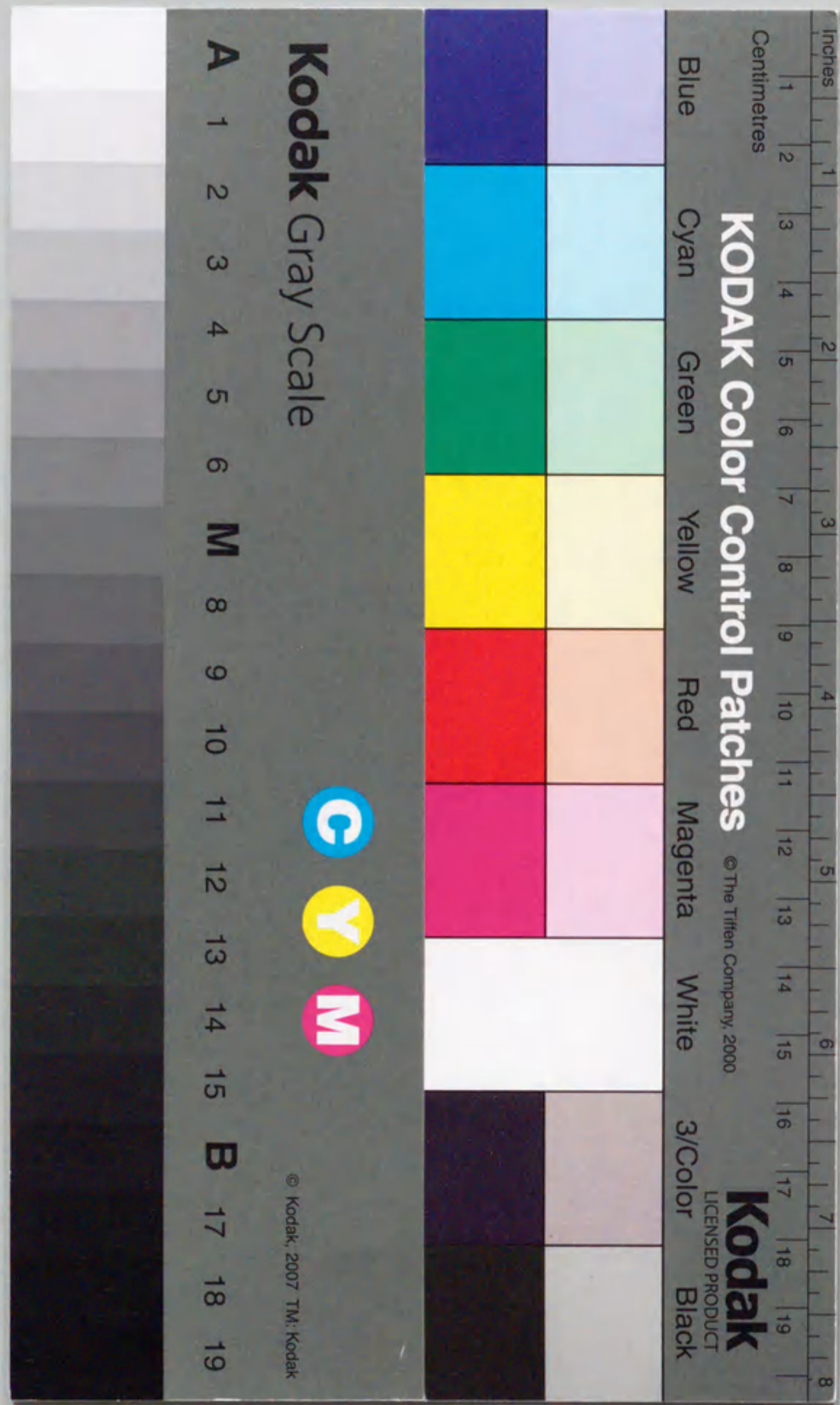


気化器用ダブルベンチュリ管内の流れ

— 現象解析及びそれに基づく開発研究 —

大澤克幸



報告番号 乙第 4084 号

気化器用ダブルベンチュリ管内の流れ

— 現象解析及びそれに基づく開発研究 —

大澤克幸

目 次

	頁
序章 本論文の概要	
1. Abstract.....	1
2. 研究の背景.....	4
3. 研究の目的.....	7
4. 論文の内容.....	8
5. 本論文の自動車技術への寄与.....	12
第1章 ダブルベンチュリ内の空気流	
1.1. 序論.....	13
1.2. ノズルの突き出しと燃料噴出がない場合の性能予測.....	14
1.2.1. まえがき.....	14
1.2.2. 実験装置と方法.....	15
1.2.3. 各部の損失係数.....	16
1.2.4. ダブルベンチュリの性能予測.....	18
1.2.5. 本節の結論.....	19
1.3. ベンチュリ性能に関する一般的考察.....	20
1.3.1. まえがき.....	20
1.3.2. ラージベンチュリの設計因子の影響.....	20
1.3.3. 多重ベンチュリの極限性能に関する考察.....	21
1.3.4. 本節の結論.....	23
本章に関する図と表.....	24
第2章 実用的ダブルベンチュリにおける流体现象	
2.1. 序論.....	39
2.2. メインノズルの突き出しと燃料噴出の影響.....	39
2.2.1. まえがき.....	39
2.2.2. 実験装置と方法.....	40
2.2.3. ダブルベンチュリ各部の負圧特性.....	41
2.2.4. S. V. 側空気流量割合.....	41
2.2.5. S. V. 出口負圧の増加.....	43

2.2.6.	本節の結論.....	4 6
2.3.	メインノズルの突き出しがある場合の ベンチュリ内の空気流速分布.....	4 6
2.3.1.	まえがき.....	4 6
2.3.2.	空気流速分布の測定方法.....	4 7
2.3.3.	空気流速分布の測定結果.....	4 7
2.3.4.	本節の結論.....	4 8
2.4.	メインノズルから噴出する燃料の挙動.....	4 9
2.4.1.	まえがき.....	4 9
2.4.2.	燃料の微粒化観察.....	4 9
2.4.3.	燃料の平均粒径測定.....	5 0
2.4.4.	本節の結論.....	5 3
	本章に関する図と表.....	5 4
第3章 数値計算による理論的考察		
3.1.	序論.....	7 5
3.2.	S, V. 内の空気流速分布と空気流量割合.....	7 5
3.2.1.	まえがき.....	7 5
3.2.2.	数値計算のためのモデル化.....	7 6
3.2.3.	基礎方程式.....	7 7
3.2.4.	計算法.....	7 8
3.2.5.	計算結果と考察.....	8 4
3.2.6.	本節の結論.....	8 6
3.3.	液滴の輸送と蒸発によるS, V. 内流動抵抗 増加についての検討.....	8 6
3.3.1.	まえがき.....	8 7
3.3.2.	計算モデル.....	8 7
3.3.3.	計算方法.....	9 0
3.3.4.	計算結果と考察.....	9 0
3.3.5.	本節の結論.....	9 4
	本章に関する図と表.....	9 6

第4章 空気噴流を利用した空燃比制御気化器の開発		
4.1.	序論.....	1 0 9
4.2.	噴流による燃料抑制効果.....	1 0 9
4.2.1.	まえがき.....	1 0 9
4.2.2.	基礎特性.....	1 1 0
4.2.3.	実エンジンへの適用.....	1 1 2
4.2.4.	本節の結論.....	1 1 3
4.3.	エアブリード制御方式との比較(実車検討).....	1 1 4
4.3.1.	まえがき.....	1 1 4
4.3.2.	検討システム.....	1 1 4
4.3.3.	モード試験結果.....	1 1 5
4.3.4.	本節の結論.....	1 1 6
	本章に関する図と表.....	1 1 7
第5章 空気噴流による燃料流量制御の流体力学		
5.1.	序論.....	1 3 1
5.2.	空気噴流の衝突効果.....	1 3 1
5.2.1.	まえがき.....	1 3 1
5.2.2.	噴流の作用.....	1 3 1
5.2.3.	シュリーレン法による観察.....	1 3 2
5.2.4.	本節の結論.....	1 3 3
5.3.	エアブリード制御方式との比較.....	1 3 3
5.3.1.	まえがき.....	1 3 3
5.3.2.	燃料の微粒化.....	1 3 4
5.3.3.	燃料通路内での遅れ.....	1 3 5
5.3.4.	制御空気の変動.....	1 3 5
5.3.5.	燃料の噴出変動.....	1 3 6
5.3.6.	リミットサイクルの制御周波数.....	1 3 6
5.3.7.	本節の結論.....	1 3 9
	本章に関する図と表.....	1 4 0
第6章 結言.....		
		1 5 0

記号.....	1 5 3
文献.....	1 5 9
著者の論文リスト.....	1 6 2
謝辞.....	1 6 6

序章 本論文の概要

1. Abstract

Research is performed on fluid mechanics in a double venturi tube which is one of the main components for a gasoline engine carburetors.

The purposes of the work are itemized as follows.

(1) Clarification of fluid mechanics in a double venturi that controls the air fuel ratio of a mixture fed to a gasoline engine. The fluid mechanics is not yet well understood to serve as guidelines for the development of new carburetors.

(2) Development of a new air fuel ratio control system, which is indispensable for improvements in engine performances.

The fluid mechanics in a double venturi is investigated both experimentally and analytically at the first half of this thesis. Fuel spouting and main nozzle protrusion make it difficult to clarify the fluid mechanics in a real carburetor. Therefore, the fluid mechanics of air flow in an idealized simple venturi model is examined first, in which no fuel spouting nor main nozzle protrusion exist.

In chapter 1, it is concluded that the characteristics of a double venturi can be predicted by assembling the performances of each components such as two kinds of intake nozzles and diffusers. A double venturi makes a larger portion of intake air to pass to the small venturi, thereby decreasing the pressure in the small venturi. In some kinds of double venturi, the air flow ratio to the small venturi becomes less than the air passage area ratio at the intake cross section of the small venturi. The air flow ratio to the small venturi is affected effectively by the performance of the diffuser in the small venturi.

Then, effects of fuel spouting and main nozzle protrusion on an idealized air flow are investigated by examining air flow velocities, wall pressure distributions, and air flow ratio to the small venturi in chap-

ter 2. The investigation is further carried out for realistic conditions.

These effects are summarized into three categories, based on air flow separation which is influenced by fuel spouting and main nozzle protrusion. In the first category, the air flow ratio to the small venturi keeps almost the same level regardless of an increase in main nozzle protrusion though greatly decreased by fuel spouting. In the third category, the ratio is not affected by fuel spouting, though gradually decreased by an increase in main nozzle protrusion. The second category is the transition of the two categories.

The effects of fuel spouting and main nozzle protrusion are then examined by numerical simulations in chapter 3. The air flow velocity distributions in a 2-dimensional double venturi are calculated by the Finite Element Method, to examine the effects of main nozzle protrusion on air flow separation. The three categories obtained through the experimental analysis are predicted by the simulation. There are three probable effects of fuel spouting, i.e. increase of gas flow rate due to the vaporization of fuel, increase of flow resistance in the small venturi due to the acceleration of fuel spray, and change of air flow pattern in the small venturi. The first and second effects are estimated by solving 1-dimensional spray equations by the Runge-Kutta method. It is concluded that the decrease of air flow ratio in the first category is due to the creation or enhancement of an air separation region by the fuel spouting in the transverse direction.

An air jet collision control carburetor has been developed based on the knowledge from the former analysis. The performance of the new carburetor is evaluated in chapter 4. The fuel flow rate is suppressed in the carburetor by direct collision of air jet that is naturally induced by the pressure difference between the throat of the small venturi and its upstream toward the fuel just spouting from the main nozzle. Since

the air jet flow rate is controlled by an electric control valve mounted in the air by-pass passage, the fuel flow rate can be electrically controlled in a feedback control loop using an oxygen sensor installed in the exhaust pipe.

The fuel suppression capability by the air jet is confirmed first in a bench test. Then, an automobile with a trial product of the air jet collision control carburetor is examined in LA#4 mode tests on a chassis dynamometer. The carburetor shows a reduction of 30% in emission compared with the conventional air bleed control carburetor.

The evaluated results are discussed in detail from fluid dynamic view points in chapter 5. It is shown that an air flow rate of even below 1% of intake air can suppress the fuel. Low fluctuations of the control air and fuel flow are concluded to be the main causes of the reduction in emission for the air jet collision control carburetor.

2. 研究の背景

自動車用ガソリン機関の燃料供給方法は(1)気化器と(2)燃料噴射の二つに大別される。近年、エレクトロニクスの発達にともない排気管に設けられた酸素センサーからのフィードバック信号に基づいて燃料噴射量を理論空燃比付近に補正制御し、三元触媒によって排気浄化を図るシステムが主流を占めている。この種のシステムのうち燃料噴射弁を用いるシステムは吸気ポート噴射とスロットルボディ噴射に大別される。このうち、吸気ポート噴射にはK-J (Jetronic)、D-J、L-Jの三種類がある^[1]。これらの燃料噴射方式は吸入空気量の測定方法に違いはあるものの、空気流量計によって測定した吸入空気量に比例した燃料を、コンピュータの制御によって燃料噴射弁から噴射するという点で共通している。

これに対して気化器方式は、気化器のベンチュリ構造がそれ自体で空気流量計の機能を果たしているため、空気流量計を必要としない。気化器では吸入空気がベンチュリ部に作り出す負圧によって燃料が吸い出され、吸入空気量にほぼ比例した燃料がメインノズルから噴出し混合気を形成する。そのため気化器にはセルフコントロール機能が備わっているといえるが、反面そのままでは外部から空燃比を制御できる機能が備わっていなかった。ところが最近のように厳しい排気対策が要求される場合には、混合気の空燃比を高い精度で制御してエンジンに供給する必要が生じ、何等かの方法で外部から制御できる機能を持った空燃比制御気化器が開発され、増加している。このような空燃比制御気化器には、エアブリード量を制御するもの、バイパス空気を制御するもの、燃料メータリングを制御するもの、の三種類がある^{[2][3]}。気化器を用いたこれらの空燃比制御システムは電子制御系が故障した場合でも、気化器が本来持っている機能のまま燃料を供給し続けるため一種のフェイルセーフ機能が備わっていることになり、信頼性の高い燃料供給システムとなる。また前述のように空気流量計を必要としないため、部品点数が少なく価格が安いという良さもある。その反面、気化器は構造が複雑であるために、各種のエンジンに対応するためのマッチングが煩雑で、その開発には極めて熟練したエンジニアの技能を必要とする。

一般に、気化器方式には(1)コストが低い(2)信頼性が高い等の理由から依然として大衆車向けに強いニーズがある。そこで従来型気化器に改良を加

えることによって、燃料噴射方式と同等の機能を持つ空燃比制御システムを構築する場合が増えており、その改良、開発には多大な努力が払われている^[4]。

このような空燃比制御気化器システムを開発するに当たっては気化器本体、酸素センサー、アクチュエータ、制御回路などの制御システムを構成する各要素部品の性能を向上する必要があることは言うまでもない。

このうち気化器本体についてみると、空燃比制御を行わない状態の空燃比(ベース空燃比)の安定性が制御を行う場合の制御性に影響を与え、燃費や排気性能を悪くする原因となってきた。ところがこの気化器のベース空燃比の調整に関してはこれまで合理的な指針がない状態にあったため技術者の経験的ノウハウや適合技術に依存して来た。これには、これまで気化器の空燃比を決めるメカニズムが十分に研究されておらず、気化器の設計技術者がよりどころとなる、統一的設計指針がないことが原因している。例えばできあがった気化器に於てベンチュリ各部の圧力を調べてみると本来高いはずの圧力が実際には低かったり、予期していない空燃比傾向の気化器ができたりすることがよくある。このため前述した最近の空燃比制御気化器で要求されている高い精度で設定されたベース空燃比を持つ気化器を的確に設計できない状況にある。

気化器のベース空燃比を支配するのは燃料通路系の流量特性と空気流路系の特性である。このうち燃料通路系に関しては大山ら^[5]、古山^[6]、Harringtonら^[7]によって、かなり詳細な研究が行われている。大山らはエアブリードの流量特性と燃料の流量特性によって燃料流路系で発生する各種の二相流の状態と管路内の圧力損失の関係を調べ、メインノズル負圧にたいする燃料流量特性を明らかにした。またHarringtonらは、大山らと同様の方法を更に展開して、気化器の空燃比を予測するシミュレーション手法を確立することを試みた。ところが、ここで用いたベンチュリ部の負圧特性は、単に流路面積と空気流量とでベルヌーイの式から導いており、実際の気化器の特性を十分反映していない。この例からも分かるように、これまで気化器の空気流路系に関しては体系的に研究された例がなく空気流路を形成するベンチュリの特性や機能について不明な点が多い。そのため気化器全体の空燃比特性を予測する上で残された問題となっている。また現場の技術者が各種エンジンにたいして空燃比の適合を行う上では、必要なデータが不足し、基本となる考え方が無いという、片手落ちの状態になっており空気流路系

の特性を基礎的に調べる必要が生じている^{[8][9]}。

一方、現在使われている気化器を改良する前述のような努力と並行して、更に新しい空燃比制御気化器を開発する努力も続けられている。現在使われている三種類の空燃比制御気化器には、それぞれ次のような問題点があるといわれている。エアブリード制御では、燃料流路の途中に混入するエアブリードの量を増大して燃料流量を減少させるため、制御を行わない場合のエアブリード量に比べて多量の空気が混入する。このために、本来気泡流であるべき燃料流路内の二相流がスラグ流となり、メインノズルから脈動しながら噴出し、ひどい場合にはエンジンのサージングを引き起こすこともあるといわれている^[3]。エアバイパス制御では、吸入空気にバイパス空気を追加し、空気流量を増やすことによって空燃比を変化させているため、エアブリード制御に比べて大量の空気を制御する必要がある。このため、バイパス空気の制御用アクチュエータがエアブリード制御に比べてかなり大型になる。その上一定流量のバイパス空気を流した場合には、高負荷時ほどその効果が弱くなり、負荷によって制御できる空燃比制御幅が変化する（特に最大出力時には制御が効かなくなる）。またメータリングニードル制御では直径1.2mm程度のメータリングジェットの流れ面積を、ニードルの動きで制御するため制御機構が複雑となる。

このためこれらの問題点を解決する新しい空燃比制御方式の開発が望まれている。この様な背景に基づき、著者は自動車用ガソリンエンジンの燃料供給系における、空燃比制御気化器の研究の重要性を感じ研究に着手した。

3. 研究の目的

空燃比制御気化器の研究を行うに当たり、著者は研究のねらいをシステムの中心である気化器本体に絞ることとした。中でも先に述べたように、空気流路系の主要構成要素であるダブルベンチュリの機能と特性が十分把握されていないことに鑑み、これを明らかにすることを第一の目的とした。これを行うには現実の気化器から多少はなれて、メインノズルの突き出しや、燃料噴出がない状態での流れから調べ、次第にメインノズルの突き出しや、燃料噴出の影響へと研究を進めるのが妥当である。これらの研究の過程で得られるデータは、ダブルベンチュリ内の空気流動や、燃料噴霧流のメカニズムを解明する手がかりとなると共に、気化器の設計の指針となるデータベース作りにも役立つ。

本研究の第二の目的は、Harringtonらの研究に代表される様な、気化器の空燃比特性の予測に関するものである。前節で述べたように気化器の空燃比特性は燃料流路系の特性と、空気流路系の圧力特性によって決まる。この内後者に関する説明が不十分なために、ベンチュリの形状が与えられた場合でも、メインノズルにかかる負圧特性が正確に与えられず、空燃比特性の予測が不正確であった。そこで本論文での試みは、ベンチュリ諸元が与えられた場合のメインノズル負圧の予測を行うことである。

本研究の第三の目的は、新しい空燃比制御方式の可能性検討である。著者らはダブルベンチュリの基礎現象を調べる過程で、その機能を利用して新しい空燃比制御方法を考案した。そのため研究の後半では、考案した空気噴流式空燃比制御気化器の試作研究を行い、現在使われている空燃比制御方法に代わる制御法を確立することを目指す。研究の中では、燃料制御機能の確認、エンジンベンチ試験と車両を用いたシャーシダイナモ上でのモード試験などの実用化をめざした評価試験を行った後、考案した新しい空燃比制御法の流体力学的側面を基礎的に調べる。

4. 論文の内容

本論文では乗用車用のガソリンエンジンで使われている化器の、空気流路系の代表的構成要素であるダブルベンチュリ内の流れに関する研究成果が記述される。

研究の意図するところは次の二点である。

(1) エンジンに供給される混合気の空燃比特性を決定している化器の空気流路系の設計指針を作る。最終的にはシミュレーション技術として確立する。

(2) エンジンの性能向上のため現在では必須となっている化器の空燃比制御の新しい手法を開発する。

本論文の前半ではダブルベンチュリ内の流れのメカニズムについて、実験と理論解析の両面から研究した結果について記述する。実際の化器では燃料供給装置としての機能を果たすためにメインノズルや燃料噴出が現象を極めて複雑なものにしている。このため、最も単純な条件から次第に現実に近い条件へと進むことによって問題を整理する必要がある。前半で記述するダブルベンチュリ内の流れに関しては、始めに実際の化器では存在するメインノズルや燃料噴出がない理想的な条件下での空気流の研究を行い、ダブルベンチュリの本来の機能と空気のみが流れた場合の理想形状について考察する。その次にはメインノズルと燃料噴出が理想的な空気流れに対して与える影響を、ベンチュリ各部の負圧特性や、空気流速分布、小ベンチュリ側への空気流量割合に関して実験的に研究する。その後、メインノズルの突き出しと燃料噴出が空気流に対して与える影響について数値計算を行い、理論的検討を加える。

また本論文の後半では、前半で行われる流体力学的研究によって得られた知見を基に考案した、空気噴流式空燃比制御化器の実用化研究の結果について記述する。空気噴流式制御化器の実用化研究では、噴流による燃料の抑制能力を確認した後、すぐにエンジン実験、シャシーダイナモを使っての車両実験による評価が行われ、現在実用化されている他の制御化器との性能面での比較が行われる。それに引き続いて再びその流体力学的側面に立ち返り、噴流による燃料抑制効果を現象面から調べ、エンジン実験、車両実験の結果と対比しながら考察する。

各章の内容は次の通りである。

本論文の第1章では、まず始めにメインノズルと燃料噴出が無い理想的なダブ

ルベンチュリ内の流れについて調べる。ここではダブルベンチュリを構成するノズルとディフューザそれぞれ二つずつの四種類の流量損失を調べ、これらを組み合わせることによってダブルベンチュリの特性を予測できることが示される。この結果ダブルベンチュリの本来の機能は、小ベンチュリ側へいかに多くの空気を分流させ得るかにかかっており、燃料の噴出量を支配するメインノズル負圧はこの流量とベンチュリ径、メインノズル形状によって決定されることが結論される。ところが実験対象として選んだ三種類のダブルベンチュリでは、小ベンチュリ側への空気流量割合がかなり異なり、ひどい場合には小ベンチュリの入口径より狭い領域の空気しか流入しないことがある。そして、この小ベンチュリ側への流量割合には主に小ベンチュリ出口部のディフューザ性能が影響することが示される。

本論文の第2章では、メインノズルの突き出しと燃料噴出がベンチュリ各部の負圧特性と小ベンチュリ側空気流量割合に与える影響を調べ、それがメインノズルの突き出し長さやディフューザ広がり角に対して三種類の領域に分類できることが示される。さらにベンチュリ内の空気流速分布の測定結果から小ベンチュリ側への空気流量割合の減少の原因(小ベンチュリのディフューザ損失増加の原因でもある)が内部の空気流の剝離によっていることが示される。

そして最後にメインノズルから噴出する燃料の微粒化状況が、写真観察と噴霧粒径測定によって調べられる。その結果、ダブルベンチュリの機能の別の側面として、小ベンチュリスカート部からの微粒化と、大ベンチュリ内壁への燃料付着の防止があることが示される。

本論文の第3章では、メインノズルの突き出しと燃料噴出がベンチュリ内の空気流に与える影響について、それぞれ数値計算による検討が加えられ、第1章で得た実験結果との対比を交えて論じられる。

ここでは始めに、メインノズルの突き出しを長くして行くと、小ベンチュリ内の剝離領域が拡大する過程が流れの有限要素法解析によって模擬される。有限要素法解析では現象の把握を目的とするため、小ベンチュリは入口にメインノズルに相当するステップ状の突起がある二次元ディフューザで模擬した。計算結果を小ベンチュリ出口部の有効流路面積に関して整理すると、メインノズルが長くなるのに伴って小ベンチュリ側の空気流量割合の変化は三種類の領域に分類される。これらの結果を前章の実験結果と比較すると、両者の定性的傾向は良く一致する。

その結果、ダブルベンチュリで発生する小ベンチュリ側空気流量割合の変化は、主に小ベンチュリ出口部での有効流路面積の変化に起因していることが結論される。

続いてメインノズルから燃料が噴出する場合について検討する。燃料が噴出することによる、小ベンチュリ側の空気流量割合への影響は先の三種類の場合で異なる。

第一の領域では燃料噴出の影響は大きい、第三の領域ではその影響は殆ど見られない。その原因としては(1)燃料の蒸発による気流側質量流量の増加(2)液滴の加速のための空気流の損失増加(3)燃料噴出による空気流動状態の変化、が考えられる。そこで、ここでは燃料噴霧の蒸発と運動を支配する一次元の基礎方程式をルンゲ・クッタ法で解くことによって、(1)、(2)の影響の程度を調べた。その結果、それらの影響は小さく燃料噴出による小ベンチュリ側空気流量割合の変化を説明することは出来ないと結論される。そのため(3)の効果が大きく、これはメインノズルから噴出する燃料があたかもメインノズルを突き出したのと同じ役割を果たし、剝離領域の増大を誘発しているためと推定される。

本論文の第4章では、第1、2章で調べられたベンチュリ特性を利用して考案した空気噴流式制御気化器の開発研究について記述する。考案した空気噴流式制御気化器では、小ベンチュリスロート部に形成されるベンチュリ負圧によって、吸気流路の上流からバイパス流路を通じて自己吸引される空気が、メインノズルに対向する位置に設けられた空気ノズルから噴出する時、燃料の噴出量を抑制する効果があることを利用している。この気化器を閉ループ制御系の中で用いるときにはバイパス空気流路の途中に、空気流量を制御する制御バルブを設け、この開度を電氣的に制御することによって、所定の空燃比を得る。この章では、この気化器の燃料制御能力を確認した後、エンジンベンチ試験によって空燃比の閉ループ制御が実現できることを示す。さらにその後この気化器を搭載した車両を用いてシャシーダイナモ上でLA#4モード試験を行う。この時、現在用いられているエアブリード制御方式や、バイパス空気制御方式との性能比較を行う。その結果空気噴流式制御気化器ではエアブリード制御方式と比べて、燃費的にはメリットがないが排気エミッションでは約30%の改善効果を達成できたことが述べられる。

本論文の第5章では、考案した空気噴流式制御気化器の燃料制御現象について

基礎的に調べた結果を記述する。始めに空気噴流の燃料への衝突効果を定量化し、空気噴流量が全吸入空気量の高々1%程度であることが示される。さらにシュリーレン観察によって、噴流の燃料への衝突状況の観察により、燃料の衝突効果の確認が行われる。その後、LA#4モード試験において得られた30%のエミッション改善の原因がエアブリード制御方式と比較して考察される。考えられる四つの原因のうち、制御空気の変動と、燃料の噴出変動が小さいことがこのシステムの制御性を高めている原因と推定される。

5. 本論文の自動車技術への寄与

(1) 本論文の成果をもとに従来のダブルベンチュリの設計に改良が加えられ、高効率ベンチュリとして生産に移された。その主な内容は、小ベンチュリの拡がり角が従来は20～23度であったものを、8度に変更するとともに、小ベンチュリ長さを1.5倍とすることで、小ベンチュリスロート部の負圧を高めることができた。

(2) 本論文の内容の主要な部分は、気化器の設計技術者及びエンジン技術者向けの手引書としてまとめられ、トヨタグループ内で活用されている。

(3) 空気噴流方式の空燃比制御気化器については、量産エンジンへの搭載が検討されたが最終的には生産には至らなかった。しかし、気化器の数少ない空燃比制御方式に新たな手段を加えることができたことにより、エンジン技術者の選択の道を広げることができた。

第1章 ダブルベンチュリ内の空気流

1.1. 序論

固定ベンチュリ(ベンチュリ管が本来正しいが、気化器の部品名として通常ベンチュリと言う用語を用いている。)式気化器の空燃比を支配するのは大別して次の二つである。

(1) 燃料流路系の流量特性^{[5]、[6]、[7]}

(2) 空気流路系の負圧特性

このうち従来から燃料流路系に関する報告は比較的数量多くみられるが^{[5]、[6]、[7]}、空気流路系については吸入効率、空燃比特性、燃料の微粒化などに影響するにも拘らず燃料流路系と比べると研究例が極めて少ないのが実状である。

気化器の空気流路のベンチュリ構造は、流路抵抗を増加させることなく、燃料の吸い出し負圧を大きく出来ることから現在では多重ベンチュリ構造を取ることが一般的である。自動車用気化器にはシングルベンチュリからトリプルベンチュリまで各種の物が用いられている。最近では経験の積み重ねの結果、ダブルベンチュリを用いている気化器が多くなっているが、その設計思想は不明確である。ダブルベンチュリ内の流れについては、これまでKlompら^[10]が、流量計としての多重ベンチュリ内の流れを理論的に取り扱う方法について考察した例があるが、その有効性について十分な検討がなされていない。また田村^[8]、江原ら^[9]、角田^[11]はダブルベンチュリ各部の寸法諸元と圧力特性の関係を実験的に調べたが、いずれも断片的な結果を得るに留まっている。

ダブルベンチュリの機能としては図1-1に示すように大ベンチュリ(以下 Large Venturi を略してL. V. と記す。)のスロート部で得られる圧力より低い圧力を小ベンチュリ(以下 Small Venturi を略してS. V. と記す。)スロート部で得ることが挙げられよう。ところが、実際の気化器ではL. V. とS. V. の各スロート圧力が殆ど変わらないものがありダブルベンチュリの機能を見直す必要が生じている。このため気化器用ダブルベンチュリ内の流れを理論及び実験の両面から統一して調べ、設計上指針となる考え方を明確に示す必要がある。

実際の気化器では、燃料供給装置としての機能を果たすために存在するメイン

ノズルや燃料噴出が現象を極めて複雑にしている。このため、最も単純な条件から次第に現実に近い条件へと研究を進める事によって問題を整理する必要がある。そこで、本章ではメインノズルや燃料噴出のない空気単流時の流れの構造を調べることから研究を始める。

1.2. ノズルの突き出しと燃料噴出がない場合の性能予測

1.2.1. まえがき

本論文で研究する気化器の一般的構造を図1-2に示す。気化器では吸入空気がベンチュリ部に作り出す圧力とフロート室の間の圧力差によって燃料が吸い出され、燃料流路を通じてメインノズルから噴出する。この時、燃料の噴出量を所定の値に流量調整するのがメインジェットである。フロート室の油面はメインノズルより低い位置にあり、この差を油面差と呼ぶ。この油面差は、気化器が傾いたりしても燃料が流出しないようにするために必要である。この油面差があるためにアイドル時にはメインノズルから燃料が噴出せず、それを補うためにアイドル系の燃料流路が設けられている。ところがアイドル系からメイン系へ燃料が切り替わるつなぎ域と呼ばれる領域では、空燃比が滑らかにならず、これを改良するためにエアブリードが燃料中へ混入するようになっている。(図1-3) [12]

本論文ではこの気化器の空気流路系のダブルベンチュリ内の流れについて研究する。実際の気化器ではメインノズルや燃料噴出、吸気流路の凹凸などの様々な要因が、現象を複雑にしている。そのため実際の気化器を対象として研究を進めるとそれらの要因が相互に絡み合って、現象の本質を見失う恐れがある。そこで本章では、モデル化した実験装置を用いることによって、各種の要因を分解して研究を進める。

本節では気化器用ダブルベンチュリ内の流れを理解する手始めとして、メインノズルからの燃料噴出がなく、メインノズルの突き出しもない状態での空気流について検討する。ここではKlompら [10] の考え方を基本にダブルベンチュリ内の流れを各部で単独に測定した損失を用いて計算し、実験と比較することにより気化器用ダブルベンチュリ内の空気流れと、ダブルベンチュリの機能を理解する。

1.2.2. 実験装置と方法

(1) ダブルベンチュリの負圧特性 実機サイズのモデルと後流の真空ポンプを接続し、定常的にダブルベンチュリ部に吸い込み流を作った。(燃料噴出が無い本章の実験では、図2-1の装置でモデルの上流側を大気開放として実験を行った。) 空気流量はダブルベンチュリ後流の丸型ノズル流量計で、各部の圧力は水柱マンメータまたはベッツマンメータで測定した。供試したダブルベンチュリモデルは図1-4に示すように6個の部品を組み合わせて構成されており、S. V. 入口断面直径 $D_{31} = 1.2 \text{ mm}$ と L. V. 出口断面直径 $D_6 = 3.0 \text{ mm}$ は固定し、S. V. 形状 (S. V. ディフューザ拡がり角 $2\theta_{22}$ とディフューザ入口・出口面積比 A_{32}/A_{22})、L. V. 形状および L. V. スロート直径 D_4 についてはいくつかの寸法を用意し、それらを組み合わせることにより種々のダブルベンチュリを構成した。

(2) 各部の損失評価と性能予測 気化器の設計に役立つ性能予測法を確立するため次の計算モデルを考える(図1-5)。

- ① 流れは定常、軸対称流とする。
- ② S. V. 部までの流れは等エントロピー流とする。
- ③ ダブルベンチュリ内に発生する損失を次の4つの部分に分解する。

S. V. 入口ディフューザ流量係数; ϕ_{22}

L. V. 環状ノズル流量係数 ; ϕ_{31}

S. V. ディフューザ圧力回復係数; C_{p22}

L. V. ディフューザ圧力回復係数; C_{p5}

- ④ S. V. 出口断面で S. V. 側と L. V. 側の静圧が釣り合う ($P_{31} = P_{32}$)。この拘束条件と上記流路損失によって空気流は L. V. 側と S. V. 側に分流する。

上記のように分解された損失係数は次式の定義によって与えられる。

ノズル流量係数:

$$\phi_{ij} = \frac{G_a}{A \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} P_0 \cdot \rho_0 \cdot \left\{ \left(\frac{P_{out}}{P_0} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{P_{out}}{P_0} \right)^{\frac{(\kappa-1)\kappa}{\kappa}} \right\}}}$$

..... (1)

ディフューザ圧力回復係数:

$$C_{p1j} = \frac{2(P_{out} - P_{in})}{\rho_{in} \cdot u_{in}^2} \dots \dots \dots (2)$$

式(1), (2)で定義される4つの損失係数は, 図1-6の斜線で示すように流路の一部を閉塞して, ノズルやディフューザの入口, 出口の圧力を測定し, 実験により求めた。

(3) 速度分布の測定 図2-18(a)に示す一孔ピトー管(直径0.8mmの円筒パイプに0.2mmの測定孔を開けてある。)を流れに垂直方向から挿入することにより, S. V. 出口断面での流れの速度分布を測定した。一孔ピトー管は検定風洞によりあらかじめ総圧, 静圧が測定できる回転角を検定して用いた^[13]。ピトー管は直径2.2mmの流路に対して十分に小さく, 流速分布に本質的な影響を与えないと考えられる。

(4) 流れのシュリーレン観察 図1-7に示す二次元ダブルベンチュリモデルを用いて内部の流れをシュリーレン観察した。電熱器で約150℃に加熱された空気を流して, 各流路壁を加熱した後, 常温空気に切り換え, その時の管路壁の温度境界層を観察した。そのため正確な流れは観察できないが, ベンチュリ諸元による流れ模様の違いを定性的に観察することができる。光源には1μ秒の発光時間幅をもつ瞬間火花放電を用いた。

1.2.3. 各部の損失係数

図1-8, 1-9にS. V. 入口ノズル流量係数 ϕ_{22} , L. V. 環状ノズル流量係数 ϕ_{31} の測定結果を, ノズル諸元の異なる各種形状について示す。 ϕ_{22} , ϕ_{31} はともにほぼ一つの曲線で近似しても, 諸元にかかわらずそのばらつきは2%以下と小さい。ノズル流量係数は壁面境界層を考慮することにより

$$\phi_{ij} = 1.0 - \frac{C}{\sqrt{Re}} \quad (C: \text{定数}) \quad \dots \dots \dots (3)$$

の形をとることが知られているが, 本実験のS. V. のようにノズル径が小さい場合には必ずしも一致しないと言われている^[14]。

計算では実験により求めた図1-8, 9の各損失係数をレイノルズ数に関して数点のマップデータとして与え, データ間はスプライン補間により計算した。

ディフューザ圧力回復係数 C_{p1j} の大きさはディフューザ諸元(A R, 2 L / D_{in})の二つのパラメータに対してRe=一定の条件下で図1-10のようになることが知られている^[15]。 C_p の絶対値は個々の実験により多少異なるが, コニカルディフューザ, 二次元ディフューザにかかわらず図1-10の傾向は同じである。本実験では図1-10のm, o二つの線に沿って諸元を変えた場合について実験し, それぞれの C_{p22} の測定結果をReに対して図1-11, 12に示す。線mに沿う諸元は, 実験の都合上S. V. 出口径とS. V. 長さを一定としてディフューザが広がり角 $2\theta_{22}$ を変えた場合であり, 線oに沿う諸元はS. V. 出口径と $2\theta_{22}=8^\circ$ を固定してS. V. 長さを変えた場合である。

Re = 1.7 × 10⁴付近の C_{p22} の値を図1-10と比較すると, 本報告の結果はMcDonaldらの結果と定性的に良く一致している。 $2\theta_{22}=18^\circ, 23^\circ$ ではRe = 4 × 10⁴付近で遷移点をもつ。 $2\theta_{22}$ による C_{p22} の違いは図1-13(a), (b)のシュリーレン写真および図1-14, 15に示すピトー管によるS. V. 出口断面における速度分布から説明できる。すなわち $2\theta_{22}=8^\circ$ の場合は剥離が無い壁面に沿う流れであるのに対して, $2\theta_{22}=23^\circ$ では, S. V. ディフューザ部で剥離した流れとなっている。図1-14, 15中には, 後述の計算から得られるL. V. とS. V. 側の流量をもとに求めた平均流速を比較のために示す。

計算では, C_{p22} の実験値を ϕ_{22} , ϕ_{31} の場合と同様, 数点のデータにより与えスプライン補間した。

なお, 本実験では図1-6(c)に示す方法で C_{p22} を求めたが, 図1-16に示すように寸法を等しくしたシングルディフューザの C_p とも良く一致しており, ダブルベンチュリのS. V. ディフューザ特性は通常のシングルディフューザの特性ではほぼ置き換えることが出来る。

L. V. ディフューザ圧力回復係数 C_{p5} の測定結果を図1-17に示す。図1-17はディフューザ入口速度分布が一様な場合であり, $2\theta_5=22^\circ$ であるためS. V. の場合と同様流れの遷移が認められる。図1-14, 15から分かるように, 実際の流れではL. V. ディフューザ入口速度分布は一様ではない。

Taylorら¹¹⁶⁾は入口速度分布が非一様なディフューザの圧力回復係数を、入口速度分布の非一様性を表すパラメータであるブロックage Bを変えた場合について測定している。Taylorらの実験結果を整理すると、入口速度分布が非一様 ($B \neq 0$) である場合の C_p と、入口速度分布が一様である場合 ($B = 0$) の C_p の比は図1-18のようになる。図1-18は、入口速度分布が非一様であるほどディフューザの圧力回復がよいことを表している。そこで以下の性能予測ではS. V. 出口断面での速度の不均一を考慮して計算する。その場合、S. V. 出口断面では圧力のポテンシャルコアが存在することを考慮して、最大流速はS. V. 出口断面負圧から求めた。それと平均流速からBを求め、これと図1-18を用いて図1-17の C_p を補正したものをL. V. ディフューザでの圧力回復係数として用いた。

1.2.4. ダブルベンチュリの性能予測

前項で述べた各部の損失(図1-8, 1-9, 1-11, 1-12, 1-17をマップ化したデータ)を用いて、図1-19のフローチャートに従いダブルベンチュリ各部の圧力を計算し、実験結果と比較した。結果を $2\theta_{22}$ が異なる二例について図1-20, 21に示す。これらの図中、I印のA, B, Cは、図1-8, 9, 11に示す ϕ_{22} , ϕ_{31} , C_{p22} の測定結果において、A, B, Cそれぞれの幅だけの測定誤差を仮定した場合に、 $G_a = 30 \text{ g/s}$ 時の計算結果に対して与える影響幅を示す(図1-23についても同じ)。これらの計算結果と実験結果は比較的良く一致しており、特に ΔP_{22} , ΔP_{31} の一致はかなり良い。これはS. V. 出口断面に至るまでの流れは本計算モデルでかなり良く表されていることを示す。

ダブルベンチュリの評価は、 ΔP_6 (全体の損失: 小さいほど良い) および ΔP_{22} (S. V. スロート負圧: 大きいほど良い) で行うが、 ΔP_6 と ΔP_{22} を同時に評価するものとして比抵抗 λ ($= \Delta P_6 / \Delta P_{22}$: 小ほど良い) がしばしば用いられる。 λ の計算値と実験値を図1-22に示す。 ΔP_6 (図1-20, 21) や λ の計算結果は定性的にはかなり良く一致するが、定量的には十分ではない。これはS. V. 出口より下流の速度分布に歪がある場合、L. V. ディフューザの圧力回復特性が十分計算できないため、 ΔP_6 の予測精度が不十分であることが原因

している。

以上の結果から本節で行った計算によりダブルベンチュリの設計上かなり有効な結果が得られ、各部の損失を諸元とレイノルズ数に対してマップデータとしておけば任意形状のダブルベンチュリの圧力特性を計算により予測できることが分かった。この場合 ϕ_{22} , ϕ_{31} は図1-8, 9に見られるように諸元によらずほぼ一つの曲線で整理できるため ΔP_{22} , ΔP_6 に関するデータの蓄積が最も重要となる。また図1-23は G_{a2} / G_a の計算結果と一孔ピトー管によるS. V. 出口断面の速度分布(図1-14, 15)を積分して求めた結果をあわせて示す。図中の一点鎖線はS. V. 出口断面においてS. V. 側流路面積が占める流路の幾何学形状割合 ($A_{32} / (A_{32} + A_{31}) = 0.262$) を、また点線はS. V. 入口断面に於てS. V. 側流路面積が占める流路の幾何学形状割合 ($A_{12} / A_1 = 0.16$) を示す。計算値と実験値は比較的良く一致している。 G_{a2} / G_a は $2\theta_{22} = 8^\circ$ の方が $2\theta_{22} = 23^\circ$ の場合より大きい、これは図1-14に見られるようにS. V. 内の流れに剥離がないためである。 $2\theta_{22} = 8^\circ$ のようにS. V. 内の流れに剥離がない場合には G_{a2} / G_a は $A_{32} / (A_{32} + A_{31})$ にほぼ等しく、 A_{12} / A_1 より大きいことから、流れはS. V. 入口面積より広い領域からS. V. 側に吸い込まれるように流入し、その流入割合はS. V. 出口断面におけるS. V. 側流路面積割合でほぼ決まる。一方 $2\theta_{22} = 23^\circ$ のように剥離を伴う場合には G_{a2} / G_a は A_{12} / A_1 より小さく幾何学形状以上にL. V. 側に流れてしまうことが分かる。

1.2.5. 本節の結論

(1) 気化器用ダブルベンチュリ内の空気流について簡単なモデルを考え、計算と実験結果を比較することによりダブルベンチュリ内の空気流のメカニズムを明らかにした。

(2) 本研究の計算モデルでダブルベンチュリの特性をかなり予測できる。この場合個々の損失を組み合わせるにより任意のダブルベンチュリの特性を予測できると考えられる。

(3) ダブルベンチュリ設計因子の内、S. V. ディフューザの形状が最も性能に影響する。

(4) ダブルベンチュリ内の流れのメカニズムは、S. V. 側とL. V. 側に空気がどのような配分で分流するかであり、S. V. 側へ分流する割合 G_{a2}/G_a はS. V. で剥離を伴わない場合 (例えば $2\theta_{22}=8^\circ$) にはS. V. 出口面におけるS. V. 側流路面積割合 $A_{32}/(A_{32}+A_{31})$ にほぼ等しい。

(5) S. V. 内で大きな剥離を伴わない場合には、S. V. 入口で広い領域から吸い込まれるようにS. V. 側に流れ、ダブルベンチュリの効果が発揮されるが、S. V. 内に大きな剥離を伴う場合には、S. V. 側の流れは狭い領域からしか流入せずダブルベンチュリの効果が失われる。

1.3. ベンチュリ性能に関する一般的考察

1.3.1. まえがき

前節では、ダブルベンチュリ諸元のうちS. V. を変えた場合を調べることで、ダブルベンチュリ内の空気流のメカニズムを明らかにできた。自動車用の気化器においては、エンジンの出力等の条件に応じて、様々な流路やベンチュリ長さが使われているが、気化器のサイズを決定する上ではラージベンチュリの諸元が大きな支配要因となる。

本節ではL. V. 側の設計因子の影響について検討し、併せて多重ベンチュリの性能限界について考察を加える。

1.3.2. ラージベンチュリの設計因子の影響

表1-1, 図1-24, 25にL. V. スロート径, L. V. ディフューザ角, L. V. とS. V. の相対位置の影響を調べた結果を示す。

前節では $2\theta_{22}=8^\circ$ の場合にS. V. 側の空気流量割合は、S. V. 出口断面でのS. V. 側流路面積割合にほぼ等しいことが分かった。S. V. を一定としてL. V. スロート径を変えた場合には、S. V. 出口断面でのS. V. 側流路面積割合が相対的に変化するから、S. V. 側流量割合もそれに依りて変わるはずである。そこで、 $D_4=26\text{ mm}$ の場合の ΔP_{22} を基準にすれば、 $D_4=22, 18\text{ mm}$ の場合の ΔP_{22} は、次式で概算できることになる。

$$\frac{\Delta P_{22}}{(\Delta P_{22})_{D_4=26}} = \left(\frac{s}{s_{D_4=26}} \right)^2 \dots \dots (4)$$

$$s = \frac{A_{32}}{A_{31} + A_{32}}$$

表1-1は $G_a=10, 20, 30\text{ g/s}$ の各場合について、 ΔP_{22} の実験データから求めた式(4)の左辺と、諸元から決まる右辺の値を比較したものである。両者の結果はかなり良く一致することから、L. V. 出口部での圧力の釣合の仮定と、流路面積比に比例した分流特性の考え方が正しいことが分かる。

またL. V. ディフューザ拡がり角 $2\theta_5$ を変えた場合には ΔP_{22} は殆ど変化せず ΔP_6 のみが増加して λ に影響する (図1-24)。このこともL. V., S. V. 側の流量割合に関する前述の考察と一致し、 $P_{31}=P_{32}$ の仮定が $2\theta_5$ に影響されないことが分かる。

図1-25はL. V. スロートに対するS. V. 出口面の相対位置を変えた場合の結果である。S. V. 出口断面は l' が0以下の場合には環状ノズル側に、 l' が1.5 mm以上ではL. V. ディフューザ側に位置するため、各々の場合で s が小となることにより ΔP_{22} が減少している。

これらの結果からダブルベンチュリ内の流れはS. V., L. V. 側の損失が $P_{31}=P_{32}$ なる拘束条件のもとに釣り合うように G_{a2}/G_a が決定され、その結果としてのS. V. 側流量に対して ΔP_{22} が決まることが確かめられた。

1.3.3. 多重ベンチュリの極限性能に関する考察

以上の結果ダブルベンチュリ内の流れの基本構造が明らかになったため、一般的な多重ベンチュリについて考える。図1-26に示すような n 重ベンチュリの比抵抗 λ_n は、流れを非圧縮流と考えると近似的に式(5)の様に表される。

$$\lambda_n = \frac{\Delta P_6}{\Delta P_{22}} = \frac{P_0 - P_{22} - (P_{31} - P_{22}) - (P_{32} - P_{31}) \dots - (P_6 - P_{3n})}{P_0 - P_{22}}$$

$$\begin{aligned}
&= 1 - \frac{P_{31} - P_{22}}{\frac{\rho}{2} u_{22}^2} - \frac{P_{32} - P_{31}}{\frac{\rho}{2} u_{41}^2} \left(\frac{A_{22}}{A_{41}} \right)^2 \dots \dots \dots \\
&\dots \dots \dots - \frac{P_6 - P_{3n}}{\frac{\rho}{2} u_6^2} \left(\frac{A_{22}}{A_{41}} \right)^2 \times \left(\frac{A_{4, n-1}}{A_{4n}} \right)^2 \\
&= 1 - C_{p1} - C_{p2} A R_1^{-2} - \dots \dots \dots C_{pn} A R_1^{-2} \dots \dots \times A R_n^{-2} \\
&\dots \dots \dots (5)
\end{aligned}$$

ここで図1-26に示すn個のディフューザ形状が相似な場合について考える。実際の流れでは後段となるほどuが減少しReが減少するため図1-17に示すようにC_pも減少するが、ここでは多重ベンチュリの限界を考えるためC_p=一定と考えると、比抵抗λ_nは次式で与えられる。

$$\lambda_n = 1 - C_p \times \frac{1 - A R^{-2n}}{1 - A R^{-2}} \dots \dots \dots (6)$$

更に簡単のため図1-26のε_i=0の極限を考え、1-1′=0の場合について考えると、全長L_nは次式で与えられる。

$$\frac{2 L_n}{D_{22}} = \frac{2 L}{D_{22}} \times \frac{1 - A R^{n/2}}{1 - A R^{1/2}} \dots \dots \dots (7)$$

図1-10中の破線に沿う諸元a~eの5種類の形状(C_p=一定でLが最小の諸元)について式(6), (7)よりλ, 2L_n/D₂₂を計算した結果を図1-27に示す。ベンチュリを多段化した場合、全長L_nは急激に増加するがλの減少はn=3程度で飽和してしまう。多重ベンチュリを気化器として用いる場合には、全高の制限から2L_n/D₂₂<20でなければならず諸元c~eしか選択できない。よく用られる諸元c, dの形状の場合についてみると、シングルからダブルベン

チュリにした場合のλの改善に比べて、ダブルからトリプルにした場合のλの改善は全高の増加というデメリットの割には大きくないことが分かる。また、どんなディフューザを用いてもλは0.18程度以下にはならない。

1.3.4. 本節の結論

- (1) ダブルベンチュリ内の流れは、S. V., L. V. 側の損失がP₃₁=P₃₂なる拘束条件のもとに釣り合うようにG_{a2}/G_aが決定され、その結果としてのS. V. 側流量に対してΔP₂₂が決まることが確かめられた。
- (2) L. V. ディフューザは上流側の流れに殆ど影響を与えない。
- (3) S. V. ディフューザ出口がL. V. 平行部の中にあれば、G_{a2}/G_aもΔP₂₂も殆ど影響されない。
- (4) ベンチュリを多段化した場合、全長L_nは急激に増加するがλはn=3程度で飽和してしまう。

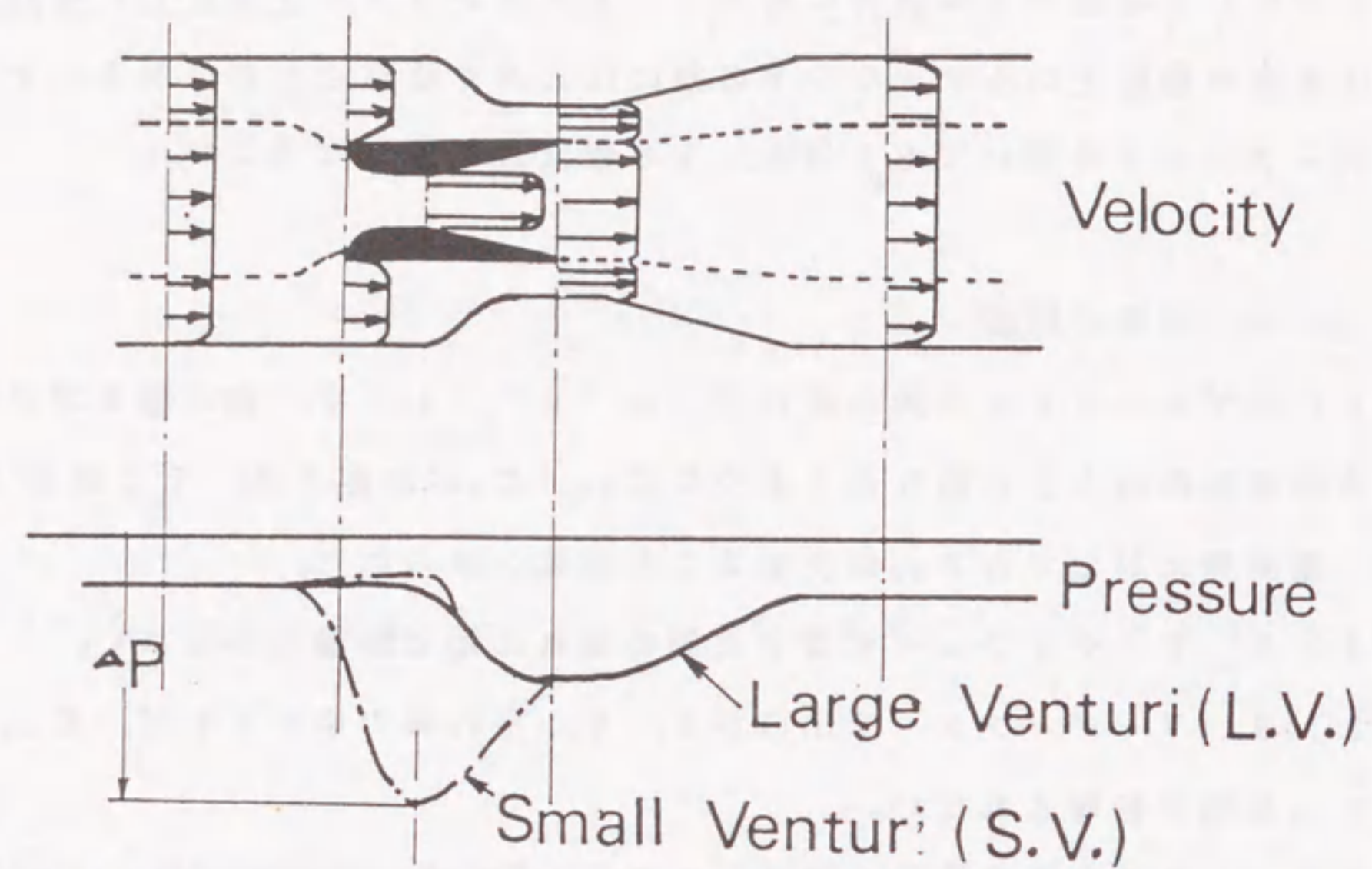


図 1-1 ダブルベンチュリの機能

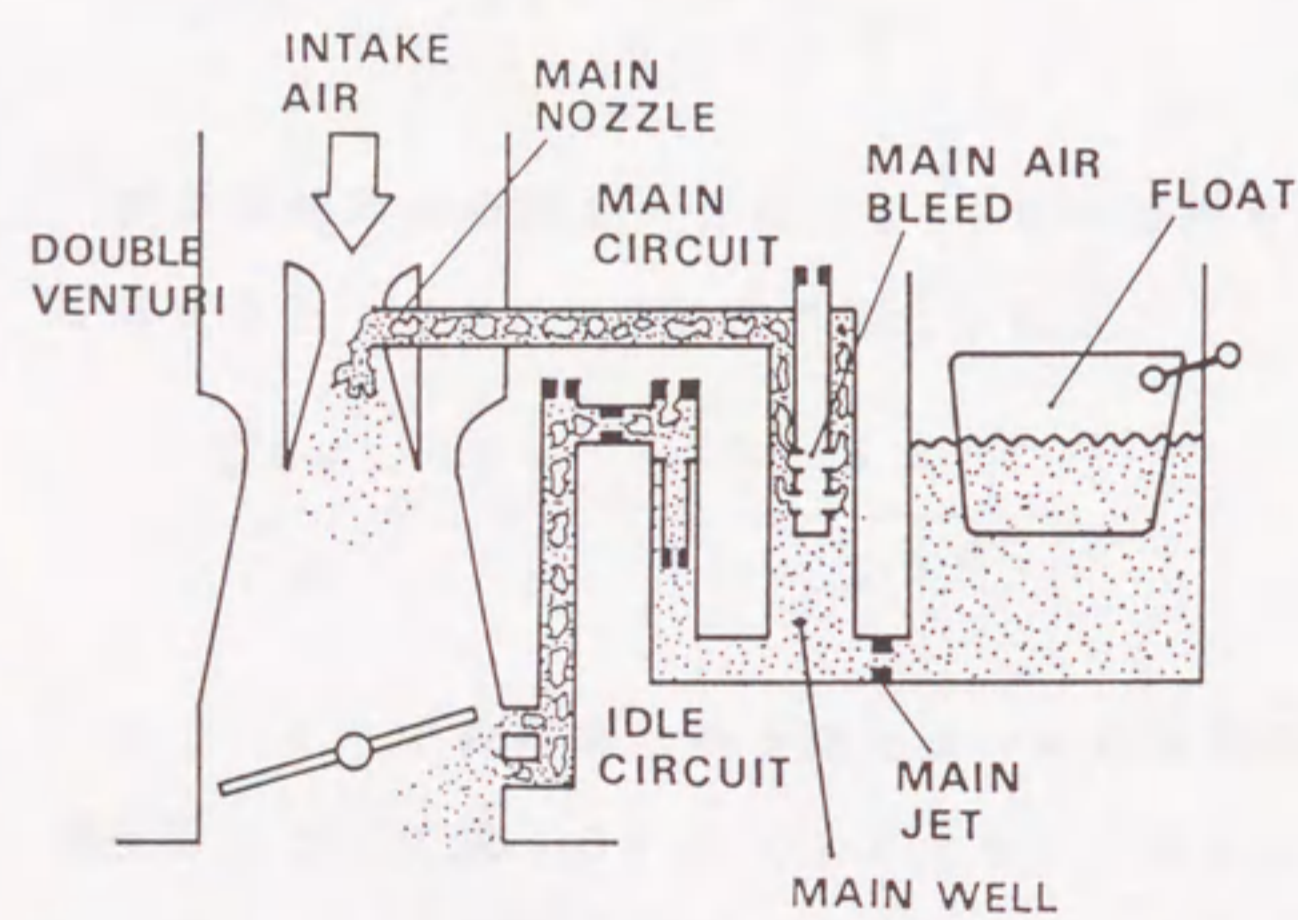


図 1-2 気化器の構造

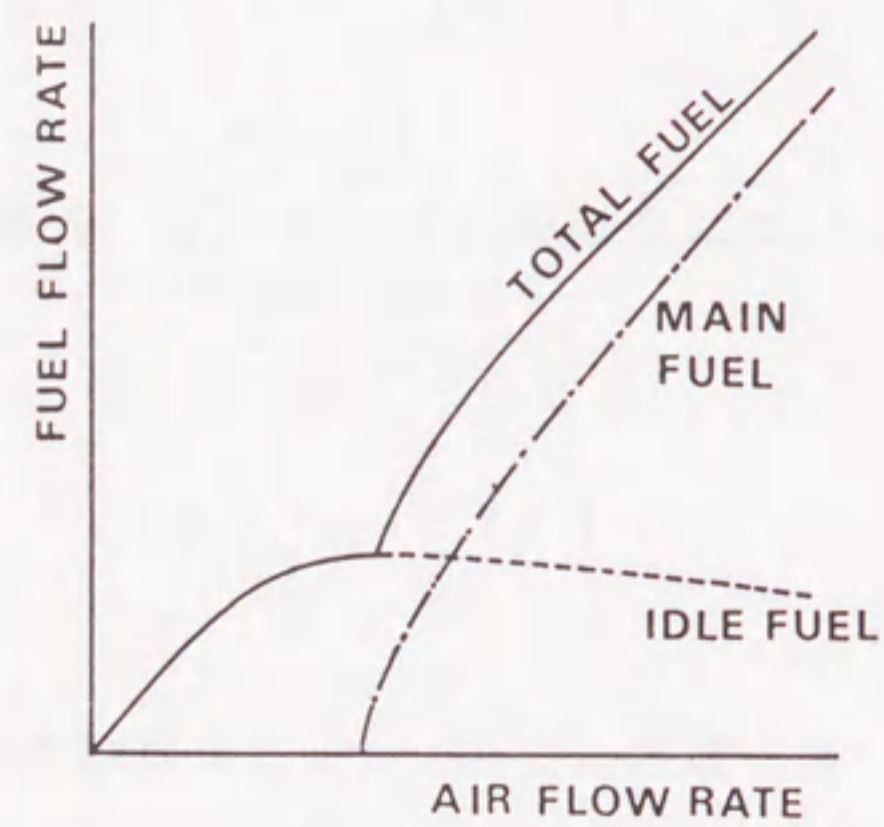


図 1-3 気化器の燃料流量特性

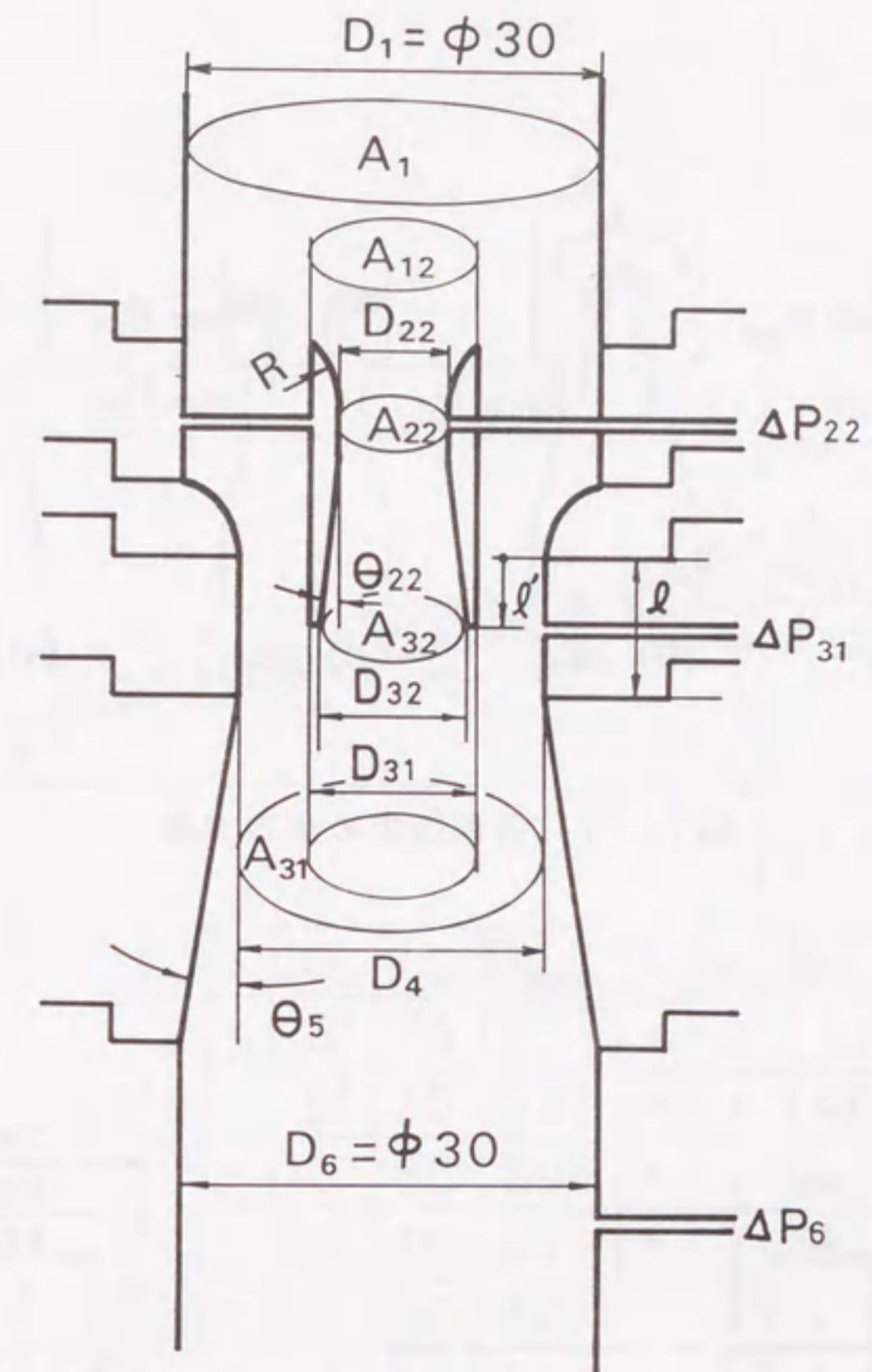


図 1-4 実験用ダブルベンチュリのモデル形状

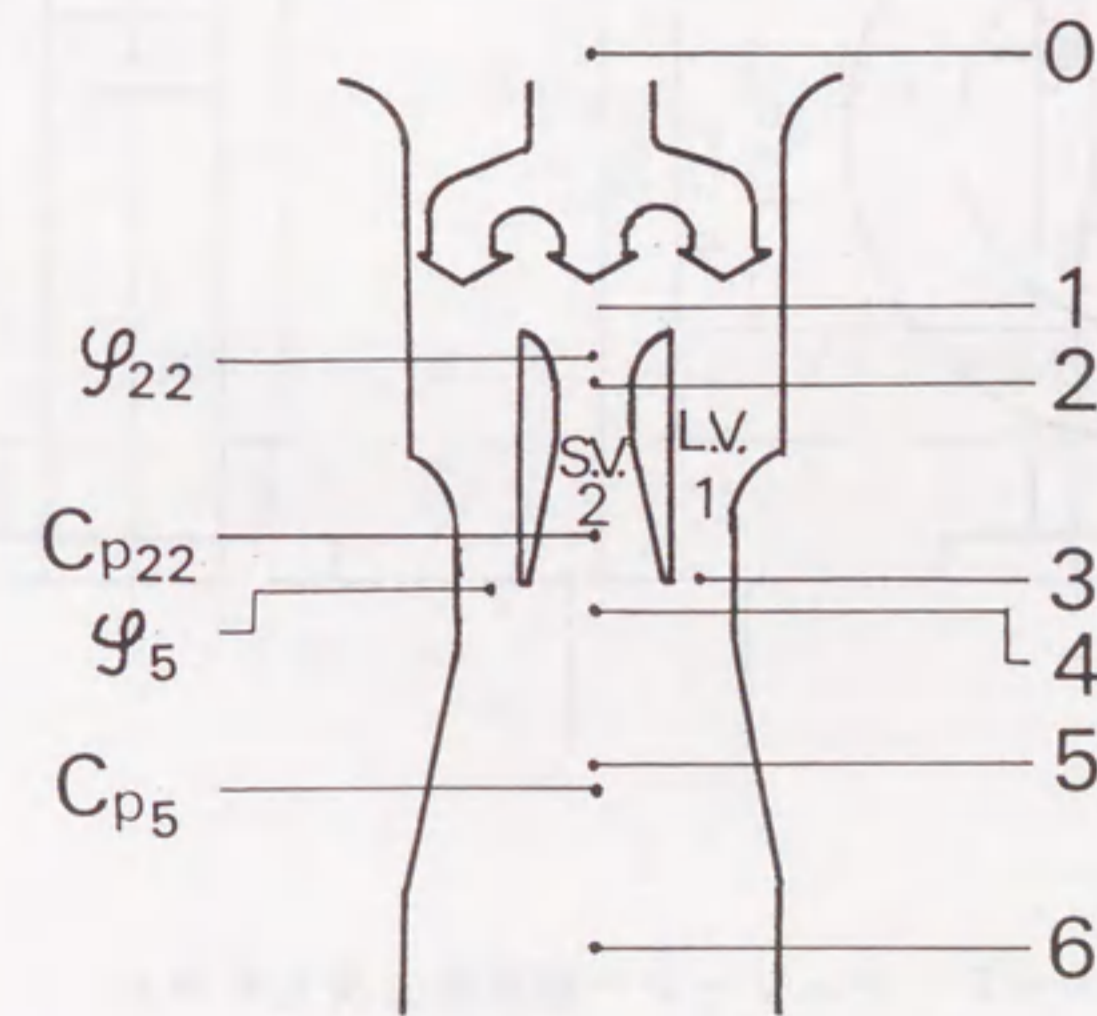


図 1-5 各部の損失係数

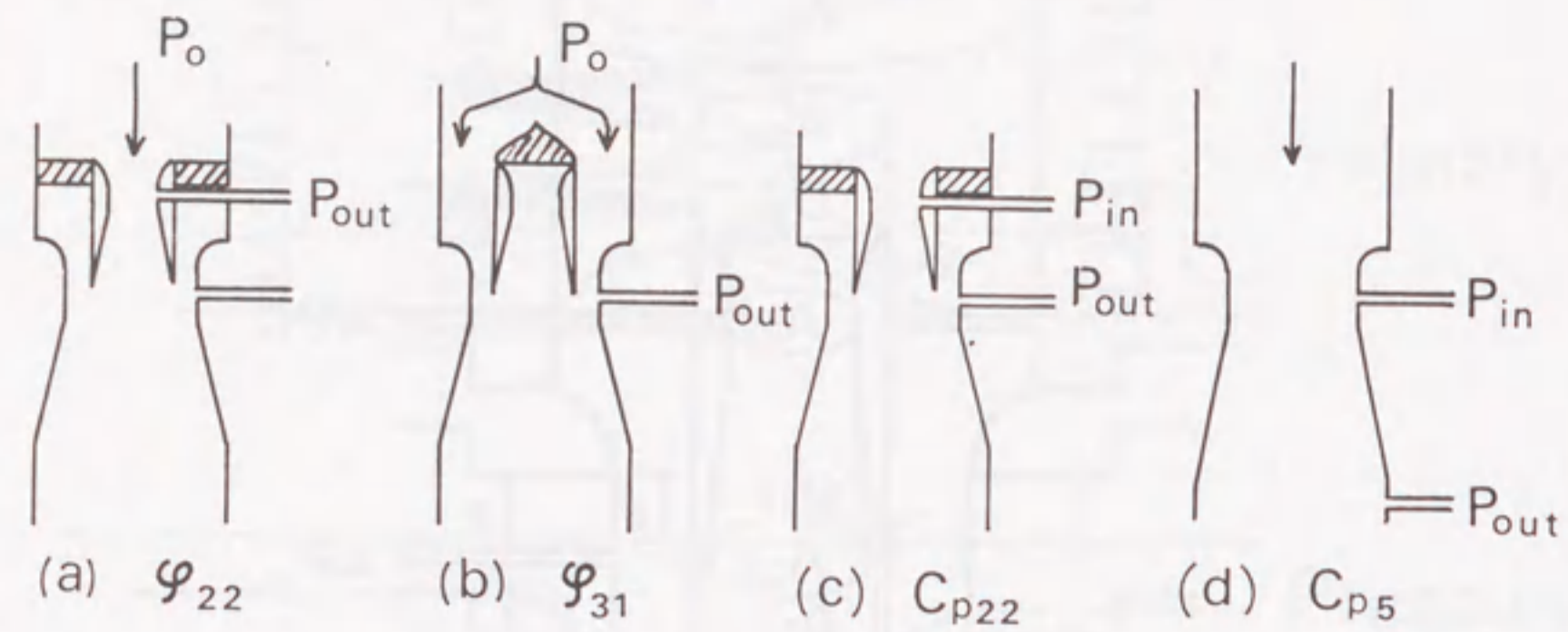


図1-6 各部損失の測定方法

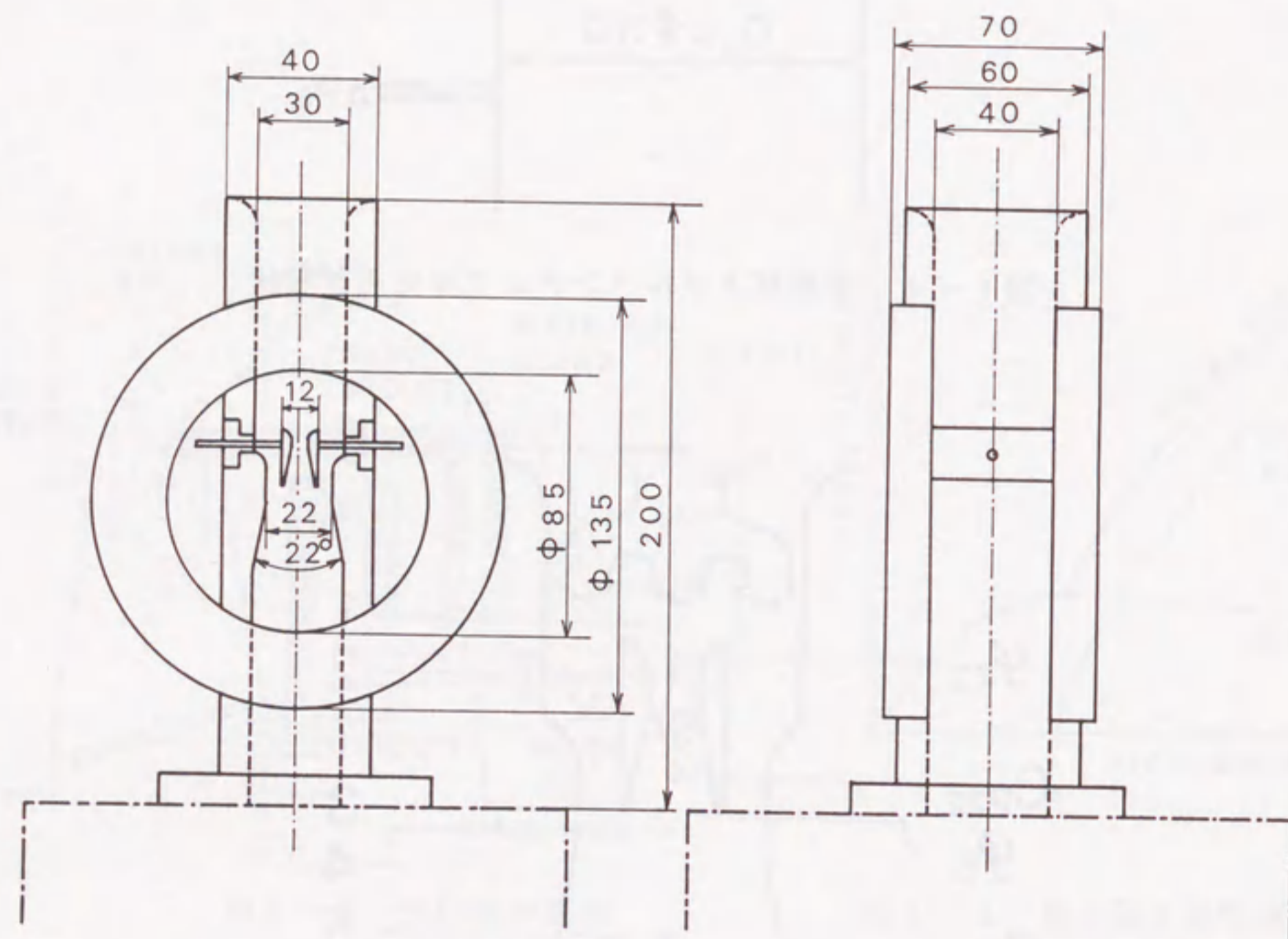


図1-7 シュリーレン観察用二次元モデル

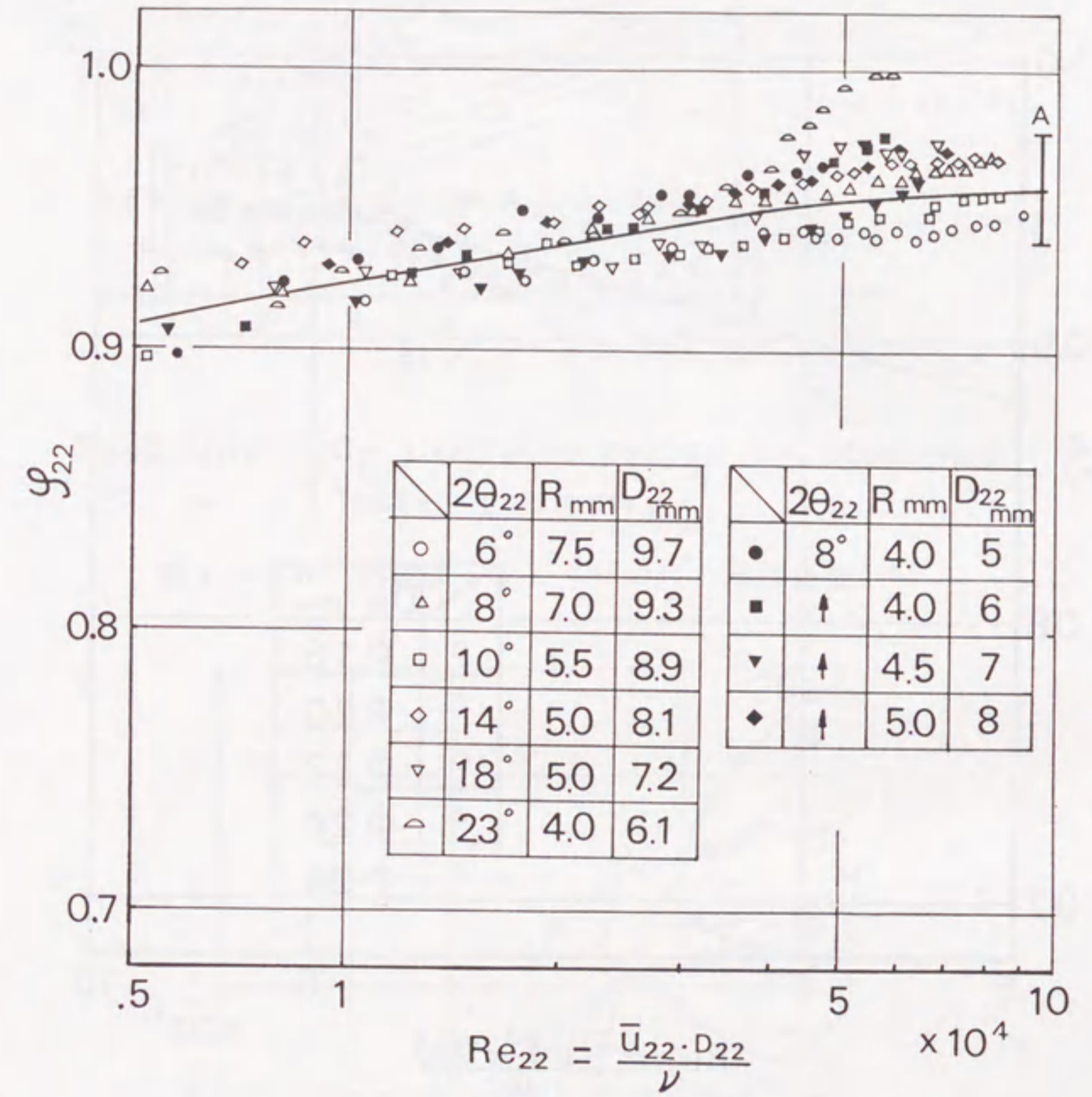


図1-8 S. V. 入口ノズル流量係数

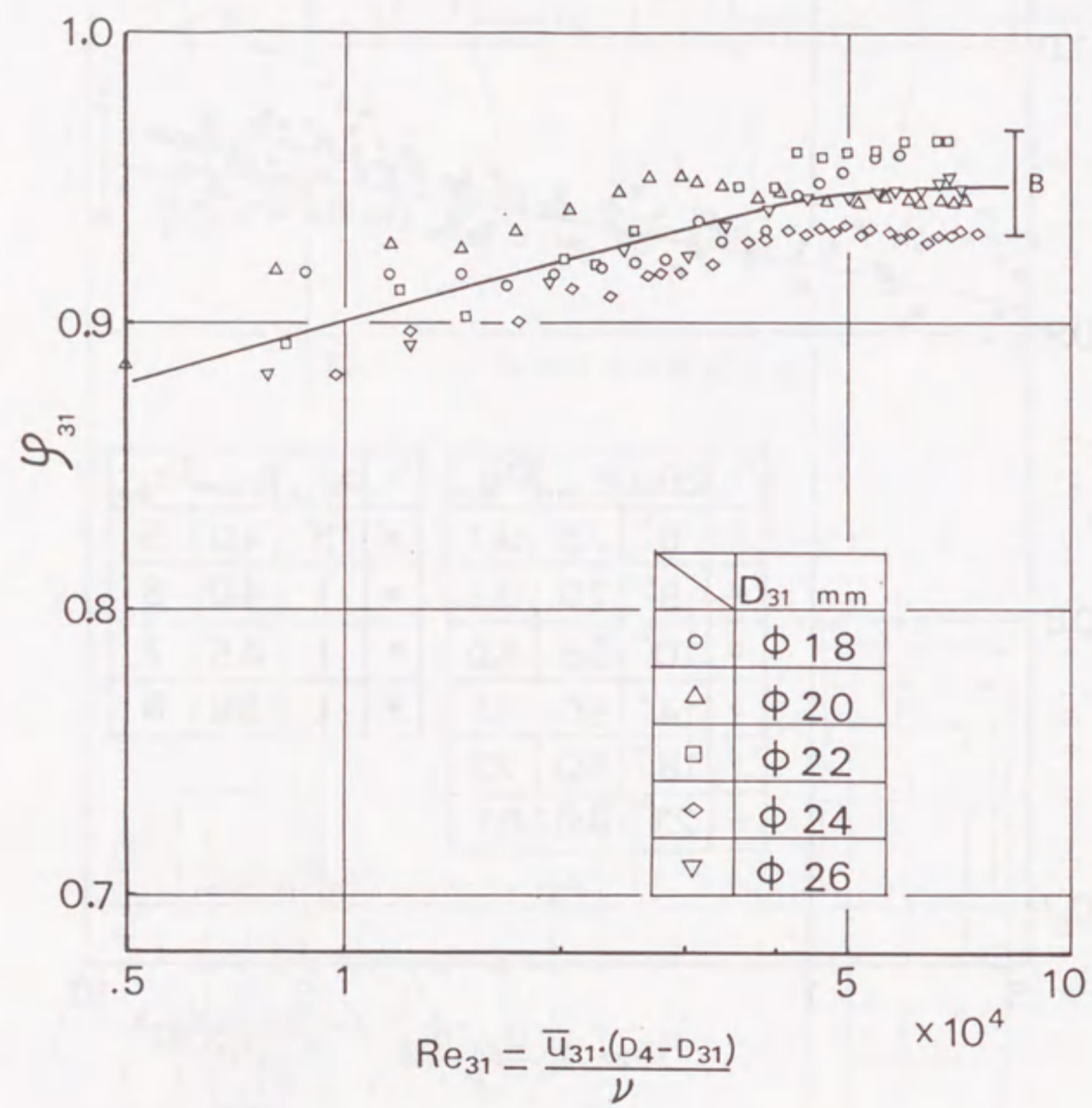
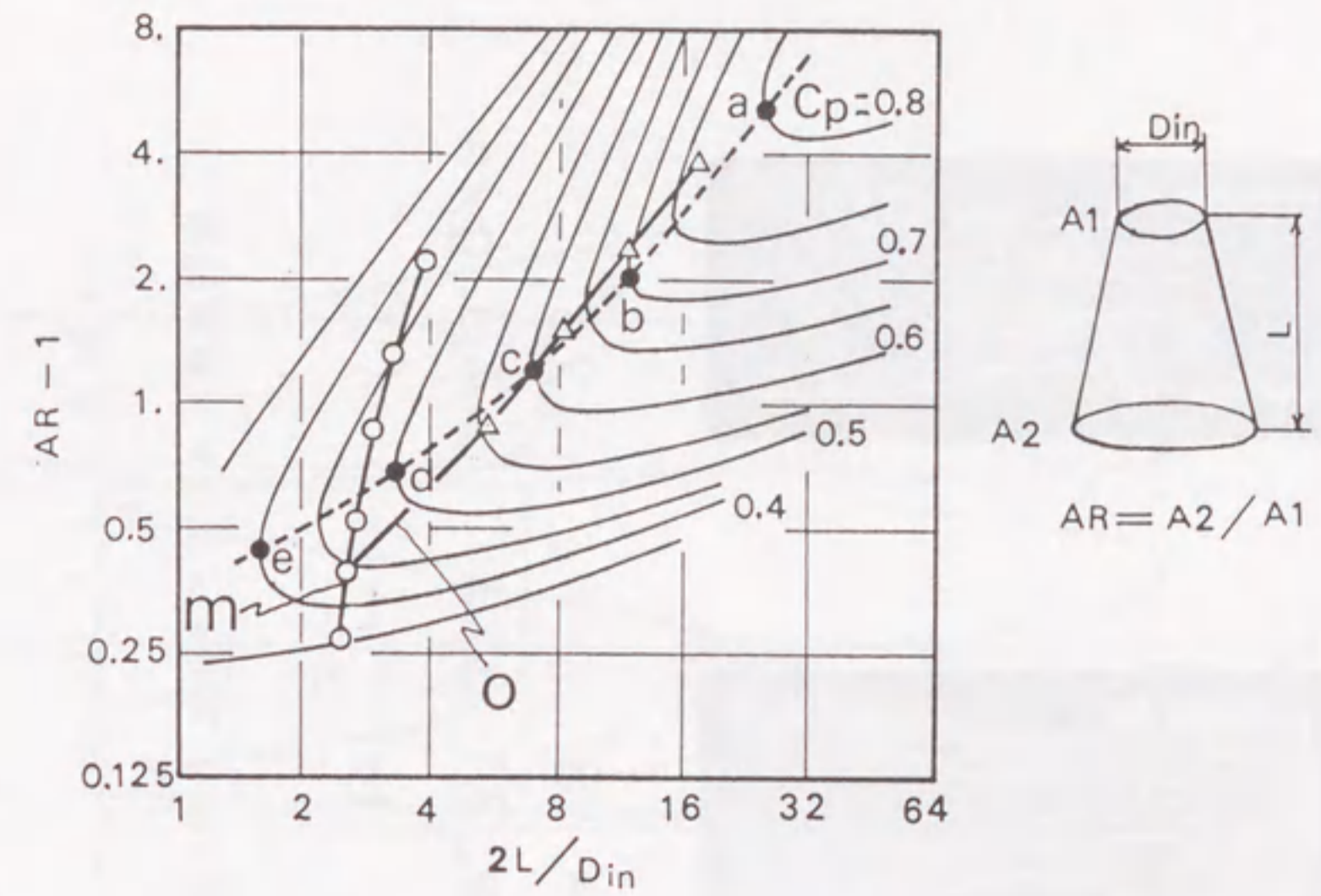


