

# 全欧拉方程的理想匹配层边界条件

柳占新 高 频 全志勇

中船重工集团第 710 研究所,宜昌,443003

**摘要:**首先从声学的角度推导出了线性欧拉方程理想匹配层(PML)边界条件的变换系数;然后推导了笛卡儿坐标系和柱坐标系下全欧拉方程的 PML 方程,并说明了线性欧拉方程的 PML 方程只是全欧拉方程的 PML 方程的一个特例;最后利用柱坐标系下全欧拉方程的 PML 方程作为出流边界条件,计算了喷气发动机进气道处的流场,用实例证明了全欧拉方程的 PML 方程的正确性。

**关键词:**全欧拉方程;理想匹配层;发动机进气道;计算气动声学

中图分类号:V211.3

文章编号:1004—132X(2011)16—1938—04

## PML Boundary Conditions for Full Euler Equations

Liu Zhanxin Gao Pin Tong Zhiyong

No. 710 Research Institute of China Shipbuilding Industry Corporation, Yichang, Hubei, 443003

**Abstract:** The transformation coefficient of the PML boundary condition for linearized Euler equations was first deduced herein. Then PML boundary conditions for full Euler equations in both Cartesian and cylindrical coordinate systems were presented. It is shown that PML Equations for linearized Euler equations are only special cases of those for full Euler equations. Finally, the PML equations for full Euler equations were validated by computing the flow field of the inlet of jet engine in which PML was imposed as outflow boundary conditions.

**Key words:** full Euler equation; perfectly matched layer(PML); inlet of a engine; computational aeroacoustics

## 0 引言

在计算流体力学(computational fluid dynamics, CFD)和计算气动声学(computational aeroacoustics, CAA)中,计算区域不可能无限大,因此需要人为地将计算区域和远场分隔开来。为了保持计算稳定,需要在分界处添加数值吸收边界(有时也称为辐射边界、非反射边界等)条件。这种数值边界起两个作用:一是让计算区域内的各种波(声波、涡波、熵波)能无反射地通过边界;二是让外界的任何扰动都不能传入计算区域。吸收边界一直是计算气动声学领域的一个研究热点和难点。现在主要的吸收边界有 Thompson 提出的特征边界、Giles 提出的基于 Fourier 分析的边界、Tam 和 Webb 提出的辐射边界<sup>[1]</sup>、理想匹配层(perfectly matched layer, PML)边界<sup>[2]</sup>等。在所有的这些边界中, PML 边界的效果最佳。但 Tam 等<sup>[3]</sup>指出在有平均流的情况下 PML 边界也不能完全吸收所有反射波<sup>[4]</sup>。Hu 通过坐标变换方法改进了原有的 PML 边界,提出了在有非均匀平均流的情况下稳定的 PML 边界条件,

并证明了 PML 边界的分离形式与非分离形式是等价的。此外,他还提出了非线性欧拉方程和纳维—斯托克斯方程的 PML 边界条件<sup>[5-8]</sup>。但 Hu 的 PML 边界条件还存在以下两个问题:一是变换系数  $\beta$  是个经验参数,缺乏严格证明;二是在采用非线性欧拉方程的 PML 边界条件时,需要事先假定一个平均流场,这样不利于编程实现。本文主要解决以上两个问题,并给出了计算实例予以验证。

## 1 线性欧拉方程变换系数推导

假定平均流只位于  $x$  方向,速度为  $u_m$ ,密度为  $\rho_m$ ,压力为  $p_m$ ,则线性欧拉方程可表达为

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho'}{\partial t} + u_m \frac{\partial \rho'}{\partial x} + \rho_m \left( \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right) &= 0 \\ \frac{\partial u'}{\partial t} + u_m \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial p'}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial v'}{\partial t} + u_m \frac{\partial v'}{\partial x} + \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial p'}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial p'}{\partial t} + u_m \frac{\partial p'}{\partial x} + \gamma p_m \left( \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中,  $\rho'$  为扰动(相对于平均流而言)的密度;  $u'$  为扰动  $x$  方向的速度;  $v'$  为扰动  $y$  方向的速度;  $p'$  为扰动压力;  $\gamma$  为空气绝热指数。

