

强非线性湍流的不稳定性分析

北京航空学院 高 歌

摘 要

为了应用拟态动力学 (fractal dynamics) 概念分析湍流不稳定性, 选择带有离散扰波的任意曲线作为湍流拟态结构基元。在基元上建立量级化的尺度与坐标系, 用以分析有复杂结构的湍流强非线性问题, 湍流分析中的非线性及离散性二大难题得到了解决。所得通向转捩与湍流的分叉解, 全面反映强非线性和离散性的效应, 即剪切、拉伸、旋转、弥散、压力与变形相互作用及记忆诸因素对不稳定性的影响。本文有助于加深对湍流基本物理特性的理解。

一、引 言

湍流分析的难点在于流体力学方程的非线性及湍流扰波的离散性, 即当地性、非均匀性及非各态历经性。湍流在空间和时间上都是离散的, 这就使基于连续周期扰波概念的渐进逼近法能否用于湍流分析都成了问题。

传统上使用平均方法分析湍流, 这种方法是以前Taylor的各态历经假说的正确性为前提的。问题在于经过平均之后所有的湍流当地离散特性都消失了。因而对瞬息万变的湍流瞬时参数进行分析即成为不可能的, 对湍流模化也是无用的。拟态动力学 (fractal dynamics) 为解决这一进退维谷的问题提供了希望^[1]。如能找出某种合适的独立于时空尺度的流动形态作为湍流拟态结构的基元, 则基于该基元的分析必然对任意湍流有通用价值。本文应用拟态动力学概念, 设计了特殊的物理-数学混合方法, 来克服湍流分析中的困难。

二、拟态与湍流

拟态网 (fractal network) 动力学为研究湍流特性提供了一种新的自然观。它提醒人们注意到无序系统被长期忽略的通性, 即在充分无序系统中能量的传播以波粒二重性取代了有序系统在粘弹性网络中的周期波传播, 最大的区别在于能量激发的当地性及能量传播的滞后性^[2]。这二种特性决定湍流不稳定特性, 并可据此得出通向转捩和湍流的真正分叉解。

随机结构经常呈现自相似几何形状, 这意味着结构的几何特性不能做为长度的尺度函数而加以区别, 用更加细微的尺度来检验拟态结构, 并不能得出可鉴别的图形差异。湍流是由尺度变化极广的多层次涡团构成的。单就涡团而言, 湍流显示了几何形状自相似性, 仅对涡团的拟态结构进行观察, 不能确定湍流长度尺度。湍流拟态结构在小于对应最高频率的最小尺度时不成立, 同时也不存在于湍流场之外。由于间歇性, 湍流子区与层流子区是间杂共存的。间歇现象可具有极细微的结构, 并可存在于高波数情况。从数学角度而言, 高波数成分并非空间遍布的, 其空间分布必应是疏松的; 不论何时何地, 在湍流场中间歇性应在所有尺度上存在。这样便可将湍流场看作是拟态场, 其中的湍流涡团可看作是层流渗透网上的空穴。涡团对层流子区的作用呈波动特性, 涡团间的碰撞呈粒子特性。文献[3]试用螺线为拟

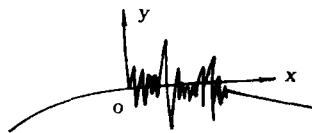


图 1 拟态基元

态基元描述湍流,其通用性差。可选择具有离散扰波的任意曲线作为湍流的拟态基元(图1)。先提出以下物理和数学前提:

1. **数学假定** 通常认为湍流隶属于Navier-Stokes方程管辖范围之内。这种假定在数学基础上是有争议的,因为数学上并没有N-S方程初值问题的通解存在定理,N-S方程的解可能变为奇解而使方程垮台。这意味着需要引入超出经典流体力学的新的物理原则,才可能获得完善理论。

不稳定性分析的最终目的是找出不稳定性与雷诺应力之间的关系。发现雷诺应力的精确表达式比N-S方程是否可以描述湍流的争论更有现实意义。分子粘性对稳定性的影响依赖于具体流动状态。但总体而言,分子粘性并非产生湍流能量的重要因素,因为分子粘性一般比湍流粘性小2~3个量级。因此我们的分析将从Euler方程着手。

