飞机内流空气动力学

姜正行 等编著
徐华舫 等审校

CFD实验
专用题
课题组

航空工业出版社
1989

内 容 提 要

本书共分九章：第一章基本理论，第二章超音速进气道，第三章亚音速进气道，第四章进气道不稳定工作、附面层控制与畸变，第五章进气道控制和控制系统，第六章排气喷管，第七章引射喷管和引射增力装置，第八章次流系统，第九章进排气系统与飞机各部分的干扰。本书宜于作为航空航天院校本科生、研究生及从事飞行器内流气动分析人员的参考书，也可以用作飞机气动设计的手册。

飞机内流空气动力学

姜正行　等编著
徐华舫　等审校
责任编辑：邵箭

航空工业出版社出版发行
（北京市和平里小关东里14号）
全国各地新华书店经售
北京市通县向阳印刷厂印刷

1989年10月第1版　1989年10月第1次印刷
787×1092毫米1/16　印张：40
印数：精装1—100　平装1—2000　字数：1024千字

ISBN 7-80046-108-4/V·014

定价：精装28.00元　平装22.50元

前　言

近几十年来，随着喷气发动机流量和推力的增大，以及飞机适应范围的不断扩大，飞机上内流系统及动力装置的安装状态，对飞机总体性能的影响变得不可忽视，但系统地叙述飞机内流气动力问题的书在国内尚不多见。1970年美国利特尔主编了名为《内流空气动力学手册》的一本AD报告，在飞机设计领域起了很好的作用，不过今日看来，无论就资料收集的范围，还是分析问题的方法，都已经显得有些陈旧。有鉴于此，本书尽量收集近20年来公开发表的有关文献，就飞机内流系统的气动力问题，作了比较完整的阐述，以弥补其不足。

本书共分九章。第一章基本理论，由姜正行执笔；第二章超音速进气道，由潘杰元执笔；第三章亚音速进气道，由吴学增、郭应钧执笔；第四章进气道不稳定工作、附面层控制与畸变，由张封北执笔；第五章进气道控制和控制系统，由陈中庆执笔；第六章排气喷管，由吴达执笔；第七章引射喷管和引射增力装置，由蓝殿卿、吴达执笔；第八章次流系统，由方传来执笔；第九章进排气系统与飞机各部分的干扰，由邢宗文、夏玉顺执笔。全书由姜正行主编；徐华舫、胡同、李天、樊玉辰、顾仲潮、邵箭等审校；徐华舫总审。

本书的编写意图有二：一作为航空航天院校本科生、研究生及从事飞行器内流气动分析人员的参考书；二作为飞机气动设计的手册。为节省篇幅，一些常见的气动函数表格，书中只列出参考文献，而未一一引列数值表。

由于飞机内流空气动力学问题极其复杂，而且对有些问题的研究也还不成熟，有时同一问题，各家之见，尚无定论，在资料收集上也只限于公开发表的著作；再加上编著者水平所限，内容上难免有疏漏及错误，尚祈读者不吝指正。



主编谨识

1989年5月

目　录

主要符号表

第一章　基本理论

1.1　基本方程 …… (1)
1.1.1　连续方程 …… (1)
1.1.1.1　连续方程的一般形式 …… (1)
1.1.1.2　定常流连续方程 …… (1)
1.1.1.3　直角坐标连续方程 …… (1)
1.1.2　动量方程 …… (2)
1.1.2.1　动量方程的一般形式 …… (2)
1.1.2.2　欧拉方程 …… (3)
1.1.2.3　粘性流运动方程 …… (4)
1.1.3　动量矩方程 …… (5)
1.1.4　能量方程 …… (6)
1.1.4.1　一维管流的能量方程 …… (6)
1.1.4.2　一般形式的能量方程 …… (7)
1.1.5　气动函数 …… (7)
1.1.5.1　音速 …… (7)
1.1.5.2　马赫线、马赫锥、速度系数 …… (8)
1.1.5.3　气动函数简介 …… (8)
1.2　超音速流动 …… (9)
1.2.1　二维超音速普朗特-迈耶流动和特征线法 …… (9)
1.2.2　轴对称超音速势流的特征线法 …… (12)
1.2.3　激波 …… (13)
1.2.3.1　二维平面激波 …… (13)
1.2.3.2　圆锥激波 …… (14)
1.2.4　二维有旋超音速流(包括轴对称流)的特征线法 …… (15)
1.2.5　管内超音速流 …… (15)
1.3　粘性流体力学基本知识 …… (18)
1.3.1　基本概念 …… (18)
1.3.2　附面层 …… (19)
1.3.2.1　引言 …… (19)
1.3.2.2　附面层位移厚度和动量损失厚度 …… (20)
1.3.2.3　附面层动量积分关系 …… (21)
1.3.2.4　表面摩擦阻力和管道损失 …… (21)

★ 向超 ★
课题组

1.3.2.5 分离流 …… (23)
1.3.3 尾迹 …… (23)
1.3.4 粘性混合(射流) …… (24)
1.3.5 附壁效应 …… (24)
1.4 空气动力系数 …… (24)
1.5 基本的相似准则 …… (26)
参考文献 …… (27)

第二章 超音速进气道

2.1 概述 …… (28)
2.1.1 进气道特性参数 …… (28)
2.1.1.1 流量系数及换算流量 …… (28)
2.1.1.2 总压恢复系数 …… (29)
2.1.1.3 阻力系数 …… (29)
2.1.1.4 畸变指数 …… (30)
2.1.1.5 稳定性裕度 …… (31)
2.1.2 超音速进气道的型式 …… (31)
2.1.2.1 皮托式进气道 …… (32)
2.1.2.2 外压式进气道 …… (33)
2.1.2.3 内压式进气道 …… (44)
2.1.2.4 混压式进气道 …… (38)
2.2 超音速进气道的激波损失及波系选择 …… (39)
2.2.1 激波损失的计算 …… (39)
2.2.2 最佳波系的奥斯瓦梯许理论简介 …… (40)
2.2.3 给定气流总折角下的最佳波系 …… (44)
2.2.4 轴对称流中的最佳波系 …… (60)
2.2.5 有内收缩的情况 …… (61)
2.3 超音速进气道中的其它损失 …… (65)
2.3.1 皮托式进气道 …… (65)
2.3.2 侧面皮托式进气道 …… (65)
2.3.2.1 不可压流的趋近损失和扩压器损失 …… (65)
2.3.2.2 趋近和扩压器损失的压缩性修正 …… (67)
2.3.2.3 入口前的流动性质 …… (68)
2.3.2.4 分离压强系数 …… (69)
2.3.2.5 分离对进气道总压恢复的影响 …… (70)
2.3.2.6 正激波分叉引起的总压损失变化 …… (72)
2.3.3 外压式进气道中的干扰损失 …… (72)
2.3.4 轴对称进气道中折转损失的经验分析 …… (73)
2.3.4.1 全捕获流量柱形外罩的折转损失 …… (73)
2.3.4.2 压缩面肩部圆角的影响 …… (75)

2.3.4.3 非全捕获流量时柱形外罩进气道的折转损失……(75)
2.4 超音速进气道的附加阻力 ……(79)
2.4.1 附加阻力及溢流阻力的概念 ……(79)
2.4.2 超音速溢流附加阻力的计算 ……(80)
2.4.2.1 二维进气道……(80)
2.4.2.2 单锥进气道……(80)
2.4.2.3 双锥进气道……(81)
2.4.2.4 楔形进气道的侧向溢流修正……(86)
2.4.3 亚音速溢流阻力的计算 ……(90)
2.4.3.1 薄壁柱形外罩的溢流阻力……(90)
2.4.3.2 超音速皮托式进气道……(91)
2.4.3.3 外压式进气道……(94)
2.4.4 离体激波位置的近似确定 ……(96)
2.4.4.1 皮托式进气道……(96)
2.4.4.2 二波系外压式进气道……(99)
2.5 超音速进气道的外罩压阻 ……(101)
2.5.1 轴对称尖唇外罩 ……(101)
2.5.2 二维尖唇外罩 ……(106)
2.5.3 钝唇外罩 ……(106)
2.6 超音速进气道-发动机流量匹配……(108)
2.6.1 发动机需要的流量 ……(108)
2.6.2 进气道的特性曲线 ……(110)
2.6.3 不可调混压式进气道的速度特性 ……(112)
2.6.4 进气道临界流量的计算 ……(114)
2.6.5 进气道-发动机匹配分析……(115)
2.6.5.1 进气道-发动机共同工作点的确定 ……(115)
2.6.5.2 进气道调节规律的确定……(115)
2.7 超音速进气道设计及参数选择原则 ……(118)
2.7.1 设计点的选取及设计要求 ……(118)
2.7.2 进口波系的配置 ……(119)
2.7.3 进口面积A_c的选取 ……(121)
2.7.4 进气道喉道的设计 ……(122)
2.8 二维和轴对称超音速进气道流场的数值计算方法 ……(123)
2.8.1 锥形流场的计算 ……(123)
2.8.1.1 泰勒-马考尔方法 ……(123)
2.8.1.2 直线法……(124)
2.8.2 二维及轴对称流的特征线法 ……(127)
2.8.2.1 数值计算步骤……(128)
2.8.2.2 双锥进气道计算举例……(132)
2.8.3 有迎角时双锥进气道的超音速流场计算 ……(133)

2.8.3.1 基本方程及其变换……(133)
2.8.3.2 次激波后流场初始截面的计算……(136)
2.9 飞行姿态及气动布局对进气道起动特性的影响 ……(141)
2.9.1 迎角和侧滑角对单独进气道的影响 ……(141)
2.9.1.1 皮托式进气道……(141)
2.9.1.2 二维楔压缩面进气道……(141)
2.9.1.3 圆锥压缩面进气道……(143)
2.9.2 布局型式对进气道性能的影响 ……(145)
2.9.3 前机身形状对进气道性能的影响 ……(149)
参考文献……(150)

第三章 亚音速进气道

3.1 布局型式 ……(152)
3.1.1 机身头部进气道 ……(152)
3.1.2 机身侧面进气道 ……(152)
3.1.3 机身腹部进气道 ……(153)
3.2 进口参数设计 ……(154)
3.2.1 设计点选取 ……(154)
3.2.2 进口形状 ……(154)
3.2.3 进口面积的确定 ……(155)
3.2.3.1 最佳速度比的确定……(155)
3.2.3.2 进口面积的确定……(158)
3.2.4 唇口设计 ……(158)
3.2.4.1 1/4椭圆型线的圆筒形进气道 ……(159)
3.2.4.2 NACA-1系列外形圆筒进气道……(160)
3.2.4.3 临界马赫数的确定……(163)
3.3 内管道参数选择 ……(171)
3.3.1 喉道设计 ……(171)
3.3.1.1 喉道马赫数……(171)
3.3.1.2 喉道面积及M_{th}的校核 ……(171)
3.3.1.3 唇口收缩比及速度分布……(172)
3.3.2 内管道设计 ……(172)
3.3.2.1 一般设计原则……(172)
3.3.2.2 面积分布规律……(173)
3.4 附加阻力 ……(175)
3.4.1 附加阻力的计算 ……(175)
3.4.2 附加阻力的修正 ……(177)
3.5 亚音速进气道的总压恢复 ……(179)
3.5.1 唇口损失的确定 ……(180)
3.5.1.1 唇口损失的计算方法……(180)

3.5.1.2 尖唇情况……(180)
3.5.1.3 圆唇情况……(181)
3.5.1.4 低速唇口损失计算步骤……(182)
3.5.2 内管道损失计算——损失系数法 ……(183)
3.5.2.1 管道损失分析……(183)
3.5.2.2 管道各段损失的确定……(183)
3.5.2.3 内管道总损失的确定……(184)
3.5.2.4 亚音速扩压器的损失……(184)
3.5.2.5 横截面形状对损失的影响……(189)
3.5.2.6 变截面直管的损失……(187)
3.5.2.7 弯管的损失……(187)
3.5.2.8 滤网的损失……(188)
3.5.2.9 亚音速内管道损失系数对进气道总压恢复的影响 ……(188)
3.5.2.10 管道损失的压缩性修正……(188)
3.5.2.11 内管道损失的计算步骤……(190)
3.6 S 形管道流动分析 ……(190)
3.6.1 基本流动现象及分析 ……(190)
3.6.2 S 形管道设计方法 ……(193)
3.6.3 附面层控制 ……(194)
3.6.3.1 附面层泄除……(194)
3.6.3.2 向附面层内加动能……(194)
3.6.4 用位流摄动法近似计算 S 形管道……(195)
参考文献……(196)

第四章 进气道不稳定工作、附面层控制与畸变

4.1 进气道的非定常流动及不稳定工作状态 ……(199)
4.1.1 亚音速飞行状态下的非定常流 ……(199)
4.1.2 双管道的不稳定工作 ……(203)
4.1.3 超音速飞行状态下的非定常流 ……(205)
4.1.3.1 概述……(205)
4.1.3.2 进气道喘振……(206)
4.1.3.3 超临界正激波振荡……(212)
4.1.4 避免进气道喘振的方法 ……(212)
4.2 进气道附面层及其控制 ……(214)
4.2.1 附面层对进气道工作性能的影响 ……(214)
4.2.2 机身附面层 ……(216)
4.2.2.1 机身附面层厚度的估算……(216)
4.2.2.2 机身附面层的排除……(217)
4.2.3 压缩面上的附面层 ……(222)
4.2.3.1 外压式进气道附面层泄除……(222)
4.2.3.2 混压式进气道附面层泄除……(224)

4.2.3.3 附面层泄除阻力 …… (226)
4.2.3.4 泄除系统几何形状的选择 …… (229)
4.2.3.5 附面层吹除 …… (232)
4.2.4 旋涡发生器 …… (234)
4.2.5 进气道的激波-附面层干扰 …… (237)
4.3 进气道畸变 …… (241)
4.3.1 引言 …… (241)
4.3.2 畸变指标 …… (243)
4.3.2.1 稳态畸变指标 …… (243)
4.3.2.2 动态畸变指标 …… (246)
4.3.3 稳态畸变对发动机稳定性的影响 …… (247)
4.3.3.1 稳态畸变对发动机稳定性影响的实验结果 …… (247)
4.3.3.2 平行压气机理论 …… (248)
4.3.3.3 动态响应及修正 …… (250)
4.3.4 动态畸变对发动机稳定性的影响 …… (252)
4.3.4.1 稳态畸变-压强脉动分析 …… (252)
4.3.4.2 瞬态畸变分析 …… (252)
4.3.5 进气道旋流 …… (258)
参考文献 …… (260)

第五章 进气道控制和控制系统

5.1 引言 …… (264)
5.2 影响进气道与发动机流量匹配的因素 …… (264)
5.2.1 发动机工作状态对进气道与发动机匹配的影响 …… (264)
5.2.2 飞行马赫数变化对进气道与发动机匹配的影响 …… (264)
5.2.3 温度变化对进气道与发动机匹配的影响 …… (265)
5.2.4 迎角、侧滑角对进气道与发动机匹配的影响 …… (265)
5.3 可调几何形状进气道 …… (265)
5.3.1 矩形进气道 …… (265)
5.3.1.1 斜板 …… (266)
5.3.1.2 旁路环或旁路门 …… (267)
5.3.2 轴对称进气道 …… (272)
5.3.2.1 可调中心锥 …… (272)
5.3.2.2 旁路环、旁路门和放气门 …… (272)
5.3.3 矩形与轴对称进气道的对比 …… (272)
5.4 进气道控制系统 …… (273)
5.4.1 闭环系统与开环系统 …… (273)
5.4.2 进气道控制系统选择时应考虑的因素 …… (274)
5.5 进气道的控制方案 …… (278)
5.5.1 马赫数M_∞控制方案 …… (278)

5.5.2 π_K控制方案 …… (279)
5.5.3 数字计算机控制方案 …… (280)
5.5.4 混压式进气道闭环控制方案 …… (281)
5.6 进气道控制系统部件 …… (284)
5.6.1 传感器 …… (284)
5.6.1.1 压力传感器 …… (284)
5.6.1.2 位移传感器 …… (285)
5.6.2 电液伺服阀 …… (285)
5.6.3 用于进气道控制系统的计算机 …… (287)
5.6.4 联动装置 …… (289)
5.6.4.1 动力联动装置 …… (289)
5.6.4.2 随动联动装置 …… (290)
5.7 系统误差分析与误差分配 …… (290)
5.7.1 误差分析 …… (290)
5.7.1.1 误差分析的步骤 …… (290)
5.7.1.2 控制系统的误差分析 …… (290)
5.7.1.3 误差分析实例 …… (291)
5.7.2 误差分配 …… (293)
参考文献 …… (293)

第六章 排气喷管

6.1 前言 …… (294)
6.2 气体动力学公式的一些摘引 …… (294)
6.3 排气喷管的基本性能 …… (296)
6.3.1 理论性能 …… (296)
6.3.1.1 收敛喷管的推力参数 …… (296)
6.3.1.2 收敛-扩张喷管的流量参数和推力参数 …… (299)
6.3.2 喷管的实际性能 …… (304)
6.4 收敛喷管和收敛-扩张喷管 …… (307)
6.4.1 收敛喷管 …… (307)
6.4.1.1 引言 …… (307)
6.4.1.2 收敛喷管的流量系数C_d …… (307)
6.4.1.3 收敛喷管气动载荷的估算 …… (312)
6.4.2 收敛-扩张喷管 …… (312)
6.4.2.1 引言 …… (312)
6.4.2.2 收敛-扩张喷管方案及主要几何参数 …… (313)
6.4.2.3 收敛-扩张喷管的性能参数 …… (313)
6.4.2.4 收敛-扩张喷管膨胀工况下气流的分离 …… (319)
6.4.2.5 收敛-扩张喷管的漏气损失和冷却损失 …… (321)
6.4.2.6 收敛-扩张喷管的气动载荷计算 …… (324)
6.4.2.7 收敛-扩张喷管的设计 …… (325)

6.5 塞式喷管 …… (328)
6.5.1 塞式喷管的工作 …… (328)
6.5.1.1 完全内膨胀塞式喷管 …… (328)
6.5.1.2 完全外膨胀塞式喷管 …… (329)
6.5.1.3 混合膨胀塞式喷管 …… (329)
6.5.2 塞式喷管的特性 …… (329)
6.5.3 塞式喷管主要几何参数对其性能的影响 …… (331)
6.5.4 塞式喷管的设计 …… (332)
6.6 非轴对称喷管和矩形喷管 …… (333)
6.6.1 非轴对称喷管和矩形喷管方案 …… (334)
6.6.2 矩形喷管的主要特征参数 …… (335)
6.6.3 矩形收敛-扩张喷管内特性的估算 …… (335)
6.6.4 矩形收敛-扩张喷管的内特性 …… (336)
6.6.5 矩形喷管装置性能 …… (340)
6.6.6 矩形喷管红外辐射特性 …… (341)
6.7 反推力装置 …… (342)
6.7.1 反推力装置类型 …… (342)
6.7.2 反推力装置气动设计 …… (344)
6.7.2.1 换向器内的气体流动 …… (344)
6.7.2.2 反推力装置的设计参数 …… (345)
6.7.3 反推力装置性能 …… (348)
6.8 推力转向装置类型及性能 …… (350)
6.8.1 轴对称推力转向喷管 …… (350)
6.8.2 上翼面喷气技术 …… (351)
6.8.3 矩形非对称推力转向喷管 …… (352)
6.8.3.1 收敛-扩张喷管 …… (352)
6.8.3.2 单边膨胀斜板形喷管 …… (353)
6.8.3.3 楔形喷管推力转向 …… (353)
6.9 排气喷管试验技术 …… (357)
6.9.1 排气喷管试验的基本要求 …… (357)
6.9.2 排气喷管试验设备 …… (357)
6.9.3 喷管的推力测量 …… (358)
6.9.4 地面试验数据的换算 …… (359)
参考文献 …… (361)

第七章 引射喷管和引射增力装置

7.1 引射喷管的特性 …… (365)
7.1.1 引射喷管中的流动特征 …… (365)
7.1.2 引射喷管的推力和抽吸特性 …… (366)

7.2 引射喷管的试验结果 …… (370)
7.3 引射喷管的几何参数对其性能的影响 …… (377)
7.3.1 收敛-扩张形引射喷管的几何参数对其性能的影响 …… (377)
7.3.1.1 引射喷管几何喉道间距比$\overline{L_s}$和直径比$\overline{D_s}$ …… (377)
7.3.1.2 引射喷管扩张角β …… (380)
7.3.1.3 引射喷管出口直径比$\overline{D_e}$ …… (382)
7.3.2 收敛形和圆筒形引射喷管的几何参数对其性能的影响 …… (384)
7.4 引射喷管的性能特性计算 …… (387)
7.4.1 概述 …… (387)
7.4.2 一维复合可压流法计算引射喷管的性能 …… (388)
7.4.3 一维流法计算引射喷管的性能 …… (395)
7.4.3.1 主流和次流的参数计算 …… (396)
7.4.3.2 粘性影响的修正 …… (397)
7.4.4 特征线法计算超音速引射喷管的性能特性 …… (401)
7.4.4.1 音速线的计算 …… (401)
7.4.4.2 非粘性主流和次流流场的计算 …… (402)
7.4.4.3 粘性影响的修正 …… (403)
7.4.4.4 推力特性和抽吸特性的计算 …… (404)
7.5 引射喷管中气流的分离和气动稳定性问题 …… (406)
7.5.1 引射喷管中气流的分离 …… (406)
7.5.2 喷管中流动的稳定性问题 …… (410)
7.6 外流对引射喷管性能的影响 …… (414)
7.7 引射喷管的调节 …… (422)
7.7.1 机械式可调节引射喷管 …… (423)
7.7.2 气动定位式引射喷管 …… (426)
7.7.3 辅助进气门式引射喷管 …… (429)
7.7.4 可调节引射喷管的安装性能 …… (434)
7.8 引射增力装置 …… (441)
7.8.1 引射增力装置性能参数 …… (441)
7.8.2 提高引射增力装置性能的措施 …… (446)
7.8.3 外流对引射增力装置性能的影响 …… (448)
7.8.4 引射增力装置在飞行器上的应用 …… (452)
参考文献 …… (455)

第八章 次流系统

8.1 引言 …… (460)
8.1.1 次流的定义 …… (460)
8.1.2 次流的用途 …… (460)
8.1.3 次流的引入途径 …… (460)
8.2 发动机舱冷却 …… (461)

8.2.1 冷却型式 …… (461)
8.2.2 结构温度 …… (461)
8.3 次流与进气道性能的匹配 …… (462)
8.4 次流与喷管性能的影响 …… (463)
8.4.1 次流对喷管性能的影响 …… (463)
8.4.2 发动机舱的压强、破坏载荷和卸压系统 …… (464)
8.4.3 排气口 …… (466)
8.5 次流系统的设计计算 …… (472)
8.5.1 次流系统设计和流动假设 …… (473)
8.5.2 向机体外排气的次流系统计算方法 …… (474)
8.5.3 气流通过隔舱从引射喷管排出的次流量计算方法 …… (476)
8.6 进气口性能计算 …… (481)
8.6.1 进气口型式及其特点 …… (481)
8.6.2 头部进气口的设计和性能计算 …… (483)
8.6.3 淹没式风斗进气口的设计和性能计算 …… (486)
8.6.4 淹没式进气口及阻力系统计算实例 …… (498)
8.6.5 冲压风斗的设计计算分析 …… (502)
8.6.6 多孔板的设计和性能计算 …… (504)
8.6.7 平滑槽进气口的设计和性能计算 …… (507)
8.7 主要冷却部件的阻力 …… (517)
8.7.1 散热器的阻力 …… (517)
8.7.1.1 散热器的型式 …… (517)
8.7.1.2 散热器阻力的估算 …… (517)
8.7.2 辅助装置的冷却阻力 …… (521)
8.7.3 附面层泄除阻力 …… (521)
8.7.4 附面层分流器的阻力估算 …… (523)
8.7.4.1 尺寸考虑 …… (523)
8.7.4.2 阻力的估算 …… (526)
8.7.5 旁路门阻力 …… (529)
8.7.6 隔网阻力 …… (529)
参考文献 …… (530)

第九章 进排气系统与飞机各部分的干扰

9.1 引言 …… (533)
9.2 进气道与飞机的相互干扰 …… (533)
9.2.1 进气道安装型式的效果举例 …… (533)
9.2.1.1 各种安装型式进气道的进口流场 …… (533)
9.2.1.2 喉部流动性能 …… (535)
9.2.1.3 进气道出口流动性能 …… (536)
9.2.1.4 背部进气道 …… (540)

9.2.2 机身外形对进气道流动的影响 …… (547)
9.2.2.1 对进气道进口流场的影响 …… (547)
9.2.2.2 对进气道喉部流场的影响 …… (549)
9.2.2.3 对进气道出口流场的影响 …… (551)
9.2.3 前缘边条对进气道性能的影响 …… (553)
9.2.4 武器发射对进气道性能的影响 …… (560)
9.2.5 飞机外形对进气道稳定工作的影响及其判定准则 …… (563)
9.2.6 进气道升力涡和溢流涡 …… (565)
9.2.7 推力-阻力核算系统 …… (565)
9.2.7.1 引言 …… (565)
9.2.7.2 气动参考状态 …… (567)
9.2.7.3 参考工作状态 …… (568)
9.2.7.4 飞机-推进系统作用力的划分 …… (570)
9.2.8 发动机短舱 …… (572)
9.3 排气系统与后体的相互干扰 …… (572)
9.3.1 后体的阻力 …… (572)
9.3.1.1 引言 …… (572)
9.3.1.2 无喷流时后体阻力系数的计算 …… (573)
9.3.1.3 有喷流时后体阻力系数的计算 …… (579)
9.3.1.4 后体阻力的风洞模型试验 …… (603)
9.3.2 喷流对附近翼面的干扰效应 …… (607)
9.3.2.1 喷流对水平尾翼和后体的干扰效应 …… (607)
9.3.2.2 喷流对机翼的干扰效应 …… (609)
参考文献 …… (611)
名词索引 …… (613)

主 要 符 号 表

A 面积
a 音速
AR 宽高比
b 翼型弦长
C 系数
C_p 压强系数
C_f 摩擦阻力系数
C_{x0} 零迎角阻力系数
C'_{x0} 零升阻力系数
C_{xa} 附加阻力系数
C_{xbl} 泄除阻力系数
C_{xsp} 溢流阻力系数
c_v 定容比热容
c_p 定压比热容
$D(d)$ 直径(内径)
Eu 欧拉数
E 气体内能
Fr 弗劳德数
F 力
G 几何因子，关联参数
g 重力加速度
$H(h)$ 附面层形状因子，高度
I 冲量
i 焓
K 开尔文温度
k 绝热指数(比热比)
L 功
l 长度
M 马赫数
m 质量流量
N 功率，法向(力)
n 转速，指数
P 发动机推力
Pr 普朗特数
p 压强
Q 容积，体积，流量因子
q 速压，热量
Re 雷诺数
$R(r)$ 气体常数，半径
St 斯特罗哈数
S 表面积，熵
S_w 湿面积
T 绝对温度
U，V 速度
u，v，w 速度分量
W 宽度
X 阻力
x，y，z 直角坐标
Y 升力
Z 侧力
α 迎角，收缩角
α_0 零升迎角
β 侧滑角，激波倾斜角，后体角，扩张角
Γ 环量
$\triangle$ 拉普拉斯算子
Δ 差值
δ 附面层厚度，气流角
δ^* 附面层位移厚度
ε 紊流度
ε_p 相对总压脉动均方根值
η 效率
θ 附面层动量损失厚度，温度比，气流斜角
θ_c 半锥角
θ_l 唇口位置角
λ 速度系数，热导系数
μ 马赫角，动力粘性系数，比例系数
ν 运动粘性系数
ξ 损失系数

π_K 增压比(出口静压与进口静压比)
Π_p 落压比
ρ 密度
σ 总压恢复系数，正应力
τ 切应力
τ_0 当地壁面的切应力
Φ 耗散函数，附面层函数，角度
φ 进气道流量系数，喷管速度修正系数，角度
Ψ 激波函数
ψ 角度

下 标

a 大气
av 平均
b 底部
c 唇口截面，进口截面；冷却
cr 临界
d 设计值
e 喷管出口截面；流出
H 有漏气
i 理想；流入
j 喷流
L，1 局部，唇口；理论
LB 总的冷却气流
LH 回收冷却气流
le 前缘
max 最大
min 最小
N 无漏气
p 主流
req 需要的
s 次流；实际
t 总参数；时间
th 喉部
w 壁面
∞ 自由流，未扰动流

第一章 基本理论

1.1 基本方程

1.1.1 连续方程

1.1.1.1 连续方程的一般形式

本书中提到的一切问题均是在连续介质定义的范围内进行讨论的。所谓流场中任一点处流体运动的物理参数，是指在某一瞬间正通过该点的流体微团质心的物理参数，所取流体微团的体积dQ，其大小相当于还可以将其中的介质看成是连续介质的最小体积。

如果在流场中截取一控制体Q，则从质量守恒定律可以得出，在任何瞬间，控制体内的质量积存率应等于流进和流出该控制体的质量流量之差额，即

$$\int_Q \frac{\partial \rho}{\partial t} dQ = -\oint_S \rho \vec{V} \cdot \vec{n} dS \tag{1.1}$$

式中 S——控制体Q的表面积；

n——dS的外法线方向；

V——流速；

ρ——密度；

t——时间。

式(1.1)是连续方程的一般形式。对于每种具体情况，可将其演化后写成以下各节的形式。

1.1.1.2 定常流连续方程

本书中讨论之多数问题是将流动作为定常流处理的。此时，认为位于控制体中的流体虽在连续变动，但总质量仍保持不变，故相应于定常流的式(1.1)的左端为零，得

$$\oint_S \rho \vec{V} \cdot \vec{n} dS = 0 \tag{1.2}$$

用于管流时可写成

$$\int_{A_i} \rho V_n dA = -\int_{A_e} \rho V_n dA \tag{1.3}$$

式中下标i——流入；e——流出；n——流入流出截面的外法线方向的分量；A——垂直于管道或流管轴线的截面积。式(1.2)和(1.3)是定常流中连续方程的一般形式，但也可适用于不可压缩非定常流。

在讨论管道流或流管时，常将其流动假设为一维的。此时假设在垂直于管轴的每个截面上的参数都是常值，连续方程变成

$$\rho_i V_i A_i = \rho_e V_e A_e \tag{1.4}$$

1.1.1.3 直角坐标连续方程

如在一直角坐标系中截取一微元控制体$dxdydz$，则式(1.1)可写成

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho v)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho w)}{\partial z}=0 \tag{1.5}$$

式(1.5)是直角坐标系(x，y，z)中一般微分形式的连续方程。式中u、v、w——速度V分别在x、y、z方向的分量。

对于定常流，式(1.5)变成

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho v)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho w)}{\partial z}=0 \tag{1.6}$$

用于不可压缩定常流时，连续方程更简化成

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=0 \tag{1.7}$$

因为连续方程只是从质量守恒角度导出的方程，不牵涉到力的关系，所以不管流体是否有粘性，它都是适用的。

处理轴对称流动，一般用柱坐标(z，r)，z是轴向坐标，r是径向坐标；相应的两个分速记为(u，v)，定常的轴对称流的连续方程是

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial z}+\frac{\partial(\rho v)}{\partial r}+\frac{\rho v}{r}=0 \tag{1.8}$$

轴对称流和平面流都是二维的，但坐标空间的变化规律不相同，连续方程的形式是有区别的。直角坐标的连续方程(1.6)用于平面流动时和轴对称流的式(1.8)相比较，区别在于(1.8)多一项$(\rho v)/r$。

1.1.2 动量方程

1.1.2.1 动量方程的一般形式

如果在流场中截取一控制体Q，则从牛顿第二定律(运动定律)可以得出，在任何瞬间，该控制体内的流体在某一方向(例如x方向)总动量对时间的变化率，加上流出与流入该控制体的动量之差额，应等于在单位时间内作用在此控制体上的全部外力在该方向分量的冲量，即

$$\Sigma F_x=\int_Q \frac{\partial}{\partial t}(\rho u)dQ+\oint_S \rho V_n u dS \tag{1.9}$$

在y、z方向亦可依照上述同样方法得到类似的关系式。当然也可以将x、y、z三个方向的动量方程汇总写成向量形式：

$$\Sigma \vec{F}=\frac{\partial}{\partial t}\int_Q \rho \vec{V}dQ+\oint_S \rho(\vec{V}\cdot\vec{n}dS)\vec{V}$$

$$=\frac{\partial}{\partial t}\int_Q \rho \vec{V}dQ+\int_{S_e} \rho(\vec{V}\cdot\vec{n}dS)\vec{V}-\int_{S_i} \rho(\vec{V}\cdot\vec{n}dS)\vec{V} \tag{1.10}$$

式(1.10)左端的外力应包括彻体力(如重力、电磁力等与物体体积或质量成正比的力)和表面力(如压力、摩擦力等)。该式右侧第一项中的时间偏微分可提出积分号是因为积分域Q和时间无关的缘故。S_e、S_i是流出、流入的控制面部分。

1.1.2.2 欧拉方程

在连续性假设的前提下(见第1.1.1.1节)，若又不考虑作用在流体上的粘性力(即指理想流体)和彻体力，在直角坐标系中微分形式的动量方程是

$$\left.\begin{aligned}
-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}&=\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial z}\\
-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}&=\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+w\frac{\partial v}{\partial z}\\
-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}&=\frac{\partial w}{\partial t}+u\frac{\partial w}{\partial x}+v\frac{\partial w}{\partial y}+w\frac{\partial w}{\partial z}
\end{aligned}\right\}\qquad(1.11)$$

式(1.11)称为欧拉方程。对于定常流动，欧拉方程变成

$$\left.\begin{aligned}
-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}&=u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial z}\\
-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}&=u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+w\frac{\partial v}{\partial z}\\
-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}&=u\frac{\partial w}{\partial x}+v\frac{\partial w}{\partial y}+w\frac{\partial w}{\partial z}
\end{aligned}\right\}\qquad(1.11a)$$

式中p——压强。以上三式分别乘以dx、dy、dz，然后相加，并用上流线的微分方程

$$\frac{dx}{u}=\frac{dy}{v}=\frac{dz}{w},$$

积分，可得到定常、无粘流的伯努利公式

$$\int\frac{dp}{\rho}+\frac{V^2}{2}=\text{常数}\qquad(1.12)$$

式(1.12)右端常数称为伯努利常数，此常数适用于同一条流线，不同流线的伯努利常数不相同。

若是无旋流动，式(1.11a)可改写一下，将旋度显示出来：

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}=u\frac{\partial u}{\partial x}+v\left(\frac{\partial u}{\partial y}-\frac{\partial v}{\partial x}\right)+w\left(\frac{\partial u}{\partial z}-\frac{\partial w}{\partial x}\right)+v\frac{\partial v}{\partial x}+w\frac{\partial w}{\partial x}$$

即

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}=\frac{1}{2}\frac{\partial V^2}{\partial x}-v\zeta_z+w\zeta_y$$

同理有

$$\left.\begin{aligned}
-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}&=\frac{1}{2}\frac{\partial V^2}{\partial y}-w\zeta_x+u\zeta_z\\
-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}&=\frac{1}{2}\frac{\partial V^2}{\partial z}-u\zeta_y+v\zeta_x
\end{aligned}\right\}\qquad(1.11b)$$

式中

$$\zeta_x=\frac{\partial w}{\partial y}-\frac{\partial v}{\partial z};$$

$$\zeta_y=\frac{\partial u}{\partial z}-\frac{\partial w}{\partial x};$$

$$\zeta_z=\frac{\partial v}{\partial x}-\frac{\partial u}{\partial y}$$

是旋度矢$\vec{\zeta}$的三个分量。在无旋流$\vec{\zeta}=0$，$\zeta_x=\zeta_y=\zeta_z=0$，此时若将式(1.11$b$)中的三个方程分别乘以$dx$、$dy$、$dz$，相加，再积分，仍得到式(1.12)。该式仍称伯努利公式，但此时的伯努利常数却是适用于全流场的。因为在无旋的条件下，不必用流线的微分方程就可以积分了。

可压流的伯努利公式通常指式(1.12)的左侧第一项在等熵关系$p/\rho^k=C$下的积分结果：

$$\frac{k}{k-1}\cdot\frac{p}{\rho}+\frac{V^2}{2}=常数 \tag{1.13a}$$

式中k——绝热指数。

对于不可压缩流，式(1.12)简化为不可压流的伯努利方程

$$p+\frac{1}{2}\rho V^2=常数 \tag{1.13b}$$

1.1.2.3 粘性流运动方程

对于粘性流，作用在流体微团各个面上有正应力和切应力，其中平均正应力应由两部分组成：第一部分是与流体微团形变无关的压力；第二部分则与微团线变形率成正比，称为第二粘性。如果忽略第二粘性，可认为正应力就等于压强。切应力与微团的角变形率成正比。从牛顿第二定律出发，就可以得到粘性流体的运动微分方程如下：

在直角坐标的x方向

$$\rho\frac{\partial u}{\partial t}+\rho u\frac{\partial u}{\partial x}+\rho v\frac{\partial u}{\partial y}+\rho w\frac{\partial u}{\partial z}$$

$$=\rho X-\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial x}\left[2\mu\frac{\partial u}{\partial x}-\frac{2}{3}\mu\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}\right)\right]$$

$$+\frac{\partial}{\partial y}\left[\mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial x}\right)\right]+\frac{\partial}{\partial z}\left[\mu\left(\frac{\partial w}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial z}\right)\right] \tag{1.14}$$

在y和z方向可以依此类推。式中X——作用在单位质量上的彻体力在x向分量；μ——动力粘性系数。由粘性引起的附加正应力σ'(第二粘性)，在三个方向分别为

$$\left.\begin{aligned}\sigma'_x&=2\mu\frac{\partial u}{\partial x}-\frac{2}{3}\mu\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}\right)\\ \sigma'_y&=2\mu\frac{\partial v}{\partial y}-\frac{2}{3}\mu\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}\right)\\ \sigma'_z&=2\mu\frac{\partial w}{\partial z}-\frac{2}{3}\mu\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}\right)\end{aligned}\right\} \tag{1.15}$$

切应力τ则与微团的角变形率有如下关系：

$$\left.\begin{aligned}\tau_{xy}&=\mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial x}\right)\\ \tau_{yz}&=\mu\left(\frac{\partial v}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial y}\right)\\ \tau_{zx}&=\mu\left(\frac{\partial w}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial z}\right)\end{aligned}\right\}\tag{1.16}$$

τ_{xy}——作用在x面上的y方向的力，其它依此类推。μ值与温度有关，

$$\frac{\mu}{\mu_0}=\left(\frac{T}{288.15}\right)^{3/2}\cdot\frac{288.15+C}{T+C}$$

式中T——绝对温度(K)；常数$C=110.4$K；μ_0值为$T=288.15$K时的粘性系数。

方程(1.14)称为纳维-斯托克斯方程。

对于在整个流动领域中粘性系数μ为常数的情况，粘性运动方程可以简化为(在x方向)

$$\rho\frac{\partial u}{\partial t}+\rho u\frac{\partial u}{\partial x}+\rho v\frac{\partial u}{\partial y}+\rho w\frac{\partial u}{\partial z}$$

$$=\rho X-\frac{\partial p}{\partial x}+\mu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right)+\frac{1}{3}\mu\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}\right)\tag{1.17}$$

在y、z方向同样有类似方程。

如果归总写成矢量形式，可表达为

$$\rho\frac{d\vec{v}}{dt}=\rho\vec{F}-grad\,p+\mu\triangle\vec{V}+\frac{1}{3}\mu grad(div\,\vec{V})\tag{1.18}$$

式中$\vec{F}$——作用在单位流体质量上的彻体力矢量；拉普拉斯算子$\triangle=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}$；　散度$div\,\vec{V}=\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}$。

对于不可压缩流，由连续方程(1.5)已知此时$div\,\vec{V}=0$，故不可压流的纳维-斯托克斯方程(1.17)简化为

$$\left.\begin{aligned}\rho\frac{du}{dt}&=\rho X-\frac{\partial p}{\partial x}+\mu\triangle u\\ \rho\frac{dv}{dt}&=\rho Y-\frac{\partial p}{\partial y}+\mu\triangle v\\ \rho\frac{dw}{dt}&=\rho Z-\frac{\partial p}{\partial z}+\mu\triangle w\end{aligned}\right\}$$

或

$$\rho\frac{d\vec{V}}{dt}=\rho\vec{F}-grad\,p+\mu\triangle\vec{V}\tag{1.19}$$

如果略去彻体力和粘性力，则式(1.14)回复成欧拉方程。

1.1.3　动量矩方程

如果在流场中截取一控制体Q，则在任何瞬间，该控制体内流体对某根轴线的动量矩的时间变化率，加上流出与流入的动量矩之差量，应等于作用在控制体上全部外力对同一轴线

的力矩之总和：

$$\Sigma\vec{F}\times\vec{r}=\int_{Q}\frac{\partial}{\partial t}(\rho\vec{V}\times\vec{r})dQ+\oint_{S}(\rho\vec{V}\cdot\vec{n}dS)\vec{V}\times\vec{r}$$

$$=\int_{Q}\frac{\partial}{\partial t}(\rho\vec{V}\times\vec{r})dQ+\int_{S_e}(\rho\vec{V}\cdot\vec{n}dS)\vec{V}\times\vec{r}$$

$$-\int_{S_i}(\rho\vec{V}\cdot\vec{n}ds)\vec{V}\times\vec{r} \tag{1.20}$$

式中$\vec{r}$——力臂；　$\vec{F}$——外力。

1.1.4 能量方程

1.1.4.1 一维管流的能量方程

对于一维流管或管道流，垂直于管轴线截取两截面 1 及2。在dt瞬间内通过这两个截面的质量流dm的能量差计有：

动能　　$dE_K=\frac{V_2^2-V_1^2}{2}dm$

位能　　$dE_P=g(h_2-h_1)dm$

式中g——重力加速度；h——高度。

内能　　$dE_T=c_v(T_2-T_1)dm$

式中c_v——定容比热容；T——温度；上式中未考虑dt前后c_v的变化。

压力作功为

$$dE_P=\left(\frac{p_1}{\rho_1}-\frac{p_2}{\rho_2}\right)dm \tag{1.21}$$

设此时外界向截面1、2之间流管段中气体的供热量为dq；流体所作机械功为dL；流体克服摩擦力消耗的功为dL_f；则此时的能量平衡方程应为

$$dq+\left(\frac{p_1}{\rho_1}-\frac{p_2}{\rho_2}\right)dm$$

$$=dL+dL_f+g(h_2-h_1)dm+c_v(T_2-T_1)dm+\frac{V_2^2-V_1^2}{2}dm \tag{1.22}$$

式中dq应包括由外部通过热交换加入的热量dq_0以及由流管侧表面摩擦功转化的热量dq_f，从数量上说，$dq_f=dL_f$

对于单位质量流，能量方程(1.21)可写成

$$q_0-L=\frac{V_2^2-V_1^2}{2}+i_2-i_1 \tag{1.23}$$

式中q_0、L、$i=c_vT+p/\rho$——对单位质量流而言的外部加热量、机械功以及所具有的热焓。此式用于绝热又绝能的流动，就和可压流的伯努利公式(1.13a)完全相同。

1.1.4.2 一般形式的能量方程

由热力学第一定理

$$dq=c_v dT+pdV \tag{1.24}$$

在流动的流体微团上仍是成立的，但流动中还有动能的变化，切向的粘性应力所做的功，和热传导的热量，这些合在一起，粘性可压流的一般形式的能量方程是

$$\rho\frac{d}{dt}\left(c_vT+\frac{p}{\rho}\right)=\frac{dp}{dt}+\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial z}\right)+\Phi \tag{1.25}$$

或作

$$\rho\frac{d}{dt}(c_vT)=-pdiv\vec{V}+div(\lambda\nabla T)+\Phi \tag{1.26}$$

又可改为

$$\rho\frac{di}{dt}-\frac{dp}{dt}=div(\lambda\nabla T)+\Phi \tag{1.27}$$

式中 $\frac{d}{dt}$——物质导数，或称实导数：

$$\frac{d}{dt}=\frac{\partial}{\partial t}+u\frac{\partial}{\partial x}+v\frac{\partial}{\partial y}+w\frac{\partial}{\partial z} \tag{1.28}$$

λ——热导系数；∇——$grad$；Φ——耗散函数：

$$\Phi=2\mu\left[\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)^2\right]+\mu\left[\left(\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial w}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial u}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2\right]+\frac{2}{3}\mu\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}\right)^2 \tag{1.28a}$$

这个方程在处理高速附面层的问题上有用。当然，用于附面层内流动时，此方程可以大简化。而用于无粘绝热流动时，式(1.27)的右侧两项都是零，左侧的dp/ρ用欧拉方程的关系改为速度项之后，仍和绝能时的式(1.23)一样。

1.1.5 气动函数

1.1.5.1 音速

音速是微弱扰动的压力波在介质中的传播速度。音速a的表达式是

$$a=\sqrt{\frac{dp}{d\rho}} \tag{1.29}$$

微弱扰动的传播过程是等熵的。对于完全气体，等熵过程中p和ρ的关系是$p/\rho^k=$常数，故a又可表示为

$$a^2=\frac{kp}{\rho}=kRT \tag{1.29a}$$

绝热流的能量方程(1.13a)用音速表达，成为

$$a^2/(k-1)+V^2/2=\text{常数} \tag{1.30}$$

此式规定流速增大时相应的音速减小。当V恰等于a时，这个音速称为临界音速。

1.1.5.2 马赫线、马赫锥、速度系数

当微弱扰动在运动气体中传播时，如果气体以超音速流动，则微弱扰动不能逆流上传，被限制在以扰动源为顶点的圆锥内传播，这个圆锥称为马赫锥(图1-1*a*)。圆锥的表面称为马

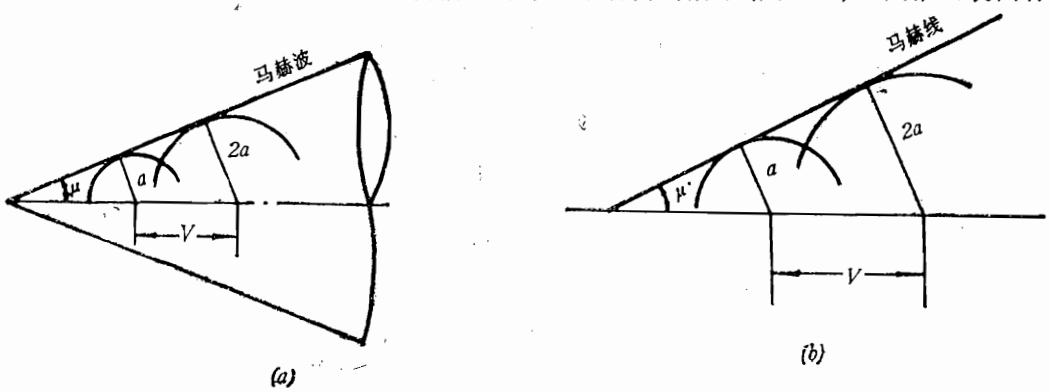


图1-1 马赫波

赫波或扰动边界。在平面问题中，马赫锥退化成马赫线(图1-1*b*)。马赫线也称为特征线。马赫线与流速之间的夹角μ称为马赫角：

$$\sin\mu=\frac{a}{V}=\frac{1}{\mathrm{M}}$$

式中$\mathrm{M}=V/a$称为马赫数，是表征超音速流动特征的主要相似参数。M是个无量纲的速度。此外，还有一个无量纲速度λ，名为速度系数，定义为$\lambda=V/a_{cr}$。临界音速a_{cr}，在绝能流中，沿流线是个常数，只决定于总温T_t：

$$a_{cr}=\sqrt{\frac{2k}{k+1}RT_t} \tag{1.31}$$

λ和M之间的关系是

$$\lambda^2=\left(\frac{k+1}{2}\right)\mathrm{M}^2\Big/\left[1+\left(\frac{k-1}{2}\right)\mathrm{M}^2\right];$$

$$\mathrm{M}^2=\left(\frac{2}{k+1}\right)\lambda^2\Big/\left[1-\left(\frac{k-1}{k+1}\right)\lambda^2\right] \tag{1.32}$$

1.1.5.3 气动函数简介

在气体动力学中，有许多参数变化的关系式可表示为马赫数M或速度系数λ的函数形式。为运算方便，常将一维管流中的参数变化关系归结为下列的几个气动函数：

温度比

$$\tau(\lambda)=\frac{T}{T_t}=1-\frac{k-1}{k+1}\lambda^2 \tag{1.33}$$

压强比

$$\pi(\lambda)=\frac{p}{p_t}=\left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda^2\right)^{\frac{k}{k-1}} \tag{1.34}$$

密度比

$$\varepsilon(\lambda)=\frac{\rho}{\rho_t}=\left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda^2\right)^{\frac{1}{k-1}} \tag{1.35}$$

很明显有

$$\varepsilon(\lambda)=\frac{\pi(\lambda)}{\tau(\lambda)} \tag{1.36}$$

上式中下标t——总(滞止)参数。

密流量ρV与临界密流量(即M=1时的密流量$\rho_{cr}V_{cr}$)之比定为$q(\lambda)$:

$$q(\lambda)=\left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}}\cdot\lambda\left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda^2\right)^{\frac{1}{k-1}}$$

$$=\left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}}\cdot\lambda\varepsilon(\lambda) \tag{1.37}$$

质量流量m可表达为

$$m=CpA\frac{y(\lambda)}{\sqrt{T_t}}=\frac{p_t}{\sqrt{T_t}}Aq(\lambda) \tag{1.38}$$

式中A——流管截面积，米^2；p_t——总压，牛/米^2；T_0——总温，K；系数

$$C=\sqrt{k\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}\cdot\frac{1}{R}} \tag{1.38a}$$

其中R——气体常数；

$$y(\lambda)=\frac{q(\lambda)}{\pi(\lambda)}=\left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}}\cdot\frac{\lambda}{1-\frac{k-1}{k+1}\lambda^2} \tag{1.39}$$

管道流动中截面冲量可表达为下列两种形式：

$$(p+\rho V^2)A=\sqrt{\frac{k+1}{2k}RT_t}mZ(\lambda) \tag{1.40a}$$

$$(p+\rho V^2)A=p_tAf(\lambda)\text{或}=p_tA\pi(\lambda)/r(\lambda)，\text{即}pA/r(\lambda) \tag{1.40b}$$

式中 $Z(\lambda)=(1/\lambda+\lambda)$； $f(\lambda)=\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}}q(\lambda)Z(\lambda)$ (1.41)

$r(\lambda)=\pi(\lambda)/f(\lambda)$

在一般气体动力学书中[1]对气动函数均列表备查。

1.2 超音速流动

1.2.1 二维超音速普朗特-迈耶流动和特征线法

当二维、无旋、等熵的超音速均匀平行流沿外凸壁AOB(图1-2)流动时，若壁面在点O向外转折一微小角度$d\theta$，使气流在点O受到膨胀扰动，O点成为扰动源。由于气流占据的空间扩大了，气流在越过扰动波(即马赫线)OH时，p及ρ均有一微小突跃下降。这个微弱的膨胀扰动不会逆流上传，而只能在膨胀特征线OH的下游传播。超音速气流穿越马赫波OH后转折了$d\theta$角并沿壁面OB流动，其流动速度从V增大到$V+dV$。上述概念可以推广到绕曲壁流动。此时连续的壁面可以用一系列直线段代替，在每一折点上产生一道膨胀波；其强度小

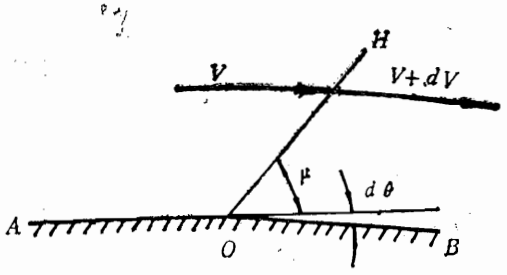


图1-2　超音速沿外凸壁流动

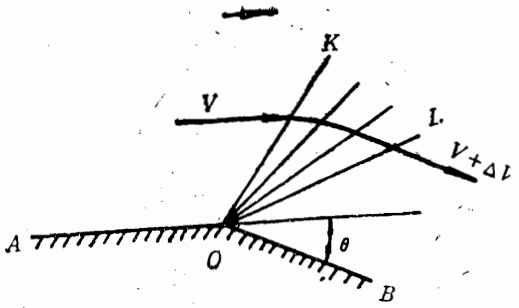


图1-3　超音速流绕外折角流动

到足以保持壁面上的连续条件。由于来流是均匀的，所以第一道马赫波是直线，而且以后的折转也都是均匀流的连续折转，使得沿外凸壁的每一道马赫波都是直线。如果把曲壁的弯曲段逐渐缩短，在极限情况下，曲壁变成具有一定折角的折壁AOB(图1-3)。超音速气流穿过OK至OL的马赫波束后，流动方向转折到沿OB流动。这样的平面流动称为普朗特-迈耶(Prandtl-Meyer)流动。它的特点是：(1)从壁面外伸的马赫波是散开的，并不会再相交；

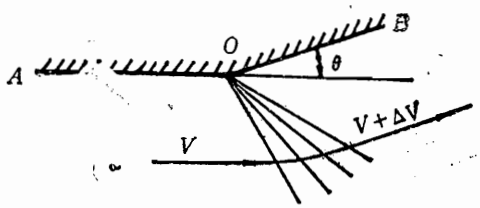


图1-4　右伸波

(2)气流穿过马赫波系时，气流参数发生连续变化，但在同一条马赫波上，所有参数都相同，即流动参数只是转角的函数，而不是矢径的函数；

(3)气流穿过马赫波系时的流动是等熵的。流速增大，静压、静温、静密度都下降，总温、总压不变。

图1-3上的马赫波称为左伸波，图1-4上的称为右伸波。利用动量定理可以获得超音速平面流经过左伸波或右伸波时气流斜角θ与V之间的相容性条件的微分关系式为

$$\frac{dV}{V}=\pm \mathrm{tg}\mu d\theta,\ 即\frac{d\lambda}{\lambda}=\pm \mathrm{tg}\mu d\theta \tag{1.42}$$

特征线方程为

$$\frac{dy}{dx}=\mathrm{tg}(\theta\pm\mu) \tag{1.43}$$

θ以逆时针为正值；此二式正号与正号配成一组方程，适用于左伸特征线；负号组适用于右伸特征线。这平面是无粘等熵超音速流的特征线方程组。式(1·42)所表达的是一种极简单的流速λ变化和指向θ变化之间的关系。把λ和$\mathrm{tg}\mu$都改成用M表达，该式便可以积分；结果得

$$\pm\theta=-\sqrt{\frac{k-1}{k+1}}\mathrm{arctg}\sqrt{\frac{k-1}{k+1}(\mathrm{M}^2-1)}+\mathrm{arctg}\sqrt{\mathrm{M}^2-1} \tag{1.44}$$

上式中以M＝1时的气流方向为$\theta=0$，气流上折，θ为正值；气流下折，θ为负值。上半部符号适用于θ为正值情况，下半部符号适用于θ为负值情况。若用λ表达的话，式(1.44)变成

$$\pm\theta=-\sqrt{\frac{k+1}{k-1}}\operatorname{arctg}\sqrt{\frac{\lambda^2-1}{\frac{k+1}{k-1}-\lambda^2}}+\operatorname{arctg}\sqrt{\frac{\lambda^2-1}{1-\frac{k-1}{k+1}\lambda^2}} \tag{1.45}$$

与λ_{max}相应的$\theta_{max}=130°37'$(空气，$k=1.4$)。

如果所讨论的是均匀超音速气流绕有微小折转角$d\theta$的内折壁流动，则O点发出的是压缩扰动(图1-5a)，气流经压缩扰动波(即压缩特征线)OH折转到OB方向，p和ρ都有一微小的突跃增大，速度下降dV，流动是等熵的，参数变化关系仍遵守式(1.44)和(1.45)。以上概念可以推广到超音速气流绕内曲壁流动(图1-5b)。众多压缩特征线相交后会变成集中的强压缩，性质不再是等熵变化，式(1.44)和(1.45)也不再适用，而变成激波了(见第1.2.2节)。

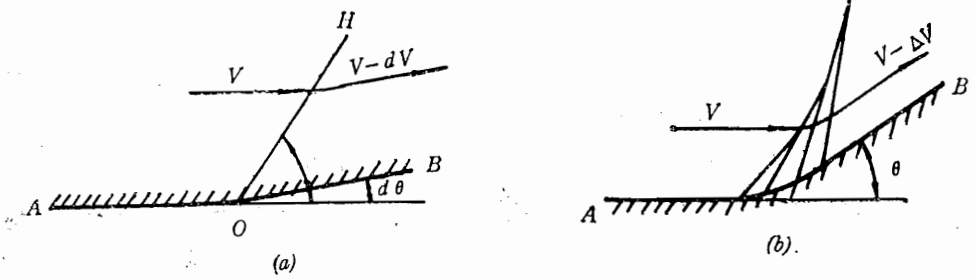


图1-5　超音速绕内折壁流动

式(1.45)可以在速度平面上画出以λ和θ为极坐标的速端曲线，称为速度平面上的特征线，恰好是一条以$[\sqrt{(k+1)/(k-1)}-1]$为直径的圆在半径为1的圆上滚动时所画出来的外摆线(图1-6)。其中向下弯曲的外摆线表示穿过左伸马赫波系的情况，为速度平面上的Ⅰ族特征线；向上弯曲的外摆线表示穿过右伸马赫波系的情况，为速度平面上的Ⅱ族特征线。

在物理平面上，气流速度的变化量dV与马赫波相垂直，而在速度平面上，dV与速端曲线的切线重合。因此，物理平面上的马赫波必与速度平面上对应的速端曲线的切线互相垂直。

为了使用方便，通常在速度平面上根据不同的起点重复画出许多条速端曲线，这样就构成了特征线网图；这是平面等熵流的通用图线。

利用气流参数顺着特征线的变化关系来确定超音速气流膨胀或压缩时的参数变化的算法，称为特征线法。

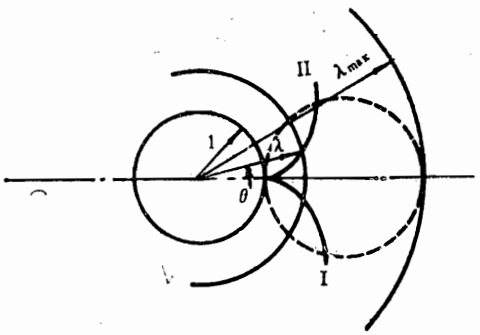


图1-6　速度平面特征线图

在一般的气动力学上常将特征线网图上的每一条特征线都标以号码，标号的规律大同小异，即将Ⅰ族特征线标以号码a，Ⅱ族标以b，a及b的变化是使所有相交在同一λ值圆周上的两族特征线在交点上的$(a+b)$为常值；即对应于每一λ值有一$(a+b)$值，将$(a+b)$作为λ值的表征；同时，使$(a-b)$恰好等于圆周上所标的角度的度数。

由式(1.45)计算得的二维等熵超音速流的速度图特征线函数可参见文献[2]附表。

1.2.2 轴对称超音速位流的特征线法

轴对称特征线法的原理和上述的平面流的一样，也是根据这样一个关系：沿特征线(即马赫线)流动参数的变化是遵循沿该线的相容性条件的。在轴对称流的任何一个子午面上，如图1-7a，特征线的画法和平面流的完全一样，都是和速度夹成马赫角，例如A点的左伸特征线AC和速矢V_A的夹角是μ_A，而B点的右伸特征线BC和速矢V_B的夹角是μ_B。不过因为轴对称流的连续方程(1.6a)比平面流的多一项，它的相容性条件也比平面的式(1.42)多一项：

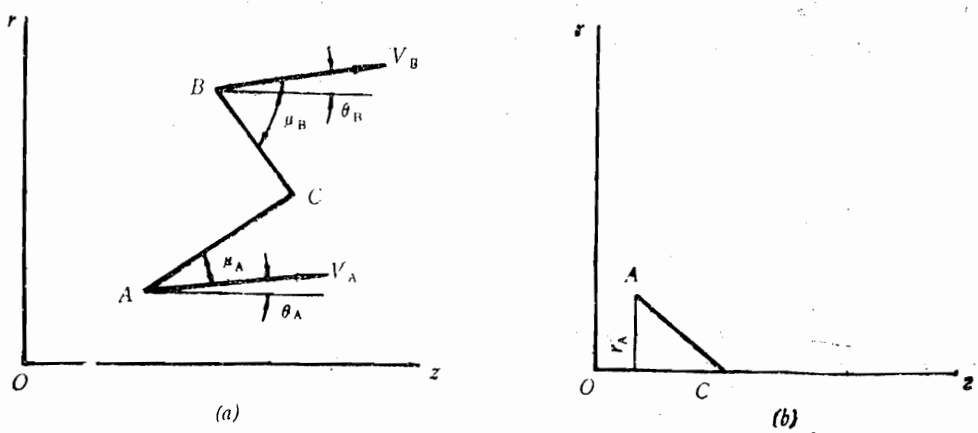


图1-7　轴对称特征线法用图

$$\frac{d\lambda}{\lambda}=\pm\operatorname{tg}\mu d\theta+\frac{\sin\mu\sin\theta\operatorname{tg}\mu}{\cos(\theta\pm\mu)}\left(\frac{dz}{r}\right) \tag{1.46}$$

正号用于左伸特征线，负号用于右伸特征线。特征线本身的微分方程仍是式(1.43)。

和平面特征线法不同的是，现在式(1.46)多了一项，不能做出积分来了。所以轴对称流的问题得用差分做数值计算，根据流场上两相邻的已知点的流动参数，用差分形式的式(1.43)去确定一个新点子的几何位置，并用差分形式的式(1.46)去算出这个新点子上的流动参数来。参看图 1-7a，譬如 A、B 是两个已知点，新点子是 C 点。左伸特征线和相容性条件的差分方程分别是

$$\left.\begin{aligned}&\frac{r_C-r_A}{z_C-z_A}=\operatorname{tg}(\theta_{AC}+\mu_{AC})\\&\frac{\lambda_C-\lambda_A}{\lambda_{AC}}=(\theta_C-\theta_A)\operatorname{tg}\mu_{AC}+\frac{\sin\mu_{AC}\sin\theta_{AC}\operatorname{tg}\mu_{AC}}{\cos(\theta_{AC}+\mu_{AC})}\left(\frac{z_C-z_A}{r_{AC}}\right)\end{aligned}\right\} \tag{1.47}$$

右伸特征线和相容性条件的差分方程分别是

$$\left.\begin{aligned}&\frac{r_C-r_B}{z_C-z_B}=\operatorname{tg}(\theta_{BC}+\mu_{BC})\\&\frac{\lambda_C-\lambda_B}{\lambda_{BC}}=-(\theta_C-\theta_B)\operatorname{tg}\mu_{BC}-\frac{\sin\mu_{BC}\sin\theta_{BC}\operatorname{tg}\mu_{BC}}{\cos(\theta_{BC}-\mu_{BC})}\ \frac{(z_C-z_B)}{r_{BC}}\end{aligned}\right\} \tag{1.48}$$

下标 AC 和 BC 表示是 A、C 两点和 B、C 两点的平均值，因为特征线本来是曲线，现在用短直线代替一微段曲线，其斜率应取两端点处的斜率之平均值；相容性条件中的流动参数本

来也是从一端点的值连续变到另一端点的值的，现在应该用两端点的平均值。式(1.47)或(1.48)中的两个方程是彼此关联的，而 μ 和 θ 的平均值又得在求出 C 点的流动参数之后，才能最后确定，所以解题是个迭代过程。起步时，先用 A 点和 B 点的参数代替平均值。这样，未知量共四个：两个是新点 C 的坐标(z_C，r_C)，两个是新点 C 的流动参数(λ_C，θ_C)。式(1.47)和式(1.48)正好有四个代数方程。第二次迭代，就可以用起步计算出来的值和原给的值，取其平均值，进行计算了。反复迭代，直至第 n 次迭代所得的结果与第 $n-1$ 次的相比较，误差小于允许值为止。这是一般的场内点的算法。

如果新点 C，参看图 1-7b，落在对称轴上，那么只要求 C 点的 z_C 和 λ_C 就行了，因 $r_C=0$，$\theta_C=0$。这时只要从一个已知点 A 出发，作它的右伸马赫线，用式(1.48)的第一式定 C 点坐标，然后用相容性条件定 λ_C 就行了。不过，到对称轴上，相容性条件简化成了：

$$\frac{1}{2}\frac{d\lambda}{\lambda}=\pm \mathrm{tg}\mu d\theta \tag{1.49}$$

这是轴线点的算法。

如果图 1-7b 中的 C 点不是落在对称轴上，而是落在管道流动的管壁上，那么也只有 z_C 和 λ_C 两个未知数，因管壁的型线是已知的，气流的指向与壁面的角度相同，r_C 和 z_C 符合壁面方程，未知数其实只剩一个 λ_C，只需用一个相容性式子。相容性条件当然没有简化的问题，仍是式(1.47)或式(1.48)的第二式。这是边界点的算法。边界点另外还有一种，那是到了射流边界上的点子。譬如图 1-12b 那样的自由射流，边界附近的邻点 A 的参数已经算得，要算的是 C 点的流动参数。C 点的几何位置根据 A 点的马赫线和射流的已知边界的交点定出来，很容易做。在自由边界上，气流的 p 必等于外界 p_a，从而 λ_C 就确定了，剩下来用一个相容性条件把 θ_C 定出来就行了。

对于尖唇旋转体(如进气道的外罩)绕流或圆喷管中流动的具体计算，可参见文献[2]第13章§62。由于尖唇的唇口半径一般比管进口半径小得多，在唇附近可近似地作为平面流处理。对于三维超音速位流的特征线法，其计算原则可参见文献[2]第13章§64。

1.2.3 激波

当物体在气体中作超音速运动或超音速气流受到阻滞时，气体受到压缩。一定强度的压缩波称为激波。气流经过激波后，除总温外，各项参数都会产生一个明显的突跃变化：压力、温度和密度突跃增大，而流速和总压则突跃下降，气体微团的熵值也突跃增大。激波的厚度很小，在工程计算中作为无厚度处理。

1.2.3.1 二维平面激波

当二维平面均匀超音速流遇到内折角 θ 时，在折角处产生斜激波。直线的斜激波与未扰动气流成 β 角，波后气流折转 θ 角。在一定的范围内，θ 越大，β 也越大。但超音速气流经斜激波改变指向以满足内折角要求的能力是有限的。在给定的来流马赫数下，气流经斜激波能折转的角度有极大值 θ_{max}，若规定的内折角 $\theta>\theta_{max}$，直线的斜激波就不能存在，代之而出现的是离开折点的曲线激波(图1-8b)。此时，曲线激波各段的 β 值是连续变化的，从在壁面处的 $\beta=90°$(正激波，未考虑粘性)到远处的马赫角 $\beta=\mu$ 都存在，激波后面的熵增量也是渐变的，从 $\beta=90°$ 的最大增量变到 $\beta=\mu$ 处的零。经过脱体激波后各条流线的气流折角是不等的。对于圆锥亦有类似图景。

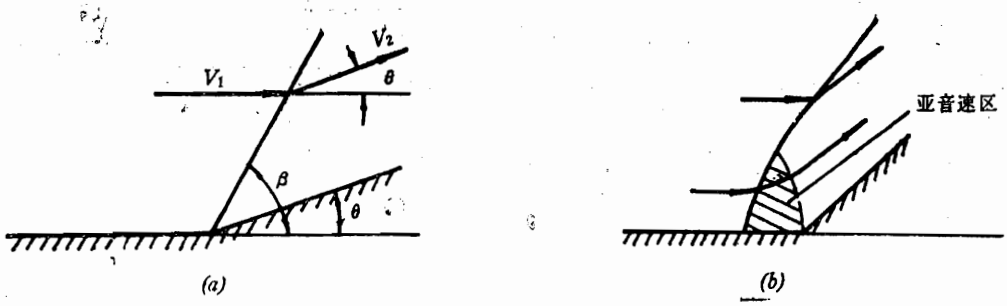


图1-8 激波

激波前后的气流参数关系如下：

$$M_2^2=\frac{M_1^2+\frac{2}{k-1}}{\frac{2k}{k-1}M_1^2\sin^2\beta-1}+\frac{M_1^2\cos^2\beta}{\frac{k-1}{2}M_1^2\sin^2\beta+1} \tag{1.50a}$$

$$T_{t1}=T_{t2} \tag{1.50b}$$

$$\frac{T_2}{T_1}=\frac{\left(1+\frac{k-1}{2}M_1^2\sin^2\beta\right)\left(\frac{2k}{k-1}M_1^2\sin^2\beta-1\right)}{\frac{(k+1)^2}{2(k-1)}M_1^2\sin^2\beta} \tag{1.50c}$$

$$\frac{p_2}{p_1}=\frac{2k}{k+1}M_1^2\sin^2\beta-\frac{k-1}{k+1} \tag{1.50d}$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1}=\frac{\frac{k+1}{2}M_1^2\sin^2\beta}{1+\frac{k-1}{2}M_1^2\sin^2\beta} \tag{1.50e}$$

$$\mathrm{tg}\delta=\frac{M_1^2\sin^2\beta-1}{\left[M_1^2\left(\frac{k+1}{2}-\sin^2\beta+1\right]\right.\mathrm{tg}\beta} \tag{1.50f}$$

$$\frac{p_{t2}}{p_{t1}}=\left[\frac{k-1}{k+1}+\frac{2}{k+1}\cdot\frac{1}{M_1^2\sin^2\beta}\right]^{-\frac{k}{k-1}}\left[\frac{2k}{k+1}M_1^2\sin^2\beta-\frac{k-1}{k+1}\right]^{-\frac{1}{k-1}} \tag{1.50g}$$

$$\Delta S=R\ln\left(\frac{p_{t1}}{p_{t2}}\right) \tag{1.50h}$$

式中 R——气体常数；S——熵，δ——气流经斜激波的折角。当 $\beta=\pi/2$ 上列各公式适用于正激波。正激波的波后波前 λ 数有一简单公式，$\lambda_2\lambda_1=1$。这是有名的普朗特公式。文献[1]的附表中有激波的计算值。

1.2.3.2 圆锥激波

当尖锥处于超音速流中，会在顶部形成圆锥面激波(图 1-9)。就一根流线而言，无论是平

面或轴对称情况，激波前后马赫数、激波斜角及经激波后的气流折转角四者之间的关系，仍遵循式(1.50)。只是对于二维尖劈，激波后气流不再变化，折角与尖劈的半顶角相等；而对于圆锥，则波后气流折角θ小于圆锥半顶角θ_0，气流经激波后还要等熵地逐渐压缩，同时指向转到与锥面平行，故对于同样的半顶角，绕圆锥所产生的激波远较平面的尖楔为弱，激波斜角小得多，气流总压损失也比绕尖劈流时为小。这时的流场是锥型流，即在同一条角度为Φ的射线上，所有点的气流折角θ及马赫数都相等而与离锥顶的径距无关。不同来流马赫数及锥角时各射线上的参数值可参阅[1]附表。利用表上的数据可以逐点连续地画出波后流线。

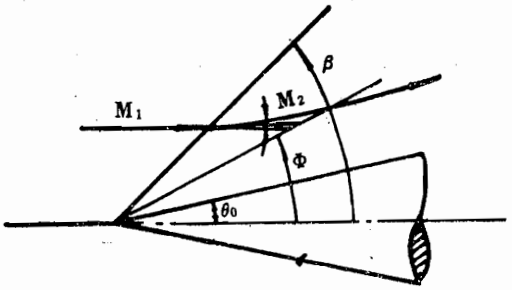


图1-9　圆锥激波

1.2.4　二维有旋超音速流(包括轴对称流)的特征线法

如果在气流中存在曲激波(第1.2.2节，一般三维头激波都是弯曲的)，则气流经激波后，熵的增量不是常值，波后的流场是有旋流场。二维的(包括平面流和轴对称流)超音速无粘的有旋流场，仍有特征线可用。不过，这时流场上旋度不为零，而是和熵的跨流线变化率$\partial S/\partial n$成正比的，这里的n是流线的法线，结果相容性条件多出来一项，而成为

$$\frac{d\lambda}{\lambda}=\pm\operatorname{tg}\mu d\theta+\varepsilon\ \frac{\sin\mu\sin\theta\operatorname{tg}\mu}{\cos(\theta\pm\mu)}\ \frac{dz}{r}\mp\frac{\sin^3\mu}{\cos(\theta\pm\mu)}\ \frac{1}{(k-1)c_p}\left(\frac{dS}{dn}\right)dz \qquad (1.51)$$

上面的符号用于左伸特征线，下面的符号用于右伸特征线。这个式子把平面流和轴对称流都包括在内了。符号ε这样取：

$$\varepsilon=\begin{cases}0\ (\text{平面流})\\ 1\ (\text{轴对称流})\end{cases}$$

坐标写的是轴对称流的$(z,\ r)$，用于平面流时，式(1.51)的右侧第二项不存在，第三项中的dz改为dx。

特征线本身的微分方程仍是式(1.43)。

使用式(1.43)和式(1.51)的办法和前面说过的无旋流特征线法一样，只是相容性条件要多算一项。该项中的跨流线变化率dS/dn是已知的，因为曲线激波确定之后，波后各条流线上的熵值就是已知的，只要把新点的位置确定，就可以把过该点的流线连到激波上，数据就有了。

经过计算发现，如果自由流$M_\infty<2.5$，作曲线激波的流场计算时，忽略熵的变化和计及熵的变化，所得结果并没有很大的出入。换句话说，从实用的角度看，$M_\infty<2.5$的话，即使是曲线激波后的流场，仍可以当无旋流处理。

1.2.5　管内超音速流

能使气流参数沿管长(一般都作一维流处理)发生变化的因素有好几个，下面先把这些因素都包括在内的概括方程写下来：

$$(M^2-1)\frac{dV}{V}=\frac{dA}{A}-\frac{dm}{m}-\frac{k}{a^2}dL-\frac{(k-1)}{a^2}dQ-\frac{k}{a^2}dL_f \tag{1.52}$$

式中 dA 是截面积变量；dL、dL_f、dQ 是气流在流动过程中对外界作的机械功、摩擦功及传热。从式(1.52)可以看出，每当速度变化经过临界值 M＝1 时，式的左端改变符号，亦即各种因素的变化对速度的增减，在 M＞1 和 M＜1 时是相反的。故若只考虑一种因素，而且此种因素又只向单一方向进行变化时，流速变化不可能连续地越过临界值(音速)。

(1) 拉伐尔喷管

如果其它因素都不起作用或可以忽略，只考虑管截面的变化，则收敛-扩张管（拉伐尔管）中有可能使气流从亚音速加速到超音速。

每一给定面积比的拉伐尔喷管，根据其面积变化，都有一相应的出口设计压力值 p_e(图1-10)。当外界压力 $p_a \leqslant p_e$ 时，管内气流在喉道 A_{th} 达到临界值：M＝1 及 p_{cr}，并继续加速成超音速流顺利出口。当 $p_{ec}>p_a>p_e$ 时，超音速气流在管出口处出现斜激波系；这个 p_{ec} 是正激波恰贴在管出口时的波后压强。当 $p_{em}>p_a>p_{ec}$，管内出现正激波，气流经 A_{th} 后加速到超音速，而后经激波增压后减速到以亚音速出口。p_a 越接近 p_{em}，激波位置也越靠近 A_{th}。当 $p_a=p_{em}$ 时，则除 A_{th} 处 M＝1 外，全管均为亚音速流。实际上管内的激波因气流有粘性而呈复杂的形态，远不是正激波那样简单。

(2) 多喉道变截面管；壅塞

如果在变截面管内具有不止一个喉道，譬如有两个(图1-11)，在外界反压 p_a 有下降变化的情况下，连续方程决定了管内气流发生如下的流动图景。

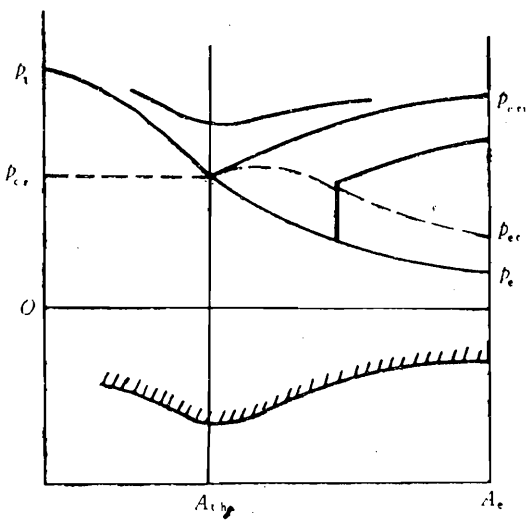


图1-10　拉伐尔管

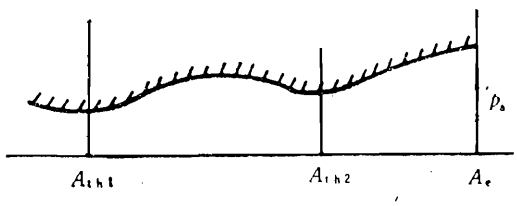


图1-11　多喉道变截面管

当 $A_{th1}=A_{th2}$ 时，理想情况，忽略摩擦作用的话，在 A_{th1} 和 A_{th2} 同时达到音速，在两喉道之间，气流作亚音速加减速运动。当 $A_{th2}<A_{th1}$，则在 A_{th2} 上先达到音速，而在 A_{th1} 上永远不可能达到临界值，总是亚音速流。当 $A_{th2}>A_{th1}$，则在起动过程中，A_{th1} 达到临界值后，必定在 A_{th1} 后管道扩张部分产生正激波，气流经激波，有总压损失，按式(1.38)看，同样的流量要通过 A_{th1} 和 A_{th2}，则 A_{th2} 至少要等于 A_{th1}/σ，这里 σ 是

气流经激波的总压比，即 $\sigma=p_t'/p_t$。随着比值 A_{th_2}/A_{th_1} 的增大，激波可以一直后移(其强度增大，相应的 σ 下降)到两喉道之间的最大截面处。如 p_a 下降到足以使 A_{th_2} 也达到临界值后仍继续下降，则 A_{th_2} 后面也会出现超音速流动；此时，管内的激波就会跃至 A_{th_2} 后某一相应位置上，在两喉道间全部是超音速流。因 A_{th_1} 与 A_{th_2} 之间不存在激波，气流没有严重的总压损失，此时就可以再减小 A_{th_2}，使之接近 A_{th_1}，两喉道间仍能保持超音速流。以上就是所谓的可变第二喉道的起动过程。闭口超音速风洞及超音速进气道都要利用这一原理。

在这个起动过程中，第一喉道后的激波最强发生在两喉道之间的最大截面处。这时需要的 A_{th_2} 面积最大：$A_{th_2}=A_{th_1}/\sigma_{min}$。如果第二喉道小于此值，那么不论管出口之外的反压多么低，第一喉道之后的激波是永远不可能移下来到这个最大截面上的，那也就不可能一跃而到第二喉道之后的扩张段里去。反压的下降只能使第二喉道之后的扩张段里另外产生一道正激波。这里情况称为起动失效，即两喉道之间的最大截面上不能出现超音速气流。这种现象称为"壅塞"。意思说，第二喉道过小阻碍了经最强激波后的气流通过。换句话说，壅塞是个流量受限制，通不过去的问题。

进气道也有壅塞问题。参看图 2-9 。图示的这种进气道的进口截面和喉道截面都是固定不变的。超音速气流进入管道的话(如图2-9a)，受到压缩而降低速度。理想情况是喉道截面 A_{th} 小到恰足以使气流降到音速。给定面积比 A_{th}/A_1(A_1 是进口截面)的话，有一个恰好的飞行马赫数 λ_∞，使气流在管内从进口的 λ_∞ 降到喉道处的音速。这个 λ_∞ 由下列决定

$$p(\lambda_\infty)=A_{th}/A_1$$

例如 $A_{th}/A_1=0.84597$；用式(1.37)解 λ_∞，或查现成的气体动力学函数表，得 $\lambda_\infty=1.37$(对应的 $M_\infty=1.50867$)，当飞行马赫数尚未达到此值时，譬如说是 $\lambda_\infty'=1.30$，其 $q(\lambda_\infty')=0.89683>0.84597$，这时给定的 A_{th} 相对于 A_1 来说就嫌小了，小了6.01%，以 λ_∞' 进入 A_1 的那些流量是不可能全部通过 A_{th} 的，于是发生壅塞。气流在管内立即堆积起来，其压强立即跃升上去，迫使来流在进口以前发生离体激波。激波后的亚音速气流可以拐弯，一部分气流绕唇口外流，即溢流掉，分出去一部分气流，不进入管口。参看图 2-9(b)。这种溢流现象是气流发生壅塞时自动调整的结果。超音速气流要发生溢流，一定得发生离体激波，否则必直接撞进管口，溢流是不可能发生的。而激波的存在，使喉截面显得更小了。因为经激波气流总压得乘一个小于 1.0 的总压恢复系数 σ(对应于 $\lambda_\infty'=1.30$ 的 $\sigma=0.957$)，而通过喉面的流量是正比于 σ 的，所以实际有效的喉道截面积变成了 σA_{th}，它的有效的面积比是 $\sigma A_{th}/A_1$(=0.80959)。相应的实际进口截面上的流速(已是亚音速的了)可用式(1.37)算出来，现在是 $\lambda_1'=0.5987$($M_1'=0.5636$)。离体激波紧后身的 $\lambda_\infty''=1/\lambda_\infty'=1/1.3=0.769$，对应的 $M_\infty''=0.73799$。这是说激波后的亚音速气流在进入管口前，是个减速分流过程。由于激波的存在，即使飞行马赫数提高到了 $\lambda=1.37$，仍有个 $\sigma=0.93$，A_{th} 仍嫌小，壅塞依然存在。怎样解决这个问题，将在第二章第2.1.2.3节中讨论。

(3) 超音速喷流的波系

(a)平面喷流(图1-12)

当 $p_a>p_e$ 时，气流出口即产生斜激波以提高压力到 p_a，而后周期性地膨胀压缩。当 p_a 进一步提高时，气流中出现拱形激波，中间正激波后是亚音速区；其它部分气流则仍反复地作膨胀压缩流动(图1-12b)；直到 $p_a=p_{em}$，正激波贴管口，激波后作亚音速流动。

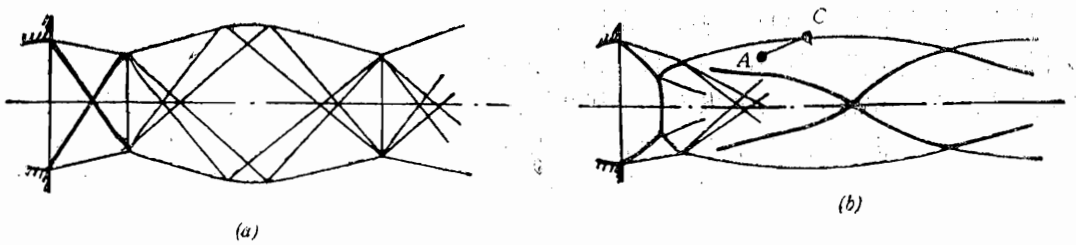


图1-12　平面超音速喷流

当 $p_a<p_e$时，气流出口后先进行膨胀，而后作周期性的压缩膨胀流动，在喷流中也会出现激波。

(*b*)轴对称喷流(图1-13)

当 $p_a>p_e$ 时，流动景象与平面喷流类似，但在第一个拱形激波系后还会出现激波。

当 $p_a<p_e$ 时(图1-13*a*)，由于从喷管唇口发出的膨胀波与由曲面边界反射回的压缩波不断相遇，在气流中出现激波系。而后不断反复此过程，但气流中的激波强度越来越弱，以至消失。

随着 p_a 的进一步下降，在气流中也会出现拱形激波，中间正激波后为亚音速区(图1-13*b*)[3]。

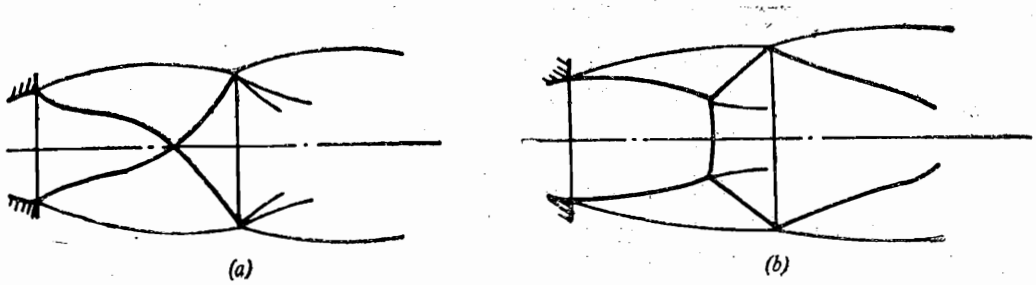


图1-13　轴对称喷流

1.3　粘性流体力学基本知识

1.3.1　基本概念

任何实际流体都具有阻抗其流体微团发生剪切变形率的性质，这称为流体的粘性。粘性越大，所产生的切向应力也越大，切应力与流体微团在该处的变形角速度成正比，例如前面(1.16)式中已经提到过的

$$\tau_{xy}=\mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial x}\right)$$

比例系数 μ 的大小与流体性质及温度有关，称为动力粘性系数或简称粘性系数。有时用运动粘性系数 $\nu=\mu/\rho$。

水和空气的 μ 值都很小，因此，在流体力学中处理流动问题时，常将粘性力忽略不计，只是在紧贴固体表面的一层流体中或是在射流混合边界层中，由于有较大的速度梯度存在，使流体的粘性力大到可以与惯性力相并比，这时才必须考虑流体粘性的影响。

粘性流体力学的基本方程参见第 1.1.2.3 节。

粘性流动存在两种可能流态：层流和紊流。

层流流动时流体各部分之间成层状相对运动而没有无规则的脉动，相邻流体质点的迹线互不交错。

紊流流动是一种非定常运动，各流动参数对于时间和空间坐标来说，均呈现随机性的脉动，但它们还是存在着统计规律。相邻质点的迹线很乱地相互交织着，并很快地随时间而改变。紊流中充满各种尺度的旋涡，其平均直径就是紊流的尺度。紊流的强度则由脉动速度的大小来衡量。在紊流流动中，各种大小旋涡之间会交换能量而使旋涡的大小及强度趋于均匀。粘性对旋涡起阻尼作用，如果不能从周围流动中继续扩充能量，则旋涡终将衰减消失。

紊流流动在原则上也应服从纳维-斯托克斯方程，但是由于紊流流动的结构十分复杂，很难给出解题的初始条件，所以一般着眼于各种流动参数的统计平均值。将瞬时参数 f 表示成它的平均量 $\bar{f}$ 和脉动量 f' 之和：

$$f=\bar{f}+f' \tag{1.53}$$

$\bar{f}$ 有各种取法，最常用的是取时间平均，称时均值。当将式(1.53)代入到连续方程和纳维-斯托克斯方程，对方程取时间平均时，作为未知量的时均值会比方程个数多，而使原来封闭的方程组在取平均后变成不封闭。只能根据实验和经验，对紊流应力作出一些可用的假设，写出扩充关系式，使方程组封闭，才能求解[4]。

1.3.2 附面层

1.3.2.1 引言

当粘性流体沿物体表面流动时，在连续介质的前提下，紧挨固体边壁的流体与固壁之间的相对速度必为零，或说流体在壁面处的速度就等于固体边壁速度，这称无滑移条件。在物体表面的法线方向，流速从壁面的 $V=0$ 迅速增长到与位流计算的速度(即无粘性作用时应有的速度)U 同量级。当 $Re\gg1$ 时，这个法向增长过程只在物体表面附近很薄的一层内进行，这一层内存在很大速度梯度，此区称为附面层。应用附面层的概念可以简化粘性流问题的解决。在附面层外的区域，由于速度梯度不大，粘性力可以忽略，流体可作为理想流来处理。附面层内，速度梯度大，粘性力不能忽略，要作为粘性流处理，但由于附面层很薄，在此层中运动微分方程可以大大简化。

一般定义 $V=0.99U$ 处为附面层的边界，此处 U 为层外位流速度，而对于平板而言，$U=V_\infty$。沿着流动方向，由于粘性作用，不断有新的质点滞止而参加到附面层中来，所以附面层厚度 δ 沿着边壁的长度逐渐增厚，且流线穿越附面层外边界(图1-14)。

附面层中的流动可以是层流，也可以是紊流。一般而言，在绕物体的前驻点附近是层流附面层，但在下游，由外流的紊流度、激波干扰、压力脉动或物面粗糙度等因素引起的小扰动可使流动在某个位置上猝发转捩成紊流流动。猝发与 Re 有密切关系。从层流转变到紊流的过渡区域称为转捩段。有时为处理问题方便起见，将转捩段长度设为零，认为它是个转捩点。由于紊流附面层中存在旋涡，具有比层流附面层更大的与附面层外流体的涡量交换能力，所以在转捩段以后附面层厚度增长变快(图1-15)。

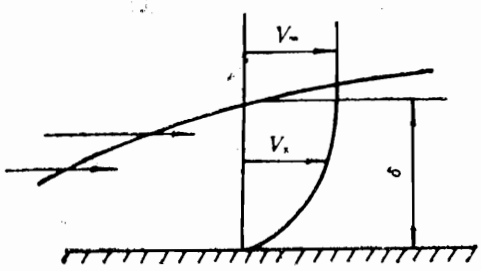


图1-14　附面层厚度

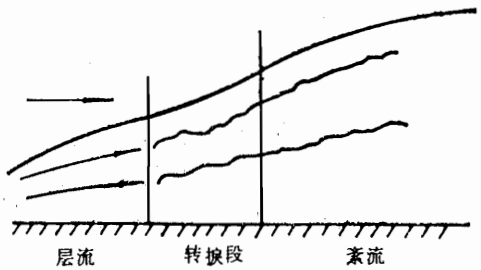


图1-15　附面层转换

1.3.2.2　附面层位移厚度和动量损失厚度

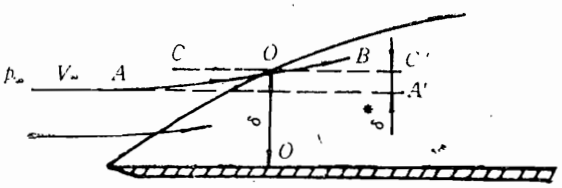


图1-16　位移厚度

现就均匀流场中与流速平行的平板为例说明这两个厚度的定义(图1-16)。

任意一点 O 的附面层厚度为 δ，经过此点的流线为 AB。如果是理想流体，则流线原应是与板平行的 AA'；而经过所视点O上 δ 处的流线原应是另一与 AA' 平行的CC'。故理想流体流动时流经 δ 的流量应是

$$m_i=\int_0^\delta \rho_\infty V_\infty dy=\rho_\infty V_\infty \delta$$

现在粘性流体流经 δ 的实际流量为

$$m=\int_0^\delta \rho V_x dy$$

兹定义二者之差量除以未扰动流的密流为位移厚度δ^*：

$$\delta^*=\frac{m_i-m}{\rho_\infty V_\infty}$$

$$=\int_0^\delta\left(1-\frac{\rho V_x}{\rho_\infty V_\infty}\right)dy$$

δ^*是 x 的函数。从流量的角度看，只要将粘性流的壁面向外移 δ^*，就可将流动看成理想流。换句话说，对层外的主流来说，粘性的存在等于将物体边界加上一个 $\delta^*(x)$。δ^* 的表达式对曲壁面也一样适用。此定义对层流和紊流都适用。附面层内的流量 $m(=\rho V_x)$具有的动量在 x 方向的分量为

$$\int_0^\delta \rho V_x^2 dy$$

如果这部分流体以 V_∞ 作匀速运动，则具有的 x 方向动量为

$$V_\infty\int_0^\delta \rho V_x dy$$

这两种算法的动量的差值是消耗在克服摩擦力上的，若将其看作是流体以 $\rho_\infty V_\infty$流经 θ 宽度所具有的 x 方向的动量，则可列出下列关系：

$$\rho_\infty V_\infty^2\theta=\int_0^\delta \rho V_x(V_\infty-V_x)dy$$

这个 θ 称为动量损失厚度：

$$\theta=\int_0^\delta \frac{\rho}{\rho_\infty}\frac{V_x}{V_\infty}\left(1-\frac{V_x}{V_\infty}\right)dy$$

θ 也是 x 的函数。从动量的角度看，只要将粘性流的壁面上移 θ，就可将流动看作理想流，此时两者的动量是一样的。θ 的表达式对曲壁面也适用。此定义对层流和紊流都适用。

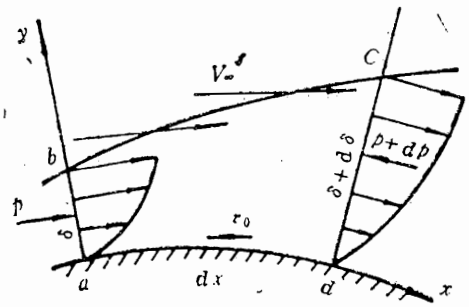


图1-17　附面层控制体

1.3.2.3　附面层动量积分关系

为求得附面层中的参数变化，可以利用牛顿第二定律写出附面层内的动量平衡积分关系式，这是工程上常用的半经验方法。

取控制体 $abcd$(图1-17)，其动量平衡关系式应为

$$\delta\frac{\partial p}{\partial x}+\tau_0=V_\infty\frac{\partial}{\partial x}\int_0^\delta \rho V_x dy+\frac{\partial}{\partial x}\int_0^\delta \rho V_x^2 dy$$

式中 τ_0——当地壁面上的剪切应力。

对不可压流平板来说，如果是层流附面层，从实验已知，截面流速分布具有相似性，且可表达为

$$V_x=\frac{2V_\infty}{\delta}y-\frac{V_\infty^2}{\delta^2}y^2$$

动量积分公式可获得

$$\delta=5.477\sqrt{\frac{\mu x}{\rho V_\infty}}$$

$$\tau_0=0.365\sqrt{\frac{\rho\mu V_\infty^3}{x}}$$

如果是紊流附面层，则借用在圆管中作紊流流动时从实验得到的相似性规律

$$V_x=V_\infty\left(\frac{y}{\delta}\right)^{\frac{1}{7}}$$

$$\tau_0=0.0225\rho V_\infty^2\left(\frac{\nu}{V_\infty\delta}\right)^{\frac{1}{4}}$$

用动量积分式可得紊流附面层厚度

$$\delta=0.37\left(\frac{\nu}{V_\infty x}\right)^{5}x$$

从上列结果也可看出紊流附面层的厚度比层流的增长得快。

1.3.2.4　表面摩擦阻力和管道损失

飞行器外露的表面上都有摩擦力在作用。层流附面层的摩擦阻力和紊流的不一样。摩阻

一般都用摩擦系数C_f来表达，它等于当地壁面上的摩擦应力除以主流的动压：

$$C_f=\tau_0/(\rho/2)U^2.$$

层流平板的 $C_f\doteq 0.664/\sqrt{\mathrm{Re}_x}$

紊流平板的 $C_f=0.05768/(\mathrm{Re}_x)^{\frac{1}{5}}$

式中的Re_x——Ux/ν；x——附面层的长度(顺物面计量)。注意这都是当地摩擦系数，是随x而改变的。另外同一雷诺数下，紊流的摩擦系数比层流的大得多。

曲壁的摩阻和附面层外的主流的流向压强梯度dp/dx大有关系，没有简单的公式可给。

层流到紊流的流态转变，如果没有外界的干扰(这里面包括主流中的紊流度、压强波动和物面的粗糙度等)的话，有个指示转变的雷诺数称为临界雷诺数。这个雷诺数是以位移厚度为特征长度，写为Re_{δ^*}。平板的临界Re_{δ^*}是520。逆压梯度($dp/dx>0$)对层流附面层的稳定十分不利。逆压梯度越大，临界雷诺数越低。反之，顺压梯度($dp/dx<0$)则对层流稳定有利。

飞机的内流基本上属管道流动，除刚进入管口有一段管壁上的附面层还没增厚到和对面的连到一起之外，以后的管道流动都不再适用附面层的概念、管道流动的损失系数ζ定义是

$$(\Delta p)_{1-2}=\zeta\left(\frac{\rho\bar{V}^2}{2}\right)\left(\frac{L_{1-2}}{D}\right)$$

式中的$(\Delta p)_{1-2}$——等截面管流由截面1流到截面2的压强下降量，即由摩擦产生的压头损失；$\bar{V}$——截面上的平均流速；L_{1-2}——是截面1，2之间的管长；D——管直径，或平均水力直径(=4A/管截面周线长度)。管流也有层流与紊流两种流态。一般光滑管的临界雷诺数是$\mathrm{Re}_D=\frac{VD}{\nu}=2000$。注意这个雷诺数的特征长度用的是$D$。而层流管流的损失系数为$\zeta=64/\mathrm{Re}_D$。紊流的$\zeta$没有简单公式，得查经验曲线，它除了是$\mathrm{Re}_D$的函数之外，还是管壁相对粗糙度(粗糙度/$D$)的函数。

以上说的是等截面直管。如果是扩张的管道，它的损失要比等截面直管的大些，而收缩管道的损失则要比等截面直管的小些。

管道拐弯处，由于流体微团在弯道上有离心力要平衡，流动必然起变化，拐弯处，外侧的流动减慢速度(流速大致反比于弯道流线的曲率半径)，提高静压；内侧则加快速度，降低静压。内外侧这样的压强差别对管道中心部分的主流是恰好合适的，但对于附面层内的低速流动就过份了。结果在这个压差作用之下，上下管壁的附面层会发生"横向流动"。所谓横向流动是说在管轴线的垂直截面上的流动。参看图1-18。在横截面上，上下壁面上有了从外侧向内侧的流动，必然带动中间的部分发生的从内侧向外侧的流动。结果在横截面上出现了上下一对反方向的旋转运动。图1-18的上半作反时针转动，下半作顺时针转动。这称为二次流。原来在管轴方向的主要流动当然依旧存在的。所以气流在拐弯之后会出现螺旋线状的流线。有了二次流损失要大些。

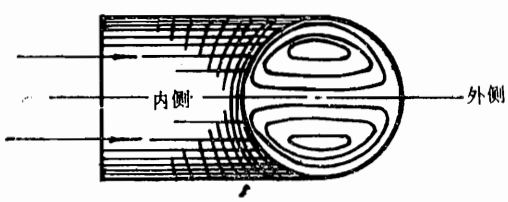


图1-18 管道的二次流

飞机上的进排气管道形状复杂，有方的，有圆的；有直的，有弯的；有扩张段，有收缩

段。其损失很不容易细算。作初估算时，往往根据经验数据，给气流的总压打个折扣。

1.3.2.5 分离流

当沿物面作粘性流动时，如果存在逆压梯度，压力会透过附面层对层内的流动产生影响。附面层中的速度分布曲线越来越陡，终于会在某点达到靠壁面的纵向速度梯度为零(图1-19)，即

$$\left(\frac{\partial V_x}{\partial y}\right)_{y=0}=0$$

此点称为附面层分离点。此后的气流是不挨物面的分离流，分离区中发生回流。回流的速度很低，回流区中的压强基本上等于分离点处的主流压强。紊流附面层中由于流体微团有强烈的横向不规则交混运动，使近壁处的微团动量增大，速度分布规律比层流附面层的饱满得多，所以比较不容易分离。

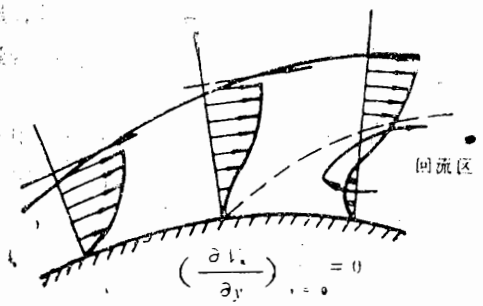


图1-19 附面层分离

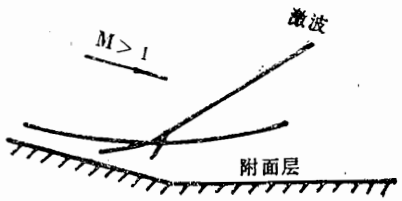


图1-20 激波附面层干扰

在超音速粘性流中，当附面层与激波发生干扰时，激波后的高压强会通过附面层底层的亚音速部分逆流上传，可导致附面层分离，激波在邻近壁面处也会出现分叉的波系(图1-20)。

1.3.3 尾迹

粘性流体流经物体后，流经附面层的流体在物体后遗留下一个存在很大速度梯度的区域(图1-21)，而且在此区域中充满旋涡，故称为涡迹或尾迹。

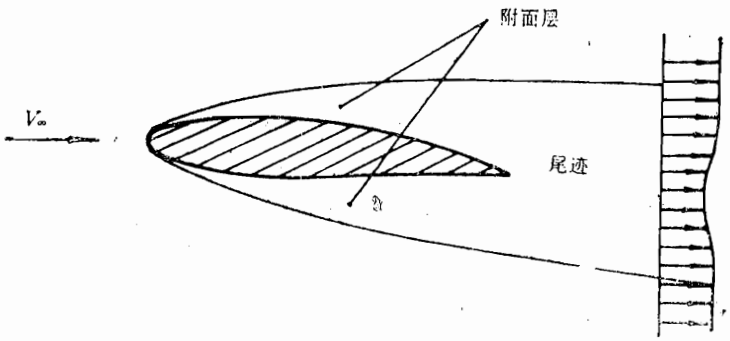


图1-21 尾迹

尾迹必须作为粘性流处理。尾迹在性质上和下节要讨论的射流基本相同。

1.3.4 粘性混合(射流)

当两股粘性流动相遇时，如其横截面参数分布形成切向间断面，则沿间断面就会发展出射流混合边界层(图1-22)。当流速比较小时，由于分子的热运动，在两股流动的交界面上，会发生分子间的动量、热量和质量交换，这样的交换是比较平稳地进行的，并不发生流体微团本身的移位或涡旋运动。此时从流体微团的角度看，边界层中也是作分层流动的，是层流边界层。

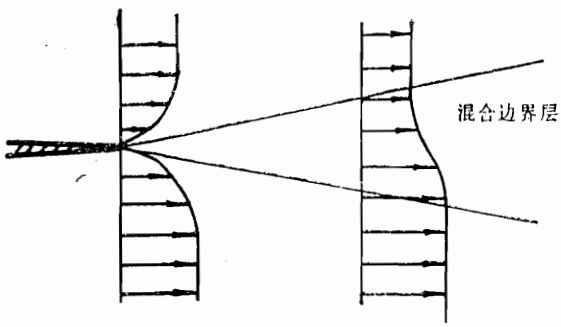


图1-22 射流边界层

当流速增大到超过某一临界值时，上述切向间断面开始出现不稳定并猝发形成旋涡，这些旋涡在流动中作不规则运动，旋涡的尺度也越来越大，由此而发生微团尺度的沿横截面运动及与其相应的动量、热量、质量交换。这样形成的边界层称为紊流混合边界层。

由于动量交换，将流体质量不断吸引入边界层，边界层厚度不断增长，如果其中一股是射流(喷流)，射流对它四周的环境流体产生抽吸作用。

有关混合边界层的计算参见文献[5]。

1.3.5 附壁效应

当射流的一侧有壁面限制，且射流与壁面的交角不大时(<15°)，由于射流的抽吸作用(第1.3.4节)，射流与壁面有限空间中的流体被吸走，压力不断下降，使射流不断向壁面靠近，直到稳定地贴壁流动(图1-23)，此即为附壁效应。

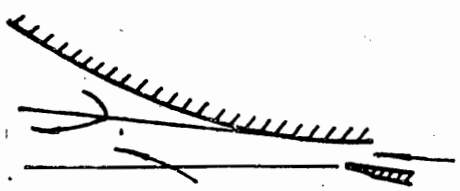


图1-23 附壁效应

1.4 空气动力系数

当气流流过物体时，在物体表面上作用有压力和摩擦力，这些力组成了气流作用在物体上的气动力合力 F。F 在来流速度方向的投影称为阻力(X)，在垂直于来流方向上的投影称为升力(Y)。在内流空气动力学中更关心阻力。所有使流经物体的流体总压下降的因素(例如摩擦、附面层分离、激波等)，都会使阻力增大。由于存在激波而附加的阻力称为波阻。

若两物体各对应部分的尺寸 l 和 l_1 成比例，且各对应的角度彼此相等，则认为两物体几何相似：

$$\frac{l_1}{l}=k_1$$

为常值。

在流经两几何相似物体的两个流场上，处在几何相似位置上的那些点，为这两流场的对

应点。若各对应点上的速度 V 和 V_1 指向相同，大小又成比例，即有

$$k_V=\frac{V_1}{V}$$

为常值。此时此两流场的流动相似。

显然存在下列关系：

$$k_V=\frac{V_1}{V}=\lim_{\substack{\Delta t_1\to 0\\ \Delta t\to 0}}\frac{\frac{\Delta l_1}{\Delta t_1}}{\frac{\Delta l}{\Delta t}}=\frac{k_1}{k_t}$$

式中 $k_t=\Delta t_1/\Delta t$ 为两流动中为完成对应的过程所需的时间 Δt 和 Δt_1 之比，对于运动相似的两流动而言，k_t 亦必为常值。

若在两流动中，各对应点流体微团上所受的力 dF 和 dF_1 指向相同，且大小成比例，亦即有

$$k_F=\frac{dF_1}{dF}$$

为常值。则此两流动为动力相似。

若两流动同时保持几何相似、运动相似和动力相似，则认为此两流动完全相似。对于完全相似的流动，所有同类物理量的比例都保持一个常值，例如：

$$k_\rho=\frac{\rho_1}{\rho}=\frac{k_F\cdot k_t^2}{k_1^4}=\frac{k_F}{k_1^2\cdot k_V^2}=\text{常值}$$

据此可以有

$$k_F=k_\rho\cdot k_1^2\cdot k_V^2$$

或写成

$$C_F=\frac{F_1}{\rho_1 l_1^2 V_1^2}=\frac{F}{\rho l^2 V^2}=\text{常数}$$

C_F 称为空气动力系数。

l_1^2 及 l^2 可改用相应的特征面积 A_1 及 A 代替，即

$$C_F=\frac{F_1}{\rho_1 A_1 V_1^2}=\frac{F}{\rho A V^2}$$

亦即完全相似的流动中物体的空气动力系数 C_F 相等。

对升力 Y 而言，有升力系数

$$C_y=\frac{Y}{\rho_\infty A V_\infty^2}$$

对阻力 X 而言，有阻力系数

$$C_x=\frac{X}{\rho_\infty A V_\infty^2}$$

式中 ρ_∞ 和 V_∞——来流的密度和速度；A——参考面积。习惯上用机翼在弦平面上的投影面积作为特征面积。

1.5 基本的相似准则

由第 1.4 节已知，若两流动完全相似，则同类物理量之比应保持常值。设各物理量之间的比例常数为$k_t=t/t_1$，$k_V=V/V_1$，$k_l=l/l_1$，$k_F=F/F_1$，$k_p=p/p_1$，$k_\mu=\mu/\mu_1$。对于此两流动可以分别写下其运动微分方程(1.17)(x 方向)：

$$\rho\frac{\partial u}{\partial t}+\rho u\frac{\partial u}{\partial x}+\rho v\frac{\partial u}{\partial y}+\rho w\frac{\partial u}{\partial z}$$

$$=\rho X-\frac{\partial p}{\partial x}+\mu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right)+\frac{1}{3}\mu\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}\right) \quad (1.17a)$$

及

$$\rho_1\frac{\partial u_1}{\partial t_1}+\rho_1 u_1\frac{\partial u_1}{\partial x_1}+\rho_1 v_1\frac{\partial u_1}{\partial y_1}+\rho_1 w_1\frac{\partial u_1}{\partial z_1}$$

$$=\rho_1 X_1-\frac{\partial p_1}{\partial x_1}+\mu_1\left(\frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2}+\frac{\partial^2 u_1}{\partial y_1^2}+\frac{\partial^2 u^1}{\partial z_1^2}\right)+\frac{1}{3}\mu_1\frac{\partial}{\partial x_1}\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1}+\frac{\partial v_1}{\partial y_1}+\frac{\partial w_1}{\partial z_1}\right) \quad (1.17b)$$

若将比例常数均代入式(1.17a)，得

$$\frac{k_\rho k_V}{k_t}\rho_1\frac{\partial u_1}{\partial t_1}+\frac{k_\rho k_V^2}{k_l}\left(\rho_1 u_1\frac{\partial u_1}{\partial x_1}+\rho_1 v_1\frac{\partial u_1}{\partial y_1}+\rho_1 w_1\frac{\partial u_1}{\partial z_1}\right)$$

$$=k_\rho k_F\rho_1 X_1-\frac{k_p}{k_l}\frac{\partial p_1}{\partial x_1}+\frac{k_\mu k_V}{k_l^2}\mu_1\left(\frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2}+\frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 u_1}{\partial z_1^2}\right)$$

$$+\frac{1}{3}k_\mu\frac{k_V}{k_l^2}\mu_1\frac{\partial}{\partial x_1}\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1}+\frac{\partial v_1}{\partial y_1}+\frac{\partial w_1}{\partial z_1}\right) \quad (1.17a')$$

两个流动既然相似，应该可以用一个微分方程来描述，据此，比较上述公式(1.17b)和(1.17a')，可知应有下列关系：

$$\frac{k_V}{k_t}=\frac{k_V^2}{k_l}=k_F=\frac{k_p}{k_\rho k_l}=\frac{k_\mu k_V}{k_\rho k_l^2}$$

上式中第二项是惯性力项，在多数流动情况都存在，所以将其它各项与此项取等式，比较方便。经整理后可以得到 4 个无量纲相似参数：

$$\mathrm{St}=\frac{Vt}{l}$$

$$\mathrm{Fr}=\frac{V^2}{gl}$$

$$\mathrm{Eu}=\frac{p}{\rho V^2}$$

$$\mathrm{Re}=\frac{\rho Vl}{\mu}$$

此中St——斯特罗哈(Strouhal)数，如果要求两个非定常流动相似，必须使St相等；Fr——

弗劳德(Froude)数，表示彻体力影响相似；Eu——欧拉数，表示压缩性影响相似；Re——雷诺(Reynolds)数，表示粘性影响相似。

若要想使两个流动完全相似，必须使以上4个无量纲相似参数相等。

若我们研究的是完全气体，则音速 $a=kp/\rho$，于是欧拉数可改写成 $M=V/a$，M——马赫数。所以对于完全气体，可以用比热比 k 及 M 相等来代替欧拉数相等。

除上述的4个基本准则之外，若须考虑热传导等因素，还可以改写出许多其它形式的相似准则表达式，例如普朗特(Prandtl)数Pr：

$$Pr=\frac{\mu C_p}{\lambda}$$

这里的 λ——传热系数。

许多空气动力学系数都并不是不变的常数，而是这个或那个相似准则的函数。如升力系数是迎角和马赫数的函数：

$$C_y=C_y(\alpha,M)$$

阻力系数是迎角、马赫数和雷诺数的函数：

$$C_x=C_x(\alpha,M,Re)$$

管道中的摩擦损失系数是雷诺数的函数等。

参 考 文 献

[1] 利特尔等编，钱翼稷等译：《内流空气动力学手册》，国防工业出版社，北京，1983。(F.K. Little, et al Internal Aerodynamics Manual, AD723 823, Junc 1970.)

[2] A.Ferri, Elements of Aerodynamics of Supersonic Flows, New York, 1949.

[3] E.S.Love, Experimental and Theoretical Studies of Axisymmetric Free Jets, NASA TR R-6, 1959.

[4] 张仲寅等编：《粘性流体力学》，国防工业出版社，北京，1982。

[5] 谢象春编著：《湍流射流理论与计算》，科学出版社，北京，1975。

第二章　超音速进气道

超音速气流中，扰动不能前传，气流在减速时往往产生激波，因而超音速进气道的工作情况与亚音速的相比，有着许多不同的特点。激波的存在造成很大的总压损失和波阻，而减小损失和降低波阻二者，在设计措施上又往往有矛盾，需要适当地协调。超音速流动的特点使进气道在满足发动机的流量需要方面出现困难；激波附面层干扰的结果使经由进气道进入发动机的气流状态变坏，气流的总压分布不均匀度和脉动度变大，即稳态、动态畸变增大，这往往会引起发动机喘振。另外，在一定条件下，进气道也会出现喘振。在进气道的设计中，必须恰当地解决这些问题。

2.1　概　述

为了设计进气道和分析进气道的工作情况，首先介绍描述进气道性能所用的特性参数和各种超音速进气道型式的基本工作原理。

2.1.1　进气道特性参数

进气道特性参数主要有：流量系数及换算流量、总压恢复、阻力系数、畸变指数和稳定性裕度。本章只介绍前面几个参数，最后两个参数在第四章中介绍。

2.1.1.1　流量系数及换算流量

流量系数是进入进气道的实际流量(以后均指质量流量)与进口前自由流不经扰动直接撞入进气道的流量之比，以φ表示。参看图 2-1。

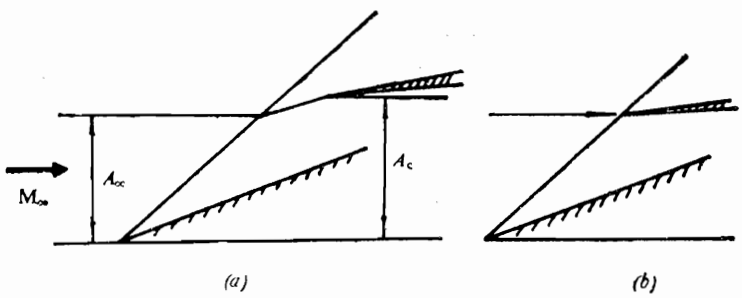


图2-1　流量系数的定义

$$\varphi=\frac{A_\infty}{A_c} \tag{2.1}$$

式中　A_∞——入口气流在远前方的预入流管截面积；

A_c——唇口截面积，也称进口捕获面积；

A_∞、A_c均指垂直于自由流方向的截面积。

流量系数反映进气道入口前的流动特点，图2-1(*a*)、(*b*)分别表示$\varphi<1$和$\varphi=1$的情形。由于超音速气流的特点，超音速时进气道的流量系数最大只能等于一，这就引起进气道和发动机流量匹配方面的困难。

为了反映进气道与发动机的流量匹配情形，还采用换算流量来表示进气道的流量特性。在发动机特性曲线中，流量是以换算流量(*reduced mass flow*)来表示的，其定义为

$$\bar{m}=\frac{m\sqrt{\theta}}{\delta} \tag{2.2}$$

式中 m——流经发动机的流量(千克/秒)；

$\theta=T_{t2}/288.15$，T_{t2}是发动机进口，即进气道出口处的气流总温(K)；

$\delta=p_{t2}/101293$，p_{t2}是发动机进口处的气流总压(牛/米^2)

根据气体动力学流量公式(1.38)

$$m=C\frac{p_t}{\sqrt{T_t}}Aq(\lambda)$$

推知

$$\bar{m}\sim q(\lambda_2)$$

上式说明，一定的换算流量对应一定的发动机进口马赫数。在总温一定的条件下，发动机要求的换算流量就规定了进口流速，从而规定了一定的体积流量$Q=V_2A_2$，A_2和V_2分别为进气道出口面积和平均流速。

2.1.1.2 总压恢复系数

总压恢复系数的定义为进气道出口总压与入口前自由流总压之比，以σ表示：

$$\sigma=\frac{p_{t2}}{p_{t\infty}} \tag{2.3}$$

总压恢复系数表示总压损失的大小，σ越大损失越小，$\sigma=1$表示完全没有损失．总压损失对发动机推力影响极大。其影响表现在两方面，一方面总压损失使进入发动机的流量减小，另一方面使尾喷管出口喷流速度减小(喷管处于亚临界工作状态)，或使出口静压减小(喷管处于出口流速不变的超临界工作状态)。一般的发动机，总压损失1%使推力大致损失1.25%。实际的损失量视具体发动机而异。

发动机喷管处于超临界工作状态时，进气道总压恢复系数改变不影响发动机各部件的总压恢复系数。可以证明，进气管道有损失时的实际推力与无损失时的理想推力F_0之比为

$$\frac{F}{F_0}=1-\Delta\sigma\left(1+\frac{p_\infty A_e}{F_0}\right) \tag{2.4}$$

式中$\Delta\sigma=1-\sigma$，推力是指发动机的名义推力，按(2.5)式计算：

$$F=m(V_\infty-V_e)+(p_e-p_\infty)A_e \tag{2.5}$$

式中下标e指喷管出口截面。

超音速时，激波引起很大的总压损失，严重地影响飞机的性能．因而如何减小总压损失，是超音速进气道设计的一个极其重要的问题。

2.1.1.3 阻力系数

按惯例，发动机的推力(或名义推力)定义为进口前自由流到尾喷管出口之间内流对发动

机的作用力。按一维流理论，可用(2.5)式计算。这样一来，作用在预入流管和发动机外罩表面上的逆流向的力分量都应算是阻力。参考图 2-2，作用在预入流管外表面上的阻力称为附加阻力，以X_a表示。按定义

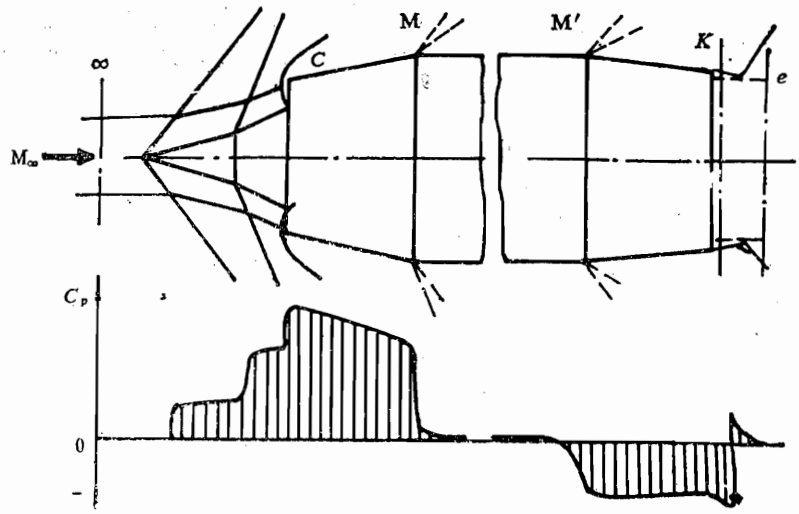


图2-2　发动机的推力与阻力

$$X_a=\int_{A_\infty}^{A_c}(p-p_\infty)dA \tag{2.6}$$

由进气道罩唇C到外罩最大截面M之间外罩表面上的阻力称为进气道外罩阻力，以X_c表示。

对于亚音速进气道，在外流无损失的情形，可以证明，进气道外罩阻力实际上是一个向前的吸力，通常称为前缘吸力(或唇缘吸力)，正好与附加阻力对消。在有损失的情形(亚音速尖唇的情形或超音速时的激波损失)，吸力减小，甚至消失，这时二者不能对消，形成一个净阻力，定义为溢流阻力，以X_{sp}表示：

$$X_{sp}=X_a+X_c \tag{2.7}$$

超音速进气道的唇缘吸力很小，附加阻力占溢流阻力的主要成分，故应尽量减小附加阻力。

阻力通常用阻力系数表示，其定义为

$$C_x=\frac{X}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2 A_c} \tag{2.8}$$

当进气道向机外放气或泄除附面层时，还应考虑放气或泄除阻力，这将在第四章研究附面层控制中详细讨论。

2.1.1.4　畸变指数

畸变是指进气道出口截面上气流总压、总温的不均匀分布。衡量其不均匀度的指标称为畸变指数。总压和总温的不均匀分布分别称为总压畸变和总温畸变。畸变一般是随时间变化的，其在一段时间内的平均值称为稳态畸变，考虑其脉动性质的称为动态畸变(详见第四章)。

畸变指数的定义很多，最简单的畸变指数定义为

$$\bar{D}=\frac{p_{t\max}-p_{t\min}}{\bar{p}_t} \tag{2.9}$$

式中 $p_{t\max}$、$p_{t\min}$和$\bar{p}_t$分别为进气道出口截面上的最大、最小和平均总压。

发动机进口气流总压不均匀引起流速的不均匀，从而使压气机叶片在转动时，经历迎角的变化。当瞬时迎角超过动态失速迎角时，会引起气流分离，导致发动机喘振。也就是说，畸变使发动机的喘振裕度减小。尽量减小畸变，使其不超过发动机允许的限度，是进气道设计中的一项重要课题。

产生畸变的原因主要是激波附面层干扰，唇口、扩压器内附面层分离，吸入导弹发射时的燃气等。为了减少畸变，除适当组织激波系、合理设计唇口和内通道形状外，有时还必须采用控制附面层的措施。

2.1.1.5 稳定性裕度

对于某些型式的超音速进气道(外压式、混压式)，当流量系数小于某个数值φ_b时，进气道会发生喘振，激波在进口处吞吐振荡，严重时会引起发动机发生事故。为了避免进气道发生喘振，进气道正常工作的流量系数φ应大于开始喘振的流量系数φ_b。稳定性裕度的定义为

$$\Delta K_s=\frac{\varphi-\varphi_b}{\varphi_b}\times 100\% \tag{2.10}$$

进气道设计应保证一定的稳定性裕度。

2.1.2 超音速进气道的型式

超音速进气道按照气流的压缩形式可分为皮托(Pitot)式、外压式、内压式和混压式。图2-3给出几种型式进气道的原理图及其激波系。图中所示为诸进气道处于临界工作状态的流动图形。对于皮托式进气道，超音速自由流在进口处经正激波突降为亚音速流，而后在内

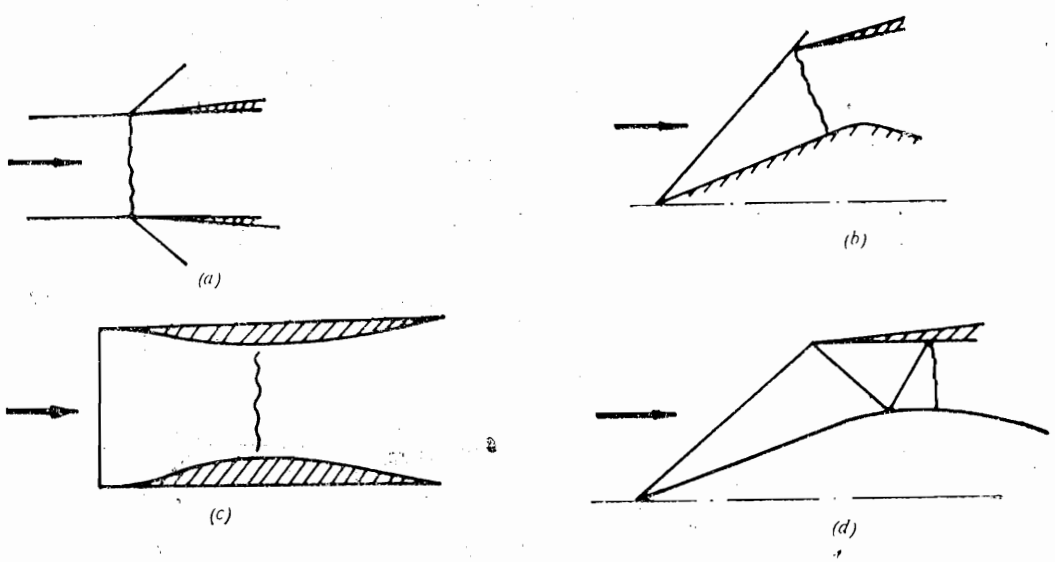


图2-3 各种气进道型式原理图

(a)皮托式；(b)外压式；(c)内压式；(d)混压式.

部扩张管道中继续减速增压。(*b*)为外压式进气道，超音速来流在进口前经历一系列斜激波，受到超音速压缩，最终在进口处经正激波降为亚音速流。外压式进气道的超音速压缩减速过程发生在口外。顾名思义，对于内压式进气道，超音速气流在口内经一系列激波(或微弱压缩波)减速，最后在喉道附近经正激波降为亚音速。混压式进气道则兼有外压式和内压式的特点，超音速压缩部分发生在口外，部分发生在口内。

2.1.2.1 皮托式进气道

超音速皮托式进气道的形状基本上与亚音速进气道相同。其工作原理是超音速自由流直接经正激波降为亚音速流，其激波总压恢复就等于正激波前后的总压之比，即

$$\sigma=\frac{p_t}{p_{B\infty}}=\frac{q(\lambda_\infty)}{q(1/\lambda_\infty)} \tag{2.11}$$

σ随 M_∞的变化如图 2-4 所示。总压恢复系数随来流马赫数的增大而下降。在 $M_\infty<1.3\sim1.4$ 时，σ 不低于 0.94～0.96，损失不太大；$M_\infty>1.6$以后，σ 下降很快。因此，这种进气道型式通常用于 $M_\infty<1.3\sim1.4$ 的飞机。

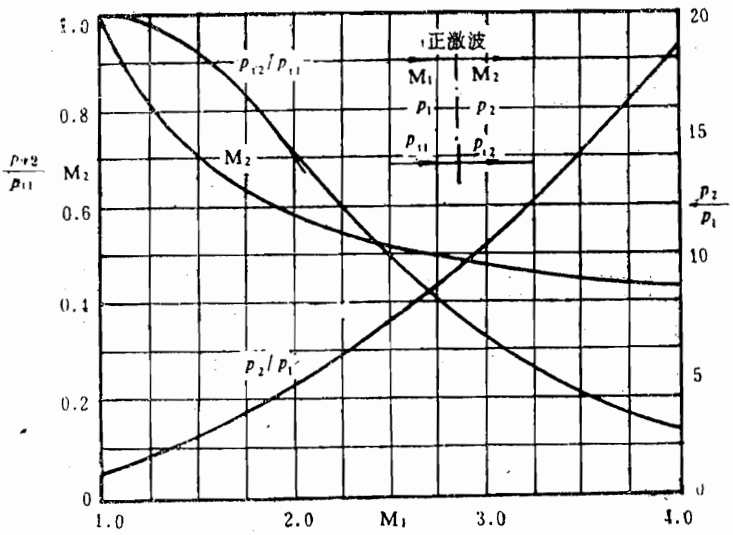


图2-4 皮托式进气道的激波总压恢复

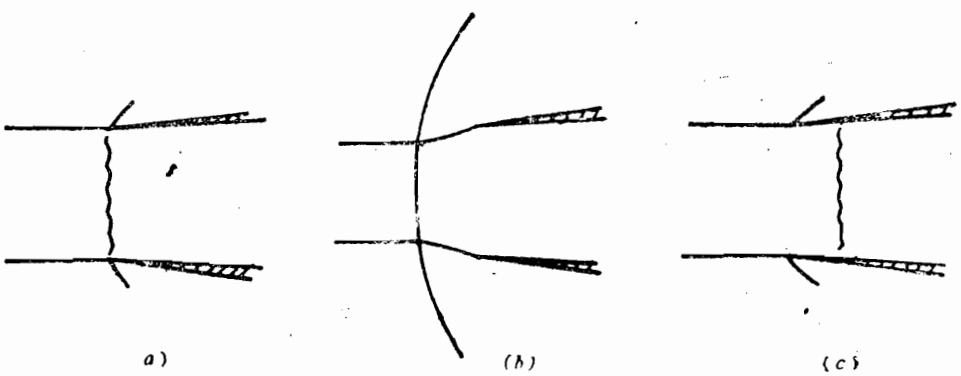


图2-5 皮托式进气道的三种工作状态。

(*a*)临界工作状态；(*b*)亚临界工作状态；(*c*)超临界工作状态。

由于发动机要求的流量不同，进气道存在三种不同的工作状态，如图2-5所示。图中(*a*)表示临界工作状态，流量系数等于1.0，正激波恰好位于进口处。(*b*)为亚临界工作状态，进前有离体激波。与临界工作状态相比，有一部分流量在波后以亚音速溢出口外，$\varphi<1.0$，有附加阻力或溢流阻力；总压恢复则基本上与临界工作状态相同。(*c*)为超临界工作状态。正激波吸入进口下游的扩张段内，依靠增加损失的办法来满足发动机对流量的要求（参看第2.1.1.1节）。这时$\varphi=1.0$，无附加阻力，但总压恢复低于临界值。

2.1.2.2 外压式进气道

为了克服皮托式进气道在大马赫数时损失过大的缺点，外压式进气道使自由流先经过斜激波降为马赫数较低的超音速气流，然后再经正激波降为亚音速气流。在同样的自由流马赫数下，外压式进气道的总压恢复系数高于皮托式的。外压式进气道的激波总压恢复系数与斜激波的数目、激波强度的配置有关。在激波数目一定的条件下，存在一种最佳的配置，总压恢复系数最大(详见第2.2节)。

图2-6表示一个单楔二波系外压式进气道的三种工作状态。图中θ_1是楔尖和罩唇联线与来流方向的夹角。β为激波倾斜角。图中所示是$\beta>\theta_1$(斜激波在罩唇之前)的情形。图(*a*)表示临界工作状态，正激波位于进口处，$\varphi=\varphi_{max}$(对应于此进气道在给定马赫数下的最大流量系数)，在$\beta>\theta_1$时，$\varphi_{max}<1.0$。这时，在对应于进口捕获面积A_c的自由流管中，有部分流量经斜激波溢出口外，称为超音速溢流。这时虽有附加阻力，但阻力不大。象皮托式进气道一样，当发动机要求的流量小于或大于临界工作状态的流量时，正激波会被推出口外或吸入口内(图2-6*b*,*c*)，形成亚临界或超临界工作状态。亚临界工作状态的$\varphi<\varphi_{max}$，多余的流量以亚音速流的形式溢出口外，称为亚音速溢流，伴随有很大的附加阻力，总压恢复系数则基本上保持与临界值相等。超临界情况$\varphi=\varphi_{max}$，总压恢复因正激波吸入而下降。

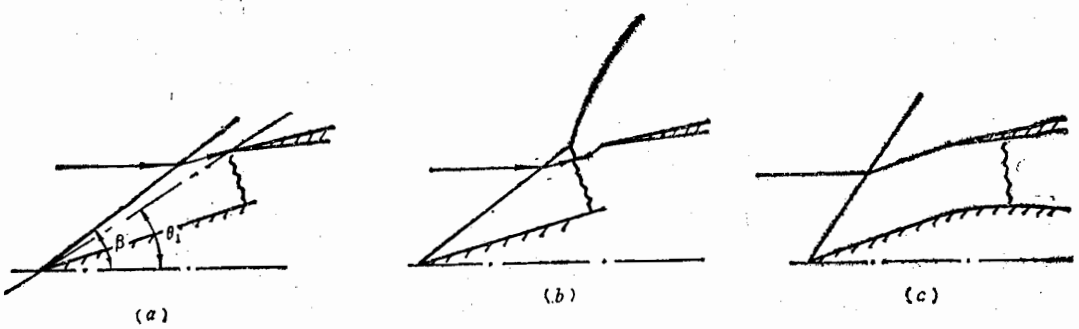
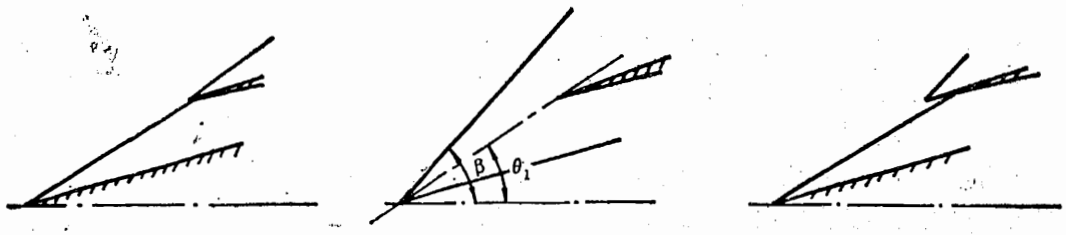


图2-6 外压式进气道的工作状态
(*a*)临界；(*b*)亚临界；(*c*)超临界。

图2-7给出$\beta=\theta_1$，$\beta>\theta_1$和$\beta<\theta_1$三种情形，分别称为额定、亚额定和超额定工作状态。对于额定和超额定状态，$\varphi_{max}=1.0$，对于亚额定状态，$\varphi_{max}<1.0$。同一个进气道，随着自由流马赫数增大，激波倾斜角β减小，可以由亚额定变为额定或超额定状态。

随着飞行马赫数增大，获得最佳总压恢复的压缩面折角变得很大。为使在进口处产生正激波，外罩内表面必须与压缩面最后的方向平行。这样，外罩表面的倾斜角就很大，产生很大的外罩波阻。这就需要在阻力和总压恢复之间进行权衡。

克服上述矛盾的一个办法是让外罩内壁不与压缩面的最后方向平行，而是稍向内倾，使



(a)
(a)$\beta=\theta_1$

(b)
(b)$\beta>\theta_1$

(c)
(c)$\beta<\theta_1$

图2-7 外压式进气道的亚额定、额定和超额定工作状态

得在罩唇处产生一个反向的强解斜激波。这样既可得到较高的总压恢复，又可使外罩波阻有所减小(参看图2-8)。

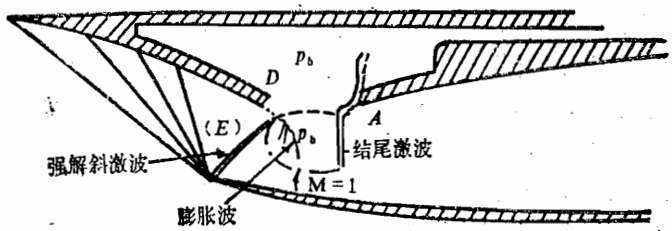


图2-8 强解外压式进气道

2.1.2.3 内压式进气道

内压式进气道是一个先收缩后扩张的管道。在最理想的情况下，超音速来流直接流入进口，在收缩段内减速，至喉道达到音速，在扩张段内变为亚音速，象一根倒过来的拉瓦尔喷管(图2-9a)。在此理想情况下，喉道截面积A_{th}与进口捕获面积A_c之间存在下列关系(参看式1.38)：

$$A_{th}=q(\lambda_\infty)A_c \tag{2.12}$$

这个截面积A_{th}也是允许自由流直接撞入进口的气流能够由喉道通过的最小面积。在超音速情况，$q(\lambda_\infty)$随λ_∞减小而增大，因此，为了实现上述理想工作情形，喉道截面积应做到可变的。在$\lambda_\infty=1.0$时，$A_{th}=A_c$；随着λ_∞的增大，逐渐减小A_{th}。实际上，要完全实现这种调节是很困难的，一个重要的困难是所谓起动问题。

内压式进气道的起动问题：如果内压式进气道的喉道面积不可调，喉道面积A_{th}按设计马赫数$M_{\infty d}$(对应的速度系数为$\lambda_{\infty d}$)，由(2.12)式确定。当飞行马赫数小于$M_{\infty d}$时，这个喉道面积就嫌小了，全部自由撞入的流量无法通过，迫使在进口前产生离体激波，出现亚音速溢流(图2-9b)。由于激波的存在，波后总压减小，使喉道通过流量的能力下降。这样，即使到达设计马赫数$M_{\infty d}$，也不可能将激波吸入进气道，建立起理想的流动状态。因此，为了使内压式进气道在设计马赫数$M_{\infty d}$时能建立起理想的流动状态，必须加大喉道面积，使进口前有激波的情况下，仍能保证自由撞入的全部流量均能由喉道通过。这个喉道面积$(A_{th})_s$由下列公式确定

$$(A_{th})_s=A_c q(\lambda_{\infty d})/\sigma_\infty \tag{2.13}$$

式中σ_∞是设计马赫数时正激波的总压恢复系数。在这个喉道面积下，全部自由撞入的流量都能由喉道通过，进口前离体激波被吸入扩张段内，建立起图2-10所示的流动图形。这种将离体激波吸入口内而建立起正常工作状态的过程，称为起动过程。正激波在喉道后的位置由发动机要求的换算流量决定。图2-10(*a*)(*b*)(*c*)(*d*)各画出了固定内压式进气道在M_∞增大时的起动过程。

起动后，因要求起动的喉道截面积$(A_{th})_s$大于理想工作状态的喉道截面积，故这时喉道马赫数$M_{th}>1.0$，可按下式确定：

$$q(\lambda_{th})=\sigma_\infty \tag{2.14}$$

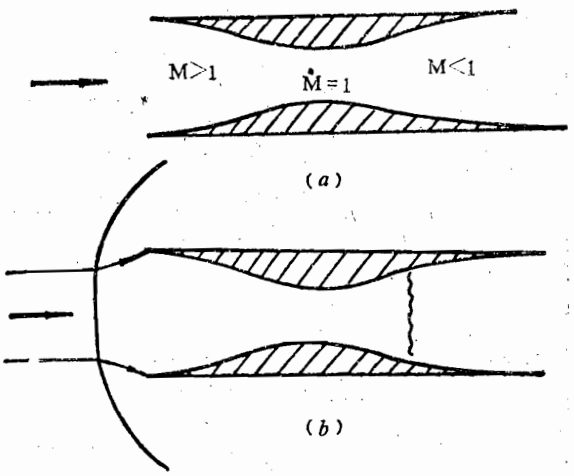


图2-9　理想的内压式工作状态

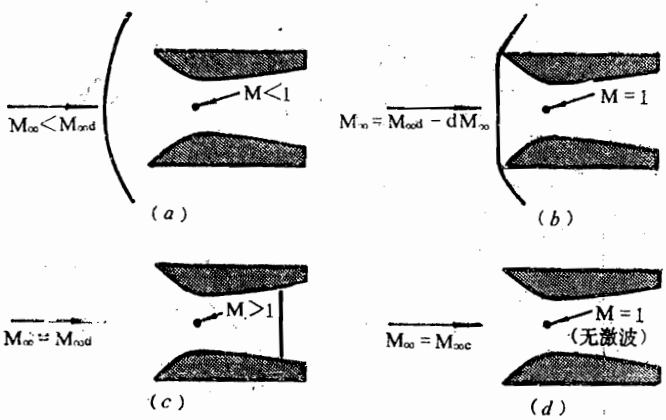


图2-10　内压式进气道的起动过程

起动后，正激波位于喉道处时总压恢复系数最大，其数值可按λ_t由正激波关系式算出。

这种到达设计马赫数时能自行起动的收缩比$(A_{th})_s/A_c$称为自起动收缩比或极限收缩比。现举例说明其计算步骤。

例：确定$M_\infty=2.0$时能自起动的收缩比和最大总压恢复。

按$M_\infty=2.0$查气动函数表及激波图线得

$$q(\lambda_\infty)=0.5925,\quad \sigma_\infty=0.72$$

由(2.13)式算出

$$\frac{(A_{th})_s}{A_c}=\frac{q(\lambda_\infty)}{\sigma_\infty}=\frac{0.5925}{0.72}=0.8229$$

起动后的喉道速度系数λ_{th}由(2.14)式求出：

$$q(\lambda_{th})=\sigma_\infty=0.72$$

查气动函数表得

$$\lambda_{th}=1.511,\ M_{th}=1.7525$$

按M_{th}查激波图线得

$$\sigma=0.81。$$

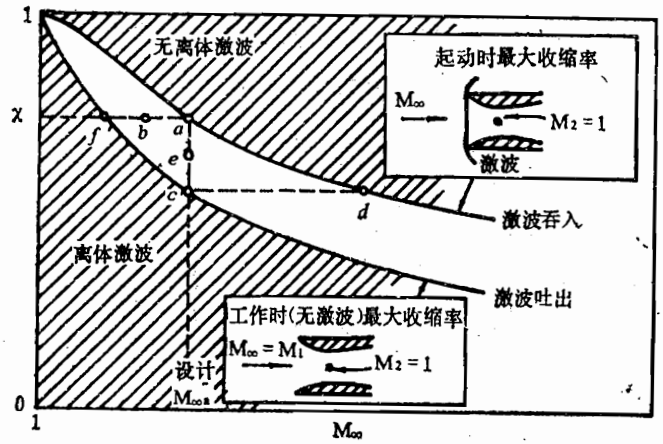
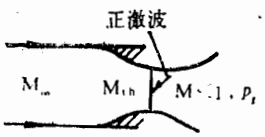


图2-11　内压式进气道极限收缩比与音速面积比的比较



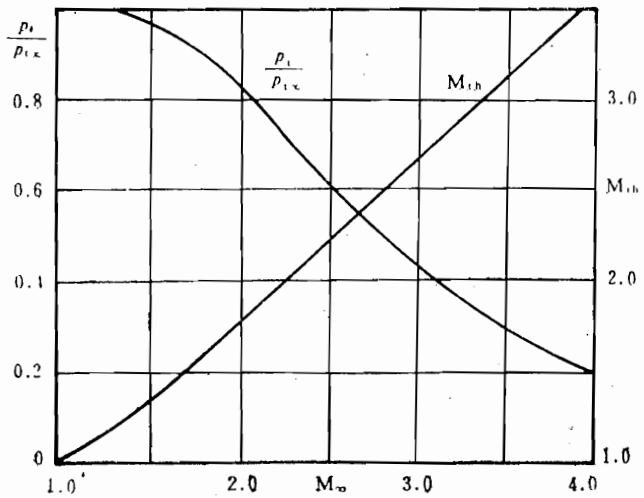


图2-12　极限收缩比下的激波总压恢复系数与喉道马赫数

图2-11给出极限收缩比$\chi=(A_{th})/A_c$随M_∞的变化曲线。为了比较，图上还给出了音速面积比的变化曲线。图2-12给出自起动收缩比下激波总压恢复系数与喉道马赫数M_{th}随M_∞的变化曲线。

改善起动性能的措施　从图2-12上可以看出，自起动问题的存在，使固定内压式进气道的总压恢复随M_∞增大而迅速下降，而且远低于外压式的总压恢复系数，为了克服这一缺点。有两种改善措施可用：

(1) 开孔进气道　如图2-13所示，在进气道的收缩壁面按一定规律开许多孔。当进气道未起动时，收缩段内为亚音速流，与外界压差很大，气体经小孔流出(通常在孔口处达临界状态)，减小了必须从喉道通过的流量。若剩下的这部分流量小于喉道能通过的最大流量，激波就被吸入，完成起动。激波进入收缩段后，波前为超音速流，经小孔的压差减小，排出的流量减小。为使激波稳定地吸入喉道，壁面应按一定的规律开孔，使激波位于收缩段内任何位置时，使除去经小孔泄出流量后，剩余的流量均能从喉道通过。

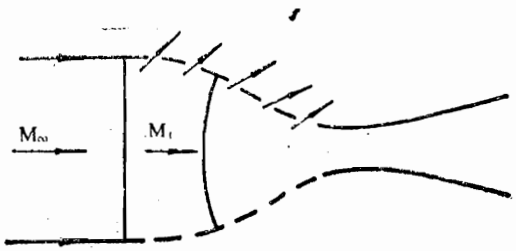


图2-13　开孔进气道

这种进气道的一个缺点是起动后仍有小量经开孔泄出的流量，使阻力增大。为克服此缺点，可采用一种特殊的孔(图2-14)。它能使亚音速流泄出，而阻止超音速流泄出。

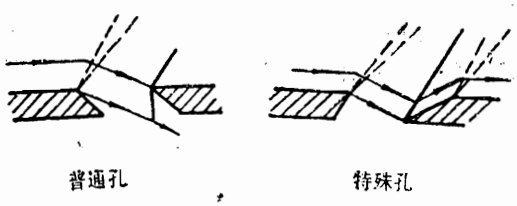


图2-14　开孔进气道的特殊孔

普通孔有一个附带的好处，起动后仍可起附面层泄除作用，使喉道马赫数很接近于1.0，从而得到很高的总压恢复系数。当然这要以增加泄除阻力为其代价。

(2) 几何可调进气道　克服起动问题的一个最可行的方法是采用几何可调的喉道。基本原理是在起动前增大喉道面积，将激波吸入进气道，然后减小喉道面积，使喉道处马赫数接近于1.0。

内压式进气道的理想特性曲线　内压式进气道在起动后，正激波位于喉道处时总压恢复最高。这种状态定为内压式进气道的临界工作状态(图2-15a)，这时流量系数$\varphi=1.0$，没有附加阻力。图2.15(b)和(c)分别为超临界和亚临界工作状态。应该注意，亚临界工作状态与不起动工作状态不同。不起动状态是由喉道壅塞引起的。喉道马赫数$M_{th}=1.0$，喉道后有超音速区和激波；而亚临界工作状态是由于发动机需求流量小引起的，$M_{th}<1.0$。

图2-16是在一定M_∞下，自起动内压式进气道的理想特性曲线，给出φ、σ和C_x随换算流量$\bar{m}$的变化。从超临界状态1到临界状态3，流量系数保持为1.0，σ不断升高，阻力系数C_x保持不变。换算流量进一步降低，激波由喉道迅速被推出口外(激波在收缩段内是不稳定的)，突变为亚临界状态4，相应地，φ、σ和C_x都发生突然的变化。再进一步减小流量，离体激波前移，φ减小，σ不变，C_x增大。若把过程反过来，换算流量逐渐增大。在亚临界工作状态，激波逐渐向进口靠近，到状态2时，激波正好贴在进口处。如前所述，这种状态是不稳定的，激波迅速移到喉道之后，形成超临界工作状态。从图上可以看出，在临界状态3附近，存在

一个迟滞圈。

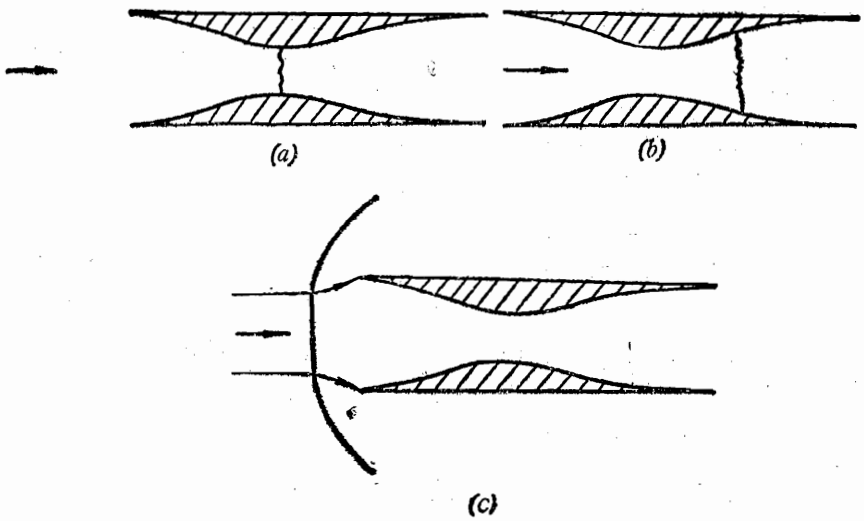


图2-15 内压式进气道的工作状态
(a)临界； (b)超临界； (c)亚临界。

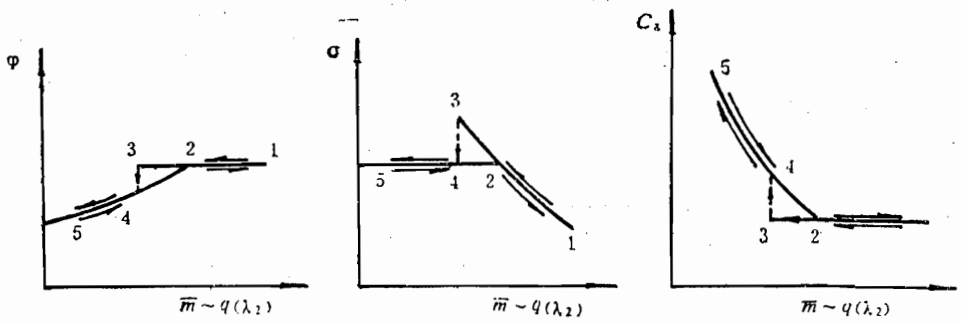


图2-16 给定M_∞下自起动内压式
进气道的理想特性曲线

2.1.2.4 混压式进气道

混压式进气道的含意是既有外压又有内压。采用这种型式是为了减小外压式的外阻，而同时又缓和了内压式的起动问题和不利的附面层问题。

图2-17为按$M_\infty=2.2$设计的三个进气道，三道斜激波各使气流折转8°(接近于最佳折角)。图中(a)为全外压式，全部激波汇交于唇口，罩唇内壁倾斜角为24°；(b)、(c)为混压式，(b)的罩唇内壁倾斜角为8°，(c)为0°，但(c)的内收缩较(b)厉害，起动问题严重。这三种型式的总压恢复系数相同，而混压式的外阻却比外压式小得多。另外，混压式的压缩面较长，附面层较厚，且有部分激波包在进气道内，发生激波的反射和与附面层的相互干扰，对总压恢复和畸变有不利的影响。但与内压式相比，这方面的情况有了改善。特别是混压式减小了进口马赫数，大大地缓和了起动问题。

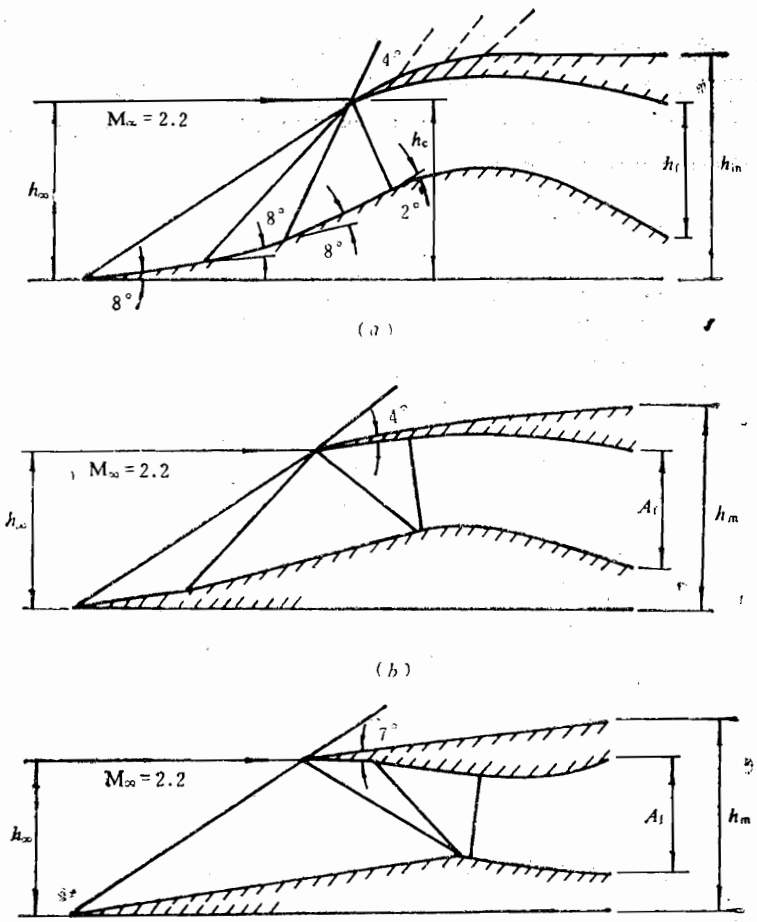


图2-17　外压式与混压式的比较

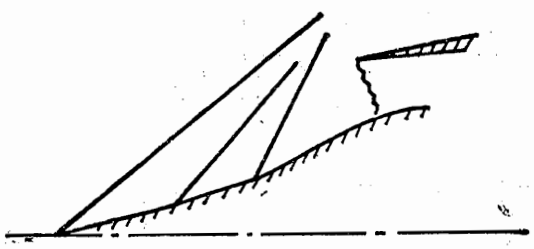


图2-18　典型的超音速进气道

2.2　超音速进气道的激波损失及波系选择

2.2.1　激波损失的计算

激波损失是超音速进气道中的一项主要损失，随着进气道的形状不同，飞行马赫数的改变、发动机工作状态的变化而变化很大。正确的计算激波损失，在进气道设计、几何调节参

数的选取、性能的确定等方面，均具有重要的意义。

激波损失计算的理论基础是气体动力学中的激波理论(参见1.3)。

图2-18是一个典型超音速进气道的示意图。设进气道的波系由$N-1$道斜激波和一道正激波组成，经第i道激波的总压恢复系数为

$$\sigma_i=\frac{p_{ti}}{p_{ti-1}} \tag{2.15}$$

可根据波前马赫数M_{i-1}，型面折角δ_i求出。具体计算步骤如下。以下标1、2表示波前后的气流参数，δ为经激波的气流折角。

(1) 根据M_1、δ值用公式(1.50f)算出激波角β，实际计算中，该方程可以化为关于$\sin^2\beta$的三次方程

$$\sin^6\beta+b\sin^4\beta+c\sin^2\beta+d=0 \tag{2.16}$$

式中

$$\left.\begin{aligned} b&=-\frac{M_1^2+2}{M_1^2}-k\sin^2\delta\\ c&=\frac{2M_1^2+1}{M_1^4}+\left[\frac{(k+1)^2}{4}+\frac{k-1}{M_1^2}\right]\sin^2\delta\\ d&=-\frac{\cos^2\delta}{M_1^2}\end{aligned}\right\} \tag{2.17}$$

此方程的根是

$$\sin^2\beta=-\frac{b}{3}+\frac{2}{3}(b^2-3c)^{1/2}\cos[(\Phi+n\pi)/3] \tag{2.18}$$

其中Φ由下式确定

$$\cos\Phi=\left(-\frac{9}{2}bc-b^3-\frac{27}{2}d\right)(b^2-3c)^{3/2} \tag{2.19}$$

式(2.19)中的n取不同的值对应三个不同的解：$n=0$对应于强解；$n=4$对应于弱解；$n=2$对应于膨胀突跃，无意义。对于进气道问题，一般取弱解。

(2) 按M_1和β值，用公式(1.50g)求出激波总压恢复系数$\sigma=p_{t2}/p_{t1}$用公式(1.50a)求出波后马赫数M_2。

按上述步骤对每道激波进行同样的计算，对于结尾正激波，取激波角$\beta=\pi/2$，最后得进气道的激波总压恢复系数。

$$\sigma_s=\prod_{i=1}^{N}\sigma_i \tag{2.20}$$

2.2.2 最佳波系的奥斯瓦梯许(Oswatitsch)理论简介

为了确定最佳波系的配置，奥斯瓦梯许提出下列问题：设进气道采用$N-1$道斜激波、一道正激波使气流减速增压，问当每道激波的强度如何分布时，进气道的总压恢复系数σ_s最大。从数学上说，就是在约束条件(1.50g)和(1.50a)式下，求(2.20)式的极值问题。

经过一些数学运算，求得下列极值条件：对于前$N-1$道斜激波，应有

$$M_1\sin\beta_1=M_2\sin\beta_2=\cdots\cdots=M_{N-1}\sin\beta_{N-1} \tag{2.21}$$

即

$$\sigma_1=\sigma_2=\cdots=\sigma_{N-1} \tag{2.22}$$

也就是说，对于前$N-1$道斜激波，其法向马赫数和激波总压恢复系数都相等。

对于结尾正激波，其波前马赫数应满足下列条件

$$y_1=\frac{1}{2}\left[1+h+\sqrt{1-\frac{k+1}{k}h+h^2}\right] \tag{2.23}$$

式中

$$\left.\begin{aligned} y_1&=1+\frac{k-1}{2}M_1^2\sin^2\beta_1\\ h&=\frac{(k-1)M_N^4+\frac{5-k}{2}M_N^2-1}{\frac{3k+1}{2k}M_N^2-1}\end{aligned}\right\} \tag{2.24}$$

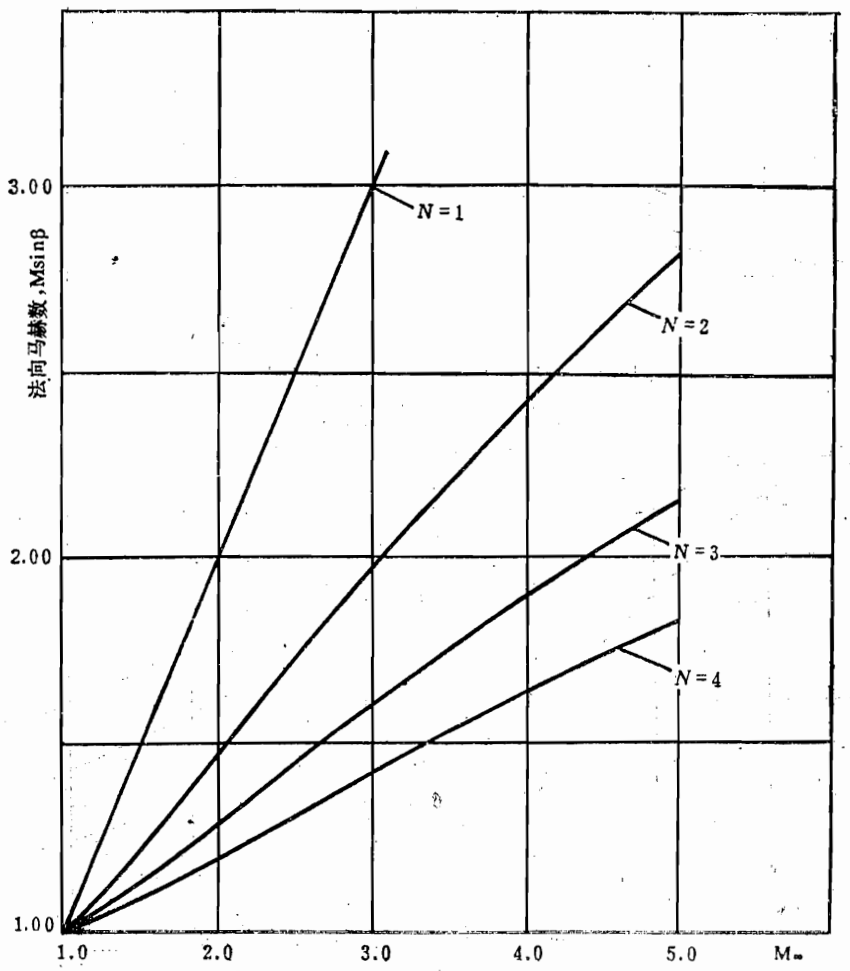


图2-19　最佳波系斜激波法向马赫数同自由流马赫数的关系

根据数值计算结果发现，对于$1.5 \leqslant M_1 \leqslant 5$；$N=2$，3，4；$k=1.4$的情形。最佳波系中结尾正激波前马赫数为

$$M_N \approx 0.94 M_1 \sin\beta_1 \tag{2.25}$$

这说明正激波稍弱于斜激波。

利用关系式(2.21)和(2.23)，经过数值计算，可求出斜激波的法向分量$M_1\sin\beta_1$和结尾正激波前马赫数M_N与自由流马赫数M_1(即M_∞)的关系，结果见图2-19和2-20。

利用图2.19和2.20的结果，可以由M_1求出最佳波系的$M_1\sin\beta_1$和M_N，再用式(1.50g)求出对应于N波系的最大总压恢复和每道斜激波的折角。图2-21为最大总压恢复系数同自由流马赫数的关系，图2-22至2-24是二、三、四波系进气道最佳折角同自由流马赫数的关系。

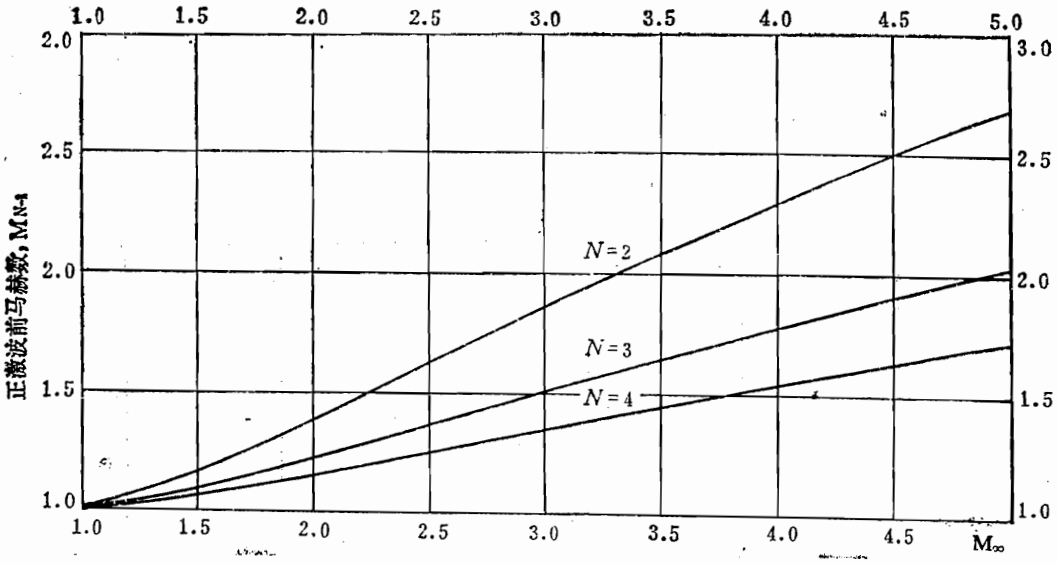


图2-20　最佳波系结尾正激波前马赫数同自由流马赫数的关系

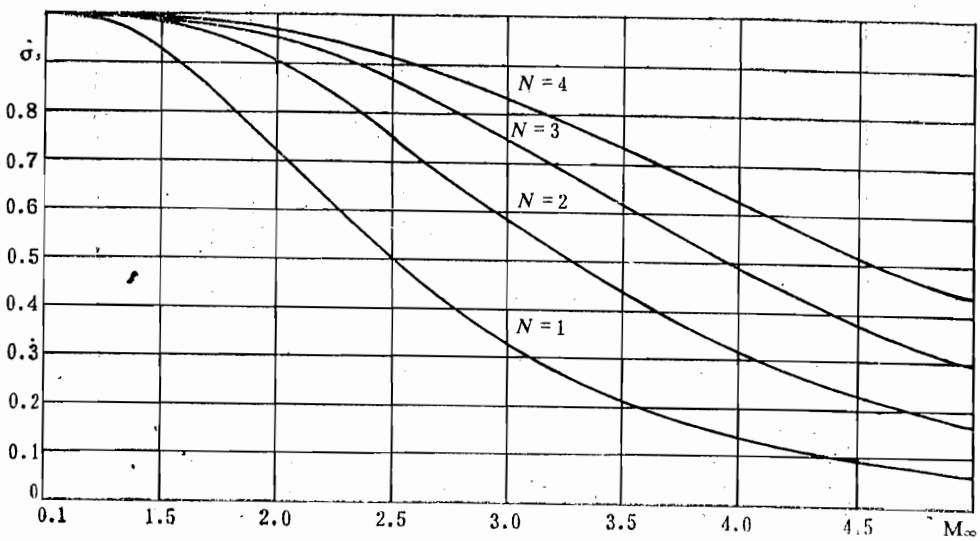


图2-21　最大总压恢复系数同自由流马赫数的关系

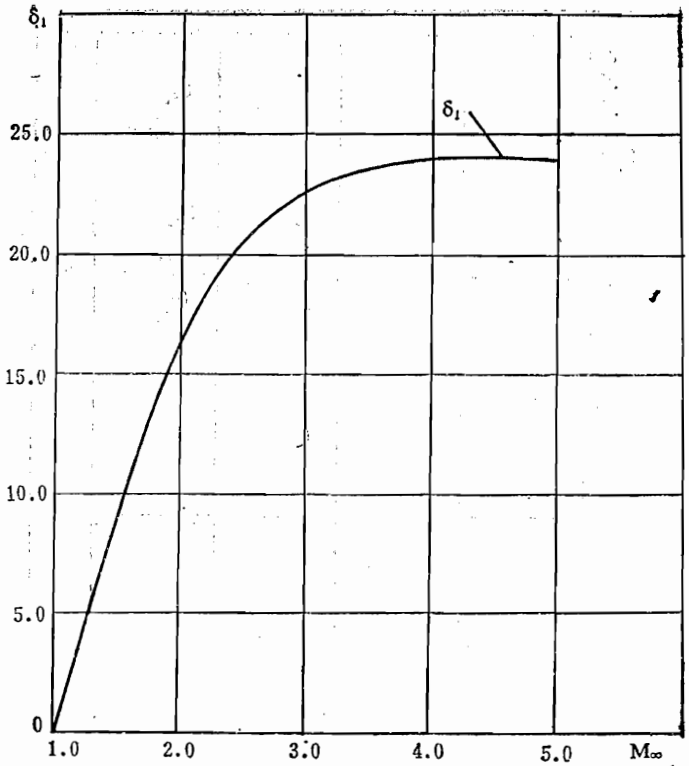


图2-22　二波系最佳折角同自由流马赫数的关系

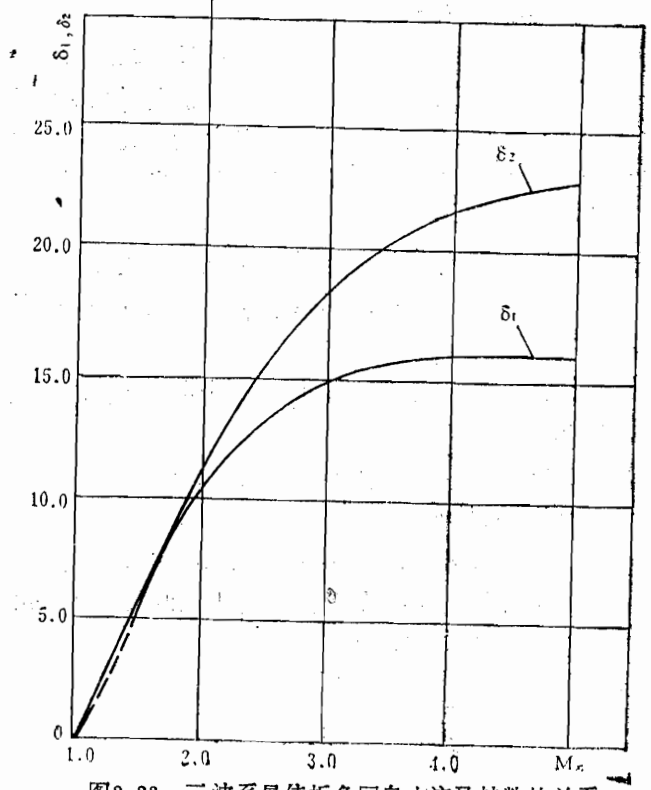


图2-23　三波系最佳折角同自由流马赫数的关系

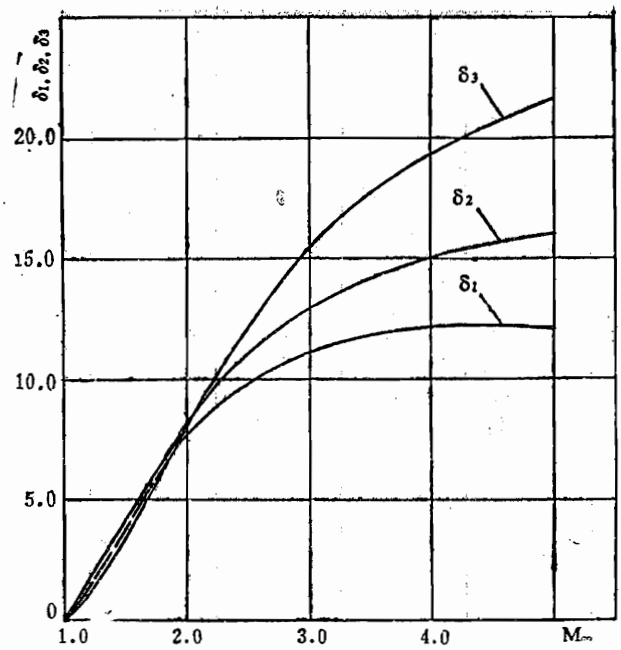


图2-24 四波系最佳折角同自由流马赫数的关系

2.2.3 给定气流总折角下的最佳波系

根据奥斯瓦梯许的结果，可以确定最佳波系及相应的最大总压恢复系数和折角分布。但是，在自由流马赫数较大时，所得气流总折角太大，而为了实现此最佳波系，外罩唇口处的斜率必然太大，会产生很大的波阻，甚至使外罩唇口处的斜激波离体。在设计进气道时，应该在增大总压恢复和减小波阻之间进行协调。这样，就另外提出一个问题，要求确定在给定总折角下的最佳波系。

为此我们假定，在给定总折角下，进气道总压恢复系数最大就相当于前$N-1$道斜激波的总压恢复系数最大。这样一来，我们就可以根据条件(2.20)式来确定给定总折角下的最佳波系。具体步骤如下：

(1) 对于给定的自由流马赫数M_1(即M_∞)，假设一个$\beta_1>\mu_1$(μ_1为对应于M_1的马赫角)，求出法向马赫数$M_1\sin\beta_1$。

(2) 用(1.50f)式求出二维压缩面的折角δ_1，再用(1.50g)和(1.50a)式求出σ_1和M_2。

(3) 按$M_2\sin\beta_2=M_1\sin\beta_1$求出$\beta_2$。

(4) 由M_2、β_2用(1.50f)式求出δ_2，用(1.50a)式求出M_3。

如此重复(3)、(4)，直到求出δ_{N-1}和M_N，然后用正激波关系式求出σ_N和波后马赫数。最后得总折角及相应的最佳总压恢复系数

$$\delta_\Sigma=\sum_{i=1}^{N-1}\delta_i$$

$$\sigma_S=(\sigma_1)^{n-1}\cdot\sigma_N$$

再取一个β_1，重复上列计算，求出相应的δ_E和σ_S。这样就求出了给定总折角下，总压恢复系数和折角分布δ_i同自由马赫数的关系。图2-25～2-39为计算结果。

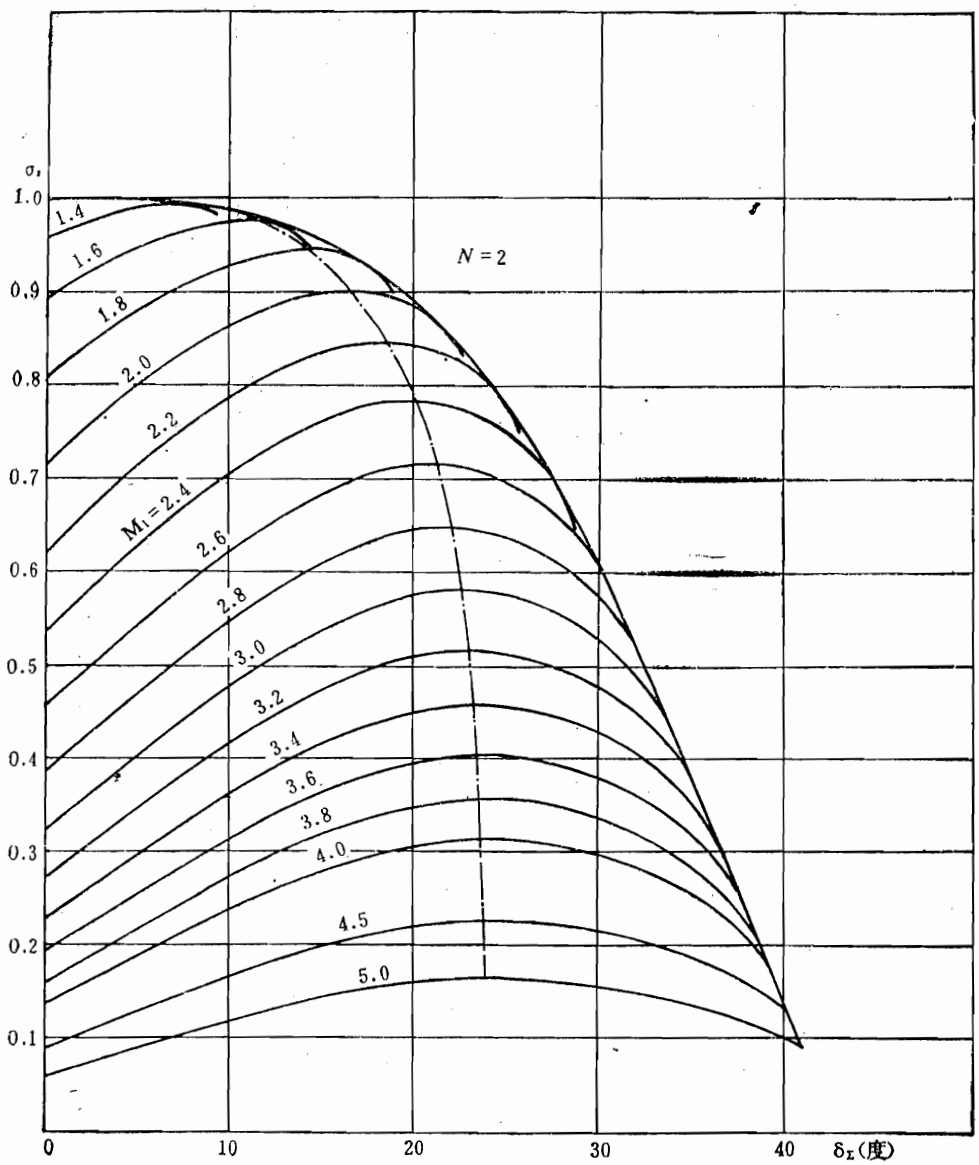


图2-25　给定总折角下二波系的
最佳总压恢复系数

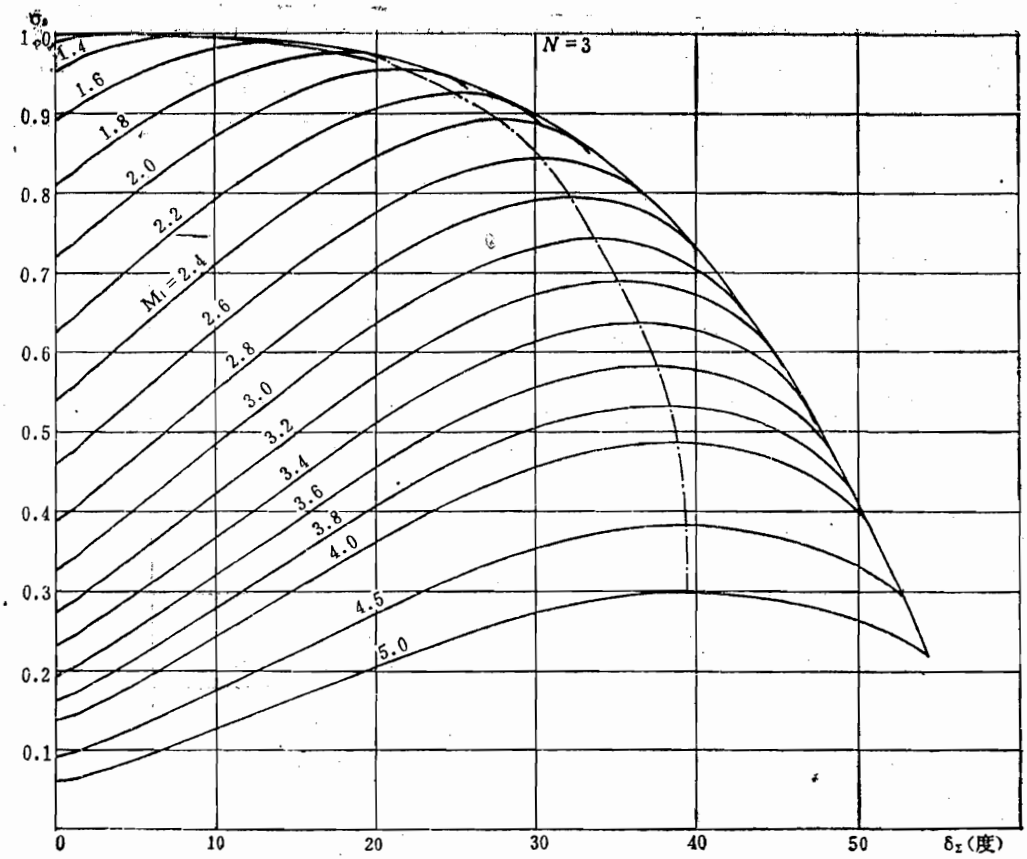


图2-26　给定总折角下三波系的
最佳总压恢复系数

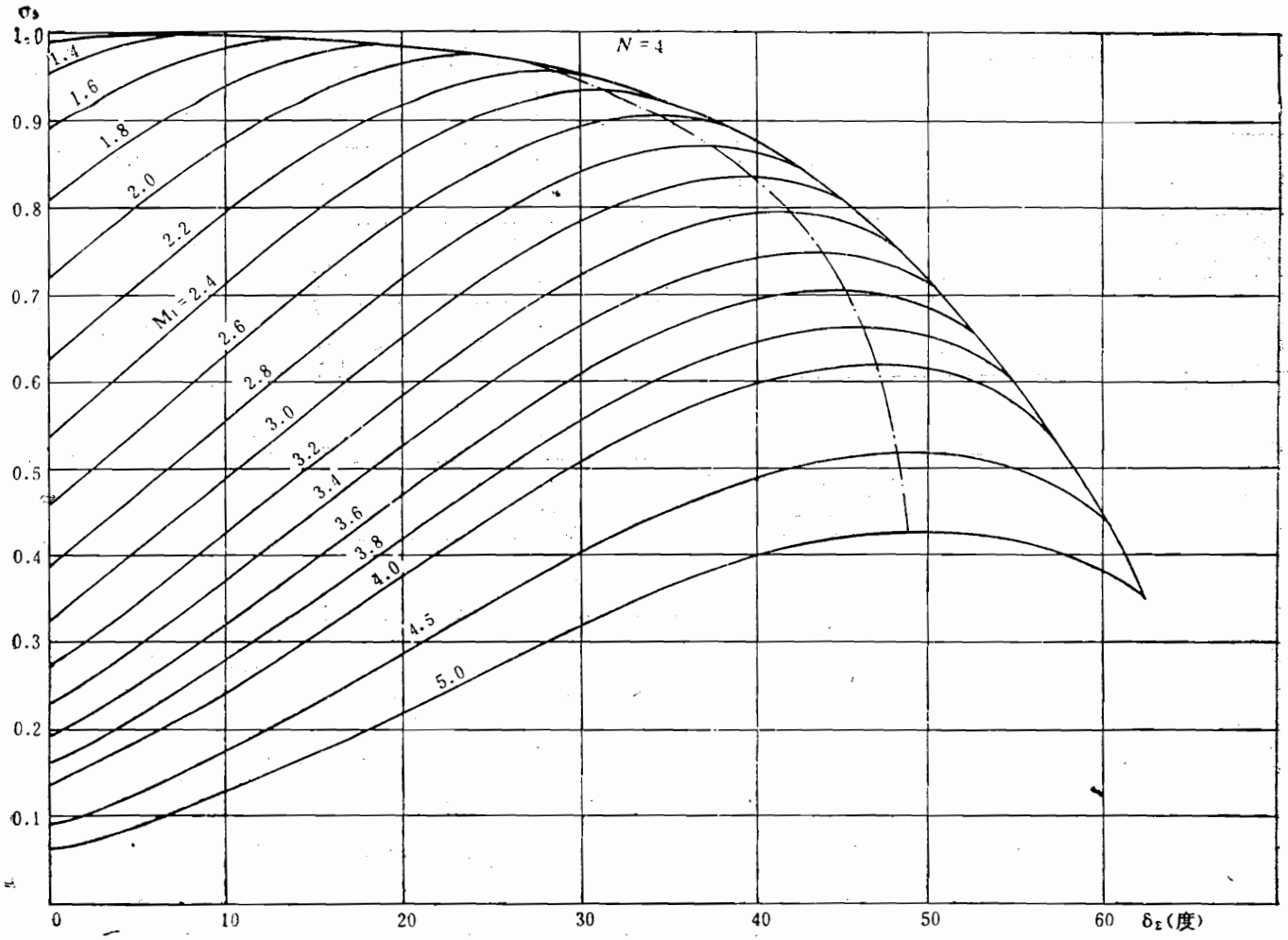
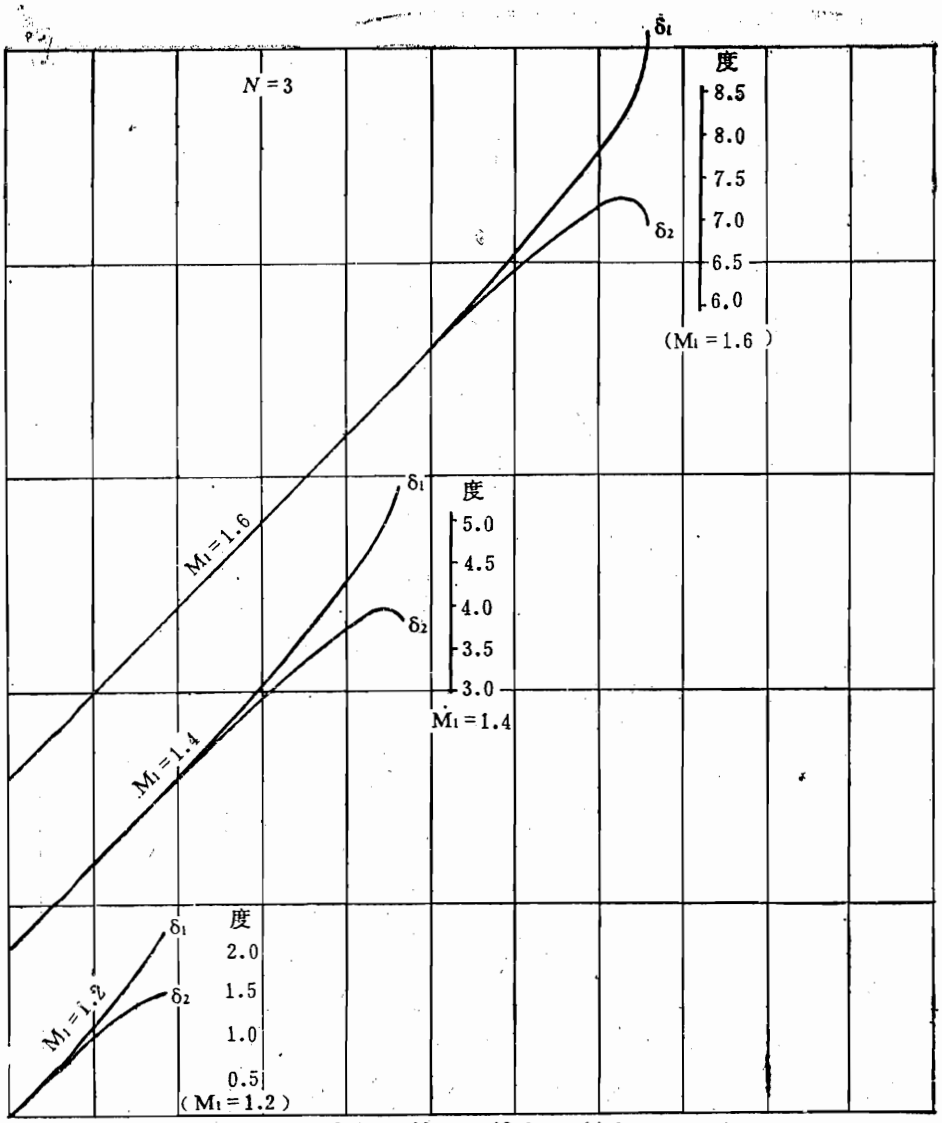
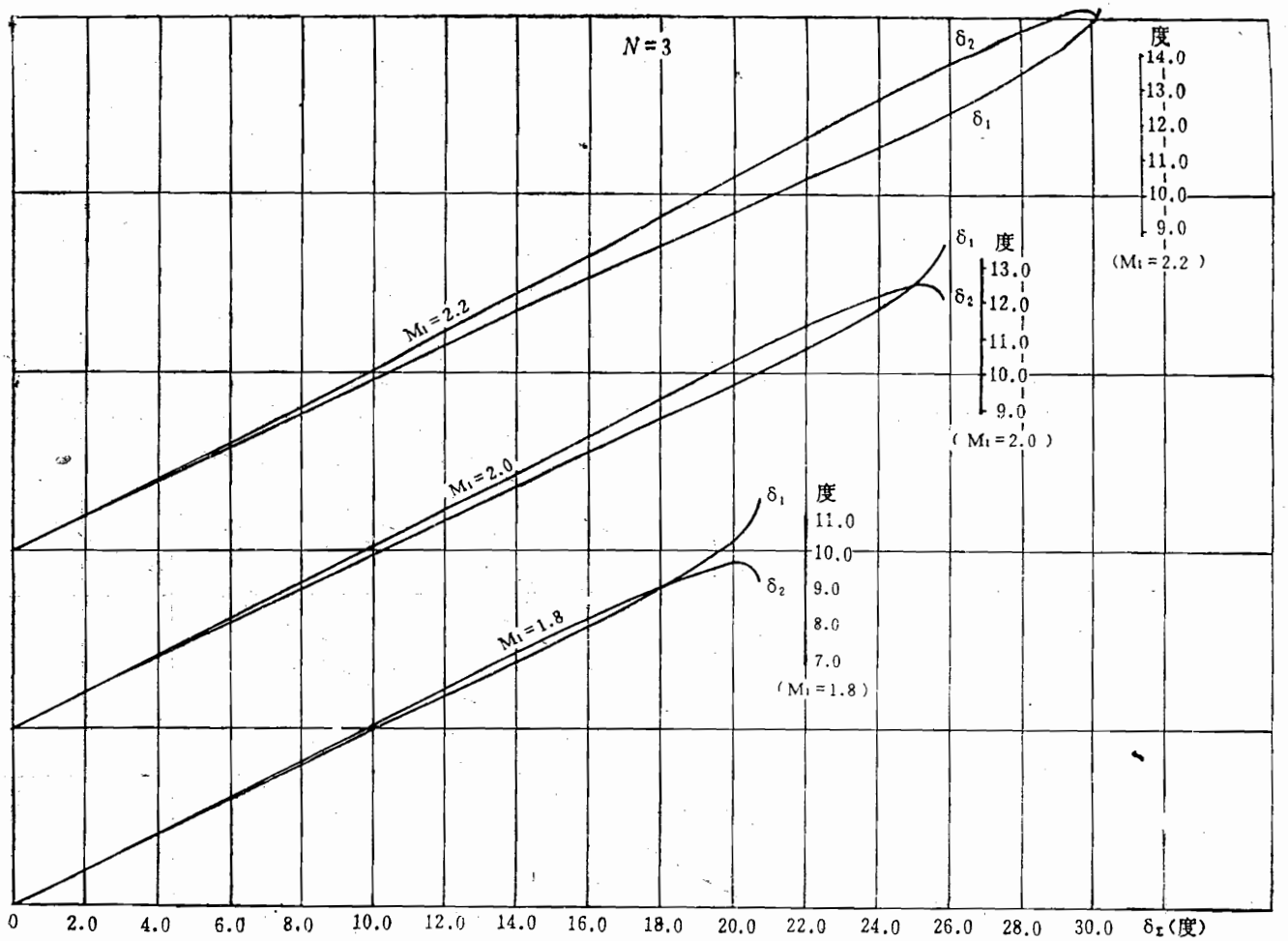


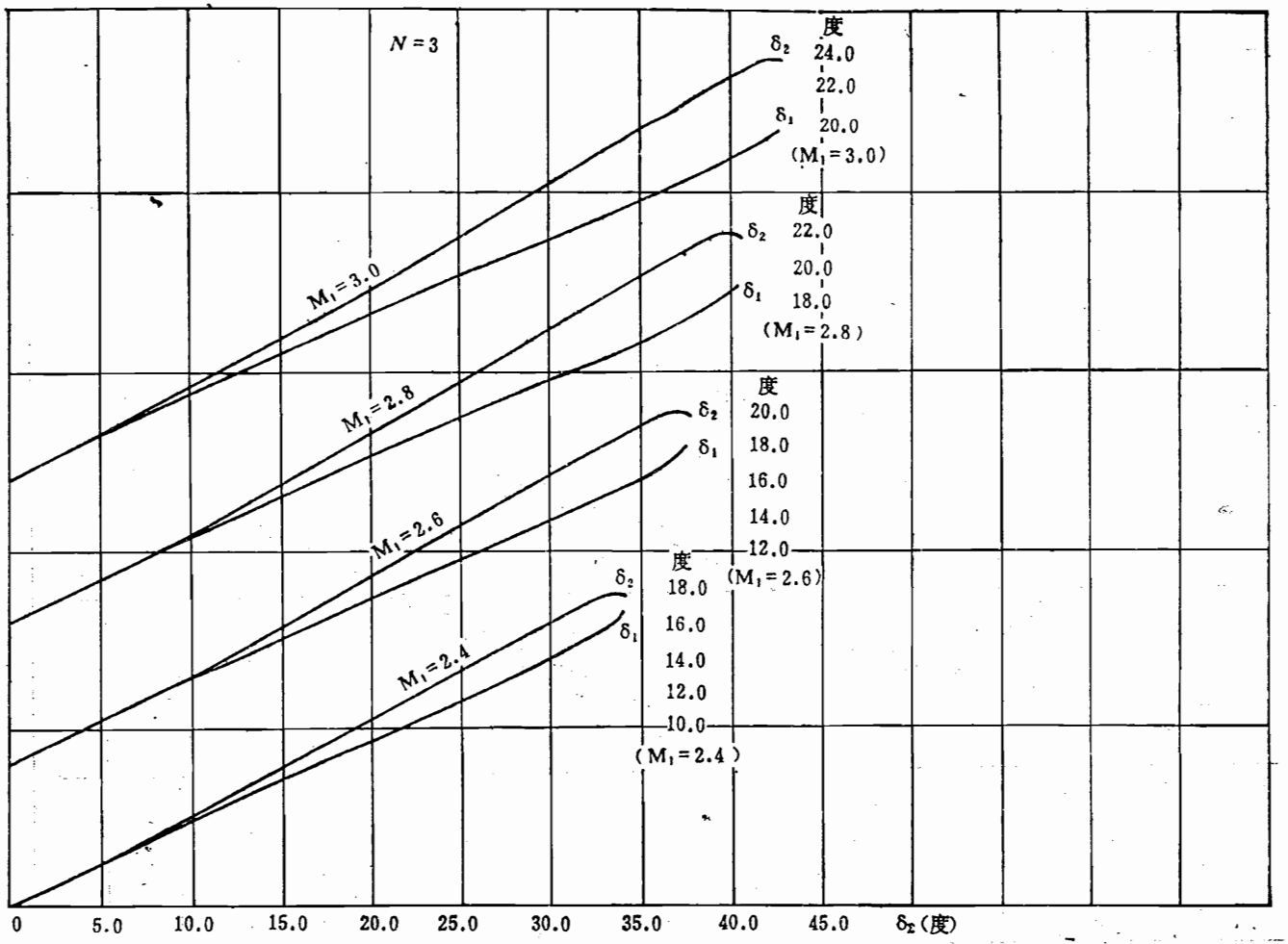
图2-27　给定总折角下四波系的最佳总压恢复系数


N = 3
δ1
δ2
度
8.5
8.0
7.5
7.0
6.5
6.0
(M1 = 1.6)
M1 = 1.6
M1 = 1.4
M1 = 1.2
5.0
4.5
4.0
3.5
3.0
2.0
1.5
1.0
0.5
(M1 = 1.2)
0
2.0
4.0
6.0
8.0
10.0
12.0
14.0
δΣ(度)

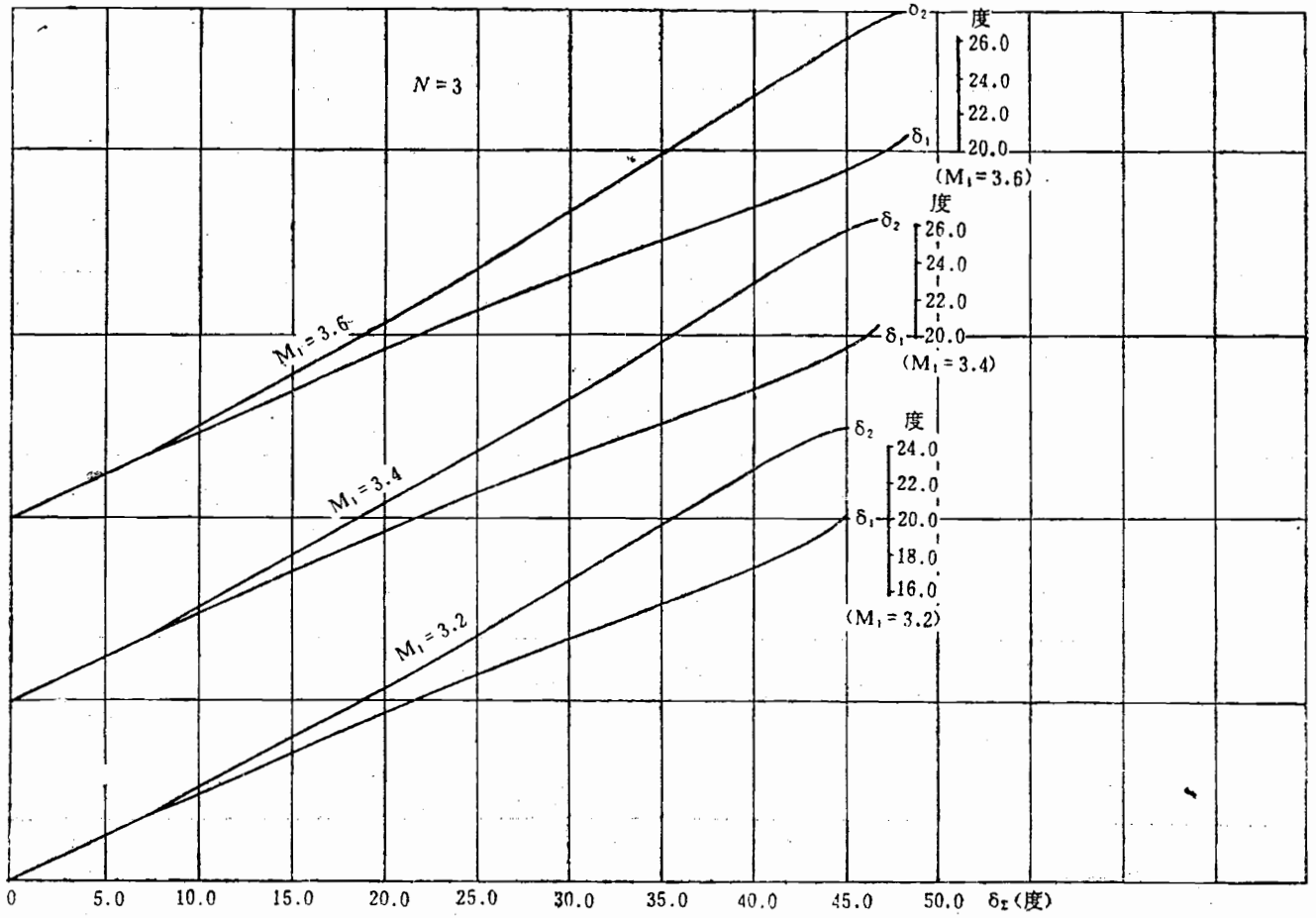
(a)


N=3
δ2
δ1
度
14.0
13.0
12.0
11.0
10.0
9.0
(M1=2.2)
M1=2.2
δ1
δ2
度
13.0
12.0
11.0
10.0
9.0
(M1=2.0)
M1=2.0
δ1
度
11.0
10.0
9.0
8.0
7.0
(M1=1.8)
M1=1.8
0
2.0
4.0
6.0
8.0
10.0
12.0
14.0
16.0
18.0
20.0
22.0
24.0
26.0
28.0
30.0
δ1(度)

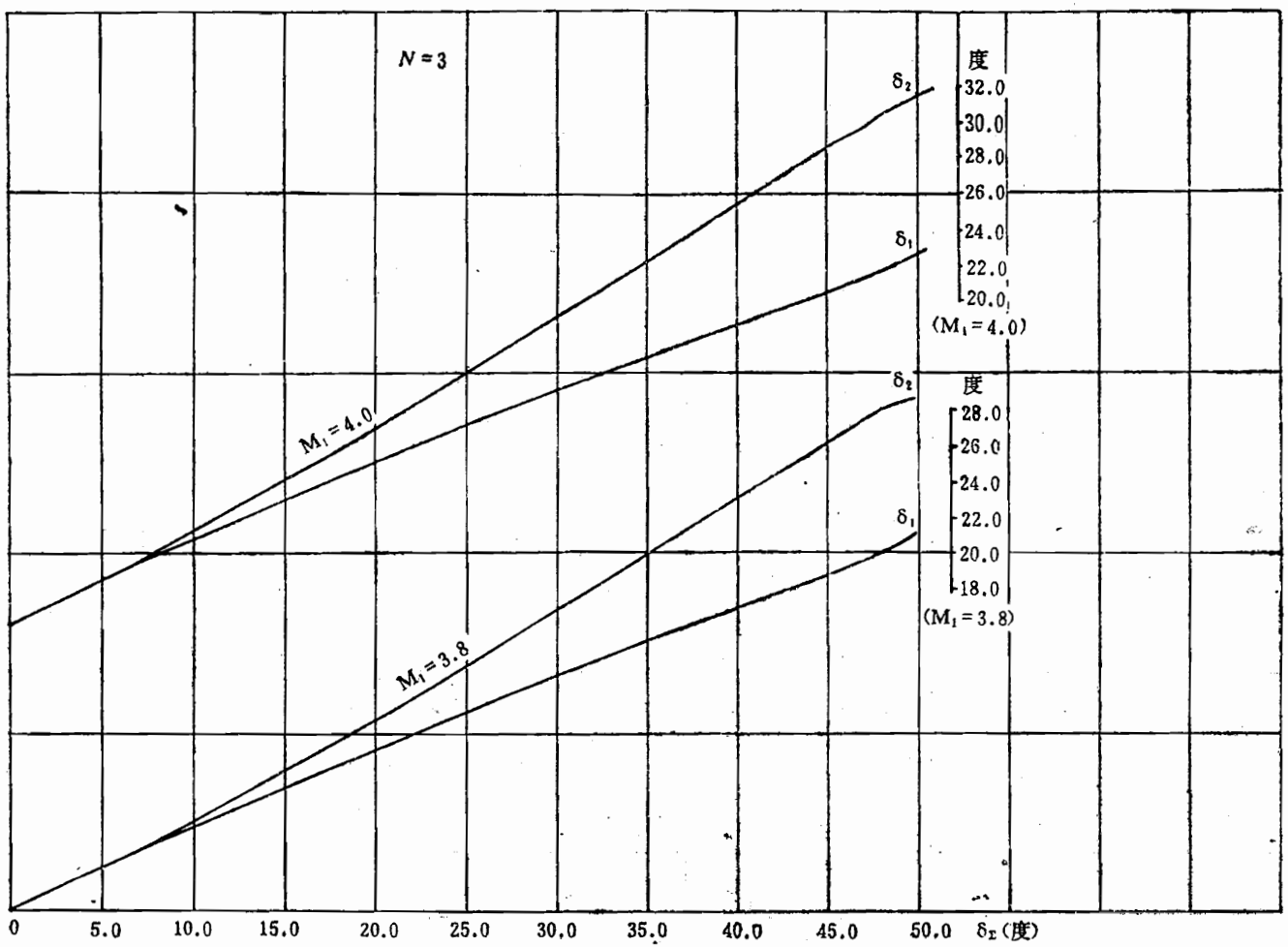
(b)


N = 3
δ₂
δ₁
度
24.0
22.0
20.0
(M₁ = 3.0)
22.0
20.0
18.0
(M₁ = 2.8)
20.0
18.0
16.0
14.0
12.0
(M₁ = 2.6)
18.0
16.0
14.0
12.0
10.0
(M₁ = 2.4)
M₁ = 3.0
M₁ = 2.8
M₁ = 2.6
M₁ = 2.4
0
5.0
10.0
15.0
20.0
25.0
30.0
35.0
40.0
45.0
δ₂(度)

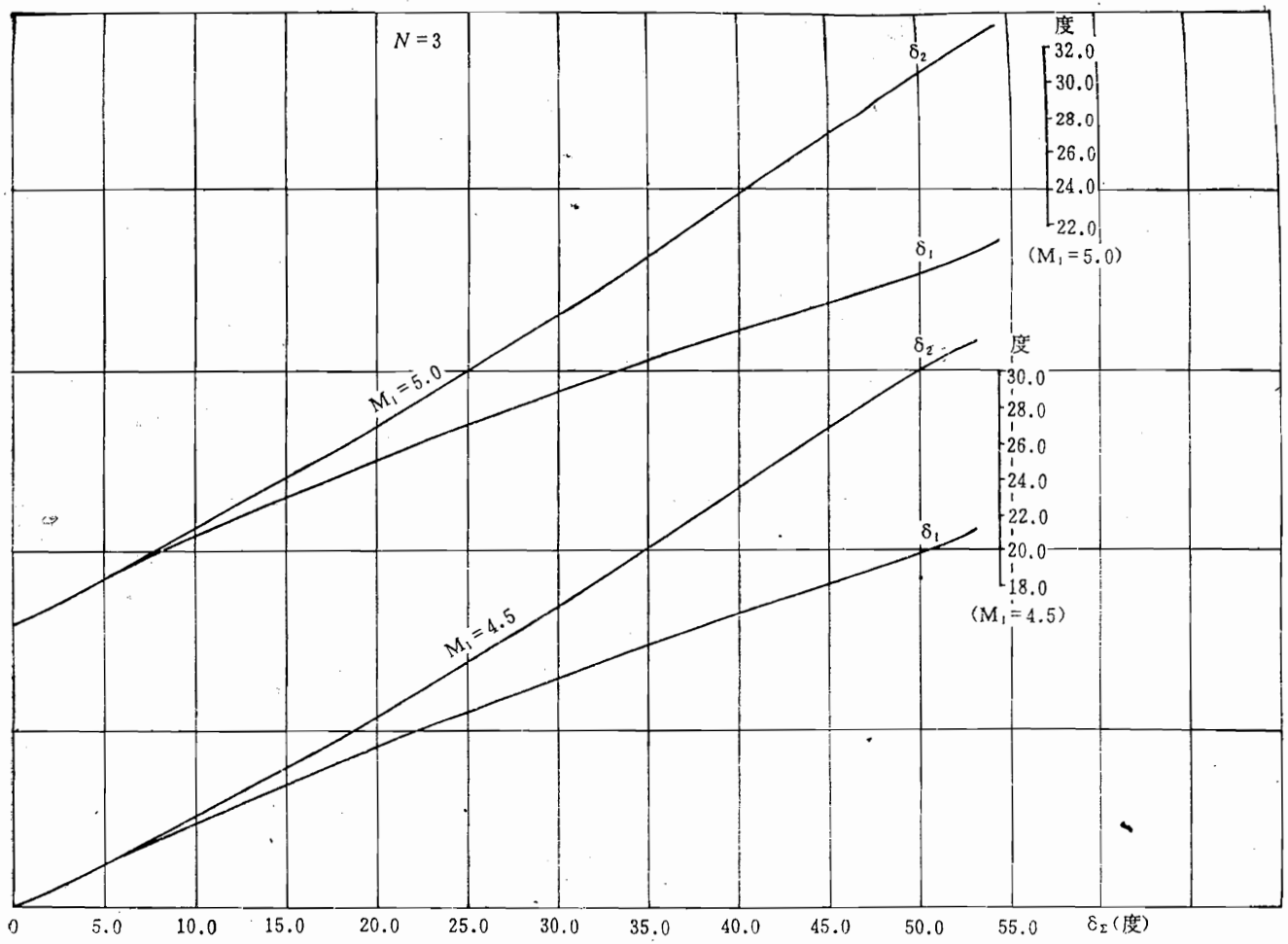
(c)


N = 3
M₁ = 3.6
M₁ = 3.4
M₁ = 3.2
δ₂
δ₁
度
26.0
24.0
22.0
20.0
(M₁ = 3.6)
度
26.0
24.0
22.0
20.0
(M₁ = 3.4)
度
24.0
22.0
20.0
18.0
16.0
(M₁ = 3.2)
0
5.0
10.0
15.0
20.0
25.0
30.0
35.0
40.0
45.0
50.0
δΣ(度)

(d)

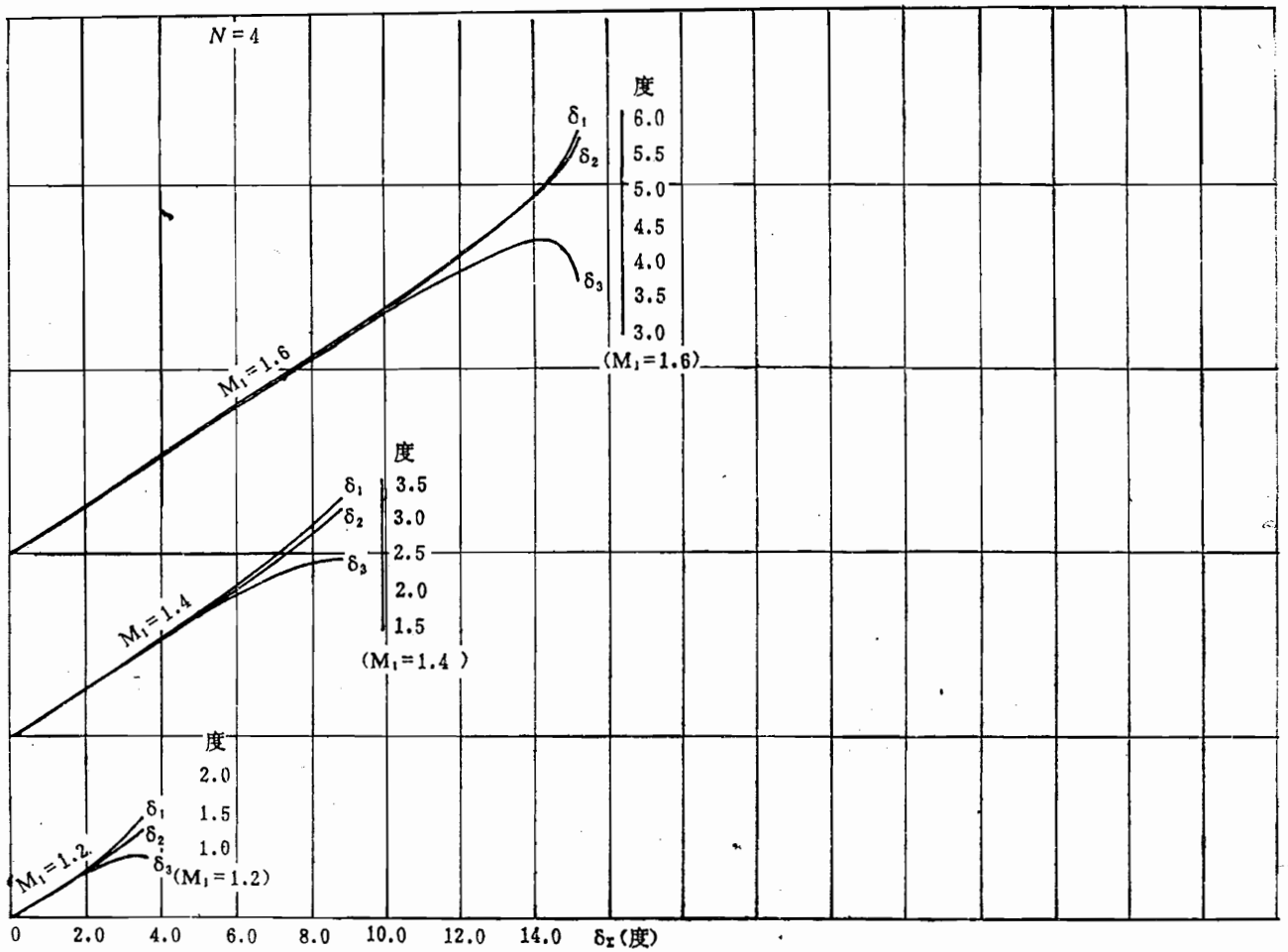

N = 3
δ2
δ1
度
32.0
30.0
28.0
26.0
24.0
22.0
20.0
(M1 = 4.0)
M1 = 4.0
δ2
δ1
度
28.0
26.0
24.0
22.0
20.0
18.0
(M1 = 3.8)
M1 = 3.8
0
5.0
10.0
15.0
20.0
25.0
30.0
35.0
40.0
45.0
50.0
δ1(度)

(e)

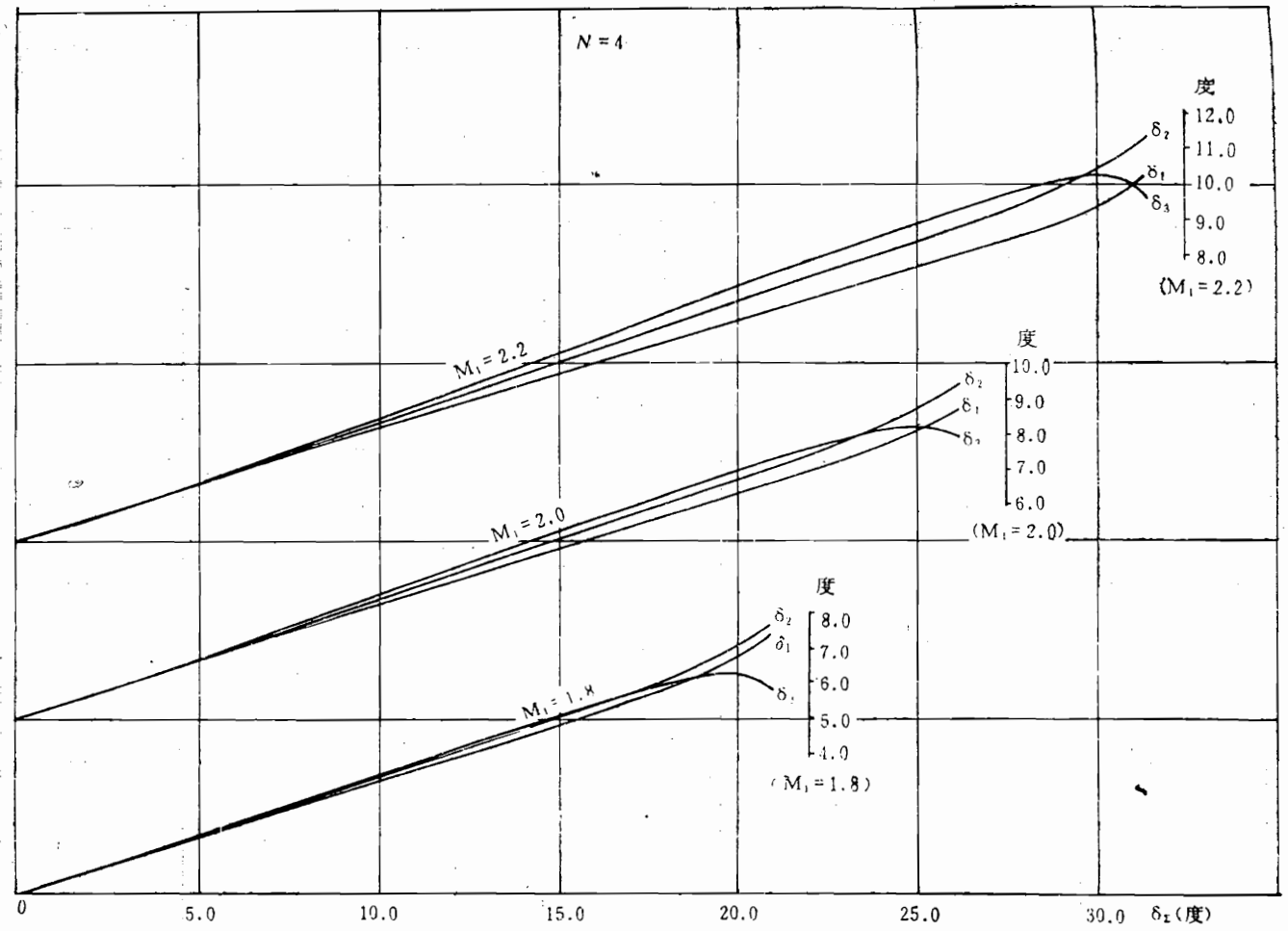


(*f*)

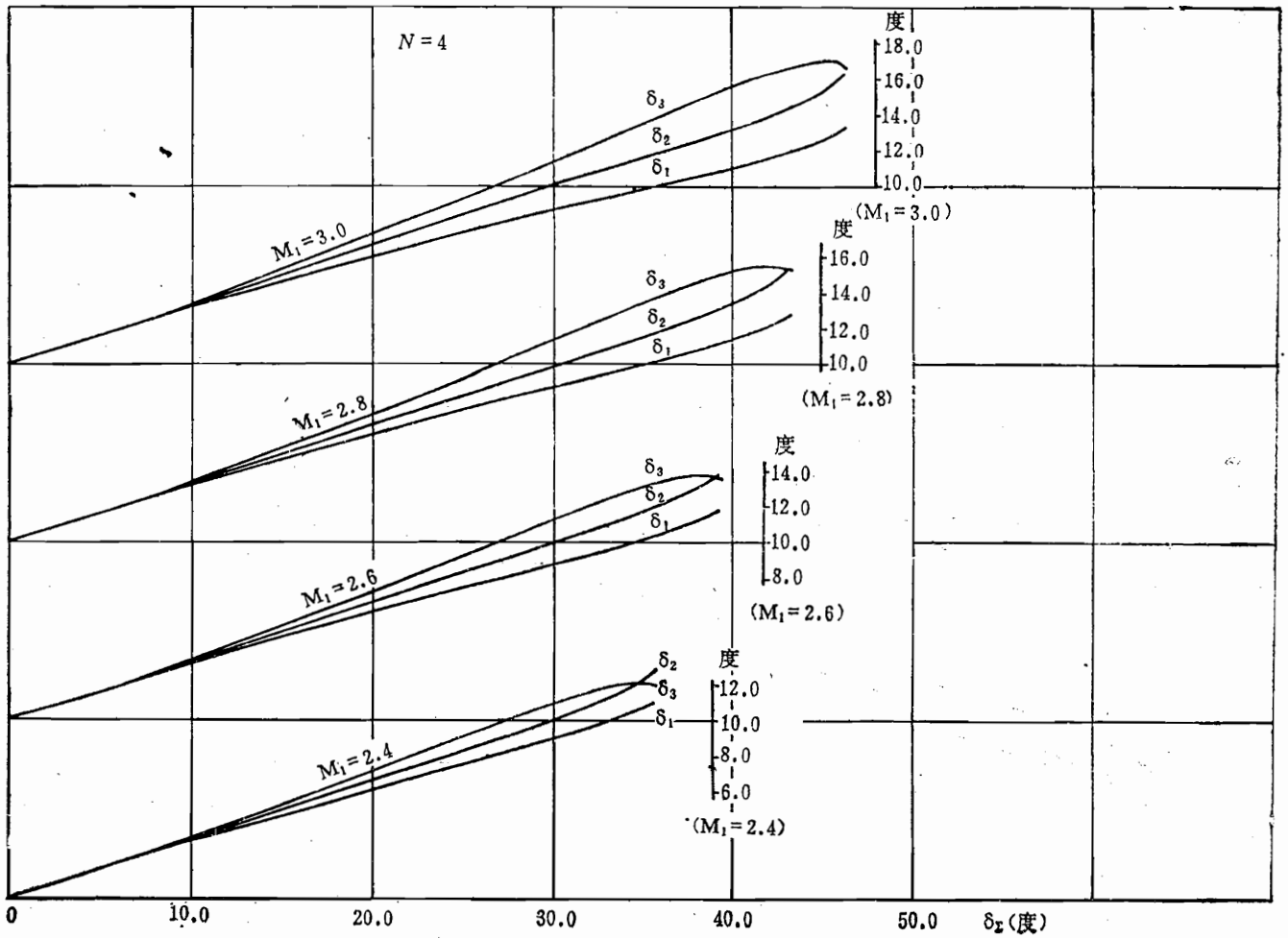
图2-28 给定总折角下三波系的最佳折角分配


N = 4
度
δ1
δ2
δ3
6.0
5.5
5.0
4.5
4.0
3.5
3.0
(M1=1.6)
M1=1.6
度
3.5
3.0
2.5
2.0
1.5
(M1=1.4)
M1=1.4
度
2.0
1.5
1.0
(M1=1.2)
M1=1.2
0
2.0
4.0
6.0
8.0
10.0
12.0
14.0
δx(度)

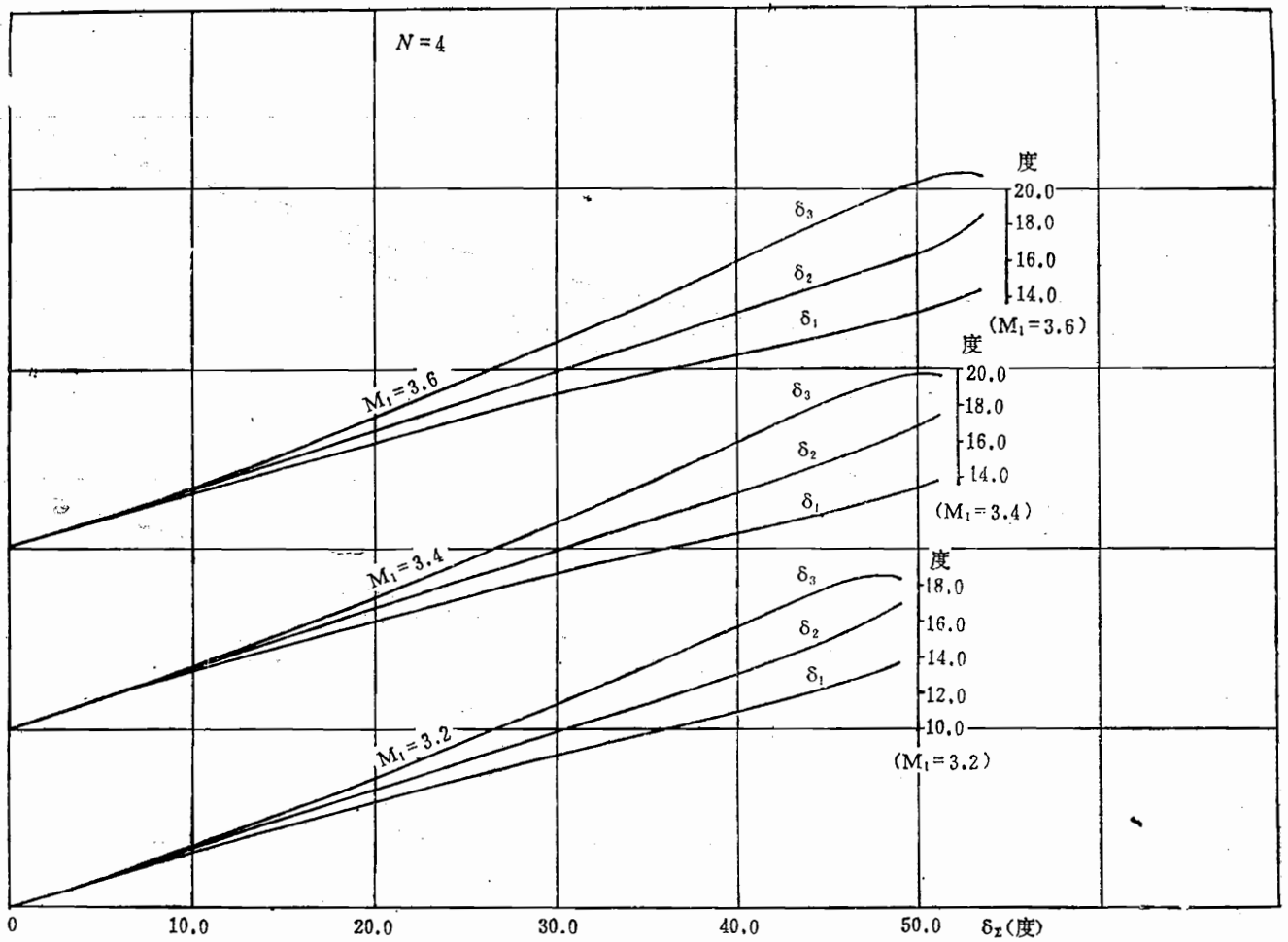
(a)


N = 4
度
12.0
11.0
10.0
9.0
8.0
δ2
δ1
δ3
(M1 = 2.2)
M1 = 2.2
度
10.0
9.0
8.0
7.0
6.0
δ2
δ1
δ3
(M1 = 2.0)
M1 = 2.0
度
8.0
7.0
6.0
5.0
4.0
δ2
δ1
δ3
(M1 = 1.8)
M1 = 1.8
0
5.0
10.0
15.0
20.0
25.0
30.0
δ1(度)

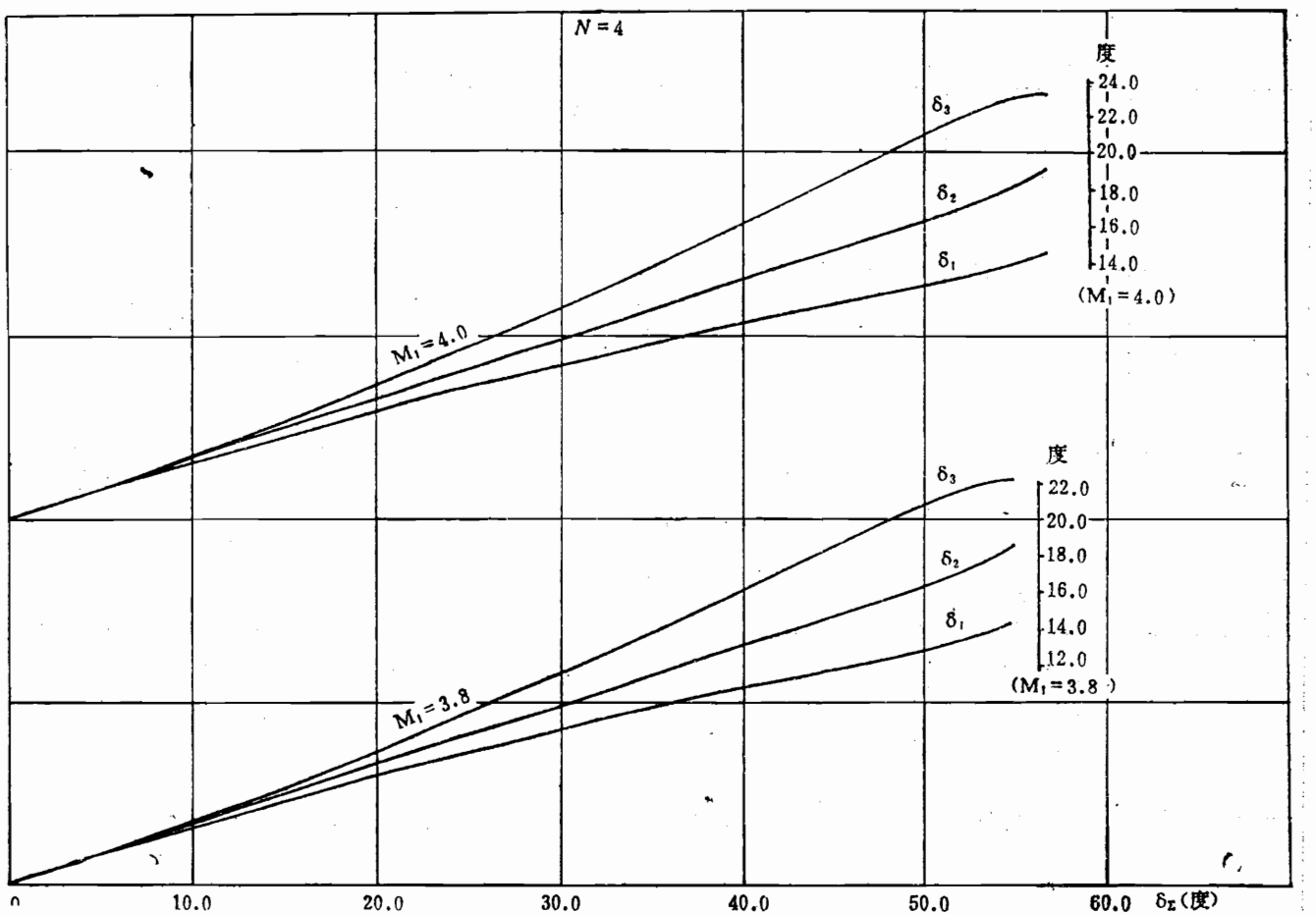
(*b*)


N = 4
δ3
δ2
δ1
M1 = 3.0
度
18.0
16.0
14.0
12.0
10.0
(M1 = 3.0)
M1 = 2.8
度
16.0
14.0
12.0
10.0
(M1 = 2.8)
M1 = 2.6
度
14.0
12.0
10.0
8.0
(M1 = 2.6)
M1 = 2.4
度
12.0
10.0
8.0
6.0
(M1 = 2.4)
0
10.0
20.0
30.0
40.0
50.0
δx(度)

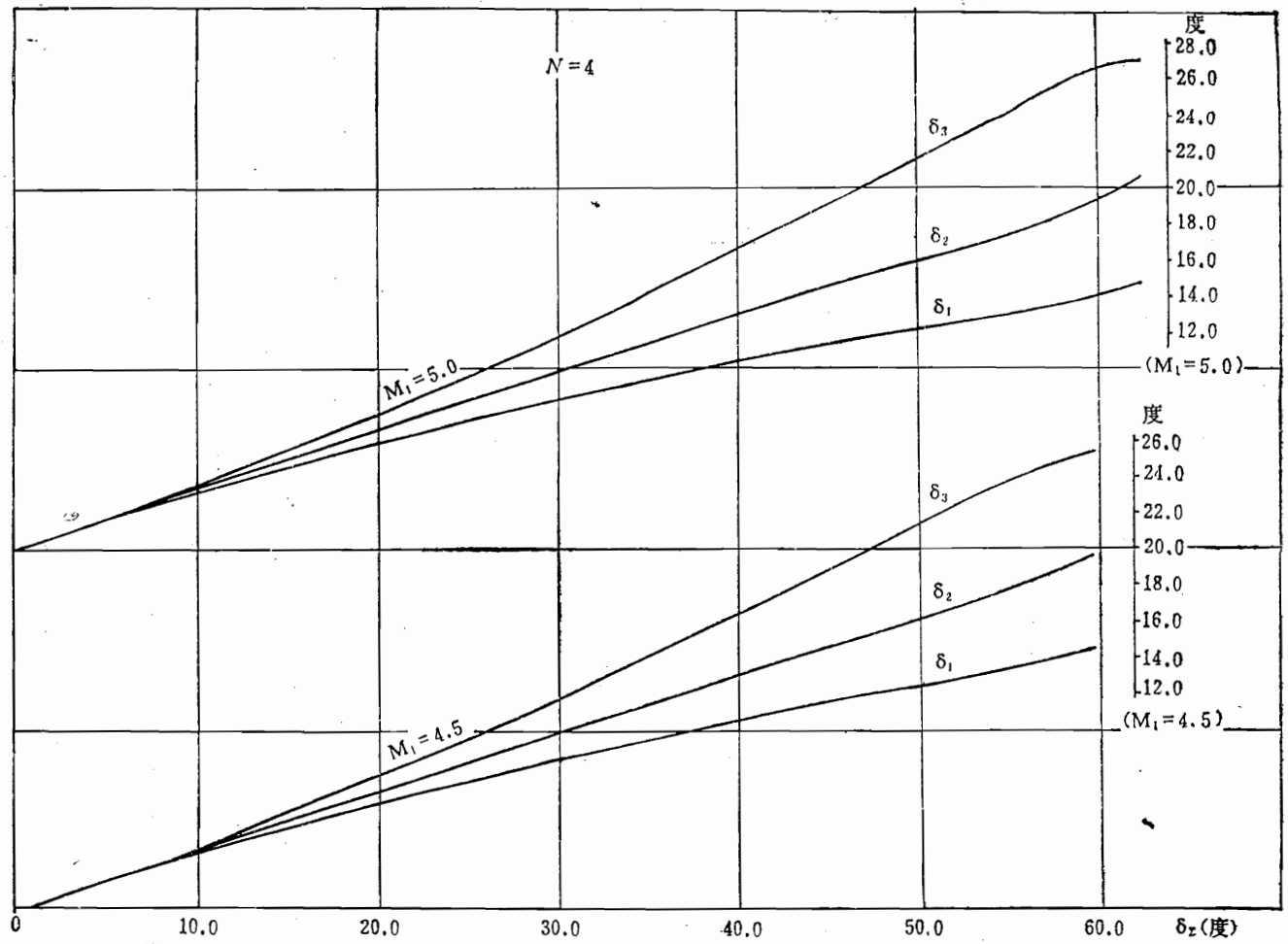
(c)


N=4
度
20.0
18.0
16.0
14.0
δ3
δ2
δ1
(M1=3.6)
M1=3.6
度
20.0
18.0
16.0
14.0
δ3
δ2
δ1
(M1=3.4)
M1=3.4
度
18.0
16.0
14.0
12.0
10.0
δ3
δ2
δ1
(M1=3.2)
M1=3.2
0
10.0
20.0
30.0
40.0
50.0
δx(度)

(d)


N = 4
δ3
δ2
δ1
度
24.0
22.0
20.0
18.0
16.0
14.0
(M1 = 4.0)
M1 = 4.0
δ3
δ2
δ1
度
22.0
20.0
18.0
16.0
14.0
12.0
(M1 = 3.8)
M1 = 3.8
0
10.0
20.0
30.0
40.0
50.0
60.0
δx(度)

(e)



(*f*)

图2-29　给定总折角下四波系的最佳折角分配

2.2.4 轴对称流中的最佳波系

对于轴对称进气道，其中心体头部是一圆锥，在超音速气流中产生一圆锥激波，波后是不均匀的锥形流场。因而其后产生的各道激波其母线不再是直线而为曲线，见图2-30。关于轴对称进气道流场及特性的精确计算，一般采用特征线法(见第2.7节)。但就激波总压恢复而言，可以近似采用平面激波的理论。资料[1]建议，第二道激波可当作平均锥形流场中的二维激波来估算。假定第二道激波前的马赫数是圆锥激波面后的马赫数和锥面马赫数的平均值。文中根据数值计算，给出了单锥及双锥进气道最佳波系的锥角，其结果画在图2-31上。

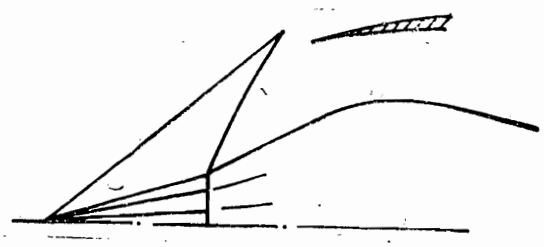


图2-30 轴对称双锥进气道的激波示意图

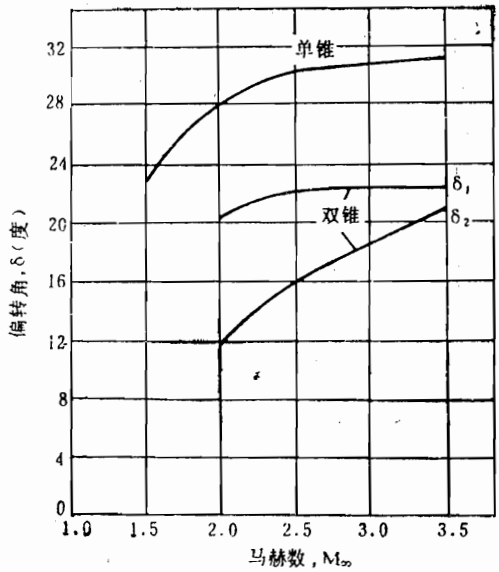


图2-31 轴对称单锥及双锥进气道的最佳折角

对于给定总折角的情形，可以利用二维波系的计算结果。第一级锥角往往根据结构等因素确定。在第一级锥角确定后，利用已有的圆锥激波图线或锥形流场数值表，可以求出波后及锥面马赫数M_s、M_c，从而求得锥形流场中的平均马赫数$\bar{M}=\frac{1}{2}(M_s+M_c)$，以此作为自由流马赫数，就可利用上节中给出的二维结果，求出其后各级的锥角分布。

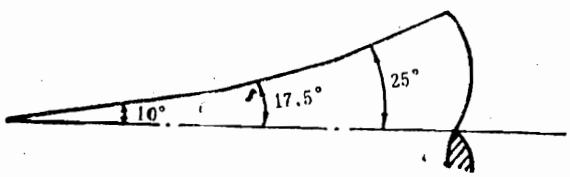


图8-32 三级锥超音速进气道最佳波系设计举例

计算举例：三级锥进气道设计马赫数为$M_\infty=2.0$。考虑到结构上的要求，第一级锥角$\theta_c=10°$，总锥角$\theta_\Sigma=25°$，求最佳波系下第二、三级锥的角度。计算相应的总压恢复系数及外罩唇口处的近似折角。

参看图2-32，具体计算步骤如下：

(1) 按M_∞，θ_c查圆锥激波流场数值表，得$\beta_1=31.37°$，$M_s=1.942$，$M_c=1.829$，$\delta_s=1.6°$，$\sigma_{cs}=1.0$，这里δ_s是激波面后的气流折角，σ_{cs}是圆锥激波的总压恢复系数。

(2) 锥形流场的平均马赫数$M=\frac{1}{2}(M_s+M_c)=1.8855$，气流经二、三级锥的总折角为$\delta_\Sigma'=\theta_\Sigma-\theta_c=15°$。据此，查三波系平面激波最佳波系总压恢复系数图线2-26和折角分配图线2-28得

$$M=1.8\longrightarrow\delta_1=7.4°,\ \delta_2=7.6°,\ \sigma=0.942$$

$$M=2.0\longrightarrow\delta_1=7.3°,\ \delta_2=7.7°,\ \sigma=0.9$$

插值得

$$M=1.8855\text{时},\ \delta_1=7.35°,\ \delta_2=7.65°,\ \sigma=0.925。$$

(3) 第二、三级锥角分别为

$$\theta_2=\theta_c+\delta_1=17.35°,\ \theta_3=25°$$

唇口处气流折角可近似认为等于气流经圆锥激波及第二、三道激波折角之和，即

$$\delta_1=1.6°+15°=16.5°$$

激波总压恢复系数为

$$\sigma_s=\sigma_{cs}\cdot\sigma=0.925$$

2.2.5 有内收缩的情况

上面关于最佳激波系下激波总压恢复的讨论都是纯外压式的情形。如果在保证能自起动的条件下，允许有一定的内收缩，则可进一步提高最佳激波系的总压恢复系数。

对于有内收缩的情形，斜激波的最佳折角分布仍然与前述无内收缩的情形相同。根据第2.2.3节中的方法，可以求出对应于最佳波系的进口马赫数(即最末一道斜激波后的马赫数)这时，进气道能自起动的内收缩比按下列步骤确定。

(1) 利用图2-33，按自由流马赫数M_1(即M_∞)和总折角δ_Σ，查出进口马赫数M_i，

(2) 按M_i，由图2-11查出极限收缩比。这是能自起动的理想允许收缩比，即

$$\left(\frac{A_{th}}{A_i}\right)_{id}=\left(\frac{A_{th}}{A_c}\right)_s \tag{2.26}$$

式中$(A_{th}/A_c)_s$可由图2-11中查出。

考虑到粘性附面层及喉道处流动不均匀的影响，实际的喉道面积A_{th}应比理想的喉道面积大一些，用喉道放大系数K_{th}来考虑。

$$A_{th}=K_{th}(A_{th})_{id} \tag{2.27}$$

这个系数与许多因素有关，主要取决于进口前气流的总折角δ_Σ。资料[2]建议，K_{th}的取值范围为1.05～1.15，其值随δ_Σ的增大而增大。

(3) 对应于自起动内收缩比，进口截面上的正激波自动吸入进气道内，当其处于喉道截面时，总压恢复系数最大。喉道马赫数由式(1.38)确定：

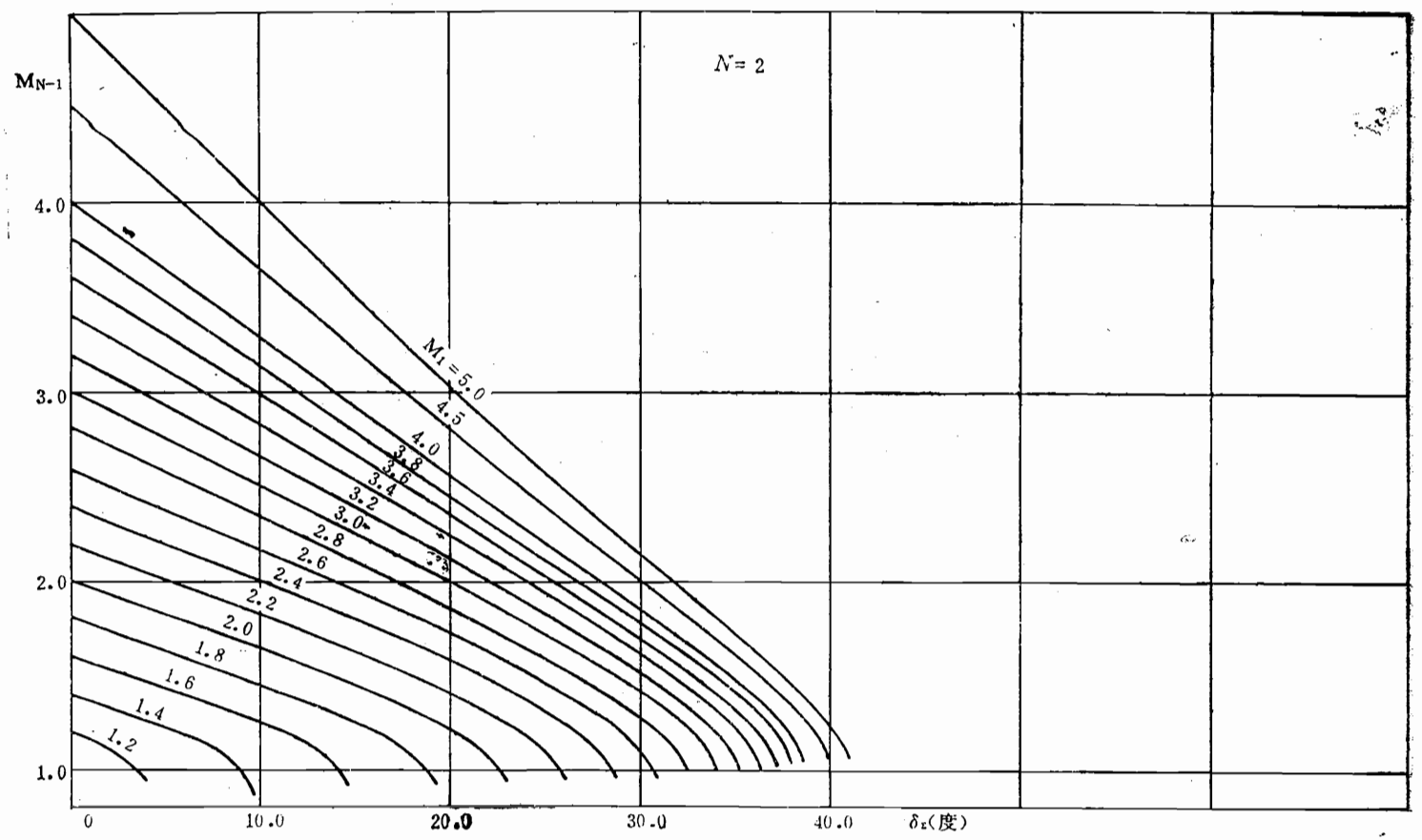
$$q(\lambda_{th})=A_{th}/A_i \tag{2.28}$$

查表求出对应的M_{th}，再由激波图线查出相应的正激波总压恢复系数σ_{th}。

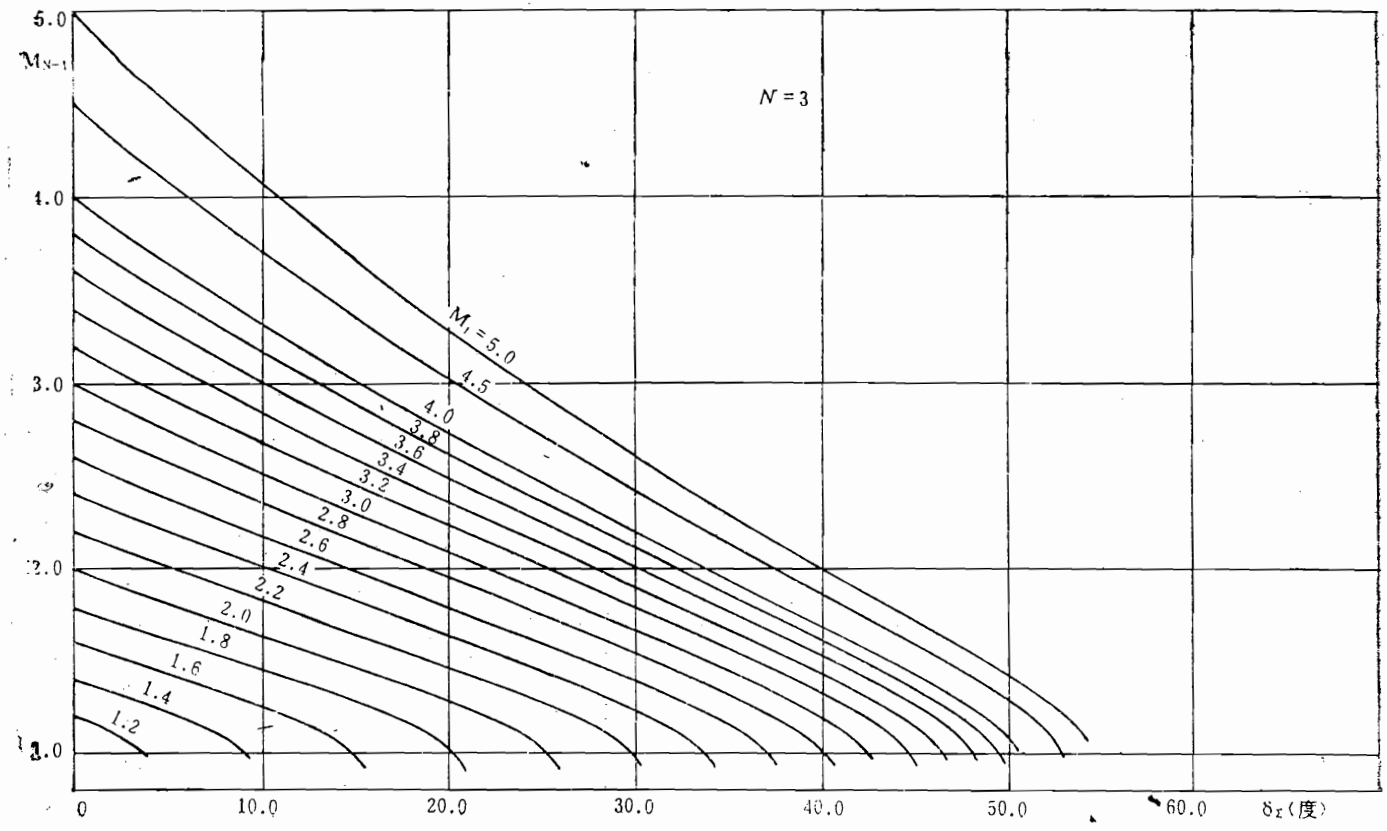
(4) 根据M_∞(即M_1)及总折角δ_Σ，由无内收缩的最佳总压恢复系数图线2-25至2-27，查出无内收缩的最佳总压恢复系数$(\sigma_s)_0$。最后按下式求出有内收缩时的最佳总压恢复系数：

$$\sigma_s=(\sigma_s)_0\cdot\frac{\sigma_{th}}{\sigma_N} \tag{2.29}$$

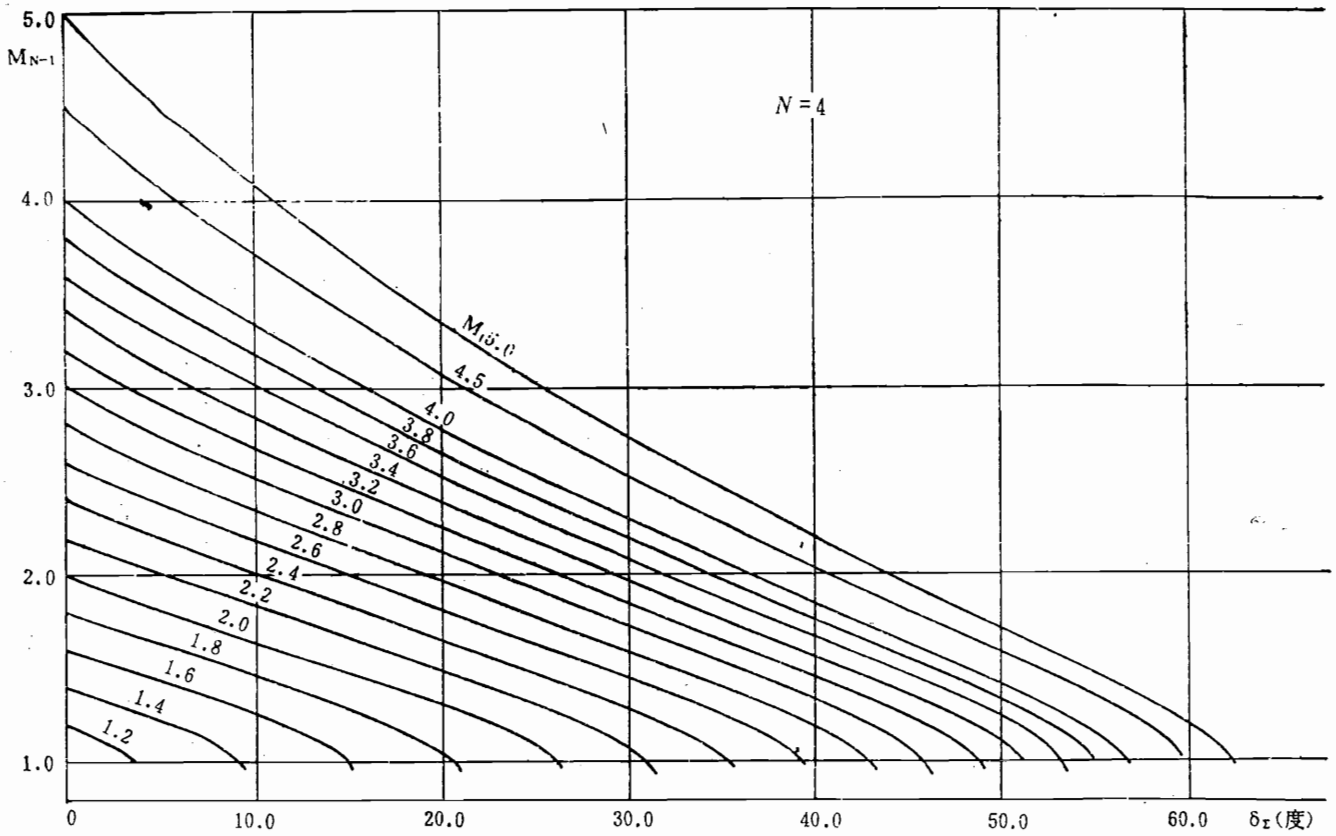
式中σ_N是无内收缩时结尾正激波的总压恢复系数。


N= 2
M_{N-1}
4.0
3.0
2.0
1.0
M_1=5.0
4.5
4.0
3.8
3.6
3.4
3.2
3.0
2.8
2.6
2.4
2.2
2.0
1.8
1.6
1.4
1.2
0
10.0
20.0
30.0
40.0
δ_z(度)

(a)


5.0
M_{N-1}
4.0
3.0
2.0
1.0
$N=3$
$M_1=5.0$
4.5
4.0
3.8
3.6
3.4
3.2
3.0
2.8
2.6
2.4
2.2
2.0
1.8
1.6
1.4
1.2
0
10.0
20.0
30.0
40.0
50.0
60.0
δ_z(度)

(*b*)



(c)

图2-33　给定总折角下最佳波系进气道的进口马赫数

(a)二波系(一斜一正)的正激波前马赫数；(b)三波系(二斜一正)的正激波前马赫数；

(c)四波系(三斜一正)的正激波前马赫数。

2.3 超音速进气道中的其它损失

除了上述激波系引起的损失以外，由于气体粘性的作用，还有其它的损失。粗略地说，其它的损失可归为两类：(1)附面层影响；(2)理想波系的畸变。本节的任务是全面考察这些损失，并介绍一种经验的估算方法。

2.3.1 皮托式进气道

对于大多数超音速进气道来说，由于几何形状极其复杂，结尾正激波一般都不是正好垂直于气流方向的平面激波。简单的皮托式进气道是唯一的例外，实际的激波损失精确对应于正激波损失。在这种情况，其它损失只限于扩压器中附面层的影响。考虑到可能存在的压缩性影响，对于给定的进气道，确定损失的主要参数是唇口后喉道处的马赫数M_{th}。将此项损失与同一M_{th}下亚音速扩压器中损失的测量值相比较发现，从实用的观点看，二者完全一样(参看图2-34)。

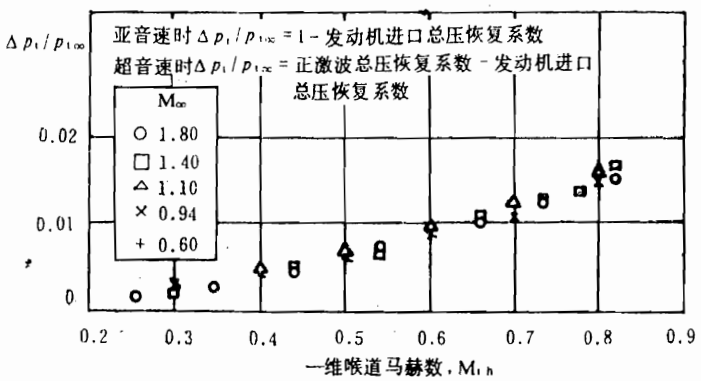


图2-34 超音速度托式进气道中的扩压器损失与亚音速时损失的比较

2.3.2 侧面皮托式进气道

超音速时，这种进气道的损失不仅与扩压器中的附面层影响有关，还与进口前的流动性质有关。图 2-35 表示亚音速和超音速侧面皮托式进气道入口前的流动情形。亚音速时的总压损失由入口前机体表面的摩擦损失Δp_{ta}(所谓的趋近损失)和扩压器内的损失Δp_{td}两部分组成，而超音速则还要加上正激波损失Δp_{ts}。下面将分别讨论这些损失的计算方法。

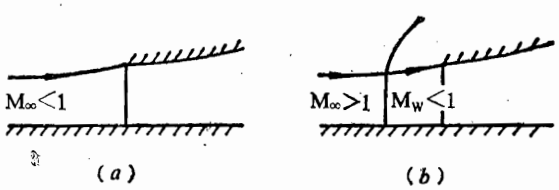


图2-35 侧面皮托式进气道入口前的流动图形
(a)亚音速自由流； (b)超音速自由流。

2.3.2.1 不可压流的趋近损失和扩压器损失

首先讨论不可压流中趋近损失和扩压器损失的计算方法，然后作压缩性修正，计算可压

流中的相应损失。

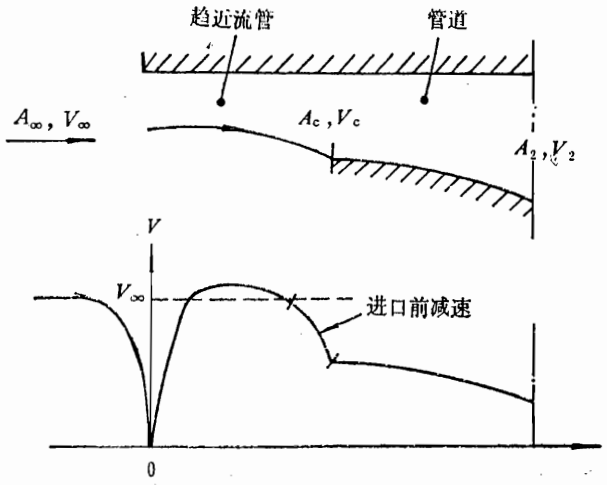


图2-36 进口前有外部湿表面的内流示意图

图 2-36 是进口前有外部湿表面的内流示意图。取长为 dl 的一小段内流管，应用动量定理可以证明，若以进口动压q_c为参考动压，摩擦引起的总压损失可表为

$$\frac{\Delta p_t}{q_c}=\int_o^{l_f}\left(\frac{A_c}{A}\right)C_f\frac{X}{A}dl \quad (2.30)$$

式中，A_c——进口捕获面积；C_f——表面摩擦系数；l_f——从机身驻点到扩压器出口的长度；χ——有摩擦力作用的当地周长（湿周长）；q_c——进口截面的动压。

这个损失可以表为趋近损失与管道损失之和：

$$\text{趋近损失}=\frac{\Delta p_{ta}}{q_c}=\int_o^{l_c}\left(\frac{A_c}{A}\right)^2C_f\frac{X}{A}dl \quad (2.31)$$

$$\text{管道损失}=\frac{\Delta p_{td}}{q_c}=\int_{l_c}^{l_f}\left(\frac{A_c}{A}\right)^2C_f\frac{X}{A}dl \quad (2.32)$$

参考图 2-36 下部的速度分布。进口前气流减速发生在入口前很短的一段距离内，而且机头或机翼前缘驻点区与肩部的超速区有抵消的趋势。故在趋近表面上，可近似假定速度不变，接近等于V_∞。于是得

$$\frac{\Delta p_{ta}}{q_c}=\int_0^{l_c}KC_f\left(\frac{A_c}{A_\infty}\right)^3\frac{X}{A_c}dl$$

$$=C_{Fa}\cdot\left(\frac{A_c}{A_\infty}\right)^3\frac{S}{A_c} \quad (2.33)$$

式中C_{Fa}是总趋近摩擦系数；A_c/A_∞是流量系数的倒数；$S=\int\chi dl$是受到摩擦作用的湿面积（如图 2-37 所示）；K 是一个经验系数，经验表明，对于许多实用情形，取$K=0.8$能得到足够好的近似结果。因进口前的流线难以精确计算，湿表面积S不容易准确地确定。实用上，可近似地用几何方法确定。对于机身周围的进气道，S取进口与机身表面交线两个端点到机头顶点的母线之间的面积；对于机翼上的进气道，取进口端点到前缘的两条弦线之间的面积。因子KS/A_c称为折合位置比，用符号J表示。于是，趋近损失可表为

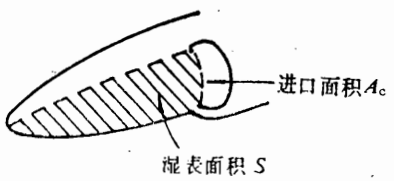


图2-37 趋近湿表面

$$\frac{\Delta p_{ta}}{q_c}=JC_{Fa}\left(\frac{A_c}{A_\infty}\right)^3 \quad (2.34)$$

管道损失Δp_{t_a}可以利用锥形扩压器的实验结果。根据(2.35)式，

$$\frac{\Delta p_{td}}{q_c}=\int_{l_c}^{l_f}\left(\frac{A_c}{A}\right)^2 C_f\frac{X}{A}dl$$

$$=C_{Fd}\int_{l_c}^{l_f}\left(\frac{A_c}{A}\right)^2\frac{X}{A}dl=IC_{Fd} \tag{2.35}$$

式中

$$I=\int_{l_c}^{l_f}\left(\frac{A_c}{A}\right)^2\frac{X}{A}\mathrm{d}l \tag{2.36}$$

I是一个纯几何量，称为管道积分，可以很容易地按管道形状算出。C_{Fd}是扩压器的有效总摩擦系数，可按当量锥形扩压器的实验数据确定。扩压器当量锥角θ的定义为：

$$\mathrm{tg}\frac{\theta}{2}=\frac{2(X_cA_e-X_fA_c)}{\chi_c\chi_f(l_c-l_f)} \tag{2.37}$$

式中的X_c是进口截面的湿周长。

当量锥形扩压器的C_{cd}可根据当量锥角θ和当量雷诺数，按当量平板的摩擦系数确定（图2-38）。当量平板雷诺数按进口水力直径确定

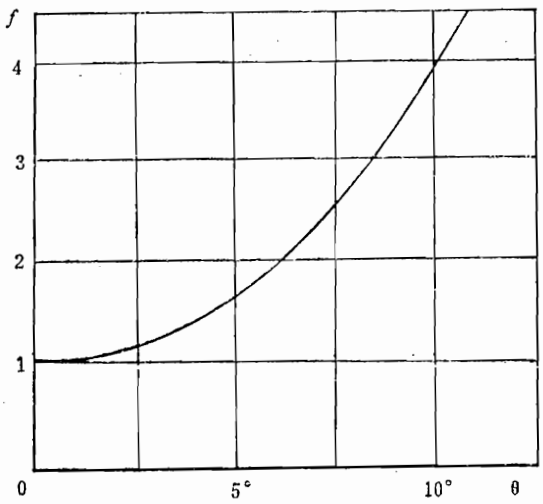


图2-38 管道中的有效摩擦系数

$f=\frac{C_{Fd}}{C_F}$（平板）；θ为管道的当量角。

$$(\mathrm{Re})_{eq}=\frac{4A_c}{X_c}\cdot\frac{V_c}{\nu} \tag{2.38}$$

根据上述，不可压流中侧面皮托式进气道的总压损失可表为

$$\frac{\Delta p_t}{q_c}=IC_{Fd}+JC_{F_a}\mu^3 \tag{2.39}$$

式中$\mu=A_c/A_\infty$，是流量系数的倒数。

2.3.2.2 趋近损失和扩压器损失的压缩性修正

可压缩流的连续方程为：

$$\rho VA=C$$

摩擦引起的总压损失可表为：

$$\frac{\Delta p_t}{q_c}=\int_o^{l_f}\frac{q}{q_c}C_f\frac{X}{A}\mathrm{d}l=\int_o^{l_f}\frac{\rho_cA_c^2}{\rho A^2}C_f\frac{X}{A_c}dl \tag{2.40}$$

将损失分成趋近损失和管道损失两部分，并假定在趋近表面上，$\rho=\rho_\infty$；在管道内$\rho=\rho_c$。超音速时，第一个假定在激波到进口那个区域内显然是不对的。但这段距离相对于总的趋近

长度而言是个小量；即使这个相对长度不算很小，而总的趋近损失却很小（由于趋近表面小），所以第一个假定在超音速时可近似地使用。第二个假定是承认管道内全是亚音速流，且实际上接近于不可压流。于是摩擦损失可表为：

$$\frac{\Delta p_t}{q_c}=IC_{Fd}+JC_{Fa}\frac{\rho_c}{\rho_\infty}\left(\frac{A_c}{A_\infty}\right)^3 \tag{2.41}$$

或

$$\frac{\Delta p_t}{q_\infty}=IC_{Fd}\frac{\rho_\infty}{\rho_c}\left(\frac{A_\infty}{A_c}\right)^2+JC_{Fa}\left(\frac{A_c}{A_\infty}\right) \tag{2.42}$$

关于超音速时的激波损失，可按波前马赫数，用正激波公式或相应的可压流数值表求得。在以后的讨论中，总压损失希望用自由流总压表示。为了将 $\Delta p_t/q_\infty$ 转换为 $\Delta p_t/p_{t\infty}$，可以用下列关系式

$$\frac{p_t}{q}=\frac{1}{k\mathrm{M}_\infty^2}\left(1+\frac{k-1}{2}\mathrm{M}_\infty^2\right)^{k/(k-1)}\left(\frac{p_t}{p_{t\infty}}\right) \tag{2.43}$$

利用上面叙述的方法，计算了 $\mathrm{M}_\infty=1.6$ 时某进气道的总压损失，并与实验结果进行比较。结果发现，算出的上述三部分损失之和比实际损失小得多，差值超过10%以上。这个差值称为干扰损失 Δp_{ti}。于是总压损失可表为

$$\Delta p_t=\Delta p_{ta}+\Delta p_{ta}+\Delta p_{ts}+\Delta p_{ti} \tag{2.44}$$

下面讨论干扰损失的计算方法。

2.3.2.3 入口前的流动性质

为了导出计算干扰损失 Δp_{ti} 的适当公式，应该首先对入口前的流动性质有所了解。图2-39给出马赫数0.51和1.20时进口平面位置的马赫数分布型。(*a*)为 $\mathrm{M}_\infty=0.51$ 的情形，实质上是不可压流。当流量系数 $A_\infty/A_c=1.0$ 时，进口前流动无压强梯度，马赫数型与拿走进

