

文章编号: 1001-1455(2003)06-0493-08

质点积分守恒重映方法*

喻 虹

(北京应用物理与计算数学研究所计算物理实验室, 北京 100088)

摘要: 针对大变形流体动力学数值计算中经常需要应用的网格重构与物理量重映技术, 提出了一种逻辑简单的质点积分守恒重映方法。将旧网格细分为众多有体积的质点, 并将旧网格的物理量分配到各个质点, 新网格各守恒量的积分直接由落在新网格内的所有质点的物理量累加。建立了收敛速度极快的计算格式, 采用的控制体很好地解决了速度的重映计算问题。分析了此守恒重映方法的收敛性与守恒性, 研究了积分控制体对速度计算的影响。

关键词: 流体力学; 守恒重映; 质点积分; 数值计算

中图分类号: O351.2 国标学科代码: 130°2564 文献标志码: A

1 引 言

在爆轰驱动或高速冲击等大变形流体动力学问题的数值模拟中, 单纯的 Lagrange 方法或 Euler 方法都有局限性。Lagrange 方法计算物质界面及自由面的精度较高, 但网格的变形和扭曲会导致计算困难甚至终止计算。Euler 方法的固定网格对计算大变形问题有利, 但界面和自由面的计算精度较差。为了克服各自方法的局限, 发展了将 Lagrange 方法与 Euler 方法相结合的方法, 如 MEL 方法^[1] (Mixed Eulerian-Lagrangian Method)、CEL 方法^[2] (Coupling Euler-Lagrange Method) 和 ALE 方法^[3] (Arbitrary Lagrangian-Eulerian Method) 等, 这些方法都在一定程度上克服了单纯的 Lagrange 方法与 Euler 方法的缺点, 有利于大变形问题的数值计算。ALE 方法是目前大变形流体动力学计算中比较流行的方法, 其计算过程包括 Lagrange 步 (Lagrange 计算) 与重映步 (网格重构与物理量重映) 两个步骤, 重映计算是 ALE 方法中的关键技术之一。早期 ALE 方法多采用连续重映方法, 但由于其本身存在的问题逐渐被淘汰, 现在多采用离散的积分重映方法。CEL 方法和 MEL 方法也需要重映计算。此外, 在不同计算程序的连接计算过程中, 其连接往往也需要重构网格及重映计算。

在离散的重映方法中, 重映计算是一个不涉及流体力学计算的一个独立的过程, 其实质就是根据旧网格的物理量分布在新网格上重建物理量的过程, 或者将旧网格的物理量按一定规律插值到新网格的过程。在流体力学中, 需要满足质量、动量与能量守恒, 这就是重映计算的守恒性要求。从数值计算的实际需求上考虑, 重映计算不能产生新的极值, 保证不产生负密度和负能量等非物理结果, 这是重映计算的单调性要求。此外对压力和温度的重映必须满足状态方程。

早期有采用直接插值计算的重映方法, 插值方法逻辑简单, 在程序中实现比较容易, 但插值重映方法明显不满足守恒性原则, 故现在一般较少使用, 而是更多地采用积分重映方法。以密度的重映为例, 积分重映的计算格式为

$$m_j^{\text{new}} = \iiint_{V_j} \rho^{\text{old}}(\mathbf{r}) dV \quad (1)$$

式中: m_j^{new} 是新网格 j 内的质量, V_j 是新网格的体积, $\rho^{\text{old}}(\mathbf{r})$ 是旧网格上已知的密度分布, 则一阶格式新网格的密度 $\rho_j^{\text{new}} = m_j^{\text{new}} / V_j$, 这种方法显然是守恒的。其他网格物理量也可用类似的积分格式计算。

* 收稿日期: 2002-12-05; 修回日期: 2003-06-30

基金项目: 国家自然科学基金项目(19872014); 中国工程物理研究院基金项目(20020650)

作者简介: 喻 虹(1965—), 男, 博士, 副研究员。

对二维计算网格的积分重映,由于新旧网格邻域关系的复杂性,一般较少采用对(1)式直接积分求解,更多的是根据散度定律将面积分转换为回路线积分。这种方法^[4~5]在 20 世纪 80 年代就基本成熟,并能实现二阶格式计算。然而即使采用线积分进行计算,其计算逻辑也很麻烦,网格边界回路的各种交错情况也难以考虑周全,某些复杂网格体系的重映计算存在一定问题。