联立式(1)中的后三式,消去  $u', v'$  可得

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_m \frac{\partial}{\partial x}\right)^2 p' - c^2 \left(\frac{\partial^2 p'}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2}\right) = 0 \quad (2)$$

$$c = \sqrt{\gamma p_m / \rho_m}$$

式中,  $c$  为声速。

式(2)即为对流的波动方程。由于空气对流的作用,波的群速度和相速度不一定沿着同一方向。如果此时在PML中引入阻尼,则不能完全消除反射波,从而会影响数值稳定性。为了解决这个问题,需要对式(2)进行适当的线性坐标变换。坐标变换有两种方式,一种是保持时间不变,进行空间变换,即

$$\left. \begin{aligned} \bar{t} &= t \\ \bar{x} &= x + \beta x \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

其中,  $\bar{t}, \bar{x}$  分别为新坐标系下的时间和位移,但在计算中,所有的计算网格都已经划分完毕,如果再采用这种变换,需要重新映射网格,势必引起更多的麻烦。所以只能对时间实行变换,即

$$\left. \begin{aligned} \bar{t} &= t + \beta x \\ \bar{x} &= x \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

其中,  $\beta$  为一常数,其他的所有量都保持不变。这种变换的目的是为了使式(2)具有与平均流为零情况下的波动方程一样的特点,然后再引入PML边界就不会引起数值不稳定。

经式(4)变换后,有

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial \bar{t}} + \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \bar{x}_t = \frac{\partial}{\partial \bar{t}} \\ \frac{\partial}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial \bar{t}} \bar{t}_x + \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \bar{x}_x = \frac{\partial}{\partial \bar{x}} + \beta \frac{\partial}{\partial \bar{t}} \\ \frac{\partial^2}{\partial t^2} &= \frac{\partial^2}{\partial \bar{t}^2} \\ \frac{\partial^2}{\partial x^2} &= \left(\frac{\partial}{\partial \bar{x}} + \beta \frac{\partial}{\partial \bar{t}}\right)^2 = \frac{\partial^2}{\partial \bar{x}^2} + 2\beta \frac{\partial^2}{\partial \bar{t} \partial \bar{x}} + \beta^2 \frac{\partial^2}{\partial \bar{t}^2} \\ \frac{\partial^2}{\partial t \partial x} &= \frac{\partial}{\partial \bar{t}} \left(\frac{\partial}{\partial \bar{x}} + \beta \frac{\partial}{\partial \bar{t}}\right) = \frac{\partial^2}{\partial \bar{t} \partial \bar{x}} + \beta^2 \frac{\partial^2}{\partial \bar{t}^2} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

其中,下标  $t, x$  分别表示对原坐标下的  $t, x$  求偏导。将式(5)代入式(2)可得

$$\begin{aligned} &\frac{\partial^2 p'}{\partial \bar{t}^2} + 2u_m \left(\frac{\partial^2 p'}{\partial \bar{t} \partial \bar{x}} + \beta \frac{\partial^2 p'}{\partial \bar{t}^2}\right) + \\ &u_m^2 \left(\frac{\partial^2 p'}{\partial \bar{x}^2} + 2\beta \frac{\partial^2 p'}{\partial \bar{t} \partial \bar{x}} + \beta^2 \frac{\partial^2 p'}{\partial \bar{t}^2}\right) - \\ &c^2 \left(\frac{\partial^2 p'}{\partial \bar{x}^2} + 2\beta \frac{\partial^2 p'}{\partial \bar{t} \partial \bar{x}} + \beta^2 \frac{\partial^2 p'}{\partial \bar{t}^2} + \frac{\partial^2 p'}{\partial \bar{y}^2}\right) = 0 \quad (6) \end{aligned}$$

如果能将式(6)中的混合导数项消去,那么其在本质上与静止时的声音控制方程一样。所以应该保证:

$$u_m + \beta u_m^2 - \beta c^2 = 0 \quad (7)$$

也即

$$\beta = \frac{u_m}{c^2 - u_m^2} \quad (8)$$

因此坐标变换为

$$\left. \begin{aligned} \bar{t} &= t + \frac{u_m}{c^2 - u_m^2} x \\ \bar{x} &= x \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

即通过式(9)的坐标变换,由式(1)决定的声波在传播的过程中与无平均流时的声波在本质上具有相同的特点。所以在采用非线性欧拉方程的PML边界条件时,需要先通过式(9)的坐标变换。

