

DNS による衝突噴流の能動制御

Active Control of Impinging Jet Using DNS

- 辻本公一, 三重大院, 三重県津市栗真町屋町 1577, tujimoto@mach.mie-u.ac.jp
 石倉大雅, 三重大院, 三重県津市栗真町屋町 1577, ishi-t@ees.mach.mie-u.ac.jp
 社河内敏彦, 三重大院, 三重県津市栗真町屋町 1577, shako@mach.mie-u.ac.jp
 安藤俊剛, 三重大院, 三重県津市栗真町屋町 1577, ando@mach.mie-u.ac.jp

Koichi TUJIMOTO, Graduate School of Mie University, Kurima Machiya-cho 1577, Tsu-shi, Mie
 Taiga ISHIKURA, Graduate School of Mie University, Kurima Machiya-cho 1577, Tsu-shi, Mie
 Toshihiko SYAKOUCHI, Graduate School of Mie University, Kurima Machiya-cho 1577, Tsu-shi, Mie
 Toshitake ANDO, Graduate School of Mie University, Kurima Machiya-cho 1577, Tsu-shi, Mie

In order to improve the heat transfer on the wall, impinging jets is used in various industrial applications and has been investigated experimentally and numerically so far. However, it is not enough to make clear the detail of vortical structure contributing to the heat transfer. In the present paper, DNS(direct numerical simulation) of the impinging jet is conducted in order to investigate the heat transfer through the control of vortical structure. The discretization in space are performed with hybrid scheme in which Fourier spectral and 6th order compact scheme are adopted. As the control parameter, two cases of perturbations are imposed on the inflow boundary conditions. The detailed flow characteristic on wall are demonstrate, and the effect of control is discussed based on the statistical quantities and the visualized vortical structures.

1. 緒論

衝突噴流は物体の加熱、電子機器の冷却、塗面の乾燥など工学機器において幅広く利用されている。より高効率な伝熱制御のためには、基本的な流動特性を明らかにすることが重要である。衝突噴流は、衝突前の自由噴流領域、噴流の衝突近傍のよどみ領域、衝突後の下流側で発達する壁面噴流領域の3つの領域に分類される⁽¹⁾。衝突面上の伝熱効果を向上するには、ノズル形状、ノズル本数、衝突面との距離、噴出条件などにより衝突面の状態を変化させることが有効で⁽²⁾、様々なパラメーターが伝熱に影響する。効果的な伝熱制御のためにはこれらを系統的に理解し、能動制御することが必要となる。近年、コンピューターの飛躍的な進歩により、ナビエ・ストークス式をモデル化せず、可能な限り高精度に解く DNS (direct numerical simulation) が行われ、最小渦構造までも再現できるようになった結果、自由噴流の遷移過程や、渦の崩壊過程の様子が明らかにされている。衝突噴流の DNS⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾ や LES (large eddy simulation)⁽⁶⁾ の検討も行われたが、能動制御の観点からの、検討は行われていない。筆者らは、最近、噴流制御や噴流構造の検討のため、周期条件を利用した簡便な境界条件で、高精度な数値スキームの DNS を行っている⁽⁷⁾。高精度化の意義は大きく直交格子系でも格子の影響を受けず複数噴流や、非円形噴流のシミュレーションが可能であることを示している。

本研究では、この高精度コードに固体壁の境界条件を付与した新たな計算コードを開発し、能動制御の手段として、ノズル出口で代表的な2種類(軸対称励起、ヘリカル励起)の励起を与えた噴流制御の DNS を行った。また以前の研究⁽⁸⁾では、衝突面までの距離を $H = 8D$ (D : 噴流径) としたが、この距離は、ポテンシャルコアの終端付近にあたり、渦の崩壊開始位置となることから噴流の励起にかかわらず、衝突面上に現れる渦構造に大きな定性的違いは観察されなかった。本研究では壁面上により強く影響させるために衝突面距離 $H = 4D$ とし、エネルギー方程式により伝熱の計算も行い、平均特性や瞬時構造の可視化結果から、基本的な流動特性、伝熱特性について評価した結果を報告する。

2. 計算方法

2.1 基礎式および離散化

支配方程式として、非圧縮場を仮定した連続の式、運動方程式、エネルギー方程式を用いる。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + h_i = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (2)$$

($h_i = \epsilon_{ijk} \omega_j u_k, \omega_j$: vorticity)