本文中提出了一种质点积分守恒重映方法,不采用线积分计算,而是采用四边形小网格的质点进行积分重映计算,并对节点量的计算采用了独特的控制体,很好地解决了速度的重映计算问题。此方法已在二维轴对称及平面有限元流体力学程序中实现并得到了具体的应用。小质点积分重映方法的基本思想最早由 H.G.Horak 等^[6]提出,近年段庆生^[7]、温万治^[8]也在研究类似的重映方法,但他们采用的计算格式收敛性较差,且其速度分配存在一定问题。本文中提出了一种收敛性好的计算格式,使重映计算具有很好的精度。

2 质点积分守恒重映方法

质点积分守恒重映方法的基本思想是:把每个旧网格再细分成很小的子网格,将子网格作为一个质点看待,质点坐标为子网格几何中心坐标,并把旧网格的物理量全部分配到各个质点上。则在新网格内物理量的重映积分就转换为新网格内所包含的质点所带物理量的求和计算,从而可以大幅度地简化重映积分的计算逻辑控制。此方法的计算有三个过程:(1)旧网格细分及将各物理量分配到质点上;(2)判断每个新网格控制体内的质点;(3)新网格物理量的重映计算。子网格的形状可根据计算程序所有网格的形状确定,对四边形网格的二维程序,一般采用小四边形子网格,对包含非四边形网格的程序,可采用小三角形子网格。本文中,在一阶格式四边形网格的有限元程序中实现此方法,故下面以小四边形子网格为例介绍此方法。

2.1 旧网格的细分及质点的物理量分配

第一步是将重映区域的每个旧网格细分成 $(2n)^2$ 个小四边形子网格,然后将所有需要重映的物理量分配到子网格表示的质点上。

由于速度定义在节点上,子网格的细分要考虑计算程序中速度的隐含控制规则。在本文的有限元程序中,一个网格质量的各四分之一贡献给四个节点,故细分网格前要先求出每个旧网格的四分点。四分点的定义为此点与四边中点的连线将网格分成四个质量相等的辅助网格。对二维平面网格,四个辅助网格的面积相等;而对二维轴对称网格,四个辅助网格的面积不等,而是旋转体积相等。然后再将每个辅助网格的边界都分为 n 等份,将一个辅助网格划分为 n^2 个小四边形子网格。如图 1 所示,图中 O 点是网格的四分点。这样每个旧网格都分成 $4n^2$ 个小四边形子网格。

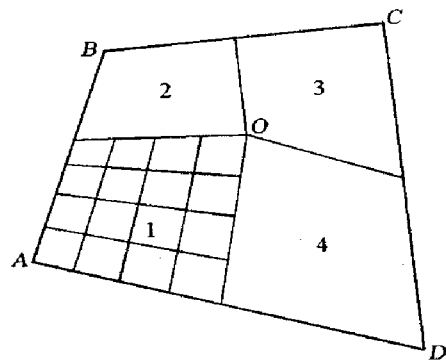


图 1 旧网格细分成质点

Fig. 1 Partitioning old grid into great many of particles

给每个小四边形编号,计算各小四边形的中心点坐标作为质点的坐标,计算小四边形的旋转体积作为质点的体积。将旧网格物理量分配到各个质点。对一阶计算格式,各质点的密度、内能、温度、应力等网格物理量取所在旧网格的值,质点的质量为质点体积乘密度,质点的速度等节点量取所在辅助网格对应旧网格节点的值,即辅助网格 1 中的质点速度取节点 A 的速度,这能够较好地保证动量的守恒性。文献[6~8]中用离质点最近的网格节点速度送此质点速度,在网格比较扭曲的情况下有一定问题。

需要说明的是,对大多数不规则的二维轴对称四边形网格,并不一定存在精确的四分点,也不能导出四分点的解析表达式。本文中根据四个辅助网格的体积与四分之一网格体积之差的平方和最小,应用极值方法迭代求解每个网格的近似四分点坐标值。