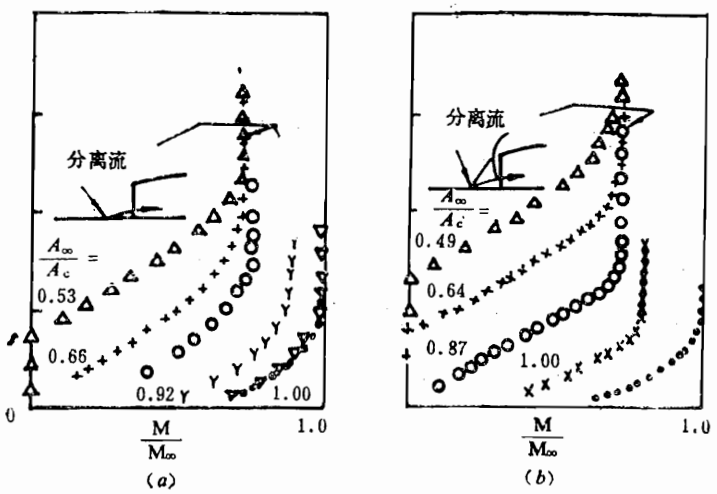


图2-39 进口平面上的马赫数分布型

(*a*)$\mathrm{M}_\infty=0.51$；(*b*)$\mathrm{M}_\infty=1.2$。

纵坐标为(表面上方距离)/(进口高度)

·号表示无进气道的平板分布型

气道后平板上的分布型一致。随着流量系数减小，入口前流动受到逆压梯度的作用，进口处附面层加厚，且速度型发生变形。到流量系数等于0.66，厚度达原有值的两倍，且速度型接近于线性。当流量系数小于此临界值时，附面层分离，进口底部出现死水区。随着流量系数进一步减小，分离点前移，死水区高度增大，进口处的静压保持等于临界值或分离值不变。同时，进口处分离层以外的马赫数也保持不变。

马赫数1.20时的分布型基本上有相似的特性，但有两点重要的差别：(1)在流量系数等于1.0时，进口平面有一正激波，分布型对应于正激波后的亚音速马赫数，波前后的附面层厚度保持不变。(2)附面层开始分离的临界流量系数比低 M_∞ 的情形要高得多(0.87)。

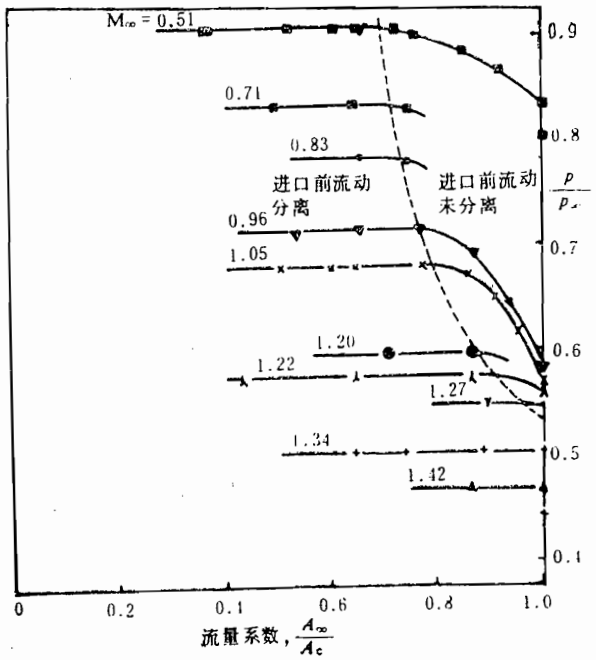


图2-40 进口静压随流量系数的变化

最后一点很重要。图2-40中静压与流量系数的函数关系可以说明这一点。在每个马赫数下，流量系数减小时，开始分离的标志是静压曲线变成水平线。不同马赫数下分离点的连线随着马赫数增大向较高的流量系数移动。M_∞超过1.0以后，移动很快；大约到自由流马赫数等于1.3时，在所有流量系数下都发生分离。这就是说，该马赫数下的正激波本身就足以使附面层分离。

当附面层分离时，表面上的流动方向发生突然改变，因而在超音速流中会形成分叉的激波。从风洞实验的纹影照片可以清楚地看出，没有分离时，进口前的激波接近于正激波，当出现分离时，底部出现"λ"形的分叉激波。

2.3.2.4 分离压强系数

盖特(Gadd)假定(参阅[19])，分离压强等于在无摩擦条件下使正常紊流速度型"膝部"($M/M_\infty=0.8$)流体停止下来的压强。据此导出分离压强系数的公式为

$$C_{pm}=\frac{2}{kM_\infty^2}\left[\left(\frac{1+\frac{k-1}{2}M_\infty^2}{1+0.64\frac{k-1}{2}M_\infty^2}\right)^{k/(k-1)}-1\right] \tag{2.45}$$

这个式子适用于所有的马赫数。对于不可压流的情形，取(2.45)式在 $M_\infty\to 0$ 的极限值，得

$$(C_{pm})_{M_\infty=0}=0.36 \tag{2.45a}$$

(2.45)式适用于压强突然升高(或压强梯度的无穷大)的附面层。如果压强梯度为有限值，由于主流不断向附面层内补充能量，在分离前能承受更大的压强升高而不分离。根据粗略的分析，分离压强系数可按下列经验公式计算：

$$C_{ps}=C_{pm}+\frac{f(M_\infty)}{J(\lambda-1)} \tag{2.46}$$

式中 $\lambda=X_c/X_a$，X_c——进口截面周线长度，X_a——与物面相连部分的长度；

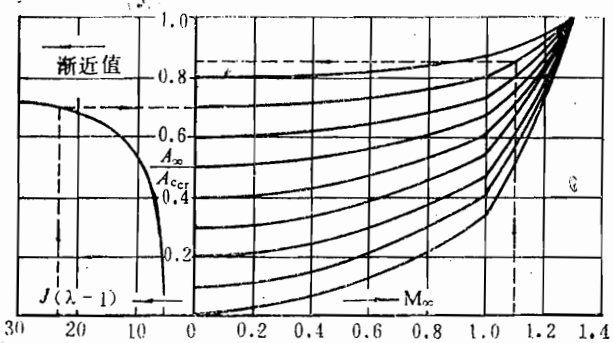


图2-41　进口前分离的临界流量系数

J——(2.34)式中的折合位置比，KS/A_c；

$f(M_\infty)$——根据图 2-40 实验曲线得出的函数。

据此，可以按一系列给定的$J(\lambda-1)$值，作出C_{ps}对M_∞的曲线。另外，还可以画一张等流量系数下进口处C_p随M_∞变化的曲线。两族曲线的交点就确定某M_∞和$J(\lambda-1)$具体组合下的分离临界流量系数。图 2-41 给出确定进口前分离临界流量系数的曲线。图中虚线表示一个例子，此进气道的$J(\lambda-1)=23$，飞行马赫数$M_\infty=1.1$，在流量系数小于0.85时进口前发生分离。上述图线的亚音速部分可能比超音速部分更准一些。在M_∞超过 1.0之后，主要特点是不分离的流量范围随M_∞增大而迅速减小，最后大致在$M_\infty=1.3$左右，此范围趋于零。

2.3.2.5　分离对进气道总压恢复的影响

在流动分离起重要作用时，分离点下游的紊流混合会引起总压损失。图 2-42 示出某侧面进气道的总压损失随马赫数的变化。图中总压损失用冲压效率表示：

$$\eta_R=(p_{t_2}-p_\infty)/(p_{t_\infty}-p_\infty) \qquad (2.47)$$

式中p_{t2}是发动机进口截面上的总压。图中曲线A是每个试验马赫数下的最大总压恢复系数，其流态对应于流量系数小于1.0的巡航状态。从图上可以看出，在不可压流的情形，全部损失都是摩擦损失；在试验马赫数为 1.4 时，摩擦和正激波损失加在一起，只有总损失的一半。其余部分来源于附面层和逆压梯度的干扰；超音速时还包括与激波的干扰。这部分损失称之为干扰损失。如前所述，随着流量系数进入分离范围，干扰损失逐渐增大。下面将就此作几点进一步的说明。

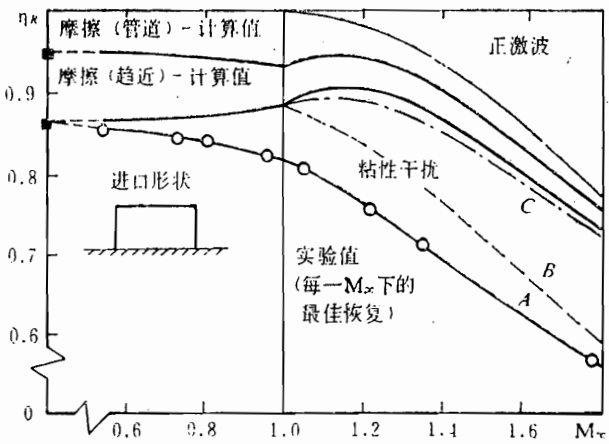


图2-42　侧面进气道总压损失的分解

(1) 超音速时进口前气流分离的特征是激波分叉，与正激波相比，附面层外经激波系的损失有所减小。在某些情形，必须单独计算这种总压损失的变化。对于现在的分析，一个方便的办法是仍然认为激波损失是由正激波引起的，而把激波分叉引起的损失变化看成是干扰损失的一部分。

(2) 将具有不同附面层捕获量(用折合位置比J或用以附面层动量厚度为基准的某参数因子表示)的曲线A外推至附面层为零的情形，就得到曲线B。这一结果表明，干扰损失由两部分组成。一部分与附面层捕获量有关，在亚音速和超音速时都存在；另一部分实质上与附面

层厚度无关(只要有附面层存在，不管多薄都一样)，只在超音速时才有。第2.3.2.3节中已经得出结论，激波使附面层畸变、分离的趋势与初始附面层的厚度无关，大致在马赫数超过1.3时，不管附面层多薄，激波本身就足以使附面层分离。在求干扰损失的经验公式时，将用到这两个损失分量的干扰性质。

(3) 在一个实际进气道中，发动机进口面积A_2大于进气道进口面积A_c，管内的气流都有逆压梯度。如果$A_2=A_c$，流量系数A_∞/A_c等于1.0，就可以避免激波以外的逆压梯度。图中的点划线表示这种人为情形的试验结果。可以看出，对于这种情形，即使在超音速时，干扰损失都很小。

根据上面的分析可见，干扰损失Δp_{ti}主要来源于紊流混合和激波变形。在Δp_{ti}的计算公式中，必须考虑的因素计有：

(1) 流量系数。其一般的定义是A_∞/A_c，但发动机进口截面的总压损失同时包括管道内外逆压梯度的影响。因此，最好采用总面积比A_∞/A_2。

(2) 附面层捕获量。可以采用折合位置比J或以外流附面层动量厚度为基准的面积比。在后一种情形，面积A_θ定义为$\theta\chi_a$，是进口位置未扰动附面层的动量厚度。因而捕获比为A_θ/A_c。

(3) 管道形状参数。除管道面积增大A_2/A_c这个因素以外，管道前段的面积增长率有重大的影响。如果进口前气流受到干扰后，进口内面积逐渐增大，最好能有点收缩，那可以减小紊流混合造成的损失。为此，引入另一个参数A_h/A_c，A_h是管长一半处的截面积。

结合这些因素，全面分析第2.3.2.3节中的实验结果，对于有外部附面层的皮托式进气系统，可按下列公式计算干扰损失[19]：

$$\frac{\Delta p_{ti}}{p_{t\infty}}=Q\left(G\frac{A_\theta}{A_c}\Phi+\Psi\right) \tag{2.48}$$

式中Q是流量因子，定义为

$$Q=1-\left(\frac{A_\infty}{A_2}\right)^3 \tag{2.49}$$

G是几何因子，定义为

$$G=\frac{4A_h-3A_c}{A_2} \tag{2.50}$$

自由流马赫数的影响用图2-43所示的两个函数Φ和Ψ表示。这两个函数是根据上面第(2)点说明中的结论整理出来的，Φ称为附面层函数，Ψ称激波函数。

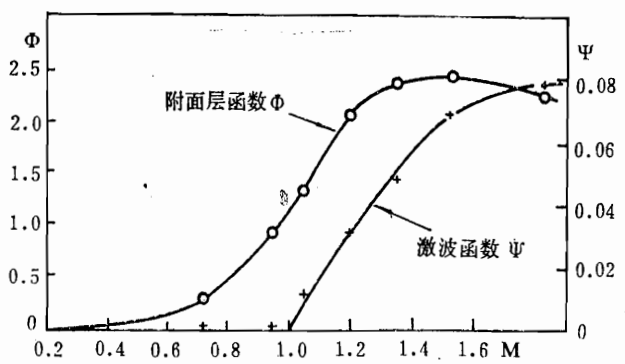


图2-43 确定干扰损失的函数Φ和Ψ

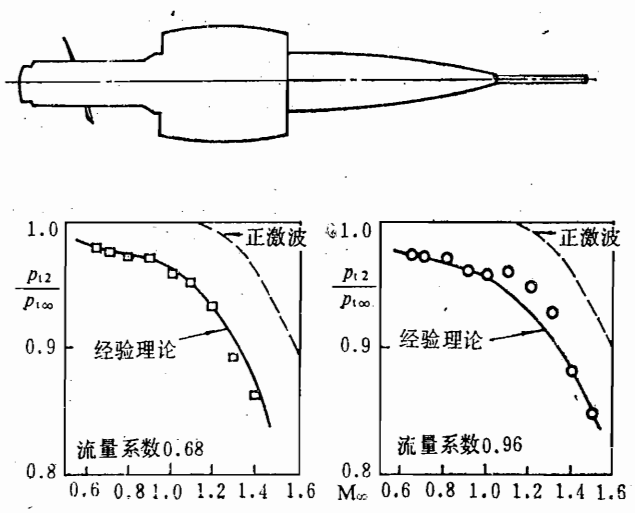


图2-44　用自由飞模型试验检验干扰损失计算方法

为了检验公式(2.52)的正确性，用一对半椭圆形进气道装在带拱形机头的圆柱机身上，进行了飞行试验，结果如图 2-44 所示。在两个流量系数下，试验结果与计算结果相当符合。

2.3.2.6　正激波分叉引起的总压损失变化

在上面计算公式中，由于附面层分离而使激波分叉引起的总压损失变化是包含在干扰损失之内的。然而，如果采用附面层泄除措施，或用分流器将进气道与相邻机体表面隔开，附面层不流入进气道，而激波分叉却依然存在，它影响一部分流入进气道的气流。这时就要求单独估计激波分叉所引起的总压损失变化。

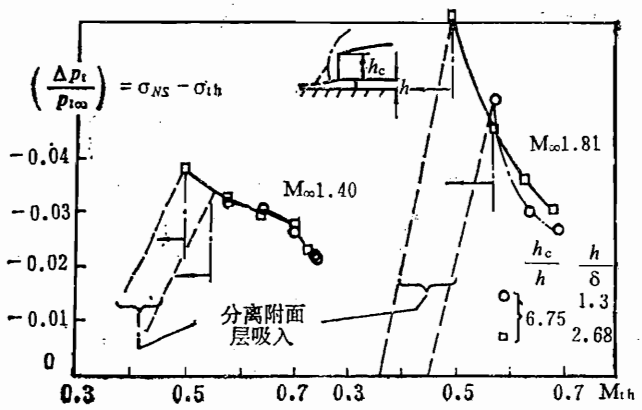


图2-45　激波分叉引起的正激波总压恢复系数的变化
σ_{NS}—正激波；σ_{th}—喉道处实际总压恢复系数。

进口流管中受影响的部分是未扰动附面层厚度(即未受进气道影响时进口位置的附面层厚度)与进口高度之比的函数，还取决于激波强度和波后的压强升高(即流量系数)。目前还缺乏定量确定这些参数影响的系统数据。图 2-45 表示正激波总压恢复的变化与喉道马赫数的关系。图中符号除说明者外，Δ表示进口位置未扰动附面层的厚度。从图中可以看出，由于激波分叉，总压恢复系数可增大2～6%。

2.3.3　外压式进气道中的干扰损失

计算外压式进气道附加损失的一种方法是利用干扰公式(2.48)。这时，进气道前压缩面上的附面层取代第2.3.2节中飞机表面附面层的地位。在某些情况(如机身侧面无分流装置的

式进气道)，可以将此附面层加到飞机附面层上去。干扰公式中的自由流条件(马赫数和附面层)用斜激波或等熵压缩结束后的条件代替，计算的干扰损失是由结尾正激波引起的。在低超音速时，干扰公式是适用的。由于缺乏直接的实验结果，A_θ 根据前压缩面上完全发展的紊流附面层计算，忽略斜激波(或等熵压缩区)的干扰效应。

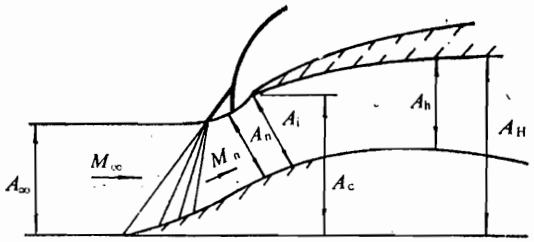


图2-46　干扰损失公式用于超音速外压式进气道时诸量的定义

在采用公式(2.48)时，替代的量如图2-46所示，列写如下：

马赫数M_n代替M_∞；

进口面积A_i代替A_c；

流管面积A_n代替A_∞(如进气流量系数为最大值，则$A_n=A_i$)；

代表性的管道面积是A_h(在半长度处)，而不是A_H。

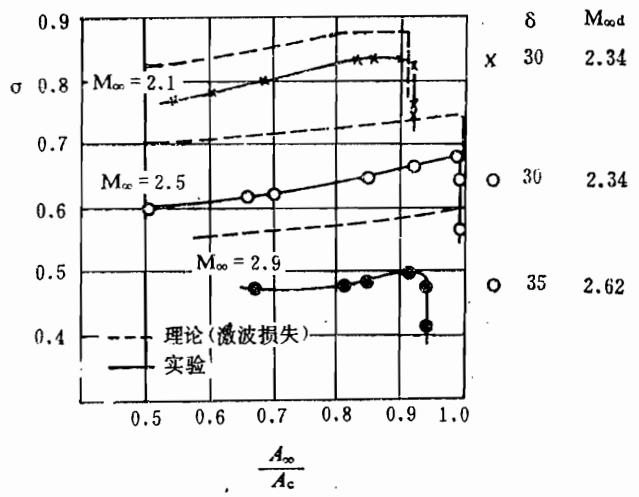


图2-47　三个锥形中心体进气道的附加损失
($M_{\infty d}$为额定马赫数)

图2-47是三个例子，比较了计算的激波总压恢复系数和实验值。可以看出，在这种情况下，附加损失(除激波以外的损失)的大小为总压的3～10%，一般随自由流马赫数增大而增大。将干扰损失公式用于图2-47中$M_\infty=2.5$的情形，在流量系数等于1.0时，干扰损失为4%，流量系数0.7时为6%。总损失公式中的摩擦项约为1%。在此具体情况下，尚有1.5～2%的损失得不到解释。

把干扰公式按这种方法用于外压式进气道，主要缺点是没有考虑"拐弯"损失，即在进口区域内与气流转弯变为轴向流动有关的损失。这种损失主要来源于理想化激波系的改变。考虑这种影响是很重要的。一方面由于它是上面考虑的附加损失的一部分；同时也由于它本身的重要性，因为在某些情况，它可能比附面层损失更重要。

2.3.4　轴对称进气道中折转损失的经验分析

2.3.4.1　全捕获流量柱形外罩的折转损失

对于全捕获流量下柱形外罩的折转损失，可以用简单的一维动量及连续方程进行分析。参考图2-48所示的控制区，假定2截面气流均匀，动量方程为

$$\rho_2 V_2^2 A_2 + p_2 A_2 - \rho_\infty V_\infty^2 A_\infty - p_\infty A_\infty + p_c A_c = 0 \qquad (2.51)$$

式中p_c表示压缩面上的平均压强，若唇口激波打在压缩面折点以后，p_c可用理论方法算出；A_c为压缩面的迎风面积。利用气动函数式(1.40b)，上式可化为

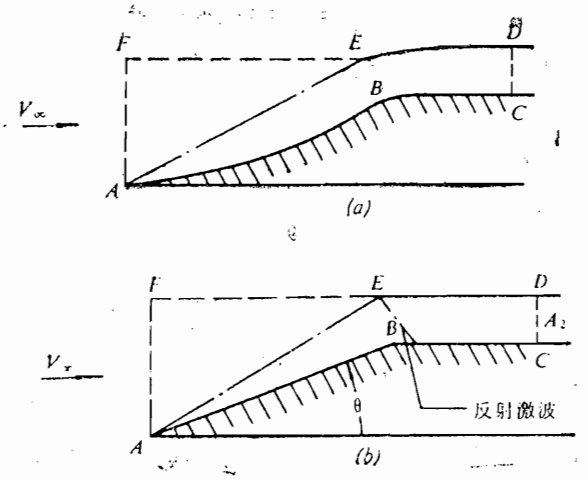


图2-48 进气道及控制区

(a)普通进气道；(b)零阻，肩角。

$$p_{t2}A_2f(\lambda_2)=p_{t\infty}A_\infty f(\lambda_\infty)-p_cA_c \tag{2.52}$$

连续方程可表为

$$p_{t2}A_2q(\lambda_2)=p_{t\infty}A_\infty q(\lambda_\infty) \tag{2.53}$$

两式相除得

$$N(\lambda_2)=\frac{q(\lambda_2)}{f(\lambda_2)}=\frac{q(\lambda_\infty)}{f(\lambda_\infty)-\dfrac{p_cA_c}{p_{t\infty}A_\infty}} \tag{2.54}$$

据此，按照自由流条件(M_∞或λ_∞)及进气道的几何参数，可算出$N(\lambda_2)$。同一个$N(\lambda_1)$值，对应两个不同的λ_2值，一个超音速，一个亚音速。在本问题中，2截面取在结尾正激波以后，应取亚音速值。图 2-49 给出亚音速时的$N(\lambda_2)$与λ_2的关系。据此可以按已知的$N(\lambda_2)$值，方便地查出相应的λ_2。对应的总压恢复系数可按连续方程求出：

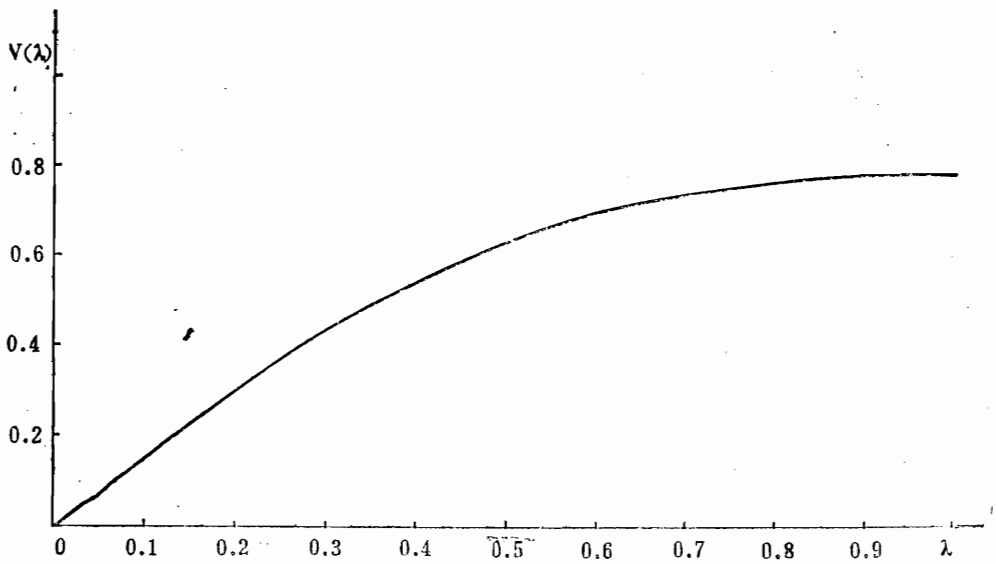


图2-49 亚音速时$N(\lambda)$和λ的关系

$$\frac{p_{t2}}{p_{t\infty}}=\frac{A_\infty q(\lambda_\infty)}{A_2 q(\lambda_2)} \tag{2.55}$$

应该说明，在本分析中认为2截面上气流是均匀的，而实际上进口附近喉道处的流动是不均匀的。这相当于假定有一个很长的等截面段，在此段内由进口处的不均匀气流转变为2截面上的均匀气流。因此这样算出的损失还包括气流由不均匀变为均匀的混合损失。也就是说，用这种方法算出的总压恢复系数包括进口前的激波损失及内激波和混合损失(但不包括壁面摩擦损失)。分析表明，对于畸变不太厉害的不均匀流，平均马赫数在0.7以下时，按流量平均的总压与截面混合变为均匀流的总压(称为有效总压)几乎相等。因此，若假定喉道处的不均匀流在亚音速扩压器内等熵扩压，其流量平均总压不变，等于喉道处的有效总压。

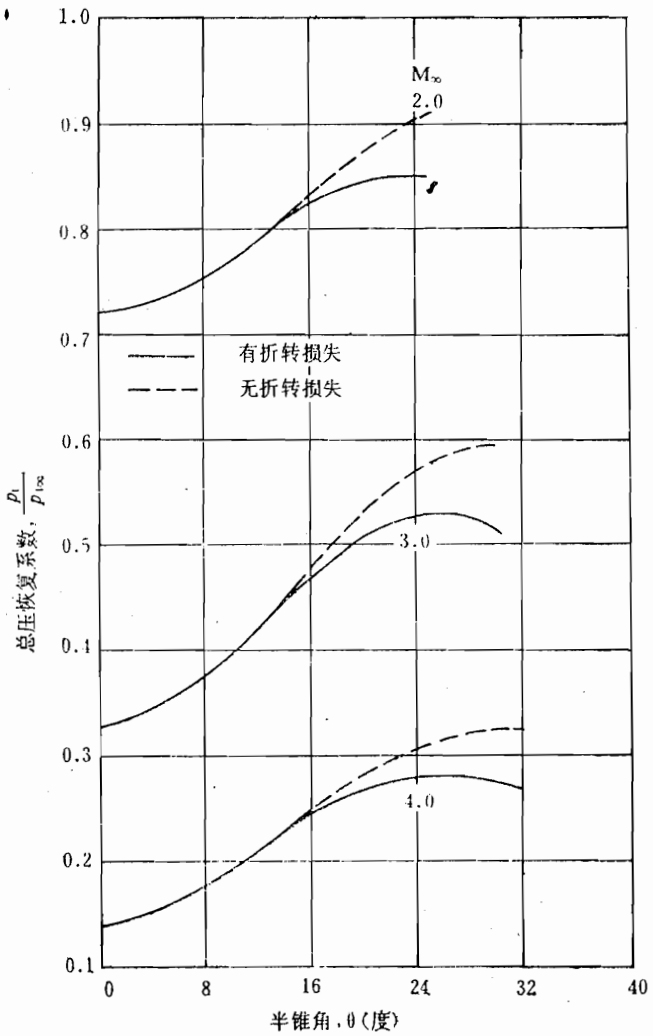


图2-50　无内收缩单锥进气道的总压恢复

图2-50给出无内收缩单锥进气道总压恢复的计算结果。虚线表示无折转损失的情形，实线为按本方法计算、有折转损失的情形。从图上可以看出，折转损失随着半锥角的增大而迅速增大。此外，从图上还可以看出，考虑了折转损失以后，总压恢复系数最大的最佳锥角减小了。如$M_\infty=4.0$的情形，最佳半锥角由不计折转损失时的32°降为25°。这对进气道设计是有利的。

2.3.4.2　压缩面肩部圆角的影响

在压缩面投影面积相同的条件下，肩部做成圆角将使气流在曲线壁上膨胀，从而使压缩面上的平均压强减小。由(2.54)式可见，这时$N(\lambda_2)$减小，从而总压恢复系数增大。若曲线部分取为圆弧，则表面压强可近似按普朗特-迈耶流计算(参看图2-51 b)，当$A_s/A_c=0.1$，$M_\infty=3.0$，4.0时，总压恢复系数约提高0.01。

2.3.4.3　非全捕获流量时柱形外罩进气道的折转损失

对于非全捕获流量的情形，若已知进口前的气流平均马赫数及方向，可以取图2-51(a)所示的控制区，利用一维动量及连续方程，求出相应的折转损失。

取唇口前突角为ψ，进口处气流方向为α，则

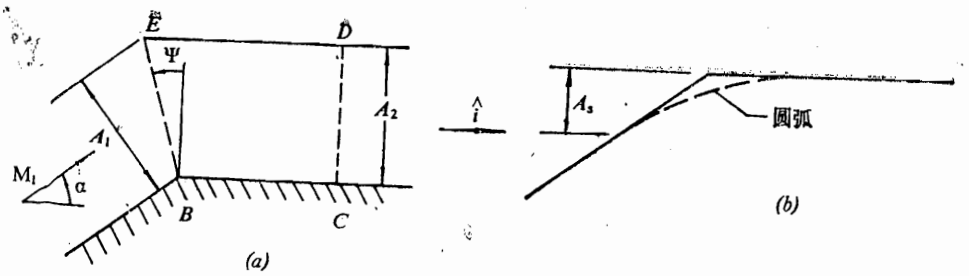


图2-51　折转损失计算控制区

(a)控制区；(b)肩部圆角。

$$\frac{A_1}{A_2}=\frac{\cos(\alpha-\psi)}{\cos\alpha}$$

动量方程为

$$\rho_1 V_1^2 A_1\cos\alpha+p_1 A_1\cos\psi/\cos(\alpha-\psi)=p_{t_2}A_2 f(\lambda_2)$$

化简后得

$$p_{t_2}f(\lambda_2)=p_{t_1}f(\lambda_1)-2p_{t_1}\left(\frac{q}{p_t}\right)_{\lambda 1}\left[1-\frac{\cos\alpha\cos(\alpha-\psi)}{\cos\psi}\right] \tag{2.56}$$

式中$f(\lambda)$——冲量函数，而

$$\left(\frac{q}{p_t}\right)_\lambda=\frac{\frac{1}{2}\rho V^2}{p_t}=\frac{k}{k+1}\lambda^2\left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda^2\right)^{\frac{1}{k-1}} \tag{2.57}$$

通常进口前都是超音速的，$\left(\frac{q}{p_t}\right)_\lambda$与$\lambda$的关系见图2-52。

连续方程为

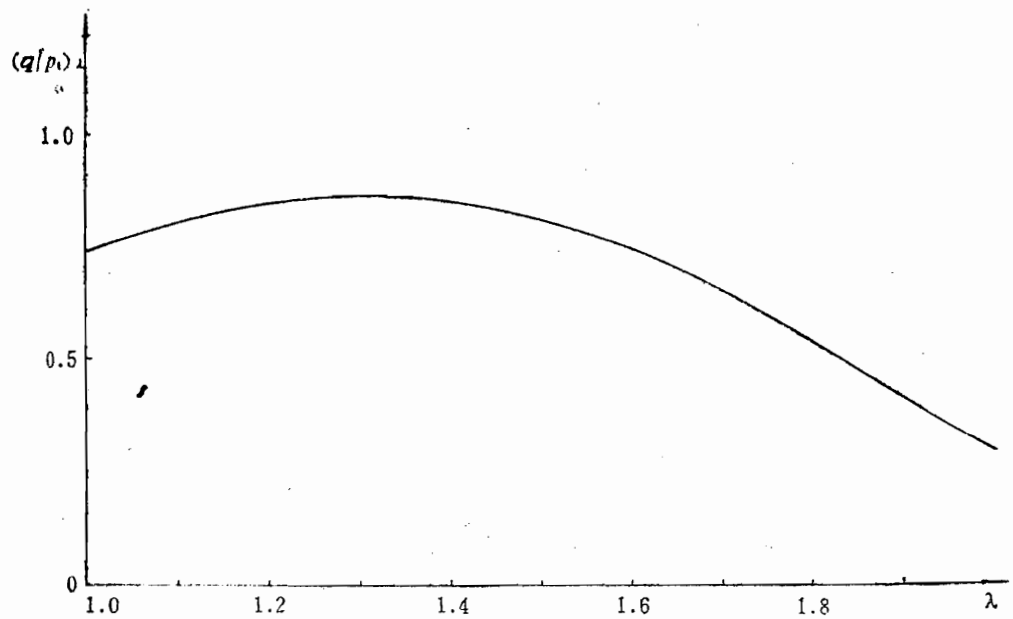


图2-52　$(q/p_t)_\lambda\lambda$与λ的关系 ($\lambda>1$)

$$p_{t2}q(\lambda^2)=p_{t1}q(\lambda_1)\frac{A_1}{A_2}=p_{t1}q(\lambda_1)\frac{\cos(\alpha-\psi)}{\cos\psi} \tag{2.58}$$

联解(2.56)式和(2.58)式，得

$$N(\lambda_2)=\frac{q(\lambda_1)\cos(\alpha-\psi)}{\cos\psi\{f(\lambda_1)-2(q/p_t)_{\lambda_1}\}\left[1-\frac{\cos\alpha\cos(\alpha-\psi)}{\cos\psi}\right]} \tag{2.59}$$

按给定的M_1(λ_1可求出)、α、ψ，取$N(\lambda_2)$的亚音速根λ_2，可求出总压恢复系数：

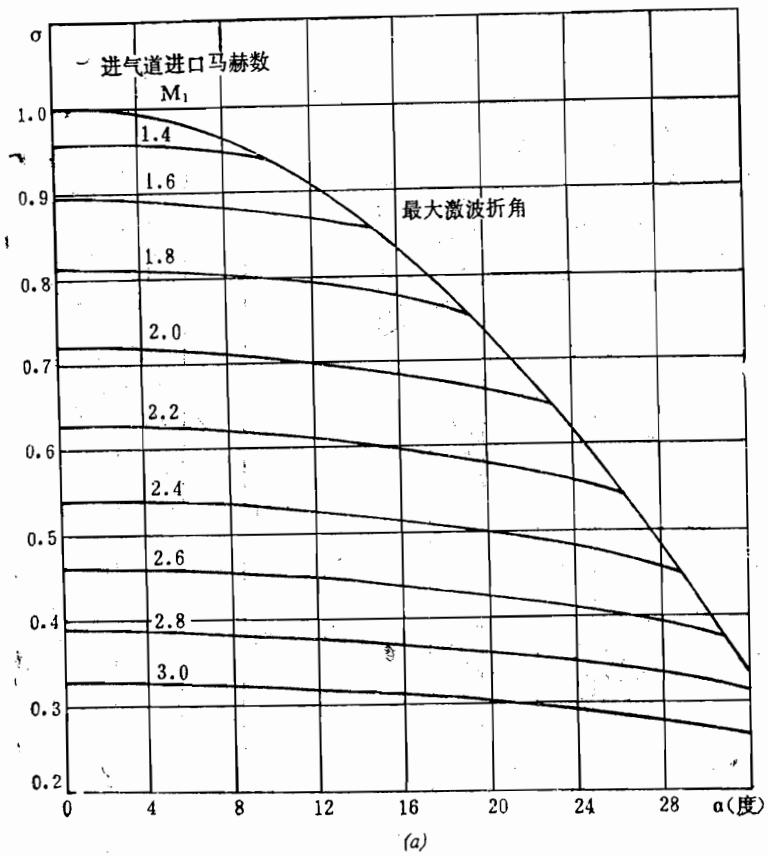
$$\frac{p_{t2}}{p_{t1}}=\frac{\cos(\alpha-\psi)}{\cos\psi}\cdot\frac{q(\lambda_1)}{q(\lambda_2)} \tag{2.60}$$

当$\psi=\alpha/2$时，没有内收缩，(2.59)式和(2.60)式化为

$$N(\lambda_1)=\frac{q(\lambda_1)}{f(\lambda_1)-2(q/p_t)_{\lambda_1}(1-\cos\alpha)} \tag{2.61}$$

$$\frac{p_{t2}}{p_{t1}}=\frac{q(\lambda_1)}{q(\lambda_2)} \tag{2.62}$$

当唇口正好在肩角B上方时，$\psi=0$，对应于无后掠的正激波进气道。故上列公式也适用于超音速飞行中有迎角的正激波进气道。同样也可用于有后掠的正激波进气道。



(a)

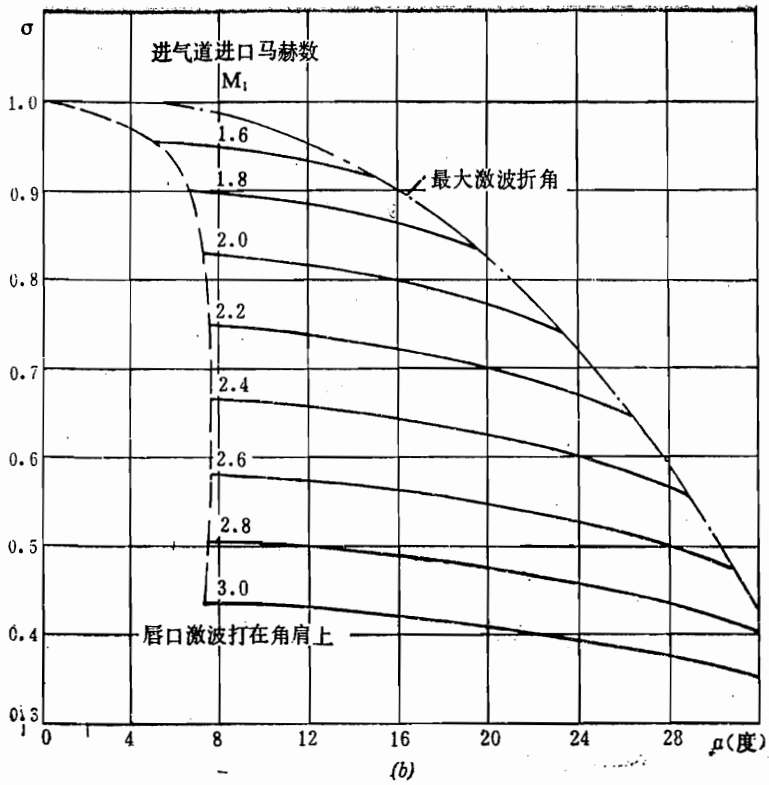
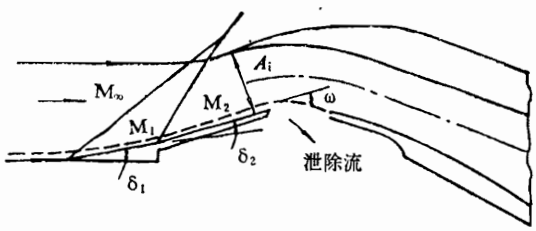


图2-53　折转总压恢复

$(a)\psi=\alpha/2$；$(b)\psi=\psi^*$ 。



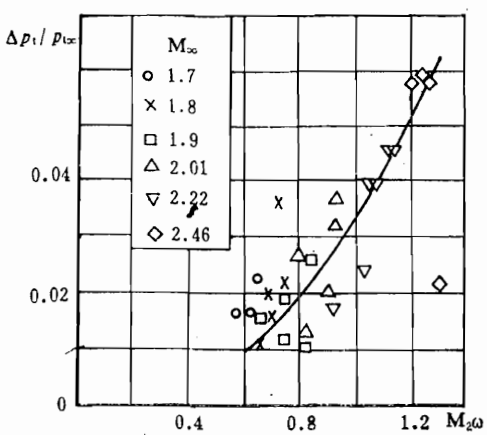


图2-54　双楔进气道总压损失的分解

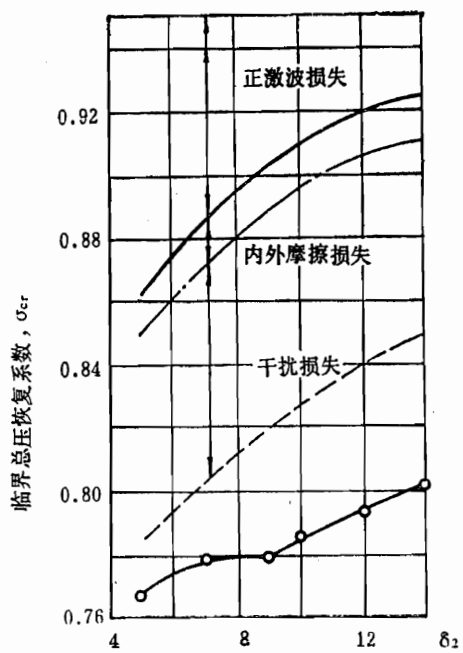


图2-55　双楔进气道折转损失
（泄除流量为零）

图2-53(a)是$\psi=\alpha/2$时按(2.61)和(2.62)式计算的结果；(b)是$\psi=\psi^*$（对应于刚发生壅塞的收缩比)时的结果。

对于轴对称外压式进气道，可用进口前锥型流场中的平均马赫数和方向，按上述方法估算折转损失。

图2-54给出一个双楔进气道的损失分析，此进气道的侧向溢流和入口前膨胀很小，实际的激波损失与理论值很接近。摩擦损失和干扰损失按第2.3节中所述方法计算。进气道总压恢复系数的计算结果和实测值接近，只差2～4%，那可归因于折转损失。

对于图2-55上部所示的具体进气道形状，图中给出了折转损失与折角ω和正激波前马赫数的关系。

对于绝大多数实用的矩形进气道，粘性损失很大，往往必须加装附面层泄除系统(如分流器、泄除孔、风斗等)。轴对称进气道很少采用泄除系统，原因主要是由于机械上的困难。

2.4 超音速进气道的附加阻力

2.4.1 附加阻力及溢流阻力的概念

在第2.1.1节中已经说明，附加阻力是预入流管"外壁"上的流向作用力。图2-56示出二维超音速进气道的三种工作情形。图中(a)表示$\varphi=1.0$的情形没有附加阻力。(b)为有超音速溢流的情形$\varphi(<1.0)$，波后预入流管"外壁"上的压强升高，产生附加阻力。对于这种情形，若自由流捕获面积A_∞和进气道最大截面积A_m都与(a)的情形相同，则超音速溢流时的附加阻力与外罩阻力之和基本上与(a)的情形相同。(c)为亚音速溢流的情形，这时进口前除斜激波外，尚有一道离体激波，波后压强大大升高，产生很大的附加阻力。

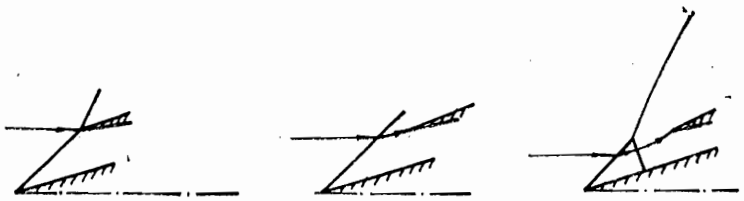


图2-56 二维超音速进气道三种工作情况的附加阻力

(a)$\varphi=1.0$；(b)$\varphi<1.0$，超音速溢流；(c)亚音速溢流。

对于进气道设计来说，重要的是进气道的总阻力(即附加阻力与外罩阻力之和)。在亚音速溢流的情形，附加阻力很大。然而波后亚音速气流绕唇口时会产生吸力，特别是钝唇口，这将使外罩上的阻力减小。对于同一进气道，$\varphi<1.0$时，把外罩阻力相对于全流量时外罩阻力的减小量记为ΔX，这部分应该从附加阻力中减去，剩余部分定义为溢流阻力，即

$$X_{sp}=X_a-\Delta X \tag{2.63}$$

式中

X_{sp}——溢流阻力；

X_a ——附加阻力；

ΔX ——全流量的外罩阻力与实际外罩阻力之差。

超音速进气道的唇缘半径一般都比较小，唇缘吸力不大，附加阻力在确定溢流阻力时起主要作用。

2.4.2 超音速溢流附加阻力的计算

2.4.2.1 二维进气道

现以图2-57所示的二维双楔进气道为例说明附加阻力的计算方法。计算步骤如下：

(1)按自由流马赫数$M_1=M_\infty$及楔角δ_1求出激波角β_1和波后马赫数M_2，压强比p_2/p_∞；再按 M_2，$\Delta\delta=\delta_2-\delta_1$，算出$\beta_2$，$M_3$，$p_3/p_\infty=\frac{p_3}{p_2}\cdot\frac{p_2}{p_\infty}$。

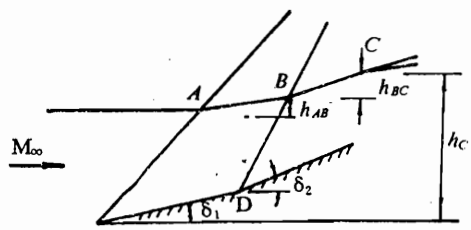


图2-57 二维双楔进气道超音速溢流附加阻力的计算

(2)由唇口C作第二级楔面的平行线与第二道斜激波交于B点，由此继续作第一级楔面的平行线，与第一道斜激波交于A点。流线段AB、BC在迎风面上的投影以h_{AB}、h_{BC}表示，外罩高度为h_C，则附加阻力系数可表示为

$$C_{sx}=\frac{(p_2-p_\infty)h_{AB}+(p_3-p_\infty)h_{BC}}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2 h_c}$$

化简后得

$$C_{xa}=\frac{2}{kM_\infty^2}\left[\left(\frac{p_2}{p_\infty}-1\right)\frac{h_{AB}}{h_c}+\left(\frac{p_3}{p_\infty}-1\right)\frac{h_{BC}}{h_c}\right] \tag{2.64}$$

相应的流量系数为

$$\varphi=\varphi_{max}=\frac{A_\infty}{A_c}=\frac{h_A}{h_c} \tag{2.65}$$

式中h_A为自由流捕获流管的高度。

2.4.2.2 单锥进气道

参看图2-58，圆锥激波后气流是不均匀的，进口自由流管边界是曲线，其上压强是变化的。这时靠积分流管表面上的压力求附加阻力相当麻烦。为此，简单的办法是用动量定理来求附加阻力。

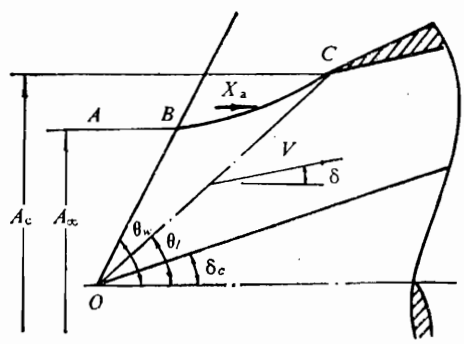


图2-58 单锥进气道超音速附加阻力的计算

按照锥形流理论，在连接锥尖和唇缘的射线OC上，流动参数是常数。取控制区$OBCO$，按动量方程，附加阻力为

$$X_a=mV\cos\delta+(p-p_\infty)A_{oc}\sin\theta_1-mV_\infty$$

式中$m=\rho_\infty V_\infty A_\infty$，是进口流量；$V_1$、$p_1$、$\delta$是射线$OC$上的流速、压强和气流折角；$A_{oc}$是以

OC线段为母线的锥面面积，且

$$A_{oc}\sin\theta_1 = A_c$$

由此得附加阻力系数

$$C_{xa} = \frac{X_a}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2 A_c} = \frac{p_\infty V_\infty A_\infty (V\cos\delta - V_\infty)}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2 A_c} + \frac{p-p_\infty}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2}$$

$$= 2\varphi\left(\frac{\lambda\cos\delta}{\lambda_\infty} - 1\right) + \frac{\alpha}{kM_\infty^2}\left[\frac{\sigma\pi(\lambda)}{\pi(\lambda_\infty)} - 1\right] \qquad (2.66)$$

式中φ是流量系数，可利用质量方程求出。因

$$\rho_\infty V_\infty A_\infty = \rho V\sin(\theta_1-\delta)A_{oc} = \frac{\rho V\sin(\theta_1-\delta)}{\sin\theta_1}A_c$$

故

$$\varphi = \frac{A_\infty}{A_c} = \frac{\sigma q(\lambda)\sin(\theta_1-\delta)}{q(\lambda_\infty)\sin\theta_1} \qquad (2.67)$$

σ是圆锥激波的总压恢复系数；λ、δ是M_∞和θ_1的函数，可以由锥形流表查出，也可以用锥形流场数值计算方法算出。

2.4.2.3 双锥进气道

对于超音速二级锥进气道，锥形流场后的第二道斜激波是弯曲的。为了计算这种进气道的附加阻力，要求确定第二道激波的形状和波后流场。这可以用第2.8.2节介绍的特征线法，作差分计算。但在做附加阻力的初步设计计算时，则可以用近似方法来确定这第二道激波。

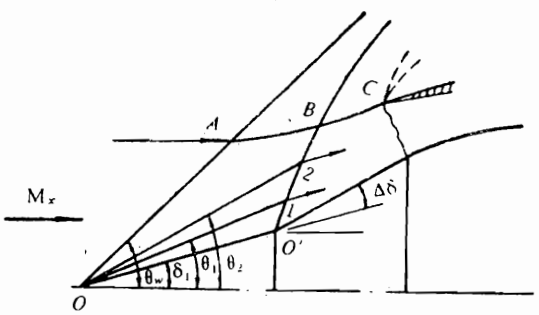


图2-59 超音速二级锥流场近似计算

参看图2-59，在第一级锥面和圆锥激波之间的流场是锥形流，气流参数与射线角θ的关系可以用第2.8.1.1节中所述的方法算出，也可以去查现成的圆锥激波数值表。要近似地确定第二道激波，可假设：气流经第二道激波的折角不变，等于第一和第二级锥角之差$\Delta\delta = \theta_{c2} - \theta_{c1}$。这样就可以从锥面开始，一步一步地算出第二道激波的形状和波后的气流参数。具体计算步骤如下：

(1) 按M_∞和θ_{c1}查出锥面马赫数M_O'；

(2) 按M_O'和折角$\Delta\delta$，算出或按平面激波图线求出激波角β_O'；

(3) 从折点O'开始，以斜率$m_0 = \mathrm{tg}(\theta_{c1} + \beta_O')$作一小段激波$O'1$；

4) 连接$O1$，其射线角为θ_1，按锥形流求出对应于此射线角的M_1及气流角δ_1；

(5) 按M_1，$\Delta\delta$求出激波角β_1。以激波斜率$m_1 = \mathrm{tg}(\delta_1 + \beta_1)$再作一小段激波1-2。

如此继续，直到第二道激波与圆锥激波相交为止。根据这种算法，不仅求出了第二道激波的形状，而且也求出了波后各点的气流参数。

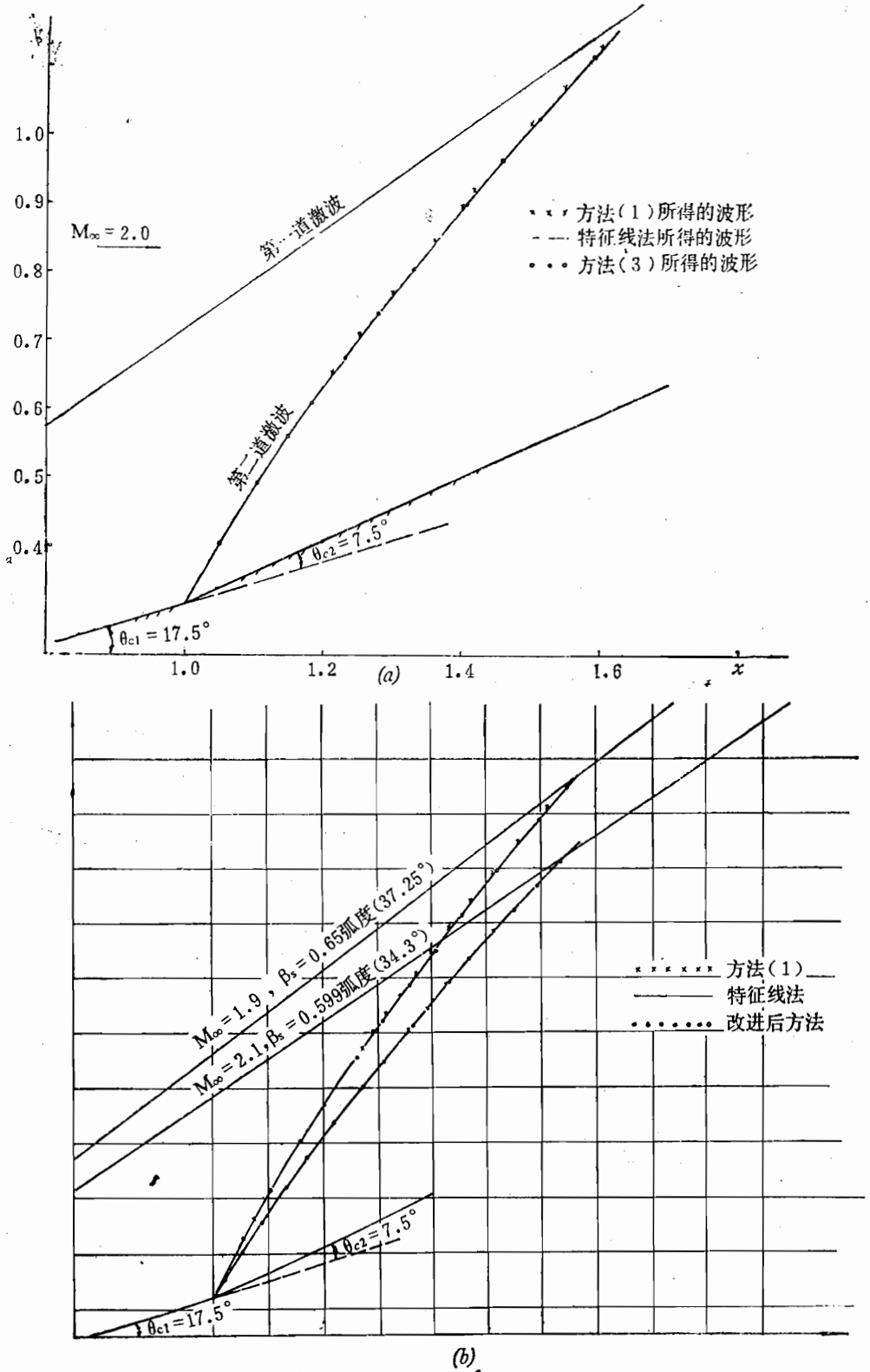
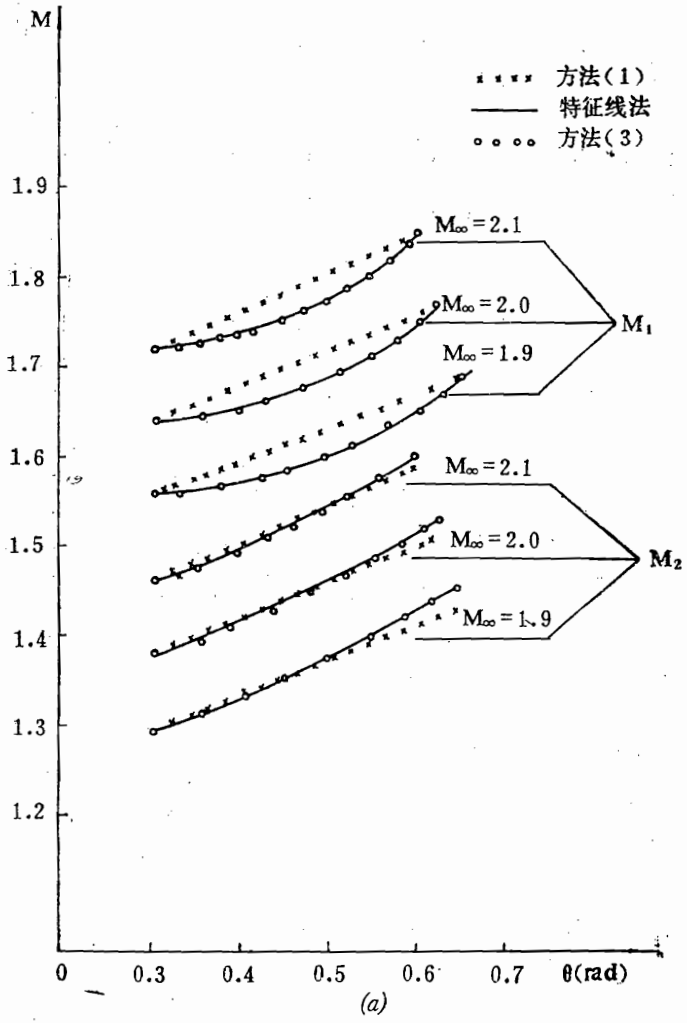
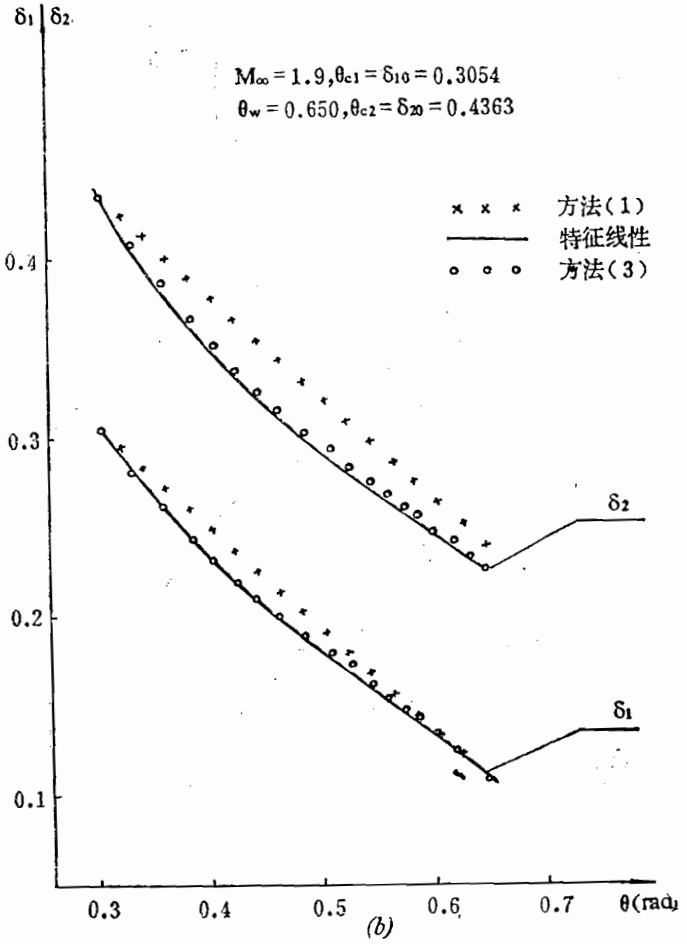


图2-60　二级锥激波形状计算结果的比较

(a)$M_\infty = 2.0$；(b)$M_\infty = 1.9$、2.0。


M
方法(1)
特征线法
方法(3)
1.9
1.8
1.7
1.6
1.5
1.4
1.3
1.2
M∞=2.1
M∞=2.0
M∞=1.9
M1
M∞=2.1
M∞=2.0
M∞=1.9
M2
0
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
θ(rad)

(a)


δ1 δ2
M∞=1.9,θc1=δ10=0.3054
θw=0.650,θc2=δ20=0.4363
方法(1)
特征线性
方法(3)
0.4
0.3
0.2
0.1
δ2
δ1
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
θ(rad)

(b)

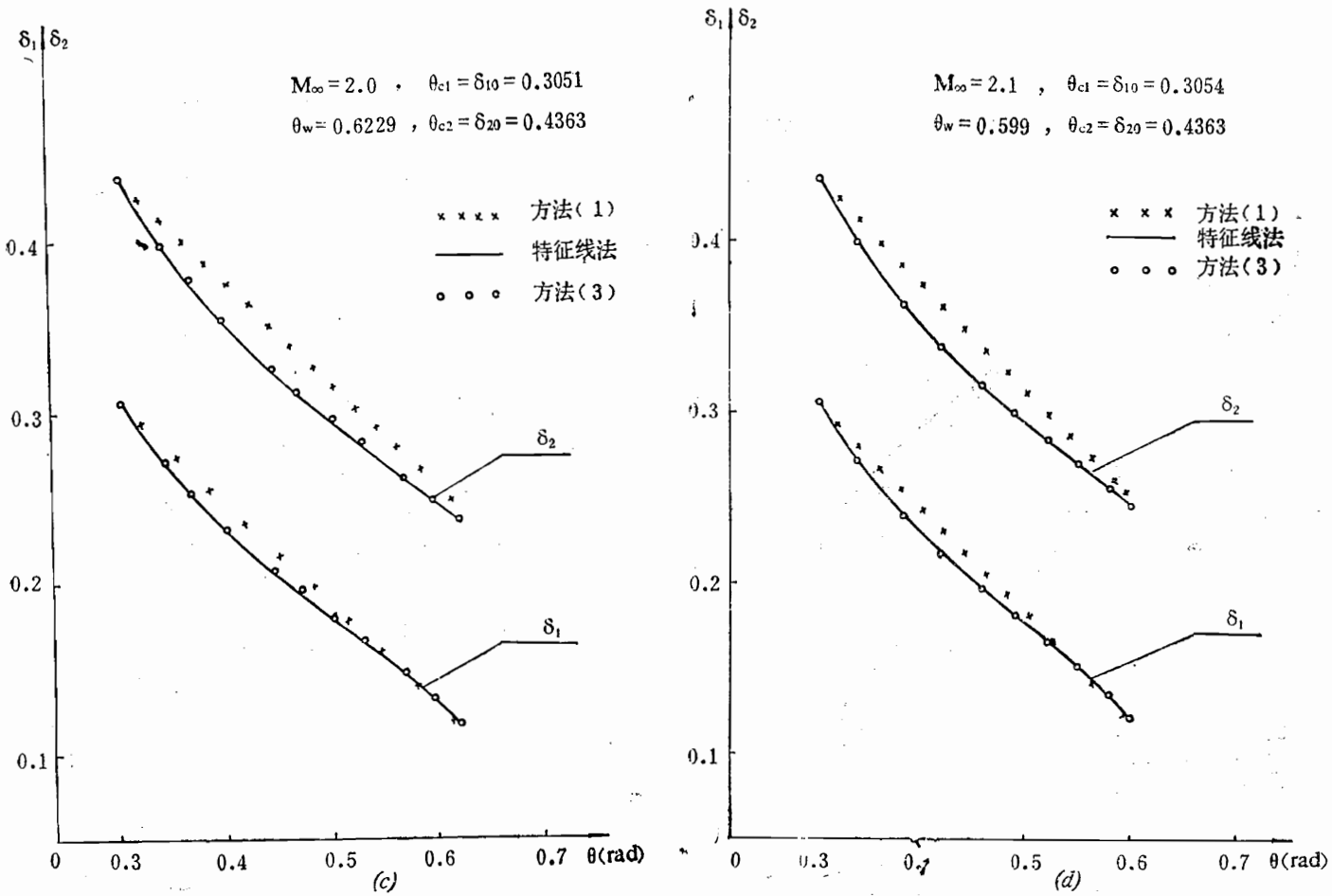


图2-61　第二道激波前后气流参数随射线角的变化

(a)马赫数的变化；(b)、(c)、(d)流向角的变化(M_∞=1.9、2.0、2.1)。

顺便指出，在选取计算步长时，最好选等激波弧段，而不要选取等射线角增量。在只需作粗略计算时，也可不计算锥型流场，而假定在锥面和圆锥激波之间，流向角δ和马赫数 M 按线性分布。图2-60给出$\theta_{c1}=17.5°$，$\theta_{c2}=7.5°$，$M_\infty=1.9,2.0$和2.1时的计算结果。为了进行比较，图上还给出了特征线法的计算结果。从图上可以看出，近似方法(图中的方法1)计算的激波形状是足够准确的。图2-61(a)、(b)给出第二道激波前后马赫数和流向角的计算结果。与特征线法相比，近似方法(图中的方法1)有一定的误差。本算例波后马赫数的最大误差约为0.025，流向角误差约为1.7°。在工程应用上，这是允许的。误差来源于两个方面：(1)锥形流场中马赫数与流向角不是直线分布；(2)经第二道激波的折角不是常数。

图2-62给出沿第二道激波折角$\Delta\delta$的变化。图中纵横坐标分别为无量纲折角和射线角，其定义为

$$\bar{\theta}=\frac{\theta-\theta_{c1}}{\theta_w-\theta_{c1}},\quad \Delta\bar{\delta}=\frac{\Delta\delta-\Delta\delta_c}{\Delta\delta_s-\Delta\delta_c}$$

式中

$$\Delta\delta_c=\theta_{c2}-\theta_{c1}$$

$$\Delta\delta_s=(\delta_{s2}-\delta_{s1}+\Delta\delta_c)/2$$

δ_{si}是自由流绕半顶角为$\theta_{ci}(i=1,2)$的圆锥时圆锥激波后的流向角。从图上可以看出，$\Delta\delta_s$与二波交点处气流经第二道激波的折角很一致($\Delta\delta_{\bar{\theta}=1.0}\approx 1.0$)。图中还给出了下列拟合曲线的结果：

$$\Delta\bar{\delta}=3\bar{\theta}+0.86\bar{\theta}^2-2.86\bar{\theta}^3 \qquad (2.68)$$

若用(2.68)式代替沿第二道激波折角为常数的假定，波前参数按锥形流计算，则波后参数的计算结果与特征线法的结果基本一致(图2-60、2-61中标为第三种方法的曲线)。

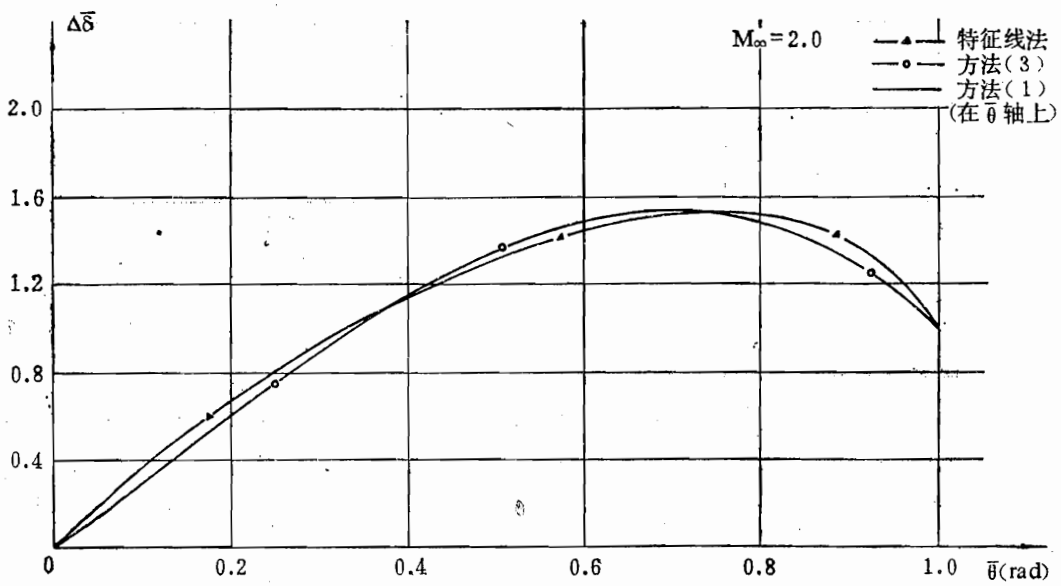


图2-62　沿第二道激波的折角变化

$$\bar{\theta}=\frac{\theta-\theta_{c1}}{\theta_w-\theta_{c1}};\quad \Delta\delta=\frac{\Delta\delta_1-\Delta\delta_c}{\Delta\delta_s-\Delta\delta_c}。$$

近似地确定了第二道激波的形状和波后参数之后，就可以近似确定超音速溢流情况下二级锥进气道的总压恢复系数和附加阻力了。

参考图2-59，一般双锥进气道的第二道激波离罩唇比较近，可以近似假定第二道激波和进口之间分界流线是直线，据此可求出进口流管的边界流线ABC，AB为锥形流的流线，BC段取为直线，倾角等于波后气流的倾角δ_B，B点的坐标可以用内插法求出。知道了B点以后，连接B点和锥尖，可以按第2.4.2.2节中单锥进气道的方法确定流量系数和沿AB段流管的附加阻力。BC段上的附加阻力近似等于B点的压强p_B乘以BC段流管的迎风投影面积。两部分相加，就得出总的附加阻力。

用这种方法还可以确定激波造成的总压恢复系数。图2-63给出二级锥面上的马赫数分布。曲线显示，二级锥面上的马赫数很快趋近以二级锥角θ_{c2}为半顶角的单锥锥面的马赫数M_{2c}。取此马赫数和B点波后马赫数的平均值，作为结尾正激波前的马赫数，即可确定正激波的总压恢复系数。相应地还可以近似确定进口平面上气流的平均方向。

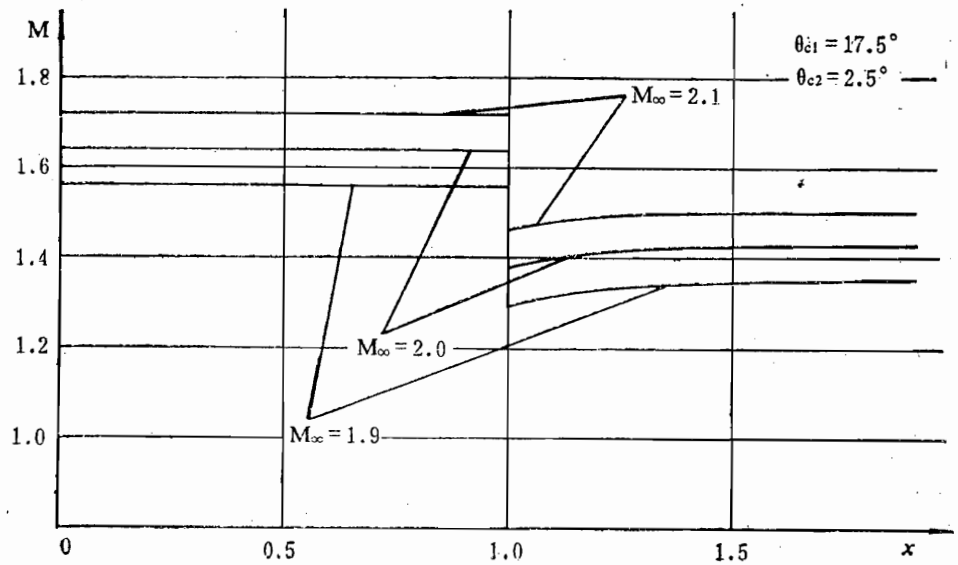


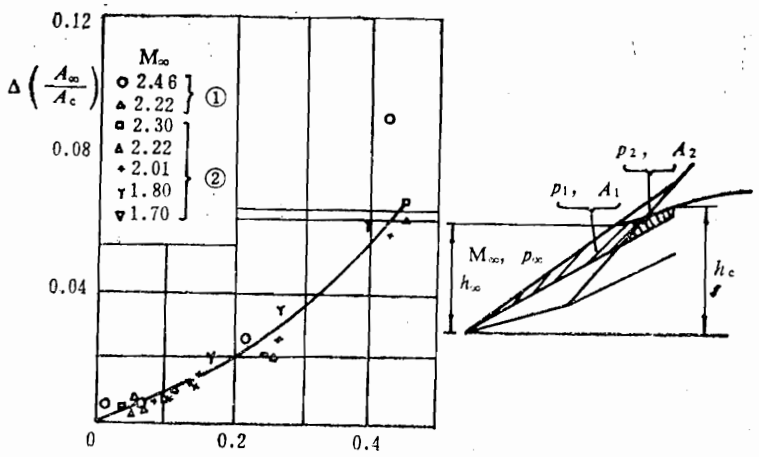
图2-63　双锥体锥面上的马赫数分布

2.4.2.4　楔形进气道的侧向溢流修正

对矩形进气道而言，如果斜激波全部被端板挡住，则流动完全是二维的，可以用前述各节的方法计算最大流量系数φ_{max}、总压恢复系数和附加阻力。如果没有端板或端板不够大，那么会产生侧向溢流。麦克格里高(McGregor)[19] 1971年提出了一个关联侧向溢流的参数G：

$$G=\frac{A_1}{A_c}\left(\frac{p_1}{p_\infty}-1\right)+\frac{A_2}{A_c}\left(\frac{p_2}{p_\infty}-1\right) \tag{2.69}$$

图2-64给出侧向溢流量$\Delta\varphi=\Delta(A_\infty/A_c)$与关联参数$G$的关系。



关联参数，G

图2-64　侧向溢流与关联参数的关系

①第二道斜激波在罩唇内；②第二道斜激波在罩唇外。

文献[3]提出了一种用小扰动锥形流理论计算侧向溢流的方法。图2-65画出二维进气道及横截面上的流动图形。流量系数的侧向溢流修正可按下式计算：

$$\Delta\varphi=C_i\frac{BK}{\pi}\frac{A_i}{A_c} \tag{2.70}$$

式中　$B=\sqrt{M_\infty^2-1}$　；$K=\mathrm{tg}\delta$

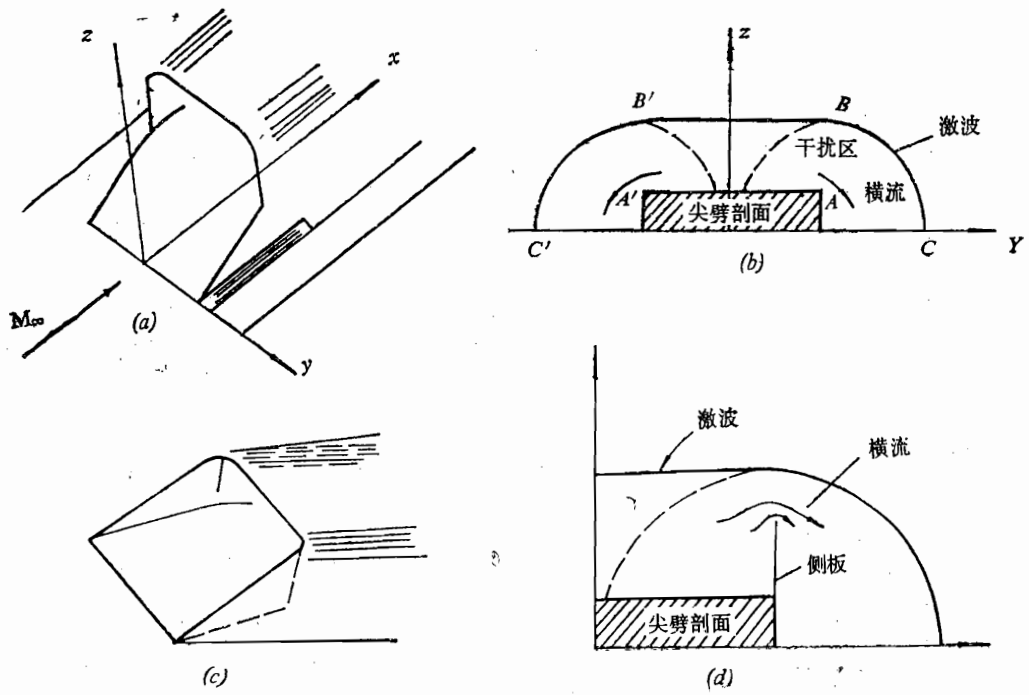


图2-65　二维进气道的侧向溢流

δ是压缩面的折角；A_1是图示三维区的干扰区面积；C_i是考虑端板高度的影响系数，当无端板时，$C_i=1.0$。图2-66给出C_i与Bh_c和Bh的关系，这里h_c是进口截面的高度，h是端板高度。实际计算时，B用ctgβ代替，此处β是激波倾斜角。利用干扰区线性叠加的方法，也可以计算二级楔的情形。

图2-67、2-68、2-69给出计算结果与实验结果的比较，计算结果令人满意。

求得了侧向溢流量$\Delta\varphi$，可按(2.71)式计算附加阻力增量ΔC_x：

$$\Delta C_x=2\Delta\varphi \tag{2.71}$$

这里ΔC_x以进口捕获面积作为参考面积。图2-70给出附加阻力修正量ΔC_x随M_∞的变化。计算结果与实验值相当符合。

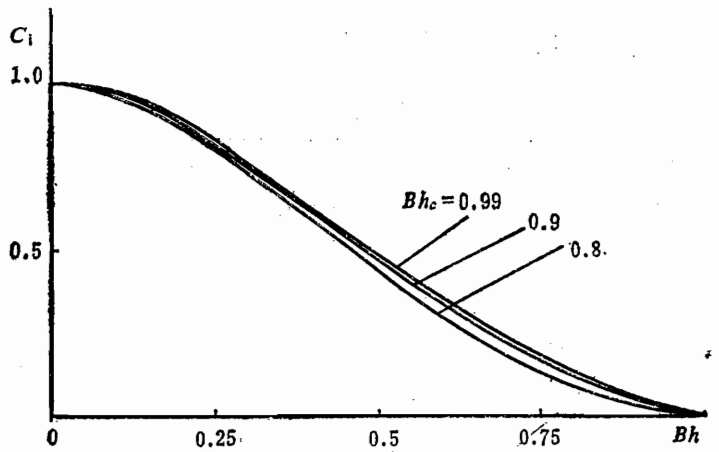


图2-36　端板的影响系数C_i

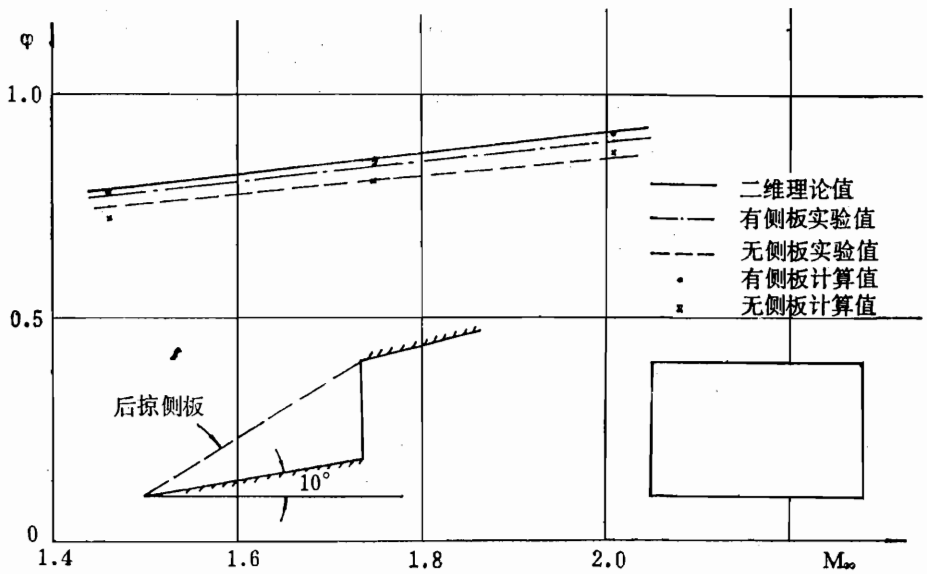


图2-67　单楔进气道的侧向溢流计算值与测量值的比较

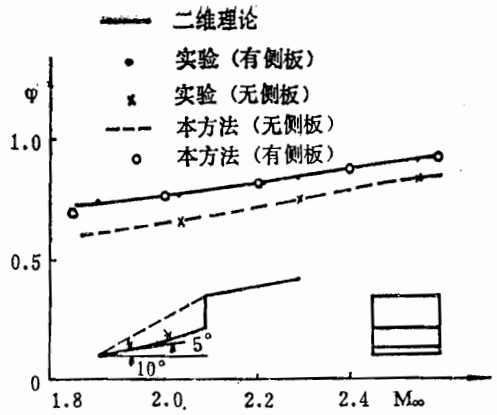


图2-68　双楔进气道侧向溢流的计算结果与测量值的比较

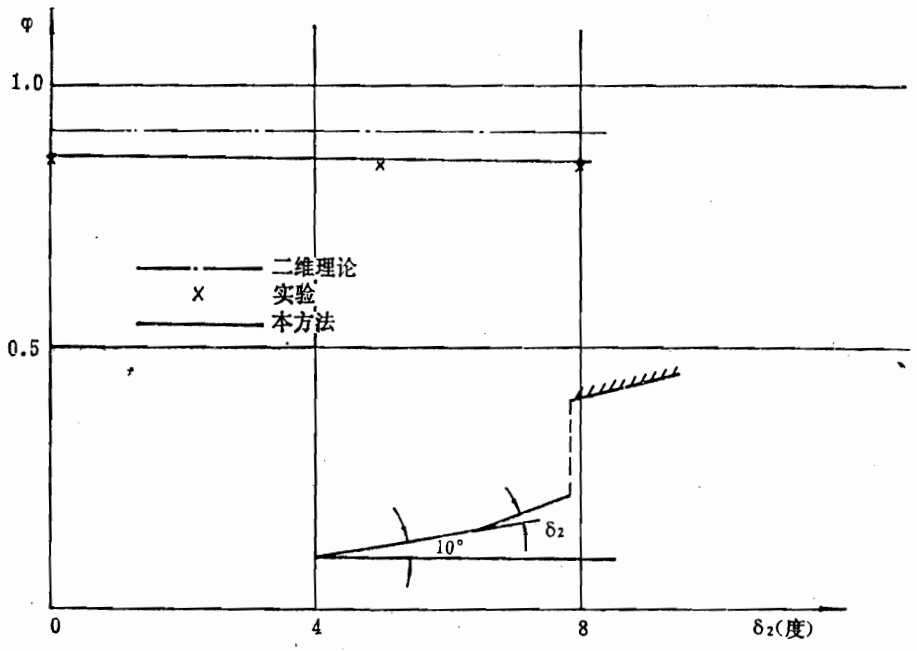


图2-69　侧向溢流量随二级楔角的变化

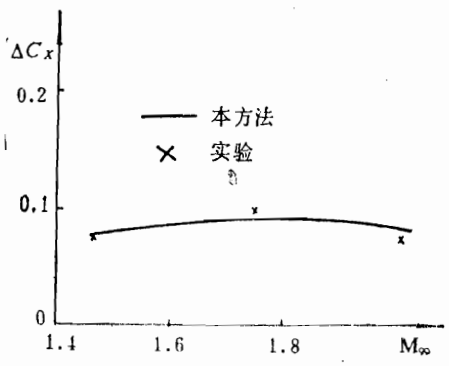


图2-70　侧向溢流量引起的附加阻力增量

2.4.3 亚音速溢流阻力的计算

当自由流为超音速时，如发生亚音速溢流，则进口前必有离体激波，波后亚音速气流绕过唇口时产生唇缘吸力，可以对消一部分附加阻力。这时最好同时考虑这两部分力的综合作用，即直接计算溢流阻力。

2.4.3.1 薄壁柱形外罩的溢流阻力

图2-71是亚音速和超音速流中，薄壁柱形外罩皮托式进气道在流量系数小于1.0时的流动图形。超音速时进口前有离体激波，进气道的阻力等于附加阻力与外罩阻力(实际上是一个负的阻力)之和。但对于薄壁柱形外罩，外罩上没有承力的迎风面积，吸力必为零，故这时附加阻力就等于溢流阻力(按定义，溢流阻力等于$\varphi<1.0$时的阻力与$\varphi=1.0$时的阻力之差，而现在$\varphi=1.0$时的阻力为零)。即

$$X=X_a=[(p_c-p_\infty)+\rho_c V_c^2]A_c-\rho_\infty V_\infty^2 A_\infty \tag{2.72}$$



(a) $M_\infty<1$　　(b) $M_\infty>1$

图2-71　薄壁柱形外罩的溢流阻力

在自由流为亚音速的情形，进口前无离体激波，这个阻力的产生完全是由于唇缘吸力丧失的结果。从流体运动的情形看，这是由于流量系数$\varphi<1.0$时唇缘气流分离的结果。把这样引起的阻力称为扰流阻力，用X_{df}表示。对于亚音速流中薄壁柱形外罩这种极端的情形，此阻力由(2.72)式确定。薄的尖唇外罩很接近这种假想的情形。

在超音速流时，进口前有离体激波，波后为亚音速流。这时产生阻力的原因除唇缘吸力丧失外，还有激波损失。设紧靠正激波后的气流参数以下标w表示，扰流阻力定义为

$$X_{df}=[p_c-p_w)+\rho_c V_c^2]A_c-\rho_w V_w^2 A_w \tag{2.73}$$

化成阻力系数的形式(以A_c和自由流动压为基准)，得

$$(C_x)_{df}=\frac{2\sigma}{M_\infty^2}\frac{\pi(\lambda_c)}{\pi(\lambda_\infty)}\left[1-\frac{\pi(\lambda_w)}{\pi(\lambda_c)}+kM_c^2\right]-2\sigma\varphi\cdot\frac{M_w^2\pi(\lambda_w)}{M_w^2\pi(\lambda_\infty)} \tag{2.74}$$

式中　$\pi(\lambda)$——气体动力学函数之一，见式(1.34)；

$\lambda_w=1/\lambda_\infty$；

$q(\lambda_c)=\varphi q(\lambda_w)$；

σ——正激波的总压恢复系数。

在亚音速时，取$\lambda_w=\lambda_\infty$，$\sigma=1.0$，(2.74)式仍然适用。

总的溢流阻力(现在就等于附加阻力)与扰流阻力之差是由正激波引起的阻力，称为正激波阻力，以X_{ns}表示，即

$$X_{ns}=X_a-X_{cf}=(p_w-p_\infty)A_c-(\rho_\infty V_\infty^2-\rho_w V_w^2)A_\infty$$

利用正激波前后的动量关系：

$$p_\infty+\rho_\infty V_\infty^2=p_w+\rho_w V_w^2$$

最后得

$$X_{ns}=(p_w-p_\infty)(A_c-A_\infty) \tag{2.75}$$

从这个式子可以看出，正激波阻力随流量系数减小而直线增大，随来流马赫数M_∞的增大而增大。图2-72给出扰流阻力系数$(C_x)_{df}$和正激波阻力系数$(C_x)_{ns}$同φ和M_∞的关系。

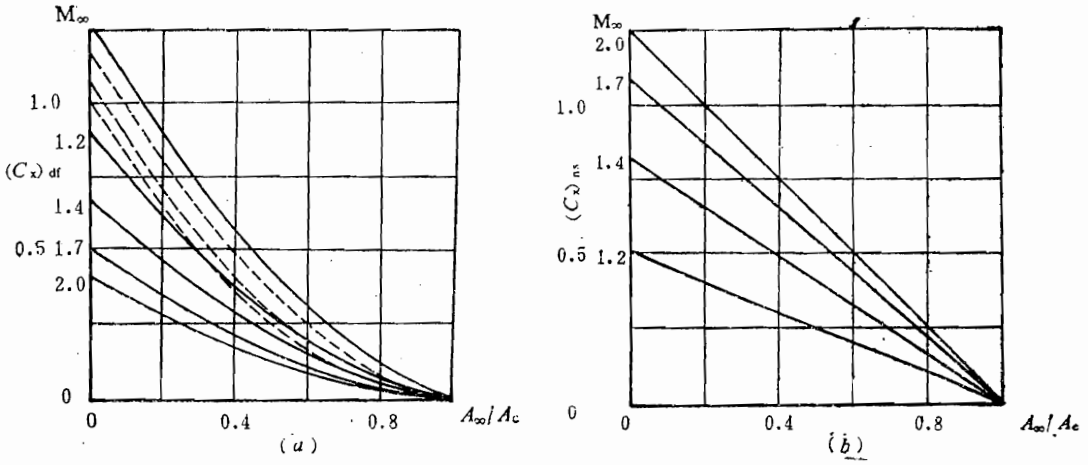


图2-72　扰流阻力系数$(C_x)_{df}$和正激波阻力系数$(C_x)_{ns}$与流量系数和自由流马赫数的关系
(a)扰流阻力系数；(b)正激波阻力系数。

图2-73给出$\varphi=0.7$时，薄壁柱形外罩溢流阻力随M_∞的变化。总的溢流阻力等于附加阻力。亚音速时，正激波阻力$X_{ns}=0$，溢流阻力就等于扰流阻力，在$M_\infty=1.0$时达到最大值。超音速以后，正激波阻力迅速增大，总阻力等于扰流阻力与正激波阻力之和。从图上可以看出，在$M_\infty=1.8$以后，扰流阻力所占的比例很小，溢流阻力接近等于正激波阻力。

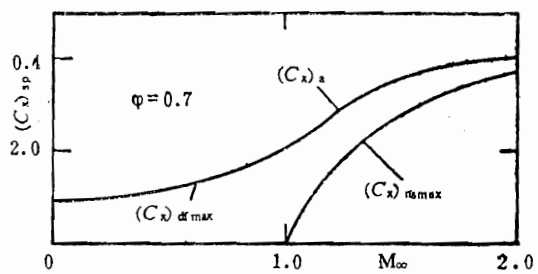


图2-73　薄壁柱形外罩阻力随自由流马赫数M_∞的变化

这里所研究的薄壁柱形外罩皮托式进气道是一种极端的情形。实际进气道的溢流阻力可以等于零(只是在亚音速的情形)和全部附加阻力之间的任何数值。具体大小与外罩形状、安装位置等许多因素有关。

2.4.3.2　超音速皮托式进气道

超音速时，流量系数小于1.0的情形，总有一定程度的正激波阻力分量，也会有扰流阻力分量，后者往往与唇缘处的短泡分离有关。当分离流再附时重新变为超音速，形成激波，使扰流阻力中出现波阻。图2-74给出超音速皮托式进气道的流动示意图及各个阻力分量。在$\varphi=1.0$时，只有外罩波阻。X_c随着流量系数减小，附加阻力迅速增大；同时，由于唇缘有吸力，外罩阻力有所下降(ΔX_c)。因而溢流阻力低于附加阻力。图2-75给出尖唇二斜率锥形外罩上的压强分布。从图上可以看出，$\varphi<1.0$时，唇缘处压强下降，出现吸力峰。$\varphi=0.14$

时，压强分布曲线在唇缘处有一等值段，表示有短分离泡。图2-76画出同一进气道的外罩吸力。可以看出，外罩吸力相对说来是比较小的，因而溢流阻力很接近于附加阻力，特别是在马赫数较高的时候。

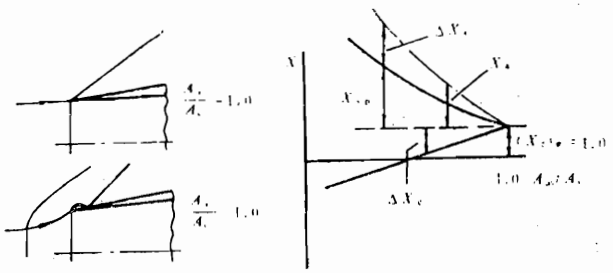


图2-74　超音速皮托式进气道的各阻力分量

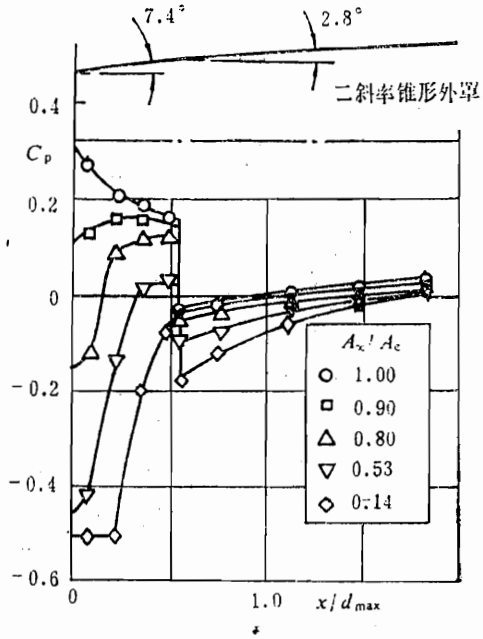


图2-75　尖唇二斜率锥形外罩上的压强分布

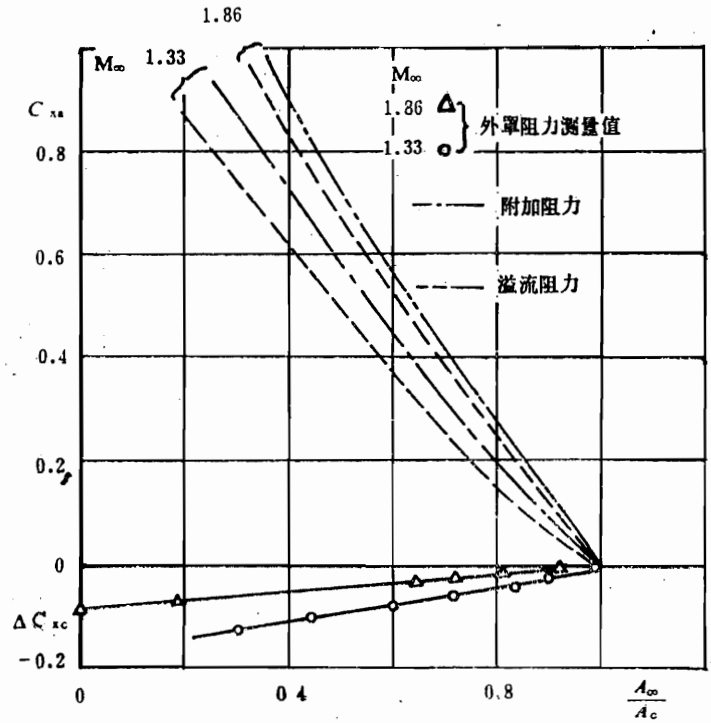


图2-76　外罩吸力随流量系数的变化

塞邓(Seddon)等[19]根据上面的分析和实验结果，提出了一种计算溢流阻力的公式

$$X_{sp}=\alpha X_{df}+\beta X_{ns} \tag{2.76}$$

对于给定的外罩，系数α与流量系数φ无关，主要取决于外罩前段的平均斜率(建议取10%外罩长度的平均值)。图2.77给出α与唇口段平均倾角$\bar{\delta}_1$的关系。当$\bar{\delta}_1$很小时，$\alpha=1.0$，接近于薄壁柱形外罩的情形。对于圆唇亚音速外罩(如NACA 1系列外罩)，$\alpha=0$。系数β随M_∞而改变。如前所述，在$M_\infty=1.8$时，正激波阻力很接近总溢流阻力。故取$M_\infty=1.8$时的β值等于1.0。$M_\infty=1.0$时的β值记为β_1，它与α有关，取为

$$\beta_1=\frac{1}{2}(1+\alpha) \tag{2.77}$$

故β值的一般公式为

$$\beta=\beta_1+\frac{(M_\infty-1)}{0.8}(1-\beta_1) \tag{2.78}$$

β_1与δ_1的关系也画在图2-77上。

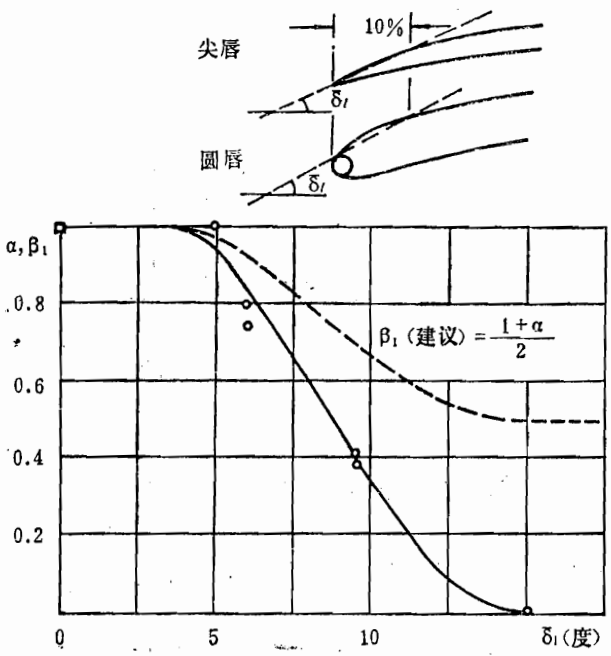


图2-77　计算皮托式进气道溢流阻力用的系数α和β_1

顺便指出，公式(2.76)也可用来计算亚、跨音速时的溢流阻力。

下面总结溢流阻力的估算方法。

(1)　$M_\infty<M_d$

这里M_d是阻力发散马赫数(跨音速时阻力开始随马赫数增大而急剧升高的马赫数)。对于NACA1系列外罩，M_d可按(2.79)式计算：

$$M_d=1-\frac{1}{8}\cdot\frac{1-d_c/d_m}{l/d_m} \tag{2.79}$$

式中

d_c——外罩进口直径；

d_m——外罩最大直径；

l——外罩长度(由d_c截面到d_m截面)。

在$M_\infty<M_d$时，阻力开始迅速增大的临界流量系数φ_{cr}由图2-78确定。

在$M_\infty<M_d$，$\varphi<\varphi_{cr}$时，

$$X_{ap}=\alpha X_{df} \tag{2.80}$$

α由图2-77确定，X_{df}则按以φ_{cr}为起点的流量系数计算，即按流量系数$\varphi+1-\varphi_{cr}$计算。当$1.0>\varphi>\varphi_{cr}$时，则要求用跨音速流理论计算外罩波阻。

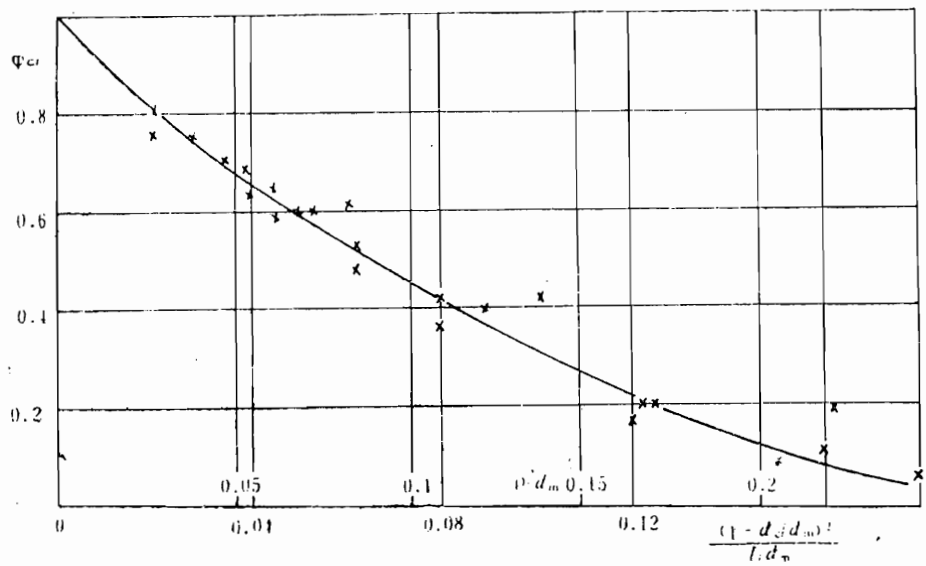


图2-78　$M_\infty>M_d$时的临界流量系数

(2)　$M_d<M_\infty<1.8$

假定临界流量系数$\varphi_{cr}=1.0$，按公式(2.76)计算溢流阻力。

(3)　$M_\infty>1.8$

取溢流阻力等于正激波阻力，即按(2.75)式计算溢流阻力。

2.4.3.3　外压式进气道

在超音速外压式进气道，外罩阻力和附加阻力的分配及其随流量系数的变化，比皮托式进气道要复杂一些。由于有一个前伸的压缩面，对应于超音速溢流的最大流量系数φ_{max}一般是小于1.0的(斜激波在罩唇之前)。这时的附加阻力记为$(X_a)_0$，相应的外罩阻力记为$(X_c)_0$。当流量系数小于φ_{max}时，结尾正激波推出口外，形成亚音速溢流。当流量系数小到等于某个值φ_p时(图2-79B)，激波交点正好落在内外流的分界流线上。$\varphi<\varphi_p$时，溢流情况与皮托式进气道类似，附加阻力随流量系数的变化也与皮托式进气道的类似。在$\varphi_{max}>\varphi>\varphi_p$时，附加阻力增加得比较快。超音速溢流时的外罩阻力通常可以按自由流的马赫数和方向计算，压缩面的影响很小。外罩阻力随流量系数的改变量ΔX_c可以假定与皮托式进气道相同。图2-80表示外罩与压缩面相对位置不同时的溢流情形。

对于图2-80中B、C两种情形，激波交点在分界流线之外，总阻力可表示为附加阻力与外罩阻力之和，即

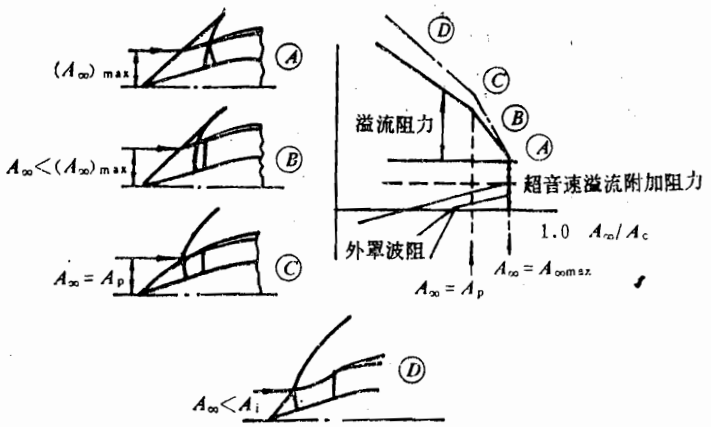


图2-79 超音速时外压式进气道的阻力分量

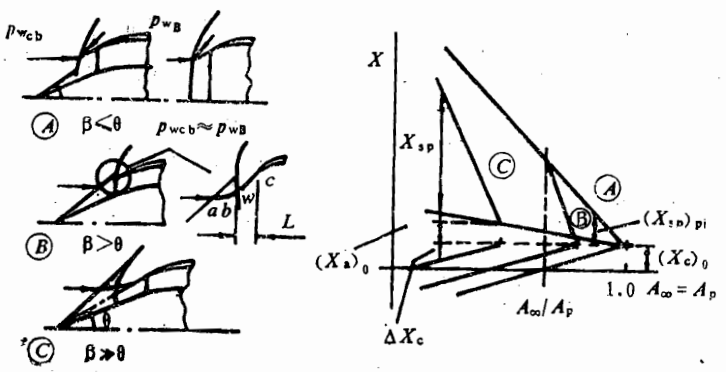


图2-80 压缩面位置对溢流的影响

$$X=\int_{ab}(p-p_\infty)dA+\int_{bc}(p-p_\infty)dA+X_c \tag{2.81}$$

在bc段上，气流是亚音速的。根据对皮托式进气道的讨论，在马赫数大于1.8时，溢流阻力近似等于正激波阻力。因此，可将(2.81)式的后两项改为下列形式：

$$X=\int_{ab}(p-p_\infty)dA+(p_{w2}-p_\infty)(A_c-A_b)+(X_c)_0 \tag{2.82}$$

式中p_{w2}是正激波后的压强。这个式子可以这样来理解：在bc段上，除b点外，各点的压强都大于p_{w2}，因而(2.82)式中第二项阻力算少了。另外，亚音速流绕罩唇产生吸力而使外罩阻力有所下降，即(2.82)式中的第三项阻力算多了。一多一少，二者有互相抵消的作用。

对于外压式进气道，溢流阻力的定义是阻力X与超音速溢流时的阻力X_0之差。因

$$X_0=(X_a)_0+(X_c)_0 \tag{2.83}$$

故溢流阻力可表示为：

$$X_{sp}=\int_{ab}(p-p_\infty)dA+(p_w-p_\infty)(A_c-A_b)-(X_a)_0 \tag{2.84}$$

关于超音速溢流的附加阻力$(X_a)_0$，可按第2.4.2节中所述的方法计算。因此，只要知道A_b，就可以按(2.84)式算出溢流阻力。

设b点离唇口的流向距离为L。当$\varphi=\varphi_{max}$时，$L=0$；$\varphi=0$时，$L=L_{max}$。假定$0<\varphi<\varphi_{max}$时，L与φ是线性关系，可以根据给定的流量系数φ确定L值，然后利用几何关系求出A_b。$\varphi=0$时，进气道相当于一个实心物体，可以用第2.5节中所述的方法算出L_{max}。

当激波位于分界流线上或分界流线以内时(图2.80A)，溢流阻力按(2.85)式计算：

$$X_{sp}=(p_{w3}-p_\infty)(A_c-A_\infty)-(X_a)_0 \tag{2.85}$$

式中p_{w3}是外激波后的压强，可按三激波交点的相容条件求出。

2.4.4 离体激波位置的近似确定

对于第2.4.3.3节中所述的溢流阻力计算方法，在激波交点位于分界流线之外时，需知道离体激波的位置。此外，激波位置还会影响进气道的总压恢复和进气道喘振的发生，它还决定离体激波打在邻近机翼和机身上的情况。重要的问题是要确定正激波离体位置与马赫数M_∞和流量系数φ之间的关系。要准确确定离体激波的位置，需用复杂的数值计算方法。在工程问题上，特别是在初步设计阶段，这样细算很不方便，也无必要。最早，在1949年牟克尔(Moeckel)[4]提出了确定皮托式进气道离体激波的近似方法，以后高特斯密斯等(Goldsmith和Griggs)[5]将该方法推广到二波系外压式进气道。这是目前在广泛使用的一种计算方法。

2.4.4.1 皮托式进气道

离体激波的中间部分接近于正激波，在上下无穷远处趋近马赫波。为此假定，在进口自由流管内是正激波，在其外部离体激波的形状近似为双曲线：

$$B(\bar{y}-\bar{y}_\infty)=\sqrt{\bar{x}^2-\bar{x}_0^2} \tag{2.86}$$

式中 $B=\sqrt{M_\infty^2-1}$

$\bar{x}=x/y_c$，$\bar{y}=y/y_c$

其余各量的定义见图2-81，y_∞是进口流边界流线的纵坐标，它与流量系数φ之关系是：

$$\left.\begin{aligned}&\text{平面流}\quad \varphi=y_\infty/y_c=\bar{y}_\infty\\&\text{轴对称流}\quad \varphi=(y_\infty/y_c)^2=\bar{y}_\infty^2\end{aligned}\right\} \tag{2.87}$$

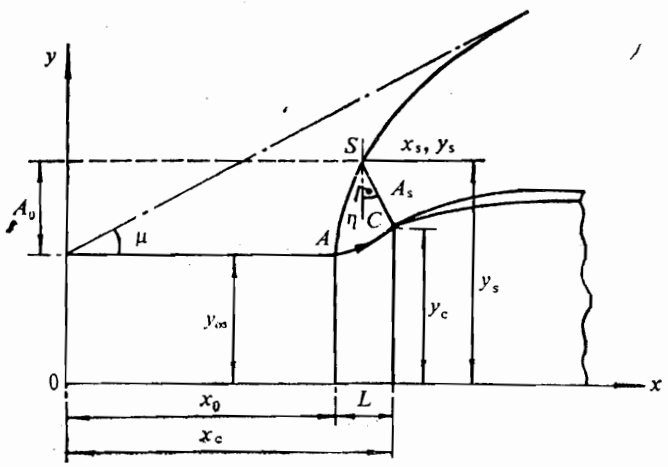


图2-81 皮托式进气道亚临界离体激波位置

绝大多数超音速进气道唇口都是尖的，或曲率半径极小，可认为是尖的。当波后亚音速气流绕过唇口时，很快地变为超音速流。根据这种流动图形，可以认为音速点在唇缘C处。沿离体激波由中心往外，波后流速逐渐增大，设在S点波后流速正好是音速，该点的激波角β_s可以用激波公式或图线求出。再假定连接S、C两点的直线SC是音速线，与当地流速垂直。

按波形曲线公式(2.86)求导数可得出激波斜率，由此解出音速点的位置

$$\left.\begin{aligned}\bar{y}_s&=\bar{y}_\infty+\frac{\bar{x}_0\mathrm{tg}^2\beta_s}{B\sqrt{B^2-\mathrm{ctg}^2\beta_s}}\\ \bar{x}_s&=\frac{B\bar{x}_0}{\sqrt{B^2-\mathrm{ctg}^2\beta_s}}\end{aligned}\right\}\tag{2.88}$$

利用(2.88)式中的第一式，离体激波的位置可以用激波上音速点的坐标表示：

$$\bar{x}_0=B\sqrt{B^2\mathrm{tg}^2\beta_s-1}(\bar{y}_s-\bar{y}_\infty)\tag{2.89}$$

下一步的问题是确定音速点的位置，令音速线SC与竖线的夹角为η，按几何关系得

$$\bar{x}_c=\bar{x}_s+(\bar{y}_s-1)\mathrm{tg}\eta\tag{2.90}$$

在S点气流经激波的折角为δ_s(可按斜激波理论求出)。假定唇口处的气流角为激波开始离体的最大折角δ_{max}。取δ_s和δ_{max}的平均值作为SC上的平均气流方向$\bar{\delta}_s=(\delta_s+\delta_{max})/2$。由几何关系应有$\eta=\bar{\delta}_s$。

设激波离进口的距离为L，则

$$L=\bar{x}_c-\bar{x}_0=(\bar{y}_s-\bar{y}_\infty)(C+\mathrm{tg}\eta)+(\bar{y}_\infty-1)\mathrm{tg}\eta\tag{2.91}$$

式中

$$C=B(B\mathrm{tg}\beta_s-\sqrt{B^2\mathrm{tg}^2\beta_s-1})\tag{2.92}$$

为了确定$\bar{y}_s$，可以利用连续方程。设从y_∞到y_s之间的自由流管面积为A_0，音速线处流管面积为A_s，按连续方程有

$$A_0q(\lambda_\infty)=\frac{p_{ts}}{p_{t\infty}}A_s=\sigma A_s\tag{2.93}$$

式中σ是音速截面上的平均总压恢复系数。(2.93)式还可表示为：

$$\frac{A_s}{A_0}=\frac{q(\lambda_\infty)}{\sigma}=K\tag{2.94}$$

对于二维流，由几何关系有

$$\frac{A_s}{A_0}=\frac{(y_s-y_c)/\cos\eta}{y_s-y_\infty}=\frac{(y_s-1)/\cos\eta}{\bar{y}_s-\bar{y}_\infty}\tag{2.95}$$

联立解出$\bar{y}_s$得

$$\bar{y}_s-y_\infty=\frac{1-\bar{y}_\infty}{1-K\cos\eta}\tag{2.96}$$

代入(2.91)式，求得二维情形的激波离体距离为：

$$\bar{L}=(1-\varphi)\frac{C+K\sin\bar{\delta}_s}{1-K\cos\bar{\delta}_s} \tag{2.97}$$

对于轴对称流的情形：

$$\frac{A_s}{A_0}=\frac{(\bar{y}_s^2-1)/\cos\eta}{(\bar{y}_s^2-\bar{y}_\infty^2)} \tag{2.98}$$

与(2.94)式联立求得：

$$\bar{y}_s=\sqrt{\frac{1-\bar{y}_\infty^2K\cos\eta}{1-K\cos\eta}} \tag{2.99}$$

代入(2.91)式得轴对称时激波离体距离为：

$$\bar{L}=\sqrt{\frac{1-\varphi K\cos\bar{\delta}_s}{1-K\cos\bar{\delta}_s}}(C+\mathrm{tg}\delta_s)-C\sqrt{\varphi}-\mathrm{tg}\delta_s \tag{2.100}$$

最后说明关于平均总压恢复系数的确定。假定通过音速截面气流的平均总压等于过面积中心流线的总压。设面积中心的纵坐标为y_{ca}，对于二维流

$$\bar{y}_{ca}=\frac{1}{2}(\bar{y}_s+\bar{y}_\infty) \tag{2.101}$$

对于轴对称流

$$\bar{y}_{ca}=\frac{2}{3}\frac{\bar{y}_s^3-\bar{y}_\infty^3}{\bar{y}_s^2-\bar{y}_\infty^2}=\frac{2}{3}(\bar{y}_s+\bar{y}_\infty)-\frac{2}{3}\frac{\bar{y}_s\bar{y}_\infty}{\bar{y}_s+\bar{y}_\infty} \tag{2.102}$$

将$\bar{y}_{ca}$值代替(2.88)式中的$\bar{y}_s$，式中的$\mathrm{tg}\beta_s$则改为激波上纵坐标为$\bar{y}_{ca}$处的激波角，由此可解出对应于$\bar{y}_{ca}$处的激波角，再用激波公式求出相应的总压恢复系数。但是，在求$\mathrm{tg}\beta_{ca}$的公式中包含$\bar{x}_0$，$\bar{x}_0$是$\bar{y}_s$的函数，而$\bar{y}_s$值预先是不知道的。因而这个问题须用迭代的方法求解。

在二维流中，离体距离$\bar{L}$与流量系数呈线性关系。当$\varphi=0$时，就求得第2.4.3.3节中所述的最大离体距离$\bar{L}_{max}$，它只是马赫数的函数。二维流的激波离体距离公式(2.97)还可表示为$\bar{L}/(1-\varphi)$的形式：

$$\frac{\bar{L}}{1-\varphi}=\frac{C+K\sin\bar{\delta}_s}{1-K\cos\bar{\delta}_s} \tag{2.103}$$

因C、K、$\bar{\delta}_s$都是马赫数的函数，K随流量系数的变化很小，故(2.103)式右端只是马赫数的函数。当马赫数在1.5和2.5之间时，激波位置可近似用下列经验关系式表示：

$$\frac{\bar{L}'}{1-\varphi}=0.6+\frac{1.427}{M-1}+\frac{0.118}{(M-1)^2} \tag{2.104}$$

图2-82给出马赫数1.8时计算的激波离体距离$\bar{L}$随流量系数的变化。二维和轴对称时激波离体距离的计算值差别很大，约为2.5:1.0。

图中还给出了按纹影照片测出的激波位置。图示结果表明，因紧靠唇口处的流动接近二维流，故在小溢流量时，激波位置的变化显示出二维和轴对称的混合特性。随着流量系数减小，轴对称效应起主导作用。

实际进气道很少是完全二维的，充其量不过是准二维的，故矩形进气道的激波离体距离随进口宽高比变化很大。可以预期，方形进口的结果与轴对称的情形差别不致太大。方形进气道四个唇口都可以溢流，两对面唇口的溢流量只占总溢流量的一半，据此按二维流计算，可求出方形进气道的激波离体距离。从图上可以看出，这样算出的离体距离与轴对称的实验值很一致。

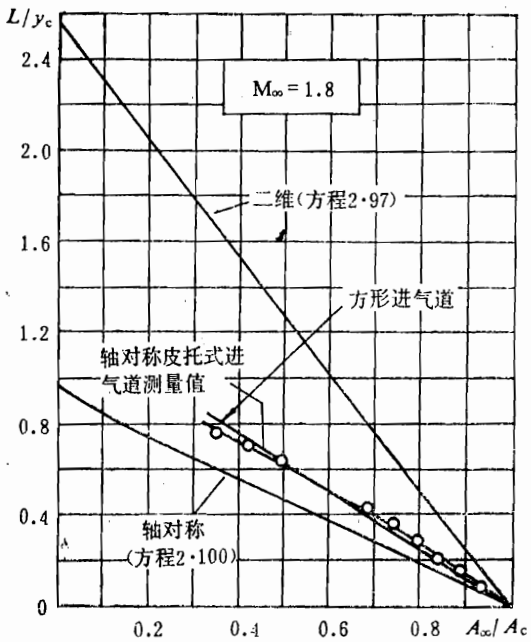


图2-82 $M_\infty=1.8$时皮托式进气道亚临界激波离体距离计算值和测量值的比较

2.4.4.2 二波系外压式进气道

图2-83画出要分析的情形。只要进气道的两道激波与外激波的交点位于捕获流管以内($y_i<y_\infty$)，就可以用类似于皮托式进气道的方法进行分析。这时计算的激波离体距离L是从进口到分界流线与外激波交点的距离。这时仍然假定外激波形状近似为双曲线，不同的是，原来假定双曲线的顶点在分界流线上，而现在则用一个斜率条件来代替。现在假定，在三激波交点和分界流线之间的外激波是一条直线，其倾斜角β_∞由三激波交点处的相容条件求出。计算结果如图2·84所示。

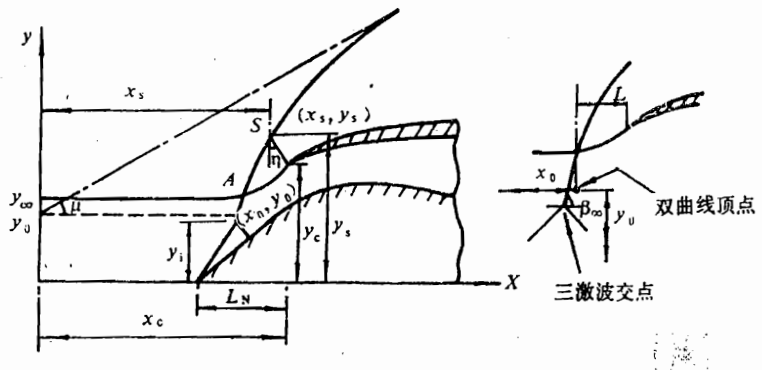


图2-83 外压式进气道激波离体距离计算用图

设双曲线顶点位于(x_0, y_0)，激波上各点的激波角由下式确定：

$$\frac{dy}{ax}=\operatorname{tg}\beta=\frac{\sqrt{B^2(y-y_0)^2+x_0^2}}{B^2(y-y_0)} \tag{2.105}$$

现在激波上已知两个条件：

$$y=y_s\text{时}，\ \beta=\beta_s$$
$$y=y_\infty\text{时}，\ \beta=\beta_\infty$$

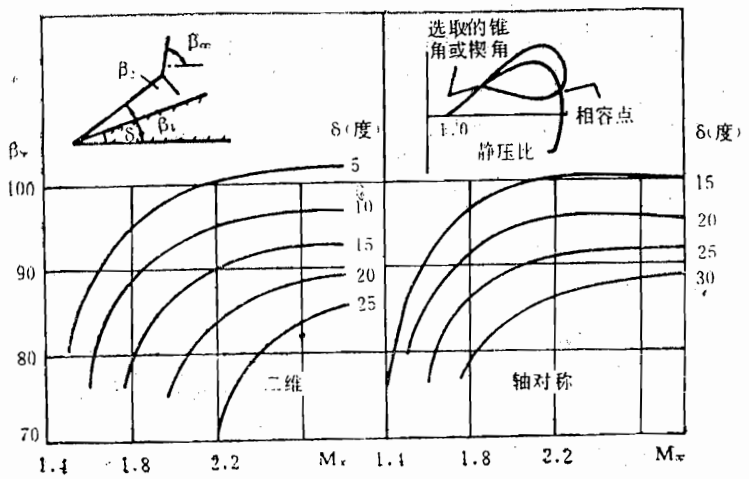


图2-84　三激波交点处的外激波的倾角

利用这两个条件，由(2.105)式解出x_0，y_0：

$$\bar{x}_0=\frac{B(\bar{y}_s-\bar{y}_\infty)}{(B^2\mathrm{tg}^2\beta_s-1)^{-1/2}-B^2\mathrm{tg}^2\beta_\infty-1)^{-1/2}} \tag{2.106}$$

$$\bar{y}_0=\bar{y}_s-\frac{\bar{x}_0}{B\sqrt{B^2\mathrm{tg}^2\beta_s-1}} \tag{2.107}$$

根据与皮托式进气道同样的方法导出

$$\bar{L}=\bar{x}_0\left(\frac{B\mathrm{tg}\beta_s}{\sqrt{B^2\mathrm{tg}^2\beta_s-1}}-\frac{B\mathrm{tg}\beta_\infty}{\sqrt{B^2\mathrm{tg}^2\beta_\infty-1}}\right)+(\bar{y}_s-1)\mathrm{tg}\eta \tag{2.108}$$

确定$\bar{y}_s$的方法与皮托式进气道相同，对二维和轴对称情形应分别用不同的方法处理。相应的计算公式与皮托式进气道相 同。将求得的$\bar{y}_s$代入(2.108)式，即可算出激波离体距离。

知道了L，可以进一步求出三激波交点的位置。由图2.83中的几何关系知

$$L_i=L-(y_\infty-y_i)\mathrm{ctg}\beta_\infty$$

或

$$L_i=L_N-y_i\mathrm{ctg}\delta_1$$

令上列二式右端相等得

$$\bar{y}_i=\bar{y}_\infty\left(1-\frac{L_N-L}{\bar{y}_\infty\mathrm{ctg}\beta_\infty}\right)\Big/\left(1-\frac{\mathrm{ctg}\delta_1}{\mathrm{ctg}\beta_\infty}\right) \tag{2.109}$$

图2-85给出$\bar{y}_i$值的计算结果与测量结果的比较。

知道了三激波交点位置，就可以计算任意亚临界溢流情况下的激波总压恢复系数。在$y_i<y_\infty$时，设交点内外两股气流的激波总压恢复系数分别为σ_2和σ_1，取二者的平均值，即得进气道的激波总压恢复系数。若$y_i>y_\infty$，全部捕获流量经过一斜一正两道激波，总压恢复系数与临界工作情况的相同。图2-86给出总压恢复系数理论值与实验结果的比较。对于此具体进气道，在实验马赫数$M_\infty=1.61$的情形，存在y_i大于和小于y_∞两种状态。计算和实验结果都很好地显示出不同工作情况下特性的差异。实验总压恢复系数比计算值低，这是由于除激波之外还有其它损失的缘故，这可用第2.3.1.6节中所述的方法计算。

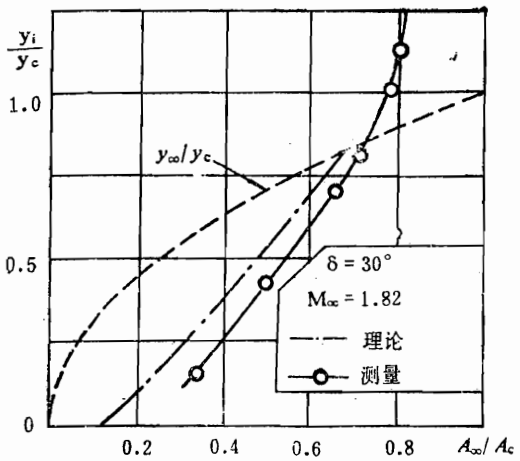


图2-85 轴对称进气道三激波交点位置；理论与测量结果的比较

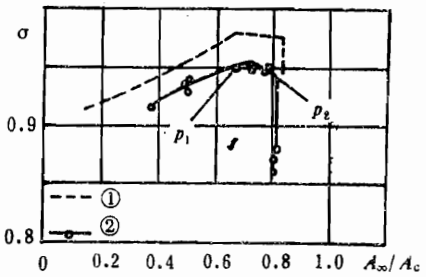


图2-86 单锥进气道理论和实验总压恢复系数的比较
①理论激波总压恢复系数；
②测量的总压恢复系数。

最后应该说明，对于矩形外压式进气道，由于存在侧向溢流，实际激波离体距离远小于二维计算结果。目前这方面的资料比较缺乏，还不能提出一种可靠的计算方法。初步考虑，可以认为总的溢流量分为超音速溢流和亚音速溢流两部分，其中超音速溢流量包含二维值和侧向溢流量，亚音速溢流按唇缘周长平均分布。然后按减小了的亚音速溢流量用二维方法计算激波离体距离。图2-82中，矩形皮托式进气道的激波离体距离就是用这种方法计算的。计算结果与轴对称情况的实验结果很一致。看来这样算是合理的。

2.5 超音速进气道的外罩压阻

在第2.4.4节中分析溢流阻力时已经提到，进气道的总阻力等于流量系数为1.0时的外罩阻力与溢流阻力之和。上一节中已经讨论了溢流阻力的计算方法，本节将讨论外罩阻力的计算方法。外罩阻力由波阻和摩阻两部分组成，摩阻一般可按平板的摩阻公式估算，本节中只讨论外罩波阻的计算。

2.5.1 轴对称尖唇外罩

对于一族外形为

$$r=r_m-(r_m-r_c)(1-x)^n \tag{2.110}$$

的轴对称外罩，式中r_c和r_m是外罩进口半径和最大半径，文献[6]用六种方法计算了外罩上的压强系数分布和波阻系数，并与特征线法的数值计算结果作了比较。这六种方法是：(1)一阶线化理论；(2)二阶线化理论；(3)推广的激波-膨胀波理论；(4)切楔理论；(5)撞击理论；(6)二阶激波-膨胀波理论。图2-87给出这六种方法的计算结果与特征线法相比的误差。图中横坐标$M_\infty\delta_0$是高超音速相似参数，δ_0是唇口处的外罩倾斜角。对于所计算的外罩曲线族，δ_0与指数n之间存在下列关系：

$$n=\frac{\mathrm{tg}\delta_0}{r_m\left(1-\frac{r_c}{r_m}\right)} \tag{2.111}$$

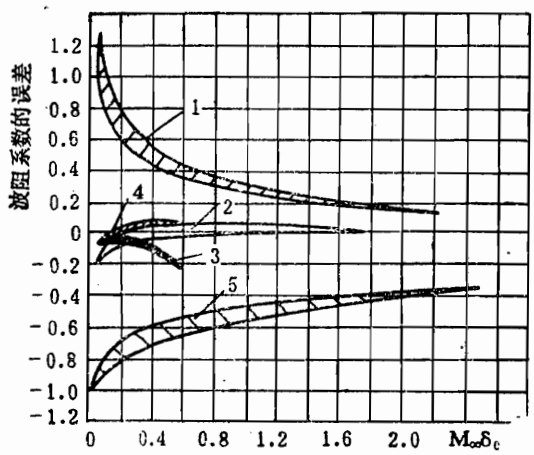


图2-87各种波阻计算方法与特征线性相比的误差
1.激波-膨胀波法和切楔法；2.二阶激波-膨胀波法；3.一阶线性理论；4.二阶线性理论；5.撞击理论。

计算马赫数范围从2.0到4.0，外罩面积比$A_c/A_m=0.551$，长细比$l/r_m=10$。对于这种外罩，罩唇倾角由1°到36°，二阶激波-膨胀波理论的计算结果最好。对于长细比l/r_m较小，面积比A_c/A_m较大的外罩，在接近头激波离体以前，较简单的激波-膨胀波理论给出足够准确的结果。图2-88给出激波-膨胀波理论的计算结果与实验数据的比较，

下面概略介绍一下上列六种计算方法。

(1) 一阶线化理论

这一方法利用扰动速度位的线化方程

$$B^2\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}-\frac{\partial^2\varphi}{\partial r^2}-\frac{1}{r}\frac{\partial\varphi}{\partial r}=0 \tag{2.112}$$

式中$B^2=M_\infty^2-1$，求出外罩表面上的压强分布。这种方法只适用于高超音速参数$M_\infty\delta_0$小于1.0的情形。具体的积分方法可参看文献[7]此处不细述。

(2) 二阶线化理论

范·戴克(Van Dyke)在一阶线化理论的基础上提出了二阶线化理论[9]。方法的本质是利用未简化的扰动速度位方程，将高阶项移到方程的右端。首先略去高阶项，用一阶线化理论求出线性解，然后将这个解代入方程右端，找出二阶扰动速度位，具体解法见文献[9]。这个理论也只适用于$M_\infty\delta_0$小于1.0的情形。

(3) 推广的激波-膨胀波理论

此法所作的近似是略去轴对称流特征线方程(2.157)中的$(dl/y)\sin\mu\sin\delta$项。在物面斜率变化速度与截面扩张相比很大时，这种近似是合理的。此方法的实质是认为唇口激波后，气流沿外罩表面进行普朗特-迈耶膨胀。显然，这一理论在$M_\infty\delta_0\gg1$、面积比接近1.0时是准确的。

(4) 切楔法

切楔法是上述激波-膨胀波法的一种近似。这个方法假定，物面上任一点的压强只是物面相对于自由流倾角的函数，按斜激波理论(物面向自由流内倾斜)或普朗特-迈耶理论(物面朝离开自由流的方向倾斜)计算。故此法仅限于用在倾角小于二维斜激波离体角的物体。这个方法计算很简单，准确度与激波-膨胀波法相近。

(5) 牛顿撞击理论

在马赫数无限大时，激波与物体周线重合，压强系数可以用切楔法给出，呈下列形式：

$$C_p=2\sin^2\delta \tag{2.113}$$

这个公式最早由牛顿提出来的，此法假定自由流直接撞在物面上，法向动量完全失去而产生一个法向力。这一理论适用于$M_\infty\delta_0\gg1.0$的高超音速情形。

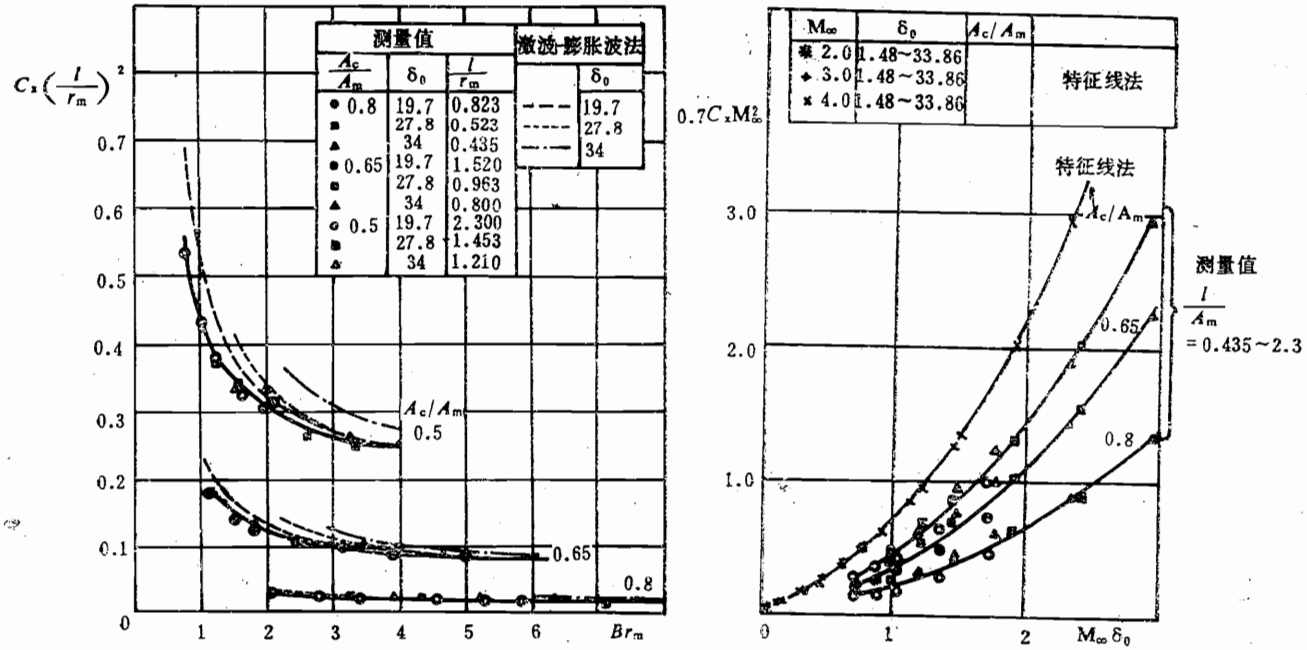


图2-28 激波-膨胀波理论计算波阻与实验数据的比较

(6) 二阶激波-膨胀波理论

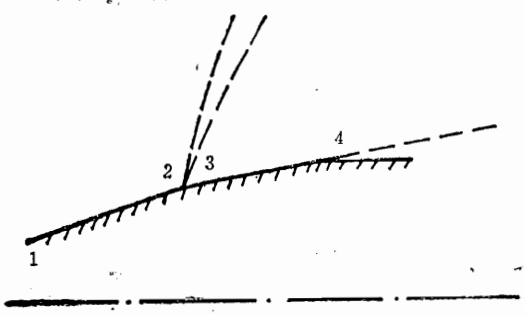


图2-89　二阶激波膨胀波方法

这个方法是推广的激波法的改进。在推广的激波-膨胀波理论中，用一系列外切截锥代替外罩，用二维普朗特-迈耶方程确定每段截锥上的压强，并认为是常数。本方法的改进之处是考虑截锥面上压强沿流向的变化。由于这种理论的计算结果较好，方法也比较简便，下面作较细致的介绍。

参看图2-89，用一系列外切截锥代替外罩。第一段截锥的倾角等于唇口外表面倾角δ_1。在第一段末尾(点2)，表面突然折转成δ_2，形成第二段锥面3-4。现在的问题是：设已知折转前点2的流动参数M_2、p_2等，如何确定3-4上的压强分布。

文献[10]中假定沿截锥上压强按指数规律变化，用特征线关系及一维连续方程，导出截锥面3-4上的压强分布为

$$p=p_c-(p_c-p_3)e^{-\eta} \tag{2.114}$$

式中　$\eta=\left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_3\frac{x-x_3}{(p_c-p_3)\cos\delta_2}$

p_3——截锥起点3处的压强，按普朗特-迈耶公式求出；

p_c——半顶角为截锥面倾角δ_2的圆锥面上的压强。

$\left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_3$——点3处沿锥面的流向压强梯度。

根据轴对称流的特征线方程及一维流连续方程，可导出确定$\left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_3$的下列关系：

$$\left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_3=\frac{B^2}{r}\left(\frac{\Omega_2}{\Omega_3}\sin\delta_2-\sin\delta_2\right)+\frac{B_3}{B_1}\frac{\Omega_2}{\Omega_3}\left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_2 \tag{2.115}$$

式中　$B=\frac{kpM^2}{2(M^2-1)}$

$$\Omega=\frac{1}{M}\left[\frac{1+\frac{k-1}{2}M^2}{(k+1)/2}\right]^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \tag{2.116}$$

r——折点处的半径。

对于第一段截锥，在唇口处产生激波，波后唇口处的压强梯度按下列公式确定：

$$\left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_1=-\frac{2B_1}{r}\sin\delta_1\Big/\left[3-\frac{\mathrm{tg}\mu_1}{\mathrm{tg}(\beta-\delta_1)}\right] \tag{2.117}$$

式中　β——激波角；

μ——马赫角。

根据上述，具体计算步骤如下：

(1)　选取诸切锥元素并确定诸角点的坐标(x, r)。

(2) 按唇口外罩倾角δ_1，来流马赫数M_∞计算激波角β及波后点1的流动参数p_1、M_1。

(3) 按(2·117)式计算$\left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_1$。

(4) 将(2·114)式对s求导数，得

$$\left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_2=\frac{(p_c-p_2)}{(p_c-p_1)}\cdot\left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_1 \tag{2.118}$$

式中p_c按半顶角δ_1和M_∞，由锥形流数值表或数值计算方法求出。

(5) 用(2·115)式求出下一段起点处的压强梯度$\left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_3$。

(6) 用(2·114)式求出各段上的压强分布。

逐段重复上列步骤(4)～(6)，可求出各段上的压强分布。

图2-90给出外罩细长比等于5.0，直径比为0.742时此方法的计算压强分布与特征线法的比较，图中还给出其它方法的计算结果。从图上可以看出，二阶激波-膨胀理论的计算结果与特征线法的结果很一致[6]。

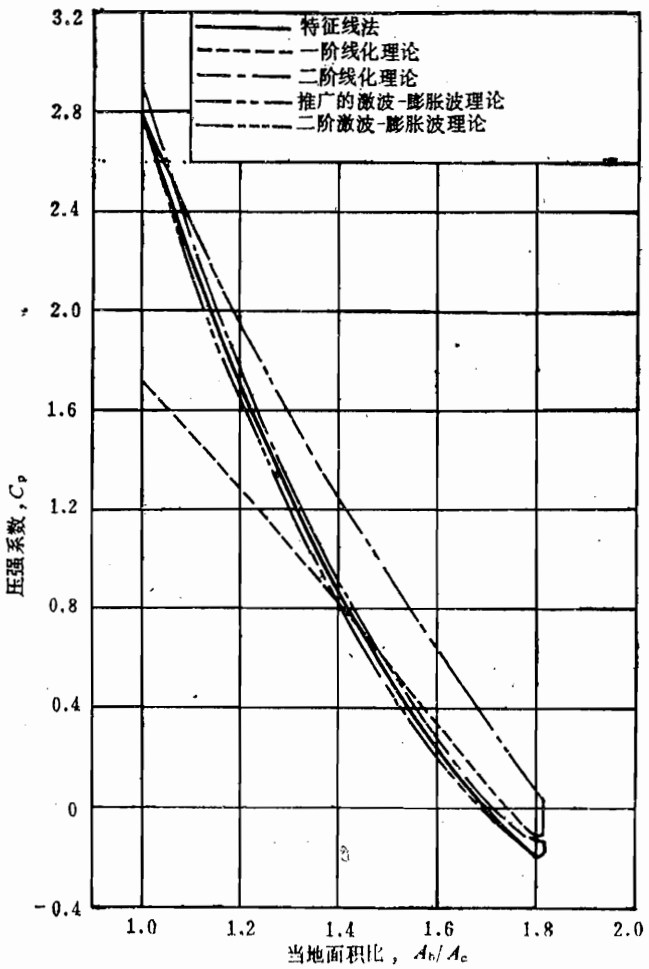


图2-90 各种方法计算的压强系数分布与特征线法的比较

($M_\infty=2.5$, $\delta=9°$)

2.5.2 二维尖唇外罩

在二维流的情形，全流量时的外罩阻力可以逐步用激波-膨胀波法计算。具体算法是首先按来流及唇口外表面倾斜角，用斜激波理论算出波后气流压强及马赫数p_1、M_1。斜激波后气流沿表面膨胀，对于表面上任意点，可以根据该点表面倾角与唇口处倾角之差，用普朗特-迈耶公式算出当地压强及马赫数。最后沿表面作压强的数值积分，可求出外罩波阻。

实际计算时，外罩型线可以用一系列直线来代替。利用本方法计算了图2-17所示的三种进气道的外罩波阻。进气道A基本上是全外压式进气道，外罩初始倾角$\delta_1=26°$，取外罩型线由倾角为26°、20°、10°和0°的四条直线段组成，算出阻力系数为$C_{XA}=0.1432$。这里阻力系数的参考面积为最大截面积A_m。这个外罩的阻力很大，第一段产生的阻力最大，因其倾角很大。进气道B采取部分内压，外罩倾角由26°降为12°，取外罩型线由倾角为12°、8°、4°和0°的四条直线段组成，求出阻力系数为$C_{XB}=0.0419$。最后，进气道C的外罩内壁平行于来流，外表面型线取为7°倾角的直线，求出阻力系数为$C_{XC}=0.0295$。

上列计算说明，外罩波阻对唇口倾角很敏感，减小外唇角可大大降低外罩波阻。

2.5.3 钝唇外罩

超音速钝唇外罩的重要性表现在两个方面。第一，亚音速时溢流阻力不大且有良好的大迎角性能，超音速时，波阻较小。第二，大超音速时，一定的钝度可以缓和气动加热，同时在整个超音速范围内不致有过高的阻力。对这两种不同的要求应采用不同的钝唇设计。

对于第一种情形，人们感兴趣的超音速范围是马赫数由1.0到1.6或1.8。外罩剖面可以选NACA-1系列或类似的形状。圆唇意味着，在进口内由唇缘至喉道，管截面积有5%到20%的收缩。最大流量系数将小于尖唇时能达到的全流值1.0。最大流量系数由进口正激波后的喉道壅塞确定，可按下式计算(参看流量公式1.38)：

$$\varphi_{max}=\left(\frac{A_\infty}{A_c}\right)_{max}=\frac{(p_t)_{th}A_{th}}{p_{t\infty}A_c}\cdot\frac{q(\lambda_{th})}{q(\lambda_\infty)} \tag{2.119}$$

式中$q(\lambda_{th})=1.0$。若阻力是用天平测出的，它包括附加阻力和外罩阻力。外罩阻力可以按表面压强积分算出来，但全流量时的外罩阻力却必须用流量系数较小时的阻力外推求出。图2-91和图2-92收集了不同长度和直径比的NACA-1系列外罩的一些实验结果。虽然，照理说线化理论不能用于圆唇口，但对于抛物形外罩，线化理论计算值与实验结果的比较却很有意思。图2-92表明，在同样的面积比下，线化理论能很好地预测阻力随长径比的变化，但对随M_∞而变化的预测结果却不好。图中横坐标中的$B=\sqrt{M_\infty^2-1}$。

在图2-92中可以看出，在不变的长径比下，线化理论能很好地预测阻力随面积比的变化。

第二种情形，外罩倾角很小，曲率很小或等于零，前端有一个圆弧形的唇缘。弗兰克尔(Fraenkel)推荐采用非流线化的马考尔(Maccooll)阻力公式[19]：

$$C_x=\frac{Kp_{tw}-p_\infty}{q_\infty} \tag{2.120}$$

式中p_{tw}是正激波后的总压。据此，钝唇进气道的唇口阻力为

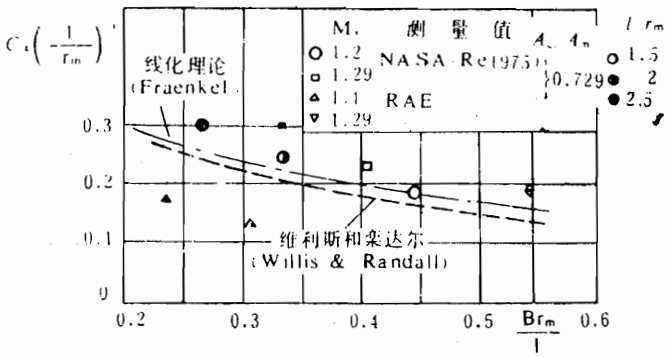


图2-91 超音速时NACA-1系列外罩阻力随细长比的变化[18]

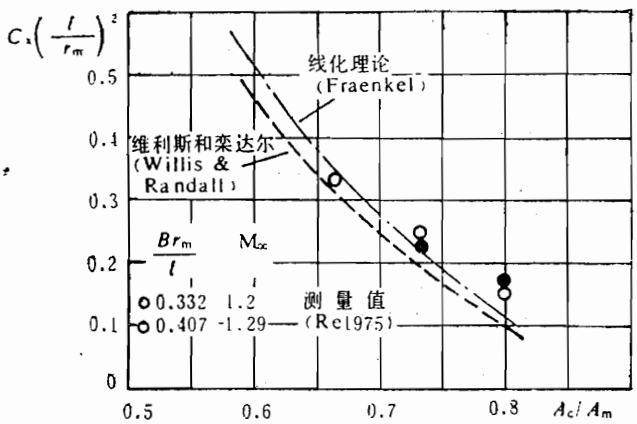


图2-92 超音速时NACA-1系列外罩阻力随面积比的变化

$$(C_x)_{lip}=\frac{Kp_{tw}-p_\infty}{q_\infty}\cdot 4\frac{r_1}{r_c}\left(\frac{r_1}{r_c}+1\right)\frac{A_c}{A_{max}} \tag{2.121}$$

式中r_1和r_c为唇缘半径和外罩进口半径。系数K按圆唇直线剖面的试验数据确定：

$$K=0.24\frac{A_c}{A_m}+0.57 \tag{2.122}$$

图2-93给出A_c/A_m由0.25到1.0时，按此法算出的唇口阻力。这个阻力与唇缘后DC段上按尖唇外罩算出的阻力相加，就得到整个外罩上的阻力。

瓦伦廷(Valentine)处理过高超音速进气道的钝唇阻力问题，其结果示于图2-94上。

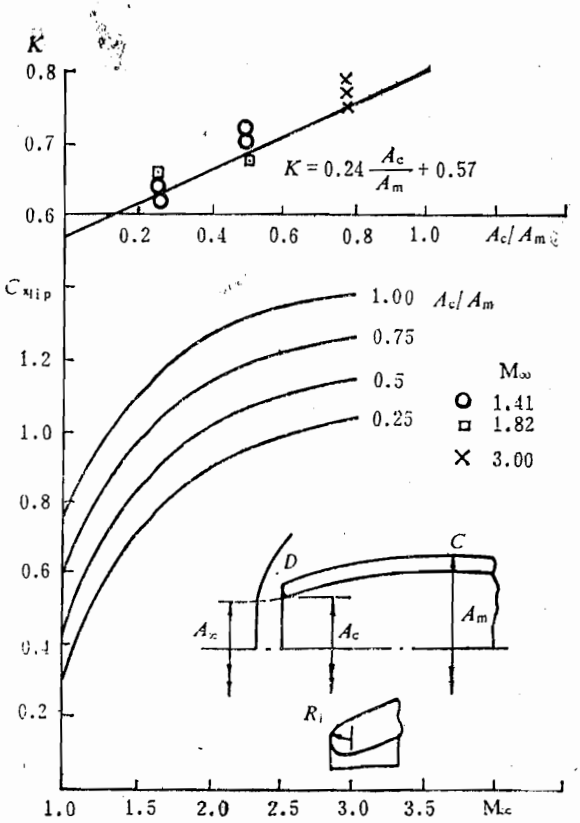


图2-93 钝唇阻力修正
(C_{xlip}以唇缘面积A_{lip}为参考面积)

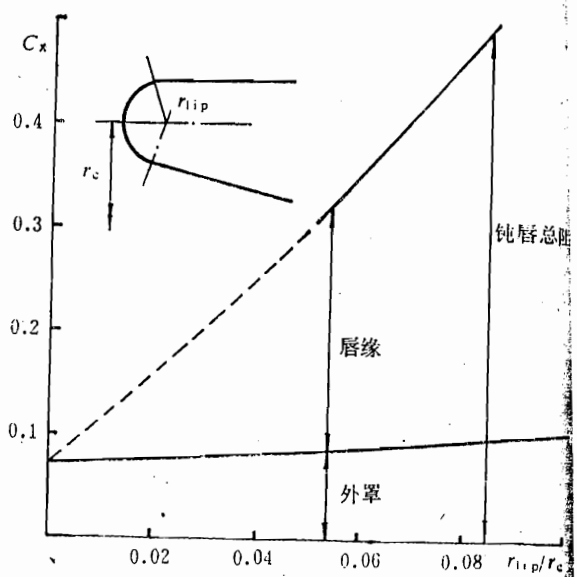


图2-94 马赫数4.0时的外罩和唇口阻力
(C_x以进口捕获面积为参考面积)

2.6 超音速进气道-发动机流量匹配

进气道向发动机提供所需要的空气，这就有一个供求匹配的问题。在实际飞行中，飞机的飞行状态是改变的，发动机的工作状态也是改变的。若进气道的几何形状不能调节，要在所有情况下都与发动机匹配得很好是很困难的，所以最好能调节。为此必须进行流量匹配的计算。

2.6.1 发动机需要的流量

喷气发动机的流量特性一般用换算流量$\bar{m}$表示(参看2.1.1)。在发动机涡轮导向器处于临界、超临界工作状态的情况，发动机的换算流量只与发动换算转速$\bar{n}$有关。换算转速的定义为

$$\bar{n}=n/\sqrt{\theta} \tag{2.123}$$

式中 n——发动机转速(转/分)；

$\theta=T_{t2}/288$；

T_{t2}——压气机进口截面的气流总温。

图2-95给出某喷气发动机换算流量与换算转速的关系，图中横坐标 $\bar{n}_r$ 是换算转速与发动机最大转速之比。从图中可以看出，发动机的换算流量随着换算转速的增大而增大。

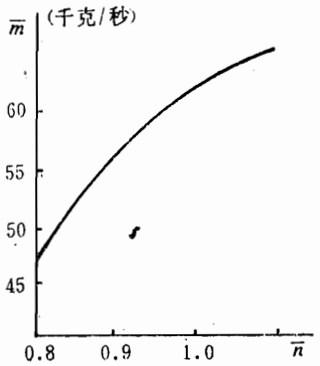


图2-95 涡轮喷气发动机换算流量与换算转速的关系

为了进行匹配计算，需要计算各种飞行条件下发动机需要的流量。为此，一般要求给定发动机的流量特性曲线 $\bar{m}=f(\bar{n})$（图2-95），飞机的飞行剖面-飞行马赫数 M_∞ 随高度变化的曲线，大气温度随高度的变化，发动机转速调节规律等。根据这些原始资料，可求出发动机所需换算流量($\bar{m}$)与飞行马赫数的关系。具体步骤如下：

(1) 按飞行剖面选定一系列 M_∞ 和一系列飞行高度 H 值，由 H 确定相应的大气温度 $T_H=T_\infty$（标准大气温度可由标准大气表查出）。

(2) 计算总温，式(1.33)；

$$T_{t2}=T_{t\infty}=T_\infty/\tau(\lambda_\infty)$$

式中 $\tau(\lambda_\infty)=T_\infty/T_{t\infty}$，气动函数之一（见公式(1.33)

3) 确定换算转速。一般发动机采用等转速规律，设保持 $n=n_{max}$。由此求得换算转速

$$\bar{n}_r=\frac{n/n_{max}}{\sqrt{\theta}}=\frac{n/n_{max}}{\sqrt{T_{t2}/288}}$$

(4) 查发动机流量特性曲线(如图2-95)，求出给定飞行条件下发动机需要的换算流量($\bar{m}$)。

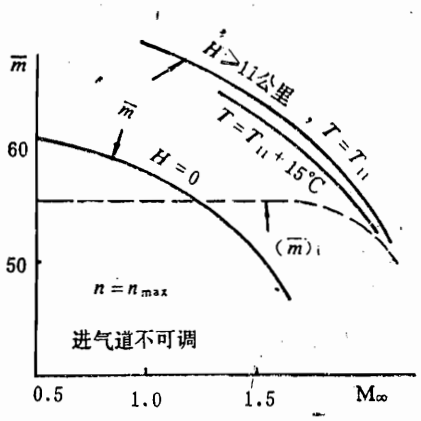


图2-36 发动机需要的换算流量

图2-96中给出某飞机发动机需要的换算流量随马赫数变化的曲线。图中给出了三条曲线，计算条件为 $n=n_{max}$，飞行高度 $H=0$、11公里，大气温度分别为海平面、$H=11$ 公里处的标准大气和 $H=11$ 公里处的标准大气加 15°C。这里给出的流量比按上述步骤计算的值加大了6%，是供发动机冷却、附面层泄除之用的。具体加大多少，应根据具体的飞机设计要求而定。

在实际进气道设计中，往往希望把发动机需要的流量转换为要求的自由流捕获面积或流量系数 $\varphi=A_\infty/A_c$。利用一维流连续方程即可导出此转换关系。

若不考虑自由流截面和压气机进口截面间的放气量，连续方程为

$$m=0.04042\frac{p_{t\infty}}{\sqrt{T_t}}A_\infty q(\lambda_\infty)=0.04042\frac{p_{t2}}{\sqrt{T_{t2}}}A_2 q(\lambda_2)$$

式中下标 2 代表压气机进口截面。按换算流量的定义，

$$\begin{aligned}\bar{m}&=242A_2q(\lambda_2)=242A_\infty q(\lambda_\infty)/\sigma\\&=242\varphi A_c q(\lambda_\infty)/\sigma\end{aligned}\qquad(2.124)$$

式中 $\sigma=p_{t2}/p_{t\infty}$，是进气道的总压恢复系数。从公式(2.124)可以看出，在发动机需要的

换算流量$(\bar{m})$确定以后，总压恢复系数愈大，要求的自由流捕获面积$(A_\infty)_{req}$愈大，进入发动机的流量就愈大，从而推力越大。一般情况下，当进气道处于临界工作状态时，总压恢复系数最大，或接近最大，因而总希望进气道在接近临界状态下工作。据此，应按进气道在临界工作情况下的总压恢复系数σ_{cr}来计算发动机需要的(A_∞)和$(\varphi)_{req}$。由(2.124)式求出

$$(A_\infty)_{req}=\frac{\bar{m}\sigma_{cr}}{242q(\lambda_\infty)} \tag{2.125}$$

$$(\varphi)_{req}=\frac{\bar{m}\sigma_{cr}}{242A_c q(\lambda_\infty)} \tag{2.126}$$

对于给定的进气道，在一定的M_∞下，σ_{cr}可以按第2.2和2.3节中所述的方法算出，也可以由模型试验确定。若进气道是可调的，且调节规律尚未确定，可以按已有的经验，预先规定一条$\sigma_{cr}\sim M_\infty$曲线，如图2-97所示。这种曲线是在统计现有进气道特性的基础上确定的；应根据进气道理论研究和实践方面的成就，不断加以改进。美国在1959年的军用机规范中，曾给出下列经验公式：

$$\sigma_{cr}=0.95[1.0-0.075(M_\infty-1)^{1.35}] \qquad (M_\infty>1) \tag{2.127}$$

利用(2.125)和(2.126)式对某个双锥进气道作了计算，结果画在图2-98上。这里$\bar{m}$是图2-96中的结果，在计算$(\varphi)_{req}$时，取$A_c=0.345$米^2。

应该说明，在计算σ_{cr}时，对于$M_\infty<1.0$的情形，只考虑摩擦损失，近似取$\sigma_{cr}=0.95$；对于$M_\infty<1.4$的情形，第二道斜激波离体(因二级锥的折角超过最大折角δ_{max})，按正激波确定总压恢复系数；$M_\infty=1.8$时，喉道发生壅塞，因此进气道是按$M_\infty=1.8$能自起动设计的，故这时分起动前和起动后两种情形计算。$M_\infty>1.8$以后，此进气道能自起动。

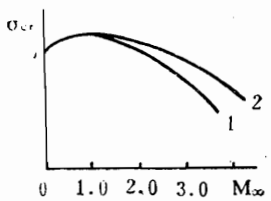


图2-97 $\sigma_{cr}\sim M_\infty$标准曲线举例

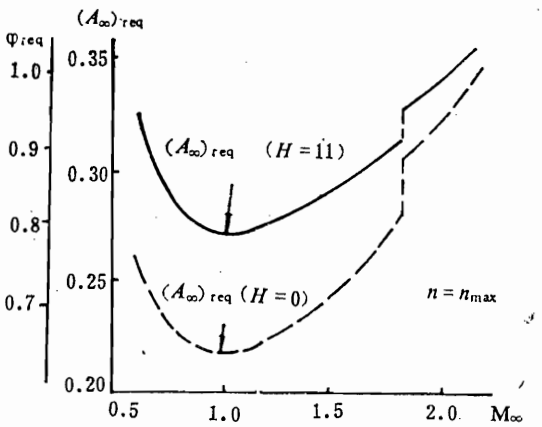


图2-98 发动机要求的$(A_\infty)_{req}$和$(\varphi)_{req}$

2.6.2 进气道的特性曲线

为了进行进气道-发动机的流量匹配分析，必须有进气道的特性曲线。进气道特性曲线有两种表示方法：一种是将总压恢复系数σ、阻力系数C_x等表示为与流量系数φ的关系；一种是把σ、C_x等表示为与换算流量$\bar{m}$的关系。

(1) 皮托式进气道

图2-99给出超音速皮托式进气道的理想化 $\sigma\sim\varphi$ 和 $\sigma\sim\bar{m}$ 特性曲线。图中水平线为亚临界工作状态，角点代表临界工作状态。(a)中竖线为超临界工作状态，最大流量系数 $\varphi=1.0$；(b)中折点后的曲线为超临界工作状态。从图上可以看出，第二种表示方法能更好地反映超临界工作状态进气道的特性。

根据(2.129)式，在超临界工作状态，$\varphi=1.0$，故应有

$$\sigma\bar{m}=\text{常数}$$

即在超临界状态，σ 随 $\bar{m}$ 的变化是一条双曲线，总压恢复系数与换算流量成反比。从流动的物理图形看，在超临界工作状态，正激波进入口内扩张段中，随着发动机要求的换算流量增大，正激波向下游移动。

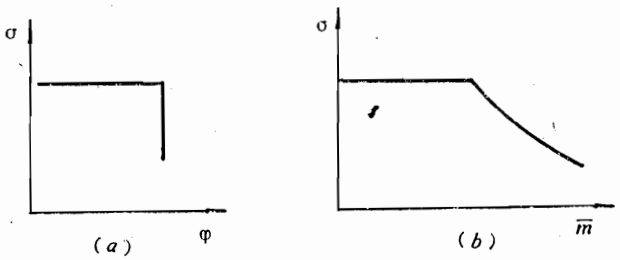


图2-99 超音速皮托式进气道的理想化特性曲线
(a)$\sigma\sim\varphi$；(b)$\sigma\sim\bar{m}$；M_∞=常数。

(2) 外压式进气道

外压式进气道的特性曲线的形状基本上与皮托式进气道类似，不同的是当马赫数低于额定马赫数时，进气道前有超音速溢流，$\varphi_{max}<1.0$。另外，在亚临界工作状态，总压恢复系数一般不再近似为常数(参看图2-86)。

图2-100给出额定马赫数 $M_{\infty d}=2.4$ 的不可调外压式进气道的特性曲线。图中在超临界区和亚临界区分别给出两个边界。亚临界区的边界称为亚临界喘振边界；超临界区的边界称为超临界痒振边界(见第四章)。在两个边界之间的区域是允许工作的范围。

(3) 内压式进气道

图2-16给出自起动内压式进气道的典型特性曲线，与皮托式和外压式特性曲线的不同之处是，在临界状态附近有一个迟滞圈(参看第2.1节)。

若喉道面积小于自起动喉道面积，还会因喉道壅塞而出现亚临界工作状态。这时喉道处马赫数等于1.0，下游扩压段内有超音速区和正激波。对于这种情形，不论发动机要求的换算流量如何增大，喉道前的流动状态都不会改变，只能使结尾正激波后移。图2-101给出两种不同原因形成的亚临界工作状态。为了区别，可以把后一种状态称为不起动状态，而不叫做亚临界工作状态。

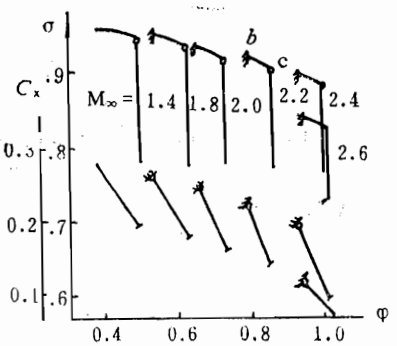


图2-100 不可调外压式进气道的特性曲线($M_{\infty d}=2.4$)

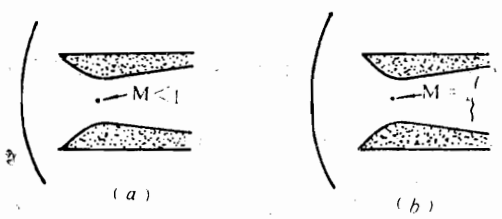


图2-101 两种不同原因引起的亚临界工作状态
(a)$\bar{m}<(\bar{m})_{cr}$；(b)不起动状态。

内压式进气道在亚临界工作状态的性能很坏，临界状态工作极不稳定。因此，正常工作状态应要求正激波位于喉道稍后一点，要有一定的超临界度。超临界度的定义是

$$K_{os}=\frac{\bar{m}-(\bar{m})_{cr}}{(\bar{m})_{cr}} \tag{2.128}$$

式中下标cr表示临界工作状态。超临界度的大小与进气道及其控制系统的设计有关，当然也与飞机的设计要求有关。

为了保持内压式进气道处于所希望的工作状态，既不出现亚临界工作状态，又不出现过大的超临界度，进气道必须有两套控制系统。一套控制喉道面积，防止进气道不起动，或喉道马赫数过大。一套有效地控制住实际的换算流量，使结尾正激波保持在所希望的位置。此外，还需要一套再起动控制系统，保证进气道万一不起动时，能迅速重新起动。关于进气道的控制问题，将在第五章中详细讨论。

(4) 超音速混压式进气道

混压式进气道兼有外压式和内压式的特点，图 2-103 画出混压式进气道的特性曲线及各个状态所对应的正激波位置。

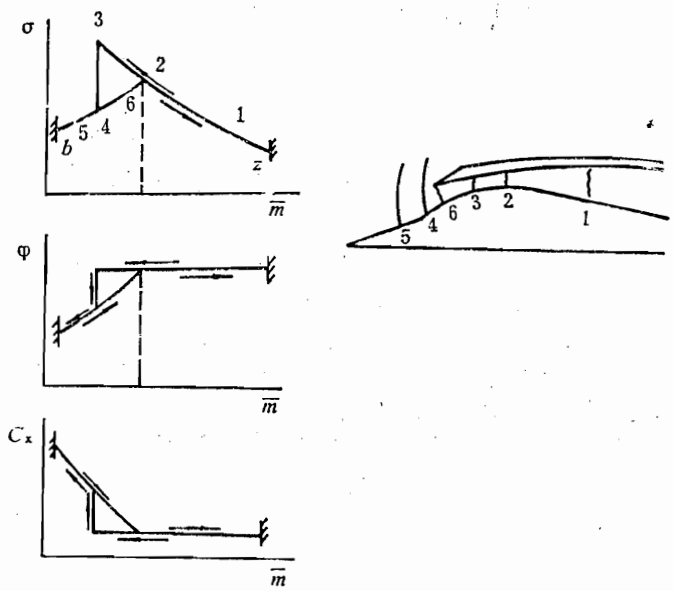


图2-102　混压式进气道的特性曲线

顺便说一下，实际的外压式进气道在进口附近都有一定的内收缩，但收缩比很小，故临界状态附近的迟滞圈很小。而且在实际飞行中，一般都不允许激波恰位于喉道截面，即不利用曲线的2-3段。据此，可以用曲线1245段来表示有少量收缩的外压式进气道的特性。

2.6.3　不可调混压式进气道的速度特性

第2.6.2节中讨论在 M_∞ 一定的条件下，进气道工作状态和特性随发动机要求换算流量改变而变化的情形，称为节流特性。本节中讨论不可调混压式进气道的工作状态及特性随马赫数M_∞改变而变化的情形，称为速度特性。图2-103给出不可调混压式进气道的速度特性。

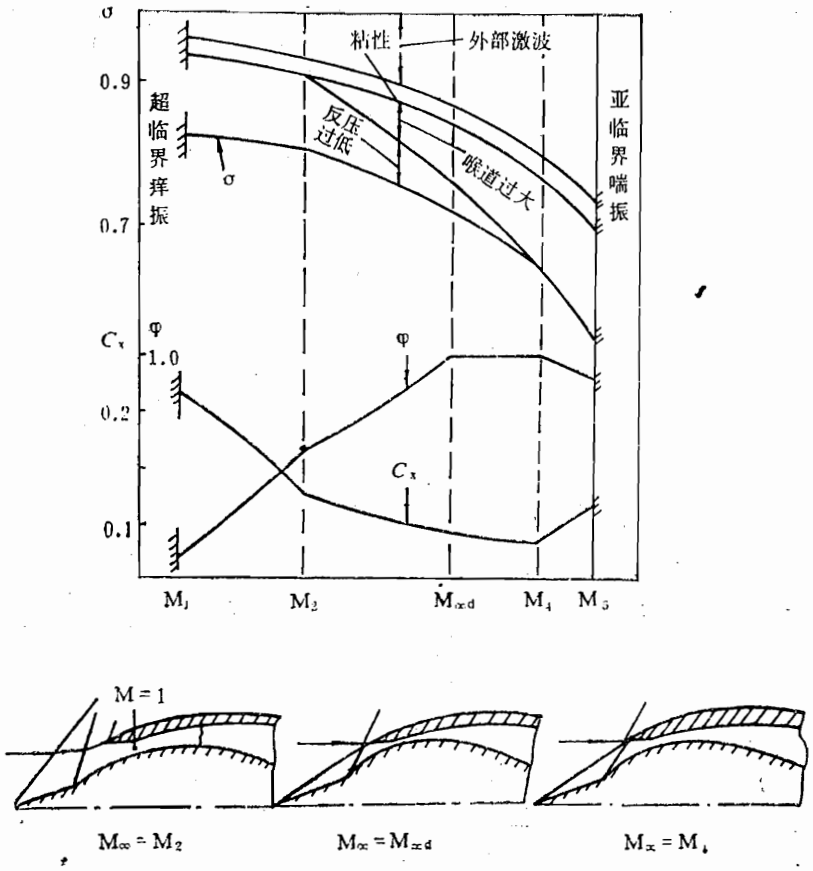


图2-103　不可调混压式进气道的速度特性

为了能很好地理解这张图，先总结一下 M_∞ 改变的三个主要影响。

(1) M_∞ 减小，外部斜激波的斜角 β 增大，从而使最大流量系数 φ_{max} 减小；反之，进口前斜激波 β 角减小。

(2) M_∞ 减小，壅塞或起动所需的喉道面积增大。如果喉道面积不变，M数小到一定程度时会使喉道壅塞，使进气道处于不起动状态。反之，M_∞ 增大时，壅塞所需喉道面积减小。若喉道面积不变，喉道处的超音速马赫数就变大，结尾正激波增强，损失加大。

(3) 在 T_∞ 和 n 不变的条件下，M_∞ 减小使换算转速 $\bar{n}$ 和换算流量 $\bar{m}$ 增大；反之，$\bar{m}$ 减小。

设 $M_3 = M_{\infty d}$ 是此进气道的设计马赫数，这时进口前斜激波交于唇口。为保证起动，这时喉道马赫数大于1.0，且结尾激波在喉道下游一点，以保证有一定的稳定性(或超临界度)。

从 M_3 开始，随着 M_∞ 降低，其结果是：(1) 口外斜激波斜角增大，出现超音速溢流，φ 减小，C_x 加大。(2) 口外斜激波损失减小，σ 增大。(3) 换算流量 $\bar{m}$ 增大，相当于反压下降，激波后移，损失加大。结尾正激波的损失可以分成两部分：正激波位于喉道处的损失是由于喉道面积大于临界面积所致，称为喉道过大损失；当反压低于临界值时，正激波移至喉道下游，损失增大，它与临界状态的损失之差称为反压过低损失。(4) 喉道马赫数减小，从而使喉道过大损失减小。

当 M_∞ 减小到 M_2 时，喉道开始壅塞，喉道马赫数等于1.0。M_∞ 再减小，进气道进入不起动状态，口外产生离体激波，出现亚音速溢流，φ 急剧下降，C_x 急剧升高。与此同时，由于 $\bar{m}$ 增大，结尾激波后移，损失增大。至 $M_\infty=M_1$ 时，发生超临界痒振。

再来看从 $M_s=M_{\infty d}$ 开始 M_∞ 增大的情形。这时流量系数保持为 1.0，但激波损失加大，σ 减小。且入口处波系复杂，畸变增大。C_x 稍有下降，这主要是外罩波阻系数随 M_∞ 增大而下降的缘故。与 M_∞ 减小的情形相反，这时喉道过大损失加大，反压过低损失减小。当 $M_\infty=M_4$ 时，结尾激波被推到喉道截面，反压过低损失为零。当 M_∞ 再增大时，换算流量进一步减小，结尾激波被推出口外，出现亚音速溢流。至 $M_\infty=M_5$ 时，出现亚临界喘振。

不可调进气道的稳定工作范围最多在 M_1 和 M_5 之间，性能较好的范围在 M_2 到 M_4 之间。通常这个范围是不大的，不能满足马赫数变化范围的要求。飞机最大飞行马赫数愈高，这个问题愈严重，这就要求对进气道进行调节。

2.6.4 进气道临界流量的计算

根据第2.6.2～2.6.3节对进气道特性的分析可知，进气道在临界工作状态附近性能最好。因此，应该把进气道与发动机的共同工作点选在临界点附近。换言之，应该使发动机要求的换算流量与进气道在临界工作状态提供的换算流量相等。进气道临界换算流量的计算方法如下。

(1) 进口前斜激波附体的情形

a. 用第2.4节中所述的方法算出进气道的最大流量系数 φ_{max}。

b. 用第2.3和2.4节中所述的方法算出进气道的临界总压恢复系数(包括激波损失和粘性附加损失)。近似计算时，可只算激波总压恢复系数，再乘以一个系数(一般取0.95)，来计及亚音扩压器的损失。即

$$\sigma_{cr}=0.95\sigma_s \tag{2.129}$$

式中 σ_s 是只考虑激波损失的总压恢复系数。

c. 利用(2.124)式计算临界换算流量

$$(\bar{m})_{icr}=242\varphi_{max}A_c q(\lambda_\infty)/\sigma_{cr}$$

取一系列的 M_∞ 值，按上述步骤计算，可以求出进气道临界换算流量随 M_∞ 变化的曲线。若进气道是可调的，可以按上述方法对一系列不同的调节位置，算出相应的临界换算流量随 M_∞ 变化的曲线。

(2) 进口前斜激波离体或亚音速的情形

随着 M_∞ 减小，进口前斜激波会成为离体激波(如双锥外压式进气道，第二道激波和第一道激波先后离体)，波后为亚音速气流。这时最大流量为喉道壅塞所决定。利用喉道与发动机进口流量相等的条件得

$$(\bar{m})_{icr}=242A_{th}q(\lambda_{th})/\sigma_{th} \tag{2.130}$$

式中 σ_{th} 是喉道到发动机进口的总压恢复系数，作初步工程估算时，可取 $\sigma_{th}=0.95$。喉道壅塞时 λ_{th} 应该等于1.0，但考虑到附面层和气流不均匀的影响，一般取 $q(\lambda_{th})=0.98$。

例如，对于图2-94所示算例的双锥进气道，当进气道中心锥前伸距离 L 为某个数值时，

进气道喉道在 $M_\infty=1.8$ 时壅塞，相应的临界换算流量为

$$(\bar{m})_{icr}=242\times0.98A_{th}/0.95=250A_{th}$$

这个进气道在 $M_\infty<1.8$ 时均壅塞，临界换算流量均等于此值。图2-97中的虚线就是进气道临界换算流量的变化曲线。此曲线与 $T_\infty=T'_{11}+15°C$ 时的 $(\bar{m})_{req}$ 曲线交于 $M_\infty=2.1$ 附近，这时进气道的临界换算流量正好和发动机所要求的流量相等，即这时匹配点正好是临界工作点。

当 $M_\infty<2.1$ 时，$(\bar{m})_{icr}<(\bar{m})_{req}$，这对应于进气道出口反压降低，结尾激波后移，使进气道超临界状态下工作。当 $M_\infty>2.1$ 时，进气道处于亚临界工作状态。

2.6.5 进气道-发动机匹配分析

按第2.6.1和2.6.4节的方法分别算出发动机要求的换算流量和进气道提供的临界换算流量随飞行马赫数 M_∞ 的变化曲线，把两条曲线画在一起，它们的交点就是所要求的最佳匹配工作点。对于第2.6.4节中所作的算例，最佳匹配工作点为 $M_\infty=2.1$。当 $M_\infty\neq2.1$ 时，进气道就不能在临界状态下工作。

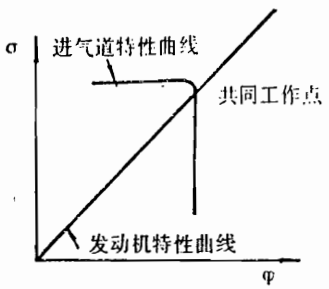


图2-104 用σ-φ曲线确定进气道-发动机共同工作点

2.6.5.1 进气道-发动机共同工作点的确定

为了确定发动机和进气道工作时进气道的工作状态，最好利用进气道的实验 $\sigma\sim\varphi$ 曲线，如图2-104所示。

共同工作时，进气道与发动机的换算流量应该相等，即

$$(\bar{m})_{req}=242\varphi A_c q(\lambda_\infty)/\sigma$$

改写为

$$\sigma=\left[\frac{242A_c q(\lambda_\infty)}{(\bar{m})_{req}}\right]\varphi \tag{2.131}$$

在一定的飞行条件下，$(\bar{m})_{req}$ 和 $q(\lambda_\infty)$ 是确定的，(2.131)式表示 σ-φ 平面上通过坐标原点的直线，它与实验特性曲线的交点就是共同工作点。对于不可调的进气道，除最佳匹配点的马赫数外，共同工作点都不是临界工作点。图2-105中所示的交点位置表示进气道处于超临界工作状态。为了保证进气道稳定工作，共同工作点不应超出进气道 $\sigma\sim\varphi$ 曲线的亚临界喘振和超临界痒振边界。

2.6.5.2 进气道调节规律的确定

为了使进气道在不同飞行条件下都处于最佳工作状态，进气道的几何形状必须能够调节。调节规律可以按下列几种不同的方法确定。

(1) 按换算流量匹配的方法

在发动机流量特性和进气道型式、调节方法已知的条件下，可按下列步骤进行。

a. 用第2.6.1节中叙述的方法算出发动机所要求的换算流量 $(\bar{m})_{req}$ 随飞行马赫数变化的曲线。

b. 用第2.6.4节中所述的方法算出各不同调节位置下进气道的临界换算流量 $(\bar{m})_{icr}$ 随 M_∞ 的变化。

c. 将 *a*、*b* 算出的结果画在一起，诸交点就确定了进气道调节位置与飞行马赫数的关

对于图2-96所示算例的双锥进气道，图2-105中给出三个不同中心锥位置的临界换算流量曲线，与发动机要求的换算流量曲线交于1、2、3点。据此就可定出三个马赫数时的中心锥调节位置。

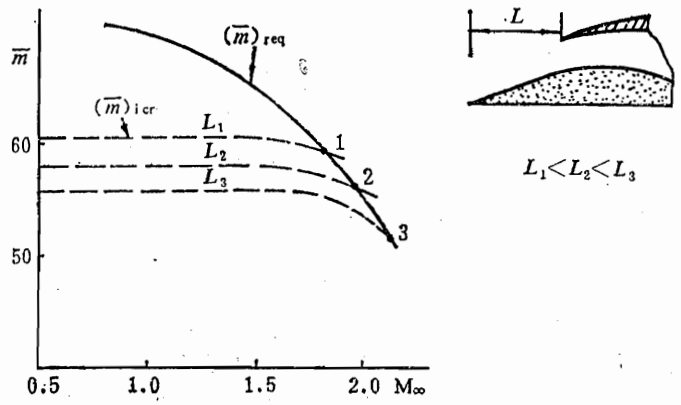


图2-105　双锥进气道调节位置的确定

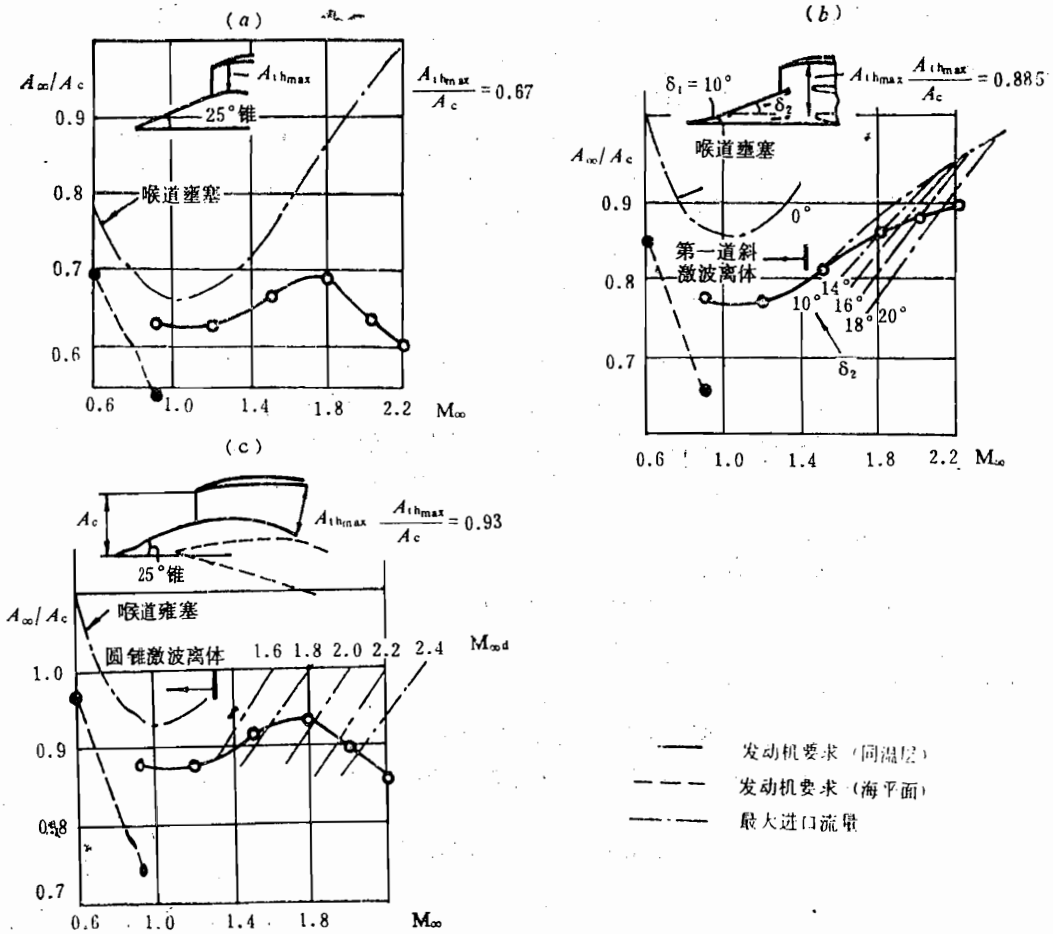


图 2-106　进气道调节位置的确定

(a)固定圆锥中心体；(b)可调二级楔；(c)移动和转动半锥中心体。

(2) 按流量系数匹配的方法

此法在本质上与第一种方法相同。计算步骤如下：

a. 计算发动机要求的换算流量曲线。

b. 给出一系列不同的进气道调节位置，用第2.4节中所述的方法算出不同马赫数下进气道的最大流量系数$(\varphi_{max})_i$。

c. 按选取的设计点(飞行马赫数、高度、发动机转数等)，定出进气道的进口捕获面积A_c和喉道面积A_{th}，以适应发动机的流量要求。

d. 先假定进气道总压恢复系数随飞行马赫数的变化，按(2.126)式计算发动机要求的流量系数$(\varphi)_{req}$随M_∞变化的曲线。

e. 将*b*.、*d*.的结果画在一起，如图2.106所示。图中进气道尺寸按$M_\infty=0.9$(平流层)时喉道马赫数$M_{th}=0.75$确定。

f. 在供、求曲线的交点处，比较进气道的总压恢复系数和假定的总压恢复系数。若不一致，调整*d*.中假定的总压恢复系数重新计算。此迭代过程一般收敛很快。

图2-106给出两种可调进气道调节位置确定方法。

(3) 用进气道的实验$\sigma\sim\varphi$曲线进行匹配

a. 通过风洞实验给出不同马赫数，不同调节位置下进气道的$\sigma\sim\varphi$曲线，如图107所示。图中每条曲线所标的角度值为二级楔角偏离设计斜角的数值。

b. 在不同马赫数下，按发动机要求的换算流量，由(2.131)式算出发动机要求的$\sigma\sim\varphi$曲线(是一条通过原点的直线)。

c. 在一定M_∞的进气道$\sigma\sim\varphi$实验曲线图上，作(2)得出的直线，与不同调节位置的诸实验曲线相交。交点正好在临界点处的那条曲线，就给出所要求的调节位置。图2-107中的*D*点就是所要求的匹配点，对应的调节位置就是设计楔角。

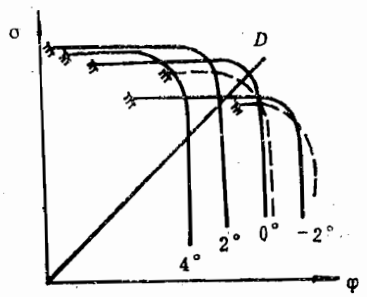


图2-107 M_∞一定时可调进气道的特性曲线

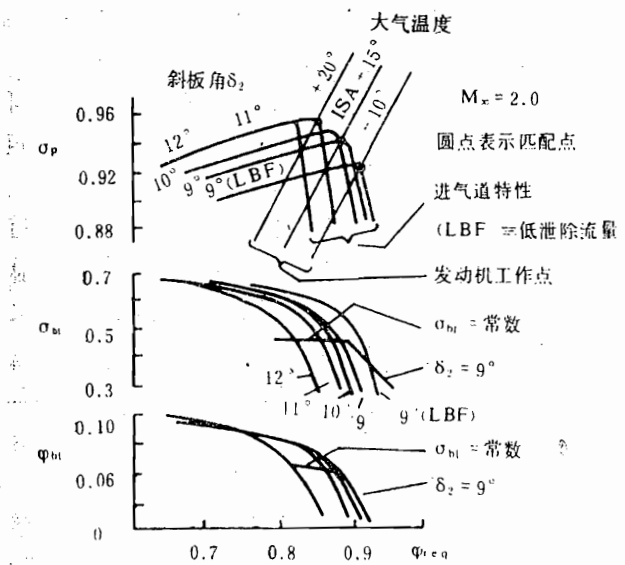


图108 $M_\infty=2.0$时，超音速客机协和号进气道-发动机匹配分析

图2-108给出超音速客机协和号进气道在$M_\infty=2.0$时的匹配情形。图中圆黑点表示匹配点，大气温度不同，要求的调节位置也不同。但应注意，由于协和号的进气道内有泄除槽，进入进气道的流量分为发动机流量φ_{req}和泄除流量φ_{bl}两部分：

$$\varphi=\varphi_{req}+\varphi_{bl}$$

图中横坐标为发动机要求的流量系数φ_{req}。在超临界情况，进气道的流量系数φ不变，φ_{req}却随泄除流量的减小而增大。故超临界的特性曲线不是一条竖线。

2.7 超音速进气道设计及参数选择原则

本章前几节中讨论了超音速进气道的基本工作原理、总压恢复系数和阻力的计算方法，以及进气道-发动机匹配的一般分析方法。实际进气道的设计要考虑多方面的要求，即使在同样的飞行任务要求下，也可以做出多种不同的设计。这里提出超音速进气道设计及参数选择的一些原则，供进气道设计时参考。

2.7.1 设计点的选择及设计要求

进气道是飞机的一个主要部件，它的设计应服从飞机的任务要求。对于作战飞机，应服从于对飞机的战术技术要求。特别是飞行包线和机动格斗性能，是进气道设计点和几何参数选择的依据。

不论是超音速客机，还是高空高速歼击机，都要求具有优良的高空、高速性能，故一般选取高度 $H=11$ 公里及最大飞行马赫数，作为进气道的设计点，几何参数的选取应满足高空高速性能最佳的要求。

歼击机的格斗飞行速度往往在中空、跨音速范围。为了取得优良的跨音速性能，在按设计点状态设计进气道和选择几何参数时，还应着重考虑跨音速性能。

根据飞机的战术、技术要求确定了进气道的设计点以后，进气道的设计应满足飞机总体布局和发动机方面的要求。

(1) 总体布局对进气道的要求

进气道的型式主要由飞机的最大飞行马赫数决定。$M_{\infty max}$ 小于1.3～1.5的飞机一般采用皮托式；最大飞行马赫数大约在1.5～2.0之间时，采用外压式；马赫数更高时应考虑采用混压式。纯内压式进气道由于起动问题比较复杂，目前采用较少。关于最大飞行马赫数，还应考虑飞机流场干扰的影响。除机头进气道以外，进气道都处于飞机流场中，进气道位置的当地马赫数不同于飞行马赫数。因此，进气道的设计马赫数应按当地马赫数进行。

进气道的几何形状有轴对称的和矩形的，还可以有半圆形和四分之一圆形的，后二者可以看成是轴对称进气道的变种。轴对称进气道较多的用于机头进气和有单独吊舱的情形。矩形进气道调节比较方便，目前采用较多。

进气道在飞机上的位置可以有机头、腹下、两侧、翼下、翼身胳窝等部位。两侧进气道可以有立式(即压缩面竖直)和卧式(即压缩面水平)两种方位。这方面的问题主要由飞机的总体布局决定。进气道设计人员可以根据进气道方面的要求提出意见，最后综合考虑决定。关于布局型式对进气道性能的影响，放在第2.9节中讨论。

近代歼击机广泛采用机身腹下和两侧进气，现以立式矩形两侧进气道为例，说明总体布置应为进气道设计提供的数据。

I. 飞机方面应提供的数据：

(1) 机头到进气道进口的机身长度，用以确定附面层隔道的高度。

(2) 总体布置中进气道应占的最大长度。这个长度一般应为发动机进口直径的5～12倍，以保证管道型面设计合理，使气流经进气道的损失和畸变较小。

(3) 机身在进气道进口处的最大宽度，它直接影响到进口后管道型面的转弯程度。

(4) 进气道在飞机上的位置及相应的流场特性，该处流场应尽可能均匀。

(5) 发动机轴线在飞机上的几何位置。

II.发动机方面应提供的数据和要求：

(1) 发动机-进气道接合面的直径。

(2) 发动机的流量特性曲线。

(3) 发动机对进气道畸变的要求。

(4) 发动机对进气道调节的要求。

(5) 发动机对冷却引射流量的要求。

2.7.2 进口波系的配置

在选定了进气道的型式以后，首要的任务是进行波系的配置。

(1) 激波数目的选取

选取激波数目的主要原则是总压恢复系数要尽量高，结构要简单。图 2-109 给出最佳激波总压恢复系数与激波数目的关系。图中 N 代表激波数目，由 $N-1$ 道斜激波和一道正激波组成。从图上可以看出，在$M_\infty=2.0$左右，三波系的总压恢复系数与四、五波系数很接近。为结构简单计，可选取三波系。马赫数更高时，需考虑选取更多的激波数目。

(2) 压缩面角度的选取

原则上压缩面折角的选取应使激波总压恢复系数最高。第 2.2 节中已经给出了二、三、四波系的最佳激波总压恢复系数和最佳折角分配。从最佳激波总压恢复系数与总折角的关系曲线(图2-25～2-27)可以看出，在最佳总折角附近，总压恢复系数变化很小。因而可以选取较小的总折角，这样，既保证了高的总压恢复系数，又可使外罩倾角小，从而大大地减小外罩波阻。例如，对于 $M_\infty=2.0$ 的三波系进气道，最佳总折角为 $\delta_\Sigma=22^\circ$，最佳总压恢复系数$\sigma=0.976$。当$\delta_\Sigma=20^\circ$、19°时，相应的总压恢复系数为$\sigma=0.974$、0.966，相差很小。确定了总折角后，就可以按第 2.2 节中的图 2-28～2-29 确定各级压缩面的折角。

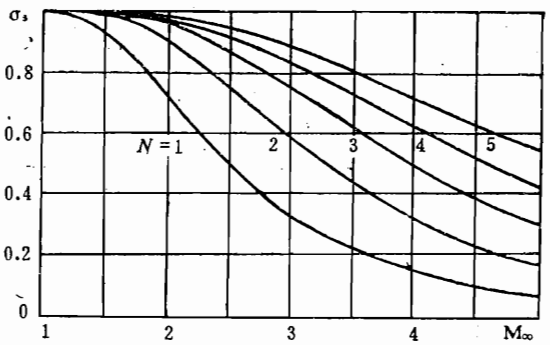


图2-109 最佳激波总压恢复系数

为兼顾跨音速性能，可以适当减小第一级压缩面的折角，以降低第一道斜激波的离体马赫数。如对于 $M_\infty=2.0$，$\delta_\Sigma=19^\circ$的情形，最佳折角分配为 $\delta_1=9.3^\circ$，$\delta_2=9.7^\circ$。对应于此δ_1的激波离体马赫数为 1.4。若改为 $\delta_1=7^\circ$，$\delta_2=12^\circ$，离体马赫数降到 1.31，这就改善了跨音速性能。当然在总压恢复系数方面要付出一定的代价，减到 0.944，比最佳值小了 2%。

轴对称进气道的情形与矩形进气道类似。不过，一般说来，第一级锥角主要按结构上的考虑决定。至于第二级锥角，由于此角度调节不便，一般是固定的。故在确定折角大小时，除了考虑在最大飞行马赫数时应有较高的总压恢复系数外，还应使第二级锥的激波不致于过早的离体。

(3) 外罩内唇角的选取

从绕外压式的角度看，外罩的内唇角应该与唇口处当地气流的方向一致。对于矩形进气道，应该等于压缩面的总折角。按上面所举的例子，内唇角 $\delta_1=19^\circ$。若取唇部内外型面夹角为 4°，则外唇角为23°，正好等于 $M_\infty=2.0$ 时的激波离体折角，稍有偏差就会使外激波离体，而且这么大的折角造成很大的外罩波阻。为此，要减小内唇角，在唇处产生强解斜激波，使气流内折。内折角的大小以不使唇口内激波离体为原则。

在上例中，第二道斜激波后的气流马赫数为 $M_2=1.321$，对应的激波离体折角约为7°。若选取 $\delta_1=9^\circ$，$\delta_2=10^\circ$，则唇口激波离体的内折角约为5°。考虑到应留有余地，可选取内折角 $\delta_3=4^\circ$。最后选取内唇角 $\delta_1=\delta_1+\delta_2-\delta_3=15^\circ$。当然，在具体型号设计中，考虑到各方面的因素，还可以选取别的内唇角数值。

对于外罩内型面有内折的情形，在临界工作状态，进口处的正激波是一道结尾的近似正激波，即强解斜激波。图 2-110 画出协和号超音速客机进气道在 $M_\infty=2.0$ 时口内波系的纹影照片示意图。内唇角加上唇缘的结构角就得到外唇角。根据强度和刚度的考虑，唇缘结构角可选取3°～6°。

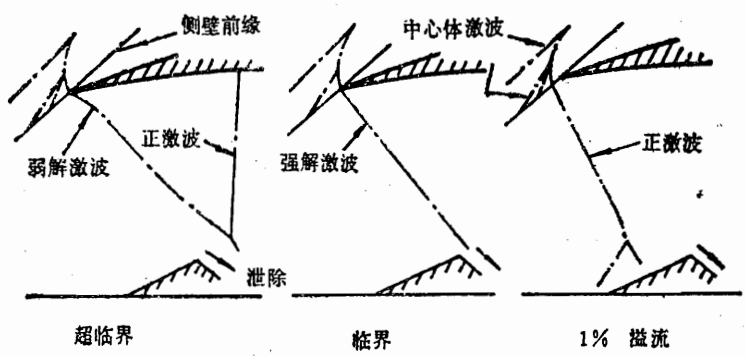


图2-110　协和号超音速客机进气道口内波系纹影照片的示意图($M_\infty=2.0$)

(4) 压缩面相对于唇口的位置

图 2-111 画出压缩面相对于唇口的两种配置形式。形式(*a*)的口外斜激波汇交于唇口，形式(*b*)则唇口位于斜激波之后。从总压恢复的观点看，两种布置形式基本上是一样的。与(*a*)相比，(*b*)有下列缺点：

a．压缩面的长度和高度增大，因而结构重量增大。

b．最大流量系数 φ_{max} 小于 1.0，意味着在临界工作点有附加阻力。

c．压缩面长意味着附面层的发展更厚，这是有害的(粘性损失和附面层泄除量增大)。

d．一般进气管道必须折回到机身轴线上，现在进口平面向外移了一段，致使管道设计更为复杂。

实际进气道设计时，应使唇口的位置略后于斜激波，相应地 φ_{max} 略小于 1.0。因 $\varphi_{max}=1.0$ 的设计有下列两方面的不利：

a．在亚临界程度很小时，离体结尾正激波与斜激波相交形成的涡面就会进入口内，对进气道的稳定工作不利。

b．为了改善进气道的低速性能，唇口一般不做成完全尖的，唇缘有一定的小圆角半径。因此，即使在临界工作状态，唇口附近也会产生局部的离体激波，它与斜激波相交也会

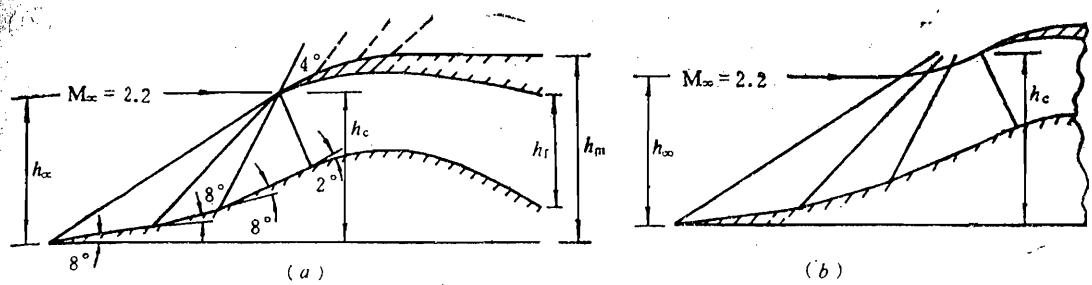


图2-111　压缩面的两种配置形式

形成涡面。

考虑到上述原因，唇口位置可按下列原则选取：

a．　令唇口到压缩面顶尖连线与来流的夹角为唇口位置角 θ_1，一般取

$$\theta_1=\beta_1-1^\circ$$

式中 β 是第一级斜激波的倾斜角。根据经验，考虑到附面层的影响，β 按第一级楔角 δ_1 加 1°来计算。

b．　为了扩大进气道的稳定工作范围，可以适当减小 θ_1。

(5) 第一、二级楔的宽度

对于矩形的进气道，由于侧缘处的三维效应，会形成侧向溢流，使进气道的临界总压恢复系数和最大流量系数减小。特别是由于布局的原因而不带侧板的情形。这时，为了减小侧向溢流，可以将楔面的宽度加大，超过进口的宽度，如图 2-112 所示。实验表明，这可以使总压恢复系数和最大流量系数略有提高。下表给出米格 23 和 F-4B 的宽度数据。

表2-1　米格23和F-4B进气道楔面宽度数据

机　　种	米格23	F-4B
$2b_1/2b$	～1.0	～1.1
$2b_2/2b$	～1.2	～1.2

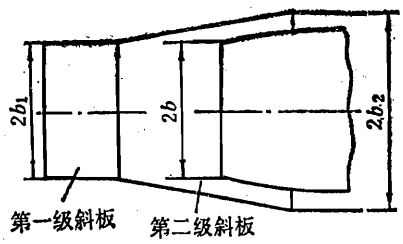


图2-112　矩形进气道压缩面宽度的选取

2.7.3　进口面积A_c的选取

在整个飞行包线内，进口面积应保证能够向发动机提供足够的空气量，同时还应保证从进气道提取的其它方面所需的空气流量。

通常进口面积按高度 $H=11$ 公里、最大飞行马赫数设计。根据第 2.6.1 节的方法算出设计点发动机要求的换算流量，再按(2.124)式计算要求的进口面积 A_c：

$$A_c=\frac{\sigma\bar{m}}{242\varphi_{max}q(\lambda_\infty)} \tag{2.132}$$

式中 σ 和 φ_{max} 可按第 2.2、2.3 和 2.4 节中的方法计算，也可利用风洞实验结果。在初步设计中，σ 也可按(2.133)式近似计算：

$$\sigma=\sigma_s\cdot\sigma_d \tag{2.133}$$

式中 σ_s 是理论的激波总压恢复系数，σ_d 是亚音速扩压器的损失，一般取为 0.95。但 σ_d 与具体管道设计有关，很难算准。为了保险起见，把按(2.133)式算出的 σ 值再适当减小一些(譬如减小 2 %)，作为设计进口面积的依据。

按(2.132)式算出的进口面积只考虑了满足发动机的流量要求，还没有考虑其它方面的需要量。为此应将面积乘一个放大系数，取

$$A_c=\frac{K\sigma(\bar{m})_{req}}{242\varphi_{max}q(\lambda_\infty)} \tag{2.134}$$

式中 K 是放大系数，它包括冷却引射流量(一般取为 6～8%)，压缩面附面层泄除量(可取 2 %)，喉道附面层泄除量(可取 4 %)。

2.7.4 进气道喉道的设计

喉道设计应保证：(1)能通过发动机所需要的流量；(2)能够自起动。

(1) 发动机要求的喉道面积

根据(2.130)式，假定进气道的临界换算流量等于发动机所要求的流量，求得发动机流量要求的喉道面积为

$$(A_{th})_{req}=\frac{K_1\sigma_{th}(\bar{m})_{req}}{242q(\lambda_{th})} \tag{2.135}$$

式中 K_1 是考虑喉道放气流量和冷却流量的放大系数；σ_{th} 是喉道后亚音速扩压器中的总压恢复系数，一般近似取为0.95；$q(\lambda_{th})$的理论值为 1.0，考虑到附面层的影响，一般地取，$q(\lambda_{th})=0.98$，或取喉道马赫数为 $M_{th}=0.85\sim0.90$。

(2) 进气道起动要求的喉道面积

所谓进气道起动是指进气道在飞机加速至给定马赫数时，不致因喉道面积过小而把结尾正激波推出口外。为了使进气道在给定马赫数下能够起动，喉道面积应有

$$(A_{th})_{st}=\frac{\varphi_{max}q(\lambda_\infty)}{0.98\sigma_s}A_c \tag{2.136}$$

式中 σ_s 包括进口前斜激波和进口平面处正激波的总压恢复系数，系数0.98是为了考虑喉道附面层而引入的。若进口前压缩面上有附面层泄除装置，可以不除这个系数。

(3) 进气道设计喉道面积

进气道设计喉道面积 A_{th} 是进气道理论外形设计的主要控制参数之一。对于矩形进气道而言，它与二级楔面调节参数 δ_2、喉道处扩散段斜板及外罩的内型面有关。对于轴对称进气道而言，它与中心锥轴向移动调节参数、口内中心体及外罩的内型面形状有关。在设计时应考虑满足流量、起动、调节等各方面的要求。

在作进气道设计时，应根据理论外形和调节规律，求出设计喉道面积与飞行马赫数的关系 $A_{th}=f(M_\infty)$。另根据起动和流量要求，算出发动机流量要求的喉道面积 $(A_{th})_{req}$ 和起动喉道面积 $(A_{th})_{st}$ 与 M_∞ 的关系曲线，并与设计喉道面积 A_{th} 进行比较。若不满足要求，应重新修改理论外形，以达到满意的结果。

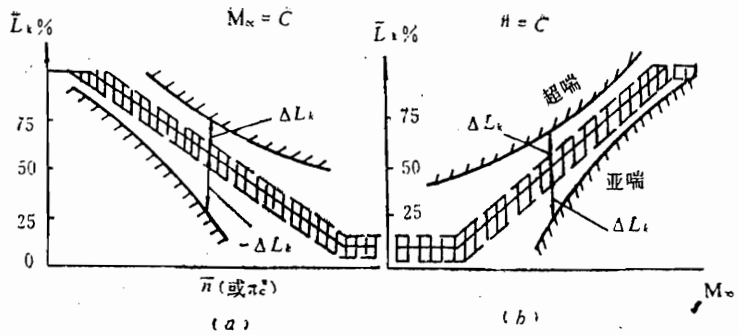


图2-113　进气道调节规律

（a）$M_\infty=M_{\infty max}$，$\bar{L}_k=f(\bar{n})$；（b）$n=n_{max}$，$\bar{L}_k=f(M_\infty)$。

关于进气道的调节规律，已在第 2.6 节中作了详细的讨论，这里再作一点补充说明。根据第 2.6 节的方法确定了调节规律后，可以将楔面角的变化或中心锥的移动距离换算成操纵机构作动筒的行程。图 2-113 给出了作动筒行程随飞行马赫数 M_∞ 的变化规律。图中 $\bar{L}_k\%$ 表示作动筒行程与最大行程比的百分数。这个关系也可以换算成 $M_\infty=M_{max}$ 条件下，$\bar{L}_k$ 与换算转数 $\bar{n}$ 或压气机增压比 π_c^* 的关系，如图中(a)所示。图中还画出了进气道的亚临界喘振和超临界痒振边界。为了使进气道能稳定工作，调节规律离喘振和痒振边界应有一定的裕度。由于亚临界喘振的危害更大，应离开它稍远一点。从图上可以看出，喘振裕度随 M_∞ 的增大而减小。一般说来，在 $M_\infty=2.0\sim2.5$ 时，喘振的稳定裕度 ΔK_s 为 10～15%，在 $M_\infty=1.6\sim1.7$ 时，ΔK_s 增大到 40～50%，而在 $M_\infty<1.6$ 时，进气道一般不发生喘振。关于进气道调节的更进一步的讨论，见第五章。

进气道设计还应包括亚音速管道和附面层泄除系统的设计，有关问题在第三章和第四章中讨论。

2.8　二维和轴对称超音速进气道流场的数值计算方法

随着计算机的普及，目前在超音速进气道设计及流场分析中广泛采用各种数值计算方法。本章介绍二维及轴对称流特征线法的基础及其在进气道中的应用。此外，还扼要地介绍三维超音速无粘流的计算方法。

2.8.1　锥形流场的计算

轴对称进气道中心体的头部是个圆锥，超音速时产生圆锥激波，波后流场是锥形流。文献[11]中给出了零迎角时锥形流场的计算结果，并已列成数值表，可以直接查用。文献[22]给出了有迎角时的锥形流数值表。

零迎角锥形流场和圆锥激波的典型计算方法是泰勒-马考尔方法，以后发展了一种直线法，不仅可以计算零迎角的情形，还可以计算有迎角时的锥形流场。

2.8.1.1　泰勒-马考尔方法

文献[12]根据定常轴对称无旋气体动力学方程导出了泰勒-马考尔方程的一种简单形式

$$vv_{uu}=(1+v_u^2)-\frac{(1-\omega^2)(u+vv_u)}{1-\omega^2(u^2+v^2)} \tag{2.137}$$

$$v_u=-z/r \tag{2.138}$$

式中 u，v 是柱坐标系(z, r, φ)中的轴向和径向无量纲分速(速度除以临界音速)，v_u 表示速度面上v 对于 u 的导数，$\omega^2=(k-1)/(k+1)$。

物面边界条件为

$$\left.\begin{aligned}\frac{u}{v}&=\mathrm{ctg}\theta_c\\ v_u&=-u/v\end{aligned}\right\} \tag{2.139}$$

激波条件为

$$\left.\begin{aligned}u&=(1-\omega^2)\lambda_\infty\cos^2\theta_w+\frac{1.0}{\lambda_\infty}\\ v&=(\lambda_\infty-u)\mathrm{ctg}\theta_w\end{aligned}\right\} \tag{2.140}$$

沿激波的初始斜率为

$$v_u=\frac{v}{u-\lambda_\infty} \tag{2.141}$$

式中 θ_c 和 θ_w 分别是圆锥和激波的半顶角。在给定 λ_∞(或 M_∞)和半锥角 θ_c 的条件下，利用方程(2.137)至(2.141)，可以解出锥型流场中的 u、v 分布和圆锥激波角 θ_w。具体解法如下：

(1) 假定三个激波角 $\theta_{wi}(i=1、2、3)$。

(2) 利用(2.140)式算出波后的 u、v，并用(2.141)式算出初始斜率 v_u。

(3) 以算出的 v_u 值作为初始条件，用四阶隆格-库塔(Runge-Kutta)法积分常微分方程(2.137)，直至 $v_u=-\mathrm{ctg}\theta_c$ 为止。这时，对应的 u、v 值是 u_c、v_c。

(4) 检查锥面边界条件(2.139)中的第一式是否满足。若不满足，找出对应于三个 θ_{wi} 的误差值 t_i。

(5) 利用二次插值方法求出使误差值 $t=0$ 的激波角 θ_w。

(6) 取此 θ_w 值附近的三个 θ_w值，重复(1)～(5)的计算步骤，直至差值 t 在允许误差范围内为止。

文献[12]中已经根据这个方法编制了 FORTRAN 程序。用它可以按给定的 λ_∞ 和 θ_c，算出圆锥激波角 θ_w 和锥形流场中任一射线 $r/z=c$ 上的 u、v 值(也可参看文献[13])。

2.8.1.2 直线法

利用直线法可以计算有迎角时圆截面和非圆截面锥体的锥形流场。方法简述如下。

(1) 柱坐标系(z, r, φ)中定常气体动力学方程为

$$\left.\begin{aligned}&u\frac{\partial u}{\partial z}+v\frac{\partial u}{\partial r}+\frac{w}{r}\frac{\partial u}{\partial\varphi}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}=0\\ &u\frac{\partial v}{\partial z}+v\frac{\partial v}{\partial r}+\frac{w}{r}\frac{\partial v}{\partial\varphi}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r}-\frac{w^2}{r}=0\\ &u\frac{\partial w}{\partial z}+v\frac{\partial w}{\partial r}+\frac{w}{r}\frac{\partial w}{\partial\varphi}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{r\partial\varphi}+\frac{vw}{r}=0\\ &\rho\left(\frac{\partial u}{\partial z}+\frac{\partial v}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial w}{\partial\varphi}\right)+u\frac{\partial\rho}{\partial z}+v\frac{\partial\rho}{\partial r}+\frac{w}{r}\frac{\partial\rho}{\partial\varphi}+\frac{\rho v}{r}=0\\ &\left(u\frac{\partial p}{\partial z}+v\frac{\partial p}{\partial r}+w\frac{\partial p}{r\partial\varphi}\right)-a^2\left(u\frac{\partial\rho}{\partial z}+v\frac{\partial\rho}{\partial r}+\frac{w}{r}\frac{\partial\rho}{\partial\varphi}\right)=0\end{aligned}\right\} \tag{2.142}$$

式中分速 u、v、w，音速 a，压强 p 和密度 ρ 均为无量纲量，无量纲化的参考量分别为 V_∞，$\rho_\infty V_\infty^2$ 和 ρ_∞，此处下标 ∞ 表示自由流的参数。

取坐标系原点与锥顶重合，根据锥形流的性质，物面和激波方程可分别写成：

$$\left.\begin{aligned} r_b &= z\cdot f_2(\varphi) \\ r_w &= z\cdot f_1(\varphi) \end{aligned}\right\} \tag{2.143}$$

式中 f_1 和 f_2 都只是周向坐标的函数。为了计算方便，引进坐标变换

$$\left.\begin{aligned} &\zeta = z,\quad \psi = \varphi \\ &\xi = \frac{r - z f_2(\varphi)}{z[f_1(\varphi) - f_2(\varphi)]} = \frac{r - r_b}{r_w - r_b} \end{aligned}\right\} \tag{2.144}$$

在此变换下，激波和物面分别变为 $\xi=1$ 和 $\xi=0$ 两个平面。

将方程(2.137)变换到这个新坐标系上，并利用锥形流的性质

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} = \frac{\partial v}{\partial \xi} = \frac{\partial w}{\partial \xi} = \frac{\partial p}{\partial \xi} = \frac{\partial \rho}{\partial \xi} = 0 \tag{2.145}$$

方程组化为下列形式

$$\left.\begin{aligned} &\frac{c}{\varepsilon}\frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\sigma}{\rho\varepsilon}\frac{\partial p}{\partial \xi} + \frac{w}{r}\frac{\partial u}{\partial \psi} = 0 \\ &\frac{c}{\varepsilon}\frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{1}{\rho\varepsilon}\frac{\partial p}{\partial \xi} + \frac{w}{r}\frac{\partial v}{\partial \xi} - \frac{w^2}{r} = 0 \\ &\frac{c}{\varepsilon}\frac{\partial w}{\partial \xi} + \frac{\beta}{\rho\varepsilon}\frac{\partial p}{\partial \xi} + \frac{w}{r}\frac{\partial w}{\partial \psi} + \frac{1}{\rho r}\frac{\partial p}{\partial \psi} + \frac{vw}{r} = 0 \\ &\frac{\rho}{\varepsilon}\left(\sigma\frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial v}{\partial \xi} + \beta\frac{\partial w}{\partial \xi}\right) + \frac{\rho}{\varepsilon}\frac{\partial \rho}{\partial \xi} + \frac{\rho}{r}\frac{\partial w}{\partial \psi} + \frac{\rho v}{r} = 0 \\ &\frac{c}{\varepsilon}\left(\frac{\partial p}{\partial \xi} - a^2\frac{\partial \rho}{\partial \xi}\right) + \frac{w}{r}\left(\frac{\partial p}{\partial \psi} - a^2\frac{\partial \rho}{\partial \psi}\right) = 0 \end{aligned}\right\} \tag{2.146}$$

式中

$$\left.\begin{aligned} &\sigma = -[\xi(f_1 - f_2) + f_2] \\ &\beta = -\frac{z}{r}[\xi(f_{1\varphi} - f_{2\varphi}) + f_{2\varphi}] \\ &\varepsilon = z(f_1 - f_2) \\ &c = \sigma u + v + \beta w \\ &r = z[\xi(f_1 - f_2) + f_2] \end{aligned}\right\} \tag{2.147}$$

下标 φ 表示对 φ 的导数。

(2) 边界条件

定常无粘流的激波关系式可表示为下列形式：

$$\left.\begin{aligned} &\Delta p = \frac{2}{k+1}\left(V_N^2 - \frac{1}{M_\infty^2}\right) \\ &\Delta\rho = \frac{k+1}{k-1}\Delta p \Big/ \left(V_N^2 + \frac{2}{k-1}\frac{1}{M_\infty^2}\right) \\ &\begin{bmatrix} \Delta u \\ \Delta v \\ \Delta w \end{bmatrix} = -\frac{\Delta p}{V_N}\begin{bmatrix} n_{wz} \\ n_{wr} \\ n_{w\varphi} \end{bmatrix} \end{aligned}\right\} \tag{2.148}$$

式中 $V_N=\vec{V}\cdot\vec{n}_w$ (2.149)

$$\vec{n}_w=\begin{bmatrix}n_{wz}\\ n_{wr}\\ n_{w\varphi}\end{bmatrix}=\frac{1}{\sqrt{1+f_1^2+(f_{1\varphi}/f_1)^2}}\begin{bmatrix}-f_1\\ 1\\ -\dfrac{f_{1\varphi}}{f_1}\end{bmatrix} \tag{2.150}$$

$\Delta[\ ]$表示激波前后之差。

物面边界条件为

$$\vec{V}\cdot\vec{n}_b=0$$

或

$$uf_2-v+w\frac{f_{2\varphi}}{f_2}=0 \tag{2.151}$$

(3) 数值解法

首先将方程(2.146)中与$\frac{\partial}{\partial\xi}$无关的项移到方程右端，解出$\frac{\partial u}{\partial\xi}$，$\frac{\partial v}{\partial\xi}$，$\frac{\partial w}{\partial\xi}$，$\frac{\partial p}{\partial\xi}$和$\frac{\partial\rho}{\partial\xi}$，得到下列方程组：

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial p}{\partial\xi}=\frac{a^2[cF_4-\rho(\sigma F_1+F_2+\beta F_3)]+cF_5}{c^2-\tau^2a^2}\\
&\frac{\partial\rho}{\partial\xi}=\frac{1}{a^2}\left[\frac{\partial p}{\partial\xi}-\frac{F_5}{c}\right]\\
&\frac{\partial u}{\partial\xi}=\frac{1}{c}\left[F_1-\frac{\sigma}{\rho}\frac{\partial p}{\partial\xi}\right]\\
&\frac{\partial v}{\partial\xi}=\frac{1}{c}\left[F_2-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial\xi}\right]\\
&\frac{\partial w}{\partial\xi}=\frac{1}{c}\left[F_3-\frac{\beta}{\rho}\frac{\partial p}{\partial\xi}\right]
\end{aligned}\right\} \tag{2.152}$$

式中 $\tau^2=1+\sigma^2+\beta^2$

$$\left.\begin{aligned}
&F_1=-\frac{\varepsilon}{r}w\frac{\partial u}{\partial\psi}\\
&F_2=-\frac{\varepsilon}{r}\left(w\frac{\partial v}{\partial\psi}-w^2\right)\\
&F_3=-\frac{\varepsilon}{r}\left(w\frac{\partial w}{\partial\psi}-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial\psi}+vw\right)\\
&F_4=-\frac{\varepsilon}{r}\left(\rho\frac{\partial w}{\partial\psi}+w\frac{\partial\rho}{\partial\psi}+\rho v\right)\\
&F_5=-\frac{\varepsilon w}{r}\left(\frac{\partial p}{\partial\psi}-a^2\frac{\partial\rho}{\partial\psi}\right)
\end{aligned}\right\} \tag{2.153}$$

方程(2.152)是关于变量ξ的一阶方程组，可以沿着每一条$\psi=\text{const}$的线，用隆格-库塔法进行数值积分。具体计算方法如下：对于有迎角圆锥的对称绕流情形，$f_2=\text{tg}\theta_c$，$f_{2\varphi}=0$，来流条件为

$$\left.\begin{aligned} u_\infty &= V_\infty \cos\alpha \\ v_\infty &= -V_\infty \sin\alpha\cos\varphi \\ w_\infty &= V_\infty \sin\alpha\sin\varphi \\ p_\infty &= \frac{1}{k\mathrm{M}_\infty^2},\quad \rho_\infty = 1 \end{aligned}\right\} \tag{2.154}$$

a. 把 $\varphi=0$ 与 π 之间的区域分成 N 等份(N 不宜过大，否则计算可能不收敛)，得 $N+1$ 条 $\varphi_i=\text{const}$ 的直线。

b. 设激波形状 $f_1(\varphi_i)$，$i=1,\cdots,N+1$，用五点中心插值公式计算 $f_{1\varphi}(\varphi_i)$

$$f_{1\varphi}(\varphi_i)=\frac{4}{3}\left[\frac{(f_1)_{i+1}-(f_1)_{i-1}}{2\Delta\varphi}\right]-\frac{1}{3}\left[\frac{(f_1)_{i+2}-(f_1)_{i-2}}{4\Delta\varphi}\right] \tag{2.155}$$

式中 $\Delta\varphi=\pi/N$。

c. 用(2.150)式算出激波法向 $\vec{n}_w$，再用激波关系式(2.148)，算出波后气流参数 u、v、w、p、ρ 的值，作为对方程(2.152)进行积分的初始条件。

d. 用波后气流参数值，按(2.155)式的中心插值公式，求出 $\frac{\partial u}{\partial\psi}$，……，$\frac{\partial\rho}{\partial\psi}$ 等。

e. 用隆格-库塔法积分常微分方程组(譬如说，由 $\xi=1.0$ 积分到 $\xi=0.1$)。因为在 $\xi=0$ 时，按物面边界条件(2.151)式，$c=0$。这时方程组(2.152)中除第一式外都是奇异的，故不能直接积分到 $\xi=0$。

f. 用邻近 $\xi=0$ 处三个点的气流参数值，用三点插值公式外推求出物面上的气流参数。

g. 就锥面上对应每条射线的点，检查物面边界条件是否满足，即检查

$$q=u_i f_{1i}-v_i+w_i\frac{f_{1\varphi_i}}{f_{1i}}$$

是否为零(或其绝对值是否已小于允许误差值)。若不满足，重新假定 $f_1(\varphi_i)$。通常可按牛顿迭代格式进行计算。

文献[15]中给出了关于计算方法的详细说明，并编制了相应的 FORTRAN 程序。

对于迎角 $\alpha=0$ 的圆锥，气流参数与 φ 无关，$\frac{\partial u}{\partial\varphi}$，……等都为零，只须计算一条射线上的值，就可以求出锥形流场和圆锥激波角。

2.8.2 二维及轴对称流的特征线法

定常二维和轴对称流场中，存在两族特征线，其微分方程为(1.43)式，这里重写一下：

$$\frac{dy}{dx}=\mathrm{tg}(\delta\pm\mu) \tag{2.156}$$

式中 δ 是流速与 x 轴的夹角，μ 是马赫角。沿特征线的相容关系式为(1.51)，这里也重写一下：

$$d\delta=\pm F d\lambda\mp\varepsilon C+D d\bar{S} \tag{2.157}$$

式中 $\lambda=V/a^*$

$$F=\mathrm{ctg}\mu/\lambda$$

$$C=\frac{dl}{y}\sin\mu\sin\delta,\quad \left(dl=\frac{dx}{\cos(\delta\pm\mu)}\right)$$

$$D=\frac{1}{2r}\sin 2\mu$$

$$\bar{S}=S/\mathrm{R}$$

$$\varepsilon=\begin{cases}0\text{（二维流）}\\1\text{（轴对称流）}\end{cases}$$

(2.158)

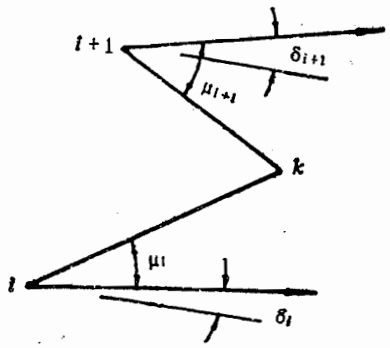


图2-114 流场点的计算

这里 dl 表示沿特征线的弧长，S 是气体的熵，R 是气体常数。

在 M_∞ 小于 2.5 的情况，进气道流场可以忽略熵的变化，而按均熵流计算，即假定 $d\bar{S}=0$。这样可大大减小计算工作量，引起的误差约为当地马赫数的0.1～0.5%。

2.8.2.1 数值计算步骤

特征线法的基本方程是(2.156)和(2.157)式。将式中的微分用有限差分代替，逐步解出有关的超音速流场。整个计算可以分成一些基本的步骤。

(1) 流场点的计算

参看图 2-114，设已知流场中 i 和 $i+1$ 点的气流参数，过此两点分别作第一和第二族特征线交于 k 点，求 k 点的位置及该点的气流参数。

由(2.156)式得

$$\left.\begin{aligned}y_k-y_i&=(x_k-x_i)m_{ik}\\y_k-y_{i+1}&=(x_k-x_{i+1})m_{i+1,k}\end{aligned}\right\}\qquad(2.159)$$

式中

$$\left.\begin{aligned}m_{ik}&=\frac{1}{2}[\mathrm{tg}(\delta+\mu)_i+\mathrm{tg}(\delta+\mu)_k]\\m_{i+1,k}&=\frac{1}{2}[\mathrm{tg}(\delta-\mu)_{i+1}+\mathrm{tg}(\delta-\mu)_k]\end{aligned}\right\}\qquad(2.160)$$

在(2.159)和(2.160)式中，k点的 δ 和 μ 是未知的，因此在开始计算时可分别近似令其等于 i 或 $i+1$ 点的值，然后再进行迭代计算。由(2.159)式可解出 x_k 和 y_k：

$$\left.\begin{aligned}x_k&=\frac{y_{i+1}-y_i+[x_im_{ik}-x_{i+1}m_{i+1,k}]}{m_{ik}-m_{i+1,k}}\\y_k&=y_i+(x_k-x_i)m_{ik}\end{aligned}\right\}\qquad(2.161)$$

为了计算 k 点的气流参数，把相容关系式(2.157)式改写为差分形式：

$$\left.\begin{aligned}\delta_k-\delta_i&=F_{ik}(\lambda_k-\lambda_i)-\varepsilon C_{ik}+D_{ik}(\bar{S}_k-\bar{S}_i)\\ \delta_k-\delta_{i+1}&=-F_{i+1,k}(\lambda_k-\lambda_{i+1})+\varepsilon C_{i+1,k}-D_{i+1,k}(\bar{S}_k-\bar{S}_{i+1})\end{aligned}\right\}\quad(2.162)$$

式中 F_{ik} 表示 i 和 k 点处系数 F_i 和 F_k 的平均值，余类推。将 $\bar{S}_k$ 看作参数，由(2.162)式可解出 δ_k：

$$\delta_k=\left[\frac{\delta_i}{F_{ik}}+\frac{\delta_{i+1}}{F_{i+1,k}}-\lambda_i+\lambda_{i+1}-\varepsilon\left(\frac{C}{F}\right)_{ik}+\varepsilon\left(\frac{C}{F}\right)_{i+1,k}\right.$$
$$\left.+\left(\frac{D}{F}\right)_{ik}(\bar{S}_k-\bar{S}_i)-\left(\frac{D}{F}\right)_{i+1,k}(\bar{S}_k-\bar{S}_{i+1})\right]\Big/\left(\frac{1}{F_{ik}}+\frac{1}{F_{i+1,k}}\right)\quad(2.163)$$

在流场均熵的条件下，$\bar{S}_k-\bar{S}_i=\bar{S}_k-\bar{S}_{i+1}=0$，由(2.163)式可立即求出 δ_k。对于非均熵流的情形，尚需一个确定熵 $\bar{S}_k$ 的方程。参看图 2-115，假定沿流线法向熵按线性变化，由图中几何关系得

$$\frac{S_{i+1}-S_i}{a+b}=\frac{\bar{S}_k-\bar{S}_i}{a}$$

故

$$\bar{S}_k=\bar{S}_i+\frac{a}{a+b}(\bar{S}_{i+1}-\bar{S}_i)\quad(2.164)$$

式中
$$\left.\begin{aligned}a&=\Delta l_{ik}\sin[(\delta+\mu)_i-\delta_k]\\ b&=\Delta l_{i+1,k}\sin[(\delta-\mu)_{i+1}+\delta_k]\end{aligned}\right\}\quad(2.165)$$

Δl_{ik} 是由 i 到 k 的特征线段长度。严格地说，(2.165)式中的 $(\delta+\mu)_i$ 应为特征线 ik 的倾斜角，在每次迭代中，这个值是已知的。

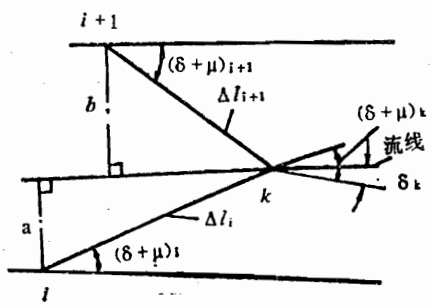


图2-115 确定熵变化的计算图

联立解方程(2.163)和(2.164)，可求出 δ_k 和 $\bar{S}_k$。具体解法如下：

a. 先假定 $\bar{S}_k-\bar{S}_i=0$，$\bar{S}_k-\bar{S}_{i+1}=0$，由方程(2.163)解出 δ_k 的一次近似值。

b. 把 δ_k 的近似值代入(2.165)式，求出 a、b，再由(2.164)式求出 $\bar{S}_k$ 的一次近似值。

c. 把 $\bar{S}_k$ 的一次近似值代入方程(2.163)式求出 δ_k 的二次近似值，并与一次近似值比较。若误差在允许范围内，所得近似值就是所求的 δ_k，否则继续迭代，直至收敛为止。

求得 δ_k 和 $\bar{S}_k$ 后，代入方程(2.162)的任一式中，就可求出 λ_k。k 点的其它气流参数可按下列诸式求出：

$$\left.\begin{aligned}M_k&=\sqrt{\frac{2}{k+1}\lambda_k^2\Big/\left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_k^2\right)}\\ \mu_k&=\arcsin\frac{1}{M_k}\\ \frac{p_{tk}}{p_{t\infty}}&=e^{-(\bar{s}_k-\bar{s}_\infty)}\\ p_k&=p_{tk}\pi(\lambda_k)\end{aligned}\right\}\quad(2.166)$$

在求出k点的气流参数后，据此修正(2.161)和(2.162)式中的诸系数m_{ik}，F_{ik}等，重复迭代计算，直至收敛。

(2) 物面点的计算

设物面形状为$y=f(x)$。参看图2-116，已知物面附近i点的参数，过i点作第二族特征线(或第一族)，交物面于k点，求k点的位置和该点的气流参数。

由物面上的特征线关系得

$$y_k=y_i+(x_k-x_i)m_{ik} \tag{2.167}$$

物面方程为

$$y_k=f(x_k) \tag{2.168}$$

令(2.167)和(2.168)式相等，消去y_i，得

$$g(x_k)=f(x_k)-y_i-(x_k-x_i)m_{ik}=0 \tag{2.169}$$

方程(2.169)可用牛顿迭代法求解。求得x_k后，代入(2.167)式求出y_k。k点的气流倾斜角由物面斜率确定

$$\delta_k=\mathrm{arctg}\left(\frac{dy}{dx}\right)_k \tag{2.170}$$

因物面是一条流线，只要在k点和前一物面点之间没有激波，k点的熵$\bar{S}_k$应等于前一物面点的熵，是已知的。将S_k和$\bar{S}_k$代入对应的相容关系式，即可求出λ_k和其它气流参数。

(3) 超音速气流绕外钝角膨胀

对于二维流动，绕外钝角的膨胀过程可以用膨胀波数值表或相应的公式计算。下面讨论轴对称流的情形。特征线上的相容关系式是

$$d\delta=\pm Fd\lambda\mp\varepsilon C+DdS$$

式中

$$\varepsilon=\begin{cases}0 & \text{(平面流动)}\\ 1 & \text{(轴对称流动)}\end{cases}$$

这说明，轴对称流与平面流的区别在于多了一项C：

$$C=\frac{dl}{y}\sin\mu\sin\delta$$

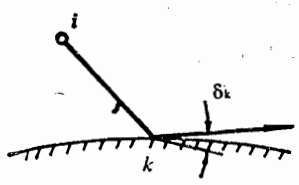


图2-116 物面点的计算

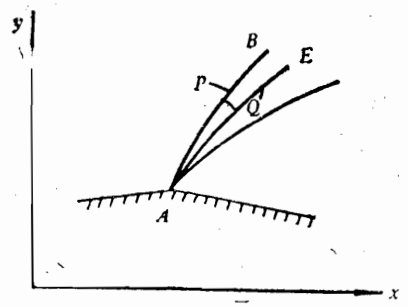


图2-117 轴对称超音速绕尖角膨胀

参看图2-117，此关系式适用于特征线PQ(在相容关系式中取下面的符号)。当P点趋近折点A时，dl趋于零，相应地C趋于零。可见，在折点A附近，轴对称流接近于二维平面流

动，可以用二维公式或数值表计算。

顺便指出，若图2-117中 A 点处壁面突然内折，会产生激波。对于轴对称情形，折角附近的流动同样具有二维的性质，可以用平面激波的图线和公式。

(4) 激波点的计算

参看图 2-118，假定已知激波前的流场（如双锥进气道第二道斜激波前的流场），前一激波点 i 处的激波倾斜角及波后流场参数，要求新激波点 k 处的激波倾斜角及波后流场参数。具体解法如下。

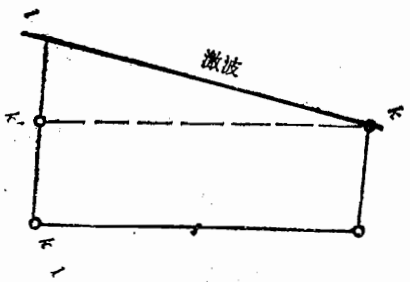


图2-118 激波点的计算

a. 过 i 点作直线，其倾斜角是该点的激波倾斜角 β_w 和上游气流倾斜角 δ_u 之和，用此直线代替所要求的激波。

b. 按规定的步长，在新激波段上取一点 k，作为所要求的激波点。

c. 过 k 点作直线平行于通过已知流场点 $k-1$ 的特征线，交连接 i 和 $k-1$ 的直线于 k' 点。在 i 和 $k-1$ 点之间内插求出 k' 点的流动参数。

d. 利用沿 kk' 的相容关系式和 k 点处的激波关系，迭代求出 k 点处的激波角 θ 和波后气流参数。迭代步骤如下：

(1) 沿 kk' 的相容关系式为

$$\delta_k=\delta_{k'}\pm F_{k',k}(\lambda_k-\lambda_{k'})\mp\varepsilon C_{k',k}\pm D_{k',k}(\bar{S}_k-\bar{S}_{k'}) \tag{2.171}$$

令 $\lambda_k=\lambda_{k'}$，$\bar{S}_k=\bar{S}_{k'}$，由(2.171)式解出 δ_k 的一次近似值。

(2) 根据 δ_k 和 k 点的上游参数 M_u、δ_u，利用激波关系式求出激波角 β_w（见第2.2节）。

(3) 利用下列激波关系式求出 $\bar{S}_k$ 和 λ_k：

$$\bar{S}_k=\bar{S}_u+\frac{1}{k-1}\left\{\ln\left[\frac{2kM_u^2\sin\beta_w-(k-1)}{k+1}\right]-\ln\frac{(k+1)M_u^2\sin^2\beta_w}{(k-1)M_u^2\sin^2\beta_w+2}\right\} \tag{2.172}$$

$$\lambda_k=\lambda_u\sqrt{1-\frac{4(M_u^2\sin^2\beta_w-1)(kM_u^2\sin^2\beta_w+1)}{(k+1)^2M_u^2\sin^2\beta_w}} \tag{2.173}$$

(4) 将 $\bar{S}_k$ 和 λ_k 代入(2.171)式求出 δ_k 的二次近似值，并与前一次近似值比较。若在允许误差范围之内，此 δ_k 即所求值；否则将新的 δ_k 和原先的 δ_k 平均，重复步骤(2)～(4)，直至收敛为止。

(5) 激波边界点的计算

对于双锥进气道的情形，在二级锥激波的起点处，要求同时计算一个新的激波点 1 和一个新的物面点 2，如图 2-119 所示。

第二道激波前是锥形流，可用第 2.8.1 节中的方法求出。在折点 A，流动接近于平面流动，可用二维斜激波理论，按 A 点处的壁面折角，求出激波角 β_A。用斜率 $\mathrm{tg}(\beta_A+\delta_{uA})$，其中 δ_{uA} 为 A 点的上游流速倾角，从 A 点开始，作一小段激波 $A1$，连接 1 点和锥尖得射线角 θ_1，按锥形流解，求出 1 点的波前参数。

接下去的问题是计算 1 点的波后参数和激波倾斜角。这似乎是一个激波点问题。但与上节中讲的激波点计算不同。这时，相当于图 2-118 中的 $k-1$ 点是物面点 2，该点的参数未

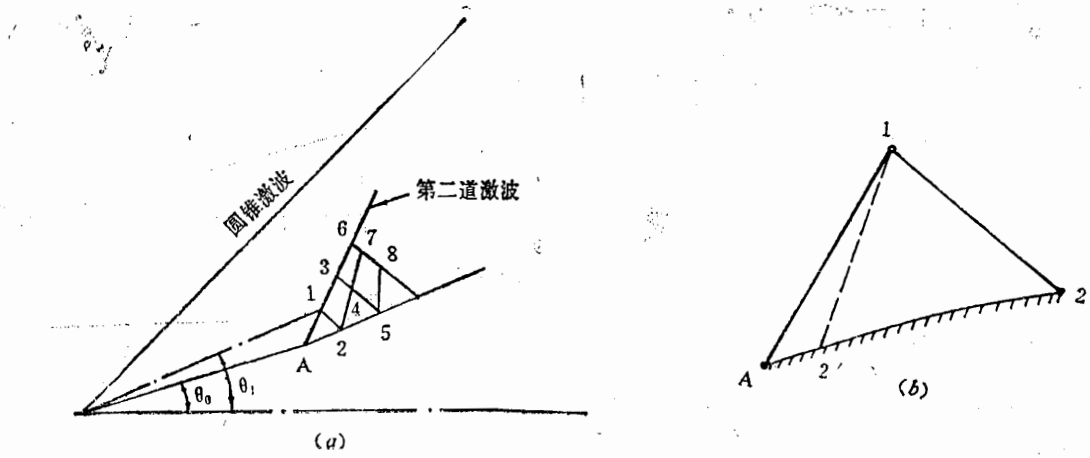


图2-119　激波边界点的计算

知。故这里的问题是激波点和物面点合在一起的问题。计算步骤如下：

a.　假定在 1 点处气流经激波的折角$\Delta\delta$等于 A 点处物面点的折角。利用斜激波理论求出 1 点的波后参数。

b.　由 1 点作两条特征线1-2和1-2′，交物面于 2 和2′(1-2线是 1 点的右伸特征线)，进行物面点计算求出 2 点的气流参数。在A和 2 点之间进行内插，求出2′的气流参数。

c.　反过来，利用 2 和2′点的参数作流场点计算，求出 1 点的波后参数。

d.　比较第*a*.步和第*c*.步求出的波后气流角，若二者之差在允许误差范围内，所得结果就是要求的值；否则，取先后两个δ的平均值作为 1 点的波后气流方向，重复计算，直至收敛。

2.8.2.2　双锥进气道计算举例

图 2-119 (*a*)画出双锥进气道超音速流场计算次序。

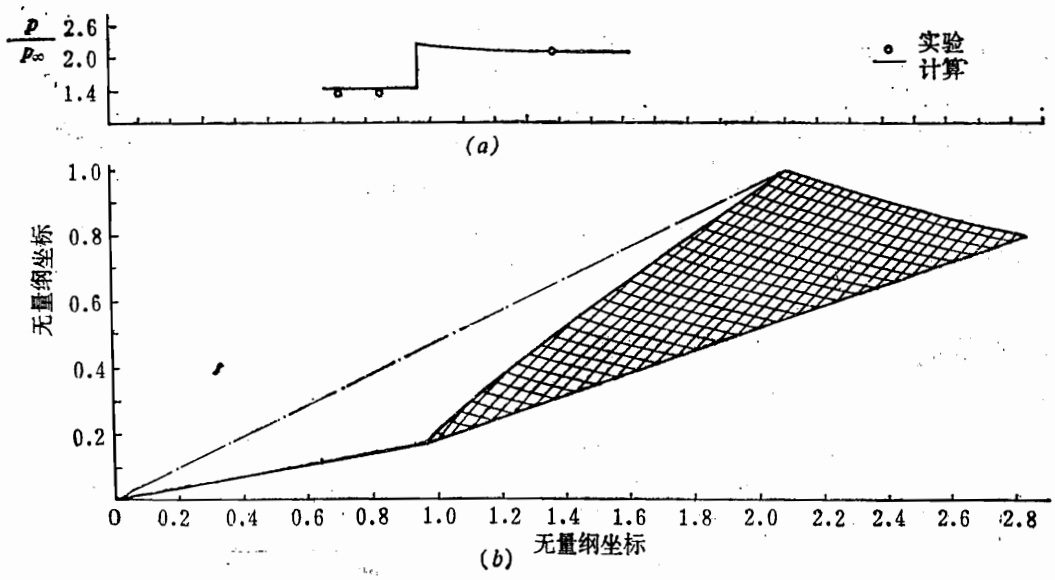


图2-120　双锥进气道流场的特征线法计算举例

(*a*)锥面压强分布；(*b*)特征线网。

(1) 用锥形流程序算出圆锥激波及波后锥形流场。

(2) 在A点，用壁面折角及锥面马赫数，按二维斜激波理论算出第二道激波角β_A及波后参数。

(3) 按激波边界点程序算出1点的激波角和波后参数，以及2点的气流参数。

(4) 利用1、2点的已知气流参数作激波点3的计算。

(5) 利用2、3点的已知参数计算流场点4。

(6) 利用2、4点参数计算物面点5。

接下去，按(4)～(6)的步骤计算6、7、8、9点的气流参数。如此逐层外推，最后求出第二道激波和波后流场。

图2-120是双锥进气道中心体附近的超音速流场计算结果。同样的方法可以算出外罩上的压强分布和内通道中的流场。

2.8.3 有迎角时双锥进气道的超音速流场计算

当进气道有迎角时，轴对流的特征线法就不能用了，这时可用激波装配法计算进口前的三维超音速流场。

参考图2-121，有迎角时不再是圆锥激波，但其母线仍然是直线，波后流场仍然是锥型流，流动参数是周向角φ和射线角θ的函数，可用第2.8.1.2节中所述的直线法算出。现在的问题是如何计算次激波和次激波后的流场。文献[14]提出了一种计算方法，文献[16]提供了有迎角双锥进气道进口前流场计算的FORTRAN程序。下面对此方法作简要的说明。

2.8.3.1 基本方程及其变换

气体动力学基本方程组为方程(2.142)。设次激波形状和二级锥面形状分别为

$$\left.\begin{aligned} r_s &= f_s(z,\ \varphi) \\ r_b &= f_b(z,\ \varphi) \end{aligned}\right\} \tag{2.174}$$

作变换

$$\left.\begin{aligned} &\zeta = z,\ \psi = \varphi/2\pi \\ &\xi = \frac{r - r_b}{r_s - r_b} \end{aligned}\right\} \tag{2.175}$$

将次激波和物面间的空间流场变成一矩形计算空间，在此计算空间内，方程(2.142)化为下列形式：

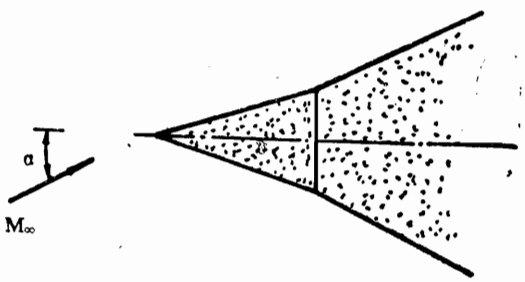


图2-121 有迎角时的双锥进气道

$$C_1\frac{\partial X}{\partial \xi}+C_2\frac{\partial X}{\partial \zeta}+C_3\frac{\partial X}{\partial \psi}+E=0 \tag{2.176}$$

式中 $(C_1, C_2, C_3)=$

$$=\begin{bmatrix} (V_\xi, V_\zeta, V_\psi), & 0, & 0, & \frac{1}{\rho}(\xi_z, \zeta_z, \psi_z), & 0 \\ 0, & (V_\xi, V_\zeta, V_\psi), & 0, & \frac{1}{\rho}(\xi_r, \zeta_r, \psi_r, & 0 \\ 0, & 0, & (V_\mu, V_\zeta, V_\psi), & \frac{1}{\rho}(\xi_\varphi, \zeta_\varphi, \psi_\varphi), & 0 \\ \rho(\xi_z,\zeta_z,\psi_z), & \rho(\xi_r,\zeta_r,\psi_r), & \rho(\xi_\varphi,\zeta_\varphi,\psi_\varphi), & 0, & (V_\xi,V_\zeta,V_\psi) \\ 0, & 0, & 0, & (V_\xi, V_\zeta, V_\psi), & -a^2(V_\xi, V_\zeta, V_\psi) \end{bmatrix} \tag{2.177}$$

$$E=\begin{bmatrix} 0 \\ -w^2/r \\ vw/r \\ \rho v/r \\ 0 \end{bmatrix}, \quad X=\begin{bmatrix} u \\ v \\ w \\ p \\ \rho \end{bmatrix} \tag{2.178}$$

系数矩阵中诸量的定义为：

$$V_\xi=\vec{V}\cdot\vec{\xi},\ V_\zeta=\vec{V}\cdot\vec{\zeta},\ V_\psi=\vec{V}\cdot\vec{\psi} \tag{2.179}$$

$\vec{V}$ ——速度矢量

$$\vec{\xi}=\begin{bmatrix} \xi_z \\ \xi_r \\ \xi_\varphi/r \end{bmatrix}=\frac{1}{r_\xi}\begin{bmatrix} -r_\zeta \\ 1 \\ -\frac{r_\psi}{2\pi r} \end{bmatrix},\quad \vec{\zeta}=\begin{bmatrix} \zeta_z \\ \zeta_r \\ \zeta_\varphi/r \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$\vec{\psi}=\begin{bmatrix} \psi_z \\ \psi_r \\ \psi_\varphi/r \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{1}{2\pi r} \end{bmatrix}。 \tag{2.180}$$

$$\left.\begin{aligned} r_\xi&=r_s-r_b \\ r_\zeta&=r_{b\xi}+\xi(r_{sz}-r_{bz}) \\ r_\psi&=r_{b\psi}+\xi(r_{s\psi}-r_{b\psi}) \end{aligned}\right\} \tag{2.181}$$

式中第二下标表示偏导数。

把方程(2.177)中的自由项E和导数$\partial X/\partial\psi$移至右端，利用一阶方程组的特征理论，可导出ξ,ζ平面上的特征方程及特征相容关系式：

$$U\frac{\partial X}{\partial \zeta}+\lambda U\frac{\partial X}{\partial \xi}=F \tag{2.182}$$

式中，

$$\lambda=diag(\sigma_+,\ \sigma,\ \sigma,\ \sigma,\ \sigma_-)$$

$$\sigma_\pm=\frac{\beta_2\pm\sqrt{\beta_2^2-\beta_1\beta_3}}{\beta_1}$$

$$\beta_1=V_\zeta{}^2-a^2\vec{\zeta}\cdot\vec{\zeta}$$

$$\beta_2=V_\xi V_\zeta-a^2\vec{\xi}\cdot\vec{\zeta}$$

$$\beta_3=V_\xi^2-a^2\vec{\xi}\cdot\vec{\xi}$$

$$\sigma=V_\xi/V_\zeta$$

$$U=\begin{bmatrix} g_1^+, & g_2^+, & g_3^+, & g_4^+, & 0 \\ V_\zeta u, & V_\zeta v, & V_\zeta w, & V_\zeta/\rho, & 0 \\ V_\zeta t_1, & V_\zeta t_2, & V_\zeta t_3, & 0, & 0 \\ 0, & 0, & 0, & V_\zeta, & -a^2V_\zeta \\ g_1^-, & g_2^-, & g_3^-, & g_4^-, & 0 \end{bmatrix}$$

$$\vec{g}^{\pm}(g_1,\ g_2,\ g_3)=\rho a(V_\zeta\vec{N}^{\pm}-a\vec{\zeta})$$

$$g_4^{\pm}=a\vec{N}^{\pm}\cdot\vec{\zeta}-V_\zeta$$

$$\vec{N}^{\pm}=\frac{V_\xi N_1^{*\pm}+V_\zeta N_2^{*\pm}}{a}(N_1^{*\pm}\vec{\xi}+N_2^{*\pm}\vec{\zeta})$$

$N_1^{*\pm}$和$N_2^{*\pm}$是特征法向的两个分量。由下式确定：

$$N_1^{*\pm}=(\vec{\xi}\cdot\vec{\xi}-2\sigma_\pm\vec{\xi}\cdot\vec{\zeta}+\sigma_\pm{}^2\vec{\zeta}\cdot\vec{\zeta})^{-1/2}$$

$$N_2^{*\pm}=-\sigma_\pm N_1^{*\pm}$$

a——音速。

矢量$\vec{t}(t_1,\ t_2,\ t_3)$由下式确定：

$$\vec{t}(t_1,\ t_2,\ t_3)=\frac{\vec{\xi}\times\vec{\zeta}}{\left|\vec{\xi}\times\vec{\zeta}\right|}$$

自由项F可表为下列形式

$$F=B-A\frac{\partial X}{\partial \psi}$$

式中，

$$A=\begin{bmatrix} N_1^{+}\rho aV_\psi, & N_2^{+}\rho aV_\psi, & N_3^{+}\rho aV_\psi-\dfrac{\rho a^2}{2\pi r}, & \dfrac{aN_3^{+}}{2\pi r}-V_\psi, & 0 \\ uV_\psi, & vV_\psi, & wV_\psi, & \dfrac{w}{2\pi r\rho}, & 0 \\ 0, & t_2V_\psi, & t_3V_\psi, & \dfrac{t_3}{2\pi r\rho}, & 0 \\ 0, & 0, & 0, & V_\psi, & -a^2V_\psi \\ N^{-}\rho aV_\psi, & N_2^{-}\rho aV_\psi, & N_3^{-}\rho aV_\psi-\dfrac{\rho a^2}{2\pi r}, & \dfrac{aN_3^{-}}{2\pi r}-V_\psi, & 0 \end{bmatrix}$$

$$B=\begin{bmatrix} \rho a(N_2^{+}w^2-N_3^{+}vw+av) \\ 0 \\ \dfrac{w}{r}(t_2w-t_3v) \\ 0 \\ \dfrac{\rho a}{r}(N_2^{-}w^2-N_3^{-}vw+av) \end{bmatrix}$$

把方程(2.182)写成差分形式，结合激波边界条件(2.148)和物面法向分速度为零的条件，可以沿轴向逐步推进，求出次激波和波后流场。

2.8.3.2 次激波后流场初始截面的计算

在用差分法对方程(2.182)进行数值计算时，得有已知的某个初始截面上的流场参数，而后沿 z 方向推进，逐步算出整个流场。为此，首先应确定壁面折转处次激波的初始斜率及波后参数。

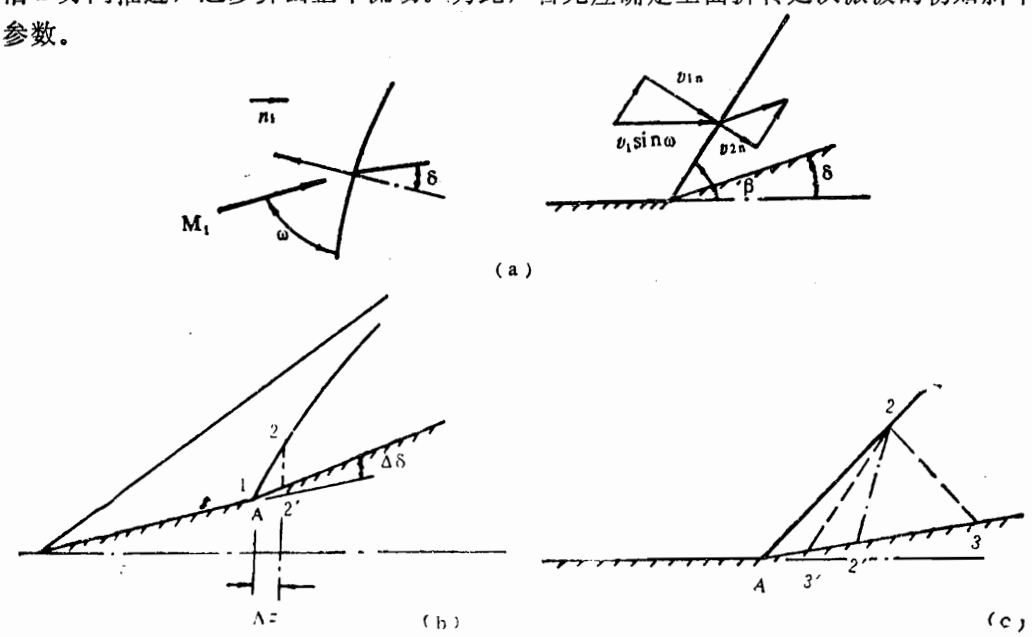


图2-122 第二级锥子午面内次激波的初始段
(a)子午面内次激波前后的速度三角形；(b)次激波后流场的初始截面；(c)初始截面计算用图。

图2-122为次激波的初始段。图中(*a*)右方为子午面内次激波前后的速度三角形，左方为锥面的周向展开图。图中ω是折点处波前流速与周向切线的夹角。可以证明，子午面内的激波角β与壁面折角δ的关系为

$$\operatorname{tg}\delta=\frac{M_1\sin^2\omega\sin^2\beta-1}{\left[M_1^2\sin^2\omega\left(\frac{k+1}{2}-\sin^2\beta\right)+1\right]\operatorname{tg}\beta} \tag{2.183}$$

当$\omega=\frac{\pi}{2}$时，(2.183)式就是普通的平面斜激波公式。方程(2.183)说明，只要用垂直于棱线的马赫数$M_1\sin\omega$代替斜激波前的马赫数，即普通二维流中斜激波前的马赫数，就可以用普通斜激波公式确定子午面内的激波倾斜角。

知道了激波倾斜角，就可以算出波后气流压强和密度。波后法向分速度v_{2n}由下式确定：

$$\frac{v_{2n}}{v_{1n}}=\frac{2}{k+1}\frac{1}{M_1^2\sin^2\omega\sin^2\beta}+\frac{k+1}{k+1} \tag{2.184}$$

$$v_{1n}=V\sin\omega\sin\beta \tag{2.185}$$

据此，利用几何关系可求出波后分速度u_2、v_2和w_2。

这样就完全确定了第二级锥棱线上的波后参数。下一步是如何确定波后棱线附近某个初始截面上的气流参数。

第2.8.3.1节中导出的相容关系式(2.182)在折点A处是奇异的。为此，根据第2.8.3.1节中类似的方法，直接导出物理空间中子午面内的相容关系式，用子午面内的特征线法求出初始截面的参数。

参考图2-122(*b*)、(*c*)，已知折点A处的激波倾斜角和波后参数，要求A下游Δz距离处2-2′上的流动参数和2点的激波角。解法如下：从2点向下作第一和第二族波特征线，交物面于3和3′点。2、3点的流动参数和2点处激波角的确定方法与轴对称情况的激波-边界点计算办法类似。

对于现在的问题，2点波前参数和A点波后参数已知，要求确定波后2点和物面上3点的参数以及2点的激波斜率，共11个未知量。可用的方程有2点处的五个激波关系式，3点处的第二族波特征和三个流动特征关系式及物面边界条件，共10个关系式。为此，需在A和3点之间内插求出3′点的流动参数，利用3′-2上的第一族波特征关系式，使方程封闭。具体解法如下：

(1) 假定2点处子午面内的激波斜率r_s，用数值微分方法确定激波的周向斜率$r_{s\varphi}$。

设第j个子午面上2点的激波径向坐标为r_{sj}，则

$$r_{sj}=r_{Aj}+\frac{1}{2}[(r_{sz})_{Aj}+(r_{sz})_{2j}]\cdot\Delta z$$

第j个子午面处，激波的周向斜率可用五点中心插值公式确定

$$r_{s\varphi j}=\frac{4}{3}\frac{r_{sj+1}-r_{sj-1}}{2\Delta\varphi}-\frac{1}{12}\frac{r_{sj+2}-r_{sj-2}}{\Delta\varphi}$$

(2) 计算激波面的单位法向矢量$\vec{n}_s$

$$\vec{n}_s=\frac{1}{\sqrt{1+r_{sz}^2+(r_{s\varphi}/r_s)^2}}(-r_{sz},\ 1,\ -r_{s\varphi}/r_s)$$

(3) 用激波关系式确定波后气流参数。

(4) 按求得的 2 点波后参数向下作两条特征线，交物面于 3 和3′点。

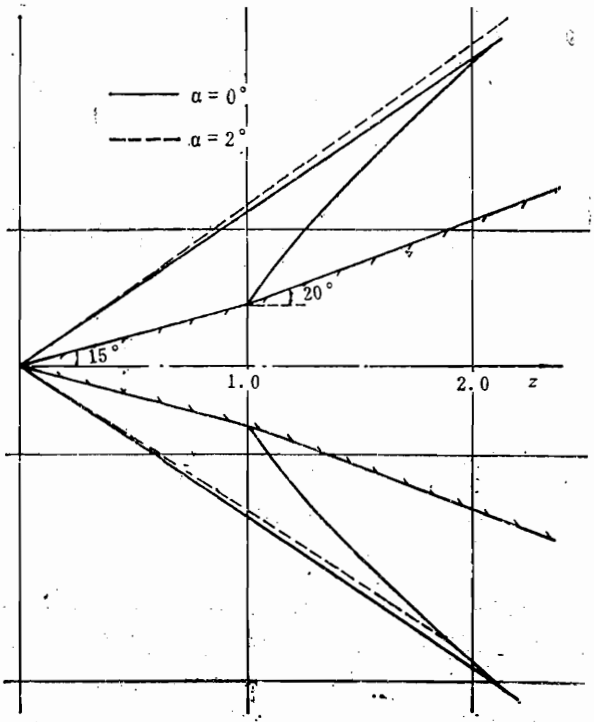


图2-123 双级锥纵向子午面内的激波形状 ($M_\infty=2.0$)

(5) 用第二族波特征和三个流动特征相容关系式，结合物面边界条件确定 3 点的气流参数，并在A和 3 点之间内插求出3′点的参数。

(6) 将求得的 2 和3′点的流动参数代入第一族波特征线2-3′的相容关系式。如果开始假定的$(r_{sz})_{2j}$是正确的，则相容关系式应得到满足；否则应重新取r_{sz}值，重复上列计算，直至误差在允许范围之内为止。

在求得了 3 点参数以后，在A和 3 点之间内插求出2′点的参数，最后用线性插值，求出2-2′线上节诸点上的流动参数。

已知初始截面上的流动参数后，就可以用第 2.8.3.1 节中所述的方法，逐步向下游推进，算出次激波和下游流场。但在推进时应该注意，开始几个截面步长不应过大。

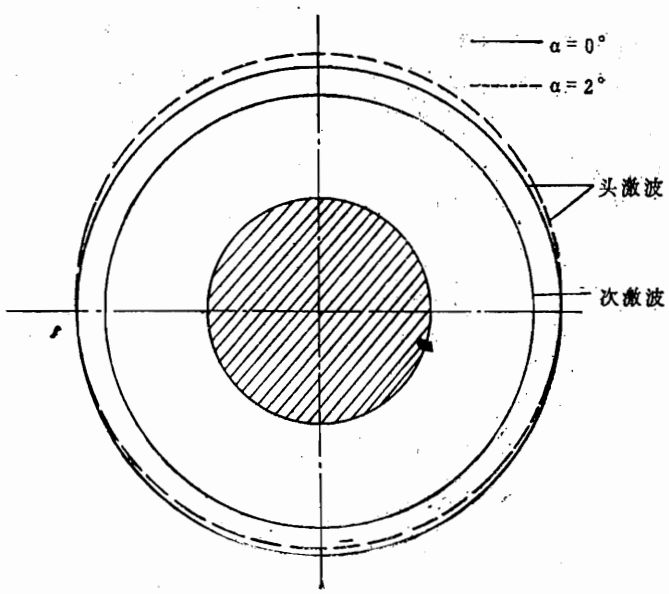


图2-124 z＝1.615截面上的激波形状

图2-123至图2-127给出(15°,20°)第二级锥的计算结果。图2-123是$\alpha=0°$和2°时竖子午面内头激波和次激波形状的比较。图2-124是 z=1.615 处横截面内的激波形状。由图可见，迎角对次激波形状的影响比对头激波小得多。

图2-125(a)、(b)分别给出$\alpha=0°$和2°时的轴向锥面压强分布。由图可见，在第二级锥面上，表面压强很快趋近于按第二级锥角计算的单级锥形流值。这在物理上是完全合理的。

图 2-126 和 2-127 分别给出了径向和周向压强分布。

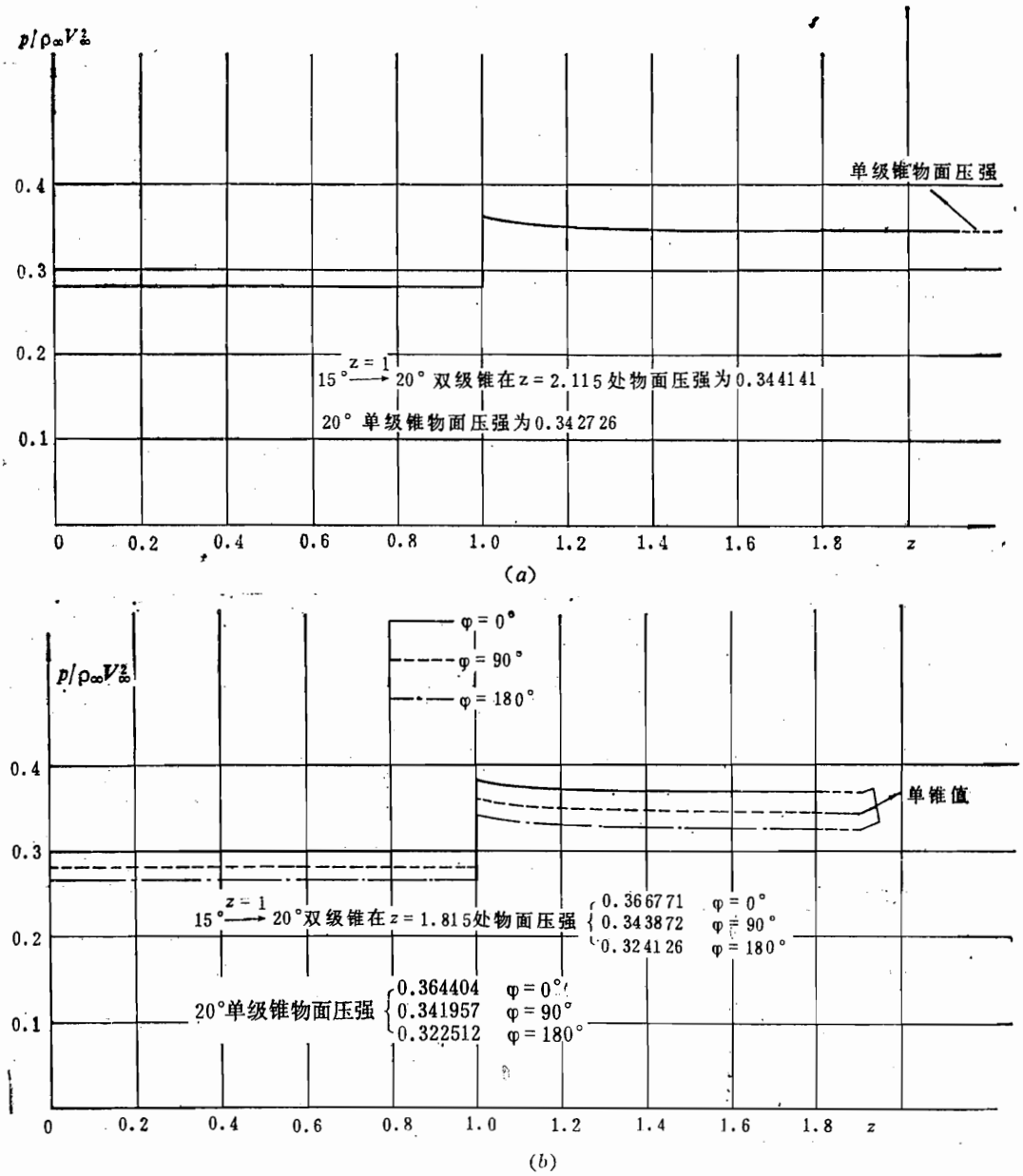


图2-125 第二级锥子午面上的锥面压强分布
($M_\infty=2.0$；(a) $=0°$；(b) $\alpha=2°$)。

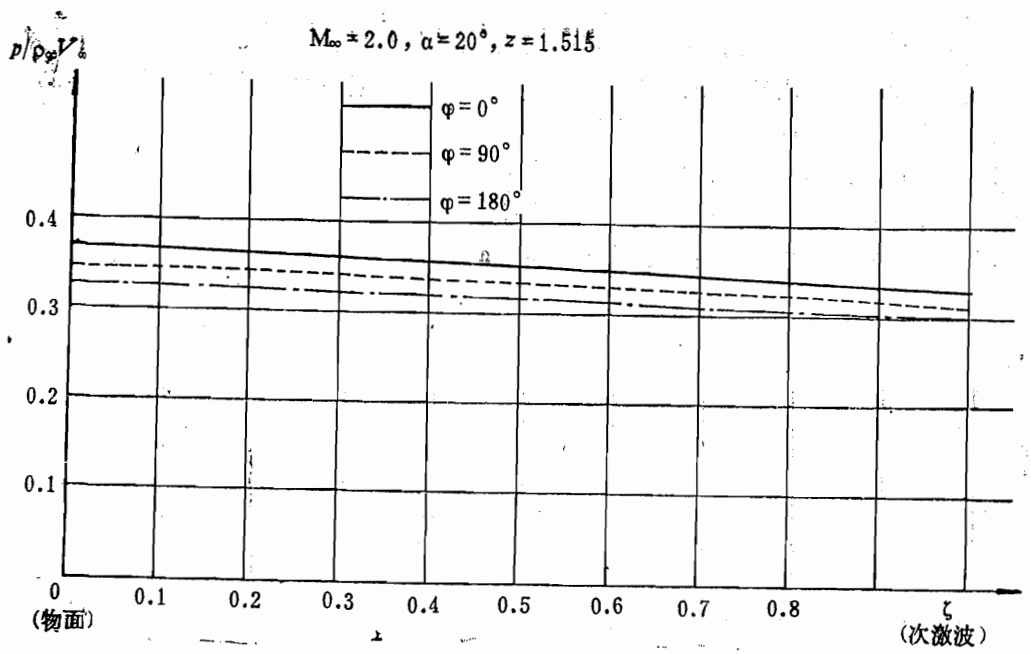
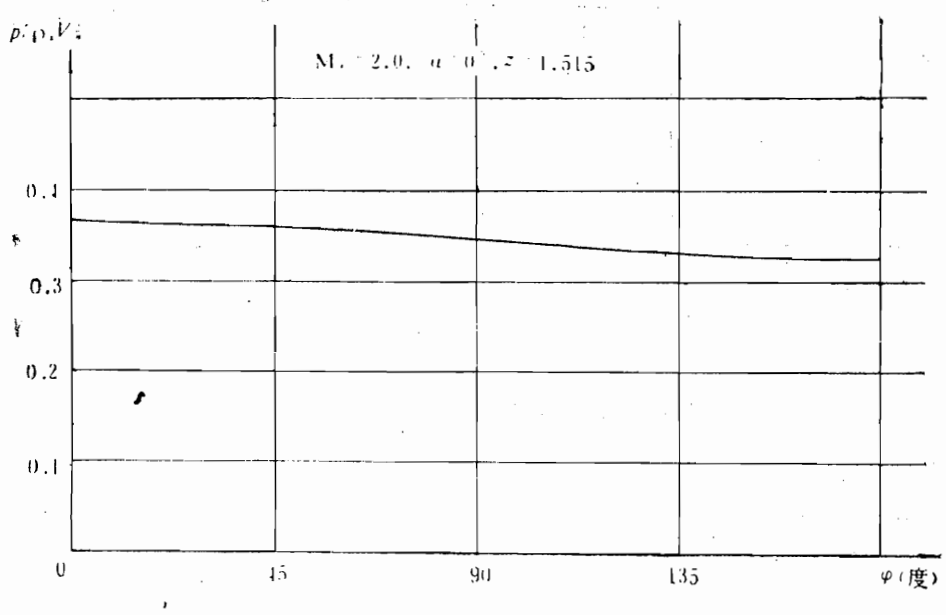
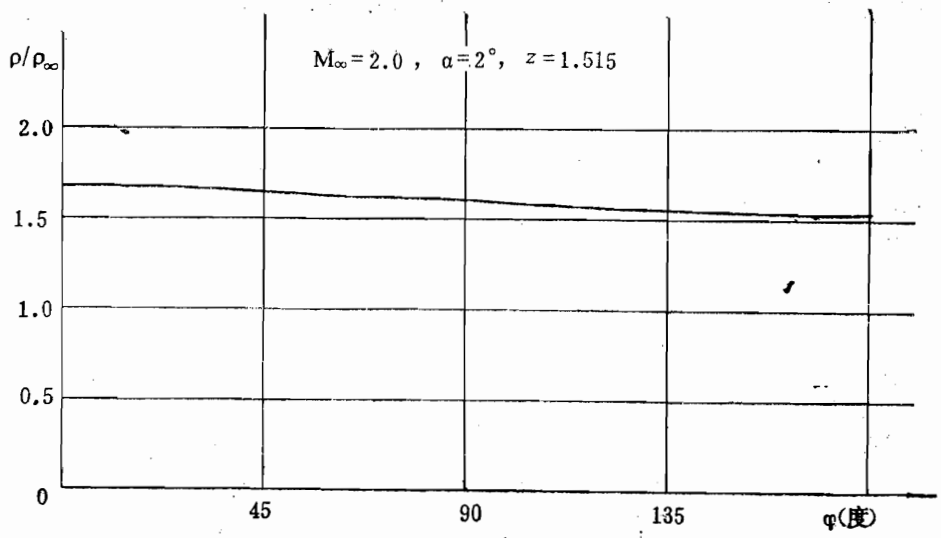


