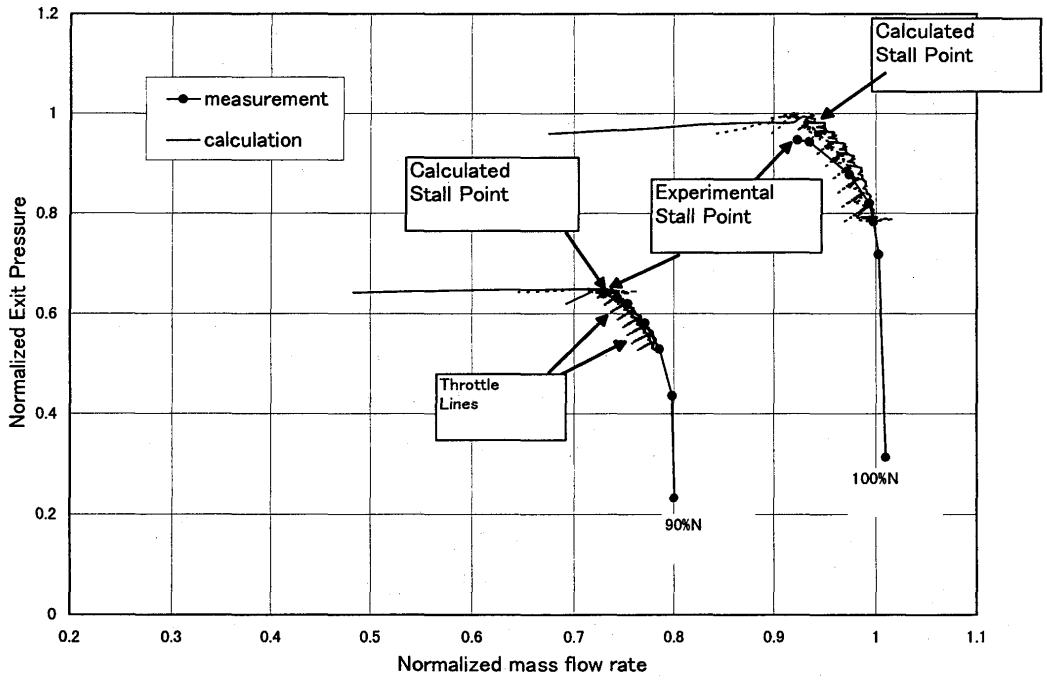


図５．遷音速多段圧縮機　計算結果

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

つぎに、不安定作動が起こるときの各翼列の作動状態を検証するため、非定常的な壁圧の変動を比較する。３段圧縮機の不安定が起こる前後における１，２段動翼入口と３段動翼出口での壁圧の挙動を、計測値と比較して図６ａ～６ｃに示す。これらの図に示されるように、不安定作動が起こる瞬間において計測されている１，２段動翼入口での圧縮波と３段動翼出口での膨張波が、計算でも得られている。このことから、本計算は不安定発生時の定性的な挙動を良く捕らえられていると判断される。

４．まとめ

軸対称流れ場を仮定した圧縮機とダクト部に体積力の項を含む非定常オイラー方程式を適用し、これらに出口貯気室と吐き出し弁を加えた圧縮系のモデルを用いて圧縮機の不安定作動点を解析するコードを開発し、２つの遷音速多段圧縮機と１つの低速単段圧縮機に適用した。その結果、本手法は低速単段圧縮機のみならず、高速の多段圧縮機においても不安定作動点を良好に予測することがわかった。また、不安定が起こる際の各翼列の定性的な挙動に関しても良好にシミュレートしており、本手法が遷音速多段圧縮機の不安定作動点の予測に有効であることが確認された。

５．謝辞

本コードの開発に当たり多くの有益な助言を頂きました、東京大学工学部航空学科　長島 利夫教授に深く感謝いたします。

６．参考文献

[1]Greitzer,E.M,1976, “Surge and Rotating Stall in Axial Flow Compressors: Part1 and Part2”, ASME Journal of Engineering for Power , pp190-217

[2]Escuret, J.F. and Garnier, V., 1994, “Numerical Simulations of Surge and Rotating Stall in Multi-Stage Axial-Flow Compressors”, AIAA paper, No. 94-3202

[3]Moore, F.K. and Greitzer, E.M., 1985, “A Theory of Post-Stall Transients in Axial Compression Systems: Part1-Development of Equations and Part2- Application”, ASME paper, No. 85-GT-171 and 85-GT-172

[4]Hendricks, J.G., Sabnis, J.S., and Feulner, M.R., 1996, “Analysis of Instability Inception in High-Speed Multi-Stage Axial-Flow Compressors”, ASME paper, No. 96-GT-360

[5]Gong, Y., Tan, C.S., Gordon, K.A. and Greitzer, E.M., 1998, “A Computational Model for Short Wavelength Stall Inception and Development in Multi-Stage Compressors”, ASME paper, No.98-GT-476

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

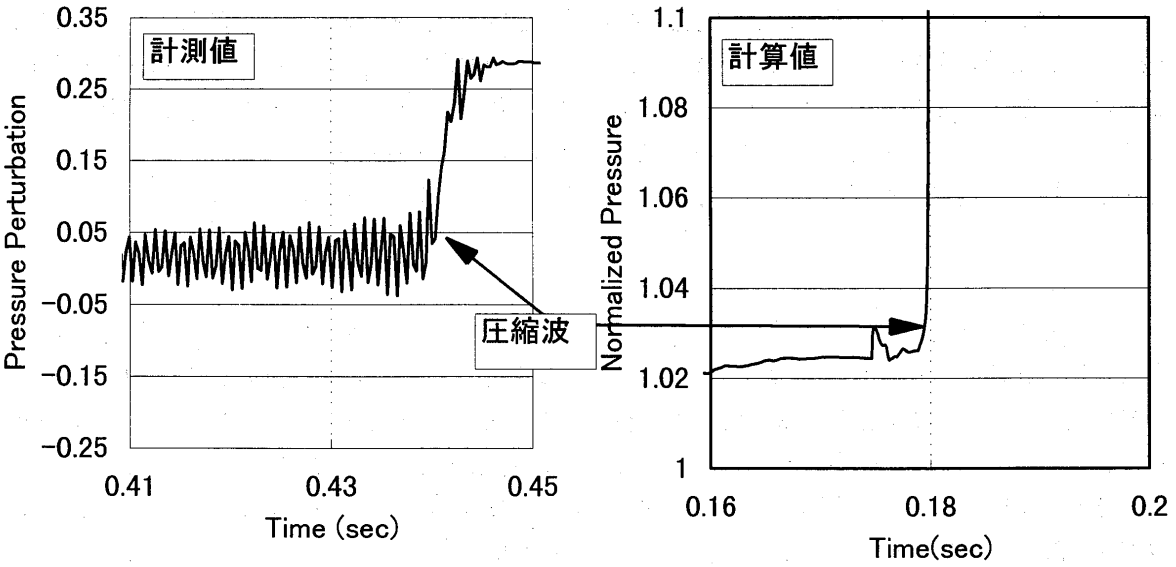


図6a. 不安定発生時の壁圧変動(3段圧縮機1段動翼入口)

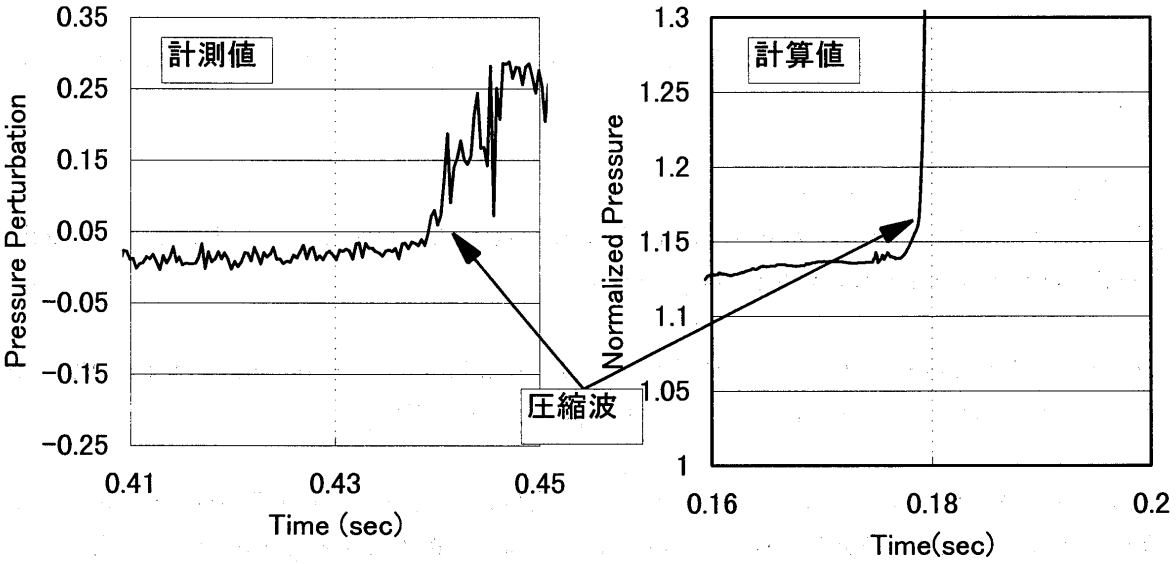


図6b. 不安定発生時の壁圧変動(3段圧縮機2段動翼入口)

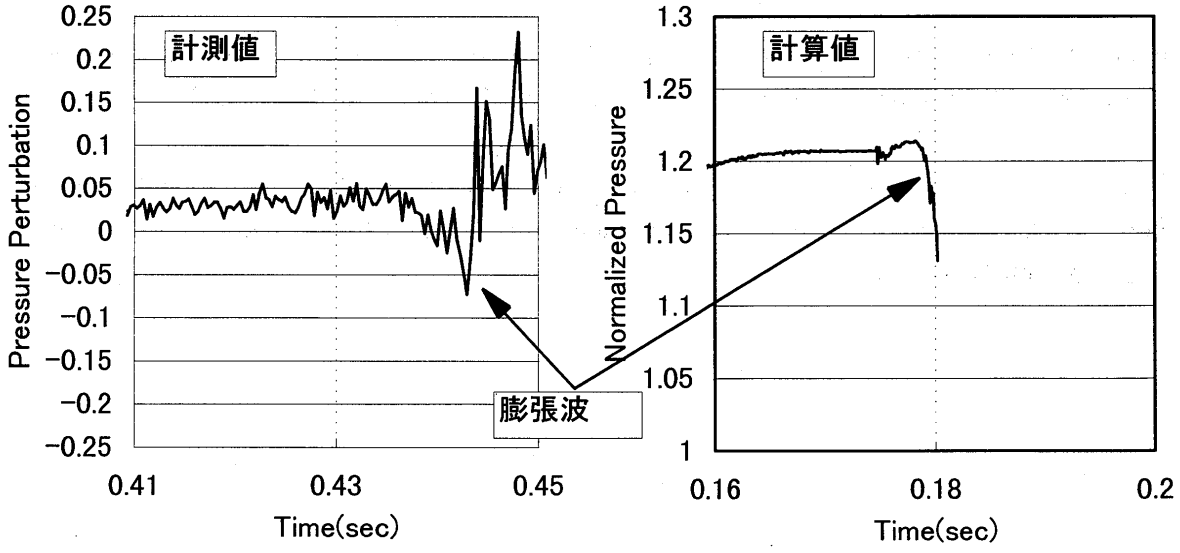


図6c. 不安定発生時の壁圧変動(3段圧縮機3段動翼出口)

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

低レイノルズ数域における環状タービン翼列特性　A—6

（第６報：損失予測法の検討）

＊ 松沼 孝幸，阿部 裕幸，筒井 康賢（機械技術研究所）

1. 緒言

通商産業省工業技術院ニューサンシャイン計画で研究開発を行った 300kW 級産業用セラミックガスタービンは，タービン入口温度を 1350°C まで上昇させて，熱効率を向上させている。タービン入口温度の高温化によって，タービン翼列の小型化およびガス温度の上昇による粘性係数の増加が起こり，タービンのレイノルズ数が低下する。セラミックガスタービンのレイノルズ数は 6×10^4 以下（入口速度基準）であり，従来のガスタービンと比較して一桁小さい値となる。このような低レイノルズ数域では，剥離の発生による翼列性能の低下が予測される。

タービン翼列は一般に 10^5〜10^7 の高レイノルズ数域で作動する増速翼列であるため，これまで数多くの実験[1),2)]が行われているにもかかわらず，レイノルズ数の低下が与える影響に関してはあまり問題とされてこなかった。しかし最近になって，低レイノルズ数域での低圧タービンに関する研究[3),4)]が行われ始めた。これは，小型ガスタービンを高高度で作動させる場合に作動流体の密度の低下が起こり，低レイノルズ数の問題が生じるためである。しかし，それらは直線翼列を用いた２次元流れの実験である。そこで，本研究では，実際のタービンに近い環状翼列での実験から剥離や渦を伴う３次元流れを解明し，低レイノルズ数域での翼形状の設計指針を得ることを目標としている。

今回は，タービン静翼出口の全圧損失をレイノルズ数と主流乱れ度を変えて測定し，経験式に基づく損失予測法と比較した。

2. 実験装置と方法

2.1 風洞と翼形状

図１に実験に用いた環状タービン翼列風洞の示す。この風洞は大気吸い込み型で，測定部の最大軸流速度は 30m/s である。測定部は１組の静翼・動翼から構成される単段タービンであるが，今回は静翼のみを取り付けて測

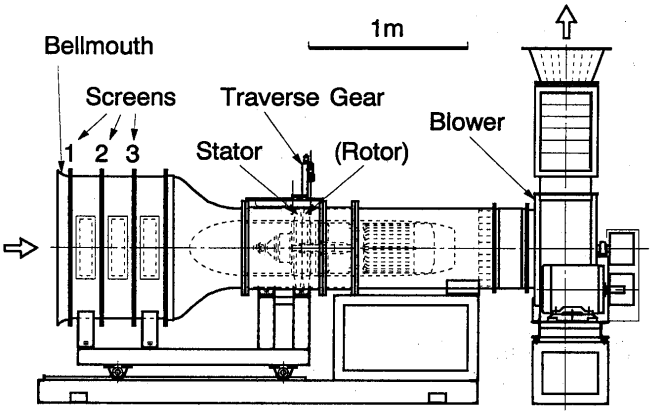


図１　環状タービン翼列風洞

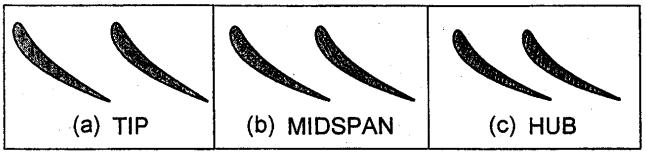


図２　タービン静翼の形状

表１　タービン静翼の仕様

	TIP	MIDSPAN	HUB
Blade Number, *N*	28		
Chord, *C*	69.1 mm	67.6 mm	66.1 mm
Axial Chord, *Cax*	45.0 mm	42.5 mm	40.0 mm
Blade Span, *H*	75.0 mm		
Blade Pitch, *S*	56.1 mm	47.7 mm	39.3 mm
Aspect Ratio, *H/C*	1.09	1.11	1.13
Pitch/Chord Ratio, *S/C*	0.81	0.71	0.59
Solidity, *C/S*	1.23	1.42	1.68
Inlet Flow Angle, α_{in}	0.0 deg	0.0 deg	0.0 deg
Exit Flow Angle, α_{out}	63.9 deg	67.4 deg	71.1 deg
Stagger Angle, ξ	49.3 deg	51.0 deg	52.7 deg
Inner Diameter, D_1	350 mm		
Outer Diameter, D_2	500 mm		
Hub/Tip Ratio, D_1/D_2	0.7		

第２７回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，（東京）

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

表 2　レイノルズ数 Re_{in} と Re_{out} の関係

Re_{in}	Exit Velocity	Re_{out}
2×10^4	2.402	4.8×10^4
4×10^4	2.457	9.8×10^4
6×10^4	2.488	14.9×10^4
8×10^4	2.509	20.1×10^4
10×10^4	2.547	25.5×10^4
12×10^4	2.564	30.8×10^4

定した。図 2 および表 1 に，タービン静翼の形状と仕様を示す。3 次元翼にするために，半径方向の流れの設計にフリーボルテックス法を用いた。

2.2　実験条件

(a)　レイノルズ数

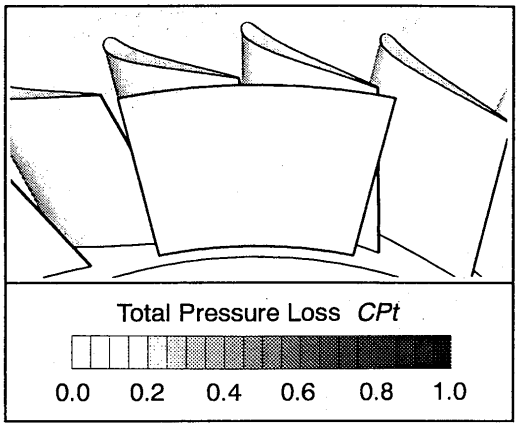
入口速度基準のレイノルズ数 Re_{in} を 2×10^4 から 12×10^4 まで 2×10^4 ずつ変化させた。Re_{in} と，5 孔ピト一管による測定結果から求めた出口速度基準のレイノルズ数 Re_{out} の関係を表 2 に示す。

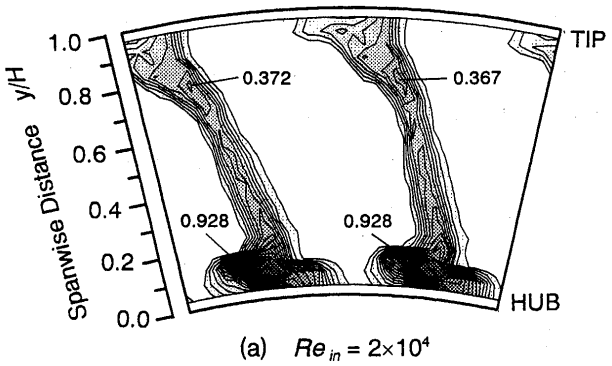
(b)　主流乱れ度

ベルマウス部の整流スクリーン（図 1）に，多数のパンチ穴を等間隔に開けた閉塞板を貼り付けて，静翼入口での主流乱れ度 Tu_{in} を調整した。閉塞板がない状態で 0.5%であった主流乱れ度を，閉塞板の設置位置とパンチ穴の径および間隔を変化させて 8.7%まで増加させた[5]。

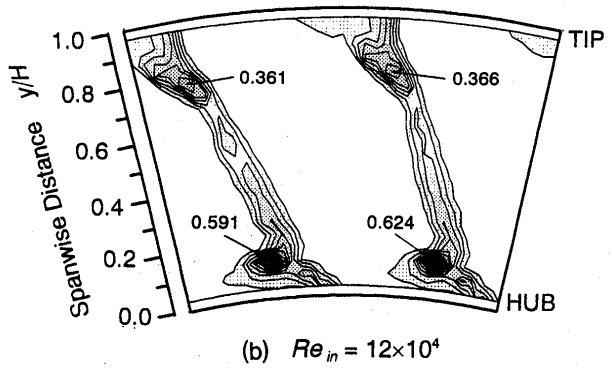
2.3　実験方法

静翼出口の流れを 5 孔ピト一管（直径 2.1mm）により測定した[6]。測定位置は，翼後縁から 6.6mm 下流（軸方向翼弦長 Cax の 15.6%下流，z/Cax=1.156）である。測定点数は，周方向に 39 点（翼 2 ピッチ分），半径方向に 21 点，合計 819 点である。





(a)　Re_{in} = 2×10^4



(b)　Re_{in} = 12×10^4

図 3　静翼出口の全圧損失分布
（レイノルズ数の影響，Tu_{in}=0.5%）

3.　結果と考察

3.1　レイノルズ数の影響（実験）

ここでは，レイノルズ数が低下することによって，全圧損失がどのように変化するかを考察する。なお，全圧損失 CPt は，次式で定義される。

$$CPt = \frac{Pt_{in,mid} - Pt}{\frac{1}{2}\rho V_{out}^2}$$

$Pt_{in,mid}$：入口ミッドスパンでの全圧　　Pt：各測定位置での全圧

ρ：密度　　V_{out}：出口平均速度

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

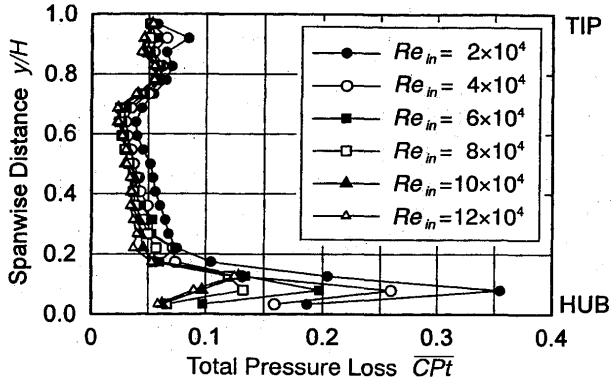
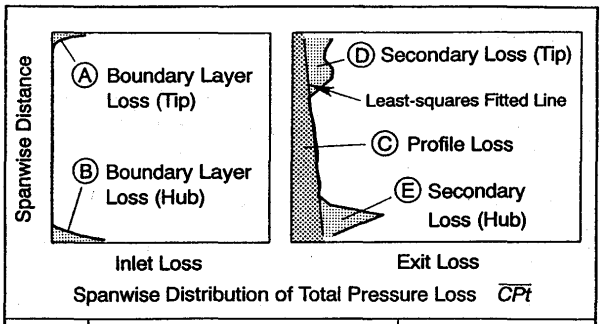


図 4　全圧損失の半径方向分布
（レイノルズ数の影響，Tu_{in}=0.5%）



	Definition	Mass-Averaged Area
CPt_{in}	Inlet Loss	Ⓐ+Ⓑ
$CPt_{in,tip}$	Inlet Boundary Layer Loss (Tip)	Ⓐ
$CPt_{in,hub}$	Inlet Boundary Layer Loss (Hub)	Ⓑ
$CPt_{out,g}$	Exit Loss	Ⓒ+Ⓓ+Ⓔ
$CPt_{out,n}$	Net Overall Loss	(Ⓒ+Ⓓ+Ⓔ) - (Ⓐ+Ⓑ)
CPt_{p}	Profile Loss	Ⓒ
$CPt_{s,g}$	Gross Secondary Loss	Ⓓ+Ⓔ
$CPt_{s,g,tip}$	Gross Secondary Loss (Tip)	Ⓓ
$CPt_{s,g,hub}$	Gross Secondary Loss (Hub)	Ⓔ
$CPt_{s,n}$	Net Secondary Loss	(Ⓓ+Ⓔ) - (Ⓐ+Ⓑ)
$CPt_{s,n,tip}$	Net Secondary Loss (Tip)	Ⓓ-Ⓐ
$CPt_{s,n,hub}$	Net Secondary Loss (Hub)	Ⓔ-Ⓑ

図 5　各全圧損失の計算方法

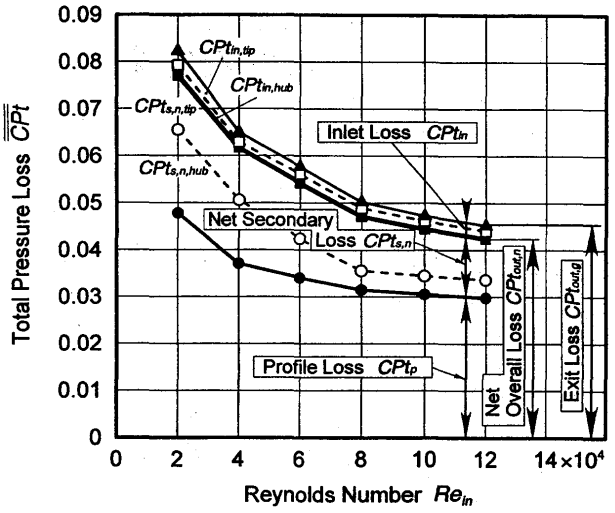


図 6　全圧損失に与えるレイノルズ数の影響
（Tu_{in}=0.5%）

図 3 に，Re_{in}=2×10⁴ および Re_{in}=12×10⁴ における静翼出口の全圧損失分布を示す。翼面で発達した境界層と負圧面での剥離によって，翼後縁での損失が大きい。また，壁面境界層が翼負圧面上に巻き上げられることに起因する二次流れ（流路渦）によって，チップ側およびハブ側に全圧損失の大きな領域が広がっている。レイノルズ数が低下すると，これら全圧損失の大きな領域が急増する。

図 4 に各レイノルズ数における全圧損失の半径方向分布を示す。この分布は，図 3 の全圧損失分布を周方向に質量流量平均して得られる。レイノルズ数の低下による影響は，特にハブ側で大きい。図 4 を用いて，形状損失（翼面上の境界層および剥離による損失）と二次損失（二次流れによる損失）を求める。図 5 に全圧損失の計算方法を示す。ミッドスパン付近の半径方向損失分布から最小自乗法を用いて近似直線を計算し，損失を形状損失と二次損失に分割した。また，出口損失から入口損失（入口壁面境界層による損失）を引いて，翼列内部で生じる正味の総全圧損失を求めた。図 6 に全圧損失（断面平均値）に与えるレイノルズ数の影響を示す。レイノルズ数が低下すると，形状損失・二次損失ともに急増している。

3.2　主流乱れ度の影響（実験）

図 7 に，Tu_{in}=0.5%および Tu_{in}=8.7%における静翼出口の全圧損失分布を示す。レイノルズ数は，セラミックガスタービンに最も近い Re_{in}=6×10⁴ である。ハブ側壁面近くに生じる全圧損失の大きな領域は，乱れ度が増加すると減少している。これは，乱れ度が増加すると流路渦が弱まることを示している。同様に，チップ側の損失の大きな領域も，乱れ度の増加に伴って減少している。

一方，ミッドスパン付近（半径方向位置 0.2～0.65）の翼後縁部では，Tu_{in}=0.5%ではハブ側で全圧損失が大きく，チップ側に向かうほど全圧損失が減少する分布であるが，Tu_{in}=8.7%では翼後縁

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

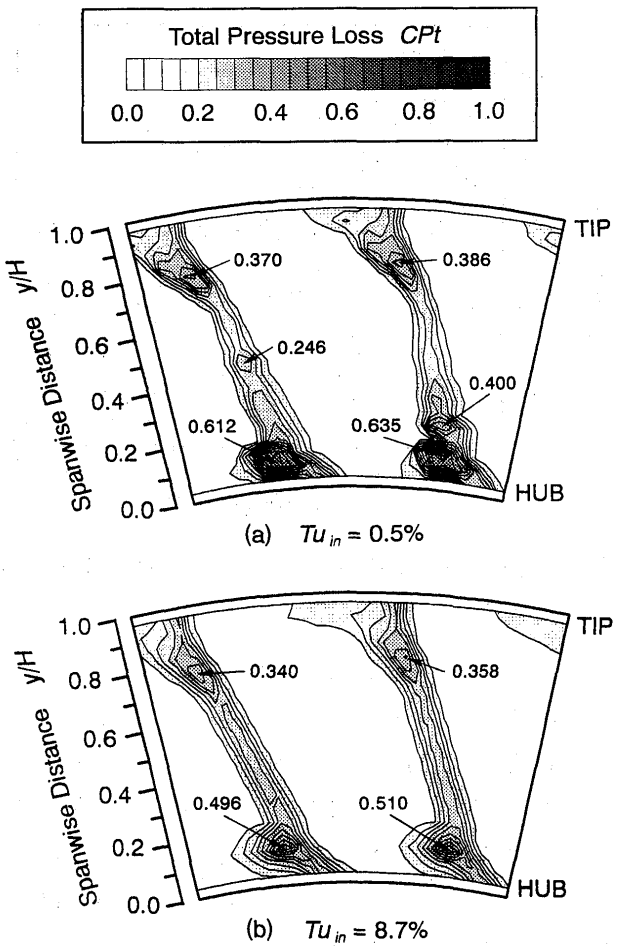


図 7　静翼出口の全圧損失分布
（主流乱れ度の影響，Re_{in}=6×10⁴）

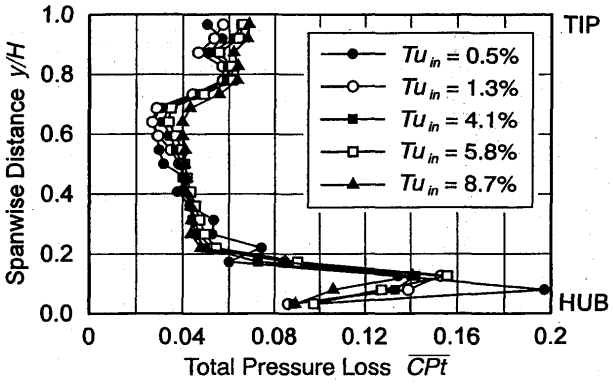


図 8　全圧損失の半径方向分布
（主流乱れ度の影響，Re_{in}=6×10⁴）

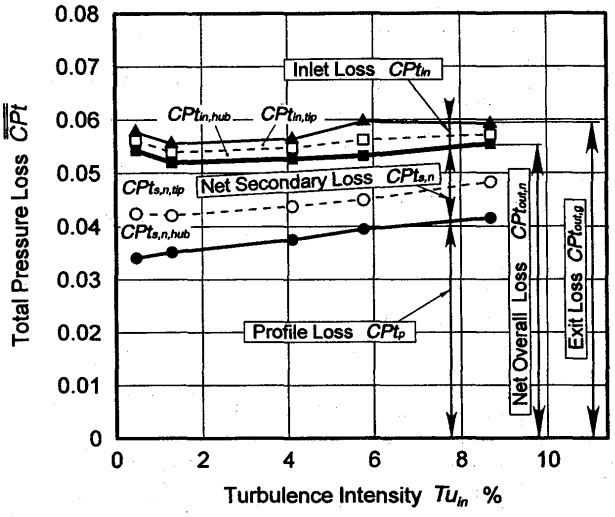


図 9　全圧損失に与える主流乱れ度の影響
（Re_{in}=6×10⁴）

に沿って一様な全圧損失分布になっている。

この現象を把握するために，熱線流速計で瞬時速度波形を測定したところ，Tu_{in}=0.5%では剥離による速度変動が間欠的に現れるのに対し，Tu_{in}=8.7%では連続的に観察された。このことから，乱れ度が小さい時には剥離と付着を繰り返すが,乱れ度が大きい時には剥離し続けることが分かる。

図 8 に各乱れ度における全圧損失の半径方向分布を示す。ハブ側壁面近くでは，乱れ度の増加に伴って全圧損失が急減している。これは，乱れ度の増加により二次流れが弱まることを意味する。半径方向位置 0.36～0.45 では，乱れ度の影響は見られない。半径方向位置 0.45 以上では，乱れ度が増えると全圧損失が増加している。これは前述のように翼面上の剥離が変化したためである。

図 9 に全圧損失（断面平均値）に与える乱れ度の影響を示す。乱れ度が増加すると形状損失は増加するが，二次損失は減少する。形状損失の増加と二次損失の減少が打ち消し合い，翼列内部で生じる総全圧損失はほぼ一定を保っている。したがって，乱れ度はレイノルズ数のように極端な影響を与えない。後述の損失予測法では主流乱れを考慮したものは皆無であったが，予測精度を考えれば主流乱れの影響を無視しても特に問題ないことが確認できた。

3.3　経験式を用いた損失予測法の検討

(a)　実験結果と損失予測値の比較

タービン翼列の空力設計技術は，計算流体力学（CFD）技術の発達と計算機の高速化に支えられ

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

て急速に発展し，翼面上の圧力分布や熱伝達分布を精度良く計算することに成功している。しかし全圧損失を直接計算で予測することは難しく，実験に基づく経験式を用いた損失予測法は，現在でもタービン翼列の設計（特に初期段階）に重要な役割を果たしている[7]。

図 10 に，損失予測法の発展過程の概要を示す。最も広く使われている損失予測法は Ainley & Mathieson の提案したもの[8]（以下 A-M 法）である。Soderberg など多数の研究者も損失予測式を提案しているが[9]-[12]，A-M 法およびその発展形[13]-[15]のように広くは使われていない。ここでは，A-M 法とその発展形の Kacker & Okappu[16]（K-O 法），そして比較的最近に提案された Sharma & Butler[17]（S-B 法）を適用して，実験結果と比較した。

図 11 に，総全圧損失の実験結果と予測値を示す。A-M 法と K-O 法は，実験結果よりも損失を多く予測した。S-B 法は高レイノルズ数域では良く一致しているが，低レイノルズ数での損失を低く見積もっている。図 12 に，形状損失の実験結果と予測値を示す。K-O 法と S-B 法は，全体的に形状損失を低く予測した。A-M 法はおおよそ合っているが，低レイノルズ数（Re_{in}=2×10^4）では低く予測している。図 13 に，二次損失の実験結果と予測値を示す。どの方法も二次損失を大きく予測した。以上のように，損失予測値と実験結果との違いは大きかった。

(b)　レイノルズ数の影響に関する考察

どの損失予測法も，レイノルズ数の影響を指数表示（ [損失] ∝ Re^n）している。これまでに発表されている損失予測法の指数係数 n を，表 3 にまとめる。大部分の損失予測法は，指数係数に

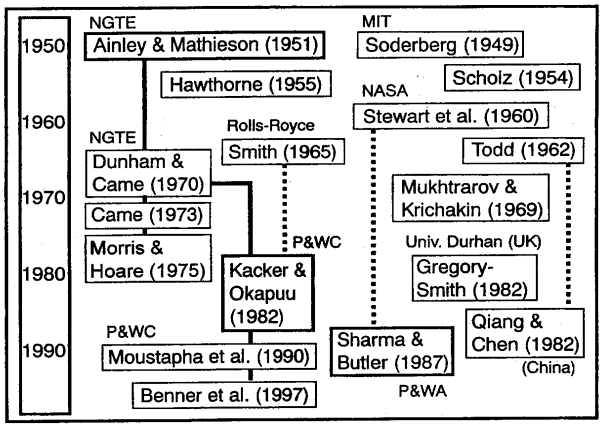


図 10　損失予測法の変遷

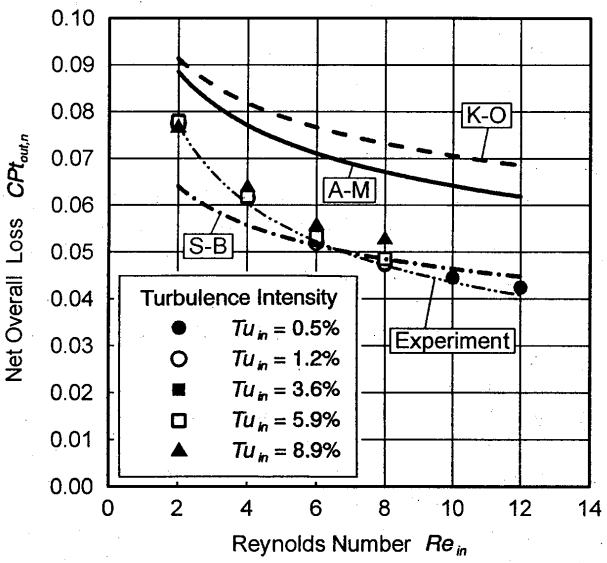


図 11　総全圧損失

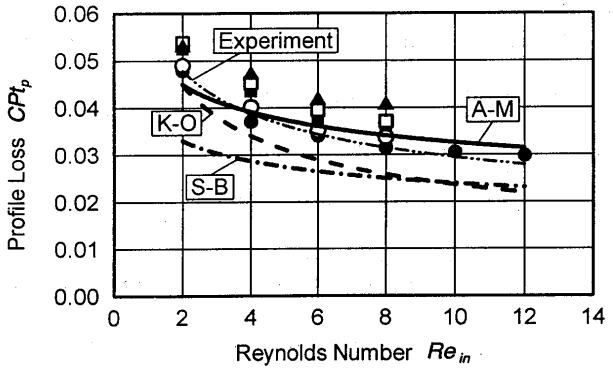


図 12　形状損失

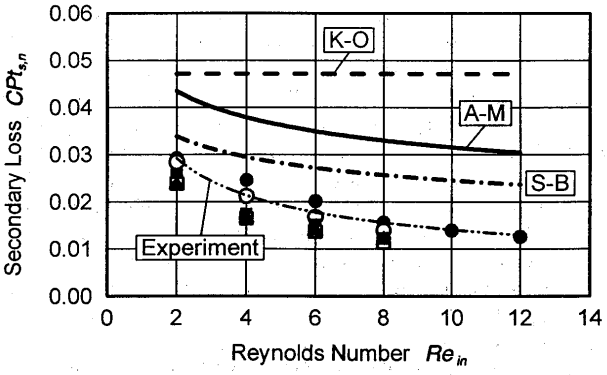


図 13　二次損失

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

-0.2 を用いている。この値は，高レイノルズ数域では乱流境界層であることと，平板上の乱流境界層の厚さが $Re^{-0.2}$ で変化することから，物理的にも妥当である。今回の実験で得られた指数係数を，表 3 に併記する。総全圧損失に対する指数係数は，-0.35 であり，損失予測法の -0.2 よりもレイノルズ数の影響が顕著である。これは，低レイノルズ数域ではレイノルズ数の低下に伴って境界層の層流域および遷移域が増えて層流剥離を起こすためである。

表 3　各損失予測法におけるレイノルズ数の指数係数 n

Loss Correlation Systems or This Experiment	Index n		
	Overall Loss	Profile Loss	Secondary Loss
Soderberg (1949)	-0.25		
Ainley & Mathieson (1951)	-0.2		
Stewart et al. (1960)	-0.2		
Horlock (1970)	-0.25		
Kacker & Okappu (1982)	----	-0.4	0
Sharma & Butler (1987)	-0.2		
This Experiment	-0.355	-0.301	-0.453

4. まとめ

環状タービン翼列風洞においてタービン静翼出口の全圧損失を測定し，損失予測法と比較した。

① 低レイノルズ数域では，レイノルズ数の影響が支配的であり，主流乱れの影響は少ない。

② 損失予測結果と実験結果との違いは大きかった。

③ 損失予測式は，低レイノルズ数域でのレイノルズ数の影響を少なく見積もる。予測式では境界層を全て乱流と仮定し，レイノルズ数の低下による層流域と遷移域の増加および剥離の影響を考慮していないことが原因である。

参考文献

(1) Sieverding, C.H., Hove, W.V., and Boletis, E., "Experimental Study of the Three-Dimensional Flow Field in an Annular Turbine Nozzle Guidevane," ASME *Journal of Engineering for Gas Turbine and Power*, 1984, Vol.106, pp.437-444.

(2) Hunter, I.H., "Endwall Boundary Layer Flows and Losses in an Axial Turbine Stage," ASME *Journal of Engineering for Power*, 1982, Vol.104, pp.184-193.

(3) Murawski, C.G., et al., "Experimental Study of the Unsteady Aerodynamics in a Linear Cascade with Low Reynolds Number Low Pressure Turbine Blades," ASME Paper No.97-GT-95, 1997.

(4) Boyle, R.J., et al., "Aerodynamics of a Transitioning Turbine Stator over a Range of Reynolds Numbers," ASME Paper No.98-GT-285, 1998.

(5) 松沼孝幸，阿部裕幸，村田耕史，筒井康賢，"低レイノルズ数域における環状タービン翼列特性（第 4 報：主流乱れの影響）"，第26回ガスタービン定期講演会 講演論文集，1998.5，pp.109-114.

(6) Matsunuma, T., Abe, H., and Tsutsui, Y., "Characteristics of an Annular Turbine Cascade at Low Reynolds Numbers," ASME Paper No.98-GT-518, 1998.

(7) Kerrebrock, J.L., Aircraft Engines and Gas Turbines, The MIT Press, 1992, pp.290-296.

(8) Ainley, D.G., and Mathieson, G.C.R., "A Method of Performance Estimation for Axial-Flow Turbines", ARC R&M, No.2974, December 1951.

(9) Stewart, W.L., Whitney, W.J., and Wong, R.Y., "A Study of Boundary-Layer Characteristics of Turbomachine Blade Rows and Their Relation to Over-All Blade Loss," ASME *Journal of Basic Engineering*, September 1960, pp.588-592.

(10) Horlock, J.H., Axial Flow Turbines, Robert E. Krieger Publishing, 1973, pp.77-128.

(11) Gregory-Smith, D.G., "Secondary Flows and Losses in Axial Flow Turbines," ASME *Journal of Engineering for Power*, 1982, Vol.104, pp.819-822.

(12) Qiang, K.F., and Chen, N.X., "New Correlations of the Two-Dimensional Turbine Cascade Aerodynamic Performance," ASME *Journal of Engineering for Power*, 1982, Vol.104, pp.458-466.

(13) Dumham, J., and Came, P.M., "Improvements to the Ainley-Mathieson Method of Turbine Performance Prediction," ASME *Journal of Engineering for Power*, July 1970, pp.252-256.

(14) Moustapha, S.H., Kackler, S.C., and Tremblay, B., "An Improved Incidence Losses Prediction Method for Turbine Airfoils," ASME *Journal of Turbomachinery*, 1990, Vol.112, pp.267-276.

(15) Benner, M.W., Sjolander, S.A., and Moustapha, S.H., "Influence of Leading-Edge Geometry on Profile Losses in Turbines at Off-Design Incidence: Experimental Results and a Improved Correlation," ASME *Journal of Turbomachinery*, 1997, Vol.119, pp.193-200.

(16) Kacker, S.C., and Okappu, U., "A Mean Line Prediction Method for Axial Flow Turbine Efficiency," ASME *Journal of Engineering for Power*, 1982, Vol.104, pp.111-119.

(17) Sharma, O.P., and Butler, T.L., "Predictions of Endwall Losses and Secondary Flows in Axial Flow Turbine Cascade," ASME *Journal of Turbomachinery*, 1987, Vol.109, pp.229-236.

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

超高負荷タービン動翼模擬試験

A—7

＊飯田耕一郎(早大院)、吉田貴志(早大卒)
山本孝正、臼井弘(航技研)、大田英輔(早大)

1. まえがき

タービン翼列の高負荷化は、段数および翼枚数の減少を可能とし、それによりコストの削減、軽量化、メンテナンスの簡素化等が見込まれ、航空機エンジンでは特に寄与するところが大きい。しかし高負荷化に伴い、翼列流路内での圧力勾配が大きくなるため、強い三次元流れが発生し、効率が著しく劣化することが予想される。現在のところ高負荷タービンに関する研究報告は数値計算によるもの[1][2]が主体となっており、数値解析の結果を裏付けるような実験報告は少ない。

そこで、本研究では、転向角160[deg]を有する超高負荷タービン試験翼列を試作し、今回は翼列内の流れと全圧に関する詳細な測定を行った。また、本翼列における翼列干渉の影響を調べるため、上流の動翼列からの後流を模擬する装置を設置した条件でも測定を行った。上流動翼列からの周期的な後流は、試験翼列上流で円柱状のロッド列を周方向に回転することで模擬した。これらの試験から得られた結果より、超高負荷翼列での流れ特徴、及びロッドからのウェークと翼列流路内の流れの干渉について報告する。

2. 実験装置と実験方法

図1に実験風洞の概略図を示す。本風洞は大気吸い込み形の風洞であり、3相誘導電動機駆動のターボファン送風機によりテストセクションへ大気を吸い込む。風洞に吸い込まれた空気は、流速設定用の２孔ピトー管を通過し、案内翼によって80[deg]旋回させられた後、超高負荷試験翼列に流入する。案内翼は試験翼列の十分上流にあり、案内翼の後流は影響しない。超高負荷翼列の形状及び仕様は図2(図のロッドは取り外し可)、表1の様になっており、HUBからTIPまでひねりのない二次元翼となっている。センサーのスパン方向の移動はテストセクション上部のトラバーサーで行い、ピッチ方向の移動は試験翼列自体をステッピングモーターで移動することにより、翼列とセンサーとの相対位置を変えることで可能とした。このため、試験翼列にはスパンの1.2%程度のチップクリアランスが存在する。

翼列干渉の試験では翼コードの18%上流に翼と同数の12本の円柱状のロッドを等ピッチで取り付け、円周方向に600[rpm]で回転させた。この装置により、本来は試験翼列上流の動翼列から発生するウェークを、回転中のロッド列から発生するウェークにより模擬し、このウェークを試験翼列にあてた。ロッドの仕様を表2、装置の概略を図2に示す。ロッド回転用のインバータモーター軸にはエンコーダーを取り付け、これより発生する信号で、回転と同期させてサンプリングを行った。

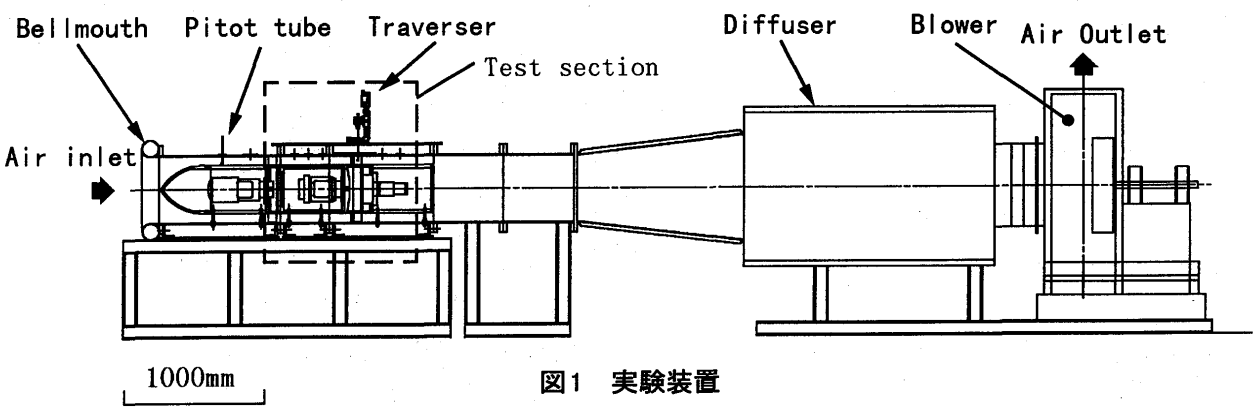


図1　実験装置

第２７回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，(東京)

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

計測システムのフローチャートを図3に示す。測定は、翼列上流、下流の断面でピッチ方向に30点、スパン方向に19点、計570の測定点を取り、単一傾斜熱線(傾斜角45[deg])と高応答性全圧管を用いて測定した。翼間では7断面測定し、ピッチ方向に16点、スパン方向に19点、計304の測定点を取り、熱線流速計を用いて測定した。単一傾斜熱線で三次元流を測定するため、トラバーサーにより熱線を回転させ、流れに対し12種の角度のデータをサンプリングした。実験条件は、軸流速が約7[m/s]、翼出口流速(約59[m/s])を基準にとったレイノルズ数は約 2.2×10^5 であった。また、今回の実際に得られた転向角は約144[deg]であった。

3. 解析方法

全圧は次式により無次元化を行い、全圧損失係数CPtを以下のように定義する。

$$CP_t = \frac{\overline{\overline{P_0}} - P_n}{\frac{1}{2}\rho \overline{\overline{V_{out}}}^2}$$

$\overline{\overline{P_0}}$:試験翼列上流断面(Z/Cax=-1.49)の断面時間平均全圧
P_n :各点の全圧
$\overline{\overline{V_{out}}}$:試験翼列出口の断面時間平均流速

また、ロッドからのウェークを評価するために、変動成分Cdvを次式で求め、定義する。

$$C_{dv} = \frac{V_{n,t} - \overline{V_n}}{\overline{\overline{V_{out}}}}$$

$V_{n,t}$:各点の各時刻における流速
$\overline{V_n}$:各点の時間平均された流速

結果中の二次流れベクトルは、各断面において断面時間平均した流速ベクトルを算出し、このベクトルに直交する断面に、各点の流速ベクトルを投影して求めた。

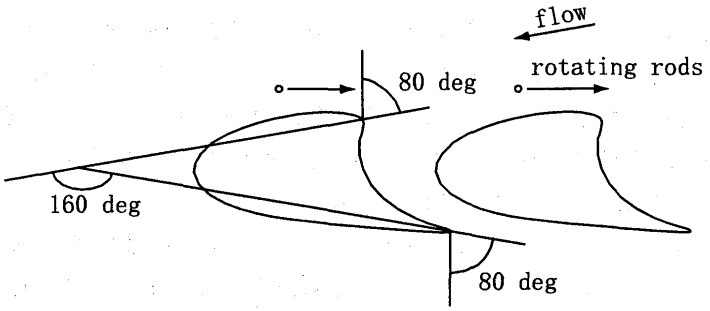


図2 翼型及び実験概略図

表1 翼仕様

Number of Blade	12
True Chord [mm]	67
Axial Chord [mm]	58
Span [mm]	67.2
Pitch [mm]	110.69
Inlet flow angle [deg]	-80
Exit flow angle [deg]	80
Turning angle [deg]	160
Aspect ratio	1.003
Hub diameter [mm]	355.6
Tip diameter [mm]	492
Tip clearance[mm]	0.72

表2 ロッド仕様

Number of rods	12
Rod diameter [mm]	3
Span [mm]	67.2
Pitch [mm]	100.69
Rotating Speed [rpm]	600
Rod-Blade axial distance [mm]	11

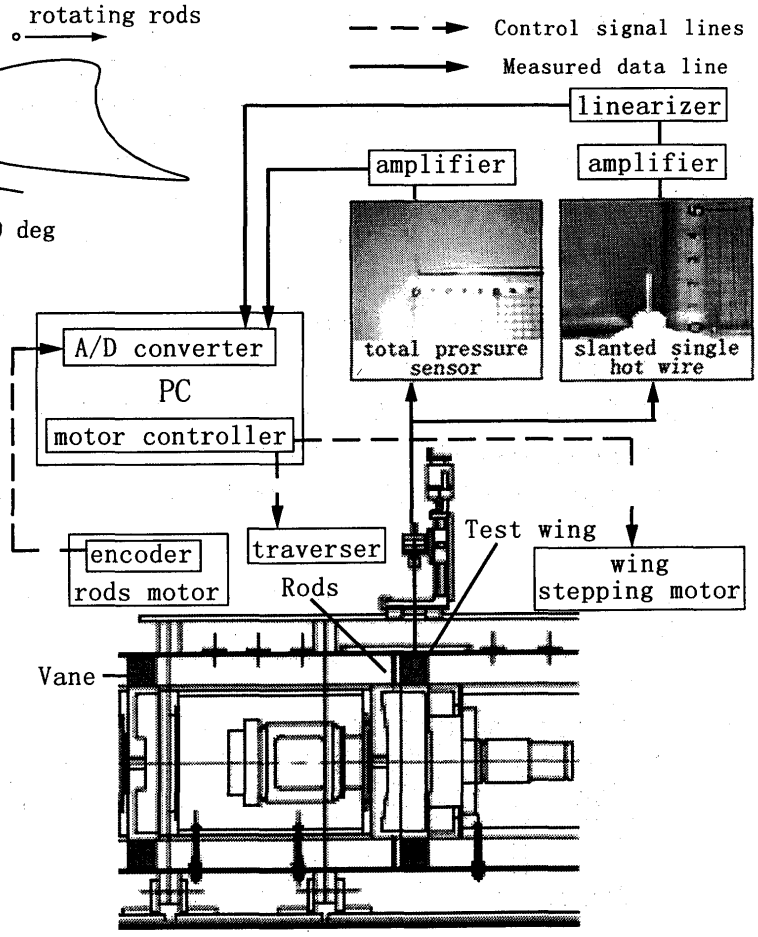


図3 計測システムフローチャート

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

3. 実験結果と考察

3.1 超高負荷翼列単独での試験結果

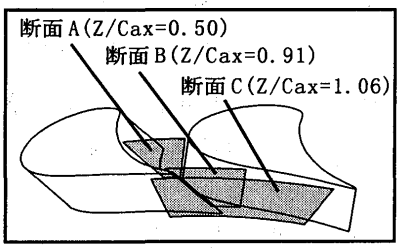
まず、超高負荷翼列のみで試験した結果で、特徴的であった流れの様子について述べる。図4に翼間2断面と出口断面の二次流れベクトルと流速分布を示す。翼出口断面では渦度分布、全圧損失係数分布も示す、ただし全圧損失分布は他の分布と位置関係が若干ずれている。

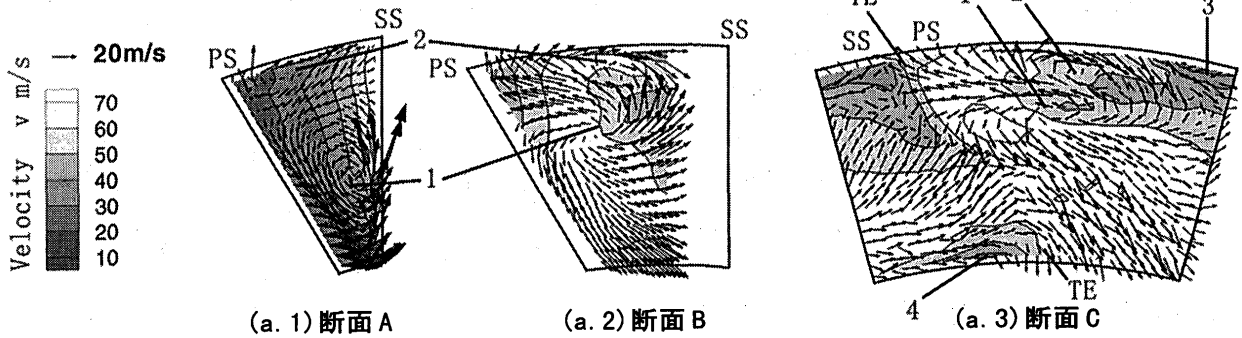
翼コード中央(Z/Cax=0.50)の断面、図4(a.1)では翼の形状がその位置で大きく転向しており、強い圧力勾配が発生すると思われ、負圧面近傍の流れが非常に加速されている。また、ミッドスパンからハブにかけて非常に大きいハブ側流路渦がみられ、チップ近傍にはチップ側流路渦が確認できる。翼正圧面の広い領域で、ハブ側に向かう流れが発生しており、この影響で、ハブ表面で流れが正圧面から負圧面に向かい、ハブでは流れが大きく転向することがわかる。さらにこの流れは、負圧面でハブからチップ側に向かう強い流れを誘起し、これにより、ハブ表面の壁面境界層が負圧面でチップ側に巻き上げられると予想される。

翼列出口直前(Z/Cax=0.91)の断面、図4(a.2)では、ハブ側の広い領域で流速が高くなっており、翼正圧面からの流れ込み様子が分かる。また、翼コード中央の負圧面で加速された領域は、この位置では正圧面側に移動し、負圧面近傍では、チップクリアランスからの漏れ流れやハブ表面の境界層が巻き上がってくる影響で、流速が遅くなっている。ハブ側流路渦は、この負圧面におけるチップ側に向かう流れと共に、その中心位置がチップ側に移動し、チップ側流路渦と隣接して互いに干渉していると予想され翼列出口直後(Z/Cax=1.06)の断面、図4(a.3)では、隣接する1対の流路渦が二次流れベクトル、図4(b)の渦度分布から確認出来る。また、二次流れベクトルではわかりにくい漏れ渦と、翼列後半で発生した負圧面ハブ側のコーナー渦が渦度分布から確認できる。

表3 番号と意味対応表

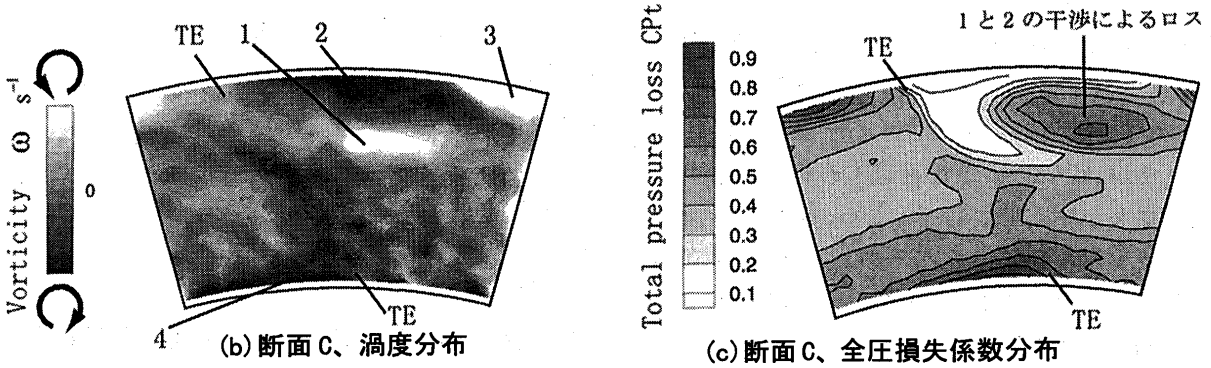
No.	Meaning
1	Hub passage vortex
2	Tip passage vortex
3	Leakage vortex
4	Corner vortex
TE	Trealing edge





(a.1)断面A　(a.2)断面B　(a.3)断面C

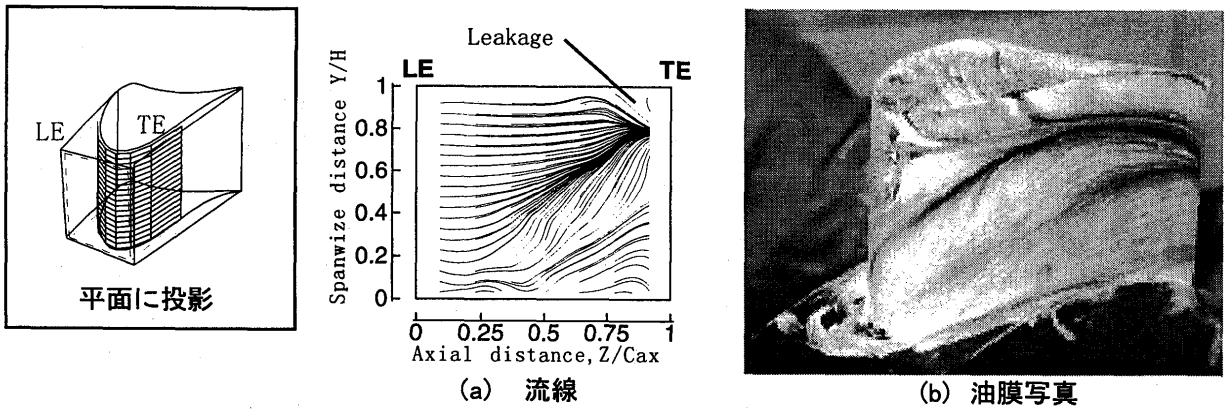
(a)二次流れベクトル、流速分布



(b)断面C、渦度分布　(c)断面C、全圧損失係数分布

図4 各断面の流速、二次流れベクトル、渦度及び全圧損失係数分布

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.



