予混合圧縮自着火機関における自着火開始の数値計算法の検討*

西條 克哉^{*1}, 西脇 一字^{*2}, 吉原 福全^{*2}Numerical Analysis of the Auto-Ignition Process
in a Premixed Charge Compression Ignition EngineKatsuya SAIJYO^{*3}, Kazuie NISHIWAKI and Yoshinobu YOSHIHARA^{*3} Graduate School, Ritsumeikan University, 1-1-1 Nojihigashi, Kusatsu-shi, Shiga, 525-8577 Japan

An auto-ignition process in a premixed charge compression ignition engine was numerically solved by the Very Large Eddy Simulation (VLES) in conjunction with a reduced kinetic model for the low temperature oxidation of a hydrocarbon fuel. A new method was employed to set the initial turbulent velocity field, adjusting the velocity field so that the dissipation process may fit the results of the $K-\epsilon$ model. The phase averaged quantities of the VLES agreed well with those of the $K-\epsilon$ model. The VLES exhibited the spatially random appearance of auto-ignition sites, which is similar to experimental observations shown in the literature.

Key Words: Ignition, Internal Combustion Engine, Premixed Combustion, CFD, HCCI, Reaction

1. まえがき

エンジン燃焼過程のより詳細な現象解析のため数値計算流体力学手法に自着火反応動力学を取り入れ、火花点火機関のノック⁽¹⁾や予混合圧縮自着火燃焼の解析⁽²⁾⁽³⁾が行われるなど、反応に関する化学種の輸送を考慮することで、自着火点あるいは注目している化学種の生成の空間的な予測をしようとする研究が進展している。これらの研究では位相平均（あるいは乱れ平均）量についての輸送式（RANS）と $K-\epsilon$ モデルによっているため、反応の温度に対する強い非線形性を考慮すると、位相平均温度を反応式に用いた計算結果の予測精度は必ずしもよくはないと思われる。RANS の枠組みでこの点を改善するには、温度あるいは化学種の位相平均変動強さの輸送とそれらの相互作用をモデル化⁽⁴⁾する事が必要となると考えられる。

一方このような温度変動と反応の相互干渉問題に対する別のアプローチとして乱流輸送の記述に空間平均輸送式に基づく LES (Large Eddy Simulation) を用いての解析が考えられる。エンジンにおいてこの手法により得られる結果は、乱れを含んだ諸量の空間的・時

間的変動であるから設計上重要な位相平均値は予測しえないものの、その反面、変動とそれに基づく自着火反応過程を直接的に表現できる可能性がある。また、実験解析では一つのサイクルの自着火過程の撮影結果に基づき解析が行われることが多いから、実験結果との比較も容易であると期待できる。この観点に基づき著者らは、積分空間スケールのオーダーの格子による LES (Very Large Eddy Simulation ; VLES) に炭化水素燃料の縮小低温酸化反応モデルを組み合わせ、火花点火エンジンにおける未燃ガスの自着火開始のシミュレーション⁽⁵⁾を行ってきた。しかしこれは新たな手法の可能性を示したもので、初期条件あるいは計算条件にまだいくつかの仮定があり、これらの検討および改善の必要があると思われた。

本研究では、予混合圧縮自着火過程を対象に VLES 計算における初期条件としてより合理的に擬似乱流場を与える新しい方法を考案し、 $K-\epsilon$ モデルによる計算結果との比較から妥当性の検討を行った。

2. 数値計算法

数値解析手法は既報⁽⁵⁾と同様であり、その概要を述べる。図 1 に示す計算格子系で燃焼室領域を分割し (46×46×30)、有限体積法で諸量の各格子間の輸送を解いた。時間進行法は予測子修正子法を用い、速度・

* 原稿受付 2002 年 5 月 24 日。

^{*1} 正員, 立命館大学大学院理工学研究科(☎ 525-8577 草津市野路東 1-1-1)。^{*2} 正員, 立命館大学理工学部。

E-mail: mpe40036@se.ritsume.ac.jp

Fig.1 Computational grid system

圧力解法には Fractional step 法を採用した。VLES の場合は、密度加重空間平均の質量、運動量およびエンタルピの保存式を解いた。渦動粘性係数には Smagorinsky モデルを用い、そのモデル定数は 0.1 とした。RANS の場合は、レイノルズ平均に読み替えた上記の保存式に加え、乱れエネルギー K と散逸 ε の二方程式が加わる。 ε 方程式のモデル定数には Ikegami らの研究成果⁽⁶⁾を用いた。壁面境界条件には VLES および RANS と対数則と粘性低層分布則からなる二層モデルを用いて、壁面の摩擦および熱流束を計算した。