图2-126　z=1.515截面的径向压强分布
($M_\infty=2.0$; $\alpha=2°$)



(a)



(b)

图2.127　z=1.515截面内锥面上的周向压强和密度分布

($M_\infty=2.0$；$\alpha=2^\circ$；(a) 压强分布；(b) 密度分布。)

2.9　飞行姿态及气动布局对进气道起动特性的影响

当进气道有迎角或侧滑角时，其性能不同于零迎角时的情形。在飞行中，进气道更处于飞机本体的干扰流场中，这就存在着干扰引起的局部迎角和侧滑角，所以布局型式对进气道性能影响很大。这些都是在飞机总体布局和进气道设计中必须考虑的问题。为了清楚地理解布局型式的影响，首先必须了解迎角和侧滑角对单独进气道的影响。

2.9.1　迎角和侧滑角对单独进气道的影响

本节中只限于讨论超音速进气道，唇口都是尖的。

2.9.1.1　皮托式进气道

超音速流中，皮托式进气道处于临界和超临界状态工作时，迎角使进口平面的法线相对于来流的方向倾斜了一个角度，此角不大时，进气道的激波却依然近似垂直于自由流的方向。在给定迎角下，随着流量系数 φ 由 1.0 开始减小，激波开始从背风唇口离体，并穿过进口平面向上游移动。在迎风唇口，激波依然附体，不受影响。直至流量系数小到某个程度，激波完全离开进口平面为止。

图 2-128 示出激波离体过程的纹影照片。图中还给出三个马赫数下激波以外的总压损失随喉道平均马赫数的变化。只要激波离开进口平面，喉道马赫数不大，总压损失(这里指激波以外的损失)的变化与自由流马赫数无关。然而，在正激波打在迎风唇口的内表面上时(M_{th} 较大)，损失随 M_{th} 的增大比亚音速时为快。这是由于气流绕迎风唇口膨胀以及而后的激波附面层干扰所致。附加损失是正激波强度的函数。

2.9.1.2　二维楔压缩面进气道

二维楔压缩面进气道又可分为压缩楔面水平置放和竖立置放两种情形。分别讨论如下。

(1) 压缩面水平

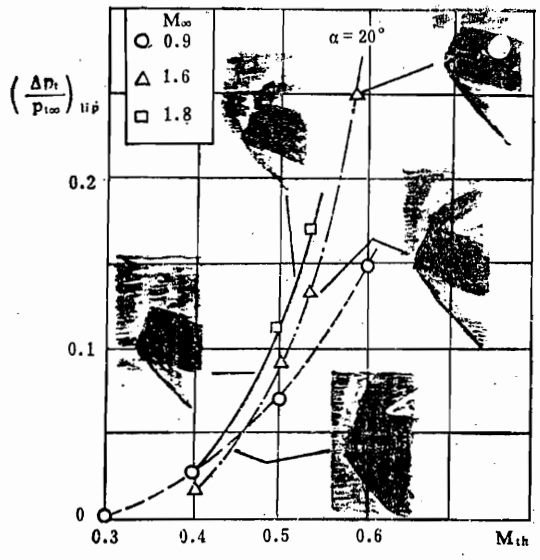


图2-128 迎角20°，三个马赫数(M_∞=0.9、1.6和1.8)下唇口损失的比较

图 2-129 给出两个马赫数下某典型双楔进气道总压恢复系数随迎角变化的试验结果。图上还画出了有关角度和相应波系的变化。计算的激波总压恢复系数用虚线表示。试验中，附加损失是通过压缩面上的喉道泄除来控制的。从图中可以看出，总压恢复系数随迎角变化的测量结果与计算激波总压恢复系数的变化曲线的差值差不多是个常值。

(2) 压缩面竖立

这种情况下，迎角的影响相当于侧滑对楔的影响。激波损失随楔的侧滑角的变化不易估算。流动情况与压缩面是否装侧板有很大的关系。在图 2-130 中，把总压恢复系数表示为零迎角时总压恢复系数的一个分数。从图上可以看出，对于装上、下端壁的情形，总压恢复系数随着迎角的增大而迅速下降。其原因在于气流绕下端壁的流动情况：①上表面处的超音速膨胀使下一道激波增强；② 在后掠前缘处可能有涡脱落并被吸入进气道。若去掉下端壁，总压恢复系数随迎角增大而下降的严重程度就轻多了。

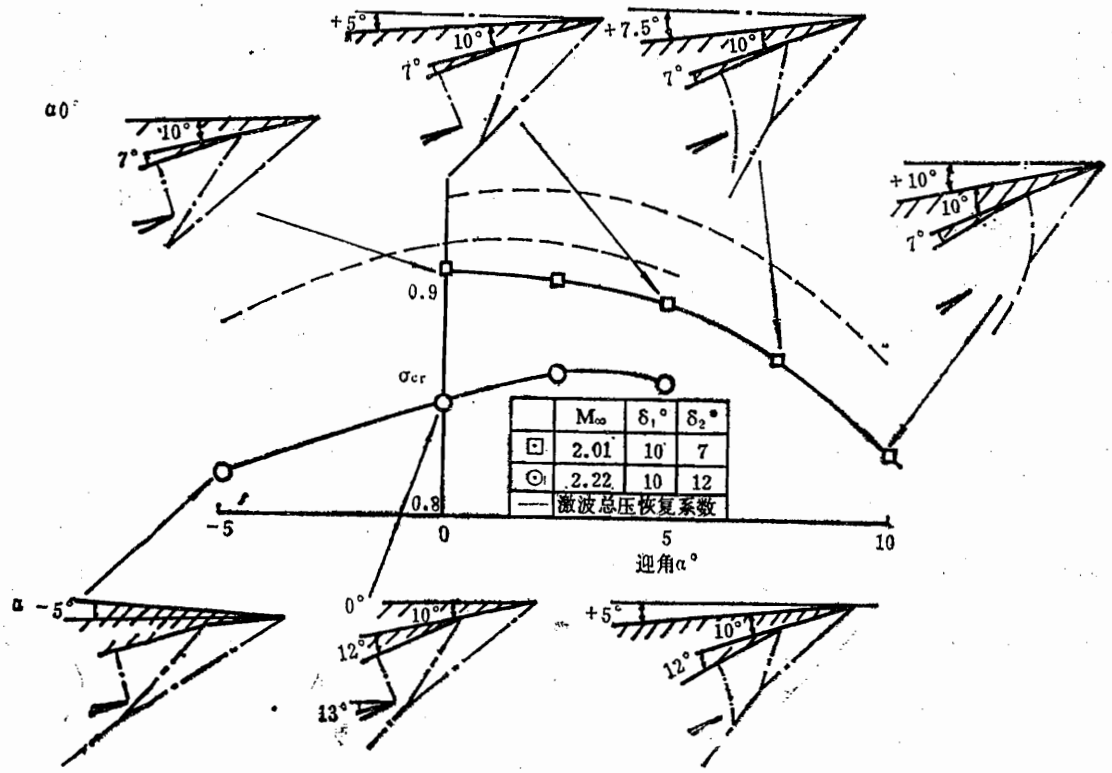


图2-129 迎角对水平双楔进气道总压恢复系数和波系的影响

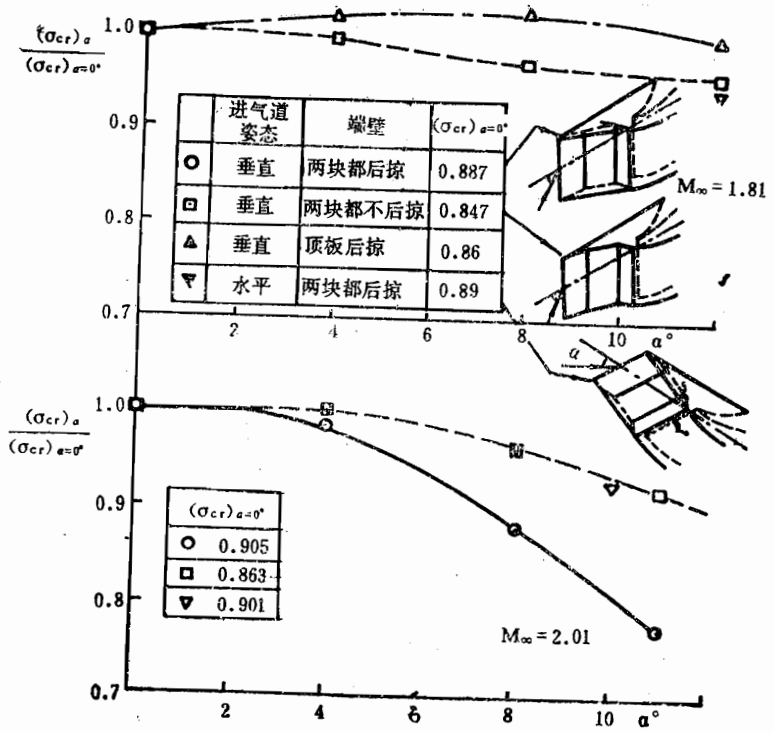


图2-130　迎角对竖立双楔进气道总压恢复系数的影响

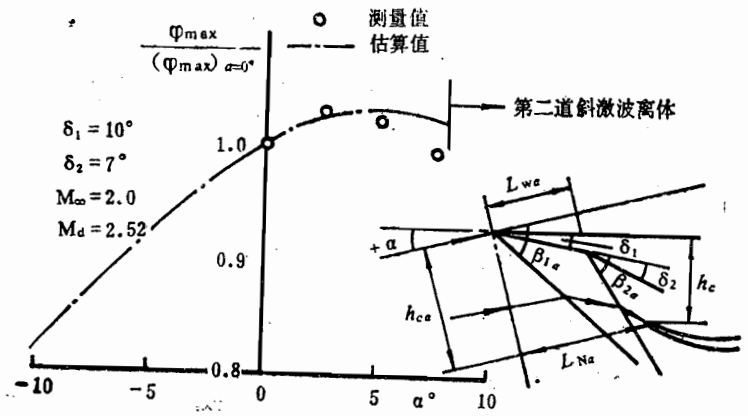


图2-131　迎角对双楔进气道最大流量系数的影响

有迎角时，水平单楔和双楔进气道的最大流量系数，可按实际的自由流方向。用第2.3节中所述的方法计算。图2-131中给出了迎角对双楔进气道最大流量系数的影响。图中的

$$\varphi_{max}=\left(\frac{A_\infty}{A_c}\right)_{max}=\left(\frac{h_\infty}{h_c}\right)_{max}=\frac{h_{c\alpha}}{h_c}\cdot\left(\frac{h_\infty}{h_{c\alpha}}\right)_{max}$$

式中$h_\infty/h_{c\alpha}$按实际自由流方向，用零迎角的方法计算。

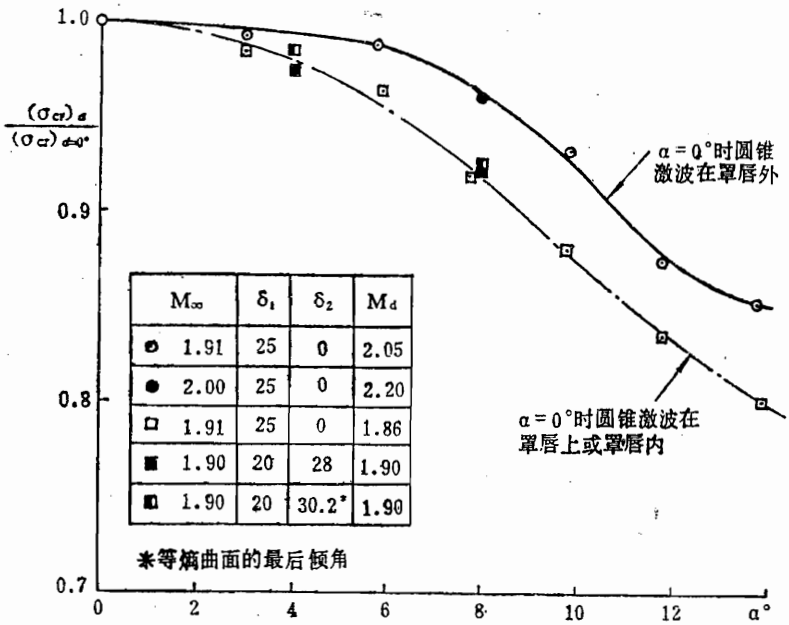
2.9.1.3　圆锥压缩面进气道

有迎角时，轴对称外压式进气道的流动情形比较复杂，可以用第2.8.1.2节中所述的直

线法算出。关于激波角沿周向的变化，工程应用上大致可以这样看：迎角不很大时，激波仍是一个圆锥面，但激波锥面的轴线和自由流方向的夹角比 α 要小得多。举例说，对于一个半顶角为 15°的圆锥，$M_\infty=2.0$、迎角等于零度时的圆锥激波角为34°；同样马赫数下，迎角等于5°时，迎风和背风面的激波角(相对于自由流方向)分别为36.35°和32.29°。也就是说，激波的半顶角约为34.32°，轴线与自由流方向之间的夹角为2.03°，较之$\alpha=5°$小得多。

根据上述激波角随迎角变化的物理图形，可以看出，当迎角增大时，迎风面唇口向圆锥激波靠近，而背风面唇口则离开圆锥激波。更具体地说，若零迎角时，唇口在圆锥激波下游，迎角增大时，迎风面唇口向激波靠近，而背风面唇口则远离激波。总压损失总的变化与唇口位置角 θ_1 和零迎角下的圆锥激波角 θ_w 的相对大小有关。当 $\theta_w\leqslant\theta_1$时，随着迎角增大，激波进入迎风唇口的部分愈来愈多，使更多的入口流量只受到一道正激波的压缩，总压恢复系数迅速下降。若$\theta_w>\theta_1$，总压恢复系数的下降要慢得多。

图 2-132 给出了单锥和双锥进气道的实验结果，这些结果是从不同资料中收集起来的。图中纵坐标为有迎角时的临界总压恢复系数与零迎角时的临界总压恢复系数之比。在图注中还给出了激波封口马赫数M_d，将其与自由流马赫数相比较可以说明θ_w和θ_1的相对大小。



M_∞	δ_1	δ_2	M_d
○ 1.91	25	0	2.05
● 2.00	25	0	2.20
□ 1.91	25	0	1.86
■ 1.90	20	28	1.90
◧ 1.90	20	30.2°	1.90

图2-132　迎角对轴对称中心体进气道总压恢复系数的影响

迎角对总压恢复的第二个影响是由于附面层有向背风而移动的趋势。图2-133 比较了 5°和10°迎角下，中心体长度不同的几个双锥进气道的总压恢复。从图上可以看出，在10°迎角下，封口马赫数等于 4.0 的长双锥进气道结果最坏，这是由于背风面附面层加厚的原因。应该指出，这种影响正好与唇口位置角θ_1的影响相反。

关于有迎角时轴对称进气道的最大流量系流，可以用第 2.8.1 节中所介绍的理论方法解进口前的流场，然后在进口平面上对流量进行数值积分，求出流量系数。图 2-134 给出了$M_\infty=1.9$时，单锥、双锥和等熵进气道的实验结果。在初步设计阶段，不做精确的计算，可参考此结果估计迎角的影响。

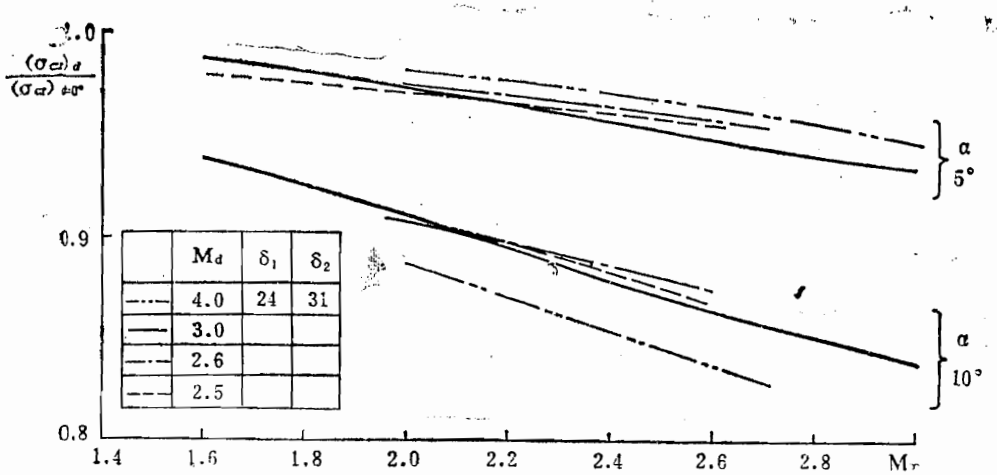


图2-133　中心体长度对有迎角时总压恢复的影响

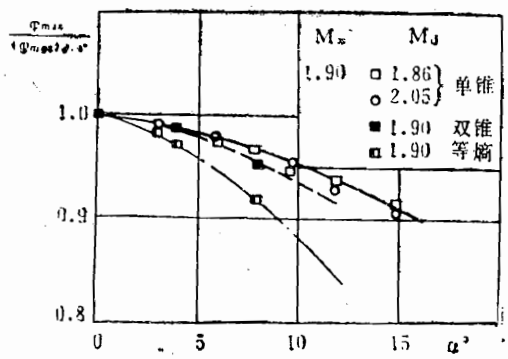


图2-134　迎角对轴对称进气道最大流量的影响

2.9.2　布局型式对进气道性能的影响

进气道在飞机上的安装位置对其性能影响很大，因此在进行飞机总体气动布局和进气道设计时，应考虑机体进气道的一体化，详情见第9.2.1节及图9-1～9-9。这里讲个概貌。

在马赫数等于 2.2 时，对于两侧和孤立的二维进气道，迎角 α 超过 10° 后总压恢复损失严重，紊流度有中等程度的增大。对于两种(机翼和机身)屏蔽布局型式，在有迎角时，由于机翼和机身产生有利的流场，减小了进口截面的当地马赫数和气流迎角，取得较高的总压恢复系数。机翼屏蔽和机身屏蔽进气道的差别主要表现在有侧滑时的性能上。机翼屏蔽进气道，不大的侧滑就会引起畸变大大增加。这大概与进气道内侧下部的气流分离增大有关，这种分离是由翼下气流分离引起的。虽然机翼屏蔽进气道喉道处的气流畸变比两侧布局的小些，但压气机进口截面上的气流畸变却大得多(图 2-135)。这主要是由于机翼屏蔽进气道的内管道短得多，使喉道气流畸变放大而不是衰减的缘故。

对于只有迎角而无侧滑简单的机动飞行，两种屏蔽布局的稳态和动态畸变都很小。但稍有侧滑角(例如4°)，两种布局型式的畸变程度就有明显的差别，机身屏蔽的进气道具有很大的优越性。

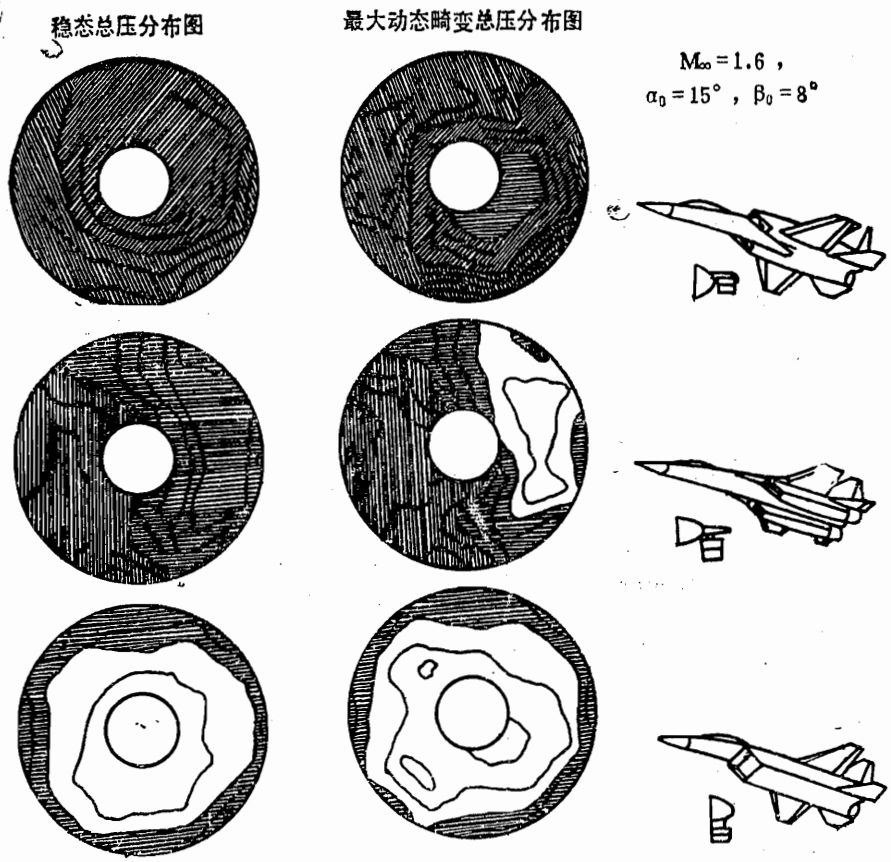


图2-135　不同布局型式的压气机进口截面总压分布图
($M_\infty=1.6$; $\alpha=15°$; $\beta=8°$)

最后对动态畸变稍加说明。至今已经发现，一般说来，在稳态畸变和最大瞬态畸变之间存在一定的关系，可以通过紊流脉动的均方根值(RMS)关联起来。紊流脉动的RMS值愈大，稳态和瞬态之间的差别就愈大。图2-135给出$M_\infty=1.6$，$\alpha_0=15°$，$\beta_0=8°$时，三种布局型式的压气机进口截面总压分布图，说明了上述一般关系的正确性。从图上也可以看出，在大迎角、大侧滑角时，机身屏蔽布局型式的性能最好。

近代战斗机往往采用边条机翼，相应地，往往把进气道布置在边条和机身连接处的“腋窝”位置，这在气动上造成很大的困难。罗斯(Ross)[19]等人的实验研究表明，在亚音速时，边条的影响使当地迎角大约减至无屏蔽时当地迎角的一半，其代价是增加了当地侧洗角(图2-136)。在有迎角时，由于机翼附面层向背风面漂移且陷落在边条下面(图2-137)，使可能得到的总压恢复系数水平大大降低。在边条-机身连接处开纵向泄除槽可以消除低能量空气的堆积，但使迎角屏蔽的有利作用略有下降(图2-137)。根据孤立进气道试验的测量性能，按当地迎角和侧滑角条件估算的总压恢复系数，与安装在边条下带泄除槽时的进气道实验性能很一致(图2-138)。

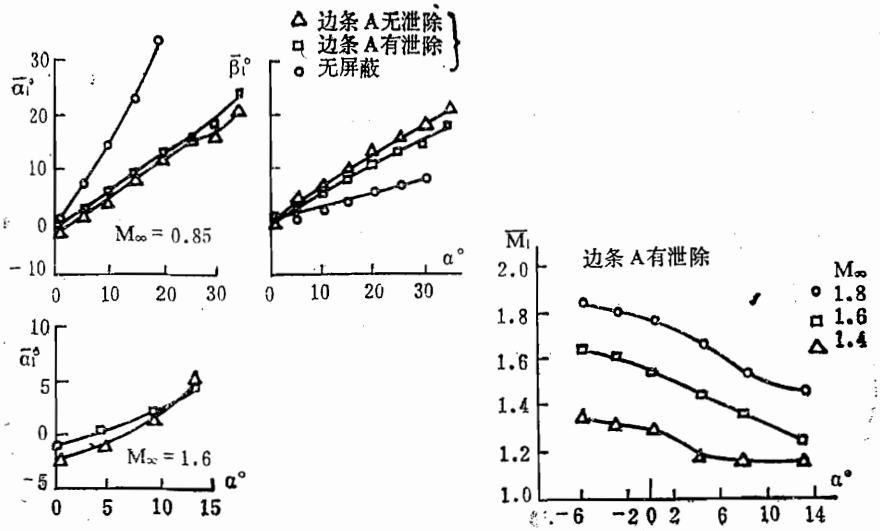


图2-136　机身侧面和翼根边条下的当地气流角和马赫数

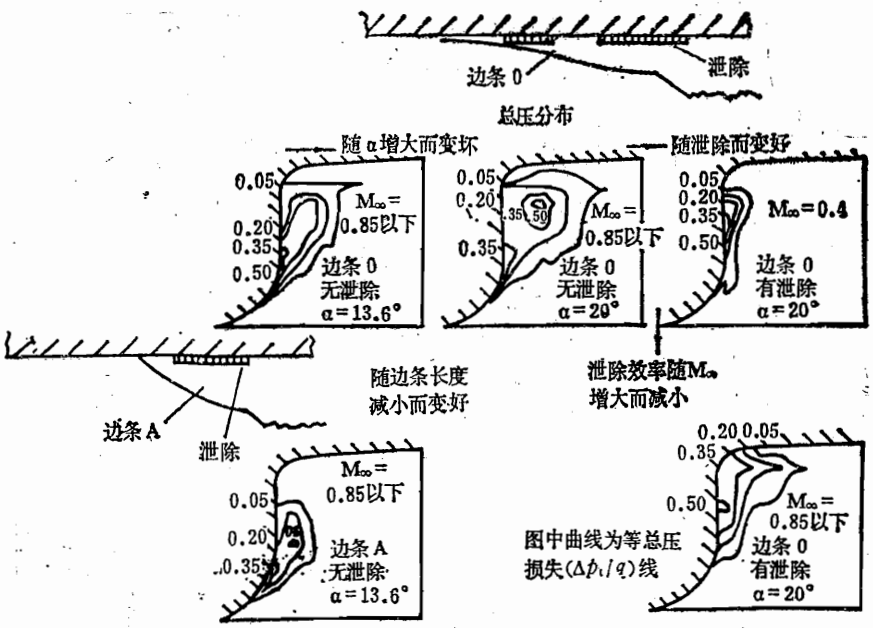


图2-137　机身侧面和翼根边条下的损失分布 ($\Delta p_t/q$)

在中等超音速时，在边条下面和机身侧面二处的激波-附面层干扰使进气道的波系发生很大的改变。图 2-139(*a*)示出马赫数M_∞=1.8 时的波系图形，此图形是按(*b*)中所示的进气道喉道总压分布图形画出的。干扰影响的结果对平均总压恢复系数有利，如图中(*c*)所示。当地条件下孤立进气道的曲线说明当地马赫数随迎角增大而减小带来的好处，此曲线上面的那条曲线(大约在 10° 迎角以下)是激波分叉所带来的好处。

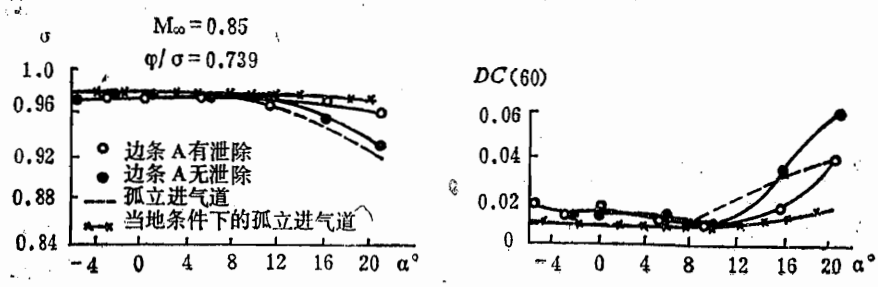


图2-138 有迎角时边条下进气道的总压恢复和畸变
($M_\infty=0.85$)

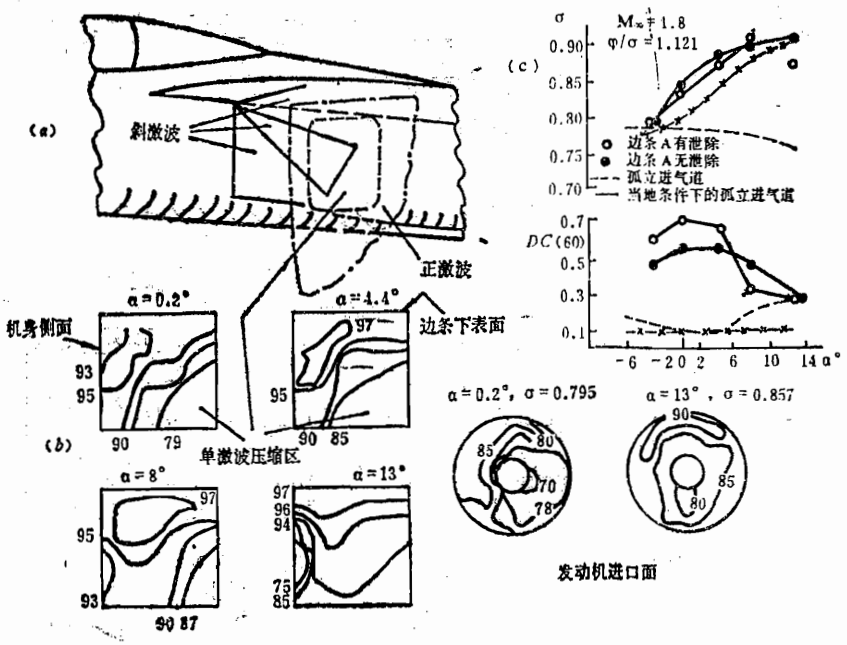


图2-139 有迎角时边条下进气道喉道总压分布
($M_\infty=1.8$)

大约直到10°迎角、在斜激波和正激波平面的交线移到捕获面积之外去以前，畸变程度都很大。采用前伸隔板，去掉进口前长机身上的附面层，可以减轻这个问题。实际的"腋窝"进气道的确碰到过这种复杂的情形。美国F-111飞机进气道的历史说明了这一点。图2-140是研制阶段的进气道布局示意图。

当前世界各国都致力于发展隐身飞机。为了减小被地面雷达发现的可能性，人们开始了把进气道放在机身背部的研究。威廉斯(Williams)等人[21]对背负式进气道用于战斗机的可行性进行了实验研究。在亚、跨音速时，取得了与普通布局型式相近的性能。但在超音速时，绕前机身和机翼的气流膨胀使进口处的当地马赫数增大，从而降低了进气道的性能。另一方面，在有迎角时，机身附面层聚集在背风的上表面上，很容易分离，必须采用适当的消除措施。从目前公开发表的资料看，对于背负式进气道的研究还很不充分，需要提出新的概念，

进行系统的深入研究(详见第四章和第九章)。

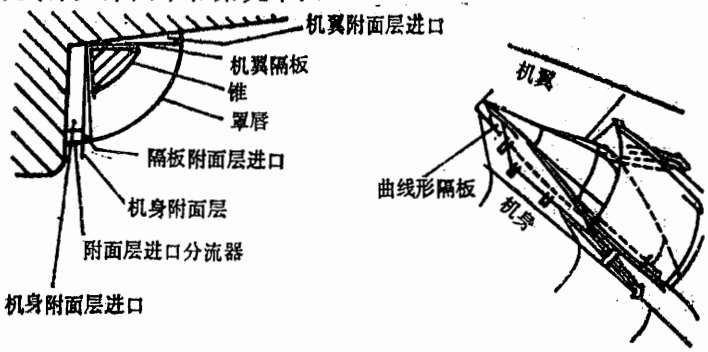


图2-140　F-111飞机进气道布局的示意图

2.9.3　前机身形状对进气道性能的影响

前机身形状对进气道入口平面流场环境的品质有很大的影响。为了得到满意的流场环境，必须修改前机身的形状和重新安排进口捕获区相对于机身的位置。图 2-141 说明，依靠简单改变前机身形状的办法，可以达到同时减小当地迎角和侧洗角的目的。图(*a*)表示，将机头下

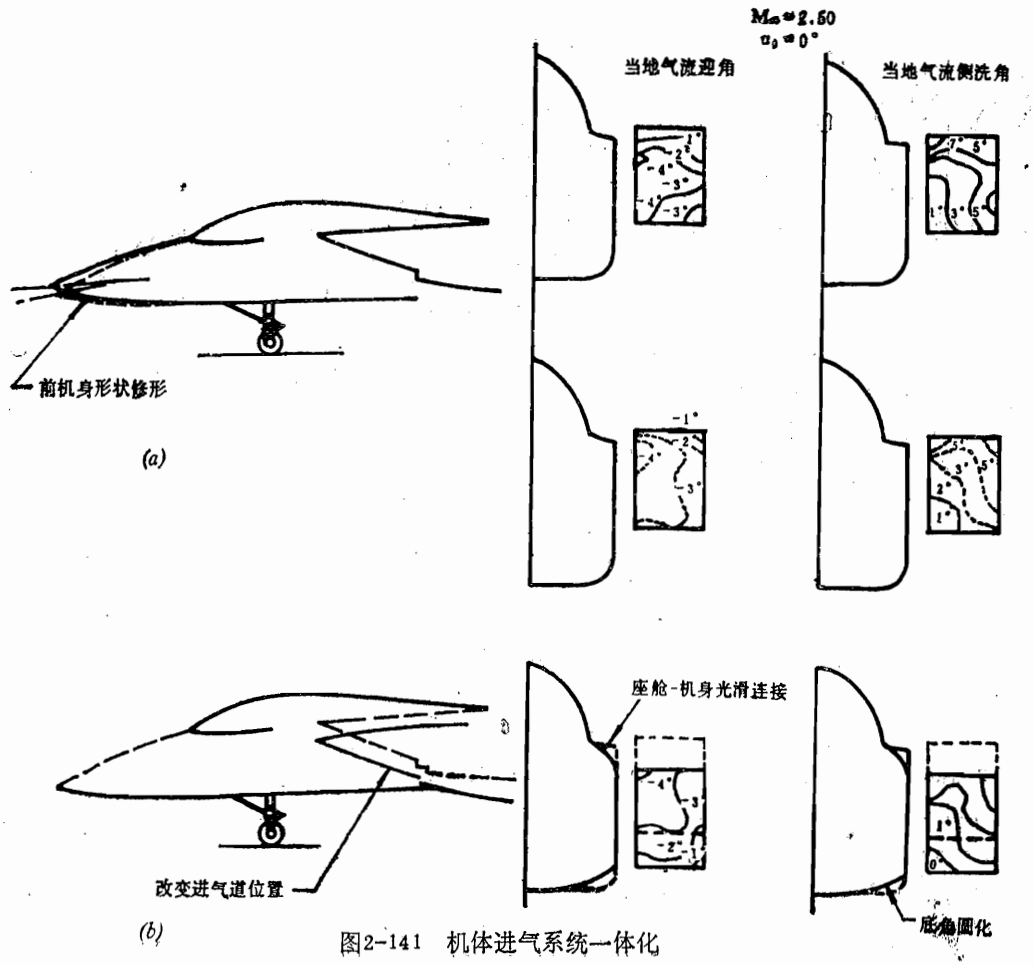


图2-141　机体进气系统一体化

垂角由6°增加到9°，同时将头部半顶角由 18.5° 增加到 20.5°，两侧进口区的当地气流角就有所减小。图(*b*)表示机身底角和座舱-机身肩部圆化对气流角的影响，以及进口相对位置下降的影响。

有关机身形状对进气道性能的进一步阐述请参见第 9.2.2 节图 9-19 等。机身进口平面的流场环境对进气道的总压恢复、畸变和紊流度影响很大，而进口流场环境又为机身形状及布局型式所决定。做具体进气道设计时，需通过实验测量机身的流场，或做三维的流场计算。马可尼(Marconi)[23]等提出了一种求解绕真实飞机无粘三维超音速流场的方法。图2-142是一个典型的算例。具体解法与第 2.8.3 节中所述的方法类似。文献[24]也提出了一种类似的方法，编写了FORTRN程序，并给出了一个带座舱前机身的算例。

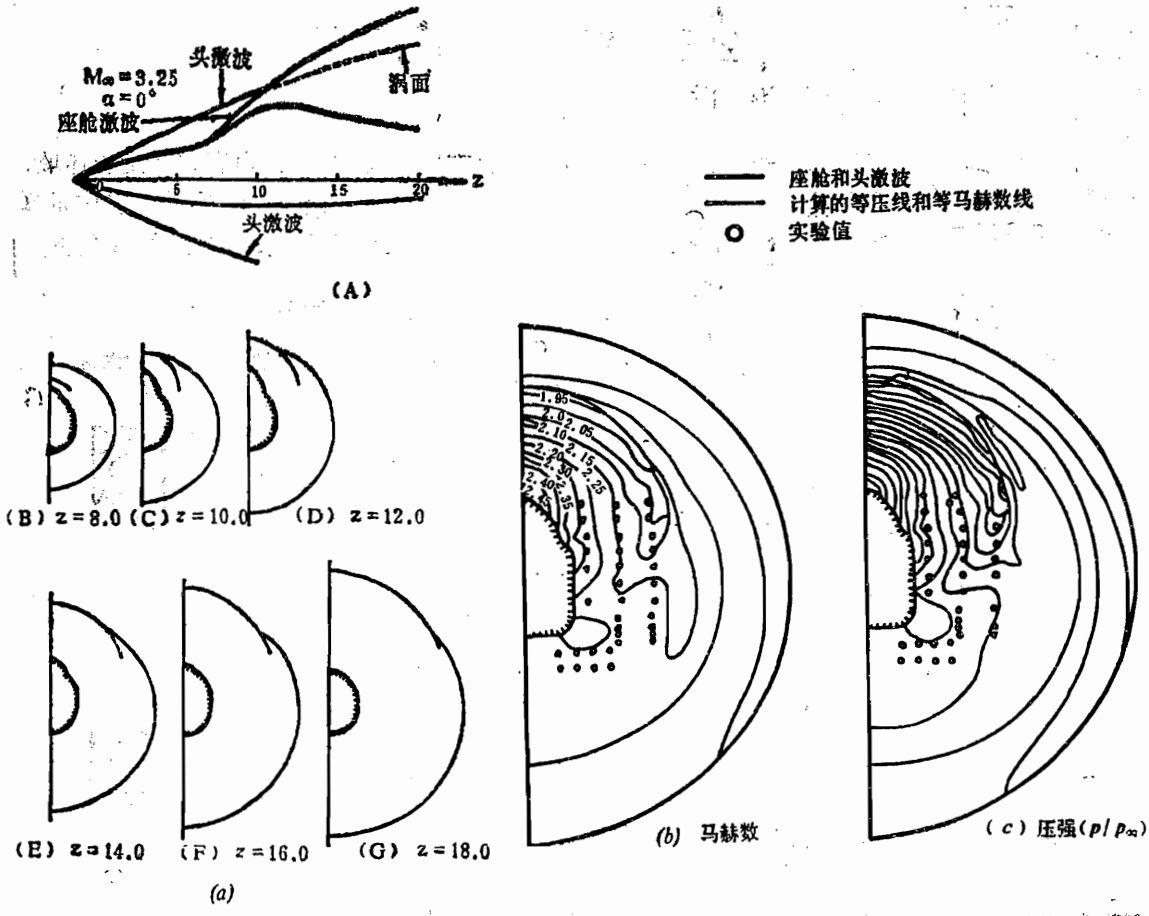


图2-142 飞机周围三维超音速流场计算结果

参 考 文 献

[1] Connors, J.F. and Meyer, R.C., Design Criteria for Axisymmetric and Two-dimen tional Supersonic Inlets and Exits, NACA TN3589, 1956.

[2] Нечаев, Ю.Н., Федоров, Р.М., "Теория Авиационных газоТурбинныХх двигателей", Машино-Строение, Москва, 1977.

[3] 潘杰元，飞机进气道气动原理，北京航空学院506教研室。

[4] Moeckel, W.E., Approximate Method for Predicting form and Location of Detached Shock Waves Ahead of Plane or Axially Symmetric Bodies, NACA 1921, 1949.

[5] Goldsmith, E.L. and Griggs, C.F., The Estimation of Shock Pressure Recovery and External Drag of Conical Centerbody Intakes at Supersonic Speeds,

[6] Presley, L.L., Mossmann, E.A., A Study of Several Theoretical Methods for Computing the Zero-lift Wave Drag of a Family of Open-nosed Bodies of Revolution in The Mach Number Range of 2.0 to 4.0, NACA TN 4368, 1958.

[7] Brown, C.E., Parker, H.M., A Method for The Calculation of External Lift, Moment and Pressure Drag of Slender Open-nose Bodies of Revolution at Supersonic Speeds, NACA Rop. 808, 1945.

[8] Van Dyke, M.D., A Study of Second-Order Supersonic Flow Theory, NACA Rep. 1081, 1952.

[9] Van Dyke, M.D., Practical Calculation of Second-Order Supersonic Flow Past Nonlifting Bodies of Revolution, NACA TN 2744, 1952.

[10] Syverston, C.A., Dennis, D.H., A Second-Order Shock-Fxpansion Method Applicable to Bodies of Revolution near Zero Lift, NACA Rep. 1328, 1957.

[11] F.K.利特尔等编，钱翼稷等译：《内流空气动力学手册》，国防工业出版社，北京，1982。(Little, F.K. et al, Internal Aerodynamics Manual, AD 723823, 1970.)

[12] Anderson, B.H., Design of Supersonic Inlets by a Computer Program Incorporating The Method of Characteristics, NASA TND-4960.

[13] 赵鹤书，钱翼稷，超音速进气道流场计算特征线法，北京航空学院科研报告，1978。

[14] 朱幼兰等著：《初边值差分方法与绕流》，科学出版社，北京，1980。

[15] 潘杰元，超音速斜板进气道侧向溢流估算的解析方法，北京航空学院科研报告，BH-B 2803，1987。

[16] 潘杰元，前机身超音速绕流，北京航空学院科研报告，BH-B2800，1987。

[17] 潘杰元、陈泽民、那伟，有迎角时二级锥的超音速绕流，北京航空学院科研报告，BH-B 2801，1987。

[18] 潘杰元，前机身超音速流场计算的差分方法，第一届进气道-发动机匹配会议文集，1984。

[19] Seddon, J. and Goldsmith, E.L., "Intake Aerodynamics", Collins, 1985.

[20] Clifton, J.C., An Experimental Investigation of the Component Drag Composition of a Two-dimontional Inlet at Transonic and Supersonic Speeds, AGARD-CP-150, 1974.

[21] Ross, J. A., McGregor, I. and Priest, A.J., Some RAE Research on Shielded & Unshielded Fuselage Mounted Air Intakes at Subsonic & Supersonic Speeds, AGARD, CP 301, 1981.

[22] Williams, T.L., et al, Top Mounted Inlet System Feasibility for Transonic-Supersonic Fighter Aircraft, AGARD, CP.301, 1981.

[23] Richey, G.K., et al, Airframe/Propulsion System Flow Field Interference and the Effect on Air Intake and Exhaust Nozzle Performance, AGARD-CP-150, 1974.

[24] 陈泽民，带座舱前机身超音速流场计算，北京航空航天大学硕士论文，1987.12。

第三章　亚音速进气道

本章所涉及的内容，主要是亚音速进气道的参数选择、性能计算及辅助进气门的设计等．它不仅适用于亚音速各种类型的进气道设计，而且对跨音速(M＝1.5以下)皮托管式进气道设计也有参考价值。辅助进气门的设计亦可供超音速进气道辅助进气门设计时参考。

3.1　布局型式

亚音速进气道和超音速进气道一样(见第2.7.2节)，布局型式对进气道性能有巨大影响。衡量进气道性能的主要指标是流量、总压恢复系数、畸变及外阻。亚音速进气道在飞机上的安装位置通常有头部、腹部和机身两侧三种；翼下吊舱进气道亦属于头部进气。

3.1.1　机身头部进气道

机身头部进气道的优点是进口前无损失、流场均匀、速度头利用程度高、外部正面阻力小、内管道弯曲程度不大、管道损失小。但也存在一些缺点：(1) 进口面积大，使机身粗大；(2) 当发动机部位靠后时，内管道太长，内部流动损失增大；(3) 机身可利用的空间减小，不能储备足够的燃料；(4) 为了避免头部尺寸进一步增加，座舱位置不得不靠后些，这使视界变坏；(5) 使雷达设备、武器装备等安装发生困难，因这些设备最合适的位置是在飞机头部；(6) 对来流迎角变化敏感。因此目前头部进气型式在小型飞机上采用得较多。

在多发动机飞机上，往往采用发动机吊舱型式。若吊舱与机翼，机身或另一吊舱之间保持足够的距离，则吊舱进气道所受气动力干扰可以忽略不计。吊舱进气道与机身头部进气道的优点是一样的。有时还可以采用零长度进气道型式，使性能进一步提高，达到巡航时总压恢复接近100%，畸变在10%以下。

3.1.2　机身侧面进气道

机身侧面进气道的内管道比较短，可降低结构重量。由于机身和机翼的屏蔽，空气动力学性能不如头部进气道。对来流迎角没有头部进气口那么敏感，但是受侧滑角影响较大。当飞机侧滑时，如果是双发各自单独进气，则会由于左右两侧进气道流量不一致，使推力也不同；如果是单发则会增大压气机进口流场的畸变。由于两侧进气口往往处于机身附面层干扰区之内，在飞机俯冲或以中等以上速度平飞突然关油门时，可能会引起进口前附面层分离，使低能气流进入进气道，造成进气道工作不稳定，甚至发生倒流，使发动机发生喘振，造成严重事故。为此，一般对进口前机身附面层要求采用附面层泄除或分隔措施。

两侧进气系统，使机身迎风面积加大。因此，进气口形状应与总体外形作一体化设计。

来流进入侧面进气道前，要经受一段机身表面摩擦力的作用，使气流总压有损失。这段摩擦面积，一般称为湿面积。图3-1[1]所示为总压损失系数 $\Delta p_t/q_1$ 随湿面积比 S_w/A_1 及 $\mu=V_\infty/V_1$ 的变化趋势。式中，Δp_t——总压差；q_1——进口动压；S_w——流管在进气口前

的湿表面；A_1——进气口面积；V_∞——来流速度；V_1——进口速度。在一定的μ值下，$\Delta p_i/q_1$随S_w/A_1的增加而增加。总压损失可导致发动机推力下降和燃料消耗率增大。附面层泄除或分隔是减小有效湿面积S_w的有效措施。

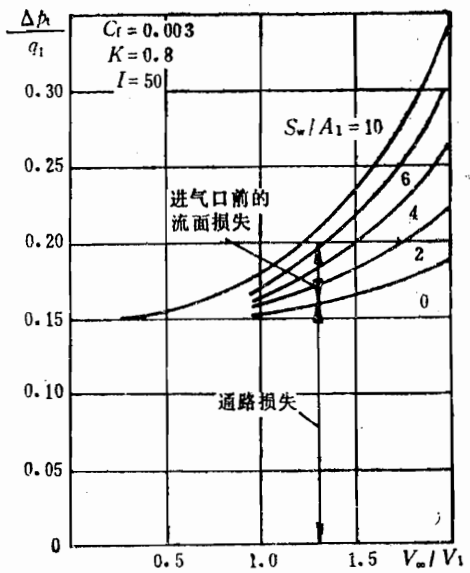


图3-1　总压损失系数例图

3.1.3　机身腹部进气道

机身腹部进气道除兼有侧面进气道的优点外，还有以下特点：由于进气口在机身屏蔽区内，在飞机飞行包线范围内所有迎角α和侧滑角β下，都能提供较好的进口流场，大大提高了飞机的机动性。图3-2[2]所示为三种不同方式进气道的平均流场特性——进气道口的当地马赫数和气流当地迎角。图中数据表明，在M=0.9～1.2时，飞机迎角为25°时，腹下进气道的当地迎角为15°，对两侧进气道则为33°。在M=1.6和迎角α=25°时，腹下进气道的当地迎角是12°，而两侧进气道为30°。腹下进气时前机身的这种整流作用，有可能减小唇口的钝度(进

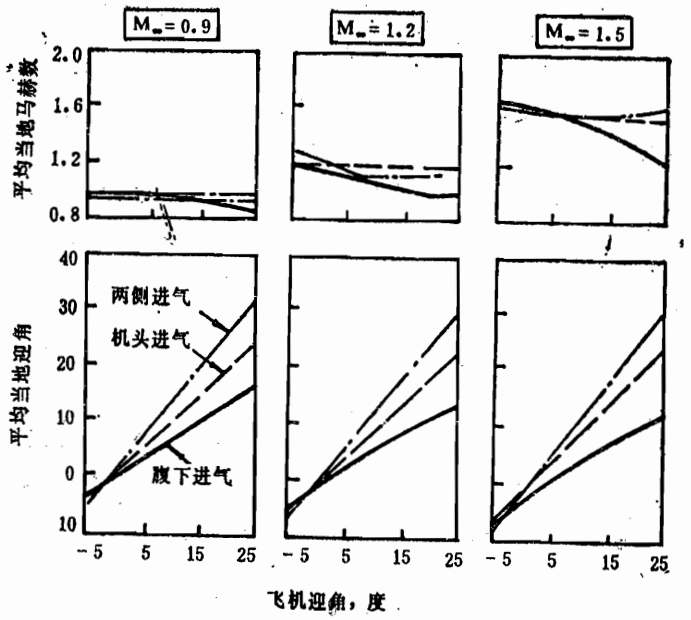


图3-2　腹部进气道在当地马赫数和气流倾角方面的优点

口外罩尺寸也可相应地减小)，使飞机在大迎角下不致引起唇部气流分离。如果采用两侧或机头进气方式，则进气口捕获面积和唇口钝圆度均需加大。这将导致溢流阻力(对阻力的分析见第2.1.1.3节)较高和进气道重量的增加。图3-3所示的腹部进气道在亚音速和跨音速时的特性。在大迎角下保持高的总压恢复和小的畸变，直至30°迎角仍不会恶化。

腹部进气道与两侧进气道相比，大迎角下进气道进口前附面层比较薄，所要求的附面层隔道高度较低，阻力也小。

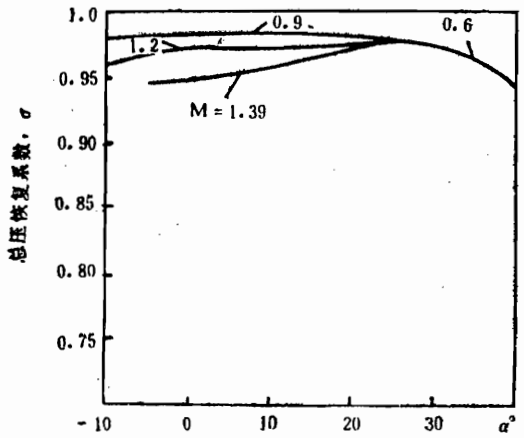


图3-3　迎角对总压恢复的影响

3.2　进口参数设计

3.2.1　设计点选取

进气道特性(包括内流和外流)随飞行状态(马赫数和高度)及发动机工作状态变化。在整个飞行包线范围内，要求进气道都具有理想的性能是不可能的，只能把战术技术要求最重要的状态作为设计状态来选择设计参数和设计进气道内外型面，使进气道性能达到最佳。设计状态的选取，与飞机的类型密切相关。一般说，对歼击机，飞行速度必须保证，所以设计状态选在最大飞行马赫数上；对轰炸机或运输机主要保证航程，常选巡航飞行状态(高度和马赫数)为设计状态。有些特殊用途的飞机(如垂直起落飞机)则选择其它状态(如地面静态)作为设计状态。

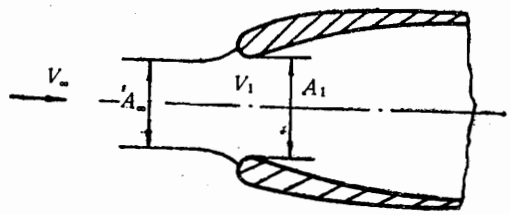


图3-4　进口前速度变化

亚音速飞机的设计状态，一般取在进口速度比(V_1/V_∞)或流量系数$\varphi=A_\infty/A_1$小于1.0，如$V_1/V_\infty=0.5\sim0.7$。(如图3-4)若是头部进气，则进口前的减速没有总压损失。

在设计点，一般取发动机最大或加力工作状态。

3.2.2　进口形状

进气道进口形状对进气道性能有很大影响。一般说圆形进口最为理想。所以头部进气道，

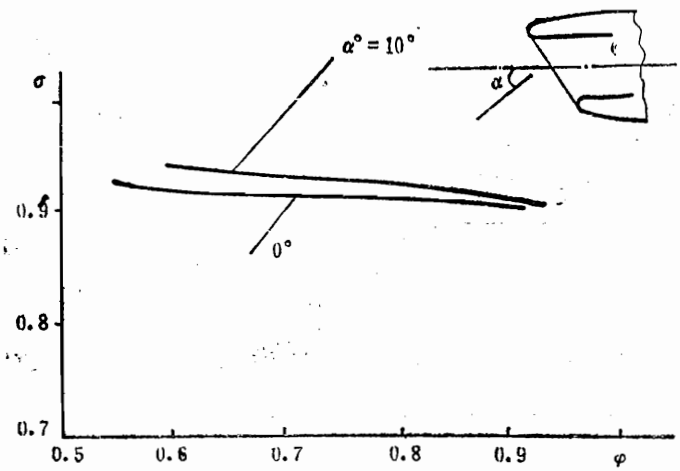


图3-5　有前罩角时迎角对总压恢复系数的影响

绝大多数采用圆形进气口。侧面和腹部进气道，采用圆形进口会增加飞机尺寸，影响整机性能，所以多数不采用圆形进口。侧面和腹部进气道的进口设计应尽量考虑与机体间产生有利干扰。通常采用下列几种进口形状：

(1) 半圆形；

(2) 矩形，长宽比，一般在 2.0 以下；

(3) 半椭圆或多圆弧。

除此以外，为了改善侧面进气道的迎角特性，有的采用进口前罩角，即上唇前伸（如图3-5）。这样，在较大的迎角变化范围内，可保持较高的总压恢复。有时为提高外部流动特性，进口还带有一定的后掠角。

3.2.3 进口面积的确定

3.2.3.1 最佳速度比的确定

(1) 头部进气口

进口速度比V_∞/V_1与进口面积密切相关，它直接影响进气道的内部和外部性能。在一定的飞行速度下，V_∞/V_1越大，进口面积也越大，管道流速相应较低，可使总压损失较小。进气道的总压恢复系数随V_∞/V_1增大而提高。但此时外部性能可能变坏，临界马赫数太低，

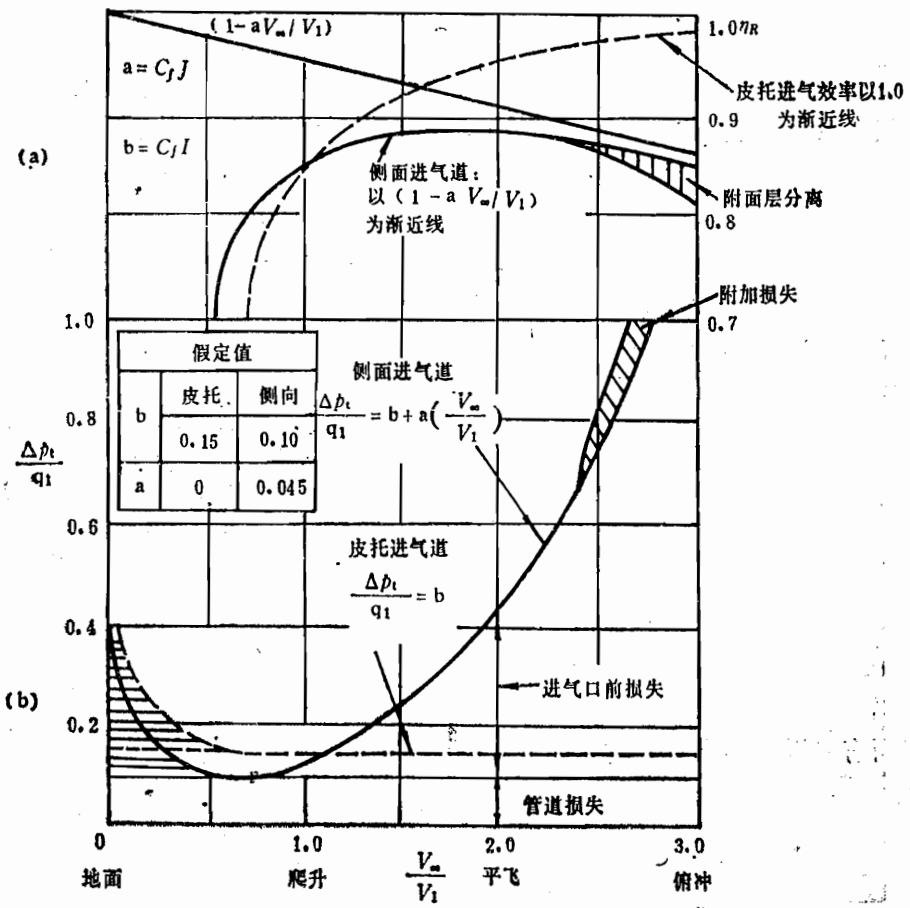


图3-6 典型进气道总压特性

外阻也大。在作初步设计时，一般根据经验认为，$V_\infty/V_1=2.0$ 左右为宜。因为这时大约有75%的速度头可以在进入发动机之前就无损失地转为压力头。当只强调进气道内部性能时，甚至允许$V_\infty/V_1=2.86\sim3.3$，这时由于进口前气流的滞止，使90%的飞行速度头无损失地转化为压力头。当特别强调外部性能时，V_∞/V_1 可降至1.66以下，这将有助于提高进气道外罩唇口的临界马赫数。

(2) 侧面进气口

从图3-6[3]可以看到，侧面进气道进气效率 $\eta_R=(p_{t2}-p_\infty)/q_\infty$，(式中，$p_{t2}$——压气机前总压；$p_\infty$——来流静压；$q_\infty$——来流速度头)。也随速度比$V_\infty/V_1$的增加而增长，但有一最大值，这点是与头部进气不同的。因此，就内流性能来说，侧面进气道应选与最大η_R相应的速度比。η_R表示来流动能中，有多大一部分经进气道后转变成了压力能。头部进气口的效率 η_R 随V_∞/V_1增大而不断增加。

进气道效率 η_R 与总压恢复系数$\sigma=p_{t2}/p_{t\infty}$有下列关系：

$$\sigma=\left[1-\frac{q_{t\infty}}{p_{t\infty}}(1-\eta_R)\right] \tag{3.1}$$

σ 与 η_R 同步增长，并在同一进口速度V_1/V_∞时，都达到最大值。

还可以用总压损失系数$\frac{\Delta p_t}{q_1}$来衡量进气道的工作状态，此中 $\Delta p_t=p_{t2}-p_\infty$，$q_1$ 是进气口的动压头$\rho_1V_1^2/2$。总压损失系数与 σ 及 η_R 可以相互换算。下面介绍一种低速时侧面进气道的总压损失系数的计算方法[3]。由图3-1，低速时(近似看作不可压缩流)总压损失系数可写为：

$$\frac{\Delta p_t}{q_1}=\int_0^{l_1+l_2}C_f\left(\frac{V}{V_1}\right)^2\frac{Ldx}{A} \tag{3.2}$$

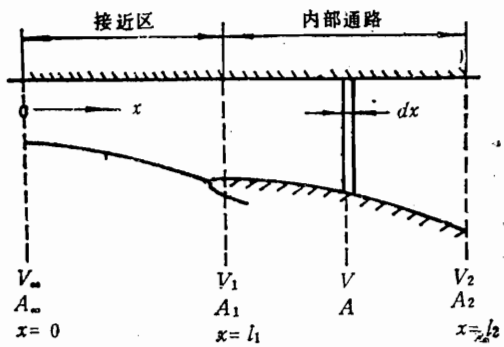


图3-1 流面图

式中 C_f——当地摩擦系数；

l_1——进气口前方空气滞止流路的长度；

l_2——进气道长度；

V——任意截面平均速度；

L——流路任意截面上湿面积的周边长；

A——任意截面的流管面积；

x——自进口前的整流表面算起的距离。

若设所有表面摩擦系数 C_f 是个常数，并设进口前速度为常数$V=k\sqrt[3]{V_\infty}$，公式(3.2)经积分可得

$$\frac{\Delta p_t}{q_1}=C_f\left[I+k\frac{S_w}{A_1}\left(\frac{V_\infty}{V_1}\right)^3\right] \tag{3.3}$$

式中

$$I=\int_{l_2}\left(\frac{A_1}{A_2}\right)^2\frac{Ldx}{A};$$

k ——经验常数，一般为 0.7～1.0；

S_w——进口前湿面积；

(可取$C_f=0.005$。)

这样，就可以将低速时的 η_R 表达为

$$\eta_R=\frac{p_{t2}-p_\infty}{q_\infty}$$

$$=1-\frac{\Delta p_t}{q_1}\frac{q_1}{p_\infty}$$

$$=1-\frac{\Delta p_t}{q_1}\left(\frac{V_1}{V_\infty}\right)^2 \tag{3.4}$$

及

$$\eta_R=1-C_f\frac{I}{\left(\frac{V_\infty}{V_1}\right)^2}-C_f k\frac{S_w}{A_1}\left(\frac{V_\infty}{V_1}\right) \tag{3.5}$$

式中右边第二项代表管道内损失引起的效率下降，第三项代表进口前附面层引起的效率下降。η_R 与V_∞/V_1 的关系如图 3-6 所示。以$(1-JC_fV_\infty/V_1)$为渐近线，式中 $J=k(S_w/A_1)$。

对于头部进气道，$S_w=0$，这时

$$\eta_R=1-C_f\frac{I}{\left(\frac{V_\infty}{V_1}\right)^2} \tag{3.6}$$

故如前所述，η_R 随 V_∞/V_1 的增加而不断增加。侧面进气的最佳速度比可以就 (3.5) 式求极值而确定：

$$\frac{d\eta_R}{d\left(\frac{V_\infty}{V_1}\right)}=0$$

可得对应于 η_{Rmax} 的最佳速度比

$$\left(\frac{V_\infty}{V_1}\right)_{op}=\left(\frac{2I}{k\frac{S_w}{A_1}}\right)^{\frac{1}{3}} \tag{3.7}$$

对于有附面层泄除旁路的侧面进气系统，还要考率旁路效率 η。此外，有的情况接近进气口的气流流动可能不是紊流，而是层流，此时，进气口前湿面积进气道内的摩擦系数C_f会不相同，需引入前者与后者之比Φ，最终得

$$\left(\frac{V_\infty}{V_1}\right)_{op}=\left(\frac{2I}{J}\right)^{\frac{1}{3}} \tag{3.8}$$

式中

$$J=k\Phi(1-\eta_b)^{S_w/A_1} \tag{3.9}$$

从方程(3.7)和(3.8)中可以看到：设计侧面进气道时，改变进气面积，即改变了 I 值和

J值，因而改变了整个进气道的总压损失系数和效率特性。

在计算侧面进气道的进气口时，由于事先还不知道进气道的形状，直接用式(3.7)或(3.8)计算速度比$(V_\infty/V_1)_{op}$还不行。需要先根据经验选取侧面进气道的V_∞/V_1(一般为2.0～1.66)，而后用式(3.7)或(3.8)校核，反复几次最后获得$(V_\infty/V_1)_{op}$，从而判断所设计的进气口面积是否能满足获得最佳的进气道效率，即达到最高总压恢复。在推导(3.7)或(3.8)式时没有考虑气流分离状态。

3.2.3.2 进口面积的确定

除上节所述方法外，尚可根据质量连续方程按经验直接选取。进气口面积：

$$A_1=\frac{\rho_\infty}{\rho_1}\cdot\frac{V_\infty}{V_1}\cdot A_\infty$$

$$=\frac{\rho_\infty}{\rho_1}\cdot\frac{V_\infty}{V_1}\cdot\frac{K\bar{m}\sigma}{24.6q(\lambda_\infty)} \tag{3.10}$$

或

$$A_1=\frac{K\bar{m}\sigma}{24.6q(\lambda_\infty)\varphi} \tag{3.11}$$

式中 $\frac{V_\infty}{V_1}$——自由流速度与进口速度之比；

A_∞——自由流管面积；

$\bar{m}$——飞机在设计高度平飞时的发动机换算流量，见第2.1.2.3节；

$$\rho_\infty/\rho_1=1/\left\{1-\frac{k-1}{2}M_\infty^2\left[1-\left(\frac{V_1}{V_\infty}\right)^2\right]\right\}^{1/(k-1)}$$

$k=1.4$(对空气)；

σ——进气道总压恢复，一般为0.94～0.98；

$q(\lambda_\infty)$——气动函数；

K——为计及冷却发动机所需的流量等的修正系数，一般取1.03～1.05；

φ——进气道流量系数。

$$\varphi=\frac{\rho_1V_1}{\rho_\infty V_\infty}$$

对不可压缩流，或M_∞不大时，则

$$\varphi=\frac{V_1}{V_\infty}$$

将计算或选定的速度比代入公式(3.10)或(3.11)，即可计算进口面积。

当设计点选定后，$\bar{m}$及$q(\lambda_\infty)$是已知的，因而A_1取决于σ和φ。

3.2.4 唇口设计

进气道唇口内外型线应能满足外阻力小和唇口损失小这两个基本要求。

进气道外阻主要取决于外罩上的压强分布(或速度分布)。在亚音速理想情况下，外罩压强分布所形成的合力为一向前指的前缘吸力X_C，按伯努利方程，此吸力应恰能抵消进口前的附加阻力。在实际情况下，由于各种损失不能完全抵消，其剩余部分即称为溢流阻力(第2.4.1

节)。唇口吸力的大小直接关系到进气道总阻力的大小。对于不可压缩流，唇口理想吸力系数可写成[1]：

$$C_{XC}=\frac{X_C}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2 A_1}=\left(1-\frac{V_1}{V_\infty}\right)^2 \qquad (3.12)$$

V_1/V_∞越小，C_{XC}越大，但此时前缘迎角也大。

对高亚音速飞机，为减小外阻，唇口要尽可能薄些。但薄唇口对迎角变化敏感，容易产生唇口气流分离，所以唇口的厚度要适度。

唇口前缘半径对唇口损失有很大的影响，特别在起飞状态下影响更大。因此，要适当地选择唇口半径。

根据椭圆翼型实验证明[1,3]，凡是压强分布接近常数的进气道，它们的外形都是相似的。利用这个经验性结论，对不同形状进气道可得出简单的几何关系。进气道外形若采用1/4椭圆或其它类似的几何曲线，对保持前缘吸力有利。此点对设计者具有重要的实用价值(图3-8)。

3.2.4.1 1/4椭圆型线的圆筒形进气道

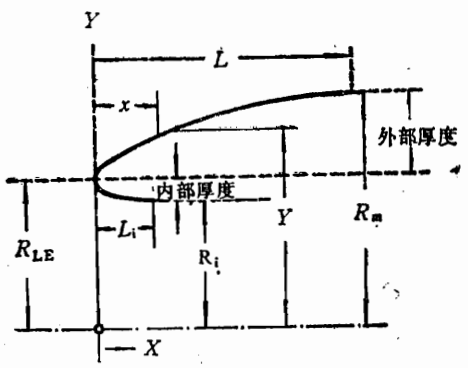


图3-8 圆筒进气道的几何参数

图3-8示出此种进气道型线的几何参数。

R_i——进气道内通道的最小半径；

L_i——对应R_i的内型线长度；

R_m——进气道外型线的最大半径；

L——对应于R_m进气道长度；

R_{LE}——唇口前缘半径。

(1) 外罩剖面型线

自进气道前缘到最大直径处的外形为四分之一椭圆，外罩各点r坐标可用下式计算：

$$\frac{r}{R_m}=\frac{R_{Lm}}{R_m}+\left(1-\frac{R_{LE}}{R_m}\right)\sqrt{1-\left(1-\frac{R_m}{L}\frac{x}{R_m}\right)^2} \qquad (3.13)$$

(2) 内壁剖面型线

从进气道前缘到进气道内通道最小截面处的内形也是1/4椭圆。内型线的各点r坐标为：

$$\frac{r}{R_m}=\frac{R_{LE}}{R_m}\left(\frac{R_i}{R_m}-1\right)\frac{R_i}{R_m}\sqrt{1-\left(1-\frac{R_i}{L_i}\frac{x}{R_i}\right)^2} \tag{3.14}$$

为了计算方便，引用比值 A_1/A_m 及系数 K_1、K_2、K_3、K_4：

$$K_1=\frac{R_{LE}}{R_i},\quad \frac{R_{LE}}{R_m}=K_1\sqrt{\frac{A_1}{A_m}} \tag{3.15}$$

$$\frac{R_m}{L}=K_2+K_3\left(\frac{A_1}{A_m}\right)^3 \tag{3.16}$$

$$\frac{R_i}{L_i}=\frac{1}{K_4(K_1-1)} \tag{3.17}$$

不同系数值对应于不同的进气道唇口圆角半径(前缘厚度)或进气道的内部厚度。对于 A、B、C 三组进气道所用的系数列于表 (3-1)。计算出的 A 组和 B 组的进气道长度是相等的，C 组进气道的长度则稍大些。对于所有三组进气道，当 A_1/A_m 趋向于零时，半轴比为 1 : 5 的 1/2 椭圆相应于 L/D_m 的极限值。

表3-1 进气道内形选择系数

类 型	唇口半径	K_1	K_2	K_3	K_4
A	大	1.15	0.2	12.5	1.5
B	中	1.10	0.2	12.5	1.3
C	小	1.03	0.2	7.5	1.0

每一种进气道可以根据它所取的组别 (A、B 或 C) 和面积比来标明。例如 A-36 表示取的是 A 组进气道，其中的 36 是面积比的百分数。

在各组进气道中，C 组是接近于具有均匀压强分布的最佳形状进气道。图 3 - 9 (b)示出 C 组进气道的典型压强分布。

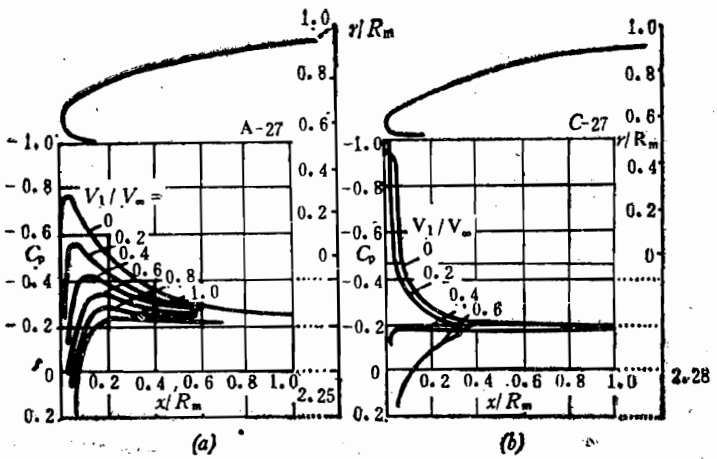


图3-9 A、C组进气道的典型压强分布

3.2.4.2 NACA-1 系列外形圆筒进气道[4]

图 3 -10所示几何参数有：

D——头部最大直径；

d——进口内径；

D_{LE}——唇口前缘直径；

Y——外部最大厚度；

x, y——外部任意点坐标；

r——内部厚度(唇口半径)；

X——对应于 D 的外形最大长度。

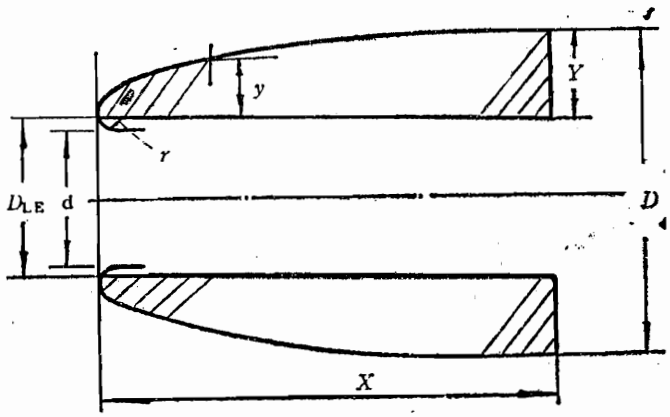


图3-10　NACA-1系列圆形进气道头部尺寸

表3-2　NACA系列外形坐标

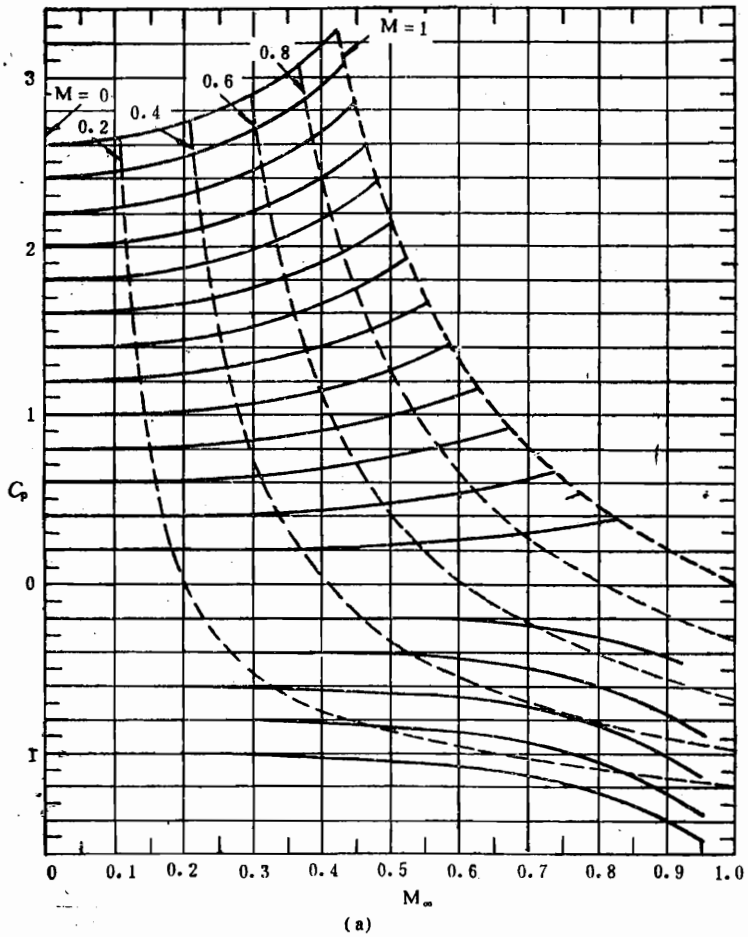
x/X	y/Y	x/X	y/Y	x/X	y/Y	x/X	y/Y
0	0	0.130	0.4194	0.34	0.6908	0.60	0.8911
0.002	0.0480	0.140	0.4366	0.35	0.7008	0.62	0.9020
0.004	0.0663	0.150	0.4530	0.36	0.7105	0.64	0.9123
0.006	0.0812	0.160	0.4688	0.37	0.7200	0.66	0.9220
0.008	0.0933	0.170	0.4840	0.38	0.7294	0.68	0.9311
0.010	0.1038	0.180	0.4988	0.39	0.7385	0.70	0.9395
0.015	0.1272	0.190	0.5131	0.40	0.7475	0.72	0.9475
0.02	0.1472	0.20	0.5270	0.41	0.7563	0.74	0.9548
0.025	0.1657	0.21	0.5405	0.42	0.7648	0.76	0.9616
0.030	0.1831	0.22	0.5537	0.43	0.7732	0.78	0.9679
0.035	0.1994	0.23	0.5666	0.44	0.7815	0.80	0.9735
0.040	0.2148	0.24	0.5792	0.45	0.7895	0.82	0.9787
0.045	0.2296	0.25	0.5915	0.46	0.7974	0.84	0.9833
0.050	0.2436	0.26	0.6035	0.47	0.8050	0.86	0.9874
0.060	0.2701	0.27	0.6152	0.48	0.8125	0.88	0.9909
0.070	0.2947	0.28	0.6267	0.49	0.8199	0.90	0.9940
0.080	0.3181	0.29	0.6379	0.50	0.8269	0.92	0.9965
0.090	0.3403	0.30	0.6489	0.52	0.8410	0.94	0.9985
0.100	0.3613	0.31	0.6597	0.54	0.8545	0.96	0.9993
0.110	0.3815	0.32	0.6703	0.56	0.8673	0.98	0.9998
0.120	0.4009	0.33	0.6807	0.58	0.8795	1.00	1.000

采用 NACA-1 系列进气道外形时，进气道形状由三个数码标明，第一个数表示型别；第二个表示$(d/D)\times100\%$；第三个表示$(X/D)\times100\%$。例如 NACA-1-50-150 中，1 表

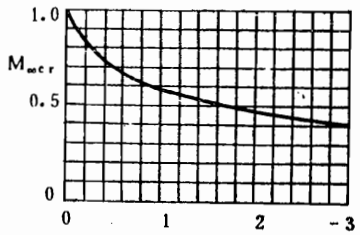
示系列号；50 表示 $d/D=50\%$，150 表示 $X/D=150\%$。

NACA-1 系列外形见表(3-2)。

不象 A、B、C 组椭圆型线进气道那样，NACA-1 系列进气道长度的选择可以不受限制，但此时进气道内部通道尺寸保持不变。NACA-1 系列进气道的外部形状比四分之一的椭圆形略高。其特点与 C 组圆筒进气道相似，进气道外表面压强梯度很小，因此可以获得较高的临界马赫数。



(a)



(b)

图3-11 (a) C_P随M_∞变化曲线；
(b) $M_{\infty cr}$对不可压缩流$[-C_P]_{M=0}$的相应曲线

3.2.4.3 临界马赫数的确定[4]

(1) 临界马赫数的定义与求法

对于已选好的进气道头部，通常还要校核其外形的临界马赫数。进气道外形的临界马赫数$M_{\infty cr}$与进气道外表面的压强系数分布有关。因此，必须知道外表面压强系数C_p分布随飞行马赫数变化的情况。而后，可以作出类似于图 3-11(a)[5]的曲线来求解临界 $M_{\infty cr}$。近似地可以直接利用图 3-11(a)。

图 3-11(a)是根据卡门-钱公式作出的压缩性修正图线。有了不可压缩的$[-C_p]_{M=0}$，可算出 M_∞ 为某值时的 C_p，这是顺实线去查的。例如某点的压强系数在 $M=0$ 为$C_p=-0.4$，则到了 $M_\infty=0.6$ 时，该点的 $C_p=-0.5263$。图上还画了对应于给定 $(C_p)_{M=0}$ 及 M_∞的C_p所应有的当地马赫数，这就是上图上的等值马赫数的虚线。上例的当地马赫数约为0.77。相应于M=1 的 M_∞ 即为所求的临界马赫数 $M_{\infty cr}$，见图 3-11(b)。(a)、(b)两幅图是通用曲线。只要已知某外形在低速时的最大负压系数，查图 3-11(b)，可得 $M_{\infty cr}$，初步设计就有了依

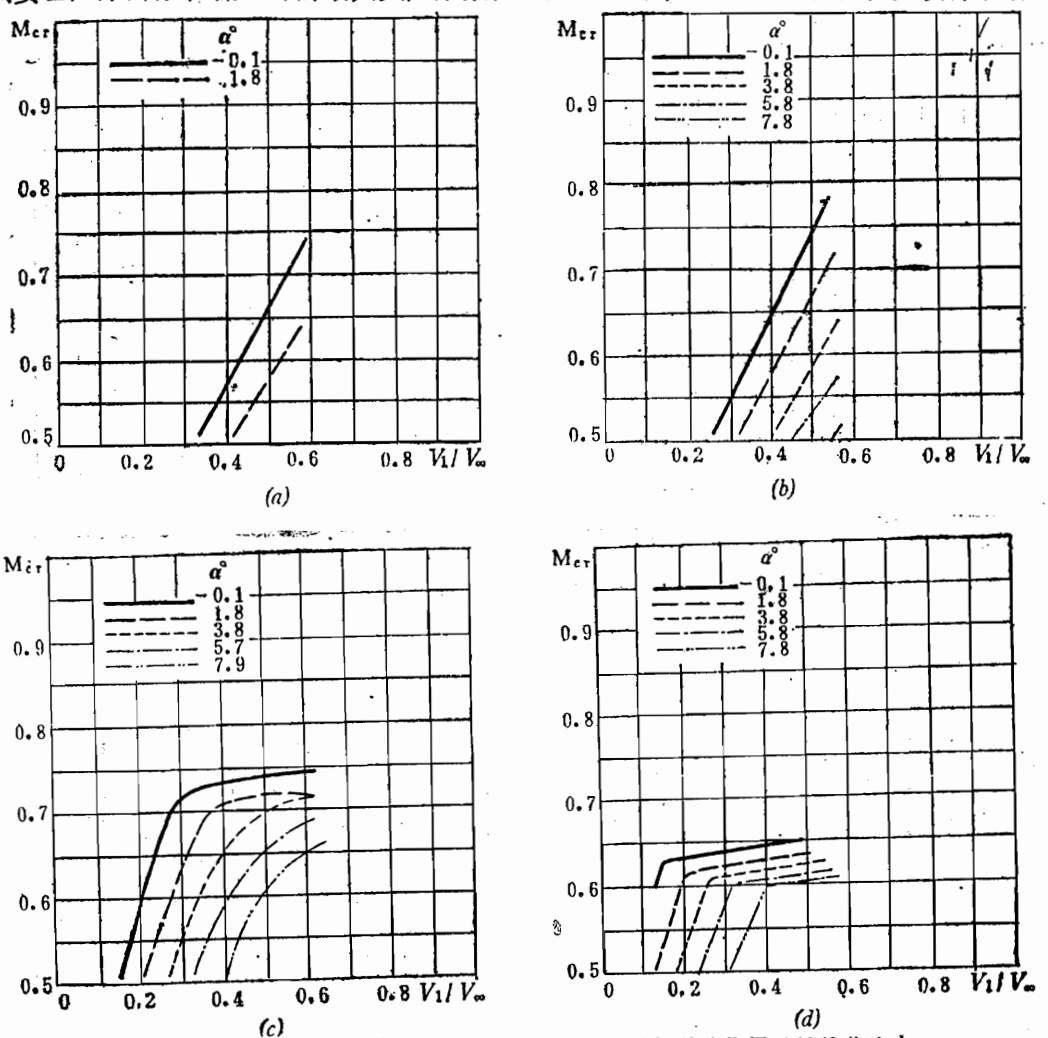


图3-12 进气口直径比为0.7的头部进气道的临界马赫数曲线

(a)NACA 1-70-150； (b)NACA 1-70-100；

(c)NACA 1-70-050； (d)NACA 1-70-030。

据，所以对给定的进气道外形，通常只要进行低速风洞实验即可。

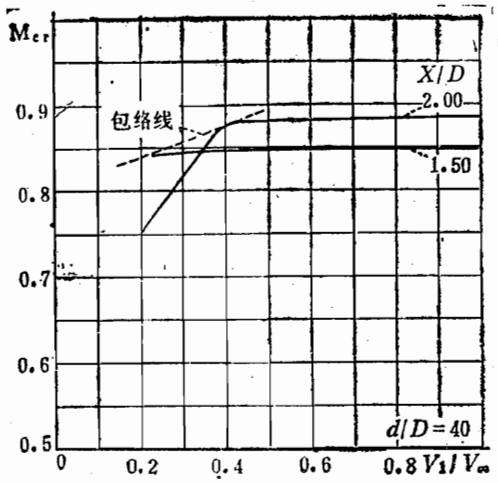
(2) NACA-1 系列进气道的 M_{cr} 曲线

NACA-1 系列进气道外形，根据实际测出的压强分布，利用上述方法，求出临界马赫数，并制成一系列图表，如图 3-12至 3-17。这些曲线有的以迎角 α 为参变数，有的以 X/D或 d/D 为参变数。图 3-13 上虚线为各曲线拐点的包络线。图 3-12 表明，在给定迎角下，中等和高的进口速度 V_1/V_∞下的临界马赫数变化不大；当 V_1/V_∞ 低于某一值时，则 M_{cr} 急剧下降。

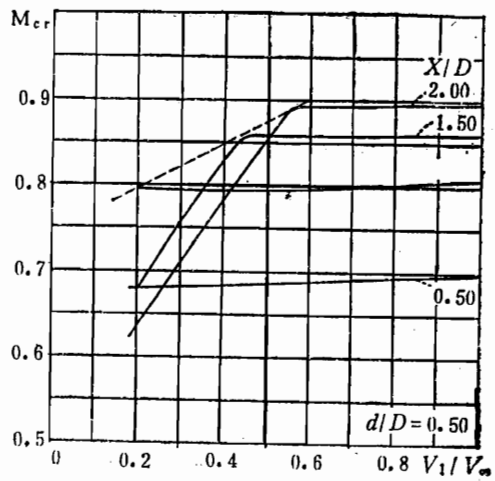
试验结果表明，进气道头部的长度比 X/D，是控制最大临界速度的主要因素；进口直径比 d/D 的影响次之。但进口直径比是控制最大临界速度下进口速度比范围的主要因素。

图3-13包络线(虚线)上任一点均代表特定进口直径比 d/D 和长度比 X/D 下的最佳进口速度比，此时特定进气道外部具有平缓的压强分布，且临界马赫数接近最大值。

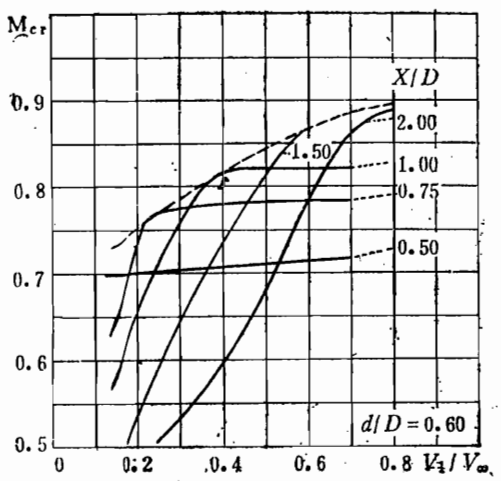
进气道的临界马赫数愈高，飞行中愈不易出现局部激波，外部阻力较小；飞行马赫数超过临界马赫数之后，阻力开始增大。



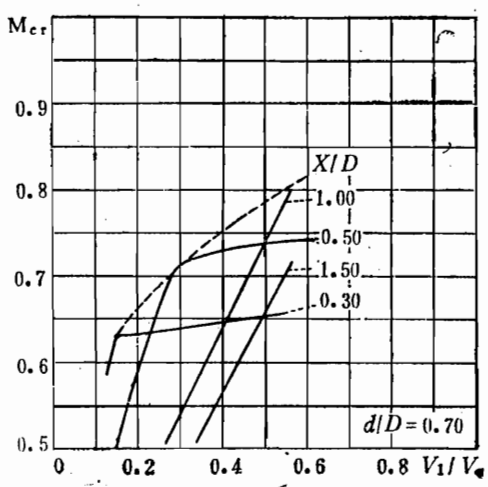
(a)



(b)



(c)



(d)

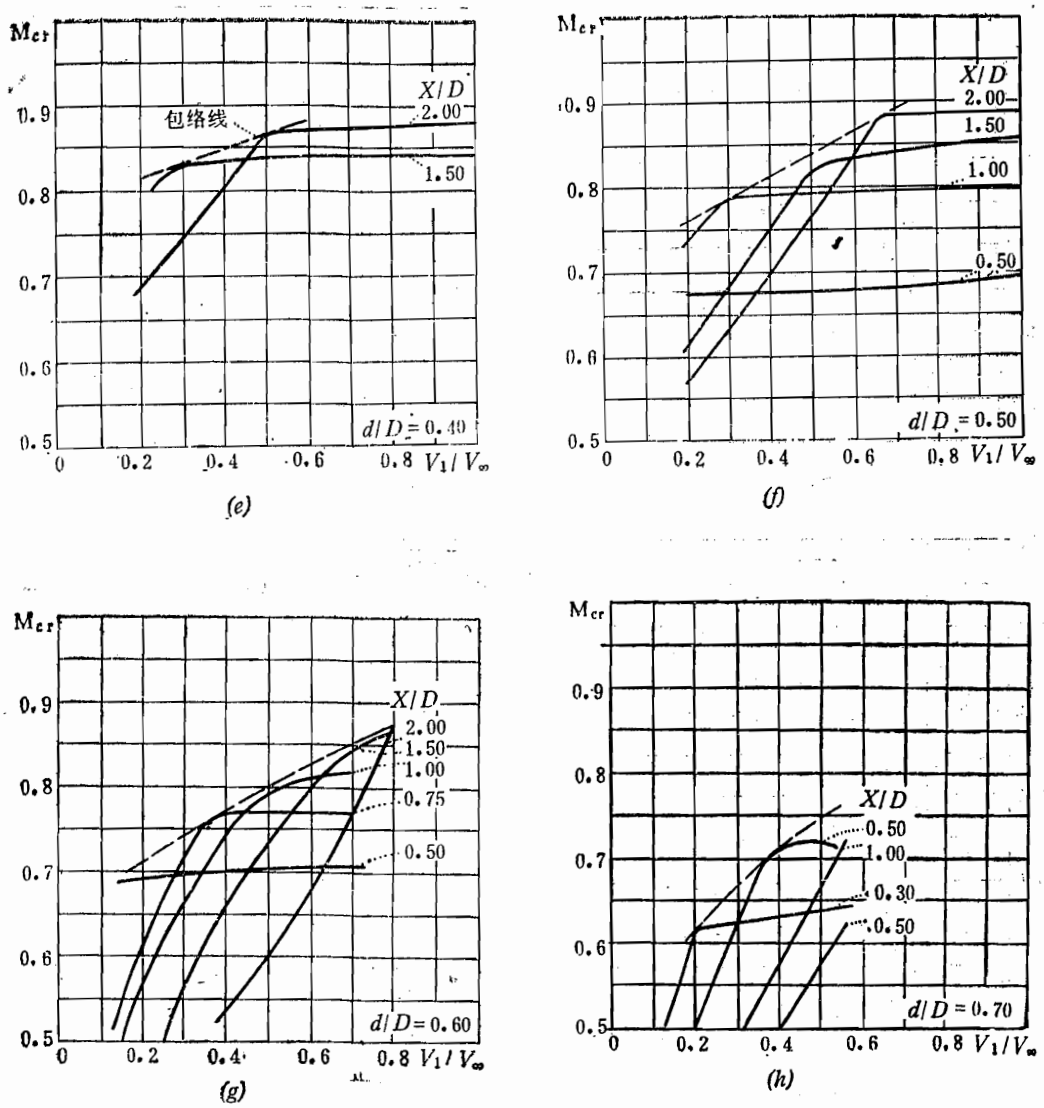


图3-13(*a*)～(*h*)　NACA-1 系列头部进气道临界马赫数试验曲线
（按不同直径比）

归并图3-12、3-13、3-14，可得到图3-16，它表明M_{cr}与V_1/V_∞、d/D、X/D之间的相应关系。设计时可根据此图选择进气道参数和确定进气道临界马赫数，故称为选择图。

选择图的用途主要有两个：(*a*)据规定的临界马赫数和空气流量要求，应用NACA-1系列坐标数据设计头部进气道，选择设计参数。(*b*)对一给定的NACA-1系列头部进气道的几何参数，确定其临界马赫数和最小流量系数。一般地说，这两种方法，特别适合于高速和巡航状态。选择参数的原始数据是设计速度、高度、相应的空气流量和头部进气道的正投影面积。下面举例说明选择图的应用。对典型的喷气推进装置，假设设计状态如下：圆机身截面面积1.858米^2，工作高度10667.84米，空气密度0.3793千克/米^3，其它见表3-3。

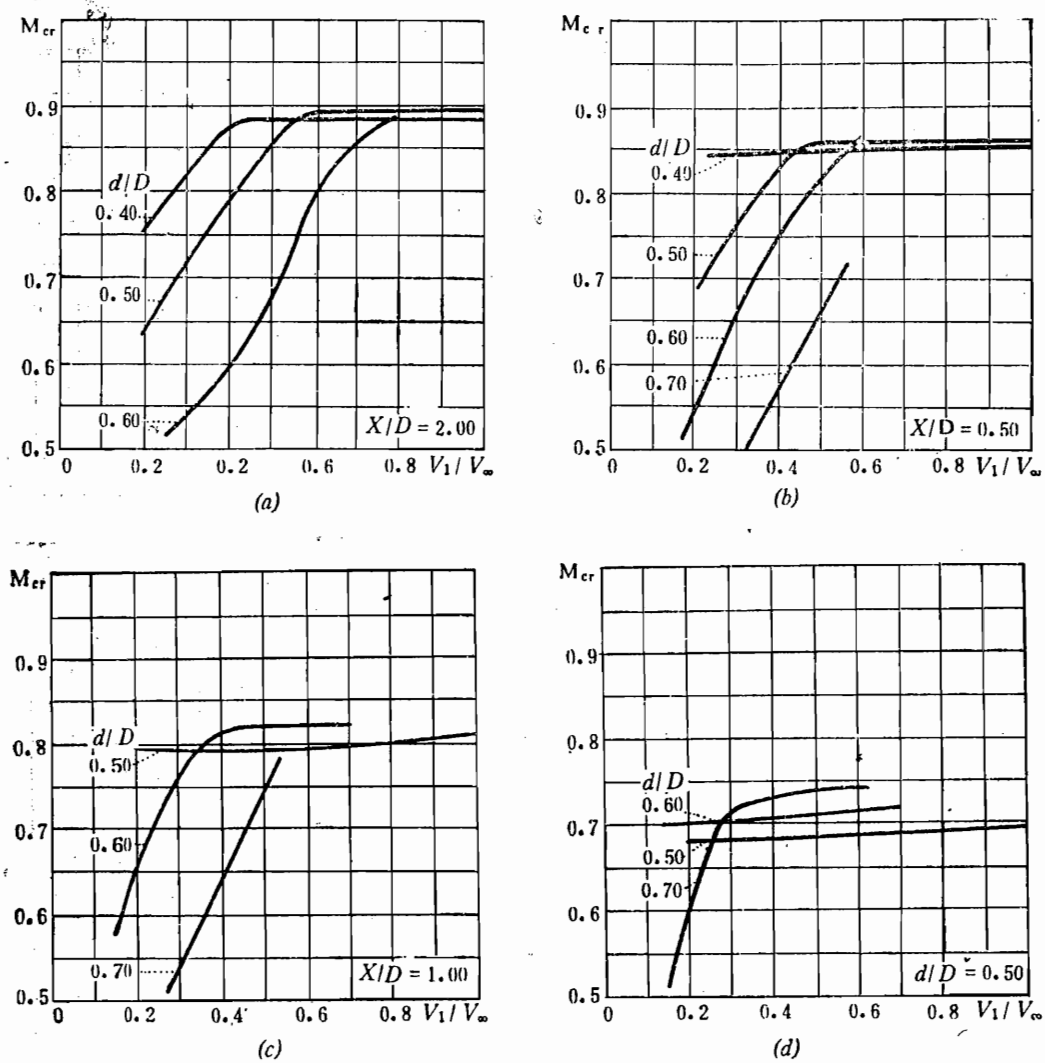
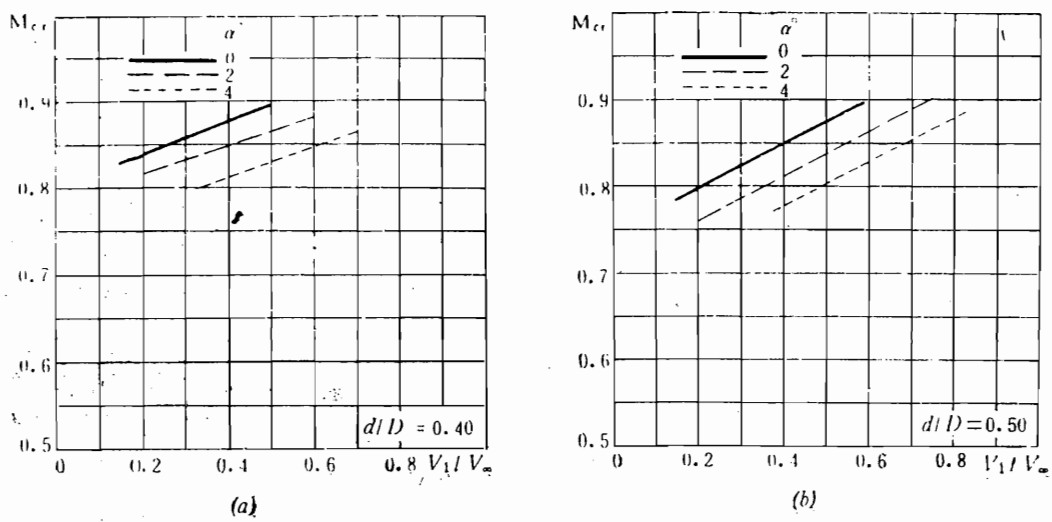


图3-14 NACA-1系列头部进气道实验特性曲线(按长度比)



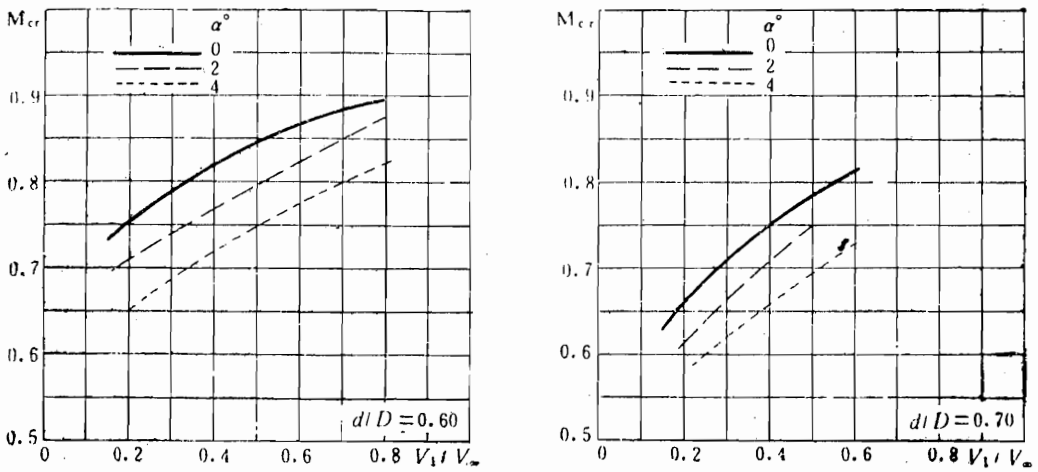
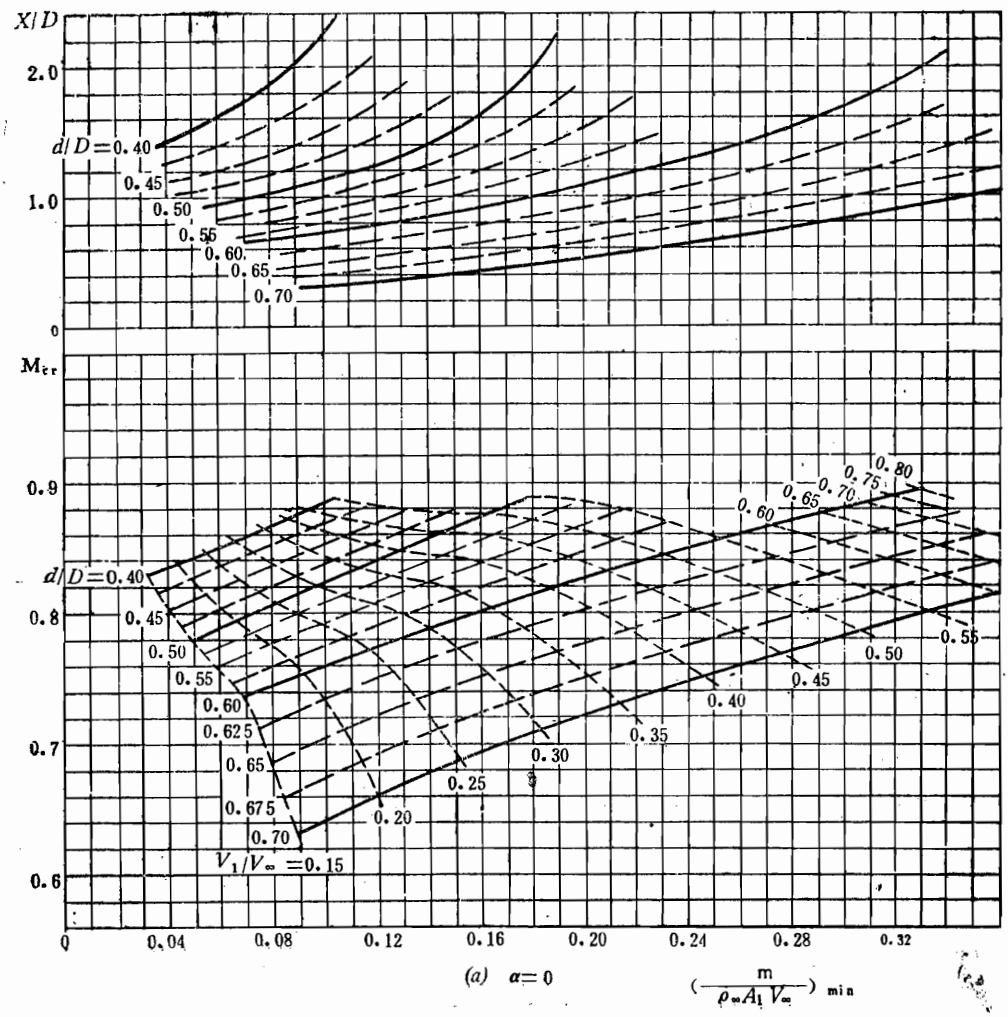


图3-15　三个迎角下的NACA-1系列头部进气道包络线(取自图3-12)



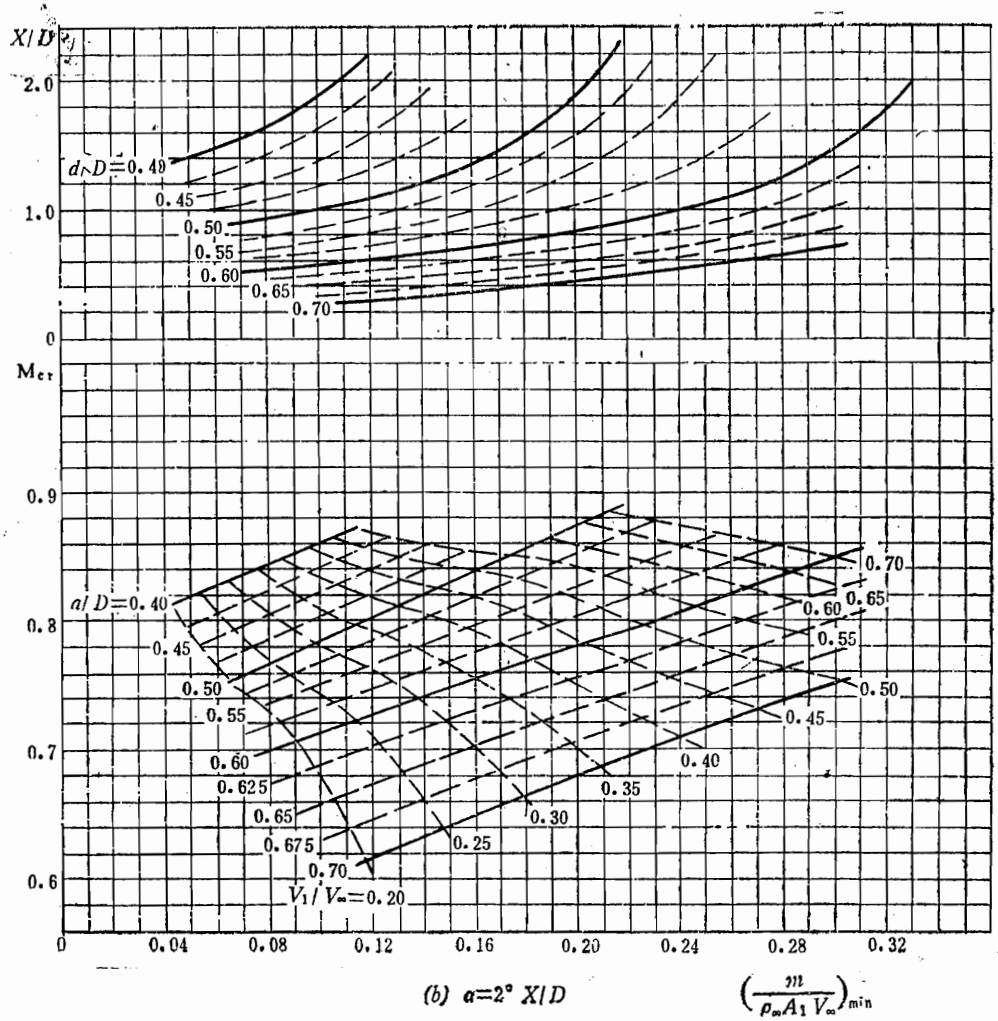


图3-16　NACA-1系列头部进气道选择图

表3-3　进气道参数

	高速状态	巡航状态
自由流速度V_∞(米/秒)	245.97	201.47
自由流马赫数M_∞	0.83	0.68
迎角α(度)	0	2
空气流量m(千克/秒)	22.68	20.41
质量流系数$m/\rho_\infty AV_\infty$	0.13	0.143

先由高速状态开始。适合高速状态的头部进气道的尺寸比，可利用图3-16(a)得到。依据$m/\rho_\infty AV_\infty=0.130$，在图3-16($a$)竖直向上找到$M_{cr}=0.83$的对应点处，即可查到进气道直径$d/D$以及对应于$d/D$，$(m/\rho_\infty AV_\infty)_{min}$和$M_{cr}$的进气口速度比$V_1/V_\infty$继续竖直向上至图3-16($a$)上部图，依据已得到的$d/D$，可读出需要的进气道长度比$X/D$。得临界马赫数等于高速飞行马赫数的头部进气道的尺寸比为：

$$d/D=0.526 \quad X/D=1.16 \text{ 选择 I}$$

对应于高速状态所选择的头部进气道尺寸比(选择 I)，还需校核，以确定其是否满足给定的巡航状态要求。校核是利用图 3-16(b)$\alpha=2°$进行的。在图 3-16(b)上部图上，依据 $X/D=1.16, d/D=0.526$ 的交点，竖直向下至下部图上之相同的 d/D 值处，即能读出 $(m/\rho_\infty AV_\infty)_{min}$ 和相应的 M_{cr}。因此，得到巡航状态下的结果：

$$M_{cr}=0.85;\ \left(\frac{m}{\rho_\infty AV_\infty}\right)_{min}=0.159;\ \left(\frac{V_1}{V_\infty}\right)_{min}=0.44$$

图3-17为选择 I 的NACA-1 系列头部进气道的缩尺图和根据图3-13、3-14估算的临界马赫数曲线，迎角为 $\alpha=0$，$\alpha=2°$(对应于高速和巡航状态)。图3-17(a) 上标注点代表两个特定的设计点。高速设计点落在 $\alpha=0$ 曲线的拐点处(因为选择图是根据这个拐点求得的)，而设计的巡航点落在 $\alpha=2°$ 的临界马赫数曲线以下，这说明所选择的头部进气道的临界速度，超过了巡航需要，巡航设计点的流量系数处于曲线拐点所对应的最小流量系数值以下。因此，所选的头部进气道在巡航状态工作时，在进气道唇口将产生低压峰。从阻力的观点看，这是不利的。

显然，在设计点和选择状态之间保留一定裕量会好一些。由图3-17(a)看出，为消除巡航状态的压力峰，$(m/\rho_\infty AV_\infty)_{min}$的裕量可取为 0.02，这样一来，高速状态的设计选择参数变为

$$\left(\frac{m}{\rho_\infty AV_\infty}\right)_{min}=0.130-0.02=0.110;\ M_{cr}=0.83$$

仍利用选择图3-16(a)按选择 I 的方法，得到以下结果：

$$d/D=0.50;\ X/D=1.20;\ \left(\frac{V_1}{V_\infty}\right)_{min}=0.33 \qquad \text{选择 II}$$

对巡航状态，根据上列 X/D 和 d/D 值，从图3-16(b)上得到

$$M_{cr}=0.819;\ \left(\frac{m}{\rho_\infty AV_\infty}\right)_{min}=0.138;\ \left(\frac{V_1}{V_\infty}\right)_{min}=0.42$$

估算的临界马赫数和相应的设计点与这个缩尺头部进气道一起示于图3-17(b)。巡航状态需要的流量系数值高于曲线拐点处的流量系数值。$(m/\rho_\infty AV_\infty)_{min}$裕量的引入，使进口直径减小和相应的进口速度比增加，而长度比变化不大。

在设计某些进气装置时，除了选择II所考虑的流量系数裕量外，头部进气道高速设计马赫数和临界马赫数之间最好也留有一定的裕量。假定 M_{cr} 裕量取 0.02，质量流系数与选择 II 相同，则设计选择参数变为：

$$\left(\frac{m}{\rho_\infty AV_\infty}\right)_{min}=0.110;\ M_{cr}=0.83+0.02=0.85$$

从高速状态的选择图上得到下列结果：

$$d/D=0.47;\ X/D=1.45;\ \left(\frac{V_1}{V_\infty}\right)_{min}=0.37 \qquad \text{选择 I}$$

对巡航状态，由图3-16(b)，按这些 X/D 和 d/D 查得

$M_{cr}=0.834$；$\left(\frac{m}{\rho_\infty AV_\infty}\right)_{min}=0.128$；$\left(\frac{V_1}{V_\infty}\right)_{min}=0.45$　选择Ⅱ

估算的临界马赫数曲线和对应设计点以及缩尺的头部进气道示于图 3-17(c)。对巡航和高速两个状态，M_{cr} 和 $(m/\rho_\infty AV_\infty)_{min}$ 的设计值和要求值之间，现在都保持一定的裕量。这些裕量的引入，使头部进气道可以选择得比原来状态具有更小的直径比和更大的长度比。应当注意，NACA-1 系列头部进气道选择图是基于给定的头部进气道的临界马赫数曲线的拐点制做的。因此，对给定的临界马赫数，运用这些图进行设计将得到具有最小 X/D 和可用的最大 d/D 的头部进气道。由选择图确定的尺寸比，是限制值而不是最佳值；因此，在某些长度比和直径比不受限制的进气装置中，尺寸比可以有所变化。

对于具有任意尺寸比的 NACA-1 系列头部进气道，借助于选择图，利用类似于选择Ⅰ校核巡航状态的方法，可以检查在迎角 $\alpha=0°$、$2°$ 时的临界马赫数特性。

有些头部进气道的尺寸比组合，其临界马赫数和工作状态，不能利用选择图 3-16(b)进行校核。例如NACA-1-50-050系列头部进气道，其尺寸比，不在选择图的范围内。这个头部进气道，在任何速比下，都得不到平坦的压强分布特性。研究 $d/D=0.5$ 头部进气道曲线图 3-13发现，这个头部进气道的临界速度曲线远落在包络线以下，即使包络线和临界速度曲线外推到 $V_1/V_\infty=0$ 处，也是如此。因此，直径比 0.5 的头部进气道，其长度比需要的短得多。该头部进气道的 M_{cr} 在选择图上找不到。所以若使用这个进口直径比，应当采用更大的长度比，才可能获得预期的 M_{cr}。

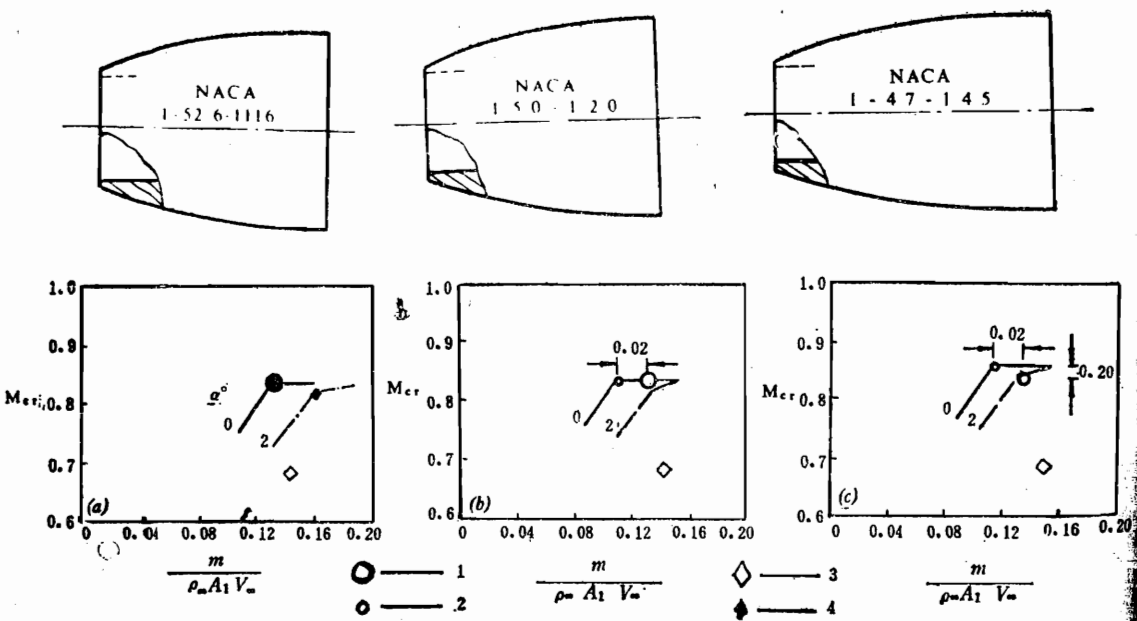


图3-17　选择的三个NACA-1系列头部进气道的比较

1—高速设计要求；2—高速选择点；

3—巡航设计要求；4—核对点(对所选的进气道)。

3.3 内管道参数选择

3.3.1 喉道设计

3.3.1.1 喉道马赫数

喉道马赫数 M_{th}既反映进气道空气流量的大小，也反映进气道的流动状态，对进气道的性能有直接的影响。在亚音速时，进气道性能(包括总压恢复和畸变)主要是喉道马赫数的函数。[6] 通常随着喉道马赫数的增加，进气道性能下降，总压恢复降低。畸变增大。特别是 M_{th} 超过 0.8 以后，接近音速时，进气道的性能下降更为严重。如图3-18所示。因此M_{th}不应超过 0.8[6]。

此外，由 M_{th} 与进气道的质量流量比 m/m_{cr}(实际质量流量与喉道马赫数达到 1 时的质量流量之比)关系(图3-19) 可以看出，m/m_{cr} 接近 1 时，即使很小的流量变化，都会导致很大的M_{th}变化。可见从发动机更换和发展角度考虑，在设计进气道时，流量容量应留有余地。

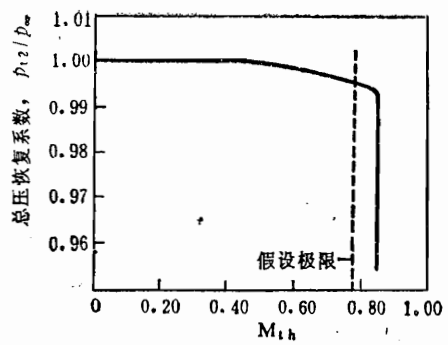


图3-18 喉道马赫数对总压恢复系数的关系曲线

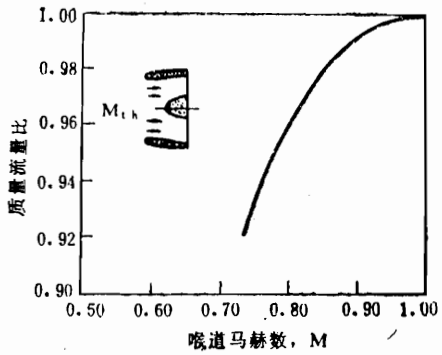


图3-19 质量流量比对喉道马赫数的影响

3.3.1.2 喉道面积及 M_{th}的校核

进气道喉道面积计算公式为[3,7]

$$A_{th}=\frac{Km\sqrt{T}}{0.0404q(\lambda_{th})p_{tth}} \tag{3.21}$$

式中 p_{tth}——喉道总压，对于 $\varphi<1.0$ 的飞行状态，可大致取 $p_{tth}=p_\infty$，对于$\varphi>1.0$的飞行状态，则 $p_{tth}=\sigma_1 p_\infty$($\sigma$——进口前总压恢复系数)。

$q(\lambda_{th})$取 $M_{th}=0.8$ 时的值。

如果知道发动机的换算流量$\bar{m}$，则可按下列公式计算：

$$A_{th}=\frac{K\bar{m}\sigma_2}{24.6q(\lambda_{th})} \tag{3.22}$$

式中 σ_2——自喉道至发动机进口截面的总压恢复系数。

对于已选定的喉道尺寸，应校核不同高度上发动机各种工作状态下的喉道马赫数，都不应超过 0.8 。

为高速状态设计进气道时，主要根据$H=11$公里，$n=n_{max}$，$\bar{m}=\bar{m}_{max}$，马赫数为设计值，检查喉道马赫数M_{th}和发动机转速n。

$$q(\lambda_{th})=\frac{Km\sqrt{T}}{0.0404A_{th}p_{tth}} \tag{3.23}$$

或

$$q(\lambda_{th})=\frac{K\bar{m}\sigma_2}{24.6A_{th}} \tag{3.24}$$

实际的喉道面积应大于按$M_{th}=0.8$计算出的喉道面积。

为低速状态设计时(即设计点选在低速)，主要根据$H=0$，$M=0$，$n=n_{max}$及$\bar{m}=\bar{m}_{max}$来检查喉道马赫数。此时，喉道面积不够时，应考虑增设辅助进气门，或采取其它措施。

3.3.1.3 唇口收缩比及速度分布

进口面积与喉道面积之比称为唇口收缩比，它对唇口和扩压器的马赫数分布和附面层都有影响。通常气流入口后有一速度峰值，随后沿管道速度降低，压力增加，产生逆压梯度，容易出现附面层分离及旋涡。一般地说，唇口收缩比增加，能减小内唇表面上不利的速度峰值，延迟分离。特别在低速大迎角时，能有效地增大发生分离的迎角α_s。图3-20给出了不同收缩比时的唇口内外表面马赫数分布。[8]

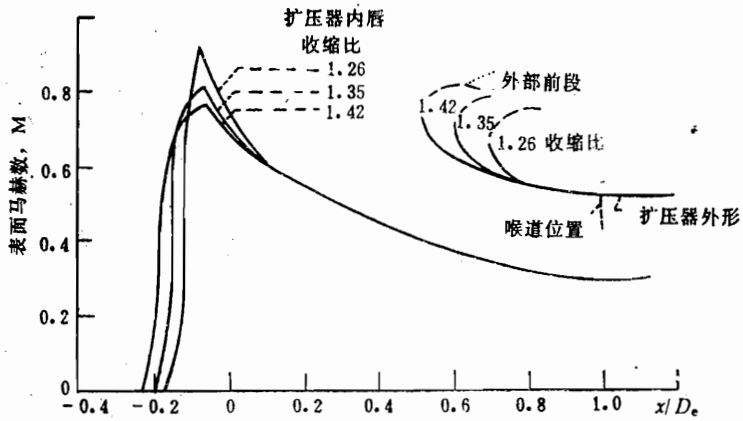


图3-20 收缩比对表面马赫数的影响

唇部的厚度和形状对速度分布有较大影响。唇口薄，则内表面静压低，逆压梯度大，更容易出现附面层分离。

若唇口前缘半径较大，则进口处气流的绕流比较平滑，可以减轻和避免气流分离及旋涡。

唇口厚度可根据高低速飞机的不同要求适当选择。一般地说，着重低速性能的进气道，唇口前缘半径可以选得大一些，取$r\geqslant 10mm$左右；若着重高速性能的进气道，唇口半径取$r<10mm$。

3.3.2 内管道设计[9,10]

3.3.2.1 一般设计原则

通道布局和形状通常受到飞机布局的限制。所以，对亚音速进气道通道设计，只能提出一些原则。

为了消除起飞状态下唇口内侧的剧烈分离，一个有效措施是在紧接唇口和喉道之间设计一收敛段，收敛比不小于 2.0。

喉道过后最好有一平直段，如果喉道后直接连接扩张段，则初始扩张角不能太大，应接近于零，或者在 300～500mm 长度范围内小于 2°，特别是皮托式进气道，因其起始段附面层有时为层流，很容易分离。

气流在亚音速扩压段内的损失由摩擦损失和分离损失组成。其中气流分离是亚音速扩压器重要的考虑因素。气流分离主要取决于扩张角大小。亚音速锥形扩压器总压损失在 5°～10° 锥角内是很小的。在这个范围内获得摩擦损失和分离损失之间的最佳折衷方案。在扩张角小于10°的圆锥形扩压器内不存在气流分离。

管道应尽量避免弯曲，管道弯曲程度的重要设计参数是半径比，(弯管平均曲率半径／管道当量直径)。当半径比小于 1.5 时，压力损失急剧上升。半径比大于 6 时，转弯损失可以略而不计。半径比至少要大于 4 。另外，扩张形弯曲管道的轴线只允许存在一次“S”形。对于两侧汇合进气系统，弯管汇合角应小于 15°，汇合处至发动机进口的距离至少应为发动机进口直径的 1.5倍。

对于涡喷和涡扇发动机来说，进口截面总压的不均匀性至关重要，它会影响发动机进口处的压强分布畸变。如果扩压器出口至发动机进口之间安排一段直管道，压强分布畸变就可得到改善。直管道的长度为 1 ～ 3 倍管道直径时，改善畸变的效果较为明显。

在发动机进口前设计一收敛通道，能产生有利的顺压梯度，有利于控制气流的压强畸变。收敛度一般为：

$$\frac{A_2-A_1}{A_2}=(5\sim11)\ \%\qquad(3.25)$$

在发动机进口前，于亚音速扩压段的四周安排放气孔隙，把亚扩段附面层的低能气流放走，可以显著地减少畸变并可提高总压恢复系数。放走的这股气流可以用来冷却发动机或引入尾喷管。

3.3.2.2 面积分布规律[10, 11]

进气道的面积分布一般包括以下几个部分，如图3-21所示：进口收敛段，喉道或喉道等直段，扩压段及出口等直段或收敛段。尽管目前飞机的进气道随飞机种类不同而相差很大，但管道面积分布规律，仍有一定的共同性。根据上述设计原则，确定了进口收敛段和出口等直段(或收敛段)后，重要的是设计扩压段。

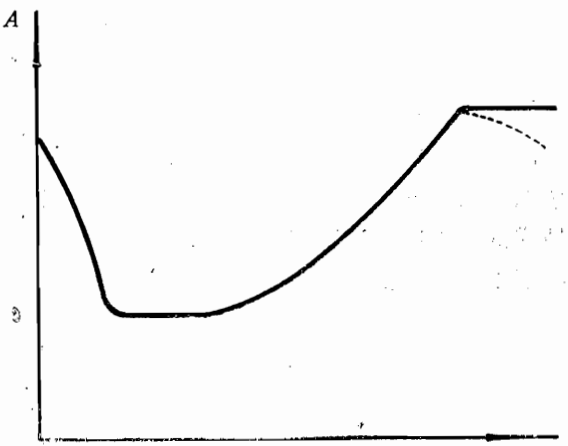


图3-21 典型管道面积分布

良好的亚音速扩压器应该使飞机在所有飞行范围内(包括机动状态)，具有高的总压恢复系数和稳定均匀的流场。目前在设计中，大多数靠经验，也有些规律可以遵循，或者根据一些半经验公式估算。

扩压器面积分布规律归纳起来主要有以下几种：

（1）线性面积变化：目前许多军用飞机的发动机布置在后机身，若采用机头或机身两侧进气，进气道较长，扩散度不大，没有气流分离损失，流场均匀，性能较好，这是常采用的一种分布。

（2）线性马赫数变化：这种设计很流行，其特点是扩压器进口壁面曲率缓和，初始扩散率不大。最大曲率和扩散率处于进口下游，有较缓和平滑的外形并可得到均匀的出口流场。

对于轴对称直管道有下列关系式：[11]

$$\frac{dV}{dx}=\frac{V_1-V_2}{L}=常数 \tag{3.26}$$

$$\bar{A}=e^{\bar{L}\ln\bar{A}_1}$$

式中

$$\bar{A}=\frac{A}{A_2}$$

$$\bar{A}_1=\frac{A_1}{A_2}$$

$$\bar{L}=\frac{X}{L_0}\quad (L=0\text{时，对应出口截面}A_2)$$

（3）线性压强变化：实验证明，当设计滞止程度很强的短通道(如散热器风道进口部分及气冷发动机罩)时，$dp/dx=(V_1-V_2)/L=$常数的扩压器是最好的。计算公式为：

$$\bar{A}=\frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{1}{\bar{A}_1^2}-1\right)\bar{L}}} \tag{3.27}$$

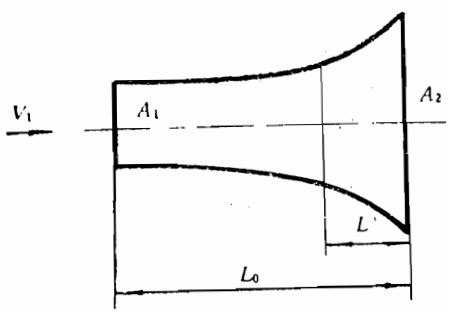


图3-22　轴对称直管道示意图

对使用涡喷(或涡扇)发动机的较长进气道的亚音速扩压器不适宜采用这种面积分布。因为这种曲壁扩压器在开始一段扩张很小，摩擦损失小，而后曲壁斜率增大很快。例如当出口-进口直径比为1.26，进口斜率为8°时，出口斜率即达25°，而此时管长只不过188mm。

（4）二次式面积分布：整个扩压器壁面形状符合二次式规定的面积分布要求。这种型式的扩压器与$dM/dx=$常数的扩压器有很大不同，扩张快，在进口有大的壁面曲率，摩擦力很快下降到很低的值，达到最小的能量消耗。但表面摩擦系数接近于零时，扩压器对气流扰动和畸变很敏感，并可能引起气流分离。然而，这种型式的扩压器能在最小长度上达到最大的扩压量。因此，能在较短(与其它常规型比较)的扩压器上，达到很高的总压恢复系数。

3.4 附加阻力

3.4.1 附加阻力的计算[15]

在第2.1.1.3节及第3.2.4节中已经介绍了附加阻力的概念。理论附加阻力的精确计算，同进口流场的确定密切相关，由于进口速度比变化时，亚音速进气道的圆钝唇口流线驻点在前缘附近移动(见图3-23)，使驻点流线本身就很难精确确定。因此，通常采用一维流近似，并假定驻点固定在进气道唇口的前端点(图3-23b)，在通过驻点的平面内，作速度和压强的的数值积分。从动量方程出发，可得到理论附加阻力系数表达式：

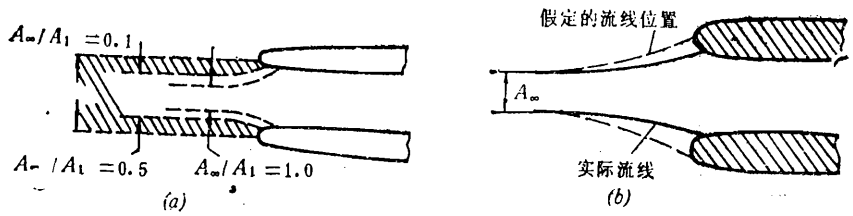


图3-23 钝唇进气道驻点随流量变化移动情况
(a)驻点流管面积的变化；(b)数学上的近似.

$$C_{xa}=\frac{X_a}{p_{t\infty}A_1}=\left[(1.4M_1^2+1)\frac{p_1}{p_\infty}-1-1.4M_\infty^2\frac{A_\infty}{A_1}\right]\frac{p_\infty}{p_{t\infty}} \tag{3.28}$$

式中 $$\frac{p_1}{p_\infty}=\frac{p_{t1}}{p_{t\infty}}\left[\frac{1+0.2M_\infty^2}{1+0.2M_1^2}\right]^{3.5}$$

$$\frac{p_\infty}{p_{t\infty}}=(1+0.2M_\infty^2)^{-3.5}$$

面积比 $$\frac{A_\infty}{A_1}=\frac{p_{t1}}{p_{t\infty}}\cdot\frac{M_1}{M_\infty}\cdot\left[\frac{1+0.2M_\infty^2}{1+0.2M_1^2}\right]^3 \tag{3.29}$$

即是流量系数。上面这个附加阻力系数计算公式，对亚音速和超音速飞行都适用。只是亚音速时，$\frac{p_{t1}}{p_{t\infty}}=1.0$；超音速时，进口前有一道正激波，

$$\frac{p_{t1}}{p_{t\infty}}=\left[\frac{6M_\infty^2}{M_\infty^2+5}\right]^{3.5}\cdot\left[\frac{6}{7M_\infty^2-1}\right]^{2.5} \tag{3.30}$$

图3-24给出了用此公式算得的理论附加阻力系数。

超音速飞机的进气道，采用尖而薄的唇口，且带有中心体，主要是为了减小超音速气流中的波阻。由于超音速飞机也必须以亚音速起飞和着陆，所以估算超音速进气道的亚音速性能是重要的。尖唇柱形进气

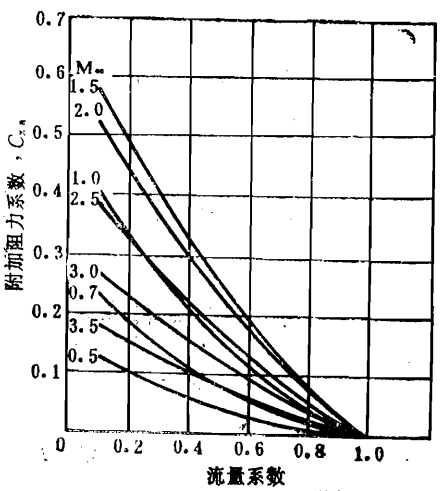


图3-24 皮托式进气道理论附加阻力系数

道的亚音速性能，要计算的流动图画表示在图 3-25。[16] 在流量系数 $A_\infty/A_1>1.0$ 的情况下，驻点在外唇形成，附加阻力为零；因唇缘是尖的，没有承受吸力的唇口面积，所以前缘吸力也为零。在流量系数$A_\infty/A_1<1.0$的情况，驻点在内唇形成，附加阻力不为零；对于皮托式进气道，在亚音速时，以质量流量比m/m_{cr}为横坐标，按(3.31)式计算的理论附加阻力系数示于图3-26。流量比为

$$m/m_{cr}=1.728\cdot p_\infty/p_{t\infty}\cdot(Ma_t/a)_\infty\cdot A_\infty^2/A_1$$
$$=1.728\cdot p_1/p_{t\infty}\cdot(Ma_t/a)_1 \qquad (3.31)$$

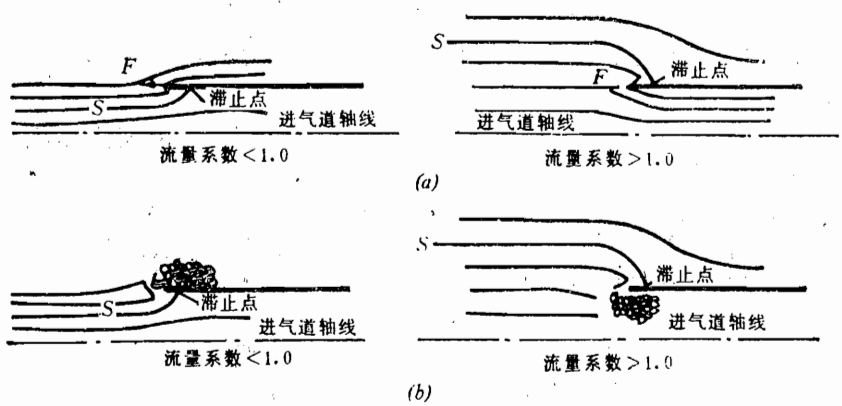


图3-25 尖唇进气道的流动图画

(a)无粘流；(b)实际流动。

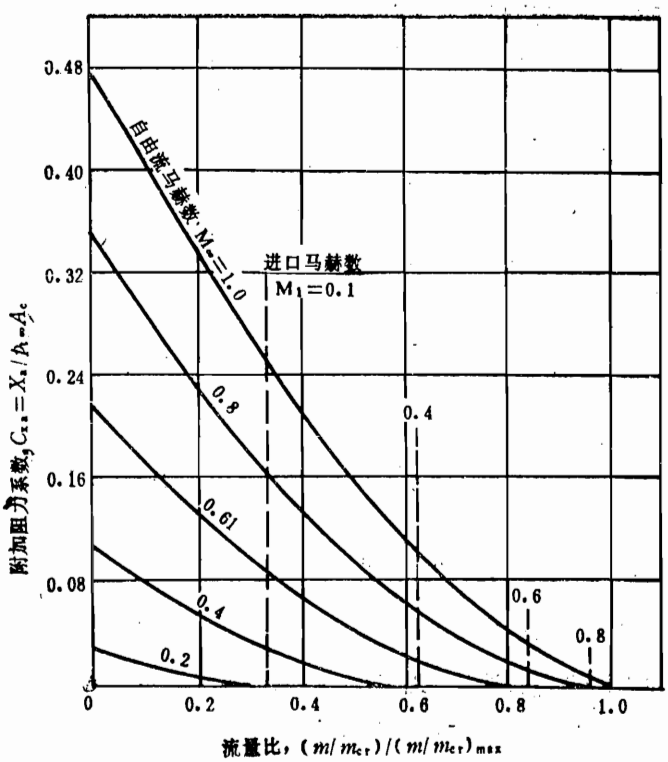


图3-26 尖唇进气道在亚音速工作时的理论附加阻力系数

3.4.2 附加阻力的修正[17]

涡轮喷气式飞机要求进气道以小流量在非设计点工作时，其理论附加阻力，相对于飞机的基本阻力来说，可能相当大。在亚音速时，所谓基本阻力X_{dB}，就是流量系数$A_\infty/A_1=1.0$，理论附加阻力为零时的外罩阻力。在$A_\infty/A_1<1.0$时，理想的外罩设计可以使外罩阻力X_d相对于基本阻力的减小量(吸力)，恰好等于理论附加阻力的增加量。但是实际上由于粘性的影响，吸力和附加阻力不可能全部抵消，其差值部分即为实际的附加阻力X_{ac}，称之为修正附加阻力。有80%的理论附加阻力，可以通过适当地减短并修薄的外罩抵消掉。同一亚音速进气道，在低超音速飞行时，大约可抵消50～60%的理论附加阻力。对在亚音速工作的超音速进气道而言，能被抵消的附加阻力要少一些，大约在0～60%之间。我们把实际附加阻力与理论附加阻力之比，即$K_a=X_{ac}/X_a$，称之为附加阻力修正系数。能被抵消的附加阻力越多，K_a值就越小。不过，凡是抵消附加阻力效果好的外罩形状，其基本阻力都比较大，所以设计时要全面综合权衡。

一般采用试验方法确定K_a值。在一定的马赫数下，进气道阻力随流量系数A_∞/A_1的减小而增大的情况示于图3-27。目前已有测量进气道阻力的专门试验装置[18]。亚音速和超音速进气道的K_a值实验结果示于图3-28～3-31[17]。其中，图3-28～3-30是亚音速皮托式进气道的结果，相应的几何尺寸符号示于图3-8。图3-31是尖唇超音速进气道的结果，计算K_a值以皮托进气道的理论附加阻力为基准；流量系数以进口通道面积为基准。

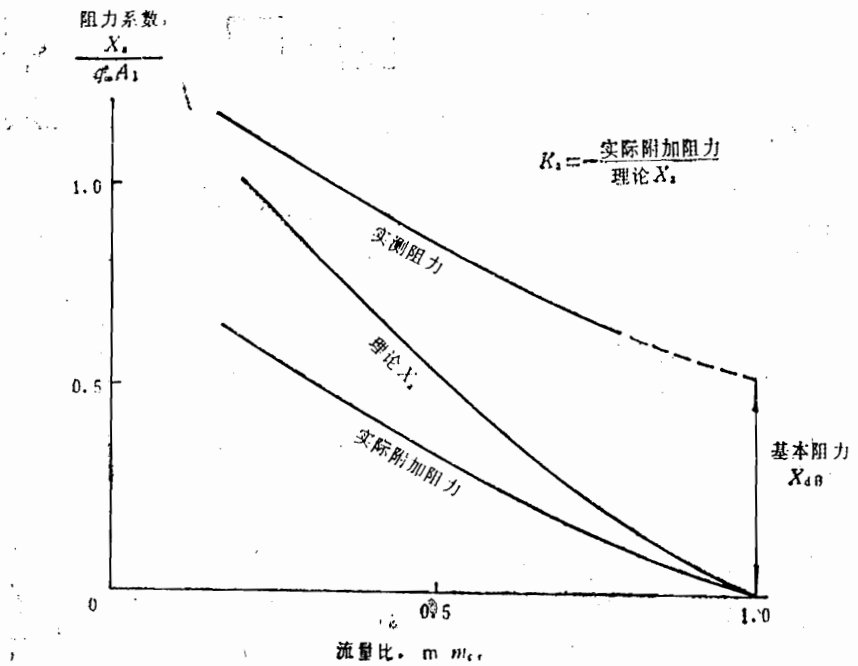


图3-27 阻力随流量比变化的典型曲线

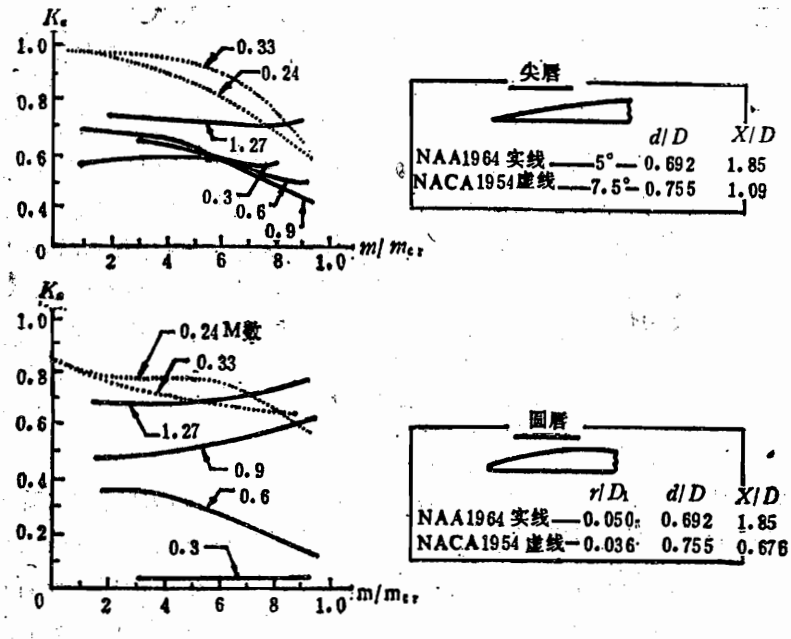


图3-28 直线外罩的K_a

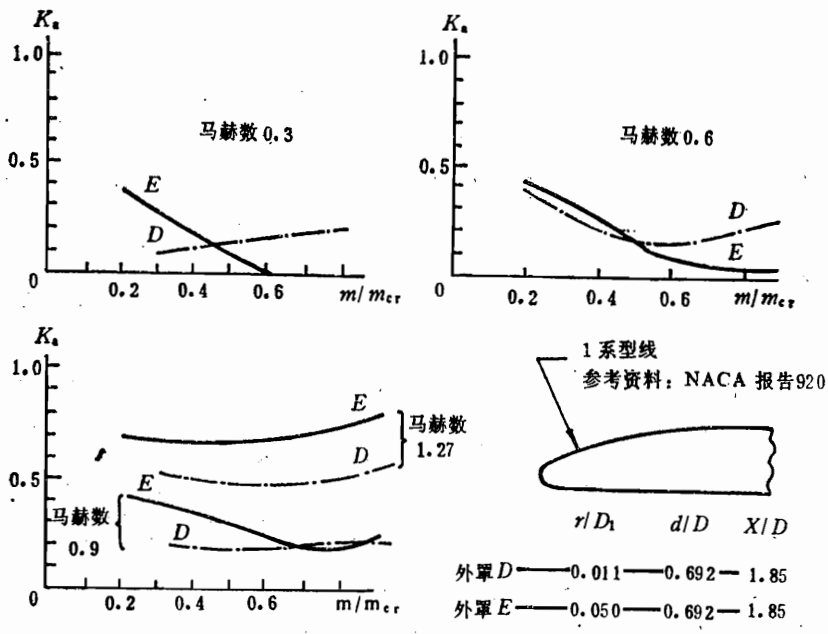


图3-29 NACA-1系列外罩的K_a

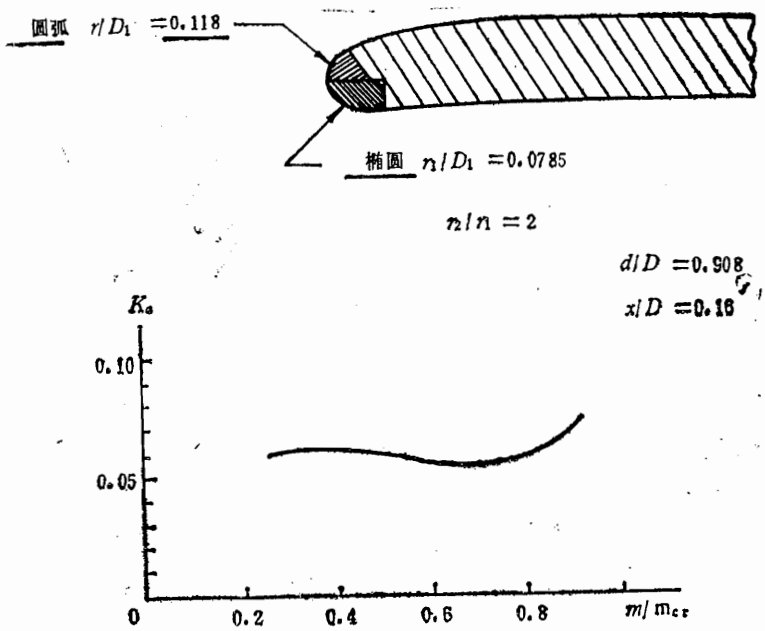


图3-30 NACA-1型线修形的短薄外罩的K_a(M_∞=0.85)

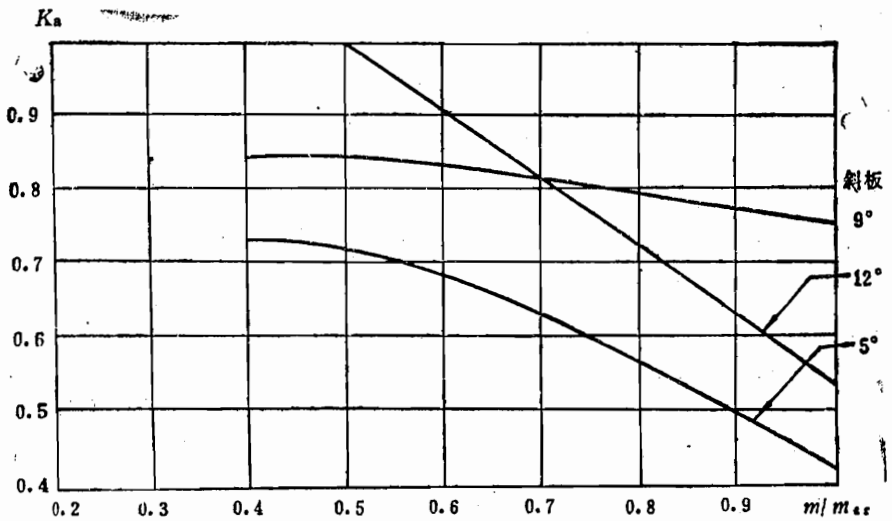


图3-31 斜板式超音速进气道的K_a(M_∞=0.85, 10°型线外罩)

3.5 亚音速进气道的总压恢复

从自由流进入进气道的流量，由于存在各种损失，所以总压比$p_{t2}/p_{t\infty}$总是小于1.0的，$\sigma=p_{t2}/p_{t\infty}$为总压恢复系数。总的总压损失应包括进口前湿面积造成的总压损失以及唇口损失和扩压器内管道损失。下面对后两项损失分别作叙述。进口前湿面积损失见第3.1.2节和第二章。

3.5.1 唇口损失的确定

3.5.1.1 唇口损失的计算方法

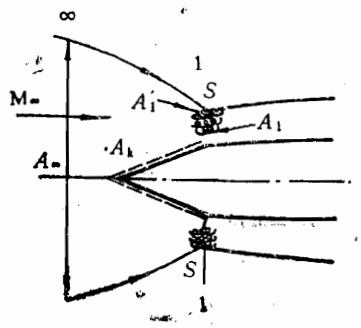


图3-32 用于计算唇口损失的控制体

在起飞着陆飞行状态，气流绕过唇口时流动有分离，形成损失(参看图3-25)。当流量系数 $A_\infty/A_1>1.0$ 时，损失在内部形成，反映为进气道内流的唇口总压损失。此时，流动图画为图3-32所示。按此图控制体的动量方程为：

$$I_\infty=I_1+F_S+F_K+F_L \tag{3.32}$$

式中 $I_\infty=1.4M_\infty^2 p_\infty A_\infty$，$I_1=(1.4M_1^2 p_1+p_1-p_\infty)A_1$

$F_S=\int_{自由流}^{S}(p-p_\infty)dA_x$，$F_K=\int_{A_k}(p_K-p_\infty)dA_x$

$$F_L=(p_L-p_\infty)A_L$$

连续方程为：

$$p_1(Ma_t/a)_1 A_1=p_\infty(Ma_t/a)_\infty A_\infty \tag{3.33}$$

考虑到总压比关系 $p_{t1}/p_{t\infty}=(p_1/p_\infty)\cdot(p/p_t)_\infty/(p/p_t)_1$，将动量方程与连续方程联立求出 p_1/p_∞ 并代入上式，便得到唇口总压恢复计算式为：

$$\frac{p_{t1}}{p_{t\infty}}=\frac{1-(F_S+F_K+F_L)/(p_\infty A_1)}{\dfrac{(p/p_t)_1}{(p/p_t)_\infty}\left[1+1.4M_1^2-1.4M_\infty^2\dfrac{(Ma_t/a)_1}{(Ma_t/a)_\infty}\right]} \tag{3.34}$$

3.5.1.2 尖唇情况[16]

对尖唇口柱形皮托式进气道，由于没有中心锥面，唇缘厚度 $A_L=0$，故 $F_K=F_L=0$；又因为是薄壁柱形，没有外罩厚度，$F_S=0$。将这些值代入式(3.34)，便可得到尖唇总压恢复系数为：

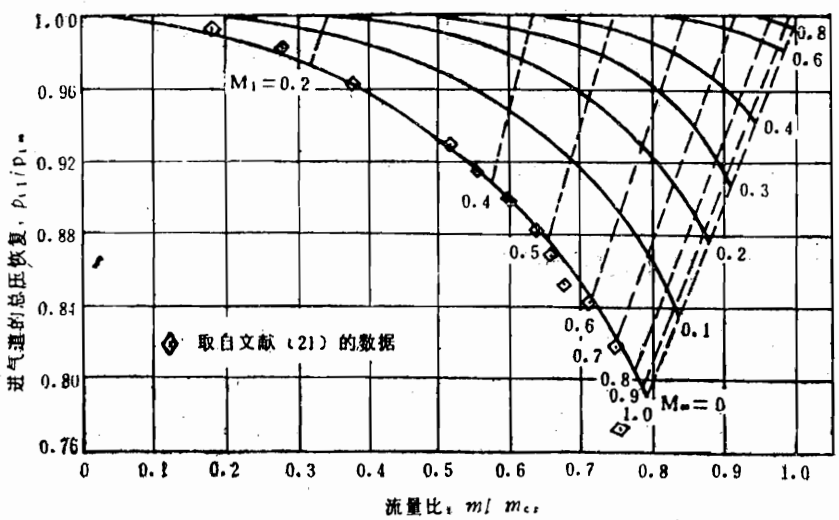


图3-33 理论尖唇进口的总压恢复

$$\sigma_1=\left(\frac{p_{t1}}{p_{t\infty}}\right)_{A_L=0}=\frac{1}{\left\{\frac{(p/p_t)_1}{(p/p_t)_\infty}\left[1+1.4M_1^2-1.4M_\infty^2\frac{(Ma_t/a)_1}{(Ma_t/a)_\infty}\right]\right\}} \tag{3.35}$$

计算结果示于图3.33。由图可见，计算值与实验值[21]符合良好。图上m_{cr}代表喉道出现壅塞时的最大质量流量。在此应指出，式(3.35)是在外罩厚度为零(即柱体)的假设下推导出来的。实际的外罩是有厚度的；F_S就是外罩上的压差阻力[16]，其绝对值随外罩的厚度增加而增加。在静止状态下，F_S是一个负的力，由式(3.34)可以看出，对总压恢复有利；在一定前进速度下，F_S就变成正的力了，对总压恢复不利。同样，对作用在中心体上的力F_K，也有类似的性质。只有作用在唇缘上的力F_L，永远是负的，也就是唇缘吸力，它对唇口总压恢复总是有利的。

3.5.1.3 圆唇情况[15]

对圆钝唇柱形皮托式进气道而言，在$A_\infty/A_1>1.0$时，可以减少内唇壁分离损失，其减小量转化为唇缘吸力，即$F_L<0$，而$F_S=F_K=0$，若令$K=(p_\infty-p_L)/p_\infty$，则由式(3.34)可得

$$\left(\frac{p_{t1}}{p_{t\infty}}\right)_{A_L>0}=\frac{1+K(A_L/A_1)}{\frac{(p/p_t)_1}{(p/p_t)_\infty}\left[1+1.4M_1^2-1.4M_\infty^2\frac{(Ma_t/a)_1}{(Ma_t/a)_\infty}\right]} \tag{3.36}$$

式中p_L——唇口上的压强。

如果$p_L=0$，则$K=1$表示在进气道唇缘投影面积A_L上为完全真空状态。K值随M_1的变化示于图3.34，图上K_R是使唇缘损失为零所需的K值。由图可见，圆唇进气道的K与K_R曲线的形状有某些相似之处。根据文献[19]的实验数据推算得一组K与K_R之比的平均值示于图3-35上。这条曲线若用$e^{-\frac{A_1}{TA_L}}$拟合，可得到文献[20]给出的经验公式：

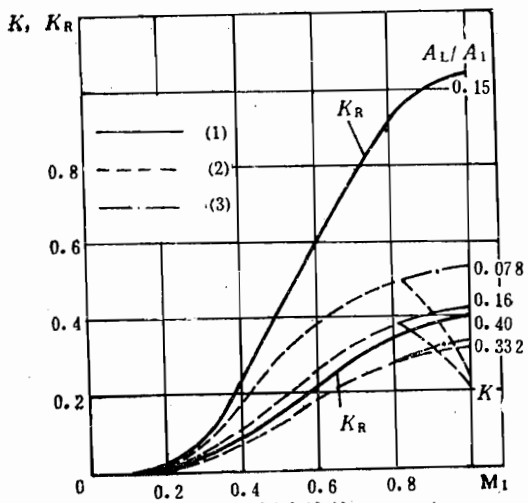


图3-34 低速唇口损失比较 ($M_\infty=0.166$)

(1)：$K_{R\infty}$，设$p_{t1}/p_{t\infty}=1.0$，按式(3.36)计算得到；

(2)：K，按文献[19]的实验数据整理得到；

(3)：用外推法整理得到。

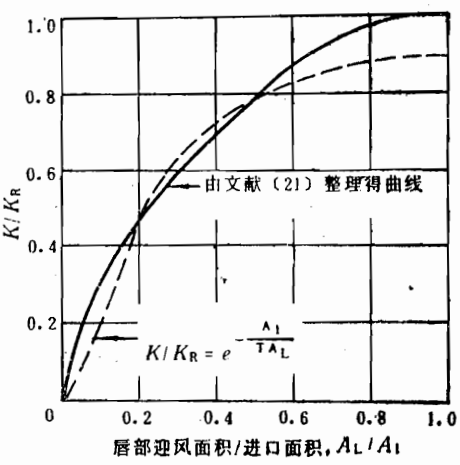


图3-35 实验的唇口吸力系数K与唇缘损失为零所需的吸力系数K_R之比 ($A_\infty/A_1=1.0$，$M_\infty=0\sim0.4$)

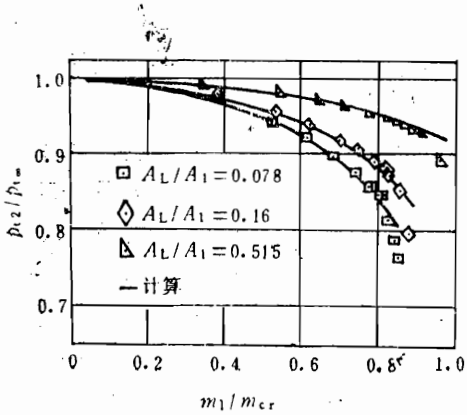


图3-36 唇口损失比较($M_\infty=0$)

注：所有的数据都包括亚音速扩压器的损失；取自文献[21]的数据。

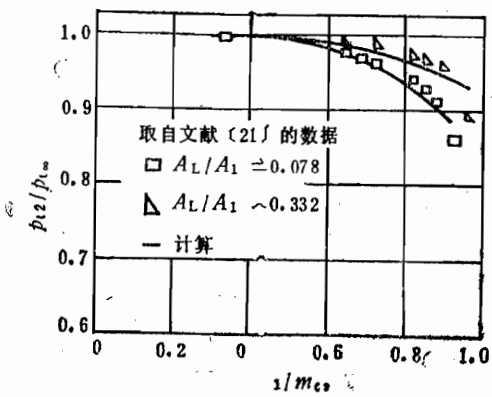


图3-37 唇口损失比较

($M_\infty=0.237$)

注：所有的数值都包括亚音速扩压器的损失。

$$\left(\frac{p_{t1}}{p_{t\infty}}\right)_{A_L>0}=\left(\frac{p_{t1}}{p_{t\infty}}\right)_{A_L=0}+\left[1-\left(\frac{p_{t1}}{p_{t\infty}}\right)_{A_L=0}\right]e^{-\frac{A_1}{7A_L}} \tag{3.37}$$

利用图3-35或式(3.37)算得的结果，均示于图3-36和图3-37上，与文献[19]的实验值相比，符合得很好。实验证明，在停机状态(此时只靠发动机的抽吸作用进气)，上述圆唇剖面进气道唇缘损失的分析方法，可用于各种曲线形唇缘剖面。但在有前进速度的情况下，圆形和椭圆形唇缘剖面的数据就不一样了[21]，这是因为唇缘损失取决于驻点流线内侧进口气流产生的压力之故。在静止状态，整个唇缘实际上都在驻点流线以内；而在有前进速度的状态，驻点位置是随速度而改变的。由于驻点处局部压强的升高会影响唇缘吸力，曲率半径的变化大小又对压强变化的影响不同，所以在有前进速度时，非圆形唇缘剖面的分析要比圆形剖面的分析复杂很多。



图3-38 选取A_L的方法

3.5.1.4 低速唇口损失计算步骤

进口速度比$V_1/V_\infty>1.0$时，唇口损失的计算步骤如下：

(1) 选定所需的A_L/A_1。上述方法赖以建立的条件是，唇缘内外全用圆剖面，且不考虑唇缘外表面下游的15°外罩。建议以15°切点前的迎风面积作为A_L。见图3-38。

(2) 选定一个要进行分析的低速自由流马赫数M_∞的范围。

(3) 选定一个要进行分析的进口马赫数M_1的范围。

(4) 利用式(3.35)或图3-33，求得$A_L=0$时的$(p_{t1}/p_{t\infty})_{A_L=0}$。

(5) 由图3.35查得K/K_R值，算出

$$K(A_L/A_1)=(K/K_R)\cdot[1/(p_{t1}/p_{t\infty})_{A_L=0}-1]$$

(6) 根据式(3.36)和(3.35)再算出

$$(p_{t1}/p_{t\infty})_{A_L<0}=(p_{t1}/p_{t\infty})_{A_L=0}\cdot[1+K(A_L/A_1)]$$

(7) 按下式计算流量比：

$$m/m_{cr}=1.728(p_{t1}/p_{t\infty})_{A_L>0}\cdot(p/p_t)_1\cdot(Ma_t/a)_1$$

其中，$a_t/a=(1+0.2M^2)^{1/2}$

(8) 作出$(p_{t1}/p_{t\infty})_{A_L>0}$与$m/m_{cr}$的关系曲线。至此，即认为完成了唇缘损失的计算。

3.5.2 内管道损失计算——损失系数法

3.5.2.1 管道损失分析

内管道包括扩压器至发动机进口截面的管道。流经管道的空气的总压损失是由摩擦和分离引起的动量损失所致。在等截面管道中，摩擦是亚音速总压损失的唯一来源。在小扩张角的直筒形进气道中，摩擦是亚音速损失的主要来源。在弯管或大扩张角的进气道中，摩擦也是亚音速损失的重要因素，因为分离损失，即扩压损失，要受到管道中摩擦造成的速度型的影响。

当存在逆压梯度时，气流可能从壁面上分离并在壁面附近形成回流和旋涡，此时便出现分离损失；因为主流从壁面上分离增加了动量损失。分离是气流在扩张区域或减速区域内最常见的现象。

层流附面层比紊流附面层容易分离，厚附面层比薄附面层容易分离。在亚音速扩压段中，由于工作特性要求有逆压梯度，故分离是一个应着重考虑的问题。可以采用附面层控制使层流尽早转捩为紊流，并延缓发展成厚的附面层等手段，来避免发生分离。

3.5.2.2 管道各段损失的确定

管道某一段的总压损失，可视为摩擦损失和扩压损失之和，通常以无量纲损失系数的形式给出，其定义为$K_n=\Delta p_{tn}/q_n$——某段(n)管道的损失系数，Δp_{tn}——该段的总压损失，$q_n=\frac{1}{2}\rho_n V_n^2$——该段进口处的动压。

大多数可用的损失系数数据，都是在完全发展的紊流管流条件下，以组合损失(包括摩擦损失和扩压损失)的形式给出。要使管流成为完全发展了的紊流，要求其上游有一段25～100倍直径长度的管道。发动机进气道的管道长度通常小于10倍直径，因而进气道各段是未完全发展的管流，其损失系数K_n取决于当地附面层特性，通常以进口附面层位移厚度与进口半径之比为特性参数。这个参数与扩压损失直接有关。通常沿管道壁面紊流附面层位移厚度的增长，近似按平板紊流附面层的公式计算[21]：

$$\delta^*=0.04625x/(Re_x)^{0.2} \tag{3.38}$$

式中 x——自附面层起点到上游计算点处的距离。Re_x——以x为参考长度的雷诺数。

进气道中，层流区和转捩区的长度都相当小，故可全部作为紊流附面层处理。对常用管道来说，总的粘性损失系数是表面摩擦系数的4倍[22]，而紊流附面层表面摩擦系数的变化很小，估算总压损失时，常取典型的管道摩擦损失系数是 $4C_f=0.02$[23]。其中，C_f是表面摩擦系数，它与总的粘性损失直接有关。

3.5.2.3 内管道总损失的确定

因为要考虑飞机上其它部件的安装空间，进气道的内管道一般设计得并非很规则。内管道总损失的计算，就是先将其按几何特性分成若干段，分别计算各段损失系数，然后再折算相加，得到一个以亚音速扩压段进口动压为参考量的总损失系数，即：

$$K_0=\Sigma(A_1/A_n)^2\cdot K_n \tag{3.39}$$

式中，A_n，K_n——分别为某段 (n)进口面积和损失系数，A_1为进口面积。于是总损失为：

$$\Delta p_{t_1}=K_0\cdot q_1$$

式中，q_1为进口动压。相对于进口的总压损失为

$$\Delta p_{t_L}/p_{t_1}=K_0\cdot 0.7M_1^2(1+0.2M_1^2)^{-3.5} \tag{3.40}$$

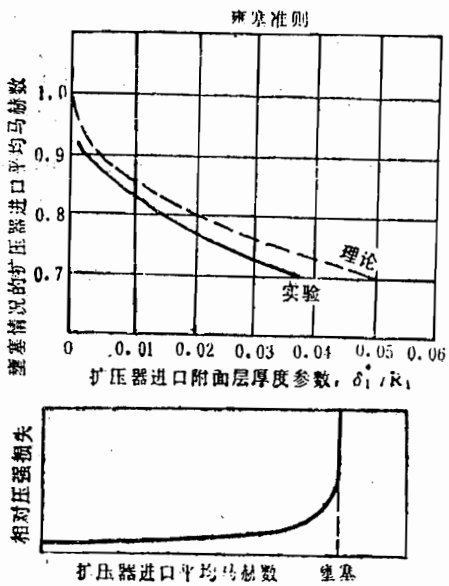


图3-39 扩压段中的压缩性影响[24]

δ_1^*——扩压器进口处附面层位移厚度；

R_1——扩压器进口截面半径(或其它特征尺寸)。

上式只对不可压流才是准确的。不过，一般进气道中，除了进口或喉道之外，马赫数都相当低，近似可按不可压流处理。同时，除了接近壅塞状态范围以外，总压损失通常随着扩压段进口马赫数的增加而缓慢地增加，见图3-39。试验[24]表明，出现壅塞的平均进口马赫数比理论(考虑了附面层厚度的影响)确定的平均进口马赫数要低一些，其原因可能是壅塞截面上的流速分布不尽符合一维假设。

在计算内管道总压损失时，压缩性影响通常忽略不计，损失系数之间的折算转换，就是以此为基础的。在高进口马赫数时，应该考虑压缩性影响。

3.5.2.4 亚音速扩压器的损失

亚音速扩压器是横截面积沿流动方向增大的一种管道。发动机的进气道扩压器往往具有复杂的外形，沿其整个长度，扩张率通常是不均匀的，这就限制了按几何形状统一归纳扩压器各段总压损失的计算。

扩张率与扩压器性能密切相关。锥形扩张的扩压器以壁面扩张角$(2\theta_d)$为其特征。对于非锥形扩压器，为了使其与锥形扩压器的数据联系起来，引进"当量锥形扩压器"的概念。当量锥形扩压器的进出口面积与长度和原来的锥形扩压器的相同，其扩张角称之为当量圆锥角θ_d：

$$2\theta_d=2\mathrm{tg}^{-1}\frac{\sqrt{A_2}-\sqrt{A_1}}{\sqrt{\pi}L_d}=2\mathrm{tg}^{-1}\frac{\sqrt{A_2/A_1}-1}{\sqrt{\pi}L_d/\sqrt{A_1}} \tag{3.41}$$

式中 A_1——扩压器进口面积；

A_2——扩压器出口面积；

L_d——扩压器长度。

用上式算出的曲线见图3-40。

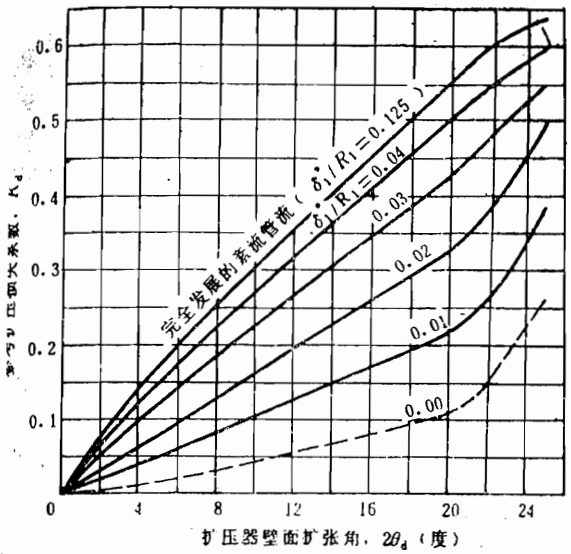


图3-40　扩张角对扩压段长度的影响

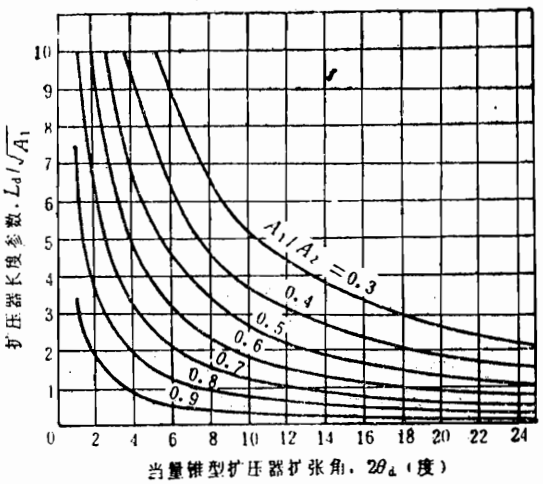


图3-41　扩压段的参考扩压损失系数K_d'[24]

δ_1^*——扩压段进口处的附面层位移厚度；

R_1——扩压段进口截面半径。

一般曲线形扩压器的损失，可视为扩压损失和摩擦损失两项之和，以系数的形式写出为

$$K_n=2\int_1^{x_2}K_d'\left(1-\frac{1}{x}\right)\frac{dx}{x^2}+2\int_1^{x_2}4C_fK_d^*\frac{dx}{x^3} \tag{3.42}$$

式中　$x_2=A_2/A_1$，$x=A/A_1$。K_d'和K_d^*分别与扩压损失和摩擦损失有关，称之为参考扩压损失系数和参考摩擦损失系数。它们作为当量扩张角$2\theta_d$的函数示于图3-41和图3-42。

由图3-41可以看出，K_d'与进口附面层位移厚度参数δ^*_1/R_1有关

$$K_d^*=0.1412\sqrt{A}/D_e/tg\theta_d \tag{3.43}$$

代表给定扩压器参考摩擦损失系数，见图3-42。其中，$\sqrt{A}/D_e$为加权平均的横截面积形状因子，A为扩压器横截面积，$D_e=4A/L_c$代表当量直径，L_c为截面周长。$4C_f$代表管道摩擦损失系数，已知一般取$4C_f=0.02$。

对于直线扩压器，K_d'、K_d^*是常数，积分式(3.42)，可得

$$K_n=K_d'(1-A_1/A_2)^2+4C_fK_d^*[1-(A_1/A_2)^2] \tag{3.44}$$

当$A_1=A_2$时，扩压器蜕化为等截面管道，这时，上式第一项为零，第二项趋向于$4C_fL_d/D_e$，该式变成

$$K_n=4C_fL_d/D_e \tag{3.45}$$

对锥形扩压器，如果选定某一薄附面层，例如，令$\delta^*/R_1=0.01$，应用图3-41的标准数

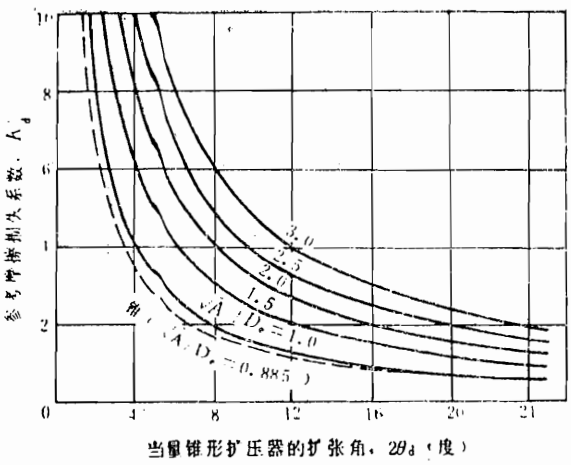


图3-42　扩压段的参考摩擦损失系数K'_d

$\sqrt{A}/D_e$——截面形状的加权平均因子；

D_e——通道的当量直径。

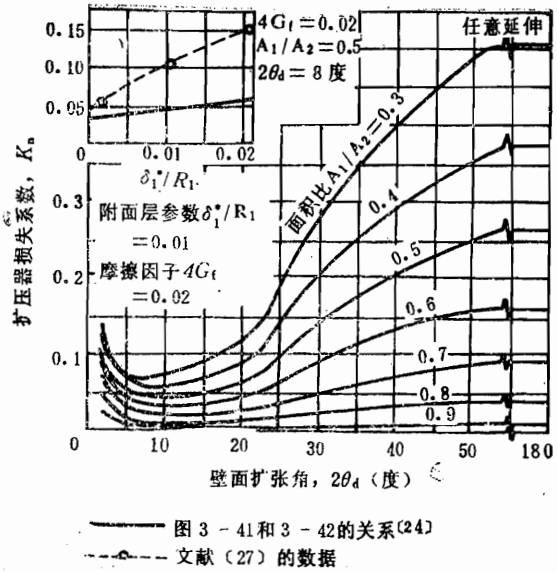


图3-43　典型的锥形扩压段损失

---图3-41和图3-42的关系[24]，…0…文献[25]的数据

据和式(3.43)或图3.42,并近似地取紊流摩擦的管道损失系数为$4C_f=0.02$,再利用式(3.42)就可得到锥形扩压器损失的变化，见图 3-43。由图可见,有扩张度的话，扩张角大致在5°～10°时，损失最小。在这个范围内，摩擦损失与扩张损失分配合适，其和最小。就发动机的进气系统而言，常常为了得到短扩压器而使用大扩张角。在扩张角大于20°～25°以后，锥形扩压器的损失增大得很快；大约超过 50° 以后，损失往往比突然扩张的损失还要大。所以，当出口与进口面积比需要很大时，要考虑采用零长度(即突然扩张)的扩压器。另外需要提醒注意的是，实验[25]已经发现，锥形扩压器的总压损失，随附面层厚度的变化趋势差别很大,可达三倍(见图3.43的左上角)，其原因尚不清楚。

如果是曲线扩压器，则将中线分成足够小的区间，数值积分式(3.42)。在每一小区间，K'_d和K_d^*可视为常数，处理方法同直线扩压器，只是不同区间的K'_d和K_d^*不同而已。

对于收缩管道，因为不存在扩压损失，故可认为 $K'_d=0$。于是，式(3.42)和式(3.44)中的第一项均为零；第二项则因$\mathrm{tg}\theta_d$是负值，故K_d^*应取负值〔见式(3.43)〕。算法同前。

对所有截面形状，例如锥形、矩形和环形等扩压器来说，进口截面的特征长度 R_1 都取两扩张壁面间距离的一半。在亚音速飞行时，进口附面层位移厚度可用式(3.38)估算；超音速飞行时，它还取决于进气道附面层控制装置的效率。根据对进气道附面层控制的要求，可取$\delta_1^*/R_1=0.01$。

3.5.2.5　横截面形状对损失的影响

对于横截面为矩形和环形的均匀扩张的扩压器，其总压损失比锥形扩压器大(图3.44)，为在非轴对称扩张时，扩压损失和摩擦损失都大。但是非均匀扩张的扩压器可得到因形比锥形扩压器更小的损失。喇叭形扩压器就是这样一种最有效的扩压器。这种扩压器的最佳状尚未得准确定论，但已试验了很多用各种数学方法确定的曲线形扩压器[23, 24, 26, 27]，

们的损失与小扩张角锥形扩压器的损失(图3-44)差不多。不过，非均匀扩张扩压的总的好是，在总压损失大致相同的条件下，它的壁面张角约比锥形扩压器大5°～15°。

5.2.6 变截面直管的损失

等截面管道只有摩擦损失，可按式(3.45)计。为使二维超音速进气道与发动机进口相连，需有一段由矩形截面变为圆形截面的过渡管道。于截面形状变化而截面积不变的过渡段，由于当量圆锥角为零[见式(3.41)]，可近似地认为有扩压损失，故仍可按式(3.45)计算。扩张角小10°左右的锥形扩压器，尽管有逆压梯度，却会出现分离。当量圆锥角小于10°的过渡段，也不会出现分离，可按式(3.42)或式(3.44)计算。对于扩张角大到接近分离的情况，为了估计过渡段的损失，需要作进气道的模型试验。

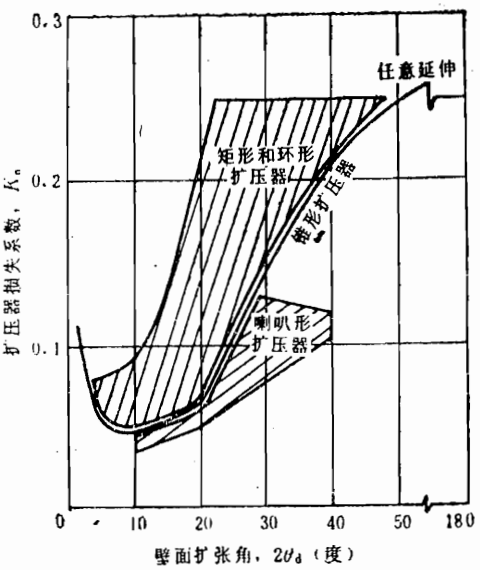


图3-44 各种扩压器的典型损失[24](面积比 $A_1/A_2=0.5$；附面层参数$\delta_1^*/R_1=0.01$)

5.2.7 弯管的损失

弯管可能引起相当大的损失，需要小心使用和设计。弯管的平均曲率半径与管道高度之比，称作半径比，是最重要的设计参数。进气道中的弯管，有时加装分流隔板，对气流起导流作用，可增加有效的半径比，从而降低总压损失和改善出口气流的均匀度。

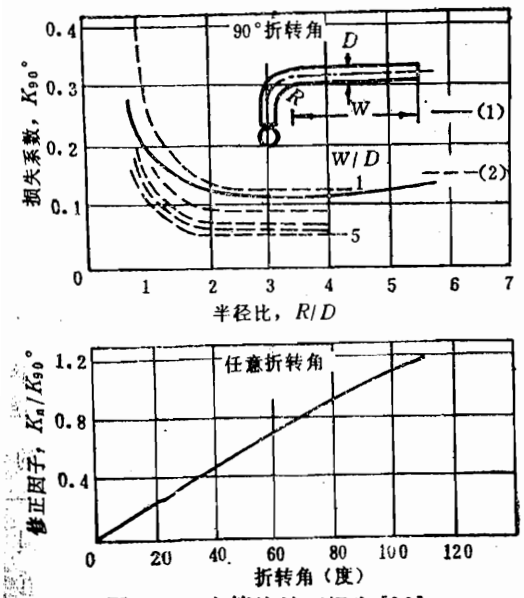


图3-45 弯管的总压损失[28]
(1)圆形通道弯头；(2)矩形通道弯头。

进气道中往往包含由两个弯管连接起来的S形管道，通常称之为复合弯管。第一个弯管转过去，第二个弯管又转回来；就整个组合弯管来说，净折转角为零。计算损失的最好办法，是按各个单弯管的损失之和，来估算复合弯管的损失。实际损失比用这种办法估算的小，特别是对折转角小的弯管。

对于圆形和矩形截面的弯管，在高雷诺数下，不可压流的总压损失可按图3-45计算。当半径比小到大约低于1.5以后，总压损失增加得非常快，因此应尽可能避免这样急剧的拐弯。半径比在2～5之间时，损失系数差不多是常数。这是由于拐弯损失与摩擦损失的增减有互相抵消的作用，因为增加半径比必定同时增加弯管长度。半径比大于6以后，拐弯损失很小，可忽略不计，可按摩擦损失估算总损失。

进气道中的弯管可能在高马赫数下工作，压缩性影响可能很大。对于圆截面的弯管，现有实验表明，可压流的损失可达不可压流的两三倍[26]。然而这类可利用的现成数据很有限，因此对弯管处马赫数很大的进气道来说，有必要作

专门的试验。

3.5.2.8 滤网的损失

大雷诺数时，不可压流通过滤网的总压损失按图3-46(*a*)计算；压缩性影响引起的增量按图3-46(*b*)计算[29]。将两部分合起来即为通过滤网时的总损失。

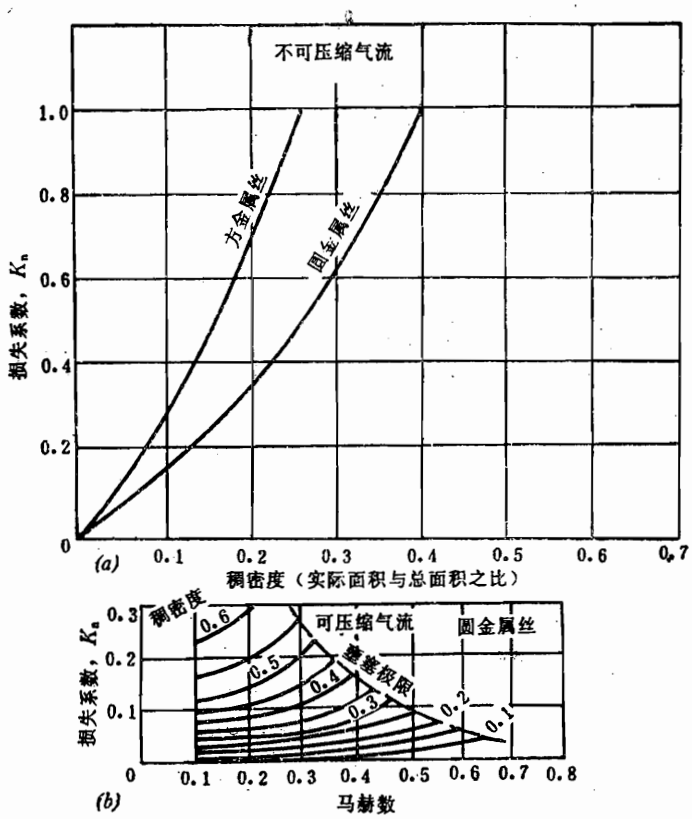


图3-46 滤网的总压损失[27, 28]

3.5.2.9 亚音速内管道损失系数对进气道总压恢复的影响

进气道性能好坏的主要指标是总压恢复系数，它被定义为发动机进口截面上的总压与由流总压之比。总压损失1%，大约相应带来1.25%的推力损失[30]。进气道总压损失的大小，取决于亚音速扩压段的进口马赫数M_1和整个亚音速内管道的总压损失系数。式(3.40)代表了这种关系，并绘于图3-47。亚音速扩压段进口马赫数M_1与进气道的设计型式和发动机的工作状态有关。超音速进气道通常都有改变几何形状的装置，按飞行状态改变亚音速扩压段的进口马赫数和进口面积。在感兴趣的所有几何变化范围内，包括超音速进气道作亚音速飞行在内，都有必要估计其亚音速损失。当在高空飞行时，由于空气稀薄，雷诺数较小，摩擦损失要大一些；所以亚音速进气道在高空的总压恢复系数往往比低空的小一些。然而，进气道的总压恢复系数随飞行状态改变而发生很大变化的情况，通常是由分离和压缩性影响造成的。

3.5.2.10 管道损失的压缩性修正

若将总静压的关系式

$$p_t/p=(1+0.2M^2)^{3.5}$$

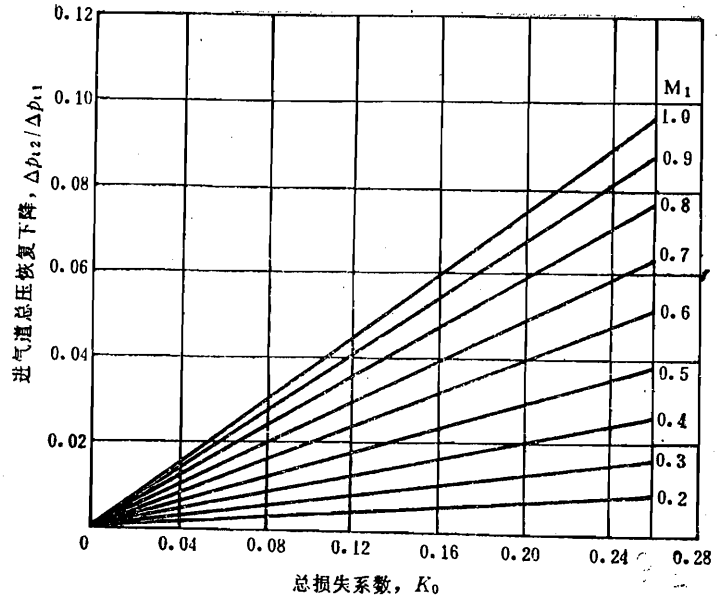


图3-47　亚音速内管道损失系数对进气道总压损失的影响

展开，可写为

$$p_t = p + \frac{1}{2}\rho V^2\left(1 + \frac{1}{4}M^2 + 0.3M^4 + \cdots\right)$$

记括号内的值为δp，则有

$$p_t = p + q\delta p \tag{3.46}$$

式中，δp称为压缩因子，对不可压流，$\delta p=1$。第3.5.2.3节中讲的总压损失系数K_n，都是相对于不可压流的q给出的，此时，$\delta p=1$；对比之下，可压流的总压损失系数可认为是相对于$q\delta p$给出的，其值与不可压流的损失系数K_n相同。于是考虑了压缩性修正后的式(3.40)就变为

$$\frac{\Delta p_{t2}}{p_{t1}} = \Sigma K_n \left(\frac{A_1}{A_n}\right)^2 \frac{\rho_1}{\rho_n}\delta p_n \times 0.7M_1^2(1+0.2M_1^2)^{-3.5} \tag{3.47}$$

$\frac{\rho_1}{\rho_n}\delta p_n = \frac{\varepsilon(M_1)}{\varepsilon(M_n)}\cdot\left(1+\frac{1}{4}M_n^2\right)$称为压缩性修正因子，式中$M_n$——截面平均马赫数，静总压密度比$\varepsilon(M)$是气动函数之一，见式(1.35)，其值可查表得到或直接计算。图3-48给出了δp_n与M_n的关系曲线。

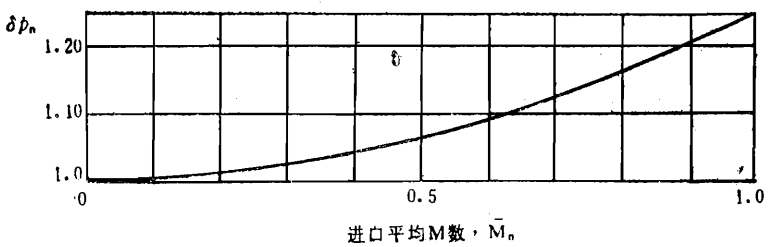


图3-48　压缩因子δp_n与M_n的关系

3.5.2.11 内管道损失的计算步骤

(1) 绘制顺管道长度，把整个管道按功能分成不同的若干段，例如扩张段、弯曲段、等截面段、过渡段、收缩段和滤网等，并定出各段上游端的截面积。在确定管道轮廓时，忽略一切填角物、整流板、鼓包以及其它细小的表面不规则变化。

(2) 计算各段损失系数

a.亚音速扩张段损失系数

如果只是大致地确定损失范围，可用图3-44计算。如果扩张段接近锥形，又是附面层很薄的典型情况，可用图3.43。对于任意形状的扩张段，应使用式(3.44)，式中用到的当量扩张角及附面层位移厚度，用式(3.41)及(3.38)确定。对超音速进气道，如果不知道准确的附面层厚度，可取一个典型值$\delta_1^*/R_1=0.01$。

b.用式(3.45)计算等截面段、过渡段和收缩段。式中应使用加权平均的水力直径，管道摩擦损失系数取$4C_f=0.02$。

c.按图3.45计算弯曲段的损失系数。

d.按图3.46计算滤网的损失系数。

(3) 按式(3.39)把各段损失系数合起来，定出以进口动压为参考量的总损失系数。对几何可变进气道，要对所有感兴趣的几何位置都定出这样的损失系数。

(4) 按式(3.40)或图3.47计算各种飞行状态及进气道几何位置时的相对于扩压器进口的内管道总压损失比$\Delta p_{t_2}/p_{t_1}$，最后即可得相对于扩压器进口的内管道总压恢复$p_{t_2}/p_{t_1}=1-\Delta p_{t_2}/p_{t_1}$。如果需要考虑压缩性的影响则用式(3.47)代替式(3.40)。对于过渡段和收缩段还可参考第3.5.2.4节所述的方法计算。

到此为止，将得到的内管道损失、唇口损失，再加上进气道进口前的湿面积损失，就可以得到进气道内流总压损失，从而即可简单地换算出进气道的总压恢复系数σ。

3.6 S形管道流动分析[33]

目前，一般军用飞机因为机头上要安装电子设备等重要部件，所以很少采用机头进气道。代之采用的是两侧、背部或腹部进气道。这种进气道的内管道大部都呈现*S*形。其轴线，有的只在一个平面内弯曲，叫做单*S*形管道；有的在两个不同平面内都弯曲，叫做双*S*形管道。*S*形管道安排得好坏对流场畸变和损失影响很大，所以近年来不少有关此问题的试验[32~35]或位流摄动法数值计算[36]的方法发表，可供进气道弯曲管道设计时参考。

3.6.1 基本流动现象及分析

所谓*S*形管道，都可分为第一和第二弯管段。在有迎角的粘性气流作用下，管道内产生旋涡流动。它与下列因素的相互作用密切相关：

(1) 和弯曲有关的压强梯度；

(2) 和迎角有关的压强梯度；

(3) 气流的惯性作用；

(4) 粘性流条件，特别是有分离的情况；

(5) 管道横截面几何形状。

试验表明[33]，低迎角时在第二弯管出口(发动机进口截面)显示二次流性质，附面层内的流动在管道上下部以相反的方向旋转，形成一对反向旋转的涡，但强度不大。随着迎角增大，分离流在S形进气道低部唇口内产生，然后很快向第一弯管内壁发展，到第二弯管出口形成强度较大的单旋型旋涡。这些流动特征都和上述五个因素的相互作用有关。为了从微观的角度分析问题，图3-49示出了几种圆截面S形管道，并给出了沿顶部($\theta=0°$)和底部($\theta=180°$)的纵向压强分布。在顶部，气流按减速、加速、减速的顺序发生变化；而在底部却正好相反。沿着横截面的圆周方向，压强系数大致在两个极端值之间按余弦规律变化。图3-50给出了C_1管道3、4、5截面上横向流速度分布情形。

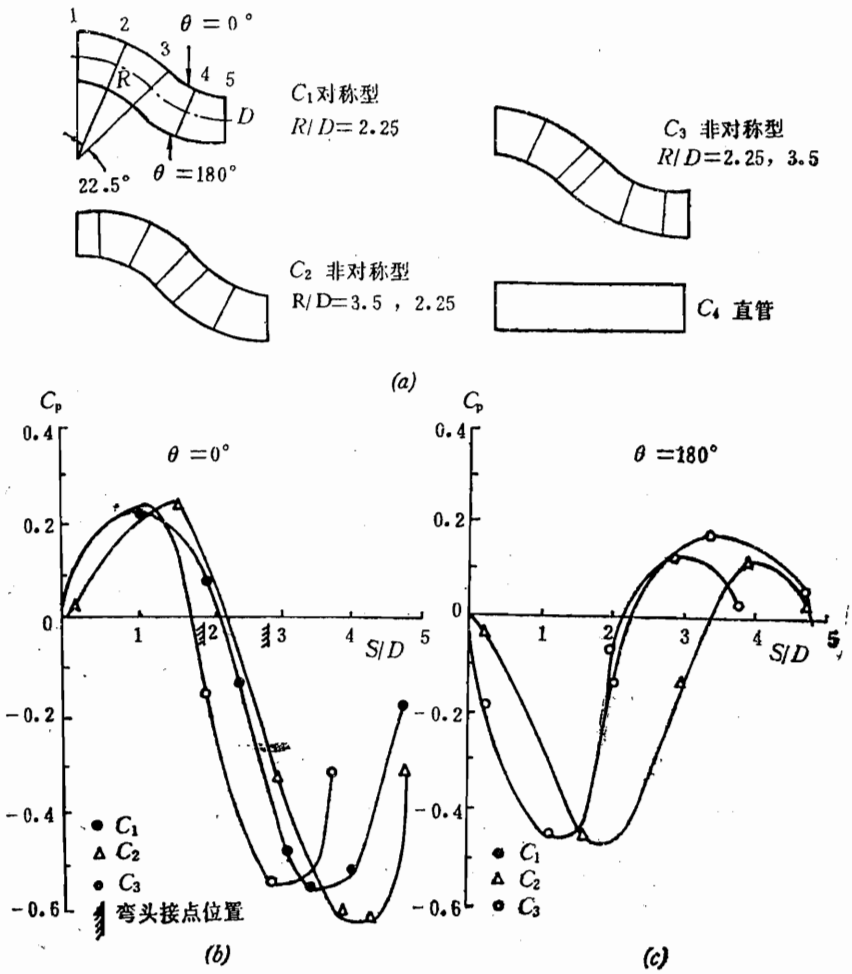


图3-49　沿S形管道的纵向压强分布

在第一个弯头处，顶部压强大于底部压强。对于无粘核心流，按径向平衡条件可得

$$\frac{\partial p}{\partial r}=\frac{\rho v^2}{r}$$

式中，r——弯头处核心流线的曲率半径；v——速度的切向分量。在附面层内，速度低于核心流；为了平衡上述径向压强梯度，流线必然具有较小的曲率半径，因而附面层内速度较低

的气流向内折转一个更大的角度，出现由顶部到底部的横向流速度，形成二次涡(或称流向涡)。所以在第一弯头内，附面层内的流体向管底移动。在拐点处，底部的附面层厚度比直管时的大，表面摩擦系数下降为周向平均值的2/3，这就意味着该壁面处法向速度梯度下降。一过第一弯头，由于纵向逆压梯度的作用，底部附面层迅速增厚，形成一对反向旋转的集中涡。这时，沿周向的压强梯度改变符号，有使附面层移向顶部的趋势。但实际上底部的附面层并不立刻反向移动，因

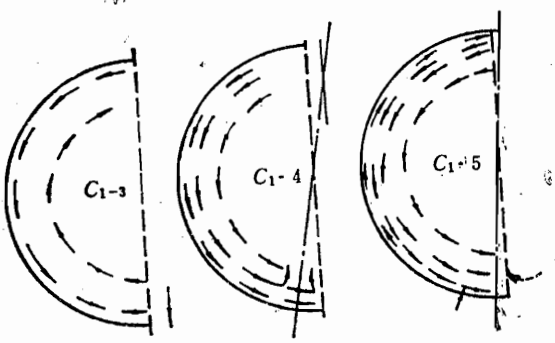


图3-50　S 形管道不同截面上的横向流速度分布

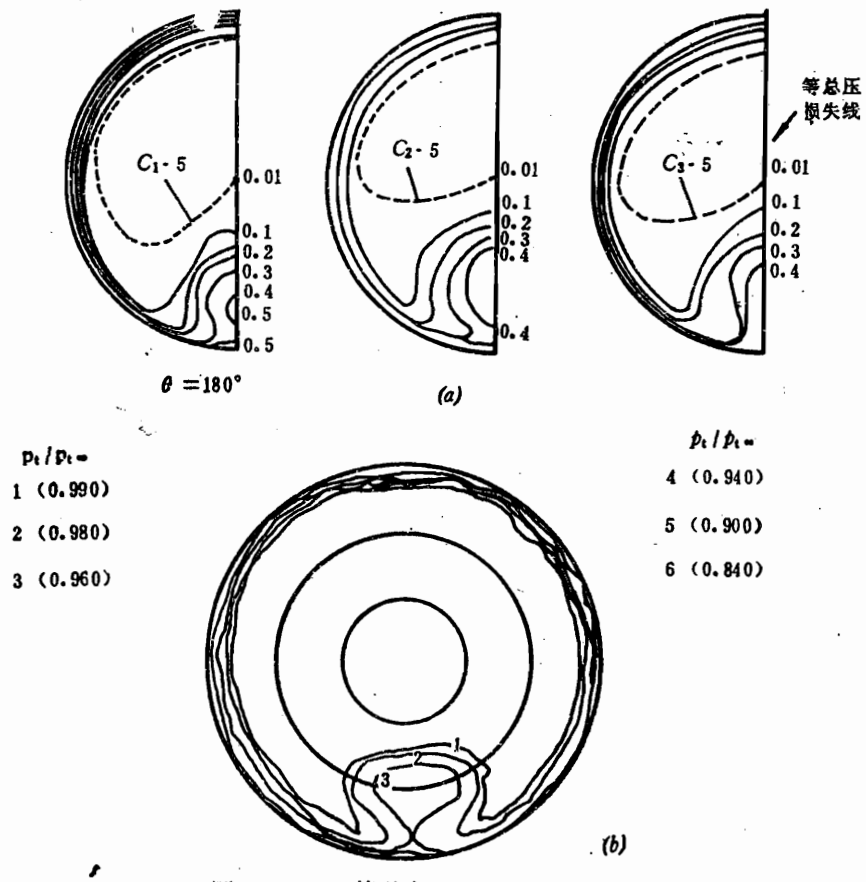


图3-51　S 形管道出口处的总压分布图

这里的周向压强梯度很小，再加上惯性的作用，要使第一弯头中形成的附面层反方向移动，需要一定的时间，故在拐点处，底部附面层仍按原来的方向移动。在第二弯头处，底部的纵向压强梯度是使该处气流加速的，按照连续性要求，使对称面两边的附面层向对称面收缩(θ=180°)，

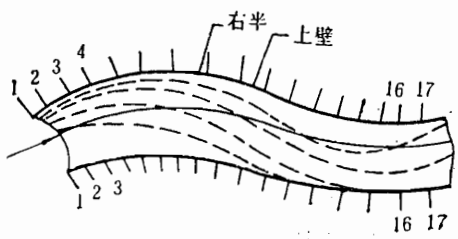


图3-52　S 形管道侧表面上的流向图

将该处的附面层向上拱，这样，加强了已形成的集中涡。到第二弯头的末端，在底部出现一个向上拱起且很厚的低能区，见图3-51。在图3-52上给出了由油流试验描出的S形管道侧表面上的流向。

3.6.2 S形管道设计方法

从上面的流动图画分析可以看出，在S形管道中存在交替的加速和减速区。为了防止气流分离，必须仔细设计管壁的形状。由于流动情形极其复杂，精确计算流场是很困难的。为了简化计算，考虑了下列情况和做法：

(1) 顶部和底部($\theta=0°$、$180°$)曲线是最关键的部分；

(2) 对S形管道壁面压强分布影响最大的，是当地的流向曲率和一维流面积分布，而横向曲率的影响却是不大的；

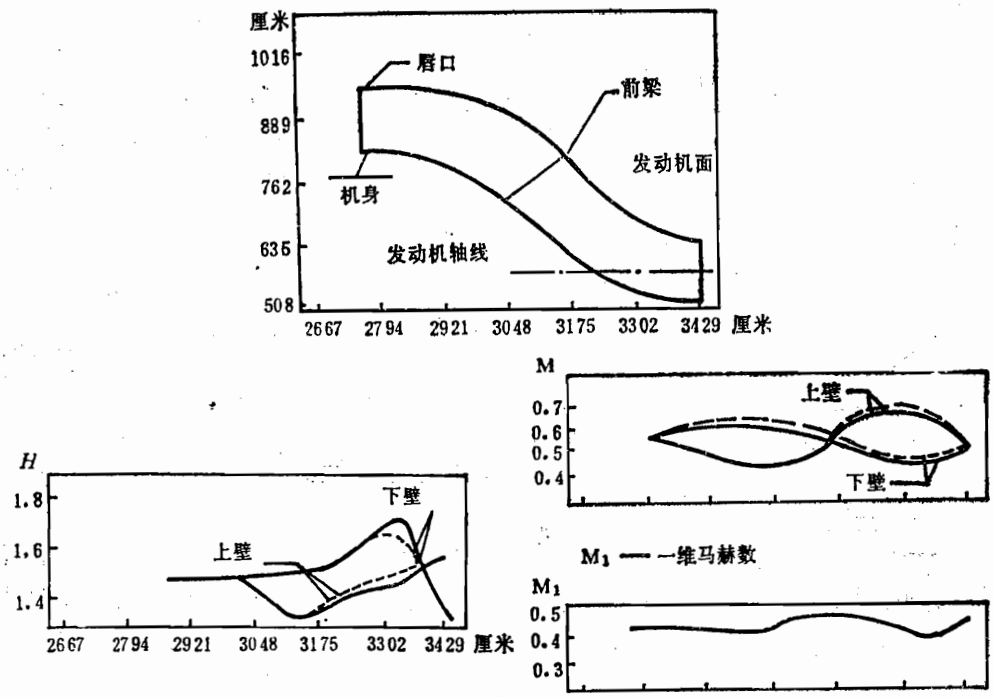


图3-53 S 形管道的典型计算结果

(3) 可以利用二维附面层形状因子$H=\delta^*/\theta$作为判断三维附面层分离趋势的参数，并且假定$H=1.8\sim2.4$时发生分离。

由此提出了一个二维的位流-附面层组合设计方法，通过迭代过程，求出需要的S形管道形状。其大致步骤是这样的：

首先初步估计一条下壁曲线，调整上壁曲线保持一定的一维流面积分布；接着沿流向按位流理论[36]计算上下壁面($\theta=0°$、$180°$)的马赫数分布；再按二维附面层理论计算沿壁面的

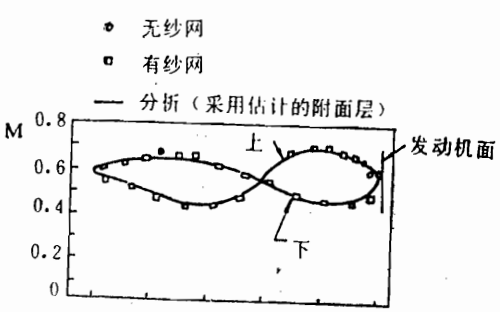


图3-54 S 型管道上下壁面马赫数分布的计算与试验结果比较

形状因子分布。对上壁面曲线也采用同样的计算步骤。对两个壁面轮流迭代，直至得到满意的形状因子分布为止。通过计算发现，在一些S形管道中，下壁面形状因子小时，上壁面形状因子往往大；或者相反。应该选取上下壁面形状因子都小的曲线。图3-53给出了上下壁面的典型计算结果。

虽然以上做法是将二维流的分析方法用到三维流问题中来，而且三维流的影响也没有考虑，但计算所得的壁面马赫数分布同实验结果很一致(图3-54)。

3.6.3 附面层控制

由前面的分析可以看到，即使管道设计得很好，不发生分离，在出口的底部也有一个很大的低能区(图3-51)，总压恢复低，畸变大。为了降低旋流强度，改善流场，可以采用附面层控制的方法。图3-55给出了装涡流发生器后得出的总压分布图；与图3-51比较可以看出，总压分布已得到很大的改善。在进口内壁安放扰流器、开孔、开槽、开辅助进气口，在第一弯管段安放导流片、涡流发生器等等，都可以降低旋流强度和改善流场。

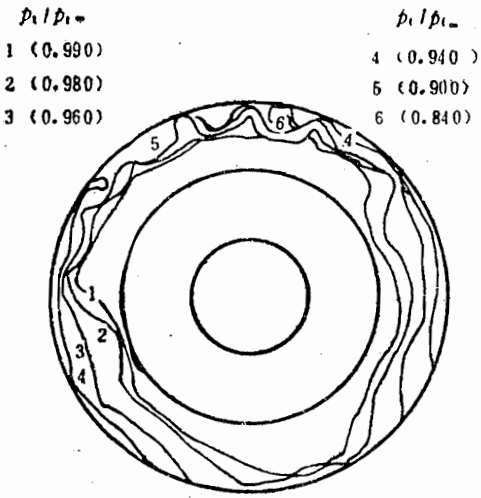


图3-55 S 形管道中装涡流发生器后的总压分布图

一般亚音速飞机的进气道都比较长，扩张角也比较小，通常都不需要附面层控制装置。但S形扩压管道和有激波与附面层干扰的超音速进气道，往往需要附面层控制装置。一般的附面层控制方法可分为两类，一类是除去低能空气，一类是向低能空气加动能。

3.6.3.1 附面层泄除

这种方法就是用吸气和分流等方式除去低能部分气流。最常见的形式有风斗型吸除槽，平滑泄除槽和泄除孔板三种，见图3-56。其工作原理是利用进气道内外流的压差，把附面层内的部分低能气流排出去。分流器的作用是隔除机身上的附面层，使其不流入进气道。

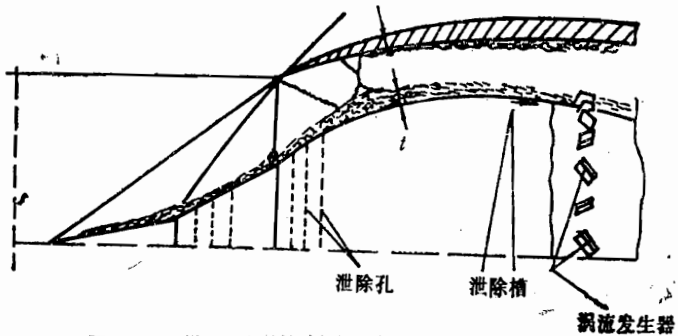


图3-56 带附面层控制的进气道流动图画

3.6.3.2 向附面层内加动能

这种方法就是用吹入高能气流或加装扰流器或涡流发生器等向附面层内的低能气流加动能。吹入高能气流的方法，目前在进气道中尚未得到采用，只是有人对此作了些实验。扰流

器就是横跨进口内壁的垂直条带，其目的是为了将附面层人工转捩成紊流并增大紊流度，以防止气流在扩压器内分离。除扰流器外，为了促进人工转捩，还可以在压缩面上设置粗糙带。

涡流发生器(见图3-56)由一系列嵌在管壁上的小片组成，它与管壁相垂直并与当地气流有一个迎角，产生一系列尾涡，从而使附面层内外的气流发生混合。这些涡流发生器的迎角可以装成同方向的，产生一系列同向旋转的涡；也可以装成交替改变方向的迎角，产生交替反向的涡。在超音速进气道的亚音速扩压器内，一般都采用反向旋转的涡流发生器。试验表明，若把涡流发生器放在扩压器的分离点稍前处，就能有效地减小气流的分离。因此，人们对涡流发生器作过大量的系统研究，确定接近最佳的几何参数如下：翼展：$b/\delta_1^*\approx5$；弦长：$c/\delta_1^*\approx20.8$；间距：$s/\delta_1^*\approx15.4$；局部迎角：$\alpha\approx\pm5°$。

用涡流发生器控制附面层的基本原理，在于增加了附面层内外气流的混合。从涡流发生器翼尖拖出的尾涡，使附面层外动量大的流体质点，沿螺旋形路线(见图3-57)流向壁面，与壁面上被减速的流体混合，并在一定程度上取代被减速了的流体。这是个连续的过程，提供了一个向附面层连续加能的能源，以抵消由于表面摩擦和逆压梯度使附面层减速和增厚的作用。这样一来，就能承受很大的逆压梯度而不致分离。加了涡流发生器之后，既增加了附面层内的流体动量，还可使二次流的强度减弱，尾涡产生的横向流动也可以抵消一部分二次流。在波音727飞机上进气道的S形管道内，上下壁都装有反向旋转的涡流发生器，在防止分离方面取得了良好的效果。

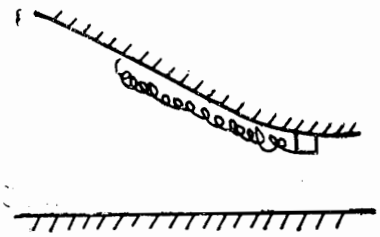


图3-57　涡流发生器的作用原理

3.6.4　用位流摄动法近似计算S形管道

文献[36]用摄动法给出了任意S形进气道内流场的近似计算方法。假定管道内的气流是可压缩的无粘有势流动；管道的轴线是任意的平面曲线，而且截面形状也可以是任意的。同时要求管道的几何形状是细长的，即横截面积方向的尺度要比其轴线的曲率半径小得多，且截面积的大小及形状沿轴线方向的变化是缓慢的。近似解的结果表明，截面积形心处的轴向速度等于按一维流关系算出的值，而非形心处的轴向速度，则和该点至轴线曲率中心处的距离成反比。即

$$\rho_0 u_0 A=(1.2-0.2u_0^2)^{2.5}u_0 A=1 \tag{3.48}$$

和

$$u\approx u_0[1+(y_c-y)/R(x)] \tag{3.49}$$

横截面上的速度分量，可分解为代表截面积变化和形状变化的两部分，即

$$v=v_1^{(1)}+v_1^{(2)}\text{和}w=w_1^{(1)}+w_1^{(2)} \tag{3.50}$$

其中代表截面积大小变化部分的速度分量由下列简单的表达式给出：

$$v_1^{(1)}=\frac{A'}{2A}y \qquad \text{和} \quad w_1^{(1)}=\frac{A'}{2A}z \tag{3.51}$$

形状变化部分的速度分量相当于求解一个平面调和函数的诺曼(Neumann)边值问题，即

$$v_1^{(2)}=\frac{\partial\varphi_2^{(2)}}{\partial y} \qquad \text{和} \qquad w_1^{(2)}=\frac{\partial\varphi_2^{(2)}}{\partial z} \tag{3.52}$$

而
$$\frac{\partial^2\varphi_2^{(2)}}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\varphi_2^{(2)}}{\partial z^2}=0 \tag{3.53}$$

$\varphi_1^{(2)}$的边界条件为

$$v_1^{(2)}\frac{\partial F}{\partial y}+w_1^{(2)}\frac{\partial F}{\partial z}=-\left(u_0\frac{\partial F}{\partial x}+v_1^{(1)}\frac{\partial F}{\partial y}+w_1^{(1)}\frac{\partial F}{\partial z}\right) \tag{3.54}$$

以上各式中的速度、密度和横截面积，都是以音速截面的临界相应量无量纲化了的，A'代表截面积对x的导数，$R(x)$代表弯曲轴线的曲率半径，$F(x,\ y,\ z)=0$代表管壁方程。坐标系的选取见图3-58。

如果截面积形状几何相似，则边界条件式(3.54)右端为零，故$\varphi_2^{(2)}$与y和z无关，$v_1^{(2)}=w_2^{(2)}=0$。这样，作为一次近似，即速度分量只取一项时，各截面相似点的连线就是流线。

详细的计算办法请参看文献[36]。

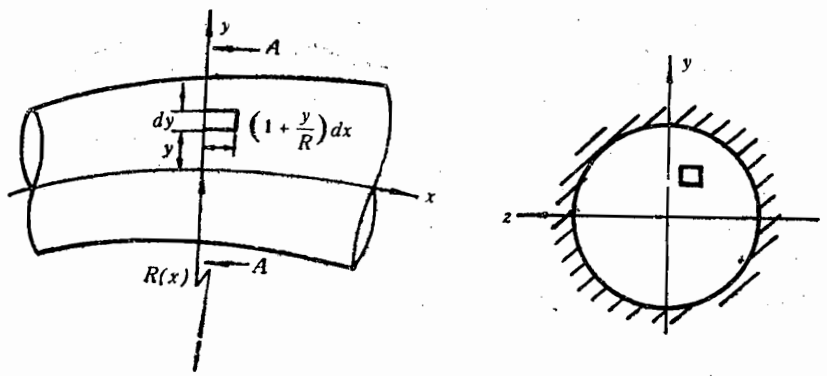


图3-58　弯曲管道坐标系及几何形状示意图

(a)弯管坐标系；(b)A-A截面。

参 考 文 献

[1] D.库赫曼，J.维贝尔著，张玉良等译：《航空发动机空气动力学》，国防工业出版社，北京，1959.

[2] J.E. Hawkins, YF-16 Inlet Design and Performance, AIAA 74～1062.

[3] 亚音速进气道设计，南京航空学院，1976。

[4] D.D. Baals, N. F. Smith and J.B. Wright, The Development and Application of High-Critical-Speed Nose Inlets, NACA TR 920.

[5] A.H.夏皮罗著，陈立子等译：《可压缩流的动力学与热力学》，科学出版社，北京，1966.

[6] W.S.Vial, The Engine Inlet on the 747, ASME 69-GT-41.

[7] 西北工业大学等合编：《气体动力学基础》，国防工业出版社，北京，1979.

[8] J.A.Albers and E.J.Felderman, Boundary-Layer Analysis of Subsonic Inlet Diffuser Geometries for Engine Nacelles, NASA TN D-7520.

[9] 北京航空学院编，飞机进气道及涡轮喷气发动机，北京航空学院506教研室，1974.

[10] L.A.Povinelli, An Experimental and Analytical Investigation of Axisymmetric Diffusers, AIAA Paper No. 75-1211.

[11] В.И.波利考夫斯基著，晏砺堂等译：《飞机动力装置》，国防工业出版社，北京，1959.

[12] Н.Н.Фадеев著，孙尔叶译，飞机设计资料，第三册，飞机设计中的空气动力学问题，中国人民

解放军军事工程学院，1957.

[13] F.K.利特尔等编，钱翼稷等译：《内流空气动力学手册》，国防工业出版社，北京，1982.

[14] Richard Scherrer and Warren E.Anderson, Preliminary Investigation of Family of Diffusers Designed for Near Sonic Inlet Velocities。NACA TN 3668.

[15] A. K. Jakubowski, Internal Cowl-Separation at High Incidence Angles, AIAA No75-64.

[16] E.A.Fradenburg, and D.D., Wyatt, Theoretical Performance of Sharp-lipInlets at Subsonic Speed, NACA Report 1193, 1954.

[17] 钱翼稷译自AD-656569，进气道的附加阻力及其对飞机性能的影响，进气道资料译文集，国际航空编辑部，北京，1979。

[18] 王辰生等编，测量进气道模型阻力的新方法——一台新的测量阻力装置，气动力学杂志，1984。

[19] J.R.Blackaby and E.C.Watson, An Experimental Investigation of the Effects of Lip Shape on the Drag and Pressure Recovery of a Nose in a Body of Revolution, NACA TN 3170, April 1954.

[20] December 1969 490th ISSUE Vol.41 No.12, Aerodynamic Design-Air Intake, Aircraft Engineering P27.

[21] Schlishting, Hermann, "Boundary Layer Theory", McGraw-Hill Book Company, 1955.

[22] Shapiro, Ascher H., "The Dynamic and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow" Volume I", The Ronald Press Company, 1953.

[23] J.R. Henry, Design of Power-Plant Installation Pressure Loss Characteristics of Duct Components, NACA Report No.ARR L4F26, June 1944.

[24] J. R. Henry, C. C. Wood and S.W.Wilbur, "Summary of Subsonic Diffuser Data, NACA Report No. RML 56F05, October 12, 1956.

[25] R.Scherrer and W.E. Anderson, Preliminary Investigations of a Family of Diffus ers Designed for Near Sonic Inlet Velocities, NACA Technical Note 3668, February-1956.

[26] SAE Committee A-9, Aero-Space Applid Thermodynamics Manual, Society of Automotive Engineers Inc., February 1960.

[27] Anon, Design Handbook for Submerged Cooling Systems and Duct Systems, Contract Noa(s)56-880-f, January 1958.

[28] C.C.Lin,Turbulent Flows and Heat Transfer, Princeton University Press, 1959

[29] W.G.Cornell, Losses in Flow Normal to Plane Screens, Transactions of the ASME, May 1958.

[30] Air Intake Problems in Supersonic Propulsion P22, Published for and on behalf of AGARD by PERGAMDN PRESS London, New York, Baris, Los Angeles, 1958.

[31] 北京航空学院506教研室编，飞机进气道气动原理，1982.

[32] R.W.Gou, and J.Seddon,An Investigation of the Swirl in an S-duct,The Aeronautical Quarterly, February 1982.

[33] R.W.Gou and J. Seddon, The Swirl in an 6-duct of Typical Air Intake Proportions. The Aeronautical Quarterly, May 1983.

[34] R. W. Gou and J. Seddon, Swirl Characteristics of an S-shaped Air Intake with both Horizontal and Vertical Offsets. The Aeronautical Quarterly, May 1983.

〔35〕 J. Seddon, Understanding and Countering the Swirl in S-ducts; Tests on the Sensitivity of Swirl to Fences. The Aeronautical Journal April 1984. pp117-127.
〔36〕 林超强，任意截面的弯曲进气道内流场的近似计算，应用力学学报，Vol.1,No.1,

第四章　进气道不稳定工作、附面层控制与畸变

4.1　进气道的非定常流动及不稳定工作状态

为了保证进气道-发动机系统的稳定工作，必须注意由进气道供给发动机的气流的品质，主要是指发动机进口截面处气流的稳定性、均匀程度和气流的流入角。本节主要讨论气流的稳定性问题，其它两方面的问题在第 4.3 节中讨论。

在宽广的飞行速度(亚音速和超音速)范围内，都可能发生非定常的内流空气动力学现象。在大多数情况下，这种非定常现象发生在进气道的内部，是由于附面层分离造成的。附面层分离往往导致非定常流动现象。如果来流的压强脉动大到足以导致发动机叶片失速，或是进气道-发动机系统的动态特性使压强脉动一直增强到发动机叶片失速，则这个进气道-发动机系统称为不稳定系统。

4.1.1　亚音速飞行状态下的非定常流

静压梯度和附面层的初始状态是影响进气道性能和流动稳定性的两个重要因素。气流的不稳定性往往发生在扩压器进口M数较高的时候[1]。这是因为对于一个给定的壁面扩张角而言，其静压梯度在高亚音速时增加得很快。图 4-1、4-2、4-3 示出三个适度半张角(2°、4°、6°)的扩压器一倍进口直径长度内的理论压强比。

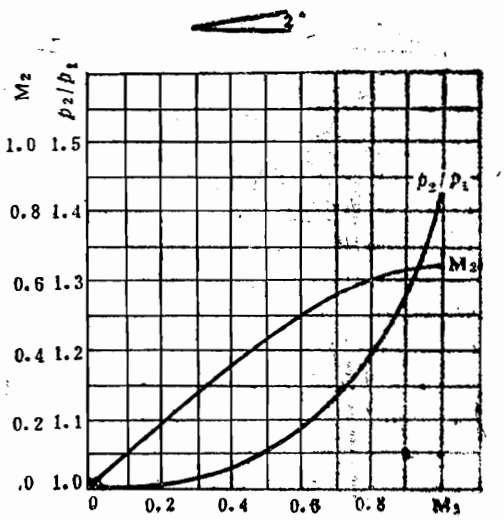


图4-1　扩压器的静压增压比同进口M_1数的关系，理论曲线 $\left(\frac{\theta}{2}=2^\circ\right)$

图 4-4、4-5 还给出了一组扩压器的实验结果。所试验的扩压器进口是喇叭形的。扩压器的形状由壁面的最大张角来描述，其数值为 8° 及 13.5°。初始张角在0°～6° 的范围内变化。另一个重要的变量是附面层的初始状态。此初始状态可以用装在喇叭形进口型面上的钢丝圈来加以改变。对于一些初始附面层不分离的试验而言，用来表示附面层厚度的参数是θ/r(动量损失厚度与管道半径之比)。当初始附面层已分离时，附面层厚度用 δ^*/r 来表示(此处 δ^* 是位移厚度)。图 4-4、4-5 是静压脉动的百分数随流量比的变化情况[1]。

图 4-6 介绍了一个尖唇进气道和图 4-7 介绍了一个唇口半径为 4 毫米的圆唇进气道的实

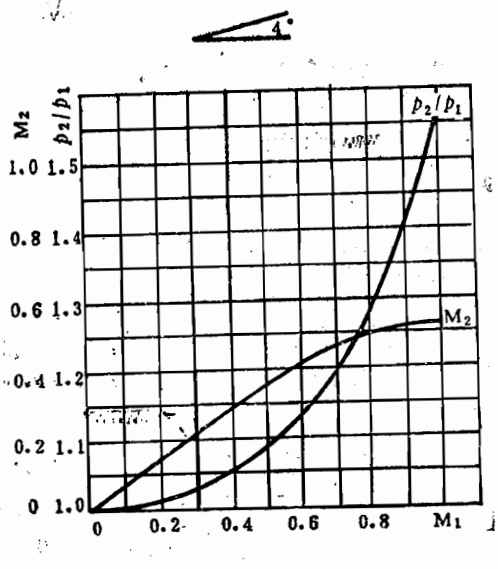


图4-2 扩压器的静压增压比同进口M_1数的关系，理论曲线

$\left(\frac{\theta}{2}=4^\circ\right)$

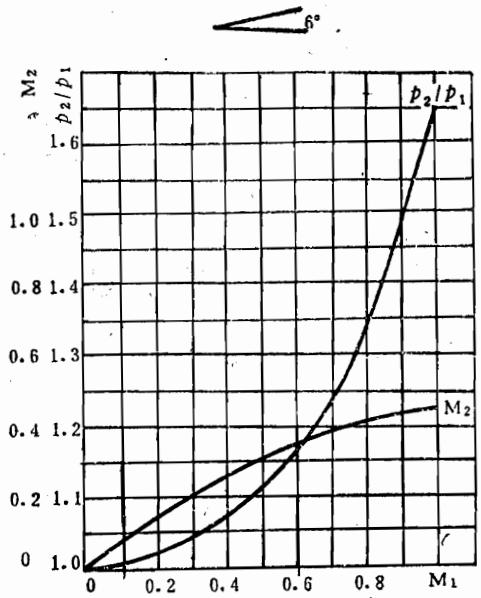


图4-3 扩压器的静压增压比同进口M_1数的关系，理论曲线

$\left(\frac{\theta}{2}=6^\circ\right)$

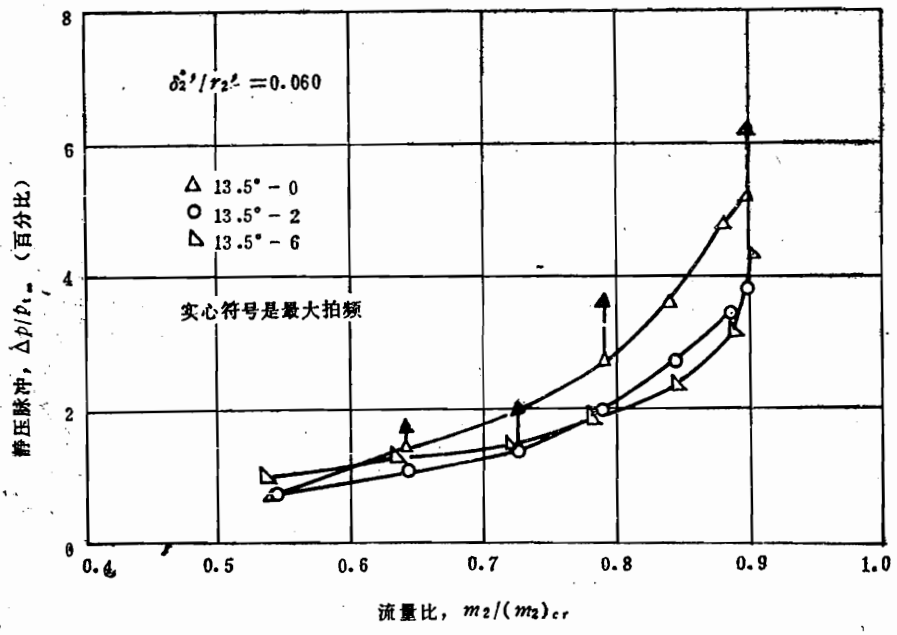


图4-4 直扩压器模型的静压脉动特性

验结果[2]。进气道的直径略大于 100 毫米，在模拟的压气机进口上游装有一个带传感器的总压探头。测量结果表明，压强脉动的振幅随着流速的增大而趋于减少，还表明了圆唇进气道的压强脉动比尖唇进气道的要小。

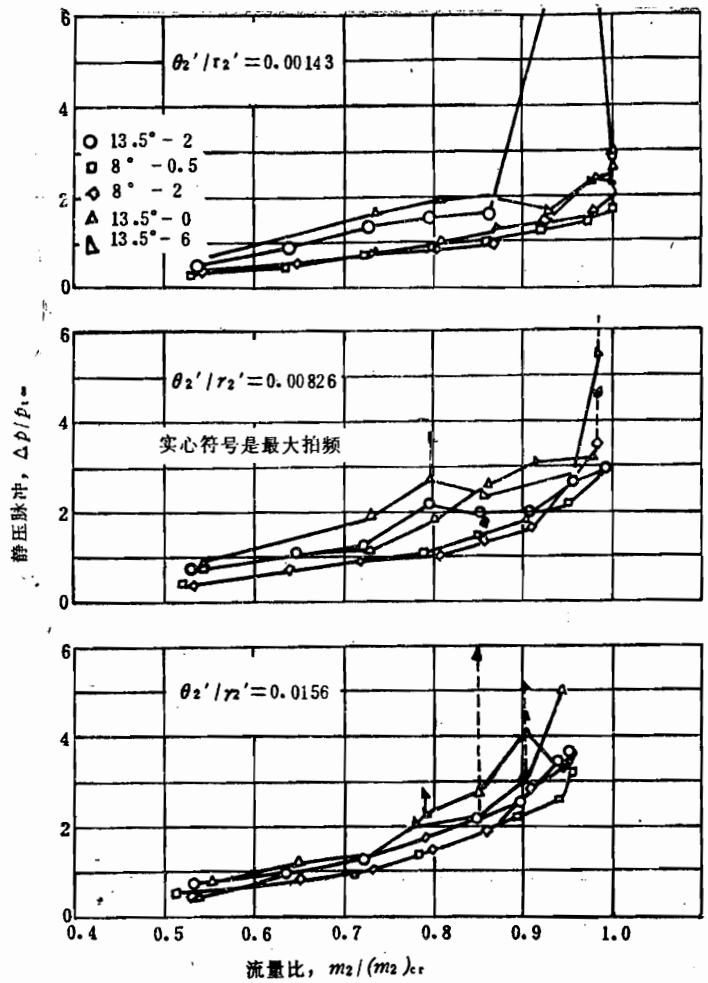


图4-5 扩压器出口静压脉动数据

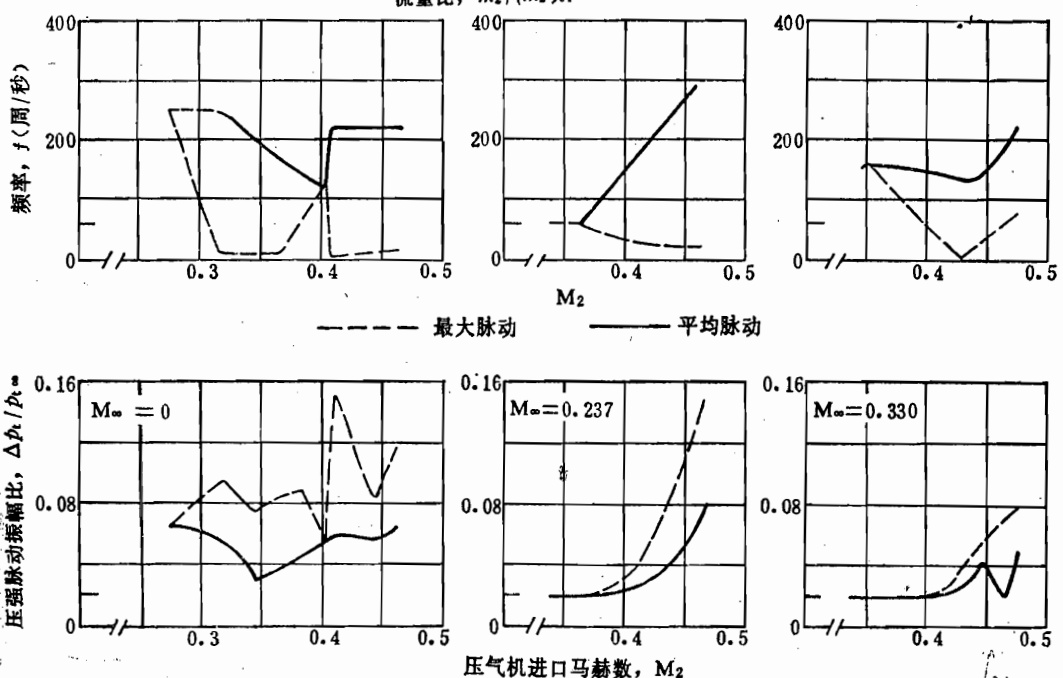


图4-6 尖唇进气道扩压器出口总压的振幅和频率

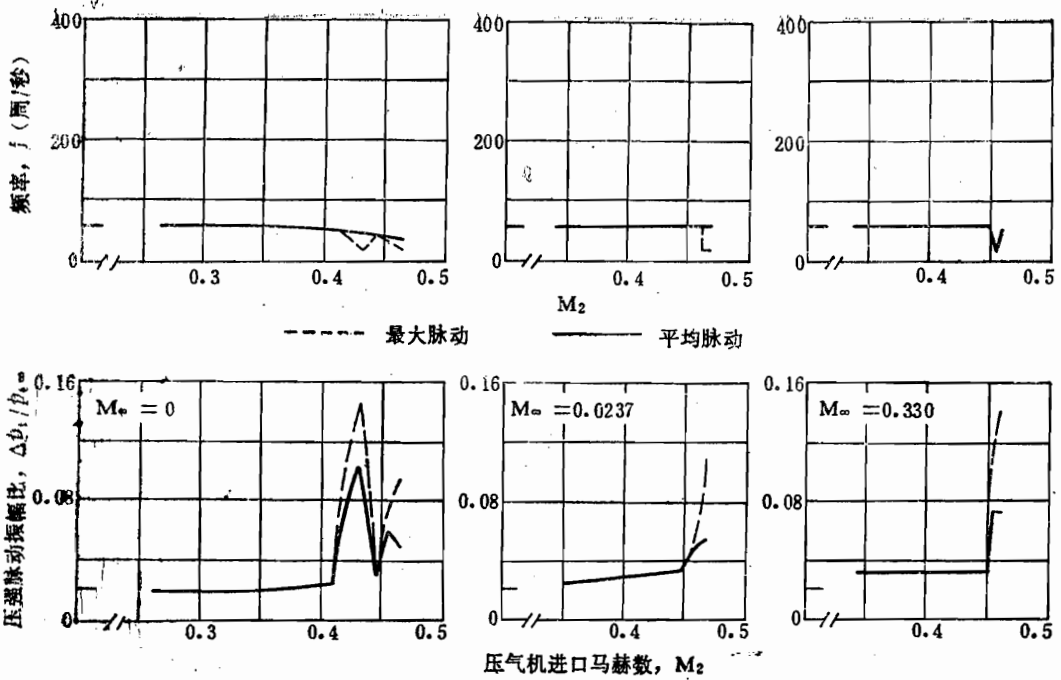


图4-7　圆唇进气道扩压器出口总压的振幅和频率

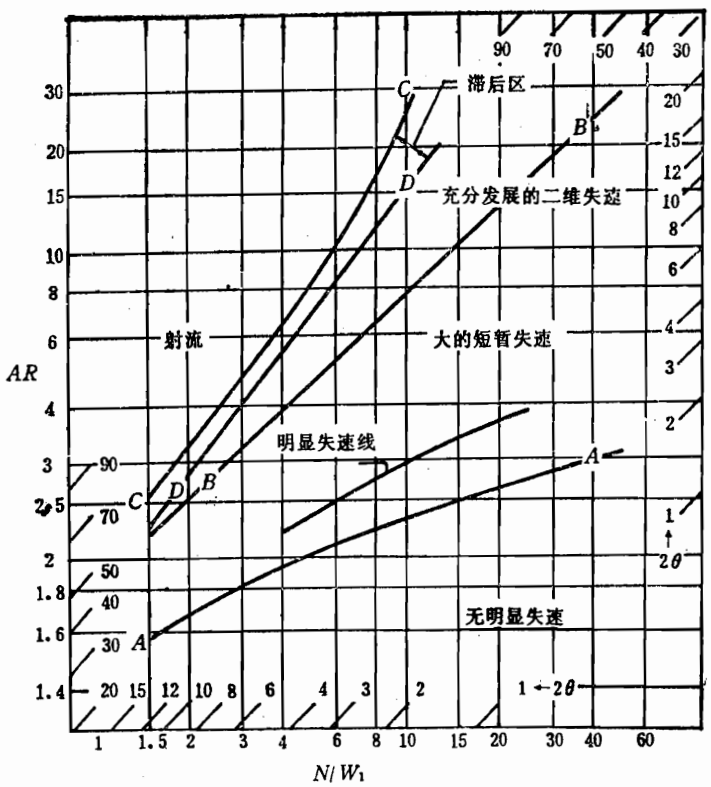


图4-8　二维直壁扩压器性能

鲁隆斯塔勒(Ruagdler)对影响二维低M数直壁扩压器中气流分离与不稳定因素作了比较详细的研究[3]。在进口为紊流附面层的条件下，扩压器的工作稳定性与进口附面层位移厚度、扩压器面积比及扩张角等有关。图 4-8 给出了二维扩压器中稳定性不同的流动状态实验结果[4]。图中 AR 为扩压器面积比，2θ为扩张角，N为扩压器中心线长度，W_1 为进口处喉道宽度。由图可见，流动状态与扩压器面积比、扩张角及扩压器的长度有关。

4.1.2 双管道的不稳定工作

翼根进气或两侧进气的进气道，是一种双管道进气，归并入共同导管的进气系统。这种进气系统在低的进口速度比时，会出现流动的不稳定性。当进口速度比低于某一临界值时，双管道的流动不稳定性更为明显，表现为两进气导管内流量不相等，一导管内流量增大而另一导管内流量下降。当进口速度比继续下降，流动不稳定性甚至能使一根导管内流量为零，或两导管内气流发生串流等现象。这严重影响到进气道-发动机系统的正常有效工作。

虽然产生不稳定流动时的进口速度比不属于进气道的主要工作状态，但是当飞机高速俯冲或以中等速度作水平飞行突然关闭油门时，可能遇到这类不稳定工作情况。如果在靠近临界速度比条件下，又处于非定常飞行情况，气流会在两边振荡，形成压强的快速变更而导致飞机振动。

对于双管道的不稳定工作，可以从原理上作一个简单分析[5]。参阅图 4-9，在双管道进气系统内，前分界点是进口前未扰动来流截面(∞截面)，再汇合点是两导管的汇合处（2 截面）。

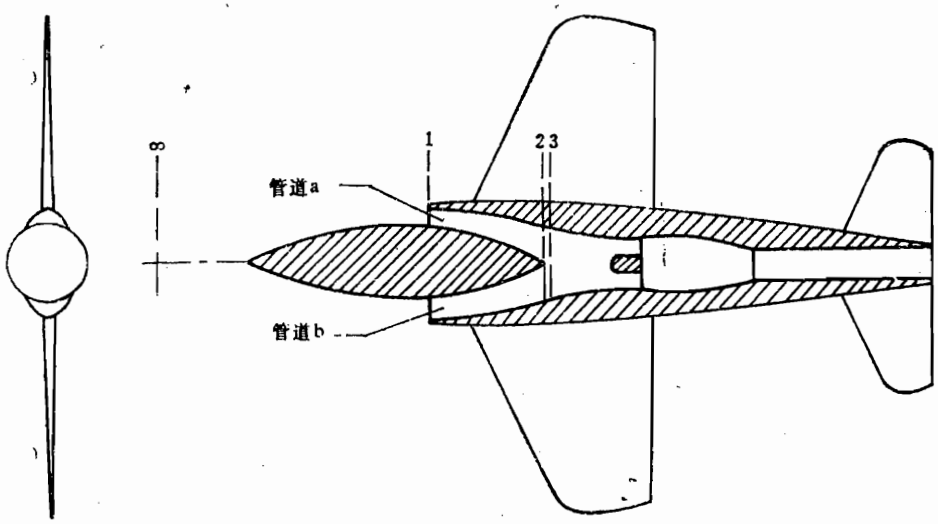


图4-9 双管道进气系统

应用伯努利方程，将每一导管从∞截面到 2 截面之间的流动关系联系起来。假定气流是不可压的，可得

$$p_{2a}+\frac{\rho V_{2a}^2}{2}+(\Delta H_{\infty-2})_a=p_\infty+\frac{\rho V_\infty^2}{2} \tag{4.1}$$

$$p_{2b}+\frac{\rho V_{2b}^2}{2}+(\Delta H_{\infty-2})_b=p_\infty+\frac{\rho V_\infty^2}{2} \tag{4.2}$$

式中ΔH为总压损失。经过移项，用自由流的动压q_∞除之，并以进口速度V_1表示2截面的速度V_2，可把上面的两个方程写成：

$$\frac{p_{2a}-p_\infty}{q_\infty}=1-\left[\frac{(\Delta H_{\infty-2})_a}{q_\infty}\right]-\left(\frac{A_1V_1}{A_2V_\infty}\right)_a^2 \tag{4.3}$$

$$\frac{p_{2b}-p_\infty}{q_\infty}=1-\left[\frac{(\Delta H_{\infty-2})_b}{q_\infty}\right]-\left(\frac{A_1V_1}{A_2V_\infty}\right)_b^2 \tag{4.4}$$

假定两导管气流在紧接汇合截面之后(3截面)静压相等，以及3截面上的静压等于2截面处每一导管的静压。即，$p_{2a}=p_{2b}$。注意到

$$\left(\frac{A_1V_1}{A_2V_\infty}\right)^2=q_2/q_\infty$$

可得

$$\left[1-\frac{(\Delta H_{\infty-2})_a}{q_\infty}\right]-\frac{q_{2a}}{q_\infty}=\left[1-\frac{(\Delta H_{\infty-2})_b}{q_\infty}\right]-\frac{q_{2b}}{q_\infty} \tag{4.5}$$

式中$1-\frac{\Delta H}{q_\infty}$为总压恢复。由此式可见，如两导管中总压恢复不同，2截面上的速度便不会相等，结果a导管内流量与b导管内的流量不相等。

双管道的不稳定工作，可以用图形方便地进行分析(图4-10)。图中示出每一独立工作的导管2截面的总压恢复系数和静压恢复系数随进口速度比而变化的特性曲线。

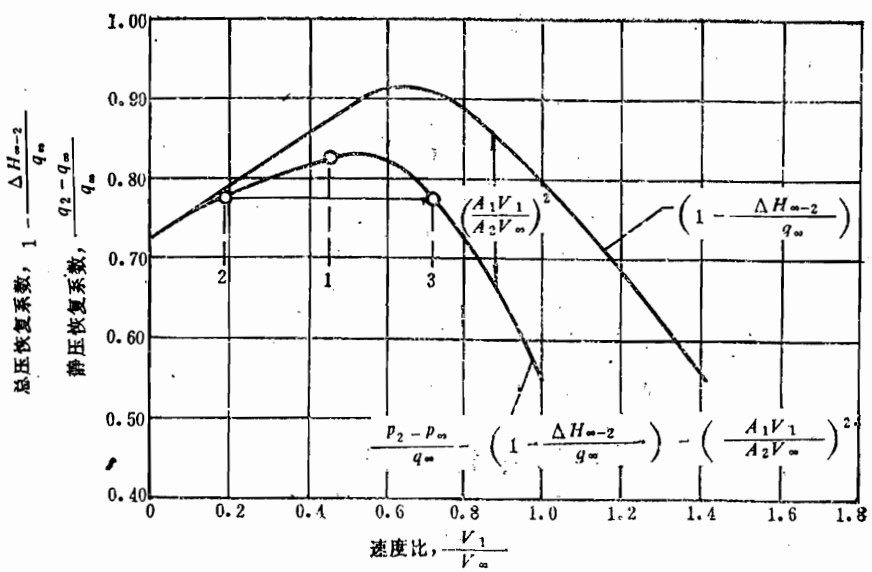


图4-10　总压恢复系数和静压恢复系数随进口速度比变化的特性曲线

由于假定两导管在2截面静压相等，所以每一导管与另一导管在协调工作条件下的进口速度比可以用等静压恢复线确定。在系统进口速度比小到一定程度时，每一导管可能在接近相同流量的进口速度比下工作，如图中的点1；也可能在两根导管流量不相等的条件下工作，

如图中点 2 和 3，亦即当流动的左右对称性受到扰动时，双管道系统将在两导管流量不相等的条件下工作。

图 4-11 示出翼根双进气道的风洞实验结果。图的上半部分是双管道汇合截面的总压恢复系数和静压恢复系数随系统进口速度比变化的特性。两管道圆滑地合并为一根总管道，总的截面积不变。单根管道单独试验的特性在图上用虚线表示。图的下半部分是双管道系统每一导管的速度与系统进口速度比的变化关系曲线。

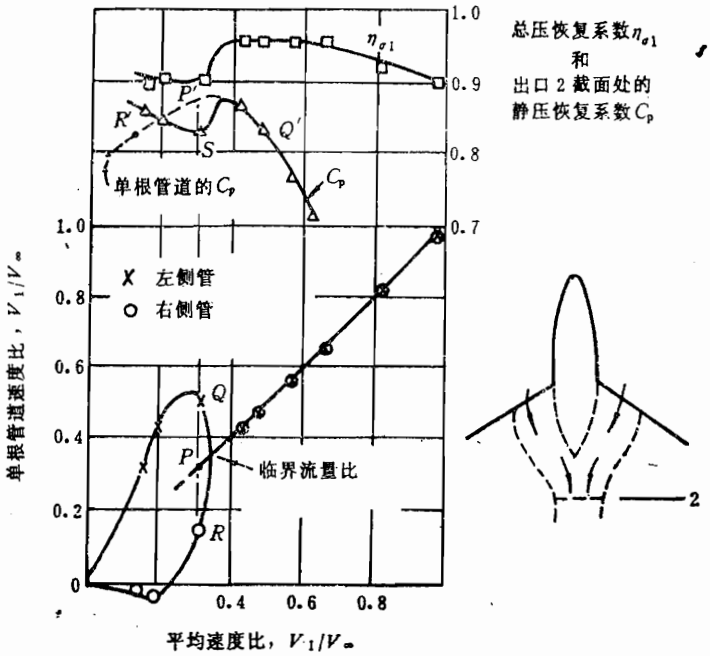


图4-11　双进气道气流的风洞实验结果

由图可见，存在着一个临界速度比。低于临界速度比时，两管道的气流很快发生差异。此风洞实验的临界速度比为 0.34，这恰好对应于单个管道内的静压恢复系数特性曲线的峰值。速度比低于临界值时，双管道系统的总压恢复系数和静压恢复系数都突然下降。例如，系统平均速度比为 0.31 时，两根导管并不都在P点工作(静压恢复特性曲线上相应为P')，而是一侧导管的速度比为 0.48 (Q点)，另一侧导管为 0.14 (R 点)。这时双管道系统的静压恢复系数为S，总压恢复系数明显降低而两个导管内的静压(R'与 Q')是相同的。还有，当速度比降到 0.25 时，一导管内的速度降到零，将出现倒流。

产生双管道流动不稳定的系统进口速度比(即临界速度比)是静压恢复系数的函数，它和 1、2 截面的面积比(扩张度)有关。扩张度增大，临界速度比要增大。它还和∞截面到 2 截面的总压损失有关。临界速度比随导管内的损失增加而下降。

在两导管出口之间的距离以及两导管的夹角比较大的情况下，或者每一导管 2 截面上的静压不均匀时，应用上面的分析与结果需要特别小心。

4.1.3　超音速飞行状态下的非定常流

4.1.3.1　概述

图 4-12 是外压式进气道在超音速工作时总压恢复系数随流量系数变化的典型曲线。进气

道在临界状态下具有良好的性能，但在一定程度亚临界状态下呈现出明显的气流不稳定现象：激波系作周期的运动，压强和流量以低频作大振幅振荡，并伴有刺耳的噪声。这种现象为不同型式进气道的大量试验所证实。而在超临界状态下则可能出现结尾激波高频小振幅振荡现象。亚临界状态下的进气道不稳定工作通常称为喘振，而超临界状态下的不稳定现象称为痒振。

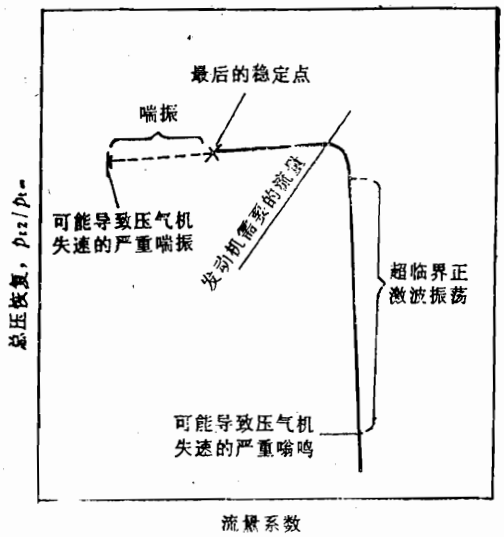


图4-12 进气道流量-总压恢复特性

进气道喘振必然给飞行器带来严重后果。这种不稳定现象产生的压强脉动的振幅可以大到为来流总压的50%以上，会造成结构损坏。进气道喘振还会引起变化不定的气动力载荷。对于推进系统来说，进气道可能造成压气机失速，或是引起冲压发动机的燃烧不稳定，甚至熄火。

对于导弹来说，进气道不稳定工作引起的问题比飞机更严重。这主要是因为导弹上的进气道一般是固定几何形状的，发动机的调节也比较简单。另外，导弹飞行时的迎角和侧滑角都比较大。

4.1.3.2 进气道喘振

(1) 物理现象与基本特征 当流量系数减小到一定程度，在进气道出口往往出现压强激烈脉动，进气量忽大忽小，结尾正激波周期脱体并发出有节奏的声响。这种现象是奥斯瓦梯许(Oswatitsch)在1944年进行轴对称进气道试验时首先发现的。对进气道不稳定特征的观察发现，在流量系数减小时，喘振现象呈现两种典型情况，小喘和大喘。当流量系数减小不多时(即溢流量较小时)，出现结尾正激波高频小振幅振荡现象。流量系数进一步减小，会出现一个比较稳定的工作区域。如再进一步节流，将发生振幅远比开始时大得多、包括整个激波系的振荡，见图4-13。图中纵坐标是用自由流总压无量纲化了的、压气机进口截面上压强脉动的最大振幅，横坐标是进气量与临界状态时的进气量的比值。图上的A_1、B_1、C_1等代表不同的进气道试验模型，模型详细情况请参阅文献[6]。

当流量系数减小时，小喘往往在罩壳激波脱体时立即发生，而在发生大喘以前则有一个相对稳定的流量范围。由图4-13可以看出小喘和大喘时激波振荡的频率和压强脉动振幅的大小。在某些情况下，当出口喉道节流时，可以没有中间稳定工作区域。

在大喘情况下，激波系振荡的后终点为超临界模式，而前终点时激波的型式有两种情况。如果锥体设计得较长，且锥体表面马赫数超过1.3时，伴随着锥体表面大面积气流分离会出现大角度的锥体激波；如锥体设计得较短，锥角较大，且锥体表面马赫数较低时，则激波的前终点是锥顶前的脱体弓形波(见图4-14)。

在一定节流状态下，当激波位于前极限位置时，通过出口喉道的流量大于进入进气道的流量，使激波向后移动而走向后极限；激波在后极限位置时，由于进入进气道的流量大于流出的流量，激波被推向前方。这种管道容积内交替的抽空与堆积形成了激波振荡的主循环。附带地可能在激波位于前极限位置时，发生弓形波高频小振幅振荡。

关于整个进气道喘振过程的详细情况，许多人用瞬态压强测量的方法进行过研究。图

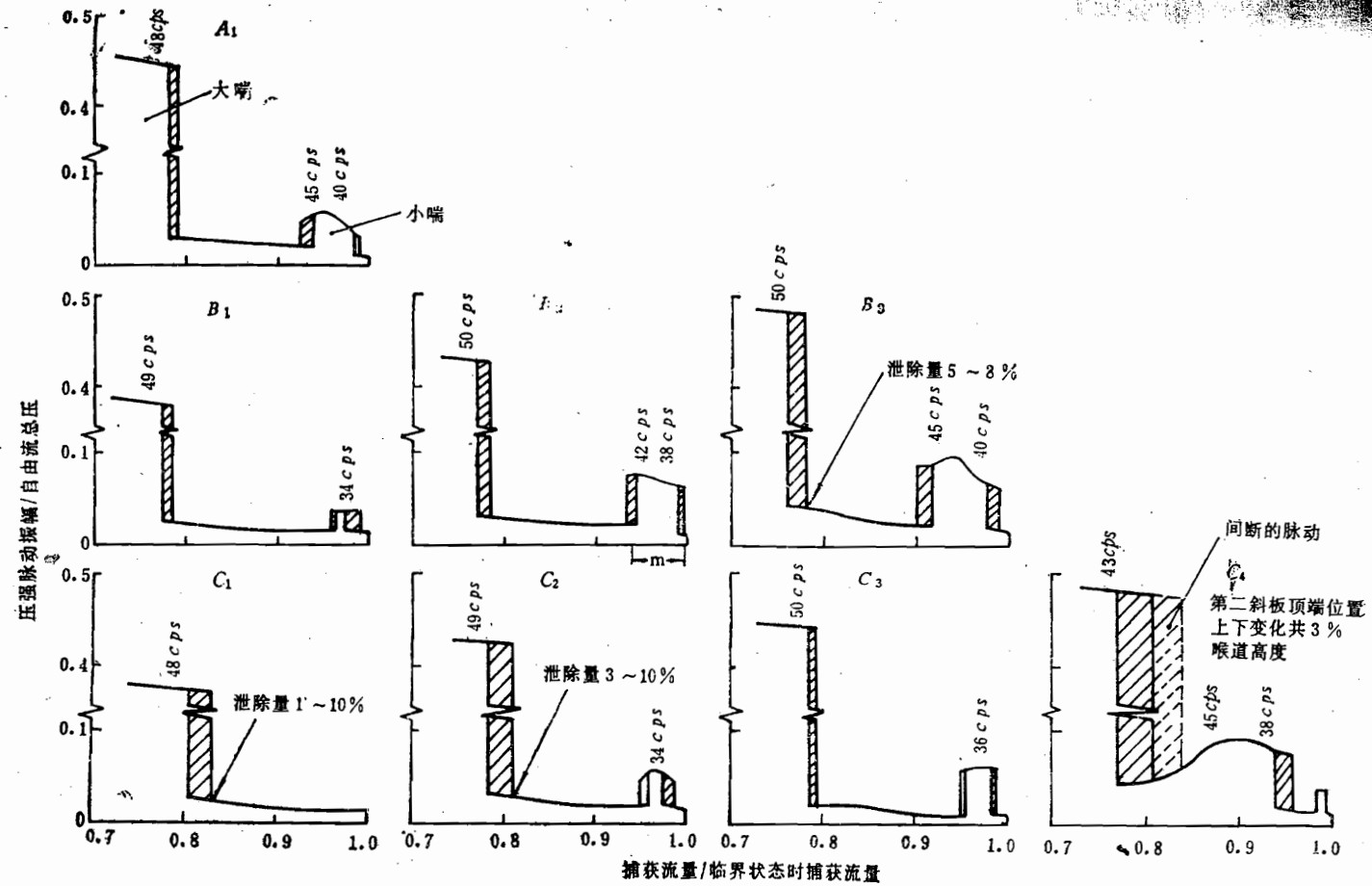


图4-13　进气道喘振时进气道出口压强脉动特征

4-15是取自戈特史密斯(Gotdsmith)的试验，显示了进气道喘振时激波式样和压强脉动的振幅与频率的典型结果。从图右上的示意图中可以看出激波运动的情况。

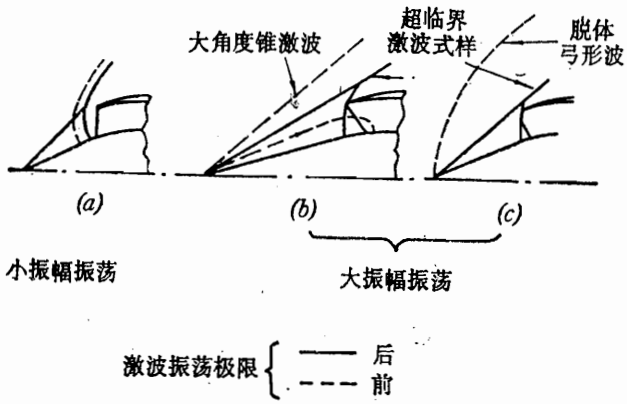


图4-14　喘振时激波振荡的式样

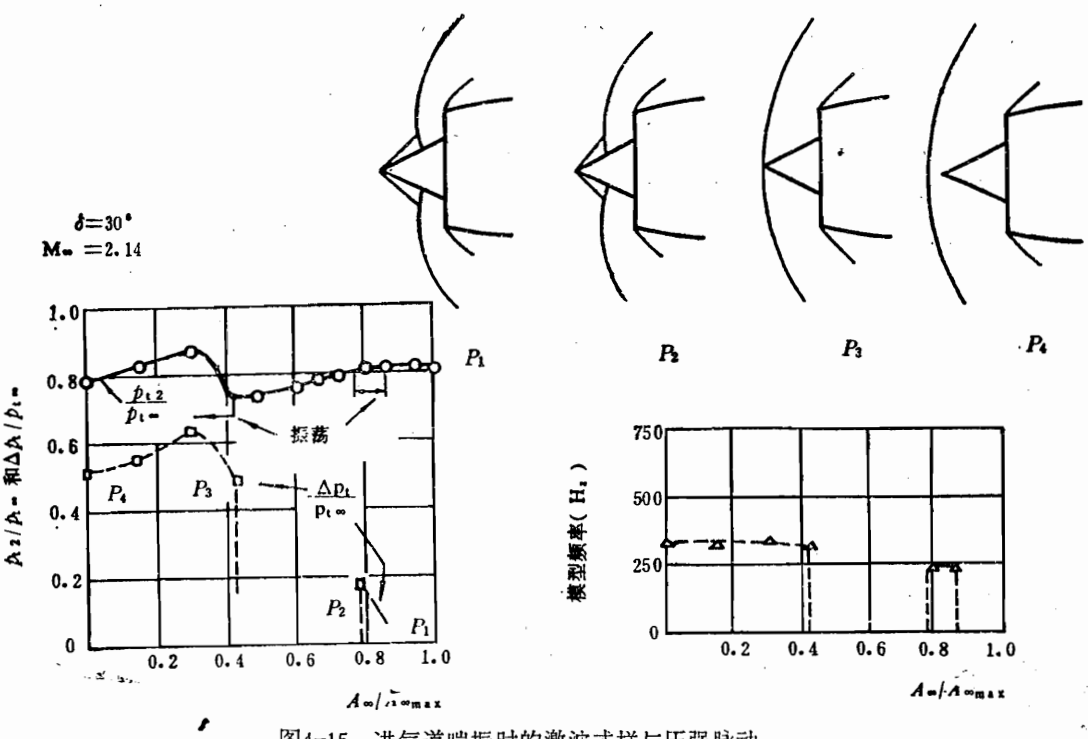


图4-15　进气道喘振时的激波式样与压强脉动

(2) 喘振的发生　有关进气道喘振的理论解释与描述有十几种，有些观点以及研究结果是相互矛盾的，这可能和研究的实验设备和实验条件不同有关。因而不同文献中提出的观点不尽相同，至今还没有一种比较完善的统一理论。

分析一下各种观点，可以归纳为两大类。一类认为不稳定现象仅仅是由进气道本身的工作特点所决定，以费里(Ferri)和努西(Nucci)以及台莱(Dailey)的观点为代表。另一类则认为不稳定现象由进气道与尾喷管喉道(节流截面)之间的相互作用所决定，以斯特本茨

(Sterbentz)的理论为代表。下面介绍几种具有代表性的理论。

a. 涡面(滑流层)准则　费里和努西对一系列外压式轴对称进气道试验观察发现，亚临界状态时，结尾正激波脱体前移，正激波与斜激波交点处的滑流层从罩唇外移入罩唇内时，会呈现激波振荡的不稳定现象。这通常被称为费里准则[7]。

激波交点后静压相等的条件，决定了经过斜激波系和经过简单外层激波的两股气流的流速不同，因而有一个滑流层从激波交点向后延伸。如进入进气道的两股不同流速的气流按一维方式扩散并互不掺混，加上进气道出口静压恒定的边界条件，利用一维定常流的基本关系，可以简单地得出，靠近罩唇内表面的外层低速流的扩散程度要大于内层高速流，因而形成罩壳内壁面易于分离的扩散形流动。费里指出，滑流层由罩唇外进入罩唇内会造成罩壳内表面气流分离，导致亚音扩压段堵塞，从而形成不稳定循环。图 4-16 是说明费里准则的示意图。

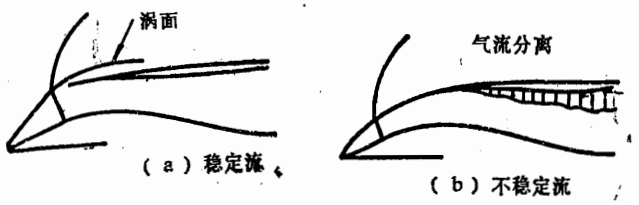


图4-16　涡面准则示意图

根据这样的假定与分析，菲希尔(Fisher)对 $M_\infty=2.0$ 的进气道，进口滑流层两边两股流的马赫数M变化进行了计算[8]。计算结果见图4-17。计算表明，滑流层两边的总压差异增大，罩壳内壁面的分离倾向增强。滑流层离开罩唇远些，分离的倾向要减小些；当滑流层离开罩壳内壁面相当远之后，可能再出现稳定流动。

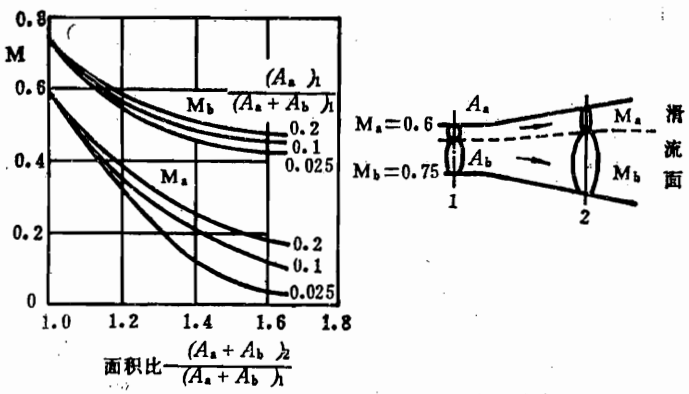


图4-17　进口速度不连续的扩压器的M数变化

菲希尔、尼尔(Neale)和布鲁克斯(Brooks)对 $M_\infty=2.0$ 的楔角可变的矩形进气道的试验表明，进入进气道的涡面强度达 6～7 %时，会引起喘振[6]。涡面强度的定义为涡面两边的总压差除以来流总压。而文献[9]指出，中心锥轴向位置和锥角可变的轴对称进气道的试验表明，进入进气道的涡面强度一直到11%仍未出现喘振，尽管涡面强度大于10%时，罩壳内表面可以发现一定程度的分离。

不少试验表明，激波交点越过罩唇进入内流时，会触发喘振。激波交点和将气流分为内流与外流的滞止流线相一致的流量比，可以通过计算确定，在压缩面角度一定时，这个流量

比是罩唇位置角 θ_1 的函数。

b. 压缩面气流分离　随着马赫数M的增大，进气道喘振偏离费里准则的情况是明显的。台莱通过研究得出结论，压缩面附面层的分离是产生进气道喘振的根源[10]。指出当分离区发展到一定尺寸时会引起喘振的发生。另外斯图尔特(Stewart)也得出了相似的结论。

格里葛斯(Griggs)和戈特史密斯分析了他们的单锥轴对称进气道大量试验结果后指出，如果锥面马赫数M超过1.3，费里准则是不大适用的[11]。根据激波-附面层相互干扰的一般结论，锥面马赫数M超过 1.3 时，压缩面上气流易于分离。虽然确切的喘振机理还不能十分肯定，但是当吞入进气道的原属附面层部分的流量增大，尤其是因压缩面马赫数M的增大使正激波强度增大而引起气流分离时，进气道的稳定裕度降低是肯定的。图4-18表示出这些参数对稳定裕度的影响。图中的横坐标是背风侧锥表面马赫数M。

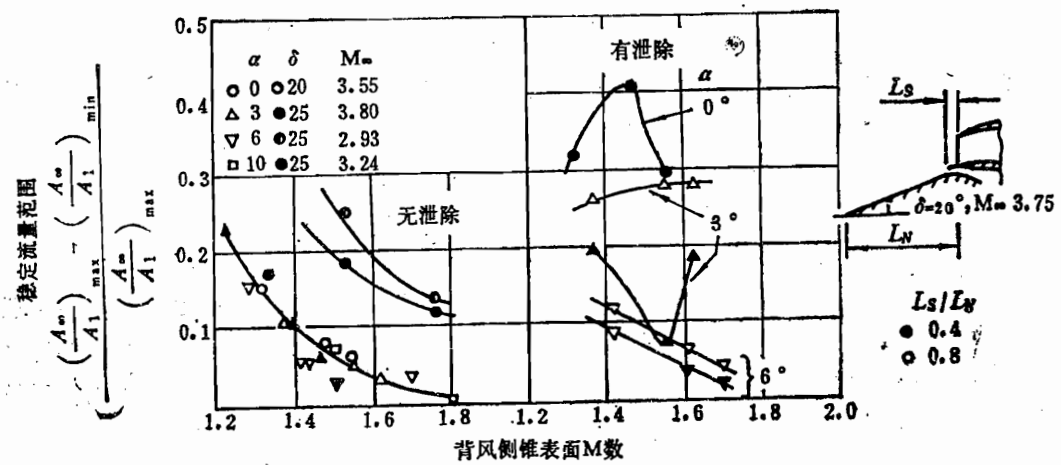


图4-18　进气道稳定范围和背风侧锥表面马赫数M的关系

c. 流量比对压强恢复曲线斜率判据　从物理概念上讲，当进气道的流量比对压强恢复曲线的斜率为正值时，即 $d\left(\frac{p_{t1}}{p_{t\infty}}\right)/d\left(\frac{A_\infty}{A_1}\right)>0$ 时，总压恢复系数随流量系数的减小而下降，因而尾喷管喉道会周期性地堵塞又不堵塞，进气道周期性地吞吐正激波，引起气柱轴向振荡。奥林(Orlin)和邓斯伍斯(Dunsworth)提出，在流量比减小时，进口静压特性曲线的斜率从负值变为正值时，稳定流动被破坏。其条件是

$$\frac{dp_1}{d\left(\frac{A_\infty}{A_1}\right)}=0 \tag{4.6}$$

式中下标 1 指的是进口处的参数。引入连续方程为

$$A_1 p_{t1}\left(\frac{A^*}{A}\right)_1-A_\infty p_{t\infty}\left(\frac{A^*}{A}\right)_\infty \tag{4.7}$$

注意到

$$\frac{A}{A^*}=\frac{1}{M}\left[\frac{2}{k+1}\left(1+\frac{k-1}{2}M^2\right)\right]^{(k+1)/2(k-1)}$$

$$M^2=\left[\left(\frac{p_t}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}}-1\right]\Big/\frac{k-1}{2}$$

述条件可以改写成

$$\frac{d\left(\frac{p_{t1}}{p_{t\infty}}\right)}{d\left(\frac{A_\infty}{A_1}\right)}=\frac{A_1}{A_\infty}\cdot\frac{p_{t1}}{p_{t\infty}}\cdot f_1\left(\frac{p_{t1}}{p_1}\right) \tag{4.8}$$