如果速度量纲以声速  $c$  为单位,平均流的马赫数  $Ma$  为  $u_m/c$ , 则  $\beta$  可以改写为

$$\beta = \frac{Ma}{1 - Ma^2} \quad (10)$$

这个系数正是  $Hu$ <sup>[6]</sup> 在推导线性欧拉方程的PML方程时用的经验系数。此处从声学方程的角度对这个系数进行了严格的推导。

## 2 笛卡儿坐标系下全欧拉方程的PML方程

笛卡儿坐标系下的全欧拉方程为

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \left(\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial x}\right) &= 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial y} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial y} + u \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial p}{\partial t} + v \frac{\partial p}{\partial y} + u \frac{\partial p}{\partial x} + \gamma p \left(\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial x}\right) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

现假定所有的平均流只限于  $x$  方向,并将所有的流动变量分离成平均量与扰动量之和,那么

$$\left. \begin{aligned} \rho &= \rho_m + \rho' \\ u &= u_m + u' \\ v &= v' \\ p &= p_m + p' \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

式中,  $\rho_m, u_m, p_m$  分别为平均流的密度、速度和压力;  $\rho', u', v', p'$  分别为扰动量的密度、速度和压力。

由于假定平均流只限于  $x$  方向,  $v_m = 0$ , 那么将式(12)代入式(11)可得

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho'}{\partial t} + v' \frac{\partial \rho'}{\partial y} + (u_m + u') \frac{\partial \rho'}{\partial x} + \\ (\rho_m + \rho') \left(\frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial u'}{\partial x}\right) &= 0 \\ \frac{\partial u'}{\partial t} + v' \frac{\partial u'}{\partial y} + (u_m + u') \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{1}{(\rho_m + \rho')} \frac{\partial p'}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial v'}{\partial t} + v' \frac{\partial v'}{\partial y} + (u_m + u') \frac{\partial v'}{\partial x} + \frac{1}{(\rho_m + \rho')} \frac{\partial p'}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial p'}{\partial t} + v' \frac{\partial p'}{\partial y} + (u_m + u') \frac{\partial p'}{\partial x} + \\ \gamma (p_m + p') \left(\frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial u'}{\partial x}\right) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

如果写成矩阵的形式,式(13)可表示为

$$\frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial t} + \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial x} + \mathbf{B} \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial y} = 0 \quad (14)$$

$$\mathbf{U}' = \begin{bmatrix} \rho' \\ u' \\ v' \\ p' \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} u_m + u' & \rho_m + \rho' & 0 & 0 \\ 0 & u_m + u' & 0 & \frac{1}{\rho_m + \rho'} \\ 0 & 0 & u_m + u' & 0 \\ 0 & \gamma(p_m + p') & 0 & u_m + u' \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} v' & 0 & \rho_m + \rho' & 0 \\ 0 & v' & 0 & 0 \\ 0 & 0 & v' & \frac{1}{\rho_m + \rho'} \\ 0 & 0 & \gamma(p_m + p') & v' \end{bmatrix}$$

根据 Hu<sup>[5-7]</sup> 的方法, 可以按照以下三步推导 PML 的方程。首先将式(14) 进行如式(9) 所示的坐标变换, 可得

$$(\mathbf{I} + \beta\mathbf{A}) \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial \bar{t}} + \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial \bar{x}} + \mathbf{B} \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial y} = 0 \quad (15)$$

式中,  $\mathbf{I}$  为单位矩阵。

假定时间上  $\mathbf{U}'$  为单个 Fourier 成分, 即  $\mathbf{U}' = \mathbf{U}' e^{-i\omega t}$ , 则在频域中, 式(15) 变为

$$-i\omega(\mathbf{I} + \beta\mathbf{A})\mathbf{U}' + \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial \bar{x}} + \mathbf{B} \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial y} = 0 \quad (16)$$

然后, 通过复数变易法, 引入阻尼<sup>[6]</sup>, 即

$$\frac{\partial}{\partial \bar{x}} \rightarrow \frac{1}{1 + \frac{i\sigma}{\omega}} \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \quad (17)$$

其中,  $\sigma$  为一个吸收系数, 它可以为一个常数, 也可以为在空间上变化的函数。则式(16) 变为

$$\left. \begin{aligned} & -i\omega\mathbf{U}' - (i\omega - \sigma)\beta\mathbf{A}\mathbf{U}' + \sigma\mathbf{U}' + \\ & \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial \bar{x}} + \mathbf{B} \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial y} + \sigma\mathbf{B} \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial y} = 0 \\ & \mathbf{q} = \frac{i\mathbf{U}'}{\omega} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