2.2 新网格的积分控制体

第二步将重映区域的每个新网格用四分点与四边中点的连线分成四个辅助网格, 然后根据每个质点坐标与辅助网格四个角点坐标判断位于每个辅助网格内所有质点的编号。

对密度、内能、温度、应力等网格物理量, 其重映积分控制体就是新网格本身, 而对速度等节点量, 其控制体是节点 K 周围四个网格的四分点与包含节点的四个边界中点组成的八边形所表示的体积, 即节点 K 周围的四个辅助网格。如图 2 所示。图中节点 K 周围有四个网格, 速度的积分控制体是图中的阴影部分。判断出每个辅助网格内的所有质点后, 根据网格量和节点量的控制体的定义即可组合出不同控制体内的质点编号。

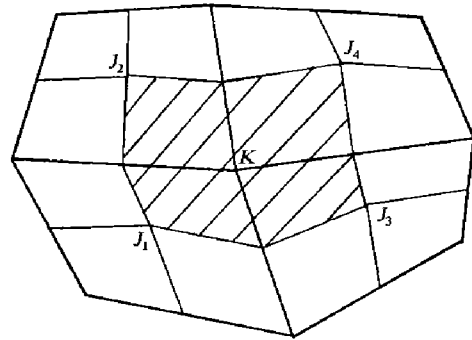


图 2 节点速度的积分控制体

Fig.2 The integral control system of node velocity

每个计算程序在求解动量守恒方程时都有隐含的速度控制体, 不同的计算程序其控制体的定义可能不同, 在构造重映方法的控制体时也应与动量守恒方程的求解相适应。如有的程序是用网格的质心或几何中心组成的控制体计算速度, 则应用网格质心或几何中心代替前面的四分点。

在实际计算中, 由于新旧网格可能差异较大, 为保证计算精度, 必须对新网格的辅助网格内包含的质点数进行最小量控制, 不能出现辅助网格内没有质点的情况。若某个辅助网格内的质点太少, 则必须增加旧网格设定的质点数。

2.3 物理量的重映计算

第三步是在新网格控制体内进行积分重映计算。对新网格控制体的积分转化为对新网格控制体内质点所带物理量的求和。

对新网格 j 内的质量, 最直观的计算公式为

$$m_j^{\text{new}} = \sum_{i \in \Omega_j} m_i \tag{2}$$

式中: i 是新网格控制体 Ω_j (即新网格 j) 内的质点编号, m_i 是质点 i 的质量。则根据新网格 j 的体积 V_j 即可计算新网格 j 的密度

$$\rho_j^{\text{new}} = \frac{m_j^{\text{new}}}{V_j} \tag{3}$$

事实上, 新网格内的质点代表的子网格并不一定与新网格控制体边界一致, 有的质点代表的子网格会横跨边界两边, 从而造成质量及密度计算的误差, 并进而引起其它物理量的计算误差。从理论上讲, 网格内的质点数越多, 则质点代表的体积与新网格体积的出入越小, 计算精度就越高。随着网格内质点数的增加, 计算结果逐渐收敛到精确解。

通过实际计算考核, 发现公式(2)和(3)随质点数的收敛速度太慢, 即使每个网格设定 2500 个质点, 其密度计算的振荡幅度仍然超过 1%, 而压力计算误差更大, 这样的计算精度在一般工程计算中基本可以使用, 但对高精度的科学计算则实际上很难达到实用的精度要求。

采用如下的改进公式计算新网格的密度与质量

$$\rho_j^{\text{new}} = \frac{\sum_{i \in \Omega_j} m_i}{\sum_{i \in \Omega_j} V_i} \tag{4}$$

$$m_j^{\text{new}} = \rho_j^{\text{new}} V_j \tag{5}$$

改进公式先用网格内所有质点的质量和与体积和计算新网格的密度, 其中 V_i 是质点 i 的体积, 然后根据新网格的体积 V_j 计算网格的质量。由于质点代表的体积与新网格的体积差异不大, 对密度的

计算带来的误差较小,从而保证网格质量的计算精度。从后面的数值计算结果看,公式(4)和(5)的收敛速度非常快。公式(2)和(3)能够保证质量和内能的绝对守恒,故称之为基本格式或守恒格式,而公式(4)和(5)虽不能保证质量的绝对守恒,但守恒误差也非常小,称为改进格式或非守恒格式。

新网格 j 的比内能

$$e_j^{\text{new}} = \frac{\sum_{i \in \Omega_j} m_i e_i}{m_j^{\text{new}}} \quad (6)$$