中式

$$f_1\left(\frac{p_{t1}}{p_1}\right)=\frac{2k}{k-1}\left[\left(\frac{p_{t1}}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}-1\right]\cdot\left[2\left(\frac{p_{t1}}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}-1\right]^{-1}$$

对于给定的$\frac{p_{t1}}{p_{t\infty}}$和$\frac{p_1}{p_{t\infty}}$，曲线斜率可以表示成流量比的函数。图4-19给出$M_\infty=2.0$和3.0时的计算结果。由图可以确定稳定流动状态下可允许的最大正斜率。它随A_∞/A_1的降低和M_∞的上升而迅速下降，这与实验观察到的随M_∞增大稳定工作范围减小的情况相一致。

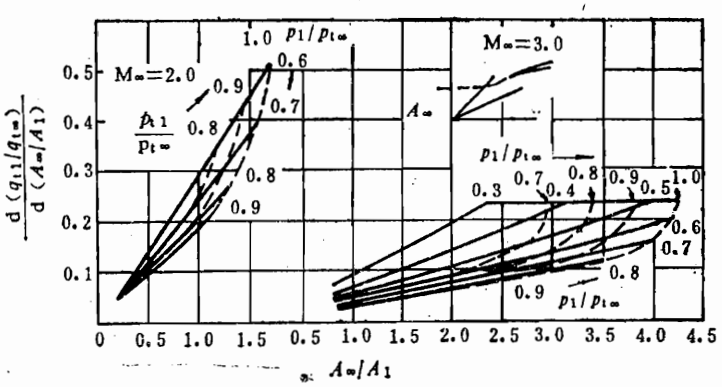


图4-19 判断稳定性的总压恢复对流量比的斜率计算结果

d. 动态稳定性理论 进气道气流不稳定现象的动态过程，可把它当作弱压力波相对于管内稳定流以音速向前后两个方向作一维运动来进行分析研究。压力波接连地在进口截面和出口截面反射，如果这些反射增强了压力波的振幅，则此系统出现动态失稳，并造成激波振荡。对此线性系统可以用小扰动方法分析波的运动。如果弱扰动导致进口气流流场紊流参数大尺度变化(如气流分离或强激波运动)，则系统是非线性的，此时弱扰动可以看成是诱发喘振循环的机制。不稳定现象主要和进气道本身的气动力特征有关，但是动态分析通常必需包括整个系统，包括发动机。

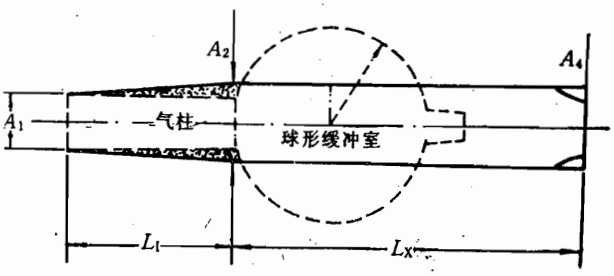


图4-20 动态稳定性分析模型

斯特本茨将进气道进口A_1到进气道出口A_2的主气流看成是近似等截面A_1的气柱，而将进气道出口A_2到尾喷管喉道A_4之间的容积加上进气道内分离区所占的容积折合成球形缓冲容积(图4-20)。由于结尾正激波周期性地吞吐引起气柱轴向振荡。伴随的进气量周期变动，使缓冲室内压强发生脉动。当气柱振荡与压强脉动合拍时，就会发生进气道喘振。据此，用亥姆霍茨(Helmholtz)容器的谐振分析方法[12]可以得到，当压强恢复-流量特性曲线斜率

为正且超过一定值时，进气道系统出现不稳定情况。这个结果与斜率判据获得的不稳定条件相似，引起了人们的注意与兴趣。一些作者对进气道不稳定过程，作了不同的假定，来进行动态分析，得出了不同的看法，详情可参考文献[13，14，15]。

4.1.3.3 超临界正激波振荡

在进气道亚音扩压段整个长度上附面层总是存在的。如果进气道工况超临界程度严重，随着结尾正激波向亚音扩压段下游移动，激波进入附面层相当厚的区域，强度增大的激波与附面层相互干扰足以导致附面层分离，往往产生非定常流动。这一类非定常流动，就其特性来说，是高频振动，而且不一定造成进气道不稳定工作。实际上，进气道超临界程度的范围一般是为非定常流产生的进气道出口气流畸变程度所限制，因为超临界状态下激波振荡的非定常现象会导致进气道出口动态畸变程度增大。

超临界状态下的激波振荡本质上是拉瓦尔喷管中不稳定跨音流问题。文献[16]介绍了矩形进气道扩压段内激波振荡问题。这种扩压器的扩张角和结尾正激波前的M数适合于$M_\infty=2.0$左右的进气道。实验表明，管道扩张角越大，则激波振荡的振幅也越大。

如果激波较强而造成气流分离，会出象一种激波"切换"现象。在扩压器的顶部与底部激波造成的分离包尺寸是不相同的。当激波振荡沿通道运动时，气流从一种状态切换为相反状态；而当激波返回运动时，则发生相反的切换。这造成了下游进气道出口气流方向与总压分布周期性地突然变化。

4.1.4 避免进气道喘振的方法

根据进气道喘振的机理分析，为了在飞行包线范围内进入亚临界状态时避免喘振，需要采取措施防止或抑制触发喘振，以扩大稳定工作范围。这有下列几种办法可用。

(1) 按照费里准则，应该妥善地安排压缩面与罩壳，选择合适的罩唇位置角θ_1，使得溢流增大时，激波交叉点仍处在进入进气道的流管之外，以避免滑流层吞入进口，触发喘振。但这会在增大进气道阻力方面付出代价，需要统筹考虑。

(2) 除了避免吞入滑流层引起进气道喘振，也可以将压缩面设计成几处转折，以几道散开的较弱的激波代替一道较强的激波，用几个较弱的涡面(滑流层)代替一个较强的涡面，这样经过各个弱涡面的总压差可以低于允许的水平。菲希尔等人按照图 4-21 所示的方法，使得产生喘振的流量范围大为减少，稳定性明显改善。

(3) 根据费里准则的分析，进气道喘振与进入进气道的低能气流压强立即上升有关。因

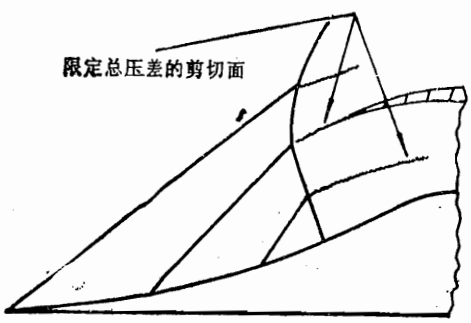


图4-21 降低涡面强度的斜激波安排

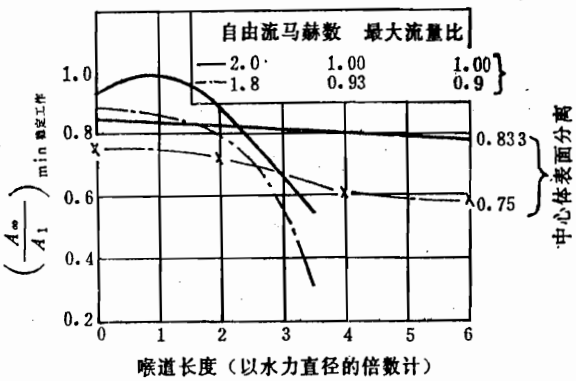


图4-22 喉道长度对气流脉动的影响

而等面积喉道预期可以改变喘振发生的特征。内特尔斯(Nettles)对此进行了试验，在 $M^{\infty}=2.0$和 1.8 下试验了 $\theta=43^{\circ}$ 的轴对称进气道[17]。锥激波交于唇口或接近唇口处。按照费里准则，这种进气道稳定范围很小。但增加喉道长度以后，却显著地扩大稳定工作的范围。除了在 M 数较高，喉道长度增加不多的情况下，稳定工作范围略有减少以外，其它情况下扩大稳定工作范围的效果是明显的。但是，如果是压缩面分离引起喘振的话，用增加喉道长度以提高进气道稳定性，其效果却比较小(图-22)。

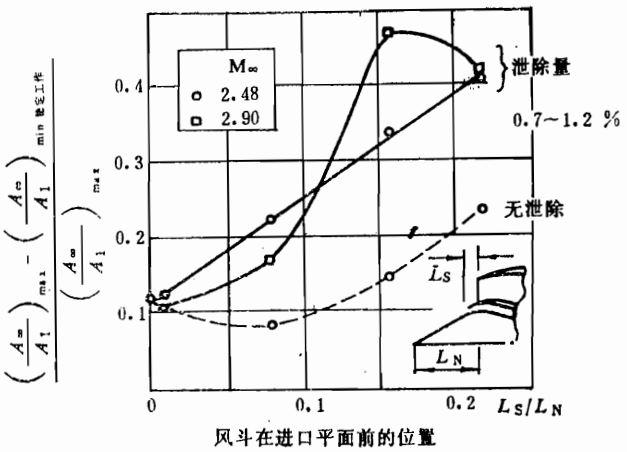


图4-23　风斗式附面层泄除对稳定流量范围的影响

(4) 采用附面层控制，以抑制压缩面上的附面层分离，是扩大进气道稳定工作范围、避免进气道喘振的有效方法。斯图尔特在中心锥压缩面上用齐平的抽气孔抽气0.5～1.0%进气道流量，显著地扩大了稳定工作范围[18]。格里葛斯在进口截面前用迎风风斗式附面层泄除比较大地扩大稳定工作范围(图4-23)。

布赖斯(Bryce)对"协和"号飞机的双进气道在小侧滑角下用吸除附面层以改善气流稳定性的可能性作了研究。图 4-24 表明，在罩唇与分流板相交处附近采用多孔吸除可以增大稳定工作范围。

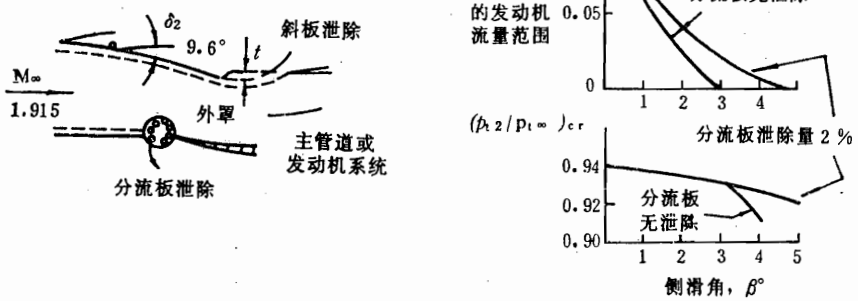


图4-24　分流板泄除对稳定流量范围和总压恢复的影响

附面层吹除可以代替附面层泄除以改善进气道工作稳定性。和泄除附面层的情况相似，吹除的位置放在进口截面以前为好。如果在进口截面下游吹气，效果就很小了。科沃尔斯基(Kowalski)和皮尔塞(Piercy)在进口截面上游锥面上开沟槽吹气，沟槽高度较小时，尤其是迎角为0°的情况，对改善进气道稳定性具有良好的效果[19]。图4-25给出不同的附面层控制措施对改善稳定性效果的比较。由图可见，附面层泄除的效果比附面层吹除要好。在罩唇附近

泄除附面层也有一定效果，这样就可以允许滑流层进入进口而不触发喘振，但是其效果不如在压缩面上控制、泄除附面层那么显著。

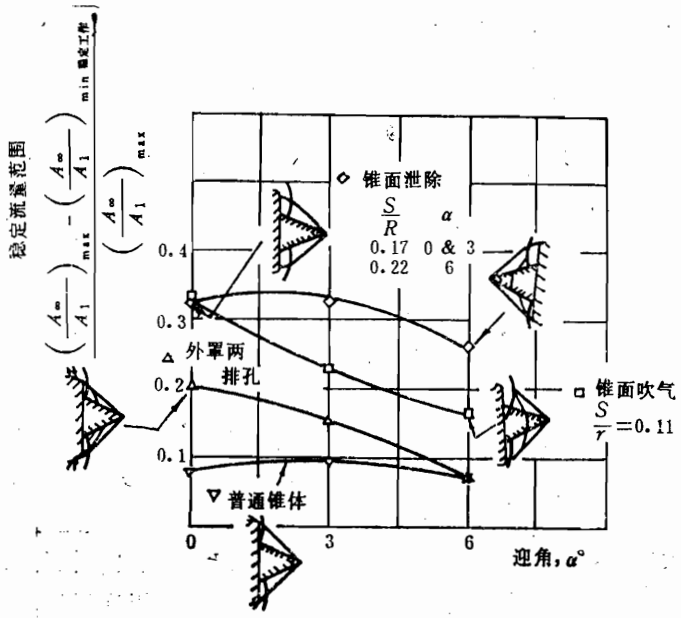


图4-25 不同附面层控制方法对稳定流量范围影响的比较

4.2 进气道附面层及其控制

4.2.1 附面层对进气道工作性能的影响

进气道附面层对进气道总压恢复有重要影响，和进气道稳定工作范围以及进气道出口稳态、动态畸变水平也有很大关系。

问题的核心在于附面层与进气道扩压流动的逆压梯度的相互作用。在飞行马赫数M上升以及存在激波情况时问题尤为突出。如果附面层分离或者接近分离，那么附面层对进气道的不利影响就不仅是总压恢复系数的降低，还会引起总压畸变和气流不稳定。

进气道附面层的位移厚度会改变进气道轮廓的有效尺寸，尤其会影响进气道喉道区流动情况。其影响程度与飞行速度、飞行高度有关，也和表面上的压强梯度有关[20]。如图4-26所示，由于压缩面的斜度及激波干扰，附面层可能造成进气道壁面气流的分离，也可能改变表面的有效形状。在非设计状态下，双锥进气道实际上变成了多锥进气道。对于高M数进气道来讲，喉道区附面层厚度所占通道高度的百分比大大增加。图4-27示出三种进气道喉道的总压分布。三种进气道从中心锥顶到进气道喉道的距离大致相等。在$M_\infty=2.65$时，喉道处的附面层厚度占喉道高度的20%；当$M_\infty=3.5$时，却占到50%；而$M_\infty=5.3$时，附面层几乎占有全部喉道高度[21]。图中的α、β分别表示迎角和侧滑角。

除了压缩面及喉道区的附面层增厚以外，激波附面层相互干扰也是一个重要的问题，在混压式进气道中尤其严重。激波与附面层相互干扰，使干扰区后的附面层增厚，附面层内速

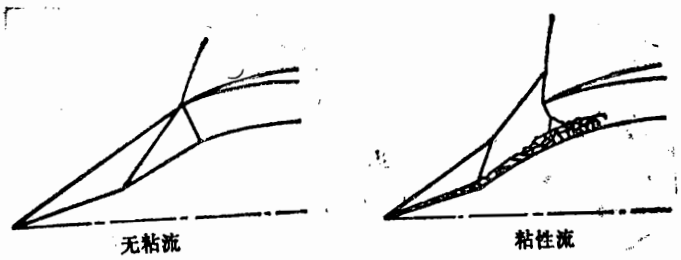


图4-26　附面层对进气道流动的影响

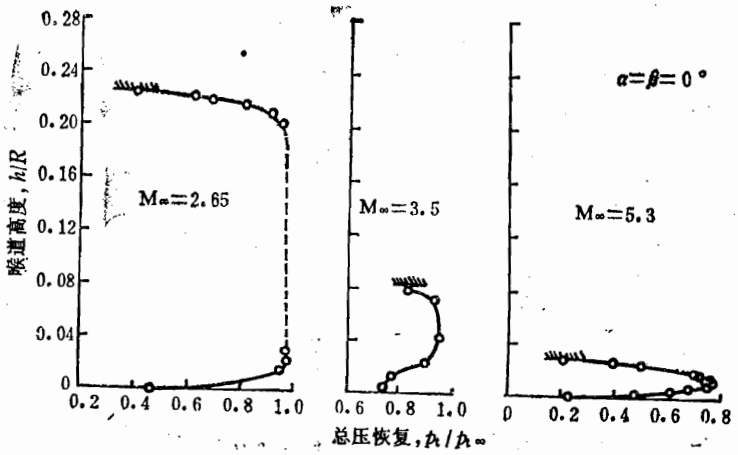


图4-27　不同马赫数M下附面层对喉道区流动的影响

度分布变坏，甚至导致气流分离。图4-28给出了 $M_\infty=2.0$下，压缩面斜角为7°的外压式进气道喉道区的总压分布图。由于激波附面层相互干扰，喉道区发生分离，分离区占了喉道通道面积的20%。当然，这导致进气道出口畸变增大和总压恢复系数的降低(图4-29)，并使进气道稳定工作范围大大下降[22]。

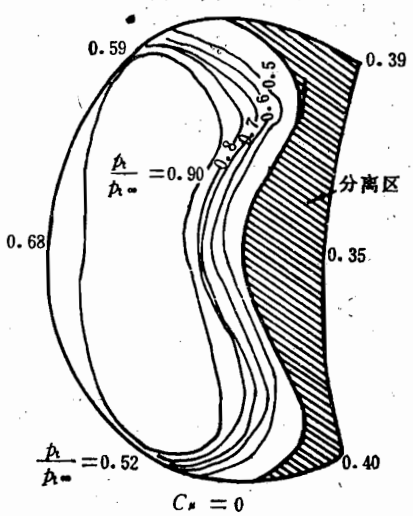


图4-28　激波附面层干扰对进气道流场的影响

可以采取排除附面层的方法以减轻附面层带来的不良影响。排除附面层通常采用的方法是附面层泄除和分流器。附面层泄除指的是用单独的管道将附面层气流引出，而分流器则是将进气道某些特定表面上的附面层气流从中间隔道中流过而不致进入进气道内。没有明确的界限规定哪些进气道需要采用排除附面层的措施。一般说，亚音速进气道不需要采取排除附面层的措施，而超音速进气道往往需要采取排除附面层的措施。但也不完全是这样，例如，亚音速飞机后掠机翼翼根前缘进气的进气道，在机身侧面采用台阶式分流器可能是有利的。有关问题的处理尚可参看本书第8.6、8.7节。

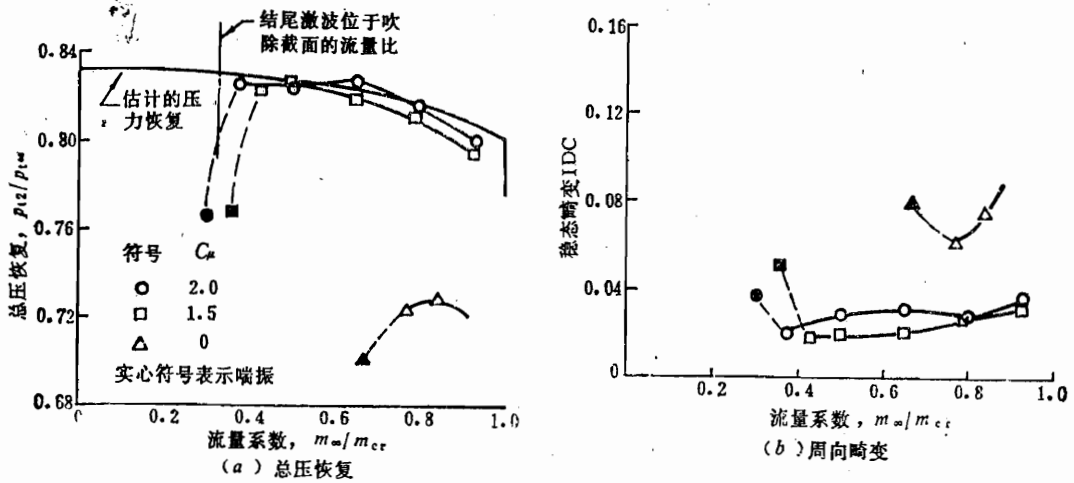


图4-29　激波-附面层干扰对进气道性能的影响

4.2.2　机身附面层

4.2.2.1　机身附面层厚度的估算

为了确定机身附面层的厚度，往往采用大家熟悉的零迎角光滑平板紊流附面层的厚度计算公式[23]：

$$\delta/l=0.37\mathrm{Re}^{-0.2} \tag{4.9}$$

式中 δ/l 是附面层总厚度与从附面层起始点向后到进口处的长度之比，Re 是雷诺数。这个公式有保守的一面，也有过于乐观的一面。这里假设气流在平板前缘就转捩成紊流，这是保守的一面；过于乐观的一面是，把平板假设成光滑平板，并且迎角为零。有人提出过更精确的计算方法，考虑存在一段初始层流附面层，从转捩点开始计算紊流附面层的增长。但这样做并不必要，因为一般的飞机外形不可能制造得和理论计算的理想外形相吻合，因此可以用(4.9)式来计算机身附面层厚度。为便于计算，图 4-30* 画出了标准大气状况下(Re/l)同马赫数和高度的函数关系。

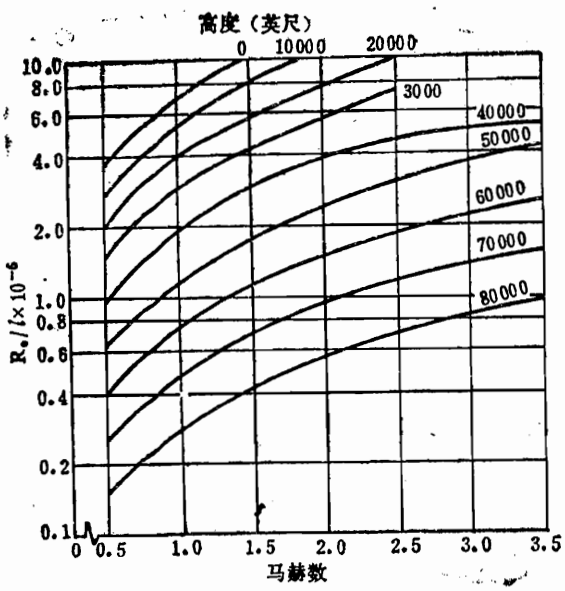


图4-30　标准大气状况下雷诺数同马赫数和高度的函数关系

在给定高度上，附面层厚度随飞行马赫数增大而减小的这种理论变化趋势，并非总能被飞行试验的测量结果所证实[24]。在高

• 本书中有部分插图取自国外文献，英制单位未进行换算，1英尺＝0.3048米，1英寸＝2.54厘米——编者注。

马赫数下，接近进气道唇口处测得的机身附面层厚度比计算值大得多，这被认为是由于测量位置下游的附面层分流器的影响所致。分流器中有压强升高，在附面层中就感受到后面逆压梯度的存在。这有力地说明，在进气系统研制的初期，设法获得附面层厚度的测量数据是明智的。

文献[25]建议，如果已知当地摩擦系数 C_f 及附面层速度型指数 N，则附面层厚度可按下式确定

$$\delta=C_f\frac{(N+1)^2}{2N}L \tag{4.10}$$

对于光滑表面，$C_f=0.0035\sim0.004$。设附面层为紊流附面层，$N\approx\frac{1}{7}$，于是

$$\delta=(0.0035\sim0.004)\frac{\left(1+\frac{1}{7}\right)^2}{2\cdot\frac{1}{7}}L\approx17\times10^{-3}L\text{米}$$

在很多情况下，进气口前方气流流过的机身表面，不能认为是光滑的，因为有缝隙、接头、小的舱口等。这种情况下表面摩擦系数 C_f 可以增大到 $C_f=0.01$，附面层内速度分布的不均匀度也会增大。由实验得知，附面层速度型指数 N，几乎与 C_f 等比例变化。当 $C_f=0.01$时，$N\approx\frac{1}{3}$，按比，

$$\delta=0.01\frac{\left(1+\frac{1}{3}\right)^2}{2\cdot\frac{1}{3}}\approx27\times10^{-3}L\text{米}$$

4.2.2.2 机身附面层的排除

机身附面层排除装置通常采用分流器，也有采用附面层泄除槽的。较常用的型式可见图4-31。

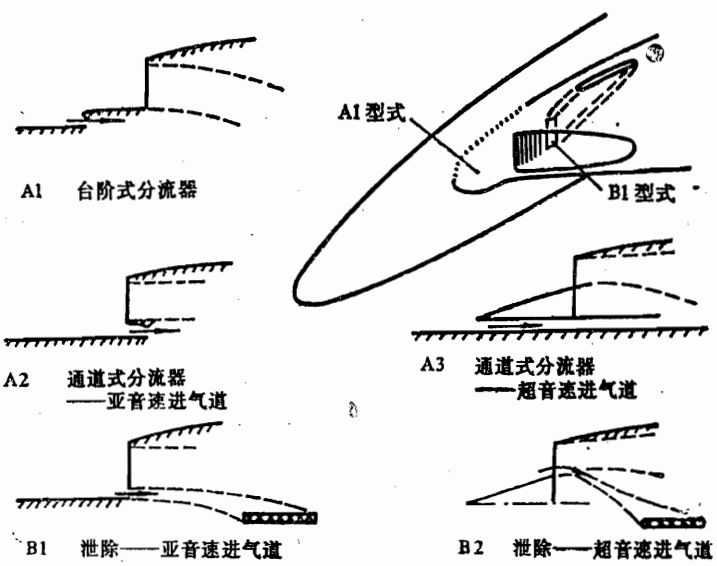


图4-31 附面层泄除与分流器的常见形状

台阶式分流器(图4-31中A1，)是亚音速飞机翼根进气道排除附面层的有效装置，但不适用于超音速飞机。台阶式分离器的高度建议选用1.5倍附面层厚度。只要分流器的前部气动外形合适，通道式分流器(图4-31中A2及A3)适用于亚音速飞机，也适用于超音速飞机。图4-32及4-33分别表示水平压缩面和竖直压缩面进气道上的典型附面层分流器的型式。由前视图可以看到，分流器前端设计成尖劈形，可防止气流在分流器前滞止堆积，而导致压强升高，这种压强升高通过附面层前传会导致进气道前附面层增厚和降低分流器的效率。

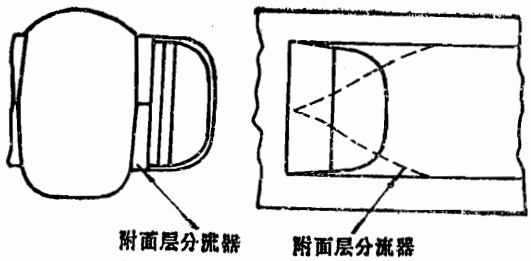


图4-32　二维水平斜板进气道的典型附面层分流器

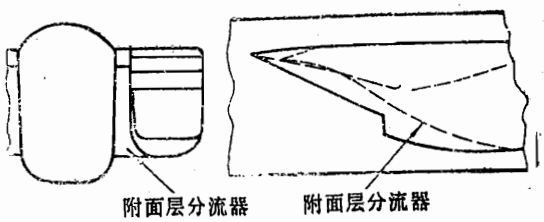


图4-33　二维垂直斜板进气道的典型附面层分流器

楔形压缩面进气道的通道式分流器的典型试验结果示于图4-34[26]。由图可见，分流器头部放在压缩面前端下游一定距离，分流器头部角δ_w为40°。试验结果表明，在一定范围内随h/δ增大，进气道总压损失减小。

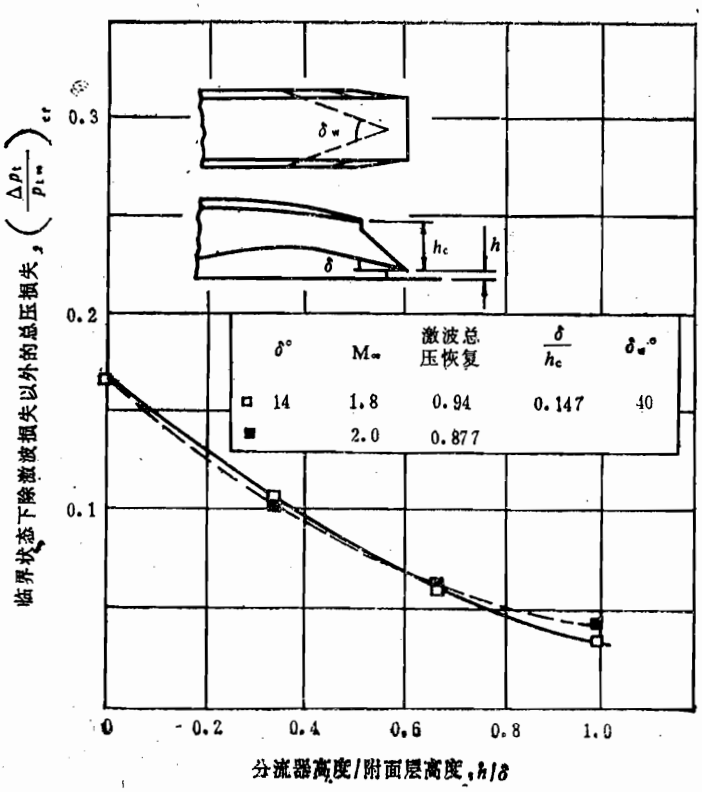


图4-34　二维进气道分流器高度对损失的影响

图4-35、4-36和4-37给出了附面层分流器的静压数据，这些数据是在一架超音速飞机的模型试验中取得的。在这些图上也给出了全尺寸飞机飞行试验数据[24]。这两组数据之间的差别，特别是高试验马赫数下的差别，表明雷诺数的影响十分强烈。

由于缩尺比较小的模型试验其雷诺数较低，附面层相对厚度变大，因而附面层控制的模型试验的尺度(缩尺)效应难以估计，目前还没有很好的解决方法。所以在试验数据的综合、分析对比和使用时要注意掌握。

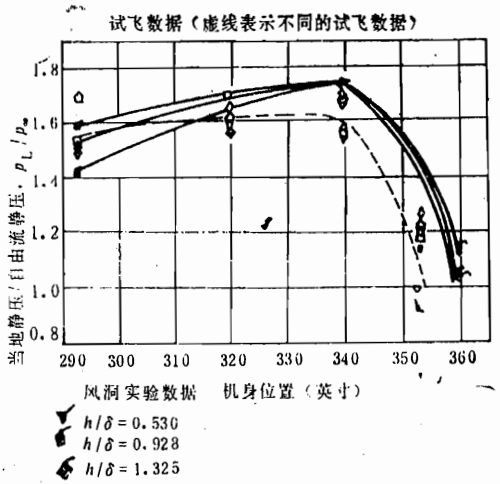


图4-35 分流器的静压分布($M_\infty=0.9$)

可以采用风斗式泄除槽(图4-31中的B1)将机身附面层从泄除系统引走。风斗的高度建议取为未扰动附面层厚度。采用这种方法时，和使用附面层分流器的情况相似，也可能发生进气道前压强升高的问题。如果泄除系统的出气通道使风斗处于亚临界工作状态，其结果是使附面层明显加厚，并使附面层排除装置的效率下降。

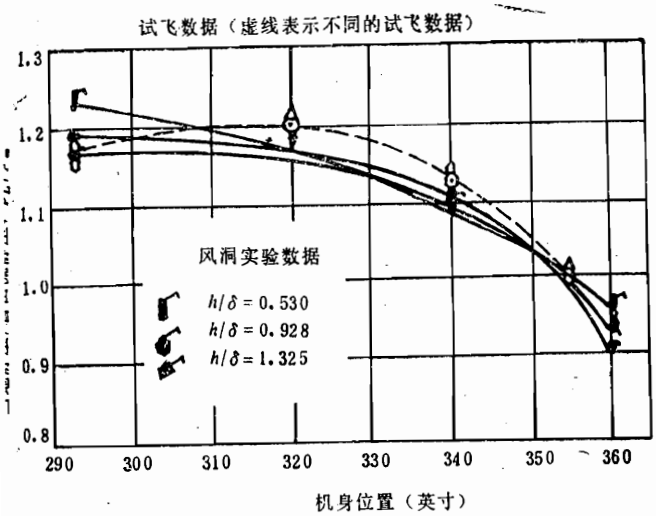


图4-36 分流器的静压分布
($M_\infty=1.57$)

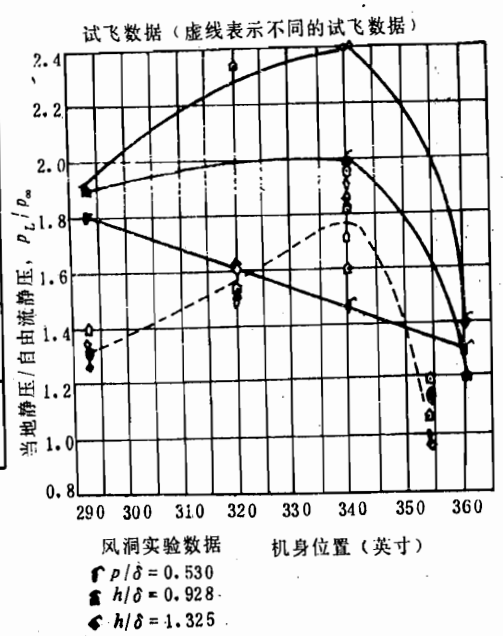


图4-37 分流器的静压分布
($M_\infty=1.97$)

如果采用齐平式泄除槽(图4-31中的B2)，必须将泄除槽安排在气流压强有相当大的升高处的下游，以保证附面层能够泄除。齐平式泄除槽的宽度至少与风斗式泄除槽的高度一样。有的宽度较大的齐平式泄除槽，除了可以提高进气道总压恢复，在非设计状态下还有利于进气道与发动机的流量匹配。

在流量比接近1.0的条件下，适当高度的附面层分流器与风斗式泄除槽对改善进气道性

能的效果相近。但是这两种方法的作用是不相同的。在有激波附面层干扰引起附面层分离时，泄除槽可以消除分离，保持正激波的正常形态。而采用分流器时，气流分离区从进气道外通过，分叉形的波系依然存在，因而在中等溢流程度下，进气道的效率要比正激波情况高。但是在流量比降低时，分流器对于推迟触发激波振荡的效果较小。

图4-38给出皮托式进气道风斗式泄除槽与齐平式泄除槽泄除效率的比较。泄除效率 η_{bl} 表示为

$$\eta_{bl}=\frac{p_{tlm}-p_{tlc}}{\Delta p_{taf}+\Delta p_{tin}} \tag{4.11}$$

式中 p_{tlc} 是没有附面层泄除时进口总压的计算值，p_{tlm} 是有附面层泄除时进口总压的测量值。Δp_{taf} 是进口前湿面积上的摩擦损失，Δp_{tin} 为进口前的激波附面层干扰损失。图中示出泄除效率 η_{bl} 随 M_∞ 的变化情况。一直到 $M_\infty=1.2$，两种附面层泄除装置的效率相同，但 M_∞ 超过 1.2 以后，齐平式泄除槽的效率明显下降。这是由于 M_∞ 增大时，正激波前移，以致越过了齐平式泄除槽。从上图可以看出，对于皮托式正激波进气道，在进气道进口处靠近机体表面安排风斗式泄除槽是一种泄除附面层的有效手段。

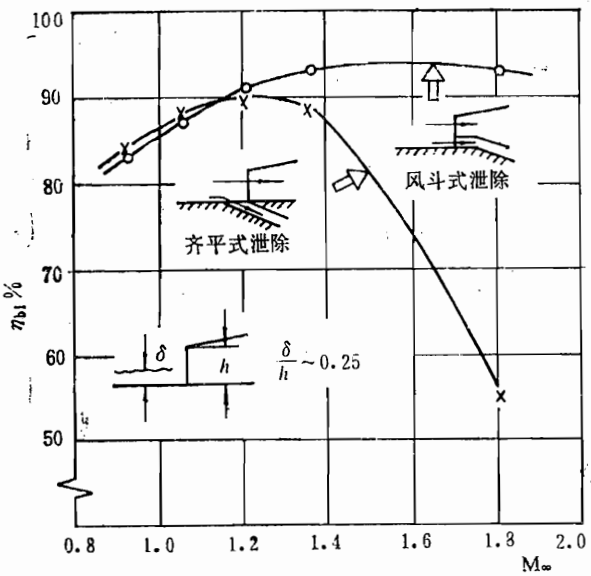


图4-38 风斗式泄除槽与齐平式泄除槽泄除效率的比较

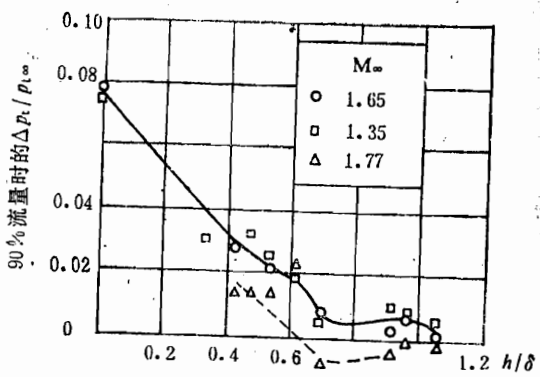


图4-39 冲压风斗式泄除槽对损失的影响

图4-39是半圆形正激波进气道采用风斗式附面层泄除槽改善进气道性能的实验结果[27]。给出了三种 M_∞ 下总压损失与 h/δ 的变化关系。无附面层泄除时总压损失为 8 %，采取附面层泄除以后，总压损失降到 1 %。三种不同 M_∞ 下，当 h/δ 略小于 1.0，效果最佳。这些数据是在流量比等于 0.9 时得出的，一般说来，也适用于流量比等于 1.0 的情况以及一定的流量范围。但是，随着马赫数 M 的上升，适用的流量比范围减小。典型的数据是 $M_\infty=1.3$ 时，最小流量比为 0.75；而 $M_\infty=1.8$ 时，最小流量比为 0.9。低于最小流量比，可能出现气流振荡的不稳定现象。

在进气道进口前采用较窄的齐平式泄除槽，可以在流量比为0.8～0.9范围内获得和风斗

式泄除槽类似的结果。它的稳定工作范围比风斗式泄除槽要大一些。

在有风斗式泄除槽的情况下，对楔表面以及楔上游平板上的压强分布和泄除槽高度 h/δ 与泄除量的关系作了试验(图4-40)。平板上的楔面对平板上的压强分布有明显的影响，呈现激波扩展，而且压强升高要比无粘流理论计算的要慢。如果泄除量为零，将楔表面抬离平板将使干扰区越加推向上游。而采用附面层泄除以后，楔对上游平板的影响大大减小，楔表面上的压强也接近于无粘流的理论值。

半锥形侧面进气道前不同形式的风斗式附面层排除系统的试验结果比较见图4-41[28]。

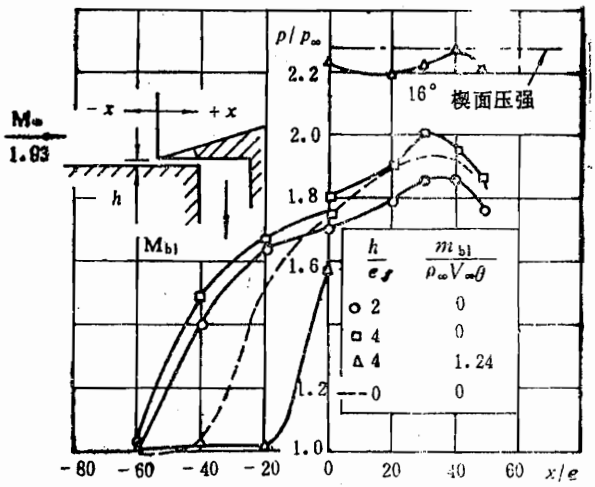


图4-40 具有冲压风斗式泄除的16°楔面及其上游的压强分布

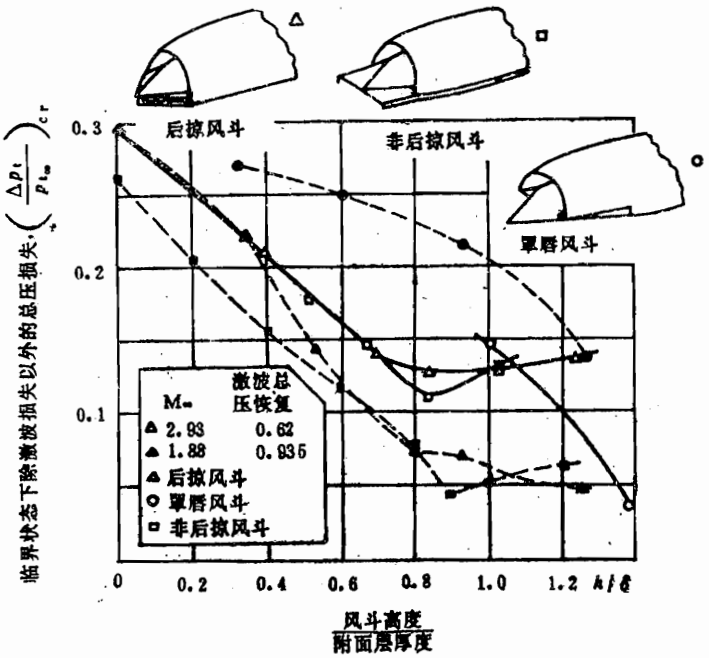


图4-41 泄除形式对半锥形进气道损失的影响

采用有后掠的或不后掠的分流板时，附面层泄除槽的高度 h/δ 在0.9～1.1之间效果最好。一种仅仅在罩唇处离开机体表面的风斗式泄除槽，在 h/δ 为1.3或更大时效果较好，但这可能在阻力方面付出不必要的代价。

4.2.3 压缩面上的附面层

4.2.3.1 外压式进气道附面层泄除

排除超音速进气道压缩面上的附面层，能改善进气道的性能和稳定性。图4-42画出了矩形外压式进气道的某些典型附面层泄除系统的型式，计有分布孔和泄除槽两种型式。

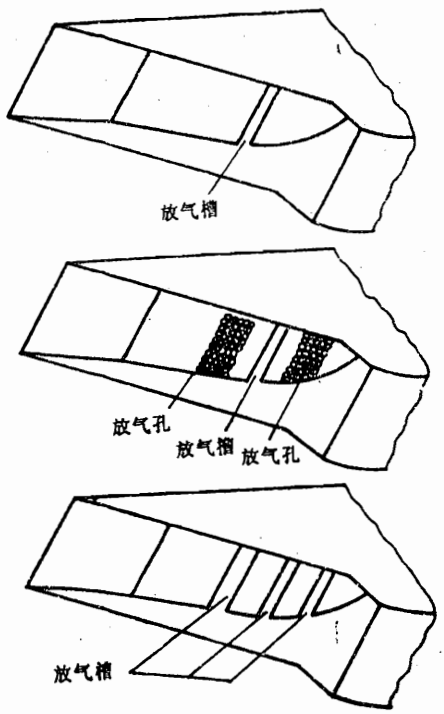


图4-42 压缩面上的附面层控制

对于外压式超音速进气道，压缩面上的附面层要经过几道斜激波的相互干扰，最后在进口附近与结尾正激波相互干扰。由于正激波前的马赫数约为1.3～1.4，一定程度上可能发生气流分离。这种分离是否会严重降低进气道总压恢复，决定于气动和几何因素的综合作用。在某些情况下，对管道进口部位作比较小的几何调整，可以不需要附面层泄除。但大多数情况下，需要采取附面层泄除措施。

压缩面附面层泄除系统的准确位置与泄除量的确定，通常依赖于实验。对外压式超音速进气道来说，在临界流量系数下，附面层泄除系统的最佳位置通常在压缩面拐肩部紧靠正激波根部的下游。如按此法排除了附面层，则进气道就如同一个简单的亚音速管道那样工作。

拐肩部的附面层泄除槽有风斗式和齐平式两种。风斗式泄除槽所捕获的附面层动压能够在风斗扩压器中恢复。然而风斗的出口面积必须这样来确定，使在整个飞行范围内所遇到的最坏局部条件下，风斗式泄除槽都能保持起动。如果风斗式泄除槽不起动，混压式进气道也往往不能起动。最坏条件指的是，当地马赫数最高、附面层最厚和附面层速度分布畸变最严重的情况，通常在极端大的偏航(侧滑)角下发生。风斗的出口面积大小如按此情况来确定，则在设计状态下，出口面积就太大了，风斗捕获的气流的总压恢复系数不能很高。为了在最坏条件下获得可接受的性能，风斗扩压器必须做得相当长，约为风斗高度的20～40倍。而且风斗唇部下游的转变也要小些，使之形成一个又长又薄的唇口。这样的唇口容易被碰坏。风斗的这些缺点，使它的应用，尤其在混压式进气道附面层控制中的应用，受到了限制[29]。文献[30]指出，风斗式泄除装置在最大总压恢复条件(流量系数在0.8～0.9间)下，可以显著地减少进气道损失。但在临界流量系数下，总压损失只在泄除流量比为0～3%之间是下降的，然后随泄除流量比的增大而总压损失增大(图4-43)。较窄的齐平式泄除槽也有类似的特点[31]。

"协和"号飞机的进气道附面层泄除装置是较宽的槽，效果良好。图4-44表示了该机在超临界、临界和亚临界状态下进气道的不同激波和流动情况，这种附面层排除装置除了可以泄除附面层，且在非设计状态下，还有利于进气道与发动机的流量匹配。

为了对所需泄除量有一个概念，图4-45给出了一些风洞实验数据[24]。按总压恢复系数-流量系数曲线上最靠近膝部那些点的数据，于图4-46上绘制成一张总结性的图线。图线

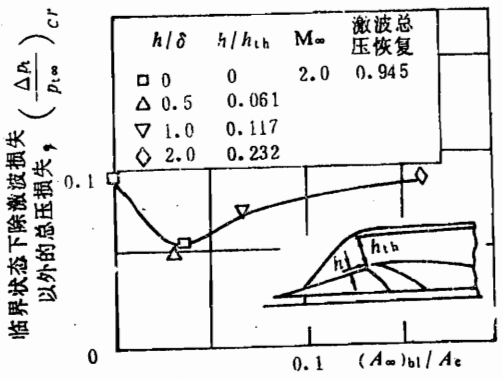


图4-43　喉道处风斗式泄除对矩形进气道损失的影响

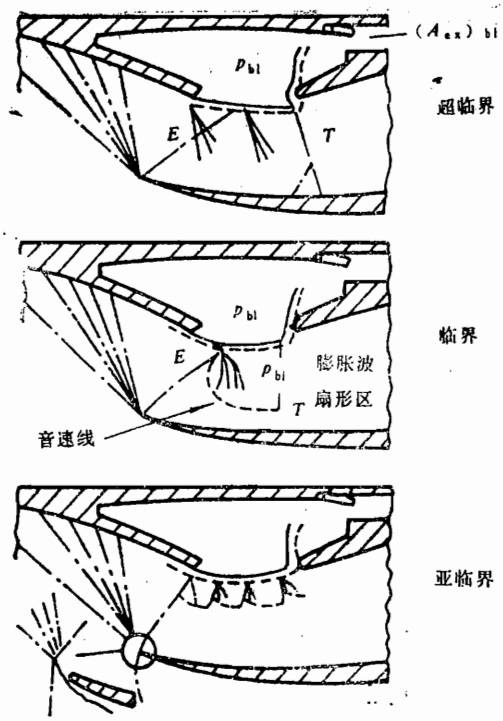


图4-44　喉道处宽的齐平式泄除槽对矩形进气道气流和激波式样的影响

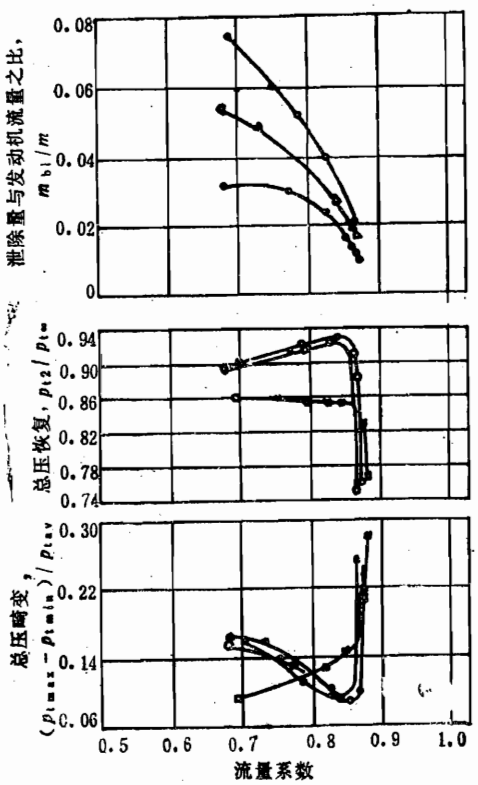


图4-45　压缩面泄除对进气道性能的影响

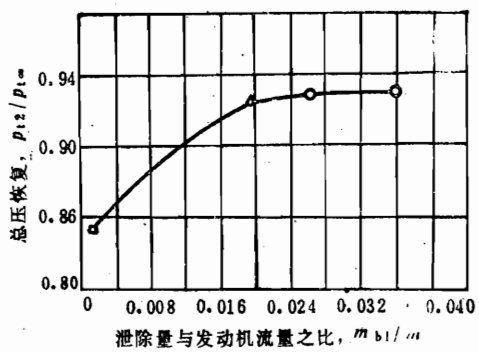


图4-46　泄除效率的综合曲线

明，泄除量大约为发动机流量的2%时，进气道总压恢复系数可以提高6%以上。

4.2.3.2 混压式进气道附面层泄除

对于混压式进气道来说，良好的附面层泄除系统尤其重要。

为了研制新的附面层泄除系统，以往主要依赖于实验，采用的是试探法。在第一个风洞实验模型上选择几种位置。在实验过程中通过某种可变的节流装置对这些试选位置加以控制，以确定泄除量对效率的影响。有时候要把某些位置的泄除孔堵死，以判定它们对进气道的性能或工作稳定性是否必不可少。在后来的大缩尺模型实验中，通常就用经小缩尺局部模型证明是最满意的泄除布局来作实验。不过，由于可能有尺度效应，故还要重新确定泄除量的影响。因为只有弄清在不同飞行马赫数、不同飞行姿态下附面层控制的效果，才能折衷确定附面层排除系统的主要参数。所以实验工作量很大，需要耗费大量的人力和物力。

为了减少研制新的附面层泄除系统的工作量，70年代初期，美国发展了一种根据流场计算和广泛实验数据的综合分析方法[32,33]。这种方法是以限定附面层速度型

$$\frac{u}{V_\infty}=\left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/N_i} \tag{4.12}$$

中的速度型指数 N_i 值为基础的。后来又提出限定不可压附面层形状因子 H_i 值作为设计基础。

下面以轴对称混合压缩式进气道为例，介绍这种方法的主要步骤。

(1) 随自由流马赫数的变化而纵向移动中心体，使喉道马赫数保持接近1.25。

(2) 在需要的马赫数范围(从起动马赫数到设计马赫数)内，以 $\Delta M=0.1$ 为步长，作无粘流场计算，算出中心锥表面与外罩内表面的静压与马赫数分布。

(3) 根据每一个马赫数下的无粘流场计算的结果，计算无附面层泄除条件下的外罩与中心体的附面层发展，可以获得进气道表面的附面层特性与自由流马赫数的关系和激波位置，并绘出附面层形状因子 H_i 的等值线分布图。

(4) 根据 H_i 的等值线分布图及进气道内部和喉道区允许的 H_i 值，确定附面层可能分离的区域，并选定附面层泄除区的位置。附面层形状因子 $H_i=1.8\sim2.0$ 是接近分离的严重畸变的速度分布型。$H_i=1.3$ 为丰满的速度分布型，喉道区应取 H_i 接近1.3。

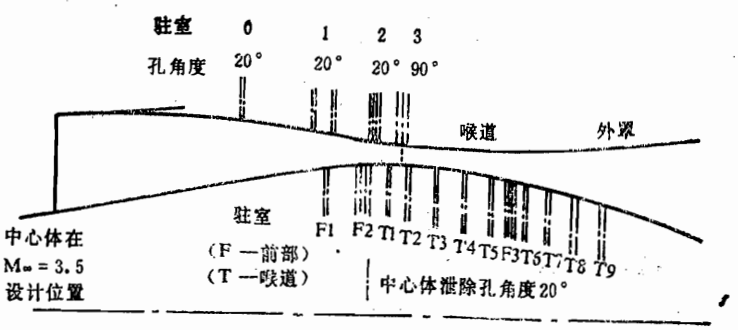
(5) 取不同的附面层泄除量，重新计算附面层发展。泄除量应调整到比较满意的低 H_i 值为止。对各个放气区都用这样的方法计算，直到最终找到消除中心锥及外罩内表面上各处分离所需的泄除量为止。

(6) 作出泄除槽或泄除孔的安排，以泄出所需的附面层泄除量。这需要泄除孔或泄除槽流动特性的实验数据。为了避免在同一个放气驻室内各泄除孔之间的回流，应该使各泄除孔在壅塞状态下工作。要使驻室压强尽可能高，以减少放气阻力。

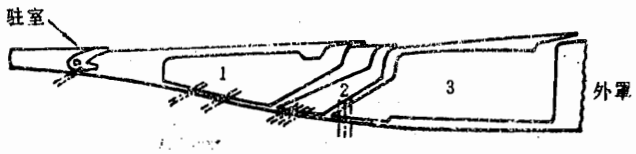
(7) 整个进气道附面层泄除系统主要是按设计马赫数得出的。还需要在非设计马赫数条件下进行验算以避免非设计条件下发生分离。

图4-47给出了 $M_\infty=3.5$ 轴对称超音速混压式进气道附面层泄除孔与泄除腔(驻室)安排的简图。

需要指出的是，进气道内的实际压强分布不同于附面层泄除系统设计中所用的压强分布。这是由于附面层位移厚度使管道的气动外形有所改变，再加上斜激波附面层干扰和附面层泄除的缘故。所以对马赫数较高的进气道，要对附面层泄除系统的设计计算进行迭代。



(a) 外罩，中心体泄除孔和驻室



(b) 外罩泄除孔，驻室和出口

图4-47 混压式进气道齐平式泄除系统

另外，理论计算时是按光滑的多孔壁放气模型进行计算的，未考虑附气层泄除区由于存在泄除孔或泄除槽，而使得表面粗糙度增加以及附面层内不同能量的气流发生混合，导致壁面层厚度增长加快等因素。所以按光滑多孔壁计算确定的泄除量是理论值，需要用经验加以修正，得出比理论泄除量高的实际泄除量。

按上述方法设计好的进气道附面层泄除系统，需要用实验进一步完善，使之在不太影响进气道总压恢复的情况下大大减少附面层泄除量。例如，一个 $M_\infty=2.5$、内压缩占60%的轴对称进气道，附面层泄除量为进气道进口流量的10%时，最初获得总压恢复系数为0.92，经过详细研究泄除孔的配置，特别是消除了泄除孔之间的干扰区以后，泄除量降到 3.1%，而总压恢复系数只略有下降，减为0.892[84]。显然，这种修正试验的工作量比单纯用试探去设计附面层泄除系统所需的试验工作量少得多。

如果按照附面层速度型指数 N_i 值进行设计，实验表明，为防止附面层分离，在超音速进气道内 N_i 值应接近3，如 N_i 小于 3，就要求采取附面层泄除措施。在喉道区，N_i 值应接近7[82]。

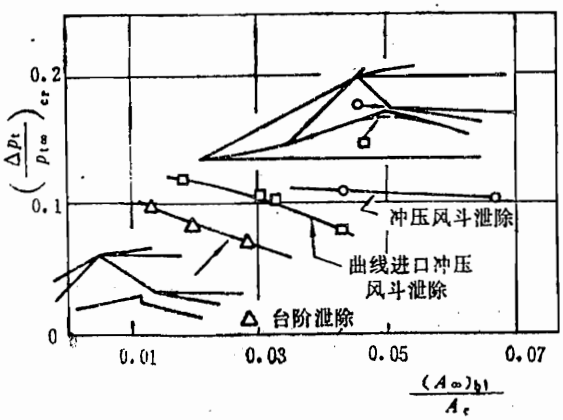


图4-48 泄除进口形状对混压式进气道损失的影响

图4-48给出了只有一道内压缩斜激波的比较简单的楔形进气道附面层泄除进口形状对总压损失影响的试验结果。试验模型的拐肩处安排泄除槽，$M_\infty=$ 4.2。试验表明，风斗式泄除槽效果不佳，而台阶式泄除槽性能较好。

具有内压缩的混压式进气道的附面层泄除主要采用泄除孔或泄除槽。与泄除槽相比，可以依靠打开或关闭泄除孔使泄除部位和

泄除量的变化具有较大的灵活性，使用范围比较广。

为了保证附面层排除系统性能良好，除了需要确定附面层泄除的部位和所需的泄除量，还需要了解附面层泄除孔或槽的气动特性，以确定其较佳的几何形状。另外附面层泄除系统及管道的设计还要考虑它的阻力，应该力求低阻。

4.2.3.3 附面层泄除阻力

泄除阻力是在低能量的附面层泄除气流从进气道排到机身外产生的。这个阻力包括不能恢复的排气流动量损失、附面层泄除出口处局部外罩表面压强增大、以及附面层泄除出口喷管右缘的底部阻力。在巡航马赫数下，附面层泄除阻力是进气道阻力的最重要的组成部分，因为通常在此条件下溢流阻力等已经消失。附面层泄除系统设计目标是，保持满足性能要求所必需的附面层控制，同时使泄除阻力最小。

泄除阻力可用动量方程进行计算。和确定发动机推力和飞机外阻的控制体相一致来选定计算截面，即取为无穷远来流截面和泄除系统出口截面。确定泄除阻力的动量方程可写为

$$X_{b1}=2q_{\infty}A_{\infty}-[(p_{ex}-p_{\infty})+2q_{ex}]A_{ex} \tag{4.13}$$

式中各项均和附面层泄除管道有关，下标 ex 表示出口处，A_{ex} 是泄除管道出口面积，A_{∞}为进入附面层泄除系统的无限远上游来流面积。这个阻力表达式不仅计及泄除管道内的压力损失，还包括泄除系统进口前捕获流管的动量变化。然而通常为了方便起见，常从泄除系统进口起计算放气阻力。这时，飞机阻力需要修正，以包含泄除系统进口前的全部附加阻力。泄除阻力现在可以写成

$$X_{b1}=\left[(p_1-p_{\infty})+2q_1\frac{\Phi}{\Phi_1}\right]A_{ex}-[(p_{ex}-p_{\infty})+2q_{ex}]A_{ex} \tag{4.14}$$

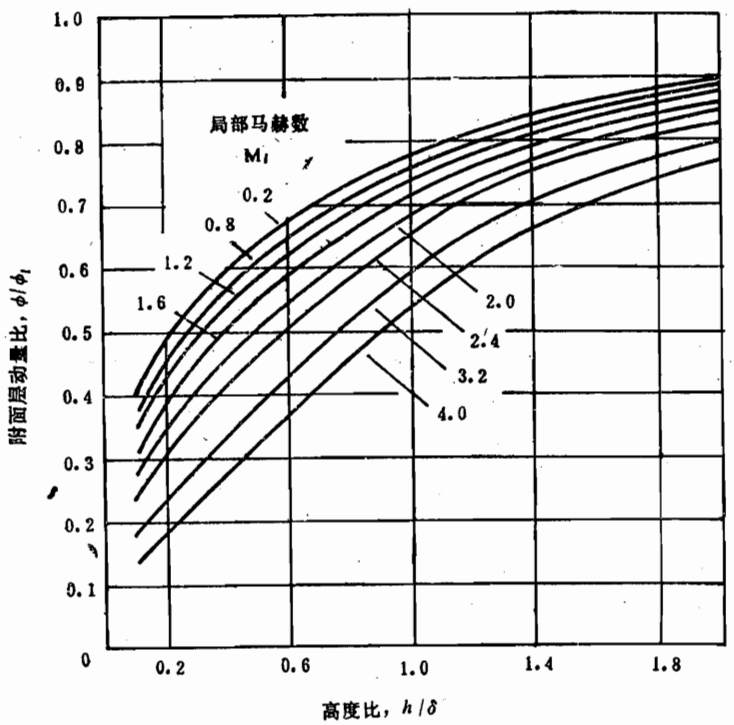


图4-49 附面层动量比随局部马赫数变化关系

（附面层速度型指数$N_1=7$）

式中下标1表示泄除系统进口处的当地条件，A_{ex} 为泄除系统进口处垂直于气流的面积，而

$$\Phi=\delta\int_0^{h/\delta}\rho V^2 d(y/\delta) \tag{4.15}$$

$$\Phi_1=h\rho_1 V_1^2 \tag{4.16}$$

对于指数 N_i 等于7的标准附面层速度分布，附面层动量比 Φ/Φ_1 的变化曲线见图4-49

(4.13)式可以写成阻力系数的形式：

$$C_{xb1}=\frac{X_{b1}}{q_\infty A_c}=\frac{2A_\infty}{A_c}-\left[\left(\frac{p_{ex}}{p_\infty}-1\right)\frac{p_\infty}{q_\infty}+\frac{2q_{ex}}{p_{tex}}\cdot\frac{p_{tex}}{p_{t_\infty}}\cdot\frac{p_{t_\infty}}{q_\infty}\right]\frac{A_{ex}}{A_c} \tag{4.17}$$

此处 A_c 为进气道的捕获面积。如果泄除管道出口为音速条件，(4.17)式可以改写为

$$C_{xb1}=\frac{2A_\infty}{A_c}-\left[\left(0.528\frac{p_{tex}}{p_{t_\infty}}\cdot\frac{p_{t_\infty}}{p_\infty}-1\right)\frac{p_\infty}{q_\infty}+0.74\frac{p_{tex}}{p_{t_\infty}}\cdot\frac{p_{t_\infty}}{q_\infty}\right]\frac{A^*_{ex}}{A_c} \tag{4.18}$$

这里 A^*_{ex} 为音速出口截面，故

$$\frac{A^*_{ex}}{A_c}=\frac{A_\infty}{A_c}\Big/\frac{p_{tex}}{p_{t_\infty}}\cdot\left(\frac{A}{A^*}\right)_\infty$$

对于亚音出口条件或超音速完全膨胀出口条件，泄除系统出口静压 p_{ex} 必与自由流静压 p_∞ 相同，(4.17)式变成

$$C_{xb1}=2\left[\frac{A_\infty}{A_c}-\frac{p_{ex}}{p_{tex}}\cdot\frac{p_{tex}}{p_{t_\infty}}\cdot\frac{p_{t_\infty}}{q_\infty}\cdot\frac{A_{ex}}{A_c}\right] \tag{4.19}$$

当泄除系统出口的总压确定以后，泄除出口马赫数 M_{ex} 以及相应的 $\left(\frac{A}{A^*}\right)_{ex}$，$\frac{q_{ex}}{p_{ex}}$ 可由

$$\frac{p_{ex}}{p_{tex}}=\frac{p_\infty}{p_{t_\infty}}\Big/\frac{p_{tex}}{p_{t_\infty}}, \tag{4.20}$$

$$\frac{A_{ex}}{A_c}=\left(\frac{A}{A^*}\right)_{ex}\cdot\frac{A^*_{ex}}{A_c} \tag{4.21}$$

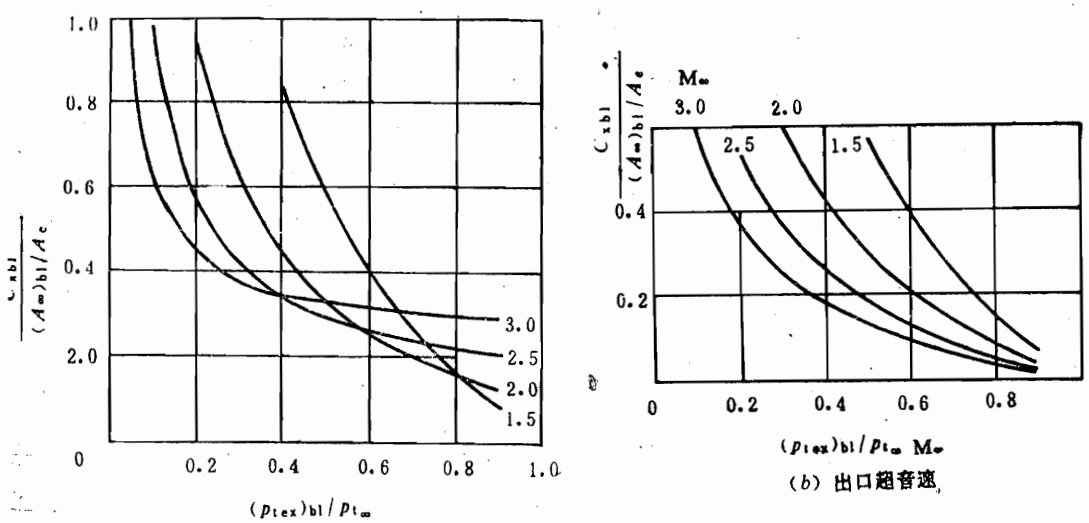


图4-50 泄除总压比泄除阻力的关系

来确定。按上面公式求得的附面层泄除阻力系数是自由流马赫数 M_∞、附面层泄除管道总压恢复 $p_{t_{ex}}$ 和附面层泄除气流面积 A_∞ 的函数(图4-50)。

如从泄除系统进口算起，在出口为音速条件下，参照式(4.14)，阻力系数可写成

$$C_{x_{b1}}=\left[\left(\frac{p_1}{p_\infty}-1\right)\frac{p_\infty}{q_\infty}+\frac{2\Phi}{\Phi_1}\cdot\frac{q_1}{q_\infty}\right]\cdot\frac{A_{en}}{A_c}$$

$$-\left[\left(0.528\frac{p_{t_{ex}}}{p_{t_\infty}}\cdot\frac{p_{t_\infty}}{p_\infty}-1\right)\frac{p_\infty}{q_\infty}+0.740\frac{p_{t_{ex}}}{p_{t_\infty}}\cdot\frac{p_{t_\infty}}{q_\infty}\right]\frac{A^*_{ex}}{A_c} \tag{4.22}$$

式中

$$\frac{A^*_{ex}}{A_c}=\frac{A^*_{ex}}{A_{en}}\cdot\frac{A_{en}}{A_c}=\frac{m}{m_1}\cdot\frac{A_{en}}{A_c}\Big/\frac{p_{t_{ex}}}{p_{t_1}}\cdot\left(\frac{A}{A^*}\right)_1 \tag{4.23}$$

其中附面层流量比 m/m_1 按下式计算

$$\frac{m}{m_1}=\delta\int^{h/\delta}\rho V d\left(\frac{y}{\delta}\right)/h\rho_1 V_1 \tag{4.24}$$

计算结果见图4-51。文献[35]给出了附面层速度型指数为5、7、9、11，局部马赫数 M_1 从0.2～5.0的详尽数据。

图4-52是不同泄除量和泄除驻室压力下泄除阻力系数的计算结果，图上 A_{se} 是泄除缝面积。由这些结果可以看出，泄除量增大时，泄除阻力增大；泄除驻室压强 $(p^t_{ex})_{b1}$ 增大时，泄除阻力系数减小。因而不仅需要尽量减小附面层泄除量，还要把附面层泄除系统设计成合适的几何形状，使泄除驻室压强尽可能的高，以保证附面层泄除系统的良好阻力特性。

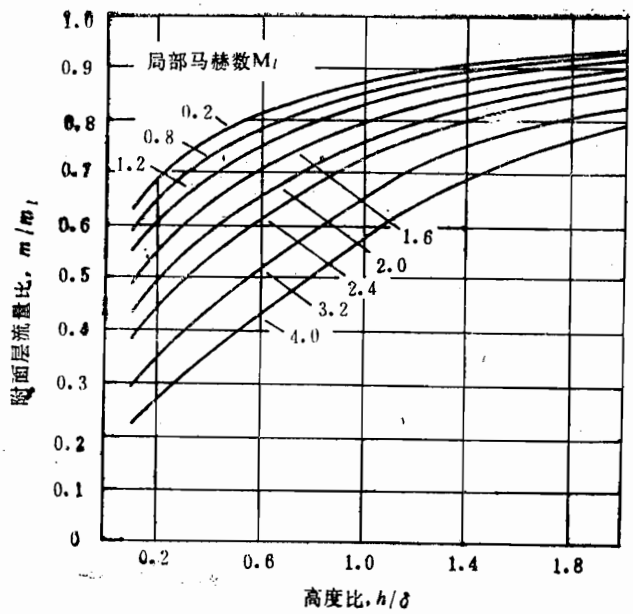


图4-51 附面层流量比随局部马赫数变化关系
(附面层速度型指数 $N_i=7$)

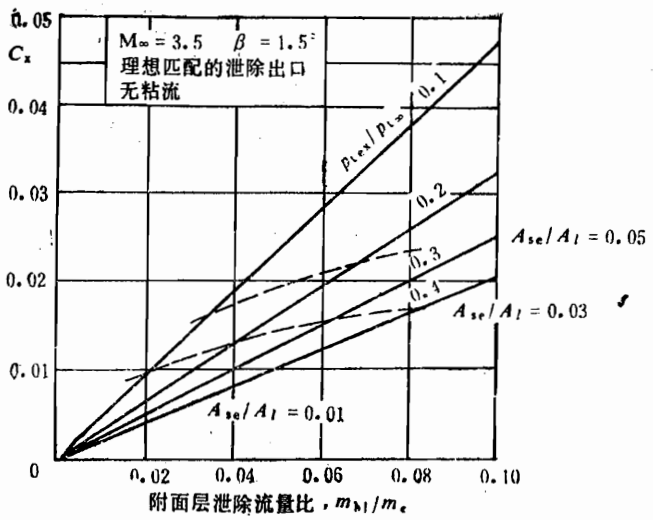


图4-52 进气道泄除阻力系数

至于分流器阻力，图4-53给出了超音速条件下$h/\delta=1.0$楔形分流器阻力系数特性。在亚音速条件下，$M_\infty \leqslant 0.8$时分流器阻力系数为0.25；而$M_\infty=0.95$时，阻力系数上升到0.28。

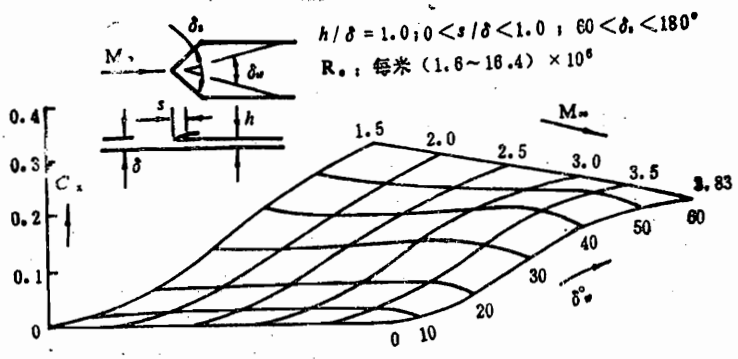


图4-53 楔形分流器波阻

4.2.3.4 泄除系统几何形状的选择

良好的附面层泄除孔(槽)的几何形状以及合适的泄除管路，能以最小的泄除阻力提供所需的附面层控制。泄除孔的几何参数有泄除孔与壁面所成的角度，泄除孔直径，泄除孔长度和孔的间距等。这些几何参数对泄除效率和阻力的影响要用试验来决定。文献[36]对此作了比较详细的研究。

泄除孔的几何参数示于图4-54。图4-55是泄除孔的流量特性。图中Q是音速流量系数，它等于当地流动条件下经过泄除孔的实际质量流量和理论最大质量流量之比。知道了音速流量系数Q之后，可以按下式确定泄除量

$$m_{b1}/m_i=(A_{b1}/A_i)\cdot(A/A^*)_\infty\cdot Q \qquad (4.25)$$

式中m_i是进气道流量。

为了减少泄除阻力，泄除驻室压强$(p_t)_{p1}$要尽可能高，因此希望在流量特性曲线的拐点

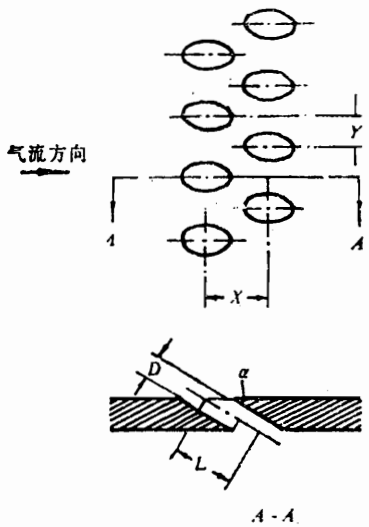


图4-54　泄除孔几何参数

D—泄除孔直径；L/D—泄除孔长径比；

y/D—泄除孔间距；x/D—泄除孔排距；

α—泄除孔角度。

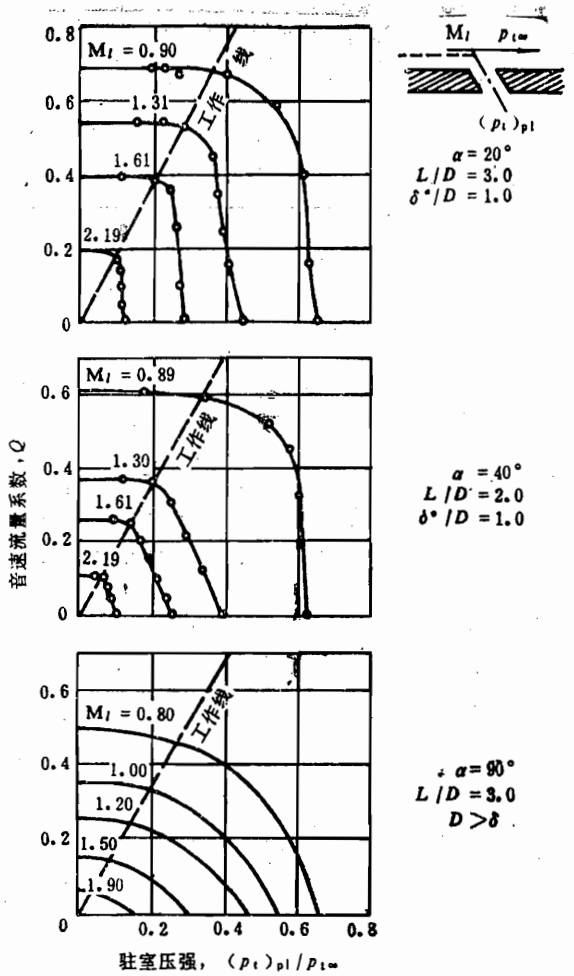


图4-55　泄除孔流量特性

附近工作。不同的当地马赫数M_l下的工作点，可用通过原点的直线连接起来。图4-55上的各工作点可以转绘成音速流量系数Q和泄除驻室压强随当地马赫数M_l而变化的曲线(图4-56)由图可见，泄除孔角度α小的孔，流量系数Q大，而且可以在较大的泄除驻室压强$(p_t)_{pl}$下工作，因而泄除阻力也比较小。从图4-57可以看出，在$M_l=1.8$时，$\alpha=90°$的泄除孔的阻力系数比$\alpha=20°$的泄除孔要高80%。由此可见，α小的孔具有明显的优点。

混压式进气道喉道区泄除孔角度α的选择，除了考虑附面层控制以外，还要求泄除孔提供最大的正激波稳定性，即要求这些泄除孔的泄除量当地马赫数M_l的变化率高。图4-58表明，$\alpha=90°$的孔随M_l变化时泄除量变化最快。当M_l从1.2降到0.8时，$\alpha=90°$的泄除孔的泄除量几乎增加一倍，而$\alpha=20°$的孔的泄除量只增加20%。

关于泄除孔之间的间距y/D，选用的原则是使每一个放气带整个圆周上都放气。如果孔间距太大，附面层泄除系统的效率就低。可采用y/D的值接近1.0。为了获得沿圆周完全放气，可以把放气带的孔错位安排。各个放气带之间的间距x/D的选择还没有成熟的准则，建

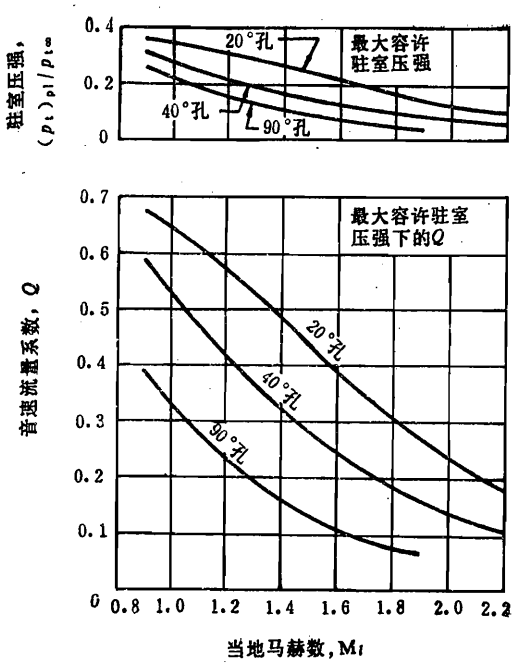


图4-56 音速流量系数Q和泄除驻室压强随当地马赫数的变化关系

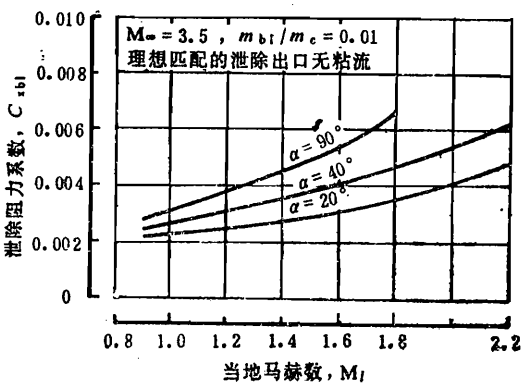


图4-57 泄除孔角度对泄除阻力的影响

议$\alpha=20°$的泄除孔取$x/D=3\sim5$；$\alpha=90°$的泄除孔取$x/D=2$。至于泄除孔直径D，研究表明，孔径小，泄除效率提高；但是孔径太小，对泄除孔的特性有严重影响。如$\delta^*/D\gg1.0$，则泄除驻室内压强低于理论允许值时仍不壅塞。对于小孔来说，孔的长度L对泄除孔的性能也有重要影响。这方面的实验数据还不多。根据现有的数据，建议选用$\delta^*/D=1.0$，$L/D\leqslant4$。由于不同部位的附面层厚度不同，因而孔径也要相应地变化，以满足$\delta^*/D=1.0$的要求。同时应保持y/D接近1.0。中心体上及外罩前部的泄除孔角度α可取20°、40°，而外罩喉道区泄除孔的角度α取90°[37,38]。

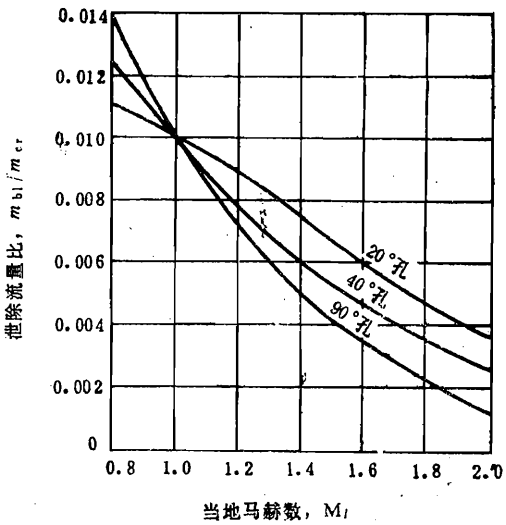


图4-58 当地马赫数和泄除孔角度对泄除量的影响

为了控制附面层发展，必须在多个部位上安排附面层泄除。不同部位处当地的流动条件不同，其最大允许泄除驻室压强也不相同。为了使放气阻力最小，需要时，可将来自不同泄除区的气流分开收集到各自驻室，通过管道引向单独确定大小的泄除出口。应使泄除管道内的流动损失小，以增大泄除装置出口的总压，从而使放气阻力减小。泄除管道的尺寸应该确定得使通道中(尤其在急转弯处)气流马赫数很低。

根据附面层泄除量、泄除驻室压强和管道损失可以确定附面层泄除系统的出口尺寸。假定出口气流壅塞，则音速出口面积可按下式计算

$$\frac{A_{ex}^*}{A_i}=\frac{m_{b1}/m_i}{(p_{tex_{pe}}/p_{t\infty})\cdot(A/A^*)_\infty} \tag{4.26}$$

利用前面的泄除流量比关系式，并略去泄除孔和泄除出口之间的损失，上式可写成

$$\frac{A_{ex}^*}{A_i}=\frac{Q}{(p_{tp1}/p_{t\infty})}\cdot\frac{A_{b1}}{A_i}=C_a\cdot\frac{A_{b1}}{A_i} \tag{4.27}$$

式中C_a为图4-55中通过原点的各工作点连线的斜率。不同泄除孔角度的C_a是不同的。$C_{20°}=1.90$，$C_{40°}=1.80$，$C_{90°}=1.70$。从(4.27)式可以方便地确定泄除系统出口面积。由图4-52可知，出口面积的变化会导致驻室压强的变化。如泄除量不变。出口面积的增大会造成泄除驻室压强下降而导致放气阻力增大。如果出口面积太小，则泄除驻室压强升高会使泄除孔不壅塞而导致附面层泄除效率降低。因此出口面积需要准确掌握。

除此之外，出口喷管的设计应使喷管的轴向推力最大、喷口出口斜板上的波阻和喷管尾缘的底阻最小。图4-59给出了泄除系统出口喷管的典型方案图。假定是尖尾缘，尾缘底阻等于零。波阻由排气角决定。出口喷管斜角增大，阻力迅速增大。出口斜角为10°的喷管总阻力系数约比斜角为2°喷管的约高75%(参阅图4-60)。因此，出口斜角β应选择结构设计允许的最小值。

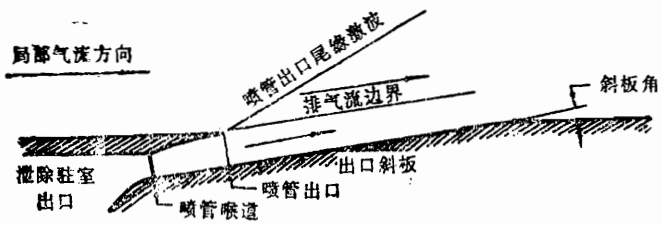


图4-59　泄除出口喷管方案图

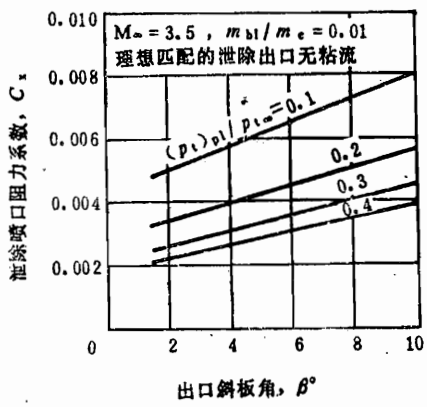
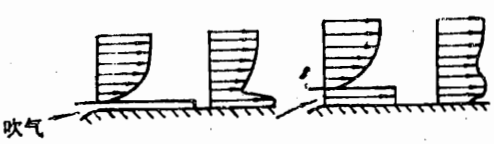


图4-60　泄除出口斜板角对喷管阻力系数的影响

4.2.3.5　附面层吹除

附面层吹除是一种可能扩大进气道稳定工作范围和改善进气道总压恢复的方法。它的基本原理是沿着表面按照气流流动方向注入一股高速射流，使靠近壁面的附面层低能流重新获得能量，有可能克服大的逆压梯度以避免分离，参阅图4-61。



(a) 窄的高速射流　　(b) 宽的低速射流

图4-61　向附面层吹气增能

据目前所知，附面层吹除在实际飞机的进气道上还未正式采用。可能是由于在进气道系统内的气流压强大多超过外界大气压力，因而附面层泄除自然成为控制附面层的常用方法。但是在实验研究中，附面层吹除显示出良好的效果，特别在压力较低的区域(例如唇口附近的部位)或某些出现严重分离的区域(例如强激波-附面层干扰区)，附面层吹除可以发挥特殊的作用。

说明附面层吹除性能的常用参数是吹气动量系数C_u，它的定义是

$$C_u=\frac{m_j(V_j-V_e)}{\rho_e V_e^2\theta S} \tag{4.28}$$

式中m_j为单位宽度的射流质量流量，V_j是射流速度，V_e为附面层外边界的气流速度，ρ_e为附面层外边界处的密度，θ为吹除截面处的附面层动量厚度。参阅图4-62。

吹出的射流在吹除槽下游与附面层气流逐渐混合，射流的动量补充附面层内的动量亏损，在前进过程中射流的最大速度逐步降低，并在射流底部形成新的附面层。显然，动量增量$m_j(V_j-V_e)$是个重要参数。但是需要指出的是，在动量增量相同的条件下，射流质量流量与速度差的不同组合（是窄的高速射流还是宽的低速射流）对下游附面层的速度分布的影响是不同的（参阅图4-61），因而对于进气道性能的影响也是不同的。

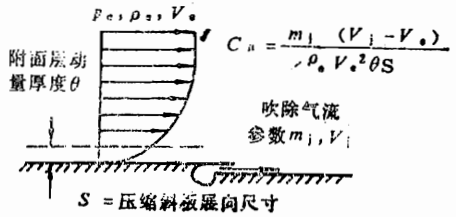


图4-62 附面层吹气动量系数

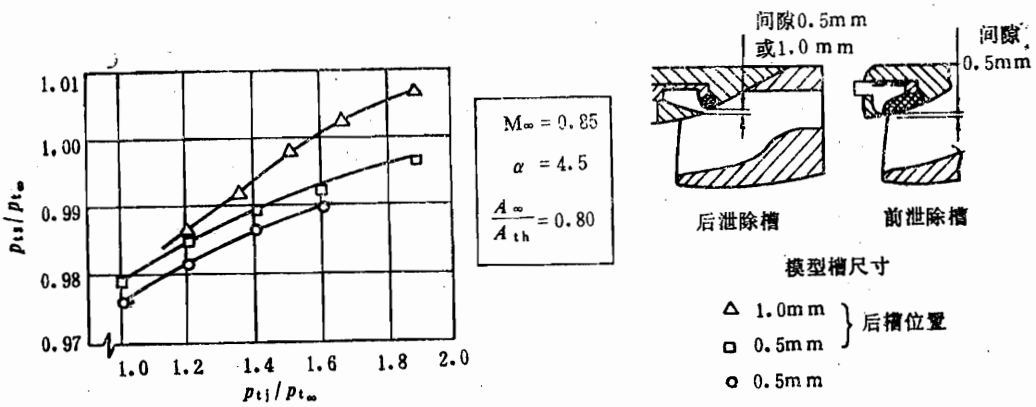


图4-63 吹除附面层对亚音进气道性能的影响

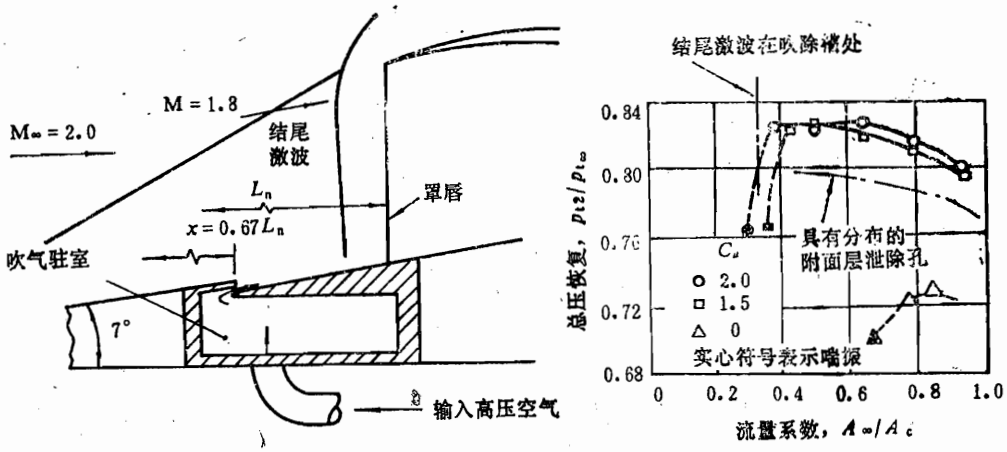


图4-64 吹除附面层对超音进气道性能的影响

格里高利(Gregory)对矩形进气道在唇口近下游处用沟槽吹气以防止气流分离作了静态试验，吹除量为2%，总压恢复提高了3%[39]。研究表明，在低速大迎角条件下，在进气道

迎风唇口内壁吹气可以有效地防止分离[40]。如果需要在迎角接近90°下工作(如垂直起落飞机的进气道)，附面层吹除提供了一种可能的附面层控制方法。

图4-63展示了在亚音速飞机机身侧面进气道中使用的附面层吹除一例[41]。这种进气道管道短且弯度大。试了两种不同的吹除位置。试验结果表明，吹除位置靠后的效果比较好。随着吹气压强比$p_{tj}/p_{t\infty}$增大，总压恢复也有所改善。由图4-63可见，吹气沟槽较宽而吹气速度较低的射流对于总压恢复的升高和降低进气道出口畸变是有利的。

在超音速飞机进气道上采用附面层吹除的例子见图4-64。这是一个用于轻型战斗机的几何不变的外压式进气道，飞行马赫数$M_\infty=2.0$。第一道斜激波较弱，而结尾正激波较强，正激波前的马赫数为1.8。这种进气道的外阻较低，但正激波附面层干扰很严重，使进气道性能恶化，进气道出口畸变严重。对于楔角仅为7°的压缩面，采用附面层泄除系统，安排分隔的泄除驻室和管道等比较困难。可在压缩面上采用附面层吹除以控制强激波附面层干扰。图4-64的试验结果表明，附面层吹除对于提高总压恢复系数有明显的效果，比用分布孔的附面层泄除效果要好一些。另外进气道出口畸变下降，而且当正激波被前推到接近吹除槽的位置时进气道仍能保持稳定工作。

施温德曼(Schwendemann)等对用附面层吹除法控制强激波附面层干扰进行了研究[42]试验表明，沿表面切向吹气可以有效地控制波前马赫数为2.0的强激波附面层干扰。随着结尾激波前的马赫数增大，激波压力升高量变大，吹气动量系数要相应地增大。但是应该采用射流孔直径较大而压强比较低的射流，以避免出口射流扩张而引起附面层吹除截面前的压缩面气流分离，并避免出现斜激波附面层干扰(参阅图4-65)。

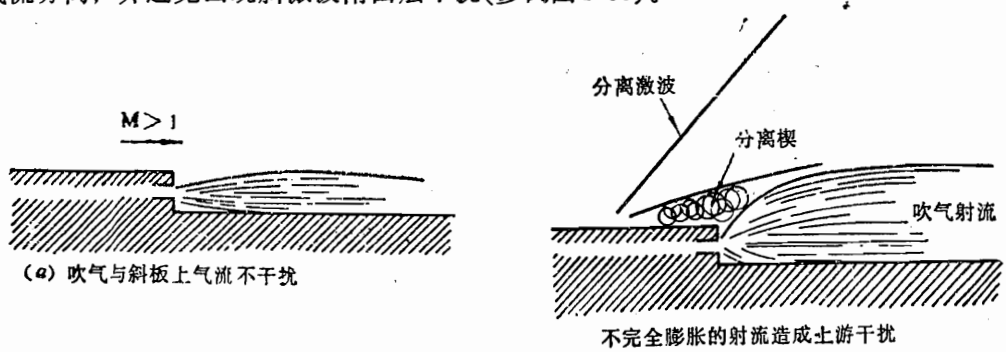


图4-65 吹气对主气流的干扰

4.2.4 旋涡发生器

进气道亚音扩压段的附面层泄除措施虽然可以提高进气道总压恢复，但所需的附面层泄除量高达5～10%进气道流量，将这些气体排放出去会引起较大的阻力增加，因而在应用上受到了限制[43]。通常用改进亚音扩压段气动设计来保证亚音扩压段的性能。对局部流动条件恶劣的部位(如拐弯、扩张度大等易于分离的部位)安排旋涡发生器以改善其流动情况，能获得良好的效果。

旋涡发生器是由安排在壁面上的一对对有限翼展的小叶片构成的，如图4-66所示。当气流流过这些叶片时，在靠近叶梢处，由于上下表面的压强差，气流由下表面绕过叶梢朝上表面流动而在叶梢处卷成旋涡。利用所产生的旋涡可将高能量的主流带入附面层内或带入分离

的区域，进行动量交换，改善附面层流动与抑制气流分离。这对降低进气道出口气流畸变、扩大稳定工作范围，是一种有效的技术，但在总压恢复方面会略有损失。

旋涡发生器通常在超音速进气道的亚音扩压段内使用。比较有代表性的是文献[44]的研究。这是一个皮托式进气道，试验马赫数$M_\infty=1.4$。进气道内有一个长度较短、扩张度很大且转弯很急的S形扩压器，所选用的旋涡发生器见图4-67。旋涡发生器安排在分离区的上游，以便给靠近壁面的低能流体增能。试验表明，使用旋涡发生器以后改善了附面层内的速度分布，消除了分离。总压恢复虽降低了1%，但出口截面的总压脉动均方根值$\Delta p_{t\,RMS}$除了在较低的自由流马赫数时以外，均明显地下降参阅图4-68、4-69。

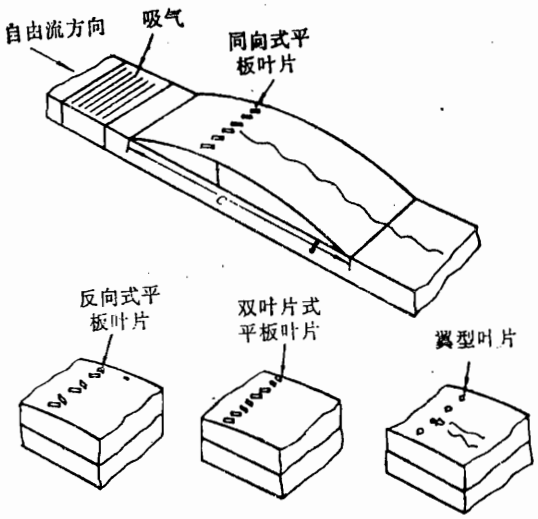
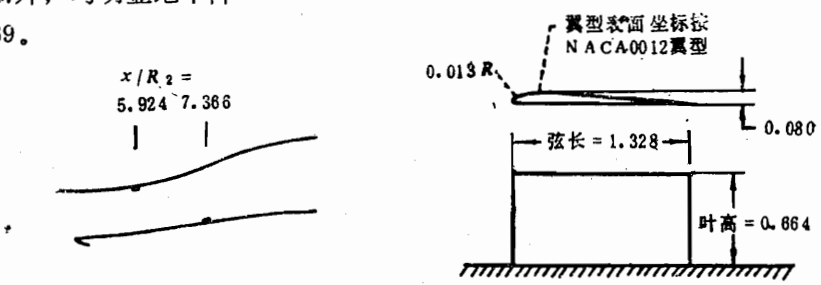


图4-66　旋涡发生器的各种方案



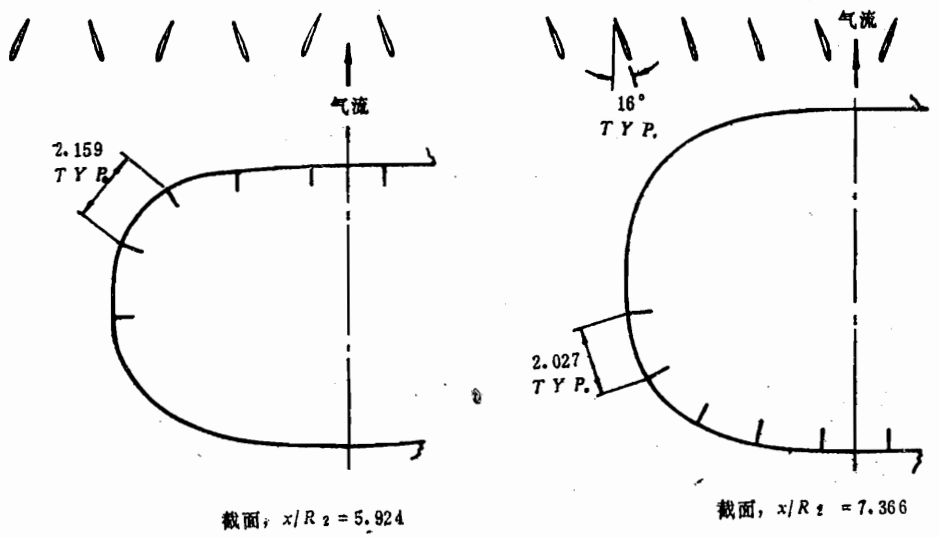


图4-67　旋涡发生器应用实例

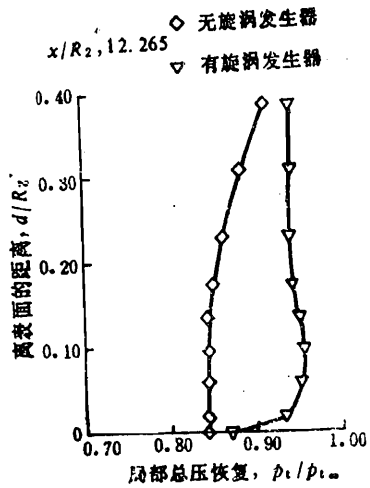


图4-68　旋涡发生器对附面层的改善

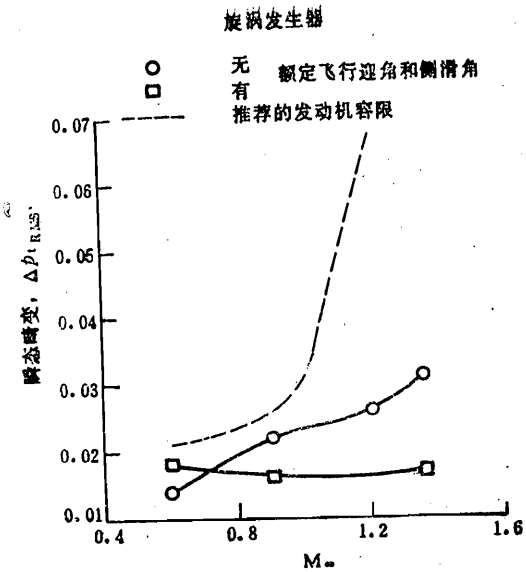


图4-69　旋涡发生器对进气道畸变的改善

旋涡发生器叶片产生的旋涡运动受到壁面的影响和邻近叶片所产生的旋涡的影响。根据旋涡运动的基本理论，可以分析这些影响并确定旋涡的运动规律，使得旋涡的运动轨迹适应控制附面层的需要。

目前，用于进气道内的旋涡发生器的主要参数(图4-70)是靠经验方法来确定的[45,46]。

(1) 叶片剖面形状　可以是平板。但使用较多的是NACA0012翼型的改型。翼型仅取一半，并将其前缘修改成如图4-71所示的形状。一般说，翼型的形状对旋涡发生器的性能影响并不显著。

(2) 叶片高度h　早期的实验结果表明，取$h/\delta\approx1.2$，效果比较好。有的人认为，选择叶片高度时主要考虑的是旋涡需要在多大范围内控制附面层，如当地附面层很薄，需要控制附面层的范围较宽，则叶片高度应大大高于附面层厚度δ。此外，由于附面层内的速度分布可能是多种多样的，有人建议用附面层位移厚度δ^*代替δ。实验结果表明，h/δ^*在4～12范围内变化，对性能的影响不大。

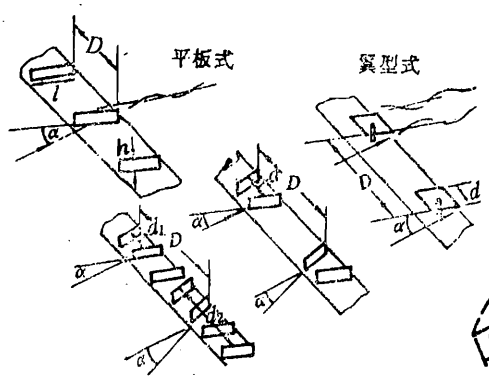


图4-70　旋涡发生器的几何参数

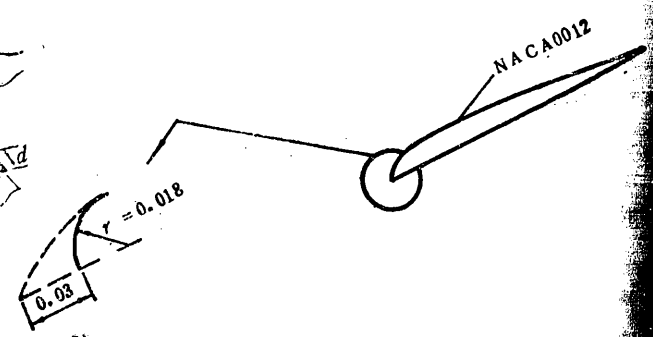


图4-71　旋涡发生器叶片剖面NACA0012翼型

(3) 展弦比h/c　此处c为叶片的弦长(宽度)。实验结果表明，h/c宜在1/2～1/4的范围内选取。

(4) d/D的大小．参看图4-70，d代表一对涡索之间的距离，D指的是一对涡索与另一对涡索之间的距离。如果d/D的比值太小，意味着叶片安排较稀，涡索对的数目较小，附面层内的气流得不到充足的增能，得不到应有的改善；反之，如d/D太大，叶片的对数太多，涡索持续的有效距离减小。另外D/h也要从旋涡持续有效距离考虑进行选择。文献[45]给出了这些参数的大致适用范围，可在初步设计时作为参考，但需通过实验加以修正。

(5) 迎角α　旋涡发生器的性能对叶片迎角α不太敏感。α在14°～20°之间性能较好且无多大差异。如果旋涡发生器所在截面流速较高，需要考虑防止因叶片迎角而引起气流壅塞。实验表明，当扣去旋涡发生器在垂直于气流的平面内的投影面积之后，当地的通道面积需比喉道面积大2%，以避免发生壅塞。

(6) 安放位置　旋涡发生器安放位置对附面层控制的效果影响较大。安排的原则是哪里流动有问题，就在其附近安放旋涡发生器。根据经验，一般在分离点上游10～30倍附面层厚度处安放旋涡发生器。

4.2.5 进气道的激波-附面层干扰

超音速进气道主要是通过激波使气流滞止扩压，因而进气道的激波与中心体、压缩面和外罩表面上的附面层相互干扰问题成为进气道设计中的一个基本问题。

激波-附面层干扰的物理本质是：激波给附面层施加了一个很大的逆压梯度，使附面层气流剧烈减速，严重时气流会倒流而形成分离区。反过来，分离区使激波形状发生改变，激波根部形成分叉激波。经过干扰区后气流的紊流混合会引起流动的附加损失和气流脉动，使进气道稳定工作范围减小。

有关激波-附面层干扰已经作过不少研究。塞邓对正激波-附面层干扰作了详细的观测，给出了激波-附面层干扰区的详细流动图画(图4-72)。

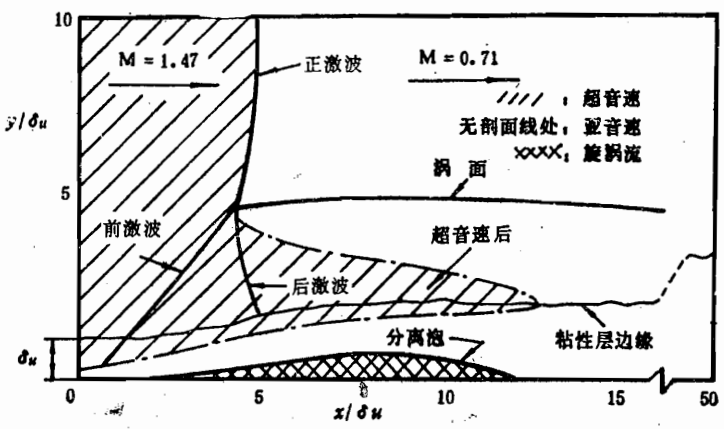


图4-72　正激波-紊流附面层相互干扰的气流情况

由图可见，激波-附面层干扰区的气流可分为三个区域：(1)外层主流区，气流通过的是正激波；(2)中间层，气流通过的是分叉形激波，因而该处的总压与外层不同；(3)包括分离区在

内的粘性层。叉形激波后中间层的气流速度比正激波后的外层气流流速高，因而在叉形激波交点处形成滑流层(涡面)，引起流动的附加损失并造成气流脉动。

我们关心的问题是在什么情况下，激波-附面层干扰会引起气流分离；经过干扰区后，附面层参数发生什么变化；气流经过干扰区的总压损失有多大。

一般说，在没有附面层控制的条件下，为了不引起附面层分离，正激波前的气流马赫数大致不应超过1.3。

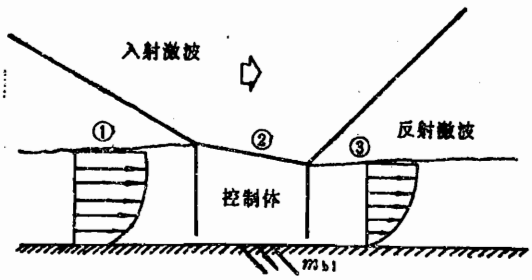


图4-73 激波-附面层干扰的简化计算模型

通过激波-附面层干扰区后附面层参数的变化情况，对于进气道内流场的计算以及设计附面层泄除系统具有重要意义。常见的计算方法有间断面分析法和控制体分析法。激波-附面层干扰比较强的地方，往往需要用附面层泄除的措施来改善附面层流动，并抑制和消除分离。计算有附面层泄除时的激波-附面层干扰，用控制体分析法比较方便。下面介绍这种方法的要点。

这种方法的简化计算模型见图4-73[47]。简化模型的基本假设是：

(1) 附面层外干扰区内的压强按斜激波理论确定；

(2) 经过干扰区时，忽略外流卷入附面层的质量。壁面摩擦略去不计；

(3) 干扰区内从入射波射进附面层的位置开始静压升高，到反射波离开附面层的位置静压升高结束；

(4) 附面层内的流动为绝能流；

(5) 附面层是紊流，速度分布用指数规律表示：

$$u^*=\frac{u}{V_e}=\left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/N_c} \tag{4.29}$$

以下讨论的是二维流情况。

对所取控制体写出连续方程和动量方程：

$$\left(1-\frac{m_{b1}}{m}\right)\rho_{e1}V_{e1}\int_0^{\delta_1}\rho^*u^*dy\Big|_1=\rho_{e3}V_{e3}\int_0^{\delta_3}\rho^*u^*dy\Big|_3 \tag{4.30}$$

式中m_{b1}为附面层泄除量，$\rho^*=\rho/\rho_e$，下标e表示附面层边界上的参数。

$$p_1\delta_1-p_3\delta_3-p_2(\delta_1-\delta_3)=\rho_{e3}V_{e3}^2\int_0^{\delta_3}\rho^*u^{*2}dy\Big|_3$$

$$-\rho_{e1}V_{e1}^2\int_0^{\delta_1}\rho^*u^*dy\Big|_1 \tag{4.31}$$

作一个变换，

$$X=x,\quad Y=\int_0^y\rho^*dy \tag{4.32}$$

在变换后的坐标系中，速度型表为：

$$u^*=\left(\frac{Y}{\triangle}\right)^{1/N_i}$$

式中△是变换后的附面层厚度，N_i为不可压流速度型指数。

经变换后，可得

$$\int_0^{\delta}\rho^* u^* dy=\frac{N_i}{N_i+1}\cdot\triangle$$

$$\int_0^{\delta}\rho^* u^{*2} dy=\frac{N_i}{N_i+2}\cdot\triangle$$

代入连续方程与动量方程(4.30)(4.31)可得

$$\frac{\triangle_1}{\triangle_3}=\frac{p_3 M_{e3}\left(\frac{T_{e1}}{T_0}\right)^{\frac{1}{2}}\cdot(N_{i1}+1)N_{i3}}{p_1 M_{e1}\left(\frac{T_{e3}}{T_0}\right)^{\frac{1}{2}}\cdot(N_{i3}+1)N_{i1}\left(1-\frac{m_{b1}}{m}\right)} \tag{4.33}$$

$$\frac{\triangle_1}{\triangle_3}=\frac{K_3(p_3/p_1-p_2/p_1)+(p_3/p_1)kM_{e3}^2\cdot N_{i3}/(N_{i3}+2)}{K_1(1-p_2/p_1)+kM_{e1}^2(M_{i1}/N_{i1}+2)} \tag{4.34}$$

式中

$$K=\frac{1}{1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_e^2}\left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_e^2\cdot\frac{N_i}{N_i+2}\right) \tag{4.35}$$

这个K值是附面层厚度δ同变换坐标系中附面层厚度△的比值：

$$\overset{*}{\delta}=\int_0^{\delta}dy=\int_0^{\triangle}\frac{1}{\rho^*}dY=\triangle\int_0^{\triangle}\frac{1}{\rho^*}d\frac{Y}{\triangle}=K\cdot\triangle$$

由于附面层中$dp/dy=0$，且是绝能流，故可以求得：

$$K=\int_0^{\triangle}\frac{1}{\rho^*}\cdot d\frac{Y}{\triangle}=\int_0^{\triangle}\frac{T}{T_e}d\frac{Y}{\triangle}$$

$$=\int_0^{\triangle}\left[1+\frac{k-1}{2}M_e^2\left(1-\frac{u^2}{V_e^2}\right)\right]d\frac{Y}{\triangle}$$

$$=\left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_e^2\frac{N_i}{N_i+2}\right)\Big/\left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_e^2\right)$$

令变换后的连续方程和动量方程的右边相等，在给定m_{b1}/m条件下，可以解出N_{i3}。代入$\triangle_1/\triangle_3$方程可求得$\triangle_1/\triangle_3$以及δ_1/δ_3。由δ_1/δ_3及N_{i1}/N_{i3}可以求得干扰区后的动量厚度θ_3及附面层形状因子H_3。

关于正激波与附面层干扰引起的总压损失，理论计算比较困难。这里介绍一种半经验的估算方法[48]。塞邓根据对侧面皮托式进气道试验结果的分析，提出影响正激波-附面层干扰损失$\Delta p_{t\,int}$的因素为：

(1) 来流马赫数M_∞。

(2) 流量比　它与A_∞/A_c成正比，反映了进气道前气流的扩压程度。考虑到整个损失和进气道内的扩压程度也有关系，取A_∞/A_2可能更好些。A_2是进气道出口面积。

(3) 附面层厚度　以A_θ/A_1来表示。$A_\theta=\theta\cdot w$其中θ为进气道进口截面处未扰动附面层的动量厚度，w为进口截面的宽度。

(4) 内通道形状　形状参数用A_h/A_1，A_h是内管道长度一半处的截面积。

干扰损失写成下列表达式

$$\frac{\Delta p_{t\,int}}{p_\infty}=Q[k\Phi(M)+\Psi(M)] \tag{4.36}$$

式中Q为流量函数，$Q=1-\left(\frac{A_\infty}{A_2}\right)^3$。$K$为反映附面层厚度和通道形状的参数，$k=\frac{A_\theta}{A_1}\cdot\frac{A_1}{A}\left[0.6+2.4\left(\frac{A_h}{A_1}-1\right)\right]$。而$\Phi$为附面层函数，与附面层情况有关，在超音速和亚音速时都存在。Ψ为激波函数，与激波有关，只在超音速时存在。图4-74给出Φ了和Ψ随M_∞的变化关系。图4-75示出不同k值时$\Delta p_{t\,int}/p_{t\infty}Q$随$M_\infty$变化的曲线。按此曲线可以快速地估算$\Delta p_{t\,int}$值。由此方法算得的结果与自由飞模型试验结果符合良好(图4-76)。

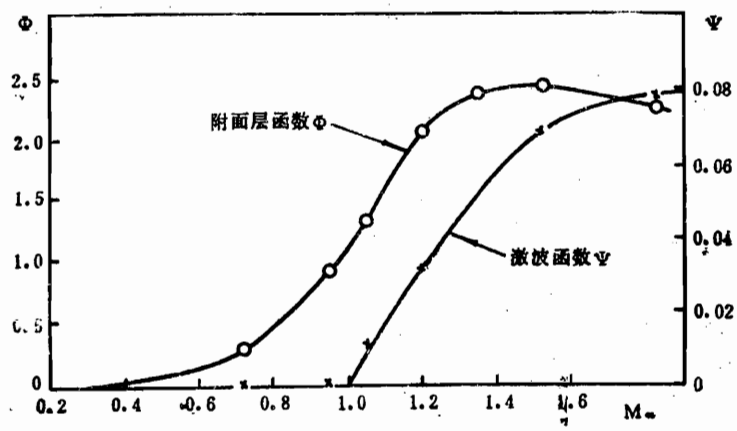


图4-74　确定粘性干扰损失的Ψ、Φ函数

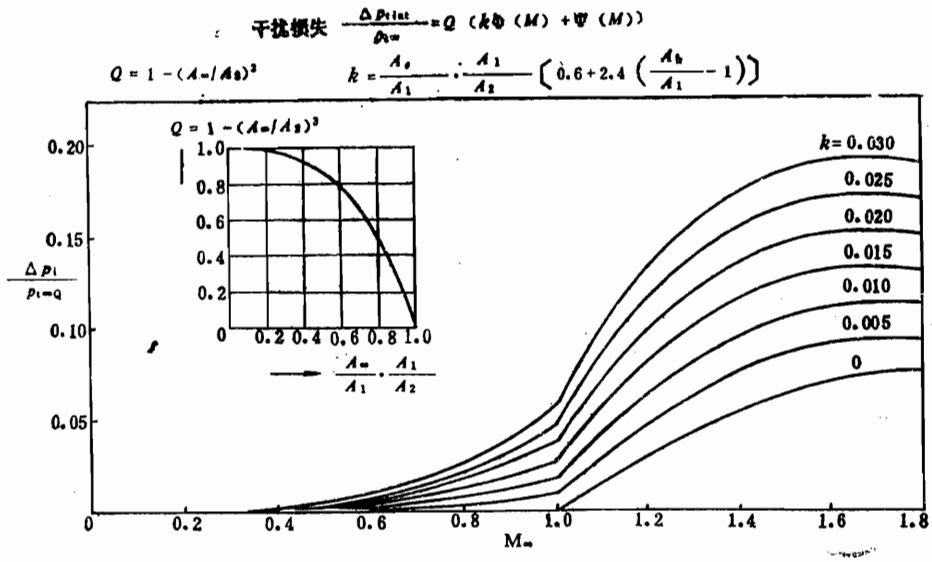


图4-75　激波-附面层干扰损失随M_∞的变化关系

注：用于外压式超音速进气道时，下标∞指的是紧靠正激波前的参数

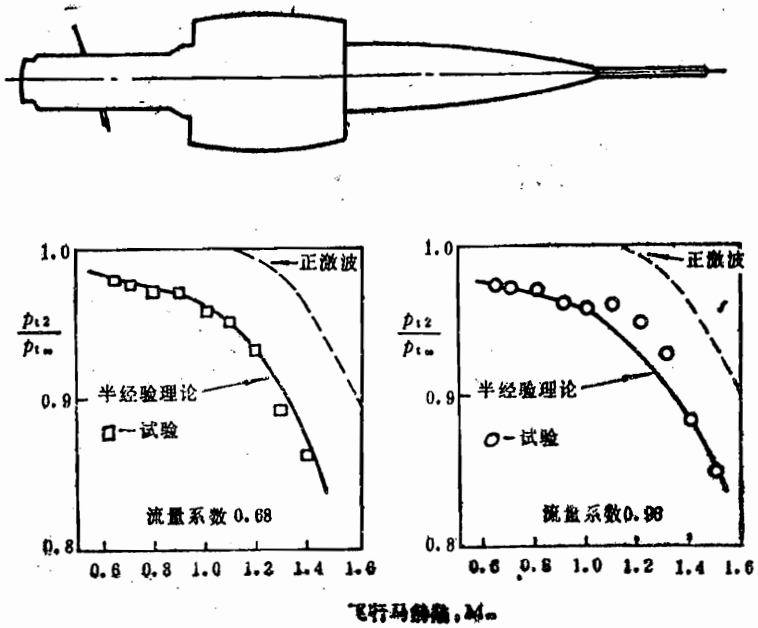


图4-76　干扰损失的半经验理论与自由飞模型试验的比较

这种估算方法适用于进口前有机身附面层的正激波进气道，也可用于超音速外压式进气道进口前正激波与附面层的干扰。参阅图4-77，此时，进口前机身附面层A_θ，用压缩面前部表面上充分发展的紊流附面层代替。自由流马赫数M_∞用斜激波系后的马赫数M_n代替，进口面积以A_i计，自由流管面积A_∞用A_n代替，内管道一半长度处的截面积取A_h。计算的精度可用于初步设计。这种估算方法的主要缺点是没有考虑超音速气流滞止后转成轴向流动所引起的损失。如果进行适当的处理与修正，这个方法也可以用于混压式进气道内喉道附近或超临界状况下结尾正激波与附面层干扰损失的估算。

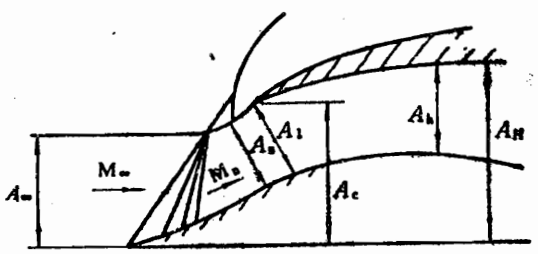


图4-77　干扰损失公式用于外压式进气道时的符号规定

4.3　进气道畸变

4.3.1　引言

现代飞机飞行马赫数越来越大，战斗机机动性要求更是不断提高。例如YF-16飞机要求亚音速和跨音速飞行时，迎角α为+30°～-10°，偏航角β达10°；超音速时，α为+20°～-5°，β达5°[49]。由此造成进气道出口气流参数的畸变增大，导致发动机稳定性裕度大大下降。这个问题在涡轮风扇发动机上尤为突出。例如装有J57发动机的F-100飞机大机动飞行，

以大迎角状态工作时，由于尖唇缘处有分离，导致发动机喘振；F-101飞机则由于附面层分流器的缺陷，使飞机在高空跨音速飞行时出现发动机喘振；60年代中期装有TF-30发动机的F-111战斗机，由于进气道安排于机身机翼结合处以及附面层泄除装置设计粗糙，在高亚音速机动条件及高空高速条件下进气道畸变增大，造成发动机喘振。进气道与发动机的匹配不仅要求流量匹配，而且对进气道与发动机界面上压强和温度的分布与脉动，即流场的品质也出了要求。从60年代后期以来，进气道畸变，尤其是动态畸变，成为发展新飞机及其推进系提统的一个突出问题。

图4-78给出几种进气道出口截面畸变图谱，可以看出畸变与进气道型式及其在飞机上的位置密切相关。进气道与发动机界面上不仅有稳态畸变，还存在动态畸变(图4-79)。

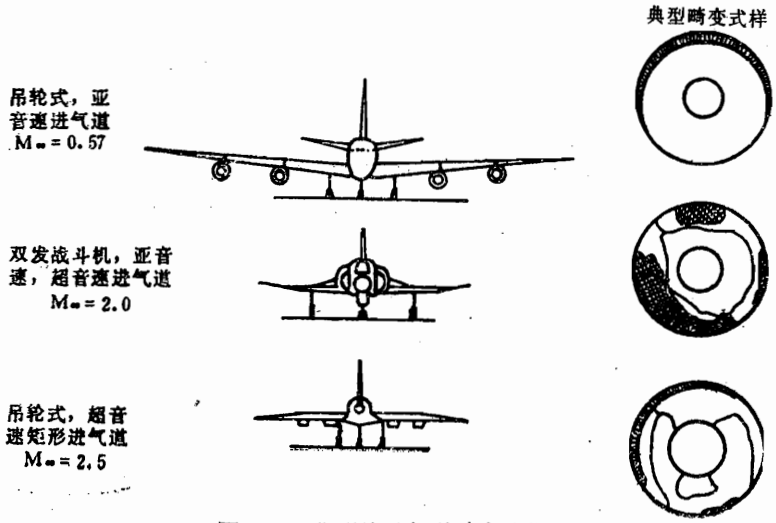


图4-78　典型的进气道畸变式样

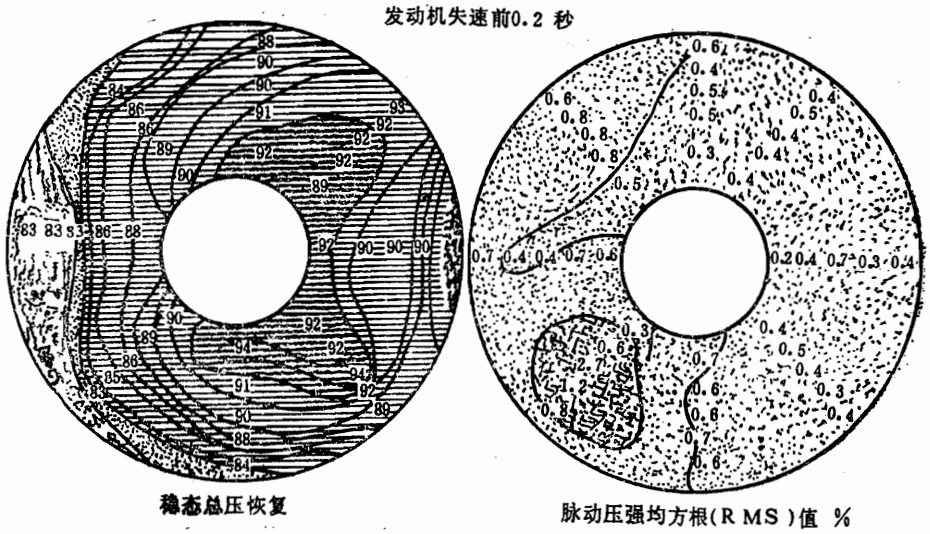


图4-79　F-111A飞机压气机平面稳态和脉动压强

进气道出口流场畸变一般包括总压、静压和气流角的不均匀分布，由于静压和气流角的不均匀度随流动衰减较快，因而研究进气道畸变主要是分析研究出口流场的总压分布畸变。

产生进气道畸变的原因是多种多样的，大体上可以从两方面去分析。一方面与进气道本身结构形状以及进气道的工作状态有关。例如在较大的迎角和偏航角下，进气道薄唇处的气流分离是造成进气道畸变的重要因素。进气道超临界程度加大使内通道中的结尾激波与附面层干扰增强，从而引起气流分离而导致出口畸变增大。超临界状态下的进气道痒振会造成进气道出口处有高频、小振幅的动态压强变化。亚临界状态下进气道前的滑流层进入进气道也会造成进气道出口气流脉动。进气道喘振和混压式进气道的不起动，都会使进气道出口出现强烈的压强脉动。由于飞机布局需要而形成的进气道的弯曲内通道也会造成进气道出口截面上气流参数分布不均匀，通道内的支板和其它突起物产生尾迹并形成局部低压区。单发动机两侧进气道气流的汇合也会导致进气道出口流场畸变等等。另一方面与外部条件有关，包括与飞机有关的因素和与环境有关的因素。例如，进气道安排在飞机的中部或后部时，进气道可能吞入机身附面层或机翼的尾迹。起飞时吸入地面旋涡。大气中的突然阵风或大气紊流。吸入武器发射的燃气、反推力装置的排气或是编队飞行时吸入邻机发动机的排气等，都会导致进气道出口截面上气流的压强畸变和温度畸变。A-7飞机曾由于吸入舰面起飞弹射器的蒸汽而造成压气机失速[50]。

由于产生进气道畸变的原因很多，实际的进气道出口流场畸变是很复杂的。从气流参数分布特征上看，不仅周向不均匀(称为周向畸变)，而且径向也不均匀(称为径向畸变)。从畸变的性质看，可分为稳态畸变和动态畸变。所谓稳态畸变是指气流参数在截面上分布不均匀但是分布不均匀的情况不随时间而变化。动态畸变的特征是气流参数随时间和空间而变化。这有两类情况：第一种是时变畸变，截面上各点的参数随时间而变化，但是气流参数在空间的分布没有变化。例如进气道喘振引起出口截面上压强周期变化，以及进气道不起动引起出口截面上的压降脉冲等就属于这一类。第二种是随机紊流，气流参数不仅在出口截面上分布不均匀，而且截面上的气流参数及其分布均随时间而随机变化，如激波-附面层干扰引起气流分离而造成的进气道畸变就属于这一类。大量研究表明，发动机的稳定性裕度不仅与进气道的稳态畸变有关，还与进气道出口的动态畸变密切相关。

4.3.2 畸变指标

为了衡量进气道出口流场的好坏以及定量地研究进气道畸变对发动机稳定性裕度的影响，需要规定流场畸变指标，来定量地描述进气道出口气流畸变程度的大小。畸变指标是分析问题和性能估算的重要参数。

4.3.2.1 稳态畸变指标

国外已验发展了一系列的稳态畸变指标，不同国家不同公司所采用的畸变指标并不相同下面介绍一些应用比较广泛的畸变指标：

(1) $\bar{D}$、D、D_1的定义如下：

$$\bar{D}=(p_{t\max}-p_{t\min})/p_{t\mathrm{av}} \tag{4.37}$$

$$D=(p_{t\mathrm{av}}-p_{t\min})/p_{t\mathrm{av}} \tag{4.38}$$

$$D_1=(p_{t\max}-p_{t\min})/p_{t\max} \tag{4.39}$$

式中 $p_{t\max}$、$p_{t\min}$、$p_{t\mathrm{av}}$分别是进气道出口截面上的最大总压、最小总压和平均总压。

(2) K_{D2}定义是

$$K_{D2}=\frac{\sum_{i=1}^{n}\left[\left(\frac{p_{tav}-p_{tmin}}{p_{tav}}\right)\cdot\theta^{-}\right]_i\cdot\frac{R_0}{R_i}}{\sum_{i=1}^{n}\frac{R_0}{R_i}}\times 100\% \tag{4.40}$$

式中R_0——叶尖半径，R_i——第i环半径，θ^{-}——总压低于环平均值或界面平均值的最大周向范围。K_{D2}考虑了畸变的周向范围，还考虑了径向加权因子R_0/R_i，越靠近叶根，影响越大。如果用$p_{tmax}-p_{tmin}$代替式中的$p_{tav}-p_{tmin}$，则K_{D2}变成K_{DM}。

(3) $DC\theta_{cr}$定义是

$$DC\theta_{cr}=\frac{p_{tav}-p_{tmin\theta cr}}{q_{av}} \tag{4.41}$$

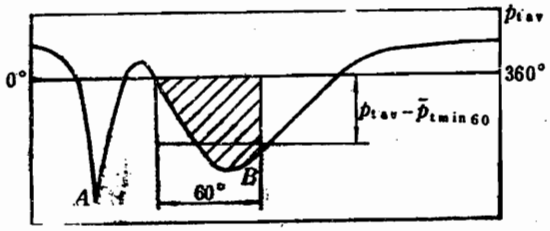


图4-80 确定$DC\theta_{cr}$的示意图

式中θ_{cr}为临界角，随不同的发动机而异，一般为60°～120°。q_{av}为进气道出口截面上气流的平均动压。$p_{tmin\theta cr}$是θ_{cr}范围内的最小平均总压，参阅图4-80，如$\theta_{cr}=60°$，用60°扇形区去套径向平均总压的周向分布曲线，所得最小的平均总压即为p_{tmin60}。图4-80中A点处的p_t虽然最低，但其左右的低压范围较小，所以p_{tmin60}不以A点附近而以B点附近60°扇形区内的平均压力来确定。畸变指标$DC\theta_{cr}$不仅考虑了压力畸变的幅度和范围，还考虑了进气道出口气流速度的大小。

(4) K_θ定义为

$$K_\theta=\frac{\sum_{i=1}^{n}\left[\left(\frac{A_n}{n^2}\right)_{max}\right]_i\frac{p_{tav}}{q_{av}}\cdot\frac{1}{D_i}}{\sum_{i=1}^{n}\frac{1}{D_i}} \tag{4.42}$$

式中i——测量环数；D_i——测量环直径。而$\left[\left(\frac{A_n}{n^2}\right)_{max}\right]_i$是某环中$A_n/n^2$的最大值。$A_n=\sqrt{a_n^2+b_n^2}$，$a_n$、$b_n$为傅里叶级数的系数。通常$n=1$时，$\frac{A_n}{n^2}$最大，则(4.42)式可以写成

$$K_\theta=\frac{\sum_{i=1}^{n}[A_1]_i\frac{p_{tav}}{q_{av}}\cdot\frac{1}{D_i}}{\sum_{i=1}^{n}\frac{1}{D_i}} \tag{4.43}$$

式中$1/D_i$也是径向加权因子。

(5) K_{A2}是综合考虑周向畸变和径向畸变的指标，它的定义为

$$K_{A2}=K_{\theta}+bK_{rad}$$

式中 b 为叠加系数，随发动机而异。而

$$K_{rad}=\frac{\sum_{i=1}^{j}\left[\frac{p_{tav}-(p_{tav})_i}{p_{tav}}\right]\cdot\frac{p_{tav}}{q_{av}}\cdot\frac{1}{D_i^2}}{\sum_{i=1}^{j}\frac{1}{D_i^2}} \tag{4.44}$$

其中$(p_{tav})_i$是第 i 环内的平均总压。

除了上述几种稳态畸变指标以外，还有 K_{D1} K_{C2}、ID 及 Q_{TPC}等，它们的定义可参阅文献[51]。分析一下不同的稳态畸变指标可知，不同的畸变指标所反映的流场畸变要素并不相同。例如 $\bar{D}$只反映了畸变强度，而 K_{D2}反映了畸变强度和低压区的范围，K_{θ}、$DC\theta_{cr}$则既反映了畸变强度和低压区范围，又考虑到流场平均M数的影响。进一步分析发现，一些不同形式的畸变指标间存在一定的关系。图 4-81、4-82、4-83 是 K_{D2}和$(p_{tav}-p_{tmin120})/p_{tav}$、$K_{\theta}$和$DC$ (120)及K_{A2}和DC(120)的相互关系。

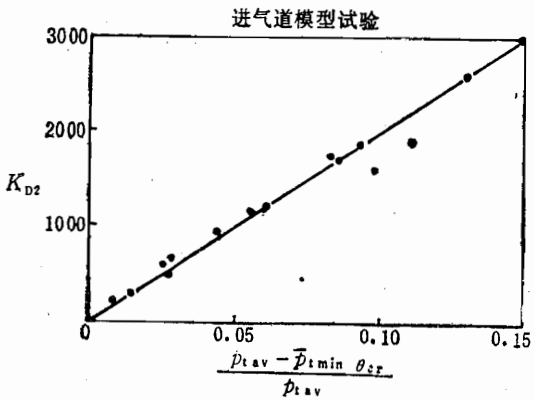


图4-81 K_{D2}和$(p_{tav}-p_{tmin120})/p_{tav}$的比较

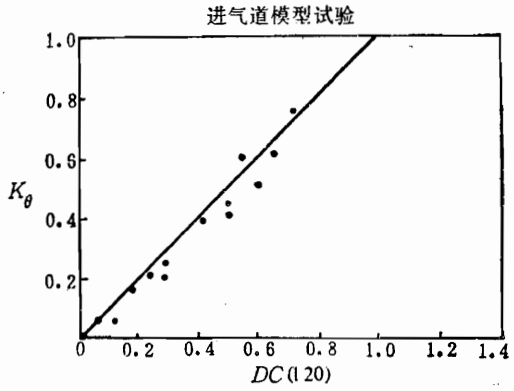


图4-82 K_{θ}和DC (120) 的比较

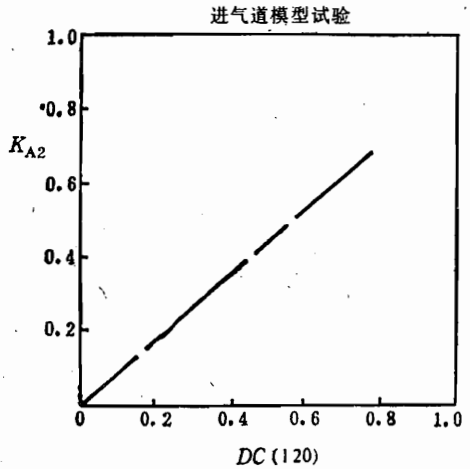


图4-83 K_{A2} 和DC (120) 的比较

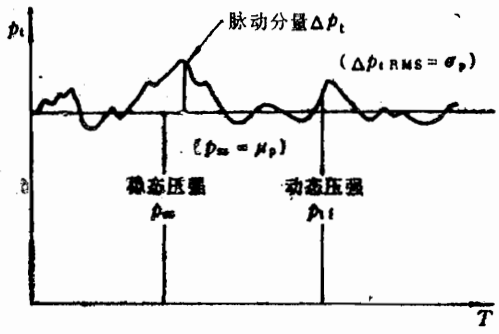


图4-84 动态压强组成

4.3.2.2 动态畸变指标

动态畸变数据是随机的，需要用统计函数来描述其基本特性。通常将动态压强看成是稳态分量和动态分量(脉动分量)之和。如图4-84所示，

$$p_{tf}=p_{ss}+\Delta p_t$$

稳态分量 p_{ss} 用均值 μ_p 表示，即

$$\mu_p=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_0^T p(t)dt \tag{4.45}$$

而动态(脉动)分量用方差 σ_p^2 来描述，其公式为

$$\sigma_p^2=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_0^T[p_{tf}(t)-\mu_p]^2dt \tag{4.46}$$

方差的正平方根为标准差，即 RMS 值(均方根值)，可写为

$$\Delta p_{tRMS}=\sqrt{\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_0^T[p_{tf}(t)-\mu_p]^2dt} \tag{4.47}$$

Δp_{tRMS} 值用来描述动态压强的脉动程度。另外，还常用相对总压脉动均方根值 e_p 来表征压强的脉动程度，它定义为：

$$e_p=\Delta p_{tRMS}/p_{t2av}\times 100\% \tag{4.48}$$

式中 p_{t2av} 是进气道出口截面上的总压平均值。而

$$\overline{\Delta p}_{tRMS}=\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(\Delta p_{tRMS})_i$$

式中 i 为指定截面上传感器探头的序号，N 为传感器探头的总数。在确定进气道动态畸变和作畸变分析时，e_p 是个很有用的参数。

除了 RMS 值与 e_p 以外，还有几种统计函数可用来进行动态压强分析。例如功率谱密度函数(PSD)可用来描述动态压强的频率特征，其定义为

$$\begin{aligned}G_p(f)&=\lim_{\Delta f\to 0}\frac{[\overline{\Delta p_t^2}](f,\ \Delta f)}{\Delta f}\\&=\lim_{\Delta f\to 0}\frac{1}{\Delta f}\left[\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_0^T\Delta p_t^2(t,\ f,\ \Delta f)dt\right]\end{aligned} \tag{4.49}$$

PSD 在寻找动态压强数据的主要频率时，是很有用的参数。可用快速傅里叶变换技术算得，只要得到 PSD 函数，就可以方便地得出从 f_1 到 f_2 的任意频带的脉动压力均方根值，

$$\Delta p_{tRMS}(f_1,\ f_2)=\sqrt{\int_{f_1}^{f_2}G_p(f)df} \tag{4.50}$$

概率密度函数(APD)表示动态压强数据落在某指定幅值范围内的概率，主要用来描述动态压强数据瞬时值的概率。自相关函数可用来检测混淆在随机数据中的确定性数据。而互相关函数可用来测量时间延迟、确定传递途径和测针布置间隔等。有关动态数据分析的详细情况可参阅[52，53]。

4.3.3 稳态畸变对发动机稳定性的影响

为了保证发动机正常稳定工作，发动机应保持一定的喘振裕度。喘振裕度是无畸变时喘振线与稳定工作线之间的压强比差值，(图4-85)。它考虑了发动机过渡工作过程中会偏离正常工作线、发动机制造和控制的容差等因素，也考虑了进气道畸变与紊流度使压气机喘振边界下移等因素，喘振裕度是根据经验得出来的。

进气道畸变引起的喘振裕度的损失用喘振压比损失系数 ΔPRS 来评价。参阅图 4-86，有两种ΔPRS，一种是等换算流量下的喘振压比损失系数$(\Delta PRS)_w$，

$$(\Delta PRS)_w=\frac{\pi_{KB}-\pi_{KA}}{\pi_{KB}}\times 100\% \tag{4.51}$$

而另一种是等换算转速下的喘振压比损失系数$(\Delta PRS)_N$，

$$(\Delta PRS)_N=\frac{\pi_{KC}-\pi_{KA}}{\pi_{KC}}\times 100\% \tag{4.52}$$

研究进气道畸变与喘振压比损失系数之间的关系，对于解决进气道-发动机匹配问题具有重要意义。经过多年研究，已经得到了一些基本规律。

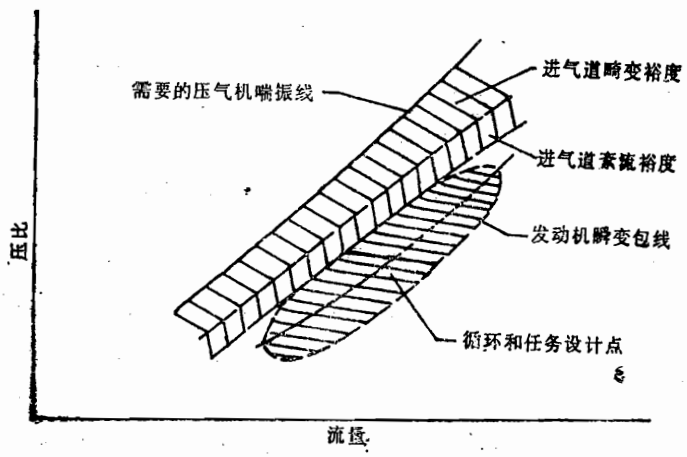


图4-85 压气机特性和喘振裕度

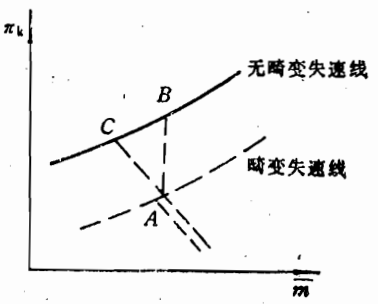


图4-86 喘振压比损失系数

4.3.3.1 稳态畸变对发动机稳定性影响的实验结果

实验表明，畸变范围一定时，喘振压比损失系数几乎直接正比于畸变幅度 $p_{t\min}/p_{t\max}$[54]。关于周向畸变范围(以畸变区扇形角θ表示)对压气机稳定性的影响，研究发现，存在着一个临界畸变角θ_{cr}。当周向畸变角小于θ_{cr}而畸变幅度一定时，随着周向畸变角θ的增大，失速边界向下移动，喘振压比减小，ΔPRS增大，喘振裕度变小。而当周向畸变角大于θ_{cr}后，喘振压比对周向畸变角的变化是不敏感的，如图4-87所示。图中的临界畸变角θ_{cr}为60°。一般θ_{cr}在60°～90°之间，也有高达120°的。通常换算转速愈低，θ_{cr}越小。

进一步的试验研究发现，当沿周向有多块畸变低压区时，喘振压比损失系数只与单块的畸变范围(扇形角)有关，与多块畸变低压区的分布情况或各畸变低压区累计范围大小关系不大。如果进气道出口的畸变低压区分散而不集中，则有利于压气机稳定工作。

试验表明，径向畸变对发动机稳定性的影响比周向畸变的影响小。里德(Reid)给出的数据表明，在畸变程度和畸变范围相同的条件下，径向畸变引起的喘振裕度损失只有周向畸变的1/5[55]。

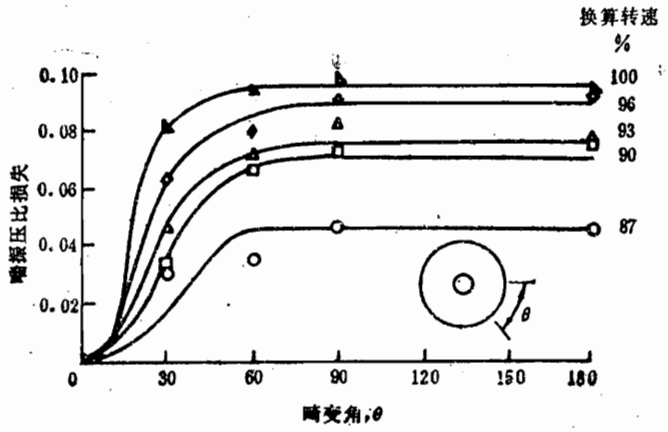


图4-87　周向畸变范围对喘振压比损失的影响

实际的进气道出口畸变往往是包含周向和径向畸变的复合畸变，需要综合考虑这两者的影响。通常的做法是分别计算周向畸变量和径向畸变量，并分别考虑其对喘振压比损失系数的影响，然后将两者叠加起来。考虑到叠加后的相互影响，引入叠加系数b，则

$$(\Delta PRS)_t = b \cdot (\Delta PRS)_c + (\Delta PRS)_r \tag{4.53}$$

式中$(\Delta PRS)_c$及$(\Delta PRS)_r$分别为周向畸变、径向畸变引起的喘振压比损失系数。$(\Delta PRS)^t$为总的喘振压比损失系数。

4.3.3.2　平行压气机理论

在开展实验研究的同时，对于进气道畸变影响发动机稳定性问题进行了不少理论研究。如平行压气机理论、激盘理论、激盘-集总容积理论和压缩系统理论等。这里主要介绍工程中常用的平行压气机理论及其动态修正。

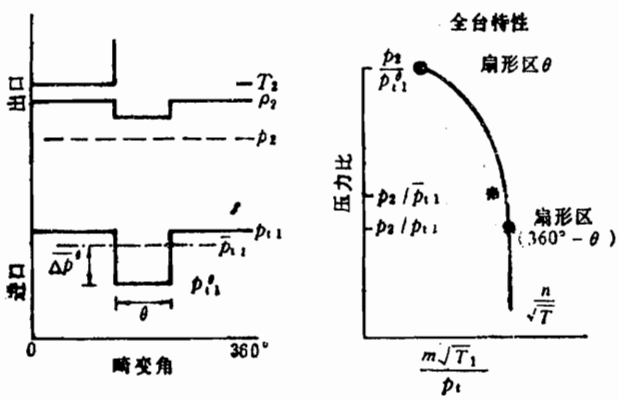


图4-88　平行压气机理论分析模型

这个简化的物理模型用了下列假定：

平行压气机理论是分析稳态周向畸变对发动机稳定性影响的理论。它提出了一种简化模型，把压气机进口的周向总压畸变分成总压无畸变和有畸变的几个扇形区(扇形子压气机)，认为有几个扇形子压气机在平行地工作，有的在进口无畸变总压p_{t1}下工作，有的在进口畸变低压区p_{t1}^{θ}下工作。

为了讨论方便，以两个子压气机为例。如图4-88，θ^-子压气机在进口总压p_{t1}^{θ}下工作，而$(360^\circ-\theta^-)$子压气机在进口总压p_{t1}下工作，并设$\theta^- > \theta_{cr}$，

(1) 所有子压气机出口静压沿周向均匀分布；

(2) 各平行子压气机之间没有周向横流，互不混流；

(3) 各平行子压气机都按同一的、进气无畸变的压气机特性工作；

(4) 只要某一个子压气机达到喘振压力比，则全台压气机被认为进入喘振状态。

参阅图4-88，如$(360°-\theta^-)$子压气机在p_2/p_1下工作，而θ^-子压气机已达到喘振压比$\pi_{KS}=p_2/p_{t1}^{\theta}$，按照假定(4)，此时全台压气机已进入喘振。此时，全台压气机的平均压比为$p_2/\bar{p}_{t1}$，显然，$\frac{p_2}{p_{t1}^{\theta}}>\frac{p_2}{\bar{p}_{t1}}$，故

$$(\Delta PRS)_N=\frac{p_2/p_{t1}^{\theta}-p_2/\bar{p}_{t1}}{p_2/p_{t1}^{\theta}}\times 100\% \tag{4.54}$$

由于

$$\bar{p}_{t1}=\frac{1}{2\pi}[(2\pi-\theta^-)p_{t1}+\theta^- p_{t1}^{\theta}] \tag{4.55}$$

可得

$$(\Delta PRS)_N=1-\frac{p_{t1}^{\theta}/p_{t1}}{1-\frac{\theta^-}{2\pi}(1-p_{t1}^{\theta}/p_{t1})} \tag{4.56}$$

上式适用于矩形压力分布的周向畸变情况，并且$\theta^->\theta_{cr}$。由公式可知，从θ_{cr}开始，θ^-增大，ΔPRS将减小。

如果$\theta^-<\theta_{cr}$，则应该对(4.56)加以修正。可以定义一个有效进口畸变压力$(p_{t1})_e$，其畸变范围为θ_{cr}，则

$$\theta^-[p_{t1}-p_{t1}^{\theta}]=\theta_{cr}[p_{t1}-(p_{t1})_e]$$

$$\frac{(p_{t1})_e}{p_{t1}}=1-\frac{\theta^-}{\theta_{cr}}\left(1-\frac{p_{t1}^{\theta}}{p_{t1}}\right)$$

将$\frac{(p_t)_e}{p_{t1}}$代替式(4.56)中的$\frac{p_{t1}^{\theta}}{p_{t1}}$，可得

$$(\Delta PRS)_N=1-\frac{1-\frac{\theta^-}{\theta_{cr}}\left(1-\frac{p_{t1}^{\theta}}{p_{t1}}\right)}{1-\frac{(\theta^-)^2}{2\pi\theta_{cr}}\left(1-\frac{p_{t1}^{\theta}}{p_{t1}}\right)} \tag{4.57}$$

由此式可见，从$\theta^-=0$开始，当θ^-增大时，ΔPRS也增大。用平行压气机理论估算ΔPRS时，要考虑畸变角θ^-是大于还是小于θ_{cr}。

可以将平行压气机理论推广应用于温度畸变以及总压和温度复合畸变。温度畸变用$\frac{T_{tmax}-T_{tmin}}{\bar{T}_t}$表示。布雷斯韦特(Braithwaite)等人的研究表明[54]，$\frac{T_{tmax}-T_{tmin}}{\bar{T}_t}$增大，换算转速降低，喘振压比下降，因而$\Delta PRS$增大。试验表明，与总压畸变情况类似，喘振压比损失系数ΔPRS与$\frac{T_{tmax}-T_{tmin}}{\bar{T}_t}$成线性正比关系。总压和温度的复合畸变对发动机稳定性的影响不仅与总压畸变和温度畸变的强度有关，还与总压畸变和温度畸变的叠合情况有关。图4-89示出不同畸变叠合情况下喘振压比的变化情况。

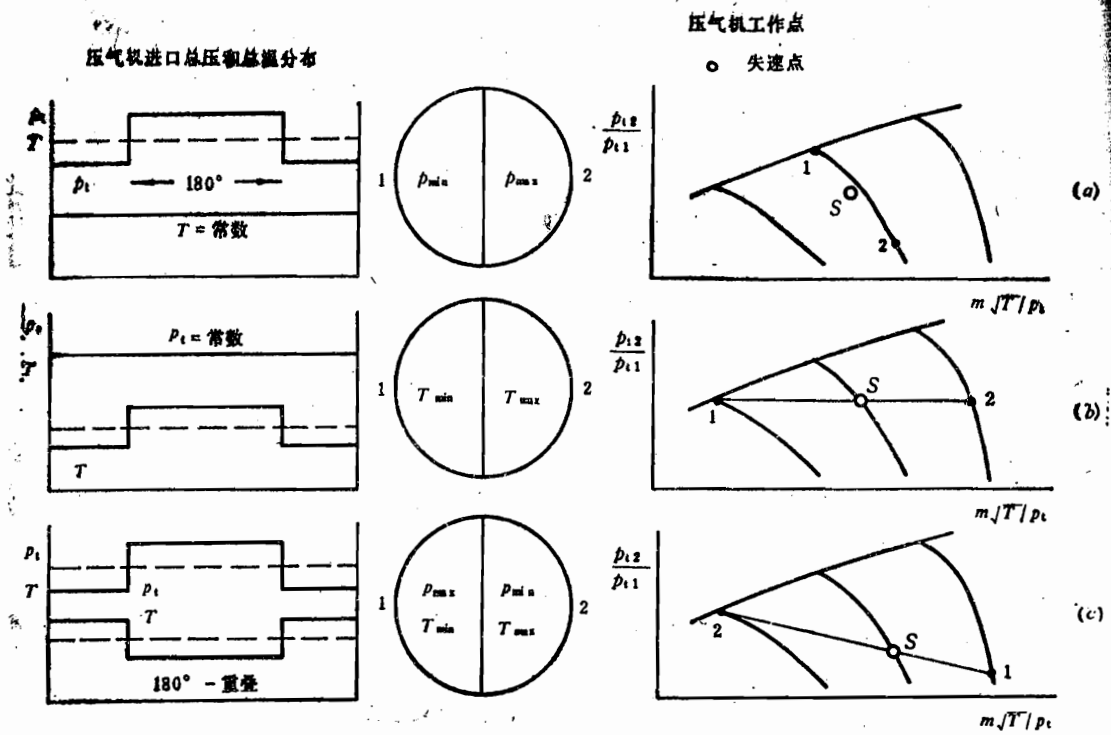


图4-89　温度与总压畸变叠合

图4-89(a)为纯总压畸变情况，两个子压气机都在同一换算转速线上工作。图4-89(b)为纯温度畸变情况，两个子压气机以相同的压比在不同的换算转速线上工作。图 4-89(c) 是总压与总温复合畸变情况。各子压气体的工作情况和温度畸变与总压畸变的叠合情况有关。进口为低压、高温状态的子压气机喘振裕度最小。这种方法对于分析发动机的稳定性有参考价值，估算ΔPRS的公式可参阅文献[54]。

4.3.3.3　动态响应及修正

压气机在有周向畸变的进口流场中工作，当工作叶片进入低压区时，由于低压区内气流速度低，工作叶片进口的速度三角形发生变化，迎角增大，如果迎角大于失速迎角，压气机工作叶片将进入失速状态。压气机在旋转，工作叶片从高压区进入低压区是一个动态过程。叶片进入低压区时气动力不会突变，有升力响应滞后现象，即叶片在增大了的迎角下形成新的绕流和发生分离失速，需要一定的气流调整时间。如图4-90所示，如果低压区范围小，叶片在低压区内停留的时间短，由于升力响应滞后造成的有效迎角未能超过稳态失速迎角，压压气机不会发生失速。

梅 利克(Melick)用折合扰动频率K来描述失速滞后的程度，并给出了折合扰动频 率K与喘振裕度损失系数之间的关系[56]。

折合扰动频率定义为：

$$K=\frac{\omega c}{2U} \tag{4.58}$$

式中，c——压气机工作叶片的弦长；U——压气机工作叶片的切向速度；ω——周向畸变引起的扰动圆频率。又

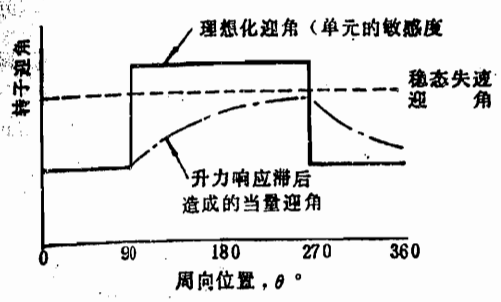


图4-90　升力响应滞后

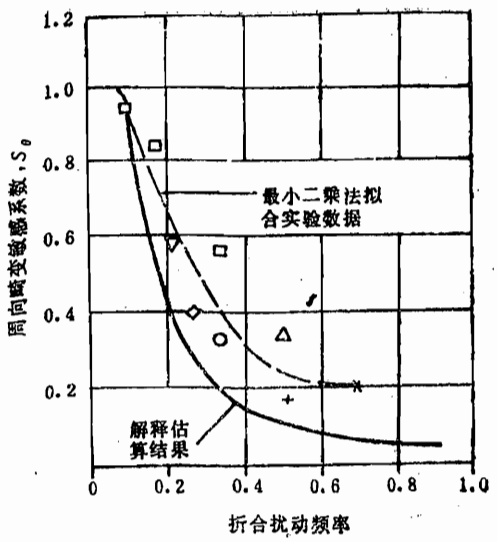


图4-91　折合扰动频率与周向畸变敏感系数之间的关系

$$\omega=\frac{2\pi}{t}=\frac{2\pi\Omega}{\theta^-}$$

式中，t——扰动周期；θ^-——畸变的周向范围；Ω——转子的角速度。考虑到$U=r\Omega$，折合扰动频率K可写成：

$$K=\frac{\pi c}{r\theta^-} \tag{4.59}$$

由K的表达式可见，折合扰动频率K和叶片在低压区内停留的时间与气流流过工作叶片所需的时间(与气流调整时间成正比)两者的比值有关。当θ^-减小，或叶片弦长增大，或切向速度U减小时，K值增大。这意味压气机对畸变的响应不敏感，也即失速滞后显著，因而喘振裕度损失变小，发动机稳定性好。图4-91给出了K与S_θ之间的变化关系。图中的S_θ是周向畸变敏感系数，其定义为

$$S_\theta=\frac{(\Delta PRS)_D}{(\Delta PRS)_P} \tag{4.60}$$

式中$(\Delta PRS)_P$是按平行压气机理论估算的喘振压比损失系数，$(\Delta PRS)_D$是考虑了失速滞后估算的喘振比损失系数。由图可见，K值增大，$(\Delta PRS)_D$变小，S_θ也降低。科恩(Korn)根据单级压气机试验，也归纳了K与S_θ的关系[57]，如图4-91中虚线所示，与梅利克获得的解析估算结果比较一致。

上面介绍了用失速滞后概念对平行压气机理论作动态修正，提高了ΔPRS估算的准确性。失速滞后现象也从物理上阐明了存在临界畸变角θ_{cr}的机理，在$\theta^-<\theta_{cr}$的条件下，ΔPRS随畸变角θ^-的增大而增大。但是，用折合扰动频率K来修正ΔPRS的估算值与多级轴流压气机试验结果对比还不能令人满意。这可能是由于在多级压气机中缺少具体判别失速级方法的缘故，也可能由于气流在叶片环的自由空间内周向迁移，从而使平行压气机模型失效。

4.3.4 动态畸变对发动机稳定性的影响

F-111飞机研制过程中，虽然在飞行包线范围内稳态畸变值并未超过TF-30发动机的容许值，但在飞行试验中多次发生发动机失速喘振现象。图4-92是飞行试验测得的失速时压气机进口截面的总压分布图。左边是低频响特性传感器测出的压强分布，是180°的畸变分布型式，确定的稳态畸变为$\frac{\Delta\sigma}{\bar{\sigma}}=10\%$。右边是高频响特性传感器测出的压强分布。动态畸变型式与稳态的相似，但瞬态的$\frac{\Delta\sigma}{\bar{\sigma}}$增加到14%，而且延续了大约风扇转一圈的时间。可以认为这是造成失速的原因，这也说明了研究动态畸变的必要性。

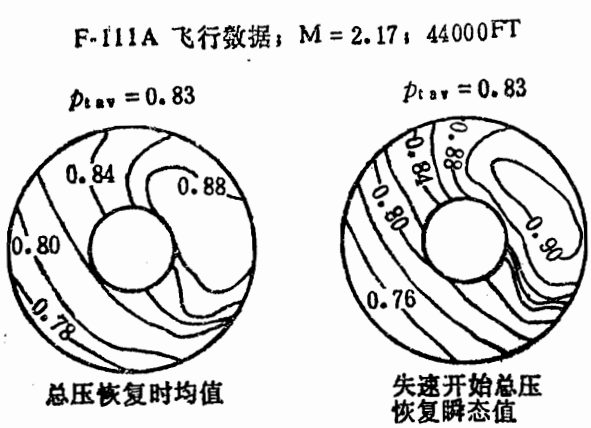


图4-92 失速时进气道出口总压分布压强脉动

4.3.4.1 稳态畸变-压强脉动分析

研究发现，典型的发动机喘振现象与喘振发生之前的进气道-发动机界面上的气流压强脉动有关。TF-30发动机飞行试验表明，随着无因次压强脉动均方根值ε_p的增大，发动机稳态畸变容限减小。实验研究进一步发现TF-30可以在较高的稳态畸变和低的ε_p度下失速，也可以在低的稳态畸变和较高的ε_p下产生失速。图4-93是TF-30发动机畸变容限与ε_p的相互关系，由图可见，随着ε_p增大，发动机稳态畸变容限成线性下降。考脱(Cotter)也得到了类似的结果[58]。

需要指出的是，上面讲的只能说是定性的关系，在某种发动机或试验装置上获得的数据应用到其它发动机上去时要谨慎，因为获得的数据与具体装置有关。另外，由于ε_p反映的是脉动压强的脉动程度，是个统计平均值，它难以清楚地揭示动态畸变触发发动机喘振的根源。因而近年来广泛采用瞬态畸变概念来分析动态畸变触发发动机喘振的机理，并估价动态畸变对发动机稳定性的影响。

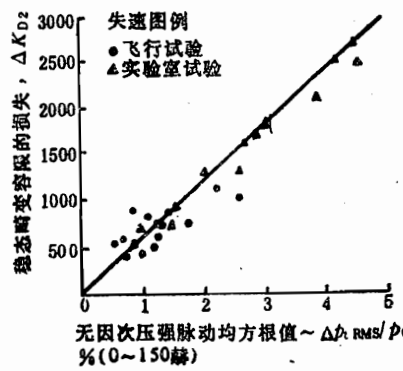


图4-93 ε_p对稳态畸变容限的影响

4.3.4.2 瞬态畸变分析

压气机叶片在畸变气流中运动，是个非定常绕流问题。压气机叶片对进气道畸变的响应、失速的形成与传播都需要时间。对于动态畸变来说，由于随机紊流的压强脉动有各种频率的扰动，压气机叶片感受的是各种不同频率(不同的扰动持续时间)的动态压强扰动。所以，动态畸变分析也有一个扰动持续时间问题。

在研究进气道动态畸变对发动机稳定性影响的过程中，发现瞬态畸变值是引起发动机不稳定工作的主要根源。瞬态畸变必须存在一定时间长度，足以使压气机感受畸变、产生失速

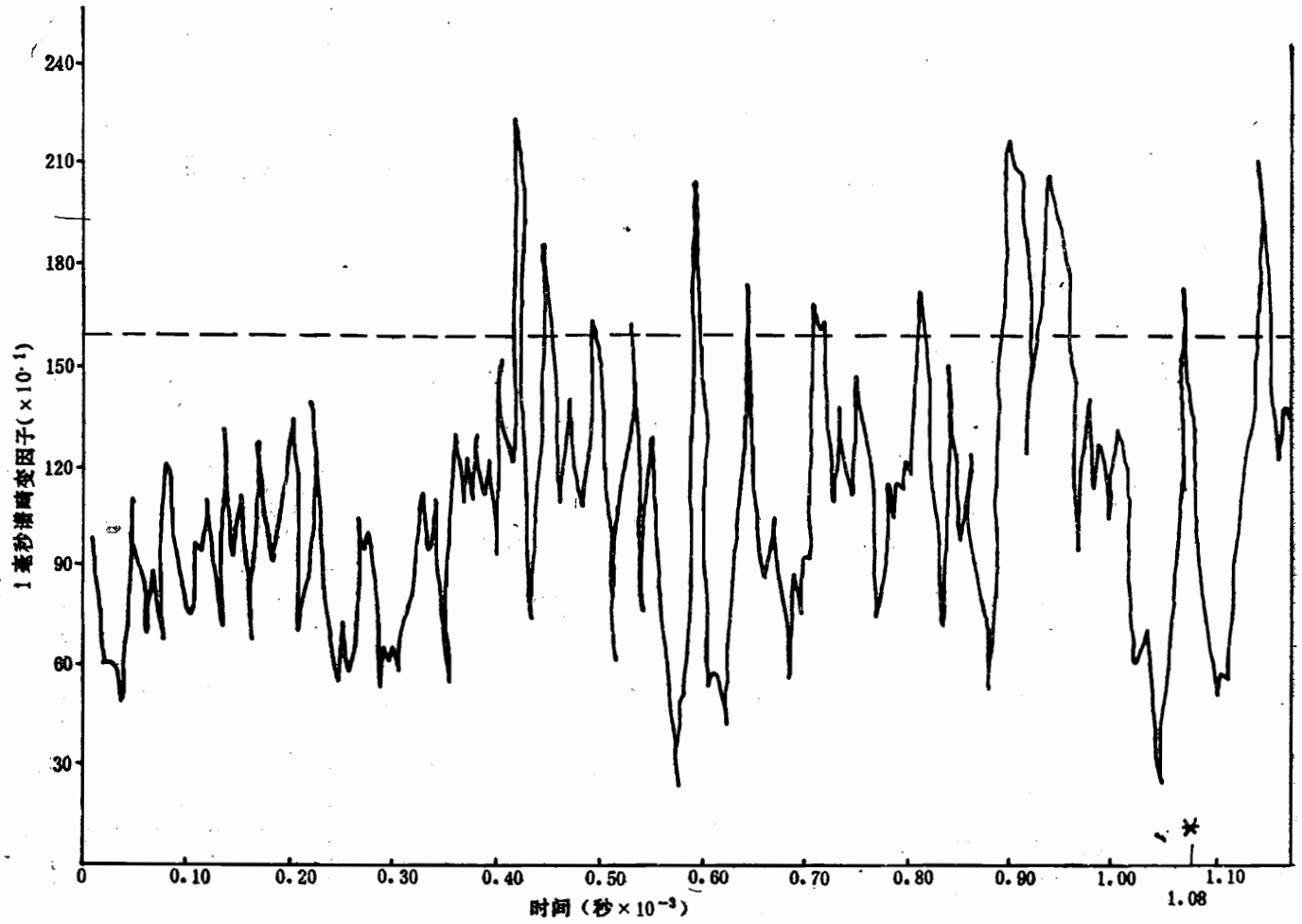


图4-94　畸变指标时间历程(1毫秒谱)

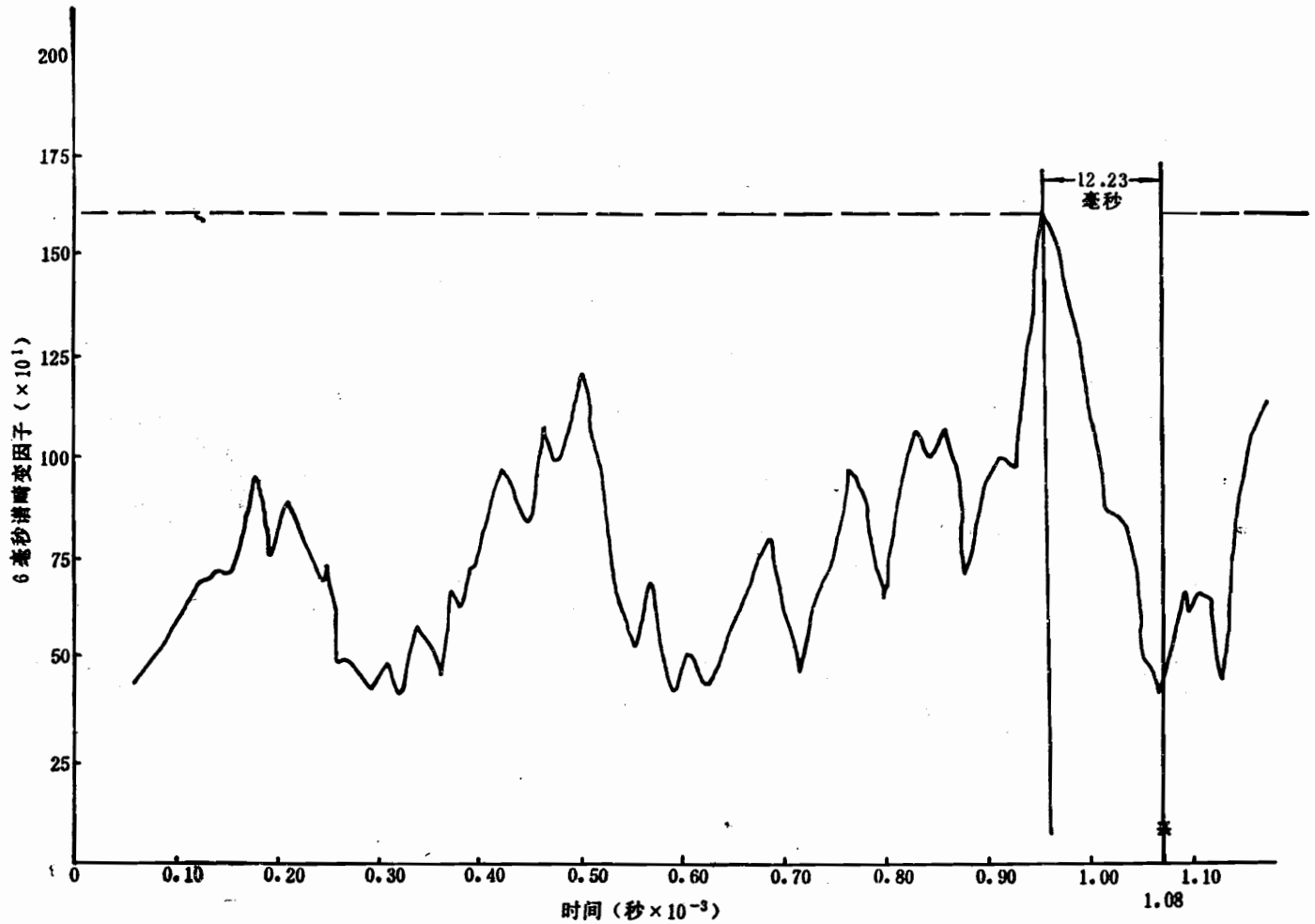


图4-95　畸变指标时间历程

至发展为喘振，这个时间叫做"临界时间"。瞬态畸变值存在的时间太短则不足以诱发失速，因此，需要确定临界时间的近似值。对此，美国的AFAPL作了有价值的工作[59]。图4-94示出1毫秒谱(脉动压强周期为1毫秒的畸变谱)的畸变指标时间历程。图上虚线为稳态畸变容限，*号表示喘振出现的时刻。可以看出喘振出现前有许多峰值超过容限。若把脉动压强周期改为6毫秒，如图4-95示出的6毫秒谱畸变指标时间历程，由图可见，喘振前只在12.23毫秒处出现一个到达畸变容限的峰值。进一步分析研究表明，进口畸变引起旋转失速以致触发喘振大约需要6毫秒，另外6毫秒则是扰动向下游传播的时间。由此可见，喘振前约12毫秒时的瞬态畸变峰值是触发发动机喘振的根源。鲍德维奇(Bowdwitch)等人也得到了类似的结果[60]。畸变引起压气机旋转失速以致触发喘振所需的6毫秒就是临界时间。对于那台试验发动机来说，6毫秒相当于发动机旋转一周的时间。若瞬态畸变持续或超过发动机转一圈的时间，可以将瞬态畸变对压气机稳定性的影响看成与稳态畸变造成的影响相同。持续时间小于临界时间，则瞬态畸变对压气机稳定性的影响不大。

上面的分析与结果具有重要意义。据此，我们可以将稳态畸变对发动机稳定性影响的研究方法推广应用于瞬态畸变分析，来解决动态畸变对发动机稳定性的影响问题。例如可以参考稳态畸变指标K_D或$DC\theta$制定形式相同的瞬态畸变指标$(K_D)_{in}$和$(DC\theta)_{in}$，并用来分析与估算对发动机稳定性的影响。

现在的主要问题是如何确定这些瞬态畸变指标及其峰值。首先要对动态压强数据进行滤波。对于频率过高的脉动压强，由于其持续时间太短，对发动机稳定性的影响可不加考虑。取发动机旋转一圈的时间所对应的频率为滤波截止频率，一般为150～200赫。

确定滤波后动态压强数据的瞬态畸变及其峰值(亦称最大瞬时畸变)的可靠方法是实时法(也叫做确定性方法)。在进气道出口设置高频响应的测压探头40～48个，分别装在8个等角度间隔的测耙上，每个测耙上有5～6个探头，通常按等面积布局。实时测得的脉动压强信号先根据上述原则进行滤波，再将滤波后的压强信号数字化，根据规定的瞬态畸变指标计算各采样时间的畸变值(包括畸变图谱)，比较所有采样时间的畸变值，就可以确定试验时间内的最大瞬态畸变值及其相应的畸变图谱。这需要配备动态数据采集与处理系统(图4-96)。这种方法可以准确地确定最大瞬态畸变值及相应的畸变图谱，但这种方法花费十分昂贵，数据处理周期也很长。在不同飞行马赫数、迎角、侧滑角和节流状态下测量进气道出口动态畸变流场，约需试验1000～2000个状态。每个状态以记录动态数据30秒计，如按上述框图采集与处理这些数据，根据美国麦·道公司的经验，大约需要700万美元的费用和一年的周期。这无

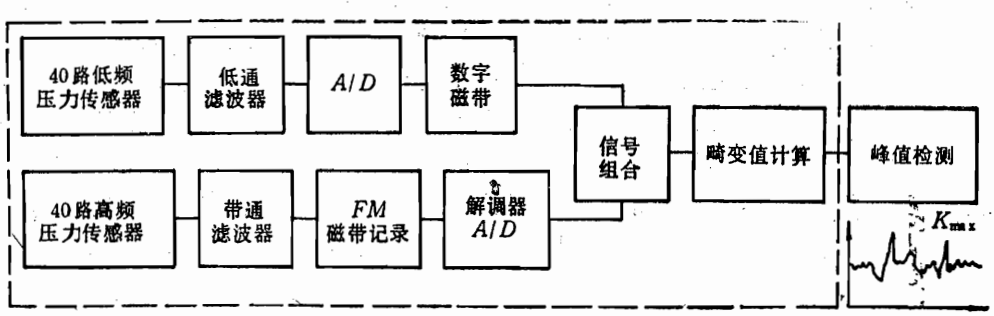


图4-96 确定性方法的数据采集与处理系统

论从成本或研制周期都是难以接受的，尤其在新飞机研制初期，这种方法是不适宜的，只可能在进气道-发动机匹配试验最后阶段为验证或确定最大瞬态畸变值时使用。

为了节省数据采集与处理的时间与费用，70年代中期以来，进行了很多研究工作。鉴于动态畸变的随机特性，不少人努力于用统计法估算最大瞬态畸变值。下面扼要介绍几种主要的统计方法。

杰考克斯(Jacocks)法[61] 杰考克斯于1975年首先设法用统计法来确定最大瞬态畸变值。他根据实验获得的动态压强特征是随机的且服从高斯分布，认为由脉动压强算得的瞬态畸变也是随机的并服从高斯分布。将进气道出口截面上40或48个探头获得的稳态压强值及对应的动态压强随时间的变化值，输入到模拟量畸变指标计算器中，算出畸变量，并用峰值检测器检测出给定时间 t 内的瞬态畸变峰值D；重复上述步骤N次，得到N个不同时间(时间间隔相同)t 内瞬态畸变峰值 D_1，D_2，……，D_n。根据瞬态畸变的随机特征，可以利用根贝尔(Gumbel)统计极值原理，估算出可能的最大瞬态畸变峰值。这种数据处理分析系统框图如图4-97所示。

这种方法只需用2～5秒钟时间的动态压强数据就可分析估算出各种不同时间的最大瞬态畸变峰值。而且由于采用了模拟量畸变指标计算器对动态数据进行畸变峰值计算，因而不需对动态数据采样和逐点计算，故大大节省了数据处理时间，大约只需 3 分钟即可获得测算结果。这种方法具有联机分析的能力。不能提供最大瞬态畸变峰值下的畸变图谱是这种方法的一个缺点。另外，模拟量畸变指标计算器要完成复杂形式畸变指标的运算是不容易实现的，这也限制了这种方法的应用。

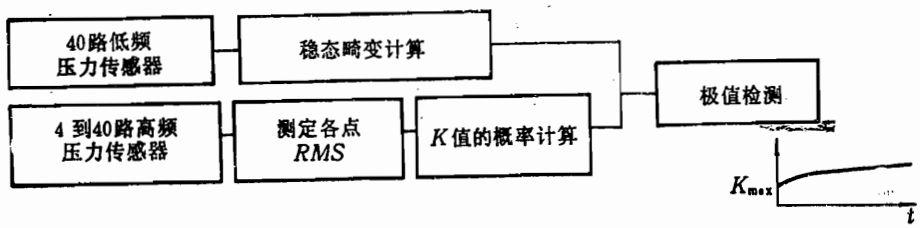


图4-97 杰考克斯法数据采集与处理系统

梅利克法[62] 从紊流流动的基本特征出发，假定总压的脉动由相互独立的随机分布的离散涡产生。用二维、非定常，不可压 N-S 方程求解单个涡的运动，得出单个涡在流场中某点产生的脉动压强与涡的强度、尺度、位置及旋转方向角之间的关系，然后叠加到平均流上去。而某点的总压脉动是单位时间内通过的各离散涡产生的脉动压强的总和。

假定离散涡的尺度和强度服从 Beta 分布。可获得涡的强度与脉动压强均方根值的关系，以及涡的尺度与脉动压强均方根值和功谱密度函数之间的关系。因而可以从测得的脉动压强均方根值及功谱密度函数，求得流经该点的涡的平均尺度、平均强度及涡的个数，从而可以算出瞬态畸变指标的均方根值。由脉动压强的随机特性，假定瞬态畸变指标也服从 Beta 分布，即可利用概率理论，估算出最大瞬态畸变值。这种方法的数据采集与处理系统框图见图4-98。

这种方法要求的测点少，只需 4 个传感器就可以获得所需的实验数据。数据采集与处理的时间少，实验费用较低，也具有联机能力。这种方法的主要缺点是精度低。原因在于从假

涡参数为概率分布规律而得出的功率谱密度函数与实测的不一致。在有气流分离的情况下，不符合平稳随机数据的统计特性，所得估算结果误差较大。

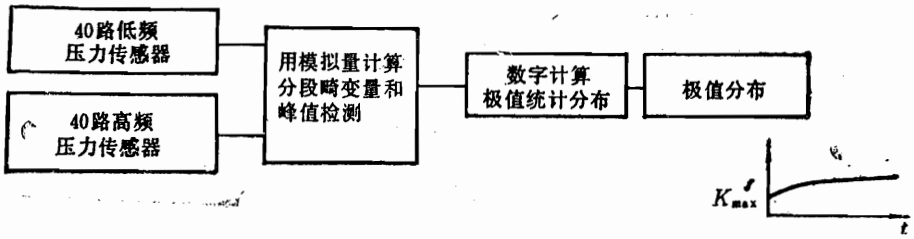


图4-98 梅利克法数据采集与处理系统

莫泰卡(Motycka)法[63] 这种方法的要点是：脉动压强的变化服从一定的随机分布规律(假定为正态分布)，因而不需要拘泥于具体实测的压强与时间的关系，只需根据测定的总体统计参数 $\Delta p_{t\mathrm{RMS}}$，得出 Δp_t 的概率密度函数。然后由随机数发生器来模拟脉动压强随时间的变化，按一定的时间间隔产生随机数，由概率密度函数可得出相应的 Δp_t 值，将各点的 Δp_t 值与稳态压强测定值组合起来，进行瞬态畸变值的计算，根据算得的畸变值和时间的关系进行峰值检测，并给出相应的畸变图谱。这种方法需要通过数字滤波改变随机数发生器的功率谱密度，使之尽量符合实际情况。其数据采集与处理系统框图见图4-99。

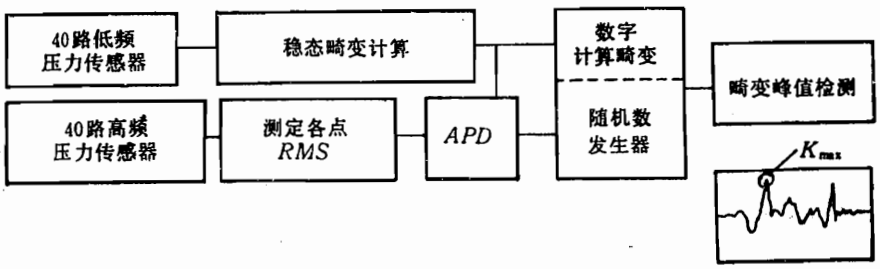


图4-99 莫泰卡法数据采集与处理系统

这种方法可以联机处理，可以获得最大瞬态畸变下的畸变图谱，数据处理的时间约为90秒。影响估算精度的主要因素之一是随机数的功谱密度与实际脉动压强的功谱密度的差异。另外，假定各点的脉动压强互不相关，也可能影响估算精度。

用统计法估算最大瞬态畸变值，在减少数据采集与处理的费用和缩短周期方面显示了优越性，受到普遍重视。但是估算精度不高(在±10～±20%范围内)是其主要缺点，尚待进一步改善。这种方法可用于初步设计阶段估算最大瞬态畸变值。由于梅利克方法所需动态压强探头数目很少，对于缩尺模型试验尤具吸引力。

除了上面介绍的方法以外，还有根据经验确定动态畸变的方法。作为初步估价给定进气道的动态畸变效应，塞邓给出了一个粗糙的经验判据：当 $\Delta p_{t\mathrm{MRS}}/\bar{p}_{t2}<1\%$ 时，可以不考虑动态畸变效应；当 $\Delta\bar{p}_{t\mathrm{RMS}}/\bar{p}_{t2}$ 超过4～5%时，建议进行动态畸变的详细测量与分析[64]。摩尔(Moore)等人的研究表明，跨音速飞行时，动态压强的最大瞬态畸变值为稳态畸变的1.3～1.5倍。在进气道超临界工作时，最大瞬态畸变值与稳态畸变的比值甚至可达到2.0[65]。根据英国罗耳斯-罗伊斯公司的经验，动态畸变与稳态畸变的比值 $[DC_{60}]_{\mathrm{DYN}}/[DC_{60}]_{\mathrm{SS}}$ 取

为 1～2.5。流场均匀的，取小值；流场不均匀的，取较大值。通常，建议取动态畸变与稳态畸变的比值为 2.0 来进行性能估价，即把稳态畸变值乘以 2 即得到动态畸变值，与发动机畸变容限比较，以初步判断发动机的稳定性情况。

4.3.5 进气道旋流

前面讨论了进气道稳态和动态压强畸变对发动机稳定性的影响。寻找发动机喘振与畸变值之间的关连已获得了重要的进展。但是西欧的 Tornado("旋风"式)飞机的飞行试验发现，稳态与动态畸变指标不一定是决定性的匹配参数。对于 RB-199 发动机而言，进气道出口截面上的周向旋流至少具有与畸变同等的重要性[66]。

随着两侧进气道和腹、背部进气道被广泛采用，进气道的内管道往往成 S 形弯曲，这使得进气道内的气流流动变得很复杂(见第3.6节)。S 形管道出口的测量表明出口处出现一对反向旋转的旋涡。影响 S 形管道出口旋流情况的不仅和管道的曲率有关，对于实际飞机进气道来说，还和管道进口的气流迎角、特别是气流分离有关[67]。如果气流迎角较大，在底部唇缘处形成分离区，则除了由于管道弯曲形成的内外壁面的压强差以外，在 S 形管道第二弯段处底部压强高于顶部，造成二次流动，这是形成出口截面上旋流的第二种因素。如图-100 所示，在有迎角的条件下，S 形弯管出口会形成一个单涡。

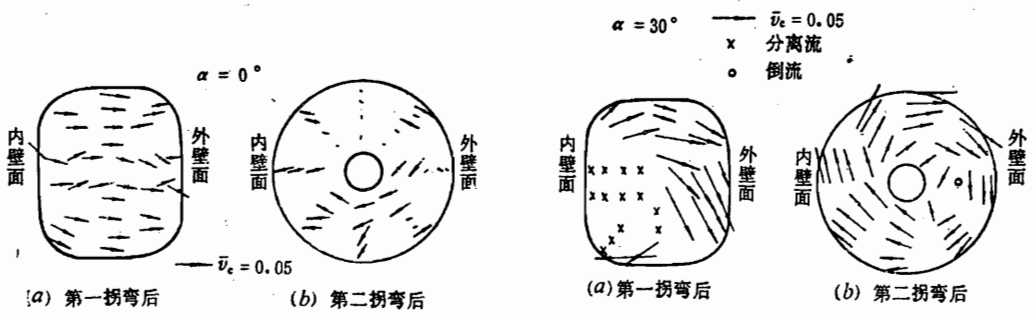


图4-100 S 形管道出口的旋流场

研究表明，双涡是比较稳定的，对于外部流动条件(M_∞,α)的变化不敏感，而单涡对于外部流动条件则比较敏感。Tornado 和其它型式战斗机进气道出口的测量表明，旋流往往是双涡与整体涡的组合，形成同一半径上周向速度不等的单涡[68]。

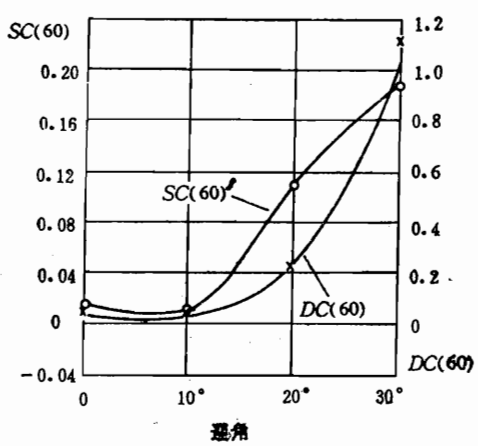


图4-101 迎角增大时 S 形管道内旋流与畸变的增强

目前，定量描述旋流的指标有 τ_{87} 和 $SC(\theta)$，也还有其它一些描述方法，但都不是很成熟。τ_{87} 的定义是在测量平面内半径 $R=0.87R_{max}$ 处的周向气流角[68]。文献[67]参考稳态畸变指标 $DC(\theta)$ 的概念提出了旋流系数 $SC(\theta)$，它的定义为在 θ 扇形区内横向流周向分速(u_θ)平均值的最大值除以进气道喉道截面的平均速度，即

$$SC(\theta)=(\bar{U}_\theta)_{max}/Q \qquad (4.61)$$

初步试验表明，$SC(\theta)$随迎角的增大而增大，而且在$SC(\theta)$增大时，$DC(\theta)$也有同样增大的趋势，见图 4-101。总压畸变与旋流同时增大，对于发动机稳定性是不利的。这表明研究并抑制旋流具有实用意义。

飞行实验表明，“旋风”式飞机在亚音速大迎角情况下以及超音速小迎角情况下，在S形管道出口呈现类似于固体涡形式的单涡。原因是上述两种情况下分别在罩唇和第三级压缩面斜板处出现气流分离，在弯曲管道中，高能量的流体移向弯管外侧，而分离区低能量流体则被推向弯管的内侧，于是形成了单涡。如图 4-102 所示，由于形成的旋涡旋转方向与风扇转动方向相反，因此，左、右发动机分别在$M_\infty<1.0, \alpha\gg0$及$M_\infty>1.8$，$\alpha\approx0°$下发生喘振。由此可见，进气道中的旋流与风扇反向旋转是诱发喘振的原因。

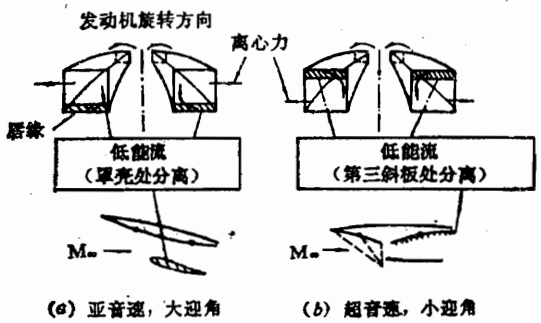


图4-12 “旋风”式飞机的旋流与发动机喘振

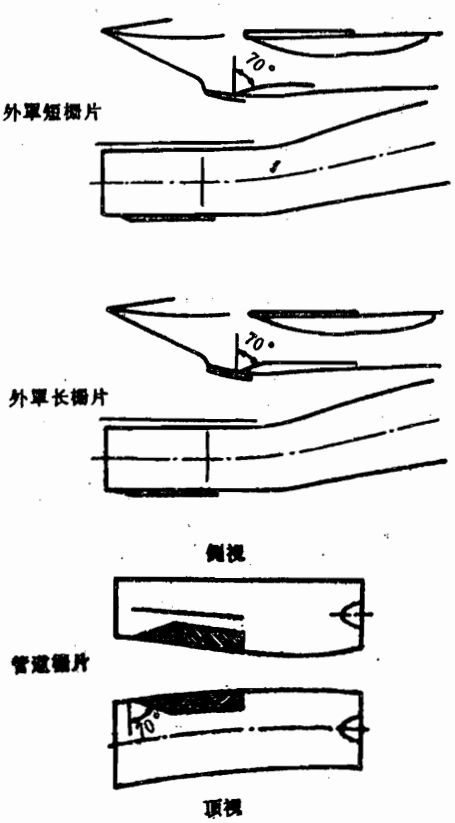


图4-103 进气道栅片的式 样

统计表明，压气机或风扇的进气导向叶片可以明显地削弱进气道旋流对发动机稳定性的影响。对于不带进气导向叶片的发动机，需要采取措施抑制旋流的产生与发展。主要是采取措施减少气流分离与抑制二次流动。在进气道内安装栅片可以有效地削弱进气道内的横向二次流动，从而大大抑制进气道旋流。这包括罩唇栅片和管道栅片(图4-103)。斯托克斯(Stocks)和比辛格(Bissinger)的试验表明两种栅片用于抑制旋流取得可喜的成功[68]。分析表明，在S形管道的第一弯段内加装栅片有效地抑制二次流动，对于抑制进气道出口旋流有较好的效果。图 4-104 给出了塞邓等人在S形弯管第一弯段内不同位置加装栅片抑制旋流的试验结果[69]，由图可见，不同位置加装栅片都取得了不同程度的改善。

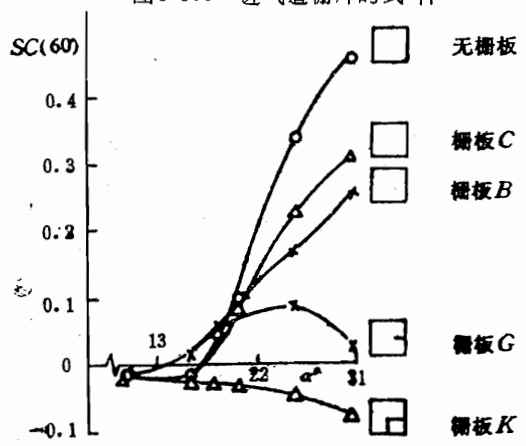


图4-104 S形管道第一弯段中采用栅板以抑制旋流

参 考 文 献

[1] R.Scherrer, W.E., Anderson, Preliminary Investigation of a Family of Diffusers Designed for Near Sonic Inlet Velocities, NACA TN 3668, 1966.

[2] J.R.Blackaby, E.C.Watson, An Experimental Inverstigation at Low Speeds of the Effect of Lip Shape on the Drag and Pressure Recovery of a Nose Inlet a Body of Revolution NACA TN 3170, 1954.

[3] P.W.Runstadler, Jr., R.C.Dean, Jr.,Straight Channel Diffuser Performance at High Inlet Mach Numbers, Trans.ASME, J.of Basic Engineering, Sep.1969.

[4] R.W.Fox, S.J.Kline, Flow Regime Data and Design Method for Curved Subsonic Diffuser, Trans.ASME, Series D, Journal of Basic Engineering, Vol 84, Sep, 1962.

[5] Norman J.Martin., Curt A.Holzhauser., Analysis of Factors Influencing the Stability Characteristics of Symmetrical Twin-Intake Air Induction Systems, NACA TN 2049, 1050.

[6] S.A.Fisher, M.C.Neale and A.J.Brooks., On the Subcritical Stability of Variable Ramp Intakes at Mach Numbers Around 2, ARC RM 3711, 1970.

[7] A.Ferri, L.M.Nucci, The Orgin of Aerodynamic Instability of Supersonic Inlets at Subcritical Conditions, NACA RML50K30, 1951.

[8] S.A.Fisher, On the Mechanism of Supersonic Intake Instability, ARL ME313, 1970.

[9] 张堃元、余少志、彭成一，滑流层对轴对称外位式进气道稳定性的影响，航空学报，1983年第4期。

[10] C.L.Dailey, Supersonic Diffuser Instability, J. Aero. Sci Vol.22, No.11, Nov. 1955.

[11] C.F.Griggs, E.L.Goldsmith, Shock Oscillation Ahead of Centerbody Intakes at Supersonic Speeds, RAE Rep No.Aero.2477, 1952.

[12] W.H.Sternbenz, J.C.Evvard, Criterions for Prediction and Control of Ramjet Flow Pulsations, NACA TN 3509, 1955.

[13] H.Mirels, "Acoustic Analysis of Ramjet Buzz", NACA TN3574, 1955.

[14] Hermann L.Weinreich, One Dimensional Non Linear Considerations on Supersonic Diffuser Buzz, AD/A115370 (AGARD CP-307 13), 1982.

[15] R.L.Trimpi, An Analysis of Buzzing in Supersonic Ramjets by a Modified One-Dimensional Non-Stationary Wave Theory, NACA RML52A18, 1952.

[16] 彭成一、张堃元、余少志、马家驹，跨音扩压器中的不稳定流，南京航空学院学报，1985年第二期。

[17] J.C.Nettles, The Effect of Initial Rate of Subsonic Diffusion on the Stable Subcritical Mass-Flow Range of a Conical Shock Diffuser, NACA RME53E26, 1956.

[18] D.G.Stewart, Supersonic Intake Instability Further Investigation of Intake of 25° Cone Semi-Angle at Mach Number up to 2.14 with and without Boundary Layer Bleed, ARL Rep.ME112, 1964.

[19] K.Kowalski, T.G.Piercy, Stability of Supersonic Inlets at Mach 1.91 with Air Inj-

ection and Suction, NACA RME56D12, 1957.

[20] Handbook of Supersonic Aerodynamics Section 17, NAVWEPS Report 1488 (Vol 6), 1964.

[21] N.E.Sorensen, D.B.Smeltzer, E.A.Latham,Advanced Supersonic Inlet Technology, J.Aircraft, May, 1973

[22] W.F.Wong, G.R.Hall, Suppression of Strong Shock Boundary Layer Interaction in Supersonic Inlets by Boundary Layer Blowing, AIAA 75-1209.

[23] Hermann Schlichting,"Boundary Layer Theory",McGraw-Hill Book Company, 1955 .

[24] F.K.Little, et al, Internal Aerodynamics Manual, Vol.I, AD723823, 1970.

[25] В.И.Полчковский, Самолетные силовные установкч, Оборонгиз, 1952.

[26] R.C.Campbell, performance of Supersonic Ramp Type Side Inlet with Combinations of Fuselage and Inlet Throat Boundary Layer Removal, NACA RM E56A17, 1957.

[27] A.C.Frazer, W.E.Anderson, Performance of a Normal Shock Scoop Inlet with Boundary Layer Control, NACA RM A53D29, 1953.

[28] T.G.Piercy, H.W.Johnson, A Comparison of Several Systems of Boundary Layer Removal Ahead of a Typical Conical External Compression Side Inlet at Mach Numbers 1.88 and 2.93, NACA RM E53 F16, 1953.

[29] J.S.Dennard, A Transonic Investigation of the Mass Flow and Pressure Recovery Characteristics of Several Types of Auxiliary Air Inlets, NACA RML 57B07, 1957.

[30] L.J.Obery, R.W.Cubbison, Effectiveness of Boundary Layer Removal Near Throat of Ramp-Type Inlet at Free Stream Mach Number of 2.0, NACA RM E 54I14, 1954.

[31] J.J.Gawienowski, The Effects of Boundary Layer Removal through Slots on the Internal Performance of a Side Inlet at Mach Number of 2.0 and 2.3. NACA TMX -502, 1961.

[32] J.L.Koncsek, J.Syberg, Transonic and Supersonic Test of a Mach 2.65 Mixed-Compression Axisymmetric Intake, NASA CR-1977, 1972.

[33] T.A.Reyhner,T.E.Hickcox, A Procedure for Combined Viscous-Inviscid Analysis of Supersonic Inlet Flow Fields, AIAA 72-44.

[34] M.K.FuKuda, W.R.Hingest, E. Reshotko, Bleed Effect on Shock-Boundary Layer Interaction in Supersonic Mixed Compression Inlets", J.Aircraft, Feb.1977.

[35] P.C.Simon, K.L.Kowalski, "Charts of Boundary Layer Mass Flow and Momentum for Inlet Performance Analysis, NACA TN 3583, 1955.

[36] J.Syberg, J.L.Koncsek, Bleed System Design Technology for Supersonic Inlets,J. Aircraft, July, 1973.

[37] J.Syberg, T.E.Hickcox, Design of a Bleed System for a Mach 3.5 Inlet, NASA CR -2187, 1973.

[38] N.E.Sorensen, D.B.Smeltzer, Performance Estimates for a Supersonic Axisymmetric Inlet System, J.Aircraft, Oct, 1972.

[39] N.Gregory,On the Static Performance of Two-Dimensional Intakes with Momentum

Injection in the Form of Boundary-Layer Control by Blowing ARC RM 3656, 1971.

[40] R.R.Burley, D.P.Hwang, Application of Tangential Blowing Applied to a Subsonic V/STOL Inlet, J.Aircraft, Nov,1983.

[41] I.McGregor, Some Applicaticons of Boundary Layer Control by Blowing to Air Inlets for V/STOL Aircraft, AGARD, CP 91, 1971.

[42] M.F.Schwendemann,C.A.Hawthorne and B.W.Sanders, Tangential Blowing for Control of Strong Normal Shock-Boundary Layer Interactions on Inlet Ramps, AIAA 82-1082.

[43] C.J.Shoemaker, J.R.Henry, Effect of Suction Boundary Layer Control on the Performance of a Short Annular Diffuser with an Upstream Terminal Normal Shock, NASA TND-1241.

[44] H.E.Neumann, L.A.Povinelli, Robert.E.Coltrin, An Analytical and Experimental Study of a Short S-Shaped Subsonic Diffuser of a Supersonic Inlet, AIAA 80-0386.

[45] H.H.Pearcey, Shock-Induced Separation and its Prevention by Design and Boundary Layer Control, Boundary Layer and Flow Control, Vol.2, Part IV.Edited by G. V.Lachmann, Pergamon Press 1961.

[46] Summary Report on Vortex Generator, United Aircraft Research Department R-05280-9.

[47] W.R.Seebaugh, etc,Shock-Wave Reflection from a Turbulent Boundary Layer with Mass Bleed, AIAA68-110.

[48] J.Seddon,Boundary-Layer Interaction Effects in Intakes with Particular Reference to Those Designed for Dual Subsonic and Supersonic Performance, ARC RM 3565, 1966.

[49] J.E.Hawkins, YF-16 Inlet Design and Performance. AIAA 74-1062.

[50] H.D.Hardy, Aircraft Inlet and Turbofan Engine Compatibility Assessment Techniques, 10ENV-11(10th NAPTC Environmental Conference Committee),1971.

[51] R.G.Hercock and D.D.Williams, Aerodynamic Response, AGARD LS-72-3.

[52] J.S.贝达特等著,凌福根译:《随机数据分析方法》, 国防工业出版社, 北京, 1976.

[53] R.C.Crites and M.V.Heckart, Application of Random Data Techniques to Aircraft Inlet Diagnostics, AIAA 70-597.

[54] W.M.Braithwaite, E.J.Graber Jr. and C.M.Mehalic, The Effect of Inlet Temperature and Pressure Distortion on Turbojet Performance, AIAA 73-1316.

[55] C.Reid, The Response of Axial Flow Compressor to Intake Flow Distortion, ASME 69 GT-29.

[56] H.C.Merlick, Analysis of Inlet Flow Distortion and Turbulence Effects on Compressor Stability, NASA CR 114577, 1973.

[57] J.A.Korn, Estimated Effect of Circumferential Distortion on Axial Compressors Using Parallel Compressor Theory and Dynamic Stall Delay, AIAA 74-233.

[58] H.N.Cotter, Integration of Inlet and Engine, SAE 680286.

[59] S.J.Przybylko, Engine Response to Inlet Airflow Distortion, AD-744857,

[60] D.N.Bowditch, R.E.Coltrin, B.W.Sanders, N.E.Sorensen and J.F.Wasserbauer, Supersonic Cruise Inlets, Aircraft Propulsion (NASA SP-259), (IX).

[61] J.L.Jacocks and K.R.Kneile, Statistical Prediction of Maximum Time-Variant Inlet Distortion Levels AEDC-TR-74-121 (AD/A-004104)Jan, 1975.

[62] H.C.Melick, A.H.Ybarra and D.P.Bencze, Estimating Maximum Instantaneous Distortion from Inlet Total Pressure RMS and PMD Measurements, NASA TMX-73145. 1975.

[63] D.L.Motycka, Determination of Maximum Expected Instantaneous Distortion Patterns from Statistical Properties of Inlet Pressure Data, AIAA 76-705.

[64] J.Seddon, E.L.Goldsmith, Intake Aerodynamics", Collins, London, 1985.

[65] M.T. Moore, and J.E.Lueke, A Similarity Parameter for Scaling Dynamic Inlet Distortion, ASME, 73-WA/AERO-3.

[66] F.Aulehla, Intake Swirl-A Major Disturbance Parameter in Engine/Intake Compatibility, ICAS-82-4.8.1.

[67] R.W.Guo and J.Seddon, Swirl Characteristics of an S-Shaped Air Intake with Both Horizontal and Vertical Offsets, Aeronautical Quarterly, May 1983.

[68] C.P.Stocks and N.C.Bissinger, The Design and Development of the Tornado Engine Air Intake, AD/A-108300, May, 1981.

[69] J.Seddon, Understanding and Countering the Swirl in S-ducts. Tests on the Sensitivity of Swirl to Fences, Aeronautical Journal, April 1984.

第五章　进气道控制和控制系统

5.1　引言

由前面几章已知，在整个飞行范围内不仅要求进气道阻力小，工作稳定可靠，能提供与发动机匹配所需要的空气流量，还要求在进气道与发动机交界面处流场相互匹配。对于飞行马赫数低于1.6的进气道，可采用亚音速进气道(皮托式进气道)，不需要控制系统。在较高的超音速飞行范围内，要获得最佳进气道性能(高的总压恢复、小的溢流阻力和大的工作稳定范围)就需要改变进气道的几何安排，所以必须有一个进气道控制系统。用于马赫数为1.6～2.5的飞机，通常采用可变几何形状的外压式进气道，控制系统比较简单。马赫数高于2.5以上的飞机，需要使用混压式进气道，得用复杂的闭式控制系统。

进气道的工作点应防止进入进气道喘振、防止进气道出口畸变过大、防止混压式进气道的不起动等工作状态。也要求有防止进入这些工作状态的控制机构，如防喘门、附加伸锥和在喉部设立涡流阀等。

5.2　影响进气道与发动机流量匹配的因素

5.2.1　发动机工作状态对进气道与发动机匹配的影响

当飞行马赫数不变时，在某个发动机转速下，假设进气道与发动机匹配点恰使结尾正激波处于唇口前最佳位置。那么发动机节流(减小转速)会使得压气机前的管道内静压升高，致使进气道结尾正激波前移，喉道处的气流变成亚音速流。由于流量减小，喉道面积显得大于最佳值，进气道此时处于亚临界工作状态。发动机进一步节流的话，压气机进口处压强就增加得更大些，结尾正激波就越向唇口前移动；当它移到某一位置，进气道便进入喘振。反过来，当发动机的转速大于设计转速时，进气道的管道内压强降低，在低压作用下，气流在管道的收敛段被加速，喉道处达到音速，并且在喉道后的扩张通道内继续被加速。结尾正激波被吸进管道，进气道处于超临界工作状态。如果发动机转速再进一步增加，压气机进口处压强进一步下降，结尾正激波移到喉道后更下游处，结尾正激波的强度和总压损失都增大，畸变会更严重。超临界到一定程度时，会导致压气机失速。

5.2.2　飞行马赫数变化对进气道与发动机匹配的影响

当发动机转速不变时，在某个飞行马赫数 $M_{\infty 0}$ 之下，不可调节的进气道与发动机匹配点在略低于亚临界状态下工作，结尾正激波位于唇口前最佳距离处。当飞行马赫数低于此马赫数 $M_{\infty 0}$ 时，可用流量系数减小。但由于进气道总温下降，发动机换算流量增加，使总压恢复系数也增加，这时进气道处于超临界工作状态，压气机失速裕度降低。当飞行马赫数高于马

赫数$M_{\infty 0}$时，结尾正激波前移，总压恢复系数降低，进气道喘振稳定裕度降低。由此可见，不可调节进气道在发动机转速不变而飞行马赫数变化时，使进气道与发动机的匹配离开最佳工作状态。

5.2.3 温度变化对进气道与发动机匹配的影响

当发动机转速不变时，如果大气温度发生变化，发动机的工作点也会变化。当大气温度升高时，发动机的换算转速下降，相应的换算流量减小，压气机进口流速下降；反之，大气温度降低，则发动机换算转速上升，换算流量增大，压气机进口流速增加。所以，在夏天或低空条件下，气温转高，会使进气道的结尾正激波前移，脱体，形成溢流，趋向于亚临界工作状态；从而造成进气道阻力增大，喘振裕度减小。反之，在冬天或高空条件下，大气温度降低，会使进气道的结尾正激波移到喉道后下游管道内，处于超临界工作状态，导致总压恢复系数下降，畸变增大，严重时，出现压气机失速。

对不可调节的进气道，非设计温度条件下的匹配点必然离开了最佳点。

5.2.4 迎角、侧滑角对进气道与发动机匹配的影响

飞机的迎角或侧滑角变化对进气道，尤其是对轴对称进气道的工作不利，因为此时气流斜向进入进气道，出现不对称流动(见第2.7.1节)，进气道上部和下部的气流压强是不同的，出现空气从高压区向低压区溢流的现象。压气机进口处的气流变得不均匀，总压损失变大。当迎角加大到某一值时，进气道进入喘振工作状态。

在水平放置压缩面的矩形进气道中，迎角的变化不会造成不对称流动。仅仅是斜激波的倾斜度及其强度产生变化。在竖直放置压缩面的矩形进气道中，迎角的变化实际上并不会影响其工作。

为了减轻迎角变化对进气道工作的影响，通常使进气道进口段轴线与机身水平线有3°的安装角。

侧滑角对轴对称进气道和不同放置压缩面的矩形进气道的影响其道理与迎角相同。

5.3 可调几何形状进气道

可调几何形状进气道从控制形式的观点可分为两类，即矩形进气道的控制和轴对称进气道的控制。

5.3.1 矩形进气道

这种形式进气道，从进口到喉部是矩形截面，喉道后，随着管道趋近于发动机进口，逐渐由矩形截面过渡为圆形截面，与发动机进口形状相一致。目前应用这类进气道的飞机有：F-4、米格23、F-15、F-14、XB-70和"协和"号超音速运输机等。图5-1是一个典型矩形进气道的控制系统。这种进气道的控制系统必须控制下列部件的位置：斜板，旁路放气门或放气环。有的飞机还要求控制唇口位置，如F-15飞机的进气道。

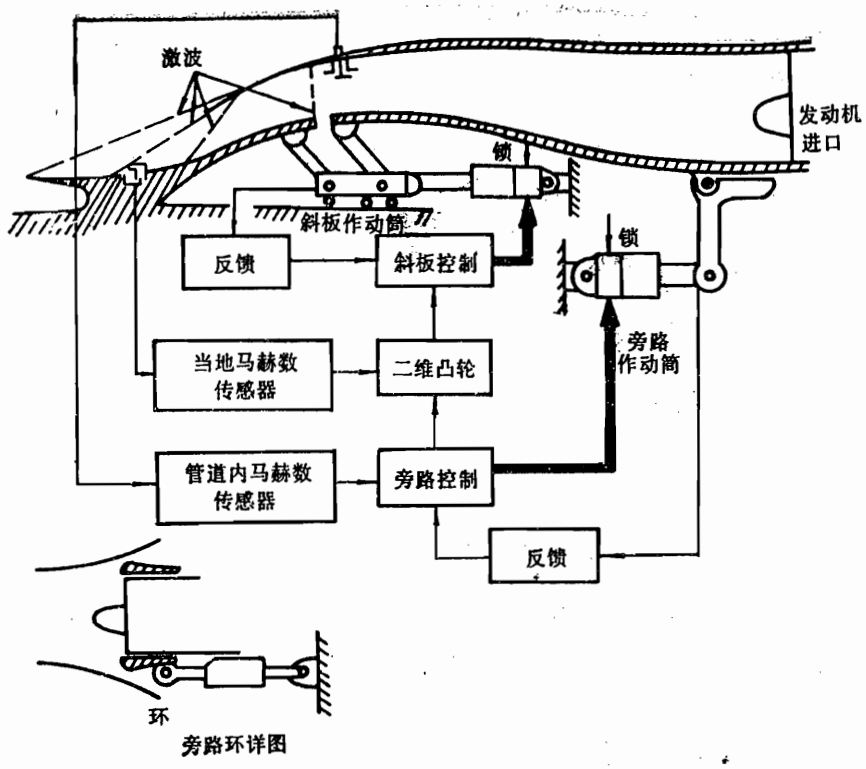


图5-1　典型矩形进气道的控制系统

5.3.1.1　斜板

斜板的功用是产生斜激波并改变斜激波的强度，溢出多余流量和改变喉道面积。

斜板的数量，根据飞行马赫数的不同，可以是1～4块。为了减少总压损失，飞行马赫数越高要求的斜板数量也越多。但另一方面，为了控制简单、重量轻并安全可靠，又希望斜板的块数尽可能少一些。

斜板有固定和可动之分。可动斜板通过铰链转动改变角度，各斜板之间的相对位置必须协调。在斜板上可以有泄除附面层的小孔，或者位于喉道附近前后斜板间具有泄除附面层的缝。斜板下各泄除腔之间应有隔板相互分开，以防止前后间产生串流。

斜板可以装在竖直或水平位置上，从控制的观点看，希望斜板装成与机身平行的竖直位置上，理由如下：

（1）　当使用一台发动机需要有两个进气口时，容易实现使用同一个动力机构来操纵斜板位置同步工作。

（2）　发生故障时，为了安全，通常要求斜板处于收回位置。当斜板竖直放置时仅需克服摩擦阻力就可收回斜板。

（3）　竖直放置时，斜板的支撑结构可以包容在机身里面，其刚度比较大，结构变形比较小，从而提高了控制精度。

斜板水平放置时，在机身两侧通常要有附加的支持结构来承受管道内的空气载荷（腹部进气道没有这个要求）。在控制系统产生故障时，水平安装的斜板要自动被压回到收回位置，

所需的气动力必须大到足以完全克服系统的摩擦力和斜板的重量。

斜板的位置大多数按马赫数进行控制，也有按发动机压气机出口静压对进口静压之比π_k进行控制的，还可以按其它形式的参数控制。通常斜板控制应能使斜板位于完全抬起与完全收回位置之间的任一位置，即控制系统能连续控制。斜板的控制可以采用开环控制，也可以采用闭环控制(开环与闭环的区别见第5.4.1节)。开环控制比较简单，而闭环控制回路需要在进气道的喉道有一个传感器来探测喉道马赫数，并把这个气动信号反馈给控制机构。

考虑到性能和重量，通常飞行马赫数M＝2.0的飞机多采用双斜板系统，第一级斜板的角度固定不变，第二级斜板与后铰链板一起受控制而转动，实现控制二级斜板的角度和喉道面积的变化。马赫数M＝2.5的飞机采用三级或四级斜板系统，第一级斜板角度也是固定不变的，后几级斜板角则可用一个或几个作动筒控制。

5.3.1.2 旁路环或旁路门

旁路环或旁路门的作用是为已流入进气道内而发动机又用不了的多余空气提供一条通路，从而使进气道与发动机流量匹配。旁路环通常位于进气道出口与发动机进口之间，引出的空气可以导入发动机舱内做冷却次流使用。旁路门也叫放气门，通过它把进气道内多余的空气放出机体之外去。采用旁路环或旁路门放气比在进气道进口前溢流放气的阻力要小些。旁路环、旁路门设置越靠近进气道出口效率越高。

(1) 旁路环

旁路环装在压气机进口截面之前，一般使用于不要有快速响应的开环控制系统中，旁路

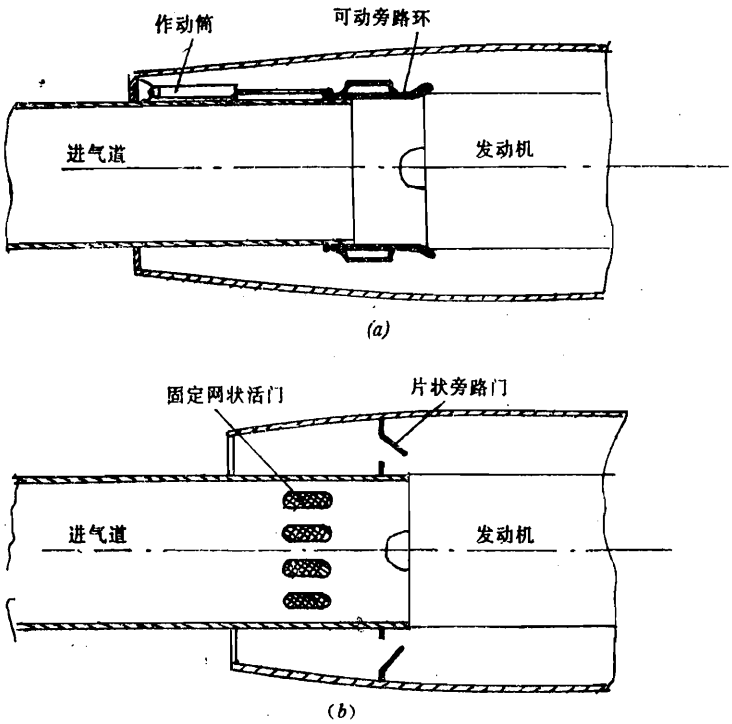


图5-2 两种形式的旁路环
(a)可调节式；(b)不可调节式。

环有可调和不可调两种形式。F-4B飞机采用可调节旁路环，而米格21则采用不可调节旁路环，具体形式分别见图5－2。可调旁路环通过受控液压作动筒可以前后移动，前移时环与压气机前端面形成缝，多余的空气流进发动机舱，通过引射喷管或其它机身上的出口再流出机外。改变缝的宽度就可以控制放出空气流量的多少。

不可调旁路环位于压气机进口前的管道上，那是一圈出气口，后接压差活门。多余的空气通过活门流入发动机舱内，并通过引射喷管或机身上的其它排气口流出机外。这种活门的开度是由压气机进口前进气道内与发动机舱内的压强差来决定的。通常在地面或低速飞行状态，舱内压强高于管道内压强，活门处于关闭位置。当飞行速度增加，管道内压强随之增大，直到高于舱内压强时，活门被压开。

（2） 旁路门

旁路门可装于进气道喉道后的任何位置，离喉道愈远放气效率愈高。旁路门的位置很大程度上还取决于结构。旁路门可满足飞行马赫数为M＝2.5～3.5时快速响应的闭环控制系统的要求。其作用是把正激波稳定在所选择的喉道附近的位置上。

（3） 放气门

放气门(防喘门)装于进气道的喉道之后，通过该门放出一定流量，以防止进气道喘振。放气门通常只有开、关两个位置，不能停在中间位置上。例如米格21飞机进气道有两个放气门。

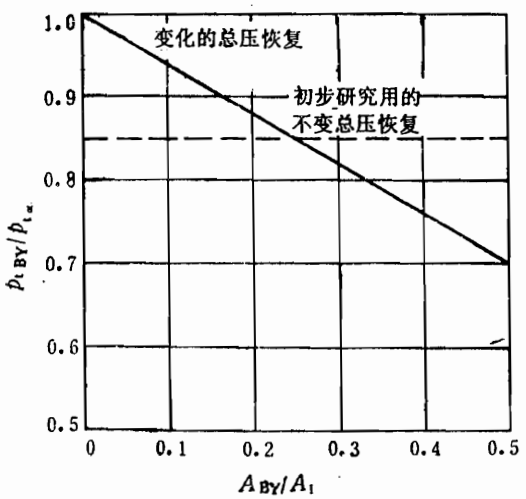


图5-3 旁路系统总压恢复

（4） 旁路阻力计算

计算旁路阻力，必须知道旁路的几何形状、喷口位置、旁路流量和喷口处气流总压恢复系数。旁路阻力包括门的阻力和动量阻力两部分。门阻力值取决于门的打开角度θ、门的平面形状w/h(w——门宽；h——门高)和当地自由流马赫数。动量阻力值取决于旁路气流排出的角度、旁路气流总压恢复$p_{tBY}/p_{t\infty}$、喷口形式和当地自由流马赫数。

当仅知旁路流量时，旁路系数总压恢复$p_{tBY}/p_{t\infty}$在无实验数据可用时，可近似从图5－3中取得。

a. 门阻力计算

门阻力可通过在飞行方向上作用于旁路门的平均压强系数C_p求得。如果都以进气道进口面积A_1作为特征面积，则旁路门阻力系数

$$C_{xflp}=C_p\cdot\sin\theta_{act}\cdot\frac{wh}{A_1}\cdot N$$

式中，θ_{act}——旁路门开启实际角度；

N——旁路门个数。

由于机体附面层越过旁路门压迫旁路喷流一起再附，使旁路喷流的有效喷出角θ_{eff}不等于

θ_{act}。θ_{eff} 由图 5－4 确定，图上 M_1——旁路门当地马赫数。再利用 θ_{eff} 及 w/h 由图 5－5 查得 C_p，即可最后根据上式算出旁路门阻力系数 C_{xflp}。

b． 动量阻力计算

对节流收敛喷口，动量阻力 X 为

$$\frac{X}{mV_\infty}=1-\frac{\cos\theta_{act}}{M_1}\sqrt{\frac{2+0.4M_1^2}{2.4}\left(1.715-\frac{1}{\frac{p_{tBY}}{p_{t\infty}}\left(\frac{2+0.4M_1^2}{2.4}\right)^{3.5}}\right)}$$

式中，　m——质量流量／秒；X——单位自由流面积上的阻力。

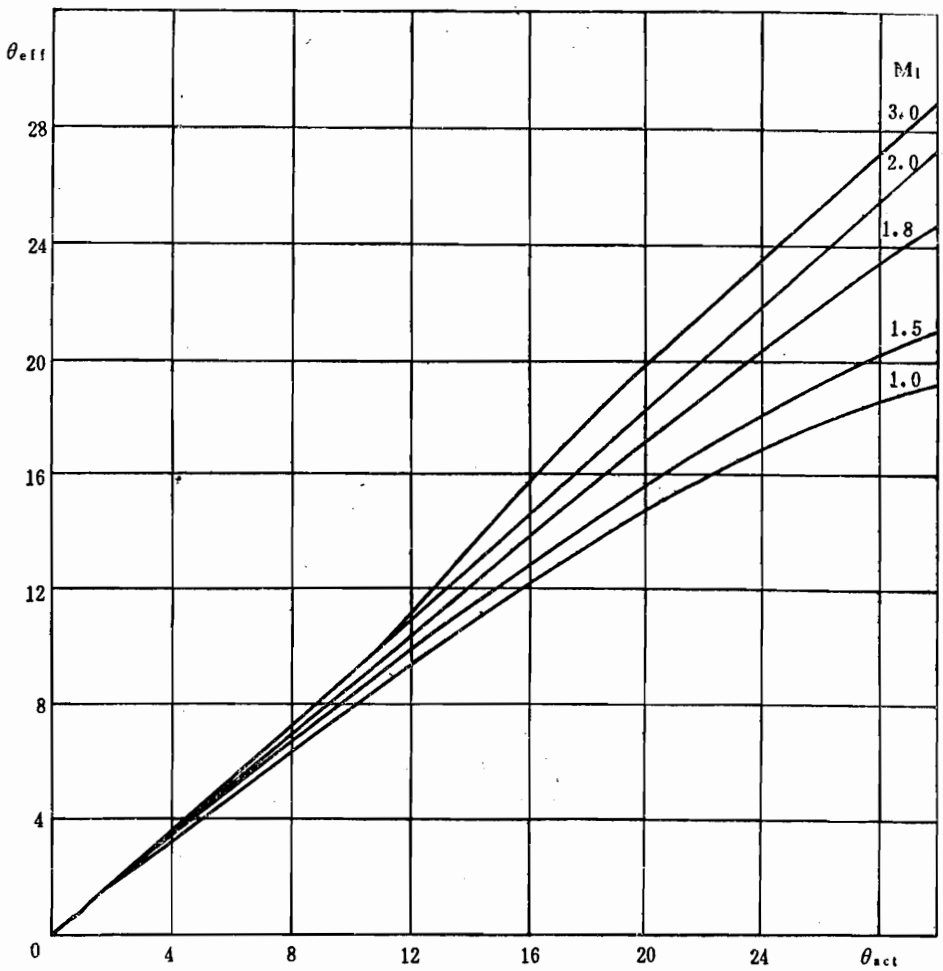
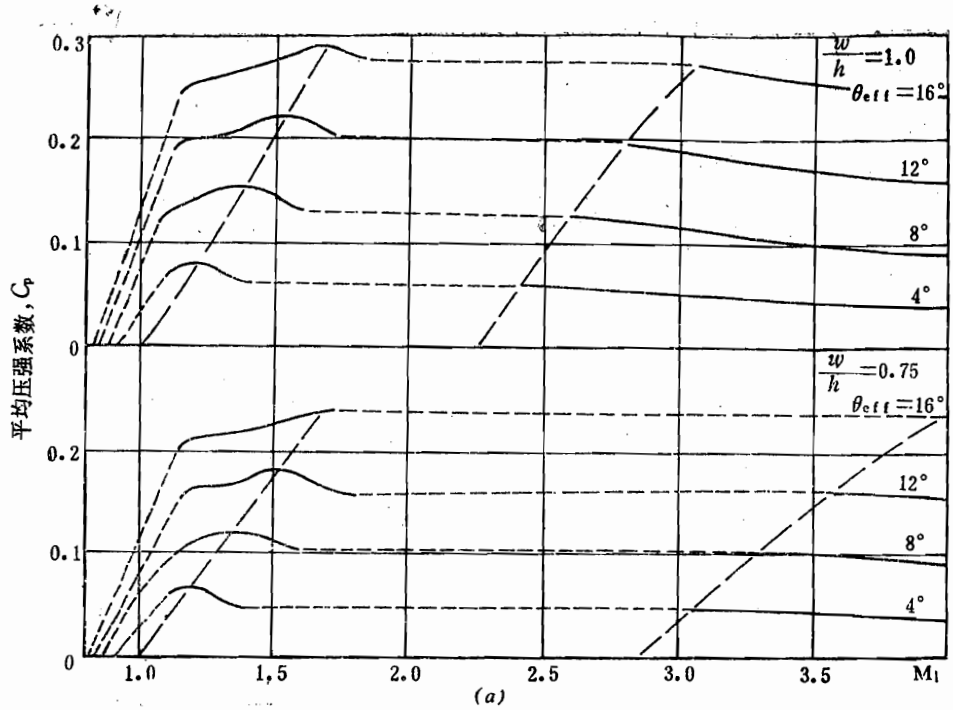


图5－4　附面层对旁路门角度的影响

对不节流收敛喷口和节流收敛-扩张喷口：

$$\frac{X}{mV_\infty}=1-\cos\theta_{act}\sqrt{\left(\frac{1}{0.2M_1^2}+1\right)\left(1-\frac{1}{(1+0.2M_1^2)\left(\frac{p_{tBY}}{p_{t\infty}}\right)^{0.286}}\right)}$$



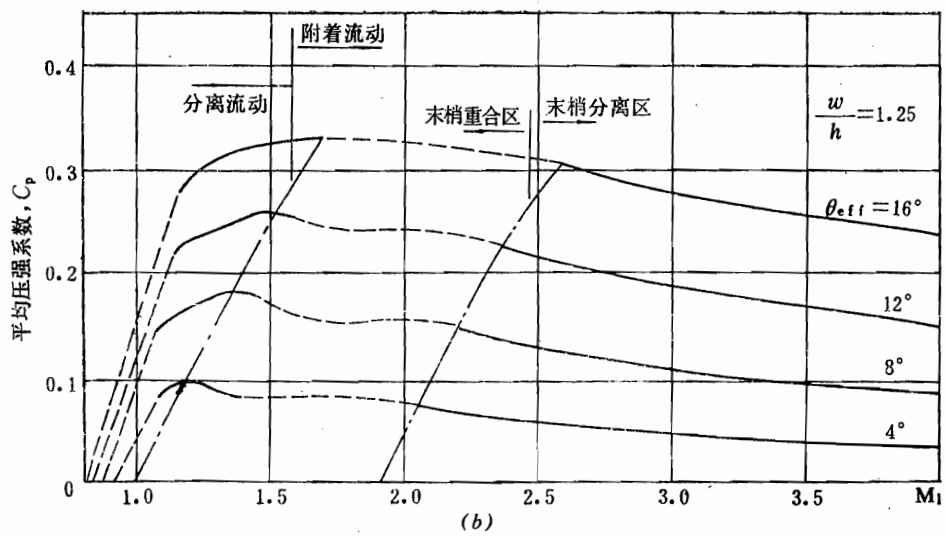
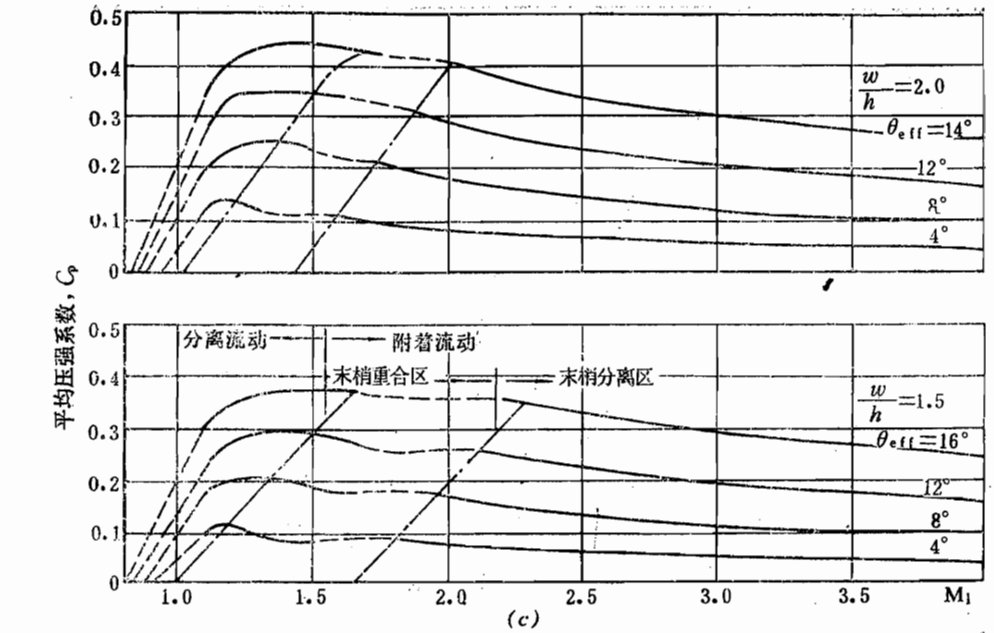
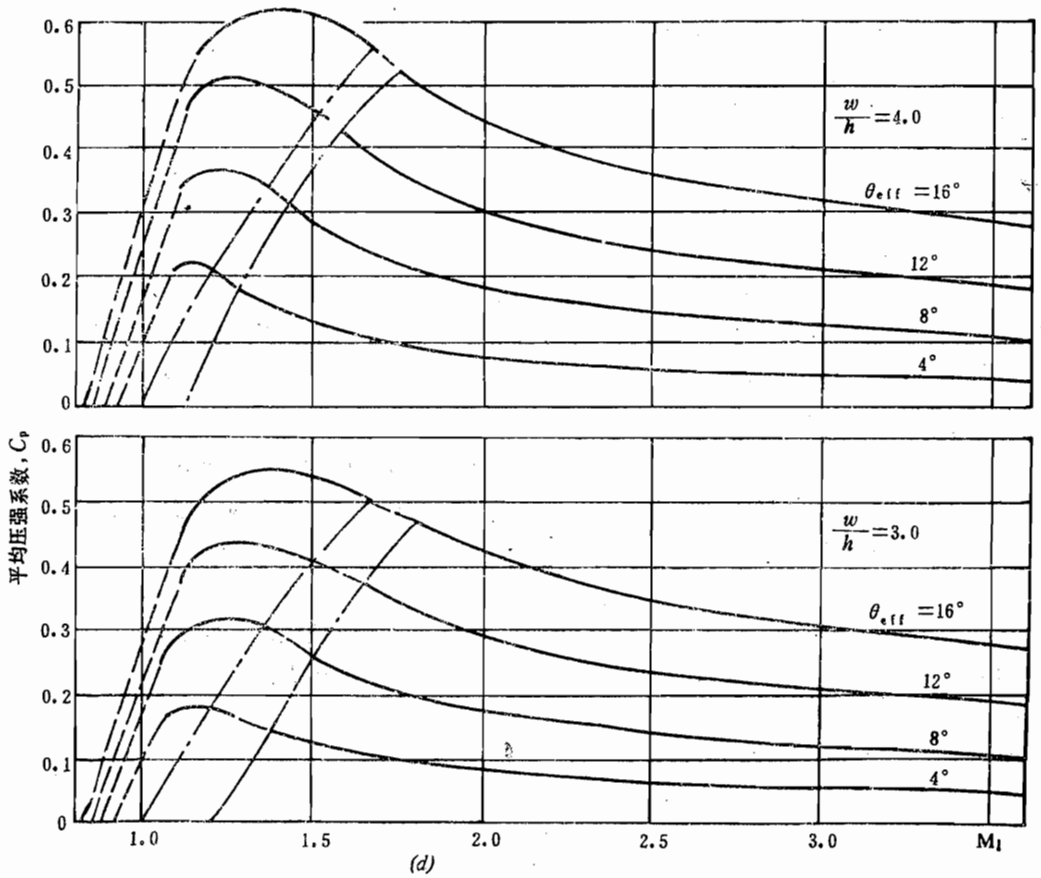


图5-5(a)、(b) 旁路门压强系数



(c)



(d)

图5-5(c)、(d) 旁路门压强系数

则动量阻力系数为：

$$C_{xmom}=2\frac{A_{BY}}{A_1}\cdot\frac{X}{mV_\infty}$$

式中，A_{BY}/A_1是旁路自由流面积与进气道进口面积之比。

最后，总的旁路阻力系数为：

$$C_x=C_{xtlp}+C_{xmom}$$

5.3.2 轴对称进气道

这类进气道的横截面是圆形、半圆形或四分之一圆形，预压缩面为一个中心锥面的全部或部分。通常由进气道唇口到喉部，管道截面逐渐缩小，而由喉部到发动机进口，管道截面逐渐扩大，直到在发动机进口处与压气机进口截面积相等。采用轴对称进气道的飞机有：米格21、B-58、F-104、SR-71等。

这种进气道的控制系统要求能够控制中心锥的位置、旁路门或旁路环的位置。为了防止进气道进入喘振区，有的飞机还装有防喘放气门。混压式进气道为增加混合压缩工作时正激波的稳定性，装有涡流阀。

5.3.2.1 可调中心锥

可调中心锥必须装有一个用来使它前后移动或者改变锥角(用折叠方法)用的作动筒。中心锥的表面上通常有附面层泄除孔或泄除缝，被泄除的低能附面层气流通过中心锥内腔引到机外去。同时，必须考虑中心锥滑动面的气密性。

(1) 可移动的中心锥

这种型式的中心锥可以是整锥体、半锥体或1/4锥体。随飞行范围的不同，中心锥可以是1～4级。对于飞行马赫数M＝2.0左右的飞机进气道中心锥，通常是由二级或三级锥面组成的中心锥。而M＝2.5的飞机进气道，通常采用三级或四级锥面组成的中心锥。半锥或1/4锥作为中心体多使用在靠近机身的进气形式，控制中心锥移动的机构安装在机身内，例如，“幻影”Ⅲ、F-111等飞机的进气道。靠近机身安装空间较大，可使控制机构的刚度较大，滑动表面的气密问题也容易解决。

全中心锥使用于机头进气或机翼吊舱进气道，例如米格21，SR-71。使用全中心锥时，控制机构必须安装在中心锥锥腔内，由于空间较小，作动筒一般又都是细长形，刚度比较差。这种进气形式的中心锥还有迎角和侧滑角的控制问题(见第5.2.4节)。

(2) 可折叠式中心锥

可折叠式中心锥的优点是改变喉道面积比平移式方便，但是泄漏和密封问题严重。单锥折叠在设计比较容易实现，多级的则较难以实现。现有的飞机很少使用多级型式的中心锥。

5.3.2.2 旁路环、旁路门和放气门

都与矩形进气道相同(见第5.3.1.2节)。

5.3.3 矩形与轴对称进气道的对比

表5-1列出了矩形和轴对称进气道控制系统的某些关键因素的对比，

表5-1 矩形和轴对称进气道的对比

	项目	矩形	轴对称	
			平移式	折叠式
设计点性能	喉部面积变化百分数	优	差	良
	重量和机械性能	良	优	良
	用于非设计点的辅助进气口	一般不需要	一般都需要	
	系统设备的适应性	优	差	
	系统的稳定性	优	良	
	传感器的信号	良	困难	
	地面检查	良	优	

5.4 进气道控制系统

进气道控制系统必须感受一些信号来判断某些可变几何形状的工作位置是否符合要求。如果不符合，则需要重新调整几何位置，并用进气道的其它参数来加以修正，实现所感受的信号和可调节的几何形状处于协调的位置。进气道控制系统可采用开环控制，也可采用闭环控制。在选择控制方式时，要根据具体需要考虑。目前使用情况大体是：飞行马赫数M＝2.5以下的飞机进气道通常都是外压式的，控制采用开环控制的占绝大多数；飞行马赫数M＞2.5的飞机进气道须采用混压式进气道，则使用闭环控制。

进气道控制系统必须对前方来流的变化和下游发动机引起的扰动都十分敏感。这些变化要求进气道控制系统做出快速响应，以防止出现进气道喘振、不起动、发动机失速及熄火等不安全情况。控制系统不仅应能准确地测出进气道一些控制参数的变化，还必须能迅速地做出调节可变几何形状的反应。

5.4.1 闭环系统与开环系统

进气道的控制可分为开环和闭环两种控制系统。图5-6示出了两种基本控制概念的差别。

开环控制要求事先安排好程序，把控制几何形状的作动筒调到预定值上，作动筒的位置变化不会影响到控制系统的输入参数，即输出量的变化与输入量无关。采用这种控制系统必须先测量出需要改变进气道形状的每个参数，并且把这些参数的给定值和偏差值同作动筒的位置反馈结合起来，以得到所要求的输出量。控制的参数通常是飞行马赫数(或当地马赫数)迎角、温度以及指示流量的发动机参数(如换算转速或压气机的增压比等)。在控制系统中还应考虑进气道喘振、再起动，急剧的机动飞行以及发动机流量突然变化等因素所需要的调节量，即超载能力。因为这些信号不受作动筒位置的影响，所以，这些信号的特性和开环控制系统的动特性没有关系。

闭环控制的进气道系统，所选的输入信号既是指示进气道工作状况的信号，又要受到作动筒位置的强烈影响。这个气动反馈构成一个闭环控制，即输出影响输入的控制系统叫做闭环

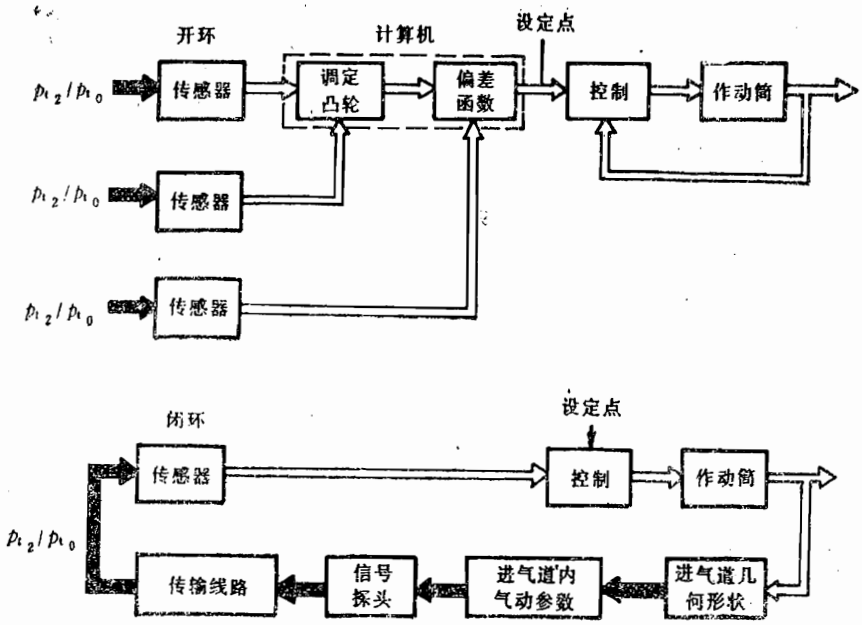


图5-6 进气道控制框图

控制。所选的信号特征对环的动态特性影响很大，信号压强比随作动筒位置变化的斜率是反馈回路中的一项主要增益，对控制的稳定性和响应有很大作用。除了这个信号特性以外，闭环控制还必须考虑到进气道、传输线路、传感器、伺服控制和作动筒的动态特性。进气道闭环控制常用的或者经常考虑的参数是激波位置及喉道处的马赫数。为了保证进气道能在某些少有的严峻条件下安全工作，闭环控制系统也同开环控制系统一样，要求有超载能力。

5.4.2 进气道控制系统选择时应考虑的因素

表5-2中比较了开环控制和闭环控制需要考虑的问题。

现分别叙述如下。

(1) 信号

开环控制参数要测量上游与下游的气流状态，这个状态通常是局部马赫数、进口温度、发动机的转速、进口流动方向角(迎角)以及扩压器出口马赫数。这些信号一般不受进气道形状微小变化的影响。因此，进气道的几何形状按修改前定位，用此时的风洞实验数据来确定控制信号和控制规律是恰当的。进气道不起动、喘振以及其它瞬变过程对控制信号的影响很小。所以，其影响是可以预测的。

闭环控制取决于气动反馈。飞机进气道控制系统的设计者必须了解进气道控制系统的信号要求，下列这些主要要求在进气道研制及试验阶段需予以考虑：

a.单值 应避免由于各种瞬变扰动使信号偏离设定点进入多值区，而可能引起的控制混乱。

b.高增益 由于设定点在控制误差带内的漂移会使已排好的调节规律程序参数产生误差，所以必须保持高的信号增益，以使这个误差尽量小些。

c.合理的范围 必须在某个合理的范围内保持增益特性，以减小总的误差，并避免由于

表5-2 开环和闭环控制考虑的问题

内　　容	开　　环	闭　　环
信　　号	对进气道的变化不敏感。 所需信号接近于固定几何形状进气道的信号。 需要的数据较少。 更容易判断再起动、喘振及其它瞬变现象。	对进气道的变化极敏感。 能够补偿各种制造公差对结构及发动机流量容差的瞬时影响。
手动控制	能满足。	需要反馈系统。
通 用 性	容易加入各种偏差参数	受探头改变的限制，要求更多的试验数据。
复 杂 性	硬件复杂	分析比较复杂。
安　　装	主控制作动筒的位置反馈比较困难。	可以把作动筒同传感器放在一起。
功　　率	稍大于静止功率。	最大功率与开环控制相同。
重　　量	取决于备份件和插件的重量。	一般小于开环重量。
精　　度	精度比较差，不能校正由于干扰了被控量而发生的变化。	对精度有利，因为负反馈会连续减小任何误差，使其达到可允许的数值。
稳 定 性	系统时延长，稳定性要差些，可能引起连续振荡。	系统时延短，提高了稳定性。
	比较成熟，简单，可靠性强。	需要额外的风洞实验数据和试飞数据，以及复杂的分析。目前使用者少，可靠性差一些。

设定点的一个很小的误差而造成的飞行事故。

d.在各种状态下增益要一致　一个一致的信号增益可以对控制加以分级，使得在所有状态下响应都很高。如果信号增益随飞行状态而变，则应根据稳定性的要求来定。控制的分级方法一般应使响应速度随信号增益的变化而变化。

一个理想特性信号示于图5-7内。该理想特性信号同四个不理想的特性信号的对比示于图5-8中。

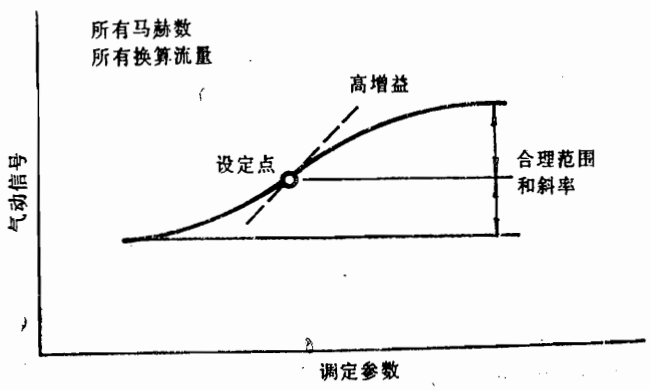


图5-7　具有理想控制特性的信号

按规定，这些信号的位置应定在压强梯度大的区域(如正激波)附近。进气道形状的小量变化往往使这些信号变化得很厉害，如不对此控制系统作一些附加的改变(例如，重新安排

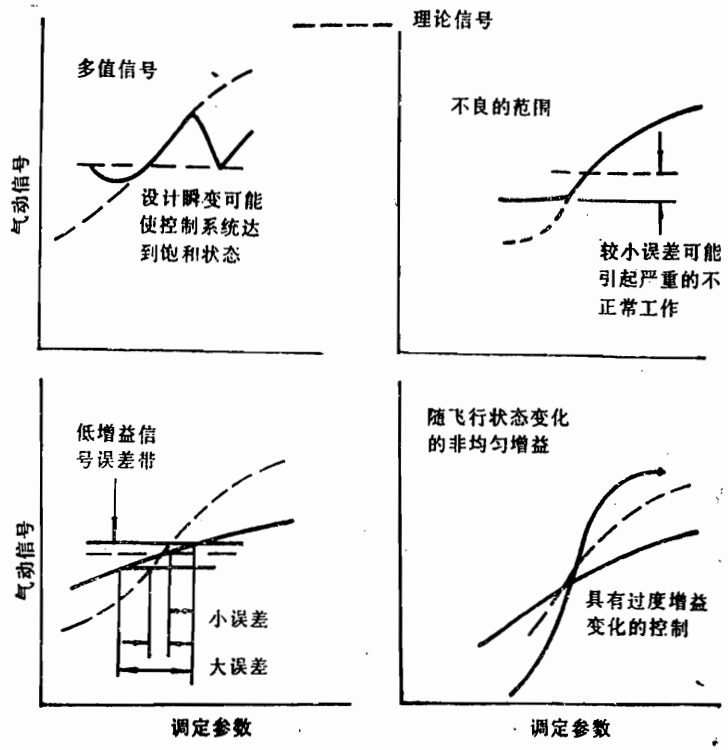


图5-8 具有不良控制特性的信号

探头或修正压强比的给定值)，反过来又会使进气道的几何形状远离所要求的位置。由于信号斜率对回路的动态特性是如此重要，所以对闭环控制需要有更多的气动数据。为了确定进气道几何形状的整个变化范围，以及各种可能的探头型式和位置，也都需要气动数据。闭环控制的优点是能自动补偿进气道的制造公差、温度对结构的影响、发动机流量的允许误差，以及其它各种无法测量的因素。

(2) 手动控制

开环控制加进了输出位置反馈，因此，很容易改成手动控制。而闭环控制则没有这种反馈，因此必须附加一个。

(3) 通用性

开环控制信号是在反馈线路之外，所以可以输入其它参数使输出位置偏离调节程序规定的值，而不必打乱系统的动特性。闭环控制的通用性较差，可使用的信号通常只允许具有有限的气动增益范围，因此，附加参数多半需要改变探头。另一个问题是环的动特性，也要受附加控制环的影响，这样，就需要有修改过的控制增益和补偿电路。如果任何一种变更，它需要有新的探点，要对压强比的设计点作很大的改动，那么，在整个进气道工作范围很可能都必须有新的试验数据。

(4) 复杂性

开环控制的先决条件是要测量出影响进气道工作的所有主要参数。与闭环控制相比需要有更多的传感器和计算设备。因此，往往硬件很多。

闭环控制通过用选取参数的方法来减少需要感受和计算的函数数目，通过测量这些主要影响参数对进气道的气动效应，来达到同样的目的。对进气道闭环控制的气动力特性和动态特性需要作复杂的分析。

(5) 安装

当开环控制用几个参数计算输出控制规律时，通常，这些函数就被组合在一个主控制器里，由于受空间限制和使用维护方便的要求，主控制器将被安装到远离作动筒的地方。这样，置位反馈就需要通过相当长而曲折的路线才能传送给主控制器。而闭环控制则可以把传感器同作动筒装在一起，从而消除了反馈系统的安装困难。

(6) 功率消耗

每个传感器和计算器都需要消耗飞机的一些功率。自身消耗静功率通常大约是所需最大功率的5%。由于闭环控制元件较少，所以它消耗的静功率也很少。不过，它也必须在同样的时间里作出同样的功，因而最大功率同开环控制是一样的。

(7) 重量

进气道控制系统的重量可以有很大的差别，它取决于工作环境、破坏安全的特征、自身检测能力、调整能力以及使用维护性能等。闭环控制的硬件比较简单，往往能减轻其重量。讨论控制系统的重量，要权衡重量和性能二者之间的得失。一般来说，较重的控制系统能使进气道更有效地工作，降低飞行油耗，可能节约几倍于控制系统的重量。

(8) 精度

对控制系统的主要要求是，当条件变化而系统受到干扰时，被控制量应精确地保持在规定的限度之内。闭环控制对精确性有利，因为负反馈力图连续减小任何误差，使其达到可允许的数值。系统响应对外扰和内扰系统参数变化很不敏感，这样，对于给定的控制对象，就有可能采用不太精确的、成本低的元件，构成精确的控制系统。相反，开环系统则不能做到这一点。

(9) 稳定性

稳定的系统对输入的响应能在一个合理的时间间隔内达到并保持一个有效值，而一个不稳定的系统则不能有效地把被控制变量保持在预期值上，其输出可能引起一个过大的极限值或者产生一个剧烈的持续振荡，使得控制失灵，甚至破坏。

各种控制元件和被控系统在响应中的时延或滞后是不稳定性的根源。为了说明不稳定，我们假设误差信号为零，系统不再需要校正。然而，系统中固有的时延可能会阻止控制作用的及时停止。这就妨碍了阻止被控变量超调的作用，因而超调将导致相反方向的校正作用，如此连续的校正作用将会持续下去，并且可能造成输出的危险变动。

从另一观点看，系统的时延可能使反馈加强输入信号，而不是减弱输入信号，这时的反馈已变成正反馈，而不是负反馈，它会引起连续振荡。

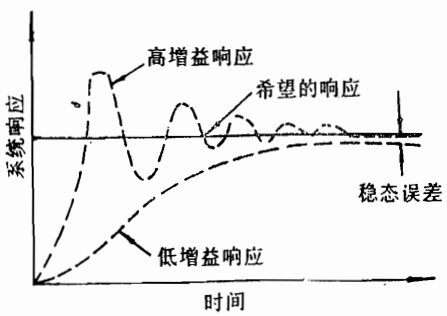


图5-9 对输入命令的系统响应

必须强调指出，精度和稳定性的要求是互不相容的。在闭环系统，当环路增益提高时，系统的精度改善。然而，提高增益会使系统产生不稳定的趋势，因为它对同一个给定的误差

信号会引起较大的校正作用。图5-9中指出了这一特性，它表示系统对一个突变输入命令的响应。在低增益的系统中，瞬态响应缓慢，其最终误差或稳态误差可能较大。高增益系统中，则出现很大的超调和振荡，然而，当系统稳定后，其稳态误差可能很小。

5.5 进气道的控制方案

即便是设计得比较好的不可调进气道，在非设计状态下，进气道与发动机流量也总是不大匹配的。对高速飞机，其飞行范围很广，此种不匹配更为突出。为解决此矛盾，须将超音速进气道做成可调节的。进气道控制除满足流量匹配要求外，其主要目的还有：

1. 在各种飞行状态和发动机工作状态下，保证有高的总压恢复和较低的外部阻力；
2. 保证进气道与发动机的稳定工作，防止进入喘振。混压式还需保证能起动；
3. 进气道出口(即压气机进口)流场比较均匀。

目前，世界上使用可控进气道的飞机很多，采用的控制方案也不尽相同。下面分别介绍几种控制方案。

5.5.1 马赫数M_∞控制方案

若进气道的中心锥(或斜板)及放气门的位置仅仅是飞行马赫数M_∞的函数，则把这种控制方案称为M_∞数控制方案。见图5-10框图。

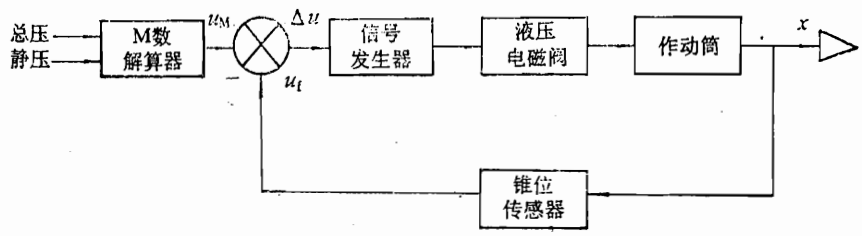


图5-10 M_∞数控制方案框图

控制原理根据感受到的总压和静压，M数解算器解出飞行M_∞数，并按照中心锥控制规律，给出电压信号u_M，它和反馈电压信号u_f相比较。若$u_M > u_f$，信号发生器中有电流通过，接通液压电磁阀，从而打开油路，作动筒活塞杆将中心锥向外推出，反馈电压u_f也随之增大，直到$u_M = u_f$时，作动筒活塞停止运动。反之，当$u_M < u_f$时，整个工作过程正好与上述过程相反。在实际系统中中心锥位置随飞行马赫数的变化是有级调节的。此外，系统内还设有中心锥手动系统，以备自动装置损坏时使用。

为了防止进气道在高速飞行条件下出现喘振现象，飞机上装有防喘放气门。在高速飞行状态突然断开发动机加力时，防喘放气门便自动打开，将多余的空气从进气道排入大气中，同时油门操纵台上的M数制动器与油门杆联锁。

水平尾翼的偏转角与迎角有对应的关系，当其它条件不变时，迎角越大，进气道出现喘振的时间就越早。为了避免喘振发生，将水平尾翼的向下偏转角与放气门自动联锁，当水平尾翼向下偏转的角度超过一定值，例如20°时，将放气门打开，此时放气门的打开与发动机

杆的位置无关。

另外，系统还设有防喘放气门打开和关闭的手操纵系统，以备自动装置发生故障时使

5.5.2 π_K控制方案

若中心锥或斜板位置是压气机出口截面与进口截面静压之比π_K的函数，这种控制称为

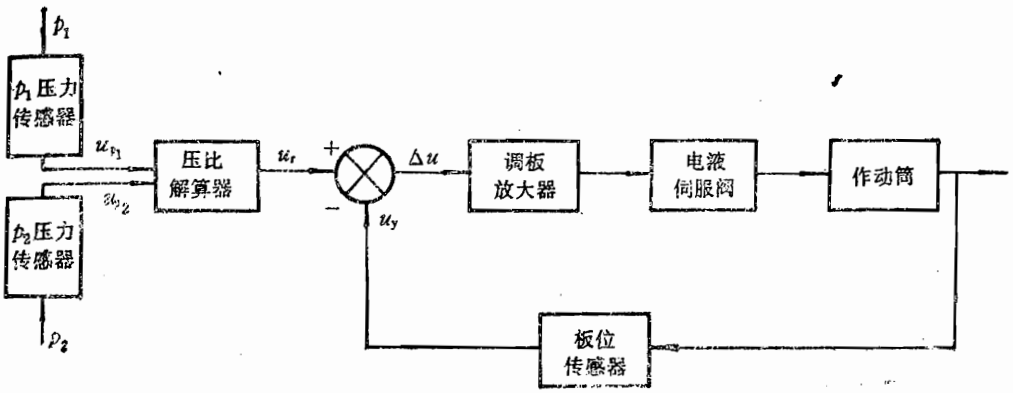


图5-11 π_K控制方案框图

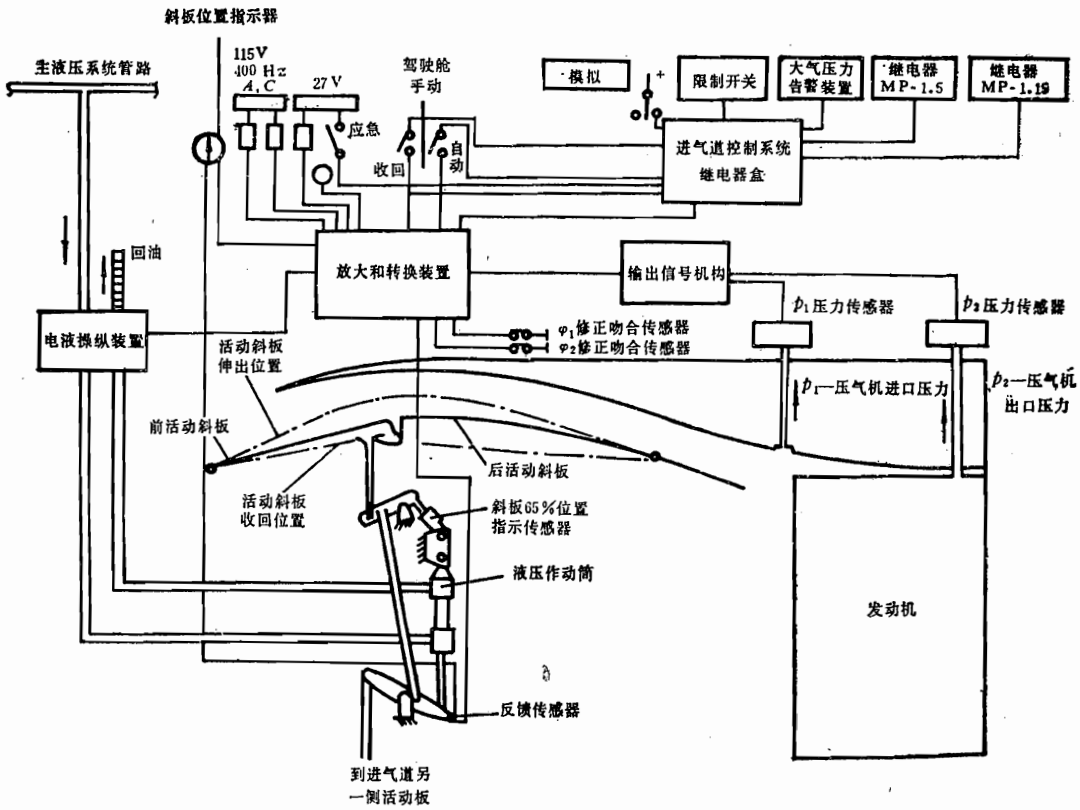


图5-12 进气道π_K控制斜板原理图

π_K控制。其控制框图见图5-11。

其控制原理与M_∞数控制方案原理基本相似。采用π_K控制方案要比M_∞数控制方案好。因为M_∞数控制方案仅考虑了影响进气道与发动机匹配四个因素中的一个速度因素，而π_K控制方案包含了四个因素中的三个，即发动机工作转速、飞行马赫数和温度的变化。

下面用一个飞机进气道的斜板控制原理图来说明π_K控制，其工作原理见图5-12。

该飞机的进气道斜板是竖直放置的超音速外压式两侧进气道，两侧的进气口通向同一台发动机。每一侧进口由三级斜板组成，第一级斜板角度固定不变，第二级和第三级斜板角度的变化受控制系统的控制。

该控制系统的敏感元件是两个压强比感应传感器，它们分别从压气机进口和出口取得静压，并把感受到的压强成比例的转换成电压值。两个传感器产生的电压在输出信号装置内相比，在放大和转换装置内放大后，信号送入电液装置，最后通过液压作动筒驱动斜板转动，实现对斜板角度变化的控制。进气道斜板运动是通过一套专门的控制机构实现的。

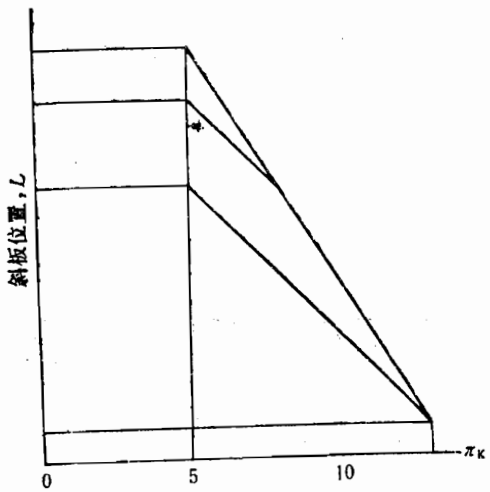


图5-13 控制规律

二、三级斜板的位置由控制系统给出，它是压气机压缩比的函数，对应的规律为$L=f(\pi_K)$。这里L是进气道斜板液压作动筒操纵杆的行程。

在起落架收起之前，不管π_K是什么值，进气道斜板都处于完全收起的位置。从起落架收起，在限制开关接通线路那一瞬间，控制系统开始按压强比以自动方式工作。为保证飞机在各种飞行状态下进气道与发动机的稳定工作，该进气道控制系统按图5-13给出的三个控制规律操纵斜板变化。当然也可以采用别的控制规律。为了保证进气道在不同的迎角下均能稳定工作，控制系统引入了控制规律随平尾偏角的修正。装于驾驶杆和平尾间的联动装置是一个带有微动开关的传感器，依靠传感器信号，不管π_K是什么值，斜板都产生一个额外的伸出或收缩。

同样，该系统设有手动控制，手动控制象自动控制一样，保证斜板在地面和空中平滑的收起和伸出。

5.5.3 数字计算机控制方案

目前已有一些飞机进气道采用了先进的数字计算机控制方案，例如F-14和F-15等。这使进气道控制系统的功能得到扩大，控制精度获得进一步提高。

下面以F-14A进气道的控制为例说明数字计算机控制方案。该系统的函数信息流程图给在图5-14内。它的传感器感受自由流马赫数、飞行迎角、自由流总温和发动机转速等信号，这些信号通过时间分配数字模拟转换器转换成数字形式，并发送到数字信息处理机，在该机内完成所有的计算，并安排和获得使用的函数。数字信息处理机的主要输出是四个伺服作动筒的指令信号，每个动作速度要求达到100次/秒。这些信号再由数/模(D/A)转换成模拟形式，送往四个液压伺服作动筒，控制第一级可动斜板角、第二级可动斜板角、扩压器斜板角和旁路门角度的位置。

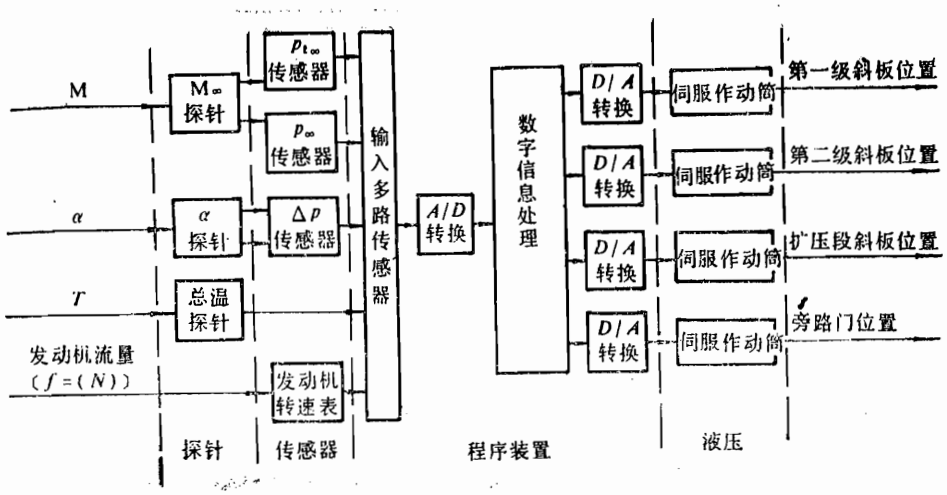


图5-14　F-14A进气道控制系统图

该数字计算机控制系统的功能有四项内容：

1．正常工作　提供各种情况进气道几何形状的控制计划和位置。在飞行试验阶段，对各种飞行状态的进气道几何形状可以进行调整，把座舱来的调整信号和控制计划信号组合起来，组合后的信号才是所规定的每个斜板或门所希望的位置。

伺服作动筒的控制方案是直线行程函数，斜板或门角度指令信号必须转换成伺服作动筒的等效位置。在计算机内存储有把斜板和门角度转换成作动筒行程的函数。

2．故障工作　当故障出现时，控制系统提供进气道安全工作的几何位置。此时，所有硬件完全用电监控，利用电传输速度快的优点，在比较缓慢的伺服作动筒可能出现故障的瞬时前，开始校正动作。程序装置除广泛地监控程序装置自身的工作外还监控传感器和伺服作动筒。假若检测出故障，并持续超过规定的延长时间，液压阀自动关闭，液体压力消失，伺服作动筒的工作由压力弹簧锁上，液压锁锁住整个几何形状。低于安全马赫数后，斜板伺服作动筒的两个腔均与回路相通，使斜板处于自由浮动状态，在进气道内压强作用下，斜板被压到靠近最内位置，并且机械锁住。于是进气道被固定在巡航、着陆或者复飞的几何位置。

3．进行监控/自我测试工作　在整个飞行过程中，连续不断的对进气道控制系统的工作是否正常作出判断。采用数字计算机能够精确而又频繁地检测自身工作。

4．飞行试验设备　它允许进气道几何形状控制计划的改变，还可以对所有的计划提供手控能力。

5.5.4　混压式进气道闭环控制方案

飞行马赫数大于2.5以上的飞机进气道，多采用混压式进气道，控制方案为闭环控制。当前$M_\infty > 2.5$的飞机比较少，使用这种方案的进气道控制还不多见。

下面用一个超音速运输机的轴对称混压式进气道的控制系统为例，说明混压式进气道闭环控制原理。该运输机设计巡航马赫数为2.7。

在控制系统中采用进气道压强比作反馈环节，控制系统用这些压强比(控制信号)来确定进气道活动部件的位置。这些部件包括中心锥、可改变位置的外罩、喉部门以及由次流阀和

舱外旁路放气门组成的旁路系统。支配控制系统动作的控制规律分为几种方式、序列和形状。这些不同控制规律间的转换是自动进行的。除了控制面以外，还在进气道的喉部截面处装有涡流阀。在混合压缩工作时，假若正激波向前运动进入喉部，这些涡流阀被气动力打开，放掉正激波后的部分流量。涡流阀的最大放气能力约为巡航发动机所需流量的5%，这个能力保证有5%的附加选择性裕度，以消除由于下游的瞬态扰动引起的不起动。图 5-15 是控制面和涡流阀位置的进气道草图。

