







- 管路一辺長 D=100mm
- リブ高さ・幅 h=30mm
- レイノルズ数 Re=4.0×10<sup>4</sup>



### 基礎方程式





$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} U_i U_j = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( v \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{u_i u_j}{u_j} \right)$$
  
**乱流エネルギー方程式**

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (TU_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \alpha \frac{\partial T}{\partial x_i} - \overline{u_i T} \right) \qquad \textbf{ILMM}$$

乱流散逸方程式

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = -C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \frac{\overline{u_i u_j}}{\partial x_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left( v\delta_{jk} + c_{\varepsilon} \frac{k}{\varepsilon} \frac{\overline{u_k u_j}}{\partial x_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \right\} - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k}$$

代数レイノルズ応カモデル

### モデル化されたレイノルズ応力輸送方程式

 $\frac{Du_{i}u_{j}}{Dt} - Diff_{k} = \frac{u_{i}u_{j}}{k} (P_{k} - \varepsilon) = P_{ij} + \left[\pi_{ij} + \pi_{ji}\right]_{1} + \left[\pi_{ij} + \pi_{ji}\right]_{2} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\varepsilon$ 対流項 拡散項 乱流エネルギー輸送方程式の生成項 レイノルズ応力方程式の生成項

 $\begin{aligned} \mathbf{\mathcal{EF}} \mathbf{\mathcal{U}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}\mathbf{\mathcal{L}}}\mathbf{\mathcal{L}}$ 

数値解析

### 数値解析条件

数値計算	差分法
支配方程式差分近似	QUICK法(対流項のみ)
境界条件	周期境界条件 →圧力以外は入口・出口での値を同一 →圧力は入口・出口の勾配値を同一
乱流モデル	高レイノルズ数型乱流モデル 壁関数
格子点配置	Regular Grid法
座標変換手法	境界適合座標系



#### ○実験結果

○計算結果





## $1X_2X_3$ 垂直応力分布

○実験結果



1.0

0.8

0.6

0.2

0.0

0/<sup>€</sup> X 0.4 ⊾

Exp. Casarsa et al.

-0.4 -0.2

0.05

0.20

0.0

 $X_2/D$ 

0/20

 $\sim$ 

0.2

0.4

 $\overline{u_3^2}/U_b^2$ 

○計算結果





垂直方向

### $2X_2X_3$ 垂直応力分布

○実験結果



Exp. Casarsa et al.  $\overline{u_3^2}/U_b^2$ 1.0 0.05 0.10 0.8 0.6 垂直方向  $X_3/D$ 0.4 0.2 0.0 -0.2 -0.4 0.0 0.2 0.4  $X_2/D$ 

○計算結果











代数レイノルズ応カモデルを用いた周期配列突起付き直線管路の乱 流解析を行い, CasarsaらのPIV計測実験結果と比較検討した

### ● 乱流構造

#### 流体挙動

水平方向のリブ上・主流方向で
代数レイノルズ応カモデルで
は剥離・再付着点、流体挙動共 →
は高さのあるリブを有する3次
にほぼ一致
元乱流場の解析も可能である

### <u>レイノルズ応力</u>

値や分布に差が見られたが、 計算結果からは物理現象の再現 性を確認出来た

PIV解析の不確実性、代数レイ ノルズ応カモデルの精度向上

モデル精度の検証



# ご清聴ありがとうございました