(a) 流線　　(b) 油膜写真

図5　翼負圧面近傍の流れ

これらの渦が発生してる領域では流速が低くなっている。図4(c)の全圧損失係数分布では漏れ渦、コーナー渦の領域で損失が高い。また、1対の流路渦が隣接する境界でも損失が高く、流路渦が互いに干渉し損失が発生していることが分かる。

負圧面近傍の流れについて述べる。図5に負圧面近傍の測定点を平面に投影し、流線を示した。また、油膜によって得られた翼負圧面後部の写真も合わせて示す。流線より、負圧面でハブからチップに向かう流れの様子がよくわかり、油膜による実験と傾向がよく一致している。翼列後半部のチップ側ではチップクリアランスからの漏れが確認でき、この漏れと巻き上がりにより流線が1つに集まっている。流線の集まる場所が、油膜では黒く現れていおり、これらの領域では流れの混合が起き、損失は高いと予測される。

3.2 翼列干渉模擬試験による結果

次に超高負荷翼列上流でロッドを回転させ、上流回転翼列からの後流を模擬して実験を行った結果について述べる。

図6に断面時間平均流速の軸方向分布、図7に断面時間平均全圧損失の軸方向分布を示し、翼列単独での試験結果と比較する。図6の流速分布では、流れが試験翼列に到達するまでに、ハブ側の境界層の発達(剥離を含む)により断面平均流速が下がり、翼列内に流入後は翼列後半で流速が増加し、翼列出口では入口の約1.5倍になった。また、翼列出口直後では流れの混合により、断面平均流速が低下していると考えられる。図6ではロッド回転が及ぼす影響は小さいが、ロッドの回転が負荷となり流速が全体的に低下する傾向がある。

図7に全圧損失係数の軸方向分布を示す。基準全圧には翼列上流(Z/Cax=-1.49)断面の値を選んだ。翼列上流でも、ロッドの有無に係わらず、ハブ面境界層の発達による全圧損失が認められるが、回転ロッドを通過する流れでは更に全圧損失が増加している。また、翼列内の流れとロッドからウェークが干渉した結果、翼列間で発生する全圧損失は、網掛けの領域で示すように約14%増加した。

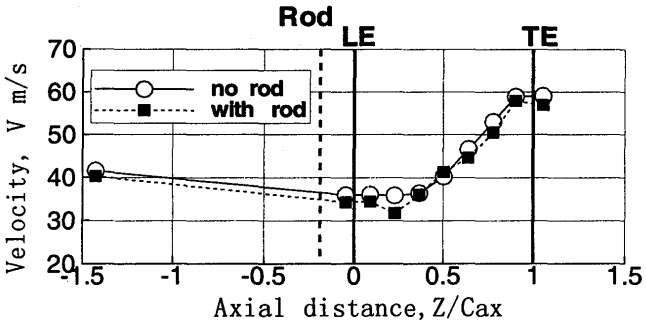


図6　断面平均流速の軸方向分布

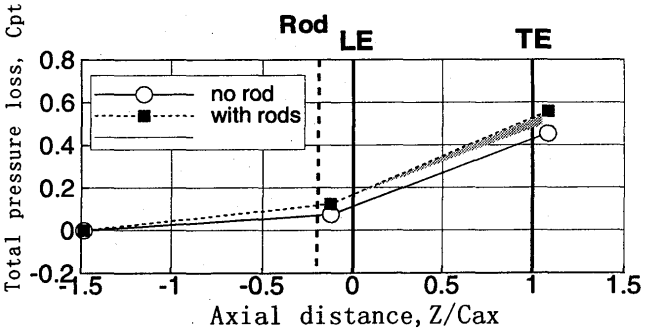


図7　断面平均全圧損失係数の軸方向分布

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

図8,9に図4の断面B(Z/Cax=0.50)と断面C(Z/Cax=1.06)に相当する位置での、ロッド回転時の二次流れと流速変動成分の非定常分布を示す。各断面でのウェークの時間変化を示すため、変動成分の低い領域のみを図に表した。また、図10に流速変動成分がCdv=-0.04となる等高面の時間変化を示す。この面で覆われた内部の領域は流速が低く、図はロッドからのウェークの形状をを立体的に示している。なお、ロッドと翼は同数の12枚で、ロッドが30[deg]回転すると1周期となる。

翼コード中央の位置の図8では、二次流れベクトルが大きく時間変化している。この時間変化の様子から、ウェーク内で発生するハブからチップに向かう流れとハブ側の流路渦が干渉する様子がわかり、流路渦の中心が移動したり、渦がいくつかに分かれる現象が見える。(t=8/30、16/30T)。ウェークの位置はロッドの移動にともない正圧面チップから負圧面にハブに向けて移動している。また、t=23/30の時刻では、図10でも確認できる様にウェークが正圧面チップ付近とハブ側に分かれて存在し、ウェークが翼前縁にカットされて2つの流路にまたがって影響を及ぼしていることがわかる。

翼列出口断面の図9でも、翼コード中央の断面ほど大きくないが、ウェークによる影響を受けており、流路渦の位置、形状が時間変化している。また、ウェーク自体は流路後半で流路渦と干渉した結果、拡散し、図ではウェークの領域が小さくなっている。また領域がいくつかに分割されている様子もわかる。これのことは図10でも確認でき、翼出口直前でウェークの領域が狭まり、領域がいくつかに分散している(t=8/30)。

ウェークを立体的に示した図10から、ロッド直後のウェークの分布がわかる。ロッドに対する流入角が大きいためウェークはピッチ方向に広がり、また、チップとハブで流れの角度が異なるため、スパン方向に非一様な分布となっている。ウェークが翼前縁にぶつかる時刻(t=8,16、30T)では流れの混合が起こりウェークの領域も小さくなっている。また翼後半でも流路渦等との干渉により、領域が小さくなり、分散され、ウェークが拡散している様子がわかる。

図11に翼出口断面での断面平均の全圧損失係数の時間変化と、図12に全圧損失係数分布の時間変化を示す。断面平均全圧損失はt=8/30Tの時刻で高くなっており、その時刻では、図10からウェークが翼前縁に妨げられずに直接流路に入っていることが分かる。図12の全圧損失分布ではt=16/30の時刻では1対の流路渦の境界での損失が小さくなっており、その代わり正圧面での全圧損失の低い領域で、損失が増加している。この時刻では図8、図9から流路渦がウェークと大きく干渉している様子が分かる。

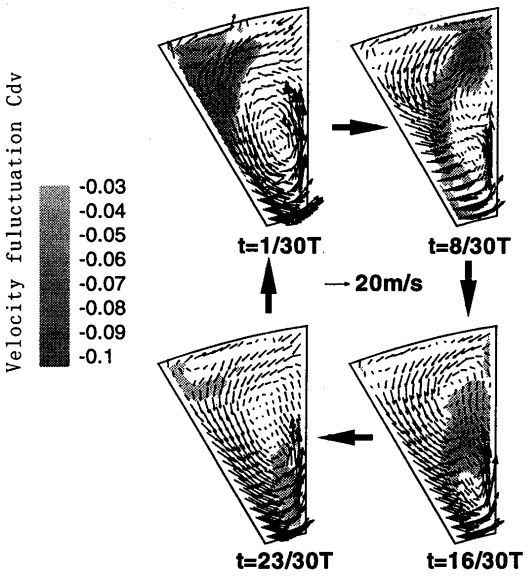


図8　二次流れベクトルと流速変動成分の時間変化(断面B、Z/Cax=0.50)

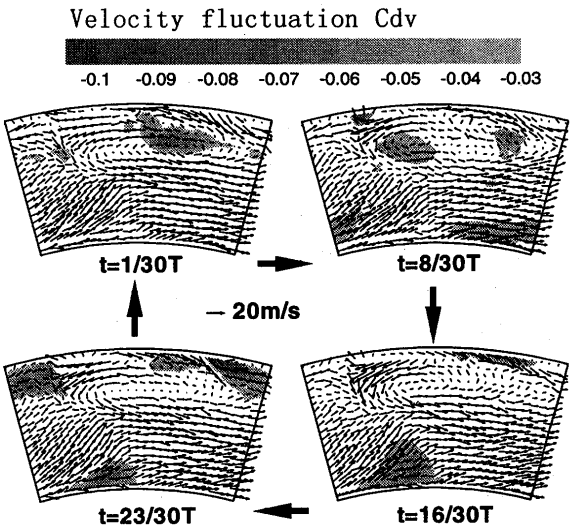


図9　二次流れベクトルと変動成分分布の時間変化(断面C、Z/Cax=1.06)

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

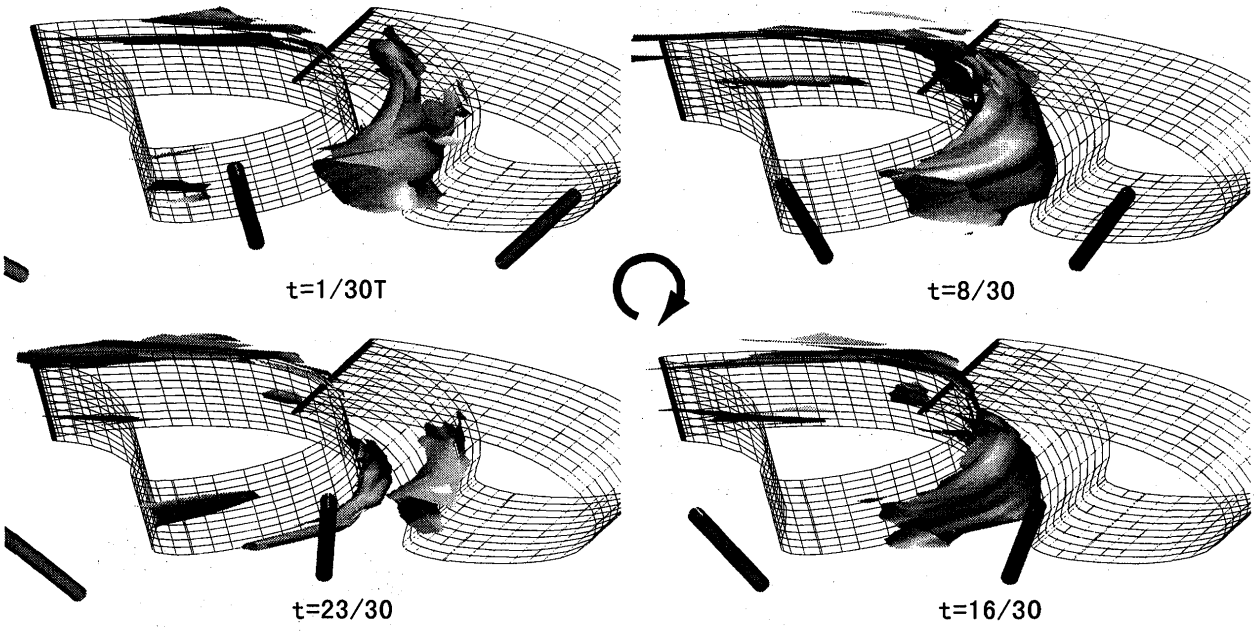


図 10　変動成分の等高面(Cdv=-0.04)時間変化

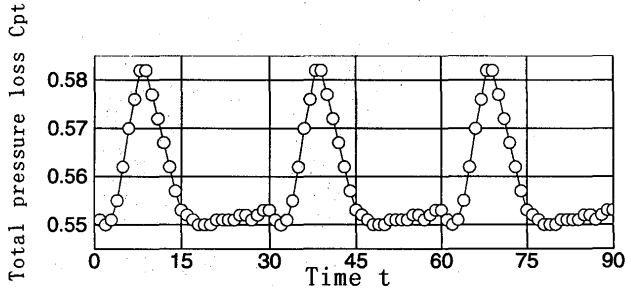


図11 断面平均全圧損失係数の時間変化
(断面 C, Z/Cax=1.06)

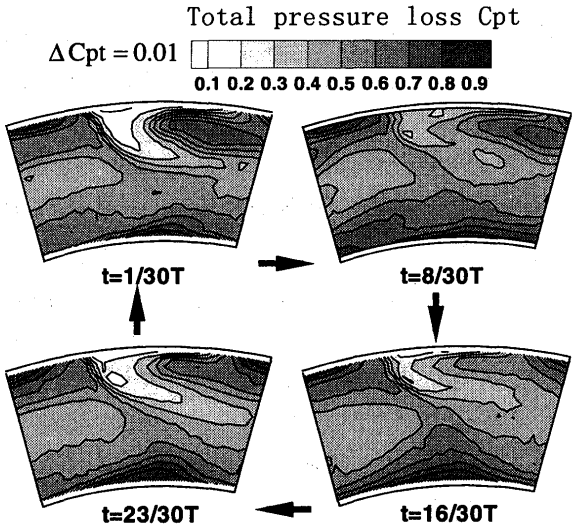


図12　全圧損失係数分布の時間変化
(断面 C, Z/Cax=1.06)

5. まとめ

超高負荷翼列内の流れの特徴として、

・翼列前半でハブ側の流路渦が非常に発達し、翼負圧面でのハブからチップに向かう流れと共に、ハブ側流路渦の中心位置がチップ側へ移動する。このため、翼出口では1対の流路渦がチップ近傍で隣接し、互いに干渉しあう。

・1対の流路渦が互いに干渉する領域、漏れ渦の位置、コーナー渦の位置で全圧損失係数が高い。

翼列上流からのウェークの影響として、

・翼列内ではウェークと流路渦が互いに強く干渉し、ウェークの移動に伴い、翼出口でも時間変化が見られる。

・翼出口の断面平均した全圧損失係数は、ウェークが流路に直接入る時刻で高くなる。

・翼間で発生する損失はウェークの干渉により約14%増加する。

6. 参考文献

[1] Briley, W.R. et al., ASME Paper No.91-GT-56
[2] Griffin, L.W. et al., ASME Paper No.93-GT-370

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

遷音速翼列内流れの数値解析

A—8

*内馬場 俊之　赤坂 啓　(法大院)　辻田 星歩　水木 新平　(法大工)

1．緒言および目的

高性能ジェットエンジンの開発において軽量・低燃費の実現は大きな課題である。そのためには、高圧力比の圧縮機翼列を持つ遷音速軸流圧縮機が必要となる。しかし、一般に圧縮機内の流れが遷音速状態になると、衝撃波と境界層の干渉による全圧損失が発生することが知られている。また、衝撃波と境界層の干渉による大規模な境界層のはく離がバフェッティング(翼の振動現象)や非定常流れの原因にもなっている。しかしながら、今までのところ衝撃波の発生位置や境界層との干渉現象は正確に予測できていない。従って、数値流体力学(ＣＦＤ)等の解析技術を用いた流れ場の解明と干渉現象及び、それに伴う損失発生機構に関する研究は重要である。

本研究では、遷音速圧縮機翼列内の流れを解析する計算コードを作成し、Bell らが行った実験[1]をもとに圧縮機翼列内流れのＣＦＤ解析を行い、圧縮機翼列内の流れ場および衝撃波と境界層の干渉の様子を捕えることを目的とする。さらに、計算格子の良否が計算結果におよぼす影響についても併せて考察を加える。

2．数値解析法

流れの支配方程式として、無次元化・保存形表示された２次元一般座標系の圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いた。完全気体を仮定し、粘性係数に関してはストークスの仮定および Sutherland の式を用いた。解析には、Harten-Yee らによって提案されたＴＶＤスキームを Cell-Centered 法に基づく有限体積法に適用し、対流項の離散化を行い、粘性項を中心差分で評価して空間の離散化を行った。また時間進行法として３段階 Runge-Kutta 法を用いて時間項の離散化を施した。この際、時間刻み幅は各計算セルでＣＦＬ条件から決まる時間刻み幅の最小値で与えた。乱流モデルは、導入の容易さから Baldwin-Lomax 乱流モデル[2]を採用した。

3．解析対象および計算格子

3-1 解析対象

本研究に用いた圧縮機翼列は V103-220 と呼ばれる NACA65 翼を改良したもので構成されている。また、この翼列の形状・設計条件を Fig. 1 に示す。

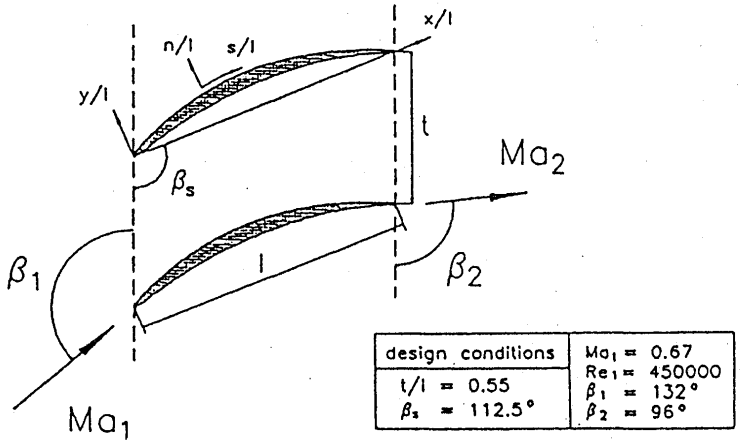


Fig. 1 V103-220 Compressor Cascades

3-2 計算格子

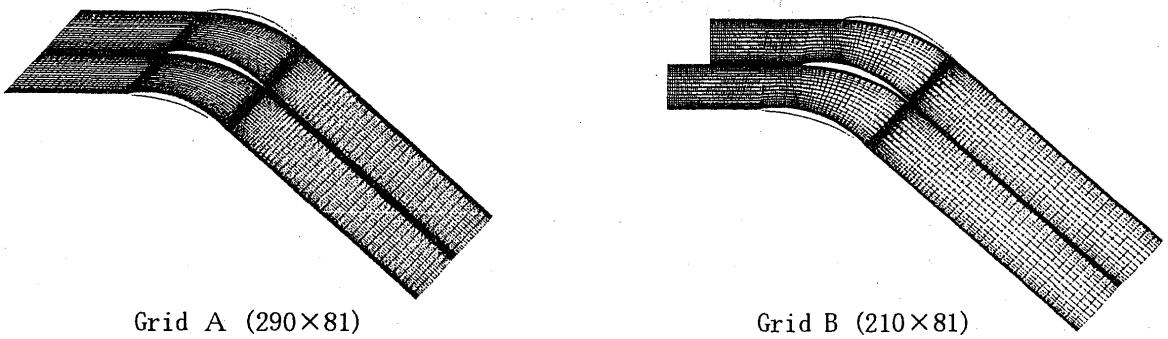
本研究では、格子形状による流れ場の捕え方の違いを調べるために Grid A と Grid B の二種類の計算格子を作成した。Fig. 2 にこれらの計算格子を示す。Grid A は直交性は保っていないが格子数が多く、Grid B は格子数は少ないが直交性は保たれている。また、乱流境界層を精度良く捕えられるように、壁面から第一格子点の距離 δ が

$$\delta = \frac{0.1}{\sqrt{Re}}$$

程度になるように格子を作成した。

第２７回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，(東京)

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.



Grid A (290×81)　　Grid B (210×81)

Fig.2 Computational Grid

4．境界条件

計算領域は、流入･流出および固体壁面・周期・非周期の 5 つの境界で構成されている。それぞれの境界における条件は以下のように与えた。

4-1 流入・流出境界条件

流入および流出速度は亜音速となるため、流入境界は静圧を内点より一次外挿して決定し、他は全圧、全温度および流入角度を固定する。また、流出境界は静圧を固定して、他は内点より一次外挿をして決定した。この時、流出静圧は流入マッハ数が実験値と一致するように設定した。

4-2 固体壁面境界条件

固体壁面境界条件は、滑り無し・断熱の条件を与えた。

4-3 周期境界条件

本解析で使用した格子は、周期境界上で一致しているので、境界の外側に周期的に対応する二つの仮想セルと、その中心の物理量を求める。これらの値より周期境界上の非粘性流束、粘性流束を計算し支配方程式の保存性を満足させた。

4-4 非周期境界条件

Grid B の格子では、直交性を保たせる工夫として大宮司らが行った方法[3]を参考に流入部に非周期境界を持たせた。この境界には、流入部と同様の物理量を与えて計算を行った。

5．計算条件

Table.1 Calculation Condition

Case	流入マッハ数 (Mal)	計算格子	計算時間
1	0．67	Grid A (290×81)	約 5 時間
2	0．80		
3	0．83		
4	0．67	Grid B (210×81)	約 3 時間
5	0．80		
6	0．83		

Bell らの行った実験に合わせて 3 っの計算条件を Grid A および Grid B の各格子を用いて計算した。各計算条件と計算に要した時間を Table.1 に示す。なお、Table.1 に示されている計算時間は法政大学工学部計算科学センターの VPX210 を用いたものである。

6．計算結果と考察

6-1 計算結果と実験結果の比較

Fig. 3 は、流入マッハ数 0.67 と 0.80 の翼表面上等エントロピーマッハ数分布の実験値と計算結果を比較したものである。図中のシンボルは実験値であり破線は Grid A、実線は Grid B の計算結果である。

6-1-1　流入マッハ数 0.67 の場合

流入マッハ数 0.67 は、この翼列の設計点である。Bell らの行った実験によると翼列内は全域亜音速・剥離無しであった。計算結果は、格子の違いによる影響はほとんど見られず、Grid A および Grid B 共に実験値とほぼ一致していることがわかる。しかしながら、翼負圧側の後縁付近(x/l=0.75～1.0)で実験値と計算結果とに違いが生じている。

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

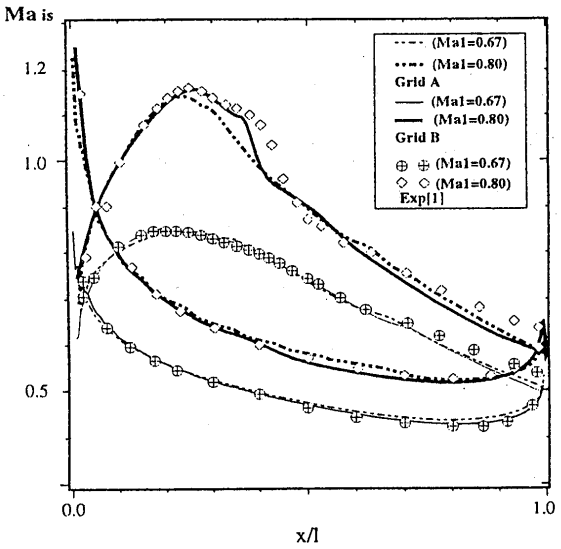


Fig.3 Isentropic Mach Number on Blade (Ma1=0.67/0.80)

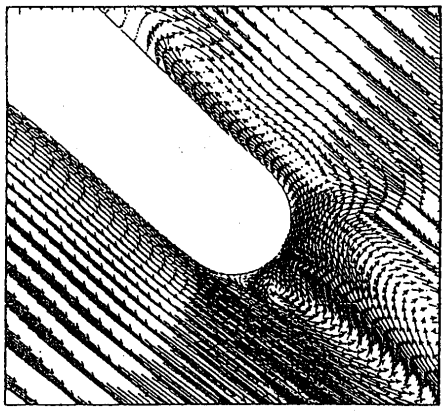


Fig.4 Velocity Vector near Trailing Edge

Fig.4 に示すように翼の後縁部は、翼の正圧面側から負圧面側への流れの巻き上げや渦の発生といった複雑な流れ場が形成されており、本計算で使用した Baldwin-Lomax 乱流モデルがこの付近の流れ場を上手くシミュレート出来ず、後縁付近の剥離が x/l=0.75 辺りまで伝播したものと考えられる。

翼表面上等エントロピーマッハ数分布と同様、等マッハ線図でも Grid A および Grid B の計算結果には違いはほとんど見られなかった。従って、Fig6 には Grid B のみの等マッハ線図を示す。翼列内の流れは、実験同様に全域で亜音速流れとなっている事が確認できる。

6-1-2 流入マッハ数 0.80 の場合

Fig. 3 に示すように、流入マッハ数 0.80 の翼表面上等エントロピーマッハ数分布は Grid A および Grid B 共に実験値とほぼ一致しているものの、翼負圧面側の後縁付近において流入マッハ数 0.67 と同様の実験値との違いが生じている。また、x/l=0.25～0.45 の負圧側において Grid A に比べて Grid B の方がより実験値に近い値を示していることがわかる。実験によると流入マッハ数 0.80 では翼間流路内に超音速領域が存在し、負圧側の x/l=0.1～0.4 付近で弱い衝撃波と境界層の干渉があると報告している。

Fig. 6 は、Grid B の等マッハ線図である。この図から翼表面に弱い衝撃波が発生していることが確認できる。

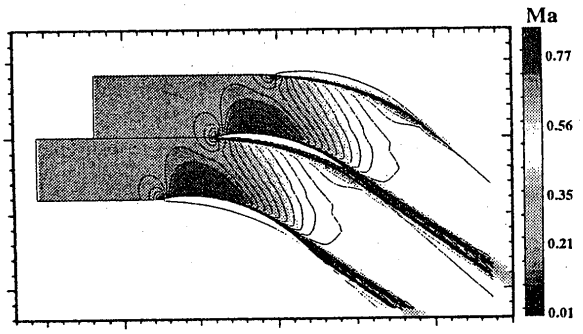


Fig.5 Mach Number Contour (Ma1=0.67)

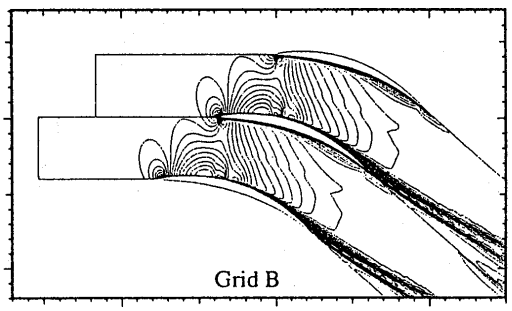


Fig.6 Mach Number Contour (Ma1=0.80)

また Fig. 7 に、この衝撃波の発生付近における境界層の様子を示す。実験では衝撃波の発生により急激な圧力上昇が起こり境界層が剥離する。しかし、衝撃波が弱いため剥離した境界層は、その下流で再付着することが確認されている。Fig. 7 から Grid A に比べ Grid B の方が明確にこの現象を捕えていることがわかる。

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

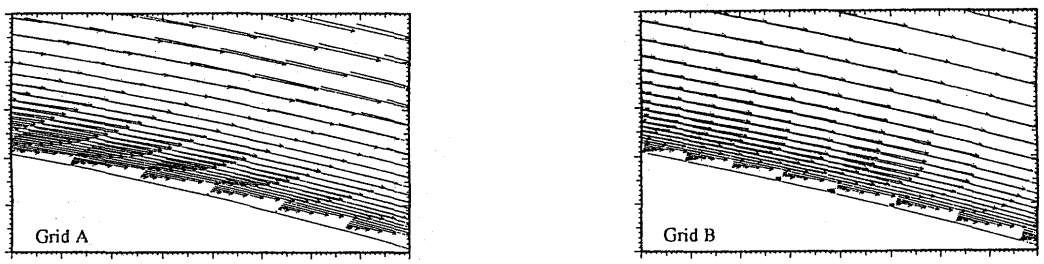


Fig.7　Velocity Vector beneath the shock-wave (Ma1=0.80)

6-1-3 流入マッハ数 0.83 の場合

Fig. 8は、流入マッハ数 0.83 における翼表面上の等エントロピーマッハ数分布の実験値と計算結果を比較したものである。計算結果は Grid A および Grid B で共に実験値とある程度一致しているものの、負圧面側 x/l=0.45～1.0 において実験値との違いが生じていることがわかる。これは、強い衝撃波の発生によって境界層が剥離を起こし、これによって流れ場に強い非定常性が生じているためであると考えられる。加えて、実験では風洞内に設置された翼列と側壁面によるコーナー渦が流れ場に影響を及ぼしていると報告しており、本解析が二次元計算であるためと考える。

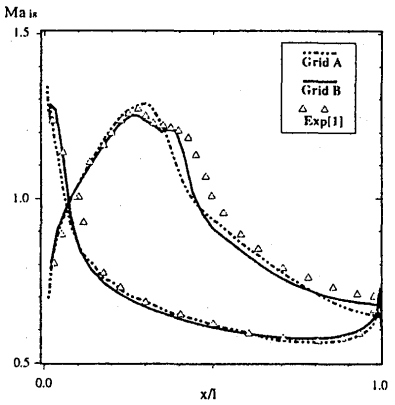


Fig.8　Isentropic Mach Number on Blade (Ma1=0.83)

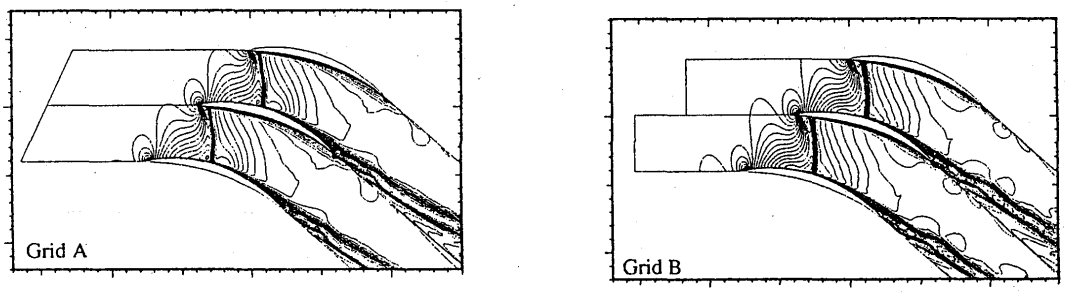


Fig.9　Mach Number Contour (Ma1=0.83)

本解析条件においても、Fig. 9に示すように Grid A および Grid B で共に翼負圧面側 x/l=0.45 付近で強い垂直衝撃波が確認できる。Grid A より Grid B の方が鮮明に衝撃波捕えていることがわかる。このことは直交性を保った格子は、直交性の無い格子に比べ少ない格子数でも鮮明に衝撃波を捕えることができることを示している。

6-2 翼列下流での全圧損失分布

Fig. 10は、流入マッハ数 0.80 の伴流内での全圧損失の実験値と計算結果を比較したものである。図中のシンボルは実験値であり破線は Grid A、実線は Grid B の計算結果である。この図からも Grid A に比べ Grid B の方がより実験値に近い値を示すことがわかる。

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

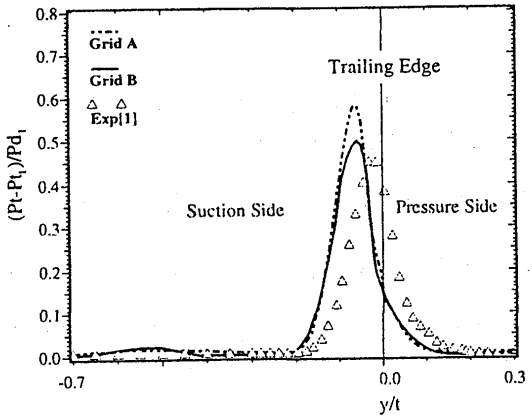


Fig.10 Total Pressure Loss in Wake (Ma1=0.80)

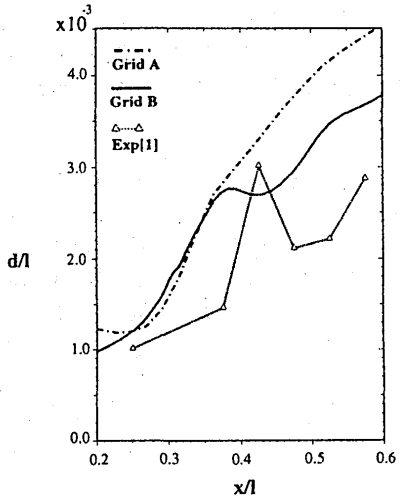


Fig.11 Boundary Layer Thickness (Ma1=0.80)

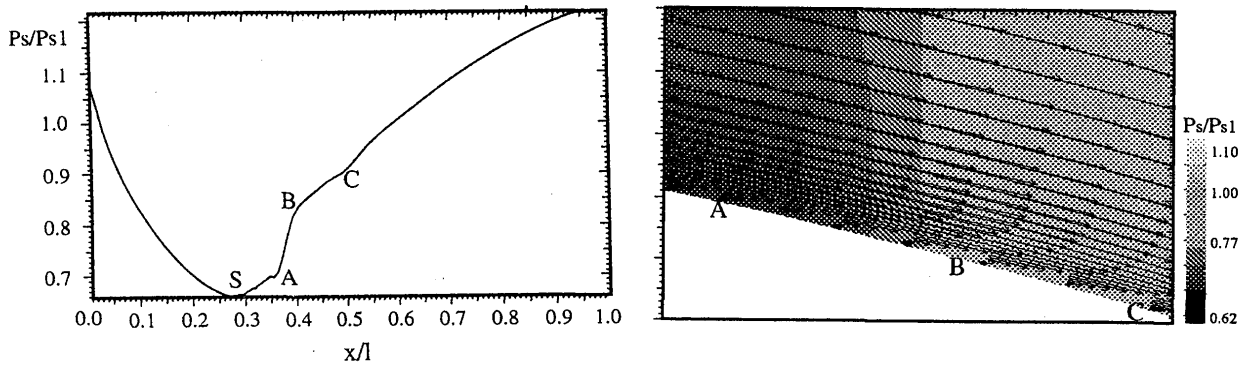
Fig.11は、同条件における翼表面での境界層厚さ(排除厚さ)を実験値と比較したものである。流入マッハ数0.80の場合、衝撃波がx/l=0.45付近で発生する。この衝撃波による急激な逆圧力勾配の影響から境界層が発達する様子をGrid AおよびGrid Bで共に捕えている。しかしながら、Grid Bに比べGrid Aの方が境界層厚さを大きく見積もっていることがわかる。このことから、Fig.11でGrid Bの方がより全圧損失を精度よく求めることができる理由として、翼面上での粘性損失に大きな影響を及ぼす境界層厚さをGrid Aより正確に見積もることができるからであると考える。加えて、本計算は実験値よりも境界層厚さを大きく見積もる傾向があり、このことが全圧損失を実験値より大きく見積もる原因であると考える。

6-3 衝撃波と境界層の干渉

Fig.12は流入マッハ数0.80での翼表面上静圧係数分布と、衝撃波発生付近での圧力勾配と境界層の様子を示す。ただし、圧力は流入部の静圧で無次元化している。

図中(b)のB点に弱い衝撃波が発生しており圧力もこの点を境に上昇している。一般に、衝撃波の前後では圧力が急激に上昇することが知られており、本解析でもこの現象を捕えていることが確認できる。そして、この圧力の上昇によりA点で境界層が剥離を起こしていることが確認できる。しかし、弱い衝撃波のため圧力の上昇もそれほど大きくはないので、B点で境界層は再付着している。

また、この境界層の剥離は衝撃波の発生しているB点よりも上流から剥離している。これは衝撃波の発生している主流部では超音速状態のため下流の変化が上流に伝わらないが、境界層では主流部より速度が遅く亜音速状態となっており下流の圧力上昇が衝撃波の上流(Fig.12(a)のS点)まで伝わる。このため、境界層は衝撃波の上流から剥離を起こすと考えられる。



(a)Static Pressure Distribution on the blade (b)Velocity Vector and Pressure Contour

Fig.12 Shock-wave/Boundary-layer Interaction

松尾らの研究[4]によると衝撃波と境界層の干渉しているところでは翼表面上の静圧分布に、その干渉の様子が表れると報告しており、衝撃波の発生位置や、境界層の剥離点・再付着点で翼表面上の静圧

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

分布に変曲点が生じている。本研究でも、(a)図中の翼表面上静圧係数分布にも、衝撃波と境界層の干渉の様子が表れている。S 点は衝撃波の発生にる圧力上昇の開始点であり、A 点で境界層が剥離を起こす。B 点は衝撃波の位置で、C 点は再付着点である。

7. 結論

遷音速圧縮機翼列内の流れの数値解析を行い、衝撃波と境界層の干渉現象および翼列内流れに対し、実験結果と対比した。その際、2 種類の計算格子を用いて計算を行い流れ場の捕え方の違いについても比較を行った。その結果、以下の結論が得られた。

1　圧縮機翼列内の衝撃波と境界層の干渉の様子やそれに伴う損失現象および翼列内流れについて、Bell らの行った実験結果と同様の結果が得られた。

2　格子数が少ない計算格子でも直交性を保てば、流れ場を精度良く捕えることができることがわかった。

3　本解析で捕えきれなかった、圧縮機翼列内の流れ場を精度良く解析するためには、本計算コードを 3 次元に拡張することや、より高次な乱流モデルを導入することが必要であると考える。

参考文献

[1]　Ralf M.Bell ,ASME Paper 95-GT-84,1995

[2]　Baldwin,B. and Lomax,H. , AIAA Paper,78-257(1978)

[3]　大宮司ら, 日本機械学会論文集(B 編)55 巻 515 号

[4]　松尾ら, 日本機械学会論文集(B 編)61 巻 581 号

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

ローター・シールドにおける乱流の数値予測

A—9

神山剛至（東京理科大学大学院），山本誠（東京理科大学）
今成邦之，児玉秀和（石川島播磨重工業）

1．緒言

航空用ガスタービンの研究開発は、社会的、経済的要求を背景に、低環境負荷化、高効率化、軽量化などを主たる目標として、現在もさまざまな技術課題に対して精力的に進められている。そのなかで、ラビリンスシールを用いてローター／ステーター間の漏れ流量（すなわち流量損失）を低減することは、エンジンの高効率化を図るひとつの技術課題となっている。一方、タービン入口温度の高温化に伴って、エンジン内部の構造材を冷却するために漏れ流を積極的に利用することも行われている。このため、流量損失の低減と冷却流量の確保という相反する要求を満たすことが必要となっており、漏れ流の流量や温度などを正確に数値予測できる手法の開発が設計上強く求められている。

ラビリンスシールに関する研究は、小茂鳥（1973）のテキストに見られるように、非常に古くから行われており、ラビリンスシールの数値計算に関する研究も 1970 年代から 1990 年代前半にかけて数多く報告されている。例えば、Demko ら（1989）は、非圧縮性流体用ラビリンスシールに対して高レイノルズ数型標準 k-ε モデルを用いて数値計算を行い、実験データと比較することにより、彼らの用いた数値計算手法が流れ場を定性的に再現できることを明らかにした。同様に、Rhode and Hibbs（1993）は、圧縮性流体用シールを通過する漏れ流に対し高レイノルズ数型標準 k-ε モデルを用いて数値的な研究を行っており、ラビリンスシールと環状シールの特性の違いを調べている。しかしながら、航空用ガスタービンに用いられるような圧縮性流体用ラビリンスシールの数値計算に関する研究例は少なく、近年一般に利用されている低レイノルズ数型モデルの予測精度に関する検証も充分とは言い難い。また、過去の研究のほとんどは、流路の段差の有無にかかわらず、ローター軸に対して歯が垂直に設置された形状を対象としており、最近の航空用ガスタービンで使用されているローター軸に対して歯が傾斜した形状に関する研究はほとんど報告されていない。

本研究は、以上のような状況に鑑み、最新型航空用ガスタービンに採用されている上流傾斜型ラビリンスシールを通過する漏れ流れに関する数値予測手法の確立を目的として実施されたものである。レイノルズ平均ナビエ･ストークス方程式系に対して 4 段階ルンゲ・クッタ法および 2 次精度 TVD スキームを用いて離散化が行われ、また、乱流モデルとして高レイノルズ数型 1 種（Launder-Spalding、標準モデル）、低レイノルズ数型 2 種（Lam-Bremhorst、Launder-Sharma）の k-ε モデルが採用され、プログラム開発が行われた。開発したプログラムを用いて 3 枚の歯を有する上流傾斜型ラビリンスシール周りの流れを数値計算することにより、流れが第 1 の歯を通過する際に大きな圧力降下、温度上昇が生じること、歯と歯の間のキャビティ内に 2 つの再循環渦が形成されること、クリアランス部で乱れの再層流化が起きていること、高レイノルズ数型モデルでは再層流化が捉えられないこと、使用する乱流モデルによって漏れ流量の予測に大きな差異が生じることなど、上流傾斜型ラビリンスシール周りの流れ場の特性が明らかにされる。また、数値計算結果と実験データとを比較検討することにより、Launder-Sharma モデルを使用すれば、圧力降下、温度上昇、流量といった設計上必要な諸量に対して妥当な数値予測が可能であることが示される。

第２７回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，（東京）
Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

2．数値計算手法および計算条件

航空用ガスタービンのラビリンスシールを通過する流れは、漏れ流量や密度から考えて、基本的に圧縮性乱流である。したがって、本研究においては、圧縮性ナビエ･ストークス方程式に Favre 平均を施した方程式を支配方程式系として使用することとした。また、これらの方程式中に現れるレイノルズ応力は、以下に示す k-ε モデルを利用して評価した。

$$\frac{\partial \bar{\rho}k}{\partial t}+\frac{\partial \bar{\rho}k\tilde{u}_j}{\partial x_j}=P_k+\frac{\partial}{\partial x_j}\left\{\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right\}-\bar{\rho}\varepsilon+A_k \tag{1}$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}\varepsilon}{\partial t}+\frac{\partial \bar{\rho}\varepsilon\tilde{u}_j}{\partial x_j}=C_1 f_1\frac{\varepsilon}{k}P_k+\frac{\partial}{\partial x_j}\left\{\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right\}-C_2 f_2\bar{\rho}\frac{\varepsilon^2}{k}+A_\varepsilon \tag{2}$$

$$P_k=\left\{\mu_t\left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}+\frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i}-\frac{2}{3}\frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k}\delta_{ij}\right)-\frac{2}{3}\bar{\rho}k\delta_{ij}\right\}\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}\quad,\quad \mu_t=C_\mu f_\mu\bar{\rho}\frac{k^2}{\varepsilon} \tag{3),(4}$$

ここで、u_i は x_i 方向速度成分、上付きバーはレイノルズ平均量、上付きティルダは Favre 平均量を意味する。また、C_i、σ_i はモデル定数、f_i はモデル関数、A_i は付加項であり、それぞれモデルによって異なっている。本研究においては、Launder-Spalding（1974）の高レイノルズ数型標準モデル、Lam-Bremhorst（1981）および Launder-Sharma（1974）の低レイノルズ数型モデルを用いることとした。これらのモデルを選択した理由は、Launder-Spalding モデルと Lam-Bremhorst モデルは工業上広く利用されているためであり、Launder-Sharma モデルは Siger ら（1993）により乱れの再層流化に対して最適であることが報告されているためである。各モデルの詳細については、数値流体力学編集委員会編「乱流解析」などのテキストを参照していただきたい。

実際の数値計算においては、ローターの偏心を無視して軸対称性を仮定することにより、上記の各方程式を軸対称円筒座標系（$z-r-\theta$）に変換し、さらに、傾斜面を適切に表現するため一般座標系（$\xi-\eta-\varsigma$）に変換した後、最終的な支配方程式として用いた。

すべての方程式の離散化は、時間項に 4 段階 Runge-Kutta 法を、非粘性項に Yee and Harten（1987）の提案した 2 次精度風上型 TVD スキームを、その他の項に 2 次精度中心差分を導入して行った。また、計算効率向上のため、局所時間刻み法を採用した。

境界条件は、以下のように設定した。流入条件は、密度を直線外挿し、速度、静温、乱流エネルギーk、散逸率 ε を固定した。ただし、密度の平均値を実験値と一致させるため、直線外挿して得られた分布形状を維持したまま、その平均値が実験データとなるように各イタレーションにおいて補正を加えた。流出条件は、静圧を固定し、その他の変数は直線外挿により与えた。壁面条件は、No-Slip、断熱壁を仮定した。また、高レイノルズ数型モデル計算では一般的な壁関数を使用し、低レイノルズ数型モデル計算では、乱流エネルギーkを0、散逸率 ε をモデルごとに推奨されている方法で与えた（「乱流解析」参照）。

計算格子は代数的に作成し、高レイノルズ数型モデル使用時には軸方向、半径方向に150×60、低レイノルズ数型モデル使用時には150×90を採用した。なお、壁面近傍の急激な物理量変化を再現するため、すべての壁付近に格子を集中させた。

本研究において数値計算を行った上流傾斜型ラビリンスシールの形状と計算領域の概略を Fig.1 に

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

示す。流れは左側面から流入し、3 枚の歯の上を通過して、右側面から流出する形となっている。図中、歯を含む下壁がローターであり、直線状の上壁がステーターである。

3．計算結果および考察

Fig.2 に高レイノルズ数型標準モデルを用いて予測された平均速度ベクトル図を示す。ローター壁面から第 1 歯の上流側面に沿って強い流れが存在し、歯の上流端コーナーを加速しながら回りこんでシールド内へ流れていることが分かる。このような流れとなったのは、歯側面の境界層がローターの回転による遠心力効果を強く受けているためであると考えられる。また、この図からは判然としないが、キャビティ内には、左上方に中心を持ち時計回りの、右下方に中心を持ち反時計回りの二つの再循環流が存在することが確認できた。さらに、Fig.2(b)の第 1 歯付近の拡大図から、高レイノルズ数型モデルでは第 1 歯の先端上に剥離が発生しないことが分かる。

Fig.3 は、低レイノルズ数型の Launder-Sharma モデルにより得られた平均速度ベクトル図である。上述の高レイノルズ数型モデルによる結果との違いは、流入領域に強い再循環流が生じていること、歯側面に沿った流れがステーターに衝突して上下流方向に分岐していること、キャビティ内に二つの再循環流が存在するが時計回りのものがより強くなっていること、流出断面の速度分布が拡散的（乱流的）でないこと、第 1 歯の先端上に大きな剥離領域が認められること、などである。全体的に、拡散性の弱まった結果となっていることが明らかである。なお、Lam-Bremhorst モデルでも Launder-Sharma モデルと定性的に同様の結果が得られたことを付記しておく。

Fig.4 は、第 1 と第 3 歯のクリアランス中央における軸方向平均速度分布を比較したものである。Launder-Sharma、Lam-Bremhorst、高レイノルズ数型モデルの順に速度が減少しており、特に Launder-Sharma モデルの結果は分布が層流的であるとともに第 1 の歯上で強い逆流が認められる。また、いずれのモデルも第 3 歯の上では逆流を生じていない。第 1 歯の先端上では剥離が生じるが第 3 歯の先端上では剥離を生じないというのは、Morrison ら（1988）のレーザードップラ流速計による実験データと定性的に一致している。

第 1 歯上流付近の静圧分布の拡大図を Fig.5 に示す。高レイノルズ数型計算では歯の上流側が一様に高圧となっており、クリアランス部で急激に圧力が降下していることが分かる。Launder-Sharma モデルによる結果は、流入側の再循環流にともなう衝突領域が発生するため、その衝突領域に高圧部が存在しているが、クリアランス部で急激な圧力降下の起きることは高レイノルズ数型計算とまったく同様である。

Fig.6、Fig.7 は、各歯の先端とステーター壁面の中心を通る直線上の静圧および静温の変化を示したものである。低レイノルズ数型モデルでは衝突領域が存在するために第 1 歯に至るまでの傾向が異なるが、基本的に、静圧は各歯を通過する際にほぼ同等に降下し、静温は第 1 歯を通過する際に大きく上昇し、ラビリンスシール通過時の温度上昇が第 1 歯でほとんど占められていることが分かる。また、Lam-Bremhorst モデルによる静温変化のみは異なった結果を与えたが、他は実験データと比較して妥当な予測精度を有することが明らかとなった。

上述したような流れ場の様子から、歯を通過するときに乱れの再層流化が生じ、キャビティ上で遷移して再び乱流に戻るという過程を繰り返している可能性が予想された。この点について調べるために、各歯の先端とステーター面の中心を通る直線上の乱流エネルギー k の変化を Fig.8 に、加速パラメータの変化を Fig.9 に示す。高レイノルズ数型計算では、壁面境界条件として発達した乱流を仮定する壁関数を用いているため、全領域にわたって低レイノルズ数型のものより 3 オーダー大きな乱流

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

エネルギーを与えている。Fig.4 に示した軸方向速度分布から判断しても、高レイノルズ数型計算では乱流的な流れ場が維持されているものと考えられる。低レイノルズ数型のみを比較した Fig.8(b)を見ると、衝突領域に存在する強い乱れがクリアランス部で急激に減衰していることが分かる。また、キャビティ部において、Lam-Bremhorst モデルでは乱れが再成長しているのに対し、Launder-Sharma モデルでは乱れの成長がほとんど起きていない。Lam-Bremhorst モデルは遷移を実験データよりも速く予測することが知られており、このことが乱れのより大きな成長に関連しているものと思われる。さらに、Fig.9 の加速パラメータの変化を見ると、境界層の再層流化基準である $K = 3.7\times10^{-6}$ をはるかに超えた領域がクリアランス部からそのやや下流にわたって存在しており、この領域で再層流化の生じていることが十分予想される。

Fig.10 に、計算により得られた漏れ流量を実験データで無次元化した図を示す。明らかに、Launder-Sharma モデルが実験データと一致した妥当な解を与えている。一方、全領域が乱流的な高レイノルズ数型計算では、乱れによる流路損失が過大であり、流量を１／２程度に過小評価してしまっていることが分かる。この結果からも、Launder-Sharma モデルによって予測された流れ場がより現実に近いものであることが伺われる。

乱れの再層流化を良好に予測できる Launder-Sharma モデルがもっとも実験データに近い予測結果を与えたということは、本研究で取り上げたローター・シールドにおける乱流が再層流化現象に強く支配されていることを示すものであると考えられる。

４．結言

本研究は、航空用ガスタービンに採用されている上流傾斜型ラビリンスシールを通過する流れに関する数値予測手法の確立を目的として実施されたものである。本研究により得られた知見をまとめると以下となる。

(1) 漏れ流れの温度上昇のほとんどは、第１の歯を通過する際に生じる。
(2) 漏れ流れの静圧降下は、各歯を通過する際にほぼ同等に生じる。
(3) キャビティ内には２つの再循環渦が形成される。
(4) クリアランス部において、乱れの再層流化が発生している。
(5) 使用する乱流モデルによって漏れ流量の予測に大きな差異が生じる。
(6) Launder-Sharma モデルを使用すれば、圧力降下、温度上昇、漏れ流量といった設計上必要な諸量に対して妥当な数値予測が可能である。

参考文献

・Demko,J.A., Morrison,G.L. and Rhode,D.L., Trans. ASME, J. Engineering for Gas Turbines and Power, 111, (1989), 697-702
・小茂鳥著, 非接触シール論, コロナ社, (1973)
・Morrison,G.L, Johnson,M.C. and Tatterson,G.B., ASME 88-GT-63, (1988),1-13
・Rhode,D.L. and Hibbs,R.I., Trans. ASME, J. Tribology, 115, (1993), 699-704
・数値流体力学編集委員会編, 乱流解析, 東京大学出版会, (1995), 21-52
・Siger,K., Schulz,A., Crawford,M.E. and Witting,S., Engineering Turbulence Modelling and Experiments 2, Elsevier Science, (1993), 593-602
・Yee,H.C. and Harten,A., AIAA J., 25, (1987), 266-274

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

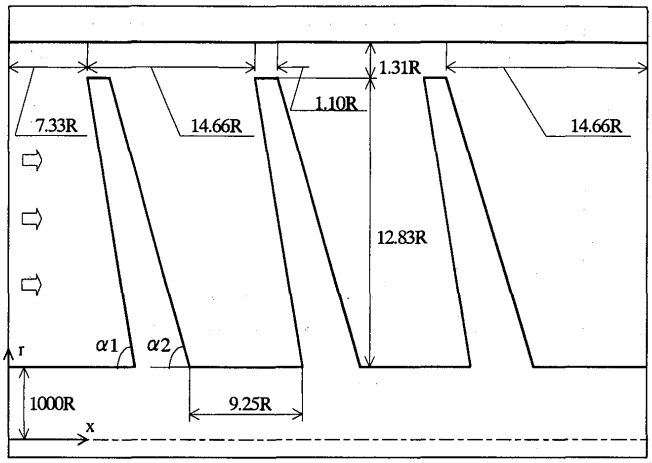
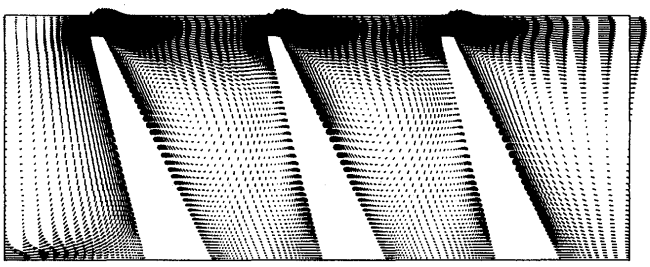
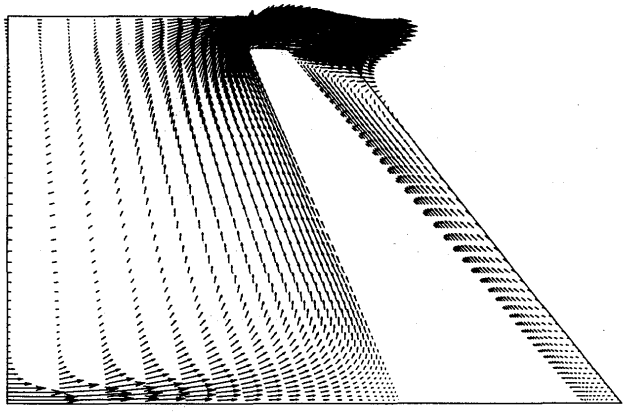


