

摘 要

多相流动 (Multiphase Flows, 包括: 两相流 Two-Phase Flows, 下同) 广泛存在于自然界和工业、农业、国防、环保等各个领域。近二十年来, 多相流技术已渗入到我国国民经济建设的各行各业, 并在一些领域成为关键性技术和尖端技术。因此, 多相流研究对指导工程实际具有广泛、深远的重大意义, 已得到了各国政府和学者的普遍重视。正是在这样的历史和现实背景下, 近几十年来 (特别是近二十年来), 多相流研究有了迅猛的发展, 建立了相对完善的理论体系, 在理论研究和指导工程实际方面取得了丰硕的成果。

众所周知, 两相流研究是多相流研究的基础和前沿, 而两相流研究又主要以气固两相流研究为代表, 尤其是高浓度 (密相 Dense-Phase) 气固两相流研究是当前两相流研究的主要课题。目前, 有关高浓度气固两相流的研究和报导还比较少, 突出的问题主要表现在如何考虑颗粒与颗粒之间、颗粒与流体之间的相互作用方面。

本文在系统、全面地回顾和总结近五十年来多相流研究发展历史的基础上, 进一步论述了多相流研究和应用的广阔前景; 澄清了多相流研究中存在的一些模糊概念; 以气固两相流研究为例, 对多相流研究的各种理论模型进行了系统的分析、归纳和分类。 (从而把气固两相流研究的物理模型按其刻划的尺度和属性分为三类, 即: 连续介质模型 (Continuum Model)、离散颗粒模型 (Discrete Particle Model)、流体拟颗粒模型 (Pseudo Particle Model), 并对三类物理模型赖以存在的基础、长处和存在的问题进行了深入的分析、讨论; 同时指出, 多相流研究的各种数学模型都是建立在以上三类物理模型的基础上的, 从而对各种数学模型的实质、优缺点和今后发展方向有了清晰的了解。在此基础上, 本文提出了基于连续介质和离散颗粒物理模型的 E/E 法 (Eulerian/Eulerian Model) 与 E/L 法 (Eulerian/Lagrange Model) 的组合法 (Combined Model) 的数学模型。新的组合法克服了 E/E 法不能模拟存在相变的流场的缺陷和 E/L 法因机时问题而无法模拟真实流场的问题, 具有一定的创新性, 对多相流理论研究和指导工程实际都具有重大意义。

文中认为, 颗粒动力学理论是 E/L 法的关键, 也是本组合法的关键内容之

一、深入研究和发展颗粒动力学理论，从而建立真实、准确的颗粒与颗粒间的碰撞模型、颗粒与流体间的相互作用模型，在原则上就可以利用本组合法模拟真实的气固两相流动问题。文中认为，流体“拟颗粒”模型适合于计算模拟流场的微观结构，通过流体“拟颗粒”模型对多相流动微观结构的了解，从而建立颗粒与颗粒间、颗粒与“拟颗粒”间的相互作用模型，并借助本组合法可能实现多相流研究理论质的飞跃。

最后，本文利用所提出的新的组合模型，对高浓度气固两相立管流动进行了数值模拟；对稀相和密相气固两相射流进行了数值模拟。两者均得到了满意的数值解；将所得数值结果与相关实验数据进行了比较，两者十分吻合，证明了本组合法在模拟高浓度气固两相流动时的准确性和可靠性，并具有一定的普适性。

关键词：多相流、两相流、密相、物理模型、数学模型、组合法

Abstract

Multiphase flows exists all around in the natural world and is wide applied in the fields of industry, agriculture, national defence and environmental protection, etc. In the recent twenty years, multiphase technique has permeated into each branch of our national economy. Especially, it has been becoming important technology or the most advanced branches of technology. It is extensive and deeply important to study the multiphase flows, and the government and the researcher have been paying much attention to it. Under this history and reality background, it is made a great advance to study multiphase flows in recent twenty years, and it has been establishing a relative complete theory system, and it was also made a greatly successful to guide the practical engineering.

As we know, study of two-phase flows is the foundation and the forward position of the study of multiphase flows, and it is mainly the study of gas-solid two-phase flows to study two-phase flows. Especially, the dense gas-solid two-phase flows is the forward position of study gas-solid two-phase flows. At present, it is only a few reports on the study of dense gas-solid two-phase flows, and the main problem is how to consider the interaction between the particle to particle and particle to fluids in the flows.

Based on the thoroughly review and summary in the progress history of the multiphase flows researching in recent fifty years, the thesis was made an advanced discussion on the wide foreground of the multiphase flows' study and application, and clarified some concept of multiphase flows' study. Take gas-solid two-phase flows for example, the thesis discussed and classified the theoretical model of multiphase flows' study, that is continuum model, discrete particle model and pseudo particle model, and made a deep and detail discussion on the foundation, advantage and disadvantage about the three physical model. The thesis considered that all the mathematics models of the multiphase flows' study are based on the three physical models. Thus, we got more clearly understand about the essence, advantage and disadvantage, and the direction of study in future of the various mathematics models. After this, the thesis raised a new combined mathematics model which based on the E/E model (basing on the continuum physical model) and E/L model (basing on the discrete particle physical model). The new combined model solved the problem of that the E/E model can't use to simulate the flows that exists phase change, and the E/L model needs infinite computer time to simulate the real flows. In a general way, the new model brings forth-new ideas to us, and it is important to multiphase flows' study and the application in engineering.

The thesis considered that the particle kinetic theory is the kernel of the E/L model, and it is also the one of the most advanced branches of the new combined model. Advanced research and develop the particle kinetic theory, and establish a real and accurate model of the interaction between particle to particle and particle to fluids in the flows, thus we may use the new combined model to simulate the real gas-solid

two-phase flows. In addition, the thesis considered that the pseudo particle model should be used to simulate the microstructure of the multiphase flows. By study of the microstructure of the multiphase flows, we may get a real and accurate model of the interaction between particle to particle and particle to pseudo particle in the multiphase flows, and then may make a great progress in multiphase flows research by using the new combined model.

Finally, the thesis employed the new combined model to simulate the dense gas-solid two-phase vertical flows, to simulate the dilute or dense gas-solid two-phase jet flows, and both of them got a satisfied numerical solution. After comparing the numerical results to experimental data, we found that they were quite agreement. It proves that the new combined model is right, accurate and reliable, and it may be suitable to simulate various dense gas-solid multiphase flows.

Key words: *Multiphase Flows, Gas-Solid, Two-Phase Flows, Dense Phase, Physical Model, Mathematical Model, Combined Model*

致 谢

本文的研究工作是在岑可法院士、樊建人教授两位导师的悉心指导和热情关心下完成的。在此，致于学生最崇高的敬意和衷心的感谢！

作为一名在职博士生，常常因工作耽误学业，导师总是给予严格的要求和耐心的指导。特别是岑院士渊博的学识、宽厚的胸怀和运筹帷幄的大家风范，樊教授的严谨治学、孜孜不倦的学者精神和谆谆教导，使学生深受熏陶，铭记在心，终身受益。恩师如父，永世难忘！

本文的完成得到了卜凡孝研究员的关心与支持，得到了学生的硕士研究生导师许学谔教授的关心与帮助，得到了师长丁浩江教授、王宽福教授、严建华教授、王玉芝研究员、许为民研究员的关心与帮助，还有方梦祥教授、董宏副教授的帮助。在此，对他们表示崇高敬意和衷心感谢。

论文的成文过程中，得到了课题组金军高工和陈松老师在计算机方面的热心帮助，得到了师弟郑友取博士、钱力庚博士在资料和计算机方面的帮助，我表示诚挚的谢意。

论文的成文过程中，还得到了同事朱征、陶向阳、刘小洁、米小雄老师等的支持与帮助；论文的打印中，得到了好友程艳旗、胡放老师的帮助。在此，我表示真心的谢意。

感谢在论文工作中关心和帮助过我的每一位老师、同事和朋友。

特别感谢妻子和女儿默默的关注和无私的爱，感谢父母的关心与爱，感谢岳父岳母的关心与支持。

衷心感谢各位评审专家和论文答辩委员。

谢谢！

马 银 亮

2001 年于求是园春色中

第一章 绪 论

§1.1 引言

多相流动广泛存在于自然界和应用于工业、农业、国防等领域,如:自然界的雨雪运动、风沙运动、冰雹运动等都为多相流动,工业领域中的石油开采、煤炭开采及其运输加工等过程、火箭尾部射流运动等等均为多相流运动。近 50 年来,随着人类对自然界研究的深入发展和工业生产领域的广泛应用,多相流动现象越来越引起人们的重视,人类的社会实践活动迫切需要研究和掌握多相流运动的规律,从而更好地为社会实践活动服务。多相流理论正是在这样的社会和自然背景下,在最近的 50 年内迅猛发展起来的,它是一门集流体力学、传热传质学、物理化学、燃烧学等多门学科理论的交叉新兴学科,即是一门研究不同相态或不同组份的物质同时存在且有明确分界面时的流体动力学以及其传热传质过程规律的科学^[1, 2]。

早在 19 世纪就有关于明渠水流中泥沙沉降和运输的两相流动研究^[3],但是两相流的系统研究是从二十世纪 40 年代才开始的。二十世纪 60 年代以后,随着工业部门各行各业对多相流运动的广泛应用和实践指导的需要,以及研究条件的成熟,越来越多的学者开始对关于描述多(两)相流运动规律的基本方程进行探讨研究,并尝试着对实际问题进行解释、验证和指导,从而逐步出现了许多关于多(两)相流理论研究的论文和专著。

我国多相流研究起步于二十世纪 50 年代后期,真正得到理论界重视并研究推广应用是在二十世纪 80 年代,当时研究人员主要来自高校(如:清华大学、西安交通大学和浙江大学等)和科研机构(如中国科学院力学研究所、化学研究所等)。研究的主要内容有:两相流动及其传热过程的基础研究,流化床、燃煤锅炉气固两相流流场及流动特性研究,气固两相管内流动研究,以及在高压下进行汽液两相流动与传热特性的研究等。通过众多学者的共同努力,取得了大量的实验测试数据和理论研究成果,并在一些方面达到和具有国际领先水平。

经过半个多世纪的发展,多相流研究领域更加广泛、内容更加丰富,其实验和理论研究手段更加成熟,取得了巨大的研究成果。随着研究手段的发展、

完善和进步,多相流研究已从研究简单的实验流场发展到研究真实的实际流场。众多学者针对各个工程实际,提出了各种多相流研究的物理模型和数学模型,并用所建立的数学模型进行求解,将其所得的理论(数值)结果与实验测试结果进行比较,以验证所建立的物理模型和数学模型的正确性和准确性。如下文将提到的物理模型有:连续介质模型、离散颗粒模型和流体拟颗粒模型三大类;数学模型有: $k-\varepsilon$ 模型、颗粒动力学模型、涡动力学模型、拟序结构模型、颗粒轨道模型等等。

但是,正如我们所知,由于多相流动的多样性和复杂性,人们对其运动中的物理机理和所表现出来的特性了解不够全面和准确,导致目前多相流理论研究虽然模型众多,但有一个共同点,即各理论模型对实验数据、经验公式的依赖性大、普适性差,这在某种意义上阻碍了多相流理论研究的深入发展。

气固两相流动是多相流动的组成部分和理论研究的基础。气固两相流动广泛地存在于自然界和许多工业部门中(如:自然界中的下冰雹、下雪和近年来多发的沙尘暴等现象,在工业部门诸如航天、化工、能源、建材、冶金和环保等各个领域都有广泛的应用),且在物理概念上易于理解,和在理论研究中易于简化模型进行研究和应用。因此,近几十年来,气固两相流运动引起了理论界和工程研究部门的广泛重视。气固两相流研究是多相流研究的基础,代表了当前多相流研究的前沿。尤其是高浓度气固两相流动的研究正处于起步阶段,有关这方面的研究报道还比较少,对其流动特性及传热过程的深入研究具有重要的理论和现实指导意义。

本文从多相流概念出发,通过对各种物理模型和数学模型的深入分析研究,进一步明确了多相流中“相”的概念,揭示了各个模型之间的依存关系和各自的优缺点,并针对高浓度气固两相流动的特性和目前数值计算手段的局限性,做了以下工作:

- 1、提出了一个新的数学模型,即:欧拉—欧拉法(Eulerian/Eulerian Model)与欧拉—拉格朗日法(Eulerian/Lagrange Model)的组合法(Combined Model);
- 2、利用新组合法对高浓度气固两相立管流动进行了数值模拟;
- 3、利用新组合法对稀相和密相气固两相射流进行了数值模拟;

4、将所得数值结果与相关实验数据进行比较,两者十分吻合;对数值模拟结果进行了分析、讨论;

5、对气固两相流研究今后的研究工作进行了展望。

§1.2 多相流研究

目前,多相流研究正处在从基础研究向纵深研究交叉发展的阶段,即:多相流基础理论的成熟与完善促使人们转向多相流纵深层次的研究,多相流纵深层次研究所取得的成果进一步完善了多相流基础理论。但是,由于多相流研究的各种物理模型和数学模型正在不断涌现、发展和完善中,因此有关多相流理论仍处在发展和完善的阶段,有关多相流概念还存在一定的交叉和模糊。本节从物理学概念出发,对多相流概念进行澄清,并对多相流研究历史进行回顾。

§1.2.1 多相流概念

多相流运动广泛存在于自然界和工业应用领域,如自然界的风沙运动、雨雪天气、泥沙流动等现象。目前对多相流的划分可分为狭义和广义两种概念,前者是针对在物理学上物质有气、液、固和等离子体四态(相)^[1]而提出来的,而后者是根据物质在流动中的不同运动特性(不同的动力学性质)来划分的^[4]。

显然,前者在物理学上易以理解,是指在流体运动中在物理概念上存在着多于两种(包含两种)流体介质的流动现象^[3]。通常所指的多相流现象有:气—固两相、液—固两相、气—液两相组成的两相流动,气—液—固三相、油—气—水三相、气—油—水—固四相等三相或多相组成的多相流动。

而后者,是指在理论研究中,一些学者不但把不同的运动介质称作不同的相,而且把同一介质但有不同动力学性质的同一物质也当作不同的相来处理。如许多作者把包含几种颗粒粒径的气体—颗粒流也称为多相流。

在这两种概念中,对“相”字的理解分别为物理学中的相和动力学意义上的相,因而在理论研究中多相流概念存在一定的交叉,容易引起概念混乱。我们认为,动力学意义上的“相”主要是为了理论研究时建立物理模型和数学模

^[1] 目前多相流研究中很少涉及等离子体,有些作者把它当作气态而纳入气相来处理。故本文不单独讨论等离子态(相),而只讨论气、液、固三相。

型的需要,可用“一种(或一组)流体”来代替“一相”,使多相流概念中的“相”与物理学中的“相”统一起来。这样,我们可根据研究需要而将“包含几种颗粒粒径的气体—颗粒流运动”称作为“气—固两相流运动”或“气—固两相多(组)流体运动”,相应的数学模型为“气—固两相流模型”或“气—固两相多(组)流体模型”。这样,许多以多相研究来命名的多(组)流体流动可归入两相流动研究。

还有一些作者把一部分多(两)相流体称作为“非牛顿流体”,从而把“多相流”与“牛顿流体”、“非牛顿流体”混淆起来,这是另一种概念模糊。我们知道,之所以将流体划分为“牛顿流体”与“非牛顿流体”是因为在描述流体的动量方程中计算流体各种应变力的需要,它的划分标准是:若流体的粘性应力与应变率之间成正比,则称该流体为“牛顿流体”^[28];相反,如果流体的粘性应力与应变率之间不成正比,则称该流体为“非牛顿流体”。显然,“牛顿流体”与“非牛顿流体”的划分与“相”无关。事实上,大多数两(多)相混合物流体的粘性应力与应变率之间不成正比,属于“非牛顿流体”。所以,对于多(两)相混合物研究若不采用多(两)相流模型,则几乎都要采用“非牛顿流体”模型。

所以说,所谓“把多相流体称作为‘非牛顿流体’”,实际上是说“多相流研究中所采用的‘非牛顿流体模型’”。“非牛顿流体模型”是多(两)相流理论研究中的另一个方向,即多(两)相流研究中有“多(两)相流体模型”和“非牛顿流体模型”两个方向。两个方向各有千秋,不能相互替代。如,在研究气固两相流时,由于我们要分别计算气相速度、固相速度、固相容积系数、质量流量等,因此就不能用“非牛顿流体模型”;而对于象泥石流一类多相流运动,我们更关心的是多相混合物整体的运动状态和动力学特性,故可采用“非牛顿流体模型”进行研究。

综上所述,对于多(两)相流概念中的“相”,我们建议应沿用物理学中的“相”的概念;而多(两)相流研究可分为“多(两)相流模型”和“非牛顿流体模型”两个方向,或称其为两种模型、两种方法。

§1.2.2 多相流研究的内容及其在我国经济建设中的地位

正如前文所述,多(两)相流广泛存在于自然界和各个工业部分,二十世纪 70 年代以后,世界发达国家对多(两)相流研究日趋重视,先后设立了国家级乃至世界范围内的多相流专门研究机构(中心),广揽专家、学者,在多相流研究中取得了丰硕的成果,对本国的工业、农业、国防、航天等领域作出了重大的贡献。如:美国、德国、日本、前苏联等在二十世纪 70~80 年代相继建(成)立了各种多相流研究中心或国家实验室。进入 80 年代末 90 年代初,这些国家又进入到将相关研究中心、研究机构或高等院校进行跨地区全国范围、乃至世界范围内的联合,并频频举办国家或国际多相流学术会议。如:1987 年美国中西部 20 多所大学与阿贡国家重点实验室及工矿企业联合,成立了多相流研究所;在日本成立了全国性的多相流学会等。可以说,近十年来,国际多相流学术活动十分活跃,每年召开的国际学术会议就有 10 几次;同时,据不完全统计,目前国际上有关多相流的杂志、期刊已超过 300 多种。

近十几年来,我国对多相流研究也十分重视,从 1990 年开始先后批准成立了多相流国家重点实验室和工程研究中心,使我国多相流研究有了更快的发展。如:1990 年在西安交大成立了“动力工程多相流国家重点实验室”、在清华大学成立了“煤的高效低污染燃烧国家重点实验室”等多个国家重点实验室;1992 年起设立了“国家水煤浆工程技术研究中心浙江大学燃烧技术研究所”等首批 7 个国家工程技术中心。1989 年我国在西安交大还举办了“第二届多相流与传热国际会议”,我国台湾省也举办了“两相流体力学国际会议”。中国力学学会、中国工程热物理学会也成立了有关多相流研究的专业委员会。

所有这一切表明,多相流研究得到了我国政府和学术界的高度重视,多相流研究是当今流体力学研究的重点和前沿之一,它将在工业、农业、航天等领域的经济建设中发挥越来越重要的作用。

首先,在能源工业方面。众所周知,能源工业是我国经济建设的重点之一。随着工农业生产的迅速发展,我国已从能源出口国成为能源净进口国。因此,提高能源利用效率,不但将直接影响我国现阶段国民经济发展速度,而且将成

为我国国民经济能否长期稳定发展的重要因素。要提高能源利用效率，主要是依靠能源、动力、石油化工和各行各业的生产力的发展，尤其是与之相关的科技进步，而与之相关的科技进步的关键问题之一是多相流问题。

如：火力发电是我国目前主要的电力来源，如何通过对煤粉燃烧炉内多相流流动及其传热的研究，改善锅炉的形状和结构设计，改善炉内煤粉的流动分布，从而提高煤粉的燃烧率，增强燃烧的稳定性，加快炉热与水蒸汽的热量交换等等，这些都涉及到多相流问题。如：我国的火力发展正向高温高压大机组的方向发展，其中 17Mpa 级 300MW 和 600MW 级亚临界压力机组已成为电力工业的主力机组，并正在研究发展超临界变压运行的 25Mpa 级 600MW 的机组。深入研究汽液两相流的水动力特性及其传热恶化规律，对保证锅炉水冷壁的安全可靠性具有重要意义。再如：大型汽轮机中末级叶片的设计和核电站汽轮机中湿蒸汽两相流问题已成为汽轮机发展的关键课题。

我国正在发展建造的核电站，其中也存在许多两相流动和其传热问题，深入研究两相流及其传热的特性对水冷反应堆的安全稳定关系重大。汽液两相流的水动力特性及其传热研究同样是核电站发展的关键课题之一^[32]。

在石油开采、加工的各个过程也存在着大量的两（多）相流及其传热问题。如：在石油开采过程中，存在着大量的气（汽）、水、油等多相流动和多相分离的问题；在炼油等石油浅、深加工过程中，存在着两（多）相流传热强化等课题。

煤的开采、加工、干燥、运输及风粉混合和分离的过程，都是气固两相流研究的重要课题。近年来发展完善起来的流化床燃烧技术，更是气固两相流及其传热研究的主要课题。

近年来频繁出现的沙尘暴等天气现象，是天气预报中要重点解决的两（多）相流研究课题。

另外，在冶金、航天、大型微电子设备等领域，对冷却技术要求越来越高，从而使利用射流冲击产生相变形成汽化冷却或蒸发冷却的理论研究受到了政府和学术界的广泛重视。

由此可见，多相流动已渗入到国民经济的各个领域。随着人们对自然界

的深入研究和开发,随着社会生产力发展和社会实践的需要,多相流及其传热过程的研究将会得到更广泛的重视和应用,其研究领域将会更加广泛、更加深入,其研究手段将更加成熟和可靠,其理论将会得到更快的完善和发展。

§1.2.3 多相流研究的历史回顾

如前文所述,早在 19 世纪就有关于明渠水流中泥沙沉降和输运的两相流动研究,但是两相流的系统研究是从二十世纪 40 年代才开始的。从二十世纪 40~50 年代,正真研究两相流的学者较少,且对两相流的研究主要集中在实验观测和现象描述方面。

二十世纪 60 年代,越来越多的学者开始关心和研究两相流问题,但研究的主要内容是一些简单的两相流运动的实验测试及其基本方程的研究^[5,6,7,8]。1963 年,在流化床研究领域,Davidson 成功地运用两相概念,提出了著名的气泡模型^[9]。Davidson 气泡模型虽然形式简单,但由于当时能够解释流化床中许多重要现象,从而引起了将两相流理论应用于流化床中气泡现象的研究的高潮,出现了大量关于气泡的理论模型。1967 年,在国际流态化研讨会上,经过许多学者对不同模型的研究讨论,发现虽然各类模型都试图求解气(固)相速度、空隙率和压降等物理量,但是它们的运动方程却有很大的差异^[10],尤其是当颗粒相运动方程中存在压力梯度项时会导致方程的初值问题病态^[11,12,13]。虽然我们后来知道,Davidson 气泡模型和随后发展完善的各类气泡模型存在某些缺陷,但其对两相研究发展的巨大推动作用毋庸置疑的。

二十世纪 70 年代,人们开始对一些相对复杂的多相流动现象(主要为管道内的颗粒悬浮运动)进行了大量的实验测试,并在流体力学、传热学等理论的基础上,发展建立了多相流理论体系^[33-38]。1974 年,Arundel 和 Hobson 等^[33]利用 Doppler 激光测速仪对立管流动中固相颗粒速度进行了测量。通过对立管流动的颗粒速度的测量发现:对于层流流动,固相颗粒轴向速度沿管径呈抛物线型分布,并随着管道 Reynolds 数的增大,速度分布曲线趋于平滑;在管壁附近,粒径小的颗粒比粒径大的颗粒滑移速度更大。1977 年,Birchenough 和

Mason^[37-38]对垂直管道内的颗粒悬浮流动进行了实验测试,得到了颗粒速度分布和沿轴向的脉动强度。结果表明,在气体入口速度为 54m/s 时,颗粒悬浮流动的湍流脉动强度比纯(单)流体流动更强,颗粒的碰撞作用占有主导地位。

二十世纪 80 年代,人们对多相流的研究开始从相对简单的管道流动发展到相对复杂的流化床流动和气固两相分离运动,从稀相(低浓度)流动向密相(高浓度)流动发展,并在稀相流动研究的基础上,建立了密相流的物理模型和基本方程^[39-45]。1981 年, Savage 等^[14,15]首先在类比稠密气体分子运动理论^[16]的基础上,研究了稠密颗粒流问题。随后许多研究者,如 Campbell^[17]等进行了一系列的研究工作,于 1986 年初步建立了颗粒动力学(KTGF)的理论体系。该理论的重要基础之一是提出了颗粒虚拟温度(T_s),它直接类比气体分子温度,其定义为: $T_s = u^2 / 3$, 其中 u 为颗粒脉动速度。从颗粒虚拟温度的定义可以看到,气体温度是分子运动速度的量度,而颗粒温度是颗粒脉动速度(强度)的量度;分子运动是由自身的温度决定的,而颗粒运动是由外力或运动边界驱动的;分子碰撞不耗散能量,而颗粒碰撞有能量损失。1989 年, Sinclair^[18]等首先将颗粒动力学理论应用于充分发展的立管流动,并进行了数值模拟,得到了数值解。

二十世纪 90 年代,多相流研究十分活跃,研究内容从无源流场向有源流场发展,刻划尺度从宏观特性向微观结构深入,研究空间从一维、二维流场向三维流场发展,诸多学者纷纷提出各种物理模型和数学模型,使多相流理论体系飞速发展和完善^[46-59]。1990 年, Ding 和 Gidaspow^[19]发展完善了颗粒动力学理论,通过引入速度分布函数 Maxwell 函数 0 次近似解,对气体鼓泡流化床内颗粒流动进行了数值模拟,得到了流化床二维气泡流型。1992 年, Miller 和 Gidapow^[20]对循环流化床内气固两相流动进行了实验测试,得到了气固两相速度、固相质量流量、固相容积系数等标准实验值,为气固两相流各类模型的数值模拟提供了参照和验证依据。1996 年, Nieuwland^[21]和 Samuelsberg^[22]等修正了 Ding 和 Gidaspow 的速度分布函数,利用颗粒动力学理论对循环流化床内气固两相流动进行了数值模拟,给出了颗粒速度等参数的分布,但模拟结果偏离 Miller 和

Gidapow 实验测试值较大,这可能是在数值模拟时采用了不恰当的边界条件而导致的。等等。

总之,近十几年来,多相流研究得到了空前的重视和迅猛的发展,各种模型层出不穷^[29-30]。如:从流体组元(方程组数目)来看,可分单流体模型、双流体模型和多流体模型;从研究的尺度上看,可分为宏观连续模型和微观连续模型;从研究的着眼点来看,可分为颗粒动力学模型、涡动力学模型、 $K-\varepsilon$ 模型、颗粒轨道模型等等。各种模型各有长处,也各有短处,但普适性均较差,有待广大学者进一步发展和完善。同时,目前在多相流研究中,还存在着研究手段上的局限,如颗粒轨道模型由于耗机时问题而无法计算真实流场等。

§1.3 气固两相流研究

气固两相流研究是多相流研究的基础,由于气固两相流在社会实践中应用广泛,在物理概念上比较清晰,流动相对简单和易于建立物理模型和数学模型,故诸多学者对气固两相流进行深入、全面的研究。因此,从某种意义上说,气固两相流研究代表了当前多相流研究的前沿。

§1.3.1 物理模型与数学模型

如上所述,由于多相流动的多样性和复杂性,人们对其运动中的物理机理和所表现出来的特性了解不够全面、不够系统,导致目前多相流理论研究对实验数据、经验公式的依赖性大,各个理论模型依据不充分、普适性差,阻碍了理论研究的深入发展。对多相流物理机理的不同理解,导致不同的理论研究数学模型。以气固两相流为例,按其刻划的尺度和属性来分,目前主要存在以下三类物理模型:

一、连续介质模型(Continuum Model)^[23,24]。此类模型将颗粒相看成是拟流体,这是目前在两相流动研究领域中使用最广泛的一种方法。在这种模型中,颗粒相常只被处理为一相,因此,在一些文献中又常常被称为“双流体模型”