燃料はイソオクタンとし、その低温酸化反応には Drexel 大学グループによる 29 反応式 20 化学種からなる縮小メカニズム⁽⁷⁾を用いた。

計算対象はボア×ストロークが 82.6×114.3 mm、圧縮比 8.0、機関回転速度 600 rpm の圧縮自着火機関を想定した。吸気弁閉止時期は 146 deg. BTDC とし、そのときの筒内圧力は 0.1 MPa、温度は 430 K、当量比は 0.55 で一様とした。壁面温度は 430 K で一定一様と仮定した。なお、火花点火機関における一サイクル中の燃焼室壁面の温度変化は数 K~10K 程度⁽⁸⁾であり、壁面温度変化はガス温度の変化と比べて極めて小さいから、壁面温度一定の仮定を取り入れても熱流束を求める上で不合理はほとんど生じない。また、実機では壁面温度は局所的に異なるが、機関や運転条件で様々であり、ここでは基本的な問題を扱うのが目的であるから一様とする。

3. 初期擬似乱流場に関する検討

一般的に K - ε モデルを用いた RANS (以下では単に K - ε モデルと記述する) の計算に際してはシリンダ内の初期乱流場に、A1) 位相平均流速、A2) 乱れエネルギー K 、A3) 積分空間スケール L あるいは乱れエネルギー散逸 ε のいずれか、の三条件が与えられる。

VLES による計算を行うにあたってこれら三つの

統計的特性値が満たされるように初期の乱流場が与えられねばならない。A1 について問題のないのはいうまでもなく、A2 についても乱数を用いて与えることは容易である。A3 については流速の空間変動値の間に相関をもたせることを意味する。本研究で考案した手法はこの点に關している。さらに流速変動値が正規分布であることも必要で、四つ目の条件となる。これは後述するように条件として与えなくても結果として満たされる。

圧縮開始時 (吸気弁閉止時) の体積を有する定容シリンダで位相平均流速が 0 の状態を想定した。これは位相平均流によって生ずる乱れを排除するためである。初期条件として $K_f = 0.74 C_m^2$ (C_m : 平均ピストン速度) および $L = 4$ [mm] で一様と設定した計算によって説明する。なお、 K_f の値は実際のエンジンでの代表的な値として選んだ。 L の値には本研究の対象機関と寸法および運転条件が比較的近い Ikegami らの研究結果⁽⁶⁾を参照し、レーザホモダイン法で測定された縦相互相空間スケールの値を用いた。さらに同研究で示された実験式をもとに、 $\varepsilon = 0.18 K^{1.5} / L$ とした。

はじめに、上記の乱流エネルギーおよび積分空間スケールの初期条件を与えて K - ε モデルで計算を行い、乱れエネルギー体積平均値が減衰する時間経過をあらかじめ求めておく。

つぎに、以下の手順で VLES 計算を行う。

B1) 各格子点の流速を一様乱数で与える。

B2) 各格子における運動エネルギーのシリンダ全体の体積平均値を計算し、乱れエネルギー K_{avr}^* とする。

B3) 乱れエネルギーの目標値 K_f を満たすように各格子点の速度成分を $(K_f / K_{avr}^*)^{0.5}$ 倍する。

B4) ある時間 Δt まで VLES 計算を行い、乱れエネルギー K_{avr} の時間経過を求める。

B5) 得られた K_{avr} と K - ε モデルによる体積平均乱れエネルギーの減衰経過を比較し、ほぼ一致した場合は B3 の速度場を初期条件として採用する。そうでなければ時間 Δt での K_{avr} を K_{avr}^* として B3 以後を繰り返す。

B4 の Δt を 5 deg. CA (1.4 ms) とし、三つの異なる速度拡大繰り返し回数における VLES の体積平均乱れエネルギーの時間推移をもとめ、 K - ε モデルによる体積平均乱れエネルギーの減衰過程を比較した結果を図 2 に示す。繰り返し回数が 20 回 (Case A) の時は K - ε モデルの結果と比べ減衰が速く、30 回 (Case B) とした場合にその減衰経過の一致が良好であると判断できる。さらに 40 回 (Case C) まで繰り返すと減衰が緩やかになる。 Δt を変えてもある繰り返し数で K - ε モデルの結果とほぼ一致することには変わりなかった。

