

界面不稳定性引起湍流混合的 二阶封闭模型^{*}

张忠珍 王继海

(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 在 Besnard^[1-3]等人的模型基础上发展了一个二阶封闭模型。它比原模型少二个方程,降低了计算量,使模型更具有经济性。并采用各向异性的扩散系数,能够更好地描述各向异性的湍流流场。编写了一维可压缩流体力学湍流混合程序,数值模拟 Brouillette^[4]等的实验结果。数值模拟结果与实验完全一致。

关键词 二阶封闭模型 湍流混合 数值模拟

中图法分类号 O 347.5 O 241.82

1 引 言

受扰动的轻重两种流体的交界面,当处于方向由重流体指向轻流体的有效重力场或受到冲击波作用时扰动将发展,界面将失稳,形成湍流并导致两种物质混合。这一现象在近十几年来,由于在激光惯性约束聚变(ICF)和超型星爆发等一些重要问题中起到关键作用而受到重视。

近年来实验技术以及计算方法的发展使不稳定性的研究有了很大的进展,人们可以定量或半定量地在一些简单实验中测量混合区宽度、浓度等一些宏观量,并进行二维或三维数值模拟研究,数值模拟结果与实验符合较好。然而,由于湍流流动的尺度非常小,直接模拟后期的湍流混合过程有一定的困难,尤其是对于具有复杂物理背景和边界条件的问题目前难以实现。

早在 1965 年,前苏联的 Ф Рандкин^[5]就开始用湍流模型来模拟界面不稳定性引起的湍流混合。他们避开湍流形成过程,通过一些物理考虑给定初始湍流场模拟充分发展的湍流混合。后来 Andronov^[6]等人又作了进一步的发展。一些二阶封闭模型,现已开始用于 ICF 的研究之中。应该指出这些湍流模型大多建立在对物理现象的唯象描述的基础上。这个模拟方法直到 80 年代才受到西方研究者的重视。Youngs 等人^[7-9]发展了二相流、湍流二相流等模型,模拟不稳定性引起的湍流混合过程。而 Houas^[10], Besnard^[1-3], Gauthier^[11]等人在 Andronov 等人的基础上建立了一些湍流混合的统计模型等。这些模型在数学上较 Andronov 等的模型更严格一些。其中一些模型也开始用于 ICF 的研究之中。

Besnard 等人的二阶封闭模型是以 Daly^[12]等人的单一不可压流体的湍流输运理论

* 中国工程物理研究院资金资助课题。

1995 年 2 月 24 日收到原稿, 5 月 26 日收到修改稿。

为基础进行封闭的。考虑湍流的间歇性, 在一些扩散项上考虑了非梯度扩散机制。并可以粗略地唯象描述冲击波和界面的相互作用, 不需要人为给定初始湍流流场。我们在 Besnard 等模型的基础上发展了一个用于描述界面不稳定性引起湍流混合的二阶封闭模型, 它比原模型少二个方程, 降低了计算量, 使模型更具有经济性; 并采用各向异性的扩散系数, 可以更好地描述各向异性湍流流场, 同时它仍具有原模型的优点。我们编写含湍流混合的一维拉格朗日流体力学程序, 并通过模拟有关界面不稳定性引起湍流混合的激波管实验来检验模型并确定参数。

2 基本方程

2.1 基本假设

在导出方程以及对方程进行封闭时, 我们作出如下假定: a) 湍能的耗散主要是不同尺度的涡相互作用导致的, 不考虑粘性的影响; b) 湍流马赫数 $M_t (= \sqrt{k} / c_s)$ 很小, 不同物质之间存在压力平衡; c) 两种物质是不相溶的, 不同物质间的分子扩散可以忽略。

2.2 方程的导出

从理想流体力学方程组和浓度方程出发, 对密度 d 压力 p 采用系综平均, 对速度 u_x 内能 I 物质 1 的浓度 c 采用 Favre 平均, 我们可以得到一组描述流场的控制方程。对平均方程中出现的一些二阶、三阶和四阶关联量或导出其输运方程, 或用模型封闭。对新出现的关联量也同样处理。除个别量以外, 我们与原模型的处理是一致的。考虑在 Rayleigh-Taylor 不稳定性或 Richtmyer-Meshkov 不稳定性中, 流体的流动主要沿着重力场方向或冲击波方向, 因此平均流场可以近似看作是一维的。以冲击波传播方向或重力场方向为 x 轴, 即可近似地假定所有的物理量仅是时间 t 和空间变量 x 的函数, 流动的 Favre 平均速度仅在 x 方向上不为零。当然脉动速度场是三维的。在以上假设的基础上我们给出平均量和一些脉动关联量的一维平面流体力学方程组

