

高温边界层传热

卞荫贵 钟家康 著

631884

科学出版社

631884

高温边界层传热

卞荫贵 钟家康 著

HK61/17



科学出版社

1986



C0180136

内 容 简 介

本书比较深入地介绍了高温边界层对流传热中的有关基础知识。全书共分八章。前三章介绍高温边界层的一些基本概念和基础理论,内容涉及较广。为了使读者不致因冗长的数学推导而影响对主题的理解,特设附录 A, B, C, D 以补充这部分的内容。后四章叙述近代高温边界层传热理论中的一些分析计算方法。最后一章是烧蚀防热原理,对几种具体材料介绍了七十年代国内外的研究工作。

本书可供从事高速飞行器热防护或其它高速气流传热技术的科学研究和工程设计人员参考。也可作为高等院校有关传热专业和高温气体动力学专业的高年级学生或研究生的参考书。

高 温 边 界 层 传 热

卞荫贵 钟家康 著

责任编辑 陈文芳 李雪芹 唐正必

*

科 学 出 版 社 出 版

北京朝阳门内大街137号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经营

*

1986年9月第 一 版 开本: 787×1092 1/32

1986年9月第一次印刷 印张: 11 7/8

印数: 0001—2,000 字数: 271,000

统一书号: 15031·749

本社书号: 4240·15—10

定价: 2.80 元

序 言

六十年代初期，中国科学院力学研究所为中国科学技术大学力学系编写了一本关于高速飞行器防热技术的讲义，名为《高速气流传热》，由卞荫贵主编。本书就是在这本讲义的基础上改写而成的。书里补充了新的内容，并加入了著者的一些工作，定名为《高温边界层传热》。

近二十多年来，国际上对传热的基本原理的研究虽然没有什么新的发展，但是在应用研究方面创造了不少新的处理边界层传热的方法。国内也有一些科研单位结合生产实践进行了应用研究，但公开发表的不多。故本书除阐述边界层传热的理论外，也介绍国内外实际应用的研究工作。

全书共分八章。前三章和附录 A, B, C, D 介绍高温边界层传热的一些基本理论和基础知识。内容涉及化学热力学和化学动力学、多组元气体的动量输运、质量输运和能量输运，以及高温气体传热理论中所必须了解的热物化特性知识。关于多组元输运理论的系统论述，需要参阅分子运动论的有关书籍，在第三章末附有这些文献，可供读者查阅。后五章叙述近代高温边界层传热理论中的一些主要研究成果。第四章和第五章叙述离解气体传热、部分电离气体传热的处理方法。这和通常可压缩气体层流边界层的分析计算一样，只不过要考虑到多组元气体具有化学反应的效应。这当然要比处理单一气体复杂得多。第六章介绍当固体表面受热后熔化、蒸发或升华，使质量从固体内部引射到气体层，从而改变边界层流场及传热影响等情况。至于高温湍流边界层传热的计算，我

们在第七章中仅介绍工程上应用比较方便的雷诺比拟方法,最后一章为烧蚀防热原理,对几个具体材料介绍了七十年代国内外的研究成果。

书中选列了一些边界层特性和高温空气热物化特性、输运特性的数值表,以便从事实际分析计算的科技工作者查阅。全书内容主要涉及宇航工业中高速飞行器防热技术的原理和应用。这些传热原理和分析方法同样适用于其他高温气体动力学的领域,如气动激光、能源利用等。