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial u_i T}{\partial x_i} = \frac{1}{\text{RePr}} \frac{\partial^2 T}{\partial x_i^2} \quad (3)$$

ここで、対流項は回転型とし、代表長さに噴流径 D 、主流方向代表速度 $V_0 (= V_1 - V_2$; 図1) を用いて無次元化した。レイノルズ数は $\text{Re} = V_0 D / \nu$ で定義される。計算領域は直方体領域とし、噴流の噴出方向(壁垂直方向)を y 、直行する2方向をそれぞれ x, z とした。空間の離散化は、壁垂直方向に6次精度の Compact Scheme⁽⁹⁾ を、主流と直行する2方向には周期条件を課し、フーリエ級数を用いた。対流項から生じる aliasing 誤差による数値不安定除去のために主流と直行する方向には2/3則により、また主流方向には6次精度の Compact Scheme による陰的フィルタリングを行う。時間進行には3次精度の Adams-Bashforth 法を用いた。速度と圧力のカップリングにはマック法を用いた。このとき得られる圧力の Poisson 方程式はフーリエ変換されたのち、各波数ごとに独立な微分方程式となるが、さらに6次精度のコンパクト差分近似を施すと解くべき5重対角行列が得られる。本法ではこの行列を直接解法により解いた。

本計算では水平方向に周期条件を課しているため、噴流が衝突後、周囲に流出することができない。そこで本研究では衝突壁面に周囲の一定幅の領域を設け、そこに吸い込みを設置した(図2)。吸い込みの流量は全流入量と一致するように設定する。また、壁近くの格子解像度を上げるため、不等間隔格子を採用した。

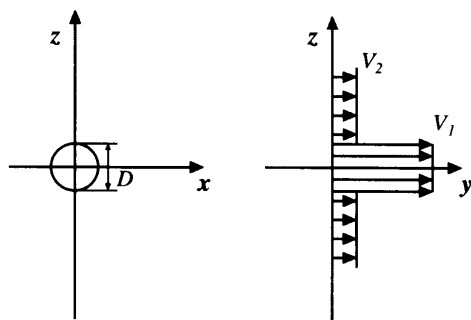


Fig.1 Inflow condition and coordinate system for an round jet

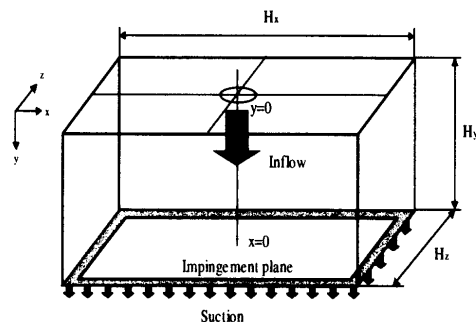


Fig.2 Computational domain

2.2 計算条件

図2に流れの模式図を示す。噴流の流入速度 V (図1) は次式で与えられる。

$$V = \frac{V_1 + V_2}{2} - \frac{V_1 - V_2}{2} \tanh \left[\frac{1}{4} \frac{R}{\theta_0} \left(\frac{r}{R} - \frac{R}{r} \right) \right] \quad (4)$$

ここで、 V_1 は噴流中心速度、 V_2 は伴流速度、 θ_0 は初期せん断層の運動量厚さ、 $R (= 2/D)$ は噴出口半径であり、 $V_1 = 1.075V_0$ ($V_0 = V_1 - V_2$)、 $V_2 = 0.075V_0$ 、 $R/\theta_0 = 20$ とした。計算領域 $H_x \times H_y \times H_z$ は $12D \times 4D \times 12D$ であり、格子数 $N_x \times N_y \times N_z$ は $128 \times 100 \times 128$ とし、ノズル出口と壁近傍で格子が密となるように不等間格子を採用した。また、レイノルズ数 $Re = 1500$ 、プラントル数 $Pr = 0.71$ とした。

2.3 励起条件

励起条件として主流方向の流入速度 V に対し、流入部で攪乱速度 V_a, V_h を与える。軸対称モードに関連する強い渦輪を形成するため、軸対称励起 V_a は $V_a = \varepsilon \sin(2\pi S_t t)$ で与える。らせん状の渦構造を形成するためにヘリカル励起 V_h は $V_h = \varepsilon \sin(\theta - 2\pi S_t t)$ で与える。ここで、各励起に対し、 ε は励起強度、 θ は方位角、 S_t はストローハル数を示す。本計算では $\varepsilon = 0.05$ 、 $S_t = 0.4$ とした。

