内燃機関におけるシュリーレン写真の 定量化画像処理法に関する研究*

近 久 武 美^{*1}, 大 内 仁^{*2}
内 田 武 昭^{*3}, 村 山 正^{*1}

A Quantitative Analysis of Schlieren Photography for Internal Combustion Engine Diagnostics

Takemi CHIKAHISA, Hitoshi OUCHI,
Takeaki UCHIDA, and Tadashi MURAYAMA

Schlieren photography is one of the most popular visualization techniques. Although it has been used in variety of fields, all of the applications are quantitative analysis. The objective of this research is to develop a measurement technique for quantitative analysis using Schlieren photography for diagnostics of internal combustion engines. One important parameter in engine research, for example, is the air entrainment in the fuel jets. Its measurement has been possible only with by point scanning probes. With this photographic technique it will be possible to measure instantaneously the whole space of the density field. This paper describes the theoretical background, the execution problems, and the necessary correction techniques. The experiment was made for a two dimensional and circular CO₂ jet injected into air. The results show that density profile and air entrainment can be quantitatively analyzed with a certain measure of accuracy. The results indicate this technique is applicable for approximate diagnostics of internal combustion engines.

Key Words: Internal Combustion Engine, Diagnostics, Schlieren Photography, Quantitative Analysis, Image Processing, Photographic Measurement, Density Profile, Air Entrainment

1. ま え が き

内燃機関の計測における可視化技術の中で、シュリーレン法は、装置や取扱いが簡単であるために現在もなお幅広く用いられているものの一つである。しかしその用法は、現象の定性的な観察のみにとどまっており、定量的な解析には用いられていないのが通例である。ただ、西田らによってホログラフィー再生画像のシュリーレン写真を解析し、噴霧蒸気濃度を計測した例が報告されているが⁽¹⁾⁽²⁾、この場合には精度的な検討が行われていない。

一方、レーザホログラフィーによっても定量解析は可能であって、内燃機関内の計測に応用された例があるが⁽³⁾、光学系が高価なことに加え振動に対して敏感であるために、はん用的な計測法としてはシュリーレン法がより適しているものと思われる。

そこで著者らは、シュリーレン写真を画像解析し、シリンダ内の密度ならびに空気過剰率分布を瞬時かつ

広範囲に定量測定する方法の開発を究極目標として、まず今回は定量解析の可能性に関して検討を行った。本実験ではディーゼル機関における噴霧流に近く、かつその特性が既知である CO₂ 噴流を試験対象として、二次元ならびに軸対称噴流のシュリーレン写真を撮影し、解析結果の比較を試みた。その結果、定量化に際して解決しなければならない種々の問題点、本解析法の精度的な限界、および解析精度の向上に有効な補正法の一例を提示した。

2. 画像解析理論

2.1 基礎式 シュリーレン法において、入射光強度 I_0 の変化量 ΔI は、スリット光源の場合、以下の式で表される⁽⁴⁾。

$$\frac{\Delta I}{I_0} = \frac{F}{S} \int_0^d \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} dz$$

$$\therefore n = 1 + K\rho \dots\dots\dots (1)$$

ただし、 F はレンズの焦点距離、 S は光源のスリット幅、 d は観測対象の光線方向の厚さ、 n は屈折率、 y はナイフエッジに垂直な方向距離、 z は光線方向距離、 ρ は密度である。また、 K はグラッドストーン・デール定数とよばれるもので、気体の種類によってその値が異なるために、噴流気体と周囲気体との混合濃度すな

* 昭和61年1月21日 第6回内燃合同シンポジウムおよび昭和63年10月2日 北海道支部第29回定期講演会において講演、原稿受付 昭和63年11月24日。

*¹ 正員、北海道大学工学部(〒060 札幌市北区北13条西8丁目)。

*² 准員、北海道大学大学院。

*³ 東洋エンジニアリング(株)。

わち質量分率 χ の関数となる。一方、密度ならびに温度の異なる 2 流体の混合において、密度 ρ は χ と温度との関数になるが、伝導伝熱が混合伝熱に比べて無視できると仮定するならば、 ρ は χ のみの関数として表すことができる。したがって、屈折率 n は χ のみの関数として表し得るので、式(1)から質量分率 χ の分布を求めることができる。もし、本研究に用いた CO_2 と空気のように K が等しい気体どうしの混合を対象とした場合には式(1)はさらに簡略化され、 z 方向に密度変化のない二次元噴流の場合には以下のように表される。

$$\frac{\Delta I}{I_0} = \frac{FKd}{Sn} \frac{\partial \rho}{\partial y} \propto \frac{\partial \rho}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (2)$$