式中: e_i 是质点 i 的比内能。

节点 k 的速度

$$u_k^{\text{new}} = \frac{\sum_{i \in \Omega_k} m_i u_i}{\sum_{i \in \Omega_k} m_i} \quad (7)$$

$$v_k^{\text{new}} = \frac{\sum_{i \in \Omega_k} m_i v_i}{\sum_{i \in \Omega_k} m_i} \quad (8)$$

式中: i 是图 2 所示控制体 Ω_k 内的质点编号, u_i 和 v_i 分别是质点 i 的两个方向的速度。

压力和温度需要用状态方程求解。对于 $p(\rho, e)$ 形式的状态方程,根据新网格的密度和比内能可直接求出压力 p 。对于 $p(\rho, T)$ 形式带温度的状态方程,必须反解状态方程求出温度 T ,然后求出压力 p 。由于实际采用的 $p(\rho, T)$ 形式状态方程形式很复杂,一般不能解析反解求温度,以往曾用与比内能计算公式相似的公式求解压力和温度,但这样求出的压力与温度不满足状态方程。本文中采用迭代过程求解新网格的温度 T ,然后求出压力 p 的值。

在实际的流体动力学计算程序中,还有一些网格的物理量也是需要重映的,如应力偏量、应变和粘性等。这些物理量没有守恒规律来建立重映计算公式,只能采用与比内能计算类似的公式进行近似重映计算,其中应力偏量的计算结果需要用重映得到的压力进行修正。

3 数值计算测试

从此方法本身来说,并不要求新旧网格必须是结构网格,重映前后计算网格的数目、形状、拓扑结构都可以不同,也可以构造高阶的重映计算格式。即使重映前计算网格扭曲非常严重,甚至因网格交错使部分出现局部负体积,此重映方法也仍然可以使用。我们除了在二维有限元流体动力学程序中采用了这种重映方法,还在多个程序之间的连接程序中使用了此方法,在实际研究工作中得到了具体应用。在实际应用前,用多个计算模型对此方法的收敛性、守恒性、节点速度计算问题和流场物理量分布进行了诸多测试,主要测试计算结果如下。

3.1 质点积分重映计算的收敛性与守恒性

用重金属在炸药内爆驱动作用下大变形流场的重映计算来考查计算格式的收敛性与守恒性。重映流场有 720 个计算网格,采用 $p(\rho, T)$ 形式的状态方程。质点设置参数 n 取从 1 到 25 的值(即每个旧网格设置的质点数从 4 到 2500),分别采用守恒格式和非守恒格式对重映过程进行计算。考查了同一个有限元(元号 1090)的网格量及同一个节点(点号 1250)的速度计算结果。图 3 是密度的重映计算结果,图中横坐标是质点设置参数 n ,即对应每个旧网格设置的质点数为 $4n^2$,纵坐标是密度。图 4 是压力的重映计算结果。网格比内能和节点速度等物理量的计算结果也与此类似,具体数据不再列出。

从计算结果可知,守恒格式重映计算的振荡非常严重,即使每个旧网格设置上千个质点,密度的误差振荡范围也超过 1%,由于密度的小量变化会引起压力的大幅度跳动,计算得到的压力振荡幅度超过 25%,显然这样的计算精度是不能满足实际计算需要的。H.G.Horak 等^[6]采用守恒格式,每个网格通常设置了 1152 个小三角形质点,从我们的结论看其计算精度也有一定问题。