Fig.2 Turbulence kinetic energy computed by VLES and the $K-\epsilon$ model, and cross correlation length scale calculated by VLES in a constant volume cylinder

B3 で初期条件として乱流エネルギー K を与えているが、積分空間スケール L を与えていない。これは適切な乱れエネルギー散逸 ϵ を与えていないことと同じである。ある繰り返し回数後に K の減衰が $K-\epsilon$ モデルの結果とほぼ一致することは、最初に仮定した流速変動場が間接的に目標とした散逸を持つ乱流場に変化したことを意味する。シリンダ中心軸近傍の流速計算結果から縦相互相関により求めた積分空間スケールの時間推移を図 2 に示す。ただし、スケールは相関関数を指数関数近似できるとして、相関値が $1/e$ となる長さとした。積分空間スケールは時間的に変動するもののいずれの場合でも時間を経るにつれ増加の傾向を示している。各繰り返し操作の最初 (B3) では K は同じ値であるから、繰り返し回数が増えるにつれ L が増加することは ϵ が減少することを意味し、 K の減衰が小さくなる傾向と一致する。

先に触れた通り Ikegami らの実験結果⁽⁶⁾によれば、吸気弁閉止時の乱れ速度の縦相互相関スケール (積分空間スケール) はおよそ 4 mm である。図 2 において Case B の初めの縦相互相関スケールはおよそ 15 mm で実測スケールの 4 倍弱とかなり大きい。これは次の二つの理由が考えられる。一つは、LES ではフィルタサイズ (本計算では格子サイズ) 以下の渦を解かないから、流速の高波数成分が欠落し、相関スケールが大きめに見積もられることで、これが大きな理由と考えられる。もう一つは LES に限らず一般的に基礎式の離散近似で生ずる人工粘性のため、解像できる波数より小さい成分も鈍化することである。

図 3 に最初に与えた流速と適切な K の減衰が得られた時点での流速の確率密度関数を示す。一様乱数

Fig.3 Probability-density functions of initial velocity fluctuations given by a uniform random numbers and reformed by VLES ; u_{rms} : turbulence intensity

に基づく初期の流速場の確率密度関数は区間 $[-\sqrt{3}, \sqrt{3}]$ で一様分布であるが、適切な K の減衰が得られた時点のそれはほとんど正規分布であることがわかる。

4. 圧縮行程の検討

4.1 位相平均量 前節では平均流の無い定容容器について、乱れを空間平均からの乱れとし、 $K-\epsilon$ モデルによる位相平均乱れと統計的に同じであるとの仮定で基礎的な検討を行った。本節では圧縮行程でピストン運動による平均流が存在する条件において VLES を多サイクル行い、位相平均乱れを求めて $K-\epsilon$ モデルによる乱れの減衰過程と比較検討した結果について述べる。

乱れ成分の初期条件は前節と同じである。シリンダ内の平均流はピストンからシリンダヘッドへ向かう一様減速流れとし、ピストン面でピストン速度、シリンダヘッド面で 0 とし、乱れ成分との和を初期乱流速度場とした。

前節の手法により、互いに異なる乱数の組から生成した擬似乱流速度場を 16 セット用意した。これらを VLES の乱れ速度の初期条件とし 146 deg. BTDC (吸気弁閉止) から 60 deg. ATDC まで計算を行い、位相平均の乱れエネルギーを求めた。このとき、位相平均量がシリンダ中心軸に対称に分布が期待できることと、計算格子の形状分布から、図 1 に示す太線で解析領域を四分分割し統計母数 64 (位相平均母数 $16 \times$ 空間平均母数 4) として乱れ速度を求めた。以下ではこれを位相平均乱れと略記する。シリンダ体積平均の VLES の位相平均の乱れエネルギーと $K-\epsilon$ モデルの乱れエネルギーの計算結果を図 4 に示す。時間を経るに従い両者の間にやや差が生じてきており、これはモデルの性質の違いに原因があると思われる。しかしながら、行程全体としてみれば両者に著しい差は見られない。

図 5 に圧縮上死点でのシリンダ中心軸を含む断面

Fig.4 Turbulence kinetic energy obtained by the phase-averaged turbulence in VLES and computed by the $K-\epsilon$ model

Fig.5 Velocity vector fields at TDC calculated by VLES.