(Two-fluid Model)。在数学方程中, 由于这类模型对流体、颗粒都采用欧拉坐标系 (Orient of Euler System), 故其对应的数学方法为“欧拉法” (Eulerian Model)。典型的数学模型有: $k-\varepsilon$ 模型、Navier-Stokes 推广模型、颗粒动力学模型、涡动力学模型、拟序结构模型等等。目前, 在气固两相流研究中, 极大部分作者所建立或采用的模型为连续介质模型。

二、离散颗粒模型 (Discrete Particle Model)^[25,26]。此类模型将颗粒相看成离散相, 而只将气体相看成是连续相, 它既考虑颗粒与气体间相互作用, 又考虑颗粒与颗粒间的相互作用。由于此模型可以跟踪所研究颗粒的运动轨迹, 故又被称为“颗粒轨道模型” (Particle-trajectory Model)。由于该模型在数学方程描述中对颗粒相采用拉格朗日坐标系 (Orient of Lagrange System), 而对气体相采用欧拉坐标系, 故其对应的数学方法为“欧拉—拉格朗日法” (Eulerian/Lagrange Model)。典型的数学模型有: 颗粒轨道模型、颗粒随机轨道模型、颗粒轨道模型频谱法等。该模型由于所建立的颗粒方程数目与颗粒数目相等, 从而在数值模拟时需要大量“机时”, 目前无法计算模拟真实的流场。

三、流体拟颗粒模型 (Pseudo Particle Model)^[27]。此类模型以描述单颗粒尺度上运动特征为出发点, 不仅将宏观上离散的颗粒作为离散相处理, 还将从宏观上连续的流体也采用拟“颗粒”性质的流体微团来处理, 从而可以模拟远离平衡态的系统。由于这类模型在数学方程描述中无能是对颗粒的运动, 还是对流体的运动均采用拉格朗日坐标系, 故其对应的数学方法为“拉格朗日法” (Lagrange Model)。目前较为典型的数学模型有气体“拟颗粒”模型等。该模型目前正处在发展阶段, 研究或采用该模型的作者还比较少。但在某种意义上说, 它为气固两相流研究指明了方向 (见第二章)。

§1.3.2 本文的新模型

如前所述, 目前多 (两) 相流研究中存在众多模型, 各类模型有其自身存在的依据, 各有优缺点, 并对大量工程实际中的多相流问题进行了有效的数值模拟计算, 取得了丰硕的成果, 为改善、提高工程实际多相流动及其传热问题

作出了巨大的贡献。但是，各类模型有一个共同点，即：其相应的物理模型不够正确、全面，对实验数据和经验公式的依赖性大，各个模型各有其自身的适用范围；尤其是对于高浓度气固两相流动的数学模型还很少，迫切需要进一步研究、发展和完善。

为此，本文通过对各种物理模型和数学模型的分析研究，针对高浓度气固两相流动的特性和目前数值计算手段的局限性，提出了以下新的数学模型，即：欧拉—欧拉法 (Eulerian/Eulerian Model) 与欧拉—拉格朗日法 (Eulerian/Lagrange Model) 的组合法 (Combined Model)，本模型是§1.3.1 节所述模型一、二的组合。并利用新组合法对稀相和密相气固两相射流进行了数值模拟、对高浓度气固两相立管流动进行了数值模拟，并将所得数值结果分别与 Barlow 和 Morrison、Miller 和 Gidapow 实验测试值进行了比较，两者十分吻合。

§1.4 本章小结

本章针对目前多相流研究中存在的一些模糊概念进行了分析归综，提出多（两）相流概念中的“相”应与物理学中物质存在的“相”统一，纠正了一些作者把“颗粒的不同动力学性质”也称作为“不同相”的模糊概念，而应将其称为“不同流体”更加合理；对“多相流”概念与“非牛顿流体”概念作了分析澄清；对多相流的研究内容及其在我国国民经济建设中的重要地位作了较全面的论述；对多相流研究的历史作了简要的回顾总结；对气固两相流研究在多相流研究中的地位作了论述；对气固两相流模型作了分析总结，并提出了新的 E/E 法和 E/L 法的组合模型。本章认为，气固两相流研究是多相流研究的基础；高浓度气固两相流的研究代表了目前多相流研究的前沿并具有重大的工程实际意义；所提出的新的组合模型具有一定的开创性，对气固两相流研究具有重要的理论意义。

本章参考文献

- [1] 岑可法、樊建人著, 工程气固多相流动的理论及计算, 浙江大学出版社, 1990
- [2] 陈学俊, 多相流热物理研究的进展, 西安交通大学学报, Vol.28, No.5, P1~8, 1994
- [3] 刘大有, 二相流体力学, 高等教育出版社, 1993
- [4] 刘大有, 关于二相流、多相流、多流体模型和非牛顿流等概念的探讨, Vol.24, No.1, P66~74, 1994
- [5] Anderson, T. B., Jackson R., I&EC Fundamentals, 6(4), P527~539, 1967
- [6] Soo S. L., Fluid Dynamics of Multiphase System, Blaisdell Publishing Co., Waltham, 1967
- [7] Wallis G. B., One Dimensional Two-phase Flow, McGrall-Hill, New York, 1969
- [8] Ishii M., Thermo-fluid Dynamic Theory of Two-phase Flow, Eyrolles, Paris, 1975
- [9] Davidson J. F., Harrison D., Fluidized Particles, Cambridge University Press, New York, 1963
- [10] Van Deemeter J. J., In Proceeding of the International Symposium on Fluidization, Eindhoven(ed. Drinkhenburg A), Netherlands Uni. Press, 1967
- [11] Gidaspow D., Appl. Mech. Rev., Vol. 39, No.1, P1~23, 1986
- [12] Lyczkowski R. W., Gidapow D, Solbrig C W et al., "Characteristics and Stability Analysis of Transient One-Dimensional Two-Phase Flow Equations and their Finite Difference Approximations", Nucl. Sci. Eng., 66, P378~396, 1978
- [13] Bouillard J. X., Lyczkowski R. W., Gidapow D., "Porosity Distribution in a Fluidized Bed with an Immersed Obstacle", AIChE J., Vol.35, No.6, P908-922, 1989
- [14] Savage S. B., Jeffrey D. J., "The Stress tensor in Granular Flow at High Shear Rates", J. Fluid Mech., Vol.110, P255-272, 1981

- [15] Lun C. K., Savage S. B., Jeffrey D. J., Chepurniy N., "The Role of Particle Collision in Pneumatic Transport", *J. Fluid Mech.*, Vol.140, P223-256, 1984
- [16] Chapman S., Cowling T. G., *The Mathematical Theory of Nonuniform Gases*, 3rd ed, Cambridge, Cambridge Uni. Press, 1970
- [17] Champbell C. S., Gong A., "The Stress Tensor in a Two-Dimensional Granular Shear Flow", *J. Fluid Mech.* Vol.164, P107-125, 1985
- [18] Sinclair J. L., Jackson R., "Gas-Particle Flow in a Vertical Pipe with Particle Interaction", *AIChE J.* Vol.35, P1473-1486, 1989
- [19] Ding J., Gidaspow D., "A Bubbling Fluidization Model Using Kinetic Theory of Granular Flow", *AIChE J.* Vol.36, P523-538, 1990
- [20] Miller A., Gidaspow D., "Dense Vertical Gas-Solid Flow in a Pipe", *AIChE J.* Vol.38, P1801-1815, 1992
- [21] Nieuwland J. J., Annaland S. M., Kuipers J. A., Swaaij W. P. M., "Hydrodynamics Modeling of Gas/Particle Flows in Riser Reactors", *AIChE J.* Vol.42, P1569-1582, 1996
- [22] Samuelsberg A, Hjertager B H, "Computational Modeling of Gas/Particle Flow in a Riser", *AIChE J.* Vol.42, P1536-1546, 1996
- [23] 洪若瑜, 内循环和外循环流化床中超细粉流态化的研究, 中国科学院化工冶金研究所博士学位论文, 1996
- [24] Horio M., Iwadata Y., Sugaya T., *Powder Tech.*, Vol.96, P148-157, 1998
- [25] Tsuji Y., Tanaka T., Yonemura S., *Powder Tech.*, Vol.95, P254-264, 1998
- [26] 周力行, 湍流气粒两相流动和燃烧的理论及数值模拟, 科学出版社, 北京, 1994
- [27] Ge W., Li J., *In Circulating Fluidized bed Technology V* (eds, Kwauk M, Li J), Science Press, Beijing, P260-266, 1996
- [28] 韩式方著, 非牛顿流体本构方程和计算解析理论, 科学出版社, 2000
- [29] 周光炯, 多相流体力学的发展现状及其展望, *力学与实践*, Vol.11, No.2, P37-40, 1989

- [30] 陈学俊, 迅速发展中的一门新兴交叉学科——多相流热物理的进展, 西安交通大学学报, Vol.30, No.4, P9-17, 1996
- [31] 刘大有, 研究多相介质运动的意义、内容和方法, 力学与实践, Vol.17, No.6, P1-10, 1995
- [32] Jean J. Ginoux, "Two-Phase Flows and Heat Transfer with Application to Nuclear Reactor Design Problems", Hemisphere Publishing Corporation, 1978, USA
- [33] Arundel P. A., Hobson C. A., Lalor M. J., Weston W., "Measurement of Individual Alumina Particle Velocities and the Relative Slip of Different-Sized Particles in a Vertical Gas-Solid Suspension Flow Using a Laser-Anemometer System", J. Phys. -D., Vol.6, No.6, P2288-2300, 1974
- [34] Yousfi Y., Gau G., "Aerodynamics of Vertical Flow of Concentrated Gas-Solid Suspensions-2, Pressure Loss and Relative Gas-Solid Velocity", Chem. Engng. Sci., Vol.29, No.9, P1947-53, 1974
- [35] Birchenough A., mason J. S., "Particle Wall Velocity Measurements in a Density Flowing Gas-Solid Suspension", BHRA Fluid Engng., P9-20, 1977
- [36] Shimizu A., Echigo R., Hasegawa S., Hishida M., "Experimental Study on the Pressure Drop and the Entry Length of the Gas-Solid Suspension Flow in a Circular Tube", Int. J. Multiphase Flow, Vol.4, No.1, P53-64, 1978
- [37] Birchenough A., Mason J. S., "In a Dilute Gas-Solid Suspension Flowing Vertically Upwards, Particle Velocity and Axial Turbulence Intensity Measurements", J. Powder & Bulk Solids Technol., Vol.1, No.2, P6-12, 1977
- [38] Birchenough A., Mason J. S., "Laser Anemometry Measurements in a Gas-Solid Suspension Flow", Opt. Laser Tech., Vol.8, No.6, P253-258, 1976
- [39] Crowe C. T., Plank D., "Metering the Flow Rates of Gas-Solid Suspensions Through Venturimeters by Measuring Pressure Drop and Light Attenuation", Am. Soc. Mech. Engrs., P43-46, 1983
- [40] Srinivasan M. G., Doss E. D., "Momentum Transfer Due to Particle-Particle

- Interaction in Dilute Gas-Solid Flow”, Chem. Engng. Sci., Vol.40, No.9, P1791-1792, 1985
- [41] Tsung T. T., Jones O. C., “Bed Hight Fluctuations in Gas-Solid Fluidized Beds”, Am. Soc. Mech. Engrs., P85-92, 1985
- [42] Rizk M. A., Elghobashi S. E., “A mathematical Model for a turbulent Gas-Solid Suspension Flow in a Vertical Pipe”, Fifth Symp. On Turbulent Shear Flows, Ithaca, U.S.A., Cornell Un’i., Session 8, P8.9-8.14, 1985
- [43] Tashiro H., Tomita Y., “Sudden Expansion of Gas-Solid Two-Phase Flow in vertical upward Flow”, Bull. JSME, Vol.28, No.245, P2625-2629, 1985
- [44] Mass J. H., “Gas-Solid Separations”, Handbook of Separation Techniques for Chemical Engineers, New York, U.S.A., Part 6, Section 6.1, P6.3-6.30, 1988
- [45] Bergougnou M. A., Mok S. L. K., Large J. F., “Characterization of Dilute and dense Phase Vertical Upflow Gas-Solid Transport Based on Average Concentration and Velocity Data”, Can. J. Chem. Engng., P10-16, 1989
- [46] Tashiro H., Tomita Y., “A Numerical Simulation for Gas-Solid Two-Phase Flow (Innfluences of the Collision Between Particles on the vertical Upward Flow)”, JSME Inter. J., Vol.34, No.2, P129-133, 1991
- [47] Grzesik M., “Influence of Mass Transport Mechanism in a Porous Product Layer on Gas-Solid Chemical Processes with Initially Nonporous Solid”, Chemical Eng. Sci., Vol.46, No.12, P3225-3233, 1991
- [48] Mazet N., Spinner B., “Modeling of Gas-Solid Reactions. 2. Porous Solids”, Int. Chem. Eng., Vol.32, No.3, P395-408, 1992
- [49] Koch D. L., “Anomalous Diffusion of Momentum in a Dilute Gas-Solid Suspension”, Physics of Fluids A, Vol.4, No.7, P1337-1346, 1992
- [50] Eddings E. G., Hong Y. S., “Simplified Treatment of the rates of Gas-Solid Reactions Involving Multicomponent Diffusion”, Industrial & Eng. Chem. Research, Vol.32, No.1, P42-48, 1993
- [51] Efthimiadis E. A., Sotirchos S. V., “A Partially Overlapping Grain Model for

- Gas-Solid Reactions”, Chem. Eng. Sci., Vol.48, No.7, P1201-1212, 1993
- [52] Oesterle B., Petitjean A., “Simulation of Particle-to-Particle Interactions in Gas-Solid Flows”, Int. J. of Multi. Flow, Vol.19, No.1, P199-211, 1993
- [53] Masson C., Baliga B. R., “A Control-Volume Finite Element Method for Dilute Gas-Solid Particle Flows”, Computers & Fluids, Vol.23, No.8, P1073-1096, 1994
- [54] Marban G., Fuertes A. B., “A Simple Method for Studying the Kinetics of Gas-Solid Reactions in a Fluidized Bed Reactor”, Chem. Eng. Comm., Vol.130, P241-250, 1994
- [55] Bolio E. J., Yasuna J. A., Ainsclair J. L., “Dilute Turbulent Gas-Solid Flow in Risers with Particle-Particle Interactions”, AIChE J., Vol.41, No.6, P1375-1388, 1995
- [56] Bao C. S., Fan L. T., Walawender W. P., “Bulk-Density Distributions of Solid in the Freeboard of a Gas-Solid Fluidized Bed”, Industrial & Eng. Chem. Research, Vol.34, No.5, P1919-1925, 1995
- [57] Zahrani A. L. A., Daous M. A., “Bed Expansion and Average and Bubble Rise Velocity in a Gas-Solid Fluidized Bed”, Powder Tech., Vol.87, No.3, P255-257, 1996
- [58] Tanaka T., Yonemura S., Kiribayashi K., Tsuji Y., “Cluster Formation and Particle-Induced Instability in Gas-Solid Flows Predicted by the DSMC Method”, JSME Int. J., Series B, Fluids and Thermal Eng., Vol.39, No.2, P239-245, 1996
- [59] Xu B. H., Yu A. B., “Numerical Simulation of the Gas-Solid Flow in a Fluidized Bed by Combining Discrete Particle Method with Computational Fluid Dynamics”, Chemical Eng. Sci., Vol.52, No.16, P2785-2809, 1997

第二章 两相流研究的理论模型

§2.1 引言

如前文所述,两相流研究是多相流研究的基础和前沿。因此,两相流研究工作在多相流研究工作中占有重要的比重和优势,这其中又以气固两相研究为主导。

两相流研究的理论模型由物理模型和数学模型组成。物理模型是基础,是研究者对两相流实际流动现象直观的理解和假设或想象,这是对两相流运动机理、流动状况等进行简化后的理想化流动。有了对错综复杂的实际两相流运动的理想化流动,我们就可以借助已有的多相流理论和数学理论对其建立数学模型,从而建立相应的数学方程,并通过各种数学方法(手段)对数学方程进行求解。事实上,物理模型和数学模型的建立往往是同时进行的,也是相互修正和完善的。

目前,有关气固两相流研究的文章非常多,所提出或采用的理论模型(包括物理模型和数学模型,下同)各种各样,可谓“纵横交错”,使许多研究者(尤其是广大研究生同学)难以有一个清晰的概念,常常是莫衷一是,给进一步的研究工作带来困难。但是,正如本文第一章§1.3.1节所述:众多的两相流模型,从理论研究刻划的尺度和所建立的控制体属性来划分,主要可分为三大类物理模型,即连续介质模型(Continuum Model)、离散颗粒模型(Discrete Particle Model)、流体拟颗粒模型(Pseudo Particle Model)。各种数学模型都是以上述物理模型为基础而建立起来的^[42-53]。在同一物理模型基础下,由于研究的对象或描述的着眼点(刻划的重点)不一样,产生了不同形式的数学模型和理论研究手段。

本章以两相流的物理模型为基础,对两相流的数学模型进行较全面的回顾、归纳和分类,并对各数学模型的优缺点进行分析、讨论,对本文所提出的组合模型进行分析论述。

§2.2 连续介质模型

在两相流研究中,许多学者把宏观上离散的颗粒相看成与宏观上连续的流体相一样,把颗粒拟以为流体,即“拟颗粒流”,拟颗粒流与流体在同一时间充满同一空间(及至整个流场空间)^[1],这就是连续介质模型(Continuum Model)。这样,就给两相流研究带来很多便利:两相方程的形式统一,便于研究比较;固相方程采用“场”来描述,可以应用微积分这一有效的数学手段^[1-7];同时,由于两相的方程组形式分别与单相流动方程组形式(流体力学方程组)差别不大,因而可借助利用计算流体力学的成果^[42]。基于上述优点,目前极大多数从事多相流研究的学者采用连续介质的物理模型来建立数学模型,并借助流体力学的连续介质理论,使多相流研究有了迅猛的完善和发展,取得了丰硕的理论成果,在工程实际中得到了广泛的应用。

但是,这并不意味着连续介质模型已经发展得很成熟了。应该说,连续介质模型还有很多基本问题有待研究、探讨和完善。

建立于连续介质模型的理论研究方法又可以分为两类。一是从实验现象出发,将具有不均匀流动结构的颗粒流体按照其表象的不同分为不同的“流”,通过引入两相流之间和两颗粒流体之间的相互作用建立数学模型;二是充分利用流体力学的研究方法和研究成果,将离散颗粒进行时序和空间平均,研究其平均的宏观行为,从而所得的两相方程组形式分别与单流体方程组形式类似,求解方程组的思路也与后者相似,即:首先要利用各种已知的结果(包括实验的结果和经验的公式等)将偏微分方程组封闭,然后利用各种数学、计算机手段对偏微分方程组进行求解。基于连续介质模型的数学方程组均采用欧拉坐标(Eulerian coordinate)。以下着重对后者进行分析讨论。

§2.2.1 基于实验观测的连续介质模型

基于实验观测的连续介质模型中,最典型的模型是1963年由Davidson等

¹ 在微观上,流体本身也是不连续的,更不可能充满每个空间点(因为空间点本身是没有度量的)。但整个流体力学理论体系就建立在宏观连续介质的基础上,而流体力学理论被千百年来实践证明是正确的。因此,把颗粒在宏观上看成为“颗粒流”,从而把颗粒相看成是“颗粒拟流体相”是由一定依据和可行的。

在流化床气固两相流研究中提出的“Davidson 气泡模型”^[8]。该模型认为（或假设）：在流化床气固两相流流动中可分为气泡相和乳化相两相；气泡中不含固体颗粒，且形状是圆的；气泡上升时，固体颗粒向两侧运动，乳化颗粒相犹如一种密度为 $\rho_s = (1 - \varepsilon_m)\rho_p$ 的不可压缩非粘性流体，气体则为不可压粘性流体；气体和固体颗粒间的滑移速度满足 Darcy 定律等^[9]。Davidson 气泡模型之所以获得成功，并得到较广泛的引用，是因为它把握了流动现象的基本特征，具有浅显、直观的物理意义，这对启发多相流研究的思路具有重要的指导意义。继 Davidson 气泡模型后，一些学者作了类似的尝试，取得了一定的成果。

再如：1994 年 Li 等提出了能量最小多尺度作用模型（EMMS Model）^[10]。该模型基于流态化流动中局部存在稀相和密相流动的现象，将流化床流动系统分成稀相和密相两个子系统，通过在微观（颗粒层次）、宏观（颗粒团层次）和宇观（反应器层次）三个尺度上的作用分解，利用能量分析寻求能量最小，较好地揭示了典型的流态化气固两相流流场不均匀的特性，从理论上解决了气固两相流的流型转变和流态的多样性^[11]，但它不能预示或计算整个动态流场。

目前，这种基于直观的物理现象，通过对流动现象的分析、假设来研究多相流问题的比较少，主要是因为基于直观的物理现象所得到的结果有很多的局限性，很难推广应用。上述两例都是研究流化床气固两相流问题的，也说明了这一点。

§2.2.2 基于流体力学理论的连续介质模型

如前所述，基于流体力学的连续介质模型所得到的气固两相方程组形式上与经典流体力学方程组十分相似，求解方程组的思路与方法都可以借鉴和利用后者所取得的成果。这种模型的发展可分为两个阶段，第一阶段是早期的将流体力学方程组直接推广应用于固相方程组，第二阶段是对固相方程组（主要是动量方程）进行重新论证推导，从而产生了针对固相颗粒流的微观连续理论^[13]、颗粒动力学理论^[14]和颗粒群理论^[15]。

显然，前者是由于在多相流研究初期，人们对多相流这一物理现象的认识

还很少、很肤浅,人们直观地认为多相流与单流体的区别在于在单流体中加入了另一相(如固体颗粒等),固体颗粒与流体一起运动,因而固相运动也应遵循 Navier-Stokes 方程。随着人们对多相流流动研究的深入,许多学者发现这种直接将 Navier-Stokes 方程推广应用于固相流体存在巨大缺陷。因此,研究者开始从微观的守恒方程出发,对气固两相流体方程进行重新推导,得到了以下气固两相基本方程组。

§2.2.2.1 气固两相基本方程组

1、质量连续方程

$$\partial(\varepsilon_m \rho_m) / \partial t + \nabla \cdot (\varepsilon_m \rho_m \bar{v}_m) = 0 \dots\dots\dots (2.1)$$

这里 ε 为体积分数, ρ 为密度, \bar{v} 为速度; 下标 $m = f, s$, 其中 f (fluid) 代表流体相(本章代表气相), s (solid) 代表固体相。

2、动量方程

$$\partial(\varepsilon_m \rho_m \bar{v}_m) / \partial t + \nabla \cdot (\varepsilon_m \rho_m \bar{v}_m \bar{v}_m) = \beta(\bar{v}_n - \bar{v}_m) - \varepsilon_m \nabla p_f + \nabla(\tau_m + \tau'_m) + \varepsilon_m \rho_m \bar{g} \dots\dots\dots (2.2)$$

其中下标 $m \neq n = f, s$, 即二者取不同相(如当取 $m = f$ 时, 则 $n = s$), f, s 分别代表气相、固相; p_f 为流体压力, β 为曳引力系数, τ_m 为粘性应力, τ'_m 为脉动应力, \bar{g} 为重力加速度^[3,4,16-20]。

方程组(2.1)、(2.2)为连续介质模型的基本方程组,这是一组不封闭的方程组,基于连续介质模型所提出的各种数学模型就是寻找封闭上述方程组并进行求解的一种方法。如:在求解某个气固两相流场时,若假设该流场为充分发展的定常流场,则 $\partial/\partial t$ 项为 0,方程组的变量就大为减少。

下面就基于连续介质模型的一些典型数学模型进行分析讨论¹。假设所研究的气固两相流为:

¹ 为了着重对方程组进行讨论,这里暂却不讨论分析边界的处理。因为,不同的边界处理方式不影响方程的求解行为。

- (1) 流场是定常二维流动;
- (2) 流场是层流运动;
- (3) 流场是各向同性的;
- (4) 流场是不可压缩的;
- (5) 流场是绝热流动。

§2.2.2.2 Navier-stokes 方程组直接推广数学模型

1、气固两相基本方程组

基于上述假设, 方程组 (2.1)、(2.2) 可简化为:

质量连续方程

$$\nabla \cdot (\varepsilon_m \rho_m \bar{v}_m) = 0 \dots\dots\dots (2.3)$$

动量方程

$$\nabla \cdot (\varepsilon_m \rho_m \bar{v}_m \bar{v}_m) = \beta(\bar{v}_n - \bar{v}_m) - \varepsilon_m \nabla p_f + \nabla \tau_m + \varepsilon_m \rho_m \bar{g} \dots\dots\dots (2.4)$$

2、方程组的求解

上述方程组变量为有 $u_f, v_f, u_s, v_s, p_f, \tau_f, \tau_s, \beta$ 八个变量, 而方程只有六个, 方程组不封闭, 无法求解。为了封闭方程组 (2.3)、(2.4), 人们常常采用以下两种办法:

(1) 假设气固两相粘性系数为常数^[21,22], 并遵循牛顿应力定律, 则变量 τ_f, τ_s 可求得, 方程组 (2.3)、(2.4) 封闭;

(2) 两相粘性系数采用实验得出的关系式或经验公式求得^[23-25], 从而求得 τ_f, τ_s , 方程组 (2.3)、(2.4) 同样封闭。

显然, 这种方法有一个很大的缺点, 即: 对人为因素和实验因素依赖性大, 造成该模型人为因素多、局限性大, 不利于推广应用。

§2.2.2.3 颗粒动力学数学模型

基本方程组同 (2.3)、(2.4) 式。该模型将气体分子动理学理论推广应用

于固体颗粒运动，引入了“虚拟温度”的概念，并将固相压力分解为动能压力和碰撞压力^[26]，即：

固相虚拟温度 T_s 方程为：

$$\nabla \cdot 3(\varepsilon_s \rho_s T_s \bar{v}_s) / 2 = -\tau_s \nabla \cdot \bar{v}_s - \nabla(q_s^k + q_s^c) + \gamma - 3\beta T_s \dots\dots\dots (2.5)$$

$$q_s^k = -\varepsilon_s \lambda_s^k / (\varepsilon_s g_0) (1 + 12\varepsilon_s g_0 / 5) \partial T_s / \partial x \dots\dots\dots (2.6)$$

$$q_s^c = [-\varepsilon_s \lambda_s^c - 6\lambda_s^k (1 + e) \varepsilon_s (1 + 12\varepsilon_s g_0 / 5) / 5] \partial T_s / \partial x \dots\dots\dots (2.7)$$

$$\lambda_s^k = 1.02513 \frac{75}{64} m_p d_s^2 \sqrt{T_s / \pi} \dots\dots\dots (2.8)$$

$$\lambda_s^c = 2(1 + e) \varepsilon_s \rho_s g_0 \sqrt{T_s / \pi} \dots\dots\dots (2.9)$$

$$\gamma = -3(1 - e^2) \varepsilon_s^2 \rho_s g_0 \nabla \cdot \bar{v}_s \dots\dots\dots (2.10)$$

径向分布函数 g_0 为：

$$g_0 = (1 + 2.5\varepsilon_s + 4.5904\varepsilon_s^2 + 4.515439\varepsilon_s^3) / [1 - (\varepsilon_s / \varepsilon_{packing})^3]^{0.678021} \dots\dots\dots (2.11)$$

$\varepsilon_{packing}$ 是指固相的堆积容积系数，其最大值 $\varepsilon_{packing} = 0.64356$ 。当固相容积系数 $\varepsilon_s \rightarrow 0$ 时， $g_0 \rightarrow 1$ ；当 $\varepsilon_s \rightarrow \varepsilon_{packing}$ 时， $g_0 \rightarrow \infty$ 。