2. **尺度量级化** 湍流的统计理论对于湍流的拟序结构、间歇性及能量递转现象的解释完全无能为力。其根源在于Taylor的各态历经假定认为长时间平均等于长空间平均,从而抹杀了所有的湍流的当地、非均匀、非各态历经特性。

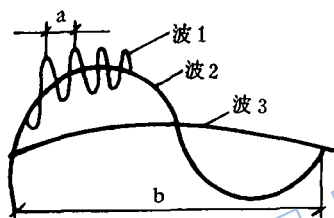


图 2 拟态波与尺度对应

本文以量级化拟态尺度假定取代Taylor假定,以保存湍流的离散特性,取平均时较大的长度尺度可以消平较小波长的子波。例如如图2中当空间尺度大于波1的波长 a 时,波1在平均过程中就会被消平;以此类推,空间尺度 $\geq b$ 时,则会消去波2。因此,为了保持图1的拟态基元的自相似特性,在一定的空间范围审视湍流拟态几何形状时,必须选择相应的拟态尺度。拟态尺度必须量级化,即尺度是多层次的,各相邻尺度间应有一定间隔。取一定长度为量级化尺度后,所有

有波长小于该尺度的子波在平均时就消失了。被量级化尺度平均后的几何形状必定是一拟态基元。尺度量级化的好处是:适应粘性,引入离散波,所有的扰波都变成时空离散波,因为任何小波长的波都不能在更大尺度的拟态基元中存在。

3. **拟态流动中轨线与流线的相对性** 取最大尺度平均流动参数时,拟态基元的曲线即是时均流线。在另一极端,取最小尺度时,该曲线变为轨线。在中间状态,在任何二相邻量级尺度间,大尺度基元曲线可称之为拟态流线,小尺度基元曲线称为拟态轨线。很明显,所谓拟态流线及轨线均是相对的。与拟态流线、轨线相对应,则有拟态时均速度及拟态瞬时速度之称。

4. **拟态坐标系的相对性及准稳态性** 拟态坐标系取任意拟态流线的任意点为坐标原点,取拟态流线原点切线及外法线方向为 x 、 y 坐标轴方向。在采用不同量级化尺度时,为了保持拟态基元,坐标系必须以某种变速运动。当取最大量级化尺度求平均时,坐标系变为Euler坐标系;另一极端,取最小量级化尺度时,变为Lagrange坐标系。中间范围坐标系即非Euler坐标系,亦非Lagrange坐标系。这就是坐标系的相对性。与这种拟态坐标系相匹配,必须对运动方程做相应的非线性修正。控制方程修正之后,坐标系可看作是准稳态的。

5. **通用性** 流场中如果没有拟态特性,虽可有一些周期性扰波存在,流动仍属层流范畴。只有向流动中引入拟态特性及离散性,控制方程中才会有雷诺应力项存在。

三、非线性修正

在定常非线性流中, 非线性特性引起有别于线性时均值的定常变化。可定义

$$\bar{U} = U + u \quad (1)$$

式中 $\bar{U}$ 、 U 、 u 分别为非线性时均速度、线性时均速度及非线性声流 (acoustic streaming) 速度^[4]。时间无关的声流量仅存在于加入非线性扰动后的流体中, 并依赖于流动的非线性特性。取最大尺度及沿图 1 所示的时均流线的 Euler 坐标系, 二维无传热时的控制方程 (质量守恒、环量守恒、动量守恒) 为:

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + KV = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} + U \frac{\partial \Gamma}{\partial x} + V \frac{\partial \Gamma}{\partial y} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + KUV = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (4)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} - KU^2 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \quad (5)$$

式中线性平均参数 U 、 V 、 P 、 Γ 分别为 x 、 y 向的速度分量、压力及最小面无环量; ρ 是密度, K 是流线当地曲率。该方程组对包括湍流在内的非线性流动亦成立, 因为 Reynolds 应力项可隐含在湍流的非线性平均动量方程中。为了区别于线性平均, 上述方程大写字母表示的速度分量上均应加横杠以表示非线性平均, 方程式号为 (2)' ~ (5)'。