図1-9 L. V. 環状ノズル流量係数



Solid line : \$C_p\$ Contours tested by Mcdonald
 ○ △ : Tested geometry

図1-10 円錐ディフューザの圧力回復係数^[15]

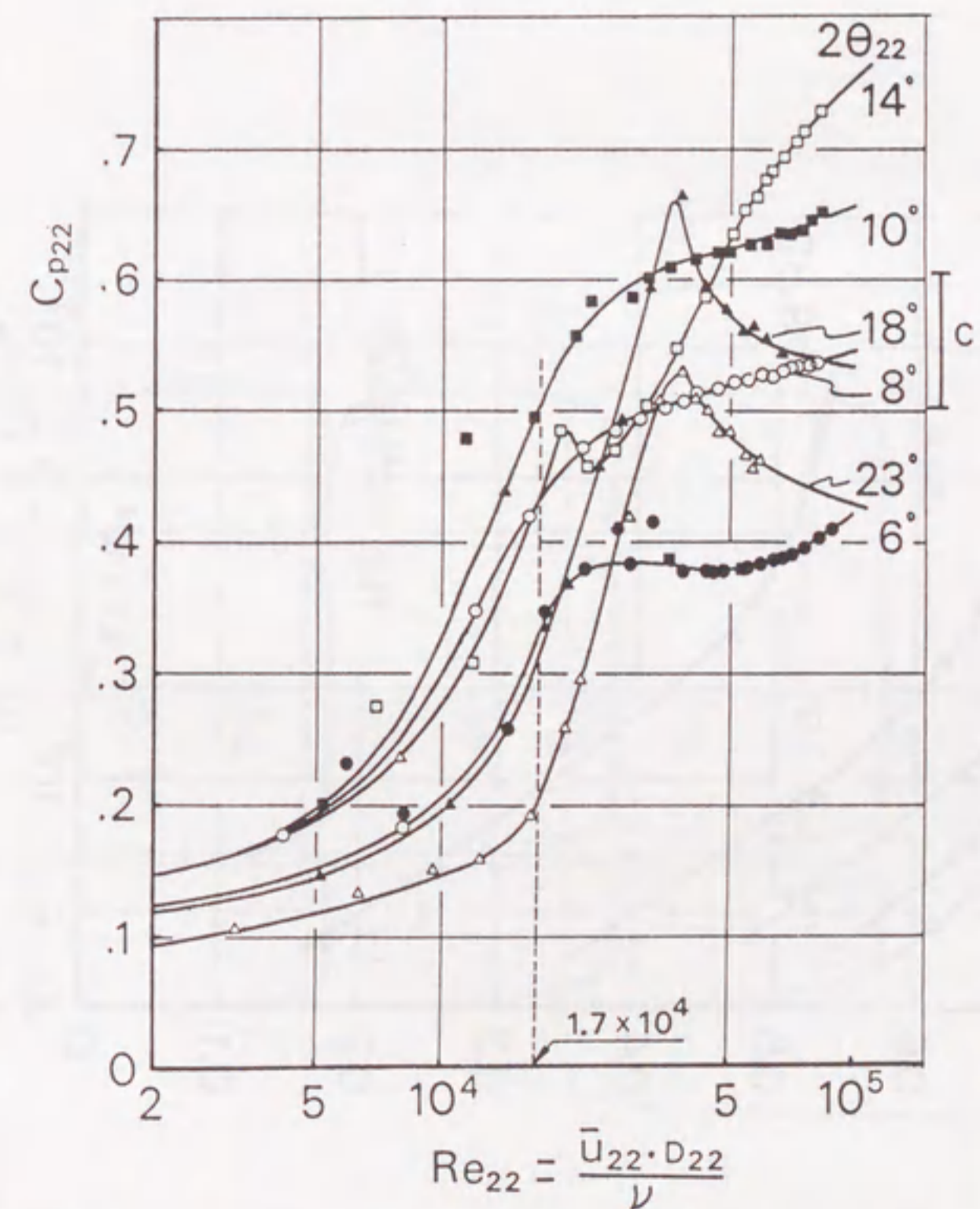


図1-11 S. V. ディフューザ圧力回復係数 (図1-10の線mに沿う形状の場合)

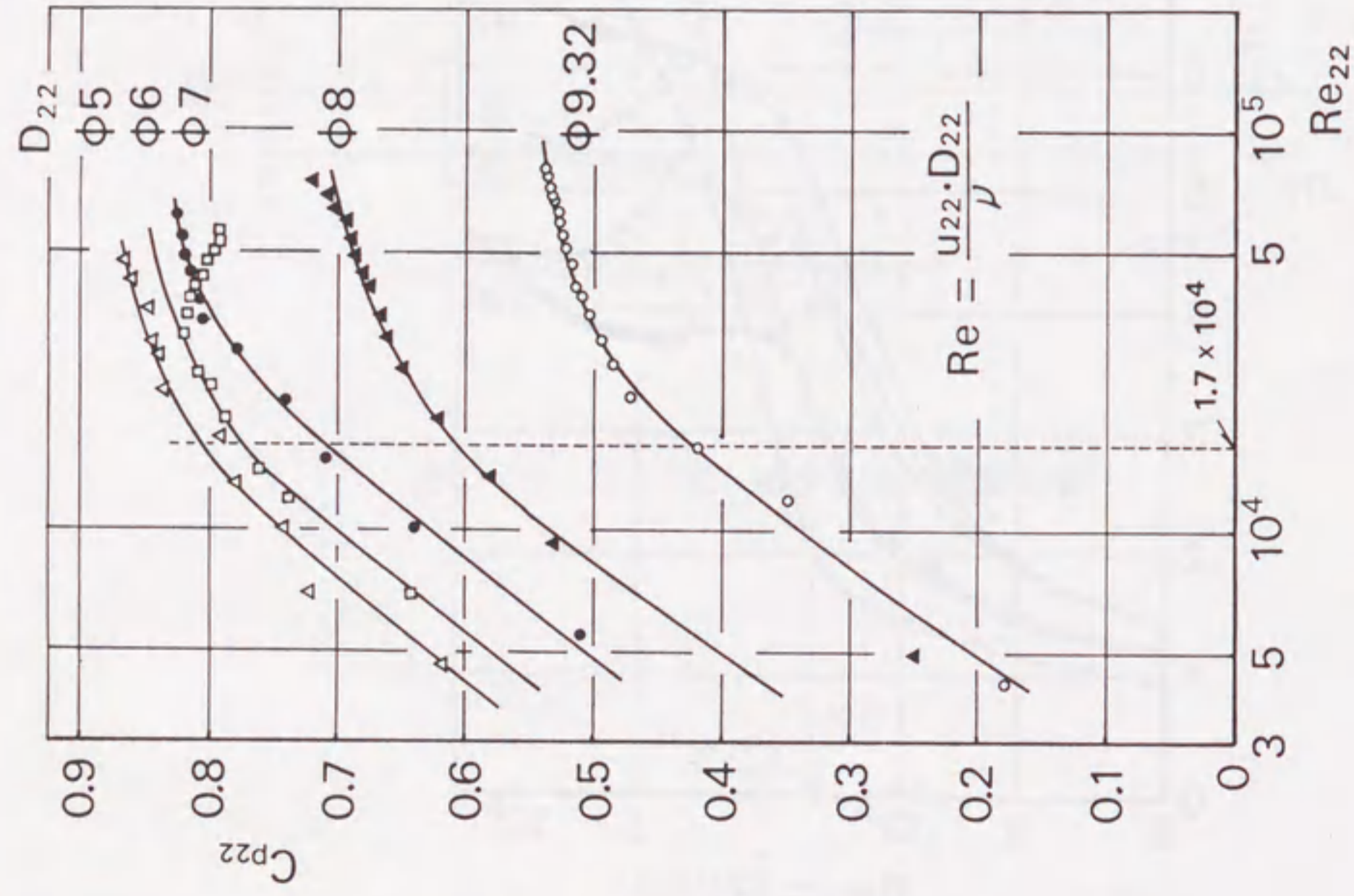
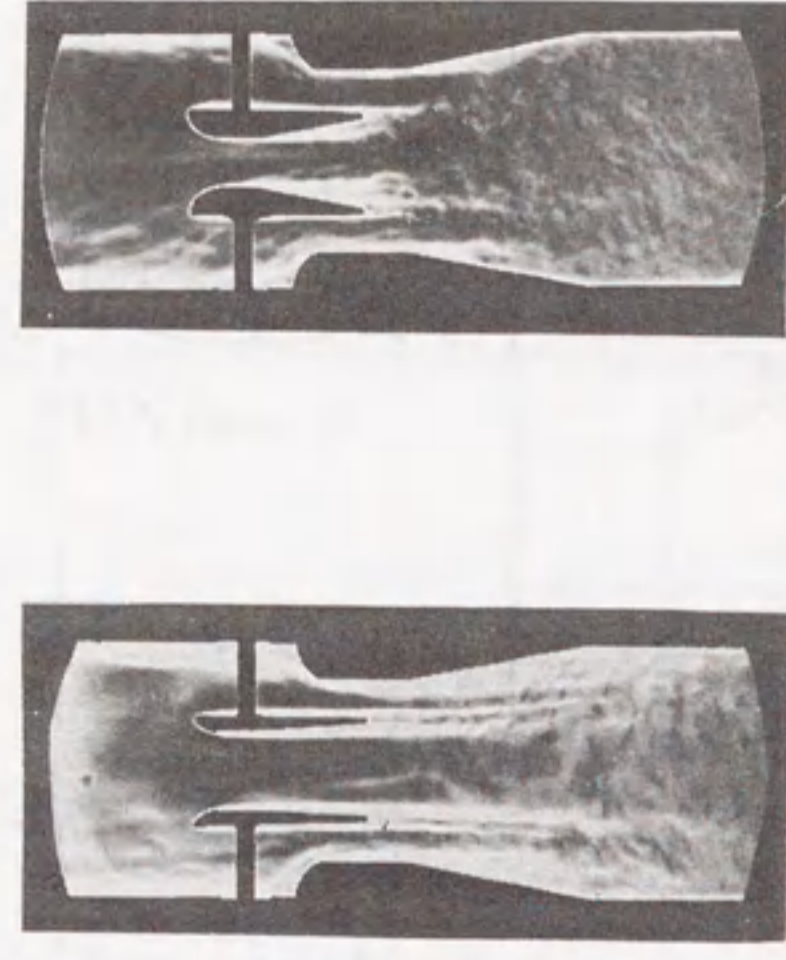


図1-12 S. V. デイフューザ圧力回復係数 (図1-10の線oに沿う形状, $2\theta_{22} = 8^\circ$)



(a) $2\theta_{22} = 8^\circ$ $Ga = 3.1 \text{ g/s}$
 (b) $2\theta_{22} = 23^\circ$ $Ga = 4.9 \text{ g/s}$

図1-13 シュリーレン観察結果

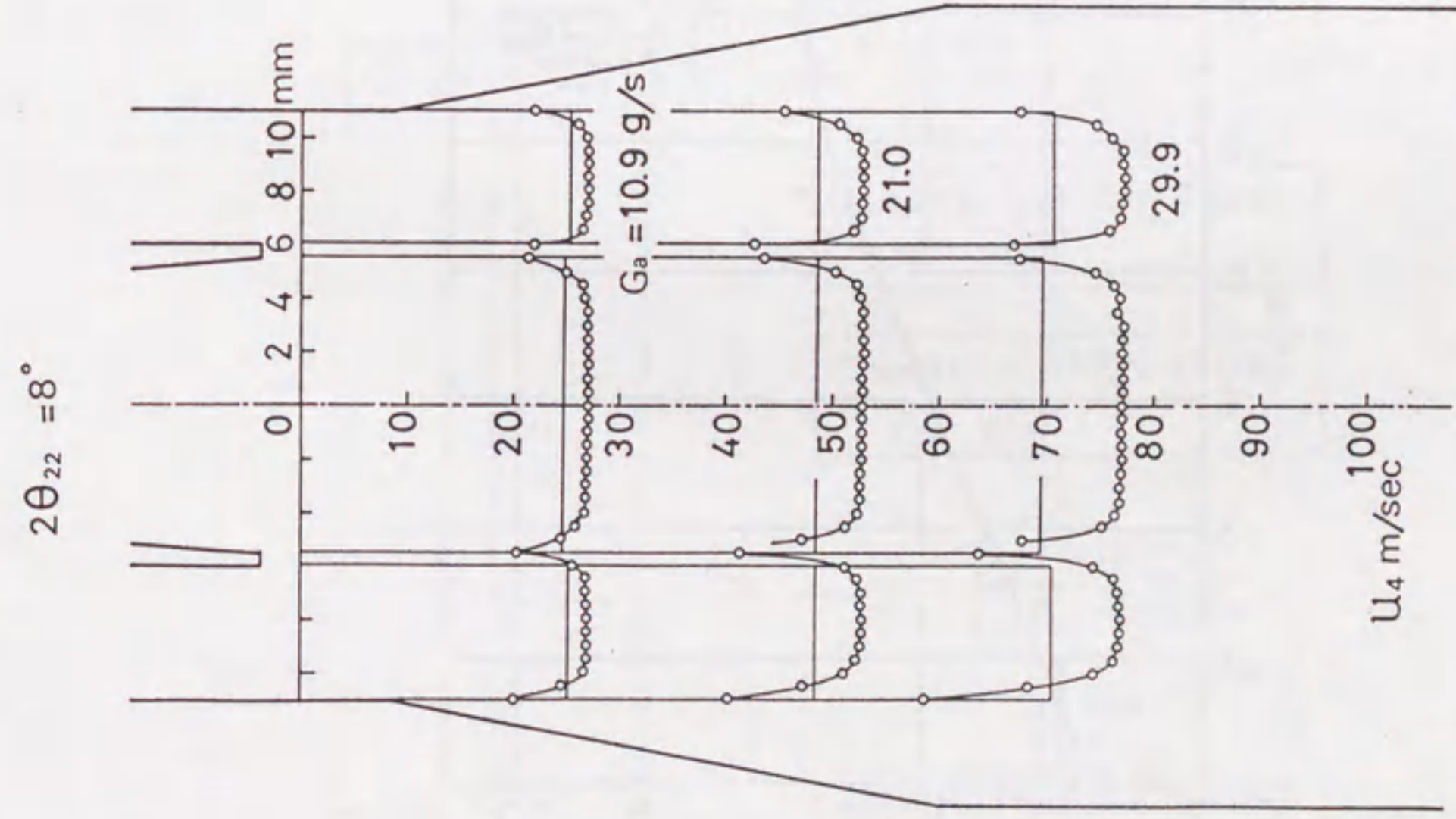


図1-14 S. V. 出口断面速度分布 ($2\theta_{22} = 8^\circ$ の場合)

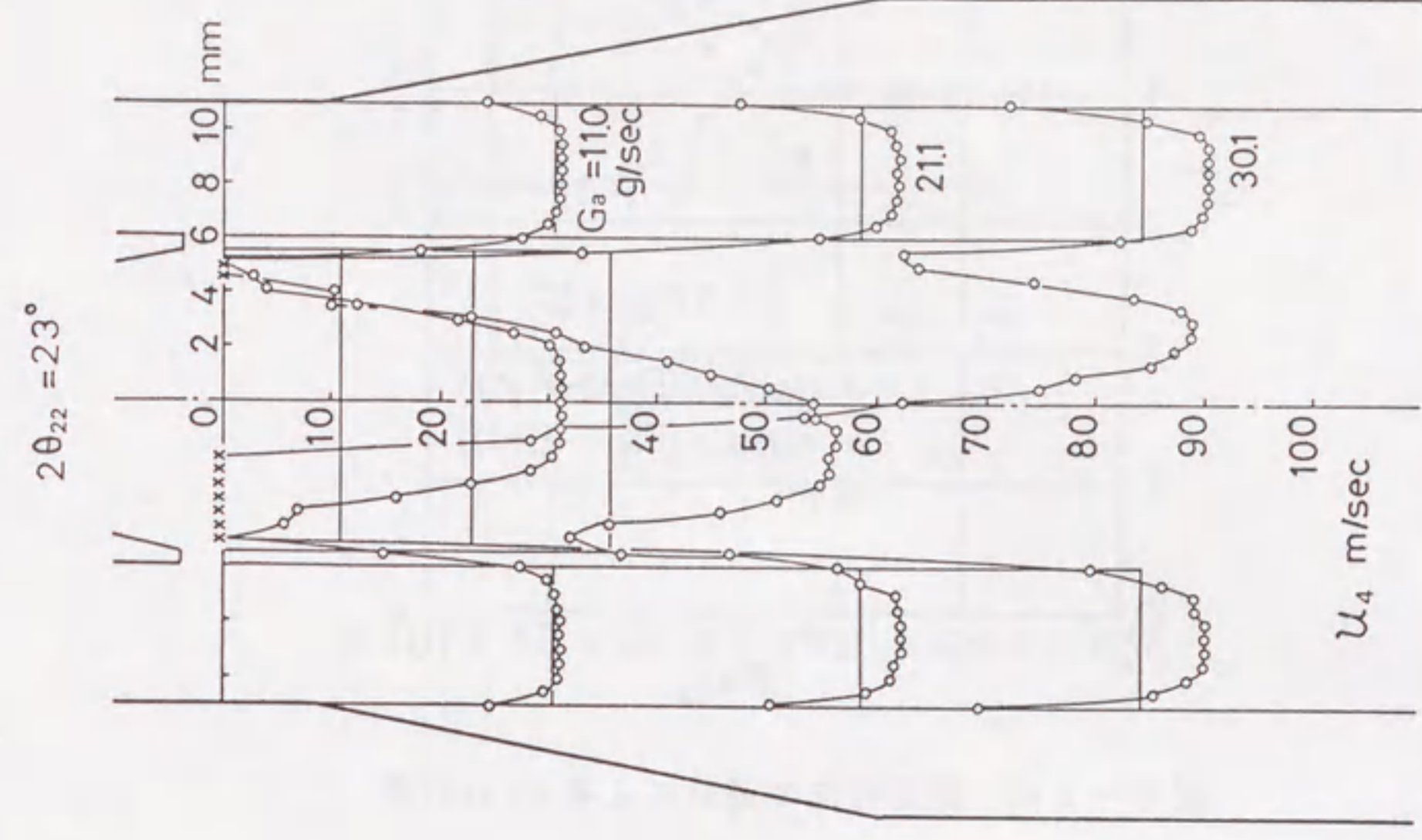


図1-15 S. V. 出口断面速度分布 ($2\theta_{22} = 23^\circ$ の場合)

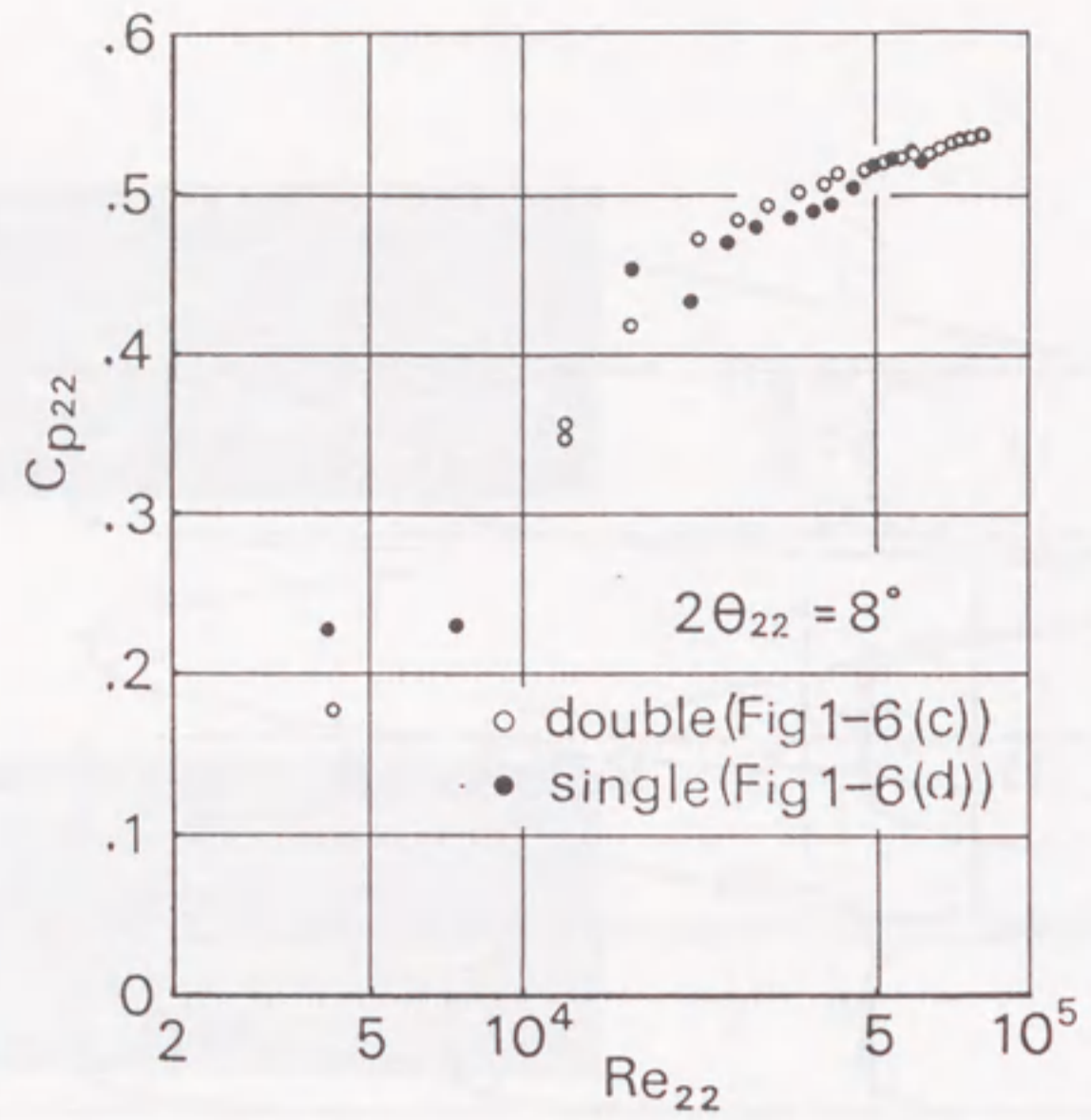


図1-16 測定方法の違いによる C_{p22} の差

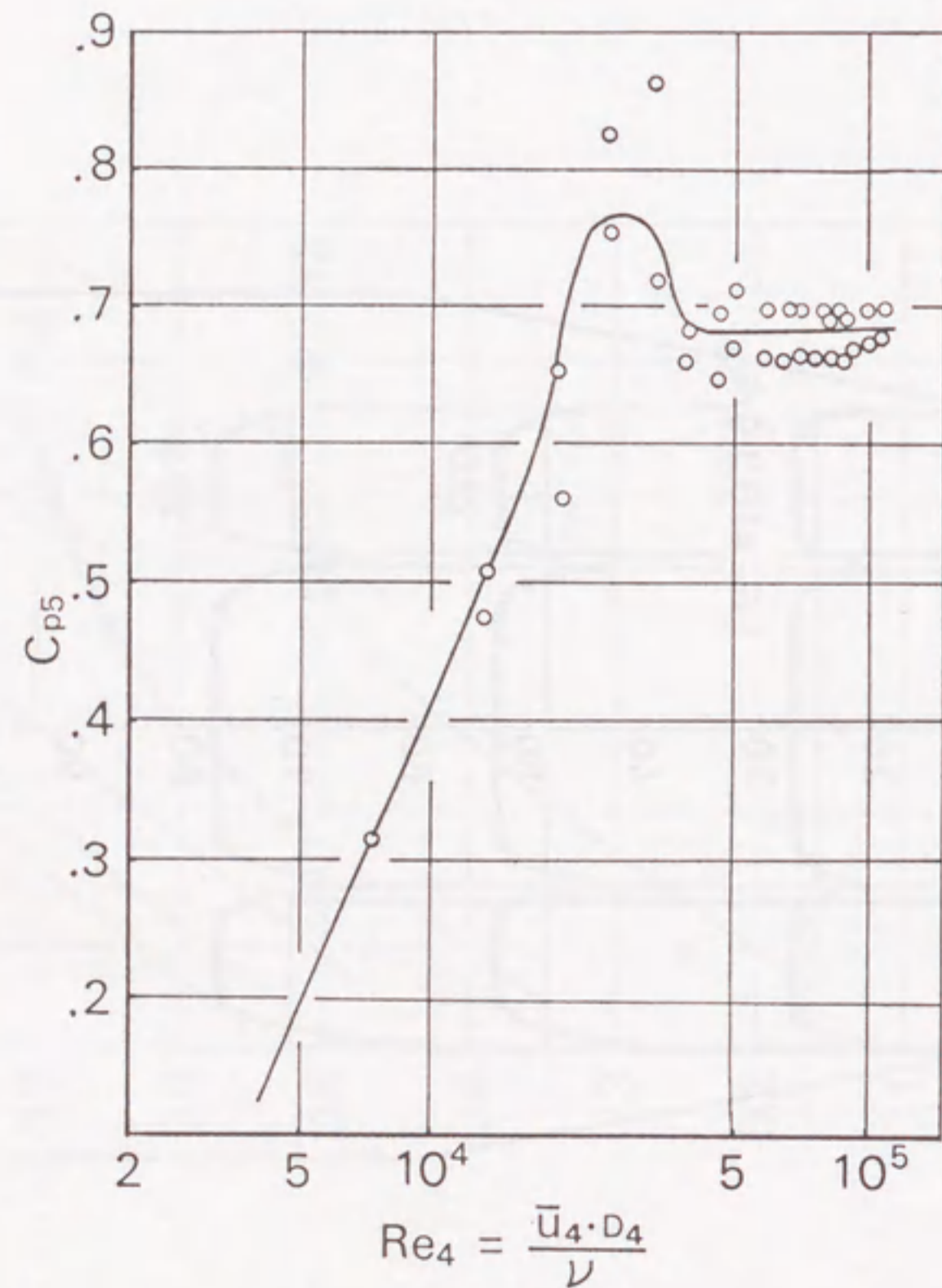


図1-17 L. V. ディフューザ圧力回復係数

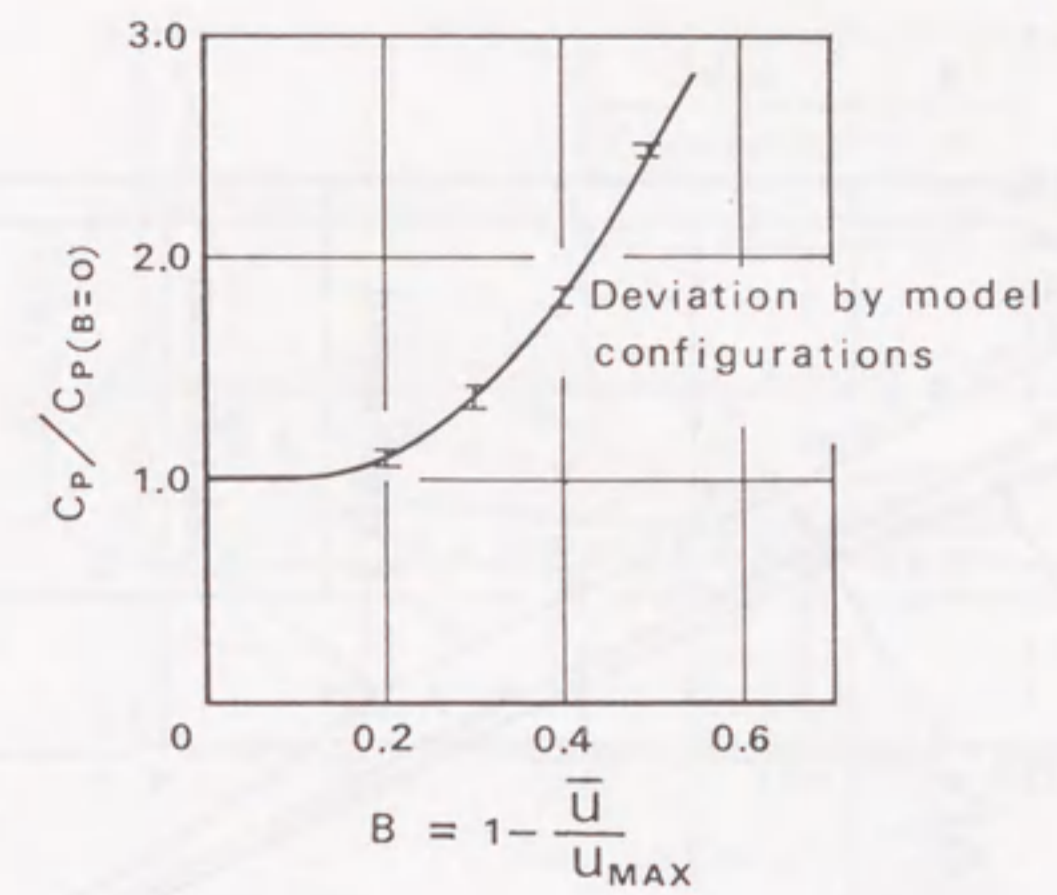


図1-18 C_p に対する入口速度分布の影響

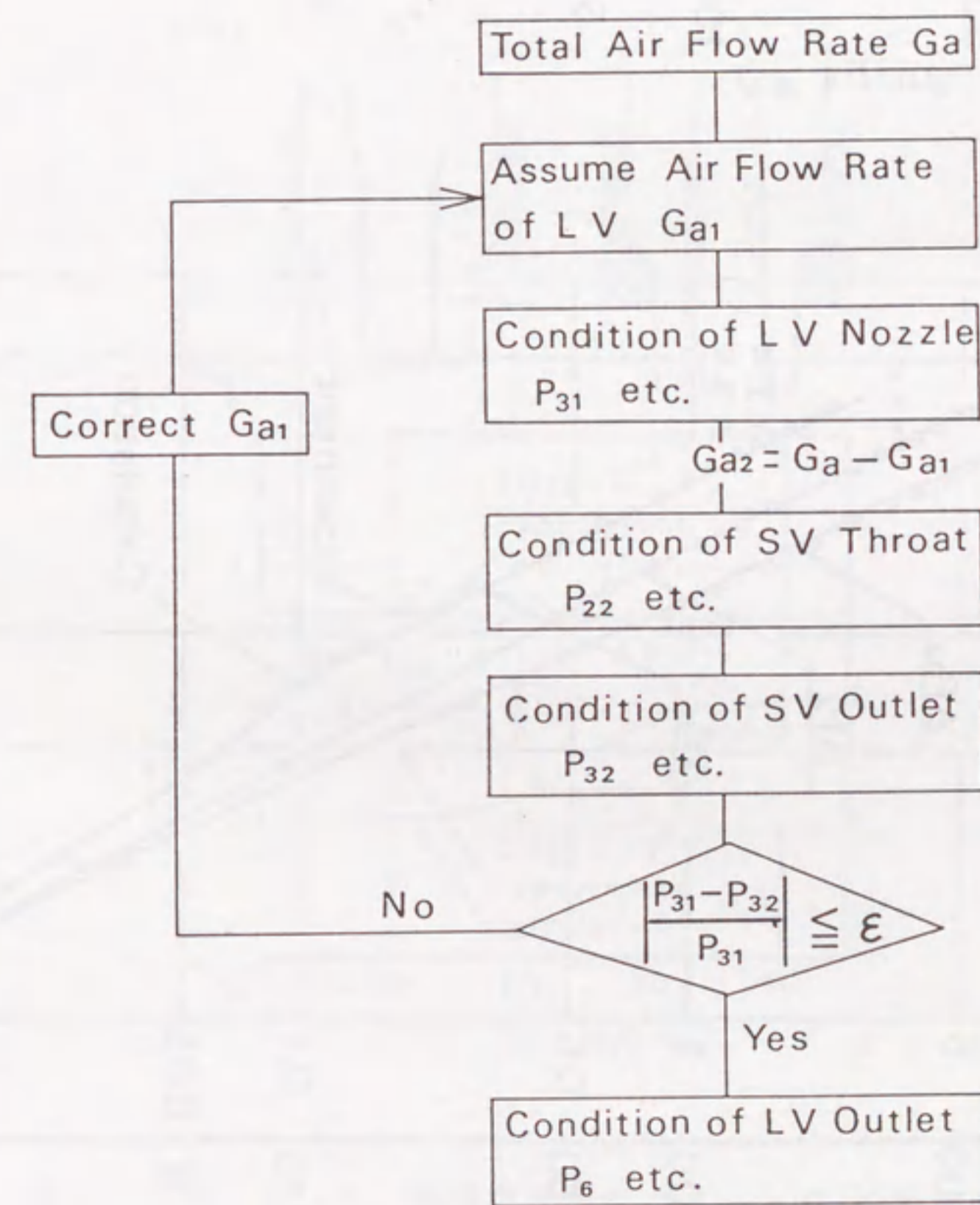


図1-19 フローチャート

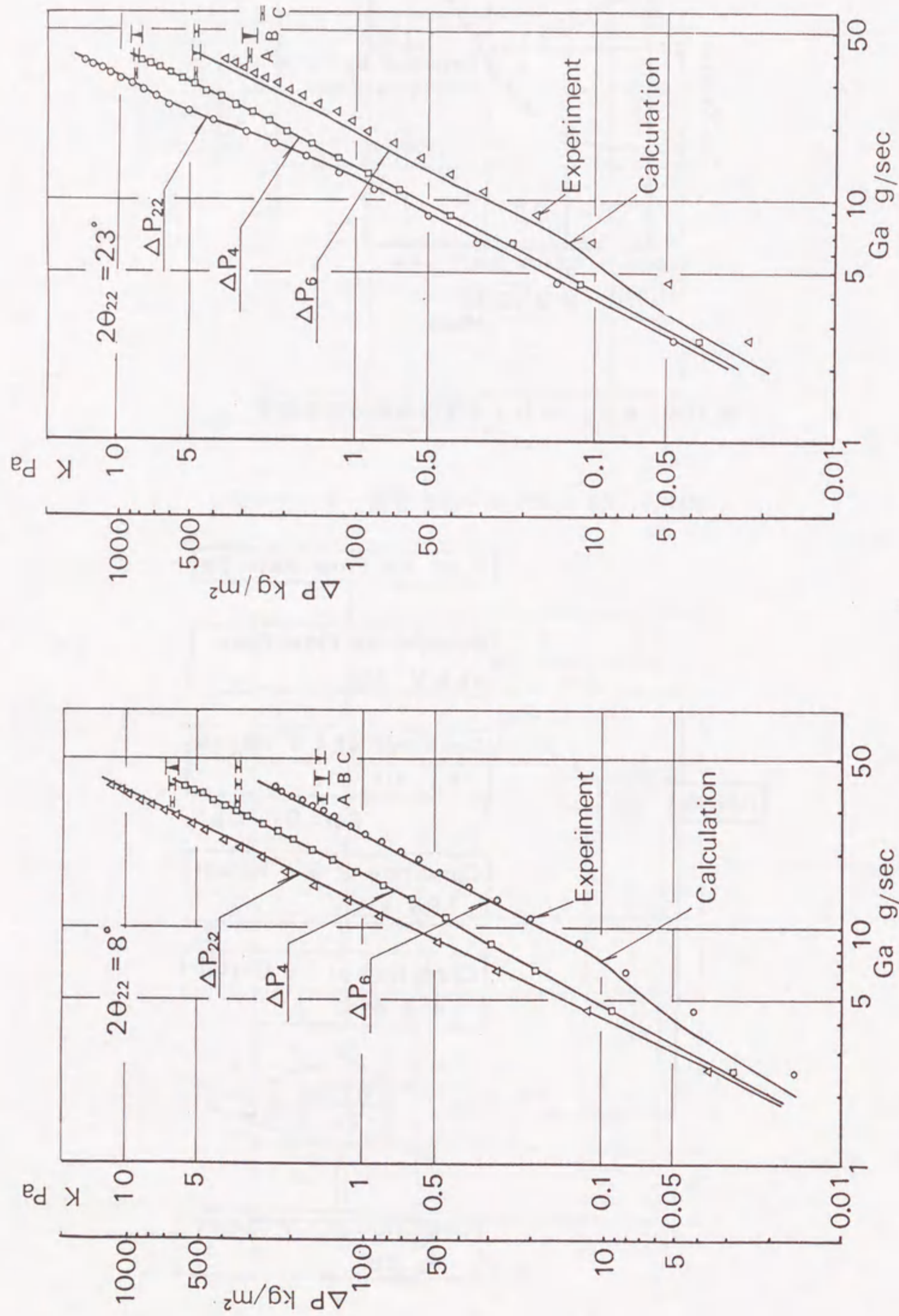


図1-20 計算結果と実験結果の比較 ($2\theta_{22} = 8^\circ$ の場合)

図1-21 計算結果と実験結果の比較 ($2\theta_{22} = 23^\circ$ の場合)

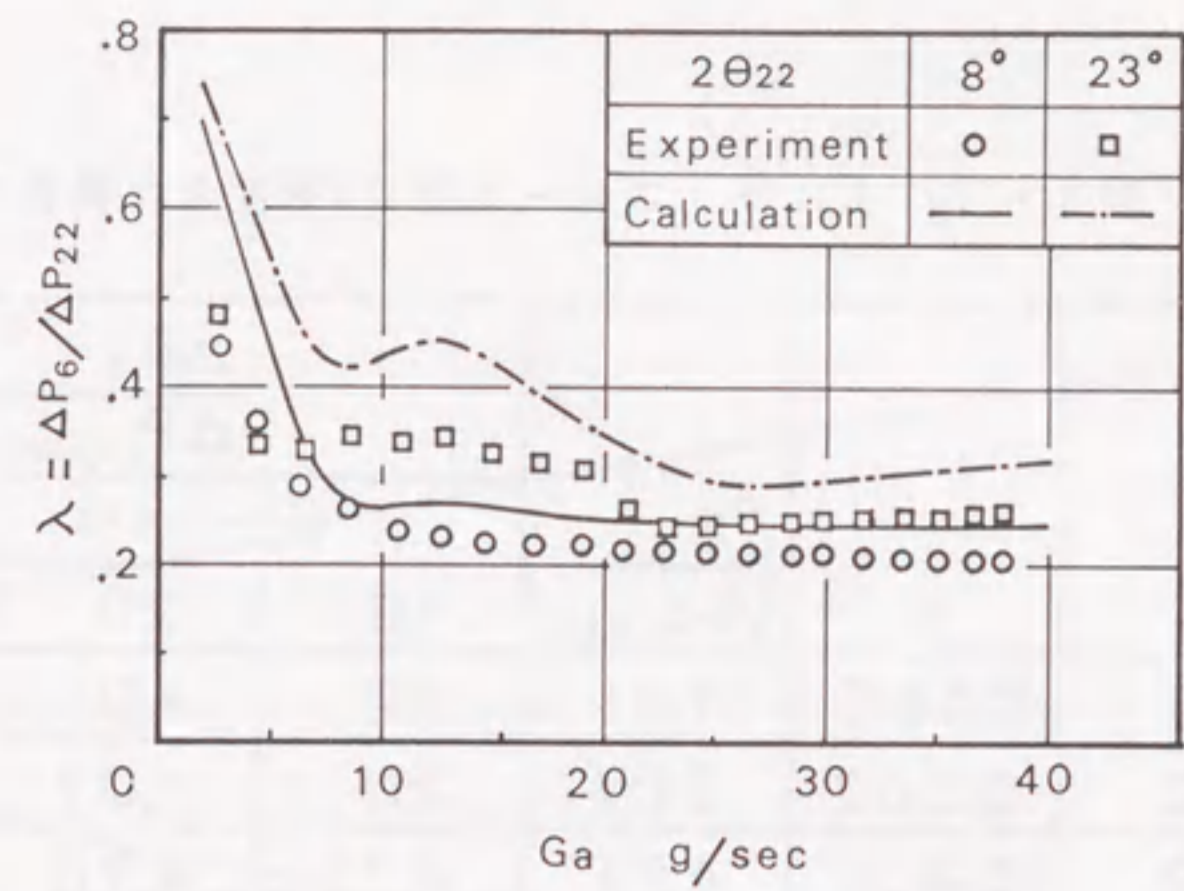


図1-22 比抵抗 λ の比較

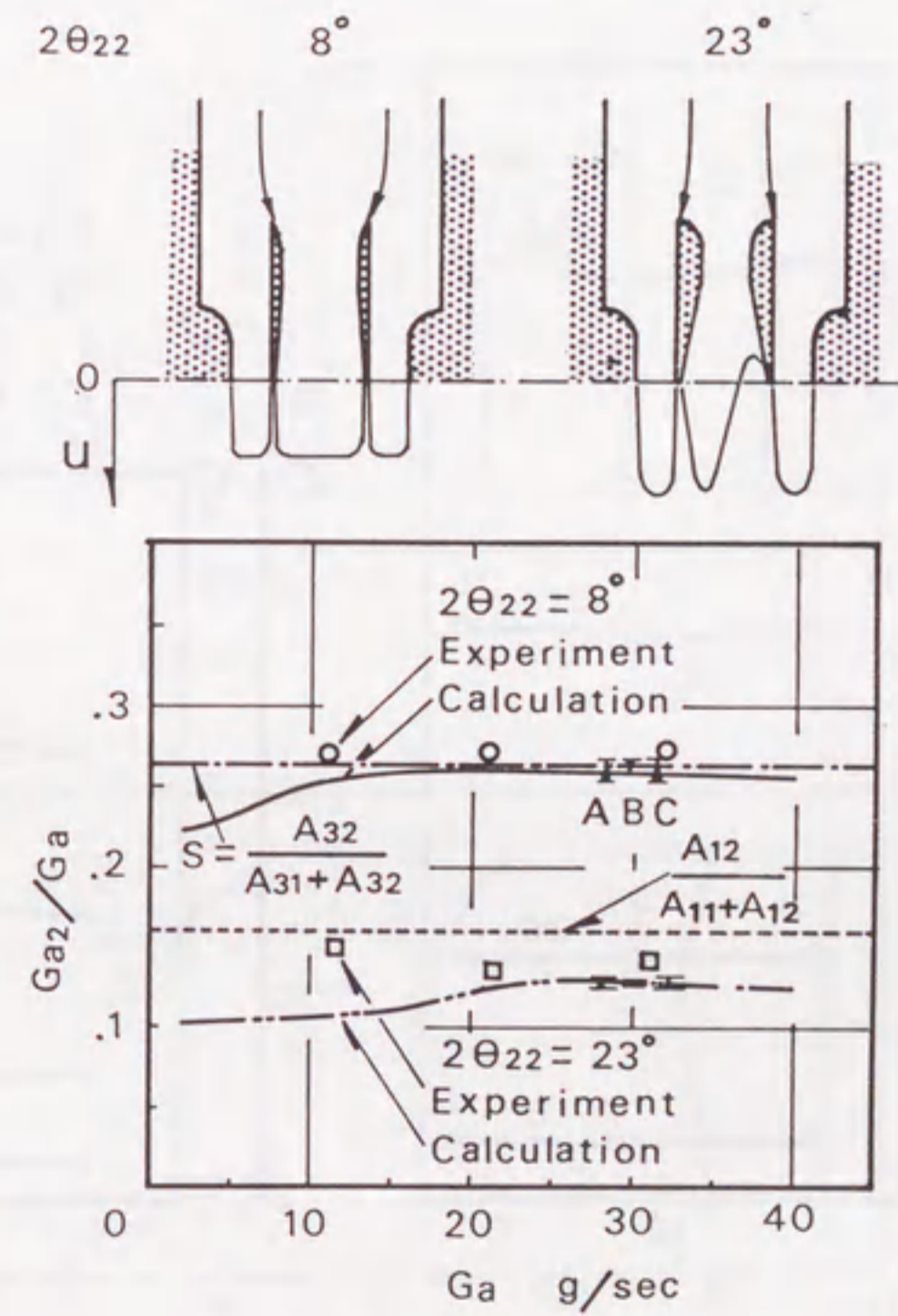


図1-23 S. V. 側空気流量割合 G_{a2}/G_a の計算結果と実験結果の比較

表1-1 L, V. スロート径D₄を変えた場合の効果

D ₄	S	$\left(\frac{S}{S_{D_4=26}}\right)^2$	$\frac{\Delta P_{22}}{\Delta P_{22, D_4=26}}$		
			G _a g/s		
			10	20	30
26	0.185	1.0	1.0	1.0	1.0
22	0.262	2.01	2.0	2.07	2.09
18	0.402	4.71	4.72	4.76	4.99

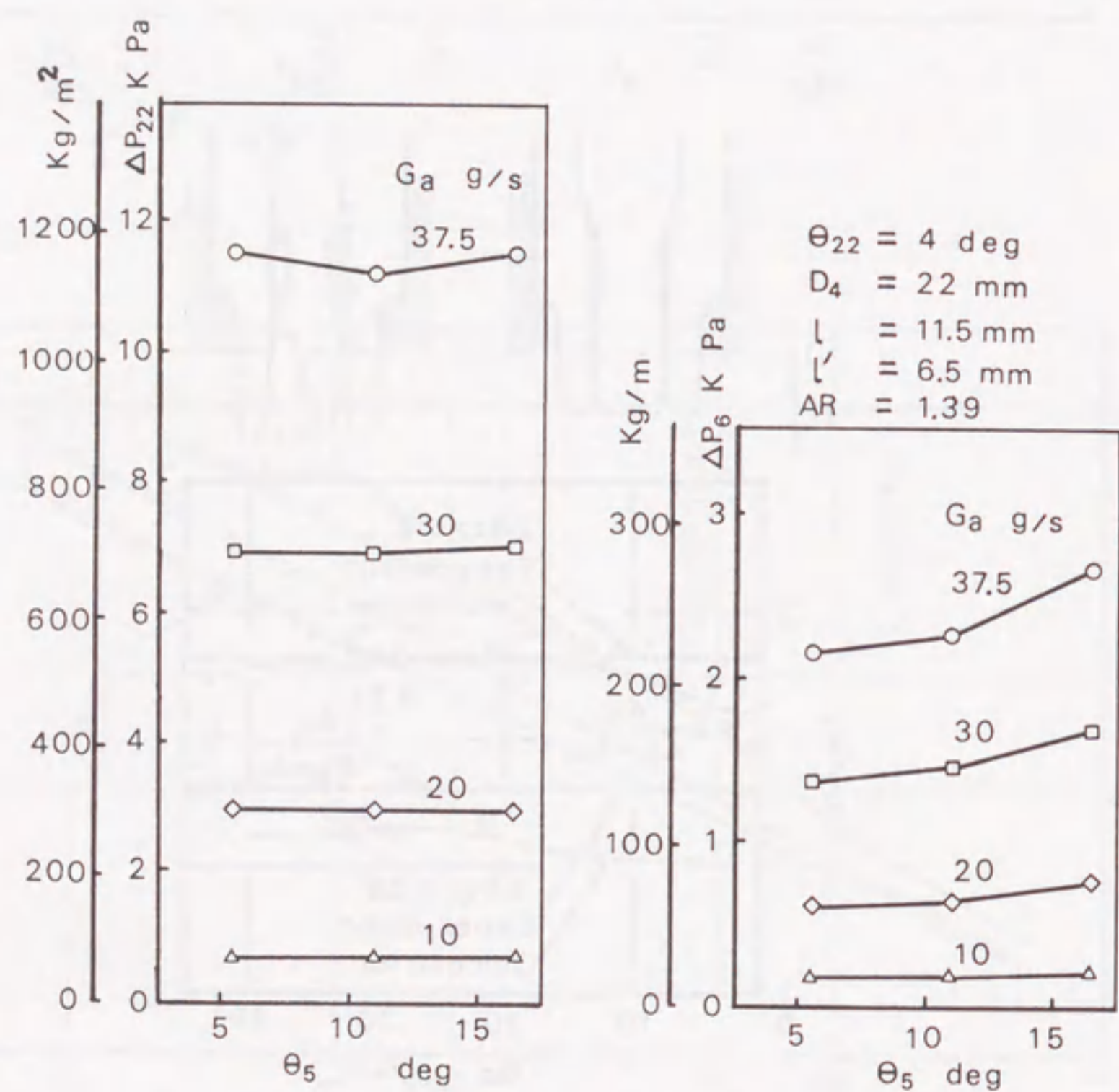


図1-24 θ_5 を変えた場合

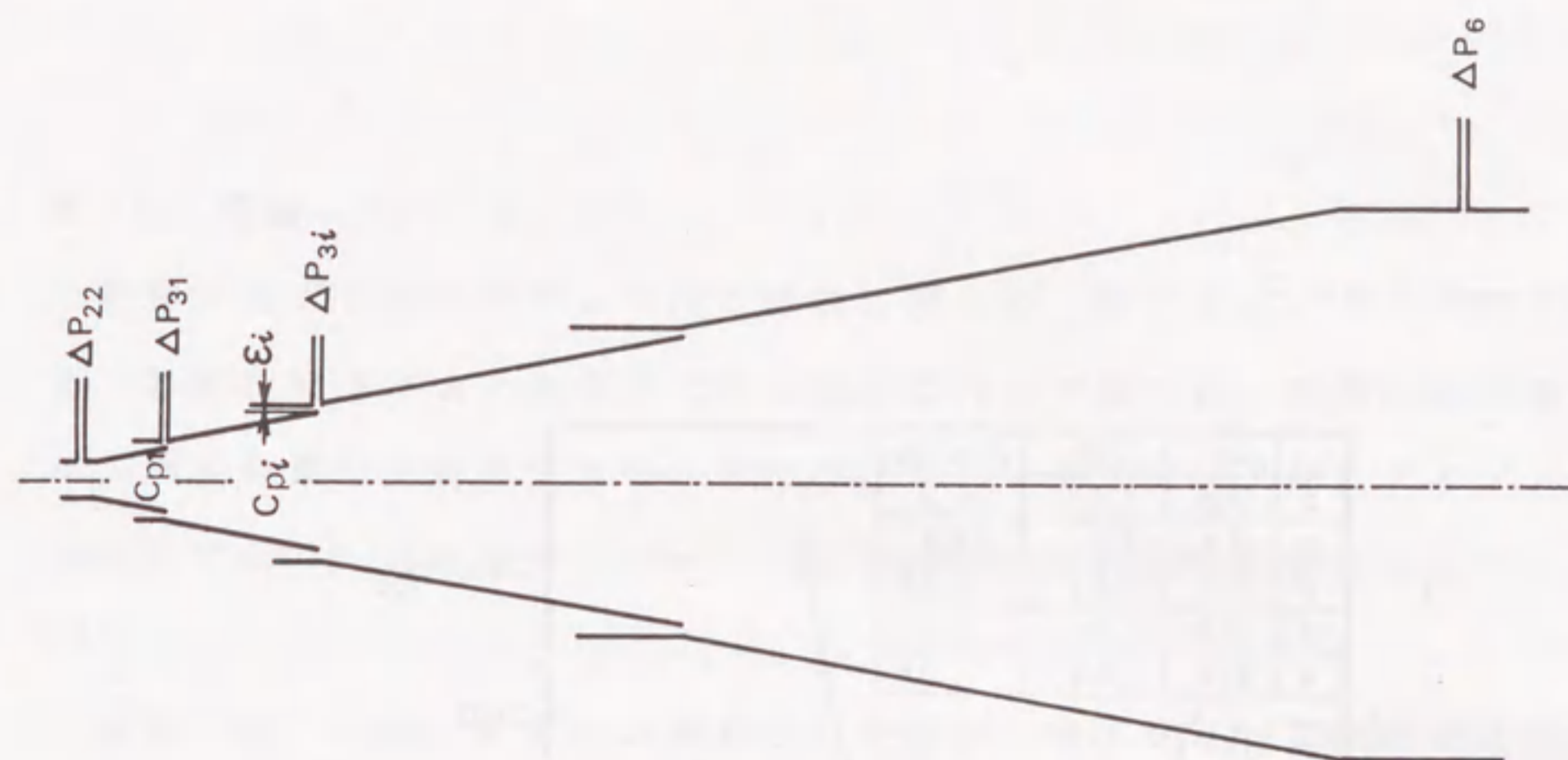


図1-26 n重ベンチュリ

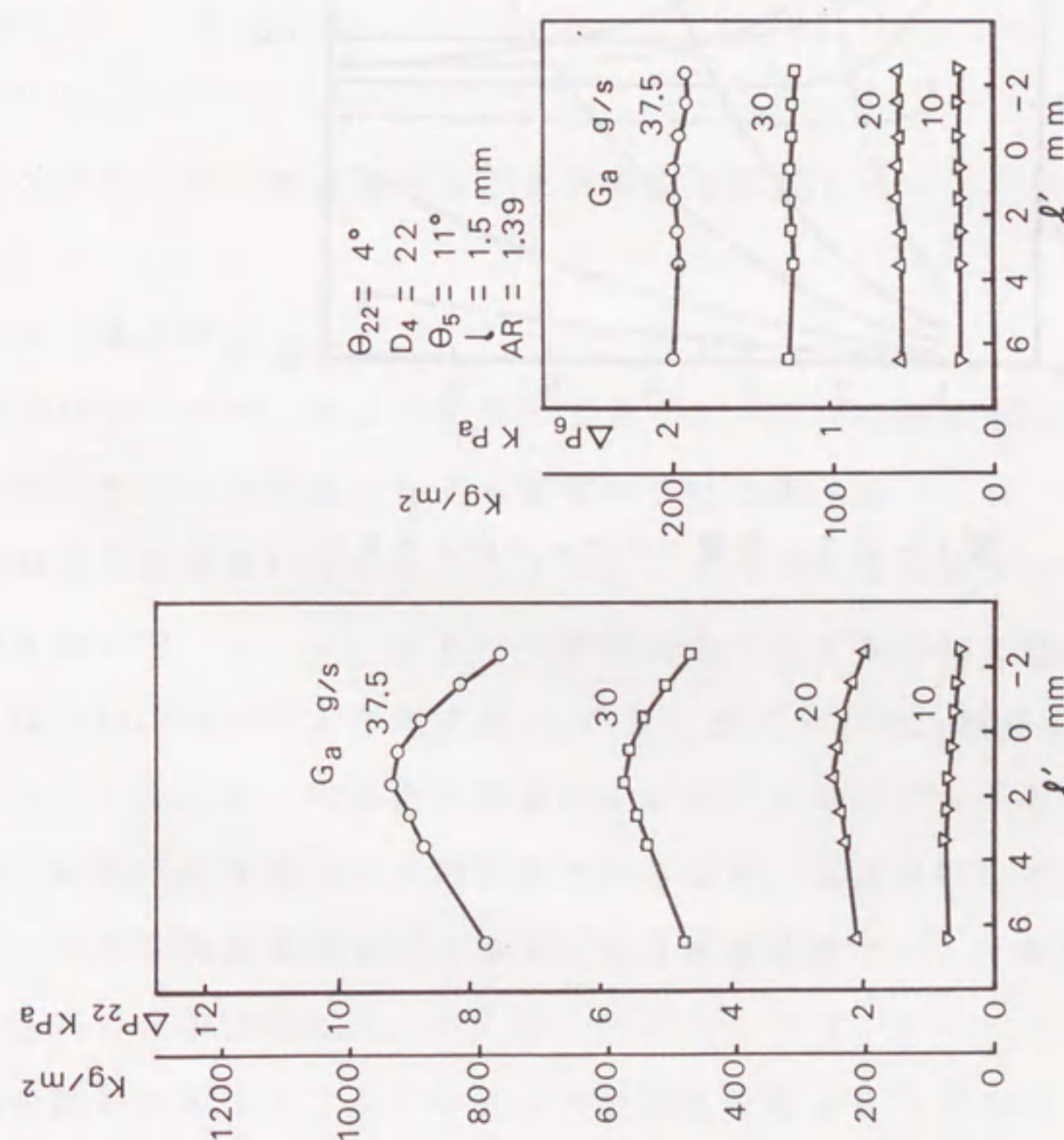


図1-25 S, V. とL, V. の相対位置を変えた場合

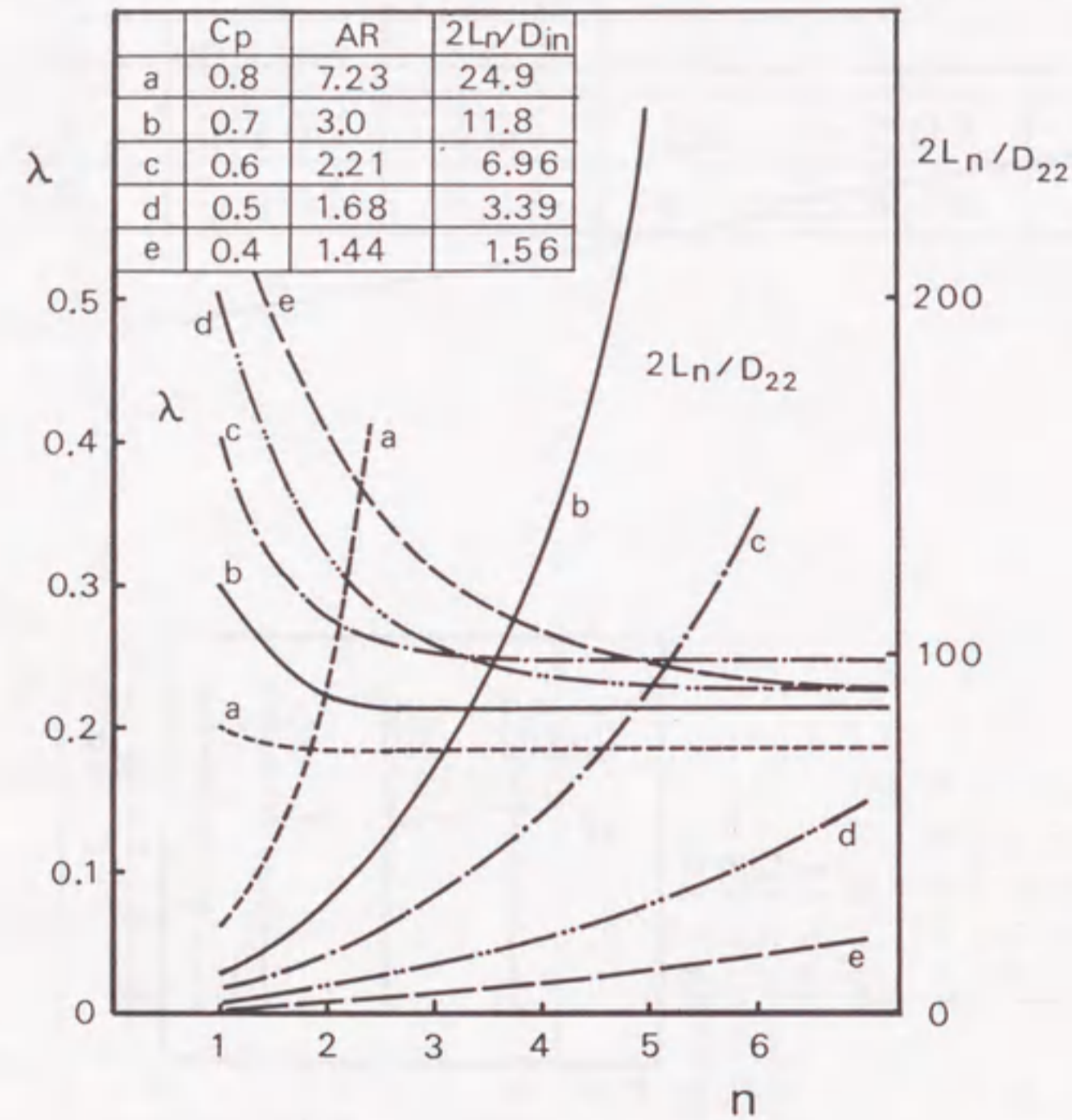


図1-27 多重ベンチュリの λ と L_n

2.1. 序論

前章ではダブルベンチュリ内の流れに関して ①メインノズルの突き出しがなく ②燃料噴出がない条件下での空気流について調べた。実際の気化器においては、燃料の微粒化を向上するために小ベンチュリスロット部にメインノズルが突き出しており、これがダブルベンチュリの特性に大きな影響を与えている^{[17]、[18]}。

本章では、メインノズルの突き出しや燃料の噴出などの実的要因がベンチュリ特性に与える影響を研究する。さらに、それらの影響がどのような原因によるかを順次調べることによって、気化器ダブルベンチュリ内の実用上の流れのメカニズムを明かにする。

2.2. メインノズルの突き出しと燃料噴出の影響

2.2.1. まえがき

本節ではモデルベンチュリを用いてメインノズルの突き出し長さや燃料噴出がダブルベンチュリの特性に与える影響について調べる。

実際の気化器で用いられているメインノズルの外径は約3mm、燃料流路の内径は約2mmで、S.V. スロット部の内径8~12mmと比べて無視できる程小さくはない。また吸入空気流量 G_a が30g/sの時、燃料の噴出速度は約0.8m/sで、S.V. 内の空気流速約63m/sの1/80と小さい。しかしS.V. 側への空気流量割合が2割程度であるため、噴出燃料の質量流量2g/sはS.V. 内の空気流量6g/sの1/3（体積流量では1/500）となり、かなり大きいことが分かる。

前節の結果から、ダブルベンチュリの特性を考える上でS.V. 側への吸入空気の分流特性が重要な指標であることがわかった。よって、本節では主に、これを含めた次の三種類の特性について調べる。

- (1) ベンチュリ各部の負圧特性
- (2) 吸入空気の S. V. 側への分流特性
- (3) S. V. 単体の流路損失の増加

2.2.2. 実験装置と方法

図 2-1 に実験装置の全体図を示す。下流側に設けた真空ポンプにより定常的に吸気流を作った。燃料噴出がない場合には、ベンチュリモデル上流は大気開放とし、吸入空気量をサージタンク後流の丸型ノズル 5 で測定した。また燃料噴出がある場合にはベンチュリモデル上流の層流形空気流量計 1 で空気流量を測定した。燃料は油面を一定としたオーバーフロータンク 11 から供給し、エチルアルコールに 20%の水を加えて用い、ニードル弁 13 で設定した流量を層流形燃料流量計 7 で測定した。ベンチュリモデルは図 2-2 に示すように全体を 6 の部分に分割し、組み合わせて用いるようにした。実験では表 2-1 に示すように、S. V. 部の形状が異なる 4 種類のモデルを用いた。ここで用いるメインノズルの形状は実用の気化器で最も一般的に用いられている円筒形で、突き出し長さ X_n を変えられるようにノズルの軸方向に摺動できる構造になっている。各部の負圧は U 字管マンオメータまたはベッツマンオメータで測定した。

S. V. 側空気流量割合を求めるには、図 2-3 (B) に示すようにあらかじめ L. V. 側の空気流量 G_{a1} と S. V. 出口断面負圧 $\Delta P_4 (= P_0 - P_4)$ の関係調べ、これを用いてダブルベンチュリ状態 (A) での S. V. 側空気流量割合 $\alpha (= G_{a2} / G_a)$ を次式で求めた。

$$\alpha = \frac{G_{a2}'}{G_a} = \frac{G_a - G_{a1}}{G_a} \dots \dots \dots (8)$$

前章の結果より G_{a1} と ΔP_4 の関係は S. V. 側の流れの状態によって殆ど影響されないことが分かっている。後述する S. V. 出口断面の速度分布の測定結果 (図 2-19 ~ 22) で見られるように、S. V. 内に剥離が存在していてもメインノズルと平行 (l), 直角 (m) のいずれの場合にも左右の L. V. 環状流路の速度分布はほぼ対称である。これは L. V. 環状流路内の流れが増速流であるために安定で、S. V. 出口断面円周上ではほぼ軸対称的に流れているためと

推定される。この結果、S. V. 内に剥離がある場合でも円周上の位置による ΔP_4 の違いは殆どなかった。このため ΔP_4 の測定は円周上の 1 点の測定で代用した。また S. V. 単体時の S. V. 出口断面負圧 ΔP_4 は S. V. 内にメインノズルの突き出しと燃料噴出が有る、無しに拘らず、L. V. 環状流路を閉止した状態で測定した。

2.2.3. ダブルベンチュリ各部の負圧特性

前章でダブルベンチュリの特性に最も影響を与えるのは S. V. ディフューザの形状であることが明かとなっている。表 2-1 に示す 2 種類の特徴的な S. V. モデル M1, M4 について $G_a = 30 \text{ g/s}$ でメインノズルの突き出し長さ X_n を変えた場合の各部の負圧を、燃料噴出有り、無しの各々について調べた結果を図 2-4, 5 に示す。 ΔP_n は燃料噴出がない場合、 X_n が大となるにつれてメインノズル先端からの剥離発生のために一旦増加するが、 X_n がある値以上になると S. V. 側を流れる空気流量の減少のために急激に減少し、極大値を持つ。このような ΔP_n と X_n の関係はモデル M1 と M4 で多少異なるが、それぞれのモデルでは図 2-6, 7 に示すように G_a によらずほぼ同じ傾向を示す。また X_n に対する S. V. スロート負圧 ΔP_{22} はモデル M1 では $X_n = 1.75 \text{ mm}$, モデル M4 では $X_n = 0.5 \text{ mm}$ まではあまり変わらないが、それ以上で大幅に減少し、これと反対に ΔP_4 は大幅に増大する。一方燃料噴出がある場合には、燃料噴出なしの場合に比べて ΔP_4 , ΔP_6 は増加し ΔP_{22} は逆に減少する。これは噴霧により S. V. 内の流路損失が増加することによって、S. V. 側の空気流が一部 L. V. 側へ流れるようになるためと考えられる。また燃料噴出による ΔP_{22} の減少の程度及び ΔP_4 の増大の程度は ΔP_{22} が急減する X_n より短い場合には大きく、それより長い場合には比較的小さい。以上の結果、燃料噴出がある場合や、 X_n が十分大きい場合には $\Delta P_{22} < \Delta P_4$ となり、ダブルベンチュリの効果が失われてしまうことが分かる。圧力特性の細部については 2 種類のモデルで多少の違いがあるものの、上記の特徴的変化はほぼ同じである。

2.2.4. S. V. 側空気流量割合

前項で述べたダブルベンチュリ各部の負圧特性の変化は主に S. V. 側へ流れ

る空気流量 G_{a2} が変化することに起因していると考えられる。図 2-8 に G_a を一定として X_n と燃料噴出量 V_f を変えた場合の G_{a2}/G_a の変化を S. V. モデル M1, M4 について調べた結果を示す。図 2-10 には S. V. モデル M1~M4 の 4 種類について $V_f = 0, 2.7 \text{ ml/s}$ の場合の結果をまとめて示す。またメインノズルの突き出しの影響を G_a の異なる場合について図 2-9 に示す。これらの結果や前項の結果から、メインノズルの突き出し長さと燃料噴出の影響の仕方が図 2-11 のように、 X_n と $2\theta_{22}$ に関して 3 つの領域に分類できることが分かる。領域 A では、 $V_f = 0 \text{ ml/s}$ の時 X_n によらず G_{a2}/G_a はほぼ一定であるが、燃料噴出により G_{a2}/G_a は大幅に減少する。このため図 2-4 にみられるように ΔP_{22} が減少し、逆に L. V. 側の空気流量 G_{a1} が増大して ΔP_4 が増大する。また領域 C では燃料噴出による G_{a2}/G_a の減少の程度は領域 A の場合に比べて極めて少なく、かつ X_n の増加によって G_{a2}/G_a は徐々に減少している。領域 B は領域 A, C の遷移域で、負圧特性も不安定であり、 X_n が大となり領域 A から B に移ると気流騒音も急激に増大する。さらに図 2-8 中の一点鎖線 a, b はそれぞれモデル M1, M4 の S. V. 出口、入口断面での S. V. 側流路面積割合 $A_{32}/(A_{31} + A_{32})$, A_{12}/A_1 を表す(図 2-2 を参照)。モデル M1 では $0 \text{ mm} \leq X_n < 2 \text{ mm}$, $V_f = 0 \text{ ml/s}$ の場合に、S. V. 出口断面での S. V. 側流路面積割合 $A_{32}/(A_{31} + A_{32})$ に近い比率で吸入空気が分流されている。これは S. V. 入口断面での S. V. 側流路面積割合 A_{12}/A_1 よりかなり大きく、流入空気は S. V. 入口流路断面より広い領域から S. V. 側に流れ込むことを示す。このことは、後述する速度分布の測定結果とも対応して、S. V. 内気流がディフューザ流路に沿って圧力回復していることに依っている。また、図 2-8 中の一点鎖線 c, d は 2 種類のモデルにおいて、それぞれの S. V. スロート部の最狭面積 A_{22} と L. V. 環状ノズル面積 A_{31} を加えたものに対する A_{22} の割合 $A_{22}/(A_{31} + A_{22})$ を示す。図 2-10 の領域 C においては X_n を変えた場合の G_{a2}/G_a の減少傾向はモデル M1, M4 共にこの曲線 c, d に沿って変化しており、定量的にも一定量だけ少な目となっている。このことから領域 C では S. V. 内気流は S. V. 出口に向かって僅かに縮流していることが推定される。そして、領域 C では燃料噴出の有無に拘らずほぼ同様の傾向を示す。一方、 $V_f = 1.8, 2.7 \text{ ml/s}$ の場合には、領域 A, B でも領域 C の場合と同様に曲線 c,

d に沿うように変化していて、結果的に全ての X_n について曲線 c, d に沿って変化する。以上のように空気流だけの場合にメインノズルの影響が著しい領域 C では燃料噴出の影響が少なく、メインノズルの影響が少ない領域 A では燃料噴出の影響が大きく、それらが定量的にも同じ曲線 c, d に沿って変化することから、領域 A での燃料噴出は空気流に対してメインノズルを突き出したことと同等の効果があると見なせる。以上のように領域 A, B では燃料が噴出した場合に、また領域 C では燃料噴出の有無に拘らず、S. V. ディフューザの空気流は実質的に縮流しているのと同じ状態にあり、図 2-4, 2-5 に見られるごとく $\Delta P_{22} \leq \Delta P_4$ となる。

同様の実験を $G_a = 10 \text{ g/s}$ 付近で行った結果を図 2-12 に示す。図から G_a が小の場合、領域 A では燃料噴出による G_{a2}/G_a の減少の程度は G_a が大の場合に比べて少なく、領域 C では燃料噴出がある場合の方が G_{a2}/G_a が大きい場合もあり、3 つの領域の区別がつけにくくなる。

通常の気化器では $X_n = 1.5 \text{ mm}$ 程度で設計されることが多いが、モデル M1, M4 で $X_n = 1.5 \text{ mm}$ の場合の S. V. はそれぞれ図 2-11 の領域 A, C に相当する。この二つの特徴的な S. V. において空気と燃料の質量比 (G_a/G_f) を 13.9 としたまま G_a に対する G_{a2}/G_a の変化を求めたのが図 2-13 中の実線である。領域 A に相当するモデル M1 で $X_n = 1.5 \text{ mm}$ の場合には燃料噴出があると G_a が大であるほど G_{a2}/G_a は漸減し、 $G_a = 40 \text{ g/s}$ 付近では燃料噴出がない場合に比べて G_{a2} は 80% 近くにも減少する。このためこの種のベンチュリを用いた場合、空気単流時の ΔP_{22} 特性から推定される空燃比に比べて、実際の空燃比は空気流量が多くなる程希薄化することになる。これに対して領域 C に相当するモデル M4 で $X_n = 1.5 \text{ mm}$ の場合には燃料噴出の有無による G_{a2}/G_a の違いは殆どみられず、空気単流時の負圧特性から比較的容易に空燃比を推定することができる。一方領域 B に属するベンチュリにおいては、 X_n の違いによる G_{a2}/G_a の変化が大きいため、製造時のばらつきに起因する空燃比や空燃比傾向のばらつきが大きく問題となりやすい。

2.2.5. S. V. 出口負圧の増加

前項で明らかになったように、メインノズルの突き出しと燃料噴出は S. V.

内の流れを変化させることにより G_{a2}/G_a を減少させる。S. V. 内での流れの変化は、L. V. 側へ直接及ぶことはないが、S. V. 出口部の圧力損失増加のために S. V., L. V. 間の流量バランスがくずれ、新たな釣合が形成されることにより間接的に G_{a1} を変化させると考えられる。

1.2. 節で述べたのと同様に、燃料噴出やメインノズルの突き出しがある場合にも S. V., L. V. の流量が、S. V. 出口断面の両者の圧力の釣合により決まると仮定する。この様子を模式的に示すと、図 2-14 のように S. V. 出口断面での負圧 ΔP_4 は L. V. 側の流れに対しては 1 本の曲線 a で描かれ、S. V. 側の流れに対しては $X_n = 0 \text{ mm}$, $V_f = 0 \text{ ml/s}$ の状態で曲線 b, メインノズルの突き出しにより曲線 c, また燃料噴出によって曲線 d 迄変化すると考える。空気単流時の場合と同様、曲線 a と c または曲線 a と d の二つの圧力特性を個別に測定し、それらを ΔP_4 が等しくなるという条件の基に合成して G_{a2}/G_a を得た結果が図 2-13 中の破線であり、モデル M1, M4 ともにダブルベンチュリの状態での結果とよく一致する。これらの結果から燃料噴出やメインノズルのある場合においても、空気単流時の場合と同様 S. V., L. V. 単体の負圧特性を合成することにより任意形状のダブルベンチュリでの G_{a2}/G_a を推定できることが分かる。今 $X_n = 0 \text{ mm}$, $V_f = 0 \text{ ml/s}$ 時の ΔP_4 に対する $X_n \neq 0 \text{ mm}$, $V_f = 0 \text{ ml/s}$ 時の $\Delta P_4'$ の比を $\xi_n (= \Delta P_4' / \Delta P_4)$ とし、 $X_n \neq 0 \text{ mm}$, $V_f = 0 \text{ ml/s}$ 時の $\Delta P_4'$ に対する $X_n \neq 0 \text{ mm}$, $V_f \neq 0 \text{ ml/s}$ 時の $\Delta P_4''$ の比を $\xi_r (= \Delta P_4'' / \Delta P_4')$ とする。前述の結果から $X_n = 0 \text{ mm}$, $V_f = 0 \text{ ml/s}$ 時の α と ξ_n , ξ_r が既知であれば、メインノズルの突き出しや燃料噴出がある状態での S. V. 側空気流量割合 α' は、図 2-14 の関係から次式のように推定できる。

$$\alpha' = \frac{G_{a2}'}{G_a} = \frac{1}{\left(\frac{1-\alpha}{\alpha}\right) \sqrt{\xi_n \cdot \xi_r} + 1} \quad \dots (9)$$

ξ_n と ξ_r の実験値はそれぞれ図 2-15, 2-16 のようになる。S. V. 諸元と X_n により ξ_n と ξ_r への影響の程度が異なることが分かる。

式 (9) を図示した図 2-17 に ξ_n と ξ_r の各々の影響過程を模式的に示す。

例えばモデル M1 については、図 2-17 (a) で $X_n = 0 \text{ mm}$, $V_f = 0 \text{ ml/s}$ の点 A から $V_f = 0 \text{ ml/s}$ のまま $X_n = 1.5 \text{ mm}$ にした点 B への変化では、図 2-15 より $\xi_n = 1.15$ であり、この場合図 2-17 (b) に示されるように α は殆ど変化しない。さらに $X_n = 1.5 \text{ mm}$ で V_f を 2.7 ml/s とする点 B から点 C への変化においては、図 2-16 より $\xi_r = 1.6$ であり α は大幅に減少する。同様にモデル M4 についての点 A' \rightarrow B' \rightarrow C' の変化では、 ξ_n が大きく (図 2-15), ξ_r は小さい (図 2-16)。

以上の結果メインノズルと燃料の噴出がダブルベンチュリ内の流れに与える影響を整理できた。

これまで調べてきたようにダブルベンチュリの特性は S. V. 側空気流量割合に強く依存している。よって S. V. 側空気流量割合がいかに合理的に予測できるかが、ダブルベンチュリの性能予測を行う上で重要な鍵となる。ところで、前章の結果によればメインノズルの突き出しと燃料噴出が無い場合には、各部の損失を組み合わせれば、かなり精度よく性能予測が出来ることが明らかになった。本章の結果によればメインノズルの突き出しと燃料噴出がある場合にも各部の損失を組み合わせれば S. V. 側空気流量割合を予測できることが分かったが、問題が複雑なのは、その影響が三つの領域に分類されることにある。このため一般的な気化器ダブルベンチュリの性能予測を行うという目的のためには次の 2 点の研究が更に必要となる。

① 図 2-11 の領域 A, B, C の境界を定量的に定める。

② メインノズルの突き出しと燃料噴出による S. V. 出口の負圧変化 (流路損失) を定量的に明らかにする。

上記①②を定量化することは、現象の複雑さからみてかなりの苦労が予想される。一つの救いは領域 C では燃料の噴出の影響が殆どなく、また領域 A で燃料噴出がある場合の S. V. 側空気流量割合は領域 C のそれと一本の線につながっていることである。この方向での研究を更に進めるためには、もっと多くのデータ蓄積が必要である。一方、近年計算機の急速な進歩によって流体の問題を数値計算によって明らかにしようとする試みがなされており、これまでの議論で進めてきたような、各部の損失の組合せという従来の方法とは別に、数値計算によってダブルベンチュリの性能を予測することも不可能ではなくなってきた。本論文の

第3章ではその可能性を探る意味も含めて流れの有限要素法解析を試みる。

2.2.6. 本節の結論

メインノズルの突き出しと燃料噴出がある一般的な気化器ダブルベンチュリの流れについて調べた結果次のことが明らかになった。

(1) メインノズルの突き出しと燃料噴出がダブルベンチュリの流れに与える影響を、S. V. 形状とメインノズルの突き出し長さに関して三つの領域に分類できる。第一の領域では、空気単流時にはメインノズルが突き出してもS. V. 側空気流量割合は変化しないが、燃料の噴出によってS. V. 側への空気流量割合が大幅に減少する。第三の領域ではメインノズルの突き出しによってS. V. 側空気流量割合は漸減するが、燃料噴出によってはあまり変化しない。第二の領域は遷移領域である。

(2) 空気流量が多く、メインノズルの突き出しが十分長い場合、または燃料噴出がある場合にはS. V. 側空気流量割合は $A_{22} / (A_{22} + A_{32})$ に近い値となる。

(3) メインノズルの突き出しと燃料噴出がある場合においても、S. V. 出口断面での圧力の釣合の仮定に基づき、S. V. , L. V. 単体の圧力損失特性からS. V. 側空気流量割合を推定できる。

(4) 気化器ダブルベンチュリ内の噴霧流を明らかにするために、結論(1)の三つの領域の境界と、メインノズルの突き出しと燃料の噴出による負圧増加比 ξ と n 、 ξ_r を定量的に明らかにする必要がある。

2.3. メインノズルの突き出しがある場合の

ベンチュリ内の空気流速分布

2.3.1. まえがき

前節ではS. V. 内へのメインノズルの突き出しと燃料噴出がS. V. 側への空気流量割合を大きく変えることを通じて燃料のメータリング特性に影響を与えることが明かとなり、この様子が三つの領域に分類されることを示した。L. V.