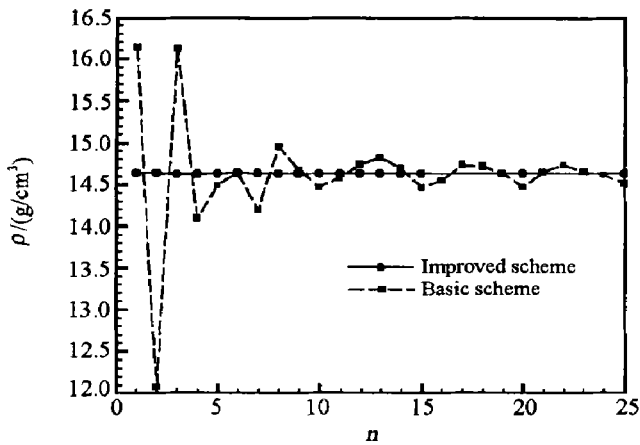


图 3 守恒格式与非守恒格式计算的密度随质点数变化的比较

Fig.3 Density vs number of particles by using basic scheme and improved scheme

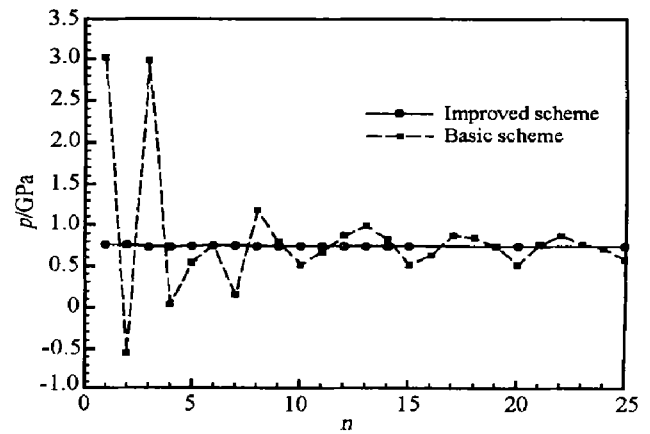


图 4 守恒格式与非守恒格式计算的压强随质点数变化的比较

Fig.4 Pressure vs number of particles by using basic scheme and improved scheme

令人惊奇的是,非守恒格式的收敛性非常快,即使取 $n=1$,每个旧网格只布 4 个质点,其重映计算结果也与收敛解基本没有差别,可见采用非守恒格式可以大幅度减少质点数,提高重映计算效率,并能够保证极高的计算精度。在实际计算中通常取 n 为 4 或 5,对某些计算精度要求特别高的模型,可取 n 为 8 或 10。

我们比较了这些计算模型的重映区域流场的总质量、内能、动能和动量的守恒性误差。从计算结果看,守恒格式计算得到总质量和总内能确实是绝对守恒的,即使重映区域边界进行了调整,重映前后总体积不守恒,而动能与动量的并不绝对守恒,这是因为在新网格中的四个辅助网格的密度一般是不同的,用新网格的平均密度计算的动能和动量就不会完全守恒,其守恒性误差与非守恒格式的计算结果差不多。由于守恒格式难以达到实用的精度,故不再给出守恒格式的计算结果。表 1 列出了非守恒格式计算的守恒性误差随质点数的变化情况,且此模型 z 和 r 两个方向的动量计算结果相同,故表中只列了一个方向的动量计算误差。

表 1 非守恒格式重映计算的守恒性误差随质点数变化的计算结果

Table 1 Error of conservation vs number of particles by using improved scheme

控制参数 n	每个旧网格内的质点数	重映前后的守恒量误差(相对误差)			
		总质量	总内能	总动能	z 方向总动量
1	4	1.3×10^{-4}	6.2×10^{-3}	-6.1×10^{-4}	9.0×10^{-3}
2	16	-5.3×10^{-4}	1.7×10^{-3}	-1.2×10^{-3}	1.9×10^{-3}
3	36	-2.2×10^{-4}	1.8×10^{-3}	-2.5×10^{-4}	4.2×10^{-3}
4	64	-4.1×10^{-4}	2.9×10^{-4}	-5.2×10^{-4}	1.2×10^{-3}
5	100	-2.4×10^{-4}	3.4×10^{-4}	-4.2×10^{-4}	4.6×10^{-4}
6	144	-2.8×10^{-5}	2.0×10^{-4}	-4.6×10^{-4}	2.0×10^{-4}
7	196	-2.2×10^{-5}	6.2×10^{-5}	-3.4×10^{-4}	3.2×10^{-4}
8	256	-2.4×10^{-5}	3.8×10^{-5}	-3.8×10^{-4}	1.6×10^{-4}
9	324	-2.6×10^{-5}	2.5×10^{-5}	-4.6×10^{-4}	2.4×10^{-4}
10	400	-2.0×10^{-5}	2.4×10^{-5}	-2.8×10^{-4}	2.1×10^{-4}