3. 計算結果および考察

3.1 平均特性

3.1.1 半径方向速度分布

図3に半径方向速度分布を示す。励起なしの場合、上流での噴流の拡散が抑制されているためにいずれの位置においても、最大流速がもっとも大きく、境界層厚さはもっとも薄くなる。衝突付近の分布 ($x/D = 1.0$) では軸対称励起、ヘリカル励起を与えた場合に最大流速、境界層厚さはほぼ等しくなるが、下流側 ($x/D = 2.0, 3.0$) で軸対称励起を与えた場合に境界層厚さは非常に厚くなり、励起なし、ヘリカル励起を与えた場合とは異なり、壁面から離れた位置に噴流が大きく拡散する。

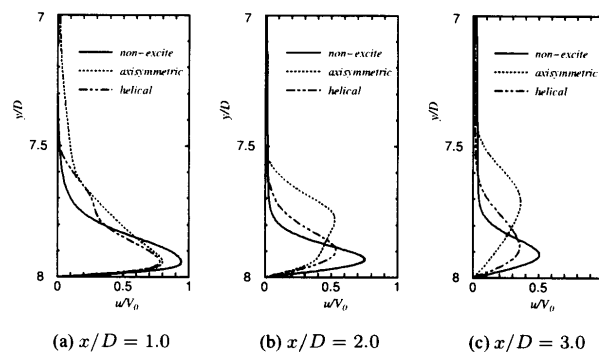


Fig.3 Distribution of radial mean velocity

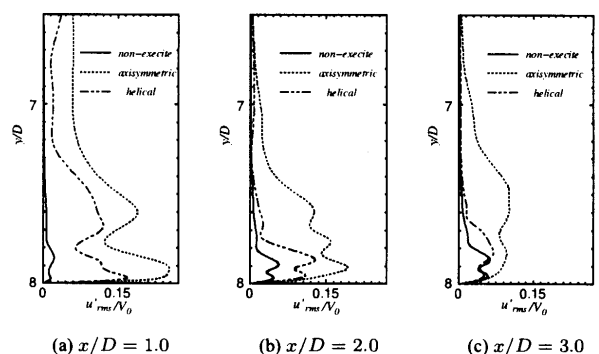


Fig.4 Distribution of radial velocity fluctuation

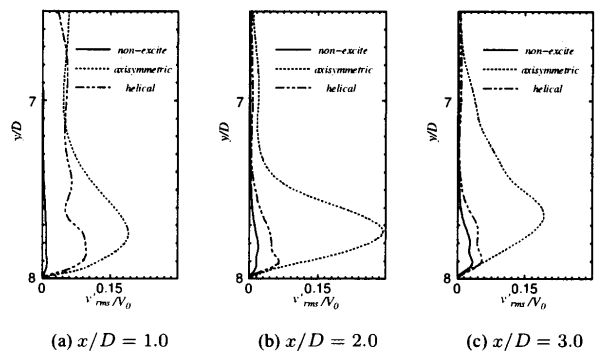


Fig.5 Distribution of wall-normal velocity fluctuation

3.1.2 半径方向速度乱れ分布

図4に壁面水平方向速度の乱れ成分 u'_{rms} の分布を示す。励起なしの場合、上流側 ($x/D = 1.0$) では乱れが非常に小さい。しかし下流側にいくにつれて乱れは発達し、2つの極大値を持つ。軸対称励起を与えた場合、上流側での乱れは非常に大きく、下流側にいくにつれて乱れは小さくなる。ヘリカル励起の場合も同様、上流側で乱れは大きくなり下流側にいくにつれて乱れは小さくなる。またいずれの場合も上流側から壁の近傍と少し離れた位置で2つもしくは3つの極大値を持つ。

図5に壁面垂直方向速度の乱れ成分 v'_{rms} の分布を示す。励起なしの場合、上流側で乱れは非常に小さく、下流側にいくにつれて少しずつ大きくなる。軸対称励起の場合、乱れが著しく大きくなっていることがわかる。この壁面垂直方向の強い乱れは、壁面上の混合を活発にし、伝熱に影響を及ぼすと考えられるが、少し壁から離れた位置で極値をとることが確認される。ヘリカル励起の場合、全体的に乱れは小さい。また下流側 ($x/D = 4.0$) では、励起なしの場合と乱れの強さにさほど差がなくなり、上流側の影響はこの位置では比較的弱くなっている。