Fig.6 Velocity vector fields at TDC calculated by VLES and the $K-\epsilon$ model.

(図 1 中の断面 A-A') における速度ベクトルを、VLES のある 2 つのサイクル (RUN1, RUN2) について示す。RUN1 と RUN2 の速度場の様相は大きく異なることがわかる。図 6 には前図と同じ断面における VLES の位相平均および $K-\epsilon$ モデルの計算結果を示す。両者を比べると、VLES 位相平均のシリンダヘッドライナ角、ピストンライナ角における速度が $K-\epsilon$ モデルの速度に比べ大きな値を示すものの、ピストン上昇に伴い生成するかき上げ渦とその寸法の定性的な傾向には良い対応が見られる。RUN1 および RUN2 の個々のサイクルの瞬時速度は大きく異なっている、その位相平均値は $K-\epsilon$ モデルの結果とほぼ一致していることがわかる。

VLES の RUN1 について圧縮上死点におけるヘッド隣接格子面 ($k=1$)、ヘッドーピストン中間断面 ($k=15$)、ピストン隣接格子面 ($k=30$) および A-A', B-

Fig.7 Temperature fields at TDC calculated by VLES

Fig.8 Phase averaged temperature fields at TDC calculated by VLES

Fig.9 Temperature fields at TDC calculated by the $K-\epsilon$ model

B'断面での温度場を図 7 に示す。初期における温度場を一様に与えているので、壁面近傍を除いた領域 (以後コア領域とする) での温度分布はほぼ一様となるが、壁近傍の温度場は壁面への熱損失のためコア領域と比べると平均的に低い値を示す。さらにその分布がまだ

Fig.10 Phase averaged turbulent kinetic energy fields at TDC calculated by VLES

Fig.11 Turbulence kinetic energy fields at TDC calculated by the $K-\epsilon$ model

らな様相を示しているのは、既報⁽⁵⁾でも述べたように、空間的に流速が乱れ変動し、それにより計算される壁面熱流束にも変動が現れるためである。VLES の位相平均および $K-\epsilon$ モデルの温度場をそれぞれ図 8 および図 9 に示す。ただし前述の通り位相平均については 4 分の 1 円筒として行ったので、図 8 でその結果を中心軸対称に配置して表現している。1/4 円内で半径方向の温度分布はほぼ同じであることがわかる。VLES 位相平均と $K-\epsilon$ モデルの結果を比べるとピストン隣接面を除いて両者の温度場はほぼ同じであることがわかる。ピストン隣接面における両者の違いは次に示す乱れエネルギーの違いによると考えられる。

圧縮上死点における VLES 位相平均と $K-\epsilon$ モデルの乱れエネルギーをそれぞれ図 10 と図 11 に示す。両者の乱れエネルギー分布には大きな違いが生じており、ライナ壁を除く壁面で、VLES 位相平均は全体的に大きな乱れエネルギーとなるが、 $K-\epsilon$ モデルでは乱れエネルギーはそれに比べ小さな値を示していることがわかる。す

Fig.12 The phase-averaged rms values of temperature fluctuations at TDC calculated by VLES

なわち、壁近傍における乱流混合は VLES の方が $K-\epsilon$ モデルと比べ大きいことを表し、このことが、前述のピストン壁近傍の温度分布の違いの要因と考えられる。LES と $K-\epsilon$ モデルの乱れエネルギーの壁面近傍を含めた挙動の違いは他の研究で指摘されており⁽⁹⁾、本計算でもモデル間の違いが現われたものと思われる。

図 12 には VLES の位相平均の温度変動強さの分布を示す。温度変動強さはシリンダヘッドおよびピストン面でその値は 25~30 K 程度を示し、ライナ近傍では 15~20 K 程度、コア領域では 5 K 程度で壁近傍で高いことがわかる。このように壁面近傍の温度変動強さが大きくなるのは、ガスと壁面の温度差が大きい壁面近傍においてサイクリ的・局所的な流速変動による壁面熱伝達変動の影響を受けるからである。

4.2 壁面熱損失 温度に強く支配される自着火過程を VLES と $K-\epsilon$ モデルで比較するには、少なくとも両者のシリンダ平均の熱的条件が同じであることを確認しておかなければならない。図 13 に、60 deg. BTDC~60 deg. ATDC における両者のシリンダ平均圧力および温

Fig.13 Cylinder average pressures and temperatures calculated by VLES and the $K-\epsilon$ model

Fig.14 Comparison of heat fluxes on a cylinder head surface computed by VLES and the $K-\varepsilon$ model ; r denotes radial distance from a cylinder axis.