固相压力可分解为：

$$p_s = p_s^k + p_s^c \dots\dots\dots (2.12)$$

$$p_s^k = \varepsilon_s \rho_s T_s \dots\dots\dots (2.13)$$

$$p_s^c = 2\varepsilon_s^2 \rho_p g_0 (1 + e) T_s \dots\dots\dots (2.14)$$

这样，我们就可以求得 τ_f, τ_s ，从而求解方程组 (2.3)、(2.4)。

§2.2.2.4 涡动力学数学模型

根据涡动力学理论，二维涡动力学方程为^[27]：

$$\rho_m \partial \omega_m / \partial t + \rho_m \bar{v}_m \cdot \nabla \omega_m = \mu_m \nabla^2 \omega_m \dots\dots\dots (2.15)$$

涡量求解时可采用算子分裂方法, 于是上述方程分解为:

$$\partial \omega_m / \partial t + \bar{v}_m \cdot \nabla \omega_m = 0 \dots\dots\dots (2.16)$$

$$\partial \omega_m / \partial t = \mu_m / \rho_m \nabla^2 \omega_m \dots\dots\dots (2.17)$$

方程组 (2.16)、(2.17) 中变量为 $u_f, v_f, u_s, v_s, \omega_f, \omega_s$ 六个变量, 与方程组方程式数目相等, 可以直接进行求解得到 u_f, v_f, u_s, v_s 。在此基础上, 求解方程组 (2.4) 即可求得气固两相流场的其它物理量。

对于求解气固两相流湍流运动, 我们就要采用 $k-\varepsilon$ 模型等, 这里不进行详述。

总之, 采用连续介质模型对气固两相流进行求解所得到的物理量为其平均行为 (时间、空间上的平均)。虽然该模型发展较为成熟、应用广泛, 但对于要了解流场内单个颗粒的行为就无能为力, 这是就必须采用以下的离散颗粒模型或流体拟颗粒模型。

§2.3 离散颗粒模型

如上所述, 连续介质模型在计及颗粒碰撞、脉动而产生的应力时采用了气体动理学理论, 即将气体分子碰撞和运动的相关理论成果应用于固体颗粒碰撞¹。但是, 我们知道, 气体动理学理论的基础是研究非均匀气体的 Chapman-Enskog 理论^[28]; 同时, 真实的固体颗粒碰撞与气体分子碰撞有很大差异。因此, 有必要对固体颗粒的碰撞行为进行跟踪研究, 这就是离散颗粒模型 (Discrete Particle Model) 或称作颗粒轨道模型 (Particle Trajectory Model)。

离散颗粒模型的关键是“颗粒碰撞模型”, 换言之, 就是如何描述颗粒的碰撞行为。目前, 存在两种颗粒碰撞模型^[29,30,31,32-37]: 硬球模型 (Hard Sphere Model) 和软球模型 (Soft Sphere Model)。

1996 年, Hoomans 等^[34]提出了两个颗粒自由瞬间碰撞的硬球模型。该模型在考虑两个圆球颗粒的瞬间碰撞作用时, 不计及碰撞过程中颗粒运动受到流体

¹ 这种推广应用与直接将 Navier-stokes 方程推广应用于多相流动的做法大同小异, 存在明显的缺陷。

的作用。硬球模型的关键是确定圆球颗粒碰撞时的恢复系数 (Coefficient of Restitution) 和磨擦系数 (Friction Coefficient)。1999 年, 欧阳洁^[33]对 Hoomans 硬球模型进行了修正, 把颗粒运动分解为受冲击力作用的碰撞瞬间过程和受流体作用的悬浮过程。

1997 年, Kuipers 等^[32,38]通过引入弹簧、滑动器和缓冲器的概念, 提出了颗粒碰撞的软球模型。软球模型的关键是确定颗粒碰撞时的弹性系数 (Spring Constant)、耗散系数 (Damping Coefficient) 和磨擦系数 (Friction Coefficient)。

颗粒轨道模型的实质是用颗粒间动量交换来模拟颗粒间碰撞过程。从表面看, 模型简单却较真实地反应了气固两相流的实际运动机理; 从理论研究看, 碰撞模型理论并不复杂, 所得到的颗粒方程也为常微分方程, 易于求解。如对于时均定常的气固两相流动系统, 若仅考虑作用在颗粒上的流体阻力而忽略其它各种力, 则颗粒的运动方程可写成:

$$m_p d\bar{v}_p / dt = A_p \rho_f C_D (\bar{v}_f - \bar{v}_p) |\bar{v}_f - \bar{v}_p| / 2 \dots\dots\dots (2.18)$$

$$d\bar{x}_p / dt = \bar{v}_p \dots\dots\dots (2.19)$$

式中, 颗粒质量 $m_p = \rho_p \pi d_p^3 / 6$, 颗粒迎流面积 $A_p = \pi d_p^2 / 4$, d_p 为颗粒直径, \bar{v}_f, \bar{v}_p 分别为气相和颗粒瞬时速度。通过一系列假设, 张健等获得了一组分析解^[30]。

但是, 由于以下两方面原因, 使颗粒轨道模型目前难以模拟真实流场和推广应用。一是由于在建立模拟碰撞模型时, 需要引入诸多恢复系数、磨擦系数等, 而恰恰是这些系数决定了整个流场模拟的真实性和准确性; 另一个重要原因是由于所得到的颗粒运动方程与颗粒数一样多, 这导致一方面在计算时需要大量机时, 无法模拟真实流场, 另一方面由于在数值模拟时巨量的迭代次数, 容易出现收敛问题。

1996 年, 日本大阪大学 Tsuji 教授采用处理分子碰撞所用的概率法, 即离散的 Monte-Carlo 法对高浓度气固两相流进行了数值模拟。针对高浓度气固两相流中存在的颗粒团 (Cluster) 现象, 作者干脆将颗粒分成颗粒团, 并假设每个颗粒团内的颗粒具有相同的速度, 对具有成百个和上万个颗粒团轨道的流场

进行了模拟计算。模拟结果给出了两相的速度、湍流度和浓度，显示了颗粒成团过程，并表明随着颗粒成团气相湍流增强。

葡萄牙高等技术学院 Pereira 通过引入基于 PDF 概念的改进方法，用 600 条轨道可以取得和原来 20000 条轨道相类似的效果。德国 Chemnitz-Zwickau 大学 Frank 等学者提出了一种颗粒轨道的并行算法，可以显著地节省计算时间。等等。

因此，颗粒轨道模型近年来得到广大学者的广泛重视，并在某些特定流场的模拟计算中取得了重大成果，特别是对模拟存在相变的流场具有明显的优点。但是，正如前文所述，由于其存在碰撞系数给定困难和计算费机时两大问题，目前还无法计算真实流场，有待我们进一步研究、发展和完善。

§2.4 流体拟颗粒模型

气固两相流系统中，大量的气体分子既有宏观速度，又有热速度，这些气体分子和固体颗粒间复杂的相互作用构成了整个流场。从理论上讲，用现代计算机技术在模拟计算中直接跟踪气体分子和固体颗粒，从而可以了解研究气固两相流的微观行为是可能的，但是，实际上由于计算时间无限长，这种做法不切实际，也无必要。首先，从气体分子尺度上看，单个气体分子间以及单个气体分子与固体颗粒间的相互作用力极其微弱，对整个系统性质的影响非常微小；其次，在微小区域内（如计算网格尺度范围）大量气体分子的宏观速度是一致的，而热速度的统计值为零，故可以作为一个以宏观速度运动的整体，这样的气体微团就是拟颗粒流。

基于这样的思想，1996 年，Ge 和 Li 提出了拟颗粒模型^[39]（Pseudo Particle Model）。流体拟颗粒模型的核心思想是不但把颗粒按离散相处理，而且将气体也离散成气体微团—气体“颗粒”来处理。通过模拟气体“颗粒”与固体颗粒间的相互碰撞等相互作用，来研究描述、再现两相流动中的一些经典现象和微观特性。

流体拟颗粒模型原则上可以对气固两相流动的微观结构给出描述，它的优

点可以从单颗粒尺度描述颗粒与流体间的相互作用,但需要准确把握颗粒间相互作用的模型。另外,为了准确模拟流场,拟颗粒尺度越小越好,这就带来与颗粒轨道模型一样的问题:需要巨量的计算时间。

因此,流体拟颗粒模型尚处在起步发展阶段,这方面的研究报道相对较少,对流场的数值模拟还局限于一些理想的情况,如气体绕单圆柱、气体绕双圆柱^[40]和颗粒与流体间曳力模拟等^[41],有待深入研究、发展和完善。

§2.5 本文提出的数学模型

连续介质模型发展相对成熟和完善,它适合于在宏观尺度上模拟计算气固两相流问题,并已取得丰富的理论成果,对指导工程实际也作出了重要的贡献。同时,基于连续介质模型而建立的气固两相流方程组与单流体方程组形式上十分相似,所以在对方程组进行数值求解时可以充分利用计算流体力学的成果。因此,连续介质模型是目前学术界研究、应用最为广泛的模型。但是,连续介质模型存在两个明显的缺点:即不能用于模拟计算存在相变的流场和其基本方程组的封闭问题。前一个缺点对于流化床、锅炉燃烧室内等气固两相流动来说¹,可以说是致命的。对于后一个问题,为了对其基本方程进行封闭求解,导致目前的各个模型对实验数据和经验公式的依赖性太大,从而使各个数学模型的普适性差,不利于广泛的推广应用。

针对连续介质模型的第一个致命性问题,研究者提出了颗粒轨道模型(离散颗粒模型)。颗粒轨道模型对流场进行两个层次上的描述:对于固体颗粒相采用在单颗粒尺度上的描述,对于流体相则采用宏观尺度上的描述。即:对于颗粒相采用 Lagrange 坐标系,建立单颗粒运动方程,从而实现了对颗粒的跟踪求解;而对于流体和整个流场的表现则采用 Euler 坐标系进行求解。由于颗粒轨道模型实现了对单个颗粒的跟踪模拟,因此该模型可以模拟求解存在相变的气固两相流动问题,弥补了连续介质模型的致命缺陷,这是颗粒轨道模型的突出长处。但是,颗粒轨道模型也有较大(目前也是致命的)的缺点,即由于为了实现对

¹ 在工程实际中,这些流场内的气固两相流动都存在相变现象。

单个颗粒的跟踪模拟, 所建立的固体颗粒相方程与颗粒数目相等, 从而造成在数值模拟时耗费巨量的计算机时间 (对于模拟真实的气固两相流问题, 计算时间可能趋于无穷大), 因此目前无法用于模拟真实的流场。当然, 颗粒轨道模型还有诸如如何建立颗粒碰撞的准确模型等问题, 作者认为这一问题有可能通过深入研究气体动理学理论或流体拟颗粒模型得到解决。

基于上述现实问题, 通过深入分析连续介质模型和颗粒轨道模型的实质和各自的优缺点, 本文提出了基于上述二模型的新的组合模型^[26], 即: 首先利用连续介质模型, 对气固两相流建立气固两相各自的基本方程组; 其次, 为了求得气固两相方程中由颗粒间碰撞和颗粒与气体间相互作用而产生的源项, 利用颗粒轨道模型, 对固相建立单颗粒的颗粒运动方程; 最后利用 Lagrange 坐标系下颗粒运动方程求得在 Euler 坐标系下连续介质模型控制体内的源项, 利用 Euler 坐标系下的气固两相基本方程模拟气固两相流的宏观行为。

新的组合模型的核心是: 在求解因颗粒运动而产生的各类源项时采用颗粒轨道模型, 而对整个固相流动的行为采用时间和空间上的平均值, 利用连续介质模型的基本方程进行模拟。这样, 新的组合模型集中了连续介质模型和颗粒轨道模型各自的优点, 巧妙地解决了连续介质模型不能模拟有相变的流场问题和颗粒轨道模型的无限机时问题。从而新的组合模型理论上和实践上可以实现对真实气固两相流动进行数值模拟, 且可以用于密相流动问题的计算。

§2.6 本章小结

本章回顾、总结了基于连续介质模型 (颗粒拟流体)、离散颗粒模型 (颗粒轨道模型)、流体拟颗粒模型三大类物理模型的各种数学模型; 详细论述了各种数学模型的区别与联系; 深入分析了各个模型的适用范围和优缺点, 以及目前存在的问题和今后研究的重点。在此基础上, 提出了本文新的基于连续介质模型和颗粒轨道模型的组合模型。

本章认为, 基于连续介质模型 (Continuum Model) 的各种数学模型数量众多, 并且不断有新的模型被提出来, 各个模型相对成熟; 通过对各种真实流

场的计算模拟,取得了丰硕的理论研究成果,对指导工程实际具有重要作用;它是目前多相流研究中应用最广泛的理论模型。它适用于计算宏观尺度上各个物理量,不适合用于研究微观尺度上的物理量;适用于模拟均匀各向同性的稀相流场,对各向异性密相流场的处理还不够成熟;不能用于计算有相变的流场;在 Euler 坐标下的方程形式相对统一,易于计算求解;是下一步最有可能被用于模拟实际流场的模型。该模型下一步的研究重点是如何处理固相应力项,从而准确有效地封闭固相方程。在这方面,颗粒动力学模型是很有潜力的研究方向,有可能成为连续介质模型的突破口。

颗粒轨道模型 (Particle Trajectory Model) 最符合气固两相流动研究的实际需要,它对颗粒相采用单颗粒尺度上的跟踪描述,而对流体采用连续介质模型。它可以计算异相界面上的传质、传热和反应,因而可以用于计算模拟存在相变的实际流场 (如锅炉燃烧室内的实际流场),这弥补了连续介质模型的不足。因此,颗粒轨道模型既有微观层次的结构研究,又有宏观层次流场模拟,理论上最适用于真实流场的数值模拟。但是,由于其模拟计算时耗费大量机时,随着所跟踪模拟颗粒数的成倍增加,其计算机模拟计算时间就趋于无限大,也就是说,目前该模型无法模拟真实流场。因此,颗粒轨道模型下一步的研究重点时如何在节省机时上下功夫,在这方面日本大阪大学的 Tsuji 教授、葡萄牙高等技术学院 Pereira 教授等已走到了前面,取得了可喜的成果。我们认为,解决了这一关键问题,颗粒轨道模型有可能成为三大物理模型中最有前途的模型。

流体拟颗粒模型 (Pseudo Particle Model) 是一个从微观尺度 (单颗粒尺度) 研究上研究多相流的物理模型,它不但把固体颗粒作为离散相来处理,而且把流体也离散成固体颗粒尺度上“拟颗粒”来处理。这样,流体拟颗粒模型最适合于研究流场内部的两相作用的微观结构,如两 (多) 相间的动量、能量交换机理。通过对流体拟颗粒模型的研究,有可能为连续介质模型的方程封闭问题指引方向,为颗粒轨道模型的颗粒间碰撞提供准确的碰撞模型。但是,我们认为,该模型不适合于计算整个真实流场,也无必要。流体拟颗粒模型目前还只能模拟一些简单的结构流场,如气体绕单圆柱、气体绕双圆柱等流场。作者认为,如何建立颗粒与拟颗粒间真实的碰撞模型,以及解决耗机时问题是该模型

今后研究的重点。

综上所述,连续介质模型、颗粒轨道模型、流体拟颗粒模型三大物理模型间各有优缺点,三者相互联系、补充和促进,并在不同的研究层次上发挥着重要的作用。连续介质模型最早被提出来,发展相对成熟,目前(或在不久的将来)就可以模拟真实的气固两相流场²,目前存在的问题是如何有效进行方程组封闭;颗粒轨道模型适合于模拟存在相变的流场,形式上可以说三者间的一种折中模型,是将来很有发展前途的模型,目前的关键是如何建立颗粒间碰撞的准确模型和解决耗机时问题;流体拟颗粒模型是进行流场微观结构研究的有效模型,对它的深入研究,有可能对连续介质模型方程的封闭问题、颗粒轨道模型的颗粒间碰撞模型问题提供理论指导和研究方向,作者认为它不可能也没有必要用于计算模拟真实气固两相流动。

本文所提出的连续介质模型和颗粒轨道模型的组合模型具有一定的创新性。它集中了连续介质模型和颗粒轨道模型各自的优点,巧妙地解决了连续介质模型不能模拟有相变的流场问题和颗粒轨道模型的无限机时问题。从而使新的组合模型在理论和实践上可以实现对真实气固两相流动进行数值模拟,对理论研究和工程实际具有重要的现实意义。

本章参考文献

- [1] 岑可法、樊建人著, 工程气固多相流动的理论及计算, 浙江大学出版社, 1990
- [2] 费祥麟等编, 高等流体力学, 西安交通大学出版社, 1989
- [3] 柏实义著, 施宁光、严家祥、夏玉顺译, 二相流动, 国防工业出版社, 1985
- [4] 倪晋仁、王光谦、张红武著, 固液两相流基本理论及其最新应用, 科学出版社, 1991
- [5] 张远君、王慧玉、张振鹏编译, 两相流体动力学基础理论及其工程应用, 北京航空学院出版社, 1987
- [6] 刘大有, 两相流体动力学, 北京: 原子能出版社, 1991
- [7] 时钧、汪家鼎、余国琮、陈敏恒, 化学工程手册(第二版, 下卷) 黄长雄等, 第19篇, 颗粒及颗粒系统一, 1996
- [8] Davidson J. F., Harrison D., Fluidized Particles, Cambridge University Press, New York, 1963
- [9] 国井大藏(Kumij D.)、列文斯比尔(Levenspiel O.), 石油化学工业出版社, 北京, P101-127, 1997
- [10] Li J., Kwauk M., The Energy-Minimization Multi-Scale Method, Particle-Fluid Two-Phase Flow, Metallurgical Industry Press, Beijing, 1994
- [11] Xu G., Zhang Y., Selected Papers of Engineering Chemistry and Metallurgy, Science Press, Beijing, P115-128, 1994
- [12] Zhou Lixing, Lin Wenyi, Sun Kaimei, Journal of Engineering Thermophysics, P481-485, 1995
- [13] Rudinger G., Fundamentals of Gas-Particle Flow, Elsevier Scientific Publishing Co., Amsterdam, 1980
- [14] Ding J., Gidaspow D., "A Bubbling Fluidization Model Using Kinetic Theory of Granular Flow", AIChE J. Vol.36, P523-538, 1990
- [15] 刘大有、王柏懿, "推导悬浮体二相流基本方程的一种新方法", 力学学报,

² 一般来说, 连续介质模型适合于稀相、无相变的各向同性的流场。

- Vol.24, No.1, P122-127, 1992
- [16] Savage S. B., Jeffrey D. J., "The Stress tensorina Granular Flow at High Shear Rates", J. Fluid Mech. , Vol.110, P255-272, 1981
- [17] Lun C K, Savage S B, Jeffrey D J , Chepurniy N, "The Role of Particle Collision in Pneumatic Transport", J. Fluid Mech. ,Vol.140, P223-256, 1984
- [18] Chapman S., Cowling T. G., The Mathematical Theory of Nonuniform Gases, 3rd ed, Cambridge, Cambridge Uni. Press, 1970
- [19] Champbell C. S., Gong A., "The Stress Tensor in a Two-Dimensional Granular Shear Flow", J. Fluid Mech. Vol.164, P107-125, 1985
- [20] Sinclair J. L., Jackson R., "Gas-Particle Flow in a Vertical Pipe with Particle Interaction", AIChE J. Vol.35, P1473-1486, 1989
- [21] Hong R., Powder Tech, Vol.87, P73-81, 1996
- [22] Boemer A., Qi H., Renz U., Int. J. Multiphase Flow, Vol.23, No.5, P927-944,1992
- [23] Ahmadi G., Ma D., "A Thermodynamical Formulation for Dispered Multiphase Turbulent Flow-I", Int. J. Multiphase Flow, Vol.16, P323,1990
- [24] Cao J., Ahmadi G., "Gas-Particle Two-Phase Turbulent Flow in a Vertical Dust", Int. J. Multiphase Flow, Vol.21, No.6, P1203-1228,1995
- [25] Benyahia S., Arastoopour H., Knowlton T., In Fluidization IX, Engineering Foundation, Colorado, P493-500, 1998
- [26] Fan J. R., Ma Y. L., Zha X. D., Cen K. F., "Prediction of Dense Turbulent Particle Laden Riser Flow with A Eulerian and Lagrange Combined Model", Chem. Eng. Comm. , Vol.179, P201-218,2000
- [27] 葛满初、宋伟东、齐宗敏, "拟涡位移模型及气粒两相流动数值模拟", 工程热物理学报, Vol.21, No.2, P229-233, 2000
- [28] 查普曼 (Chapman S)、考林(Cowling T G), 非均匀气体的数学理论, 科学出版社, 北京, 1990
- [29] Gera D., Gautan M., Tsuji Y., et al., Powder Tech., Vol.98, P38-47,1998

- [30] 张健、周力行, “气固两相流中颗粒轨道运动方程的一组解析解”, 燃烧科学与技术(Journal of Combustion Science and Technology), Vol. 6, No. 3, P226-229, 2000
- [31] 徐江荣, “两相流颗粒轨道模型的特征频率—频谱方法”, 杭州电子工业学院学报, Vol. 20, No. 4, 2000
- [32] Gera D., Gautan M., Tsuji Y., et al., Powder Tech., Vol.98, P38-47, 1998
- [33] 欧阳洁, 李清海, “模拟气固两相流动非均匀结构的颗粒运动分解轨道模型”, 中国科学(B)辑 (Science in China, Ser. B), Vol.29, No.1, P29-38, 1999
- [34] Hoomans B. P. B., Kuipers J. A. M., Briels W. J., et al., Chem. Eng. Sci., Vol.51, No.1, P99-118, 1996
- [35] Horio M., Iwadate Y., Mikami T., et al., In 6'th China-Japan symposium on Fluidization (eds, Jin Y, Li J, Mori S et al.) Beijing, p1-6, 1997
- [36] Iwadate Y., Horio M., In Proceeding of the 9'th International Engineering Foundation Conference on Fluidization(eds, Fan L S, Knowlton T M), New York, P294-300, 1998
- [37] Tsuji Y., Kawaguchi T., Tanaka T., Powder Tech. , Vol.77, No.1, P79-87, 1993
- [38] Kuipers J. A. M., Van Swaaij W. P. M., Rev. Chem. Eng., Vol.13, No.3, P1-118, 1997
- [39] Ge W., Li J., In Circulating Fluidized bed Technology V (eds, Kwauk M, Li J), Science Press, Beijing , P260-266, 1996
- [40] 孙其诚、李静海, “气体‘拟颗粒’模型”, 化工冶金 (Engineering Chemistry&Metallurgy), Vol.20, No.3, 1999
- [41] Sun Q., Li J. H., In Asia-Pacific Chemical Reaction Engineering Symposium "APCRE 99", Hong Kong , P593-600, 1999
- [42] Mazet N., Spinner B., "Modeling of Gas-Solid Reactions. 2. Porous Solids", Int. Chem. Eng., Vol.32, No.3, P395-408, 1992
- [43] Koch D. L., "Anomalous Diffusion of Momentum in a Dilute Gas-Solid Suspension", Physics of Fluids A, Vol.4, No.7, P1337-1346, 1992

- [44] Eddings E. G., Hong Y. S., "Simplified Treatment of the rates of Gas-Solid Reactions Involving Multicomponent Diffusion", Industrial & Eng. Chem. Research, Vol.32, No.1, P42-48, 1993
- [45] Efthimiadis E. A., Sotirchos S. V., "A Partially Overlapping Grain Model for Gas-Solid Reactions", Chem. Eng. Sci., Vol.48, No.7, P1201-1212, 1993
- [46] Oesterle B., Petitjean A., "Simulation of Particle-to-Particle Interactions in Gas-Solid Flows", Int. J. of Multi. Flow, Vol.19, No.1, P199-211, 1993
- [47] Masson C., Baliga B. R., "A Control-Volume Finite Element Method for Dilute Gas-Solid Particle Flows", Computers & Fluids, Vol.23, No.8, P1073-1096, 1994
- [48] Marban G., Fuertes A. B., "A Simple Method for Studying the Kinetics of Gas-Solid Reactions in a Fluidized Bed Reactor", Chem. Eng. Comm., Vol.130, P241-250, 1994
- [49] Bolio E. J., Yasuna J. A., Ainclair J. L., "Dilute Turbulent Gas-Solid Flow in Risers with Particle-Particle Interactions", AIChE J., Vol.41, No.6, P1375-1388, 1995
- [50] Bao C. S., Fan L. T., Walawender W. P., "Bulk-Density Distributions of Solid in the Freeboard of a Gas-Solid Fluidized Bed", Industrial & Eng. Chem. Research, Vol.34, No.5, P1919-1925, 1995
- [51] Zahraní A. L. AA., Daous M. A., "Bed Expansion and Average and Bubble Rise Velocity in a Gas-Solid Fluidized Bed", Powder Tech., Vol.87, No.3, P255-257, 1996
- [52] Tanaka T., Yonemura S., Kiribayashi K., Tsuji Y., "Cluster Formation and Particle-Induces Instability in Gas-Solid Flows Predicted by the DSMC Method", JSME Int. J., Series B, Fluids and Thermal Eng., Vol.39, No.2, P239-245, 1996
- [53] Xu B. H., Yu A. B., "Numerical Simulation of the Gas-Solid Flow in a Fluidized Bed by Combining Discrete Particle Method with Computational Fluid Dynamics", Chemical Eng. Sci., Vol.52, No.16, P2785-2809, 1997

- [54] Srinivasan M. G., Doss E. D., "Momentum Transfer Due to Particle-Particle Interaction in Dilute Gas-Solid Flow", Chem. Engng. Sci., Vol.40. No.9, P1791-1792, 1985
- [55] Tsung T. T., Jones O. C., "Bed Hight Fluctuations in Gas-Solid Fluidized Beds", Am. Soc. Mech. Engrs., P85-92, 1985
- [56] Rizk M. A., Elghobashi S. E., "A mathematical Model for a turbulent Gas-Solid Suspension Flow in a Vertical Pipe", Fifth Symp. On Turbulent Shear Flows, Ithaca, U.S.A., Cornell Unvi., Session 8, P8.9-8.14, 1985

第三章 高浓度气固两相立管流动的数值模拟

§3.1 引言

气固两相流动在热电厂的设施中有着广泛的应用,如流化床沸腾炉(燃烧炉)、切向燃烧炉和前壁燃烧炉等,使得两相流理论模型日显重要。在工程实际中,对(气固)两相流尤其是对高浓度(气固)两相流精确的数值模拟日趋迫切和重要^[1, 18, 22]。

众所周知, E/E (Eulerina/Eulerian) 数值模拟法和 E/L (Eulerian/Lagrange) 数值模拟法两者各有优点和缺点。特别是用 E/L 数值模拟法可以获得不同尺寸的颗粒离散相的颗粒轨迹等具体信息^[2, 15, 16], 只不过就目前的计算技术而言, 由于计算时间无限长而无法应用于真实的高浓度气固两相流动 (Anderws, 1996)^[3]。对于 E/E 数值模拟法具有在计算上易以求解和在物理方面易以理解的优点, 特别是在被用于计算高浓度气固两相流时所得结果相当精确, 但是, 其致命的缺点是不适合于计算具有不同颗粒特征(如不同颗粒尺寸、密度等)和存在相变的气固两相流动。

如何处理颗粒的湍流耗散和颗粒间的相互碰撞作用, 对准确模拟气固两相流动具有至关重要的作用。近二十年来, 有关学者已在这方面做了大量的研究工作, 提出了各种各样的理论模型^[26-34]。樊建人教授^[16]等于 1997 年提出了一个具有假想颗粒耗散项的新模型, 并成功使用 E/L (欧拉—拉氏) 法计算了稀相两相射流。通过一些研究小组的协作研究, 为研究者所关心的另一个重要问题—颗粒间相互碰撞的模型, 近几年也取得了实质性一些进展。如 Jenkins^[8]和 Savage (1983)、Lun^[10]等 (1987) 创造性地把分子动理学理论用于计算颗粒间的相互碰撞作用。随后, Sinclair^[14]和 Jackson (1989)、Ding^[6]和 Gidspow (1990) 分别发展和完善了球体碰撞模型。在分子动理学碰撞理论中, 颗粒间的相互作用在力学机理上可以分解为碰撞和动量输运两个过程^[21]。在数学计算上, 上述模型均采用 E/E 法。最近几年, 也有一些学者采用 E/L 法同样取得了显著的成绩。如, Berman^[4]和 Tamir 于 1996 年提出了颗粒撞击过程中颗粒合并模型。仅管对于颗粒碰撞过程的处理看来有些简