側の流れが縮流となっており安定であることを考えると、このようなS. V. 側の空気流量割合の遷移的变化が、L. V. 側の流れが原因して発生しているとは考えがたい。これに対してS. V. 側の流れは流路がディフューザ状になっており、 θ_{22} と X_n によってS. V. 内の流れが遷移的に変化していることが推定される。

これまでの議論では、S. V. 出口断面でのL. V. 側とS. V. 側の圧力の釣合条件から流量割合を求めたため、S. V. 側空気流量割合の遷移的变化について十分な考察がなされていなかった。本節では燃料噴出がない状態でのメインノズルの突き出しが空気流に与える影響(図2-8の実線の特徴が発生する過程)をベンチュリ内の空気流速分布の測定によって調べる。

2.3.2. 空気流速分布の測定方法

流路内の空気流速測定に当たっては、装置の都合上S. V. 入口面(図2-18(b)のn面)では $5\mu\text{m}$ のタングステンを張った熱線流速計を用いた。またS. V. 出口面(図2-18(b)のo面)での測定には直径 0.8mm の円筒管に直径 0.2mm の測定孔を設けた一孔ピトー管(図2-18(a)参照)を用い、静圧と総圧が測定できる回転角をあらかじめ検定して用いた。速度分布は図2-18(b)に示すようにメインノズルの突き出し方向と平行(1)、直角(m)の二方向または一方のいずれかについて測定した。

2.3.3. 空気流速分布の測定結果

図2-19~2-22に二種類のS. V. モデルM1, M4において、それぞれ X_n の異なる二例について、燃料噴出なしの状態でのS. V. 出口断面1, m, 二方向の速度分布をピトー管で測定した結果を示す。モデルM1で $X_n=1.5\text{mm}$ の場合(図2-11の領域A)、S. V. ディフューザ出口部の流れには1, mいずれの方向にも大きな剝離領域は認められず、圧力回復は比較的良好である。しかし、 $X_n=2.5\text{mm}$ の場合(図2-11の領域B)には、S. V. 内のm方向の流れに剝離はないが、1方向ではメインノズル背後に明らかな剝離領域が発生している。また、モデルM4では $X_n=0\text{mm}$ (領域B)ですでにS. V. 内に剝離領域が発生しており、 X_n が少し増加するだけでメインノズル背後の剝離領域が大幅に拡大する。その上、 $X_n=1.0\text{mm}$ の場合には、m方向の速度分布のS.

V. 内壁近くの両側に小さな速度のピークがあり、メインノズル側面への流れの回り込みが生じていることがわかる。

また、この程度のメインノズルの突き出し長さでは空気流速の最大値は、S. V. 側、L. V. 側で大差ないが、これ以上の突き出しになればS. V. 内の剥離領域の増大とともにS. V. 内の空気流速の最大値が減少するとみられる。

これらの速度分布を、1, mの二方向について半径方向に積分して、圧力の釣合から求めたS. V. 側空気流量割合と比較したのが図2-8の☆印である。モデルM1, M4どちらにおいてもメインノズルの突き出しを変えた場合のS. V. 側空気流量割合の変化の様子がよくとらえられていることが分かる。定量的な一致が十分でないのは、速度分布の測定値が二方向しかないためであろう。

これらの速度分布の測定結果や、2.2.節の結果から図2-11のA, B, Cの各領域はKlineら^[19]がディフューザ内の流れについて分類した、安定領域、片壁のみ逆流領域、噴流領域の各々に対応すると考えられる。 X_n を長くしていった領域Aから領域B, Cをたどる過程はディフューザ長さが一定で、ディフューザ入口面積が狭くなることにより平均有効広がり角 θ が増大する場合に対応する。

一方、図2-23, 2-24はS. V. 入口面での速度分布を示す。モデルM1では $X_n=0$ mmと2 mmでの速度分布にあまり差がなく、 $X_n=4$ mmになるとS. V. 側流量が大幅に減少しており図2-8の結果にはほぼ対応している。また、モデルM4では $X_n=0, 2, 4$ mmの順に G_{s2} が減少している様子が明らかである。

2.3.4. 本節の結論

(1) メインノズルの突き出しがあっても、S. V. ディフューザの広がり角が小さい場合にはメインノズルの背後の剥離領域は局所に留まり、圧力回復は良好に行われる。

(2) メインノズルの突き出しが長くなるとS. V. 内に発生する剥離領域はS. V. 出口端まで広がり、圧力のバランスを変えるためS. V. 側の空気流量割合を減少させる。

2.4. メインノズルから噴出する燃料の挙動

2.4.1. まえがき

気化器のダブルベンチュリはもともと、そのスロート部に形成される負圧によって燃料をフロート室から吸い出し、吸入空気と混合してエンジンに供給することを役割としている。ベンチュリ部の負圧が大きいことは燃料の吸い出し力が強いと共に、一方では、一般的には、空気流速が高く燃料の微粒化をよくする効果も持っている。ところが2.2.節で示されたように、燃料の噴出はS. V. 側の空気流量割合を減少させる原因ともなっており、この傾向はS. V. 側の空気流量割合が大きい図2-11の領域Aで特に強い。すなわち、ダブルベンチュリの本来の機能を果たすのに適当な形状では、燃料の影響によってその機能が損なわれていると言えよう。

燃料噴出により、空気側へのこのような影響があるならば、逆に空気流から燃料への影響があると考えられる。その場合、空気流による燃料への影響は微粒化過程の中に現れると考えるのが自然であろう。本節では、二次元モデルを用いてS. V. 内の燃料の微粒化状況を観察するとともに、吹き出し方式により微粒化された燃料の平均粒径を測定することにより、燃料と空気の相互影響を考える手掛かりを得る。

2.4.2. 燃料の微粒化観察

(1) 実験装置と方法 二次元ダブルベンチュリモデルと図2-25の装置を用いて定常状態での燃料の微粒化状況を瞬間シャドウ写真で観察した。燃料としては80%エタノール水溶液を用いた。実験では①図2-26に示す2種類のS. V. 形状での比較、②図2-26に示すモデルAにおいてメインノズルの突き出し長さ X_n を変えた場合、について調べた。

(2) 実験結果 二次元モデルによる燃料の微粒化状況をS. V. 形状が異なる場合について観察した結果を図2-29に示す。これらの写真において流路の下部にある汚れは、微粒化された燃料が観測窓に付着してできたものである。いずれの写真においてもメインノズルから噴出した燃料の一部はS. V. 内壁に付着して流れ、燃料のかなりの部分はS. V. 出口端から吹きちぎられる時に微粒

化される。このような傾向は吸入空気量が少ないほど顕著である。これは燃料の噴出量が少なく横向きの運動量が少ないため、気流中への貫通力が弱いことによると考えられる。またどの写真においてもL、V、側の気流がエアカーテンの役割を果たすために、S、V、から出た噴霧はかなり後流までL、V、壁面には付着しない。モデルBの場合にはメインノズルから噴出した燃料はS、V、内の画面に垂直な方向へも広がって、観測窓にも付着しやすくなっており、この傾向は G_a が小さいほど顕著である。また、この状態での左右S、V、両内壁に付着した燃料の動きを目視観察によりスケッチして図2-30に示した。これらの結果からモデルBの場合のようにS、V、広がり角が大きい場合には、メインノズルの背後に大きな剝離領域が形成されるため、この内部の逆流によって燃料が押し広げられることにより横方向への広がりが発生していると考えられる。これと同様の理由によりS、V、中心付近の燃料もメインノズルと反対側の壁面方向に押し広げられ、反対側壁へも付着しやすくなっている。図2-31はメインノズル突き出し長さが異なる三種類の場合について観察した結果である。メインノズルの突き出し長さが短い場合には燃料の多くはメインノズル背後のS、V、壁面に付着するが、メインノズルの突き出し長さを長くして行くとメインノズル側のS、V、内壁への付着量は減少し、気流による微粒化が支配的となる。それにつれてメインノズル背後の剝離領域が増大すると共に反対側のS、V、内壁への付着燃料が増大する。

2.4.3. 燃料の平均粒径測定

(1) 実験装置と方法

三次元S、V、モデル(図2-28)に空気を圧送してシリコンオイル(粘度1000 cSt)を受け止め液として捕集し、微粒化された燃料の平均粒径を測定した。用いたS、V、モデルはこれまでの研究からS、V、内気流速度分布が大きく異なるC、Dの2種類である。

(2) 実験結果

図2-32、2-33に、モデルC、Dにおいてメインノズルの突き出し長さ X_n を変えて測定したザウタ平均粒径(SMD)を示す。受け止め法で噴霧測定を行うと図2-34に示すように、メインノズル側から順番にa~dのように粒径

も異なるため、これらの分布を平均化してSMDとした。燃料噴出が無い場合の空気流速分布が比較的整っているモデルCの場合には前述の二次元モデルでの観察結果とほぼ対応する。即ちS、V、スロート平均空気流速 u_{gt} が大の場合には $X_n=2.5$ mm付近で気流による微粒化が支配的となり微粒化が良い。 u_{gt} が小的时候には X_n が大きいほどSMDは小さくなっているが、これは $X_n=7$ mmでも反対側壁面への付着が発生していないためと考えられる。これに対してモデルDで、 u_{gt} が大の場合には X_n が短いほど微粒化が良く、 u_{gt} が小的时候には $X_n=2.5$ mm付近で微粒化が最良となる。モデルDではメインノズルの背後に形成される剝離領域が、燃料の壁面付着量に影響し、それが微粒化特性にも影響していると推定される。

ここで図2-8において、燃料の噴出によってS、V、側空気流量割合が最も減少する X_n (M1では2mm、M4では0mm)は、図2-32、2-33において微粒化が最も良い場合に対応することが興味深い。(図2-8は $G_a=30$ g/s付近で行った実験であるため図2-32、2-33では $u_{gt}=104$ m/sの場合を比較する必要がある。)また図2-29の微粒化観察の結果との比較では、燃料の壁面付着が少なく、気流による微粒化が最も盛んな X_n にも対応している。

図2-35には同じ測定を $X_n=2$ mmの条件で行った場合の u_{gt} とSMDの関係をモデルD、Cまとめて示す。

燃料が微粒化されるメカニズムには(1)表面波の不安定成長(Taylor Instability)(2)気流の動圧が表面張力に打ち勝つことによる変形(Bag Mode)(3)液滴表面のせん断流による剥ぎ取り(Stripping Mode)の三つがある。液滴の粒径を考える場合Bagモードに支配される粒径が一つの目安になる。このモードの分裂においては、空気流の動圧と燃料液滴の表面張力の比であるウェーバー数Weが微粒化しやすさの目安になる。

$$We = \frac{\rho_f (u - u_f)^2 d}{\sigma} \dots \dots (10)$$

これに関して多くの研究者が微粒化時の最大粒径を与える臨界ウェーバー数 We_{CR} を報告しており、その値は概ね $We_{CR}=10$ 程度である。これを基に計算し

た、存在し得る最大液滴径を各種の空気流速に対して図2-35中に示した。平均粒径は最大粒径に比べてさらに小さいことを考えると、本節の実験で求められた気化器用ベンチュリにおける平均粒径は、これらの値に比べてかなり大きいと言える。

また、抜山・棚沢^[20]は気流によって燃料を微粒化した場合の噴霧粒径を系統的に調べ、次の実験式を提案している。

$$SMD = 585 \frac{\sqrt{N\sigma}}{(u-u_r)\sqrt{\rho r}} + 597 \left(\frac{\sqrt{\mu r}}{\sqrt{\rho r\sigma}} \right)^{0.45} \left(1000 \frac{V_0}{V_r} \right)^{1.5} \dots \dots (11)$$

式(10)を用いて G_r/G_0 が異なる場合を考慮して求めた平均粒径の範囲を斜線で示した。これと比べても、本実験で得られた粒径はかなり大きい値となっている。特に $u_{0,t}$ が小さい場合にはその違いが大きい。このように本研究で得られた粒径が大きな値となった原因は、主に燃料の壁面付着にあると考えられる。図2-29~2-31で分かるように、S.V.内で微粒化されつつある燃料の大半は壁面に付着し、空気流速が小さくなったS.V.下端で微粒化されるため速度の速い主流空気によっては微粒化されにくい。この傾向は、気流速度が小さい程顕著に現れている。図2-36、2-37はモデルCで $X_n=2.5\text{mm}$ (気流による微粒化が比較的支配的な場合)と $X_n=6.0\text{mm}$ (反対側壁面への燃料付着が多い場合)の粒径分布を示す。気流による微粒化が支配的な場合には抜山・棚沢が示した粒径分布式にかなり一致するが、壁面付着が増大すると一致しない。

現在用いられている各種メインノズルの形状を図2-38に示す。このうち、最もよく用いられているのは、本研究で対象としたIである。燃料の噴出が無い状態の、空気流に対する影響だけを考えれば、K~MはI、Jの突き出し長さを大きくしただけと見ても良いから、メインノズルによる影響としては図2-11の領域Cの範疇に入る。IとJを比べた場合、Jでは上方から見たメインノズルの先端形状(図2-18の上図を参照)が丸くなる。そのために、メインノズル背後の剥離領域の広がりや空気流速分布が少し変わると考えられるが、第一次近似的には、メインノズルの投影面積の、S.V.スロート流路面積に対するプロ

ッケージによって整理できよう。

メインノズル形状はむしろ燃料の微粒化特性への影響の方が大きい。I、JではK~Mに較べて燃料の横向き速度と空気流への貫通力が大きい。K~Mでは空気流路を横断するノズルの背後の剥離領域の中へ燃料が噴出するため、空気流による微粒化作用があまり期待できない。その点では、K~Mは第4、5章で述べる空気噴流式制御気化器のメインノズル形状に近い構造をしている。図2-32、33の結果と空気噴流式制御気化器で空気噴流が無い条件での噴霧粒径を比べた図5-8を見るとこの事が理解できる。本研究で用いたメインノズル形状Iでは、燃料が空気流の中に直接噴出するために微粒化がかなり良い。メインノズルの突き出しは、S.V.内壁の境界層を避け、燃料の壁面付着を避けて、できるだけ燃料が空気流の高速域の中に突入させ燃料の微粒化を向上させる上で効果が大きい。

2.4.4. 本節の結論

- (1) 瞬間シャドウ写真と、受け止め法による粒径測定により、S.V.形状とメインノズルの突き出し長さがダブルベンチュリ内の燃料の微粒化に与える影響を定性的に把握した。
- (2) S.V.内の燃料の多くはS.V.内壁面に付着し、この燃料はS.V.下端部から微粒化される。この傾向は、低流量の場合ほど顕著である。
- (3) ダブルベンチュリにおいては、L.V.側の気流はエアカーテンの役目を果たすために燃料はL.V.内壁へ付着しにくい。
- (4) (2)で述べた燃料の壁面付着のため、メインノズルの突き出し長さが短か過ぎる場合や長過ぎる場合のいずれも、平均粒径は大きくなり微粒化が最良となるメインノズル突き出し長さがある。この突き出し長さは空気流量によって異なる。
- (5) 燃料の微粒化が最も良いメインノズルの突き出し長さは、燃料によってS.V.側空気流量割合が最も減少する突き出し長さや、燃料の壁面付着が少なく気流中への燃料の広がりが最も大きい突き出し長さにはほぼ対応している。

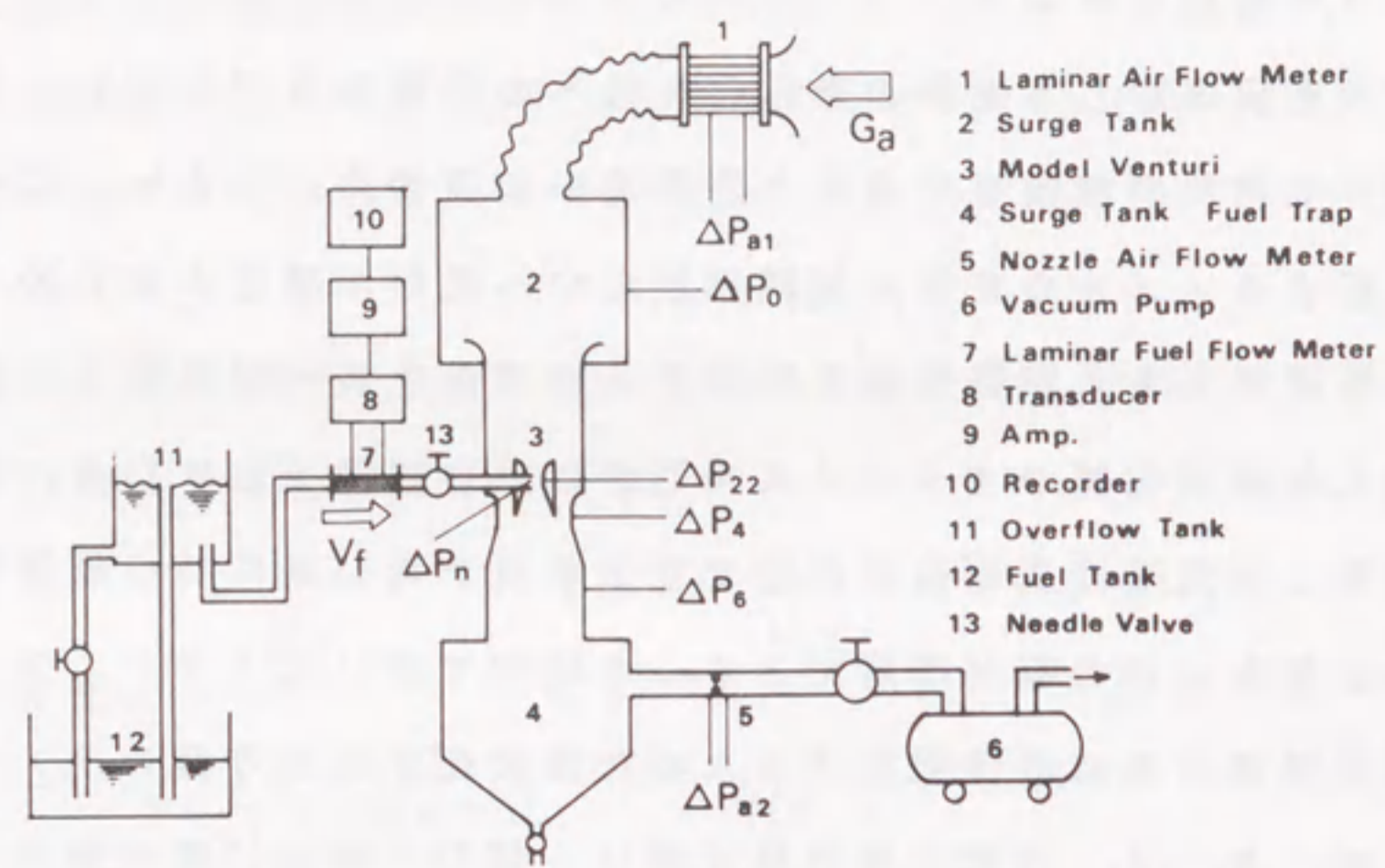


図 2-1 実験装置図

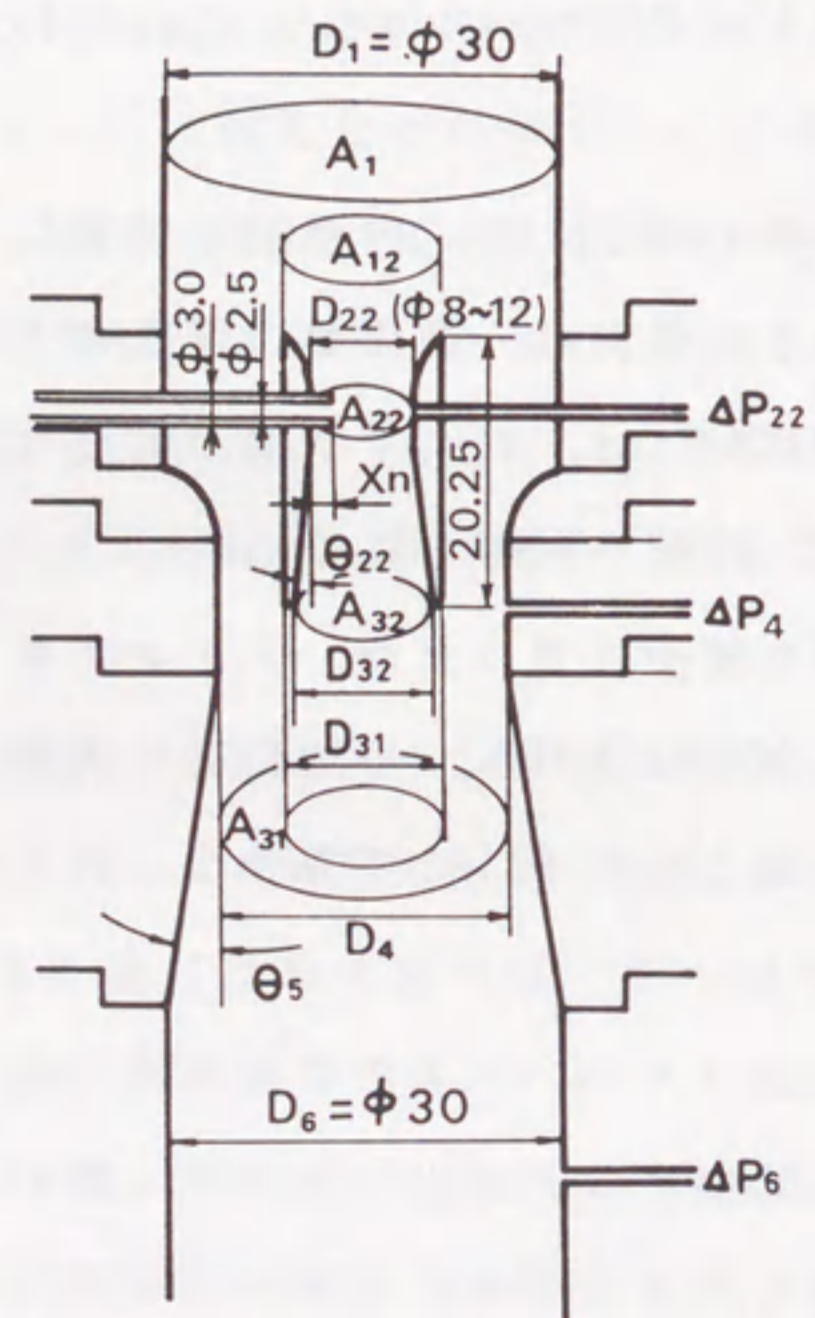
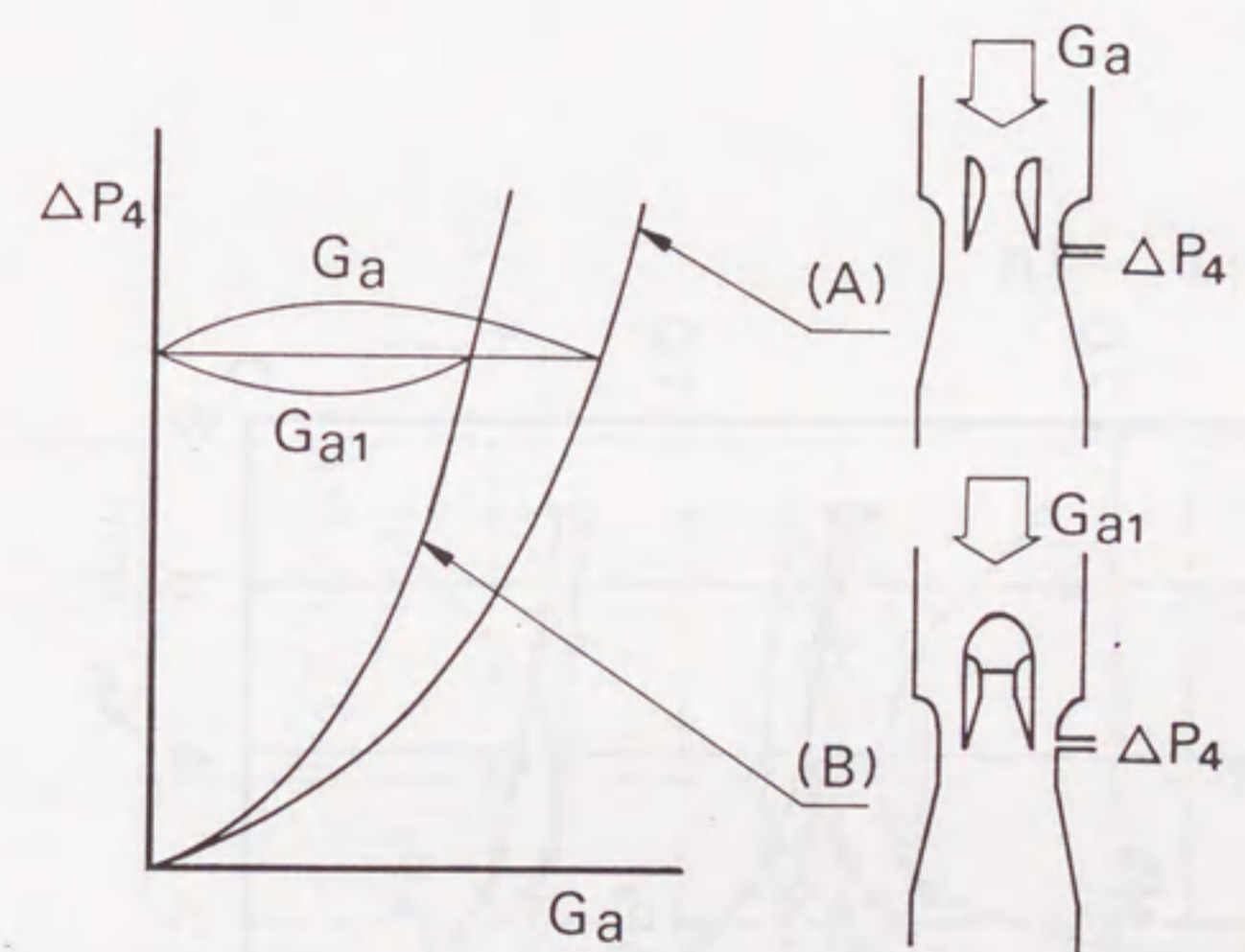


図 2-2 モデルベンチュリの構造

表 2-1 4種のモデルの緒元

Model	$2\theta_{22}$	D_{22}	θ_5	D_{31}	D_{32}	D_4
M 1	8°	$\phi 10.7$	11°	$\phi 15$	$\phi 12.5$	$\phi 22$
M 2	12°	$\phi 9.8$	↑	↑	↑	↑
M 3	16°	$\phi 8.9$	↑	↑	↑	↑
M 4	20°	$\phi 8.0$	↑	↑	↑	↑



$$\text{Air Flow Ratio of S.V.} = \frac{G_a - G_{a1}}{G_a}$$

図 2-3 S.V. 側流量割合の測定法

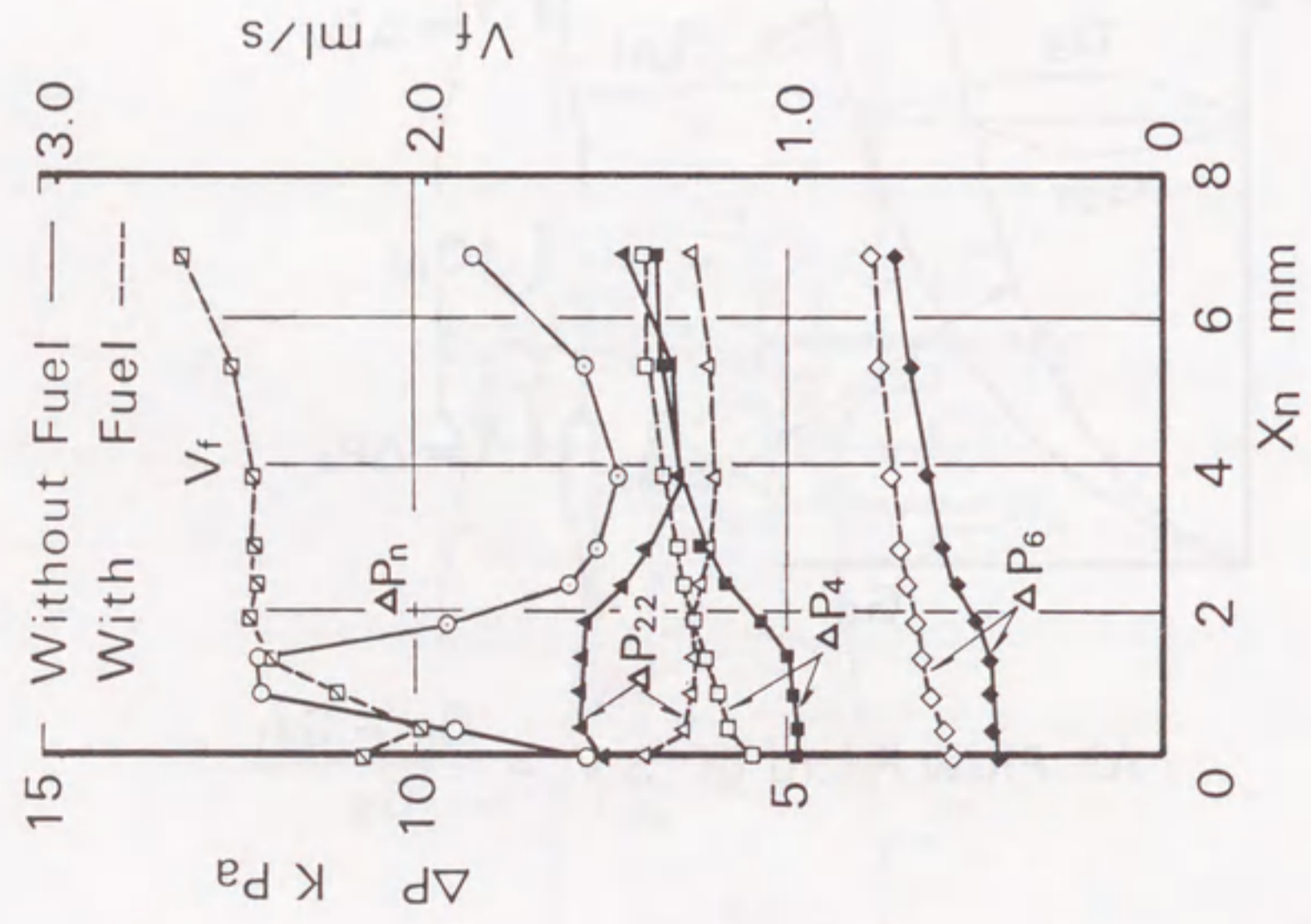


図2-4 モデルM1の圧力特性
($2\theta_{22} = 8^\circ$, $G_a = 30 \text{ g/s}$)

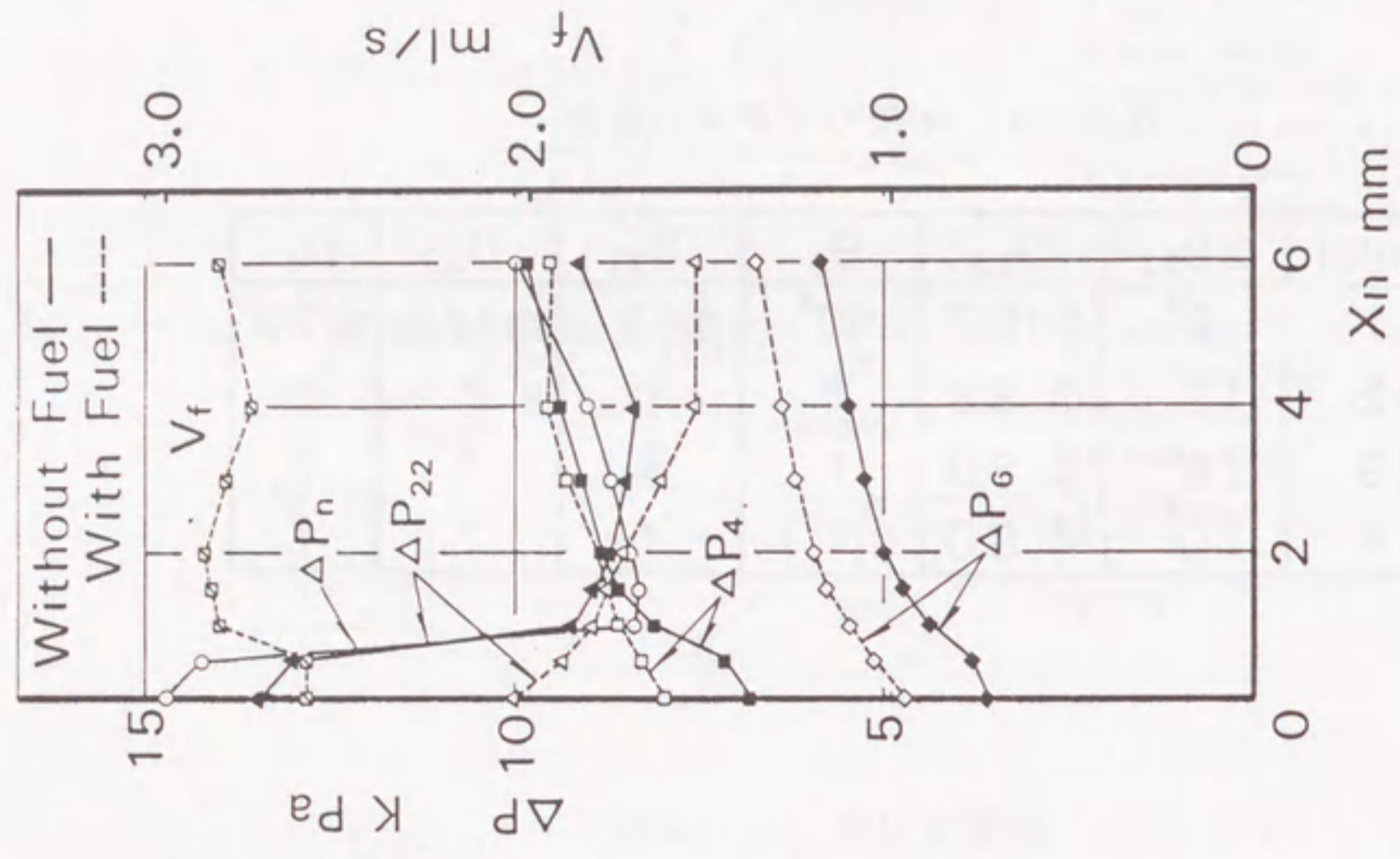


図2-5 モデルM4の圧力特性
($2\theta_{22} = 20^\circ$, $G_a = 30 \text{ g/s}$)

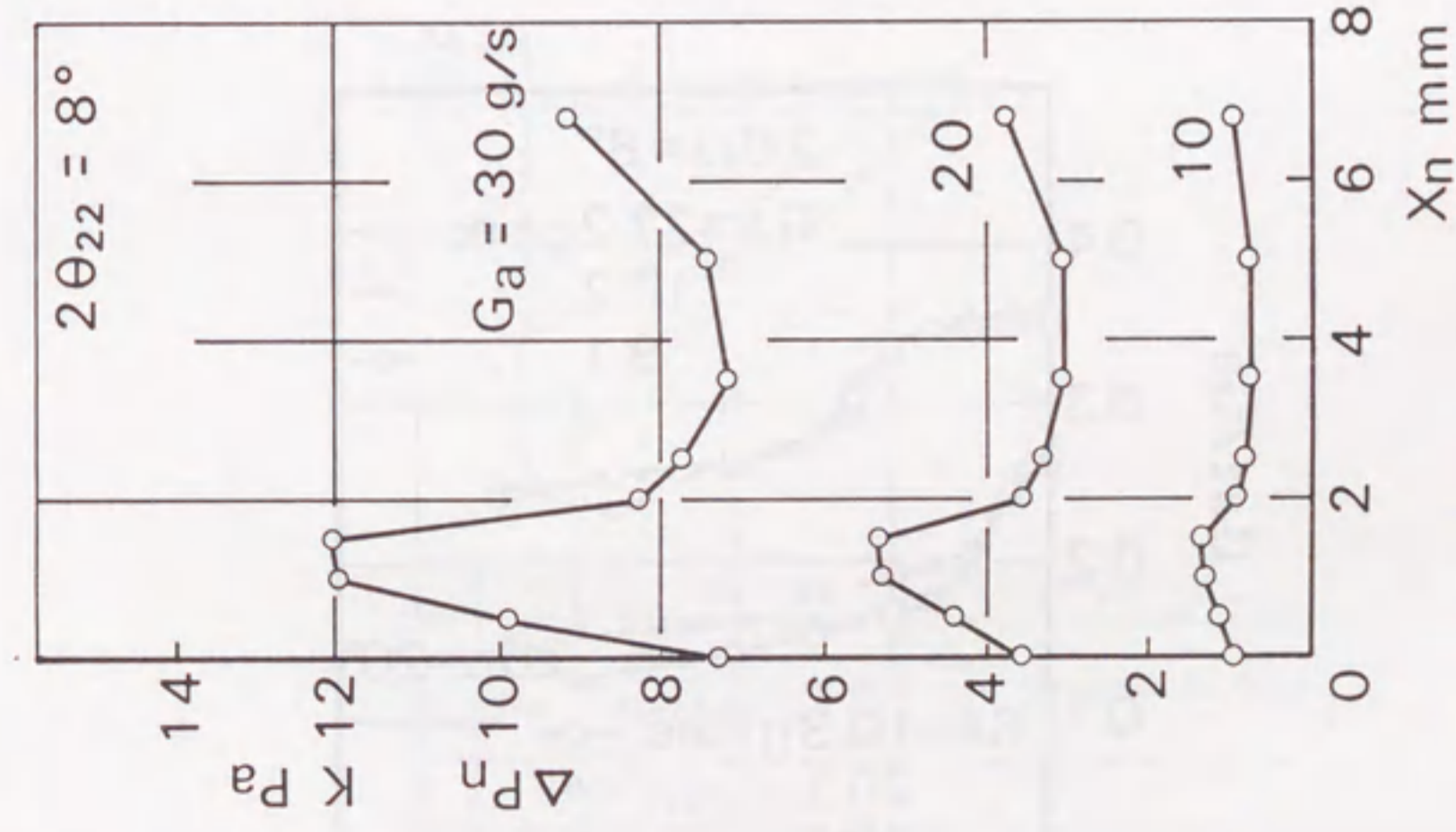


図2-6 G_a による ΔP_n の違い (モデルM1)

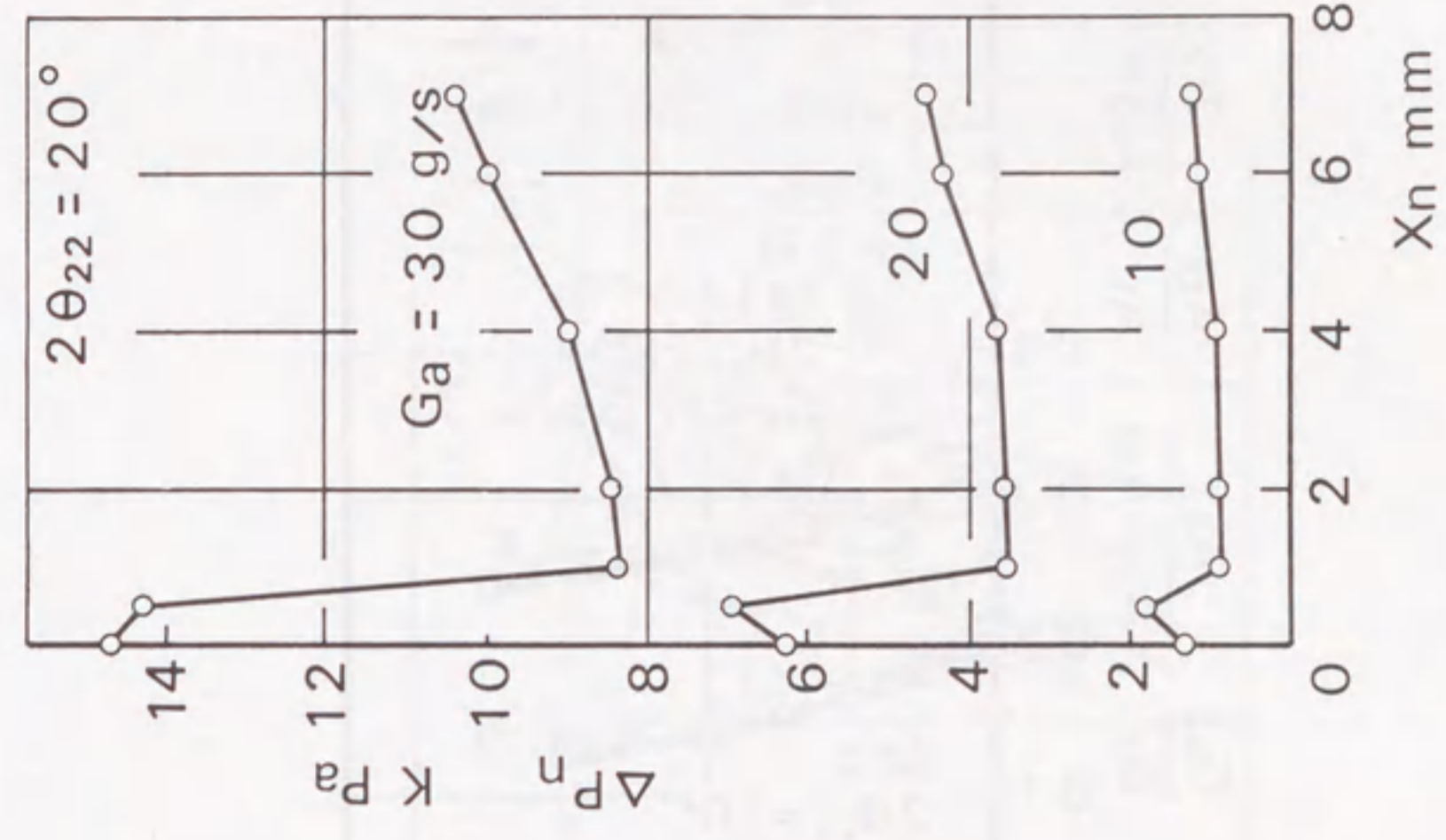


図2-7 G_a による ΔP_n の違い (モデルM4)

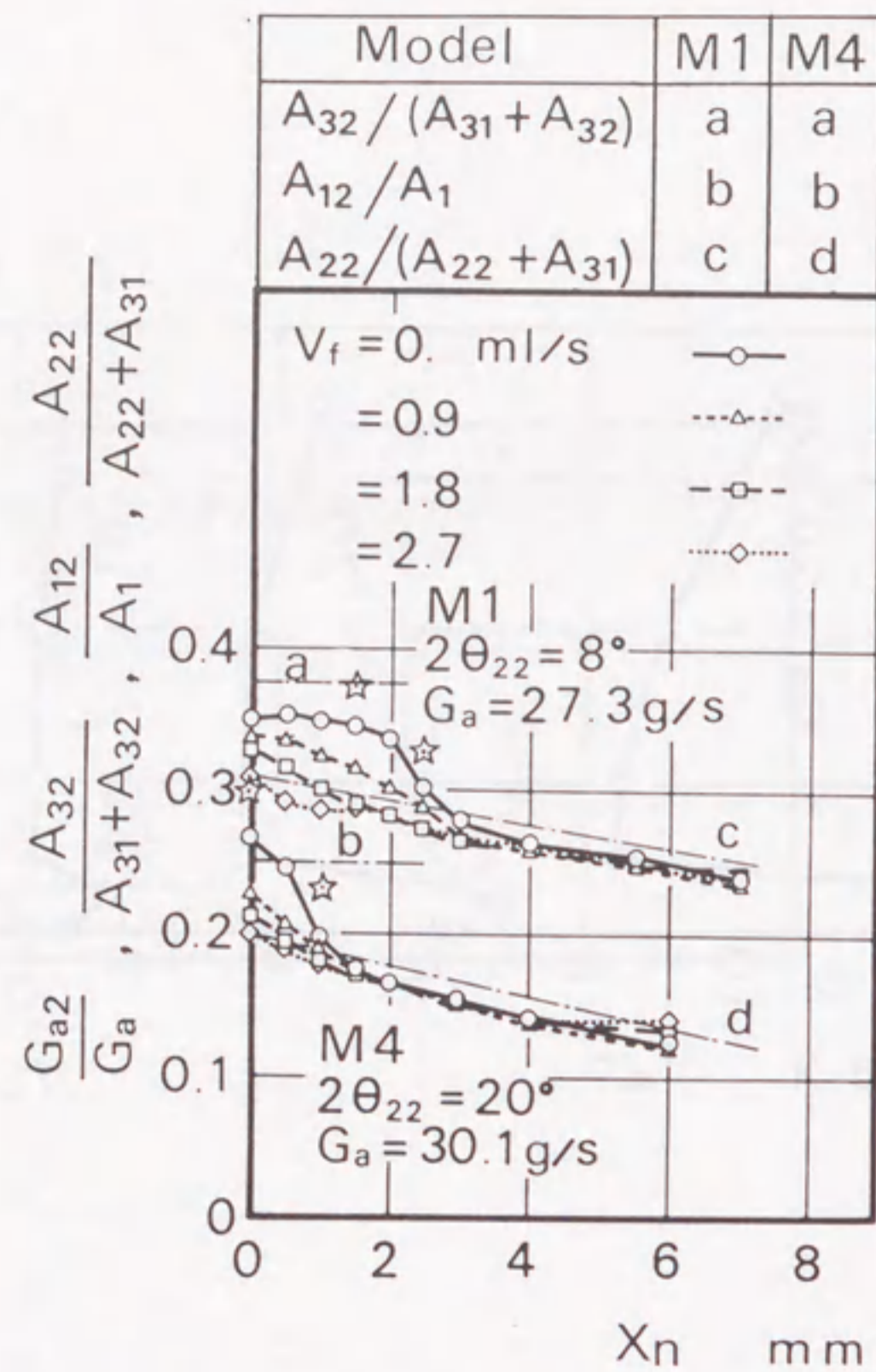


図 2-8 S. V. 側空気流量割合の変化

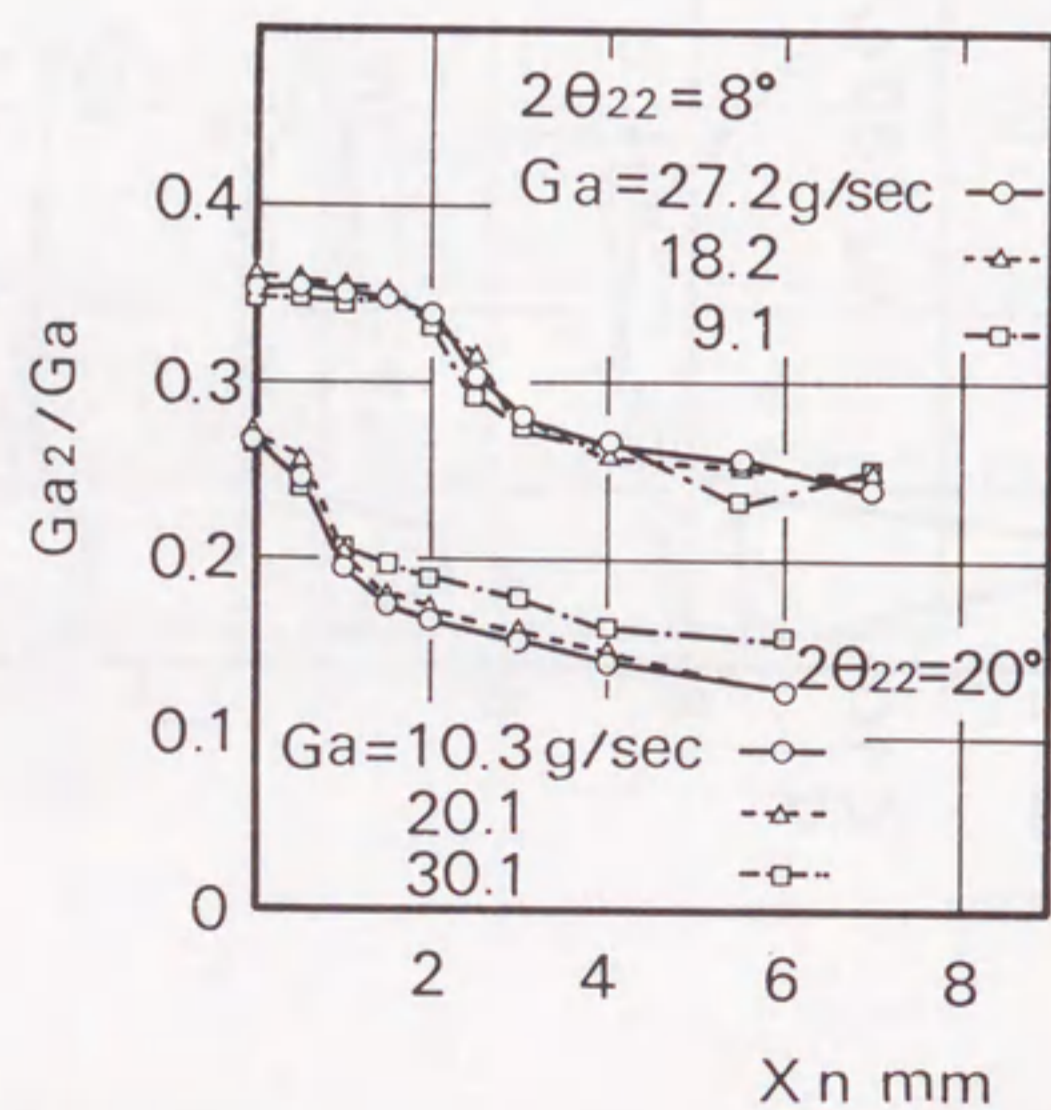


図 2-9 S. V. 側空気流量割合の変化 (空気流量の影響)

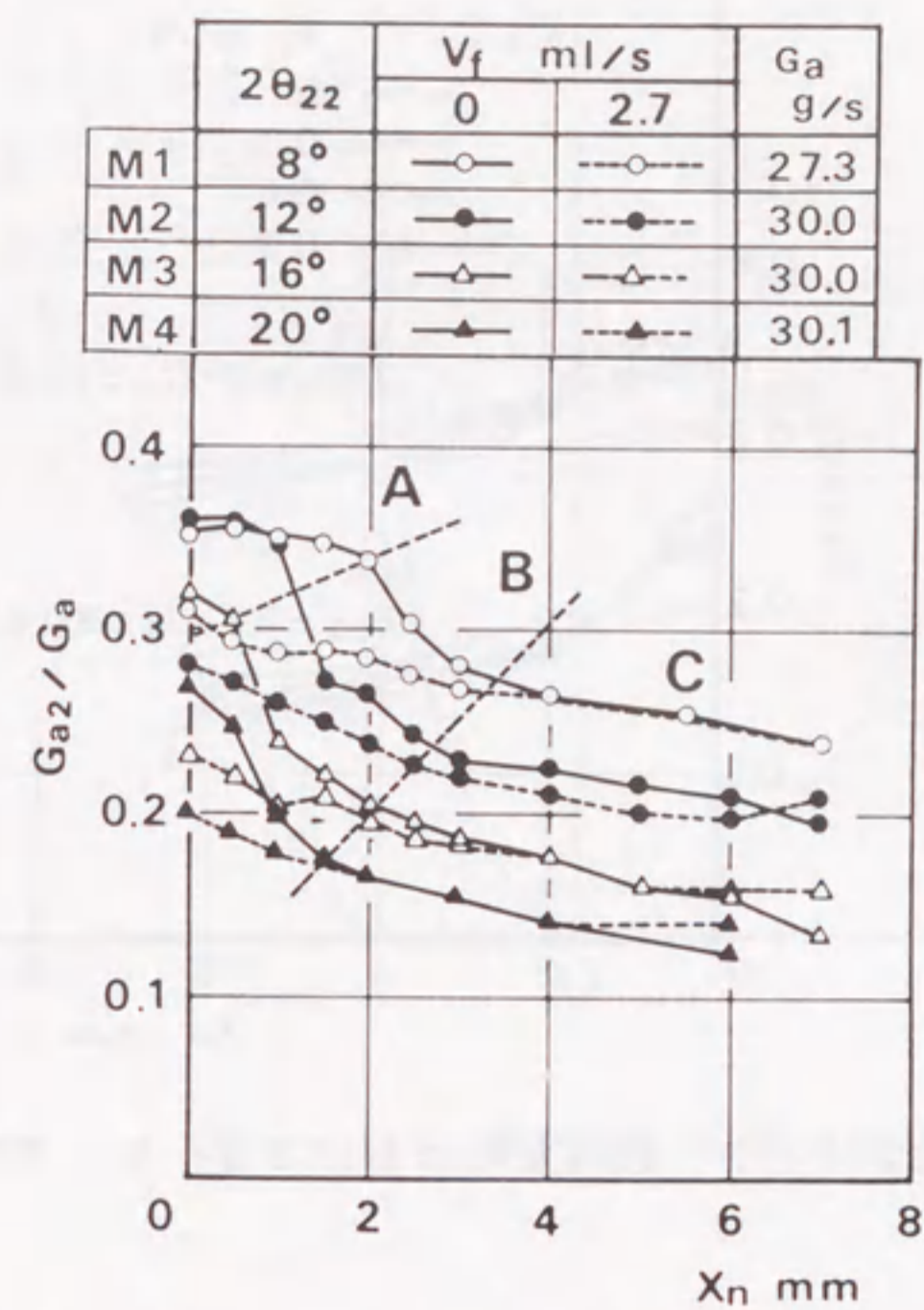


図 2-10 S. V. 側空気流量割合の変化

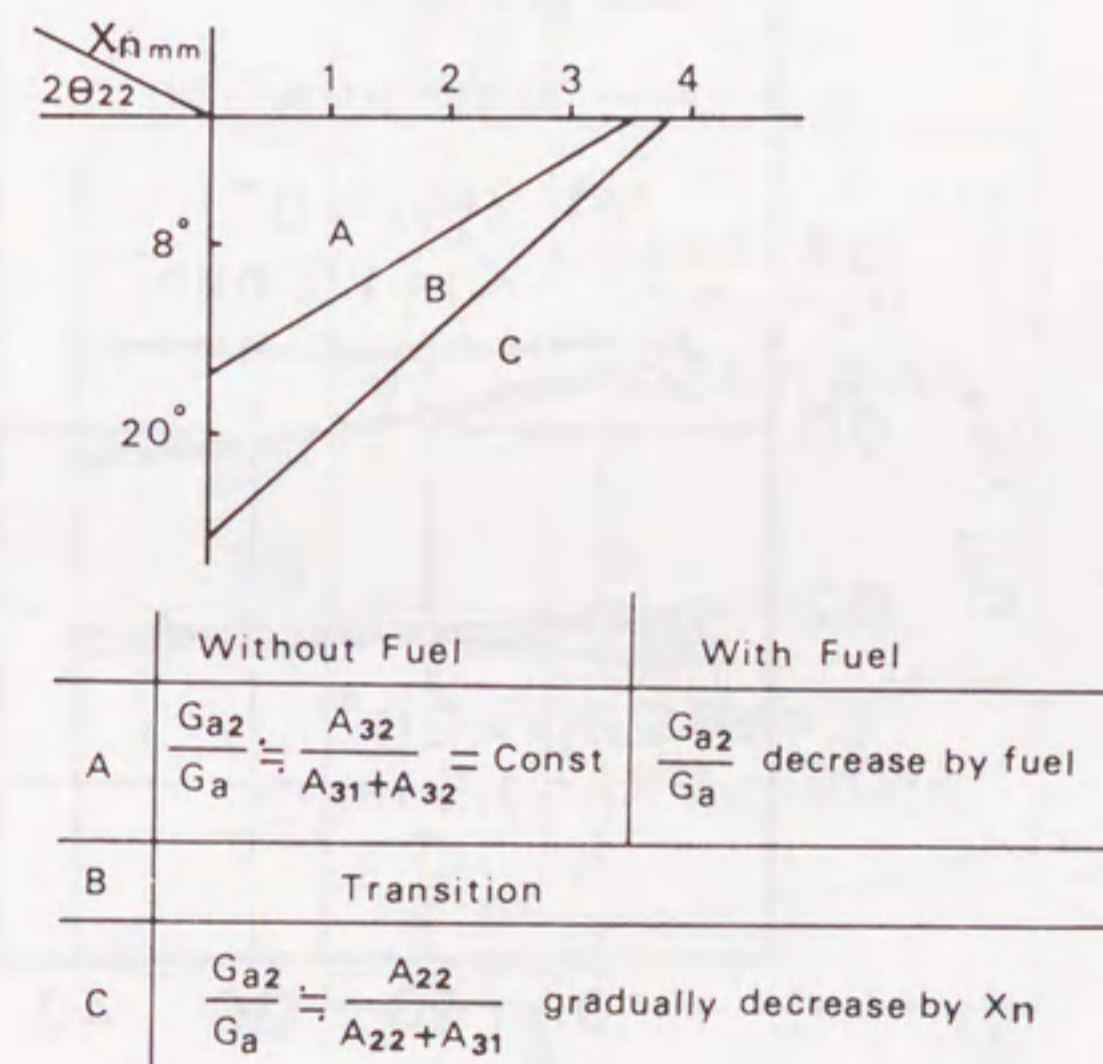


図 2-11 影響過程の領域分け

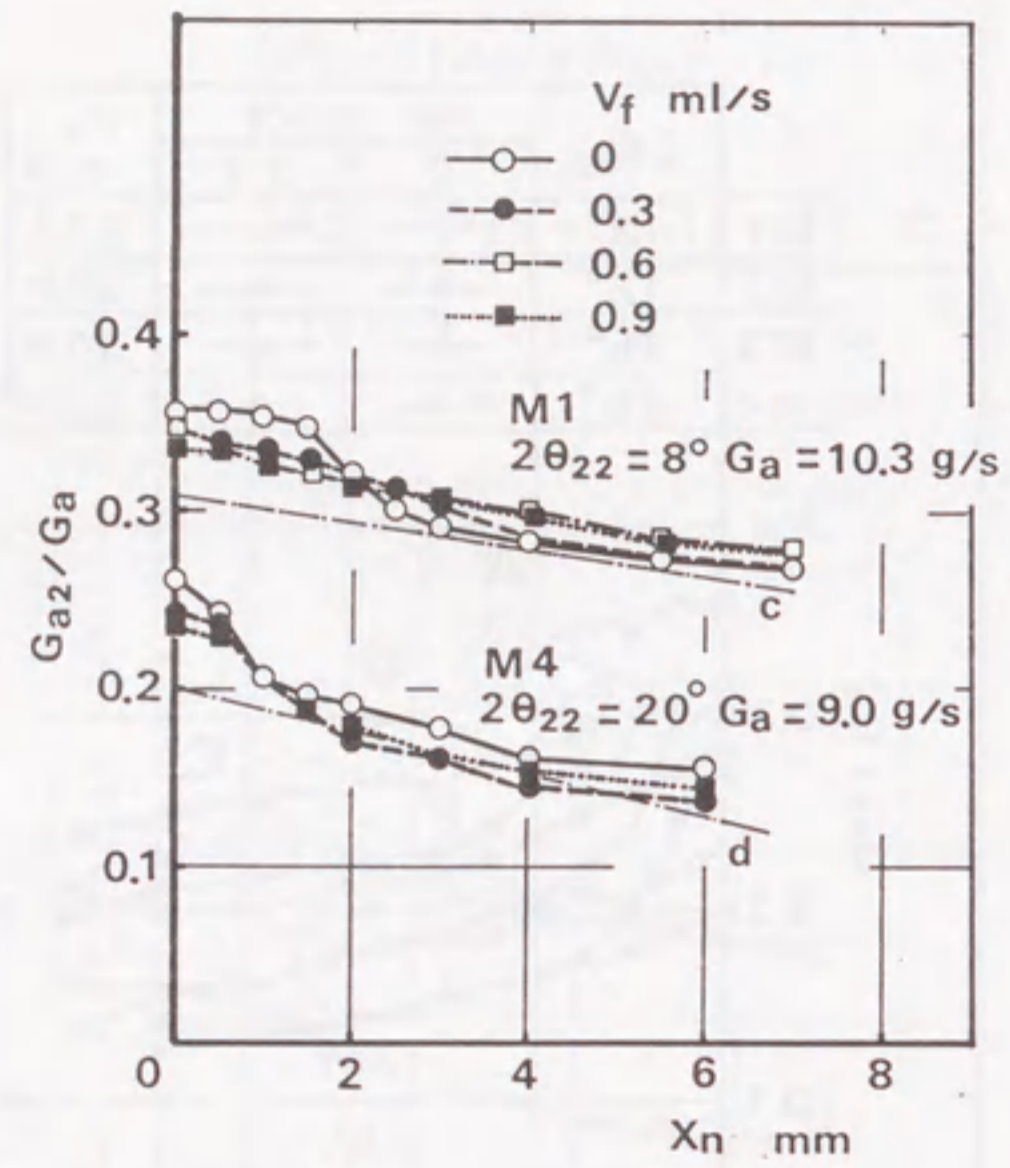


図 2-12 低流量域における S, V, 側空気流量割合

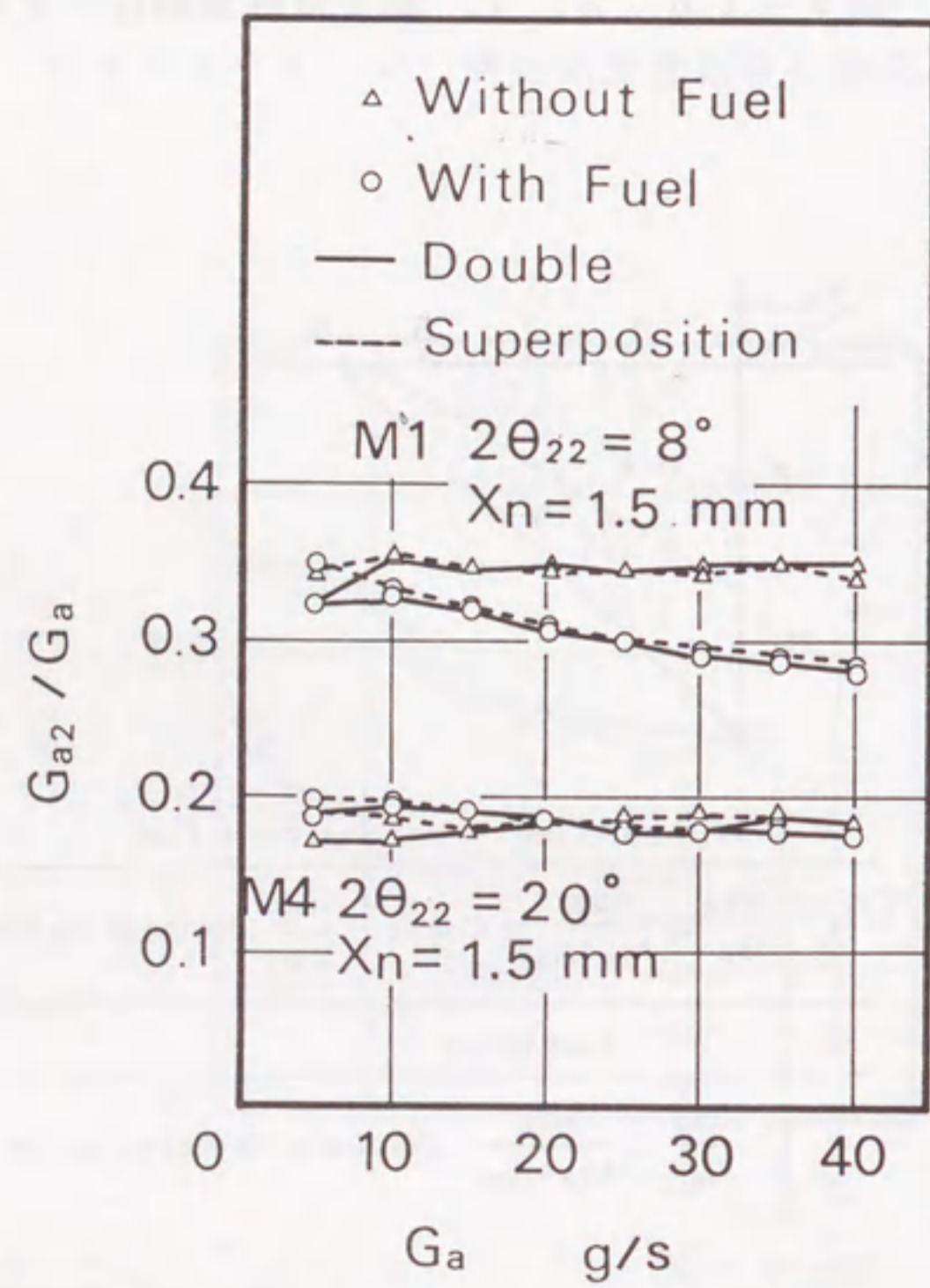


図 2-13 S, V, 側空気流量割合の G_a に対する変化

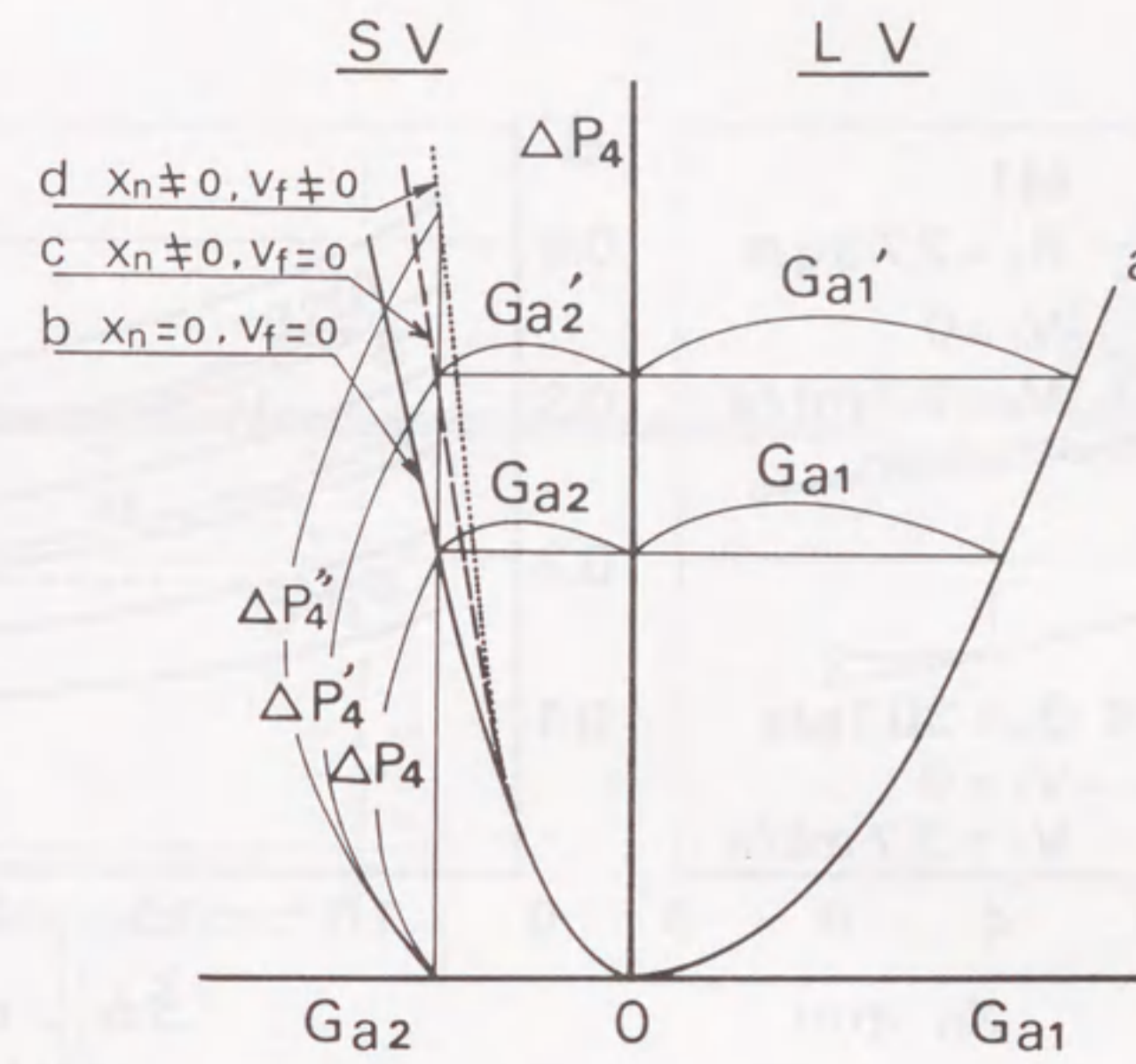


図 2-14 釣り合いの模式図

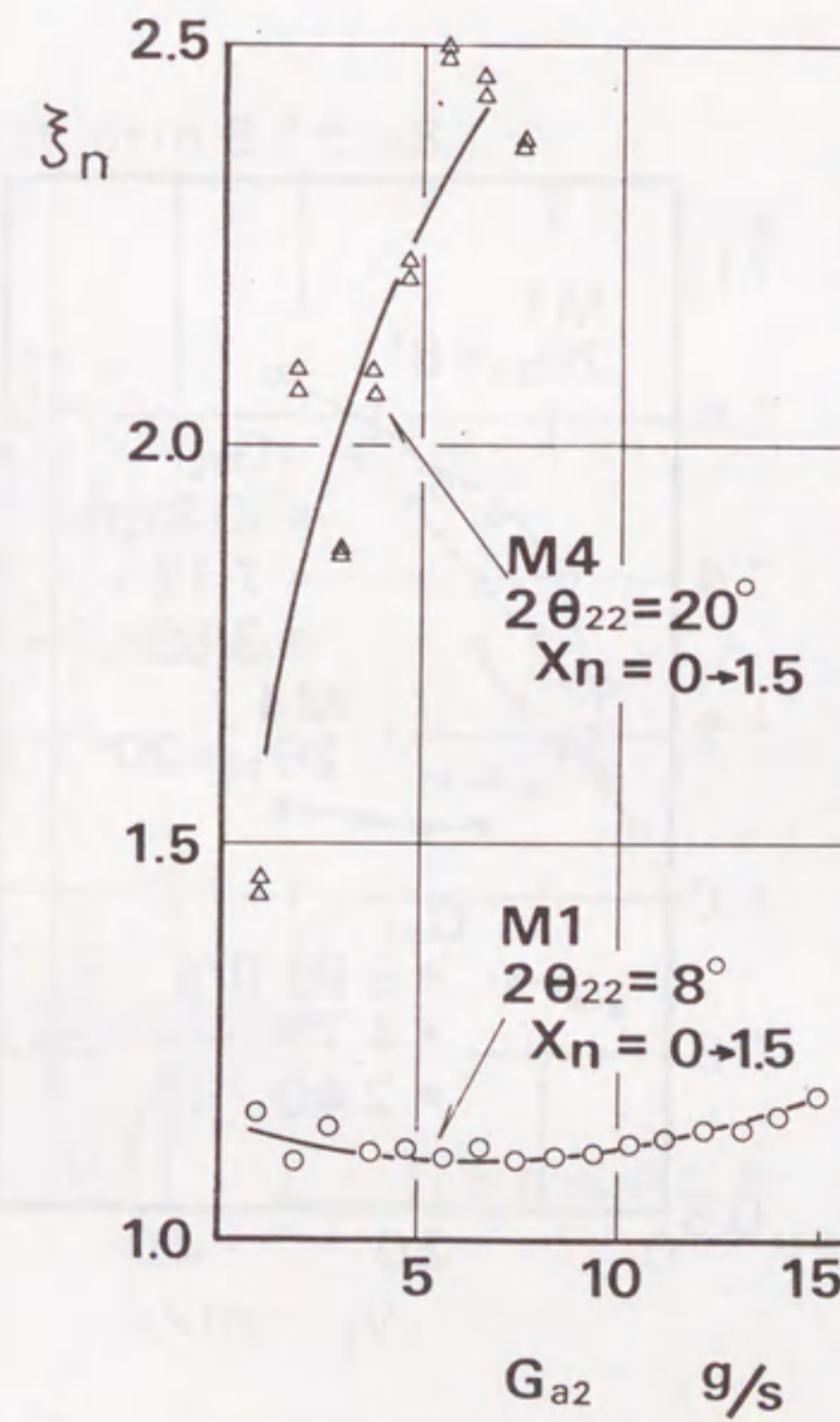


図 2-15 S, V, 出口負圧増加比

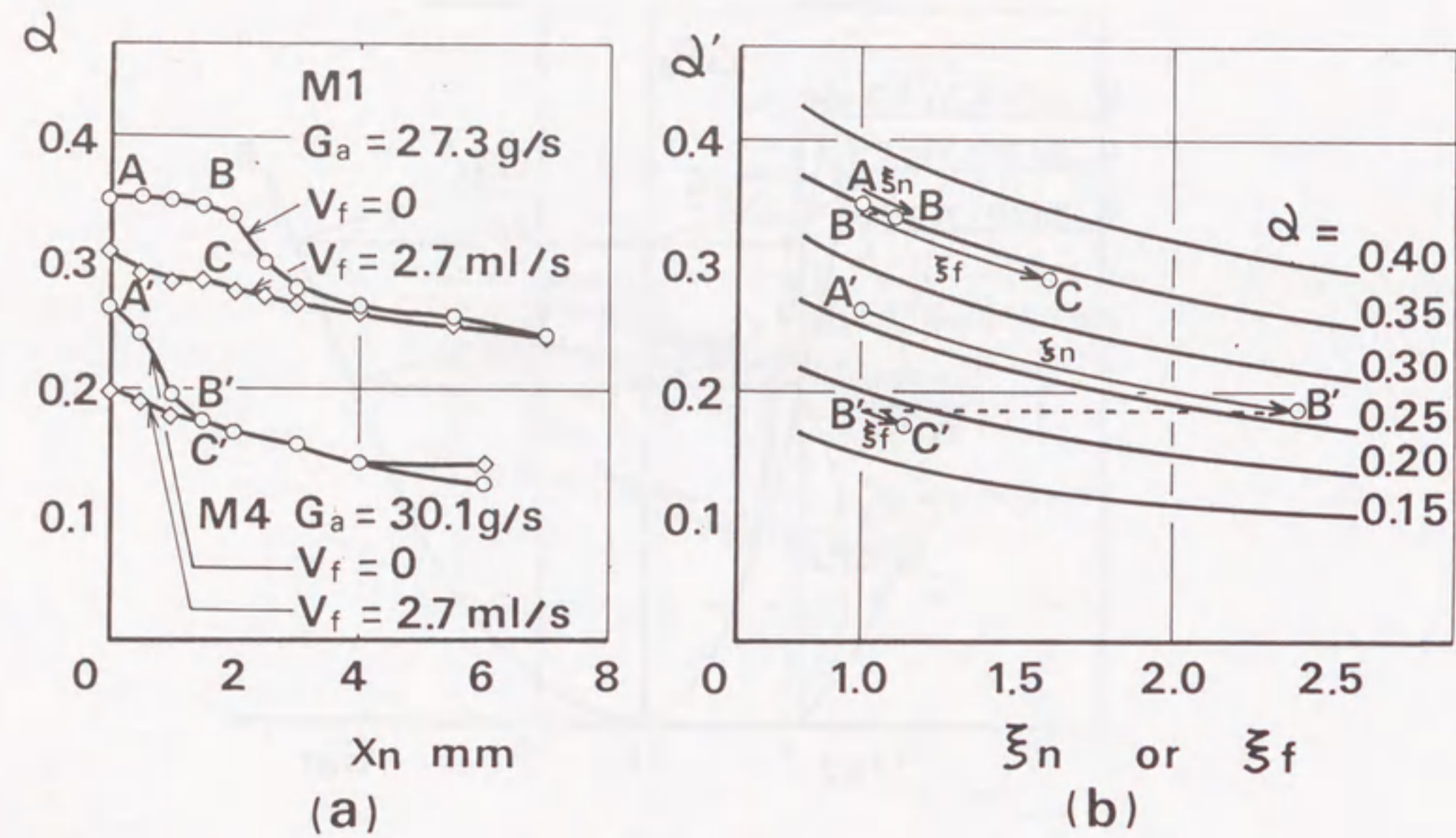


図2-17 ξ_n, ξ_f の影響過程

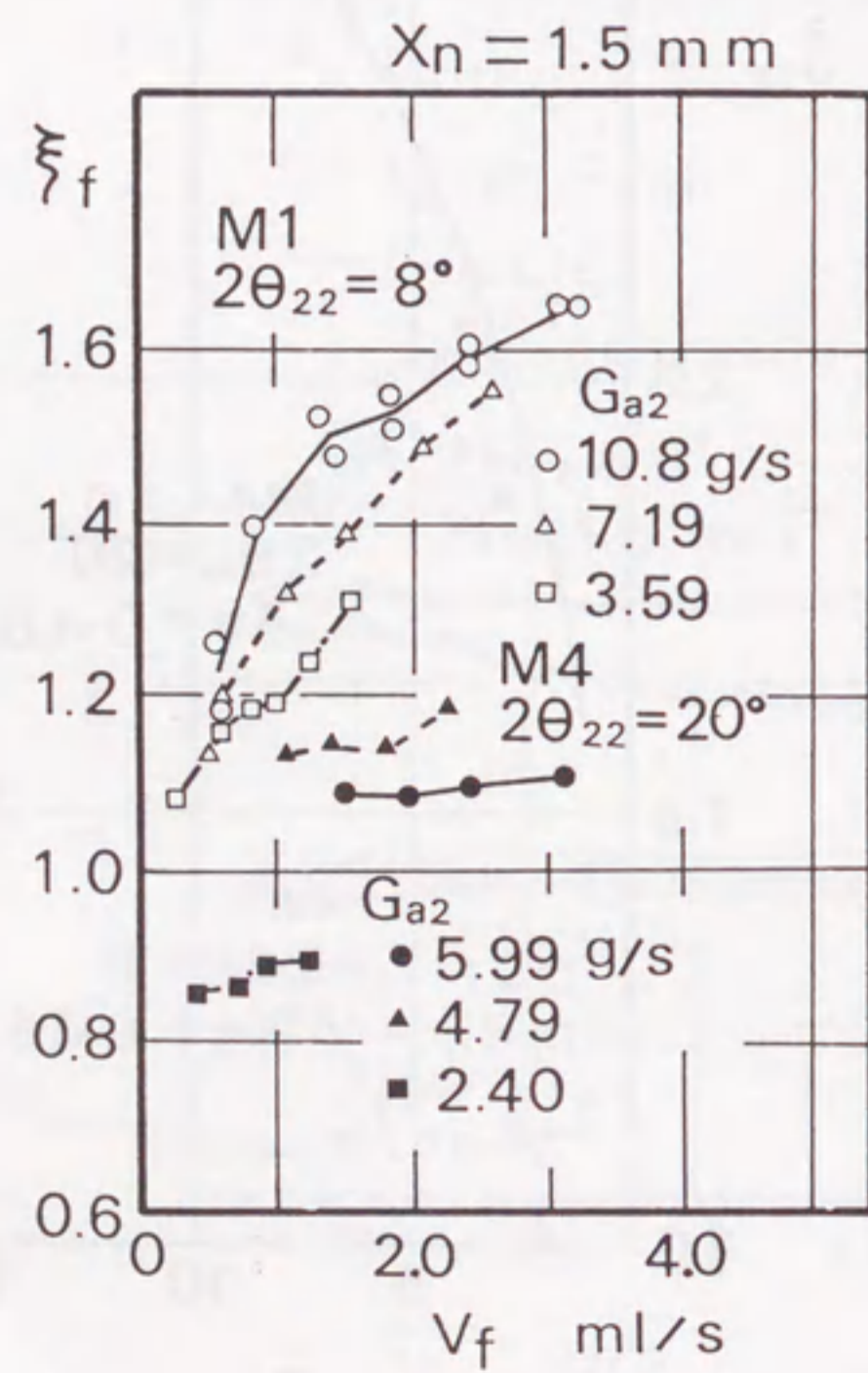
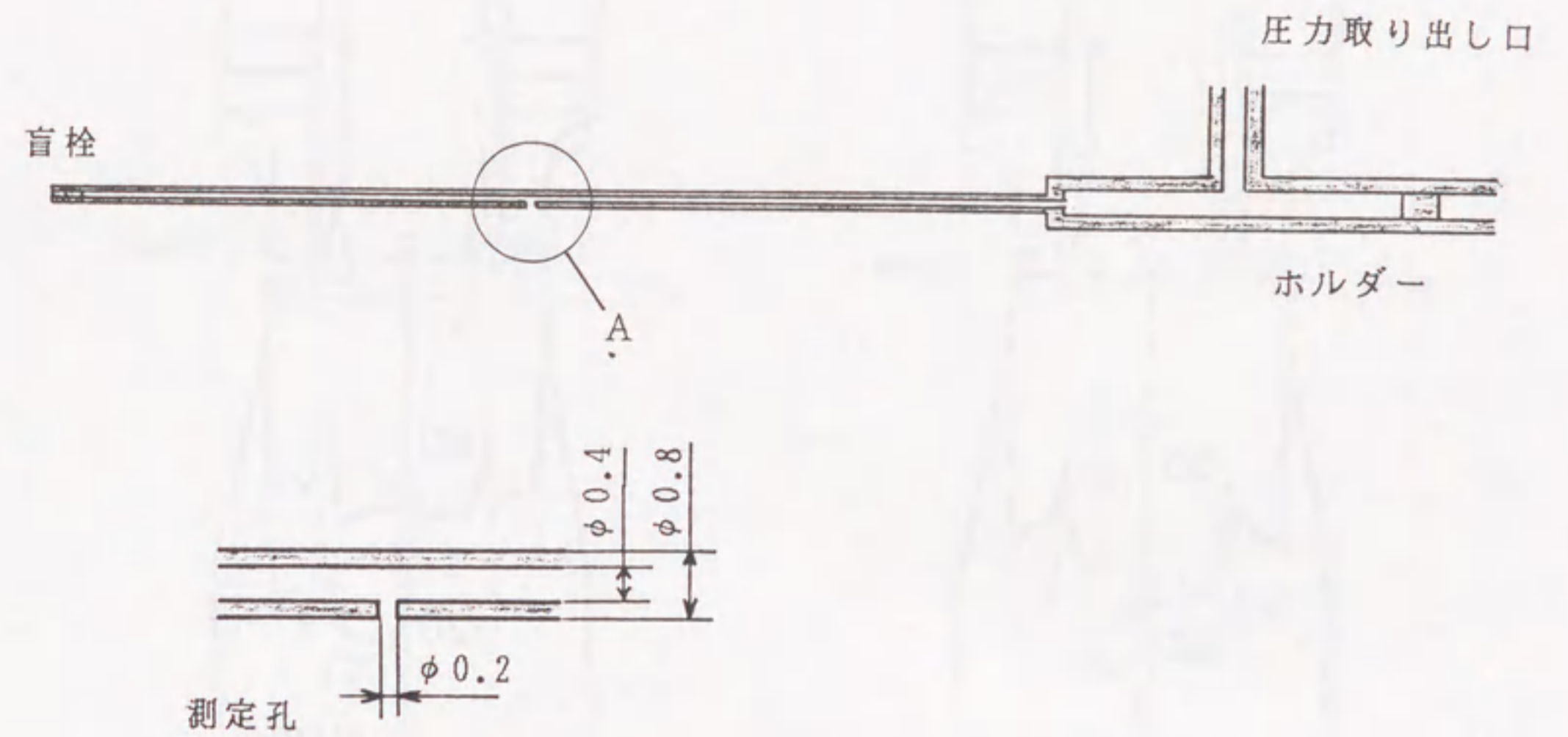
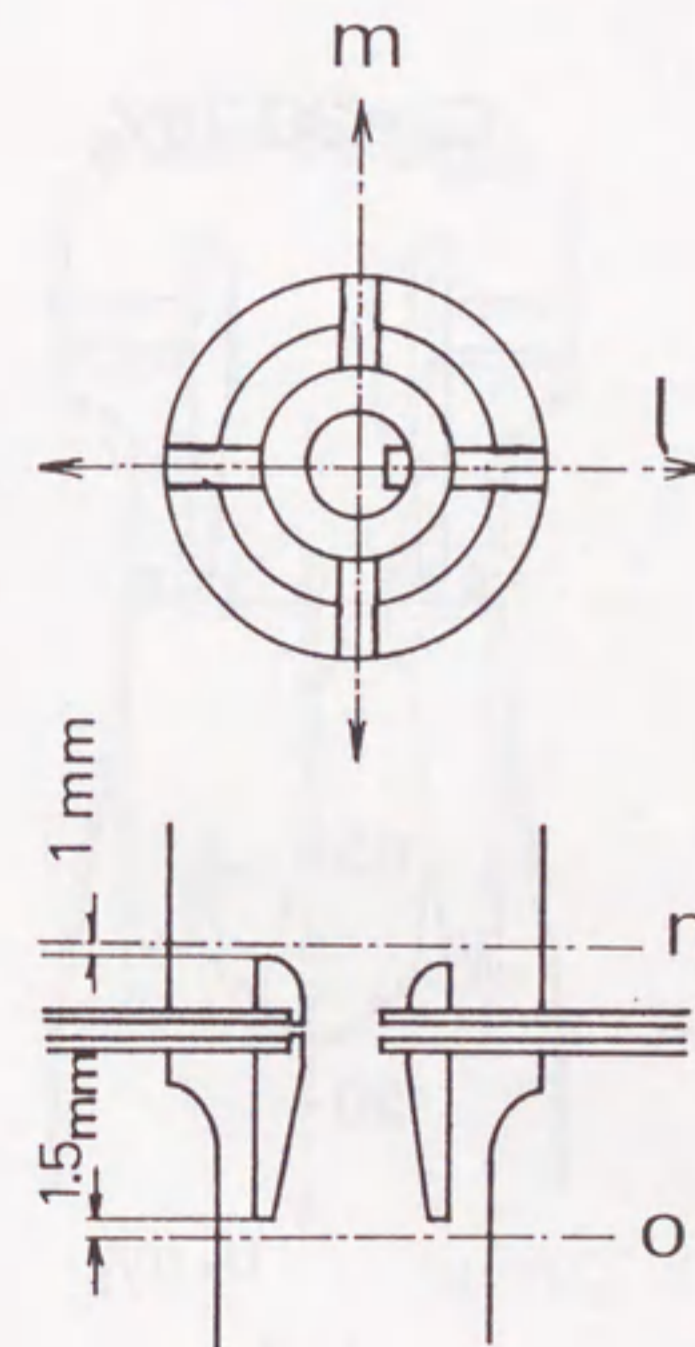