必须做下述非线性修正:

1. **变弯曲流线为折线** 加入非线性扰动之后, 令原点附近 $\partial V / \partial X = 0$ 。则流线在原点附近局部变为直线段。如要分析弯曲流线的其它段落, 则需将坐标原点移至新点并使坐标系旋转, 保持与流线相切。这样, 当坐标系连续移动并旋转时, 曲线流线便折线化。折线化后, 坐标系在相应的局部直线段内可看作是 Euler 直角坐标系, 而方程中的离心力、哥氏力项则可看作是该直角坐标系的附加外场力。令 $\partial V / \partial X = 0$ 还可避免旋转效应被重复考虑。以上流线局部折线化处理不影响湍流的局部当地特性。

2. **加入扰动后的非线性修正** 根据 (1) 令,

$$U = \bar{U} - u, \quad V = -v, \quad (6a, b)$$

$$\Gamma = \Gamma_0 - (\partial \Gamma / \partial y) \eta, \quad (6c)$$

$$\eta = F(y) e^{im(X - Ct)} \quad (6d)$$

$$C = C_r + i\xi C_i \quad (6e)$$

式中 u 、 v 是 x 、 y 方向的非线性声流速度分量, Γ_0 是未扰动时环量, η 是沿 y 向距初始位置的位移, 波数 m 是实数, ξ 是扰波振幅控制系数。

将 (6a - d) 代入 (2), 忽略 u 、 v 、 η 的高阶小量及当地曲率变化, 再减去非线性平均方程 (2)' :

$$\partial u / \partial x + \partial u / \partial y + Kv = 0 \quad (7)$$

对方程 (3) 重复类似运算, 可得

$$D\eta/Dt = v \quad (8)$$

式中 $D/Dt = \partial/\partial t + \bar{U} \partial/\partial x$ 。

将方程(4)乘以 $(1 - im\eta)$ 并将(6a-d)代入, 减去非线性平均方程(4)'并略去高阶小量, 则

$$\begin{aligned} \rho \left[\frac{Du}{Dt} + u \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + v \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} + K \bar{U} v + \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} \right) im\eta \right] \\ = - \frac{\partial(P - P_0)}{\partial x} - im\eta \frac{\partial P}{\partial x} \end{aligned} \quad (9)$$

将方程(5)乘以 $(1 + \beta\eta)$ 并代入(6a-d), 再减去非线性平均方程(5)'并略去高阶小量, 可得:

$$\begin{aligned} \rho \left[\frac{Dv}{Dt} + \beta \left(K \bar{U}^2 - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \right) \eta + v \frac{\partial \bar{V}}{\partial y} - 2K \bar{U} u \right] \\ = - \frac{\partial(P - P_0)}{\partial y} \end{aligned} \quad (10)$$

式中 $\beta = \partial P / P \partial y$ 是无量纲压力梯度。

必须指出, 由于 u, v, η 都是小尺度量, 方程(7)~(10)已经跃迁到小尺度的拟态坐标系上, 因此必须进行相应的非线性修正。在 y 方向 $\rho \beta (K \bar{U}^2 - \partial P / \rho \partial y) \eta$ 表示大尺度运动对有位移 η 的小拟态尺度运动的作用力, 即小尺度拟态坐标系转换所承受的非惯性力。 $\rho (\partial \bar{U} / \partial t + \bar{U} \partial \bar{U} / \partial x + \partial P / \rho \partial x) im\eta$ 表示在 x 方向的非惯性力修正; 虚数 i 表示位移 η 引起的非惯性力在 x 方向的影响在该拟序尺度时是隐含的; m 表示 x 方向的非惯性力影响与波数成正比, 每一周期波发生位移 η 都引起同样的非惯性力影响。

引入上述修正是进行强非线性流动不稳定性分析的重要措施。不稳定性分析将继续从已线性化方程(7)~(10)着手。方程中除 η 之外均为时均参数, 由此可知, 分析是基于时均参数与瞬时扰动相互作用的研究。而传统方法通常是研究瞬时参数与扰动的相互作用, 这是该分析方法有别于传统方法的重要差别之一。