Fig.1 Schematic of Rotor Shield

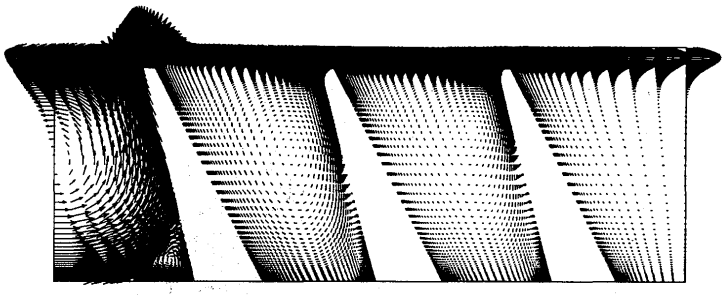


(a) Whole View

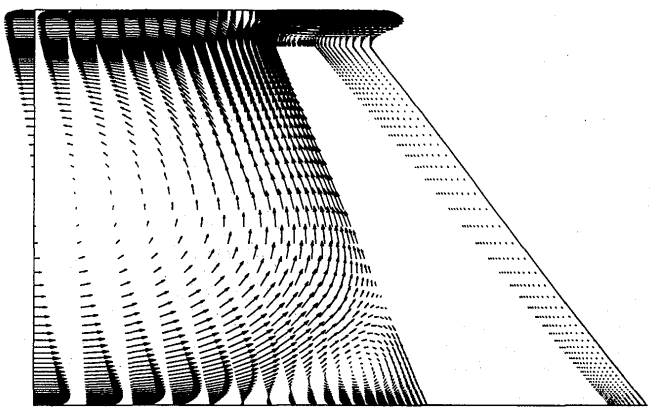


(b) Close-Up View of First Tooth

Fig.2 Velocity Vectors Calculated by High-Re Model

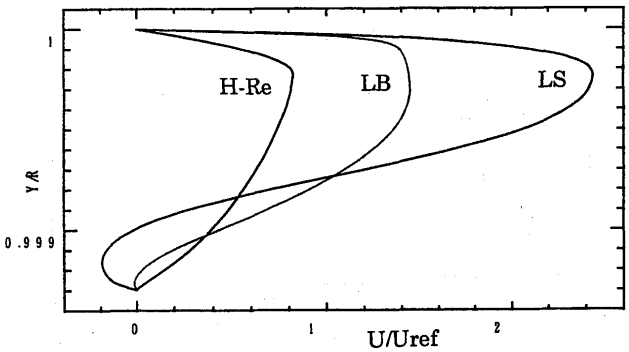


(a) Whole View

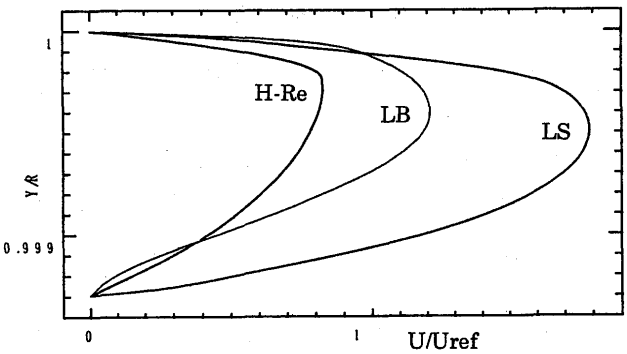


(b) Close-Up View of First Tooth

Fig.3 Velocity Vectors Calculated by Launder-Sharma Model



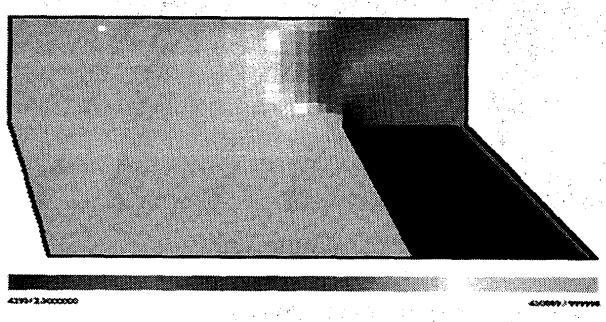
(a) First Tooth



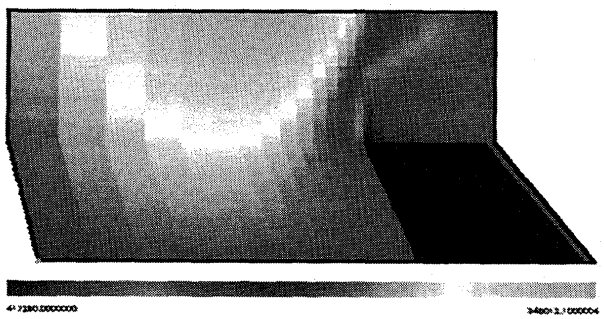
(b) Third Tooth

Fig.4 Velocity Profiles within Clearance

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

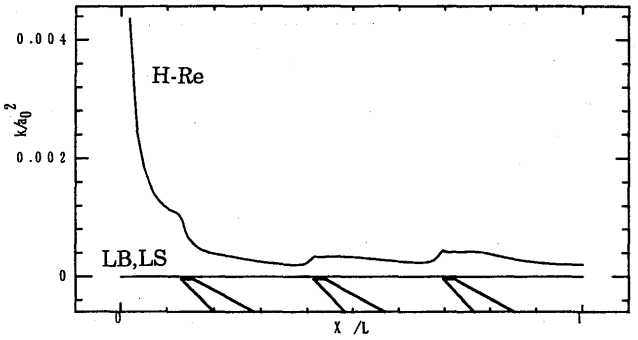


(a) High-Reynolds-Number Type Model

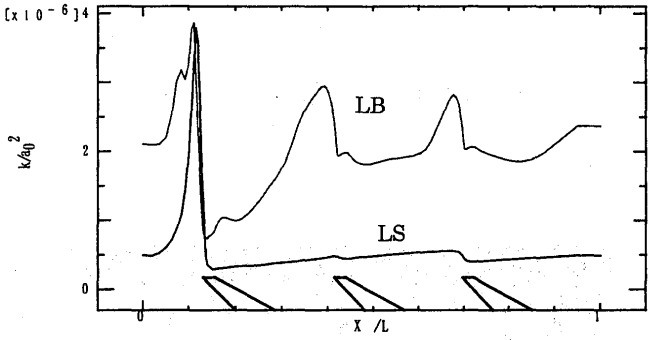


(b) Launder-Sharma Model

Fig.5 Contour Map of Static Pressure Obtained with Different Models



(a) All Models



(b) Low-Reynolds-Number Type Models

Fig.8 k Distributions in Axial Direction

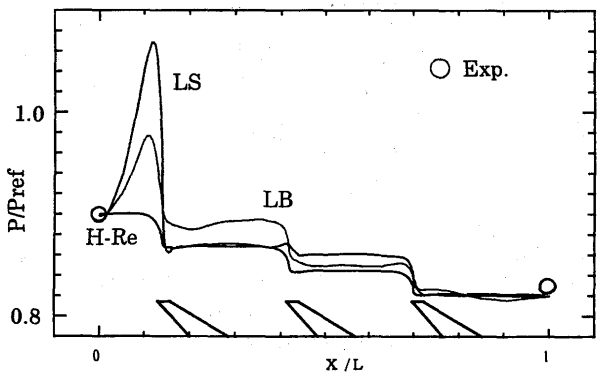


Fig.6 Axial Change of Static Pressure

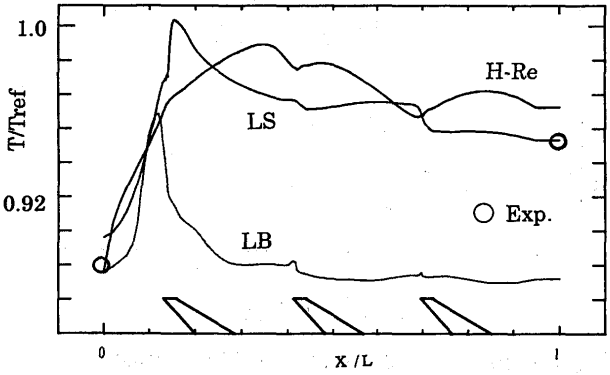


Fig.7 Axial Change of Static Temperature

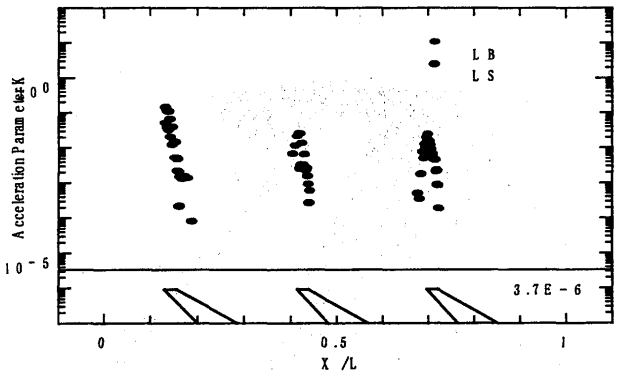


Fig.9 Computed Acceleration Parameters

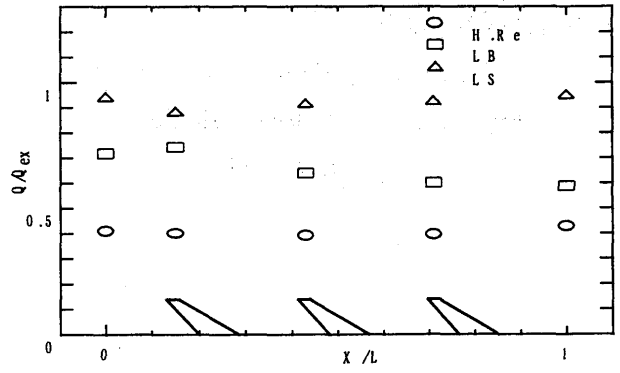


Fig.10 Predicted Mass Flow Rates

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

水蒸気混合気流の凹面壁における衝撃波形成に及ぼす壁面冷却の影響

A—10

＊堤博一　仙波和樹（早大・院）
米田雅一（富士総研）　大田英輔（早大・理工）

1．緒言

ノズルなどのように凹面部を持つ流路を通過する遷音速流れでは，**Fig.1**に示すように，逆圧勾配による壁面境界層の剥離と圧縮波生成衝撃波の干渉が起こり，設計目標から乖離した安定あるいは不安定な流れが生じる一因とされている．衝撃波を安定させるための壁面形状や，加熱，冷却などの影響が検討されているが，ここでは蒸気を含む遷音速流れの過程について，壁面を過冷却した場合の影響を調査する．蒸気成分の冷却壁凝縮に伴う質量吸込作用によって吸込み気流速度が誘起され，境界層の発達が抑制されて[1]，衝撃波／境界層干渉が弱く安定な衝撃波が短期間で形成されることが想定される．衝撃波形成の過渡過程に関する実験に適した衝撃波管を使用し，対応する初期・境界条件下で非定常圧縮性二相流数値解析を行った．なお，二相流乱流については，蒸気成分が凝縮滴を構成していない連続物質とみなして，κ－ε二方程式モデルを形式的に使用した．

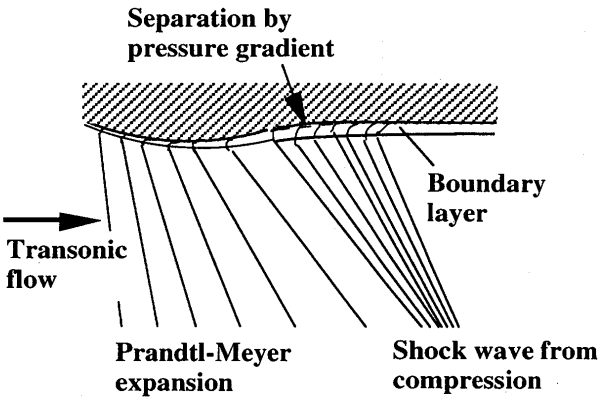


Fig.1　Separated boundary layer on concave wall

2．衝撃波管実験と圧縮性二相流数値解析

Fig.2に示す二段膜衝撃波管を使用し，低圧室観測部に凹面壁をもつモデルを設置する．低圧室にN2，中間室にN2/H2O混合気体（水蒸気質量分率1.8%）を注入し，衝撃波管の作動後に発生する冷気流領域を占める混合気体の遷音速流を計測する．衝撃波管の作動以前に水蒸気成分が凝縮することを避けるために，試験気体と翼モデルを隔離した二段膜方式を用いた．観測部にはN2熱気流，接触面，N2/H2O冷気流が順次に通過するが，パルスルビーレーザを用いて時間経過に従い瞬時流れ場のホログラフィ干渉撮影を行う．H2O成分を凝縮させる場合，凹面壁モデルを液体窒素で-15[°C]に冷却する．

Fig.3に二段膜衝撃波管内の波動線図およびH2O成分凝縮流れの時間経過による等密度干渉縞を示す．接触面通過後の時間Δtcに伴い，衝撃波が次第に後退して明確な斜め衝撃波を形成していき，境界層厚さの減少と共に剥離点も後退していく様子が伺える．

数値解析では，N2/H2O二成分系の輸送方程式を含む2次元圧縮性Navier-Stokes方程式を扱う[2]．構成方程式と共にそれらを付録にまとめておく．乱流解析にはChienの二方程式モデル[3]を適用した．対流項をYeeの二次精度対称型TVDスキーム[4]で差分化し，拡散項は二次精度で中心差分する．時間進

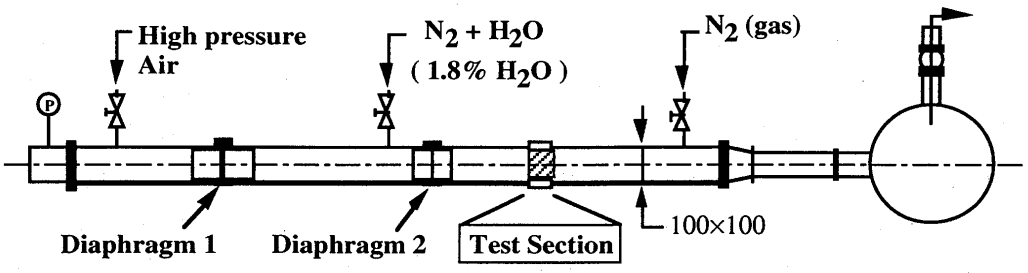
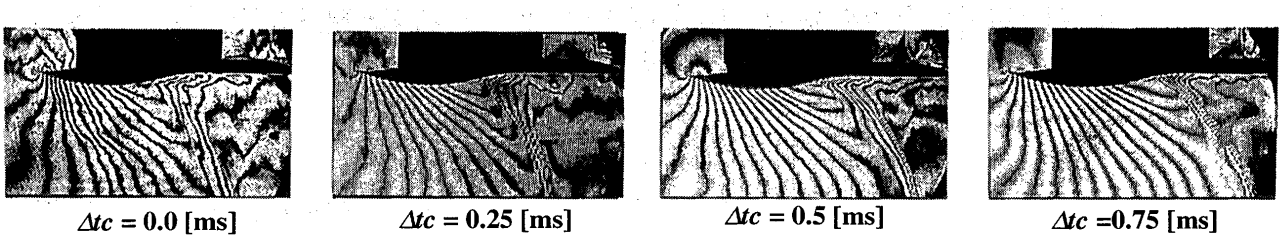


Fig.2 Double diaphragm shock tube

第２７回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，（東京）

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.



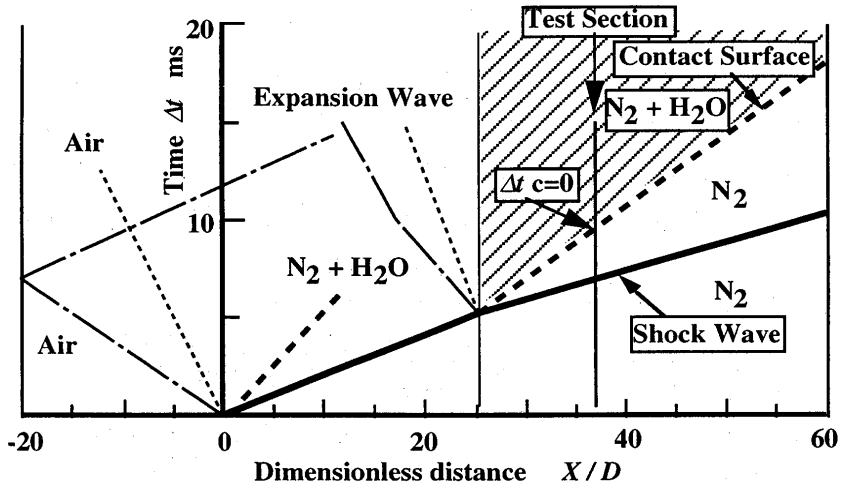
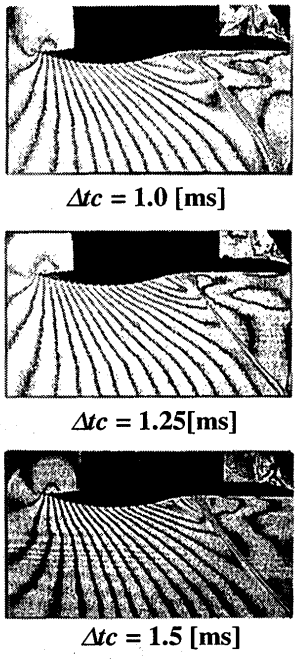


Fig.3 Wave diagram in shock tube and holographic interferogram



行にはShu-Osherの二次精度Runge-Kutta法を適用した[5]．層流解析と乱流解析を行い，ホログラフィ干渉縞と比較する．

H2O成分の凝縮による質量流束$\dot{m}$，および壁面方向誘起成分速度vについては，古典的気体分子運動モデルを用い，簡単に式（1）で与える[6].

$$\dot{m} = \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi R}}\left\{\frac{P_v}{\sqrt{T_i}} - \frac{P_s(T_i)}{\sqrt{T_i}}\right\}, \qquad v = \frac{\dot{m}}{\rho_v} \quad \cdots\cdots\cdots \quad (1)$$

ただし，T_i ： 気液界面温度，$P_s(T_i)$ ： 気液界面における飽和水蒸気圧，$\sigma = 0.4690$ ： 凝縮係数.

また，気液界面iにおけるせん断応力と熱伝達のバランス式を以下ように仮定する（**Fig.4**）.

$$\mu_l\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_i = \mu_v\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_i, \quad \lambda_l\left(\frac{\partial T_l}{\partial y}\right)_i = \lambda_v\left(\frac{\partial T_v}{\partial y}\right)_i + \dot{m}L \quad \cdots\cdots \quad (2)$$

ただし，Lは水の蒸発潜熱で液膜内の各物理量は一定とする.

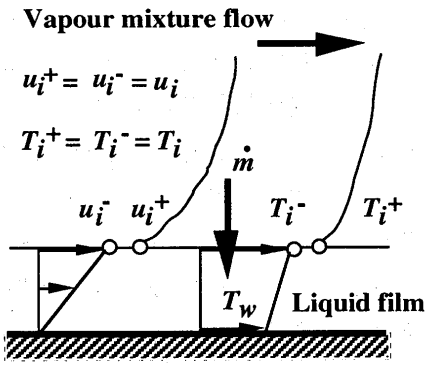


Fig.4 Condensation model

3． 衝撃波／境界層干渉の流れ場

H2O成分が非凝縮の場合の等密度干渉縞と層流解析及び乱流解析による等密度分布を**Fig.5**に示す．層流解析では，接触面通過直後から境界層剥離によって生成された剥離渦が主流と相互に干渉し複雑な流れ場を呈している．剥離点は凹面部のかなり前方で生じ，モデル後縁付近で再付着している．剥離域の中央部に弱い圧縮波が形成されている．流れの発達に従い，Δtc=1.5msでは，剥離域はやや縮退し，弱い衝撃波が形成されているが，ホログラフィ等密度干渉縞とはかなり異なる様相を示している．

乱流解析では，壁面近傍における拡散がやや過度に作用し，λ形衝撃波が先行する開いた剥離が現われている．実験では縞間隔が粗いために衝撃波が剥離点に遅れて形成されているような印象を受けるが，

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

等密度縞の尖点をたどると解析結果とほぼ同位置から圧縮波が形成されている．Δtc=1.5msでは，衝撃波は後退し明確な収束圧縮波／斜め衝撃波となり，境界層は薄く剥離も認められない．この様子は実験とよく一致している．

H2O成分が凝縮する場合の乱流解析等密度分布とホログラフィ干渉縞を**Fig.6**に比較する．初期(Δtc=0.5ms)には，λ形衝撃波の分枝点は非凝縮の場合より壁面に近づき，衝撃波誘起剥離もかなり薄くなっている．Δtc=1.5msでは，凝縮流れの衝撃波はほぼ完全な収束膨張波から形成されており，後方境界層も非常に薄くなっている．実験でも凝縮が衝撃波形成に与える影響は計算と同様であるが，Δtc=1.5msでは，圧縮波はやや緩やかに衝撃波に移行している．凸面部境界層が非常に薄くなり，衝撃波形成が幾何形状どおりに凹面部終了部から開始していると言えよう．

H2O成分の凝縮により，境界層が薄くなって，凹面形状に従う理想的，従って安定な斜め衝撃波が比較的早期に形成されると言えよう．また，形式的に適用した乱流モデルではあるが，凝縮，非凝縮流れ共に，衝撃波形成がやや強調されて表現されているようである．

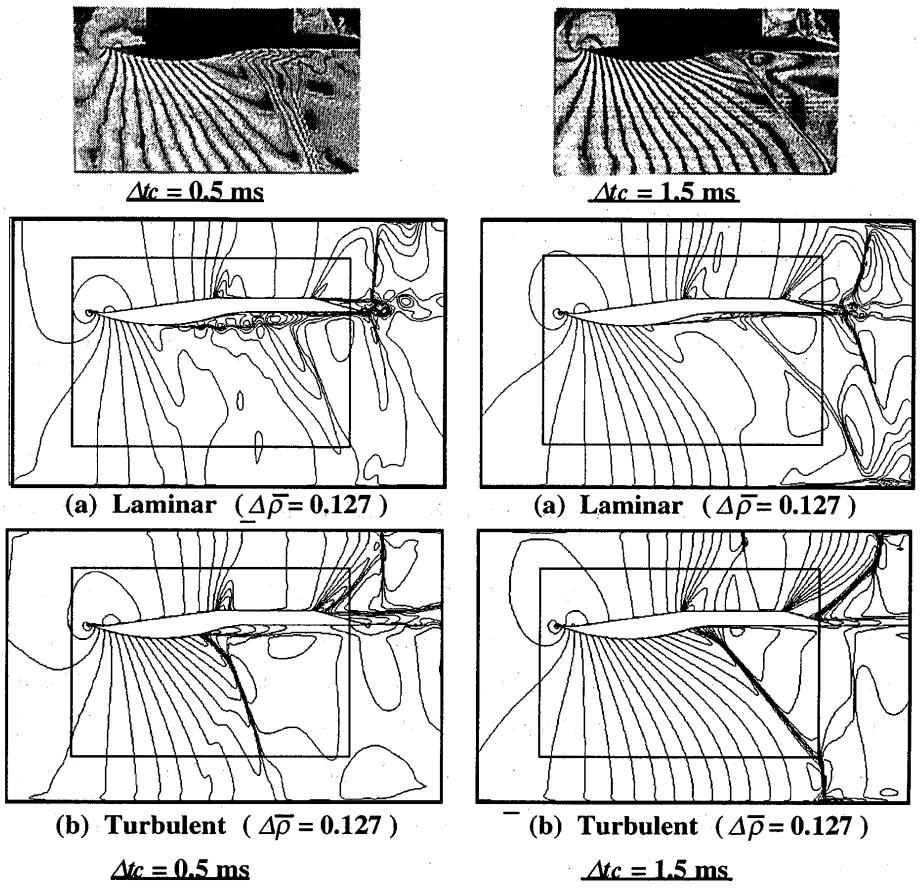


Fig.5 Density contours (non - condensation)

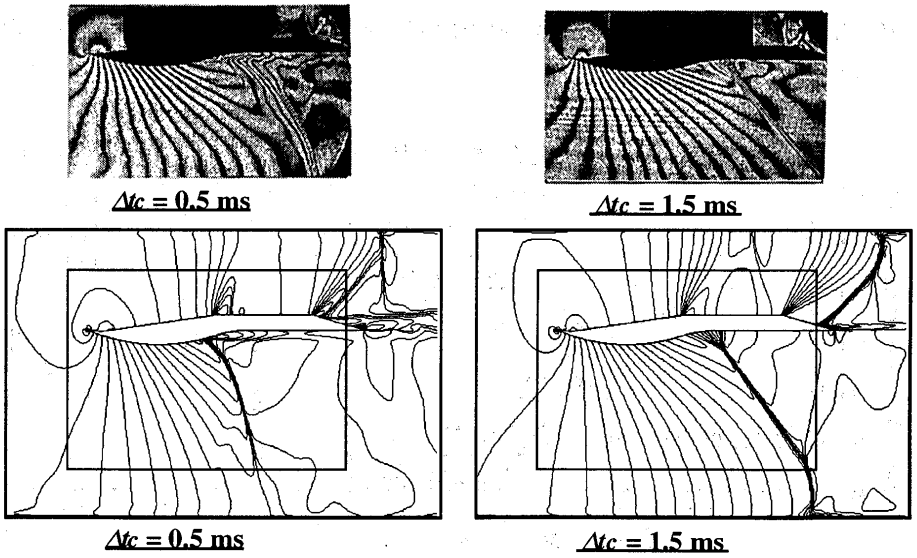


Fig.6 Density contours (condensation / turbulent)

3． 境界層の詳細

Fig. 7に層流解析及び乱流解析による境界層内混合気体の速度ベクトルとH2Oの質量分率を示す．

非凝縮の層流解析(a-1, 2)では，接触面通過直後から剥離境界層が顕著に発達し，Δtc=0.5msの流れ場

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

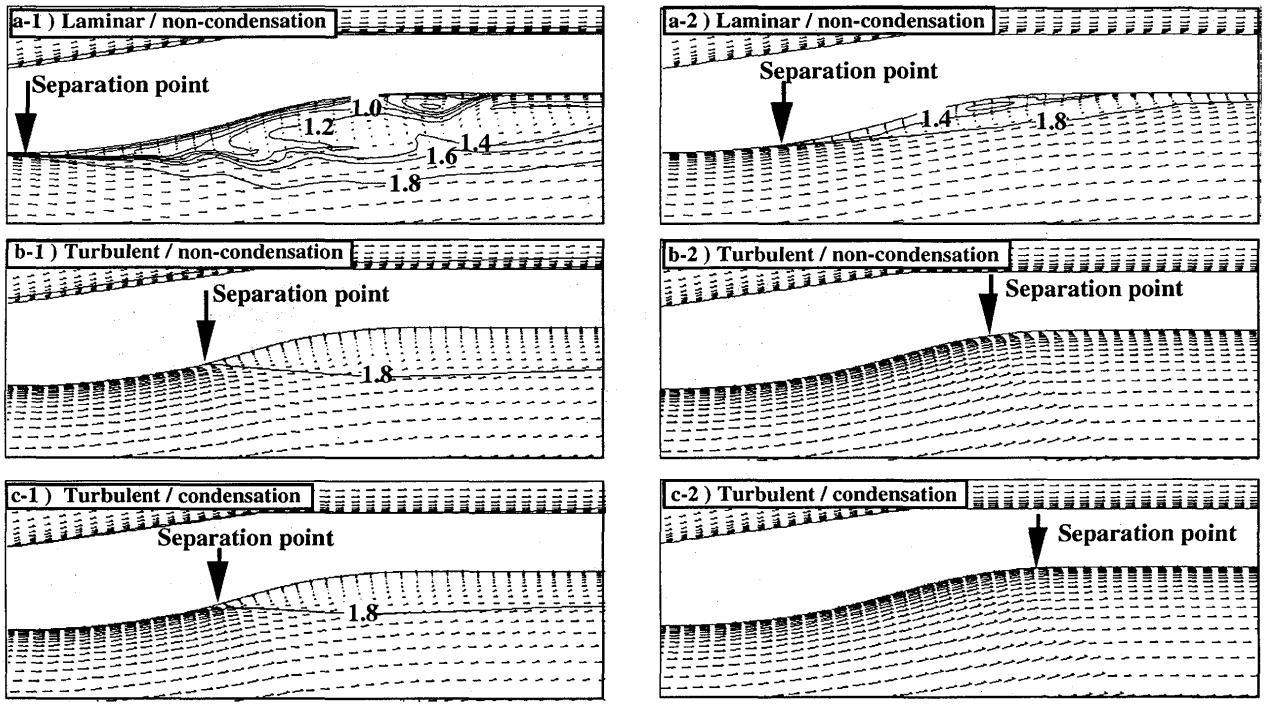


Fig. 7 Boundary layer structure of N2/H2O mixture; velocity vector and H2O mass fraction

では，成長した剥離域の界面に多数の渦が誘起されている．また，H2O成分はこの渦によって剥離域内へ輸送されるため，下流側が高濃度で剥離点近傍までほとんど輸送されていない．時間経過に伴い，Δtc=1.5msでは剥離域は下流へ後退し，H2O成分は剥離域内でほぼ一様な濃度となっている．一方，乱流解析では(b-1, 2)，境界層内の乱流エネルギが大きく主流部の高い運動量が壁面近くまで輸送されて，剥離点はかなり後退している．H2O成分は乱流拡散によって壁面に直接輸送されて剥離域内でほぼ一様に分布している．Δtc=1.5msでは，境界層はほぼ完全に付着し，H2O成分濃度は主流と同じレベルで一様となっている．

壁面凝縮解析では(c-1, 2)，Δtc=0.5msの段階で剥離点は非凝縮流れより後退し，主流濃度に等しい等濃度線(1.8%)は壁面に近づき，壁面濃度はH2O分子が壁面液膜に吸収されて高くなる．Δtc=1.5msでは，層流解析でわずかに認められた剥離傾向も消失し，完全付着流となっている．壁面では薄い液膜が形成されている．

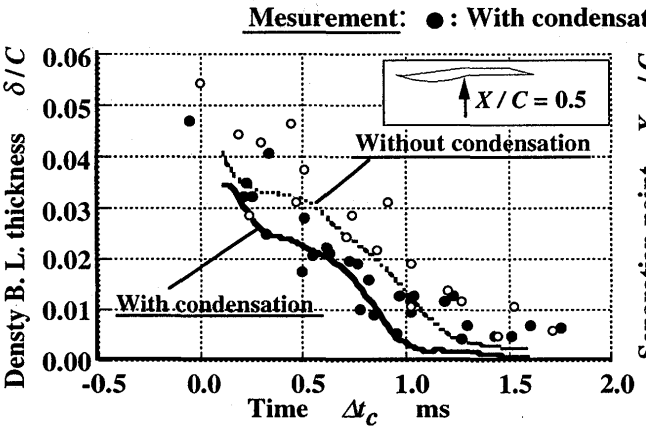


Fig.8 Time variation of boundary layer thickness

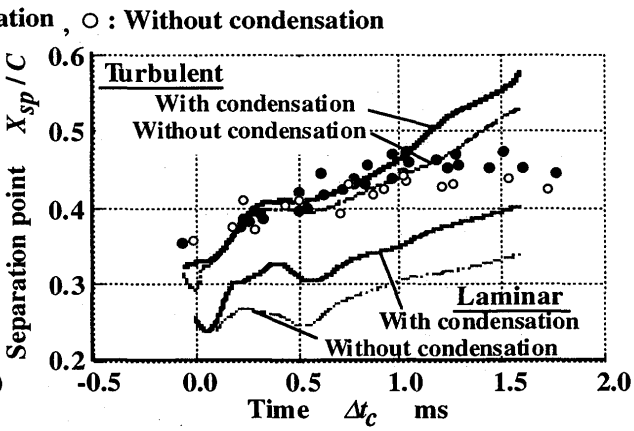


Fig.9 Time variation of flow separation point

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

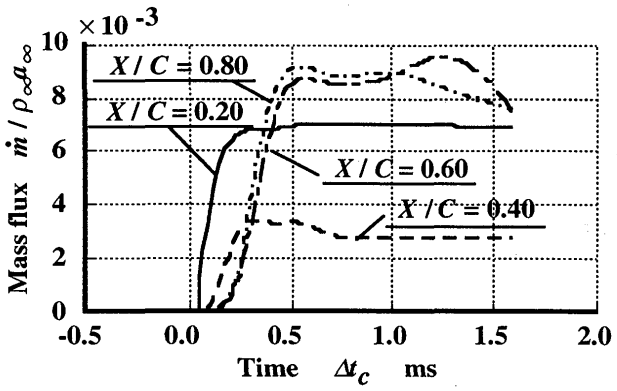


Fig. 10 Time variation of mass flux

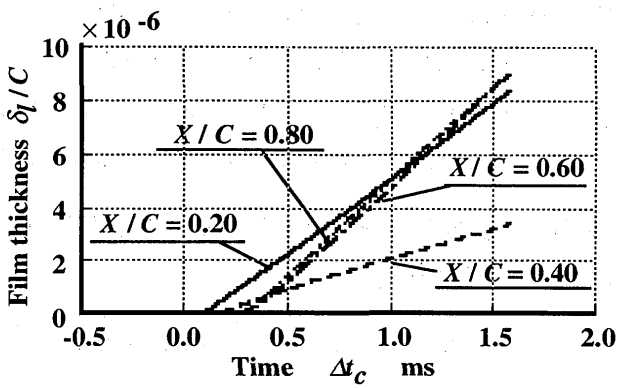


Fig.11 Time variation of liquid film thickness

Fig. 8 に凹面部中央$X / C = 0.5$ における密度境界層厚さの接触面通過後の時間変化を示す．衝撃波管実験では，水蒸気非凝縮・凝縮のいずれの場合にも，接触面後方の冷気流域における流れの発達に伴い境界層厚さは薄くなる．$\Delta t_c = 1.0$ [ms] 程度になると境界層厚さは非常に薄くなり，微小な境界層剥離が定在する．水蒸気凝縮が加わると密度境界層厚さは顕著に薄く抑えられている．これは質量吸収作用によると考えられる．乱流解析においても同様の傾向が現われており，衝撃波管実験の作動の再現性を考慮すると，その結果は凝縮，非凝縮ともに，測定値によく一致しているといえよう．

Fig. 9 に剥離点の時間経過の変化を示す．実験では，非凝縮・凝縮いずれの場合も流れの発達に伴い剥離点は後退し，$\Delta t_c = 1.0$ [ms] になると剥離は小さく縮退しその位置も変らない．水蒸気凝縮により剥離点はモデル弦長(98 mm)の4 ~ 5 [%]程度後退している．乱流解析の結果も同様の傾向を示しており，計測値によく一致している．層流解析では，剥離点はかなり前方に位置し，計測値とは大きくずれる．

最後に，液膜に吸収される質量流束$\dot{m}$ の時間変化を **Fig. 10** に，壁面に形成される液膜厚さの変化を **Fig. 11** に示す．剥離が生じない$X / C = 0.2$ では，時間経過に伴い$\dot{m}$ は急激に増加し，水蒸気成分が十分に壁面近傍まで輸送された段階でほぼ一定となる．また，$X / C = 0.4$ では，流れはその前方で剥離しているため，$\dot{m}$ の増加速度は小さく，さらに水蒸気成分は剥離域の逆流によって輸送されるために，$\dot{m}$ の値も低く抑えられている．剥離点後方の$X / C = 0.6$, 0.8 では，境界層剥離のために立ち上がりが遅れるが，再付着後急激に増加している．液膜の成長速度はほぼ$\dot{m}$ に対応していることがわかる．その時間傾向とレベルは平板壁についてレーザー干渉計測して得た厚さのレベル [1] にほぼ匹敵している．

4．結　言

ターボ機械などの内部で気体に含まれる蒸気成分が壁面で凝縮する流れの過程を扱う上で，基礎方程式系と構成方程式の適用性を検討するために，特に不確定な剥離条件下における衝撃波／境界層干渉を扱った．この種の過渡現象現象に適した衝撃波管を利用して実験を行い，その 2 成分気体の実験条件下では，形式的に用いた二方程式乱流モデルによる結果はホログラフィ等密度干渉縞計測の結果にかなりよく一致したと言えよう．また，過冷却壁面での蒸気成分の凝縮は境界層の発達と剥離を抑制する効果を有し，衝撃波の安定化が図られる可能性も認められた．今後，壁面形状や遷音速マッハ数，蒸気濃度などを変えて，それらの効果の範囲と程度を明確にしていく予定である．

5．参考文献

(1) Outa,E.,et al,Proc.16th Int.Symp.on Shock Tubes and Waves,Aachen,(1987),289

(2) Wada,Y.,et al.,Proc.2nd Int.Conf.on Nonlinear Hyperbolic Problems, Aachen(1987),648

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

(3) Chien,K.,AIAA Journal,Vol.20-1,(1982),33

(4) Yee,H.C,NASA Tech.Memo.No.89464

(5) Shu,C.W.,and Osher,S.,J.Comp.Phys.,83-1(1989),32

(6) Sukhatme,S.P.and Rohsenow,W.M.,Trans.ASME Journal of Heat Transfer, Vol.88-1,(1966) ,19

[附録]: 非凝縮気体／凝縮蒸気の二成分気流解析基礎方程式

N2/H2O二成分系の圧縮性N-S方程式:

$$Q_t + E_x + F_y = \frac{1}{Re}\left(R_x + S_y + H\right)$$

ただし,

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \\ \rho f_h \\ \rho f_n \\ \rho k \\ \rho \varepsilon \end{bmatrix}, \quad E = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ u\,(e+p) \\ \rho u f_h \\ \rho u f_n \\ \rho u k \\ \rho u \varepsilon \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ v\,(e+p) \\ \rho v f_h \\ \rho v f_n \\ \rho v k \\ \rho v \varepsilon \end{bmatrix}, \quad R = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ R_4 \\ R_5 \\ R_6 \\ R_7 \\ R_8 \end{bmatrix}, \quad S = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ S_4 \\ S_5 \\ S_6 \\ S_7 \\ S_8 \end{bmatrix}, \quad H = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ H_k \\ H_\varepsilon \end{bmatrix}$$

$$R_4 = u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t}\right) C_p T_x + \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t}\right) \frac{1}{Le} \sum_m \frac{\partial}{\partial x}\left(h_h f_h + h_n f_n\right)$$

$$S_4 = u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t}\right) C_p T_x + \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t}\right) \frac{1}{Le} \sum_m \frac{\partial}{\partial x}\left(h_h f_h + h_n f_n\right)$$

$$R_5 = \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t}\right) \frac{1}{Le} \frac{\partial f_h}{\partial x}, \quad R_6 = \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t}\right) \frac{1}{Le} \frac{\partial f_n}{\partial x}, \quad R_7 = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\right) \frac{\partial k}{\partial x}, \quad R_8 = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x}$$

$$S_5 = \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t}\right) \frac{1}{Le} \frac{\partial f_h}{\partial y}, \quad S_6 = \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t}\right) \frac{1}{Le} \frac{\partial f_n}{\partial y}, \quad S_7 = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\right) \frac{\partial k}{\partial y}, \quad S_8 = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y}$$

せん断応力 τ_{ij}:

$$\tau_{xx} = \left(\mu + \mu_t\right)\left(\frac{4u_x - 2v_y}{3}\right) - \frac{2}{3}\rho k \cdot \mathrm{Re}, \quad \tau_{xy} = \left(\mu + \mu_t\right)\left(u_y + v_y\right), \quad \tau_{yy} = \left(\mu + \mu_t\right)\frac{\left(-2u_x + 4v_y\right)}{3} - \frac{2}{3}\rho k \cdot \mathrm{Re}$$

k-ε二方程式乱流モデル[Chien(5)]:

$$H_k = P_k - \rho\varepsilon \cdot \mathrm{Re} - \frac{2\mu k}{l^2}, \quad H_\varepsilon = C_1 f_f \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_2 f_2\, \rho \cdot \mathrm{Re}\, \frac{\varepsilon^2}{k} - 2\mu \frac{\varepsilon}{l^2} \exp\left(-0.5 l^+\right)$$

$$P_k = \left(\mu_t \frac{4u_x - 2v_y}{3} - \frac{2}{3}\rho k\right) u_x + \mu_t \left(v_x + u_y\right)^2 + \left(\mu_t \frac{-2u_x + 4v_y}{3} - \frac{2}{3}\rho k\right) v_y$$

$$f_\mu = 1 - exp\left(-0.0115 l^+\right), \quad f_1 = 1.0, \quad f_2 = 1 - \frac{2}{9}\exp\left(-\frac{R_t^2}{36}\right), \quad R_t = \frac{\rho k^2}{\mu\varepsilon}\mathrm{Re}$$

$$C_\mu = 0.09, \quad C_1 = 1.35, \quad C_2 = 1.80, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3$$

なお, Le: ルイス数 = 1.0, Prt: 乱流プランドル数=0.9,

f_h, f_n: N2, H2Oの質量分率, h_h, h_n: N2, H2Oのエンタルピー, ρ: 混合気体の質量密度.

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

荏原ＰＷ－１８Ｍガスタービン

A—11

＊井口　和春、江藤　浩一　（株式会社　荏原製作所）

１．はじめに

排水機場のポンプ駆動用原動機は、台風や集中豪雨による出水時に、外部から孤立した状態で確実な始動、運転の信頼性が求められている。従来は、現地での保守性や経済性などからディーゼル機関が採用されていたが、排水機場周辺の市街地化が進むにつれて騒音、振動、大気汚染等の環境問題がクローズアップされる様になり、ポンプ駆動用原動機としてガスタービンの採用が増加してきた。この動向に応じて、当社ではＰ＆ＷＣ社（Ｐｒａｔｔ　＆　Ｗｈｉｔｎｅｙ　Ｃａｎａｄａ社)の航空機転用型ガスタービンＳＴ６を導入し、ＰＷ－４Ｍ～１４Ｍガスタービンパッケージシリーズ（７２５～１８５０ＰＳ）を製品化し、国内の排水機場に多数の納入実績を持つに至っている。

この程シリーズの出力レンジ枠を拡大するべく、同社の航空機転用型ガスタービンＳＴ１８を導入し、ＰＷ－１８Ｍガスタービンパッケージを製品化した。これにより、シリーズ出力レンジ枠を２１００ＰＳまでに拡大することになった。

本文では、ＳＴ１８ガスタービンの優れた特徴とＰＷ－１８Ｍガスタービンパッケージの概要を紹介する

２．ＳＴ１８ガスタービンの概要

ＳＴ１８ガスタービンエンジン（図．１）は、Ｐ＆ＷＣ社が開発したＰＷ１００シリーズターボプロップエンジンの後期型ＰＷ１２７エンジンをベースとした、航転型ガスタービンである。本エンジンは主に３０～７０人乗りの中・小型航空機（双発機が主流）に採用されており、１９８３年の初号機認証以降全世界で多数の実績がある。また、産業用ガスタービンとしても、荏原の他、欧州・米国等のパッケージャにより、ガス及び液体燃料を使用した発電プラント用としても採用されている。

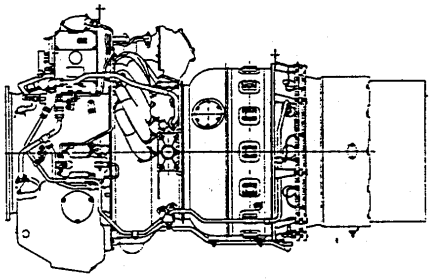


図.1 ST18 ガスタービン

ＳＴ１８ガスタービンは、下記の構造的特徴を備えている。

１）２軸式および３スプール構造

ＳＴ１８はガス発生機軸と出力タービン軸が独立した２軸式ガスタービンである。これにより、流体継手を不要とし、有負荷始動が可能である。また、１軸式ガスタービンに比し広い範囲（約６０～１００％）で出力軸の速度を変化させることが可能である。

さらに、ＳＴ１８はガス発生機の低圧圧縮機軸、高圧圧縮機軸が独立した３スプール（出力軸を含め）構造となっている。そのため、各ロータが異なる運転状態において、各々独立した最適回転数での運転が可能となり、通常の２軸式ガスタービンに比し、広い出力・出力軸回転数範囲

第２７回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，（東京）

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

での高効率運転を実現している。また、始動時には高圧圧縮機軸のみを回転させる為、小容量のスタータでの起動が可能である。

2）小型・軽量

環状形（アニュラー形）逆流式燃焼器等の採用により、軸方向寸法を最小限に止めると同時に、軽合金の多用、パイプディフューザ等の採用により軽量化を実現している。

ＳＴ１８ガスタービンエンジンの基本仕様を表．１に示す。

３．ＰＷ－１８Ｍの特徴

ＰＷ－１８Ｍガスタービンパッケージは、下記の特徴を備えている。

1）高効率

空力特性の優れた航空機転用型エンジンの採用、低損失の吸排気通路とし、高い熱効率を実現している。

2）２軸式ガスタービンの採用

流体継手を不要とし、有負荷起動が可能。また、部分負荷及び可変速運転中においても高効率を実現。

２軸式である為、ガス発生機のみを回転させるだけで立ち上げ可能なため、１軸式ガスタービンに比べ小容量スタータでの起動が可能である。

表.1 ST18 基本仕様

項目	仕様
定格出力	2312 kW
ガスタービン形式	単純開放サイクル2軸式
圧縮機構成	遠心2段(低圧1段+高圧1段)
圧縮機タービン構成	軸流2段(低圧1段+高圧1段)
出力タービン構成	軸流2段
燃焼器	円環形(アニュラ形)
燃料噴射ノズル	圧力噴霧式(14ヶ)
低圧圧縮機定格回転数	28350 min.$^{-1}$
高圧圧縮機定格回転数	33765 min.$^{-1}$
出力タービン定格回転数	20000 min.$^{-1}$

3）小スペース・軽量

排気１次サイレンサをパッケージ共通ベース上へ配置。また吸・排気及び換気空気流路の最適化を図り、小スペース・軽量のパッケージを実現している。

4）容易な排気ダクトアレンジ

高効率エンジンのため、吸・排気空気量が少なく、同クラスのガスタービンに比し、比較的排気ダクトが小口径となる。また、排気口の配置の関係で容易なダクトアレンジが可能である。

5）低振動・低騒音

振動・騒音の発生源であるエンジン・減速機ベースを防音エンクロージャベースと分離・独立させ、外部への振動・騒音の伝達を最少化した。

４．パッケージ基本仕様及び構成機器概要

ＰＷ－１８Ｍの基本仕様、及び構成機器概要について記述する。パッケージの基本仕様を表．２に示す。

パッケージ内機器配置を図．２に示す。パッケージの主な構成機器としては、ガスタービン本体、減速機（遊星歯車２段式）、防音エンクロージャ（吸気サイレンサー一体型）、１次排気サイレンサ、燃料調整弁、空冷潤滑油冷却器、燃料･潤滑油フィルタが有り、各々共通ベース上に配置されている。

表.2 PW-18M 基本仕様

項目	仕様
定格出力	2100 PS
定格出力軸回転数	1000 min^{-1}
出力軸回転数範囲	定格の約60～100 %
減速機形式	遊星歯車2段式
減速比	約 20
出力軸回転方向(軸端より)	CCW
燃焼空気吸気流量(40℃)	385 m3/min.
換気吸気流量(40℃)	350 m3/min.
使用燃料	灯油
潤滑油	合成基油
燃料消費率	270 g/PS h
始動方式	電気式(DC24V X 7kW)
制御方式	電気式ガバナ+PLC

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

潤滑油系統は、減速機･エンジンが各々機付潤滑油ポンプを有している。また、空冷潤滑油冷却器をパッケージ内に内蔵し、冷却水系統を不要とすると同時に、冷却ファン駆動源として減速機付きの潤滑油ポンプを使用することにより、外部動力源を必要としない構成となっている。

制御系は電気ガバナ＋シーケンサの構成を主システムとし、始動信頼性を高める為のバックアップ用に電気ガバナ＋ハードリレーを併設し、どちらの制御系からでも運転も可能とした。また、外部からの信号入力により、出力軸速度６０～１００％の間での可変速制御が可能である。

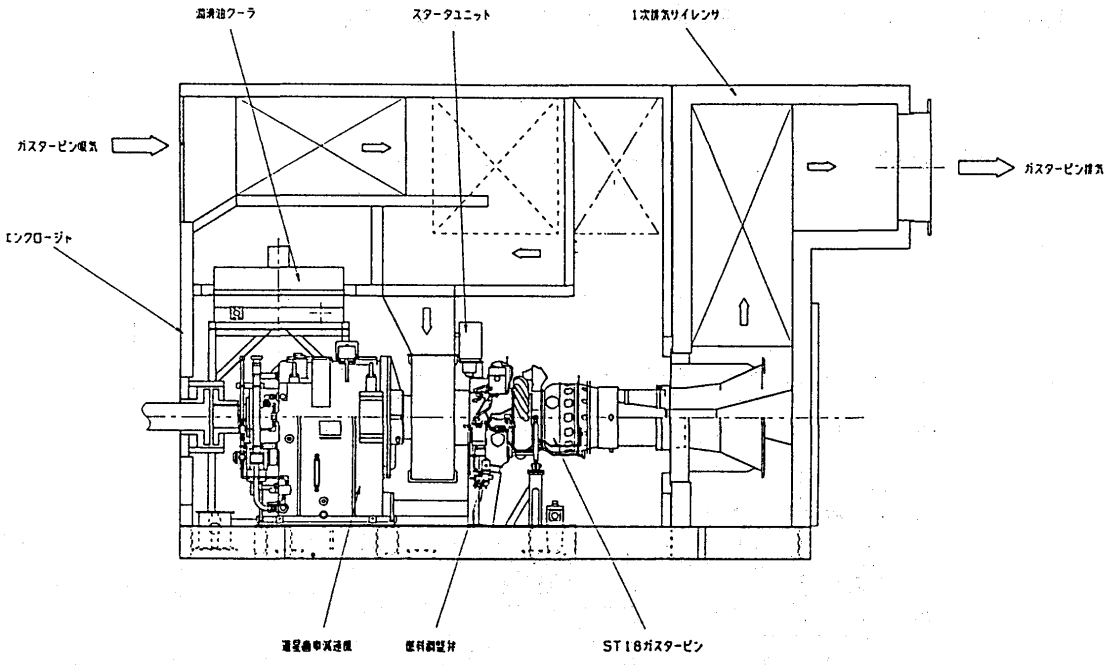


図.2 PW-18M 機器配置図

ＰＷ－１８Ｍガスタービンの排水機場への設置例を図．３に示す。

５．今後の展望

将来、様々な用途への応用が期待されるガスタービンの需要にＳＴ１８ガスタービンを適用するべく、今後の開発項目として下記を予定している。

１）燃料の多様化への対応
ガス燃料、及びＮＯｘ低減用水噴射運転。

２）大容量化への対応
ＰＷ－３６Ｍ（ＳＴ１８ツインパック、定格出力４２００ＰＳ）の製品化。

３）発電用パッケージの開発

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

非常用発電･コジェネレーション用として、発電機との組合せた実証運転。

4） ＰＷ－１８ＭＶ立形ガスタービンの開発

近年の排水機場では、用地確保と建設コスト縮減が大きな課題となっており、小型・軽量であるガスタービンを原動機として採用し、更にこれを立形化することにより設置面積・建屋を最小とするコンパクト化が検討されている。当社ではこのニーズに対し、立形ガスタービンＰＷ－１８ＭＶ試作機を製作し、実証試験を完了した。

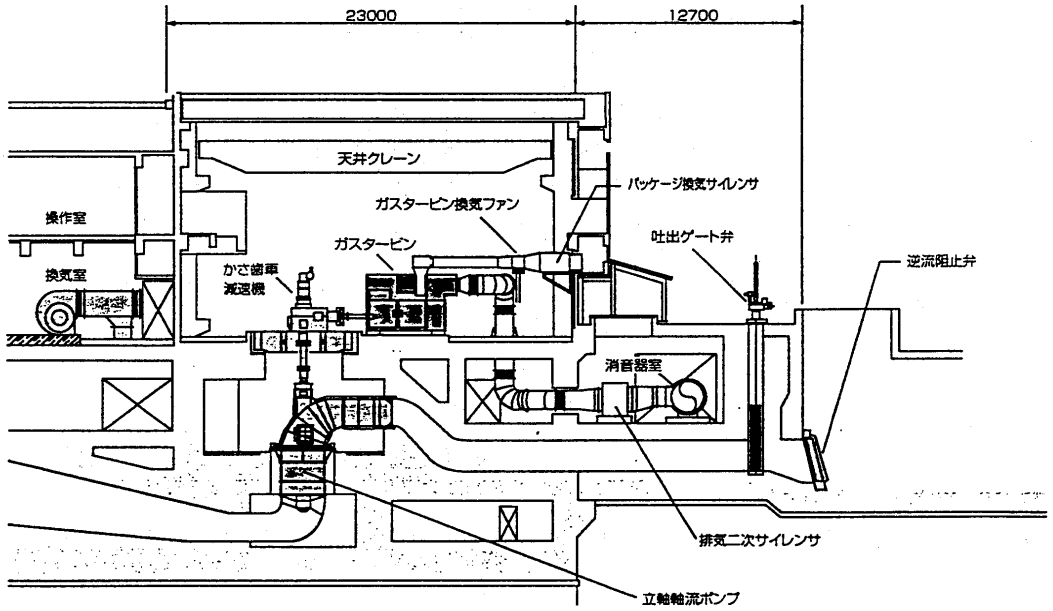
6．まとめ

本文では当社が機械駆動用として開発したＰＷ－１８Ｍガスタービンを紹介した。今後は、さらにＰＷ－１８Ｍガスタービンパッケージが多くの排水機場に採用されることを期待している。

また、ＳＴ１８ガスタービンの他のアプリケーションへの応用も、客先の多様なニーズに対して信頼性の高い製品を以って積極的に対応していく所存である。

参考文献

（1）井口、江藤、日本ガスタービン学会 Vol.26 No.103 1998,12



ポンプ設備概要

立軸軸流ポンプ

口径3000mm　排水量 2400m³/min　揚程 4.1m　出力 1545kW(2100PS)

図.3 PW-18M の排水機場への設置例

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

チェンサイクル発電設備の動特性

A—12

*岡崎　泰英　　柳　浩敏　　加藤　剛
大曽根　正範　　清嶺地　誠　（日立造船㈱）

1．はじめに

チェンサイクルは蒸気噴射型のガスタービンを用いたコージェネレーションシステムで、熱電比を任意に変化させて多様な運転パターンを実現することが可能な点で、近年特に注目されている発電システムである。当社では、1996 年７月に国内第１号のチェンサイクル発電設備を納入したのをはじめ、これまでに低温過熱蒸気型、排気助燃型、排気再燃型等、数種のチェンサイクル発電システムを納入し現在まで順調に稼働している。

チェンサイクルでは、ガスタービンの排熱を利用して発生させた蒸気を過熱した後燃焼器に噴射する。この蒸気量を調節することによって幅広い熱電比への対応が可能となる。したがって、季節によって発電量やプロセス蒸気量を変化させるような従来のコージェネレーションシステムでは対応が困難であった要求に対しても柔軟に対応することができる[(1)]。

しかしながら、システムの動的挙動はガスタービンだけでなくボイラの特性によっても影響され、起動時あるいは負荷変動時には従来のコージェネレーションシステムとは異なる挙動を示す。このため、需要電力あるいは必要プロセス蒸気量の変化に追従させるために、従来とは異なる制御方法が必要となる。

当社ではこれまでに、チェンサイクル発電設備における動的挙動の把握および設計段階における制御システムの検証を目的として動特性シミュレーションプログラムを開発し、起動時および負荷変動時の挙動解析を実施してきた[(2)(3)]。今回実プラントを対象とした動特性シミュレーションを実施し、実測値との比較を行った。その結果、計算結果と実測値は良好に一致した。

2．解析モデルと基礎式

チェンサイクル発電設備のシステムフローを図１に示す。このシステムは、ガスタービン、排熱回収ボイラ（過熱器、蒸発器、節炭器等）およびポンプ等の補機類で構成される。ガスタービンは米国 Allison 社製の航空機転用型エンジン（501-KH5）、排熱回収ボイラは単圧自然循環式である。図で示したシステムは低温過熱蒸気噴射型のチェンサイクル発電設備で、最大蒸気噴射時にも排気助燃することなく余剰蒸気をプロセス蒸気として取り出せる熱電併給型のシステムである。

図２にシミュレーションモデルを示す。この図は、図１に示した発電設備に対応した計算モデルを示したもので、システムの各構成機器に対応する要素間の物理量の流れ、および制御信号の流れを示している。図中の各構成機器に対応した要素ごとに、その特性を後で示す常微分方程式もしくは特性式を用いて記述し、MATLAB/simulink（The MATH WORKS Inc.製）を用いて動解析を行う。これにより、各要素機器内の物理量（ここでは、独立変数を密度と比エントロピとした[(4)]）の時間変化を追跡することができる。

第２７回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，（東京）

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

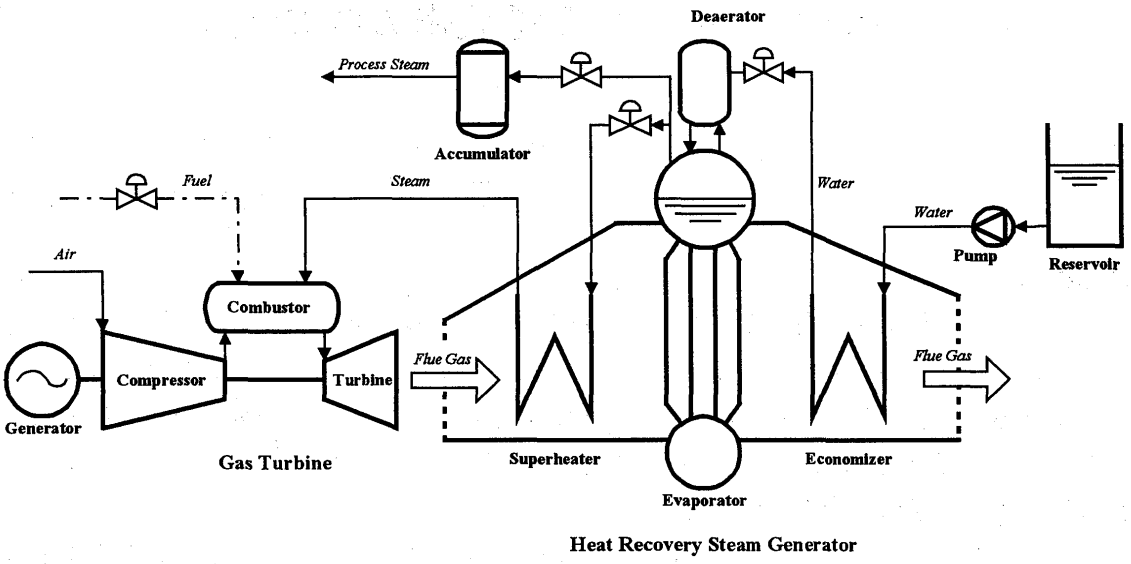


図１　チェンサイクル発電設備（低温過熱蒸気噴射型）のシステムフロー図

ただし、本シミュレーションにおいて以下のモデル化が成り立つとする。

(1) 各構成機器に対応する要素内において物理量は均一であり、すべて集中定数系で表すことができる。ただし、構成機器内で温度勾配が大きいと考えられる部分では要素を適当に分割して用いた。

(2) 前述したように、独立変数を密度と比エントロピとするが、液体（水）の部分では密度の変化は無視できるとし、特に節炭器ではエネルギ式のみ取り扱う。

(3) ガスタービンの特性時間は排熱回収ボイラに比べて十分速く、その時間遅れは無視できる。さらに、本シミュレーションで対象とする範囲内でガスタービンの回転数は一定と見なせる。

(4) 流体の慣性および運動エネルギーは無視できる。

(5) 制御システムおよび制御バルブの時間遅れは考慮しない。

(6) 蒸発管および汽水ドラムの内部が飽和温度を越えるまで蒸気は発生しないとする。

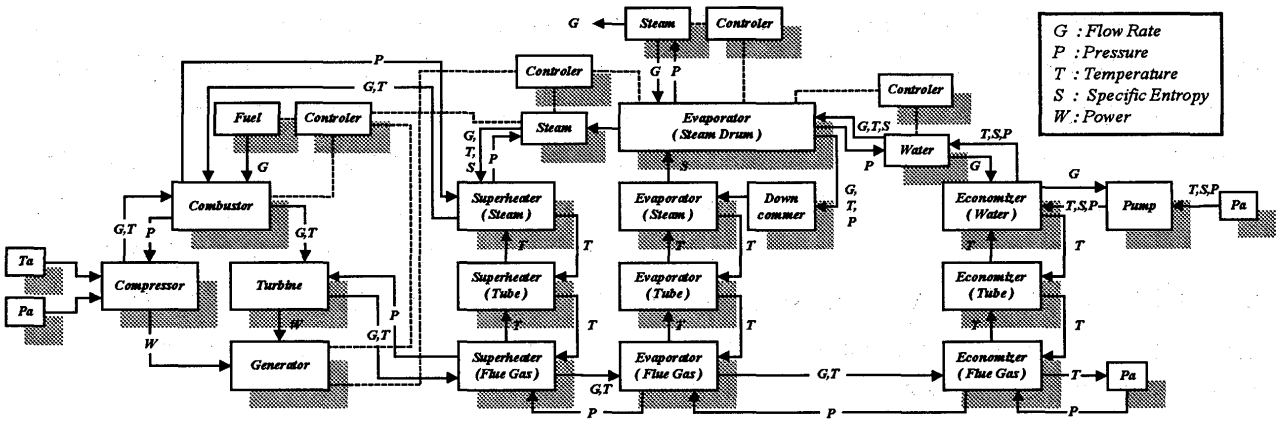


図２　動特性シミュレーションモデル

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

２．１　ガスタービン

ガスタービンの応答はボイラ部分に比べて十分速く、その時間遅れを無視しできるとして静的に取り扱った。ただし、蒸気噴射によるタービン通過ガス量の増加に伴う圧力比の上昇、およびタービン通過ガス物性の変化については考慮する。

タービン出力と圧縮機動力については(1)および(2)式を用いて表した。発電端出力は、タービン出力と空気圧縮機動力の差として求めた（(3)式）。

【圧縮機動力】

$$W_C = G_C Cp T_C \frac{r_C^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{\eta_C} \qquad \cdots\cdots (1)$$

【タービン出力】

$$W_T = G_T Cp T_T \eta_T \left(1 - \frac{1}{r_T^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \right) \qquad \cdots\cdots (2)$$

【発電端出力】

$$W_G = \eta_M \eta_G (W_T - W_C) \qquad \cdots\cdots (3)$$

ここで、W は出力あるいは動力、G は質量流量、T は温度、Cp は定圧比熱、r は圧力比、κ は比熱比、η は効率である。添え字 T はタービン側、C は圧縮機側、G は発電機、a は空気、g は燃焼ガスを示す。

２．２　排熱回収ボイラ

排熱回収ボイラの各要素機器（過熱器、蒸発器および節炭器）については、伝熱管内外の流体および伝熱管の熱容量を考慮し、(4)～(6)式で示す質量保存式、流体および伝熱管の熱収支式を用いてその特性を表した。

【流体側質量保存式】

$$V \frac{d\rho}{dt} = G_i - G_o \qquad \cdots\cdots (4)$$

【流体側熱収支】

$$\rho V T \frac{ds}{dt} = (Gh_i - Gh_o) + \dot{Q} \qquad \cdots\cdots (5)$$

【伝熱管熱収支】

$$\rho_m V_m c_m \frac{dT_m}{dt} = \dot{Q}_i - \dot{Q}_o \qquad \cdots\cdots (6)$$

ここで、V は体積、ρ は密度、T は温度、s は比エントロピ、C は伝熱管の比熱、$\dot{Q}$ は交換熱量である。また、添え字 i,o はそれぞれ要素への流入側、流出側を示す。m は伝熱管を表す。