図2-16 S. V. 出口負圧増加比



A部詳細図

(a) 一孔ピトー管



(b) 測定位置

図2-18 速度分布測定位置と方向

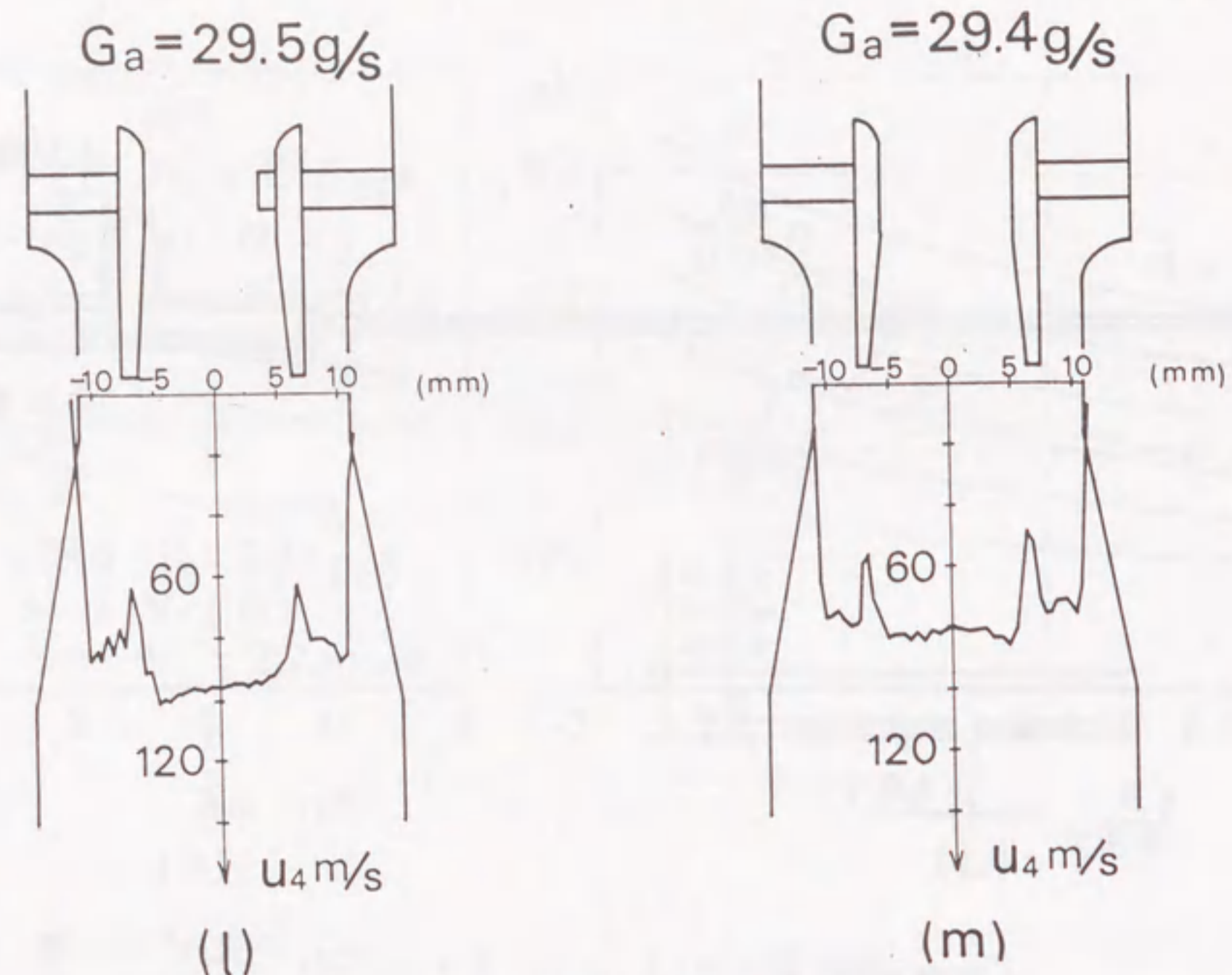


図 2-19 S. V. 出口面の速度分布
(モデル M 1, $2\theta_{22} = 8$ 度, $X_n = 1.5$ mm)

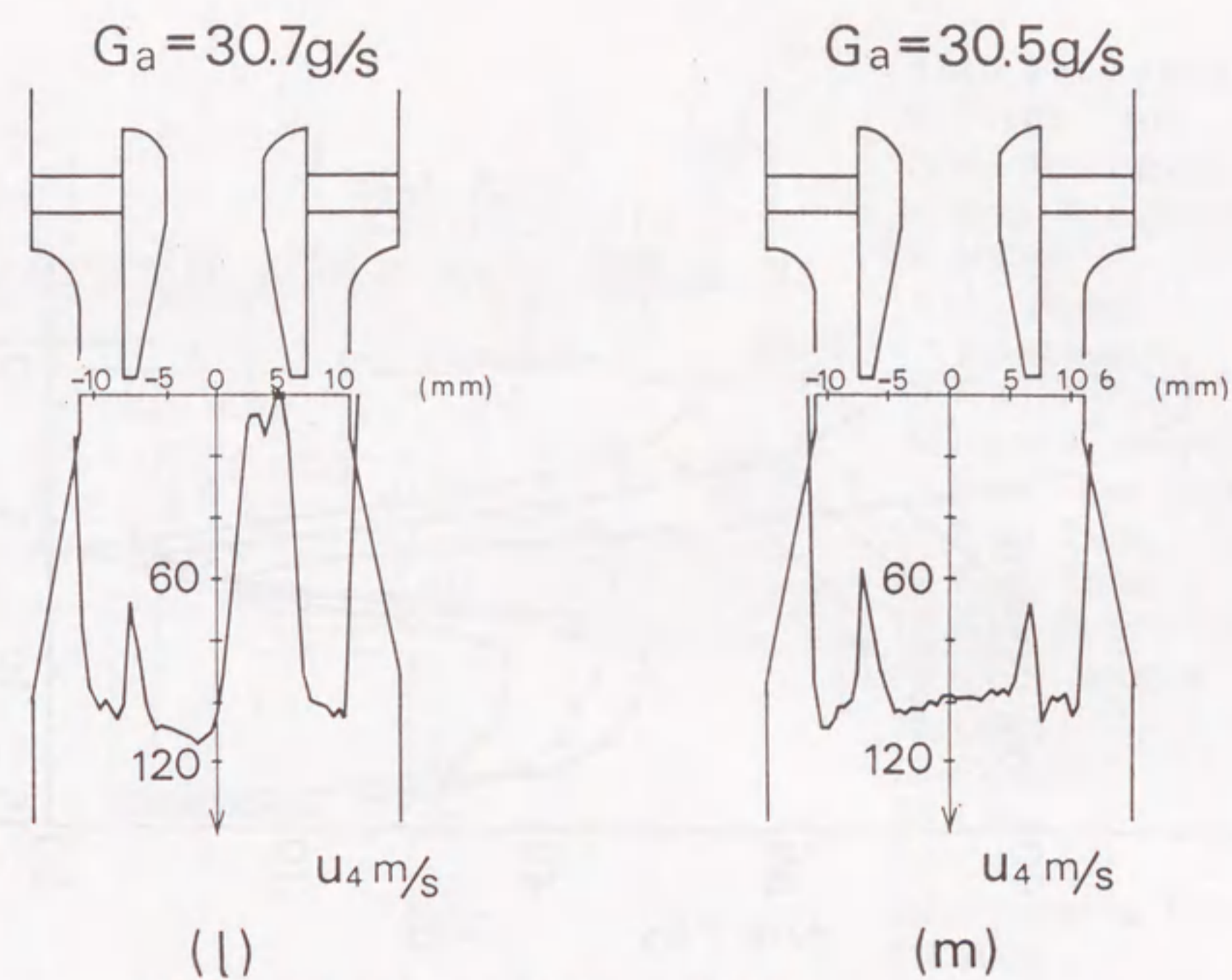


図 2-21 S. V. 出口面の速度分布
(モデル M 4, $2\theta_{22} = 20$ 度, $X_n = 0$ mm)

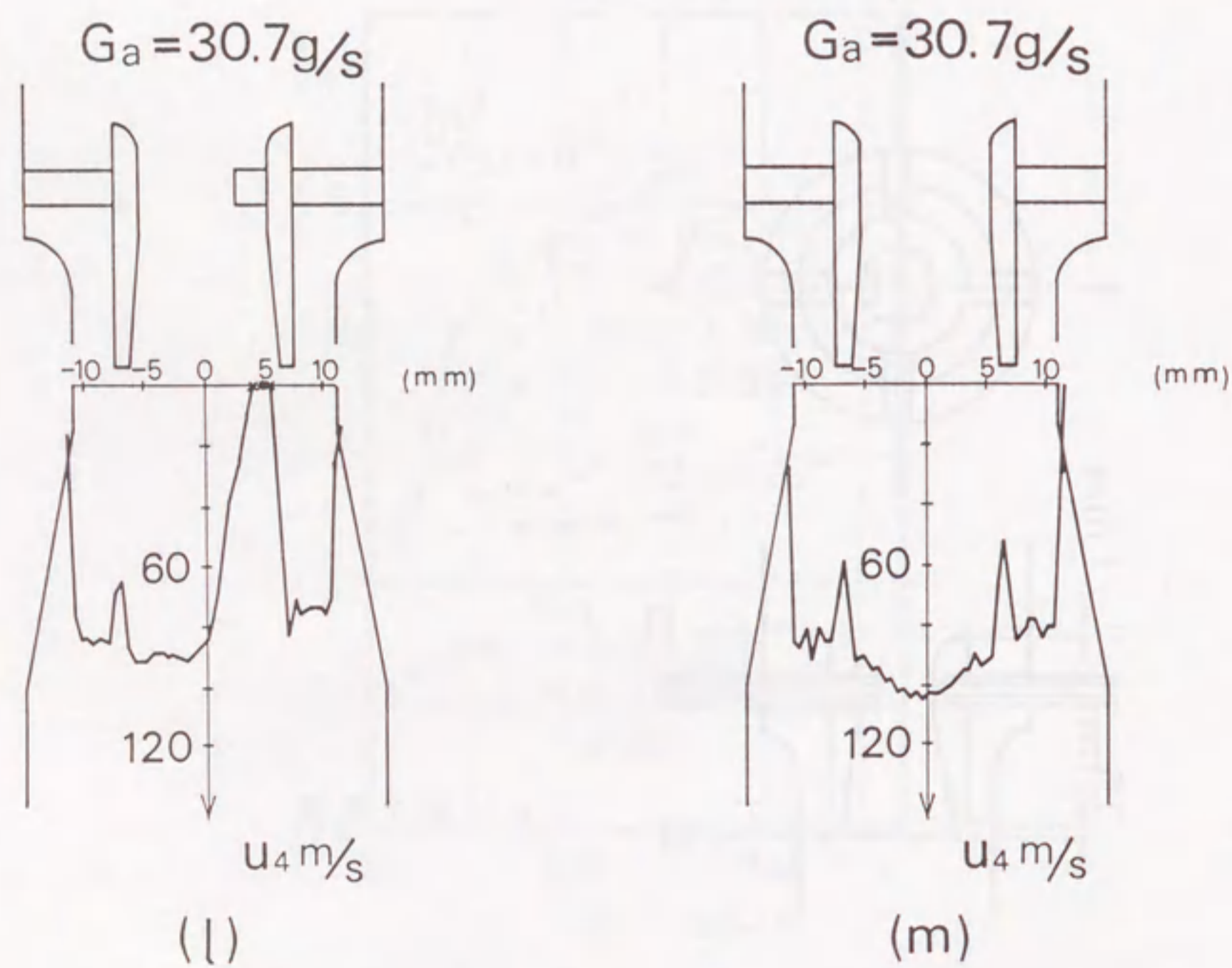


図 2-20 S. V. 出口面の速度分布
(モデル M 1, $2\theta_{22} = 8$ 度, $X_n = 2.5$ mm)

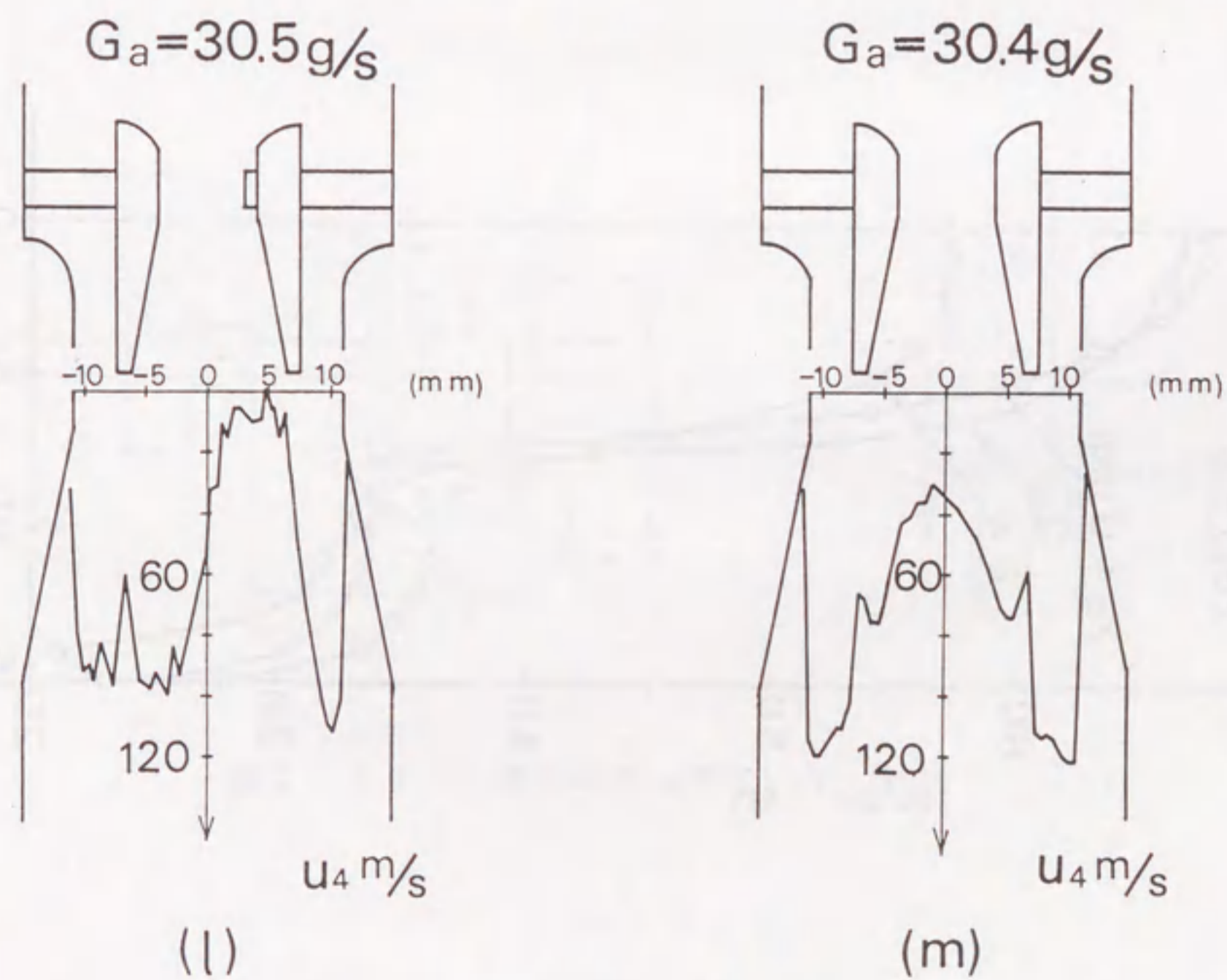


図 2-22 S. V. 出口面の速度分布
(モデル M 4, $2\theta_{22} = 20$ 度, $X_n = 1.0$ mm)

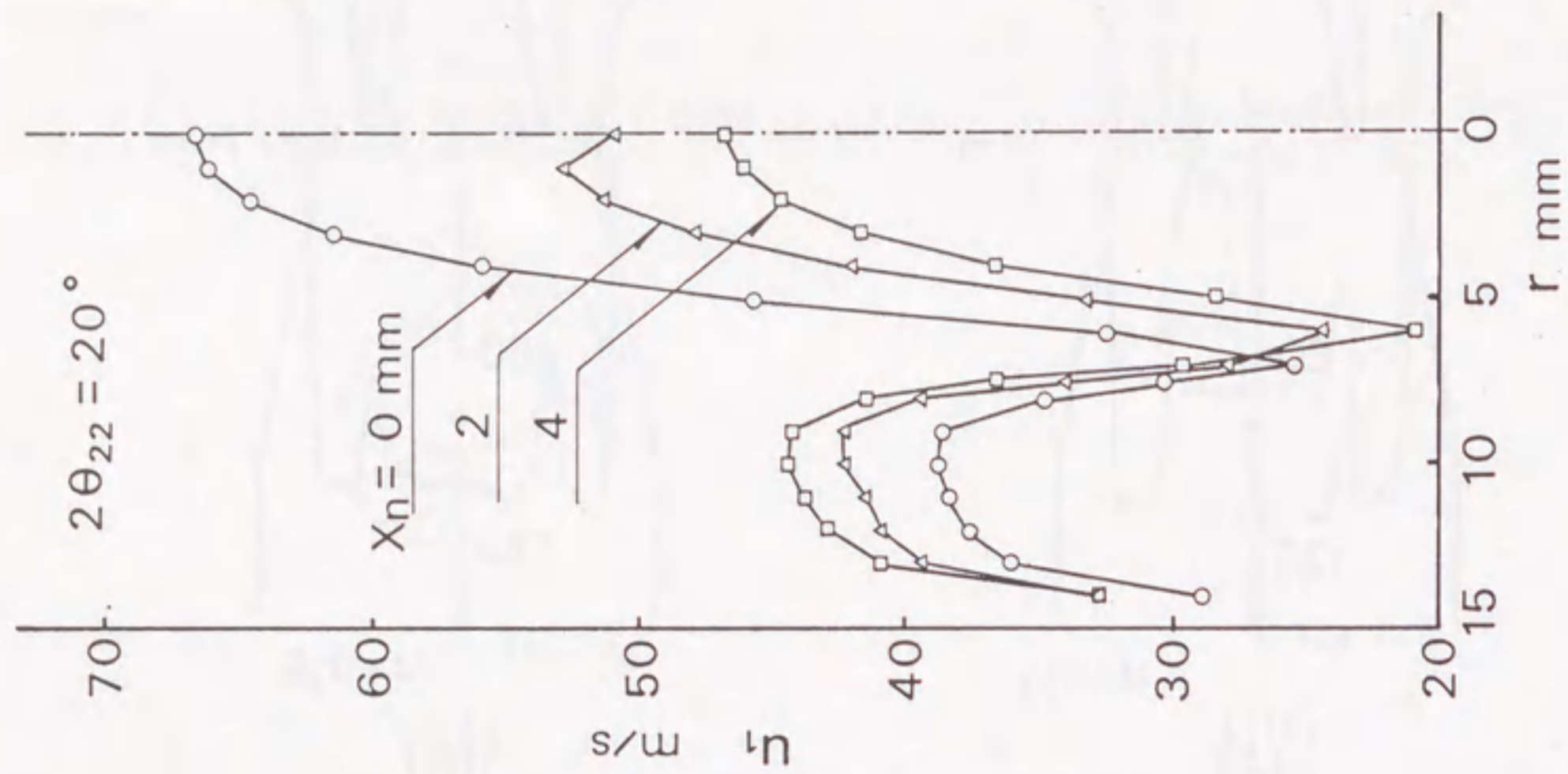


図 2-24 S. V. 入口面の速度分布 (モデル M4)

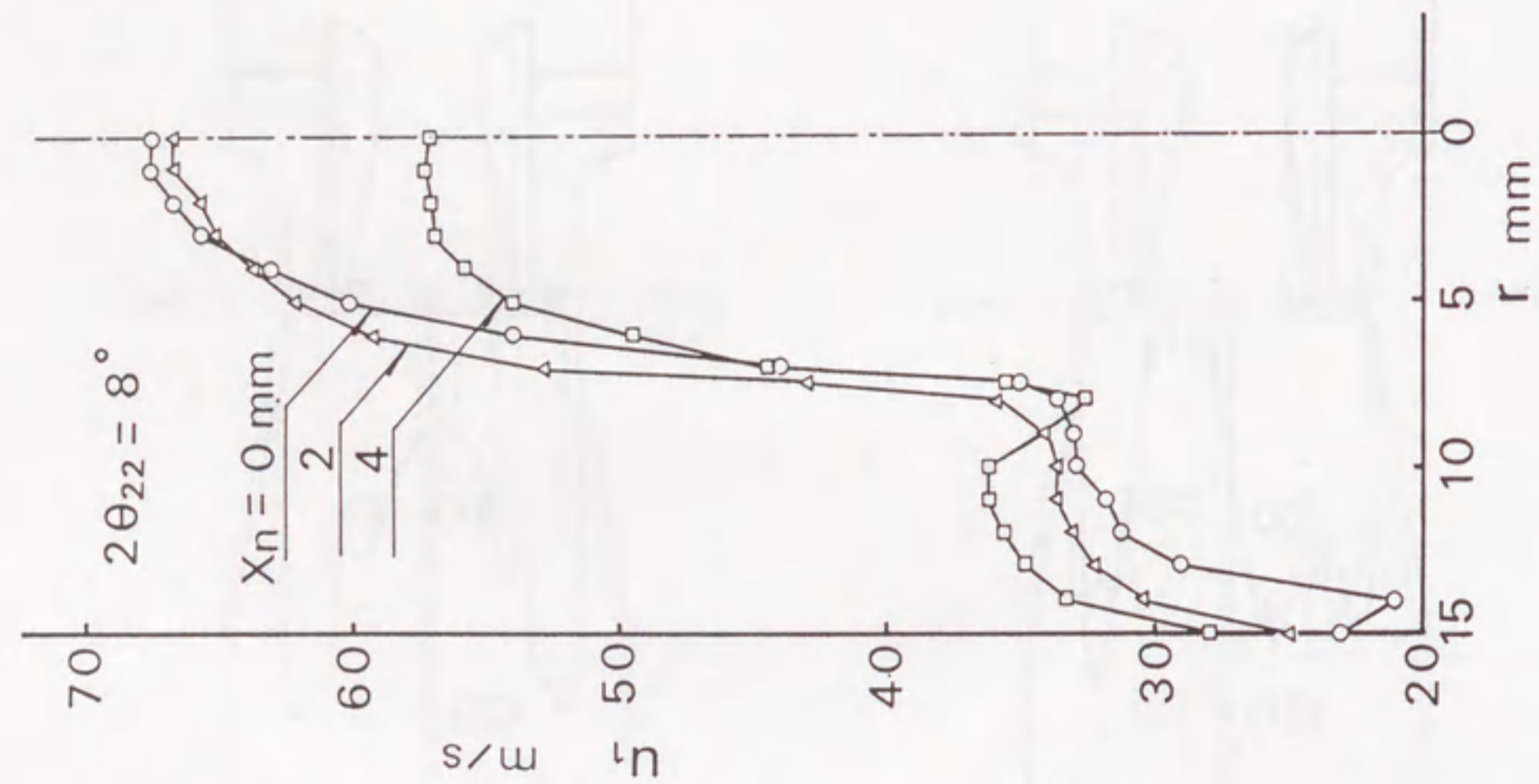


図 2-23 S. V. 入口面の速度分布 (モデル M1)

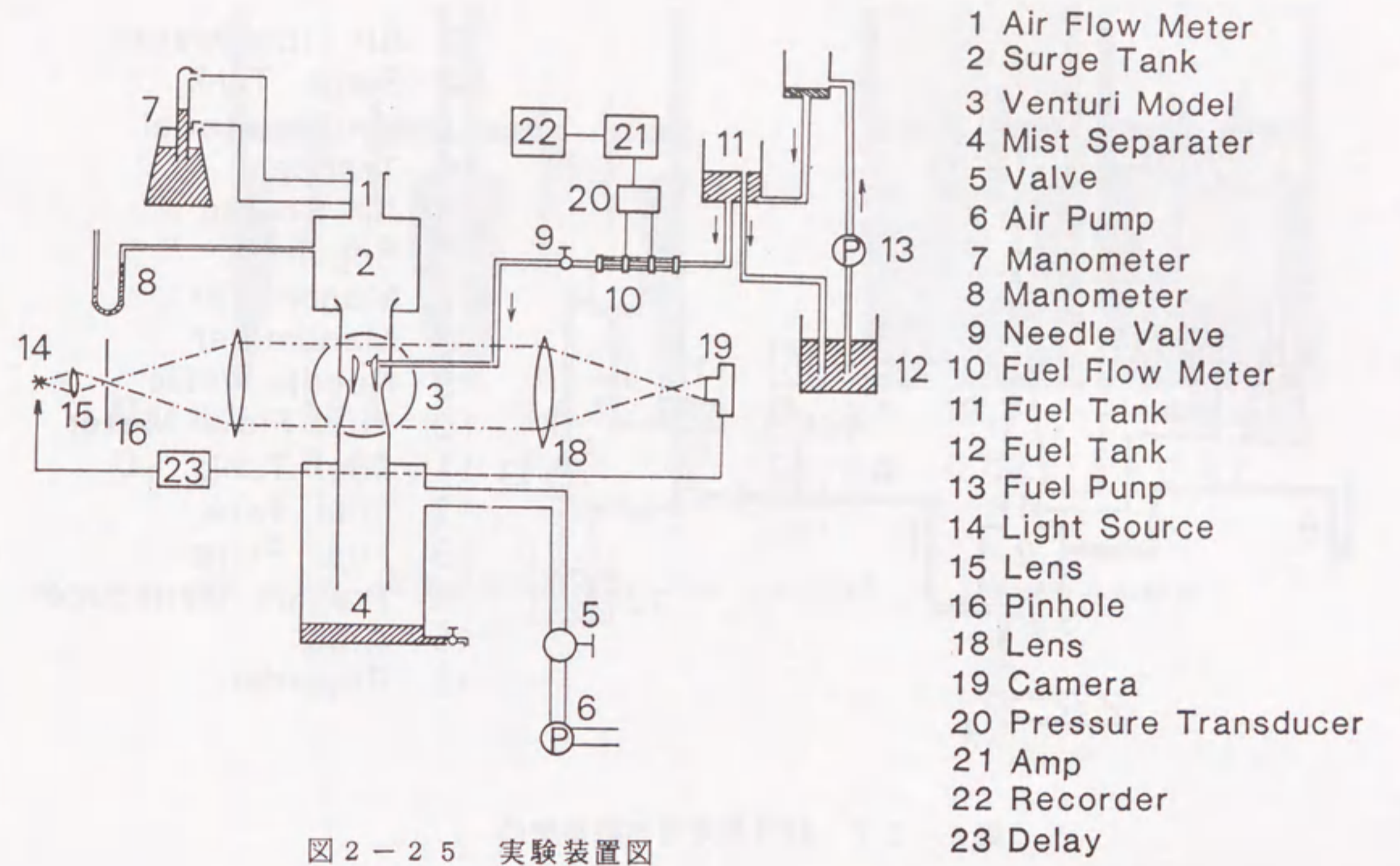


図 2-25 実験装置図

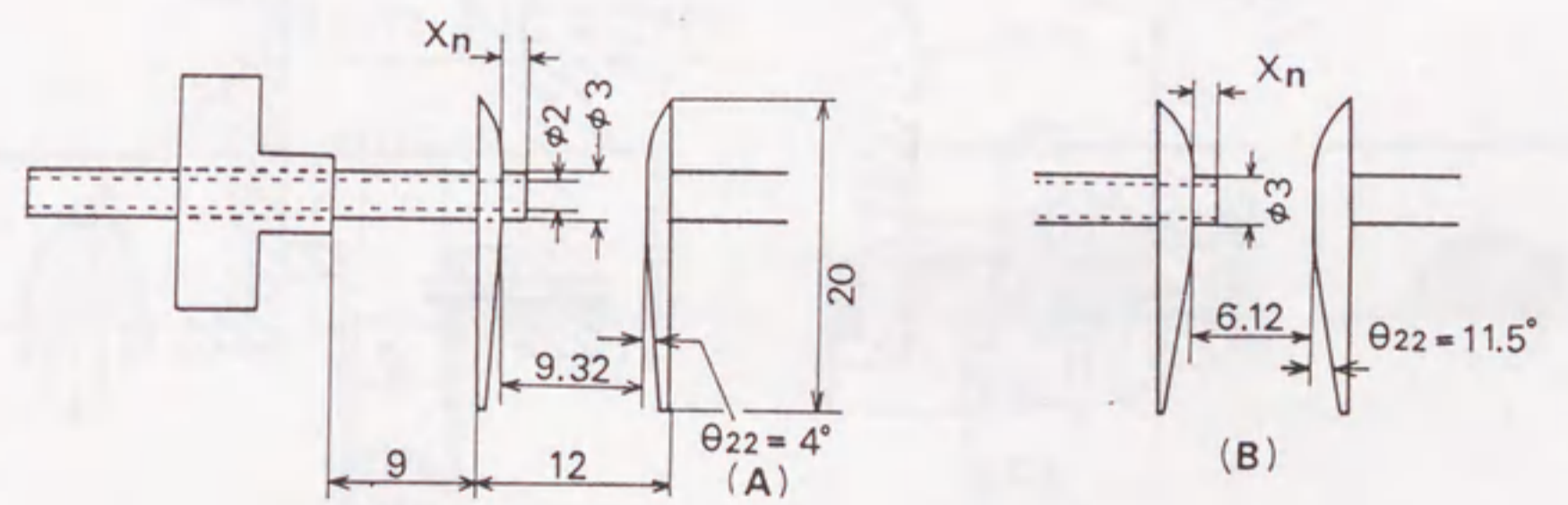
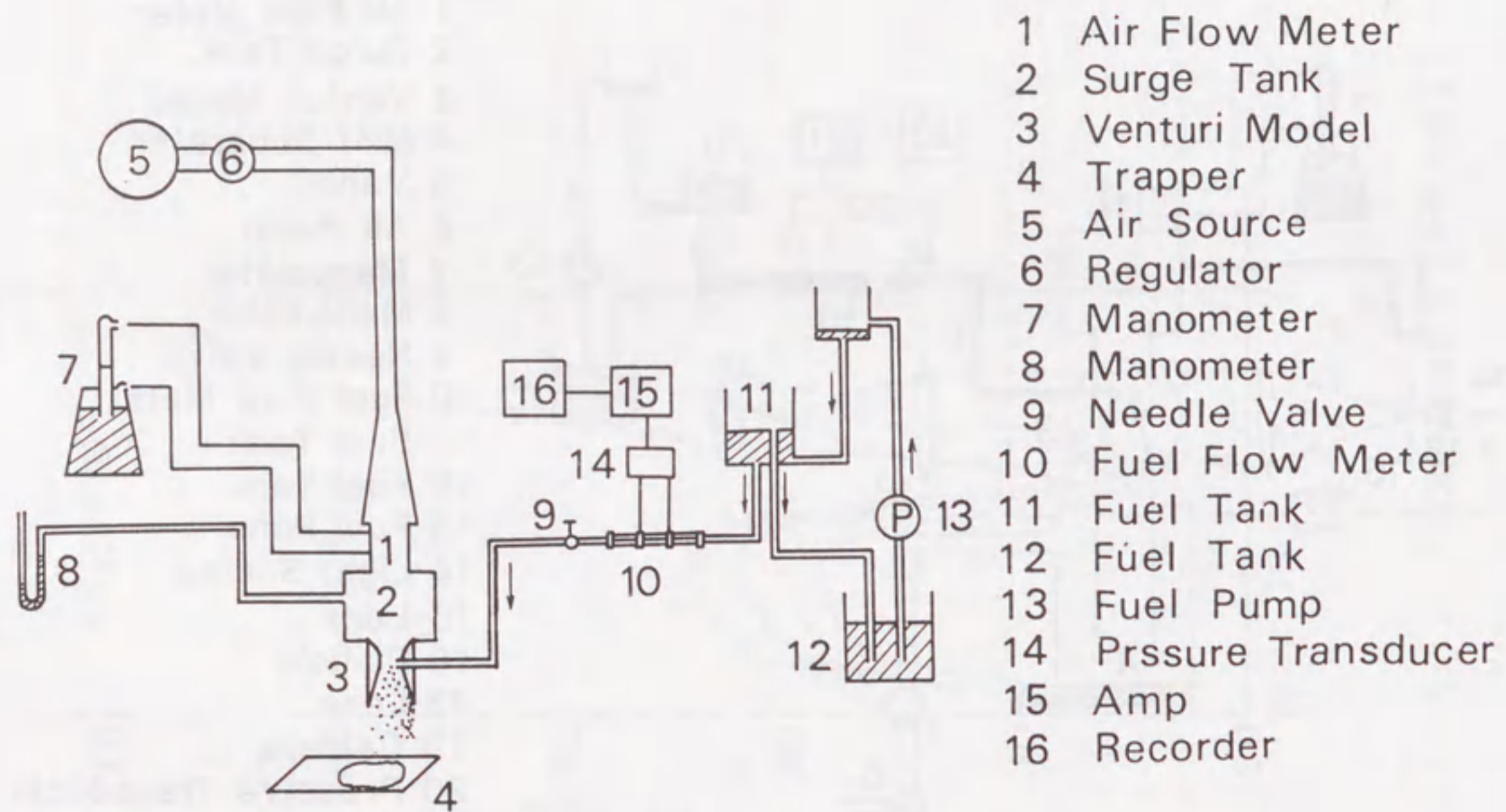


図 2-26 二次元モデルの S. V. 形状



- 1 Air Flow Meter
- 2 Surge Tank
- 3 Venturi Model
- 4 Trapper
- 5 Air Source
- 6 Regulator
- 7 Manometer
- 8 Manometer
- 9 Needle Valve
- 10 Fuel Flow Meter
- 11 Fuel Tank
- 12 Fuel Tank
- 13 Fuel Pump
- 14 Pressure Transducer
- 15 Amp
- 16 Recorder

図 2-27 粒径測定用実験装置図

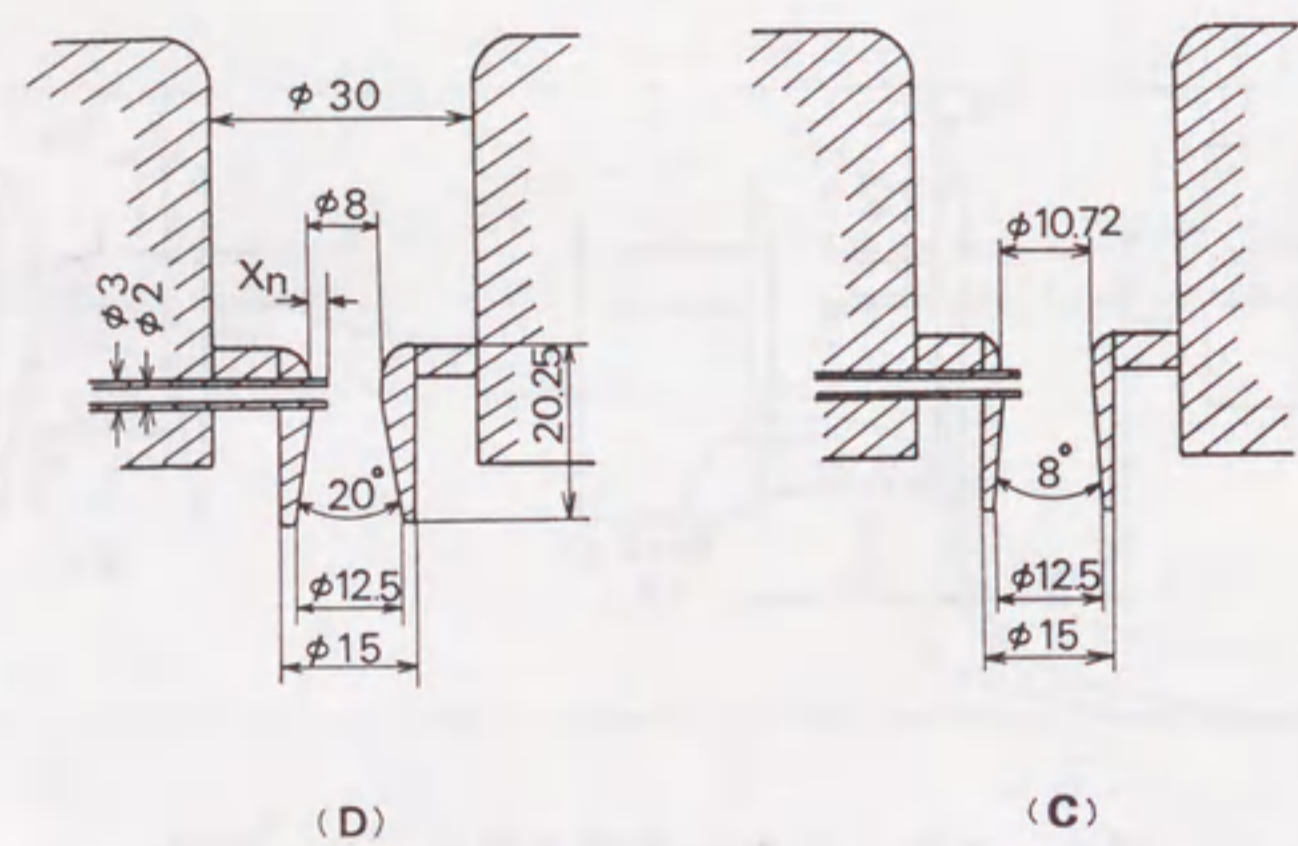


図 2-28 三次元モデルの S. V. 形状

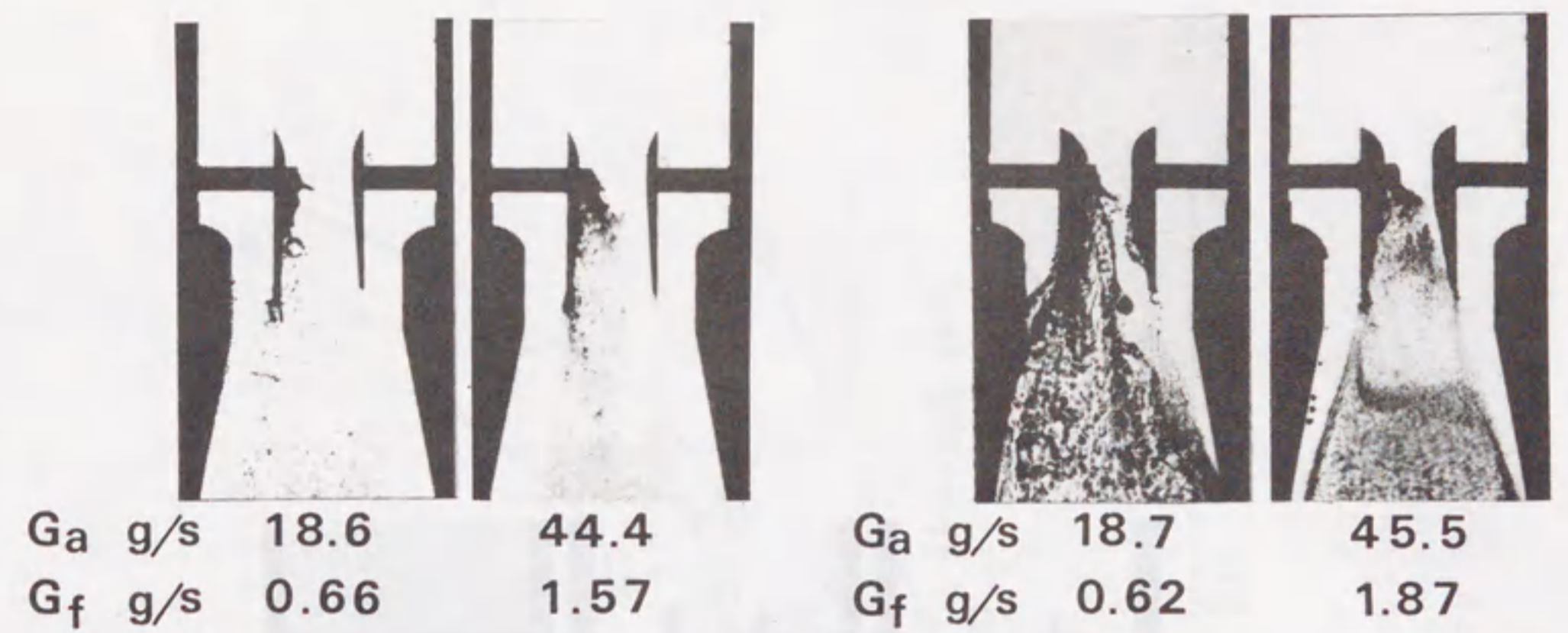


図 2-29 写真観察結果 (左; モデル A の場合, 右; モデル B の場合)

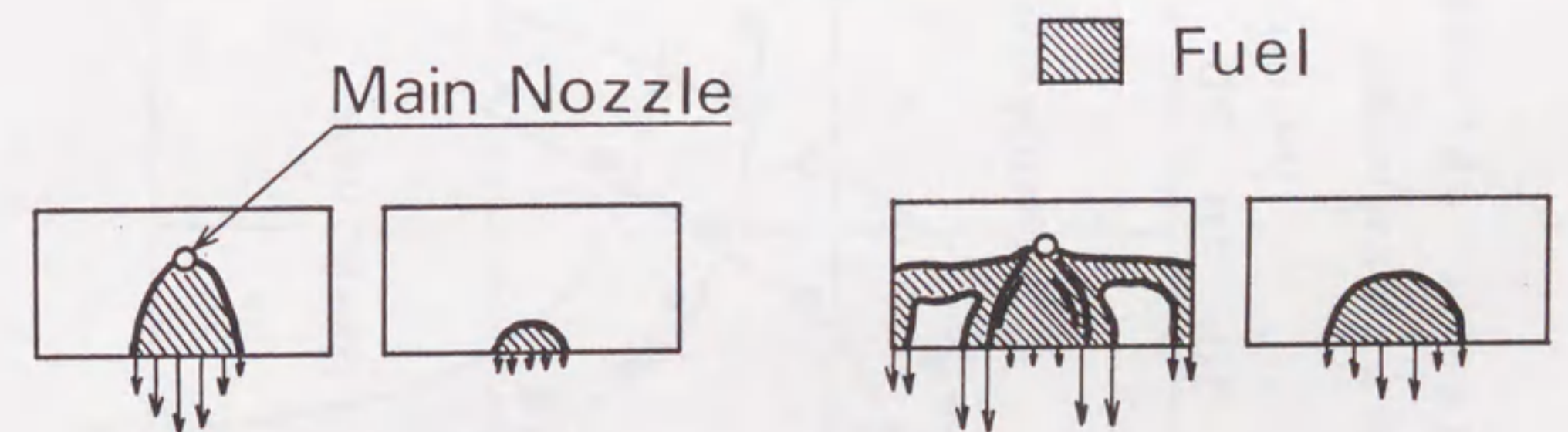


図 2-30 S. V. 内壁のスケッチ

(左; モデル A の場合, 右; モデル B の場合)

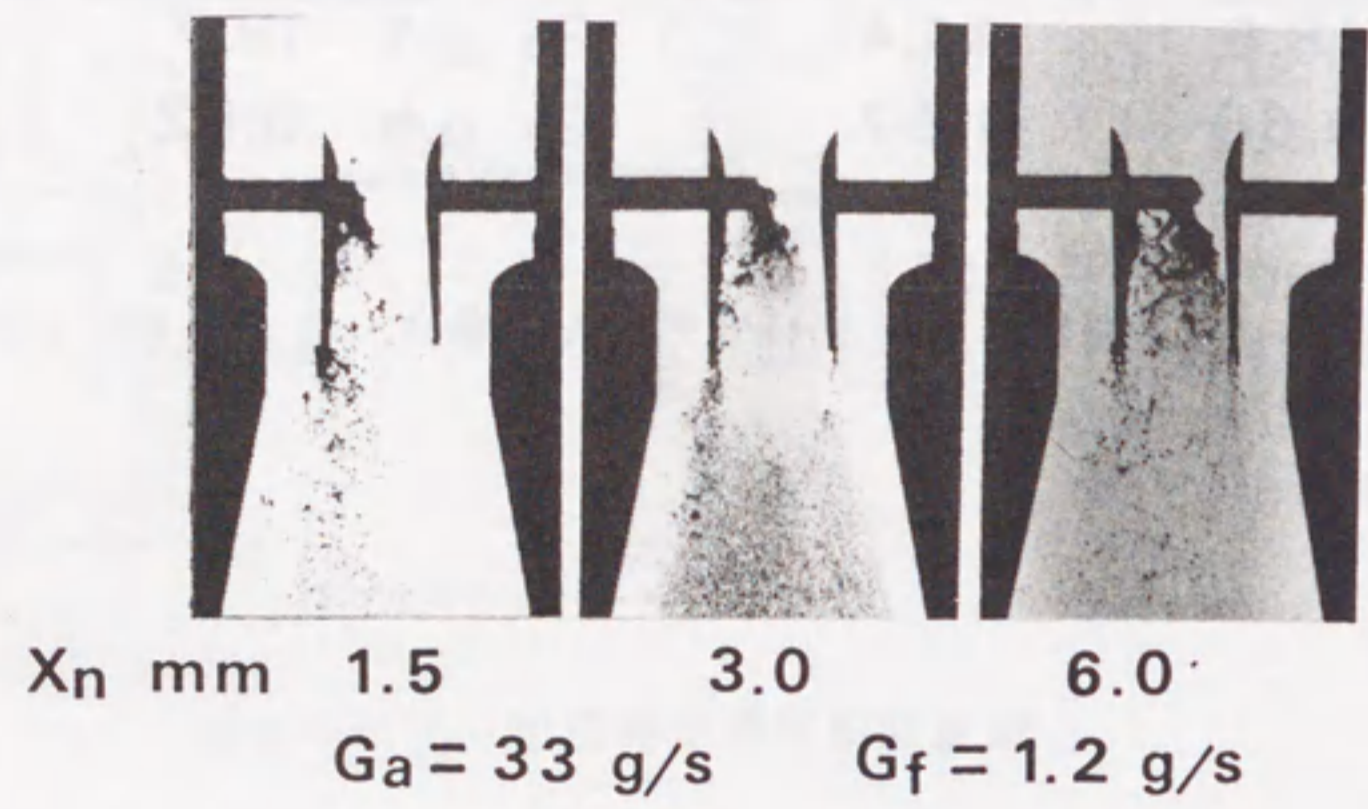


図 2-31 メインノズルの突き出し長さの影響

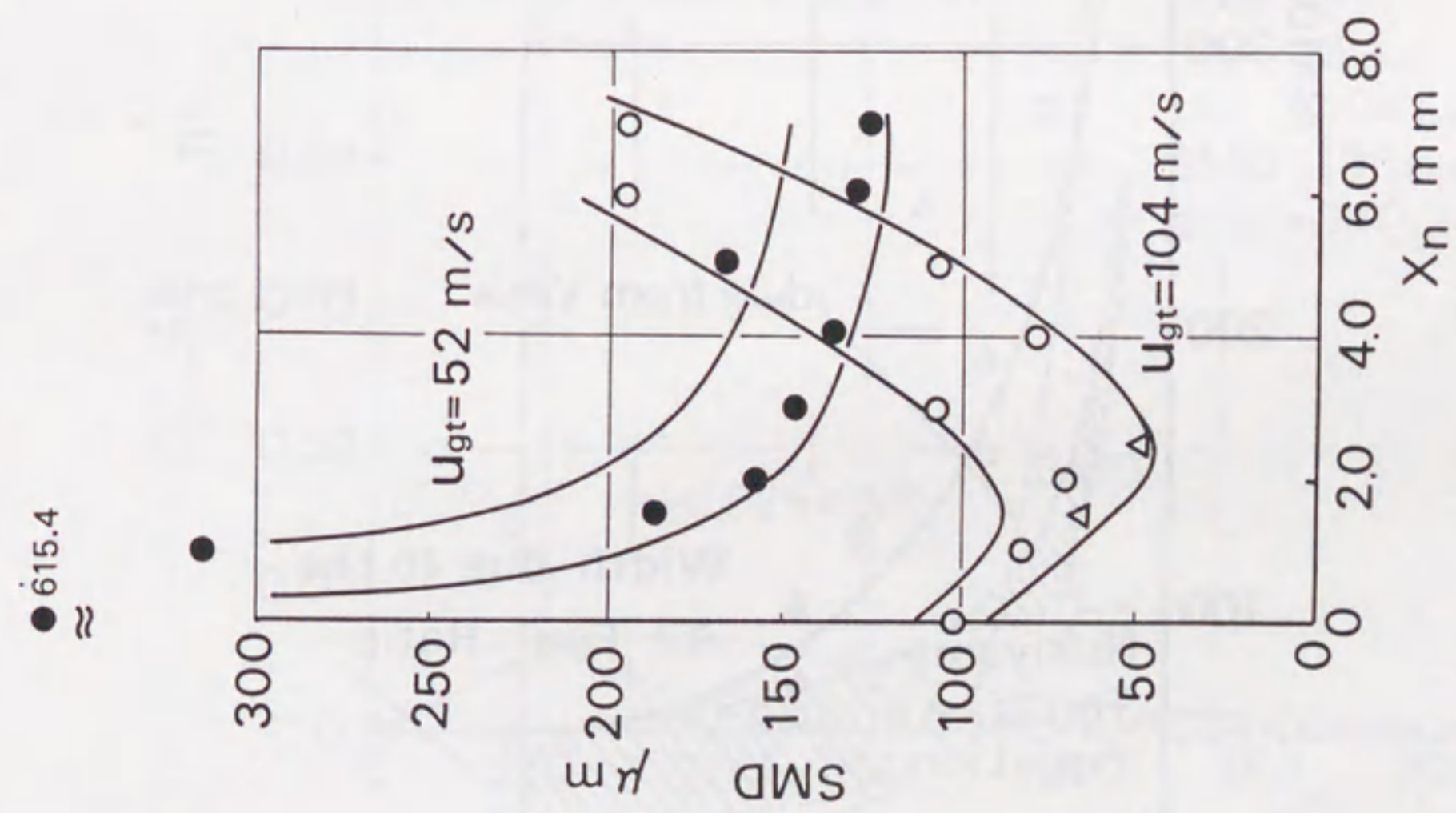


図 2-32 X_n による SMD の変化
(モデル C, $2\theta_{22} = 8$ 度,)

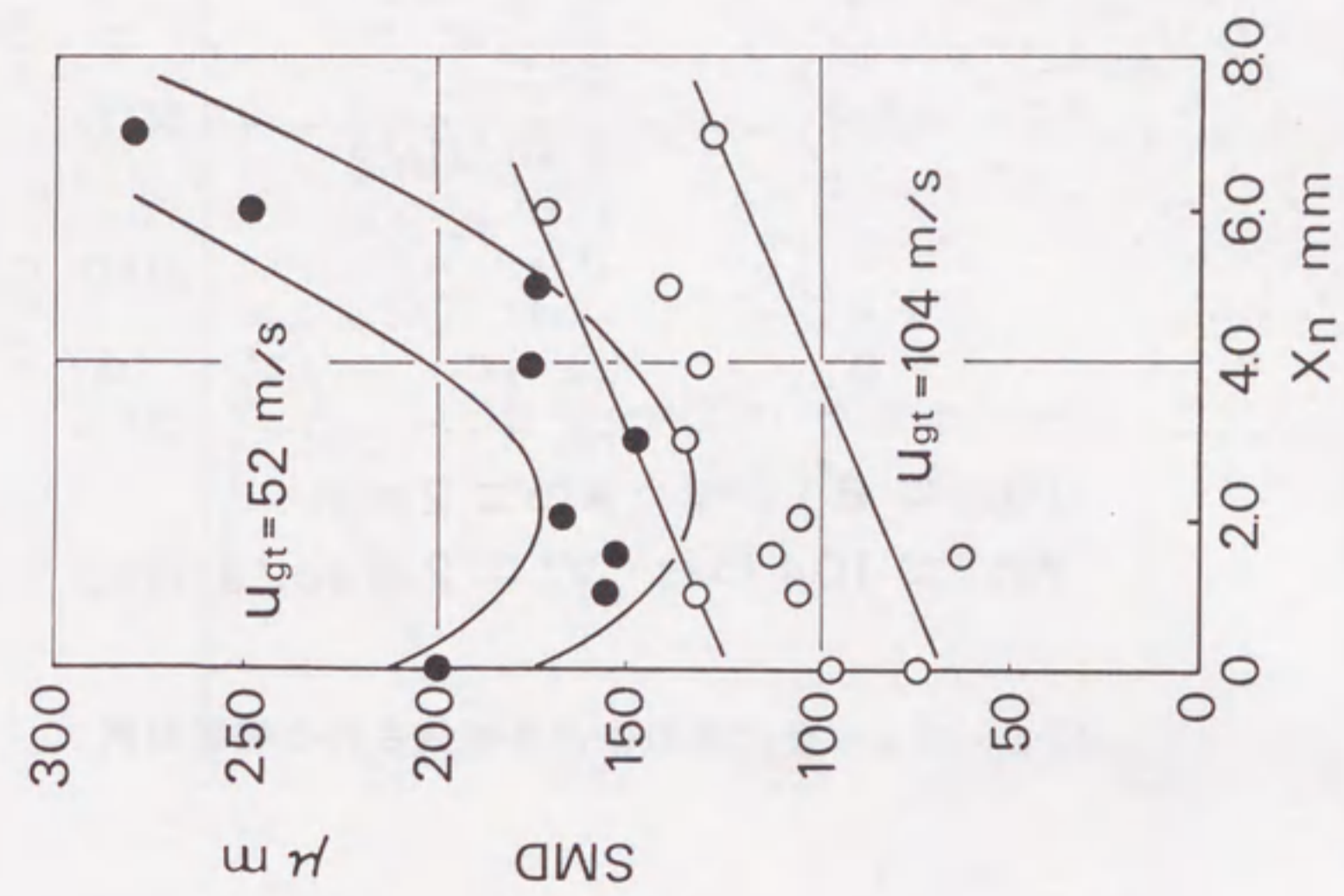
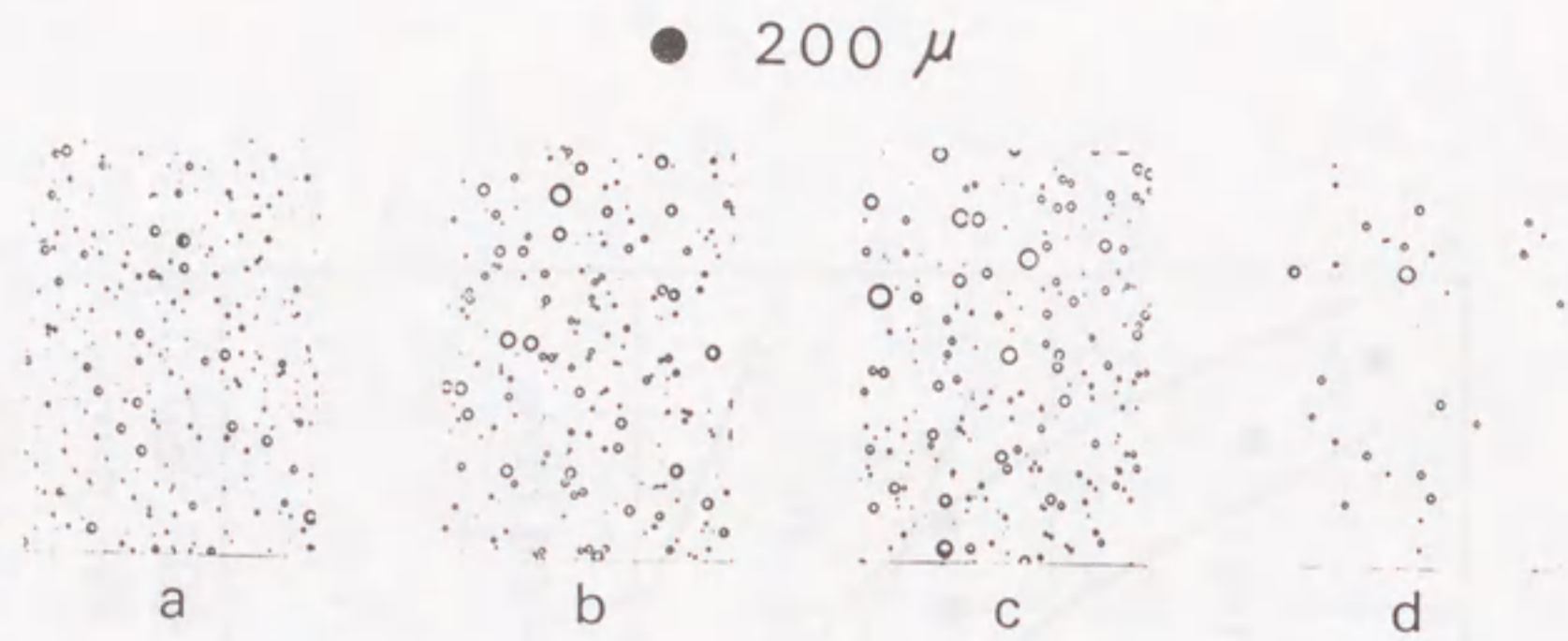


図 2-33 X_n による SMD の変化
(モデル D, $2\theta_{22} = 20$ 度)



$2\theta_{22} = 8^\circ$ $X_m = 2 \text{ mm}$
 $V_{at} = 104 \text{ m/s}$ $V_f = 2.5 \text{ cc/s}$

図 2-34 受け止めにより捕集された噴霧の例

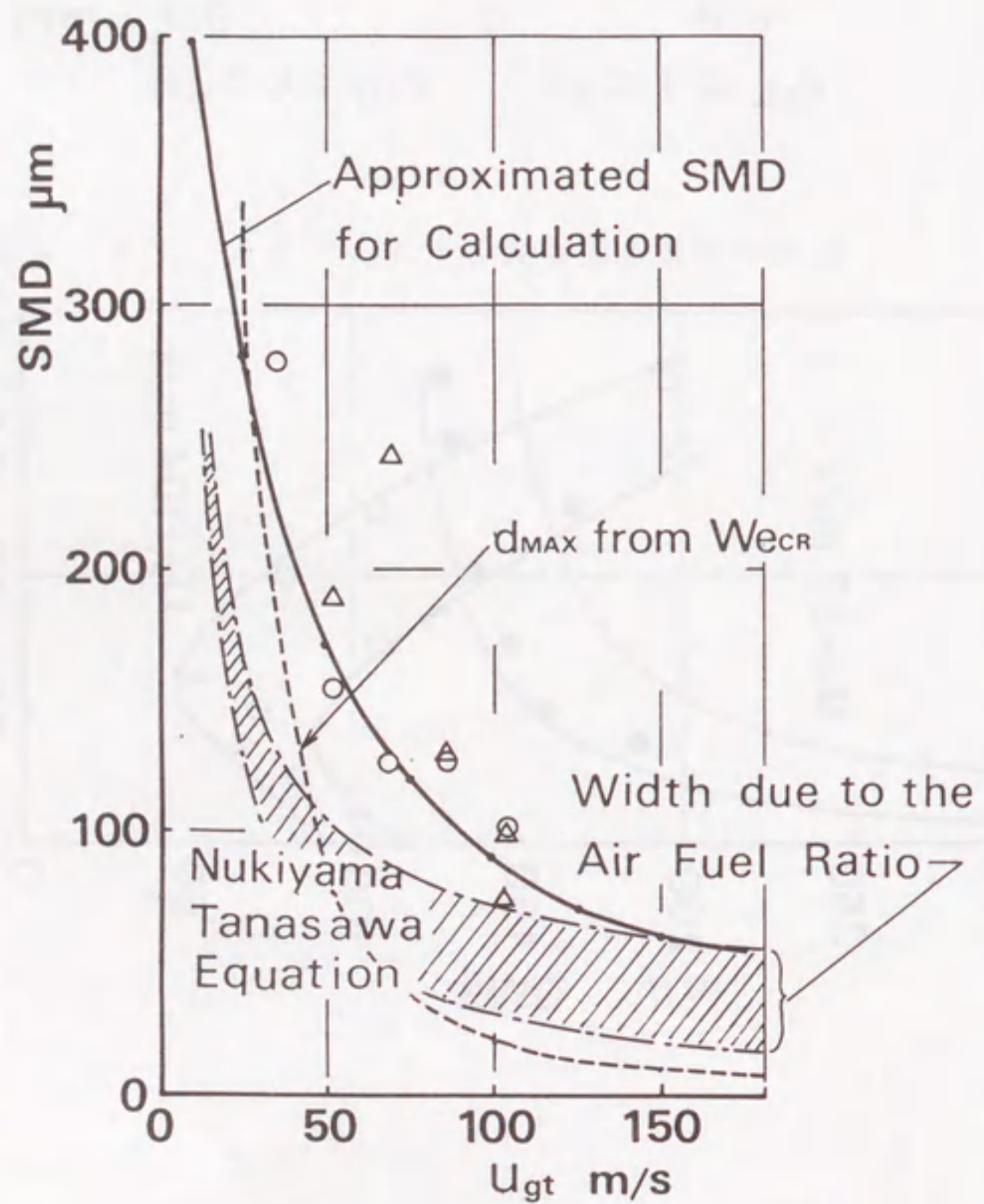


図 2-35 平均空気流速と SMD の関係

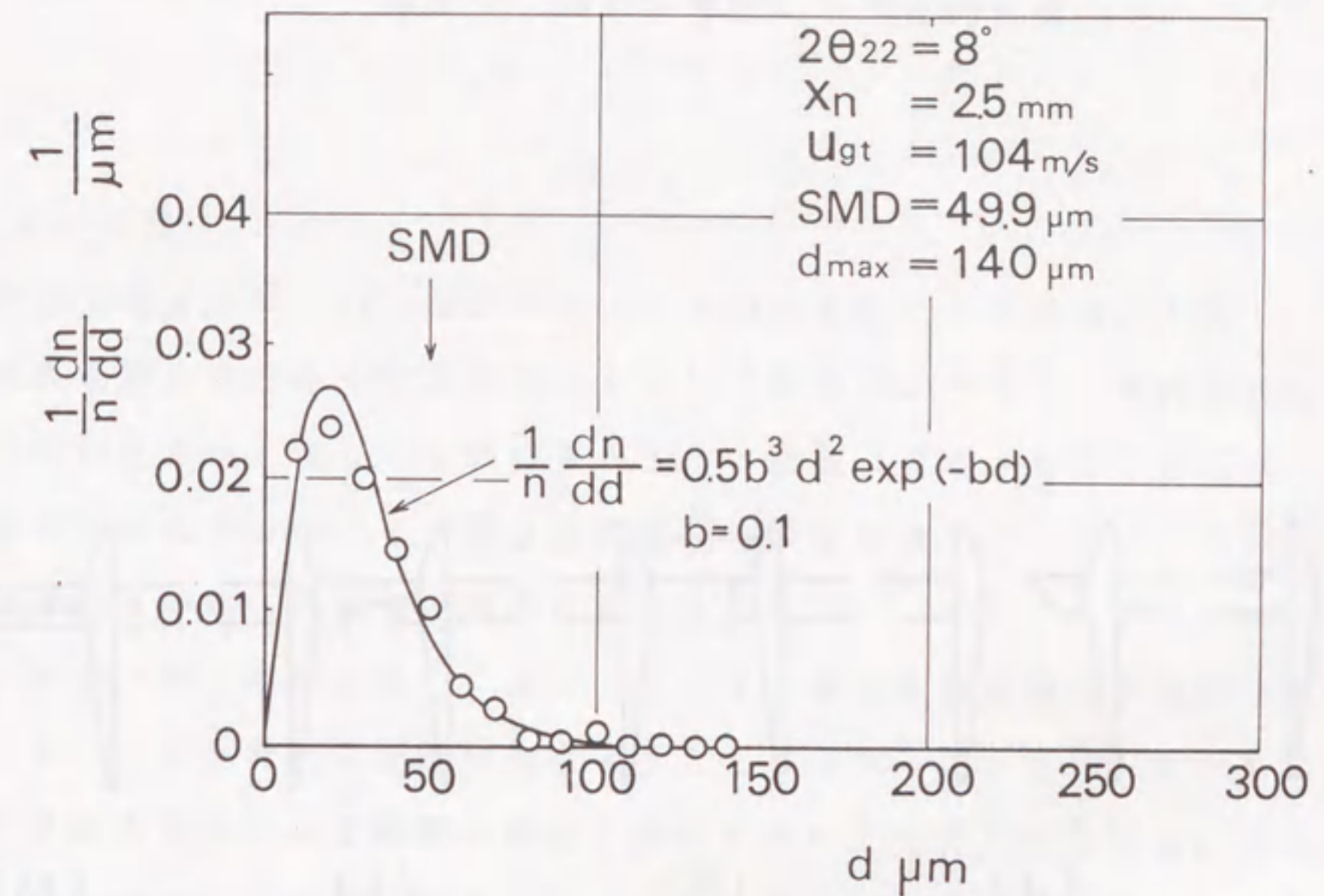


図 2-36 粒径分布 (モデル C, $X_n = 2.5 \text{ mm}$)

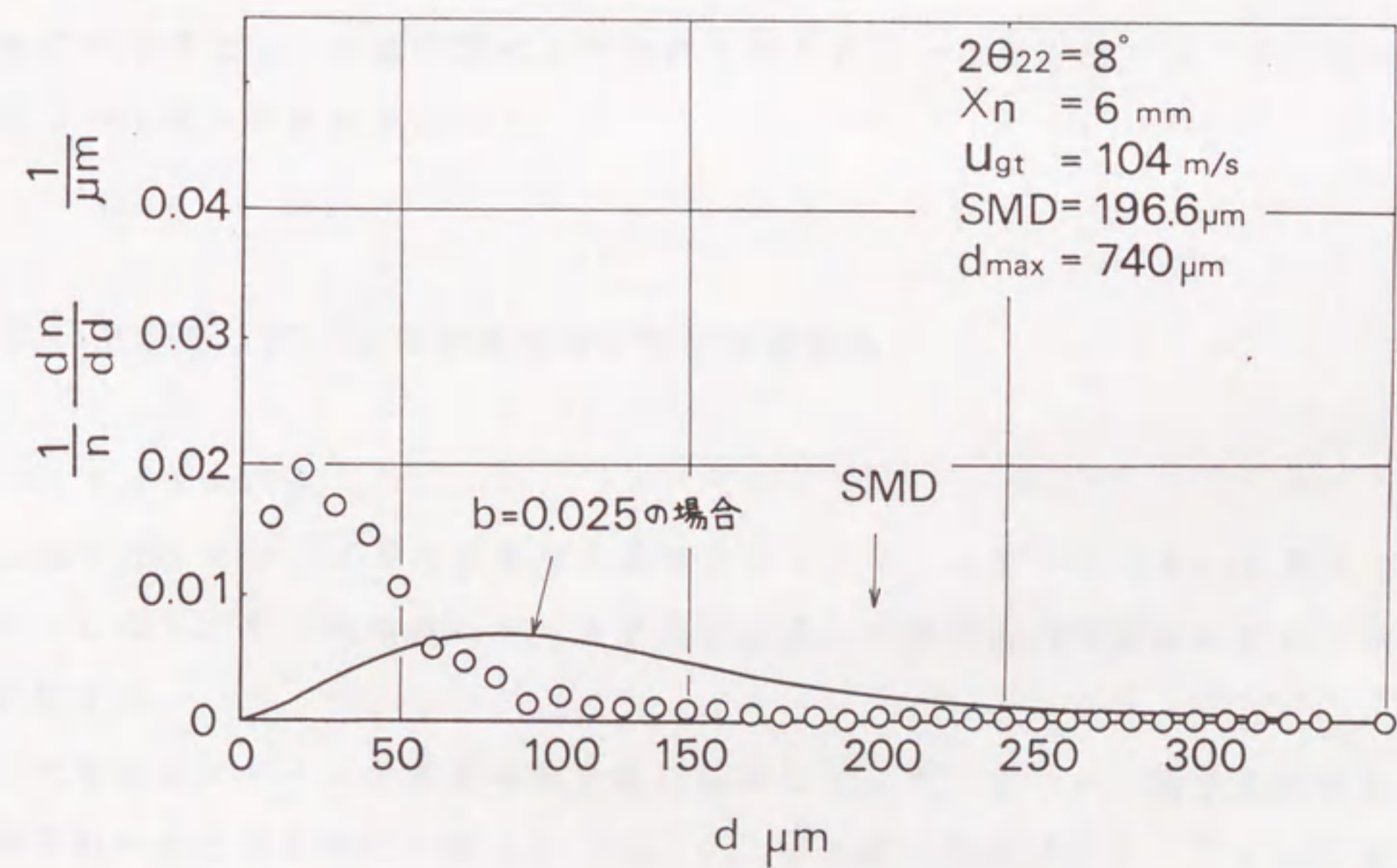


図 2-37 粒径分布 (モデル C, $X_n = 6.0 \text{ mm}$)

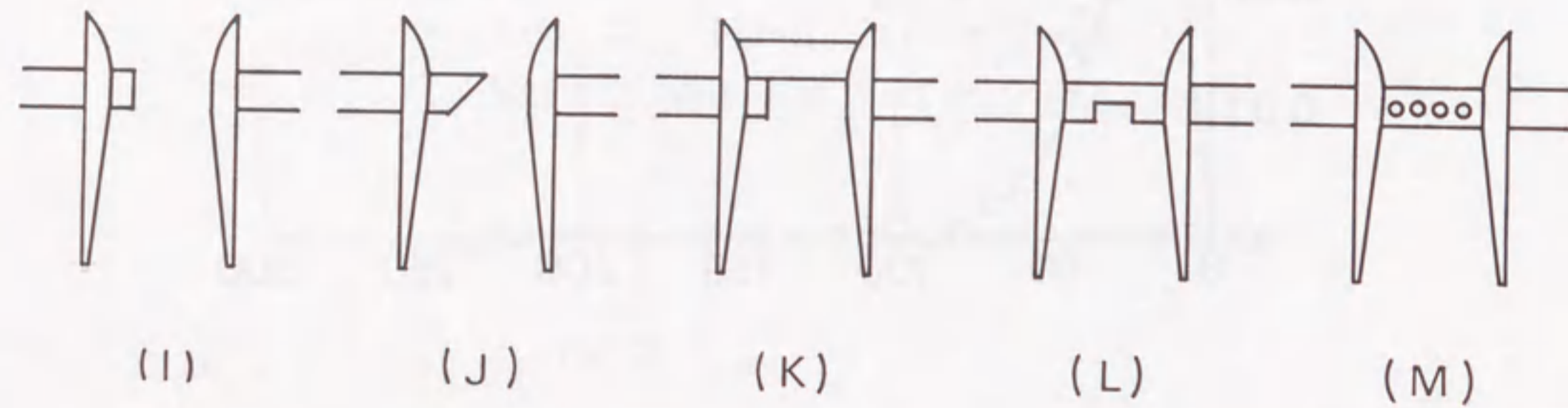


図2-38 各種メインノズルの形状

3.1. 序論

前章ではS. V. 内へのメインノズルの突き出しと燃料噴出がS. V. 側への空気流量割合を大きく変えることを通じて燃料のメータリング特性に影響を与えることが明らかとなり、この様子が三つの領域に分類されることを示した。また燃料の噴出によるS. V. 側空気流量割合の変化は、メインノズルの突き出しの影響の少ない第一の領域で顕著に現れた。

メインノズルの突き出しによってS. V. 側空気流量割合が減少する場合にはメインノズルの背後に剥離が発生することが分かっているが、S. V. 内部の状況や燃料の噴出による影響の詳細な内容についてはまだ不明な点が多い。

これらの検討のためにはS. V. 内部の流れに関する情報をもっと多く必要とするが、対象が流路径が1 cm程度の小さなディフューザ内の複雑な流れで、燃料の壁面付着のあるベンチュリ内の複雑な二相流であるために、実験による測定にも限界がある。

そこで本章では、数値計算により検討を加えることによって、S. V. 内の流れについて更に詳細に検討する。

3.2. S. V. 内の空気流速分布と空気流量割合

3.2.1. まえがき

本節ではメインノズルの突き出し長さやディフューザ拡がり角 θ_{22} が異なる場合に生じるS. V. 内の流れを、近年進歩が著しい流れの有限要素法解析を用いて解析する。

空気単流時にメインノズルの突き出し長さによって、S. V. 側空気流量割合が遷移的に変化する過程に関して、L. V. 側の流れが縮流となっており安定であることを考慮すれば、L. V. 側の流れの中にその原因があるとは思われない。これに対してS. V. 側の流れは不安定であり、 θ_{22} と X_n によってS. V. 内の

流れが原因しているため、と考えるのが妥当であろう。これまでの議論では、S. V. 出口断面でのL. V. 側とS. V. 側の圧力の釣合条件から流量割合を求め、これをS. V. 出口断面の二方向の速度分布と比較しただけで、S. V. 側空気流量割合の遷移的变化について十分な考察がなされていなかった。

近年、計算機の急速な進歩に支えられてNavier-Stokesの式を数値計算で解くことによって、各種の流体問題が解明されている。流体問題の数値解法には差分法、有限要素法そして有限体積法などがある。中でも有限要素法は不規則な計算格子で計算対象領域を分割するため、複雑な形状の境界に対する適応性に富み、実際的な問題への応用がしやすい。有限体積法は有限要素法の境界適合性の良さと、差分法のアルゴリズムの簡単さをあわせ持った方法で工学的な応用性に優れていると思われ、これを用いた気化器内流れの解析も行われ始めている。^[24]