四、湍流稳定性准则

湍流是时空离散的, 具有当地性、非均匀性及非各态历经性。只有向分析中引入离散性, 才能保持有上述特性。为此目的, 在 $D\eta/Dt$ 中令振幅控制系数 $\xi \equiv 1$, 因为 η 是一瞬时参数。但对 $Du/Dt, Dv/Dt$ 则令 $\xi \equiv 0$, 因为 u, v 是拟态时均参数。当 $\xi = 1$ 时, $D\eta/Dt = v$ 中的振幅是 e 为底的指数函数, η 的高阶导数本也应是 e 为底的指数函数; 但人为地令 $\xi = 0$ 后, $Dv/Dt = D^2\eta/Dt^2$ 不再是 e 指数函数了。这意味着 $D\eta/Dt$ 在大尺度上不再是一连续可微的 e 指数函数。这处理使 η 仅是局部连续函数, 而在大尺度拟态坐标系中成为离散函数。

将(6d,e)代入(7)、(8), 并略去高阶小量得

$$u = - \left[(\bar{U} - C) \eta \right]' - K (\bar{U} - C) \eta \quad (11)$$

$$v = im (\bar{U} - C) \eta \quad (12)$$

式中撇'表示 $\partial/\partial y$ 。因此

$$Du/Dt = - (\bar{U} - C) (\bar{U} - C_r) \eta' im - K (\bar{U} - C) (\bar{U} - C_r) \eta im \quad (13)$$

$$Dv/Dt = - (\bar{U} - C) (\bar{U} - C_r) m^2 \eta \quad (14)$$

将(11)~(13)代入(9), 积分并略去高阶小量可得:

$$-(P - P_0) = \rho \{ -(\bar{U} - C)(\bar{U} - C_r)\eta' + KC_r(\bar{U} - C)\eta + (\partial\bar{U}/\partial t + \bar{U}\partial\bar{U}/\partial x + \partial P/\rho\partial x)\eta \} \quad (15)$$

将(14)、(15)代入(10), 则

$$\begin{aligned} & \{(\bar{U} - C)(\bar{U} - C_r)\eta'\}' + \{ \beta(K\bar{U}^2 - \partial P/\rho\partial y) - m^2(\bar{U} - C)(\bar{U} - C_r) \\ & - (\bar{U} - C_r)im\partial\bar{U}/\partial x \} \eta - 2K\bar{U}u - \{ KC_r(\bar{U} - C)\eta \}' \\ & - \{ (\partial\bar{U}/\partial t + \bar{U}\partial\bar{U}/\partial x + \partial P/\rho\partial x)\eta \}' = 0. \end{aligned} \quad (16)$$

方程(16)便于对单一扰波作分析。边界条件是: 弯曲流线凹侧 $y = y_1$ 可位于旋涡固体式螺旋转核内或固体壁上, 扰动振幅 $F = 0$; 凸侧 $y = y_2$ 可位于固体壁面上或无扰动区, 扰动振幅 $F = 0$, 极限情况, 外边界可延至无限远处 $y = \pm\infty$ 。如果方程(16)在 $\text{Im}C > 0$ 时有有效解, 则流动不稳。为简化数学推导, 令 $W = \bar{U} - C$, 假定 F 是一非稳定解。在 (y_1, y_2) 区间 W 永不为零, 并可构成平方根 $W^{1/2}$ 。 W 象 $\bar{U}$ 一样在有关空间是连续可微或分段可微的。再令 $G = W^{1/2}\eta$, 并用之代替 η 。在 (y_1, y_2) 区间积分, 并令 $G(y_1) = G(y_2) = 0$, 可得出虚部为:

$$\begin{aligned} & \int \left(m^2 - \frac{m}{C_i} \frac{\partial\bar{U}}{\partial x} \right) |G|^2 - \int \left[\beta \left(K\bar{U}^2 - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial\bar{U}}{\partial y} \right)^2 \frac{C_i^2}{(\bar{U} - C_r)^2 + C_i^2} \right. \\ & + K\bar{U} \frac{\partial\bar{U}}{\partial y} - \frac{\partial^2\bar{U}}{\partial y\partial t} - \bar{U} \frac{\partial^2\bar{U}}{\partial x\partial y} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 P}{\partial x\partial y} - \frac{\partial\bar{U}}{\partial x} \frac{\partial\bar{U}}{\partial y} - \frac{1}{2} KC_r \frac{\partial\bar{U}}{\partial y} \left. \right] \frac{|G|^2}{W} \\ & = 0 \end{aligned} \quad (17)$$