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{\partial d}{\partial t} + u_x \frac{\partial d}{\partial x} \right) &= - d \frac{\partial u_x}{\partial x} \\
 d \left(\frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} \right) &= - \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial (d k_x)}{\partial x} \\
 d \left(\frac{\partial I}{\partial t} + u_x \frac{\partial I}{\partial x} \right) &= - p \frac{\partial (u_x - a_x)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[(c_1 c (1 - c) d a_x I \right. \\
 &\quad \left. + c_2 d \frac{k_x}{\sqrt{D}} \frac{\partial I}{\partial x} \right] + \frac{1}{2} c_3 d k \sqrt{D} \\
 d \left(\frac{\partial c}{\partial t} + u_x \frac{\partial c}{\partial x} \right) &= \frac{\partial}{\partial x} \left[(c_1 c (1 - c) d a_x + c_2 d \frac{k_x}{\sqrt{D}} \frac{\partial c}{\partial x} \right] \\
 d \left(\frac{\partial k}{\partial t} + u_x \frac{\partial k}{\partial x} \right) &= - 2 d k_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + 2 a_x \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(c_4 d \frac{k_x}{\sqrt{D}} \frac{\partial k}{\partial x} \right) - c_3 d \sqrt{D} k \\
 d \left(\frac{\partial k_d}{\partial t} + u_x \frac{\partial k_d}{\partial x} \right) &= c_5 p \sqrt{D} \left(\frac{2}{3} k - k_d \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(c_4 d \frac{k_x}{\sqrt{D}} \frac{\partial k_d}{\partial x} \right) - c_3 d \sqrt{D} k_d \\
 d \left(\frac{\partial a_d}{\partial t} + u_x \frac{\partial a_d}{\partial x} \right) &= - k_x \frac{\partial d}{\partial x} + d \frac{\partial a_x^2}{\partial x} - d a_x \frac{\partial}{\partial x} (u_x - a_x) + \frac{B}{d} \frac{\partial d}{\partial x}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{\partial}{\partial x} \left(c_6 d \frac{k_x}{\sqrt{D}} \frac{\partial a_x}{\partial x} \right) - c_7 d \sqrt{D} a_x \\
 d \left(\frac{\partial B}{\partial t} + u_x \frac{\partial B}{\partial x} \right) = & - 2 d a_x \frac{\partial d}{\partial x} + a_x \frac{\partial (d B)}{\partial x} - 2 d B \frac{\partial}{\partial x} (u_x - a_x) \\
 & + \frac{\partial}{\partial x} \left(c_8 d \frac{k_x}{\sqrt{D}} \frac{\partial B}{\partial x} \right) - c_9 d \sqrt{D} B \\
 d \left(\frac{\partial D}{\partial t} + u_x \frac{\partial D}{\partial x} \right) = & - 2 d \frac{\partial u_x}{\partial x} + 2 a_x \frac{\partial d}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(c_{11} d \frac{k_x}{\sqrt{D}} \frac{\partial D}{\partial x} \right) - c_{12} d \sqrt{D} D \\
 d \left(\frac{\partial D_d}{\partial t} + u_x \frac{\partial D_d}{\partial x} \right) = & c_{13} \sqrt{D} \left(\frac{2}{3} D - D_d \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(c_{11} d \frac{k_x}{\sqrt{D}} \frac{\partial D_d}{\partial x} \right) - c_{12} d \sqrt{D} D_d
 \end{aligned} \quad (1)$$

这里:

$$\begin{aligned}
 k &= \frac{1}{d} \overline{u_i u_i} = k_x + k_d; & k_x &= \frac{1}{d} \overline{u_x u_x}; \\
 a_x &= \frac{\overline{d u_i}}{d}; & D &= \frac{\overline{\partial u_i}}{\partial x} \frac{\partial u_i}{\partial x} = D_x + D_d; \\
 D_x &= \frac{\overline{\partial u_x}}{\partial x} \frac{\partial u_x}{\partial x}; & B &= \frac{\overline{d^2}}{d}; \\
 D_{ax} &= \frac{1}{d} \frac{\overline{\partial d}}{\partial x} \frac{\partial u_x}{\partial x}; & -c &= \text{sign} \left\{ \frac{\partial c}{\partial x} \right\}
 \end{aligned} \quad (2)$$

在这里及以下的文中,均以标号“*”表示瞬时量,“ $\bar{}$ ”表示脉动量,略去各物理量的平均标记。 k 为两倍的湍流脉动动能, k_x 为 x 方向(纵向)Reynolds应力,也即两倍的纵向湍能, k_d 为两倍的横向湍能。 a_x 为纵向脉动质量通量与平均密度之比,也即 Favre 平均速度与 Reynolds 平均速度之差。 B 为密度脉动自关联。 D, D_x 和 D_d 分别为总的、纵向和横向耗散关联量。

2.3 关于方程的几点讨论

2.3.1 关联量 D_{ax} 的封闭

考虑到耗散关联量方程的精度本身就很低,为描述它多两个方程不必要。我们对方程组(1)的第九个方程中出现的关联量 D_{ax} 进行封闭。该项为耗散关联量的产生项,由于在可压缩湍流的直接数值模拟中发现可压缩性引起的湍能耗散主要发生在较大尺度的涡,因此我们假定

$$\frac{1}{d} \frac{\overline{\partial d}}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x} \propto \frac{1}{s^2} \frac{\overline{d u}}{d}$$

s 为平均湍流大涡长度尺度,并近似地假定与混合区宽度成正比,因此有

$$\frac{1}{d} \frac{\overline{\partial d}}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial x} = c_{10} \frac{1}{l^2} \frac{\overline{d u}}{d} \quad (3)$$

这里, l 为湍流混合区宽度。

2.3.2 高 Reynolds 数下均匀流场的湍流流动趋向各向同性

对于均匀流场我们的 Reynolds 应力方程(由于篇幅的限制,我们未在文中给出三维

湍流模型方程)和湍能方程可以表示如下

$$\frac{dK_{ij}}{dt} = c_5 \sqrt{D} \left(-\frac{1}{3} k W_{ij} - K_{ij} \right) - c_3 \sqrt{D} K_{ij} \quad (4)$$

$$\frac{dk}{dt} = -c_3 \sqrt{D} k \quad (5)$$

式中 K_{ij} 为 Reynolds 应力。

仿不可压流体, 我们引入表征各向异性特征的量 b_{ij}

$$b_{ij} = \left(K_{ij} - \frac{1}{3} k W_{ij} \right) / k \quad (6)$$

对其求微商, 然后将方程 (4) 和 (5) 代入并作化简得到

$$\frac{db_{ij}}{dt} = -c_5 \sqrt{D} b_{ij} \quad (7)$$

因此, 我们只要使 $c_5 > 0$ 就能保证在均匀流场时, 湍流流动是趋向各向同性的。

2.3.3 人为粘性

由于我们所处理的问题涉及冲击波, 我们采用 Von Neumann 人为粘性。在计算中, 粘性系数取为 $1.5 \sim 2$ 激波宽度在 $2 \sim 3$ 个网格之间。在下面的计算中我们将不再说明。