本书初稿曾为中国科学技术大学徐立功同志在1982—1983年讲授专题课时采用。他对一些章节中出现的错误及不妥之处提出了宝贵的修改意见,著者对他致以深切的谢意。

作者

HK61/17

目 录

序言	v
第一章 高速飞行器气动加热引论	1
1-1 引言	1
1-2 再入轨道动力学分析	4
1-3 气动加热	13
1-4 再入烧蚀计算	21
参考文献	26
第二章 化学热力学	27
2-1 引言	27
2-2 一些热力学定义	27
2-3 热力学第一定律	31
2-4 热力学第二定律和热力学基本方程	35
2-5 化学反应	42
2-6 热完全气体混合物	47
2-7 平衡常数、反应热	51
2-8 化学速率方程	53
参考文献	56
第三章 输运过程和基本方程	58
3-1 引言	58
3-2 输运现象	58
3-3 多组元反应气体基本方程	70
3-4 边界层方程	73
3-5 流动的化学状态	79
3-6 壁面催化反应	80
3-7 表面无量纲参数	84

参考文献	86
第四章 离解气体和部分电离气体层流边界层的相似解···	87
4-1 引言	87
4-2 边界层方程的相似变换	87
4-3 离解空气驻点传热	97
4-4 部分电离空气驻点传热	119
参考文献	131
第五章 局部相似解和非相似解	133
5-1 引言	133
5-2 局部相似解	134
5-3 非相似边界层方程的近似解法	147
5-4 非相似边界层方程的数值解法	164
参考文献	183
第六章 具有质量引射和化学反应的层流边界层传热 ···	185
6-1 引言	185
6-2 表面相容条件和质量引射边界层方程	187
6-3 质量引射冻结边界层	191
6-4 具有催化壁面的冻结边界层	197
6-5 具有气相反应面的冻结边界层	210
参考文献	216
第七章 湍流边界层传热	217
7-1 引言	217
7-2 平板湍流边界层的基本方程	217
7-3 平板不可压缩流	220
7-4 平板可压缩流	229
7-5 湍流传热	237
7-6 质量引射和化学反应对湍流传热的影响	239
参考文献	246
第八章 烧蚀防热原理	247
8-1 引言	247

8-2	材料内部热传导过程的变分分析方法	248
8-3	石墨材料的热化学烧蚀	258
8-4	玻璃材料的熔化与蒸发	281
8-5	热塑性材料的烧蚀	288
	参考文献	290
附录 A 高温气体的热力学特性		292
A-1	配分函数	292
A-2	体系的能量零点	298
A-3	单一气体的热力学特性	300
A-4	混合气体和平衡常数	305
A-5	离解反应和理想离解气体、电离反应	306
A-6	空气平衡成分的近似计算	310
A-7	平衡空气的热力学特性	316
	参考文献	319
附录 B 高温气体的热化学特性		320
B-1	振动松弛	320
B-2	化学动力学原理	323
B-3	高温空气的化学动力学	325
B-4	对称双原子气体、理想离解气体	329
	参考文献	330
附录 C 用分子运动论建立基本方程		331
C-1	笛卡儿张量符号	331
C-2	速度分布函数	333
C-3	玻尔兹曼方程	335
C-4	分子速度和流量	337
C-5	玻尔兹曼矩方程和气体动力学守恒方程	342
	参考文献	545
附录 D 高温气体的输运特性		346
D-1	碰撞截面	346
D-2	单一气体的粘性系数、扩散系数和热传导系数	352

D-3 二元混合物的输运系数.....	354
D-4 多成分气体的输运系数.....	357
参考文献	361
附表	362
主要符号	365
内容索引	368

第一章 高速飞行器气动加热引论

1-1 引言

一个以高超声速再入大气层的飞行器，因大气的摩擦作用，在减速过程中，它的动能会转换成周围空气的热能，其中部分热能以热量的形式传递给飞行器的表面。这部分由高温空气传递给飞行器表面的热量，设计时必须加以考虑，因为它是确定有效表面防护系统和附加重量的主要依据。事实上，飞行器再入大气层时，严重的气动加热几乎都出现在连续介质流动范围内。围绕钝体（回转体或机翼前缘）的高速流动，钝体前一般会产生一个非常强烈的弓形激波。在激波与物体表面之间有激波层和靠近物体表面的边界层（见图 1-1）。来流空气通过激波被加热到很高的温度。这些被加热的分子接受大量能量，并把能量分配给各个自由度，即平动、转动、振动