积分之后, (17)已跃迁回最初的大尺度坐标系, 所有的非线性堆积结果及其对时均流的现实效应均在方程(17)中得已保存。

当 $(m^2 - (m/C_i)(\partial\bar{U}/\partial x)) > 0$, (17)式左侧第一个积分大于零。如有

$$\begin{aligned} & \left[\beta \left(K\bar{U}^2 - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 P}{\partial x\partial y} - \frac{\partial^2\bar{U}}{\partial y\partial t} - \bar{U} \frac{\partial^2\bar{U}}{\partial x\partial y} \right] - \left[\frac{1}{4} \left(\frac{\partial\bar{U}}{\partial y} \right)^2 \right. \\ & \left. \frac{2C_i^2}{(\bar{U} - C_r)^2 + C_i^2} - K\bar{U} \frac{\partial\bar{U}}{\partial y} + \frac{\partial\bar{U}}{\partial x} \frac{\partial\bar{U}}{\partial y} + \frac{1}{2} KC_r \frac{\partial\bar{U}}{\partial y} \right] \geq 0 \end{aligned} \quad (18)$$

则(17)式不成立无解, 流动稳定。因之(18)式即是 $(m^2 - (m/C_i)(\partial\bar{U}/\partial x)) > 0$ 时流动稳定的充分条件。同理, $(m^2 - (m/C_i)(\partial\bar{U}/\partial x)) < 0$ 时, 流动稳定的充分条件为

$$\begin{aligned} & \left[\beta \left(K\bar{U}^2 - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 P}{\partial x\partial y} - \frac{\partial^2\bar{U}}{\partial y\partial t} - \bar{U} \frac{\partial^2\bar{U}}{\partial x\partial y} \right] \\ & - \left[\frac{1}{4} \left(\frac{\partial\bar{U}}{\partial y} \right)^2 \frac{2C_i^2}{(\bar{U} - C_r)^2 + C_i^2} - K\bar{U} \frac{\partial\bar{U}}{\partial y} + \frac{\partial\bar{U}}{\partial x} \frac{\partial\bar{U}}{\partial y} + \frac{1}{2} KC_r \frac{\partial\bar{U}}{\partial y} \right] \leq 0 \end{aligned} \quad (19)$$

应用Miles理论的惯用方法^[5], 重新定义Richardson数 J , 则上述稳定条件可改写为:

$$(m^2 - (m/C_i)(\partial\bar{U}/\partial y)) > 0,$$

$$J_1 = \frac{\frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial y} \left(K\bar{U}^2 - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 P}{\partial x\partial y} - \frac{\partial^2\bar{U}}{\partial y\partial t} - \bar{U} \frac{\partial^2\bar{U}}{\partial x\partial y}}{\left[\frac{2C_i^2}{(\bar{U} - C_r)^2 + C_i^2} \frac{\partial\bar{U}}{\partial y} + 2\Omega + 4 \frac{\partial\bar{U}}{\partial y} - \omega \right] \frac{\partial\bar{U}}{\partial y}} \geq \frac{1}{4}$$

$$[m^2 - (m/C_1)(\partial \bar{U}/\partial y)] < 0, \quad (20)$$

$$J_2 = \frac{\frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial y} \left(K \bar{U}^2 - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 P}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial x \partial y} - \bar{U} \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial x \partial y}}{\left[\frac{2C_1^2}{(\bar{U} - C_r)^2 + C_1^2} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} + 2\Omega + 4 \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} - \omega \right] \frac{\partial \bar{U}}{\partial y}} \leq -\frac{1}{4} \quad (21)$$