2.4 状态方程

采用多方气体状态方程, 在上面我们已经提到忽略微观分子间的相互交换, 各物质之间存在压力平衡。这样, 密度、压力、内能的脉动仅因间歇现象而产生。物质 1 和物质 2 的平均状态方程如下

$$\begin{aligned} p_1 &= (V_1 - 1) d_1 I_1 \\ p_2 &= (V_2 - 1) d_2 I_2 \end{aligned} \quad (8)$$

令 T 为物质 1 的体积比, 各物质状态量有如下关系

$$\left. \begin{aligned} p &= p_1 = p_2 \\ d &= T d_1 + (1 - T) d_2 \\ T d_1 &= c d \\ (1 - T) d_2 &= (1 - c) d \\ I &= c I_1 + (1 - c) I_2 \\ B &= T(1 - T)(d_1 - d_2)^2 / d \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

混合区状态方程

$$\left. \begin{aligned} p &= (V - 1) d I \\ \frac{1}{(V - 1)} &= \frac{T}{(V_1 - 1)} + \frac{1 - T}{(V_2 - 1)} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

至此我们的模型已经全部封闭, $c_1 \sim c_{13}$ 共有 13 个待定参数。

3 计算模型、结果及分析

我们编写了一维流体力学湍流混合程序, 除扩散项用隐式迭代以外, 其余全用显式差分格式。边界条件为第一类边界条件。并数值模拟了 Brouillette 的激波管实验。

3.1 计算模型和参数

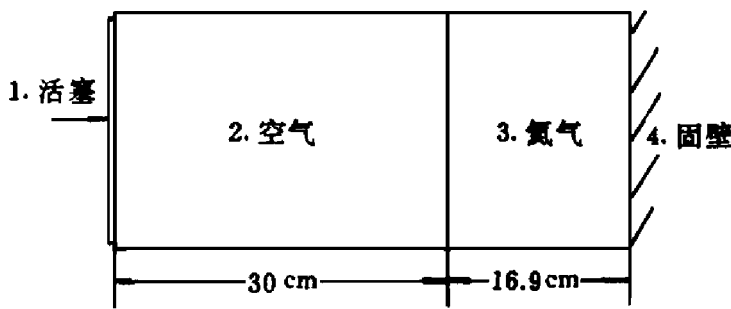


图 1 计算模型图

Fig. 1 Scheme of computation

1 Pistom; 2 A ir; 3 H e; 4 R ig idw all

Brouillette 等人重复了 Andronov 等的实验, 他们使用较大尺寸的激波管, 其横截面为 11.4cm× 11.4cm, 并采用可视化技术, 因而能辨别壁涡引起的混合和因界面不稳定性引起的混合。他们测量的混合区宽度较 Andronov 等的小得多。他们认为 Andronov 的实验结果实际上包括了因壁面效应引起的混和。我们按 Brouillette 实验条件设计了计算模型, 见图 1 左端为活塞、右端为固壁, 具体尺寸如图所示。由于在实际的实验中,

激波管很长, 激波在空气和氦气交界面形成的反射波在我们观测的时间内, 将不会影响到该交界面。而我们在计算中用活塞推动空气产生激波, 因此必须注意选择空气区间的长度, 使得在计算期间内, 由活塞面反射的波还没抵达界面, 保证计算条件与实验条件的一致。此外在我们的计算中空气和氦气区的初始空间步长为 $\Delta x = 0.1 \text{ cm}$, 时间步长由稳定性条件确定 $\Delta t = \min \{ \Delta r / 4(c + |u|), 3(\Delta r)^2 / K \}$ 其中, c 为当地声速, u 为流体速度, $K = \max \{ K_i \}$, $i = 1, 6$ K_i 为各参量的扩散系数。为保险起见, 我们在柯朗条件中加了小于 1 的因子, 由于扩散项采用隐格式, 在这里我们适当放宽了条件。我们在两交界面处给了一个很小的、随机的密度扰动, 也即假定界面附近存在一个扰动区。扰动区内空气和氦气各占一定的体积, 它们与其它两个区处于压力平衡。除密度脉动及其自相关量以外, 速度、湍能及各脉动关联量初始值均为零。设空气的体积比为 τ , 由混合区状态方程可以计算得到密度脉动自相关量 B , 其初始流场分布见表 1 表上给出的初始扰动区的值是令 $\tau = 0.5$ 由混合区状态方程计算得到, 未在表上列出的量初始值均为零。初始扰动区宽度为 0.05cm, 在以下的计算中如无特别指出均相同。空气和氦气的密度根据文献 [4] 选定, 空气和氦气的 V 分别为 1.4 和 1.63。活塞以速度 $u_p = 0.0152 \text{ cm } \mu \text{ s}$ 从左向右推进。我们的模型一共有 13 个可调参数, 它们由实验确定, 也即通过调整参数使计算结果与实验相符。我们在确定参数时部分参考了 Besnard 等人的结果。下面计算时所使用的参数在表 2 中给出。顺便提一下, 我们还用该参数模拟了 Houas 的高 Mach 数实验, 取得与实验一致的结果。