对于不同的工作状态可采用不同的控制方式，在进气道的各种控制方式、序列和各种状态组合下，各活动部件的位置示于表5-3中。

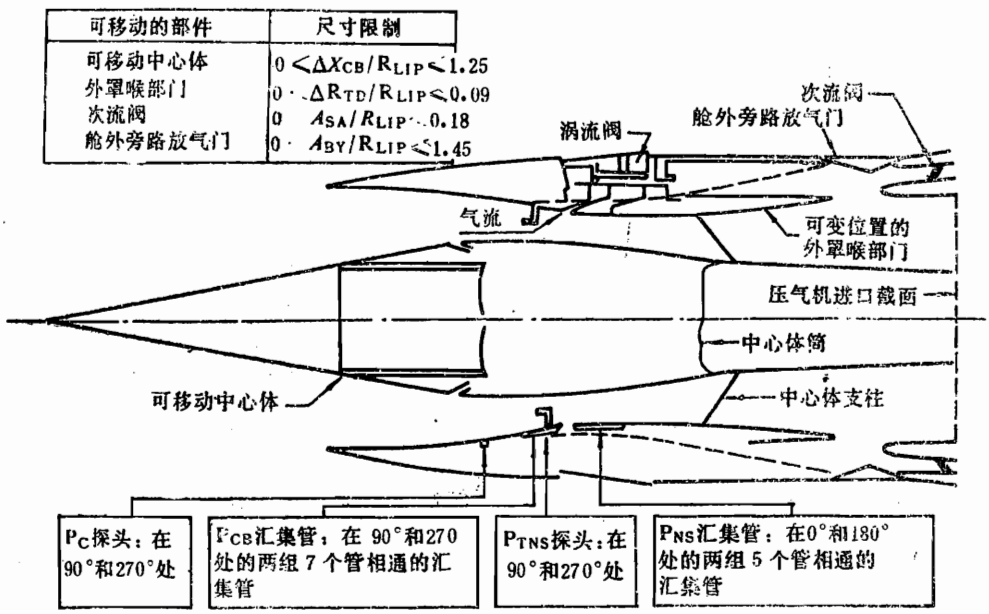


图5-15　涡流阀和控制信号位置

在M_∞数低于0.5时，“噪声抑制”是一种可以选择的方式。当发动机以小推力工作时，(例如下滑进场)就可以用手动选择。这种方式调整中心锥，使其保持喉部接近音速，防止压气机噪声向前方传播。如果需要发动机发出大推力，噪声抑制方式就自动脱开，而接通起飞状态。当以亚音速和低超音速爬升时，滑跑状态是满足发动机供气要求的简单而可靠的方法。当发动机状态操纵器位于大约$M_\infty=0.5$的滑跑位置时，这种工作方式就自动获得。从滑跑状态到M_∞数大约为1.2的喘振遏止方式之间的控制是手动转换。喘振遏止方式控制可一直保持到飞行员用重新起动序列机构起动进气道为止。

马赫数在1.6～2.9之间时，进气道控制系统由两种方式和两种序列组成：起动方式；喘振遏止方式；重新起动序列和协调不起动序列。为了进行有效的超音速爬升和巡航，起动方式保持混合压缩工作。偶尔发生进气道不起动或协调不起动时，喘振遏止方式保持令人满意的外压缩工作。重新起动序列把进气道的工作，从喘振遏止方式转换到起动方式。协调不起动序列能根据某一侧进气道的偶然不起动，使另一侧进气道进入不起动。所以，协调不起动序列是用来减少飞机的航向偏离。

表5-3 进气道控制系统一览表

控制方式、状态和序列	M数范围	进气道部件					
		中心锥	外罩喉部门	主旁路门	次流阀	起飞门	转速微调
起飞状态	0～0.5	全部伸出	关闭	关闭	全开	不限制	非主动
噪声抑制方式	0～0.5	调至 $M_{th}^{①}=0.85$	开19%	关闭	打开	关闭	非主动
滑跑状态	0.5～1.2	全部伸出	打开	关闭	打开	关闭	非主动
喘振遏止方式	1.2～2.9	固定在 $\frac{\triangle X_{CB}^{②}}{R_{LIP}^{③}}=1.15$	固定在 $\frac{\triangle R_{TD}^{④}}{R_{LIP}}=0.09$	调到使正激波位于外罩唇口前面位置		关闭	主动
起动方式（高性能）	1.6～2.9	调至 $M_{th}=1.25$	中心锥位置序列函数	调到使正激波位于进气道喉部下游(即刚好在涡流阀之后)位置		关闭	主动
起动方式（高稳定性）	1.6～2.9	调至 $M_{th}=1.30$	中心锥位置序列函数	调到使正激波位于进气道喉部下游位置		关闭	主动
重新起动序列	1.6～2.9	收回到最大速度位置	固定在 $\frac{\triangle R_{TD}}{R_{LIP}}=0.09$	调到正激波位于可移动喉部下游的位置		关闭	主动
协调不起动序列	1.6～2.9	控制到 $\frac{\triangle X_{CB}}{R_{LIP}}=1.15$	控制到 $\frac{\triangle R_{TD}}{R_{LIP}}=0.09$	控制关闭		关闭	主动

注：①喉部马赫数；②中心锥位移；③进气道唇口半径；④喉部门位移。

起动方式采用两个反馈控制环。其一用可移动的中心锥和可变动位置的外罩喉部门来控制进气道喉部马赫数。其二是调整次流阀和舱外旁路放气门来控制正激波位置。对于瞬时的非设计喉部马赫数来说，为了保持起动的进气道稳定工作，在两个环节之间又提供了一个信号回路(交叉-耦合作用)。在起动方式控制时可以选择高稳定性方式或高性能方式。

在喘振遏止方式中，中心锥和外罩喉部门被指定到某些固定位置处，而管道压强比信号则被用来调节次流阀和主旁路门以保持稳定的进气道流量。所得到的正激波位置恰好在外罩唇前，此时整个进气道内的流动都是亚音速的。靠近外罩唇口处的一个压强比信号，作起动/不起动检测器用。这个压强比信号与另一个参考值进行比较，确定进气道控制器应该是起动方式还是喘振遏止方式。当感受到重新起动序列时，就一定用起动方式激发起来。

进气道是在不起动并且建立起喘振遏止控制之后的最恰当的时间，重新起动的。飞行员的作用是打开重新起动序列，该序列由下列控制系统的动作组成：

(1) 当外罩喉部门保持敞开时，从固定的喘振遏止位置以最大的速度缩回中心锥。随着中心锥被缩回，进气道的喉部位置也从外罩唇口向下游移动。

(2) 在中心锥缩回的同时，喘振遏止控制信号参考值减小，使得主旁路门和次流旁路门打开，吞入正激波并使其刚好在喉部下游。

(3) 当运动的正激波通过起动/不起动检测器时，该控制系统便自动地转换到起动方式

的控制逻辑。

(4) 利用交叉耦合作用，使进气道的几何形状变到起动方式的高稳定状态。

协调不起动序列的动作是指令中心锥和外罩喉部门处于喘振遏止位置，并使主旁路和次流阀关闭，从而使进气道不起动。

在起动方式中，次流阀和舱外旁路放气门控制正激波位置，其位置由控制信号(正激波后的静压/进气道喉部总压)测得。

舱外旁路放气门的速度依赖于次流阀位置。

次流阀还作为微调门来减少正激波和压力恢复振荡。为了在发动机正常减速时保持进气道起动，需要一个舱外旁路放气门的反冲器回路(或并联通路)。

进气道的各个可变几何形状的部件是由闭环伺服系统操纵的液压作动筒来定位的。用中心锥、次流阀和旁路放气门位置的反馈协调回路指令积分器，防止积分器要求的速度超过作动筒的容量。

发动机转速微调环节是用于冷天时发动机与进气道流量匹配的。冷天工作时，当发动机流量增加，舱外旁路放气门必将完全关闭，而次流阀将关闭到最冷预定点。如果天气非常冷，发动机会把正激波吸向下游，减小进气道的总压恢复以达到一个修正的流量匹配。为使正激波不至于走到下游太远的地方和不致引起大的畸变，应选择一个合适的正激波误差信号，最小的冷却预定值，以提供冷却次流喷管所需的最小流量。

次流阀和舱外旁路放气门在喘振遏止方式期间，是用与起动方式一样的环来控制的。由于喘振遏止控制的信号增益可以与起动方式增益相适应，因此，控制环节的增益变化就不必要了。对进气道自由流状态而言，喘振遏止控制信号增益是相对的不变量。

5.6 进气道控制系统部件

5.6.1 传感器

5.6.1.1 压力传感器

决定整个进气道控制精度最重要的是压力传感器的精度。要满足飞行包线范围内高空低速极端的要求，压力传感器必须提供足够高的精度。经常被选用的有以下几种。

(1) 力矩马达传感器 是一个闭式回路力平衡装置，压强作用在真空波纹管上，使传感器的梁不平衡。梁的移动引起传感器E型铁心离开它零位的移动，并且在力矩马达内产生阻止移动的电流。在力矩马达电路内的一个相应电阻上，可从传感器得到0～10伏的输出信号。力矩马达传感器可在高温下工作，它已在DC-8和F-14进气道控制系统上得到长期使用。

(2) GYB-2压强比传感器 包括两个绝对压强传感器和一个压强比解算器。两个绝对压强传感器的敏感元件为真空膜盒，压强比解算器由伺服放大器、伺服-测速机组、输出电位器及反馈电位器等组成。

当p_1压强传感器膜盒组在p_1作用下产生位移时，与膜盒组刚性连接的差动变压器的活动线圈产生相同的位移。活动线圈中产生的感应电势随之发生变化，输出与压强p_1成正比的电压U_1。同样p_2压强传感器输出与p_2成正比的电压U_2。

当压强比p_2/p_1为某一值时，对应于p_1与p_2的电压为U_1和U_2值。若U_1、U_2在伺服放大器输入端的综合信号不等于零时，就会输出失调信号。这种压强比传感器已用于米格21MΦ机上。它的相对输出阻值的允许误差不大于4%。

(3) 力平衡梁式压强比传感器 各种力平衡梁式压比传感器的准确度之所以好，是由于下述原因：在某个力-压强范围内，膜盒是按力-压强原理工作的。它比按挠度-压强原理工作的线性好。

一根短的刚性梁能绕活动支点转动，其一端连有差压膜盒($p_{1NF}-p_B$)，另一端则连有真空膜盒(p_B)。这两个膜盒是通过两根挠性轴与梁连接起来，并且可以沿两个方向中的任一方向传力。使膜盒稍微偏离其名义平衡位置，梁就绕支点自由转动。控制压强(p_B)输入壳体内，而参考压强p_{1NF}则输入差压膜盒内。气动力是通过两个膜盒作用在梁上，一个真空膜盒产生正比于p_B的力，另一个正比于p_{1NF}的力。两个压强中的任何一个有改变，都会使梁失去平衡。这个不平衡由一个双相伺服系统检测出来并输出信号。膜盒的长度基本上保持不变，避免了通常挠性板及膜片产生的严重滞后现象。此仪器被封在一个密闭的盒子内。

(4) 射流喷嘴式压强比传感器 利用射流元件的放大作用输出压强比变化的信号。这种传感器能提供很高的信号增益(因为射流阀对压强与流速很灵敏)以及很好的精确度(因系统是机械的，并且系统位移很小)。不过，这种传感器对飞机液压系统中流体的粘性(或温度)及压强的变化都很敏感。

5.6.1.2 位移传感器

(1) 差动变压器式位移传感器 测量范围如不大于200毫米，其输出的非线性度可做到不大于1%。这种传感器结构紧凑，输出功率也较大，通常可不采用放大器，所用测量线路也较简单。

(2) 变感抗式位移传感器 这类传感器在测量范围不超过100毫米的情况下，非线性度同样可控制在1%以内。如果扩大量程，线性不满意时，可以使螺管线圈改用阶梯绕法，以此调整线性度。

(3) 变阻器式位移传感器 目前这是最常用的一种结构简单、使用方便、行程又可以做得较大的位移传感器。

变阻器式位移传感器的特点是灵敏度较高，输出功率较大。但由于线路中存在接触电阻，容易出现接触不良的事故。如能选择适当的触头材料和它与滑阻之间的压力，在测量线速度不超过10米/秒的情况下还是可用的。

这种传感器耗散功率小、但受温度影响较大，在使用时应给予充分注意。

这类传感器在我国飞机的进气道控制系统中多有使用，主要用于中心锥锥位反馈、锥位指示，以及放气门的位置指示。具体使用的有GEZ-1锥位传感器，GEM-1门位传感器。

5.6.2 电液伺服阀

电子电气元件作为反馈测量元件以及放大变换元件是比较理想的。液压执行装置的输出功率大，结构紧凑，作为动力元件十分合适。因而电液组合系统可以获得较高的静态和动态品质。这种组合中间的转换作用，目前普遍地采用电液伺服阀来完成。电液伺服阀将小功率的电信号转变为阀的运动，阀的运动又去控制流向液压执行装置的流量和压力。

为了便于比较和参考，现将我国成批生产的伺服阀和美、日、英、法等国具有代表性的

型号性能列于表5-4内。

表5-4 国内外电液伺服阀性能一览表

	中国 QDY_1-C_{32}	美国 MOOG76	美国 PEGASUS	美国 DENISON	日本 3F，4F	英国 DOWTY4560	法国 SOW6304
结构型式	两级双喷嘴力反馈干式	两级双喷嘴力反馈干式	两级双喷嘴直接反馈干式	两级射流元件力反馈干式	两级双喷嘴力反馈湿式	两级双喷嘴直接反馈湿式	两级双喷嘴位置比例干式
滞环	<3%	<3%	<3%	<3%	<3%	<3%	<3%
不灵敏度	<0.5%	<0.5%	<1%	<0.25%	—	<1%	<1%
频带宽(赫) 振幅比(−3分贝时)	120	100	60	35～120	70,25	80	—
频带宽(赫) 相位差(90°时)	140	140	125	40～130	120,50	55	60
零位漂移 油温	每变化40°C <2%	每变化38°C <2%	每变化27.8°C <2%	每变化38°C <2%	20～50°C时 <3%	20～60°C时 <2%	—
零位漂移	70～100% p_s时 <3%	80～110% p_s时 <2%	每变化 $34.3\times10^5 p_a$ <1%	$p_s=(117.7\sim206)\times10^5 p_a$ <1%	±15% p_s时 <3%	80～110% p_s时 <2%	—
额定压力下的零位泄漏(升/分)	<1.2	<1.8	<3.7	<1.0	<1.3～4 <6.5～11	<1.6	—

随着电液伺服阀的发展，目前出现的产品结构型式是多种多样的。从不同角度有几种分类法，见表5-5。

按液压放大器的级数来分，有单级、两级和三级伺服阀。单级伺服阀通常以滑阀式放大器为多，它的优点是结构简单，缺点是使用流量受到限制。过大的流量产生过大的液动力，因而造成推动滑阀的力矩马达设计困难。单级伺服阀的另一个缺点是容易受到液压力的反向干扰。它的稳定性较大程度地依赖于负载的特性。两级伺服阀有两级液压放大器，第一级可采用滑阀、喷嘴挡板阀、射流管阀或射流元件，第二级通常采用滑阀。两级伺服阀是最常采用的型式。三级伺服阀使用较少，通常只有在要求流量很大(200升/分以上)的情况下才使用。

表5-5 电液伺服阀的分类

按液压放大器级数分类	(1)单级；(2)两级；(3)三级
按第一级结构分类	(1)滑阀；(2)单喷嘴挡板阀；(3)双喷嘴挡板阀；(4)射流管阀；(5)射流元件
按反馈的形式分类	(1)滑阀位置反馈 a.机械位置反馈；b.机械力反馈；c.电气反馈；d.直接反馈；e.位置比例式(弹簧对中式) (2)负载压力反馈 a.静压反馈；b.动压反馈 (3)负载流量反馈
按力矩马达是否浸泡在油中分类	(1)干式；(2)湿式

用第二种分类法可分为五种结构型式。通常第一级采用双喷嘴挡板阀为最多，用滑阀作为第一级，因工艺复杂，已经很少用，只在特殊场合，例如导弹上，液压能源容量受到限制时，才使用。单喷嘴挡板阀作为第一级因特性不好也很少使用。用射流管及射流元件作为第一级，在克服了结构上、工艺上的困难之后，可能因对油液的污染不敏感而有广泛的前途。

第三种分类法是根据所采用的反馈形式来分的。这里所指的反馈并不是整个液压系统的反馈，而是指在两级液压伺服阀中伺服放大器本身的反馈。它把第二级滑阀的位置或输出流量、压力反馈到第一级输入端或第二级输入端。在三种反馈形式中，绝大多数是滑阀位置反馈式伺服阀。

滑阀位置反馈伺服阀根据反馈形式又分为五种，见表5-5。在这五种结构中，以机械位置反馈式和弹簧对中式的阀出现最早，但后来发展了力反馈和直接反馈式的阀，逐渐代替了上述两种结构。原因是后两种结构比较简单，性能稳定，动态品质优良。

电液伺服阀中力矩马达的作用是将电信号转换成机械运动，因而是一种电气/机械转换。它利用电磁原理工作，一般由永久磁铁或激磁线圈产生固定磁场，电的控制信号通过控制线圈产生控制磁场，两个磁场之间的相吸和相斥产生与控制信号成比例并能反应控制信号极性的力或力矩，从而使其运动部分产生直线位移或转角的机械运动。由此种机械运动再去操纵液压放大器和液压作动筒。

在液压传动中，液压作动筒可以很方便地获得直线往复运动或摆动运动，并且有很大的输出力，又可以实现频繁换向。这些优点，使得它在液压传动中得到广泛应用。

5.6.3 用于进气道控制系统的计算机

串行数字计算机，并行数字计算机和模拟计算机都能满足进气道控制功能要求。模拟计算机和数字计算机的使用综合结果示于表5-6内，大小和重量二者相当，从成本看，数字计算机有利。采用数字计算机的重要优点是飞行中的监控、自检测和可靠性。有人对三种计算机进行了综合研究，概括于表5-7内。根据表内的小结可明显得出，串行数字机在可能性为100分中得到97分，较并行数字机和模拟机要优越。F-14、F-15飞机进气道控制系统使用的数字计算是属于专用计算机。

表5-6 模拟机和数字机比较

	模 拟 机	数 字 机
控制类型	连 续	数据采样
硬 件	25个1″×1″厚胶片	8个1″×1″厚胶片，8个MOS
成本指数	1.0	0.7
监 控	好	优
自检测	好	优(包括飞行中)
可靠性	好	潜在性优
重 量	好	稍轻
尺 寸	好	稍小

表5-7　三种计算机的比较

项目		最大的计数	串行数字机	并行数字机	模拟机
精度	电路限制	5	5	5	2
	稳　态	10	10	10	5
	长期稳定性	10	10	10	5
可靠性	元件计数	10	10	7	5
	元件使用历史	5	5	5	4
	连 接 号	5	4	3	4
响应速度		15	13	15	15
可维修性	自检测范围	10	10	10	5
	周期性调整	5	5	5	2
适应性	编程的变化	5	5	5	2
	程序的变化	3	3	3	1
	附加函数	2	2	2	1
维修成本		10	10	8	7
电源要求		5	5	3	3
总计		100	97	91	61

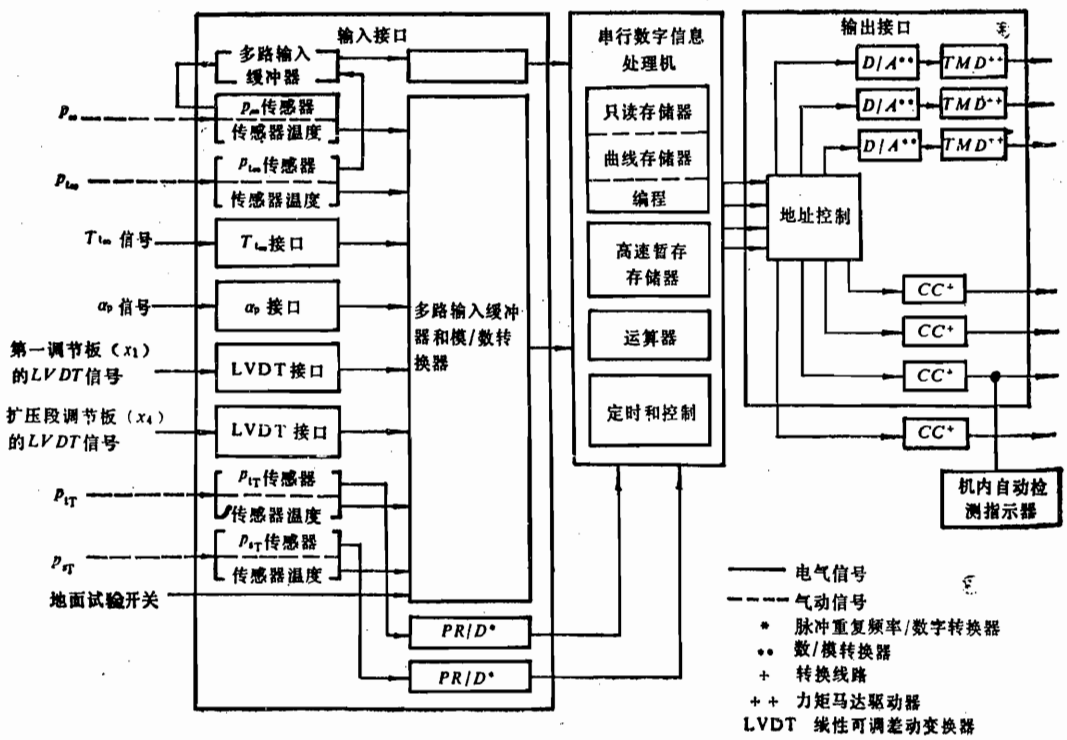


图5-16　计算机控制进气道示意图

图5-16所示的进气道控制器主要包括(..1)输入接口——感受并与进气道控制参数及自由气流参数连结；(2)串行数字计算机——计算进气道的程序结构；(3)与飞机其它设备的输出连结；(4)机内自动检测措施。

数字计算机用来处理来自传感器的数据和接口信号，计算进气道的程序结构，以及计算与作动筒相适应的驱动信号，还可计算给发动机的马赫数调整信号，检测进气道的喘振或超临界工作，以及检测控制系统的故障。

数字计算机具有以下功能的设备：(1)用于存储程序和编制指令的只读存储器；(2)计算时用于暂存的高速暂存存储器；(3)用于计算的运算器；(4)多路输入缓冲器，包括处理各种信号间时间分配的开关线路；(5)用于编程和协调计算机功能的定时和控制；(6)用于精确的电压和电流控制的电源。

目前用于F-15飞机进气道控制器计算机其主要特点如下：(1)基本字长为16位，包括符号位；(2)计算机重复频率为11.5毫秒；(3)主计算机的时钟频率为2兆赫，每个字码时间为4微秒；(4)MOS只读存储器的容量为1024字，包括数据存储器指令；(5)高速暂存存储器包括32个16位寄存器。

5.6.4 联动装置

各种联动装置都是操纵面同操纵机构之间的连接器。在进气道控制系统中，它们分别是系统(一般是作动筒)和伺服阀同可控斜板或中心锥，以及起着喉道或旁路作用的活门或环之间的连接件。这些联动装置可分为两类：一类是动力联动装置；另一类则是随动或控制联动装置。

5.6.4.1 动力联动装置

所有的动力联动装置都是把作动筒的负载分配到可调部件(斜板、中心锥、活门或环)的几个点或者一个点上。假若负载很小或者表面刚度很强，只要把载荷分配到很少几点或一点就行了。反之，表面刚度很弱，就需要多几个接触点才行。接触点多结构就比较复杂，接触点少结构可以比较简单。图5-17中画出了联动装置示意图。

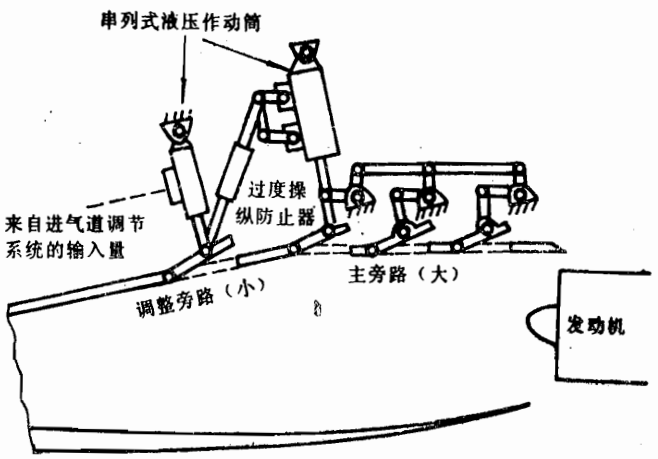


图5-17 旁路门联动装置

5.6.4.2 随动联动装置

设计随动联动装置的目的仅仅是为了传递位置，它受的负载很轻，而且刚度大，足以承受周围环境的振动载荷。机械式随动联动装置通常都是推拉式连杆或软索(软轴)。

也有一些系统使用了电气随动联动装置。这些装置是滑动式或转动式的电位计。

随动机构在飞机上的位置是非常重要的。为了结构本身的准确，希望接头数目少些，结构反馈最小，传递路程要短。还希望把随动机构装在系统受控部件的表面上，并且放在承载时位移最小的地方。

5.7 系统误差分析与误差分配

在一个进气道控制系统建立以后，由于它是由许多部件组成，而每个部件在性能上由于元件误差或制造装配误差等各种原因，都会有一定的误差。并且同一种部件这一台与另一台误差都会有所不同，它们是随机误差。需要确定这些有误差的部件组合成的进气道控制系统给最终的控制对象(斜板、中心锥或门的位置)带来的误差能否满足气动上的控制要求。所以，必须对已确定的系统进行误差分析，其中包括两方面的问题。

1. 分析引起误差的各个误差因素，并计算它们引起的误差值，这称为误差分析。
2. 如果各个误差因素所产生的误差值都已求得，再计算总误差，称为误差合成。

误差分析与误差合成是误差分析合成总过程的两个方面，通常把这个总过程简称为误差分析。

在实际工作中还会遇到相反的问题，当一个设计师接到任务，要求设计出一个精确度为某一个规定值的控制系统，也就是说，进气道控制系统对象(斜板、中心锥或门)的总的允许误差，从气动要求已有明确规定时，设计师首先要选择和决定系统方案，进行具体设计。随后根据系统的总的误差要求，将总的误差分配到系统的各个部件的误差上。在这个基础上去选用或设计各个部件，使控制系统的实际总误差小于规定的额定允许误差值。这工作称为误差分配。

5.7.1 误差分析

5.7.1.1 误差分析的步骤

一般按下面步骤进行：

1. 分析误差因素，确定由这些误差因素产生的误差数值。在进行误差分析时，一方面要求不遗漏误差因素，避免合成计算所得的总误差偏小，另一方面又要防止将某一误差因素产生的误差值重复计算，使计算所得的总误差偏大。
2. 确定各项误差的性质。由于随机误差和系统误差计算方法不同，因此为了能较准确地计算总误差，就必须仔细地确定各项误差的性质，是属于系统误差还是随机误差。
3. 进行误差合成。

5.7.1.2 控制系统的误差分析

下面用一个假想的进气道控制系统，就一个斜板系统提供简化的误差分析例题。该控制系统的误差可分为传感器误差、计算机误差和反馈误差。

(1) 传感器误差

要精确地控制进气道，首先要有精确的传感器。力平衡梁式压强比传感器，在压强很低，以及环境很差的条件下，点的精确度达0.8%。局部马赫数静态信号的典型压强范围是3430～137200牛/米²。在低压状态下，总误差将是27.44牛/米²，这只是满量程的0.02%。可以看出，传感器是一种精密仪器。图5-18中曲线举例说明某个具体传感器感受能力误差变化的百分数随高度变化的情况。因为在感受高空压强比时，绝对压强太低，所以出现图5-18所示的情况。为了在力平衡传感器中达到这个精度，对该系统的每一个细节都应仔细考虑。压强信号感受膜盒必须在1715～241080牛/米²的压强范围内具有线性的力-压强特性。膜盒特性是在一专为此目的而制造的静载试验台上，用精确到0.01%的砝码予以签定。力平衡联动装置机构必须很坚实，要能受得住发动机舱的环境，而仍然精确，因此其装配公差必须小于0.0025毫米。喷嘴阀在伺服活塞上产生足够的压差，只要在输入臂有0.000254毫米的位移就能使活塞开始移动，为了做到这一点，在感受器的联动装置上只有0.000882牛的载荷。从喷嘴阀到伺服活塞输出，力的总放大量是10^6：1。传感器装配时应进行质量平衡，不平衡度应小于0.546×10^{-4}牛·米，目的是使它对加速度、高度的变化以及振动都不敏感。热效应是采用一种覆被概念来加以消除的，其做法是在通往机构中一些关键点的热路上，经过具有相同热阻的材料，使之产生相等的热流。

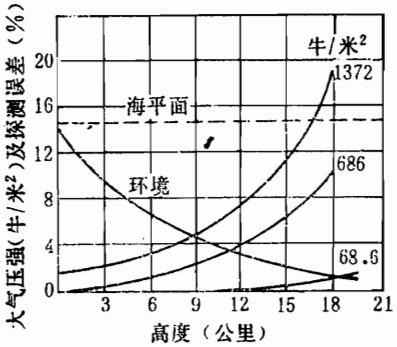


图5-18 信号变化

（2） 计算机误差

计算机误差包括程序凸轮的制造公差以及控制阀的微量移动或磨损，表现为控制阀中零点的移动。为了用斜板角度来确定这些误差的后果，可把这些误差变换为参考斜板角或实际斜板角的增量。现将计算机误差列举如下：

a.程序凸轮 程序凸轮径向尺寸的制造公差是0.013毫米，这会对斜板位置控制程序中的斜板角参考值造成误差。尽管希望用大尺寸的凸轮，使制造公差引起的误差减至最小，但是凸轮尺寸还是必须有所限制。凸轮径向尺寸的变化确定了联动装置的行程。为了避免严重的非线性，又规定了联动装置的长度。联动装置的刚度受载荷和长度的影响，因此，凸轮的径向尺寸的变化量对控制装置的重量及尺寸会有重大的影响。6.5毫米的凸轮径向变化量是兼顾控制系统重量和精确度的一个合理的折中值。

b.控制位移 在计算联动装置、控制阀或控制器壳体时，由于磨损、热膨胀、腐蚀以及其它原因，可能发生小量移动。这些移动合在一起，看成是控制阀零点的位移。

（3） 反馈误差

斜板位置到控制装置间的机械传动间隙同斜板位置误差直接有关。这一间隙的典型值大约相当于作动筒位置移动1.3毫米。

5.7.1.3 误差分析实例

以一个斜板系统为例。其它系统与此相类似。

（1） 局部马赫数传感器的误差

一般地讲，马赫数传感器的感受误差同所感受的静压值成反比。在高空以最大速度飞行

的典型条件下，采用当前技术水平下的传感器，其总误差是局部马赫数压强比的±0.8%。斜板位置的累计误差则取决于斜板随马赫数变化的调节规律的斜率，斜率越高，信号就越强。

$$\Delta\theta=(\text{局部马赫数感受误差})\times(\text{斜板调节规律的斜率})$$

式中 $\Delta\theta$——斜板角误差。

计算实例：

局部马赫数静压是3444.7牛/米^2，总压为18600牛/米^2。由局部马赫数传感器产生的斜板角(θ)误差就是相对于编入计算机的参考斜板角误差，其值为(2°/局部马赫数压强比)：

$$\Delta\theta=0.008\times\frac{18600}{3444.7}\times2^\circ=0.086^\circ$$

(2) 程序凸轮的误差

已知凸轮制造公差数据0.013毫米，斜板角随凸轮半径的变化率为2.36°，则程序凸轮的误差如下：

$$\Delta\theta=(\text{凸轮半径误差})\times(\text{斜板角随凸轮半径的变化率})$$

$$\Delta\theta=0.013\times2.36^\circ=0.03^\circ$$

(3) 控制位移误差

控制位移可以从前控制路线的前联动装置计算，也可以从反馈联动装置路线算出。首先从前联动装置路线计算。控制阀的位移必须换算为凸轮半径的一个等变化量。已知控制阀零位位移误差为0.005毫米，凸轮半径随阀位置的变化率为0.781，结果引起斜板位置角的误差为：

$$\Delta\theta=(\text{阀的位置误差})\times(\text{斜板随凸轮半径的变化率})/(\text{前联动装置增益})$$

$$\Delta\theta=(\text{阀的位置误差})\times(\text{凸轮半径随阀位置的变化率})\times(\text{斜板随凸轮半径的变化率})$$

$$\Delta\theta=0.005\times0.781\times2.36^\circ=0.0092^\circ$$

从反馈联动装置路线计算。斜板控制阀的位移把液体的压强和流量传给斜板作动筒，作动筒则对所作用的载荷及有效流量作出响应，产生运动。从动态的意义上讲，是个积分器，它要一直运动到加给控制阀的输入误差减小到零为止。作动筒的位置反馈给控制阀，因此，作动筒沿控制阀回零的方向给阀一个成比例的位移。这样，作动筒的输出就与阀的位置成正比。斜板角是通过连接联动装置与斜板机构间的运动关系，而与作动筒位置并联起来的。以下是用各部件之间的相互关系的一些典型值，计算出斜板误差。

设已知控制阀零点位移误差为0.005毫米，阀位随反馈装置变化率为1.5，反馈装置随作动筒变化率为0.03，斜板角随作动筒的变化率为0.0835°/毫米(相对阀的零点位置而言) 则产生斜板位置误差为：

$$\Delta\theta=(\text{阀的位置误差})\times(\text{斜板角随作动筒的变化率})/[(\text{阀随反馈装置变化率})\times(\text{反馈随作动筒的变化率})]$$

$$\Delta\theta=\frac{0.005\times0.0835^\circ}{1.5\times0.03}=0.0092^\circ$$

(4) 反馈误差

设斜板位置与控制联动装置间的机械传动间隙相当于作动筒位置的当量误差为1.3毫米，斜板角随作动筒的变化率为0.0835°/毫米，则产生斜板位置误差为：

$\Delta\theta$=(作动筒当量误差)×(斜板角随作动筒的变化率)

$\Delta\theta=1.3\times0.0835^\circ=0.108^\circ$

(5) 斜板控制系统误差合成

斜板控制系统的总误差是各部分误差的统计综合，利用诸误差的均方根值，获得系统的总误差，计算结果如下：

$$\Delta\theta=\sqrt{\Sigma(\text{诸误差分量})^2}$$

$$=\sqrt{(0.086^\circ)^2+(0.30^\circ)^2+(0.0092^\circ)^2+(108^\circ)^2}$$

$$=0.14^\circ$$

5.7.2 误差分配

当设计一个系统或者一个测量方法时，若总的允许误差已有明确规定，则应根据总的要求，将总的误差分配到各部分误差中去。设计后核算或试验后验证，总的误差应小于总的允许误差值。

误差分配可以根据以下三项原则进行：

1. 按误差合成公式进行分配，即

$$\Delta\theta=\sqrt{\Sigma(\text{诸误差分量})^2}$$

2. 按等误差分配原则进行分配。诸误差分量在初步分配时，彼此相等。

3.从实际情况出发，进行误差调整。等误差分配，只是误差的初步分配，误差初步分配后，还必须进一步从实际情况进行调整。

参 考 文 献

[1] F.K.利特尔等编，钱冀稷等译：《内流空气动力学手册》，国防工业出版社，北京，1982。

[2] R.C.韦里克著，赵安墉译：《自动控制基础》，上海科学技术出版社，上海，1983。

[3] W. H. Ball, Propulsion System Installation Corrections,Vol.I,Engineers Manual, AD907814, AFFDL-TR-72-147。

[4] V.W.Hing, H.Huttenlocher and P.M.Stiglic,The F-14A Air Inlet Control System, AIAA, 70-697。

[5] H.N.Larsen and R.G.Schweikhardt, Control Concept and Wind Tunnel Testing of a Supersonic Intake Control System, AD736310。

[6] 李占林、李培滋主编：《飞机液压传动与伺服控制》，国防工业出版社，北京，1980。

[7] 凌志勤译，数字计算机在F-15飞机发动进气道控制系统中的应用，国外航空技术，附件类19(总220)号，1980。

[8] 周明德编：《微型计算机硬件软件及其应用》，清华大学出版社，北京，1982。

[9] 张世箕编：《测量误差及数据处理》，科学出版社，北京，1979。

第六章　排气喷管

6.1 前　言

排气喷管是推进系统的一个十分重要的部件，一方面通过它把燃气的可用热能转变为喷射动能而产生推力，同时又由于它能对发动机的反压起控制作用，从而控制发动机的工况。因此发动机推力和燃油消耗率受排气喷管性能的影响，较其它部件都大。如在超音速飞行和亚音速巡航情况下，若喷管效率按1%下降，则将使发动机净推力下降约1.7%。

排气喷管在飞机上的布局对整个飞机外阻和发动机推力的影响都很大。不合理的布局会使喷管推力减小，或使喷管阻力和机身后体阻力增大。这是因为喷管射流与机体外流之间存在相互干扰的缘故。在现代战斗机上，后体阻力占飞机整个阻力的50%，这样，喷管/后体的良好一体化设计，对提高飞机性能是十分重要的。

垂直起落和短距起落的飞机，同时还要求具有良好的低速和机动性能，这就有必要选用能使推力换向和反向的排气喷管。

对当代及下一代先进军用飞机来说，生存力已成为飞机设计师必需考虑的一个十分重要的因素，而排气喷管是飞机的主要热辐射信号源，因而研制出先进的低红外辐射信号和雷达散射截面的排气喷管，有极为重要的意义。

当代飞机，对于噪声控制有着严格要求。因为噪声不仅污染环境，而且降低了飞机的隐蔽性及疲劳强度。而排气噪声是飞机噪声的主要来源，因此排气喷管还应具有抑制噪声的能力。

综上所述，排气喷管应具有满足先进飞机多种要求的能力及良好的喷管/后体一体性，以使整个飞机获得最大性能。

目前可供选用的排气喷管类型有：几何形状固定的喷管(包括简单锥形收敛喷管、大涵道分流喷管、收敛-扩张型喷管)和几何形状可调的喷管(包括收敛-扩张型喷管、非轴对称喷管、塞式喷管，及矩形喷管)等等。选用何种型式排气喷管，这在很大程度上取决于发动机、飞机或弹道要求等的综合考虑。

本章介绍的重点在于了解各类喷管的工作、性能、工作范围及有关参数对喷管性能的影响。排气喷管的试验技术及主要试验结果，也将做简要介绍。

6.2 气体动力学公式的一些摘引

为了便于推导有关排气喷管的性能参数，有必要把最常用的一些基本气动力方程式，摘引如下：

排气喷管的推力F_g规定为

$$F_g=mV_e+(p_e-p_a)A_e \tag{6.1}$$

$$=(mV_e+p_eA_e)-p_aA_e \tag{6.1a}$$

这个式子的右侧括号中的式子就是所谓的截面冲量，用气体动力学各函数表达这个冲量的话，可以有好几种形式，参看式(1.40a)，(1.40b)。如果是亚音速流，出口气流的静压p_e必等于外界的环境压强p_a，那么式(6.1)的右侧就剩一项mV_e；或者，若是恰好膨胀的超音速流，即超音速气流膨胀到出口截面时，气流的静压p_e恰等于p_a，那么式(6.1)的右侧也只剩一项mV_e。

喷管的质量流率m的公式在第一章中列为式(1.38)。这是个截面公式，可以取管道的任何一个截面上的流动参数做计算。如果沿管道，上下游两个截面之间的流动是绝能的(包括绝热)那么这两个截面上气流的总温T_t是相同的。如果这两个截面之间的流动不仅是绝能的，而且是等熵的，那么两处的气流总压p_t也是相同的。这时，就这两个截面用两次m公式使之相等，消去常数C及T_t、p_t，就得到两截面的面积比A_2/A_1与$q(\lambda_1)/(q_\lambda)$的关系：

$$A_2/A_1=q(\lambda_1)/q(\lambda_2) \tag{6.2}$$

此式用于收敛-扩张型管道时，常取喉截面为1截面，这时A_1记为A_{th}，而有

$$A/A_{th}=1/q(\lambda) \tag{6.3}$$

因为在喉截面上$\lambda=1$，$q(\lambda)=1$；λ是任意截面A处的流速。

喷管的质量流率m还有一个用总静压比表达的公式：

$$m=p_t\Psi A/\sqrt{RT_t} \tag{6.4}$$

式中 $$\Psi=\left\{\frac{2k}{k-1}\left(\frac{p}{p_t}\right)^{\frac{2}{k}}\left[1-\left(\frac{p}{p_t}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]\right\}^{\frac{1}{2}}$$

这里的p和p_t分别是截面A上气流的静压和总压。在等熵流，各截面上气流的总压相等。如果管道有一个音速截面存在，那时流量就和下游的反压无关，只决定于气流的总压，反压再低流量也不会再增大了。这个流量称为临界流量：

$$m_{cr}=p_t\Psi^*A_{th}/\sqrt{kRT_t} \tag{6.5}$$

这就是按音速截面的流动参数计算流量的公式。在音速截面上，

$\lambda=1$，$p/p_t=(2/k+1)^{\frac{k}{k-1}}$，而 $\Psi^*=\sqrt{k\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}}$

喷管出口截面的流速V_e或为压强比所决定，或为面积比所决定。如果是亚音速流，出口的速度系数λ_e是为该截面上气流的总压与静压p_e(必等于外界环境压强p_a)之比所决定的[见式(1.34)]：

$$\pi(\lambda_e)=p_a/p_t。$$

如果是超音速流，λ_e是由出口截面积A_e和喉道截面积A_{th}之比所决定的，即式(6.3)。$q(\lambda_e)=A_{th}/A_e$。有了λ_e值之后，流速V_e就好算了：

$$V_e=\lambda_e a_{cr}=\lambda_e\sqrt{\frac{2k}{k+1}RT_t} \tag{6.6}$$

6.3 排气喷管的基本性能

6.3.1 理论性能

本节所述的理论性能，是指忽略摩擦等损失的绝能等熵流的喷管性能。这是理想情况，是作计算的基础，实际情况得加上各种修正。

6.3.1.1 收敛喷管的推力参数

(1) 喷管的落压比Π_p低于临界落压比Π_{pcr}的情况

落压比Π_p是指喷管出口截面上气流的总压p_t对外界环境压强p_a之比：

$$\Pi_p = p_t / p_a \tag{6.7}$$

典型发动机的Π_p随飞行马赫数M_∞的变化如图6-1示。

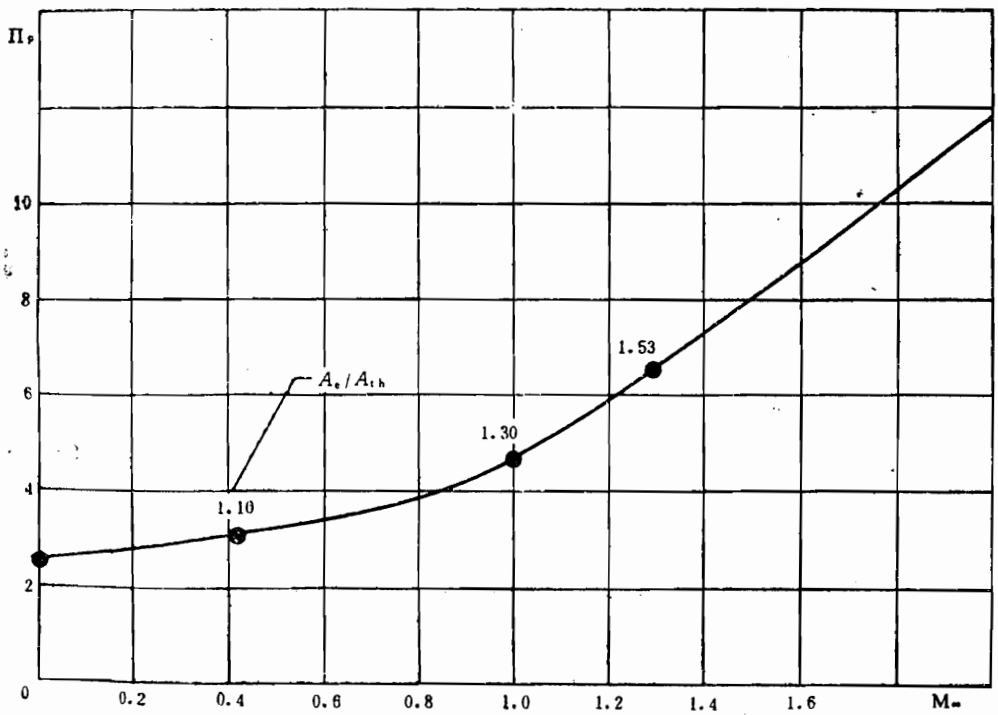


图6-1 Π_p随M_∞的变化典型曲线

收敛形喷管的出口$\lambda_e<1.0$时其λ_e值决定于落压比Π_p，λ_e随Π_p上升而增大。当λ_e达到1.0时，那个对应的Π_p称为临界落压比，记为Π_{pcr}。按式(1.34)，有

$$\Pi_{pcr}=\left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{k}{k-1}}$$

它只决定于工质。如空气，$k=1.4$，则$\Pi_{pcr}=1.89$；如燃气，$k=1.33$，$\Pi_{pcr}=1.85$。

当收敛形喷管的$\Pi_p<\Pi_{pcr}$时，λ_e必<1.0，出口气流是亚音速的，流出时的理想流动图

景如图6-2(*a*)所示。膨胀过程的焓熵图则如图6-3示；虚线表示有损失的实际过程。

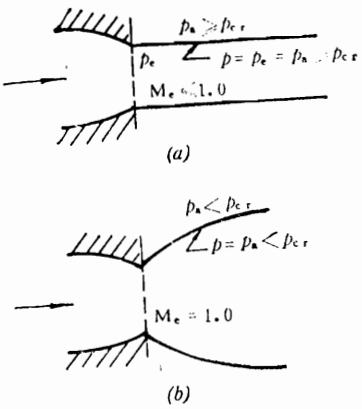


图6-2 收敛孔喷管出口之后的流动方案图

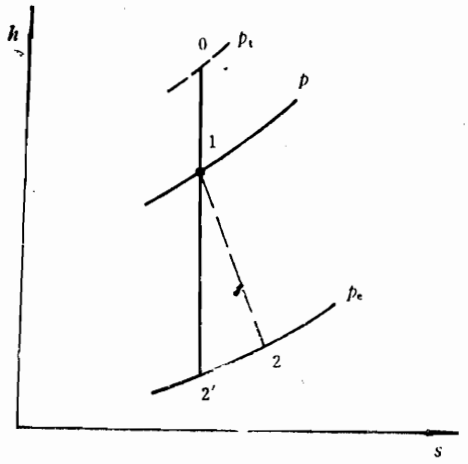


图6-3 膨胀过程的焓熵图

亚音速出口流，其静压p_e必等于p_a。喷管的推力公式(6.1)变成

$$F_g = mV_e \tag{6.8}$$

喷管的推力，除了决定于截面A_e和工质的k之外，还决定于飞行时的落压比。所以最好把这个式子用落压比Π_p表达。通常，推力是用推力系数来表达的。目前工程界在使用的推力系数有三种形式。都是落压比的函数。这里一一介绍。式(6.8)中的m用式(1.38)代，V_e用式(6.6)代，最后把λ_e^2都用Π_p表达，即得

$$F_g = \frac{2k}{(k-1)\Pi_p}\left(\Pi_p^{\frac{k-1}{k}} - 1\right)p_t A_e \tag{6.8a}$$

由此得一种形式的推力系数：

$$F_g/(p_t A_e) = \frac{2k}{(k-1)\Pi_p}\left(\Pi_p^{\frac{k-1}{k}} - 1\right) \tag{6.9}$$

第二种形式的推力系数是把上式通乘以Π_p，得

$$F_g/(p_a A_e) = \frac{2k}{k-1}\left(\Pi_p^{\frac{k-1}{k}} - 1\right) \tag{6.10}$$

第三种形式是这样的，只把式(6.8)中的V_e用式(6.6)代，然后把右侧的$m\sqrt{T_t}$搬到左侧：

$$F_g(m\sqrt{T_t}) = \sqrt{\frac{2kR}{k-1}\left(1 - \Pi_p^{-\frac{k-1}{k}}\right)} \tag{6.11}$$

这三种系数的不同之处在于去除F_g以得无量纲的系数所用的量不同。

这三种推力系数随Π_p的变化曲线分别画在图 6-4、6-5和 6-6 上。适用范围是$1 < \Pi_p \leqslant \Pi_{pcr}$。

(2) 喷管落压比等于或大于临界压强比的情况$\Pi_p \geqslant \Pi_{pcr}$

当收敛形喷管的$\Pi_p \geqslant \Pi_{pcr}$时，喷管出口气体的理想流动图景如图6-2(*b*)所示，此时相应的$M_e = 1$，通过喷管的理想流量达最大值，即喷管处于"壅塞"工况。喷管出口截面上的压强p_e

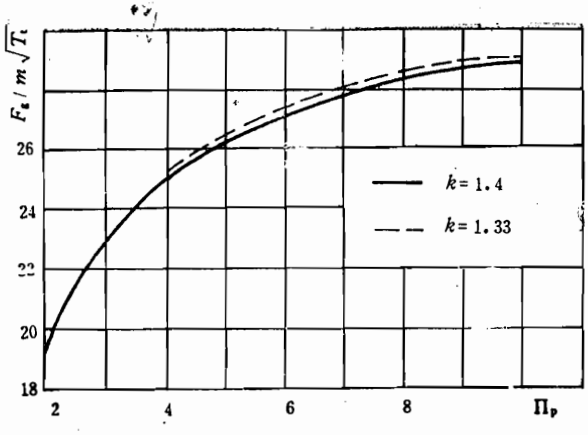


图6-4 $Fg/(p_tA_e)$随Π_p的变化曲线
（两种k值）

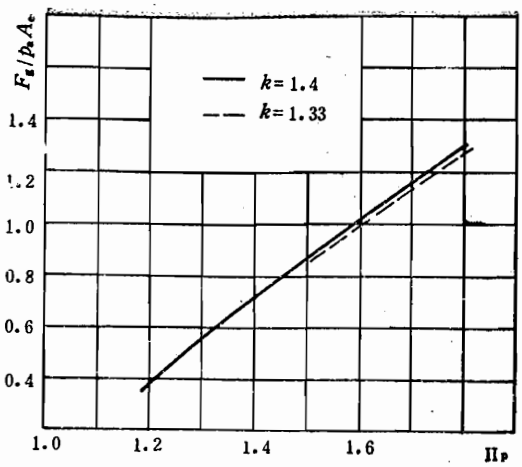


图6-5 $Fg/(p_aA_k)$随Π_q的变化曲线
（两种k值）

必等于临界压强值p_{cr}，即$\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}p_t$。它可等于或大于外界压强$p_a$。

当$\Pi_p>\Pi_{pcr}$时，喷管出口气流速度系数虽仍为$\lambda_e=1.0$，只$p_e=p_{cr}>p_a$。这时喷管的三种推力参数可由式(6.1a)及(6.3)，分别导出为

$$F_g/(p_tA_e)=2[2/(k+1)]^{1/(k-1)}-\frac{1}{\Pi_p} \tag{6.11a}$$

$$F_g/(p_aA_e)=\left[2\left(\frac{2}{k+1}\right)^{1/(k-1)}\right]\cdot\Pi_p-1 \tag{6.12}$$

及

$$F_g/(m\sqrt{T_t})=\sqrt{R}\left\{\left[\frac{2(k+1)}{k}\right]^{1/2}-\frac{1}{\Pi_p}\left[\frac{1}{k}\left(\frac{k+1}{2}\right)^{(k+1)/(k-1)}\right]^{1/2}\right\} \tag{6.13}$$

落压比大于临界值时，这三种推力系数随Π_p变化的曲线分别画在图6-7、6-8和6-9上。

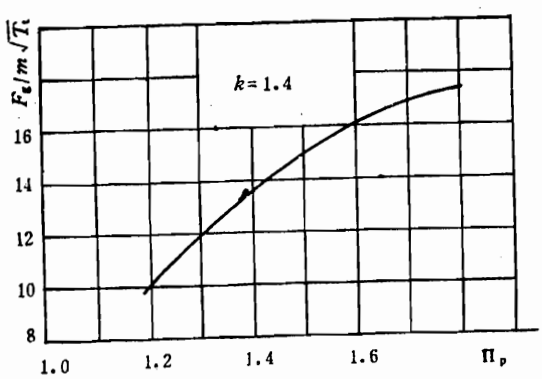


图6-6 $Fg/(m\sqrt{T_t})$随Π_p的变化曲线

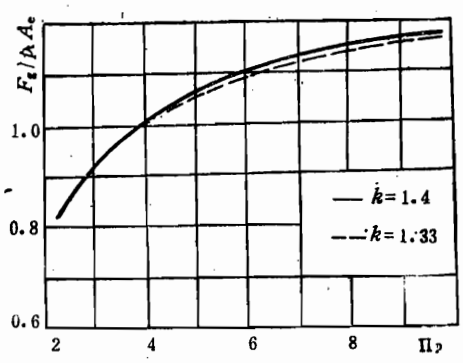


图6-7 理论收敛形喷管推力参数$Fg/(p_tA_e)$与落压比Π_p的关系

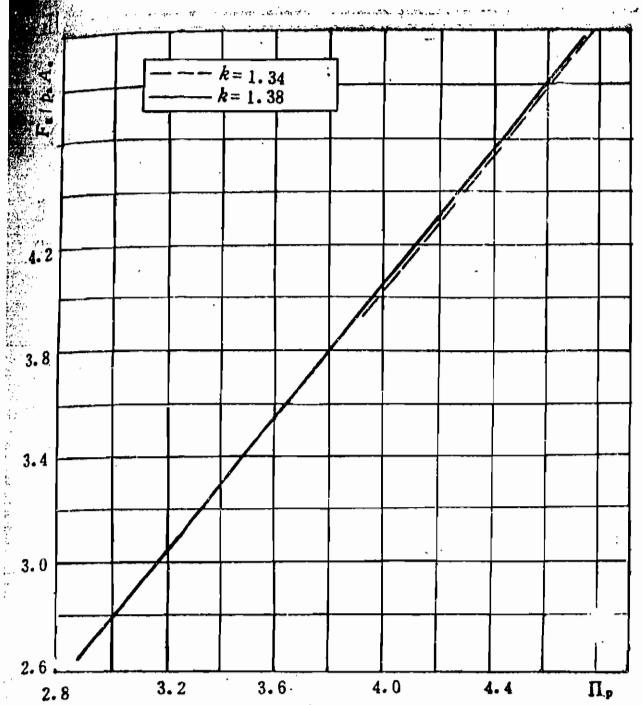


图6-8 理论收敛喷管推力参数$F_g/(p_aA_e)$随Π_p的变化曲线

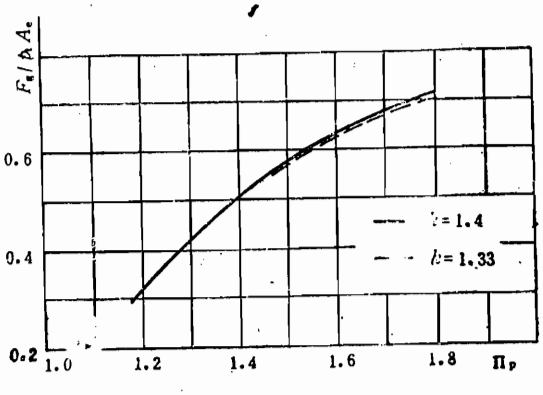


图6-9 收敛形喷管推力系数$F_g/(m\sqrt{T_t})$与喷管落压比Π_p的关系

$\Pi_p=\Pi_{pcr}$是极限情况，是图6-7、6-8和6-9上曲线的起点，起点的横坐标是$\Pi_{pcr}=\left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{k}{k-1}}$，纵坐标分别是$F_g/(p_tA_e)=k\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$，$F_g/(p_aA_e)=k$，$F_g/(m\sqrt{T_t})=\sqrt{R}\sqrt{\frac{2k}{k+1}}$。

6.3.1.2 收敛-扩张喷管的流量参数和推力系数

(1) 流量参数

收敛-扩张喷管就是拉伐尔喷管，通常用做超音速的尾喷管。气流在收敛段中作亚音速的加速，在临界截面A_{th}上达到音速，然后在扩张段中作超音速的加速。这时出口的速度系数λ_e为出口截面积A_e对A_{th}之比所决定：

$$q(\lambda_e)=A_{th}/A_e$$

和环境压强p_a没有关系，因而也就和落压比Π_p没有关系。质量流率m为临界截面积A_{th}所决定。无量纲的流量参数定义为$m\sqrt{RT_t}/(p_tA_{th})$。按式(1.38)，这时$q(1)=1$，而有

$$\frac{m\sqrt{RT_t}}{p_tA_{th}}=\sqrt{k\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}} \tag{6.14}$$

参看图1-10，只要落压比$\Pi_p\geqslant p_t/p_{em}$，临界截面上都存在音速，喷管的流量参数都是这个式子，即是个只决定工质的k值的常数。当$k=1.4$时，此值为0.6847；当$k=1.33$时，此值为0.6728。

如果总压很低，使$\Pi_p<p_t/p_{em}$，那么整个收敛-扩张管中全是亚音速流，λ_e就为环境压强p_a所决定，也就是为Π_p所决定了。这时的流量参数按式(6.4)而有

$$\frac{m\sqrt{RT_t}}{p_t A_{th}}=\frac{A_e}{A_{th}}\sqrt{\frac{2k}{k-1}\Pi_p^{-\frac{2}{k}}\left[1-\Pi_p^{\frac{1-k}{k}}\right]} \tag{6.15}$$

如果总压不太低，Π_p在p_t/p_{em}和p_t/p_{ec}之间(见图6-10)，那么扩张段中还有一段超音速流，经管内激波，是以亚音气流排出去的，$\lambda_e<1$；那时喉道处仍是音速流，流量仍可用式(6.14)计算。但式中的p_t是激波前的，而不是A_e处的。

(2) 推力系数

收敛-扩张喷管的出口流速是超音速的话，$\lambda_e>1$，这个λ_e以及该截面上的气流静压p_e都不是为Π_p所决定，而是为$A_{th}/A_e=q(\lambda_e)$所决定的，所以推力公式(6.1a)右侧的括号中的式子都和Π_p无关。因为这时m也和Π_p无关。这时式(6.1a)右侧括号中的式子可以用式(1.40d)或(1.40a)来表达。于是用A_{th}做参考面积的推力系数应是

$$F_g/(p_t A_{th})=\left[f(\lambda_e)-\frac{1}{\Pi_p}\right]\frac{A_e}{A_{th}} \tag{6.16}$$

或

$$F_g/(p_a A_{th})=[\Pi_p f(\lambda_e)-1]\frac{A_e}{A_{th}} \tag{6.17}$$

或

$$F_g/(m\sqrt{T_t})=\sqrt{\frac{k+1}{2k}}RZ(\lambda)-\frac{1}{C\Pi_p q(\lambda_e)} \tag{6.18}$$

式中的C是流量公式(1.38)中的常数，其表达式为式(1.38a)；$Z(\lambda)=\lambda+\frac{1}{\lambda}$。

(3) 最佳推力系数

收敛-扩张喷管的设计状态应该这样按给定的总压p_t和环境压强p_a，把喷管的出口截面积A_e对A_{th}的比值定得使气流膨胀到A_e截面时，其静压p_e恰好等于环境压强p_a。这是恰到好处的超音膨胀，既不是膨胀不足，也不是膨胀过度。这时的推力系数是最佳的。这个问题仅从推力公式(6.1)上看是看不清楚的，因为看该式似乎$p_e>p_a$对推力有好处，其实该式只是就喷管的出口截面上的参数算了一个方面的帐，整个的推力帐还得计及喷管外壳上由p_a产生的轴向力的贡献。在扩张段上这个轴向力是后向指的(即是负推力)。如果设计成膨胀不足的管道，那么管内气流静压到了A_e截面还是大于p_a的，本还可以再加一段扩张管子，从而获得更多一些的推力。所以设计成膨胀不足是亏了。反之，如果设计成膨胀过度

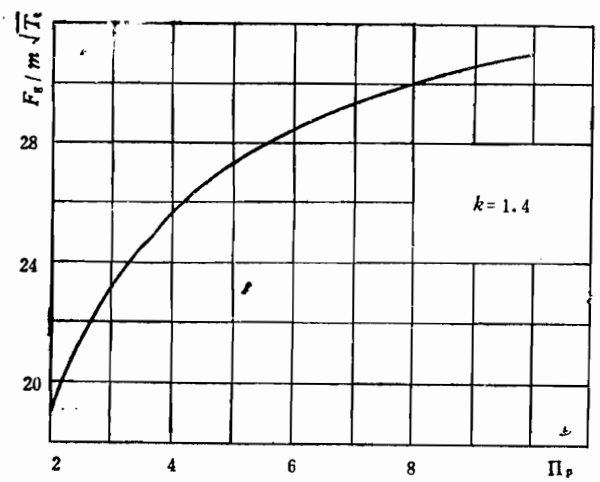


图6-10 收敛喷管流量参数$m\sqrt{RT_t}/p_t A_e$与喷管落压比Π_p的关系

那么到A_e截面，气流的静压已低于p_a，管内外的压差合力在轴向是个负推力。所以设计成膨胀过度也是有损无益的。这样说来，最佳状况应该是设计成恰好的膨胀。不过请注意这是在一维流的前提下所做的推理，实际流动并不完全符合一维的假设；实践上虽基本上按这个最佳状况设计，但可能略有出入。这里只按这种简单推理来列最佳推力系数。

在设计点上，$p_e=p_a$，推力公式只有一项mV_e，m用式(6.14)代入，V_e用$\lambda_e a_{cr}$代入，再用Π_p表达λ_e得推力系数

$$F_g/(p_t A_{th})=\frac{2k}{\sqrt{k^2-1}}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}}\left[1-\Pi_p^{-\frac{k-1}{k}}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{6.19}$$

或

$$F_g/(p_a A_{th})=\frac{2k}{\sqrt{k^2-1}}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}}\Pi_p\left[1-\Pi_p^{-\frac{k-1}{k}}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{6.20}$$

若只将V_e改用Π_p的式子，得推力系数的第三种形式：

$$F_g/(m\sqrt{T_t})=\sqrt{R}\sqrt{\frac{2k}{k-1}}\left[1-\Pi_p^{-\frac{k-1}{k}}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{6.21}$$

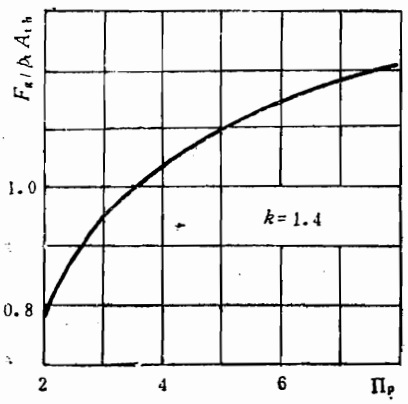


图6-11　最佳推力系数$F_g/(p_t A_{th})$对Π_p的曲线

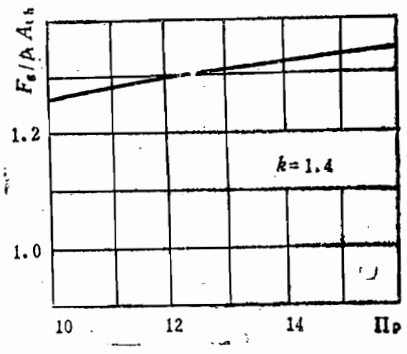


图6-12　续上图

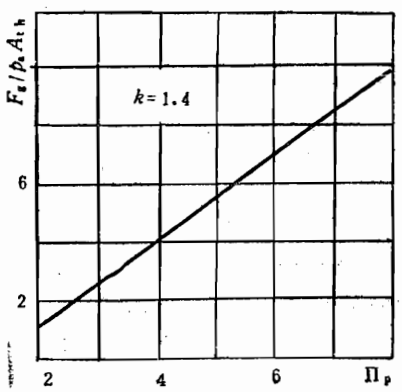


图6-13　最佳推力系数$F_g/(P_a A_{th})$对Π_p的曲线

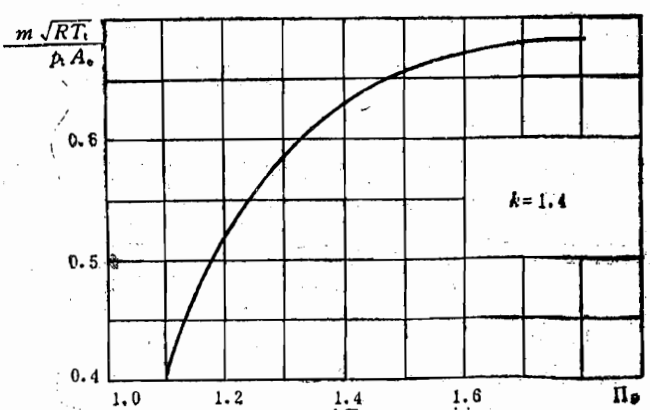


图6-14　最佳推力系数$F_g/(m\sqrt{T_t})$与落落比Π_p的关系

图6-11至6-14画了这三个公式的曲线。

(4) 最佳面积比

相应于收敛-扩张形喷管最佳理论推力系数的喷口面积与喉道面积之比称为最佳面积比。在等熵流动条件下，式(6.3)用在这里就是：

$$A_e/A_{th}=1/q(\lambda_e)$$

式中λ_e为喷口压强p_e等于环境压强p_a时的速度系数。气体动力函数$q(\lambda)$的表达式是式(1.37)。

喷管最佳面积比，还可直接以压强比的形式表示。把$q(\lambda)$中的λ都改成落压比的关系，就得出：

$$A_e/A_{th}=\left(\frac{k-1}{2}\right)^{1/2}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{(k+1)/2(k-1)}\Pi_p^{1/k}\left[1-\left(\frac{1}{\Pi_p}\right)^{(k-1)/k}\right]^{-1/2} \tag{6.22}$$

图6-15中表示了喉管的最佳面积比与喷管落压比Π_p的关系。

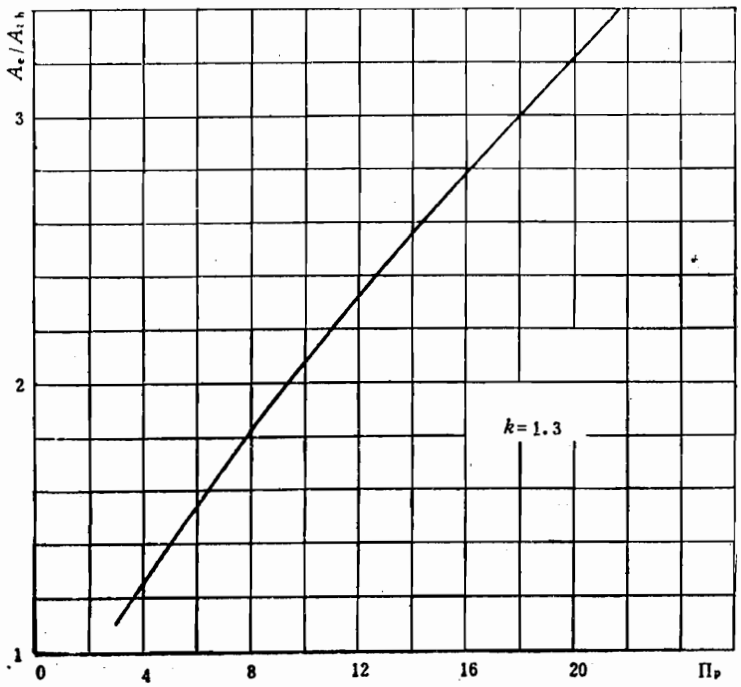


图6-15 喷管最佳面积比A_e/A_{th}与落压比Π_p的关系

从这图线中可以看出：因为喷管的落压比Π_p与飞行速度、飞行高度和发动机工作状态有关，所以在飞行速度、高度或发动机工作状态变化时，喷管的最佳面积比应随时有相应的变化。但若要具备完好的调节，喷管的调节机构和控制系统都太复杂了。目前，大多数使用的收敛-扩张喷管仍多采用固定喷口，或二级调节的喷口。二级调节是这样的，在不加力工作状态下，提供一个喷管出口面积比，以保持良好的亚音速巡航性能；加力时改变到另一个喷管出口面积比(直径比约为1.2～1.3)，以获得良好的超音速飞行范围内的加速性能。

对于固定出口的喷管，如果面积比是按高落压比下推力最佳来设计的，则在低落压比时，因喷管的面积比过大，必有很大的推力损失。如果照顾低落压比时的喷管性能，喷管的面积比按中落等压比来设计，则在高落压比时，因面积比不够大，推力也有所损失。

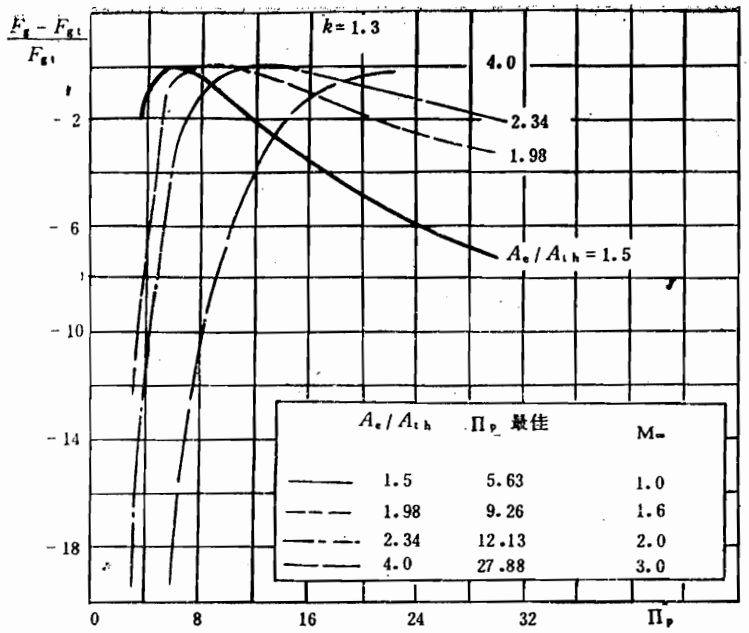


图6-16 固定面积比喷管的理论推力相对于最佳推力的变化
(F_g为理论推力，F_{gt}为理论最佳推力)

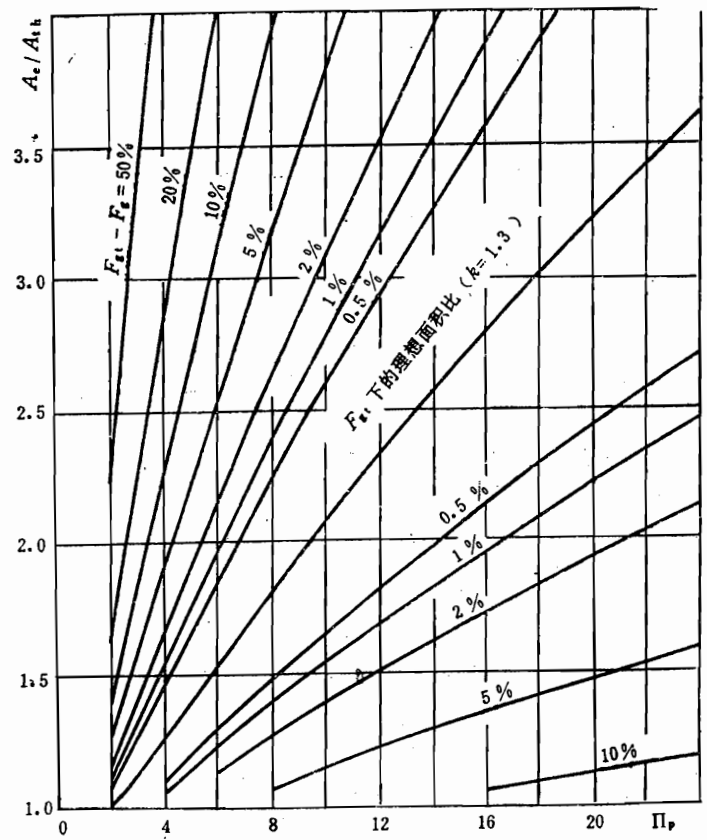


图6.17 理论收敛-扩张喷管推力随面积比和压强比的变化
($k=1.3$)

图6-16示出了喷管推力的理论变化曲线。可见在一定的喷管推力偏离最佳推力值下，每对应一个喷管落压比只许有一相应的最佳喷管面积比。图6-17中画出了联系喷管推力与最佳推力的百分比、面积比和落压比的曲线。利用这些曲线可以很快的找出为保持给定的推力百分比所允许的面积偏差。

6.3.2 喷管的实际性能

在喷管的实际流动中，由于存在热损失、摩擦损失以及其它不可逆过程的因素，使喷管出口实际气流参数及喷管的实际性能，跟等熵流计算得出的有一定差别。这种差别常用相应的系数来修正。下面介绍一些常用的修正系数。

速度修正系数φ定义为喷管出口实际流速V_e与在相同的压强降，喷管出口理想等熵流速V_{et}之比，即

$$\varphi=V_e/V_{et} \tag{6.23}$$

喷管的总压恢复系数定义为在实际流动条件下，喷管出口截面气流总压与进口气流总压之比的即

$$\delta_p=p_{et}/p_t \tag{6.24}$$

δ_p与φ之间的关系如下式：

$$\delta_p=\left[\frac{1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_{et}^2}{1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_{et}^2\varphi^2}\right]^{k/(k-1)} \tag{6.25}$$

它们之间的图线关系如图6-18所示：

喷管的动能效率定义为：喷管出口实际气流的动能与等熵流动条件下喷管出口气流的理想动能之比，即

$$\eta_n=\frac{\frac{V_e^2}{2}}{\frac{V_{et}^2}{2}} \tag{6.26}$$

即 $$\eta_n=\varphi^2 \tag{6.27}$$

以上这些系数，都是用来给出非等熵喷管流动过程的特征的。做喷管试验，只要确定三者的任意一个，就可得到其它两个系数。

流量系数C_d定义为：通过喷管的实际流量m与理想流量m_t之比

$$C_d=m/m_t \tag{6.28}$$

式中理想流量m_t是指在一维等熵流动条件下，通过喷管的流量。这一系数不是效率的衡量参数，而是一个尺寸参数——用以确定与发动机匹配的喷管最小的物理截面。

喷管总效率η_f是喷管的实际推力F_{ge}与理想推力F_g之比，即：

$$\eta_f=F_{ge}/F_g \tag{6.29}$$

式中喷管的理想推力，是指在同样膨胀比，同样流量下，按一维等熵流算得的推力。

喷管的总效率是衡量喷管性能的参数，它包含下列各项损失。

(1) 喷管壁面摩擦的动量损失。

(2) 喷管出口截面上压强不等于外界反压所带来的膨胀损失。

(3) 出口气流非完全轴向流出所带来的动量损失。

(4) 喷管漏气带来的损失。

(5) 喷管冷却带来的损失。

喷管推力系数C_F定义为：喷管推力F_g对乘积$(p_t A_{th})$之比，即

$$C_F=F_g/(p_t A_{th}) \tag{6.30}$$

结合(6.1)式便得：

$$C_F=\frac{p_e k M_e^2 A_e}{p_t A_{th}}+(A_e/A_{th})\left(\frac{p_e}{p_t}-\frac{p_a}{p_t}\right) \tag{6.31}$$

上式还可以表示成这样形式

$$C_F=k\cdot\left\{\frac{2}{k-1}\cdot\left(\frac{2}{k+1}\right)^{(k+1)/(k-1)}\cdot\left[1-\pi_e^{(k-1/k}\right]\right\}^{1/2}+\left(\pi_e-\frac{1}{\Pi_p}\right)\varepsilon_e \tag{6.32}$$

式中$\pi_e=p_e/p_t$，$\varepsilon_e=A_e/A_{th}$

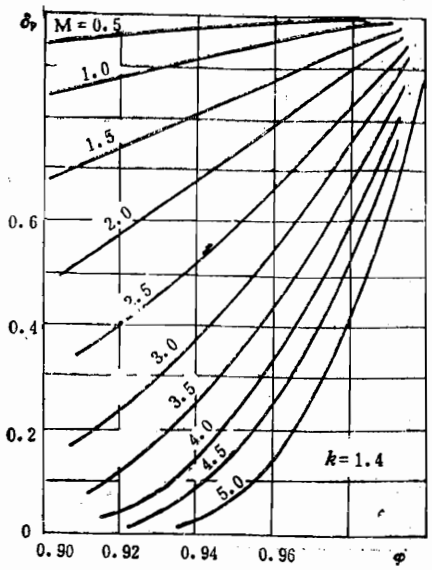


图6.18 喷管的总压恢理系数δ_p与速度系数φ的关系

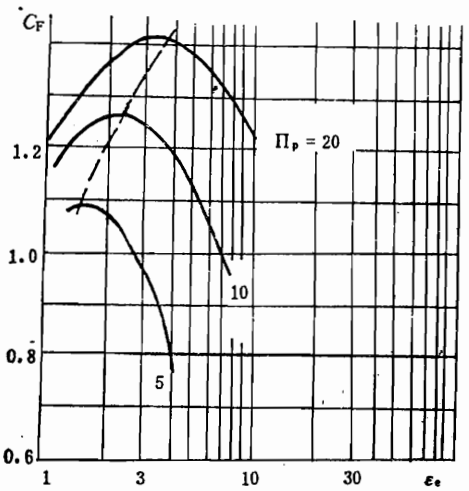


图6-19 推力系数C_F与面积比ε_e的关系

对一指定的气体，膨胀比π_e仅取决于面积比ε_e，因此喷管推力系数C_F仅取决于绝热指数k，落压比Π_p和面积比ε_e。

图6-19给出$k=1.20$的气体C_F与ε_e的关系。对一给定的Π_p，要得到最大的C_F，只有唯一的一个面积比ε_e。在最大推力系数值附近，曲线十分平坦，这就容许在不显著降低推力情况下，面积比可有稍许变动。

理想最佳推力系数C_{Fj}定义为当喷管出口压力p_e等于外界大气压力p_a时的推力系数。

即：
$$C_{Fj}=\frac{p_e k M_e^2 \varepsilon_e}{p_t} \tag{6.33}$$

亦即：
$$C_{Fj}=k\sqrt{\frac{2}{k-1}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{(k+1)/2(k-1)}\cdot\left[1-\Pi_p^{-(k-1)/k}\right]^{1/2}} \tag{6.34}$$

图6-20中画了$k=1.1$、1.2、1.3及1.4时的理想最佳推力系数曲线。

真空推力系数C_{Fv}指固定喷管在给定p_e/p_t值下，向真空排气($p_a=0$)时的推力系数，由(6.31)式得出

$$C_{Fv}=\frac{p_e}{p_t}\frac{A_e}{A_{th}}(1+kM_e^2) \tag{6.35}$$

图6-20中还表示出不同k值时的C_{Fv}曲线。

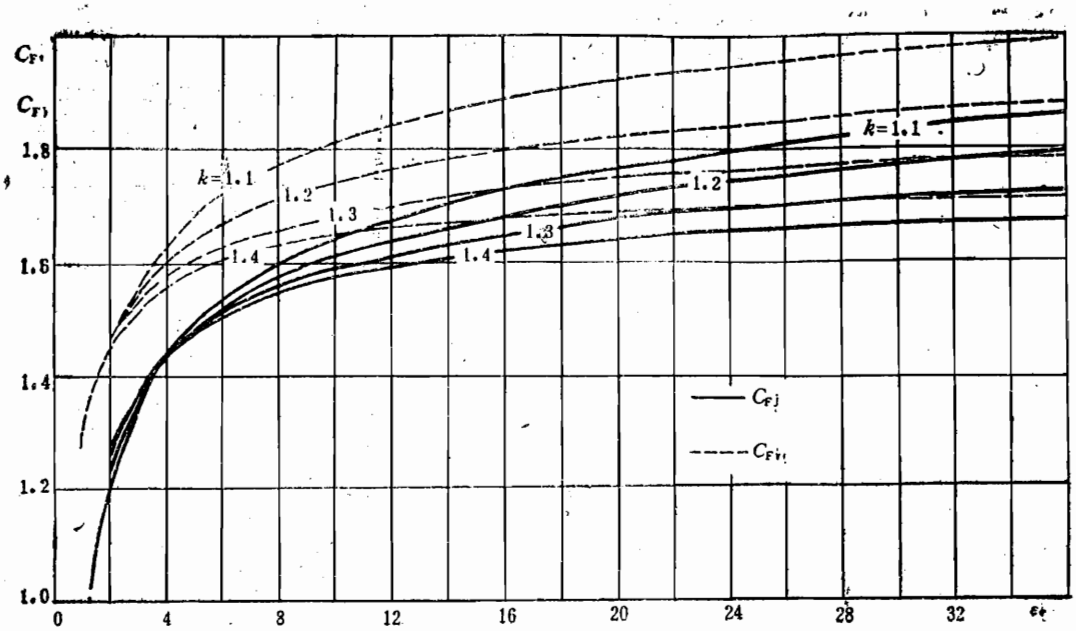


图6-20　理想最佳推力系数C_{Fj}与面积比ε_e的关系

若向真空喷射且喷口面积A_e可调，趋近无限大时(即$p_e \to p_a = 0$)，此时喷管的理想推力最大。所以理想最大推力系数$(C_{Fj})_{max}$为

$$(C_{Fj})_{max} = k \cdot \sqrt{\frac{2}{k-1}} \cdot \left(\frac{2}{k+1}\right)^{(k+1)/2(k-1)} \tag{6.36}$$

图6-21表示了这一极限值与k的关系。

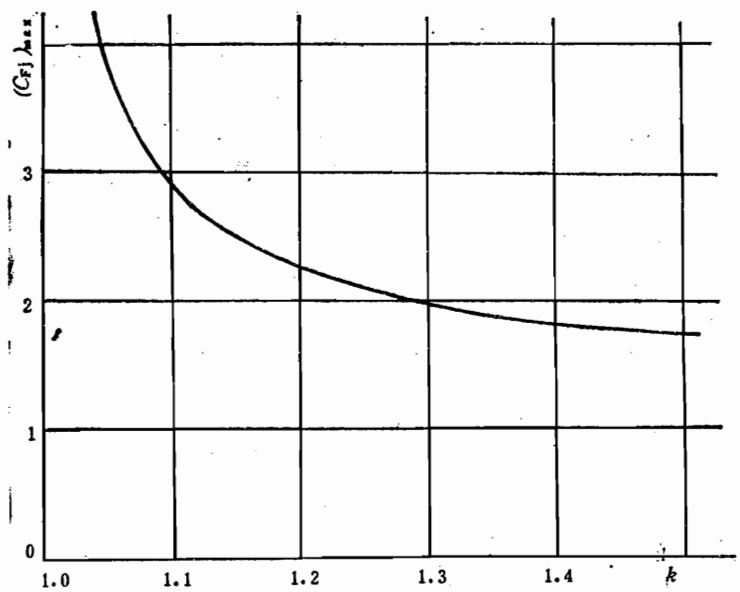


图6-21　理想最大推力系数与绝热指数k的关系

这一假想的理想最大推力系数用来比较各类喷管的功能是很有用的。

喷管的比冲定义为单位燃气流量所产生的推力，即

$$I_s=F_g/m \tag{6.37}$$

当 $p_e=p_a$ 时，比冲 I_s 为

$$I_s=V_e=a_{cr}\lambda_e \tag{6.38}$$

当 $p_a=0$ 时，比冲 I_s 达最大值 I_{max}，它可表示为：

$$I_{max}=\sqrt{\frac{2k}{k-1}RT_t} \tag{6.39}$$

6.4 收敛喷管和收敛-扩张喷管

6.4.1 收敛喷管

6.4.1.1 引言

收敛形喷管因其结构简单，重量轻，且能在压强比1.0～5.0范围内维持较好的性能，所以亚音速飞机，或不要求具有作超音远航的多用途飞机上，它是一个强有力的竞争者。

收敛喷管有着控制发动机反压的功能，所以飞机设计师以喷口面积作为控制发动机推力和燃料消耗率的主要手段。在特定设计中喷口面积的选取，决定了起飞和巡航工况下的推力。在叶片机性能的制约下，要想得到起飞或巡航这二个工况之一的性能最高，就得对另一个工况下的性能做些牺牲。所以喷管出口尺寸的最终确定是根据对发动机的要求做出的。

收敛形喷管有两种基本类型。一为固定式，它没有活动件，常用于供单发排气。这种排气喷管多装在低涵道比的，或高涵道比的分流排气涡扇发动机上，常为运输机和民航机所采用。另一为可调式，它配有作动系统和活动鱼鳞片，使喷管出口截面能做较大的变化。它多用在带加力燃烧室的军用飞机上。因为在这种飞机上，由不加力工况到全加力工况，要求喷口面积增大60～150%，以满足发动机循环的需要。图6-22介绍这类喷管方案。

收敛形喷管常用流量系数和推力系数来衡量其性能。下面分别对这两参数加以介绍。

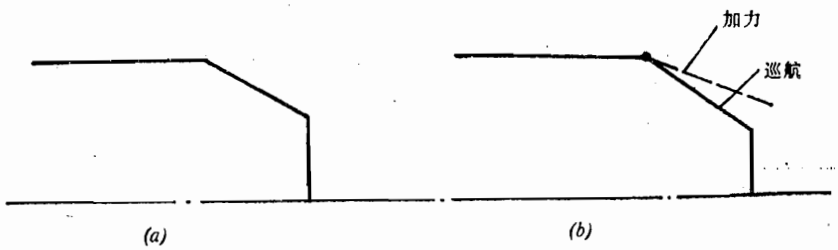


图6-22 简单收敛喷管示意图

(a)固定式；(b)可调式。

6.4.1.2 收敛喷管的流量系数 C_d

流量系数的定义见式(6.28)。

图6-23～6-25是收敛形喷管的流量系数 C_d 随喷管落压比变化的一些实验结果。

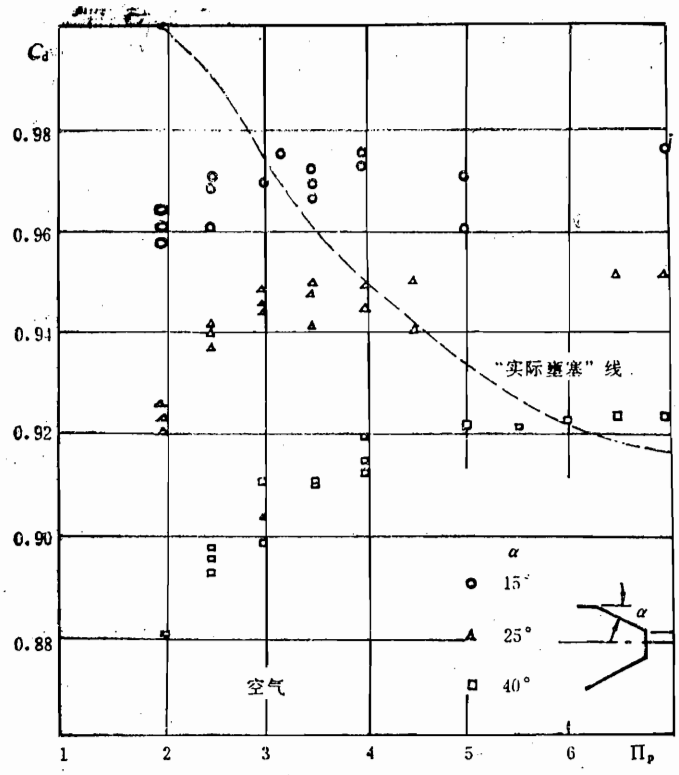


图6-23 收敛形喷管的流量系数

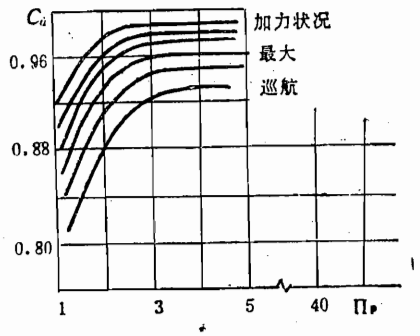


图6-24 不同工况下收敛喷管流量系数的变化

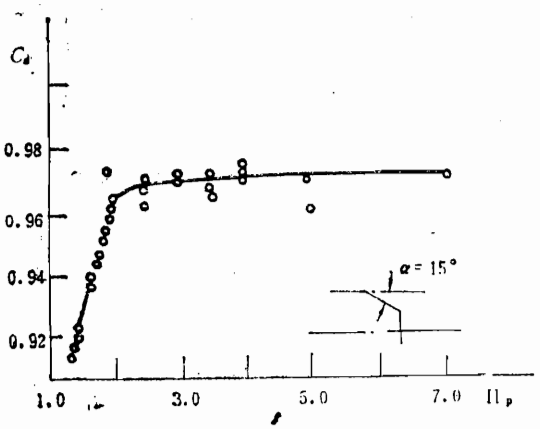


图6-25 收敛喷管流量系数随落压比的变化

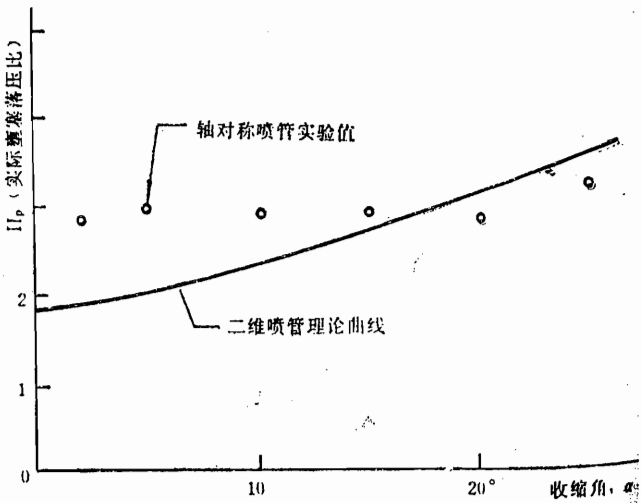


图6-26 喷管"实际壅塞"落压比对收缩角α的关系

在这些图中，C_d随Π_p的增大而增大，但达"实际壅塞"落压比后，便不再随Π_p而增大，这一"实际壅塞"落压比跟喷管的收缩角α有关，如图6-26所示。图6-27还示出喷管的几何参数——喷管的收缩角α，进出口直径比D_e/D_o等对喷管的流量系数C_d有很大影响。图6-28上集中表达了这种影响。α和D_e/D_o的增大均使C_d下降。

除了上述几何参数影响喷管的流量系数C_d外，喷管进口流场的均匀性，以及绝热指数

的变化，也对喷管的流量系数C_d有显著影响。

喷管的流量系数，主要靠实验取得，但在做原始性能估算时，也可通过理论分析方法或经验公式，来近似求得。

现已有很多方法用来估算多维效应对喷管出口流动的影响，如在喷管的落压比超临界值后，利用文献[10]的方法可估算出喷管出口音速线的形状及位置，就可以近似算出理想无粘气体等熵非一维流动时的喷管流量系数C_{dc}，和推力系数C_{fgc}来：

$$C_{dc}=\frac{\int_0^{A_e}\rho u dA}{m_t} \tag{6.40}$$

及

$$C_{fgc}=\frac{\int_0^{A_e}[\rho u^2+(p-p_a)]dA}{F_{gt}} \tag{6.41}$$

式中F_{gt}是一维等熵完全膨胀推力。

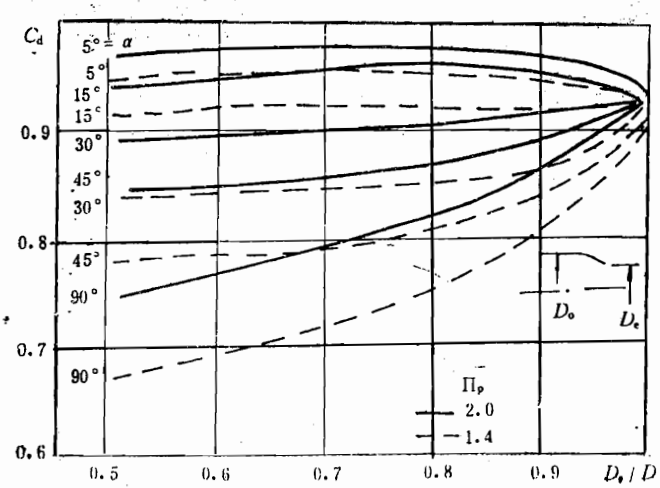


图6-27　收敛喷管的流量系数与直径比的关系

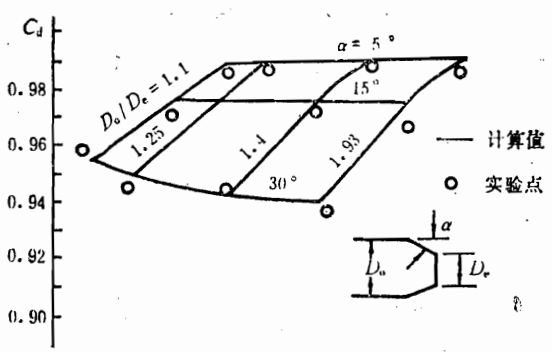


图6-28　收敛喷管流量系数

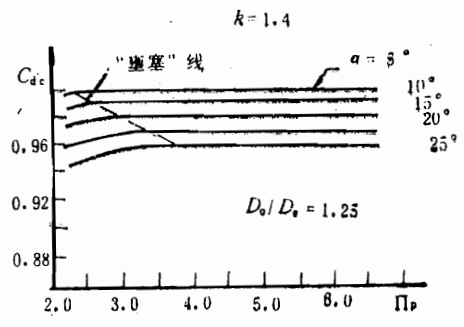


图6-29　收敛喷管的流量系数(只考虑多维效应)

收敛形喷管的非一维无粘等熵流的流量系数和推力系数对落压比的关系曲线如图6-29和6-30所示。

在喷管的实际流动中，必须考虑粘性和非等熵性。当实际气流从喷管中流过时会形成附

面层，而占据部分气流通道使喷管出口有效截面比其几何截面要小些，此时流量应为

$$m=\int_0^{(R_e-\delta^*)} 2\pi\rho V r dr$$

$$\approx\pi R_e^2\rho V(1-2\delta^*/R_e)$$

式中δ^*——附面层位移厚度；R_e——几何半径。

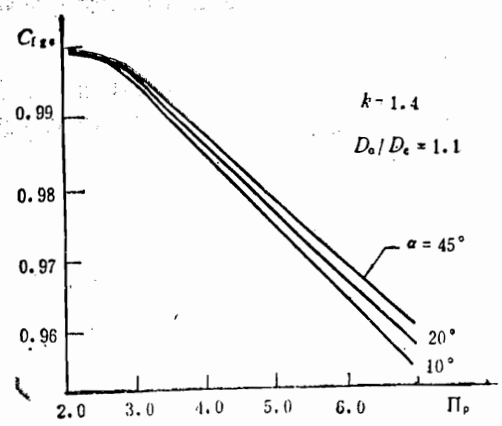


图6-30 收敛喷管的推力系数(只考虑多维效应)

所以在仅考虑气流粘性这一因素时，喷管的流量系数C_{db}修正为

$$C_{db}=\frac{m(\delta^*\neq 0)}{m_t(\delta^*=0)}\approx 1-2\delta^*/R_e \qquad (6.42)$$

同样，相应的喷管的推力系数C_{fgb}为：

$$C_{fgb}\approx 1-2\theta/R_e \qquad (6.43)$$

式中，θ——附面层动量厚度，在近似估算中δ及θ可借用平板附面层方程求出。例如对$k=1.4$时，当Re_x在10^6范围内

$$\delta^*=0.046(1+0.8M^2)^{0.44}\cdot xRe_x^{-1/5} \qquad (6.44)$$

$$\theta=0.036(1+0.1M^2)^{-0.7}\cdot xRe_x^{-1/5} \qquad (6.45)$$

当Re_x在10^7范围内

$$\delta^*=0.028(1+0.8M^2)^{0.44}\cdot xRe_x^{-0.167} \qquad (6.46)$$

$$\theta=0.022(1+0.10M^2)^{-0.7}\cdot xRe_x^{-0.167} \qquad (6.47)$$

式中，$x=Y^{-1}\int_0^x Y dx$ (6.48)

$$Y=[M/(1+M^2/5)]^4 \qquad (6.49)$$

$$Re_x=Vx/\nu \qquad (6.50)$$

对轴对称流动情况，式中的Y以Yr^ω取代，其中r为距轴线的半径，在$Re_x\approx 10^6$时$\omega=5/4$，在$Re_x\approx 1\times 10^7$时，$\omega=6/5$。

如果认为附面层内速度型呈1/7幂的分布规律，并用喷管出口直径做为特征长度，则喷管的流量系数C_{db}和推力系数C_{fgb}可分别采用

$$C_{db}=1-\frac{0.185}{\cos\alpha}Re_D^{-0.2} \qquad (6.51)$$

$$C_{fgb}=1-0.144Re_D^{-0.2} \qquad (6.52)$$

式中：

$$Re_D=\frac{VD}{\nu}$$

喷管实际流动时的非等熵流效应，使喷管出口截面上的气流速度比按等熵流动时的要低，这样在单考虑这一因素时，喷管的流量系数$C_{d\eta}$为

$$C_{d\eta}=\frac{m(\eta<1.0)}{m_t(\eta=1.0)} \qquad (6.53)$$

即

$$C_{d\eta}=k\psi^{-1}M_e\pi_e\left(1+\frac{k-1}{2}M_e^2\right)^{1/2} \qquad (6.54)$$

式中，$\pi_e=p_e/p_t=\left[1-\frac{\left(\frac{k-1}{2}\right)M_e^2}{\eta_n\left(1+\frac{k-1}{2}M_e^2\right)}\right]^{k/(k-1)}$ (6.55)

可见当喷管的落压比超临界以后，喷管的非等熵流量系数$C_{d\eta}$仅与流体的物性及喷管内的流量损失有关。图6-31表示了这种关系。

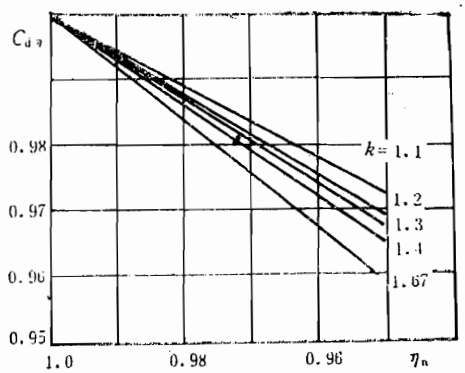


图6-31 喷管的非等熵流量系数与流动损失的关系

当然在收敛喷管的实际流动中，上述三个因素是同时存在的。所以喷管的流量系数C_d应为

$$C_d\approx C_{dc}\cdot C_{d\cdot b}\cdot C_{d\cdot\eta} \qquad (6.56)$$

工程上做原始估算时，常用：

$$C_d\approx C_{db}\cdot C_{d\eta}$$

甚至取用 $C_d\approx C_{db}$。

计算举例：空气流经一收缩角为21°、出口直径为190毫米的收敛喷管。喷管进口气流的总压p_t为8×10^5牛顿/米^2，总温为$T_t=288$K，喷管的动能效率为$\eta_n=0.96$，计算该喷管的流量系数C_d。

解：根据给定的进口总压，喷管处在超临界工况下工作。所以$M_{et}=1.0$，

由(6.55)可得出：

$$\pi_e=0.513$$

代入式(6.54)，得

$$C_{d\eta}=0.97$$

另外由

$$T/T_t=\frac{2}{k+1}=0.833$$

$$T=240\text{K}$$

$$V_e=a$$

$$=310.54 \qquad (\text{米/秒})$$

$$\nu_e=\mu_e/\rho_e$$

$$\mu_e=\mu_p\left(\frac{T_e}{T_t}\right)^{0.75}=\mu_p\times0.872$$

$$\rho_e=\frac{p_e}{RT}$$

$$=5.95 \qquad (\text{千克/米}^3)$$

所以 $Re_D=2.25\times10^7$

于是由(6.51)式，又可得出：

$$C_{db}=0.993$$

故

$$C_d=C_{d\eta}\cdot C_{db}$$

$$=0.963$$

由试验实测得到的C_d为0.959，二者很接近。

确定流量系数C_d后，便可算出收敛喷管的有效出口截面A_{es}为

$$A_{es}=A_e\cdot C_d \tag{6.57}$$

可见在同样进口气流条件下，喷管的实际流通能力比理论的要低，因而为了维持喷管的流通能力不变，设计时便必须把喷管出口面积比理论截面放大，乘以$1/C_d$，即所需喷管出口截面A'_e应为

$$A'_e=A_e/C_d$$

6.4.1.3 收敛喷管气动载荷的估算

喷管的压强载荷是考虑结构强度及作动筒载荷的重要依据，是必须事先提供的。

现有不少收敛喷管壁面压强分布估算方法。流场数值计算程序可以算得相当精确。但在初步估算中，可利用简单的一维流关系，得到足够精确的数值。具体关系式如下：

$$A_e/A_x=q(\lambda_{sx}) \tag{6.58}$$

式中的A_x是位于x处的管截面面积，A_e是收敛喷管的出口截面面积，即喉道截面面积。由此式得(λ_{sx})后查出λ_{sx}，而后查$\pi(\lambda_{sx})$，用

$$\pi(\lambda_{sx})=(p_s/p_t)_x$$

计算x截面处的气流静压$(p_s)_x$。注意喷管中气流的k值一般取1.33；查表时要取用这个k值的气动函数表。

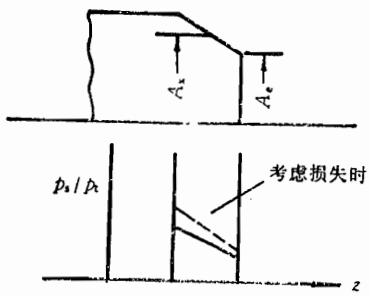


图6-32 收缩喷管沿壁面的压强分布

图6-32中表示了沿喷管收缩段壁面的压强分布，用这方法所得结果，会有一定误差，特别是在靠近喷管进口前铰链处。因为在该处气流急拐弯，不能作为一维流处理。此处实际静压比按一维流算出的值要高些，偏差程度与该处的马赫数M及壁面拐弯角α有关。好在该处靠近铰链，对作动筒载荷的影响不大，一般不考虑此偏差。

喷管若接在加力燃烧室后，又比较长，则当喷管中仍然发生明显燃烧的情况下，会因加热而带来附加的总压损失，所以"参考壅塞截面"将沿喷管连续变化。其结果使实际静压分布比按一维流计算的值高些。(如图6-32所示)。这一误差量，可用分析方法或缩尺模型试验来修正。在大多数情况下，喷管较短，其中补燃的影响很小，一般此误差可忽略不计。

6.4.2 收敛-扩张喷管

6.4.2.1 引言

在超音速飞行时，排气喷管中的气流落压比很大，因之必须采用收敛-扩张喷管以便使气流充分地膨胀，从而产生大的推力。

收敛-扩张喷管通常用在带加力的发动机上，因为这种发动机能补燃加力，以满足飞机超音速飞行时的推力要求。从不加力到全加力工况，一般要求喷管排气面积有60～150%的增大，所以就得采用可调收敛-扩张喷管以满足此要求。

供超音速($M_\infty>2.7$)飞行用的收敛-扩张喷管，一般具有很长的曲线形扩张段。供跨音速飞行用的收敛-扩张喷管，则一般采用简单锥形扩张段。在当代大涵道比加力风扇发动机上，采用的大多是带简单锥形扩张段的收敛-扩张喷管。

6.2.2 收敛-扩张喷管方案及主要几何参数

图6-33所示为典型的单作动系统收敛-扩张喷管剖面示意图。主喷管大多由凸轮和转子系统来作动。而副喷管大多由铰链系统来作动。图示的这种铰链系统是一种最简单的形式，当然可以根据提供不同面积比(A_e/A_{th})的要求而设计出更复杂的铰链系统。凸轮的形状及铰链的安排取决于：和喷管面积比调节方案相结合的喷管喉道面积的要求。

收敛-扩张喷管流路的主要几何参数如方案图6-34所示。

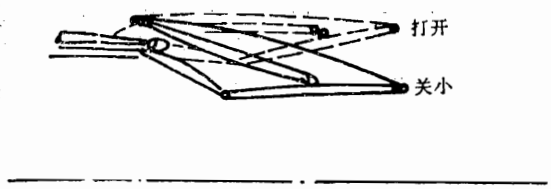


图6-33 收敛-扩张喷管方案

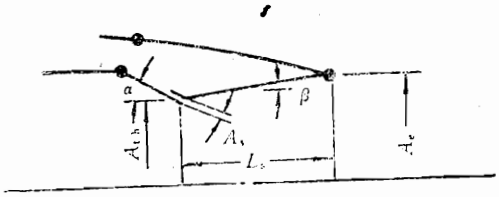


图6-34 收敛-扩张喷管几何参数

A_{th}—主喷管喉道截面；A_e—副喷管出口截面；A_a—冷却气路截面；α—主喷管收缩角；β—副喷管扩张角；L_s副喷管轴向长度。

6.4.2.3 收敛-扩张喷管的性能参数

这种喷管也常用推力系数C_{fg}和流量系数C_d来表达喷管的性能。

(1) 推力系数C_{fg}为喷管的实际推力对理想可用推力(即等熵完全膨胀所得推力)之比，即

$$C_{Fg}=F_{ge}/F_{gt}$$

它考虑了喷管的全部损失——摩擦损失、发散损失、过膨胀和不完全膨胀的损失、漏气和冷却气流的节流损失等等，所以它代表着喷管的实际工作效能。包括了这些损失的推力系数公式为

$$C_{Fg}=\frac{C_A\varphi m_g\cdot V_{et}+(p_e-p_a)A_e}{m_gV_{ei}} \tag{6.59}$$

式中 C_A——发散系数；φ——速度修正系数；m_g——实际流量；V_{et}——基于A_e/A_{th}的理想排气速度；V_{ei}——等熵完全膨胀时的速度。

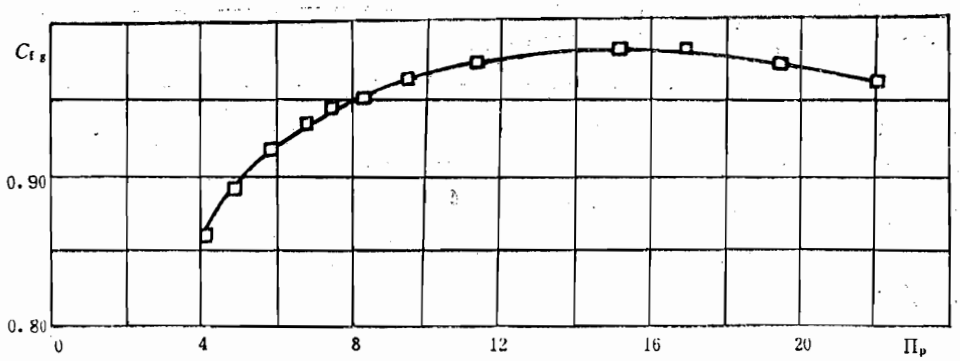


图6-35 收敛-扩张喷管推力系数与落压比的关系

图6-35表示收敛-扩张喷管的推力系数C_{fg}与喷管落压比的实验结果。图6-36、6-37表示了不同收敛-扩张喷管不同工况下的定性关系。

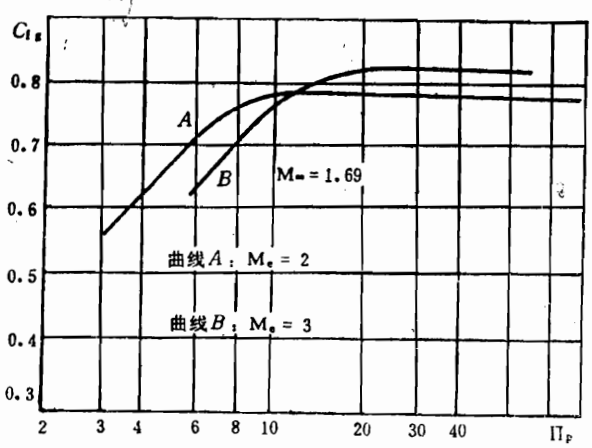


图6-36　收敛-扩张喷管推力系数

最大推力系数是推力系数曲线的峰值，它发生在喷管出口静压p_e等于外界大气压强p_a时。在这种情况下，喷管的理想排气速度V_{et}就等于理想完全膨胀速度V_{ei}，所以由上式可得

$$C_{fgm}=\varphi C_A$$

在其它落压比下，C_{fgm}与C_{fg}之间的差异是因存在欠或过膨胀损失的缘故。

喷管的发散系数C_A考虑了喷管出口射流非轴向所带来的推力损失。对一微元气体，这系数是

$$C_{Aj}=V_{et}\cos\beta_j/V_{et}$$
$$=\cos\beta_j$$

气流偏斜角β_j由轴心线处的0变到外径R_e处的β，所以整个气流的发散系数C_A应为

$$C_A=\frac{1}{A_e}\int_0^{R_e}\cos\beta_j\cdot 2\pi r_j\cdot d_r \qquad (6.60)$$

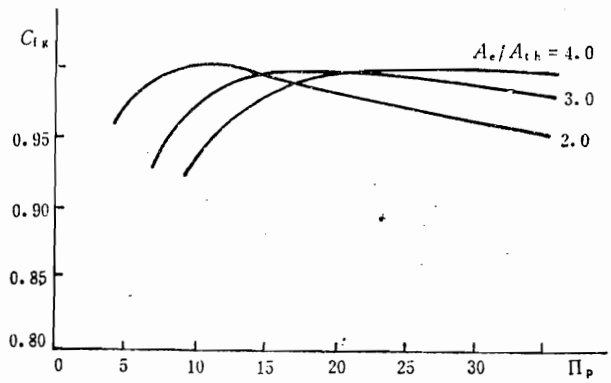


图6-37　收敛-扩张喷管推力系数

利用收敛-扩张喷管流场分析方法，可计算出发散系数C_A，图6-38表示发散系数与喷管面积比的关系。

一般，C_A用下式表示：

$$C_A=\frac{1}{2}(1+\cos\beta) \qquad (6.61)$$

其值为：$C_A=0.98\sim0.99$

收敛-扩张喷管内流场的计算方法很多。常用的是特征线法和差分数值计算法，后者有现成的FORTRAN程序，但在这些计算中都未考虑粘性影响。

速度修正系数φ代表喷管壁面摩擦对出口气流动量的影响，所以是喷管内壁表面积、近壁马赫数和雷诺数的函数。一般雷诺数的影响很小，而马赫数的分布又仅是喷管几何参数的单一函数，所以φ可用喷管的面积比A_e/A_{th}和扩张角β的函数关系表达，如图6-39所示。

在喷管实际工作范围内，一般取$\varphi=0.97\sim0.99$，它可用位流加附面层修正的方法作计算[37,38]。在作初步估算时，也可用下面的半经验公式来计算。

由气流粘性带来的总压损失为：

$$\delta_p=\frac{p_{te}}{p_{tp}}$$

$$=\left(\frac{1+\frac{k-1}{2}M_{et}^2}{\frac{k+1}{2}}\right)^{\frac{B(k+1)}{(k-1)(k-1+2B)}}\times\left(\frac{1-BM_{et}^2}{1-B}\right)^{\frac{1-B}{k-1+2B}} \tag{6.62}$$

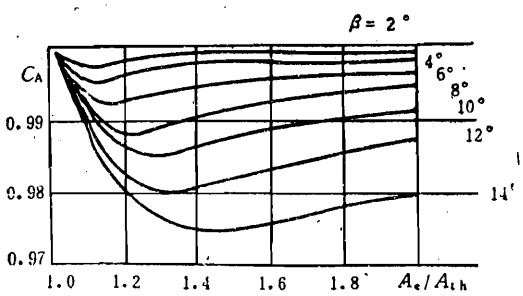


图6-38 收敛-扩张喷管发散损失系数与喷管面积比的关系

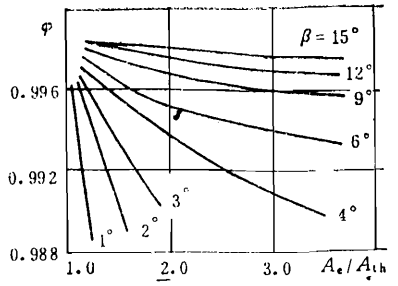


图6-39 收敛-扩张喷管的速度修正系数φ与喷管面积比A_e/A_{th}的关系

式中 $B=kC_f/\mathrm{tg}\beta$；M_{et}是理想的出口马赫数；C_f为壁面摩擦系数的平均值。再结合(6.25)式，便可求出φ。

用实验方法测定速度修正系数φ是较为困难的。因需在超音速流场中做精细的压力测量。

计算举例：确定面积比为2.0，扩张段的扩张角为10°的收敛-扩张喷管的速度修正系数φ。

用流量方程算出喷管出口气流($k=1.33$)的理想马赫数M_{et}：

$$q(M_{et})=A_{th}/A_e=0.5$$

$$M_{et}\approx 2.155$$

取喷管壁面摩擦系数$C_f=0.005$，可得

$$B\approx 0.038$$

由式(6.62)得$\delta_c\approx 0.912$

由式(6.25)$\varphi\approx 0.99$

(2) 收敛-扩张喷管的流量系数C_d

喷管流量系数C_d的定义见式(6.28)。在超临界落压比工况下，流量系数简化为：

$$C_d=A_{th_e}/A_{th}$$

式中 A_{th}——几何喉道面积；A_{th_e}——有效喉道面积。

即

$$A_{th}=\frac{m\sqrt{T_t}}{C_d p_t} \tag{6.63}$$

可见C_d不是喷管效率的评定值，而是与发动机流量匹配所需喷管几何喉道尺寸的参数。在

指定的发动机工况下，只要有了喷管的流量系数，就可确定能满足发动机指定工况下需要的喷管喉道面积。

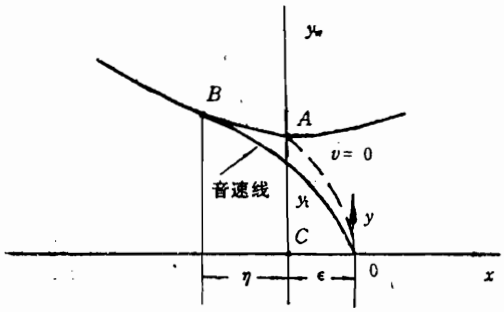


图6-40　喷管喉道处流动

收敛-扩张喷管的流量系数 C_d 可通过实验确定，也可通过解析方法求出。用解析计算方法的话，前面对收缩喷管流量系数的讨论都适用，这里只补充一点，即喷管喉道处壁面曲率对流量系数的影响。

图6-40表示了喉道处的主要几何参数及流动状况。$v=0$线上流向均与喷管轴平行，速度无法向分量。

把x轴放在喷管中心线上，原点放在M＝1.0，即 $u_0=a$ 处，并假定沿轴线

$$\left.\begin{aligned} u_0/a_t &= 1+\alpha x \\ v_0/a_t &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{6.64}$$

式中　u、v为x向及y向分速；

a——当地音速；

a_t为喉道处音速；

下标 0 指轴线。

进一步假定靠近喉道处u与a_t只差一个小量。而v总是小量。

对二维喉道，可用多项式表示速度场：

$$\left.\begin{aligned} u/a &= 1+\alpha x+\frac{k+1}{2}\alpha^2 y^2+\cdots\cdots \\ v/a &= (k+1)\alpha^2 xy+\frac{(k+1)^2}{b}\alpha^3 y^3+\cdots\cdots \end{aligned}\right\} \tag{6.65}$$

式中　α——常数。

因为喷管设计要求管壁型面与流线一致，所以在喉道壁面处，即$y=y_{th}$ 处，$v=0$，若取式(6.65)中两项，可得：

$$x_A=-\in=-\frac{k+1}{6}\alpha r_{th}^2 \tag{6.66}$$

因为在$x=-\in$处，$dy/dx=\mathrm{tg}\theta=0$，于是壁面的曲率半径$r_w$为：

$$r_w=\frac{[1+(dy/dx)^2]^{3/2}}{[d^2y/dx^2]}=\frac{1+\frac{k+1}{3}\alpha^2 r_{th}^2}{(k+1)\alpha^2 r_{th}}$$

上式可整理成

$$\alpha^2=\frac{1}{(k+1)r_{th}^2(r_w/r_{th}-1/3)} \tag{6.67}$$

可见只要知道喷管的几何参数r_w及r_{th}，就可定出常数α。

由式(6.65)，取$u=a$，定出音速线方程为：

$$x=-\frac{k+1}{2}ay^2 \tag{6.68}$$

音速线是一抛物线。

同样，取$v=0$，可定出$v=0$线的方程为

$$x=-\frac{k+1}{b}ay^2 \tag{6.69}$$

这样，只要知道喷管喉道的几何尺寸，就可算出喉道区的流场、音速线及$v=0$线。

对轴对称喉道，流场可由下列多项式给出：

$$\left.\begin{aligned} u/a&=1+ax+\frac{k+1}{4}a^2y^2+\cdots\cdots \\ v/a&=\frac{k+1}{2}a^2xy+\frac{(k+1)2}{16}a^3y^3+\cdots\cdots \end{aligned}\right\} \tag{6.70}$$

跟前面的讨论类似，可得出

$$\in=-x_A=\frac{k+1}{8}ar_{th}^2$$

$$r_w=\frac{1+\frac{k+1}{8}a^2r_{th}^2}{\frac{k+1}{2}a^2r_{th}}$$

及

$$a^2=\frac{8}{(k+1)r_{th}^2\left[4\frac{r_w}{r_{th}}-1\right]} \tag{6.71}$$

音速线方程和$v=0$线方程分别为

$$x=-\frac{k+1}{4}ay^2 \tag{6.72}$$

$$x=-\frac{(k+1)}{8}ay^2 \tag{6.73}$$

也只要知道喉道处的几何尺寸，就可算出喉道处的速度分布，音速线和$v=0$线的形状。

有了上面这些关系式，就可计算喉道曲率对喷管流量系数C_{dc}的影响数值了。

按流量系数定义

$$C_{dc}=\frac{1}{\pi r_{th}^2}\int_{y=0}^{y=r_{th}}\frac{\rho_u}{\rho_{th}u_{th}}a\pi y dy$$

经整理得出：

$$C_{dc}=\frac{1}{k-3}\left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}}\cdot\left(\frac{4r_w}{r_{th}}-1\right)\left\{\left[1+\frac{k-1}{2}\left(\frac{4\frac{r_w}{r_{th}}}{4\frac{r_w}{r_{th}}-1}\right)^2\right]^{\frac{k-3}{2(k-1)}}-\right.$$

$$-\left\{1+\left(\frac{k-1}{2}\right)\left(\frac{4\frac{r_w}{r_{th}}-2}{4\frac{r_w}{r_{th}}-1}\right)^2\right]^{\frac{k-3}{2(k-1)}}\Bigg\} \tag{6.74}$$

如果沿$v=0$线积分，则得：

$$C_{dc}=\frac{2}{(k-3)}\left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}}\cdot\left(4\frac{r_w}{r_{th}}-1\right)\left\{\left[1+\left(\frac{k-1}{2}\right)\cdot\left(\frac{4\frac{r_w}{r_{th}}}{4\frac{r_w}{r_{th}}-1}\right)\right]^{\frac{k-3}{2(k-1)}}\right.$$

$$\left.-\left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{k-3}{2(k-1)}}\right\} \tag{6.75}$$

奥斯瓦梯许给出简单近似计算公式为：[3]

$$C_{dc}=1-\frac{k+1}{96}\left(\frac{r_{th}}{r_w}\right)^2 \tag{6.76}$$

由上式可见有较大的曲率半径r_w对C_{dc}明显有利，通常取$r_{th}/r_w=2/3$。

图6-41表示由不同公式算出的C_{dc}曲线。

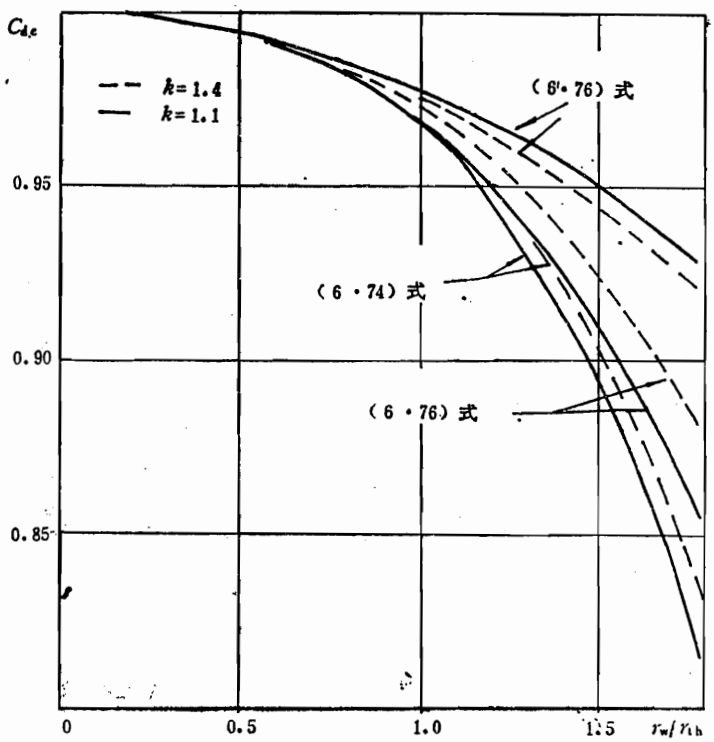


图6-41　喷管流量C_{dc}与喉道曲率半径的关系

在实际流动中，音速是发生在几何喉道的稍下游。几何喉道处的流速小于音速。假定几何喉道处ρV最大，可得到下列关系式

$$M_t^2=\frac{4/(k-1)}{\left\{\left[\frac{1}{\eta_n}\left(\frac{3k-1}{k-1}\right)-3\right]^2+8\left(\frac{1}{\eta_n}-1\right)\right\}^{1/2}+\left\{\frac{1}{\eta_n}\left(\frac{3k-1}{k-1}\right)-3\right\}} \tag{6.77}$$

式中 M_t——几何喉道处的马赫数。

计算结果如图6-42所示。由图可以看出，因为$\eta_n<1.0$，所以几何喉道处总是亚音速。

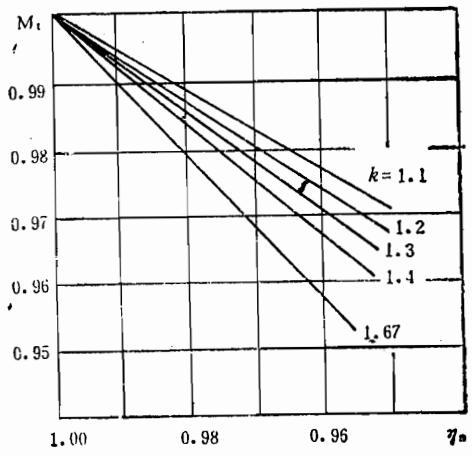


图6.42 喷管喉道处马赫数M_t与动能损失系数η_n的关系

6.4.2.4 收敛扩张喷管过膨胀工况下气流的分离

当喷管的工作落压比高于临界值而又低于设计落压比时，喷管处于过膨胀工况。这时会在喷管扩张段内或在喷口出现激波，激波位置恰好使喷口静压等于外界大气压强。激波后的逆压梯度通过附面层上传，促使气流分离，如图6-43所示。分离使喷管推力系数下降。

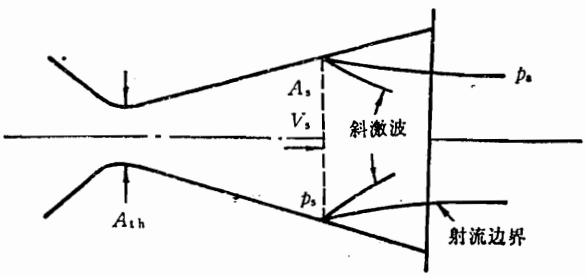


图6-43 过膨胀工况下喷管内流动

分离点上的静压p_s称为分离压强。喷管中分离点以前沿壁面的压强分布，仍可用等熵流关系加附面层修正来估算。分离点后气流不稳定。

随着落压比向设计值靠近激波向下游移动直至推出喷口，激波增强；由激波引起之分离点亦相应向下游移动，分离区减小。

目前对这现象还没有精确分析方法，只有些较原始的处理方法。

文献〔3〕提出了确定二维喷管中外界压强p_a对分离压强p_s的比值的公式：

$$\frac{p_a}{p_s}=\left[1+\frac{kM_s^2(1-A)}{2+(k-1)M_s^2}\right]\left[1+\frac{0.328kAM_s^2\theta_s}{1+\frac{k-1}{2}AM_s^2}\right] \tag{6.78}$$

式中 A——经验常数，一般取$A=0.55$；

M_s——分离点喷管截面的平均M数；

θ_s——分离区边界与壁面间的夹角。

公式里的M_s值要由p_s和p_t来确定，所以须迭代求解。在迭代起始时，可用

$$\theta_s=\sqrt{\frac{M_s^2-1}{kM_s}}[(p_a/p_s)-1] \tag{6.79}$$

代入(6.78)得出的p_s/p_a值作为迭代起始值。而后通过下式：

$$\mathrm{tg}^2\theta_s=\left[\frac{(p_a/p_s)-1}{kM_s^2-(p_a/p_s)+1}\right]\cdot\frac{2KM_s^2-(k-1)-(k+1)(p_a/p_s)}{(k+1)(p_a/p_s)+(k-1)} \tag{6.80}$$

反复迭代，最后可得p_s的数值解。

上面对二维喷管的计算方法，也适合对锥形喷管的计算，但此时需假设：

(1) 分离区内的压强p_2跟二维流的情况一样，即分离点斜激波前后压强比为：

$$p_2/p_s = 1 + \frac{kM_s^2(1-k)}{2+(k-1)M_s^2} \tag{6.81}$$

(2) 将压强p_2认为是气流以M_s绕流半锥角为θ_s的锥体时其表面上的压强。

通过(6.81)式求出p_2/p_s后，利用锥型流表查出θ_s及波后的压力p_1值。在假定波后压强分布呈抛物线形变化的条件下[3]，即可求出平均压强为：

$$p_s = p_2 - \frac{1}{3}(p_2 - p_1) \tag{6.82}$$

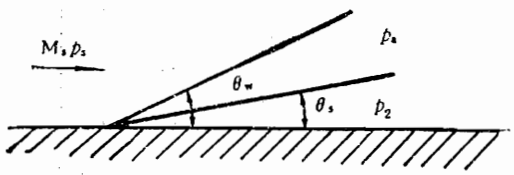


图6-44 自由分离示意图

这样通过迭代，最后也能求出锥形喷管内的p_s值。计算结果示于图6-45。

另一种估算分离压强p_s的方法[3]是假定：经过斜激波后的M_2与波前M_s数的比值是常数，即假定$M_2^2 = 0.58M_s^2$。然后通过迭代定出p_s。按此计算与实验符合良好。

近来一些实验结果指出p_s/p_a为常数并

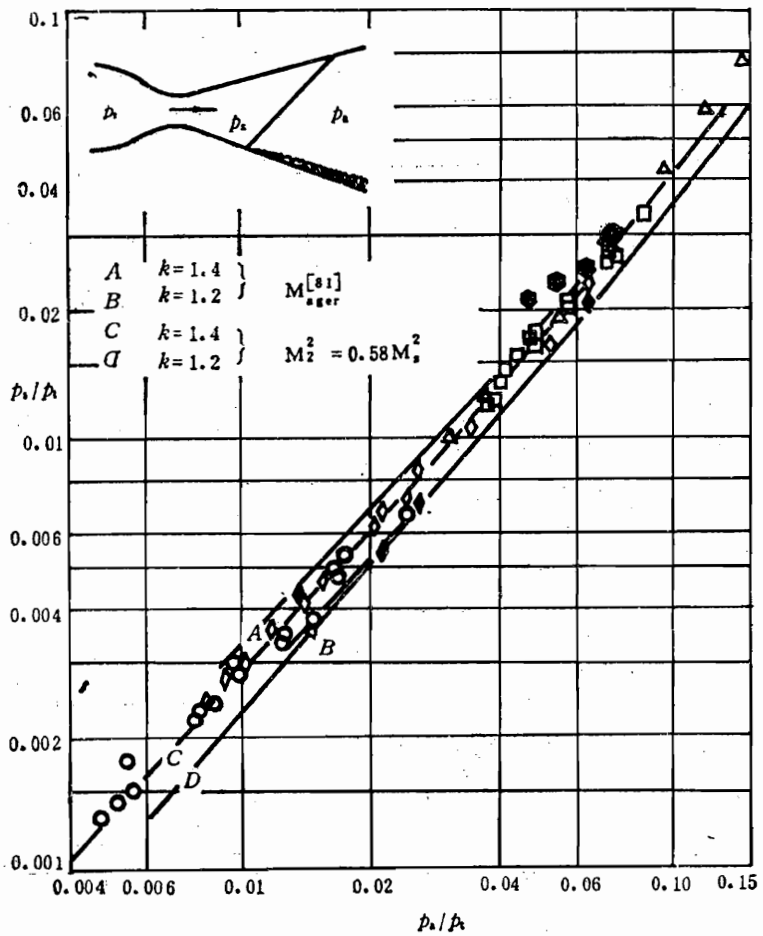


图6-45 不同方法对喷管过膨胀工况下分离压强p_s的计算结果

接近0.4[6].

在分离压强p_s定出后，喷管过膨胀工况下的推力系数，就可按下式算出：

$$C_F=\frac{1+\cos\beta}{2}k\sqrt{\frac{2}{k-1}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{2(k+1)}}}\left[1-\left(\frac{p_s}{p_t}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]^{1/2}+\left[\left(\frac{p_s}{p_t}-\frac{p_a}{p_t}\right)\cdot A_s/A_{th}\right] \tag{6.83}$$

锥形收缩-扩张喷管过膨胀并分离对喷管推力系数的综合影响如图 6-46所示，曲线表明在过膨胀工况下，喷管的推力系数急剧下降。但喷管中出现气流分离后，喷管的推力系数有改善。这是因为喷管内出现气流分离后，就减小了喷管内壁的低压受力表面，从而减小了喷管的负推力的缘故。

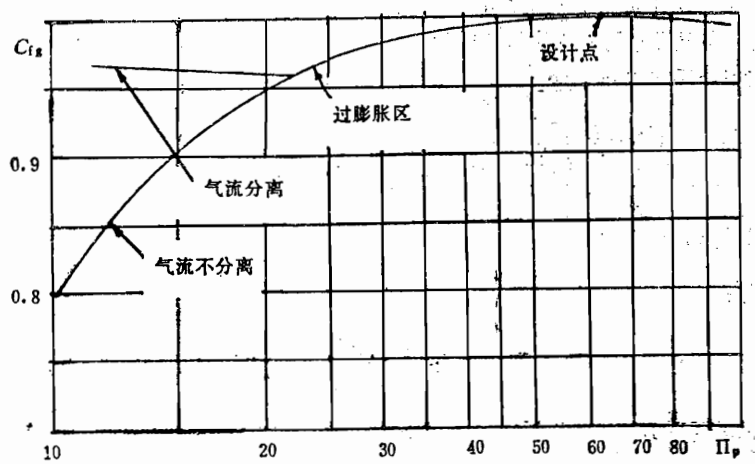


图6.46 收缩-扩张喷管过膨胀工况性能

6.4.2.5 收敛-扩张喷管的漏气损失和冷却损失

在全尺寸可调收敛-扩张喷管中，通过活动鱼鳞片间缝隙会有小量漏气，此外，为了在加力工况下可靠地工作，总得引进一股冷却气流来冷却副喷管。所有这些气流都没有被很好的利用使之产生推力，因而在评定喷管的性能时，对漏气和冷却用气对喷管性能带来的影响都必须计及。

(1) 漏气损失计算

因为在缩比尺寸喷管模型实验中，精确地模拟漏气面积是不可能的。漏气带来的推力损失只能通过分析计算得出。计算中要求先给出喷管壁面的压强分布和有效漏气面积。

经常碰到的各类喷管的漏气途径如图(3-47)所示。除主喷管外，漏气可发生在图示的两个方向之一。这取决于喷管的类型及工作条件。

有效的漏气面积完全靠通过全尺寸喷管试验确定。一种类型的主喷管试验装置如图6-48所示。

测出喷管中漏气流量、压强和温度以及外界大气压强，有效漏气面积可按下式求出：

$$A_l=\frac{m_l\sqrt{kRT_{tl}}}{p_{tl}\psi} \tag{6.84}$$

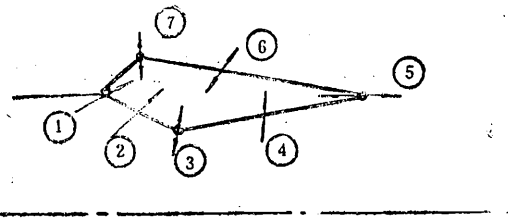


图6-47　喷管漏气途径示意图

①主喷管前铰链；②主喷管的鱼鳞片和密封片；
③喷管喉道铰链；④副喷管的鱼鳞片和密封片；
⑤喷管后铰链；⑥喷管外层鱼鳞片和密封片；
⑦喷管外层前铰链。

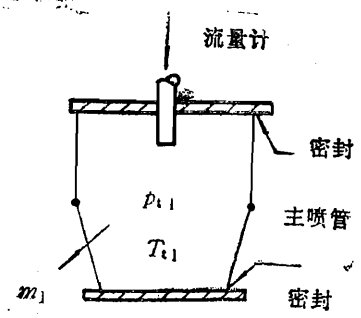


图6-48　漏气试验装置

式中$\psi=f(p_{t1}/p_a)$；下标1表示漏气。

漏气带来的推力损失系数为漏气量的理想推力与喷管的理想推力之比，即

$$\Delta C_{fg1}=\frac{F_{g1}}{F_{gt}} \tag{6.85}$$

已知理想推力为：

$$F_{gt}=mV_{et}=\left(\frac{F_{gt}}{m\sqrt{T_t}}\right)m\sqrt{T_t} \tag{6.86}$$

式中$\frac{F_{gt}}{m\sqrt{T_t}}$可用符号$\bar{F}_{gt}=f(k,\ \Pi_p)$表示。

把式(6.86)代入式(6.85)中，经整理后得：

$$\Delta C_{fg1}=\frac{\bar{F}_{g1}m_1\sqrt{T_{t1}}}{\bar{F}_{gt}m\sqrt{T_t}}$$

$$=\frac{\bar{F}_{g1}\psi_1 p_{t1}A_1}{\bar{F}_{gt}\psi p_t C_d A_{th}}$$

因为一般漏气损失量小于1%，流量是"壅塞"或接近"壅塞"状态，故可以认为$\psi_1\approx\psi$，这样便得

$$\Delta C_{fg1}=\left(\frac{\bar{F}_{g1}}{\bar{F}_{gt}}\right)\left(\frac{p_{t1}}{p_t}\right)\left(\frac{A_1}{A_{th}C_d}\right) \tag{6.87}$$

漏气流是通过附面层流出的，漏气流的总压近似地等于壁面静压，漏气流的推力参数便是：

$$\bar{F}_{g1}=f\left(\frac{p_{t1}}{p_a}\right)\approx f\left(\frac{p_w}{p_a}\right)$$

式中，p_w为壁面静压。

典型的漏气损失计算可按下列步骤进行。

(a.)在指定工况下，喷管的落压比Π_p，有效面积C_dA_{th}、气体的绝热指数k，可从发动

机循环分析数据中得到。

(*b*.)喷管的几何形状已定后，壁面压强分布可按一维等熵流关系算出。

(*c*.)由壁面压强分布及漏气空腔中的压强p_{CA}，就可确定压强载荷$\Delta p=p_w-p_{CA}$及p_w/p_a。式中p_{CA}为内外鱼鳞片间空腔中的气流压强。

(*d*.)由压强载荷Δp和漏气量试验数据，有效漏气面积A_1即可确定。

(*e*.)由喷管的落压比Π_p和漏气压强比p_w/p_a，就可确定ψ及ψ_1。

(*f*.)把所有数据代入式(6.87)，可最后求出漏气推力损失系数。

(2) 冷却气流损失计算

一些收敛-扩张喷管在喷管喉道外部开冷却气流缝，以便在加力工况下，为副喷管提供气膜冷却。典型的冷却气流是从主喷管铰链前尾管中抽取，流入喷管的空腔中，整个气路如图6-49所示。

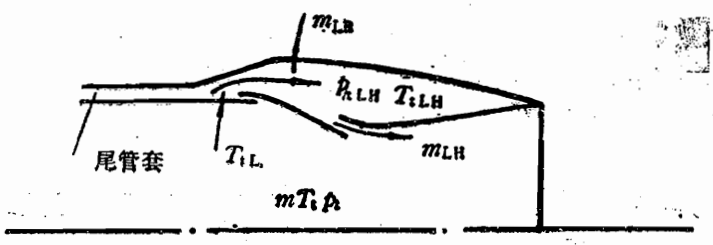


图6-49 喷管冷却气路示意图

因为尾管衬套中气流的压强比喷管空腔中气流的压强高些，从尾管衬套中流进空腔中的冷却气流有压力损失。这股气流以较低的压力又流回到喷管内，可回收一点推力。所以冷却气流损失等于从尾管中抽取的冷却气流的理想推力和返回到喷管内所回收的理想推力之差，即冷却气流推力损失系数为：

$$\Delta C_{fgL}=\frac{F_{gLB}-F_{gLH}}{F_{gt}}$$

$$=\frac{\left(\frac{F_g}{m\sqrt{T_t}}\right)_{LB}m_{LB}\sqrt{T_{tLB}}-\left(\frac{F_g}{m\sqrt{T_t}}\right)_{LH}m_{LH}\sqrt{T_{tLH}}}{\left(\frac{F_{gt}}{m\sqrt{T_t}}\right)m\sqrt{T_t}}$$

$$=\left(\frac{\bar{F}_{LB}}{\bar{F}}\right)\left(\frac{m_{LB}}{m}\right)\sqrt{\frac{T_{tLB}}{T_t}}-\left(\frac{\bar{F}_{LH}}{\bar{F}}\right)\left(\frac{m_{LH}}{m}\right)\left(\frac{T_{tLH}}{T_t}\right) \tag{6.88}$$

式中 $\bar{F}=\left(\frac{F_{gt}}{m\sqrt{T_t}}\right)=f(\Pi_p,\ k)$

$$\bar{F}_{LH}=f\left(\frac{p_{tLH}}{p_a},\ k\right)$$

下标LB表示总的冷却气流。LH表示回收冷却气流。

尾管中气流总压很接近主流总压，可认为$\bar{F}_{LB}=\bar{F}$，这样

$$\Delta C_{fgL}=\left(\frac{m_j}{m}\right)\frac{T_{tL}}{T_t}-\left(\frac{\bar{F}_{1H}}{\bar{F}}\right)\left(\frac{m_{LH}}{m}\right)\sqrt{\frac{T_{tLH}}{T_t}} \tag{6.89}$$

式中$\frac{m_{LB}}{m}$及$\frac{m_{LH}}{m}$是设计规定的，一般二者相等。T_{tLH}是空腔中气流的估计温度。p_{tLH}是空腔中气流的压强，也可估计。

有了相应参数的估计值之后，就可用上式估计出推力冷却损失系数了。

6.4.2.6 收敛-扩张喷管的气动载荷计算

收敛-扩张喷管气动载荷的计算比收敛喷管复杂些。因为在尖形喉道下游气流迅速膨胀。流线扩张角沿截面变化很大，使压强分布偏离按一维流处理的估算值。这一偏差的大小与喷管收缩段的收缩角α、扩张段的扩张角β、以及通过冷却缝的冷却流量等因素有关。一般用喷管缩尺模型试验数据，对一维流的计算值加以修正。图6-50表示这一修正曲线。这一曲线对喷管气动载荷的初步估算是有用的。

上面图线只适用于喉道处没有冷却气流时的情况。喉道处有冷却缝者，扩张段前部近20%壁面上的压强要比没有冷却气流时的高些。另外即使没有开冷却缝，在喉道处也会有漏气，此时可用图6-51的曲线来作进一步修正。

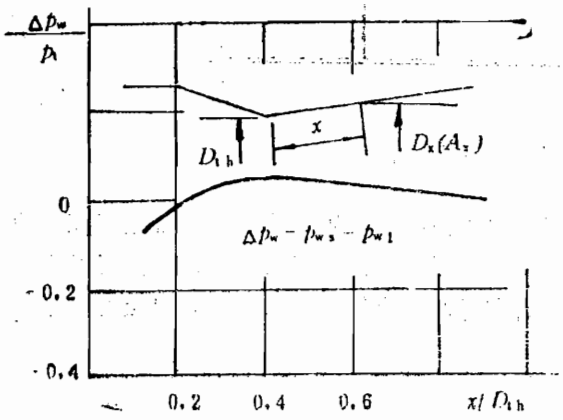


图6-50 副喷管气动载荷修正系数

下标W代表壁面；S代表实际；L代表理论。

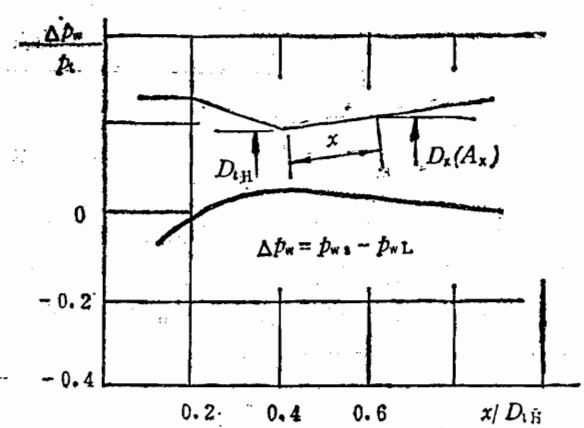


图6-51 冷却缝漏气量

下标H代表有漏气；N代表无漏气。

另外，如果所用的修正曲线是从喷管模型冷流($k=1.4$)试验中得到的，则必须做绝热数的修正。表1说明绝热指数对壁面压强p_w值的影响，粗略看来似乎影响不大，但是修正的相对值却不小(可达20%)。因之为了能较精确地估计喷管的气动载荷，这种对绝热指数的修正是必要的。

对绝热指数的修正，可按下列步骤做：(1)把冷态下取得的压强分布换算成马赫数M，而后换算成面积比A/A_{th}的分布。(2)假定热流下的A/A_{th}等于冷流下的A/A_{th}。(3)由热流下的A/A_{th}换算为马赫数关系(k用1.33)，然后进一步换算成压强分布。即：

$(p_{wx}/p_t)_c\rightarrow M_{xc}\rightarrow(A_x/A_{th})_c=(A_x/A_{th})_h\rightarrow M_{xh}\rightarrow(p_{wx}/p_t)_h$，下标c——冷态；h——热态。

表1 绝热指数的修正

A/A_{th}	p_w/p_t		$p_w(k=1.3)$
	$k=1.4$	$k=1.3$	$p_w(k=1.4)$
1.2	0.258	0.278	1.08
1.5	0.160	0.176	1.10
2.0	0.093	0.106	1.14
2.5	0.064	0.074	1.16
3.0	0.047	0.056	1.19

6.4.3.7 收敛-扩张喷管的设计

因为喷管型面对其工作效能的影响很大，所以设计喷管时要求其型面既能满足重量轻、结构简单、造价低的条件，又能获得尽可能大的推力。现在实用的已有几种不同形状的收敛-扩张喷管，其中最简单的是圆锥喷管，较复杂的是气动型面喷管。下面就这两种型式喷管型面的设计做简要叙述。

(1) 圆形喷管

设计圆形喷管的最简单方式，是根据落压比所要求的喷管面积比，用圆锥段平滑地与弧形喉道型线衔接，见图(6-52)。喷管进口段的收缩角一般取15°～30°。出口段的扩张角取5°～15°。喉道处壁面的曲率半径不小于喉道直径。这样构成的锥形喷管，出口气流的动量损失不会大于气动型面喷管的2%，实验指出事实上扩张角甚至大到40°也不会发生严重的气流分离[3]。锥形喷管比较短，设计加工容易，虽由于气流不是轴向排出而有些推力损失，但仍能满足基本要求。目前在火箭发动机上用得较多。

(2) 气动型面喷管

在同样喷管落压比及出口马赫数下，能平行匀直排气的型面喷管，理论上说比圆锥喷管的工作更有效。

这种喷管的型面，可用特征线法逐点设计。对轴对称等熵流动，特征线方程(1.43)为：

$$\left(\frac{dr}{dx}\right)_{\pm}=\mathrm{tg}(\theta\mp\mu) \tag{6.90}$$

无旋的相容性方程(1.51)为：

$$\frac{1}{V}\left(\frac{dV}{d\theta}\right)_{\pm}=\mp\mathrm{tg}\mu+\frac{\sin\mu\mathrm{tg}\mu\cdot\sin\theta}{\sin(\theta\mp\mu)}\cdot\frac{1}{r}\cdot\left(\frac{dx}{d\theta}\right)_{\pm} \tag{6.91}$$

利用这二个方程式，从指定的音速线及喉道壁面开始，可顺着特征线网格一侧进行下去。从而确定使出口马赫数为设计值匀直流的特定流线，即以此作为喷管的超音速段型面。

特征线网格示意如图6-53。

文献[6]给出了用特征线法构做喷管型面的具体设计方法。这样得到的型面还需要作附面层修正才能用。如果直接使用粘性流和非等熵特征线方程，原则上做法也是一样的，不过在靠近壁面时要将特征线数值计算结果与附面层速度函数衔接起来一起迭代，同时还应考虑

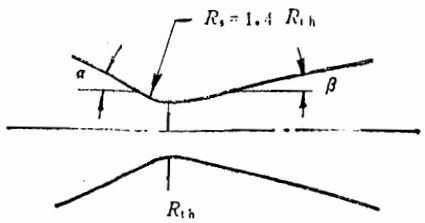


图6-52　简单锥形收-扩喷管

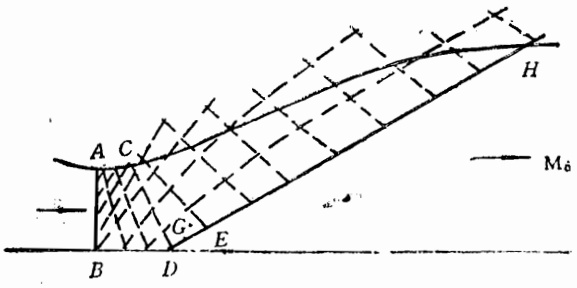


图6-53　特殊型面的收-扩喷管

两个方向的压强梯度，当然此时程序就比较复杂了。

考虑到特征线法计算量大，故工程上常用近似解析法计算喷管的型面曲线，文献[34]介绍了这类方法，基于泉流假设建立的等熵轴对称流的喷管扩张段型面曲线的解析式为

$$x/R_e=R[\cos\theta+L\cos(\mu+\theta)] \tag{6.92}$$

$$y/R_e=R[\sin\theta+L\sin(\mu+\theta)] \tag{6.93}$$

式中 $$\left(\frac{R}{R_e}\right)^2=\frac{1}{M}\left(\frac{2}{k+1}+\frac{k-1}{2}M^2\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}}=\bar{R} \tag{6.94}$$

$$\theta=\frac{1}{2}[\Phi(M_e)-\Phi(M)] \tag{6.95}$$

$$\Phi(M)=[(k+1)/(k-1)]^{1/2}\operatorname{arctg}\left[(M^2-1)\frac{k-1}{k+1}\right]^{1/2}-\operatorname{arctg}(M^2-1)^{1/2} \tag{6.96}$$

$$\mu=\sin^{-1}\left(\frac{1}{M}\right)$$

$$L=\left\{-\sin\theta+[\sin^2\theta+2(\cos\theta-\cos\theta_0)]^{1/2}\right\}/\sin\mu$$

$$R_e\approx D_{th}/(2\sin\theta_0) \tag{6.97}$$

式中　M_e为喷管出口设计马赫数。θ_0为扩张段初始扩张角，可先选定。

给出不同的马赫数M(直到$M=M_e$)，利用上面的公式可算出喷管的型面曲线。

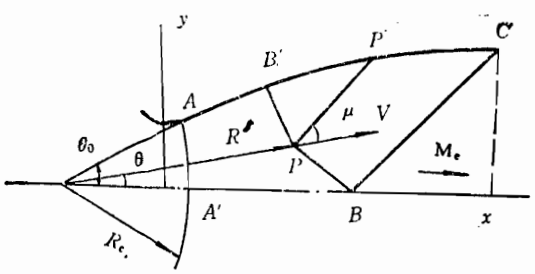


图6-54　收-扩喷管的型面设计

用特征线法得到的喷面型面比较长，且加工困难，实际上在发动机上几乎没有使用，在风洞上使用较多。

文献[27]给出对给定喷管长度、给定流量、能产生最大推力的喷管设计方法。

文献[32]给出一种纯粹用几何办法来画出最佳推力喷管型面的近似方法。该方法确定型面曲线的步骤如下：

a．由给定的R_{th}，R_e，及l，利用图6-56中的曲线来确定θ_p和θ_e，

b．画喉道处的圆弧，定P点，使该点的斜度为θ_p，

c．用斜角θ_e作EQ及喉道圆弧的切线PQ，

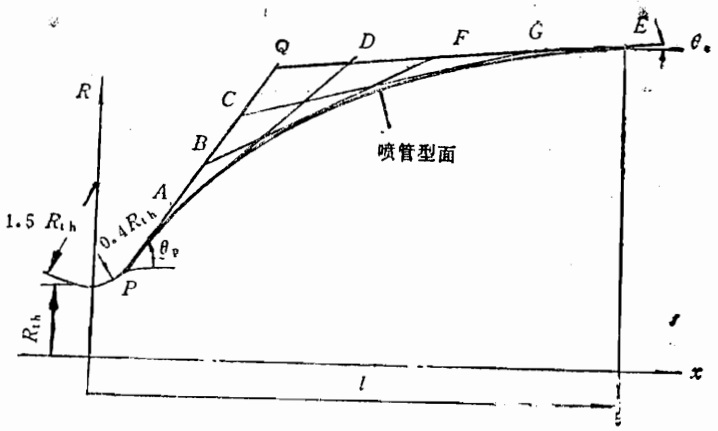
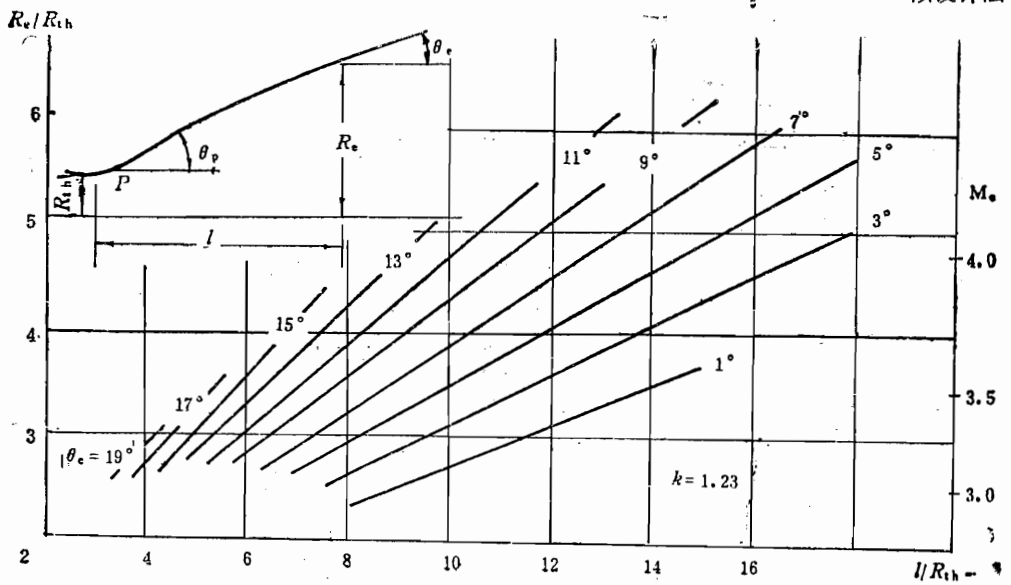


图6-55 收敛-扩张喷管型面的近似设计法



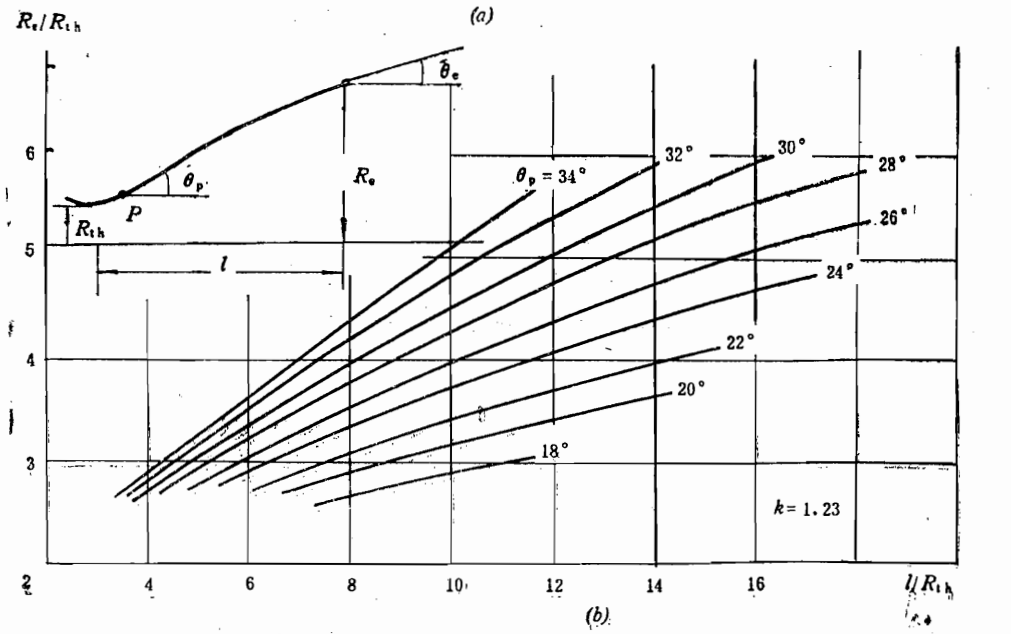


图6-56 θ_p和θ_e与喷管相对长度的关系

d. 把PQ和EQ等分几段如图所示。

c. 连接AD、BF、CG等等，做包络线便得出要求的型面曲线。

一般情况下，产生平行匀直出口气流的喷管很长，喷管下游很大一段型面接近圆筒形，在这样长的壁面上不能忽略附面层的增长，因而就必须根据附面层位移厚度δ^*，把型面曲线向外扩张一个δ^*，以得到实际喷管的型面。

工程上做初步修正时，可取$\delta^*=(0.004\sim0.005)x$[35]。一般喷管出口的有效直径比几何直径小18～33%[2]，即

$$\bar{\delta}_e=\delta_e^*/R_e=(0.18\sim0.33)\text{[2]}$$

6.5 塞式喷管

塞式喷管是另一种能产生轴向出口流动的收敛-扩张喷管，性能较好。目前使用的方案很多，本节仅就一些典型方案的工作特点、性能及设计等方面做简要叙述。

6.5.1 塞式喷管的工作

塞式喷管可视为是常规收敛-扩张喷管的改型。一般可分为三种基本类型。如图6-57所示：(*a*)气流超音速膨胀完全发生在喷管的环形通道内，是完全内膨胀塞式喷管。(*b*)气流的超音速膨胀部分发生在喷管内部，部分发生在喷管口外，是混合膨胀塞式喷管。(*c*)气流的超音速膨胀完全发生在喷管口外，是完全外膨胀塞式喷管。

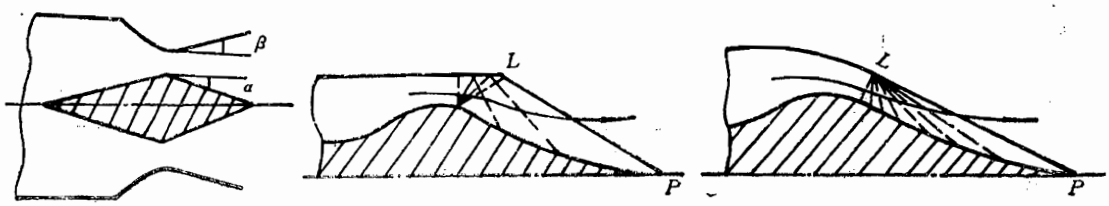


图6-57 不同塞式喷管方案

6.5.1.1 完全内膨胀塞式喷管

完全内膨胀塞式喷管系利用中心塞体与喷管锥形外壳间的环形扩张通道产生气流的超音速膨胀。这种塞式喷管的性能跟一般收敛-扩张喷管的性能相似。但它可把气流扩张角增大，从而使喷管长度缩短。但环形通道有内外浸湿面积，所以摩擦表面比常规喷管为大，而使摩擦损失增大。

这种型式喷管内的气体流动，可假定为泉流，其源点在塞体与喷管外壳壁面延伸后的交点处，于是喷管的发散损失系数C_A为

$$C_A=\frac{1}{2}\frac{(\sin\gamma+\sin\beta)^2}{(\gamma+\beta)\sin\gamma+\cos\gamma-\cos\beta} \tag{6.98}$$

式中，β——喷管外壳的扩张角；γ——塞体壁面与轴线间的夹角。

当喷口截面、喉道截面比及长度相同时，环形喉道距轴线的位置可处于不同半径处，因

而相应地可以有不同的γ及β值。当$\gamma\to 0$，即不带中心塞体，那就成了一般收敛-扩张形喷管。当$\beta\to 0$，即外壳壁面平行于喷管轴线的内膨胀塞式喷管，其发散系数C_A为：

$$C_A=\frac{1}{2}\frac{\sin^2\gamma}{\gamma\sin\gamma+\cos\gamma-1} \tag{6.99}$$

从上式可以看出：即使采用较大顶角(γ)的塞体，也不会带来过大的发散损失。

6.5.1.2 完全外膨胀塞式喷管

这种型式喷管的喉道呈环形，气流绕喷管外壳唇口膨胀到外界大气压强，气体流动受发自唇口的膨胀波系所控制，其转角受塞体型线的约束。喷管外壳唇口与塞体顶尖的相对位置，应正好使排气流发自唇口的最后一道马赫线Lp，落在塞体顶点上。正是因为气流是在塞体表面与外界大气之间进行膨胀，所以它的性能与收敛-扩张喷管的性能有所不同，如将塞体设计成等熵型面，并在设计压强比下，气流沿塞体表面膨胀后转折成平行尾塞轴线流出，则这时喷管的推力系数为

$$C_F=F_g/(p_tA_{th})=C_{FV}-p_aA_e/(p_tA_{th}) \tag{6.100}$$

式中C_{FV}为真空推力系数。

6.5.1.3 混合膨胀塞式喷管

这种型式喷管，在设计工况下，唇口边射流的压强正好等于外界大气压。塞体顶点的位置正好使唇口边缘和塞体顶点的连线L_p成为射流的最后一道马赫线。

这种喷管的工作状态，常用下面几个压强比来规定。

(1) 排气压强比，即进入喷管时的气流的总压对外界大气压强之比。

(2) 设计压强比，它对应于喷管出口截面与喉道截面之比A_e/A_{th}。

(3) 内膨胀压强比，它对应外壳唇口处流道截面与喷管喉道截面之比A_i/A_{th}。

因为气流流经这种喷管时，发生内外膨胀，所以这种喷管兼有完全内膨胀喷管较短长度和完全外膨胀喷管较好性能的优点。

6.5.2 塞式喷管的特性

完全外压塞式喷管的性能如图6-58所示。从图中可以看出：在高于设计压强比时，塞式喷管的推力系数跟收敛-扩张喷管的差不多。而在低于设计压强比时，塞式喷管的推力系数却比收敛-扩张喷管为高。这是因为塞体顶点处喷流的截面积——喷口有效面积能随压强比变化而自行调节到理想值，所以它在这种工况下的性能比一般喷管的要好。这从考察沿塞体表面的压强分布就不难理解。在高于设计点的工况下，沿塞体表面压强分布维持在未受扰动的情况。而在低于设计点工况下，塞体上某处首先达到压强p_w接近大气压p_a，于是在这点下游沿塞体表面发生一系列压缩波使压强升高以适应外界大气条件。(见图6-59)塞体下游壁面上压强的增大就增大了推力，而超过一般收敛-扩张喷管。

上面介绍的是塞式喷管的静态特性。在有外流的情况下，(图6-60)射流膨胀到比大气压强要低的底部压强p_b。在低的落压比工况下，沿塞体的压强分布大致在A点降为大气压，而后再沿塞体继续下降，直到B点处大致降到等于p_b。然后发生一系列的弱激波，压强提高到与外界大气压相等。但高压部分塞体面积很小，不能补偿大部分塞体上低压面积上的效应。

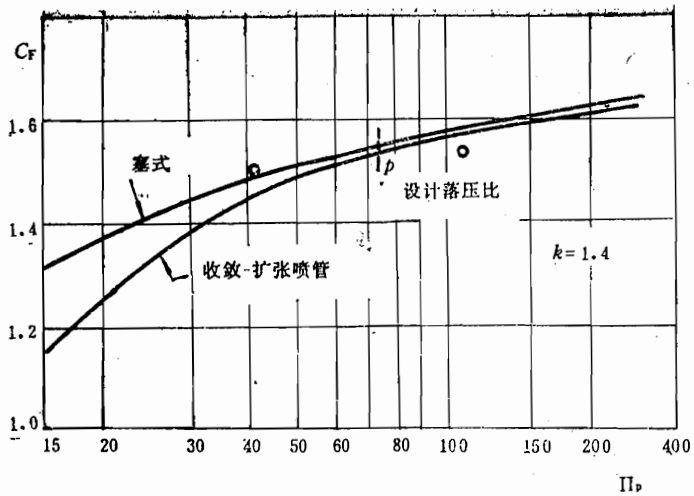
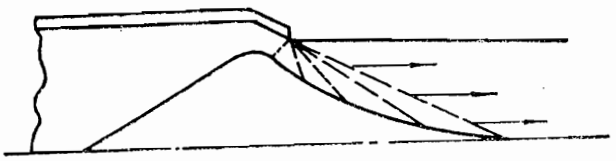


图6-58 完全外压塞式喷管的性能



(a) 设计工况

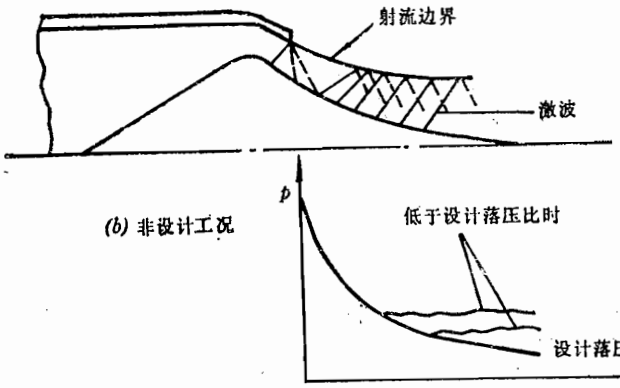


图6-59 沿塞体压强的变化

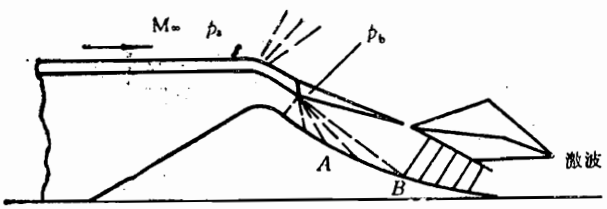


图6-60 外流对塞式喷管流动的影响

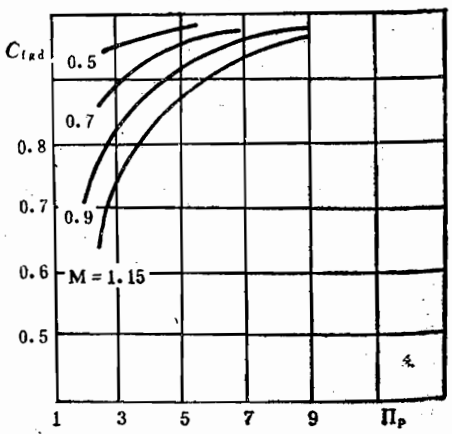


图6-61 外流对塞式喷管性能的影响

随落压比的增大，外流和底部压强的影响愈来愈小，直到设计落压比时，底部压强的影响就微不足道了。

图6-61示出塞式喷管的推力减阻力的系数C_{fgd}，随飞行马赫数M及落压比Π_p的变化。从图中可以看出C_{fgd}随Π_p的增加而增大，随飞行马赫数M的增大而减小。

6.5.3 塞式喷管主要几何参数对其性能的影响

塞式喷管的主要几何参数是：外壳内角，塞体顶角，塞体长度，后体尾罩角等等，它们对喷管性能性能都有一定的影响。

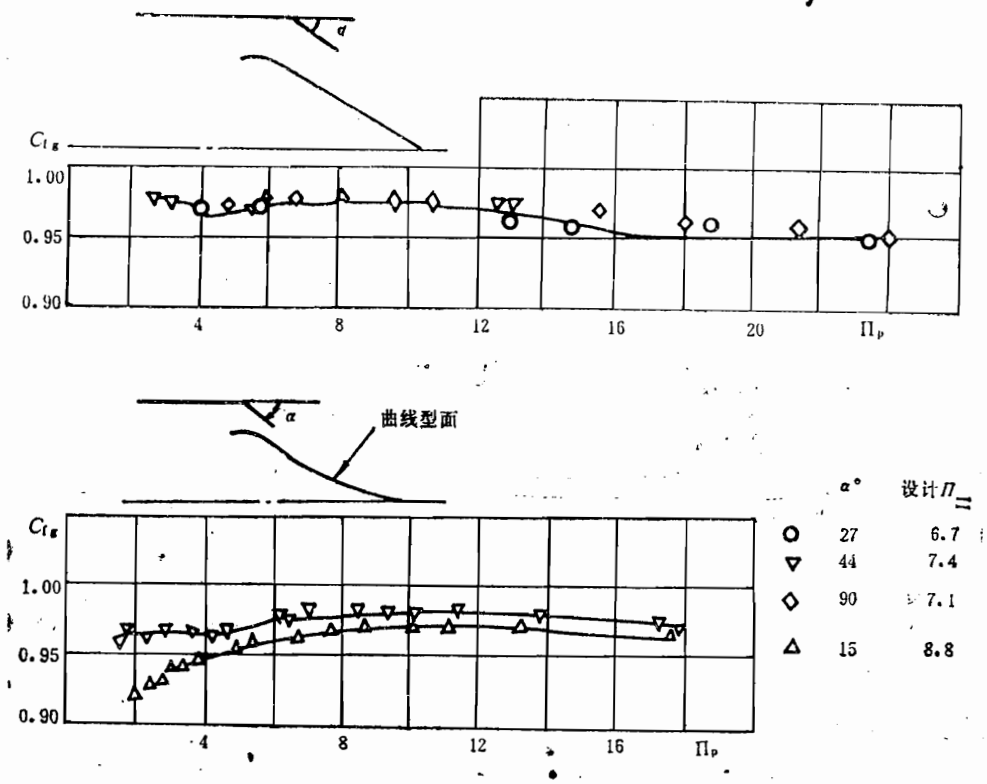


图6-62 外罩唇口α角对喷管性能的影响

图6-62示出外壳内角对喷管推力系数C_{fg}的影响不大，但对曲线形塞体来说，唇口角α从30°减小到15°，推力系数约减小1%，过小的唇口角α会使喉道从外罩出口上移，使在低于设计压强比时，因外罩出口与喉道间存在扩张段而带来过膨胀损失。但若α太大，又会由于外流转角增大而使沿外罩尾缘压强减小，外阻增大。一般外罩唇口角α取20°左右为宜。

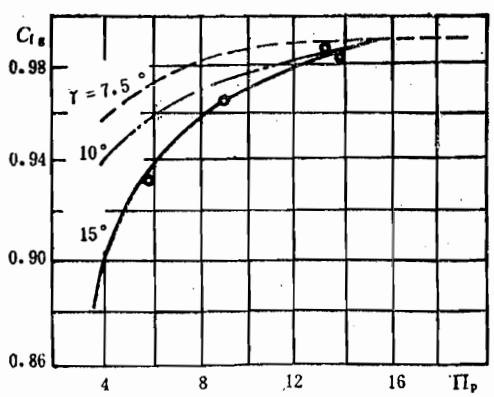


图6-63 塞体顶角γ对喷管性能的影响

锥形塞体顶角γ对推力系数的影响如图6-63所示。从图中可以看出推力系数对塞体

顶角很敏感。最佳顶角γ跟设计压强比有关。例如将压强比从大约8提高到20，则对应于最大推力系数的顶角γ便从60°增大到80°。

6.5.4 塞式喷管的设计

一般在设计塞式喷管时，根据要求预先给定喷管进口气流条件、推力及推力系数，气流的总压、总温，出口直径和外界大气条件等等，而后按下列步骤设计。

(1) 根据设计压强比π_p定出出口设计M_e。

$$\pi_p=\frac{p_t}{p_a}=\left(1+\frac{k-1}{2}M_e^2\right)^{k/(k-1)} \tag{6.101}$$

(2) 用设计M_e决定气流的转角δ(见式1.44)：

$$\delta=\sqrt{\frac{k+1}{k-1}}\operatorname{arctg}\sqrt{\frac{k-1}{k+1}(M_e^2-1)}-\operatorname{arctg}\sqrt{M_e^2-1} \tag{6.102}$$

(3) 由给定的推力F_g定出喷管喉道截面积。

$$A_{th}=\frac{F_g}{C_F p_t} \tag{6.103}$$

(4) 另外喉道面积与各几何参数有如下关系：

$$A_{th}=\pi(R_e^2-r_1^2)\frac{1}{\cos[(\delta+\theta_1)/2]} \tag{6.104}$$

式中R_e为外罩出口处半径。

喷口面积A_e为：

$$A_e=\pi R_e^2$$

所以

$$\frac{A_e}{A_{th}}=\frac{R_e^2\cos[(\delta+\theta_1)/2]}{(R_e^2-r_1^2)} \tag{6.105}$$

由式(6.104)和(6.105)就可定出塞体在喷管喉道处的半径r_1及斜角θ_1。有了这些基本尺寸后就可进行塞体的型面设计了。

塞体型面曲线可用特征线法加附面层修正[60]。初步设计时可使用下列简便的工程方法来绘制塞体型面。

假定塞体的等熵型面曲线就是一条流线，并且在设计条件下气流转折后平行于塞体的中心线。沿塞体任意点处的流道截面是L_1(垂直于塞体表面并与唇口处流线相交)旋成的环形面(参见图6-64b)。

所以流道截面积A为：

$$A=\pi L_1(r+R_e) \tag{6.106}$$

气流的马赫数M沿塞体是增大的，到塞体顶端达到设计值M_e，并与喷管轴线平行。沿塞体的马赫数与流道面积比的关系由(6.10)式确定。

μ和气流的折转角δ都与每一M数相联系。再结合沿塞体表面任意点处的几何关系：

$$\Phi=90+\mu-(\psi+\delta) \tag{6.107}$$

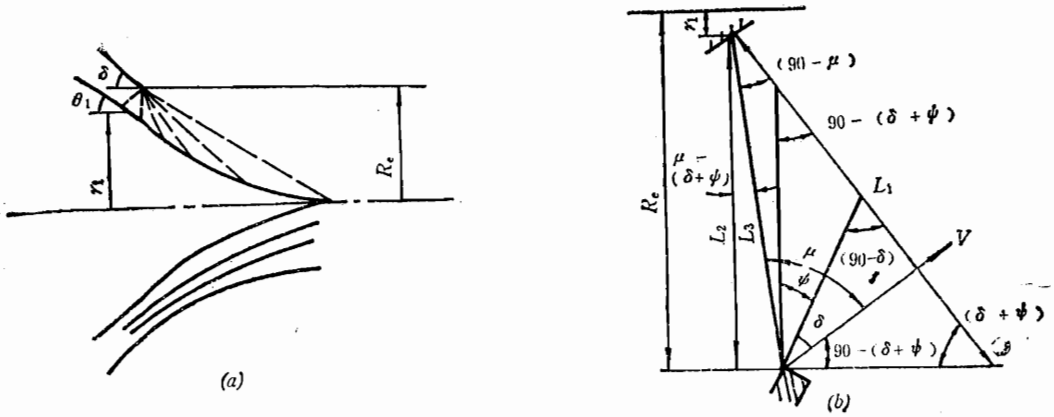


图6-64　塞体几何参数

$$L_2 = L_1 \sin(\psi+\delta) \tag{6.108}$$

$$L_3 = L_2/\cos(\mu-\psi-\delta) \tag{6.109}$$

$$r_3 = R_e - L_2 \tag{6.110}$$

最后得出

$$L_3 = \frac{\sin(\psi+\delta)}{\cos(\mu-\psi-\delta)}\left\{\frac{R_e}{\sin(\psi+\delta)} - \left\{\left[\frac{R_e}{\sin(\psi+\delta)}\right]^2 - \frac{A}{\pi\sin(\psi+\delta)}\right\}^{1/2}\right\} \tag{6.111}$$

表示为无量纲长度：

$$\bar{L}_3 = \frac{L_3}{R_e} = \frac{1}{\cos(\mu-\psi-\delta)} \cdot \left\{1 - \left[1 - \frac{A\sin(\psi+\delta)}{\pi R_e^2}\right]^{1/2}\right\} \tag{6.112}$$

图6-65表示出不同设计压强比下，对绝热指数k为1.17的无量纲长度$\bar{L}_3$的计算结果。

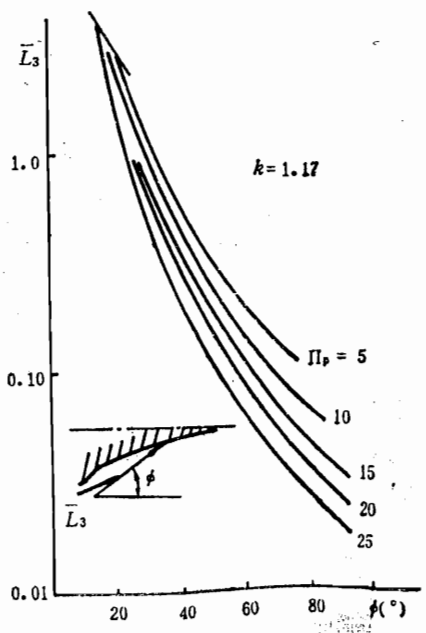


图6-65　塞体无量纲长度$\bar{L}_3$与ψ角的关系

6.6　非轴对称喷管和矩形喷管

近年来，人们对非轴对称喷管和矩形喷管发生极大兴趣，并正在进行大力研究[40,41]。这是因为未来先进军用飞机对排气喷管要求具有多功能，以提高飞机的性能，机动性和生存能力。这些功能是：(1)应具有良好的内特性，使飞机能在宽广的飞机包线内维持良好的性能；(2)弱的辐射信号以增大飞行器的隐身能力，使不易被敌方发觉，不易遭受红外制导导弹的攻击；(3)具有反推力和推力换向的能力，以减小飞机的起落滑跑距离和增加飞机的机动性及低速飞行性能；(4)应能与飞机后体良好地一体化，从减小后体阻力。文献[63]指出：飞机后体阻力可高达飞机总阻力的20～40%，因此喷管/后体一体化设计，对改进

飞气的性能是非常重要的。F-15型飞机的后体/喷管一体化设计，就是一个很好的实例[46]。而能较圆满地具备上述各项功能的排气喷管，是非轴对称喷管和矩形喷管。本节就对非轴对称及矩形喷管的主要工作及性能做简要介绍。

6.6.1 非轴对称喷管和矩形喷管方案

现已提出很多种不同构形的矩形喷管方案，归纳起来，大体可分为这样几种类型：简单收敛-扩张矩形喷管，具有推力换向和反推力能力的收敛-扩张矩形喷管，带中心体的收敛-扩张矩形喷管和单边膨胀斜板式收敛-扩张矩形喷管等等。图6-66示出了这些类型矩形喷管的构形方案。

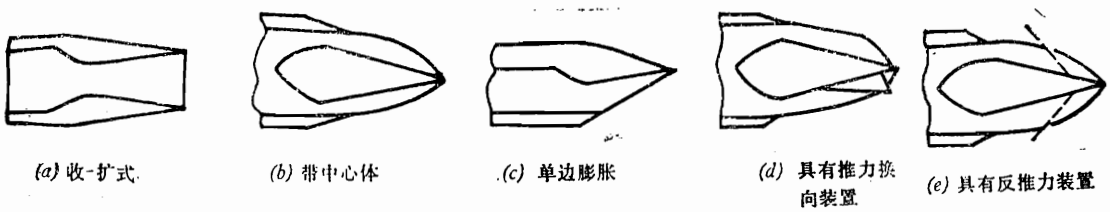


图6-66 不同类型矩形喷管方案

图6-67介绍一种具有反推力和推力换向功能的收敛-扩张-矩形喷管结构。它由六个主要部件组成。两片收缩段鱼鳞片，两片扩张段鱼鳞片以及两片外部鱼鳞片(它可连续地使喷管从收敛-扩张状态变到完全反推力状态)组成。在收缩段鱼鳞片中间安置转动轴，所以作用在鱼鳞片上的压强总是平衡的。该鱼鳞片下游端控制喉道面积，并当作扩张段鱼鳞片的轴枢用。而其上游端用以控制反推力的排气面积。有两个作动器连在收缩段鱼鳞片上，每侧一个。扩张鱼鳞片上每侧有两个作动器。

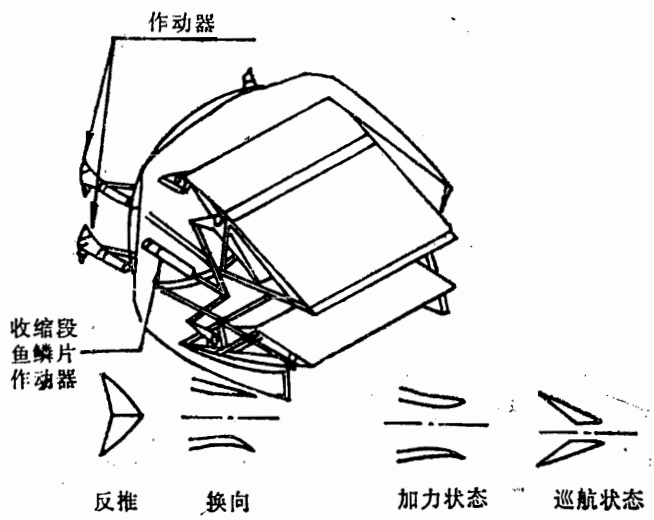


图6-67 较典型的矩形喷管结构

矩形收敛-扩张喷管应是可调节的，以适应不同发动机循环及飞机对排气装置的要求。它的早期设计面积比在1.2～1.3范围内，最近发展到设计面积比为1.5～2.0。

矩形喷管也存在一些设计上的问题。如，由于它的湿面积比轴对称喷管的大，因而要求更强地冷却，这就会降低最大加力时的推力。又由于它是非圆形截面，结构强度差些；为了维持足够的强度，就得增大管壁厚度及重量等等。

6.6.2 矩形喷管的主要特征参数

矩形喷管比较常用的是下面几个特征数。

表征矩形喷管内特性的是推力系数C_{fg}：

$$C_{fg}=\frac{F_g}{F_{gt}}$$

或真空推力系数C_s：

$$C_s=\frac{F_{gs}}{F_{gt}}$$

表征矩形喷管反推力效能的是反推力系数。η_R：

$$\eta_R=\frac{F_{gR}}{F_{gt}} \tag{6.113}$$

表征矩形喷管红外辐射信号强度特性的是红外辐射强度I，或红外辐射系数ε。

表征矩形喷管工况的参数是落压比Π_p：

$$\Pi_p=\frac{p_t}{p_a}$$

表征矩形喷管几何特征的参数是宽高比AR：

$$AR=W_e/H_e$$

这些参数之间有一定内在联系，这种联系可通过分析方法获得，但主要通过喷管模型实验来建立。

6.6.3 矩形收敛扩张喷管内特性的估算

矩形收敛-扩张喷管的推力系数为

$$C_{fg}=\frac{\varphi\cdot C_A\cdot m\cdot V_{et}+A_e(p_e-p_a)}{mV_{ei}} \tag{6.114}$$

式中，V_{ei}是理想等熵完全膨胀时的喷管出口流速。

先用分析方法建立喷管的速度修正系数φ、发散系数C_A与喷管几何参数间的曲线关系，如图6-68所示。而后就很宽广的喷管几何参数范围进行喷管模型试验。通过实验数据与分析数据的比较，得出喷管的经验推力修正系数值C_M，利用这修正系数就可较精确地估算出全尺寸矩形喷管的内特性。

理论分析方法是首先用二维位流计算程序计算出喷管内流场各点的参数、流线和压强分布。从而由得出的喷管气流动量与其在轴向分量之间的差值求出发散系数C_A。再利用沿喷管壁面的静压及马赫数分布，算出附面层动量厚度及位移厚度。于是速度修正系数可由动量厚度得出，从而即可计算出喷管的最大推力系数C_{fgm}[39]：

$$C_{fgm}=\varphi\cdot C_A \qquad (6.115)$$

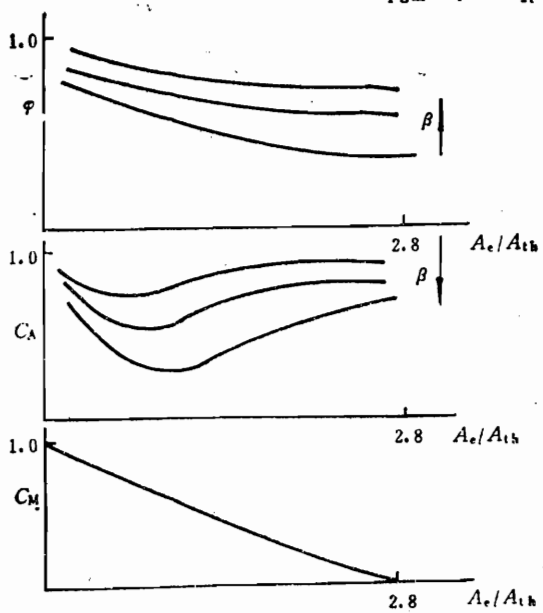


图6-68 矩形喷管性能系数

把求出的喷管推力系数C_{fg}，与喷管模型地面静态实验结果对比，得出经验修正系数C_M。

用这种办法求出的喷管速度修正系数φ、发散系数C_A及经验修正系数C_M与喷管面积比的关系如图6-68所示。

6.6.4 矩形收敛-扩张喷管的内特性

典型矩形收敛-扩张喷管的内特性曲线如图6-69所示。

图中曲线表示在不同设计落压比下，喷管推力系数C_{fg}随喷管落压比Π_p的变化关系。同一般轴对称收敛-扩张喷管的性能一样，性能峰值是在气流完全膨胀时达到，并且大设计落压比矩形喷管性能的变化比小设计落压比的要平缓，因而前者的非设计工况下的性能要稍好些。

一般在亚音速工作状态下，矩形喷管的性能比高性能轴对称喷管的低1～2%。其原因是由于喷管鱼鳞片扩张角较轴对称喷管的大，所以内损失较大。若使用加力，则又因矩形喷管冷却面大、冷却流量大而带来推力损失。这一方面是因冷却气流从加力室旁路流走，没有参加燃烧而减小最大加力推力。另一方面这股冷却气流从喷管喉道下游流出，没有能加速到如同主流那样高的排出速度，也造成推力损失。

图6-70表示矩形喷管主要几何参数如面积比、扩张角、长度等对喷管性能的影响。从这



图6-69 矩形收敛-扩张喷管的内特性

组曲线中可以看出：在落压比$\Pi_p>5.0$以后，喷管的扩张角及扩张段鱼鳞片长度对喷管性能影响不大，但在小的落压比下，扩张角及鱼鳞片长度影响内流的分离状况，从而对喷管的内特性有较大的影响。

图6-71表示矩形喷管侧壁长度对喷管性能的影响。一般可从喷管出口起把侧壁长度切短以减轻重量和减小冷却面积，这样做对喷管内特性影响不大；即使把侧壁长度切短约75%，对在高落压比下的喷管性能损失也仅1%。

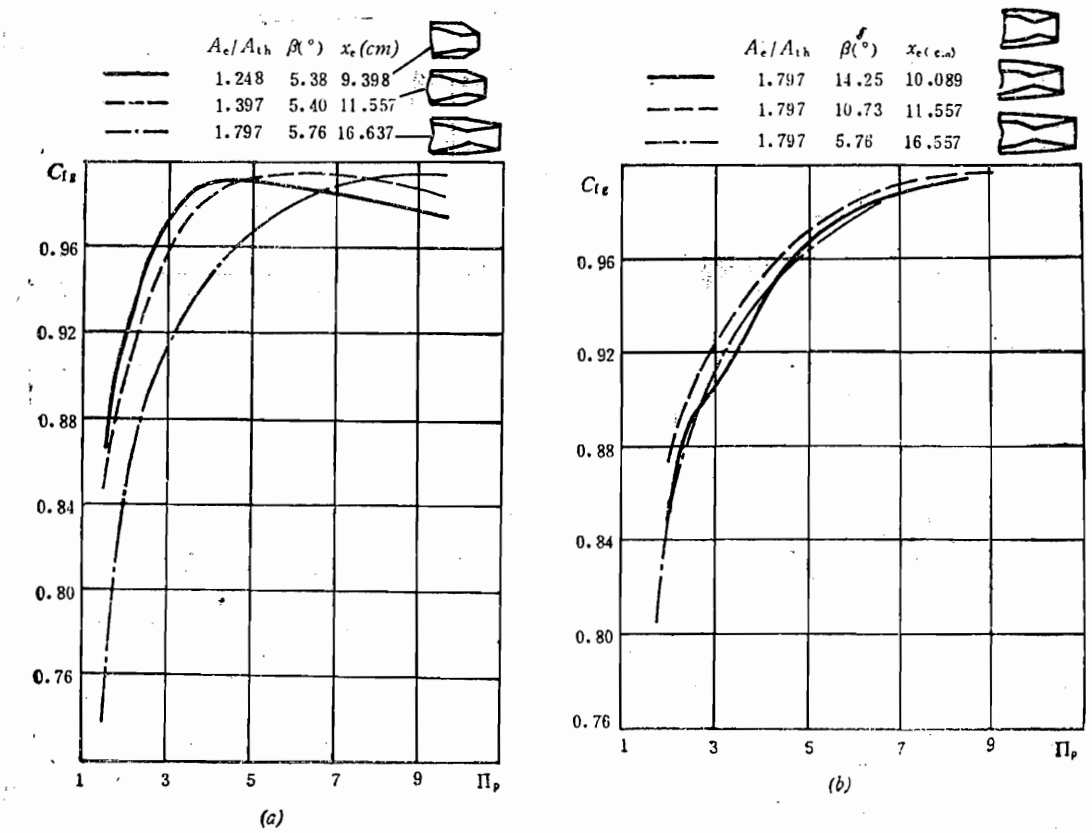


图6-70　不同几何参数对矩形收敛-扩张喷管性能的影响

图6-72表示具有反推力功能的矩形喷管的性能。从这图中可以看出：在静态条件下反推力效率可达60%，并且随飞机速度的增加反推力效率也增大。如在$M_\infty=0.9$时，反推力效率接近增大一倍。

图6-73表示矩形塞式喷管的内特性曲线。一般在起飞情况下，它的性能比轴对称的低1.5～2.5%，但在亚音速巡航和跨音速加速情况下，它比轴对称喷管具有更好的竞争性。

从图中性能曲线可以看出，当$\Pi_p<5.0$以后具有小外膨胀比的矩形楔式喷管性能显著地比大外膨胀比的高些。同时还可看出：矩形楔式喷管性能的峰值随内膨胀面积比的不同会移到对应合适的落压比值上。这一规律意味着，可调楔式矩形喷管的内扩张面积比应跟飞机的工作(即跟发动机的压强比、飞行马赫数等)协调，以获得喷管最佳性能。

对塞式矩形喷管来说，外罩后缘角β。对喷管性能有一定影响。如内扩张面积比为10的矩形塞式喷管，为在亚音速飞行状态下得到最高性能，外罩后缘角应稍高于塞体半角γ。因为

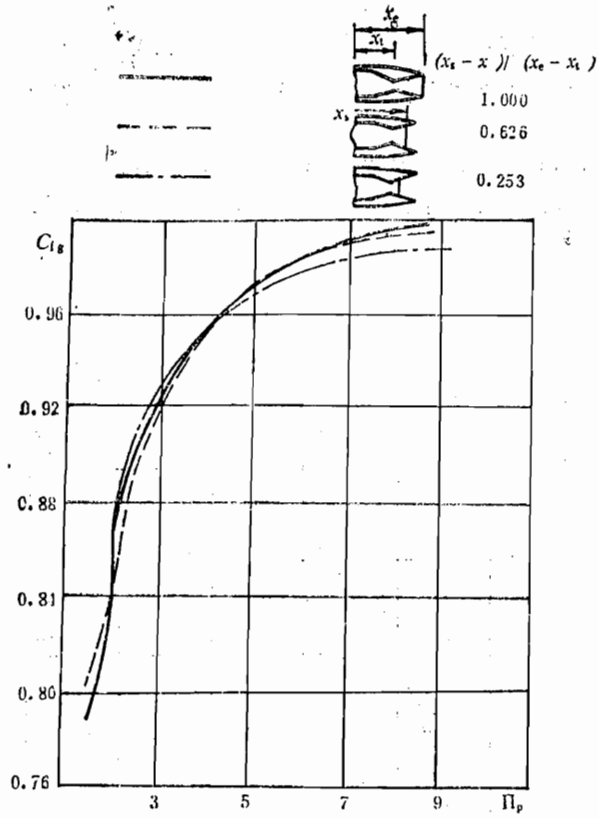


图6-71　侧壁长度对性能的影响

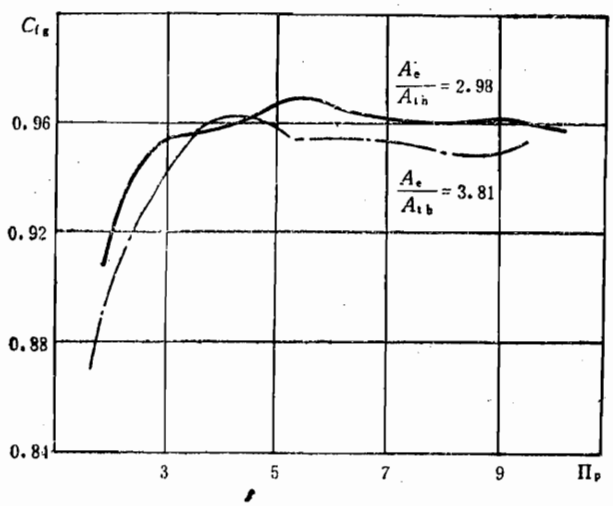


图6-73　塞式矩形喷管的特性

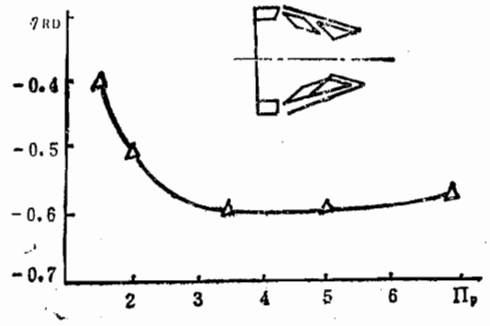


图7-72　矩形收敛-扩张喷管的反推力性能

这样亚音速外流流线会转向楔体表面，流线的转折使外流和喷射气流产生有利干扰，而导致沿塞体后表面压强增大，这对喷管性能有利。但过大的后缘尾角会引起外阻增大，对喷管的推力减阻力性能不利。在超音速飞行情况下，增大后缘角会导致低的推力减阻力性能。

试验结果指出：楔体半角对塞式矩形喷管的性能十分敏感。用适当小的楔体半角，即使会使楔体变长些、湿表面和摩擦阻力增大些，但对喷管性能仍略有好处。

图6-74表示换向鱼鳞片的角度δ对塞式矩形喷管内特性的影响。图中曲线指出：在用推力换向工作时，喷管内特性有较大损失。一般这种损失随换向角度的增大而增加。如换向角达20°时，推力损失可达6.5%。这是由于换向角增大，推力越是偏离喷管轴线的缘故。一般认为，用推力换向时可接受的性能准则是推力损失不超过2%。

图6-75中表示出在中心楔体上安装反推力挡板的矩形塞式喷管的反推力特性。从这图中可以看出：它的静态反推力跟其它类型反推力器的一样。在飞行状态中，由于反推力挡板产

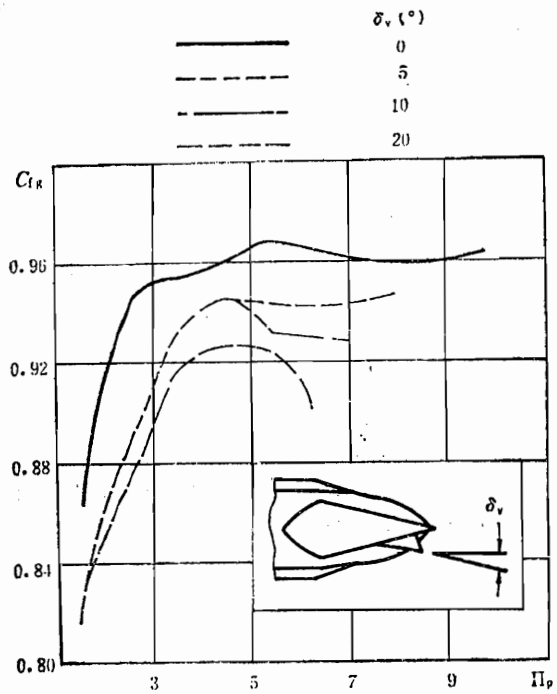


图6-74　换向矩形塞式喷管性能

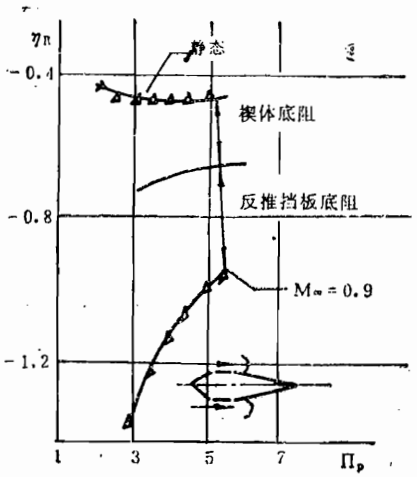


图6-75　塞式矩形喷管的反推力特性

生的底阻而使反推力效能急剧增加。所以无论静态或飞行状态，带反推力装置的塞式矩形喷管的反推力能力都是很好的。

图6-76表示出单边膨胀斜板型矩形喷管的内特性曲线。

对于这种矩形喷管，排出气流发生内膨胀和外膨胀。内膨胀发生在喷管喉道与下边鱼鳞片出口截面之间。外膨胀发生在固定膨胀斜板与下自由流边界之间。所以内膨胀比和外膨胀比都影响喷管的性能，并且通常它的性能曲线有个峰值。第一峰值发生在靠近对应于$(A_e/A_{th})_i$的设计压强比处。其值一般比第二峰值的值要低些。第二峰值发生在对应于$(A_e/A_{th})_e$的设计压强比处。



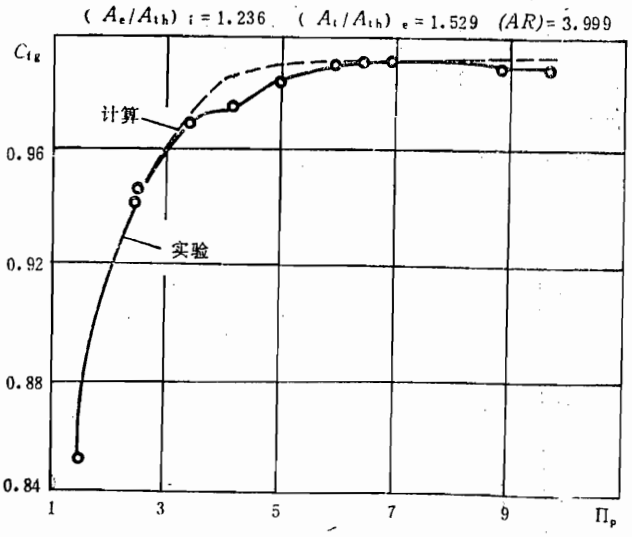


图6-76　单边膨胀斜板型矩形喷管的特性

从图中还可看出在大的总压比下，它的推力系数随压强比的变化比较平缓。这表明它比收敛-扩张矩形喷管能在更宽广的压强比范围内保持良好性能，但它的推力系数峰值一般要比收敛-扩张矩形喷管的或轴对称收敛-扩张的低2～3%。

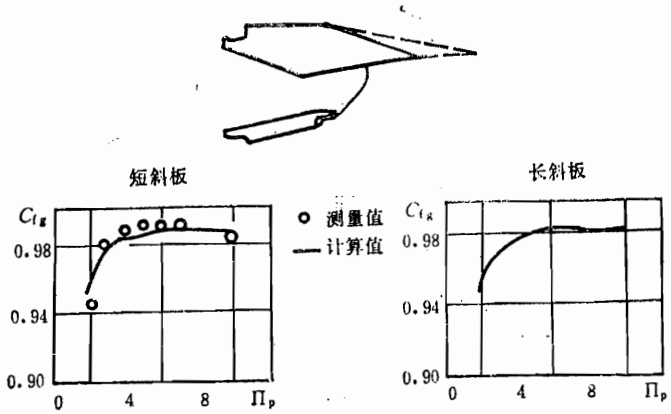


图6-77　斜板长度对单边膨胀矩形喷管性能影响

图6-77表示侧壁面积和斜板长度对单边膨胀斜板型喷管性能的影响。从图中可以看出：无论减小侧壁面积还是斜板长度对这种非轴对称喷管的性能都只有很小的影响。

6.6.5　矩形喷管装置性能

矩形喷管的优越性最好是从它对整个飞机系统性能的关系方面来看。因之需考虑矩形喷管的装置性能。

图6-78示出了几种类型喷管的喷管/后体性能曲线。图中推力减阻力系数中的阻力包括水平尾翼和垂直尾翼的阻力。

从这图中可以看出：在$M_\infty=0.9$巡航工作状况下，矩形喷管的喷管/后体装置性能比轴对称喷管的要稍好些，即在同样喷管落压比下，矩形喷管装置的推力减阻力系数比轴对称喷管装置的要稍高。在$M_\infty=1.2$加力工作状况下，矩形喷管装置的推力减阻力系数仍然比轴对称喷管装置稍高些。而单边膨胀式矩形喷管装置在低压强比下的性能比轴对称喷管装置的性能要差。这是由于外流和超音速内流相互干扰所产生的不利影响带来的结果。但这种型式矩形喷管在作换向工作时，可提供最大诱导升力和整个后端升力。

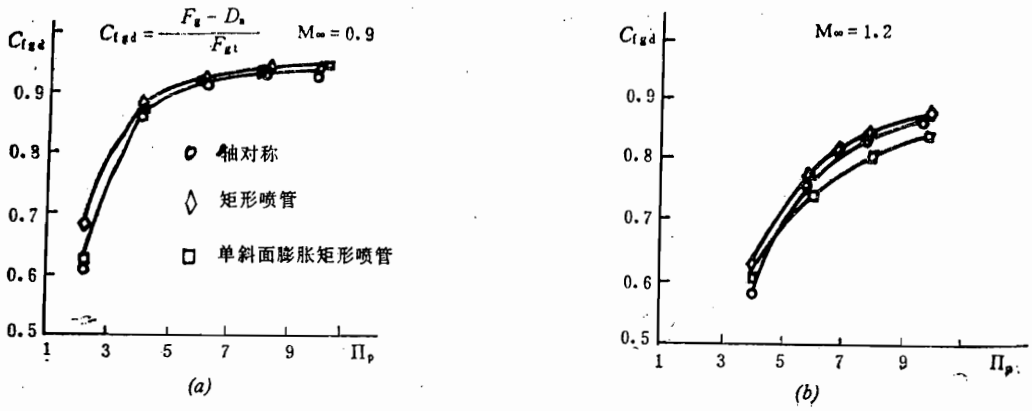


图6-78　矩形喷管装置性能

矩形喷管装置之所以能改善飞机的性能，主要是由于喷管/机体良好的一体化可降低巡航时的阻力，以及可用推力换向得到喷射升力增益，从而降低机动飞行时的阻力。

利用推力诱导超环量效应以增大机动飞行情况下的升力的同时，还可明显地降低阻力。图6-79表示在大迎角下的典型试验结果。图中，δ_v为推力换向角，C_{Dt}为飞机总阻力系数，C_{Lt}为飞机总升力系数。从这里可以看出：由于超环量效应使在升力方向的推力分量增量接近100%。超环量效应使阻力的降低也很明显。

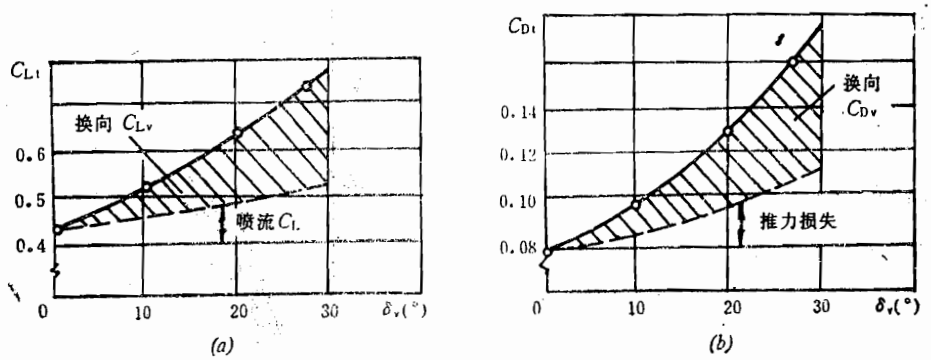


图6-79 换向加超环量效应对升力及阻力的影响

6.6.6 矩形喷管红外辐射特性

矩形喷管除具有较好的喷管/后体一体化特性以降低飞机的外阻，和较容易实现反推力、推力换向以改善飞机的巡航和机动性能外，并已成为降低高温排气射流红外辐射信号的重要手段。军用飞机易被高灵敏度的红外探测器所发现和易受到红外制导导弹攻击的弱点，是与排气喷流中燃烧产物的辐射特性有关。而严重影响排气射流红外辐射讯号强弱的因素是射流的高温核心区及其气动结构和紧靠核心区的混合区。核心区是未掺混的发动机排气，可看作内含CO_2、CO、HO_2等气体的半透明容腔。它以气体的静温辐射能量。容腔的透明度是跟波长有关的所谓光学厚度有关。核心辐射源是红外信号的最主要最持久的贡献者。核心区后的混合区流场很不均匀，向下游气流温度降低得非常迅速，因为辐射强度正比于T^n($n\approx4\sim5$)，所以混合区内气流的红外辐射信号较弱。

射流热核心区的红外辐射强度与喷管的宽高比(AR)及涡扇发动机的循环参数有关，对不带中心体的矩形喷管。在小光学厚度情况，红外辐射各向同性。这时可用下面公式计算：

$$\frac{I}{BA_e(L/H_0)}=k\sqrt{A_e}\cdot\frac{3(AR)-1}{6(AR)^{3/2}} \tag{6.116}$$

在大光学厚度情况，红外辐射各向异性，即与方位有关。这时侧向红外辐射为：

$$\frac{I_s}{B}\cdot\frac{1}{A_e(L/H_0)}=\frac{1}{2(AR)} \tag{6.117}$$

顶视方向的红外辐射为：

$$\frac{I_v}{B}\cdot\frac{1}{A_e(L/H_0)}=1-\frac{1}{2(AR)} \tag{6.118}$$

式中B为黑体辐射强度。L为热核心区的长度，它由喷管最小横向尺寸以及射流与自由流速

度之差来确定[17]。

从以上公式可以看出：排气射流热核心区的红外辐射强度随矩形喷管出口的宽高比增大而减弱，虽然俯视方向的红外辐射强度随喷管出口截面的宽高的增加有所增大，但有一极限。在红外辐射各向同性的情况下，增加矩形喷管出口截面的宽高比 AR，红外辐射强度是不断减弱的。图6-80(*b*)表示排气射流热核心区的红外辐射能与矩形喷管出口截面宽高比的关系。

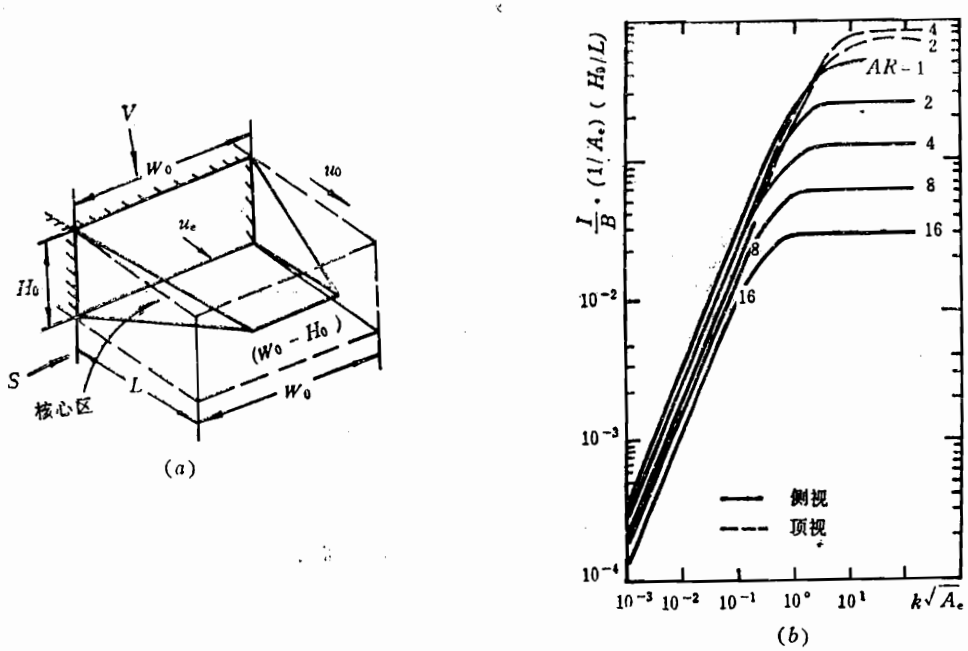


图6-80　红外辐射线与宽高比AR的关系

矩形喷管进口气流有旋时，旋流的存在对矩形喷管排气射流的红外辐射强度产生明显影响。因为进口旋流，在流近喷管出口时，已破碎成两个较小的同向旋转的旋涡，其切向分速随旋流半径的增大而急剧增大，所以旋涡最外边的切向分速很大，从而把大量外界冷气流卷入到热排气流中，并迫使其与热气流迅速掺混，使高温热核心区大大缩小，相应地排气流的红外辐射强度也大幅度衰减下来。在矩形喷管出口形成的这样两个相互移开的旋涡，使排气射流的边界向两侧扩展，实际上起着增大矩形喷管宽高比的作用。

在带中心塞体的矩形喷管中，中心体对喷管前面的热部件(如涡轮)的热辐射起着遮挡作用，因而也使排气喷管的红外辐射减弱。

当然还有其它种种措施，如改进燃烧技术和合理选用发动机循环参数等，都可以收到降低排气流红外辐射的效果。

6.7　反推力装置

6.7.1　反推力装置类型

对高速飞机，为了减小飞机着陆时的滑跑速度和距离以提高飞机转场的机动性，一般需要使用反推力装置。尤其在潮湿、结冰和有雪覆盖的跑道上使用反推力装置比单用机轮刹车

要安全得多。

螺旋桨飞机将倒桨作为反推力的手段。涡轮喷气发动机和涡轮风扇发动机，则将燃气喷流向前转向大于90°以获得反推力。有时涡轮风扇发动机只要将外涵道冷空气全部倒转喷气，就可得到足够有效的反推力。

下面介绍几种实用和有效的反推力装置类型：

目前使用的反推力装置虽然在结构形式和机械作动方面各有差异，但基本上可分为靶形和叶栅形。靶形反推力装置具有在发动机喷口后向外张开的鱼鳞片靶门，它将发动机喷流挡住，使之逆转向前，从而产生反推力。叶栅形反推力装置是将发动机主喷管或外涵冷气喷管堵死，同时打开转向喷管，使燃气流向前排出，产生反推力。图6-81示出几种反推力方法。

(1) 图6-81(*a*)是带有蛤壳形偏流门的反推力装置[77]。图中，(a_1)为正常推力状态下蛤壳形门的位置；(a_2)为反推力状态下蛤壳形门的位置。

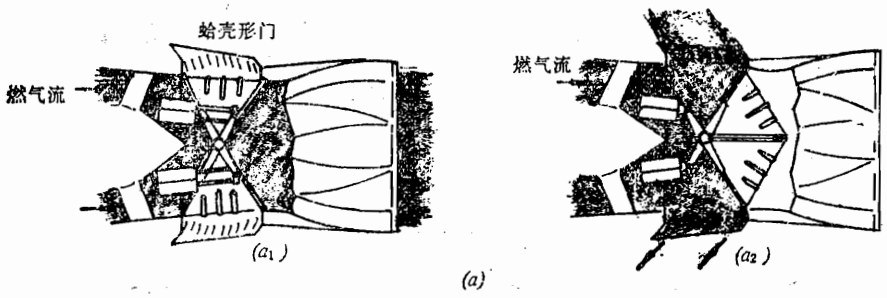


图6-81(*a*) 带蛤壳形门反推力装置

蛤壳形偏流门可以使排气流反方向排出。反推系统由气动或液压操纵。

使用反推力时，蛤壳形门向后转动，打开偏流通道，同时关闭主喷口，由叶栅引导燃气流转向前喷气，以得到反推力。由于结构原因，不可能作到使喷流转向180°，排气角一般选择为135°，反推力约为发动机最大推力的一半。

反推力装置不工作时，蛤壳形门平滑地贴在机匣上，并沿尾喷管中心线铰接，使它同主燃气载荷在一条线上，使得移动门所需要的操纵力最小。

在使用反推力时和高速前飞时，蛤壳形门要承受很高的气动载荷，所以结构强度必须够大。

(2) 图6-81(*b*)为带斗门的反推力装置。图中，(b_1)为正常状态下作动器和斗式门的位置；(b_2)为反推力状态下作动器和斗式门的位置。

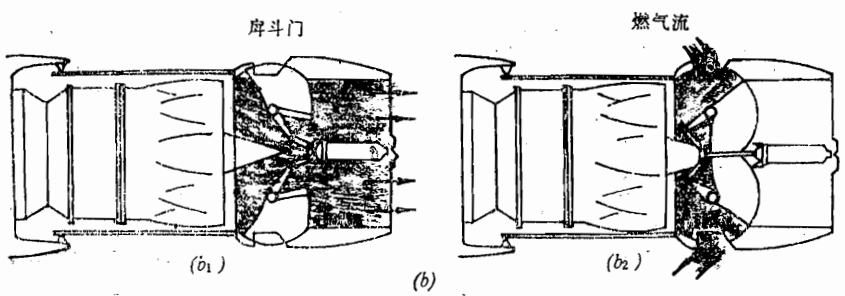


图6-81(*b*) 带斗门反推力装置

采用舟斗门使喷出的燃气流反向排出。舟斗门由气动或液压作动器来操纵。作动器装在从燃烧室向后延伸到喷管的一根导轨上，接通反推力时，作动器把舟斗向后移动并转动，使之进入喷流中，然后锁住。

(3) 堵塞转向复合式反推力装置，如图C 81(c)所示。图中，(c_1)为正常推力状态下冷流反推力装置和热流扰流器的位置；(c_2)为反推力状态下冷流反推力装置和热流扰流器的位置。

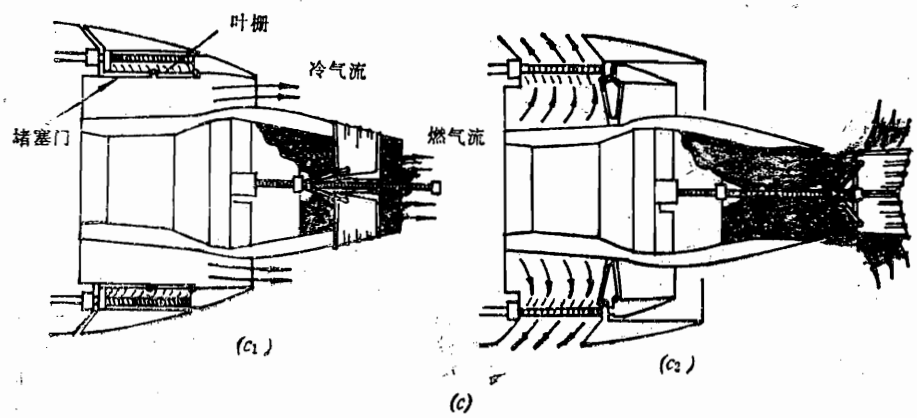


图6.81(c) 堵塞转向复合式反推力装置

这种反推力装置一般用于前风扇发动机，它用阻塞门使冷气流反向排出，提供有效的反推力。同时用靶式偏流门来"扰动"热流，以避免抵消冷气流的反推力效果。全部可用的反推力都由冷气流产生。飞机前飞时，冷气流反推力装置的冷气流喷管呈打开状态，此时叶栅在内侧被阻塞门盖住，外侧则被可移动的整流罩包住，整流罩还起到减小阻力的作用。同时燃气流扰动系统的扰流门平滑地贴在喷管两边，成为发动机后部整流罩的一部分。当使用反推力时，作动系统使整流罩后移，同时阻塞门折叠起来关闭冷气流喷管，使冷气流通过叶栅逆向排出。与此同时，扰流门后移，在热流中摆动，扰动热流。冷气流反推力装置机匣装在低压压气机机匣和冷气喷管之间。叶栅叶片沿反推力装置机匣圆周成组安装。阻塞门装在里面，并用连杆和外面可移动的整流罩连接，整流罩装在滚轮和导轨上。由于外涵反推力装置不承受高温，所以机匣、阻塞门和整流罩使用铝合金制造即可。热流扰流门在后面铰接安装在从尾喷管向后延伸的导轨上，门靠连杆连接到作动机构上。由于扰流门承受高温和燃气的冲击，所以需要采用耐热材料制造。并应使其结构坚固。

6.7.2 反推力装置气动设计

6.7.2.1 换向器内的气体流动

靶形反推力装置，它气流流动如图6-82所示。

对于同类的换向器，这种流动图景大同小异。

由图可以看到，影响流动图景的主要空气动力因素有两个，即换向器滞止区上游压力的影响和外流在喷流边界与换向器舟斗表面之间转向的影响。若换向器宽度不大，但又不小于喷管直径(所谓窄舟斗)，则前者较为重要，此时边上的溢流量少，反喷流的大小和方向随着喷流压力比和舟斗包角及后掠角而变化。

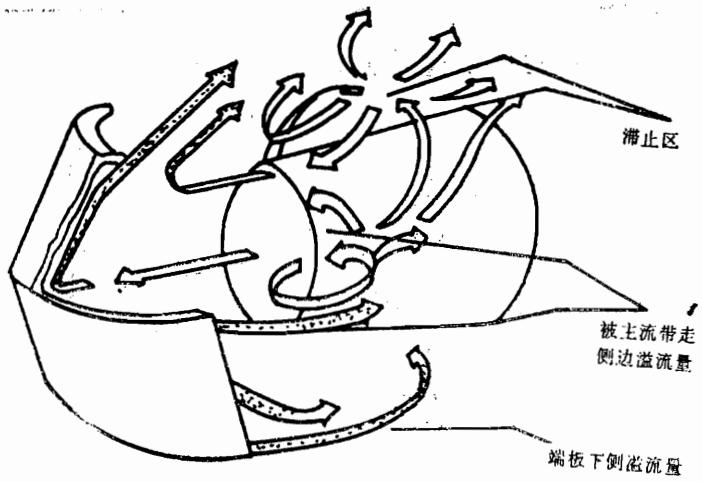


图6-82　反推力装置流动示意图

图6-83(*a*)表示斗配合平面上的流动图形。减小斗包角，会减少喷气流边缘上局部转角。而若保持宽度不变，也会减少斗边缘和滞止区之间轴向距离。这是因为斗边缘喷气流具有较高的压力。



图6-83　反推力装置斗包角和宽度对斗配合平面流动的影响

减小喷气流压力或增加斗后掠角将会产生同样的影响。前一种情况，是由于上游压力以一定程度升高；而后一种情况，是由于斗边缘和滞止区之间的有效轴向间距减小的缘故。

对于宽斗，小包角，即使在斗中捕获全部喷气流，喷气流边缘转角也是小的。(图6-83*b*)宽度越大，能够从旁边溢出的气流也越多　(图6-83*c*)。此时不仅会引起发动机尾喷管整个末端被高温燃气所包围，促使结构局部过热，或使发动机舱升压和被薰黑，甚至可能使燃气重返进气道。由于排出燃气中仅有一小部分沿斗末端板面流动，故若采用改变后掠角和端板深度的办法，都会明显地使换向器性能降低。

6.7.2.2　反推力装置的设计参数

反推力效率通常定义为反推力与前推力之比。反推力装置的效率取决两个因素，喷流的有效偏转角和偏转损失。在理想情况下，带斗的反推力装置，设计的斗使喷气流转角接近180°，则效率可高达80%。实际上，这是斗设计的高限范围。当反推力装置不处于工作状态时，斗装在尾喷管内部，由于安装位置可用间距的要求，不允许设计很大包角的斗。另外，在设计时应考虑重量、连杆连接、负载、推力矢量等限制因素，另外还存在许多几何

设计参数影响喷流偏转程度的问题。

图6-84为靶形反推力装置戽斗几何参数释义图。

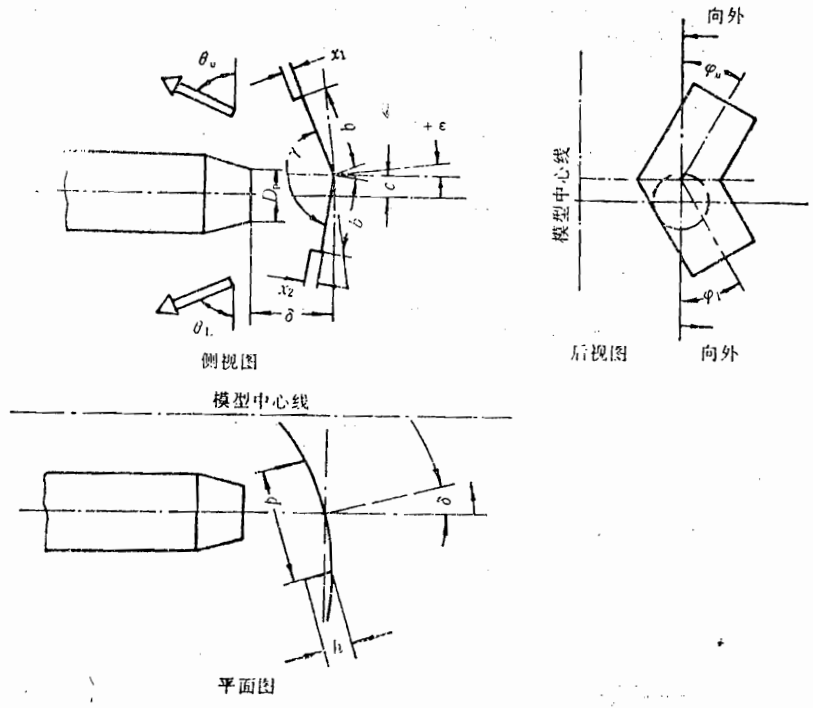


图6-84 戽斗几何参数

s—轴向间距；b—戽斗高；D—流喷直径；d—端板间距；h—端板高；x—边缘高；c—戽斗偏心距；γ—戽斗后掠角；δ—戽斗转角；e—戽斗倾斜角；φ—周向偏流角；θ—有效喷流转角。

随着戽斗高度b、后掠角γ、边缘高x的变化，有效喷流偏转角θ也相应地改变。若发动机安装在飞机机体相近处，为了避免强喷气流对机体的干扰，特别需要使喷流向侧边偏转，此时可将戽斗或戽斗内装的叶片上下放置。在戽斗上采用限流端板可以减少逆向喷流的侧边溢流。端板宽度由喷流直径D_j来确定，端板高度h受安装位置的可变距离限制。

选择适当的戽斗偏心率C、戽斗转角δ和戽斗倾斜角e等参数，可以满足设计所要求的喷流偏转角。但此时由于要求连杆连接不对称，而给设计带来复杂性。

为了避免反推力装置工作时，反压逆转回传到发动机里，所以戽斗到喷口的轴向间距必须选得大于某临界值。但若间距选取过大，则使连杆机构加长，使重量增加。

η是衡量反推力装置效能的重要因素。可在静推力试验台上进行反推力装置η的测定。

图6-85和图6-86所示的为靶型反推力装置的静态效率。实测所得的戽斗形反推力装置效率一般在40%至60%之间。

从图6-85中可见，对于这两种戽斗间距，最佳的后掠角约为$\gamma=130^\circ\sim140^\circ$。增大后掠角，会减小喷流有效转角。而减小后掠角，又会引起气流从两戽斗拐角处外溢。考虑到作动失效的情况，需要一定的戽斗外溢气流的推力，故戽斗后掠角祇可增加到一定程度。

增加戽斗边缘高度，也会使喷流转向增强，因而也使效率提高，见图6-86所示。

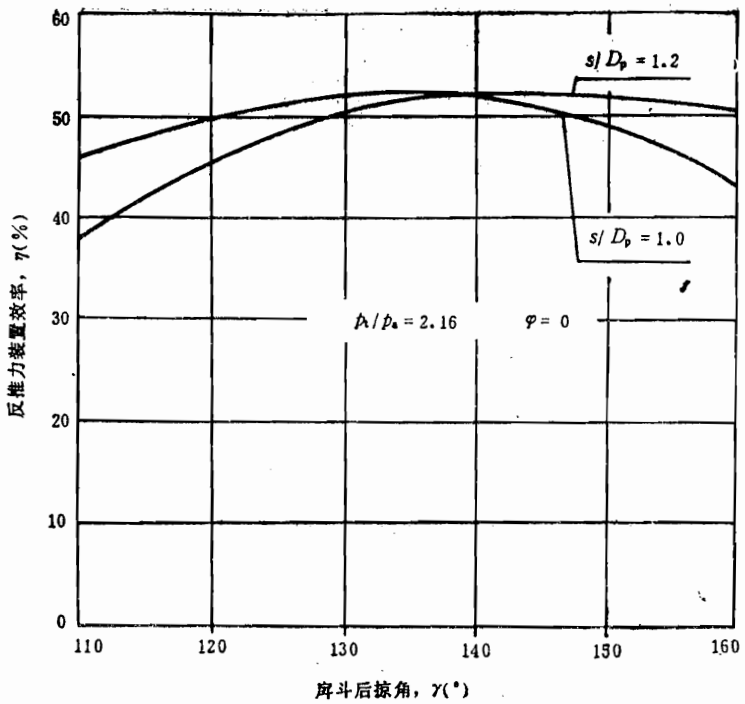


图6-85　戽斗后掠角和间距对反推力装置效率的影响

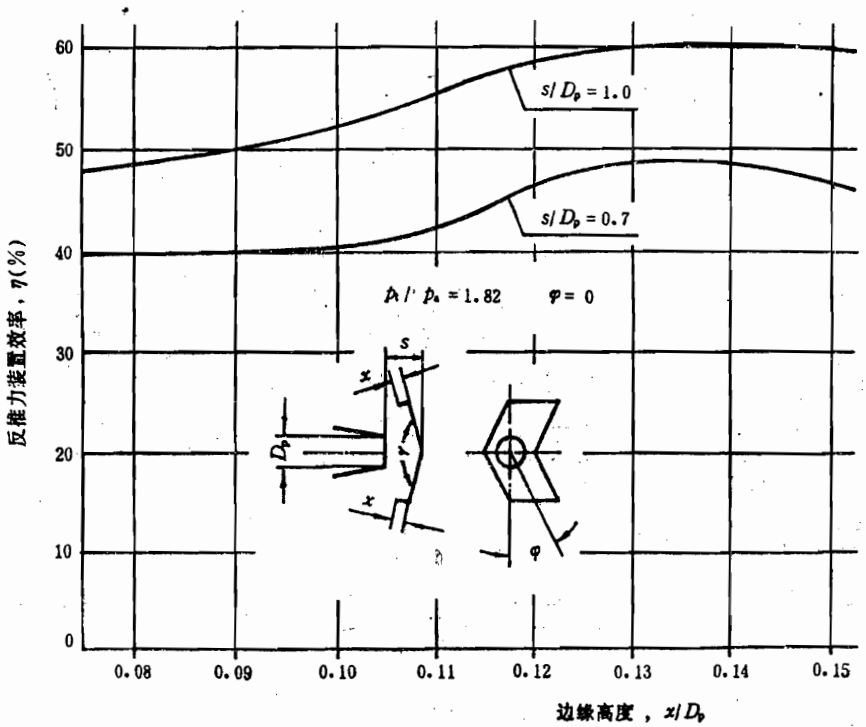


图6-86　戽斗边缘高度对反推力装置效率的影响

边缘过高，会导致燃气流从侧边溢出，使效率得不到提高。适当的边缘高度范围是$x/D_j=0.12\sim0.14$。间距比太大或太小都会降低效率，因为会使有效的气流转向减小。最佳的间距比是$s/D_j=0.8\sim1.2$，具体取法取决于整个舱斗的几何形状。

图6-87说明两种舱斗几何形状，在$\varphi=0°$和$\varphi=30°$时，增加喷气落压比，可提高效率的情况。

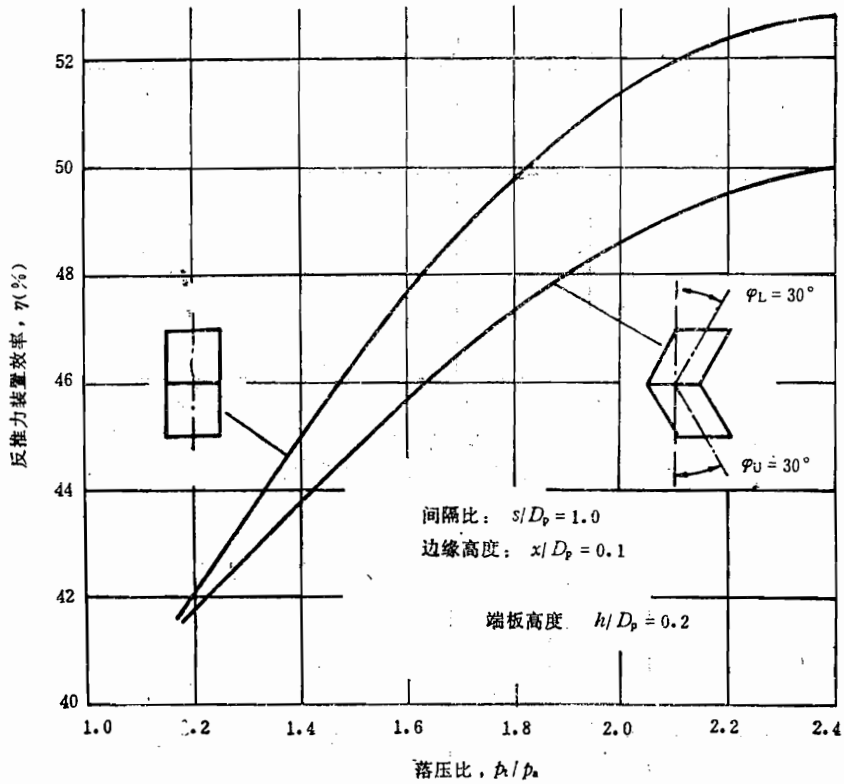


图6-87 喷流落压比对反推力装置效率的影响

当喷流落压比约为2.4时，反推力装置效率最佳。为了改善发动机对燃气的重吸或补偿喷气诱导俯仰力矩，可利用两舱斗参数的不同，(如偏心距c、舱斗倾斜角ε和边缘高度x)，使一对彼此非对称的舱斗产生两种不同质量流率和偏转的喷气流。

反推力装置的重量是不容忽视的，而使用反推力装置就可减少使用阻力伞和其它地面增阻装置，所以飞机总重量不至于增加太多。

6.7.3 反推力装置性能

反推力装置的舱斗应具有尽可能捕获更多喷流的能力，并使喷流转向所要求的方向，从而获得所需的反向推力。舱斗带端板与不带端板对反推装置性能有很大关系。

从图6-88所示的无端板舱斗的流动图形中可以看出：减小舱斗高度，流动转向就较小。若在大后掠角度下，减小舱斗高度，气流会离开舱斗末端，朝外方向后折喷出。

对带端板舱斗的情况，由于存在反向压强梯度，气流流过舱斗表面会引起分离。特别对

宽戽斗，在戽斗表面上流动是扩散的，深的端板将会在分离区产生环形流，并在端板和戽斗拐角处，戽斗边缘上出现溢流。不论那种情况，分离与分离边界的混合都将导致反推力损失。通常，不需使排出气流完全转向，端板深度和戽斗高度应分别小于各自的临界值。实际上，为了不要求很大的后缘角，又使戽斗便于装载，常见的端板都是较短的。戽斗高度应该尽量接近临界值，以便获得良好的反推力值。从图6.89是戽斗高度的定量影响。

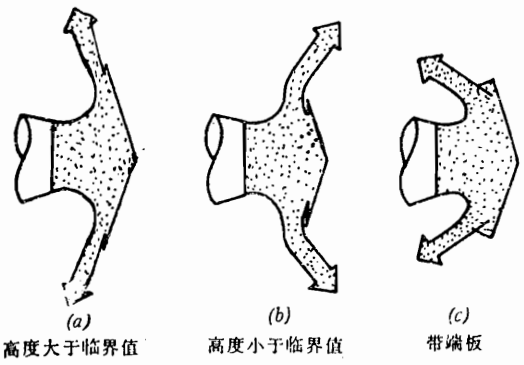


图6-88　戽斗高度和端板对流动影响

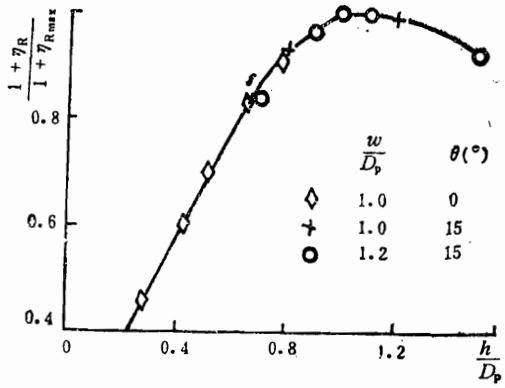


图6-89　戽斗高度(无端板的)与反向推力效率的关系

不带端板的最大反向推力所对应于戽斗高度，约为1.0～1.10喷管直径。小于此高度范围，都存在很大的反推力损失。图6-89、6-90和6-91所示为最大反推力效率值随戽斗高度、宽度及后惊角的变化关系。

从图6-90可以看出，用于没有端板，所以存在侧边溢流，而且侧边溢流量随后惊角和宽度而变化。一般情况，侧边溢流能产生一个向前推力分量，但当宽度比值约为1.1∶1时，侧边溢流反而有一个向后的分量。以上两种情况都导致反向推力偏离理论值。总的说来，不采用端板，仅能获得小量的反推力。图6-91为端板深度与反推力增量的关系。值得注意的是，采用相对小的端板，就很容易获得30%的反推力增量。端板深度是有个极限值的，超过这个深度值，不能使反推力值增加。这个深度极限值是换向器戽斗长度和后惊角的函数。然而我们从图6-90和6-91中可以看到，若细心选择，能够得到反推力效率高于60%的换向器。

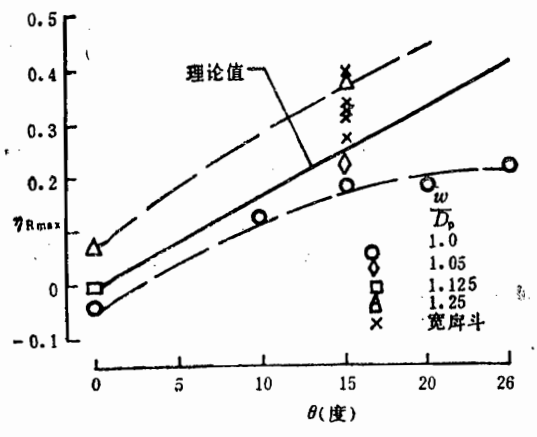


图6-90　最大反推力与戽斗宽度和后惊角的变化关系(无端板)

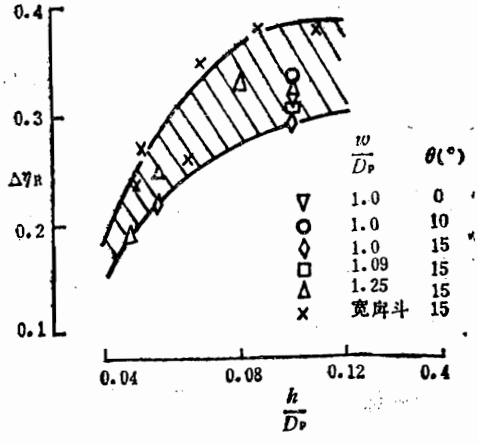


图6-91　戽斗端板高度与反推力效率的关系

在设计靶型反推力装置时，既要使燃气向前喷产生反推力，而又不能使发动机的工况有显著变化，实践证明只要在设计时使发动机喷管和张开的靶底之间保持足够远的距离，以消除反压的影响，就基本上可以满足这一点。

现介绍用于战斗机上的几种推力转向方案，并说明轴对称喷管和非轴对称喷管的典型推力转向方案的性能特性。

6.8 推力转向装置类型及性能

为了提高飞机的机动性，近年来人们注意到可以直接利用推进系统以获得机动升力。正在研究的方案有：机翼上方吹气、上翼面喷气、展向吹气、内吹襟翼、外吹襟翼、主喷管推力转向等。其中多数方案既直接提供推力的竖向分量，同时又产生喷气诱导升力或超环量升力。

在发展这些方案的初期，人们主要着眼于短距或垂直起落能力。但是，最近实验研究说明，使主喷管转向，能产生诱导流场使机翼升力增加，从而使总转向推力的升力分量在跨音速时约可增加一倍。

具有推力转向能力的轴对称喷管在垂直/短距起落飞机上使用的，多数是在尾喷管内装铰链连接机构，或转向机构，使推力转向90°或大于90°。这种设计在推力不转向时，推进系统的性能不受什么影响。

为了进一步改善飞机的性能和生存力，近来出现一种新的非轴对称喷管方案[70]，这种喷管的显著优点是把喷管和机翼上表面直接结合起来，利用喷气流流过机翼后缘襟翼时的附壁效应，使推力转向。上翼面喷气技术最早用在运输机上，提供短距起落的能力，但实验表明，上翼面喷气技术对战斗机也有益处。

矩形非对称喷管可实现不同的推力转向方案，例如，就楔形喷管而言，推力转向就可以由下列几种方法来实施：(1)改变楔形板弯度；(2)旋转楔形板；(3)整个喷管转向；(4)借用楔形板使排气流转向。

6.8.1 轴对称推力转向喷管

在轴对称尾喷管内安装铰链或转向机构，以实现推力转向。在转向处安装导流片以保证气流不分离。此种装置产生的推力诱导升力可等于甚至大于喷流的直接升力。但这种推力转向方案有个导流片冷却问题。

图6-92和6-93所示的为装有铰链或推力转向喷管的鸭式飞机模型的试验研究结果。喷口位于机翼后缘处，喷管原始中心线在翼弦平面上。从图中可以看出，升力和阻力均随几何转角的增大而增大。所谓"襟翼"效应是指转向喷管起着机翼后缘襟翼增升的作用。有喷流比无喷流时升力明显增大；且喷流使翼面分离后移或消除，故阻力亦有所下降。

喷流推力的升力分量可按下式计算：

$$C_{y,j}=C_{F,j}\cdot\sin(\delta_v+\alpha) \tag{6.119}$$

式中，$C_{y,j}$是喷流升力系数；$C_{F,j}$是推力系数。

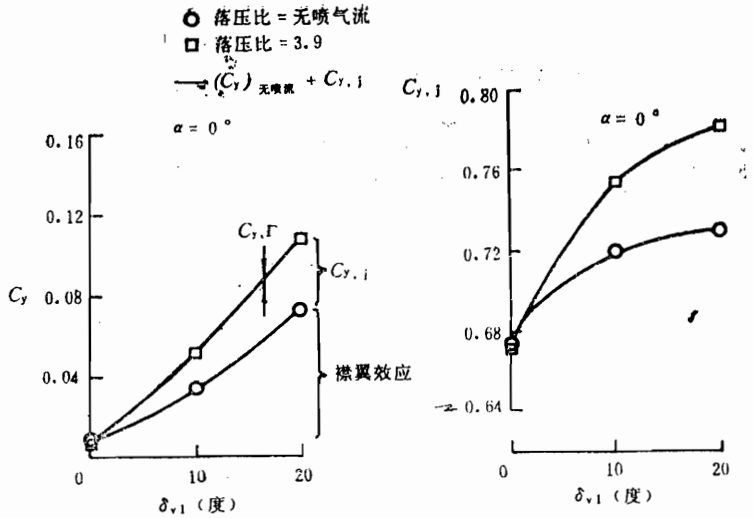


图6-92　推力转向对单发轴对称喷管鸭式飞机升力特性影响

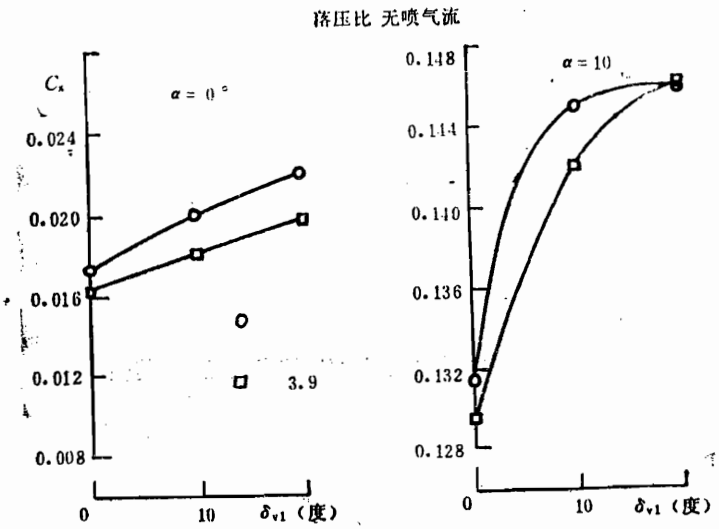


图6-93　推力转向对单发轴对称喷管鸭式飞机阻力特性影响

6.8.2　上翼面喷气技术

上翼面喷气技术是利用后缘襟翼的偏转来控制弦向喷气推力矢量的角度，以获得升力增量的，同时喷流还产生超环量升力增量。图6-94所示为上翼面喷气加展向补充吹气的升力增量。升力的增加包括四个部分：襟翼效益，展向吹气效益，推力转向增益和动力效益。从图中可注意到，推力增益主要来自增大下洗，故小迎角时效果比较好；而展向吹气主要是加强前缘涡，故在大迎角

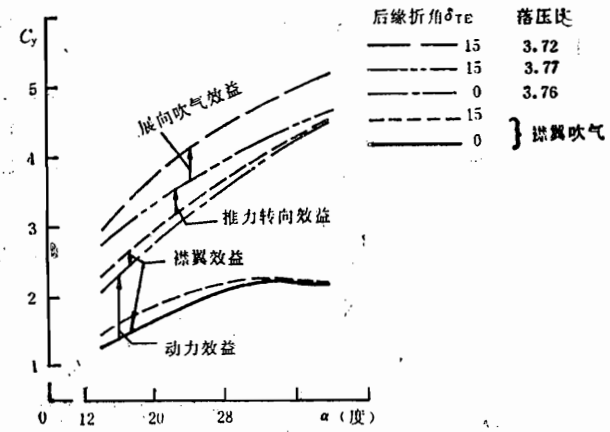


图9-94　上翼面喷气加展向补充吹气的升力增量

时效果显著。

6.8.3 矩形非对称推力转向喷管

6.8.3.1 收敛-扩张喷管

若分别调节矩形收敛-扩张喷管的上下喷管壁的间距及长度，则可控制喷管扩张比及推力矢量角，从而使推力转向。

图6-95是两种矩形收敛-扩张喷管的静态特性试验结果。这两种喷管都利用独立操纵作动板来实现推力转向。在停机加力状态时，这两种喷管在几乎整个落压比范围内，喷流转角δ

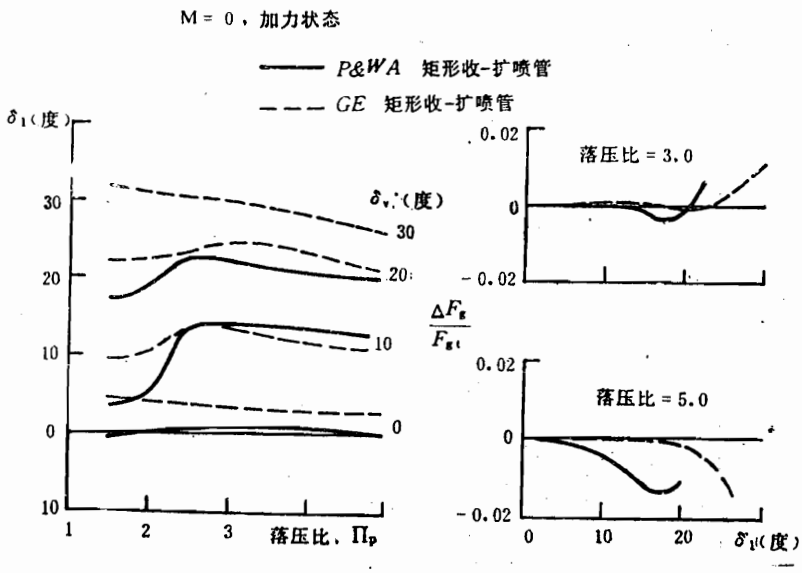


图6-95 转向矩形收敛-扩张喷管静态特性

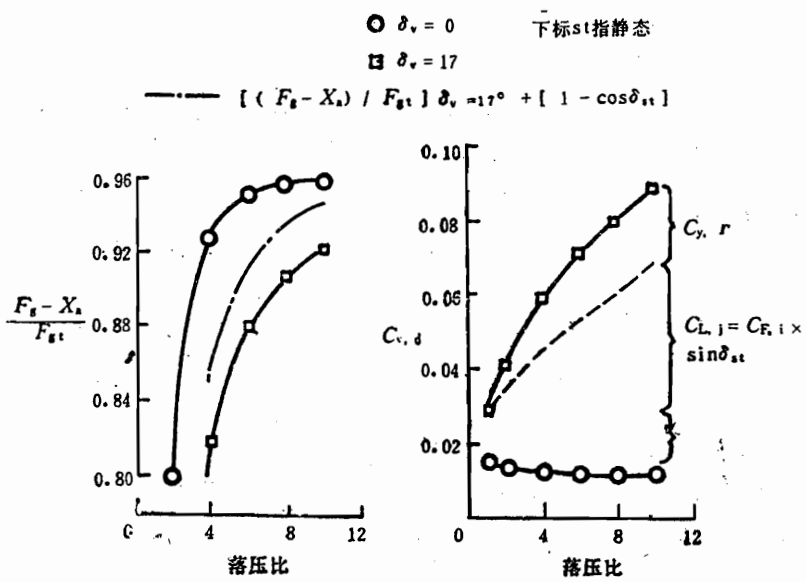


图6-96 装带不加力的推力转向的矩形收敛-扩张喷管的F-18模型的后体性能

均不等于几何转角δ_v，但其差别不大。在喷气转角$\delta<30°$时，喷管效率损失不超过1.5%，在个别落压比(如3)下，喷管效率甚至还有所提高。上述结果说明独立调节矩形收敛-扩张喷管的作动板是获得推力转向能力的有效措施。

图6-96所示为F-18模型的后体性能。它装有不加力的推力转向器的矩形收敛-扩张喷管当落压比为5～10时，总推力损失约为理想推力的1.5～4%，大致相当于静态条件下推力损失的两倍。这是在推力转向时，由喷流与后体的干扰造成的。推力转向能引起后机身下洗的增加，并消除分离，使升力大幅度增加。升力系数的增加有三个来源：襟翼效益，直接推力的升力矢量增益，诱导升力增量。从图示情况看，后两者大致相等。

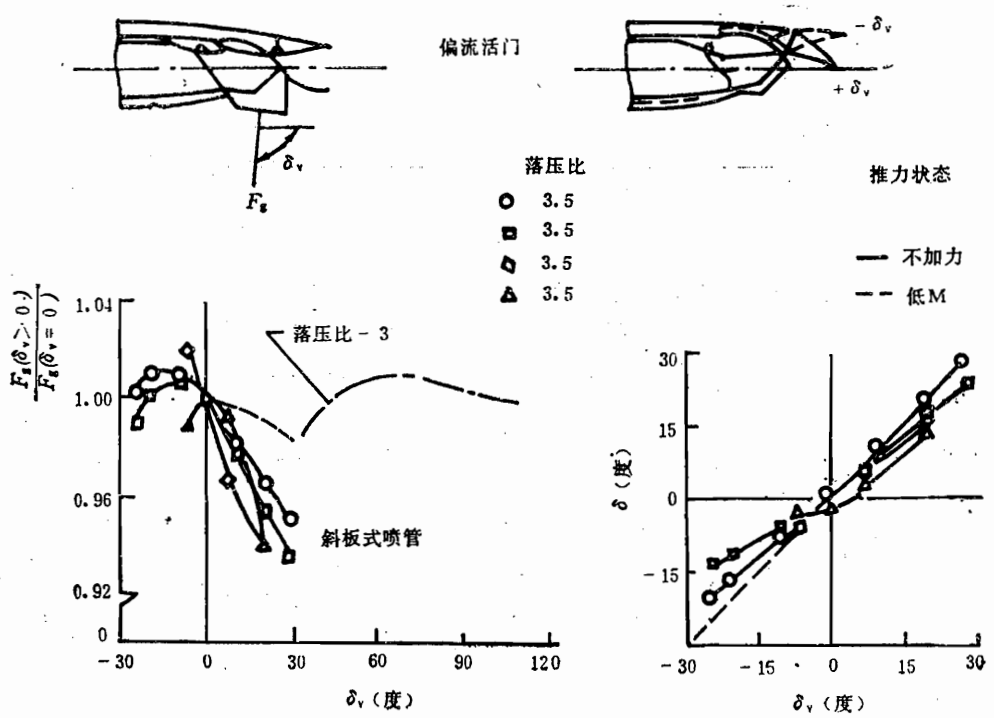


图6-97 矩形单边膨胀斜边形喷管转向时的静态性能($M_\infty=0$)

6.8.3.2 单边膨胀斜板形喷管

矩形非对称单边膨胀斜板形喷管原来是供垂直/短距起落用的，要求推力转角等于或大于90°。它有两种设计方案。如图6-97上部所示。

利用转向活门将亚音速流转向，使推力矢量在0°～110°范围内变化。如不要求垂直/短距起落，可把转向活门拆除，利用单斜板在飞行中提供小矢量角推力。

单边膨胀斜板形喷管在停机时的推力转向静态试验特性见图6-98。从两种方案的比较可以看出，用偏流活门使亚音速气流转向以改变推力方向，推力损失不超过2%，甚至在$\delta_v>45°$时，推力还略有增益。

6.8.3.3 楔形喷管推力转向

大多数带楔体的喷管采用机械办法来改变楔形体弯度进行推力转向。另外还可利用楔体的迎角变化进行推力转向。图6-99是四种楔形喷管推力转向方案。

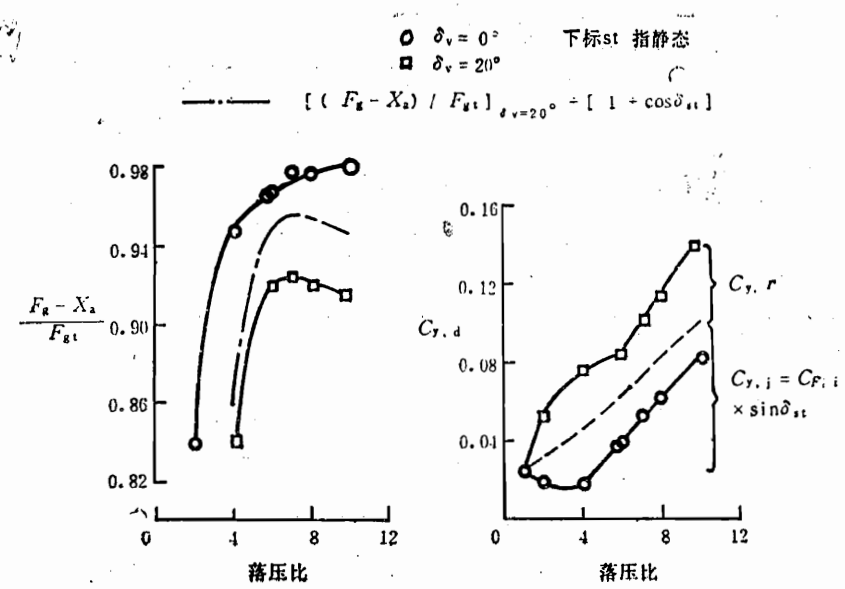


图6-98 装有单边膨胀斜边形喷管F-18模型的后机身性能

$C_{y,a}$——纵向升力系数；$C_{y,r}$——环量升力增量系数；

$C_{y,j}$——喷流升力增量系数；X_a——后体阻力。

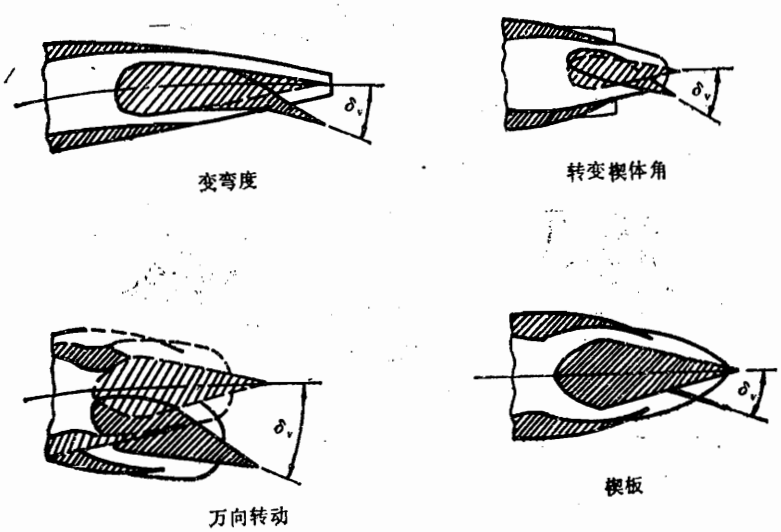


图6-99 非对称楔形喷管推力转向方案

气流转向机构是各不相同的。采用楔体变弯度方案来获得推力转向是利用楔体上表面超音速流的附壁效应以及下表面超音速流的偏转。采用楔体变化迎角的方案，是利用增加喉道下部的流量($\delta_v>0°$)，减少喉道上部的气流量，和利用喉部下通道产生的亚音速及超音速流偏转，喉部上通道产生的超音速流偏转。采用万向连接式转向喷管，在推力转向时可有效地偏转亚音速气流。采用楔形板推力转向，则在楔形板下表面产生偏转的超音速气流。

(1) 静态性能(M＝0)

非轴对称楔形喷管四种推力转向方案，在M＝0时的推力转向特性如图6-100所示。

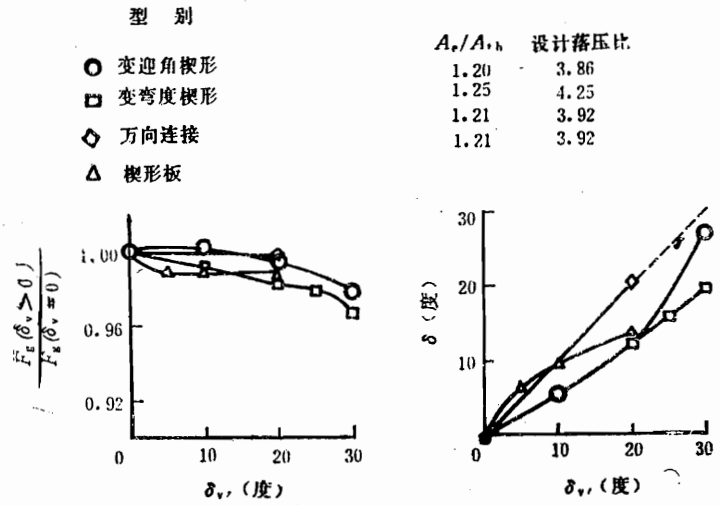


图6-100 矩形楔形喷管四种不同转向方案静态特性比较

从图中可以看出：在静态条件下就内特性和转向效率而言，楔形活动板式喷管转向方案接近万向连接式喷管，它在推力转向时，诱导升力很小，阻力有所增加。变迎角楔体方案的推力损失较小。气流转向能力等于或优于变弯度楔形方案，这可能是楔体改变迎角时，使其下表面气流产生有效的偏转的缘故。

(2) 推力转向对排气系统重量、冷却和性能的影响。

下表所示为推力转向或反向非轴对称喷管使飞机起飞重量增加的趋势举例。

表6-1 矩形喷管系统综合研究结果附表

型 式	基本喷管	推力转向/反向喷管	矩形收敛-扩张喷管	矩形楔形喷管
图 形	基本喷管	推力转向 反向喷管	矩形收敛-扩张喷管	矩形楔形喷管
总重(千克)	17700	18580	18520	19210
喷管重(千克)	160	323.6	291	523.6
装置重(千克)		306	306	306
冷却气量(%)	7.8		2.7	3.8
喷管性能(%F_g) ↓ ↓				
M／高度(公里)／推力(牛)				
0.875／45／591920	0	−0.16	1.44	0.10
0.9／30／最大 $\delta_V=0$ $\delta_V=15°$	0	0.78 .78	1.78 0.78	−0.16 −2.16
1.2／0／最大	0	1.68	4.58	1.54
1.6／45／最大	0	0.91	1.47	1.32

非轴对称喷管与普通喷管比较，在性能相同的情况下，装矩形收敛-扩张喷管比装矩形楔体喷管在飞机起飞总重量上付出的代价要小些。

从图6-102中还可看出，推力转向对喷管冷却要求和推力性能影响很小。

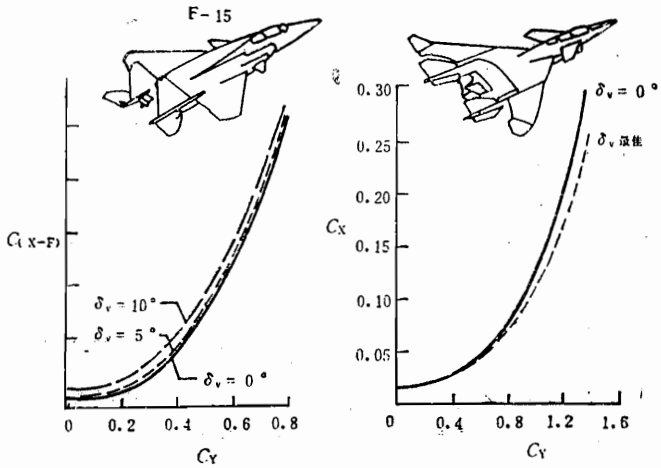


图6-101　推力转向对飞机纵向气动特性的影响
（M=0.9；高度30公里）

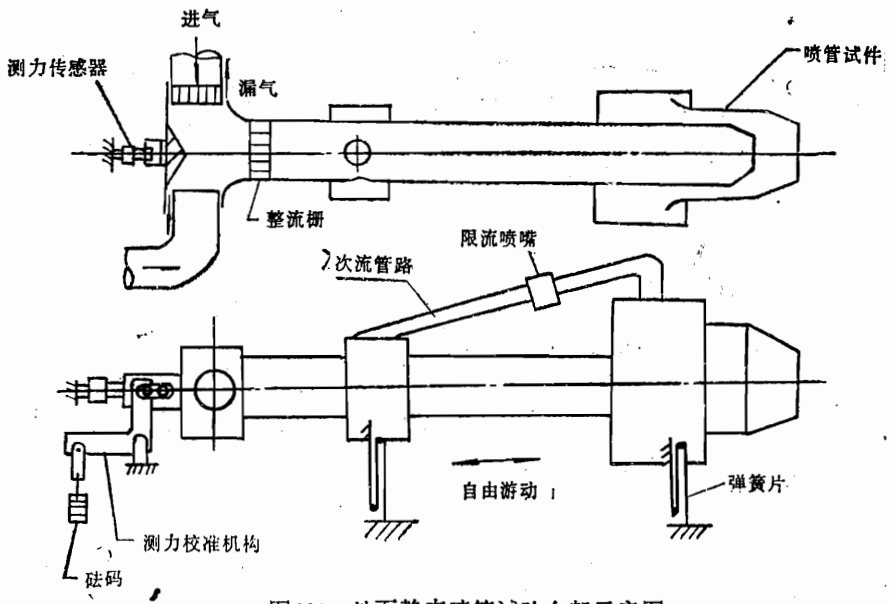


图102　地面静态喷管试验台架示意图

从图6-101看出：推力转向并不能改善一般飞机的亚音速推-阻特性。对于高机动性飞机应将喷口置于机翼后缘附近，以便提高诱导升力，同时把推力转向造成的俯仰力矩减小到最小，以便易于配平。估计在C_y超过0.6时，推力转向可以改善飞机的性能和机动性。

6.9 排气喷管试验技术

排气喷管试验的目的是：

(1) 取得气动设计所需的各项数据及其与排气喷管主要几何参数间的关系。

(2) 了解排气喷管具体构型的工作特性。

(3) 了解喷管内部流态，并对其进行机理探讨。

(4) 验证排气喷管理论分析结果。

(5) 通过后体/喷管模型试验，了解喷管与机身后体间的相互干扰。

排气喷管试验，包括模型或实物的台架、试验舱、风洞或飞行试验。

6.9.1 排气喷管试验的基本要求

排气喷管试验中应尽量遵循相似准则。这在孤立喷管模型试验中，要做到喷管模型的几何相似。在喷管模型装置试验中，要做到喷管装置的有关几何参数相似，如喷管数目、喷管装置的有关几何参数相似，如喷管数目、喷管间距、喷管/后体一体化等等也要模拟。

除几何相似外，为模拟喷流场，应做到试验时喷管的主流落压比，气流的绝热指数，股数等与实际喷管的工况一样。对于喷管进口气流的总压畸变、总温畸变、旋流及紊流度等比较难以模拟，只能根据试验要求，作部分模拟或不模拟。喷管落压比对喷流模拟状态的关系最大，现在一般采取落压比相等的做法。

在喷管后体模型的风洞试验中，除一般风洞试验必须遵循的相似准则和喷流按落压比模拟外，还可用喷口马赫数相等或动量系数相等作为模拟准则，后两者从喷流混合的角度看，更为合理。

6.9.2 排气喷管试验设备

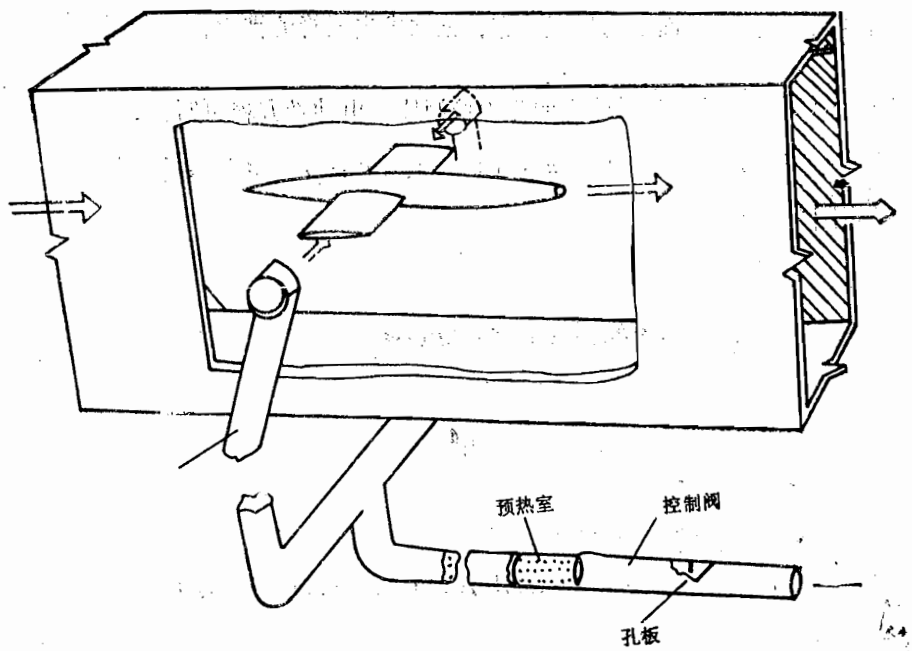


图7-103 供喷管/后体模型试验用的风洞

图6-102所示为静态喷管模型试验台架示意图[65]。它是一种自由浮动且与喷管轴线垂直的进气方案，这样可消除进口气流冲量对喷管测力的影响。待试的喷管试件用螺纹跟台架连接。次流流量由更换限流喷嘴来改变。

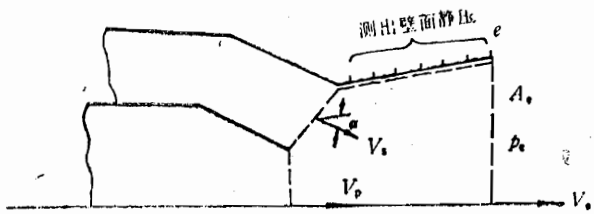


图6-104　喷管壁面测压示意图

台架上装有砝码杠杆机构，用以对测力系统进行静态下的校准。

该试验设备可装备测力系统，测压系统及光测系统等。

图6-103所示为供喷管/后体模型试验用的风洞示意图[1]。

6.9.3　喷管的推力测量

在推力喷管试验中，可用下面方法来测出喷管的推力。

(1) 直接测力法

直接测力法系利用测力传感器接通二次仪表直接把喷管的推力测量出来。

采用直接测力方法时，必须事先对试验台架进行测力静校，得出推力的静校曲线。

试验时根据喷管作用力在二次仪表上的指示(如数值电压表的读数值，mV)，借推力静校曲线，就可查出喷管在这工况下的推力。

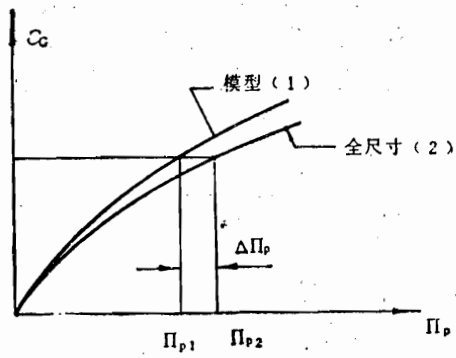


图6-104　喷管推力系数与后较关系

(2) 间接测力法

利用测出喷管内通道壁面上的压强分布，据此求出喷管的推力。今以引射喷管为例说明这种方法。

取如图6-104中的虚线所包围的空间作为控制体。由动量方程可写出。

$$(m_p+m_s)V_e+p_eA_e=m_pV_p+p_pA_p+m_sV_s\cos\alpha+p_sA_{s1}+\\+\int_{A_s}^{A_e}pdA \tag{6.120}$$

喷管推力为：

$$F_g=(m_p+m_s)V_e+(p_e-p_a)A_e$$

主喷管推力为：

$$F_p=m_pV_p+(p_p-p_a)A_p$$

它可由单独主喷管试验时测出。

结合上面诸式，可把喷管推力写成：

$$F_g=F_p+p_aA_p+(m_sV_s\cos\alpha+p_sA_{s1})-p_sA_e+\\+\int_{A_s}^{A_e}pdA$$

即：

$$F_g=F_p+p_aA_p+\left(\omega_c m_p\lambda_s\sqrt{T_{tp}}\sqrt{\frac{2k_s}{k_s+1}}R_g\cos\alpha\right.$$

$$\left.+p_sA_{s1}\right)-p_aA_e+\int_{A_s}^{A_e}pdA$$

式中 $A_s=\frac{\pi}{4}D_s^2$

引射套管壁面上的压强积分在轴线方向的投影可近似地用：

$$\int_{A_s}^{A_e}pdA\approx\sum_{i=1}^{n}p_i\Delta A_i \tag{6.121}$$

式中 ΔA_i 是垂直轴线平面上的投影面积。p_i 是在所取微元壁面上静压平均值。如果所取微元面积相等，即 $\Delta A_1=\Delta A_2=\cdots=\Delta A_n$，则：

$$\sum_{i=1}^{n}p_i\Delta A_i=p_1\Delta A_1+p_2\Delta A_2+\cdots+p_n\Delta A_n$$

$$=\Delta A\sum_{i=1}^{n}p_i$$

若将套管内壁在垂直轴线平面上的投影截面 A_d 分为 n 等分，即

$$n\Delta A=(A_e-A_s)=A_d$$

则

$$\int_{A_s}^{A_e}pdA\approx\Delta A\sum_{i=1}^{n}p_i=\frac{A_d}{n}\sum_{i=1}^{n}p_i$$

即

$$\int_{A_s}^{A_e}pdA\approx A_d\bar{p}$$

式中

$$\bar{p}=\sum_{i=1}^{n}p_i/n \tag{6.122}$$

这样只要在套管壁面上相应位置处把静压测出，以及由事先测得的主喷管推力和主流及次流参数，用上面公式就可把引射喷管的推力求出。

这种只需在套管壁面上测出气流静压分布的间接测力法，对于飞行试验中的测力非常适用。

6.9.4 地面试验数据的换算

在飞机设计中需要的是提供飞行状态下喷管的净推力。因之就得把地面静态喷管模型试验数据加以换算。下面介绍这种换算的近似方法。

(1) 喷管落压比修正法

由喷管模型地面静态试验得出的推力系数，进行雷诺数及具体结构对推力系数影响的修

正后，得出如图6-105所示的喷管推力系数C_G随落压比Π_p的变化关系。假设真实喷管在某一飞行状态下的推力系数随落压比的变化关系如图中曲线2所示。从图中曲线可以看出：真实喷管在这飞行状态下的推力系数，只要把它的落压比(Π_{p1})修正到喷管模型所对应的落压比(Π_{p1})就可利用模型试验曲线得出。

即

$$(p_t/p_a)_2=(p_t/p_a)_1+(\Delta p_t/p_a)_\delta$$

或

$$\Pi_{p1}=\Pi_{p2}-(\Delta p_t/p_a)_\delta \tag{6.123}$$

式中，下标1——模型；2——全尺寸；δ——修正值。

据此利用喷管模型静态试验曲线，就可推算出全尺寸喷管在这工况下的推力系数C_F。于是在这个飞行状态下，喷管的净推力为：

$$F_{gn}=C_G A_e p_a-mV_\infty \tag{6.124}$$

(2) 直接换算法

对这种方法今以引射喷管为例加以说明。假定在相同落压比，流量比ω_c下，全尺寸喷管的推力系数C_{fg}跟喷管模型静态冷喷流试验中得出的一样。利用喷管模型静态试验曲线，就可求出全尺寸喷管在飞行状态下的净推力。因为喷管的净推力比为：

$$\left(\frac{F_{gn}}{F_{gt}}\right)_h=\frac{F_g-m_pV_\infty-m_sV_\infty}{F_{gt}-m_pV_\infty} \tag{6.125}$$

式中，下标h指热态；F_{gt}为理想完全膨胀时的推力，即$F_{gt}=m_pV_{ei}$，于是：

$$\left(\frac{F_{gn}}{F_{gt}}\right)_h=\frac{(F_g/F_{gt})_h-\left(\frac{m_s}{m_p}+1\right)V_\infty/V_{ei}}{1-V_\infty/V_{ei}}$$

利用$(F_g/F_{gt})_h=(F_g/F_{gt})_l$及$\omega_{ch}=\omega_{cl}$条件便得：

$$\left(\frac{F_{gn}}{F_{gt}}\right)_h=\frac{(F_g/F_{gt})_l-(V_\infty/V_{ei})_h\left(\omega_{cl}\sqrt{\frac{T_p}{T_s}}+1\right)}{1-(V_\infty/V_{ei})_h}$$

式中，下标l指冷态。

即：

$$\left(\frac{F_{gn}}{F_{gt}}\right)_h=\frac{C_{fgl}-(V_\infty/V_{ei})_h(\omega_{cl}\sqrt{T_t/T_s}+1)}{1-(V_\infty/V_{ei})_h} \tag{6.126}$$

对一定型号的发动机在指定飞行状态下，喷管的落压比是已知的，这样在指定主次流流量比(ω_c)下，利用喷管模型静态实验曲线可查出C_{fgl}。又由发动机的性能数据，可求出在该飞行状态下喷管的理想等熵完全膨胀流速V_{ei}，再用(6.126)式求出飞行状态下的F_{gn}/F_{gt}，从而就可求出F_{gn}了。

参 考 文 献

[1] F.K.利特尔等编，钱翼稷等译：《内流空气动力学手册》，国防工业出版社，北京，1982。

[2] Г.Н. А рамовин, "ПРИКЛАДНАЯ ГАЗОВАЯ ДИНАМИКА", ИЗД.(НАУКА), М, 1976.