本節では、入口部にメインノズルと同等のステップがある二次元ディフューザによってS. V. 流路を模擬し、内部の流れを有限要素法解析^{[21], [22]}によって計算する。そしてS. V. 内の空気流速分布と空気流量割合について更に詳細な検討を加える。

これによって前章で示された三つの領域が数値実験によって再現できるかを調べると共に、圧力の釣合から調べた遷移現象を、S. V. 内の流れのパターンとの関係から考察する。

3.2.2. 数値計算のためのモデル化

本節で行う数値計算ではダブルベンチュリの流れのうち図3-1に示す破線で囲まれるS. V. 内の空気流のみを考え燃料噴出は考えない。このようなS. V. 内の流れのマッハ数は0.3以下であり大略非圧縮性流体として扱うことができる。またS. V. 内の流れは本来三次元流であるが計算量の軽減のため、また目的をS. V. 内の遷移現象に絞っているためメインノズルを含む断面内のS. V. 部のみを二次元流として扱う。図2-8を得た実験条件では、 $Re = 5 \times 10^4$ であり内部の流れは乱流になっていることが考えられるが、ここで問題にしている流れの遷移現象は、流路の形状に依存した現象であると考えられることから、ここでは層流の計算をする。乱流粘性が分子粘性の100倍のオーダーであることを考慮してここでは、 $Re = 100$ での計算を行う。最近では数値計算法の改良に

より高いレイノルズ数での計算例も報告されているが^[23]、本研究の目的からはずれるのでここでは最も一般的な計算法を採用する^{[21], [22]}。

3.2.3. 基礎方程式

用いる基礎方程式は二次元、非圧縮、粘性流を支配する次の式を用いる。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad \dots \dots \dots (12)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad \dots \dots \dots (13)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad \dots \dots \dots (14)$$

ここで、次式で表される流れ関数 ϕ と渦度 ω を導入する。式(15)、(16)により式(12)は恒等的に満たされる。

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \phi}{\partial x} \quad \dots \dots \dots (15)$$

$$w = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad \dots \dots \dots (16)$$

ここで式(13)、(14)に対して $\partial(13式)/\partial x - \partial(14式)/\partial y$ を行うと次式を得る。

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} = \nu \nabla^2 \omega \quad \dots \dots \dots (17)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x} - \frac{\partial \phi}{\partial x} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial y} = \nu \nabla^2 \omega \quad \dots \dots \dots (18)$$

また式(16)は式(15)を用いて次のように書き換えられる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = -\omega \quad \dots \dots (19)$$

以下では、流れ関数と渦度に関する式(18), (19)の基礎式を用いる。
式(18), (19)に対する境界条件としては ϕ, ω のそれぞれに対して次の一種、二種の境界条件を与える。

$$\omega = \omega \quad , \quad \Gamma \omega^1 \text{ 上} \quad \dots \dots (20)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial n} = g \omega \quad , \quad \Gamma \omega^2 \text{ 上} \quad \dots \dots (21)$$

$$\phi = \phi \quad , \quad \Gamma \phi^1 \text{ 上} \quad \dots \dots (22)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = g \phi \quad , \quad \Gamma \phi^2 \text{ 上} \quad \dots \dots (23)$$

3.2.4. 計算法

(1) 空間の離散化

数値計算では、式(18), (19)に対してGalerkin法^[22]を適用し、離散化を行う。

今 w と w' を x, y の任意関数として

$$\iint_{\Omega} w \times (16 \text{式}) d\Omega + \int_{\Gamma \omega^2} w' \times (21 \text{式}) ds$$

を実行すると次式を得る。

$$\iint_{\Omega} w \left(\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x} - \frac{\partial \phi}{\partial x} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial y} - \nu \nabla^2 \omega \right) d\Omega + \int_{\Gamma \omega^2} w' \left(\frac{\partial \omega}{\partial n} - g \omega \right) ds = 0 \quad \dots \dots (24)$$

Gaussの発散定理を用いて、最初の積分の最後の項を書き直すと次式を得る。

$$\iint_{\Omega} w \nabla^2 \omega d\Omega = \int_{\Gamma \omega^2} w \frac{d\omega}{dn} ds - \iint_{\Omega} (\nabla w) \cdot (\nabla \omega) d\Omega \quad \dots \dots (25)$$

$w = 0$ on $\Gamma \omega^1$, $w' = \nu w$ という条件を課せば次式を得る。

$$\iint_{\Omega} \left[w \left(\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x} - \frac{\partial \phi}{\partial x} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial y} + \nu (\nabla w) \cdot (\nabla \omega) \right) d\Omega - \int_{\Gamma \omega^2} \nu w g \omega ds = 0 \quad \dots \dots (26)$$

式(19)に対しても、同様にして次式を得る。

$$\iint_{\Omega} \left[-(\nabla w') \cdot (\nabla \phi) + w' \omega \right] d\Omega + \int_{\Gamma \omega^2} w' g \phi ds = 0 \quad \dots \dots (27)$$

ここで、 ω と ϕ の空間分布を補間関数群 ϕ_i の一次結合で表現し、時間的な変化を係数に負わせる。

$$\omega = \sum_{i=1}^n \omega_i(t) \phi_i(x, y) = \Phi^T \Omega \quad \dots \dots (28)$$

$$\phi = \sum_{i=1}^n \phi_i(t) \phi_i(x, y) = \Phi^T \Psi \quad \dots \dots (29)$$

$$\Omega = \begin{pmatrix} \omega_1(t) \\ \omega_2(t) \\ \vdots \\ \omega_n(t) \end{pmatrix} \quad \Psi = \begin{pmatrix} \phi_1(t) \\ \phi_2(t) \\ \vdots \\ \phi_n(t) \end{pmatrix} \quad \Phi = \begin{pmatrix} \phi_1(x, y) \\ \phi_2(x, y) \\ \vdots \\ \phi_n(x, y) \end{pmatrix}$$

Galerkin法では重み関数として形状関数を用いる。

$$w = \phi_i^* \quad \text{但し} \quad \phi_i^* = \phi_i \quad \text{not} \quad \text{on} \quad \Gamma \omega^1 \\ \phi_i^* = 0 \quad \text{on} \quad \Gamma \omega^1 \quad \dots \dots (30)$$

式(28)~(30)を式(26)に代入すれば、次式を得る。

$$\iint_{\Omega} [\Phi^* \left\{ \frac{\partial(\Phi^T \Omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\Phi^T \Psi)}{\partial y} \cdot \frac{\partial(\Phi^T \Omega)}{\partial x} - \frac{\partial(\Phi^T \Psi)}{\partial x} \cdot \frac{\partial(\Phi^T \Omega)}{\partial y} + \nu (\nabla \Phi^*) \cdot \nabla(\Phi^T \Omega) \right\}] d\Omega = \nu \int_{\Gamma} \Phi^* g \omega ds \quad \dots (31)$$

ここで $\Phi^* = \begin{pmatrix} \phi_1^* \\ \phi_2^* \\ \vdots \\ \phi_n^* \end{pmatrix}$ $\nabla \Phi^* = \begin{pmatrix} \frac{\partial \phi_1^*}{\partial x} & \frac{\partial \phi_1^*}{\partial y} \\ \frac{\partial \phi_2^*}{\partial x} & \frac{\partial \phi_2^*}{\partial y} \\ \vdots & \vdots \\ \frac{\partial \phi_n^*}{\partial x} & \frac{\partial \phi_n^*}{\partial y} \end{pmatrix}$

表現を簡単にすると次式のようにまとめられる。

$$M \frac{d\Omega}{dt} + (A + \nu K) \Omega = \nu B \omega \quad \dots (32)$$

$$M = \iint_{\Omega} \Phi^* \Phi^T d\Omega$$

$$A = \iint_{\Omega} \Phi^* \left(\frac{\partial \Phi^T}{\partial y} \Psi \frac{\partial \Phi^T}{\partial x} - \frac{\partial \Phi^T}{\partial x} \Psi \frac{\partial \Phi^T}{\partial y} \right) d\Omega$$

$$B \omega = \int_{\Gamma} \Phi^* g \omega ds$$

同様に式(27)から次式を得る。

$$K \Psi = M \Omega + B \phi \quad \dots (33)$$

$$K = \iint_{\Omega} (\nabla \Phi^*) (\nabla \Phi)^T d\Omega, \quad B \phi = \int_{\Gamma} \Phi^* g \phi ds$$

(2) 時間の離散化

式(32)中の Ω の時間に関する微分は一次精度の前進型差分法で近似し Ω^t に対する次の連立一次方程式を得る。

$$M \frac{\Omega^t - \Omega^{t-\Delta t}}{\Delta t} + (A^{t-\Delta t} + \nu K) \Omega^{t-\Delta t} = \nu B \omega \quad \dots (34)$$

$$\frac{M}{\Delta t} \Omega^t = \left(\frac{M}{\Delta t} - A^{t-\Delta t} - \nu K \right) \Omega^{t-\Delta t} + \nu B \omega \quad \dots (35)$$

計算は ω の初期値から出発し、それを満足する ϕ を式(33)より求める。次に式(20), (21)の境界条件により ω を修正した後、次の時刻の ω を式(35)により求める。この ω を前の時刻の ω と比較して変化が十分小さければ終了する。求めるべき解は以上のような時間発展法により定常収束解として得る。

(3) 三角形要素の形状関数の例

ここで、空間を三角形の要素で分割した場合を考える。要素内での変数の分布は x, y の一次関数になるとし、式(29)の ϕ について表せば。

$$\phi^e = a + b x + c y = (1, x, y) \begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix} \quad \dots (36)$$

三つの節点での ϕ の値を $\phi_1 \sim \phi_3$ とすれば

$$\begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & x_1 & y_1 \\ 1 & x_2 & y_2 \\ 1 & x_3 & y_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix} \quad \dots (37)$$

よって

$$\begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1, & x_1, & y_1 \\ 1, & x_2, & y_2 \\ 1, & x_3, & y_3 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \end{pmatrix} \quad \dots \dots \dots (38)$$

$$\phi = \underbrace{(1, x, y)}_{\Phi^{eT}} \underbrace{\begin{pmatrix} 1, & x_1, & y_1 \\ 1, & x_2, & y_2 \\ 1, & x_3, & y_3 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \end{pmatrix}}_{\Psi^e} \quad \dots \dots \dots (39)$$

$$\Phi^e = \frac{1}{2\Delta} \begin{pmatrix} x_2 y_3 - x_3 y_2 & y_2 - y_3 & -x_2 + x_3 \\ x_3 y_1 - x_1 y_3 & y_3 - y_1 & -x_3 + x_1 \\ x_1 y_2 - x_2 y_1 & y_1 - y_2 & -x_1 + x_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ x \\ y \end{pmatrix} \quad \dots \dots \dots (40)$$

但し Δ は三角形要素の面積である。

実際に式(33), (35)から Ψ , Φ を求める場合には, 上のような各エレメントに対する積分を全空間にわたる積分に置き換えて計算する。

(4) 固体壁上の境界条件

固体壁に関する記号の説明は図3-2を, その導出については文献^[22]に従う。

固体壁上では次の関係が成り立つ。

$$v_n = \frac{d\phi}{ds} = 0 \quad \text{より} \quad \phi = \text{const} = \phi_w \quad \dots \dots (41)$$

また壁近傍で, ω が線形に変化するとすれば, 次式が成り立つ。

$$\omega = \omega_i + (\omega_1 - \omega_i) \frac{n}{n_1} \quad \dots \dots (42)$$

式(19)より

$$\omega = - \frac{d^2\phi}{ds^2} = - \frac{d^2\phi}{dn^2} = - \frac{d^2\phi}{dn^2} \quad \dots \dots (43)$$

これを法線方向に, 二回積分して次の関係を得る。

$$- \frac{d\phi}{dn} = \omega_i n + \frac{(\omega_1 - \omega_i)}{2n_1} n^2 + C_1 \quad \dots \dots (44)$$

ここで, $n=0$ で,

$$- \frac{d\phi}{dn} = v_s \quad (\text{壁速度}) = C_1 = 0$$

さらに

$$-\phi = \omega_i \frac{n^2}{2} + \frac{(\omega_1 - \omega_i)}{6n_1} n^3 + C_2 \quad \dots \dots (45)$$

$n=0$ で, $\phi = \phi_i$ だから $C_2 = -\phi_i$

また $n=n_1$ で $\phi = \phi_1$ を代入して整理すれば次式を得る。

$$-\phi_1 = \frac{n_1^2}{3} \omega_i + \frac{n_1^2}{6} \omega_1 - \phi_i$$

よって次の固体壁上の渦度に関する境界条件を得る。

$$\omega_i = \frac{3(\phi_i - \phi_1)}{n_1^2} - \frac{\omega_1}{2} \quad \dots \dots (46)$$

計算は表3-1に示す三種類の θ の値について, X_n が異なる七種の場合をそれぞれ行った。計算はポテンシャル流($\omega=0$)から始め, 角度 θ について $X_n=0$ mm, $Re=100$ での解を求めておき X_n が異なる場合には一つ小さい X_n での解を初期値とした。

図3-3に境界条件の与え方を示す。流路の入口、出口は平行流の条件とし、ベンチュリやメインノズル表面は固体壁の条件である式(46)を用いる。図3-4にメッシュ分割を示す。\$X_n = 0\$ mmの場合\$NN = 251\$, \$NE = 438\$, \$\Delta t = 0.005\$, \$NT = 1000\$である。メインノズルの突き出しに応じてスロート部のメッシュ数を減じて計算した。

3.2.5. 計算結果と考察

計算結果は図3-8に示すように上段から流線、速度ベクトル、等渦度線で与えられる。図3-4に示すA~Dの四つの位置での\$\omega\$の収束状態を、\$\theta = 4^\circ\$, \$X_n/W = 4/12\$の場合について図3-5に示す。\$X_n\$が大であるほど収束に時間がかかるが\$NT = 1000\$では、全ての位置でほぼ収束している。

図3-6, 3-7に\$\theta = 4^\circ\$の場合の四ケースの\$X_n\$について流線と速度ベクトルを示す。\$X_n\$が小さい間はゼロ流線はベンチュリ内壁に付着しているが、メインノズル下流エッジから剝離してもベンチュリ下流部で再付着して剝離領域は小さい。\$X_n\$がさらに大きくなるとゼロ流線はもはやベンチュリ壁面に再付着せず、出口断面まで流される。またメインノズル背後の剝離領域は拡大し渦領域が形成されることが分かる。渦領域内の流れは循環しているがその速度は主流に比べて極めて低速である。これと同時に流れはメインノズルと反対側の壁面の方へ偏っていき、\$X_n\$が大であるほど有効流路面積が狭くなるために流速が増大する。また剝離は\$X_n\$が小さいとメインノズルの下流側エッジから発生するが、\$\theta\$が大で\$X_n\$が大となり縮流が強くなるとメインノズルの上流側エッジから発生するようになる。

以上の傾向は図3-8に示す\$\theta = 10^\circ\$の場合も同様であるが、一連の変化は\$\theta\$が大であるほど小さい\$X_n\$で発生している。

今\$\phi = 0\$の流線の、ディフューザ出口での位置に注目して、その時の有効流路幅(面積)\$W_e\$ (図3-9を参照)を\$X_n\$に対して整理すると図3-10が得られる。第1.2章に於てダブルベンチュリ管のS, V, 側の空気流量割合\$G_{a2}/G_a\$はS, V, 出口部での圧力の釣合によって決まることが示されている。S, V, 内の流れが変化してS, V, 出口の圧力・流量特性が図2-14のbからcに変わったとすると、新たなS, V, 側流量割合\$\alpha'\$は変化前の空気流量割合\$\alpha\$と\$\Delta P_4\$の比を使って式(9)のように与えられる。

一方二次元S, V, 内の流れに於て\$X_n\$を変えた場合、\$\xi\$は近似的に次式で与えられる。

$$\xi = \left(\frac{u_4}{u_{4, X_n=0}} \right)^2 = \left(\frac{W_{e, X_n=0}}{W_e} \right)^2 \dots (47)$$

\$X_n = 0\$ mmでの\$\alpha\$を0.35とし式(9), (47)を用いて、図3-10の結果を\$X_n\$に対する\$\alpha\$の変化に直したのが図3-11である。図2-10, 3-11を比べると、二次元と三次元の違いのために領域変化の発生するBの大きさに違いはあるものの、\$\alpha\$の\$X_n\$に対する遷移的变化と、\$\theta\$が大であるほどその変化が小さい\$X_n\$で発生することなど、大略の傾向が一致している。

また図3-10の領域Cでは流れはディフューザの入口スロート部から剝離している。領域Cでは\$dW_e/dX_n = -1\$でありこれはディフューザ出口部の有効流路面積\$W_e\$の減少量がディフューザ入口部での流路面積の減少量と等しいことを意味する。一方前章でS, V, 側空気流量割合が領域Cでは\$X_n\$によらず\$A_{22}/(A_{31} + A_{22})\$で整理できることが示されている。このことはS, V, ディフューザ入口部の面積\$A_{22}\$が減少するとディフューザ出口断面の有効流路面積も同じ量だけ減少することを意味し、\$X_n\$による\$W_e\$の減少率の点でも上記計算結果と一致している。

以上のことから前節で得られた三つの領域の分類は\$X_n\$の増大にともなってS, V, 内の剝離流線が移動するために生ずるS, V, 出口での有効流路面積の変化が原因していると結論できる。

実際のダブルベンチュリの状態ではメインノズルの突き出しが長くなるほど\$G_{a2}\$は減少し、S, V, 入り口径を代表長にした場合の\$Re\$は小となる。この為スロート部の平均流速が一定となるように計算した結果を図3-12に示す。この結果においても\$W_e\$の減少傾向は三つの領域に分かれ、領域Cでの\$W_e\$の減少勾配は\$Re\$が一定の場合と等しく、これまでの議論の妨げとならない事が分かる。

以上の結果をReneau^[25]らが示した二次元ディフューザのフローパターンの分類と比較したのが図3-13である。ここでディフューザ入り口の幅は、図3-9中の\$W - X_n\$とした。図3-13中には図3-10において分類された三種類の条件を異なるシンボルで示す。本節の計算で分類されたA, Cの領域はそれぞれ

No Appreciable Stall, Large Transitory Stall に対応していることが分かる。

有限要素法による流れの計算では ϕ と ϕ を式(36)の様な線形関数で近似するため、式(26)中の ϕ と ϕ の空間微分は要素内で一定であり、要素両端の節点値の差を要素サイズで除した形で近似される。よってその近似精度は差分法の中心差分に相当するため、打ち切り誤差はほぼ二次精度と言われている。ここでは層流の流れを対象としているため、この点では計算誤差は悪くはない。

一方、計算を行ったレイノルズ数は $Re = 100$ であるが、代表長さは流路の幅(図3-3のH)としている。もしメインノズルの直径($= 0.25H$)を代表長さにすれば $Re = 25$ と小さくなる。円柱の背後に形成される流れにおいては $40 < Re$ で周期的な変動のあるカルマン渦が形成されるが、それ以下の Re では定常な渦対が形成されることが知られている。

これらの点から、ここでの計算ではメインノズルが生み出す小規模な渦の変動は捉えておらず、その解はベンチュリ内の大規模な渦構造を捉えたものと解釈すべきである。

3.2.6. 本節の結論

(1) 入り口にステップのあるディフューザ内の流れの有限要素法解析をおこない、 $\phi = 0$ 流線から求めたディフューザ出口の有効流路面積の変化が遷移的な三つのタイプに分類できることが分かった。

(2) ノズル突き出し長さ X_n とディフューザ拡がり角 θ に対する上記三タイプの変化の傾向はダブルベンチュリにおいて圧力の釣り合いから求めた小ベンチュリ側空気流量割合の変化の傾向と一致し、流量割合の変化が小ベンチュリ内の流れのパターンの変化に起因していることが示された。

(3) 分類された三領域はReneauらが示した二次元ディフューザ内の流れのパターンに対応する。

(4) 流れの有限要素法解析により二次元ディフューザ内の流れの遷移現象をシミュレートできることが示された。

3.3. 液滴の輸送と蒸発によるS. V. 内流動抵抗の増加に関する検討

3.3.1. まえがき

第2章でS. V. 側の空気流量割合を減少させる原因として①メインノズルの突き出しと②燃料噴出があることが示された。2.3.節ではこのうちメインノズルの突き出しが空気流に剝離領域を形成し、その大きさが小ベンチュリ出口部での圧力バランスを変えることが示された。本節では燃料噴出が原因してS. V. 内で生じる流動抵抗やS. V. 出口断面での圧力状態について詳しく調べる。

燃料が噴出したことによりS. V. 内の流動抵抗が変わるのは、燃料が空気流に影響を与えるためであるが、逆にS. V. 内での燃料の微粒化過程はS. V. 内空気流動状態に依存している。このようにS. V. 内の流動抵抗の増加現象は燃料と空気の相互作用の結果であり、それぞれを個別に取り扱うことは本来できない。上記のような、燃料が存在するためにS. V. 出口断面で圧力のバランスがくずれる原因としてはつぎの三つが考えられる。

(1) 燃料の蒸発による気流側質量流量の増加。

(2) 液滴の加速のための空気流の損失。

(3) 燃料噴出によるS. V. 内空気流動状態の変化(例えば2.3.節で見たメインノズルの突き出しによるのと同様な剝離領域の大幅な増加など)。

本節では上記三つの原因に関連して次のような検討をする。

S. V. 内の噴霧流を定常一次元流れで近似した数値計算により前記(1)、(2)の原因の大きさを評価し、燃料噴出によるS. V. 内流動抵抗増加の原因について検討する。

3.3.2. 計算モデル

第1, 2章で示したように、ダブルベンチュリでのL. V. とS. V. 両者の空気流量比は概略S. V. 出口での圧力バランスによって決まる。このとき燃料噴出はS. V. 側の流動抵抗を増加させることを通じて両者のバランスを変えている。よってS. V. 内の現象に限ってみれば、流動抵抗を単独で考えることができ、前節ではこれを式(48)の抵抗増加比 ξ_r で評価し実験的に調べた。

$$\xi_r = \frac{(P_0 - P_4)_{gr}}{(P_0 - P_4)_{gr=0}} = \frac{(P_0 - P_4)_{gr=0} + \Delta P_r}{(P_0 - P_4)_{gr=0}}$$

$$= 1 + \frac{\Delta P_r}{(P_g - P_d)_{Gr=0}} \dots \dots \dots (48)$$

以下では燃料噴出によるS. V. 内流動抵抗増加の原因を探るために、まえがきで述べた三つの原因のうち(1)燃料の蒸発と(2)燃料液滴の加速のための運動量損失、の程度を実験と比較するため、図3-14に示すようなS. V. 内の噴霧流についてモデル計算を行う。計算に当たって次のような噴霧モデルを仮定した^[26]。

- [1] 流れは一次元定常流。
- [2] 燃料液滴はS. V. スロートにおいて一様平均粒径で噴出される。
- [3] 燃料液滴の熱伝達、蒸発は準定常。
- [4] 液滴の合体、分解、壁面への付着はない。
- [5] 液滴の温度はあらゆる液滴について一定。
- [6] ベンチュリ壁からの熱伝達、壁面摩擦は無視する。
- [7] S. V. スロート部の空気は大気が等エントロピー変化してできる。

上記モデルに基づいて気相、液滴の運動についての基礎方程式は次のように与えられる。

[1] 気相側基礎方程式:

$$u A \frac{d\rho}{dx} + \rho A \frac{du}{dx} = w \frac{4}{3} \pi r_f^3 N A - \rho u \frac{dA}{dx} \quad (\text{質量}) \dots \dots \dots (49)$$

$$\rho u \frac{du}{dx} + \frac{dP}{dx} = -N \{F_d + w(u - u_f)\} - \frac{4}{3} \pi r_f^3 \rho \quad (\text{運動量}) \dots \dots \dots (50)$$

$$\rho u C_g \frac{dT}{dx} + \rho u^2 \frac{du}{dx} = -\{Q_d - w(\lambda_f + h_d \theta - h_g \theta)\} + F_d u_f \frac{4}{3} \pi r_f^3 N \quad (\text{エネルギー}) \dots \dots \dots (51)$$

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dx} + \frac{1}{T} \cdot \frac{dT}{dx} - \frac{1}{P} \cdot \frac{dP}{dx} = 0 \quad (\text{状態式}) \dots \dots (52)$$

[2] 液滴側基礎方程式:

$$\frac{3}{r_f} \frac{dr_f}{dx} = - \frac{w}{\rho_f u_f} \quad (\text{質量}) \dots \dots (53)$$

$$\frac{du_f}{dx} = \frac{F_d}{\rho_f u_f} \quad (\text{運動量}) \dots \dots (54)$$

$$\frac{dT_f}{dx} = \frac{Q_d - w\lambda_f}{\rho_f C_d u_f} \quad (\text{エネルギー}) \dots \dots (55)$$

$$N A u_f = \text{Constant} \quad (\text{粒子数}) \dots \dots (56)$$

[3] その他^{[27], [28]}:

$$w = \frac{2\pi r_f M_f D_g}{RT} \text{ShPln} \frac{P}{P - P_v} \quad (\text{燃料蒸発速度}) \dots (57)$$

$$\text{Sh} = 2.0 + 0.6 \text{Sc}^{1/3} \text{Re}^{1/2} \quad (\text{Re} < 1.8 \times 10^3) \dots \dots (58)$$

$$F_d = C_D \pi r_f^2 \rho \frac{(u - u_f) |u - u_f|}{2} \quad (\text{液滴に加わる力}) (59)$$

$$C_D = \frac{1}{\text{Re}} [23.0 + \sqrt{1.0 + 16 \text{Re}^{4/3}}] \quad (\text{Re} < 10^3) \dots \dots (60)$$

$$Q_d = h (4\pi r_f^2) (T - T_f) \quad (\text{熱伝達による熱輸送}) \dots (61)$$

$$h = N_u k / d \quad \dots \dots (62)$$

$$Nu = 2.0 + 0.55 Re^{1/2} Pr^{1/3} \dots (63)$$

$$(10 < Re < 1.8 \times 10^3)$$

これらの式の中で用いている Sh , C_D , Nu は、それぞれに付記してあるレイノルズ数の範囲で実験的に求められた定数である。ここで計算対象としている噴霧の粒径と空気との相対速度は、 $50 \mu m < d < 200 \mu m$, $30 m/s < (u_f - u) < 150 m/s$ であるから、 $10^2 < Re < 2 \times 10^3$ となり、適用範囲にある。

3.3.3. 計算方法

式(49)～(63)の基礎式を連立してルンゲ・クッタ・ギル法で解いた。ここで未知量は ρ , u , T , P , r_f , u_f , T_f , N の八つである。計算の刻みは $\Delta x = Lx/5000$ ($0 \leq x \leq 0.1Lx$), $\Delta x = Lx/500$ ($0.1Lx \leq x \leq Lx$) とした。初期液滴速度 u_{dt} は $0.5 m/s$, 初期温度 T_f は $300 K$ とした。初期液滴粒径は2.4.3節で行った実験結果をまとめた図2-35の実線を七つのデータ点で与え、その間をスプライン補間により求めた。表3-2～3-4に計算を行ったモデル諸元、計算条件、計算に用いた各種定数を示す。ここで用いた燃料性状はイソオクタン、ノルマルペンタンの標準状態での性状を参考に両者の中間値を選んだ^{[29], [30]}。

3.3.4. 計算結果と考察

S. V. 内の距離 x に対する各種状態量の計算結果の一例をモデル C, D についてそれぞれ図3-15, 16に示す。液滴と空気の温度の変化は殆どないため省略した。また図中に燃料噴出がない場合の圧力 $P_{gr=0}$ を示す。Pと $P_{gr=0}$ の差 ΔP_f が燃料噴出による S. V. 出口部の圧力の変化分である。燃料による S. V. 出口断面の圧力の変化について実験と計算を比較するため、以下では式(48)で定義する抵抗増加比を用いる。

図3-17, 18に計算の結果得られる ξ_f と実験値の比較を示す。ここで図の計算結果に影響を及ぼすと考えられる各種要因について検討する。

① 燃料の蒸発速度 液滴からの燃料蒸発速度は式(57)で与えたが、式中の

Dg , Sh は燃料性状などにより異なる。そこで燃料蒸発速度が大きい場合を想定し、表3-4で与えた Dg の10倍の Dg についてモデル C, D の各々を計算し、 $Dg = 0.505 \times 10^{-5}$ の場合との差を図3-17, 18中にI印で示した。図3-17, 18中の e は Dg を変えたために結果として変化する S. V. 出口端での燃料液滴の蒸発割合を示す。また図3-19に $Dg = 0.505 \times 10^{-5}$ 一定で、初期液滴平均粒径を変えた場合の S. V. 出口端での蒸発割合 e を示す。これらの結果から $Lx = 14.7 mm$ の S. V. 内での燃料蒸発割合は極めて少なく、その ξ_f への効果も十分小さいことが分かる。故に、蒸発速度の与え方やその結果として燃料の蒸発割合 e に多少の誤差があっても、それは図3-17, 18の結果を大幅に変えることはない。

② 初期液滴速度 計算を行う場合、式(54)に現れる初期液滴速度は $u_{dt} \neq 0 m/s$ としなければならない。図3-20は図中に示す諸元のベンチュリについて u_{dt} を各種変えた場合の圧力 P に対する影響を調べた結果である。各場合とも初期の液滴が持っている運動量の減少分が ΔP_f に現れるだけであり、 u_{dt} の与え方によって ΔP_f が大幅に変わることはない。

③ 燃料粒径の分布 本計算では燃料液滴の粒径を均一粒径として図2-35の曲線で与えたが、実際には図2-35の実測値を SMD としてもつ粒径分布をしている。図3-21の実線は均一平均粒径 d を変えた場合の ΔP_f の計算値である。図3-21から明らかなように d が小さいほど ΔP_f は大きく、粒径分布がある場合には各粒径によって ΔP_f への寄与が異なる。今、液滴の粒径分布を抜山・棚沢の式で与えると粒径分布は次式で与えられる。

$$\Delta n = 0.5 n_t b^3 d^2 e^{-bd} \Delta d \dots (64)$$

ここで

$$V = \int_0^{\infty} \frac{4}{3} \pi \left(\frac{d}{2}\right)^3 dn = \pi n_t 5! / 12 b^3$$

であるから n_t , n_t' は次式で与えられる。

$$n_t = \frac{12 b^3 V}{\pi 5!}, \quad n_t' = \frac{12 b^3 V_f}{\pi 5!} \dots (65)$$

一方ザウタ平均粒径 \bar{d} の定義に対して式 (64) を用いると \bar{d} は次式で与えられる。

$$\bar{d} = \frac{\sum d^3 \Delta n}{\sum d^2 \Delta n} = \frac{5}{b} \dots \dots \dots (66)$$

今、図 3-21 に示す ΔP_f の、粒径に対する変化を近似的に次式で表す。

$$\Delta P_f = K d^{-s} \quad (s > 0) \dots \dots \dots (67)$$

この時、粒径 d の液滴の単位流量当りの圧力損失 $\bar{\Delta P}_f$ は次式となる。

$$\bar{\Delta P}_f = \frac{\Delta P_f}{V_f} = \frac{K d^{-s}}{V_f} \dots \dots \dots (68)$$

よって d に分布がある場合には、式 (64) を用いて式 (68) を d に関して積分して、 ΔP_f について次式を得る。

$$\Delta P_f = \sum \bar{\Delta P}_f \Delta V_f = \frac{K d^{-s}}{V_f} \cdot 0.5 n_t' b^3 d^2 e^{-bd} \times \frac{4}{3} \pi \left(\frac{d}{2}\right)^3 = \frac{K b^5}{5!} \Gamma(6-s) \quad (69)$$

(i) $s = 1$ の場合 粒径を SMD で均一として与えると式 (66), (67) より、

$$\Delta P_f = \frac{b K}{5} \quad \circ$$

粒径を抜山・棚沢の式 (64) で与えると式 (69) より、

$$\Delta P_f = \frac{b K}{5} \quad \circ$$

(ii) $s = 0.5$ の場合 ($b = 0.05$ と仮定) 粒径を SMD で均一として与えると式 (66), (67) より

$$\Delta P_f = \frac{K}{\sqrt{5/b}} = 0.1 K \quad \circ$$

粒径を抜山・棚沢の式 (64) で与えると式 (69) より

$$\Delta P_f = \frac{K \sqrt{0.05}}{5!} \Gamma(5.5) = 0.0976 K \quad \circ$$

以上のように $s = 1, 0.5$ のいずれの場合も一様平均粒径で与えた場合とほぼ等しい。図 2-21 に示すように ΔP_f と d の関係は $1.0 > s > 0.5$ であるため、粒径分布による ΔP_f の違いも小さいと推定される。

④メインノズルの突き出しとそれにもなう剥離領域の存在 実際の気化器においてはメインノズルの突き出し長さ X_n とベンチュリ形状によりメインノズル背後に剥離領域が存在する場合がある。本節の計算では、S. V. 内の剥離領域は考慮していない。正確な計算を行うには、S. V. 内の空気流れを三次元的に求めて剥離境界線位置を求めた上で、本節で行った損失の計算を行わねばならないが、現状では膨大な計算を必要とする。剥離領域の有無については空気単流時の測定から図 2-11 のように分類され、領域 A では大きな剥離は発生せず、領域 C においては大きな剥離領域が発生することが確認されている。本節で問題となっている、燃料噴出時に S. V. 側空気流量割合 (G_{a2}/G_a) が大幅に減少するのは主に領域 A の場合であるが、この領域では S. V. 内に大きな剥離は発生しない。このため領域 A に属するモデル C の結果の図 3-17 は剥離の影響を考慮する必要はないはずである。にも拘らず図 3-17 では実験と、原因の (1), (2) を考慮した解析結果にはかなりの違いが生じている。以上のことから領域 A のベンチュリにおいて燃料噴出により S. V. 側空気流量割合が大幅に減少する原因を、燃料の蒸発や液滴の加速のための空気流の損失によって説明することはできないことが分かる。よってこの原因は燃料噴出による S. V. 内空気流動状態の変化にあると推定される。ここで言う S. V. 内空気流動状態の変化とは 2.3 節で述べたような剥離領域の拡大に伴う有効流路面積の変化であることが

容易に推定できる。

空気流に向かってそれを横切る方向から別の流体が噴出する現象については、これまで数々の研究が報告されている。その主なものは、気体噴流の噴出を対象としている^{[31]、[32]}が、液体噴流の場合についての報告もある^[33]。これらの研究では、噴流の下流側に再循環領域、或は剝離領域が形成されることが報告されている。この循環領域は主流と噴流の軸を含む面内で大きい、二次流れが存在するために、上流から見ると噴流を挟む腎臓形となると言われている。この時噴流の高さ（噴流の主流中への貫通距離）は主流の運動量と噴流の運動量の強さの比に依存する。これらの研究では主流の流路は平行流路であるが、本研究で扱っている気化器では噴流の直下流にディフューザが存在する。そのため主空気流は圧力上昇域に入りつつある、不安定な状態にある。そこへ燃料が噴出すればディフューザ内には容易に剝離領域が形成されることになると思われる。

これらの事から、メインノズルから噴出する燃料はメインノズルの突き出し長さを長くしたのと同じように、S. V. 内の空気流に再循環または剝離領域を形成させる働きをしており、S. V. 内の有効流路面積の現象を引き起こしていると考えるのが妥当であろう。

また領域Cの場合にはS. V. 側空気流量割合から、S. V. 内の空気はS. V. 拡大部では流路面積がほぼ一定のままS. V. 出口端まで流れることが分かっている。そこでこれに属するモデルDにおいて、S. V. 内に剝離が存在する場合の一例としてS. V. スロートからS. V. 出口端まで有効流路面積が拡大しない（ジェット流）とした場合の ξ_r の計算値を図3-18中に示す。この結果からモデルDにおいては剝離の有無に拘らず ξ_r の計算結果に大きな違いは生じないことが分かる。

3.3.5. 本節の結論

- (1) S. V. 内での燃料の蒸発割合は1%以下で極めて少ない。
- (2) 噴霧の輸送と蒸発に関するモデル計算によれば、燃料蒸発や、液滴の加速のための空気側の運動量損失によって、燃料噴出によるS. V. 側空気流量割合の大幅な減少を説明することはできない。
- (3) (2)の結果、燃料噴出によりS. V. 側空気流量割合が減少するのは、

メインノズルの突き出しと同様の効果により、噴出燃料がS. V. 内空気流に再循環あるいは剝離領域を形成させる事によって、有効流路面積が減少するためであると結論される。

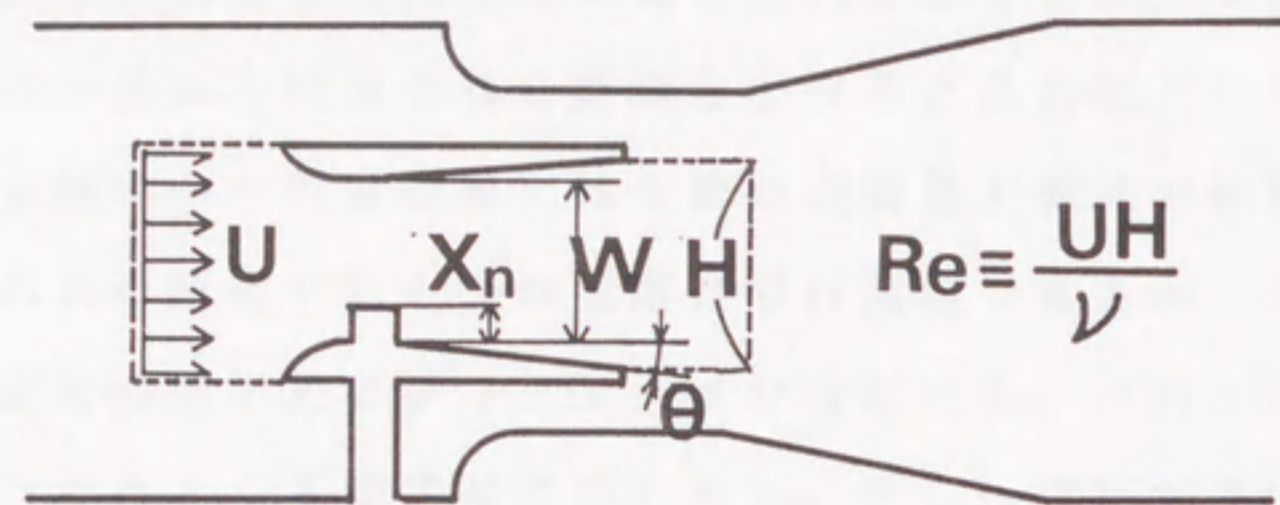


図3-1 ダブルベンチュリと計算対象領域

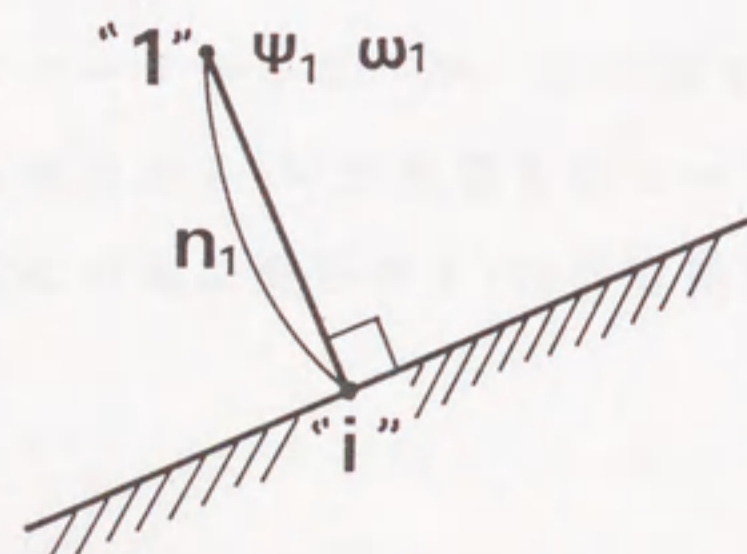


図3-2 固体境界

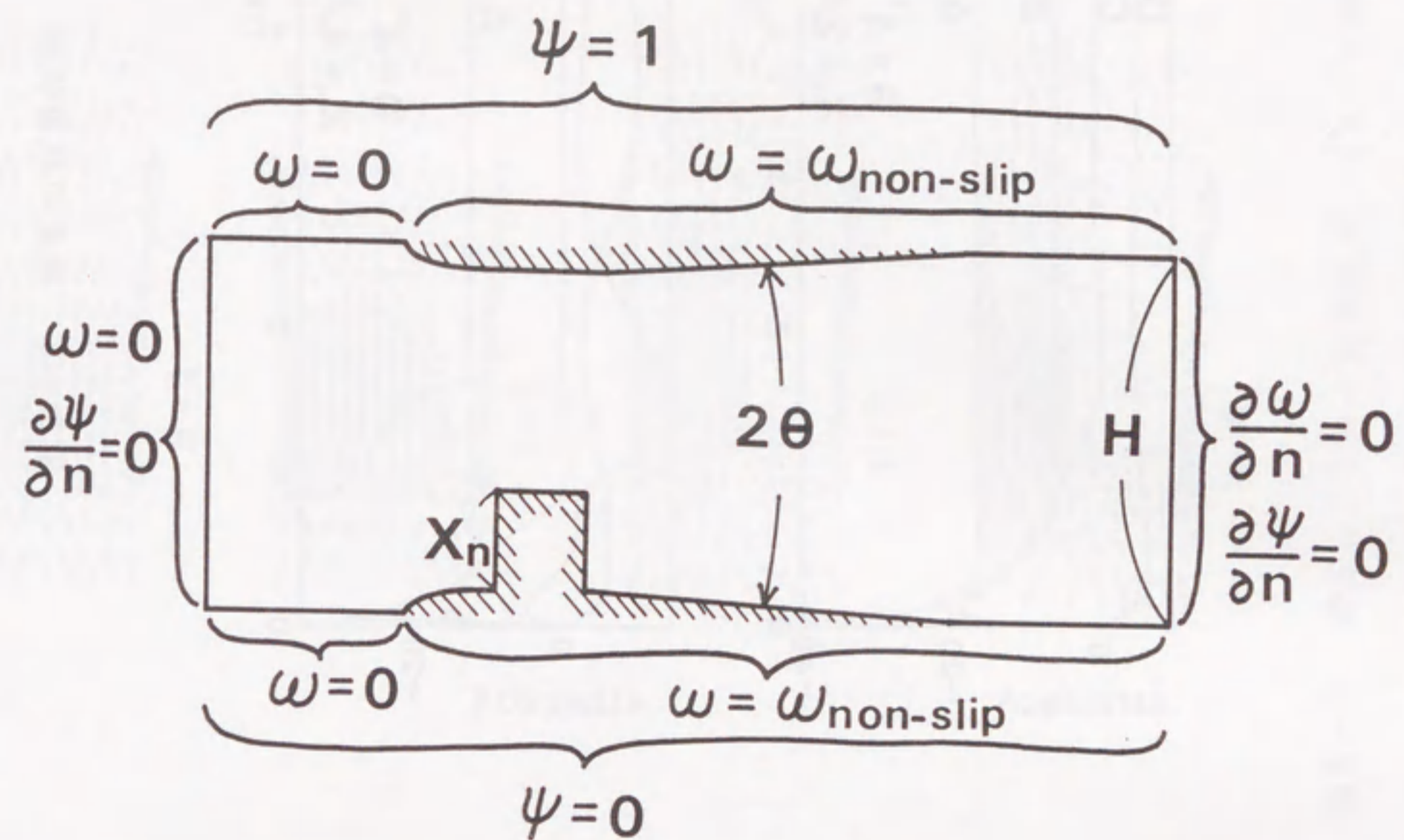


図3-3 境界条件の与え方

表3-1 計算条件

θ	$4^\circ, 7^\circ, 10^\circ$
$\frac{X_n}{W}$	$0, \frac{1}{12}, \frac{2}{12}, \dots, \frac{6}{12}$

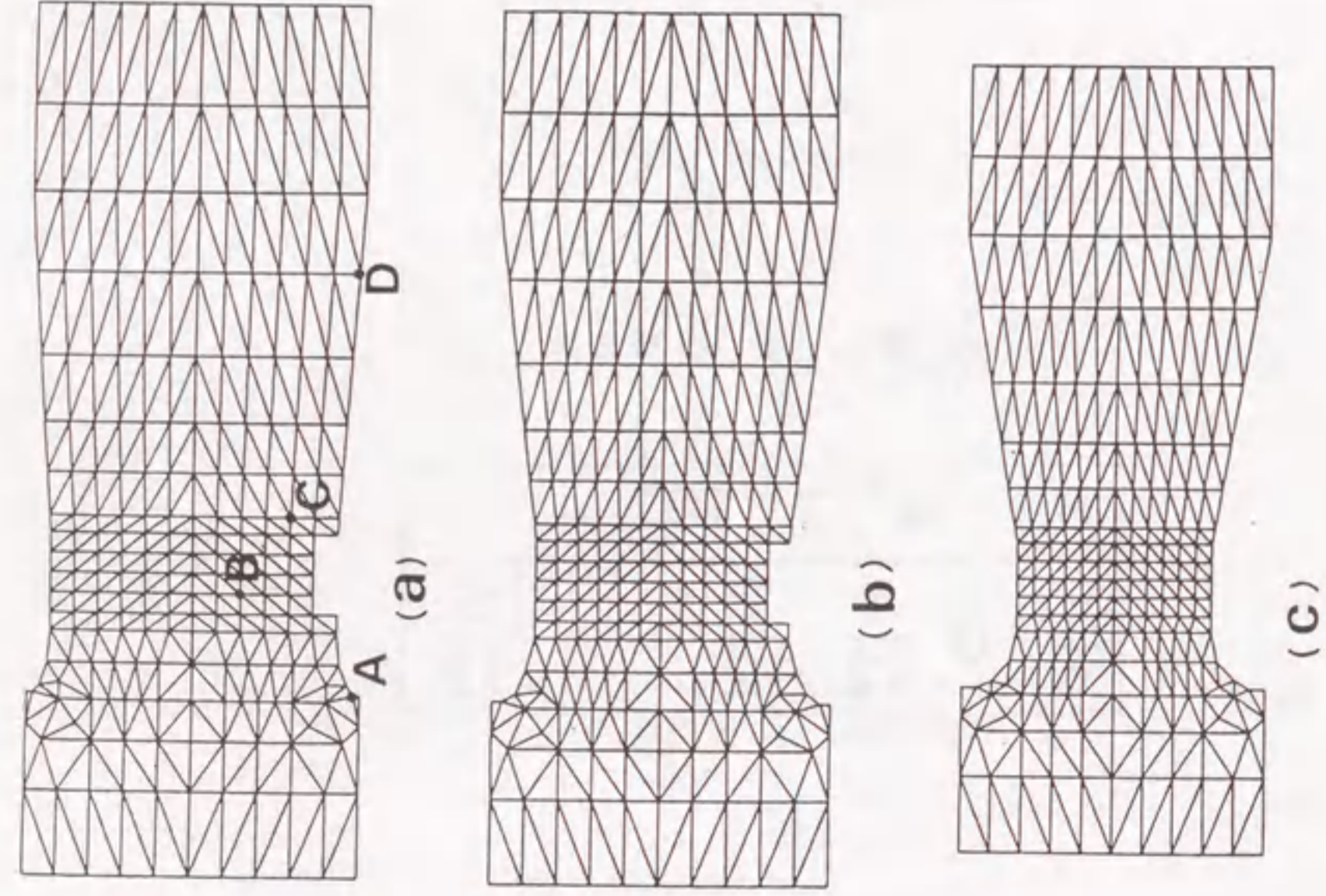


図3-4 メッシュ分割例

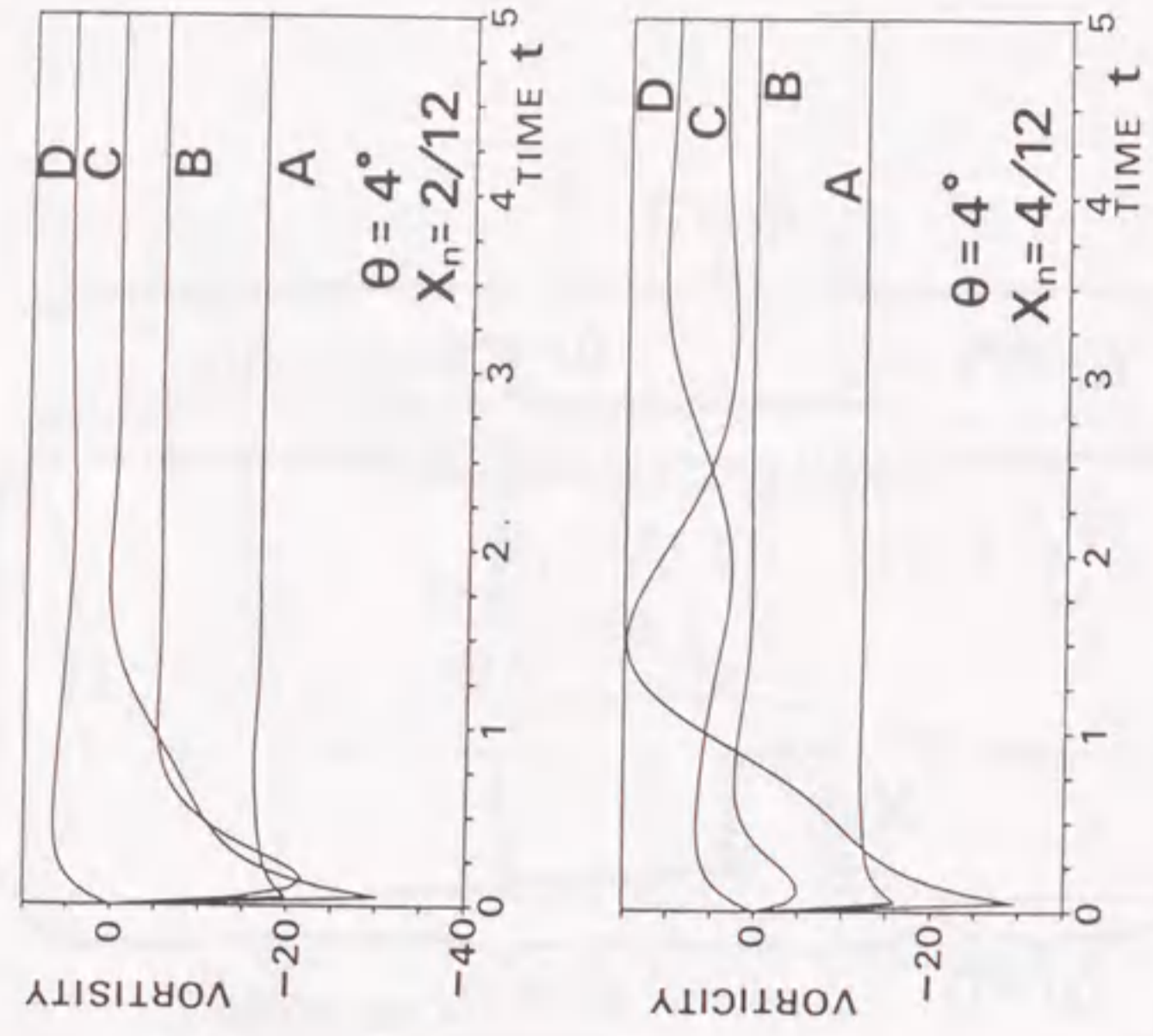


図3-5 渦度の収束状況

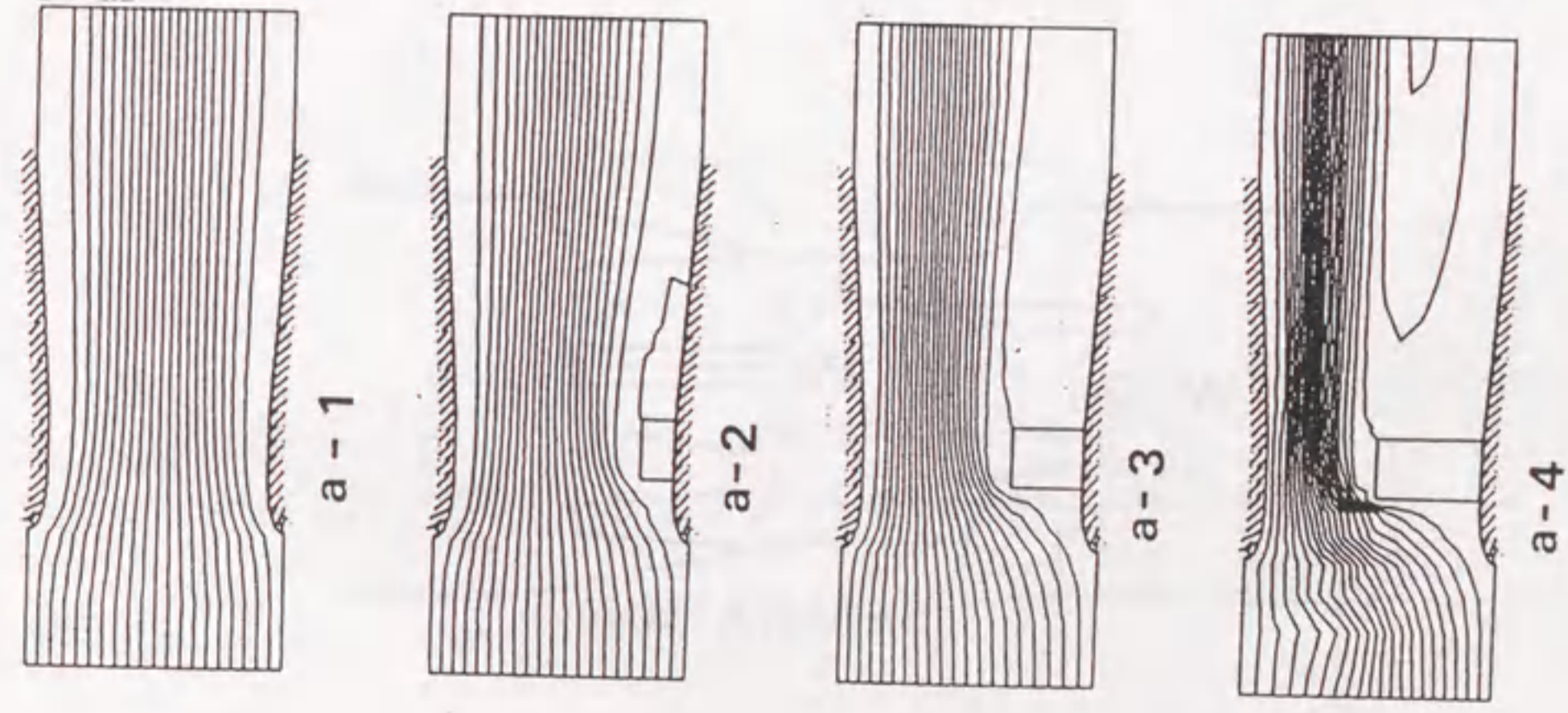


図3-6 流線の計算結果, ($\theta = 4$ 度の場合),
上から, $X_n/W = 0/12, 2/12, 4/12, 6/12$

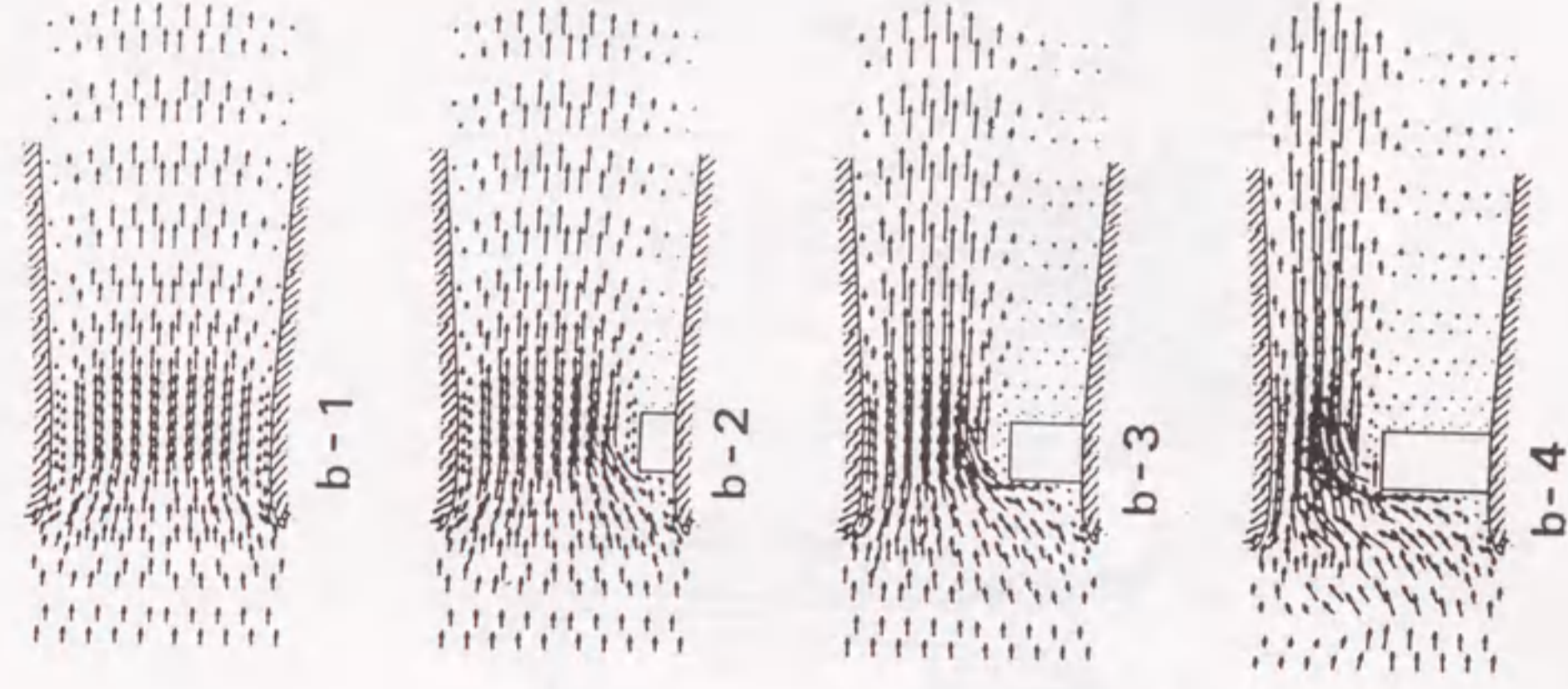


図3-7 速度ベクトルの計算結果, ($\theta = 4$ 度の場合),
上から, $X_n/W = 0/12, 2/12, 4/12, 6/12$

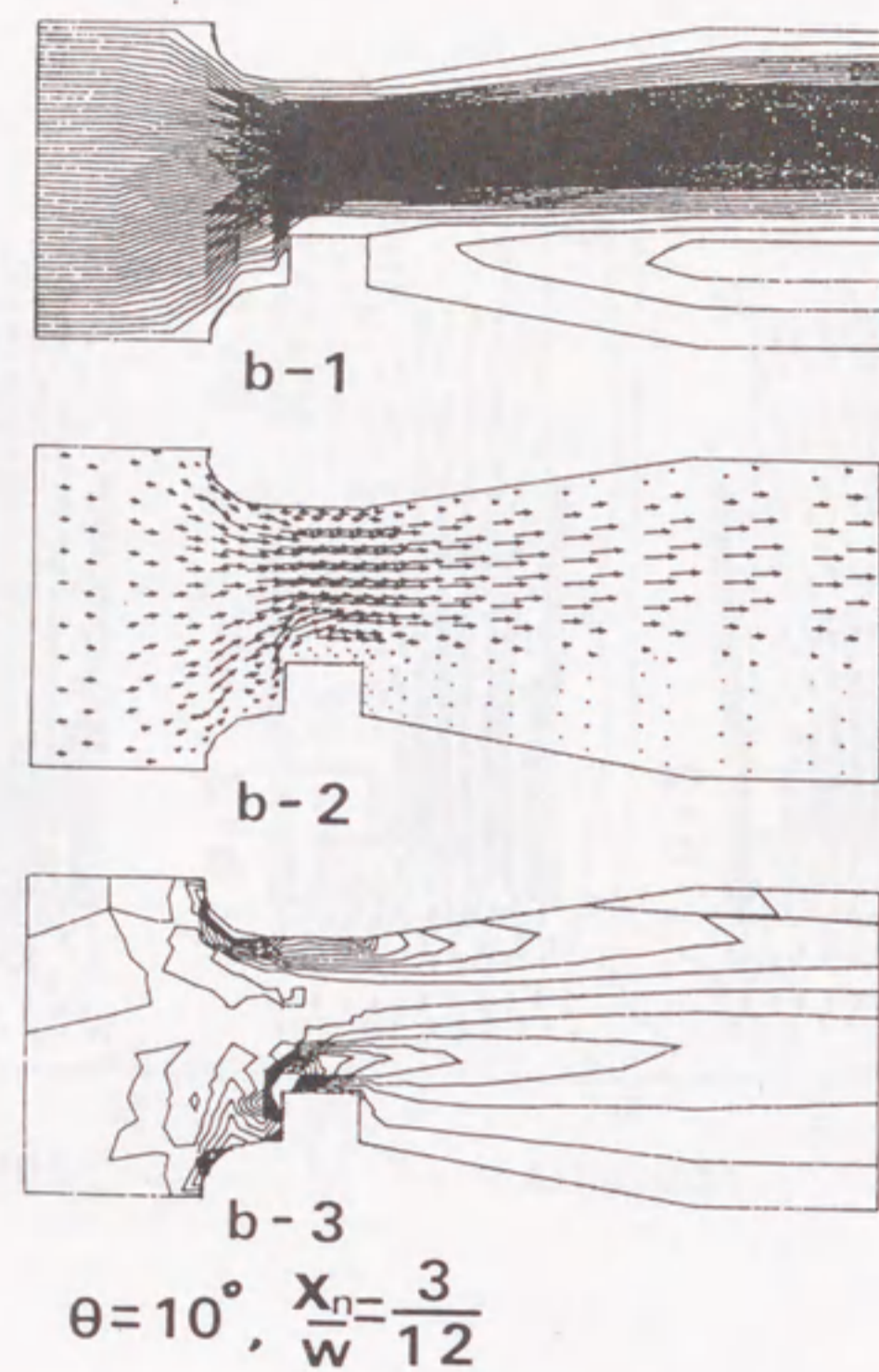


図 3-8 計算結果, 上から流線, 速度ベクトル, 等渦度線

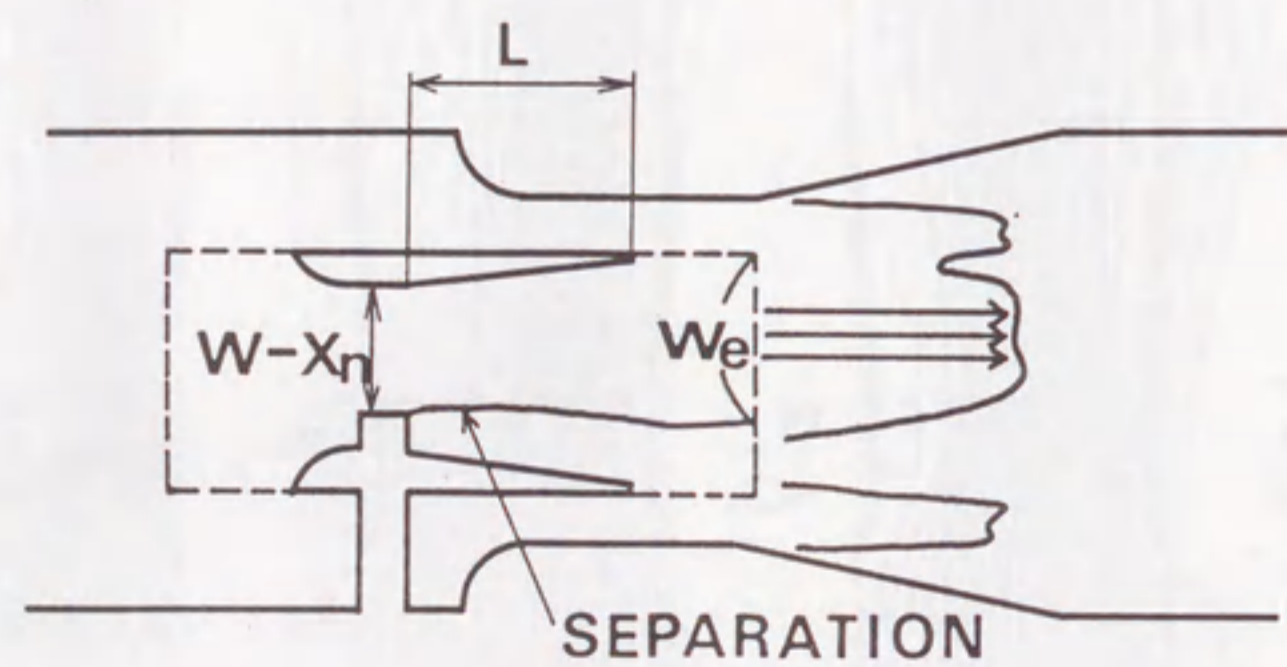


図 3-9 有効流路幅 W_e の定義

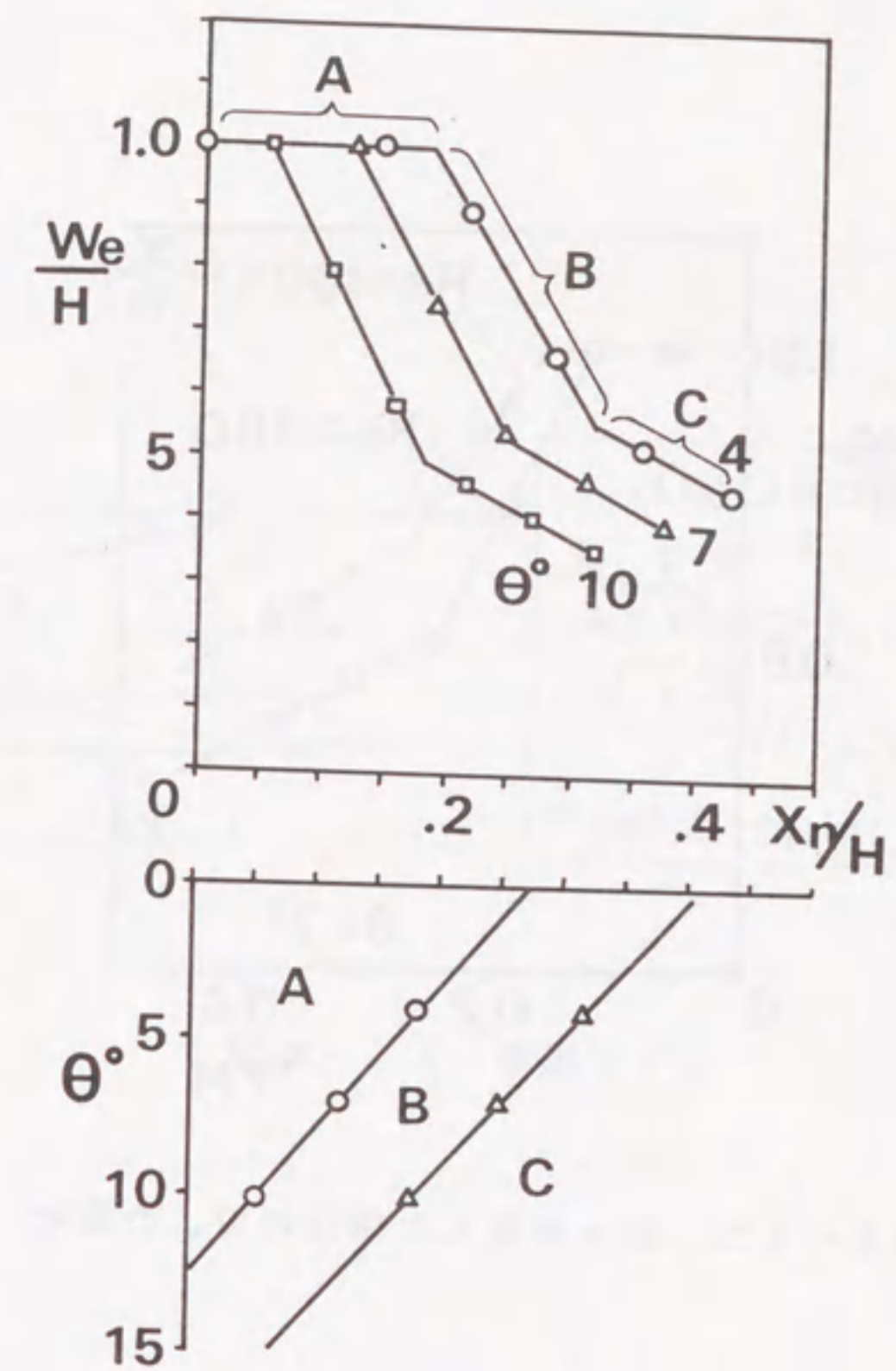


図 3-10 計算結果から求めた W_e の変化と領域分け

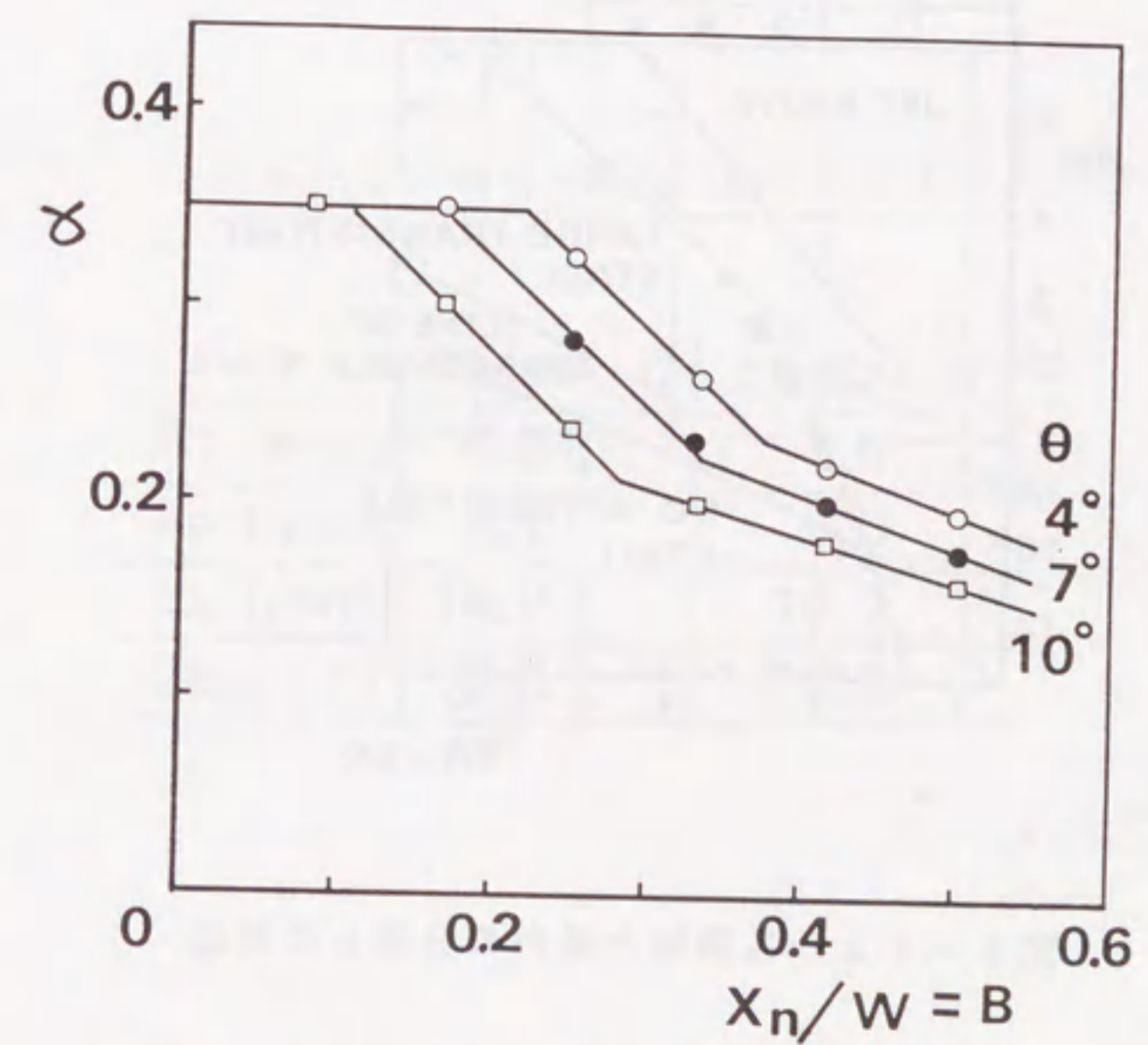


図 3-11 式 (9) から求めた α の推定値

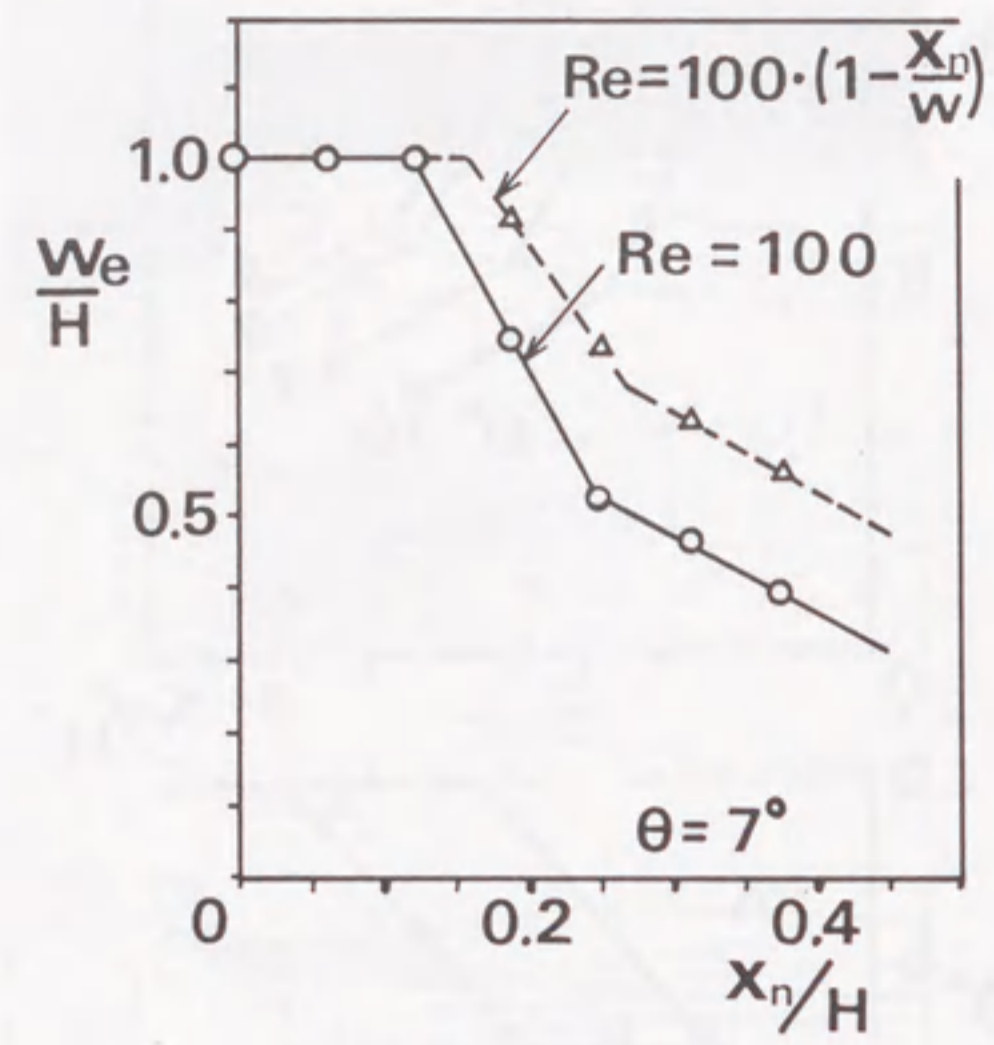


図3-12 Reを変えた場合の W_e の変化

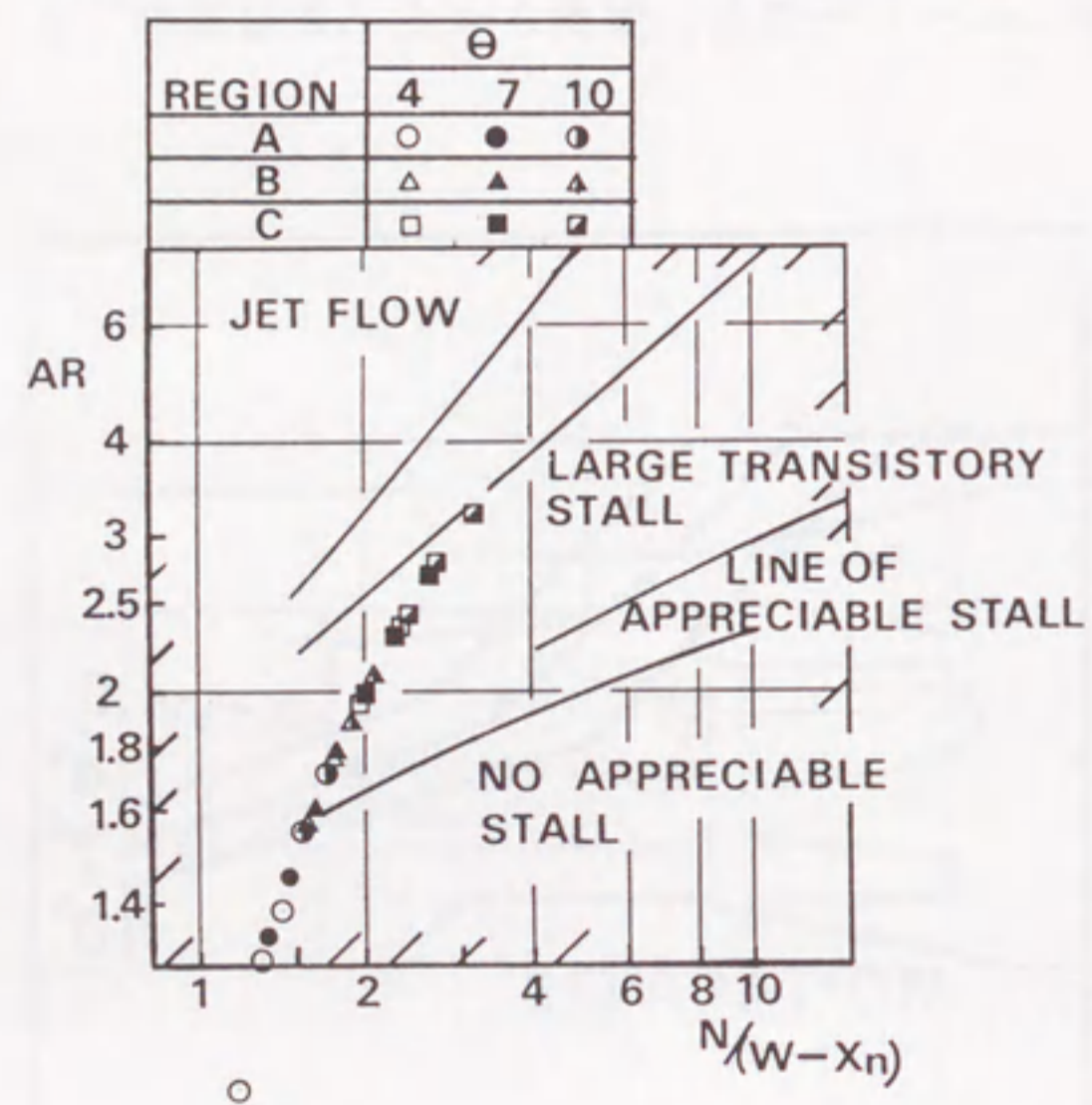


図3-13 各領域と流れの分類との対応

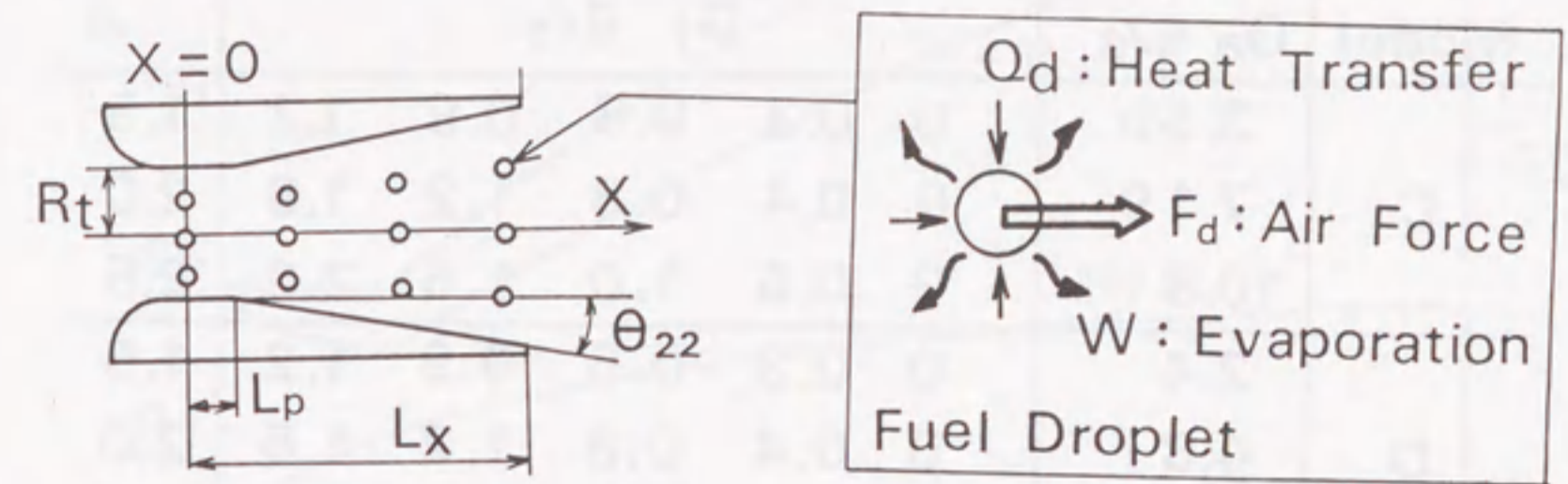


図3-14 噴霧モデル

表3-2 モデル緒元 (図3-14)