表 1 初始流场分布

Table 1 Initial distribution

	$d / (\text{g} / \text{cm}^3)$	p / KPa	$B / (\text{g} / \text{cm}^3)$	$I / (\text{cm}^2 \mu \text{s}^2)$
Air	0.001184	10^{-4}	0	0.002111
Dist area	0.000672	10^{-4}	3.90×10^{-4}	0.003041
He	0.00016	10^{-4}	0	0.009921

表 2 模型参数
Table 2 Model constants

c_1	c_2	c_3	c_4	c_5	c_6	c_7	c_8	c_9	c_{10}	c_{11}	c_{12}	c_{13}
2.0	0.1	2.25	0.1	3.1	0.2	1.0	0.1	0.3	4.0	1.67	2.0	1.1

3.2 计算结果及分析

具体计算结果见图 2~ 15 所有的图中 $t = 0$ 均为激波抵达交界面时刻。图 2 为波系图, 图 3~ 9 给出激波抵达界面 $30 \mu s$ 时的混合区的压力 p 、速度 u 、两倍湍能 k 、密度脉动自关联 B 、浓度 C 、湍流质量通量 T 和耗散关联量 D 的空间分布。图 10~ 12 给出初始界面附近处两倍湍能 k 和两倍横向湍能 k_x 、耗散关联量 D 、混合区两端界面随时间的变化。图 13 为混合区宽度随时间的变化及其实验测量结果的比较, 这里我们给出两种模型, 即我们上面所描述的各向异性的扩散模型——模型 1 和用 $k/3$ 代替上述方程中扩散系数的 k_x 的各向同性扩散模型——模型 2 的计算结果。从这些图我们可以看出冲击波抵达界面后向氦气区传入冲击波、向空气区反射一稀疏波, 激波的到达使初始交界面中的密度扰动被激发, 继而形成湍流混合区。该区的湍能, 很快从初始的零增加到第一个极大值然后又因涡的相互作用耗散而衰减。之后, 每次从固壁反射的激波都将引起湍能的增加, 然后又因耗散衰减。从图 10 可以看出在激波通过时, 纵向湍能是其横向值的数倍, 激波过后在湍能随时间衰减过程中逐步变化为纵向值是横向值的二分之一。这说明由 R-M 不稳定性激发的湍流是各向异性的, 也说明我们的模型确实如我们所希望的能够描述这种各向异性的湍流流场及其向各向同性衰变的过程。从图 13 可以看出我们的计算结果与实验结果符合很好。第一次激波引起的混合区的平均增长率较其后由固壁反射回的激波引起的混合区宽度的增长率低, 必须指出, 这与实验观察的结果是完全一致的。这些结果表明这个模型可以很好地反映 R-M 不稳定性引起的湍流混合。图 14 给出了湍能与横向湍能之比和耗散关联量与横向耗散关联量之比。它们的趋势比较相似, 实际上仅在各量相对较小时两者区别有些显著。由于每次激波过程混合区都引起湍能的增加, 激波传播方向即纵向湍能的增加占绝对优势。湍流流场的各向异性程度随着时间的增加逐渐变得显著。从图 13 可以看出使用各向异性和使用各向同性扩散系数的计算结果比较一致, 但它们的偏离是随时间逐渐增加的。图 15 给出了不同初始扰动长度 L_0 的混合区宽度演化曲线, 为方便比较我们同时还附上了实验结果。结果表明初始扰动宽度的增加引起混合区宽度的增加, 但并不显著。