したがって、無次元密度は次のように求められる。

$$\Delta \rho^* \equiv \frac{\rho - \rho_\infty}{\rho_\infty} = \rho^* - 1 \propto \int \Delta I dy \quad \dots\dots\dots (3)$$

すなわち、 ΔI をナイフエッジと垂直な方向に積分することによって密度分布が求められる。

2・2 玉ねぎの皮モデル 軸対称噴流に対しては、図 1 に示すような玉ねぎの皮モデルを考えて解析を試みた。すなわち、噴流断面を等間隔の N 個の断面に分割し、それぞれの密度は一定であると仮定して、 $(\partial \rho / \partial y)_k (k=1, 2, \dots, N)$ を求めた。

したがって、次にこれを y 方向に積分することによって噴流断面の密度分布を求めることができる。

なお、 ΔZ_{ki} は k 点にむかう光が各層 i を通過する距離であり、幾何学的に求められる。

2・3 空気過剰率分布 以上のようにして得られた密度分布の解析結果を用いて、空気過剰率分布を求めることができる。まず、第 1 段階として、簡単のために等温度のガスの混合を扱うとすると、局所的な気体燃料噴流の質量分率 χ_f は次式で表される。

$$\chi_f = \frac{M_f}{M_f - M_a} \cdot \frac{\rho^* - 1}{\rho^*} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 M_f は噴流ガスの分子量、 M_a は周囲空気の分子量である。したがって、この場合の空気過剰率は、 L_0 を理論空気量として次式で推定可能である。

$$\lambda = \frac{1}{L_0} \left(\frac{1}{\chi_f} - 1 \right) \quad \dots\dots\dots (5)$$

3. 実験装置

供試したシュリーレン光学系は、一組の凹面鏡(鏡径 300 mm, 焦点距離 2.5 m)からなる標準的な構成のものである。光源にはタングステン球を用いており、光源のスリット幅は 0.5 mm とした。解析は、幅 0.5 mm, 長さ 100 mm のスリット、あるいは直径 3 mm のピンホールから CO_2 を大気中に噴射してできる二次元および軸対称自由噴流を対象として行った。

シュリーレン画像は、撮像管式テレビカメラによって直接撮影し、画像処理装置(256×256, 8bit)に一度取り込んだ後、16 bit パーソナルコンピュータで解析を行った。図 2 は、画像解析に用いたシュリーレン写真の一例であり、図 2 (a) は二次元噴流、図 2 (b) は軸対称噴流を撮影したものである。これらの写真は、ナイフエッジを噴流軸と平行にして撮影されたものであり、それと垂直な方向の密度こう配情報が明るさの変化として示されている。

4. 解析結果、および考察

4・1 画像解析例と誤差要因 図 3 に、二次元噴流断面方向の明るさの変化と 3 種類の積分例とを示す。積分を行う際にベースラインの選定を誤ると、図 3 (a) のように全体として傾いた結果となる。また図

図 1 玉ねぎの皮モデル

(a) 二次元噴流(噴出速度 $u_0=5.3$ m/s, $Re=330$) (b) 軸対称噴流($u_0=36$ m/s, $Re=1.4 \times 10^4$)

図 2 シュリーレン写真の一例

3(b)は、画像の明るい側と暗い側とでテレビカメラの感度が異なった場合などに生じる結果であり、噴流の左右対称性が損われたものとなっている。そして図3(c)は、適切に積分が行われた際の結果である。このように、シュリーレン法による定量解析は積分処理であるために、ベースラインの選定や明るさに対するカメラの感度特性、あるいはノイズの集積によって、画像全体にゆがみが生じやすい。