3.1.3 温度分布

図6に温度分布 T を示す。励起なしの場合、半径方向速度分布と同様に、いずれの位置においても励起を与えた場合と比べて、最大温度がもっとも大きく、温度境界層厚さはもっとも薄くなる。軸対称励起の場合、上流側では壁面近傍で最大値をもつ分布を示すが、下流側 ($x/D = 3.0$) で壁面から離れた位置で最大値をもつ緩やかな分布となる。ヘリカル励起の場合、上流側 ($x/D = 1.0$) で壁面近傍と壁面から離れた位置で2つのピークを取るが、これは衝突前の噴流の拡散によるものだと考えられる。また下流側 ($x/D = 2.0, 3.0$) ではほぼ同じ分布形をとる。

3.1.4 温度変動分布

図7に壁面垂直方向温度の乱れ成分 T'_{rms} の分布を示す。励起なしの場合、いずれの位置においても温度変動は小さく2つの極値を持つことがわかる。軸対称励起を与えた場合、上流側から温度の変動はもっとも大きくなる。また上流側 ($x/D = 2.0$) の位置で壁から少し離れた位置の2つ目の極大値で非常に乱れが非常に大きくなる。ヘリカル励起の場合、励起なしの場合と同じような分布をとり、やはり2つの極値を持つ。壁面上の伝熱を考えたときに、この壁の極近傍の乱れが重要となり、壁から少し離れた値での2つ目の乱れの極値は伝熱にはあまり影響がないように考えられる。

3.1.5 局所ヌセルト数

図8に半径方向に沿った局所ヌセルト数の分布を示す。励起なしの場合、よどみ点で最大値をとり、下流側にいくにつれて次第に減衰していく。軸対称励起の場合、よどみ点から少し離れた位置 ($x/D = 0.5$) で最大値をとり、緩急を伴う勾配を持ちながら次第に減衰していく。ヘリカル励起の場合、励起なし、軸対称励起の場合と比べて、よどみ点でもっともヌセルト数は小さくなる。また ($x/D = 0.5$) 付近で最大値をとり、($x/D = 1.5$) 付近まで急速に減衰するが、それ以降の下流の位置では穏やかに減衰していく。励起なしの場合、励起を与えた場合よりも明らかに有効であるが、これは渦構造と設定した温度境界条件が原因である。(後述)

3.2 瞬時の構造

3.2.1 渦構造

瞬時の構造を可視化するため、図9に速度勾配テンソル第2不変量 Q 値の等値面を示す。ここで $Q = 0.3$ とした。励起なしの場合、衝突面上ではよどみ点を中心に渦輪に近い構造が連続的に半径方向に形成されていることがわかる。軸対称励起の場合、ノズル出口直後から渦輪が発生し、その渦輪が衝突面へと衝突していく様子がわかる。渦輪が衝突後、半径方向へ一気に拡散し、巻き上げられることによって細かい渦を発生しながら壁面噴流へ推移していく様子がわかる。ヘリカル励起の場合、ノズル出口直後かららせん状の渦が形成され、衝突面に衝突していく。また衝突面の上面から見たとき、衝突前のらせん状の渦構造に依存して、衝突面上でもらせん状に渦が拡散していく様子がわかる。また衝突後、巻き上げられた渦の周りに細かい渦を発生しながら壁面噴流へと推移していく。しかし、この細かい渦は軸対称励起の場合と比べて比較的少ない。

以上より、励起の違いは、衝突面上に発生する渦構造を大きく変化させる。

3.2.2 温度等値面

図10に噴流軸中心を通る断面上の温度等値面を示す。励起なしの場合、温度の分布は乱れることなく衝突面へ衝突し、その後、衝突面上に薄く引き伸ばされるようにして半径方向に広がる。軸対称励起の場合、衝突面に到達するまでは、ノズル出口に発生する渦輪を取り巻くように温度の高い部分が見られる。ま