式(18) 便是频域中的 PML 方程, 但所有的计算都是在时域中进行的, 所以最后一步就是将式(18) 再变回时域并变回原坐标。将式(18) 变回时域为

$$\left. \begin{aligned} & \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial \bar{t}} + \beta\mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial \bar{t}} + \sigma\beta\mathbf{A}\mathbf{U}' + \sigma\mathbf{U}' + \\ & \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial \bar{x}} + \mathbf{B} \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial y} + \sigma\mathbf{B} \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial y} = 0 \\ & \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} = \mathbf{U}' \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

最后, 将式(19) 变回原坐标为

$$\left. \begin{aligned} & \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial t} + \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial x} + \sigma\beta\mathbf{A}\mathbf{U}' + \sigma\mathbf{U}' + \mathbf{B} \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial y} + \sigma\mathbf{B} \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial y} = 0 \\ & \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} = \mathbf{U}' \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

如果略去式(20) 中的高阶小量, 则可直接得到线性欧拉方程的 PML 方程, 即

$$\left. \begin{aligned} & \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial t} + \mathbf{A}' \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial x} + \sigma\beta\mathbf{A}'\mathbf{U}' + \sigma\mathbf{U}' + \mathbf{B}' \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial y} + \sigma\mathbf{B}' \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial y} = 0 \\ & \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} = \mathbf{U}' \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

$$\mathbf{U}' = \begin{bmatrix} \rho' \\ u' \\ v' \\ p' \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{A}' = \begin{bmatrix} u_m & \rho_m & 0 & 0 \\ 0 & u_m & 0 & \frac{1}{\rho_m} \\ 0 & 0 & u_m & 0 \\ 0 & \gamma p_m & 0 & u_m \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{B}' = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \rho_m & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{\rho_m} \\ 0 & 0 & \gamma p_m & 0 \end{bmatrix}$$

式(21) 与文献[8] 中的方程相比, 形式大大简化, 更易于编程实现。

### 3 柱坐标系下全欧拉方程的 PML 方程

如果不考虑流体在周向的流动, 则柱坐标系下的全欧拉方程为

$$\left. \begin{aligned} & \frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial r} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \left( \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} + \frac{\partial u}{\partial x} \right) = 0 \\ & \frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \\ & \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + u \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \\ & \frac{\partial p}{\partial t} + v \frac{\partial p}{\partial r} + u \frac{\partial p}{\partial x} + \gamma p \left( \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} + \frac{\partial u}{\partial x} \right) = 0 \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

现假定平均流沿着  $x$  方向, 与笛卡儿坐标系下全欧拉方程类似, 将所有流体变量分解为平均量与扰动量之和, 则式(22) 可以改写成

$$\frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial t} + \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial x} + \mathbf{B} \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial r} + \frac{1}{r}\mathbf{C}\mathbf{U}' = 0 \quad (23)$$

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \rho_m + \rho' & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma(p_m + p') & 0 \end{bmatrix}$$

其中, 矩阵  $\mathbf{U}'$ 、 $\mathbf{A}$ 、 $\mathbf{B}$  与笛卡儿坐标系下相同。

采用第一节推导的变换系数  $\beta$ , 然后按照第二节的三步变换法, 可以得到柱坐标系下全欧拉方程的 PML 方程如下:

$$\left. \begin{aligned} & \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial t} + \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial x} + \sigma\beta\mathbf{A}\mathbf{U}' + \sigma\mathbf{U}' + \mathbf{B} \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial r} + \\ & \sigma\mathbf{B} \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial r} + \frac{1}{r}\mathbf{C}\mathbf{U}' + \frac{\sigma}{r}\mathbf{C}\mathbf{q} = 0 \\ & \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} = \mathbf{U}' \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

其中, 矩阵  $\mathbf{A}$ 、 $\mathbf{B}$ 、 $\mathbf{C}$  与式(23) 一致。如果略去高阶

小量,也可以得到柱坐标系下线性欧拉方程的 PML 方程。

#### 4 应用算例

为了验证全欧拉方程的 PML 方程的正确性,现利用其计算喷气发动机进气道(压气机前)的流场。假定气体在周向的速度为零,则该三维问题就转化为一个二维问题,另外忽略气体的黏性(低马赫数下这种假设是可行的)。整个计算区域如图 1 所示。其中, $B_4B_5$ 之间的粗黑线表示机匣(casing), $B_8B_9$ 之间的粗线表示转子(spinner), $B_1B_9$ 为对称轴, $B_1B_2B_3B_4$ 表示计算区域的外边界, $B_5B_6B_7B_8$ 为外加的 PML 区域,真实的流场并不需要这一区域。