	Model C	Model D
R_t (mm)	5.36	4.0
L_p (mm)	2.0	2.0
L_x (mm)	14.7	14.7
$2\theta_{22}$ (°)	8.0	20.0

表 3-3 計算条件

Model	G_a g/s	G_f g/s					
		0	0.3	0.6	0.9	1.2	1.5
C	3.59	0	0.3	0.6	0.9	1.2	1.5
	7.19	0	0.4	0.8	1.2	1.6	2.0
	10.8	0	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5
D	2.4	0	0.3	0.6	0.9	1.2	1.5
	4.8	0	0.4	0.8	1.2	1.6	2.0
	6.0	0	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5

表 3-4 計算に用いた定数⁽²⁹⁾⁽³⁰⁾

Diffusion Coefficient	D_g	0.505 E-5	m^2/s
Latent Heat for Fuel	λ_f	301.4	kJ/kg
Specific Heat for Fuel	C_d	2.18	$kJ/kg K$
Saturated Vapour Pressure	P_v	2334	Pa
Fuel Density	ρ_f	800	kg/m^3
Molecular Weight	M_f	80	
Specific Heat for Air	C_g	1.0	$kJ/kg K$
Heat Conductivity for Air	k	0.0244	$W/m K$

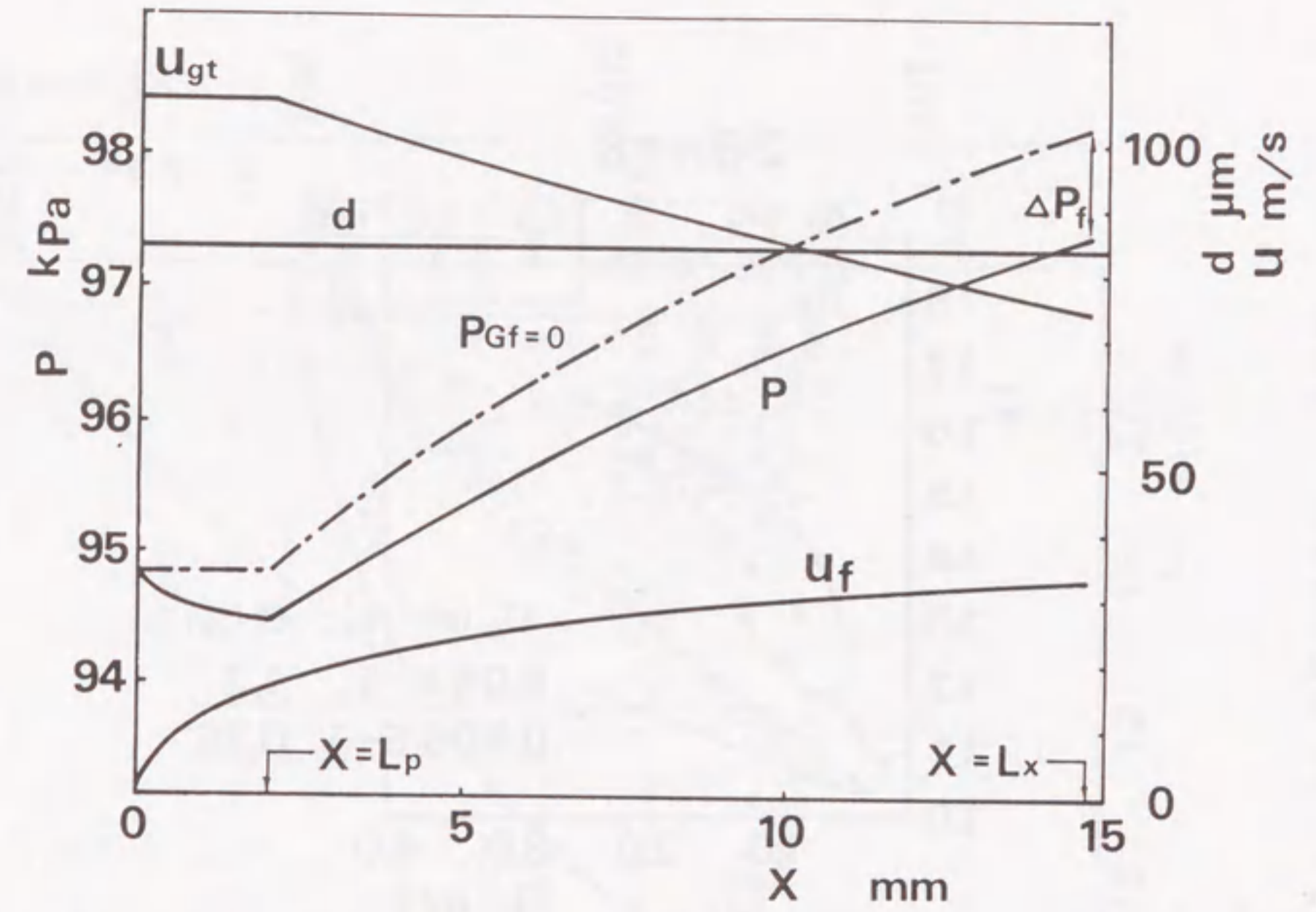


図 3-15 計算結果の一例 (モデル C, $G_a = 10.8$ g/s, $G_f = 2.0$ g/s)

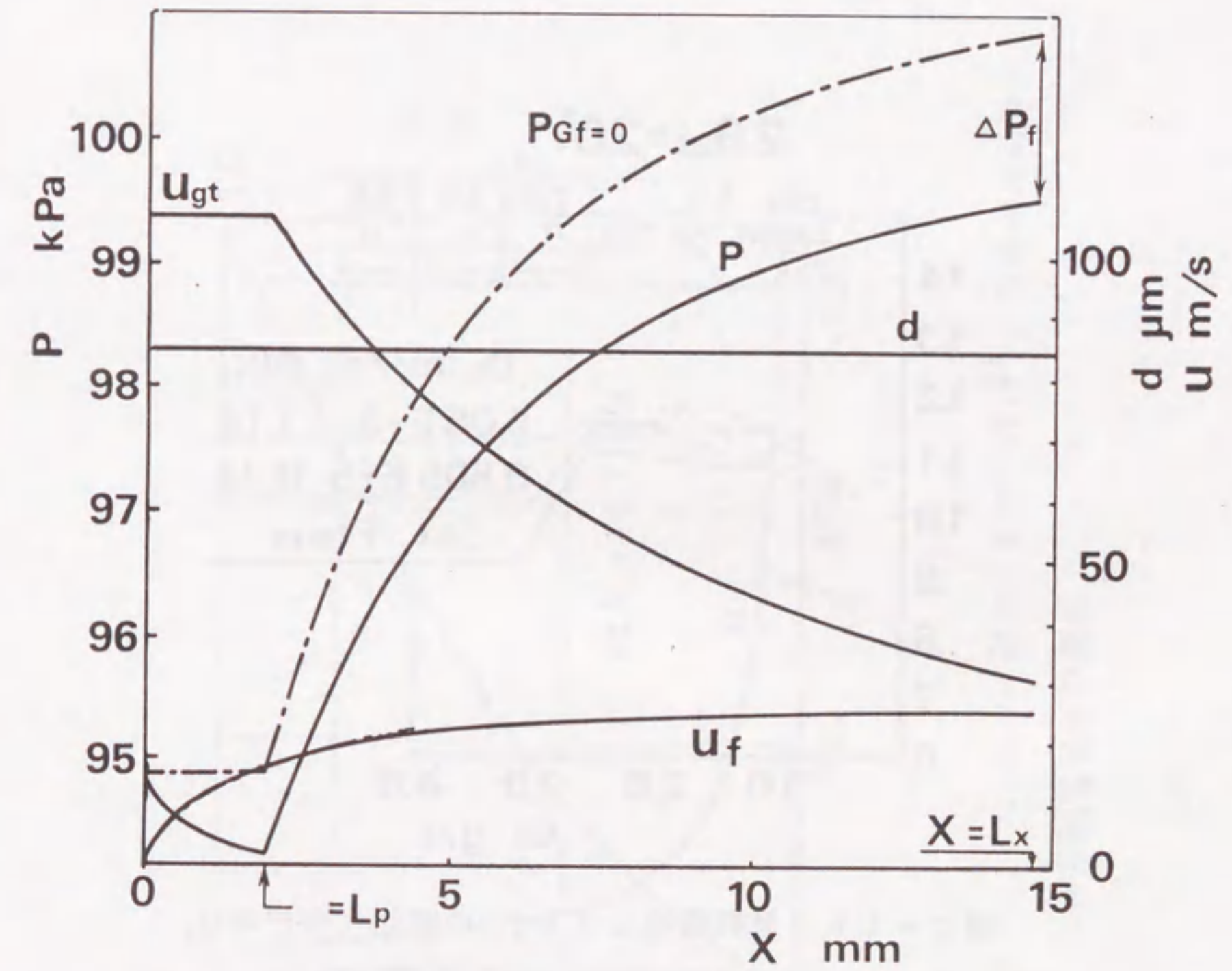


図 3-16 計算結果の一例 (モデル D, $G_a = 6.0$ g/s, $G_f = 2.0$ g/s)

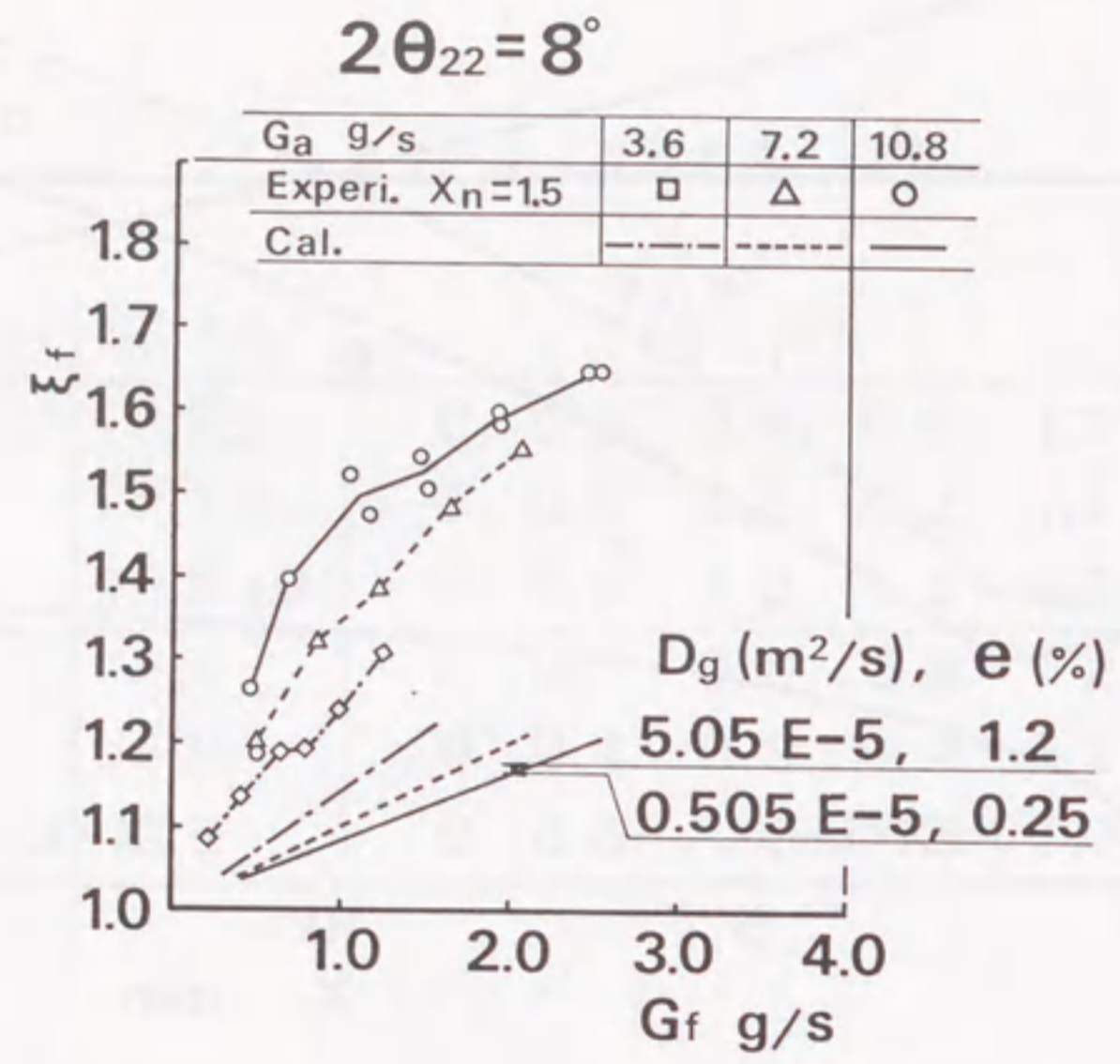


図3-17 燃料噴出による ξ_f の変化(モデルC,
 実験は $X_n = 1.5$ mmの場合)

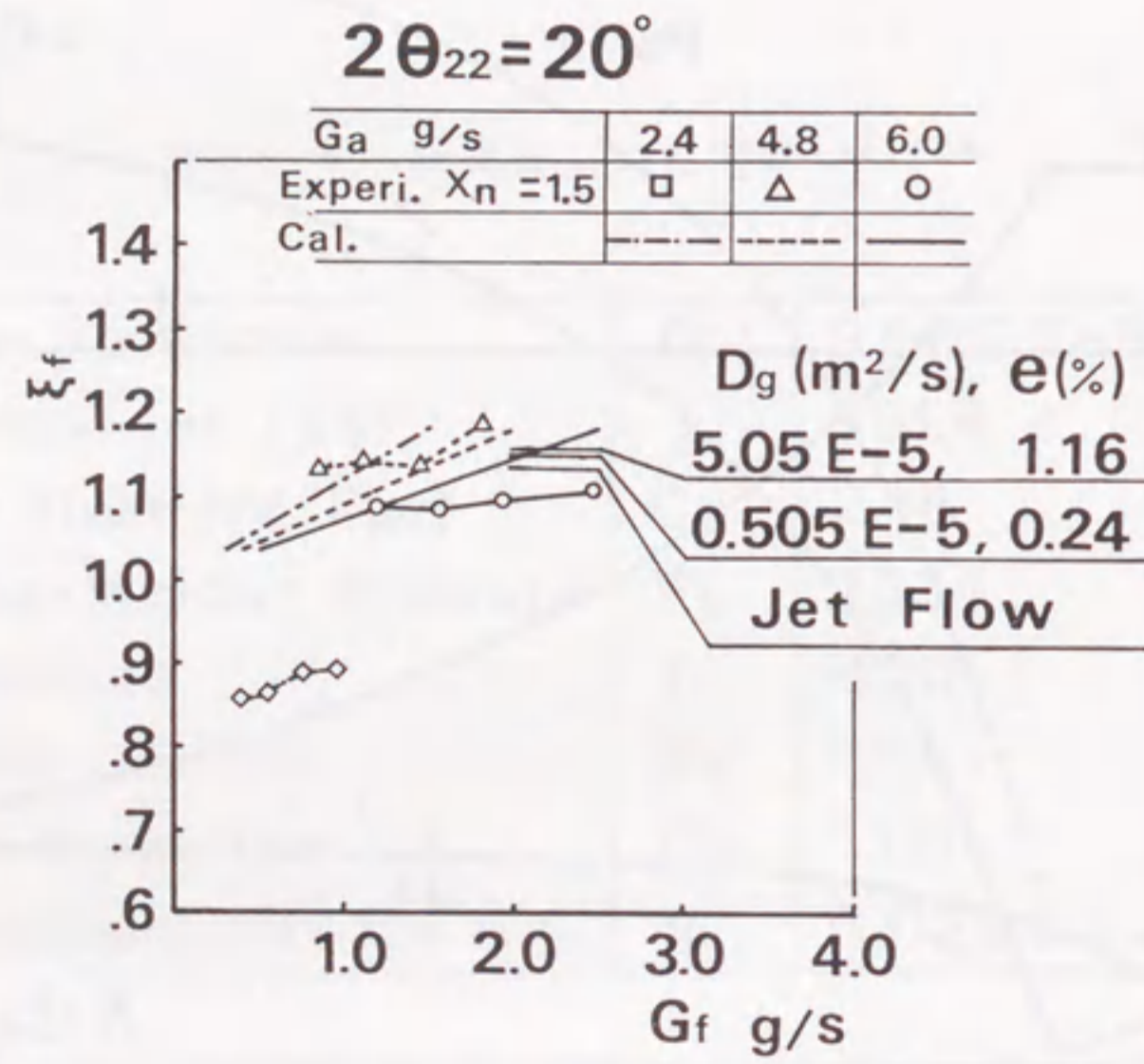


図3-18 燃料噴出による ξ_f の変化(モデルD,
 実験は $X_n = 1.5$ mmの場合)

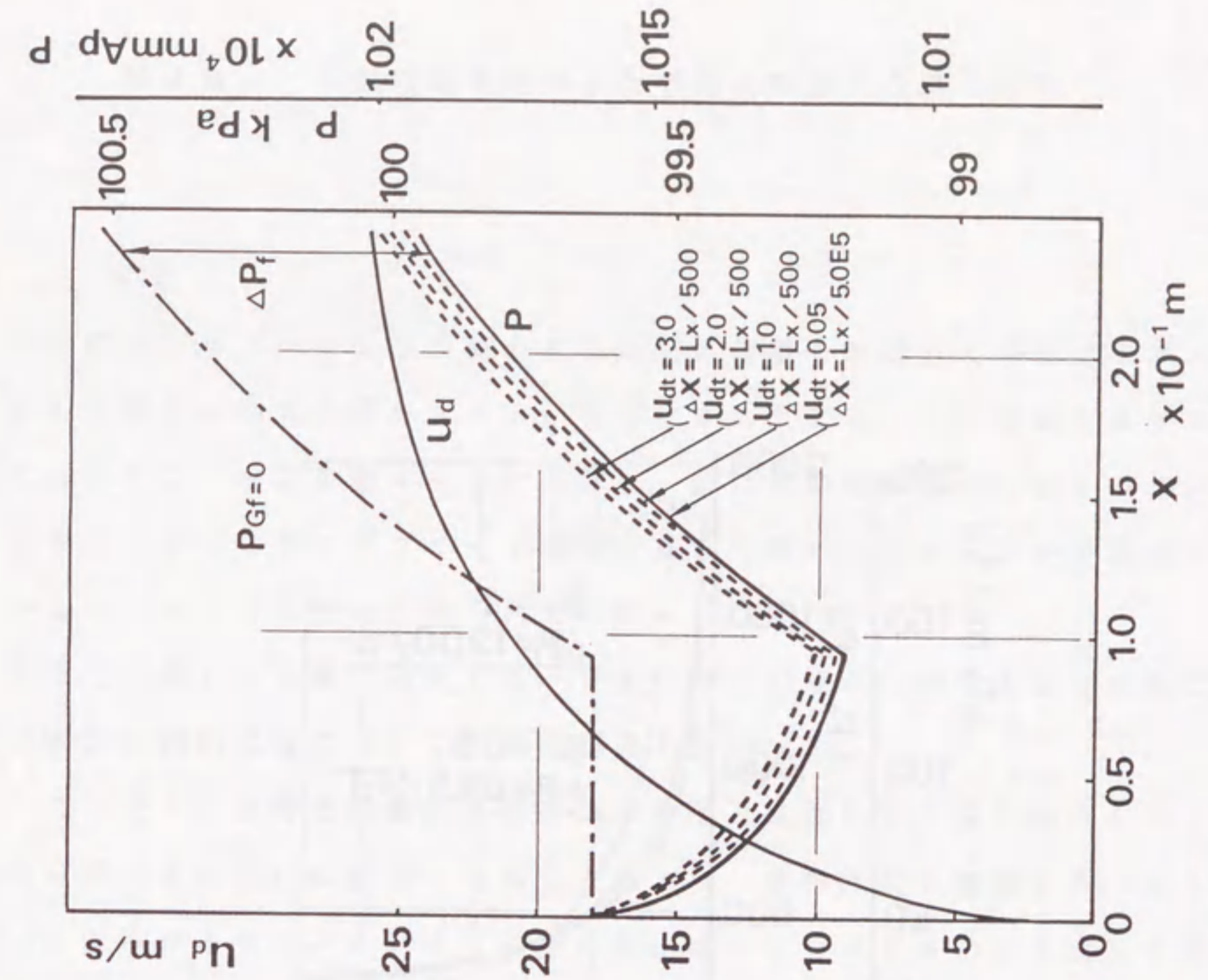


図3-20 初期液滴速度 u_{dt} の影響

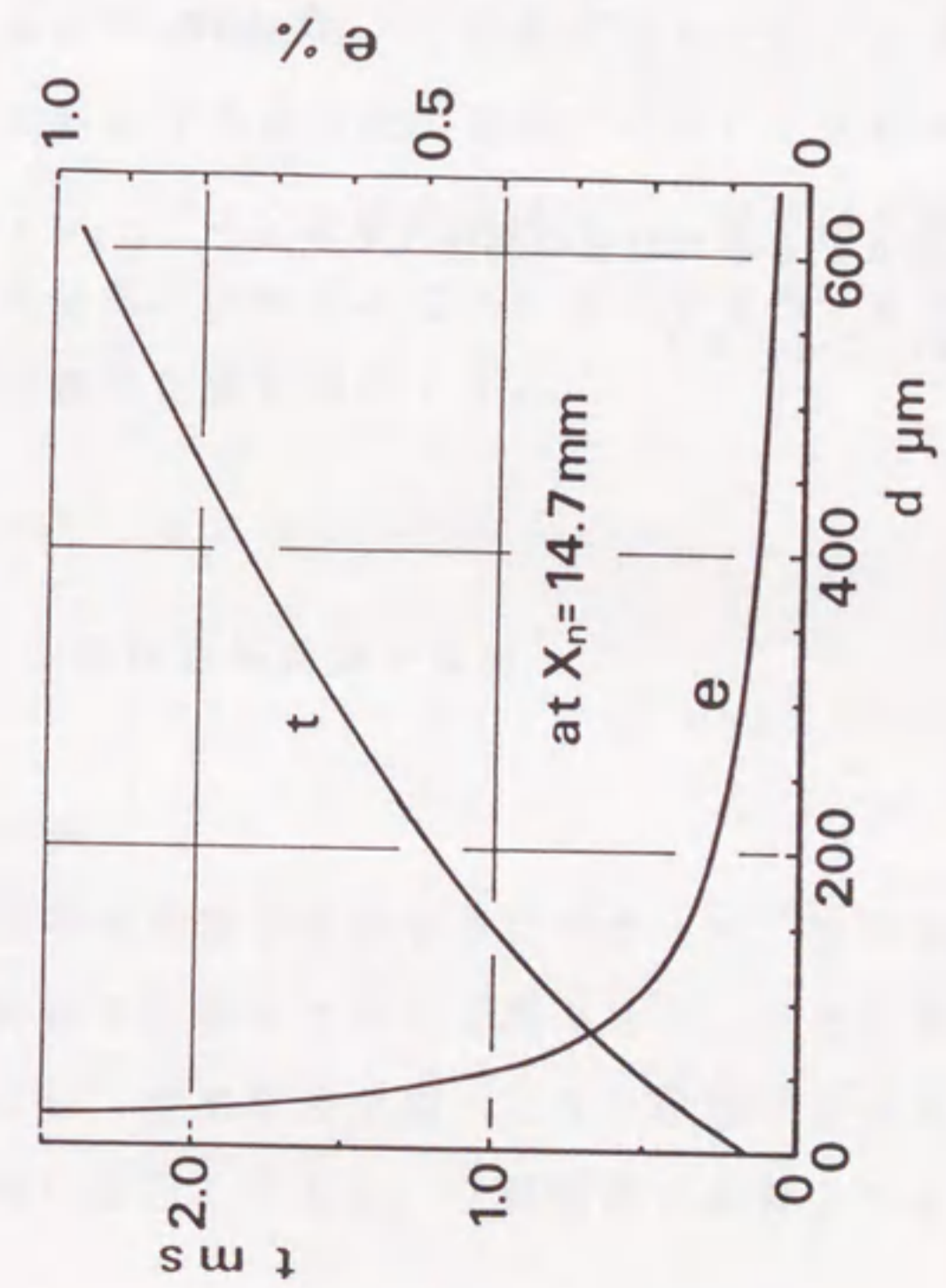


図3-19 S. V. 出口に達するまでの遅れ t , 液滴蒸発割合 e
 と平均粒径 d の関係

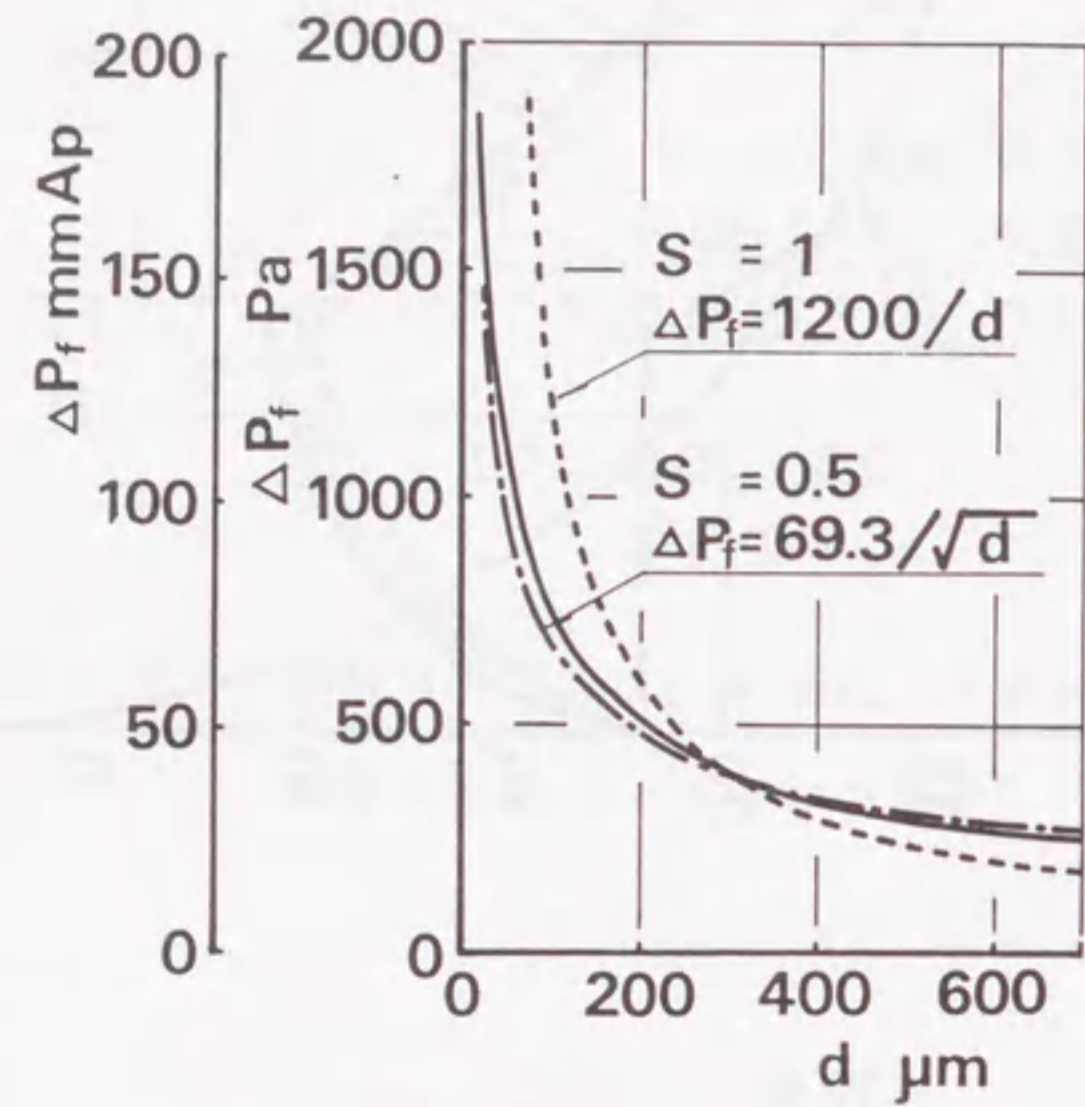


図3-21 圧力損失 ΔP と平均粒径の関係 (モデルC, $G_a = 10.8 \text{ g/s}$, $G_f = 2.0 \text{ g/s}$)

4.1. 序論

固定のダブルベンチュリを備えた従来型気化器を改造して空燃比を閉ループ制御する空燃比制御気化器システムが実用化されている。この種のシステムとして考えられているものを図4-1に分類し、またその制御方法を図4-2にまとめて示す。この中ではエアブリード制御方式と空気バイパス方式が現在実用化されているシステムとしてよく知られている。

本章では第1～3章で研究したベンチュリ部の流れに関する知見を基に考案した空燃比制御気化器についての開発研究を記述する。

ここで述べる空燃比制御方法は従来とは異なり、空気噴流をメインノズルから噴出する燃料に衝突させることにより、燃料流量を制御する。図2-4, 2-5に示すようにメインノズル部の負圧はメインノズルの突き出しと共に急激に増大し0.5～2.0 mmの間で極大となる。この圧力は上下流の圧力に比べて低く、ベンチュリ部と上流の吸気流路を連通させるとベンチュリ内部にかなり強い横向き噴流が形成される。この噴流をメインノズルから噴出する燃料に直接衝突させると燃料の噴出量が減少する。このことを利用して、上流の吸気流路とベンチュリをつなぐバイパス流路の途中に、空気噴出量を制御する制御弁を設け、この開度を電氣的に制御することによって空燃比を所定値に閉ループ制御する新しい空燃比制御気化器を構成できる。

4.2. 噴流による燃料抑制効果の検討

4.2.1. まえがき

新しい空燃比制御気化器を開発するに当たって、空気噴流による空燃比制御方式の、基礎的な特性を把握しておく必要がある。目標空燃比を理論空燃比として制御を行う場合には、空気噴流が噴出しない状態の空燃比(ベース空燃比)を、目標値より濃い側に設定しておき、空気噴流の制御弁を全開にした場合の空燃比

が目標値より薄くなるように設定する。その状態で制御弁の開閉時間比または開度を排気管に取り付けられた酸素センサの信号に基づいて比例積分 (PID) 制御すれば目的の空燃比を得ることができる。この様な使い方をすることを前提として、調べておかなければならない項目としては次のようなものがある。

(1) 制御可能な空燃比の幅に影響する設計因子とその程度

(2) 閉ループ制御系で用いた場合の応答特性と不安定要因の有無

以下では (1) について定常流試験装置により、また (2) についてエンジンを用いて検討した結果を述べる。

4.2.2. 基礎特性

(1) 実験装置と方法

空気噴流式制御化器の構造的特徴は図4-3の(a)に示すように、従来型化器のメインノズルに対向してバイパス空気ノズル(コンベンショナル対向ノズル)を有する点である。図4-3の(b)はメインノズルと空気ノズルの上流側が連結している切り欠きタイプの対向ノズルを示す。これらの対向ノズルを持つダブルベンチュリモデルについて、図4-4の(a)に示す実験装置で基礎特性を調査する。空気ノズルは電磁弁を介して、ダブルベンチュリ上流の吸気流路に接続されており、この電磁弁を開閉することにより、メインノズルから噴出する燃料流量を変化させることが出来る。すなわち、電磁弁が閉状態の時には、真空ポンプで吸引された空気量によりS.V. 絞り部に発生する負圧で燃料(基礎特性の実験では80%エチルアルコール水溶液を使用)が吸い出され、この作用は従来型化器と変わらない。電磁弁が開状態のときには、S.V. 絞り部の負圧と上流との圧力差により、上流から空気流の一部がバイパス流路を通過して、S.V. 絞り部に空気噴流として噴出する。この自己吸引された空気噴流がメインノズルから噴出する燃料に衝突し、燃料の噴出量を減少させる。実験では各種影響因子に対して、電磁弁の開時と閉時の燃料流量を測定した。この時、空気噴流の燃料制御能力を燃料流量比(電磁弁閉時の燃料流量に対する電磁弁開時の燃料流量の比、 $k_{fp} = G_{r_{fp}} / G_{r_s}$)で評価し、この値が小さいほど空燃比の制御幅が大きく取れることを意味する。実際のエンジンでは、空気噴流流量を電磁弁の開閉時間比又は開口面積を変化させることにより、空燃比を制御するようにして用い

る。

(2) 燃料流量比に及ぼす影響因子

① ノズル対向間距離 W_n の影響

図4-3の(a)のコンベンショナル対向ノズルでは図4-5に示すように、電磁弁が閉時の燃料流量はノズル対向間距離が2.5mm以上ではほぼ一定であるが、それより小さいノズル対向間距離では空気ノズルの接近により、急激に減少する。又、燃料流量比はノズル対向間距離5mm以上ではほぼ一定であるが、それより小さい場合には減少し、燃料流量比とノズル対向間距離の間には式(70)の関係がある。

$$k_{fp} = 1 - \exp(-a W_n) \quad (a = 0.8) \dots (70)$$

燃料流量が少なくならず、燃料流量比が小さく取れるノズル対向間距離として、図4-5の条件では1.0~3.0mmの範囲に設定することが最も効果的である。

② 吸入空気流量 G_a の影響

吸入空気流量に対して、燃料流量比は図4-6のように大きく変化せず、制御能力はエンジン運転条件にかかわらずほぼ一定である。このような特性は、エンジンの制御を実際に行う場合には、運転条件によって制御レベル(制御弁の開度に対応する)を変える必要がなく好ましい特性であるといえる。これは吸入空気量、燃料噴出量と空気噴流量の三者の特性が全てベンチュリ部の流体現象に基づいており、吸入空気量が多くなると、他の二つの量もそれに比例して増加し、それらの強度比がほぼ一定であるためと考えられる。

③ メインノズル突き出し長さ X_n の影響

図4-7に示すように、燃料流量比に対する突き出し長さの影響は小さい。

④ バイパス空気ノズル内径 d_a の影響

図4-8に示すように、バイパス空気ノズル内径を大きくすると燃料流量比は小さくなり、制御能力は大きくなる。

⑤ 切り欠き対向ノズルの場合

図4-3の(b)の切り欠き対向ノズルでは、形成される空気噴流の衝突力が

強く、図4-9のように制御能力はコンベンショナル対向ノズルより大きい。従ってこの場合には、ノズル対向間距離を大きくしても、制御能力は損なわれない。

⑥空燃比制御幅

空気噴流による燃料流量の減少効果を表すのに燃料流量比を用いたが、これを空燃比で整理する方が実用的である。図4-7を空燃比で整理し直したものを図4-10に示す。対向間距離が大きくなると制御能力は小さく、空燃比制御幅も小さくなる。図4-3の(a)のコンベンショナル対向ノズルの対向間距離1mmでは、空燃比制御幅は6であり、ベース空燃比を13に設定すればもっとも希薄な場合には空燃比19まで制御できることになり、空燃比制御気化器として成立する。

⑦スロー系を加えた特性

図4-4の(b)に示す供試モデルにより、メイン系の他にスロー系に空気噴流制御を加えた場合の制御特性を調べた。ここで、スロー系制御用空気ノズルはスロットルバルブ下側にはんだ付けし、ゴムチューブを介して外側に取り出した。実験は二つの電磁弁を閉状態、次にメイン系電磁弁だけを閉状態、さらにスロー系電磁弁を開状態とした場合の三ケースの燃料流量を測定し、メイン系とスロー系の効果を分離した。実験結果の一例を図4-11に示す。燃料流量の制御効果は吸入空気流量の小さい領域では、スロー系の影響が大きく、極値を持つ。これはスロー系の空気ノズルがスロットルバルブ全閉状態ではスローポートより下に位置し、スロットルバルブを開くにしたがって、空気ノズルはスローポートに近づき、続いてスローポートの上へ移動するためである。したがって、ある開度以上ではスロー系の効果はなくなり、メイン系による制御効果が支配的となる。

4.2.3. 実エンジンへの適用

空気噴流を利用した空燃比制御気化器を排気量2.2リットルの4気筒ガソリンエンジンに適用し、空燃比の閉ループ制御が安定に行われるかどうか検討した。

(1) 空燃比制御システム 図4-12に空気噴流を利用した空燃比閉ループ制御システムを示す。従来型気化器を改造し、メインノズルと同径でノズル対向間距離1mmの位置にバイパス空気ノズルを取り付け、スロー系制御用空気ノ

ズルはスロットルバルブ下側にはんだ付けし、ゴムチューブを介して外部に取り出した。二つの空気ノズルはそれぞれON-OFF電磁弁を介して、上流の吸気流路に接続された。これらの電磁弁は、排気管に取り付けられた酸素濃度センサの信号を参照して電磁弁の開閉時間比を演算する制御回路により開閉駆動される。

図4-13に以下で述べるエンジン実験において用いる比例積分制御による電磁弁の制御方法を示す。排気系の酸素センサが、気化器で供給している空燃比が理論空燃比より濃い(Rich)と判定している時には、一定の割合(Ramp)で制御信号のレベルが積算され、このレベルに比例して電磁弁の開口時間比 t_a/t_s が増加することによって空燃比は次第に薄くなっていく。もし酸素センサの信号が理論空燃比より薄い(Lean)と判定したら、遅れ時間 t_L の後に制御レベルを一定量だけ(Skip)減少し、続いて決められたRamp速度で制御レベルの減少を行う。その結果制御レベルに比例して電磁弁の開口時間比が減少し、空燃比は次第に濃くなっていく。酸素センサの出力がRich側に変わった場合にはその逆の制御が行われる。以上のようにしてこの閉ループ制御系は安定したリミットサイクルの状態での制御を続ける。

(2) エンジンベンチテスト 図4-14に試供したコンベンショナル対向ノズル気化器の空燃比制御幅を示す。メイン系とスロー系の制御への影響はここでも吸入空気流量に対して分離して示した。図4-15に定常運転時の酸素センサ信号及び電磁弁の制御信号を示す。理論空燃比に対して、Rich/Leanを繰り返し、空燃比が安定に閉ループ制御されていることがわかる。

4.2.4. 本節の結論

空気噴流を利用した空燃比制御気化器について、その基礎特性を調べ、実エンジンへの適用の可否を検討した結果、次のことが明らかになった。

(1) 自己吸引により形成された空気噴流は、燃料流量を大幅に減少させる効果がある。

(2) 燃料流量の抑制効果に対して、メインノズルとバイパス空気ノズルの対向間距離が重要な影響因子であり、コンベンショナル対向ノズルにおいては、 $k_{sp} = 1 - \exp(-aW_n)$ (aは実験定数、 W_n は対向間距離)の関係がある。な

お、切り欠き対向ノズルはコンベンショナル対向ノズルに比べ、燃料流量比は小さく、制御能力が優れている。

(3) 空気噴流を利用した空燃比制御気化器が実エンジンにおいて酸素センサを利用した閉ループ制御システムに対して有効に機能することを確認できた。

4.3. エアブリード制御方式との比較(実車検討)

4.3.1. まえがき

本節では空気噴流制御方式の実用化を目的として、従来から用いられている①エアブリード制御②バイパス空気流制御と空気噴流制御を比較する。各種制御方式を組み込んだ3種類の空燃比制御気化器システムを試作し、それぞれを搭載した実験車をシャシダイナモ上でモード試験した。

4.3.2. 検討システム

検討対象とした気化器は表4-1に示すようにメイン系に空気噴流制御を用い、スロー系の制御方式をエアブリード制御、バイパスエア制御とした2種類のシステムと、メイン系、スロー系共にエアブリード制御方式としたシステムの合計3種のシステムである。これら3種の組合せの気化器は、気化器本体を同一のものとして、各方式のデバイスのみを変更して用いた。表4-1に対応するシステムの構造を、図4-16~18にそれぞれ示す。実験では3種システムの比較が容易となるように、できるだけ基本的なシステムを用いたため、トータル排気システムとしては完全なものではないが、各システムの比較をする目的に対しては十分なものである。車体、エンジン、触媒等、気化器以外の構成は全く同じものを用いた。エンジンの排気量は1452ccで、排気再循環システム(EGR:Exhaust Gas Recirculation)は、機能する状態になっている。空気制御用電磁弁としては、電気制御により開度を連続的に変えることのできるEACV(Electric Air Control Valve)を用いた。実際の制御では、図4-13に示す制御信号レベルに比例してEACVの電流Iが決まり、これに比例してEACVのバルブ開口面積S、さらにSに比例して制御用空気 G_a' 、続いて燃料 G_f がコントロールされる。これらの

一連の関係は必ずしも線形ではない。EACVによる制御では4.2.節で用いたON-OFF弁に比べて、高周波数の制御用空気の変動がないため安定した制御が実現されると考えられる。実験においては、制御方式によってEACVの最適流量域が異なるため、流量特性の異なるEACVを各種試作し、これらの組合せを試み、それぞれの最適組合せとなるEACVを用いて各システムを構成した。リミットサイクルのSkip,Ramp等の制御定数も段階的に各種試み、最適のものを用いた。最適化したEACV容量と各制御定数の値を表4-2,3に示す。フィードバックしない状態でのベースA/F(空燃比)は3種のシステムとも、三つの代表点(2nd 30km/hr, 3rd 50km/hr, Top 80km/hr)でのA/Fが13.5となるようにあらかじめ適合した。実車検討ではシャシダイナモ上でLA#4モード運転を行いCVS(Constant Volume Sampling)法により排気、燃費を測定し、制御信号をモニタしてシステムの定常制御周波数を測定した。

4.3.3. モード試験結果

図4-19にLA#4モード試験結果を示す。図4-19のデータは5回の試験結果の平均値を示す。メイン系に空気噴流制御を用いたシステムではHC,COの減少が顕著である。燃費(FC)は3種のシステムで有意差はみられない。CO,NOxの排出量は制御定数の選択によって変わるため、システムの制御性を判断する指標として $[CO \times NOx]$ 値を用いることが多い。図4-20にCO,NOxの測定値を示す。原点に近いほど $[CO \times NOx]$ が小となりシステムの制御性が高いといえる。図4-20から空気噴流制御の制御性が高いといえる。また、空気噴流制御+エアブリードとしたシステムではドライバの違いによる排気のばらつきも少ない。図4-21にLA#4の1,2山目のA/Fを示す。空気噴流制御を用いた方が定常時のA/Fが理論A/F付近で安定していることがわかる。図4-22は各種定常運転時の制御周波数を示す。スロー系にバイパスエア制御を用いた場合には車速40km/hr以下の低速で制御周波数が高く、メイン系に、空気噴流制御を用いた場合には車速60km/hr以上の高速時に制御周波数が高く、これらの方式の応答性の良さが現れている。メイン系に空気噴流制御を用いたシステムでは高速域にその特徴が明確になることから、ハイウェイモード試験でエアブリード制御と比較した。結果を図4-23に示す。メイン系に空気噴流制御を用いた場合にはHC,CO,NOxの排気量は顕著に減少し、 $[CO$

× NOx]値で約40%の低減効果があった。燃費は多少良くなったが、有意差があるとはいえない。またシステム構成として、低速で制御周波数が高いバイパスエア制御をスロー系に用い、高速で制御周波数が高い空気噴流制御をメイン系に用いるシステムが最も良い組合せであると考えられるが、実際には[CO×NOx]値は余り良くない。これは次のような原因によると考えられる。図4-24(a)に示すように一つの制御方式を用いる場合、気化器でA/Fを変化させる速度は速過ぎても遅過ぎても適当ではない。速過ぎる場合には過制御となり、遅過ぎればA/F変動の補正が遅れるためである。気化器のA/F制御においては、図4-24(b)に示すように各種制御方式、及びメイン系、スロー系の別によってそれぞれの最適A/F変化速度は異なる。気化器ではメイン系とスロー系を組み合わせる一つの制御信号で制御するため、両者の兼ね合いにより最適A/F変化速度と排気は変化する。このため、両者の最適A/F変化速度が比較的近接している空気噴流制御+エアブリード方式が最も結果が良かったと考えられる。

4.3.4. 本節の結論

空気噴流式制御気化器を用いた閉ループ制御気化器システムをLA#4と、ハイウェイモード試験を行い、エアブリード制御方式と比較した結果、次のことが明らかになった。

- (1) LA#4試験の結果、メイン系に空気噴流制御を用いたシステムでは30%のエミッション改善があった。ただし、燃費の改善は見られなかった。
- (2) ハイウェイモードでは40%のエミッション改善があった。
- (3) メイン系に空気噴流制御を用いたシステムでは定常制御周波数が車速60km/hr以上で顕著に高く、応答性が良い。

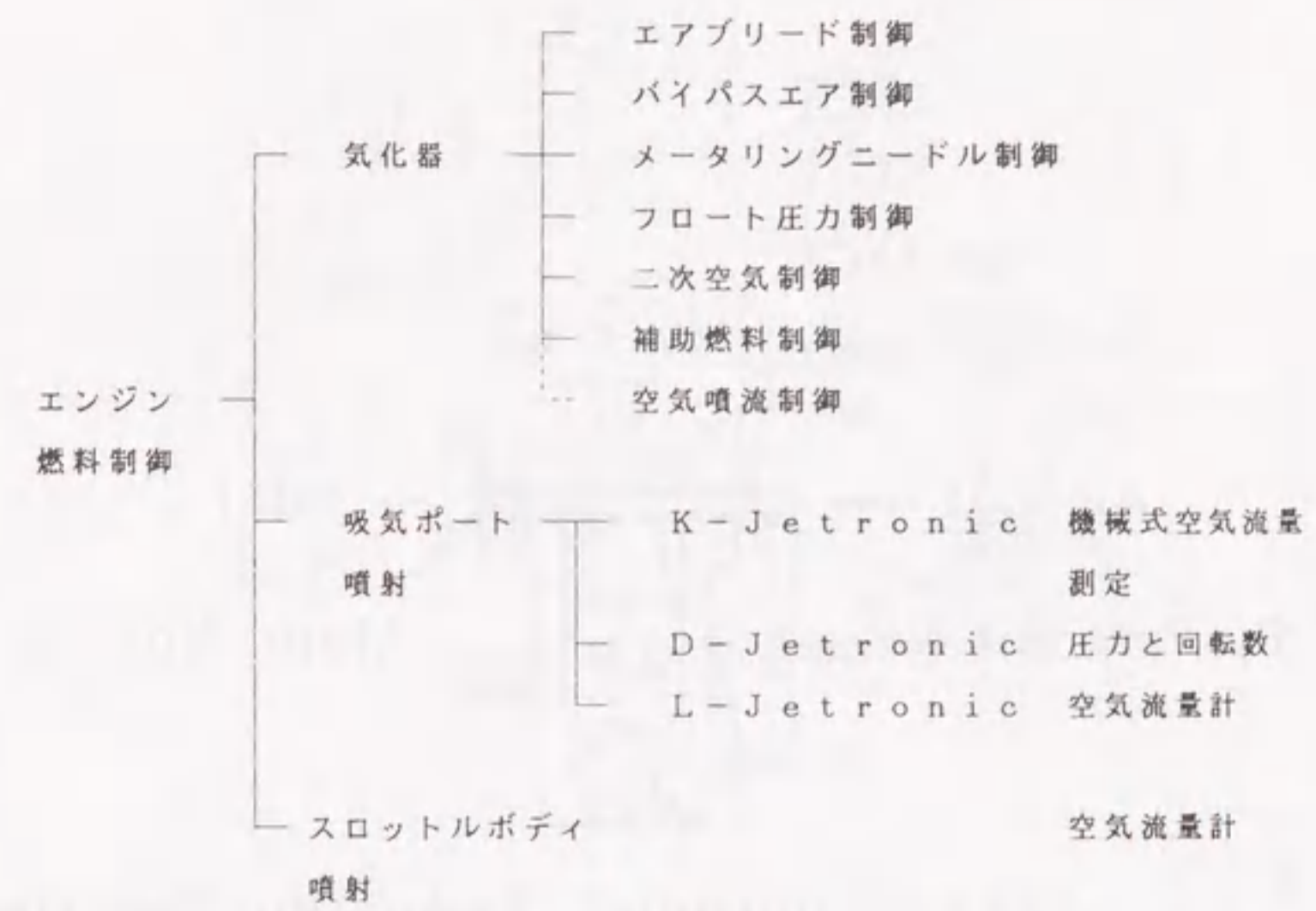


図4-1 エンジンの燃料制御方式の分類

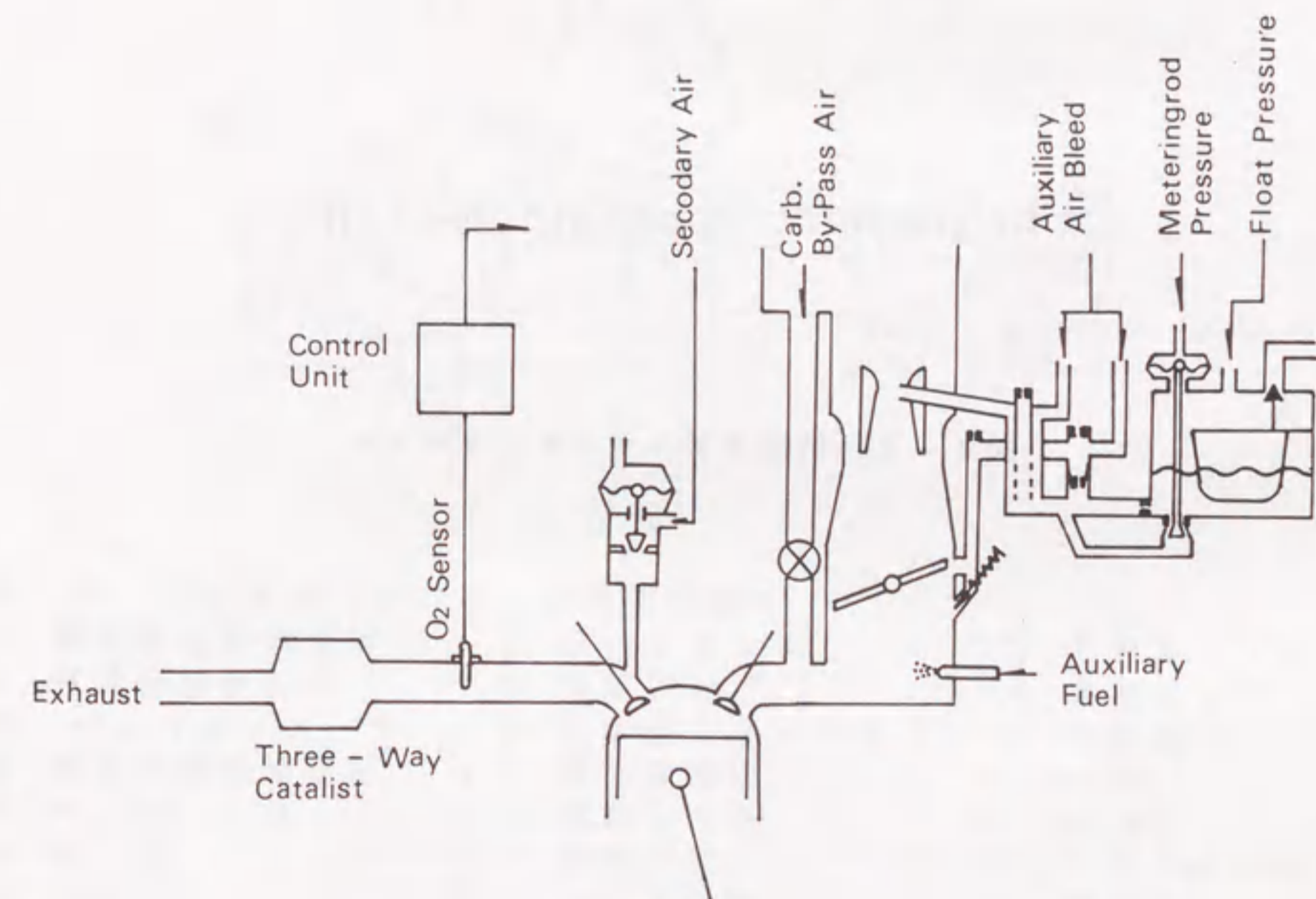
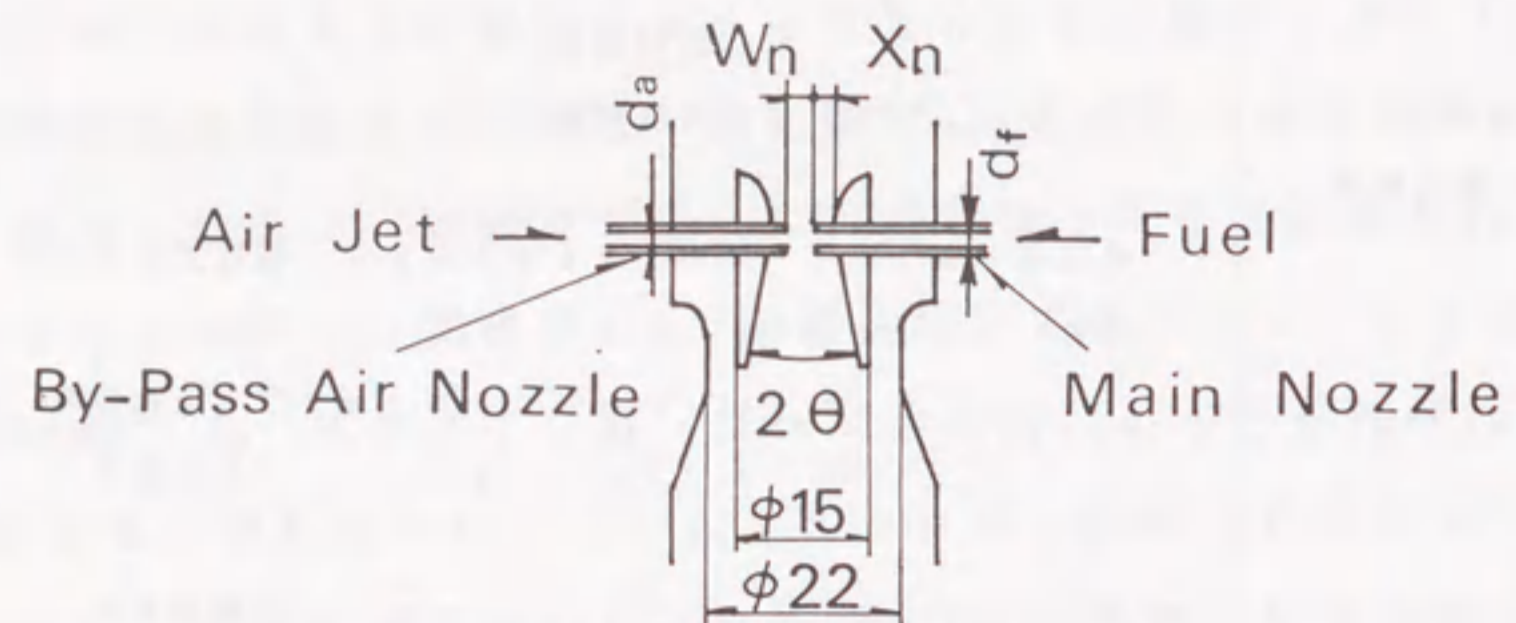
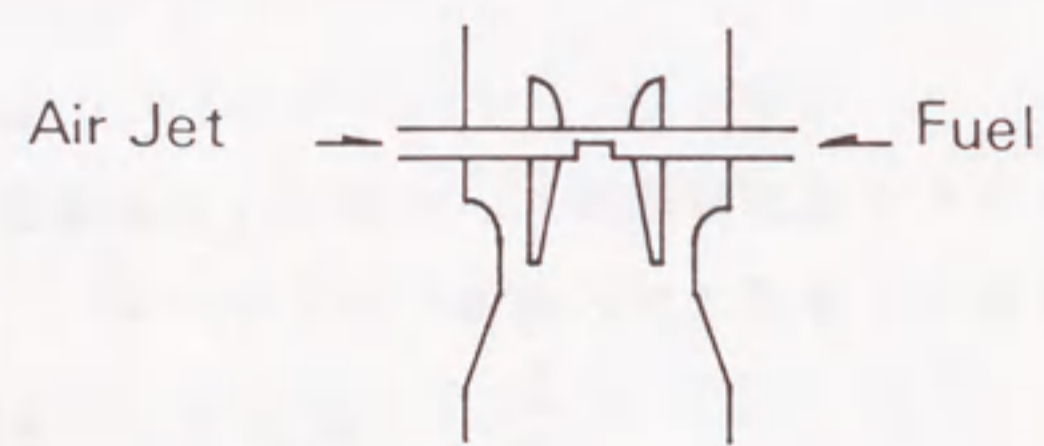


図4-2 燃料制御方法の比較



(a) Conventional Opposing Nozzles



(b) Notched Opposing Nozzles

図4-3 供試ダブルベンチュリモデル

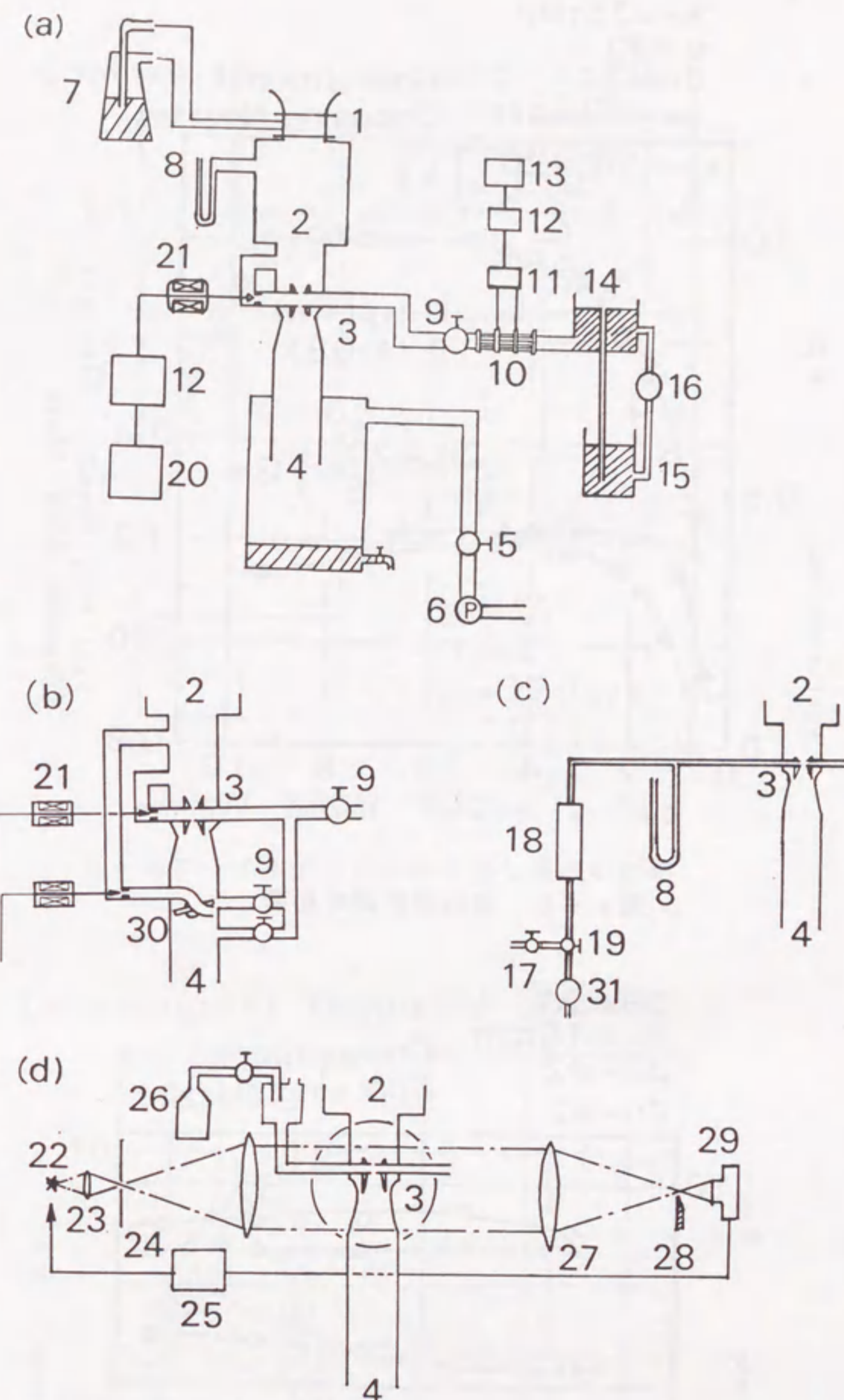


図4-4 実験装置 (b, c, dは部分図)

- | | | |
|--------------|--------------|--------------|
| 1 層流型空気流量計 | 2 サージタンク | 3 モデルベンチュリ |
| 4 気液分離タンク | 5 空気絞り | 6 真空ポンプ |
| 7 ベッツマンメータ | 8 U字管マンメータ | 9 燃料絞り |
| 10 層流型燃料流量計 | 11 圧力変換器 | 12 アンプ |
| 13 ペンレコーダ | 14 燃料タンク | 15 タンク |
| 16 ポンプ | 17 空気絞り | 18 浮き子式空気流量計 |
| 19 空気絞り | 20 パルス回路 | 21 電磁弁 |
| 22 光源 | 23 コンデンサレンズ | 24 スリット |
| 25 遅延回路 | 26 フレオンガスボンベ | 27 レンズ |
| 28 リングナイフエッジ | 29 カメラ | 30 スロットルバルブ |
| 31 空気源 | | |