即使采用非守恒格式,重映流场各守恒量的计算结果也很好。当每个网格质点数超过 100 个后,所有守恒量的误差都在 10^{-4} 量级甚至更低,即使每个网格只布 4 个质点,所有守恒量的重映误差也都小于百分之一,而质量守恒误差更小于千分之一。由于采用的是离散重映方法,一个计算模型一般只采用几次到几十次重映,而复杂模型的流体动力学计算的守恒量误差一般在约 1%~5%,故取 n 为 4 或 5 就足以保证整个计算模型的重映的守恒性要求。而且对守恒性要求很高的计算问题,可以根据质量守

恒、内能守恒和动量或能量两者之一守恒的原则对密度、比内能、速度进行整体修正,使质量、内能、动能或动量两者之一重映前后保持一致,但无法同时使动能与动量都保持守恒。

当然,不同计算模型的重映计算的守恒性是有一定差别的。一般说来,流场采用的计算网格越多、流场物理量分布越均匀、重映前计算网格越规则、重映前后网格大小差异越小,则重映计算的守恒性误差就越小,反之守恒性误差就会越大。

3.2 控制体对速度重映计算的影响

前面提到控制体的构造应与计算程序的动量方程的隐含速度控制体保持一致,如果构造不同的控制体,则速度的重映计算会有差异。仍然用上面的流场计算模型,将网格的四分点改为网格的几何中心,用网格几何中心点构造速度重映计算的控制体,比较两种控制体对重映计算的影响,此时取 $n=5$ 。从计算结果知,采用不同控制体对密度、内能、压力、温度等网格量都没有影响,只是影响速度的计算结果。而且在对称轴附近影响较大,在远离对称轴的地方影响较小,这是因为对称轴附近网格的四分点与几何中心点位置差异较大,而远离对称轴的网格的四分点与几何中心点基本重合。

表 2 给出了几个节点的速度重映计算结果。从表中结果可以看出,两个模型速度重映计算结果的差异随节点旋转半径 r 坐标的变化有不同。在对称轴附近的节点速度的最大差异超过 20%,显然在计算精度要求高的情况下,对我们的有限元程序,用四分点构造控制体比较合适,而用几何中心构造的控制体对对称轴附近节点速度的计算误差较大。

表 2 不同控制体计算的节点速度

Table 2 Node velocities calculated by two kinds of integral control system

节点编号	z/mm	四分点构造控制体计算		几何中心构造控制体计算	
		$u_z/(\text{km/s})$	$u_r/(\text{km/s})$	$u_z/(\text{km/s})$	$u_r/(\text{km/s})$
1276	1.69	-1.588	-0.125	-1.842	-0.178
1281	8.26	-1.537	-0.527	-1.616	-0.553
1286	15.45	-1.465	-1.121	-1.461	-1.117
1291	22.32	-1.297	-1.585	-1.294	-1.590
1296	27.53	-0.951	-1.866	-0.948	-1.864
1301	30.14	-0.546	-1.953	-0.543	-1.947
1306	31.89	-0.114	-2.024	-0.114	-2.023
1311	32.25	0.264	-2.134	0.264	2.133

3.3 重映计算的流场比较

本文中给出了另一个计算模型的重映结果,这是直径 20cm、厚 10cm 的圆柱炸药在一侧圆心点爆 $19\mu\text{s}$ 后的爆轰产物流场分布,炸药外面是自由面,流场的计算网格为 50×50 。流场物理量分布不均匀,重映前后局部的计算网格差异较大。图 5 是重映前后流场的网格图。