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

２．３　制御システム

本シミュレーションの目的の一つは設計段階での制御系の検証である。したがって、本シミュレーションプログラムにも実プラントのシステムと同様の制御アルゴリズムを組み込んだ。チェンサイクル発電システムの場合、特にガスタービン入口温度(TIT : Turbine Inlet Temperature)制御および噴射蒸気量制御の方法に特徴があり、この２つの制御システムを組み合わせて負荷の制御を行っている。例えば、噴射蒸気量制御では、噴射蒸気量の設定値と実際の蒸気量との偏差、設定蒸気圧力と実際の蒸気圧力の偏差をそれぞれ異なる PID コントローラに入力し、演算の結果得られた値によって噴射蒸気制御バルブをコントロールする。

その他、排熱回収ボイラ側の制御システム、例えば汽水ドラムの水位制御等の制御システムについては、通常の PID 制御が用いられる。

３．シミュレーション結果

シミュレーション結果の一例を図３に示す。この結果は WSS(Weekly Start and Stop)で運転されるチェンサイクル発電設備を対象としたもので、週初の朝を想定した冷態からの起動特性シミュレーションの結果である。ガスタービン起動から、3 分後に負荷を投入し、同時に発電電力の目標値をステップ状に最大負荷に設定した場合のシステム各部の挙動を示している。比較のために、実プラントでの計測値をあわせて示している。実線が本シミュレーションの結果、記号が実プラントの計測結果である。

負荷投入後、ガスタービン入口温度が急激に上昇し、4.5 分後に最高温度に達する。これに伴い発電電力が増加するが、4.5 から 9 分までの間は、ボイラ部分の熱容量のため蒸気が発生せず燃焼

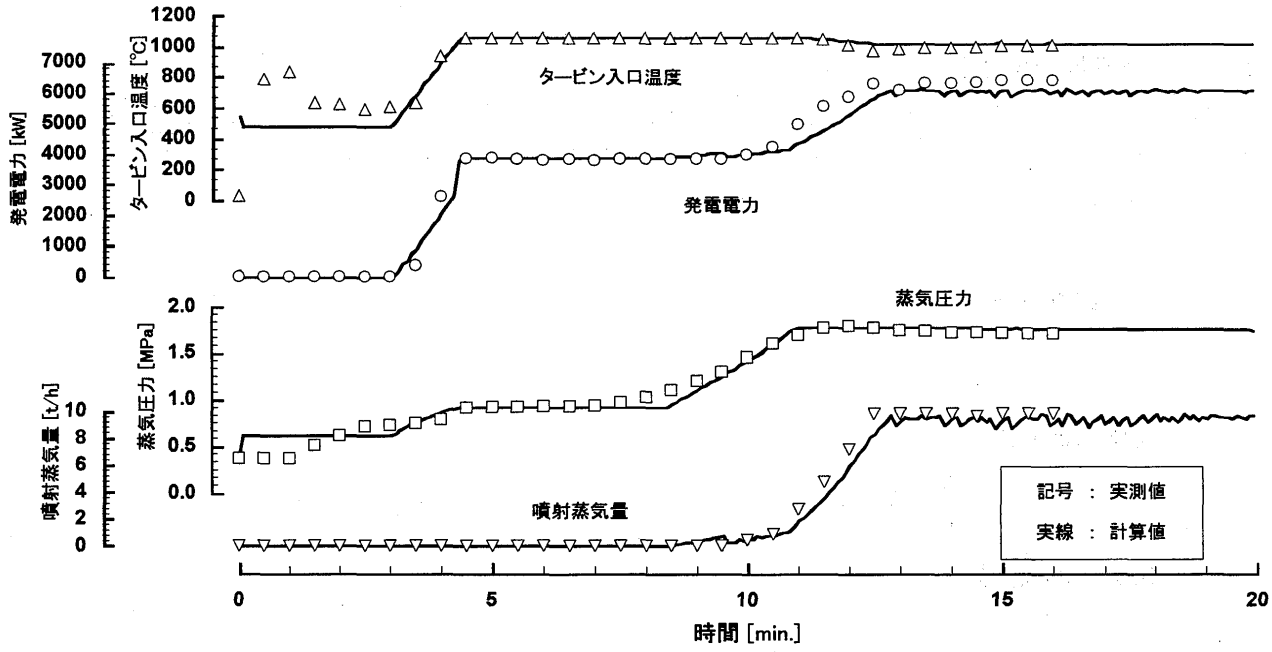


図３　冷態起動シミュレーション結果と実測値の比較

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

器への蒸気噴射が行われないために、出力が最大負荷の 60[%]程度でほぼ一定となる。約 9 分後から蒸気の発生に伴って徐々に汽水ドラム圧力が上昇し、この時点から、徐々にガスタービンへの過熱蒸気噴射が開始される。これに伴い発電電力が増加し、同時にガスタービン入口温度を徐々に低下させながら約 14 分後に最大負荷運転に達する。負荷投入前のガスタービン入口温度および汽水ドラム圧力について計算値と実測値には若干の差異が生じているが、これは本手法ではガスタービンの特性を静的に取り扱っていること、ガスタービン自体の起動時の特性が十分考慮されていないことが原因と考えられる。負荷投入後の挙動については本計算結果と実測値はよく一致している。

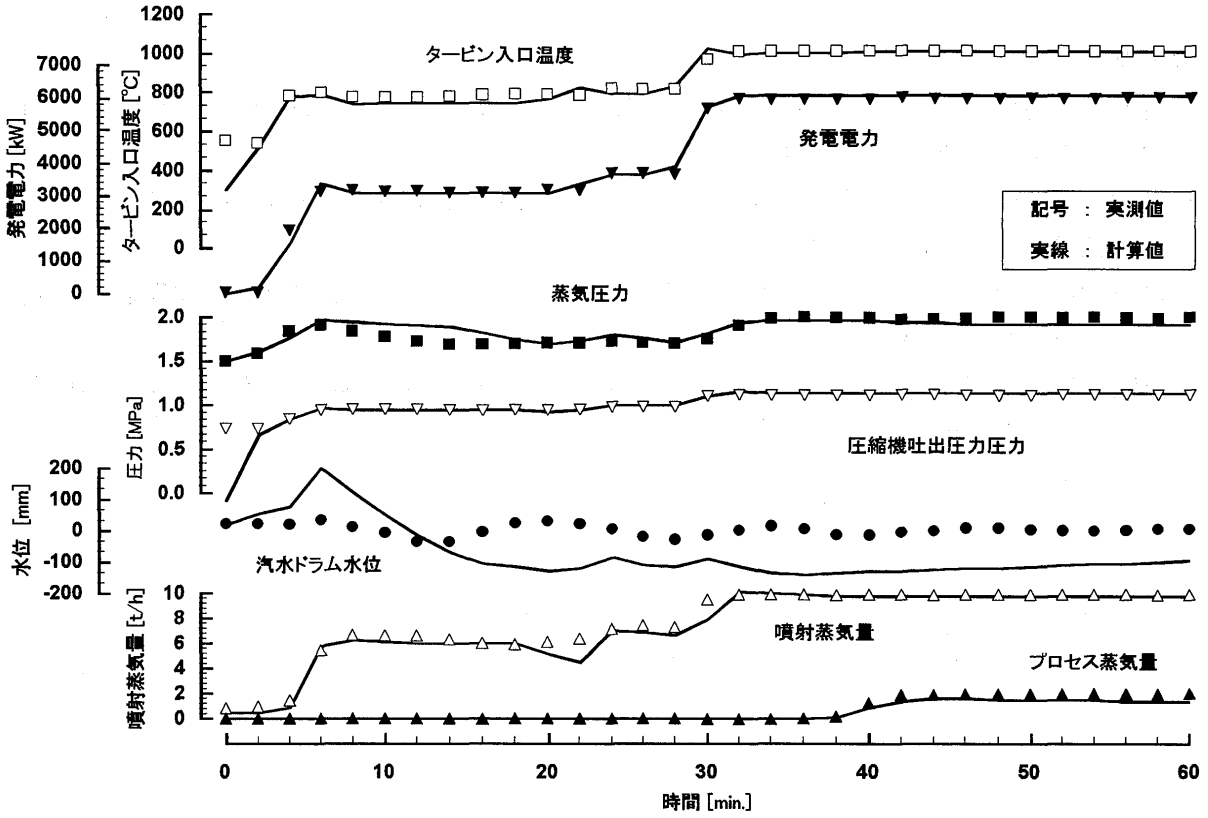


図４　熱電併給型チェンサイクルの動特性シミュレーション結果

図４に低温過熱蒸気噴射の熱電併給型チェンサイクルを対象とした動特性シミュレーションの結果を示す。この結果は、ボイラが温態の状態でガスタービンを起動し、約２分後に負荷を投入して発電電力を 3100[kW]に設定する。さらに約 22 分後に 3670[kW]、約 28 分後に最大電力に設定した場合の結果である。さらに、ガスタービン起動から 39 分後にプロセス側への蒸気供給を開始する。図中の記号は実プラントでの計測値、実線が本シミュレーションの結果である。

この図から、タービン入口温度、発電電力、汽水ドラム圧力等（汽水ドラムの水位変動を除いて）は計算値と実測値が非常によく一致しており、本モデルが実プラントの動的挙動をよく表していると言える。汽水ドラムの蒸気圧力と噴射蒸気量について 10～30 分の間で計算値と実測値に若干異なる部分があるが、これについてはシミュレーションの場合と実プラントの場合とで制御パラメータに若干の差異があるためであると考えられる。

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

4．おわりに

制御システムを含めたチェンサイクル発電システム全体を対象とし、また、システムの起動時あるいは負荷変動時等幅広い運転条件に対応した動特性シミュレーションプログラムを開発した。さらに、このプログラムを用いて実プラントを対象とした起動時および負荷変動時の応答を解析した。その結果、解析結果と計測結果は汽水ドラム水位の変動を除いて非常に良く一致し、本手法による動特性解析結果が実プラントの挙動を表していることが確認された。これにより、プラント計画段階での動的挙動の予測が可能になった。

参考文献

(1) 清嶺地　誠ほか：チェンサイクル発電設備の運転と動特性シミュレータの開発，日立造船技報，　第58巻，第1号，(1997)，　2.

(2) 岡崎泰英ほか：チェンサイクル発電システムの動特性シミュレーション，熱工学シンポジウム講演論文集，　No.97-6 (1997)，16.

(3) 岡崎泰英：チェンサイクル発電システム動特性の評価，　第５回熱流体先端技術講演会講演論文集,，(1997)，　31.

(4) 磯村修一：超臨界圧変圧ボイラの蒸気温度特性，日本機械学会論文集（C編），第61巻，第581号(1995)，49

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

LM6000(GE)をベースとした コンバインドサイクルプラント

A—13

＊石川伸一（石川島播磨重工業株式会社）

1．まえがき

平成８年から我が国に於いても卸電力発電の入札が実施されるようになり、発電分野でも競争原理が導入された。この発電用原動機として航空転用型ガスタービンを利用したコンバインドサイクルプラントが注目され、何ケ所かで採用されることが決まった。そのひとつであり当社が計画した100 MW級 LM6000 ガスタービンコンバインドサイクルプラントの概要を紹介する。

2．卸電力発電の入札

卸電力発電の入札は、電力会社の募集する発電量の枠を発電単価を評価基準として競争するものであり、燃料種別・発電方式などに関係なく同じ土俵で競うものである。ただ利用率により評価の調整が行なわれるので、設備費は嵩むが安価な燃料を使用できるものは利用率の高い方に応募することが有利であり、反対に高価な燃料を使うが設備費が比較的低い場合は利用率の低い方に応募することが有利になる。利用率の低い発電設備は毎日発停を要求されるため航空転用型ガスタービンが注目されることになる。比較的高価な燃料の使用が許容される利用率の低い分野でも競争が厳しいため高効率化の要求は非常に高く、蒸気タービンサイクルと組合わせたコンバインドサイクルが採用されるようになった。

3．LM6000 ガスタービン

LM6000 は米国 General Electric 社製 45 MW級ガスタービンで航空機用 CF6-80C2 ターボファンエンジンを産業用に転用した、現在実用化されているガスタービンのなかでは、単機最高効率の機種の一つである。主要目は次のとおりである。

型　式	開放サイクル２軸式
圧縮機	低圧圧縮機軸流５段
	高圧圧縮機軸流 14 段
燃焼器	環状式
タービン	高圧タービン軸流２段
	低圧タービン軸流５段
軸端出力	43,100 kW
熱消費率	8,520 kJ/kWh
排ガス温度	449 ℃
排ガス量	124.8 kg/s

（注）　性能計算条件：ISO 条件（気温 15℃、相対湿度 60%、据付高度０m）、
吸・排気損失 0 mmH_2O

第２７回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，（東京）

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

４．コンバインドサイクル発電

ガスタービン発電機と排熱回収ボイラおよび蒸気タービンを設置し高効率化を図っている。特にLM6000ガスタービンを採用したプラントは従来型の産業用ガスタービン発電プラントに比べ、ガスタービン発電装置自体がコンパクトであることで、プラント全体としての設置面積を少なくできるメリットがあり、ガスタービンの起動性、保守が容易であるという特長を持つ上、ガスタービンが高効率であるため、排熱回収設備や蒸気タービンが相対的に小型のもので済み、出力あたりの設置面積や補機動力の削減も可能となる。

５．卸電力発電用プラント計画例

当社が計画した１００MW級卸電力発電用プラントの計画例を紹介する。

本プラントの特長として次の点が挙げられる。

（１） ガスタービンに吸気冷却器を設置し夏期での出力低下を抑えている。

（２） 毎日発停運転が基本で信頼性に対する要求が厳しい。

（３） ガスタービン燃料は都市ガスで、ＤＬＥ(Dry Low Emission)型３層環状燃焼器を装備しているためＮＯｘを21ppm(酸素濃度１６％換算）以下に抑制可能である。

（４） 排熱回収ボイラ（ＨＲＳＧ）に脱硝装置を装備しＮＯｘの大気放出は、環境規制値の15ppmを当然クリアしている。

本プラントの主要機器仕様は次に示すとおりである。

・ガスタービン発電機　　２台
　LM6000PD＋空冷発電機（45.1 MW）

・排熱回収ボイラ（ＨＲＳＧ）　　２台
　縦型、自然循環、複圧ドラム式
　高圧側：4.9MPa、37.1t/h、430℃
　低圧側：0.7MPa、14.3t/h、250℃

・蒸気タービン発電機　　１台
　混圧式抽気複水タービン＋空冷発電機（23.7 MW）

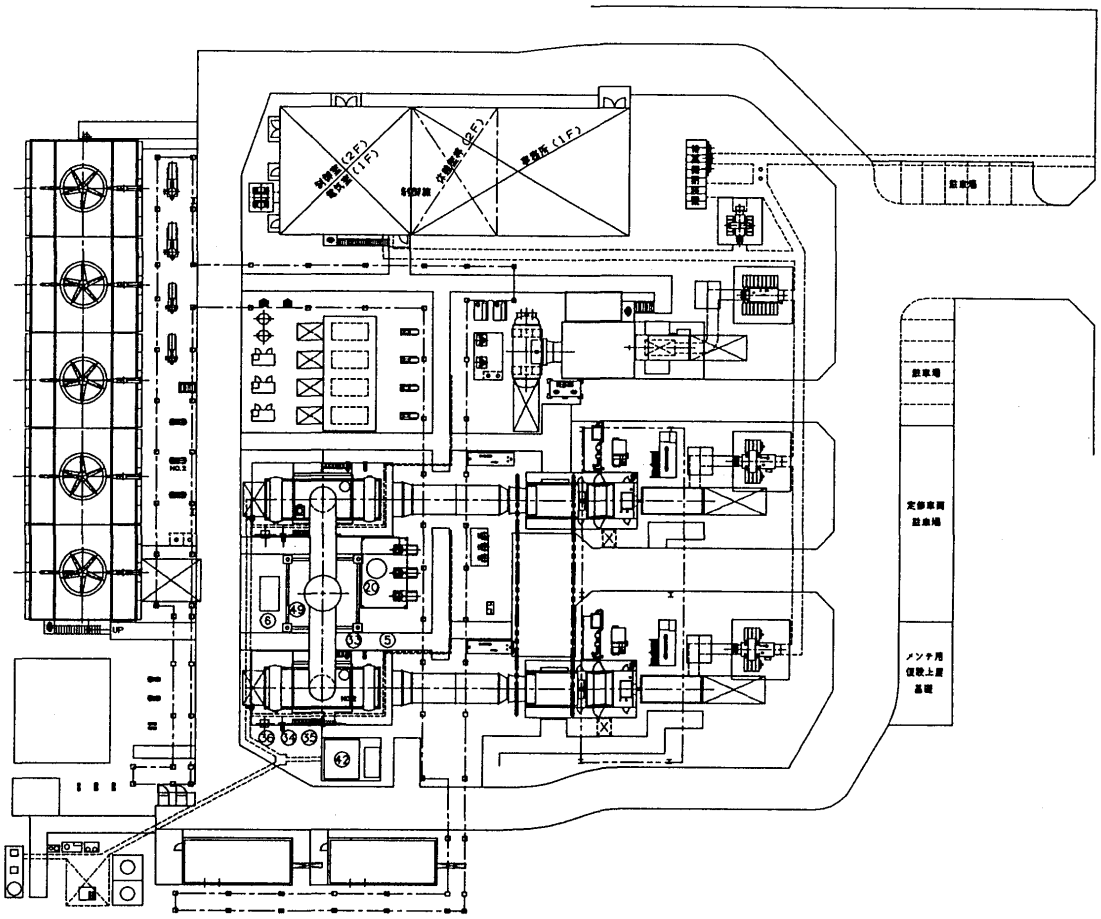
・吸気冷却設備　　４台
　機械式冷凍機（750 USRT）

・ガス圧縮機　　２台
　容　量：11,000 m³N/h
　圧力比：4.8／0.55 MPa

・冷却搭　　１基（５セル）
　冷却能力：292,000 ＭＪ/h
　循環水量： 8,500 m³/h；白煙防止型

プラント全体配置を第１図に示す。

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.



第１図 プラント全体配置

６．まとめ

LM6000 ガスタービンはエンジン自体が高効率、軽量、コンパクトであることに加え、発電プラントとしても設備面積を少なくでき、また運転・保守の容易なプラントである。今後、国内外に拡販を図っていく所存である。規制緩和や省エネルギーおよび環境負荷軽減への要求増大に伴って、本稿で紹介したような発電設備の需要増加が期待される。LM6000 をベースにしてさらに最適化を図ったプラント設計と供給を目標として努力していきたい。

７．参考文献

(1) 野崎明、佐藤敏明：LM6000 ガスタービンプラント。石川島播磨技報　第３８巻第５号
１９９８年９月

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

航空機転用型ガスタービンコージェネレーション設備概論　A—14

松谷 修　（神戸製鋼所 回転機技術部）

１．はじめに

近年の論文、学会誌には単結晶／一方向凝固翼によりタービン入口温度が 1○00℃を達成とか、ドライ低ＮＯｘ燃焼器により○○ｐｐｍ（@O_2＝０%換算）達成とか、材料分析による材料余寿命の推定評価方法確立など高温材料、燃焼制御、寿命分析方法等に関する新規技術の発表がなされ、様々な技術が日々進歩している状況であることが報じられている。

しかし、現場サイドに所属する「設計」技術者にとっては「新型材料開発によりタービン入口温度が○℃達成、総合効率が○%改善される」以前に現状の 1000℃クラスでいいから、「まず４年間（交換することなく）安心して使用できる翼材料」を開発していただきたいというのが本音である。

この度日本のガスタービン技術の最前線を引張っていらっしゃる「研究・開発」サイドの方々に対し、講演という形で接する機会を得たので、恥ずかしながら「設計」の立場から単刀直入に意見を述べさせていただきたい。

２．航空機転用型ガスタービンの特徴

一般的な解説書には

- エンジンがコンパクトで設置面積が小さく取扱いが容易
- ＧＤ^{2}が小さく急速起動が可能なため非常用発電設備への応用が容易
- 機関効率が高い（燃料消費率が小さい）
- モジュール構造によりメンテナンス時モジュール毎に交換できるため、エンジン休止期間を短縮できる

と記載されている。

まさに航空機転用型ガスタービンの具備する特徴であるが、これはあくまで「航空機用」として開発された結果であり、産業用に転用する際に新たに付加した特徴ではない。

現場サイドでの本音の評価はこうだ。

- 確かにエンジンはコンパクト。でもいくらエンジンがコンパクトでも結局発電設備の設置面積の大半はボイラ等の周辺装置であり、発電装置（エンクロージャ）に限って言えば、発電機、減速機のサイズが支配的になる。従ってエンジンがいくら小さくたって「自慢できる話ではない。」また小さいが故に部品、機構が複雑且つ精密で、反って取扱いが難しいということもある。
- 確かにエンジンのＧＤ^{2}は小さい。でもいくらエンジンのＧＤ^{2}が小さくても結局減速機、発電機にカップリングするから、減速機、発電機のＧＤ^{2}が小さくないとやっぱり非常用発電設備の「40秒起動」等の性能を満足するのは困難。
- 確かに燃費はよい。でもいくら高効率といっても今時シンプルサイクルで運用することはない。機関効率の高さも重要だが、排熱回収のやり方次第でどうにでもなる。（更に最近は産業用タービンでも高効率なエンジンが市場投入されつつある。）
- モジュール構造のため確かにモジュール毎交換すればエンジン休止期間は短縮できるが、この不景気な時期にモジュール毎交換するお客様は皆無。予備エンジンを購入されるお客様もほとんどいない状態。このメリットを享受できるのは一部の賢明でリッチな顧客に限定される。（更に最

第２７回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，（東京）

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

近は産業用タービンでもモジュール構造設計された機種が市場投入されている。）
そういうと、「航空機転用型ガスタービンって何がいいの？」となるが、実際に航空機転用型ガスタービンを取扱っていて「よかったなぁ」と感じられることもある。
開放検査（メーカ自主検査含）のために毎年１回エンジンを工場へ持帰る際、取回しが極めて楽という点。特に近年流行しているビル建屋内設置のコージェネレーション設備に対しては、エンジンを分解することなく「業務用エレベータ」で簡単に搬出入できる点で高く評価できる。（４０００ｋＷ級タービンで長手方向約２ｍ、作業員、台車を含めても重量１ｔ程度）
現在のところ、この１点だけは産業用ガスタービンに真似できない点であり、航空機転用型ガスタービンの最大の利点だと思う。

３．パッケージ／システム設計
パッケージ設計において
最も考慮すべきポイントは「日常点検」等の「点検保守」が容易にできるという一点に集約されると思う。特に問題なのが「配管」、「配線」の取回し。これは何も発電装置のパッケージに限ったことではない。配管機器のレイアウトを間違えると「某部品」を交換するために「配管総ばらし」といった事態を招く。かといって点検保守性を正直に反映すると、パッケージの寸法が現状の倍は必要といった結果をもたらす。「何を犠牲にするか？」の腹極めが重要と思う。
この点「配線」は「配管」に比較すれば、比較的楽に思える。但し、４０００ｋＷ級の発電機の「高圧ケーブル」（例えば５００ｓｑ）なんていうのは殆ど金属棒と同じで簡単に「曲げる」ことが出来ない。
計装部品（センサー等）の選定も要注意、防爆仕様の計装品は高価で図体も２倍位になる。「計装品なんて簡単に配置できる」と思ったら大間違いである。

システム設計において
最も考慮すべきポイントはトラブル発生時に対応が容易にできるという一点に集約されると思う。
タービンの構造、システム（タービン本体及び発電設備の制御）はシンプルに限る。
水噴射、蒸気噴射による窒素酸化物（ＮＯｘ）の低減方法があることはご存知の通り。経験上、燃焼器の内部に燃料、空気以外のものを入れるとロクなことがない。近年は予混合、希薄、２段燃焼といったＤＲＹ式が主流になりつつあり、技術の流れとしては正解と思う。但し、おそらくこれら新しいＤＲＹ式の燃焼方法もその制御方法が複雑化しており、本当のところは「一長一短」ではないかと想像する。

４．メンテナンス技術
コージェネレーション設備に使用しているタービンのメンテナンス頻度は「半年に一度」が原則。半年毎の点検でいかにエンジンの信頼性を確保できるかがポイント。余寿命の判別技術の確立には非常に期待している。出来れば「現場」に持ち込んで、簡単な操作で「あと半年もつか」判別できるような判定装置を開発いただければと思う。（「あと何年もつか」なんて「そんな先の話」はどうでもいいや。）
それと共に重要なのが「補修技術」の確立である。近年「フィルム冷却燃焼筒」、「ピンフィン冷却静翼」など高温部品の構造自体が複雑で「補修しにくい」部品が増えている。「希薄燃焼による

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

低ＮＯｘ効果」、「耐久性向上のための冷却方式」であることは理解できるが、本当に市場でニーズがあるのは「構造がシンプルで何度でも再生できる」部品であることをご理解いただきたい。

５．市場（コージェネレーション設備）のニーズ

近年の流行をキーワードで表現すれば、以下のようなものが挙げられると思う。

・D.S.S（Daily Start and Stop；毎日起動発停）

電力需要が昼間と夜間で相当異なる場合、昼間は自前の発電設備により電力と蒸気を確保し、夜間は電力会社から安価な電気を買電する運転形体をとることが多い。当然蒸気需要も夜間は小さいため小型ボイラを併設したり、排ガスボイラに追焚き単独運転させたりして対応する。合理的なニーズである。但し、高温材料にとってこれほど厳しい使用方法はないだろう。

・非常用発電設備兼用

コージェネレーション設備に非常用（防災用）発電設備としての機能を付加したもの。特にビル建屋内設置のコ―ジェネレーション設備に非常用発電設備の機能を付加することにより、（もしくはその逆）設置スペースの削減、イニシャルコスト、ランニングコスト、メンテナンスコスト共用化で金銭的な効率が高い。常時運転されているため月１回の定期確認運転等は不要であり、合理的なニーズといえる。この場合、燃料としてガス、液体の両方に対応できることが望ましいと思う。

・熱電可変

一般的に電力負荷と蒸気負荷のバランスが年間もしくは１日を通じて発電設備性能とマッチングが取れている場合は少ない。電力需要に合わせて発電すれば、蒸気が余り、逆に蒸気負荷に合わせて発電すれば、電力が不足するというジレンマに悩まされる。（不足電力は買電することになり、システム効率、稼働率を上げることが難しい。）これを解決する一つの方策として「チェンサイクル」、「二流体サイクル」のような余剰蒸気の処理を目的としたシステム提案がなされている。両システム共に、使用用途のない蒸気（余剰蒸気）をタービン内部に噴き込み、増加したタービン出力を電力回収することにより、余剰蒸気を廃棄（大気放蒸）することなく有効活用するシステムである。これにより、発電量と蒸気発生量のバランスを調整することができる。

・安価

ガスタービンの静翼１枚がいくらで売られているかご存知だろうか？

１台のガスタービンに使用されている静翼の枚数をご存知だろうか？

先にも述べたが、「タービン部品はシンプルな構造で何度でも再生使用できるもの」が望ましい。イニシャルコストが少々高くついても、結局は「安い」。そんなタービン（製品）の上市が期待される。

６．まとめ

航空機に限らず産業用ガスタービン及びガスタービン部品を設計、開発される方々に下記の点ご要望申上げる。

・現場（サイト）での使用状況を熟知して欲しい。

おそらく開発当初想定しなかったような使用方法をしている場合があると思う。例えば「水噴射、蒸気噴射」なんて燃料、空気以外をタービンの中に放り込むことなんて元々想定していなかったはず。様々な使用方法（アプリケーション）を想定するためには、まずどのような使用方法があるのか、現場状況を把握し且つ今後の市場動向を想定した開発をしていただきたい。

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

・技術的、工学的付加価値も大事だが、実践的付加価値も大事ということを理解いただきたい。
高効率タービン、低ＮＯｘ燃焼器等の開発も重要だし、これら研究を停止することはナンセンスだが、市場のニーズの「ツボ」を心得た（加味した）開発を望む。即ち「今度のタービンは効率も世界一級品だけど、高温部品の耐久性も従来の2倍になっている。しかもフィールドエンジニアのメンテナンス性も大幅に向上しているよ。」なんてコメントが付くような製品開発を望む。
・（新）技術は平易に説明いただきたい。
現場の「設計」は研究開発の学術的知識から離れて随分経っている場合が多い。その間に技術は日進月歩しており古い知識では理解しきれないことが多々有る。新開発された技術は「平易に」、「素人にも理解しやすい」形で説明される必要があると思う。複雑な数式、理論も「その理屈」は意外と簡単な説明で納得できる（だませる？）こともある。
考えてもみて欲しい、その技術は先々製品として「もっと素人」な客先へ説明しに現場の設計が行くことにもなり兼ねないのである。
技術説明は「相手のレベルを考えた」ものに仕上げて欲しい。

以上いいたい放題、生意気なことを述べさせてもらった。自らの無知をさらけ出して恥ずかしい思いもするが、本講演がタービン技術の最先端に携わる皆さんの「現場の声」に耳を傾けていただく契機になればと願う。

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

石炭ガス化実ガスによるガスタービン冷却翼への灰付着特性試験

＊大友 文雄（東芝）　福山 佳孝（東芝）　内田 竜朗（東芝）
和田 国彦（東芝）　宇都宮 正治（東芝）　飯島 博光（東芝）

1．はじめに

高効率且つ環境に優しい発電システム「石炭ガス化複合発電（IGCC:Integrated coal Gasification Combind Cycle）プラント」の開発が国内外で推進されている[1]、[2]。

石炭ガス化複合発電技術研究組合（ＩＧＣ組合）が平成８年に実施した、空気吹きガス化炉と乾式ガス精製を組み合わせた勿来ＩＧＣＣ発電パイロットプラントの解体研究の結果から、ガスタービン初段静翼への灰付着およびこれに伴う翼の冷却空気孔閉塞を起因とする翼の焼損・変形が認められた。湿式ガス精製方式を採用している海外のプラントにおいて通常運転時には上記のような不具合事象が報告されてないが、将来、発電プラントの高効率化を達成するためには、湿式ガス精製方式に対して１～２％の熱効率を向上できる乾式ガス精製を組み合わせたＩＧＣＣ発電プラントの方が有利である。筆者らは１３００℃級ガスタービン翼が乾式精製石炭ＩＧＣＣ実証プラントに適用できるかどうかを評価・検討するため、ガスタービン翼材料に着目したガスタービン冷却翼への灰付着試験を、新エネルギー・産業技術総合開発機構から東京電力株式会社へ委託された研究の一環として実施してきた。本報告では、石川島播磨重工業（株）が開発を進めている酸素吹き石炭ガス化炉（６Ｔ／日、ＴＥＸＡＣＯ方式）[3]から発生したガスを乾式ガス精製で処理した実ガスを用いて実施した開放型定常高温風洞翼列試験結果概要について述べる。

2．　灰付着試験装置

灰付着試験装置の構成と外観を図１、２に示す。試験は石炭ガス化炉から供給される石炭ガス化ガスと、別置きの空気圧縮機から供給される空気とを燃焼器（炉）で燃焼させて約１３００℃の高温ガスを発生させ、この高温燃焼ガスを膜冷却モデル翼列（ガスタービン初段静翼模擬翼）に供給して灰付着に関する高温暴露試験を行う。

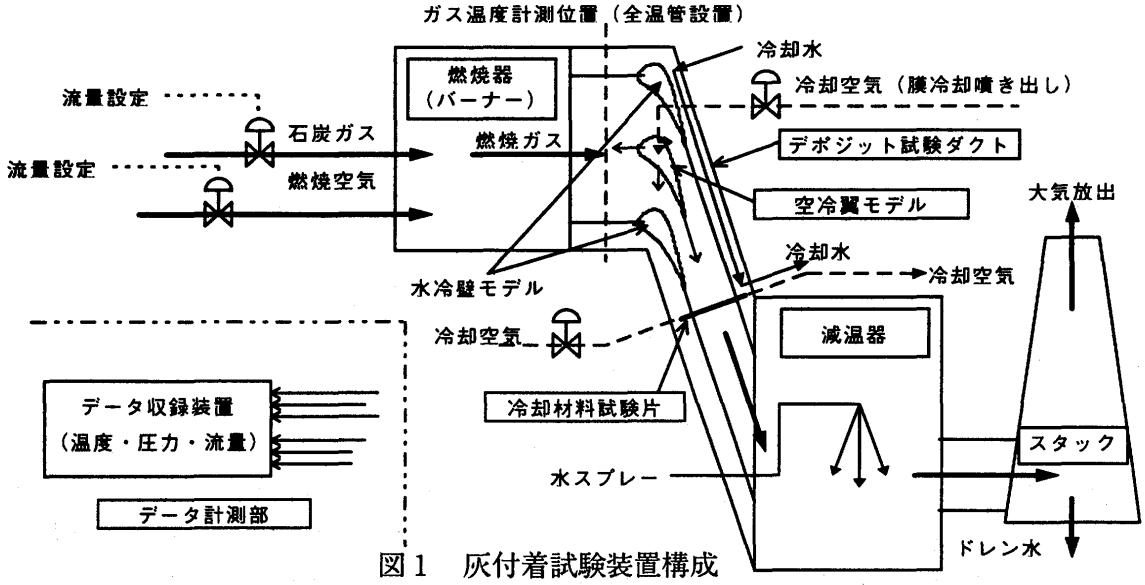


図１　灰付着試験装置構成

第２７回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，（東京）

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

試験翼列は膜冷却二次元モデル翼３枚で構成（コード長０．０８６m、高さ０．０６２m、中央が供試翼で外側２枚が背／腹側壁翼モデル、翼間数２）し、翼への冷却用空気供給は、前述の空気圧縮機から分岐して行った。

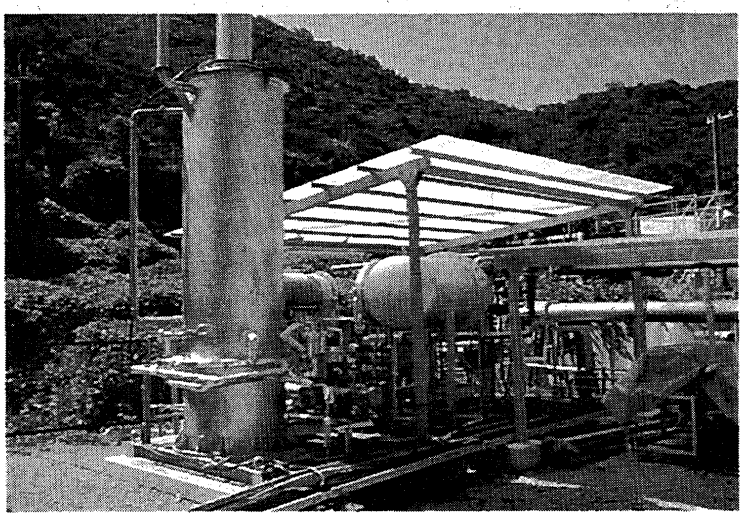


図２　灰付着試験装置外観

３．　試験条件

石炭ガス化燃焼ガスによるガスタービン翼面へのデポジット付着特性挙動を解明するためには、流れ場を合わせることが重要なため、実機条件を模擬した実ガス燃焼ガスによる高温翼列試験が必要である。但し、試験条件を実機と全て同一にすることは試験装置の制約上難しく、このため、本試験では実機との流体力学／伝熱学的相似則を勘案し、実機デポジット付着挙動が模擬できるように試験条件を設定することにした。

膜噴き出しモデル翼は実機と流体力学的相似則を満足させるため、相似縮小モデルとし、膜噴き出し孔径／膜孔ピッチ比を実機のそれと同一にした。実機ガスタービンの翼間に比較的高速の流れが生じ、この流れにより翼面との間で熱や物質の授受が生じる。この現象を支配する無次元パラメータは

① 流れの状況を指示するレイノルズ数Ｒｅ

② 流れの熱移動の関係を定める因子のプラントル数Ｐｒ

③物質伝達を指示するシュミット数Ｓｃ

の３個であり、翼面との熱の授受を代表するパラメータのヌセルト数Ｎｕと、物質伝達を代表するパラメータのシャウド数Ｓｈは、上述のレイノルズ数Ｒｅとプラントル数Ｐｒ、シュミット数Ｓｃの関数として次式で定義される。

$$Nu = f(Re, Pr) \quad \text{----------} \quad (1)$$

$$(Re = \rho \cdot v \cdot x / \mu \quad 、 \quad Pr = cp \cdot \mu / \lambda)$$

$$Sh = f(Re, Sc) \quad \text{----------} \quad (2)$$

$$(Sc = \mu / (D \cdot \rho))$$

これらの内、熱伝達に関係する物理量は比熱ｃｐ、粘性係数μ、熱伝導率λ、速度ｖ、代表長さｘの５個であり、前者３個のｃｐ、μ、λは作動媒体が同一であれば主に温度の関数として一義的に定まる。従って試験では主流ガス温度、翼メタル温度を実機温度条件に合わせることが要求される。また、デポジットに起因する物質伝達には拡散（物質によって特定される拡散係数Ｄ）と流れによる物質の輸送が伴うため、試験では上述の温度と同様に速度の絶対値を実機と合わせる必要がある。従って本試験ではガスタービン翼へのデポジット挙動を実機のそれと合わせるため、実機の温度と速度（温度が同一であれば圧力比またはマッハ数と等価）、幾何学的形状条件（相似縮尺モデル）を合わせて実施することにした。その他、デポジット付着量は質量濃度、密度ρに依存するが、本試験では装置の制約から実機圧力（実機レイノルズ数）は設定できない。このため、本試験結果で得られたデポジット付着量と試験時間の関係が実機条件を直接模擬するものではないが、翼面へのデ

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

ポジット付着物、付着位置、相対付着厚さ、付着形態等のデポジット挙動の多くが実機のそれと同等の結果が得られると考える。主な試験条件（実験計測値）を表１に示す。

表1　試験条件

設定項目	計測値
ガス温度　[℃]	1308
ガス流量　[Nm3／h	1054
翼列入口流速[m／s]	117
翼列出口流速[m／s]	572
冷却空気流量[Nm3／h	211
翼列入口圧力[MPa]	0.16
暴露時間　[hr]	累計314
翼メタル温度　[℃]	442～876

精製石炭ガス性状はＣＯ(36%)，Ｈ２(31%)，ＣＯ２(14%)，Ｈ２Ｏ(15%)であり、灰付着や腐食に影響する微量成分は表２に示すとおりである。

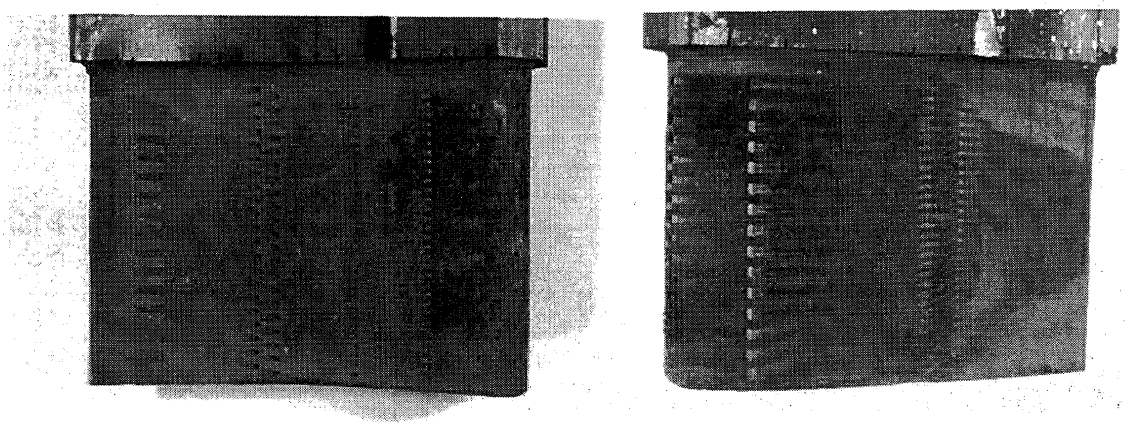
表２　微量成分（ｍｇ／Ｎｍ３）

Na	K	Ca	Mg	HCl	HF	NH3	HCN	Fe	Al
0.32	0.15	0.15	0.03	9.00	0.35	2350	6.70	0.08	0.03

４．　試験結果

（１）外観検査

累計３１４時間に及ぶ高温暴露試験後の試験翼外観を図３に示す。翼面への付着物は色の変化で認識でき、茶褐色（高温領域）、黒色（中・低温領域）、白色（低温の膜噴き出し近傍）と多彩で、翼面のメタル温度と翼面付着物の色変化との相関が認められる。空気噴き出し孔近傍背側では噴き出しのスジ（灰付着がみられない部分）が長く延びているのに対し、腹側では膜噴流の拡散が大きいためか膜噴流の痕跡はみられない。外観検査からは付着による膜噴き出し孔閉塞は何れの場所でも発生していない。



腹側　　背側

図３　試験翼外観

Download service for the GTSJ　via 18.116.13.113, 2024/04/26.

（2）翼面灰付着厚さと付着物成分分析

累計３１４時間後の翼中央断面位置の灰付着厚さ分布と付着物成分分析結果を図４、５に示す。

翼面灰付着厚さは、翼前縁で最も大きく平均付着厚さが約３０ミクロン程度(数ミクロンオーダーの比較的大きな粒子)、翼背側が約２５ミクロン程度（サブミクロンオーダーの比較的小さな粒子)、翼腹側で約１０ミクロン程度である。膜噴き出しがある場合、膜噴き出し前後で流れの形態が変化するため、主流と膜噴流との境界で灰付着厚さがステップ状に変化する。特に膜噴流に主流が衝突する膜孔上流端近傍は、流れのせき止め効果により付着量が局所的に増加する。

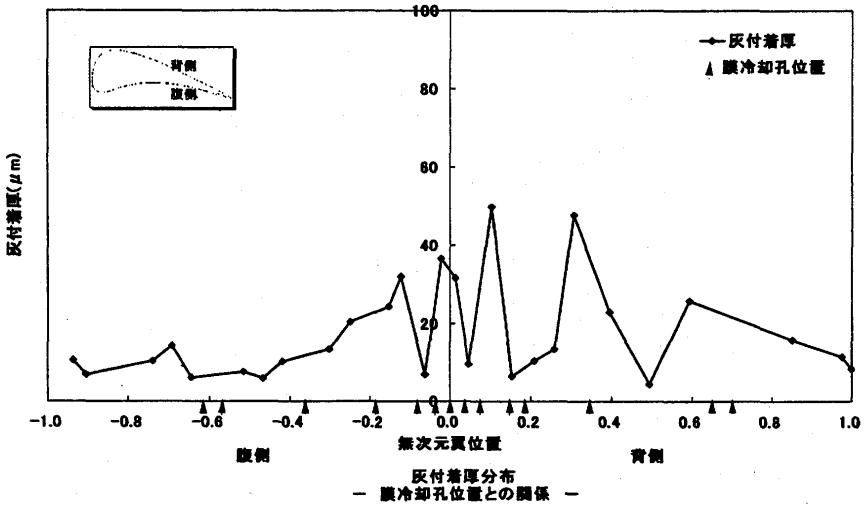
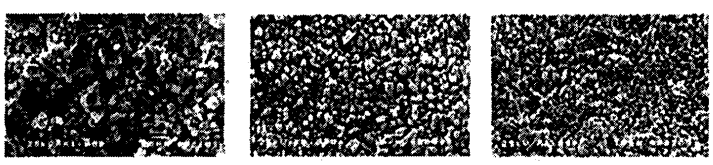


図４　翼面灰付着厚さ分布

付着物としてはＦｅ酸化物（翼前縁と腹側)、Ｓｉ酸化物、Ｓの化合物、Ｐの化合物が混在する。また、翼面温度が高い局所では、翼基材と付着物、主流ガスとの反応によって生成されるＣｒ／Ｎｉの酸化物が散見され、翼表面の一部に高温酸化の兆候がみられる。尚、Ａｌ酸化物は付着および基材との反応生成の両者が考えられる。

位置	化合物分析結果					元素分析結果		
	Fe2O3	SiO2	NiCr2O2	Cr2O3	Al2O3	S	P	Si
A			○	○		○	○	○
B		○			○	○	○	○
C					○	○	○	○
D		○		○	○	○	○	○
E	○	○	○		○	○	○	○
F		○	○		○	○	○	○
G	○	○	○		○		○	○
H	○	○	○		○		○	○
I	○		○		○		○	○



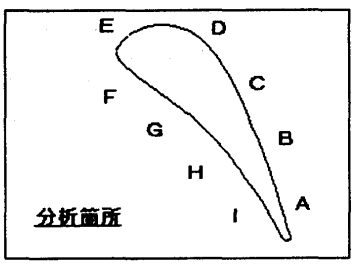


図５　付着物分析結果

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

（3）翼面冷却性能

翼面への灰付着量の増加や、この灰付着物の翼面からの剥離により、翼面の局所温度に変化が生じると予測される。試験開始直後と試験終了直前の翼面局所の冷却性能分布を図６に示す。図から、試験前後で翼面局所の冷却性能に変化がないことが分かる。

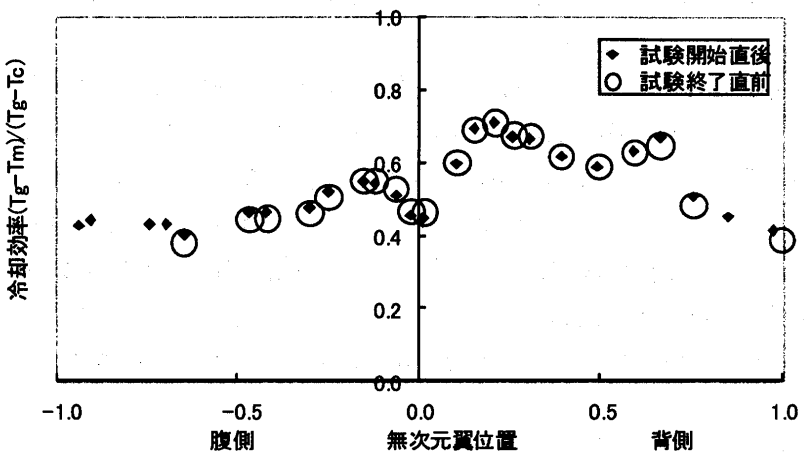


図６　翼面冷却性能変化

５．翼面灰付着メカニズム

翼面への灰付着メカニズムとしては下記の３項目が予測される。

① 数ミクロン以上の粒子による慣性衝突付着（翼前縁と腹側が対象）

② サブミクロン大粒子の乱流渦拡散による壁面への物質輸送と付着（境界層厚さ、粒子の境界層内滞留時間、移動速度より異なるが、主に翼背側と腹側後縁近傍で乱流強度の大きい領域が対象となる）

③ 主流ガスと翼メタルとの温度差に起因する物質の凝縮／凝固による付着現象３ケースが考えられ、翼面各所においてはこれら３ケースの付着メカニズムがが連成して作用する。

今回の試験結果から翼面への灰付着量は、翼腹側が比較的少なく、前縁と背側への付着が多く観察されており、付着要因としては上述の②、③が有力である。これは、翼列へ流入する粒子径が小さいこと、つまりガス化設備の脱塵フィルター性能が比較的良いことを示唆している。図７に翼面各所に付着する灰と上述のメカニズムとの関係を示す模式図を示してあり参照されたい。

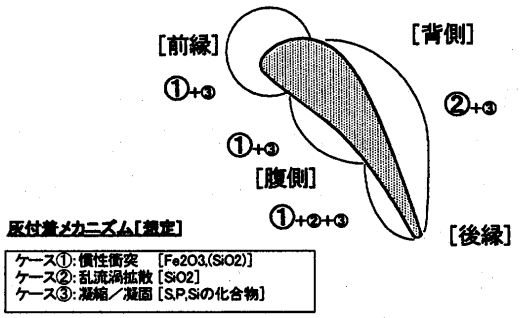


図７　灰付着模式図

６．翼面への灰付着（含生成物）形態

翼前縁では翼面に形成される主流流れの境界層は層流域（一部は遷移領域）と考えられ、比較的大きな固体粒子の慣性衝突と微量溶融ガスの凝縮／凝固による付着が予測される。付着物としてはＦｅ酸化物（Ｆｅ２Ｏ３等）、Ｓｉ酸化物（ＳｉＯ２等）、Ｓの化合物、Ｐの化合物が混在する。また、翼基材と付着物、主流ガスとの反応によって生成されるクロム／ニッケルの酸化物が散見され、高温酸化が進んでいることが示唆される。

翼背側では翼前縁近傍背側からの空気膜噴き出しが翼面境界層の乱流への遷移を促進させるため、翼面背側の殆どが充分に発達した乱流境界層域となる。このため、翼背側では乱流渦拡散によるサブミクロンの微粒子が翼面に輸送され、これら固体微粒子を微量溶融ガスが巻き込み、翼面近傍で凝縮／凝固により付着すると予測される。付着物としては上述の翼前縁で散見される物質と同様であるが、粒子径は小さい。

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

また、膜噴き出しがある場合、膜噴き出し前後で流れの形態が変化しているため、主流と膜噴流との境界で灰付着厚さが変化している。

翼腹側では比較的大きい粒子による慣性衝突と溶融微量成分の凝縮／凝固による付着が主要因と考えられれる。ガス化炉から供給される石炭ガス燃料はフィルターによって管理されているため、大きな固体粒子の量は少なく、翼腹側への灰付着の主要因となる数ミクロンオーダーの固体粒子による慣性衝突頻度は小さいようであり、付着量は他のどの部分よりも少ない。主な付着物はＦｅ酸化物であり、これを取り囲むようにＳｉ酸化物（ＳｉＯ２等)、Ｎｉの化合物、Ｐの化合物が存在する。また、より後縁に近い翼腹側では前縁と同様に高温となるため、基材と付着物、主流ガスとの反応によって生成されるクロム／ニッケルの酸化物が散見され、高温酸化が進んでいることが示唆される。

7．結論

（1） 翼面への灰付着の原因には数ミクロン以上の粒子による慣性衝突付着（前縁、腹側)、乱流渦拡散によるサブミクロン粒子の物質輸送付着（主に背側)、主流ガスと翼メタル間の温度差に起因する物質の凝縮・凝固付着等が考えられ、これらが連成して実機翼面への灰付着を決める。本試験の精製石炭ガスはフィルターによって良好に管理されており、付着物粒子径は比較的小さい。灰付着の主原因は、これまで問題としていなかった乱流渦拡散による微小粒子の物質輸送と考える。

（2） 翼面への付着物はＦｅ酸化物、Ｓｉ酸化物、Ａｌ酸化物、ＳおよびＰの化合物から成り、粒子の大きさ、質量の違いにより付着位置は異なる。特にＰ化合物が微小粒子を付着させるバインダー的役割を果たしている事が始めて明確となった。

（3） 累計３００時間を超える高温暴露試験から、灰付着に起因する冷却性能変化は翼面上の何れの位置についてもみられず、冷却翼は健全で空気膜噴き出し孔詰まりの兆候もみられなかった。

8．まとめ

今回、実機条件を模擬した実機モデル翼列による実ガス燃焼高温暴露試験を実施したことにより、実機ガスタービン翼翼面への灰付着挙動の大凡が明らかになったことは意義深い。今後、実機適用に向け、本試験で得られた灰着メカニズムを考慮に入れた灰付着予測法の確立と付着物の腐食特性の把握が急務である。

尚、本研究は新エネルギー・産業技術総合開発機構殿から東京電力株式会社殿へ委託された研究の一環で実施したものであり、関係各位に謝意を表する。

9．参考文献

（1）日本ガスタービン学会誌、VOL.21,NO.81,JUN.1993

（2）NEDO,CCUJ 主催、第２回石炭利用国際会議講演論文集、1998.10

（3）桑原、堀、“統計的手法による石炭ガス化性能予測方法の開発”、火力原子力発電誌、VOL.49,NO.8,AUG.1998,pp.1018-pp.1018

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

Ni／Cu系傾斜機能材料の開発と高温強度、熱物性値評価

*藤沢良昭、吉田豊明、瀧 將展 （航技研）
高橋雅士、岡村隆成 （㈱東芝）

1．まえがき

ガスタービンエンジンのタービン入口温度は、航空機用、産業用ともにその最先端大型実用機において1500℃レベルに達しており、さらに超高温化を目指した研究開発が国の内外で推進されている[1)]。著者らは、超音速輸送機用推進システムの研究開発、次世代超音速機技術及び航空安全・環境適合技術に関する研究などにおいて、1700℃レベルからそれ以上におよぶ超高温化のための先進的、基礎的技術の研究開発を行ってきた。前者の研究では、ヒートパイプ、超高温タービン翼、熱交換器などで構成する新しい概念の冷却システムを考案し、各構成要素の試作研究、強度評価、伝熱特性解析、冷却システムの全体性能評価を展開し[2)]、後者では、超高温タービン翼への超高温先進材料適用技術と冷却技術についてさらに研究を進めている[3)]。ここでは、先進材料適用技術の一環として、航技研と東芝の共同研究で進めているニッケル(Ni)と純銅(Cu)の傾斜機能化について、これまでの研究成果を報告する。

2．超高温タービン翼

航技研の著者らは、超高温タービン翼の新しい構造として、遮熱皮膜層（最外皮高温ガス側）⇔超高温先進材料（高温強度部材）⇔高熱伝導材料（翼内部冷却構造）からなる三層構造の概念を考案し、当面の対象材料として、超高温先進材料として酸化物分散強化型超耐熱合金(ODS Mechanical Alloy)、高熱伝導材料として純銅をとりあげた。この超高温タービン翼に関しては約10年にわたり広範な研究を展開してきたが、今回の研究発表に関連するこれまでの実績としては、神戸製鋼㈱、伊福精密㈱、川崎重工㈱、日本工大、石川島播磨重工㈱などとの共同研究により、次のような成果を得ている。すなわち、ODSとCuのHIP拡散接合技術に取組み、接合強度の評価、冷却翼の製作を行った[4)]。内部に適切な冷却構造の付与により、目標とする超高温環境においても耐えられる条件などを高温伝熱実験と熱伝導解析で明確にした[5)]。対称翼型の高温伝熱試験体により、冷却性能を実験解析した[6)]。

これらの成果を踏まえ、さらに冷却翼を高度化するためのキーテクノロジーとして、構造健全性と信頼性を高めるためODSとCuの接合部を傾斜機能化すること、および冷却性能を高めるため末広がり状のフィルム冷却孔を付与することの二点に着目して研究を進めている。図1に本研究で対象としているタービン冷却翼を模式的に示す。ODS材としてはNi系の超合金MA754を採用しているが、Cuとの傾斜機能化についてはODSを直接傾斜機能材料に用いることはできないので、図の下半に示すスケッチのようにNiを適用し、Ni/Cu系の傾斜機能材料を創製することとした。

3．Ni/Cu傾斜機能材料の創製と強度評価

3.1　試験項目と条件

Al_2O_3で分散強化したNi基超合金（インコネル社：MA754）を基材として、その表面にNiが100%の層から表面のCuが100%の層まで、NiとCuの組成比率を20%ずつ変化させた合計6層

第27回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，（東京）
Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

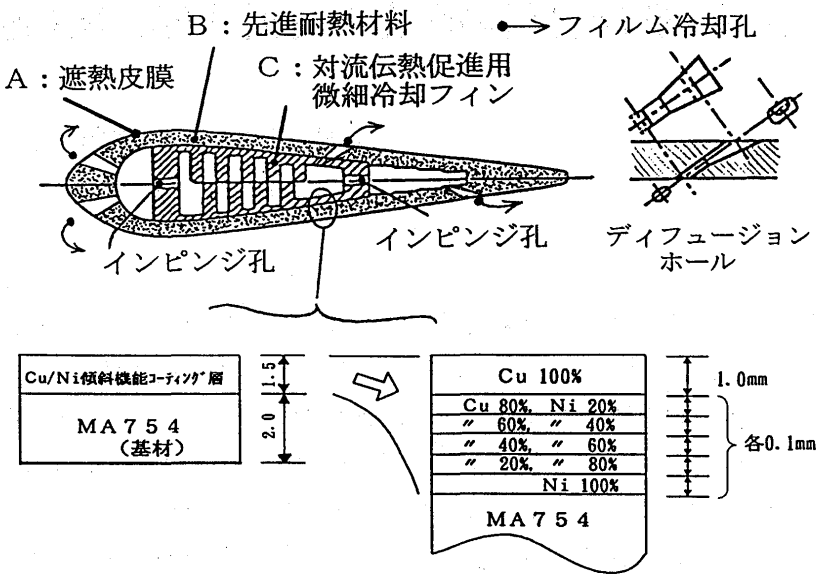


図1　超高温タービン冷却翼基礎模型の概略構造と Ni/Cu 傾斜機能材料適用部位

からなる Ni/Cu 傾斜機能機能材料を作製し、引張り試験と熱衝撃試験の２種類の強度試験を実施した。ここで、傾斜機能領域を構成する組成比率が異なる各々の Ni/Cu 混合層厚さは 0.1mm、表面の Cu 層だけを 1.0mm とした（図１参照）。

まず、引張り試験では、MA754 基材に Ni/Cu 傾斜機能コーティングしたものの表面の Cu 層と Cu 基材をろう付接合（Bag-8）したブロック試験片を作製し、ろう付部が中央に来るように切り出した JIS４号引張り試験片（直径が７mm）を用いた。試験温度は、20℃、400℃、600℃の３条件で変化させ、それぞれの温度で２本ずつ引張り試験を実施し、破断強度と破断部位を調べた。一方、熱衝撃試験では、25.4mm 径で厚さが 25.4mm の MA754 基材に上述の Ni/Cu 傾斜機能コーティングを施した試験片を用いた。大気中で 500℃と 800℃の温度でそれぞれ 10 分加熱した後、水冷して室温まで急冷することを 10 回繰り返した。試験後には、外観観察を実施し、その損傷状況を調べた。