单化,但却能准确地预测一些包含不同大小尺寸颗粒的特殊两相流动。

本章采用本文所提出的包含 E/E 法和 E/L 法的组合方法。这样,我们一方面可以用具有良好基础的分子动理学理论来描述(计算)颗粒间的相互碰撞,另一方面可在拉格朗日坐标下来描述湍流的扩散特性,从而使得本章所提出的组合法适用于解决具有各种颗粒特征的两相流场。

之所以提出 E/E 和 E/L 组合法的另一个重要原因与求解煤粉燃烧室流场有关。众所周知,到目前为止极大多数论文、著作对流化床燃烧炉的热功效问题的研究停留在极为简化的一元或二元的流体力学模型水平上^[22]。上文所提到的采用 E/E 方法的流体分子动理学模型,虽然在处理颗粒间相互碰撞中很有依据,但却不适用于煤粉燃烧室的流场情况,而 E/L 方法却能对颗粒燃烧的历史轨迹进行有效的描述。

最后,我们将用本文所提出的 E/E 和 E/L 组合法计算所得到的结果,与 Miller 和 Gidspow 于 1992 年实验所得到的结果^[12]进行了比较,发现组合法所得结果与实验数据惊人的一致。

§3.2 基本数学模型

本模型主要由以下两部分组成,我们分别称在 Eulerian 坐标系下建立的方程组称为欧拉(Euler)部分方程组,在 Lagrange 坐标系下建立的方程组称为拉格朗日(Lagrange)部分方程组。

§3.2.1 欧拉部分方程组

众所周知,在高浓度气固两相流运动中,两相间的动量运输和交换与固体颗粒的碰撞行为有着密切的关系。我们采用 Ding 和 Gidspow 于 1990 年首次从分子动理学基本理论中导出,并在 1996 年为 Nieuwland 等^[13]所修正的模型方程。有关方程如下:

1、基本方程

基本方程为波尔兹曼(Boltzmann)方程^[5,20]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} + \frac{\partial}{\partial \vec{v}} (\vec{F}f) = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{collision}} \quad (3.1)$$

其中, $f(\vec{x}, \vec{v}, t)d\vec{v}$ 表示在空间位置为 \vec{x} 、时间为 t 时具有速度为 \vec{v} 的单元体积 $\vec{v}d\vec{v}$ 内可能的颗粒数, \vec{F} 表示作用于每个颗粒的单位质量外力, $(\partial f / \partial t)_{\text{collision}}$ 表示由于颗粒碰撞而引起速度函数的变化率。

2、质量连续方程

$$\nabla \cdot (\varepsilon_m \rho_m \vec{v}_m) = 0 \quad (3.2)$$

这里 ε 为体积分数, ρ 为密度, \vec{v} 为速度; 下标 $m = f, s$, 其中 f (fluid) 代表流体相 (本章代表气相), s (solid) 代表固体相。

3、动量方程

$$\nabla \cdot (\varepsilon_m \rho_m \vec{v}_m \vec{v}_m) = \beta(\vec{v}_n - \vec{v}_m) - \varepsilon_m \nabla p_f + \nabla \tau_m + \varepsilon_m \rho_m \vec{g} \quad (3.3)$$

其中下标 $m \neq n = f, s$, 即二者取不同相 (如当取 $m = f$ 时, 则 $n = s$), f, s 分别代表气相、固相。

通过对 Boltzmann 方程 (3.1) 两边积分, Chapman 和 Colwing 于 1970^[5] 年推导得出了速度分布函数 $f(\vec{v}, \vec{x}, m, t)$ 。在此基础上, Ding 和 Gidspow 于 1990 年引入速度分布函数的 0 次近似解, 即利用 Maxwell 分布函数^[6]对 $\int f \rho \vec{v} d\vec{v}$ 或碰撞源项 $(\partial f / \partial t)_{\text{collision}}$ 进行积分, 尝试导出固相动量方程。Nieuwland 等于 1996 年通过积分速度分布函数的 1 次近似解, 对 Ding 和 Gidspowr 的推导结果进行了修正。本章采用 Nieuwland 所导出的结果, 从而我们可以得到:

气相剪切应力为:

$$\tau_f = -2\mu_f \nabla \cdot \vec{v}_f \delta_{ij} / 3 + 2\mu_f \varepsilon_{ij} \quad (3.4)$$

固相剪切应力为:

$$\tau_s = [-p_s + (\xi_s + 2\mu_s \nabla \cdot \vec{v}_s / 3)] \delta_{ij} + 2\mu_s \varepsilon_{ij} \quad (3.5)$$

其中固相压力为:

$$p_s = p_s^k + p_s^t \quad (3.6)$$

固相压力由二部分组成, p_s^k 代表由动能产生的压力 (简称动压力), p_s^c 代表由碰撞产生的压力 (简称碰撞压力), 且:

$$p_s^k = \varepsilon_s \rho_s T_s \dots\dots\dots (3.7)$$

$$p_s^c = 2\varepsilon_s^2 \rho_p g_0 (1+e) T_s \dots\dots\dots (3.8)$$

上标 k 代表动能项, c 代表碰撞项。 T_s 代表固相温度, 且 $3T_m/2 = \overline{VV}/2$, V 为布朗运动速度, 其对应于固相为颗粒运动速度, 对应于气相为气体分子运动速度。当然, 对于固相温度 T_s 仅是代表其布朗运动强度的一个假想温度, 并不是指固相的真实温度, 我们称其为固相虚拟温度。

方程 (3.5) 式中, ξ_s 为固相容积粘性系数, 其取值如下:

$$\xi_s = (4\varepsilon_s \rho_s d_p g_0 (1+e) \sqrt{T_s/\pi})/3 \dots\dots\dots (3.9)$$

方程 (3.5) 式中, μ_s 为固相剪切粘性系数, 其取值如下:

$$\mu_s = \mu_s^c + \mu_s^k [1 + 0.8(1+e)\varepsilon_s g_0] (1 + 1.6\varepsilon_s g_0) / (\varepsilon_s g_0) \dots\dots\dots (3.10)$$

从上式可以看到, 固相剪切粘性系数与固相压力一样, 也可分解为动能粘性系数和碰撞粘性系数两部分, 其取值分别如下:

$$\mu_s^c = \frac{4}{5} \varepsilon_s \rho_s d_p g_0 (1+e) \sqrt{T_s/\pi} \dots\dots\dots (3.11)$$

$$\mu_s^k = 1.016 \frac{5}{16} \frac{m_p}{d_p^2} \sqrt{T_s/\pi} \dots\dots\dots (3.12)$$

动量方程 (3.3) 式中 β 为阻力系数^[6], 其取值如下:

当 $\varepsilon_s < 0.8$ 时,

$$\beta = 150(1-\varepsilon_s)^2 \mu_f / (\varepsilon_s d_s) + 1.75 \rho_f (1-\varepsilon_s) |v_f - v_s| / d_s \dots\dots\dots (3.13)$$

当 $\varepsilon_s \geq 0.8$ 时,

$$\beta = 0.75 C_d \varepsilon_s (1-\varepsilon_s) \rho_f |v_f - v_s| \varepsilon_s^{-2.65} / d_s \dots\dots\dots (3.14)$$

其中, 当 $Re_p < 1000$ 时, $C_d = 24(1 + 0.15 Re_p^{0.678}) / Re_p$; 当 $Re_p \geq 1000$ 时,

$C_d = 0.44$ 。同时，固相颗粒雷诺数 (Reynolds number) 的表达式如下：

$$\text{Re}_p = \varepsilon_s \rho_f |\mathbf{v}_f - \mathbf{v}_s| d_s / \mu_f \dots\dots\dots (3.15)$$

对于固相的虚拟温度 T_s ，可从以下虚拟能量方程求得：

$$\nabla \cdot 3(\varepsilon_s \rho_s T_s \bar{\mathbf{v}}_s) / 2 = -\tau_s \nabla \cdot \bar{\mathbf{v}}_s - \nabla (q_s^k + q_s^c) + \gamma + \beta (\overline{V_f V_s} - 3T_s) \dots\dots\dots (3.16)$$

其中，

$$q_s^k = -\varepsilon_s \lambda_s^k / (\varepsilon_s g_0) (1 + 12\varepsilon_s g_0 / 5) \partial T_s / \partial x \dots\dots\dots (3.17)$$

$$q_s^c = [-\varepsilon_s \lambda_s^c - 6\lambda_s^k (1 + e) \varepsilon_s (1 + 12\varepsilon_s g_0 / 5) / 5] \partial T_s / \partial x \dots\dots\dots (3.18)$$

$$\lambda_s^k = 1.02513 \frac{75}{64} m_p d_s^2 \sqrt{T_s / \pi} \dots\dots\dots (3.19)$$

$$\lambda_s^c = 2(1 + e) \varepsilon_s \rho_s g_0 \sqrt{T_s / \pi} \dots\dots\dots (3.20)$$

$$\gamma = -3(1 - e^2) \varepsilon_s^2 \rho_s g_0 \nabla \cdot \bar{\mathbf{v}}_s \dots\dots\dots (3.21)$$

根据 Louge^[9] 于 1991 年所推导的结果，两相波动相关速度 $\overline{V_f V_s}$ 可取值为：

$$\overline{V_f V_s} = 4d_p \beta (\bar{\mathbf{v}}_f - \bar{\mathbf{v}}_s)^2 / (\rho_s \mathbf{v}_f \sqrt{T_s / \pi} \dots\dots\dots (3.22)$$

在上述方程 (3.8) 式中， g_0 项是用于计算颗粒浓度影响颗粒碰撞频率的一个径向分布函数，本章采用 Ma 和 Ahamidi^[11] 于 1986 年导出的表达式：

$$g_0 = (1 + 2.5\varepsilon_s + 4.5904\varepsilon_s^2 + 4.515439\varepsilon_s^3) / [1 - (\varepsilon_s / \varepsilon_{\text{packing}})^3]^{0.678021} \dots\dots\dots (3.23)$$

从上式可以看到，当固相的颗粒容积系数趋向于 0 时， g_0 趋向于 1，上述方程就成为纯气相的单相流体方程。 $\varepsilon_{\text{packing}}$ 是指固相的极限堆积容积系数 ($\varepsilon_{\text{packing}} = 0.64356$)，当 ε_s 趋向于 $\varepsilon_{\text{packing}}$ 时， g_0 趋向于无穷大。这样一种函数分布，对于本章下面即将提出的 Lagrange 数学模型也十分重要。

对于气相，我们引入 $k-\varepsilon$ 两方程 (数学) 模型式：

$$\nabla \cdot (\rho_f \bar{\mathbf{v}}_f \varepsilon_f k) = \nabla [(\mu_f + \mu_f / \sigma_k) \nabla (\varepsilon_f k)] + \varepsilon_f G - \rho_f \varepsilon_f E + \sum S_{k,p}$$

$$\dots\dots\dots(3.24)$$

式中 G 代表波动产生项, 其表达式如下:

$$G = \mu_f (\nabla V)^2 \dots\dots\dots(3.25)$$

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\rho_f \bar{v}_f \varepsilon_f E) = & \nabla [\mu_f + \mu_f / \sigma_E] \nabla (\varepsilon_f E) \\ & + (c_1 G E \varepsilon_f - c_2 \rho_f \varepsilon_f E^2) / k + \sum S_{E,p} \dots\dots\dots(3.26) \end{aligned}$$

其中, E 代表气相波动耗散项, $S_{k,p}$ 和 $S_{E,p}$ 代表气相湍动与固相之间相互作用而产生的源项。方程 (3.24) ~ (3.26) 适用于计算壁面区域流场和壁面波动场。

§3.2.2 拉格朗日部分方程组

我们之所以提出用 E/L 方法和 E/E 方法两者组合使用的组合法来求解密相气固两相流的现实原因是: 为了求解诸如流化床燃烧器内存在相变的气固两相流, 从而准确描述沿颗粒轨迹运动的颗粒间的相互作用与反作用。众所周知, 目前描述颗粒间相互作用的较理想的方法是 E/E 方法, 但对于描述其反作用上显得有所不足。我们发现, 对于描述颗粒间反作用过程, 采用 E/L 方法比采用 E/E 方法在详细描述沿颗粒轨迹运动的颗粒间的反作用上具有明显的优点, 且物理概念更加清晰。这正是促使我们提出组合法的实际需要和原因。

我们之所以对固体颗粒碰撞模型采用气体分子动理学理论模型, 是因为我们 (假设) 认为气体分子和固体颗粒具有相似的物理特性。即与气相方程组 (Chapman 和 Cowling^[5] 于 1970 导出) 一样, 我们认为固相方程组中的固相压力和粘性系数等均可分解为两部分, 即碰撞项和动能项。这是导出 E/L 方法的重要物理基础。

事实上, 从物理过程看, 对于准对单个颗粒或颗粒团 (在同一时间里具有相同尺寸、相同速度、相同空间位置的颗粒群) 在气体中运动而建立的动量方程, 其两相间的动量交换是通过气体分子与固体颗粒间的相互碰撞来实现的。另外, 通过引入速度分布函数 $f(\bar{v}, \bar{x}, m, t)$, 我们将气体动理学理论推广导出固相连续方程。正

如气体动理学理论所认为的：气体粘性系数和气体压力是由气体分子间相互碰撞所引起的，我们认为：固相剪切应力和压力也是由固体颗粒间相互碰撞而引起的。要说明的是，当固体颗粒直径 $d \geq 1\mu m$ ，在计算（考虑）气固两相流时极大多数情况下气体分子间的碰撞可以忽略不计。这一结论对于研究旋转流化床中气固两相流场十分重要，因为在旋转流化床中的固体颗粒直径普遍为 $d = 150 \sim 400\mu m$ ，远远大于 $1\mu m$ 。这样，我们可以得到理想的假设（或结论）：在旋转流化床气固两相流中，对于密相流动的固体颗粒运动主要受控于颗粒间的相互碰撞，而对于稀相流动的固体颗粒运动主要依赖于气相的湍流扰动。

和 E/E 数学模型一样，我们假设在每一个空间点位的控制体内，固相是与气体流同时存在的另一种连续相。这样，我们认为有两种连续流体，即气体流和固体（颗粒）流，它们具有连续流体所具有的共同特征，如具有相同的剪切粘性系数、容积粘性系数和压力等等。同时，我们还假设这种固体流颗粒间具有相同的运动和碰撞机理。与整个固体流相比，颗粒团中的单个颗粒特征可忽略不计。在拉格朗日坐标下，气相作用于固相的曳引力和压力等是由于气体分子与固相特征颗粒或颗粒团之间相互碰撞作用而引起的；固相间作用力是由于固相流整体与固相特征颗粒或颗粒团之间相互作用而引起的。从而，我们可以计算大量离散的颗粒团在流场中的运动特性，计算各源项的平均值；通过已（计算）得到的各源项，并引入适当的后松弛因子，可重新计算流场。因此，本方法是包含颗粒间颗粒湍流耗散和碰撞的两种方法的组合方法。这就是我们所提出的新模型的物理机理和理论概念基础。

基于上述物理机理假设和理论分析，我们导出了 E/L（欧拉—拉格朗日）方法。在该方法中，气体与固体颗粒间的相互作用是通过累加沿着颗粒运动轨迹的动量源项来模拟的。为此，对于特征颗粒或颗粒团的运动方程改写为：

$$m_p \nabla \cdot \vec{v}_p = -\nabla p_f / \rho_p - \nabla p_s / \rho_p + \vec{F}_{gp} + \vec{F}_{sp} + m_p \vec{g} \dots\dots\dots (3.27)$$

式中曳引力两部分组成，即 \vec{F}_{gp} 表示气相对颗粒的曳引力， \vec{F}_{sp} 表示固相对颗粒的曳引力。它们的表达式如下：

$$\bar{F}_{gp} = \beta_f (\bar{v}_f - \bar{v}_p) / (\varepsilon_s \rho_p) \dots\dots\dots (3.28)$$

$$\bar{F}_{gp} = m_p (\bar{v}_s - \bar{v}_p) g_0 / \delta \dots\dots\dots (3.29)$$

其中 δ 表示固体颗粒间相互碰撞的特征时间（两次依序碰撞的时间间隔的平均值）：

$$\delta = \sqrt{3/2} d_p / (24 \varepsilon_s g) \sqrt{\pi / T_s} \dots\dots\dots (3.30)$$

为了计算颗粒的湍流扩散，我们采用 Fan 等^[16]于 1997 年导出的结果。为此，气相的瞬时速度可表达为：

$$u_f = U_f + u_f' \dots\dots\dots (3.31)$$

其中， U_f 是从平均速度场中得到的平均速度， u_f' 代表涡旋的脉动速度，本章采用随机傅里叶级数来描述：

$$u_f' = \sum_{n=1}^{n=10} R_1 U_m \cos(\varpi_n t - R_2 \alpha) \dots\dots\dots (3.32)$$

其中 R_1 ， R_2 为介于 0~1 的随机数， α 代表波动初始相位， ϖ_n 代表单位高斯分布的抽样值。 U_m 代表波动幅度，对于各向同性的不可压缩湍流场，其表达式如下：

$$U_m = \left(\int_0^\infty E(K) dK \right)^{1/2} \dots\dots\dots (3.33)$$

式中 $E(K)$ 能谱函数， K 为波数，且：

$$E(K) = 16(2/\pi)^{1/2} K^4 e^{-2K^2} \dots\dots\dots (3.34)$$

§3.3 数值模拟

为便于引入我们导出的组合算法，我们将气固两相动量方程重写如下：

$$\nabla \cdot (\varepsilon_f \rho_f \bar{v}_f \bar{v}_f) = -\varepsilon_f \nabla p_f + \varepsilon_f \rho_f \bar{g} + \nabla \tau_f + \sum_p S_{v,p} \dots\dots\dots (3.35)$$

$$\nabla \cdot (\varepsilon_s \rho_s \bar{v}_s \bar{v}_s) = -\varepsilon_s \nabla p_f + \varepsilon_s \rho_s \bar{g} + \nabla \tau_s + \beta(\bar{v}_f - \bar{v}_s) \dots\dots\dots (3.36)$$

其中, 源项 $S_{v,p} = \sum_n m_p N_p (\bar{v}_{p,in} - \bar{v}_{p,out})$, 下标 “in” 和 “out” 分别代表固体颗粒进入控制体和离开控制体时物理值。

根据本章所提出的组合法, 动量源由两部分组成:

$$S_{v,p} = M_{gas-particle} + M_{solid-particle} \dots\dots\dots (3.37)$$

其中, $M_{gas-particle}$ 代表离散颗粒与气相之间的相互作用, $M_{solid-particle}$ 代表固相颗粒间的相互作用。大家知道, 如果我们对整个颗粒群进行跟踪计算并获得收敛结果的话, 则有:

$$\sum_p M_{solid-particle} = 0 \dots\dots\dots (3.38)$$

$$\sum_p M_{gas-particle} = \beta(u_f - u_s) \dots\dots\dots (3.39)$$

从而有:

$$\sum_p S_{v,p} = \sum_p M_{gas-particle} = \sum M_{interphase} \dots\dots\dots (3.40)$$

从上所知, 方程 (3.2)、(3.16)、(3.24)、(3.26)、(3.35) 和 (3.36) 是一组变量为 $\varepsilon_m, v_f, v_s, k, E, T_s$ 的方程组。这一方程组可以通过对流场划分有限网格, 并用基于 SIMPLE 算法^[17]的迭代法进行求解。

对于二维流场, 本章所提出的组合法的求解过程如下:

(1) 设置变量 $\varepsilon_s, u_f, v_f, u_s, v_s, k, E, T_s$ 的初始值, 并在不考虑源项的情况下, 求解上述方程组的一次迭代解。其中, ε_s 代表固相容积系数, u_f, v_f, u_s, v_s 分别代表气相和固相在坐标 x, y 方向上的速度分量, k 代表波动能, E 代表耗散系数, T_s 代表固相虚拟温度。

(2) 计算固相压力 p_s 、固相剪切力 τ_s 和固相容积粘性系数 ξ_s 。 p_s 可从方程 (3.6)~(3.8) 式求得, ξ_s 可从方程 (3.9) 式得到, τ_s 可从方程 (3.5)、(3.9)~(3.23) 式求得。

(3) 计算各源项。通过跟踪计算在 (计算) 控制体内的气固两相流场中运动

的所有颗粒特征值, 我们就可以计算该控制体内各源项的平均值, 即:

$$S_{u,p} = \sum_n m_p N_p (\bar{u}_{p,in} - \bar{u}_{p,out}) \dots\dots\dots (3.41)$$

$$S_{v,p} = \sum_n m_p N_p (\bar{v}_{p,in} - \bar{v}_{p,out}) \dots\dots\dots (3.42)$$

$$S_{k,p} = (\overline{uS_{u,p}} - \overline{u}S_{u,p}) + (\overline{vS_{v,p}} - \overline{v}S_{v,p}) \dots\dots\dots (3.43)$$

$$S_{E,p} = 1.87ES_{k,p}/k \dots\dots\dots (3.44)$$

在以下部分计算中, 将考虑颗粒的湍流扩散作用。

(4) 得用第(3)步得到的源项值, 对气固两相流场重新进行计算。

(5) 重复第(1)至(4)步计算, 直至得到收敛的数值解。此时, 从离散颗粒方程组中求得的平均速度和固相平均容积系数的数值解与从连续介质方程组中求得的相应物理量的数值解几乎相等。

上述方程组在求解固体壁面区域流场时, 对于气相, 我们假设在固体表面有:

$$(u_f)_w = 0 \dots\dots\dots (3.45)$$

$$(v_f)_w = 0 \dots\dots\dots (3.46)$$

$$(k)_w = 0 \dots\dots\dots (3.47)$$

对于固相在固体表面的处理, 我们采用由 Sinclair 和 Jackson^[14]于 1989 年导出的表达式。即, 对于动量项有:

$$\varepsilon_s \mu_s (\partial v / \partial x) = \pi / (2\sqrt{3}) \rho_s v_s \phi \sqrt{T_s} / [(\varepsilon_{packing} / \varepsilon_s) - (\varepsilon_{packing} / \varepsilon_s)^{2/3}] \dots\dots\dots (3.48)$$

对于虚拟温度 T_s 有:

$$\begin{aligned} \lambda_s \partial T_s / \partial x = & \pi / (2\sqrt{3}) \rho_s v_s \phi \sqrt{T_s} / [(\varepsilon_{packing} / \varepsilon_s) - (\varepsilon_{packing} / \varepsilon_s)^{2/3}] \\ & + \sqrt{3} \pi (1 - e_w) / 4 \rho_s T_s^{2/3} / [(\varepsilon_{packing} / \varepsilon_s) - (\varepsilon_{packing} / \varepsilon_s)^{2/3}] \dots\dots\dots (3.49) \end{aligned}$$

其中:

$$\lambda_s = \lambda_s^c + \lambda_s^k [1 + 1.2(1 + e)\varepsilon_s g_0] (1 + 2.4\varepsilon_s g_0) / (\varepsilon_s g_0) \dots\dots\dots (3.50)$$

§3.4 计算结果与讨论

为了验证本章以上理论推导的正确性,我们对图 3.1 所示的循环流化床^[11]沸腾炉的上升流进行了数值计算。在计算中,我们用 180×80 非均匀网格节点对上述(无量纲)两维流场进行网格划分,并且考虑了 8000 个以上的固体颗粒团,经过约 7 个小时的计算机数值计算(每完成一步计算机数值计算循环约耗 340 秒机时)得到了本章下述结果。

众所周知,Miller 和 Gidaspow^[12]对高浓度气固两相立管流动进行了全面的实验测试。因此,我们将计算所得的结果与由 Miller 和 Gidaspow 所完成的实验结果进行比较。为了尽可能多地讨论各种因素,虽然在有些状况下所得的计算结果没有实验结果可以比较,但是我们还是选取了 6 种不同的两相流动状况。即:选取固体颗粒流入口流量分别为 $12.0 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 和 $20.4 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$,外面空气吹入(入口)速度分别为 2.89 m/s 和 3.48 m/s ,流场计算所在截面位置为距离入口 1.86 m 和 4.18 m 处。

固相颗粒在入口处的平均速度可从所选取的固体颗粒流量求得;同时,我们假设固相容积系数为常数 ($\varepsilon_s = 0.1$),且固相虚拟温度 $T_s = 0$;颗粒的特征直径为 $d_p = 75 \mu\text{m}$,密度为 $\rho_s = 1600 \text{ kg}/\text{m}^3$ 。另外,我们取颗粒间碰撞恢复系数分别为 $e = 0.985$ 和 $e_w = 0.92$,反射系数 $\phi = 0.5$ 。

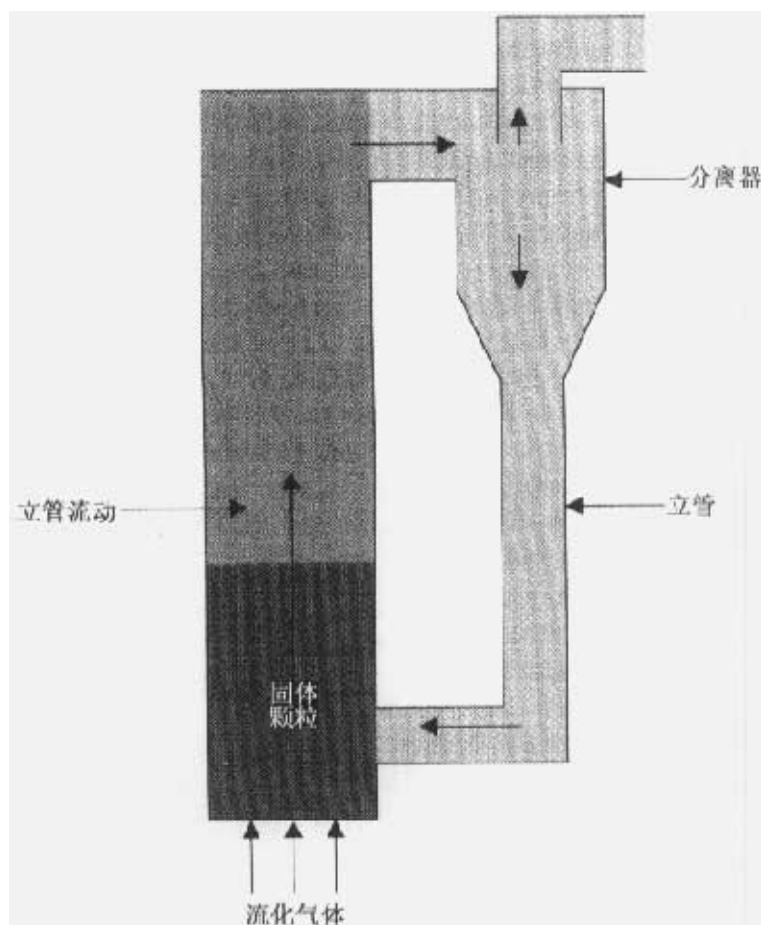


图 3.1 循环流化床沸腾炉立管流动示意图

图 3.2 是一组在离入口距离为 1.86m 的横截面上的两相速度、两相波动能、固相容积系数和固相流量分布示意图。其入口参数为：固相流量 $m = 12.0 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$ ，气体吹入速度 $\bar{v} = 2.89 \text{ m/s}$ 。下面我们对各图示进行分析、讨论。

图 3.2(a) 是气固两相速度分布示意图。从图中可以看到，在数值计算中由于

我们假设固相颗粒在固体（沸腾炉）壁面可自由滑（滚）动，从而计算结果较好地印证了 Miller 和 Gidaspow 的实验测试结果，即：固相颗粒在某一距离内存在向下（逆气相运动方向）运动。另外，在包含流化床沸腾炉核心（中心）区以上区和循环区在内的固相浓度稀疏区（相对于高浓度区），实验所测定的颗粒速度值大于我们的理论计算值，两者呈背离趋势。从图中还可以看到，气相速度始终大于固相速度，两者在核心区达到最大值，而由于壁面作用当两者趋于壁面时逐渐减小。