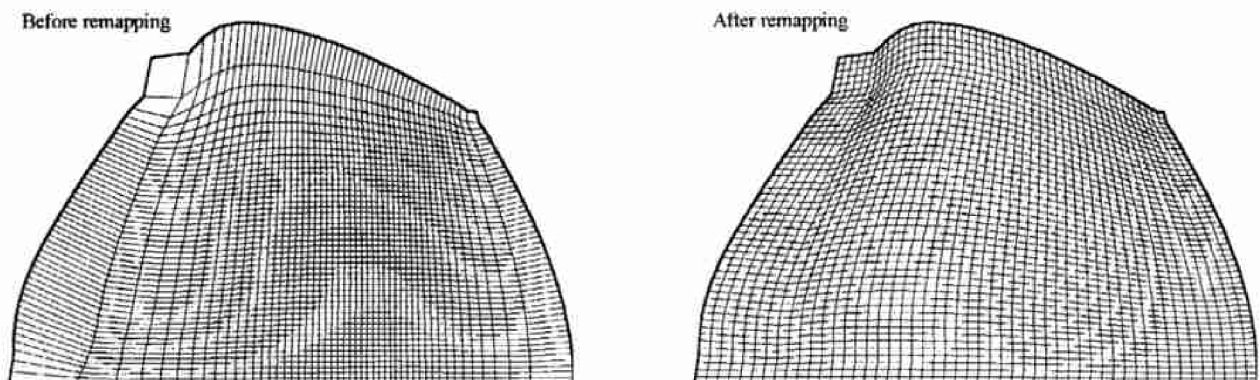


图 5 重映前后流场的网格图

Fig.5 Mesh of fluid field before remapping and after remapping

重映计算取 $n=5$, 重映前后的质量守恒误差为 2.1×10^{-4} , 内能守恒误差为 1.6×10^{-4} , 动能守恒误差为 -3.4×10^{-4} 。图6是重映前后的密度等值线分布图, 图7是重映前后的压力等值线分布图。由图可见, 重映前后流场无论密度还是压力的等值线都非常接近, 特别是物理量变化剧烈的区域, 流场等值线重合得非常好。当然在流场周围自由面附近重映前后计算网格大小差异较大的地方, 等值线的分布有一定区别, 这主要是由于自由面附近爆轰产物的密度和压力都特别低, 而重映前后网格的巨大差异引起的, 而不是重映方法存在问题。只要重映前后网格差异较大, 无论采用何种重映方法, 都会使重映计算的流场分布有一定变化。