３.２　試験体の作製

Ni/Cu 傾斜機能材料の作製手順と傾斜機能領域形成のための概略図を、図２に示す。

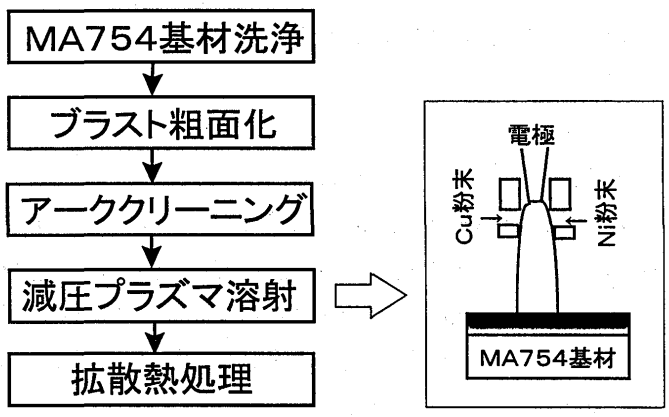


図２　傾斜機能コーティングの手順

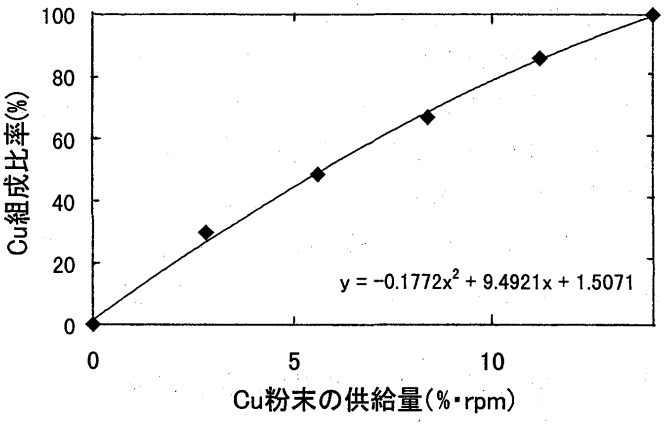


図３　Cu 粉末供給量と皮膜中の Cu 組成比率

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

今回の Ni/Cu 傾斜機能材料の作製にあたっては、まず MA754 基材を洗浄、ブラスト粗面化し、チャンバー内に挿入、真空排気した後に Ar ガス置換し、MA754 基材を負極としたトランスファードアークによる表面クリーニング処理を施した。その後、プラズマジェット中への Cu 粉末（スルザーメテコ社製：純度 99.5%以上）と Ni 粉末（福田金属箔工業社製：純度 99%以上）の粉末供給割合を変化させながら減圧プラズマ溶射法を行い、MA754 基材上に Ni/Cu 傾斜機能皮膜を形成した。図 3 に、Cu 粉末の供給量（x%rpm）に対する形成した皮膜中の Cu 組成比率（y%）の関係を示す。ただし、Cu 粉末と Ni 粉末の供給量の合計は 14%rpm で一定としている。この図から、当然のことではあるが Cu 粉末の供給量を増加させる程、皮膜中の Cu 組成比率も増大するのは明らかであり、図中に示すような関係式が得られた。

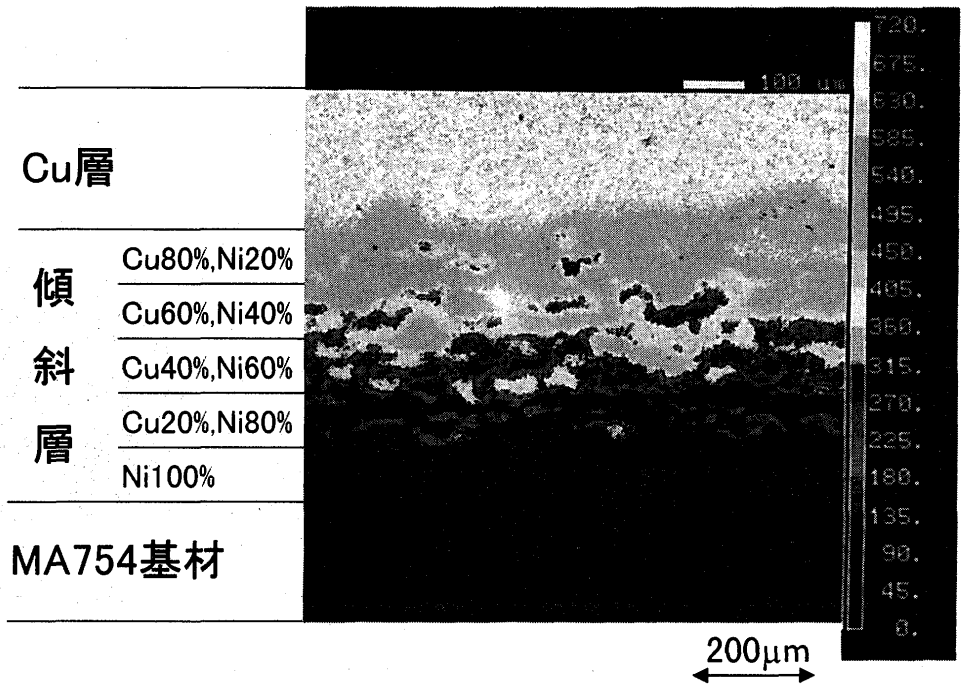


図 4　Ni/Cu 傾斜機能材料の断面組織

Ni/Cu 傾斜機能皮膜の作製においては、この式を用いて各層での Cu 粉末と Ni 粉末の供給量を決定し、3.1 項で示した構造の Ni/Cu 傾斜機能材料を作製した。

このようにして作製した Ni/Cu 傾斜機能材料の断面組織を、図 4 に示す。この図は、Cu の EPMA 面分析結果を示したものであるが、MA754 基材から表面の Cu 層まで Ni/Cu 傾斜機能領域での Cu の組成比率が徐々に増加しているのは明らかである。また、図 5 には、Ni/Cu 傾斜機能領域の中で代表的な部位（Cu が 60%、Ni が 40%）での Cu と Ni 界面での拡大 EPMA 面分析結果を示す。この図から、Ni/Cu 傾斜機能領域を構成する Ni/Cu 混合層で Cu と Ni 界面には顕著な反応層の形成は認められず、Cu と Ni がそれぞれほぼ独立して存在しているのが確認できた。

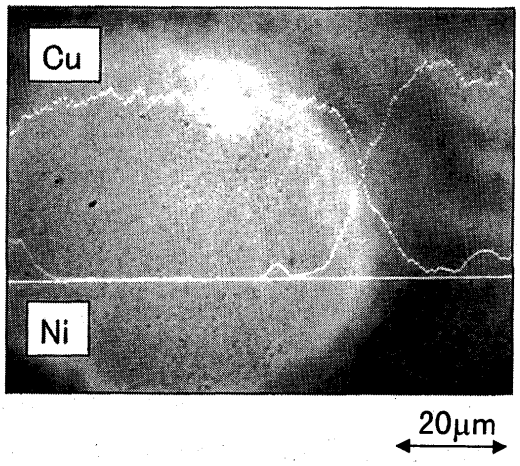


図 5　Cu/Ni 界面での EPMA 面分析結果

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

3.3　強度評価試験

図6に、Ni/Cu 傾斜機能材料の引張り試験における破断強度を示す。3.1項でも示したように、今回は減圧プラズマ溶射法で作製した Ni/Cu 傾斜機能材料と Cu 基材をろう付接合したものを用いている。図から、いずれの温度においても同じ条件で破断強度の差は小さく、非常に安定した試験であることがわかる。破断強度を見ると、室温の約 125MPa から温度が上がる程低下する傾向にあることが明らかである。しかし、いずれの試験においても Ni/Cu 傾斜機能材料の Cu 層表面と Cu 基材とのろう付接合部から破断しているのが外観観察によって確認された。すなわち、今回作製した減圧プラズマ溶射法で作製した Ni/Cu 傾斜機能材料は、通常の銀ロウを用いたろう付接合部よりも大きな引張り強度を有することが明らかとなった。

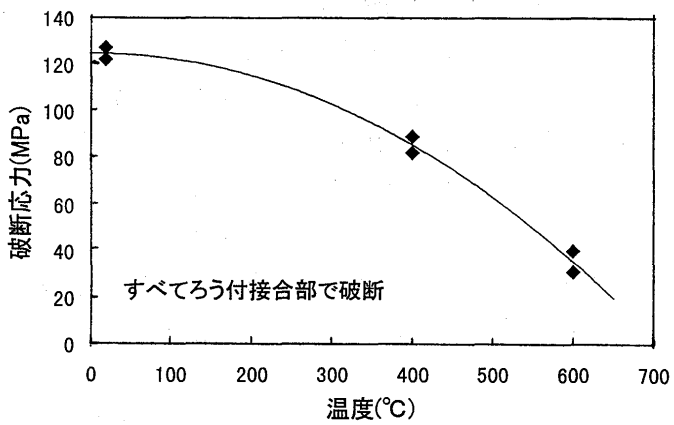


図6　高温引張り試験結果

次に、Ni/Cu 傾斜機能材料の熱衝撃試験結果を、図7に示す。試験は、大気中の 500℃と 800℃の2条件で実施し、試験前と加熱冷却を 10 回繰り返した後の試験後の外観を比較している。試験後の Cu 表面にはいずれの場合のも黒色の酸化物が形成しており、とくに 800℃の試験後にはその酸化物のはく離が認められる。しかし、Ni/Cu 傾斜機能皮膜そのものには、割れやはく離などの異常は全く認められず、健全なことが確認できた。すなわち、今回作製した Ni/Cu 傾斜機能材料は、高温繰り返し場において十分な強度を保有しているのが明らかとなった。

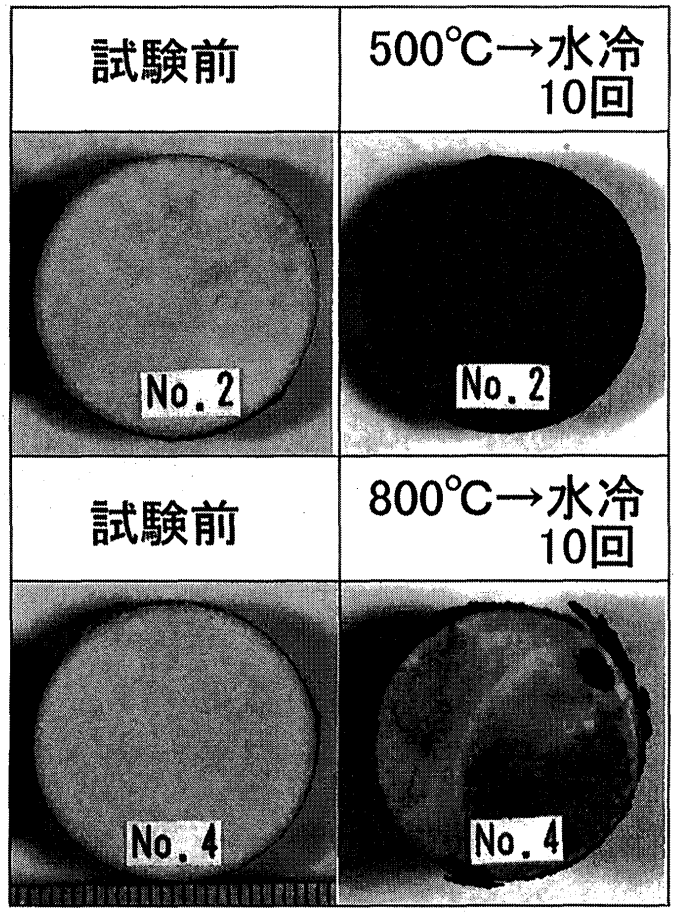
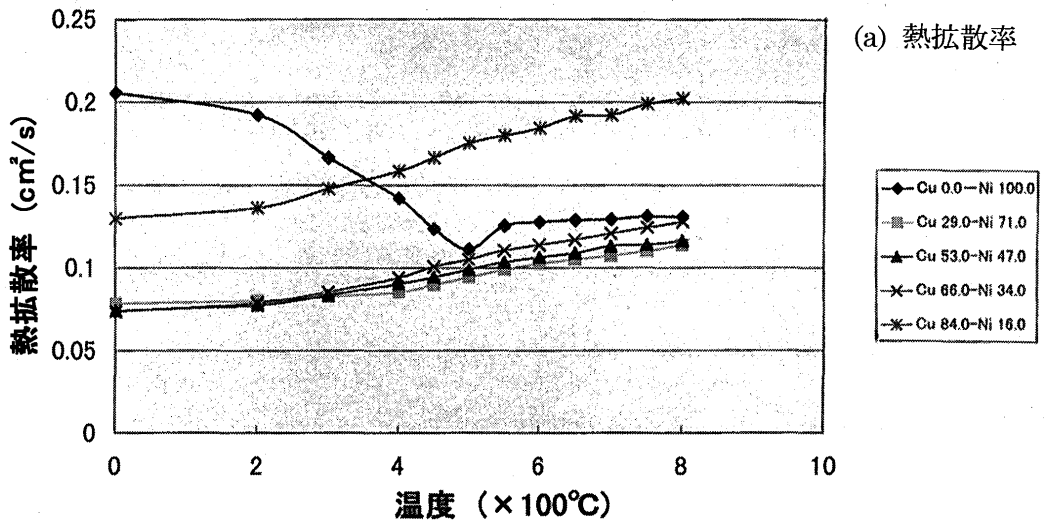


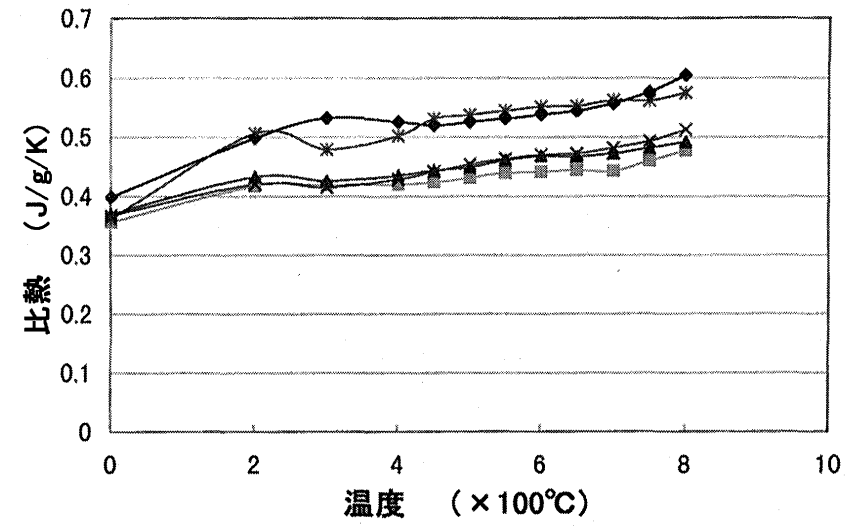
図7　熱衝撃試験前後の外観比較

4．熱物性値の評価

傾斜機能材料は構成材料の種類、製作法が多岐にわたる。その特質上、ミクロ構造は複雑に変化するため、構造強度などを数値解析するために必要な各種物性データを評価することは、一般に困難な課題となっている。今回の Ni/Cu 傾斜機能材料は、図1に示したように、二成分の組成比を連続的でなく、段階的（100%を含む 6 段階）に変化させたものである。そこで、熱伝導解析に有用な基礎的データを得るため、異なる組成比率の各部分について、レーザーフラッシュ法を適用して熱物性値を測定した。用いた装置は真空理工製 TC-7000UVH（Neodymium Glass Laser, 15J/pulse）で、供試体のサイズは直径 10mm、厚さ 1～3mm が推奨されているため、熱物性値測

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.





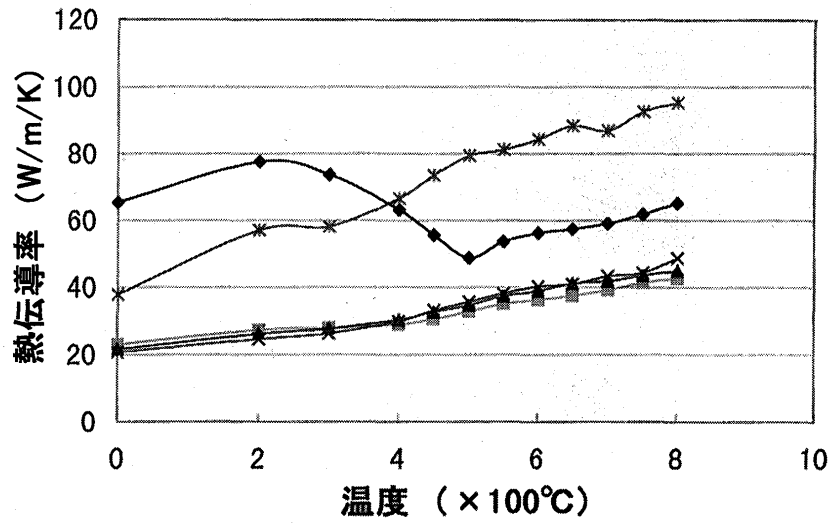


図 8　Ni/Cu 傾斜機能材料の熱物性値

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

定用に別途試験片を準備した（６種類各３個)。測定の原理は一次元非定常熱伝導現象に基づいており、熱伝導率の高い材料ほど相対的に厚くした方が精度の良い測定ができる。今回は、Ni100%試験片の厚さ 1mm から Cu100%厚さ 3mm まで段階的に変えた。熱拡散率と比熱のそれぞれを実験計測できるので、熱伝導率はこれらと密度から算定される。レーザービームは試験片表面で一部反射するが、反射率が大きいと測定精度が悪くなるので、試験片表面を黒色塗装処理したシリーズと処理しないシリーズの両方を試みた。

図８(a),(b),(c)に黒色塗装つき試験片について、常温から 800℃までの結果を示す。図に添えた Cu と Ni の組成比はミクロ構造の観察、画像処理によって算定した結果であり、目標値（図１）とのずれがある。Cu100%のデータは図に含まれていない。その理由は、熱拡散率が他の試験片に比べて格段に大きく（熱伝導率も)、測定の困難さから取得データのばらつきが大きかったこと、その平均的な値は容易に参照できる物性値表[7]とほぼ同じであったことによる。

Ni100%は Cu,Ni 二成分が含まれるものに比べ、特異な変化を示しているが、その値、傾向は他の物性値表とほぼ一致している。二成分からなる混合体では、Ni 成分が多いものから 30%含有あたりまではほぼ同じ値であり、高温域では Ni 成分が少ないほど値がわずかに大きくなっている。Ni16%は、他と格段に違って、Cu の値に近づく方向へシフトしている。いずれも温度に対する変化の傾向は似ており、温度が高いほど値が大きくなっている。二成分系の値は、Cu,Ni それぞれ100%の値に比べ、その中間に位置しないで、両者よりも低い値となっていることは注目すべき結果であり、モル分律など加成律はまったく使えない。

黒色塗装なしの試験片についての結果もほぼ同じであったが、データのばらつきがわずかに大きかった。なお、黒色塗装つきの追加実験を行っており、別の機会にまとめることにしている。

５．あとがき

超高温タービン翼への適用を当面の対象として、Ni/Cu 系傾斜機能材料の創製について研究を進めているが、各種試験片の製作と高温強度評価により、十分な強度をもった平面状の材料の製作法を確立した。また、使用の予想される高温域までの熱物性値（熱拡散率、比熱、熱伝導率）データを取得した。今後、製作に関しては大型化、曲面形状化への発展が望まれる。物性値に関しては、異方性の検証を予定しているが、なお熱膨張率や各種機械的強度データの取得が待望される。

６．参考文献

(1) 日本ガスタービン学会，ガスタービンの高温化と冷却技術，調査研究委員会成果報告書，(1997.3).

(2) Yoshida,T. et al., Proc. of the 3rd Int'l Sympo. on Japan's Nat'l Project for a Super/Hypersonic Transport Propulsion System, (1999.5).

(3) 吉田，熊谷，平成 10 年度次世代超音速機技術及び航空安全・環境適合技術に関する研究成果報告会，航技研，(1998.7), 66.

(4) Matsuda,Y. et al., ASME 44th Gas Turbine & Aeroengine Congress, ASME-GT-, (1999.6).

(5) Yoshida,T. et al., Proc. of the 12th Int'l Sympo. on Air Breathing Engines, (1995.9), 1113.

(6) 崎田，熊谷，瀧，吉田，日本ガスタービン学会 第１２回秋季講演会 講演論文集，(1997.10), 169.（日本機械学会論文集投稿中）

(7) たとえば，日本機械学会編，伝熱工学資料 改訂第４版，丸善 (1986.10).

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

ターボチャージャ用高性能合金

B—3

High Performance Alloys Developed for Turbocharger

西野 和彰　川浦 宏之　田中 浩司
Kazuaki Nishino　Hiroyuki Kawaura　Kouji Tanaka
堀江 俊男　斎藤 卓　内田 博
Toshio Horie　Takashi Saito　Hiroshi Uchida

Abstract

High performance alloys were developed in order to improve the performance of turbocharger for automotive engines by leaps and bounds. The developed alloys are (1) the γ-TiAl alloy for turbine wheels, improved its high temperature oxidation resistance by the new surface treatment and (2) the heat resistant magnesium alloy for compressor impellers with the superior specific high temperature strength to the conventional aluminum alloy, and (3) the high modulus steel for turbine shafts with the young modulus of 300GPa strengthened by the dispersion of titanium borides. The application of these developed alloys for rotating parts can reduce the inertia moment (Ip) by 42%, and can push up the resonance frequency of shaft vibration by 44%.

1. まえがき

自動車用ターボチャージャは，1970年代に搭載され始めて以来，エンジンの高出力化の要求に応えて着実に普及してきた．最近は，エンジンの低エミッション化，低燃費化の観点からのターボ過給の重要性が増大しており，直噴ディーゼルエンジンではターボチャージャの装着が必須とまで言われている．このため，ターボチャージャの性能向上への要求も厳しく，高効率化，高過給化，高レスポンス化，及び一層の低NV（騒音・振動）化が求められている．これらの性能向上には，新たな設計技術の開発，製造技術の進歩とともに，革新的な材料の開発が必要である．

これまで，高レスポンス化に最も大きく貢献する回転体の軽量化に対しては，タービンホイールへのセラミックス材料（Si_3N_4），コンプレッサインペラへの繊維強化樹脂材料の適用例[1]がある．しかし，両者とも1つにはコストが高いために，量産車用として採用が拡大するには至っていない．また，性能面でも，セラミックス製ホイールでは，形状設計の自由度が小さいことに加えて，エキゾーストマニホールドから出た鋳物砂や酸化スケールなどがホイールへ衝突したときの異物損傷（FOD：Foreign Object Damage）に対する信頼性の問題から，翼厚を厚くする必要があり，空力特性が金属製よりも劣るという欠点がある．また，樹脂製インペラでは，高過給化に伴う回転数の上昇に対して，充分な強度を有していないという問題がある．

一方，回転体の軸振動の危険速度（共振回転数）は，形状が同じであれば材料の質量／ヤング率の平方根に比例するので，低NV化のためには，タービンシャフトへの軽量かつヤング率の高い（高比剛性）材料の適用が効果的である．しかし，従来からタービンシャフトにはSCr鋼が使われてきており，鋼の比重と密度はそれぞれ約7.9，約210GPaという常識のためか，シャフト用材料の開発には全く目が向けられてこなかった．

本報では，ターボチャージャの回転部品用に新たな高性能合金（軽量・高耐熱・高剛性）を開発し，開発合金の適用がターボチャージャの高レスポンス化，低NV化にブレークスルーをもたらすことを実証できたので報告する．

(株）豊田中央研究所

第27回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，(東京)

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

2．回転部品用開発合金のねらい

ホイール，インペラ及びシャフト用開発合金のねらいを表１にまとめて示す．

表１ 回転部品用開発合金のねらい

	現用合金	開発合金
タービンホイール	Ni基超合金(ｲﾝｺﾈﾙ713C) <比重：7.9>	TiAl合金 <比重：3.8> ・耐FOD性確保 ・950℃耐酸化性確保
コンプレッサインペラ	Al合金 (AC4D) <比重：2.7>	耐熱Mg合金 <比重：1.8> ・150℃でAl合金と同等の高温比強度
タービンシャフト	SCr鋼 <ﾔﾝｸﾞ率：210GPa>	高剛性鋼 ・ﾔﾝｸﾞ率：300GPa

ホイール用のチタンアルミ(TiAl)合金は，現用Ni基超合金の約1/2の比重で，かつ同等以上の高温比強度を有すること，またNi基超合金と同様精密鋳造プロセスでホイール製造が可能であり，セラミックスに比べ設計面でも有利なことから，実用化検討が活発に行われてきた．[2)-4)] しかし，TiAl合金の破壊靱性値K ICは，セラミックスに比べると３～５倍高いが，インコネル713Cの1/3程度であり，耐FOD性の確保は重要な課題である．また，TiAl合金はNi基超合金に比べて耐酸化性が劣る．自動車エンジンでは近年，燃焼改善に伴って排気ガス温度が上昇しているため，９５０℃程度までの耐酸化性確保も，実用化にとって重要な課題である．

インペラ用には，構造用金属材料として最も軽量で，比重が現用Al合金の2/3のMg合金を検討した．自動車部品に汎用されている既存のダイカスト用マグネシウム合金では，高回転域での高温強度が不足するため，新たな耐熱合金を開発した．

シャフト用合金としては，300GPa級のヤング率を有し，かつ汎用のプロセスでシャフトの製造が可能な高剛性鋼の開発をねらった．回転体の曲げ危険速度を計算した結果，上述のTiAl合金ホイールとMg合金インペラに加えて，ヤング率300GPa鋼をシャフトへ適用することにより，危険速度を約44%上昇でき，常用回転域よりも高回転側へ外すことが可能であると推定された．

3．開発高性能合金

3.1 タービンホイール用チタンアルミ合金

3.1.1 耐異物衝撃損傷性（耐FOD性）

ホイールで問題となる耐FOD性は，超高速での破壊現象であり，また被試験体が薄肉の鋳物であるという点で，これまでの引張試験あるいは破壊靱性試験による延性，靱性評価とは合致しないと考えられる．そこで，ホイールそのものを被試験体として用い，異物を高速で衝突させる実験室的な方法として，図１に示すような試験装置を製作して評価した．試験は，樹脂製のサボットの先端にφ1mmの鋼球を取付け，これを高圧のHeガスで発射してホイールに衝突させる方法である．Heガス圧を変えることにより，200m/s～550m/sの粒子速度が得られる．粒子速度は，サボットストッパとホイール支持具に加速度センサを取付け，その間の飛行時間を計測して求めた．なお，この試験での最高速度550m/sは，評価した径50mmのホイールの周速から回転数に換算すると，21万rpmに相当する．

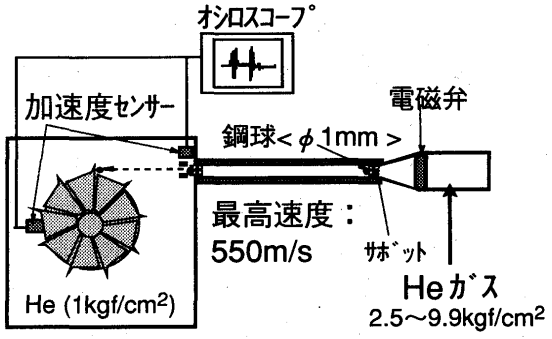


図１ 耐FOD性評価 試験装置

各種材質製ホイールのFOD試験結果を図２に示す．インコネル713Cでは，最高粒子速度でも，陥没痕は生じたが破損はしなかった．これまで開発されているTiAl合金は，Ti-47～48mol%Alを基本組成としており，これに耐酸化性あるいはクリープ強度の向上を狙って，Nb，Crを添加した合金，あるいは結晶粒を微細化して延性改善効果のあるBを添加した合金がほとんどである．[4)] しかし，図２の結果から，添加元素のないTi-Al二元系合金の方が，耐FOD性に優れていることが分かる．また，二元系合金製ホイ

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

ールは，翼厚が2.3倍と厚いセラミックス製に比べ，破損限界粒子速度で約1.4倍，耐FOD性に優れている．

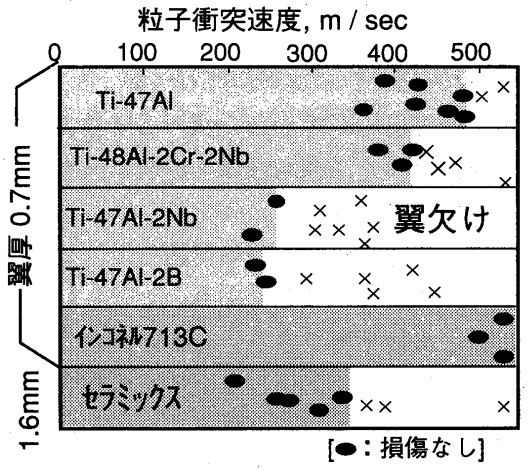


図２ ホイールの破損限界粒子速度

3.1.2 開発表面処理による耐酸化性向上

TiAlの高温での耐酸化性を改善する方法として，Nb，W，Mo，Siなど第３元素の添加が知られている[5]．しかし，Ni基超合金と同等レベルにまで耐酸化性を改善するためには，これらの元素を多量に添加する必要があり，このことは前述のように，例えばNbを添加した合金では耐FOD性の劣化をもたらす．従って，合金化よらず，表面処理による耐酸化性の向上が必要とされる．

TiAlの表面処理法としては，これまで様々な方法が提案されているが，900℃以上での繰り返し酸化に対する耐久性が不十分，あるいは高コストである，処理によって変形が生じるなど，タービンホイールへ適用できるような処理は開発されていない．そこで，量産部品へも適用可能な生産性が高く，低コストな表面処理法の開発を目標とした．

図３に，開発した表面処理法[6]の概略を示す．

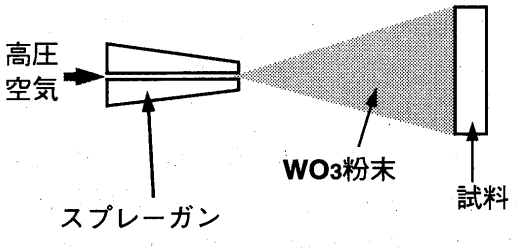


図３ TiAl合金の耐酸化表面処理法

処理装置には鋳物の砂落し，スケール落しなどに汎用されているショットブラスト機を利用し，高圧空気で加速した酸化タングステン(WO_3)粉末を室温で試料表面に吹き付けるという，極めて簡便な手法である．この処理を施したTi-47Al二元系合金の，950℃模擬排気ガス中での繰り返し酸化試験結果を図４に示す．開発処理材の酸化増量は，同合金の無処理の場合よりもおよそ二桁減少しており，耐酸化性改善効果のあるNb添加合金よりも少ない．また，インコネル713Cに比べても少ない値である．図５は，この処理を実際のホイールに適用した結果である．無処理の場合はわずか50hで酸化スケールの剥離が生じているのに対して，表面処理を施したホイールでは200h後でもスケールの剥離は全く観察されなかった．

以上のように，開発表面処理法は，TiAl合金の耐FOD性を犠牲にするような合金元素を添加しなくても，インコネル713Cと同等以上の高温耐酸化性を確保できる．

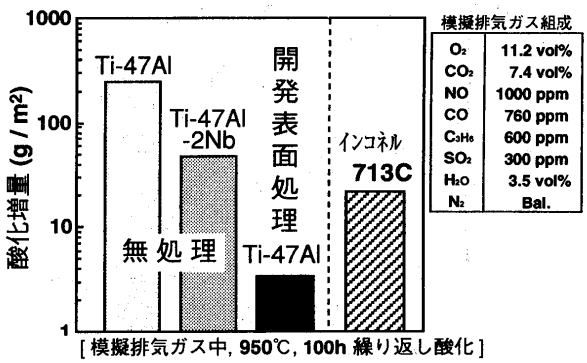
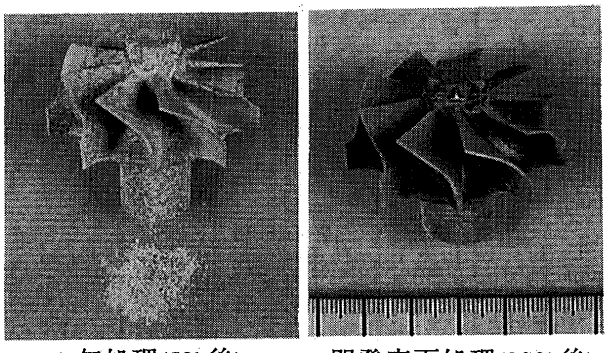


図４ 開発表面処理材の耐酸化性



無処理(50h後)　　開発表面処理(200h後)

図５ 950℃，排気ガス中酸化後のﾀｰﾋﾞﾝﾎｲｰﾙ外観

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

3．2 インペラ用耐熱マグネシウム合金

運転中のインペラの温度を正確に測定した結果は報告されていないが，高過給ターボにおいては翼温度は150℃程度まで上昇すると推定される．しかし，自動車部品へ多用されているMg-Al系のダイカスト合金は耐熱性，特にクリープ強度がアルミ合金に比べ低い．一方，既存の耐熱Mg合金はAg，Nd，Yなどを含有しており，250℃程度までの耐熱性を有すると言われているが，それらの価格はダイカスト合金よりも約一桁高く，溶解も難しい．そこで，安価な元素による析出強化と，良鋳造性および難燃性を狙った合金設計を行った結果，Mg-Zn-Ca系合金にミッシュメタルとZrを添加した合金[7]を開発した．

開発合金の高温引張比強度(引張強度／比重)を図6に示す．100℃以上ではダイカスト用AZ91合金よりも高く，現用のAl合金に比べて，150℃で約1.3倍の比強度を有している．また，図7に示す150℃の比クリープ強度，室温の回転曲げ疲労強度でもAl合金を上回っている．

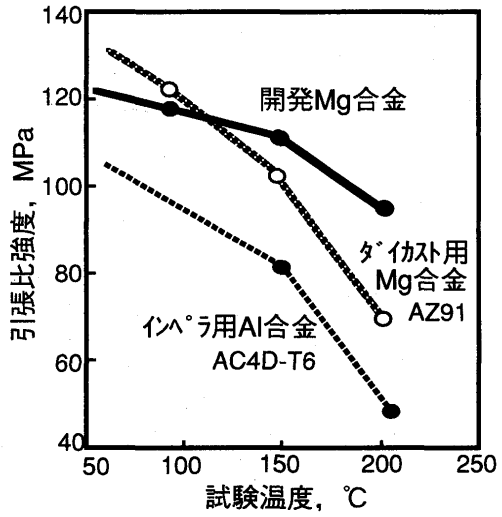


図6 開発Mg合金の引張強度

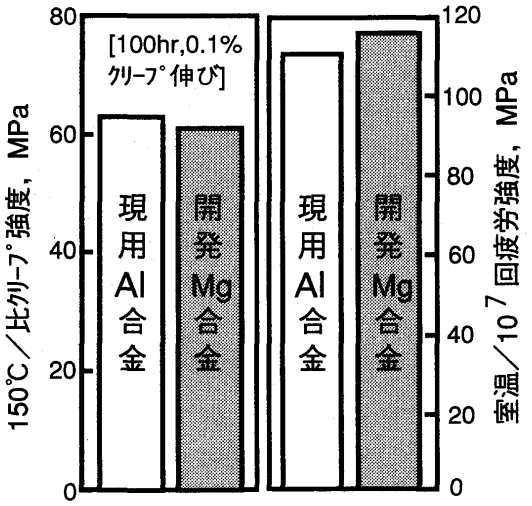


図7 開発耐熱Mg合金のクリープ及び疲労強度

3．3 タービンシャフト用高剛性鋼

これまで実用的観点からの鋼の高剛性化に関する研究は少なく，高剛性鋼の開発に当たっては，先ず鋼中で熱力学的に安定で，かつ比ヤング率の高い強化相の選定から開始した．比ヤング率の高い化合物は数多くあり，その中のいくつかは鋼と直接平衡できる．しかし，たとえ結晶構造的には安定であっても，多くの化合物は，鋼中に複合化されると鉄原子を多量に置換固溶する．この鉄原子との置換により，化合物本来のヤング率は大幅に低下してしまう．このことが，これまで高剛性鋼の開発は難しいとされてきた所以である．

しかし，本開発では鉄と直接平衡できる高比剛性化合物の中で，チタン硼化物（TiB 2）のみが鉄原子をほとんど固溶しない化合物であることを見い出した．熱力学平衡計算ソフトを用いて詳細な相平衡計算を行った結果，この化合物は，炭素フリーでかつチタンを一定量含有するフェライト系のマトリックス中で最も安定に存在し得ると結論された．

次に，製造方法は，現有のプロセスを使用でき，かつ低コストであることを考え，ニアネット成形が可能な粉末冶金法とした．開発当初は原料に鉄系粉末とTiB 2粉末を用いたが，TiB 2粉末が高価であることから，TiB 2粉末の代わりにフェロボロンとフェロチタン粉末を用い，焼結過程での反応を利用して鋼中にTiB 2粒子を生成させる方法（In-Situ法）を考案した．

図8に，開発高剛性鋼[8][9]のヤング率と比ヤング率を示す．TiB2の体積率を増やすほど開発鋼のヤング率は高くなり，46%TiB2の開発鋼では通常鋼の1.6倍のヤング率345GPaが得られる．また，TiB2の比重は4.53と，鋼の約60%であるため，比ヤング率では通常鋼（26GPa）の2倍以上に相当する55GPaに達する．図9は開発鋼の組織であり，黒色のTiB2粒子がフェライトマトリックス中に微細に分散した組織となっている．

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

開発高剛性鋼を用いたタービンシャフトの製造工程の概略を図１０に示す．TiB2量を高くすれば前述のように高ヤング率が得られるが，加工性，特に被削性が悪くなることから，シャフト用には，30%TiB2でヤング率300GPa級（比ヤング率は通常鋼の1.7倍）の開発鋼を用いた．原料粉末を混合，成形した後，真空焼結を行ってまず円柱状ビレットを作製し，次いでビレットを熱間押出しにより素形材に加工した後，機械加工で製品に仕上げるという工程でシャフトを製作した．

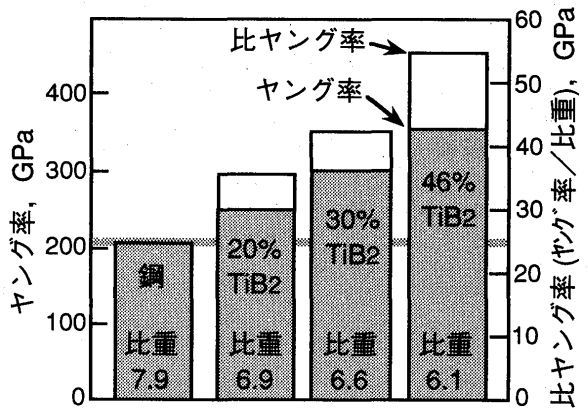


図８ 開発高剛性鋼のヤング率，比ヤング率

４．回転部品への開発合金の適用効果

４．１ 軽量化効果

開発合金を用いて試作した，現用材料製と同一形状の回転部品の外観を図１１に，また重量及び軸回りの慣性モーメントIpを測定した結果を表２に示す．各部品の重量は，現用材料製に比べて開発合金の比重が小さい分だけ軽くなっており，現用のナット及びカラーを含めた回転部品アッシの総重量では３７%軽量化している．慣性モーメントIpは４２%と大幅に低減されており，過度レスポンスを飛躍的に向上できると予想される．

４．２ 軸振動の低減効果

開発合金製回転部品を使用したターボチャージャの単体回転試験を実施して，軸振動への効果を調べた．試験は，タービン入口温度を600℃として，回転数を徐々に上昇させ，振動はセンタハウジング上に取付けた加速度計で計測した．

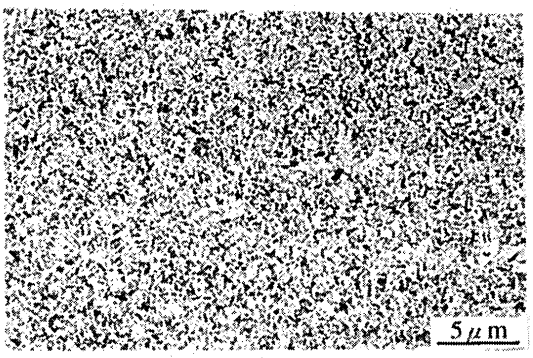


図９ 開発高剛性鋼の組織

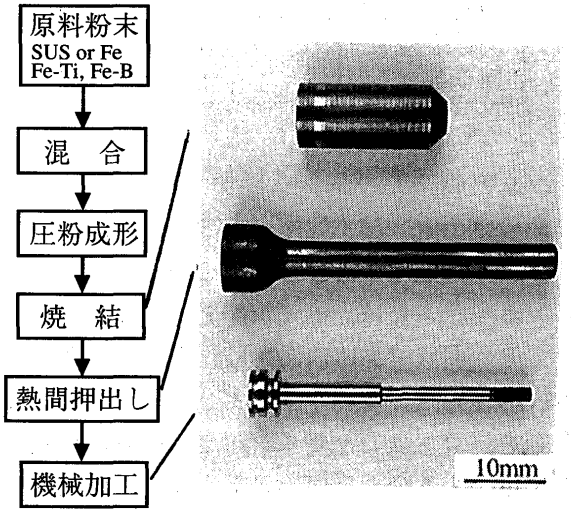


図１０ 開発高剛性鋼製タービンシャフトの製造プロセス

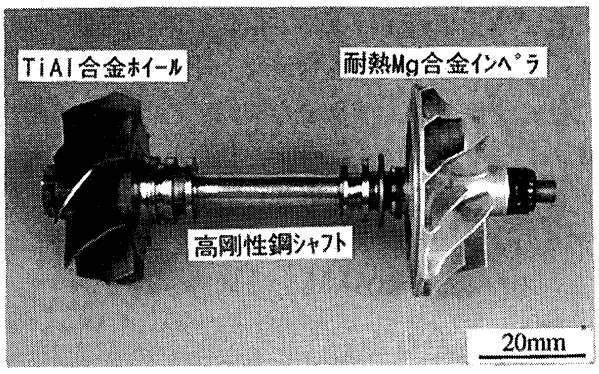


図１１ 開発合金製回転部品アッシの外観

表２ 回転部品の重量と慣性モーメント

	ホイール	シャフト	インペラ	ナット カラー	総重量	慣性モーメントIp
現用材料	62 g	29 g	24 g	10 g	125 g	11605 g/mm²
開発合金	30	23	16		79 (37%減)	6770 (42%減)

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

その結果，開発合金製回転部品を使用したターボチャージャは，２３万rpmまで問題なく回転することを確認でき，軸振動の危険速度（共振回転数）は表３に示すように，現用材料製回転部品を使った場合に比べて４４％上昇できることが実証できた．

表３ ターボ単体回転試験での振動測定結果

	軸振動の危険速度 (共振回転数)
現用材料製 回転部品ﾀｰﾎﾞ	150,000 rpm
開発合金製 回転部品ﾀｰﾎﾞ	216,000 rpm ＜４４％上昇＞

５．まとめ

ターボチャージャ性能の飛躍的な向上を狙って，回転部品用の高性能合金を開発した．タービンホイールには，簡便な開発表面処理法によってその弱点である高温耐酸化性を向上させ，耐FOD性の点で有利な組成としたチタンアルミ合金を，コンプレッサインペラには高温比強度を現用アルミ合金と同等以上に高めた開発耐熱Mg合金を，またタービンシャフトには従来鋼の１.７倍の比ヤング率を有する，チタン硼化物分散型開発高剛性鋼を，それぞれ適用することにより，慣性モーメントIpを４２％低減でき，また軸振動の危険速度を４４％上昇できることを実証した．開発合金製回転部品は，自動車エンジンの低エミッション化，低燃費化のためにますます重要性が高まっているターボチャジャの高レスポンス化，低騒音・振動化にブレークスルーをもたらすものと期待される．

６．参考文献

(1) 塩田正彦，軽金属，VOL. 47，NO. 12，pp. 702-705，1997
(2) Y. Nishiyama, T. Miyashita, S. Isobe and T. Noda, High Temperature Aluminides and Intermetallics, Edited by S. H. Whang, C. T. Liu, D. P. Pope and J. O. Stiegler (The Minerals, Metals & Materials Society), pp. 557-584, 1990
(3) Y-W. Kim and D. M. Dimiduk, Structural Intermetallics 1997, Edited by M.V.Nathal, R. Darolia, C. T. Liu, P. L. Martin, D. B. Miracle, R. Wagner and M. Yamaguchi (The Minerals, Metals & Materials Society), pp. 531-543, 1997
(4) Y.-W. Kim, JOM, VOL. 46, NO. 7, pp. 30-39, 1994
(5) 志田善明，上月康裕，永田辰夫，日本金属学会誌，VOL. 61，pp. 1365-1672，1997
(6) 川浦宏之，川原博，西野和彰，斎藤卓，まてりあ，VOL. 37，NO. 6，pp. 504-506，1998
(7) 堀江俊男，岩堀弘昭，粟野洋司，軽金属学会第93回秋季大会講演概要，pp. 5-6，1997
(8) 田中浩司，大島正，斎藤卓，鉄と鋼，VOL. 84，NO. 8，pp.46-51，1998
(9) 斎藤卓，粉体および粉末冶金，VOL. 45，NO. 5，pp. 399-404，1998

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

B—4

高濃度燃料噴霧のレーザー計測における多重散乱の実用的な補正方法

＊林　　茂（航技研）
高橋　位（東日ｺﾝﾋﾟｭｰﾀｱﾌﾟﾘｹｰｼｮﾝｽﾞ）

1．まえがき

レーザー回折・散乱法は、紛体や噴霧のような粒子群の粒径分布を非接触で、再現性よく、しかも瞬時に計測できるという特徴があるので、粒子が関係する産業分野において広く用いられている。この方法では、平行なレーザービームによって照射される粒子群からの散乱パターンが検出され、それが逆変換されて粒子径分布が推定される。検出された粒子群の散乱パターンは、測定領域にある個々の粒子の理論的な散乱パターンの重ねあわせとして解析されるが、粒子濃度が非常に高くなると多重散乱のために、この仮定が成り立たなくなる。

一定の粒子径分布を持った球形粒子群や光路に重ねて配置された複数の同一噴霧ノズルからの噴霧を用いた多重散乱の影響に関する実験によると、ザウター平均粒径や50%粒径が濃度の増加とともに真の値よりも小さくなることが知られている。この限界を表す実用的な指標として透過率が用いられ、その値が 30%～40%にまで小さくなると影響は無視できないとされている。

多重散乱の影響を補正する方法も提案されている。Dodge は、同一ノズルからの噴霧を光路上に配列し、その数を増やすことによって透過率を増加させて多重散乱の影響を調べた。ロージンラムラー分布関数における代表粒径 De と分布幅の指標 n に対する補正式を、それぞれ独立に透過率 Te のみの算術式で表している。しかし、Te は De と n の両方に依存するはずであるので、これらの補正式が試験に用いられた噴霧とは異なる粒子径分布の粒子群に対しても適用できる可能性は低いと考えるのが妥当であろう。合理的な方法としては、モンテカルロ法や光線（光子）追跡法などによる粒子群の多重散乱シミュレーションを利用する方法(Felton)がある。これらはレーザ回折・散乱法による粒子径測定装置を用いた多重散乱の影響に関する個々の実験結果の定量的説明には使われてきたが、粒子径測定装置に搭載される実用的な解析ソフトにはなっていなかった。

最近、シリンダー内に直接ガソリンを噴射する筒内直接噴射エンジンが実用になったが、この燃料噴射弁にはガスタービンの燃料ノズルとして用いられてきた渦巻き噴射ノズルが用いられている。ガスタービン用渦巻き噴射弁との大きな違いは、

第２７回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，（東京）
Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

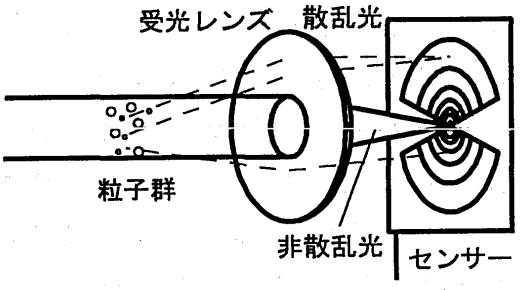
間歇噴霧であることと、微粒化促進のために噴射圧が 100MPa にも達することである。噴霧の粒子径や燃料の空間分布の過渡的変化は燃焼や排気に極めて重大な影響を及ぼすことから、その測定が不可欠であった。レーザー回折・散乱方式の粒子測定装置が測定に用いられてきたが、噴霧粒子が小さいために透過率は１０％程度にまで低下する場合があり、多重散乱の補正ソフトへの要望が高まっていた。ここでは、開発した実用的な多重散乱補正プログラムの有効性について報告する。

２．レーザー回折・散乱方式粒子測定装置の光学系

レーザー回折・散乱法に使われている基本的な受光系を図１に示す。粒子群から前方に散乱された光が受光レンズにより集められるが、単一散乱においては、粒子による散乱光のθ_1方向成分は受光レンズの焦点面において焦点を中心とする半径r_1の円周上に集められる。受光レンズが焦点距離ｆの Ｆθレンズであれば$r_1 = f\theta$の関係がある。

焦点面にはリング状の光電変換素子が同心状に配列されたディテクタが置かれ、散乱光強度の角度依存性が検出される。このディテクターの中心には透過光強度を検出する素子が配置されている。

Fig. 1 Optical Arrangement for Laser Diffraction Particle Sizing



３．多重散乱のモデル

多重散乱はある粒子によって散乱された光が他の粒子に照射し、再度散乱が起きる現象である。図２は、角度θｂ方向の散乱光が粒子に入射し、入射光の方向から角度θａに散乱され、ｂを中心とした半径ａの円周上に到達する様子を示している。この光は受光レンズによって焦点面おいて焦点からｃの距離にある素子に入射する。散乱角とディテクターの素子とは対応づけられるので、このような光線の伝播を追跡することは、ｂチャンネルに入る角度の散乱光がａチャンネルの角度に再度散乱されてｃチャンネルに入る確率$s_{a,b,c}$を求めることになる。再度の散乱によってより小さい角度に散乱されディテクターに入射することがあるので、この計算に際しては、実際のディテクター（素子数 30）の受光角よりも大きな角度に散乱される光線を考慮するために外側にさらに仮想のセンサー２個を設けた。

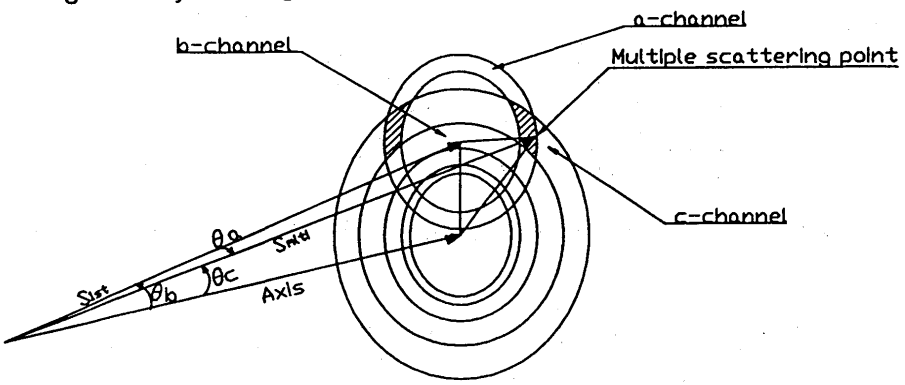
環状素子 Bj に入る角度θｂの散乱光が粒子に入射し、環状素子 Ai に対応する角度に散乱した場合、この散乱光がセンサ Ck に入射する確率は

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

$$S_{abc} = a_i b_j c_k = \frac{a_i \text{ のリングと } c_k \text{ のリングが重なる面積}}{a_i \text{ のリングの面積}}$$

$$(i, j, k = 1, 2, 3, \ldots 32)$$

Fig. 2 Ray Tracing for Modeling Multiple Scattering



4．多重散乱の解析モデル

粒子群における多重散乱を光線追跡法で扱うため、噴霧を光学的に同一濃度のN層に分割し、各層では多重散乱が無視できるとする。粒子径分布を与え、1層目での散乱光を計算し、2層目はこの散乱光と1層目からの透過光とによって照射されるとし、以下同様に計算を続け、第N層を出た後の散乱光強度の角度分布と透過光の強度を求める。これらが、観測された散乱強度分布及び透過率に最も近くなるような粒子径分布を、繰り返し計算により求める。

図3に多重散乱の解析モデルを示す。粒子群の全透過率Tと、この粒子群を光学的に薄い十分N層に分けたときの透過率tは以下の関係がある。

$$T = t^N$$

全体の透過率Tが0.0035という非常に高濃度の噴霧でもN=15すればt=0.8となり、一層あたりは多重散乱の影響は無視できる。

1層での散乱パターンをSorig（図ではS1st）と仮定し、下記の(1),(2),(3)項をN回繰り返し計算する事により最終段での全散乱光パターンStotalを求める事が可能である。

$$Sth(k) = Stotal(k) * t \quad \cdots\cdots\cdots \quad (1)$$

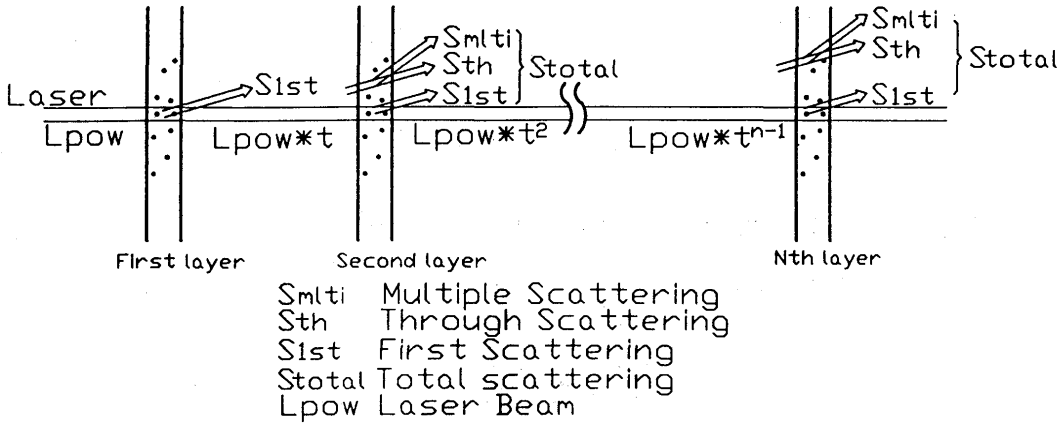
$$Stotal(k) = Sorig(k) + Sth(k) + Ratio(i) * Stotal(j) * (1-t) * S[i,j,k] \quad \cdots\cdots \quad (2)$$

$$S1st(k) = Sorg(k) * t \quad \cdots\cdots\cdots \quad (3)$$

$$Ratio(i) = Sorig(i) * 0.5 / \Sigma Sorig(i) \quad \cdots \quad (4)$$

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

Fig. 3 Model for Multiple Scattering Simulation



（１） 前の層で散乱した全散乱光 Stotal に透過率を乗じた値が、その層の透過散乱光 Sth である。

（２） 非散乱光による散乱光 S1st, (1)の透過散乱光 Sth 及び多重散乱光 Smlti が全散乱光 Stotal である。多重散乱光 Smlti は前の層で散乱した全散乱光 Stotal(j)に前もって計算された Ratio(i)と S[i,j,k]を乗じた値である。

（３） この式は各層ごとに透過率ｔずつ照射光強度が減衰することを表している。

（４） Ratio(i)は散乱光が多重散乱する時の割合と方向である。

５．粒径分布の計算手順

測定においては、前記モデルのＮ層後の透過率Ｔと各素子への散乱光エネルギーが測定される。粒径分布の計算は以下の手順により行う。

①測定された透過率Ｔから、ｔ＝０．８程度となるＮようにＮの値を選ぶ。

②分布関数のモデルを仮定してその散乱パターン Sorig(i)を計算する。

③この Sorig を用いて順次計算を行い、最終Ｎ層後の散乱を計算する。

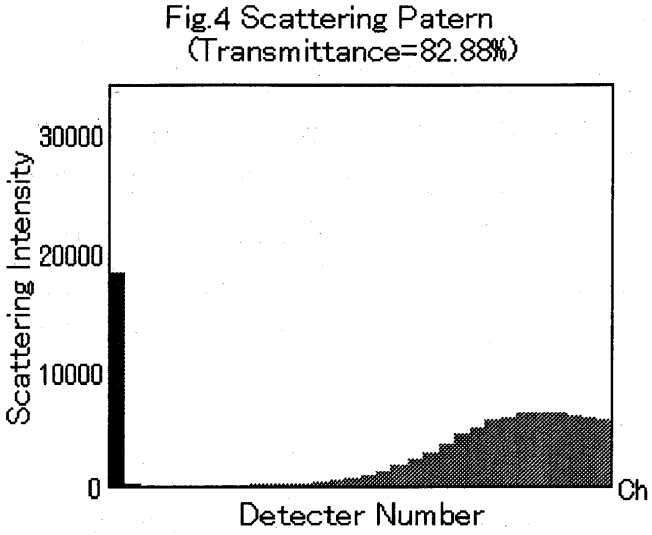
④測定データと計算値との誤差が最小となるように②，③を繰り返し計算する。

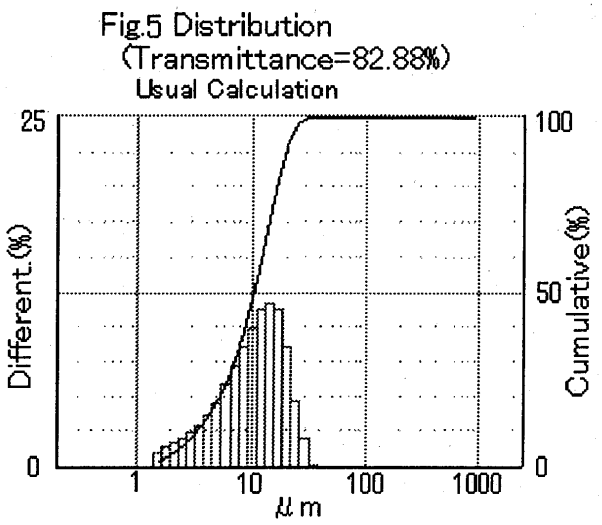
⑤求められた Sorig(i)から粒度分布を計算する。

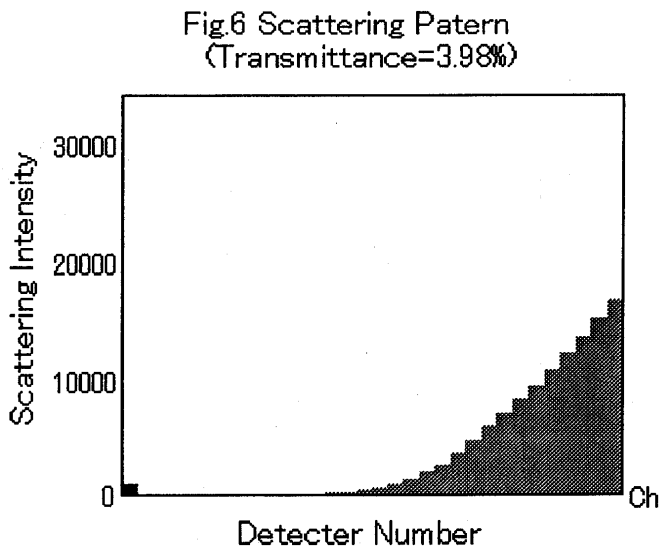
６．検証

モデルの検証のため、高濃度噴霧の代わりに粉体をガラスセル内の水に分散した系を用い、透過率 0.8 程度から逐次濃度を増加させて散乱強度を測定した。濃度を増やしていった時の散乱パターンの変化とともに、多重散乱の影響の補正の有無による粒度分布の結果を比較した。なお、この測定にはレーザー噴霧粒子計測装置ＬＤＳＡ－１４００Ａ（東日コンピュータアプリケーションズ㈱製）を使用した。また、粒径分布のモデルにはロージン・ラムラー分布を使用した。

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.