计算时以机匣的内径  $D$  为单位长度,以空气中的声速  $c$  为单位速度,以  $D/c$  为单位时间,以空气密度  $\rho_0$  为单位密度,以  $\rho_0 c^2$  为单位压力。控制方程采用式(22),空间离散采用色散关系保持格式(DRP),时间积分采用优化的多步时间格式<sup>[9]</sup>。所用边界条件如下:在远离进气道的  $B_1 - B_2 - B_3 - B_4$  边界上,采用辐射边界条件<sup>[9]</sup>;在机匣和转子表面采用外伸点固壁滑移边界条件(ghost point methods)<sup>[10]</sup>;在  $B_5, B_6, B_7, B_8$  所围成的区域中,采用 PML 作为出流边界条件,即先确定 PML 中的平均流在  $x$  方向的速度,然后通过等熵关系式计算出压力、密度、等流体变量,将这些量作为式(24)中平均流的流体变量。通过 PML 与内部区域不断交换数据,可使与 PML 交界的内部流场的各变量接近或者达到 PML 中设定的平均流场变量值。

由于 DRP 格式要求计算网格不能扭曲,所以不能直接在图 1 所示的计算区域中进行计算。需要先通过保形映射将机匣和转子映射到计算平面,然后在计算空间中划分矩形网格,并将式(22)转化成计算空间中的形式求解,最后将计算的结果再通过逆变换转换到图 1 所示的物理空间中<sup>[11]</sup>。

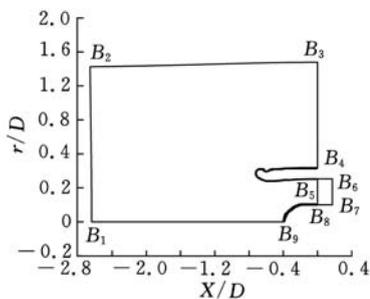


图 1 喷气发动机进气道计算区域

马赫数为 0.3 时的流线图如图 2 和图 3 所示。从流线图 PML 边界条件可以看出,周围的气体都吸入到了进气道中,在气流出口处没有反射现象发生,这说明了全欧拉方程的正确性,同时也说明了利用非线性 PML 作为出流边界条件是可行的。

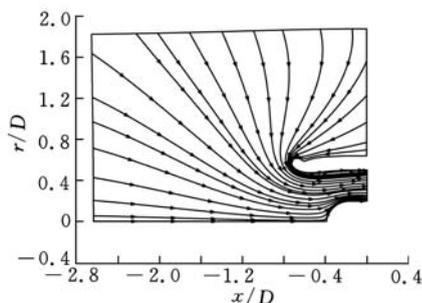


图 2 全计算区域的流线图

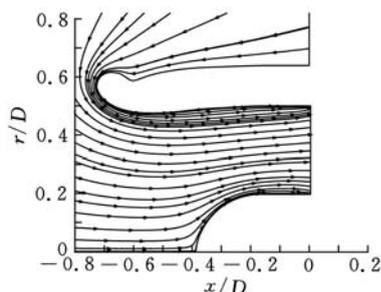


图 3 进气道的流线图

当然也可以利用有限体积法来计算流场,这里主要是用此例来证明全欧拉方程 PML 边界条件的正确性。

#### 参考文献:

- [1] Hixon R, Shih S H, Mankbadi R R. Evaluation of Boundary Conditions for Computational Aeroacoustics[J]. AIAA Paper 95-0160.
- [2] Hu Q. On Absorbing Boundary Conditions for Linearized Euler Equations by a Perfectly Matched Layer[J]. Journal of Computational Physics, 1996, 129(1):201-219.
- [3] Nizampatnam L S, Hoffmann K A, Papadakis M, et al. Investigation of Boundary Conditions for Computational Aeroacoustics[J]. AIAA Paper 99-0357.
- [4] Tam C K W, Auriant L, Cambuli F. Perfectly Matched Layer as an Absorbing Boundary Condition for the Linearized Euler Equations in Open and Ducted Domains [J]. Journal of Computational Physics, 1998, 144(1):213-234.
- [5] Hu F Q. A Stable, Perfectly Matched Layer for Linearized Euler Equations in Unsplit Physical Variables[J]. Journal of Computational Physics, 2001,

(下转第 1948 页)