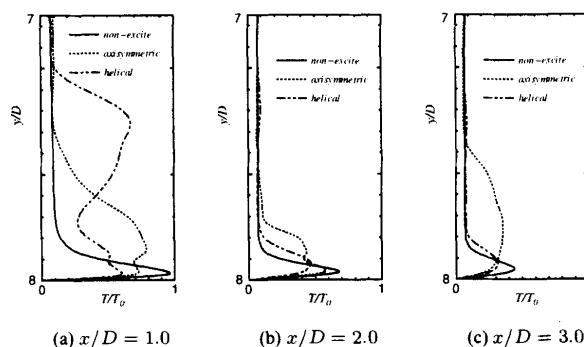


Fig.6 Distribution of mean temperature

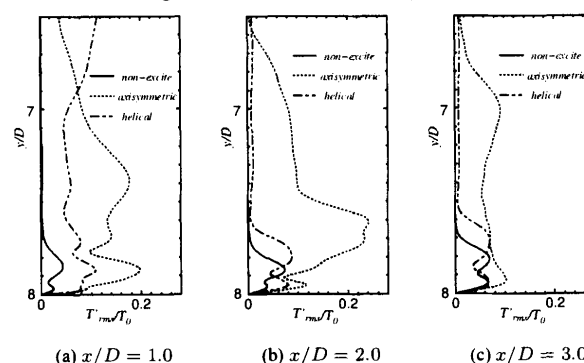


Fig.7 Distribution of temperature fluctuation

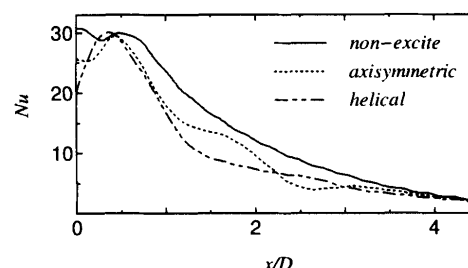


Fig.8 Distribution of Nusselt number

た衝突後、分布は衝突面上で強く巻き上げられ下流側で広がる。ヘリカル励起の場合、衝突面に到達するまでは、ノズル出口に発生するらせん状の渦に対応した温度の分布を示し、衝突後は強く巻き上げられる側とそうでない部分の左右非対称の分布を示す。これはらせん状の渦が衝突面に連続的に衝突していくことによるものである。またよどみ点で比較的温度は低くなっており、このことがよどみ点でのヌセルト数の低下の原因であると考えられる。

3.2.3 エントロピー変動分布

温度のデータをもとに $S' = -T_i \ln(T_i)$ で定義される噴流軸中心を通る断面上のエントロピー変動分布を図11に示す。このエントロピー変動分布は渦構造の発達に伴う混合状態を定量的にあらわすことを確認している⁽¹⁰⁾。

励起なしの場合、衝突前は噴流の外縁に変動の強い部分が見られる。また衝突後はよどみ点付近で変動の強い部分は見られないが下流側では衝突面の近傍で変動の強い部分が見られることから、この位置で混合が活発となっていることがわかる。軸対称励起の場合、衝突前は渦構造に対応した噴流の外縁でしか変動の強い部分は見られない。また衝突後は衝突面から離れた位置まで強く巻き上げられこの部分で非常に変動が強くなっている。ヘリカル励起の場合、軸対称励起の場合と同様にノズル出口の渦構造に対応した強い渦の外縁で変動の強い部分が見

られる。また衝突後は壁面から離れた位置まで強く巻き上げられ変動の強い部分が確認される。よって励起を与えた場合、巻き上げられることによって壁から離れた位置で強い変動が現れ、この位置で温度が低下し、壁面への熱の輸送を減少してしまうことがヌセルト数の低下の原因であると考えられる。

4. 結論

衝突噴流の直接数値シミュレーションコードを開発し、2種類の励起パターンを与えた場合のシミュレーションを行い、以下の結論を得た。

1. ノズル出口での励起の違いにより、衝突面上に発生する渦構造には大きな変化が生じる。
2. 混合指標の可視化結果から、励起を与えた場合、衝突壁面上で著しい混合が生じ、周囲流体とのエントレインメントが活発になることを明らかにした。