图 3.2(b) 是湍流波动能变化示意图。从图中可以看到，气相波动能比固相波动能大得多，这是因为气相是输送相，其平均速度远大于固相平均速度。在核心区，固相颗粒间相互碰撞作用相对增强（耗散增加），从而使固相波动能相对减小。固相波动能在核心区都相对减小的原因可能是由于其自身因素（速度变化率减小）制约其波动能的生成，或者是由于在这一区域两相间波动能交换率减小而造成的。而在接近壁面区域，情况正好与核心区相反，在该区域动力作用过程逐渐占据主导地位，因而其波动能有所增强。这好比是组成颗粒间相互作用的两种力学机理竞赛，即动力输送和颗粒间相互碰撞作用的时涨时减。气相湍流波动能在趋于核心区时，由于固相输送率的增加而逐渐减弱。

图 3.2(c) 是固相容积系数变化示意图。从图中可以看到，除了在核心区存在计算结果有些偏高于实验测试值以外，可以说在整个区域中计算结果与实验测试值十分吻合。在核心区，计算结果偏高的原因可能是由于数值计算时所设置的入口参数值与实验时的实际入口参数值存在误差（区别），也可能是由于在距离入口 1.86m 处两相流动尚未充分发展而造成的。在两侧壁面附近理论计算的固相容积系数偏低与实验测试值，这可能是由于源自循环区的较高（大）的向下运动速度引起的。

图 3.2(d) 是固相流量分布示意图。从图 3.2(a) 我们已经看到，在核心区固体颗粒被快速加速向上运动达到相对较大速度值，对应于图 3.2(d) 则为在核心区固相流量达到相对极大值。遗憾的是在 Miller 和 Gidaspow 实验测试中没有相应的实验测试值可供比较。

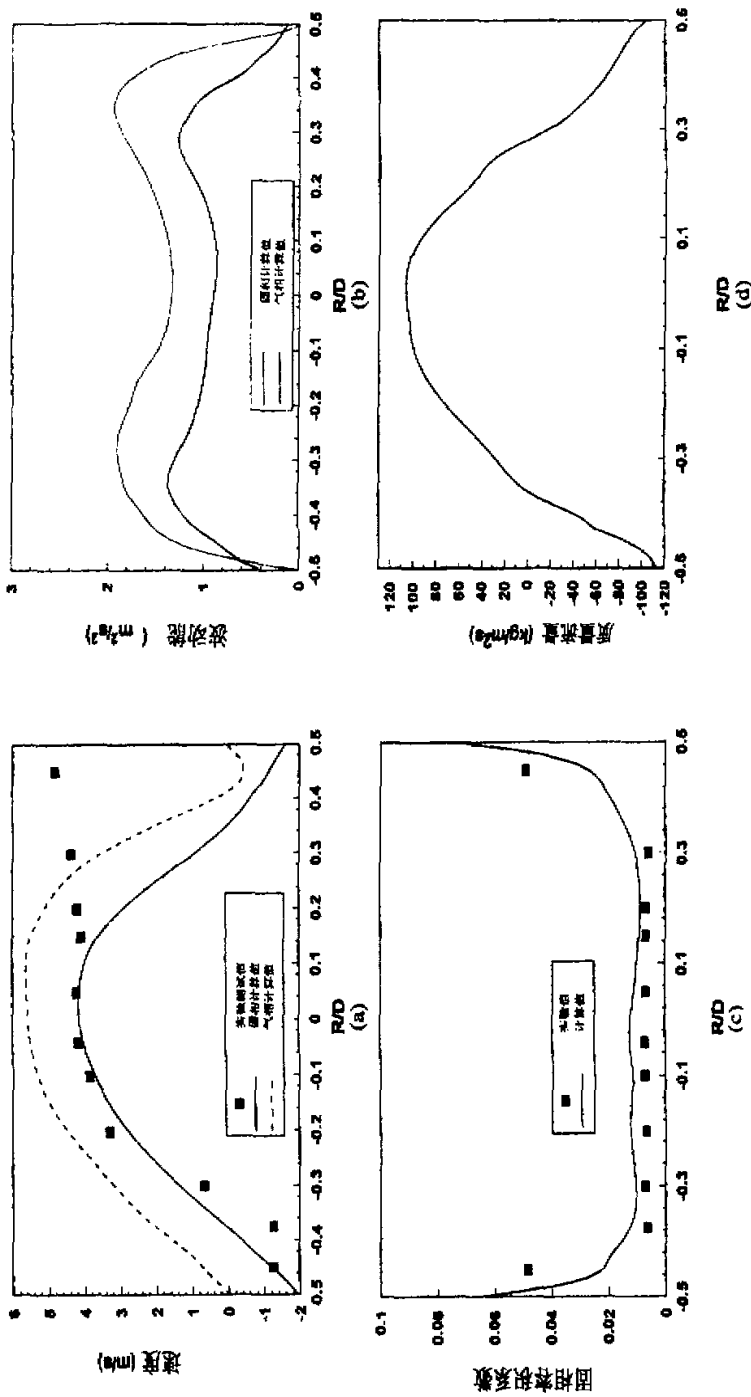


图3.2 气固两相速度、波动能和固相容积系数、质量流量示意图 (入口条件,固相质量流量为 $12.0\text{kg}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$, 气体速为 $2.89\text{m}/\text{s}$ 离入口距离为 1.86m .)

图 3.3 是一组离入口距离为 4.18m, 其它参数条件与图 3.2 完全一样的两相速度、两相波动能、固相容积系数和固相流量分布示意图。从图 3.3(a) 可以看到: 与图 3.2(a) 相比, 除了气相速度分布曲线趋于陡峭外, 其它情况两者十分相似。同时, 固相速度分布曲线趋于平滑, 这可能是由于固相流量的显著减少而引起的, 如图 3.3(d) 所示。另外, 由于在 4.18m 处的固相浓度较在 1.86m 处固相浓度相对稀疏, 从而从图 3.3(a) 可以看到两相间相对滑移速度增大。从图 3.3(b) 可以看到, 气相波动能较图 3.2(b) 明显增强, 且两相波动能差异也明显增大。固相波动能曲线变得平滑和能量相对减弱, 这是因为固相流量的减小而造成的。

从图 3.4(a)、(b) 可以发现, 对于固相流量为 $20.4\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 的工况与流量为 $12.0\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 的工况相比, 前者两相间滑移速度和波动能量差值均比后者减小。这是因为随着固相流量的增加, 两相间动量和能量的交换增强而固体颗粒间冲撞减弱。另外, 随机碰撞的增强导致固相波动能曲线变得陡峭。如图 3.4(c)、(d) 所示, 与图 3.2(c)、(d) 相比, 由于固相入口流量的增加, 固相容积系数和固相流量也在增加。当比较图 3.3 与图 3.5 时, 我们可得到图 3.4 与图 3.2 比较时同样的因果关系。

如图 3.5(a)、(b) 所示, 与图 3.3(a)、(b) 相比, 和图 3.4 所述情况一样, 由于固相入口流量的增加, 两相间滑移速度和波动能量差值均比后者减小。与图 3.4 相比, 由于图 3.5 所在流场截面固体流量相对较小, 因而在该截面上固体容积系数和固体流量也相对减小, 如图 3.5(c)、(d) 所示。

在图 3.6 中, 我们将入口吹入气体速度提高到 3.48m/s。与图 3.4 相比, 图 3.6(a)、(b) 表明气相速度也随之增大, 两相间滑移速度也因颗粒的惯性作用而增大。随着 Reynolds 数的增大, 两相间相关物理量的交换加快, 相波动趋于增大。由于更多的颗粒被气流曳引向上运动, 因而与图 3.4(c) 相比, 图 3.6(c) 所示的固相容积系数相对较小。同样的原因, 图 3.6(d) 所示的固体流量比图 3.4(d) 所示的固体流量小。

比较图 3.6 与图 3.7, 我们发现随着颗粒被曳升高度的增加, 更多的颗粒开始

回流向下运动,如图 3.7(a)、(d)所示。相应地,固相波动减弱、波动曲线趋于平滑,固相容积系数减小,如图 3.7(b)、(c)所示。

从图 3.1 至图 3.7 可以看到,虽然在炉壁附近流场中数值计算结果与实验测试结果存在明显的差异,这可能是在理论推导时对壁面流场的运动机理认识不够,导致引入不确切的“壁面公式”,也有可能是对固体颗粒虚拟温度的表达还不够确切,有待进一步发展完善。但是,在流场的其它广大区域内,本章所提出的组合法的数值计算结果得到了 Miller 和 Gidaspow 实验测试结果有力的验证,这就证明本章所提出的新的物理模型和数学模型的正确性,由此而建立的数值计算(模拟)是可行的。

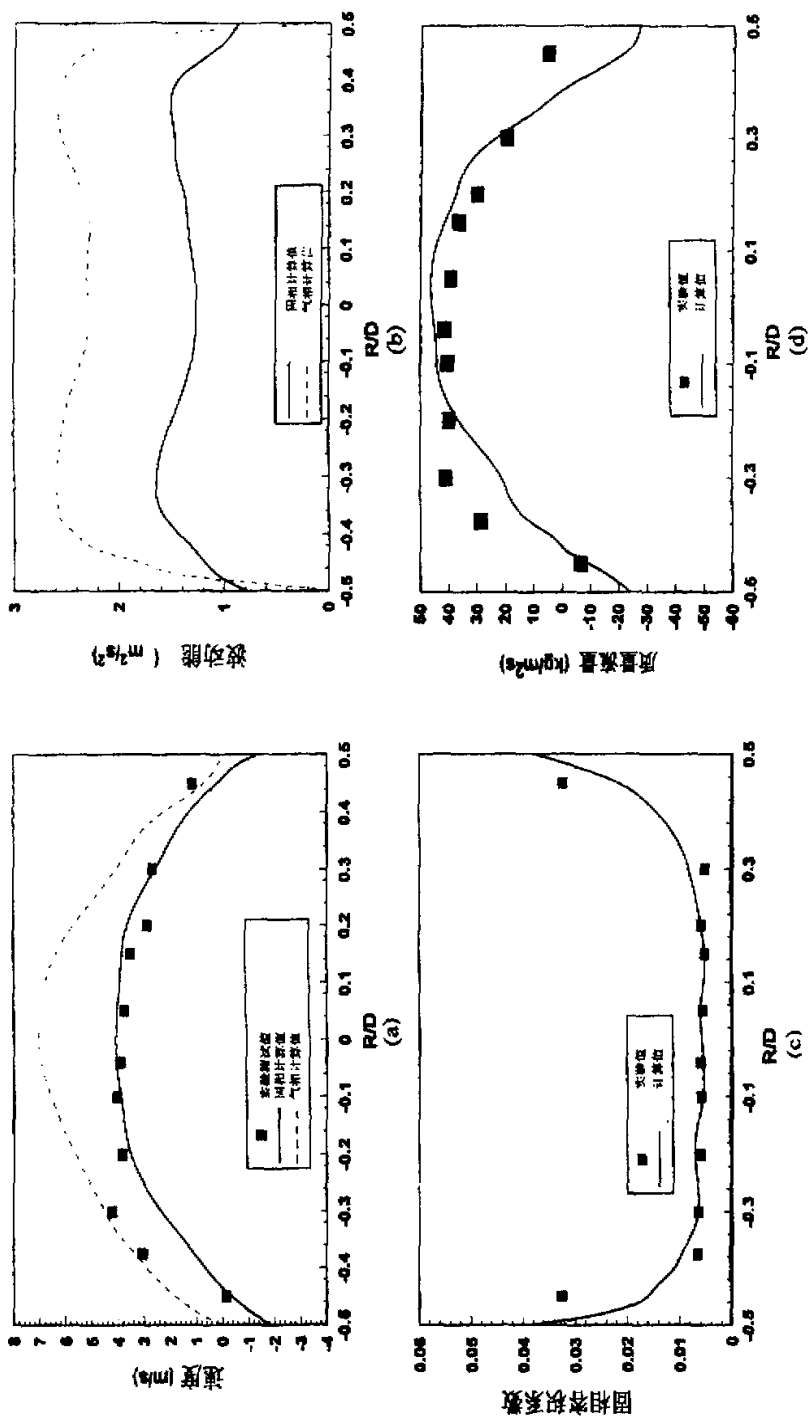


图3.3 气固两相速度、波动能和固相容系数、质量流量示意图 (入口条件:固相质量流量为 $12.0 kg/m^2 \cdot s$, 气体速为 $2.89 m/s$ 离入口距离为 $4.18 m$ 。)

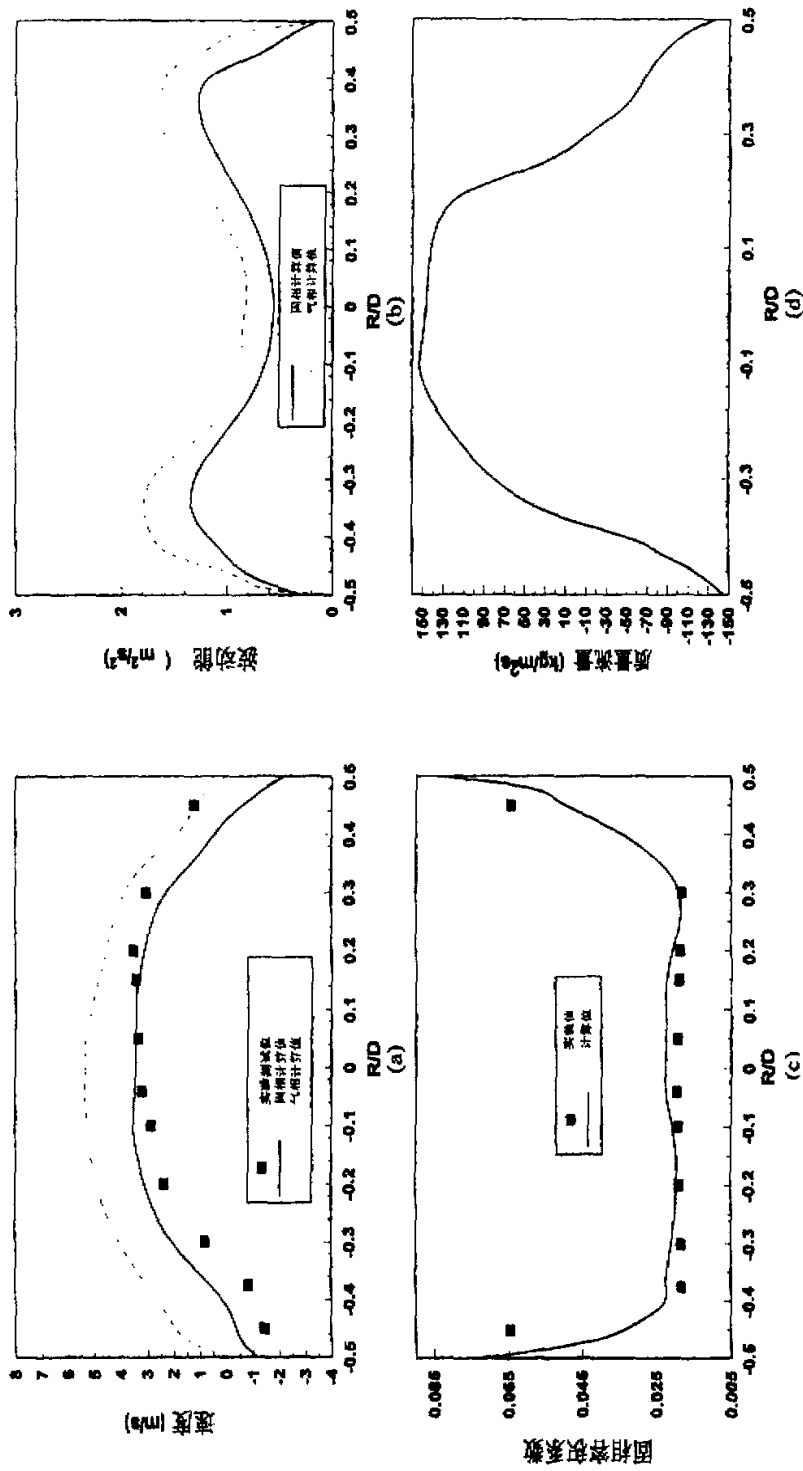


图3.4 气固两相速度、波动能和固相容系数、质量流量示意图 (入口条件:固相质量流量为 $20.4 kg/m^2 \cdot s$, 气体速为 $2.89 m/s$, 离入口距离为 $1.86 m$.)

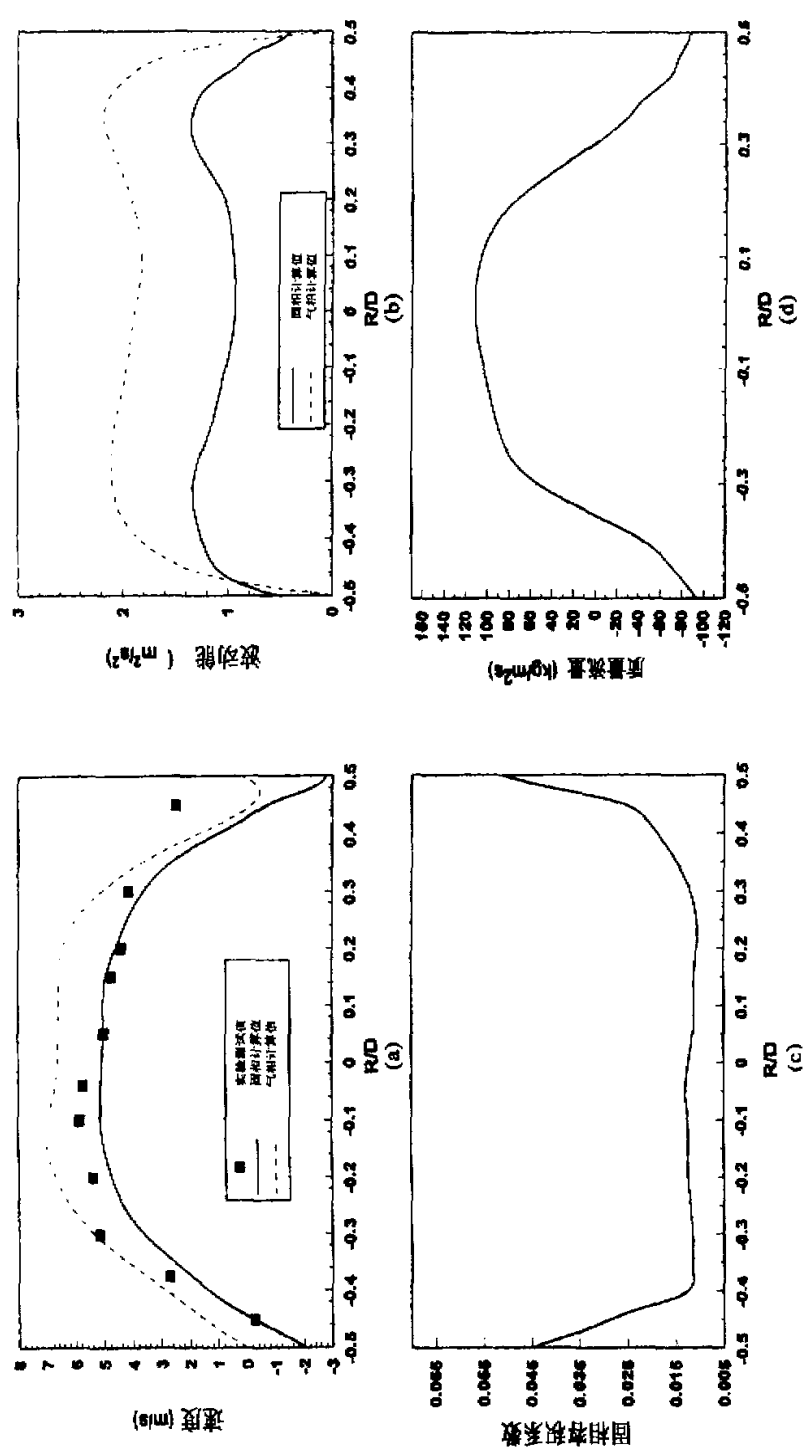


图3.5 气固两相速度、波动能和固相容积系数、质量流量示意图 (入口条件:固相质量流量为 $20.4 kg/m^2 \cdot s$, 气体速为 $2.89 m/s$ 离入口距离为 $4.18 m$.)

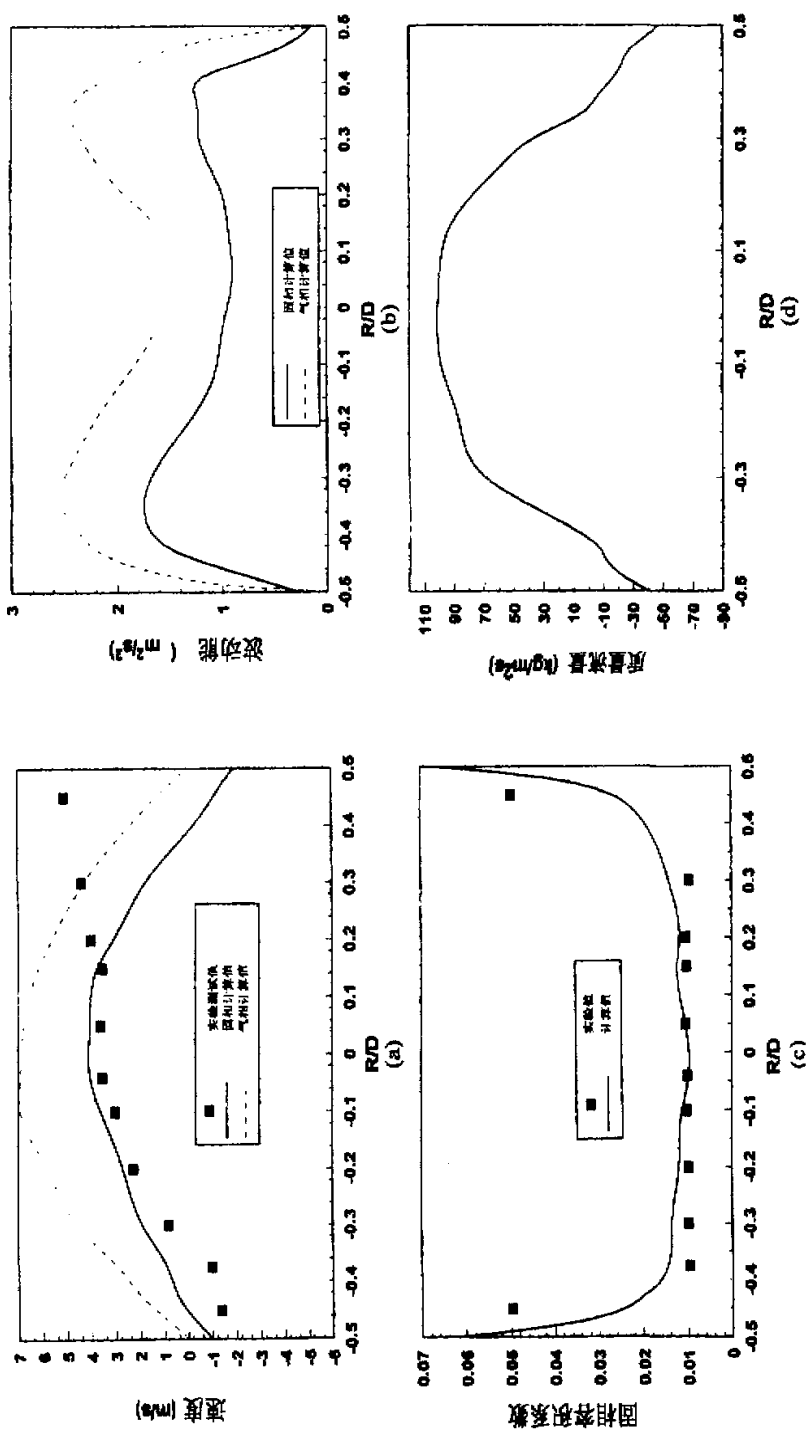


图3.6 气固两相速度、波动能和固相容积系数、质量流量示意图 (入口条件:固相质量流量为 $20.4\text{kg/m}^2\cdot\text{s}$, 气体速为 3.48m/s 离入口距离为 1.86m 。)

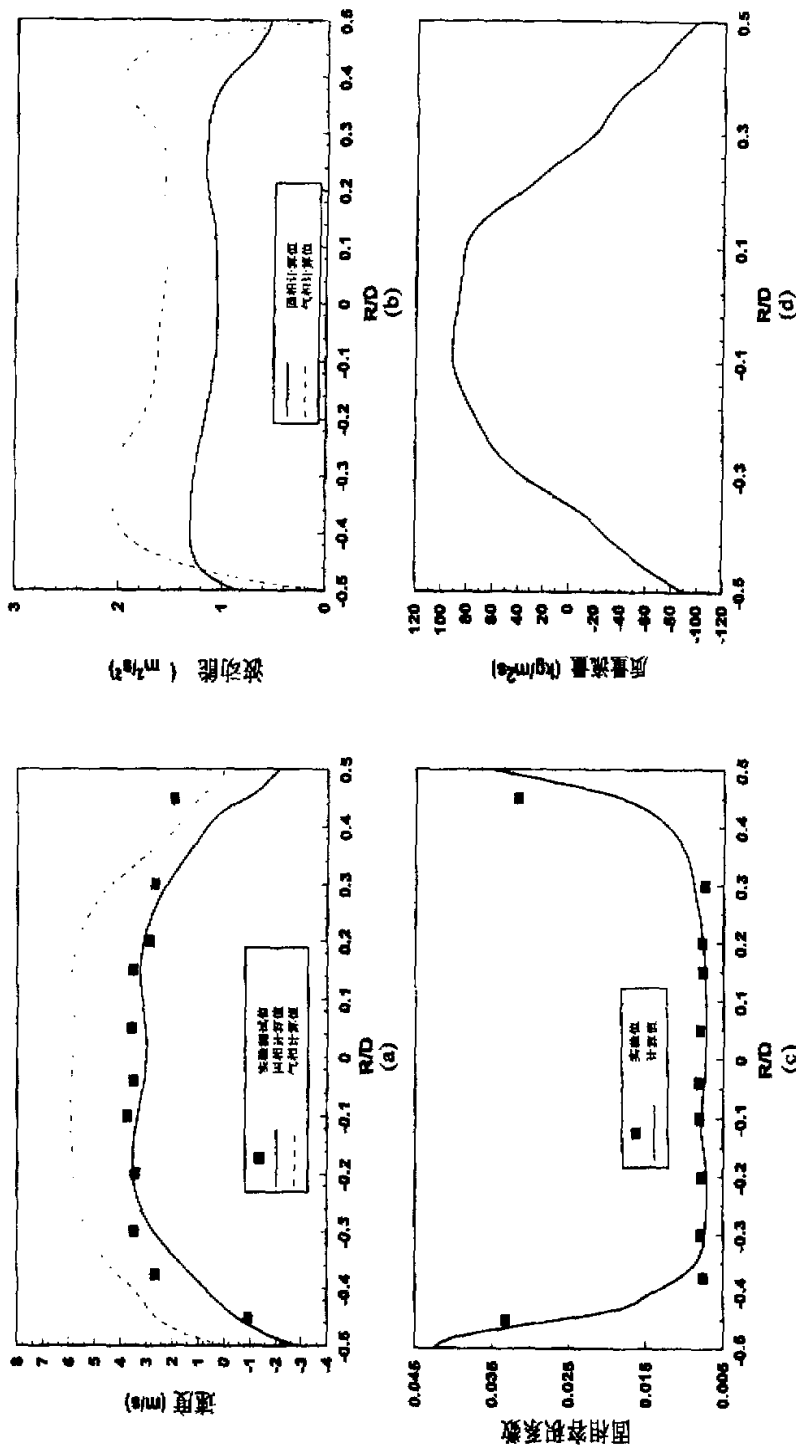


图3.7 气固两相速度、波动能和固相容积系数、质量流量示意图 (入口条件:固相质量流量为 $20.4 kg/m^2 \cdot s$, 气体速为 $3.48 m/s$, 离入口距离为 $4.18 m$.)