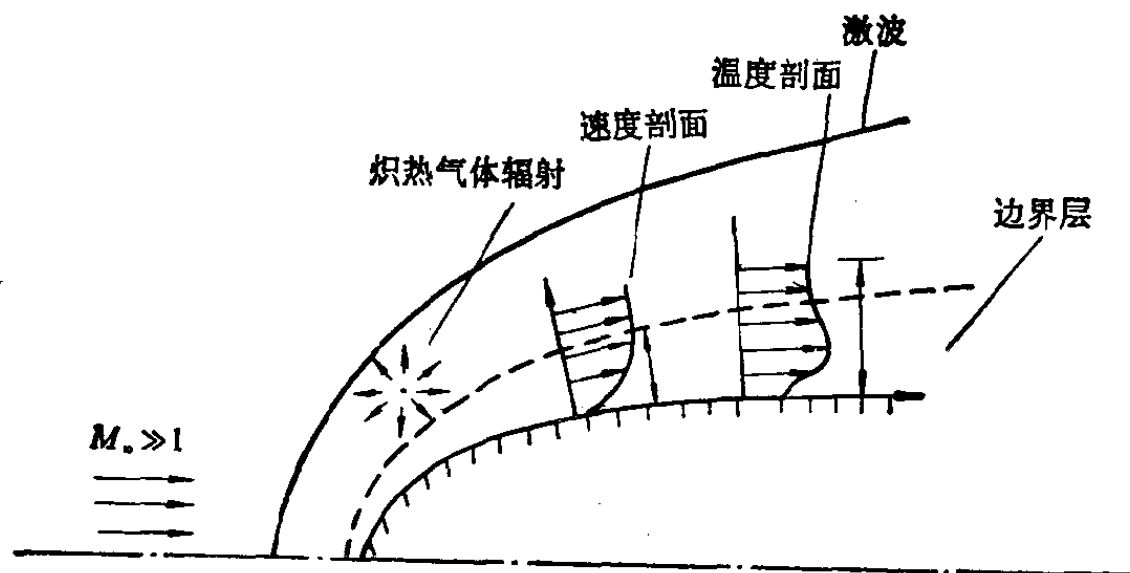


图 1-1 高超声速钝体绕流示意图

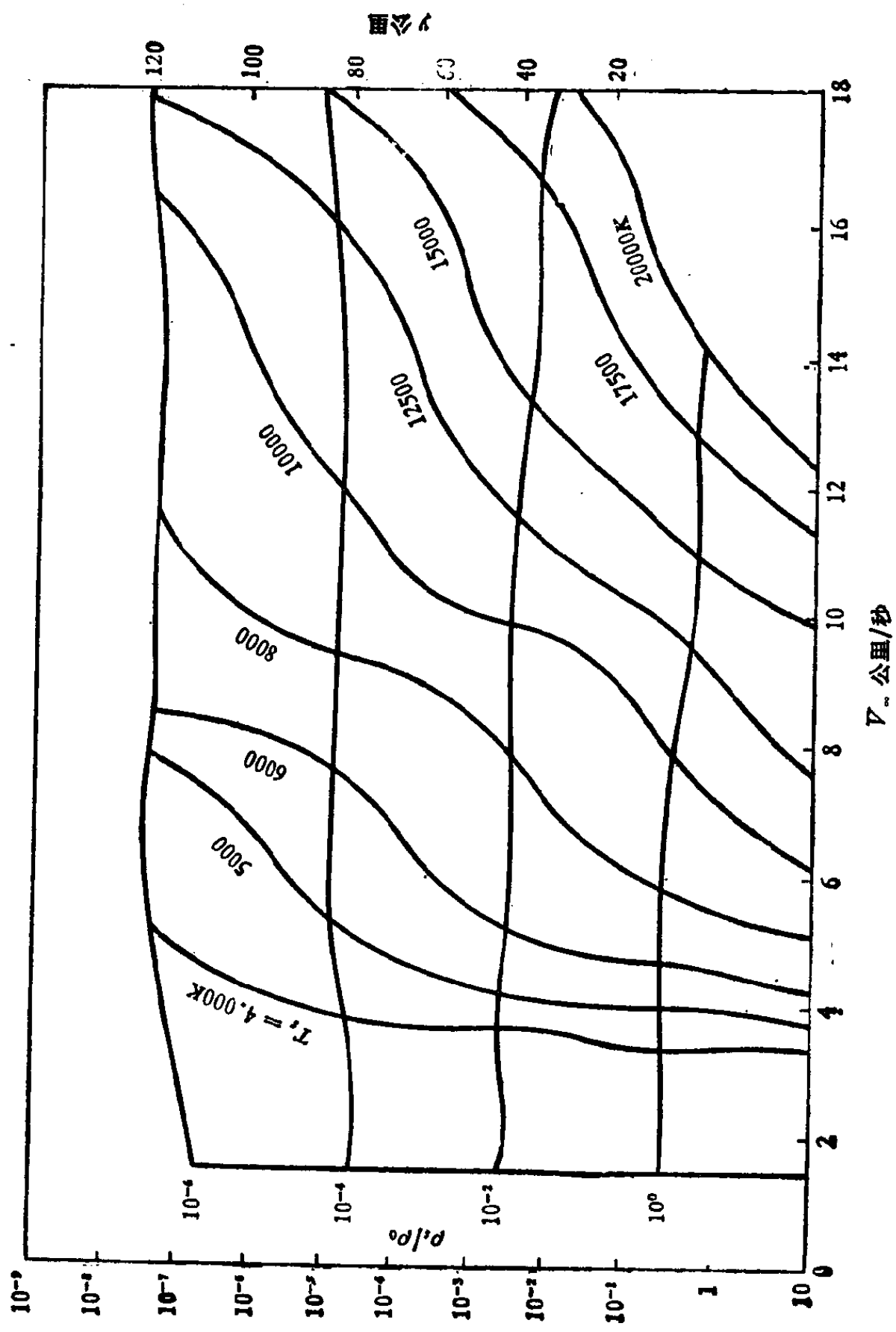


图 1-2 再入飞行器的热环境

和电子等。因而，空气振动被激发，产生离解甚至电离。图1-2表示再入飞行器的热环境的示意图。图中说明在驻点处空气的平衡温度和平衡密度与飞行速度和飞行高度之间的关系。激波后的高温气体通过边界层，温度显著地下降到其表面值。热能在边界层中以对流方式传递给飞行器表面，巨大的热流量可以引起表面材料的熔化或升华，同时还可能发生材料的燃烧和分解。在高温气流作用下，表面材料的熔化、燃烧和升华等现象，统称为烧蚀。

高超声速气动加热至少出现三种新的物理现象，较之低速的大为复杂。第一种现象是空气发生离解和电离，空气不可能象低速流那样被假定为完全气体，而必须认为是由分子、原子、离子和电子组成的真实气体。第二种现象是原子和离子的扩散和复合及其伴随着大量的能量释放。这种传热机理，可以使传热量比纯分子热传导的大大增加。第三种现象是表面材料与高温气流的相互作用，以及烧蚀产物进入气体边界层，后者不仅改变了边界层结构，而且与来流空气起化学反应。当然，随着飞行速度的增高，辐射加热也逐渐变得重要起来，但本书没有包括这方面的内容。

为了解决高温气体边界层传热的问题，概括地说，需要研究两个方面的内容：一是确定高温气体的热物理化学特性；二是求解耦合的非线性偏微分方程组的数学方法。高温气体边界层理论就是在本世纪五十年代末随着火箭技术而迅速发展起来的，并已比较成熟。它的应用背景是与再入大气层的飞行器的热防护技术紧密地联系在一起的。它的研究成果可以推广应用到其它涉及高温气体流动的领域，已成为气体动力学的一个分支。

为使读者对高超声速传热和烧蚀有一个数量概念，本章对飞行器再入地球大气层的气动加热和烧蚀作一粗略的描

述. 由于再入气动加热分析和计算必须利用轨道分析的结果, 因此本章开头给出再入大气层的动力学分析, 这对读者理解再入飞行器气动加热这一课题是有益处的.