Fig.15 Comparison of heat fluxes on a cylinder head surface computed by VLES and the $K-\varepsilon$ model with the experimental results by Dao et al.⁽¹⁰⁾ ; r denotes radial distance from a cylinder axis.

度の経過を示す。両者の温度および圧力経過は極めてよい一致を示していることがわかる。図 14 にシリンダヘッド面においてシリンダ中心軸から 21mm (図 14a) および 31mm (図 14b) での局所壁面熱流束について VLES の典型的な二つのサイクルおよび $K-\varepsilon$ モデルの計算結果を示す。 $K-\varepsilon$ モデルによる結果は比較的滑らかな時間変化を示すのに対し、VLES では乱れ変動を伴っているのがわかる。両者のこのような違いは全ての壁面で生じていると考えられるが、図 13 に示したように平均圧力および温度について両者にほとんど差の無いことは、シリンダ壁全面の熱通過量はほとんど同じであることを示している。

Dao ら⁽¹⁰⁾の駆動運転時におけるシリンダヘッド面局所熱流束の実測結果と比較するため、同実験機関の条件で計算を行った。燃焼室はパンケーキ型でボア×ストロークは 79.4×101.6 mm、圧縮比は 14、コネクティングロッド長さは 190.5 mm、機関回転速度は 900 rpm である。吸気弁閉止時期は 145 deg. BTDC で、そのときのシリンダ内圧力は 0.09817 MPa、温度は 283.3 K、初期スワール比は 7.2 であり、壁面温度は 330.6 K

で一定様である。初期の平均流動場はスワール比 7.2 のシリンダ軸を回転中心とする剛体渦とピストンからヘッドへの一様減速流れ場の合成として与えた。Dao らの測定結果、VLES および $K-\varepsilon$ モデルによる計算結果を図 15 に示す。測定値は多サイクル平均ではなく代表的な 1 サイクルの結果を示す。いずれの熱流束計算結果も実験のそれと比べやや低い場合が多いが、概ね測定結果を再現している。測定値に見られる比較的高い周波数成分が VLES の計算結果に現れないのは、数値格子寸法以下の変動が取り扱われないためと考えられる。

5. 自着火過程の計算結果

前節の計算に低温酸化反応の縮小モデルを組み合わせさせて VLES および $K-\varepsilon$ モデルにより自着火過程の計算を行った。いずれの計算においても反応モデルの温度適用上限 (熱炎への移行) の 1100 K を超える格子が出現した場合、その格子点を自着火開始点と見なし計算を終了した。図 16 に、二つの計算モデルによる自着火開始までのシリンダ平均圧力および反応による総熱発生率の経過を示す。30 deg. BTDC 近傍の冷炎発生時期から上死点近傍の熱炎発生時期まで両者はほとんど同じ経過をたどることがわかるが、自着火点の出現時期は VLES で 0.6 deg. ATDC、 $K-\varepsilon$ モデルで 1.0 deg. ATDC であり、ほとんど差はない。

両モデルとも自着火直前の TDC における温度および低温酸化反応による熱発生率分布を $K-\varepsilon$ モデルについて図 17 に、VLES について図 18 に示す。 $K-\varepsilon$ モデルはコア領域での反応の進行が早く、一方シリンダヘッド面およびピストン面壁近傍の熱発生はきわめてわ

Fig.16 Cylinder average pressures and total heat release rates from low temperature oxidation computed by VLES and the $K-\varepsilon$ model

Fig.17 Fields of temperature (upper) and heat release rate of low temperature oxidation (lower) at TDC calculated by the $K-\epsilon$ model