§3.5 本章小结

本章对高浓度气固两相流动的物理机理进行了深入的分析、探讨和研究，并提出（引入）了与其相适应的分解式（过程式）的数学模型。在此基础上，对各种基于 Eulerian/Eulerian(E/E)法和(Eulerian/Lagrange(E/L)法的数学模型的优缺点进行了具体的分析和发展，使我们对各种基于 E/E 法和 E/L 法的模型在适用性和准确性方面有一个比较清楚的认识。针对流化床沸腾炉内高浓度气固两相流动的特殊流动情况，本章在对流场的不同区域详细分析的基础上，建立了相应的物理模型和数学模型，并提出 E/E 法和 E/L 法的组合法。最后以 SIMPLE 算法为基础，将所建立的数学模型程序化，进行数值计算，得到了收敛的数值解。经与 Miller 和 Gidaspow 实验测试结果比较表明：运用本章所提出的组合法求得的数值解，与实验结果相当吻合。从而证明本章所建立的物理模型和数学模型在一定范围内的正确性。不过，在炉壁区域计算结果与实验结果存在明显的差异，说明本章所提出的模型有一定的适用范围，或者说本章对壁面区域建立的物理模型和数学模型存在缺陷，有待进一步研究与发展。然而，这不影响本章对高浓度气固两相流研究在物理机理上作出新解释的成功尝试，和提出新的组合法的正确性（合理性）。

本章参考文献

- [1] 岑可法、樊建人著, 工程气固多相流动的理论及计算, 浙江大学出版社, 1990
- [2] Lockwood F. C., Papadopoulos C. and Abbs A. S., *Dombust. Sci. and Tech.*, Vol.58, P5-,1998
- [3] Andrews M. J., Rourke P. J. O., "The Multiphase Particle-in-Cell (MP-PIC) Method for dense Particulate Flow", *Int. J. Multiphase Flow*, Vol.22, P379-402, 1996
- [4] Berman Y., Tamir A., "Coalescence Model of Particles in Coaxial Impinging Streams", *Can. J. Chem. Eng.*, Vol.74, P822-833,1996
- [5] Chapman A., Cowling T. G., *The Mathematical Theory of Nonuniform Gases*, 3rd Ed., Cambridge University Press, Cambridge, Uk,1970
- [6] Ding J., Gidaspow D., "A Bubbling Fluidization Model Using Kinetic Theory O Granular Flow", *AIChE J.* Vol.36, P523-538, 1990
- [7] Fan J. R., Zhang X. Y., Chen L. H., Cen K. F., "New Stochastic Particle Dispersion Modeling of a turbulent Particle-Laden Round Jet", *Chem. Eng. J.*, Vol.66, P207-215, 1997
- [8] Jenkins J. T., Savage S. B., "A Theory for the Rapid flow of Identical, Smooth Nearly Elastic Spherical Particles", *J. Fluids Mech.*, Vol.130, p187-199, 1983
- [9] Louge M. Y., Mastorakos E., Jenkins J. T., "The Role of Particle Collisions in Pneumatic Transport", *J. Fluids Mech.*, Vol.231, P345-359, 1991
- [10] Lun C. K., Savage S. B., *J. Applied Mech.*, Vol.54, P47-53, 1987
- [11] Ma D., Ahamadi, G., "An Equation of State for Dense Rigid Sphere Gases", *J.Chem. Phys.*, Vol.84, P3449-3450, 1986
- [12] Miller A., Gidaspow D., "Dense Vertical Gas-Solid Flow in a Pipe", *AIChE J.* Vol.38, P1801-1815, 1992
- [13] Nieuwland J. J., Annaland S. M., Kuipers J. A., Swaij W. P. M., "Hydrodynamics Modeling of Gas/Particle Flows in Riser Reactors", *AIChE J.* Vol.42, P1569-1582, 1996
- [14] Sinclair J. L., Jackson R., "Gas-Particle Flow in a Vertical Pipe with Particle Interaction", *AIChE J.* Vol.35, P1473-1486, 1989

- [15] Hill S. C., Smoot L. D., *Energy and Fuel*, Vol.7, P874-, 1993
- [16] Fan J. R., Liang X. H., Xu Q. S., Zhang X. Y., Cen K. F., *Energy*, Vol.22, P847-,1997
- [17] Patanker S. V., "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Hemisphere Publishing Co.
- [18] 刘大有, 二相流体力学, 高等教育出版社, 1993
- [19] 时钧、汪家鼎、余国琮、陈敏恒, 化学工程手册(第二版, 下卷) 黄长雄等, 第20篇, 流态化, 北京: 化学工业出版社, 1996
- [20] 查普曼(Chapman S.)、考林(Cowling T. G.), 非均匀气体的数学理论, 科学出版社, 北京, 1990
- [21] 刘大有, 两相流体动力学, 北京: 原子能出版社, 1991
- [22] 周力行, 湍流气粒两相流动和燃烧的理论及数值模拟, 科学出版社, 北京, 1994
- [23] 张远君、王慧玉、张振鹏编译, 两相流体动力学基础理论及其工程应用, 北京航空学院出版社, 1987
- [24] Sommerfeld M., Zivkovic G., "In Computational methods in Applied Science", ed. Ch. Hirsch, J. Periaux and E. Onate, Elsevier Science, Amsterdam, 1992
- [25] Durst F., Milojevic D., Schonung B., *Applied Mathematical Modelling*, Vol.8, P101-, 1984
- [26] Koch D. L., "Anomalous Diffusion of Momentum in a Dilute Gas-Solid Suspension", *Physics of Fluids A*, Vol.4, No.7, P1337-1346, 1992
- [27] Tashiro H., Tomita Y., "A Numerical Simulation for Gas-Solid Two-Phase Flow (Influences of the Collision Between Particles on the vertical Upward Flow)", *JSME Inter. J.*, Vol.34, No.2, P129-133, 1991
- [28] Rizk M. A., Elghobashi S. E., "A mathematical Model for a turbulent Gas-Solid Suspension Flow in a Vertical Pipe", *Fifth Symp. On Turbulent Shear Flows*, Ithaca, U.S.A., Cornell Unvi., Session 8, P8.9-8.14, 1985
- [29] Yousfi Y., Gau G., "Aerodynamics of Vertical Flow of Concentrated Gas-Solid Suspensions-2, Pressure Loss and Relative Gas-Solid Velocity", *Chem. Engng. Sci.*,

Vol.29, No.9, P1947-53, 1974

- [30] Birchenough A., mason J. S., "Particle Wall Velocity Measurements in a Density Flowing Gas-Solid Suspension", BHRA Fluid Engng., P9-20,1977
- [31] Birchenough A., Mason J. S., "In a Dilute Gas-Solid Suspension Flowing Vertically Upwards, Particle Velocity and Axial Turbulence Intensity Measurements", J. Powder & Bulk Solids Technol., Vol.1, No.2, P6-12, 1977
- [32] Birchenough A., Mason J. S., "Laser Anemometry Measurements in a Gas-Solid Suspension Flow", Opt. Laser Tech., Vol.8, No.6, P253-258, 1976
- [33] Bolio E. J., Yasuna J. A., Ainclair J. L., "Dilute Turbulent Gas-Solid Flow in Risers with Particle-Particle Interactions", AIChE J., Vol.41, No.6, P1375-1388, 1995
- [34] Xu B. H., Yu A. B., "Numerical Simulation of the Gas-Solid Flow in a Fluidized Bed by Combining Discrete Particle Method with Computational Fluid Dynamics", Chemical Eng. Sci., Vol.52, No.16, P2785-2809, 1997

第四章 高浓度气固两相射流的数值模拟

§ 4.1 引言

从第一、三章中我们看到, 高浓度气固两相流在工业部门的有着广泛应用, 诸如流化床燃烧器、旋风分离器、固体颗粒输送管等^[16-17]。但是, 人们对高浓度气固两相流动这一现象的流体力学性质和规律认识还比较肤浅, 尚有许多对物理机理的理解和理论表达手段上的困难。一个典型的问题是如何理解固体颗粒间相互碰撞的物理机理, 并建立与之相适应的数学模型。

正如第三章所述的那样, 为了建立考虑颗粒间相互碰撞的物理模型和与之相适应的数学模型, 我们引入了 E/L (Eulerian /Lagrangian) 方法和 E/E (Eulerian/Eulerian) 方法。E/L 方法主要是通过考虑 (假设) 沿颗粒团 (是指具有相同物理特性的颗粒所组成的颗粒群) 运动轨迹上颗粒间的相互碰撞关系, 从而对颗粒团进行跟踪求解^[1]。以往, 在实际建立数学模型时, 为了简化模型, 常常假设在给定的一个特征时间内 (时间间隔) 颗粒间只有一次碰撞。这使得所建立的数学模型缺乏物理基础。

近几年来, 气体动理学理论^[2, 11] (动理学物理模型) 开始被应用于建立高浓度气固两相流动中颗粒相的物理模型, 并通过 E/E 方法求解颗粒间的相互碰撞作用^[3, 4]。根据动理学理论和第三章所述, 颗粒间相互碰撞作用的效应可用三个系数来描述, 即: 固相虚拟温度、固相剪切力、固相粘度^[5, 6]。

从上所述, E/L 方法和 E/E 方法两种方法各有优缺点。一方面, E/L 方法在求解真实的高浓度气固两相流时有无法克服的“机时”困难^[7] (至少在目前的计算条件下, E/L 方法只能用于计算稀疏颗粒或颗粒团的流场; 在计算高浓度的气固两相流时必须作出一些“缺乏物理基础的理想化的假设”); 另一方面, 虽然将气体动理学理论应用于求解气固两相流中颗粒间的碰撞关系, 解决的 E/L 方法中的机时问题, 但是气体动理学理论本身是建立于气体分子这一特定的物理对象的, 气体分子与固体颗粒在物理特性上有着本质的区别, 故将动理学理论直接用于研究固体颗粒, 同样缺乏物理基础。不过颗粒碰撞与气体分子碰撞

在形式上有一定的相似性,故我们可通过实验测试或计算模拟来确定两者的关联系数(即系数修正),从而将气体动理学研究的理论成果应用于研究固体颗粒间的相互碰撞作用。

因此,本章继续采用第三章所提出的组合 E/E 方法和 E/L 方法的组合方法,对高浓度气固两相射流进行数值模拟,并将数值计算结果与 Barlow 和 Morrison 于 1990 年测试的实验结果进行比较。经过比较发现,两者相当吻合,再次验证了本方法的可行性和准确性。

§ 4.2 数学模型

如第三章所述,我们首先在欧拉坐标(Eulerian coordinates)下描述气固两相流方程;然后我们在拉格朗日坐标(lagrangian coordinates)下,用来描述固体颗粒在所计算流场中的运动特性。

§ 4.2.1 欧拉部分

与第三章一样,我们采用 Ding 和 Gidspow 提出的并为 Nieuwland 修正的颗粒动力学方程^[6,9],即:包含大量颗粒的速度分布函数 $f(\bar{x}, \bar{v}, t)$ 可用下述波尔兹曼偏微分方程来表述^[2]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial \bar{v}} (\bar{F}f) = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{collision} \dots\dots\dots (4.1)$$

对于定常流动,我们可以得到以下气相和颗粒相定常连续方程和动量方程:

m 相的连续方程:

$$\nabla \cdot (\epsilon_m \rho_m \bar{v}_m) = 0 \dots\dots\dots (4.2)$$

其中 $m = f, s$, f 代表气相, s 代表固相。

m 相的动量方程:

$$\nabla \cdot (\epsilon_m \rho_m \bar{v}_m \bar{v}_m) = \beta(\bar{v}_n - \bar{v}_m) - \epsilon_m \nabla p_f + \nabla \tau_m + \epsilon_m \rho_m \bar{g} \dots\dots\dots (4.3)$$

其中 $m = f, s$, $n = f, s$, 且 $m \neq n$; β 为曳引力系数。

气相剪切应力为:

$$\tau_f = -2\mu_f \nabla \cdot \bar{v}_f \delta_{ij} / 3 + 2\mu_f \varepsilon_{ij} \dots\dots\dots (4.4)$$

固相剪切应力为:

$$\tau_s = [-p_s + (\xi_s + 2\mu_s \nabla \cdot \bar{v}_s / 3)] \delta_{ij} + 2\mu_s \varepsilon_{ij} \dots\dots\dots (4.5)$$

其中固相压力 p_s 为动能压力 (p_s^k) 和碰撞压力 (p_s^c) 之和, ξ_s 为固相容积系数。即:

$$p_s = p_s^k + p_s^c \dots\dots\dots (4.6)$$

$$p_s^k = \varepsilon_s \rho_s T_s \dots\dots\dots (4.7)$$

$$p_s^c = 2\varepsilon_s^2 \rho_p g_0 (1+e) T_s \dots\dots\dots (4.8)$$

$$\xi_s = (4\varepsilon_s \rho_s d_p g_0 (1+e) \sqrt{T_s / \pi}) / 3 \dots\dots\dots (3.9)$$

T_s 为虚拟温度, 代表颗粒相波动能强度。

固相粘性系数为:

$$\mu_s = \mu_s^c + \mu_s^k [1 + 0.8(1+e)\varepsilon_s g_0] (1 + 1.6\varepsilon_s g_0) / (\varepsilon_s g_0) \dots\dots\dots (4.10)$$

其中,

$$\mu_s^c = 0.8\varepsilon_s \rho_s d_p g_0 (1+e) \sqrt{T_s / \pi} \dots\dots\dots (4.11)$$

$$\mu_s^k = 1.016 \frac{5}{16} \frac{m_p}{d_p^2} \sqrt{T_s / \pi} \dots\dots\dots (4.12)$$

(4.3) 中, 曳引力系数 β 为^[6]:

当 $\varepsilon_s < 0.8$ 时,

$$\beta = 150(1-\varepsilon_s)^2 \mu_f / (\varepsilon_s d_s) + 1.75 \rho_f (1-\varepsilon_s) |v_f - v_s| / d_s \dots\dots\dots (4.13)$$

当 $\varepsilon_s \geq 0.8$ 时,

$$\beta = 0.75 C_d \varepsilon_s (1-\varepsilon_s) \rho_f |v_f - v_s| \varepsilon_s^{-2.65} / d_s \dots\dots\dots (4.14)$$

其中, C_d 取值如下:

当 $\text{Re}_p < 1000$ 时,

$$C_d = 24(1 + 0.15 \text{Re}_p^{0.678}) / \text{Re}_p \dots\dots\dots (4.15)$$

当 $\text{Re}_p \geq 1000$ 时,

$$C_d = 0.44 \dots\dots\dots (4.16)$$

固相颗粒雷诺数 (Reynolds number) 为:

$$\text{Re}_p = \varepsilon_s \rho_f |\mathbf{v}_f - \mathbf{v}_s| d_s / \mu_f \dots\dots\dots (4.17)$$

固相虚拟温度方程为:

$$\nabla \cdot 3(\varepsilon_s \rho_s T_s \bar{\mathbf{v}}_s) / 2 = -\tau_s \nabla \cdot \bar{\mathbf{v}}_s - \nabla(q_s^k + q_s^c) + \gamma - 3\beta T_s \dots\dots\dots (4.18)$$

其中,

$$q_s^k = -\varepsilon_s \lambda_s^k / (\varepsilon_s g_0) (1 + 12\varepsilon_s g_0 / 5) \partial T_s / \partial x \dots\dots\dots (4.19)$$

$$q_s^c = [-\varepsilon_s \lambda_s^c - 6\lambda_s^k (1 + e) \varepsilon_s (1 + 12\varepsilon_s g_0 / 5) / 5] \partial T_s / \partial x \dots\dots\dots (4.20)$$

$$\lambda_s^k = 1.02513 \frac{75}{64} m_p d_s^2 \sqrt{T_s / \pi} \dots\dots\dots (4.21)$$

$$\lambda_s^c = 2(1 + e) \varepsilon_s \rho_s g_0 \sqrt{T_s / \pi} \dots\dots\dots (4.22)$$

$$\gamma = -3(1 - e^2) \varepsilon_s^2 \rho_s g_0 \nabla \cdot \bar{\mathbf{v}}_s \dots\dots\dots (4.23)$$

径向分布函数 g_0 为^[10]:

$$g_0 = (1 + 2.5\varepsilon_s + 4.5904\varepsilon_s^2 + 4.515439\varepsilon_s^3) / [1 - (\varepsilon_s / \varepsilon_{\text{packing}})^3]^{0.678021} \dots\dots\dots (4.24)$$

$\varepsilon_{\text{packing}}$ 是指固相的堆积容积系数, 其最大值 $\varepsilon_{\text{packing}} = 0.64356$ 。当固相容积

系数 $\varepsilon_s \rightarrow 0$ 时, $g_0 \rightarrow 1$; 当 $\varepsilon_s \rightarrow \varepsilon_{\text{packing}}$ 时, $g_0 \rightarrow \infty$ 。

§ 4.2.2 拉格朗日部分

在欧拉方法中, 我们把颗粒离散相看成连续相来处理。为了考虑由于气体分子与颗粒间的碰撞和颗粒与颗粒间的碰撞而引起的两相间动量交换, 我们引

入拉格朗日方法,用于跟踪计算单个颗粒运动特性。从而实现对整个气固两相流场区域内大量颗粒团的跟踪计算。为了实现对颗粒跟踪计算,我们在拉格朗日坐标下来描述沿颗粒轨迹运动的颗粒的运动方程。在该动量方程中,颗粒对连续相的作用是通过计算颗粒源运输变量来表示,从而把两相间和颗粒间的相互作用一并计算在内。

针对以上所述,我们可将颗粒的运动方程描述如下:

$$m_p \nabla \cdot \bar{v}_p = -\nabla p_f / \rho_p - \nabla p_s / \rho_p + \bar{F}_{gp} + \bar{F}_{sp} + m_p \bar{g} \dots\dots\dots (4.25)$$

其中,

$$\bar{F}_{gp} = \beta_f (\bar{v}_f - \bar{v}_p) / (\epsilon_s \rho_p) \dots\dots\dots (4.26)$$

$$\bar{F}_{sp} = m_p (\bar{v}_s - \bar{v}_p) g_0 / \delta \dots\dots\dots (4.27)$$

且颗粒碰撞特征时间为:

$$\delta = \sqrt{3/2} d_p / (24 \epsilon_s g) \sqrt{\pi / T_s} \dots\dots\dots (4.28)$$

§ 4.3 数值模拟

组合欧拉方法和拉格朗日方法,则考虑两相间相互作用的气固两相流动量方程分别为:

$$\nabla \cdot (\epsilon_f \rho_f \bar{v}_f \bar{v}_f) = -\epsilon_f \nabla p_f + \epsilon_f \rho_f \bar{g} + \nabla \tau_f + \sum_p S_{v,p} \dots\dots\dots (4.29)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon_s \rho_s \bar{v}_s \bar{v}_s) = -\epsilon_s \nabla p_s + \epsilon_s \rho_s \bar{g} + \nabla \tau_s + \beta (\bar{v}_f - \bar{v}_s) \dots\dots\dots (4.30)$$

其中颗粒产生的源项为:

$$S_{v,p} = \sum_n m_p N_p (\bar{v}_{p,in} - \bar{v}_{p,out}) \dots\dots\dots (4.31)$$

另外 $S_{v,p}$ 可以分解为:

$$S_{v,p} = M_{gas-particle} + M_{solid-particle} \dots\dots\dots (4.32)$$

其中, $M_{gas-particle}$ 代表气固两相之间的相互作用, $M_{solid-particle}$ 代表固相颗粒间的相互作用。如果我们对整个颗粒群进行跟踪计算并获得收敛结果的话,则有:

$$\sum_p M_{solid-particle} = 0 \dots\dots\dots (4.33)$$

$$\sum_p M_{gas-particle} = \beta(u_f - u_s) \dots\dots\dots (4.34)$$

即,

$$\sum_p S_{v,p} = \sum_p M_{gas-particle} = \sum M_{interphase} \dots\dots\dots (4.35)$$

从上所述, 方程 (4.2)、(4.18)、(4.29) 和 (4.30) 是一组变量为 $\varepsilon_m, v_f, v_s, T_s$ 的封闭方程组。因此, 对上述方程组的数值求解过程如下:

(1) 设置变量 $\varepsilon_m, v_f, v_s, T_s$ 的初始值, 在不考虑固相产生的源的情况下, 求解方程组 (4.2)、(4.18)、(4.29) 和 (4.30), 完成对整个气固两相流场的一次数值求解;

(2) 从方程 (4.6) (4.9) 和 (4.10) 计算 p_s, ξ_s, μ_s 值;

(3) 求解方程组 (4.25), 完成对固两相流场中的所有颗粒或颗粒团进行跟踪求解, 从而计算得到源项的平均值;

(4) 将计算得到的源项值代入方程 (4.29), 对整个气固两相流场重新进行数值计算 (求解);

(5) 重复 (1) 至 (4) 步, 直至得到收敛的数值解。

§ 4.4 计算结果与讨论

为了获得正确的数值计算结果, 我们用 100 层非均匀网格对从射流中心线到其外边缘的流场区域进行网格化, 并进行了网格依赖性测试, 发现上述网格划分已足够精细, 从而得到不依赖于网格划分的数值解。在每个空间点位 (网格单元), 我们在对 20000 个颗粒团进行跟踪求解的基础上, 将求得结果进行整体统计平均, 从而得到可信的平均结果。为了验证我们的数值计算结果的准确性, 我们将其与 Barlow 和 Morrison^[8]于 1990 年对层状的高浓度气固两相射流的实验测试结果进行比较。数值计算以射流的喷出口为起始点, 因为在该点气固两相速度分布可供利用 (如图 4.1 所示)。计算中, 我们采用的颗粒平均直径

为 $d_p = 163 \mu m$ ，颗粒平均密度为 $\rho_p = 2825 kg/m^3$ 。为了与实验条件相一致，我们所计算的两种流况均为稀相气固圆射流，即：第一种流况： $\varepsilon_v = 0.0027$ ；第二种流况： $\varepsilon_v = 0.0225$ 。

图 4.2 和图 4.3 为两种流况下，在位于 $x/d_0 = 10, 20$ 和 40 的空间截面上平均轴向速度的实验测试值与计算值曲线示意图。对于第一种流况，固体颗粒速度首先沿轴向被加速，随后由于曳引力作用，沿轴向被滞减；对于第二种流况，由于提高了固体质量输送比，使颗粒的惯性作用占居了主导地位，从而使固体颗粒速度沿轴向一直被加速。

从图 4.2 和图 4.3 中我们看到：对于第一种流况，气相沿中心线（轴线）的速度随着离射出口距离的增加而递减；而对于第二种流况，气相速度沿轴向却在增加，这表明对于高浓度气固两相射流两相间的动量交换十分强烈，从而使两相速度同时被加速。这也是第二种流况中两相间滑移速度要比第一种流况中两相间滑移速度小的原因。在射流的外边缘，两相间的滑移速度接近于自由落体（流体）的极限速度 $1.44 m/s$ 。

本章所用模型的计算结果，除了气相的中心线速度与实验测试值相比有些偏高或偏低，以及固相速度在密相流场中（即第二种流况）中有些偏高外，在整体上与实验数据十分一致。中心线速度的误差，可能是由于恢复系数取值不恰当或实验测试本身缺陷造成的^[8]。

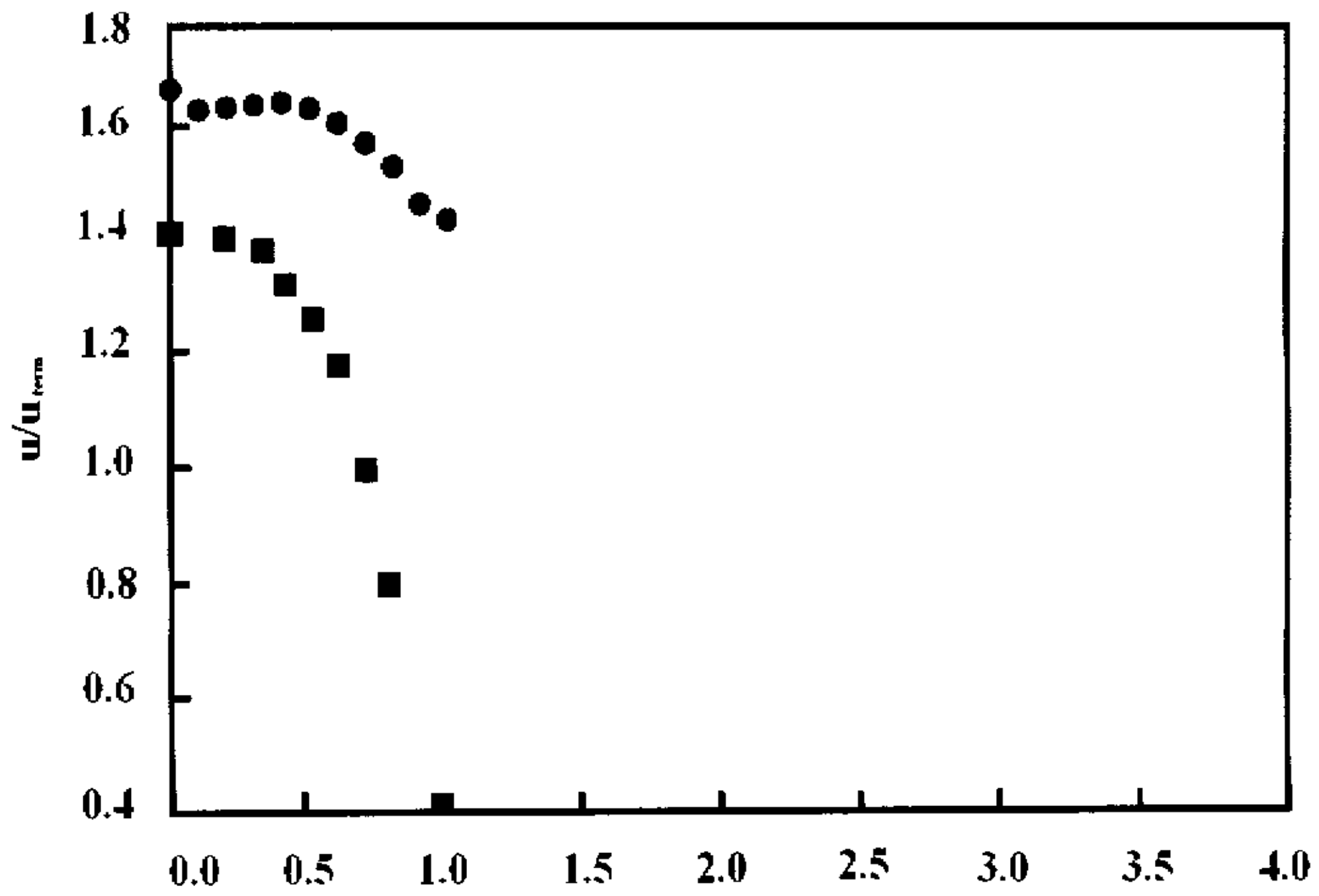
图 4.4 和图 4.5 为相对于颗粒质量流量的气固两相质量流量示意图。从图中可以看到，气相流量的波动比固相流量的波动还要快（大）；同时，当固相对气相输送比加大时，气相流量的波动减小（此时，固相流量的波动也相应减小）。这是因为当固相对气相的质量输送比增加时，气相波动强度减弱而造成的。这也应证了为什么密相气固两相射流要比稀相气固两相射流狭窄（细窄）的事实，这对航天工业等领域有着十分重要的意义。