1-2 再入轨道动力学分析

飞行器进入地球大气层之前, 物体的运动遵循天体力学原理, 即由它本身的能量和重力所控制. 但当飞行器进入大气层时, 天体力学原理就不适用了. 在稀薄大气层上面, 那里的平均自由程比物体尺寸来得大, 流动是自由分子流, 气体动力学阻力开始作用在飞行器上. 在较稠密的大气层中, 那里的流动是连续介质的, 升力和阻力影响飞行器的运动. 而飞行器再入大气层过程中严重的气动加热现象, 几乎都出现在连续介质流动范围内.

1. 基本假设

在动力学分析中, 我们作如下假设:

- (1) 地球及其大气层是静止的, 球对称的.
- (2) 重力加速度是常数, 即

$$r = R_0 + y \approx R_0 \quad g = g_0$$

其中 r 为从地球中心起所量的高度; $R_0 = 6370$ 公里为地球平均半径; y 为从地球表面起所量的高度; g 和 g_0 分别为当地和海平面上的重力加速度.

- (3) 把再入飞行器看作质点, 且作平面运动.

- (4) 大气密度随高度的变化, 采用通常的指数规律:

$$\rho = \rho_0 e^{-\beta y}$$

其中 ρ 为大气密度, ρ_0 为指数大气层参考密度, β 为指数大气层尺标高度. 取 $\rho_0 = 1.39$ 千克/米³ 和 $\beta = 1/7160$ 米⁻¹. 地

球大气层参数在附表 1 给出。

(5) 阻力系数 c_D 和升力系数 c_L 在飞行过程中为常数。

2. 运动方程

飞行器无论按照什么方式再入地球大气层，它的运动必须遵循质点在有心力场中运动的原理。取如图 1-3 所示的极坐标系 (r, θ) ，我们可写出运动学方程：

$$\frac{dr}{dt} = -V \sin \phi \quad r \frac{d\theta}{dt} = V \cos \phi \quad (1-2-1)$$

动力学方程：

$$\frac{dV}{dt} = g \sin \phi - \frac{D}{m} \quad (1-2-2)$$

$$V \frac{d\phi}{dt} = g \cos \phi - \frac{V^2 \cos \phi}{r} - \frac{L}{m} \quad (1-2-3)$$

其中气动阻力和升力分别为

$$D = \frac{1}{2} c_D \rho A V^2 \quad L = \frac{1}{2} c_L \rho A V^2 \quad (1-2-4)$$