式中涡量 $\Omega = -2K\bar{U}$, 弥散声流涡量 $\omega = -2KC_r$ 。

湍流基本特征之一就是非定常、不稳定。所谓“稳定湍流”应定义为：稳定湍流有稳定的时均速度，并有湍流动能 K 与湍流功能消耗率 ϵ 之间的稳定平衡。 J_1 、 J_2 二式中分母、分子分别反映了 K 与 ϵ 的产生率对湍流稳定性的影响。以上二式中分母中的剪切、拉伸、旋转、弥散声流涡量诸项均与剪切速度梯度 $\partial \bar{U}/\partial y$ 有关，反映了时均流与湍流之间能量转换对稳定性的影响。分子中的诸项则反映了压力与速度变动的相互作用及记忆对稳定性的影响，这些项是压力-变形项的替代表示式，反映湍流能量的再分配关系。

在局部各向同性湍流中， J_1 、 J_2 表达式分母诸项退化为：

$$\left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} + 4 \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + 2\Omega - \omega \right) \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \quad (22)$$

该式与湍流动能 K 的源项直接相关，并可用之得出 Reynolds 应力项的更为精确的表达式。

J_1 、 J_2 表达式中分子诸项是湍流动能产生项的制约因素。从哲学观点看，它们应与湍流动能耗散率的源项直接相关。利用其构造耗散率 ϵ 的源项，则现行的一点封闭湍流模型的最大弱点—— ϵ 源项问题，即可迎刃而解。

当分析过程中所取最大尺度缩小时，只要尺度不超出连续介质的尺度范畴，以上准则也可用于瞬时流分析。

参 考 文 献

- [1] Orbach, R., "Dynamics of fractal network", Science, Vol. 231, 21 Feb. 1986, p814.
- [2] Alexander, S. et al., "Relaxation and nonradiative decay in disordered systems", Phys. Rev. B Vol. 32, 6447 (1985).
- [3] Levich, E., "Certain Problems in the Theory of Developed Hydrodynamical Turbulence", Physics Reports 151, No. 3 & 4 (1987), pp129-238, North-Holland.
- [4] Telionis, D. P., "Unsteady Viscous Flows", Springer-Verlag, 1981, pp209-214.
- [5] Miles, J. W., "On the Stability of Heterogeneous Shear Flow", JFM, Vol. 10 (1961), p497.

INSTABILITY ANALYSIS OF STRONG NONLINEARITY OF TURBULENT FLOW

Gao Ge

(Beijing Institute of Aeronautics and Astronautics)

Abstract

In order to analyse the instability of turbulent flow from the viewpoint of fractal dynamics, an arbitrary curve with discrete disturbance wave is chosen as the element of fractal structures of turbulence. Meanwhile, a quantized scale and coordinate method is adopted to handle the strongly nonlinear phenomena of flows despite their complex structures and large amplitudes of disturbance. Two of the main difficulties for the complexity of turbulence, i.e. nonlinearity and discreteness, have been approximately solved by the above-mentioned means. The bifurcated solution leading to transition and turbulence is meaningful, which embraces all the effects of nonlinearity and discreteness, including shearing, stretching, rotation, dispersion, pressure-strain interaction and memory. Therefore, the result should deepen our comprehension of turbulence.

A SYSTEM OF DATA ACQUISITION AND PROCESSING IN AEROENGINE

Han Wenqing, Li Longqiang, Huang Zhiqing

(Nanjing Aeronautical Institute)

Abstract

A comprehensive system of data acquisition and processing in aeroengine testing is described which can acquire and process all parameters including dynamic ones. Its advanced hardware and program compiled with PL/M language enhance its maximum acquisition speed to more than 5000 times per second. The thermocouple regression equations are obtained by polynomial fitting in sections with changing weight and applied to linearization of temperature measurement. The self-made scanivalve controlled by microcomputer is used for steady multipoint pressure measurement, and the technique of real time calibration is also adopted to guarantee high accuracy of the measurement. The self-made frequency channel is capable of turning frequency into analog or digital signal in real time and its response time makes up only one period of the signal measured.

The practice of employing this system in aeroengine testing shows that its hardware and software are reliable and easy to operate. The time of the whole processing