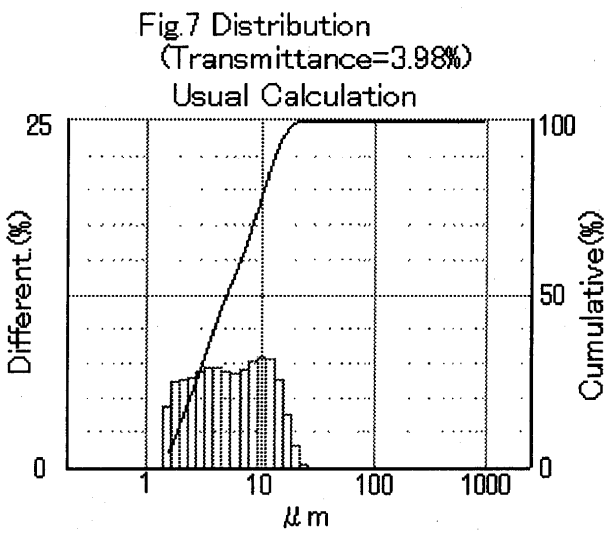


図４は多重散乱の影響が無視できる濃度（透過率 82.88%）における散乱パターンである。図６は非常に高濃度（透過率 3.98%）での散乱パターンであるが、同一試料であるのに、多重散乱によって散乱パターンはこのように著しい影響を受ける。これらの散乱パターンをそのまま逆変換して得られたのが図７，図８の粒子径分布であり、予想されたように、結果に大きな違いがある。

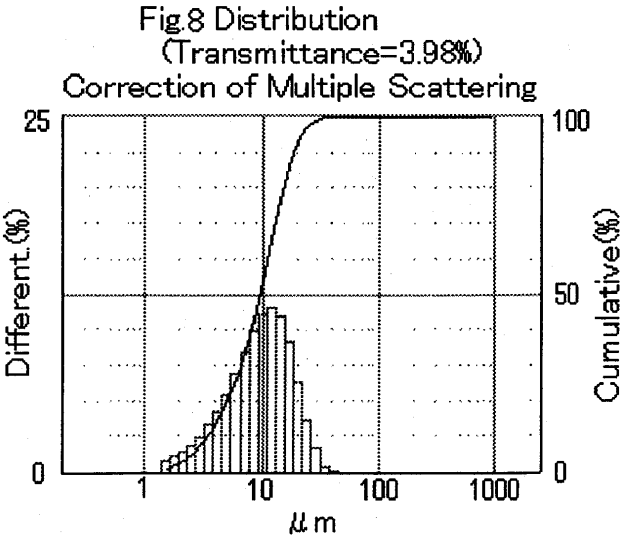


図６の散乱パターンを多重散乱の影

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

響補正プログラムを用いて解析した結果が図８である。この粒子径分布は図５に示す、多重散乱の影響のない場合の結果と極めて良く一致することが分かる。図９はさらに高濃度の試料の測定例であるが、この場合もほぼ正しく測定されている。表１は、多重散乱補正による代表粒径を比較している。

図 10 は、補正の有無によって、代表粒径５０及びザウター平均粒径 SMD が透過率に対してどのように変化するかを示している。補正なしの場合、いずれの代表粒径も透過率の減少とともに小さくなる。D50 の減少の程度は SMD よりも著しい。ところが、補正を組みこんだソフトで解析した場合には、どの粒径も透過率０．１程度までは透過率に依存せずほぼ一定の値に補正できている。

Table1.

Correction for Multiple Scattering

Transmit(%)	D50(μm)	SMD(μm)
61.21%	11.14μm	6.34μm
8.21%	10.95μm	6.26μm
3.98%	9.97μm	5.94μm
2.95%	9.52μm	5.53μm

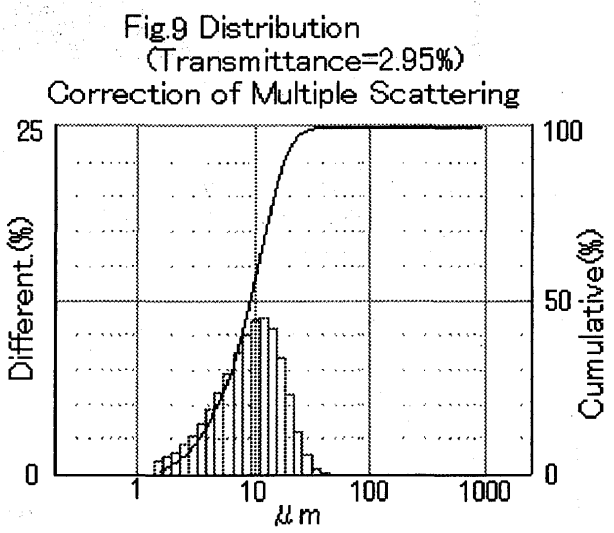
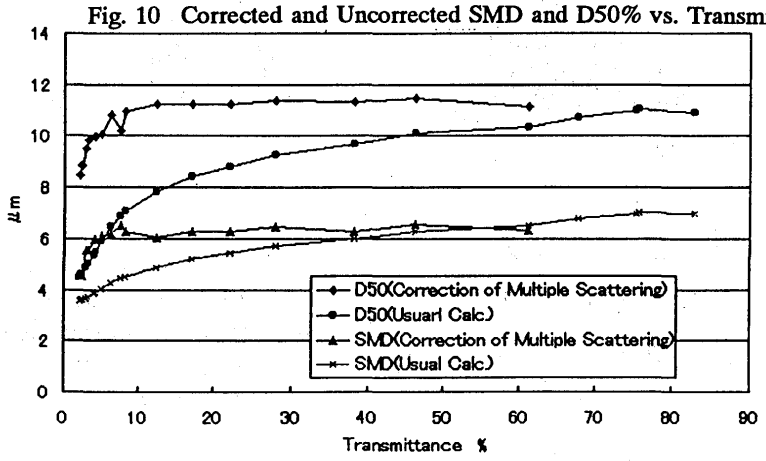


Fig. 10 Corrected and Uncorrected SMD and D50% vs. Transmittance



7. まとめ

回折・散乱方式噴霧粒子径計測装置用に、光線追跡法による多重散乱シミュレーションに基づく補正プログラムを開発した。50%粒径が 10μm程度の、分布を持つ粒子試料を用いた検証試験により、このプログラムが透過率８%程度の高濃度まで適用できることを示した。

Dodge, L.G., Optical Engneering, 23, pp.626-630, 1984.、

Felton, P.G., Hamidi, A.A., Proc.3rd Int. Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, 1985.

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

超音速輸送機用ターボジェットエンジンの低ＮＯｘ燃焼器の研究
（性能実証用セクタ燃焼器の試験結果）

*木下康裕、小田剛生、北嶋潤一　（川崎重工業　明石技術研究所）

１．はじめに

超音速輸送機は成層圏オゾン層中を長時間飛行するため、ＮＯｘのオゾン層破壊が重大な問題とされており、その排出に対し厳しい規制が現在検討されている。そのため、ＮＯｘ排出の大幅な低減を中心とする低公害燃焼技術の開発が超音速輸送機実現のキーテクノロジーと言っても過言ではなく、通商産業省工業技術院の産業科学技術研究開発制度による「超音速輸送機用推進システムの研究開発」(ＨＹＰＲプロジェクト)では、飛行マッハ３クラスのターボジェットエンジン燃焼器に採用する低公害燃焼技術の確立を目的とし、飛行マッハ３巡航時のＮＯｘの排出指数を５g/kg fuel 以下に低減することを第一の目標として、低公害燃焼器の研究開発を実施した。

当社はＨＹＰＲプロジェクトの中で、メタン燃料を用いた低公害燃焼器の研究開発を担当し、これまでに予混合希薄燃焼を採用したユニークな予混合管式噴流旋回型燃焼器を考案し[(1)]、モデル燃焼器の試作試験により、本燃焼方式がＮＯｘ排出に関する上記目標値を満足することを明らかにした。また、前報においては性能実証用セクタ燃焼器の検討を行い原型燃焼器を試作して基礎燃焼試験を実施し、その試験結果から最終的な燃焼器の形態を選定した。そして、今回、研究の最終的な評価のために、基礎燃焼試験の結果を反映した性能実証用低ＮＯｘセクタ燃焼器を試作し、研究目標値を実証する性能実証試験を実施したので、その結果について報告する。

２．性能実証用低ＮＯｘセクタ燃焼器

表１に燃焼器低公害化の研究に対するプロジェクト目標値を示す。目標エンジン燃焼器においては、設計点であるマッハ３巡航時の厳しいＮＯｘ排出値や燃焼効率の他に、アイドルやタキシング、ディセント等の各モードにおける燃焼特性についても良好な性能を有すること（超音速機に対するＩＣＡＯ規制の達成）が要求されている。

設計点におけるＮＯｘ排出や燃焼効率については、前フェーズまでに予混合希薄燃焼を採用した予混合管式噴流旋回型燃焼器を考案し、モデル燃焼器による実温実圧試験を実施して目標値の達成に目途をつけた[(2)]。一方、無負荷、低負荷条件で最も問題になるのがＩＣＡＯの規制する未燃炭化水素ＴＨＣや一酸化炭素ＣＯのエミッションであり、前報の原型低ＮＯｘセクタ燃焼器による基礎燃焼試験の結果から、ダブルアニュラ型の燃焼器においてプライマリステージとメインステージを燃焼器軸方向にずらしたアキシャルステージの形態が、これらのエミッションの低減に対して効果のあることを明らかにした[(3)]。

今回実施した性能実証用低ＮＯｘセクタ燃焼器の設計では、無負荷時の燃焼性能を改善するために、原型燃焼器のプライマリステージの開口面積割合を見直して、プライマリステージとメインステージの空気配分の最適化を図った。

図１に性能実証用低ＮＯｘセクタ燃焼器の概略を示す。本セクタ燃焼器は、セクトラル角度を65°とし、燃料予混合モジュールはメインステージとしてアウタ側に３個、プライマリステージとしてインナ側に２個取り付けたダブルアニュラ型で、プライマリステージとメイン

第２７回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，（東京）

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

ステージを燃焼器軸方向に80mmずらしたアキシャルステージ形状とした。

燃料予混合モジュールには、前フェーズで開発した小型予混合管式旋回噴流タイプを用いた。本燃料予混合モジュールは、管中に混合性能の良好な分散型燃料ノズルを取り付けた６本の予混合管が形成する予混合燃料ノズル部と、モジュール中央に多孔式燃料ノズルを取り付けた拡散燃料ノズル部で構成される。図３に予混合管部を上流から見た写真を示す。燃焼器ライナには冷却性能に優れた積層冷却構造を採用し、希釈空気孔はアウタ側に３カ所、インナ側に２カ所燃焼器下流付近に取り付けた。また、ディフューザにはダブルアニュラ燃焼器に合わせて２重流路のプレディフューザを持つダンプディフューザを設計した。

表１　低ＮＯｘ燃焼器の性能目標値

Design point　(Mach 3 cruise condition)		
NOx　emission index	g/kg fuel	≦ 5
Combustion efficiency	%	≧ 99.5
Total pressure loss ratio	%	≦ 5
Pattern factor		0.20
Off design point (LTO)		
ICAO Annex16 volume II	Chapter 3 supersonic	

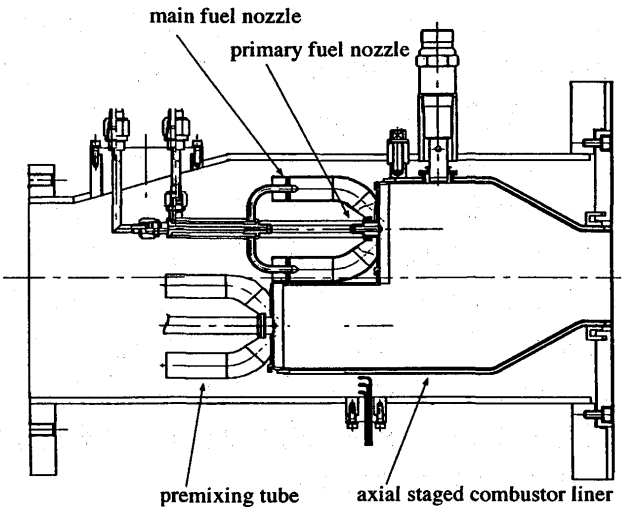


図２　性能実証用低ＮＯｘセクタ燃焼器概略

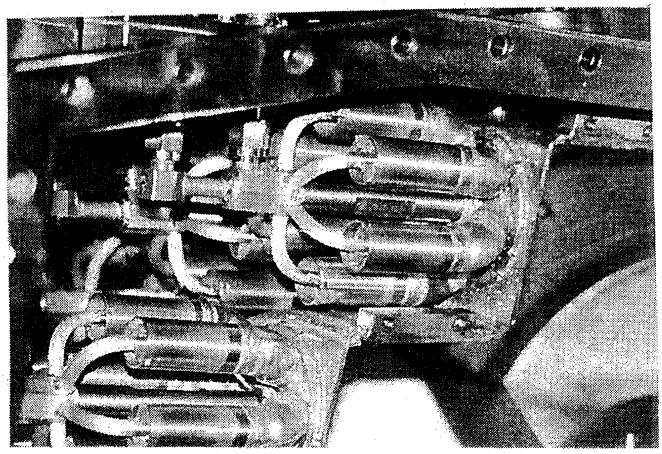


図３　予混合管近傍の写真

３．燃焼試験方法

性能実証試験は、エンジンの無負荷時(Idle)、低負荷時(Descent、Approach)、部分負荷時(Take off/Climb)と定格負荷時(Mach 3 Cruise) を模擬する燃焼器作動条件で行った。特に、Mach 3 Cruise条件では燃焼器入口温度が1008 K、圧力が820 kPaにも達するため、空気の加熱に熱交換器と電気ヒータを併用する当社高圧空気源設備のＢラインを用いて実施した。

試験では、燃焼器の圧力損失、燃焼効率、エミッション、燃焼器出口温度分布およびライナ壁温を計測した。圧力損失は、ディフューザ入口と出口、燃焼器出口の全圧を測定して全圧損失率を求めた。燃焼効率とエミッションは、燃焼器出口３カ所取り付けた９孔式の水冷ガスサンプリングプローブを用いて燃焼ガスを採取し、組成分析を行った結果から算出した。燃焼器出口の燃焼ガス温度は、出口断面にＲタイプ熱電対の７点式櫛形温度計を３本取り付けて測定し、出口温度の分布やその不均一率を求めた。また、燃焼器ライナ壁温は壁面にＫタイプ熱電対をアウタ側に４本、インナ側に６本埋め込んで計測した。

Download service for the GTSJ　via 18.116.13.113, 2024/04/26.

4．性能実証試験結果

4.1 定格負荷時 (Mach 3 Cruise) の燃焼特性

定格負荷時は、燃焼器入口空気温度や圧力が高くなるため、ＮＯｘの排出や燃焼器の機械的健全性が重要な評価項目になる。本作動モードにおいては、プライマリステージとメインステージの両方の予混合ノズルから燃料を均等に噴射した。

本条件では、試験を行った空燃比範囲全域で燃焼効率はほぼ100％を示すとともに、燃焼は非常に安定しており燃焼振動などの圧力の変動は全く見られなかった。

本条件におけるエミッションを図４に示す。ＴＨＣは排出されず、ＣＯも10～16 ppmの小さな値を示した。一方、ＮＯｘの排出については、予混合燃焼の特徴である、空燃比の減少に伴ってＮＯｘの生成が急増する傾向が見られた。しかしながら、予混合希薄燃焼の成功により、設計空燃比45におけるＮＯｘの排出量は約30ppmの小さな値が得られた。この値は、後で示す低負荷時のＮＯｘ排出量にほぼ等しく、排出指数で表すと2.1 g/kg fuelである。

圧力損失については、設計空燃比45において、ディフューザ部での全圧損失率が1.2％、燃焼器ライナ部で3.6％（このうちモーメンタムロスが0.8％）を示し、燃焼器全体としては4.8％が得られた。

図５に、設計空燃比45における燃焼器出口での燃焼ガス温度分布を示す。プライマリステージとメインステージの両方を作動させているため、半径方向にフラットなガス温度分布をしており、また周方向にもばらつきが小さいことがわかる。そのため、燃焼器出口温度不均一率は0.15と非常に良好な値が得られた。さらに、図６に示すようにインナライナ、アウタライナともに壁温は1050～1200Kが得られ、ほぼ設計通りの温度が計測された。

試験後の分解点検では、燃焼器は変形や

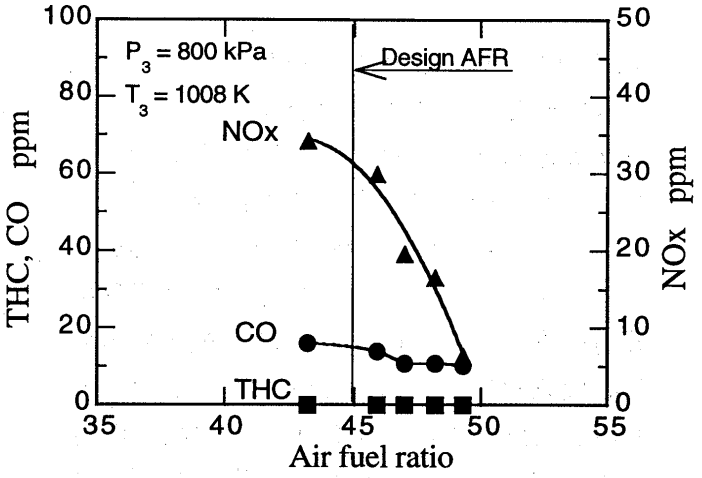


図４　定格負荷時のエミッション特性

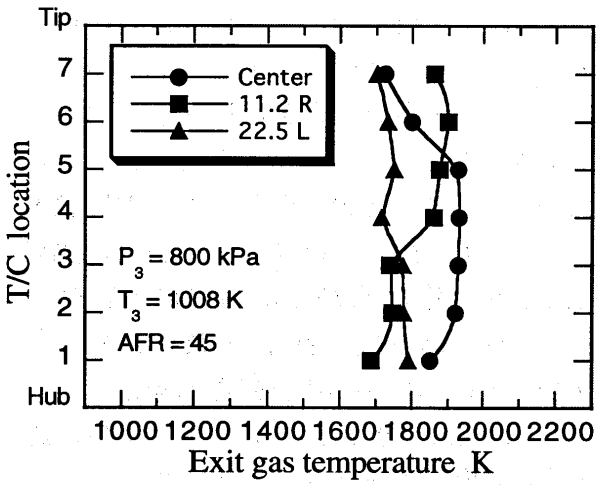


図５　定格負荷時の燃焼器出口の燃焼ガス温度

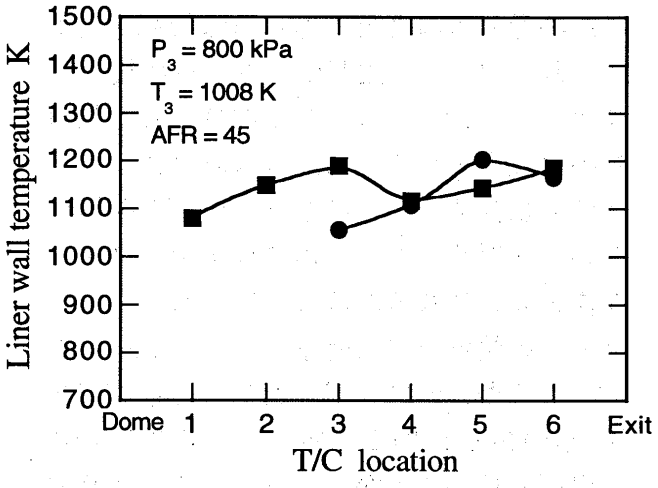


図６　定格負荷時の燃焼器ライナ壁温

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

焼損、ホットスポットによる局所的な加熱箇所が観測されず、機械的健全性が確認された。

4.2 無負荷時 (Idle) の燃焼特性

本作動モードでは、プライマリステージの拡散燃料ノズルからのみ燃料を噴射し、シングルステージ拡散燃焼を行なわせた。図7は、無負荷時における空燃比と燃焼効率の関係を示したものである。空気配分の最適化を行った本燃焼器では、燃料希薄側の燃焼安定性が大幅に改善されており、本条件の設計空燃比70では99.3%の高い燃焼効率が得られた。その後、空燃比の増加に伴って燃焼効率は徐々に低下するが、吹き消え空燃比は150以上を確認した。

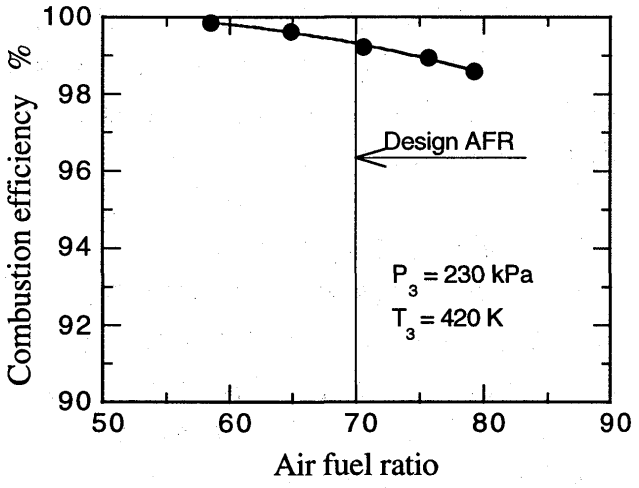


図7　無負荷時の空燃比と燃焼効率の関係

図8は、無負荷時のエミッション特性を表している。空燃比の増加に伴いＴＨＣ、ＣＯなどの未燃分は単調に増加し、ＮＯｘは減少している。無負荷時においてはＴＨＣ、ＣＯなどの未燃分の排出が問題となるが、本燃焼器ではステージングの成功により設計空燃比70においてはＴＨＣ、ＣＯ、ＮＯｘの排出指数はそれぞれ5.11、12.65、1.66 g/kg fuelの良好な値を示した。

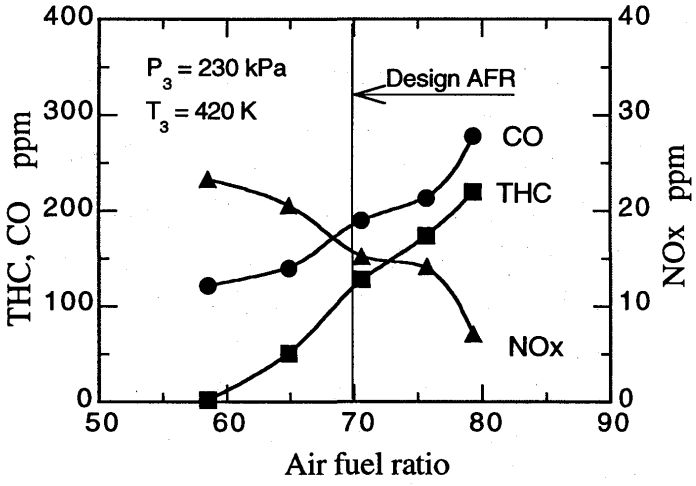


図8　無負荷時のエミッション特性

図9に設計空燃比70での燃焼器出口の燃焼ガス温度分布を示す。プライマリステージには燃料ノズルが２個取り付けられており、図中、黒丸は燃焼器出口断面においてその２個の燃料ノズルの中間位置に取り付けた熱電対の温度を、黒四角は後視中央から右側に11.2°の位置に、黒三角は後視中央から左に22.5°の位置に取り付けた熱電対の温度を示している。ガス温度は、インナ側の燃料ノズルの後方で高くアウタ側が低い、ダブルアニュラのプライマリステージ作動時に特有の温度分布を示した。そのため、燃焼器出口温度不均一率は0.54と大きくなるが、温度レベルとしては最高ガス温度が1360 K程度であり、さらに冷却空気温度も低いことからタービン冷却の許容範囲内にあるものと考えられる。

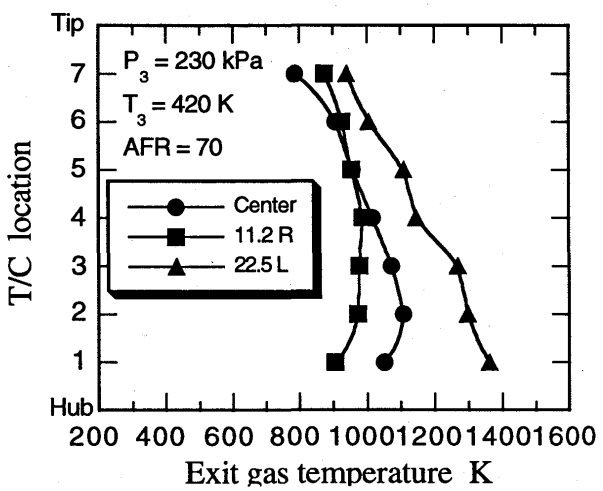


図9　無負荷時の燃焼器出口の燃焼ガス温度

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

4.3 低負荷時(Descent、Approach)の燃焼特性

低負荷時の燃焼特性としてDescent条件での結果を代表に述べる。本作動モードも、プライマリステージの拡散燃料ノズルからのみ燃料を噴射し、シングルステージ拡散燃焼を行なわせた。

本条件における、空燃比と燃焼効率の関係を図10に示す。無負荷時より燃焼器入口の空気温度や圧力が高くなっているため、燃焼反応は活発になり、設計空燃比65において99.8%の高い燃焼効率が得られた。

エミッションについては図12に示すように、無負荷時に比べ空燃比の増加に伴うTHC、COなどの未燃分排出の増加は緩やかになっているが、同じ空燃比でのNOxの排出量は増大している。そして、設計空燃比65においてはTHC、CO、NOxの排出指数はそれぞれ1.12、6.31、2.95 g/kg fuelが得られた。

一方、燃焼器出口の燃焼ガス温度分布は、無負荷時のそれと比べると温度レベルが100～150 K上昇するが、ほぼ同じ分布を示し不均一率も同程度の0.51が得られた。

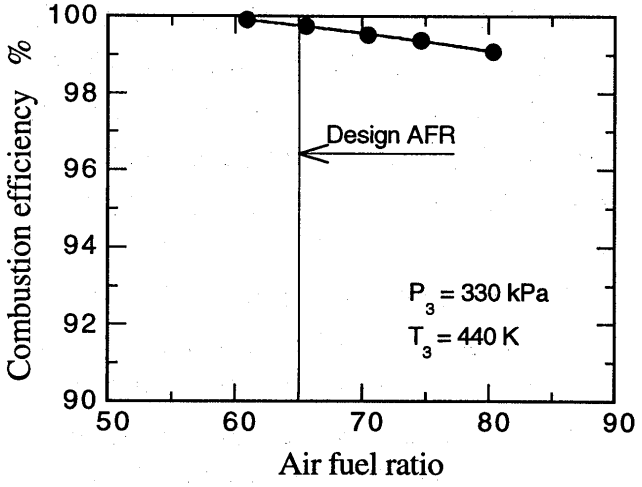


図10　低負荷時の空燃比と燃焼効率の関係

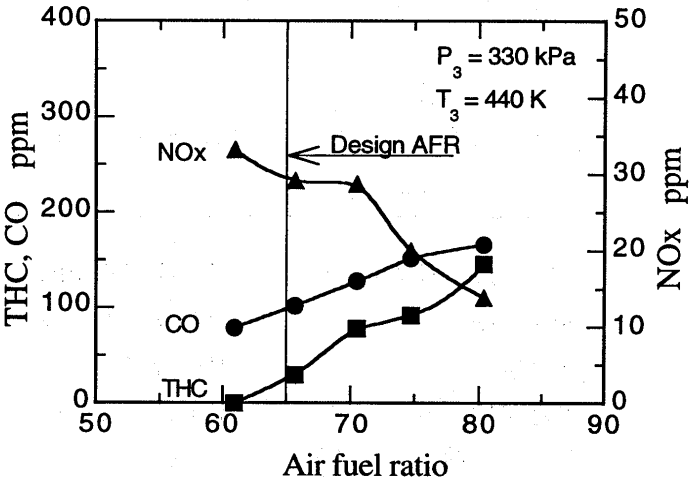


図11　低負荷時のエミッション特性

4.4 部分負荷時(Takeoff、Climb)の燃焼特性

部分負荷時の燃焼特性としてTakeoff条件での結果を代表に述べる。本作動モードでは、燃焼器入口空気温度や圧力がさらに上昇するとともに空燃比は小さくなるため、プライマリステージとメインステージの両方を作動させた。

本条件の空燃比と燃焼効率の関係を図12に示す。燃焼効率は、Takeoffの設計空燃比35では99.9%以上を示し、良好な結果が得られた。また、この時のエミッションはCO、THCともに排出は非常に小さく特にTHCはゼロを示した。一方、NOxの排出は多くなり175ppmを示した。THC、CO、NOxの排出指数は、それぞれ0、1.63、9.38 g/kg fuelが得られた。

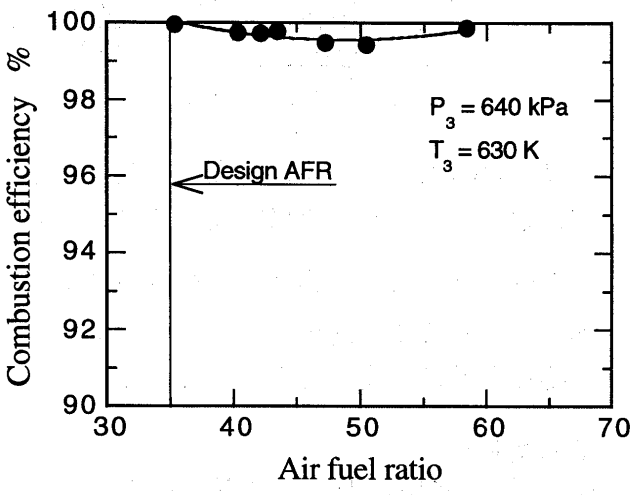


図12　部分負荷時の空燃比と燃焼効率の関係

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

図13に、Take off条件での設計空燃比35における燃焼器出口での燃焼ガス温度分布を示す。Take off時のような燃焼負荷が高く高温となる条件では、タービン冷却の観点から燃焼器出口のガス温度分布の均一性が求められる。本モードでは定格負荷時と同様、プライマリステージとメインステージの両方を作動させるため、半径方向にフラットで理想的なガス温度分布をしていることがわかる。そのため、燃焼器出口温度不均一率は0.12と非常に良好な値が得られた。一方、燃焼器ライナ壁温も、最高温度は970K程度であり、十分に耐熱合金の許容温度範囲にあることを明らかにした。

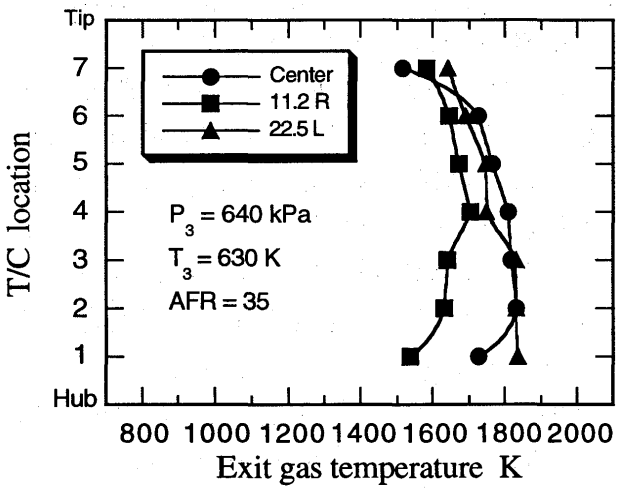


図13　部分負荷時の燃焼器出口の燃焼ガス温度

5．結果の評価

研究の目標値に対する本試験結果の評価を以下にまとめる。

評価項目		目標値	結果	評価
ＮＯｘ排出指数	(Mach 3 Cruise)	≦ 5.0 g/kg fuel	2.1	○
燃焼効率	(Mach 3 Cruise)	≧ 99.5 %	100	○
圧力損失	(Mach 3 Cruise)	≦ 5.0 %	4.8	○
燃焼器出口温度不均一率	(Mach 3 Cruise)	≦ 0.20	0.15	○
ＩＣＡＯ排ガス規制	(LTO)	（表２に纏める）		○

表２．　ＩＣＡＯ排ガス規制に対する試験結果

Pollutants	Regulation g/kN	Test results g/kN	% of ICAO limit
NOx	58.3	24.4	41.85
THC	65.0	19.03	29.28
CO	462.7	59	12.75

以上の結果から、本燃焼器は研究の目標値をすべて満足するとともに、試験後の供試体の点検観察の結果から機械的健全性についても確認された。

本研究は、通商産業省工業技術院の産業科学技術研究開発制度による「超音速輸送機用推進システムの研究開発」の一環として、新エネルギー・産業技術総合開発機構（NEDO）からの委託を受けて実施したものである。ここに関係各位に深く感謝致します。

参考文献

(1) 木下，北嶋、小田，日本ガスタービン学会誌，25-97，(1997-6)，p. 93
(2) Kinoshita, Y., Kitajima, J., Oda, T., ASME 97-GT-153, 1997
(3) 木下，小田、北嶋，第13回ガスタービン秋季講演会，(1998-10)，p. 101-106

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

消化ガスの層流燃焼速度および NOx 生成

B—6

＊金　仁秀　　壹岐 典彦　　高橋 三餘
濱　純　　古谷 博秀　　倉田　修（機械技術研究所）

1．　まえがき

近年、環境保全および石油燃料枯渇に伴う燃料多様化の立場から、ガスタービン燃焼器においても排出物の少ない代替燃料の導入が強く要求されている。下水処理場から発生する未利用の汚泥消化ガス（以下消化ガス）をガスタービン燃焼器に利用すると、消化ガスの主成分であるメタンを燃やすため、地球温暖化防止の可能性がある。また、消化ガス中には多量の CO_2 が含まれているため、他の燃料の燃焼より燃焼温度の上昇が抑制できるのでNOx低減の可能性が高い。しかし、消化ガスをディーゼルエンジンに利用した研究は幾つかあるものの、ガスタービン燃焼器に適用した例はほとんどない。

そこで、著者らは消化ガス燃焼に関する基礎研究[1]を開始した。本報告では、ガスタービン燃焼器設計時の基盤データとして、CHEMKIN[2]~[5]コードを用いて消化ガス－空気の層流燃焼速度の数値解を求め、その結果をメタン－空気の結果と比較する。さらに、燃焼器運転条件によるNOx排出濃度を化学動力学で計算し、消化ガスを用いるガスタービン燃焼器のNOx低減可能性について検討する。

2．　消化ガスの層流燃焼速度

本研究での層流燃焼速度の計算には、一次元予混合層流火炎用プログラムコードである premix.f[2] (ver. 2.5)を用いた。このプログラムは、反応機構および反応速度を記述するCHEMKIN- II[3]、熱伝導率や拡散係数などの輸送計数の算出に開発されたTRANSPORT[4]、時間依存型の方程式と定常解の方程式を組み合わせて境界値問題を解くプログラムコードtwopnt.f(ver.2.22b)[5]などを用いて、定常一次元予混合層流火炎の温度分布、燃焼生成物の濃度分布、流速分布などが求められるものである。

メタンの反応機構は、比較的によく解明されており[3][6]、本研究では、表１で示すKeeら[3]が採用した17成分、58の素反応式を用いた。また、消化ガスには硫黄化水素 (H_2S) が含まれているため、これを含む反応はNIST Chemical Kinetics Database[7]から採用した。本研究での層流燃焼速度の計算には熱拡散を考慮し、拡散係数は多成分系の計算値を用いた。計算の格子数は、層流燃焼速度の計算値の変動がほとんどない様に各変数の勾配および曲率の上限値を充分細かく決め、当量比、初期混合気温度によって異なるが、最低でも1800点に達した。

計算結果および考察

図１に、大気条件での消化ガスの層流燃焼速度の計算結果をメタンの場合と併せて示す[1]。この際、消化ガスには少量の H_2S が含まれているため、これによる層流燃焼速度の変化は消化ガスの構成を表２の様に仮定して計算した。また、模擬消化ガスは CH_4 と CO_2 のみで構成し、その比率をモル比でそれぞれ65%および35%として実験を行った。

図１から消化ガスの層流燃焼速度は、H_2S の割合に関係せず当量比0.6～1.0の範囲でメタンの層流燃焼速度の約0.7～0.8倍になっている。また、バーナ法[8][9]による層流燃焼速度の測定値を比較して消化ガスの方がメタンより0.7～0.8倍であることを確認した。これは、消化ガスの場合、燃料中に約1/3の多量の CO_2 を含み、これが燃焼ガスの熱容量を増加させるとともに燃焼温度が低下するため、燃焼速度が遅くなると思われる。この効果は特に当量比の高いところで現れ、$\phi > 0.9$ における消化ガスの燃焼速度の増加率は非常に鈍くなる。なお、当量比0.6未満の場合の層流燃焼速度は計算が収束しな

第２７回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，（東京）
Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

Table 1. Reaction Mechanism Rate Coefficients

SPECIES
CH_4, CH_3, CH_2, CH, CH_2O, HCO, CO_2, CO, H_2, H, O_2, O, OH, HO_2, H_2O_2, H_2O, N_2, H_2S, SH

In form $k_f = AT^{\beta}\exp(-E/RT)$	A	β	E
REACTIONS			
$CH_3+H+M=CH_4+M$	8.0E26	-3.	0.
$CH_4+O_2=CH_3+HO_2$	7.9E13	0.	56000.
$CH_4+H=CH_3+H_2$	2.2E4	3.	8750.
$CH_4+O=CH_3+OH$	1.6E6	2.36	7400.
$CH_4+OH=CH_3+H_2O$	1.6E6	2.1	2460.
$CH_3+O=CH_2O+H$	6.8E13	0.	0.
$CH_3+OH=CH_2O+H_2$	1.0E12	0.	0.
$CH_3+OH=CH_2+H_2O$	1.5E13	0.	5000.
$CH_3+H=CH_2+H_2$	9.0E13	0.	15100.
$CH_2+H=CH+H_2$	1.4E19	-2.	0.
$CH_2+OH=CH_2O+H$	2.5E13	0.	0.
$CH_2+OH=CH+H_2O$	4.5E13	0.	3000.
$CH+O_2=HCO+O$	3.3E13	0.	0.
CH+O=CO+H	5.7E13	0.	0.
CH+OH=HCO+H	3.0E13	0.	0.
$CH+CO_2=HCO+CO$	3.4E12	0.	690.
$CH_2+CO_2=CH_2O+CO$	1.1E11	0.	1000.
$CH_2+O=CO+H+H$	3.0E13	0.	0.
$CH_2+O=CO+H_2$	5.0E13	0.	0.
$CH_2+O_2=CO_2+H+H$	1.6E12	0.	1000.
$CH_2+O_2=CH_2O+O$	5.0E13	0.	9000.
$CH_2+O_2=CO_2+H_2$	6.9E11	0.	500.
$CH_2+O_2=CO+H_2O$	1.9E10	0.	-1000.
$CH_2+O_2=CO+OH+H$	8.6E10	0.	-500.
$CH_2+O_2=HCO+OH$	4.3E10	0.	-500.
$CH_2O+OH=HCO+H_2O$	3.43E9	1.18	-447.
$CH_2O+H=HCO+H_2$	2.19E8	1.77	3000.
$CH_2O+M=HCO+H+M$	3.31E16	0.	81000.
$CH_2O+O=HCO+OH$	1.81E13	0.	3082.
HCO+OH=CO+H_2O	5.0E12	0.	0.
HCO+M=H+CO+M	1.6E14	0.	14700.
HCO+H=CO+H_2	4.0E13	0.	0.
HCO+O=CO_2+H	1.0E13	0.	0.
$HCO+O_2=HO_2+CO$	3.3E13	-0.4	0.
CO+O+M=CO_2+M	3.2E13	0.	-4200.
CO+OH=CO_2+H	1.51E7	1.3	-758.
$CO+O_2=CO_2+O$	1.6E13	0.	41000.
$HO_2+CO=CO_2+OH$	5.8E13	0.	22934.
$H_2+O_2=2OH$	1.7E13	0.	44780.
$OH+H_2=H_2O+H$	1.17E9	1.3	3626.
$H+O_2=OH+O$	5.13E16	-0.816	16507.
$O+H_2=OH+H$	1.8E10	1.0	8826.
$H+O_2+M=HO_2+M$	3.61E17	-0.72	0.
H_2O/18.6/ CO_2/4.2/ H_2/2.86/ CO/2.11/ N_2/1.26/			
$OH+HO_2=H_2O+O_2$	7.52E12	0.	0.
$H+HO_2=2OH$	1.4E14	0.	1073.
$O+HO_2=O_2+OH$	1.4E13	0.	1073.
$2OH=O+H_2O$	6.0E8	1.3	0.
H+H+M=H_2+M	1.0E18	-1.0	0.
$H+H+H_2=H_2+H_2$	9.2E16	-0.6	0.
$H+H+H_2O=H_2+H_2O$	6.0E19	-1.25	0.
$H+H+CO_2=H_2+CO_2$	5.49E20	-2.0	0.
H+OH+M=H_2O+M H_2O/5/	1.6E22	-2.0	0.
H+O+M=OH+M H_2O/5/	6.2E16	-0.6	0.
$H+HO_2=H_2+O_2$	1.25E13	0.	0.
$HO_2+HO_2=H_2O_2+O_2$	2.0E12	0.	0.
$H_2O_2+M=OH+OH+M$	1.3E17	0.	45500.
$H_2O_2+H=HO_2+H_2$	1.6E12	0.	3800.
$H_2O_2+OH=H_2O+HO_2$	1.0E13	0.	1800.
$CH_3+H_2S=CH_4+SH$	3.8E11	0.	2599.
$H+H_2S=H_2+SH$	1.18E7	2.1	699.
$O+H_2S=OH+SH$	8.43E12	0.	3815.
$OH+H_2S=H_2O+SH$	1.4E13	0.	880.

Table. 2 Considered fuel compositions

	CH_4	CO_2	N_2	H_2	H_2S
case I	63%	34%	2%	1%	0
case II	63%	34%	2%	1%	10ppm.
case III	63%	34%	2%	1%	800ppm.

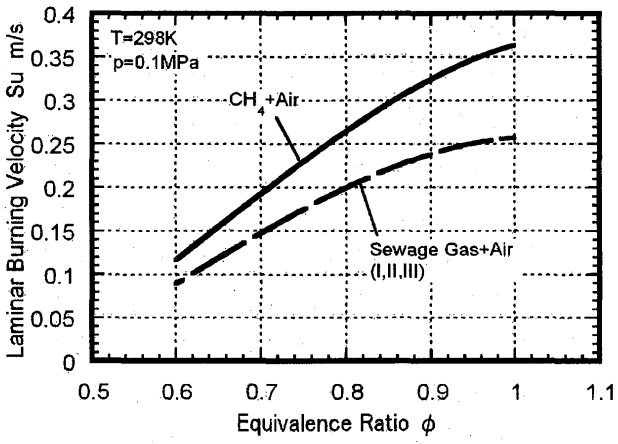


Fig. 1 Laminar burning velocity at atmospheric condition

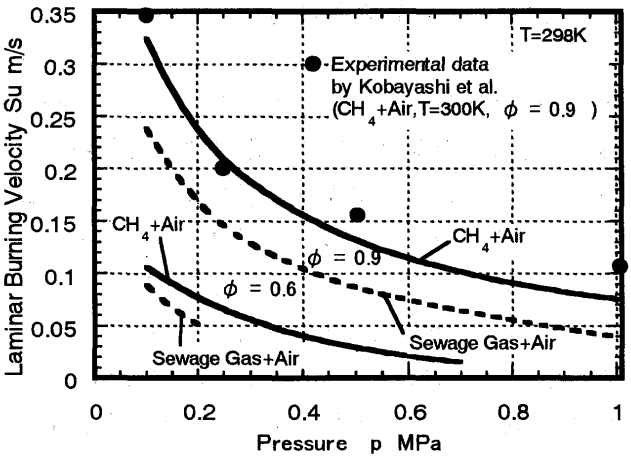


Fig. 2 Effect of pressure on laminar burning velocity

いため、これを可燃限界と見なした。

以上のことから消化ガス中のH_2S成分は層流燃焼速度にほとんど影響しないことと、CO_2の存在で消化ガスの層流燃焼速度はメタンに比べて低いことが分かる。ガスタービン燃焼器は通常、高温、高圧で運転されるため、層流燃焼速度の計算も高圧について検討する必要がある。そこで、つぎに、混合気の初期温度をT=298K一定とし、初期圧力を変化させて層流燃焼速度の計算を行い、その結果を図2に示す。メタンの燃焼速度は、p=0.5MPa以上の圧力の場合、実験結果から層流燃焼速度が圧力に対して負

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

の依存性を持ち、つぎのような実験式が得られている。[10]

$$S_L\ (cm/s) = 43\ [\ P\ (atm)\ ]^{-0.5} \qquad (1)$$

ここで、S_Lは層流燃焼速度、Pは混合気の初期圧力を表す。しかし、本研究では、メタン－空気燃焼の場合、図２の●で表示されている小林ら[11]の実験結果に非常に酷似しており、圧力依存性は次式のようになる。

$$S_L\ (cm/s) = 34\ [\ P\ (atm)\ ]^{-0.5} \qquad (2)$$

また、消化ガスについても、圧力に対する負の依存性の傾向がよく現れ、次式で表される。

$$S_L\ (cm/s) = 22\ [\ P\ (atm)\ ]^{-0.5} \qquad (3)$$

つぎに、ガスタービン運転条件を想定して混合気の初期圧力pおよび温度Tを1.2 MPa, 673 Kとして層流燃焼速度を計算し、その結果を図３に示す。初期圧力がp = 1.2 Mpaの場合、いずれの燃料でもϕ＞0.9における メタン－空気の層流燃焼速度の増加率が図１の結果と比べて非常に少なく、消化ガスでは層流燃焼速度が当量比に対して逆比例することが分かる。これは、圧力が上昇するとϕ＞0.9における燃焼温度が増大し、熱分解が活発になるため、かえって量論比付近での燃焼温度の増加が鈍くなることと、量論比以上の燃料過濃で起こりやすい不完全燃焼がより当量比の低い側に移動する[12]ためと思われる。そのため消化ガスの場合、表３に示すように、ϕ =0.9でのCO濃度(CO_{sew})は平衡状態[13]のCO濃度(CO_{eq})の約1/4であるが、量論比では平衡状態の濃度とほぼ同じレベルになっている。

火炎の安定性からは燃焼速度を高くした方が良いが、図３から分かるようにp =1.2 Mpaのϕ =0.6でも燃焼温度がすでに2000K近くであり、多量のNO_xの生成が懸念される。しかし、以上は層流燃焼速度について計算されたものであるため、NO_x生成の評価には実際の燃焼器に合わせたより詳しい検討が必要である。

3. 消化ガスのNOx生成

つぎに、NO_x濃度を化学動力学を用いて混合過程も考慮して計算した。この際計算の前提としては、スワーラを用いる燃焼では、再循環流の作用によりリング状[14][15]に燃料濃度の高い部分が形成され、周囲の空気と混合しながら希薄になると考える。これらの燃料と空気の塊は不均一的に分布するが、モデリングのためこのような不均一性を平均的な混合気塊で代表し、乱れにより周囲空気を取り込んで時間とともに希薄になるとする。すなわち、代表的な燃料過濃混合気塊が燃焼しながら周囲の純空気を取り入れ、乱流混合によって希薄化が進行する過程で温度および組成が変化すると考える[16]。そのさい、燃料質量分率y = y_1の過濃燃焼ガスが空気(y = 0)との濃度差に比例してy_2の濃度まで希薄化すると考え、次式のようにyが指数関数で減少すると表す。

$$y = (y_1 - y_2)\ \exp\ (-\ t\ /\ t_s\ ) + y_2 \qquad (4)$$

ここで、t_sは混合特性時間であり、乱流混合速度に逆比例する。すなわち、t_sが大きいほど混合が遅いこと

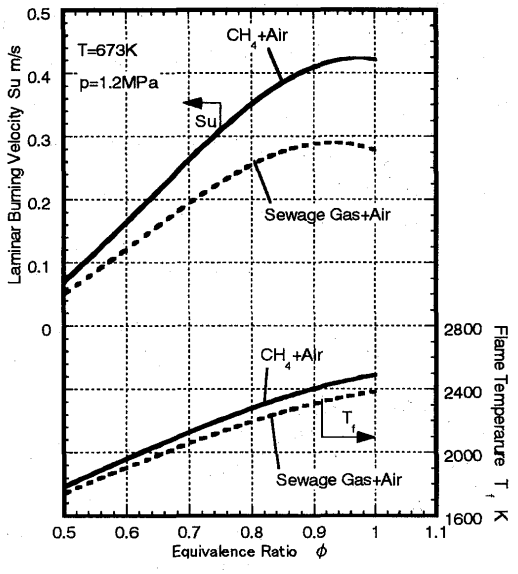


Fig. 3 Laminar burning velocity of sewage gas under engine running condition

Table 3 CO concentration and temperature for sewage gas combustion

	T_{sew}	T_{eq}	CO_{sew}	CO_{eq}
ϕ = 0.9	2296K	2275K	1.026E-3	4.185E-3
ϕ = 1.0	2386K	2354K	9.730E-3	9.384E-3

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

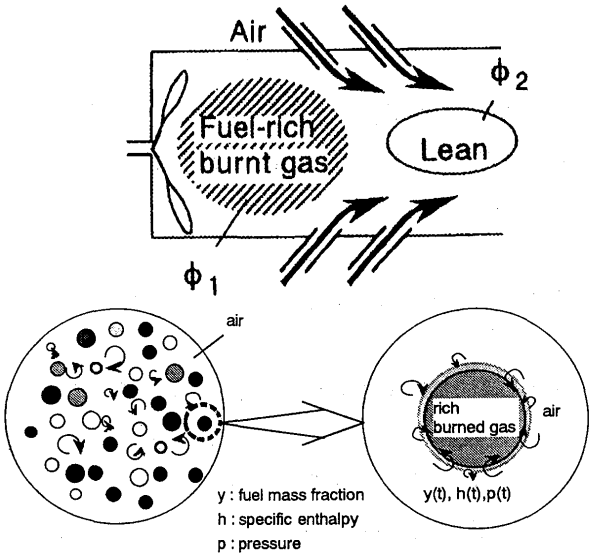


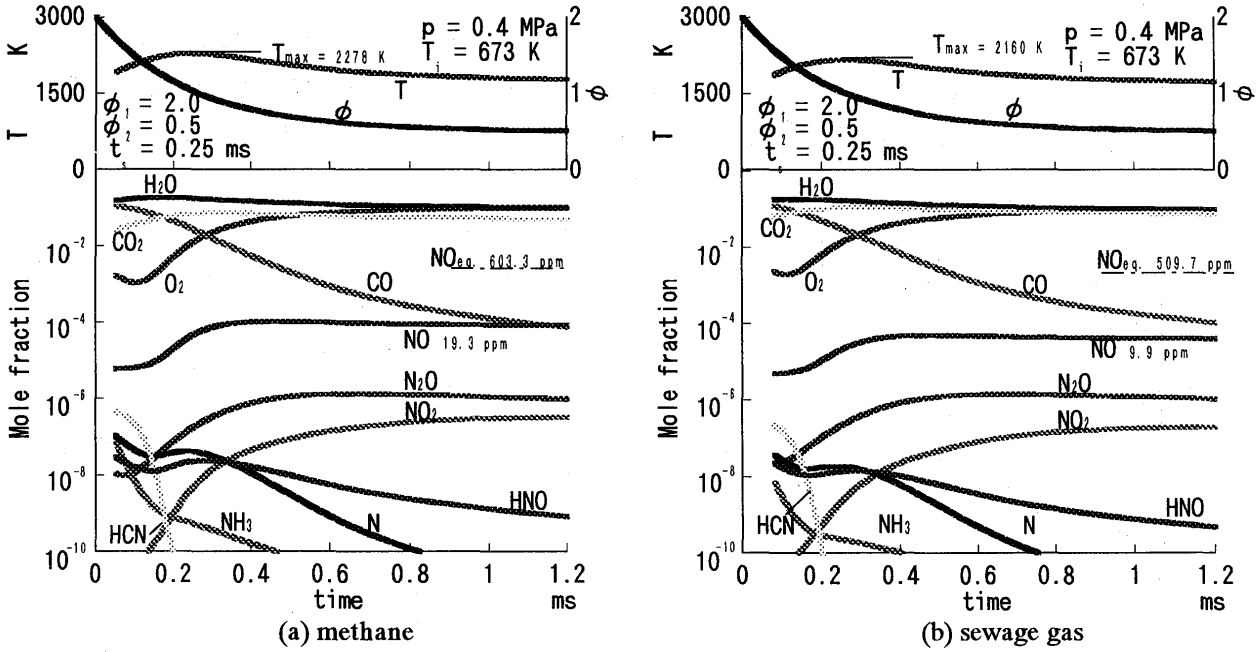
Fig. 4 Schematic diagrams of combustion in gas turbine combustor

を示す。また、熱も物質混合に伴って輸送されるとすれば、エンタルピーhの変化は次式で表される。

$$dh = -(h_a - h)\, dy / y \qquad (5)$$

ここで、h_aは周囲空気のエンタルピーである。計算対象は消化ガス－空気およびメタン－空気の燃焼とし、反応機構はそのメカニズムが比較的詳しく解明されているMiller[5]らの提案した51成分、234素反応について化学動力学計算を行う。なお、H_2Sは層流燃焼速度の計算に影響をおよぼさないこととガス安全法で10ppm以下になるよう決められているので無視した。ガスタービン燃焼器の代表的な条件としては、圧力p=0.4Mpa,最初燃料および空気の温度はそれぞれ300K,および673Kとし、ϕ_1の過濃燃焼ガスからϕ_2まで希薄する場合を扱う。なお、計算に際しては燃焼ガスから周囲への熱伝達はないと仮定した。

図５には、メタン－空気および消化ガス－空気燃焼のϕ_1=2.0, ϕ_2=0.5, 乱流混合特性時間t_s= 0.25 msとした場合の燃焼ガス温度T,当量比ϕおよび主な化学種のモル濃度を希薄からの時間変化に対して示す。メタンの場合、燃焼ガス温度Tは最初、希釈空気との混合につれて上昇して当量比ϕ＝1.0となる時刻で極大となったのち希釈によって低下する。O_2濃度は$\phi \fallingdotseq 1.1$で極小となり、空気との混合に伴って増加する。NO_x濃度は大部分がNOであり、反応開始直後に急増し、いったん生成が緩慢となるものの、Tが上昇して極大値に近づくにつれて再びNOは生成し始め、$0.8 \leqq \phi \leqq 1.2$の間でそのほとんどが生成される。また、NO_x生成がほぼ停止する希薄化開始から1.2msにおける濃度は19.3ppm(16%O_2換算)となる。これに対し消化ガスの場合、燃料中にCO_2が含まれているので初期燃焼ガスの温度がメタン－空気燃焼に比べて低い。そのため、希薄化開始から温度の上昇がメタン－空気燃焼に比べて緩や



(a) methane　　(b) sewage gas

Fig. 5 Histories of temperature, equivalence ratio, and major species for (a) methane, (b) sewage gas

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

かであり、NO_x濃度もそれに従いメタンの約半分である9.9ppm(16%O_2換算)と低くなる。さらに、燃焼ガス中NO_x生成と関連するNH_3,Nなどがメタンの場合と比べて希薄開始から比較的に早い時間にその濃度が低くなる。これらのことから、消化ガス－空気の燃焼では燃料の中のCO_2の存在でメタン－空気燃焼と比べて、CO濃度は高くなるものの、燃焼温度上昇の抑制ができ、NO_x低減が可能であることが示される。

ガスタービン燃焼器では初期当量比ϕ_1がNO_x生成に重要な影響を及ぼすためまず、圧力p=0.4MPa,最終当量比ϕ_2=0.6,乱流混合特性時間t_s=0.25msとした際の種々のϕ_1について計算を行い、その結果を図6に示す。このとき、NO_xは希薄開始からその生成がほぼ停止したt=1.2 msにおける濃度であり、COはその時の濃度である。図6からいずれの燃料でもϕ_1が高くなるにつれてNO_x濃度は減少するが、ϕ_1を1.5以上にしてもNO_x濃度にさほどの差はない。すなわちNO_xの低減にはϕ_1を1.5以上にすれば有効であるが、図6から分かるように、メタンではϕ_1>2.5で消化ガスではϕ_1>2.5で、一酸化炭素COが多量生成される不完全燃焼が懸念されるので適切なϕ_1を選ぶ必要がある。特に、消化ガスの方がメタンと比べてより低いϕ_1でCOが増加するのは燃料中に含まれていたCO_2が熱分解されるためと

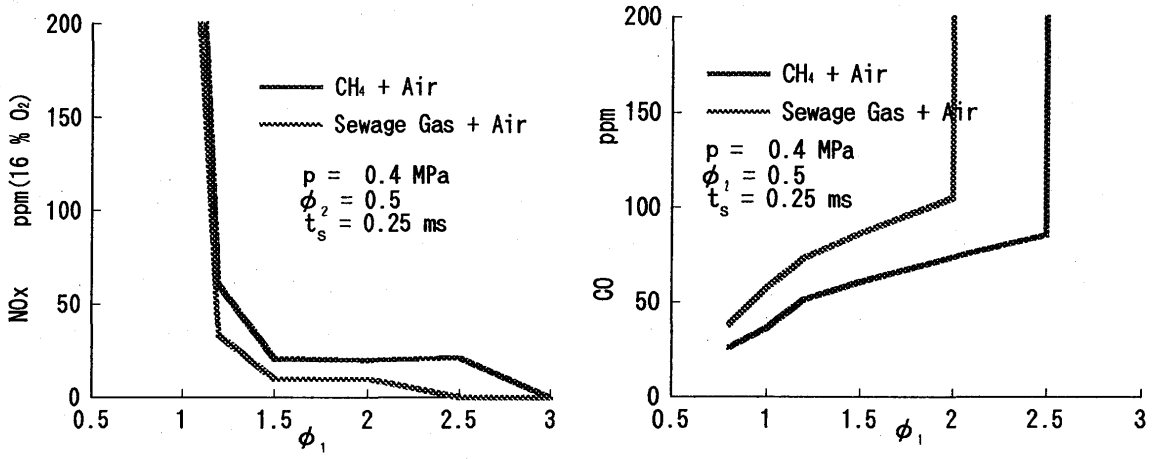


Fig. 6 Effect of ϕ_1 on NOx concentration

思われる。つぎに、種々のϕ_2に対して図6と同様の条件でNO_x濃度の計算を行い、その結果を図7に示す。図7からϕ_2が高いほどNO_x濃度は高くなることが分かる。これは、ϕ_2が高いほど$0.8 \leqq \phi \leqq 1.2$の期間、すなわち燃焼ガスが高温である期間が長くなり、NO_xが多量に生成されるためである。これよりメタン－空気燃焼および消化ガス－空気燃焼におけるNO_x低減のためには最終当量比ϕ_2を低くした方が効果があると言える。しかし、最終当量比ϕ_2を0.5より低くすることは、圧力によって差はあるものの、実際のガスタービン燃焼器においては火炎安定性および燃焼効率の低下などの問題が生じるため限界があると思われる。最近のガスタービン燃焼器は高効率、高負荷のため燃焼器の高圧化が要求されるので、燃焼器圧力pを0.4MPa,0.7MPa,1.2MPaとした場合の3通りに対して図5と同じ条件でNO_x濃度を調べ、その結果を図8に示す。いずれの圧力についても消化ガスの