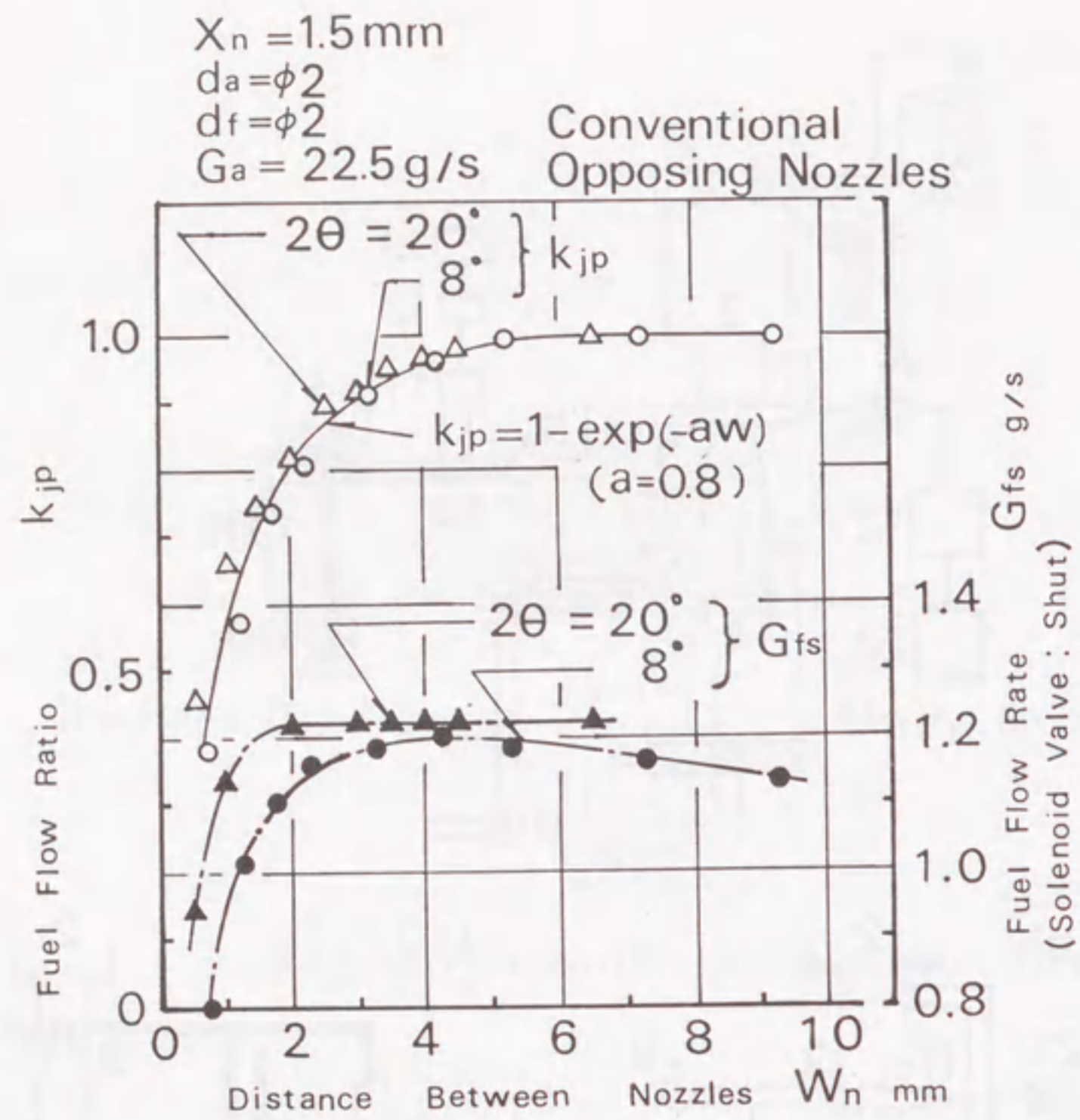


図4-5 対向間距離の影響

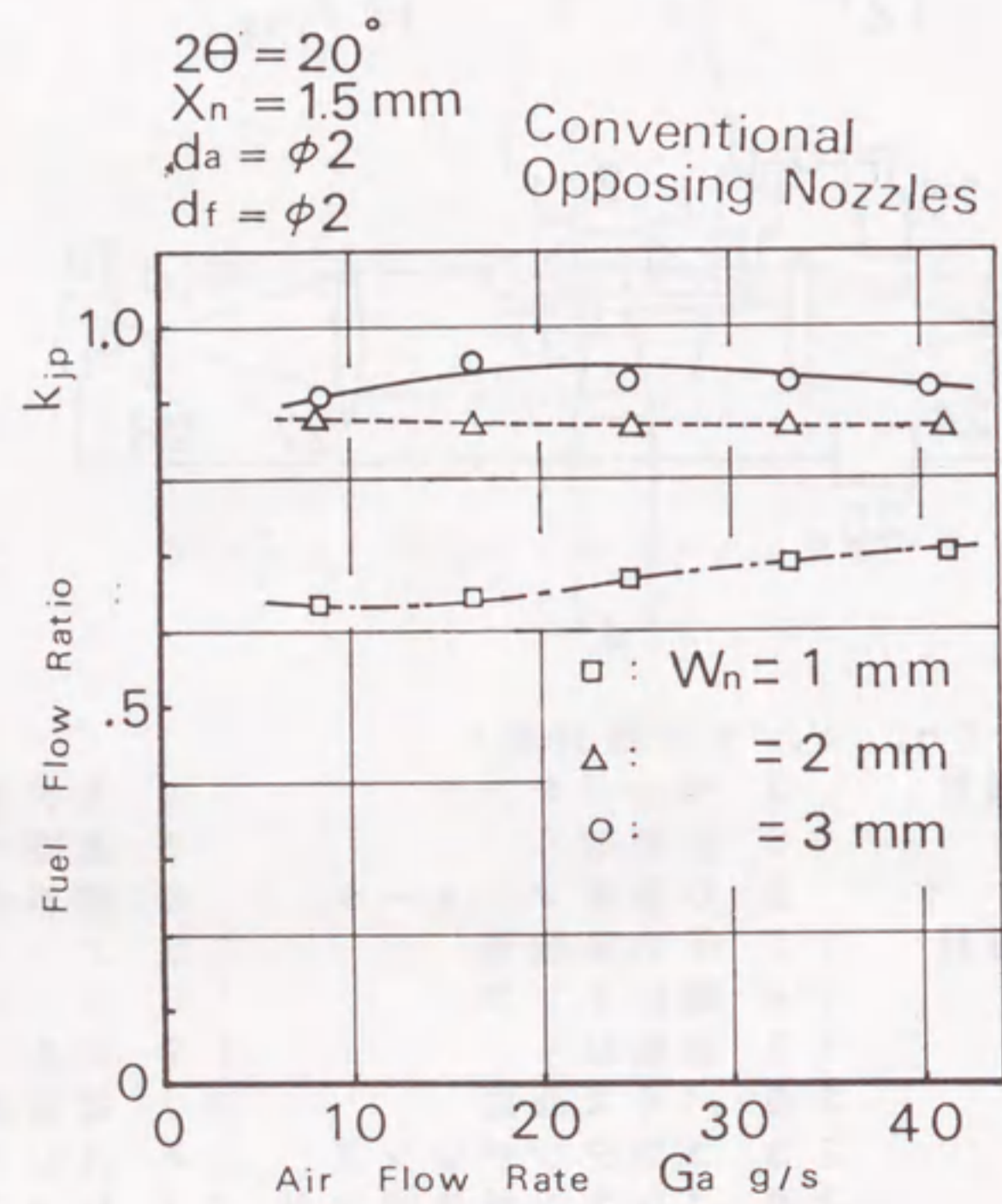


図4-6 吸入空気流量の影響

Conventional Opposing Nozzles

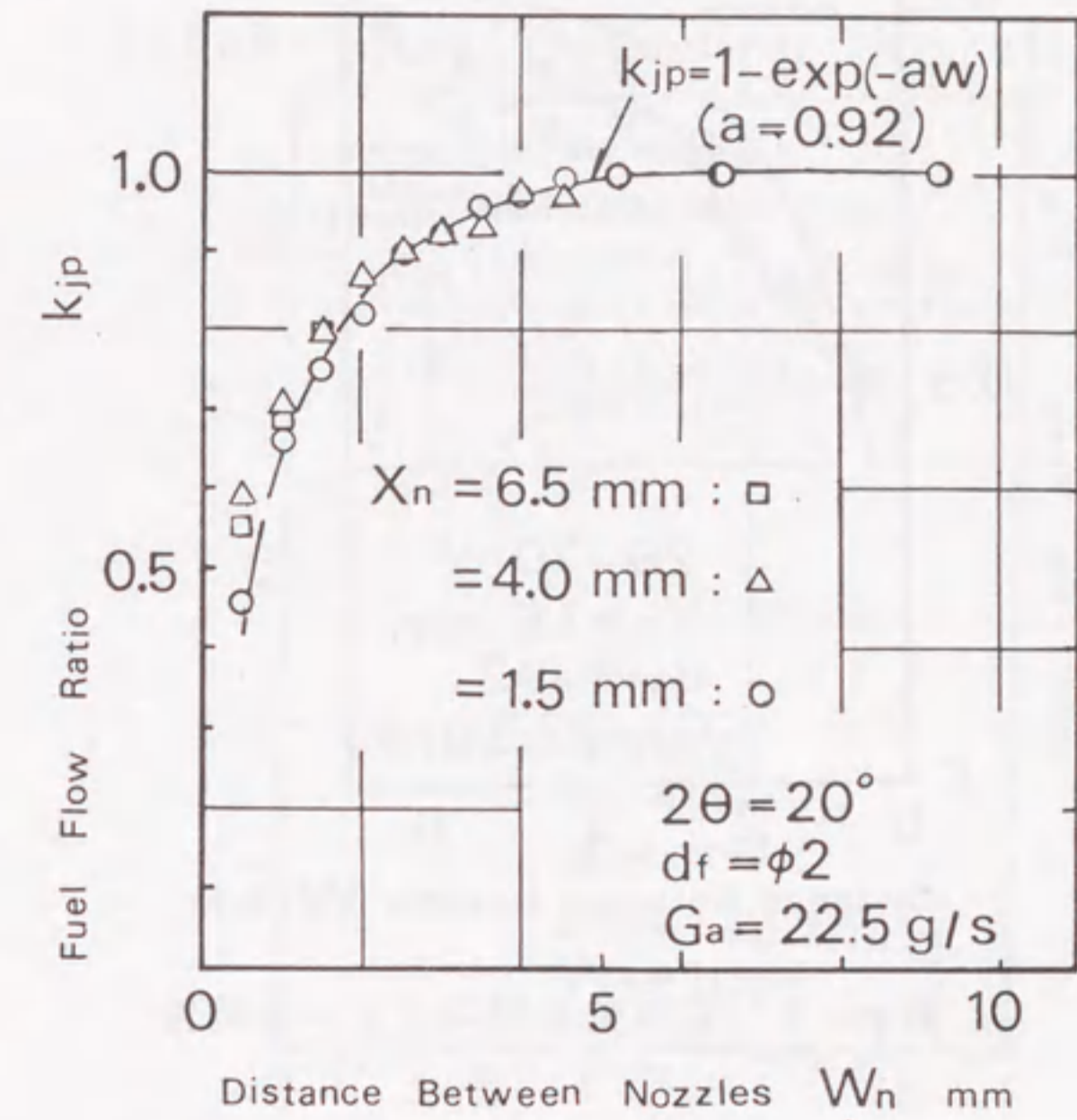


図4-7 メインノズル突き出し長さの影響

Conventional Opposing Nozzles

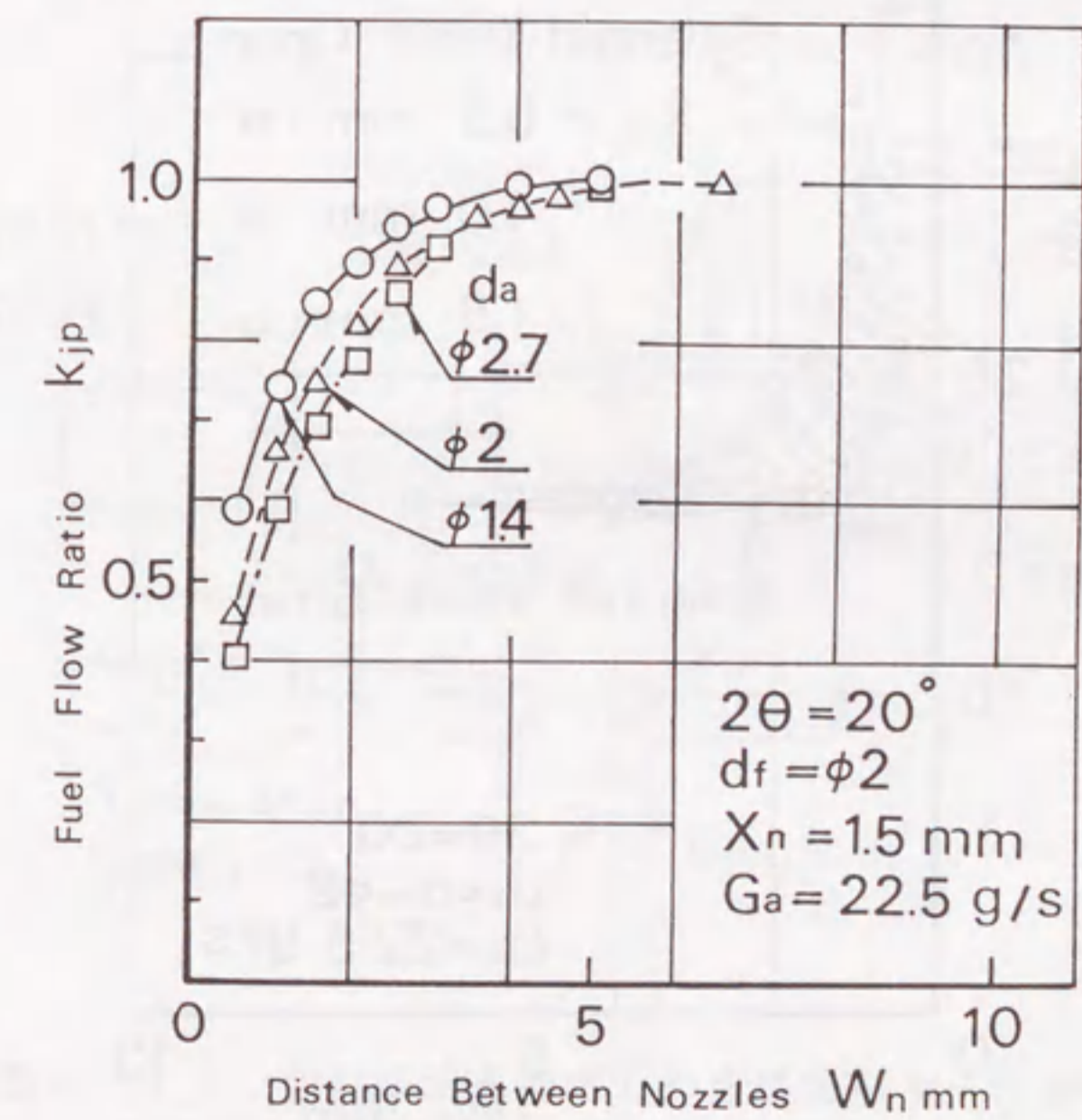


図4-8 バイパス空気ノズル内径の影響

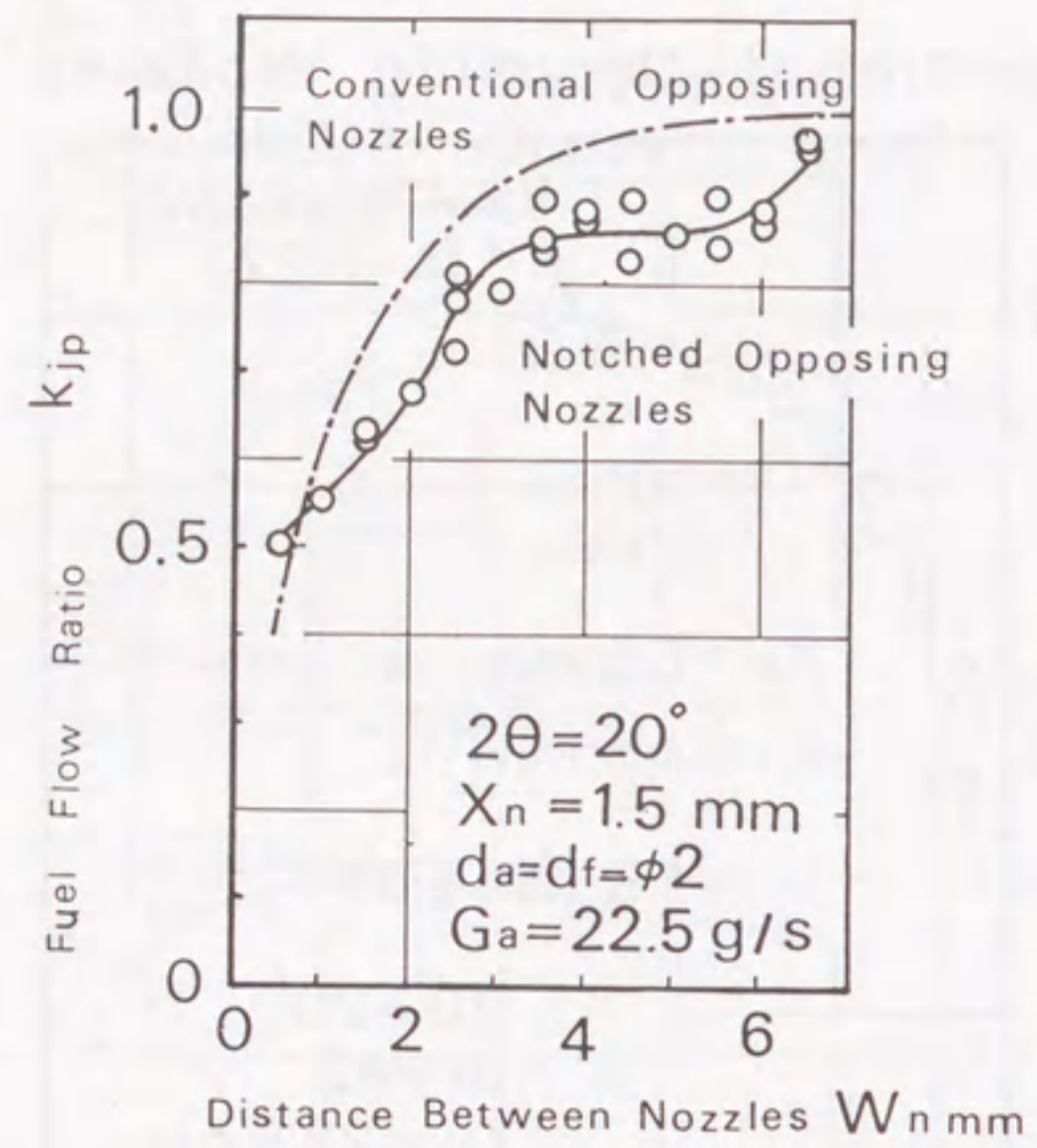


図4-9 切り欠き対向ノズルの特性

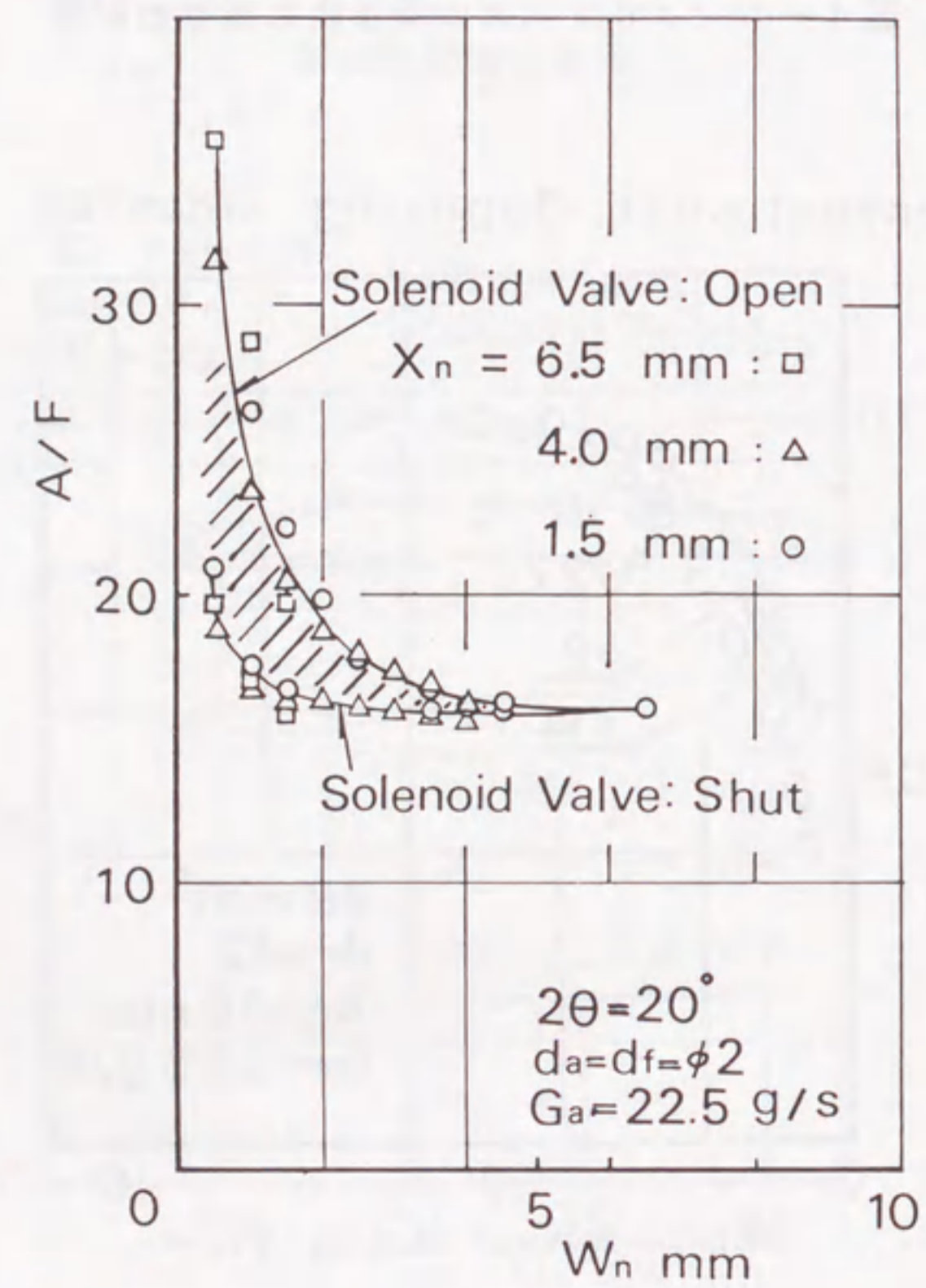


図4-10 空燃比制御幅

Conventional Opposing Nozzles

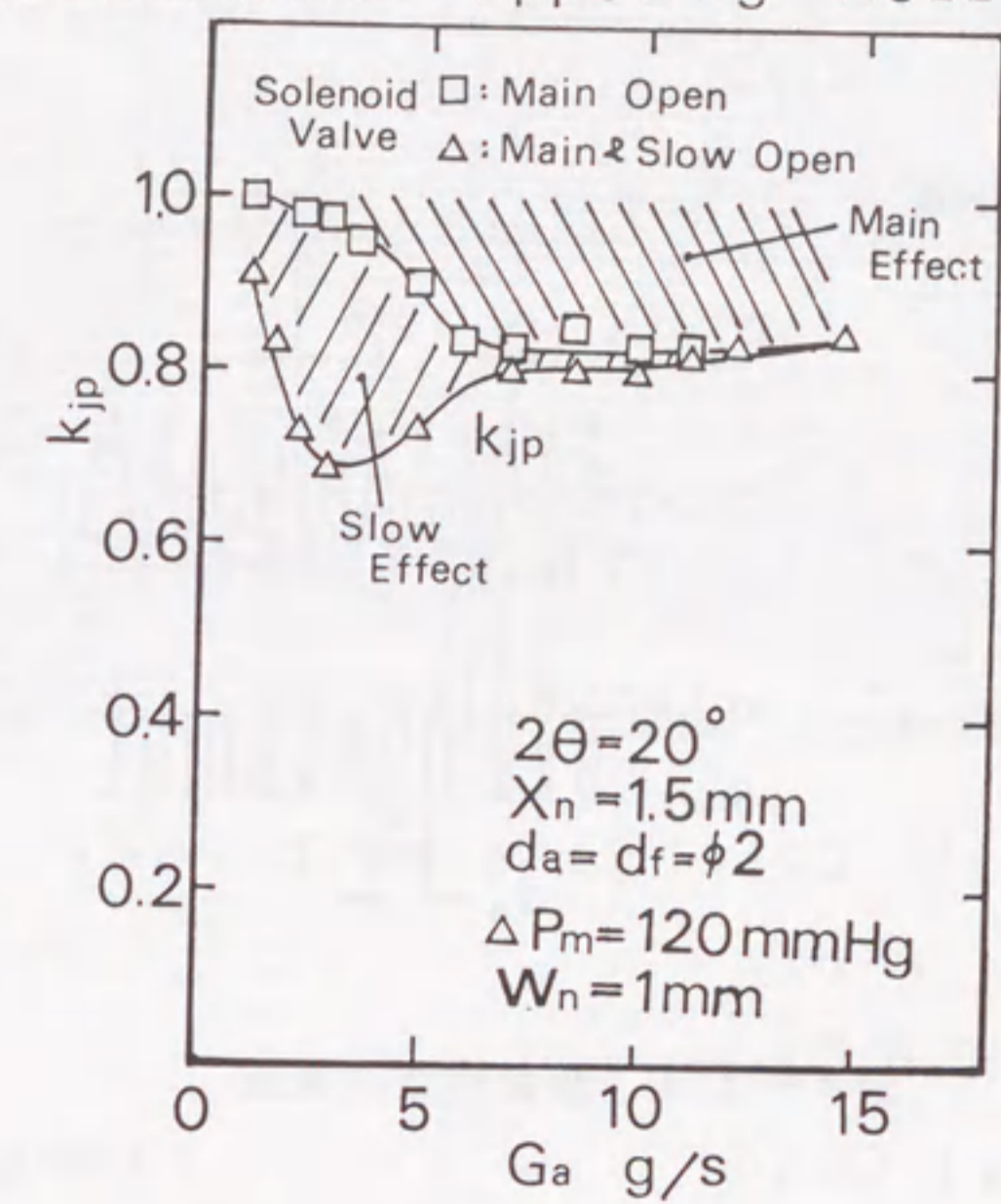


図4-11 スロー系を加えた特性

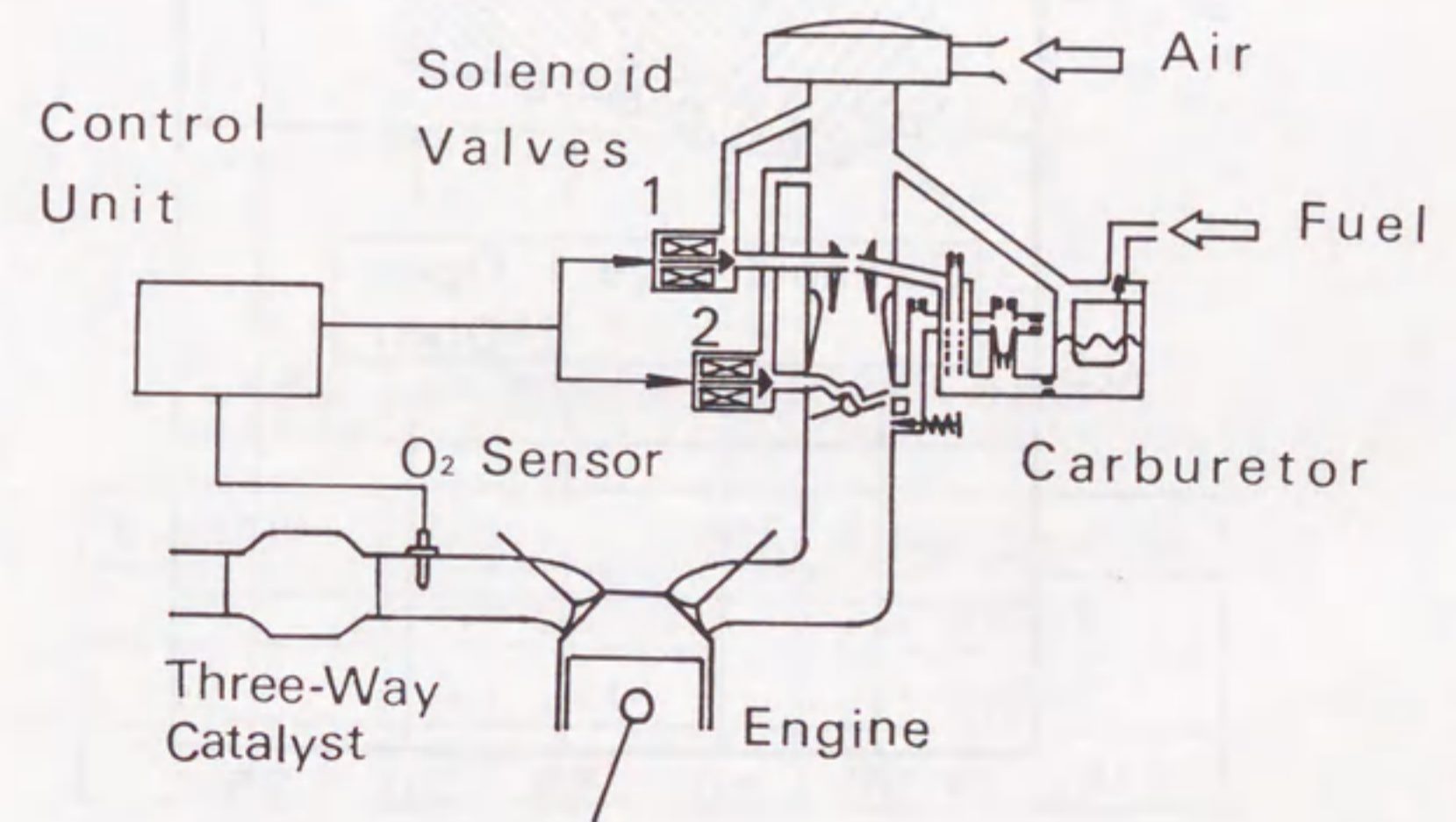


図4-12 空気噴流を利用した空燃比閉ループ制御システム

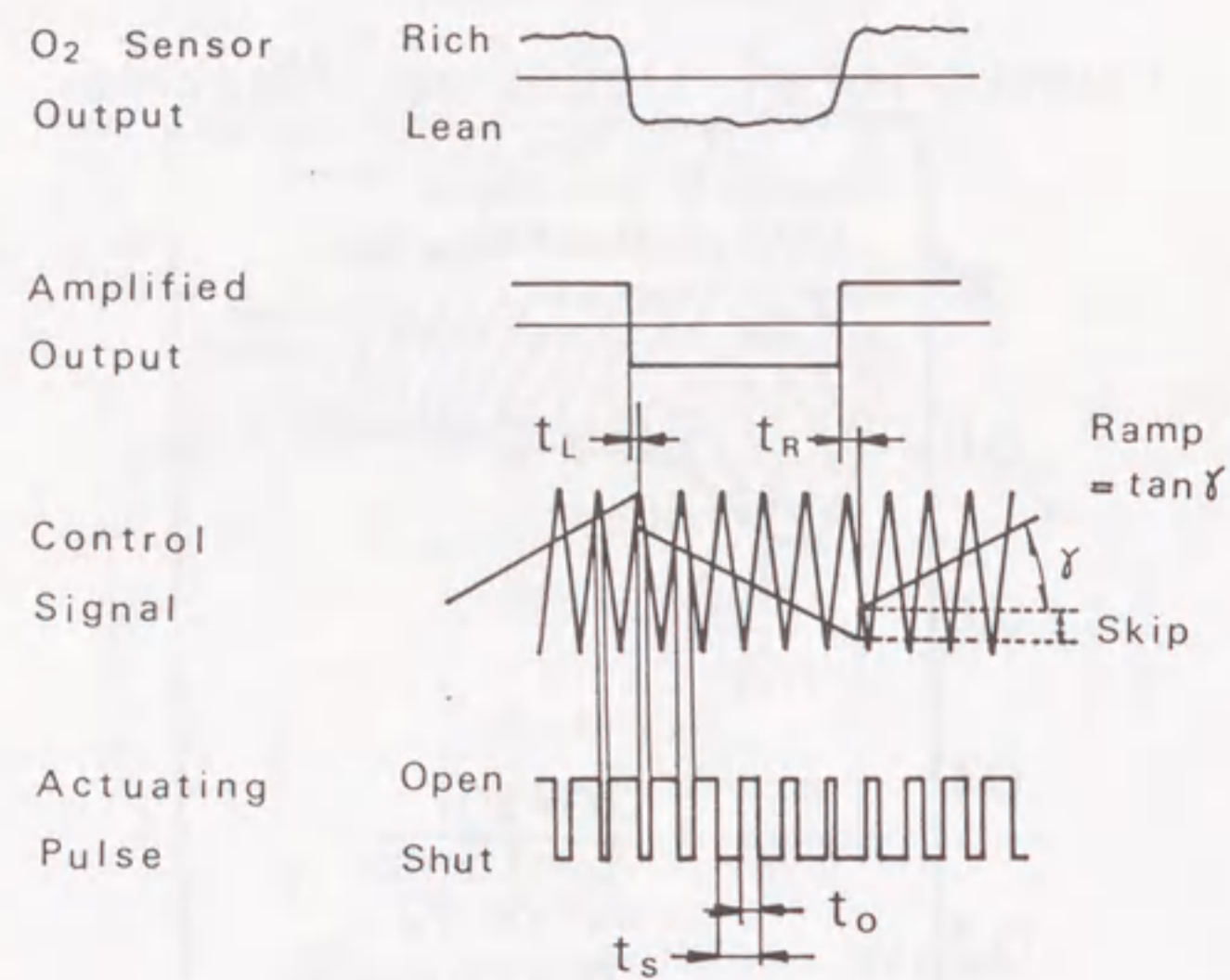


図4-13 制御回路の機能

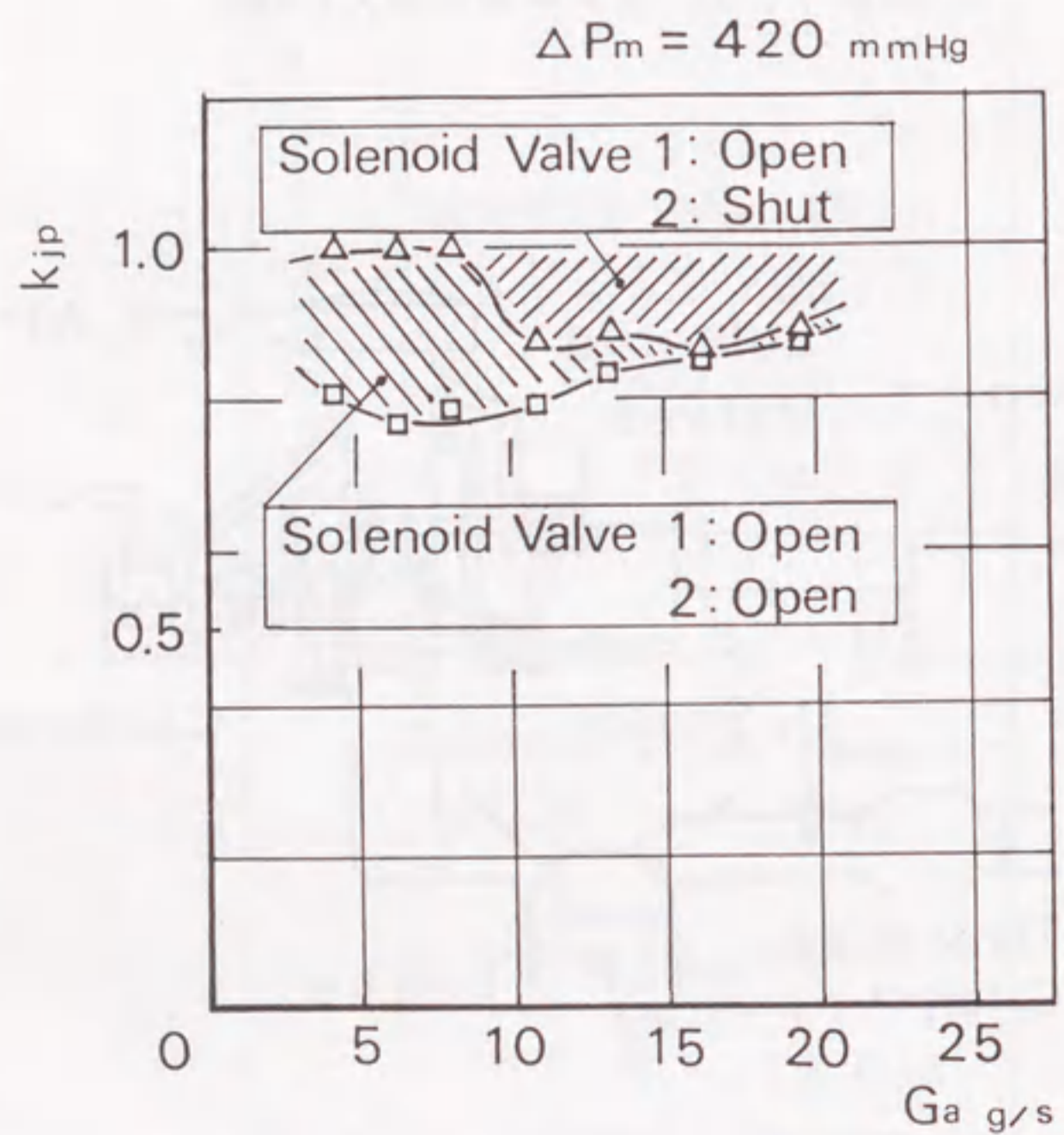
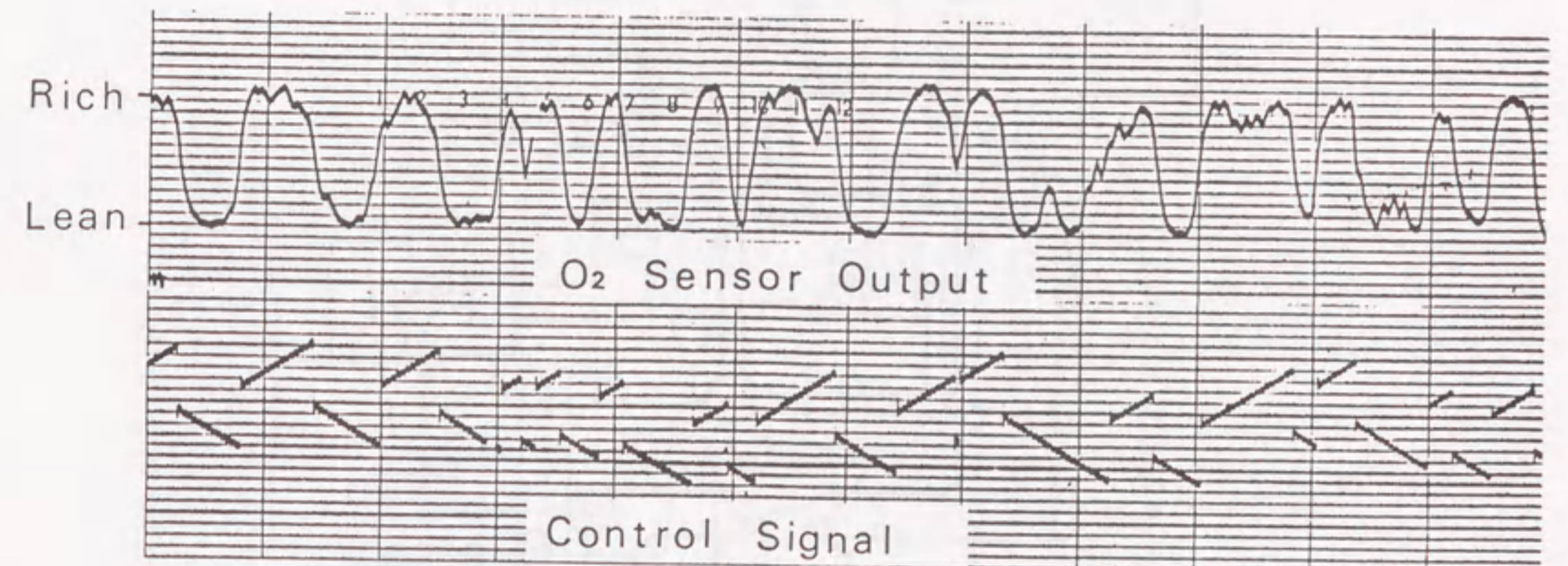


図4-14 空気噴流式制御化器の制御特性



Solenoid Valve Frequency	40 Hz	1.2 sec
Skip	10 %	
Ramp	20 %/sec	
Engine Speed	2200 rpm	
Torque	4.0 kg·m	

図4-15 実エンジンにおける空燃比閉ループ制御例

表4-1 供試した三種システムの構成

System	Main System	Slow System
1	Air Bleed	Air Bleed
2	Air Jet	Air Bleed
3	Air Jet	Air By-pass

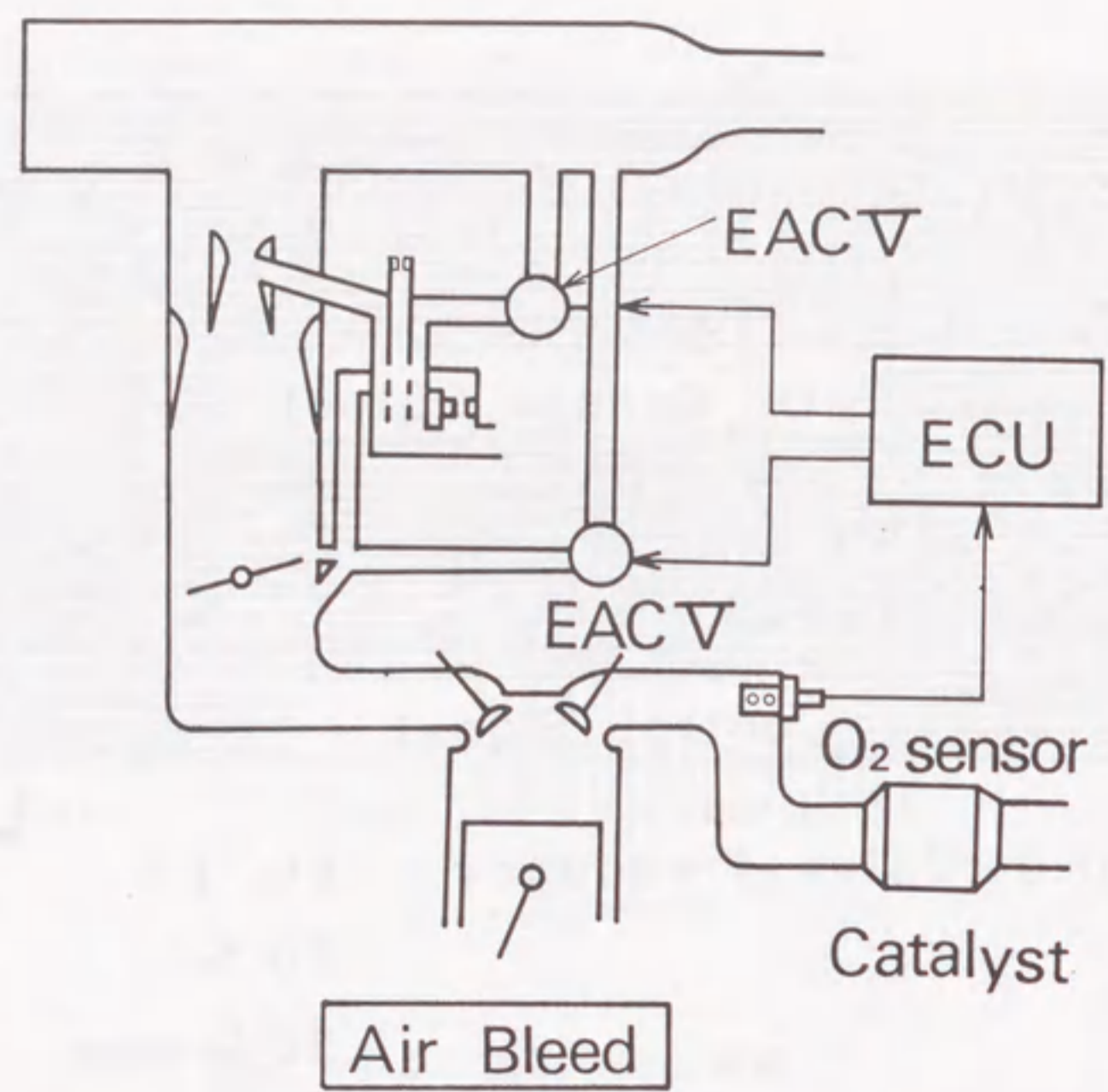


図4-16 三種システムの構成図 (エアブリード)

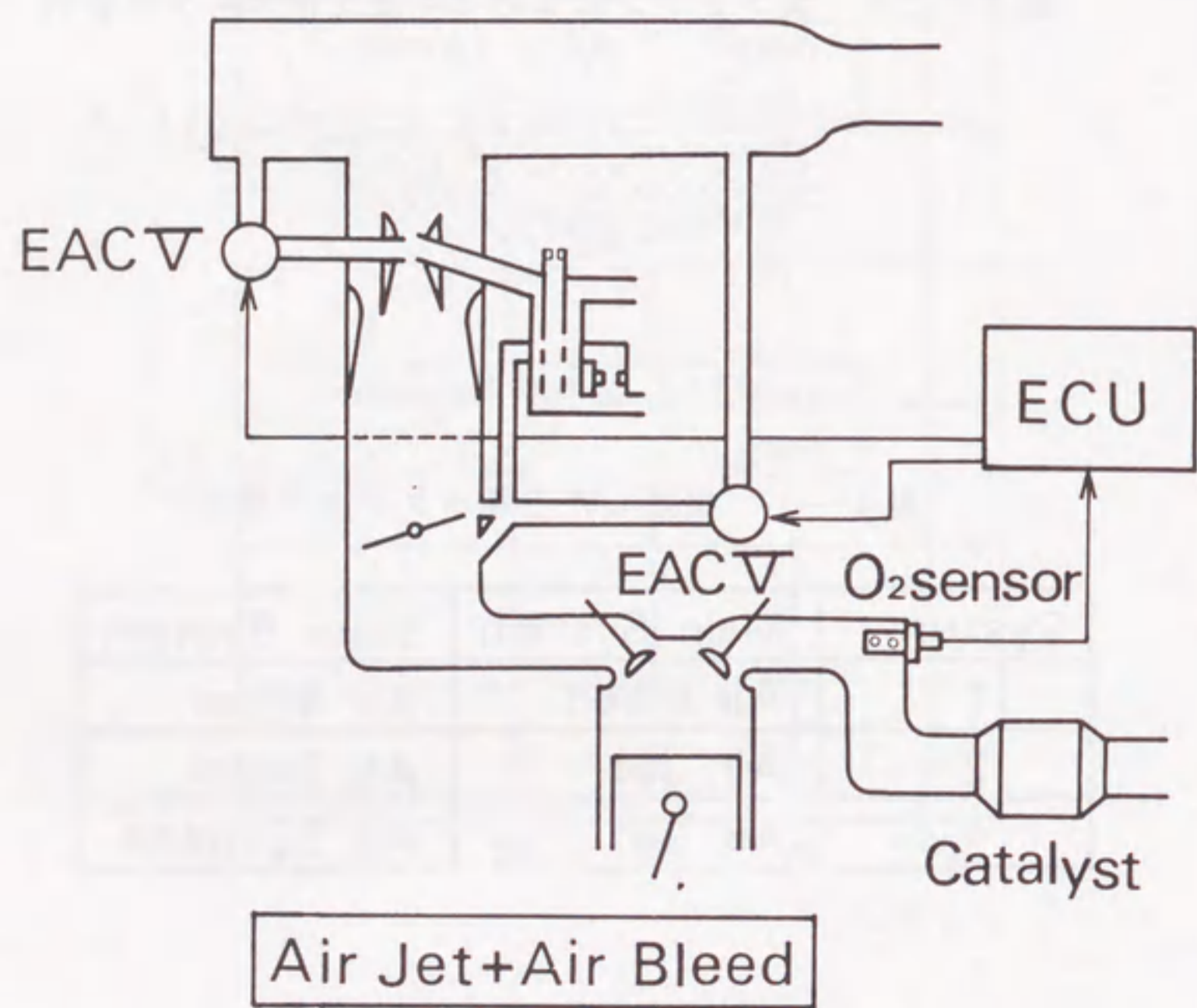


図4-17 三種システムの構成図 (エアジェット+エアブリード)

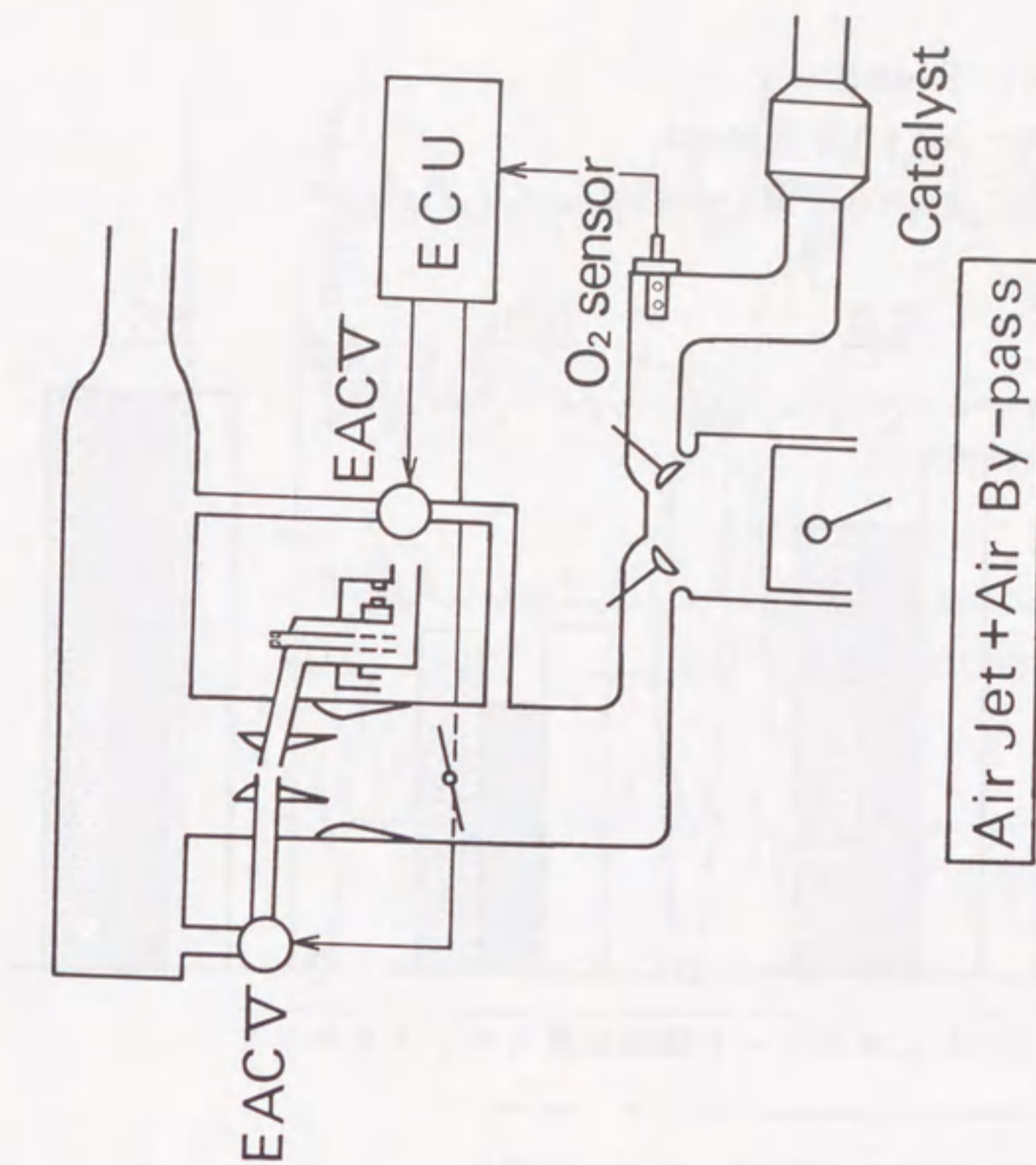


図4-18 三種システムの構成図 (エアジェット+エアバイパス)

表4-2 EACV容量 ($\Delta P_m = -100 \text{ mmHg}$)

	スロー系EACV 全開流量	メイン系EACV 全開流量
Air Bleed	26 l/min	26 l/min
Air Bleed + Air Jet	↑	↑
Air By-pass + Air Jet	100 l/min	↑

表4-3 用いた制御常数

	Skip		Ramp	
	Rich ↓ Lean	Lean ↓ Rich	Rich ↓ Lean	Lean ↓ Rich
Air Bleed	16mA	16mA	27mA	25mA
Air Bleed + Air Jet	↑	↑	42mA	30mA
Air By-pass + Air Jet	28mA	28mA	61mA	55mA

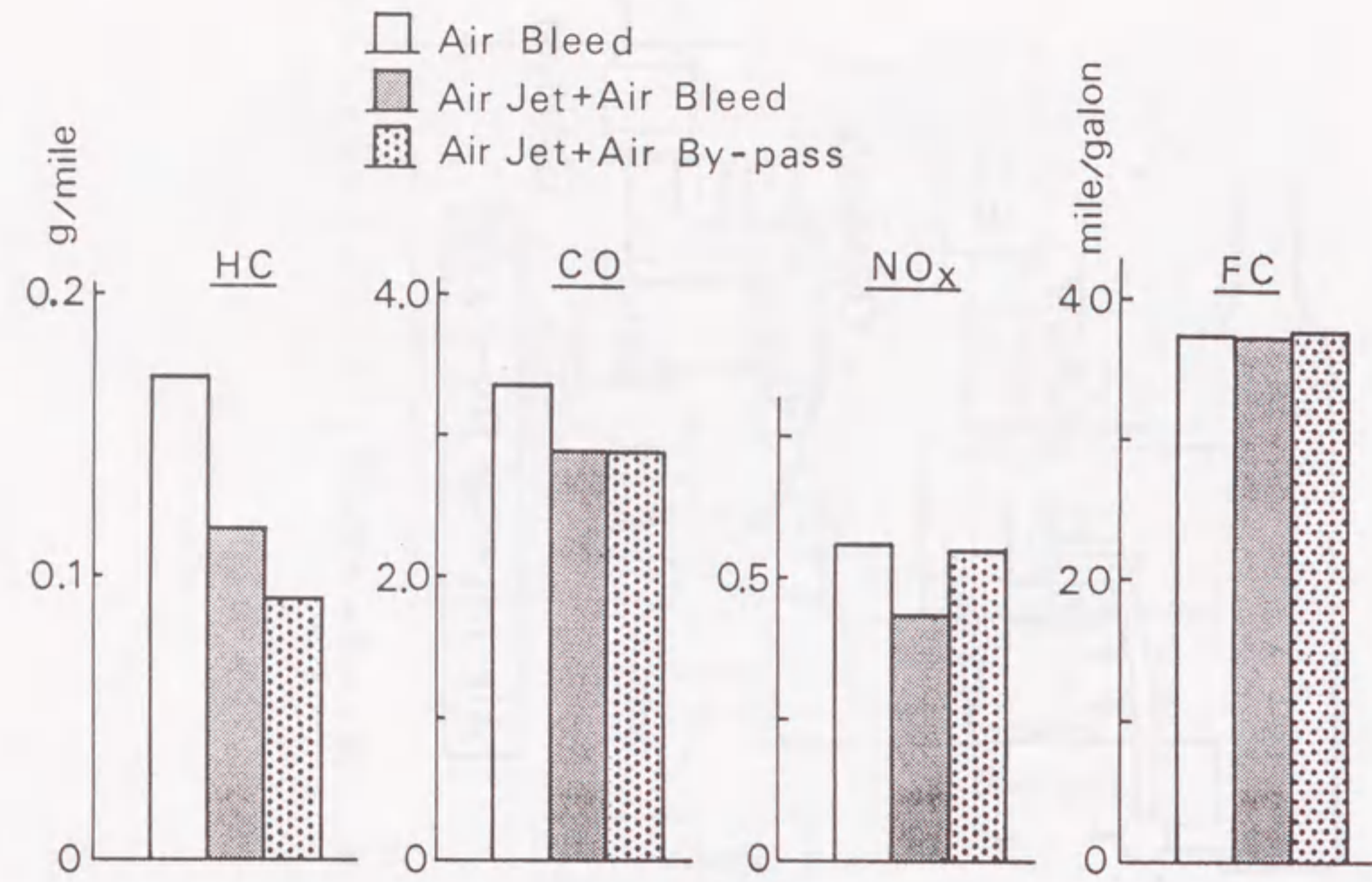


図4-19 LA#4モード試験結果(ホットモード)

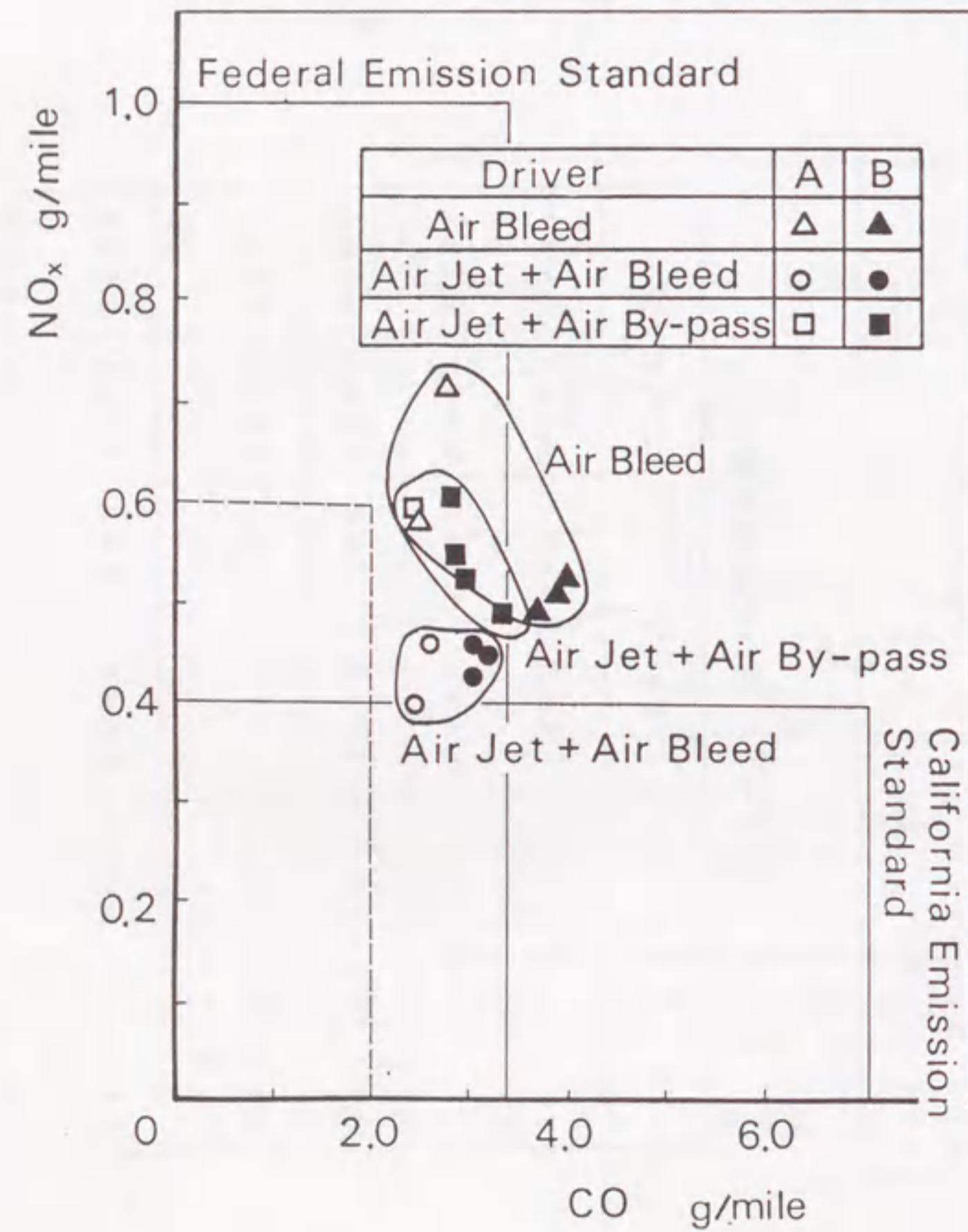


図4-20 LA#4モード
エミッション

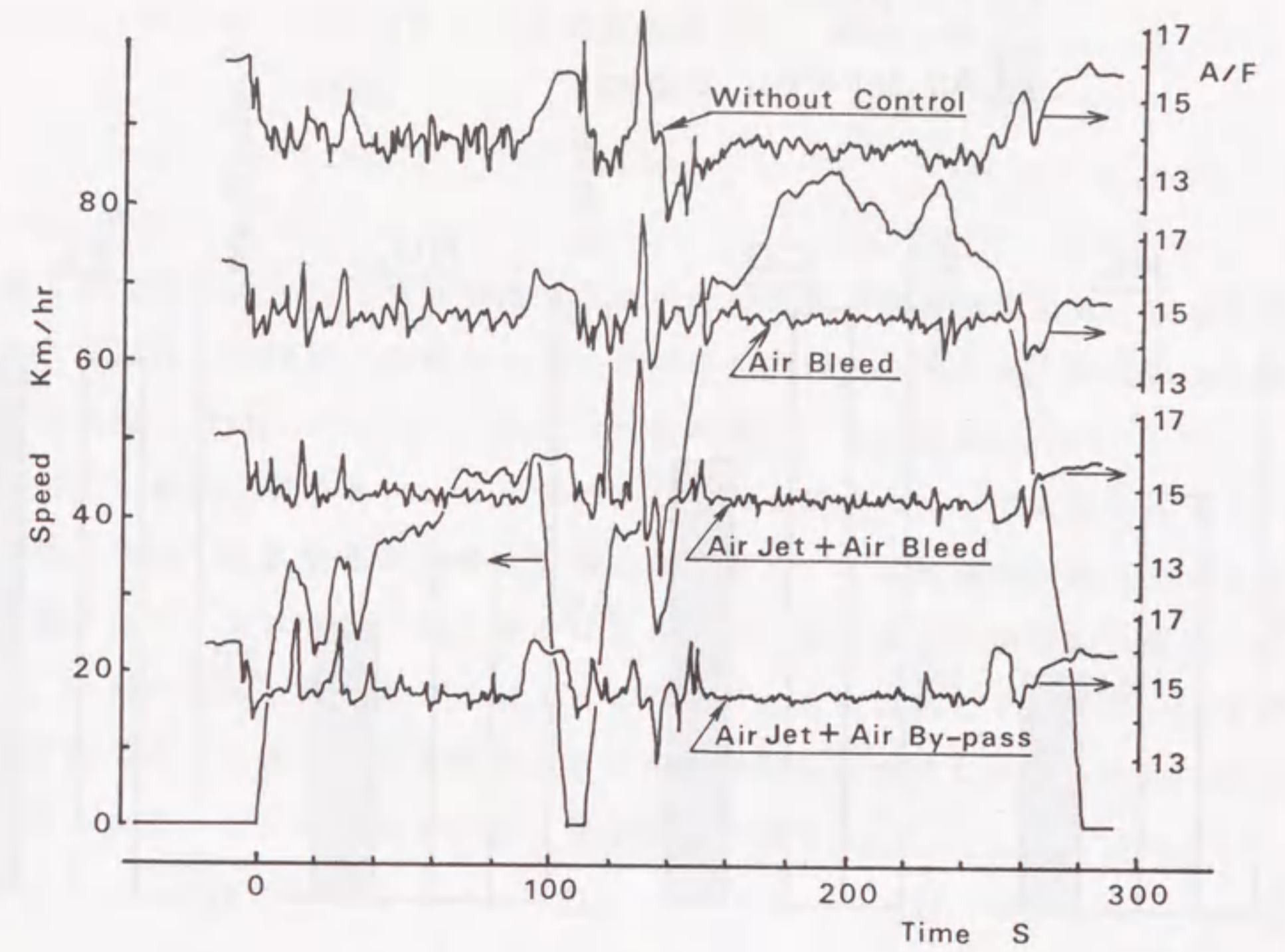


図4-21 空燃比の変化

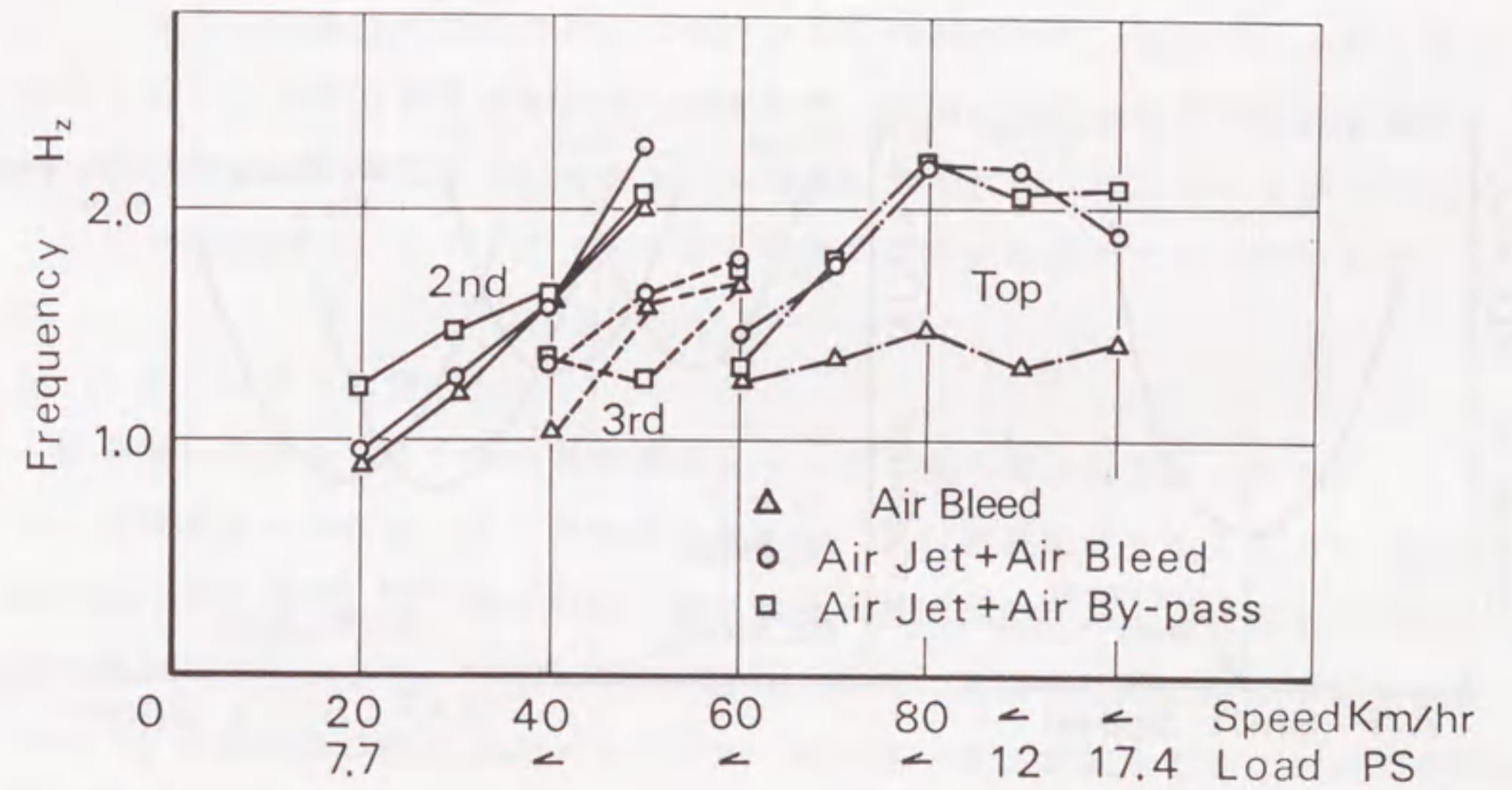


図4-22 定常制御周波数

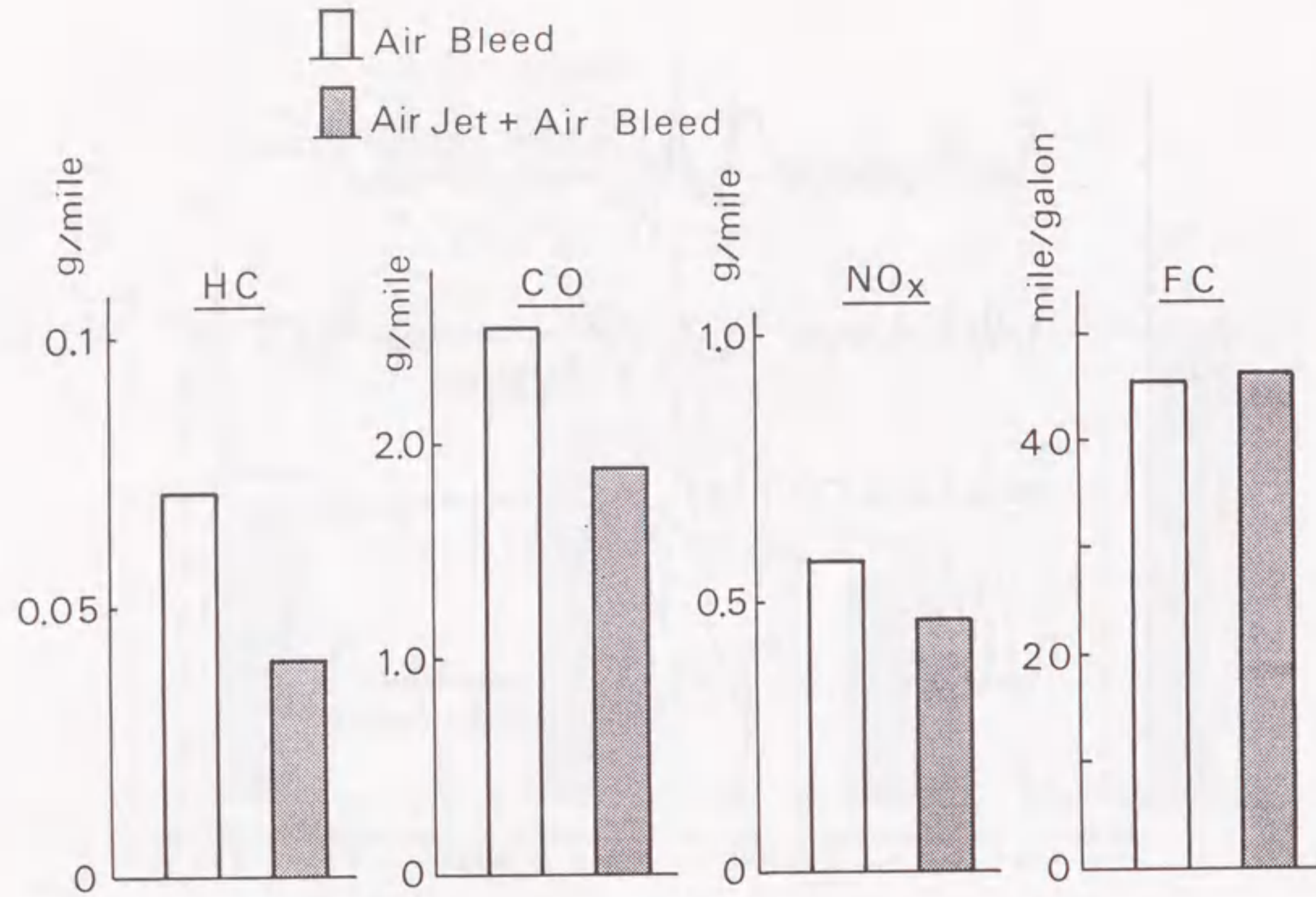


図4-23 ハイウェイモード試験結果

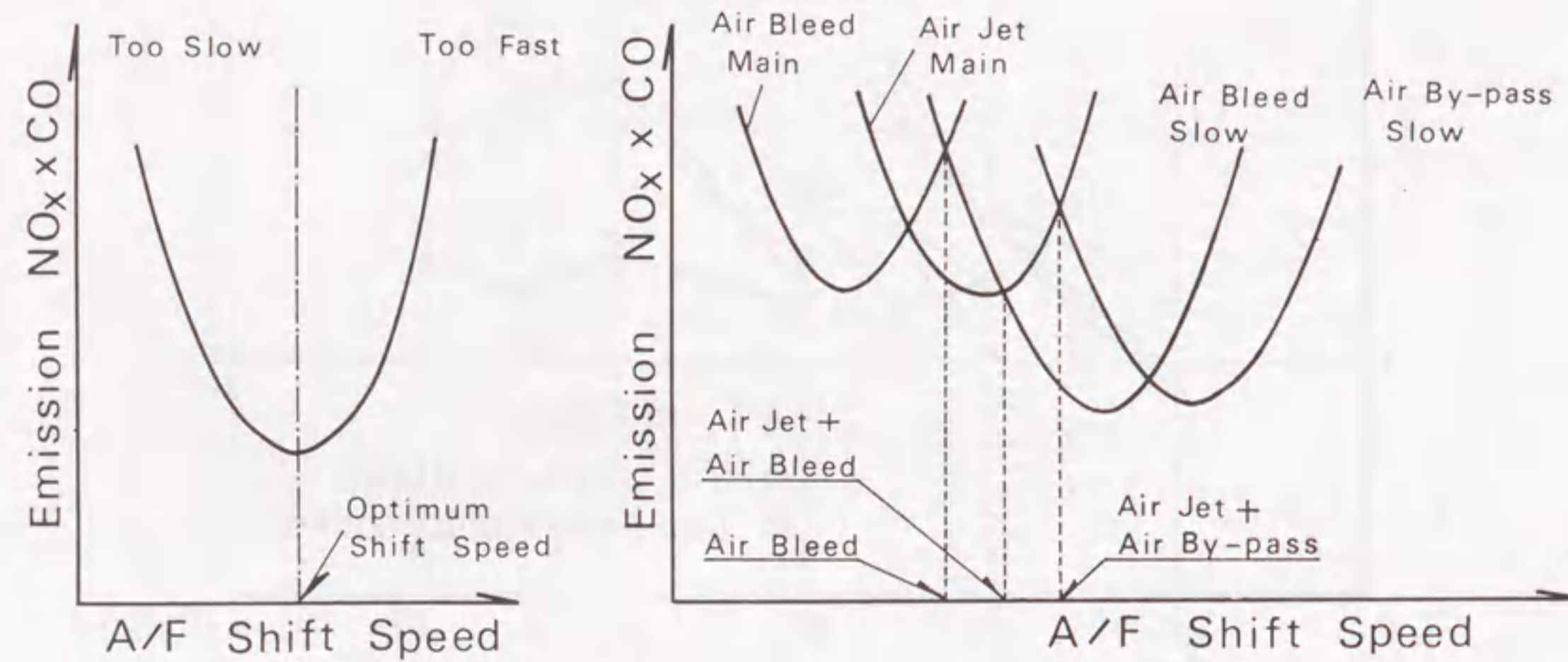


図4-24 空燃比変化速度とエミッションの関係

5.1. 序論

第4章では、考案した空気噴流式制御気化器の実用化検討をした。検討に当たっては実用化に向けて、応用的側面にのみ目を向けてきたため、噴流による燃料の抑制効果などについては、これまで想像的議論が先行していた。

空燃比制御気化器のベンチュリ部で生じている現象について考えてみると、吸入空気、燃料、空気噴流が相互に影響し合う極めて複雑な現象が生じていることが想像される。本章では、空気噴流による空燃比制御現象の基礎的な側面に立ち帰り、現象の理解を深めることによって改良のための資料とする。また、本章での検討に当たっては、空気噴流式制御気化器の特長を明確にするために、他の制御方法との違いを、現象面から掘り下げることにする。

5.2. 空気噴流の衝突効果

5.2.1. まえがき

これまで空気噴流式制御気化器における燃料抑制作用は、自己吸引された空気噴流の燃料への衝突効果であるとしてきたが、実際にはその論理的根拠は明確になっていない。本節ではこの点について明確にするため、ベンチュリ部の圧力についての検討と、シュリーレン法による噴流の可視化結果についてのべる。

5.2.2. 噴流の作用

従来型気化器のメイン系の燃料流量はS. V. 絞り部の負圧により決定されるが、空気噴流の存在によりこの負圧は変化し、燃料流量特性を変えることが予想される。すなわち、本研究における空気噴流式空燃比制御気化器における燃料流量の減少の要因として、①空気噴流が直接、燃料に衝突することによる効果のほかに、②空気噴流の存在によってS. V. 絞り部の負圧が変化することによる効果が考えられる。この要因を分離するため、図4-4の(c)の噴流空気を工場

空気源から供給する実験装置により検討した。なお、工場エアは浮き子式空気流量計及び空気噴流通路の損失を補償するもので、図4-4の(c)のU字管マンメータ部の圧力はほぼ大気圧である。実験は次の2段階の手順で行う。

- ① 空気噴流がない状態でS. V. 絞り部負圧 ΔP_v と燃料流量 G_f の関係を測定する。
- ② 次に、空気噴流流量を変化させた時の燃料流量 G_{fjp} とS. V. 絞り部負圧 ΔP_{vjp} を測定する。

これらの測定例を模式的に図5-1の(a), (b), (c)に示す。今、A点の空気噴流流量を供給すると、燃料流量は図5-1の(b)で G_{fs} から G_{fjp} に減少する。一方、S. V. 絞り部負圧は図5-1の(c)で ΔP_{vs} から ΔP_{vjp} に変化する。元来、S. V. 絞り部負圧が ΔP_{vjp} であるなら、その時の燃料流量は図5-1の(a)より G_{fp} である。すなわち、空気噴流がない時の燃料流量 G_{fs} は空気噴流の存在によるS. V. 絞り部負圧の変化により G_{fp} に減少したことになる。したがって、残りの G_{fp} と G_{fjp} の差が空気噴流の衝突効果により減少した分となる。図5-2に負圧変化による燃料流量比 $k_p = G_{fp} / G_{fs}$ 及び衝突効果も含む燃料流量比 $k_{jp} = G_{fjp} / G_{fs}$ と空気噴流流量の関係の実験結果の一例を示す。図から負圧変化による影響を表す k_p はほぼ1.0となって、空気噴流の存在によるS. V. 絞り部負圧の変化によって引き起こされる燃料流量の減少はほとんどない。したがって、燃料流量の減少は殆ど空気噴流の衝突効果に起因すると考えられる。次に、図において、燃料流量比 k_{jp} は空気噴流流量の二乗に比例することから、衝突時の空気噴流の運動量の変化分が燃料流量を抑制する力として作用していると推定できる。また、空気噴流流量は吸入空気流量の1%以下であり、きわめて小流量の空気噴流で燃料を大幅に減少させる効果をもつことも分かる。

5.2.3. シュリーレン法による観察

前節で述べたように、空気噴流による燃料流量の減少は、空気噴流の衝突効果が主原因であることが明らかとなったが、このことはシュリーレン法による可視化観察からも説明できる。二次元ダブルベンチュリモデルを用い、図4-4の(d)の実験装置により、空気噴流(ここでは可視化を容易にするためフレオンガ

スで代用する)と燃料(エチルアルコール80%水溶液)の挙動を観察した。結果を図5-3, 5-4に示す。図5-3は噴流及び燃料の有無に対して比較した写真である。左は、噴流のみが存在する場合で、空気ノズルから噴出した噴流はベンチュリ内で吸入空気曲げられつつ混合する様子が分かる。また右側の写真は、燃料だけを噴出した場合で、左右両ノズルの背後で燃料の微粒化が行われている。これに対して、中央の写真が燃料と噴流が共にある場合で、噴流が燃料に衝突していることがよく分かる。この写真では、噴流の衝突力によって燃料は少し左側へ偏っている。また噴流は燃料と衝突する時に激しい混合が生じるためか、左の写真と比べるとベンチュリ内で速く混合が完了している。図5-4はノズル対向間距離 W_n に対して比較したもので、燃料流量比が W_n によって影響を受ける様子が観察できる。 W_n が大きいと噴流はメインノズルから噴出する燃料には直接衝突せず、燃料の抑制効果は殆ど見られない。 W_n が小さくなると燃料の抑制効果が増すとともに、燃料は左側のS. V. 内壁に付着しやすくなる。

5.2.4. 本節の結論

- (1) 空気噴流流量が吸入空気流量の1%以下で、燃料の抑制効果がある。
- (2) 燃料流量の減少効果(燃料流量比 $k_{jp} = (\text{空気噴流がある時の燃料流量 } G_{fjp}) / (\text{空気噴流がない時の燃料流量 } G_{fs})$)は空気噴流流量 G_{aj} の2乗にほぼ比例し、 $k_{jp} = 1 - \beta (G_{aj} / G_a)^2$ (β は実験定数、 G_a は吸入空気流量)の関係にある。
- (3) 空気噴流が噴出した場合でも、S. V. 絞り部の負圧の変化は小さく、燃料流量の減少は空気噴流の衝突が主原因であることが実験解析及びシュリーレン観察から確かめられた。
- (4) 噴流が衝突すると燃料は噴流の向かう方向へ曲げられるため、微粒化が最良となるメインノズル突き出し長さは通常と少し異なる。

5.3. エアブリード制御方式との比較

5.3.1. まえがき

前章で得た結果から、空気噴流制御の制御ポテンシャルがエアブリード制御に

比べて高いことが明らかになった。この原因を明かにするため、エアブリード制御と比較しながら空気噴流制御の現象的特長を調べた。考えられる空気噴流制御の特長には次の四点がある。

(1) ベンチュリ部での燃料の微粒化; メインノズルから噴出する燃料にエアジェット(制御用空気)が衝突することにより燃料の微粒化を向上させる。

(2) 燃料通路内での遅れ; エアブリードが混入して平均燃料重量が減少してからメインノズルに至るまでの時間的遅れが空気噴流制御の場合にはない。

(3) 制御用空気の変動; エアブリード制御では本来現象的に不安定な、燃料とブリード空気のエマルジョン中へさらに空気を混入するため、制御用空気の流入変動が大きいと予想される。しかし、空気噴流制御では制御用空気はメインノズルから噴出する燃料に対して衝突するため変動が少ない。

(4) 燃料の噴出変動; (3)の結果燃料自体の噴出変動が小さい。

以上の四点の原因とその結果の因果関係を図5-5に示す。以下でこれら個々の原因について詳細に調べた結果を述べる。

5.3.2. 燃料の微粒化

図4-4(d)に示す実験装置を用いベンチュリ部での燃料の微粒化状況を写真により観察した。図5-6はメインノズル突き出し長さ $X_n=6\text{ mm}$ の場合で、吸入空気量 G_a の異なる三ケースについての観察結果を示す。各写真により噴流ありの場合には燃料の微粒化が改善されていることがうかがえる。また、空気噴流がある場合には噴流力によって噴霧がメインノズル側へ偏向されている。更に定量的に把握するため図5-7の吹き出し方式の装置を用い、シリコンオイルを用いた受け止め法によってベンチュリ部から噴出する噴霧粒径を調べた。ベンチュリ流速 V_{gt} の異なる二ケースについて、メインノズル突き出し長さ X_n を変えた場合の結果を図5-8に示す。 $V_{gt}=5.2\text{ m/s}$ の場合には噴流による微粒化改善効果は顕著であるが、 $V_{gt}=10.4\text{ m/s}$ の場合にはその効果は明瞭ではない。また、 $V_{gt}=10.4\text{ m/s}$ の場合の方が $V_{gt}=5.2\text{ m/s}$ の場合より微粒化が悪く、比較のために示した従来型ノズル(コンベンショナルノズル)の場合とは定性的に異なる。これは空気噴流制御のノズル形状が切り欠きノズルに似ており、ノズル背後の剝離領域で時々大粒の燃料が形成されるためである。このため切り欠きノズルに対して空気噴流制御を用いる場合には微粒化改善の可能性はあるも

の、従来型ノズルとの比較では改善効果は少ないと考えられる。

5.3.3. 燃料通路内での遅れ

図5-9の実験装置は、5.3.3.~5.3.5.の実験全ての目的に対して用いた装置を示し、空気噴流制御の場合とエアブリード制御の場合を一つの図として表した。図5-9においてオプティカルファイバを用いてメインノズル直下流にレーザー光を通過させ、その透過光をフォトランジスタで受光する。吸入空気量 G_a 、マニホールド負圧 ΔP_n を一定とした状態で電磁弁を急開、急閉した時刻からフォトランジスタ出力に変化が現れるまでの時間遅れを測定した。図5-10はつなぎ域における測定結果を示す。空気噴流制御では電磁弁全閉から全開とした場合も、全開から全閉とした場合にも遅れは殆どない。これに対してエアブリード制御では電磁弁を全開から全閉とした場合には一秒近くもの遅れが生じる。これは気化器の燃料通路にあるメインウェル中の油面上昇のための遅れと考えられる。また全閉から全開とした場合には遅れはないものの大量のエアブリードの混入により下流の燃料が押し出されたとみられるフォトランジスタの変化(矢印A)が観察されている。つなぎ域で観察されるこのような燃料噴出遅れは、特殊な条件下でのみ観察されるため、実際の運転条件下では余り重要ではない。実際シャシーダイナモ上での定常運転時にEACVを全開または全閉した場合の酸素センサ信号の応答遅れを調べた図5-11の結果では、表4-1の3種類のシステムによる違いは殆どみられなかった。

5.3.4. 制御空気の変動

図5-9の装置において、電磁弁を周期的に開閉駆動した場合の制御用空気の変動を、空気流路内に設けた熱線流速計により調べた。用いた熱線流速計の構造と検定曲線を図5-12に示す。測定結果をエアブリード制御と空気噴流制御について図5-13に示す。この種の制御においては、できるだけ電磁弁の開閉に対して正確に制御用空気が追従して流入することが望ましいため、熱線出力が駆動パルスと相似の矩形であるほど変動が少なく制御誤差が少ないと考えられる。図5-13から明らかなようにエアブリード制御では電磁弁開時の流入空気の一毎の変動が大きくランダムであるのに対し、空気噴流制御では多少の変動はあるもののその大きさは小さい。この種の相違は各種条件下での実験全てについて

観察された。

5.3.5. 燃料の噴出変動

図5-9の装置において、電磁弁開閉駆動時のフォトランジスタ出力変動を観察することにより、メインノズルから噴出する燃料の変動を測定した。図5-14に結果を示す。フォトランジスタ出力が大きいほど燃料によるレーザ透過光の遮断が少なく空気が多い状態に対応する。空気噴流制御では電磁弁の駆動周波数に拘らず、噴出燃料の変動幅は殆ど変化することがない。これに対してエアブリード制御では駆動周波数に等しい噴出変動が明確に現れている。このことはエアブリード制御の場合にはメインウェルからメインノズルにいたる間(図1-2を参照)の二相流が大粒の気泡流となって噴出することを示している。このような噴出変動の存在は正木らによって高速度写真観察の結果として示され、電磁弁の駆動周波数を上げることにより改善されることが報告されている^[3]。しかしながら図5-14の結果から分かるように、電磁弁の駆動周波数を高めることにより燃料の噴出変動幅は減少するものの、それでもエアブリード制御を行わない場合や空気噴流制御の場合より大きい変動幅となっている。

以上の結果5.3.1.で考えた四つの特長のうち燃料の微粒化と燃料噴出遅れについては、制御周波数の向上につながるとみられるほどの明確な差異はなかった。これに対して、制御用空気の変動、燃料噴出変動については明確な違いが得られた。次節でこれらの結果と制御周波数との関係について考える。

5.3.6. リミットサイクルの制御周波数^[34]

エンジン実験で用いる比例積分制御の方法を、先に4.2.3.節で述べた。その制御系のブロックダイヤグラムを図5-15に示す。また、その制御信号と空燃比の波形を図5-16に示す。この制御系では、燃料が気化器(燃料噴射の場合についても当てはまる)で供給されると、吸気マニホールド、エンジン燃焼室、排気マニホールドを通過する間に、遅れ時間 T_D と一次減衰系(時定数 T_c)を経て排気系の酸素センサに達するものとする。フィードバック制御回路の中では、簡単化のために比例回路と積分回路の伝達関数だけを考え制御回路における遅れ時間 t_L 、 t_R はないものとする。この制御系によって得られる空燃比は通常のラプラス変換を用いて次式のように書き表される。

$$A/F(t) = (A_f - H_s + G T_c) (1 - e^{-t/T_c}) + V_a(0^+) e^{-t/T_c} - G t \quad \dots (71)$$

ここで、 $V_a(0^+)$ は制御信号が H_s だけスキップした時の A/F を表す。

制御信号の振れ幅 A_f は積分定数 $G = A/T_a$ とリミットサイクルの半周期 T_h を用いて次式のように書き表される。

$$A_f = \frac{G T_h + H_s}{2} \quad \dots (72)$$

式(72)を式(71)に代入すれば次式を得る。

$$A/F(t) = (G T_h/2 + G T_c - H_s/2) (1 - e^{-t/T_c}) + V_a(0^+) e^{-t/T_c} - G t \quad \dots (73)$$

制御信号の周期性を考慮して $A/F(t)|_{t=T_h} = A/F(t)|_{t=0}$ を用いれば、 $V_a(0^+)$ は次のように表される。

$$V_a(0^+) = G T_h/2 - (G T_c - \frac{H_s}{2}) \times \frac{1 - e^{-T_h/T_c}}{1 + e^{-T_h/T_c}} \quad \dots (74)$$

式(74)を式(71)に代入し T_h を $1/(2f_L)$ で置き換えれば A/F に関する次の式を得る。

$$A/F(t) = G [1/(4f_L) + T_c - H_s/(2G) - (2T_c - H_s/G)/(1 + e^{-1/(2f_L T_c)}) e^{-t/T_c} - t] \quad \dots (75)$$

リミットサイクルの周波数を求めるために式(75)=0より T_a を求め、 $T_D + T_a = T_h$ 、 $f_L = 1/(2T_h)$ を用いれば、次式を得る。

$$f_L = \frac{1}{4} \left[T_D + T_c - \frac{H_s}{2G} - \frac{2T_c - H_s/G}{1 + \exp(-1/2f_L T_c)} \times \exp(- (1 - 2f_L T_D)/(2f_L T_c)) \right]^{-1} \quad \dots (76)$$

式(76)は f_L に関する代数方程式を与えるため、繰り返し計算によって f_L を求めることができる。

式(76)の意味を理解するために $H_s = 0$, $T_c = 0$ の場合を考えると f_L は次式で表される。

$$f_L = \frac{1}{4 T_D} \dots (77)$$

またその場合の空燃比の振れ幅は次式で表される。

$$(A/F)_{PEAK} = G T_D \dots (78)$$

同様に $T_c = 0$, $H_s > A$ の場合には次のようになる。

$$f_L = \frac{1}{2 T_D} \dots (79)$$

$$(A/F)_{PEAK} = G T_D \dots (80)$$

以上の結果から、比例積分制御系で達成することが出来る制御周波数はスキップ H_s があると、それがない単なる積分制御に比べて二倍の速さになることが分かる。

ここで4.3節で述べたエンジン実験の結果について考える。

4.3節で比較した制御方式では燃料をコントロールする方法の違いはあっても、図5-15で表される閉ループ制御のブロック図は同じである。よって式(76)で表される制御周波数の式も同じである。

この式の中に現れる T_D , T_c はエンジンの燃焼系を通過する間に生じる時間遅れのため、エンジン回転数にはほぼ逆比例すると言われている。正木らはこれらの遅れについて詳細な検討を行い次のように結論している。

- (1) $T_a (= T_D + T_c)$ は気化器で0.3~0.4秒, 燃料噴射で0.17~0.22秒
- (2) このうち T_D は気化器で0.06~0.12秒, 燃料噴射で0.78~0.12秒
- (3) 気化器の T_D は作動遅れ, 電磁弁からメインノズルのむだ時間, メインノ

ズルから吸気弁の無駄時間, 吸気弁の開き待ち時間, 燃焼室内, 排気弁から酸素センサまでのむだ時間からなっている。

- (4) このうち吸気弁の開き待ち時間と燃焼室内の二つが大きい
とはいえ, これらを明確に分離することは実際的にはかなり難しい。

図5-11の結果は T_D と T_c を一緒ににした T_a を測定したものと考えられるがその T_a は三種類のシステムでほとんど変わりはない。 T_c はシステムによる違いがあるとは考えられないから, 結局 T_D , T_c 共に差はないと推定される。にも拘らず図4-22の制御周波数に違いが生じているのは主に H_s の違いがあるからであろう。

4.3.2節で述べたように, 車両実験を行うに当たって最適化した積分定数は表4-3に示すように, 三システムで異なり, 空気噴流制御を用いている方が大きい値を用いている。このように積分定数を大きく取れるのは, 先に述べた制御用空気と燃料の噴出変動が少なく制御誤差が少ないことに起因していると推定される。この結果式(80)で示される空燃比の振れ幅が小さくなり, 排気レベルが低くなっていると考えられる。このようなファクタは式(76)には表現されていないため, 今後の研究課題として残されている。

また図5-11では T_a は約0.3秒であり, 式(79)から計算される $f_L = 1.7 \text{ Hz}$ は図4-22の結果とよく対応している。

5.3.7. 本節の結論

空気噴流制御に関して現象的に考えられる四つの特長について調べた結果以下のことが分かった。

- (1) 空気噴流制御による燃料の微粒化改善効果は明確ではない。
- (2) 空気噴流制御は, つなぎ域で燃料通路内での遅れが小さい。
- (3) 空気噴流制御は制御用空気の噴出変動が少ない。
- (4) エアブリード制御方式ではメインノズルからの噴出燃料の変動が大きい。
- (5) 上記(3), (4)の原因がエアブリード制御システムの制御誤差を増大する原因となり, システムの制御性を悪くしていると考えられる。