なお、シュリーレン法では、凹面鏡の収差などのためバックグラウンドが必ずしも一様な明るさとならない場合が多い。これについては、噴流画像と背景のみの画像との間で差引きを行い、バックグラウンドの補正を行うことによって対処した。また、テレビカメラの出力特性については、光源の強さを変えながらグレースケールによる検定を行い、カメラ出力と明るさの変化との間に直線性が成り立っていることを確認しながら実験を行った。

図4は、以上の手順をふまえ解析を行った結果である。噴流の外形などはおおむね求められているものの、下流へ行くにしたがって密度が増加しており、満足できる結果は得られていない。これは、噴流の根元付近で感度が飽和していることも一因であるが、本質的に本解析法は、微小な誤差が全体に集積しやすいので、単なる積分処理では必ずしも良好な結果が得られないと言えよう。

なお図2では、小さな渦構造による明るさのむらが示されているにもかかわらず、図3および図4ではそ

の影響が認められない。これは、図2は通常のスチールカメラを用い、シャッタ速度1/1000sで撮影した結果であるのに対して、図3は、垂直走査速度1/60sのテレビジョンカメラで撮影したことに加え、積分処理であるために、明るさのむらが微小な凹凸として密度分布に現れたことなどによるものである。

4・2 多方向画像による補正法 前述のように、1枚のシュリーレン画像からだけでは満足できる解析結果を得ることが難しく、なんらかの方策が必要である。また、密度が既知のバックグラウンドから積分を行えないような場合には、なんらかの方法で積分定数を求めなければならない。そこで、シュリーレン法ではナイフエッジの向きを変えることによって異なる方向の密度こう配情報が得られることに着目して、これらの画像を重ね合わせることによって誤差を最小とするような補正を試みた。

まず最初に、ナイフエッジを図5(a)に示すように設置した場合のシュリーレン画像について考える。密度を求めるには画像データをナイフエッジと垂直な方向に積分すれば良いので、図中の1画素である点*j*における無次元密度差は次式のようにおくことができる。

$$\Delta\rho_j^* \equiv C \left\{ \int_{j_0}^j (I - I_b) dS + d(l) \right\} \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 I_b は式(1)における I_0 に相当するベースラインレベルであり、 S は積分方向、 $d(l)$ は積分定数である。すなわち $C \cdot d(l)$ は積分開始点 j_0 の無次元密度差を表していることになる。なお、 C は感度などに関する係数である。

次に、図5(b)に示すようにナイフエッジを別の方向にすると、 S' 方向の密度こう配情報を得ることができ、 j_0' から S' 方向に積分することにより $\Delta\rho_j^*$ を求めることができる。

このようにナイフエッジを*n*とおりに変化させる

図3 噴流断面方向の明るさの変化とその積分例

図4 単純な積分による解析結果

図5 多方向画像による補正法(光は紙面垂直に入射。
S, S'は積分方向を表す。)

ことにより、 n 枚の画像を得ることができる。ここで、それらの一般的表現として、ナイフエッジ方向が i 番めの画像上の任意の画素 j 点($j=1, 2, \dots, J$; J は全画素数)における無次元密度差を次式で表すこととする。

$$\Delta\rho_{ij}^* \equiv C_i \left\{ \int (I_{ij} - I_{bi}) ds_i + d_i(l) \right\} \dots\dots\dots (7)$$

ただし、未知数は I_{bi} 、 $C_i > d_i(l)$ ($l=1, 2, \dots, L$; L は1画面における全積分断面数)である。ここで、ナイフエッジ方向の異なる解析結果の食い違いがなるべく小さくなるように未知数を決定するものとした。そこで、すべての画面上の画素について、 n 枚の画像による平均値との差を求め、次式で表した。

$$E = \sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^n \left(\Delta\rho_{ij}^* - \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta\rho_{ij}^* \right)^2 \dots\dots\dots (8)$$

この E は、画像中に含まれる画面間の誤差の総和と考えることができ、誤差が最小となるように次式を用いて未知数を決定した。

$$\frac{\partial E}{\partial I_{bi}} = \frac{\partial E}{\partial C_i} = \frac{\partial E}{\partial d_i(l)} = 0 \dots\dots\dots (9)$$

4.3 二次元噴流の解析結果 図6は、ナイフエッジを噴流軸方向ならびに垂直な方向の2方向に設定して、二次元噴流に対して解析を行った結果を示すものである。1枚の画像からだけではうまく求めることができなかった軸方向の連続性は、本補正法によって大幅に改善されており、実際の分布により近い結果が得られている。