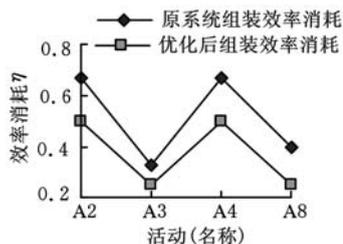


图 6 优化前后效率对比分析

## 6 结语

本文提出的构件组织方法具有自适应能力,它能根据业务频率的持续变化对构件库的组织形式做适当调整,使构件复用效率得以持续提高。通过挖掘工作流日志,完全能够准确地反馈出业务频率的持续变化趋势。再通过构件组合算法,容易获得负载变高的构件组合,进而使得 ESA 系统运行效率保持最高。该方法技术路线简单可行,易于在 ESA 系统中使用。

由于本文提出的构件组织方法是源于当前的业务频率,是对现实业务发生情况的反馈,因此和其他方法相比,完全能准确地反映构件的执行负载,并且改善构件的复用效率是动态的,具有持续性,而不是依赖于人工做静态的性能描述。

### 参考文献:

- [1] 李海波,战德臣,徐晓飞. 基于工作流引擎的构件组装体系结构[J]. 软件学报,2006,17(6):1401-1410.
- [2] Bertolino A, Mirandola R. Towards Component Based Software Performance Engineering [C]//In Proc. 6th Workshop on Component-based Software Engineering: Automated Reasoning and Prediction at ICSE2003. Boulder,2003:1-6.
- [3] 王斌,张尧学,陈松乔. 基于语义网络的构件组织模型及实现[J]. 小型微型计算机系统,2004,25(7):1231-1234.
- [4] Vincenzo G, Raffaella M. Towards Automatic Compositional Performance Analysis of Component-based Systems[C]//Proceedings of the 4th International Workshop on Software and Performance. Redwood Shores,2004:59-63.
- [5] Becker S, Grunske L, Mirandola R, et al. Performance Prediction of Component-based Systems: a Survey from an Engineering Perspective[J]. Architecting Systems with Trustworthy Components, Lecture Notes in Computer Science,2006,3938:169-192.
- [6] Evgeni E, Alexandre F, Dieter H. Performance Prediction for Component Compositions[C]//Component-based Software Engineering:7th International

Symposium. Boulder,2004:280-293.

- [7] 李艳红,田凤艳,韩兴亮. 企业信息系统的敏捷性及其度量体系[J]. 系统工程,2003,21(6):27-31.
- [8] Gossler G, Sifakis J. Composition for Component-based Modeling[J]. Science of Computer Programming,2005,55(13):161-183.
- [9] Hollingsworth D. The Workflow Reference Model, Document No. WfMC-TC-1003[EB/OL]. (1995-01-19). <http://www.aaim.org/wfmc/>.

(编辑 王艳丽)

作者简介:李海波,男,1972年生。华侨大学计算机科学与技术学院副教授、博士。主要研究方向为企业资源计划系统、服务计算、 workflow 系统和软构件技术等。发表论文 10 余篇。

(上接第 1941 页)

- [6] Hu F Q. A Perfectly Matched Layer Absorbing Boundary Condition for Linearized Euler Equations with a Non-uniform Mean-flow[J]. Journal of Computational Physics,2005,208(2):469-492.
- [7] Hu F Q. On the Construction of PML Absorbing Boundary Condition for the Non-linear Euler Equations[J]. AIAA Paper 2006-0798.
- [8] Hu F Q, Li X D, Lin D K, et al. Absorbing Boundary Conditions for Nonlinear Euler and Navier-stokes Equations Based on the Perfectly Matched Layer Technique[J]. Journal of Computational Physics, 2008,227(9):4398-4424.
- [9] Tam C K W, Webb J C. Dispersion-relation-preserving Finite Difference Schemes for Computational Acoustics [J]. Journal of Computational Physics,1992,107(2):262-281.
- [10] Tam C K W, Dong Z. Wall Boundary Conditions for High-order Finite-difference Schemes in Computational Aeroacoustics[J]. Theoretical and Computational Fluid Dynamics,1994,6(5/6):303-322.
- [11] 柳占新. 基于 DRP 方法的涡扇发动机进气道噪声传播过程数值模拟[D]. 武汉:华中科技大学,2010.

(编辑 王艳丽)

作者简介:柳占新,男,1980年生。中船重工集团第 710 研究所工程师。研究方向为计算声学、振动噪声控制。发表论文 10 余篇。高频,男,1963年生。中船重工集团第 710 研究所研究员。全志勇,男,1982年生。中船重工集团第 710 研究所工程师。