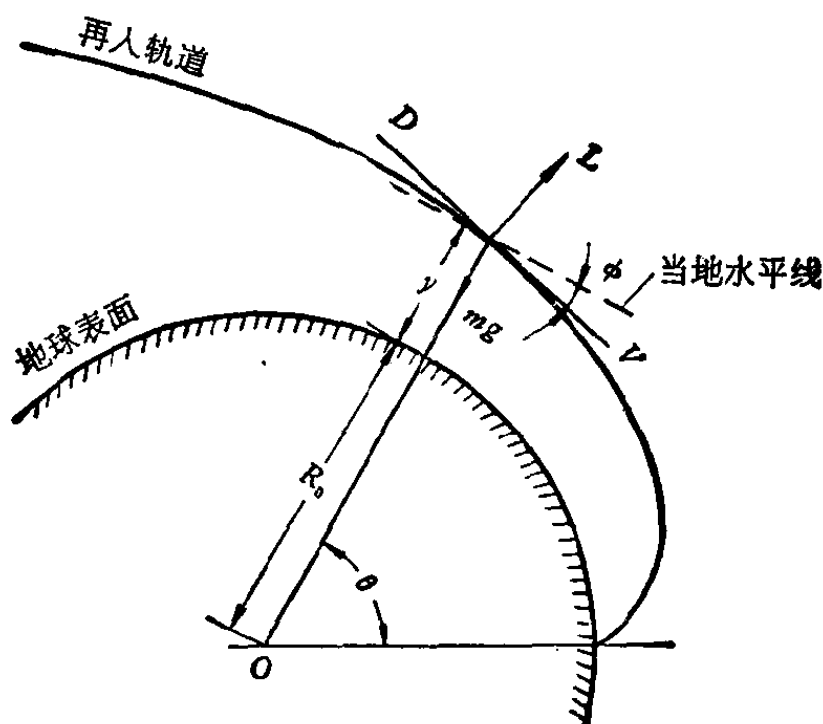


图 1-3 再入轨道坐标系

方程(1-2-1)至(1-2-4)中符号的意义是: t 为时间; V 为飞行速度; θ 为极坐标角; ϕ 为飞行方向与当地水平面之间的夹角, 下降为正, 上升为负; m 为飞行器质量; A 为阻力和升力的参考面积; c_D 和 c_L 分别为阻力系数和升力系数. 在一般情况下, 飞行器再入大气层的运动方程组是非线性的, 需要进行数值求解. 由于本章的目的是描绘飞行器的再入加热和烧蚀的状况, 为使读者能很快地估算这些量(传热量和烧蚀量), 因此对运动方程进行简化分析.

在一般情况下, 重力在运动方向上的分量较阻力小得多. 因此, 在计算减速度和最大减速度时, 可以忽略式(1-2-2)中右边的第一项. 减速度 G 便由下式给出

$$G = \frac{\sqrt{D^2 + L^2}}{W} = \frac{\rho_0 V^2 \sigma}{2gK} \sqrt{1 + \left(\frac{L}{D}\right)^2} \quad (1-2-5)$$

其中
$$K = \frac{W}{c_D A} / g$$

$$\sigma = \frac{\rho}{\rho_0} = e^{-\beta y}$$

W 为飞行器的重量.

将式(1-2-5)进行微分并令其等于零, 得到最大减速处的条件为

$$\sin \phi_m = \frac{\rho_0}{K\beta} \sigma_m \quad (1-2-6)$$

其中下标 m 表示最大减速处的条件.

如果我们引进一个新的独立变量 $\bar{\sigma}$, 定义为

$$\bar{\sigma} = \sigma / \sigma_m \quad (1-2-7)$$

并利用关系式

$$\frac{d\bar{\sigma}}{dt} = \beta \bar{\sigma} V \sin \phi \quad (1-2-8)$$

则运动方程(1-2-2)和(1-2-3)可分别写成

$$\frac{dV}{d\sigma} = \frac{g}{\beta\sigma V} - \frac{D}{m\beta\sigma V \sin \phi} \quad (1-2-9)$$

$$\frac{d\phi}{d\sigma} = \left(\frac{g}{\beta\sigma V^2} - \frac{1}{r\beta\sigma} \right) \frac{\cos \phi}{\sin \phi} - \frac{L}{m\beta\sigma V^2 \sin \phi} \quad (1-2-10)$$

进而我们引进因变量 $P(\bar{\sigma})$ 并令

$$P(\bar{\sigma}) = V(\bar{\sigma})r(\bar{\sigma})\cos \phi(\bar{\sigma}) \quad (1-2-11)$$

则方程(1-2-9)和(1-2-10)可以合并成一个一阶非线性方程

$$\frac{1}{P^2} \frac{dP^2}{d\sigma} = -\frac{\sin \phi_m}{\sin \phi} \left(1 - \frac{L}{D} \tan \phi \right) \quad (1-2-12)$$