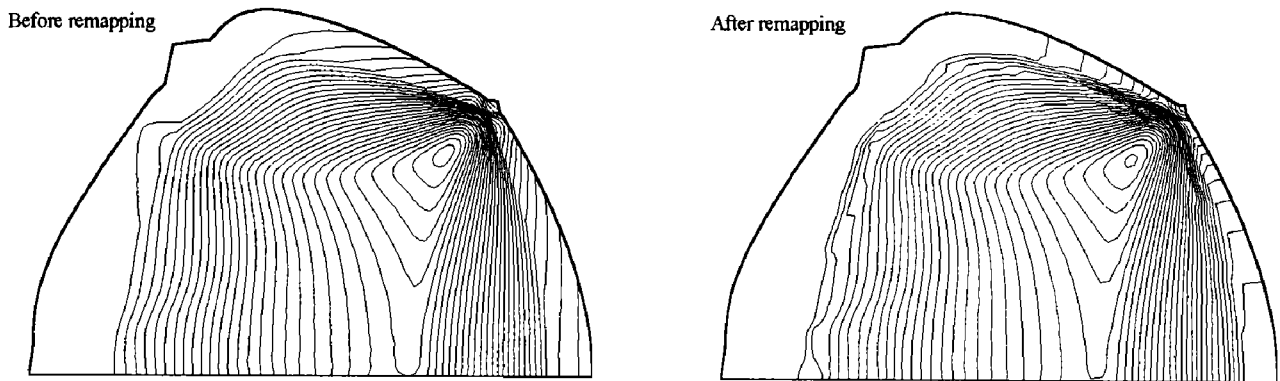


图6 重映前后流场的密度等值线分布图

Fig.6 Density contour of fluid field before remapping and after remapping

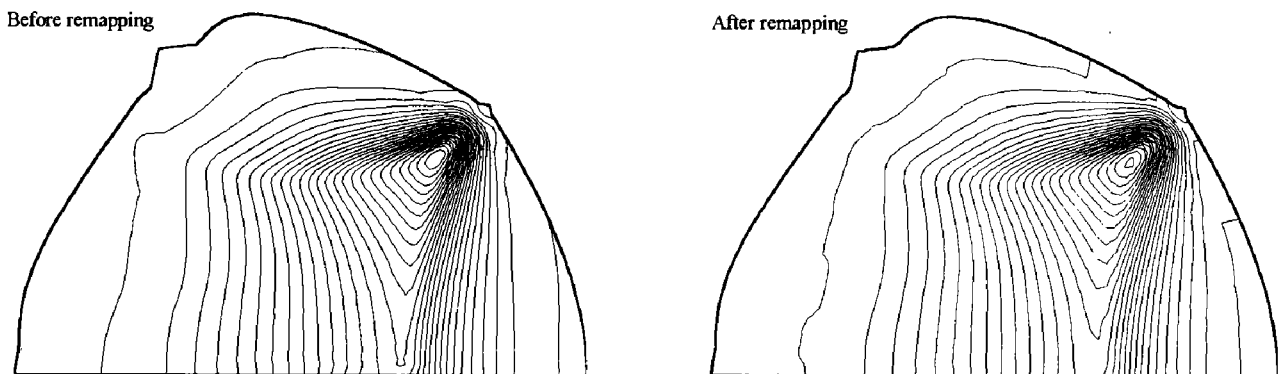


图7 重映前后流场的压力等值线分布图

Fig.7 Pressure contour of fluid field before remapping and after remapping

4 结论

建立了一套逻辑简单的质点积分守恒重映方法, 提出了收敛性非常快的重映计算格式, 采用较少的质点数就能够保证很高的精度, 守恒性也很好, 且具有很好的容错性。针对节点量重映采用网格的四分点与网格边中点构造控制体, 保证了速度的重映计算精度。此重映方法在实际研究工作中取得了成功的应用。

本重映方法的具有逻辑简单, 编程容易, 不受网格拓扑结构和领域关系限制等优点; 其较好的网格适应性对某些复杂的高速冲击动力学问题数值计算非常重要。可以容易地构造高阶精度的重映算法, 并可直接推广到三维问题, 且可能是目前最可行的三维重映方法。

本方法的缺点主要是计算量大。由于本重映计算精度依赖于重映区域计算网格总数和所布质点的数量, 与其他重映方法相比其计算量大得多。但在现有高性能计算机条件及优化计算方法的情况下, 采用适当次数的离散重映的计算量是可以接受的。

感谢曹雄研究员在方法讨论和计算程序编制工作中的大力协助。

参考文献:

- [1] Frank R M, Lazarus R B. Mixed Eulerian-Lagrangian method[A]. Alder, Fernback, Rotenberg. Methods in Computational Physics 3[C]. New York: Academic Press, 1964:47-63.
- [2] Noh W F. CEL: A time-dependent twodimensional coupled Eulerian-Lagrange code[A]. Alder, Fernback, Rotenberg. Methods in Computational Physics 3[C]. New York: Academic Press, 1964:117-132.
- [3] Hirt G W, Amsden A A, Cook J L. An arbitrary Lagrangian-Eulerian computing method for all flow speeds[J]. Comput Phys, 1974, 14:227-253.
- [4] Dukowicz J K. Conservative rezoning (remapping) for general quadrilateral meshes[J]. Comput Phys, 1984, 54:411-424.
- [5] Ramshaw J D. Simplified second-order rezoning algorithm for generalized two dimensional meshes[J]. Comput Phys, 1986, 67:214-222.
- [6] Horak H G, Jones E M, Kodis J W, et al. An algorithm for the discrete rezoning of Lagrangian meshes[J]. Comput Phys, 1977, 26:277-284.
- [7] 段庆生. 二维多介质 ALE 方法的程序研究[A]. 裴文兵, 等. 国家高技术惯性约束聚变主题年度工作报告[C]. 北京: 北京应用物理与计算数学研究所, 2002:104-118.
- [8] 温万治. 质点重映方法[A]. 宁建国, 黄风雷, 秦承生. 计算爆炸力学理论、方法及工程应用(第二届全国计算爆炸力学会议论文集)[C]. 北京: 北京理工大学出版社, 2002:126-132.

A conservative remapping method using particle integral

YU Hong^{*}

(Laboratory of Computational Physics,
Institute of Applied Physics and Computational Mathematics,
Beijing 100088, China)

Abstract: This work presents a conservative remapping method using particle integral to solve the serious distortion problems, which reduce the complexity of remapping and retain the accuracy of scheme. By partitioning old grids into great many of particles which have volume, all physical quantities of old grids are redistributed to the particles. The integral of the conservation quantity in new grid is equal to the total of the physical quantity of the particles which included in the new grid. An improved numerical scheme is established, which converges rapidly. A unique control system is used to resolve the calculation problem of node velocity. Further, the convergence and conservation of this remapping method are analyzed, and the influence of the integral control system to calculate velocity is studied.

Key words: fluid mechanics; conservative remapping; particle integral; numerical computation

* Corresponding author: YU Hong

E-mail address: yhmail@263.sina.com