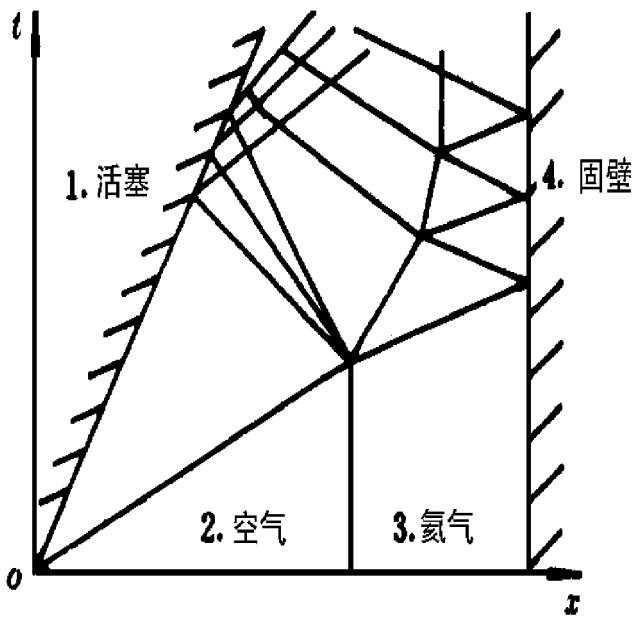


图 2 波系图

Fig 2 Wave diagram

1 Piston, 2 Air, 3 He, 4 Rigid wall

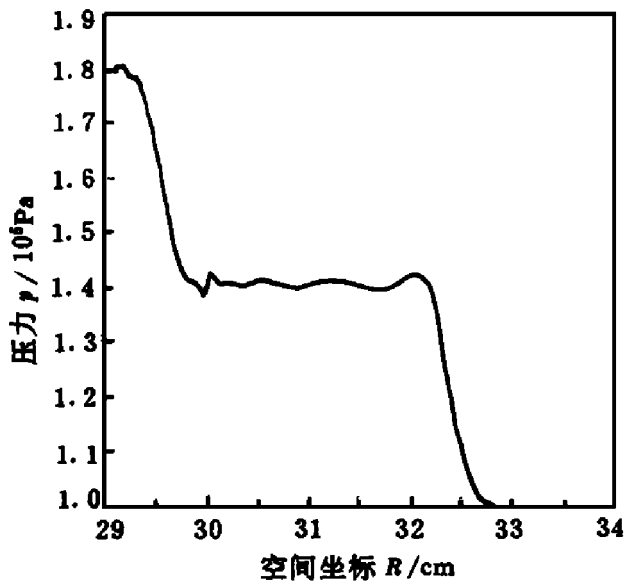


图 3 压力的空间分布, $t = 30 \mu s$

Fig 3 Distribution of the pressure at $t = 30 \mu s$

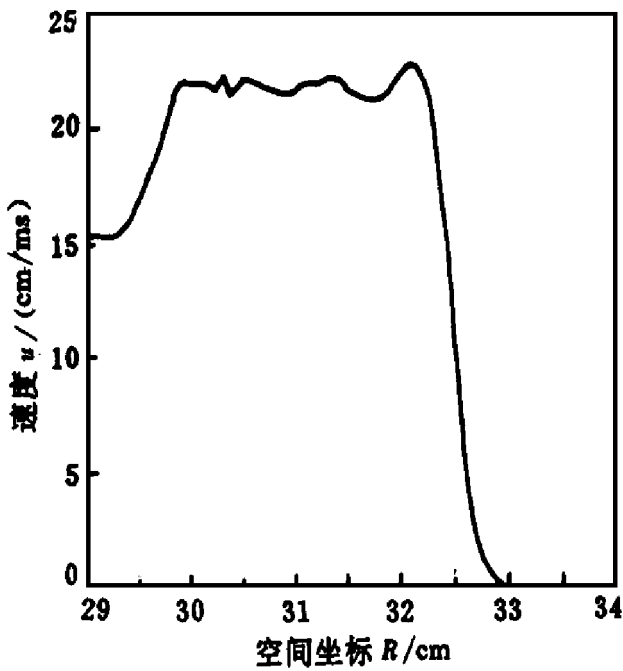


图 4 速度的空间分布, $t = 30 \mu s$

Fig 4 Distribution of the velocity, at $t = 30 \mu s$

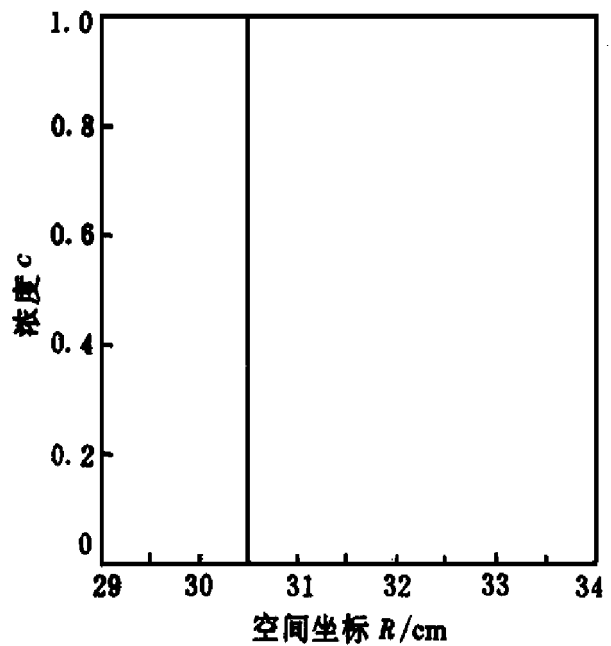


图 5 浓度的空间分布, $t = 30 \mu s$

Fig 5 Distribution of the concentration, at $t = 30 \mu s$

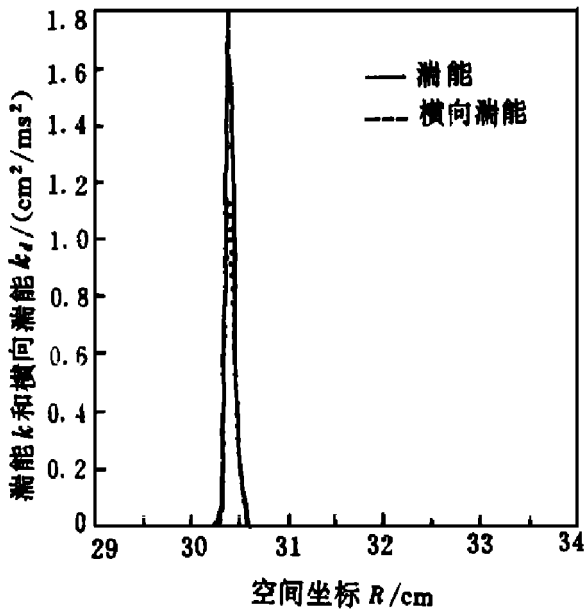


图 6 两倍的湍能和横向湍能的空间分布, $t = 30\mu s$

Fig. 6 Distribution of twice fluctuation kinetic energy (FKE) and transversal FKE, at $t = 30\mu s$