[3] Maideu Donald L., Performance of an Isolated Two-Dimensional Wedge Nozzle with Fixed Cowl and Variable Wedge Centerbody at Mach Number up to 2.01, NASA TND-8218, 1976.

[4] 北京航空学院，《非转件气体力学》，1982.

[5] Ascher H.Shapiro, "The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow", New York, 1953.

[6] Manrice J. Zucrow/Joe D. Hoffman, "Gas Dynamics".

[7] "Supersonic Turbo-jet Propulsion Systems and Components", AGARD, Ograph,

[8] "Diffusers and Nozzels", High Speed Aerodynamics and Jet Propulsion, V.VII, 1957.

[9] Thrust Performance of Suppressor Nozzles, J. Aircraft, 3, 6, 1966.

[10] The Aerothermodynamics of Aircraft Gas Turbine Engines, AFAPL-TR-78-52.

[11] P.E. Hiley and H.W. Wallace, Study of Non-Axisymmetric Nozzles Installed in Advanced Fighter Aircraft, AIAA Paper, No 75-1316.

[12] Douglas L. Bowers, Application of Advanced Exhaust Nozzles for Tactical Aircraft ICAS-82-4.1.1.

[13] David Migdal, Thrust Nozzles for Supersonic Transport Aircraft, Journal of Engineering for Power Transactions of the ASME, April, 1964.

[14] Janes S.Holdhusen and Owen P. Lamb, Scale Model Studies of Exhaust Nozzle Performance, AIAA Paper 66-641.

[15] Wehofer S. and Moger, W.C, Transonic Flow in Conical Convergent and Convergent-Divergent Nozzles with Nonuniform Inlet Conditions, AIAA Paper 70-70.

[16] J.D.Hoffman, Approximate Analysis of Nonisentropic Flow in Conical Nozzles, Journal of Spacecraft and Rockets, Vol.6, No.11, 1969.

[17] An Experimental Study of Compressible Flow through Convergent-Conical Nozzles, including a Comparison with Theoretical Results, Journal of Basic Engineering, Transaction ASME., Vol 94, Series D.N04 1972.

[18] Berntein,A.et, Compound Compressible Nozzle Flow, Transactions ASME, Series,E. J, Appl. Mech, 34, 3, 1967.

[19] M.C. Cline, The Computation of Steady Two Dimensional Transonic Nozzle Flow by a Time Dependent Method, Journal of the AIAA Vol. 12, No.4, April, 1974.

[20] S.G.Liddle and, R.D. Archer, Transonic Flow in Nozzles Using the Method of Integral Relations, Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 8, No. 7, 1971.

[21] Rao G.V., Evaluation of Conical Nozzle Thrust Coefficient, A.R.S.J. No. 8, 1959.

[22] Ellis M.Laudsbaum, Thrust of a Conical Nozzle, ARS. J, Vol.29, No.3, 1959.

[23] W.C.Armstrong, A Method of Characteristics Computer Program for Three-Dimensi

onal Supersonic Internal Flows, AD-A063518, 1979.

[24] Strorn Charles R., The Method of Characteristics for Three-Dimensional Real Gas Flows, AFFDL-TR-67-47.

[25] R.A.Serra, The Determination of Internal Gas Flows by a Transient Numerical Technique, Journal of the AIAA, Vol. 10, No.5, May, 1972.

[26] G.V.R.Rao, Exhaust Nozzle Contour for Optimum Thrust, Jet Propulsion, Vol. 28, №.6, 1958.

[27] Yehuda Nachshon, Simple and Accurate Calculation of Supersonic Nozzle Contour, AIAA Journal, Vol.21, No.5, 1983.

[28] Ryuji Ishii, A New Method of Nozzle Design, AIAA Journal, Vol.16, No.2, 1978.

[29] Brown, E.F.and Ozcan. H. M., Time-Dependent Solution of Mixed Flow through Convergent Nozzles, AIAA Paper, 72-680.

[30] Smithey, W.J.H. and Naber. M.E, Sonic Line for a Coaxial Axisymmetric Nozzles, AIAA Journal, Vol.11, April, 1973.

[31] Rao G. , Approximation of Optimum Thrust Nozzle Contour, ARS J., No.6, 1960.

[32] Bartz D.R., An Approximate Solution of Compressible Turbulent Boundary Layer Development, Trans. ASME., Vol.77., No.2, 1955.

[33] Lucian,Z.Dumitresca, Minimum Length Axisymmetric Laval Nozzle, AIAA Journal, Vol, 13, No.4, 1975.

[34] L.Howarth, Modern Developments in Fluid Dynamics High Speed Flow, Oxford, at the Clarendon Press. 1953.

[35] P.Kalben, Analysis and Design of Three Dimensional Supersonic Nozzles, NASA CR 132351.

[36] A.Hamed, Internal Three-Dimensional Viscous Flow Solution Using the Streamline Function, AIAA 84-1633.

[37] Moore,J.and Moore, J.G., A Calculation Procedure for Three-Dimensional Viscous Compressible Duct Flow, Part II-Stagnation Pressure Lasses in a Rectangular Elbow, Journal of Fluids Engineering, Vol, 101, December, 1979.

[38] D.W. Speir and J.T.Blozy, Development of Exhaust Nozzle Internal Performance Prediction Techniques for Advanced Aircraft Applications, AIAA-81-1490.

[39] H.L.Stevens, Development of the Multifunction 2-D/3-D Nozzle, AIAA-81-1491.

[40] Douglas L.Bowers, Application of Advanced Exhaust Nozzles for Tactical Aircraft ICAS-82-4.1.1.

[41] R.Glidewell, Wright, Installation Trades for Axisymmetric and Non-Axisymmetric Nozzles, AIAA 80-1084.

[42] Donald L Maideu, Investigation of Two-Dimensional Wedge Exhaust Nozzles for Advanced Aircraft, J. Aircraft, Vol.13, №.10, 1976.

[43] J.A. Lander, Manager, Augmented Deflector Exhaust Nozzle (ADEN) Design for Future Fighters, AIAA Paper 75-1318

[44] Hiley,P.E, Nonaxisymmetric Nozzles Installed in Advanced Fighter Aircraft, J.Aircraft, Vol.13, №.12, 1976.

[45] Pendergraft,O.C., Comparison of Axisymmetric and Nonaxisymmetric Nozzles Installed on the F-15 Configuration, AIAA Paper 77-842.

[46] Carson, George T.Jr., Experimental and Analytical Investigation of a Nonaxisymmetric Wedge Nozzle at Static Conditions, NASA TP-1188, 1987.

[47] Capone,F.J., Performance Characteristics of Nonaxisymmetric Nozzles Installed on the F-18 Airplane, AIAA Paper 79-0101.

[48] Miller,E., Nozzle Design and Integration in an Advanced Supersonic Fighter, AIAA Paper 79-1813.

[49] Chong-Wei Chu, Simple Two-Dimensional Nozzle Plume Model for Infrared Analysis, J.Aircraft, Vol.18, No.12, 1981.

[50] R.Decher, Infrared Emissions from Turbofans with High Aspect Ratio Nozzles, J. Aircraft, Vol.18, No.12, 1981.

[51] C.W.Chen, Modeling of 2D-Nozzle Plume for IR Signature Prediction under Static Conditions, AIAA-81-1108.

[52] Berrier,B.L.,Effect of Several Geometric Parameters on the Static Internal Performance of Three Nonaxisymmetric Nozzle Concepts, NASA Technical Paper 1468, 1979.

[53] G.F.Goetz, Non-Axisymmetric Nozzle Design and Evaluation for F-111 Flight Demonstration, AIAA 78-1025.

[54] P.E.Hiley, Installed Performance of Vectoring/Reversing Nonaxisymmetric Nozzles, AIAA 78-1022.

[55] Willard,G.M, Static Performance of Vectoring/Reversing Non-Axisymmetric Nozzles, AIAA-77-840.

[56] Line,G.W, V/STOL Technology Requirements for Future Fighter Aircraft, AIAA Paper 81-1360.

[57] Banren G.J., Investigation of Infrared Characteristics of Three Generic Nozzle Concepts, AIAA Paper 80-1160.

[58] Sfeir,A.A, Investigation of Three-Dimensional Turbulent Rectangular Jets, AIAA J., Vol.17, No.10, 1979.

[59] P, K.Sasman and R.J. Cresci, Compressible Turbulent Boundary Layer with Pressure Gradient and Heat Transfer, J.of the AIAA Vol.4, No.1, January, 1966.

[60] David Migdal, Supersonic Annular Nozzle, AIAA Paper 71-43.

[61] Grentert E.C. and Newman H.E., Design of Axisymmetric Exhaust Nozzles by Method of Characteristics Incorporation a Variable Isentropic Exponent, NASA TR-33.1959.

[62] F.Jaarsma, Experimental Determination of Nozzle Characteristics and Nozzle Airframe Interference, AD-744595.

[63] J.L. Grunnet, Designing Jet Aircraft Wind-Tunnel Test Programs with Propulsion System Simulation, J. Aircraft Vol.8, No.6, June, 1971.

[64] 吴达，引射喷管性能分析和实验研究，工程热物理学报，No.3，1980.

[65] М.Е.Дейч, "Техническая Газодинамика", М., 1960.

[66] 冯师颜编，《误差理论与实验数据处理》，科学出版社，北京，1964.

[67] В.С.Зуев, "Теория Прямоточных и Ракетно-Прямоточных Двигателей", Изд. Маш., 1971.

[68] Migdal D., Miller E.H. et, An Experimental Evaluation of Exhaust Nozzle/Airframe Interference, AIAA 69-430, 1969.

[69] Yarker A.et, Altitude Testing of High By-Pass Ratio Fan Engines, SAE Paper 690655, 1969.

[70] Ascough J.C., The Accuracy of Thrust in Height Derived from Engine Calibrations in an Altitude Test Facility, 10th ICAS, Oct., 1976.

[71] Abernothy R.B.et., Uncertainty in Gas Turbine Measurements, AIAA Paper 73-1230, 1973.

[72] Staid Paul S., Wind Tunnel Performance Tests of Coannular Plug Nozzles, NASA CR 2990, 1978.

[73] Swallow, Robert J.et., NASA Lewis 8 by 6 Foot Supersonic Wind Tunnel, NASA TM-X-71542, 1974.

[74] [英]罗耳斯·罗伊斯公司编，刘树声等译：《喷气发动机》，国防工业出版社，北京，1975.

[75] W.J.Lewis and H.Precher, Aerodynamics of Thrust Reverser Design, AD 736310.

[76] Aerodynamic Aspects and Optimisation of Thrust Reverser System, AGARD.

[77] John C. Pickerd, Selection and Design of Thrust Reversers for Jet Aircraft, IAS Paper No 60-77.

[78] A Review of Thrust-Vectoring Schemes for Fighter Aircraft, AIAA 78-1023.

[79] Turgut Sarpkaya, Analysis of Curved Target Type Thrust Reversers, AIAA Journal, Vol.13, No.2, Feb., 1975.

[80] Mager A.Prediction of Shock-Induced Turbulent Boundary-Layer Separation J.Aeronaut. Sci., Vol.22, No.3, 1955.

第七章　引射喷管和引射增力装置

7.1　引射喷管的特性

引射喷管是在发动机的主喷管外加一个固定或可调节的引射套管组成的。引射喷管中，高能主喷流的粘性混合作用引射抽吸次流，使其从主流气柱与引射套管之间流过，次流约束主流的膨胀。改变次流的流量可以使主流达到或接近完全膨胀，主次流间的能量交换会改变冲量的分布结构，从而可能增加推力。引射套管一般有三种：收敛形、圆筒形和收敛-扩张形。为了使引射喷管适应各种飞行状态，其几何形状应设计成可调节的。对于一架飞机应采用哪种型式的引射喷管，要根据其飞行任务、性能要求和结构重量作出合理的选择。

7.1.1　引射喷管中的流动特性

引射喷管内的高能主喷流和低能次流从主喷管的唇缘处开始相互作用。对于在超音速状态工作的引射喷管来说，外界大气压强影响不到次流的流动，故引射喷管的质量流量特性不受外界压强的影响(图7-1和7-2)。

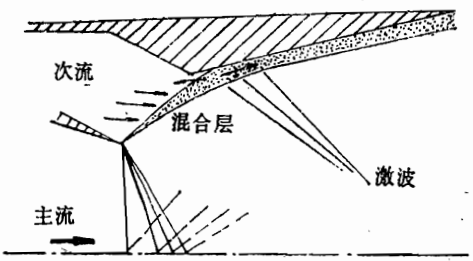


图7-1　引射喷管中的流动——低次流流量的情况

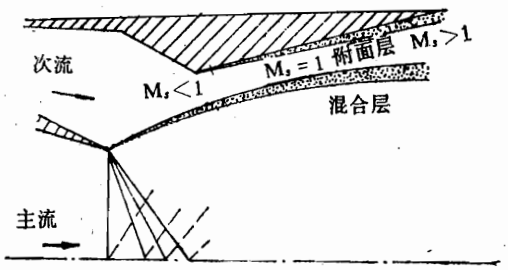


图7-2　引射喷管中的流动——高次流流量的情况

当次流流量较低时，主喷流从主喷管唇缘处向外膨胀，并且碰撞到引射套管的壁面上，套管壁把气流往里压缩，产生一道斜激波(见图7-1)。当次流通过斜激波时受到阻滞。引射喷管的次流流量等于通过斜激波的流量。如果次流的流量增加，那么次流的压强也增加，这就会迫使主喷流离开引射套管壁面，斜激波碰不到套管壁面，次流在套管内加速并可能形成壅塞状态(见图7-2)。

当次流流量较高时，两股气流之间沿边界层发生粘性相互作用。混合的结果使主流向次流传递能量。低速的次流在引射套管内壁面和主喷流边界之间的通道内加速；其流动情况有可能出现三种情况：(1) 次流保持亚音速；(2) 在引射喷管出口截面次流的M数等于1；(3) 在引射喷管内，次流首先加速到音速，然后在出口处变为超音速。后一种情况相当于超音速飞机采用收敛-扩张形引射喷管的工作情况。

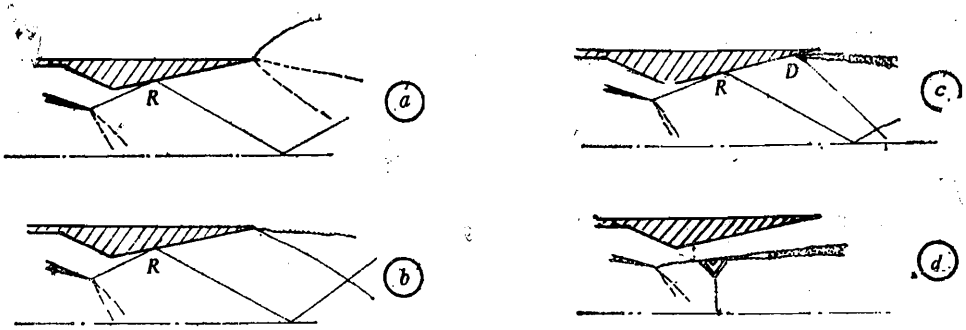


图7-3　引射喷管内流动随落压比变化的情况

在无次流流量的情况下，如果主喷流的落压比发生变化，引射喷管中的流动状态也随之改变(图7-3)。如果主喷流落压比很高，则引射喷管的气流首先强烈地从主喷管出口膨胀，其边界打在套管壁面的R点，气流在引射套管出口膨胀到外界大气压强p_a(见图7-3a)。如果落压比不断地降低，出口处气流压强p_e小于外界压强p_a，则在引射喷管的出口出现压缩波(见图7-3b)。随着落压比进一步降低，压缩波向口内移动，D点向上游推进，并且接近R点(见图7-3c)。当喷流落压比降低到某一临界值时，引射喷管内的流动可以看成在压强p_a的大气环境下流动(见图7-3d)。

7.1.2　引射喷管的推力和抽吸特性

根据飞行任务的要求，超音速飞机可以选用收敛-扩张形、收敛形或圆筒形引射喷管。

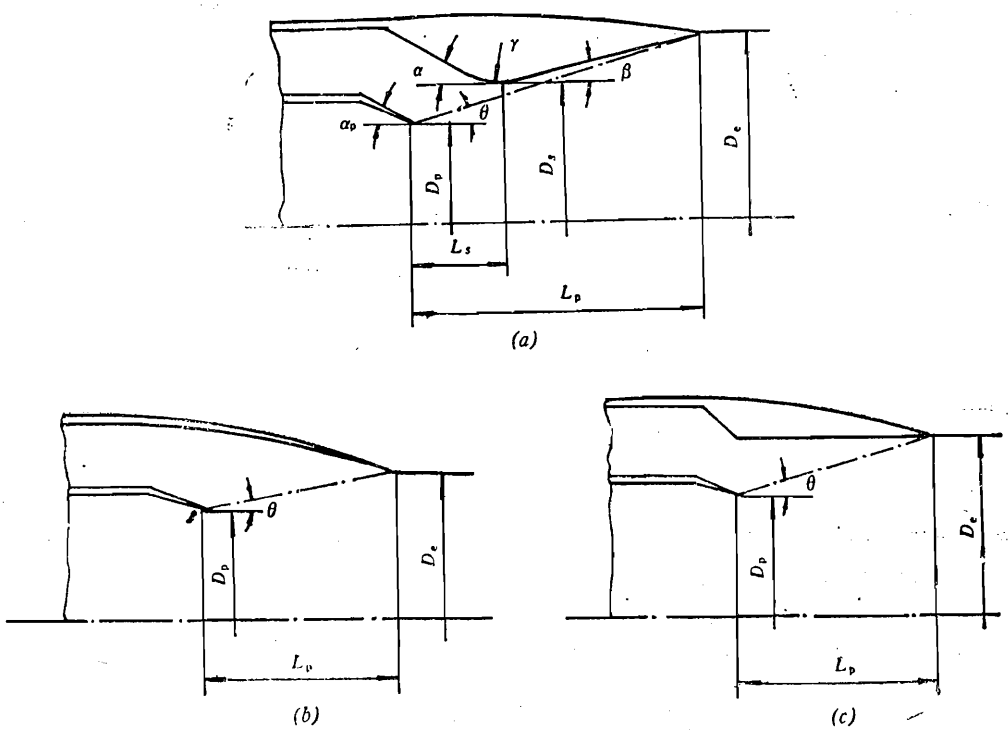


图7-4　引射喷管的几何参数和符号

(a)收敛-扩张形；(b)收敛形；(c)圆筒形。

图 7-4 给出了上述引射喷管的几何参数和符号。

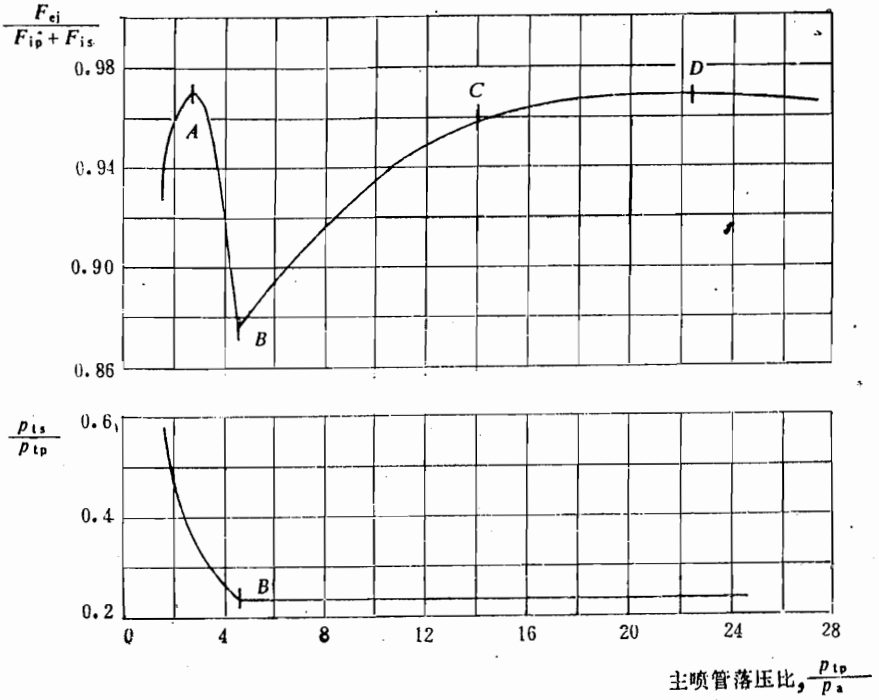


图7-5　换算流量比为0.032时引射喷管的性能
($D_e/D_p=1.8$；$D_s/D_p=1.1$；$\beta=15°$。)

图7-5给出引射喷管推力和抽吸特性的典型性能曲线。引射喷管推力系数〔$F_{ej}/(F_{xp}+F_{is})$〕(注)是实测得到的引射总推力除以主流和次流的理想推力之和。主流和次流的理想推力是根据测量的主流、次流的质量流量和落压比来计算的。引射总压比(p_{ts}/p_{tp})是次流与主流总压之比。引射推力系数和总压比是主喷管落压比(p_{tp}/p_a)的函数。该图中的引射喷管，其套管出口直径比(D_e/D_p)为1.8，几何喉道直径比(D_s/D_p)为1.1。次流换算流量比$[(m_s/m_p)\sqrt{T_{ts}/T_{tp}}]$为0.032。通常，沿引射套管壁面的静压分布是间接了解套管内流动情况的手段，也是计算推力所必需的。图 7-6 画出了沿套管的壁面静压分布，该曲线和图7-5的引射喷管性能是相对应的。

在图 7-5 推力系数曲线上的A点，主流从壅塞的主喷管喷出，压强近似为外界压强，其性能基本上就是收敛喷管的性能。这时，压强分布如图 7-6 中$p_{ts}/p_a=2.56$ 的曲线所示。流经次流环形出口和套管的流动是亚音速的。在这个工作范围内，主流不贴在套管上，或至少不受其影响。

随着主流落压比由A增加到B，主喷流在离开主喷管时往外膨胀，并把主喷流和外套管之间的区域抽空。这使套管壁面上的压强降到低于外界压强。扩张套管上这块低于外界压强的面积产生一个轴向力，抵消了一部分可用推力，从而降低了推力系数。

在B点，在主喷管出口下游某一截面处，整个扩张套管的横截面上都充满了超音速气

注：下标"p"代表主流(*Primary*)，下标"s"代表次流(*Secondary*)。

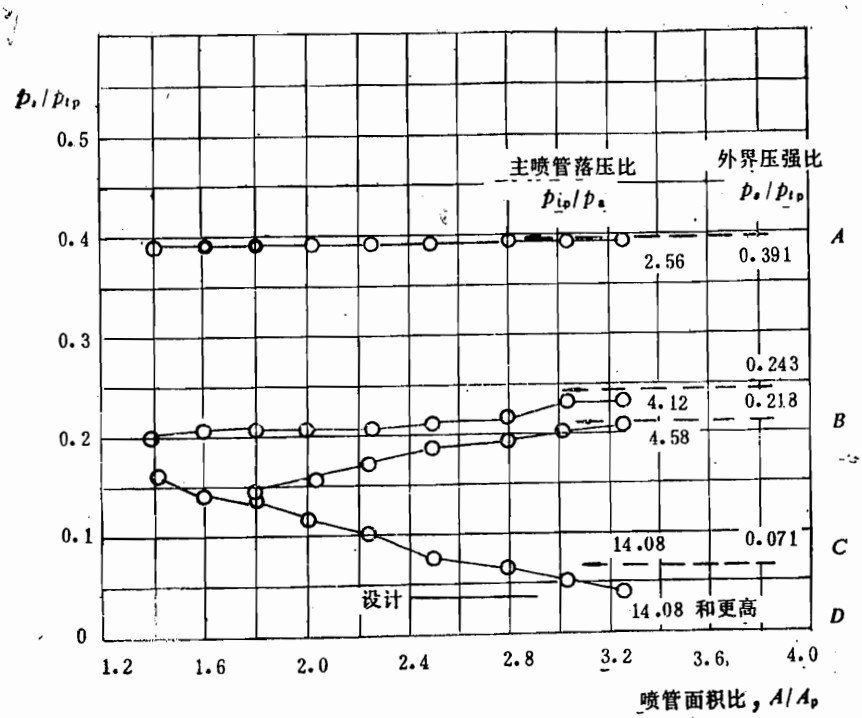


图7-6　不同主喷管落压比下的套管静压分布

($\beta=15°$；$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{T_{ts}/T_{tp}}=0.032$。)

流。此时，从图7-6中$p_{tp}/p_a=4.58$的曲线可以看出，在外套管开头部分，静压比(p_s/p_{tp})变为一个固定的最小值，大约在面积比为1.75处产生激波，然后沿套管向后，压强逐渐上升到外界压强。整个外套管的壁面压强都低于外界压强。这使推力系数降到了最小值。

在主流落压比增高到超过B点时，在主喷管出口以外，气流以超音速向后膨胀愈来愈远，直到C点，这时整个套管内都充满了超音速气流，绝大部分外套管壁面上的压强都大于外界压强(图7-6)。从B点到C点，因为过度膨胀损失随着套管上正压强的面积增加而减小，因此推力系数随主流落压比增加而增加。

在D点，套管出口处的静压等于外界大气压强，引射喷管在设计落压比下工作，此时推力系数达到最大。随着主流落压比增加到超过D点，这时套管出口处的静压比外界压强大，出现了欠膨胀，推力系数有所减小。

图7-7说明次流流量对收敛-扩张形引射喷管性能的影响。主要影响范围是主流的过度膨胀区，其静压分布曲线示于图7-8中。在主喷管落压比很低时(图7-7中的A，A'，A'')，主流没有碰到外套管，这可以从图7-8中的静压分布看出。在次流流量为零或很低时，整个外套管上的壁面压强都接近于外界压强，故推力系数较大。在大换算流量比时，次流压强几乎与主流压强相同，在主流出口附近，外套管上压强很低。这说明在这个区域内气流过度膨胀，反映为A''点推力系数比较低。

在C点，超音速喷流在主喷管出口附近突然碰到外套管壁上，使外套管上的压强减小(图7-8上$p_{tp}/p_a=4.09$的曲线)。在次流流量为零时，B点和C点之间的工作是不稳定的，引射喷管性能也不连续。

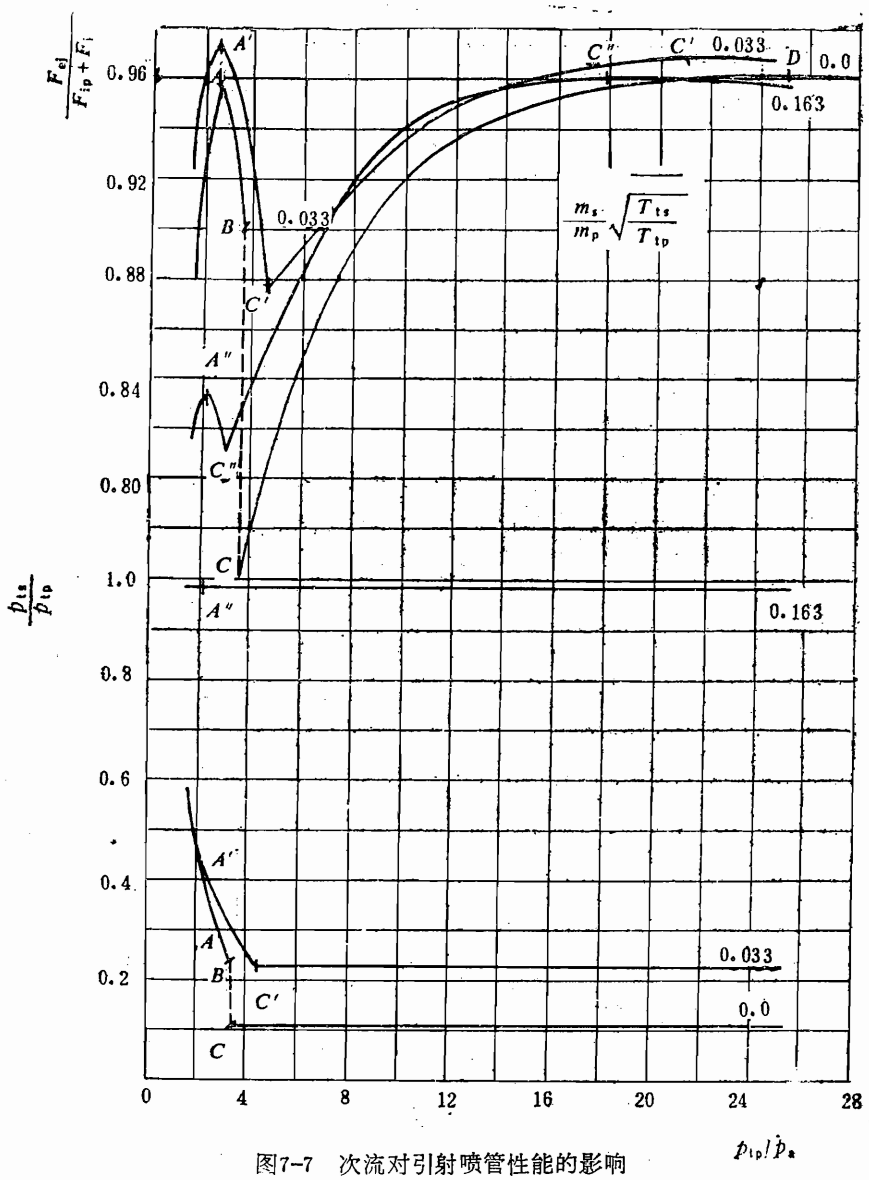


图7-7　次流对引射喷管性能的影响

如果在主喷流的过度膨胀区内引入少量的次流空气，会使喷流离开主喷管时的突然膨胀损失减小，喷管的推力系数也随之增加，超过次流为零时的值。超音速气流开始碰到外套管上的落压比从次流流量为零时的 3.5 增加到4.58左右。

在次流流量很大时，次流的压强也很高，次流随主喷流一起膨胀，有助于使气流充满引射套管。当落压比在C'和C''点之间时，主喷流的过度膨胀程度减少，推力系数超过了无次流的情况。与无次流的情况相比，3%的次流换算流量将会使过度膨胀所造成的推力损失减少75%之多。因此，在引射喷管的设计中，若能适当增加次流流量将会大大改善引射喷管在跨音速飞行状态上的推力性能。

对绝大多数引射喷管来说，次流流量比的改变对低落压比时的推力系数影响很大，而对喷管设计落压比附近的推力系数最大值(见图 7-7上的D、D'和D''点)影响不显著。

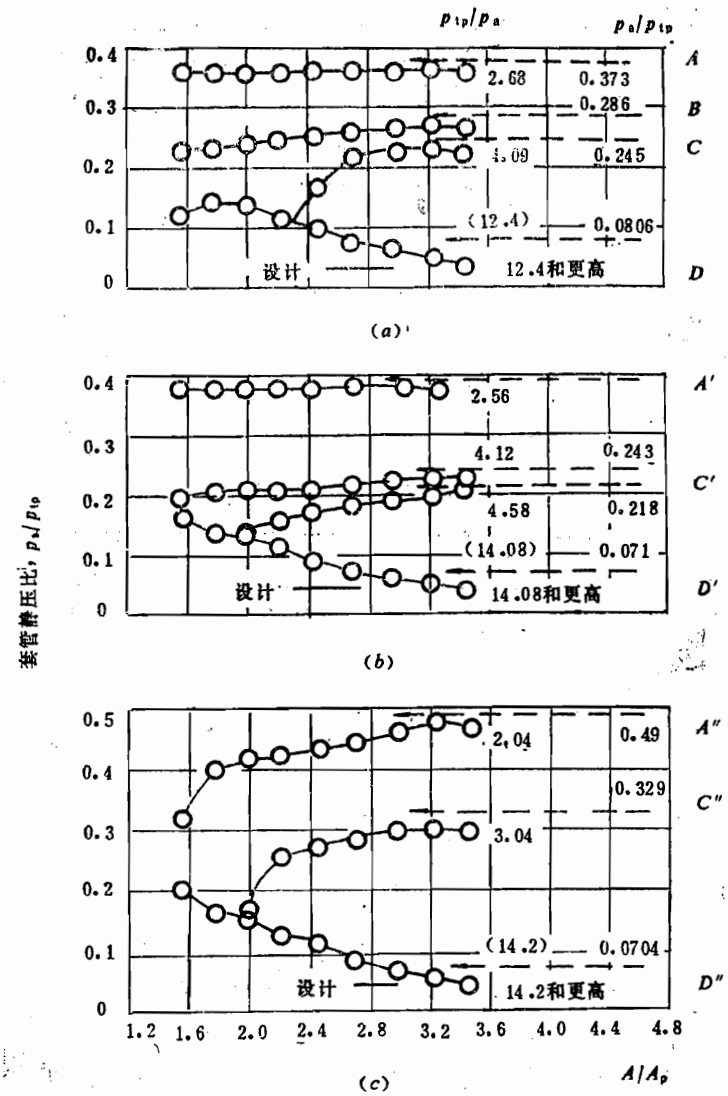


图7-8　几个换算流量比下的套管静压分布

(a)无次流；(b)换算流量比0.033；(c)换算流量比0.163。

7.2　引射喷管的试验结果

引射喷管的试验研究包括静态试验、风洞试验和飞行试验。静态试验是研究引射喷管推力系数、次流总压比与主流落压比之间的变化关系的。有外流的试验是研究喷管底部压强对引射喷管内性能的影响，以及引射喷管推力减后体阻力与主流落压比、外流M数之间的关系的。目前，引射喷管的试验大多数都是用冷压缩空气做工质进行的，所以，对其试验结果要做热影响修正。本节主要讨论静态试验结果及其应用。

图7-9～7-12介绍了收敛-扩张形和圆筒形引射喷管的典型推力特性和抽吸特性[7,8,9]。所介绍的引射喷管具有实际使用的引射喷管几何参数，而且试验是在不同的次流换算流量比

下得到的。图7-9和图7-10是发动机由不加力状态转变到加力状态时的性能。可以看出，由于加力状态主喷管出口直径增加，出口直径比D_e/D_p和几何喉道直径比分别由1.84、1.52减少到1.40和1.16。在高落压比时，推力系数显著提高。从图7-10和图7-11中可以看到，若引射喷管的几何尺寸可调节，即由收敛-扩张形套管变为收敛形套管时，无论在高的还是低的主流落压比情况，推力系数都比较高。

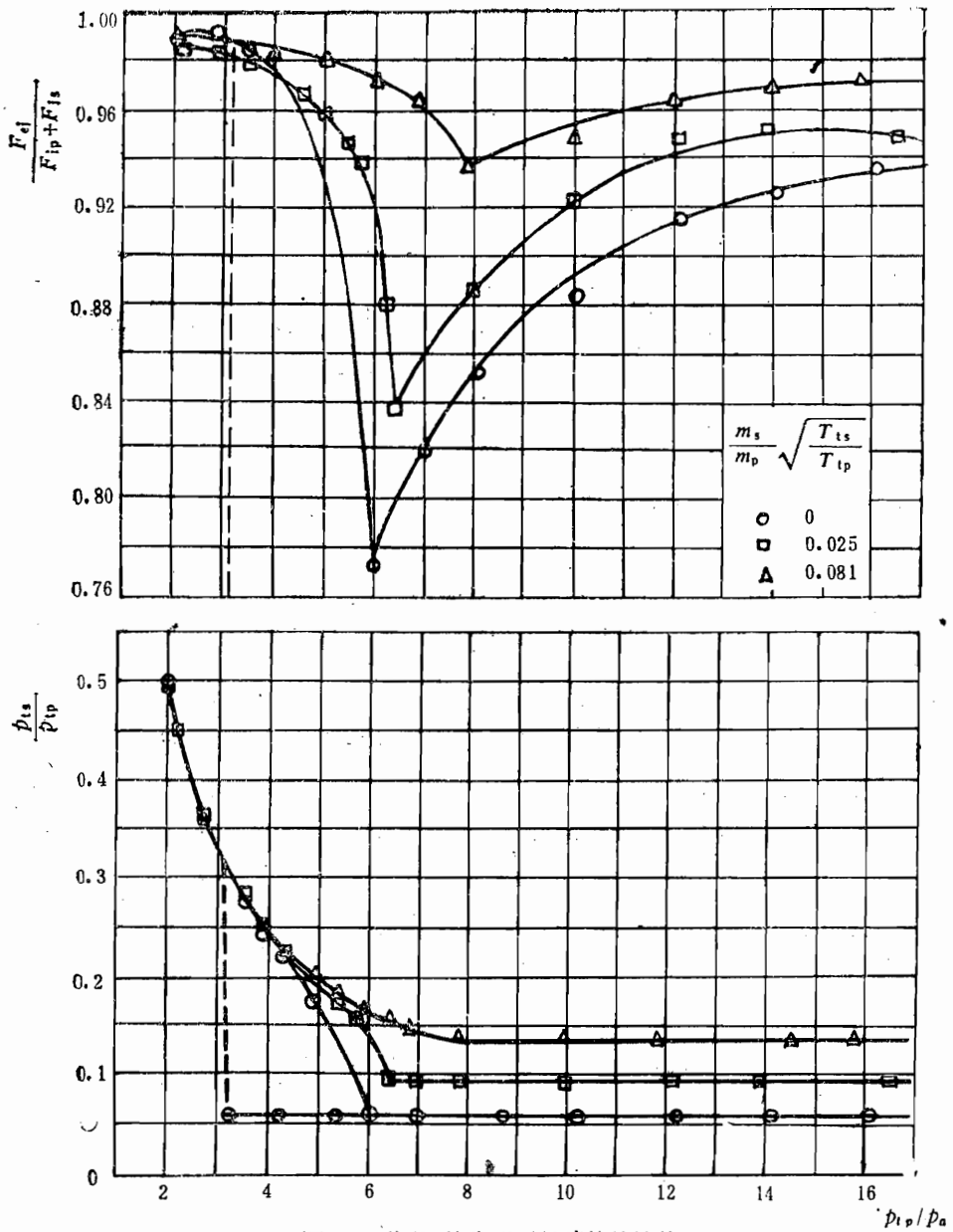


图7-9　收敛-扩张形引射喷管的性能

($D_e/D_p=1.84$；$D_s/D_p=1.52$；$L_p/D_p=1.24$；$\beta=10°$。)

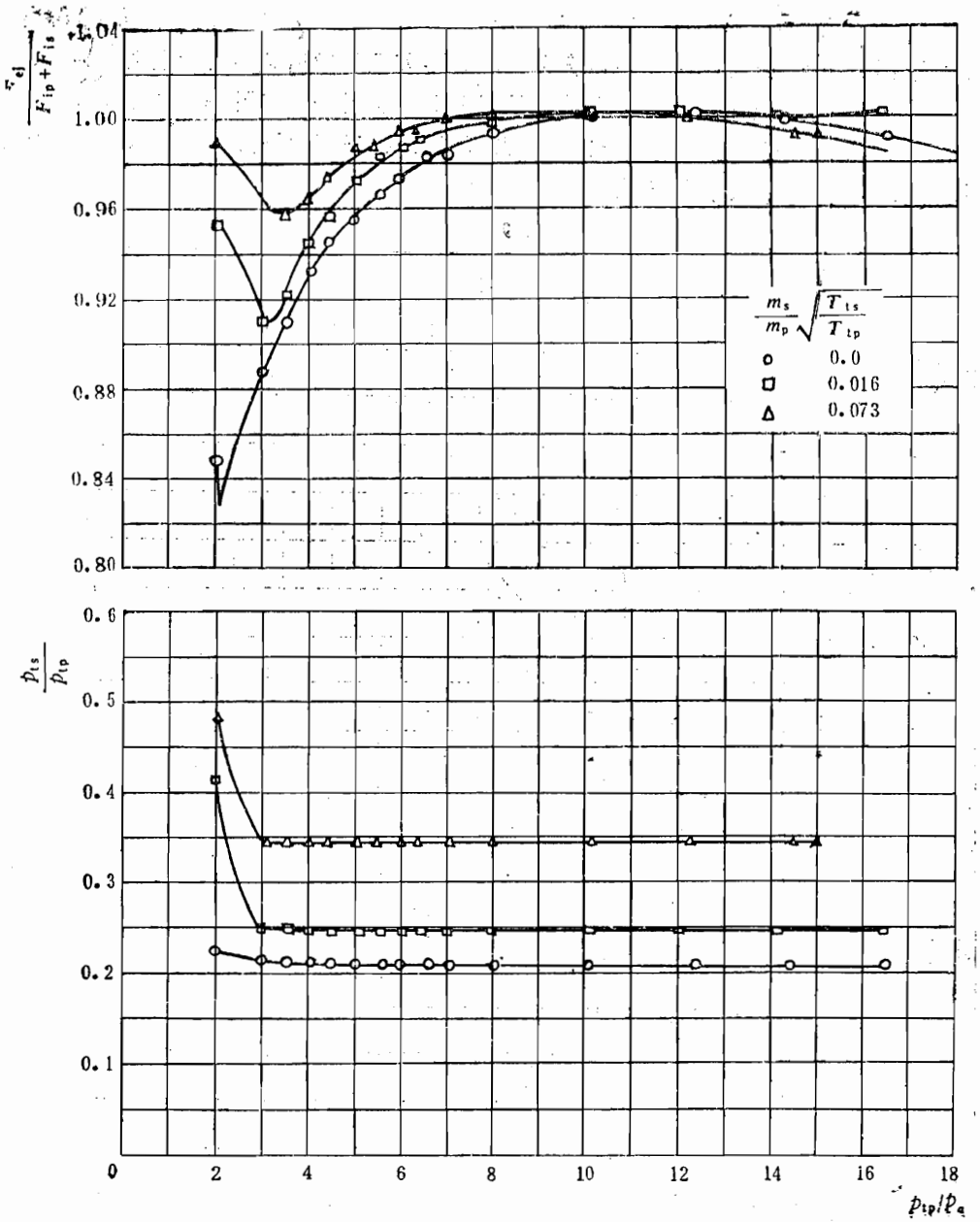


图7-10　收敛-扩张形引射喷管的性能

($D_e/D_p=1.40$; $D_s/D_p=1.16$; $L_p/D_p=1.15$; $\beta=10°$。)

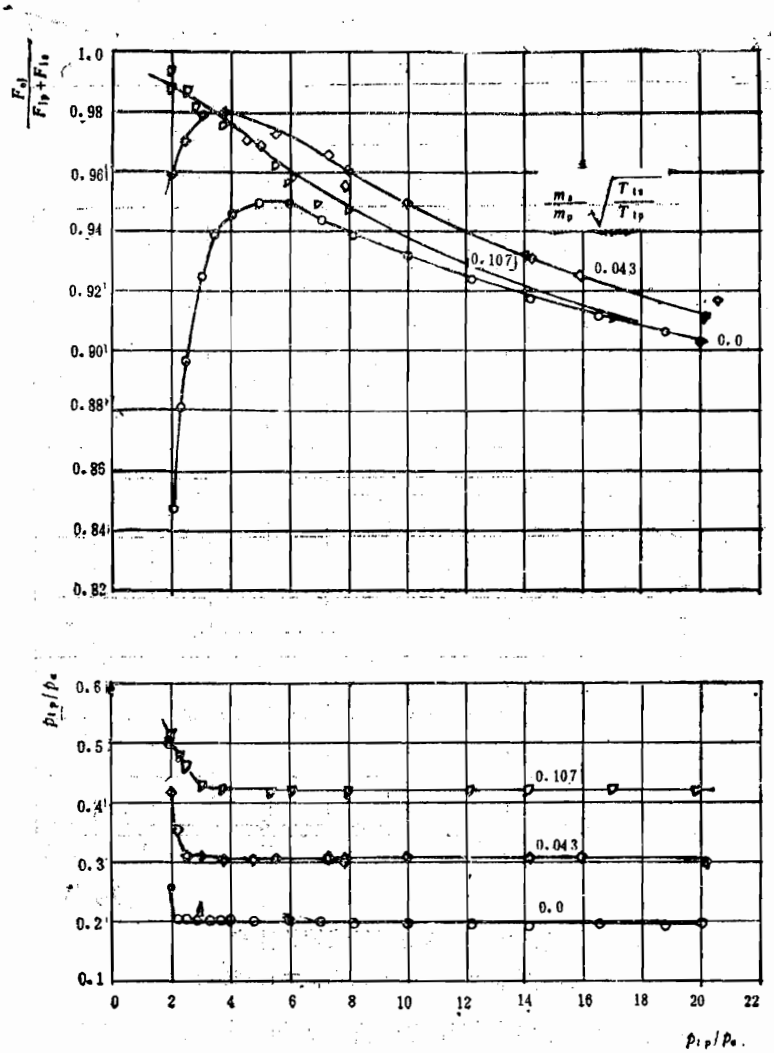


图7-11　收敛形引射喷管的性能

($D_e/D_p=1.11$；$L_p/D_p=1.19$。)

应当指出，引射喷管静态试验仅仅模拟了主流落压比和次流换算流量比，没有计入进气冲压阻力，也没有考虑热喷流对其性能的影响。为了使用这些结果，引入引射喷管净推力系数$(F_{ej}/F_{ip})_n$的概念[7]。

净推力系数$(F_{ej}/F_{ip})_n$是引射喷管的净推力与主流理想净推力之比，其方程为

$$\left(\frac{F_{ej}}{F_{ip}}\right)_n=\frac{F_{ej}-m_pV_\infty-m_sV_\infty}{F_{ip}-m_pV_\infty} \tag{7.1}$$

为了计算方便，引入方程$F_{ip}=m_pV_{ip}$以及$F_{ej}=(F_{ej}/F_{ip})F_{ip}$，重新整理，并用$m_pV_{ip}$除方程(7.1)式右边分式中的各项，于是

$$\left(\frac{F_{ej}}{F_{ip}}\right)_n=\frac{\left(\frac{F_{ej}}{F_{ip}}\right)-\left(\frac{m_s}{m_p}+1\right)\frac{V_\infty}{V_{ip}}}{1-\frac{V_\infty}{V_{ip}}} \tag{7.2}$$

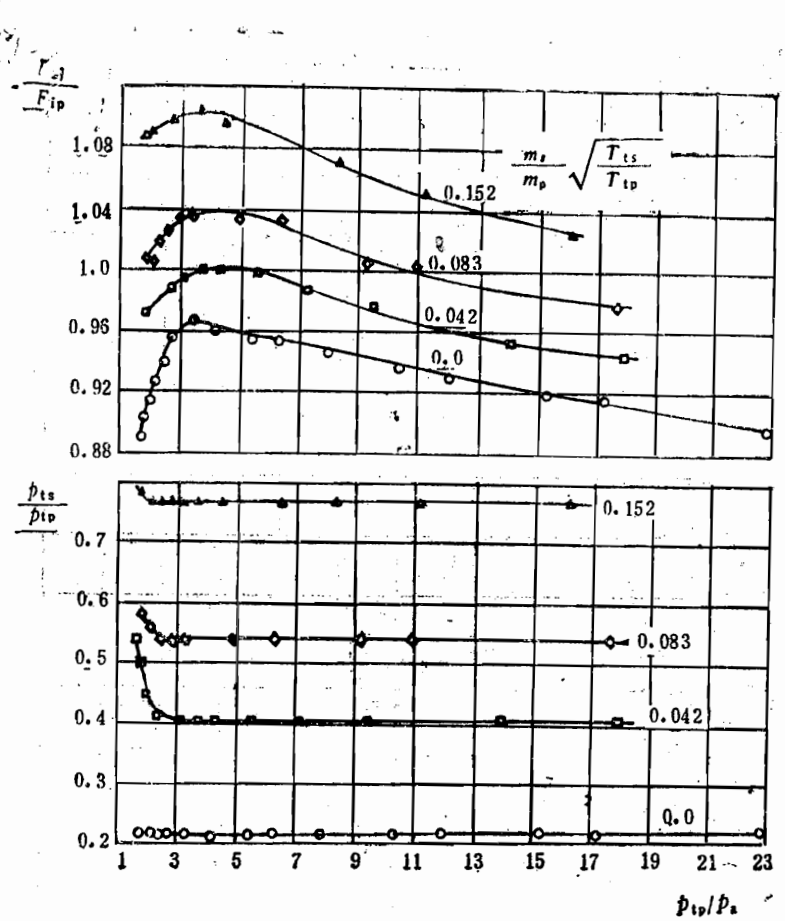


图7-12　圆筒形引射喷管的性能

($D_e/D_p=1.10$；$L_p/D_p=1.12$。)

式中，V_{ip}是主喷流等熵膨胀到外界大气压强的排气速度，V_∞是飞行速度。

为了估算热喷流引射喷管的性能，根据冷喷流试验数据，做两点假设：(1) 热喷流引射喷管的次流换算流量比和冷喷流情况相等；(2) 热喷流引射喷管的推力系数和冷喷流情况在所有主流落压比上是一样的。据此，方程(7.2)变为

$$\left(\frac{F_{ej}}{F_{ip}}\right)_n=\frac{\left(\frac{F_{ej}}{F_{ip}}\right)_c-\left(\frac{V_\infty}{V_{ip}}\right)_h\left[\left(\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}\right)_c\left(\sqrt{\frac{T_{tp}}{T_{ts}}}\right)_h+1\right]}{1-\left(\frac{V_0}{V_{ip}}\right)_h} \tag{7.3}$$

式中，下标c和h分别表示冷态和热态。

根据方程(7.3)可以估算各种飞行状态上净推力系数。其过程是：(1) 选择飞行M_∞数，从发动机特性中查出主流的落压比p_{tp}/p_a和温度T_{tp}；(2) 选择要估算用的引射喷管试验结果，根据主流落压比p_{tp}/p_a得到$(F_{ej}/F_{ip})_c$；(3) 选择换算流量比，次流的总温$T_{ts}=T_{t\infty}+(\Delta T_s)$，次流温升$\Delta T_s$通常为50°左右，$T_{t\infty}$是自由流总温；(4) 按飞行$M_\infty$数和主流落压比及温度计算$(V_\infty/V_{ip})_h$。最后计算净推力系数$(F_{ej}/F_{ip})_n$，就得到$(F_{ej}/F_{ip})_n=f(M)$的变化曲线。在缺乏热喷流试验结果时，可以用上述方法来估算引射喷管的性能，

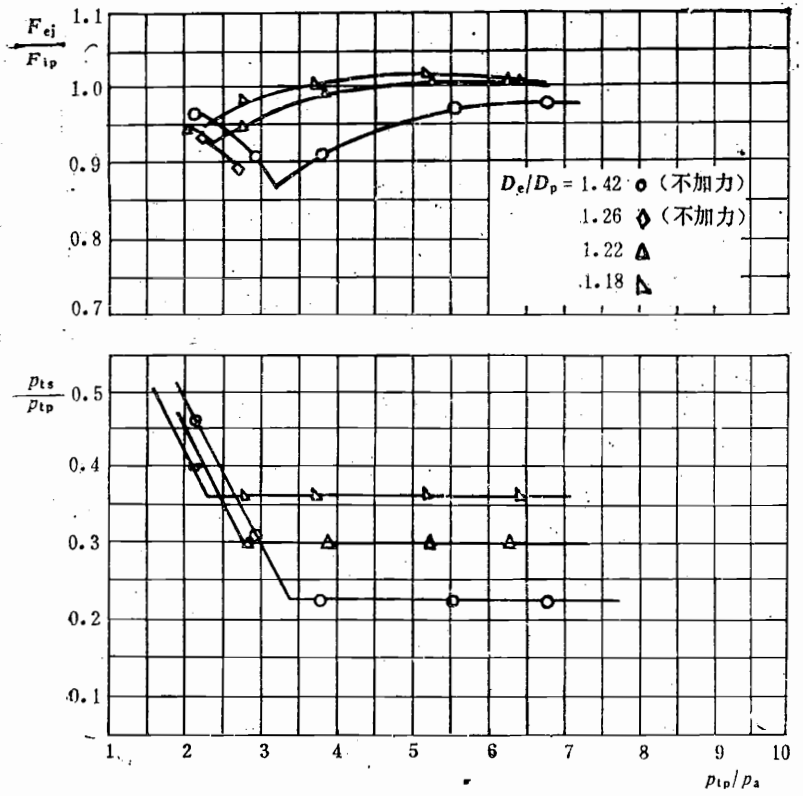


图7-13　圆筒形引射喷管的性能

（次流换算流量比$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{T_{ts}/T_{tp}}=0.04$）

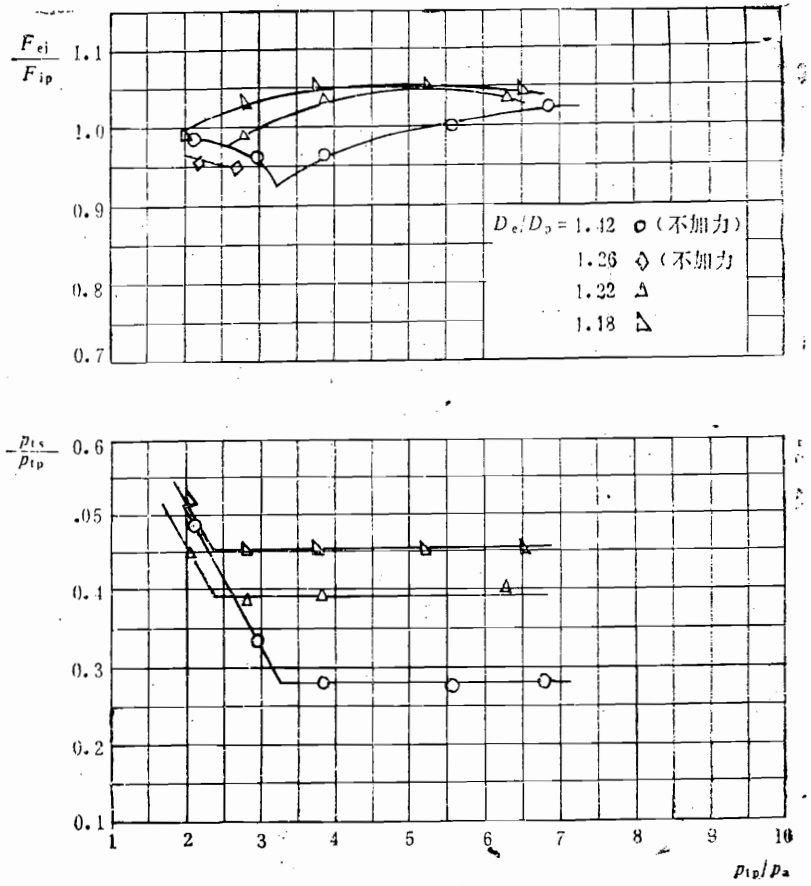


图 7-14　圆筒形引射喷管的性能

次流换算流量比$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{T_{ts}/T_{tp}}=0.08$）

应当指出，由于试验用冷喷流和发动机的实际喷流温度相差很大，因此在使用冷喷流的试验结果时，要注意主流温度对引射喷管实际性能的影响。

图7-13和图7-14给出了一组圆筒形引射喷管的热性能。这些结果是引射喷管安装在高空台的加力式涡轮喷气发动机上试验得到的[10]。发动机的状态由最大状态变到全加力状态工作，主喷流的燃气温度由889K增加到1945K。主喷管的出口直径随着发动机工作状态的改变而改变，套管直径比D_e也随着改变。

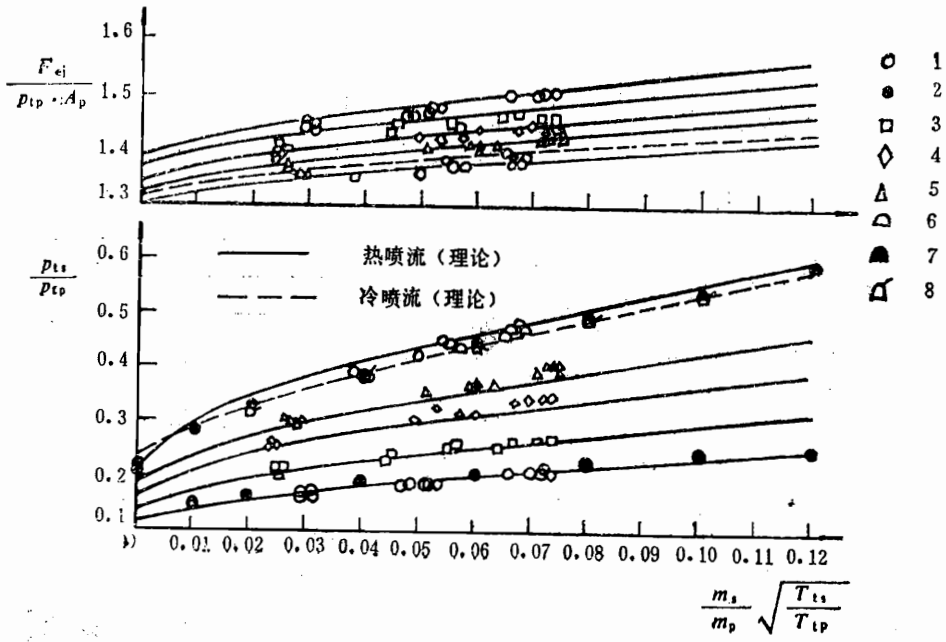


图7-15　主流温度对圆筒形引射喷管性能的影响
（雷诺数Re为3.5×10^6）

代　号	温　度　比 T_{ts}/T_{tp}	主流温度 K	套管直径比 D_e/D_p	主喷管收敛角(度) α_p
1	0.535	923	1.45	14.4
2	1.00	311	1.41	8
3	0.418	1234	1.34	11.6
4	0.368	1478	1.24	8.8
5	0.347	1667	1.19	6.4
6	0.315	1944	1.12	3
7	1.00	311	1.11	8
8	1.00	311	1.11	8

图7-15和7-16列出了冷喷流和热喷流引射喷管性能之间的差异。试验结果和计算结果是基本一致的。当主流温度升高达1944K时，引射喷管的抽吸作用有所减少。主流温度对引射喷管推力特性的影响取决于其几何参数的选择。文献[11]在介绍J58/YF-12引射喷管性能时指出，冷喷流风洞引射喷管模型的抽吸特性比热燃气的实际试飞数值差10%左右，而推力特性的变化则在允许的误差范围之内。

引射喷管的试验性能通常都是由模型得到的。如果飞机上使用几何尺寸可调节的引射喷

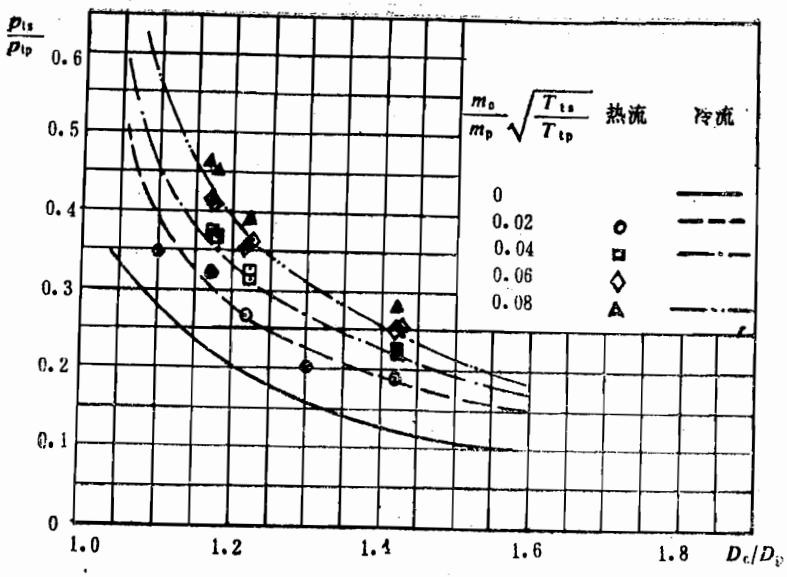


图7-16 圆筒形引射喷管热喷流、冷喷流抽吸特性的比较[10]

管，则实际损失比模型试验要大，因为喷管调节片之间有漏气，而且调节片之间增加摩擦。漏气加摩擦的影响，一般按0.5%的额外推力损失来考虑。

7.3 引射喷管的几何参数对其性能的影响

引射喷管的推力特性和抽吸特性取决于其几何参数和气流参数。当引射喷管的几何参数确定之后，则飞机的飞行状态、发动机和进气道的工作状态就决定了外流和主喷流的特征。发动机舱内的流动损失以及对发动机的冷却决定次流的特征。几何参数对其性能的影响和选定的引射喷管型式、后机身的几何尺寸有关。本节着重讨论引射喷管的几何参数对其性能的影响。

7.3.1 收敛-扩张形引射喷管的几何参数对其性能的影响

影响收敛-扩张形引射喷管性能的几何参数有：主喷管出口到引射套管几何喉道的间距与主喷管出口直径之比$\bar{L}_s=L_s/D_p$(套管几何喉道间距比)；引射套管几何喉道直径与主喷管出口直径之比$\bar{D}_s=D_s/D_p$(套管几何喉道直径比)；引射套管扩张角β；引射套管收敛角α；引射套管出口直径与主喷管出口直径之比$\bar{D}_e=D_e/D_p$(套管直径比)；引射套管截面形状，采用双发动机时引射喷管之间的距离等等。合理地选择引射喷管的几何参数，才能获得良好的引射喷管性能，下面对上述几何参数将逐个地加以分析。

7.3.1.1 引射套管几何喉道间距比$\bar{L}_s$和直径比$\bar{D}_s$

对于收敛-扩张形引射喷管来说，其几何喉道直径比$\bar{D}_s$和间距比$\bar{L}_s$是两个重要的几何参数，强烈地影响主喷流的初始膨胀及流场结构，从而影响引射喷管的推力特性和抽吸特性。

为了讨论方便，文中选用典型的主喷管落压比和次流换算流量比来进行分析。就以飞行M_∞数为2.0左右的超音速巡航飞机来说，其发动机主喷管落压比约为14，次流换算流量比为4～6%。图7-17给出了主流落压比和次流换算流量比对引射喷管推力系数的影响，由图可见，

当引射套管几何喉道直径比和间距比一定时，落压比对喷管的推力系数影响不大，而且，落压比的改变并不影响推力系数随换算流量比变化的趋势。次流换算流量比4%到6%是在实际应用的数值范围之内。

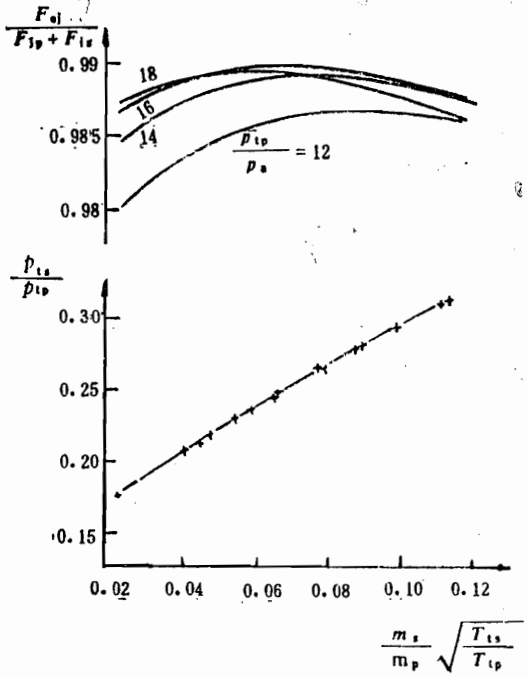


图7-17　主流落压比对喷管推力系数的影响
($\bar{D}_s=1.225$; $\bar{L}_s=0.22$。)

图7-18和图7-19分别给出了次流换算流量比为0.06和0.04，主喷流落压比为14时，引射喷管推力特性和抽吸特性随直径比$\bar{D}_s$和间距比$\bar{L}_s$的变化。通常，喷管推力系数的最大值大约在0.98到0.99之间，在超音速飞行范围内，1%的推力系数相当于2.5%的安装推力和单位燃油消耗量，其意义甚大。

由图7-18和图7-19还可以看到，在一定的主流落压比和换算流量比时，对应于每个直径比$\bar{D}_s$都有一个使喷管推力系数最大的间距比$\bar{L}_s$。这个最佳的间距比$\bar{L}_s$随着直径比$\bar{D}_s$的增加而增加。例如，在$\bar{D}_s$值由1.183增加到1.225时，使喷管推力系数最大的$\bar{L}_s$值也由0.2增加到0.3左右。这两个几何参数的改变都影响次流的压强，也就影响主喷流的初始膨胀情况，并且在很大程度上决定喷管内的流动状态。通常在间距比$\bar{L}_s$增加或直径比$\bar{D}_s$减少时，次流的压强增加，这对于提高喷管推力系数是有利的。然而间距比$\bar{L}_s$过大会使推力方向上沿套管壁面压强积分减少，使推力系数反而下降，因此存在最佳间距比$\bar{L}_s$的选择问题。

从引射喷管内的流动状态来看，间距比$\bar{L}_s$选择过大或直径比$\bar{D}_s$选择过小，都会使次流压强增加，造成主喷流初始膨胀不足。反之，如果间距比$\bar{L}_s$选择过小或直径比$\bar{D}_s$选择过大，会使次流压强减小，造成主喷流过度膨胀。图7-20介绍了间距比改变时，引射喷管出口马赫数沿其径向分布的情况。可以看出，在间距比$\bar{L}_s$为零时，出口马赫数沿其径向分布很不均匀，流场的核心存在一个过度膨胀区。在间距比$\bar{L}_s$为0.3时，出口马赫数的分布比较平坦，此时相应的喷管推力系数也最大，在间距比进一步增大时，流场的核心出现欠膨胀区，主流中心马赫数下降。显然，恰当地选择套管几何喉道的几何尺寸，会得到均匀的喷管内流场，喷管的推力系数也是最高的。

由上述分析可见，在设计收敛-扩张形引射喷管时，合理地选择套管几何喉道的尺寸对获得较高的推力系数十分重要。应当注意，根据要求的喷管推力系数指标选择几何参数之后，次流系统应能实现引射喷管所要求的次流总压比p_{ts}/p_{tp}，以便使喷管在均匀膨胀的状态工作。譬如，在主喷流落压比为14时，对于$\bar{L}_s=0.15$，$\bar{D}_s=1.183$以及次流换算流量比为0.06的情况(图7-18)，所要求的p_{ts}/p_{tp}值是0.25。如果次流系统保证不了该数值，喷管推力系数也不会获得最佳值。图7-21表示出喷管推力系数随次流总压比的变化关系。如果次流总压比p_{ts}/p_{tp}偏小，则喷管推力系数就会降低。还应注意，套管几何喉道直径比$\bar{D}_s$和间距比$\bar{L}_s$这两个几何参数的选择不是彼此孤立的，而是存在合理的成对选择问题。较大的直径比$\bar{D}_s$

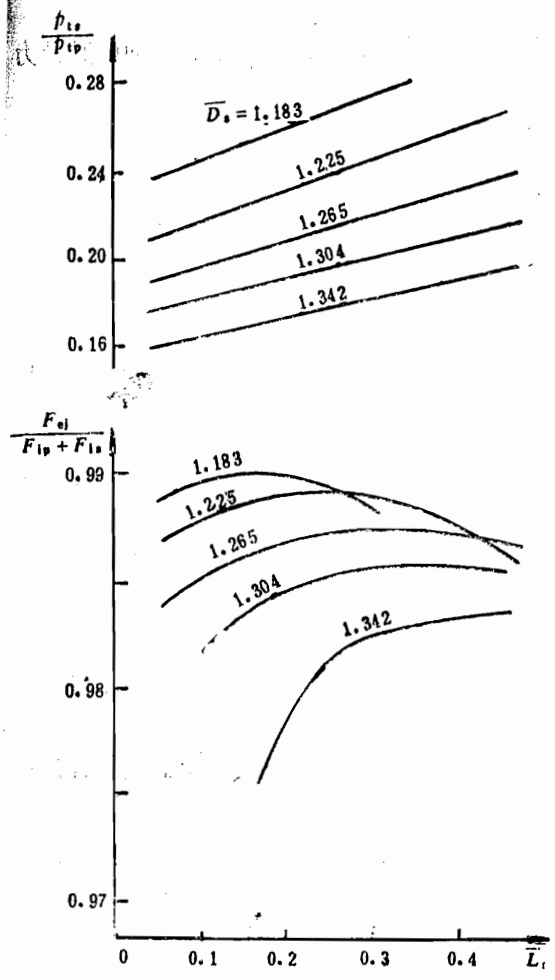


图7-18 一组收敛-扩张形引射喷管的性能特性
($\overline{D}_e=1.658$; $\beta=9°$; $p_{tp}/p_a=14$;
$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.06$。)

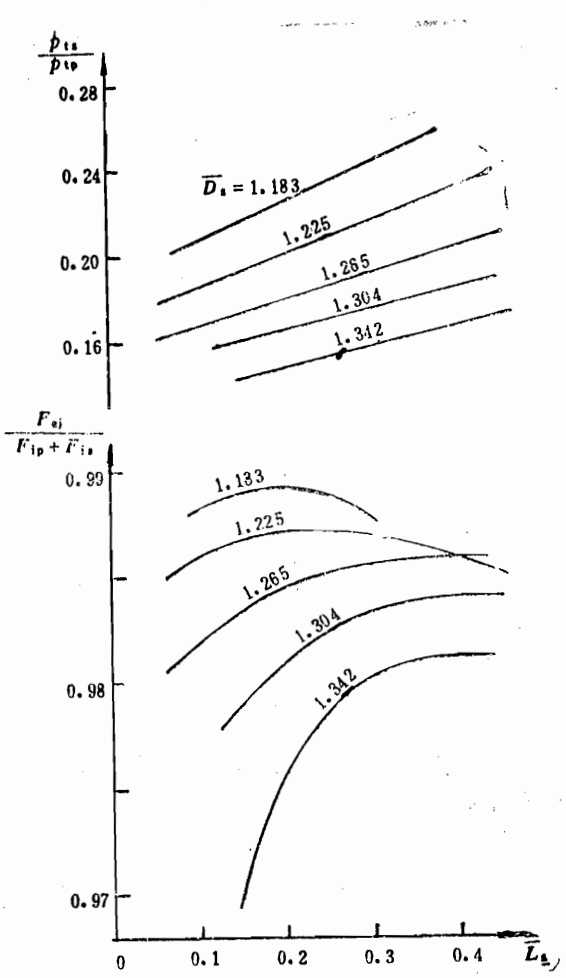


图7-19 一组收敛-扩散形引射喷管的性能特性
($\overline{D}_e=1.658$; $\beta=9°$; $p_{tp}/p_a=14$;
$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.04$。)

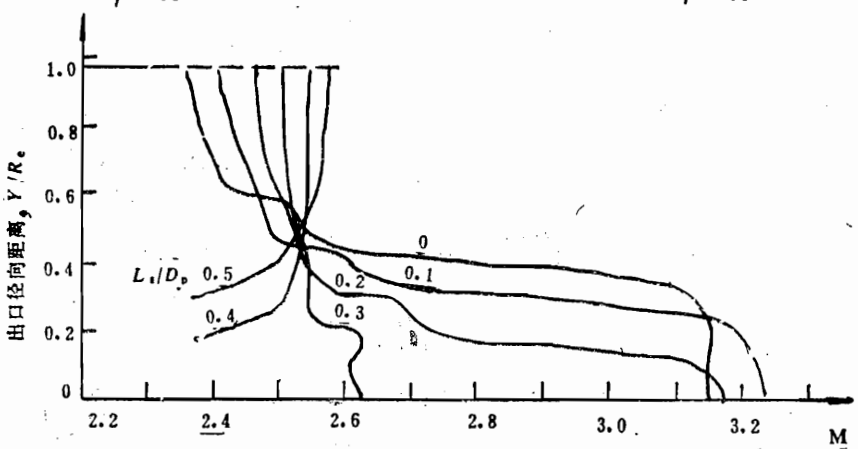


图7-20 间距比$\overline{L}_s$对收敛-扩张形引射喷管出口M数分布的影响
($D_e/D_p=1.658$; $D_s/D_p=1.225$; $\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.04$。)

对应着较大的间距比$\bar{L}_s$或者较小的$\bar{D}_s$值对应着较小的$\bar{L}_s$值时，才能得到最合理的喷管推力系数值。

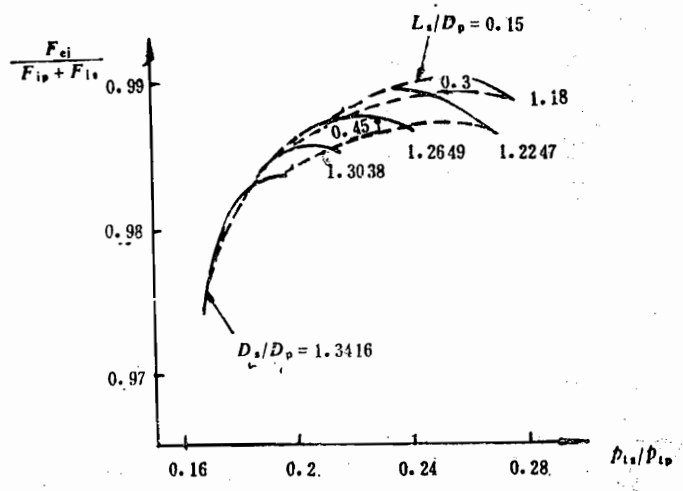


图7-21　次流总压比对引射喷管推力系数的影响

($p_{tp}/p_a=14$；$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.06$。)

7.3.1.2　引射套管扩张角β

对于给定的引射套管几何喉道参数$\bar{D}_s$和$\bar{L}_s$来说，扩张角β是另一个影响引射喷管性能的重要几何参数。

图7-22所示为引射喷管推力系数随套管扩张角变化的试验结果，由图可见，在其它几何参数一定时，存在一个最佳扩张角β，此时喷管推力系数最大。

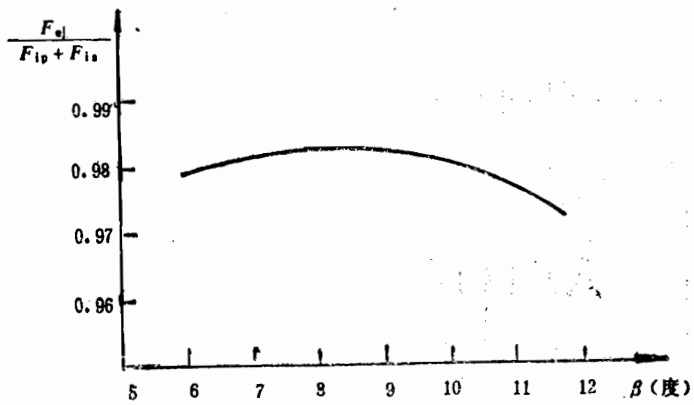


图7-22　引射套管扩张角对引射喷管推力系数的影响

($D_s/D_p=1.2$，$L_s/D_p=0.2$；$D_e/D_p=1.4$，

$p_{tp}/p_a=10.6$；$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.062$。)

图7-23给出引射套管扩张角对其壁面压强分布影响的示例。扩张角过大时会导致次流在扩张段入口膨胀不规则，壁面压强也随扩张角的增大而减小，从而使喷管推力系数降低。

在收敛-扩张形引射喷管中，套管扩张角β的改变会引起气流扩张角θ的变化(其定义见图7-4)。θ角通常比β角稍大一点。文献[16]的研究表明，在允许的准确度范围内，可用下列方

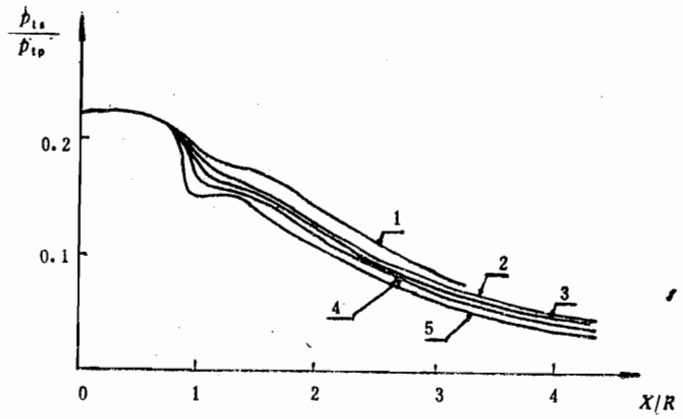


图7-23　套管扩张角对套管壁面压强的影响

	$\frac{p_{ts}}{p_{tp}}$	β	$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}$
1	0.22	6°	0.058
2	0.22	7°50′	0.063
3	0.22	8°50′	0.066
4	0.22	9°	0.067
5	0.22	10°26′	0.07

程来估算引射喷管在设计落压比下推力的变化：

$$\frac{\Delta F_{ej}}{F_{ip}}=\frac{1}{2}(1+\cos\theta) \tag{7.4}$$

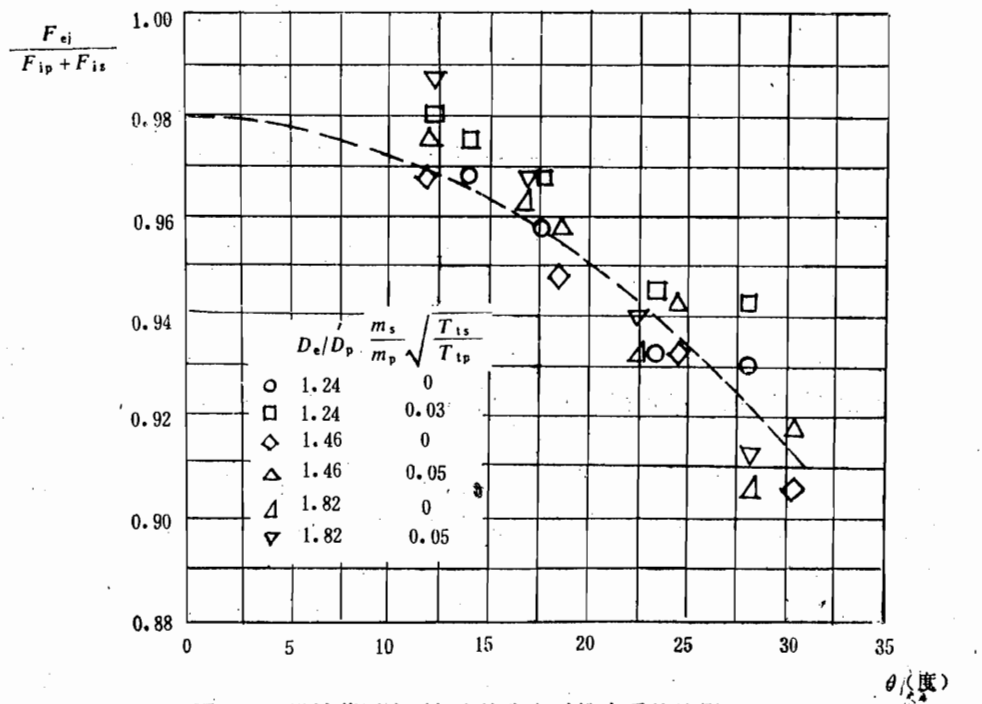


图7-24　设计落压比下气流扩张角对推力系数的影响

图7-24表明，试验结果与理论估算比较一致。同时还可看出，随着气流扩张角的增加（也就是相应的套管扩张角增加），推力系数减小。

从上述两方面的讨论可以看出，设计时套管扩张角选择过大会使引射喷管性能降低。图7-25为两个不同套管扩张角的引射喷管性能比较。在主流落压比很低时，大套管扩张角的性能较好。在落压比高到足以使主流碰到外套管之前，收敛-扩张形引射喷管的工作有点象一个收敛形喷管。在扩张角较大时，要使主喷流碰到外套管上，就需要较大的落压比。因此，扩张角较大的引射喷管就在更大的范围内象收敛喷管那样工作，使得在低落压比时具有较好的性能。在主流落压比较高时，套管扩张角大的喷管推力系数低。

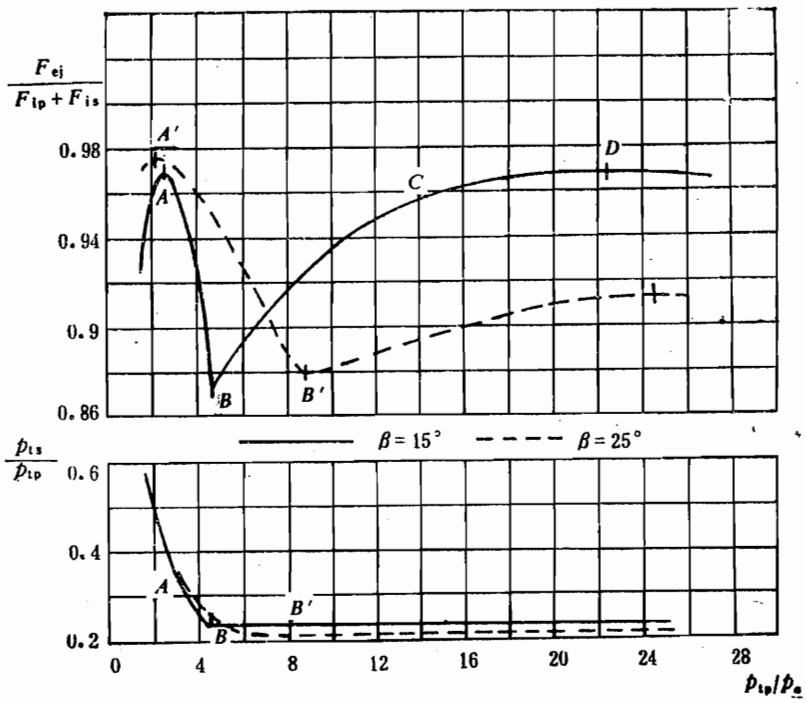


图7-25　两个不同套管扩张角β的引射喷管性能的比较

必须注意，选择套管扩张角要权衡喷管性能和结构重量的得失。较小的扩张角β虽然能获得较高的喷管推力系数，但是在一定的套管出口直径D_e时，会使套管扩张段过长，这不仅增加喷管的重量，而且过长的扩张段会增加气流与壁面的摩擦，反而使喷管的推力系数减少（图7-22）。反之，随着扩张角增大并超过最佳值后，虽然推力系数降低，却使套管长度变短重量减轻，而且需要冷却的面积也小了。大扩张角引射喷管的性能试验结果参见文献[16]。

7.3.1.3　引射套管出口直径比$\bar{D}_e$

收敛-扩张形引射喷管出口直径比$\bar{D}_e$的选择，其实质是引射喷管的设计点选择在哪个飞行状态上，也就是引射喷管设计落压比的选择。

图7-26为不同换算流量比时，引射套管出口直径比$\bar{D}_e$对引射喷管推力特性影响的例子。

所试验的引射喷管出口直径比$\bar{D}_e$为1.16、1.54和1.97。其理论设计落压比约为5、17和32(忽略了次流的影响)。由图可见，在各设计落压比下，各引射喷管的推力系数均具有较高的值。但在低落压比下，存在推力损失，并且推力损失随套管出口直径比$\bar{D}_e$的增加而增加。对小直径比1.16的引射喷管，低落压比时的推力系数降低不多，但在较高落压比时，存在一定的欠膨胀损失。

对于飞行范围宽广的超音速飞机来说，其主喷流落压比的变化范围很大，通常为2到15以上。如果期望所设计的引射喷管在各个落压比上都具有较高的推力系数，引射喷管的出口尺寸就需要调节。但是要满足落压比的广泛变化，出口尺寸变化必定很大，以致结构设计难以实现。在设计固定式引射喷管时，所选取的设计落压比应尽可能接近主要飞行状态的实际落压比。例如，斯贝(Spey)发动机的引射喷管，在高度为11公里、飞行马赫数为1.6时，主流实际的落压比为7.7左右，主喷流要达到完全膨胀的理论出口直径比应为1.34左右，在理想情况下可得到8.1%的推力增益。考虑到飞机在跨、超音速飞行的实际情况，设计时仅选用出口直径比$\bar{D}_e$为1.14，设计落压比为4.2，推力增益的理论值只有5%。然而在跨音速状态却可减少5%的推力损失。

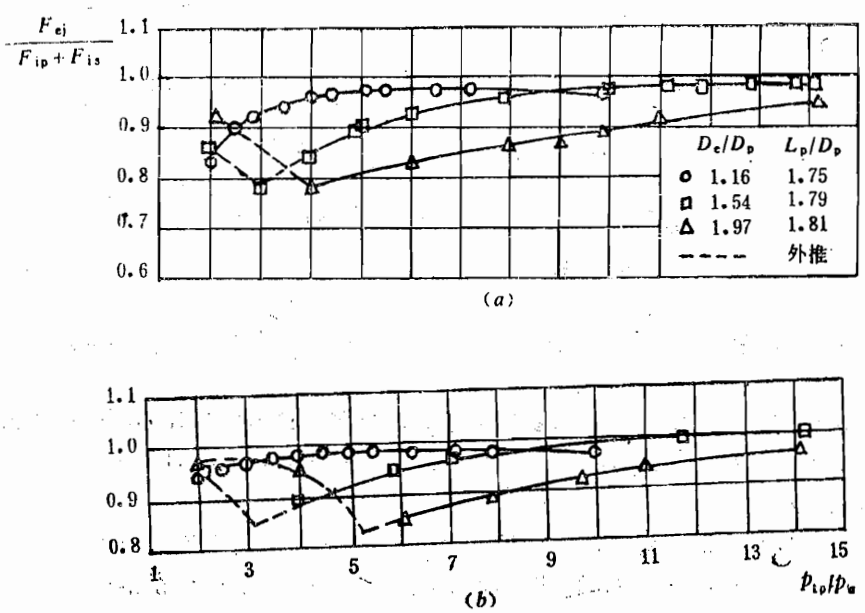


图7-26 引射喷管出口直径比$\bar{D}_e$对收-扩形引射喷管推力特性的影响

(a)$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0$；(b)$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.05$。

有的文献还分析了引射套管出口间距比(L_p/D_p)对引射喷管推力特性的影响(见图7-27)，实际上，在引射喷管出口直径比$\bar{D}_e$、几何喉道直径比$\bar{D}_s$、间距比$\bar{L}_s$和扩张角给定时，出口间距比$\bar{L}_s$也就确定了。较大的间距比$\bar{L}_p$正好对应着较小的扩张角β，其变化对引射喷管性能的影响是一致的。

引射喷管其它几何参数的变化，如收敛角α、几何喉道处的倒圆半径r、扩张段的形状

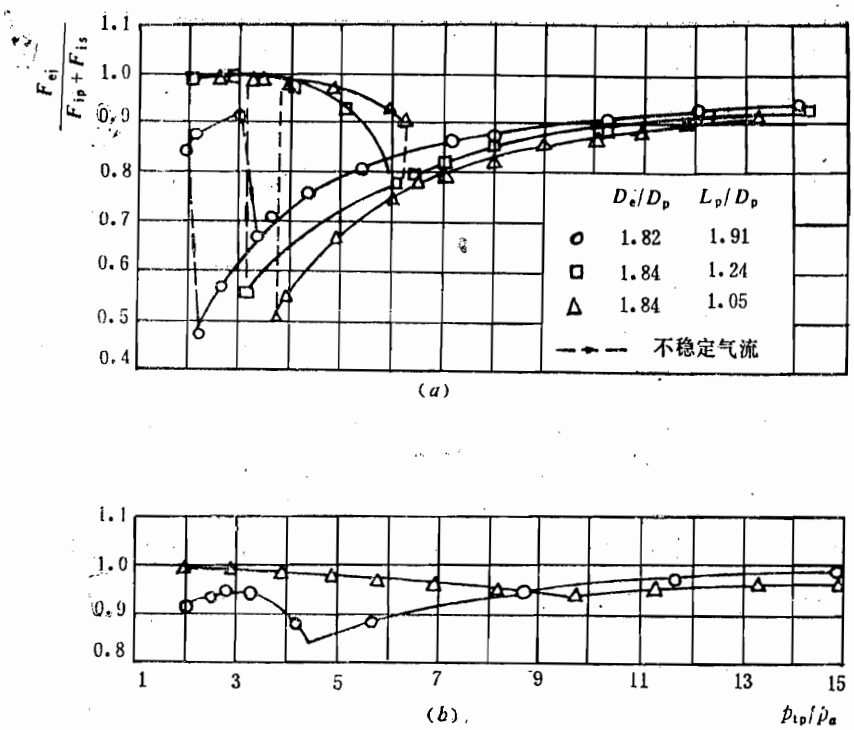


图7-27 引射套管出口间距比对收-扩形引射喷管推力特性的影响

(a) $\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0$；(b) $\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.05$。

(是直线还是抛物线)等也都对喷管特性有一定影响。但相对于已分析的参数，其对喷管性能的影响要小得多。如果需要，请参见文献[14]。

7.3.2 收敛形和圆筒形引射喷管的几何参数对其性能的影响

收敛形和圆筒形引射喷管的几何参数主要有：引射套管出口直径比 $\bar{D}_e=D_e/D_p$和引射套管间距比$\bar{L}_p=L_p/D_p$(参见图7-4之b、c)。在飞行范围不太宽广的飞机上，多采用这两种类型的引射喷管。

图7-28和图7-29分别介绍了直径比$\bar{D}_e$为1.1和1.21时，不同主流落压比下，间距比对引射喷管推力特性和抽吸特性的影响。图中给出的主流落压比 2.0、3.5 和 9.0 可以认为分别代表起飞、亚音速和超音速的飞行状态。在一定的主流落压比和次流压强比下，间距比$\bar{L}_p$的变化对推力和抽吸特性有影响。假如间距太小，主喷流就会膨胀到引射喷管之外，此时相应于一个低的次流压强，带来推力损失。在一定的出口直径比下，最佳间距比应使主喷流在套管出口处完全膨胀。图7-28的(a)到(c)是在给定的次流压强比下，出口直径比为1.21时，间距比的变化对引射喷管推力特性有适中的影响。最大的推力系数发生在间距比为0.4到0.8之间，中间的变化比较和缓。最大推力系数的间距比小于抽吸最大的间距比(见图7-29)。在直径比为1.1的引射喷管中，间距比为0.6到1.0时推力特性较好。比较这两种直径比的引射喷管表明，较大的推力系数是用高次流压强比p_{ts}/p_a和大直径比$\bar{D}_e$时得到的，而在低次流压强比时，用小直径比会得到较大的喷管推力系数。

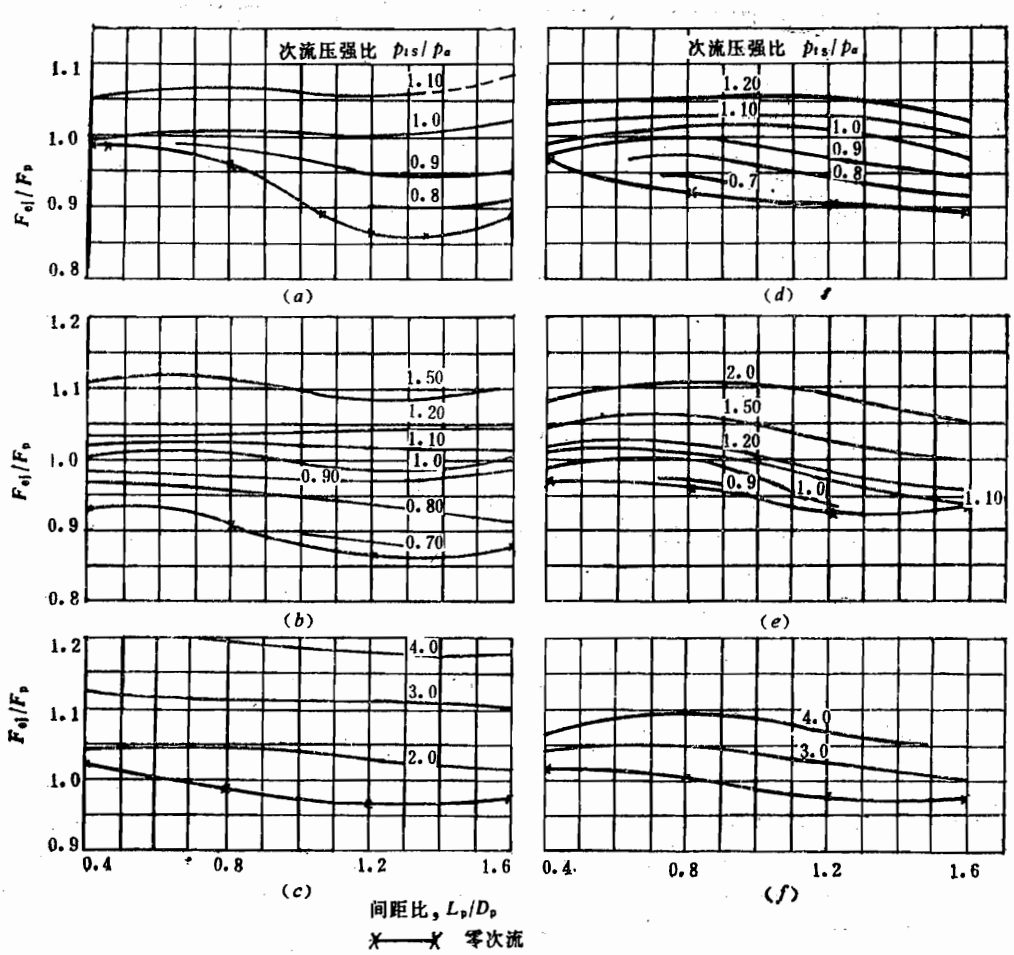


图7-28　间距比对收敛形引射喷管推力特性的影响

(a) $\frac{D_e}{D_p}=1.21$，$\frac{p_{tp}}{p_a}=2.0$；

(b) $\frac{D_e}{D_p}=1.21$，$\frac{p_{tp}}{p_a}=3.5$；

(c) $\frac{D_e}{D_p}=1.21$，$\frac{p_{tp}}{p_a}=9.0$；

(d) $\frac{D_e}{D_p}=1.10$，$\frac{p_{tp}}{p_a}=2.0$；

(e) $\frac{D_e}{D_p}=1.10$，$\frac{p_{tp}}{p_a}=3.5$；

(f) $\frac{D_e}{D_p}=1.10$，$\frac{p_{tp}}{p_a}=9.0$。

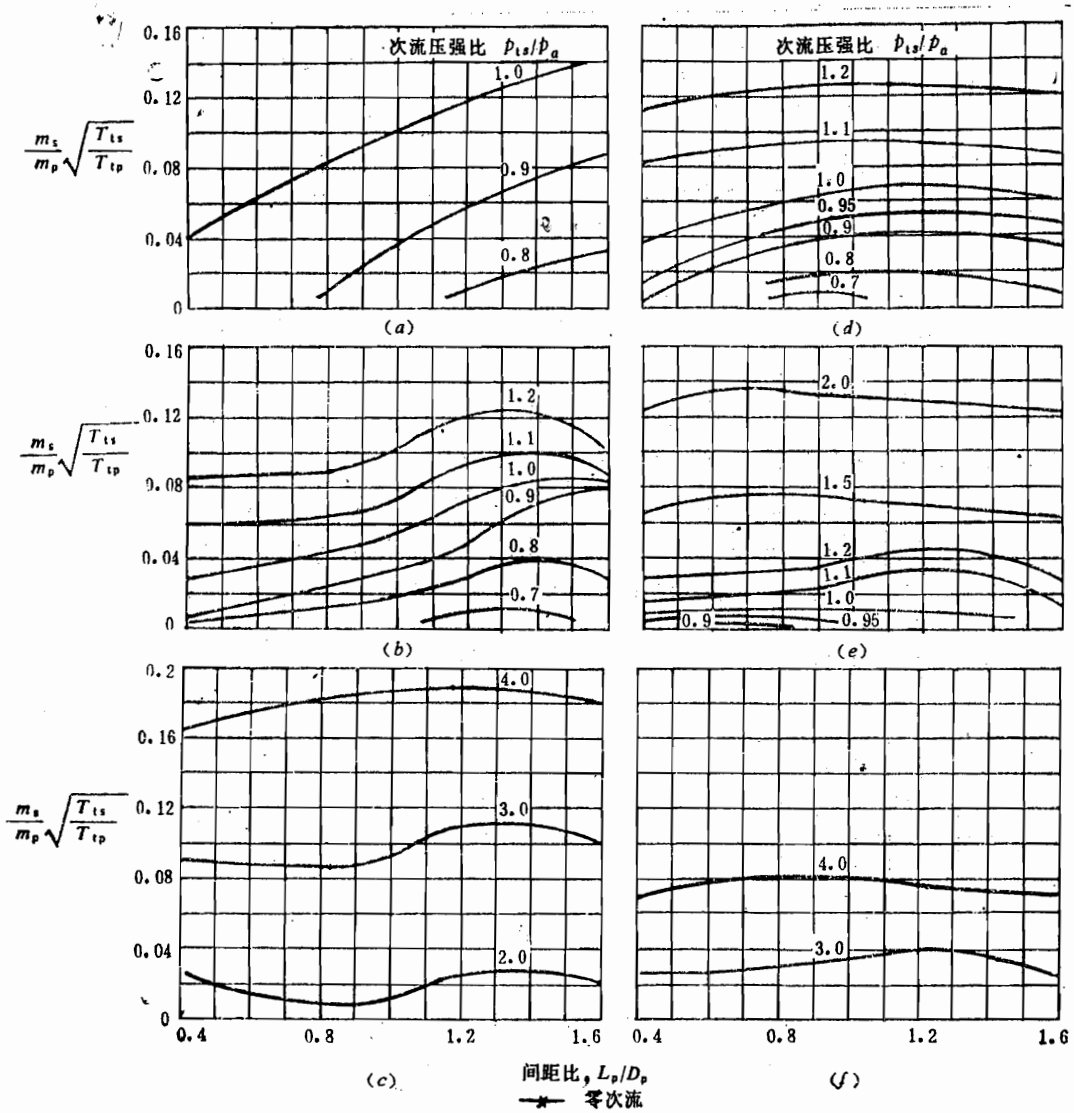


图7-29　间距比收敛形引射喷管抽吸特性的影响

(a) $\frac{D_e}{D_p}=1.21$，$\frac{p_{tp}}{p_a}=2.0$；

(b) $\frac{D_e}{D_p}=1.21$，$\frac{p_{tp}}{p_a}=3.5$；

(c) $\frac{D_e}{D_p}=1.21$，$\frac{p_{tp}}{p_a}=9.0$；

(d) $\frac{D_e}{D_p}=1.10$，$\frac{p_{tp}}{p_a}=2.0$；

(e) $\frac{D_e}{D_p}=1.10$，$\frac{p_{tp}}{p_a}=3.5$；

(f) $\frac{D_e}{D_p}=1.10$，$\frac{p_{tp}}{p_a}=9.0$。

图7-30为圆筒形引射喷管间距比对其推力特性的影响。所比较的是两个引射喷管直径比$\bar{D}_e$均为1.42，间距比$\bar{L}_p$分别为1.03和2.06。在接近设计落压比9.7时，这两个喷管的推力系数是逐渐接近的。在低主流落压比时，小间距比喷管的推力系数明显高一些。

收敛形和圆筒形引射喷管出口直径的选择应注意把引射喷管的设计点放在飞机的主要飞行状态上。

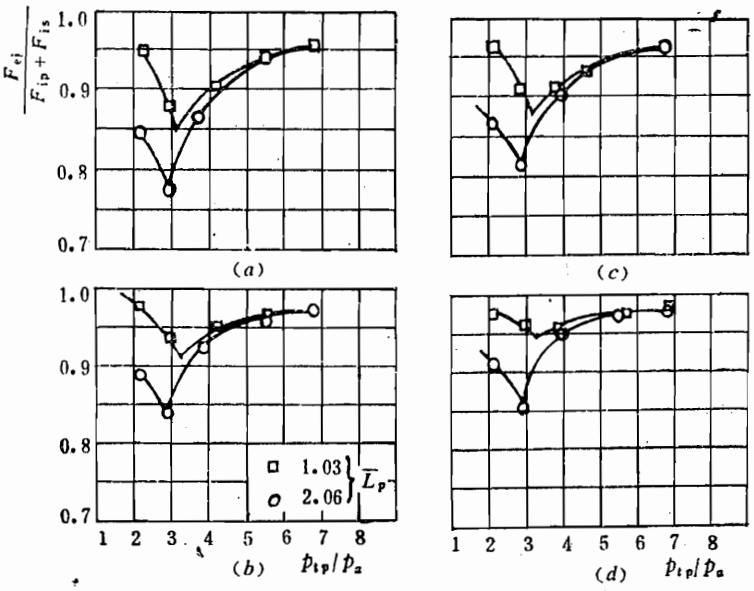


图7-30　不同间距比对圆筒形引射喷管推力特性的影响

($D_e=1.42$)

(a) $\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.02$；

(b) $\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.04$；

(c) $\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.06$；

(d) $\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.08$。

7.4　引射喷管的性能特性计算

7.4.1　概述

在飞机发动机采用引射喷管的初期，普遍地采用了一维无粘复合流的方法进行性能计算[17,18,25]，其应用多限于收敛形或圆筒形引射喷管。这种计算方法简单易行，但是，计算和试验结果有一定差异。60年代初出现了考虑粘性修正的一维流法计算引射喷管性能[24]。

此后相继发展了考虑引射喷管主流和次流之间粘性相互作用的计算方法[27]，由于比较准确地计算了主喷管出口真实音速线并考虑了粘性影响的修正，计算结果比较符合引射喷管内的真实流场。1974年发表了较完整的超音速引射喷管流场数值计算及程序[29,30]之后，国内也开展了大量的计算方法研究[31]，出现了扫描有限元素法[32]。

近年来，引射喷管的理论计算已从喷管的内流场扩展到喷管外流场，即喷管/后机身流场计算。已发展的数值计算方法有两种，一种是拼凑粘性和无粘性干扰的方法，另一种是解时均化的纳维-斯托克斯方程。后者原则上可以计算绕三维后机身的复杂干扰流动。

本章将介绍一维复合可压流法、考虑粘性影响修正的一维流法和特征线法，用以计算引射喷管的内特性。

7.4.2 一维复合可压流法计算引射喷管的性能[25,26]

一维复合可压流方法的主要出发点是，流体的静压仅仅沿喷管轴向变化，而横跨喷管却是不变的。在喷管内，可以有任意股数的气流存在，每一股均符合一维流的假设，流动情况示于图7-31。

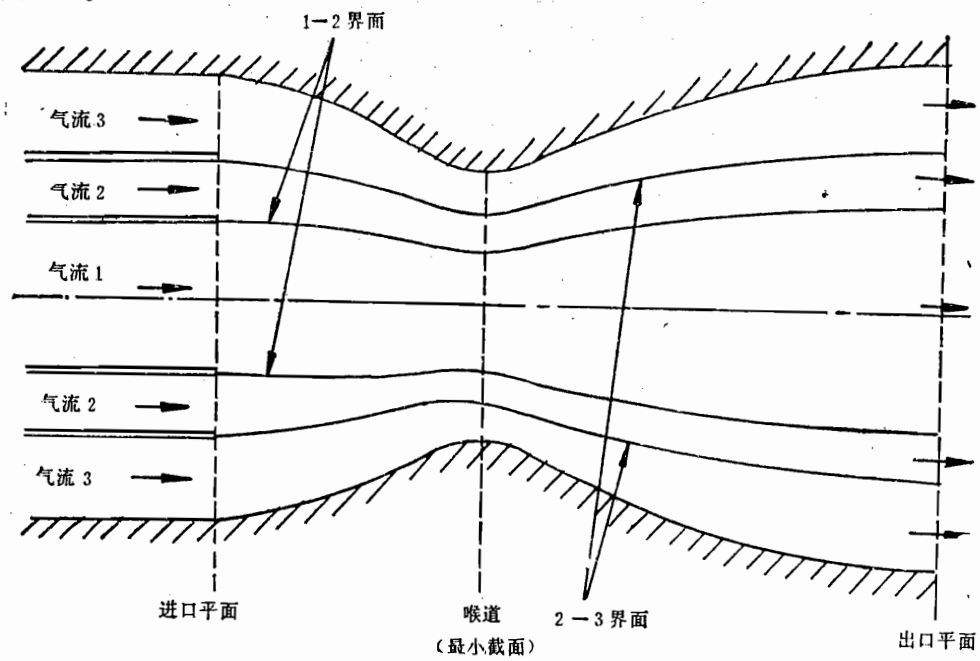


图7-31 轴对称喷管中的可压缩流动

在喷管的任意位置处，

$$A=\sum_{i=1}^{n}A_i \qquad \frac{dA}{dx}=\sum_{i=1}^{n}\frac{dA_i}{dx} \tag{7.5}$$

式中A是总的流动截面积，A_i是第i股气流的截面积，x是喷管轴向位置的坐标。略去流线曲率引起的横向压强梯度，静压仅仅是轴向位置x的函数。假定流动是定常、绝热和等熵的，而且流股之间不发生混合。每个流股均可视为一维的单股流动。由文献[35]中的表8.2求出静压和单纯面积的变化关系：

$$\frac{dp}{p}=\frac{kM^2}{1-M^2}\cdot\frac{dA}{A}$$

$$\frac{d}{dx}(\ln p)\frac{A_i}{k_i}\left(\frac{1}{M_i^2}-1\right)=\frac{dA_i}{dx} \tag{7.6}$$

式中 k_i 和 M_i 分别是第 i 股气流的绝热指数和马赫数，p 是静压。

把方程(7.5)和(7.6)合在一起就得出

$$\frac{d}{dx}(\ln p)=\frac{dA/dx}{\sum_{i=1}^{n}\frac{A_i}{k_i}\left(\frac{1}{M_i^2}-1\right)}=\frac{1}{\beta}\frac{dA}{dx} \tag{7.7}$$

式中

$$\beta=\sum_{i=1}^{n}\frac{A_i}{k_i}\left(\frac{1}{M_i^2}-1\right) \tag{7.8}$$

β 称为复合流指数，指明流动是复合亚音速流还是复合超音速流。

如果每个流股的总压(p_{ti})、总温(T_{ti})和气体属性是不变的，且是已知的话，流量(m_i)只是当地压强和当地面积的函数。

$$m_i=\frac{A_i p_{ti}}{\sqrt{T_{ti}}}\left(\frac{p}{p_{ti}}\right)^{\frac{1}{k_i}}\sqrt{\frac{2}{R_i}\left(\frac{k_i}{k_i-1}\right)\left[1-\left(\frac{p}{p_{ti}}\right)^{\frac{k_i-1}{k_i}}\right]} \tag{7.9}$$

因为进口截面上 A_i 是已知的，对于该截面上任一给定的 p，任一流股的流量 m_i 为确定值。因当地马赫数 M_i 是压强比 p_{ti}/p 和绝热指数 k_i 的函数，

$$M_i^2=\frac{2}{k_i-1}\left[\left(\frac{p_{ti}}{p}\right)^{\frac{k_i-1}{k_i}}-1\right] \tag{7.10}$$

可见，β 的当地值(方程7.8)是进口压强、当地静压和其它已知量的函数。当进口压强确定后，方程(7.7)可以从进口积分到出口。

上述分析和单一气流在拉伐尔喷管中的几种可能的流动状态一样，只是现在是复合的多股流，有下列两点要注意：(1)复合流动的壅塞由 β 决定，而且只可能发生在喷管最小流动截面处，$\beta=0$ 的时候；(2) β 值大于零表示复合亚音速流动，而 β 值小于零则是复合超音速流动。当 β 值表现出流动是亚音速的，并非每股气流的马赫数都必定小于1，反之，当 β 值表现出流动是超音速的，也不是每股气流的马赫数都要大于1。方程(7.8)说明，各流股对 β 的影响同他们的流动面积成正比。当 $n=1$ 时，即是单股流动的结果。

如前所述，复合可压流的流动由 k_i，R_i，A_i，m_i、T_{ti}，p_{ti} 和 p 的关系式确定。方程(7.5)和(7.9)可以合并，得到

$$\sum_{i=1}^{n}\frac{m_i\sqrt{T_{ti}}}{p_{ti}}\left(\frac{p_{ti}}{p}\right)^{\frac{1}{k_i}}\left\{\frac{2}{R_i}\cdot\frac{k_i}{k_i-1}\left[1-\left(\frac{p}{p_{tj}}\right)^{\frac{k_i-1}{k_i}}\right]\right\}^{-\frac{1}{2}}$$

$$=\sum_{i=1}^{n}A_i=A \tag{7.11}$$

对于一个有次流的收敛-扩张形引射喷管，可利用方程(7.11)来确定喷管内任意点的换算流量比：

$$\frac{m_s\sqrt{T_{ts}}}{m_p\sqrt{T_{tp}}}=\left\{\frac{A}{A_p}\left[\left(\frac{2}{k_p-1}\right)\left(\frac{k_p+1}{2}\right)^{\frac{k_p+1}{k_p-1}}\right]^{\frac{1}{2}}-\left(\frac{p_{tp}}{p}\right)^{\frac{1}{k_p}}\left[1-\left(\frac{p}{p_{tp}}\right)^{\frac{k_p-1}{k_p}}\right]^{-\frac{1}{2}}\right\}\times\left\{\frac{R_p}{R_s}\frac{k_s}{k_p}\left(\frac{k_p-1}{k_s-1}\right)\left[1-\left(\frac{p}{p_{ts}}\right)^{\frac{k_s-1}{k_s}}\right]\right\}^{\frac{1}{2}}\left(\frac{p_{ts}}{p_{tp}}\right)\left(\frac{p}{p_{ts}}\right)^{\frac{1}{k_s}} \tag{7.12}$$

式中

$$A_p=\frac{m_p\sqrt{T_{tp}}}{p_{tp}}\sqrt{\frac{R_p}{k_p}\left(\frac{k_p+1}{2}\right)^{\frac{k_p-1}{k_p}}} \tag{7.13}$$

这些就是解双股复合流问题的方程。当流动未壅塞时，出口压强等于外界大气压强。在此条件下，方程(7.12)可用于出口位置。对于不同的面积比A_p/A_e，方程(7.12)在未壅塞时

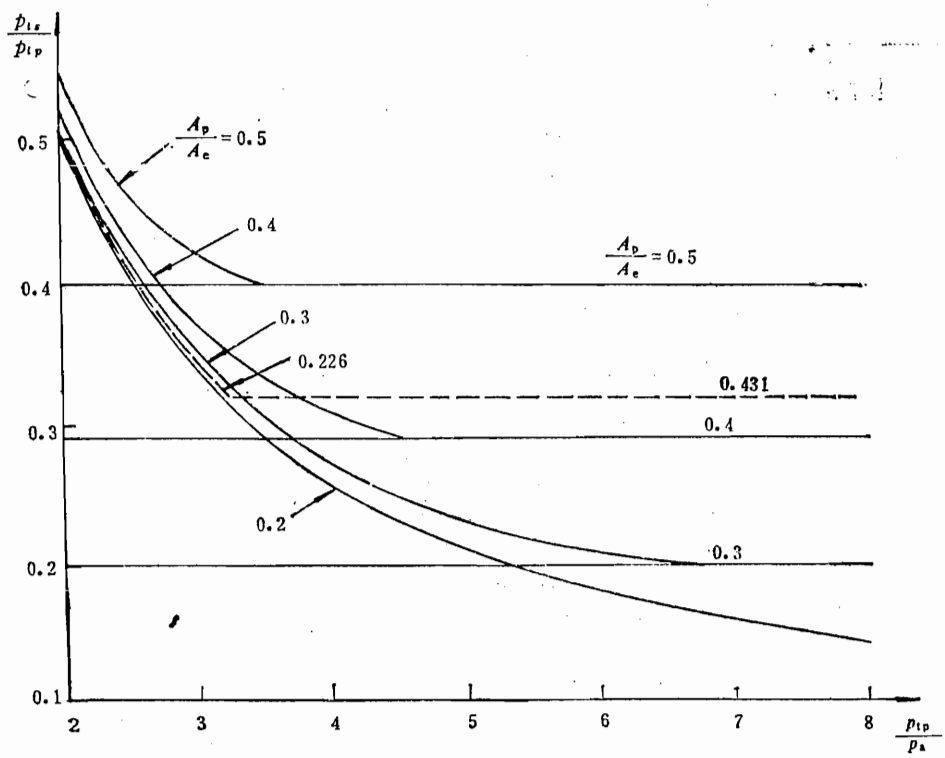


图7-32　收敛-扩张形引射喷管中流动参数的关系

($k_p=1.4$；$k_s=1.4$；$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{T_{ts}/T_{tp}}=0.315$。)

解画在图7-32上。虽然这曲线是按特定的流量比和流体属性作出来的，但也可以用其它值作出类似的曲线。在壅塞的条件下，流动特性由引射喷管的几何喉道确定，这时，在喉道处 $\beta=0$。对于壅塞流，把方程(7.8)和(7.10)合起来，得出下列方程：

$$\frac{m_s\sqrt{T_{ts}}}{m_p\sqrt{T_{tp}}}=\left(\frac{k_s p_{ts}}{k_p p_{tp}}\right)\left\{\frac{k_p-1}{2}\left[\left(\frac{p}{p_{tp}}\right)^{\frac{1-k_p}{k_p}}-1\right]^{-1}-1\right\}$$
$$\times\left\{\left(\frac{p}{p_{ts}}\right)^{\frac{1}{k_s}}\sqrt{\frac{2}{R_s}\left(\frac{k_s}{k_s-1}\right)\left[1-\left(\frac{p}{p_{ts}}\right)^{\frac{k_s-1}{k_s}}\right]}\right\}$$
$$\Big/\left\{1-\frac{k_s-1}{2}\left[\left(\frac{p}{p_{ts}}\right)^{\frac{1-k_s}{k_s}}-1\right]^{-1}\right\}\times\left\{\left(\frac{p}{p_{tp}}\right)^{\frac{1}{k_p}}\right.$$
$$\left.\times\sqrt{\frac{2}{R_p}\left(\frac{k_p}{k_p-1}\right)\left[1-\left(\frac{p}{p_{tp}}\right)^{\frac{k_p-1}{k_p}}\right]}\right\} \tag{7.14}$$

由于能列出的方程数目比未知数少一个，所以方程(7.13)得用试凑法求解，确定壅塞状态下 p_{ts}/p_{tp}，$(m_s/m_p)\sqrt{T_{ts}/T_{tp}}$ 以及 A_p/A_s 之间的关系。图7-33为理论计算同试验结果的比较所用的收敛-扩张形引射喷管 $A_p/A_s=0.431$，$A_p/A_e=0.226$。计算和试验结果比较。符合，在低次流换算流量比下，两者的一致性差一些。

当流动壅塞时，引射喷管的抽吸特性仅仅由面积比 A_p/A_s 和换算流量比 $(m_s/m_p)\sqrt{T_{ts}/T_{tp}}$ 来决定。引射喷管壅塞流的抽吸特性曲线表示在图7-34上。在应用该曲线时，抽吸特性(p_{ts}/p_{tp})由给定的换算流量比和喷管几何尺寸的交点确定。例如，若换算流量比是1.2，A_p/A_s 是0.3，则抽吸特性是0.538。

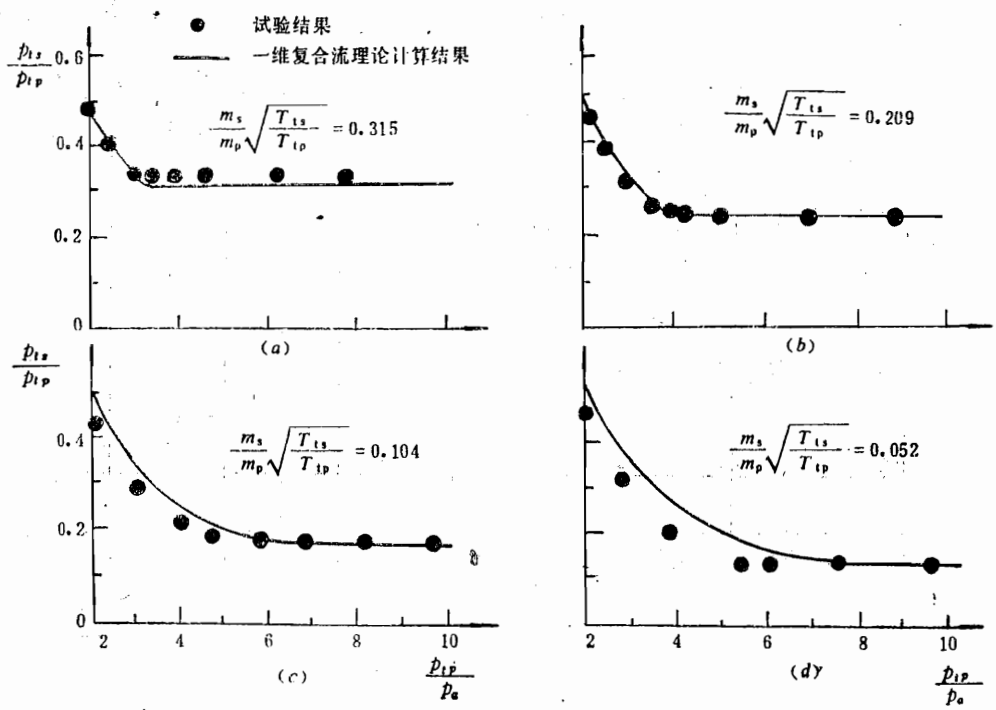


图7-33 复合可压流理论同试验结果的比较

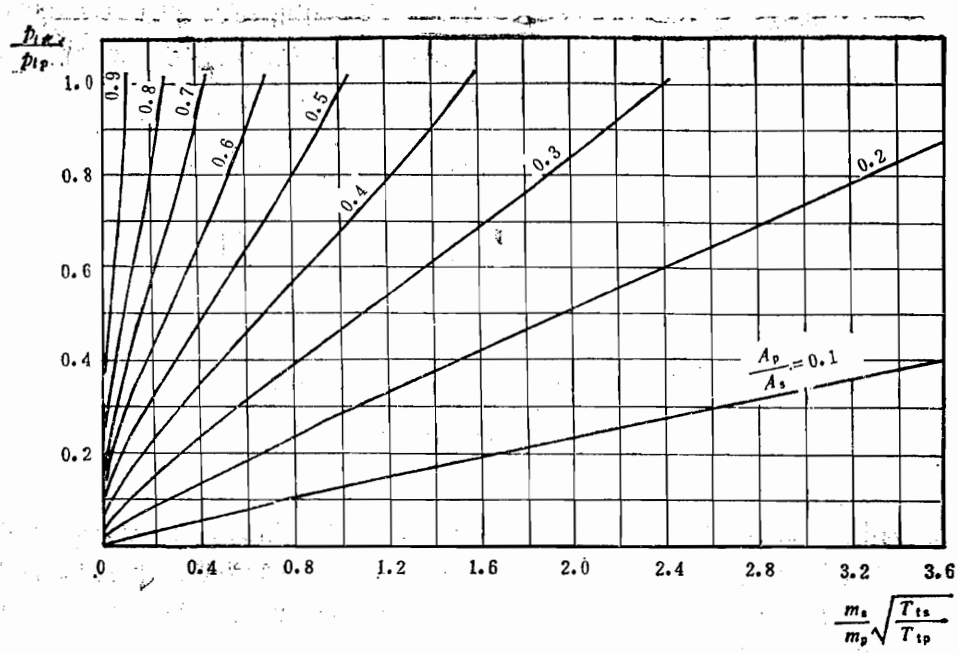


图7-34　引射喷管的壅塞抽吸特性

($k_p=1.3$; $k_s=1.4$。)

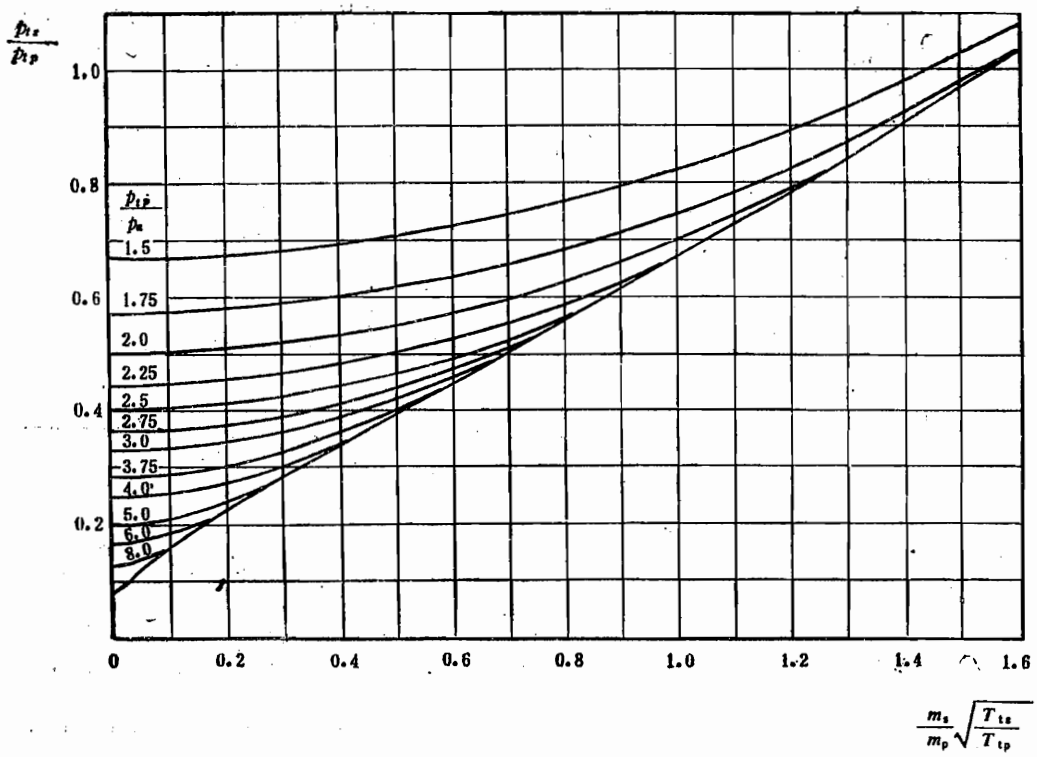


图7-35　引射喷管的抽吸特性

($k_p=1.3$; $k_s=1.4$; $\frac{A_p}{A_\theta}=0.4$。)

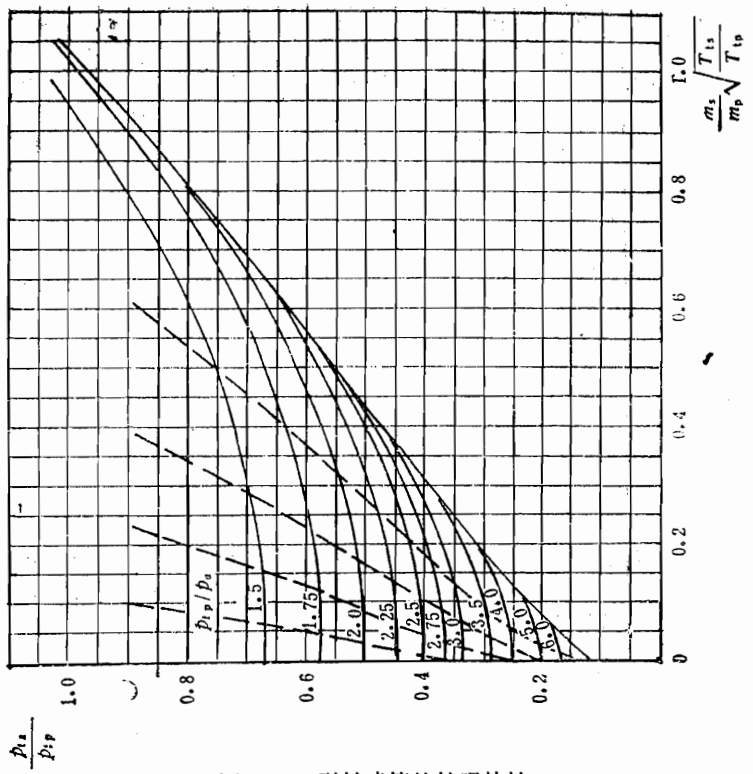


图7-36 引射喷管的抽吸特性

$\left(k_p=1.3;\ k_s=1.4;\ \frac{Ap}{Ae}=0.5.\right)$

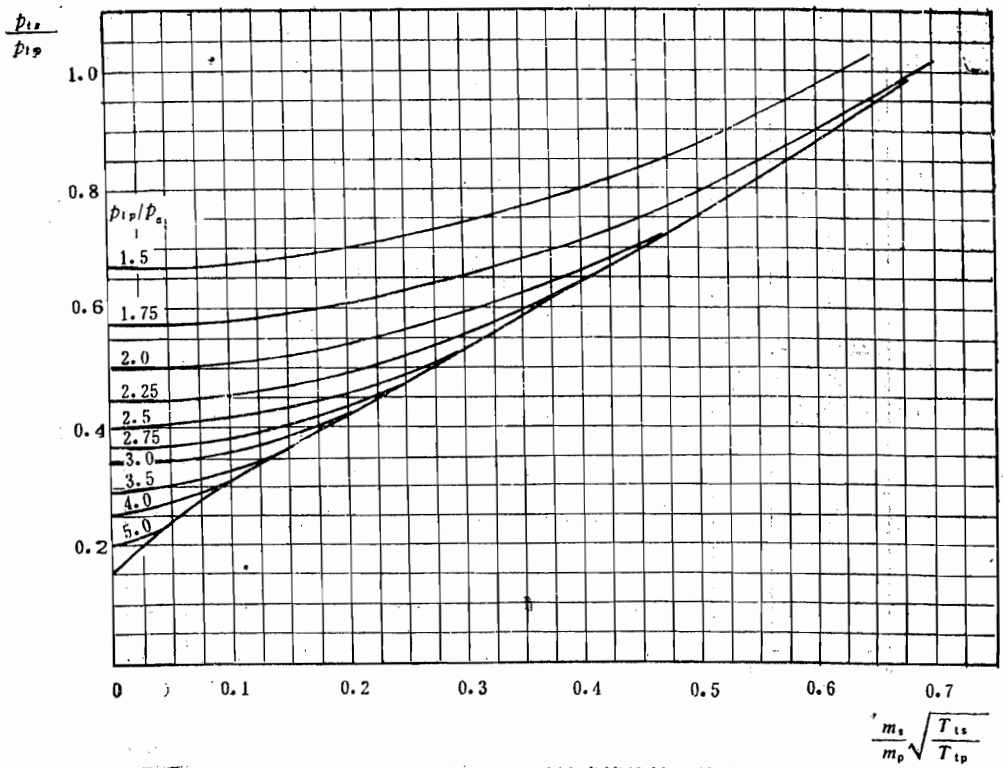


图7-37 引射喷管的抽吸特性

$\left(k_p=1.3;\ k_s=1.4;\ \frac{Ap}{Ae}=0.6.\right)$

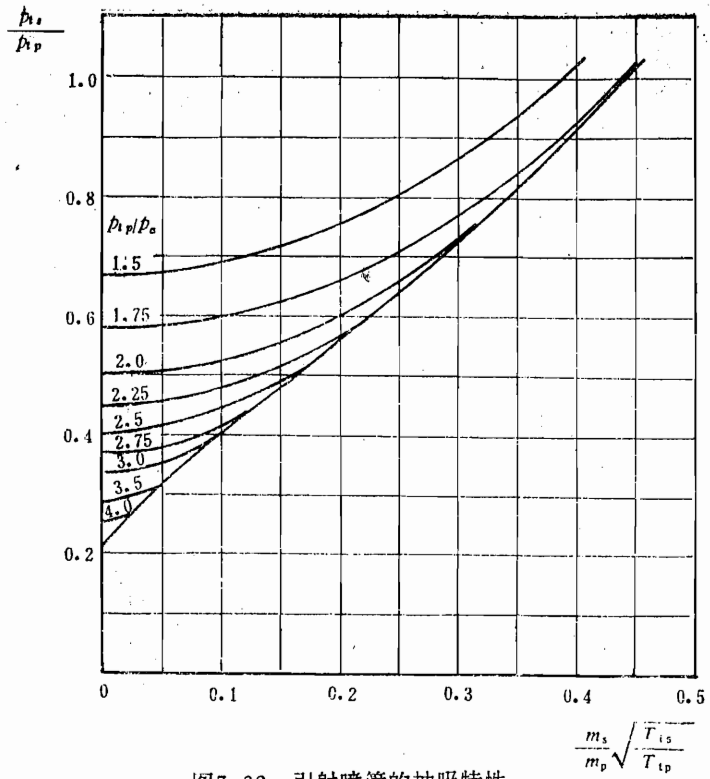


图7-38 引射喷管的抽吸特性

$\left(k_p=1.3;\ k_s=1.4;\ \frac{A_p}{A_e}=0.7.\right)$

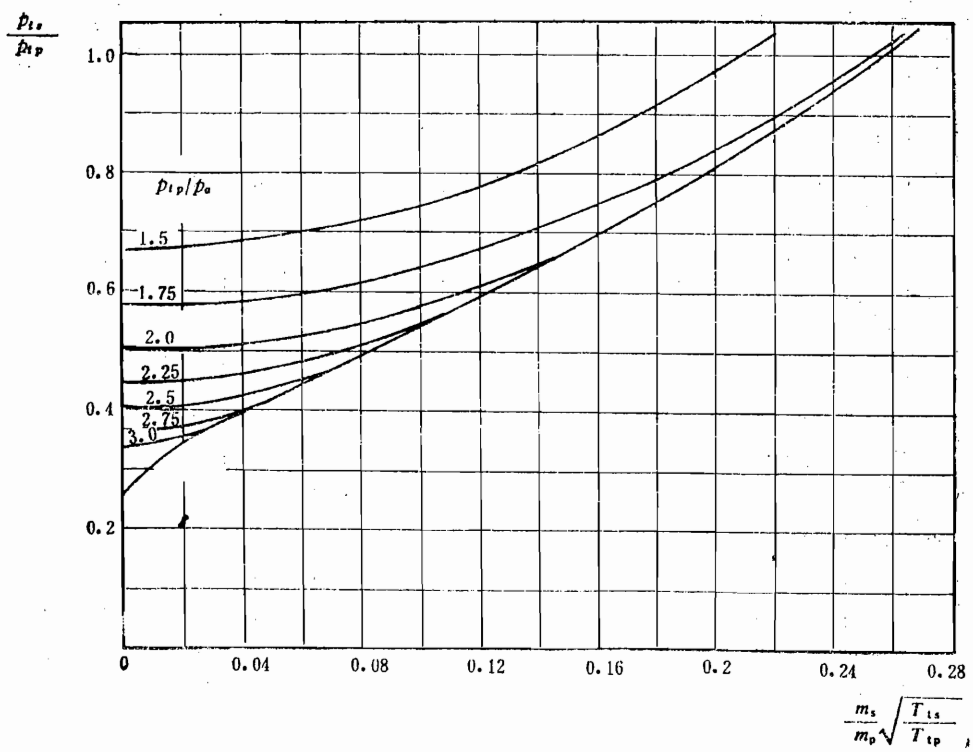


图7-39 引射喷管的抽吸特性

$\left(k_p=1.3;\ k_s=1.4;\ \frac{A_p}{A_e}=0.8.\right)$

在气流未壅塞时，主流落压比(p_{tp}/p_a)对抽吸特性有影响。决定抽吸特性的两个必要参数是面积比(A_p/A_e)和(m_s/m_p)$\sqrt{T_{ts}/T_{tp}}$。图7-35到图7-39给出了一组引射喷管在未壅塞时的抽吸特性，可供设计者参考。

引射喷管内流动的基本问题是要确定在给定的条件下喷管是否壅塞。为此，必须把两种抽吸特性都求出来。抽吸特性(p_{ts}/p_{tp})较高的解就确定了流动状态。图7-34到图7-39的曲线可用来确定抽吸特性同主喷流落压比的关系。

推力的计算采用总推力的无量纲形式

$$\frac{F}{p_t A^*}=k\sqrt{\left(\frac{2}{k-1}\right)\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}}\cdot\sqrt{1-\left(\frac{p_e}{p_t}\right)^{\frac{k-1}{k}}}$$

$$+\frac{A_e}{A^*}\left(\frac{p_e}{p_t}-\frac{p_a}{p_t}\right) \tag{7.15}$$

式中，A^*——气流壅塞面积。

对引射喷管的主流和次流分别写出方程(7.15)，次流推力参照主流的$p_{tp}\cdot A_p$来修正，即

$$A_{dju}=\frac{p_{ts}}{p_{tp}}\frac{A_s^*}{A_p^*}=\frac{m_s\sqrt{T_{ts}}}{m_p\sqrt{T_{tp}}} \tag{7.16}$$

可见，这个修正量A_{dju}就是换算流量比。A_p^*和A_s^*分别为主、次流壅塞的面积。

总推力的无量纲形式亦可写成

$$\frac{F_{ej}}{p_{tp}A_p^*}=\frac{F_p}{p_{tp}A_p^*}+\frac{F_s}{p_{ts}A_s^*}\cdot\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}} \tag{7.17}$$

如果计算引射喷管的两个推力系数，则将总推力分别除以理想的总推力和主流的理想推力，即有

$$C_T=\frac{F_{ej}}{F_{ip}+F_{is}} \tag{7.18}$$

$$C_F=\frac{F_{ej}}{F_{ip}} \tag{7.19}$$

式中，理想推力可用方程(7.15)，令$p_e=p_a$来求得。

应当指出，使用复合可压流法计算引射喷管的性能特性，由于忽略了主流和次流的粘性影响，因此在换算流量比较小时，理论同试验结果相比较不太一致。但是，此方法仍可用于计算低主流落压比引射喷管的工作状态。

7.4.3 一维流法计算引射喷管的性能[24,39]

本方法用来计算引射喷管处于完全膨胀或不完全膨胀状态的性能。计算时做如下假设：(1) 主流和次流都是定常无粘流，故两者之间无热交换、无质量传递；(2) 主流与次流之间的边界，即主流气柱的形状近似为椭圆母线的旋成面；(3) 次流为一维流动。计算内容包括确定主流和次流的参数，粘性影响修正以及引射喷管性能计算。

7.4.3.1 主流和次流的参数计算

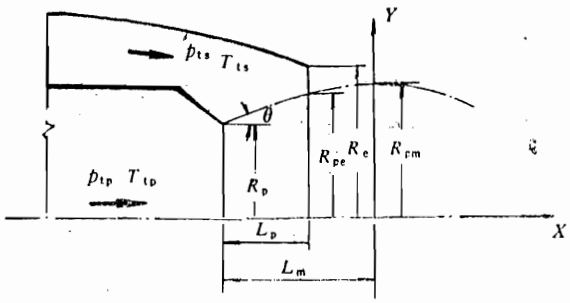


图7-40 引射喷管内流动和符号略图

计算中假设主流边界母线可用椭圆方程来表达(参见图7-40)：

$$\frac{X^2}{(R_{pm}^2-R_p^2)\dfrac{R_{pm}^2}{R_p^2 tg^2\varphi}}+\frac{Y^2}{R_{pm}^2}=1 \tag{7.20}$$

式中，R_{pm} 为主流气柱的最大横截面半径，可由下式来计算：

$$R_{pm}=(1-\mu)^a\cdot R_p\cdot[1+b(\Pi_p-\Pi_{pd})]^{\frac{1}{2}} \tag{7.21}$$

式中，Π_p 和 Π_{pd} 分别为主流落压比和主流设计落压比。μ 为次流流量比。a 为系数，计算全加力工作状态时 a 值取 1.27。系数 b 按下式计算：

$$b=0.137+0.004\Pi_p \tag{7.22}$$

主流的初始膨胀角 φ 值用下式计算：

$$\varphi=\sqrt{\frac{k_p+1}{k_p-1}}\sin^{-1}\sqrt{\frac{\lambda_p^2(k_p-1)-(k_p-1)}{2}}$$

$$+\sin^{-1}\left(\frac{1}{\lambda_p}\sqrt{\frac{(k_p+1)-(k_p-1)\lambda_p^2}{2}}\right)-\frac{\pi}{2} \tag{7.23}$$

而

$$\lambda_p=\left\{\frac{k_p+1}{k_p-1}\left[1-\left(\frac{p_s}{p_{tp}}\right)^{\frac{k_p-1}{k_p}}\right]\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{7.24}$$

主喷流在引射喷管出口截面处的气柱半径为：

$$R_{pe}=R_{pm}\sqrt{1-\frac{(L_m-L_p)^2R_p^2tg^2\varphi}{(R_{pm}^2-R_p^2)R_{pm}^2}} \tag{7.25}$$

式中，L_m 为主喷流气柱最大截面到主喷管出口截面的距离，其值为

$$L_m=\frac{R_{pm}^2-R_p^2}{R_p tg\varphi} \tag{7.26}$$

主喷流气柱在引射喷管出口截面处所占的面积

$$A_{pe}=\pi R_{pe}^2 \tag{7.27}$$

依据流量连续方程：

$$q(\lambda_{pe})\approx A_p/A_{pe} \tag{7.28}$$

及气动函数 $\pi(\lambda)$的关系式：

$$p_{pe}=\pi(\lambda_{pe})\cdot p_{tp} \tag{7.29}$$

可以求出主流在引射喷管出口截面上的静压值 p_{pe} 以及 λ_{pe} 值，主流的其它参数也不难求出。

在一定的主流状态，次流在引射喷管出口截面所占的面积可按主流的条件求出：

$$A_{se}=\pi(R_e^2-R_{pe}^2) \tag{7.30}$$

若计算收敛形引射喷管的性能，次流在引射喷管出口处的流速 $\lambda_{se}\leqslant 1$，即在 p_{ts}/p_a 大于或等于临界落压比时，$\lambda_{se}=1$，否则 $\lambda_{se}<1$，此时

$$\lambda_{se}=\left\{\frac{k_s+1}{k_s-1}\left[1-\left(\frac{p_a}{p_{ts}}\right)^{\frac{k_s-1}{k_s}}\right]\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{7.31}$$

在一定的次流换算流量比情况下，次流在引射喷管出口截面处所占的面积又可按下式求出

$$A_{es}=\frac{\mu C_p A_p p_{tp} C_{qp}}{C_s p_{ts} q(\lambda_{se}) C_{Gs}} \tag{7.32}$$

式中

$$C=\sqrt{\frac{k}{R}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}}$$

在计算引射喷管性能时，有时次流的原始条件并未充分给出，这时就得先确定引射喷管的抽吸特性，即确定(p_{ts}/p_{tp})与主流落压比之间的关系，进而定出次流的总压值 p_{ts}。

为此可以给出不同的 p_{ts}/p_{tp} 值，利用公式(7.20)到(7.30)，确定在不同 p_{ts}/p_{tp} 值下，满足主流膨胀条件时次流所占有的出口面积 A_{se}。另外，从满足次流的流动条件来看，利用公式(7.31)和(7.32)，又可得出在给定的不同 p_{ts}/p_{tp} 值下，次流应占有的出口面积 A_{es}。在引射喷管中要建立起稳定的流动，必须同时满足主流和次流的流动条件才行，也就是满足主流的 A_{se} 对 p_{ts}/p_{tp} 曲线和次流的 A_{es} 对 p_{ts}/p_{tp} 曲线的交点才是引射喷管的工作点(见图7-41)。依此类推，就可求出在不同主流落压比下的引射喷管工作点，从而确定引射喷管的抽吸特性曲线。

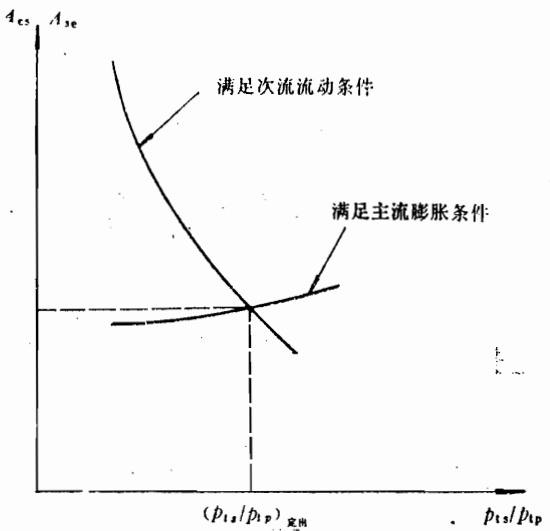


图7-41　引射喷管内工作点的确定

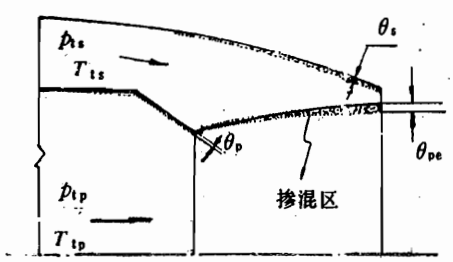


图7-42　引射喷管中的实际流动

7.4.3.2　粘性影响的修正

由于实际气流存在粘性，当主、次流流过引射喷管时，除了在主喷管与引射套管内壁面上有附面层存在之外，在主、次流边界上还形成掺混区，并消耗主喷流的部分可用能量(见图7-42)，因此引射喷管的性能计算要考虑粘性的影响。

在主　次流掺混区中，要确定引射喷管出口

处掺混区动量损失厚度θ_{pe}，为此，略去主、次流边界上的剪切力之后，写出掺混区的动量方程：

$$\frac{d}{dx}\int_{-\delta_s}^{\delta_p}\rho u^2dy-V_p\frac{d}{dx}\int_0^{\delta_p}\rho udy-V_s\frac{d}{dx}\int_{-\delta_s}^{0}\rho udy$$

$$=-(\delta_p+\delta_s)\frac{dp}{dx} \tag{7.33}$$

式中，V_p、V_s——分别是主流和次流的出口速度。根据动量厚度θ

$$\rho_pV_p^2\theta=\int_0^{\delta_p}\rho u(V_p-u)dy+\int_{-\delta_s}^{0}\rho u(V_s-u)dy \tag{7.34}$$

及掺混区的位移厚度δ^*

$$\rho_pV_p\delta^*=\int_0^{\delta_p}(\rho_pV_p-\rho u)dy+\int_{-\delta_s}^{0}\rho_pV_p\left(1-\frac{\rho u}{\rho_sV_s}\right)dy \tag{7.35}$$

对掺混区之外，有

$$-\frac{dp}{dx}=\rho_pV_p\frac{dV_p}{dx}=\rho_sV_s\frac{dV_s}{dx} \tag{7.36}$$

由此，掺混区的动量方程可整理为：

$$\frac{1}{\theta}\frac{d\theta}{dx}+\frac{1}{\rho_p}\frac{d\rho_p}{dx}+\left(2+\frac{\delta^*}{\theta}\right)\frac{1}{V_p}\frac{dV_p}{dx}=0 \tag{7.37}$$

形状因子以$H=\delta^*/\theta$来表示，并以定值$H_{av}=(H_p+H_{pe})/2$代替之，则上式可进行积分，经简化整理，即得出掺混区在引射喷管出口截面上动量损失厚度θ_{pe}的公式

$$\frac{\theta_{pe}}{\delta^*_p}=\left(\frac{2}{k_p+1}\right)^{\frac{1}{k_p-1}}\frac{1}{\left(1-\frac{k_p-1}{k_p+1}\lambda_{pe}^2\right)^{1/(k_p-1)}}\cdot\frac{1}{\lambda_{pe}^{(2+H_{av})}} \tag{7.38}$$

由公式(7.38)可见，引射喷管出口处掺混区的动量损失厚度除了和主流的膨胀情况有关外，还取决于平均形状因子H_{av}。为了确定掺混区的动量损失厚度θ_{pe}，假定掺混区的速度和温度分布为：

$$\left.\begin{aligned}u&=\frac{1}{2}V_p\left(1+\frac{V_s}{V_p}\right)\left(1+\frac{1-\frac{V_s}{V_p}}{1+\frac{V_s}{V_p}}\cos\pi\frac{Y}{\delta}\right)\\T&=\frac{1}{2}T_p\left(1+\frac{T_s}{T_p}\right)\left(1+\frac{1-\frac{T_s}{T_p}}{1+\frac{T_s}{T_p}}\cos\pi\frac{Y}{\delta}\right)\end{aligned}\right\} \tag{7.39}$$

利用公式(7.39)以及

$$\frac{\rho}{\rho_s}=\frac{T_s}{T}$$
$$\frac{\rho}{\rho_p}=\frac{T_p}{T} \tag{7.40}$$

代入公式(7.34)和(7.35)，并令

$$A=1+\frac{V_s}{V_p}=1+\frac{\lambda_s}{\lambda_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}$$
$$B=1+\frac{T_s}{T_p}=1+\frac{T_{ts}}{T_{tp}}\cdot\frac{\tau(\lambda_s)}{\tau(\lambda_p)} \tag{7.41}$$
$$D=\frac{1-\frac{T_s}{T_p}}{1+\frac{T_s}{T_p}}$$

式中的 $\tau(\lambda)$ 系气动函数，见式(1.33)，经整理后得

$$H=\frac{\delta^*}{\theta}=\frac{1-\frac{A}{B\sqrt{1-D^2}}-\frac{2-A}{BD}\left(1-\frac{1}{\sqrt{1-D^2}}\right)}{\frac{A(2-A)}{2B\sqrt{1-D^2}}-\frac{(1-A)(2-A)}{BD}\left(1-\frac{1}{\sqrt{1-D^2}}\right)-\frac{(2-A)^2}{2BD^2}\left(\frac{1}{\sqrt{1-D^2}}-1\right)} \tag{7.42}$$

根据公式(7.42)和(7.38)，再利用试验曲线 $\theta_p/D_p=f(p_{tp}/p_a)$ 的关系(见图7-43)，可以方便地求出引射喷管出口处掺混区的动量损失厚度 θ_{pe}。

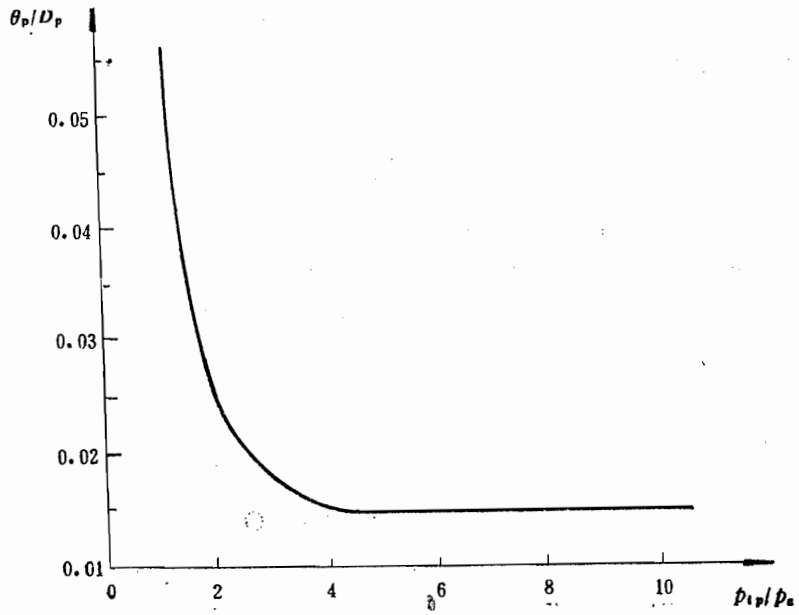


图7-43　主喷管动量厚度随主流落压比的变化关系

在引射喷管处于完全膨胀或不完全膨胀的情况时，主喷管总是在超临界落压比下工作，这时主喷管的流量系数可表示为：

$$C_{GP}=(0.995-0.095\sin\alpha_p)[1+\Delta\varepsilon(\alpha_p-15)] \tag{7.43}$$

式中，$\varepsilon=(5.75\bar{D}^4-5.61\bar{D}^3+2.4\bar{D}^2-0.21\bar{D}-0.85)\times10^{-3}$。同时，若 $\alpha_p\leqslant15^\circ$，则

$\Delta=0$；若$\alpha>15°$，则$\Delta=1$。$\bar{D}$是主喷管出口直径与其上游管道直径之比。

由于掺混的影响，主流的动量损失系数按下式计算

$$C_{mp}=1-\frac{2\theta_{pe}}{R_{pe}} \tag{7.44}$$

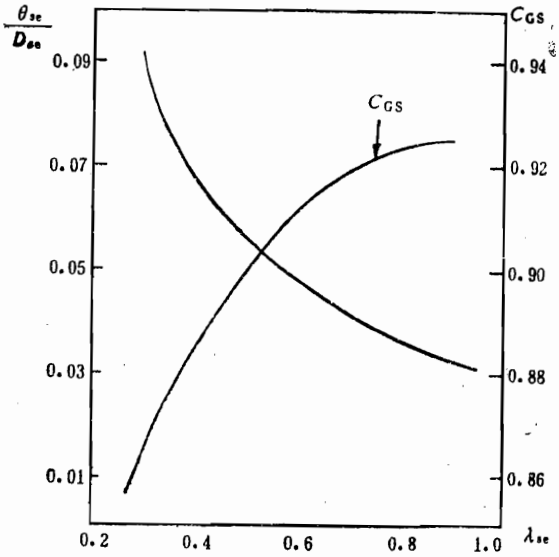


图7-44 收敛形引射喷管动量厚度和流量系数与流速的关系

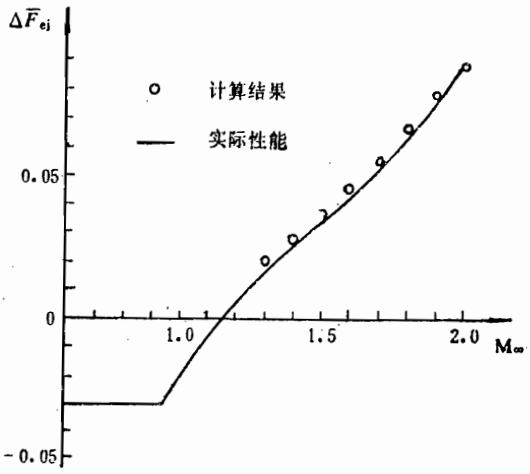


图7-45 一种收敛形引射喷管性能与计算结果的比较

掺混区对次流的影响已包含在主流动量系数之中。引射套管壁面存在附面层，所造成的次流在出口处的动量损失厚度以及次流的流量系数可从图7-44上查到，所以次流的动量损失系数为：

$$C_{ms}=1-\frac{2\theta_{se}}{R_{se}} \tag{7.45}$$

式中 R_{se}——次流通道在引射喷管出口处的当量半径。

主流和次流的推力校正系数分别为

$$\left.\begin{aligned}\eta_{pe}&=C_{mp}\cdot C_{Gp}\\ \eta_{se}&=C_{ms}\cdot C_{Gs}\end{aligned}\right\} \tag{7.46}$$

引射喷管的实际推力为

$$\begin{aligned}F_{ej}=&p_{tp}A_{pe}f(\lambda_{pe})\eta_{pe}-A_{pe}[p_{pe}(1-\eta_{pe})-p_a]+p_{ts}A_{se}f(\lambda_{se})\eta_{se}\\&-A_{se}[p_{se}(1-\eta_{se})-p_a]-(m_p+m_s)V_\infty\end{aligned} \tag{7.47}$$

式中，$f(\lambda_{pe})$和$f(\lambda_{se})$是气动函数，见式(1.41)。V_∞是飞行速度。

引射喷管的推力增量为

$$\Delta\bar{F}_{ej}=\frac{F_{ej}-F_p}{F_p} \tag{7.48}$$

式中，F_p——无引射套管时的主推力。计算时，根据已知的飞行状态、发动机的排气参数、引射喷管的几何尺寸以及次流流量比，按上述计算公式计算出引射喷管的推力和抽吸特性。

图7-45所示为一种收敛形引射喷管性能与计算结果的比较。由图可见，两者的一致性是比较好的。根据需要，引射喷管的推力特性也可以表示成推力系数的形式。

7.4.4 特征线法计算超音速引射喷管的性能特性[30,31]

超音速引射喷管的特征线计算方法包括如下主要内容：主喷管出口的音速线，非粘性主流流场和次流流场，粘性影响的修正，推力特性和抽吸特性等。本方法有较完整的计算程序可供参考[30]。

7.4.4.1 音速线的计算

对于超音速引射喷管，其主喷管一般都是收敛形的。主流在主喷管出口形成音速线，音速线上游是亚音速气流，下游是超音速气流。音速线是在计算出主喷管喉部跨音速区域内的流动角和主喷管唇口马赫线之后确定的(图7-46)。假定气流是定常的、无旋、等熵和二维

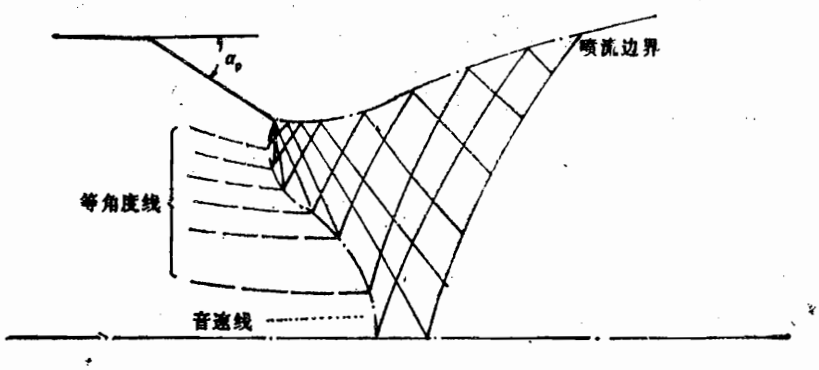


图7-46 音速线

的(将流动近似地以平面流动代替)，则此流动可用流函数方程表述：

$$\left[1-\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^2\frac{\Psi_y^2}{a^2}\right]\Psi_{xx}+\left[2\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^2\frac{\Psi_x\Psi_y}{a^2}\right]\Psi_{xy}$$

$$+\left[1-\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^2\frac{\Psi_x^2}{a^2}\right]\Psi_{yy}=0 \tag{7.49}$$

式中下标是对 x 或 y 取偏导数。方程(7.49)是二阶非线性偏微分方程。引入速度变量：

$$q=(u^2+v^2)^{\frac{1}{2}} \tag{7.50}$$

$$v=\mathrm{tg}^{-1}\left(\frac{v}{u}\right) \tag{7.51}$$

再引入定义为

$$d\omega=\frac{\rho}{\rho_0}\frac{dq}{q} \tag{7.52}$$

的变换速度，则方程(7.49)经整理并简化变为：

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial\omega^2}+\frac{\partial\Psi^2}{\partial\vartheta}=0 \tag{7.53}$$

因为速度图关系可简化柯西-黎曼 (Cauchy-Riemann) 方程，因此亚音速段的流场就可以用复变量法求解。进而求等角度线。

在喷管唇口的马赫线用特征线法计算，使用的主要方程[见式(1.46)及式(1.43)]为：

$$\frac{dy}{dx}=\mathrm{tg}(\vartheta\pm\mu) \tag{7.54}$$

$$\frac{dp}{\rho V^2\mathrm{tg}\mu}\pm d\vartheta+\frac{\sin\vartheta\sin\mu}{\cos(\vartheta\pm\mu)}\cdot\frac{dx}{y}=0 \tag{7.55}$$

式中，μ 是当地马赫角。选静压 p 和流动角 θ 作为基本变量。在喷管唇部气流转折某一角度，膨胀过程被分为有限数的分离步骤。音速线上的第一点是第一条等角度线和喷管唇口马赫线的交点。音速线上其它各点用类似方法作出(图7-46)。

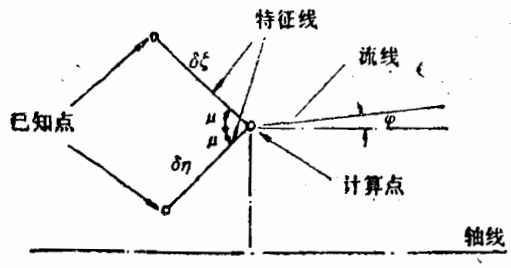


图7-47　引射喷管计算用图

7.4.4.2　非粘性主流和次流流场的计算

非粘性主流流场是超音速流场区，其计算有下述假设：(1)　在主、次流边界上每一点两边的静压相等；(2)　主流为无粘流，受特征线制约；(3)　次流为一维等熵流动。

参看图7-47，计算中使用的主要公式为

$$\frac{\delta p}{p}\frac{\sqrt{M^2-1}}{kM^2}+\delta\varphi=\frac{-\sin\varphi}{My}\cdot\delta\eta \tag{7.56}$$

$$\frac{\delta p}{p}\frac{\sqrt{M^2-1}}{kM^2}-\delta\varphi=\frac{-\sin\varphi}{My}\cdot\delta\xi \tag{7.57}$$

$$\mu=\sin^{-1}\frac{1}{M} \tag{7.58}$$

$$\lambda^2=1+\frac{2}{k-1}\sin^2\left(\sqrt{\frac{k-1}{k+1}}\vartheta\right) \tag{7.59}$$

$$m=CAq(\lambda)\frac{p_t}{\sqrt{T_t}} \tag{7.60}$$

式中的常数 $C=\sqrt{\frac{k}{R}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}}$，见式(1.38$a$)

由于流场下游的条件不影响其上游的流动，所以在解的过程中，采取从上游向下游推进的方法逐点进行特征线网点的计算。

在主流流场网点计算中，要遇到四种情况：(1)　主流流场内的网点计算(图7-48a)；(2)　喷管轴线上点的计算(图7-48b)；(3)　在低次流时，主流碰到外套管壁面上的点的计算(图7-48c)；(4)　主、次流边界线附近流场点的计算(图7-48d)。其具体解法参见文献[2]及本书第一章。

次流流场用一维管流的方法计算。次流与主流的匹配要满足两个条件：一是两股气流的流量守恒；二是在边界上两股气流的当地静压相等。

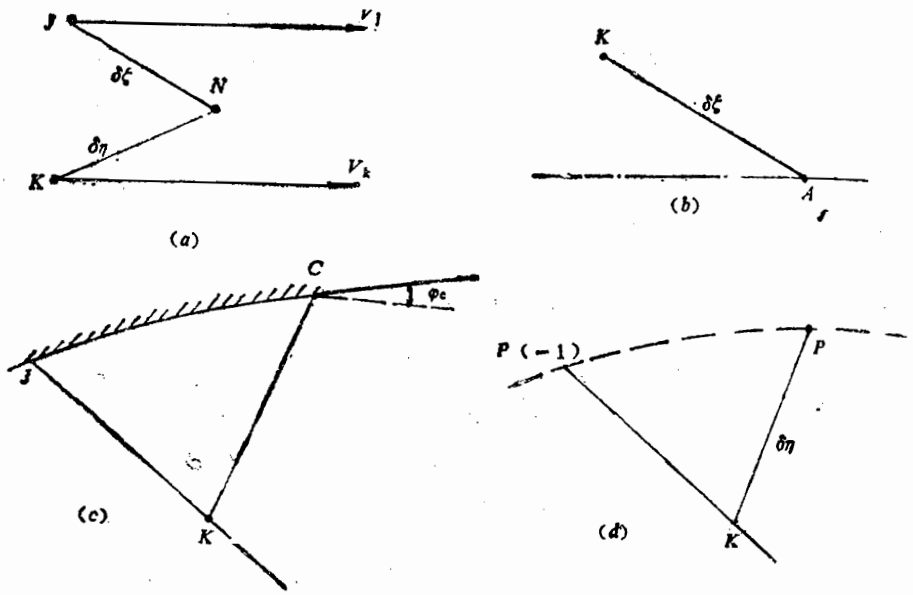


图7-48　流场网点计算的四种情况

7.4.4.3　粘性影响的修正

引射喷管内流场的粘性修正，是考虑引射套管内壁面上的附面层和主次流边界混合层的位移厚度对次流通道截面尺寸的影响。由于音速线不是平面音速线线以及粘性的影响，应修正主喷管的流量和速度系数。在高次流时，由于粘性的影响，混合会带来次流流量的增量。

引射套管的内壁面附面层位移厚度 δ^* 和动量厚度 θ 用下述经验公式计算。若当地雷诺数 Re_x 的量级为 10^6 时，

$$\delta^*=0.046X(1+0.8M^2)^{0.44}\cdot Re_x^{-0.2} \tag{7.61}$$

$$\theta=0.036X(1+0.1M^2)^{-0.7}Re_x^{-0.2} \tag{7.62}$$

若 Re_x 量级为 10^7 时，

$$\delta^*=0.028X(1+0.8M^2)^{0.44}\cdot Re_x^{-0.167} \tag{7.63}$$

$$=0.022X(1+0.1M^2)^{-0.7}\cdot Re_x^{-0.167} \tag{7.64}$$

式中　X——当量长度。

考虑壁温及压缩性影响后，当地摩擦系数用下式计算

$$C_f=0.246e^{-1.561H_i}\cdot Re_\theta^{-0.268}\cdot\left(\frac{T_s}{T_{av}}\right)^{1.268} \tag{7.65}$$

式中，$T_{av}=\frac{1}{2}(T_w+T_s)+0.22(Pr)^{\frac{1}{3}}\cdot(T_t^0-T_s)$ (7.66)

动量厚度雷诺数

$$Re_\theta=\frac{Ma\theta}{\nu} \tag{7.67}$$

不可压形状因子

$$H_i=\left[H\Big/\left(\frac{T_w}{T_i}\right)-0.2M^2\right]\frac{T_s}{T_t} \tag{7.68}$$

在计算主、次流混合层的位移厚度δ^*时，混合层中的流动模型有两个假设：一是混合边界层内每一点在垂直于边界线截面上的静压相等，二是混合边界层的各截面上的速度图都是相似的。

如果认为混合边界层是等压的，则混合边界层内的速度图可以求出[27]，再根据混合层内各点的速度，总温和静压(等于混合层边界上主、次流的静压)，可以求出混合边界层的位移厚度[27,30]。把混合边界层位移厚度和壁面附面层厚度所产生的影响同时叠加在次流通道上，就得出粘性修正后的次流通道面积。

考虑到雷诺数的影响，主喷管的流量系数和速度系数分别为

$$C_{dp}=(1.0-K_1Re_D^{-0.2})\frac{\int(y\cos\theta dy-\sin\theta dx)}{\int ydy} \tag{7.69}$$

$$C_{Vp}=(1.0-K_2Re_D^{-0.2})\frac{\int(y\cos\theta dy-y\sin\theta dx)\cos\theta}{\int(y\cos\theta dy-y\sin\theta dx)} \tag{7.70}$$

式中

$$K_1=\frac{0.185}{\cos\alpha_p}\quad;\quad K_2=0.144$$

其中，Re_D——主喷管的雷诺数。式中的积分是沿音速线进行的。x，y是音速线上点的坐标。

7.4.4.4 推力特性和抽吸特性的计算

无论是在高次流或低次流的流动状态，都需要对引射喷管的全流场进行计算。在迭代计算时，保持次流流量比m_s/m_p不变，并通过选择不同的次流总压比p_{ts}/p_{tp}来达到。

在高次流条件下，判断收敛的条件是次流通道出现音速。在低次流条件下，把通过激波的流量等于次流的流量作为判别收敛的条件。一旦获得收敛解，就可以逐步求得引射喷管的抽吸特性和推力特性。

引射喷管的两个重要推力系数用下述公式计算：

$$C_T=\frac{\dfrac{F}{p_{tp}A_p}-\dfrac{p_e}{p_{tp}}\cdot\dfrac{A_e}{A_p}}{\dfrac{F_{ip}}{p_{tp}A_p}+\dfrac{F_{is}}{p_{tp}A_p}} \tag{7.71}$$

和

$$C_F=\frac{\dfrac{F}{p_{tp}A_p}-\dfrac{p_e}{p_{tp}}\cdot\dfrac{A_e}{A_p}}{\dfrac{F_{ip}}{p_{tp}A_p}} \tag{7.71a}$$

式中，F_{ip}和F_{is}分别是实际流量时的主流、次流理想推力，可用下式计算

$$\frac{F_{iD}}{p_{tp}A_p}=C_{Dp}f_{iD}\left(k_p,\ \frac{p_e}{p_{tp}}\right) \tag{7.72}$$

$$\frac{F_{is}}{p_{tp}A_p}=\frac{p_{ts}}{p_{tp}}\cdot\frac{A_s^*}{A_p^*}\cdot\frac{p_p^*}{A_p}f_{iD}\left(k_s,\ \frac{p_e}{p_{ts}}\right) \tag{7.73}$$

$$f_{iD}\left(k,\ \frac{p}{p_t}\right)=k\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}\left(\frac{k+1}{k-1}\right)^{\frac{1}{2}}\left[1-\left(\frac{p}{p_t}\right)^{\frac{k-1}{2}}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{7.74}$$

引射喷管的总推力由下式计算：

$$\frac{F}{p_{tp}A_p}=\frac{F_p}{p_{tp}A_p}+\frac{F_s}{p_{tp}A_p}+\frac{F_{sh}}{p_{tp}A_p}-\frac{F_f}{p_{tp}A_p} \tag{7.75}$$

式中，主流推力

$$\frac{F_p}{p_{tp}A_p}=\left(\frac{p}{p_t}\right)_p(1.0+k_pC_{Dp}C_{Vp}M_p^2) \tag{7.76}$$

次流推力

$$\frac{F_s}{p_{tp}A_p}=\frac{p_s}{p_{tp}}(1.0+k_sM_s^2)\frac{A_s}{A_p} \tag{7.77}$$

引射套管推力

$$\frac{F_{sh}}{p_{tp}A_p}=\frac{1}{p_{tp}A_p}\int_{A_{sh}}pdA \tag{7.78}$$

摩擦阻力

$$\frac{F_f}{p_{tp}A_p}=\frac{1}{p_{tp}A_p}\int_{S_{sh}}k_sp_sM_s^2C_fd\tau \tag{7.79}$$

式中 A_{sh}——引射套管轴向投影面积；

S_{sh}——引射套管周面积。

图7-49为收敛-扩张形引射喷管特性的计算结果和试验结果的比较，两者的一致性是比较好的。

在次流流量比改变时，采用高次流流量比的计算模型和低次流流量比的计算模型，其计算结果是有区别的。譬如，在低次流流量比时，如果计算中不考虑激波，则计算结果会有误差，而且次流流量比越小，计算误差也越大。就图7-49所给定的引射喷管几何参数来说，在次流流量比小于4%时，非激波解就开始出现误差。当然，采用非激波解在多大的次流流量比会出现误差，对不同几何尺寸的引射喷管是不同的，这一点需要注意。

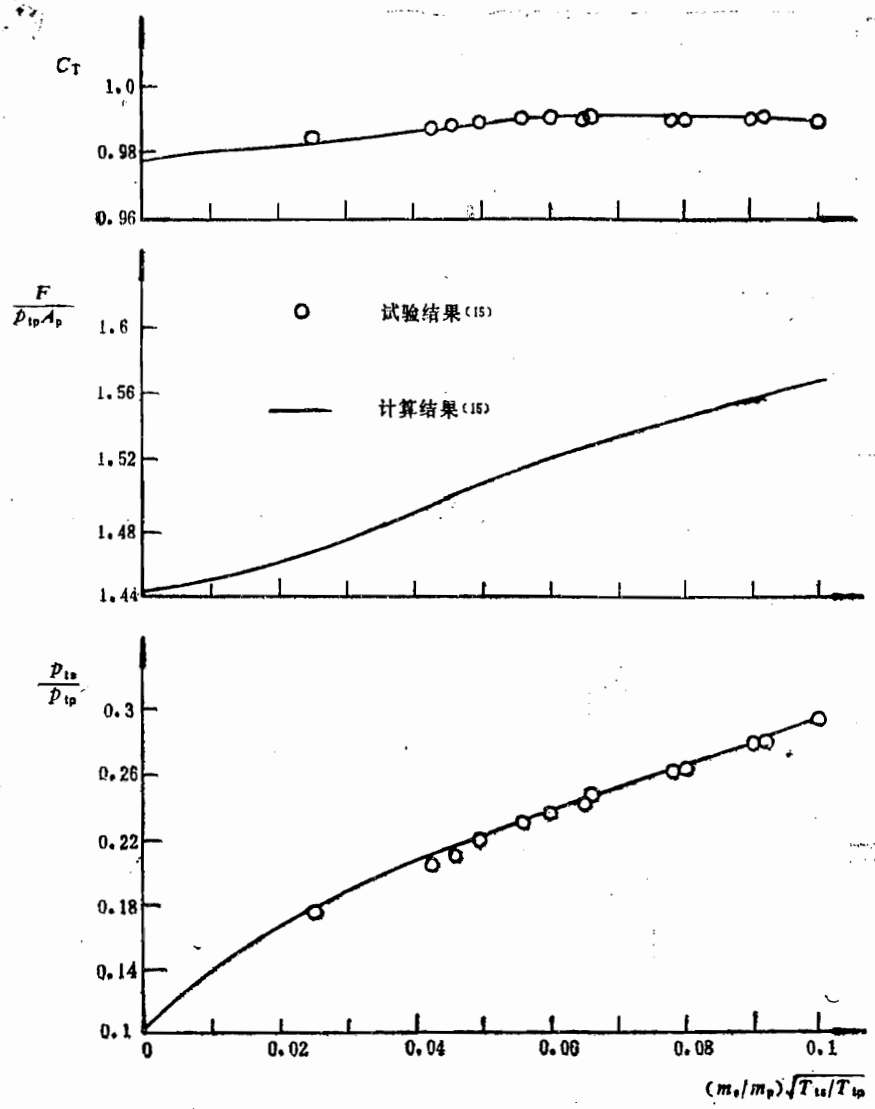


图7-49　收敛-扩张形引射喷管的推力特性和抽吸特性

$\left(\bar{D}_s=1.225;\ \bar{L}_s=0.22;\right.$
$\left.a_p=16;\quad p_{tp}/p_a=14.\right)$

7.5　引射喷管中气流的分离和气动稳定性问题

7.5.1　引射喷管中气流的分离

引射喷管在最低落压比状态工作时，有时会出现气流分离，引起很大的推力损失。分离时的压强数值决定气流过度膨胀推力损失的极限值。影响引射喷管气流分离的因素是其几何参数和次流流量比。

根据对喷管试验观察和压强测量，认为引射喷管的气流分离是由次流通道中的激波引起

的(图7-50)。在引射喷管出现气流分离的地方，喷管的当地压强大约等于(0.57±0.1)倍喷管底部压强；但是，也在一些类似的引射喷管上观察到，在比这低得多的落压比下就已经发生气流分离[80,46]。现有的试验数据只能估计出气流分离的大致范围，因此，引射喷管几何参数的选择，如引射套管出口直径比$\bar{D}_e$和间距比$\bar{L}_p$，应当使喷管不在推力损失很大的无分离的过度膨胀状态下工作。

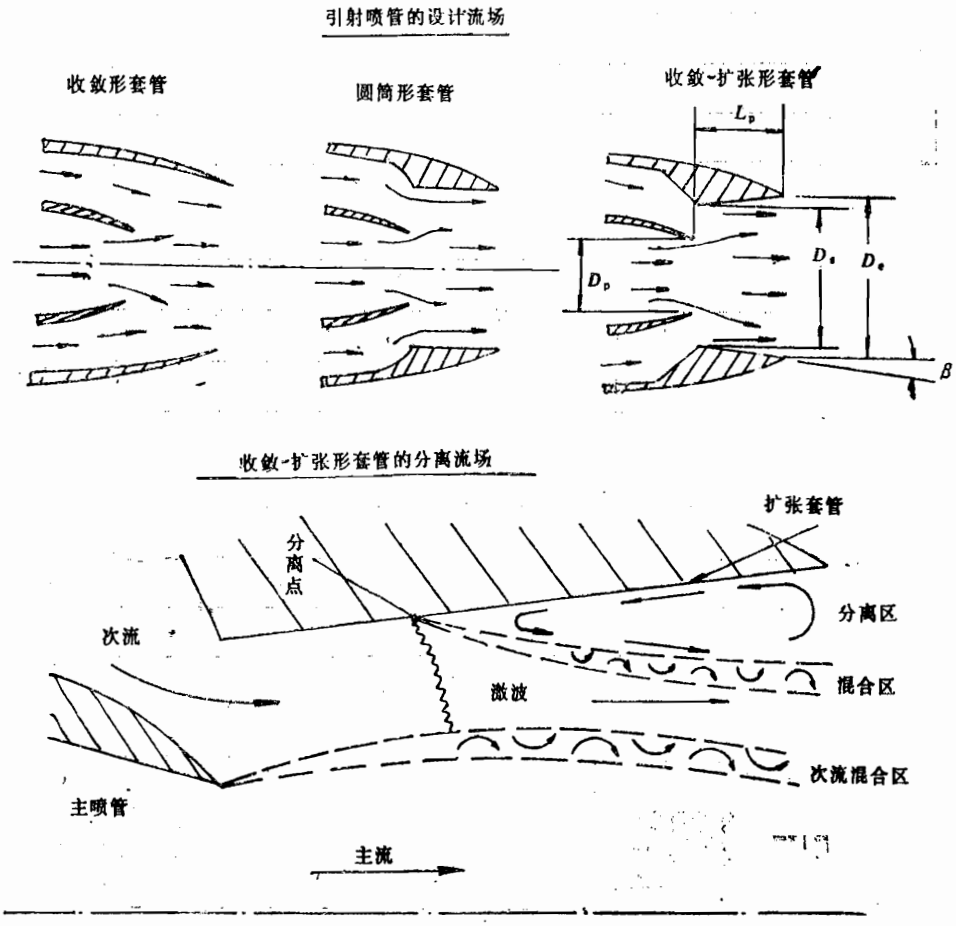


图7-50　引射喷管的流场

图7-51所示为引射喷管出口直径比$\bar{D}_e$对其推力特性的影响。图中喷管出口直径比为1.16、1.54和1.97，相应的设计落压比约为5、17和32(忽略次流的影响)。可见，出口直径比$\bar{D}_e$的增加就意味着设计落压比的增加。在低落压比工作时，喷管的推力损失是随出口直径比增加而增加的。这些喷管过度膨胀(无分离)的推力数据显示，两个较大直径比的喷管，其分离界限大致是设计落压比的1/8到1/4。

图7-52所示为引射喷管出口间距比对其性能的影响。低落压比时的推力损失随出口间距比$\bar{L}_p$的增加而增加。这是由于出口间距比增大使主喷流易于碰击到外套管上，致使气流分离所对应的落压比低(见图中有次流的试验曲线)。值得注意的是在无次流情况下，气流在两个推力值之间有迟滞振荡现象（一个在主流落压比增加时稳定，另一个是在落压比减小时稳

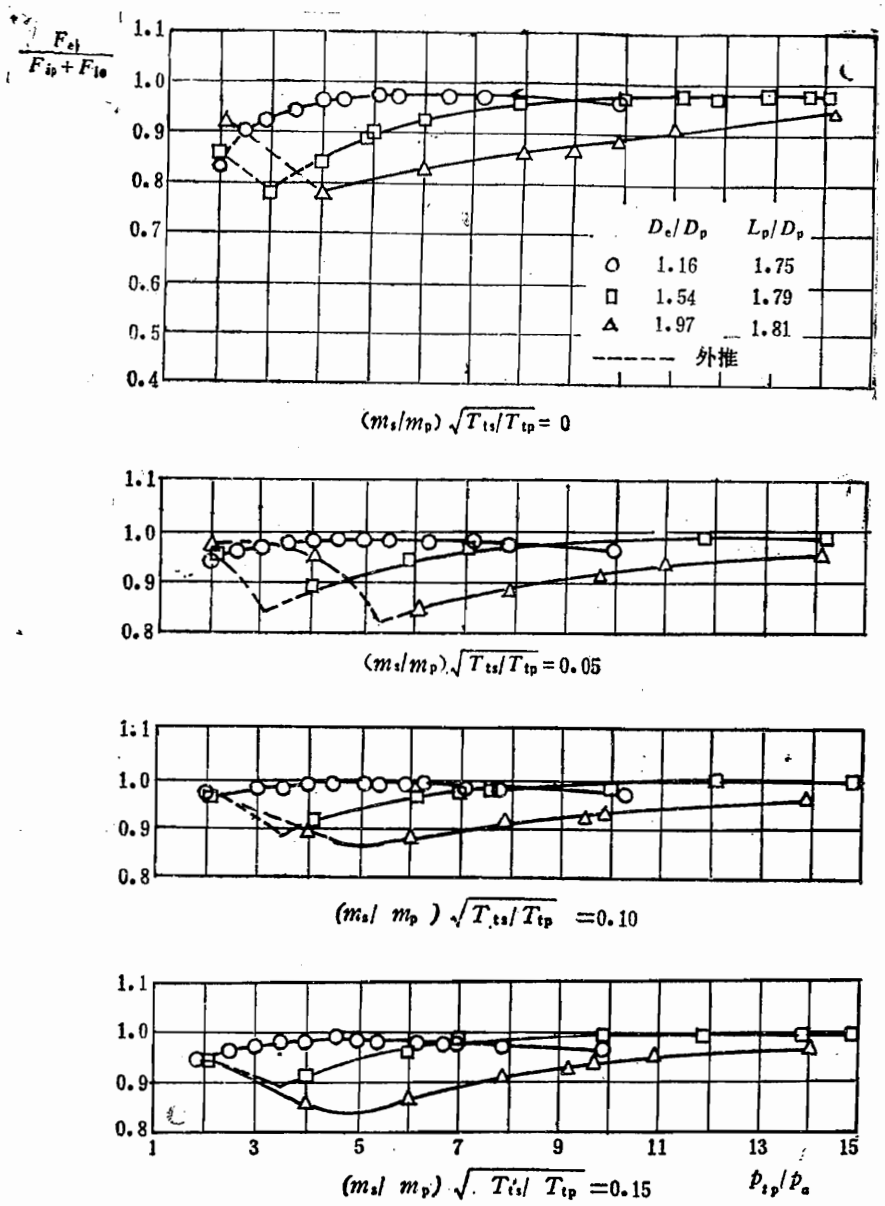


图7-51 收敛-扩张形引射喷管出口直径比对其性能的影响

定）。这种不稳定性在文献[7，8，9]中均有报道。在有次流、甚至是低次流流量比时，就能抑制这种不稳定性(见图7-52)。这可能是因为沿引射套管壁面的低速次流空气引起提前分离的缘故(在可能不稳定的范围之外)。图7-52上的引射喷管，其出口直径比 $\bar{D}_e$ 为1.83左右，设计落压比约25(忽略次流影响)。对于这些引射喷管出口间距比不同的情况，试验数据所暗示的分离落压比(有次流)大约是设计落压比的1/5到1/3。

在低落压比时，随着次流的增加推力损失都有减少的趋势(图7-51和7-52)。由于引射喷管的气流分离既受几何参数的影响，也受次流的影响，因此分离界限是变化的。对于没有次流的情况，分离界限大约发生在0.1到0.3喷管设计落压比之间，但也不是所有的喷管都有不

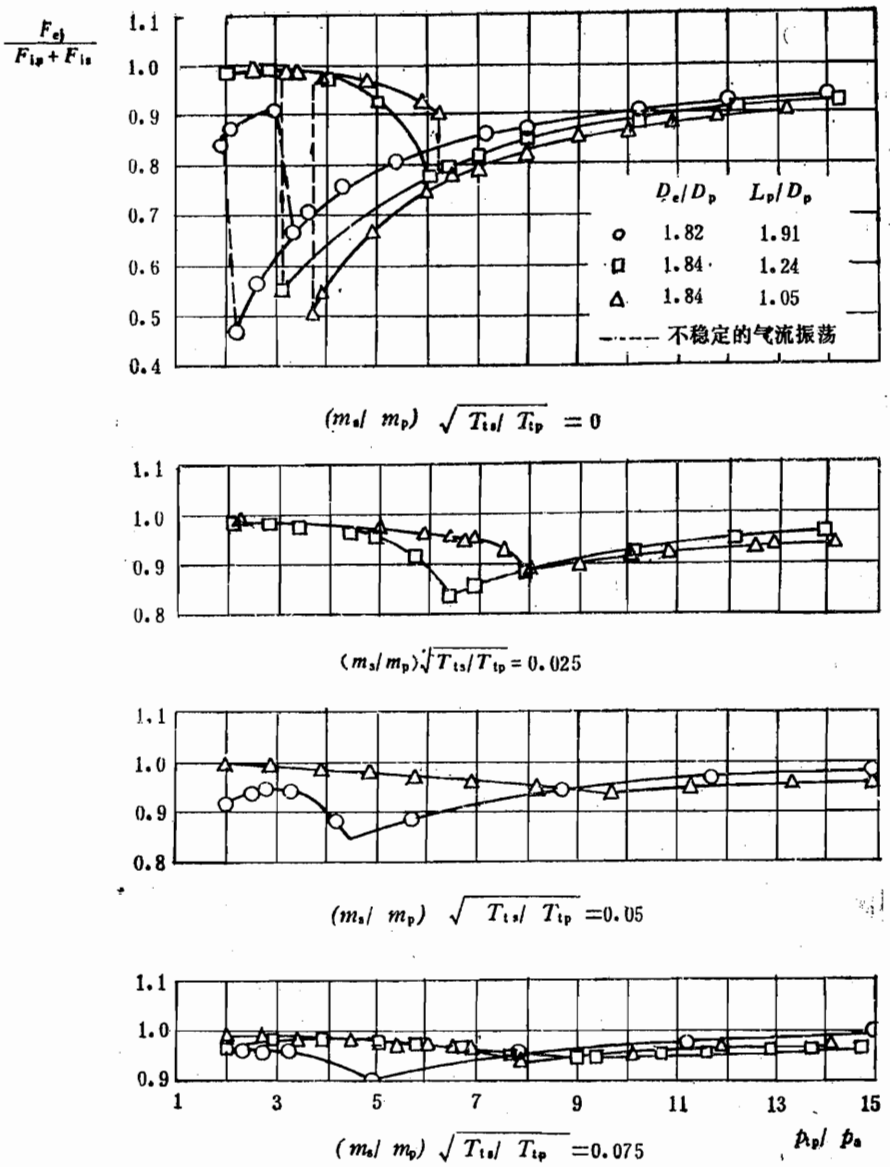


图7-52 收敛-扩张形引射喷管出口间距比对其性能的影响

稳定的气流振荡，特别是出口直径比 $\bar{D}_e$ 比较小的时候，不大会出现不稳定气流(图7-51)。

对于收敛形和圆筒形引射喷管，可利用的试验数据比收敛-扩张形引射喷管要少。然而各种型式的引射喷管其分离的机理是相似的，在气流发生分离时，引射套管内均测量到有激波出现。由图7-53可见[7]，圆筒形引射喷管推力随落压比的变化，特别是低落压比下零次流的分离效应和收敛-扩张形引射喷管是相似的。

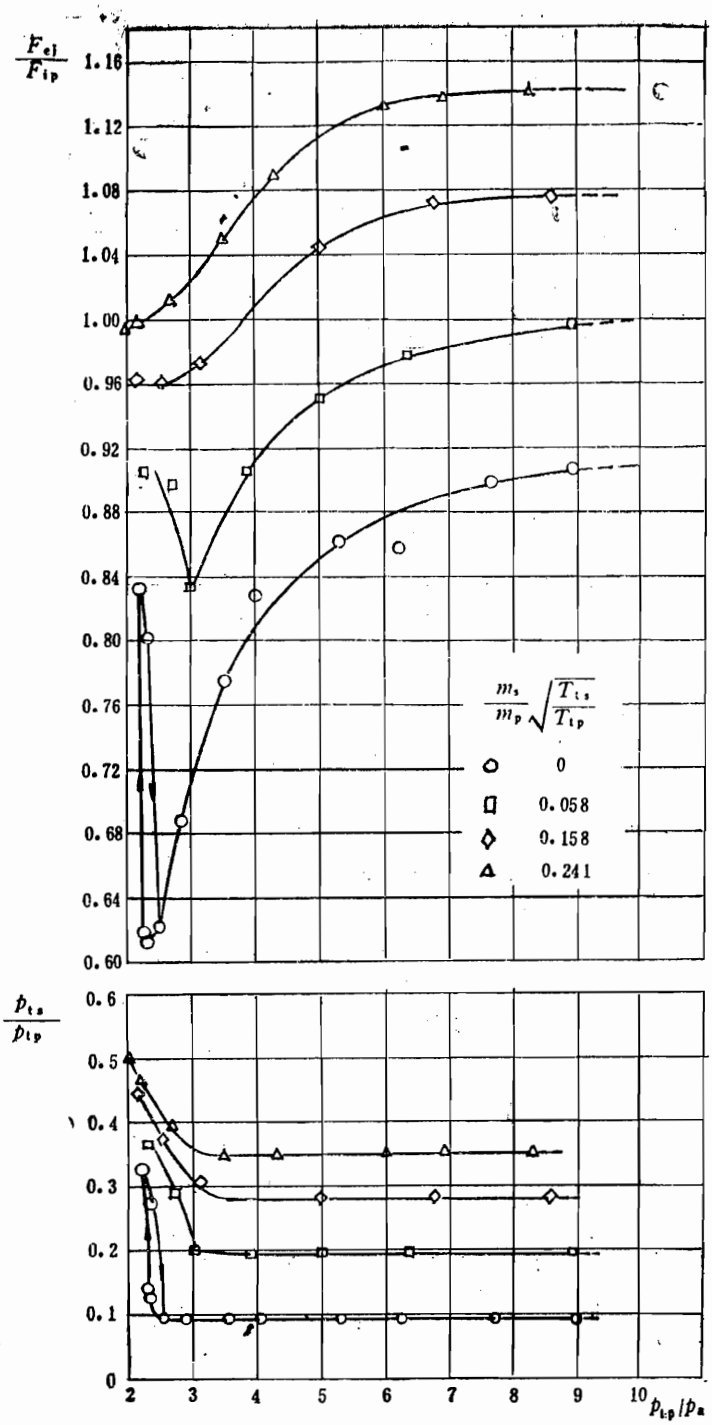


图7-53　圆筒形引射喷管的性能

($D_e/D_p=1.46$；$L_p/D_p=0.8$。)

7.5.2　喷管中流动的稳定性问题

在各种类型引射喷管的飞行试验中，碰到过几种喷管流动的不稳定情况。有些可调节引射喷管，在设计工作条件下原来是稳定的，在非设计工作条件下发生自激，气动不稳定。

喷管流动的不稳定情况通常是在飞机作跨音速飞行时发生。所产生的振动有明显的人体感觉，振动对飞机的操纵品质有严重影响，出现明显的纵向摆动和低头力矩。振动严重时，使飞机操纵困难，并会振坏后机身结构。

在B-58飞机上使用的J79-GE-5低底阻喷管上，遇到过这样一种形式的不稳定，称为大面积比时的分离抖振。该喷管包含一个收敛主喷管和一段扩张引射套管。这两个部件都是由24个调节片和24个密封件组成。为了满足发动机的需要，收敛主喷管是全程无级调节的。扩张套管只有关小和开大两个位置(如图7-54所示)。关小位置用于不加力的亚音速巡航状态，这时内流性能要求喷管具有小的面积比，15°的后体角能产生较低的底部阻力。开大位置用于所有超音速飞行的加力工作状态，这时需要大的喷管面积比，以提高推力增益。

大面积比分离抖振发生在扩张调节片处于打开位置，主流落压比很低，只相当于低飞行速度。这时主喷流处于过度膨胀，落压比不足以使燃气流完全膨胀到喷管整个出口截面。燃

气流必然从扩张壁面上分离，并伴随有激波产生。图7-55上表示出三种不同条件下，沿喷管扩张壁面的典型静压分布情况。第一种情况，以最下部的“X”线表示气流完全膨胀，喷管内无气流分离，喷管的工作显然是稳定的。“Y”和“Z”线表示喷管在较低的落压比下工作，气流处于过度膨胀，扩张套管壁面上的静压低于外界大气压强，发生气流分离，然后通过激波回升到外界压强。这种作用同长喷管调节片的弹性互相耦合，就产生一种气动弹性不稳定。抖振发生在主流落压比2.5到3.8的范围内。在喷管调节片的末端，两倍的振动幅度约为2.5厘米，频率为9～12赫。观察表明：扩张调节片出口可近似地呈椭圆形状，而且围绕着发动机纵轴发生缓慢而不规则的转动。这种不稳定性发生在有少量次流的情况。根据前面介绍的试验结果看，在有些试验模型上，这种不稳定现象只发生在无次流的时候。显然，调节片储存能量的能力允许在有一些次流的情况下也发生这种现象。

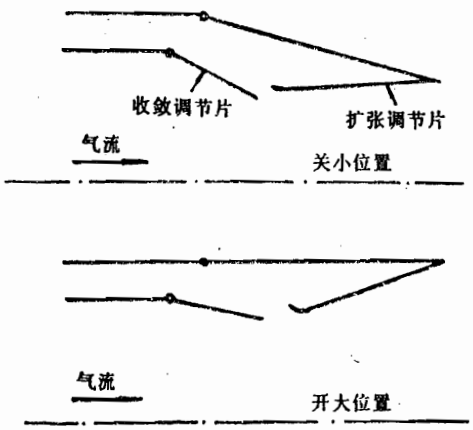


图7-54　低底阻喷管的型式

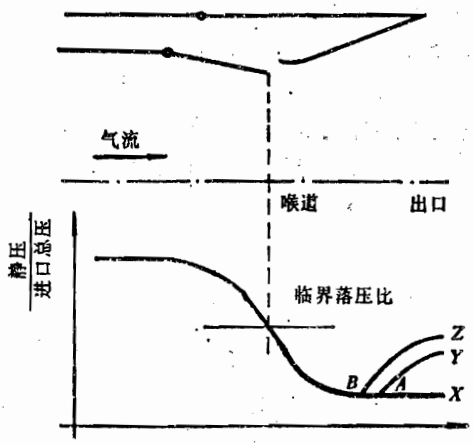


图7-55　低底阻喷管的压强分布

为了消除这种不稳定现象，采用了一种比机械抗振方法更有效的气动力方法。这就是在套管扩张壁上开四个轴向槽，该槽通到扩张内壁和外壁(或机尾罩)之间的空腔内。内外壁之间构成一个补充的容积，可向喷管提供二次冷却气流。在该条件下可使最大的振幅减小65%，从而完全消除椭圆趋向。在最大加力状态(扩张调节片完全打开)，槽的总面积占收敛主喷管出口面积的12.6%，当扩张调节片闭合一起时，槽就完全关死了。

槽的稳定作用在于：(1)　由四个槽向一个共同的气室通气，使周向的压强梯度减小，从而使气流稳定，消除椭圆趋向；(2)　这些槽能够把激波后高压区的压强反馈到波前的低压区，造成气流分离，或将激波稳定在某个轴向位置上。

全尺寸试验和缩尺模型试验表明：采用这种稳定槽，对引射喷管在设计条件下的性能影响很小(约为0.1%的损失)。在B-58飞机上的使用经验表明，喷管具有良好的可靠性。

小面积比振动是另一种喷管不稳定性。如果把喷管的形状做成双喉道(图7-56)，就会发生这种不稳定现象。在不同的落压比下工作时，将产生不同的气流流场。

在低亚临界喷管落压比时，1区气流亚音速加速到M≤1，2区亚音速流减速，3区又是亚音速加速，到出口处气流静压等于外界大气压强。在喷管落压比较大时，1区为亚音速加速到M数达到1.0，2区是超音速流加速，正激波和亚音速减速，3区为亚音速加速直到外界大气压强。在喷管落压比很大时，1区为亚音速加速到M数等于1.0，2区为超音速加速，3区为超音速减速，到出口时M数仍然大于1。

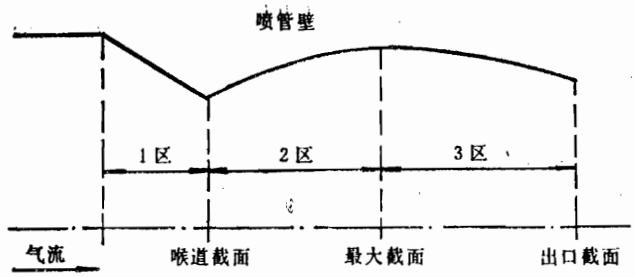


图7-56　带超音速收敛段的收敛-扩张喷管

在喷管实际工作时，随着落压比的增加，气流流动平滑地由第一种流动转变为第二种。然而，从第二种转变为第三种流动的过程却是不稳定的，瞬时的不连续气流使得喷管载荷发生突然变化，并导致喷管结构变形，而且同喷管的弹性相耦合，形成气动弹性不稳定。图7-57所示为典型的扩张段壁面压强分布。发生的现象是这样的，在第二种状态工作时，喷管内形成正激波，若把落压比再增加一点，激波就移出喷管之外，形成第三种流动状态。激波的迅速移动，引起喷管气动弹性不稳定性。这种不稳定性同前一种的差别是在正激波的瞬变过程中，气流与壁面保持接触而不分离。

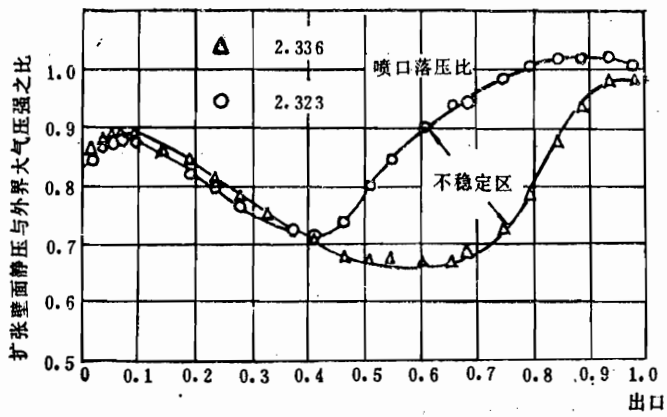


图7-57　典型的扩张壁面压强分布

这种不稳定性问题可以通过几条不同的途径来解决。一种是增加面积比，消除喷管后段的超音速减速区。但这种办法会使喷管性能恶化，不宜采用。第二种方法是利用调节片和密封件之间弹簧加载，以改变其阻尼特性，从而完全消除所有的不稳定，这是一种良好的解决办法。第三种方法是稳定气流，在喷管扩张段的适当位置处开孔或开圆周方向的槽，产生的阻尼就足以使气流稳定。采用开孔的方法使性能有较大的损失，开周向槽的方法对喷管的性能没有什么影响。这种喷管的缩尺模型试验呈现出一种高频振动，在出现不稳定时，发生以正激波变为斜激波的瞬变。在试验中，喷管壁通气和改变喷管形状也能消除这种不稳定性。

遇到的第三种不稳定现象是亚音速喷流声振。这是一种低频振荡，它是在过度膨胀面积比条件下，喷管具有亚音速的落压比时发生的。这种纯声音振荡是延伸管和喷管耦合系统造成的。不稳定的源是喷管，其频率由喷管的声学共振特性决定，表现出来的动力作用与风琴管产生声音的概念相似。已经发现，对于喷管面积比大于1.35，而喷管落压比在1.08至1.6

之间时(相应于低速飞行和发动机低转速时)发生声振。在正常的面积比(1.38～1.55)时，振荡是微弱的，而且喷管调节片端部的振动值也很低。当面积比大于1.55时，振荡强度迅速增加，并且声压值比正常值大30分贝，引射套管调节片端部的振动超过0.0025厘米。

声振较为单纯。频率从90变到150赫和200变到290赫。在较低的频率范围内，振动频率是喷管落压比的函数，从喷管落压比为1.1时的90赫增加到落压比为1.6时的150赫。在较高频率范围内，不存在上述函数关系。在大多数情况下，较高频率不是较低频率的谐波。

沿引射套管内壁的静压测量表明，在振荡开始之前壁面压强最小，在产生振荡方面，喷管落压比是关键性的因素。当扩张套管的面积比较正常设计值为大时，就可以观察到明显的振荡。在引射套管上开通气孔有些好处，但是最好的办法是恰当的选择出口直径比和间距比，声振的强度就不会太大了。

在F-106B飞机上还遇到过另外一种引射喷管的不稳定性。由于发动机的主喷管和安装在飞机上的排气引射套管不同轴，使主喷流在套管内膨胀不对称。试验结果表明，这种不同轴使套管壁面压强分布发生改变，并产生一个非轴向力，其大小足以影响飞机的稳定性，使飞机有偏航的趋势。图7-58所示为试验中所用引射喷管不同轴的情况，以及在轴线上部和下部测出的引射套管压强分布。把引射套管与发动机组装在一起可以减轻这个问题。但是，采用这个方案，在重量方面需要付出代价。如果采用引射套管安装在飞机后机身上的方案，就必须采取措施控制主喷管和引射套管的不同轴度，以保证飞机的稳定性。

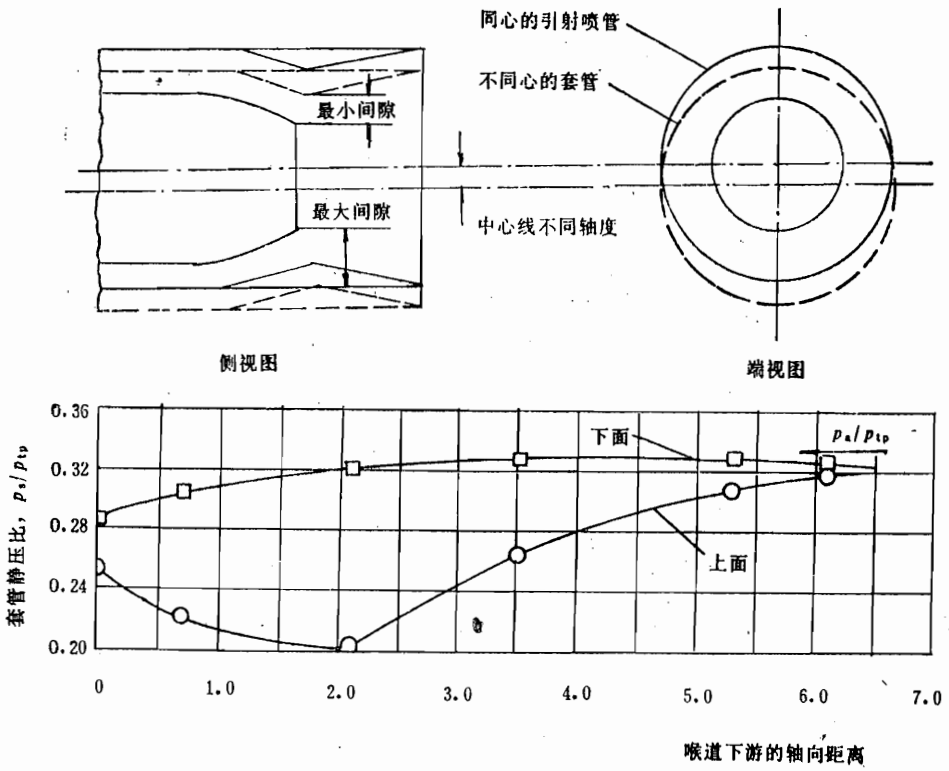


图7-58　引射喷管不同轴对其性能的影响

7.6 外流对引射喷管性能的影响

飞机飞行马赫数对引射喷管性能的影响与飞机的具体布局、引射喷管的型式以及几何尺寸等因素有关。通常，引射喷管的推力性能被表示为喷管主流压强与外界大气压强之比的函数，这样就可以根据已知的飞机飞行状态确定发动机的工作状态，从而估算出引射喷管的性能。静态试验是用外界静止压强或飞行中喷管出口处的底部压强来定义引射喷管的推力性能。如果飞机的底部压强已知，根据飞行中外界自由流压强，利用静态试验数据就可以估算出推力性能。计算还应该包括内部底阻以及由于底部压强和外界大气压强之差引起的推力增量。内部底阻一般按作用在引射喷管内壁面上的一个负推力来考虑，以避免可能与外部底阻相混淆。在某些飞行状态，飞机引射喷管的推力性能和静态推力性能是很不相同的。

首先研究引射喷管在起飞($M_\infty=0$)和亚音速飞行($M_\infty<1$)条件下的工作情况。

图 7-59 所示为在起飞条件下($M_\infty=0$)，不同的主流落压比时，引射喷管气流流动简图。在主喷管落压比较低时，主喷流在引射喷管出口截面所占的尺寸R_{pe}比主喷管出口半径R_p大不了多少(图 7-59*a*)，出口截面上的真空度不大，所以推力损失也不大。当主喷管落压比增加时，主喷流在引射喷管出口的尺寸R_{pe}也在增大，引射喷管出现过度膨胀，产生推力损失(图 7-59*b*)。当主喷管落压比再进一步增加时，主喷流在引射喷管出口截面处的尺寸R_{pe}增大并接近出口半径R_e(图 7-59*c*)，此时喷管推力系数增加。通常，引射喷管的出口尺寸R_e都是按较大的飞行马赫数亦即较大的主喷管落压比设计的，而飞机起飞时的实际主喷管落压比比较低(p_{tp}/p_a约 2)，因此引射喷管仅具有不大的推力损失。

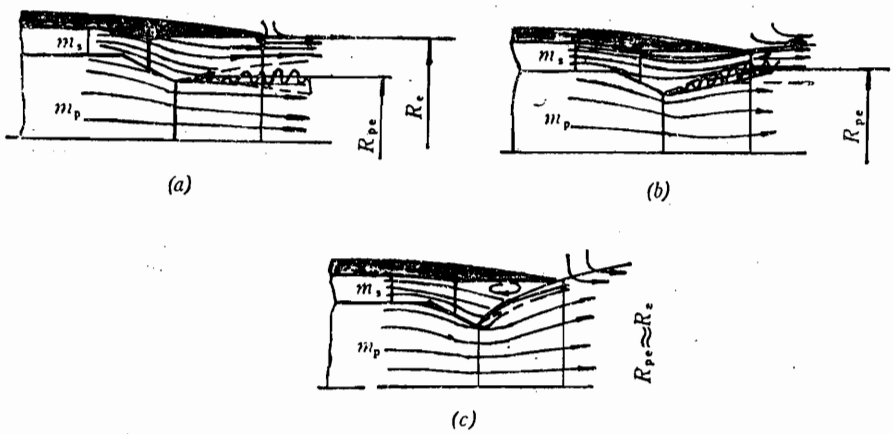


图7-59 在起飞条件下($M_\infty=0$)，当主喷管落压比为不同数值时，引射喷管内气流流动简图

(*a*)低落压比；(*b*)中等落压比；(*c*)高落压比。

图7-60所示为飞行马赫数小于 1 时，引射喷管内、外流的流动情况。从引射喷管排出的热燃气流与流过后机身的外部气流发生作用，这个相互作用的特征取决于外部气流流过后机身的特点，以及引射喷管的几何尺寸和主喷管的落压比。

现在来看一下，引射喷管从没有排气变到较高主喷管落压比时，主喷流与外部气流的相互作用有什么特点。当没有热燃气喷出时(图7-60*a*)，沿后体的压强分布及其外部阻力取决于外部气流的流动条件和后体的几何形状。此时按内部气流参数计算的推力等于零。当飞行

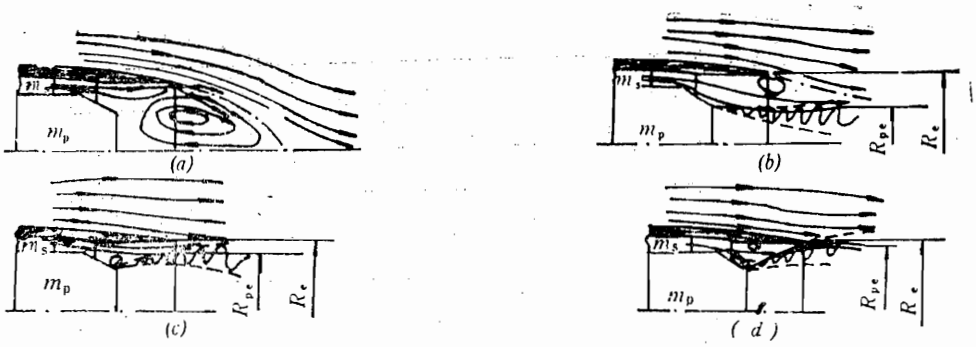


图 7-60　在飞行M数小于1时，引射喷管内外的流动情况简图

(a) 无喷流$p_b<p_a$；(b) 低落压比$p_{tp}/p_b>1$，$p_b<p_a$；

(c) $p_{tp}/p_b>\left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{k}{k-1}}$；　(d) $p_{tp}>p_a>\left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{k}{k-1}}$。

马赫数增加时，主喷管的落压比也随之增加，促使底部压强单调地增加，底部阻力减少，而按内部气流参数计算的推力也增加(图7-60*b*)。由于从主喷管排出的燃气流进入底压p_b低于外界压强的环境中，这时临界落压比将低于$[(k+1)/2]^{k/(k+1)}$。此时按内部气流参数计算推力的公式，其静压项是负值，即有推力损失。而主喷流膨胀在引射喷管出口处所占的尺寸R_{pe}也大大小于引射套管出口半径R_e。在这种情况下，就有空气从外界大气中被吸入引射喷管的二次流流路中去。在二次流流路中，此时所建立的压强与外界大气压强相差不大。当飞行马赫数增加(即主喷管落压比增加)时，主喷流膨胀在出口处的尺寸R_{pe}也是增大的(图7-60*c*)，因而就使得从外界大气吸入空气的环形面积减小。这样一来，二次流流路中的空气变得稀薄了，因此引射喷管就会产生底部损失(主喷流过度膨胀产生的推力损失)，致使引射喷管的推力系数大大降低。在一定的引射喷管几何尺寸情况下，随着飞行马赫数进一步增加时，主喷流膨胀得如此之大，以致在引射喷管出口的尺寸R_{pe}接近于引射喷管出口半径R_e，这时底部压强增加到等于甚至稍大于外界大气压强。在此条件下，按内部气流参数计算的推力系数增大，由于沿后体外部压强分布有些变化，底部阻力也有些减少。

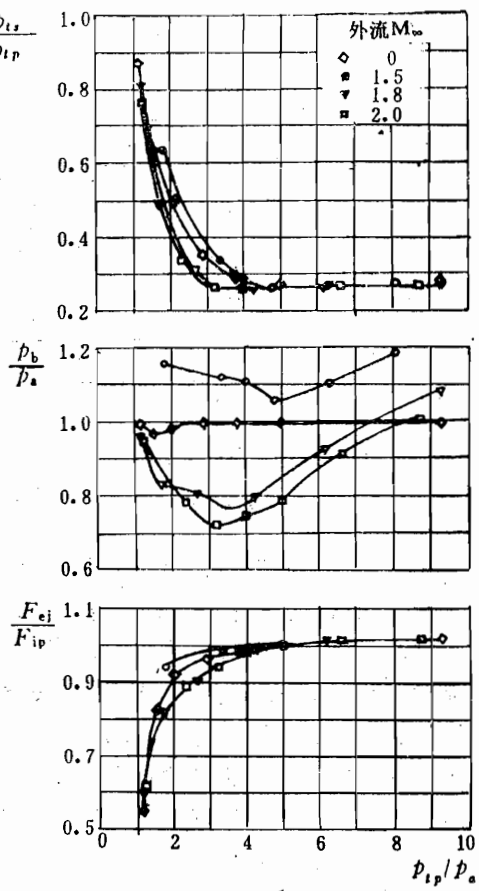


图7-61　外流对收敛形引射喷管性能的影响

当外部气流速度为超音速时，喷流和外界气流相互作用的特征更为复杂。试验结果表明，在超音速飞行状态，引射喷管内主喷流的落压比明显地增加，底部压强接近于外界

($\overline{D_e}=1.3$；$\overline{L_p}=0.8$；$(m_s/m_p)\sqrt{T_{ts}/T_{tp}}=0.06$。)

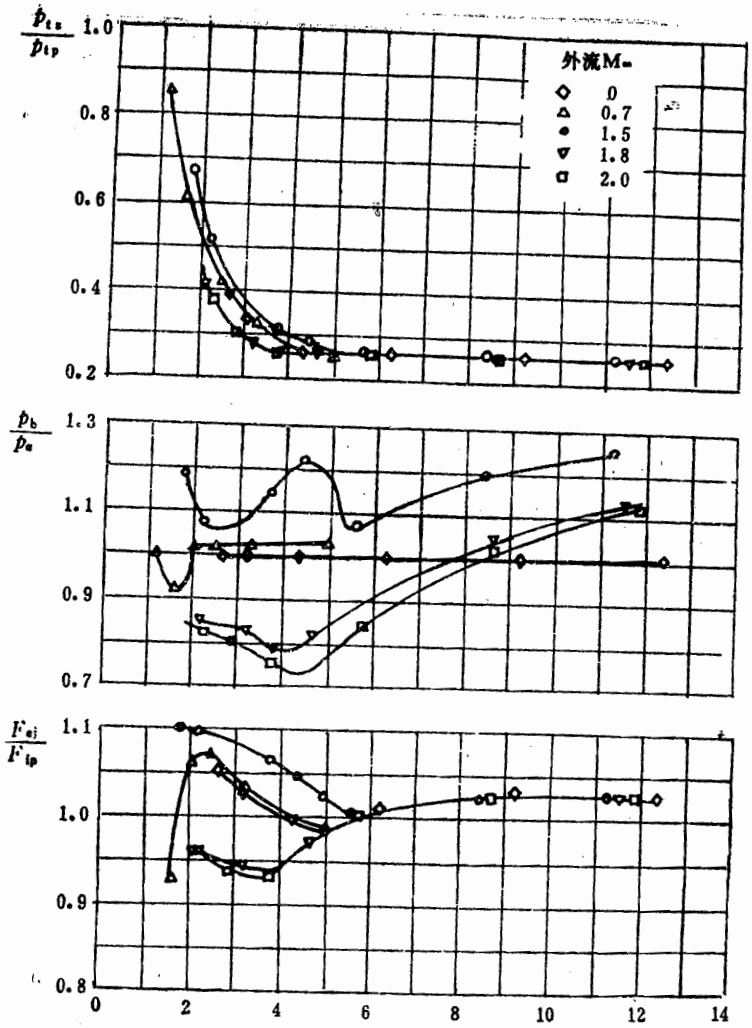


图7-62　外流对收敛-扩张形引射喷管性能的影响

($\overline{D}_e=1.45$; $\overline{D}_s=1.21$; $\overline{L}_p=0.8$; $(m_s/m_p)\sqrt{T_{ts}/T_{tp}}=0.05$。)

大气压强，引射喷管接近于完全膨胀或欠膨胀状态，外部气流已不大影响引射喷管主、次流的流动，引射喷管也在其推力系数最大值的附近工作。

图7-61～7-63中给出了一种收敛形引射喷管($\overline{D}_e=1.3$，$\overline{L}_p=0.8$)，两种收敛-扩张形引射喷管($\overline{D}_e=1.45$，$\overline{D}_s=1.21$，$\overline{L}_p=0.8$和$\overline{D}_e=1.81$，$\overline{D}_s=1.21$，$\overline{L}_p=1.9$)，飞行马赫数对其抽吸特性、推力特性以及底压比(p_b/p_a)的影响。试验是在不同的次流换算流量比下进行的，并以喷流落压比的变化来表示。试验模型的后体角均为12.5°，这些引射喷管的设计落压比分别是8、12和24左右(忽略次流的影响)。

由这几张图可见，在试验外流马赫数为0.7的状态，底部压强p_b与外界大气压强之比p_b/p_a随喷流落压比的变化不大，并且大体上接近于1，仅在很低的喷流落压比($p_{ts}/p_a<3$)时，有一定程度的降低。在试验马赫数为超音速的状态，底压比(p_b/p_a)随喷流落压比的变化很大。对于所有的引射喷管来说，在喷流落压比增加时，底压比通常先是减少，并达到最小

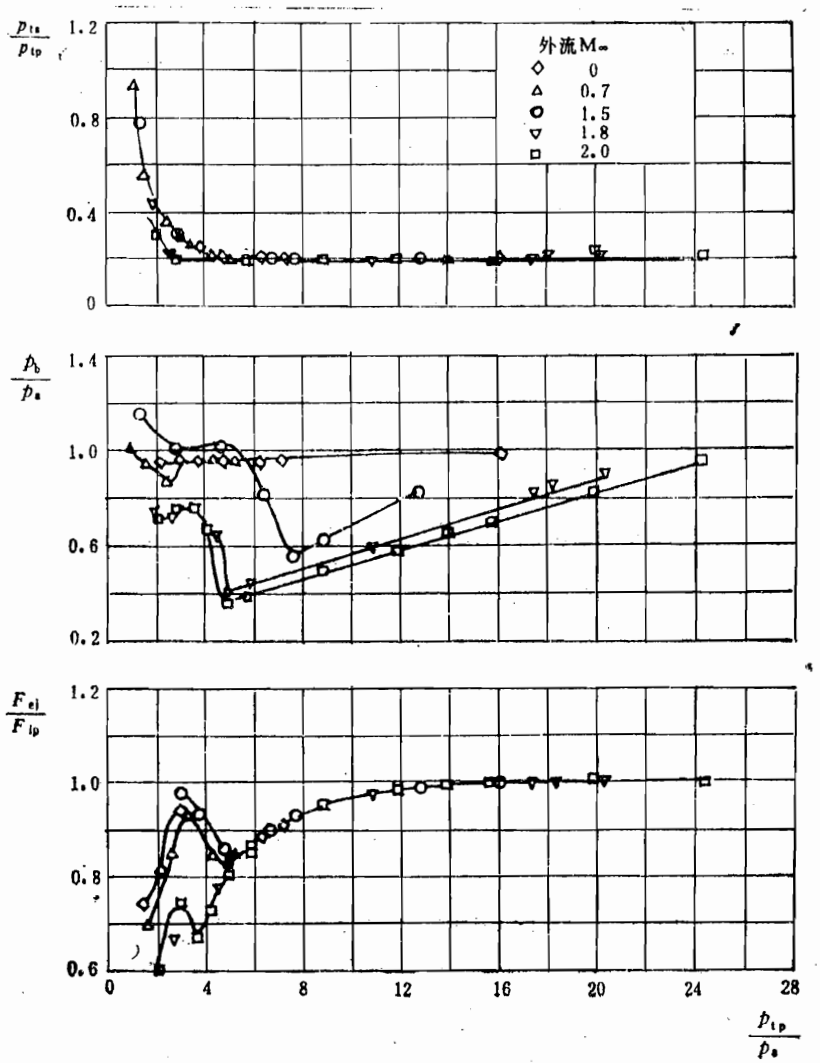


图7-63　外流对收敛-扩张形引射喷管性能的影响

$(\overline{D}_e=1.81;\ \overline{D}_s=1.21;\ \overline{L}_p=1.9;\ (m_s/m_p)\sqrt{T_{ts}/T_{tp}}=0.05。)$

值，然后增加。这个变化趋势类似于非引射式喷管得到的趋势。最小的底压发生在内流刚刚充满引射套管的落压比上。在图7-64上描述了底压比p_b/p_a和引射喷管出口处壁面静压与主流总压之比p_{we}/p_{tp}随主流落压比的变化。出口压强比可以作为气流出口状态的指示。如果出口压强比不再随喷流落压比变化，则引射喷管内气流的膨胀是完全的。试验表明，在试验的这三个马赫数上，最小的底压p_b/p_a发生在出口压强比不随喷流落压比改变的时候。

在低的喷流落压比范围内，底压比随喷流落压比的增加而减少。底压的变化趋势在很大程度上取决于引射喷管的分离特性，即取决于引射套管形状、设计落压比和次流换算流量比等因素。由图7-63可见，对于外流马赫数为1.8和2.0的情况，在喷流落压比小于5时，外流马赫数对推力的影响很大，而对于马赫数为0.7和1.5的情况则不然。马赫数为1.8和2.0，且底部压强比p_b/p_a为0.7时，分离界限p_{tp}/p_a为3.5，这表示分离界限p_{tp}/p_b为5.0左右。这同静态试验中测出的分离界限是一致的。对于马赫数较高的情况，在喷流落压比p_{tp}/p_a在

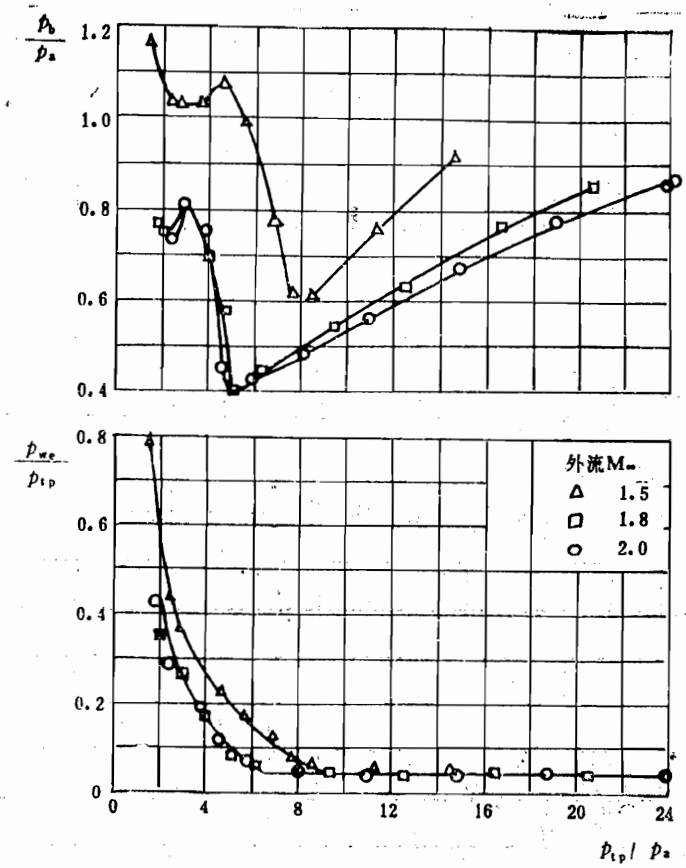


图7-64 底压比和出口压强比随喷流落压比的变化

($\overline{D}_e=1.81$; $\overline{D}_s=1.21$; $\overline{L}_p=1.9$; $(m_s/m_p)\sqrt{T_{ts}/T_{tp}}=1$)

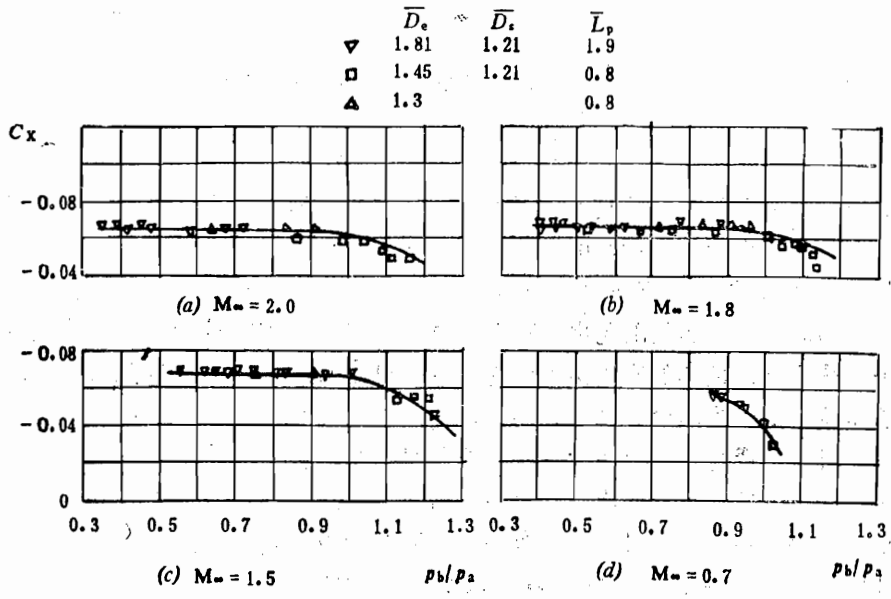


图7-65 底部压强对后体阻力的影响

3.5～5.0的范围时，外流和底部压强的作用可能会推迟气流从引射套管壁面上分离，从而引起很大的过度膨胀推力损失，其值可达25%。对于马赫数为1.5的情况，与马赫数1.8和2.0的情况不同，由于马赫数1.5时12.5°的后体外表面上有分离气流，所以喷管的底部压强与气流的分离界限均有些变化。

图7-61和图7-62上所表示的外流对喷管性能的影响与图7-63的变化规律大体相同，只不过由于引射喷管的设计落压比不同，喷管的性能有些差异而已。

引射喷管内的气流分离受底部压强比的控制，同时后体区的外部气流分离也要受底部压强比的控制。图7-65所示为底部压强比对后体阻力系数 C_x 的影响。对于试验的四个马赫数，

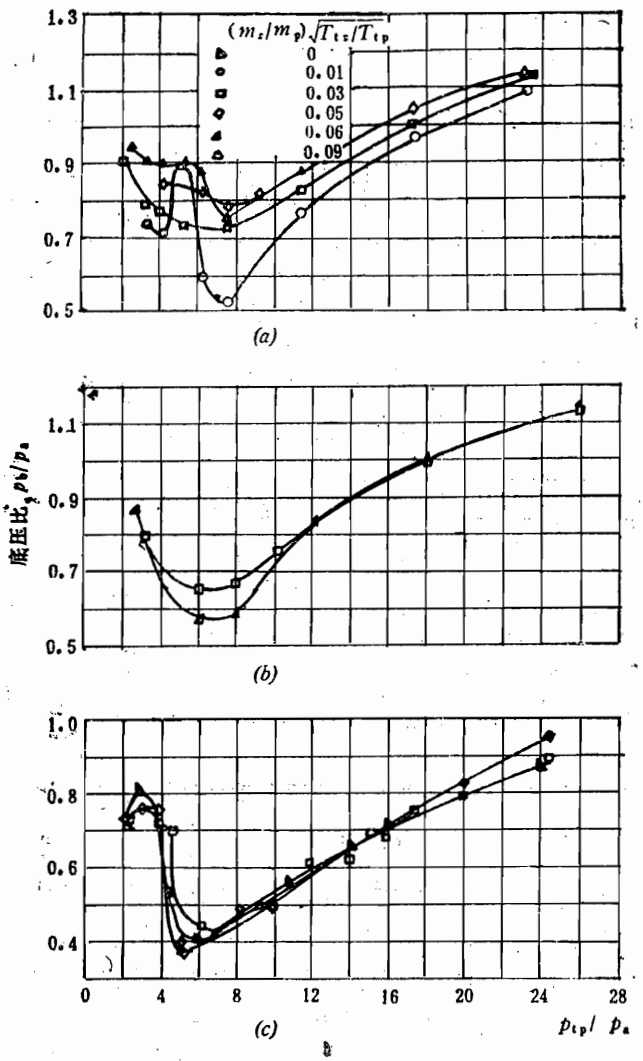


图7-66　次流换算流量比对底压比的影响

	$\overline{D}_e$	$\overline{D}_s$	$\overline{L}_p$	M_∞
(a)	1.45	'.21	0.8	1.8
(b)	1.45	1.09	0.8	2.0
(c)	1.81	1.21	1.9	2.0

在底部压强比p_b/p_a较低时，后部阻力是不改变的，在每个试验的马赫数上，都有这样一个底压比的值，大于此值时外流就发生分离。底压可以沿后体向上游传递，使后体阻力减小。

次流换算流量比对底部压强的影响示于图7-66。在主流落压比较低时，次流流量比对底压有一定影响。在主流落压比较高时，次流流量比的改变对底压比的影响不大。在引射喷管设计落压比增加的情况下(图7-66c)，落压比较大时，次流量大，底压也高些。

图7-67～7-69介绍了有外流的四个试验马赫数下，其引射喷管推力和静态推力之间的差异$((F_{ej}-F_{ejq})/F_{ejq})$。这些图的横坐标是名义设计落压比的百分比$[(p_{tp}/p_a)/(p_{tp}/p_a)_d]$。一般说来，所有外流马赫数对引射喷管推力的影响都发生在低于设计落压比0.6的时候。由这三幅图可见，外流马赫数为1.8和2.0时，其影响趋势是类似的。有外流时的引射喷管推力较静态推力要小一些。外流马赫数为0.7和1.5时，有无外流的引射喷管推力数值比马赫数1.8和2.0的变化都要小一些。

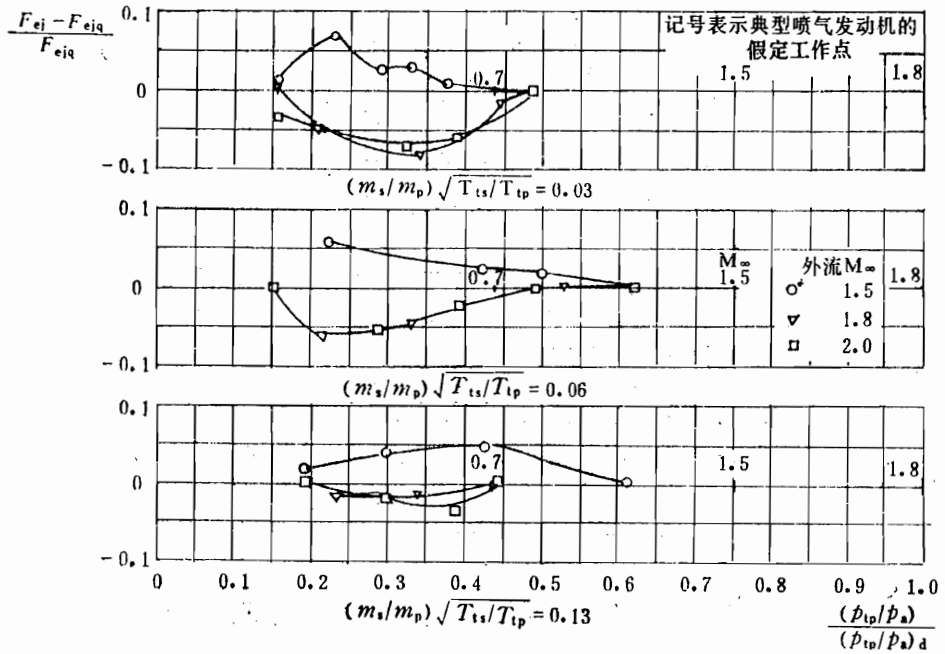


图 7-67　外流对收敛形引射喷管推力的影响

($\overline{D}_e=1.3$；　$\overline{L}_p=0.8$。)

应当指出，在上述各图上表示的是不同外流马赫数时，引射喷管推力随喷流落压比变化的一般规律。为了描述外流马赫数对这组引射喷管实际工作点的影响，图7-70给出了喷气发动机喷管落压比与飞行马赫数的变化关系。引射喷管的工作状态可以按该图求出。例如飞行马赫数为0.7、1.5、1.8和2.0时，喷管工作的落压比分别是3.5、6、8和10左右。对于套管出口直径比$\overline{D}_e$为1.3、1.45和1.81三个引射喷管，在外流马赫数为1.5、1.8和2.0时，外流马赫数对引射喷管的推力性能没有什么影响(图7-67到图7-69)。一般说来，外流影响只发生在引射喷管的过度膨胀工作状态，这种影响对于固定几何尺寸，引射喷管按高落压比设计时是非常重要的。引射喷管在外流马赫数为0.7工作时，外流的影响使推力性能有些降低，即低于静态的试验结果。

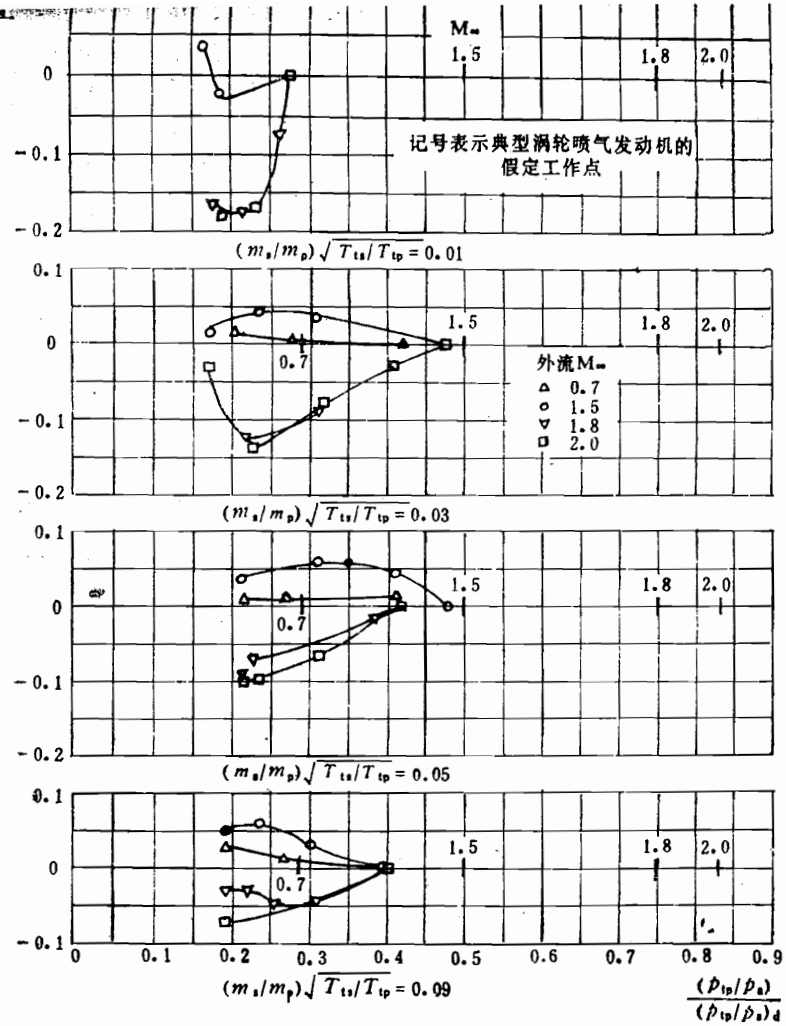


图7-68　外流对收敛-扩张形引射喷管推力的影响

($\overline{D}_e=1.45$; $\overline{D}_s=1.21$; $\overline{L}_p=0.8$。)

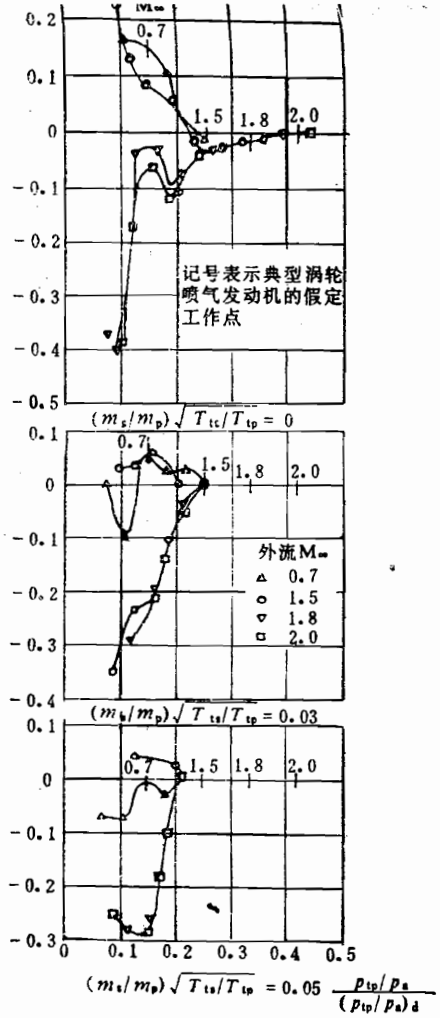


图7-69　外流对收敛-扩张形引射喷管推力的影响

($\overline{D}_e=1.81$; $\overline{D}_s=1.21$; $\overline{L}_p=1.9$。)

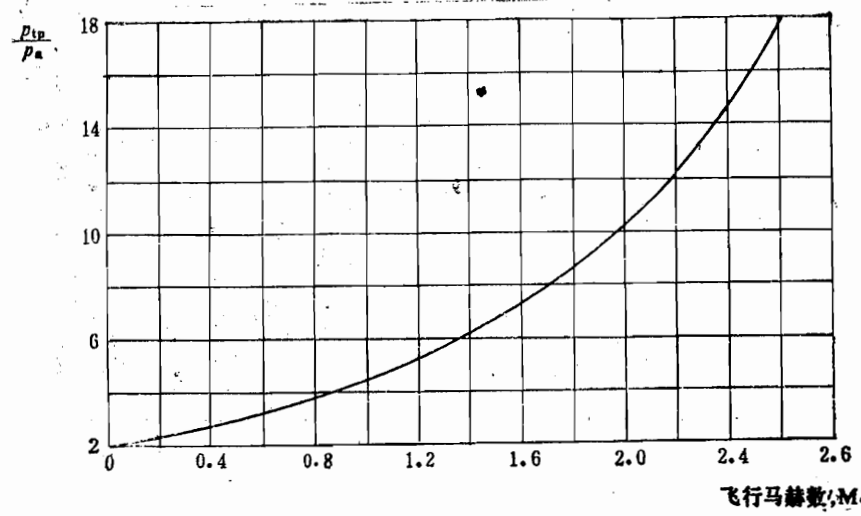


图7-70 典型的喷气发动机喷管落压比与飞行马赫数的关系

上述分析是引射喷管具有不同几何参数，而后体角均为12.5°的缩尺模型，在不同的外流马赫数下，使用冷喷流的试验结果。由于这三个引射喷管的后体角相同，才便于分析和比较不同外流马赫数对喷管性能的影响。实际上，飞机使用的引射喷管，其外形要复杂一些，而且还由于动力装置安装的位置不同，引射喷管的外部流场都不一样。因此，引射喷管单独模型试验性能和引射喷管安装在飞机上的性能是不同的，这个问题在下一节做介绍。

7.7 引射喷管的调节

引射喷管的调节主要是通过改变主喷管和引射套管几何尺寸的方法，使其在广泛的飞行状态上都能获得较大的推力增益。此外也可以利用改变次流流量的方法达到补充调节的目的。对于高温的涡轮喷气发动机，次流空气还能保证对加力燃烧室外壁及喷管调节片的冷却。

在利用改变次流流量的方法调节引射喷管时，必须要考虑到引射喷管引进次流对发动机推力所造成的影响。此外，在引射喷管工作时，其抽吸特性决定了次流换算流量比与次流总压比的单值关系。为了得到所要求的次流流量比，必须供给具有一定压强的次流。次流流量可以从飞机进气道中吸取，也可以采用从机身上或者从发动机舱上的附面层中吸取的方法。前者引射喷管净推力由于要扣除次流进口动量而有一定程度的减少，后者从附面层中吸取次流，只要其压强足够大，即能保证有所要求的次流换算流量比，这时由于次流入口动量所造成的推力损失会有所减少。

选择引射套管几何尺寸和次流换算流量比随飞行马赫数、飞行高度以及发动机工作状态等的变化规律，应当使这个规律能保证引射喷管产生较大的推力增益。当飞行马赫数减小时，喷管中的落压比降低，为了防止主喷流在引射喷管中过度膨胀造成推力损失，就应当使引射套管的出口直径减小并增大次流的流量。在起飞和低马赫数飞行时，次流的总压是很低的，发动机舱内的压强甚至低于外界大气压强。在这种情况下，会招致排气喷流被吸入舱内

现象。此时，补充提供次流可以通过专门的供气活门来实现。这种供气活门，在机身外表面上的压强与引射喷管次流流路的压强所产生的压差作用下，会自动开启并补入外界空气。在飞行马赫数增加、次流压强增加并超过外界大气压强时，供气活门自动关闭。

.7.1 机械式可调节引射喷管

使用固定式引射喷管虽然具有结构简单、重量轻的优点，但这种引射喷管只是在设计落压比下工作才具有较好的推力性能。在偏离设计点的工作状态上，使用固定式引射喷管会使性能变差。特别是其设计点选择在超音速大马赫数时，跨音速状态的推力损失很大。采用机械式可调节引射喷管能在广泛的工作状态上都获得较大的推力增益。

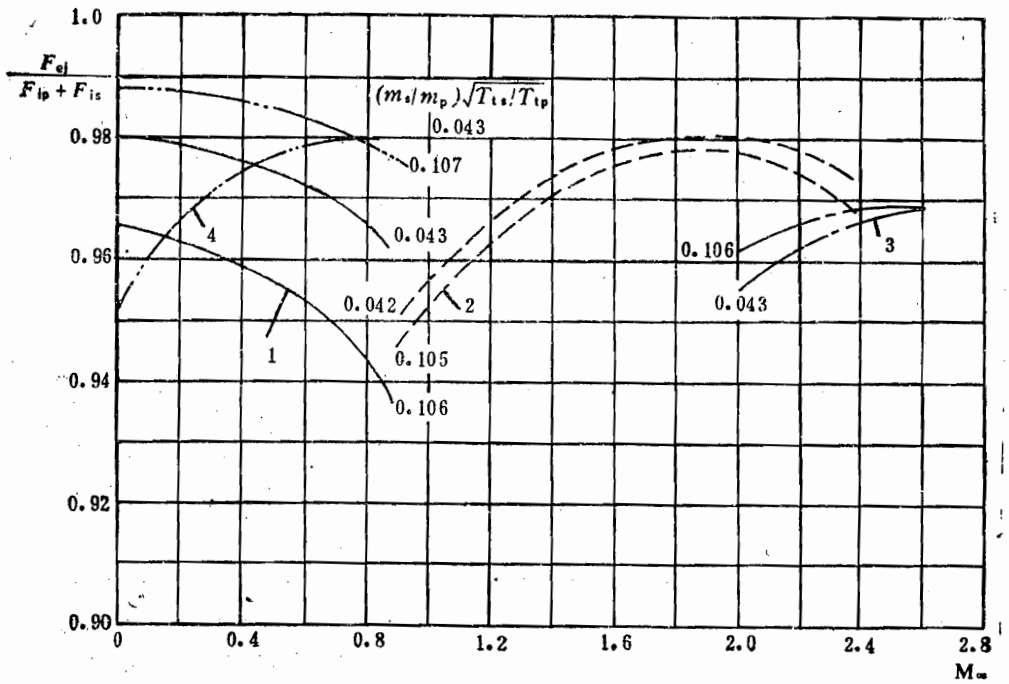


图7-71 双位置调节引射喷管的组合推力性能

形 状	模拟状态	D_p(厘米)	D_e/D_p	D_s/D_p	L_p/D_p	$\beta(^\circ)$
1	加力起飞	20.96	1 5	1.2	0.93	11.5
2	加力加速	22.56	1.4	1.11	0.86	11.5
3	部分加力超音速巡航	19.25	1.64	1.31	1.03	11.5
4	不加力亚音速巡航	16.43	1.11		1.19	−3.4

图7-71上介绍了双位置调节引射喷管的组合推力性能。图中以飞行马赫数M为变量描述了各种典型工作状态的推力性能[8]。除了在跨音速加力加速状态之外，在各重要的工作点，引射喷管推力系数均在0.97到0.98之间。在亚音速巡航状态，由于引射喷管出口直径比 D_e

由1.5减小到1.11，引射套管也由收敛-扩张形变为收敛形，使引射喷管推力系数明显提高，与加力起飞状态相比，推力系数增加了2%以上，使亚音速巡航的经济性得到改善。

早期的J79发动机就是采用机械式调节引射喷管的(图7-72)。它的重要设计点是飞行马赫数$M_\infty=0.9$的亚音速巡航，不强调加力加速到$M_\infty=2.0$的引射喷管性能，因为没有高马赫数巡航的要求。由于J79发动机的加力温度达1920K左右，所需要的主喷管面积变化范围广，因此不允许使用固定面积的引射喷管。当主喷管处于最大工作状态时，引射套管出口直径比$\bar{D}_e=1.183$，出口间距比$\bar{L}_p=0.76$。当主喷管处于全加力工作状态时，引射套管直径比$\bar{D}_e=1.265$，间距比$\bar{L}_p=0.72$。引射套管直径比的变化通过机械作动系统来完成。在地面起飞和低马赫数飞行时，由于进气道出口的压强低于外界大气压强，所以通过供气活门吸入外界空气，冷却发动机舱和引射喷管。在正常的飞行中，进气系统压强大大提高了，冷却气流经发动机舱流入引射喷管。由于该引射喷管用单作动系统实现引射套管出口直径的变化，使亚音速巡航状态的总推力减少了1%的损失。在亚音速巡航状态上，主喷管落压比为3～4时，它的低引射套管直径比是收敛形引射喷管的较佳值。早期引射喷管的设计主要从推力性能、冷却和飞机进气道/发动机匹配等因素来考虑。如何减少喷管底部阻力是J79发动机引射喷管后继型的第四个重要设计准则。

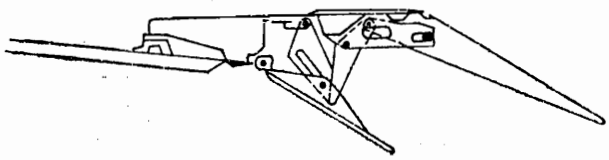


图7-72　J79发动机的机械式调节引射喷管

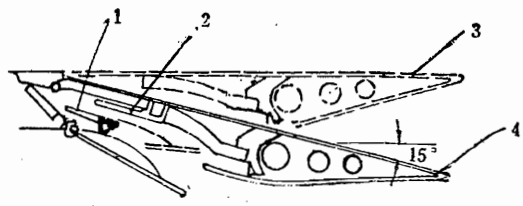


图7-73　J79发动机的低底阻引射喷管

1．主喷管调节环；2．外套管调节环；
3．加力位置；4．不加力位置。

为了扩大飞机的飞行范围，提高了J79发动机引射喷管的内推力系数和减少后体阻力，设计研制了低底阻引射喷管。这种新型喷管(图7-73)选择了低巡航阻力和较高推力系数的喷管几何参数，其结果使飞机亚音速巡航性能改善了10%左右。其中一半的贡献归功于后体阻力的减少，另一半是由于提高了引射喷管内推力系数。因此，飞机的加速性得到了改善，飞行马赫数$M_\infty=2.0$时总推力约改善了2%。

低底阻引射喷管的具体改进主要是，引射套管调节片长度由33厘米加长到68.6厘米。使亚音速巡航时的后体角由28°减少为15°，调节片的外部气流不再分离，从而使这种喷管的后体阻力显著减少。在亚音速巡航状态，引射套管的出口直径比$\bar{D}_e$为1.109，低底阻喷管长调节片的内扩张壁面使主喷流较好地膨胀，避免了喷流冲击到收敛形套管调节片上带来的损失。图7-74示意出这种损失的机理。在调节片后段上有壁面静压p_w的增加，说明存在主喷流的冲击。在低底阻引射喷管上，这种现象消除了。在全加力工作状态，飞行马赫数$M_\infty=2.0$时，引射套管出口直径比$\bar{D}_e$为1.3416。与早期的直径比$\bar{D}_e$为1.265的喷管相比较，出口直径

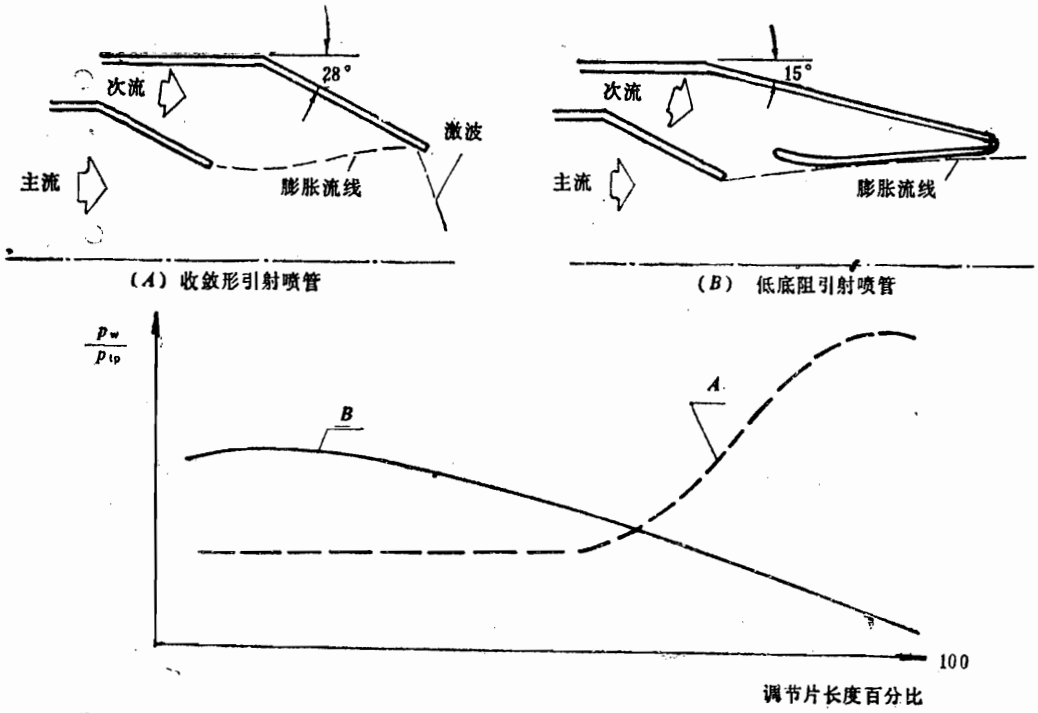


图7-74 有冲击压强损失的引射喷管和低底阻引射管膨胀过程的比较

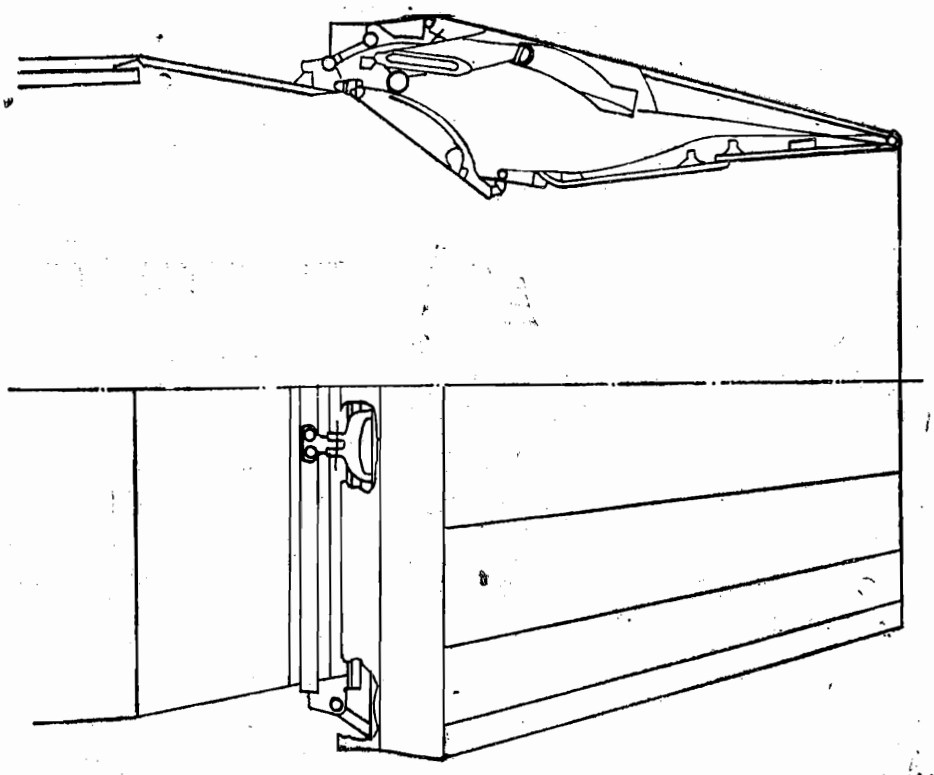


图7-75 J79发动机的导向膨胀排气喷管

增加了，减少了欠膨胀推力损失。在加力加速期间，低底阻引射套管呈扩张形，由于加长了引射套管调节片，不仅总推力系数提高了，而且全加力加速到飞行马赫数 2.0 的后体阻力也减少了1～4%。

当然，低底阻引射喷管设计方案也带来某些问题。如在喷管落压比2～4之间，出现过长调节片的工作不稳定问题、长调节片之间的漏气损失问题。这些问题在采取相应的措施之后都解决了。但是这种低底阻引射喷管性能的改善，却使其结构复杂了，重量增加了。

J79发动机引射喷管进一步的发展是按照发动机/飞机系统一体化的设计原则进行的。随之设计研制了先进的导向膨胀排气喷管(图7-75)。设计开始时就考虑到影响喷管不稳定工作的因素和长调节片之间的密封问题。

采用的开周向槽和移动的内密封技术不仅解决上述问题，而且也提供充足的次流空气的流通能力，使高亚音速飞行状态上的次流流量增加。导向膨胀喷管采用三铰链低后体角机构它能使引射套管内层和外层调节片之间的夹角改变。在加力期间，这种机构比低底阻引射喷管的损失小，超音速巡航性能有了改善。

7.7.2 气动定位式引射喷管

在飞机飞行范围宽广时，采用气动力定位的可变调节片引射喷管 可以使调节机构简化。这种类型的引射喷管已经应用在某些飞机上了。

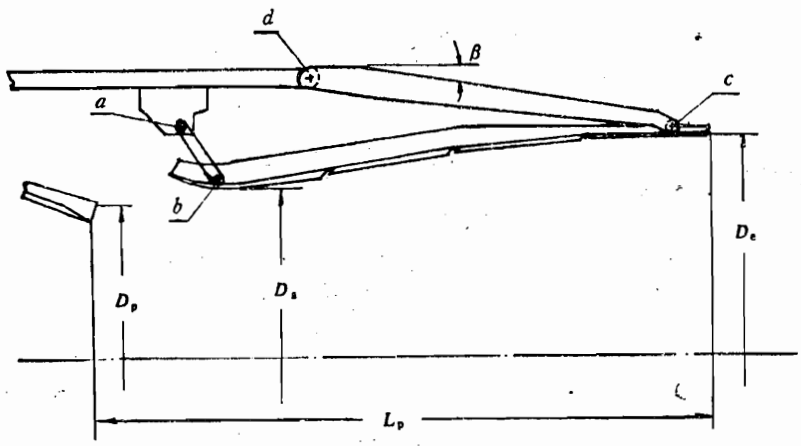


图7-76 可变调节片引射喷管几何尺寸、铰链和装置

图7-76所示为一种试验用的气动力定位可变调节片引射喷管简图。引射套管是由内调节片、外调节片、内封严片和外封严片等组成。它由a-b、b-c、c-d和d-a件构成四连杆联动装置、在引射套管内外壁面压差的作用下操纵运动。两个喷管形状A和B的几何尺寸变化示于图7-77。图中，引射喷管几何参数L_p/D_p、D_s/D_p和D_e^2/D_p^2随后体角β变化。按图中设计的联动位置，参数L_p/D_p和D_s/D_p在后体角改变时变化不大，而引射套管出口面积比D_e^2/D_p^2变化却很大，以适应喷管落压比变化的要求。这两种形状的最大出口面积近似等于机身的截面积。为了避免可能出现大面积比下的不稳定流动，其最小的引射套管直径比$\bar{D}_e$为1.162。形状A的最大后体角为15.5°，形状B为13°。

图7-78给出了喷管落压比在各个模拟工作状态随飞行马赫数的变化关系。在亚音速巡航、最大状态加速和加力状态加速时，其次流换算流量比由零变化到10%。图 7-79 给出了在各个

模拟工作状态，后体角β随飞行马赫数的变化关系。当引射喷管在亚音速和跨音速飞行状态工作时，由于喷管中的落压比较低，主喷流呈过度膨胀，引射套管调节片内壁面静压低于外壁面静压，套管调节片在内外壁面压差的作用下，使套管出口尺寸关小，从而大大减轻主喷流因过度膨胀产生的推力损失，起到了机械式调节引射喷管同样的作用。相反，在超音速大马赫数下飞行时，喷管落压比急剧地增加，引射喷管处于欠膨胀工作状态，套管调节片内壁面静压也大大增加并超过外壁面静压，此时在压差作用下，引射套管调节片向外张开，出口尺寸增加，有利于主喷流充分膨胀，以提高喷管的推力系数。套管调节片的收缩或张开的位置，取决于套管内外气动力的大小。在飞机实际应用的气动定位引射喷管上，限于套管结构实现的可能性，套管出口尺寸的最大值和最小值是受限制的。图7-79的后体角在一定范围内变化就说明了这一点。