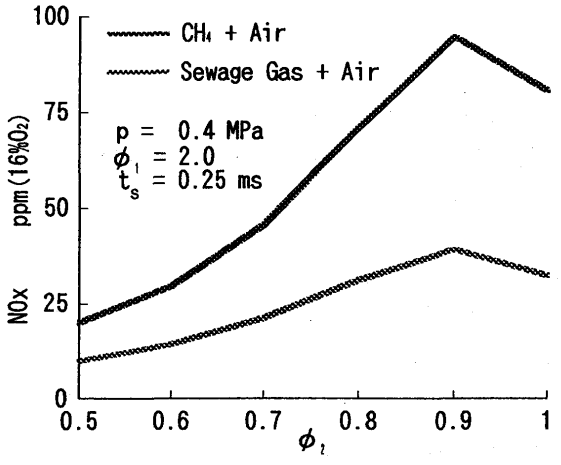


Fig. 7 Effect of ϕ_2 on NO_x concentration

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

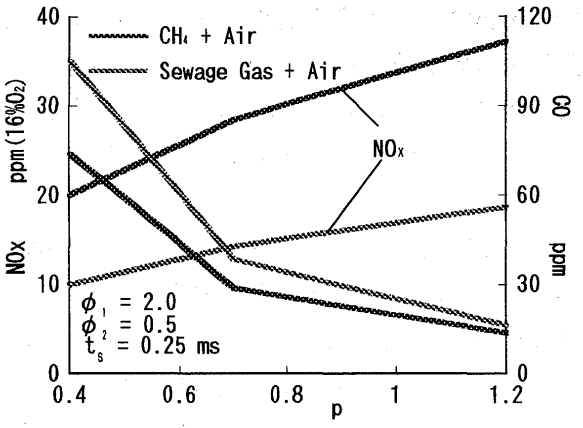


Fig. 8 Effect of p on NOx concentration and CO concentration

NO_x濃度はメタンの約半分である。また、圧力を増すにつれて燃焼温度が増加するため、消化ガスおよびメタンのいずれの場合でも NO_x 濃度が増加し、p=1.2MPa の場合には p=0.4 MPa の NO_x 濃度の約 2 倍にも達する。しかし、CO 濃度は圧力を増すにつれて減少し、p=1.2MPa の場合には p=0.4MPa の濃度の約1/5～1/6までに減少する。これらのことから消化ガスの場合、燃焼器圧力を 1.2 MPa にまで高圧化する試作品で運転すると仮定しても、メタンに比べて NO_x 濃度の低いかつ、CO 濃度も低いクリーンな燃焼が実現可能であるので、日本国内で最も厳しい横浜市の NO_x 規制値の条例(25ppm16%O_2換算)がクリアできる低NO_x燃焼器開発の可能性が示される。

4． まとめ

未利用消化ガスを用いるガスタービン用低 NO_x 燃焼器開発のための基盤データとして、層流燃焼速度および NO_x 濃度を計算した結果、以下のようなことが分かった。

1．消化ガスの層流燃焼速度は H_2S の量にはほとんど関係せず、大気状態ではメタンの約 0.75 倍前後、圧力を上げた場合ではメタンの約 0.7 倍前後である。

2．p=1.2MPa,T=673K のガスタービン運転条件では、メタンは $\phi = 0.9$ 以上でも燃焼速度が増加するのに対して消化ガスは、$\phi = 0.9$ 以上で燃焼速度が減少する。

3．消化ガスの場合、NO_x 排出濃度はメタンの約半分であり、適切な条件を選べば 9.9ppm(16% O_2換算) 程度の低 NO_x 燃焼が可能であり、圧力を 1.2MPa までにしても 25ppm(16% O_2 換算) 以下になる。

謝辞

この研究は平成 10 年度新エネルギー・産業技術総合開発機構の提案公募(Project ID.98K12-008-2) として行われた。各種資料提供はエンジニアリング振興協会に、計算条件は石川島播磨重工業のみなさんにご協力を頂いたのでここに深く感謝する。また、計算は工業技術院の RIPS を用いて行った。なお、NOx の化学動力学計算にあたっては立命館大学の吉原　福全先生、京都大学の塩路　昌宏先生にご協力を頂き、ここに深く感謝する。

参考文献

1. Kim, I.S., et al., ASPACC, to be published (1999)
2. Kee, R.J., et al., SAND85-8240. (1993)
3. Kee, R.J., et al., Chemkin Ⅱ, SAND89-8009B. (1989)
4. Grcar,J.F., SAND91-8230. (1992)
5. Kee, R.J., et al., SAND86-8246. (1993)
6. Miller, J.A., and Bowman, C.T., Prog. Energy Combust Sci, vol 15, pp 287-338 (1989)
7. Mallard, W. G., "NIST Chemical Kinetics Database," NIST Standard Reference Database. (1994)
8. 水谷，燃焼工学，森北出版， pp. 80 (1989)
9. 壹岐他5名，日本ガスタービン学会論文集, vol. 25 pp. 85-92 (1997)
10. Andrews, G. E., and Bradly G., Combust. And Flame, vol 19, pp. 275-288 (1972)
11. Kobayashi, H., et al., Combust. And Flame, vol. 108, pp. 104-117 (1997)
12. 塩路他3名，日本機械学会論文集，64-621 B pp. 1506-1511 (1997)
13. 日本機械学会，燃焼工学ハンドブック， pp. ,282-285
14. 岡本・高城，日本機械学会論文集，47-419 B pp. 1380-1389 (1981)
15. Reisel, J. R., et al., Combust. And Flame, vol. 127, pp. 485-489 (1993)
16. 塩路他3名，日本機械学会論文集，62-603 B pp. 3982-3987 (1996)

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

Vortex Generatorを用いた予混合器の混合促進

B—7

*大田黒俊夫（日立製作所 機械研究所）
山岸雅彦，林則行，小林成嘉（日立製作所 電力電機開発本部）

1. まえがき

ガスタービン燃焼器の低NOx化には，燃料と空気の十分な予混合が効果的である．混合を良くするためには流れの中に様々なスケールの乱れを導入し，燃料と空気の界面の接触面積を増大させてやらなければならない．しかし導入された乱れは混合に寄与するだけでなく運動エネルギーの散逸にも寄与し，これはすなわち圧力損失に結びつく．従って混合を促進しようとする工夫は程度の差こそあれ必然的に圧力損失を増大させる．すなわち混合と圧力損失は原理的にトレードオフの関係にある．それでも，乱れの作用のうち混合に寄与する割合を大きくし，圧力損失に寄与する割合を許容できる程度に小さくすることができれば，混合促進で得られる利益は十分に大きい．従って本研究では，どのような方法で乱れを発生させ小さな圧力損失で混合を促進するのか，という点に焦点を当てる．

筆者らは主流と平行な軸を持つ縦渦を発生させて混合促進に利用することを考えた．一般に縦渦は長い時定数を持ち，主流方向に長距離安定して存在するという特性を持っている．しかも発生させるのに強い剥離を起こす必要がなく，中程度の迎え角をつけた3次元翼の翼端から発生する渦を利用できるため，比較的小さな圧力損失ですむという特徴もある．渦はその誘導速度により周囲の流体を巻き込み，異種流体間の界面の接触面積を増大させ混合を促進する．また翼面積や迎え角を調整することにより翼端渦の強さ，ひいては混合促進作用を制御することも出来る．三角形翼をVortex Generatorとして利用し，混合促進を図るための基本的な考え方を図1に示す．縦渦を混合促進に用いる研究は，自動車用レシプロエンジン[1]や超音速燃焼スクラムジェットエンジン[2][3][4]では行われているが，ガスタービン燃焼器に関しては公表例[5]が少ない．本研究は縦渦を導入した予混合器の基本的な混合・圧力損失特性を評価することを目的とする．

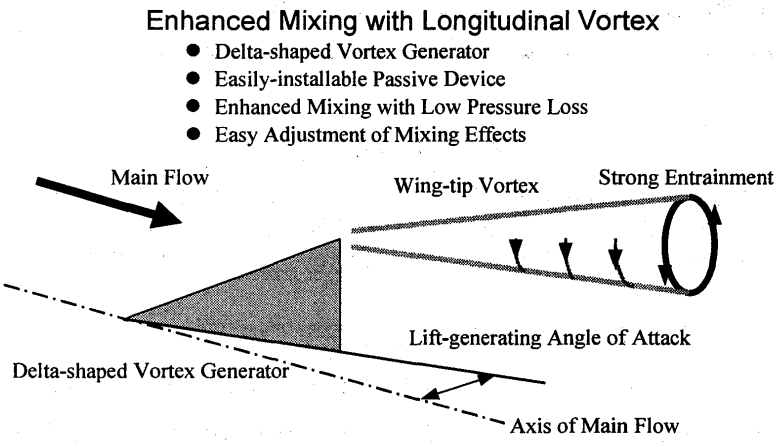


図1　三角翼利用のVortex Generatorとその作用

航空機の翼理論で周知のように揚力を発生する三次元翼の翼端からは縦渦が発生する．この渦の強い連行作用を利用して混合を促進することを考える．

第27回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，（東京）

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

2. 実験装置および実験方法

空気源からの空気は圧力と流量を調整されて大断面積の整流チャンバに入り，乱れを減衰させるとともに十分に静圧を回復させる．予混合器モデルをこのチャンバの下流端面に取りつける．空気は予混合器モデルに流れ込み，予混合器を通過した後大気圧に解放される．図 2 に予混合器モデルの詳細を示す．入口オリフィス，Vortex Generator はそれぞれ独立に着脱が可能になっている．また入口オリフィスも Vortex Generator も，各部寸法が異なるものを複数種類用意し，実験条件を容易に変更できるように設計してある．出口断面に図 2 に示すように座標系を定義し，断面中心に原点，水平方向に X 軸，垂直方向に Y 軸をとり計測の基準とした．

実験に用いた入口オリフィスは矩形板で，予混合器入口断面の上下部分を一部塞ぐように取り付けられている．オリフィス突きだし高さは主に 10mm のものを使用し，オリフィスを使用しない場合と比較した．三角翼の Vortex Generator はすべて同一形状で，直角を挟む 2 辺の長さがそれぞれ 36mm と 12mm の直角三角形をしており，36mm の辺を底辺とし，12mm の辺が下流端に立つよう予混合器壁面に台座を用いて埋め込む．三角翼は台座ごと着脱を行い，台座と予混合器壁面間には埋め込み時に段差が出ないよう作られている．三角翼の主流に対する迎え角 α は 20 度と 30 度の 2 種類のものを用いた．燃料ノズルは外径 12mm の円管で先端は直径 12mm の半球状となるよう加工してある．先端から約 10mm の直径位置に内径 3.1mm の噴孔を 2 個設けてある．燃料ノズルは予混合器モデル入口よりも上流から小断面積の直管として予混合器に挿入されている．

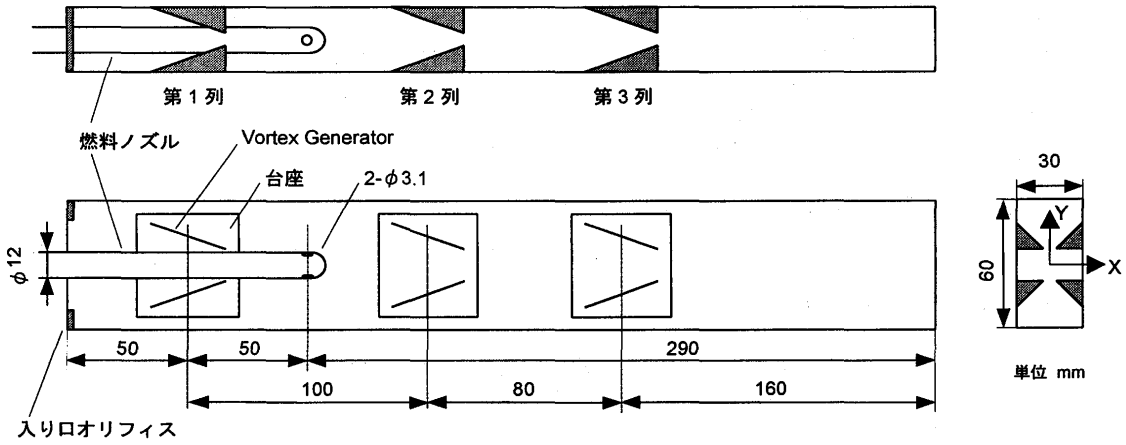


図 2　予混合器モデル

アクリル直管を予混合器モデルとして用いる．入口断面内に矩形平板状のオリフィスを着脱できる．また，側壁上に台座に埋め込んだ三角翼形状の Vortex Generator を着脱できる．燃料ノズルは上流側からまっすぐ突き出す．

図 3 に測定系統図を示す．静圧チャンバ内の静圧を差圧伝送器で測定し，流量制御装置から得られる流量と共にコンピュータに取り込み，予混合器モデルの「流量係数」を求める．流量係数は圧力損失で無次元化された流量であり，ここでは圧力損失 Δp を用いて $M/A\sqrt{2\rho\Delta p}$（M ：質量流量，A ：流路断面積，ρ ：密度）と定義している．また，燃料ノズルには別系統の空気源から微量のメタンを混入させた空気を流量制御装置を経て流し，燃料ガスを模擬する．この模擬燃

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

料ガス流量もコンピュータに取り込む．予混合器出口の空気はサンプリングプローブにより吸引されてガス分析計へ導かれ，メタン濃度が計測される．サンプリング時間は一点あたり約 30 秒である．サンプリングプローブはトラバース装置に取り付けられ，予混合器出口断面を水平垂直 5mm 間隔で 6 x 12 合計 72 点の格子に切って走査することにより，出口断面での時間平均濃度分布を得る．この濃度分布を断面の平均濃度で無次元化し，その標準偏差として混合度偏差を求める．また濃度分布の等高線を描き，混合に関する物理的な考察の一助とする．

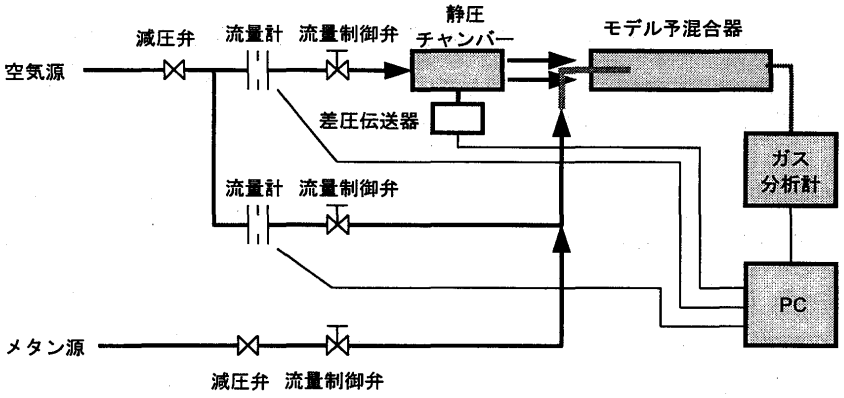


図 3　測定系統図

予混合器に供給する空気の流量，燃料を模擬して燃料ノズルに供給する空気の流量，静圧チャンバの圧力，ガス分析計の出力をパーソナルコンピュータに取り込む．なお，空気とメタンの流量は専用の制御装置により温度，圧力の補正を行ったうえで一定となるよう制御されている．

混合特性のモデル実験を行うために，(1)空気速度，(2)燃料噴流と主流の運動量の比は表 1 の通りとした．これらは全て nominal な値であり，実際には気温，気圧の変動があるため，空気速度と運動量比を常に設定値に保つように空気流量と燃料流量とを調整している．

表 1　流量条件（nominal 値）

空気流量 $(\mathrm{N}m^3/h)$	空気速度 (m/s)	燃料流量 $(\mathrm{N}m^3/h)$	運動量比
307	50.0	8.2	9.0

3. 実験結果および考察

まず縦渦の発生を確認するための可視化実験を行った．トレーサとなる直径 70 μ m 程度のプラスティック粒子を添加した空気を燃料ノズルに供給し，予混合器外部から主流と直角方向に Laser Light Sheet を照射して流れを可視化した．これを予混合器下流側に置いた CCD カメラで撮影した．この可視化画像の例（白黒反転像）を図 4 に示す．これらの画像を見ると，Vortex Generator によって作られた 4 個の渦が対になって回転していることがわかる．動画像を詳しく調べると，これらの渦は位置と強度が時間的に変動しており，常に一定した位置や強度を保っているわけではないことがわかった．これは今後の重要な検討課題である．

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

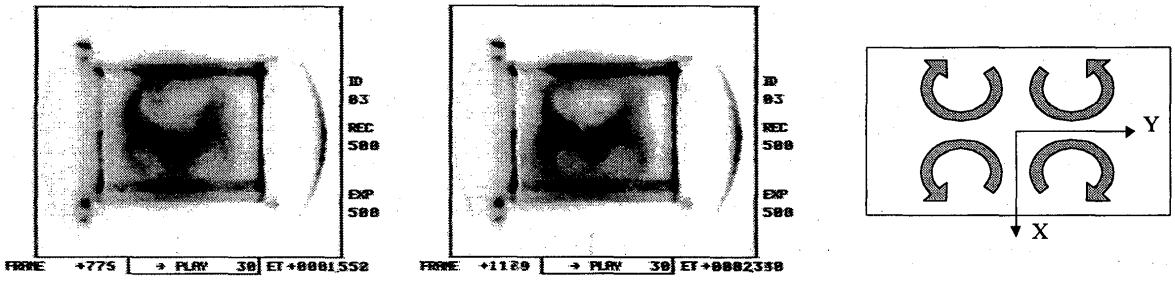


図 4　可視化画像（白黒反転像）の例と渦配置の模式図

4 個の渦が互いに対を成して回転している様子がわかる．動画像からは渦中心の位置や渦の強さが時間的に一定ではなく変化していることがわかる．

次に，各混合促進デバイスの組み合わせに対して得られた流量係数（圧力損失で無次元化された質量流量）と混合度偏差（無次元化された濃度の標準偏差）は以下の表 2 の通りである．ここで特筆すべきことは，混合性能が最も良かった LV002-001 の場合に混合度偏差 0.0137 という値を達成できたことである．入口オリフィスなどの圧損要因を取り付けての結果ではあるものの，非常に一様な濃度分布が得られている．

表 2　混合促進デバイス設定条件

表中 V.G.とは Vortex Generator の略．またαとは Vortex Generator の主流に対する迎え角を表す．3 列の Vortex Generator 全てとさらに入口オリフィスを取り付けたものが最も混合度偏差は小さいが，その分流量係数も小さい．逆に，何も混合促進デバイスを取り付けない場合は，混合度偏差は 0.2370 と非常に大きいが，流量係数は圧損が小さいことを表している．

実験番号	オリフィス高さ(mm)	第 1 列 V.G. α(deg)	第 2 列 V.G. α(deg)	第 3 列 V.G. α(deg)	流量係数	混合度偏差
LV002-001	10	30	30	30	0.534	0.0137
LV002-002(2)	-	30	30	30	0.659	0.0252
LV002-003	-	30	30	-	0.733	0.0342
LV002-004	-	30	20	-	0.796	0.0473
LV002-006	-	20	-	-	0.909	0.1017
LV002-007	-	-	20	-	0.950	0.0870
LV002-008	-	-	-	-	1.061	0.2370

表 2 から，圧力損失と混合度とは確かにトレードオフの関係にあることがわかる．流量係数が小さい（圧力損失が大）ときには混合度偏差も小さく（濃度分布の標準偏差が小），流量係数が大きいときには混合度偏差も大きい．この関係をさらに明確にするために，流量係数と混合度偏差を図 5 にプロットした．横軸に流量係数を取り，縦軸に混合度偏差を対数でとると，実験点がほぼ直線上に並び，混合度偏差は流量係数に対して指数関数的なトレードオフの関係にあることがわかる．本実験では混合促進デバイスの着脱など様々な方法で混合促進の度合いを変化させているが，その具体的な方法によらず，実験点が一つの曲線上に乗ることは大変示唆的であり，背後に単純なモデルで記述できる物理的機構があることが推察できる．ただし，ここで得られたトレードオフ曲線はある特定の予混合器の形態や構成についてのみ成り立つもので，全ての種類の

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

予混合器の実験点が同一のトレードオフ曲線上に落ちるわけではない．即ち，普遍的な相似則が得られたわけではないことに注意する必要がある．

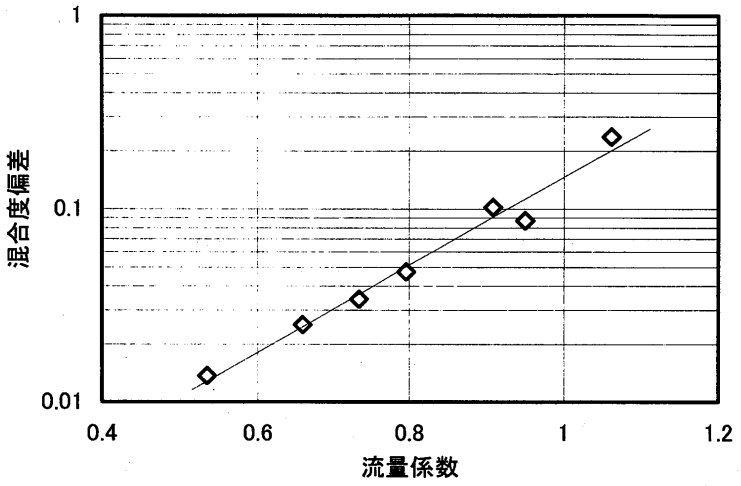


図５　種々の混合促進デバイスに対する流量係数と混合度偏差

種々の混合促進デバイスの組み合わせに対して，縦軸に混合度偏差を対数で取り，流量係数に対してプロットすると，ほぼ直線に近い関係が得られる．このことは，流量係数と混合度偏差とが指数関数的なトレードオフの関係にあることを示している．実線はカーブフィットで求めたトレードオフ曲線．

各実験ごとに得られた出口濃度分布の等高線を図６に示す．LV002-008 以外の場合では混合度指標に応じて比較的系統的な濃度分布の変化が見られる．最も混合度偏差が小さかった LV002-001 の場合の濃度分布を見ると，X 方向にわずかな偏差はあるものの全断面で非常に一様性の高い分布をしており，入り口オリフィスや Vortex Generator の効果の高いことがわかる．一方，最も混合度偏差の悪かった場合 LV002-008 の場合には，強い濃度の偏りを確認することが出来る．

Vortex Generator が作る縦渦は，予混合器内部流れに準定常的な速度場のパターンを作り出すはずであるが，これが濃度分布パターンとどのような相関を持つのかは現時点では明確でない．また近年 NOx 生成機構の解明が進み，NOx 性能は時間平均された濃度分布だけで記述できるわけではなく，濃度の時間変動にも依存すると考えられている．これらを詳しく考察するには，燃料ノズル直後から予混合器出口までの各断面での瞬間的な速度分布と濃度分布を測定しなければならない．これらは高度な計測技術の開発を必要とし，その実行は容易ではない．しかし「濃度分布を自由に設計する」という技術の必要性は高まっており，混合過程の数値解析の検証という意味からも上記のような計測を今後の重要な課題の一つとして取り組んでいきたい．

4. 参考文献

[1]　内藤：エンジン内流動の数値解析，日本流体力学会誌「ながれ」Vol.14, No.4 (1995) 283-294.

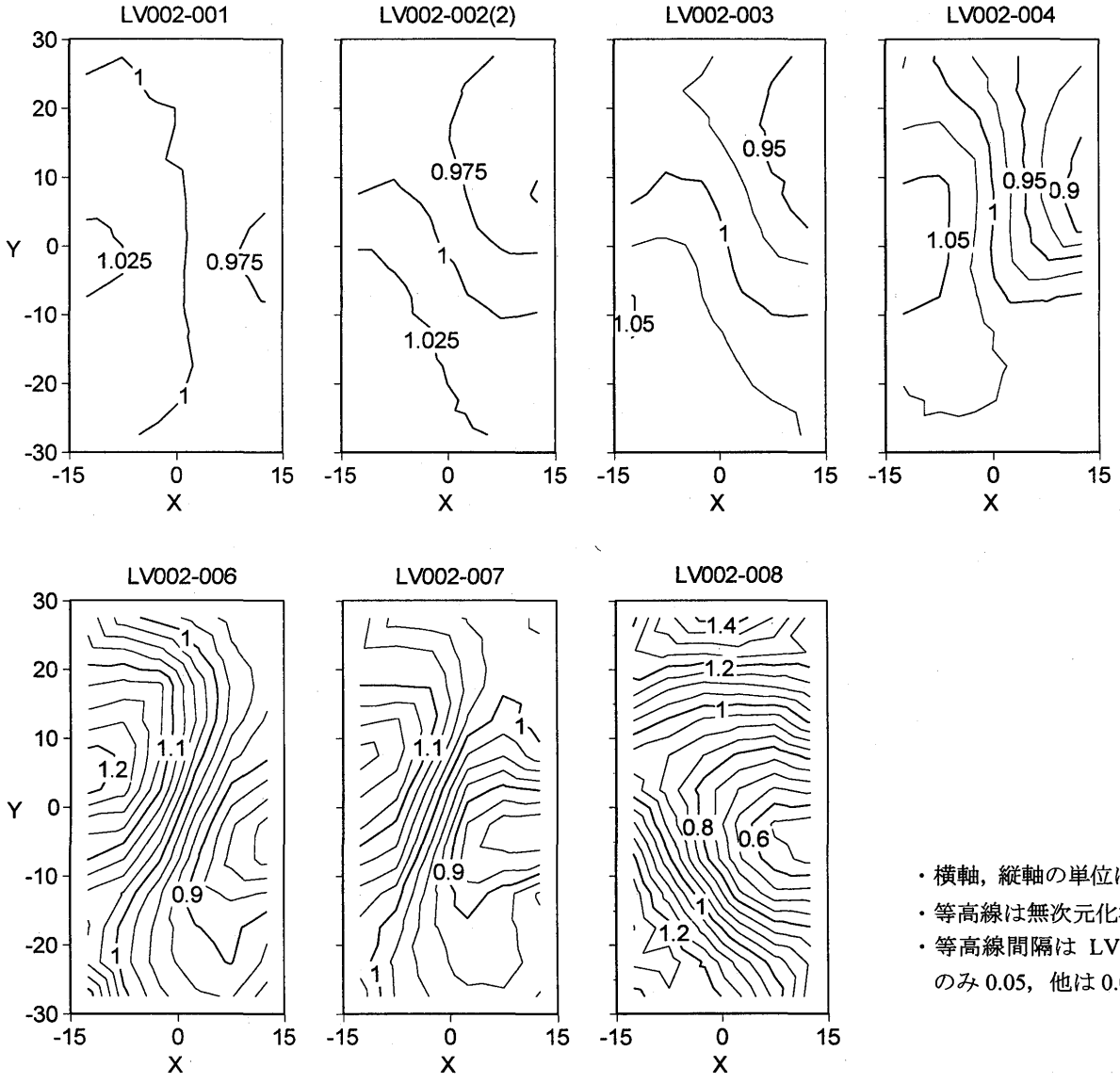
[2]　西岡，須浪：超音速混合の促進制御に関する考察と実験，日本流体力学会誌「ながれ」Vol.14, No.5 (1995) 377-389.

[3]　須浪，徳永，西岡：縦渦列を用いた超音速混合の制御，航空宇宙技術研究所 SP-28 (1995) 32-36.

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

[4] 須浪，Wendt，西岡：縦渦導入型燃料噴射器の超音速乱流混合・燃焼実験，航空宇宙技術研究所 SP-36 (1997) 17-20.

[5] Eroglu, et. al.：Vortex Generators in Lean-premix Combustion, ASME 98-GT-487 (1998).



・横軸，縦軸の単位は mm.
・等高線は無次元化濃度.
・等高線間隔は LV002-008 のみ 0.05，他は 0.025.

図 6 濃度分布

混合促進デバイスの着脱により流量係数と混合度偏差は変化するが，それぞれの場合についての濃度分布のパターンを示す．図中，左から右に行くにつれて流量係数は大きくなっており，それにつれて濃度分布の濃淡のコントラストも強くなっている．

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

B—8

容積型ガス発生機を有する
小型ガスタービンエンジンの性能向上に関する研究

*尾崎正幸（東海大学大学院）
伊藤高根（東海大学工学部）
長谷川茂（スターティング工業）

1．はじめに

現在，大型ガスタービンは様々な分野で確固たる地位を確立しつつあるが，小型ガスタービンは大型に導入されている高温化・高圧力比化を直接取り入れることができないため，高効率化を目指すためには熱交換器を装着し，再生式とすることが行われてきた．しかし熱交換器の場合，小型な回転蓄熱式のものであっても容積はかなり大きくなり，更に熱交換器のシールからの空気漏れや，高温での耐久性，信頼性，コストと言った面で問題が残っている．そこで，熱交換器を用いずに大型ガスタービン並の熱効率を達成するために，原理的には高温・高圧下での燃焼が容易な容積型エンジンに着目し，これをガス発生機に用いガスタービンを構成することの可能性が考えられる．現在この種のガスタービンの研究は殆どなされていないが，古くは同様な原理の「オリオンエンジン」，「フリーピストンガスタービン」と呼ばれたエンジンが開発された歴史がある．[(1), (2)] これらのエンジンは，理由は定かではないがその後開発は中断されている．しかしながら，最近の小型高性能空力コンポーネント設計技術，耐熱性に優れたセラミック材料の適用技術，動弁系の制御技術，さらにはレシプロエンジンの排気対策技術等の新しい技術を駆使することにより，容積型ガス発生機を有する小型ガスタービンは熱交換器無しでも大型ガスタービン以上の熱効率を達成できる可能性があると考え，筆者等はシミュレーションプログラムを開発し，性能に及ぼす基本パラメーターの影響を検討してきた．[(3)] この度，50.0[%]近い熱効率達成の可能性が得られたので，その結果を報告する．

2．検討対象システム

Fig.1 に検討対象システムの構成図を示す．

過給用圧縮機とそれを駆動する容積型エンジンからなるガス発生機と，出力タービンからなるいわゆる 2 軸式ガスタービンである．

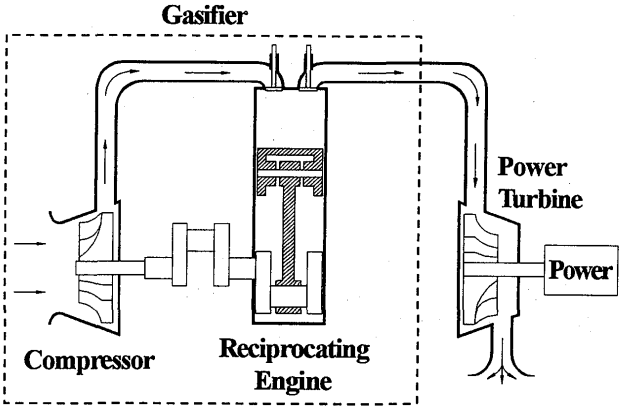


Fig.1 Engine Configration (Tpye ①)

3．各コンポーネントのモデル化

3.1 過給用圧縮機部

入口状態（大気圧，大気温度），吸気系圧力損失率，さらに圧縮機の圧力比，断熱効率を与えて，駆動仕事，出口圧力および温度を算出する．

3.2 レシプロエンジン部

今回のガス発生機部は通常のレシプロ式エンジンを流用する．レシプロエンジン部の諸元（シリンダ径，ストローク，バルブ径，バルブ揚程等）を与えエンジン吸入空気の状態は過給用圧縮機出口の圧力および温度と仮定する．吸排気行程における空気，排気ガスの通過流量は吸排気弁を面積が変化するノズルと仮定し計算するが，流量係数はバルブ揚程によって異なるために実験値を参考に，バルブ揚程の関数とした．また燃焼行程では Fig.2 に示すように熱発生率をクランク角度に対して与えるが，ここではいわゆる三角燃焼パターンを仮定した．

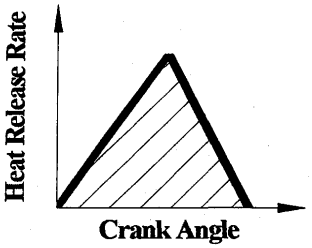


Fig.2 Heat Release Rate

第２７回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，（東京）

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

また冷却損失の計算は時々刻々変化するシリンダー内ガス温度，熱伝達率，壁面温度および伝熱面積より算出するが，壁面温度は一定値としてその平均温度を与えて算出する．なお熱伝達率の値はEichelberg，Woschni等の式を用いた．これらの仮定の下に①質量保存の法則，②状態方程式，③エネルギー保存の法則をシリンダー内ガスに適用しシリンダー内圧力および温度に関する連立微分方程式を導入し，その微分方程式をルンゲ・クッタ・マーソン法を用いることにより，クランク角度の変化に応じて，時々刻々算出する．与えられた回転数に対し，サイクルごとに吸入空気量，仕事量，燃料供給量，ガス発生機部熱効率，空気過剰率，排気ガス量，排出エンタルピ等を算出する．

3.3 出力タービン部

ガス発生機部から排気されるガスのエンタルピを入力データとし，膨張比，断熱効率を与えタービン出力および比出力を求める．タービンは排気溜を有する定圧タービンとしてモデル化した．

3.4 性能予測シミュレーションの手順

エンジンシステムの熱効率および比出力を求めることが目的である．本システムにおいてレシプロエンジン部は過給用圧縮機を駆動できるだけの仕事を行えば良いので，まず通過流量を1 [kgf/sec]としたときの過給用圧縮機駆動仕事を計算しておく．次に与えられた回転数に対してレシプロエンジン部のサイクル計算を行い，吸入空気量に見合う圧縮機の駆動仕事と同等の仕事を発生する条件を求め，そのときの燃料供給量等の必要な特性値を算出する．さらにガス発生機より排出されたガス状態よりタービンの出力を求める．これらの結果からエンジンシステム熱効率はガス発生機部での燃料供給量とタービン部からの出力より求められ，また比出力は，吸入空気量とタービン出力より求められる．

4. シミュレーション結果

各パラメーターの影響を調べるため基準エンジン諸元をTable．1に示す．以後このベースエンジンの特性値を用いて，あるパラメーターのみを変えその影響を調べる．尚，具体的計算に先立ち，本プログラムの大まかな精度をチェックするため既存のディーゼルエンジンの寸法データを入力し，過給用圧縮機の圧力比及びタービン膨張比を共に1とおいてレシプロエンジン部のみの熱効率を求めたところ，既存エンジンのカタログデータに近い値が得られ，今回の目的である各パラメーターのエンジンシステムに及ぼす影響(熱効率，比出力)を相対的に解析するにはこれらの手法は妥当であると判断された．

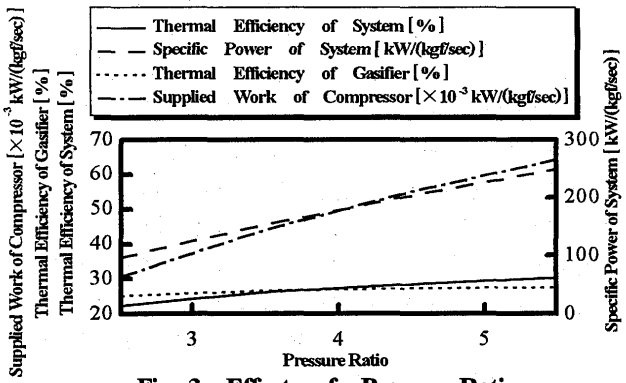
Table．1 Basic Specification

Parameter	Unit	Valne
Intake Duct Pressure Loss		**0.015**
Compressor Efficiency		**0.81**
Pressure Ratio		**2.5**
Compression Ratio		**15.0**
Bore × Stroke	cm	**7.0×7.7**
Intake Valve Diameter	cm	**3.64**
Intake Valve Lift	cm	**0.91**
Exhaust Valve Diameter	cm	**4.37**
Exhaust Valve Lift	cm	**1.09**
Intake Valve Opening	deg	***525.0**
Intake Valve Closing	deg	***775.0**
Exhaust Valve Opening	deg	***310.0**
Exhaust Valve Closing	deg	***555.0**
Average Wall Temperature	℃	**100.0**
Mechanical Efficiency		**0.832**
Gasifier Speed	rpm	**5000.0**
Turbine Expansion Ratio		**2.27**
Turbine Efficiency		**0.875**
Exhaust Duct Pressure Loss		**0.015**

*measured from BDC

4.1 過給用圧縮機の影響

（1）圧力比の影響



Fig．3 Effect of Pressure Ratio

ベースエンジンの圧力比2.5に対して圧力比を上昇させた場合の結果をFig．3に示す．圧力比を大きくすると圧縮機の駆動仕事が増大するのは当然であるが，タービン膨張比は圧力比に比例した値となるように与えられているためタービン膨張比も増大する．また，レシプロエンジン部が外部に行う仕事は圧縮機駆動仕事と常に釣り合うという本エンジンの特性から燃料供給量が増大し空燃比が濃くなり排気温度も上昇し，タービン仕事も増大した．その結果，圧力比を上げるとエンジンシステム熱効率および比出力は大幅に上昇する．しかしながら，圧力比の上

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

昇は一般にはシリンダ内最高圧力の上昇を招くから，レシプロエンジンの圧縮比を下げて最高圧力を一定限度以下に押さえておく必要がある．レシプロエンジンの圧縮比の影響については後で述べるが，結論としては圧力比を高くして圧縮比を下げた方が熱効率は良くなった．

（2）断熱効率の影響

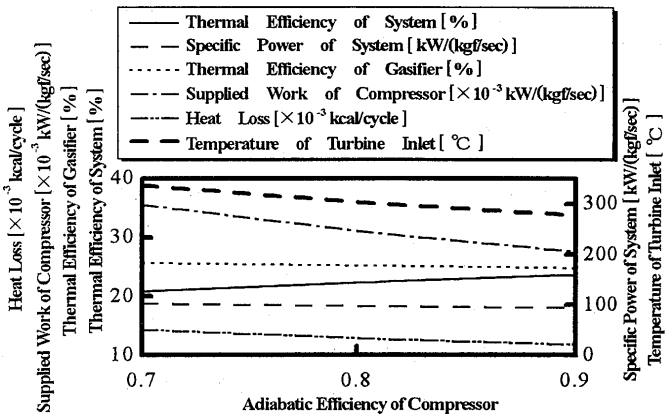


Fig.4 Effect of Compressor Adiabatic Efficiency

圧縮機の断熱効率を変化させた場合の結果をFig.4に示す．圧縮機断熱効率が高くなると圧縮機出口圧力は変化しないが空気温度が低下するので，圧縮機仕事が減るためタービン入口温度が低下する．したがって比出力が低下する．燃料供給量，冷却損失も減少するためエンジンシステム効率は向上する．

（3）吸気系圧力損失率の影響

吸気系，サイレンサ等により吸気系の圧力損失率が増大すると，圧縮機入口圧力が減少し，それに伴い出口圧力も低くなる．しかしタービン膨張比は計算上一定としているのでレシプロエンジン部にとって排圧が高くなるのでガス発生機部熱効率は低下した．しかしながら，圧縮機駆動仕事は一定なのでレシプロエンジンの燃料供給量が増加した分，その一部が排気エネルギとしてタービンで回収されるためエンジンシステム熱効率はガス発生部熱効率ほど下がらなかった．

4.2 レシプロエンジン部の影響

（1）圧縮比の影響

レシプロエンジン部の圧縮比を変化させた場合の結果をFig.5に示す．圧縮比の変更は，ボアとストロークは変えずに隙間容積を変化させて行った．圧縮比を大きくすると図に示すようにガス発生機部熱効率，エンジンシステム熱効率共にわずかであるが減少した．逆に冷却損失が増大している．レシプロエンジン部の発生仕事は圧縮機駆動仕事と常に等しいから圧縮比にはよらず一定であるが，圧縮比増大と共に隙間容積が減少する分エンジン排気量が小さくなっており，レシプロエンジン部の負荷は増大し燃料供給量が増大し，その結果，冷却損失が増え熱効率が低下したものと思われる．圧縮比を上げるとシリンダ内最高圧力が高くなるが，先の圧縮機圧力比の影響の項で述べたように，圧縮比を下げてもレシプロエンジン部の熱効率はほとんど変化しないから，全体的には圧力比を上げ圧縮比を下げた方が有利と言うことになる．圧力比，圧縮比を変えた場合のシリンダ内最高圧力の計算結果をFig.6に示す．

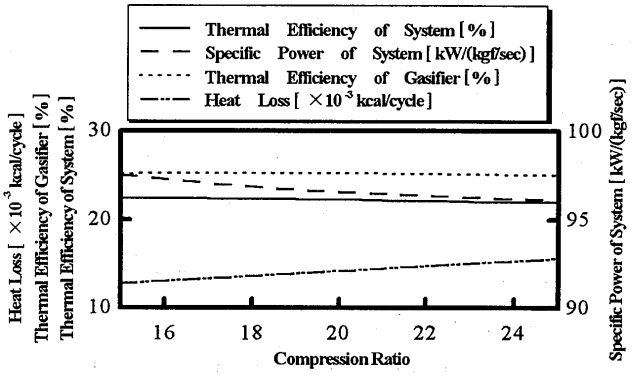


Fig.5 Effect of Compression Ratio

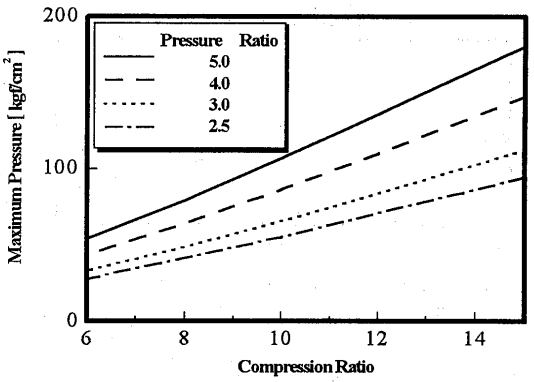


Fig.6 Maximum Pressure in a Cylinder

（2）燃焼パターンの影響

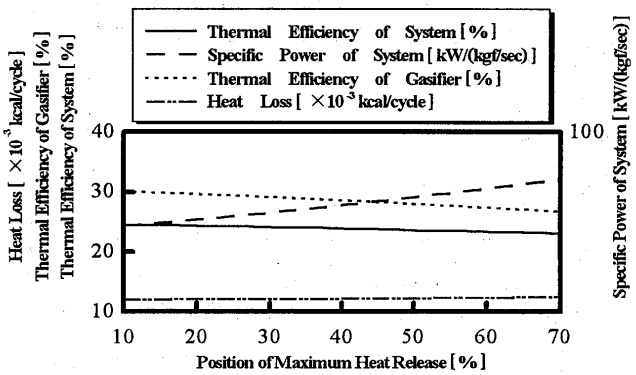


Fig.7 Effect of Heat Release Pattern

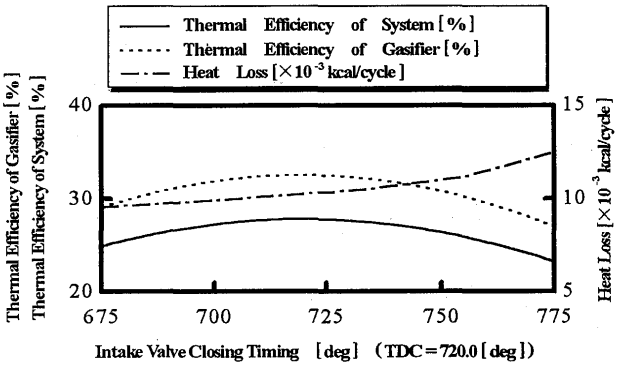
熱発生率は先に述べたように三角パターンを仮定しており，三角形の面積が1サイクル当たりの発生熱量となるが，三角形の頂点の位置により燃焼の等容度が違ってくるから熱効率に影響を及ぼす．しか

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

しながら本システムではレシプロエンジン部での発生仕事は二次的であり，タービンでの熱の回収を考慮すれば，レシプロエンジン部内で全て膨張しきる必要はなく，通常のレシプロエンジンに対する影響とは異なると思われる．Fig．7に燃焼期間を一定とし燃焼最大点を変化させたときの結果を示す．横軸は燃焼期間に対して頂点の位置が燃焼開始位置から何%のところにあるかを示しており，この値が小さいほど早くピークが現れる場合に相当する．等容度が小さくなるほどガス発生機部熱効率ほどではないがエンジンシステム熱効率は悪化するが，比出力は大幅に増大することが判る．

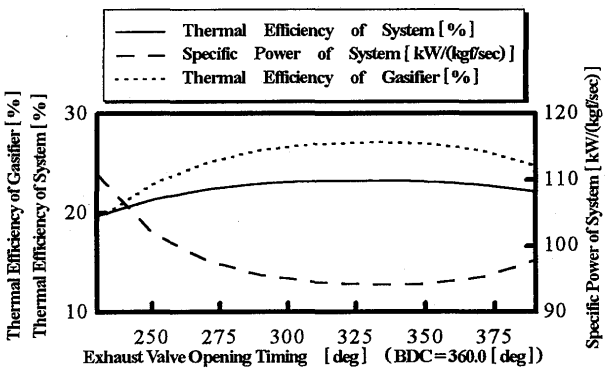
（3）吸気弁閉じ終わり時期の影響

圧縮始めのクランク角度の影響を見るため吸気弁の閉じる位置を変えて計算を行なった．結果をFig．8に示す．ベースの下死点後55.0 (775.0)[deg]より早めると主としてポンピングロスと冷却損失が減少するため多少熱効率が改善され，下死点手前 10.0 (710.0)[deg]程度が最も良かった．



Fig．8 Effect of Intake Valve Closing Timing

（4）排気弁開き始め時期の影響

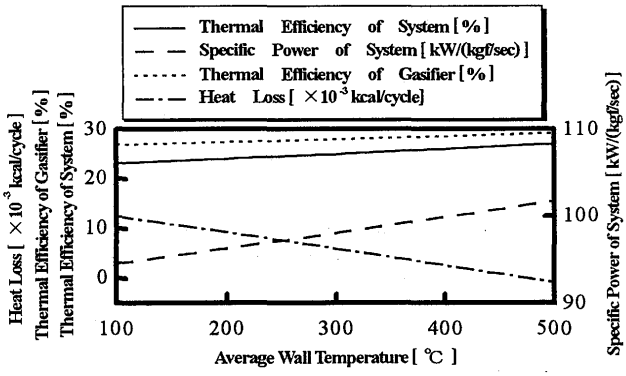


Fig．9 Effect of Exhaust Valve Opening Timing

排気弁の開き始めの時期を変化させた時の計算結果をFig．9に示す．排気弁を早く開くことにより排出されるガス温度が上昇しタービン出力が増加すると考えられた．早く開けすぎると膨張仕事が減ってしまうためガス発生機の効率は大幅に減少するが，タービンで排気エネルギが回収されるためエンジン全体の効率の減少はガス発生機部ほどではない．下死点手前30 (330.0)[deg]くらいが最適であり，そこからずれるとポンピングロスが増大するため効率が悪化することが判った．その他，吸排気弁の開閉時期によって逆流が生じている場合があり，これが効率等の低下を招いていると思われその改善のために，その時期を変化させてみたがさほど変化はなかった．結局のところ元のベースエンジンのデータが最適値に近かったために影響そのものは大きいが，効率の大幅な改善は見られなかった．

（5）壁面平均温度の影響

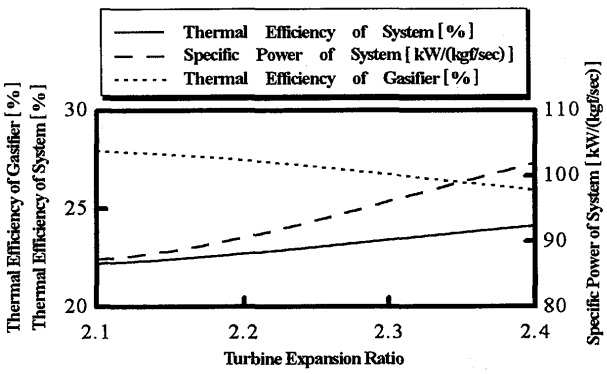
通常のレシプロエンジンでは燃焼室の壁面を遮熱し冷却損失を減らしても排気エネルギが増えるだけでエンジン効率はそれほど上がらない．しかしながら本システムではレシプロエンジン部の排気エネルギをタービンで回収するシステムであるから遮熱の効果はかなり期待できると思われる．そこで遮熱の効果を調べるため，燃焼室壁面平均温度を順次高めることによりその影響を計算した．結果をFig．10に示す．壁面平均温度の上昇とともに冷却損失が減少し，それに連れてエンジンシステム熱効率，比出力ともにが増大している．



Fig．10 Effect of Average Wall Temperature

4．3 タービン部の影響

（1）タービン膨張比の影響



Fig．11 Effect of Turbine Expansion Ratio

通常のエンジンでは，吸排気バルブのオーバラッ

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

プ期間があるためタービン膨張比は圧縮機圧力比より低くなければならない．ベースエンジンではタービン膨張比／圧力比を仮に 2..27/2.5 としているが，圧力比を一定としてタービン膨張比のみを高くしてその影響を調べた．この時“圧力比＞タービン膨張比”の関係が成り立つ範囲でタービン膨張比を変化させている．結果を Fig . 11 に示す．タービン膨張比を上げるにつれてガス発生機部の効率は低下するがタービン出力が増大するためエンジンシステム熱効率は向上する．タービン膨張比はできるだけ高くした方が良いが，この結果はベースのバルブタイミングに対するものであり，バルブのオーバーラップがない場合にはさらに高くすることも可能で，また違った結果となると思われる．

（2）タービン断熱効率の影響

当然の結果として断熱効率が高くなれば同じタービン入口条件に対してタービン出力が増大するから他に全く影響せずにエンジンシステム熱効率のみ高くなった．

（3）排気系圧力損失率の影響

排気系圧力損失率が増大するとタービン入口圧力が上昇し，レシプロエンジン部の効率が悪化する．しかしレシプロエンジン部からの排気の温度が上昇するためタービン仕事が増加し，エンジンシステム熱効率低下はガス発生機部ほどではなく僅かであった．

Table . 2　Input　Data　or　Output　Data

Output　Data		
Parameter	Unit	Value
Thermal Efficiency	%	**37.7**
Specific Power	kW/(kgf/sec)	**231.6**
Input　Data		
Parameter	Unit	Value
Pressure Ratio		**5.0**
Intake Valve Opening	deg	***495.0**
Intake Valve Closing	deg	***715.0**
Exhaust Valve Opening	deg	***300.0**
Average Wall Temperature	℃	**465.0**
Turbine Expansion Ratio		**4.54**

*measured　from　BDC

以上のように，通常のレシプロエンジンをガス発生機としたガスタービンシステムについて，各パラメーターの影響を調べた結果，熱効率には圧縮機圧力比，タービン膨張比，レシプロエンジン部壁面温度等が大きく影響する事が判った．これらの知見をもとに熱効率改善を試みた．Table . 2 に計算結果およびベースデータから変更した主要パラメーターの値を示す．エンジンシステム熱効率 37.7 [%]，比出力 231.6 [kW/(kgf/sec)] という結果が得られたが目標の熱効率 50.0 [%] には到達しなっかた．

4 . 4　バイパス用圧縮機の導入

熱効率が期待した以上に良くない原因は過給用圧縮機の駆動仕事が少ないためにレシプロエンジン部の行う仕事も少なくなり燃空比が薄く，燃焼行程においてシリンダー内温度が十分上昇しないためにタービン入口温度も低くなり出力が多く得られないためである．そこで更なる効率向上を目指し，レシプロエンジン部の負荷を増加させるために検討対象システム（タイプ①）にエンジンバイパス用圧縮機を設けることにした．そのシステムの構成図を Fig . 12 に示す．

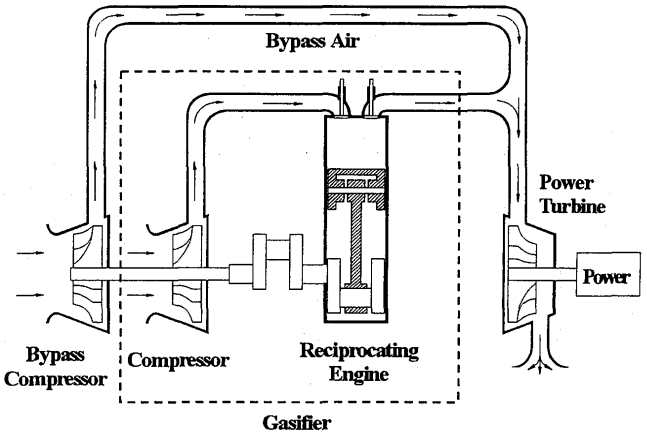


Fig . 12　Engine Configuration (Type ②)

レシプロエンジン部の排気ガスとバイパス圧縮空気が混合し，タービンに流入して仕事を行う．タービン入口温度は，時々刻々の排気ガスの状態が求められているので容積一定の容器に排気ガスおよびバイパスからの圧縮空気が流れ込み混合すると仮定して状態量を求めた．

次にバイパスシステムにおいてバイパス用圧縮機がエンジンシステムの熱効率および比出力に及ぼす影響を調べた．ベースエンジンとしては Table . 2 のパラメーターを用いた．

（1）バイパス用圧縮機の圧力比の影響

バイパス比(バイパス空気量 / レシプロエンジン吸入空気量)を 1 : 1 とし，バイパス用圧縮機の圧力比を変化させた場合の計算結果を Fig . 13 に示す．高圧力比であれば圧縮機駆動仕事が増加するためにレシプロエンジンが外部に行う仕事も増加する．ガス発生機部熱効率は悪くなるがタービン入口の温度が高くなり，またバイパス用圧縮機の圧力比があがればタービン膨張比も高くなるためにエンジンシステ

Download service for the GTSJ　via 18.116.13.113, 2024/04/26.

ム熱効率は上昇し，比出力は増大すると考えられる．

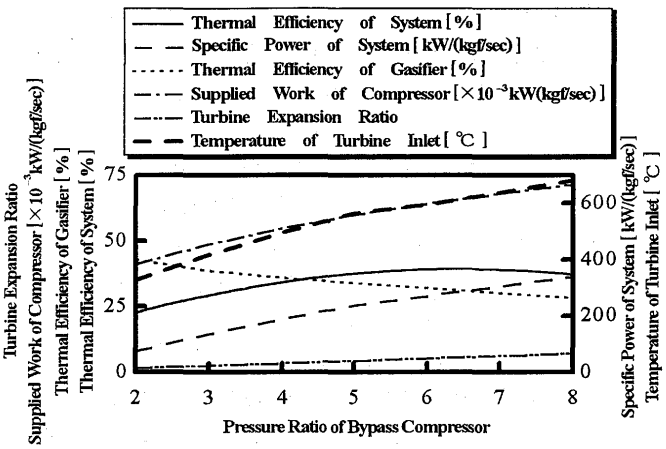


Fig . 13 Effect of Pressure Ratio of Bypass Compressor

（2）バイパス比の影響

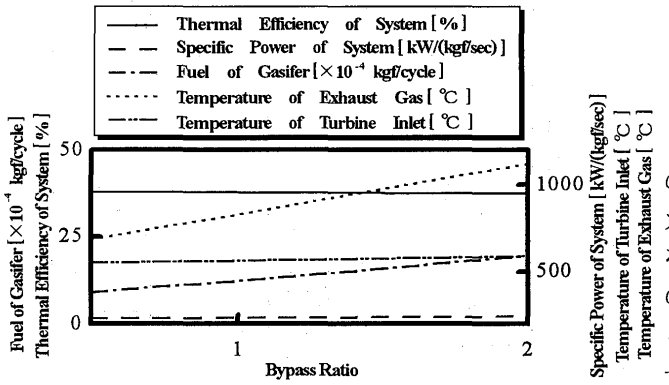


Fig . 14 Effect of Bypass Ratio

バイパス側圧縮機の圧力比を 5.0 一定としバイパス比を変化させた場合の結果を Fig . 14 に示す．バイパス比が増加すると燃料供給量が増加し，高温な排気ガスを得ることができるが，バイパス比が増加しているためタービン入口温度はほぼ一定となる．よって比出力もほぼ一定となるが，燃料供給量が増えているためにエンジンシステム熱効率は若干低下した．

（3）最適値の検討

以上の検討を参考にし，現時点で最適と思われるパラメーターおよびそのときの性能を Table . 3 に示す．バイパス用圧縮機を導入した場合においてはバイパス比を増加させるよりも，バイパス用圧縮機を高圧力比にすることによってレシプロエンジン部の負荷を上げたほうが熱効率は上昇することが判った．シミュレーションの結果，エンジンシステム熱効率 46.5 [%]，比出力 388.9 [kW/(kgf/sec)] という結果が得られ，タイプ①に比べると熱効率，比出力共に大幅に改善されたが目標の熱効率 50.0[%]には到達しなかった．

Table . 3 Input Data or Output Data

Output Data		
Parameter	Unit	Value
Thermal Efficiency	%	**46.5**
Specific Power	kW/(kgf/sec)	**388.9**
Input Data		
Parameter	Unit	Value
Pressure Ratio (Supercharger)		**3.0**
Pressure Ratio (Bypass)		**8.0**
Compression Ratio		**18.0**
Bypass Ratio		**1.0 : 1.0**
Intake Valve Opening	deg	***569.95**
Intake Valve Closing	deg	***715.0**
Exhaust Valve Opening	deg	***337.0**
Exhaust Valve Closing	deg	***539.0**
Average Wall Temperature	℃	**1120.0**
Gasifier Speed	rpm	**5000.0**

*measured from BDC

5．まとめ

熱交換器無しでも大型ガスタービン以上の熱効率の実現を目指し，容積型ガス発生機部を有する小型ガスタービンの性能をシミュレーションプログラムを開発し検討した。その結果，「バイパス用圧縮機」の導入により熱効率、比出力ともに大幅な改善が見られた。更なる熱効率向上にはタービン入口温度の一層の高温化が必要と思われるが，そのためには燃焼時の最高圧力が上昇し過ぎないような燃焼パターンの工夫と排気弁の開閉時期の最適制御が有効と思われる．また，燃焼のさせ方は排気ガス特性にも直接影響するから，その面からの燃焼パターンの検討も重要である．これらの最適化により更に高効率化がはかられ，50.0 [%] 以上の熱効率も可能との感触が得られており，その検討については，時報で報告する予定である．

参考文献

(1)"ORION,A gas－Generator Turbocompound Engine", by R . J . Hoker , S . A . E . Trans . , vol . 65 , 1957.