— Fluctuation kinetic energy
 - - - Transversal FKE

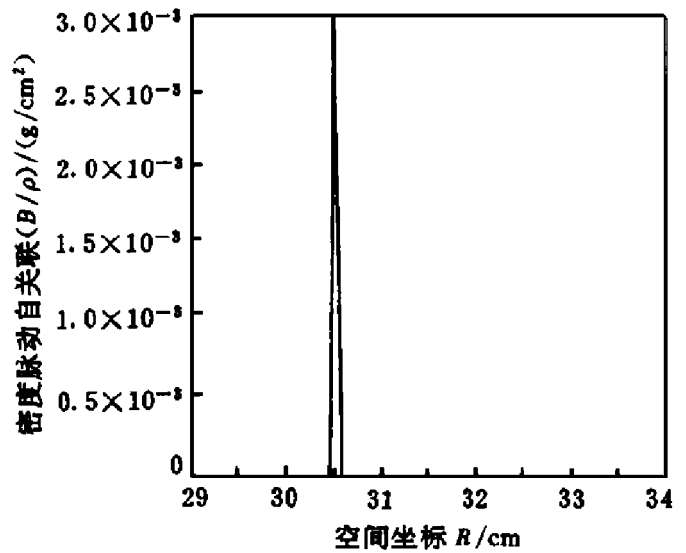


图 7 密度脉动自相关的空间分布, $t = 30\mu s$

Fig. 7 Distribution of density fluctuation correlation, at $t = 30\mu s$

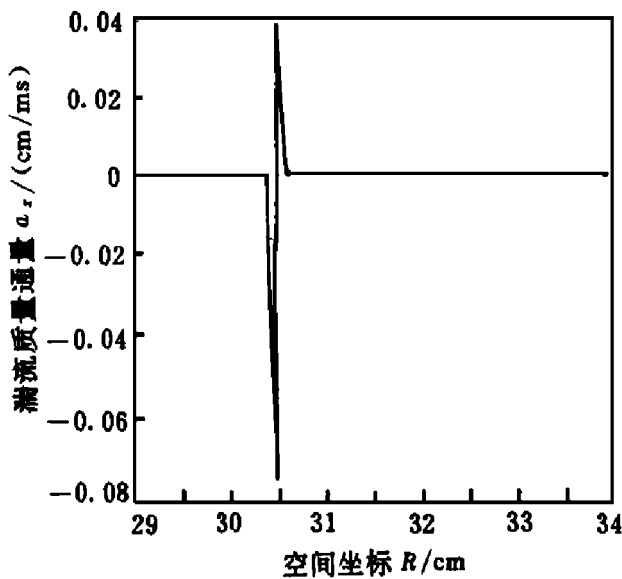


图 8 湍流质量通量的空间分布, $t = 30\mu s$

Fig. 8 Distribution of fluctuation of mass flux correlation, at $t = 30\mu s$

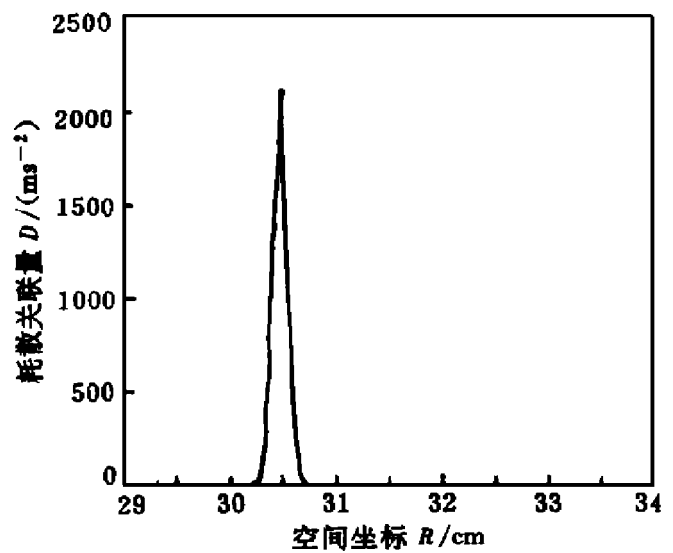


图 9 耗散关联量空间分布, $t = 30\mu s$

Fig. 9 Distribution of dissipative correlation, at $t = 30\mu s$

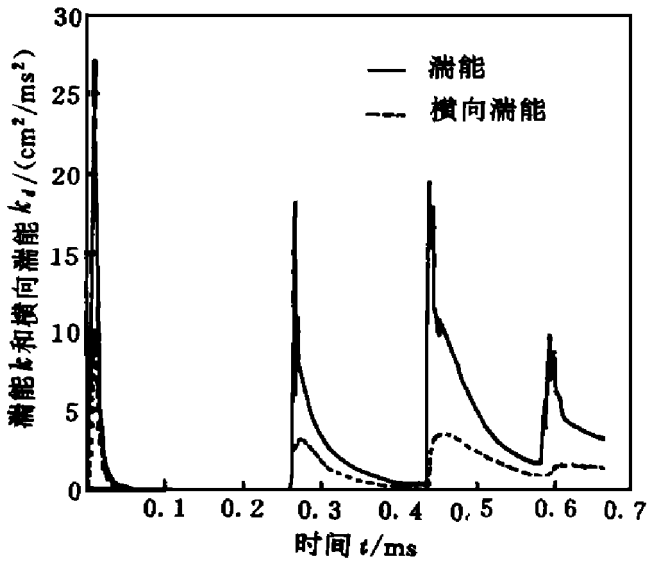


图 10 初始界面处单元的两倍的湍能和横向湍能演化曲线

Fig 10 Evolution of twice fluctuation kinetic energy(FK E) and transversal FK E near the initial interface
— Fluctuation kinetic energy
— Transversal FK E