图 4.6 和图 4.7 是对于两种流况的固相虚拟温度示意图。从图中我们发现，固相波动能强度在射流中心区要比射流边缘区弱小，这是因为在接近边缘的区域内，固相的运动能增强较快。在密相射流中，由于颗粒间和两相间作用较强，

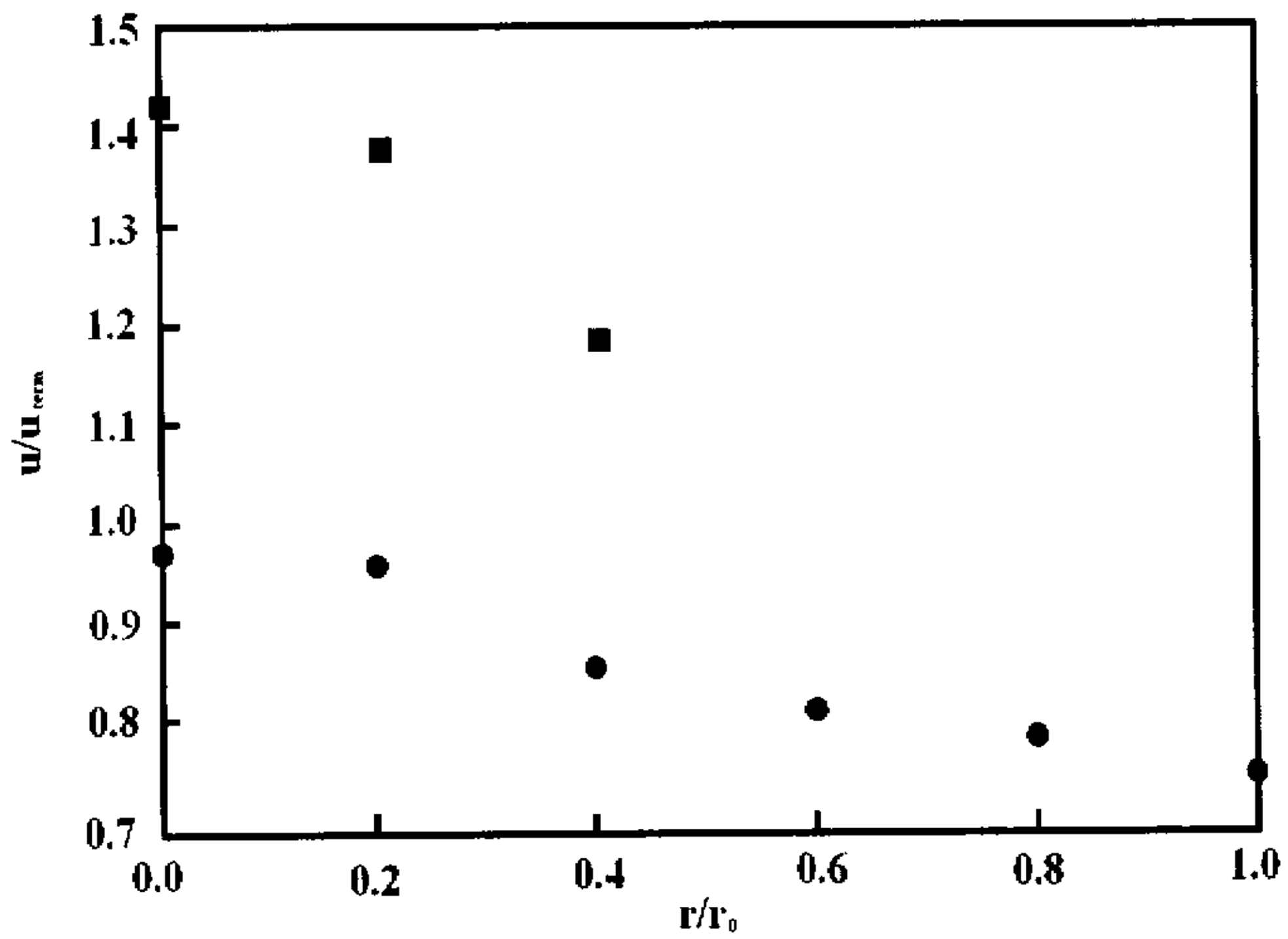
从而使其波动能分布相对不均匀。对于较大的质量输送比，在密相流动中的固相波动能要比在稀相流动中的固相波动能弱，这对固相输送的工程设计具有重大意义。

§ 4.5 本章小结

本章对高浓度气固两相射流运动的物理机理进行了深入的分析、探讨和研究。在此基础上，建立了气固两相射流的物理模型和数学模型，并采用本文所提出的 Eulerian/Eulerian 法和 Eulerian/Lagrange 法的组合法对流场进行了数值模拟。经与 Barlow 和 Morrisonr 的实验测试结果比较表明：运用本文所提出的组合法求得的数值解，与实验结果相当吻合。从而进一步证明本文所建立的物理模型和数学模型的正确性和具有较普遍的适用性。



(a)



(b)

图 4.1 在射流出口气固两相轴向平均速度分布示意图。其中 (a) 代表固相容积系数为 0.0027, (b) 代表固相容积系数为 0.0225; ■ 代表气相实验测试值, ● 代表固相实验测试值。

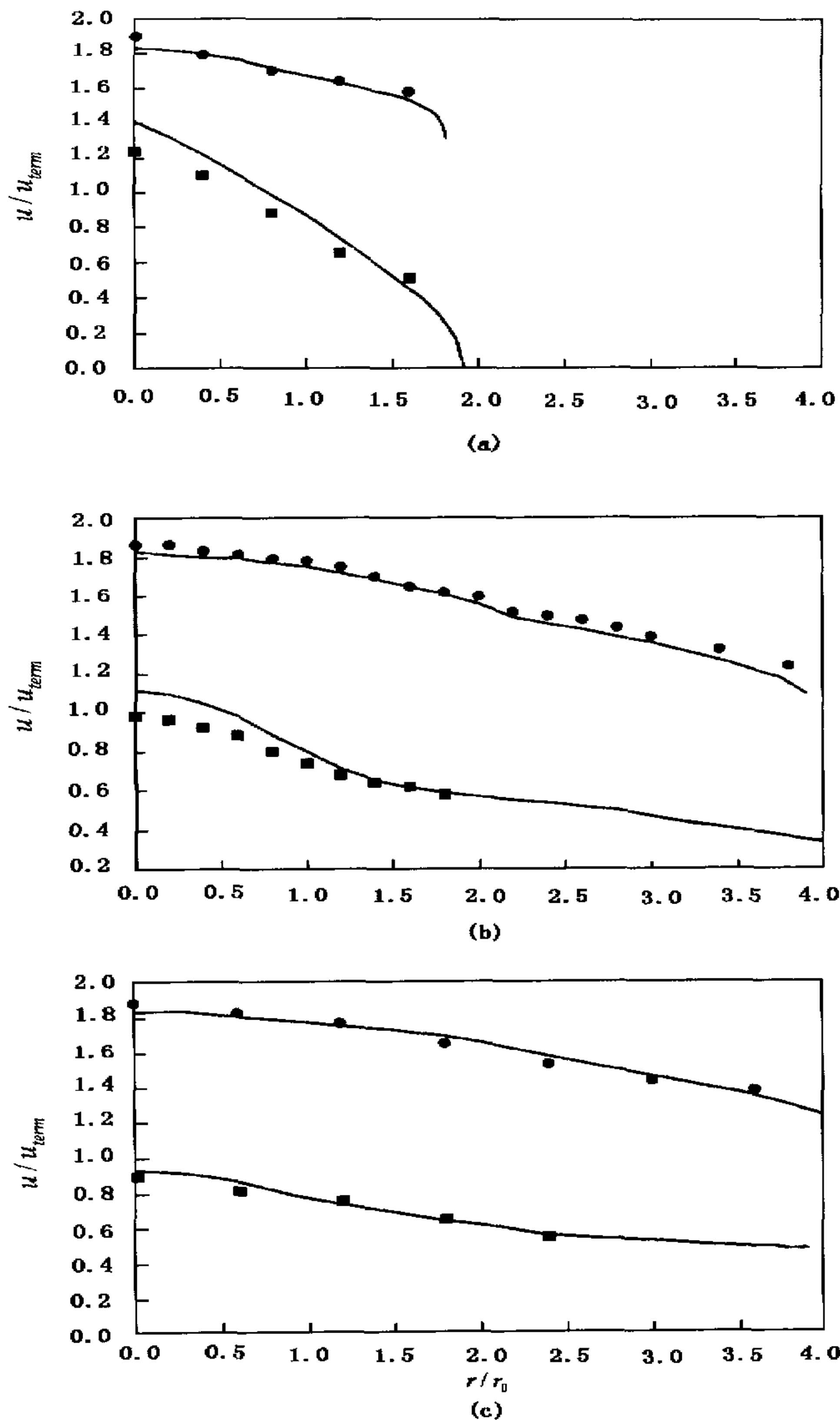


图 4.2 当固相容积系数为 0.0027 时, 气固两相轴向平均速度分布示意图。其中 (a) $x/d=10$, (b) $x/d=20$, (c) $x/d=40$, \blacksquare 代表气相实验测试值, \bullet 代表固相实验测试值, —— 为数值计算结果。

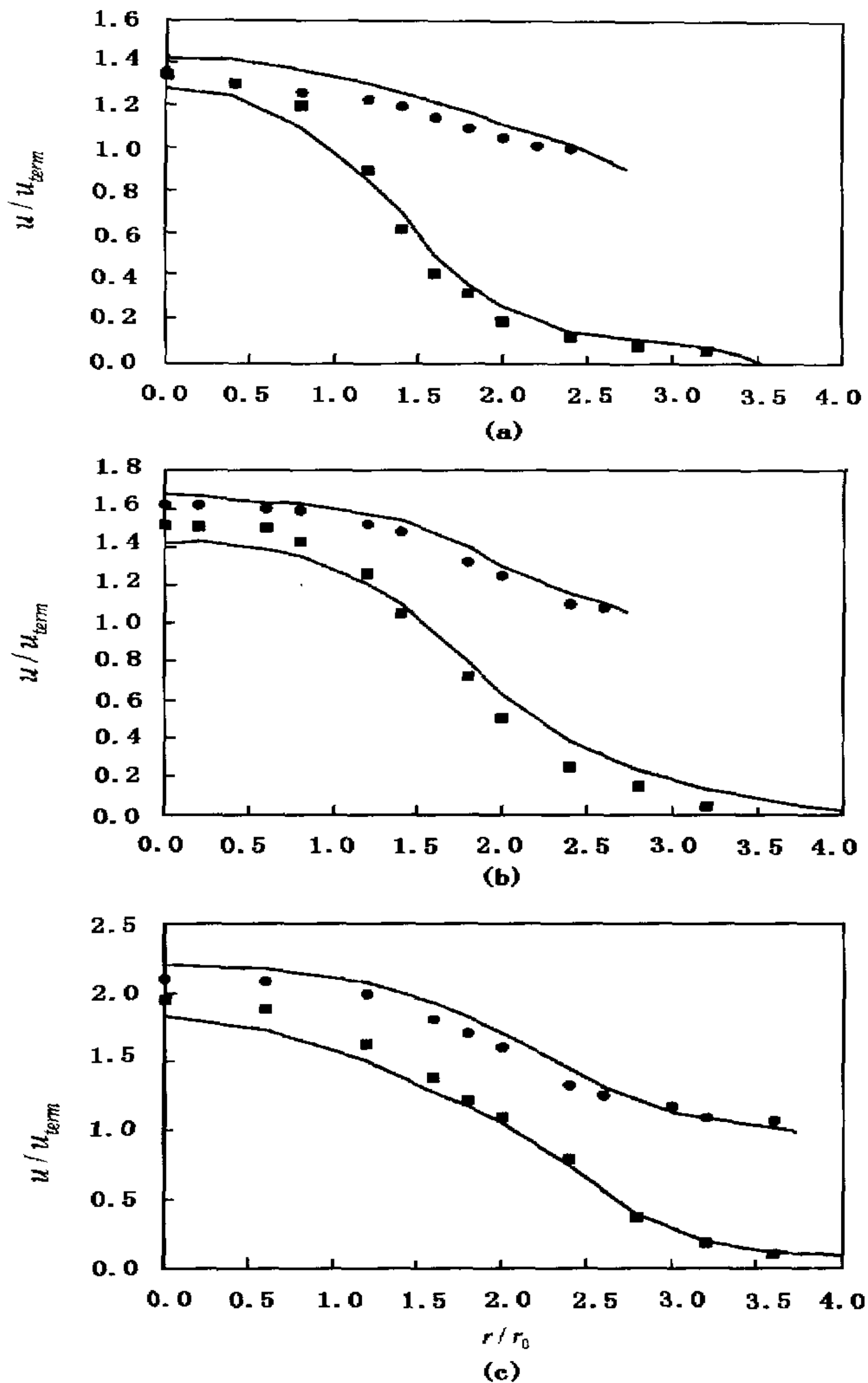


图 4.3 当固相容积系数为 0.0225 时, 气固两相轴向平均速度分布示意图。其中 (a) $x/d=10$, (b) $x/d=20$, (c) $x/d=40$; ■代表气相实验测试值, ●代表固相实验测试值, ——为数值计算结果。

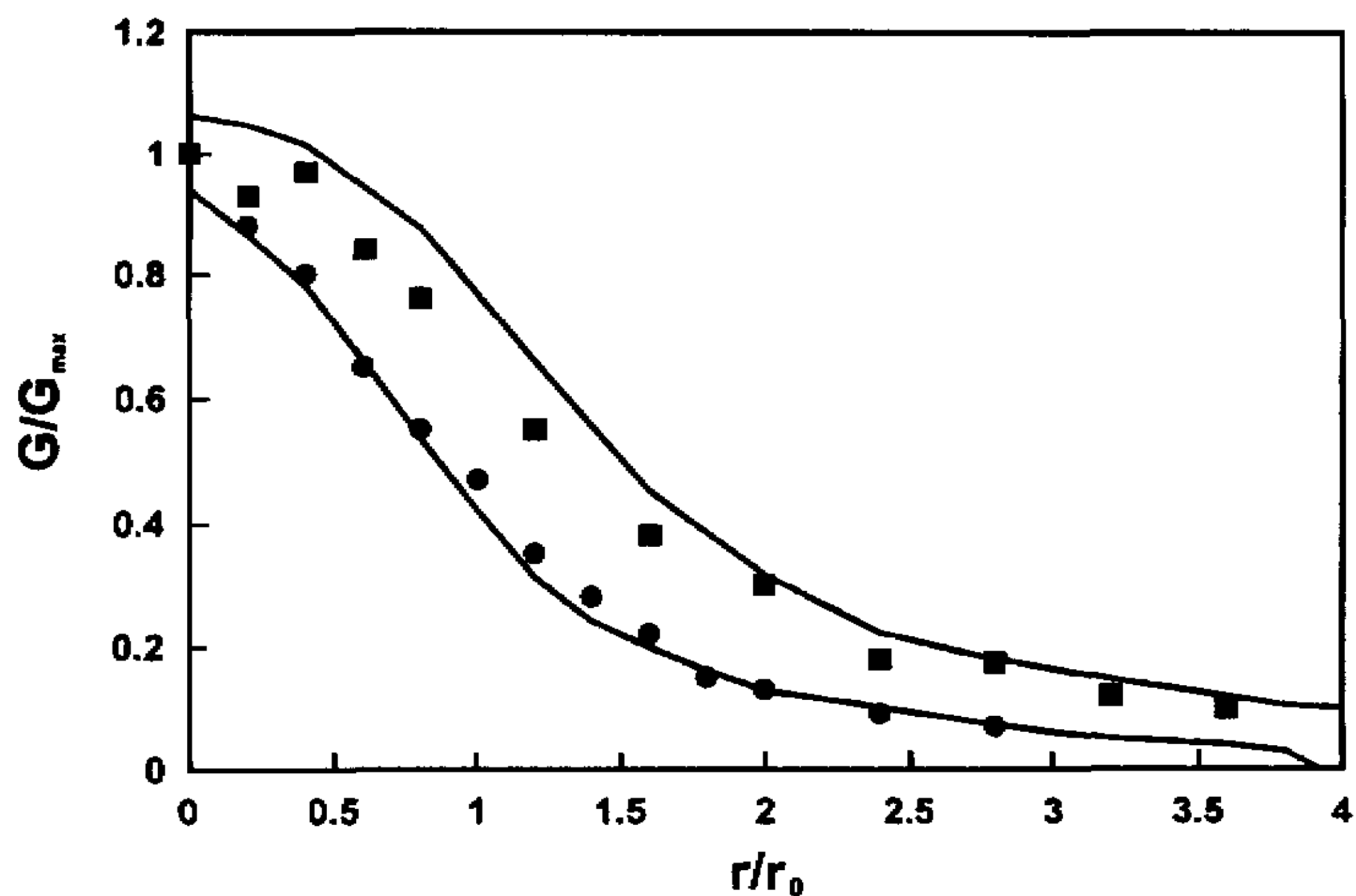


图 4.4 当固相容积系数为 0.0027 时, 在 $x/d=40$ 截面固相质量流量分布示意图。■代表实验测试值, ——为数值计算结果。

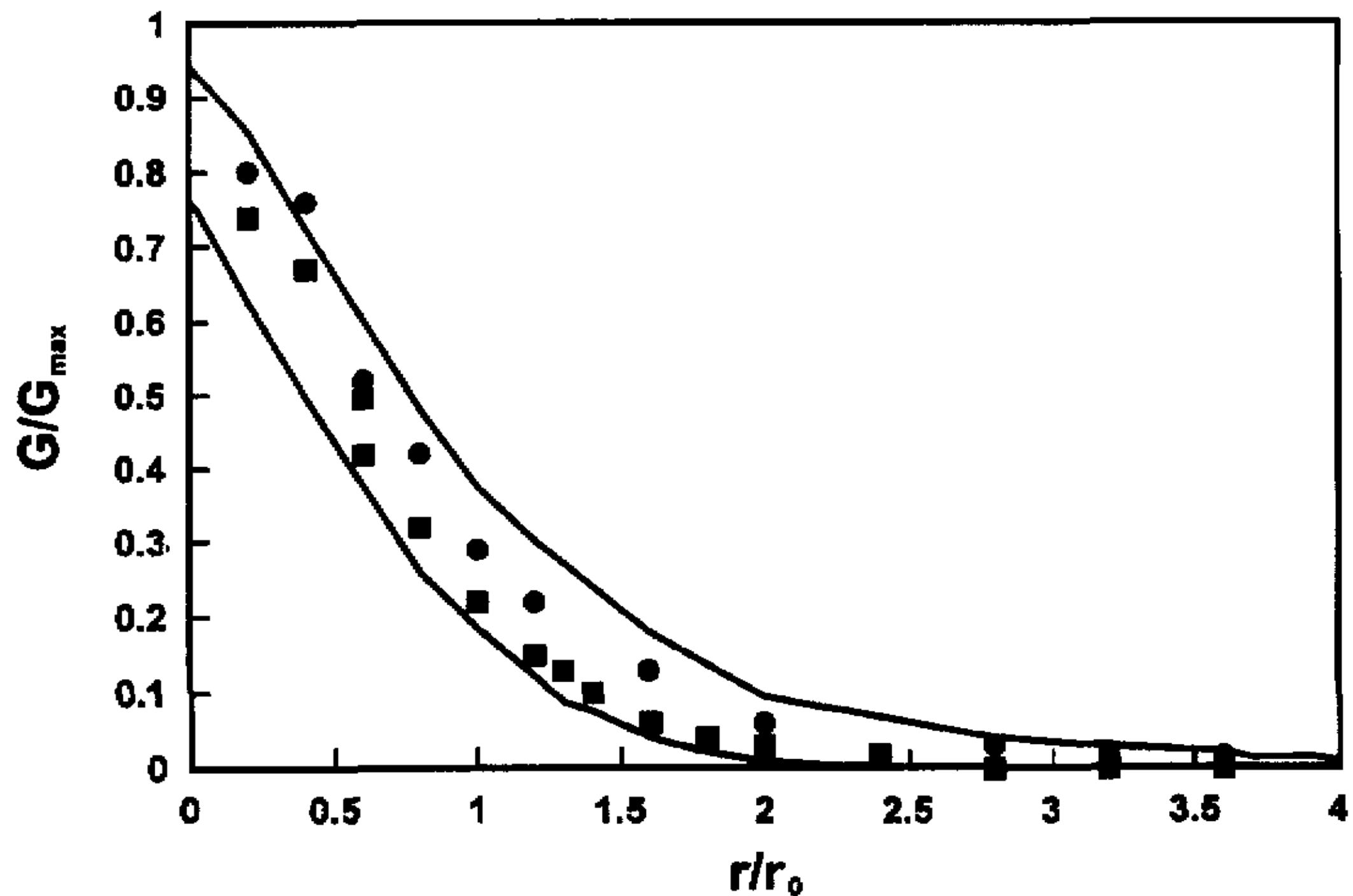


图 4.5 当固相容积系数为 0.0225 时, 在 $x/d=40$ 截面固相质量流量分布示意图。■代表实验测试值, ——为数值计算结果。

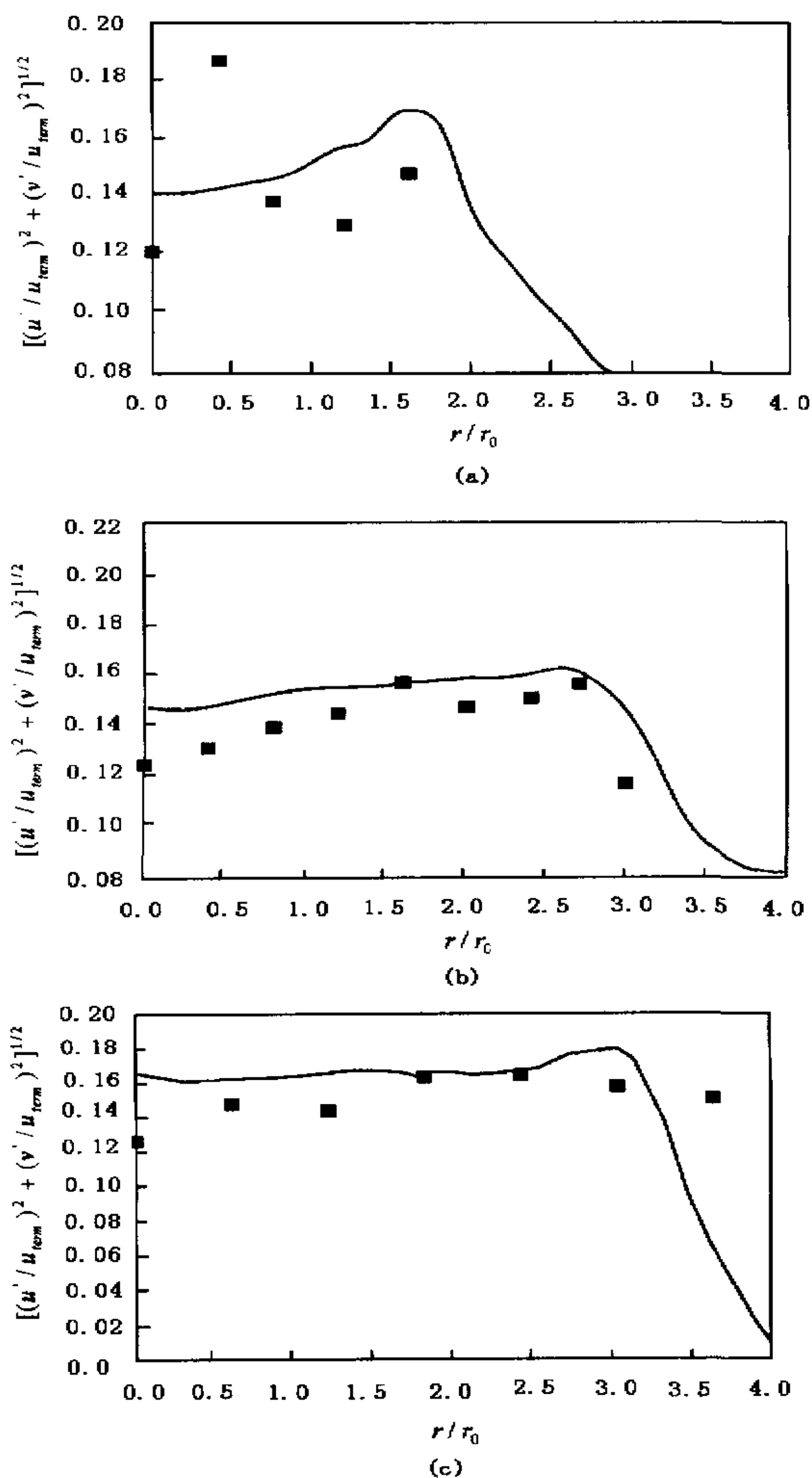
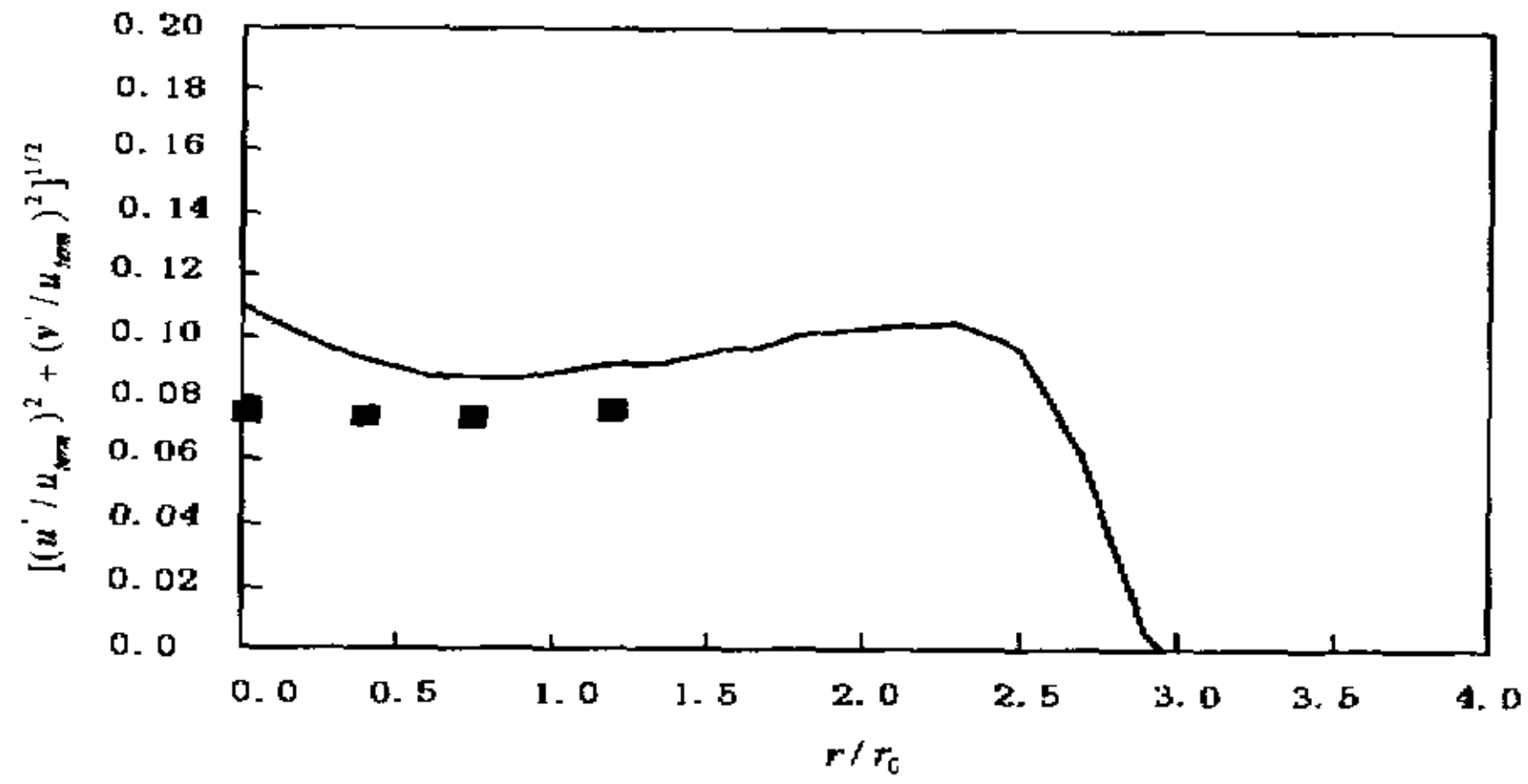
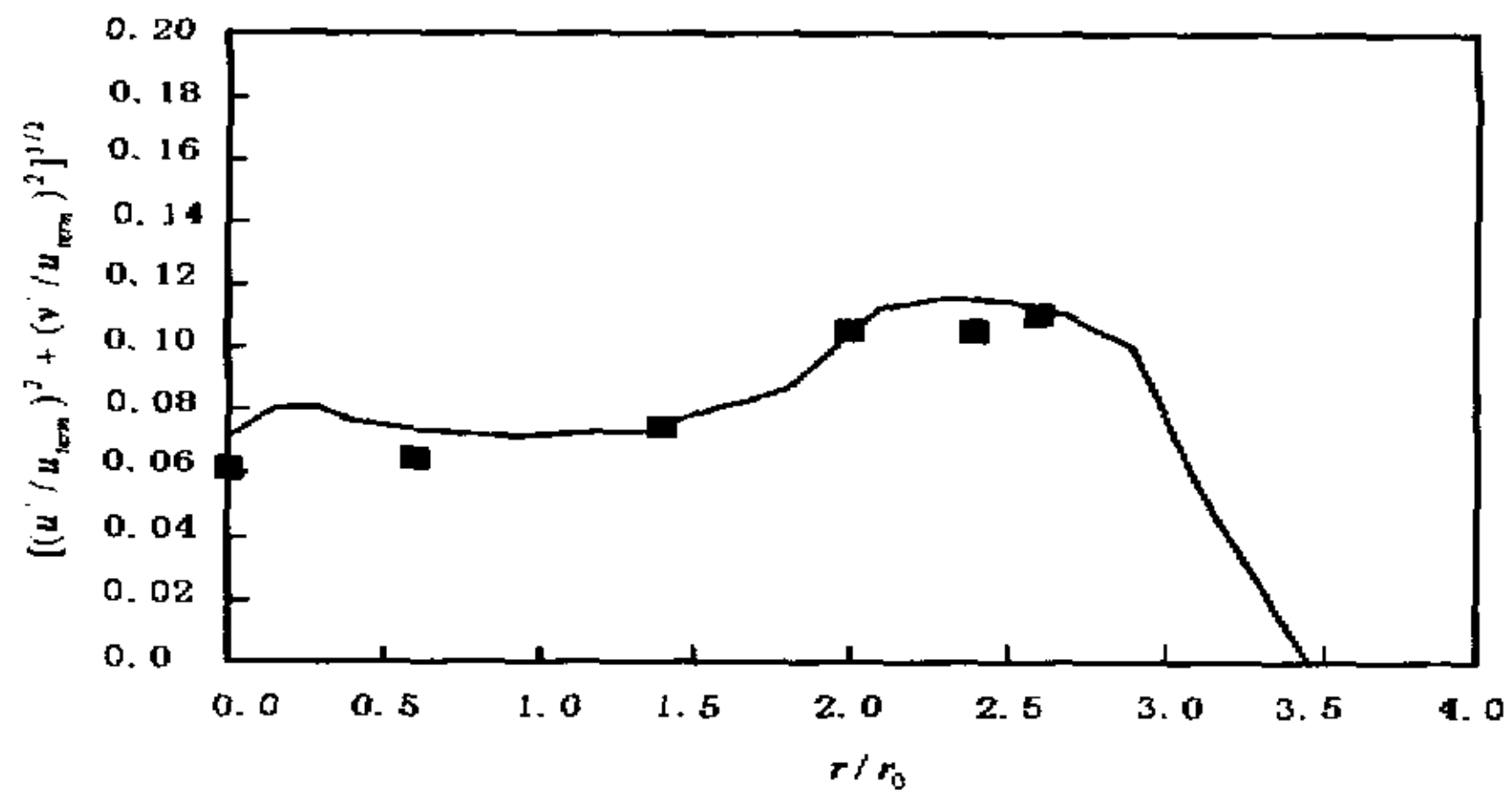