図7は、流れ方向における各断面の密度分布の重ね合わせができるように、次式で定義した無次元密度パラメータ α を用いて、Tollmienの理論解⁽⁵⁾と解析結果とを比較した結果を示すものである。

$$\alpha \equiv \frac{\Delta\rho^*}{\rho_m^*} \cdot \left(\frac{\rho_m^*}{\Delta\rho_m^*} \right) \dots\dots\dots (10)$$

ただし、()内の $\Delta\rho_m^*$ および ρ_m^* は、理論解に対する中心軸上の無次元密度である。図7において、理論

図6 二次元噴流の解析結果

図7 Tollmienの理論解との比較

値と解析結果とは比較的良好な精度で一致しており、ほぼ満足できるものとなっている。一方、この密度分布から式(5)を用いて空気過剰率分布を求めた。図8は、一例として、燃料としてプロパンを仮想した際の空気過剰率分布を示すものであり、図8から λ が噴流境界付近において急激に増加していることなどを読み取ることができる。

以上の結果から、シュリーレン写真を画像解析することにより、多少の補正が必要となるものの、密度ならびに空気過剰率分布の定量化がある程度可能になったものと考えられる。

なお、ナイフエッジ方向を $n > 2$ とすることも可能

図 8 プロパンを仮定した際の空気過剰率分布

図 9 軸対称噴流の解析結果

ではあるが、計算量ならびに実験の容易さを考えると $n=2$ が適当と思われる。

4・4 軸対称噴流の解析結果 図9は、4・3節と同様に、2枚の画像を用いて解析した軸対称噴流に対する密度分布を示したものであり、また図10は Tollmien の理論解と比較した結果である。

噴流の外形や流れの連続性などに関しては、おおむね満足すべき結果が得られているものの、先ほどの二次元噴流と比べ、精度は多少劣ったものとなっている。これは、軸対称噴流の場合、玉ねぎの皮モデルと実噴流との差異のほか、計算がより複雑になることや、噴流幅が狭いために画面上の解像度が悪化したことなどによるものと考えられる。しかし、概略的な定量化に利用するならば、軸対称噴流に関してもシュリーレン画像の定量化が一応可能になったものと言えよう。

5. ま と め

本研究では、内燃機関内の可視化技術の一つとして多用されているシュリーレン写真を画像解析し、シリンダ内の密度ならびに空気過剰率分布の定量解析を行うことを目的として一連の研究を試みた。そして本実験では、その第1段階として、ディーゼル機関における噴霧流に近くかつその特性が既知である CO_2 噴流の解析を行った。今回対象とした噴流は二次元的なものであるために、三次元現象としての内燃機関計測に応用していくにはまだかなりの距離があるが、本解析法の精度的な限界およびその可能性などについて明らかにすることができた。本研究で得られた結果を要約すると以下のとおりである。

(1) シュリーレン写真を画像解析することにより、二次元ならびに軸対称噴流の密度分布の定量化が

図 10 理論解との比較(軸対称噴流)

ある程度可能なことを示した。この場合、単純な積分処理では良好な結果が得られなかったため、そのための補正法を考案した。

(2) 解析結果を支配する種々の要因、ならびに本解析法の精度的な限界を明らかにすることができた。

(3) 本解析法は積分法であるために、干渉法によるものと比べ小さなスケールでの現象を比較的良く表現できるものの、画像全体の大きなスケールでのゆがみが問題となった。この解決のためには、さらに新たな画像処理法の導入が必要と思われる。

本研究にあたって、吉野千晴氏(出光興産)、および米野範幸君(当研究室大学院生)の協力を得た。ここに感謝の意を表す次第である。

文 献

- (1) 西田・ほか2名, 機論, 53-488, B(1987), 1487.
- (2) 西田・ほか2名, 機論, 54-497, B(1988), 203.
- (3) Lakshminarayan, A. and Dent, A., SAE Trans., 830244(1983).
- (4) Abramovich, G., The Theory of Turbulent Jets, (1963), 97, MIT Press.
- (5) ラジャラトナム (野村訳), 噴流, (1981), 16, 森北出版.