(2)" The Present and Future of the InternalCombustion Engine", by P . H . Schweitzer,vol.1, 1962.

(3)伊藤高根・齊藤秀男，東海大学紀要工学部 Vol . 37 , No2 , P153-160,1997

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

２軸再生式ガスタービンの性能追求制御

B—9

＊杉山 七契，　田頭　　剛，　松田　幸雄
（航空宇宙技術研究所）

１．まえがき

現用のガスタービンエンジンは，機種毎の性能差，性能劣化，センサ・アクチュエータ誤差等を考慮して，十分のマージンをとった制御器で運用されている。もし必要なエンジン変数をオンラインで精度良く同定することができれば，このマージンを減少させることができ，エンジンが潜在的にもつ性能を十分に引き出し，全体性能の向上が期待できる。例えば，計測不能であるサージマージン，タービン入口温度を高精度で推定できれば，限界に近い性能を発揮させることが可能となる。

一方，複数の制御変数を有するエンジンでは，必要出力を発生するのに自由度がある。この自由度内で，ミッションに応じた種々の制御モードを実現することができる。例えば，必要出力を発生するのであれば，燃料消費量を最小にするような制御変数の組合せを選択するのが，経済的には有利であろうし，タービン入口温度を最低にするような制御変数の組合せを選択するのが，エンジン寿命の点から有利となろう。

このように種々のパラメータを最小あるいは最大にするように制御変数の組合せを選択するとともに，制御マージンを極力小さくして，エンジンの経済性，安全性，寿命，耐環境性の面で有利な運用を実現する制御を性能追求制御（PSC: Performance Seeking Control）と呼ぶ。本報告は，２つの制御変数を有する２軸再生式ガスタービンの効率向上，出力向上，寿命向上を目指した性能追求制御についてのシミュレーションスタディの結果について述べる。

２．２軸再生式ガスタービンのシミュレーション

ここで取扱う２軸再生式ガスタービンは，図１のような形式のもので，表１に示す主要諸元をもつ仮想ガスタービンである。タービンはセラミックス製で無冷却とする。エンジン制御変数は，燃料流量W_f，パワータービン可変静翼角ξの２変数である。

既に開発されている，種々のガスタービンエンジンに適応できる汎用ダイナミックシミュレーション・ソフトウエア[1]を用いて，図２のようなシミュレーションブロック線図が得られる。これは，図１の各エンジン要素および要素間容積（Volume）を計算モジュールに置きかえ，相互に接続したもので，容易に得られる。このシミュレーションにおいて，動的モジュールはロータ（ROTOR），要素間容積（VOL）および熱交換器（HE）の３要素である。ロータは角運動量保存則，要素間容積は質量保存則およびエネルギー保存則でモデル化されている。熱交換器については，いくつかの数学的モデルが提案されているが[2]，複雑形状をもつ熱交換器について熱伝達係数等

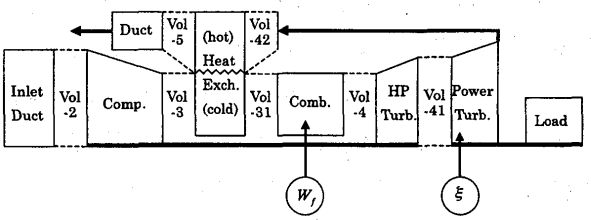


図１　２軸再生式ガスタービン構成図

表１　主要諸元

形式	２軸再生式 (無冷却タービン)
出力	300　KW
熱効率	37　%
タービン入口温度	1350　℃
圧縮機圧力比	8
空気流量	0.89　kg/s
熱交換器効率	75　%

第２７回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，（東京）

Download service for the GTSJ　via 18.116.13.113, 2024/04/26.

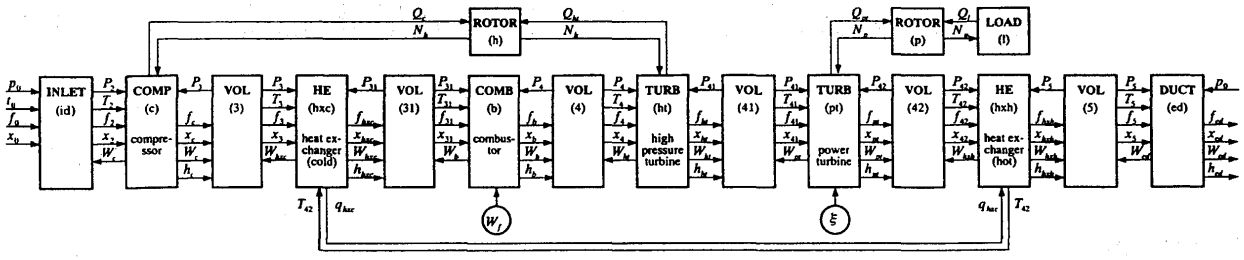


図２　２軸再生式ガスタービンのシミュレーションブロック線図

を適切に指定しなければならず実用的でない。ここでは，Hot 側入口温度がステップ状に変化した場合，Cold 側出口温度の応答は，ほぼ１次遅れとなることから，

$$\tau_{hx}\dot{T}_{31} = \eta_{hx}(T_{42} - T_3) + T_3 - T_{31} \tag{1}$$

と近似出来る。ここで，τ_{hx}：熱交換器時定数，η_{hx}：熱交換器温度効率，T_3, T_{31}, T_{42}, T_5：Cold 側入口，Cold 側出口，Hot 側入口，Hot 側出口ガス温度。τ_{hx} および η_{hx} は，エンジン運転の実測値から定められる。通常，τ_{hx} と η_{hx} は作動点に応じて変化するが，エンジンモデルの不確かさとして，制御システム設計時には考慮することができる。また，熱交換器内の熱収支から，

$$\begin{aligned} h_5 &= h_{42} - (h_{31} - h_3)W_{hxc}/W_{hxh} \\ T_5 &\leftarrow g(h_5, f_5, x_5) \qquad : \text{gas table} \end{aligned} \tag{2}$$

である。h_3, h_{31}, h_{42}, h_5：Cold 側入口，Cold 側出口，Hot 側入口，Hot 側出口ガスエンタルピ，W_{hxc}, W_{hxh}：Cold 側，Hot 側ガス流量，f_5：Hot 側出口ガス燃空比，x_5：Hot 側出口ガス水空比。また，圧力損失を考慮して，

$$P_{31} = P_3 - \zeta_{hxc}W_{hxc}^{\ 2}, \qquad P_5 = P_{42} - \zeta_{hxh}W_{hxh}^{\ 2} \tag{3}$$

とする。ここで，ζ_{hxc}, ζ_{hxh}：Cold 側，Hot 側流路抵抗係数。

状態変数は，ロータ（ROTOR）に１つ，要素間容積（VOL）に２つ，熱交換器（HE）に１つであり，全体として状態変数ベクトル $\mathbf{x}$ は 15 次元で，

$$\mathbf{x} = (N_p, N_h, T_{31}, m_3, u_3, m_{31}, u_{31}, m_4, u_4, m_{41}, u_{41}, m_{42}, u_{42}, m_5, u_5)^T \tag{4}$$

となる。ここで，N_p：パワーロータ回転速度，N_h：高圧ロータ回転速度，m_3：容積３における蓄積質量，u_3：容積３における蓄積エネルギー，等々である。制御変数ベクトル $\mathbf{u}$ は２次元で，

$$\mathbf{u} = (W_f, \xi)^T \tag{5}$$

である。ここで，W_f：燃料流量，ξ：パワータービン可変静翼角。計測変数ベクトル $\mathbf{y}$ は，任意にとることができるが，８次元ベクトルとして，

$$\mathbf{y} = (L, N_p, N_h, P_3, T_{31}, T_{41}, T_{42}, T_5)^T \tag{6}$$

とする。ここで，L：動力，P_3：圧縮機出口圧力。

このエンジンの非線型ダイナミックシミュレーションの数学的モデルは，

$$\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{f}(\mathbf{x}, \mathbf{u}), \qquad \mathbf{y} = \mathbf{g}(\mathbf{x}, \mathbf{u}) \tag{7}$$

で表せる。式(4)を任意作動点近傍で線形化すると，

$$\dot{\mathbf{x}} = A\mathbf{x} + B\mathbf{u}, \qquad \mathbf{y} = C\mathbf{x} + D\mathbf{u} \tag{8}$$

となる。A, B, C, D はそれぞれ状態推移行列，制御行列，観測行列，直達行列であり，まとめてシス

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

テム行列と呼ぶ。これらの行列は，

$$A=\left(\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{x}}\right),\quad B=\left(\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{u}}\right),$$
$$C=\left(\frac{\partial \mathbf{g}}{\partial \mathbf{x}}\right),\quad D=\left(\frac{\partial \mathbf{g}}{\partial \mathbf{u}}\right) \tag{9}$$

のようにJacobian行列で定義される。出力$\mathbf{y}$の入力$\mathbf{u}$に対する8×2次元の伝達関数行列$G(s)$は，

$$G(s)=C(sI-A)^{-1}B+D \tag{10}$$

で求められる。ただし，Iは単位行列。エンジンのダイナミックスを支配するのは，状態推移行列Aで，Aの固有値の逆数がモード時定数となる。式(10)により，任意の入出力変数の組み合わせに対して，伝達関数，周波数応答特性，ステップ応答特性を求めることができる。これらは，ロバスト多変数制御システム設計の重要な基礎データとなる。前記のガスタービンエンジンの汎用ダイナミックシミュレーション・ソフトウエアは，状態変数と制御変数に摂動を与えシステム行列A,B,C,Dを導出するソフトウエアを含んでいる[3]。

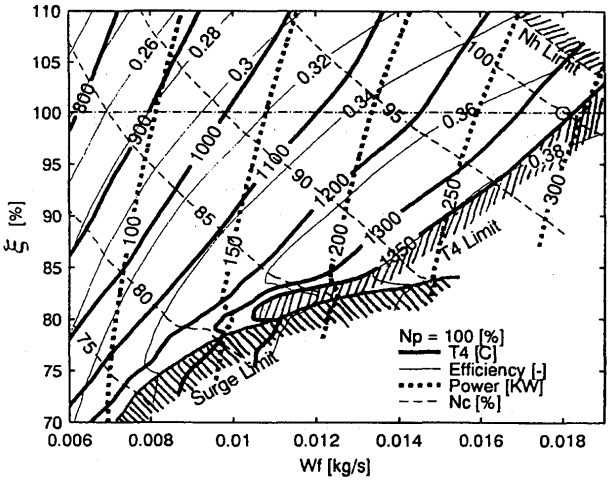


図3(a) 制御変数面での①等タービン入口温度線，②等効率線，③等出力線，④等高圧ロータ回転速度線

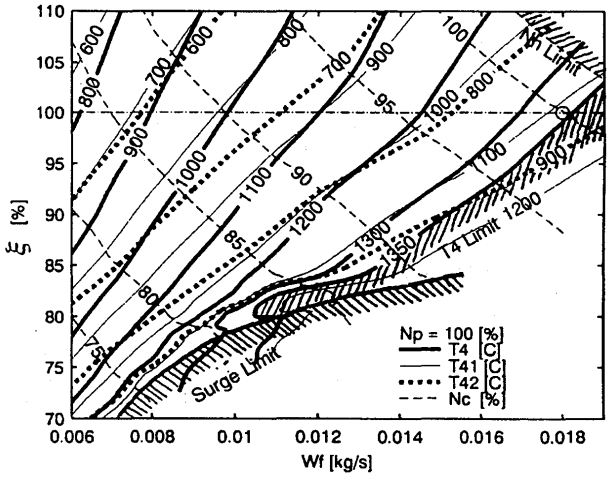


図3(b) 制御変数面での①等タービン入口温度線，②等タービン出口温度線，③等熱交換器入口温度線，④等高圧ロータ回転速度線

3．定常特性および動特性

図3(a)はシミュレーションより求めた定常特性で，制御変数面での①等タービン入口温度線，②等効率線，③等出力線，④等高圧ロータ回転速度線，また，図3(b)は，①等タービン入口温度線，②等タービン出口温度線，③等熱交換器入口温度線，④等高圧ロータ回転速度線を示している。発電機負荷を想定して，パワーロータ回転速度は一定(N_p=100 [%])時の特性である。図中，ハッチングは，タービン入口温度限界(T_4=1350℃)，高圧ロータ回転速度限界(N_h=103 [%])，高圧圧縮機サージ限界を示している。

図3(a)から，ほぼ全作動域において，同一出力に対してタービン入口温度が高いほど効率は高いといえる。従って，高効率がミッションである場合は，タービン入口温度を限界値（1350℃）に維持して運転すればよい。また，エンジン寿命向上がミッションである場合は，効率は低下してもタービン入口温度を下げて運転するのが良い。一方，このガスタービンの最高出力は，タービン入口温度限界線と高圧ロータ回転速度限界線の交点で得られ，出力は約300 KW，熱効率は約37％となっている。性能追求制御（PSC: Performance Seeking Control）として，①熱効率追求，②出力追求，③エンジン寿命向上，の3つのモードを考えると，タービン入口温度制御が行えれば実現することになる。しかし，通常，タービン入口温度は計測不能であり，この制御はできない。

図4は，ロータ回転速度N_p,N_hの，(a)燃料流量W_fに対するステップ応答，(b)パワータービン可変静翼角ξに対するステップ応答，(c)(e)燃料流量W_fに対する周波数応答，(d)(f) パワータービン可変

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

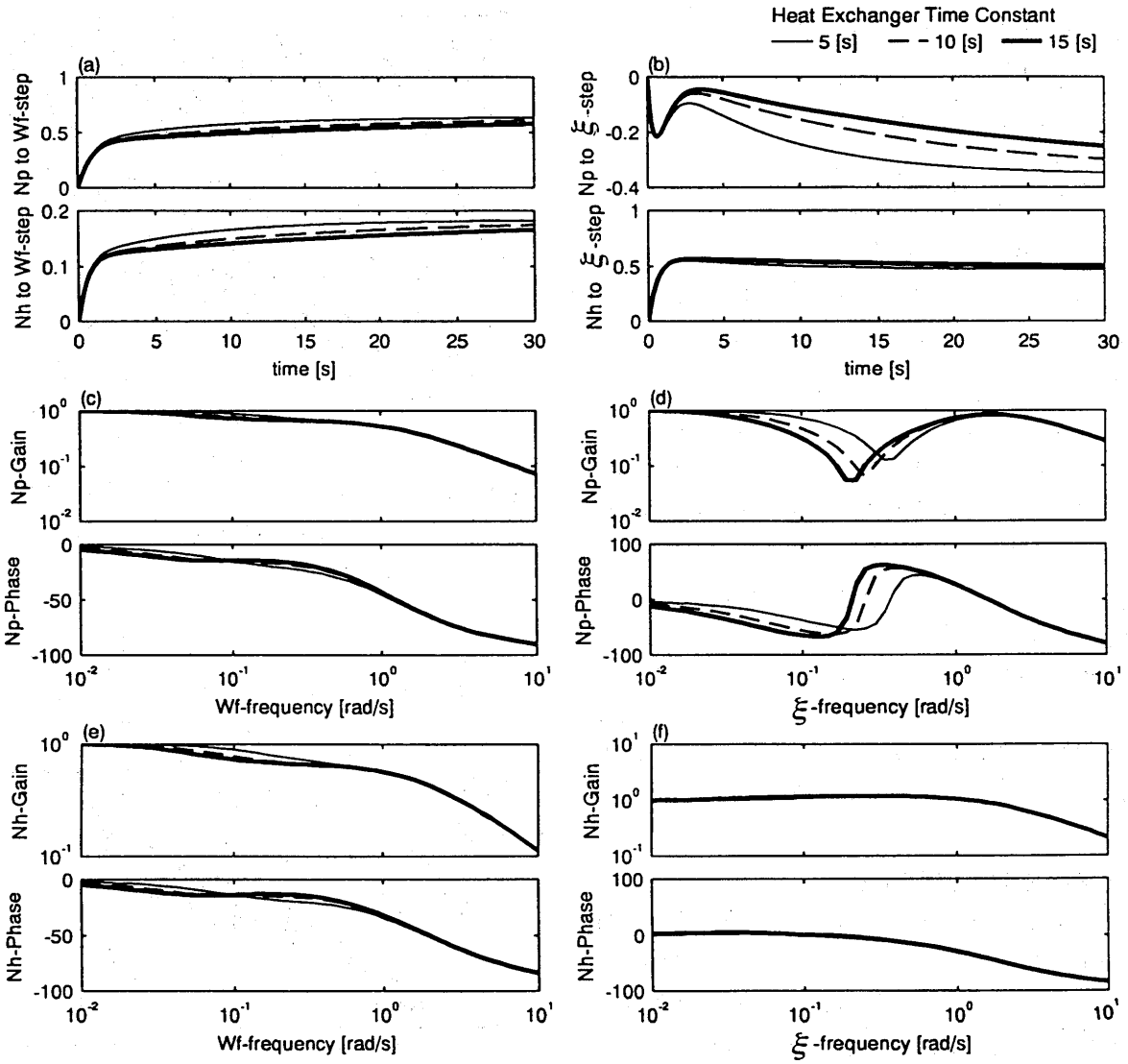


図４　ステップ応答特性および周波数応答特性

静翼角ξに対する周波数応答，を示す。3つの熱交換器時定数τ_{hx}=5, 10, 15 [s]について求めてある。燃料流量に対するロータ回転速度の応答（(a)(c)(e)参照）は，ロータ・ダイナミックスによる比較的速い応答と，熱交換器ダイナミックスによる遅い応答を合成したものとなっている。パワータービン可変静翼角に対する高圧ロータの応答（(b)(f)参照）は，熱交換器ダイナミックスの影響は弱く，ほとんどロータ・ダイナミックスの応答特性である。パワータービン可変静翼角に対するパワーロータの応答（(b)(d)参照）は，特異なもので可変静翼とパワーロータが共振的になる周波数領域がある。次節の多変数ロバスト制御システム設計にはこれらの基礎データを用いた。

4．性能追求制御（PSC: Performance Seeking Control）

制御システムの概念　前述の様に，2軸再生式ガスタービンの，①熱効率追求，②出力追求，③エンジン寿命向上，の3種の性能追求制御は，タービン入口温度制御で実現することができるが，通常タービン入口温度は計測不能である。図3(b)によると，タービン入口温度と出口温度は相関が強く，タービン入口温度制御（T_4=1350℃）は，タービン出口温度制御（T_{41}=1150℃）あるいはパワータービン出口温度制御（T_{42}=900℃）で代用することも可能である。しかし，タービン性能の劣化等があるとこの関係

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

は維持できず良質の制御は期待できない。ただし，タービン性能劣化はタービンの熱落差を小さくするため，タービン出口温度による代用は，安全サイドとなる。パワータービン出口温度T_{42}は，熱交換器高温側入口温度であり，熱交換器寿命の観点から重要な変数である。

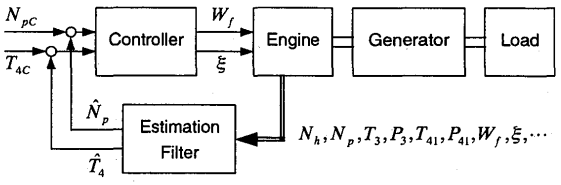


図５　性能追求制御システムの概念

そこでタービン入口温度の高精度推定値が得られれば性能追求制御が実現されることになる。その概念を図５に示す。発電機負荷の場合，どの性能追求ミッションにおいても，パワーロータ回転速度指令値はN_{pC}=100 [%]一定値である。熱効率追求および出力追求ミッションでは，タービン入口温度指令値は限界値T_{4C}=1350℃である。エンジン寿命向上ミッションでは，タービン入口温度指令値をT_{4C}=1250℃あるいは 1150℃と下げることによって実現する。タービン材料の環境温度と寿命との関係から，比較的少ない温度低下によって，タービン寿命が著しく増大することが多い。例えば，100℃の低下により寿命が 5 割増ということもある。この場合，熱効率は低下することになるが，図３を参照して，効率と寿命の妥協点を決定すべきであろう。

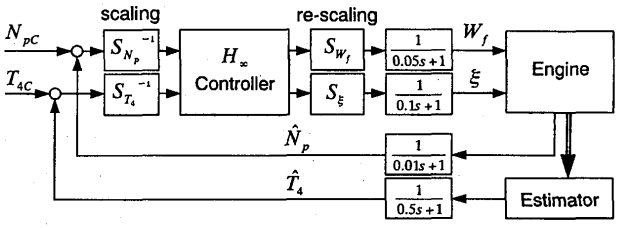


図６　多変数ロバスト制御

推定フィルタ　タービン入口温度T_4は，図５に示すように，他のエンジン計測値からフィルタリング技術により高精度で推定され得るものである。例えば，高圧タービン流量特性変化および効率特性変化を考慮したカルマンフィルタ[4]により，タービン性能変化のある場合でもタービン入口温度の高精度推定が可能である。あるいは，熱力学的関係式から推定することも可能であろう。本報告では推定フィルタ技術の詳細にはついては述べない。

多変数制御器　図５の性能追求制御概念を実現するための多変数ロバスト制御システムを図６に示す。制御系の設計において，センサおよびアクチュエータのダイナミックスは図中に示すような１次遅れとして近似し，多変数制御システム設計にはH_∞理論（γ -iteration 法）を採用した。変数はスケーリングにより基準化した方が，数値演算上有利であるため，図６の制御システムはスケーリング・リスケーリングを含んでいる。また，高度なタービン入口温度推定法はここでは採用しておらず，推定の遅れのみを考慮した。図７は，パワーロータ回転速度指令値：N_{pC}=100 [%]，タービン入口温度指令値：T_{4C}=1350℃，として，

(1) 時刻 0 [s] 時点において，負荷を 94[%] (282[kW])より 85[%] (254[kW])へ急減，

(2) 時刻 10 [s] 時点において，負荷を 85 [%]より 94 [%]へ急増，

させた時の代表的エンジン変数の応答を示している。実線および破線は，熱交換器時定数をそれぞれτ_{hx}=5 [s]および 15 [s]とした時の応答である。パワーロータ回転速度制御（N_p=100 [%]）およびタービン入口温度制御（T_4=1623[K] (1350℃)）は安定に行われている。熱交換器の遅れは，主燃料流量で補正されており，発生動力の応答速度に影響は及ぼさない。応答の遅い熱交換器等価燃料流量W_{feq}と応答の速い主燃料流量W_fとの合計が，タービン入口温度を一定にするように制御されるからである。ここではガスタービン運転に必要な種々の制限制御は含まれておらず，負荷急変時のタービン入口温度の 20℃オーバーシュートは改善されうるものである。

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

5．むすび

2つの制御変数を有する2軸再生式ガスタービンのシミュレーションを構築し，定常特性および動特性を明らかにした。これを用いて，熱効率向上，出力向上，エンジン寿命向上を目指した性能追求制御を試み，有効であるとの見通しを得た。現在はシミュレーションスタディのフェーズであり，実機ガスタービンによる検証が必要であろう。ここで取上げた形式のガスタービンは広く使用されているものであり，性能追及制御の効果は小さくないと考えられる（本研究の一部は，通商産業省工業技術院「セラミックスガスタービンの研究開発」によって行われ，実施にあたっては川崎重工業株式会社の協力を得たことに篤く感謝致します）。1999.5.26

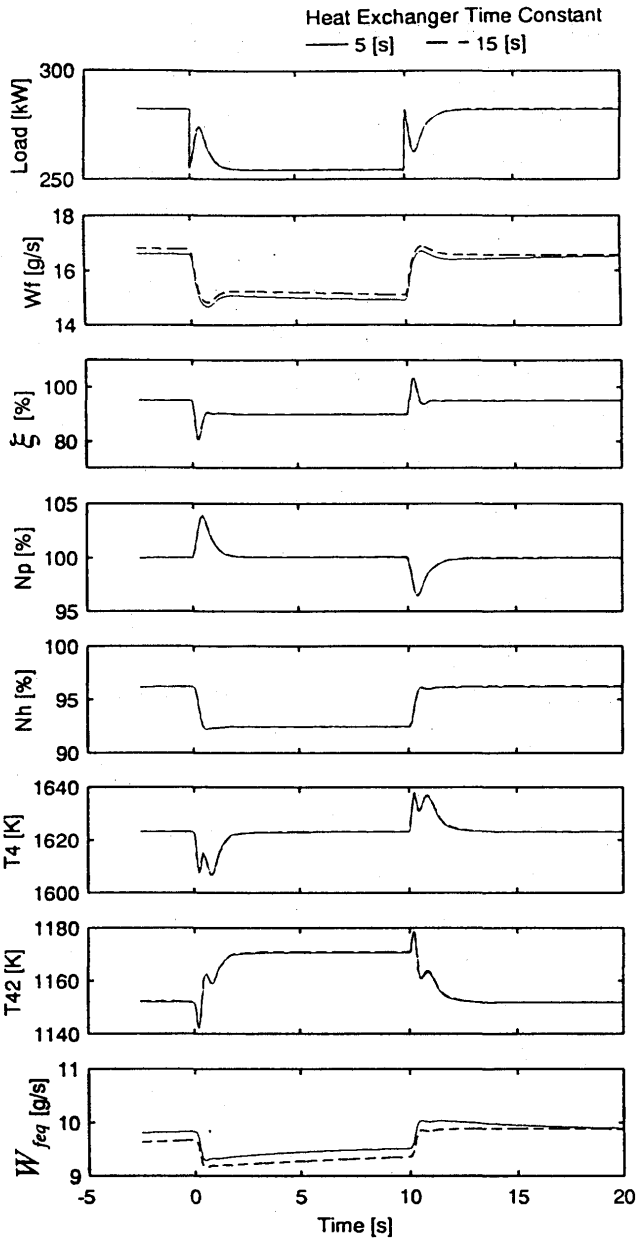


図7　負荷変動時の応答

記号

A,B,C,D：システム行列，f：燃空比，$\mathbf{f}(\cdot),\mathbf{g}(\cdot)$：ベクトル関数，$G(s)$：伝達関数行列，$g(\cdot)$：関数，$h$：エンタルピ，$I$：単位行列，$L$：動力，$m$：蓄積質量，$N_h$：高圧ロータ回転速度，$N_p$：パワーロータ回転速度，$P$：全圧，$p$：静圧，$Q$：パワー，$q$：熱量，$S$：スケーリング値，$s$：ラプラス演算子，$T$：全温，$t$：静温，$u$：蓄積エネルギ，$\mathbf{u}$：制御変数ベクトル，$x$：水空比，$\mathbf{x}$：状態変数ベクトル，$\mathbf{y}$：計測変数ベクトル，$W$：ガス流量，$W_f$：燃料流量，$W_{feq}$：熱交換器等価燃料流量，$\eta_{hx}$：熱交換器温度効率，$\tau_{hx}$：熱交換器時定数，$\xi$：パワータービン可変静翼角度，$\zeta$：流路抵抗係数。【下添字】$_c$：指令値，$_c$：高圧圧縮機，$_b$：燃焼器，$_{ht}$：高圧タービン，$_{pt}$：パワータービン，$_{hx}$：熱交換器，$_{hxc}$：熱交換器低温側，$_{hxh}$：熱交換器高温側，0,2,3,31,4,41,42,5：エンジン断面位置（図1参照）。【上添字】$\dot{o}$：微分，o^T：転置行列，o^{-1}：逆行列。

参考文献

(1) Sugiyama, N., “Generalized High Speed Simulation of Gas Turbine Engines”, ASME 90-GT-270, 1990.

(2) London, A.L., Biancardi, F.R. and Mitchell, J.W., “The Transient Response of Gas-Turbine-Plant Heat Exchangers - Regenerators, Intercoolers, and Ducting”, Transaction of the ASME, Journal of Engineering for Power, Vol.81, Oct 1959, pp-433-448, 1959.

(3) Sugiyama, N., “Derivation of System Matrices from Nonlinear Dynamic Simulation of Jet Engines”, Journal of Guidance, Control, and Dynamics, Vol.17, No.6, pp1320-1326, 1994.

(4) Sugiyama, N., “System Identification of Jet Engines”, ASME 98.GT-99, 1998.

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

超音速ジェットの騒音低減化に及ぼすエジェクタの効果

*田口　勲（早大　院），大田　英輔（早大・理工），木島　基博（早大・理工）
小林　紘，生沼　秀司，長井　健一郎，武田　克巳，石井　達哉（航技研）

1. まえがき

次世代超音速旅客機の実現に向けて主音源となるジェット騒音を低減することが必要とされ，機械式ジェット騒音低減法と排気速度低減法の両面から多くの開発が進められている．機械式ジェット低減装置に関しては騒音低減量／推力損失の比が大きいこと，軽量で着脱の容易なことなどが要求される．その騒音低減装置の一つとしてタブを用いたジェットの強制混合法は主騒音成分となるスクリーチ騒音成分の抑制に有効であるとされ，これまでにタブの形状及び寸法による騒音低減効果の研究がなされてきている[1][2]．ノズル外囲に装着しジェットの周囲に二次空気を流入させるエジェクタについての研究もなされ[3]，エジェクタの取り付け位置[4]や円形ノズルにおいてエジェクタとの出口断面積比の影響による騒音低減効果[5]等の報告もされている．

本研究は矩形ノズルとエジェクタとタブ（矩形・ニードル形）の組み合わせとエジェクタの装着位置やエジェクタ内壁条件による騒音低減効果及び推力損失への影響を調べることを目的とする．

2．実験装置と実験方法

300kWの圧縮機から供給された空気は圧力コントロールバルブを通過した後，ノズルから無響室内へ常温で放出される（図１）．ノズル出口を中心とした半径1.5mの円周上，ジェット軸に対して20°から110°の範囲で10°間隔に1/4'マイクロホンを計10個設置し，0～100kHzの周波数範囲で遠距離場騒音計測を行い騒音低減特性を調べた．ノズルはアスペクト比が２の矩形ノズル（25mm×50mm），タブは表１に示す寸法の矩形およびニードル形タブを用いた．タブは，図３に示すようにノズル出口の長辺上の中央部に装着する．エジェクタの出口面積は矩形ノズルの4倍（50mm×100mm）で長さは131mmである（図4）．エジェクタの内壁には吸音孔が開いており，その外側には吸音材が挿入できるようになっている．本実験に用いた吸音材は，多孔アルミである．エジェクタの位置は，ノズル出口面とエジェクタ入口面が一致する位置をゼロとし-1.5Dから1.5Dまで変化させることができる（D:矩形ノズ

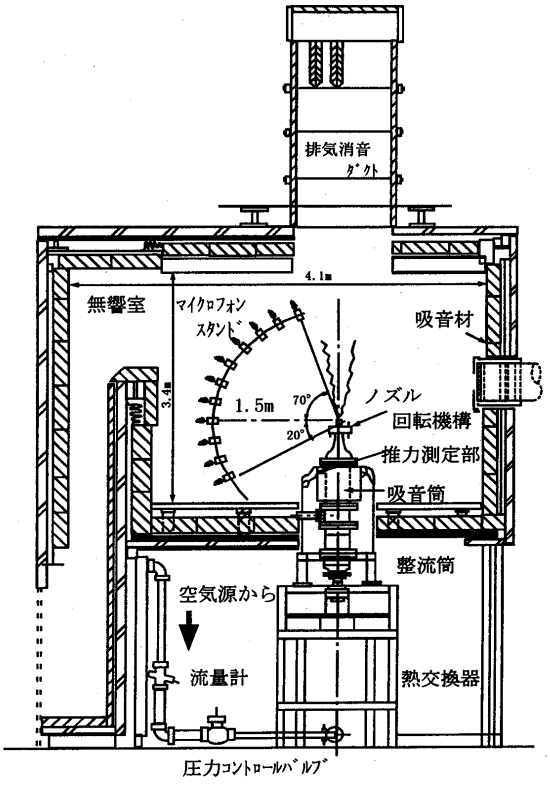


図１．超音速ジェット試験装置概略図

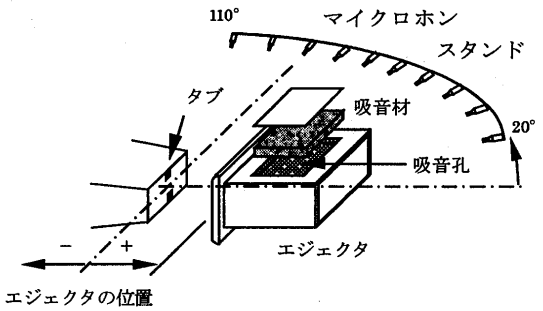
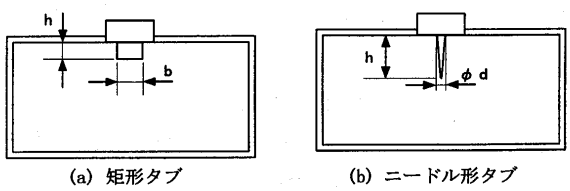


図２．エジェクタとタブの概略図



(a) 矩形タブ　(b) ニードル形タブ

図３．タブの形状

表１．タブの寸法

タブ形状	タブ番号	幅：b（径：d）[mm]	高さ：h [mm]	ブロッケージ [%]
矩形	Re1	2.5	1.2	0.24
	Re6	5.0	2.5	1.00
ニードル形	Ne1	1.9	13	0.99

第２７回ガスタービン定期講演会
講演論文集，1999.5，（東京）
Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

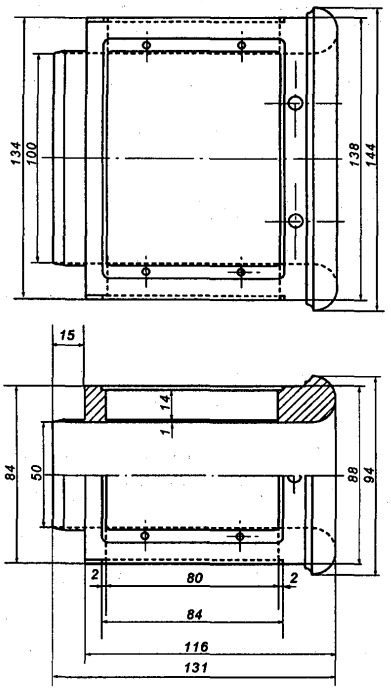


図４．エジェクタの形状と寸法

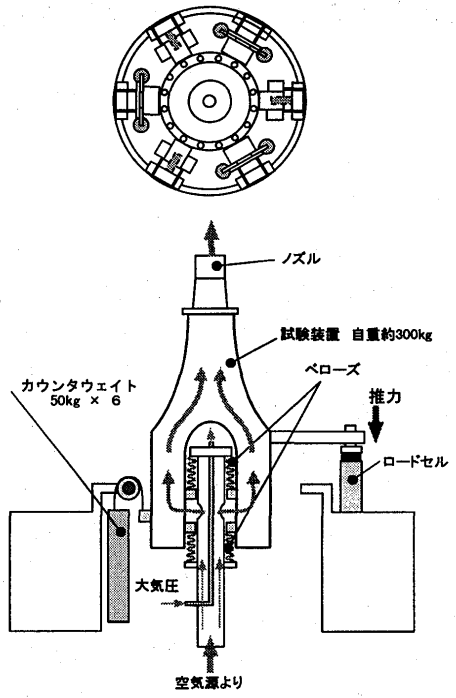


図５．推力測定機構

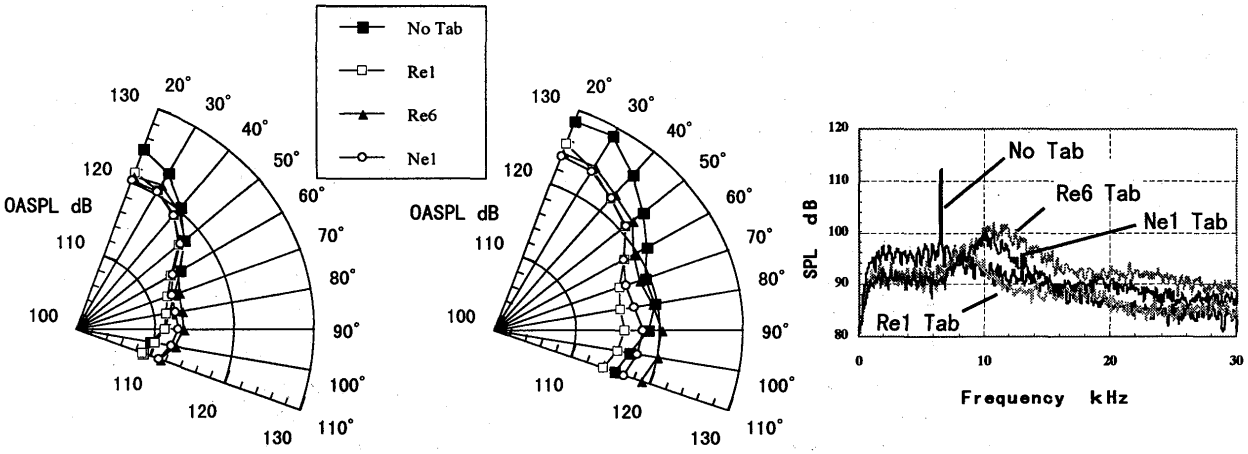


図６．タブの種類による騒音低減効果 左:全音圧値分布， 右:90° 方向の狭帯域スペクトラム (Mj=1.38)

ルの短辺長)．ジェットマッハ数はMj=1.18，1.28，1.38において測定を行った．測定された狭帯域騒音データを10倍スケールのノズルからの騒音周波数及び騒音レベルに換算し，それに聴覚補正と純音補正を加えてPNLT dBの評価値を得た．

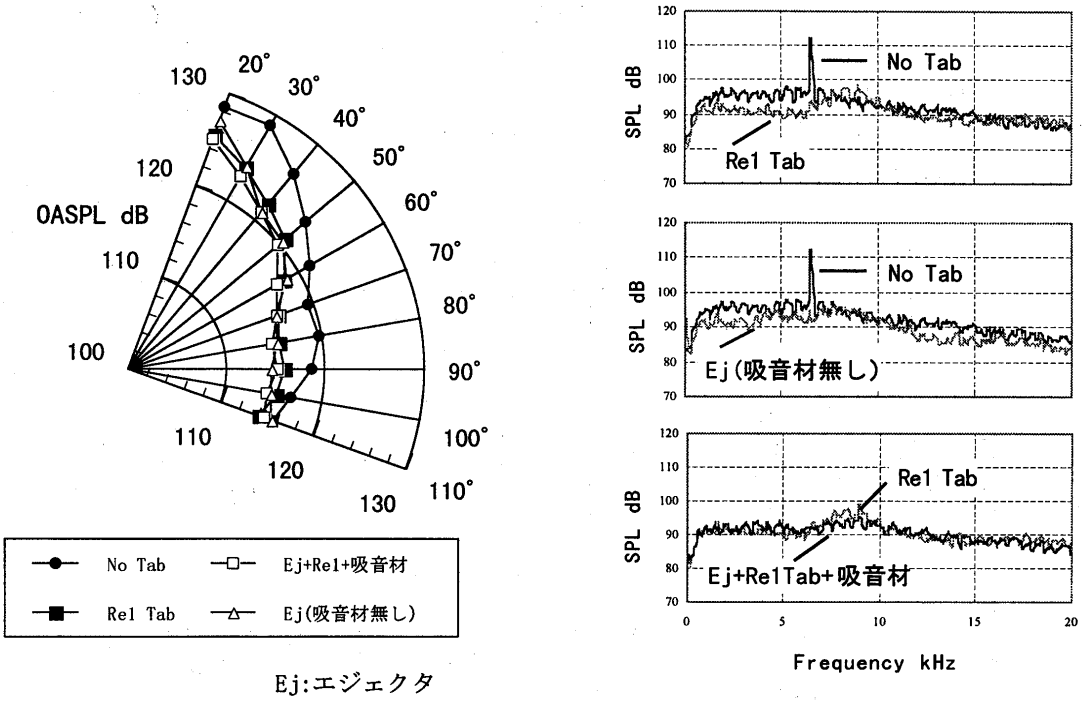
図5に示すようにジェット推力は試験供試体に取り付けられた3個のアームを各々1個のロードセルで支持し，測定する．ダクトと供試体との連結には耐熱鋼の一対のベローズを使用している．推力の算出は，あらかじめベローズとロードセルの系のばね剛性を求めておき，それにより測定推力値を補正している．使用したロードセルおよび動歪計の誤差精度は15gである．また，測定精度を上げるため，試験供試体をカウンタウェイトで吊り上げ自重を相殺させている．

３．実験結果と考察

3.1. 騒音試験結果

矩形ノズルにタブを装着した場合の騒音低減効果を，全音圧分布 と狭帯域スペクトラムにおいて比較した結果を図６に示す．ブロッケージ比が0.24％のRe1タブではタブ無しの場合と比較して，ほぼ全方向にわたり全音圧レベルが数dB低減されている．ブロッケージ比が1.0％のRe6タブの場合はRe1タブよりも全音圧レベルが大きく，90° ～110° の範囲ではタブ無しの場合より大きい値となっている．同じブロッケージ比のNe1タブにおいても，Re1タブよりも全音圧レベルは大きくなっている．90° 方向のスペクトラムの比較において，タブの非装着時に見られる６kHz付近の離散的なスクリーチ音は

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.



Ej:エジェクタ

図７．タブ・エジェクタ・吸音材の組み合わせによる騒音低減効果の比較
左:全音圧値分布，右:90° 方向の狭帯域スペクトラム (Mj=1.38)

いずれのタブによっても消滅しているが，Re6やNe1タブなどのブロッケージの大きなタブを用いると，流れに与える擾乱が大きくなるため10kHz付近で広帯域の高周波数騒音の増加が生じてしまう．

次にタブ，エジェクタ，吸音材の有無による騒音の比較を行った．ジェットマッハ数Mj=1.38で，（1）ノズル単独，（2）Re1タブ，（3）エジェクタのみ（吸音材無し），（4）エジェクタ＋Re1タブ＋吸音材の４条件について比較した結果を図７に示す．なお，エジェクタを装着した場合の位置はゼロとする．タブのみを装着したときとエジェクタのみを装着したときで全音圧レベルを比較すると，90° 付近ではエジェクタの低減量が上回り，20° 付近ではタブの低減量が上回っている．90° 方向の狭帯域スペクトラムにおいて，タブを装着した場合，スクリーチ周波数近傍の騒音低減効果は大きいが，それよりも高い周波数での音圧レベルの増加が見られる．一方エジェクタのみを装着した場合，この高周波数域の増加は少ない．タブ装着時にさらにエジェクタと吸音材を装着した場合，高周波数域の増加が数dB低減され，20° ～70° 方向において全音圧レベルが最小となっている．

図８はジェットマッハ数Mj=1.18，1.28，1.38において，吸音材無しの条件でエジェクタの位置を－1.5D，－0.5D，0.5D，1.5Dと変化させたときのスペクトラムおよび全音圧値の比較を示したものである．Mj=1.28ではエジェクタの位置が1.5Dのとき強いスクリーチ音が発生し，全音圧レベルが高くなっている．Mj=1.18，1.38ではエジェクタを－0.5Dより上流側の位置に装着した場合スクリーチ音が発生し，全周方向において全音圧値が上昇している．これらのスクリーチ周波数はエジェクタの位置によって異なり，ノズル単独のときに発生する周波数とも異なる．スクリーチ音が発生するエジェクタの位置はジェットマッハ数によって変化し，また，その周波数はノズルとエジェクタのスケールの比によって変化するため，さらに調査を行う必要がある．

エジェクタの内側の壁面条件および吸音材による騒音低減効果を調べるために，（1）吸音孔無し，（2）吸音孔＋空間，（3）吸音材の場合について比較を行った．その結果を図９に示す．このとき，エジェクタの位置は －1.5Dとし，ノズルにはRe1タブを装着している．全音圧値は吸音材や吸音孔の有無によってほとんど変化しないことが分かる．

3.2. 推力損失測定結果

タブの種類による推力損失割合の変化を図10に示す．推力損失割合はそれぞれのジェットマッハ数

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

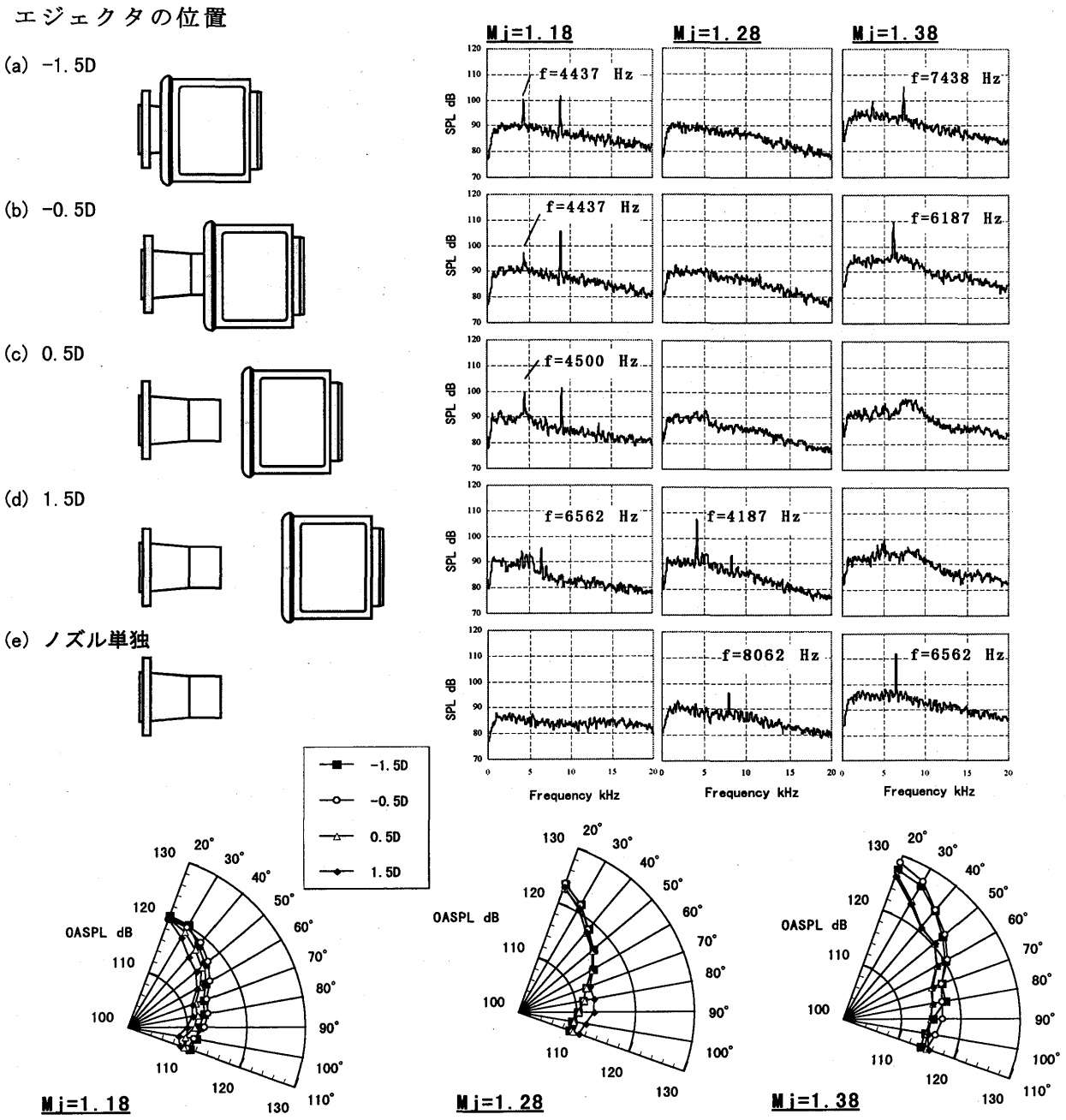


図８．エジェクタの位置による騒音の変化 上:狭帯域スペクトラム 下:全音圧値分布

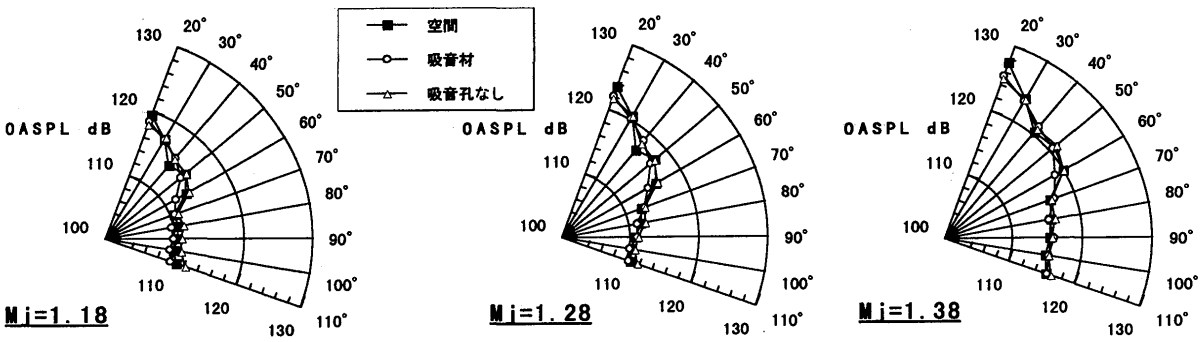


図９．エジェクタの内壁条件および吸音材による騒音低減効果の比較

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

におけるノズル単独でのジェット推力を基準にして計算している．推力損失はブロッケージ比が0.24%のRe1タブが最も小さく，1.0%のニードルタブ，1.0%の矩形タブの順で損失割合が大きくなっている．同一ブロッケージ比でもニードルタブは矩形タブに比べ損失が半分以下になっており，推力はタブの形状に大きく影響されることが分かる．

次にエジェクタ，タブ，吸音材の有無による推力の比較を行った．（1）Re1タブ，（2）エジェクタ・吸音孔無し，（3）エジェクタ＋吸音材，（4）エジェクタ・吸音孔無し＋Re1タブ，（5）エジェクタ＋Re1タブ＋吸音材の５種類の条件についての推力損失の割合を図11に示す．推力損失の割合はノズル単独でのジェット推力を基準にし，ノズル単独よりも推力が増加する方向を正とする．エジェクタの装着により推力が上昇し，吸音孔無しのエジェクタを装着した場合，推力上昇が最大となる．また，吸音材の装着により推力が減少する傾向がある．各騒音低減装置装着時について推力値を比較すると，次のような関係になる．

ﾀﾌﾞ ＜ ﾀﾌﾞ＋ｴｼﾞｪｸﾀ＋吸音材 ＜ ｴｼﾞｪｸﾀ＋ﾀﾌﾞ
≒ ｴｼﾞｪｸﾀ＋吸音材 ＜ ｴｼﾞｪｸﾀのみ

エジェクタの位置による推力の変化を図12に示す．測定はエジェクタのみ（吸音孔無し）の条件で行い，推力変化の割合はエジェクタの位置がゼロのときの推力を基準値としている．どのジェットマッハ数においても，エジェクタをノズル出口面から下流側に装着するにしたがい推力が増加している．増加の割合は最大で1.2%程度である．

3.3. 推力損失に対する騒音低減効果

推力損失に対する騒音低減効果を比較するために，横軸に推力損失の割合を，縦軸に騒音低減量ΔPNLTdBをとりプロットしたものを図13，14に示す．ジェットマッハ数Mj=1.38の80° 方向の値をタブの種類とエジェクタの位置について比較した．エジェクタは(a)吸音孔が無い場合と(b)Re1タブと吸音材を装着した場合について比較した．タブの種類による１％推力損失割合当りの騒音低減量の値はRe1タブが最も大きく約3.9 PNLT dB/%である．図14より，エジェクタを下流側に装着することによって推力に対する騒音低減効果が大きくなることが分かる．エジェクタのみを装着した場合，1.5Dの位置で1.55%の推力の増加と約6.5 PNLTdBの騒音低減効果が得られた．

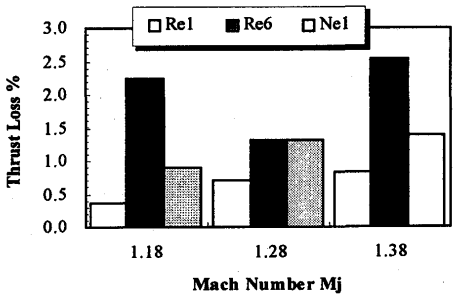


図１０．タブの種類による推力損失の比較

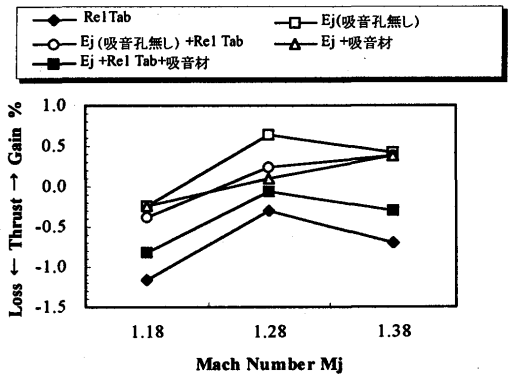


図１１．騒音低減装置の有無による推力損失割合の比較

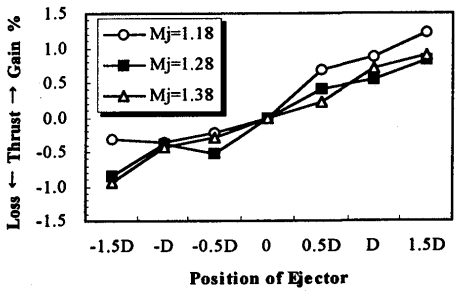


図１２．エジェクタの位置による推力損失割合の変化

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

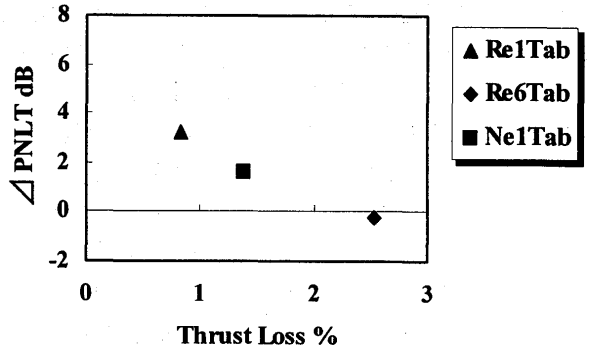


図１３．タブの種類による推力損失に対する騒音低減量の比較（Mj=1.38，90° 方向）

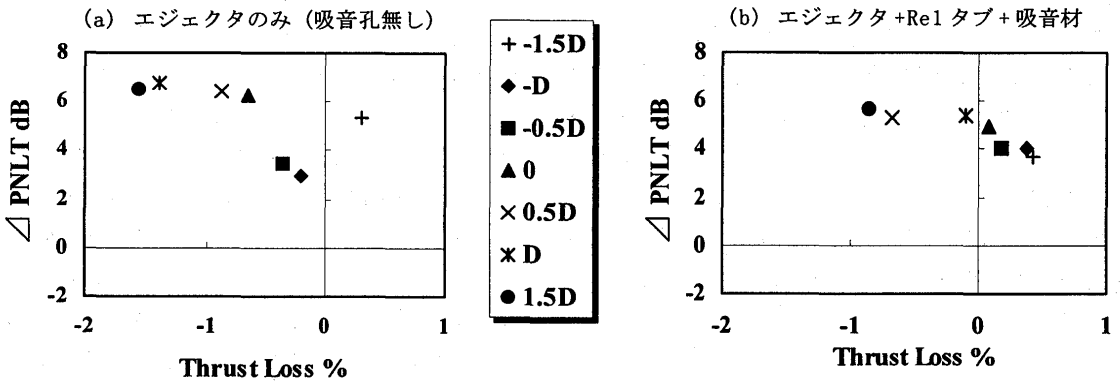


図１４．エジェクタの位置による推力損失に対する騒音低減量の比較（Mj=1.38，90° 方向）

４．まとめ

超音速ジェットの騒音に対する各種騒音低減装置の効果を調べるために，矩形ノズルにエジェクタとタブを組み合わして装着し，またエジェクタの取り付け位置を変化させ騒音測定試験と推力測定試験を行った．得られた結果から以下のことが明らかとなった．

(1) ブロッケージ比が0.24%の矩形タブによりスクリーチ音が完全に消滅し，全方向にわたり騒音が２～５ dB程度低減される．ブロッケージ比が大きくなると高周波数の騒音レベルが増大するとともに推力損失も大きくなる．

(2) エジェクタを装着した場合，タブを装着時にみられた高周波数域での広帯域騒音の増加は生じない．

(3) エジェクタの装着位置により推力が変化し，エジェクタがノズル出口より下流側に離れるにつれて推力が増加する傾向がある．また，エジェクタのみを装着した場合，その位置により騒音スペクトラムも大きく変化し，条件によってはノズル単独で発生するスクリーチ音とは異なる周波数の離散音が発生する．

(4) 吸音孔と吸音材の有無による騒音の変化はほとんどない．

参考文献

[1] H.Kobayashi, H.Oinuma, M.Kijima; Study on Characteristics of Supersonic Jet Noise from Jet Nozzles with Various Geometry, 日本機械学会 71 期全国大会(1993. 10)．

[2] H.Kobayashi, H.Oinuma, T.Sawamura and E.Outa; Effects of Tab Size on Supersonic Underexpanded Cold and Heated Jet Noise Suppression and Jet Thrust Loss, AIAA 93-4348.

[3] K.K.Ahuja; Mixing Enhancement and Jet Noise Reduction Through Tabs Plus Ejectors, AIAA 93-4347.

[4] K.K.Ahuja, K.C.Massey, A.C.Entrekin; Contribution of Mixing Within an Ejector to Farfield Noise Measurements, AIAA 96-0639.

[5] 小林 紘 他；タブとエジェクタの組み合わせによる不足膨張時の超音速ジェット騒音低減に関する基礎研究，ガスタービン学会(1993)．

Download service for the GTSJ via 18.116.13.113, 2024/04/26.

編集・発行　©　(社)日本ガスタービン学会 200　1999.5

Download service for the GTSJ · via 18.116.13.113, 2024/04/26.