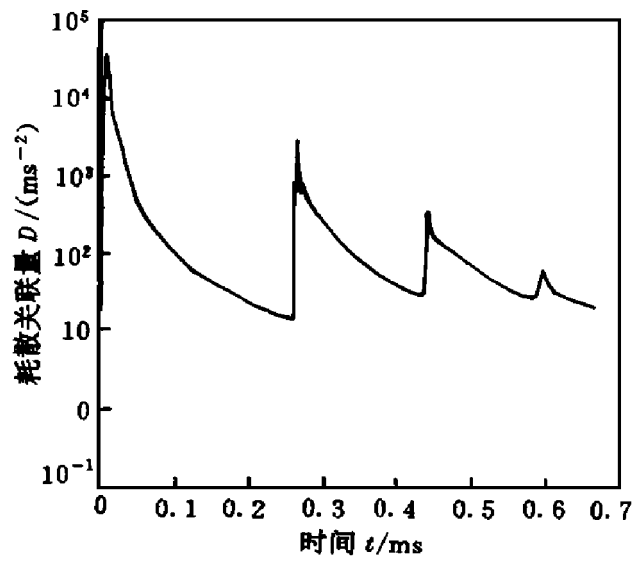


图 11 初始界面处单元的耗散关联量演化曲线

Fig 11 Evolution of dissipative correlation near the initial interface

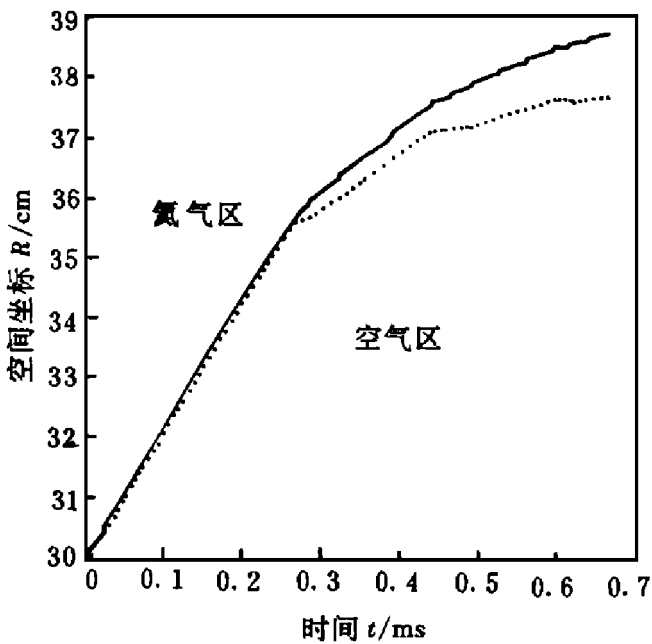


图 12 混合区两侧界面演化曲线

Fig 12 Evolution of the turbulent mixing zone
— Interface near helium
··· Interface near air

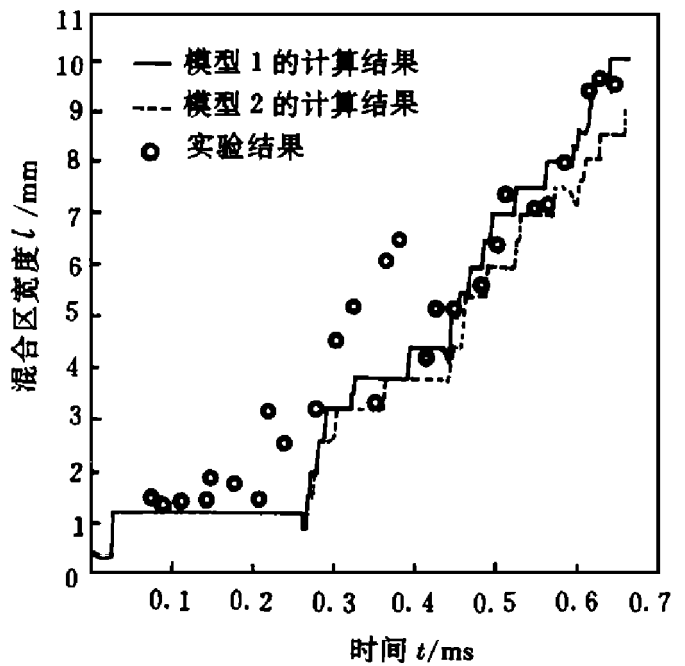


图 13 混合区宽度的,实验结果^[12]和计算结果

Fig 13 Evolution of the thickness of turbulent mixing zone
— Computed result of model 1
··· Computed result of model 2
° Experimental result^[12]

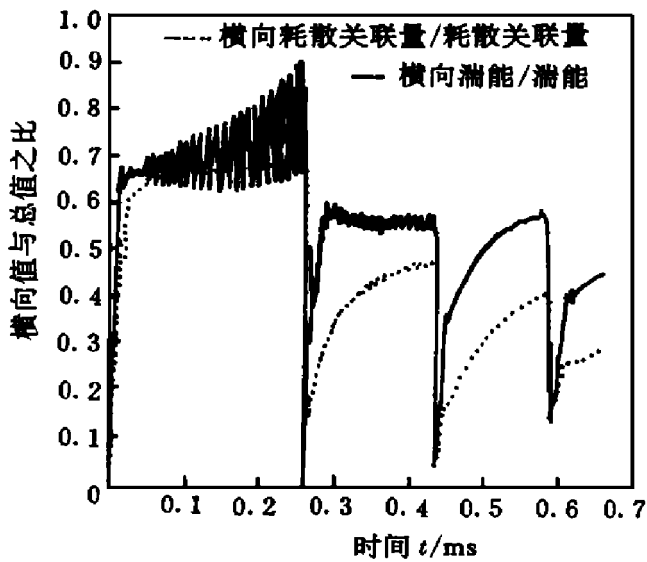


图 14 湍能与横向湍能之比和耗散关联量与横向耗散关联量之比

Fig 14 Evolution of transversal FKE versus FKE(—) and transversal dissipative correlation versus dissipative correlation(---)