图 4.6 当固相容积系数为 0.0027 时, 其波动能变化示意图。

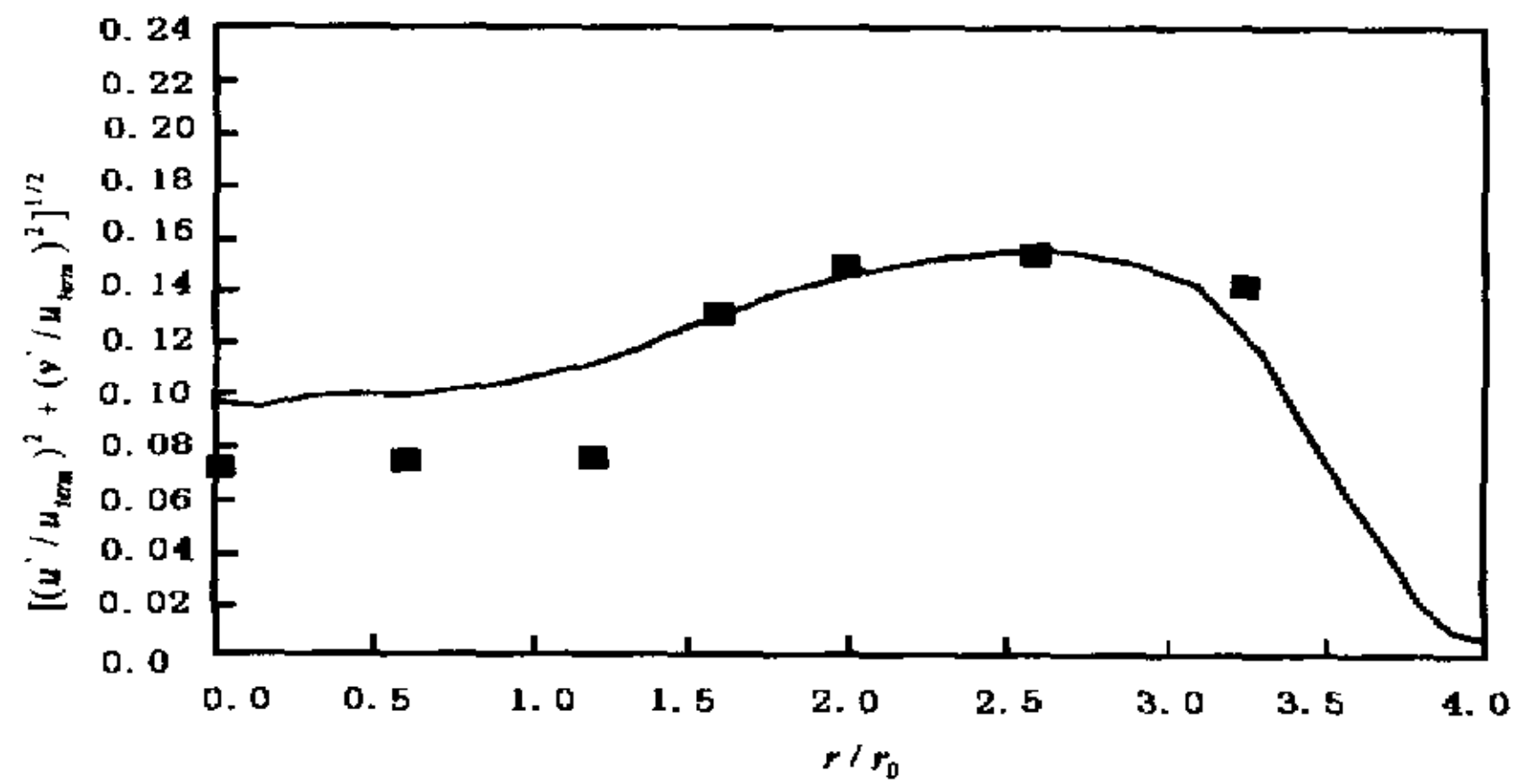
(a) $x/d=10$, (b) $x/d=20$, (c) $x/d=40$; ■ 代表实验测试值, —— 为数值计算结果。



(a)



(b)



(c)

图 4.7 当固相容积系数为 0.0225 时, 其波动能变化示意图。

(a) $x/d=10$, (b) $x/d=20$, (c) $x/d=40$; ■ 代表实验测试值, — 为数值计算结果。

本章参考文献

- [1] Sommerfeld M., Zivkovic G., In Computational methods in Applied Science, ed. Ch. Hirsch, J. Periaux and E. Onate, Elsevier Science, Amsterdam, 1992
- [2] Chapman A., Cowling T. G., The Mathematical Theory of Nonuniform Gases, 3rd Ed., Cambridge University Press, Cambridge, Uk, 1970
- [3] Jenkins J. T., Savage S. B., "A Theory for the Rapid flow of Identical, Smooth Nearly Elastic Spherical Particles", J. Fluids Mech., Vol.130, p187-199, 1983
- [4] Louge M. Y., Mastorakos E., Jenkins J. T., "The Role of Particle Collisions in Pneumatic Transport", J. Fluids Mech., Vol.231, P345-359, 1991
- [5] Sinclair J. L., Jackson R., "Gas-Particle Flow in a Vertical Pipe with Particle Interaction", AIChE J. Vol.35, P1473-1486, 1989
- [6] Ding J., Gidaspow D., "A Bubbling Fluidization Model Using Kinetic Theory of Granular Flow", AIChE J. Vol.36, P523-538, 1990
- [7] Durst F., Milojevic D., Schonung B., Applied Mathematical Modelling, Vol.8, P101-, 1984
- [8] Barlow R. S., Morrison C. Q., Experiment in Fluids, Vol.9, P93-, 1990
- [9] Nieuwland J. J., Annaland S. M., Kuipers J. A., Swaaij W. P. M., "Hydrodynamics Modeling of Gas/Particle Flows in Riser Reactors", AIChE J. Vol.42, P1569-1582, 1996
- [10] Ma D., Ahamadi, G., "An Equation of State for Dense Rigid Sphere Gases", J.Chem. Phys., Vol.84, P3449-3450, 1986
- [11] 查普曼 (Chapmann S)、考林 (Cowling T G), 非均匀气体的数学理论, 科学出版社, 北京, 1990
- [12] Yu S., Umekage T., Tabuchi M., "Direct Numerical Simulation for Three-Dimensional Gas-Solid Two-Phase Jet Using Two-Way Method and Experimental Verification", JSME Int. J., Series B, Fluids and Thermal Engineering, Vol.39, No.2, P230-238, 1996

- [13] Hong R., Li H., Li H., Wang Y., "Studies on the Inclined Jet Penetration Lenth in a Gas-Solid Fluidized Bed", Powder Tech., Vol.92, No.3, P205-212, 1997
- [14] Tashiro H., Peng X., Tomita Y., "Numerical Prediction of Saltation Velocity for Gas-Solid Two-Phase Flow in a Horizional Pipe", Powder Tech., Vol.91, No.2, 1997
- [15] 林建忠, 林江, 朱丽兵, "气固两相圆射流场涡结构影响固粒扩散的研究", 应用数学和力学, Vol.20, No.5, P470-476, 1999
- [16] 李建民, 王新兰, "推广多相流输送技术促进油气集输工艺技术进步", 石油规划设计, No.2, P5-6, 1996
- [17] 常峥, "多相流技术的研究与开发", 能源研究与利用, No.4, P35-37, 1996

第五章 总结和研究工作展望

§5.1 引言

本章对全文作一简要回顾,进一步明确气固两相流的理论概念、研究内容及其在我国国民经济建设中的重要地位;明确气固两相流物理模型和数学模型的概念和分类;明确各类数学模型对物理模型的依从关系;明确各类数学模型的基础、优缺点、存在的问题和今后研究的方向(重点);明确本文所提出的组合模型的开创性、准确性和对工程实际指导的重要意义。最后,本章对气固两相流研究工作简要展望,以期对今后的研究工作有所裨益。

§5.2 全文总结

多相流运动广泛存在于自然界和工业、农业、国防等各个领域。如自然界的风沙运动、雨雪运动、泥沙流动等;在工农业、国防领域中有石油、煤炭的开采、运输、加工和利用,飞机播种和灭虫,核反应堆的冷却和安全,等等。

近十几年来,多相流技术已渗入到国民经济的各个领域,已成为国民经济和某些尖端技术进一步发展的关键。为此,近几十年来,世界各国政府对多相流研究日趋重视,纷纷成立国家级乃至世界范围内的多相流研究的机构和部门,这也为多相流研究创造了更好的条件,促进了多相流研究的迅猛发展。

有关多相流的最早报道可以追溯到 19 世纪,而多相流研究真正起步于二十世纪 40 年代。经过半个多世纪的发展,多相流研究理论取得了巨大的进步,建立了相对完善的理论体系。目前,多相流研究进入了蓬勃、迅速发展时期,各种适用于各个工程实际的多相流理论模型层出不穷,并通过各种模拟手段对各种真实流场进行模拟研究,取得了丰硕的成果。这对多相流理论的进一步发展、完善具有重要意义,对指导工程实际作出了重要的贡献。

但是,由于目前多相流理论正处在发展完善阶段,因此目前在多相流研究中存在两方面的理论概念模糊:一是多相流概念中关于“相”的定义误区,另一个是多相流研究中所提出或采用的模型分类的误区。

首先, 关于多相流概念。目前, 关于多相流概念有狭义和广义两种概念之分。所谓狭义的, 就是在关于多相流概念中“相”的定义沿用物理学中关于物质“相”的概念。物理学认为, 物质的存在有四态(相), 即气态、液态、固态和等离子态(体)。在此概念基础上, 多相流是指在流体运动中在物理概念上存在着多于两种(包含两种)流体介质的流动现象。通常所指的多相流现象有: 气—固两相、液—固两相、气—液两相组成的两相流动, 气—液—固三相、油—气—水三相、气—油—水—固四相等三相或多相组成的多相流动。所谓广义的, 是指在理论研究中, 一些学者不但把不同的运动介质称作不同的相, 而且把同一介质但有不同动力学性质的同一物质也当作不同的相来处理。如许多作者把包含几种颗粒粒径的气体—颗粒流也称为多相流。我们认为, 对多相流概念的定义应该使用前者(狭义的), 这样才能正确理解和区别多相流研究中“相变”概念等; 而把包含几种颗粒粒径的气体—颗粒流称为气固两相流多流体运动。

还有一些作者把一部分多(两)相流体称作为“非牛顿流体”, 从而把“多相流”与“牛顿流体”、“非牛顿流体”混淆起来, 这是另一种概念模糊。我们知道, 划分“牛顿流体”与“非牛顿流体”的标准是: 若流体的粘性应力与应变率之间成正比, 则称该流体为“牛顿流体”; 相反, 如果流体的粘性应力与应变率之间不成正比, 则称该流体为“非牛顿流体”。显然, “牛顿流体”与“非牛顿流体”的划分与“相”无关。事实上, 大多数两(多)相混合物流体的粘性应力与应变率之间不成正比, 属于“非牛顿流体”。所以, 对于多(两)相混合物研究若不采用多(两)相流模型, 则几乎都要采用“非牛顿流体”模型。所以说, 所谓“把多相流体称作为‘非牛顿流体’”, 实际上是说“多相流研究中所采用的‘非牛顿流体模型’”。“非牛顿流体模型”是多(两)相流理论研究中的另一个方向, 即: 多(两)相流研究中有“多(两)相流体模型”和“非牛顿流体模型”两个方向。

关于多相流研究中各种模型(理论模型)的概念。首先, 多相流研究中理论模型由物理模型和数学模型两部分组成。物理模型是数学模型的基础, 数学模型是物理模型的理想化和高度概括。其次, 按研究的尺度和属性来分, 多相

流物理模型可分为三大类, 即: 连续介质模型 (Continuum Model)、离散颗粒模型 (Discrete Particle Model)、流体拟颗粒模型 (Pseudo Particle Model)。连续介质模型又被称作“颗粒拟流体模型”(对于气固两相流还被称作“双流体模型”), 离散颗粒模型又被称作“颗粒轨道模型”。再次, 多相流研究中提出或采用的各类数学模型都是建立在上述三大物理模型的基础上的, 如: 建立于连续介质物理模型的数学模型有: Navier-Stokes 方程推广模型、颗粒动力学模型、涡动力学模型、 $k-\varepsilon$ 模型、颗粒频谱模型等, 建立于离散颗粒物理模型的数学模型主要是颗粒轨道模型; 而建立于流体拟颗粒物理模型的数学模型主要是气体“拟颗粒”模型。

气固两相流研究是多相流研究的基础, 由于气固两相流在社会实践中应用广泛, 在物理概念上比较清晰, 流动相对简单和易于建立物理模型和数学模型, 故诸多学者对气固两相流进行深入、全面的研究。因此, 从某种意义上说, 气固两相流研究代表了当前多相流研究的前沿。本文着重对气固两相流进行了研究论述。

文中对基于连续介质模型、颗粒轨道模型、离散颗粒模型的各种气固两相流的数学模型进行了深入的分析研究。我们认为, ①基于连续介质模型 (Continuum Model) 的各种数学模型数量众多, 是目前多相流研究中应用最广泛的理论模型。它适用于计算宏观尺度上各个物理量, 不适合用于研究微观尺度上的物理量; 适用于模拟均匀各向同性的稀相流场, 对各向异性的密相流场的处理还不够成熟; 不能用于计算有相变的流场; 该模型的优点是在 Euler 坐标下的方程形式与单流体力学方程形式相似, 可以利用计算流体力学成果, 易于计算求解; 是下一步最有可能被用于模拟实际流场的模型。该模型下一步的研究重点是如何处理固相应力项, 从而准确有效地封闭固相方程。在这方面, 颗粒动力学模型是很有潜力的研究方向, 有可能成为连续介质模型的突破口。②颗粒轨道模型 (Particle Trajectory Model) 最符合气固两相流动研究的实际需要, 它对颗粒相采用单颗粒尺度上的跟踪描述, 便于计算异相界面上的传质、传热和反应, 因而可以用于计算模拟存在相变的实际流场 (如锅炉燃烧室内的实际流场), 这弥补了连续介质模型的不足, 而对流体采用连续介质模型。但是,

由于其模拟计算时耗费大量机时,随着所跟踪模拟颗粒数的成倍增加,其计算机模拟计算时间就趋于无限大,也就是说,目前该模型无法模拟真实流场。因此,颗粒轨道模型下一步的研究重点时如何在节省机时问题上。我们认为,解决了这一关键问题,颗粒轨道模型有可能成为三大物理模型中最有前途的模型。

③流体拟颗粒模型(Pseudo Particle Model)是一个从微观尺度(单颗粒尺度)研究上研究多相流的物理模型,它不但把固体颗粒作为离散相来处理,而且把流体也离散成固体颗粒尺度上“拟颗粒”来处理。这样,流体拟颗粒模型最适合于研究流场内部的两相作用的微观结构,如两相间的动量、能量交换机理。流体拟颗粒模型目前还只能模拟一些简单的结构流场,如气体绕单圆柱、气体绕双圆柱等流场。作者认为,如何建立颗粒与拟颗粒间真实的碰撞模型,以及解决耗机时问题是该模型今后研究的重点。

我们认为,连续介质模型、颗粒轨道模型、流体拟颗粒模型三大物理模型间各有优缺点,三者相互联系、补充和促进,并在不同的研究层次上发挥着重要的作用。连续介质模型最早被提出来,发展相对成熟,是目前模拟气固两流场的主要模型,存在的问题是如何对固相方程组进行有效封闭和处理相变问题;颗粒轨道模型适合于模拟存在相变的流场,形式上可以说是三者间的一种折中模型,目前的关键是如何建立颗粒间碰撞的准确模型和解决耗机时问题;流体拟颗粒模型是进行流场微观结构研究的有效模型,对它的深入研究,有可能对连续介质模型方程的封闭问题、颗粒轨道模型的颗粒间碰撞模型问题提供理论指导和研究方向,作者认为它不可能也没有必要用于计算模拟真实气固两相流动。

本文在对多相流研究中各种模型的基础、优缺点进行深入分析讨论的基础上,提出了一种基于连续介质模型和颗粒轨道模型的组合新模型。该组合模型集中的连续介质模型和颗粒轨道模型各自的优点,巧妙地解决了连续介质模型不能模拟有相变的流场问题和颗粒轨道模型的无限机时问题,在理论和实际应用中具有一定的创新性。

文中利用新的组合模型,对两个气固两相流问题进行了数值模拟,并将数值结果与有关实验结果进行比较,得到了满意的结论。(1)对高浓度气固两相

立管流动进行了数值模拟,得到了气固两相速度、气固两相波动能、固相容积系数、固相质量流量,并将所得数值结果与 Miller 和 Gidapow 实验测试值进行比较,两者十分吻合,证明了本组合模型的正确性;(2)对稀相和密相气固两相射流进行了数值模拟,得到了气固两相轴向速度分布、气固两相质量流量、固相虚拟温度等数据,并将数值计算结果与 Barlow 和 Morrison 于 1990 年测试的实验结果进行比较,发现两者相当吻合,再次验证了本方法的正确性和准确性。文中也发现了数值模拟结果与实验测试结果在局部区域存在偏差,如:在立管流动模拟中,我们发现在壁面区域固相容积系数的实验测试值大于数值计算值,这可能源自于两方面原因:一是实验测试本身在壁面附近易出现偏差,二是我们对固相虚拟温度所采用的经验公式存在误差。这也从一方面反应了连续介质模型对实验关系式或经验公式的依赖性问题。

综上所述,本文从多相流研究的概念出发,对一些概念进行了归纳、论述,形成了一个清晰的多相流概念;在此基础上,对气固两相流研究的各种模型进行了分析、讨论和归纳,明确了各自优缺点和存在的问题;进而提出新的组合模型,并将其应用于高浓度气固两相流动的数值模拟,取得了满意的结果。目前,高浓度气固两相流动的研究报道还比较少,本文在这方面所作的工作具有一定的领先性,所提出的组合模型具有一定的创新性,对多相流研究理论和工程实际都有重要意义。

§5.3 研究工作展望

气固两相流研究正在不断发展完善中,尤其是高浓度气固两相流研究还比较少。虽然我们做了许多努力,在建立研究高浓度气固两相流的理论模型上有了创新,并成功地对高浓度立管流动和射流流动进行了数值模拟,取得了可喜的成绩。但文中仍有许多不足之处,有待进一步研究完善,集中表现在以下几个方面:

- 1、高浓度气固两相流湍流流动的模拟计算。本文在数值模拟高浓度立管流动时,提出了用随机傅里叶级数来模拟颗粒的湍流扩散问题,但没有考虑颗

粒的湍流耗散以及颗粒的湍流脉动对气相的作用问题。今后如何提出计及颗粒的湍流脉动作用的数学模型, 并成功实现对颗粒相方程的封闭求解, 这是一个非常重要而有意义的课题;

2、深入研究、发展颗粒动力学理论, 从而为建立真实、准确的颗粒碰撞模型, 为解决基于连续介质模型的各个数学模型、以及本文所提出的组合模型的方程组的封闭问题, 提供理论和实际的指导。如何建立真实、准确的颗粒碰撞模型是颗粒轨道模型的关键之一, 而颗粒相方程组的封闭问题是连续介质模型的关键问题, 通过研究、发展颗粒动力学理论, 有望对上述两问题给出结果和指导。解决了上述两个问题, 利用本文所提出的组合模型可以实现对真实的气固两相流动的数值模拟。这是又一个关键性课题。

3、研究、发展流体拟颗粒模型, 从单颗粒尺度层次研究气固两相流的微观结构, 从而给出微观结构上的气固两相流的扩散模型、耗散模型、脉动模型和相变模型等¹, 为宏观研究提供理论依据和实际指导。目前研究这一模型的学者很少, 值得对其进行深入研究。

4、对颗粒轨道模型进行研究、发展, 重点是解决节省数值模拟的计算时间问题。在这方面尽管日本大阪大学的 Tsuji 教授、葡萄牙高等技术学院 Pereira 教授等已走到了前面, 并取得了可喜的成果。但总体上说还处在一个起步阶段, 相关的研究报道也很少, 是一个非常有现实意义的课题。

¹ 作者不同意流体拟颗粒模型将成为模拟整个气固两相流流场突破口的说法, 这不可能(因为直接而现实的问题是无限机时问题)也无必要, 而应该用于研究流场的局部微观结构和运动机理。

主要符号说明

符 号	含 义	单 位
1、英文字符		
d	颗粒直径	m
e	颗粒碰撞恢复系数	无量纲数
E	湍流耗散	m/s^3
\bar{F}	外力 (矢量)	N
\bar{g}	重力加速度 (矢量)	m/s^2
k	湍动能	m/s^2
K	波数	无量纲数
m	质量	kg
M	相间动量交换	$\text{kg} \cdot \text{m/s}$
n	颗粒团数	无量纲数
N	颗粒编号	无量纲数
p	压力	Pa
q	波动能流量	kg/m^3
Re	雷诺 (Reynolds) 数	无量纲数
R_1	随机数	无量纲数
R_2	随机数	无量纲数
S	源项	
t	时间	s
T	固相虚拟温度	m^2/s^2
u	x 坐标向速度	m/s

U_m	波动幅度	无量纲数
\bar{v}	速度 (矢量)	m/s
v	y 坐标向速度	m/s
V	布朗速度	m/s
x	x 坐标 (空间位置)	m

2、希腊符号

α	初始波动相位	rad
ε	容积系数	无量纲数
β	曳引力系数	无量纲数
τ	剪切应力	kg/(m.s ³)
μ	粘度	m ² /s
ω	Gaussian 分布数	无量纲数
ξ	容积粘度	m ² /s
γ	能量扩散	kg/(m.s ³)
ϕ	波谱系数	无量纲数
ρ	密度	kg/m ³
δ	颗粒间碰撞特征时间	s
λ	固体热传导系数	无量纲数

3、上标符号

c	碰撞机理 (项)
k	动能机理 (项)

4、下标符号

f	代表流体 (气体) 相
-----	-------------

in	颗粒进入控制体的入口条件
m	代表固相或气相（轮换）
n	代表气相或固相（轮换）
out	颗粒离开控制体的出口条件
p	单个颗粒或颗粒团
s	代表固体相

攻读博士学位期间所发表(含录用)的论文

- [1] Jianren Fan, **Yinliang Ma**, Xudong Zha, and Kefa Cen, "Prediction of dense Turblent Particle Laden Riser Flow with Eulerian and Lagrangian Combined Model", Chem. Eng. Comm., Vol.179, P201-218, 2000 (已收录于 SCI)
- [2] 马银亮, 樊建人, 岑可法, "高浓度气固两相射流的数值模拟", 浙江大学学报, 2001 (已录用)
- [3] Jianren Fan, Ping Sun, **Yinliang Ma**, kefa Cen, "On a Eulerian and Lagrangian Combined Model in Dense Particle-Laden Riser Flow", Can. J. Chem. Eng., Vol.77, P1113-1120, 1999 (收录于 SCI, EI)
- [4] Zheng Youqu, Fan Jianren, **Ma Yinliang**, Sun Ping, Cen Kefa, "Computational Modeling of Tangentially Fired Boiler(II) NOx Emissions", Chinese Journal of Chemical Engineering, Vol. 8, No.3, P247-250, 2000 (已收录于 SCI, EI)
- [5] Fan J.R., Sun P., Zheng Y.Q., **Ma Y.L.**, Cen K.F., "Numerical and experimental investigation on the reduction of NOx emission in a 600 MW utility furnace by using OFA", FUEL, Vol.78, No.12, P1387-139, 1999 (已收录于 SCI)
- [6] 陈钢, 马银亮, 傅周东, 路甬祥, "动态流量计及其应用", 计量学报, Vol.18, No.4, P245-251, 1997