3. 近似解

上面我们虽然将运动方程(1-2-2)和(1-2-3)合并成一个方程(1-2-12), 但由于 $\sin \phi$ 与 $\bar{\sigma}$ 的关系是未知的, 所以该方程还不能直接积分. 下面我们来求 $\sin \phi$ 与 $\bar{\sigma}$ 的近似关系, 把方程(1-2-10)写成如下形式:

$$\sin \phi \frac{d\phi}{d\sigma} = \frac{\cos \phi}{\beta r \sigma} \left(\frac{1}{\bar{V}^2} - 1 \right) - \frac{1}{2} \frac{L}{D} \sin \phi_m \quad (1-2-13)$$

其中 $\bar{V} = V/\sqrt{gr}$. 在上述方程中, 右边第二项对于确定的再入轨道为一常数. 第一项中 $(1/\bar{V}^2 - 1)/r$ 代表重力与离心力之差, 从初始再入到最大减速范围内的变化是微小的(例如, 文献[1]中关于弹道式再入的结果和文献[2]关于有初始角升力再入的结果, 在分析过程中都把这一项取为零). 我们设想, 如果把这一项取作随 $\bar{\sigma}$ 线性变化, 将会获得较好的近似, 而这个线性式中的常数取最大减速处的值(可由 $\bar{\sigma} = 1$ 和 $\bar{V} = \bar{V}_m$ 而得)是合适的. 此外, 由于 r 实际上保持常值, 且非弹道式再入的飞行角 ϕ 一般不十分大, 因此我们可以在式(1-2-13)的第一项中作出以下近似:

$$(a) \quad 1/\bar{V}^2 - 1 \doteq (1/\bar{V}_m^2 - 1)\bar{\sigma};$$

$$(b) \quad \beta r \doteq \beta R_0 (\doteq 900);$$

$$(c) \quad \cos \phi \doteq 1.$$

于是, 由方程(1-2-13)积分得到

$$\begin{aligned} \cos \phi_E - \cos \phi = & \left[\frac{1}{\beta R_0} \left(\frac{1}{\bar{V}_m^2} - 1 \right) \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} \frac{L}{D} \sin \phi_m \right] (\bar{\sigma} - \bar{\sigma}_E) \quad (1-2-14) \end{aligned}$$

其中下标 E 表示再入大气层的初始条件, 一般取在上空 100 公里的高度.

当 ϕ 和 ϕ_E 不十分大时, 式(1-2-14)可写作

$$\begin{aligned} \sin^2 \phi - \sin^2 \phi_E = & \left[\frac{2}{\beta R_0} \left(\frac{1}{\bar{V}_m^2} - 1 \right) \right. \\ & \left. - \frac{L}{D} \sin \phi_m \right] (\bar{\sigma} - \bar{\sigma}_E) \quad (1-2-15) \end{aligned}$$

由于在初始条件处空气很稀薄, 我们可令 $\bar{\sigma}_E = 0$. 这样在式(1-2-15)中再令 $\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_m = 1$ 时, 则 $\sin \phi = \sin \phi_m$, 就得到最大减速处的角度 ϕ_m :

$$\begin{aligned} \sin \phi_m = & \frac{1}{2} \left[-\frac{L}{D} \right. \\ & \left. + \sqrt{\left(\frac{L}{D} \right)^2 + 4 \left[\frac{2}{\beta R_0} \left(\frac{1}{\bar{V}_m^2} - 1 \right) + \sin^2 \phi_E \right]} \right] \quad (1-2-16) \end{aligned}$$

其中最大减速处的速度 $\bar{V}_m$ 可与下面导得的式(1-2-18)联立解出.

在再入过程中气动加热比较严重的范围内, 一般都满足 $(L/D) \tan \phi \ll 1$ 的条件. 因此利用方程(1-2-15)及(b), (c)近似, 方程(1-2-12)可积分得出