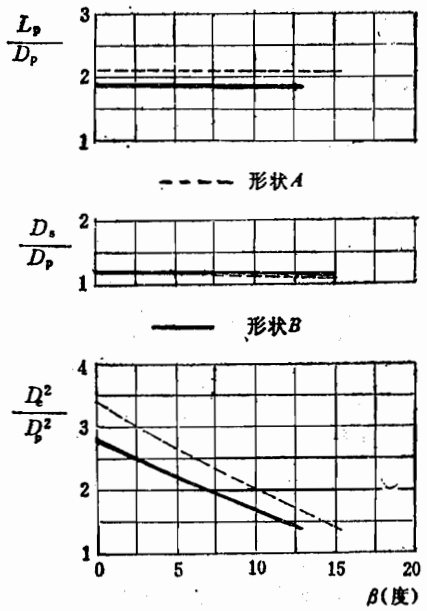


图7-77　引射喷管几何参数随后体角β的变化

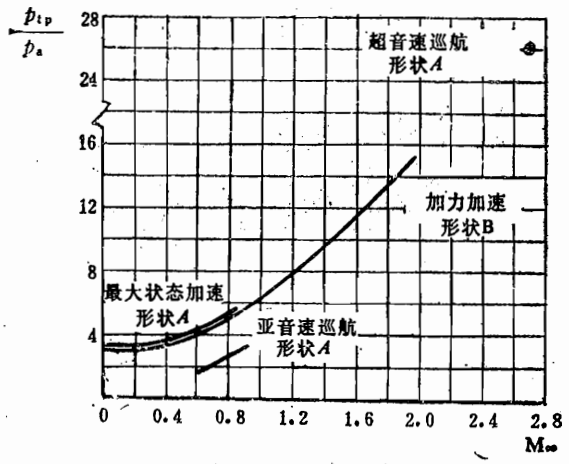


图7-78　各模拟工作状态上喷管落压比随飞行马赫数的变化

在评价气动定位引射喷管性能时，要引入引射喷管推力减阻力系数$(F-X)/(F_{ip}+F_{ia})$。与静态引射喷管推力系数相比较，多了阻力项。该阻力是由后体压差阻力、摩擦阻力以及内流和外流相互作用等组成的。这种引射喷管在亚、跨音速状态使用时，由于后体角很大，阻力也很大。图7-80给出了该试验引射喷管后体压差阻力随自由流马赫数的变化。图7-81给出了有与没有外流时引射喷管性能比较。由图可见，最大的差别是在亚音速巡航状态，此时推力值较低而后体角又很大，阻力也就很大。图中的后体压差阻力系数是所测的后体压差阻力与主、次流理想推力之和的比值，在亚音速巡航状态，后体压差阻力损失高达6%。应当指出，除了$M_\infty=0.81$的亚音速巡航之外，在试验的其它状态上，外流马赫数对套管调节片的浮动位置影响不大。在亚音巡航马赫数$M=0.81$时，静态试验所测得的后体角β仅比有外流的后体角大1°左右。

比较图7-80和图7-81的试验曲线可见，没有外流时的引射喷管推力系数是比较高的。这说

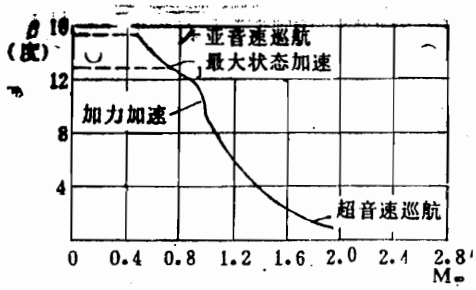


图7-9 各模拟工作状态上后体角β随飞行马赫数M_∞的变化

1.亚音速巡航，$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.04$；

2.最大状态加速，$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.01$；

3.加力加速，$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.04$。

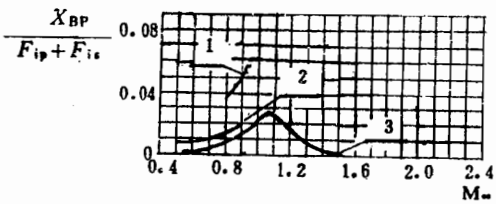


图7-80 可变调节片引射喷管的后体压差阻力损失

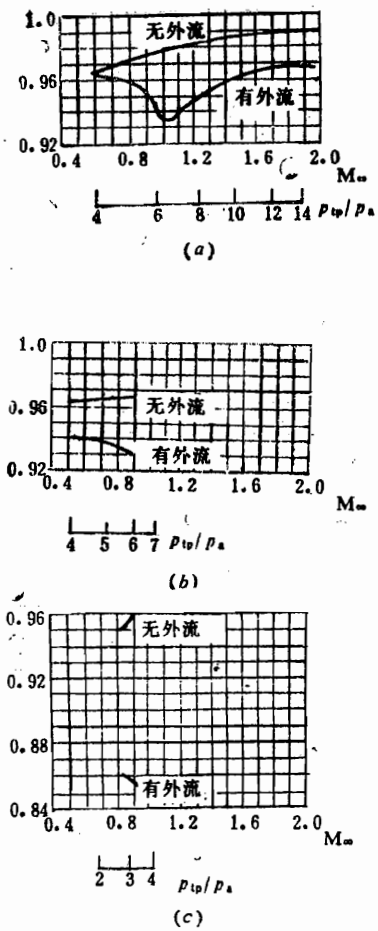


图7-81 带与不带外流时可变调节片引射喷管性能的比较

(a)加力加速，$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.04$；

(b)最大状态加速，$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.01$；

(c)亚音速巡航，$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.04$。

明喷管的内特性比较好。当有外流存在时，在扣除后体阻力之后，推力减阻力系数便有相当大的减少，在跨音速飞行范围内尤其显著。这其中后体阻力是个大问题。亚音速巡航时，引射套管调节片在气动力的作用下，套管出口直径比减小($\bar{D}_e=1.183$)，后体角增大。此时喷管内特性得到改善(图7-81)。但是由于后体角增大到15°，机尾的投影面积仅是短舱机身截面积的60%，所以后体阻力较大。后体阻力的大小取决于受后体形状影响的静压分布情况。从减少阻力的观点来说，希望圆筒形机身和15°后体角的后体之间能用圆弧来转接。可是在超音速飞行状态，引射套管调节片张开时，后体角很小，要在调节片处铰链外提供大圆半径

并且还能够维持圆筒形状的后体，看来是不可能的。

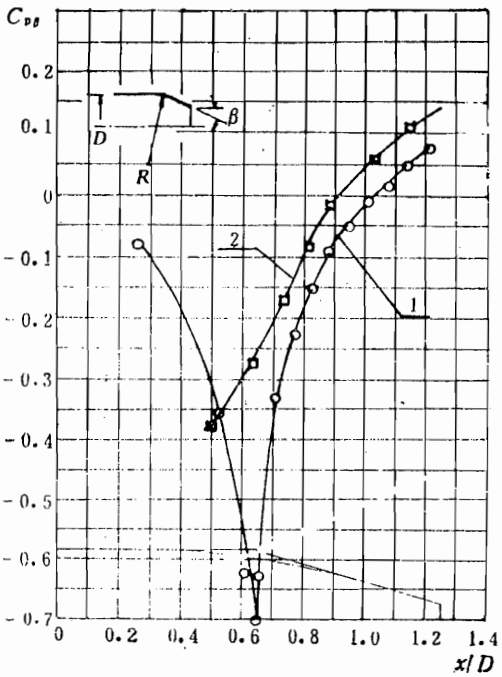


图7-82　后体形状对压强系数分布的影响
($M_\infty=0.9$；　$\beta=15°$。)
1.$R/D=0$；　2.$R/D=2.5$。

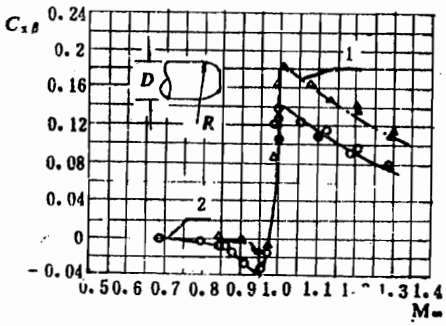


图7-83　圆滑转接对后体阻力的影响
1.$R/D=0$；
2.$R/D=2.5$。

图7-82所示为$M_\infty=0.9$时，尖角和圆角转接的后体压强分布。尖角($R/D=0$)时，其下游的气流膨胀很大，产生的阻力也很大。倒成圆拐角使气流膨胀和阻力都减小。后体上的静压分布也还受后体尾缘处喷流边界的影响，喷流边界随喷管落压比的变化而改变。图7-83表示出了圆角转接对后体阻力的影响。显而易见，圆滑转接比尖角情况能有效地减少阻力。在$M^\infty<0.9$时，阻力有微小的降低。在$M_\infty>1.0$时，阻力的降低十分明显。

7.7.3 辅助进气门式引射喷管

为了改善收敛-扩张形引射喷管在跨音速飞行时的推力性能，采用可调节的引射喷管是一种有效的方法。然而，这种喷管调节片改变出口直径范围是受结构限制的。采用带辅助进气门的引射喷管，能够更有效地改善喷管的跨音速推力性能。

图7-84所示为辅助进气门式气动定位引射喷管气流流动略图。在飞机起飞和亚音速巡航状态，由于主喷流过度膨胀，使套管内压强降低到低于外界大气压强，辅助进气门在其内外压差作用下，向内自动打开(图7-84*b*)，使机身外的空气(第三股气流)进入引射喷管的次流流路中去，以防止主流在低喷管落压比下的过度膨胀。由于第三股气流的引入并填充了引射套管，所以也降低了对套管调节片出口面积的要求。假如把这种引射喷管和可变调节片引射喷管相比较，在调节片长度相等的情况下，后体角可以从15°减少到10°。此时，辅助进气门式引射喷管的面积比D_e^2/D_5^2为2左右，而可变调节片引射喷管的相应值仅为1.4。显然，这种

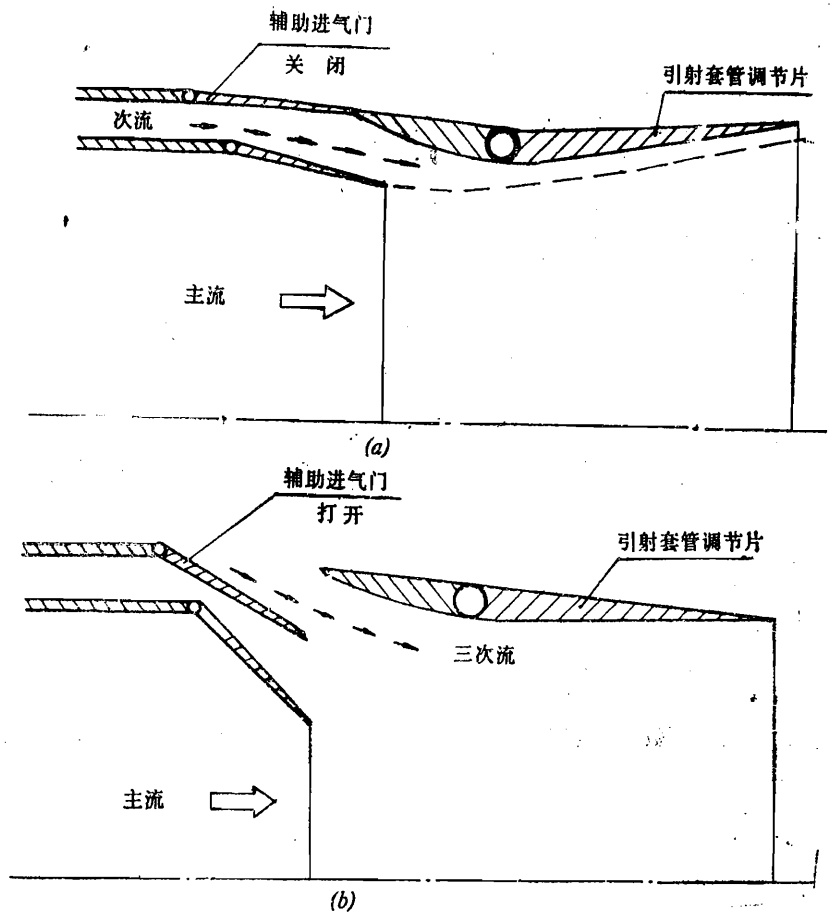


图7-84 辅助进气门式引射喷管略图

(a)高飞行马赫数、高喷管落压比的工作情况；

(b)低飞行马赫数、低喷管落压比的工作情况。

喷管对减少后体阻力有利。

图7-85 所示为一种试验用辅助进气门式引射喷管的出口面积比 (D_e^2/D_p^2) 随后体角的变化。图7-86是它的喷管落压比随飞行马赫数的变化。图中给出各种飞行状态的情况。试验中用两个主喷管来模拟加力和不加力状态下辅助进气门式引射喷管的工作。在各个模拟工作状态上的引射喷管性能画在图7-87上。除了超音速巡航时的次流换算流量比为0.02之外，其余状态均以次流换算流量比为0.04作比较。

由图7-87*a*上可以看到，在起飞状态，用大小两个主喷管都分别获得0.98和0.982的高喷管推力减阻力系数。在图7-87*b*和*c*上也还可以看到，在起飞状态，套管调节片是完全关闭的，辅助进气门是完全打开的。对于加力加速状态，辅助进气门在$M_\infty>0.85$时关闭(图7-87*c*)，套管调节片在$M_\infty>1.5$时，完全打开(图7-87*b*)。使喷管在接近完全膨胀的状态上工作。从图7-87*a*上来看，这种喷管的推力减阻力系数在整个加速期间内都是高的。只是在跨音速飞行范围内，喷管的推力性能较低，因为此时调节片部分关闭，后体角较大，后体阻力也较大。

对于不加力的主喷管，在从加速的情况转为典型的亚音速巡航时，其推力性能对喷管的落压比是十分敏感的。比如在$M_\infty=0.85$时或0.9时，若落压比由5或更大一些(加速时的典型

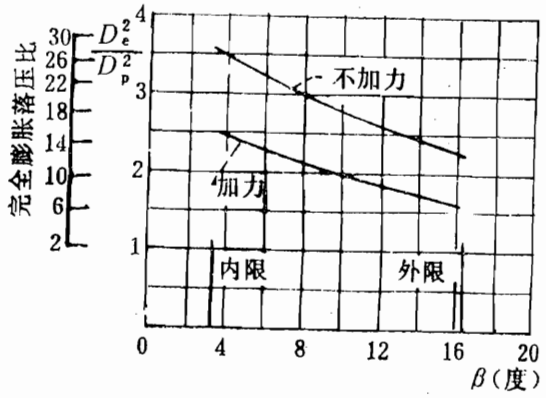


图7-85　套管面积比随后体角的变化

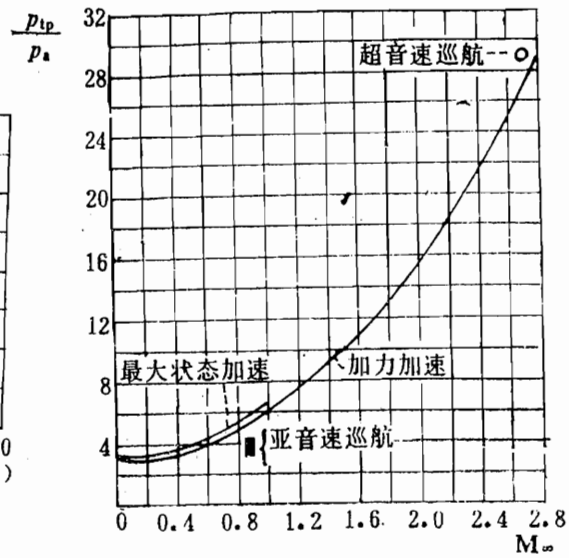


图7-86　喷管落压比随M_∞的变化关系

值)降到4.2左右，就会使性能损失3%，落压比进一步降到3.2左右，性能还会再损失2%到3%，推力减阻力系数只有0.87。图7-87*b*表示出在亚音速巡航时，由于喷管落压比较低，套管内主流的抽吸作用不大，调节片趋于进一步浮动打开。在喷管落压比由4.2降到3.27时，喷管面积比由2.38增加到2.93，这就使得喷管性能降低。图7-87*c*表明，在喷管落压比为4.2时，辅助进气门只不过是半开的。在落压比减少到3.2时，进气门进一步打开($M_\infty=0.85$)，而且和$M_\infty=0.9$时的进气门位置相同。在这些状态上，次流的总压低于外界大气压强，这说明存在内阻力。

试验中使用小的主喷管模拟超音速巡航工作。此时喷管的落压比约27.6，外流$M_\infty=2.7$(喷管设计落压比为29)。由图7-87*a*可见，外流马赫数2.0和2.7之间的外流影响是比较小的，在超音速巡航状态上，其推力减阻力系数约为0.971。

辅助进气门可以设计成单铰链式的，也可以设计成双铰链式的(图7-88)，后者更能提高进气的效果。这两种辅助进气门式引射喷管的性能比较画在图7-89上，比较是在模拟的亚音速巡航和最大状态加速下进行的，次流换算流量比均为0.04。由图7-89可见，不论是在亚音速巡航还是在最大状态加速，双铰链进气门的引射喷管性能均比单铰链门喷管的性能好一些。例如在$M_\infty=0.9$(亚音速巡航)时，单铰链门和双铰链门的引射喷管推力减阻力系数分别为0.902和0.917。在$M=0.9$的最大状态加速时，由于喷管落压比比巡航状态高一些，单、双铰链门的引射喷管推力系数分别达到0.944和0.952。在加力起飞状态，单、双铰链门的喷管推力减阻力系数分别是0.992和0.983。对单、双铰链门喷管的后体阻力测量表明，不论哪种工作状态(亚音速巡航、最大状态加速或加力状态加速)，后体阻力与辅助进气门的形式(单或双铰链)和门的位置无关。

辅助进气门式引射喷管模型的设计方法不同，其试验结果也不相同。图7-90所示为辅助进气门式引射喷管调节状态对其性能的影响。当进气门固定在打开的位置，而套管调节片固

定在关闭的位置时，可获得好的性能[53](图中最上面的曲线)。当允许进气门浮动，最大达到半开位置，且巡航的喷管落压比为3.75时，则引射喷管的性能约降低4%[54]。当套管调节

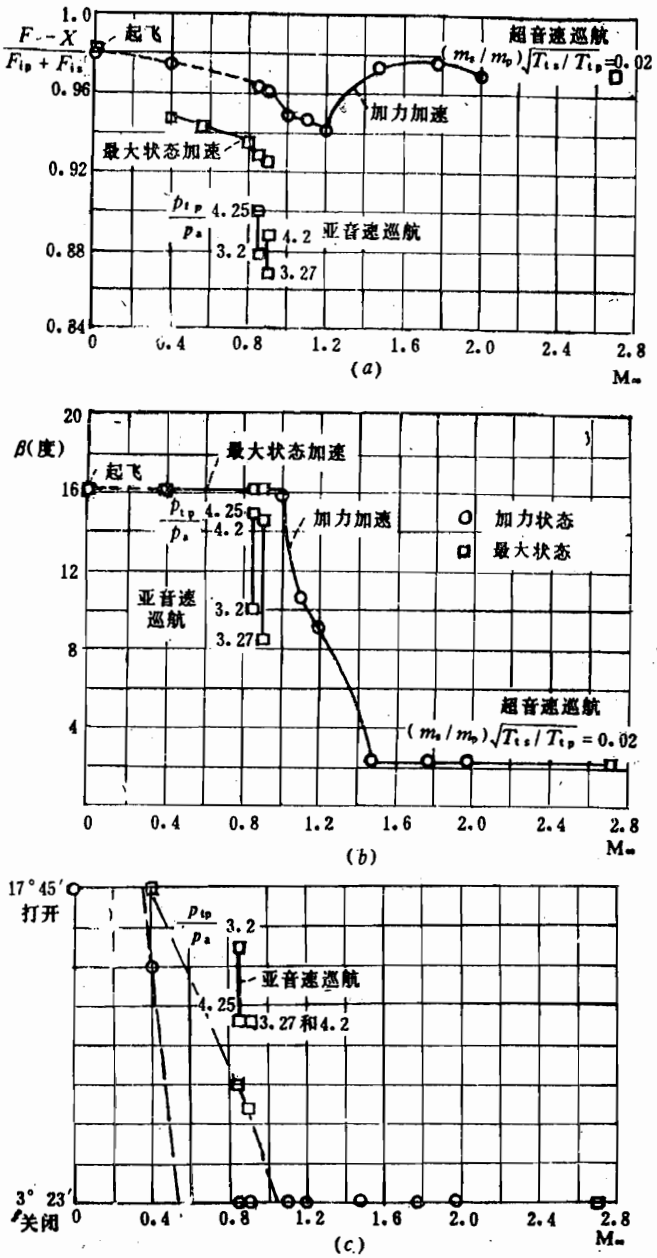


图7-87　辅助进气门式引射喷管的性能

$\left(\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.04\right)$

(a)喷管推力系数随M_∞的变化；

(b)后体角随M_∞的变化；

(c)进气门的位置随M_∞的变化。

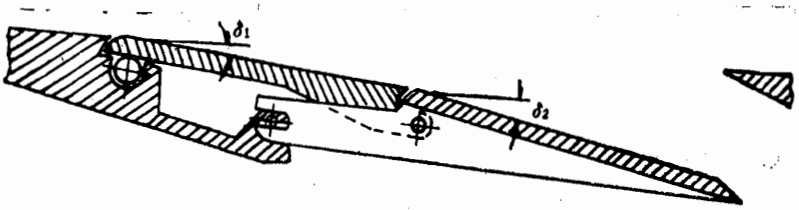
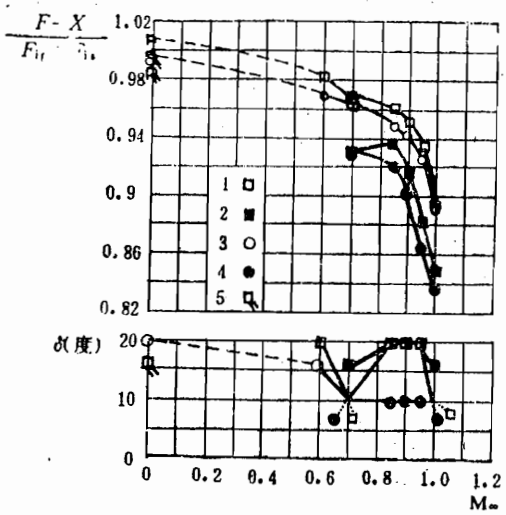


图7-88　双铰链辅助进气门



$$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.04$$

1.最大状态加速，双铰链门；
2.亚音速巡航，双铰链门；
3.最大状态加速，单铰链门；
4.亚音速巡航，单铰链门；
5.加力起飞状态。

图7-89　单铰链进气门和双铰链进气门式引射喷管性能的比较

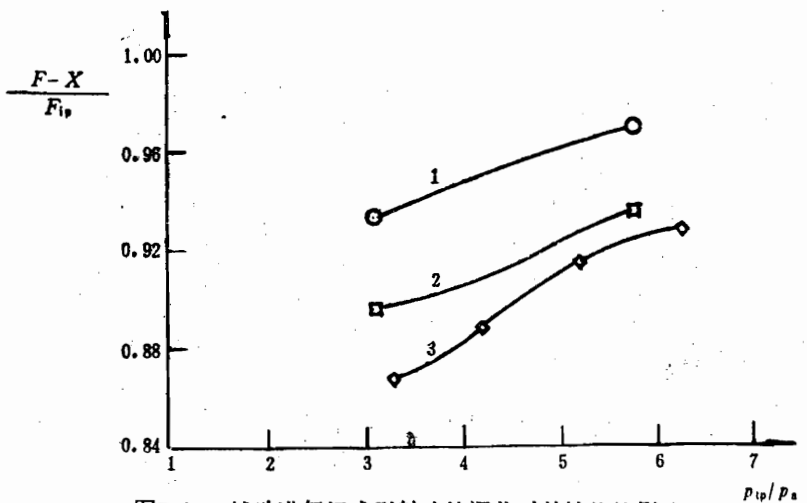


图7-90　辅助进气门式引射喷管调节对其性能的影响

($M_\infty=0.9$)

1.固定调节片，固定进气门；2.固定调节片，浮动进气门；
3.浮动调节片，浮动进气门。

片在内外气动力的作用下浮动到稍许打开的位置时，喷管的性能还要再降低2.5%[52]。可见，用固定位置来模拟气动定位引射喷管时，要注意其性能上的差异和进气门、调节片的实际位置。

7.7.4 可调节引射喷管的安装性能

引射喷管在飞机上的安装形式对喷管的性能有重要的影响。发动机安装在机身内或者安装在机翼下的短舱内，由于受尾翼或机翼的干扰，引射喷管的外流场与单独引射喷管的试验情况不同。因此，有外流的单独引射喷管试验结果还必须考虑安装对其性能的影响。获得引射喷管安装性能的途径有两个，一是风洞试验，二是飞行试验。

图7-91所示为J58-GE-13发动机安装在F-106飞机机翼下短舱的装置略图。发动机前面是简单的正激波进气道，次流的流量由发动机前面的可调活门来控制，短舱在机翼的后缘处与机翼的下表面相切。

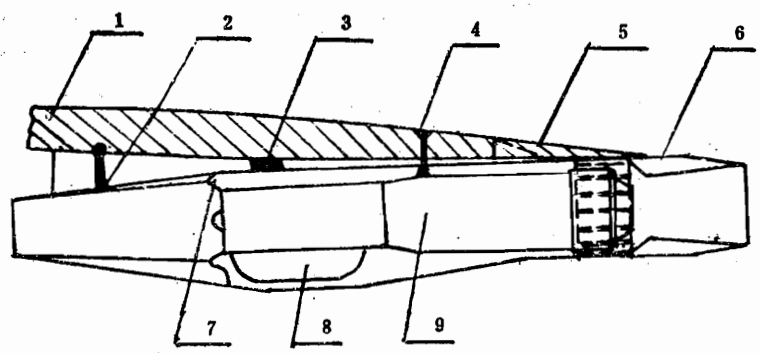


图7-91 机翼下的发动机短舱装置

1.机翼；2.前连杆；3.推力传感器；4.后连杆；5.固定的升降副翼；6.引射喷管；7.次流活门；8.附件机匣；9.发动机。

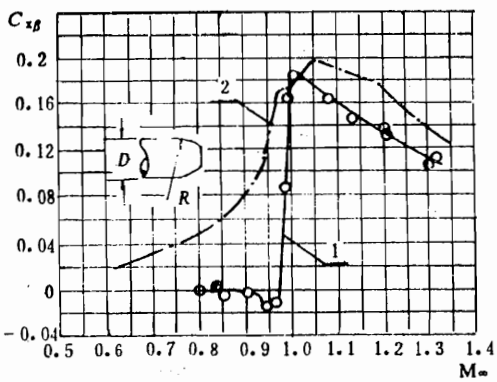


图7-92 安装对后体阻力的影响 ($R/D=0$)

1.F-106飞行数据；2.单独喷管模型数据。

由于引射喷管处于机翼和短舱的联合流场之中，气流状态和单独引射喷管模型的周围流场不同。对于外流为亚音速状态的情况，单独喷管试验模型的外部压强系数都是一样的，没有周向的压强变化。在飞行试验时，机翼后缘的下游区域内，喷管外部的上表面压强要比下表面高些。

图7-92所示为后体以尖角转接时，可变调节片引射喷管的安装对后体阻力的影响。在较高亚音速飞行时，安装的影响使后体阻力大大降低。在$M_\infty=0.8$到0.9时，后体阻力约为零。此时激波位于喷管的前面。在$M_\infty=0.95$时，激波在尖角转接处附近，并朝喷管出口方向移动，后体阻力转为负值。在马赫数进一步增加时，激波移到喷管出口附近，后体阻力急剧增加。

对于辅助进气门式引射喷管来说，由于进气门和套管调节片的位置由其内外气动力来确定，因此必须注意安装位置对引射喷管的影响。图7-93所示为辅助进气门位置固定时，安装对引射喷管性能的影响。图中比较了风洞试验和飞行试验的结果。在该图下半部(图 7-93*b*)表示双铰链 8°～16° 和 10°～20° 进气门位置固定时的喷管性能。在发动机小加力工作状态上，使用开度为8°～16°的固定进气门，安装对引射喷管性能没有明显的影响。在马赫数0.7到0.87之间，安装喷管的性能比单独喷管的风洞试验性能稍许小些。在马赫数0.87到0.95之间，8°～16°进气门得出安装喷管的最佳性能。在马赫数小于0.93时，10°～20°进气门的安装喷管性能比单独喷管试验性能低些。图7-93*a*表示出进气门关闭时，全加力工作状态上的安装影响。在马赫数0.9到0.95之间，安装喷管的性能较高，这是由于气动定位调节片引射喷管的后体阻力低。在马赫数为1.0时，安装对喷管性能的影响不明显。

图7-94介绍了在小加力和全加力状态上，安装的和单独的固定进气门引射喷管后体阻力随马赫数的变化。由图可见，辅助进气门式引射喷管的安装会使后体阻力明显减少，特别是在马赫数0.9到0.95之间，由于结尾激波移向后体，使后体上的压强增加。超过马赫数0.95时，结尾激波向喷管出口移动，使后体上的压强减少，结果阻力急剧增加。

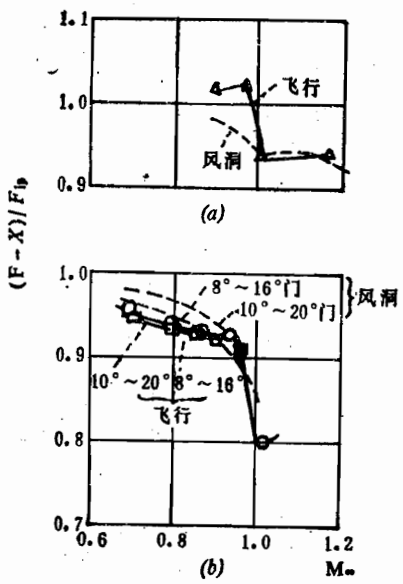


图7-93　安装对固定辅助进气门引射喷管性能的影响

(*a*)全加力，$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.08$，门关闭；

(*b*)小加力，$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.04$。

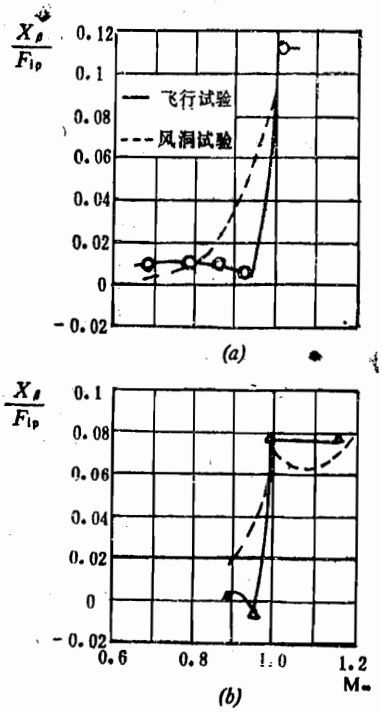


图7-94　安装对固定门的喷管后体阻力影响

(*a*)小加力，8°～16°门，$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}$；

(*b*)全加力，门关闭，$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}$。

辅助进气门的开度位置对引射喷管性能的影响，在单独的和安装的喷管之间有很大的差别(图7-95)。在低亚音速M_∞数(0.7和0.8)时，辅助进气门全开使后体压差阻力减少一些，这是由于进气门打开比关闭时的后体气流再压缩到一个稍高的值。低亚音速时，安装和单独

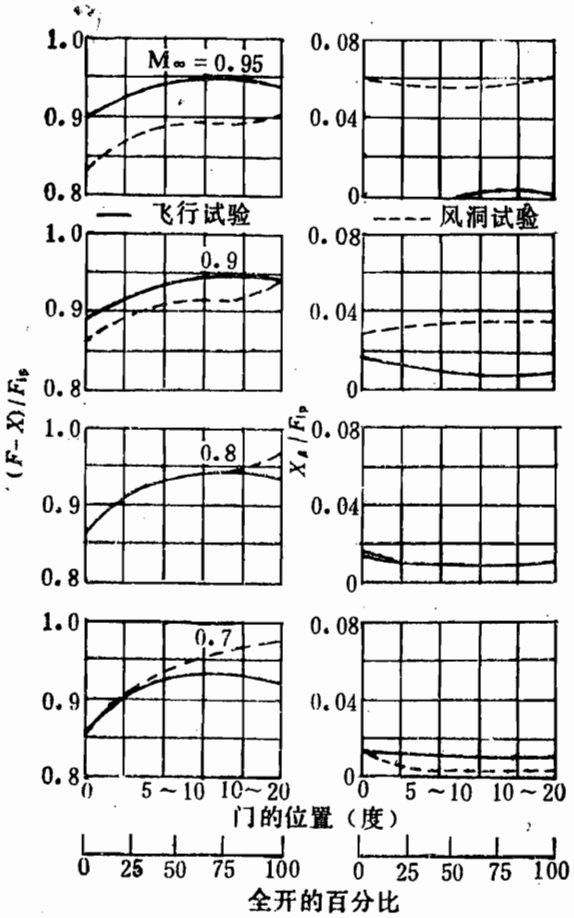


图7-95　进气门位置的安装影响

喷管的后体阻力没有多大差别；但是，在高亚音速(0.9 和 0.95)时，安装喷管的后体阻力比单独喷管低得多。在进气门关闭和部分打开时，由于单独和安装喷管之间后体阻力的差异，结果造成两者喷管推力性能也有颇大的差异。在进气门全开时，安装喷管的内特性明显地低于单独喷管，因为进气门开得超过了最佳开度，使辅助进气门的进气特性变坏。在辅助进气门的上游，沿周向的静压，附面层的厚度及速度分布均有很大变化。各个进气门的总压恢复也不相同。测量表明，在上述飞行状态，有一些进气门不是进气，而是向外排气。

图7-96所示为使用固定开度进气门的最佳安装性能与浮动进气门的安装性能比较。这个比较分别在小加力和全加力状态进行。在这两种状态，两者的性能很接近，使用浮动进气门能得到最佳的安装性能。

图7-97表示套管调节片打开的力矩系数 C_{MT} 随飞行马赫数的变化。图中 $C_{MT}=(\Sigma m_{ext}-\Sigma m_{int})/(A_{max}\cdot D_{max}\cdot p_{tp})$，$\Sigma m_{ext}$ 和 Σm_{int} 分别为外部和内部的力矩之和，A_{max} 和 D_{max} 分别为短舱的

（小加力，$D_e=1.4$，$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.035$）

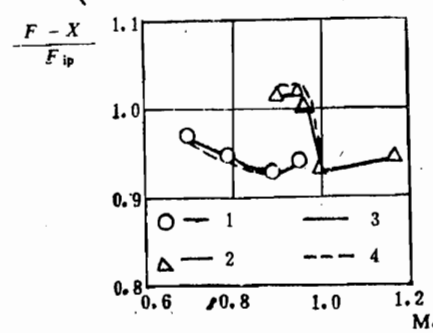


图7-96　浮动进气门与最佳固定进气门的引射喷管安装性能比较

1—小加力，$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.04$；

2—全加力，$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.08$；

3—实线为浮动进气门；4—虚线为固定进气门。

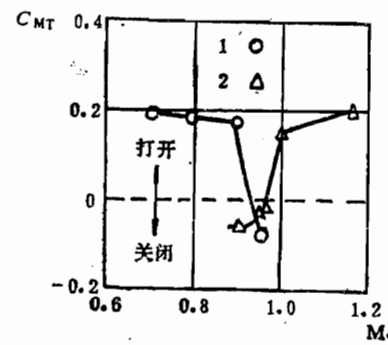


图7-97　飞行马赫数对套管调节片力矩系数的影响

1—小加力，$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.04$；

2—全加力，$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.08$。

最大截面面积和最大直径。对于小加力状态，在$M_\infty<0.9$时，调节片趋于打开并离开其内限制位置，此时调节片外壁面的压强稍高于后体上的压强。当飞行马赫数增加并超过 0.9 时，外部的结尾激波使后体上的压强增加，套管调节片趋于关闭，使其向内限位置移动。对于全加力状态，在飞行马赫数 0.9 到0.98时，套管调节片处于内限位置，此时调节片内壁压强低于后体上的压强。在飞行马赫数增加时，结尾激波移向喷管出口，后体上的压强明显减小，而主流落压比随飞行马赫数增加而增加，套管内壁压强趋于增加，结果使调节片离开内限制位置，逐渐张开。

辅助进气门的功用在于引入第三股气流，减少主流过度膨胀损失，改善引射喷管性能。辅助进气门的开度位置由其内外压差决定。图7-98给出了$M_\infty=0.9$时，小加力状态上16个辅助进气门各自所处的不同的浮动位置，也说明外部当地压强存在一个周向梯度。在高亚音速时的安装特征是喷管的顶部是高压区。在短舱的底部的低压区存在一个伴生的畸变附面层。通常，较低处的进气门是完全关闭的，而顶部的进气门却是开着的。尽管引射喷管底部的进气门几乎是关闭的，但是，从部分进气门引入第三股气流，可以从引射喷管顶部进到底部，内部静压没有明显的周向变化。

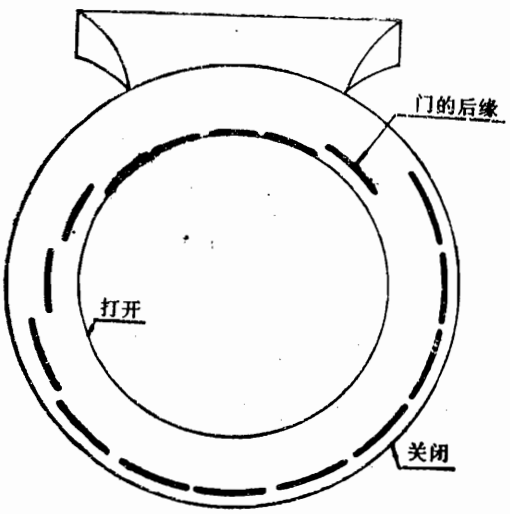


图7-98　辅助进气门的浮动位置

（$M_\infty=0.9$；小加力状态：$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.04$。）

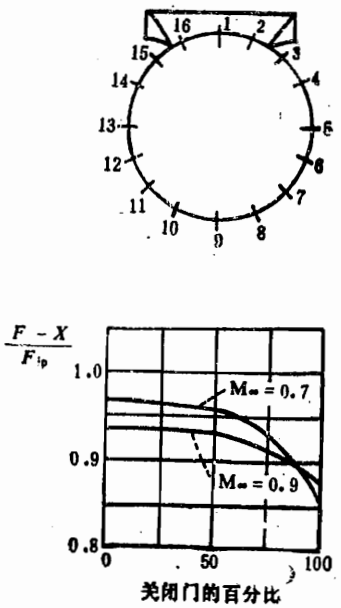


图7-99　进气门堵塞对喷管性能的影响

（小加力状态：$\frac{m_s}{m_p}\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.04$。）

关闭门的百分比	关闭的进气门
18.75	3，9，15
18.75	1，2，16
43.75	3，4，8，9，10，14，15
100	全　　部

如果部分辅助进气门开闭失灵，对引射喷管性能有什么影响呢？图7-99所示为关闭不同数量的进气门对喷管性能的影响。图中研究了在马赫数0.7和0.9时，三种进气门堵塞的情况。没有被堵塞的门在其内外压差作用下自由浮动。由图可见，把16个浮动进气门堵上7个，对安装性能没有显著的影响。显然，这时仍有充足的第三股气流通过其余的浮动进气门进气。在飞行过程中，浮动进气门是运动的。在整个飞行速度范围内，辅助进气门的工作是稳定的。

对J58/YF-12飞机的辅助进气门式引射喷管研究还表明，安装对引射喷管性能的影响主要是，机翼的作用使喷管外流场的当地马赫数增加。图7-100给出YF-12飞机机翼对J58引射喷管外流场的影响。在飞机喷流关闭的试验中，引射喷管辅助进气门附近的当地压强场低。图7-101所示为机翼上安装对J58引射喷管性能的影响。在外流马赫数为1.1时，安装使引射喷管的推力性能损失3%左右。在$M_\infty<1.01$时，安装喷管的性能比单独喷管的性能要好一些。

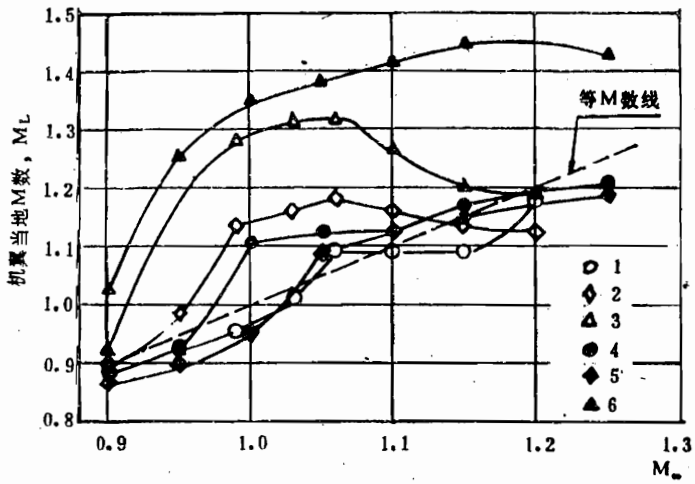


图7-100　YF-12机翼对J58引射喷管外流场的影响
（风洞数据）

短舱和机翼模型
1—短舱内底部；
2—短舱外底部；
3—短舱外顶部；

全飞机模型
4—短舱内底部；
5—短舱外底部；
6—短舱外顶部。

安装喷管的风洞试验性能通常要受风洞洞壁和模型支架的干扰，飞行试验数据和风洞试验数据有些不同。图7-102所示为飞行时引射喷管的性能与单独喷管模型性能的比较。由图可见，自由浮动的进气门和套管调节片引射喷管在全加力状态上飞行马赫数为0.9到1.2时，比用单独喷管试验的性能要低，最大推力损失达3%左右。飞行试验表明，辅助进气门关闭的马赫数比风洞试验的要低，因为飞机后部的压强低于外界压强，进气门过早的关闭减少了三次流的进气，以致使引射喷管过度膨胀损失有所增加，飞行马赫数为1.0时的喷管性能下降。把进气门固定在打开位置时，喷管在飞行马赫数1.0时的性能没有降低(图7-102)，这就说明进气门过早关闭对其性能的影响。

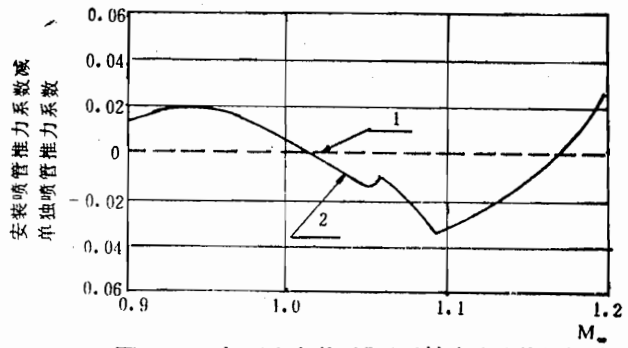


图7-101　机翼上安装对J58引射喷管性能的影响
（风洞数据）

1—单独喷管试验；2—安装喷管试验。

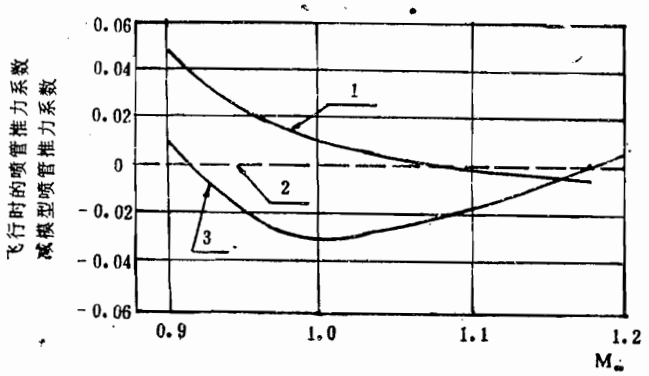


图7-102　飞行时引射喷管的性能与单独喷管模型性能的比较
（全加力状态工作）

1—J58引射喷管进气门固定打开，调节片自由浮动；2—单独喷管模型；
3—J58引射喷管进气门和调节片自由浮动。

许多战斗机的发动机是安装在机身内的，这样一来，引射喷管的外形就和后机身的设计结合在一起了。这时由于可调节引射喷管的外部流场受到机翼和尾翼的干扰影响，因此，引射喷管的推力减阻力系数就要发生变化。

图7-103所示为双发飞机的安装喷管与单独喷管的推力减阻力系数的比较。安装喷管分别用全机模型和半模型进行了试验。图中 ΔC_{FX} 表示安装喷管与单独喷管的推力减阻力系数之差。试验的喷管是辅助进气门式引射喷管和可变调节片引射喷管。从全机模型和半模型的试验结果来看，两者的 ΔC_{FX}

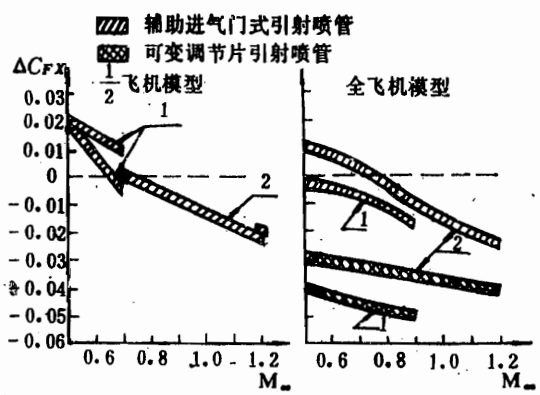


图7-103　安装喷管与单独喷管的推力减阻力系数的比较

1—不加力状态；2—部分加力状。

随外流马赫数的变化趋势基本相同，均随马赫数的增加而减小。半模型的不对称性会造成性能上的差异，因为单喷流模型有横向气流流动。从辅助进气门式引射喷管和可变调节片引射喷管的比较来看，在外流马赫数0.5到1.2的范围内，前者比后者要高4%到2%左右。

安装喷管和单独喷管性能的差异是由于机翼、座舱和尾翼的影响。机翼会产生一个下洗气流，它对水平尾翼的上部和下部的气流分离有重要影响。座舱会使后体上的气流产生周向速度变化，尾翼的作用同样会引起后体上的流场产生轴向和周向的变化。图7-104和图7-105分别表示出在不同的外流马赫数下，辅助进气门式和可调节片引射喷管的外部压强分布。容易看出，安装的影响是压强系数沿轴向和周向的分布发生变化，在排气喷管附近有不均匀的压强场造成的。与单独喷管的外流场相比，平滑的后体上有气流流场的再压缩，使后体上的压强达到或超过外界压强。当有其它当地气流干扰时，后体上的压强就达不到那么高，结果使安装喷管的性能降低。文献[63]研究了尾翼对辅助进气门式引射喷管性能的影响。在外流马赫数为0.8时，有尾翼的喷管模型和无尾翼的模型试验结果相比，其干扰阻力相差0.75%左右。这和图7-103上介绍的数据[62]是一致的。

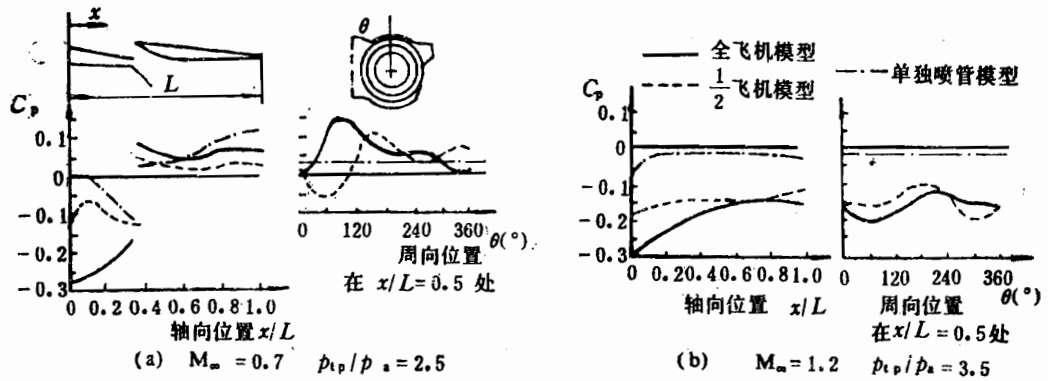


图7-104 辅助进气门式引射喷管外部压强分布

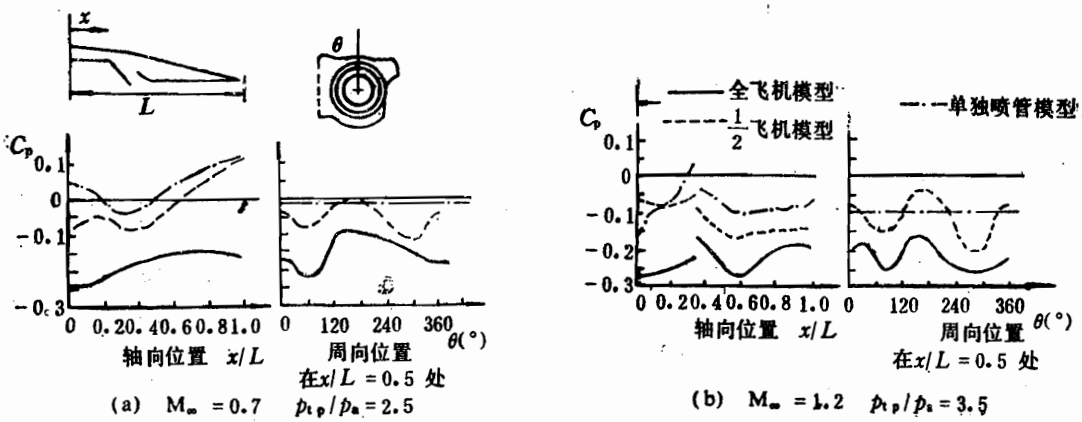


图7-105 可变调节片引射喷管的外部压强分布

图7-106介绍了辅助进气门式引射喷管和可变调节片引射喷管安装性能的比较。图中的ΔC_{EX}是这两种引射喷管推力减阻力系数之差。在不加力部分和部分加力工作状态，且外流马赫数在0.6到1.2的范围内，辅助进气门式引射喷管的安装性能大都优于可变调节片引射喷管(马赫数0.8到0.9时除外)。采用辅助进气门式引射喷管可使其性能提高1%左右。

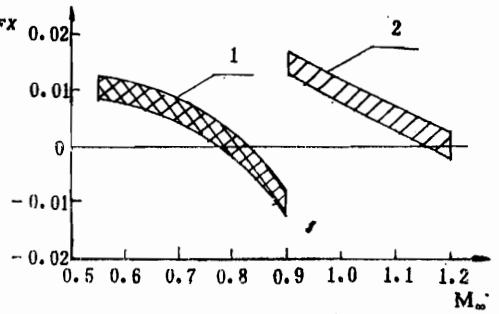


图7-106 辅助进气门式引射喷管与可变调节片引射喷管安装性能的比较

1—不加力状态；2—部分加力状态。

应当指出，排气喷管在双发飞机后机身上的安装还有许多问题，其中喷管出口的轴向位置。双发排气喷管之间的内整流罩形状、两个喷管之间的横向间距以及双发后体的后体角等等都对后体阻力有重要影响，从而影响引射喷管的安装性能。这些问题在许多文献中都有专门论述[64, 65, 66]。在喷管后体一体化的章节中，这些问题也要阐述，这里就不再细述了。

7.8 引射增力装置

7.8.1 引射增力装置性能参数

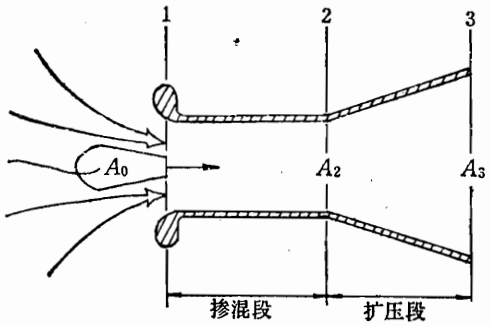


图7-107 引射增力装置

利用引射喷管的引射作用增加推力，即为引射增力装置，其主要性能参数是增力比Φ。它反映引射增力装置推力较单独喷管的推力增高的程度。一般，增力比表示式有二种，一种不考虑气流的前向飞行速度的影响，另一种是计及气流的前向飞行速度动量的；后者的表达式如下（截面号码参见图7-107)：

$$\Phi=\frac{\int_{A_3}\rho_3 V_3^2 dA-\int_{A_3}\rho_3 V_3 V_H dA}{(\int_{A_0}\rho_0 V_0 dA)V_{iso}-(\int_{A_0}\rho_0 V_0 dA)V_H}$$

$$=(n+1)\cdot\left(\frac{\beta_3}{\alpha_3}\lambda_3\sqrt{\frac{\overline{R}_3\theta_3}{B_3}}-\lambda_H\sqrt{\frac{\overline{R}_1\theta_1}{B_1}}\right)\Big/\left(\lambda_{iso}-\lambda_H\sqrt{\frac{\overline{R}_1\theta_1}{B_1}}\right) \quad (7.80)$$

式中，λ_{iso}为主喷管的等熵排气速度系数，其表达式是

$$\lambda_{iso}=\sqrt{\frac{k_0+1}{k_0-1}\left[1-(p_a/p_{tj})^{(k_0-1)/k_0}\right]}$$

式中 k_0——排气流的比热比。

引射增力装置的增力比Φ与增力装置的几何参数和气动参数有关。

下面分别加以讨论。

（1） 主次流温度比的影响

图7-108中表示的是引射增力装置增力比Φ与主次流温度比变化的关系，由图可见，在其它参数不变的条件下，随T_{t0}/T_{t1}值的增加，增力比是下降的；而当扩压段面积比$\bar{A}$较大时，其下降率更快。

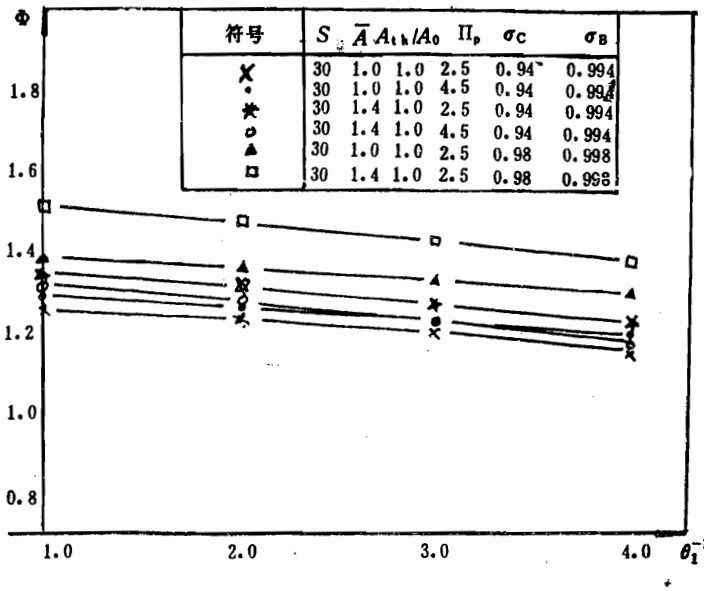


图7-108 增力比与主次流温度比的关系

（2） 主喷管落压比的影响

在主喷管落压比较低时，增力比随p_{tj}/p_a的增大而稍有增加，典型的变化规律如图7-109所示；但在高落压比时，即主喷管出口气流达到音速后，引射增力装置的增力比一般是

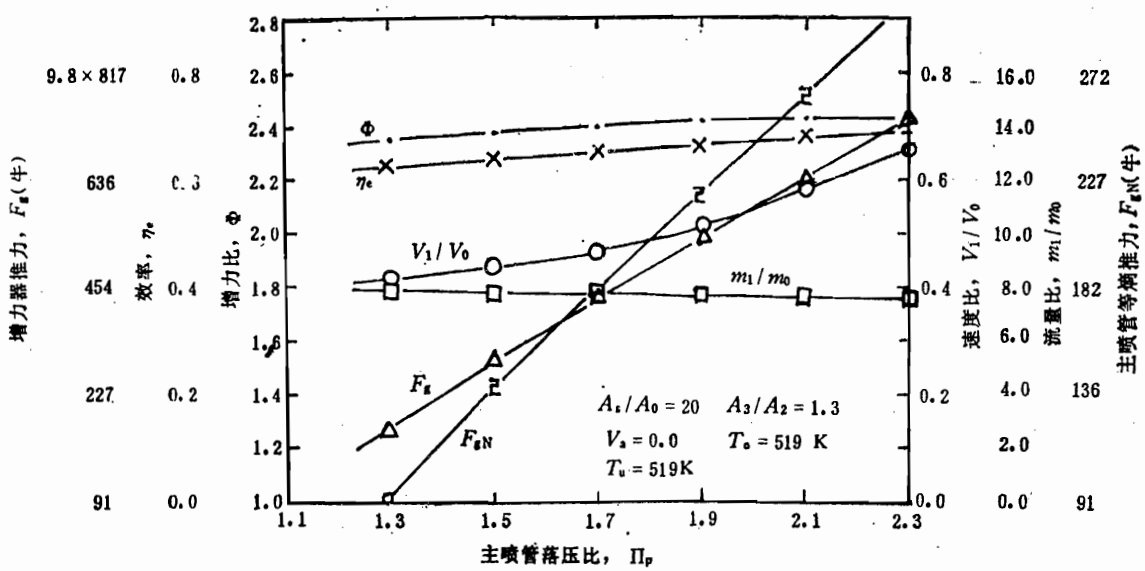


图7-109 低落压比条件下Φ与p_{tj}/p_a的关系

随落压比的增大而下降的，而且进口面积比S及扩压段面积比$\bar{A}$越大，下降越快；只是在扩压段面积比较小，而主喷管损失和进口段损失较大时，增力比随主喷管落压比的变化是先增后减的，其变化规律如图7-110所示。

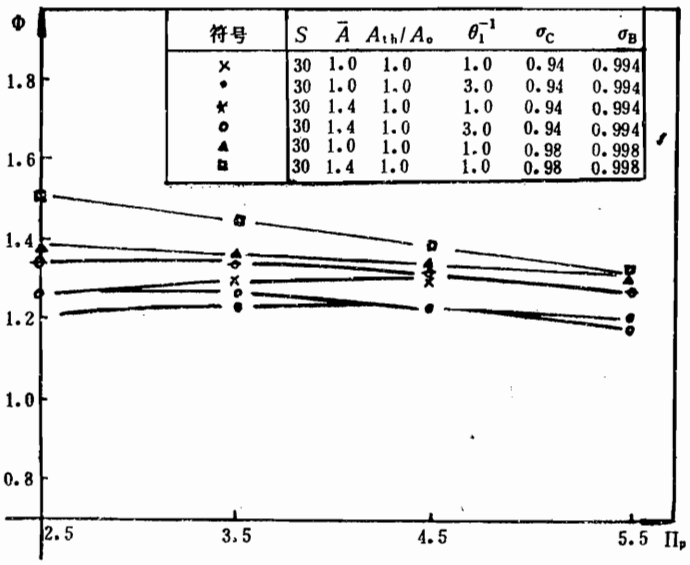


图7-110　高落压比条件下Φ与p_{tj}/p_a的关系

（3）　进口面积比的影响

图7-111中表示出进口面积比S与增力比Φ的关系；随进口面积比S的增大，增力比是增加的。而当主喷管损失增大时，将出现先增后减的变化趋势。通常，当扩压段面积比$\bar{A}$增大时，增力比Φ随S的增大而上升的变化率将增加。

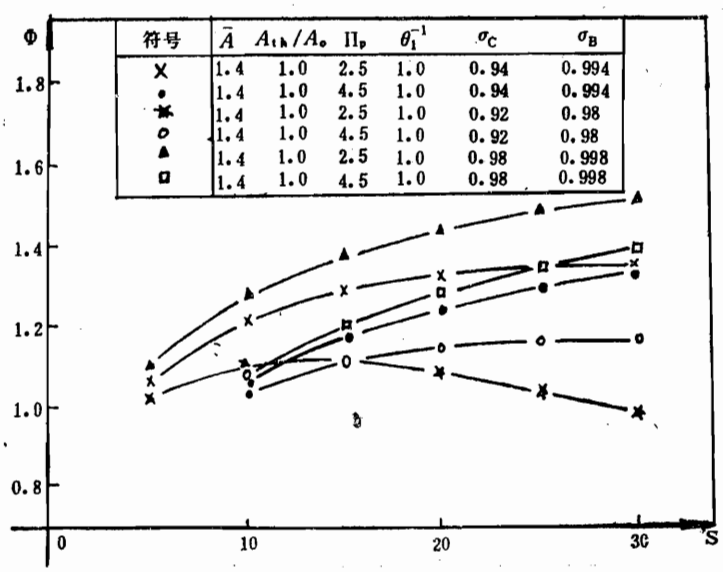


图7-111　进口面积比与增力比的关系

（4） 扩压段面积比的影响

引射增力装置的增力比随扩压段面积比$\bar{A}$的增加是先增后减，即在一定工况下，有一个最有利的扩压段面积比。如图7-112所示，当进口面积比为30时，其最有利的扩压段面积比为1.4左右。

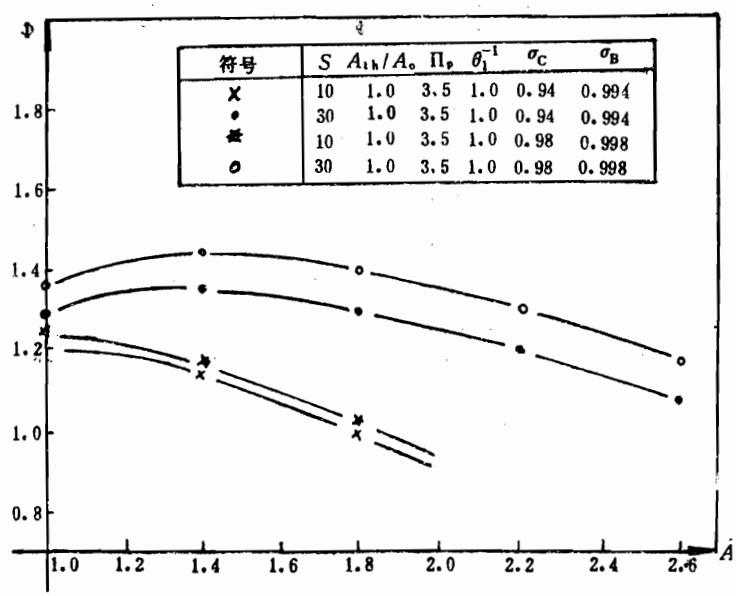


图7-112 扩压段面积比与增力比的关系

（5） 主喷管采用收敛-扩张形喷管时，喷管扩张面积比对性能的影响

由图7-113可见，当p_{tj}/p_a为4.5时，采用收-扩形主喷管，可提高增力比约8%；而当主次流温度比T_{t0}/T_{t1}(即是θ^{-1})越大时，增力比随主喷管面积扩张程度的增大，即随A_{th}/A_0的减少而更快地增大。图7-114中表示出其变化的规律。

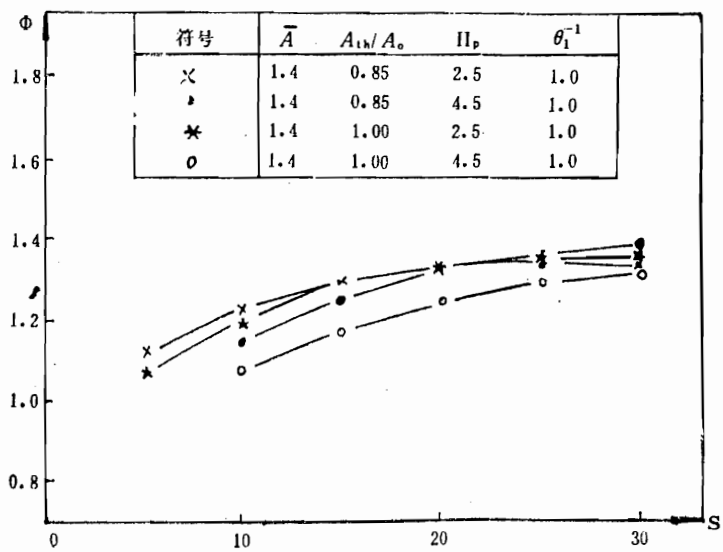


图7-113 不同的主喷管扩张面积比条件下增力比与进口面积比的关系

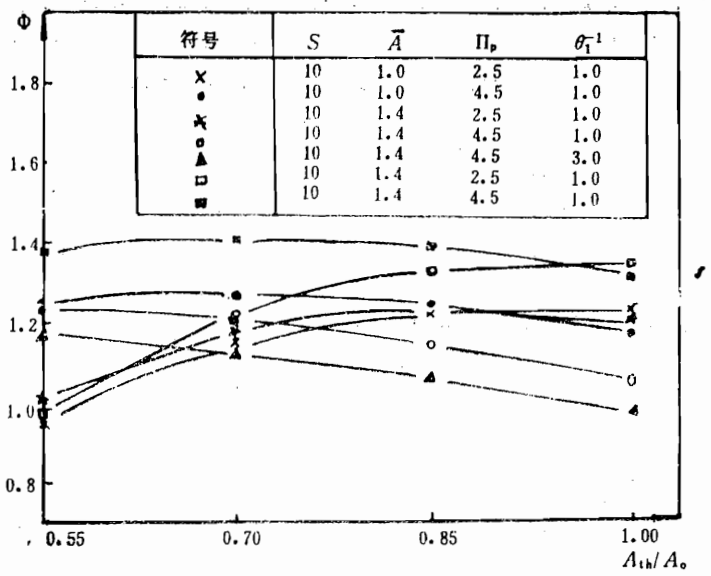


图7-114　不同的主次流温度比条件下增力比
与主喷管扩张面积比的关系

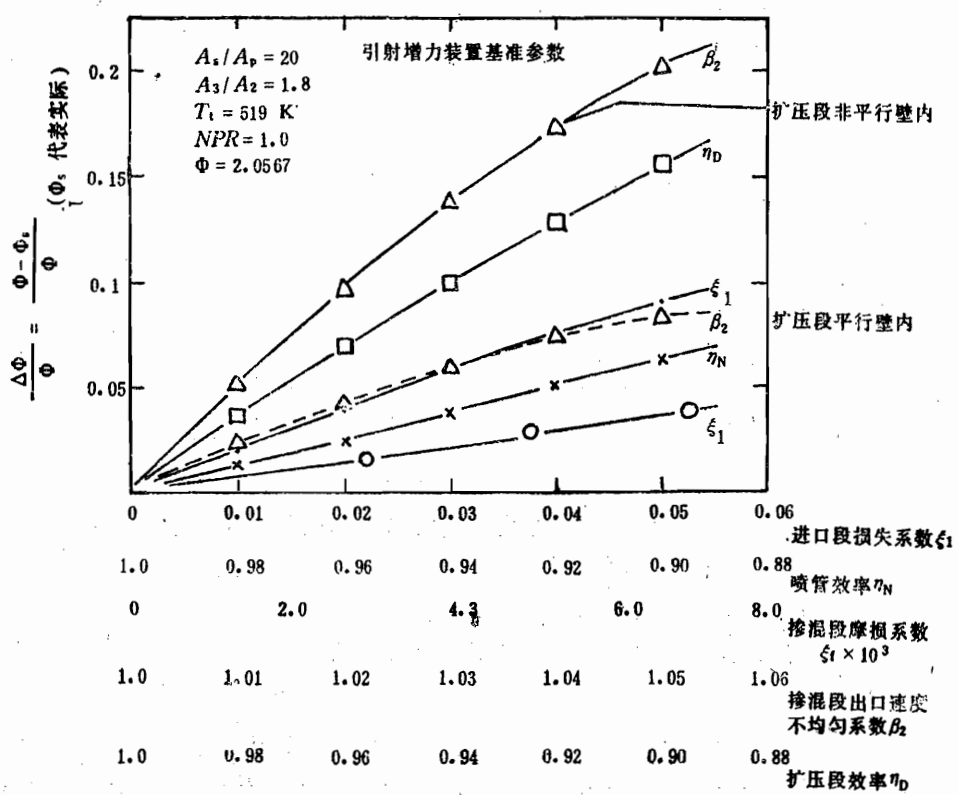


图7-115　进口损失系数对增力比的影响

同样，由图7-114可见，如主喷管落压比为2.5，增力比将随A_{th}/A_0的减少而减小，恰与高落压比情况相反。因之，不同的主流落压比，各有一个最佳的A_{th}/A_0值。主流落压比越大，进口面积比越小时，采用收-扩形主喷管将使增力比的增加百分比越大。

（6） 损失系数对性能的影响。

图7-115中表示喷管效率η_N、进口段损失系数ξ_1及扩压段效率η_D对引射装置性能的影响。由图可见，主喷管效率η_N对增力比的影响较小，次流进口段损失系数ξ_1的影响较大。影响最大的是扩压段效率η_D。

7.8.2 提高引射增力装置性能的措施

图7-116中表示常规型式、多喷管型式、超混喷管和Coanda喷管型式等主喷管。

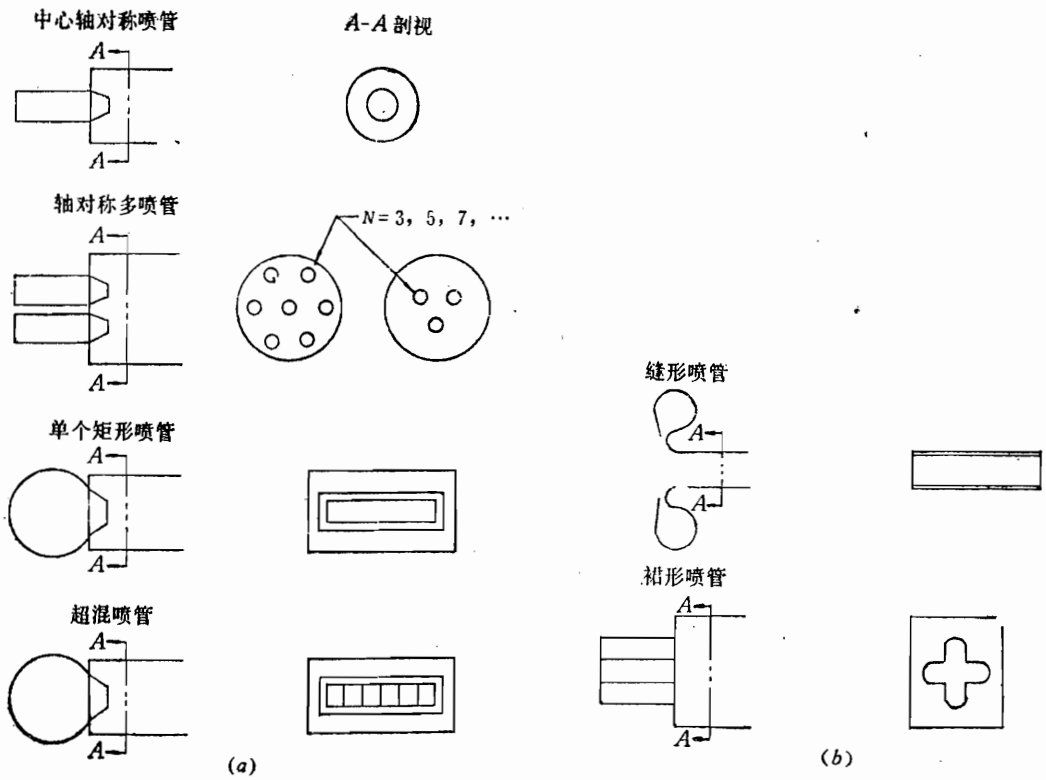


图7-116 各种类型的主喷管

图7-117中表示各种类型喷管的增力装置性能比较。在一般情况下，多喷管方案的性能较单喷管方案的优越，而且随进口面积比的增大，其优越性更为显著，如采用超混多喷管或Coanda多喷管方案，则可取得最为良好的性能。

超混喷管结构如图7-118所示，由于采用多喷管交叉射流，在各股射流之间形成大尺度流向涡，从而增强了对次流的掺混动量交换，增大增力装置的增力比Φ。

Coanda喷管结构如图7-119所示，图中表示的为中心超混喷管加二侧Coanda喷管；Coanda喷管形成贴壁射流，从而增加了与次流掺混的面积，另外，贴壁射流又有利于改善扩压段内的流动。

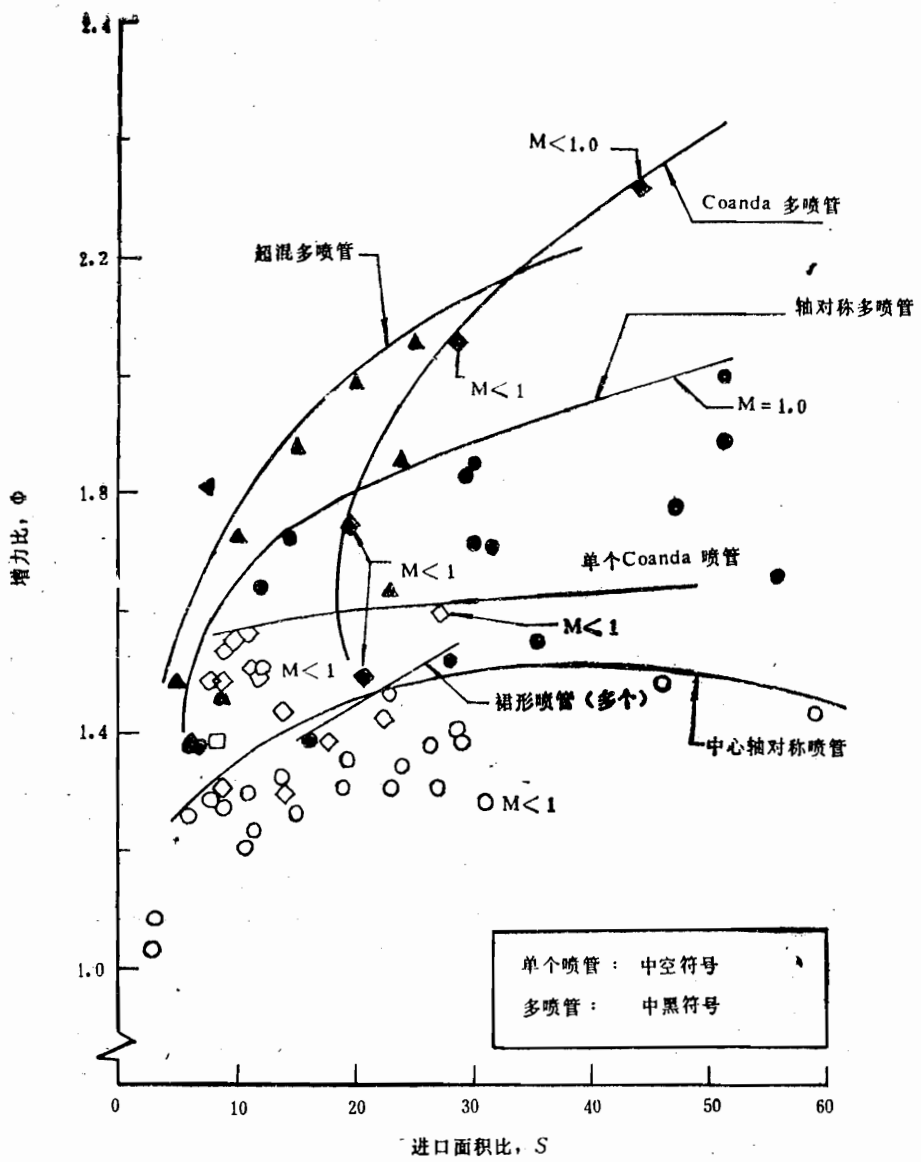


图7-117 各种主喷管的增力比性能比较

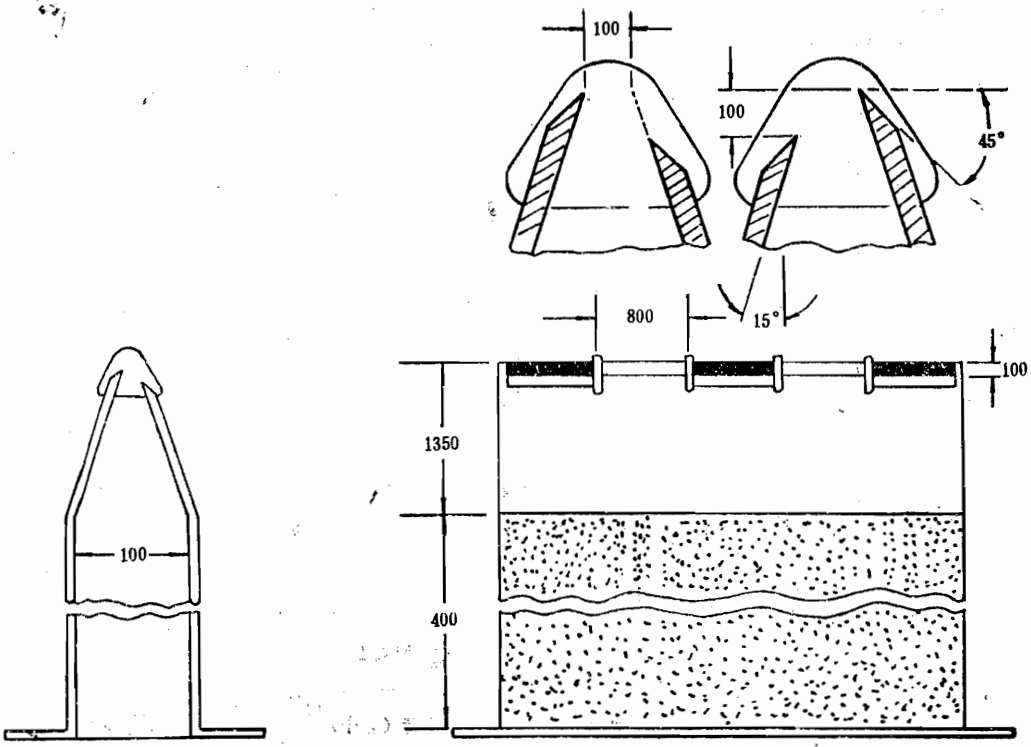


图7-118　超混喷管的结构图

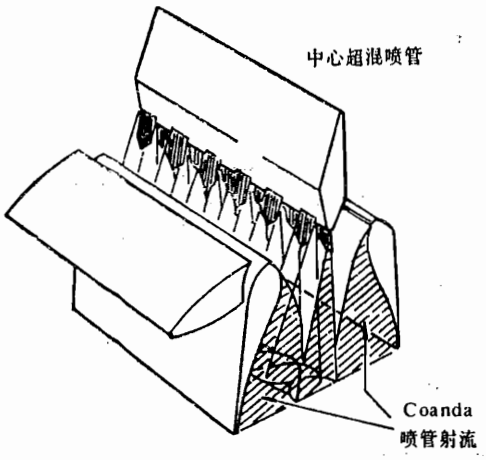


图7-119　Coanda喷管的结构图

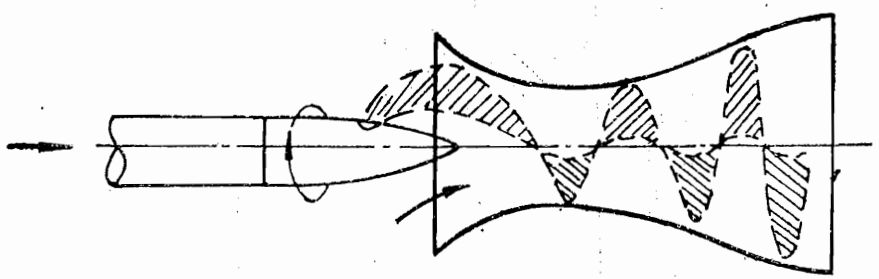
近年来研究表明：采用非定常主流射流，可加强主次流之间的能量传递。在定常射流中主次流能量传递主要依靠粘性剪切掺混过程，而在非常射流中则附加了压力交换过程，即由于气流的非定常压力场的作用而加强了气流之间的流动掺混过程。

图 7-120 中表示几种非定常主喷管的工作方案。非定常主流可明显地增加掺混能量传递，但在主喷管内为形成非定常流动将增加流动损失。

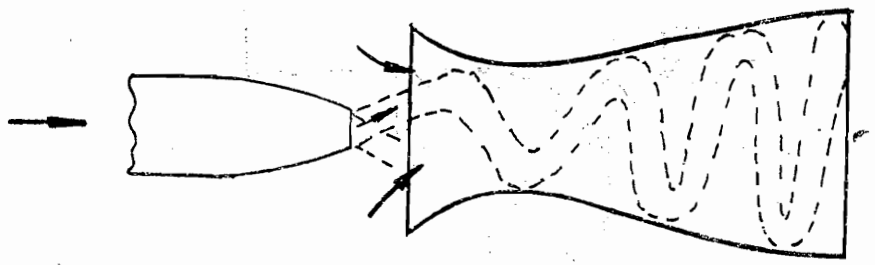
图 7-121 上表示出采用脉冲式射流喷管的引射增力装置性能与常规稳态射流喷管的引射增力性能的比较。由图可见，非定常射流可取得较好的增力性能，其最高增力比可达 1:9。

7.8.3　外流对引射增力装置性能的影响

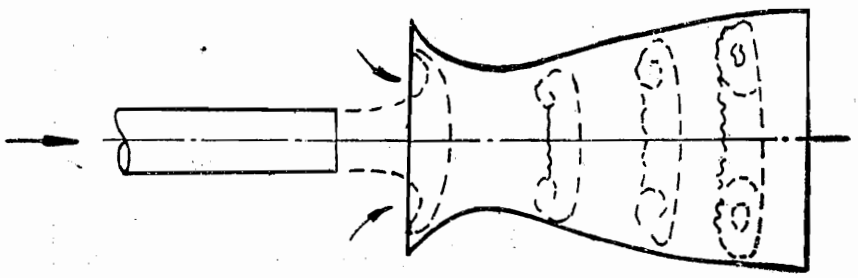
当引射增力装置处于飞行状态时，飞行速度将影响次流的气动、热力参数，从而将导致引射增力装置性能参数的变化。图7-122中表示引射增力比Φ与前向飞行速度 λ_∞ 之间的理论关系。随着飞行速度的增大，增力比将减小。图中还表示出，不同落压比、温度比条件下的变化规律；主喷管落压比越大，增力比Φ随飞行速度λ_∞的增大而下降的趋势越小，而主次流温度比对变化趋势的影响不大。进口面积比和扩压段面积比越大时，则飞行速度的影响越明显。



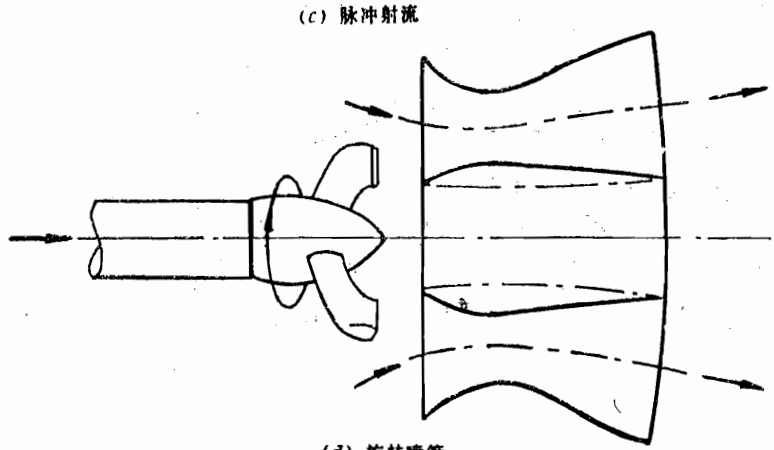
(*a*) 旋转射流



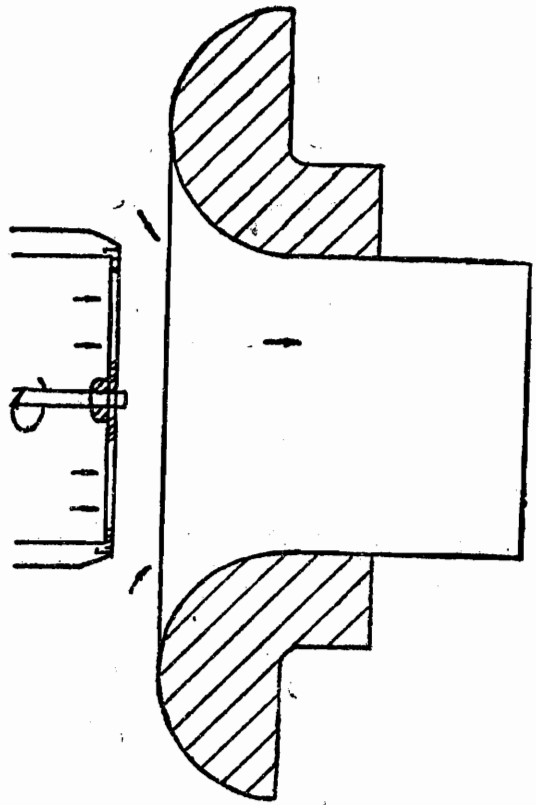
(*b*) 振荡射流



(*c*) 脉冲射流



(*d*) 旋转喷管



(e) 旋转开孔板

图7-120　非定常主流喷管的各种工作方案

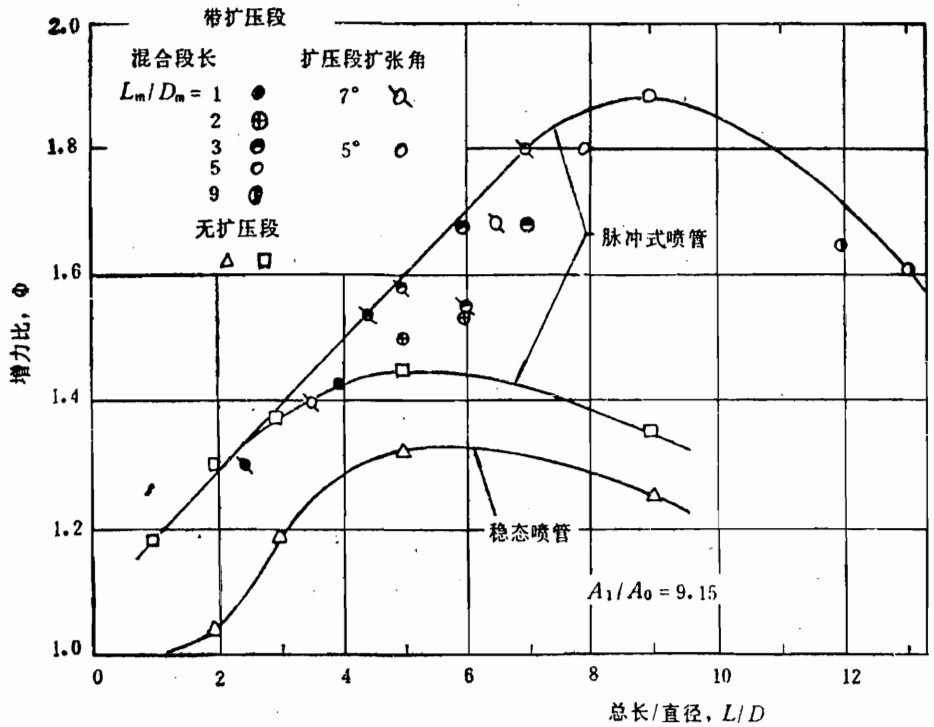


图7-121　脉冲式主流喷管增力性能与常规稳态主喷管增力性能的比较

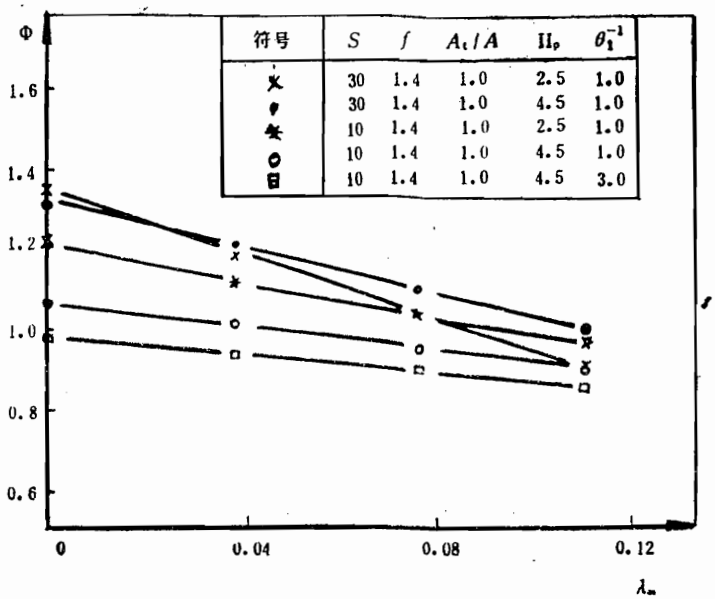


图7-122　飞行速度对引射增力装置性能的影响

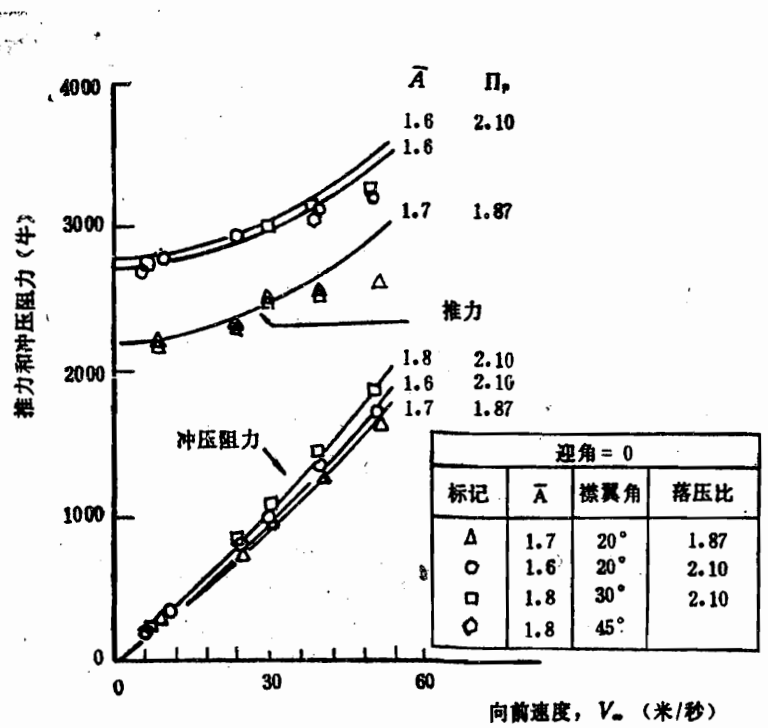


图7.123a　飞行速度对引射增力装置推力和增力比的影响

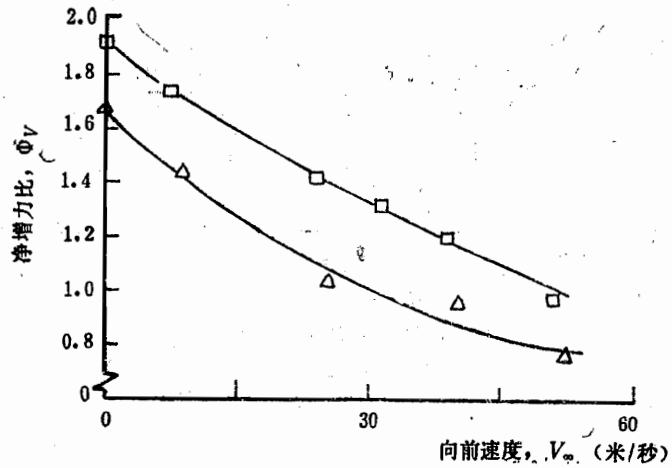


图7-123b　飞行速度对引射增力装置推力和增力比的影响

图7-123中表示的是在有飞行速度条件下引射增力性能的试验结果。图中引出了引射增力装置推力、冲压阻力以及综合的净增力比随飞行速度的变化关系。当飞行速度增至一定程度后，引射增力装置推力值的试验数据与理论计算值的差别增大，其主要原因在于：在计算中未能计及进口段损失随飞行速度的增加而增大的因素。一般讲，对静止或无迎面气流速度条件下的引射装置，为取得良好的增力比性能，可选用较大的进口面积比。而在飞行条件下，具有一定量的迎面气流速度时，则应适当减低进口面积比。扩压段面积比在飞行条件下也应相应的减小。

7.8.4 引射增力装置在飞行器上的应用

近年来，引射增力装置已从实验室试验研究向全尺寸飞行系统上的应用研究发展。主要是考虑到近期飞机对垂直和短距起落的要求。引射增力装置在进口面积比大于20，相对长度小于5的条件下，可以达到引射增力比大于1.4，这可满足实际应用的要求。为进一步验证引射增力装置在飞行器上应用的可能性，并综合考虑在飞行系统中应用时的结构性能以及各部件之间的相互影响等问题，人们做了许多该类型实验型飞行系统的研制工作。

有代表性的几种实验型飞行系统方案有：洛克希德公司的"蜂鸟"XV-4A，德·哈维兰公司的XC-8A，罗克韦尔公司的XFV-12A以及BallBarte公司的JW-1，其中XV-4A及XFV-12A是垂直起落飞机，而XC-8A及JW-1是短距起落飞机，XV-4A的布局方案如图7-124所示；在机身二侧各有一排引射增力装置，每一排中有四组引射增力喷管。图中并表示出引射增力装置的内部布局方案以及从发动机排气喷管前导气至引射增力装置的管线布局。XV-4A的起飞推重比设计值为1.16，相应的要求引射增力装置的增力比是1.4。飞行试验结果表明：引射增力比仅达到1.3，较所需设计升力值相差7%。

XFV-12A采用增力机翼方案，在机翼和鸭式前翼上均是全翼展增力设计布局，方案中将飞机的推进、升力以及控制作为一体化设计考虑。对引射增力装置来说，其增力比设计值是：机翼增力比1.51，鸭式前翼增力比1.31。XFV-12A增力机翼上的引射增力装置方案如图7-125中所示。引射增力装置中包括三个主喷管、中心喷管和二个沿次流进口段的Coanda喷管，后者形成扩压襟翼面上的射流层，这有助于扩压流动、防止分离。引射增力装置的扩压段襟翼系统可以调节其折角，用以控制推力矢量的指向。

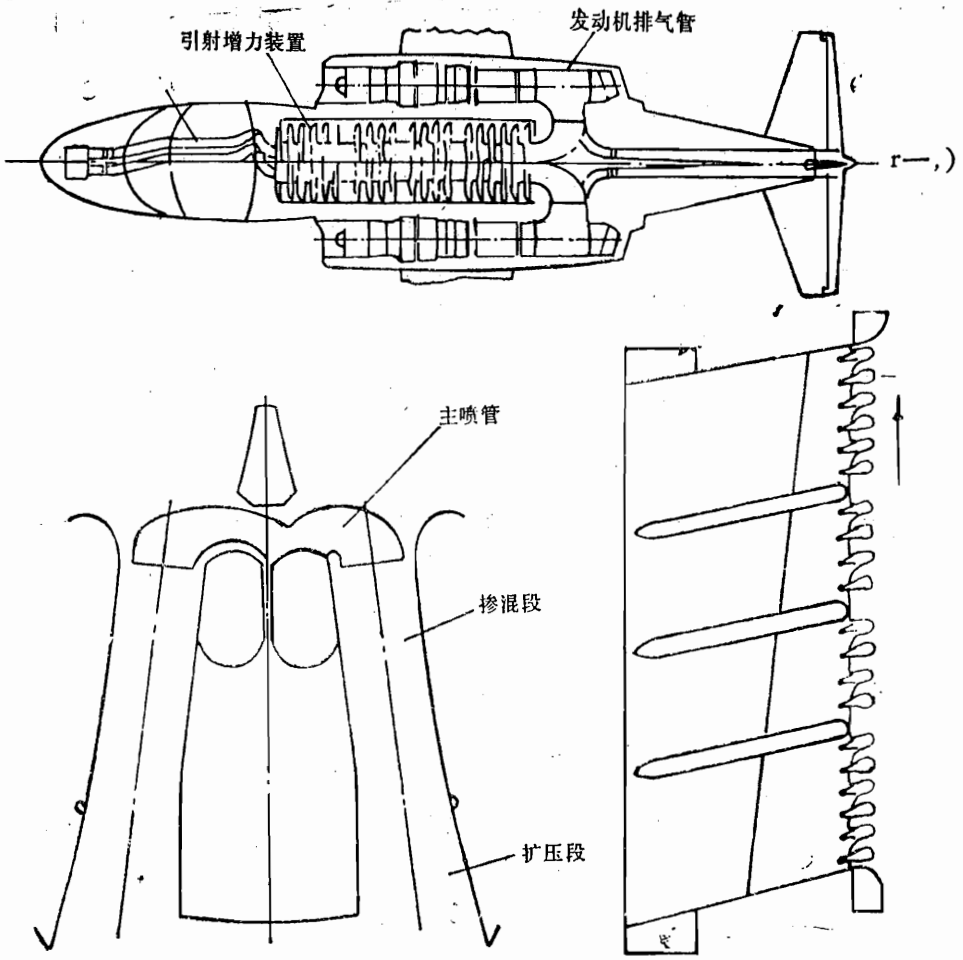


图7-124　XV-4A引射增力装置布局方案

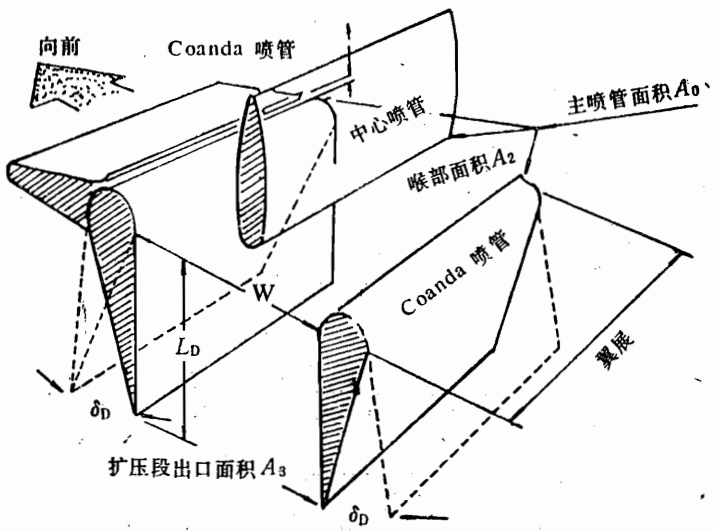


图7-125　XFV-12A增力机翼方案

在引射增力装置的性能计算中，各项损失系数的选用范围是：

进口段损失	$0.00<\xi_1\leqslant 0.050$
主喷管效率	$0.88\leqslant\eta_N<1.00$
掺混段磨损	$0.00<\xi_f\leqslant 0.007$
扩压段进口不均匀	$1.00<\beta_2\leqslant 1.05$
扩压段效率	$0.88\leqslant\eta_D<1.00$

在XFV-12A的引射增力装置计算中，其几何参数和气动、热力参数是：

引射增力装置宽度	2.729米
进口面积比	16
掺混段长度	0.277米
扩压段长度	0.989米
主喷管出口面积	0.083米^2
主喷管落压比	2.3
主流温度	755K

所选用损失系数是：

$\xi_1=0.025$；　　$\eta_N=0.93$；

$\xi_f=0.223$；　　$\beta_3=1.05\sim1.15$；

$\eta_D=0.89\sim0.97$。

图7-126中表示的是理论估算性能与实验结果的比较。由图可见，不同的出口不均匀度β_3将影响到引射增力比；预估值与实验结果基本符合。

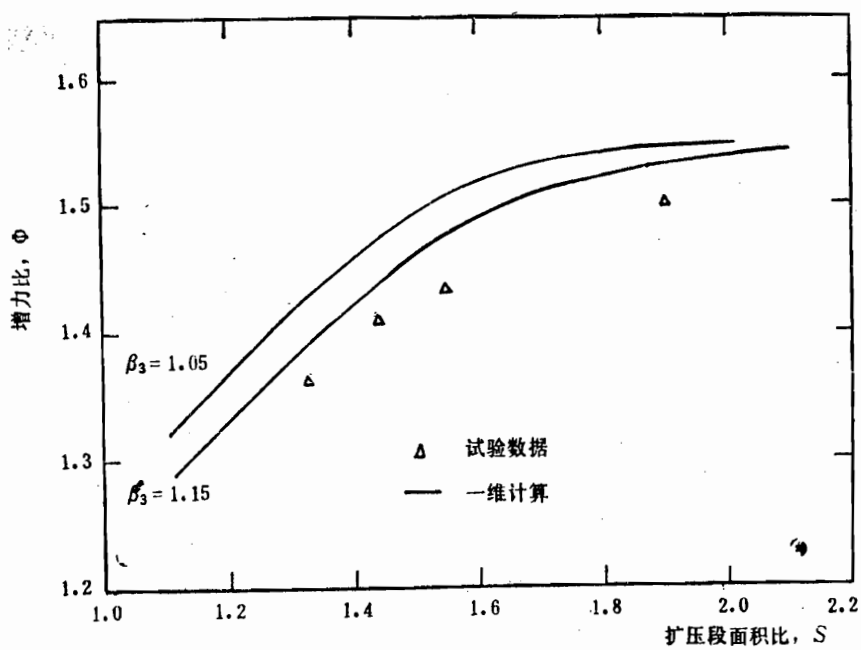


图7-126　XFV-12A引射增力性能预估值与实验值的比较

XC-8A系将机翼改装成引射增力襟翼，共有四个引射增力段，左右机翼各二个。引射增力装置主气流从涡轮风扇发动机的外涵引来。其布局方案图如图7-127所示。

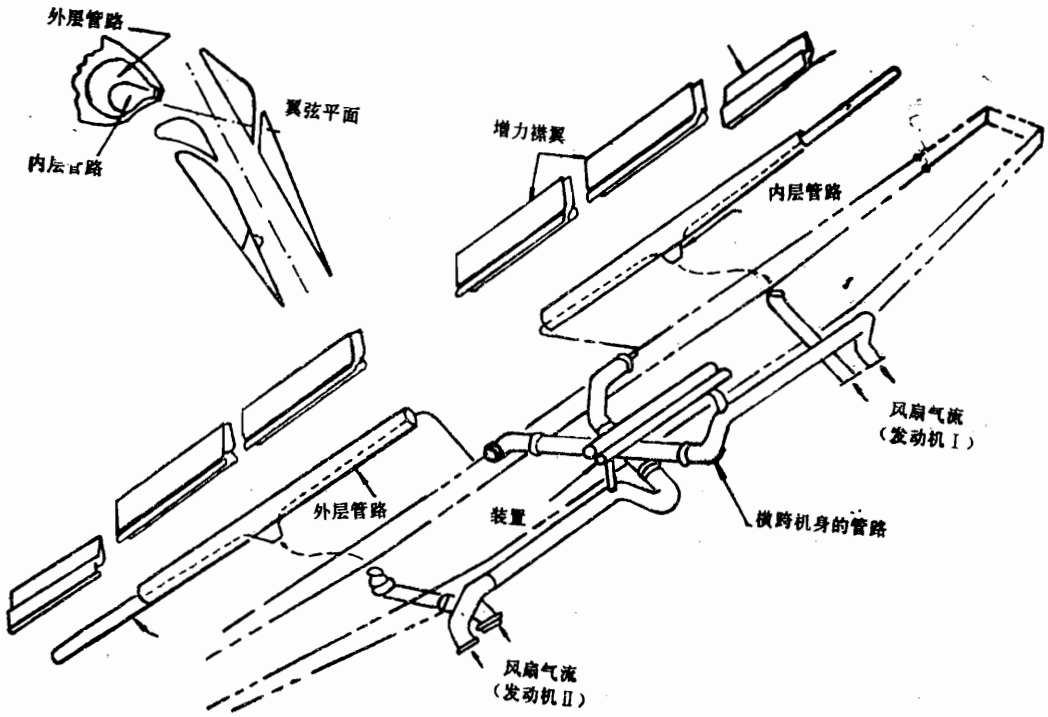


图7-127　XC-8A引射增力装置示意图

系统试验表明：引气及气流分配系统的压力损失比较大，影响主喷管的等熵推力值，在一定的增力比条件下，将直接影响到引射增力装置的推力值。

由于引射增力装置在飞行器上的应用尚处于试验研究阶段，公开资料不多，这里仅提供初步概况。

参 考 文 献

[1] Beheim, Milton A., Anderson, Bernhard H. et al, Supersonic Exhaust Nozzles NASA SP-259, 1971.

[2] Carriere, P., Exhaust Nozzles, AGARD Ograph 120, PP 287-378, 1969.

[3] Hardy, J.M., and Delery, J., Present Possibilities for a Theoretical Study of a Supersonic Ejector Nozzle. NASA TT F-9870, 1966.

[4] Sirieix, M., Contribution a L'Etude des Ejecteurs Supersoniques, Association Technique Maritime et Aeronautique, 1963.

[5] Hardy, J. M., Etude Theorique d'une Tuyere Convergente-Divergente Biflux, L'Aeronautique et L'Astronautigue 1972-5 No 37.

[6] Little, F.K.et al, Internal Aerodynamics Manual, Volume II, AD 723824, 1970.

[7] Greathouse, William K., and Beale, William T., Performance Characteristics of Several Divergent-Shround Aircraft Ejectors, NACA RM E55G21a, 1955.

[8] Mihaloew, James R., and Stofan, Andrew J., Internal-Performance Evaluation of a Two-Position Divergent Shroud Ejector, NASA TN D-762, 1961.

[9] Mihaloew, James R., Internal Performance Evaluation of Fixed-Divergent Shroud Ejector, NASA TN D-763, 1961.

[10] Smarrich, Nick E., and Huntley, Siceney C., Thrust and Pumping Characteristics of Cylindrical Ejector Using Afterburning Turbojet Gas Generator, NASA TM X-52565, 1969.

[11] Herrick, Paul W., J58/YF-12 Ejector Nozzle Performance, SAE 740832, 1974.

[12] Anderson, Bernhard H., Assessment of an Analytical Procedure for Predicting Supersonic Ejector Nozzle Performance, NASA TN D-7601, 1974.

[13] Anderson, Bernhard H., Factors which Influence the Analysis and Design of Ejector Nozzles, AIAA Paper No 72-46, 1972.

[14] Hardy, J.M., Influence de Quelques Parametres Caracteristiques Sur les Performances des Ejecteurs, AGARD CP.91-71, 1971.

[15] Lewis, W.G.E., and Armstrong, F.W., Some Experiments on Two-Stream Propelling Nozzles for Supersonic Aircraft, ICAS Paper No 70-48, 1970.

[16] Trout, Arthur M. et al., Internal Performance of Several Divergent-Shroud Ejector Nozzles with High-Divergent Angles, NACA RM E57F13, 1957.

[17] Kochendorfer, Fred D., and Rouss, Morris D., Performance Characteristics of Aircraft Cooling Ejectors Having Short Cylindrical Shrouds, NACA RM E51E01, 1951.

[18] Kochendorfer, Fred D., Effect of Properties of Primary Fluid on Performance of Cylindrical Shroud Ejectors, NACA RM E53L24a, 1954.

[19] Greathouse, W.K., and Hollister, D.P., Preliminary Air-Flow and Thrust Calibrations of Several Conical Cooling-Air Ejectors with a Primary to Secondary Ratio of 1.0 I-Diametry Ratio of 1.21 and 1.10, NACA RM E52E21, 1952.

[20] Ellis, C.M., et al., Investigation of Performance of Several Double-Shroud Ejectors and Effect of Variable-Area Exhaust Nozzle on Single Ejector Performance, NACA RM E52D25, 1952.

[21] Allen, John L., Pumping Characteristics for Several Simulated Variable Geometry Ejectors with Hot and Cold Primary Flow, NACA RM E54G15, 1954.

[22] Hearth, Donald P., and Valerino, Alfred S., Thrust and Pumping Characteristics of a Series of Ejector-Type Exhaust Nozzles at Subsonic and Supersonic Flight Speeds, NACA RM E54H19, 1954.

[23] Greathouse, W.K., and Hollister, D.P., Preliminary Air-Flow and Thrust Calibration of Several Conical Cooling-Air Ejectors with a Primary to Secondary Temperature Ratio of 1.0 II-Diameter Ratios of 1.06 and 1.40, NACA RM E52F26, 1952.

[24] Weber, H.E., Ejector-Nozzle Flow and Thrust, ASME Ser, D.J.Basic Eng., V01, 82, No.1 Mar. 1960, PP 120-130.

[25] Bernstein, Arthur, Heiser, William, and Hevenor, Charles., Compound-Compressible Nozzle Flow, AIAA Paper No 66-663, 1966.

[26] Kervyn, D.Mach., One-Dimensional Procedure for Estimating the Performance of Ejector Nozzle, AD-A122667, 1983.

[27] Chow, W.L. and Addy, A.L., Interaction Between Primary and Secondary Streams

of Supersonic Ejector Systems and Their Performance Characteristics, AIAA J., Vol.2, no.4, 1964, PP 686-695.

[28] Korst, Helmut H., Addy, Alva L., and Chow, W.L., Installed Performance of Air-Augmented Nozzles Based on Analytical Determination of Internal Ejector Characteristics, AIAA Paper 65-596, 1965.

[29] Hardy, J.M., Ejecteur Pour Avion de Transport Supersonique(Me'thode de Calcul The'orique), L'Aeronautique et L'Astronautique, 1976-4 PP 43-49.

[30] Anderson, Bernhard H., Computer Program for Calculating the Flow Field of Supersonic Ejector Nozzles, NASA TN D-7602, 1974.

[31] 沈慧俐等，超音速引射喷管性能的理论计算和实验研究，西北工业大学论文集(上)，第51～64页，1979。

[32] 沈慧俐等，计算超音速引射喷管流场和特性的扫描有限元素法，HJB840193，中国航空科技文献，1984。

[33] 中村治光，空力的ジエツト・フズルの研究，日本航空学会誌，第10卷，第97号，昭和37年。

[34] Leynaert, J., Principes de Base Pour la Definition d'un Avion de Combat, Entr'ee d'Air et Arriere Corps Moteur. ONERA TP, 1986.

[35] A.H.夏皮罗著，陆志芳等译：《可压缩流的动力学与热力学》，科学出版社，北京，1977。(Shapiro, A.H., "The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow" Ronald Press Co, 1954)

[36] В.И.波利考夫斯基著，晏励堂等译：《飞机动力装置》，国防工业出版社，北京，1959。(В.И., Поликовский "Самолетные Силовые Установки Оборонгиз, 1952.)

[37] С.М.斯辽赫钦科主编，王振华等译：《空气喷气发动机原理》，国防工业出版社，北京，1982。(С.М.Шляхтенко, "Теория Воздушно-Реактивный, Двигатейей" Машиностроение, 1975.)

[38] Ю.Н.聂加耶夫，P.M.费多洛夫著，姜树明译：《航空燃气涡轮发动机原理》，国防工业出版社，北京，1984。(Нечаев, Ю.Н.; Р.М.Федоров, "Теория Авиационных Газотурбинных Двигателей. Часть II)

[39] 吴达等，超音速引射喷管的分析和实验研究，工程热物理学报，第1卷，第3期，1980。

[40] 尤·阿·李特维诺夫，弗·奥·鲍罗维克著，陈炳慈译：《航空涡轮喷气发动机的特性和使用性能》，国防工业出版社，北京，1986。(Ю.А.Литвинов, В. О.Боровик, "Характеристики и Эксплуатационные Свойства Авиационных Турбореактвиных Двитателеи" Машиностроение, 1979.)

[41] Hardy, J M.et Dutouquet, L., Etude de L'ecoulement dans un Ejecteur Transsonique L'Aeronautique et L'Astronautique, 1974-4 No 47.

[42] Alford, J.S., and Taylor, R.P., Aerodynamic Stability Consideration of High-Pressure Ratio, Variable Geometry Jet Nozzles, AIAA Paper No64-247, 1964.

[43] Stitt, Leonard E. and Valerino, Alfred S., Effect of Free-Stream Mach Number on Gross-Force and Pumping Characteristics of Several Ejector, NACA RM E54K23a 1955.

[44] Valerino, Alfred S., and Yeager, Richard A., External-Stream Effect on Gross Thrust and Pumping Characteristics of Ejector Operating at Off Design Mach Numbers NACA RM E56C14, 1956.

[45] Beheim, Milton A., Off-Design Performance of Divergent Ejector, NACA RM E58G10a, 1958.

[46] Klann, John L., and Huff, Ronald G., Characteristics of Five Ejector Configurations at Free-Stream Mach Numbers from 0 to 2.0. NASA TM X-23, 1959.

[47] Norton, Harry T., Cassetti, Marlowe D., and Mercer, Charles E.,Transonic Off-Design Performance of a Fixed Divergent Ejector Designed for a Mach Number of 2.0, NASA TM X-165, 1959.

[48] Steffen, Fred W., and Jones, John R., Performance of a Wind Tunnel Model of an Aerodynamically Positioned Variable Flap Ejector at Mach Number from 0 to 2.0, NASA TM X-1639, 1968.

[49] Shrewsbury, George D., and Jones, John R., Static Performance of an Auxiliary Inlet Ejector Nozzle for Supersonic Cruise Aircraft, NASA TM X-1653, 1968.

[50] Burley, Richard R., and Mansour, Ali H., Static Performance of an Auxiliary Inlet Ejector Nozzle Using an Afterburning Turbojet Gas Generator, NASA TM X-1999, 1970.

[51] Mikkelson, Daniel C., and Head, Verlon L., Flight Investigation of Airframe Installation Effects on a Underwing Engine Nacelle at Mach Numbers from 0.5 to 1.3, NASA TM X-2010, 1970.

[52] Bresnahan, Donald L., Performance of an Aerodynamically Positioned Auxiliary Inlet Ejector Nozzle at Mach Numbers from 0 to 2.0, NASA TM X-2023, 1970.

[53] Johns, Albert L., and Steffen, Fred W., Performance of an Auxiliary Inlet Ejector Nozzle Wind Fixed Doors and Single-Hinge Trailing-Edge Flap, NASA TM X-2027, 1970.

[54] Johns, Albert L., and Steffen, Fred W., Performance of an Auxiliary Inlet Ejector Nozzle with Fixed Inlet Doors and Triple-Hinge Trailing-Edge Flap,NASA TM X-2034, 1970.

[55] Steffen, Fred W., and Johns, Albert L., Performance of a Fixed Geometry Wind Tunnel Model of an Auxiliary Inlet Ejector with a Clamshell Flow Diverter from Mach 0 to 1.2, NASA TM X-2037, 1970.

[56] Shrewsbury, George D., Effect of Boattail Juncture Shape on Pressure Drag Coefficients of Isolated Afterbodies, NASA TM X-1517, 1968

[57] Burloy, Richard R., Flight Investigation of Airframe Installation Effects on an Auxiliary Inlet Ejector Nozzle on Underwing Engine Nacelle, NASA TM X-2369, 1971.

[58] Harrington, Douglas E., Jet Effects on Boattail Pressure Drag of Isolated Ejector Nozzles at Mach Numbers from 0.6 to 1.47, NASA TM X-1785, 1969.

[59] Ammer, R. C., and Punch, W. F., Variable-Geometry Exhaust Nozzle and Their Effects on Airplane Performance, SAE 680295, 1968.

[60] Runckel, Jack F., and Swihart, John M., A Hydrogen Peroxide Hot-Jet Simulator for Wind-Tunnel Tests of Turbojet-Exit Models, NASA MEMO 1-10-59L, 1959.

[61] Samanich, Nick E., and Burley,Richard R.,Flight Performance of Auxiliary Inlet Ejector and Plug Nozzle at Transonic Speeds, NASA TM X-52784, 1976.

[62] Motycka, D.L, and Skowronek, P.J, Performance Installation Effects for Nozzles Installed on a Twin-Jet Fighter Airplane Model, SAE 680296, 1968.

[63] David Migdal and William,K. Greathouse Optimizing Exhaust-Nozzle/ Airframe Thrust Minus Drag, SAE 680294, 1968.

[64] Bobby Lee Berrier and Frederick H.Wood, Jr., Effect of Jet Velocity and Axial Location of Nozzle Exit on the Performance of a Twin-Jet Afterbody Model at Mach Numbers up to 2.2, NASA TN D-5393, 1969.

[65] Donald L. Maiden and Jack F. Runckel, Effect of Nozzle Lateral Spacing on Afterbody Drag and Performance of Twin-Jet Afterbody Models with Convergent Nozzles at Mach Numbers up to 2.2, NASA TM X-2099, 1970.

[66] Pendergraft, Odis C., Jr., and Schmeer, James W.,Effect of Nozzle Lateral Spacing on Afterbody Drag and Performance of Twin-Jet Afterbody Models with Convergent-Divergent Nozzles at Mach Numbers up to 2.2, NASA TM X-2601, 1972.

[67] Porter, J.L., Squyers, R.A., A Summary/Overview of Ejector Augmentor Theory and Performance, AD-A 098620

[68] Green, K.A., Prediction and Evaluation of Thrust Augmenting Ejector Performance at the Conceptual Design Stage, AD-A093953

[69] O'Donnell, R.M., Squyers, R.A., V/STOL Ejector Short Diffuser Study, AD-A 042319

[70] Schum, E.F., DeHert, J.M., Berilaqua, P.M., Ejector Nozzle Development,ICAS-82-4.3.2.

[71] Salter, G.R., A Computer Program for Aircraft Thrust Ejector Analysis, AIAA 74-1191.

[72] Green, K.A., Cyrus, J.D., Thrust Augmenting Ejector Technology for Navy Aircraft, AIAA 77-1239.

[73] Quinn, B.,Ejector Performance at High Temperature and Pressures. Journal of Aircraft V01. 13, NO.12.1976.

[74] Reznick, S.G., Inlet and Diffuser Effects on the Thrust Augmentation, AIAA 81-1680.

[75] Campbell, W.S, Ohain, H.V., Thrust Augmentation for V/STOL-ARLS Reserch and Concepts, AD 383325.

[76] 陈芳，引射增力装置的性能分析及实验研究，北京航空学院硕士论文，1984

第八章 次流系统

8.1 引 言

8.1.1 次流的定义

一部分经过发动机进气道或外部风斗从飞机外部吸进来的空气，从发动机与飞机结构之间的通道流过，然后由发动机引射喷管或飞机结构上的一些开口排出机外，这部分气流一般称为次流[注]。

8.1.2 次流的用途

次流的用途是：冷却发动机及其附件；使发动机与进气道的流量匹配；改善引射喷管的性能。

8.1.3 次流的引入途径

次流可以专设的进气口引入。如果发动机舱比较紧凑，有时需在就近的机身上开设专门的进气口，引入外界空气作为次流。低速飞行时，次流气体的总压恢复系数较高；超音速飞行时，进气口将产生一个正激波，随着飞行马赫数的增大，正激波的强度增强，总压恢复系数将减小，这样的总压恢复系数变化与引射喷管对次流压力随马赫数的变化要求(图8-1虚线所示)趋势基本是一致的。因此，可以不采用专门的调节机构，即可得到大致符合需要的次流空气。机身上加开进气口后，将会增大飞机的阻力。

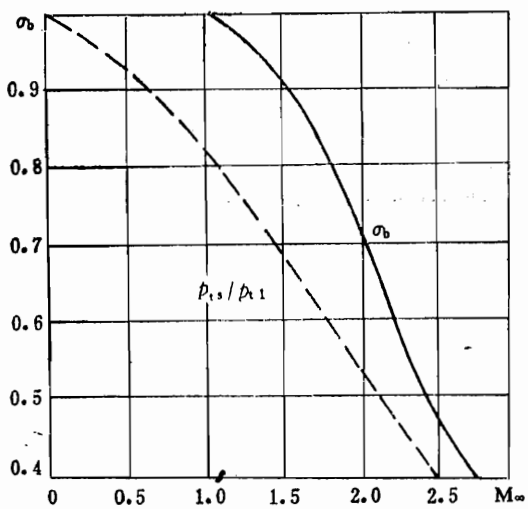


图8-1 正激波的总压恢复系数及引射喷管所需的次流压力随马赫数的变化

次流也可从进气道引入，经常引自进气道出口的内壁。如果次流引自进气道，则当飞行速度变化时，进气口或引射喷管一般需要进行调节，否则两者不能良好地协同工作，引入的次流流量将不能适应引射喷管的需要。

注：本章中有关次流的参数用下标s(Secondary)，而主流的参数则用p(Primary)。

8.2 发动机舱冷却

8.2.1 冷却型式

涡轮喷气发动机都采用次流来冷却发动机、发动机附件以及发动机周围的飞机结构。图8-2(a)为发动机舱前后段分别引进次流空气的典型方案，它有一道防火墙把高温段同可燃流体分开。在正常飞行状态下，从进气道内壁引入的次流经过前隔舱后，排出机外。后隔舱的空气则是从机身侧面风斗取得的。这股空气流过后隔舱，经引射喷管向后排到机外。在地面工作状态以及飞行速度很低时，引射喷管能通过隔舱吸入足够数量的冷却空气。

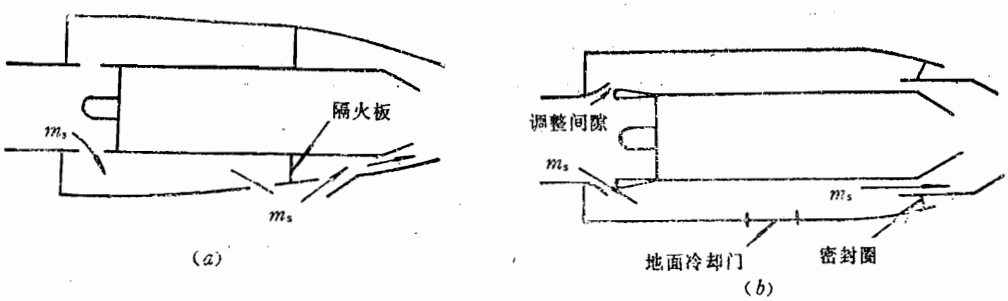


图8-2 典型的发动机隔舱冷却型式

图8-2(b)是另一种发动机典型冷却型式。称直流式冷却装置。冷却空气是在发动机进口前，通过一组吸气孔或一个调整过的间隙，从进气道吸入的。这股空气经冷却发动机隔舱环形通道后，供引射喷管使用。在地面工作状态以及低速飞行时，地面冷却门打开，空气进入隔舱，向后流过引射喷管。从理论上说，采用这种装置有可能使发动机隔舱的前部出现一个零点，但在使用中并未发现过冷却出问题的情形。只有当发动机的放气管道密封不严而漏气时，才会遇到超温问题。

以上是两种常用的典型型式。实际使用中还有许多由这两种型式演变出来的型式和一些完全不同的型式。适用于各种型式的次流量的计算方法将在第 8.5 节中介绍。

8.2.2 结构温度

设计中次流量的选择，必须首先满足发动机、附件和发动机外围飞机结构的冷却需要，同时兼顾发动机与飞机匹配后发动机推力特性的发挥。冷却发动机外围飞机结构所需的空气量通常比冷却发动机的空气量要大。如果结构冷却了，那么发动机也一定能充分地冷却。

做冷却流量的计算时，下面的情况必须引起注意：就结构温度而言，飞机短时间的飞行过渡状态不是严重情况，结构温度可能较高的三种经常的危险飞行状态是，(1) 地面工作；(2) 高空巡航；(3) 高空超音速飞行。在任何特定的飞行状态下，结构温度都是次流量的函数，如图 8-3 所示。次流量应该足以使结构在曲线上的A点工作，这时次流量的变化对结构温度只有微小的影响。如果次流量减小到B点，则空气流量的小量变化都会引起结构温度的很大变化。因为次流量是随高度的增加而减小的，所以，结构温度必然是随高度的增大而

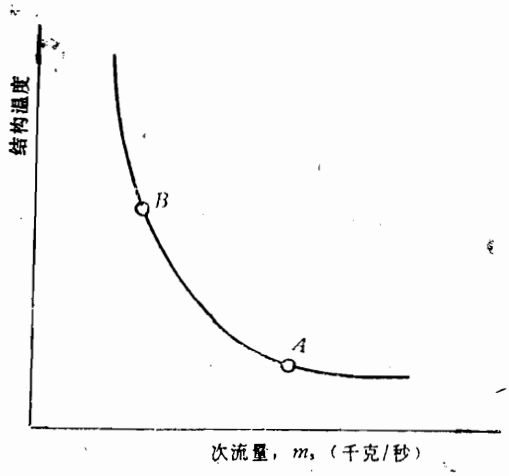


图8-3　结构温度随次流量的变化

增高。

必须足够重视冷却流量的确定。若发动机冷却通道温度过高，除影响附件的工作可靠性外，还会影响该区的飞机结构强度。在使用中，若发现发动机外围结构温度偏高，可用调整次流进口面积、改变引射喷管参数，或增设飞机表面进气口等办法来解决。应尽量不采用飞机表面风斗进气口，以避免过多增加飞机外阻。

8.3　次流与进气道性能的匹配

进气道的尺寸都是按设计状态下性能最好来确定的。在大于设计马赫数飞行时，进气道能提供的流量过大，这部分附加的流量会导致附加阻力的增大。这时可以用增加次流量的办法来减小或消除溢流，从而减小附加阻力；但增加次流量也会使冲压阻力增大。同时，经过引射喷管的次流量增加，会使引射喷管的推力特性发生变化。因此，其净效果可以是增加推力，也可以相反。这与进气道的进口参数选择、布局形式和次流量与引射喷管的匹配协调有关。设计时，次流与进气道和引射喷管性能的匹配及冷却要求必须统一考虑。

图8-4(*a*)表示一台典型进气道的工作线(附有管道流量的工作线)。管道流量包括发动机空气流量、次流量以及可能由进气道引出的其它各种空气流量。在非设计工作状态下，管道流量工作线是在进气道特性曲线拐点的左边。但通常当管道流量工作线位于拐点时能获得最佳的发动机性能。可以用增加次流量的办法使流量工作线向右移动。利用管道流量工作线与进气道工作线交点处的总压恢复，可以按下式方程算出发动机的净推力：

$$P_n = P_{ne} - X_a$$

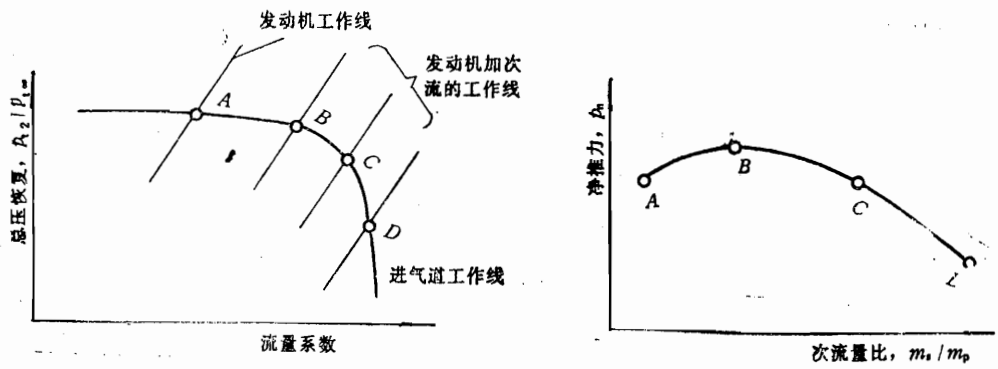


图8-4　进气道的最佳化
(m_p ——主流量)

式中 P_n——安装净推力；

P_{ne}——包括次流冲压阻力在内的安装净推力；

X_a——附加阻力。

图8-4(*b*)说明增大次流量的效果。点*A*处的附加阻力过高。点*B*接近于最佳值。在点*C*和点*D*处，进气道可能是超临界工作，附加阻力保持最小值不变，但总压恢复则在不断减小。一般在设计状态时，进气道工作线与管道流量工作线的共同工作点，应接近*B*点且在*B*点的左侧。

3.4 次流与喷管性能的匹配

3.4.1 次流对喷管性能的影响

在涡轮喷气发动机上采用引射喷管的目的有两个：(1) 抽吸流过发动机隔舱的冷却空气；(2) 当发动机在较高的喷管压强比下工作时(通常是马赫数大于1.4)为发动机提供附加推力。

引射喷管在实际工作中，当主流燃气的膨胀比变化时，并非保持次流的相对流量不变，而是根据不同工作情况的需要，调节改变次流的相对流量或压力，以改变气流的扩散状态，使主流燃气能够比较完全地膨胀，而增大推力。

当飞行速度变化，从而主流燃气膨胀比变化时，次流流量也应相应变化才能使引射喷管工作处于最有利状态。

引射喷管中如果保持小的次流相对流量($m_s\sqrt{T_{ts}}/m_p\sqrt{T_{tp}}$)，在大马赫数飞行时比较有利，但在小马赫数飞行时不利。如果保持大的次流相对流量，则小马赫数飞行时有利，而大马赫数飞行时不利。因此，在不同的飞行马赫数下，应调节使用不同的次流相对流量，才能使引射喷管随时工作于最有利的状态。次流的相对流量与次流的相对压力(p_{ts}/p_{tp})大致是正比关系。如图8-5所示。

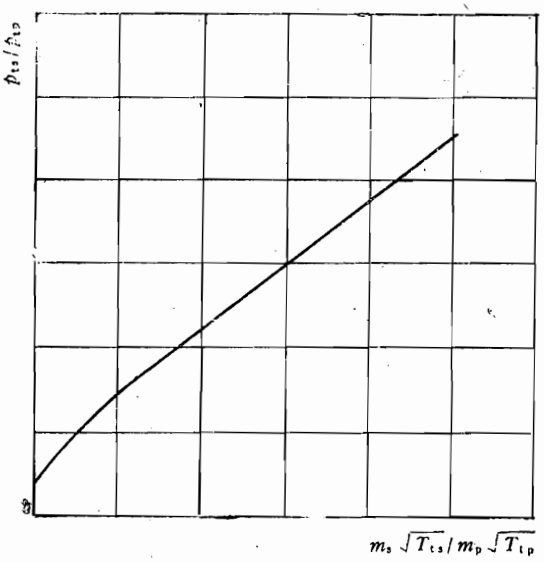


图8-5 次流相对流量与次流相对压力的关系曲线

图8-1中虚线表示一台典型喷气发动机的引射喷管所需的次流压力随飞行马赫数的变化，图中所需的次流压力用相对于进气道出口压力的比值(p_{ts}/p_{t2})来表示。低速飞行时，次流压力应与进气道出口压力相差不多，应保持较大的次流流量。随着飞行速度的增大，p_{ts}/p_{t2}应降低，次流流量减少。至M=2.5时，次流压强应降为进气道出口气体压强的40%左右。

对于设计飞行速度较小，飞行范围不大的引射喷管，次流压强可以由它自行调节(即不需要专门的调节装置)，带来的推力损失不大。

对于设计飞行速度较大，速度变化范围较宽的引射喷管，上述的自行调节便不能保证引射喷管的性能。飞行速度大于设计值时，主流燃气受到限制而不能完全膨胀。低速飞行时，尤其是起飞时，次流流量和压强又嫌过小，主流燃气过度膨胀，造成推力损失。

以上所述是次流对引射喷管推力特性影响的主要特点，喷管性能因喷管型式及尺寸关系不同而有相当大的差别。必须具体评定。

8.4.2 发动机舱的压强、破坏载荷和卸压系统

按第 8.5 节所述方法，在计算次流量的过程中，也算出了发动机隔舱内的次流压强。增大次流量会使总推力增大，同时，也增大了使空气通过引射器所需要的压强。图 8-6 是一个典型引射喷管的抽吸特性曲线，它表示吸入给定数量的空气所需要的喷管次流压强比，即次流总压p_{t_s}与喷管出口压强p_0之比。次流压强对发动机隔舱强度具有决定影响。隔舱外部的压强，取决于绕飞机的流场，有可能略大于或低于环境压强。

发动机隔舱蒙皮的内外压差便是隔舱必须承受的设计载荷之一。

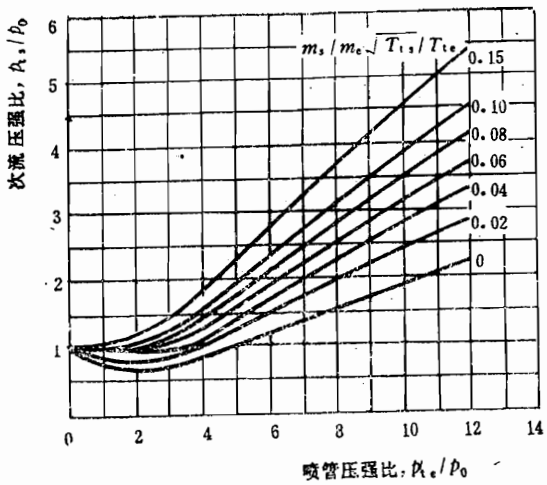


图8-6 喷管的抽吸特性

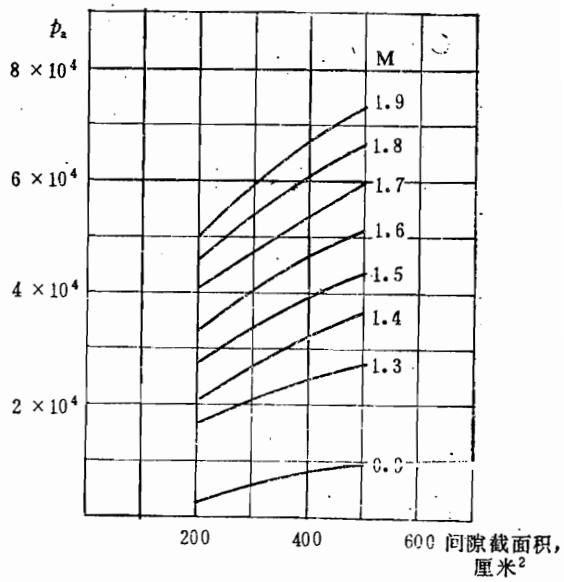


图8-7 发动机隔舱破坏压强

图 8-7 表示出了RA-5C 飞机在最大加力油门位置下，发动机隔舱内外压差随间隙截面积及马赫数的变化曲线。在较高马赫数下，间隙截面积必须受到限制，否则就会超过设计压强。

一些特殊的飞行状态，可能使发动机舱舱压超过设计值，例如，突然切断油门或高速俯冲这类瞬变状态，是必须引起注意的危险状态。为了使发动机隔舱压强保持在结构设计的极限范围内，可能需要一个卸压装置将多余的次流空气排到机外去。

美国早在研制A-5A飞机的时候，就发现，在某些瞬变飞行状态下，发动机隔舱压强会超过隔舱的设计压强。

在飞行马赫数为最大值时，发动机隔舱压强随着次流可调间隙的变化而变化，如图 8-8 所示。这个发动机隔舱是按压差为5.4917×10^4牛/米²而设计的，间隙面积的调定值选为194

厘米²。这个间隙面积值也会受到进气道尺寸条件的影响。图8-9给出在最大马赫数以及间隙位置为194厘米²的条件下，不同油门位置时发动机隔舱中的压强曲线。在加力状态，当油门减小时，压强达最大值，然后在非加力状态下降，直到慢车状态达到很低的数值。图8-9上还画出了低空高速俯冲状态下不同油门位置时的压强上半部曲线。当油门位置在80%最大转速以上时，压强就超出了发动机隔舱的设计压强。

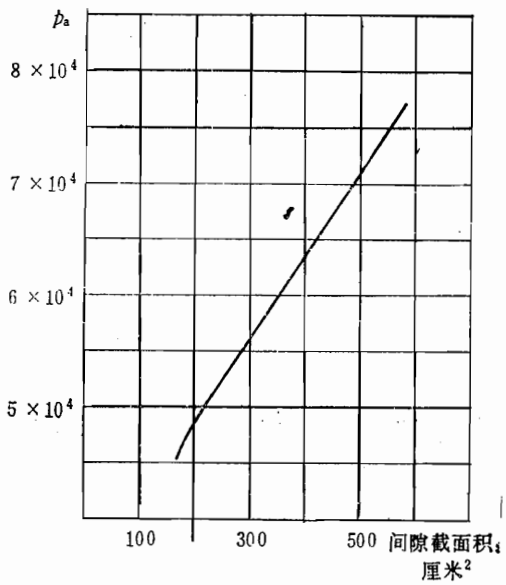


图8-8 发动机隔舱压强 (M=2.0)

显然，在发动机隔舱内必须安装某种卸压系统，将多余的空气从机身排出。但是，只要一放气，引射喷管的次流少了，飞机性能就可能变坏，发动机隔舱还可能过热。所以要求卸压机构必须在瞬时超压状态消失之后应立即关闭。因为关油门可以很快，所以卸压装置也必须反应很快。为了简化结构，可以把卸压门同地面冷却门合并。在进行地面冷却时，同操纵起落架一起，用一个电动作动筒来开关这个门。在作卸压用时，这个门由一个偏心连接的超压防止器来保持关闭。当发动机隔舱压差超过5.4917×10⁴牛/米²时，门作偏心运动，超压防止器将此门打开。当舱中的压差降到4.119×10⁴牛/米²以下时，电动作动器就伸长，扣住门并把它关上，同时使超压防止器复原。整个操作过程大约需要30秒。

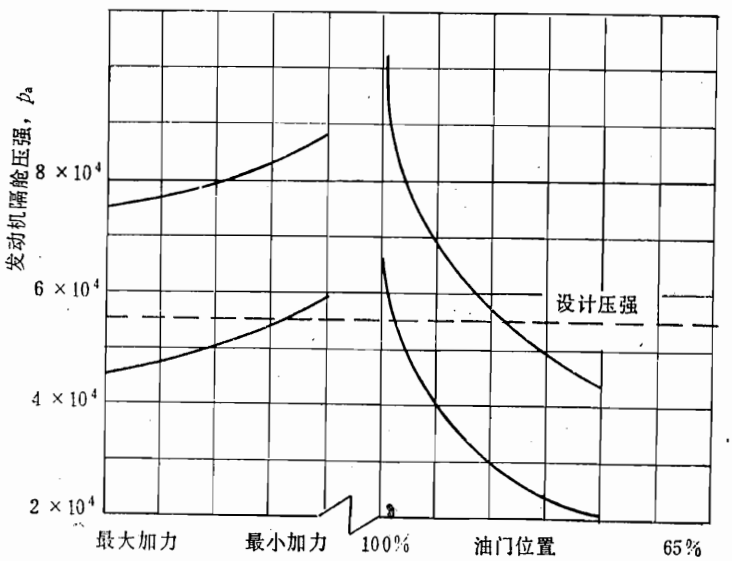


图8-9 发动机隔舱压强和油门位置的关系

A-5A飞机历次试飞结果证明，用卸压门效果很好。发动机舱中的稳态压强比估算值大约低3432牛/米²，这大概是发动机隔舱有些漏气的缘故。

关于卸压门尺寸的确定原则，就RA-5C飞机而言，在大多数飞行情况下，当要求打开卸压门时，次流间隙是壅塞的。此时，不管发动机隔舱中的压强多大，流进发动机隔舱的次流量总是不变的。假设次流压强 p_{ts} 的一些数值，就可以算出喷管流量和冷却门流量，并绘出随p_{ts}变化的曲线，以确定使卸压门流量和喷管流量同间隙流量匹配的p_{ts}值。这个p_{ts}值就是发动机隔舱内的压强。如果压差大于设计压强，卸压门就要增大一点。

这些计算中要考虑的最重要的因素是卸压门的流量系数。超音速飞行时这个流量系数会大大地减小。这就要求把卸压门再开大一些，以减小发动机隔舱的压强。第8.4.3节中，将介绍RA-5C卸压门的流量系数。

以上叙述是以A-5A，RA-5C飞机装置具体的次流系统的发动机实例为基础的。对于装不同尾喷管动力系统的各类飞机，也可能会提出其它类型的超压问题。这里要强调的主要之点在于应估算不同油门位置下的各种飞行状态，包括瞬态及稳态，以便确定是否存在超压状态。

8.4.3 排气口

这里讨论两类排气口：一类是常用机身排气口；另一类是圆形小排气口。常用机身排气口，包括次流隔舱排气口和任何其它气流排气口，(如散热器的冷却空气流、斜板附面层的泄除气流排气口等等)。圆形小排气口是适应高速飞机的高速辅助空气流的要求的。它应用于飞机表面一定的面积中需要建立预定的压力场，或应用于附面层控制和飞机控制系统等方面。

常用机身排气口：这里所讨论的流量系数和推力性能，不仅适用于次流隔舱的排气口，也适用于飞机上所要求的任何其它排气口；图8-11～图8-18按不同的出口型式及流动状态介绍了机身排气口的性能数据。现对这些结果作一讨论。

通过机身排气口的流量，一般是根据排气口内总压和给定飞行高度上的环境压强来计算的。根据这个压强比就可以定出次流出口的马赫数，从而定出流量参数及实际流量。但是，排出气流同自由流的相互干扰可能导致排气口处反压增大。这样，实际压强比就可能小于所假设的压强比，因而实际流量也可能小于理论计算值。流量系数C_a——实际流量与等熵流动流量之比，不仅受附面层效应的影响，也受两股混合气流相互作用而使静压升高的影响。图8-10是在超音速流中自由流空气同流出空气相互作用的示意图。

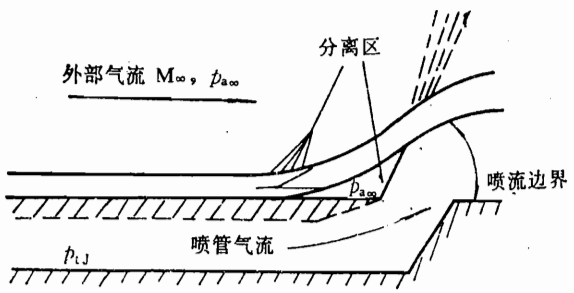


图8-10 出口气流与自由流相互干扰示意图

图8-11～图8-14表示具有不同排气角的四个平滑排气口的音速流量系数Q及推力系数C_{Vg}。这个音速流量系数是实际流量与在排气口压强及总温下通过该排气口面积的音速流量的最大理论值之比。当压强比大于1.893时，音速流量系数与C_a是相等的。推力系数C_{Vg}定义为排出气流的实际推力除以同样压强与温度下的等熵推力。

由这些图线可以看出，大约在压强比超过3.0以后，流量系数就同压强比及自由流马赫数无关了。但是，飞机上向外排出的大部分气流通常都是低压的，在这个范围内的流量系数

量分散得很厉害。

在排气口的设计中，一般希望排气角小些，推力系数的性能好些。

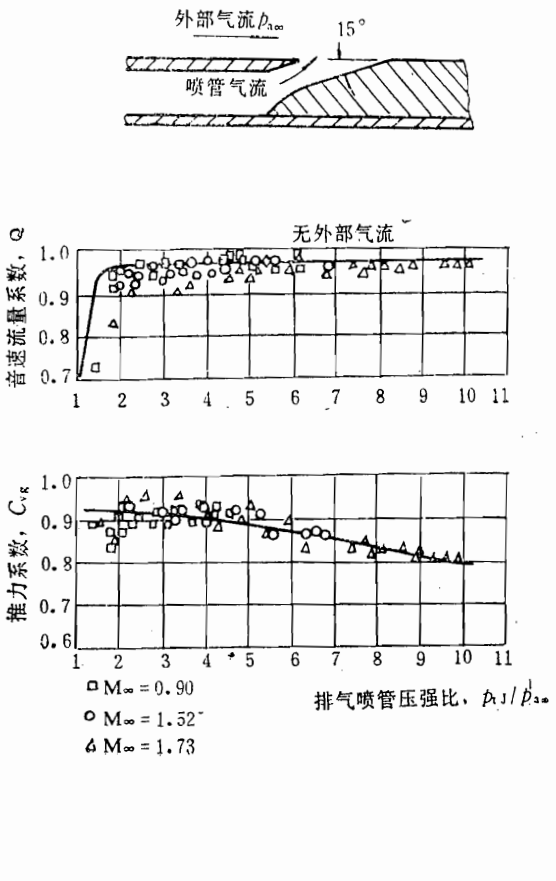


图8-11　同外部气流成15°倾斜角的排气口性能

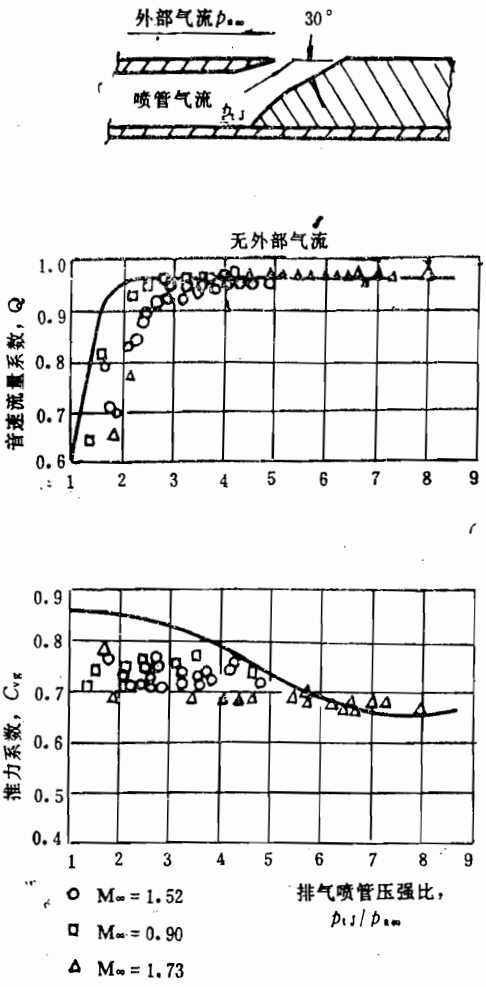


图8-12　同外部气流成30°倾斜角的排气口性能

图8-16示出了平滑排气口与护罩排气口的性能对比。图8-15示出了这两种排气口的示意图。在超音速马赫数下，护罩排气口比平滑排气口的性能好，北美热物理实验室做的试验表明，有护罩的排气口流量系数都很高。因为这时排气流同自由流之间的相互作用很小。当没有气流排出时，出口处的压强低于环境压强。在某些亚音速流情况下，由于外部压强低于环境压强，实际上可得到大于1.0的流量系数。

机身排气口的性能及流量系数，要在整个马赫数和排气口压强比的范围内找到都很好的数据，是非常困难的。

精确地估计卸压门的流量系数也比较困难。如图8-17所示，卸压门延伸到气流中去了。卸压门所产生的附加激波使出口流场复杂化，流量系数很难计算。卸压门打开时产生的究竟是推力还是阻力并不重要，因为卸压门只是在各种瞬变飞行状态才打开一下。

国外已对这种排气口在超音速气流中进行了一些流量系数的测量。图8-18上介绍的是一

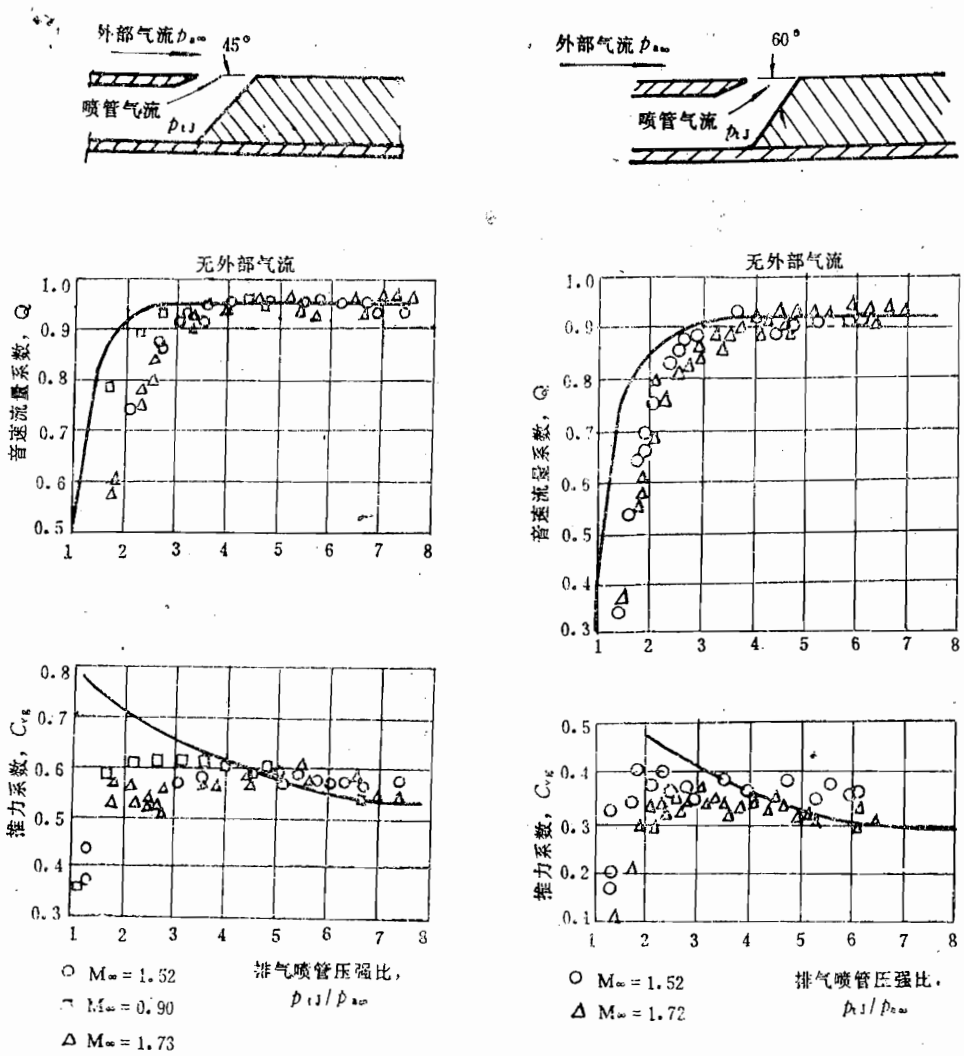


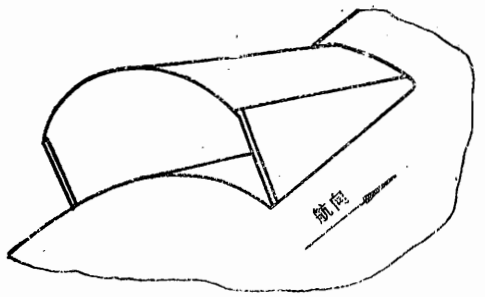
图8-13　同外部气流成45°倾斜角的排气口性能

图8-14　同外部气流成60°倾斜角的排气口性能

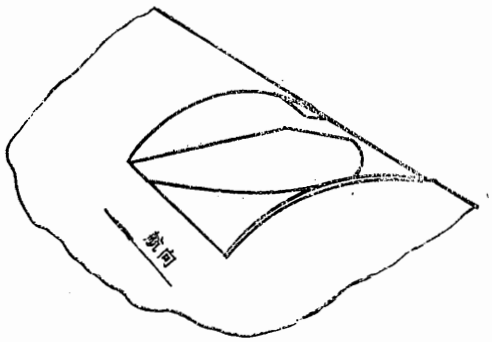
些实验结果。在压强比为 4 时，最大流量系数近似等于0.8。但图8-11～图 8-14 上给出的流量系数在压强比为 4 时都近似等于0.95。显然，排气流中加上这一道卸压门产生了附加激波，增大了出口处的静压，因而降低了流量系数。

圆形小排气口：为了满足高速飞机高速辅助空气流要求，国外已研究测量了一些图形小排气口的性能(排气口的直径约为 1 厘米)。有倾斜排气口，也有凹陷的弯曲轴线的排气口等型式。

这两种排气方案见图8-19。下文中提到的流量系数为测量流量与计算流量之比。计算流量是按总压、出口静压、温度和出口面积计算得到的。在整个所示曲线的实验范围内，流量系数随压力比和雷诺数只有很小的变化。图8-20(a)、(b)所示的是，以排气流量参数和气流马赫数为函数的倾斜排气口和凹陷弯曲轴线排气口的流量系数。在这些曲线中，为了简化各种气流马赫数之间的比较，出口排气速率合并成 $m_e/\rho_\infty V_\infty A_e$ 无量纲参数形式，它是排气口排气速率对气流流过横截面积等于出口面积的外流速率之比。



护罩排气口



平滑排气口

图8-15　平滑排气口及护罩排气口示意图

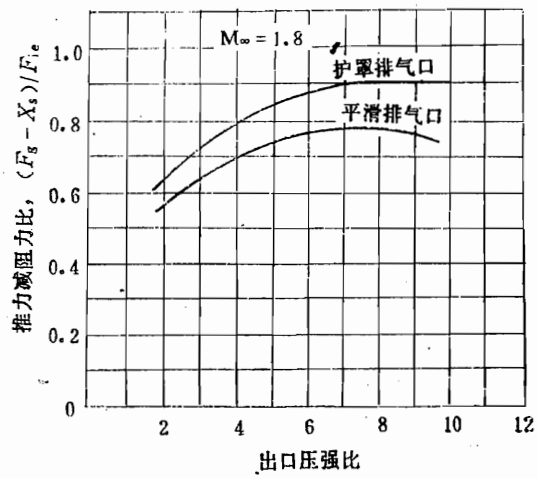


图8-16　平滑排气口与护罩排气口的性能对比

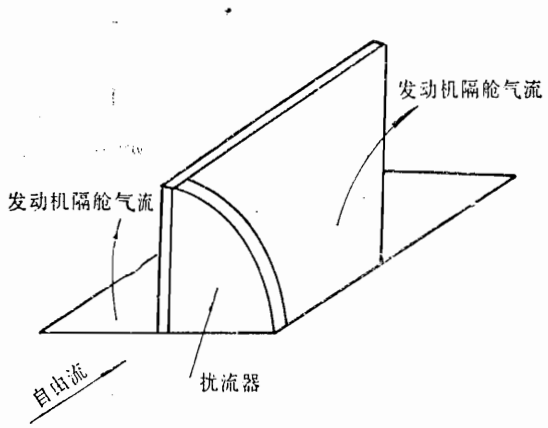


图8-17　RA-5C发动机隔舱卸压门示意图

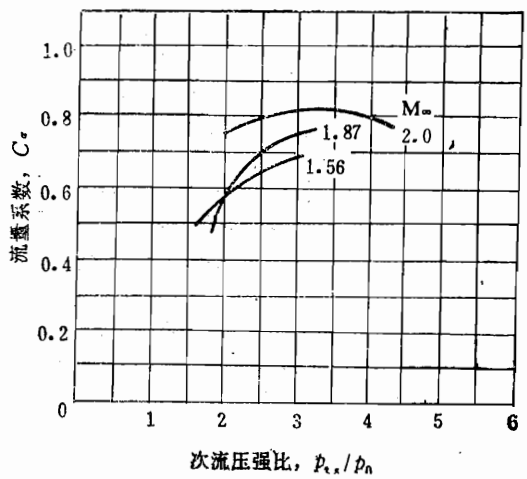


图8-18　RA-5C发动机隔舱卸压门的流量系数

30°倾斜排气口有极高的流量系数，低压功比和低雷诺数时为0.970。高压力比和低雷诺数时约为0.995。几乎平行于外流的那些排气口有较高的流量系数，因为出口喷流和外流之间干扰较小，这与常用机身排气口的规律是一致的。

关于倾斜排气口附近的静压变化，一般情况下，排气引起排气口上游的机身表面静压增加；在排气口下游则压力很低。亚音速时，在靠近出口的上游压强逐渐增加。超音速时，在出口上游脱体激波的位置上压强急剧增加。紧接出口的下游，静压远远低于未受扰动的气流

压强值。总的说来，较高的排气速率在出口附近引起较大的静压变化，排气倾斜度对排气口附近的静压分布有较大的影响；30°倾斜轴的排气引起较小的出口扰动，而90°排气产生明显的压强变化。

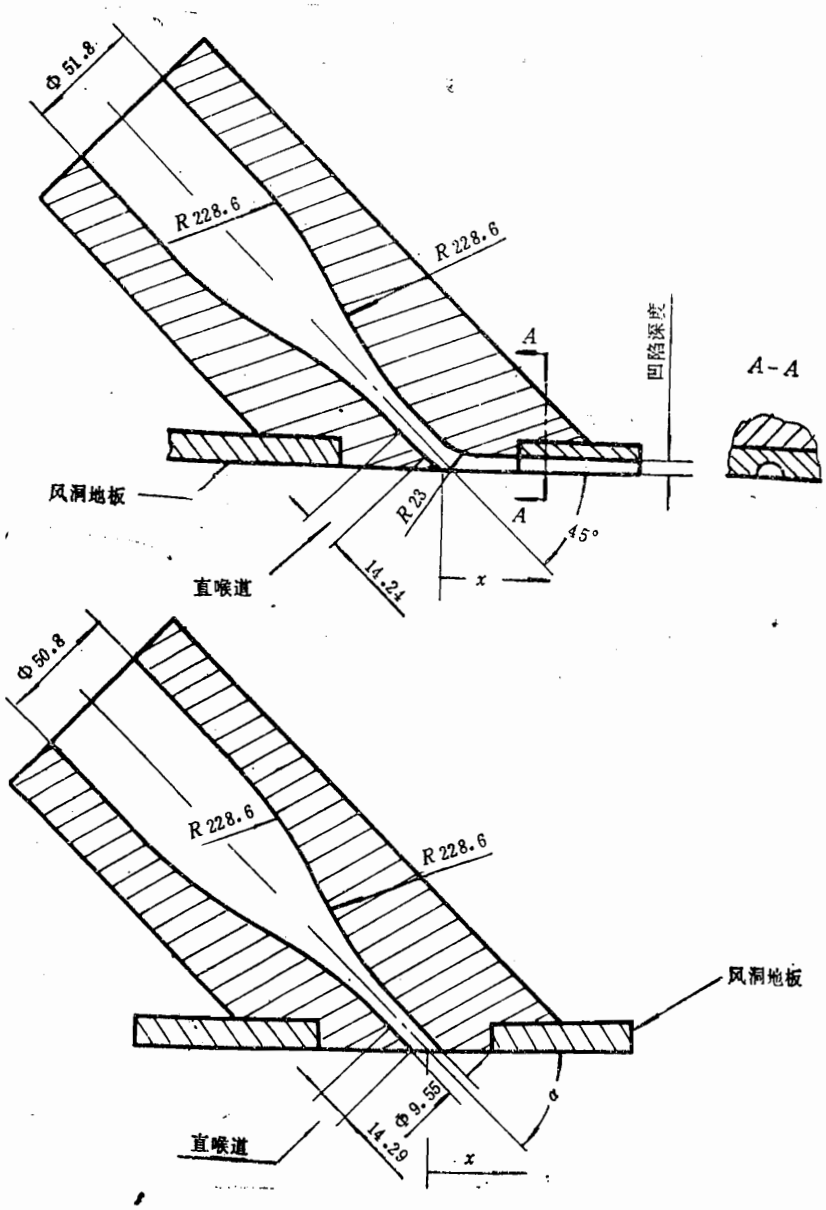


图8-19　圆形小排气口模型

深的凹陷排气口，在上游没有静压变化。而浅的凹陷排气口仅仅引起很小的压强增加。由于凹陷，在没有排气时，下游有一大的静压变化。在小的排气速率时，凹坑中的压强接近于自由流的压力。预计较浅的凹陷出口比深的凹陷出口，压强随流动速率有更大的变化。

关于圆形小排气口的排气流动主要特点可归纳为以下几点：

(1)　在低的排气流动参数值时，倾斜排气口比垂直排气口有较高的流量系数；

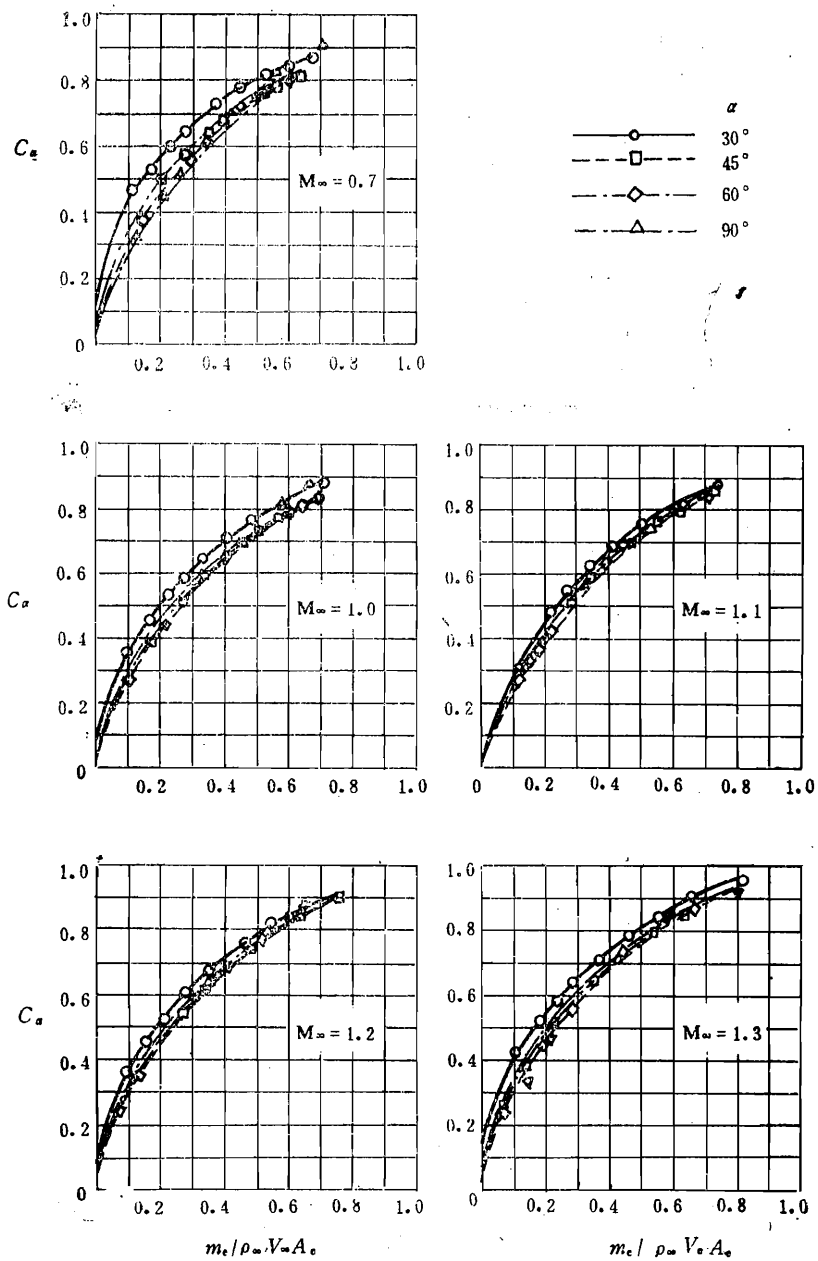


图8-20 以排气流量参数和气流马赫数为函数的排气口流量系数

(a)倾斜排气口

(2) 由于外流的抽吸作用，凹陷排气口比倾斜排气口有较高的流量系数，内压甚至稍低于未受扰动表面的静压；

(3) 当排气流量参数$m_e/\rho_\infty V_\infty A_e$为常数时，外流马赫数对倾斜弯曲轴线排气口的流量系数影响是小的；

(4) 排气口排气时引起的表面压强变化随着倾斜角的减小而减小；

(5) 气流喷入外流中，在尾涡的后缘形成很强的涡流。

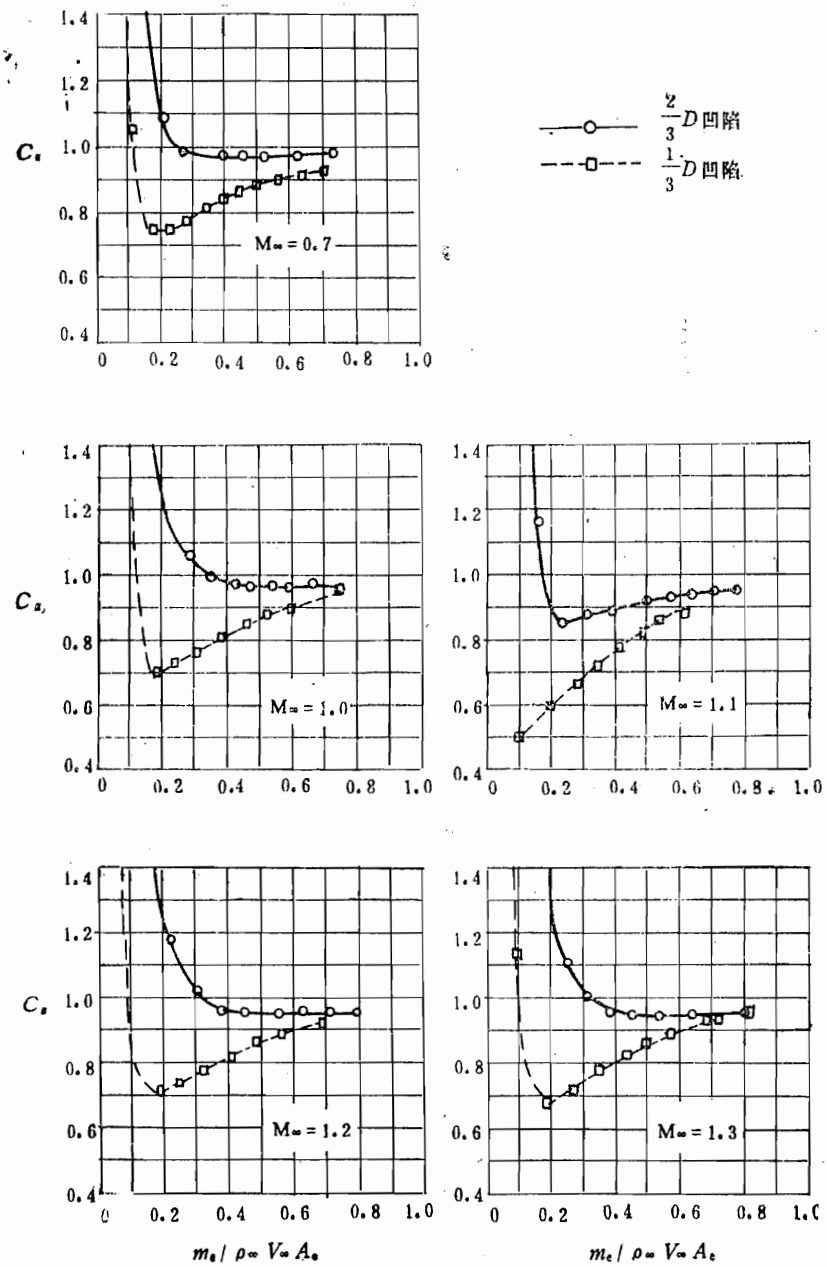


图8-20 以排气流量参数和气流马赫数为函数的排气口流量系数

(b) 凹陷弯曲轴线排气口

8.5 次流系统的设计计算

次流量和发动机隔舱舱压的计算，对次流系统的设计、发动机舱强度载荷和引射喷管推力特性的确定，都是必要的。

8.5.1 次流系统设计和流动假设

次流系统的设计包含两方面的问题，首先根据设计状态选择适当的次流量比μ值。其次是根据所选定的引气方式选择恰当的次流门的大小，以确保选择的次流流量通过。设计要求满足飞行包线范围内，发动机舱冷却和引射喷管推力特性的需要。

次流进口面积的选择，是根据选定的次流量比μ，考虑流通过程中的损失，把次流通道的流量与引射喷管的抽吸特性相匹配，来得到的。

流过次流门的实际流量一般小于理论流量。次流门的流量系数与门边缘的钝度、门处的几何转折半径有关。圆滑边缘的门可以使流量系数达到1.0，尖锐边缘的门流量系数近似等于0.6。尖锐边缘的门在引出次流的同时，可能在门内产生涡流，导致进气道主流的畸变增大。最好把出口截面做成2∶1的椭圆。门的转折半径也是个重要因素，转折半径r'等于出口半径r时，可得到较佳的流量系数值。

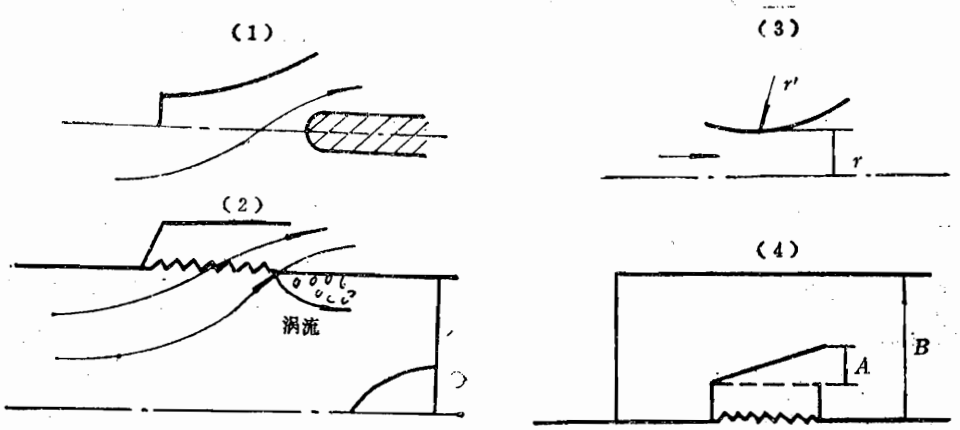


图8-21 次流门参数选择示意图

计算进气道次流进气门的空气流量时，必须知道放气门的总压和静压。流过次流进气口的总压损失取决于扩张面积比。突然扩张时，最严重损失可达一个动压头q。此时，假设进气门进口总压p_{tG}等于进气道管道内静压。

机舱中流速很低(一般不超过80米/秒)，故假设机舱中总压近似地等于静压。次流进气门出口的静压，等于机舱压强。次流经过发动机舱的损失与机外蒙皮与发动机之间的流通间隙有关，间隙较大时可不计压力损失。发动机舱的压力损失，可用计算摩擦损失的方法粗略地估算，也可用实验测得。RA-5C飞机是实测的。在理论计算时，若假设次流进气门到机舱的总压损失一个"q"，并假设发动机舱内没有损失，就能得到与实验测量结果基本相同的结果。

次流经过发动机舱的总温会有提高。设计中可用具体温升来计算；根据许多文献介绍也可考虑50K温升。50K温升是比较严重的情况。

考虑了以上这些因素后，就可以进行匹配计算。可以在设计状态上，选择一系列的次流进口门的开度，然后计算出次流通道的流动特性。而尾喷管的抽吸特性是已知的。于是就可以画出图8-23那样的匹配曲线。有了这些曲线，就可以按照所需的μ值，确定次流进口门的

面积大小了。

8.5.2 向机体外排气的次流系统计算方法

如果边界条件(例如压强、温度以及两点之间的流动损失等)已知，就可以算出通过一个系统的空气流量。下面介绍曲线相交法，这种方法是应用流量平衡公式列表计算出进出口的次流流量，然后分别画成曲线，两曲线相交点就得到平衡的次流量。

曲线相交法和典型状态算例

空气流量用流量参数$m_t\sqrt{\theta_t}/A\delta_t$来计算，这个流量参数由下式确定：

$$\frac{m_t\sqrt{\theta_t}}{A\delta_t}=\frac{417.1432\mathrm{M}}{(1.0+0.2\mathrm{M}^2)^{2.993}},\quad k=1.4$$

式中 m_t——理论空气流量(千克/秒)

$\theta_t=T_t/288$；

A——面积(米^2)；

$\delta_t=p_t/101352.2$ (总压p_t用牛/米^2)

马赫数同压强比的关系式是：

$$p_t/p=(1.0+0.2\mathrm{M}^2)^{3.5},\quad k=1.4$$

式中 p——静压。

流量系数C_a通常由实验方法确定。孔口、文氏管以及在第8.4.3节中讨论的机外排气的C_a值，在本章中都有可用的数据。不过，在许多情况下，系数C_a必须根据有现成数据的类似结构来估算，或者作实验来求得。

下面分析一个计算过程，以说明计算次流量的方法。图8-22所示为次流隔舱的示意图。图中两个截面积(A_G和A_D)处的流量系数都假设为1.0。已知边界条件是：压气机进口处的总压、静压、总温、气流截面积以及外面的环境压强。

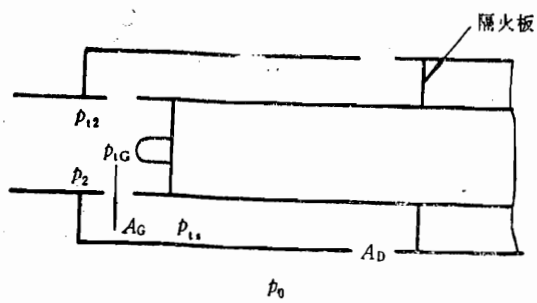


图8-22 冷却结构示意图

未知量有两个，即流量m_s和次流隔舱中的压强。为了求出这两个未知量，要用迭代法。最好的方法是假设一个p_{ts}值，然后解出进口和出口处的流量。流量同p_{ts}的函数关系可以绘成曲线，在次流进口和出口流量曲线的交点处，进口和出口条件都得到满足。

首先，我们分析隔舱的进口。为了计算空气流量，一般可假设p_{tG}等于引气管内压p_{a2}(有实验数据可用时最好用实验值)。就是说，从管道到间隙的总压损失是一个q。

假设次流进口处的缝隙静压(p_{aG})等于隔舱总压(p_{ts})。这个假设应是正确的，因为在流入气室的亚音速流管道中，静压必须等于气室压强。取一系列的p_{ts}值，用每个p_{ts}值之下的流量参数，即可算出通过间隙的流量。由于在这一点处次流基本上没有加入或失去热量，所以总温是常数。在这个例子中，从隔舱进口到出口，次流的压强并没有损失。如果通道中有任何阻碍流动的地方，总压损失就要另行估算，出口处的p_{ts}值就减少。由于空气是排到一

个"气室"中去的，出口处的p_{ts}便是总压p_{tD}，静压p_{aD}便等于环境压强p_0。因此，可以按不同的次流隔舱压强算出出口处的空气流量。由进口和出口截面处的流量对p_{ts}的关系曲线的交点，可定出匹配流量。下面是某个给定飞行状态下的典型算例。

$M_0=0.9$；$H=6100$米；标准大气。

$p_0=46552$牛/米^2　$p_{t0}=78759$牛/米^2

$T_{t0}=288.83$K；$\sqrt{\theta_{t0}}=1.0020$；总压恢复系数$=0.98$

$p_{t2}=(0.98)(p_{t0})=77183.8$牛/米^2；$A_G=0.0129$米^2；

$A_D=0.01935$米^2；假设管内马赫数$M=0.4$

考虑到管道内$M=0.4$，按等熵理论，得

$p_{t2}/p_{a2}=1.117$；$p_{a2}=77183.8/1.117=69099.2$牛/米^2

$p_{tG}=p_{a2}=69099.2$牛/米^{2}绝对；$p_{aG}=p_{ts}$

（注：下标0表示环境，下标a表示静参数）

取一系列p_{ts}值，则有

$$m=\left[\frac{m\sqrt{\theta}}{A\delta_t}\right]\left[A_G\right]\left[\frac{p_{tG}}{101352.2}\right]\left[\frac{1}{\sqrt{\theta_{t0}}}\right]$$

p_{ts}	p_{tG}/p_{aG}	M_G	$\frac{m\sqrt{\theta}}{A\delta_t}$	m_G
62069.3牛/米^2	1.113	0.394	149.98	1.316千克/秒
55172.7牛/米^2	1.2524	0.577	198.46	1.741千克/秒
48276牛/米^2	1.4313	0.734	225.41	1.978千克/秒

假设出口处空气温度增高了50K；则

$$T_{tD}=288.83+50=338.83\text{K}$$

$$\sqrt{\theta_{tD}}=\sqrt{\frac{338.83}{288.15}}=1.1759$$

$p_{tD}=p_{ts}$；$p_{aD}=p_0=46552$牛/米^2。

假设一系列p_{ts}值，则

p_{ts}	p_{tD}/p_{aD}	M_D	$\frac{m\sqrt{\theta}}{A\delta_t}$	m_D
62069.3牛/米^2	1.33	0.654	213.39	2.434千克/秒
55172.7牛/米^2	1.185	0.498	179.72	1.822千克/秒
48276牛/米^2	1.037	0.288	114.36	1.015千克/秒

绘出m_D和m_G对p_{ts}的曲线（如图8-23）由交点求得匹配流量。

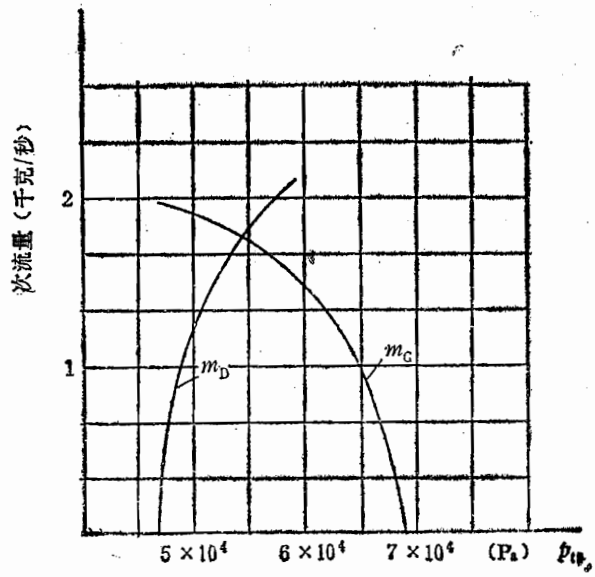


图8-23 次流量的匹配

m_G—间隙进口流量；m_D—间隙出口流量。

8.5.3 气流通过隔舱从引射喷管排出的次流量计算方法

(1) 曲线相交法的应用

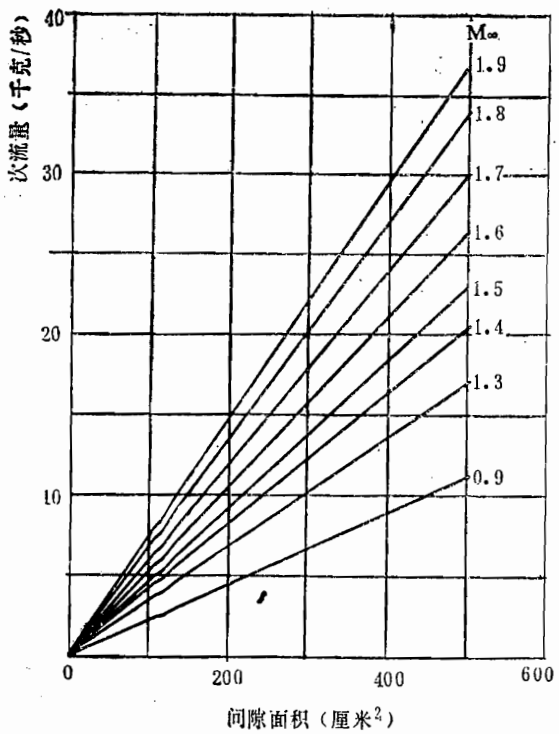


图8-24 次流量和间隙面积的关系曲线

关于用曲线相交法确定次流流量，在第8.5.2节中已作了详细叙述。有气流通过隔舱时的次流量计算，与上节中介绍的方法很类似，不同的是这里不向机外排气，而是从引射喷管排出。次流在引射喷管中的流通能力，由喷管的抽吸特性决定。取一系列 p_{t_8} 值，就可以算出任何特定飞行状态下的喷管次流量。间隙处的流量可以按第8.5.2节介绍的方法算出，然后把进出口两个流量随 p_{t_8} 的变化曲线画出来，匹配点就确定了。

国外对于RA-5C飞机，曾用缩比为0.25的模型做过隔舱试验，并测量了通过发动机隔舱的压强损失。测量得知，由进气道到次流调整间隙的平均总压损失是5%。由间隙到喷管的总压损失主要是由间隙进入次流隔舱时的突然扩大造成的，而通过发动机隔舱本身的总压损失很小。

根据模型数据和引射器的性能，就可以按照不同的间隙开度和发动机油门位置算出次流量来。图8-24是在给定马赫数和最大加力油门位置下RA-5C飞机的次流量随间隙面积变化的曲线。

(2) 分析计算法的应用

a.次流进口、机舱与引射喷管的共同工作

由图8-25可见，次流进口、机舱与引射喷管，这三部分不能单独设计，每一部分的设计都会影响另外二部分，它们之间有一个共同工作的关系。

引射喷管对次流流动的影响为其抽吸特性所决定。即当引射喷管几何参数确定后，次流量的大小与次流总压p_{ts}和喷管落压比Π_p^*有关。引射喷管未壅塞时，可用下式计算：

$$\frac{m_s\sqrt{T_{ts}}}{m_p\sqrt{T_{tp}}}=\left\{\frac{A_e}{A_p}\left[\left(\frac{2}{k_1-1}\right)\left(\frac{k_1+1}{2}\right)^{\frac{k_1+1}{k_1-1}}\right]^{1/2}-\left(\frac{p_{tp}}{p_0}\right)^{1/k_1}\right.$$

$$\left.\cdot\left[1-\left(\frac{p_0}{p_p}\right)^{\frac{k_1-1}{k_1}}\right]^{-1/2}\right\}\cdot\left\{\frac{R_pk_2}{R_sk_1}\left(\frac{k_1-1}{k_2-1}\right)\left[1-\left(\frac{p_0}{p_{ts}}\right)^{\frac{k_2-1}{k_2}}\right]\right\}^{1/2}$$

$$\cdot\left(\frac{p_{ts}}{p_{tp}}\right)\cdot\left(\frac{p_0}{p_{ts}}\right)^{1/k_2} \tag{8.1}$$

引射喷管壅塞时，则用下式确定：

$$\frac{m_s\sqrt{T_{ts}}}{m_p\sqrt{T_{tp}}}=\frac{k_2}{k_1}\frac{p_{ts}}{p_{tp}}\left\{\frac{k_1-1}{2}\left[\left(\frac{p_0}{p_{tp}}\right)^{\frac{1-k_1}{k_1}}-1\right]^{-1}-1\right\}$$

$$\cdot\left\{\left(\frac{p_0}{p_{ts}}\right)^{1/k_2}\sqrt{\frac{2}{R_s}\frac{k_2}{k_2-1}\left[1-\left(\frac{p_0}{p_{tp}}\right)^{\frac{k_2-1}{k_2}}\right]}\right\}\Big/\left\{1-\frac{k_2-1}{2}\left[\left(\frac{p_0}{p_{ts}}\right)^{\frac{1-k_2}{k_2}}-1\right]^{-1}\right\}$$

$$\cdot\left\{\left(\frac{p_0}{p_{tp}}\right)^{1/k_1}\sqrt{\frac{2}{R_p}\left(\frac{k_1}{k_1-1}\right)\left[1-\left(\frac{p_0}{p_{tp}}\right)^{\frac{k_1-1}{k_1}}\right]}\right\} \tag{8.2}$$

在壅塞情况下，p_{ts}/p_{tp}与p_0/p_{tp}符合下列关系：

$$\frac{p_{ts}}{p_{tp}}=\frac{p_0/p_{tp}}{\left[1+\frac{k_2-1}{1-\Phi}\right]^{\frac{k_2}{1-k_2}}} \tag{8.3}$$

其中 $$\Phi=\frac{\frac{k_2}{k_1}\left\{\frac{k_1-1}{2}\left[\left(\frac{p_0}{p_{tp}}\right)^{\frac{1-k_1}{k_1}}-1\right]^{-1}-1\right\}}{\left[\left(\frac{2}{k_1-1}\right)\left(\frac{k_1+1}{2}\right)^{\frac{k_1+1}{k_1-1}}\right]^{1/2}\frac{A_e}{A_p}\left(\frac{p_0}{p_{tp}}\right)^{1/k_1}\left[1-\left(\frac{p_0}{p_{tp}}\right)^{\frac{k_1-1}{k_1}}\right]-1}$$

事实上，喷管的流动特性，只是图8-26上的实线部分。在具体计算时，将给定的p_{ts}值分别代入(8.1)和(8.2)式。计算出来壅塞时的两个温度流量比，取两者中较小的值。

为了确定实际次流量比，下列一些典型的温度比数据可资参考：

(a) $\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.71$，低涵道比风扇发动机亚音速巡航时。

(b) $\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.55$，涡轮喷气发动机亚音速巡航时。

(c) $\sqrt{\frac{T_{ts}}{T_{tp}}}=0.4$，M=1.2最大加力状态。

(d) $T_{ts}=T_t+50\text{K}$

次流各进口(进气道次流进气门、机身进风斗、平面进风口)面积确定后，其流量按下式(参看式1.38)求出：

$$m_i=C\frac{p_{ti}}{\sqrt{T_{ti}}}q(\lambda_i)A_i\varphi \tag{8.4}$$

由(8.4)式可见，当次流面积确定后，主要取决于进口前总压(斗式进风口)或机体表面静压(平面进风口)和机舱压强p_{ts}。当已知飞机的飞行状态确定后，进风斗前的总压和机体表面的静压也就确定。所以，进口流量就只取决于机舱压力p_{ts}。机舱压力又与引射喷管抽吸特性相关。当机舱内次流速度较小，且其压强损失不大时，通常可认为机舱压强就是引射喷管次流的进口压强。

根据连续性假设，从各进口流入的空气量必等于经过冷却通道后由引射喷管排出的空气量。要满足此要求，只有图8-27上的A点为共同工作点。要确定各种飞行条件和发动机转速条件下的次流量，就是要确定在各种飞行条件下，各种进气口与引射喷管的共同工作点。

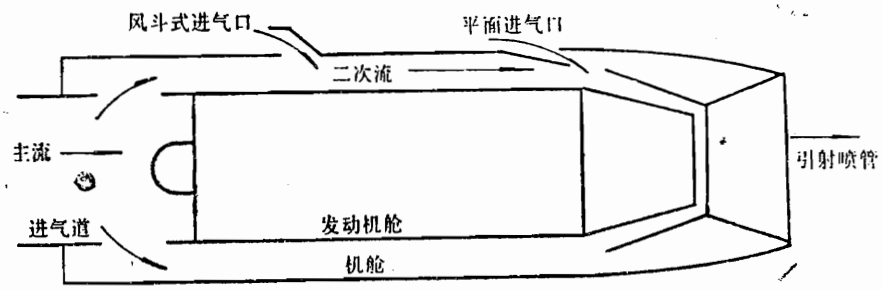


图8-25 次流系统原理图

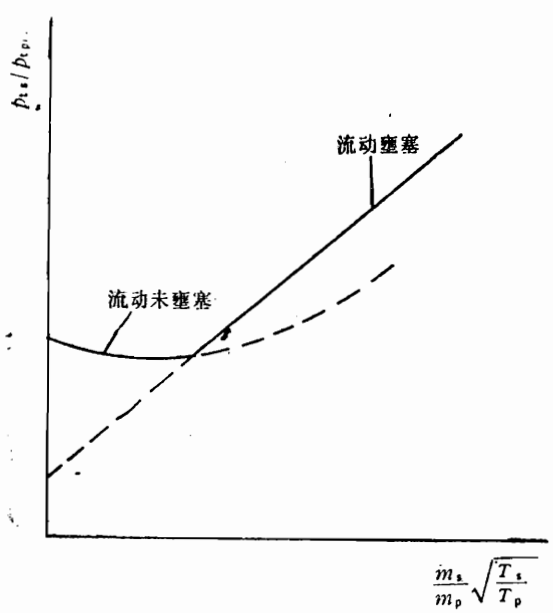


图8-26 引射喷管流动特性示意图

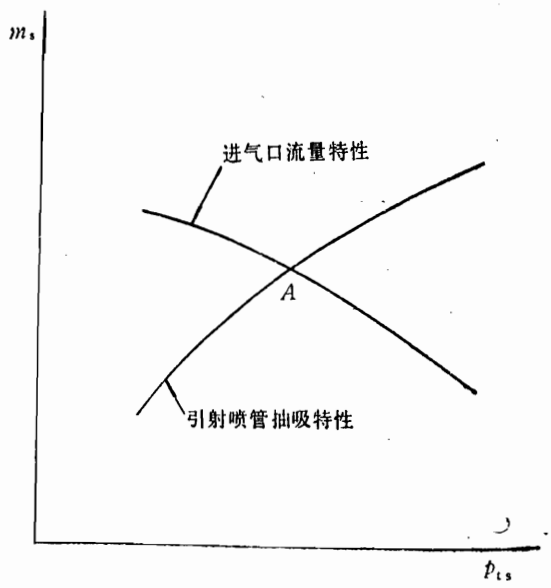


图8-27 进气口与引射喷管次流的共同工作

b． 地面静止状态下，冷却流量进口面积的确定

地面静止条件下，进气道压气机进口处，静压低于大气压强。为防止主喷流通过次流通道倒流，通常需将进气道次流进气门关闭．此时，次流的来源只能依靠机体处进风斗或平面进风口。

地面静止工作时，冷却条件较恶劣，需要的冷却空气量较大，其值可根据换热计算得到。这部分计算应包括：起动发电机、发动机需要特殊冷却的附件，靠近发动机热部件的电缆，以及发动机机体等等。用得到的最大冷却流量代入发动机引射喷管的抽吸特性公式，计算出与地面状态对应的p_{ts}。然后算出

$$\pi(\lambda)=p_{ts}/p_0 \qquad (p_{ts}<p_0)$$

查气动函数$q(\lambda)$，代入下式：

$$m_s=C\frac{p_0}{\sqrt{T_0}}q(\lambda)\cdot AP$$

p_0，T_0——静止大气压强和温度。

即得出最大次流量m_s下的进口面积。当确定了次流进口面积后，还要确定进风斗与平面进风口的面积分配。

在飞行条件下，风斗进气口的进气效率较高。但突出机体表面会带来飞机的附加阻力。所以，通常多用于需要特殊冷却要求的那些部位，如起动发动机、发动机附件，靠近发动机放热部件的电缆等等。而对于发动机热部件及其周围结构的冷却，则多数采用平面进气口的型式。

c． 确定进气道次流进气口面积

首先根据喷管流动特性所需要的次流量、冷却需要的次流量、或进气道溢流量的大小确定进气道次流进口面积。然后针对具体情况进行计算。

现以以下两种情况为例说明计算方法。

(*a*)次流量m_s由改善引射喷管特性所决定。

根据引射喷管的引射特性，算出次流压强p_{ts}，然后用p_{ts}确定机身风斗进气口及平面进气口的进气量m_{in}；再求出进气道的次流量m_G。

$$m_G=m_s-m_{in}$$

根据m_G及p_{ts}可以算出进气道次流进口面积A_G。同时按不同飞行条件的要求，可以确定进气道次流进口面积的变化规律。

(*b*)次流量m_s，根据空中冷却所需的空气流量决定。

通过换热计算，确定最恶劣冷却条件下的飞行状态(通常是高空最大速度或高空巡航)所需次流空气量m_s。用引射喷管抽吸特性求出m_s下的p_{ts}；再求出机体进气口的空气量m_{in}，便可算出进气道次流量m_G。于是，根据m_G和p_{ts}就可以算出进气道次流进口面积A_G。

d． 飞行条件下，机体风斗进气口，平面进气口及进气道次流进气口压强的确定。

(*a*) 风斗进气口进口平均总压p_{tav}的确定

通常风斗进气口淹没在机身附面层内，其进口处的平均总压p_{tav}应考虑机身附面层的影响。考虑附面层影响后的p_{tav}可按下式求出：

$$p_{tav}=p_{a(x)}+\frac{p_{t(x)}-p_{a(x)}}{(r_2-r_1)(0.38\mathrm{Re}^{-0.2}L)^{2/7}}\int_{r_1}^{r_2}r^{2/7}dr$$

$$=p_{a(x)}+\frac{p_{t(x)}-p_{a(x)}}{(0.38\mathrm{Re}^{-0.2}L)^{2/7}}\cdot\frac{7(r_2^{9/7}-r_1^{9/7})}{9(r_2-r_1)}$$

式中 $p_{t(x)}$——附面层外边界气流总压；

$p_{a(x)}$——机身表面静压；

L——参考长度，距机头距离；

Re——雷诺数；

r——风斗高度。

机体上未出现激波时，附面层外边界总压可认为是来流总压。当机体上出现激波时，附面层外边界总压，可近似地按来流总压乘以圆锥激波总压恢复系数。若圆锥激波脱体时，则乘以正激波总压恢复系数。

(*b*) 进气口静压$p_{a(x)}$的确定

无论是风斗进气口，还是平面进气口，它们的静压均可根据飞机模型风洞试验测出的表面压强分布来选取，或用理论方法计算出机身压强分布。

(*c*) 进气道次流进气口进口压强的确定

若飞行条件已知，则进气道入口的总压和总温是已知的。考虑进气道的总压恢复后，就可得到进气道次流进口处主流的总压、总温。

$$p_{t2}=p_{t\infty}\cdot\sigma$$

$$T_{t2}=T_{t\infty}$$

进气道流量m等于给定状态下，发动机所需空气量m_p加进气道次流量m_G

$$m=m_p+m_G$$

根据

$$q(\lambda_2)=\frac{m\sqrt{T_{t2}}}{Cp_{t2}A_2}$$

可以求出$q(\lambda_2)$，同时，相应地可得出$\pi(\lambda_2)$、$\tau(\lambda_2)$，随后即可求出次流进口处进气道的管道静压p_{a2}、静温T_{a2}。

$$p_{tG}=p_{a2};\ T_{tG}=T_{a2}$$

p_{tG}，T_{tG}——次流进口的总压和总温。

e. 非设计条件下次流量的确定

计算各种飞行条件下各单个进气口的次流流量以及全部进气口汇总后的次流总流量时，首先要确定飞行状态。当飞行条件给定后，机体进气口的气流参数，可按前面所述方法求出。确定进气道次流进气口进口参数时，可先假定一个进气道次流进气口流量，按上文所述方法算出进气口进口气流总压p_{tG}。然后，再假设一个发动机隔舱的次流压强p_{ts}，按流量公式就可算出各进口的流量。

次流总流量m_i应是

$$m_i=m_{ind}+m_{inb}+m_G$$

式中 m_{ind}——从风斗进气口进入的次流流量；

m_{inb}——从平面进气口进入的次流流量。

用同一个次流压强p_{ts}，按引射喷管抽吸特性算出次流量m_s。当$m_i=m_s$时，即为所求的解。若$m_i\neq m_s$时，则重新取一个次流压强p_{ts}。重复以上计算步骤，经反复迭代，即可求出

确定解[35]。

8.6 进气口性能计算[注]

8.6.1 进气口型式及其特点

在现代飞机上，常装有各式各样的进气口，给动力装置系统和各种辅助系统引入冲压空气，如冷却发动机和改善引射喷管特性的次流系统；座舱空气调节系统中的低空冲压通风系统和空气散热器的冷却系统；电子设备舱和电器设备的冷却系统；滑油冷却系统以及附面层控制系统等等。知道这些进气口的进气特性和力的特性也是很重要的。虽然对小量进气的单个进气口不进行专门设计，不会明显影响飞机的性能。但是，许多进气口的累积影响，将会比较显著。(现代飞机进气口的累积进气量接近发动机主流量的10%。)

辅助进气口的位置选择也应给以足够重视，一般要求选择在附面层厚度达到与进气口尺寸同等量级的机身表面上。

(1) 进气口的型式

进气口按形状与位置可分为前缘进气口、风斗形进气口(又可分为贴附式风斗、分离式风斗)、蒙皮进气口、内部进气口等。

按其在附面层外或附面层内工作，又可分为：头部进气口(亦称冲压式进气口)，淹没式进气口。后者还可分为全淹没式、部分淹没式。

(2) 进气口的特点

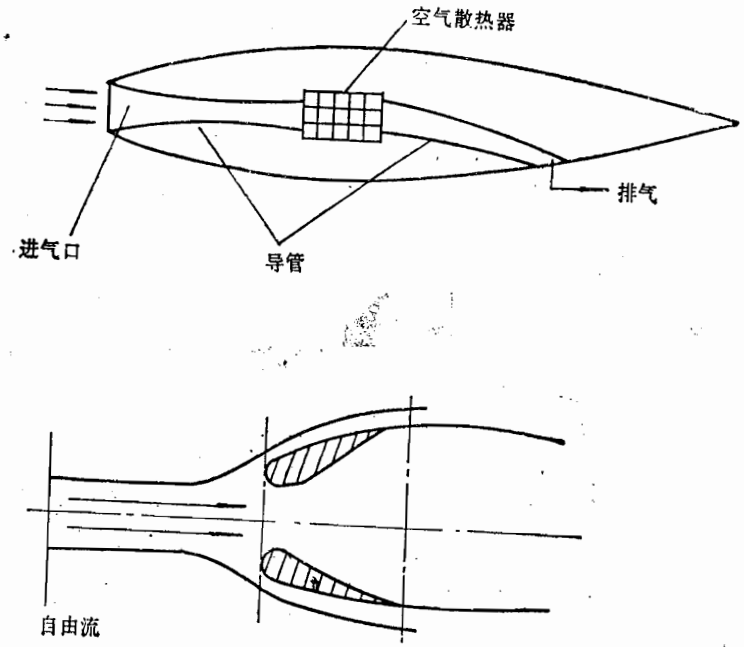


图8-28 前缘进气口

注：本节中所用的各主要符号见本节末所列的符号表。

a. 前缘进气口　开在机翼前缘或机头等没有附面层气流的地方，亦称头部进气口，它具有良好的总压恢复，但气动阻力较大，如图8-28所示。

b. 风斗形进气口　将进气口装在飞机蒙皮上，并向外突出在飞机蒙皮之外的气流中；这种进气口的总压恢复和输入的流量与进气口所接触的附面层气流的相对量有关，如图8-29所示。当它主要与自由流接触时，(超过附面层高度δ)，可以与前缘进气口有同样的总压恢复，但阻力较大。这种进气口称为冲压式风斗进气口，如图8-29(*b*)所示。此种风斗离开蒙皮表面，故又称分离式风斗。当进气口基本上只与附面层接触或在附面层内工作时，称为淹没式风斗进气口，如图8-29(*a*)所示。此种风斗直接贴附于蒙皮表面，故又称贴附式风斗。因附面层能量小，这种进气口总压恢复低些，但阻力也小。

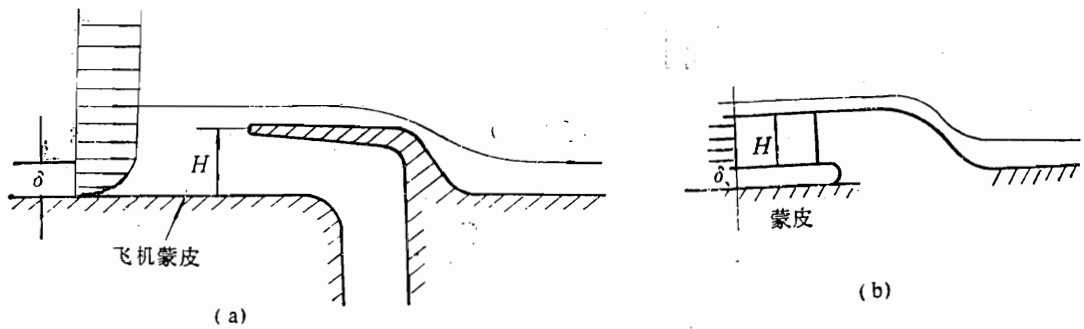


图8-29　风斗形进气口

δ—附面层厚度；*H*—进气口高度。

(*a*) 进气口部分与附面层接触(淹没式贴附型风斗)；

(*b*) 进气口超过附面层厚度(冲压式分离型风斗)。

c. 蒙皮进气口　在飞机蒙皮表面上开一个进气口，它可在与垂直入口相切的任何方向输入气流，这种型式进气口的外部阻力最小，一般把它装在薄的附面层处，由于它基本在附面层内工作，亦称淹没式进气口，如图8-30所示。

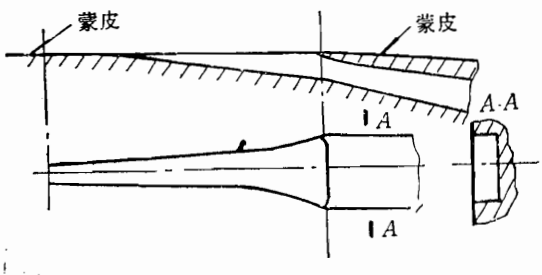


图8-30　蒙皮进气口

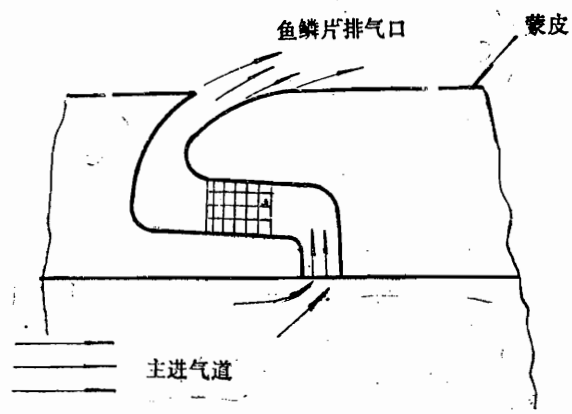


图8-31　内部进气

d. 内部进气口　它是在主进气道的内壁上开进气口，如图8-31所示。因一般发动机的进气道设计得很好，所以它的总压恢复较好。

8.6.2 头部进气口的设计和性能计算

不带阻力系统的头部进气口如图8-32所示。

(1) 进气口总温T_{tin}

气流在进气口内是绝能流动，其总温不变。

即 $$T_{tin}=T_{t\infty}$$

或 $$T_{tin}=T_{\infty}(1+0.2M_{\infty}^2) \qquad (8.5)$$

(2) 进气口总压p_{tin}

a. 亚音速情况下p_{tin}可按下列几种方法计算：

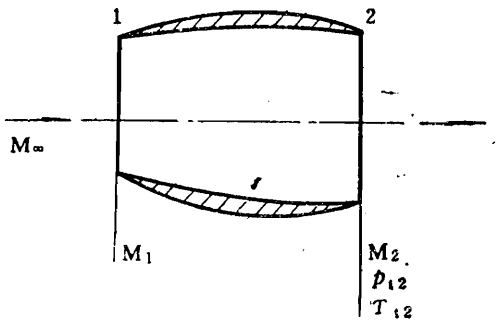


图8-32 不带阻力系统的进气口

(*a*) 以总压恢复系数σ表示：

$$p_{tin}=\sigma p_{t\infty}=\sigma p_{\infty}\left(1+\frac{k-1}{2}M_{\infty}^2\right)^{k/k-1} \qquad (8.6)$$

式中 σ——总压恢复系数，包括进口损失和扩压损失。

在亚音速情况，$\sigma=0.96\sim0.98$，马赫数大时，σ小；马赫数小时，σ大。

(*b*) 以总压损失系数ζ表示：

$$p_{tin}/p_{t\infty}=1-\left(\frac{p_{t\infty}-p_{tin}}{q_{\infty}}\right)\frac{q_{\infty}}{p_{t\infty}} \qquad (8.7)$$

式中 $$\frac{p_{t\infty}-p_{tin}}{q_{\infty}}=\zeta$$

对于头部进气口：$\zeta=0.1$；对于淹没式进气口：$\zeta=0.3$。

$$q_{\infty}/p_{t\infty}=\frac{0.5kM_{\infty}^2}{(1+0.2M_{\infty}^2)^{3.5}}\text{(可查表)}$$

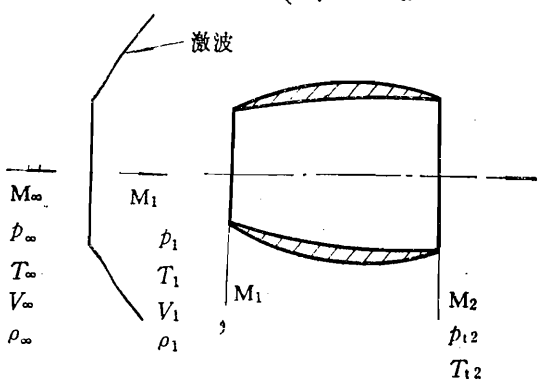


图8-33 头部进气口前产生正激波

(*c*) 用冲压恢复比η_r'表示：

$$\eta_r'=\frac{p_{tin}-p_{t\infty}}{p_{t\infty}-p_{\infty}}$$

对于头部进气口，$\eta_r'=0.85$。

由此可得 $$p_{tin}=p_{t\infty}+\eta_r'(p_{t\infty}-p_{\infty}) \qquad (8.8)$$

b. 超音速情况

如果头部进气口前产生正激波，如图8-33所示。可按下述步骤求p_{tin}：

先由M_{∞}(超音速)求出M_1(亚音速)，再按前面方法求p_{tin}。

$$M_1^2=\frac{M_{\infty}^2+\frac{2}{k-1}}{\frac{2k}{k-1}M_{\infty}^2-1} \qquad (8.9)$$

由气体力学得知：

$$\frac{p_{t1}}{p_{t\infty}}=\left(\frac{2k}{k+1}M_{\infty}^{2}-\frac{k-1}{k+1}\right)^{-\frac{1}{k-1}}\left[\frac{(k+1)M_{\infty}^{2}}{(k-1)M_{\infty}^{2}+2}\right]^{\frac{k}{k-1}} \tag{8.10}$$

超音速情况下，头部进气口的总压p_{tin}可按下式求得：

$$\frac{p_{tin}}{p_{t\infty}}=\left(\frac{p_{tin}}{p_{t1}}\right)\left(\frac{p_{t1}}{p_{t\infty}}\right)=\left[1-\left(\frac{p_{t1}-p_{tin}}{q_1}\right)\frac{q_1}{p_{t1}}\right]\left(\frac{p_1}{p_{t\infty}}\right) \tag{8.11}$$

式中 $\frac{p_{t1}-p_{tin}}{q_1}=0.1$(对于头部进气口)；

$$\frac{q_1}{p_{t1}}=\frac{\frac{1}{2}kM_1^2}{\left(1+\frac{k-1}{2}M_1^2\right)^{\frac{k}{k-1}}}$$(可直接查表)。

$p_{t1}/p_{t\infty}$可由(8.10)式求得。

(3) 进气口流量m_{in}

对于不带阻力系统或导管很短的头部进气口：

a. 亚音速情况

$$m_{in}=\frac{Cp_{t\infty}}{\sqrt{T_{t\infty}}}A_1q(\lambda_\infty) \tag{8.12}$$

式中 A_1——进气口入口截面的面积。

$$\frac{m_{in}\sqrt{T_{t\infty}}}{A_1p_{t\infty}}=Cq(\lambda_\infty)=\frac{M_\infty\sqrt{\frac{kg}{R}}}{\left(1+\frac{k-1}{2}M_\infty^2\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}}} \tag{8.13}$$

b. 超音速情况

$$m_{in}=\frac{Cp_{t1}}{\sqrt{T_{t1}}}A_1q(\lambda_1) \tag{8.14}$$

$$\frac{m_{in}\sqrt{T_{t1}}}{A_1p_{t\infty}}=\frac{M_1\sqrt{\frac{kg}{R}}}{\left(1+\frac{k-1}{2}M_1^2\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}}} \tag{8.15}$$

对于带阻力系统的头部进气口，图8-34是一例，这是一个冲压式散热冷却系统，由空气进气口、管路系统、空气散热器和附件等组成。

对于冲压式散热器，冲压空气所能分配的总压降为$(p_{tin}-p)$，它应包括：冲压空气导管的压降(包括转弯等局部阻力损失)，散热器冷边压降以及排气动压；而排气动压按经验至少有$0.25(p_{tin}-p)$。

这样

$$(p_{tin}-p)\geqslant\Sigma\Delta p_p+\Delta p_2+0.25(p_{tin}-p)$$

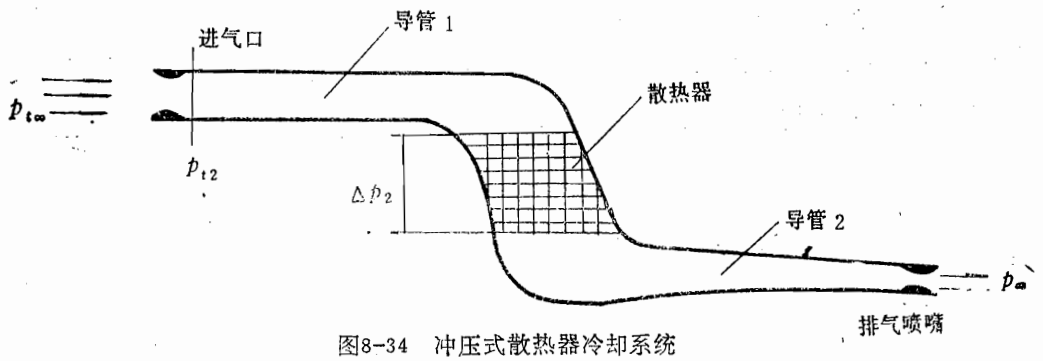


图8-34 冲压式散热器冷却系统

即
$$\Delta p_2 \leqslant 0.75(p_{tin}-p)-\Sigma\Delta p_p \tag{8.16}$$

式中 Δp_2——为设计状态下散热器冷边允许的压降；

$\Sigma\Delta p$——管道系统的压降；

p_{tin}——进气口内的总压：对于头部进气口(前缘进气口)可按(8.6)式确定，对于风斗形进气口按(8.38)式计算。

由式(8.16)确定了在设计条件下散热器的允许压降，以供设计散热器附件时，作为原始数据使用。

在实际使用中，往往已知散热器冷边系统及结构，例如已知进气口情况及几何参数、散热器结构参数、以及冷边系统导管几何参数和布局等，而要求确定不同飞行条件下流过散热器的冷边流量。此时可按散热器冷边系统进气口及管路流阻情况确定流量，并取其小值。对于非设计条件下按冷边系统流阻情况，其流量可由下列关系确定。

$$(p_{tin}-p)=\Sigma\Delta p_p+\Sigma\Delta p_2+\Sigma\Delta p_d \tag{8.17}$$

式中
$$\Sigma\Delta p_p=\Sigma\left(C_{f\lambda}\frac{L_p}{D}\cdot\frac{\rho w^2}{2}+\xi_p\frac{\rho w^2}{2}\right)$$

$$=\Sigma\left[\left(C_{f\lambda}\frac{L_p}{D}+\xi_p\right)\frac{m_{in}^2}{2(Ag)_p^2\cdot\rho_p}\right];$$

$$\Sigma\Delta p_2=\left(C_{f\lambda}\frac{L_2}{D_2}+\xi_2\right)\frac{m_{in}^2}{2(Ag)_2^2\rho_2};$$

$$\Sigma\Delta p_d=\xi_d\frac{m_{in}^2}{2(Ag)_d^2\rho_d}\text{(排气动压)}。$$

其中 m_{in}——冷边系统流量，也就是散热器冷边流量 m_2。

$$m_{in}=m_2=\left\{\frac{p_{tin}-p}{\Sigma\left[\frac{\left(C_{f\lambda i}\frac{L_i}{D_i}+\xi_i\right)}{2(gA_i)^2\rho_i}\right]}\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{8.18}$$

式中 $C_{f\lambda i}$——为导管、散热器冷边的摩擦阻力系数；

ξ_i——为导管、散热器冷边或排气口的局部阻力系数；

A_i——为导管、散热器冷边或排气口流通面积；

ρ_1——为导管、散热器冷边或排气口前的空气密度。

8.6.3 淹没式风斗进气口的设计和性能计算

(1) 淹没式风斗进气口的总温 T_{tin}

以不带阻力的系统为例，见图8-35。

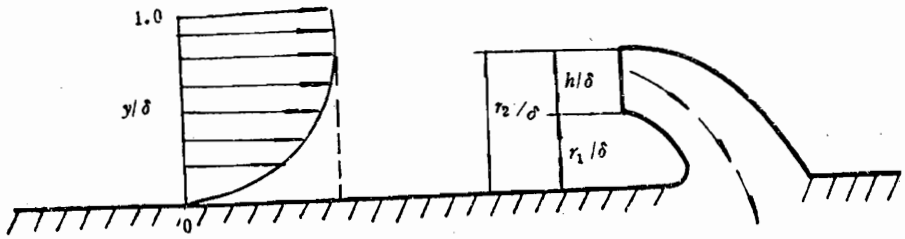


图8-35 不带阻力系统淹没式风斗进气口

淹没式风斗(或淹没式)进气口的总温T_{tin}可取为附面层内的恢复温度T_r，其近似计算为：

$$T_{tin}=T_r=T_s\left(1+\eta_r\frac{k-1}{2}M_\infty^2\right) \tag{8.19}$$

式中 T_s——大气静温；

η_r——温度恢复系数；

对于层流附面层$\eta_r=0.84$；

对于紊流附面层$\eta_r=0.89$。

(2) 淹没式风斗进气口的总压p_{tin}及流量m_{in}的计算与下列诸函数有关：

a. 附面层流量比$\frac{m}{m_L}$是附面层内流量m与面积相等的附面层外流量m_L之比。如图8-35，为计算方便，一律用相对值如y/δ，r_2/δ，r_1/δ，h/δ表示；来流用V_∞表示。实际上进气口装在飞机的不同部位，其自由流速度并不都等于V_∞，而应该是当地速度V_L，故其速度相对值为V/V_L，(在无气动力分布数据时，可假设$V_L\approx V_\infty$)。

$$\frac{m}{m_L}=\frac{1}{\left(\frac{r_2-r_1}{\delta}\right)}\int_{\frac{r_1}{\delta}}^{\frac{r_2}{\delta}}\frac{\rho}{\rho_L}\cdot\frac{V}{V_L}\cdot d\left(\frac{y}{\delta}\right) \tag{8.20}$$

附面层速度分布采用：

$$\frac{V}{V_L}=\left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/N}$$

对一般$Re=10^7$量级，取$N=7$。$\frac{V}{V_L}=\left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/7}$ 亦即平板公式。

对于其它Re值，可取$N=5$、9或11，Re愈大，N值应愈大。$\frac{m}{m_L}$可整理成如下综合形式：

$$\frac{m}{m_L}=\frac{1}{\frac{r_2-r_1}{\delta}}\int_{r_1/\delta}^{r_2/\delta}\frac{\left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/N}d\left(\frac{y}{\delta}\right)}{\left[1+\frac{k-1}{2}M_L^2-\frac{k-1}{2}M_L^2\left(\frac{y}{\delta}\right)^{2/N}\right]} \tag{8.21}$$

淹没式进气口几种情况的讨论：

(a) 淹没式贴附型风斗进气口

$r_1/\delta=0$，$r_2/\delta<1$，即进层口在附面层内，也可简单称为淹没式，因N为奇数，(8.21)式可改写并展开为

$$\frac{m}{m_L}=\frac{1}{\left(\frac{r_2}{\delta}\right)}\int_0^{\frac{r_2}{\delta}}\frac{(y/\delta)^{1/N}d(y/\delta)}{\left[1+\frac{k-1}{2}M_L^2-\frac{k-1}{2}M_L^2(y/\delta)^{2/N}\right]}$$

$$=C_1\left[\ln(1-\xi)^{-1}-\xi-\frac{\xi^2}{2}-\frac{\xi^3}{3}\cdots\cdots\left(\frac{2\xi}{N-1}\right)^{N-1/2}\right] \tag{8.22}$$

式中

$$C_1=\frac{N\left(\frac{k-1}{2}M_L^2\right)^{-1/2}}{2\xi^{N/2}\left(1+\frac{k-1}{2}M_L^2\right)^{1/2}},$$

$$\xi=\frac{(r_2/\delta)^{2/N}\frac{k-1}{2}M_L^2}{1+\frac{k-1}{2}M_L^2}。$$

(8.22)式已作成曲线图，如图8-36所示；供直接查用。图上r_2/δ从0.1～2[5]。

(b) 对于部分淹没式贴附型风斗进气口

$r_1/\delta=0$，$r_2/\delta\geqslant1.0$，N为奇数。

其质量流量比

$$\frac{m}{m_L}=\frac{1}{\frac{r_2}{\delta}}\left[\left(\frac{m}{m_L}\right)_{\frac{r}{\delta}=1}-1\right]+1 \tag{8.23}$$

式中 $(m/m_L)_{r/\delta=1}$ 可由(8.22)式积分求得，或由图8-37查得。

上述1、2两种贴附式风斗的m/m_L均可由图8-36查得。

(c) 对于淹没式分离型风斗进气口

$r_1/\delta<1$，$r_2/\delta<1$。

它是两部分质量流量比之差，可分别按(8.21)式计算，其差即是：

$$m/m_L=\frac{1}{\left(\frac{r_2-r_1}{\delta}\right)}\left[\int_0^{r_2/\delta}\frac{(y/\delta)^{1/N}d(y/\delta)}{1+\frac{k-1}{2}M_L^2-\frac{k-1}{2}M_L^2(y/\delta)^{2/N}}-\right.$$

$$\left.-\int_0^{r_1/\delta}\frac{(y/\delta)^{1/N}d(y/\delta)}{1+\frac{k-1}{2}M_L^2-\frac{k-1}{2}M_L^2(y/\delta)^{2/N}}\right]$$

$$=\frac{1}{\left(\frac{r_2-r_1}{\delta}\right)}\left[\left(\frac{m}{m_L}\right)_{r_2/\delta}(r_2/\delta)-\left(\frac{m}{m_L}\right)_{r_1/\delta}(r_1/\delta)\right] \tag{8.24}$$

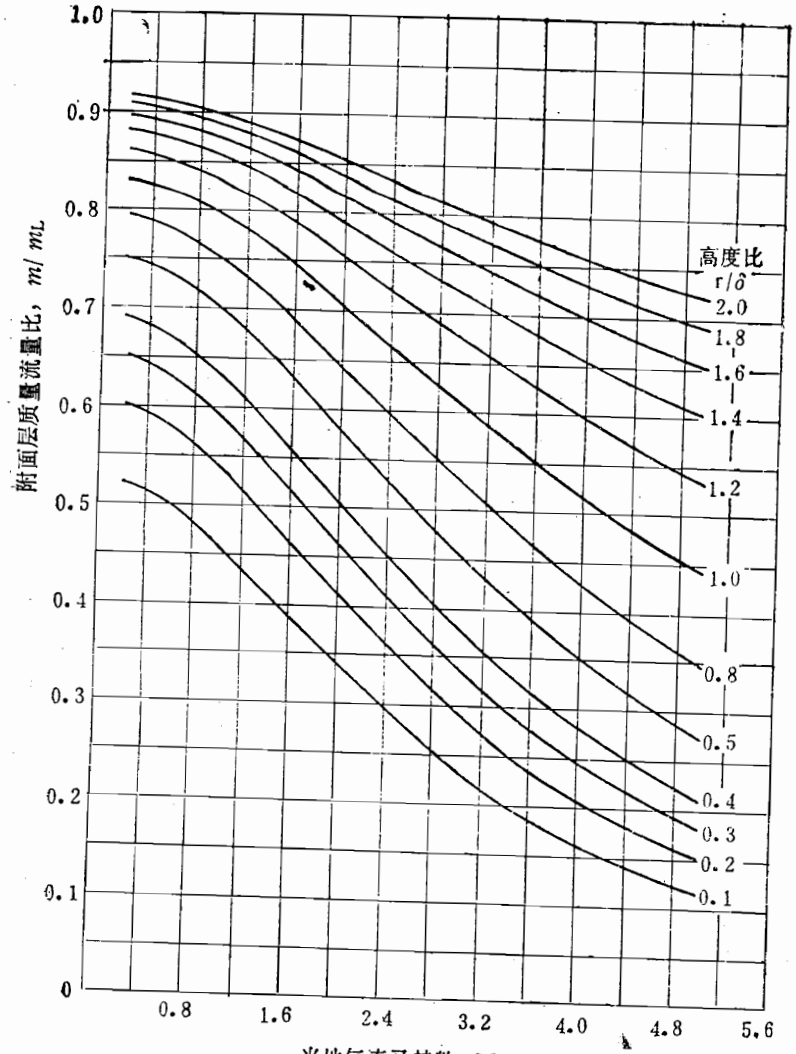


图8-36(a) 附面层质量流量比(m/m_L)曲线[5]

($N=5$)

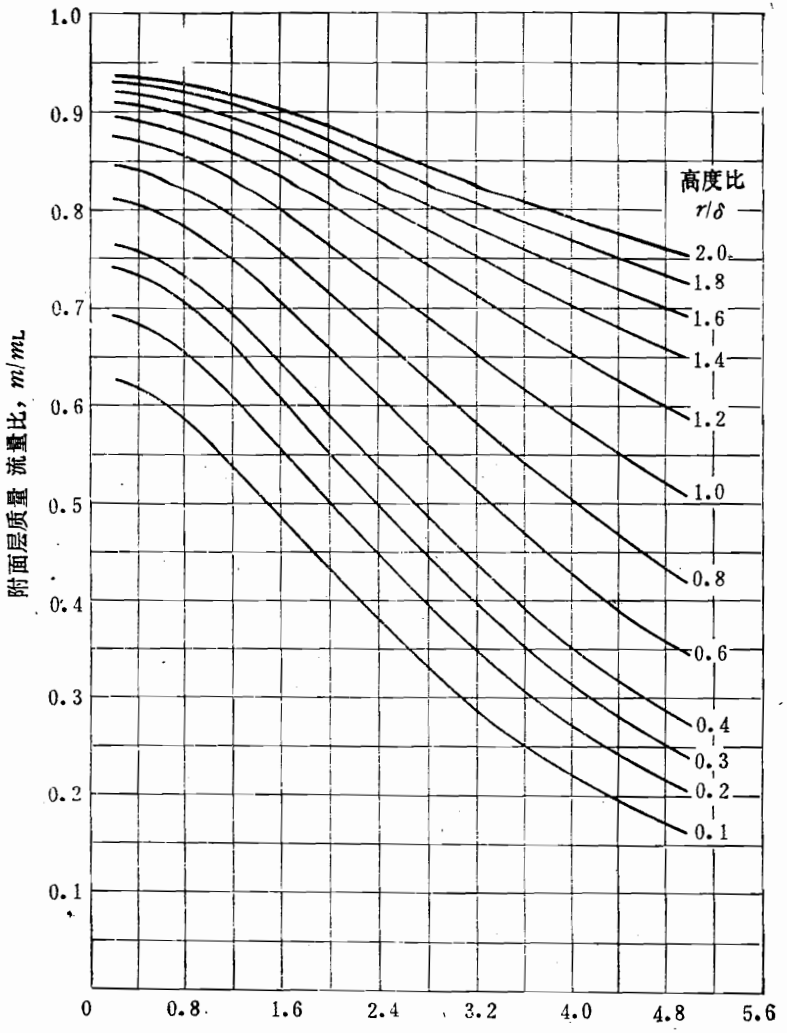


图8-36(b) 附面层质量流量比(m/m_L)曲线

($N=7$)

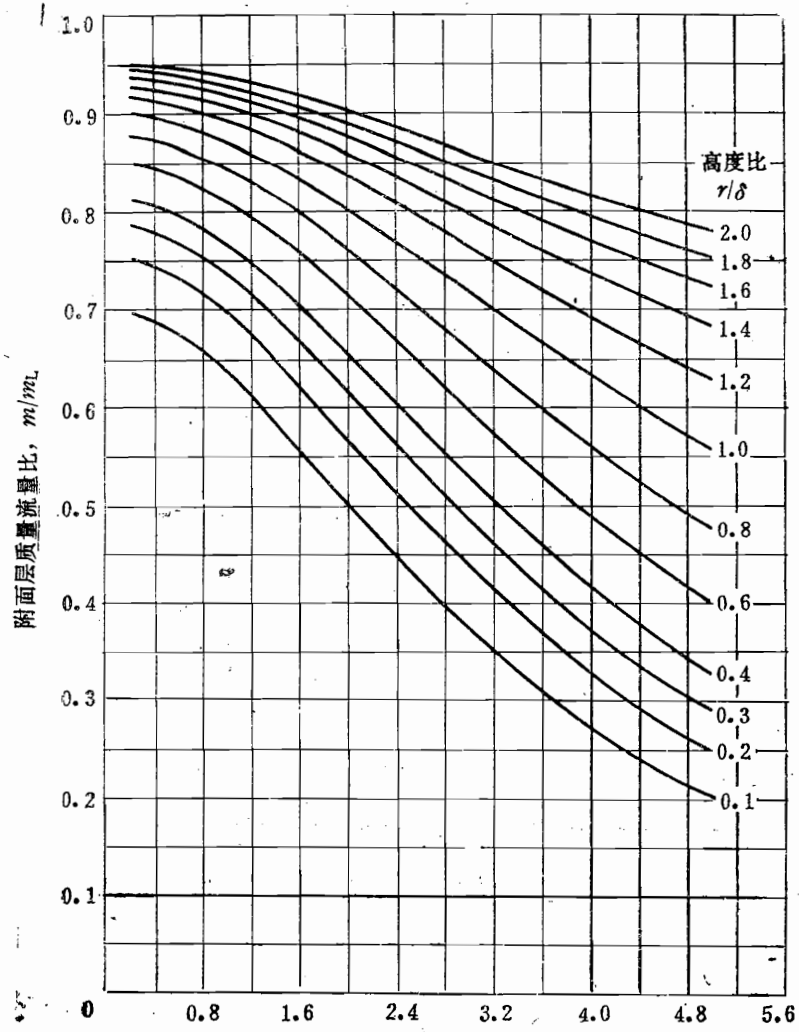


图8-36(c)　附面层质量流量比m/m_L曲线

($N=9$)

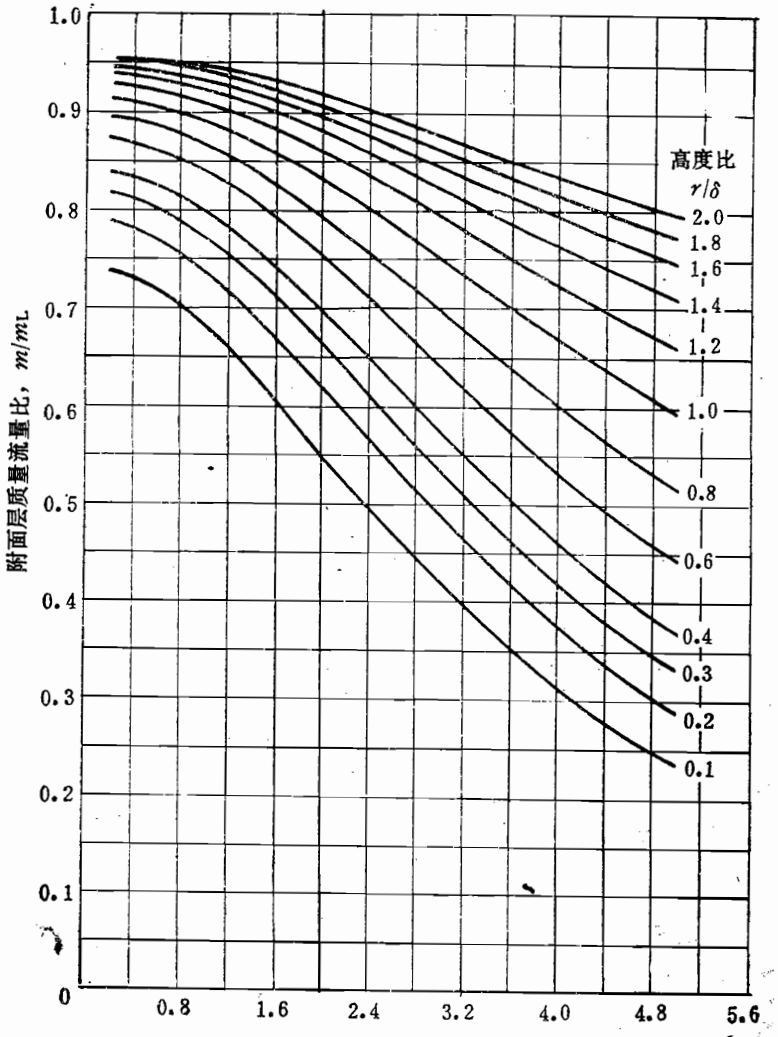


图8-36(d)　附面层质量流量比(m/m_L)曲线

($N=11$)

(d) 对于部分淹没式分离型风斗进气口

$$r_1/\delta<1,\ r_2/\delta>1。$$

这种情况可用下式计算：

$$\frac{m}{m_L}=\frac{1}{\frac{r_2-r_1}{\delta}}\left[\left(\frac{m}{m_L}\right)_{\frac{r}{\delta}=1}+\left(\frac{r_2-\delta}{\delta}\right)\frac{m}{m_L}-\left(\frac{m}{m_L}\right)_{\frac{r_1}{\delta}}\frac{r_1}{\delta}\right]$$

$$=\frac{1}{\frac{r_2-r_1}{\delta}}\left[\left(\frac{m}{m_L}\right)_{\frac{r}{\delta}=1}+\left(\frac{r_2-\delta}{\delta}\right)-\left(\frac{m}{m_L}\right)_{\frac{r_1}{\delta}}\frac{r_1}{\delta}\right] \tag{8.25}$$

(e) 对于冲压式分离型风斗进气口

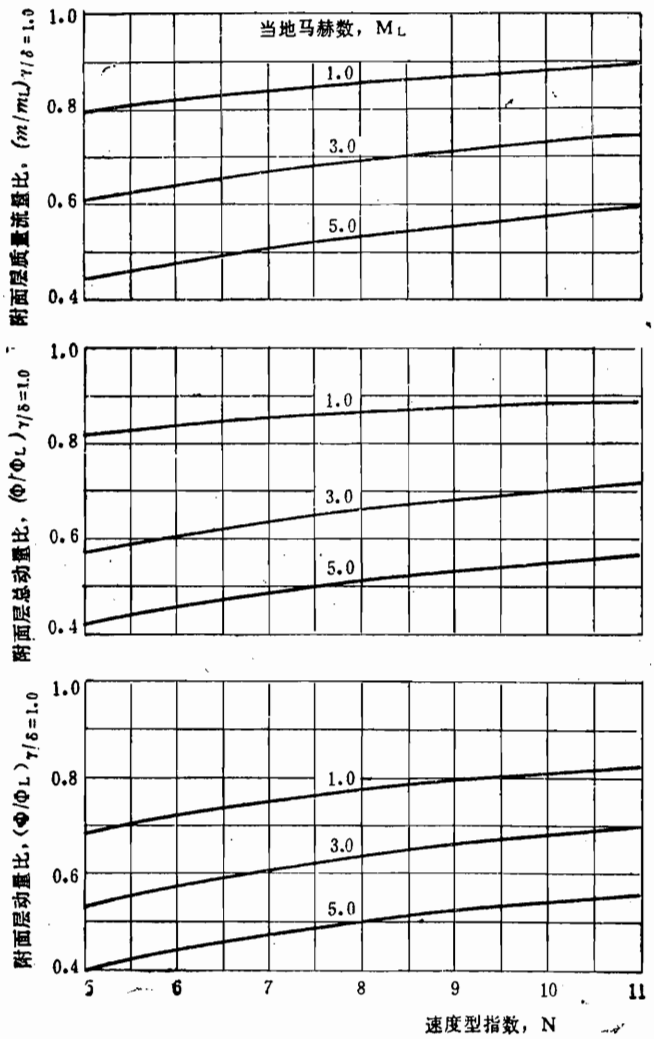


图8-37 速度型指数的影响[5]

$(r/\delta=1)$

$r_1/\delta>1$，$r_2/\delta>1$。

此种进气口和头部进气口一样。

上述(c)、(d)两种情况的m/m_L须按公式计算，其中$(m/m_1)r_1/\delta$和$(m/m_L)r_2/\delta$可由图(8-36)查得，$(m/m_L)r/\delta=1$可由图(8-37)查得。

b. 附面层总动量比(ϕ/ϕ_L)

附面层总动量比ϕ/ϕ_L是附面层的总动量与面积相等的附面层外的总动量之比，即

$$\phi/\phi_L=\frac{\delta\int_{r_1/\delta}^{r_2/\delta}(p+\rho V^2)d\left(\frac{y}{\delta}\right)}{\delta\left(\frac{r_2-r_1}{\delta}\right)(p_L+\rho V_L^2)}\leqslant 1 \tag{8.26}$$

同时可以变换成如下的形式：

$$\frac{\phi}{\phi_L}=\frac{1}{\left(\frac{r_2-r_1}{\delta}\right)(1+kM_L^2)}\int_{r_1/\delta}^{r_2/\delta}\left[1+\frac{k(y/\delta)^{2/N}M_L^2}{1+\frac{k-1}{2}M_L^2-(y/\delta)^{2/N}\frac{k-1}{2}M_L^2}\right]d\left(\frac{y}{\delta}\right) \tag{8.27}$$

下面分别讨论几种情况：

(*a*) 对于淹没式贴附型风斗进气口

$$\phi/\phi_L=1/(1+kM_L^2)+C_2\left[\ln(1+\xi/1-\xi)^{1/2}-\frac{\xi^N}{N}-\frac{\xi^{(N-2)}}{N-2}\cdots\cdots-\xi\right] \tag{8.28}$$

式中 $C_2=kN/\left[(1+kM_L^2)\frac{k-1}{2}\xi_{\text{x}}\right]$；

$$\xi=\frac{(r_2/\delta)^{2/N}\left(\frac{k-1}{2}M_L^2\right)^{1/2}}{\left(1+\frac{k-1}{2}M_L^2\right)^{1/2}}。$$

(8.28)式已作成曲线图，如图(8-38)所示。而r_2/δ从0.1～2.0范围内。

(*b*) 对于部分淹没式贴附型风斗进气口

$r_1/\delta=0$，$r_2/\delta>1$，N为奇数。

$$\phi/\phi_L=1/(r_2/\delta)[(\phi/\phi_L)_{r/\delta=1}-1]+1 \tag{8.29}$$

(*c*) 对于淹没式分离型风斗进气口

$r_1/\delta<1$，$r_2/\delta<1$，N为奇数。

$$\phi/\phi_L=1/(r_2-r_1)/\delta[(\phi/\phi_L)_{r_1/\delta}(r_2/\delta)-(\phi/\phi_L)_{r_1/\delta}(r_1/\delta)] \tag{8.30}$$

(*d*) 对于部分淹没式分离型风斗进气口

$r_1/\delta<1$，$r_2/\delta>1$，N为奇数。

$$\phi/\phi_L=\frac{1}{\frac{r_2-r_1}{\delta}}\left[(\phi/\phi_L)_{r/\delta=1}+\left(\frac{r_2-\delta}{\delta}\right)-(\phi/\phi_L)_{r_1/\delta}(r_1/\delta)\right] \tag{8.31}$$

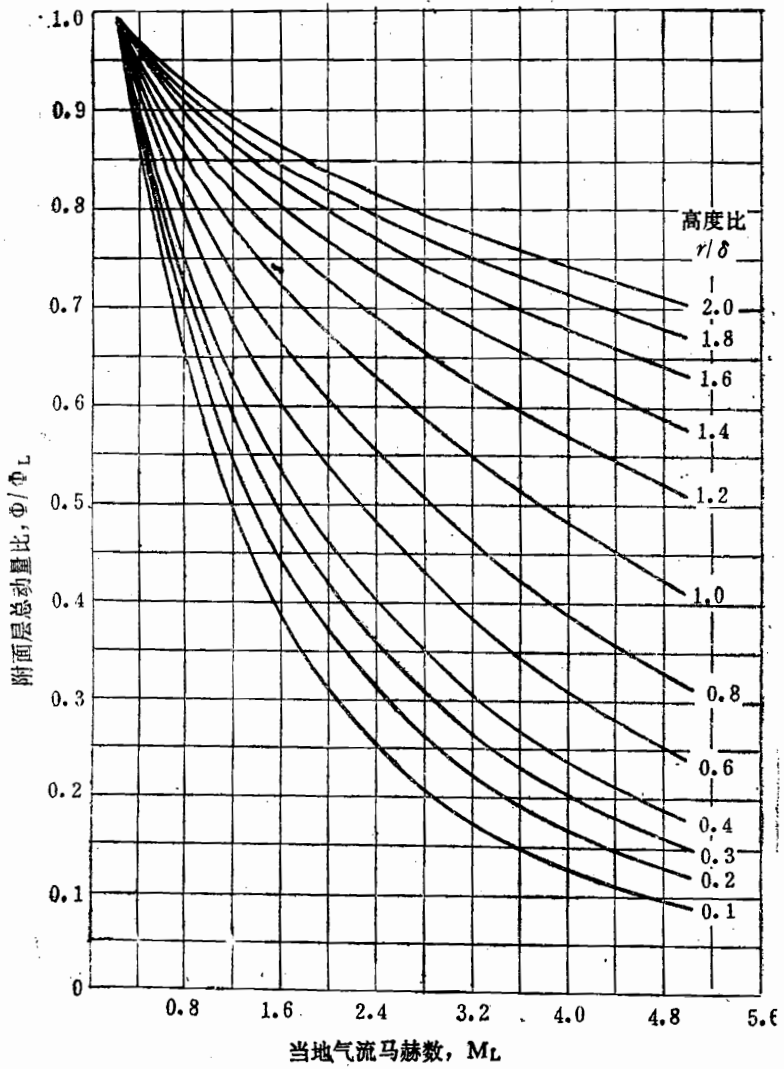


图8-38(a)　附面层内不同高度比处的总动量比曲线[5]

(速度型指数，$N=5$)

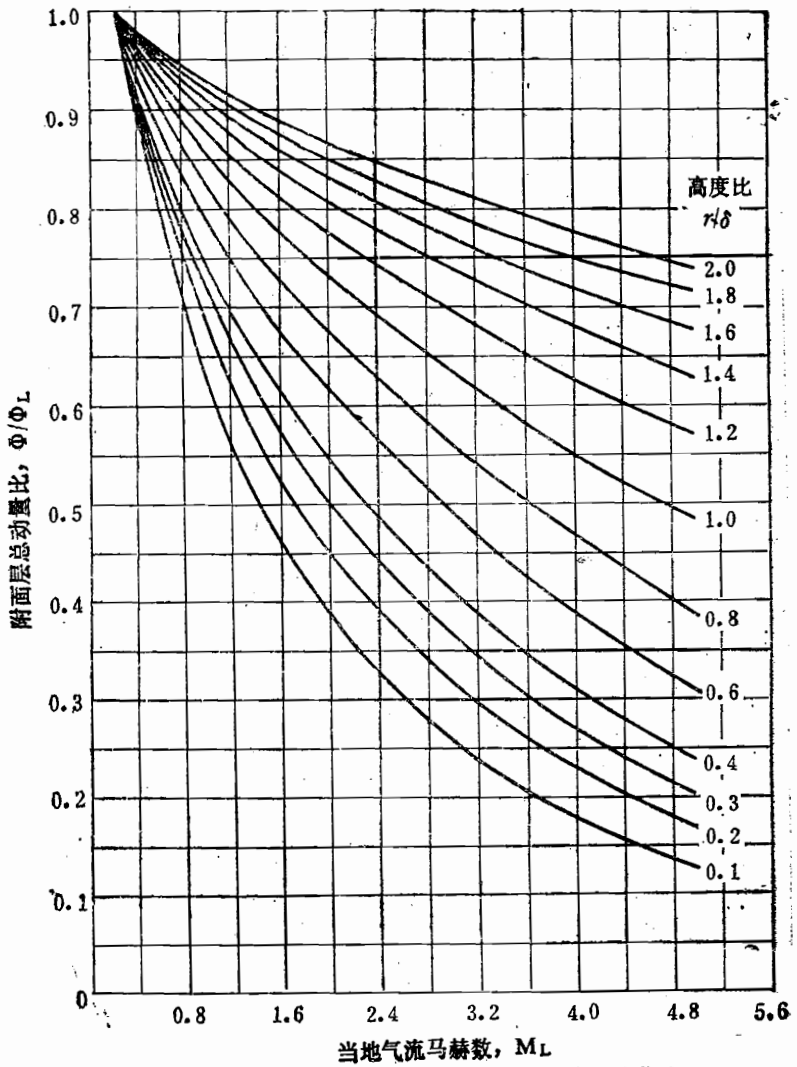


图8-38(b)　附面层内不同高度比处的总动量比曲线

(速度型指数，$N=7$)

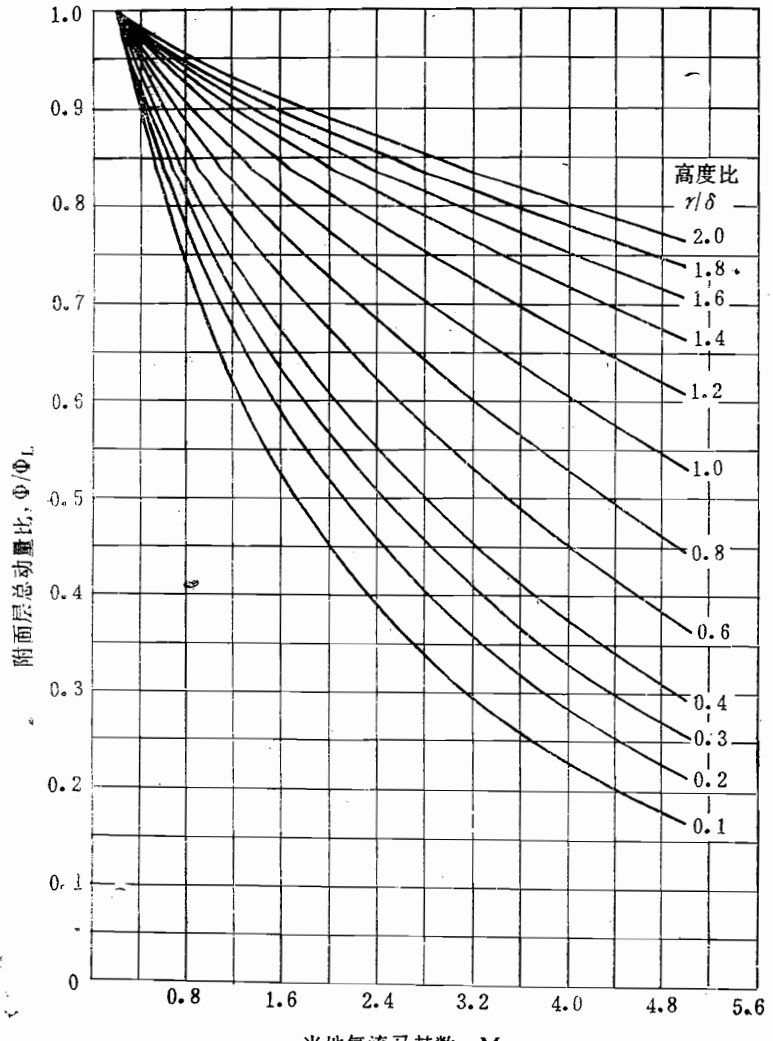


图8-38(c) 附面层内不同高度比处的总动量比曲线

(速度型指数，$N=9$)

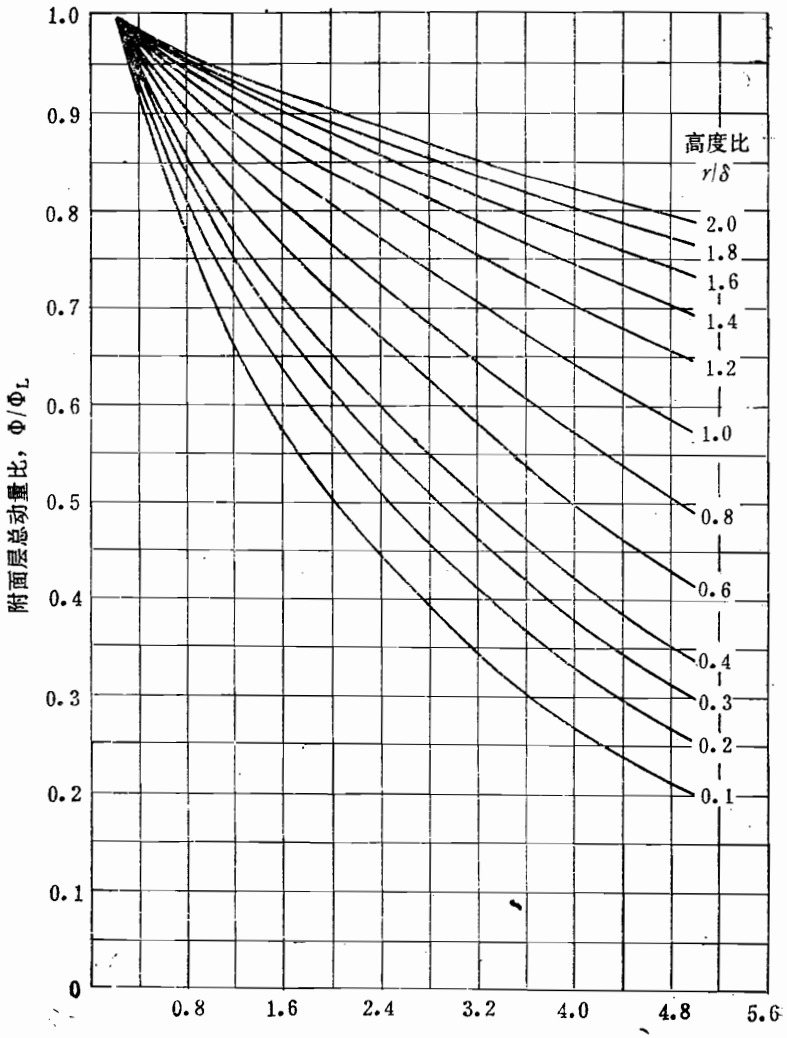


图8-38(d) 附面层内不同高度比处的总动量比曲线

(速度型指数，$N=11$)

上述(a)、(b)两种情况的ϕ/ϕ_L可直接由图8-38查得；而(c)、(d)两种情况的ϕ/ϕ_L均须按公式计算，其中$(\phi/\phi_L)_{r/\delta=1}$可由图8-37查得，而$(\phi/\phi_L)_{r_1/\delta}$和$(\phi/\phi_L)_{r_2/\delta}$则可由图8-38查得。

c. 附面层内进气口的总压恢复p_{t1}/p_{tL}

气流在进入进气口以前，先设想由不均匀的附面层气流折算为相当于均匀的气流，而后再进入进气口内，下面用注脚"1"表示相当于进气口前的均匀气流，并令进气口宽度为1，高度为h。

由于附面层内流量m等于进气口的流量m_1，即

$$m/m_L=m_1/m_L=\rho_1V_1h/\rho_LV_Lh=\rho_1V_1/\rho_LV_L$$

因
$$\rho V=\frac{p}{gRT}(Ma)=p\mathrm{M}\sqrt{\frac{k}{gR}}\sqrt{\frac{1+\frac{k-1}{2}\mathrm{M}^2}{T_t}}$$

$$T_{t1}=T_{tL}$$

故
$$m_1/m_L=\frac{p_1\mathrm{M}_1\sqrt{1+\frac{k-1}{2}\mathrm{M}_1^2}}{p_L\mathrm{M}_L\sqrt{1+\frac{k-1}{2}\mathrm{M}_L^2}} \tag{8.32}$$

另外，附面层的总动量ϕ等于进气口的总动量ϕ_1，即

$$\phi/\phi_L=\phi_1/\phi_L=\frac{(p_1+\rho_1V_1^2)}{(p_L+\rho_LV_L^2)}=\frac{p_1(1+k\mathrm{M}_1^2)}{p_L(1+k\mathrm{M}_L^2)} \tag{8.33}$$

由(8.32)、(8.33)两式求解，可得只含M_1的一个方程：

$$\frac{\phi_1/\phi_L}{m_1/m_L}\cdot\frac{1+k\mathrm{M}_L^2}{m_L\left[2(k+1)\left(1+\frac{k-1}{2}\mathrm{M}_L^2\right)\right]^{1/2}}=\frac{1+k\mathrm{M}_1^2}{\mathrm{M}_1\left[2(k+1)\left(1+\frac{k-1}{2}\mathrm{M}_1^2\right)\right]^{1/2}}$$

而冲量函数比为：

$$(I/I_{cr})_1=\frac{1+k\mathrm{M}_1^2}{\mathrm{M}_1\left[2(k+1)\left(1-\frac{k-1}{2}\mathrm{M}_1^2\right)\right]^{1/2}}$$

$$(I/I_{cr})_L=\frac{1+k\mathrm{M}_L^2}{\mathrm{M}_L\left[2(k+1)\left(1+\frac{k-1}{2}\mathrm{M}_L^2\right)\right]^{1/2}}$$

代入上式，故得

$$(I/I_{cr})_1=\frac{(\phi/\phi_1)}{(m_1/m_L)}(I/I_{cr})_L \tag{8.34}$$

再由(8.32)式，分子、分母同乘以$\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}}$

再令

$$\left(\frac{A}{A_{cr}}\frac{p}{p_t}\right)=\frac{\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}}}{M\left(1+\frac{k-1}{2}M^2\right)^{1/2}} \tag{8.35}$$

式中，A_{cr}——临界面积，上式为一维等熵流函数，可查表。

于是(8.32)式变为：

$$p_1/p_L=\left(\frac{m_1}{m_L}\right)\frac{(A/A_{cr}\cdot p/p_t)_1}{\left(A/A_{cr}\cdot\frac{p}{p_t}\right)_L} \tag{8.36}$$

进口损失为

$$p_{t1}/p_{tL}=\frac{p_{t1}}{p_1}\cdot\frac{p_1}{p_L}\cdot\frac{p_L}{p_{tL}}=\left(1+\frac{k-1}{2}M_1^2\right)^{3.5}\cdot\left(\frac{m_1}{m_L}\right)\frac{\left(\frac{A}{A_{cr}}\cdot\frac{p}{p_L}\right)_1}{\left(\frac{A}{A_{cr}}\cdot\frac{p}{p_L}\right)_L}$$

$$\times\frac{1}{\left(1+\frac{k-1}{2}M_L^2\right)^{3.5}} \tag{8.37}$$

上式的结果也可由图8-39求得，但仅适用于贴附式进气口(*a*)、(*b*)两种型式。对于分离式进气口，必须用上述公式计算，其中(m_1/m_L)、(ϕ/ϕ_L)分别由(8-32)式和(8-33)式求出。

进气口的总压恢复为：

$$\frac{p_{tin}}{p_{tL}}=\sigma\frac{p_{t1}}{p_{tL}}=\left[1-\left(\frac{p_{t1}-p_{tin}}{q_1}\right)\frac{q_1}{p_{t1}}\right]\frac{p_{t1}}{p_L} \tag{8.38}$$

(8.38)式包括进气口损失和扩压损失，最初假设M_1为均匀流，实际上是不均匀的，故损失较大。

对于附面层内淹没式进气口，其总压损失系数为

$$\frac{p_{t1}-p_{tin}}{q_1}=0.3$$

d. 冲量函数比(I/I_{cr})

冲量的表达式为

$$I=A(p+\rho V^2)=pA(1+kM^2)$$

临界冲量I_{cr}，为M=1时的冲量即：

$$I_{cr}=p_{cr}A_{cr}(1+k)$$

故

$$\frac{I}{I_{cr}}=\frac{pA(1+kM^2)}{p_{cr}A_{cr}(1+k)}=\frac{p}{p_t}\cdot\frac{p_t}{p_{cr}}\cdot\frac{A}{A_{cr}}\cdot\frac{(1+kM^2)}{(1+k)} \tag{8.39}$$

式中

$$\frac{p}{p_t}=\frac{1}{\left(1+\frac{k-1}{2}M^2\right)^{k/k-1}},\quad p_i/p_{cr}=\left(\frac{k+1}{2}\right)^{k/k-1}$$

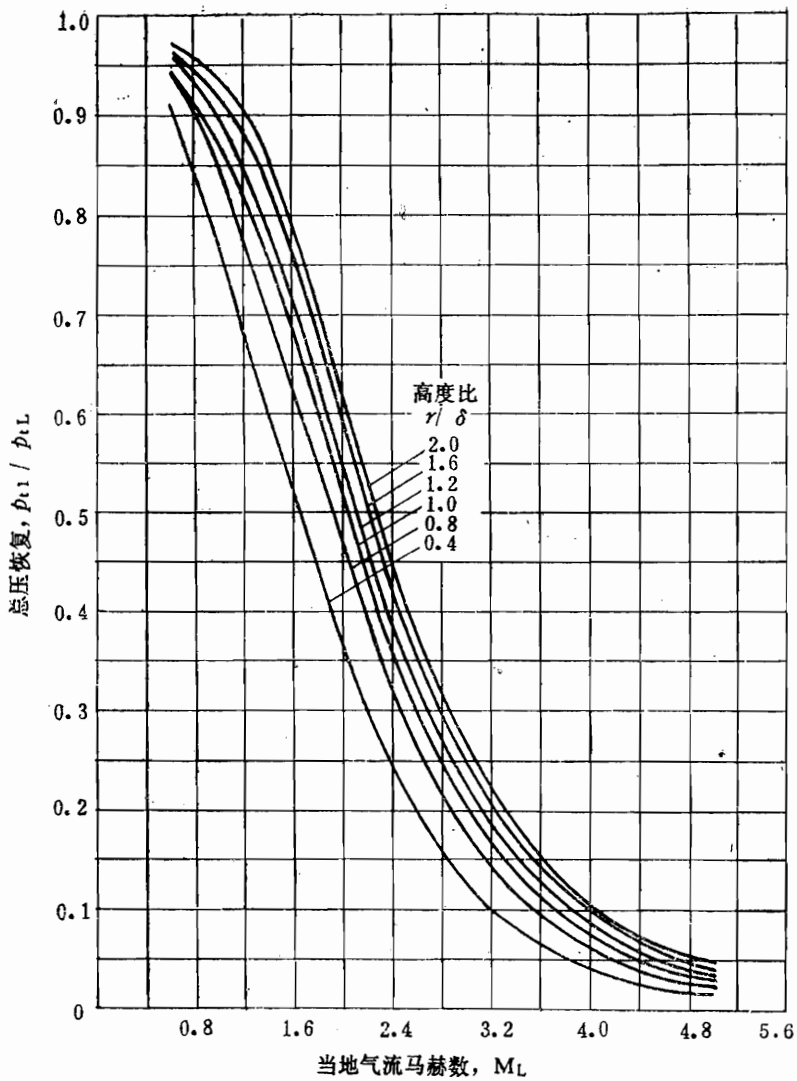


图8-39 贴附式矩形附面层进气口的总压恢复曲线(各种进口高度比)[5]
(速度型指数N=7)

$$\frac{A}{A_{cr}}=\frac{1}{M}\left[\left(\frac{2}{k+1}\right)\left(1+\frac{k-1}{2}M^2\right)\right]^{\frac{k+1}{2(k-1)}}$$

代入(8.39)式得：

$$\frac{I}{I_{cr}}=\frac{1+kM^2}{M\left[2(k+1)\left(1+\frac{k-1}{2}M^2\right)\right]^{1/2}} \tag{8.40}$$

e. 淹没式风斗进气口的计算步骤

(*a*) 求附面层厚度及相对高度r_1/δ，r_2/δ。

$$\delta=\frac{0.38x}{Re^{0.2}}$$

(*b*) 根据M_L，r_1/δ及r_2/δ求m/m_L和ϕ/ϕ_L。

对于贴附型风斗，可直接由图8-36和图8-38查出。对于分离型风斗，则按相应公式计算。

(*c*) 求M_1

先由(8.34)式求出$(I/I_{cr})_1$

$$\left(\frac{I}{I_{cr}}\right)_1=\frac{\phi/\phi_L}{m/m_L}\left(\frac{I}{I_{cr}}\right)_L$$

再由$\left(\frac{I}{I_{cr}}\right)_1=f(M_1)$查表或由(8.40)式计算求出$M_1$。

(*d*) 求$(A/A_{cr}\cdot p/p_t)$及$(A/A_{cr}\cdot p/p_t)_1$

可根据M_L及M_1用相应公式计算出A/A_{cr}及p/p_t。再求出相应的$\frac{A}{A_{cr}}\cdot\frac{p}{p_L}$值。

(*e*) 求p_{t1}/p_{tL}

对于贴附型风斗，可直接由图8-39查出。对于分离型风斗，须用(8.37)式计算。

(*f*) 对于不带阻力系统的(如设备舱、动力舱等)求m_{in}时，先由下式求m_L：

$$m_L=\frac{\rho_{tL}A_{in}}{\sqrt{T_{tL}}}\cdot\frac{m_L\sqrt{\frac{kg}{R}}}{\left(1+\frac{k-1}{2}M_L^2\right)^{k+1/2(k-1)}}$$

然后 $m_{in}=(m/m_L)m_L$

(*g*) 求总压损失系数

对于淹没式风斗，气流按附面层内不均匀速度分布作计算。

$$\frac{p_{t1}-p_{tin}}{q_1}=0.3$$

(*h*) 求q_1/p_{t1}

$$\frac{q_1}{p_{t1}}=\frac{\frac{1}{2}kM_1^2}{\left(1+\frac{k-1}{2}M_1^2\right)^{k/k-1}}$$

(*i*) 求p_{tin}

$$p_{tin}/p_{tL}=\left[1-\left(\frac{p_{t1}-p_{tin}}{q_1}\right)\frac{q_1}{p_{t1}}\right]\frac{p_{t1}}{p_{tL}}$$

(*j*) 对于带阻力系统(如散热器冷边系统、低空冲压通风系统)，m_{in}用下式计算：

$$m_{in}=\sqrt{\frac{p_{tin}-p_0}{\sum_{i=1}^{n}\left[\left(\lambda_i\frac{L_i}{D_i}+\xi_i\right)\frac{}{2(gA_i)^2\rho_i}\right]}}$$

式中 p_0——排入空间的环境压强。

计算时必须注意的几个问题：

(*a*) 流量m_{in}由阻力系统决定，关键在于求p_{tin}。

(*b*) M_L可按M_∞由气动力表查得。

(*c*) δ是按平板计算的，一般机身结构可按气动力计算，求δ。

(*d*) 在求流量m_{in}时，为了求出管路系统的λ值和ξ值，可先假设一个m_{in}值，得出其相应的Re、λ和ξ，代入公式计算出m_{in}，如果计算值与假设值相同，即为所求值，否则重新取值，逐步逼近[9]。

8.6.4 淹没式进气口及阻力系统计算实例

某喷气教练机为了解决座舱的低空通风问题，在前后座舱右侧外蒙皮上各装有一个风斗式进气口，以便将冲压空气引进座舱。前后座舱进气口离机身头部分别为1.50米及2.96米，均为分离式风斗进气口，进气口高度为23毫米，宽为58毫米，风斗离蒙皮表面15毫米，其后接有导管、单向活门和开关，管径为30毫米，管长350毫米，并有三个90°弯头，$\left(\frac{r}{D}=3\right)$。当该机在1千米高度、最大飞行速度为615公里/小时，将冲压开关完全打开，试求冲压空气流入座舱的流量。

已知：$H=1$千米，$p_\infty=89805.24$牛/米^2

$T_\infty=281.86$K，$V_\infty=615$公里/小时，

$a_\infty=20.05\sqrt{T_\infty}=336.43$米/秒。

$M_\infty=\frac{V_\infty}{a_\infty}=0.51$。$\rho_\infty=1.11083$千克/米^3

$\mu_\infty=1.764\times10^{-5}$牛秒/米^2

解：

1. 求附面层厚度

$$Re_j=\frac{\rho_H V_\infty x_1}{\mu}=\frac{1.11083\times615\times1.6}{3.6\times1.764\times10^{-5}}=1.615\times10^7$$

$$Re_f=\frac{\rho_H V_\infty x_2}{\mu}=\frac{1.11083\times615\times2.96}{3.6\times1.764\times10^{-5}}=3.18\times10^7$$

$$\delta_j=\frac{0.38X_1}{Re_j^{0.2}}=\frac{0.38\times1.5}{(1.615\times10^7)^{0.2}}=21.1\text{毫米}$$

$$\delta_f=\frac{0.38X_2}{Re_f^{0.2}}=\frac{0.38\times2.96}{(3.18\times10^7)^{0.2}}=35.7\text{毫米}$$

（注：下标j表示前进气口；f表示后进气口。）

2. 确定前进气口是否淹没

由于$\delta_j=21.1$毫米，$r_1=15$，$r_2=38$，故$r_2/\delta_j=38/21.1=1.8$；$r_1/\delta_j=15/21.1=0.71$，即$r_2\delta/_1>1$，$r_1/\delta_j<1$，属于部分淹没式分离型风斗进气口。

3. 求m/m_L，ϕ/ϕ_L，$(I/I_{cr})_L$，M_1。

$$m/m_L^{\cdot}=\frac{\delta_j}{(r_2-r_1)}\left[(m/m_L)_{\frac{r}{\delta}=1}-(m/m_L)_{r/\delta}(r_1/\delta_1)+r_2/\delta_1-1)\right]$$

由 $M_L\approx M_\infty=0.51$查图8-36及图8-37，得

$$(m/m_L)_{r/\delta}=0.87 \qquad (m/m_L)_{r_1/\delta}=0.825$$

故 $$m/m_L=21.1/38.15[0.87-0.825\times0.71-(1.8-1)]=0.995$$

$$\frac{\phi}{\phi_L}=\frac{\delta_j}{r_2-r_1}\left[\left(\frac{\phi}{\phi_L}\right)_{r/\delta=1}-\left(\frac{\phi}{\phi_L}\right)_{r_1/\delta}\frac{r_1}{\delta_j}+\left(\frac{r_2}{\delta_j}-1\right)\right]$$