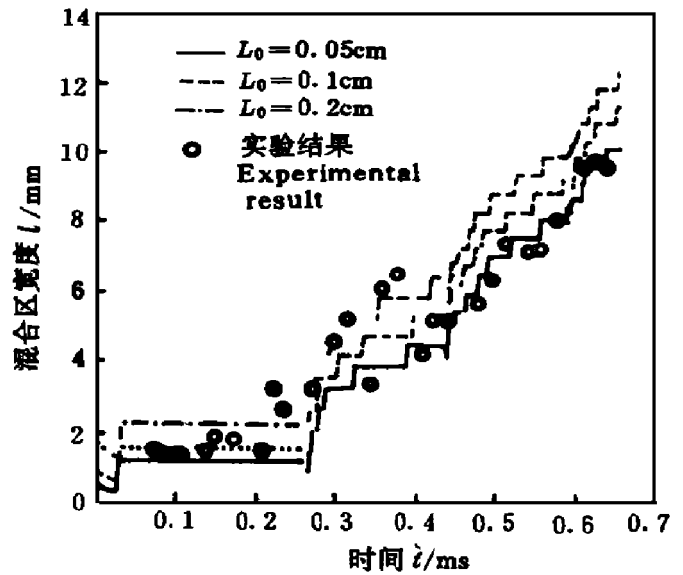


图 15 不同初始扰动长度 L_0 的混合宽度演化曲线

Fig 15 Evolution of thickness of TM Z with different initial disturbed L_0 widths
 ° Experimental result

4 结 语

(1) 我们的湍流模型能够很好地用于 R-M 不稳定性引起的湍流混合;

(2) R-M 不稳定性激发的湍流流场是各向异性的, 我们的模型可以很好地描述这种各向异性的湍流流场;

(3) 我们的模型较一些简单模型, 如一方程 (k)模型, 二方程 ($k-\epsilon$)模型等能更细致描述湍流流场, 可以提供更多关于湍流流场的信息;

(4) 我们的模型可以不需要人为给定初始湍流流场。

从以上几点可以看出, 我们这个模型比 BHR 模型少两个输运方程因而较为经济实用, 与我们发展模型的目的是是一致的, 同时它考虑到在 R-T 和 R-M 不稳定性中激发的湍流流场的各向异性性, 引入各向异性的湍流扩散系数, 使计算结果更加与实验一致。但是对一些需要进行二, 三维计算的问题还需要根据具体应用背景作进一步简化。另外, 由于问题涉及到初始形成的湍流到充分发展的湍流, 关联项的封闭还需要通过实验以及二, 三维的直接数值模拟进行仔细的检验和改进。

致谢 本文的完成过程中曾与水鸿寿研究员、冯小四、祝罗丁工程师等进行过有益的讨论, 尤其是水鸿寿研究员曾给过许多具体的建议。在此我们表示衷心的感谢!

参 考 文 献

1 Besnard D C, Bonnet M, Gauthier S, et al Numerical Simulation of Rayleigh-Taylor Instability Induced Turbulent Mixing in Shock Tube Flows In: H Groning ed Proceeding of the 16th ISSW ST.

- A cher Federal Republic of Germany, 1987, (VCH, New York 1988). 709~ 715
- 2 Besnard D C, Hass J F. Statistical Modeling of Shock-Interface Interaction. *Physica D* 1989, 37: 227~ 247
 - 3 Besnard D C, Rauenzahn R M, Harlow F H. On the Modeling of Turbulent for Material Mixtures. *ISCED Proc Sydney, 1987*. In G de Vahl Davis, C Fletcher, eds. *Computational Fluid Dynamics* North Holland, Amsterdam: [s n] 1988 295~ 304
 - 4 Brouillette M, Sturtevant B. Experiments on Richtmyer-Meshkov Instability: Small-Scale Perturbations on a Plane Interface. *Phys Fluids A*, 1993 5(4): 916~ 930
 - 5 Бельский С З, Фандкин Е С. Теория турбулентно-перемешивания. Труды ФИАН им. Лебедева, 1965 29 207~ 239
 - 6 Andronov V A, Bakhrakh S M, Meshkov, *et al*. An Experimental Investigation and Numerical Modeling of Turbulent Mixing in One-Dimensional Flows. *Sov Phys Dokl* 1982, 27: 393~ 811
 - 7 Youngs D L. Numerical Simulation of Turbulent Mixing by Rayleigh-Taylor Instability. *Physica D*, 1984 12 3~ 18
 - 8 Youngs D L. Modeling Turbulent Mixing by Rayleigh-Taylor Instability. *Physica D* 1989 37: 270~ 287
 - 9 Youngs D L. Rayleigh-Taylor Instability: Numerical Simulation and Experiment. *Plasma Phys Contr Fusion*, 1992 34 2071~ 2076
 - 10 Houas L, Brun R, Hanana M. Instability of Interfaces Submitted to Shock Acceleration and Deceleration. In Berishader D, Hanson R, eds. *Proceeding of the 15 th ISSW ST Berkeley California 1985*
 - 11 Gauthier S, Bonnet M. A k - ϵ Model for Turbulent Mixing in Shock-Tube Flows Induced by Rayleigh-Taylor Instability. *Phys Fluids A*, 1990 2(9): 1685~ 1694
 - 12 Daly B J, Harlow s F H. Transport Equation in Turbulence. *Phys Fluids* 1970 13(11): 2634~ 2647

A TWO-ORDER -CLOSED MODEL OF THE INTERFACE INSTABILITY INDUCED TURBULENT MIXING

Zhang Zhongzhen, Wang Jihai

(Institute of Applied Physics and Computational Mathematics

P. O. Box 8009 Beijing, 100088)

ABSTRACT This paper presents a two-order-closed model. It is based on but simpler than Besnard's model. The anisotropic diffusion mechanism is considered in the model so that it can better describes the anisotropic turbulence flow such as turbulent mixing induced by R-T or R-M instability. We have developed an one dimensional Lagrange compressible hydrodynamic code, and simulated Brouillette and Sturtevant's shock tube experiment. Results is well in accord with the experiment's.

KEY WORDS two-order-closed model, mixing, turbulent, numerical simulation