ずかであることがわかる。VLES のコア領域も反応の進行が早い、圧縮行程中に一時期壁面に触れて温度が低下し反応が遅くなったと考えられるガス塊が割り込むように存在すること、一方で図 12 で示した温度変動のうち高温側にばらつくことで反応のやや進行したガス塊が壁近傍で随所に見られるなど、 $K-\epsilon$ モデルでは予測できない結果を示している。このような自着火開始形態は、圧縮自着火エンジンの高速度写真撮影結果⁽¹¹⁾⁽¹²⁾と類似した点が多い。

両者の自着火開始点の分布が大きく異なるにも関わらず、図 16 に示したように両者の熱発生率経過がほとんど変わらないことについて考察する。図 19 に冷炎発現前である 40deg.BTDC における両者の温度の確率密度分布を示す。両者の頻度分布にはともに高温側 ($K-\epsilon$ モデル ; 690.5K, VLES ; 691.0K) にとりわけ高いピークがあることがわかる。これらのピークは、圧縮中に壁面熱伝達の影響をほとんど受けなかった領域のガス塊を表す。 $K-\epsilon$ モデルの確率密度関数の低温側に見られるいくつかの低いピークは、シリンダ軸に对称の流動と熱伝達によって図 9 と同様にリング状に

Fig.18 Fields of temperature (upper) and heat release rate of low temperature oxidation (lower) at TDC calculated by VLES

分布したほぼ同じ温度の流体塊の集団である。一方で VLES の確率密度の低温側にこのようなピークが見られないのは、これらのピークを平均値として温度が変動しているからであると考えられる。自着火過程を主としてリードしていくのは高温側に高いピークを示す流体塊の集団であり、これらの集団の質量が両者でほとんど変わらないために両者の体積全体の熱発生率経過がほとんど同じとなる。

Fig.19 Probability-density functions of temperatures at 40 deg.BTDC computed by VLES and the $K-\epsilon$ model

6. まとめ

文献

エンジンシリンダを対象に VLES 計算における初期条件としての擬似乱流場の与え方を考案し $K-\varepsilon$ モデルの計算結果との比較から妥当性を検討した。この手法を適用して予混合圧縮自着火過程を VLES および $K-\varepsilon$ モデルで計算し、以下の知見を得た。

- 1) 本研究で提案した擬似乱流場形成法により、VLES 初期速度場のその後の乱れ減衰過程を $K-\varepsilon$ モデルのそれとほとんど同じにし、かつ速度確率密度分布を正規分布とすることが出来た。
- 2) 互いに異なる乱数セットに基づく VLES 初期速度場を多数用意し、それぞれの圧縮行程の計算を行い位相平均処理を行った。位相平均結果は $K-\varepsilon$ モデルの計算結果と概ね良い一致を示すことがわかった。
- 3) 低温酸化反応縮小モデルを加えて予混合圧縮自着火過程の自着火開始時期までを計算した。その結果、VLES により $K-\varepsilon$ モデルでは捕らえることの出来ない一サイクルの自着火開始点空間分布を予測できる可能性が示された。

- (1) Gosman, A. D., Marooney, C. J. and Weller, H. G., Proc. COMODIA 90, (1990), pp. 59-64.
- (2) Wakisaka, T., Kato, N., Nguyen, T. T., Okude, K., Tkeuchi, S. and Isshiki, Y., Proc. COMODIA 2001, (2001), pp. 426-433.
- (3) 草鹿・大聖, 自動車技術会論文集 Vol.32, No.2, (2001), pp.43-48.
- (4) 川那辺・塩路・池上, 機論, 65-635, B, (1999), pp.2434-2438.
- (5) 西條・西脇・吉原, 機論, 68-667, B, (2002), pp.949-957.
- (6) Ikegami, M., Shioji, M. and Nishimoto K., SAE Paper No. 870372(1987).
- (7) Li, H. , Miller, D. L., and Cernansky, N. P., SAE Paper No.960498(1996).
- (8) 榎本・古浜・水上, 機論, 50-456, B, (1984), pp.1972-1980.
- (9) 保原・大宮司 編, 数値流体力学, (1992), pp.249-259.
- (10) Dao, K., Uyehara, O. A. and Myers, P. S., SAE paper No.730632(1973).
- (11) 柳原, 機論, 63-606, B, (1997), pp.724-729.
- (12) Kaneko, M., Morikawa, K., Itoh, J. and Saishu, Y., Proc. COMODIA 2001, (2001), pp.441-446.