参考文献

1. 社河内 敏彦, 噴流工学, 森北出版株式会社 (2004)
2. 一宮 浩市, 榊原 潤, “衝突噴流の今・昔”, 日本機械学会 2001 年度熱工学講演会論文集, (2001)425-428
3. S.Satake and T.Kunugi, “Direct numerical simulation of an impinging jet into parallel disks”, Int.J. of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow 8-7, (1998)768-780.
4. M.Tsubokura, T.Kobayashi, N.Taniguchi and W.P.Jones, “A numerical study on the eddy structure of impinging jets excited at the inlet”, Int.J. of Heat and Fluid Flow 24, (2003)500-511.
5. H.Hattori and Y.Nagano, “Direct numerical simulation of turbulent heat transfer in plane impinging jet”, Int.J. of Heat and Fluid Flow 25, (2004)749-758.
6. M.Hadžiabdić, K.Hanjalić, “An LES insight into the flow structure and heat transfer in a round impinging jet”, Proc.5th Int.Symp.Turbulence Heat and Mass Transfer, (2006)433-436.
7. K.Tsujimoto, S.Sasazaki, T.Shakouchi and T.Ando, “Direct Numerical Simulation of Jet Mixing Control Using Combined Jets”, JSME Int.J. Ser.B, 49-4 (2006)966-973.
8. 辻本公一, 石倉大雅, 社河内敏彦, 安藤俊剛, “衝突噴流の DNS”, 第 20 回数値流体力学シンポジウム講演要旨集 (CD-ROM)A8-5, (2006)1-6.
9. Lele, S.K., “Compact finite difference schemes with spectral-like resolution”, J. of Comp.Phys.103, (1992)16-42.
10. K.Tsujimoto, S.Kariya, T.Shakouchi and T.Ando, “Study on Jet Mixing Rate Based on Controlled Jets”, Advances in Turbulence XI, (2007)447-449.

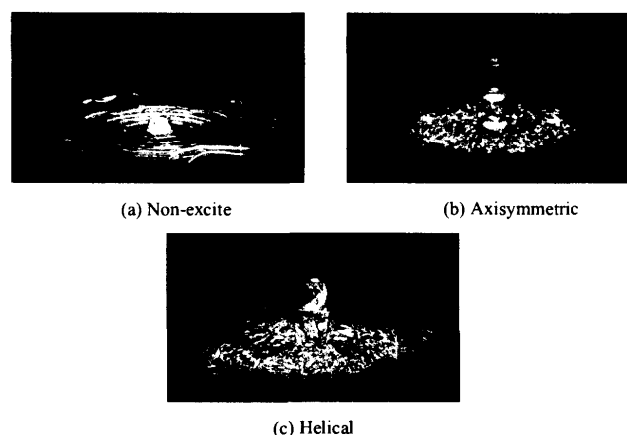


Fig.9 3D-view of vortex structure

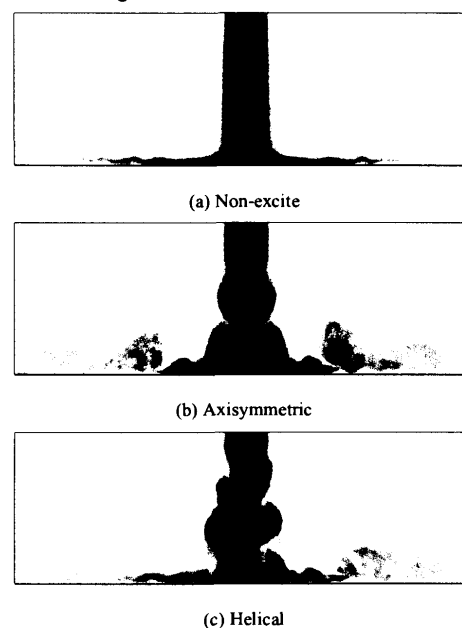


Fig.10 Contour of instantaneous temperature

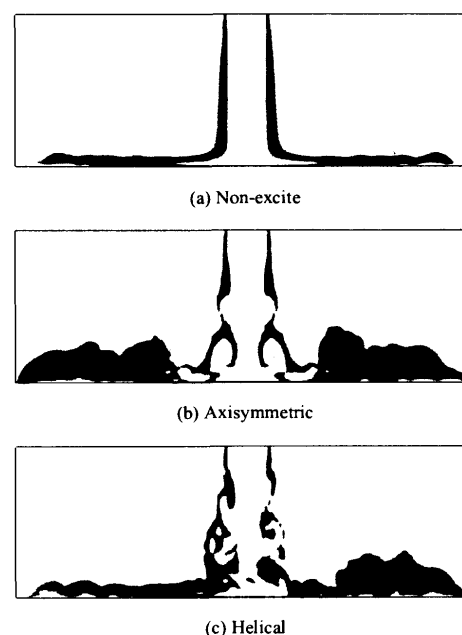


Fig.11 Contour of instantaneous entropy fluctuation