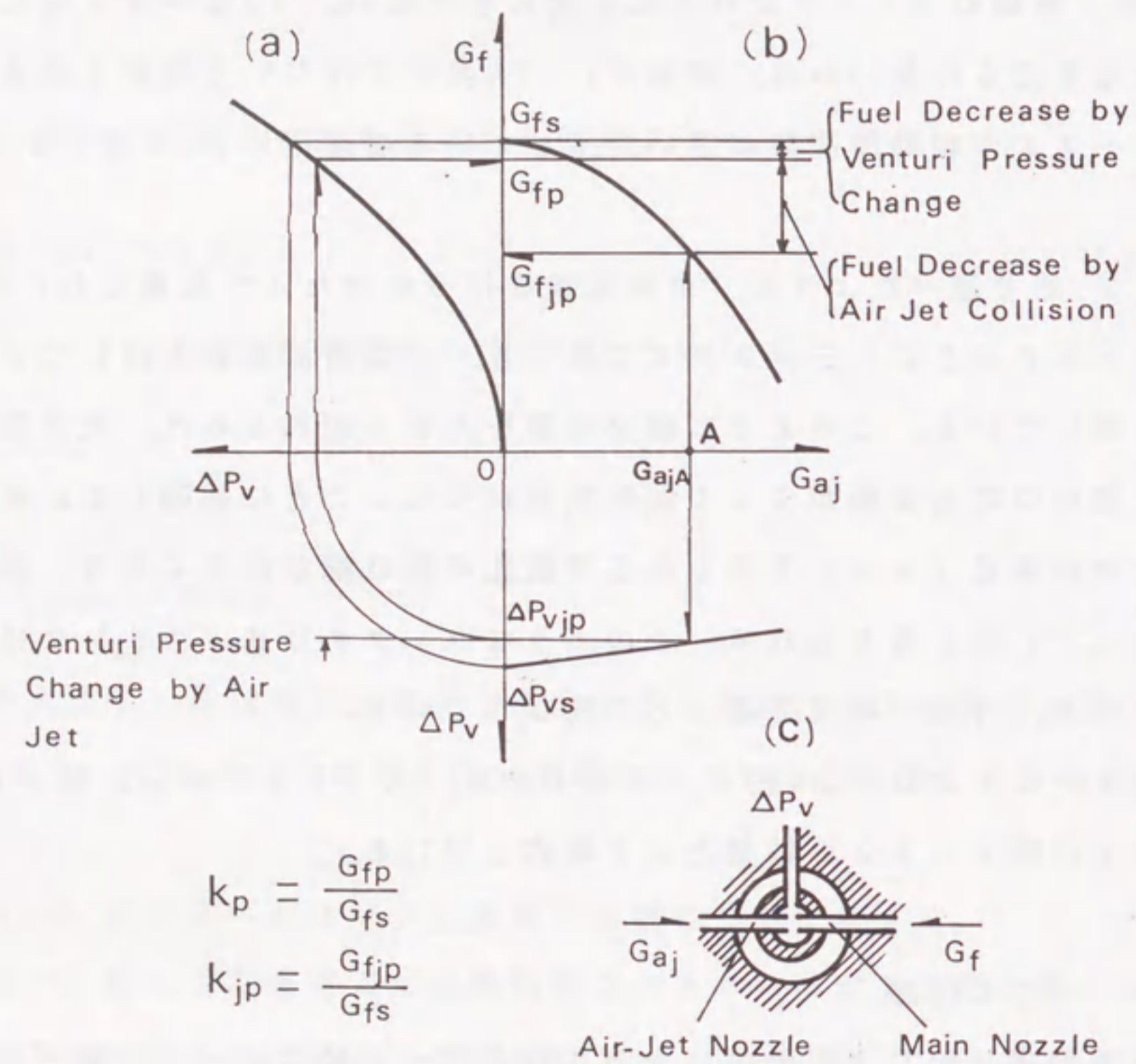


図5-1 空気噴流の衝突効果と負圧変化効果

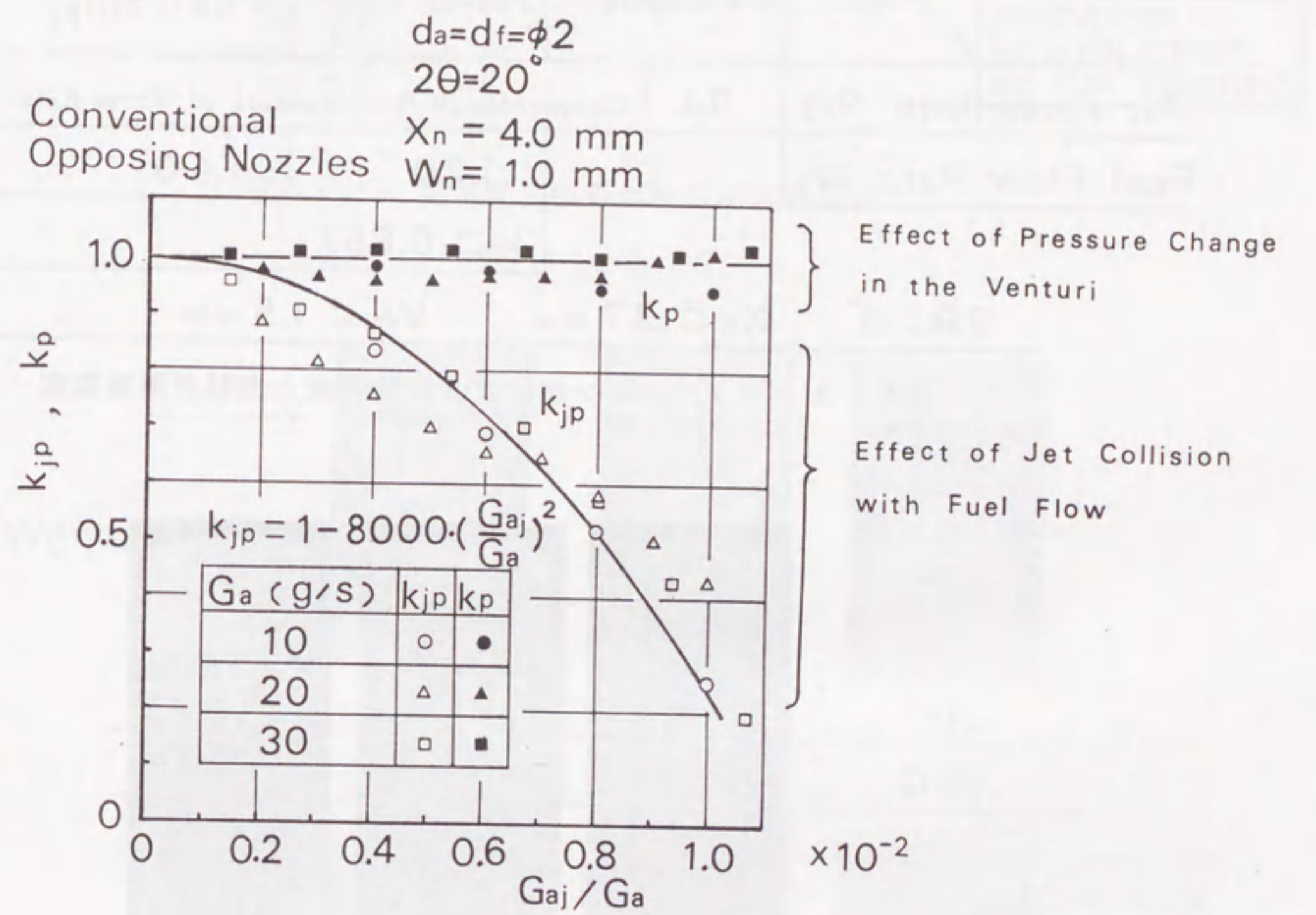


図5-2 燃料流量比に対する衝突効果と負圧変化効果

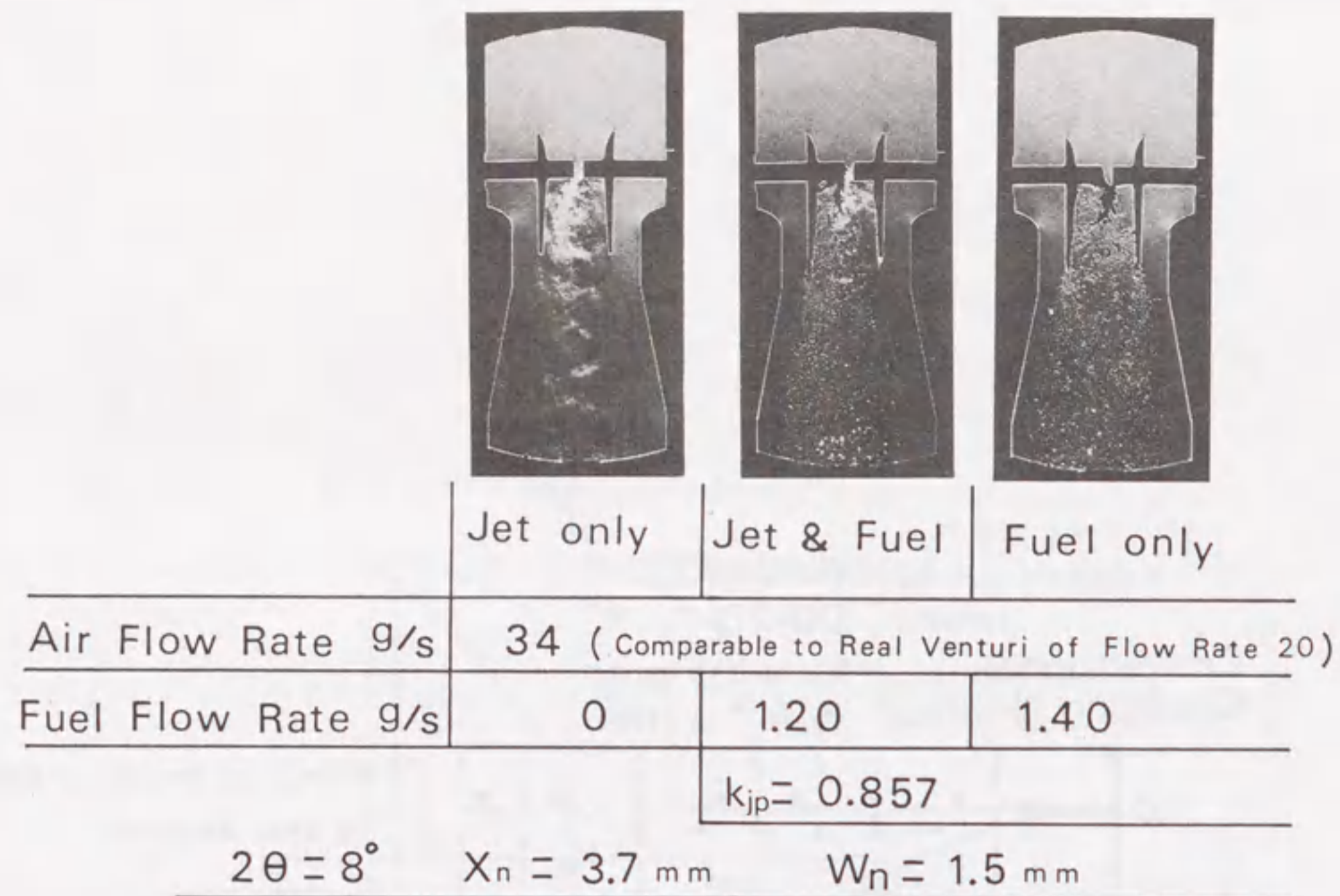


図5-3 シュリーレン法による空気噴流と燃料の挙動観察

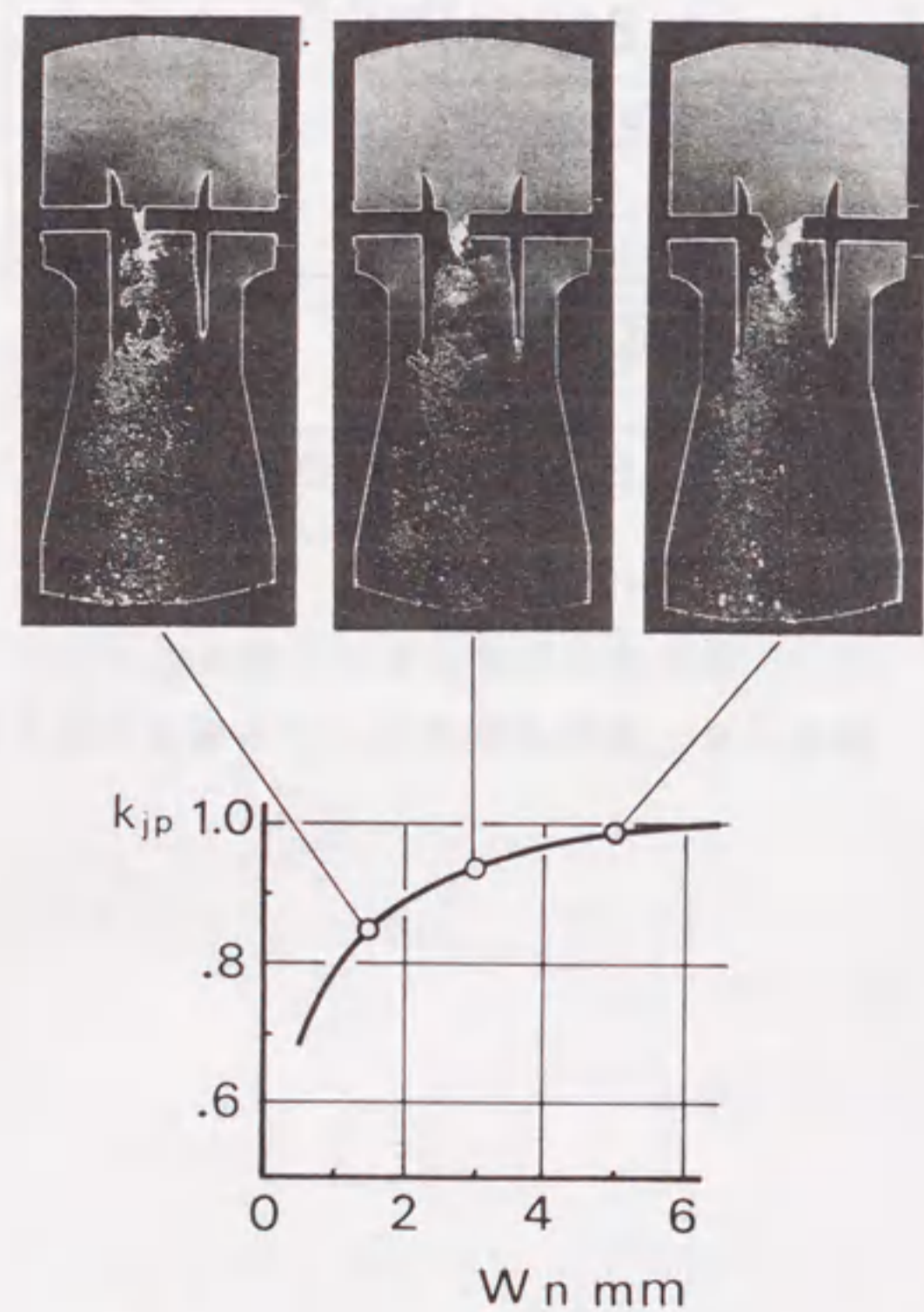


図5-4 シュリーレン法による対向間距離の影響の観察

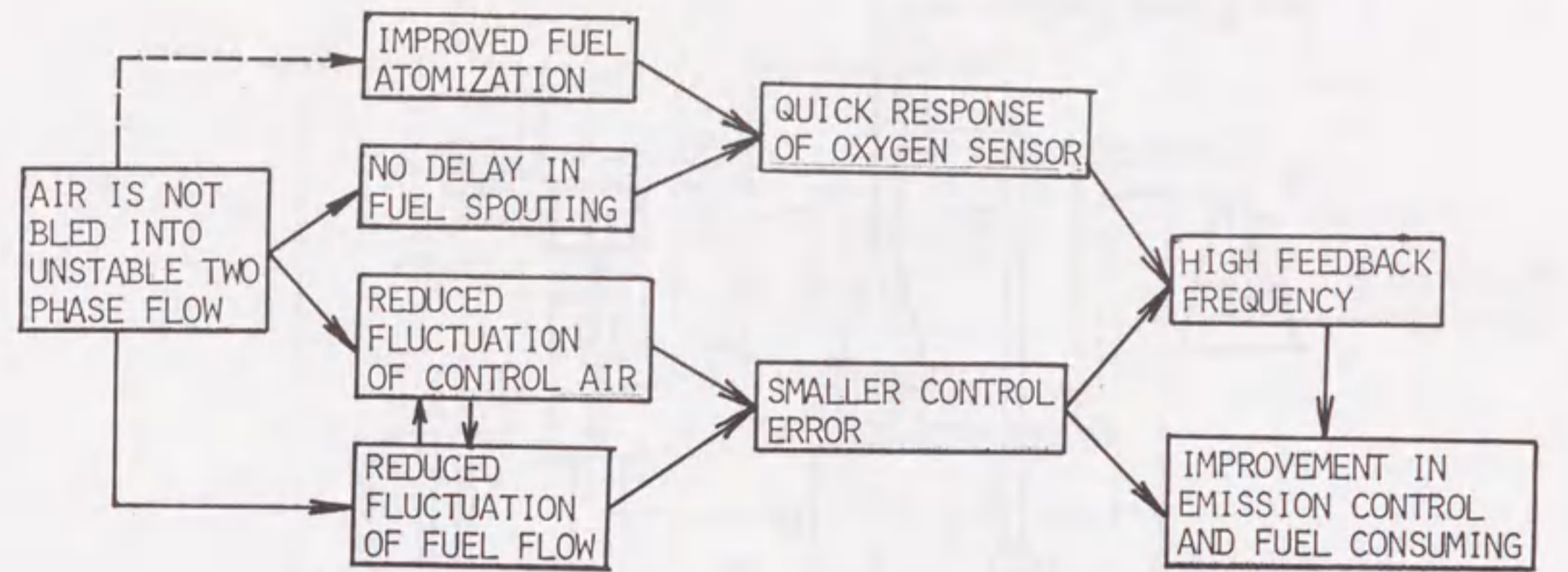


図5-5 空気噴流制御の特長の因果関係

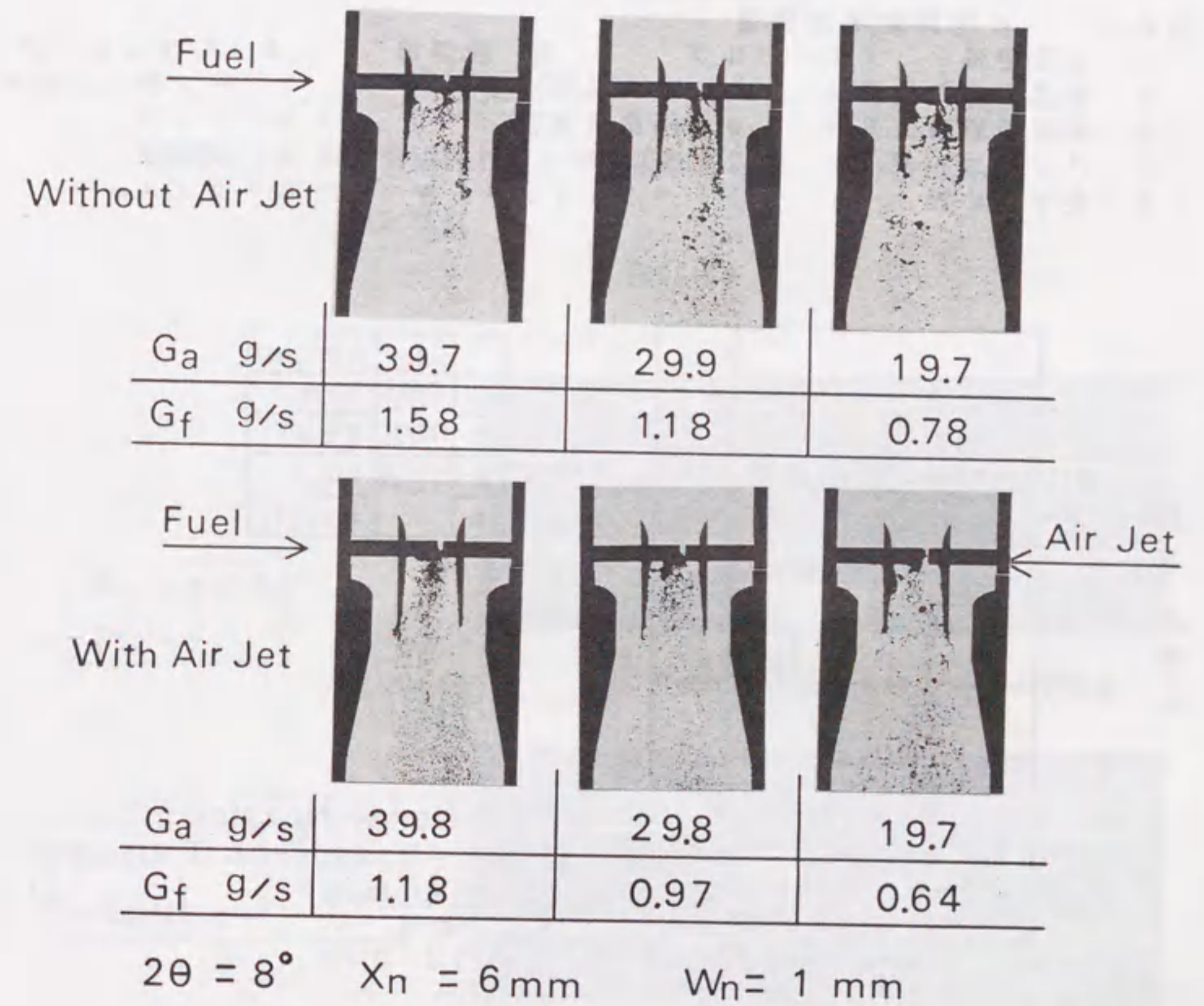


図5-6 ベンチュリ部での燃料微粒化状況

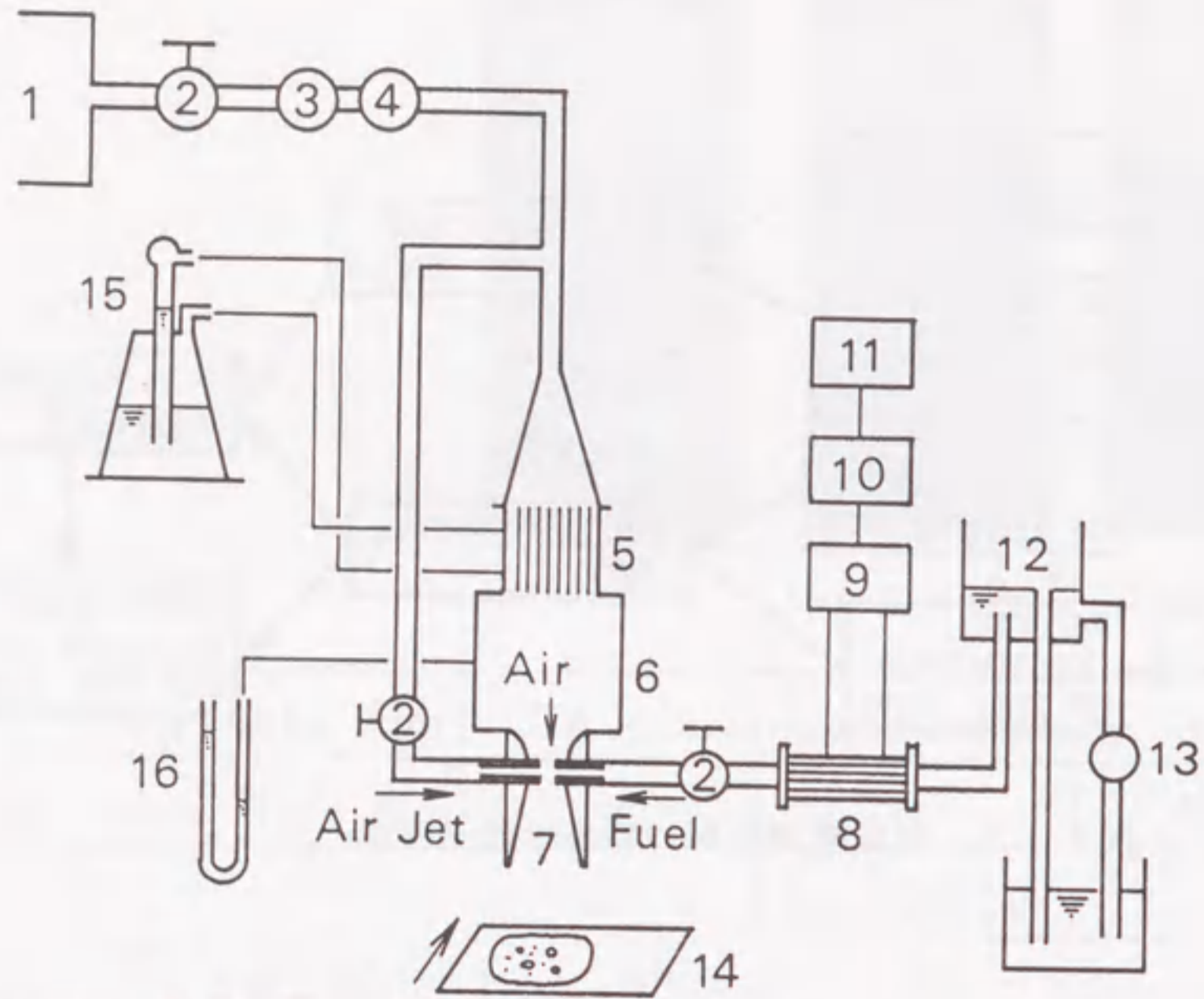


図5-7 粒径測定実験装置

- | | | | |
|------------|-------------|------------|----------|
| 1 加圧空気 | 2 バルブ | 3 除湿器 | 4 レギュレータ |
| 5 層流型空気流量計 | 6 サージタンク | 7 ベンチュリモデル | |
| 8 層流型燃料流量計 | 9 圧降変換器 | 10 アンプ | |
| 11 ペンレコーダ | 12 タンク | 13 ポンプ | |
| 14 受け止め板 | 15 ベッツマンメータ | 16 マノメータ | |

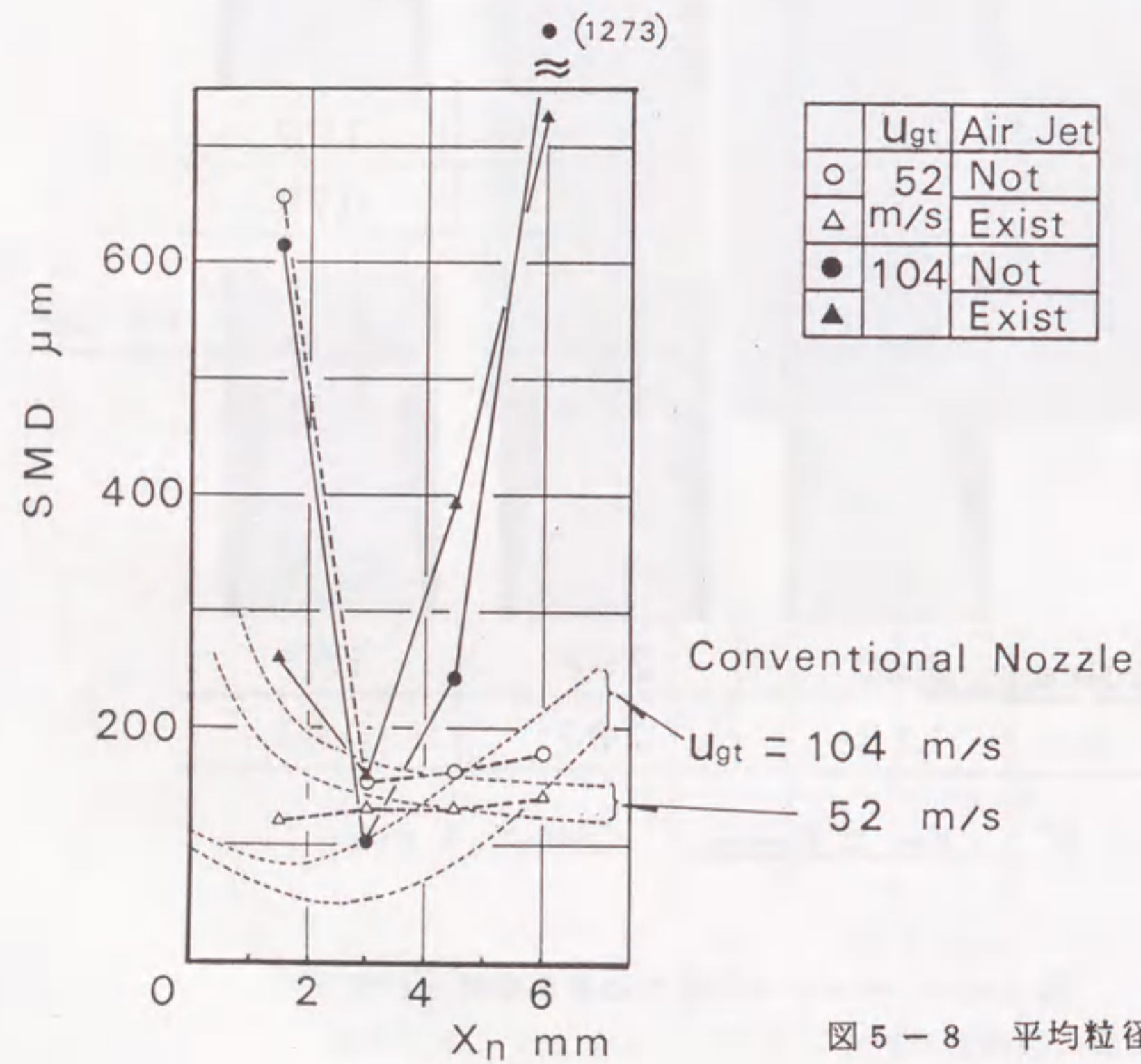


図5-8 平均粒径測定結果

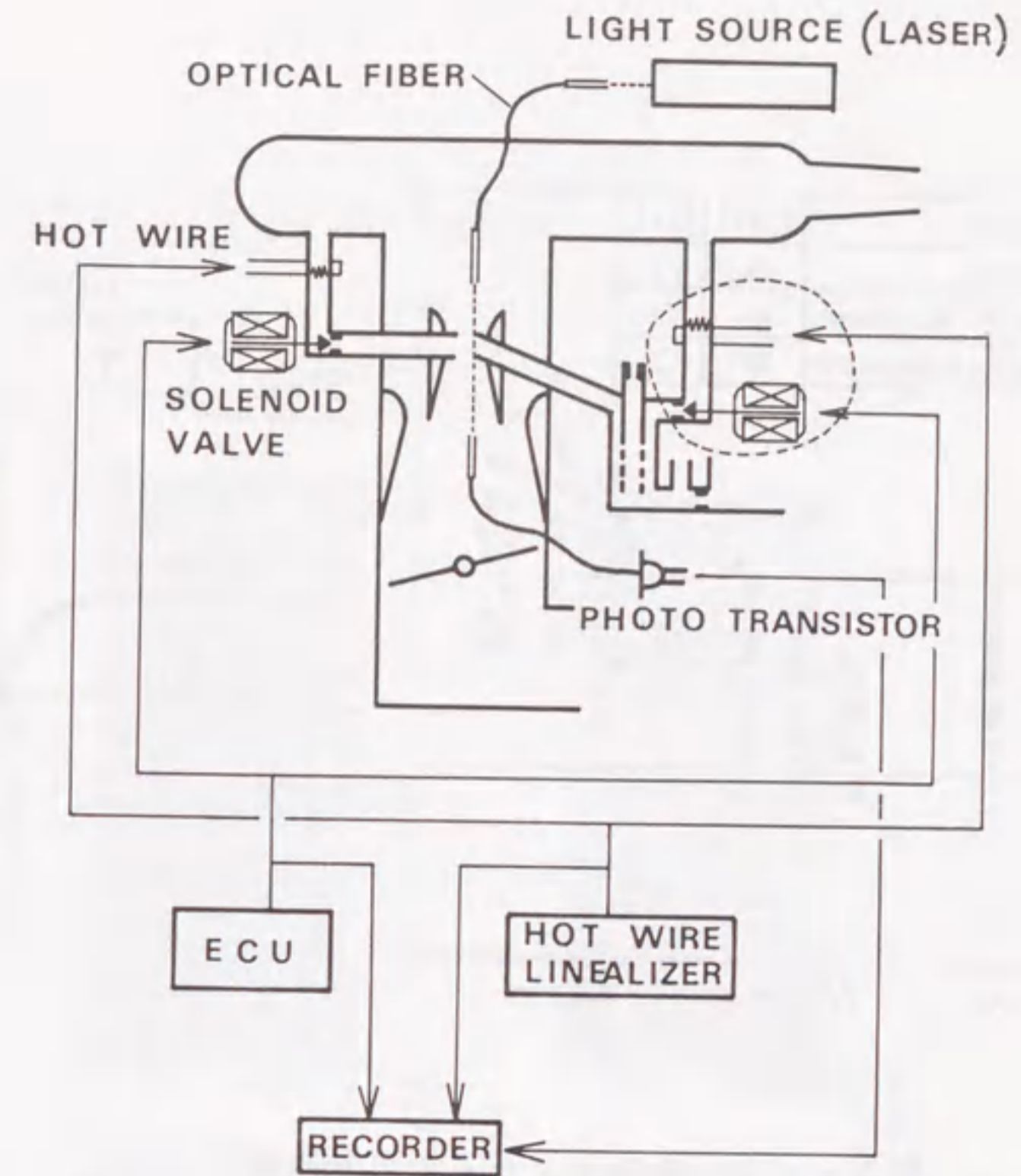


図5-9 燃料噴出遅れ, 制御用空気の乱れ, 燃料噴出変動の測定装置

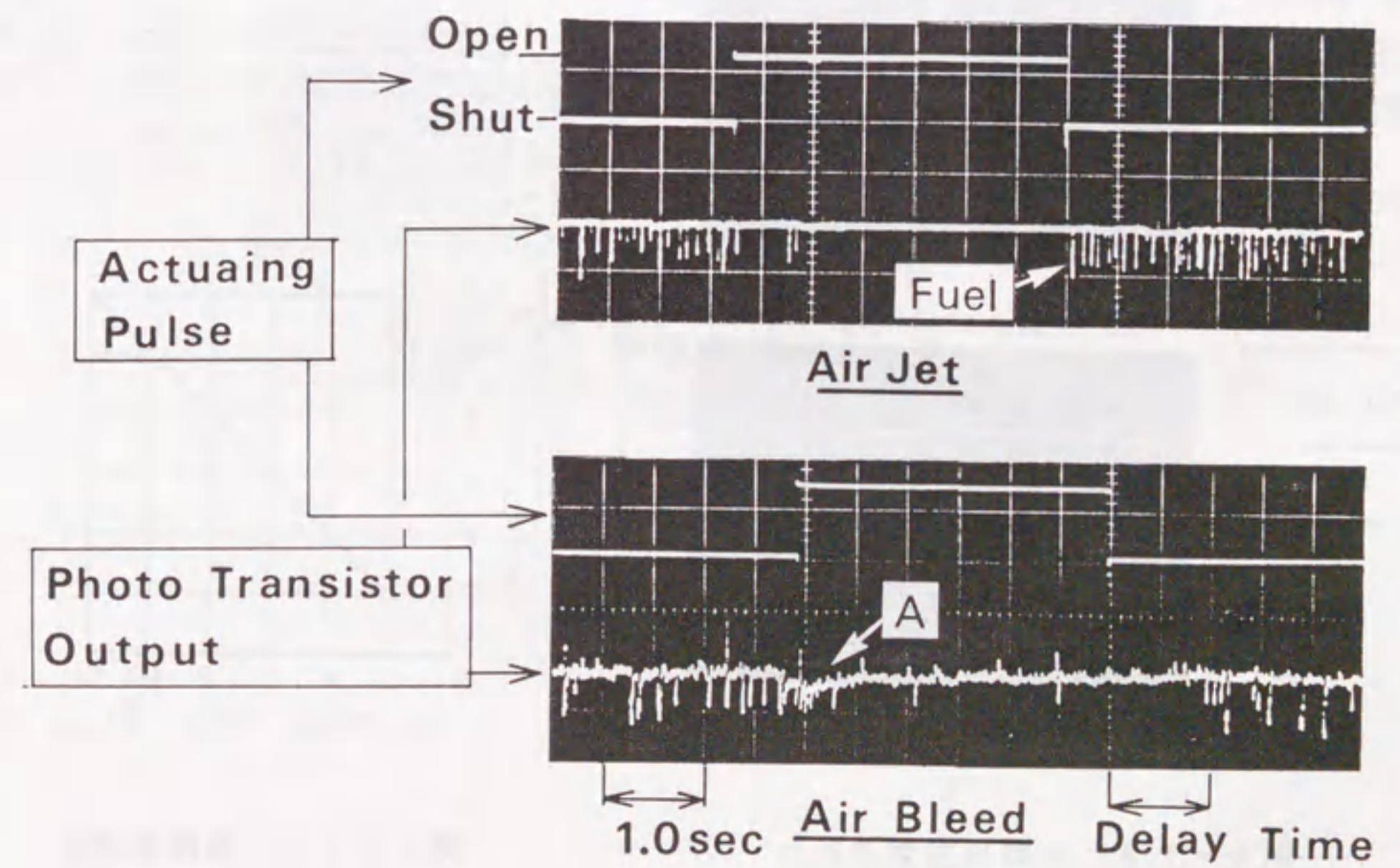


図5-10 燃料噴出遅れ

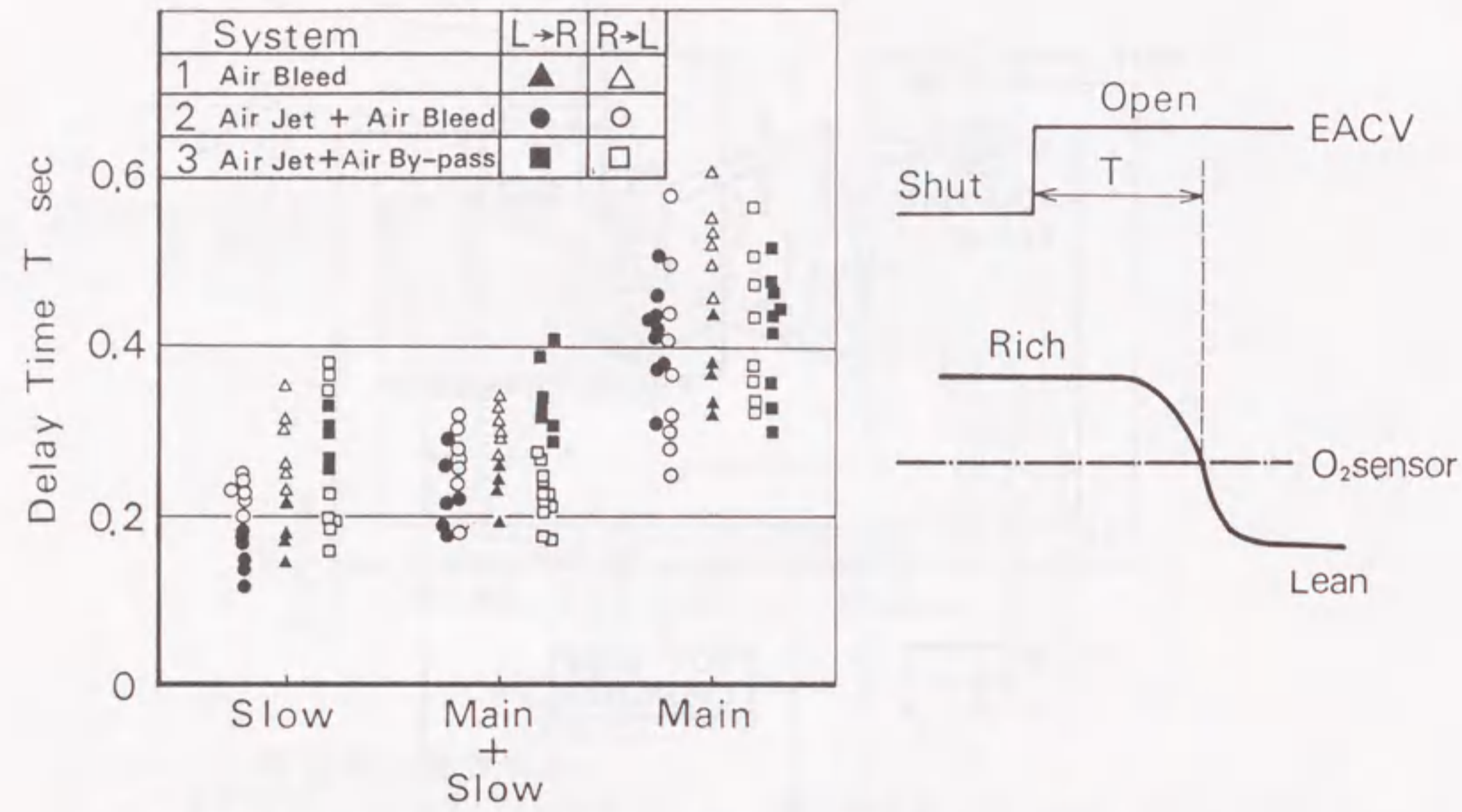


図5-11 酸素センサーの応答遅れ

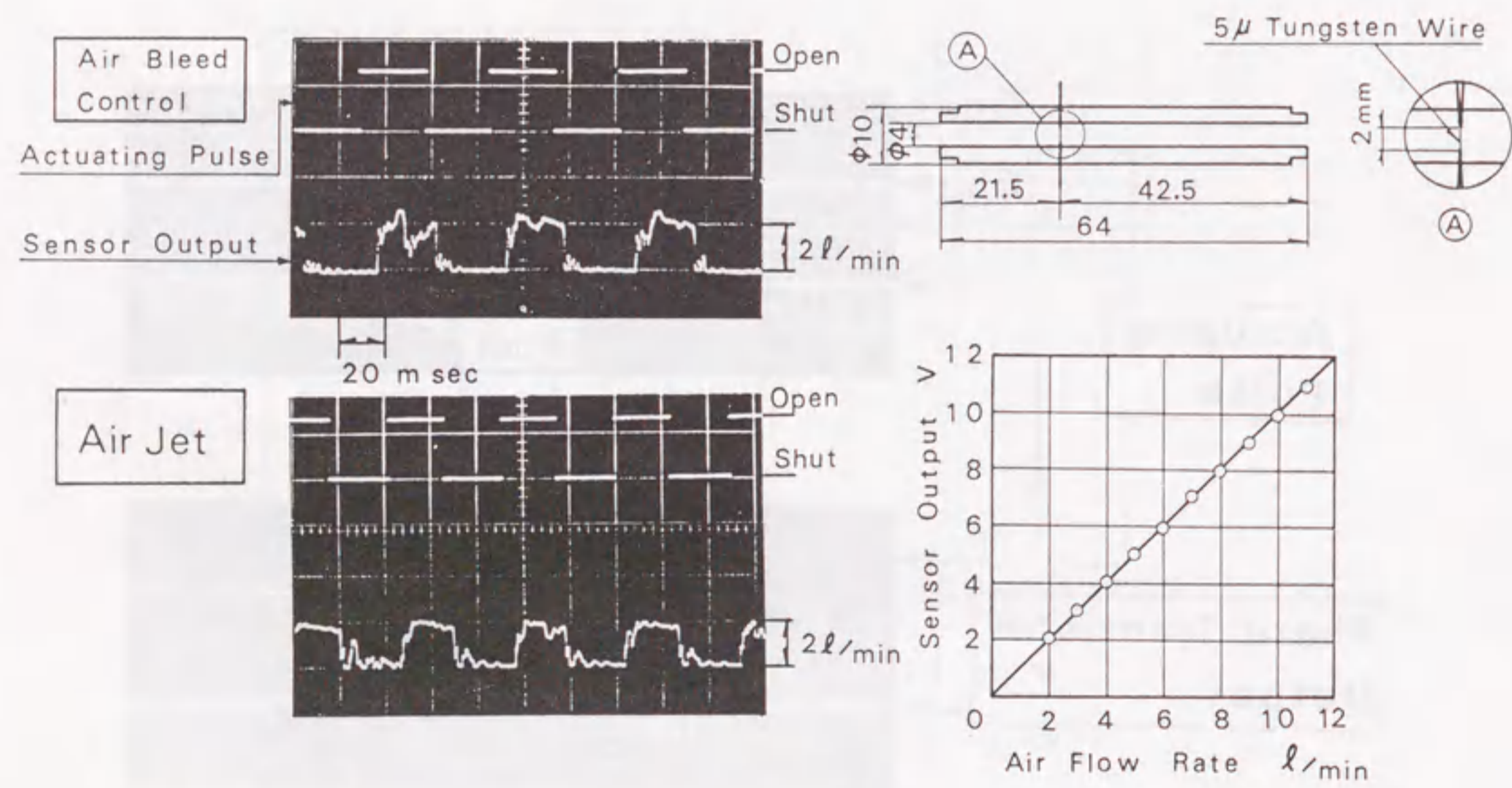


図5-13 制御用空気の乱れ

図5-12 熱線流速計

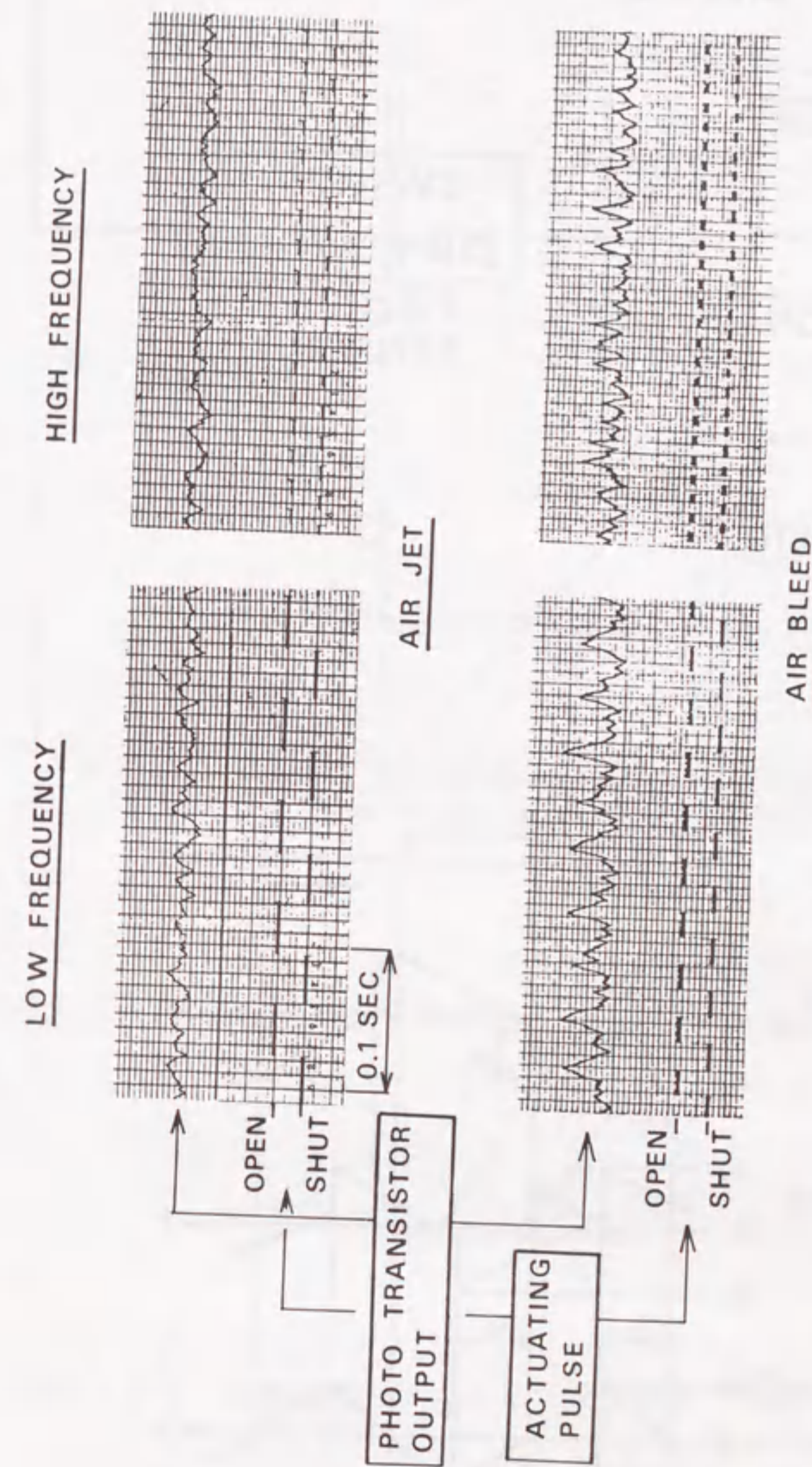


図5-14 燃料の噴出変動

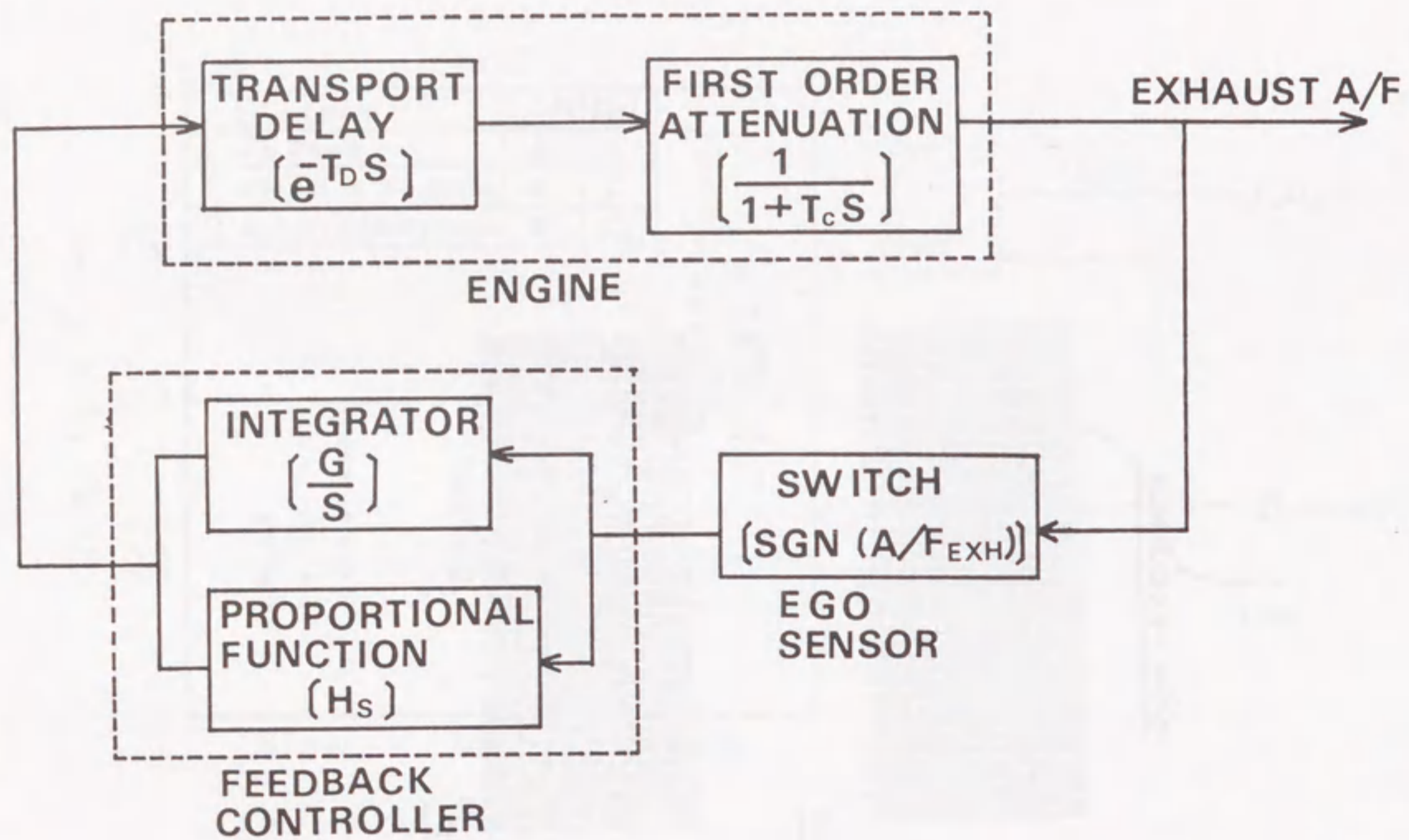


図 5-15 制御系のブロック線図

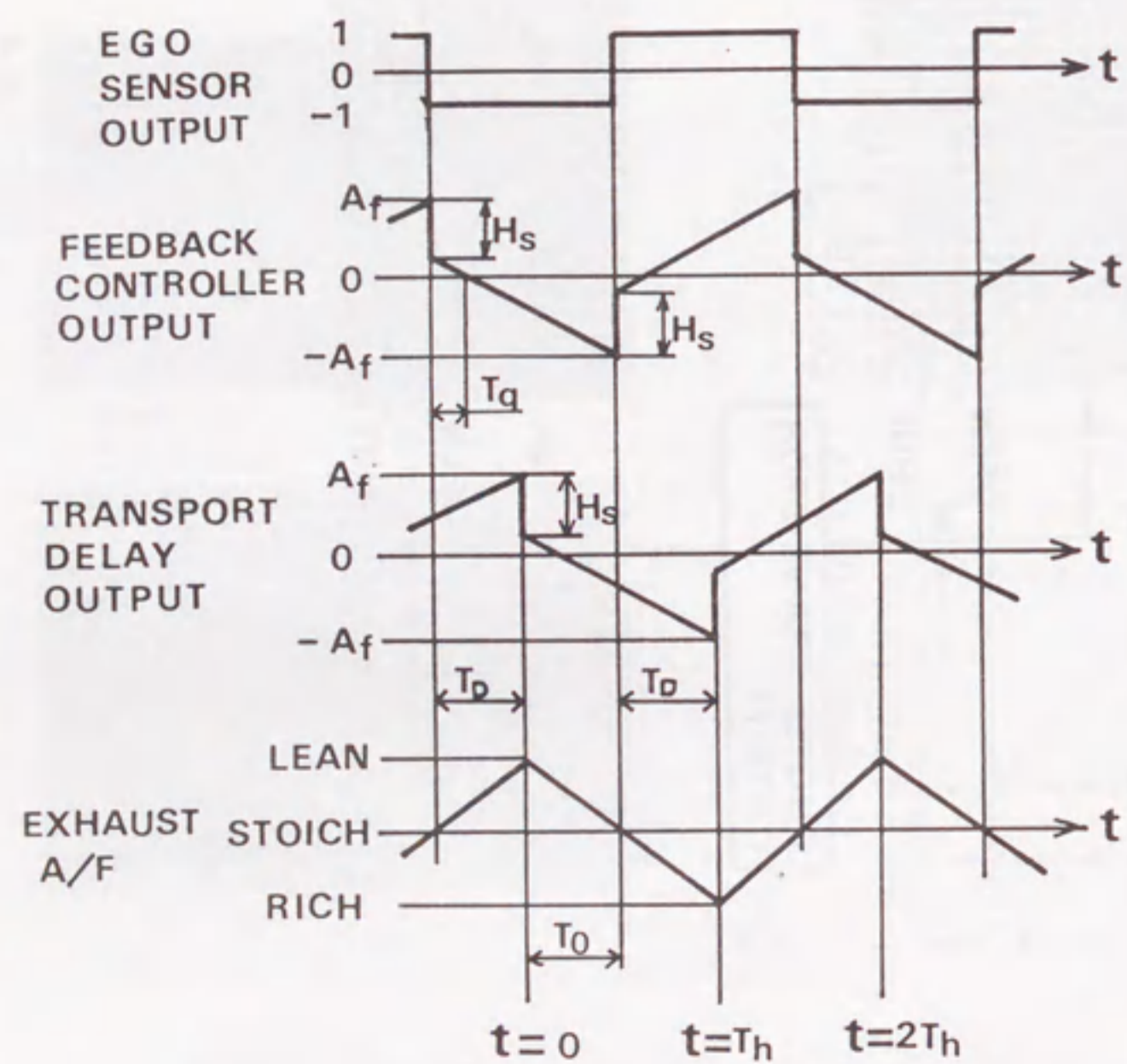


図 5-16 閉ループ制御系のリミットサイクル信号

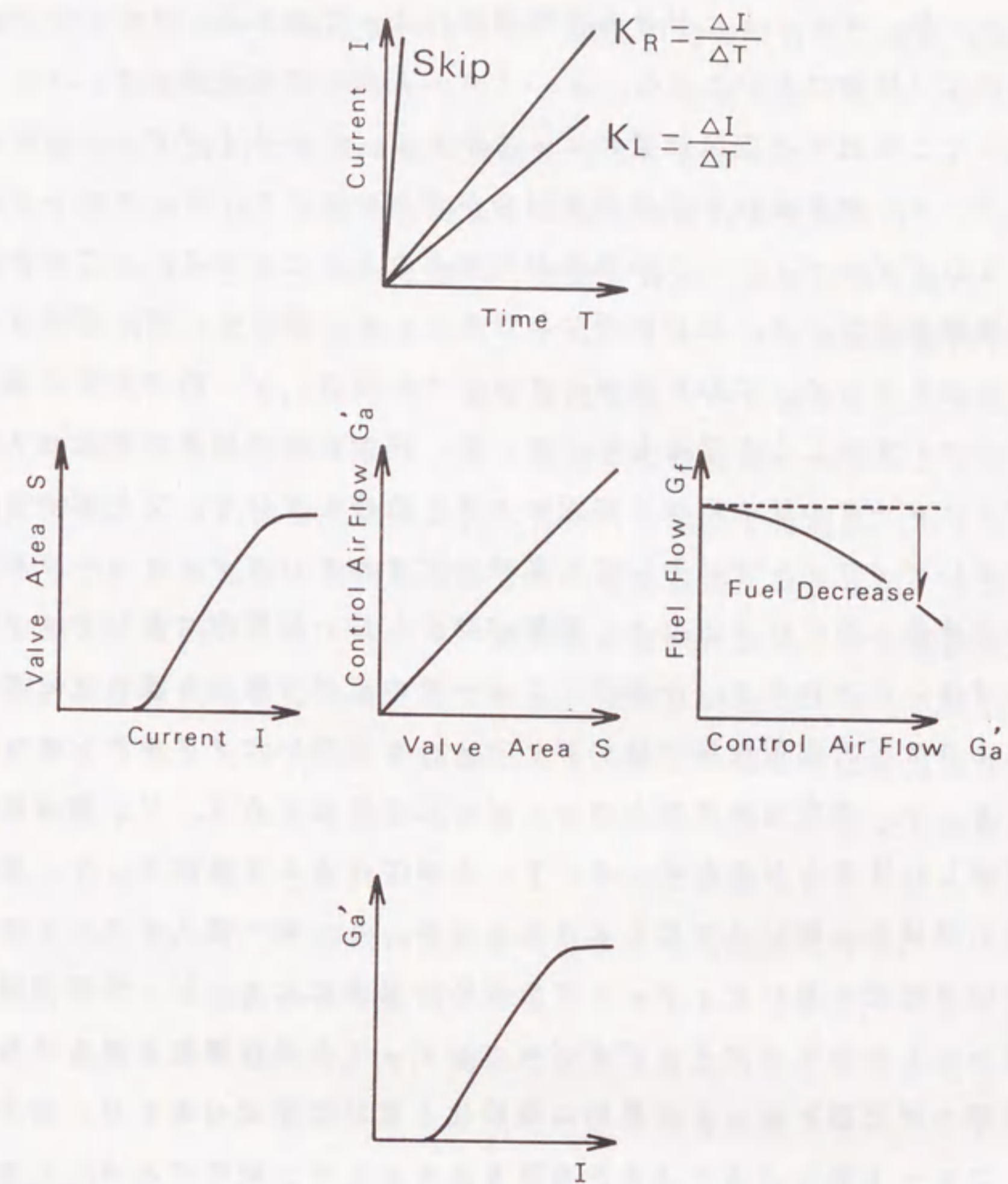


図 5-17 制御信号と EACV バルブ開度, 燃料減少の関係

本論文の第1, 2章では気化器用ダブルベンチュリ内の流れについて検討し次の結論を得た。

(1) 気化器用ダブルベンチュリにおいて燃料の噴出量を支配するメインノズル負圧は, S. V. スロートにおける空気流速によって決まる。メインノズルと燃料の噴出がない状態においてはS. V. スロート部の空気流速はS. V. スロート断面積とそこを流れる空気流量によって決まる。それゆえダブルベンチュリにおいてはS. V. 側を流れる空気流量割合が大きいほどS. V. スロート部の負圧は高くなりダブルベンチュリの効果が発揮されることになる。ところがS. V. 側空気流量割合はS. V. 出口断面におけるL. V. 側とS. V. 側の圧力の釣合によって決まるため, これを大きくするためにはS. V. 内での圧力損失をできるだけ小さくすることが望ましい。S. V. 内での圧力損失の程度は入口ノズルよりディフューザの圧力回復の良否に大きく依存している。気化器のようにサイズの小さいディフューザにおいても従来研究されているディフューザの圧力回復特性が定性的に当てはまるため, 剥離が発生しない範囲内で長いディフューザを用いれば良いことになり, そのディフューザの広がり角は8度程度と考えられる。このような圧力回復性能の良いディフューザを用いたダブルベンチュリにおいては, S. V. 側空気流量割合はS. V. 出口断面でのS. V. 側流路面積割合にほぼ等しい比率となるため, S. V. 入口でみると空気はS. V. 側流路面積より広い領域から吸い込まれるようにしてS. V. 側へ流入する。これに対して, 圧力回復性能の悪いディフューザを用いた場合にはS. V. 流路面積よりも狭い領域からしか空気が流入せずダブルベンチュリ本来の機能を果たさない。

(2) 実際の気化器においては燃料の微粒化と燃料の空間分布を良くするためにS. V. スロート部にメインノズルを突き出すことが一般的である。この場合メインノズルの直径はS. V. スロート径に比べて十分小さくないためS. V. 内を流れる空気流に対して与える影響は大きい。この影響はS. V. 側空気流量割合の変化として最も端的に現れ, それはメインノズルの突き出し長さやディフューザ形状に関して三種の領域に分類される。メインノズルの突き出しが短くディフューザ広がり角が小さい第一の領域では, メインノズルが剥離を誘発するには

至らずディフューザでの圧力回復に変化はなくS. V. 側空気流量割合は影響されない。これにたいしてメインノズルの突き出しが長い場合, ディフューザ広がり角が大きい第三の領域では内部の流れは噴流状態になっており, S. V. 出口断面では, メインノズルがS. V. スロート部で排除するのと同じ量の有効流路面積の減少が見られる。このような場合に燃料が噴出した場合, 第一の領域ではS. V. 側空気流量割合が大幅に減少するが, 第三の領域では殆ど変化しない。このため, 第一の領域に属するベンチュリでは第三の領域に属するベンチュリに比べて高流量域ほど相対的に希薄な燃料供給を行うことになる。

本論文の第3章では, 実験では捉えきれない現象の本質を掘り下げるために, 数値計算によってメインノズルと燃料の影響を調べ, 次の結論を得た。

(3) 有限要素法による流れ解析によっても, メインノズルの突き出し長さやディフューザ形状によって, S. V. 側空気流量割合が三種の領域に分かれることが模擬できた。またそれがメインノズル後流の剥離領域の大きさによっていることも確認できた。その様な空気流に対して燃料が噴出した場合, 考えられる燃料の影響のうち, 燃料蒸発と燃料加速のための運動量損失は少ない。そこで, 第一の領域で燃料の噴出により, S. V. 側空気流量割合が減少する原因は, 燃料が空気流動状態を変化させている, すなわち, 燃料はメインノズルと同じように空気を排除する働きをしていると結論できる。第三の領域では空気流は既に剥離を伴う噴流となっているため燃料の影響は小さいが, 第一の領域では燃料の噴出量が多くなると, 噴出した燃料がディフューザ内に剥離を発生させるためにその影響は大きく, S. V. 側空気流量割合を減少させる結果になる。

(4) 以上のように実際の気化器用ダブルベンチュリにおいて, メインノズルが存在し燃料噴出があれば, S. V. 内の空気流は噴流状態となりダブルベンチュリで本来狙ったS. V. ディフューザ内での圧力回復は望めない。そこで最終的に気化器用ダブルベンチュリに残される機能は次の二点にまとめられる。

① 空気流量が少なく燃料が噴出する直前でダブルベンチュリ本来の効果を発揮してメインノズル負圧を高め, メイン系の燃料噴出を早めることにより, スロー系とのつなぎ特性を向上する。

② L. V. 側の空気流がエアカーテンの役割を果たすために, メインノズルから噴出する燃料が吸気流路の内壁に付着するのを防ぎ応答性の悪化を防ぐとともに

に、燃料の空間分布を改善する。

(5) ダブルベンチュリの性能を予測し、気化器の空燃比予測に用いるという目的に対して、メインノズルの突き出しや燃料噴出がない空気単流時には各部の損失を組み合わせることで性能予測が可能である。しかし、メインノズルの突き出しや燃料噴出がある場合には、メインノズル負圧に影響するS. V. 側空気流量割合に関する前記三領域のそれぞれを定量化する必要があり、結論を得るまでには至っていない。

以上述べてきたように気化器の空燃比を支配する空気流路系の現象は複雑であるため、空燃比制御を行うことなく触媒性能を十分に発揮させ得る混合気を気化器で供給することは困難と言える。そこで第4, 5章では空気噴流を利用した新しい空燃比制御気化器について検討し次の結論を得た。

(6) S. V. 内に形成されるベンチュリ負圧によって誘起され、メインノズルに対向する空気ノズルから噴出する空気噴流は、メインノズルから噴出する燃料噴出量を抑制する効果を持ち、これを利用して空燃比制御気化器を構成できる。この場合空気噴流量は吸入空気の1%以下の少量であり、その効果は噴流流量の二乗に比例し、両ノズル間の対向間距離が最も空燃比制御幅に影響する。

(7) この方式を用いた空燃比制御システムをモード試験し、従来あるエアブリード制御と比較した。メイン系に空気噴流制御を用いた場合には定常制御周波数が車速60 km/hで顕著に速く、30%のエミッション改善があった。これはエアブリード制御では制御用空気の流入変動が大きく、また制御用空気の変動がそのまま燃料変動となって現れ、メインノズルから噴出する燃料の変動が大きいため制御周波数が上がらないことが原因していると推定される。

記号

- A**: 重み付き残差式の離散化式に現れるマトリクス
A: 流路面積 m^2
A_r: 制御信号の振れ幅
A_{ij}: *ij*で示される部分の流路面積 mm^2
A_R: ディフューザ出口・入口面積比
A/F: 空燃比
a: 実験定数
B: 重み付き残差式の離散化式に現れるマトリクス
B: ディフューザ入口速度分布のブロックage $= 1 - u / u_{max}$
B_n: 小ベンチュリスロート部のメインノズルによるブロックage
b: 液滴の粒径分布に関する実験定数 $(\mu m)^{-1}$
C: 実験定数
C_D: 液滴に加わる空気力の抵抗係数
C_d: 燃料の比熱 $kJ / (kg \cdot K)$
C_g: 空気の比熱 $kJ / (kg \cdot K)$
C_{p,ij}: ディフューザ圧力回復係数
C_{V_S}: Constant Volume Sampling
D_{ij}: 流路直径 mm
D_g: 拡散係数 m^2 / s
d: 液滴直径 μm
d: 液滴平均粒径 μm
d_a: バイパス空気ノズル内径 mm
d_r: メインノズル内径 mm
e: 液滴質量蒸発割合
F_d: 液滴に加わる空気の抵抗力 N
F_d: 液滴に加わる空気の抵抗力 (単位体積当り) N / m^3
G: 比例積分制御の積分定数 ($= A_r / T_{\theta}$)
G_a: 全空気流量 $= G_{a1} + G_{a2}$ g / s

G_{a2} : S. V. (小ベンチュリ) 側空気流量 g/s
 G_{aj} : 空気噴流流量 g/s
 G_f : 燃料流量 $= V_f \rho_f \quad g/s$
 g_ω : ω に対する第二種境界条件
 g_ϕ : ϕ に対する第二種境界条件
 H : 小ベンチュリ出口幅 m
 H_s : 比例積分制御のスキップ量
 h : 液滴表面の熱伝導率 $J/(m^2 \cdot s \cdot K)$
 h_{g0} : 燃料のエンタルピー kJ/kg
 h_{g0} : 燃料蒸気のエンタルピー kJ/kg
 K : 重み付き残差式の離散化式に現れるマトリクス
 K : 圧力損失 ΔP_f の比例定数
 k : 空気の熱伝導率 $W/(m \cdot K)$
 k_p, k_{jp} : 燃料流量比
 L : ディフューザ長さ mm
 L_n : n 重ベンチュリのディフューザ長さ mm
 L_x : メインノズルから S. V. 出口までの距離 m
 L_p : メインノズルから下流の平行部の長さ m
 $L.V.$: 大ベンチュリ (Large Venturi)
 l : L. V. スロート平行部長さ mm
 l' : S. V. 出口面の L. V. に対する相対位置 mm
 M : 重み付き残差式の離散化式に現れるマトリクス
 M_f : 燃料の分子量
 N : 液滴数密度 m^{-3}
 NN : 節点数
 NE : 要素数
 NT : 時間ステップ数
 Nu : ヌセルト数
 n : 液滴粒子数または法線方向
 n_t : 液滴粒子数の総和

n_t' : 単位時間当りに噴出する液滴の総数 s^{-1}
 P : 圧力 Pa
 PID : Proportional Integral Derivative
 P_{ij} : ij で示されるベンチュリ各部の圧力または半径 Pa
 Pr : プラントル数
 P_v : 燃料の飽和蒸気圧 Pa
 Q_d : 液滴表面からの熱伝達量 kJ/s
 Q_d : 単位体積当りの Q_d $kJ/(s \cdot m^3)$
 R : ノズルの曲率半径 mm
 R : ガス定数 $J/(mole \cdot K)$
 Re : レイノルズ数
 R_t : S. V. スロート半径 $= D_{22}/2 \quad mm$
 r : 半径 mm
 r_d : 液滴半径 μm
 S : S. V. 出口面における S. V. 側流路の全流路面積に対する比または指数
 または接線方向
 Sc : シュミット数
 Sh : シャーウッド数
 SMD : ザウタ平均粒径 (Sauter Mean Diameter) μm
 $S.V.$: 小ベンチュリ (Small Venturi)
 T : ガス温度 K
 T_c : 一次遅れ系の時定数
 T_D : 制御系の時間遅れ
 T_f : 液滴温度 K
 T_h : リミットサイクルの半周期
 T_θ : 制御信号がゼロから A_f になるのにかかる時間
 $T = (T_d + T_f) / 2 \quad K$
 t : 時間または時間遅れ s
 U : 入口平均流速 m/s
 u : x 方向の流速 m/s

u_f : 液滴速度 m/s
 u_{gt} : S. V. スロートでの気流速度 m/s
 u_{dt} : 液滴初速度 m/s
 V : 体積 m^3
 V_g : 空気の体積流量 m^3/s
 V_f : 燃料体積流量 m^3/s
 $V_{\theta}(0+)$: $t=0$ での制御信号レベル
 v : y 方向の流速 m/s
 W : ディフューザ入口幅 m
 We : ウェーバー数
 We : S. V. 出口部の有効流路幅 m
 W_n : メインノズルとバイパス空気ノズルの対向間距離 mm
 w : 燃料蒸発速度 kg/s
 w : 液滴の単位体積当りの w $kg/(s \cdot m^3)$
 X_n : メインノズル突き出し長さ mm
 x : 座標
 y : 座標
 α, α' : S. V. 側空気流量割合 $= G_{a2}/G_a$
 β : 実験定数
 $\Gamma\phi_1, \Gamma\omega_1$: ϕ, ω の第一種境界条件
 $\Gamma\phi_2, \Gamma\omega_2$: ϕ, ω の第二種境界条件
 $\Gamma(\)$: ガンマ関数
 Δ : 有限要素の面積
 ΔP_{ij} : 負圧 ($= P_{\theta} - P_{ij}$) または流量計差圧 Pa
 ΔP_m : マニホールド負圧 Pa
 ΔP_f : 燃料噴出による圧力損失 $= P_{4(W/\theta Fuel)} - P_{4(W/Fuel)}$ Pa
 ΔP_f : 単位燃料流量当りの ΔP_f $Pa \cdot s/m^3$
 Δx : x 方向の増分 m
 ε_i : i 番めのディフューザ入口径と $i+1$ 番めのディフューザのクリアランス,
 ダブルベンチュリの場合: $\varepsilon = (D_4 - D_{31})/2$

θ, θ_{ij} : ディフューザ広がり角 度
 κ : 比熱比
 λ : 比抵抗 $= \Delta P_6 / \Delta P_{22}$
 λ_n : n 重ベンチュリの比抵抗
 λ_f : 燃料蒸発潜熱 kJ/kg
 μ_f : 燃料の粘性係数 $kg/m \cdot s$
 ν : 空気の動粘性係数 m^2/s
 ξ : 小ベンチュリ出口部の負圧 ΔP_4 の比
 ξ_f : 燃料噴出による S. V. 出口負圧増加比

$$\xi_f = \frac{(P_{\theta} - P_4)_{W/Fuel}}{(P_{\theta} - P_4)_{W/\theta Fuel}} = 1 + \frac{\Delta P}{(P_{\theta} - P_4)_{W/\theta Fuel}}$$
 ξ_n : メインノズルの突き出しによる S. V. 出口負圧増加比
 ρ : 空気密度 kg/m^3
 ρ_f : 燃料密度 kg/m^3
 σ : 燃料の表面張力 kg/s^2
 Φ : 補間関数のベクトル
 ϕ_{ij} : ノズル流量係数
 Ψ : 流れ関数値を要素とするベクトル
 ϕ : 流れ関数
 ϕ : ϕ に対する第一種境界条件
 Ω : 渦度を要素とするベクトル
 Ω : 積分領域
 ω : 渦度
 ω : ω に対する第一種境界条件

Subscript

0 = 大気状態
 1 (1けため): S. V. 入口面
 1 (2けため): L. V. 側の流路

2 (1 けため) : S. V. ノズル, スロートまたはディフューザ
 2 (2 けため) : S. V. 側の流路
 3 : S. V. 出口面または L. V. 環状ノズル
 4 : L. V. スロート
 5 : L. V. ディフューザ
 6 : L. V. 出口流路平行部
 e : 有限要素の各エレメントでの値を表す
 Gr=0 : 燃料噴出がない場合
 1, 2...i : 要素番号
 in : ディフューザ一般の入口状態
 jp : 空気噴流有りの状態 (電磁弁開の状態)
 n : ベンチュリ段数またはメインノズル状態
 out : ディフューザまたはノズル一般の出口状態
 p : S. V. 絞り部負圧変化のみを考慮した状態
 s : 空気噴流無しの状態
 () : () の平均値
 W/0Fuel : 燃料噴出がない場合
 W/Fuel : 燃料噴出がある場合

Superscript

T : 転値行列を表す
 * : Φ , ϕ , Ψ , ϕ の境界上の値を表す

文 献

- (1) W. Maish, " KE-Jetronic - A New Continuously Injecting Electronically Controlled Multipoint Injection System with Limp-Home Capability", SAE 820253 (1982).
- (2) 中村, " ECC (電子制御化器) システム", 日産技報, 第14号 (昭54-1) 218.
- (3) K. Masaki and S. Aono, " Development of the Nissan Electronically Controlled Carburetor System ", SAE780204.
- (4) H. Kock, et al., " Volkswagen's Development of the New Carbureted Exhaust Emission Concept for Model Year 1982 ", SAE830618 (1983).
- (5) 大山, et al., " 化器燃料系統の過渡現象, " 日立評論, 第50巻, 12号 (昭43年12月) 28.
- (6) 古山, " 化器の低速系統の定常燃料供給特性について, " 機論, 43-372 (昭52), 3089.
- (7) Harrington, D. L. and Bolt, J. A., " Analysis and Digital Simulation of Carburetor Metering", SAE700082 (1970).
- (8) 田村, 浅野, " 化器の二重ベンチュリに関する研究, " 機械の研究, 22-9, (昭45), 1261.
- (9) 篠田, 江原, " キャブレタのベンチュリ設計と空燃比特性について, " 自動車技術会講演集, 782A57 (昭53), 451.
- (10) Klomp, E. D., Sovran, G. J., " The Fluid Mechanics of Multiple-Venturi Systems and Their Application to Flow-Rate Metering", Basic Engineering, (1970), 39.
- (11) 宝諸, 角田, " 可視化による化器ベンチュリ効率の測定法, " 自動車技術会論文集, No. 25, 1982, 70.
- (12) 篠田, et al., " 化器のスロー系からメイン系へのつなぎ域における燃料供給特性, " 内燃機関, 10-115 (1971) 63.
- (13) 石川, " ビトー管方式による空気流速測定 (1)~(3)", 内燃機関, 15-3 (昭51).
- (14) Voss, L. R., Hollyer, R. N., " Nozzles for Air Flow Measurement", The Review of Scientific Instruments, Vol. 34, No. 1, (1963), 70.

- (15) McDonald, A. T., Fox, R. W., "An Experimental Investigation of Incompressible Flow in Conical Diffusers," ASME 64-FE-25(1965).
- (16) Tyler, R. A., Willeamson, R. G., "Diffuser Performance with Distortion in Flow", Proc. Inst. Mech. Engrs., (1967)115.
- (17) 篠田, 江原, "キャブレタ空燃比特性の実用的解析," 自動車技術会論文集, No. 18(1979)51.
- (18) 篠田, 江原, "キャブレタのベンチュリ設計と空燃比特性について," 自動車技術会論文集, No. 20(1980)32.
- (19) Kline, S. J., et al., "Optimum Design of Straight-Walled Diffusers", Trans. ASME D. 81(1959)321.
- (20) 例えば, 熱 (抜山四郎論文集), (昭44), 養賢堂.
- (21) Ikegawa, M., "A New Finite Element Technique for the Analysis of Steady Viscous Flow Problems", Inter. J. for Numerical Methods in Engineering, 14(1979)103.
- (22) Smith, S. L., Brebbia, C. A., "Finite Element Solution of Navier-Stokes Equation for Transient Two-Dimensional Incompressible Flow", J. of Comp. Physics, 17-3(1975)235.
- (23) Kawamura, T., Kuwahara, K., "Computation of High Reynolds Number Flow around a Circular Cylinder with Surface Roughness", AIAA-84-0340(1984).
- (24) 河崎, et al., "気化器内流れの二次元数値解析", 日本機械学会論文集B編, No. 52-483, (昭61-11) 3718.
- (25) Reneau, L. R., et al., "Performance and Design of Straight Two-dimensional Diffusers", J. of Basic Engineering, March(1967)141.
- (26) Yun, H. J., Lo, R. S., and Na, T. Y., "Theoretical Studies of Fuel Droplet Evaporation and Transportation in a Carburetor Venturi", SAE 760289 (1976).
- (27) Priem, R. J., Heidman, M. F., "Propellant Vaporization as a Design Criterion for Rocket Engine Combustion Chambers", NACA Tech. Rep., R-67(1960).

- (28) 甲藤, 伝熱概論, (昭51), 239, 養賢堂.
- (29) 日本機械学会編, 伝熱工学資料(昭53), 日本機械学会.
- (30) 化学工学協会編, 化学工学便覧, (昭53), 丸善.
- (31) Fearn, R., Weston, R. P., "Vorticity Associated with a Jet in a Cross Flow" AIAA J. 12-12, (1974)1666.
- (32) G. Rudinger, Moon, L. F., "Laser-Doppler Measurements in a Subsonic Jet Injected Into a Subsonic Cross Flow" Trans. ASME, Sept. (1976)516.
- (33) Rahman, A. A., "Liquid Drops Evaporation in a Jet Penetrating in a Hot Cross Flow", ASME Paper 79-WA/HT-8(1979)
- (34) D. R. Hamburg, "A Closed-Loop A/F Control Model for Internal Combustion Engines", SAE800826(1980).

著者の論文リスト

◆本論文に関係する著者の論文

番号	論文	関係する章
(1)	大沢, 杉山, 藤掛, " 気化器ダブルベンチュリ内の流れに関する研究, 第1報, メインノズルの突き出しと燃料吐出なしの場合, " 機械学会論文集, B編 49-445, (昭58-9), 1953.	第1章
(2)	大沢, 杉山, 藤掛, " 気化器ダブルベンチュリ内の流れに関する研究, 第2報, メインノズルの突き出しと燃料吐出がある場合, " 機械学会論文集, B編 50-449, (昭59-1), 122.	第2章
(3)	大沢, 杉山, 他2名, " 気化器ダブルベンチュリ内の流れに関する研究, 第3報, 燃料の微粒化挙動と流動抵抗, " 機械学会論文集, B編, 52-478 (昭61-6), 2472.	第2章 第3章
(4)	大沢, 近藤, 福本, " 気化器ダブルベンチュリ内の流れに関する研究, 第4報, 小ベンチュリ内の空気流の解析, " 機械学会論文集, B編, 54-502(昭63-6), 1301.	第3章
(5)	杉山, 大沢, 他2名, " 空気噴流を利用した空燃比制御気化器, 第1報 基礎特性, " 自動車技術会	第4章 第5章

	論文集, No. 26(1983), 75.	
(6)	大沢, 杉山, 他2名, " 空気噴流を利用した空燃比制御気化器, 第2報 エアブリード制御方式との比較, " 自動車技術会論文集, No. 26(1983)83.	第4章 第5章
(7)	Ohsawa, K., Sugiyama, K., et al., " A New Feedback Carburetor with Air Jet Collision Control", SAE Transactions, 831019.	第4章 第5章

◆その他の著者の論文

- (8) 白川, 大沢, 近藤, " 定容燃焼器内に形成されるスワールの解析, " 機械学会論文集, B編 51-463(昭60-3)936.
- (9) 近藤, 福本, 大沢, エンジン筒内流のシミュレーション, " 機械学会論文集, B編 51-470(昭60-10)3232.
- (10) Kondo, T., Hukamoto, A., Ohsawa, K., et al., "An Assessment of Multi-Dimensional Numerical Method to Predict the Flow in Internal Combustion Engines", SAE850500.
- (11) 齊藤, 大沢, 他3名, " スワールノズルから間欠的に噴射された液体噴霧の形状と到達距離", 自動車技術会論文集, No. 31(1985), 13.
- (12) Saito, A., Ohsawa, K., et al., " Spray Characteristics of Swirl Nozzles Used for Diesel Engines", ICLASS-85, 8542/1.
- (13) Shirakawa, S., Ohsawa, K., et al., "Simulation of Spray Combustion in an Axisymmetric Small D.I. Diesel Engine", Computers in Engine Technology, C01/87, IMechE(1987), 191.
- (14) 大沢, 白川, 青山, " 軸対称小型直噴ディーゼルエンジン内の噴霧燃焼解析", 自動車技術会論文集, No. 37(1988), 32.
- (15) 福本, 近藤, 大沢, " エンジン筒内流の三次元シミュレーション", 機械学会論文集B編, No. 56-530(1990-10)353.

- (16) Sakata, I., Ohsawa, K., et al., "Control of Spray and Air Motion by New Combustion Chamber in High-Speed DI Diesel Engine", JSAE Review, 10-4, (1989)13.
- (17) Nagaoka, M., Kawazoe, H., Ohsawa, K., "Prediction fo the Fuel-Air Mixture Formation Process in a Gasoline Engine", ISCFD-NAGOYA, (1989), 629.
- (18) 永岡, 大沢, 阪田, "新型直噴ディーゼル燃焼法における空気流動と混合気形成の数値解析", 自動車技術会論文集, No.44(1990), 3.
- (19) Sakata, I., Ohsawa, K., et al., "Development of TOYOTA Reflex Burn (TRB) System in DI Diesel", SAE900658.
- (20) 中北, 永岡, 大沢, "ディーゼルすす生成過程の多次元シミュレーション" 機械学会論文集, B編56-521(1990-1)221.
- (21) 川添, 長野, 大沢, "飛散方向制御を行う燃料噴射弁の研究" 自動車技術会論文集, No.44, (1990)14.
- (22) Nakakita, K., Nagaoka, M., Ohsawa, K., et al., "Photographic and Three Dimensional Numerical Studies of Diesel Soot Formation Process" SAE Paper 902081.
- (23) Nomura, Y., Ohsawa, K., et al., "Mechanism of Intake-Valve Deposit Formation Part 2: Simulation Tests", SAE900152.
- (24) Kawazoe, H., Ohsawa, K., et al., "LDA Measurement of Fuel Droplet Sizes and Velocities in a Combustion Field", Combustion and Flame, 82-2(1990)151.
- (25) 川添, 大沢, 片岡, "ガソリン機関の混合気形成に関する研究", 機械学会論文集B編, No.56-530(1990-10)117.
- (26) Nakakita, K., Miwa, K., Ohsawa, K., et al., "Effects of High Pressure Fuel Injection on the Combustion and Exhaust Emissions of a High-Speed DI Diesel Engine", JSAE Review, 12-1(1991)18.
- (27) 川添, 永岡, 大沢, 他1名, "ガソリン機関の混合気形成に関する研究", 機械学会論文集B編, 57-533(1991-3)385.
- (28) 野村, 大久保, 大沢, "液体燃料に関する触媒燃焼の研究", 機械学会論文集B編, 57-534(1991-2)314.

- (29) Kawazoe, H., Nagano, S., Ohsawa, K., "Reduction of Soot Emission by Air-Jet Turbulence Generator with Cam in Diesel Engine" JSAE Review, 12-3(1991)10.

◆その他の著作物

- (1) 近藤, 大沢, "数値計算によるエンジン筒内流解析の研究動向", 機械学会誌, 87-787, (昭59-6), 573.
- (2) 大澤, "エンジン内部流の数値予測", 自動車技術, 43-4, (1989), 52.
- (3) 大澤, "エンジンのガス流動, 燃焼のCFDによる可視化", 可視化情報学会誌, (1990-7).
- (4) 大澤, "自動車におけるエネルギー変換", 化学と教育, 38-5, (1990), 6.
- (5) 日本化学会編, "一億人の化学シリーズ, 車と化学", 大日本図書(1991.10 予定)

謝 辞

本論文をまとめるに当って、終始変わらぬご援助を頂いた名古屋大学と豊田中央研究所の方々に深く感謝します。

名古屋大学においては、とりわけ藤原教授には学生時代から今日に至るまで熱心なご指導を頂くとともに、公私にわたり心温まるお世話を頂きました。私が今日研究者としてなんとかやっていけるようになったのも先生のご指導のおかげと心より感謝しております。また、高原教授、中村教授には本論文を査読して頂き、有益なご指導と適切な助言を受けたことに感謝しています。

私が勤務する豊田中央研究所においては、藤掛重役には入社以来今日まで、研究途上で生じた様々な問題に熱心なご指導を頂きました。また藤本部長には終始変わらず温かく励まして頂くとともに、適切なご助言を頂きました。杉山室長には良き上司として、また共同研究者として適切なご指導をいただくとともに、数々の相談に乗って頂きました。

さらに本研究を実施するに当っては、近藤博士と福本氏には数値解析について、井戸田氏には実験計測についで多大な協力をして頂きました。心より感謝しております。