由$M_L=0.51$查贴附式风斗图8-37及图8-38

$$(\phi/\phi_L)_{r/\delta=1}=0.937 \qquad (\phi/\phi_L)_{r_1/\delta}=0.92$$

$$\frac{\phi}{\phi_L}=\frac{21.1}{38.15}[0.937-0.92\times0.71-(1.8-1)]=0.995$$

$$\left(\frac{I}{I_{cr}}\right)_{M_L}=\frac{1+kM_L^2}{M_L\left[2(k+1)\left(1+\frac{k-1}{2}M_L^2\right)\right]^{1/2}}=\frac{1+1.4\times0.51^2}{0.51[2(1.4+1)(1+0.2\times0.51^2]^{1/2}}$$

$$=1.19$$

$$\left(\frac{I}{I_{cr}}\right)_{M_1}=\frac{\phi/\phi_L}{(m/m_L)}\left(\frac{I}{I_{cr}}\right)_{M_L}=\frac{0.995}{0.995}\times1.19=1.19$$

所以 $$M_1=M_L=0.51$$

$$(A/A_{cr})_{M_L}=(A/A_{cr})_{M_1}=1.32,\ (p/p_t)=0.837$$

$$[(A/A_{cr})(p/p_t)]_{M_L}=(A/A_{cr}p/p_t)_{M_1}=1.32\times0.837=1.105$$

4. 求p_{tin}

$$p/p_{t1}=\frac{1}{\left(1+\frac{k-1}{2}M_L^2\right)^{3.5}}(m/m_L)\ \frac{(A/A_{cr}\cdot p/p_t)_{M_1}}{(A/A_{cr}\cdot p/p_t)_{M_L}}\left(1+\frac{k-1}{2}M_1^2\right)^{3.5}$$

$$=0.837\times0.995\times\frac{1}{0.837}=0.995$$

$$p_{tL}=p_{t\infty}=p_\infty(1+0.2M_\infty^2)^{3.5}=89805.24(1+0.2\times1.51^2)^{3.5}$$

$$=107319.4\text{牛/米}^2$$

$$p_{tin}=p_{tL}\left[1-\left(\frac{p_{tL}-p_{in}}{q_1}\right)\frac{q_1}{p_{t1}}\right]\frac{p_{t1}}{p_{tL}}$$

$$\frac{p_{t1}-p_{tin}}{q_1}=0.3;\quad \left(\frac{q_1}{p_{t1}}\right)_{M=0.51}=0.152。$$

$$p_t=107319.4\times[1-0.3\times0.152]\times0.995=101913.5\text{牛/米}^2$$

5. 求带阻力系统的流量m_{in}

A. 计算阻力系统各附件阻力系数

① 由进气口至导管入口的收敛系数

$$\xi_1=0.47\sqrt{\frac{\operatorname{tg}\alpha}{2}}\left(\frac{A_1}{A_2}\right)^2 \qquad \alpha=20^\circ$$

$A_1=23\times58=1334$毫米^2，$A_2=\frac{\pi}{4}D^2=707$毫米^2

$$\mathrm{tg}\alpha=\mathrm{tg}20^\circ=0.364$$

$$\xi_1=0.47\sqrt{\frac{0.364}{2}}\left(\frac{1334}{707}\right)^2=0.47\times0.426\times3.56=0.714$$

② 单向活门$\xi_2=2.0$

③ 蝶阀全开时$\xi_3=0.2$

④ 用试凑法，先假设一个进入导管的流量，求出气流在导管中流动Re和ξ值。假设 $m=120$千克/小时，而$\mu=1.764\times10^{-5}$，$D=30$，

故得
$$\mathrm{Re}=\frac{4m}{\pi D\mu}=\frac{4\times120}{3.14\times30\times10^{-3}\times1.764\times10^{-5}\times3600}=8.02\times10^4$$

$$\lambda=0.3164\times\frac{1}{\mathrm{Re}^{0.25}}=\frac{0.3164}{(8.02\times10^4)^{0.25}}=0.01875$$

⑤ 三个90°弯头

取 $r/D=2.5\sim3$ $\mathrm{Re}=8.02\times10^4$

$\xi_{90^\circ}=0.3$ $3\xi_{90^\circ}=0.9$

⑥ 蝶阀全开时的流通面积

$$A_3=\left[\frac{\pi}{4}(30)^2-30\times2\right]\times10^{-6}=6.47\times10^{-4}\text{米}^2$$

⑦ 排气动压阻力系数$\xi_b=1$

B. 确定座舱压强p_k

$$p_k=p_\infty+\Delta p=89805.24+\frac{60}{735.6}\times9.8\times10^4=97798.24\text{牛/米}^2$$

C. 求气流平均密度

$$\rho_c=\frac{p_{in}+p_k}{2RT}\qquad p_{in}=\frac{p_{tin}}{\left(1+\frac{k-1}{2}M_1^2\right)^{3.5}}$$

近似用 $\rho_c=\frac{p_{in}+p_k}{2RT}=\frac{(1.04+0.9978)10^4}{2\times29.27\times281.86}=1.2152$千克/厘米^3

D. 求m

$$m=\sqrt{\frac{p_{tin}-p_k}{\frac{\xi_1}{2(A_1g)^2\xi_L}+\frac{\lambda\frac{L}{D}+\xi_2+3\xi^{90^\circ}}{2(A_2g)^2\rho_c}+\frac{\xi_3}{2(A_3g)^2\rho_c}+\frac{\xi_b}{2(A_2g)^2\rho_c}}}$$

$$=\sqrt{\frac{(1.04-0.9978)\times10^4\times\frac{1}{9.8}}{\frac{0.714}{2(1334\times10^{-6}\times9.81)^2\times1.2152}+\frac{0.01875\frac{350}{30}+2+0.9}{2(707\times15^6\times9.81)^2\times1.2152}}}+$$

$$+\frac{0.2}{2(697\times10^{-6}\times9.81)^2\times1.2152}+\frac{1}{2(707\times10^{-6}\times9.81)^2\times1.2152}$$

=120千克/小时　　计算与假设值一致(否则重新计算)

后进气口计算步骤与前进气口类似：

$$\delta_{后}=35.7,\ r_2=3.8,\ r_1=\frac{15}{35.7}=0.42<1$$

$$\frac{m}{m_L}=\frac{\delta_{后}}{r_2-r_1}\left[\left(\frac{m}{m_L}\right)_{r/\delta=1}-\left(\frac{m}{m_L}\right)_{r_1/\delta}\left(\frac{r_1}{\delta}\right)+\left(\frac{r_2}{\delta}-1\right)\right]$$

$M_L\approx M_\infty=0.51$查得

$$\frac{m_1}{m_L}=\frac{35.7}{38-15}[0.87-0.75\times0.42+(1.065-1)]=0.961$$

由　　$M_L=0.51$，查得

$$\left(\frac{\phi}{\phi_L}\right)_{r/\delta=1}=0.937,\left(\frac{\phi}{\phi_L}\right)_{r_1/\delta=0.42}=0.89;$$

$$\phi/\phi_L=\frac{35.7}{38-15}[0.937-0.89\times0.42+.1.065-1)]$$

$$=0.974$$

$$(I/I_{cr})_{M_L=0.51}\frac{1+kM_L^2}{M_L\left[2(k+1)\left(1+\frac{k-1}{2}M_L^2\right]^{1/2}}=\frac{1+1.4\times0.51^2}{0.51\left[2(1.4+1)\left(1+\frac{1.4-1}{2}\times0.51^2\right]^{1/2}}$$

$$=1.19$$

$$(I/I_{cr})_{M_1}=\frac{\phi/\phi_L}{(m/m_L)}(I/I_{cr})_{M_L}=\frac{0.974}{0.961}\times1.19=1.205$$

试取$M_1=0.5$

则 $(I/I_{cr})_{M_1=0.5}=\frac{1+1.4M_1^2}{M_1[2(k+1)\ (1+0.2M_1^2)]^{1/2}}=1.205$

∴　$M_1=0.5$由$M_L=0.51$，$M_1=0.5$查表 $(A/A_{cr})_{M_L}=1.32$，　$(p/p_t)_{M_L}=0.837$；

$(A/A_{cr})_{M_1}=1.339$，$(p/p_t)_{M_1}=0.843\times1.339=1.13$

$$p_{t_1}/p_{t_L}=\frac{\left(1+\frac{k-1}{2}M_1^2\right)^{3.5}}{\left(1+\frac{k-1}{2}M_L^2\right)^{3.5}}\cdot\frac{m}{m_L}\cdot\frac{(A/A_{cr}\cdot p/p_t)_{M_1}}{(A/A_{cr}\cdot p/p_t)_{M_L}}$$

$$=0.837\times0.961\times\frac{1.13}{1.105}\times1.186=0.975$$

$$p_{tin}=p_{tL}\left[1-\left(\frac{p_{t1}-p_{in}}{q_1}\right)\left(\frac{q_1}{p_{t1}}\right)\right]\frac{p_{t1}}{p_{tL}}$$

$$\frac{p_{t1}-p_{tin}}{q_1}=0.3,\quad \frac{q_1}{p_{t1}}=0.1475$$

$$p_{tin}=107319.4\times0.956\times0.975=100032.4\text{牛/米}^2$$

由 $\xi_1=0.714$，$\xi_2=2$，$\xi_3=0.2$，$\xi_b=1$。

$A_1=1334\times10^{-6}$，$A_2=707\times10^{-4}$，$A_3=647\times10^{-6}$。

试取 $m=84$千克/小时，$\mu=1.764\times10^{-5}$

$D=30$

$$\mathrm{Re}=\frac{4m}{\pi D\mu}=\frac{4\times84}{3600\times3.14\times30\times10^{-3}\times1.764\times10^{-5}}=5.64\times10^4$$

$$\lambda=\frac{0.3614}{\mathrm{Re}^{0.25}}=0.0205$$

取$r/D=2.5\sim3$，$\mathrm{Re}=5.64\times10^4$查表

$\xi_{90^\circ}=0.4$　　$3\xi_{90^\circ}=1.2$

$p_k=0.9978$，$\rho_c=\dfrac{p_{tin}+p_k}{2RT_\infty}$

$$=\frac{(1.02+0.9978)\times10^4}{2\times29.27\times281.86}=1.22\text{千克/米}^3。$$

$$m=\sqrt{\frac{(1.02-0.9978)\times10^4\times\frac{1}{9.8}}{\frac{0.714}{2(1334\times10^{-6}\times9.8)^2\times1.22}+\frac{0.0205\times\frac{350}{30}+2+1.2}{2(707\times9.8\times10^{-6})^2\times1.22}+\frac{0.2}{2(6.47\times9.8\times10^{-6})^2\times1.22}+\frac{1}{2(707\times10^{-6}\times9.8)^2\times1.22}}}$$

$=84$千克/小时(与假设流量相同，故为所求值)

8.6.5 冲压风斗的设计计算分析

冲压风斗的总压恢复较高，能使进气面积减至最小；但适应性较差。冲压风斗的尺寸必须定得合适，否则其前方会有溢流并使附面层分离。

资料[5]的理论分析方法可以用在这种型式的进气口上。由计算分析得知，风斗相对于附面层的位置决定了其最大可能的理论总压恢复。附面层里的风斗可以用第8.6节介绍的方法和图8-36～8-39所示的曲线来计算和分析。这些曲线是按附面层速度型$v/V=(y/\delta)^{1/7}$得到的。大多数应用问题中都采用这种近似，其准确度在±5%以内。

在设计中，用$\delta/x=(0.38/\mathrm{Re}_x)^{0.2}$计算出的紊流附面层厚度比实际附面层厚，但是对

进气口而言是够精确的了。机身头部形状及初始的层流会使附面层厚度减小，但这在设计中不需要考虑。马赫数及风斗高度可由设计条件求得。由此即可算出风斗高度与附面层厚度之比，并由图8-36～8-39查出附面层流量比，动量比以及总压恢复。对于M＝2.0时，高度等于附面层厚度的附面层风斗而言，可以捕获到的最大理论流量是同样面积的自由流流量的76%。最大总压恢复是自由流总压的51.6%。这些都是以1/7次方速度型规律为依据的理论值。图8-40[2]是一个埋入式进气口和一个冲压风斗进气口在附面层厚度较大处（$r/\delta=1.0$）的试验结果。在M＝2.0，流量比为临界值时，总压恢复是28%(见图8-41)。进气口所能通过的最大流量是同样面积的自由流流量的52%，其理论值是按速度型为1/7次方规律的附面层算出的。但是，资料[16]指出，速度型可以由1/11次方变到1/5次方，甚至可以是层流，而总压恢复的差别都不会超过2%。

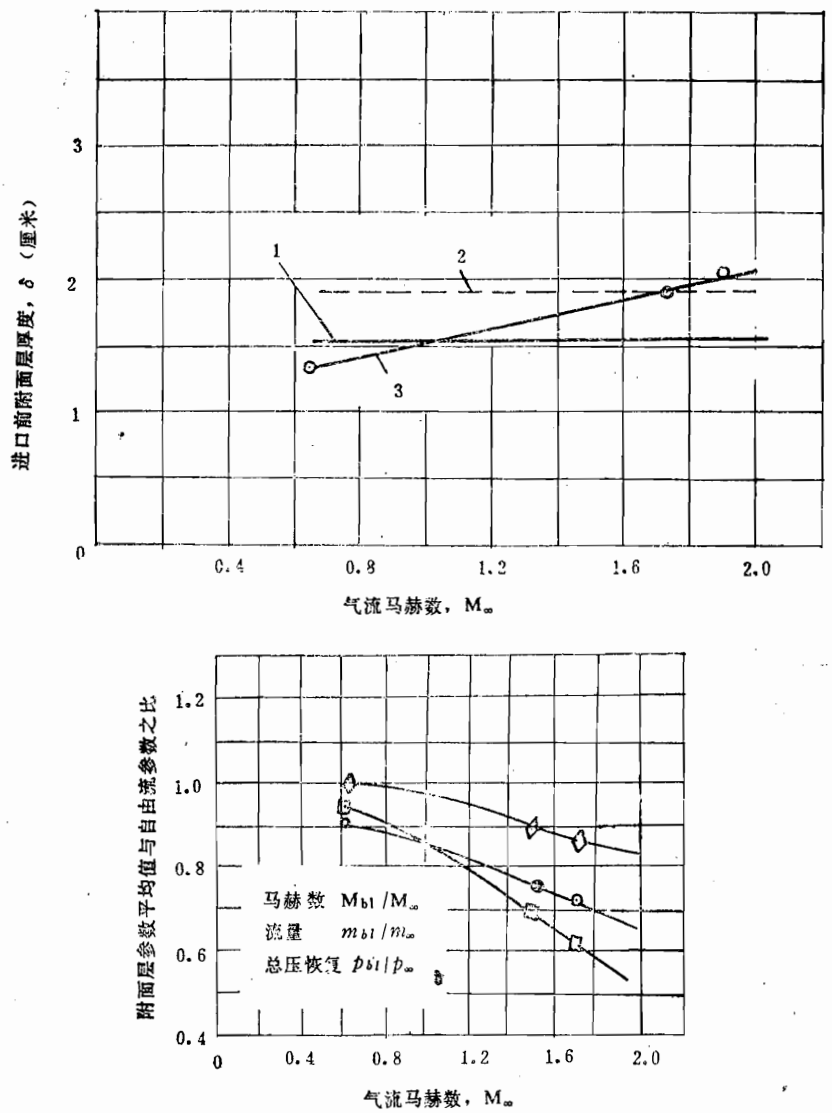


图8-40　埋入式进气口及风斗式进气口的试验结果[2]

1—风斗进口高度；2—理论值；3—测量值。

可以看出，风斗的实际性能要比理论值差。设计附面层冲压风斗的方法应该是首先从理论上确定流量及总压恢复。其次，可以利用由图8-40及8-41的数据得出的一些比值来修改总压恢复及流量比。$r/\delta=1.0$时的这些比值示于图8-42及8-43中。对于风斗高度在$r/\delta=0.8\sim1.5$的情形而言，这些数据应当是合适的。对于r/δ值较小的风斗而言，所列数据可能太乐观，应该取该特定设计的风洞数据。修改过的数据是能指望从一个实际附面层进气口得到的性能。

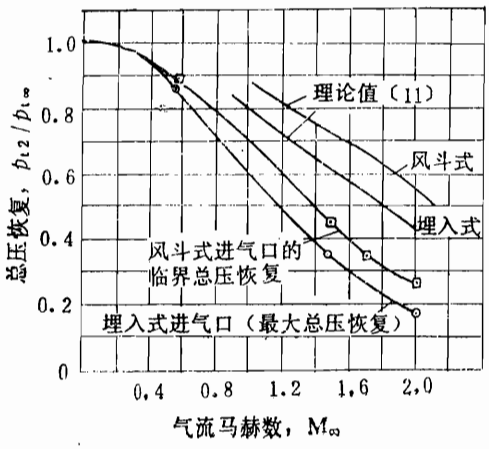


图8-41　埋入式进气口及风斗式进气口的总压恢复[2]

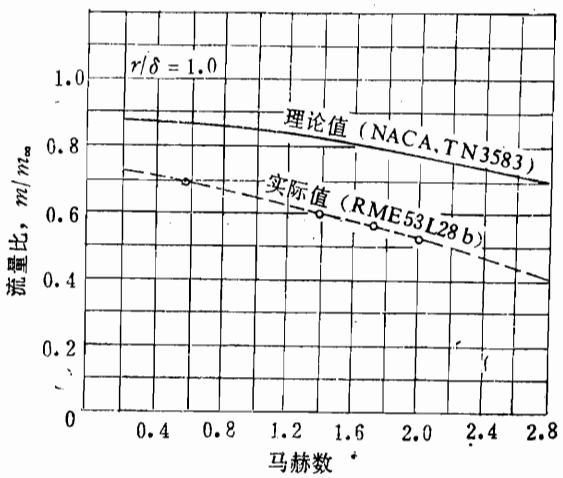


图8-42　风斗式进气口的流量特性

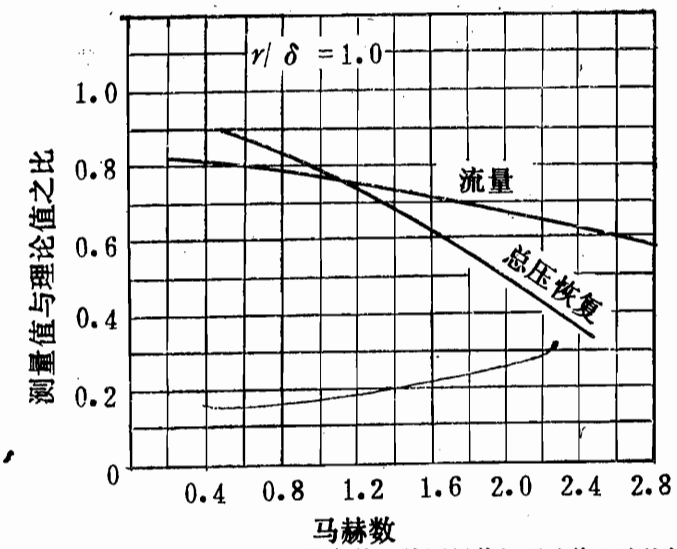


图8-43　风斗式进气口的流量及总压恢复特性的测量值与理论值之比的估算曲线

8.6.6　多孔板的设计和性能计算

多孔板是平滑进气口的一种。平滑进气口可以是多孔板、平滑洞、平滑槽、斜洞或斜槽，目前常常利用其分布吸入附面层。例如，为了使正激波稳定，在正激波前后都应当泄除

附面层。多孔板泄除系统能满足这个要求。

穿孔板在附面层控制的不同位置上的通气度是不同的。对于一个给定压力差，影响流过穿孔板空气流量的主要因素是穿孔板的通气度。穿孔板的通气度主要用它的开孔面积比来控制。可以用不均匀开孔的办法实现通气度的不均匀分布。

在空气动力附面层控制中希望应用相当于1%开孔面积比的开孔板所具有的通气度。

用开孔板泄除空气的总压恢复较低，单位面积的泄除流量也低。但是，许多附面层吸除系统还是愿意采用这种方法，因其结构比较简单。

在设计一种多孔表面排气系统时，所关心的是经过多孔壁的气流压降和流量。通常，自由流附面层是从平行于孔板的气流中排走的，各个小孔的流量系数很小。方便的办法是使用垂直于板面的流动数据，而后通过修改开孔度来考虑流量系数的减小[8,6,7,18]。当孔的高宽比大于或等于0.64时，垂直板面流动的流量公式是

$$\frac{m\sqrt{\theta_{t0}}}{\delta_0 A_0}\cdot\frac{1}{\delta_a}=\sqrt{1.508\times10^5\frac{\Delta p}{p_0}-1.281\times10^5\left(\frac{\Delta p}{p_0}\right)^2} \tag{8.41}$$

上式以曲线形式表示于图8-44中。而后通过下式将垂直于气流的开孔度与平行于气流的开孔度联系起来。

$$\frac{\sigma_a}{\sigma_0}=1+[0.0562\frac{L}{D_H}+0.2889\rho\frac{\Delta p}{p_0}-f(\sigma_0)](M_0)g\left(\frac{L}{D_H}\right) \tag{8.42}$$

式中
$$f_1\left(\frac{L}{D_H}\right)=1.461-0.8948\left(\frac{L}{D_H}\right)+0.3165\left(\frac{L}{D_H}\right)^2 \tag{8.43}$$

以及
$$f_2(\sigma_0)=0.3978+2.561\sigma_0-6.352\sigma_0^2$$

图8-45中绘出了式(8.43)的两根曲线。

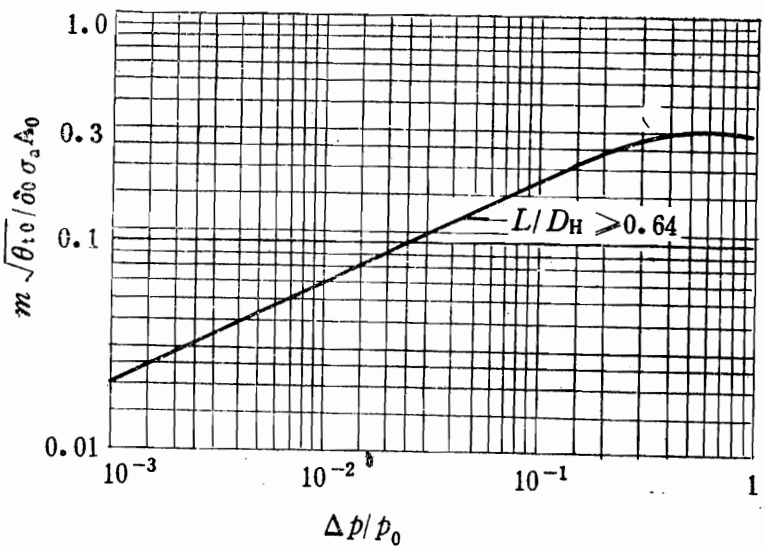


图8-44　多孔板在垂直气流中的特性

$(\frac{L}{D_H}\geqslant 0.64)$

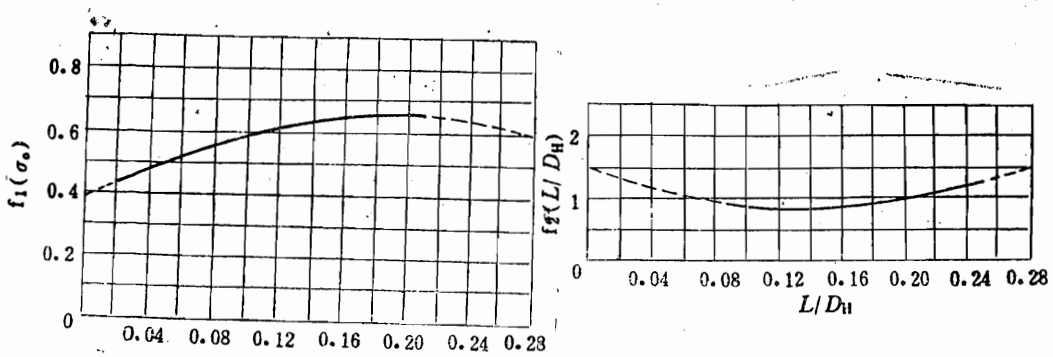


图8-45　方程(8.43)中的函数$f_1(\sigma_0)$及$f_2(\frac{L}{D_H})$

以上各方程适用的范围是：

$$0 \leqslant M_\infty \leqslant 1.4$$

$$0.02 \leqslant \sigma_0 \leqslant 0.2$$

$$0.89 \leqslant \frac{L}{D_H} \leqslant 2.5$$

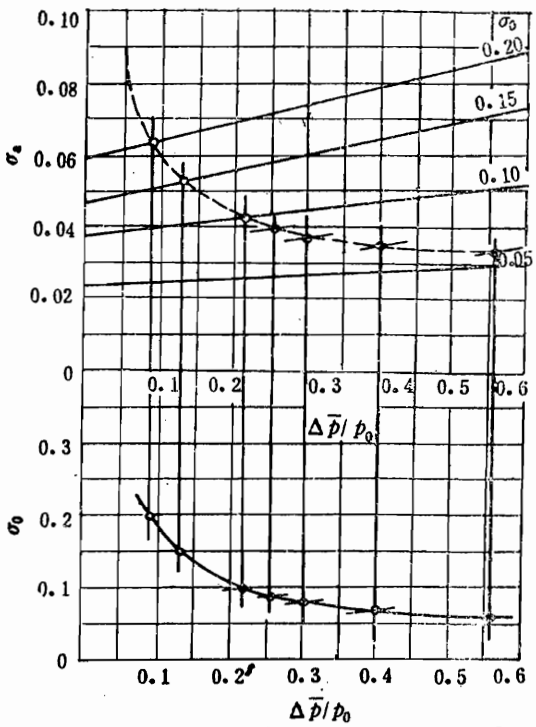


图 8-46　求σ_0与$\Delta p/p_0$函数关系的示例[注]

($\frac{m\sqrt{\theta_{t_0}}}{\delta_0 A_0}=0.010$；$M_0=1.2$；$L/D_0\approx 1.00$。)

各符号的意义如下：

A_0——总的平板面积(米)；

D_H——气流通道的平均水力直径(米)

L——气流通道的平均长度(米)；

M_0——绕流多孔材料的平均马赫数；

p_0——多孔材料上的静压(牛/米^2)；

σ_0——开孔度，即总开孔面积与平板面积之比；

σ_a——由(8.42)式定义的表观开孔度；

δ_0——静压与标准压强之比；

Q_{t_0}——总温与标准温度之比。

图8-46表明求流动特性同开孔度的函数关系的方法。

下面是应用各方程和曲线的列子。如果在某个马赫数变化的区域内采用多孔壁，必须先将这个区域分割成许多窄条，而后在作整体计算时，在整个区域中采取平均属性。先假设一个泄除流量，按表面马赫数及气流的平均属性算出$m\sqrt{\theta_{t_0}}/(\delta_t A_0)$。在这个列子中，假设孔的长细比$L/D_H=1.0$，并假

[注]此图中m——磅/秒；A_0——英寸^2；
1磅＝0.4536千克；1英寸＝2.54厘米。

设换算泄流量是0.1。用方程(8.42)及图8-45算出不同的σ_0及$\Delta p/p_0$值之下的σ_a/σ_0。其计算结果绘成类乎图8-46的上半部。然后，用式(8.41)或图8-44，在给定流量和马赫数下，按$\Delta p/p_0$对σ_0曲线上的几个值算出σ_a值。重复上述步骤，直到算出一张马赫数及流量的等值线图为止，然后选出这架飞机最好的折衷方案，同时满足流量和损失的要求。飞机蒙皮各处的局部马赫数是不同的，应当按马赫数最小的原则安排开孔。

如果要求计算一个给定的系统，我们推荐下述步骤。选择各种状态，并定出马赫数M_0。根据设计定出开孔度(σ_0)以及孔的长细比(L/D_H)。求出$f_1(\sigma_0)$及$f_2(L/D_H)$。将这两个值代入方程(8.41)即得方程$\sigma_a=f(\Delta p/p_0)$。假设一个σ_a值，并解出对应的$\Delta p/p_0$值。由表8-1选择一个典型的泄除流量值，算出$(m\sqrt{\theta_{t_0}}/\delta_0 A_0)$，并除以所假设的$\sigma_a$，在图8-44的纵坐标上找出换算流量，在横坐标上定出通过多孔板的损失。把这个损失同前已假设的多孔板损失加以对比。反复进行，直到求出同时满足这两个条件的$\Delta p/p_0$为止。应用所述的方法，即可确定出口处的动量及阻力。

表8-1

进气道型式	m_{bL}/m_b(m_b为管道流量)
外压式	3～5%
混压式	6～8% 10～12%(当要求的总压恢复较高时)
全内压式(皮托式)	25～30%

8.6.7 平滑槽进气口的设计和性能计算

在超音速气流中，多孔板的流量系数很低，而平滑槽则可以泄除中等程度的流量而又能保持很高的放气总压，平滑槽需要的泄除面积也小得多。

一般地说，平滑进气口的轴线同表面的倾斜角是影响总压恢复的主要几何参数。倾斜角愈小，其性能就愈好，接近于垂直表面时，损失最大。简单的平滑开口，圆形开口或低宽深比矩形开口稍优于较高宽深比的矩形开口。流量比低时，NACA埋入式进气口的总压恢复高一些。马赫数大于0.9时，深而窄的进气口比浅而宽的进气口阻力小；但是，马赫数较低时，却是宽进气口的性能较好。宽深比之所以成为影响进气口性能的因素，是因为宽深比低的进气口允许更多的高能空气进去，其总压恢复及其质量流量会大些。

对于平滑进气口，如图8-47所示，如果进气口的尺寸小，并且工作在高流量比时，在低宽深比和使用平行隔条限制气流横向流动的情况下，进气口的总压恢复最好。

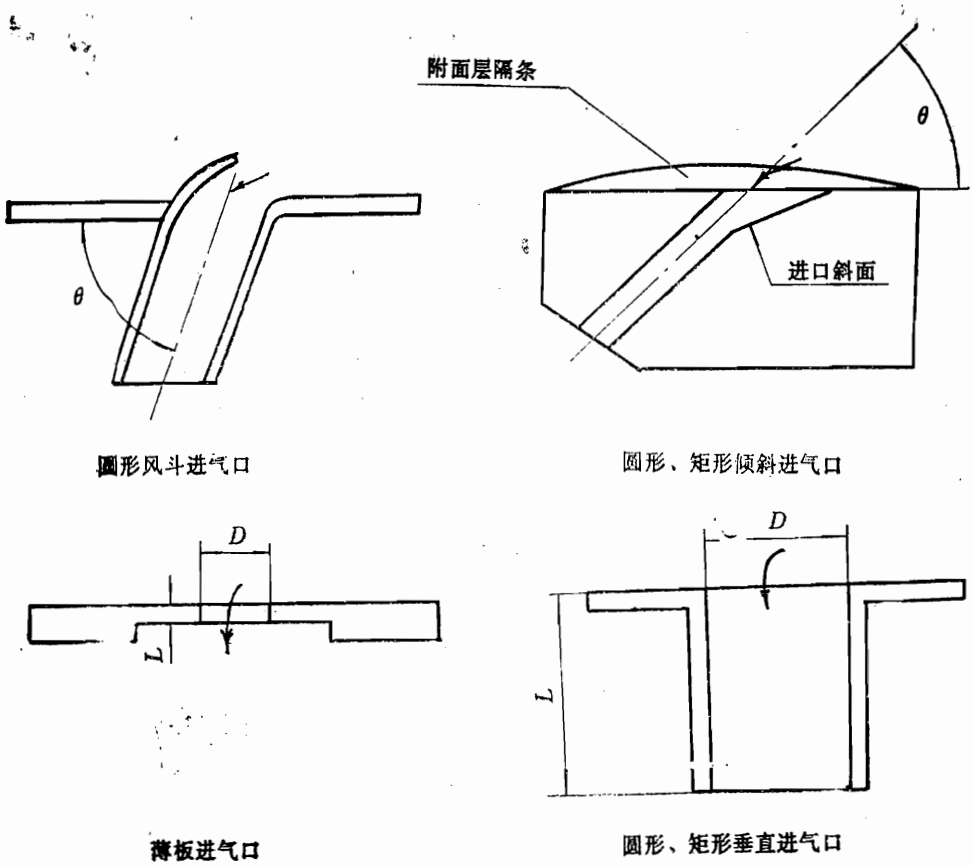
总的说来，平滑进气口，除最低飞行速度外，在整个飞行范围内，总压恢复都很小。

下面对几种平滑进气口特征尺寸对性能的影响作些分析[1]。各种进气口的示意图参见图8-47。

(1) 平滑圆形进气口

a. L/D的影响

一些后面紧接管道的圆形进气口，管道垂直于表面安装。圆形进气口的总压恢复以气流马赫数为函数表示在图8-48～图8-50中。



圆形风斗进气口　　圆形、矩形倾斜进气口

薄板进气口　　圆形、矩形垂直进气口

图8-47　平滑进气口的参数图例

对于圆形进气口，在所有的质量流量比下，$p_{t1}/p_{t\infty}$都随M数增加而减小，而曲线的斜率随着质量流量比增大而增加。

薄缘进气口($L/D=0$至$L/D=1.0$)一般比L/D较高的进气口差，L/D从1/4增至4，总压恢复也随之增加。

b．　θ 的影响

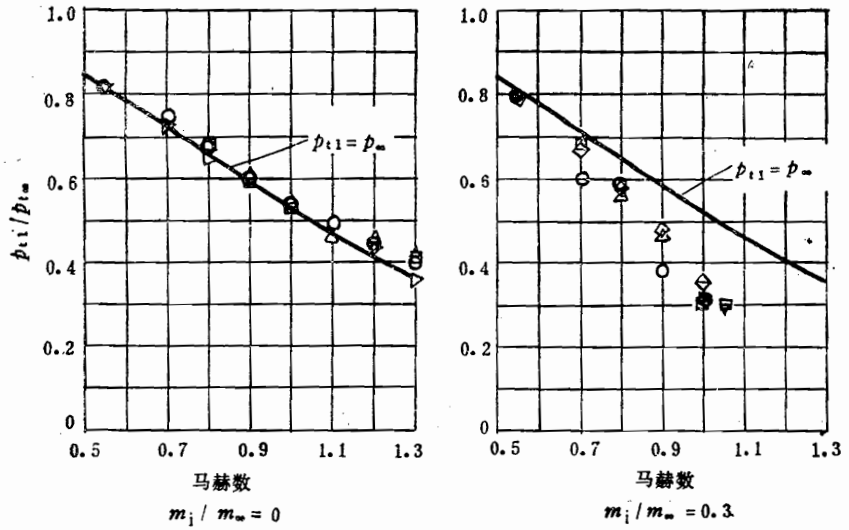
平滑圆形进气口轴线倾斜的影响表示在图8-49中；随着管道轴线倾斜度的增加，总压恢复迅速增加。平滑圆形进气口，在质量流量比接近壅塞时，总压迅速减小。这是由于随着进气口进入速度的增大，摩擦损失增大的缘故。空气流过尖唇口和进气口时，流动速度分布的不均匀性，使动量损失增大。

c．　偏航角ψ的影响

θ等于15°和$L/D=5$的平滑圆形进气口，在偏航角ψ为30°和60°时的试验结果表示在图8-50中；在$\psi=60°$时，总压迅速下降，很接近自由流的静压曲线。表明了此时进气口吸入了大量的附面层低能空气。

此外，因为偏航，进入的气流有一个单纯增大拐弯的影响。为了获得最高的总压恢复，偏航角应尽可能小。质量流量比和M数越大，保持这样的条件越重要。

(2) 圆形薄板进气口尺寸的影响



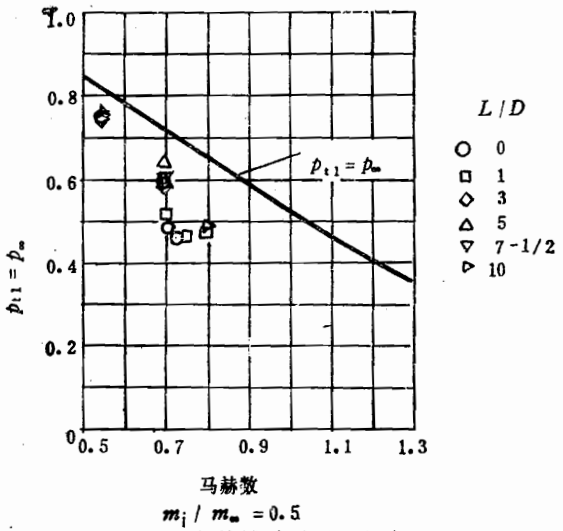


图8-48 总压恢复特性随马赫数的变化
(平滑圆形进气口；L/D变化；$\theta=90°$。)

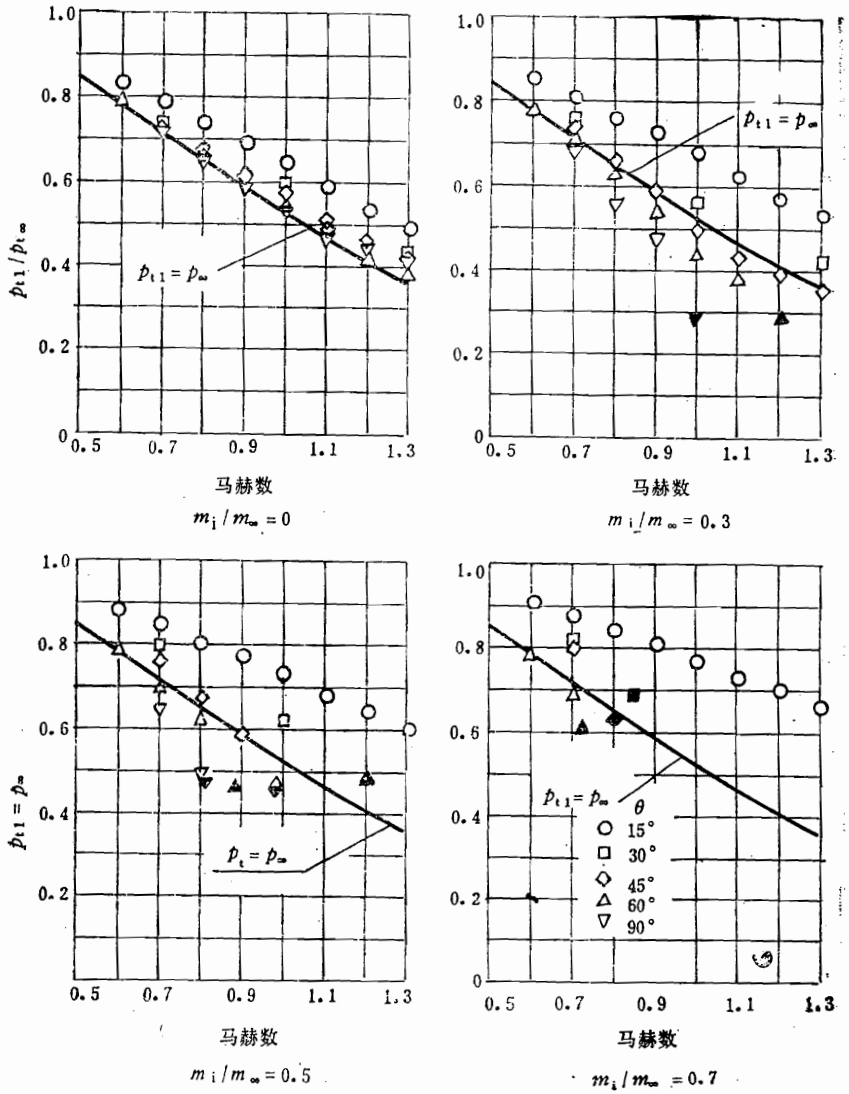


图8-49 总压恢复特性随马赫数的变化
(平滑圆形进气口；θ变化；$L/D=5$；$\psi=0°$。)

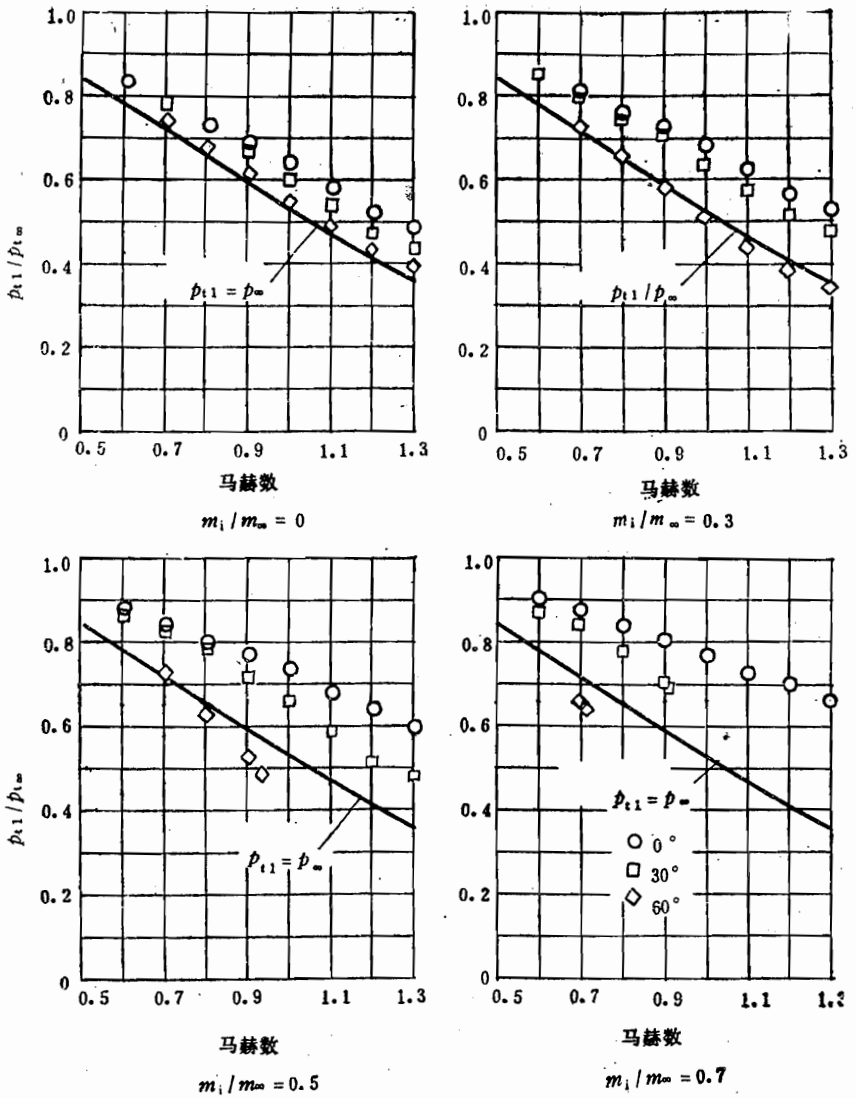


图8-50　总压恢复特性随马赫数变化

（平滑圆形进气口；ψ变化；$L/D=5$；$\theta=15°$。）

圆形薄板进气口，L/D(0.125～0.25)的变化对性能的影响甚小。D/δ在1.67至4.35范围内，附面层厚度对薄板进气口的总压恢复影响也甚小。

(3) 平滑矩形进气口

a. 几何参数的影响

(a) θ的影响

由一组倾斜角为15°～90°的进气口所得的试验结果表明，对任何一个给定的质量流量比，其最低阻力和最高总压恢复总是在进气口倾斜度最小时达到。

现介绍几种宽深比为4的平滑矩形进气口，这些进气口紧接等截面管道($L/D=5$)，它们的总压恢复特性见图8-51。当$m_1/m_\infty=0$，大θ角时($30°<\theta<90°$)，矩形进气口的压力恢复接近进入气流的静压，直至M=1都是如此。

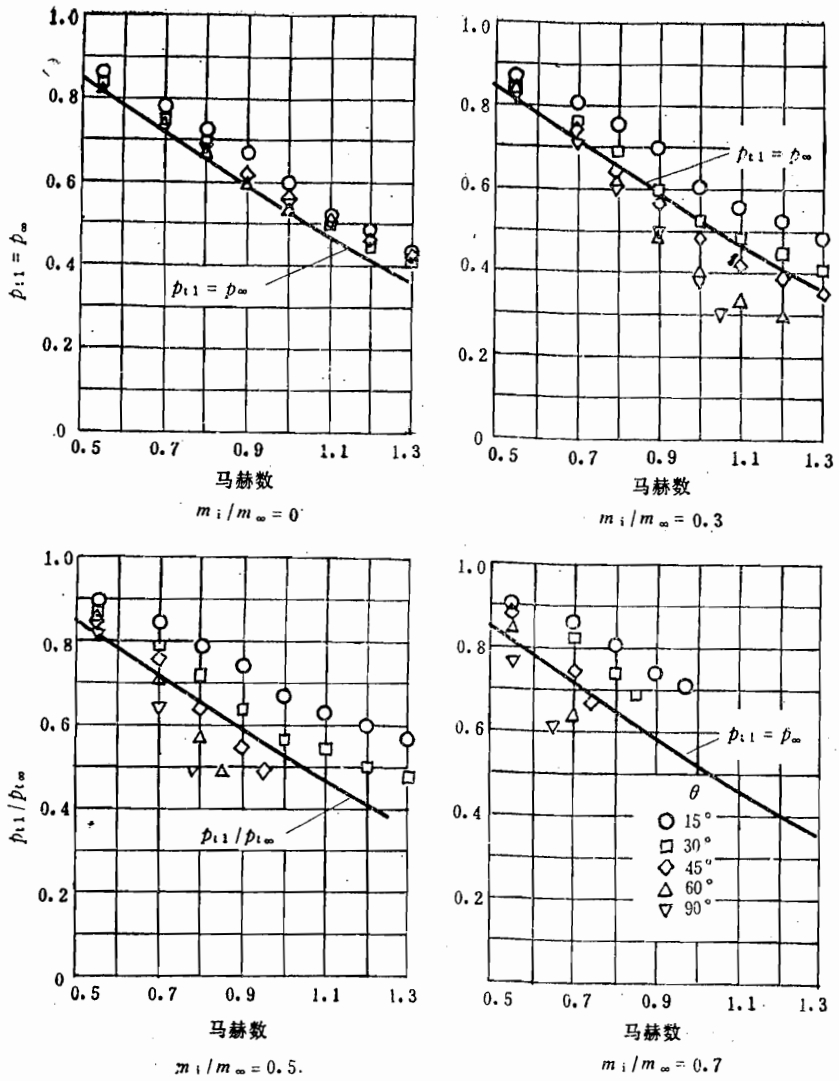


图8-51　总压恢复特性随马赫数变化

（平滑矩形进气口；θ变化；$L/D=5$；$\psi=0°$。）

θ等于15°的进气口，作为通气孔工作时，在M≤1.0的情况下，压力恢复比其它进气口约大6%。$\theta=15°$进气口比$\theta>15°$进气口具有低得多的阻力。

在超音速马赫数和零质量流量比时，所有这些进气口的总压恢复是相等的。随着质量流量比增加到0.3、0.5、0.7时，矩形进气口的总压恢复值类似于图8-49中介绍的圆形进气口的总压恢复值。而随着θ从15°增至90°，总压恢复相应地不断减小。

(*b*) 唇口半径和进口斜面形状的影响

减小进气口斜面角，能使整个马赫数范围内总压恢复增加。在M>1时特别有效，详见图8-52。设计时，应该避免进气口急骤弯曲进入的情况，而应采用小角度进入斜面的构型。

进口斜面的扩张程度，不会明显改变进口宽深比的值，但它的影响与宽深比的变化相类似。扩张斜面进气口，与其它平滑进气口相比，在质量流量比小于等于0.5时，具有较高的

总压恢复值。而流量比为0.7或更大时，7°倾斜的直壁斜面进气口，总压恢复值也较高。另外，若在扩张斜面进气口的侧面上设置附面层旁路系统，则可获得最高的总压恢复特性，同时阻力最低。(以上结论是从试验得到的，试验马赫数范围从0.55至1.2。)

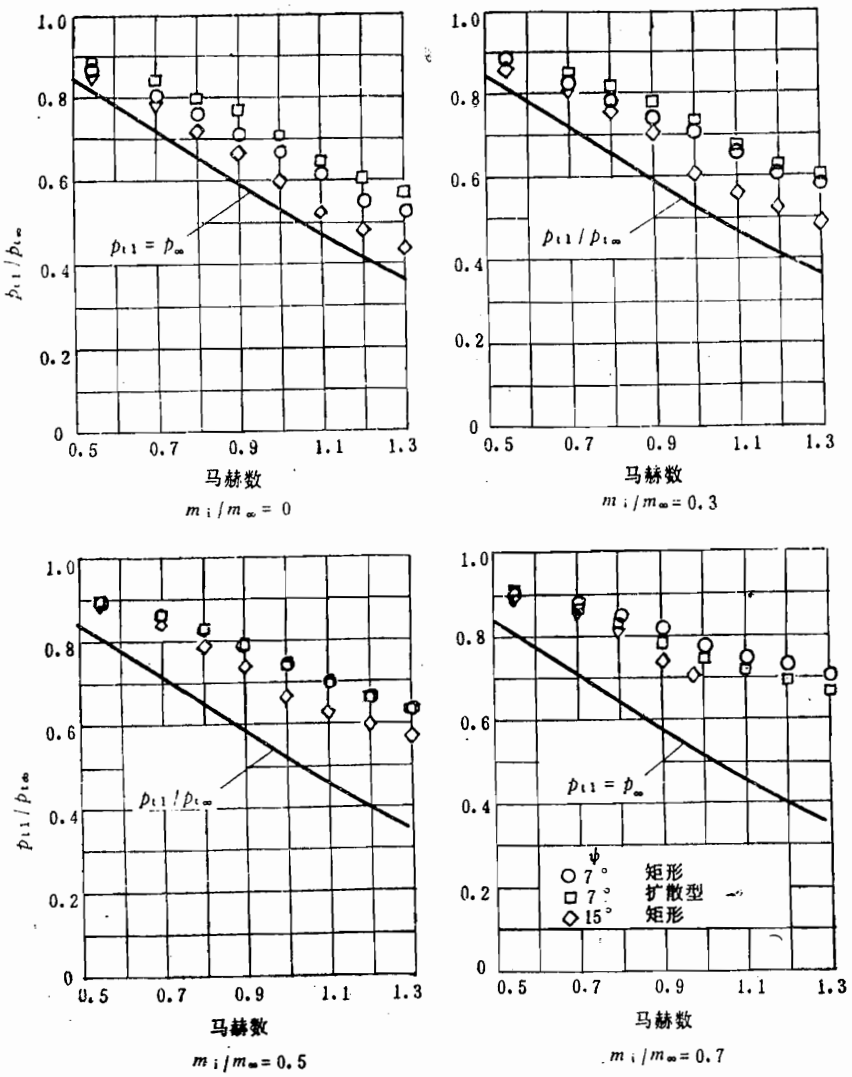


图8-52 总压恢复特性随马赫数变化

(平滑矩形进气口；改变进入斜面形$L/D=5$；$\theta=15°$；$\psi=0°$；宽深比4。)

(c) 宽深比的影响

图8-53是：几种15°倾斜角的矩形进气口的性能，随宽深比的变化曲线。对轴线倾斜15°和宽深比1/4的平滑进气口，较宽深比为1或4的进气口有较低的跨音速阻力特性。当马赫数小于0.9时，宽深比≥1.0的进气口阻力较低。较低的宽深比具有稍高的总压恢复和流量比；宽深比为1/4时，一般在M>0.9的情况是符合需要的；但是M<0.9时，宽深比为1或4的进气口较好，较低宽深比的进气口，在较高的质量流量比时出现壅塞(指与宽深比为4的

进气口相比)，并且，一般情况下，在这个范围中，总压恢复是随流量比的增加而增加的。在没有横向流动的情况下，为使小量的低能附面层气流和大量的高能空气从自由流中吸入进气口，要求减小进气口的宽深比；这样，流量比和总压恢复都会增加，参考文献[34]中的曲线可以做这方面的计算。

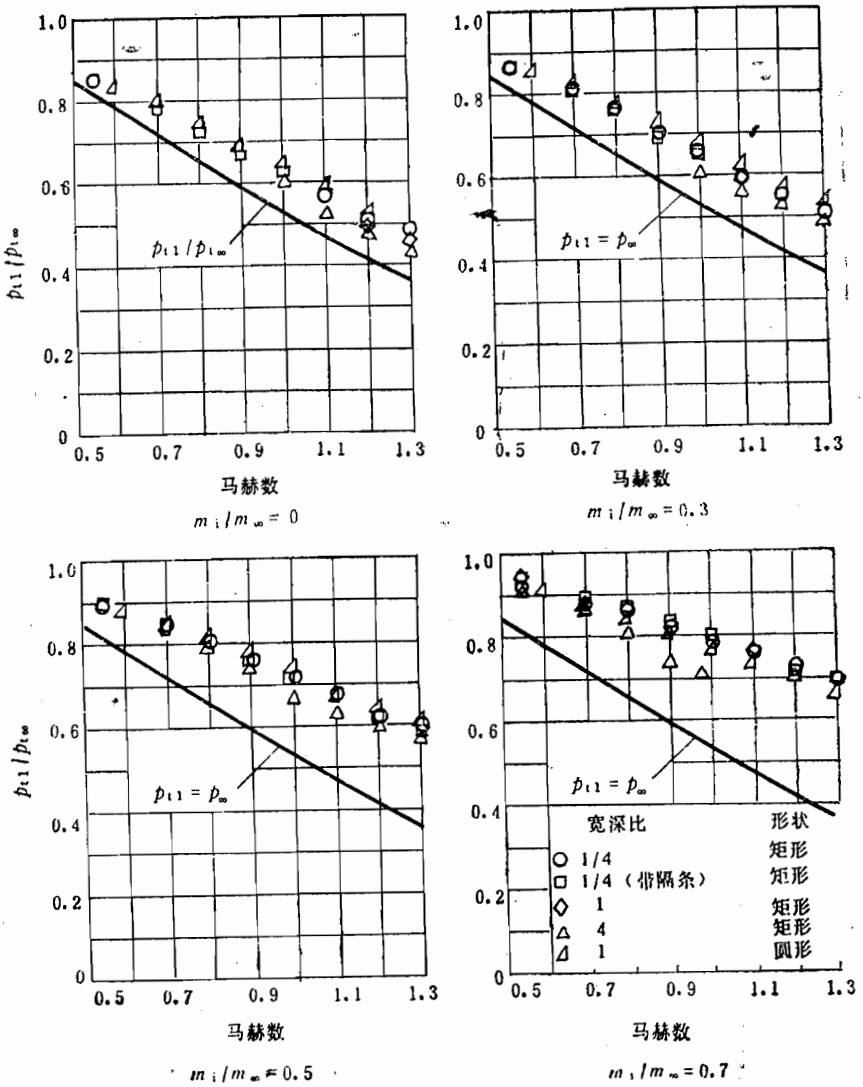


图8-53 总压恢复特性随马赫数变化
(平滑矩形进气口；宽深比变化；$L/D=5$；$\psi=0$；$\theta=15°$。)

为了控制附面层横向流入进气口，装隔条(见图8-47)对增加最大质量流量和总压比是有效的，对展弦比为1/4的进气口特别有效，见图8-54。但是，在较低的质量流量比时，总压恢复没有改善，如图8-53所示。反之，带隔条的进气口一般也具有比较大的阻力。

在质量流量比小于或等于0.5时，圆形进气口性能相当于具有低宽深比的矩形进气口性能。但是，当$m_i/m_\infty=0.7$，马赫数大于0.7时，圆形进气口的总压恢复要比矩形进气口低的2～3%。

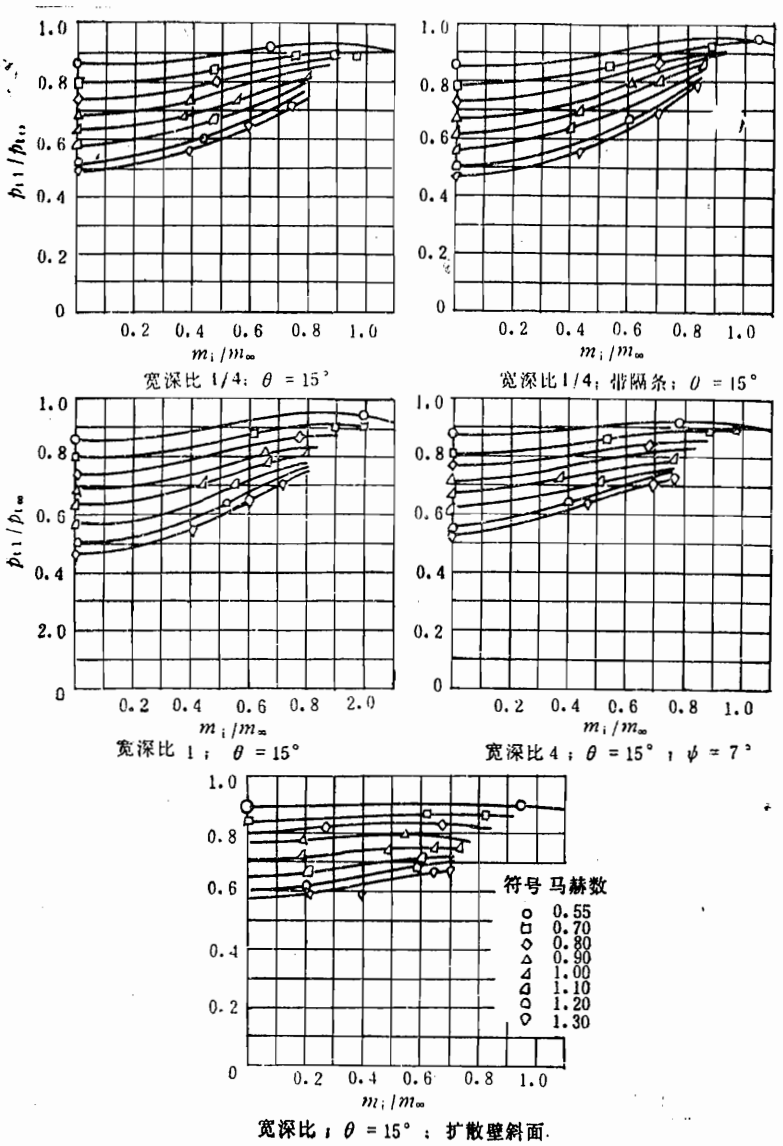


图8-54 总压恢复特性随质量流量比的变化

(平滑矩形进气口；宽深比和ψ变化；$L/D=5$；$\psi=0°$。)

b. 平滑进气口的一些典型性能[17]

图8-55～8-64是不同轴线倾斜角平滑槽的一些典型性能参数[17]；由图可见马赫数及流量比都会影响进气口性能。图8-65及图8-66示出了NACA埋入式进气口的类似参数。初始倾斜角是7°，两边侧面是扩张的，以便同进气口连接。图中还包括各种型面的阻力系数。(以自由流的动压q和进气面积为基准)。

图8-67示出在同样的流量和阻力之下，各种不同斜板倾斜角所要求的进气口面积。小的初始斜板角的主要影响是大大减小所要求的进气口面积。

采用平滑进气口，气流能自然转折并得到较高的总压恢复。

有了平滑进气口的流量及总压恢复特性之后，为了定出进气口的尺寸，需要利用该系统其它部分的流动参数作迭代计算，这将在后面的例子中予以说明。

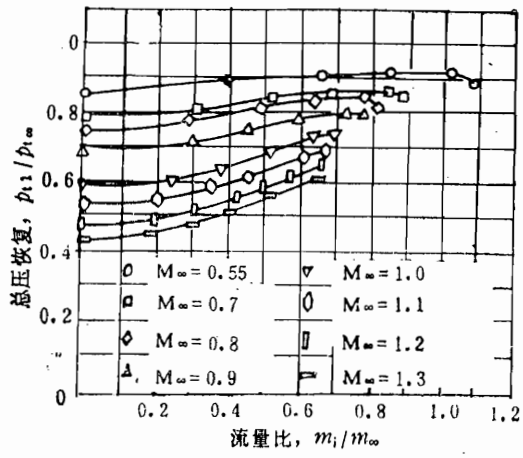


图8-55 平滑矩形进气口的总压恢复特性（倾斜角＝15°；进气口宽深比＝4；长细比＝5）。

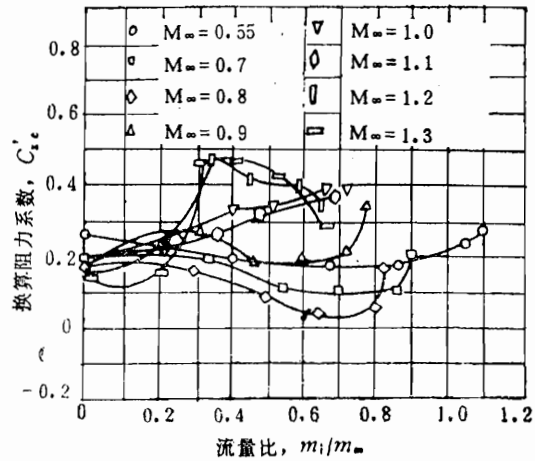


图8-56 平滑矩形进气口的阻力特性。（倾斜角＝15°；进气口宽深比＝4；长细比＝5。）

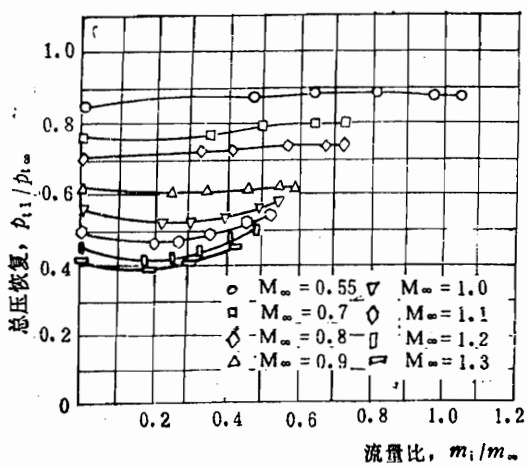


图8-57 平滑矩形进气口的总压恢复特性（倾斜角＝30°；进气口宽深比＝4；长细比＝5。）

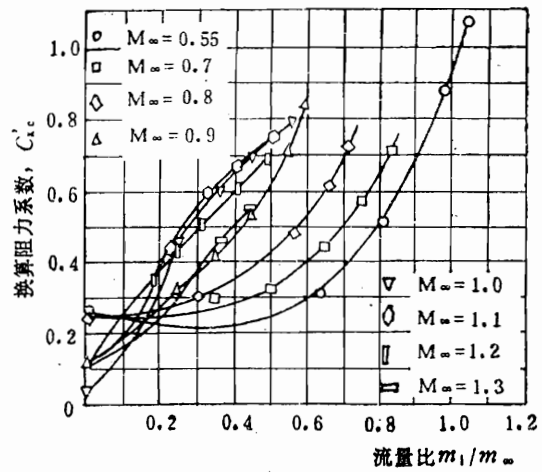


图8-58 平滑矩形进气口的阻力特性（倾斜角＝30°；进气口宽深比＝4；长细比＝5。）

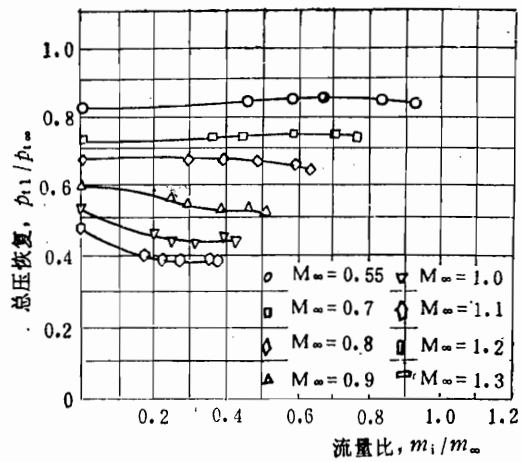


图8-59 平滑矩形进气口的总压恢复特性（倾斜角＝45°；进气口宽深比＝4；长细比＝5。）

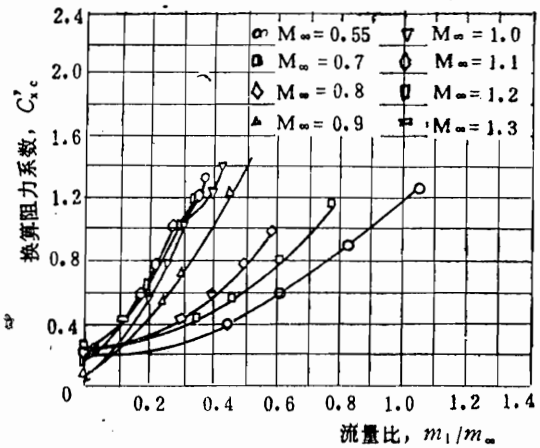


图8-60 平滑矩形进气口的阻力特性（倾斜角＝45°；进气口宽深比＝4；长细比＝5。）

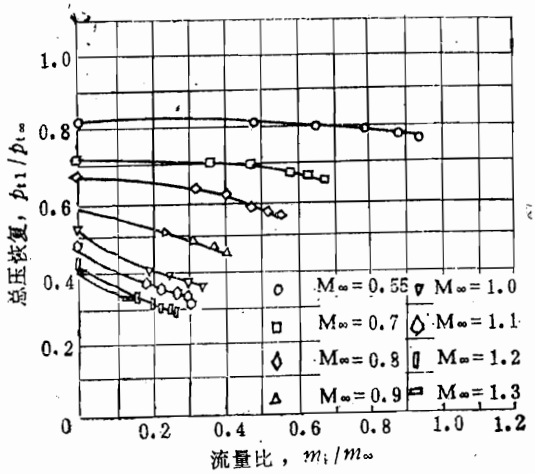


图8-61 平滑矩形进气口的总压恢复特性
(倾斜角=60°；进气口宽深比=4；长细比=5。)

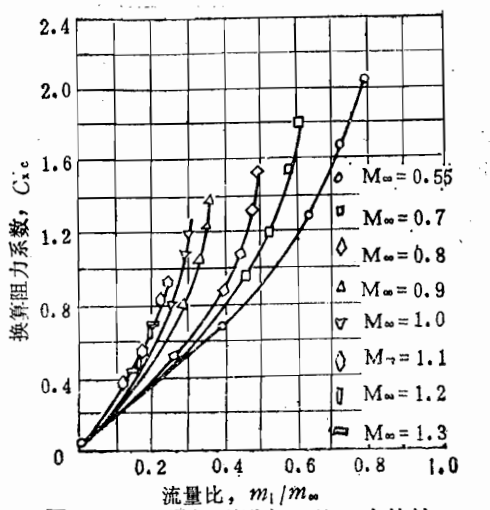


图8-62 平滑矩形进气口的阻力特性
(倾斜角=60°；进气口宽深比=4；长细比=5。)

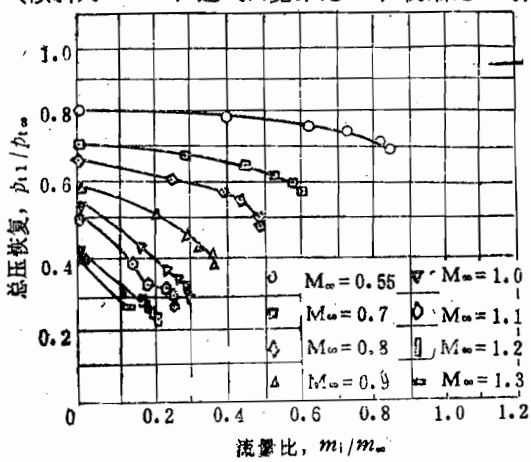


图8-63 平滑矩形进气口总压恢复特性
(倾斜角=90°；进气口宽深比=4；长细比=5。)

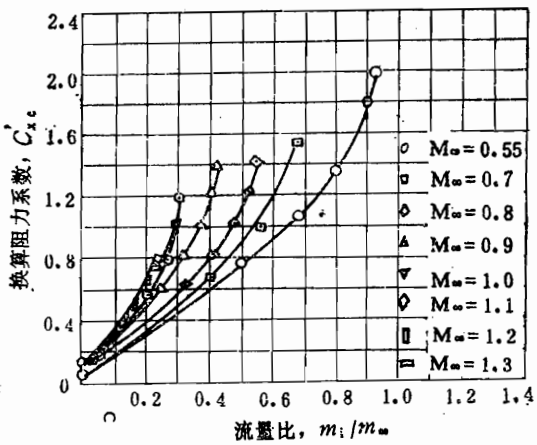


图64 平滑矩形进气口的阻力特性
(倾斜角=90°；进气口宽深比=4；长细比=5。)

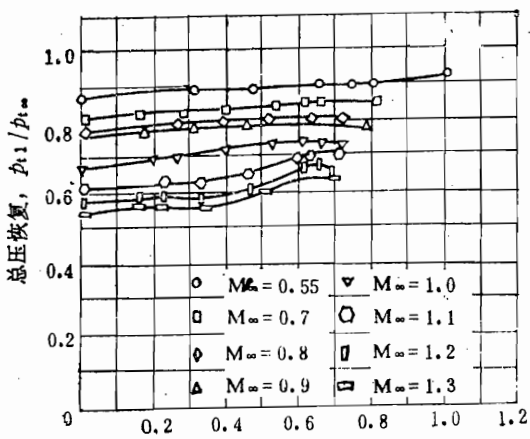


图8-65 用7°入口斜面及扩张侧壁的平滑矩形进气口的总压恢复特性
(NACA埋入式进气口；倾斜角=15°进气口宽深比=4；长细比=5。)

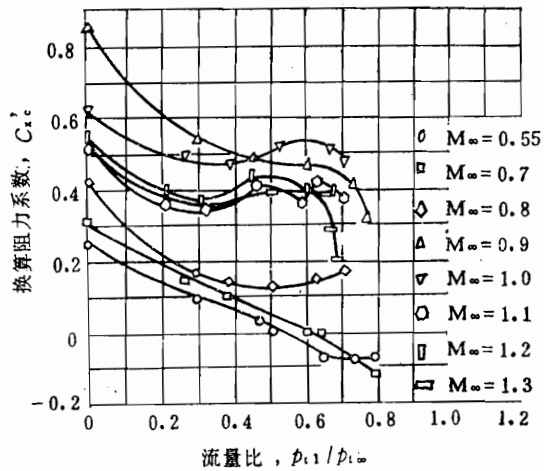


图8-66 用7°入口斜面及扩张侧壁的平滑矩形进气口的阻力特性
(NACA埋入式进气口；倾斜角=15°；进气口宽深比=4；长细比=5。)

本节的符号意义说明如下：

θ——进气口轴线对蒙皮表面的倾斜角；

ψ——进气口轴线的偏航角；

φ——斜面角(ramp)；

D——进气口的水力直径；

L——进口管道的长度；

(以上符号参考图8-47)。

x——由进气口唇口下游测量的距离。

y——在附面层中速度为 v 的一点表面测量的距离；

Δp——静压差($p_\infty - p_i$)；

v——附面层中的局部速度；

V——自由流速度。

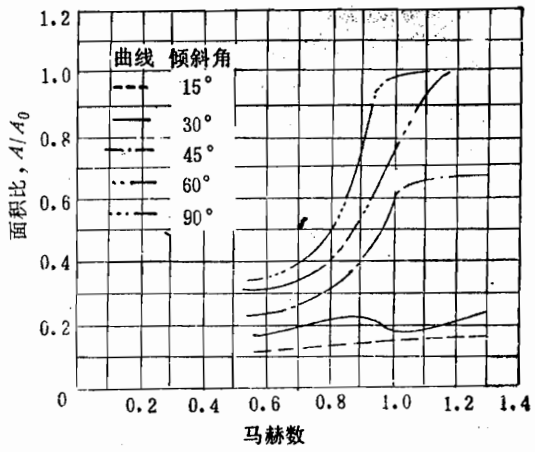


图8-67 各平滑矩形进气口在流量相等、阻力最小的条件下工作时所要求的进口面积随马赫数变化的曲线

8.7 主要冷却部件的阻力

每个冷却系统都有进气口、扩压器、散热器以及排气口。当气流通过散热器时也会有总压损失，但在分析时必须考虑到加热的补偿作用。

8.7.1 散热器的阻力

8.7.1.1 散热器的型式

最普通的散热器是管式或板片式的。管式散热器对冷却空气方面的限制较小，冷却空气流量也允许比板片式散热器多。但在有足够高的压降可用的地方，板片式散热器更为有效，因为它能提供更多的热交换表面积。

飞机上的散热器有：发动机润滑系统的滑油冷却器，座舱和电子舱调节系统的主散热器及次散热器。确定板片元件及管式元件的尺寸时，要按最严重的工作条件去做。涡轮螺浆发动机油气冷却器的尺寸应当按地面的慢车工作状态来确定。对超音速飞机而言，还有其它一些严重的工作条件。在高速最大加力状态，用燃油作为吸热的冷源。对于各种过载状态，必须使用辅助的油气冷却器。此时，冷却介质处于高温状态，为了把热散走，散热器表面就要做得很大。热天作海平面巡航飞行时，可用于冷却的压头比较小，而冷却空气的温度又比较高。为了解决这个问题，有时用一个引射泵把通过散热器核心的空气抽走。应用散热器的实例很多，其损失一般不算在推进系统一起。

8.7.1.2 散热器阻力的估算

散热器系统的阻力应包括所有部件的损失特性。对散热器来说，图8-68及8-69所示类型的曲线是必不可少的。一般地说，座舱或电子舱的放热量是已知的。查效率曲线(图8-68)，并使两种流体之间达到热平衡，散热器中心的平均温度及平均压强就确定了通过散热器的压

强损失(图8-69)。

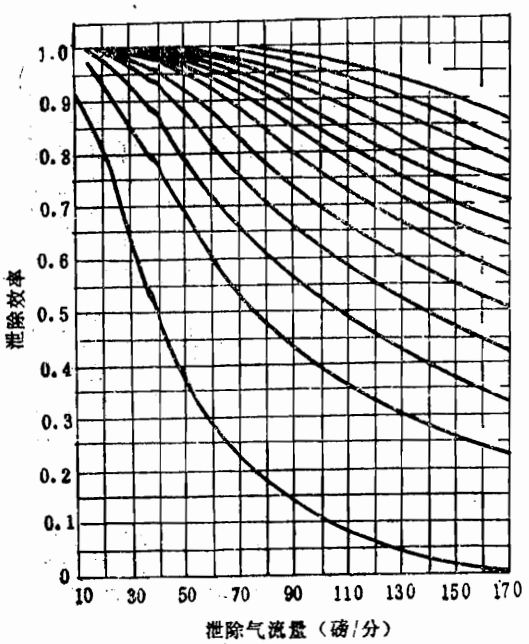


图8-6　典型散热器的效率曲线

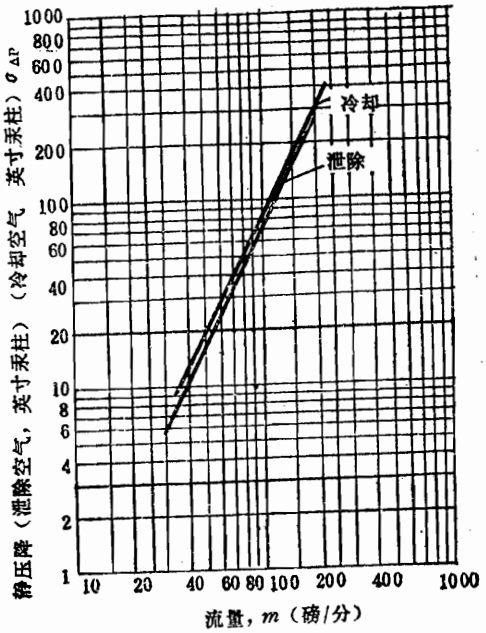


图8-69　典型散热器的压降$\sigma_{\Delta P}=17.35\frac{P}{T}$

图中，p—平均压强(英寸汞柱绝对)；T—平均温度(R°)。

注：1R°=0.555555K

下面是应用上述曲线的实例：

高度=15250米，热天；泄除空气的温度=761.1K；泄除空气的压强=551726.7牛/米^{2}绝对；环境空气的温度=233.9K；冲压空气的温度=394.4K。

散热器冷却空气：

进口总压=68276.18牛/米^2(51.31厘米汞柱)；出口静压=17241.46牛/米^{2}绝对；由唇口到进气口的距离=2.54米；管内马赫数=0.55；进气口尺寸=7.62厘米(深)×20.32厘米(宽)；

管道雷诺数$Re=1\times10^5$。

散热器进口是一个槽，同管道表面夹角是15°。由图8-55查得总压恢复为0.92。由下式算出附面层厚度为；

$$\delta/x=0.38/(Re_x)^{0.2}$$

因此　$$\delta=254\left[\frac{0.38}{(10^5)^{0.2}}\right]=9.652(\text{厘米})$$

$$r/\delta=0.8$$

图8-55上的r/δ约为1.4。总压恢复需用图8-36(b)的数据来修正。因此：

$$[p_{t2}/p_{t\infty}]_c=[(p_{t2}/p_{t\infty})(\text{由图8-49})\times(p_{t2}/p_{t\infty})_{r/\delta=0.8}]/(p_{t2}/p_{t\infty})_{r/\delta=1.4}$$

由此得　$$(p_{t2}/p_{t\infty})_c=\frac{0.92\times0.95}{0.97}=0.90$$

流量取的是临界值，同计算总压恢复一样，用图8-36(*b*)作了修正，即：

$$(m/m_i)_c=(m/m_\infty\ (\text{由图8-55})\cdot(m/m_\infty)_{r/\delta=0.8}/(m/m_\infty)_{r/\delta=1.4}$$

$$=\frac{1.02\times0.845}{0.895}=0.96$$

式中下标c——修正后数据；i——进口状态。

再来作通过散热器的压降曲线。假设已知发动机泄除流量m_{b1}是18.14千克/分，列出下表：

表8-2

m_{b1}	m_{c1}	ε	T_{b1}	T_{c1}	ΔT	θ	ΔT_{b1}	T_{b1}	ΔT_{c1}	T_{c1}	T_{av}	$\delta_{\sigma p}$	Δp
千克/分	千克/分		i, K	i, K	K		K	out, K	K	out, K	K	厘米水柱	厘米汞柱
18.14	18.14	0.77	761.1	394.4	622	2032	372	644.4	372	511.1	452.8	7.62	1.27
18.14	27.22	0.875	761.1	394.4	622	2310	388.7	627.8	344.2	483.3	438.9	17.78	3.15
18.14	36.29	0.93	761.1	394.4	622	2455	397	619.4	326.5	465.6	430	33	5.59
18.14	45.36	0.96	761.1	394.4	622	2534	402	614.4	314.3	453.3	423.9	50.8	8.9
18.14	54.43	0.975	761.1	394.4	622	2574	404	612.2	304.8	443.9	419.4	71.12	13

上述计算中应用了下列诸方程：

$\theta=(m_{av})_{min}\times\varepsilon(T_{1i}-T_{2i})$；

$\sigma=3.794\frac{p_{av}}{T_{av}}$　　(p_i，厘米汞柱；T_i，K)；

$\Delta p=\sigma_{\Delta p}/\frac{T_{av}}{3.794p_{av}}=\frac{\sigma_{\Delta p}T_{av}}{3.794(p_i-\Delta p/2)\times13.6}$；

ε=效率=$\frac{\text{实际传热量}}{\text{最大可能传热量}}$。

表中下标：bl——泄除；cl——冷却；i——入口；out——出口；av——平均。

算出热流体所损失的能量或冷流体所增加的热量之后，即可算出实际传热量。温度变化最多的流体，其m_{av}值最小，而且就用它来计算传热量。显然，一种流体吸收的热量必等于另一种流体释放的热量。

图8-70示出了上列表格中的结果。上述方法的简化方法是，　只要计算这些点中的一个点，把它画在对数坐标纸上，通过该点作一条斜率等于α的直线即可。这样就得到了图示之典型的损失曲线，进口处压强是已知的，并假设在平滑进气口之后紧接一个$A_2/A_1=2$的扩压器。确定了进口位置处的总压恢复及流量之后，在假设流量最大的那一点处的换算流量就算出来了。

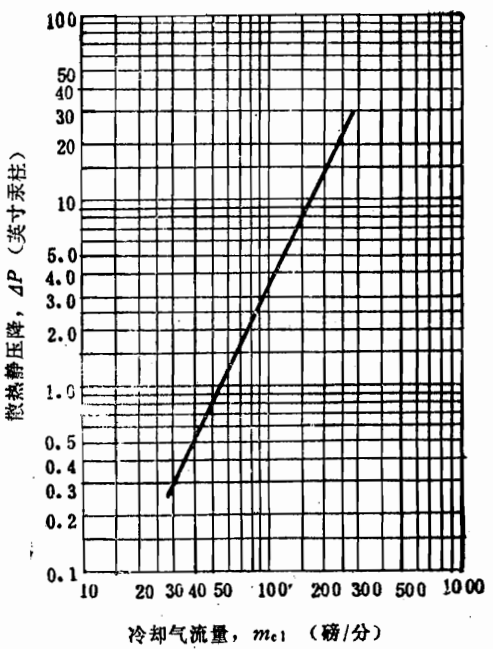


图8-70　算例中所用的散热器压强损失

对于流经本例所选系统的空气流量，计算流量匹配的选代方法如下：

M＝0.55时，换算流量参数$\frac{m_\infty\sqrt{\theta_{t\infty}}}{\delta_{t\infty}A_1}$＝192.3405此处$\delta_t$为总压与标准压强之比；

A_1＝0.01548(米²)；

δ_t＝68276.18/101379.78＝0.673；

$\sqrt{\theta_{t\infty}}$＝$\sqrt{394.4/321.7}$＝1.1072；

$m_\infty=\frac{192.3405\times0.01548\times0.673}{1.1072}$＝1.81(千克/秒)；

m/m_∞＝0.96(前已求出)；

$m_{实际}$＝0.96×1.81＝1.74　m_i＝104.4(千克/分)；

$p_{t1}/p_{t\infty}$＝0.9；

p_{t1}＝0.9×68276.18＝61448.56(牛/米²)；

δ_{t1}＝61448.56/101379.78＝0.6061；

$\frac{m_i\sqrt{\theta_{t1}}}{\delta_i\ A_i}=\frac{1.74\times1.1072}{0.6061\times0.01548}$＝205.330；

M_i＝0.611；

p_{t1}/p_i＝1.286；

p_i＝61448.56/1.286＝47782.7(牛/米²)；

q_i＝0.7$p_i M_i^2$＝0.7×47782.7×(0.611)²＝12486.8(牛/米²)。

下一步是确定扩压器中的损失。它的结构形状象一个60°的过渡弯管，损失系数可以 用文献〔15〕中的数据来确定。

算得：$\Delta p/q$＝0.8；

Δp_t＝12486.8×0.8＝9989.44(牛/米²)；

$p_{t1}=p_{t_i}-\Delta p_t$＝61448.56－9989.44＝51459.12(牛/米²)；

δ_1＝51459.12/101379.78＝0.5076；

$\frac{m\sqrt{\theta_{t1}}}{\delta_1 A}=\frac{1.74\times1.1074}{0.5076\times0.03096}$＝122.6115；

M_1＝0.312；

p_{t1}/p_1＝1.07；

p_1＝48092.64(牛/米²)。

由图8-70得知，当空气流量为98.9千克/分时，可读得Δp为45.7厘米汞柱。于是：

Δp＝60827.87(牛/米²)；

p_{out}＝48092.64－60827.87＝－12735.23(牛/米²)。

这同17241.5牛/米²的出口状态不匹配，说明开始估算的最大流量不合适，现在要减少流量，重复上述过程，一直到按所选流量得到的出口压强同出口状态相匹配为止。

下面来确定出口动量，出口是一个15°的槽，从图 8-11查出一个速度系数及流量系数，系统的流量是知道的，出口总压已确定了，出口面积和温度已经得出来了，于是出口流量参数就可以求出。这同第8.5节的数据是匹配的。

处理这种进气口、散热器出口匹配问题的较好方法，是先取一系列流过此系统的流量，由此解出损失和出口面积。画出冷却流量随出口面积变化的曲线，就可以用已知的出口面积去查此曲线，求出冷却流量。出口动量则由第8.5节的图线求出。

这个动量是附加到飞机推力上的恢复动量。算出某个典型飞行任务之下的一系列恢复动量值，并画出其随马赫数变化的曲线。然后把这个一般性的方法用于飞行包线的其它部分。

8.7.2 辅助装置的冷却阻力

对于本节中讨论的装置，其损失曲线，可从制造厂得到。诸如冷却发电机或隔舱等用的附加冷却风斗，只给出气流加进很少的能量。这些辅助开口引起的损失同净推力相比往往很小。估算这些损失的常规方法是假设一个从自由状态到出口状态的总动量损失。例如，某些发动机隔舱中有一道横向的防火墙把压气机同燃烧室分开。冷却燃烧室的空气是用向外伸到自由流中的一些冲压风斗引进机舱的，其损失就算作是进口气流总动量(mV_∞^2)。空气流量 m 按流量参数 ($m_\infty\sqrt{\theta}/(\delta A)$)、飞机的自由流状态以及风斗的实际面积算出。关于发电机的冷却问题，一定要按照散热器那一节中所述办法进行类似的计算来检验冷却是否适当。但是，关于阻力的估算，则认为进口总动量全部损失掉了。

8.7.3 附面层泄除阻力

为了使推力最大和进气道工作稳定，必须把积累在进气道表面上附面层除掉，提供最佳的总压恢复，使推力最大。泄除附面层的常用方法有三种，即多孔板、平滑风斗以及冲压风斗。前面已经分别讨论过这些型式的进气口，并给出了估算总压恢复及流量的方法。主要问题是要使流过系统的损失减至最小。A-5A 原先采用了多孔斜面来消除进气道表面上的附面层增长，但出现了一系列问题，主要是该飞机这部分采用蜂窝状加强结构后，加工很困难，成本也很高。进气道第一个可调斜面的开孔度大约是10%。图8-72示出了典型的泄除流量。图8-71则示出对总压恢复的影响。气流流入斜面后的一个气室中，并同来自其它泄除区的气流隔开。气流通过一个15°的平滑出口排出机外。附面层的泄除阻力则是经该系统的泄出气流的动量变化。进口动量的算法是用增加一定百分数的泄除流量的方法算在进气道的冲压阻力里。

$$X_d = m_1 V_\infty \left[1 + \frac{m_{b1}}{m_1} + \frac{m_{sa}}{m_1} + \frac{m_b}{m_1} \right]$$

式中 X_d——进气道冲压阻力；

m_{sa}——散热器用的冷却流量；

m_b——从进气道旁路引走的空气流量；

m_{b1}——泄除空气流量。

为了分析附面层泄除系统，需要逐项分析它的损失，确定到出口处的压降。因为流量是已知的，所以，可以算出换算流量参数。按出口压强比可以确定流量比及速度系数，并算出出口处的动量。沿飞行方向的恢复动量要加到飞机推力上去。

上述关于多孔斜面的问题，开槽斜面和多孔斜面两种附面层泄除系统工作得很好，开槽斜面加工较易。所以 RA-5C 飞机用开槽斜面来代替多孔斜面。下面举一个附面层泄除阻力分析的实例。

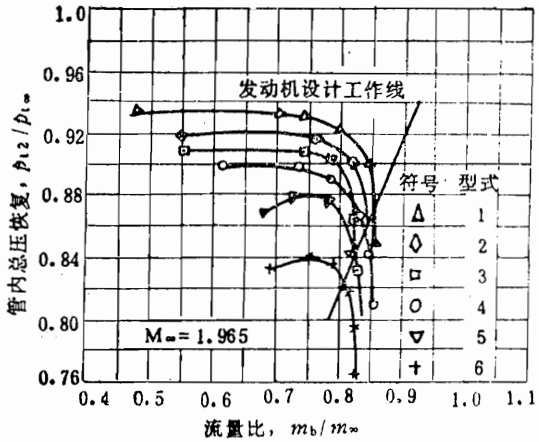


图3-71 斜面泄除对进气道性能的影响

1—基本上全部泄除；2—无槽泄除；3—无后斜面泄除；4—只有前斜面泄除；5—只有后斜面泄除；6—无泄除。

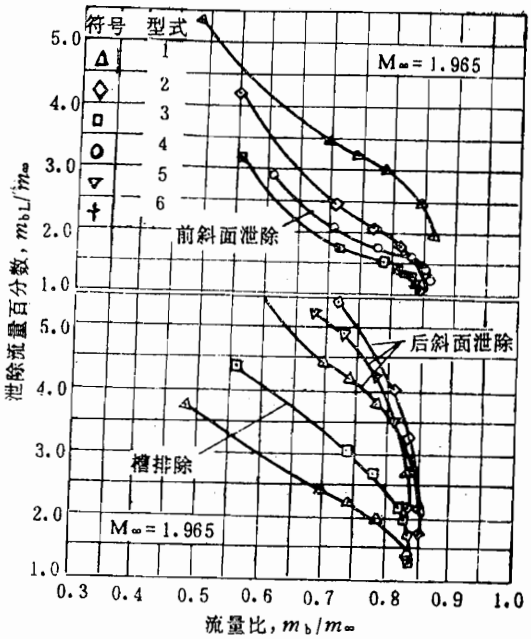


图8-72 斜面泄除的流量

1—基本上全部泄除；2—无槽泄除；3—无后斜面泄除；4—只有前斜面泄除；5—只有后斜面泄除；6—无泄除。

假设一种飞行状态，比如说，$M_\infty=1.8$，高度为10668米，标准大气。第一个固定斜面是8.5°，可调的第二个斜面调到14°。第二个斜面上的马赫数接近于1.3。泄除槽位于前缘后面127厘米处。算得附面层厚度是1.27厘米。泄除槽的喉部高度是2.54厘米，因此，$r/\delta=2.0$。泄除槽的倾斜角约为30°。由图8-57的曲线可得总压恢复 0.44。这个总压恢复再用图 8-39上的恢复值来加以修正。总压恢复是$0.44\times0.87\div0.83=0.46$。流量比是0.43，并且必须用不同的附面层高度比值r/δ予以修正($m/m_\infty=0.448$)。

自由流的换算流量是用总压恢复及流量比来修正的。

因为：$\left(\dfrac{m_\infty\sqrt{\theta_{t\infty}}}{\delta_{t\infty}A_i}\Big/\dfrac{p_{ti}}{p_{t\infty}}\right)_c\left(\dfrac{m}{m_\infty}\right)=\dfrac{m_i\sqrt{\theta_{ti}}}{\delta_{ti}A_i}$；所以，$\dfrac{m_i\sqrt{\theta_{ti}}}{\delta_{ti}A_i}=\dfrac{226.45\times0.448}{0.46}=220.54$；

给定：$A_i=0.0129$米^2，$\sqrt{\theta_{ti}}=1.12$，$\delta_{ti}=0.62$；

则，$m=\dfrac{m_i\sqrt{\theta_{ti}}}{\delta_{ti}A_i}\left(\dfrac{A_i\delta_{ti}}{\sqrt{\theta_{ti}}}\right)=1.575$(千克/秒)。

从等熵表查得泄除槽进口马赫数是：

$$M_L=0.702$$

由此定出q_L：

$$q_L=\frac{k}{2}p_t M_1^2=0.7\times44551.93\times(0.702)^2=15368.76\text{(牛/米}^2\text{)}。$$

根据文献[15]，排气损失是假设总损失为q而算出的。

$\frac{\Delta p}{q}=1.0$，于是$\Delta p=15368.76$(牛/米^2)。

这样，泄除气流的总压就是

$$p_{t2}=p_{t\infty}(p_{t1}/p_{t\infty})-\Delta p=61862.4-15368.8$$
$$=46493.6(\text{牛/米}^2)$$

这就建立起了入口总压同出口静压之比，并确定了流量比。排气出口所能通过的空气流量可由第8.4.3节中关于出口的图线来确定。排气角为15°时，应用图8-11得流量系数为0.93，所能通过的最大流量(壅塞状态)是1.179千克/秒。这个出口流量小于按进口状态所假设的流量。因此，必须修正进口流量，并重复上述过程，直到出口流量同假设的流量匹配为止。

8.7.4 附面层分流器的阻力估算

8.7.4.1 尺寸考虑

在研究气动布局的最后设计阶段，必须确定附面层厚度，并定出附面层分流器的尺寸。文献[12]的研究结果已得出了确定旋成体上附面层厚度的精确方法，下面来说明有关的公式。

$$\delta^*=0.0475\frac{1+0.35M_\infty^2}{(1+0.176M_\infty^2)^{0.44}}\cdot\frac{l_t}{(Re_t)^{0.2}}$$

式中：l_t——由紊流起始点到所讨论点的当量平板长度；

$$Re_t=\left(\frac{\rho V}{\mu}\right)_\infty l_t$$

改写上述方程，得：

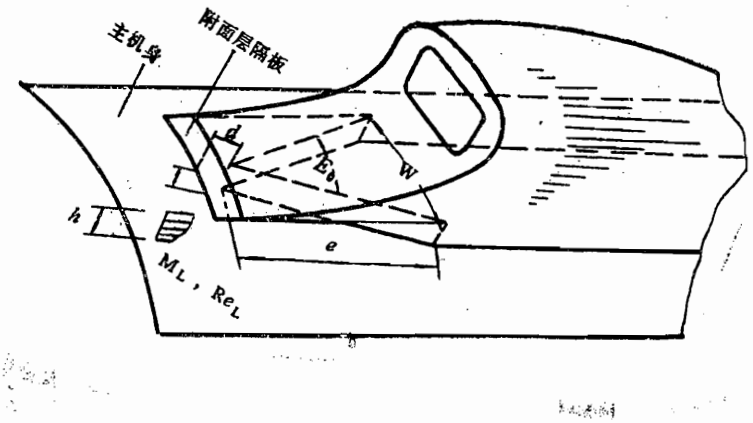


图8-73 附面层分流器的几何形状

$$\left(\text{tg}\frac{E}{2}=\text{tg}\theta=\frac{w}{2e};\ A_\pi=wh;\ A_w=2dw+we+\frac{wh}{\sin\theta};\ \frac{A_w}{A_\pi}=\frac{2d}{h}+\frac{w}{2h\text{tg}\theta}+\frac{1}{\sin\theta}\cdot\right)$$

$$\delta^*=\phi_1(M)\frac{l_t^{0.8}}{\left(\frac{\rho V}{\mu}\right)_\infty^{0.2}}$$

$$\delta=\delta^*\frac{\delta}{\delta^*}=\frac{\delta}{\delta^*}\phi_1(M)\frac{l_t^{0.8}}{\left(\frac{\rho V}{\mu}\right)_\infty^{0.2}}$$

式中　δ/δ^*示于图 8-75上；

$\phi_1(M)$示于图 8-76 上；

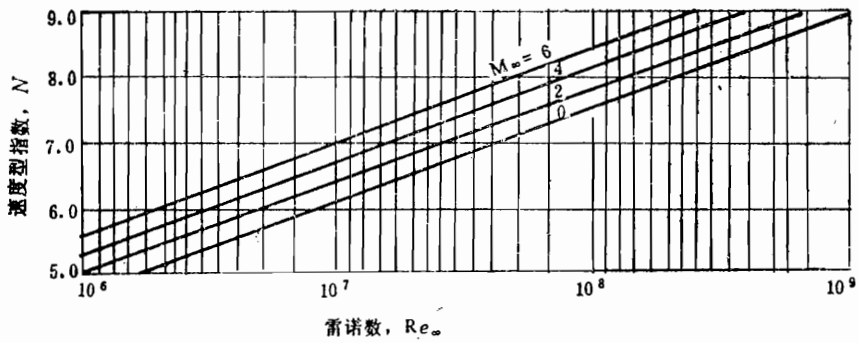


图8-74　紊流附面层的速度型特性

（绝热壁　$Re_\infty=\frac{\rho V_\infty S}{\mu}$）

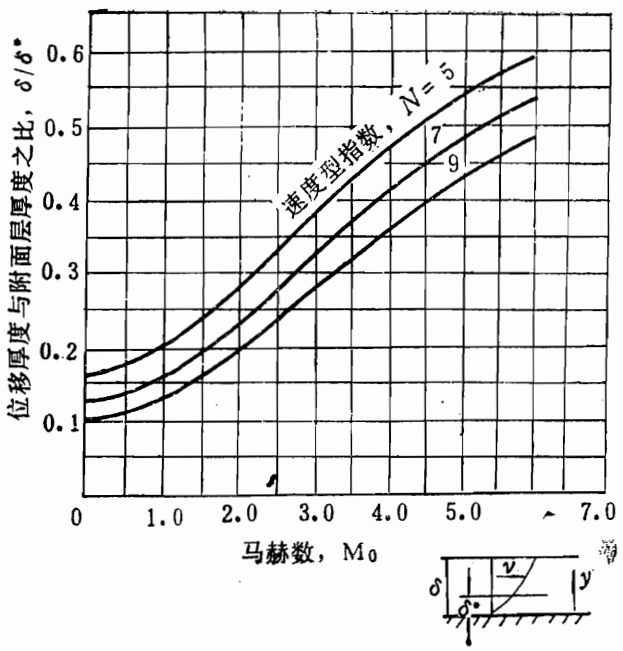


图8-75　紊流附面层的速度型特性

（$\frac{v}{\delta}=\left(\frac{v}{V}\right)^N$　绝热壁）

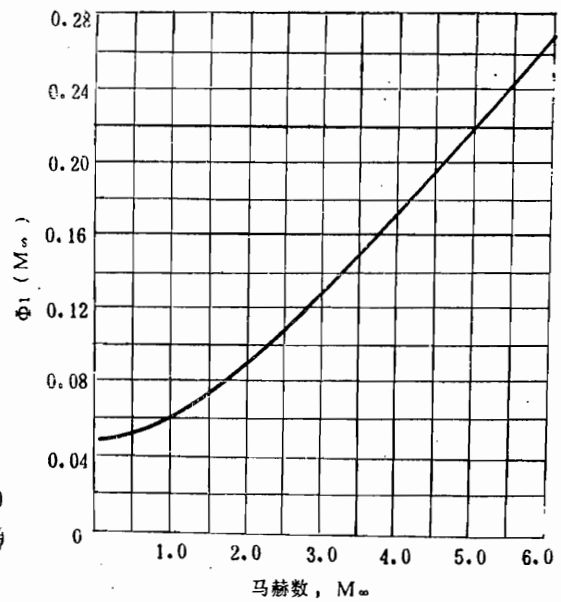


图8-76　一个马赫数的函数(紊流附面层)

（$\phi_1(M_\infty)=0.0475\frac{1+0.35M_\infty^2}{(1+0.176M_\infty^2)^{0.44}}$）

$(\rho V/\mu)_\infty$示于图 8-77 上；

l_t由图 8-78 确定。

确定距离 l_t 的方法是先求出物面上转换点的位置 l_{tr}，再把这个长度从所讨论点在物面上的总长度 l 中减去，于是 $l_t=l-l_{tr}$，且 $l_{tr}=\mathrm{Re}_{tr}\Big/\left(\frac{\rho V}{\mu}\right)_\infty$

此处的转换雷诺数(Re_{tr})示于图 8-78 中。算出 l_t 之后，还必须进行修正，把 l_t 化为它的当量平板长度 $\bar{l}_t$。这一修正考虑了因前机身横截面积顺流增大而使附面层变薄的影响。前机身可以大致分成两个截锥体，其当量平板表面的长度由图 8-78 确定。求附面层厚度的一种近似方法(该法求出的 δ 值比较保守)是假设从前机身头部到进气口全部是紊流，并认为前机身是平板。由通用公式：

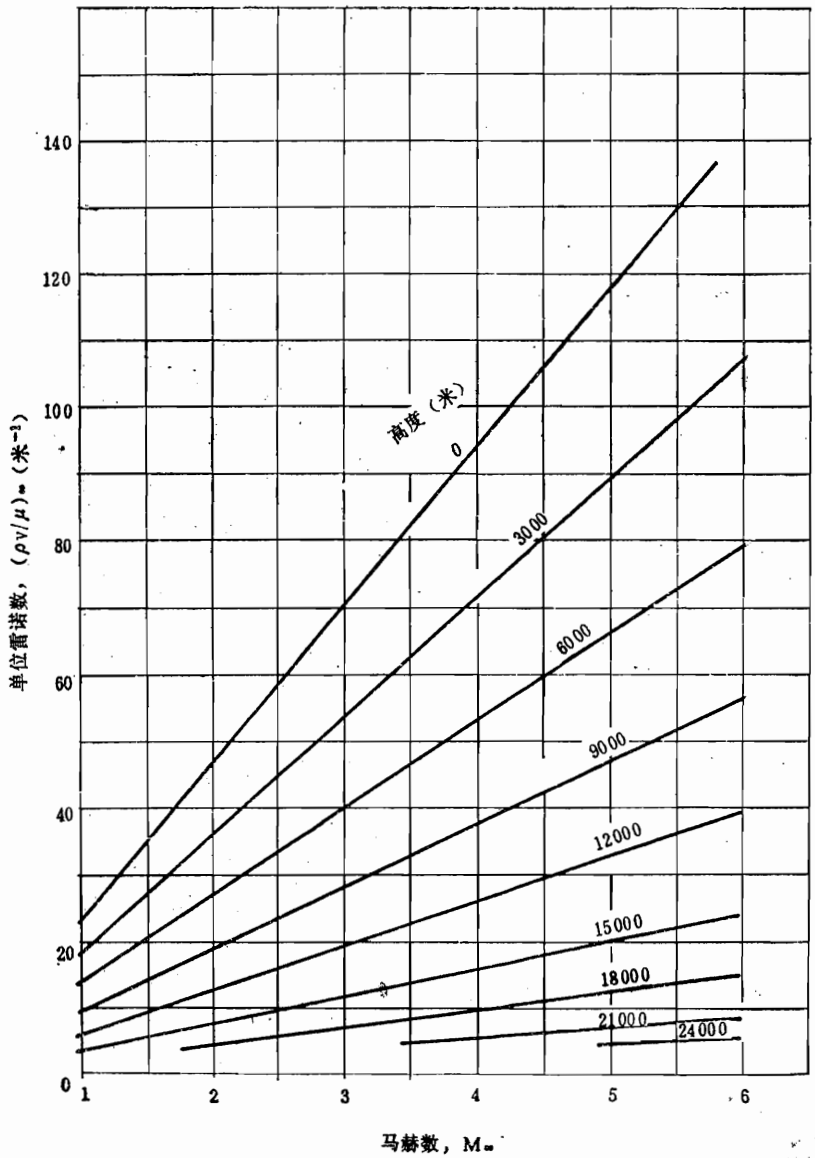


图8-77　单位长度的自由流雷诺数

$$\vartheta/x=0.38/(Re)^{0.2}$$

求出附面层厚度。工业上采用的实际方法是用附面层分流器除去按上式算出的附面层的70%。若采用更准确的式子，建议把附面层全部除去。

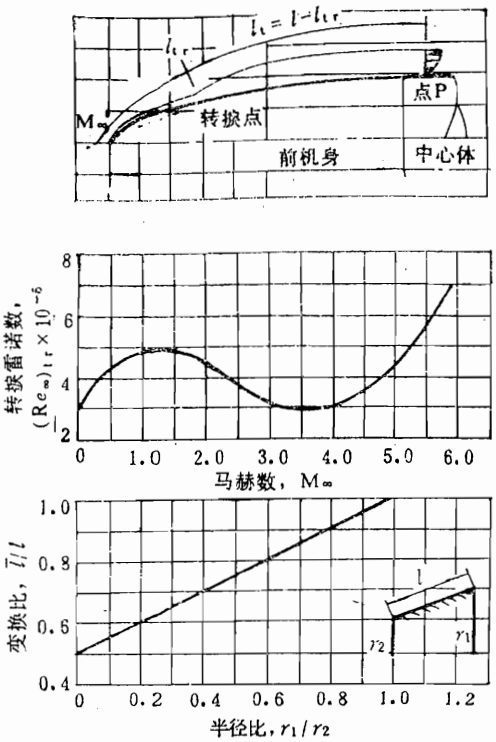


图8-78 紊流附面层的当量平板长度
(a)转换雷诺数；(b)当量平板距离；
(1—当量平板距离。)

影响分流器阻力的其它设计参数是系统的湿面积、分流器的折角以及通道的扩张角。从文献〔10〕中可查到各种分流器系统的设计原则。简单地说，就是附面层隔板前缘应当是后掠的，它同进口处的激波形状一致，而且分流器的顶点应在附面层隔板顶点之后，至少要有分流器高度那么远。为了减小压差阻力与摩擦阻力，并使折角(及侧向速度)减至最小，分流楔的夹角应取为等于或小于20°。为了防止分流器通道中形成旋涡，各拐角处的半径应该大一点。为了把流动阻力减至最小并防止壅塞，通道在纵横两个方面都必须扩张。

8.7.4.2 阻力的估算

分流系统的阻力可分为两部分：(1)楔的压差阻力；(2)由楔、隔板及机身各部分组成的整个系统的表面摩擦阻力。这里介绍的方法给出了分流器和隔板遮蔽区内附加湿表面上的总阻力。图8-73是一个典型的附面层分流系统，依图规定了总的湿面积S_w。压阻系数以参数形式表示在图8-79～8-81上。表面摩擦阻力按图8-82及8-83计算。图8-84是实验结果同所述计算方法的比较。虽然给出的数据是属于分流楔尖后错距离为零的情况。但此阻力估算方法可用于后错距离等于2δ的情况。

表面摩擦计算所考虑的面积包括分流楔两侧、隔板下侧由前缘到分流楔底和分流器遮蔽区内的机身湿表面积。图8-73表示出一个装矩形隔板的分流系统的湿面积的算法。

表面摩擦阻力取决于雷诺数及马赫数。雷诺数可由图8-77查得的单位雷诺数乘以到进口的距离而求得。摩擦系数由图8-82求得。图8-83示出了在本方法中所用到的某些实验数据的相互关系。

关于阻力的计算，我们推荐下列计算步骤：(1) 给定M_∞、高度、分流器的几何形状、附面层厚度。(2) 计算图8-79～8-81所需要的各个参数。这些参数是马赫数、雷诺数、θ、h/δ、d/δ、A_w、A_x的函数。具体用的是自由流马赫数及以物面上以进口的距离为准的雷诺数。(3) 由图8-79～8-81算出C_{xp}。这个系数以迎风投影面积为参考面积。(4) 由图8-83及8-84算出C_{xf}：

$$C_{xf}(\text{参考面积为}A_w)=(C_{fw})\frac{C_{xf}}{C_{fw}}$$

$$C_{xf}(\text{投影面积})=C_{xf}(\text{湿面积为}A_w)\left(\frac{A_w}{A_x}\right)$$

(5)算出以投影面积为参考面积的总阻力参数：

$$C_{xt}=C_{xp}+C_{xf}$$

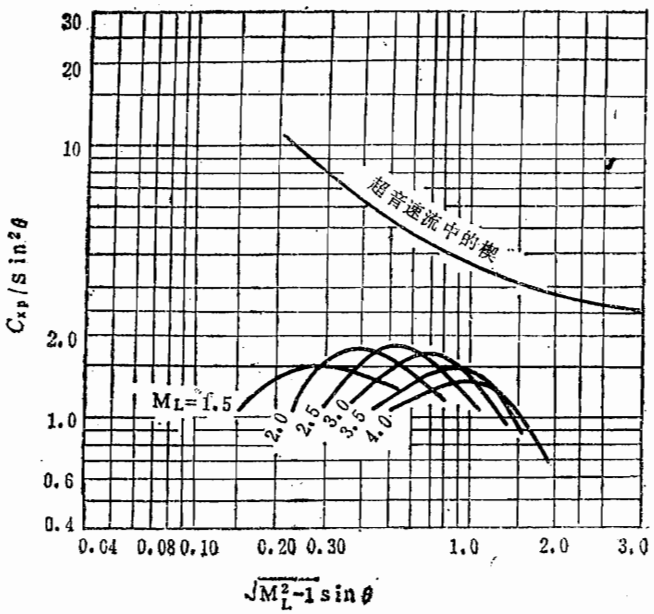


图8-79　楔形分流器的压差阻力系数

($h/\delta=0.75$；　$d/\delta=0$。)

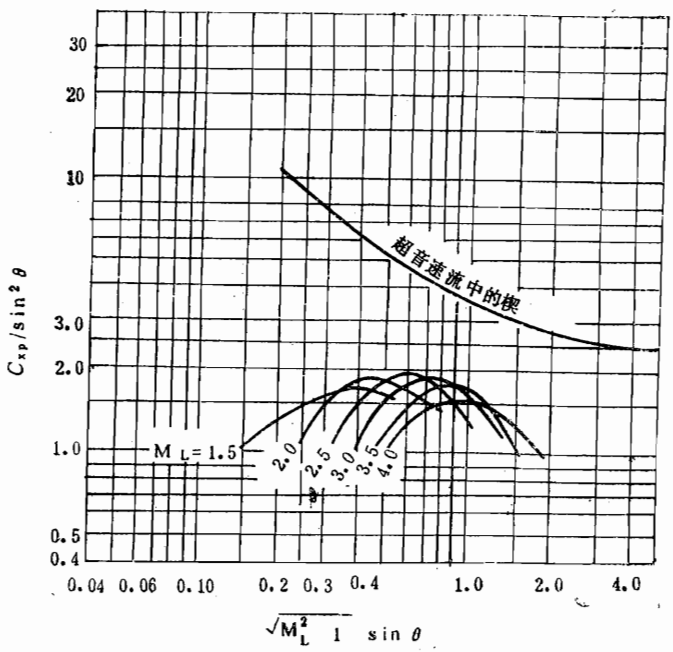


图8-80　楔形分流器的压差阻力系数

($h/\delta=1.0$；$d/\delta=0$。)

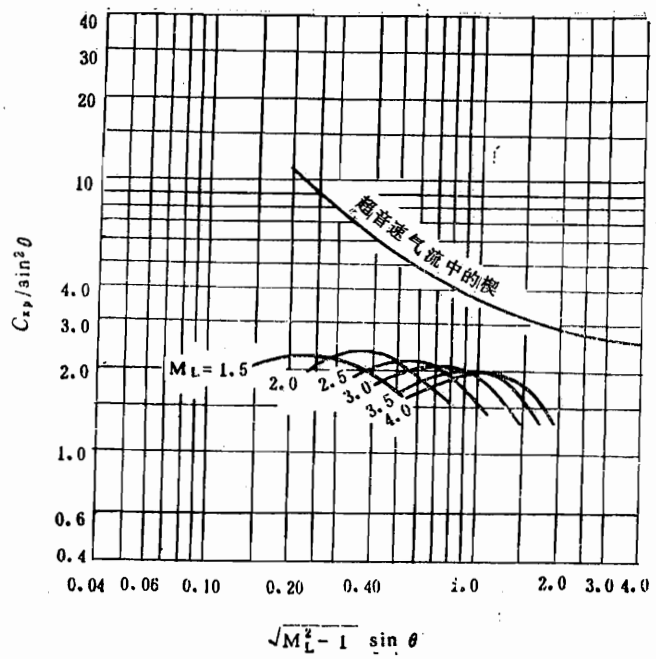


图8-81　楔形分流器的压差阻力系数

($h/\delta=1.25$；$d/\delta=0$。)

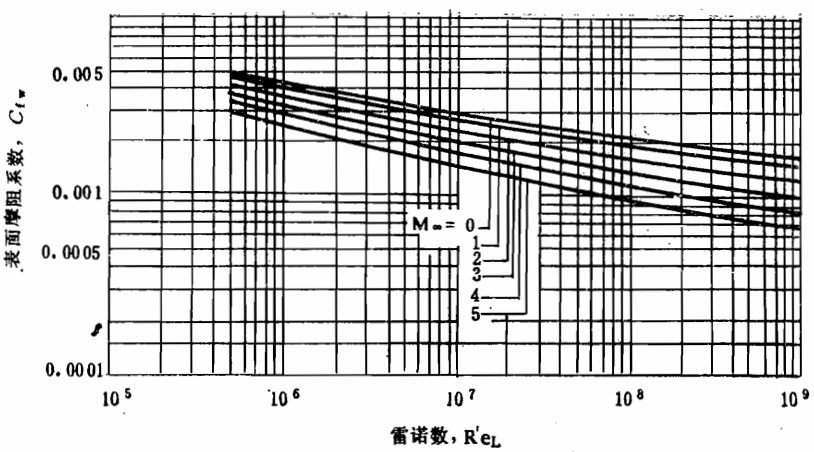


图8-82　楔形分流器的摩擦阻力系数(紊流)

(注：C_{f_w}以附面层隔板遮蔽区内的总湿面积为准。)

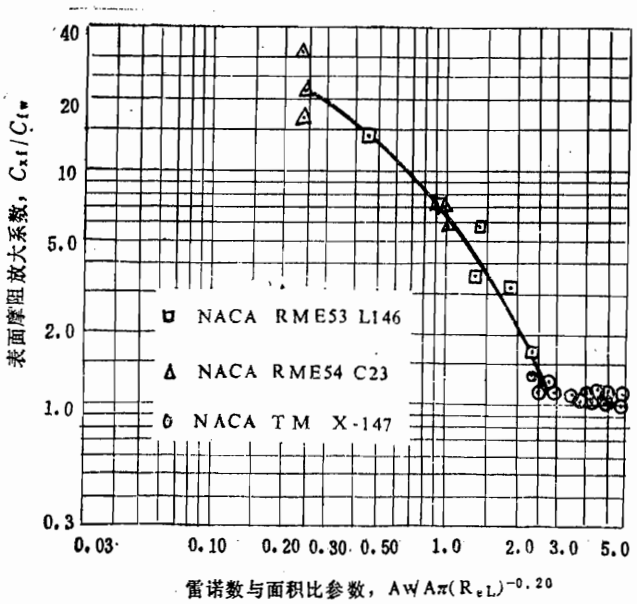


图8-83 楔形分流器摩阻放大系数

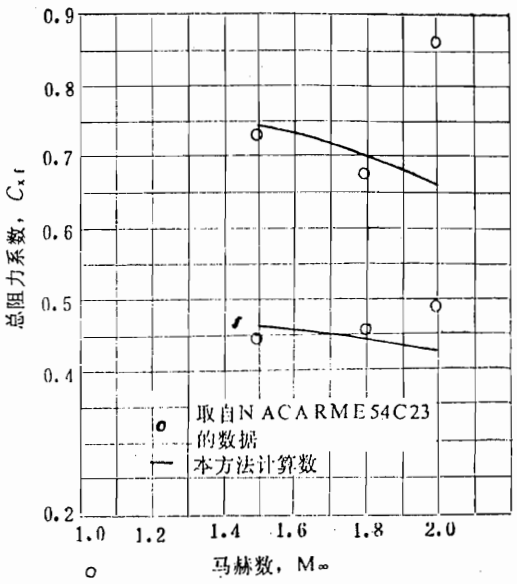


图8-84 计算结果同实验数据的对比

8.7.5 旁路门阻力

旁路门的阻力按照计算散热器阻力及附面层泄除阻力类似的方法计算。但这时有一个必须考虑的阻力附加项，就是暴露在自由流中的旁路门上的压差阻力。有些设计使旁路门不暴露在自由流中，就没有这一项阻力了。一种偏于保守的估算是假设以迎风投影面积为参考面积的阻力系数等于1.17。

8.7.6 隔网阻力

有时，为了防止外来物吸入发动机，各开口处都必须装隔网。确定隔网损失及载荷的可

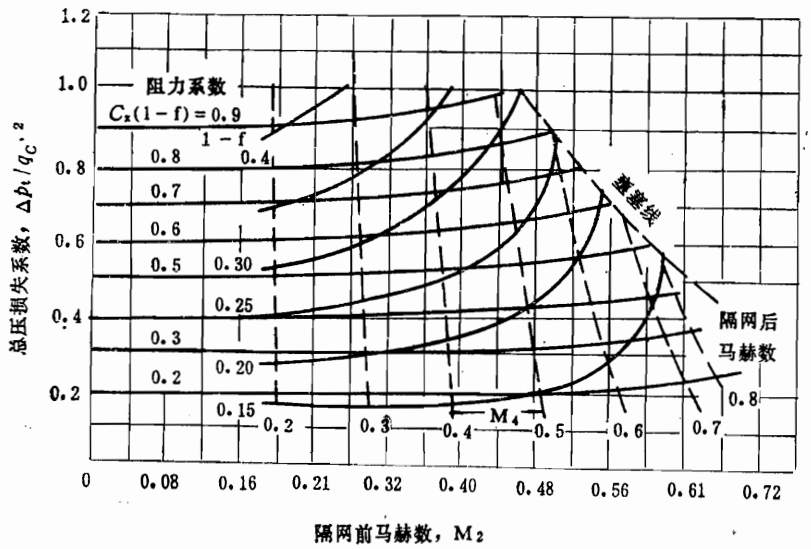


图8-85 损失系数值由0到1.0的平直隔网总压损失系数的设计图线

$\left(f=\frac{\text{流通面积}}{\text{总面积}}\right)$

用数据很多。图8-85给出一条曲线，可用来确定经过一道隔网的压降和阻力，图中的阻力系数是以自由面积比以及来流马赫数为基准的。

参 考 文 献

[1] Dennard, John S., A Transonic Investigation of the Mass Flow and Pressure Recovery Characteristics of Several Types of Auxiliary Air Inlets, NACA RML57B07.

[2] Pennington and Simon, Internal Performance at Mach Numbers to 2.0 of Two Auxiliary Inlets Immersed in Fuselage Boundary Layer, NACA RM E53L28b.

[3] Donnenberg, Gambucci, and Weiberg, Perforated Sheets as a Porous Material of Distributed Suction and Injection, NACA TN 3669, April, 1956.

[4] Deway, Paul E.,A Preliminary Investigation of Aerodynamic Characteristics of Small Inclined Air Outlets at Transonic Mach Numbers, NACA Report No.TN 3442, May, 1955.

[5] Simon and Kowalski, Charts of Boundary Layer Mass Flow and Momentum for Inlet Performance Analysis Mach Number Range 0.2 to 5.0, NACA TN 3583.

[6] Donnenberg, Weiberg, and Gambucci, The Resistance to Air Flow of Porous Materials Suitable for Boundary Layer Control Applications Using Area Suction, NACA TN 3094, January 1954.

[7] Yates, E.C., On the Permeability of Porous Materials, NACA TN 3596, January, 1956.

[8] F.K.利特尔等编，钱翼稷等译：《内流空气动力学手册》，国防工业出版社，北京，1982。

[9] 刘宏本，进气口性能计算，南京航空学院，1977.4。

[10] Davis and Scherrer, Aerodynamic Principles for the Design of Jet Engine Induction Systems, NACA RM A55F16, 1956.

[11] Vick, Allen R., An Investigation of Discharge and Thrust Characteristics of Flapped Outlets for Stream Mach Numbers from 0.40 to 1.30, NACA Report No.4007, July, 1957.

[12] Abdalla, Kaleel L., Performance Characteristics of Flush and Shielded Auxiliary Exits at Mach Numbers of 1.5 to2.0,NASA Memo 3-18-59E, June, 1959.

[13] McLafferly, G.H., Krasnoff, E.L., Ranard, E.D., Rose, W.G., Vergara, R. D., Investigation of Turbojet Inlet Design Parameters, United Aircraft Corporation Research Department Report No.R-0790-13, December, 1955.

[14] Hessman, F.,Drag of Boundary Layer Diverter Systems at Supersonic Speeds,NA64H -918.

[15] SAE Aero Space Applied Thermodynamics Manual.

[16] McLafferty, George, The Theoretical Pressure Recovery Through a Normal Shock in a Duct with Initial Boundary Layer, Journal of Aeronautical Sciences, March, 1953.

[17] Dennard, John S.,The Total Pressure Recovery and Drag Characteristics of Several Auxiliary Inlets at Transonic Speeds, NASA Memo 12-21-58L, December, 1958.

[18] Schrello, D.M., A Method for Estimating the Flow Characteristics of Permeable Material Suitable for Boundary Layer Control Applications, NA58H-354, July, 1958.

[19] Bray, Richard S., and Innis, Robert C., Flight Test of Area Suction on a Fighter-Type Airplane with 15° Sweptback Wing, NACA RM A55C07, 1955.

[20] Nelson, William J., and Dewey, Paul E., A Transonic Investigation of the Aerodynamic Characteristics of Plate-and Bell-Type Outlets for Auxiliary Air,NACA RM L52H20, 1952.

[21] Sacks, Alvin H., and Spreiter, John R., Theoretical Investigation of Submerged Inlets at Low Speeds, NACA TN 2323, 1951.

[22] Davis, Wallace F., and Goldstein, David L., Experimental Investigation at Supersonic Speeds of Twin-Sooop Duct Inlets of Equal Area.II-Effects of Slots upon an Inlet Enclosing 61.5 Percent of th Maximum Circumference of the Forebody , NACA RM A8C11, 1948.

[23] Goelzer, H.Ered, and, Cortright, Eagar M., Investigation at Mach Number 1.88 of Half of a Conical-Spike Diffuser Mounted as a Side Inlet with Boundary-Layer Control, NACA RM E51G06, 1951.

[24] Piercy, Thomas G., and Johnson Harry W., A Comparison of Several Systems of Boundary-Layer Removal Ahead of a Typical Conical External-Compression Side Inlet at Mach Numbers of 1.88 and 2.93, NACA RM E53F16, 1953.

[25] Anderson, Warren E., and Frazer, Alson C., Investigation of an NACA Submerged Inlet at Mach Numbers from 1.17 to 1.99, NACA RM A52P17, 1952.

[26] Callaghan, Edmind E, and Bowden, Deao T., Investigation of Flow Coefficient of Circular, Square,and Elliptical Orifices at High Pressure Ratios, NACA TN1947, 1949.

[27] Stokes, George M., Davis, Don D., Jr., and Sellers, Thomas B., An Experiments Study of Porosity Characteristics of Perforated Materials in Normal and Parallel Flow, NACA TN 3085 1954(Supersedes NACA RM L53H07.)

[28] Devey, Paul E., A Preliminary Investigation of Aerodynamic Characteristics of Stall Inclined Air Outlets at Transonic Mach Numbers, NACA TN 3442, 1955.(Supersedes NACA RM L53C10.)

[29] Nelson, William J., and Devey, Paul E., A Transonic Investigation of the Aerody namic Characteristics of Flate and Bell-Type Outlets for Auxillary Air, NACA RM L52H20, 1952.

[30] RosMllo, F, M., Internal-Flow Systems for Aircraft, NACA Rep 713, 41. (Supersedes NACA TN 777.)

[31] Annenoerg, Rcber, E.Weiberg, Janes and Gembucci, Bmuno J., The Resistance to Air Flow of Porous Materials Suitable for Boundary-Layer-Control Applications Using Area Suction, NACA TN 3094, 1954.

[32] Debeall, I.E., Goraon, S., Badertscher. R. F., and Swager, W. C, Evaluation of Porous Materials for Boundary Layer Control, Progress Rep.1, Battele Memorial Institute, Columous, Ohio, Mar., 1955.

[33] Dannanberg, Robert E.and Welberg, James W., Effect of Type of Porous Surface and Suction Velocity Distribution on the Characteristics of a 10.5-Percent-Thick Air-

foil with Area Suction, NACA TN 3093, 1953.
[34] Simon, Paul Cu,and Kowalski Kenneth L., Charts of Boundary Layer Mass Flow and Momentum for Inlet Performance Analysis Mach Number Range,0.2 to 5.0, NACA TN 3583, 1955.
[35] 俞勤芳主编：《飞行器空气调节系统》，国防工业出版社，北京，1980。

第九章　进排气系统与飞机各部分的干扰

9.1　引言

进排气系统的流动会与飞机其它部件的外部流动发生强烈的相互作用，从而对进排气系统和飞机各部件的性能发生重大影响。因此，必须把进排气系统与飞机其它部件很好地结合在一起考虑，以减少或避免不利的相互干扰，尽量利用有利的相互干扰，这是飞行器设计工作中极其重要的一个方面。

由于进排气系统和飞行器其它部件的具体几何形状及相互配合位置多种多样，所产生的流动现象也极其复杂，所以，对于进排气系统与飞机其它部分的干扰，目前还未形成完整的试验、计算和设计方法。本章仅提供这方面已进行的主要工作情况和一些工程估算方法，供初步设计参考。

9.2　进气道与飞机的相互干扰

9.2.1　进气道安装型式的效果举例

进气道的安装型式对其工作环境和性能有很大影响。由于首先要满足飞机总体布局的综合要求，通常并不能完全自由地选择安装型式。大多数高性能军用飞机都装有大尺寸的雷达天线罩，此外，武器发射、隐身技术等也有要求，所以进气口常布置在机头之后某个位置。这就提出了一个在机身周围何处安装进气道的问题。并不存在一种固定不变的评定安装型式好坏的办法。下面提供的资料是想说明安装型式是设计中的一个重要问题，在研制中应充分研究进气道所处的工作环境。

文献[1]对矩形的两侧式进气道、机身屏蔽式进气道(腹部进气道)、机翼屏蔽式进气道以及孤立式进气道(相应于机头进气)作了对比性试验研究。前三种进气道都安装在相同形状的机身上，机身下部形状是比较圆滑的。试验结果见下列各节。

9.2.1.1　各种安装型式进气道的进口流场

图9-1给出了自由流马赫数$M_\infty=2.2$、迎角$\alpha_\infty=15°$、侧滑角$\beta_\infty=0°$时各种安装型式的进气道，其进口处当地流动角的试验结果。从图上可以看出，两侧式进气道和屏蔽式进气道的进口流场有很大差别。由于机身周围有上洗流，使两侧式进气道进口的当地迎角α_L成为12°～24°；而屏蔽式进气道进口的当地迎角非常小，例如机翼屏蔽式的α_L只在$-1°$～4°的范围内。三种进气道的当地侧滑角β_L近似相同，都在0°～8°左右，但分布情况不同，对于两侧式进气道，侧滑角大的气流位于进气道内侧下方(靠近侧壁和唇口)；而对屏蔽式进气道，气流绕机身或机翼底部上洗而流向飞机上部的低压区，所以在外侧上方，气流的侧滑角较大。

图9-2给出了在自由流马赫数$M_\infty=0.9$、1.6、2.2，侧滑角$\beta_\infty=0°$，迎角α_∞从0°～25°时

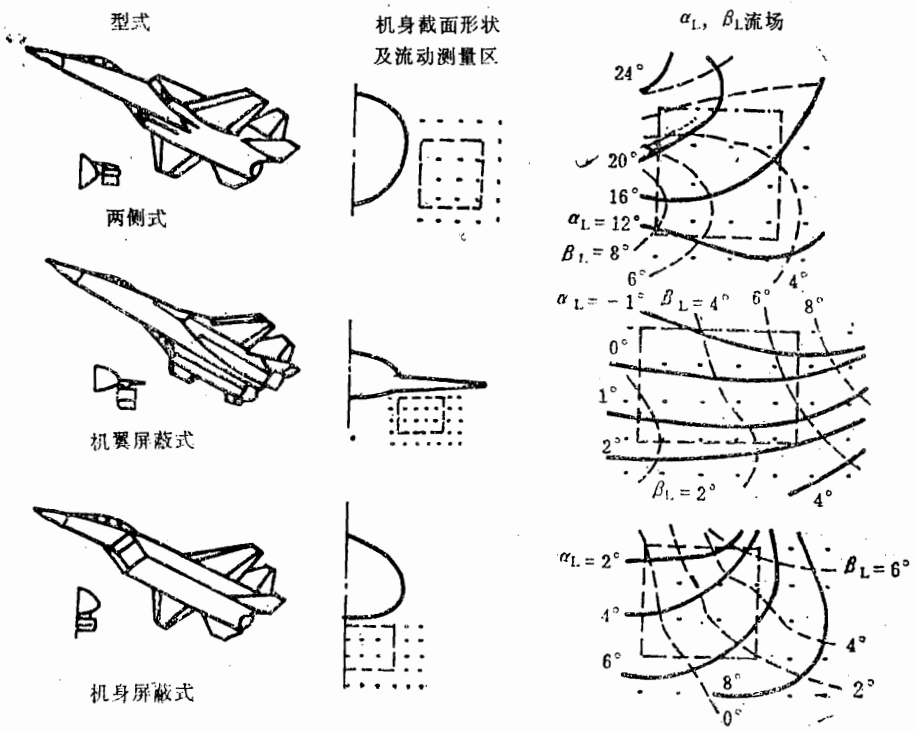


图9-1 进气道安装型式对进口流动角的影响
($M_\infty=2.2$, $\alpha_\infty=15°$, $\beta_\infty=0°$)

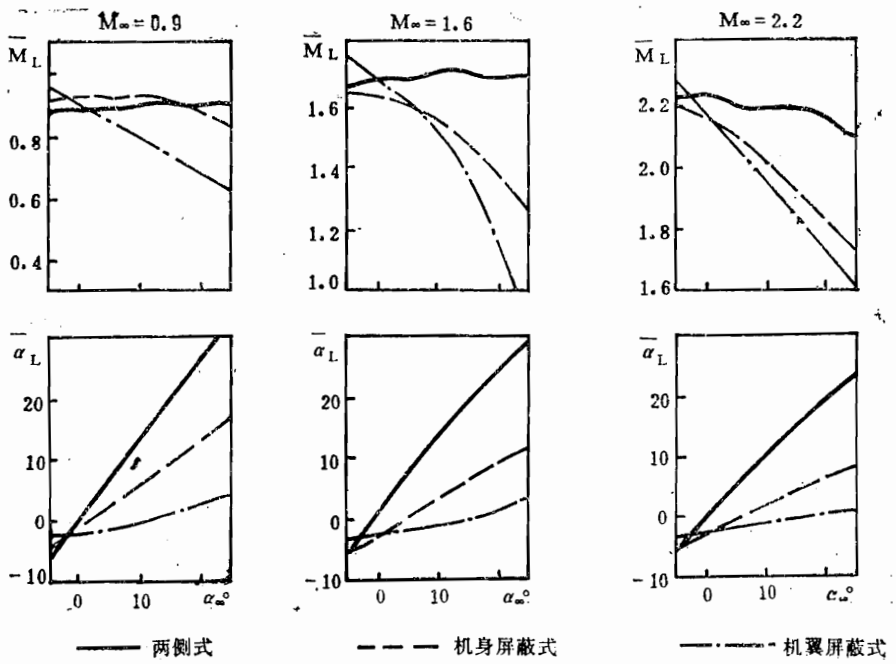


图9-2 进气道安装型式对进口平均流场的影响
($\beta_\infty=0°$)

进气道安装型式对进口平均流动条件的影响。可以看到，流场的差别是令人瞩目的。在大迎角时，屏蔽作用使当地马赫数和迎角大为降低。此外，机翼的屏蔽作用比机身更强。

9.2.1.2 喉部流动性能

图9-3示出进气道安装型式对进气道喉部总压恢复系数和压强畸变指数的影响。在$M_\infty=1.6$时，当自由流迎角α_∞超过15°后，与机翼屏蔽式相比，两侧式进气道喉部的总压恢复低，气流的畸变大。在大机动飞行时($\alpha_\infty=15°$，$\beta_\infty=8°$)，机翼屏蔽式进气道的性能虽比孤立型的差，但仍比两侧式进气道的性能好。

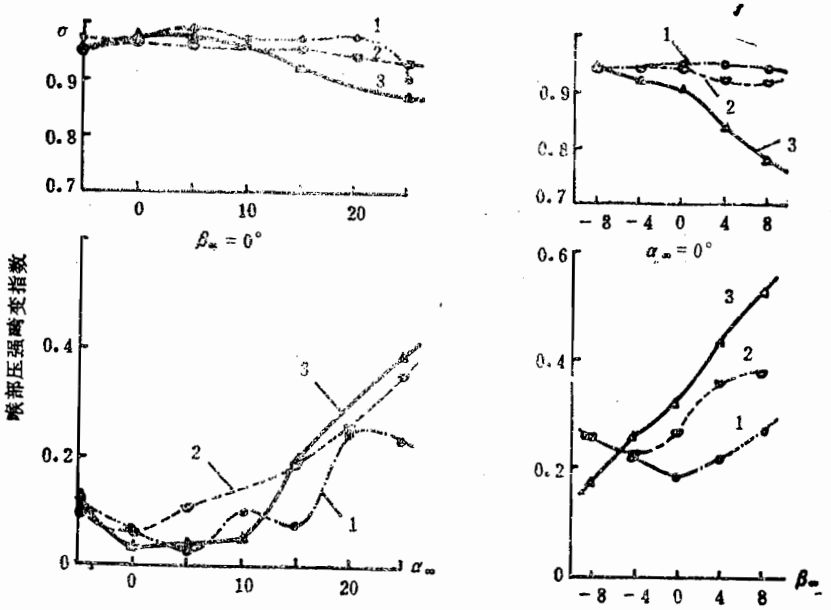


图9-3 不同型式进气道喉部流动性能的比较

($M=1.6$)

1—孤立式进气道；2—机翼屏蔽式进气道；3—两侧式进气道。

图9-4示出了大迎角时的进气道喉部总压恢复系数的分布(自由流马赫数$M_\infty=1.6$，迎角$\alpha_\infty=25°$，侧滑角$\beta_\infty=0°$)。在这个大迎角下，孤立型进气道的流场恶化，进气道下部，低总压区的范围较大，而机翼屏蔽式进气道的流场较好。从图上可以看得很清楚，机翼屏蔽式进气道内侧下方的气流分离区要小得多。图9-5是中等迎角、大侧滑角时的试验结果，试验条件

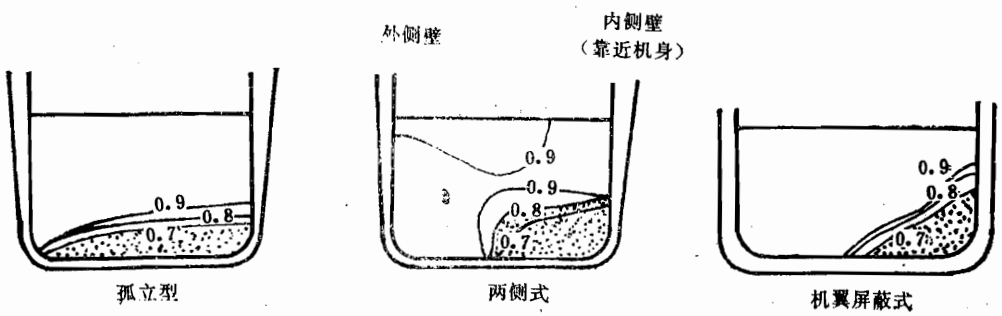


图9-4 不同型式进气道喉部总压分布

($M_\infty=1.6$，$\alpha_\infty=25°$，$\beta_\infty=0°$)

为$M_\infty=1.6$，$\alpha_\infty=15°$，$\beta_\infty=8°$。这时机翼屏蔽式进气道内侧下方区域内的总压明显地高于两侧式进气道的总压，而在内侧上部区，孤立型进气道的总压高于其它两种类型，在内侧下方区域，则和机翼屏蔽式的大致相同。

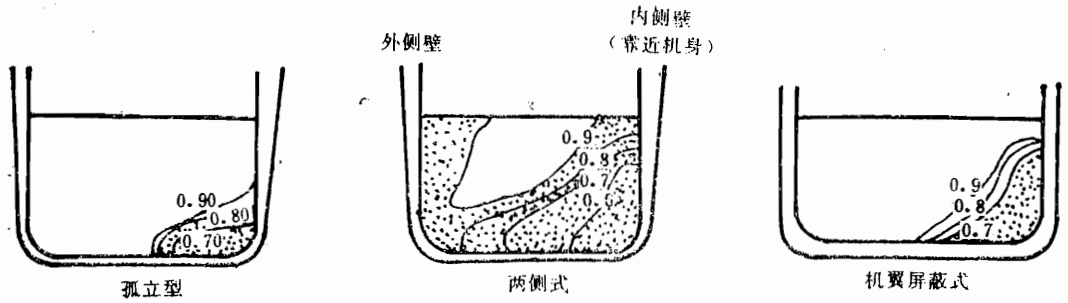


图9-5　不同型式进气道喉部总压分布
($M_\infty=1.6$，$\alpha_\infty=15°$，$\beta_\infty=8°$)

在马赫数$M_\infty=2.2$时，有类似的结果(见图 9-6)。在大迎角和零侧滑角的工作条件下，机翼屏蔽式进气道在总压恢复和压强畸变方面都有明显的优点。当迎角超过 10° 后，机翼屏蔽式进气道由于屏蔽作用降低了进气道进口当地马赫数，因此喉部总压恢复系数约高10%。

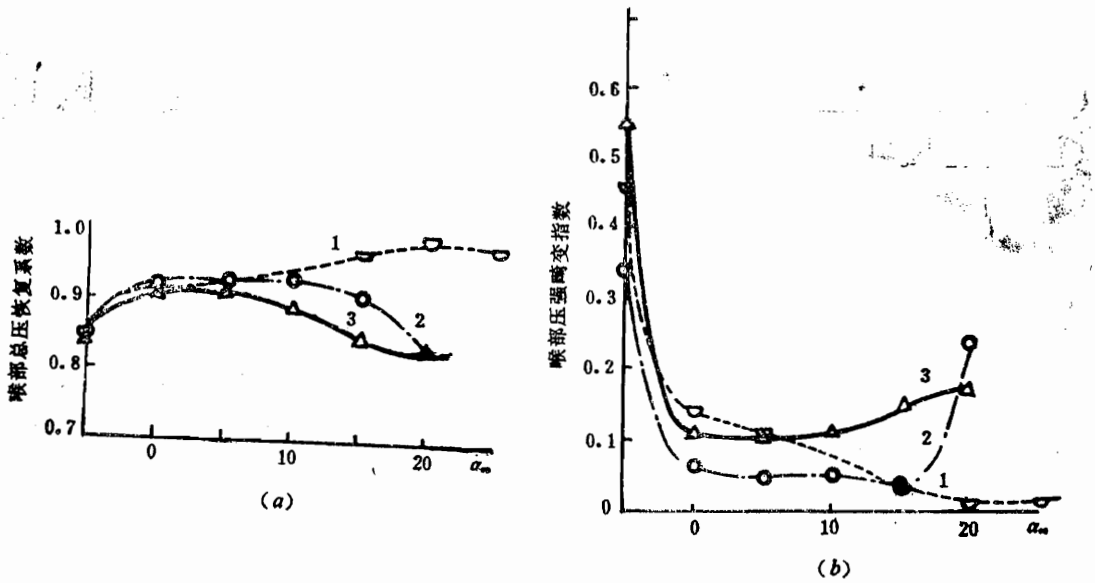


图9-6　不同型式进气道喉部性能比较
($M_\infty=2.2$，$\beta_\infty=0°$)
1—机翼屏蔽式进气道；2—孤立式进气道；3—两侧式进气道。

本节中虽无机身屏蔽式进气道的试验数据，但可预期，这种型式的进气道在大迎角时，由于机身屏蔽作用降低了当地流动马赫数和迎角，将会有一定的优点，它对侧滑角的影响将类似于孤立式进气道。

9.2.1.3　进气道出口流动性能

图 9-7 示出了跨音速机动飞行时三种型式进气道出口处(压气机进口截面上)的总压恢复

系数、总压脉动均方根值e_p和畸变指数K_{A2}/K_{A2LIM}的试验结果。其中总压脉动均方根值e_p定义为进气道出口总压脉动量的均方根值$\Delta p_{t_{RMS}}$除以进气道的出口平均总压$\bar{p}_t$，即$e_p=\Delta p_{t_{RMS}}/\bar{p}_t$。畸变指数$K_{A2}$的定义见第4.2.2节，$K_{A2LIM}$是允许的极限畸变指数。左边图是$\beta_\infty=0°$，$\alpha_\infty$直到25°的试验结果。右边的图是在$\alpha_\infty=15°$，$\beta_\infty=-8°\sim8°$时的试验结果。这些都是高机动作战飞机典型的飞行姿态。图9-7的数据指出，当$M_\infty=0.9$时，在所有迎角和侧滑角下，两侧式和机翼屏蔽式进气道的出口流动性能非常相似，和这两种型式相比，机身屏蔽式进气道具有较高的总压恢复和较低的总压脉动。这种优点在大迎角和正侧滑角时(对两侧式进气道是指进气道处于背风侧)尤其明显。此外，在所有迎角和侧滑角的变化范围内，

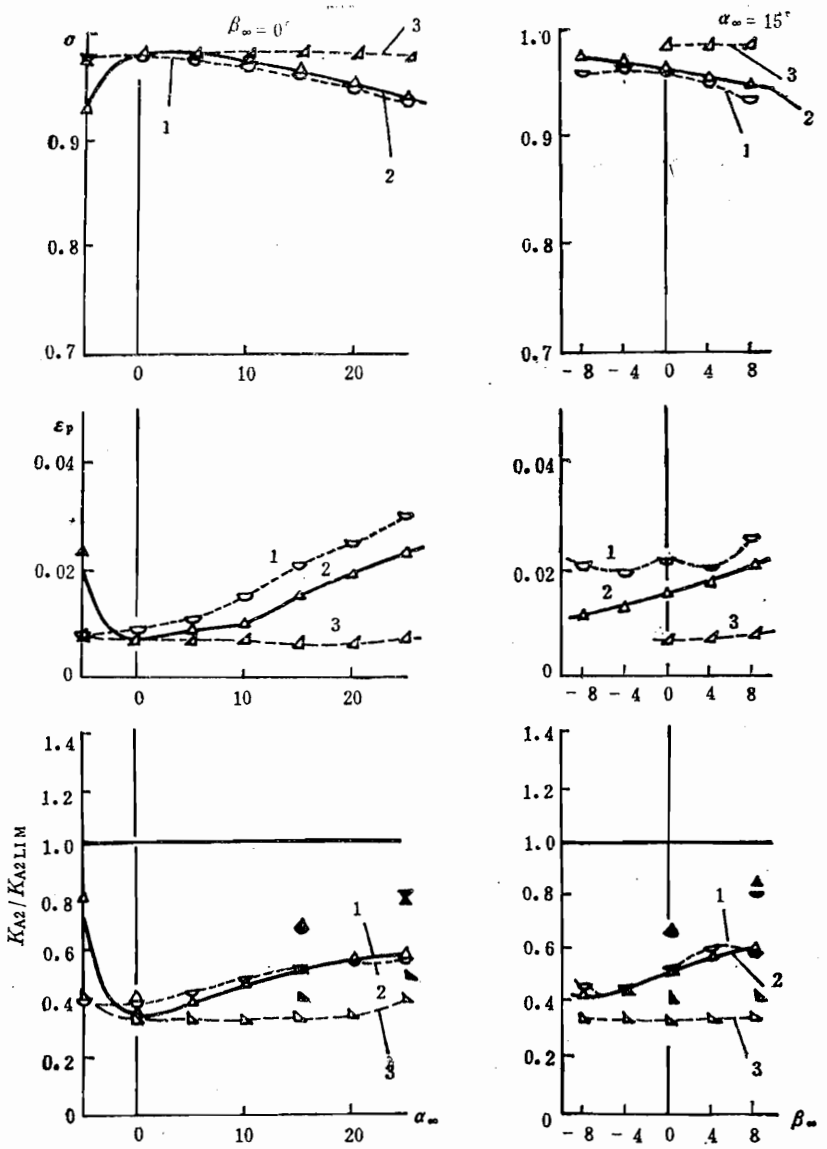


图9-7　不同型式进气道的出口流动性能

($M_\infty=0.9$)

1—机翼屏蔽式进气道；2—两侧式进气道；3—机身屏蔽式进气道。

机身屏蔽式进气道畸变指数的变化都很小。(图上实点表示动态畸变峰值)。

图9-8是 $M_\infty=1.6$ 时的试验数据。图上显示了屏蔽式和两侧式进气道性能之间的差别。左边的图是无侧滑时的情况，当迎角在25°以下时，两种屏蔽式进气道都保持很高的总压恢复。但在大迎角时，机翼屏蔽式的ε_p有所增大。这和当时机翼下面很大的外洗流有关。右边的图是侧滑时的进气道性能。在 $\alpha_\infty=15°$ 的情况下，当侧滑角增大到超过4°时，机翼屏蔽式和两侧式进气道的总压恢复都降低，同时ε_p增大。但在侧滑角小于8°前，机身屏蔽式进气道的总压恢复并不降低，ε_p也不大。从图上还可看出，当迎角或侧滑角达到很大时，机翼屏蔽式和两侧式进气道的最大瞬时畸变接近或超过限定值。但是机身屏蔽式的畸变指数既不随迎

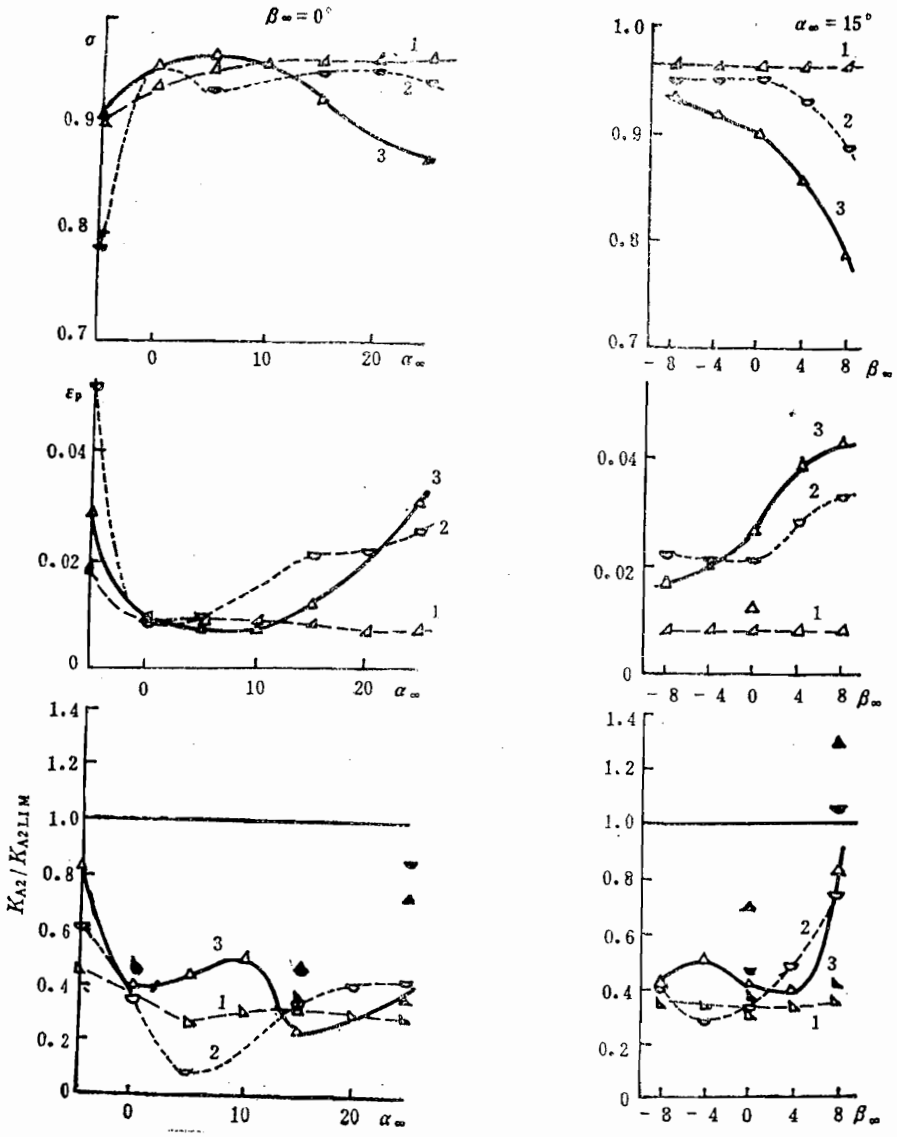


图9-8　不同型式进气道出口流动性能

($M_\infty=1.6$)

1—机身屏蔽式进气道；2—机翼屏蔽式进气道；3—两侧式进气道。

角也不随侧滑角的增大而有所增大。而且稳态畸变和最大瞬时畸变几乎相同。

图9-9示出$M_\infty=2.2$时的进气道出口流动性能。当迎角α_∞超过10°后，两侧式和孤立式进气道的总压有严重损失，总压脉动均方根值有中等程度的增大。而屏蔽式进气道借助于机身或机翼的屏蔽作用，降低了当地马赫数和气流的偏斜角，所以有较高的总压恢复。对于机翼屏蔽式进气道，侧滑角增加一个小量就会使畸变指数有很大的增加，这是由于进气道内侧下方壁面上气流分离加剧的缘故。产生气流分离的原因之一是由于机翼下方外洗气流的加强。虽然机翼屏蔽式喉部流动畸变比两侧式的小，但由于管道很短，使喉部产生的畸变会保留到进气道出口，结果使该截面上气流的畸变反而较大。(图上实点表示动态畸变峰值)

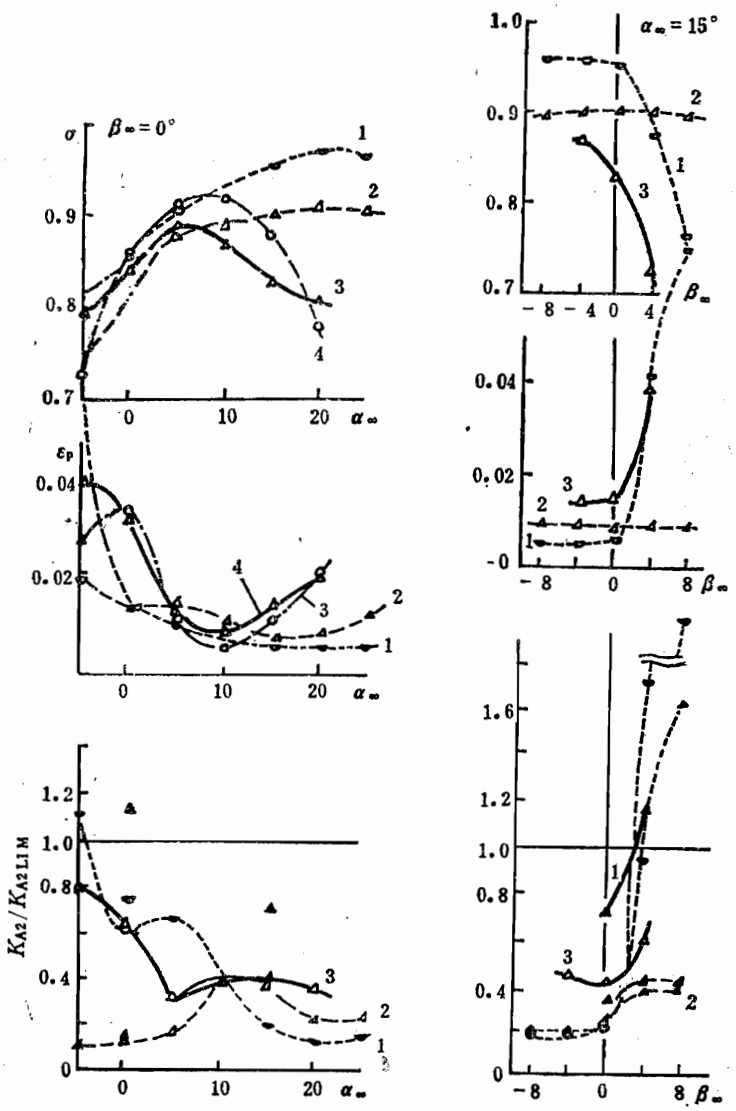


图9-9　不同型式进气道出口流动性能

($M_\infty=2.2$)

1—机翼屏蔽式进气道；2—机身屏蔽式进气道；3—孤立式进气道；4—两侧式进气道。

9.2.1.4 背部进气道

已经进行的研究表明[2~6]，将进气道安装在机身背部有下列几个优点：

1. 由于隔离了进气道与武器，因而消除了武器发射时进气道-发动机匹配问题。
2. 缩短了进气道长度，减轻了飞机的结构重量。
3. 在起飞着陆时减少了进气道吸入外来物的危险。
4. 机身和机翼对低空和地面雷达有屏蔽作用，这降低了进气道的雷达散射面积(Radio cross section，简称RCS)。

采用背部进气道时，需要着重解决的问题是：从座舱盖泻下来的尾流会被进气道吸进去，因此设计座舱盖的外形及其与进气道进口之间的机身形状时要仔细地研究它对进气道进口流场的影响；飞机在超音速有迎角飞行时，气流绕前机身或机翼作超音速膨胀，使进气道进口流场上的马赫数增大，从而增加进口气流的激波损失，因此要将座舱盖高度及座舱盖后段(进气道前面)的物面斜率设计得小一些，但也要防止驾驶员的视野被遮挡。

通常采用边条来防止机身侧面的附面层进入进气道。由边条产生的旋涡会把这些附面层气流卷走，并且从进气道正前方吸走一些从座舱盖和机身下来的低能气流。边条的几何形状要仔细设计，以防止在大侧滑角时边条产生的旋涡被进气道吸进去。

(1) 背部进气道的性能

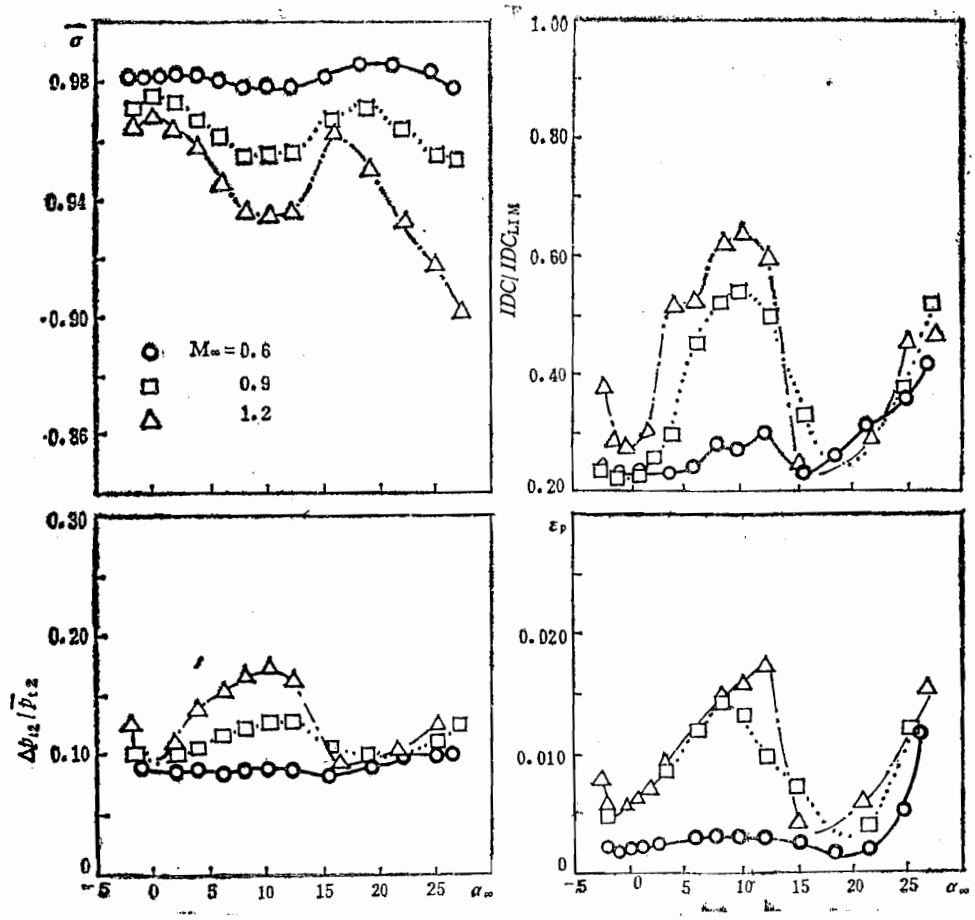


图9-10 背部进气道亚、跨音速性能

图 9-10 所示为矩形外压式背部进气道的亚、跨音速性能[7]。该进气道的设计马赫数为2.0，试验的马赫数分别为$M_\infty=0.6$、0.9、1.2，侧滑角$\beta_\infty=0°$。

由图可见，进气道性能是随来流马赫数的增加而有所下降，但在$1°<\alpha_\infty<3°$的迎角范围内，仍有较高的总压恢复。在小到中等迎角范围内，性能随马赫数增大而降低，其原因是吸入的座舱盖分离流增加了。这足以说明，对于背部进气道，仔细地进行座舱盖设计是非常重要的。在所有马赫数下，当迎角从0°增加到10°时，总压恢复、畸变和总压脉动均方根值都有些恶化，其原因并不是由于座舱盖分离流的增加，而是吸入了由机翼边条和机身结合处产生的低能气流。在试验中发现，迎角到10°时，由于边条旋涡的卷吸作用，从座舱盖泻下来的尾流已不明显。迎角超过10°后，由于边条旋涡卷吸作用的增强，进气道性能得到改善，其性能可达到零迎角时的水平。总压恢复的改善持续到迎角超过15°～20°(具体值视 M_∞ 而定)时为止。超过这个迎角范围，由于边条旋涡破裂，破裂点移向进气道进口，低能紊流核迅速扩大并被进气道吸入，使气流畸变和总压脉动均方根值增大，总压恢复下降。从图上还可看出，来流马赫数越大，总压恢复再度下降时所对应的迎角越小。这是由于马赫数增加时，边条旋涡的强度减弱，而边条与机身结合处的气流范围扩大，结果使边条旋涡不稳定，较早破裂并被进气道吸入。

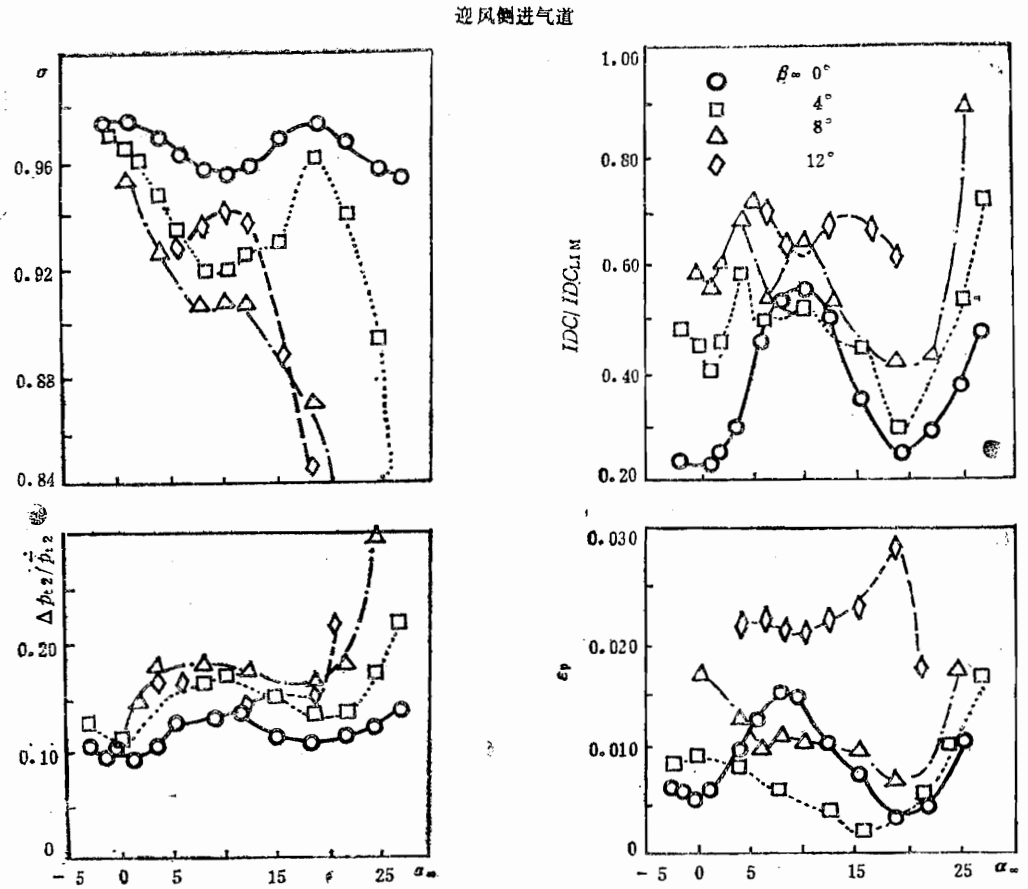


图9-11a 侧滑角对进气道性能的影响(迎风进气道)

($M_\infty=0.9$)

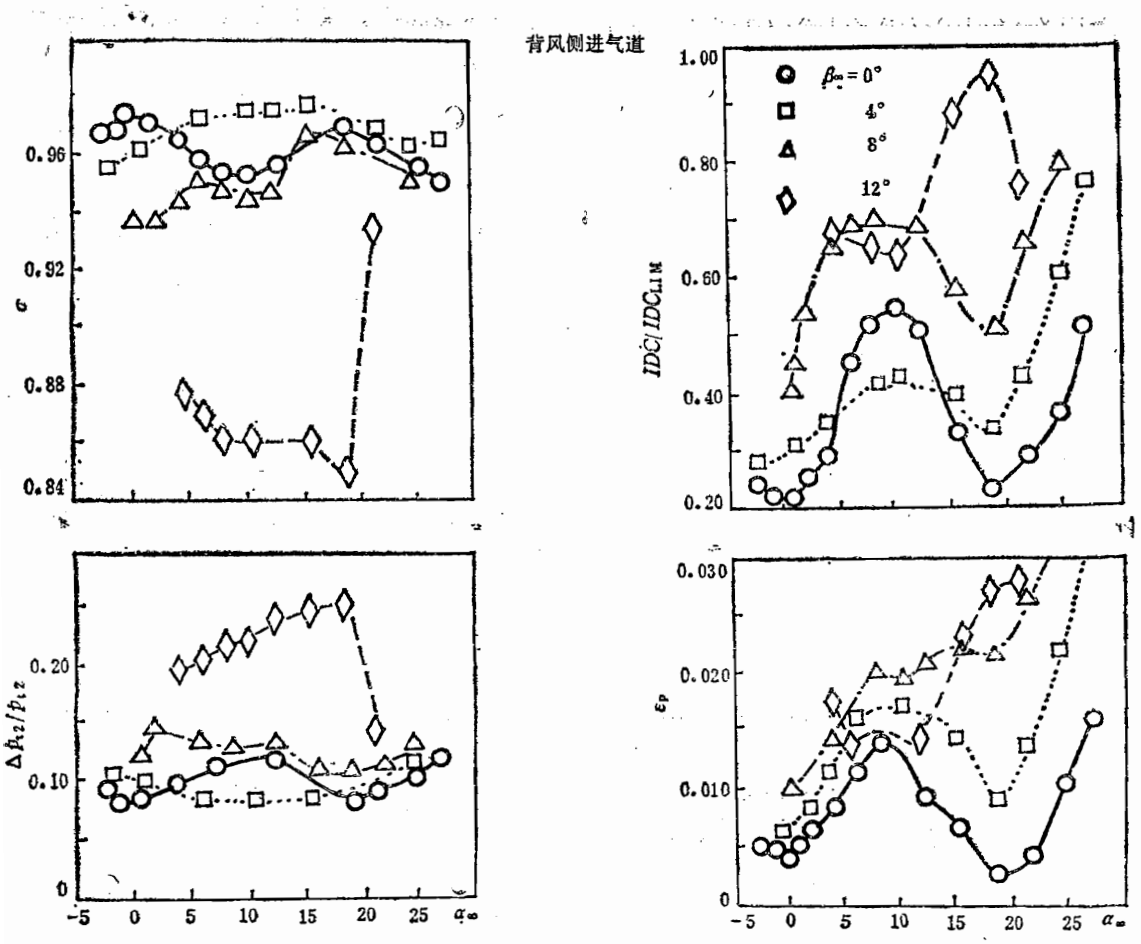


图9-11b　侧滑角对进气道性能的影响(背风侧进气道)
(M_∞=0.9)

在小的和中等的侧滑角时(β_∞<12°)，双发背部进气道的性能如图 9-11[7] 所示。迎风侧的进气道，其性能下降最显著。虽然图9-11仅表示了M_∞=0.9的情况，但所表示的趋势在M_∞=0.6～1.2 的试验范围内是有代表性的。在小侧滑角时(β_∞=4°)，对大多数正迎角，背风侧进气道的总压恢复和畸变特性都有些改善。这是由于同一侧的边条和机身结合处产生的尾迹移出了进气道流场。在大侧滑角时，由于吸入另一侧机翼边条和机身结合处产生的低能气流，背风侧进气道的性能恶化。图上所示的进气道性能反映出，在8°侧滑角时吸入少量的低能气流，而在12°侧滑角时吸入全部低能气流，因此引起进气道性能的很大降低。在迎角21°及侧滑角12°的状态下，由于边条旋涡的卷吸作用，使进气道性能有重大改善。

图 9-12[7]是背部进气道的超音性能(M_∞=1.6和2.0)。随着迎角的增大，超音速气流绕前机身和机翼膨胀加速，增大了当地马赫数和激波损失。和图9-11的跨音速情况相比，超音速时，进气道性能随迎角的增大而一直降低，不象跨音速时性能又恢复上去，其原因是机翼边条和机身结合处产生的低能气流范围大，而且压力低。当进气道进口出现低总压气流时，如果改进边条和机身的结合，则可将低总压气流移离进口，从而改善进气道性能，图上实点表示的就是改进后的性能。

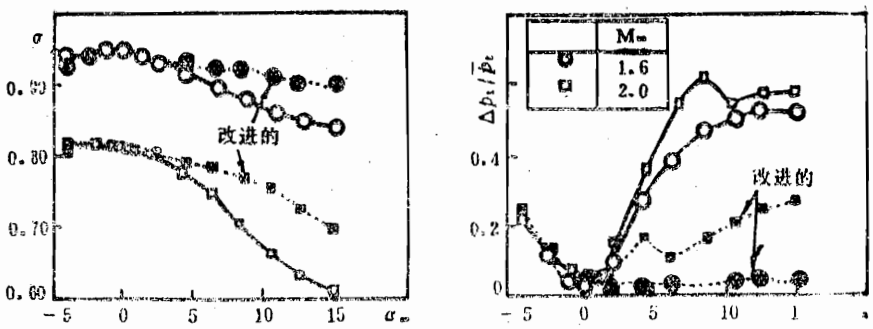


图9-12 背部进气道的超音速性能

在图9-13上表示了零侧滑角时，平均的当地马赫数$\bar{M}_L$随迎角α_∞的变化情况。这些数据是根据进气道进口截面上测得的总压计算得到的。

图9-14示出了测滑角对进气道超音速性能的影响。其变化特点及原因类似于跨音速情况。

(2) 飞机结构对背部进气道性能的影响

文献[7]给出了座舱盖、机翼前缘边条和鸭翼形状对背部进气道性能影响的试验结果。在试验中，为了考察降低座舱盖后部斜率对进气道性能的影响，将座舱盖去掉，机

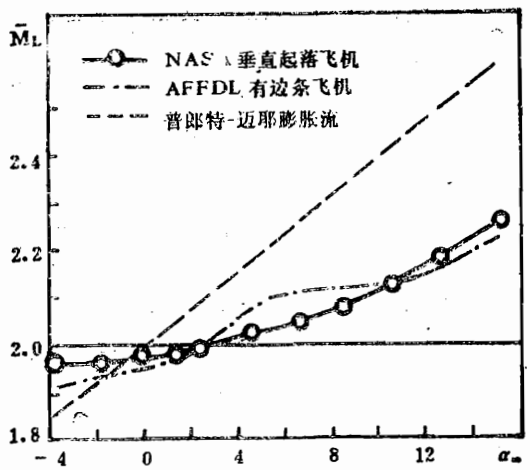
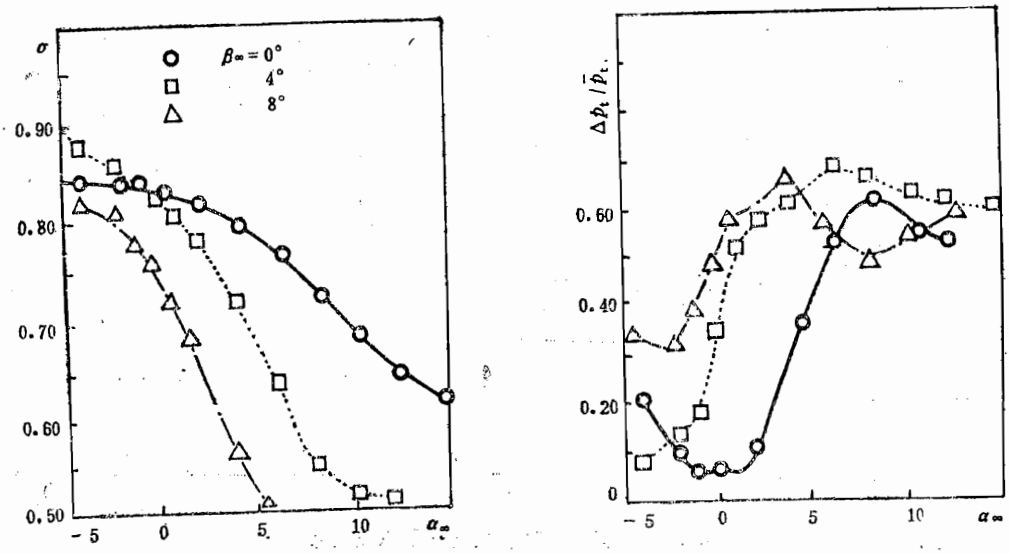


图9-13 迎角对当地马赫数的影响



迎风侧进气道性能

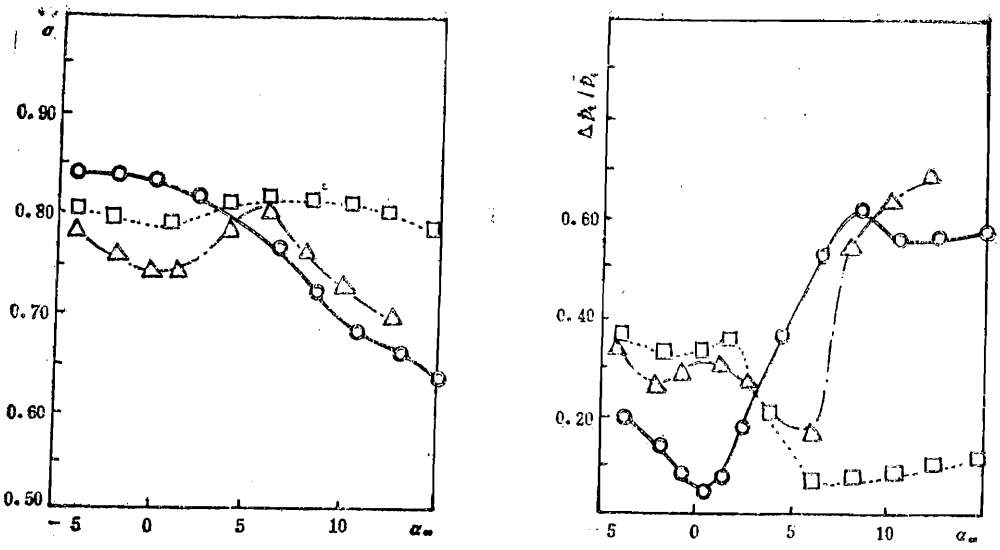


图9-14　侧滑角对进气道超音速性能的影响

($M_\infty=2.0$)

身前段变成图9-15实线所示的形状。图9-15示出了座舱盖修改后对进气道性能的影响，当$M_\infty=0.9$时，在小的和中等的迎角下，进气道性能有显著改善。这是由于两种作用所致：在小的迎角($\alpha_\infty\leqslant5°$)下，是由于减少了座舱盖后部产生的尾迹，在中等迎角下，是由于减少了由机翼前缘边条和机身结合部产生的低能气流。当迎角增大到20°左右时，由于边条旋涡的增强，座舱盖后部形成的低总压气流被旋涡卷离进气道进口，因此座舱盖的改动，对进气道性能不再有什么影响。

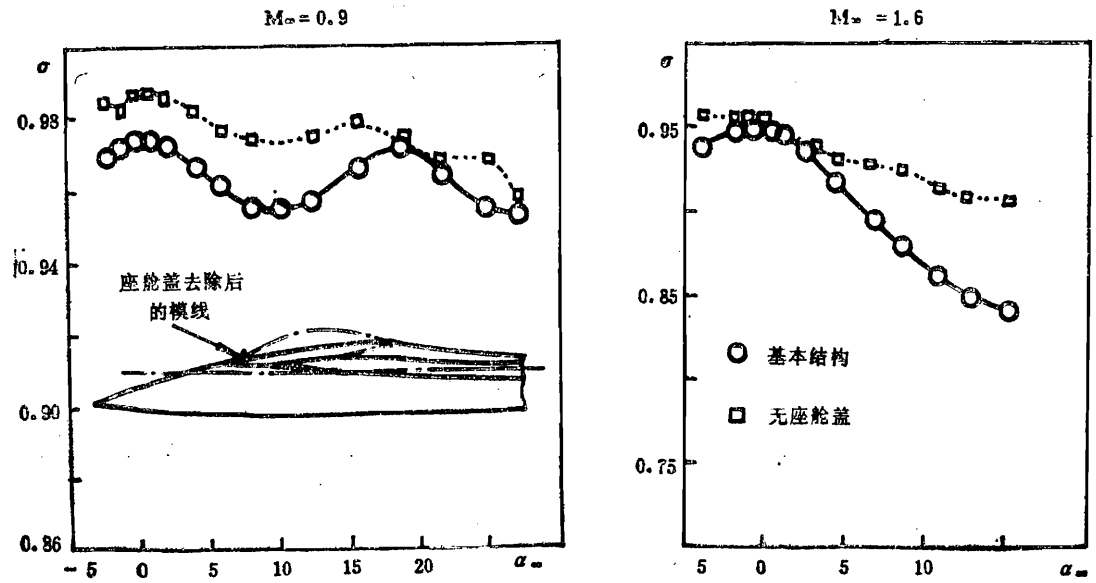
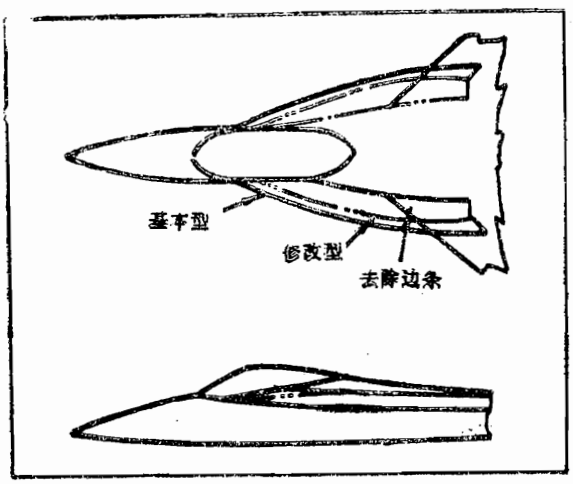


图9-15　座舱盖对进气道总压恢复的影响

($\beta_\infty=0°$)

文献[7]还研究了机翼前缘边条形状对进气道性能的影响。试验了三种情况：第一种作为基本形状；第二种将边条的平面面积减少40%，但几何形状和第一种的相同；第三种将边条去掉。试验结果表示在图9-16上。可以看出，虽然改型的面积减少了40%，但其性能和基本形状的几乎相同。这个结果和文献[2]的不同，后者指出进气道性能的改进和机翼前缘边条面积成正比。两者不同的原因可能是改型的边条与机身结合得更好，减少了低能气流，并且低能气流可能在机身上部之外。从图上还可看出，在$M_\infty=0.9$时，无边条的进气道总压恢复要低一些，但除了迎角超过20°外，比有边条的低得并不多。这是因为后掠角为50°的机翼所产生的机翼前缘涡系很强，几乎象边条旋涡一样有效地控制着机身的上部流动。但是当迎角过了20°后，机翼失速，导致进气道总压恢复迅速下降。在超音速时($M_\infty=1.6$)，机翼或边条产生的涡系强度都减弱，但机翼的后掠角比边条小，前缘有效的法向马赫数较高，因此机翼旋涡控制机身上部气流分离的作用比边条小得多，于是在超音速时，无边条的进气道总压恢复随迎角的增大而迅速减小。



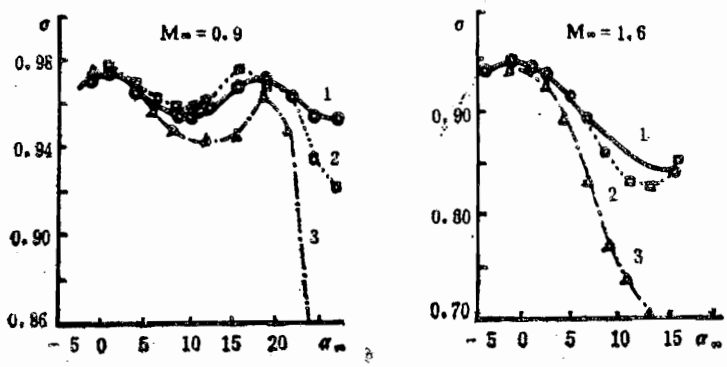


图9-16　机翼前缘边条对进气道总压恢复的影响

($\beta_\infty=0°$)

1—基本型边条；2—修改型边条；3—无边条。

图9-17给出了有侧滑角时的情况。这时边条形状对迎风侧进气道的总压恢复有很大影响，

而对背风侧的进气道性能影响较小。有侧滑角时，从机翼前缘边条和机体结合部产生的低能气流进入迎风侧进气道，而在背风侧，低能气流离开进气道。有侧滑角时，迎风侧边条和机体结合部产生的附面层更恶劣，而边条或机翼的有效后掠角减小，所产生的旋涡强度减弱，卷吸作用减小，这两个因素都使总压恢复下降。

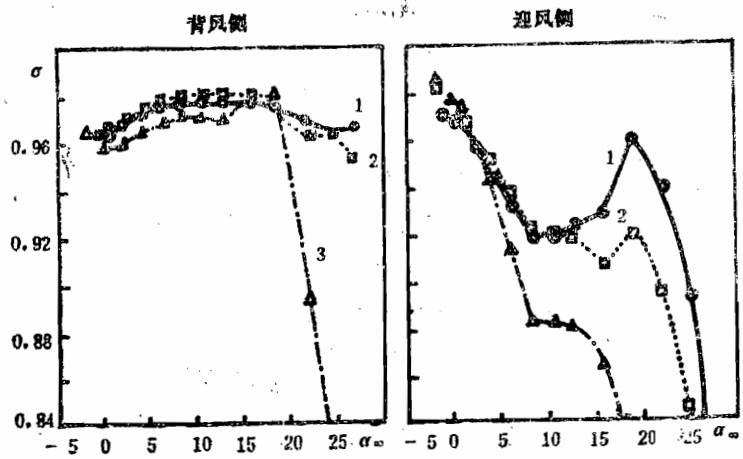


图9-17　有侧滑角时机翼前缘边条对进气道总压恢复的影响

($M_\infty=0.9$, $\beta_\infty=4°$)

1—基本型；2—修改型；3—无边条。

(3)　背部进气道与其它进气道的比较

文献[7]比较了背部进气道、YF-16的机身屏蔽式进气道、YF-17的机翼屏蔽式进气道和两侧式进气道的性能。图9-18给出了在$M_\infty=0.9$、1.6和2.0时的比较结果。通过比较看到，无侧滑时，在$-3°$到$27°$的迎角范围内，背部进气道有较好的亚音速和超音速性能。有侧滑角时，背部进气道性能恶化，但在亚、跨音速范围内($0.6\leqslant M_\infty\leqslant 1.2$)，进气道与发动机的匹配没有太大的问题。

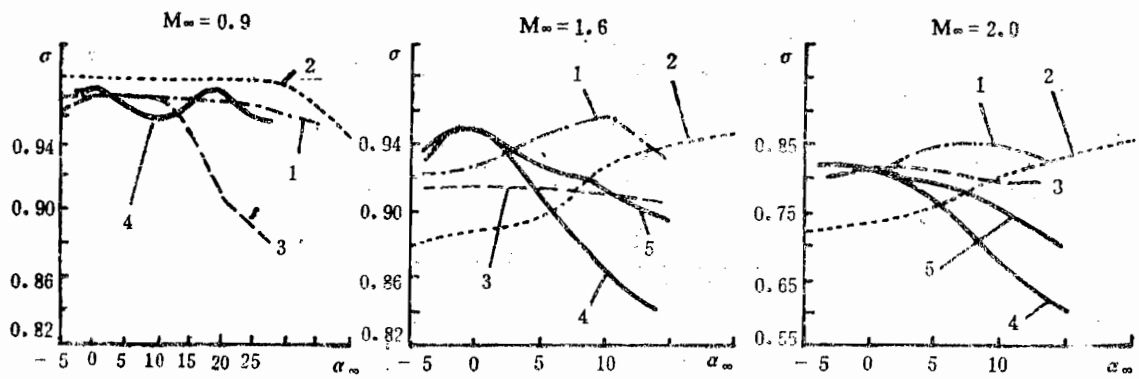


图9-18　进气道性能比较

1—机翼屏蔽式进气道；2—机身屏蔽式进气道；3—两侧式进气道；

4—背部进气道；5—改进的背部进气道。

9.2.2 机身外形对进气道流动的影响

进气道出口截面上的总压恢复和流动畸变取决于进气道进口处的流场特性以及扩压器中产生的畸变和总压脉动。影响进气道上述流动性能的飞机结构参数很多，除了进气道在飞机上的安装型式以外，机身外形也是一个重要的结构参数。

9.2.2.1 对进气道进口流场的影响

机身下部形状和曲率对进气道进口流场的影响最为显著。因为当飞行器在大迎角和侧滑角下飞行时，它们影响着由机身产生的并进入进气道的上洗流。文献[1]就下列三种机身剖面形状对两侧进气道流动的影响作了试验研究：(1)机身下部适当圆滑的(作为基本型)；(2)机身下部比较方的；(3)非常接近于圆形的机身截面。

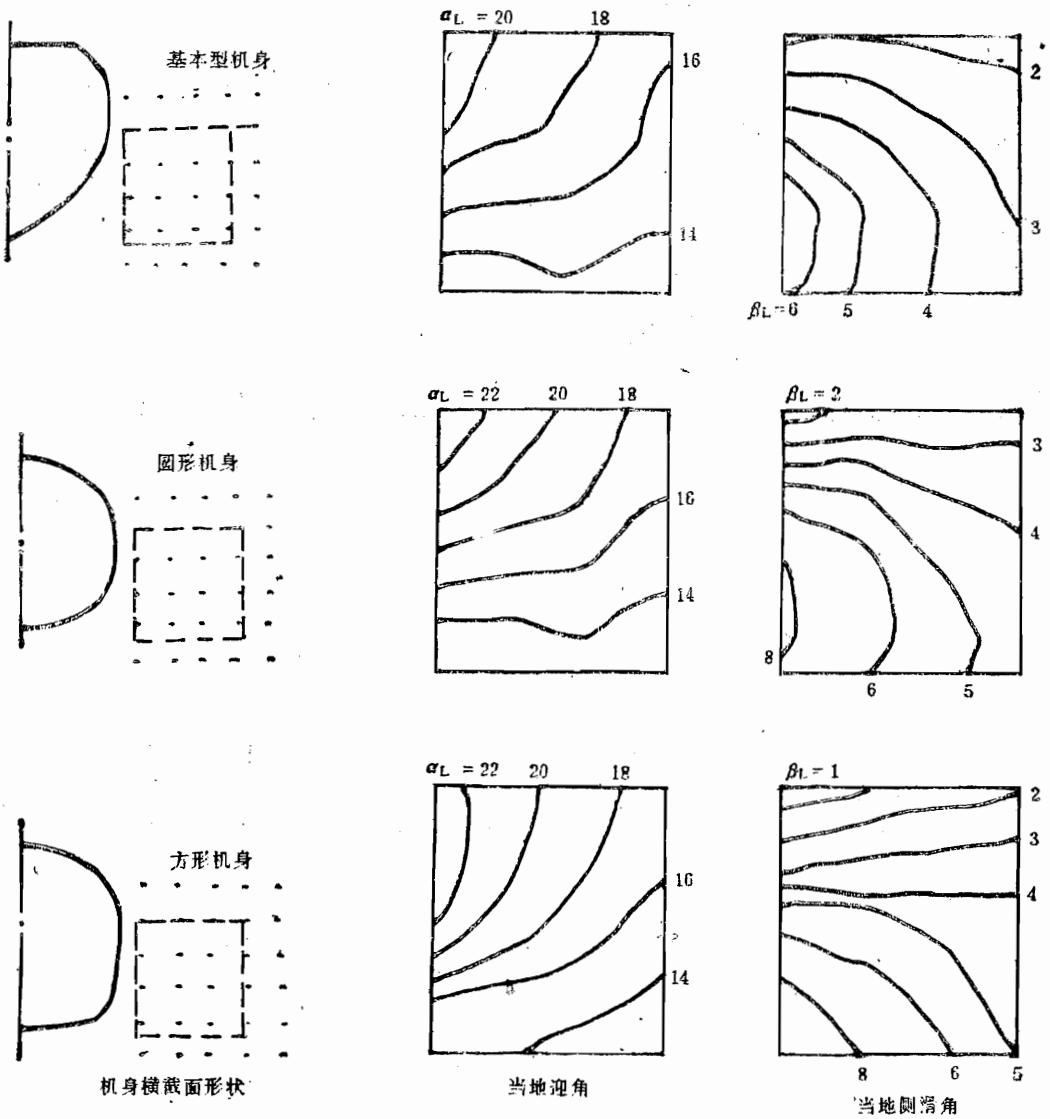


图9-19 机身形状对当地流动角的影响
(M_∞=2.2, α_∞=15°, β_∞=0°)

图9-19[1]给出自由流马赫数$M_\infty=2.2$，迎角$\alpha_\infty=15°$，侧滑角$\beta_\infty=0°$时进口流场中的当地流动角。对三种形状的机身截面，其流场特性基本相同，仅程度不同而已。在$\alpha_\infty=15°$的情况下，已引起非常明显的侧向流动，特别是在进气道进口下方内侧部位，从图上可以看到机身外形对这部分流场的影响。

图9-20给出$\beta_\infty=0°$时，在不同的自由流马赫数下，进口流场的平均参数随迎角α_∞变化的情况。由图可见，平均的当地马赫数与自由流马赫数的差别非常小。三种形状的机身对平均的当地迎角$\bar{\alpha}_L$的影响非常类似。一般，平均的当地迎角$\bar{\alpha}_L$略高于自由流迎角α_∞。这是由于机身诱导产生的上洗流影响所致。这种影响在低马赫数时更大。在所有情况下，诱导的当地侧滑角随自由流迎角α_∞的增大而增大。此外，方形的和基本型的机身所引起的侧滑角大于圆形的。

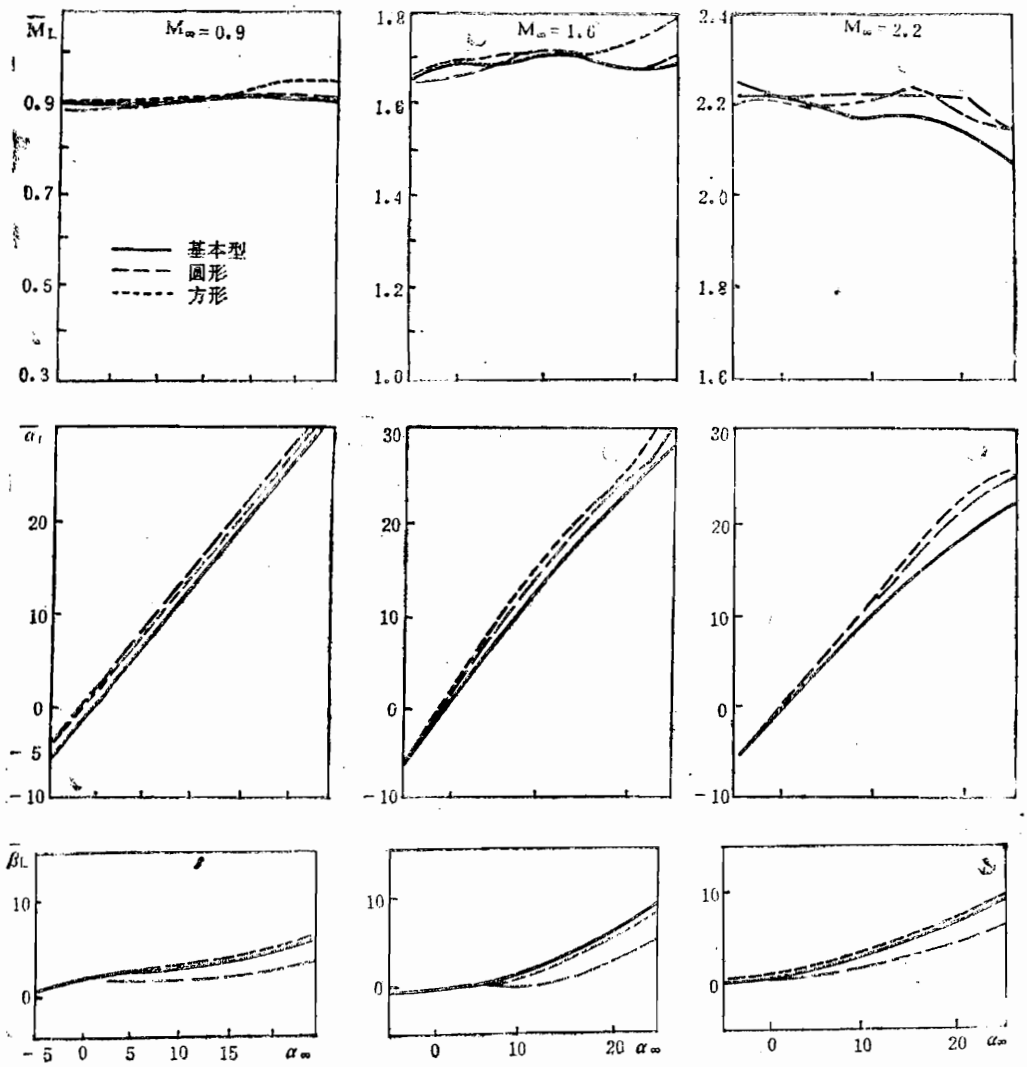


图9-20　机身外形对进口平均参数的影响
($\beta_\infty=0°$)

9.2.2.2 对进气道喉部流场的影响

献文[1]报道了所做的试验结果。图9-21、9-22、9-23和9-24表示了这些结果。图9-21是$M_\infty=1.6$时机身外形对喉部总压恢复系数和压强畸变指数的影响。该畸变指数定义为喉部最大总压与四个最小总压的平均值之差除以喉部平均总压。为了进行对比，图上还给出了流场未受机身绕流影响的孤立式进气道的数据。从图上可以看出，迎角一直到20°左右，各种外形的前机身都使进气道总压恢复低于孤立式进气道的数值。在大机动飞行时，圆的机身减少

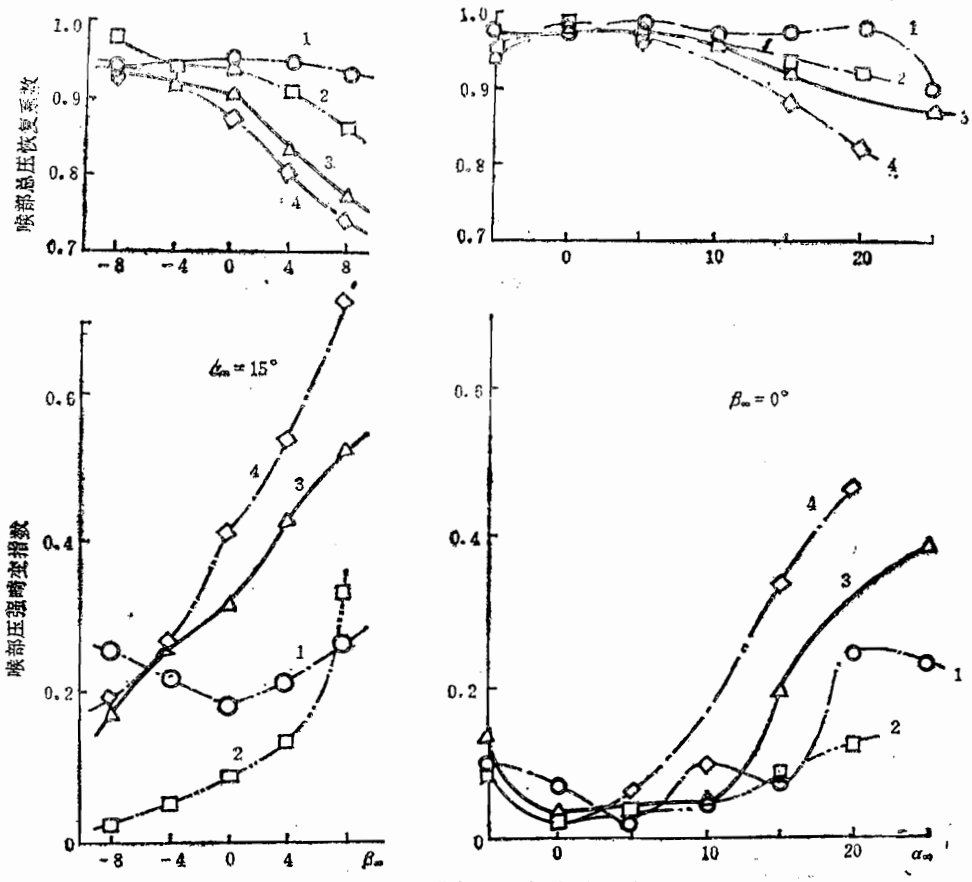
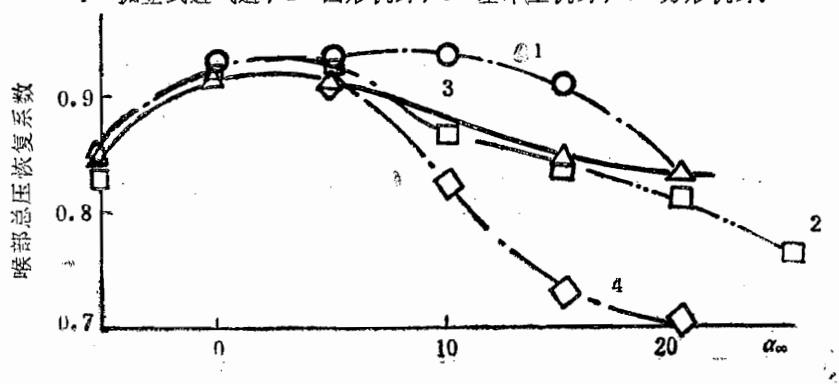


图9-21 进气道喉部流动性能

($M_\infty=1.6$)

1—孤立式进气道；2—圆形机身；3—基本型机身；4—方形机身。



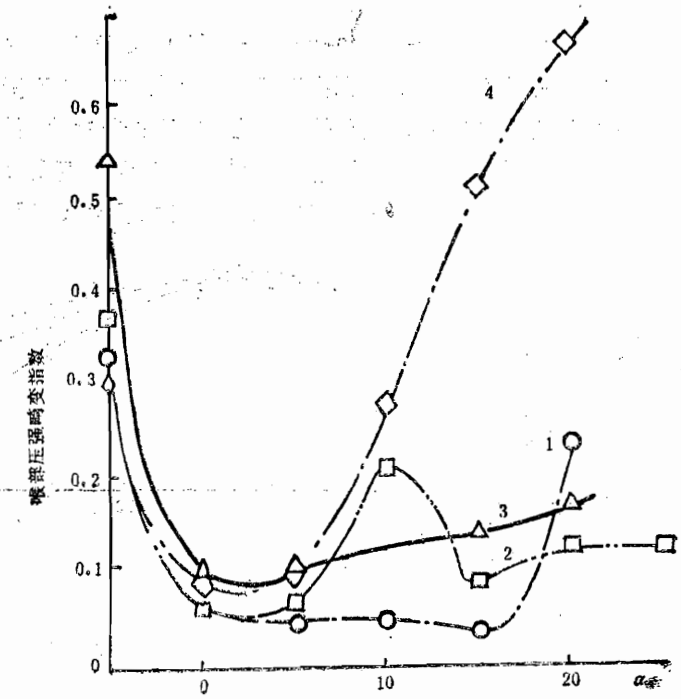


图9-22　进气道喉部性能

(M_∞2.2, $\beta_\infty=0°$)

1—孤立进气道；2—圆形机身；3—基本型机身；4—方形机身。

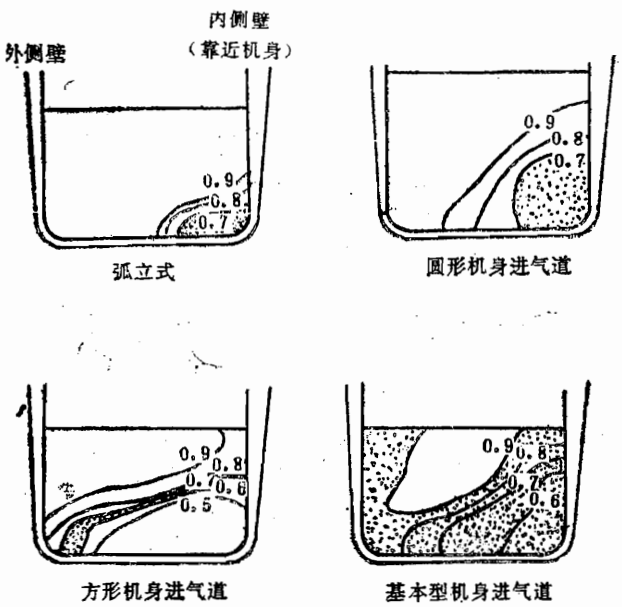


图9-23　进气道喉部总压分布图

($M_\infty=1.6$, $\alpha_\infty=15°$, $\beta_\infty=8°$)

了不利的上洗流和侧滑时气流绕机身的加速，因此，其进气道的总压恢复和畸变程度接近于孤立式进气道的水平。

图9-22则是$M_\infty=2.2$时的试验结果。圆的和基本型的机身外形，其进气道喉部总压恢复和畸变值比方形机身的要接近于孤立进气道的数据。

图9-23给出了侧滑时喉部总压恢复系数分布的具体情况，试验的$M_\infty=1.6$，$\alpha_\infty=15°$，$\beta_\infty=8°$。图上的结果表明，来自侧壁的进入进气道下方内侧的分离流，由于机身的存在而大为增加。对于方形的机身，又进一步增加了进入进气道的分离流。图9-24则是$M_\infty=2.2$，$\alpha_\infty=15°$，$\beta_\infty=0°$时的类似结果。对下部为方形的机身，其不利影响所涉及的范围最大，而圆形机身的不利影响范围最小。

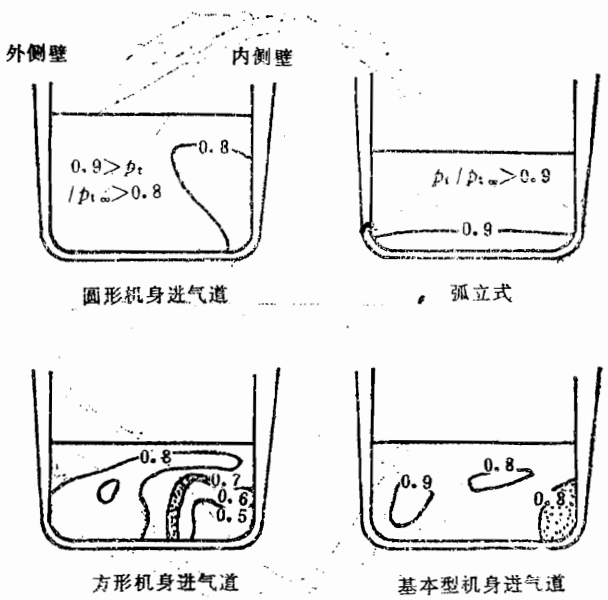


图9-24 进气道喉部总压分布图
($M_\infty=2.2$，$\alpha_\infty=15°$，$\beta_\infty=0°$)

9.2.2.3 对进气道出口流场的影响

图9-25[1]是配以不同形状机身的进气道，其出口总压恢复系数σ，总压脉动均方根值ε_p和相对畸变指数K_{A2}/K_{A2LIM}随自由流迎角α_∞和侧滑角β_∞变化的试验结果。总压恢复系数是由40个探针测得的稳态平均总压与自由流总压的比值。图9-25(a)是在$M_\infty=1.6$，$\beta_\infty=0°$而α_∞变化时的试验结果。图上表明，在中等机动飞行时，即迎角α_∞大约到10°之前，各种机身外形的进气道，其性能基本相同。但在大机动时，略为圆顺的基本型机身，比方形机身的进气道有较高的总压恢复和较低的总压脉动均方根值。圆形机身的进气道则更好。图上也给出了孤立进气道的数据，以资比较。图上的实点表示动态压强畸变指数的峰值。

图9-25(b)是$M_\infty=1.6$，$\alpha_\infty=15°$而β_∞变化时的数据。它表明，在正侧滑时($\beta_\infty>0$，规定为指背风侧进气道)，基本型的和方形的机身对进气道性能有严重的不利影响。导致低的总压恢复和高的总压脉动均方根值。而圆形的机身在$\beta_\infty>0$时，使进气道进口有较好的流场，从而有较好的出口性能。在负侧滑时(迎风一侧)，圆形的机身有助于气流转入进气道，因而比孤立进气道的性能还好。

某些文献[8,9]曾证实，大多数发动机对压气机进口的动态畸变很敏感。最大瞬时畸变和稳态畸变之间存在一个关系，这个关系与总压脉动均方根值有关。总压脉动均方根值越高，稳态畸变和瞬时畸变之间的差别越大。这样，方形机身的进气道在大迎角或大侧滑角时，由于进气道气流被干扰，因此稳态畸变指数K_{A2}和最大瞬时畸变指数K_{A2}之间的差别就大。图9-25表明，在总压脉动均方根值超过0.02时，瞬时畸变指数比稳态畸变指数要大得多。在图上还表明，几乎在所有稳态畸变下，进气道和发动机的工作是匹配的。而动态畸变(图上以实点表示)则揭示了在某些大侧滑角的机动飞行时，有潜在的进气道-发动机匹配问题。尤其是在$\alpha_\infty=15°$和$\beta_\infty=8°$时，基本型的和方形的机身将使进气道出口的畸变超过发

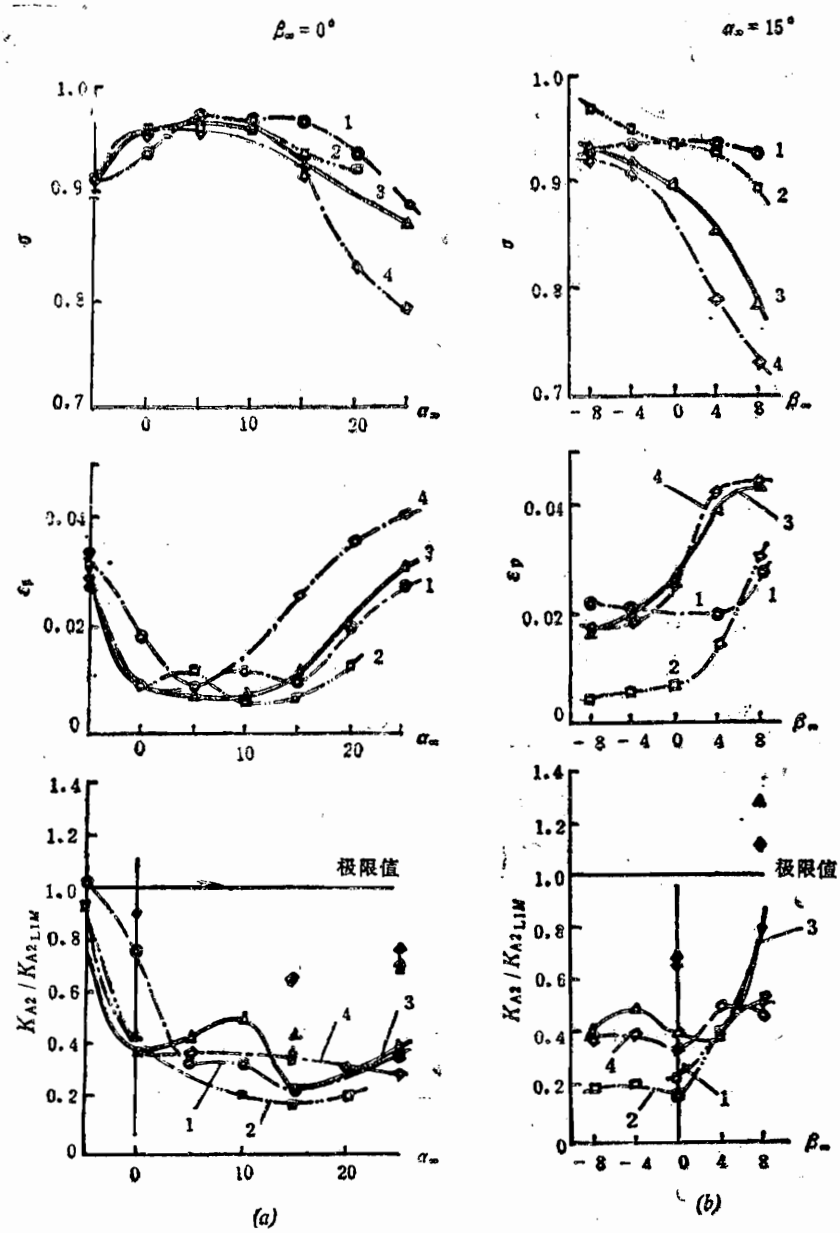


图9-25 进气道出口性能

($M_\infty=1.6$)

1—孤立进气道；2—圆形机身；3—基本型机身；4—方形机身。

动机所允许的畸变极限。

图9-26是 $M_\infty=2.2$，$\beta_\infty=0°$时，在不同迎角 α_∞ 下，总压恢复系数、总压脉动均方根值以及畸变指数的变化情况。这些结果是和 $M_\infty=1.6$ 时的数据相似的。

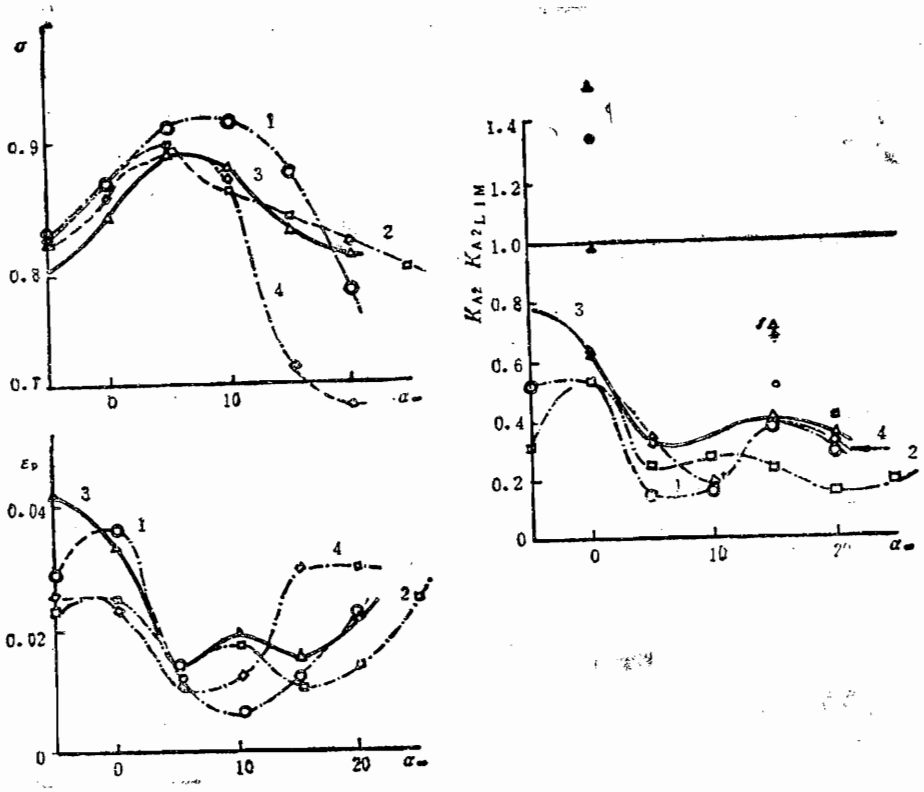


图9-26 进气道出口性能

($M_\infty=2.2$, $\beta_\infty=0^\circ$)

1—孤立进气道；2—圆形机身；3—基本型机身；4—方形机身。

9.2.3 前缘边条对进气道性能的影响

利用前缘边条的屏蔽作用，可以使进气道在有迎角工作时保持良好的性能。但是要在整个飞行包线内都能很好地工作，必须对边条形状、边条与机身结合处的泄除附面层的缝隙和附面层分流器等进行仔细地研究。文献[10]用安装在不同边条下的矩形进气道对此作了试验研究，其主要结果见图9-27～9-34。

图9-27表示了所试验的四种边条形状(A、B、E、O)，图上的符号 L 表示边条长度，W 表示边条宽度。图 9-28 表示了边条对进气道进口平均的当地流动角的影响。从图上可以看到，无论在亚音速还是在超音速试验时，边条的存在都使平均的当地迎角减小，使平均的当地侧滑角加大。边条与机身之间的开缝泄除使边条的作用略有降低，但影响很小。

在中等迎角和大迎角下，边条下面的流动十分复杂。在进气道进口平面内当地流动角有很大变化。机身下部产生的旋涡在边条下面得到发展，结果在进气道进口形成一个很大的低总压区。在这个区域中最大的总压损失 $\Delta p_t/q$ 可以高达 0.5。低总压区的范围随着迎角和边条长度的增大以及机身附面层的加厚而增大，但与边条宽度无关。在低速时，利用边条与机身结合处的开缝泄除可使低总压区大为缩小。但是这种泄除作用随马赫数增大而降低，在超音速时其作用变得很小。

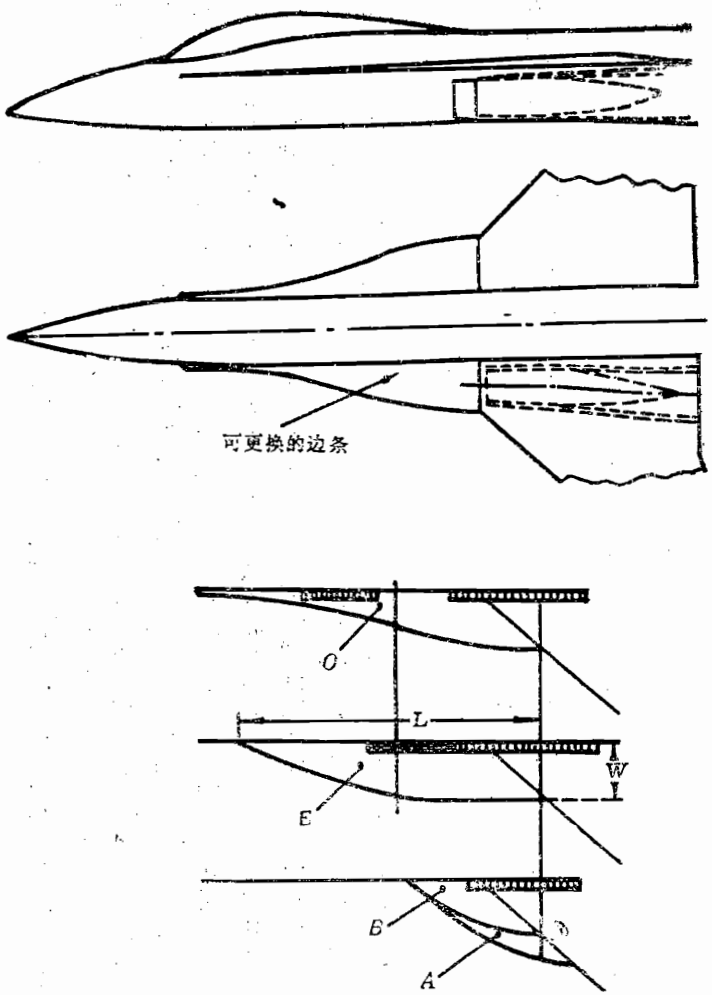


图9-27　边条几何形状及位置

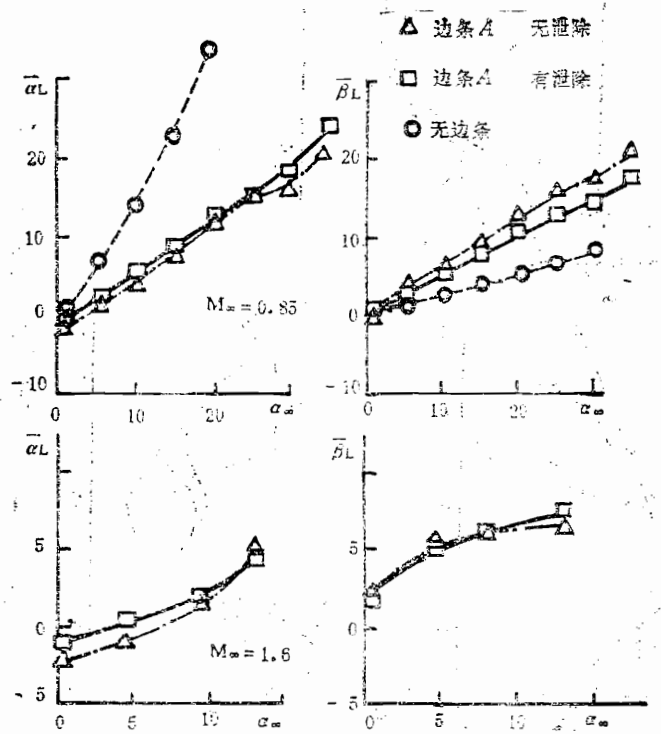


图9-28　边条对进气道进口当地流动角的影响

前缘边条宽度和长度对平均的当地流动角的影响表示在图9-29上。图上以最小的边条B作为参考基准。对平均的流动角来说，边条的屏蔽作用随边条宽度增大而增大，但边条长度的变化对其影响很小。

侧滑时，边条下面的流场有显著变化。在背风侧($\beta_\infty>0$)，边条下面的旋涡尺寸增大，低总压区的范围扩大，同时平均的当地迎角$\bar{\alpha}_L$和当地侧滑角$\bar{\beta}_L$都增大。在迎风侧，这些影响相反(参见图9-30)。

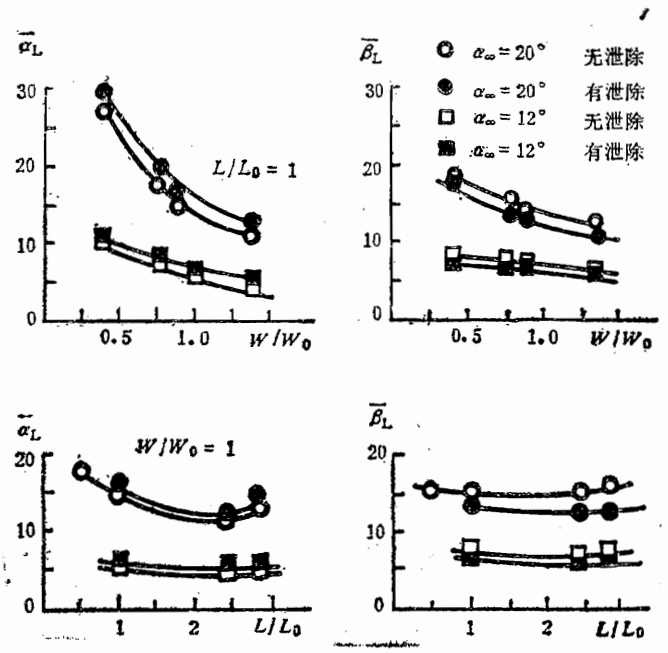


图9-29 当地流动角与边条长度及宽度的关系
(边条A，$M_\infty=0.85$)

在图9-31上表示了在两种边条形状下的进气道亚音速性能，试验的自由流马赫数$M_\infty=0.85$，喉部马赫数为0.7。图上还表示了孤立进气道的数据，以便与进气道的安装性能作比较。从图上可以看出边条对进气道性能的影响。大迎角时，由于气流在进气道唇口分离，孤立进气道的总压损失增大。这时，利用边条屏蔽可以明显地改善总压恢复。总压恢复与边条的几何形状关系很大。在所有情况下，边条开缝泄除都使边条下面的低总压区的范围缩小，从而提高了较大迎角时的进气道总压恢复系数。同样，对于较长的边条，如形状O，由于边条下面低总压区范围较大，相对于长度较短的边条A来说，其总压恢复要小得多。

和总压恢复的情况一样，畸变程度也受进气道唇口气流分离和吸入低总压气流的影响。一般说来，总压恢复高的时候畸变程度低，反之亦然。不过，唇口气流分离和低总压气流对畸变的影响比对总压恢复的影响大。另外，用较长的边条O时，由于形成的附面层较厚，再加上吸入涡流，所以，即使在小迎角时，进气道的畸变程度也较大。

与亚音速的性能相比，进气道的超音速性能与边条几何形状的关系很大(见图-32)，但边条开缝泄除对性能影响不大。几乎在所有迎角下，长边条O的进气道性能比短边条A的差。在正迎角时，边条屏蔽可使总压恢复有明显提高，这主要是由于降低了进气道进口的当地马

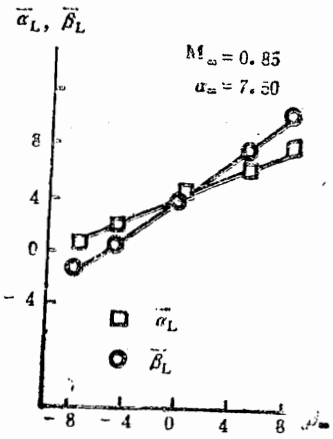


图9-30　当地流动角随侧滑角的变化

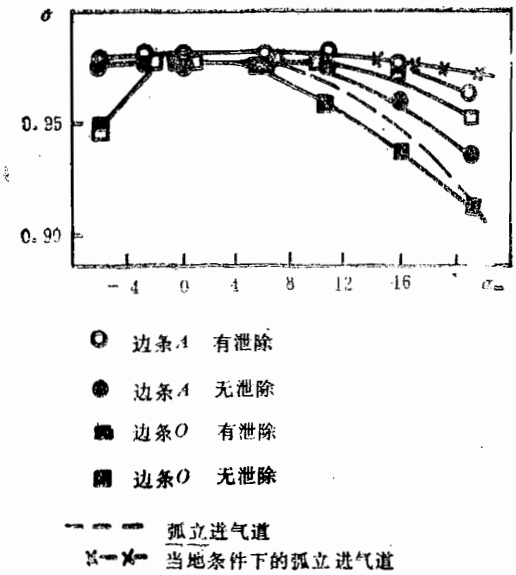


图9-31　边条形状对进气道亚音速性能的影响
(M_∞=0.85)

赫数。在负迎角时，由于吸入旋涡，总压恢复下降，畸变程度增大。对于长边条结构，由于附面层分流器太薄，以致于不能有效地除去长边条上所形成的附面层，因此在零迎角附近，总压损失和畸变程度都很大。

M_∞=1.8时，短边条A屏蔽下的进气道，其总压恢复系数明显地高于孤立进气道的数值。在小的迎角时，总压脉动均方根值比孤立进气道大得多。随着迎角的增大，畸变度减小并趋向于孤立进气道的水平。进气道性能具有上述特点的原因如下：在进气道进口前形成λ形激波系，它是由机身及边条附面层引起的斜激波和进口正激波相交而组成的(见图9-33)。进气道进口大部分区域为二波系覆盖，气流通过一道斜激波和一道较弱的正激波，因此使总压恢复增大。而在进口外侧下角的小三角区，气流通过一道正激波，气流总压突然下降，因此

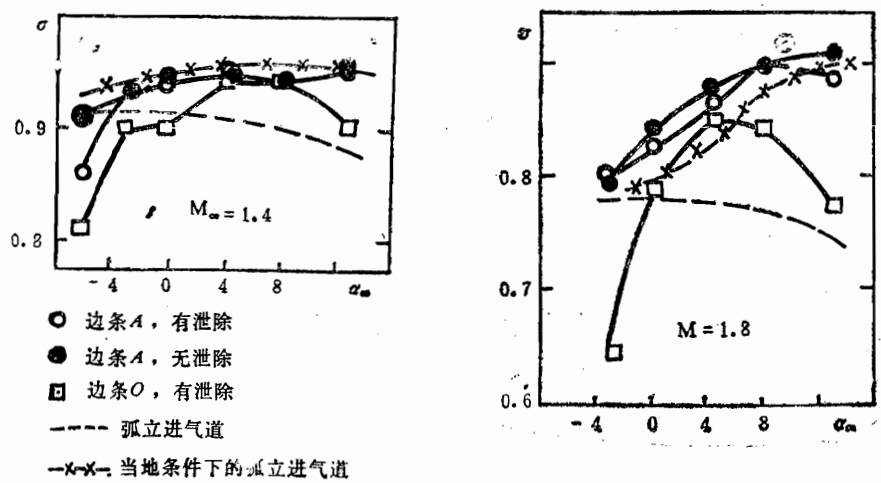


图9-32　边条几何形状对进气道超音速性能的影响

畸变度很大。在大迎角时，这个区域消失，整个进口处在斜激波系中，从而畸变度减小。

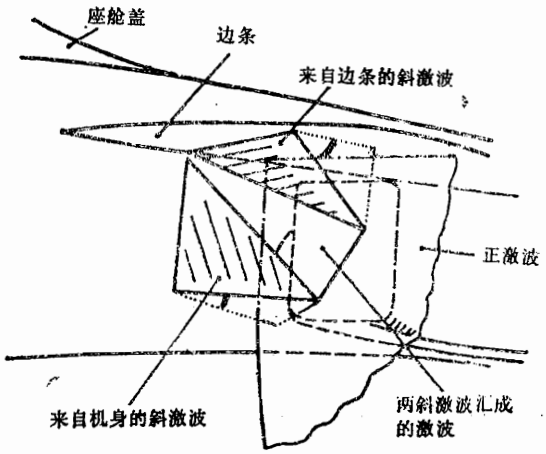


图9-33　进口激波系示意图

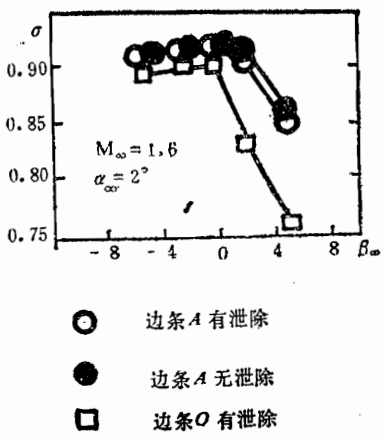


图9-34　侧滑角对进气道性能的影响

侧滑角主要对背风侧进气道的性能有影响。图9-34表示了侧滑角对进气道超音速性能的影响。在所试验的马赫数下，侧滑角超过2°，进气道性能就下降。长边条下的进气道性能对侧滑角更敏感。在亚音速时，侧滑角对进气道性能的影响是类似的。不过，要在更大的侧滑角下进气道性能才变坏。对有泄除的短边条，侧滑角超过5°，性能才明显变坏。性能恶化的原因是，由于背风侧的进气道吸入来自边条下面扩大了低总压气流，以及当地流动角加大了。

由以上试验结果可以看出，利用边条屏蔽作用，可以得到某些收益。这些收益的大小与边条的几何形状、开缝泄除及附面层分流器的几何形状有很大关系。产生的问题是亚音速大迎角及超音速小迎角时畸变增大。另外，进气道性能对侧滑角很敏感。克服这些问题可能的途径是：仔细地设计附面层分流器，并与边条开缝泄除很好地配合；将进气道外罩下唇口后移，离开当地流动角大的区域；控制激波与附面层的干扰。

9.2.4　武器发射对进气道性能的影响

从飞机上发射的喷气武器(火箭、导弹等)通常在进气道近旁通过。这些武器的喷气流对进气道进口的流场有很大的影响。喷气武器后面的喷流可分为两个特性不同的区域（见图9-35)：第一个区域在出口截面之后，它是一个狭窄的由一系列激波-膨胀波系组成的区域。在这个区域中压强沿喷流方向(x方向)由较高的初始值逐步降低到自由流的水平。在最后一个波系之后是第二个区域，在这个区域中，喷气流与周围大气混合，扩展成一个锥型区域，该区域中典型的参数分布如图9-36所示，其上坐标y_s是从喷流轴线算起的径向距离，x_s是从武器出口截面算起的轴向距离。在后面的区域中，喷流的静压等于自由流压强，没有径向分速。喷流使自由流受到明显的干扰，例如在喷流轴线上$x_s=10$米处，马赫数M=2.3(自由流马赫数M_∞仅为0.696)。

当进气道吸入火箭或其它喷气武器的高温喷流时，动力装置中会出现气动力不稳定现象。出现这种现象的主要原因是进气道出口空气温度T_t随时间变化太快。另外还有其它因

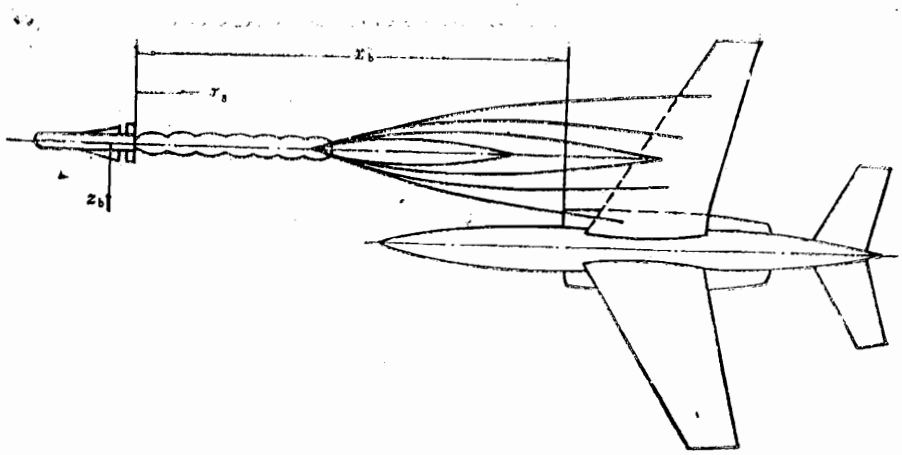


图9-35　喷流区

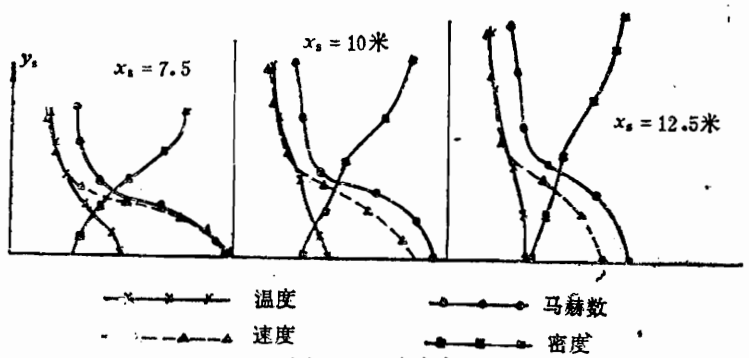


图9-36　喷流参数

（飞行马赫数M_∞=0.696，飞行高度H=10千米）

素，如喷流燃烧产物混入进气道、不均匀的压强脉动等。高温喷流的作用时间可能只有几十分之一秒，但温度增加可能达到一百度或更多。

用小惯性传感器测得沿发动机流路的参数变化表明，在开始阶段，虽然进气道进口温度T_{t}增加很大，但压气机出口总压p_{t2}及进口总压p_{t1}和涡轮后的温度T_{t4}实际上保持不变，压气机增压比也就保持不变。不过，发动机换算流量与进气道出口马赫数成正比，由于温度增加，使马赫数减小，所以换算流量急剧下降，因此，在压气机特性线上的工作点移向喘振边界，使发动机工作发生危险。

温度突升时，影响压气机气动力稳定裕度的主要参数并不是气体高温作用的持续时间，而是气流温度随时间增长的梯度，即$\Delta T_t/\Delta t$。压气机喘振出现在$\Delta T_t/\Delta t$大于2000～3000度/秒时。例如，当温度T_t升高的时间为0.05秒时，温度增量的临界值（按压气机喘振条件）是100°～150°左右。这在作战条件下是完全可能发生的。

目前还缺乏武器喷流对进气道影响的飞行试验和地面试验的系统数据。文献[11]提供了侧面安装的屏蔽式进气道在两种情况下试验的结果：一种是受武器喷流影响的情况；另一种是自由流未受喷流影响的情况。比较两种情况下的进气道流场，可以看出喷流影响的程度。

试验状态为：飞行高度H=10千米，大气温度T_a=223K，大气压强p_a=0.264×10^5

帕，飞行马赫数 $M_\infty = 0.696$，迎角 $\alpha_\infty = 0°$，进气道出口压强 $p = 1.14837$ 帕，武器的飞行轨迹与飞机飞行方向相同，武器与进气道的周向相对位置在进气道外侧下方相隔 90° 的位置，武器的瞬时位置在 $z_b = 3.312D_{HL}$，$x_b = 29.57D_{HL}$ 处，这里 z_b 是武器轴线与进气道进口轴线之间的横向距离，x_b 是武器出口截面到进气道进口之间的距离(见图 9-35)，D_{HL} 是武器最大截面积的当量直径。进气道出口压强 p 对应的流量系数 $\varphi_1 = 0.827$，这里

$$\varphi_1 = A_\infty / A_{ex}$$

式中 A_∞——进入进气道的流管在进口前无穷远处的截面积；

A_{ex}——进气道出口截面面积。

试验的结果表明，在上述条件下武器喷流对进气道流动的影响如下：

1. 在相同的进气道出口压强条件下，φ_1 从 0.827 增大到 0.872。

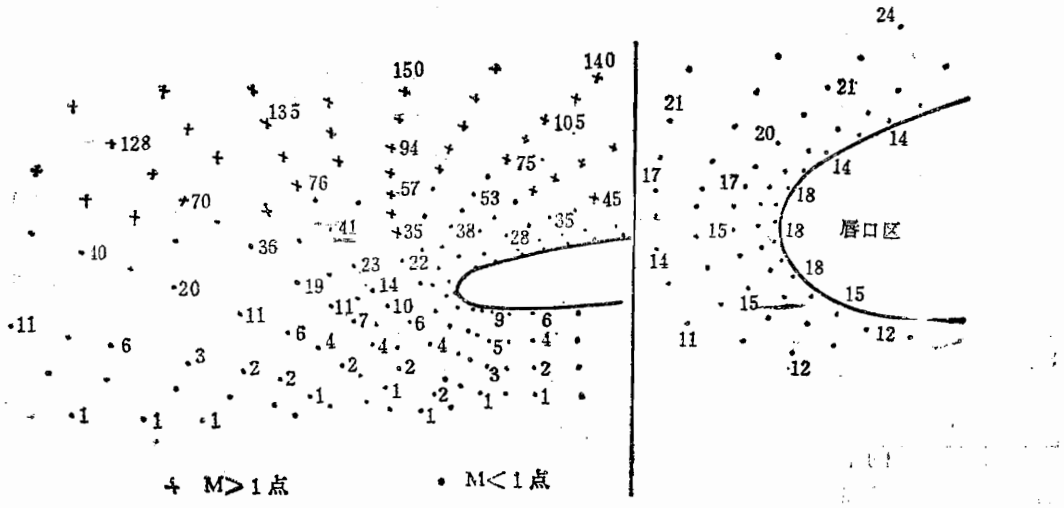


图9-37 总压扰动场

$(p_t - p_{ta})/p_{ta} \times 100$

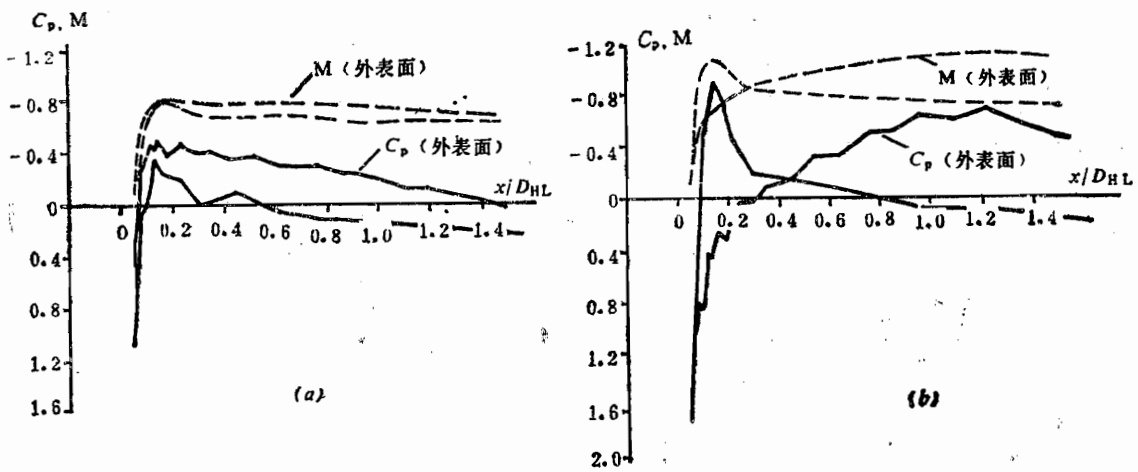


图9-38 进气道表面的压强分布

(a)无喷流影响；(b)有喷流影响。

2. 喷流对自由流总压的影响表示在图9-37上。图上的数值是无量纲量$(p_t-p_{ta})/p_{ta}$的百分数。图上清楚地表明了自由流受到很大的干扰，但是进入进气道那部分气流只受到百分之几的干扰。亚音速流和超音速流是光滑过渡的，说明没有出现激波。

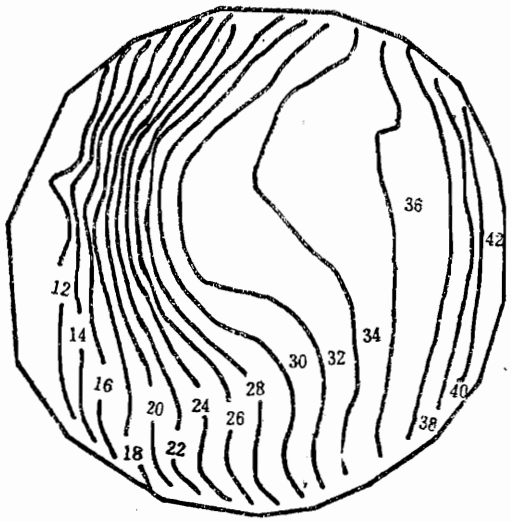


图9-39 进气道出口截面上的等温线

$\left(\frac{T-T_a}{T_a}\times 100\%\right)$

3. 图9-38(*a*)和9-38(*b*)分别表示了有无武器喷流影响时进气道表面的压强分布和当地马赫数M的分布。可以看出，喷流的影响是很显著的。

4. 喷流使进气道出口马赫数增大，在所试验的情况下，约增大10%，而且使出口气流的马赫数分布很不均匀。

5. 图9-39表示了进气道出口截面上的温度分布。虽然前面已经提及，受武器喷流影响的大部分气流未进入进气道，但是出口气流温度场仍受到很大的影响。在进气道出口截面上测得的热点温度分别为240K(无喷流时)和332K(有喷流时)。

9.2.5 飞机外形对进气道稳定工作的影响及其判定准则

以前，关于进气道喘振激发机理的理论都仅限于均匀来流中的孤立进气道（即来流不受飞机其它部件的干扰）。这些理论一般分为自激喘振和它激喘振两类。在自激喘振中，扰动力是系统振动的固有属性；而在它激振动中，系统因受到外界扰动力而喘振。已提出的各种它激激发机理指出，引起喘振的主要原因有两个：一个是进气道压缩面上激波引起的附面层分离；另一个是在进气道唇口吸入并引起内流分离的外来滑流。

近年来，高性能高机动的飞机，为了减小飞机阻力和当地流动角，进气道和飞机机体紧密结合成一体，造成进气道所吸入的是流过机身前段或机翼的气流。当飞机作大机动飞行时，进入进气道的气流是不均匀的。这或者是由于无粘流在进气道进口前受到不均匀的压缩，或者是由于上游形成的附面层未被附面层分流器引走。近来的研究发现，进气道吸入总压降低了的气流会引起进气道喘振。

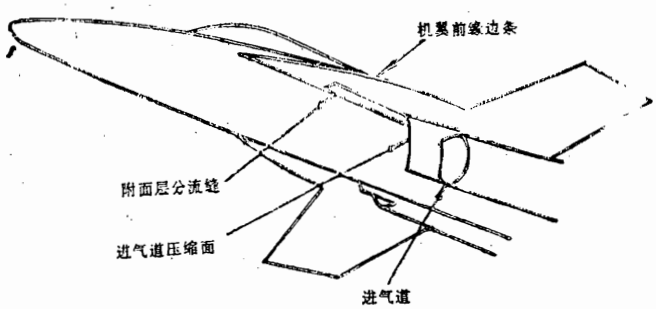


图9-40 进气道-机体模型

文献[12]报导了有关的试验结果并提出了判定进气道喘振的准则。图9-40是试验模型示意图。模型的主要部分为一个机身前体和两个两侧式外压进气道，进气道处于机身和机翼流场中。对流向进气道的机身附面层进行上、下分流，向上分流的附面层经机翼前缘边条的缝隙泄出，进气道的几何形状是不可调节的，有一个7°的压缩面。

图9-41和图9-42是 $M_\infty=2.0$ 时测得的进气道稳定工作边界。其中图9-41是在最大功率流量时进气道稳定工作的飞机机动范围，这个范围分别为两个边界所限：一个是大迎角飞行时，由于前缘边条产生的激波撞击附面层，引起进气道进口前机身附面层分离，使进气道喘振；另一个是负迎角时，前缘边条产生的旋涡引起喘振。在图9-43上表示了这两种情况下进

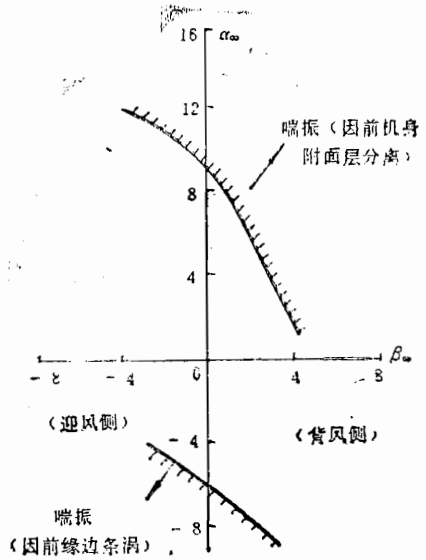


图9-41 进气道稳定工作边界
（$M_\infty=2.0$，最大功率流量）

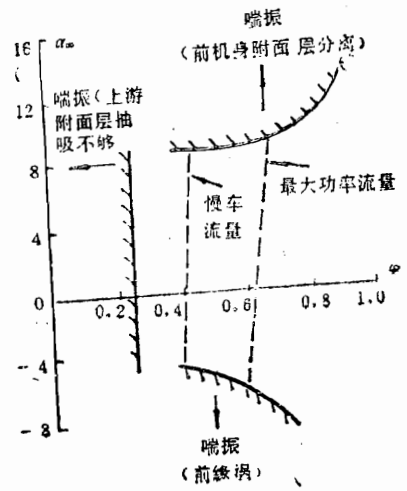


图9-42 流量系数对进气道稳定工作边界的影响
（$M_\infty=2.0$，$\beta_\infty=0°$）

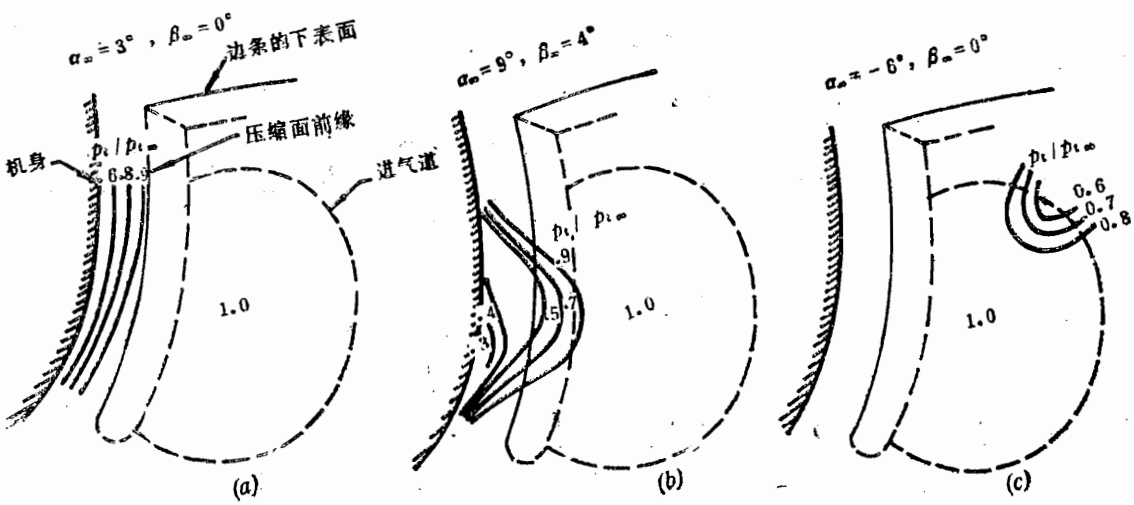


图9-43 进气道进口的总压分布
（$M_\infty=2.0$）
（a）参考状态（稳定）；（b）前机身附面层分离引起喘振；（c）前缘边条涡引起喘振。

气道进口的总压分布。由于喘振是吸入机体上的粘性流(附面层或旋涡)所引起的，所以改变进气道压缩面上的附面层抽吸量并不能改变稳定工作边界。

图9-42是发动机流量系数φ对进气道稳定工作的影响。从慢车流量到最大功率流量，稳定极限基本上是常数。在这个迎角范围内，进气道吸入的气流中没有明显的粘性流。在小迎角机动范围内，稳定工作的流量系数低限受压缩面上附面层抽吸段长度的控制，当结尾激波上游的附面层抽吸不够时，会发生进气道喘振，所需的抽吸量约为进气道流量的百分之一。在大迎角机动范围内，机体产生的粘性流起作用。稳定边界的迎角值随流量系数的增加而增大。其原因是随着流量系数的增加，进气道喉部气流的流速增大、静压降低，于是总压更低一些的气流也可通过喉部，而不致于发生进气道喘振。

文献[12]根据所得的试验结果提出了下列判定进气道稳定工作的准则：在进气道进口的不均匀流场中，若总压最小的那根流管，经过激波损失后，其总压不大于下游气流的静压(该静压按上游气流总压未减小的那部分气流总压值来确定)，则它将没有能力去克服下游压力的阻挡，以致产生倒流和与之相连的喉部壅塞，结果进气道发生喘振。上述准则的图解说明表示在图9-44上。准则中没有考虑流体的粘性作用，这个粘性作用使总压减小的气体受到周围气体的加速作用。由于压力升高对流体微团所作的功比粘性剪切作用所作的功要大得多，所以粘性作用对所提出的准则没有多大影响。

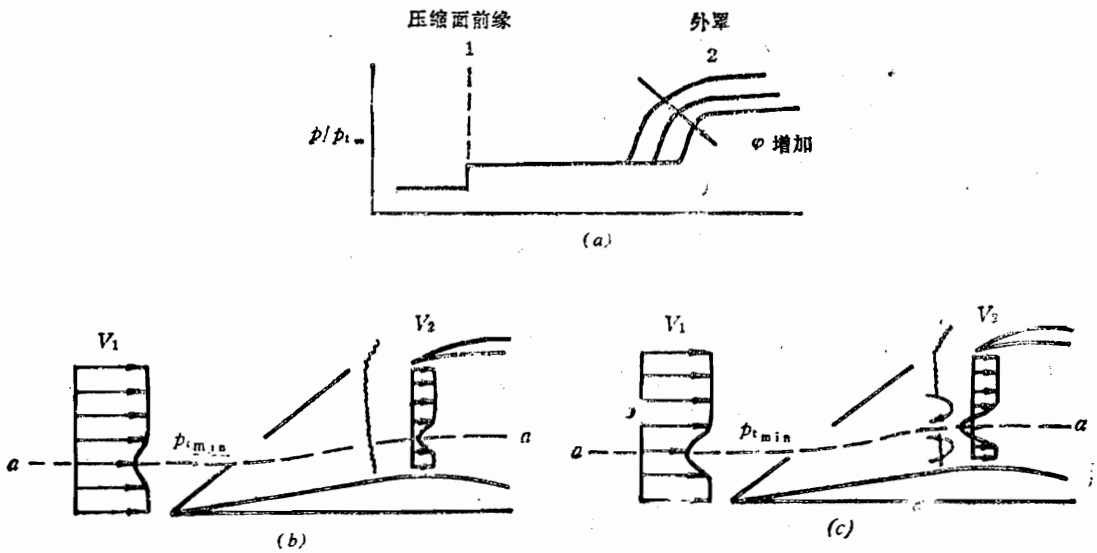


图9-44　进气道不稳定准则

(a)压缩面典型的静压分布；(b)稳定：$(p_{t1}-\Delta p_{t1-2})_{aa}>p_2$；

(c)不稳定：$(p_{t1}-\Delta p_{t1-2})_{aa}<p_2$。

图9-45说明了确定进气道稳定工作边界的方法。其中最小的总压比$(p_{t2}/p_{t\infty})_{min}$与迎角$\alpha_\infty$的关系在模型试验中确定，静压$p_2$与来流总压$p_{t\infty}$的比值$p_2/p_{t\infty}$与流量系数$\varphi$的关系可以进行估算或测定。由这两个关系，应用所述的稳定工作判别准则，可得不同流量系数φ所对应的α_∞边界值。

测定的稳定工作边界与预估的边界进行比较的情况见图9-46。由于忽略了粘性影响，预

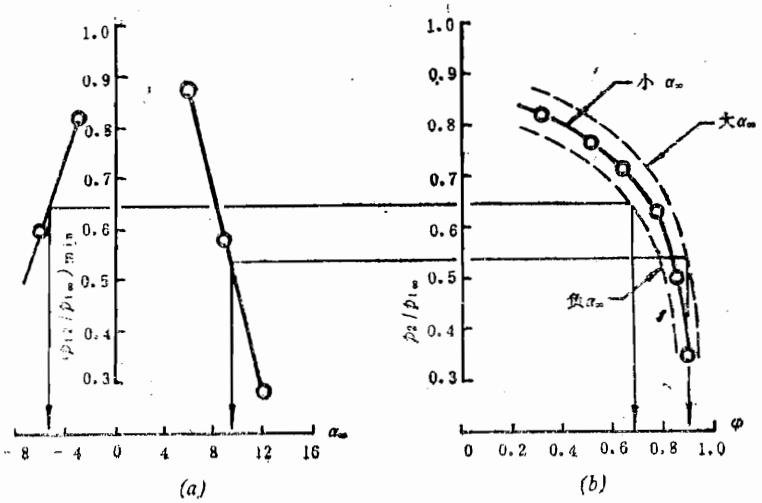


图9-45 稳定工作边界的确定

($M_\infty=2.0$, $\beta_\infty=0°$)

(a)$(p_{t2}/p_{t\infty})_{min}$与$\alpha_\infty$的关系；(b)$p_2/p_{t\infty}$与$\varphi$的关系。

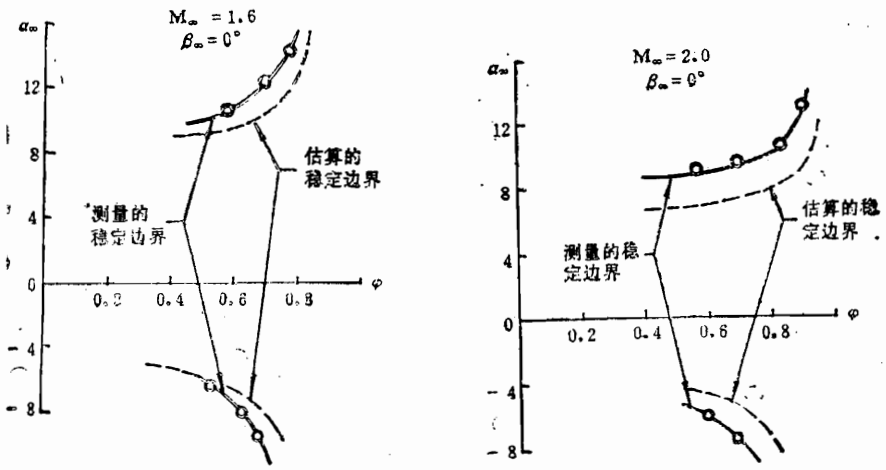


图9-46 稳定工作边界的比较

估的边界偏于保守。上述准则也适用于亚音速飞行条件。此外，对其它非均匀来流（如吸入滑流）引起的进气道喘振，也可采用上述准则来判别。

9.2.6 进气道升力涡和溢流涡

从进气道前缘内侧和外侧角上泻下的升力涡会在尾舵上引起侧洗流，使飞机在侧滑时舵面效率降低[13]（见图9-47）。在小迎角时，从进气道内侧角上产生的旋涡往往是不稳定的。在大迎角时，外侧旋涡加强，它和前机身及座舱盖产生的旋涡汇合在一起，使舵面稳定性明显地降低，在旋风式飞机上，采用大展弦比的舵面来保持在上述情况下的效率。

当进气道在小于全流量的条件下工作时，绕倾斜外侧壁的溢流产生一个旋涡。在大迎角时上述旋涡破裂，并从机翼上方通过，和飞机其它部件没有明显的干扰。在小到中等迎角

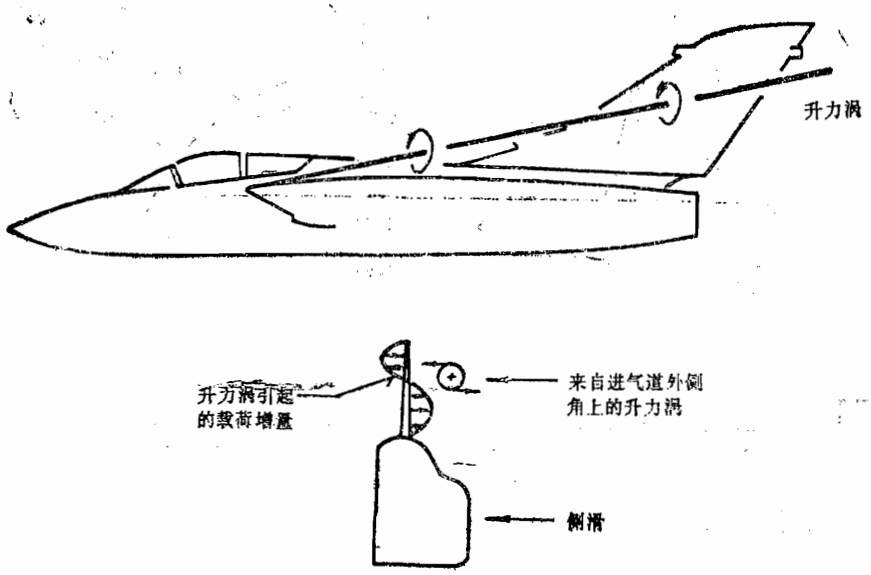


图9-47　进气道升力涡

下，旋涡在靠近水平安定面的根部通过，使水平安定面的前缘部分卸载并使气动力中心后移(见图9-48)。因此需要对水平安定面前缘作小的修型以恢复机动飞行时的纵向安定性。

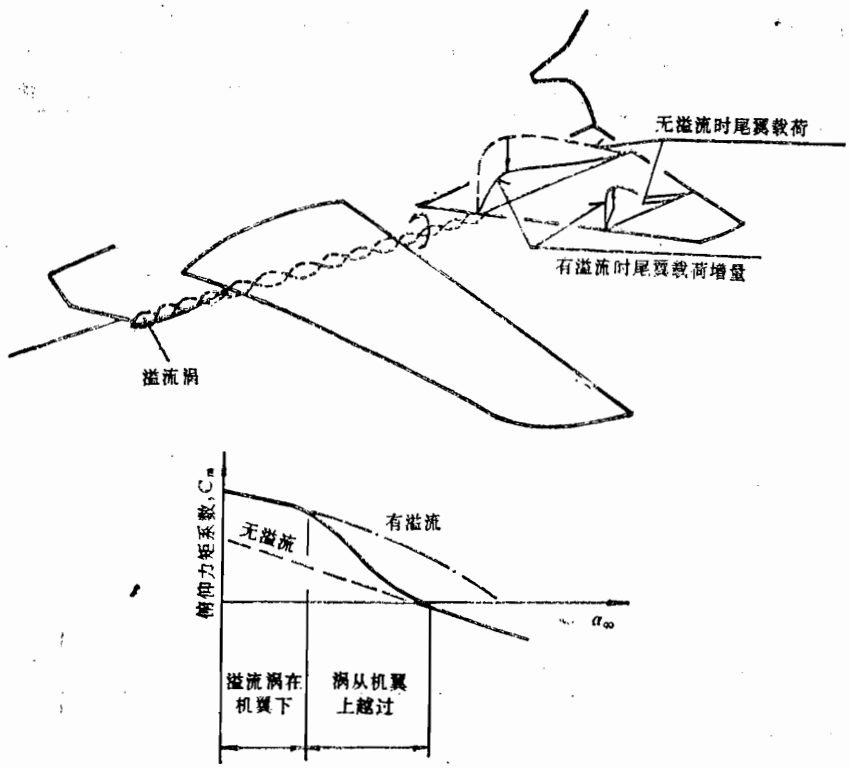


图9-48　进气道的溢流涡

9.2.7 推力-阻力核算系统

9.2.7.1 引言

飞机的性能取决于装在飞机上的推进系统的推力和飞机本身气动外形的阻力。由于推进系统的内流和飞机外部绕流的相互干扰，使推力和阻力有着密切的关联，难以严格区分。为了对来自各方面的原始数据作出恰当的综合，以便对不同飞机或同一型号装不同发动机的各种方案的性能作出有意义的比较，也为了在设计阶段确定试验研究和分析计算项目，不产生遗漏或重复现象，需要建立推力-阻力核算系统。

推力-阻力核算系统是用来定义、计算、测量作用在飞机上的推力和阻力，并按一定方式把它们综合起来以供性能计算用的一种匹配系统。飞机设计部门根据设计水平、经验以及计算、试验条件所确定的某种推力-阻力核算系统，可作为与发动机设计部门、风洞试验部门、试飞部门互相协调和交换相应数据的依据，因而推力-阻力核算系统是飞机研制过程中的一个重要工具。

一个理想的推力-阻力核算系统，从原则上讲，应该是：(1) 推力、阻力划分的概念清楚；(2) 能精确地计算和测量作用于飞机上的推力和阻力；(3) 飞机各部件的性能容易分析；(4) 在整个飞机研制过程中使用统一的定义。

目前有两种推力-阻力划分的方法：

1. 按内外流来划分。把通过飞机和发动机的内流所产生的在飞行方向上的力定义为推力，而把飞机外部绕流产生的力定义为阻力。简单地说，推力为内力，阻力为外力。

2. 按进排气效应或发动机节流特性来划分。把进排气系统由于发动机节流偏离某特定的工作状态时所引起的飞机内、外力的变化作为推进系统的推力变化。而把由于飞机飞行姿态改变引起的与发动机节流无关的飞机阻力放在飞机极曲线上。需要指出，当进排气系统处于特定的参考工作状态时，飞机极曲线内已包含了各种进排气效应。

本手册采用按发动机节流特性划分推力-阻力的方法。

9.2.7.2 气动参考状态

推力-阻力核算系统的基础是在适当的参考系统中统一定义推力和阻力，并将这些力划分为与节流有关的力(安装推力)以及与节流无关的力(反映在飞机极曲线中的阻力)。使用的参考系统包括气动参考状态和参考工作状态。

气动参考状态是一种模拟飞机外部绕流的基准状态。由于实际飞机外形很复杂，并且有进气和喷流，要全部模拟是非常困难的。例如，实际飞机有进气道附面层泄除装置和旁路系统等，这些结构在小尺度模型上难以完全模拟，因此必须加以适当的简化。常用的气动模型有全机堵锥(不通气)和全机通流模型(或前机身通流模型)，它们适当地模拟了实际飞行中的某些典型状态。

对于通流模型，用于气动参考状态下进行试验的进气道，其几何形状和真实的进气道相同，但是没有附面层吸除和旁路系统。试验时的进气道流量在不同飞行马赫数时是不同的。在亚音速和跨音速飞行马赫数时，一般希望选择参考流量接近于实际的参考工作流量，但这时可能是溢流阻力较大的、在进气道唇口有分离的流动状态。这种状态不易在进气道阻力模型上精确地再现。因此在亚音速和跨音速飞行条件下，选取参考流量的主要准则是使进气道唇口分离最少。在超音速飞行马赫数时，外压式进气道实际工作的流量通常接近临界流量，

而对混压式进气道，当工作于起动马赫数以上时，其正常的工作条件将精确地对应于临界流量。因此，在超音速马赫数时，建议取临界流量作为进气道的参考状态流量。

做风洞模型的超音速试验时，雷诺数总是比实际小得多，既要求在指定的参考流量下工作，而又没有进气道泄除系统，这时，激波-附面层的相互干扰使得进气道喉部有效面积减小；可能发生喉部壅塞的情况。如果出现这种情况，建议减小进气道压缩面的折角以保证合适的喉部面积[14]。

用于气动参考状态下进行试验的排气系统，其几何形状尽可能和真实的完全相似，除非需要消除可能会有的分离流动区域，那时要作一些修改。排气系统参考状态的选取影响着建立飞机系统性能时所产生的误差大小。这是因为利用通流模型做飞机总的阻力试验、进气道阻力试验以及用吹风模型做排气系统的阻力试验时，都假设进气道条件的改变对排气系统的阻力没有影响，特别是，对于吹风模型的排气系统试验可以在非真实的进气道条件下进行，即在进口堵住的进气道条件下进行吹风试验，并将所得的试验结果用到真实进气道的飞机上去。但是进气道溢流的变化以及进气道附面层泄除空气的排出会明显地影响流向后体的附面层情况，所以上述假设在许多布局上是不适用的。上述假设所引起的误差可以通过仔细地选择排气系统的参考状态来减小，其理由可从下面的分析中看出。

令X代表飞机或飞机缩尺模型上总的阻力，则X的大小与进气道情况及排气系统情况有关，写成

$$X=X(i,\ e)$$

符号i和e分别代表进气道和排气系统的几何形状和流动状态。

为了分析进气道和排气系统阻力的影响，将X分成三部分：

$$X(i,\ e)=X_i+X_e+X_a$$

式中 X_i——与进气道有关的阻力，包括直接受进气道流动状态影响的那些表面上的阻力；

X_e——与排气系统有关的阻力，包括直接受排气系统流动状态影响的那些表面上的力；

X_a——其余的，不受进气道和排气系统流动状态直接影响的飞机表面上的阻力。

这里假设了$X_i=X_i(i)$和$X_e=X_e(e)$，即X_i与排气系统状态无关，X_e与进气道流动状态无关。由于进气道流动状态会影响流向后体的附面层流动，不仅后体上气流分离特性强烈地受进气道状态影响，即使没有分离，位移厚度的变化也会影响压阻和波阻，因此，严格地讲，应该是：

$$X(i,\ e)=X_i(i)+X_e(i,\ e)+X_a \tag{a}$$

在性能综合时，有三组进气道和排气系统状态。第一组是真实的进气道和排气系统状态，分别以i_r和e_r表示。第二组是参考的进气道和排气系统状态，分别以i_0和e_0表示，它们对应于气动参考阻力模型的通流管道条件。第三组是，在测量一个部件因状态变化而引起的阻力增量时，所所采用的另一个部件的状态，用i_c表示在测取排气系统阻力增量时的进气道堵锥状态，用e_i表示测定进气道阻力增量时所用的排气系统状态。

各种性能综合系统预测作用在实际飞机上的总阻力$X_{pr}(i_r,\ e_r)$时，一般用以下三种数据：第一种是在具有参考进气道和排气系统的飞机模型上测得的阻力$X(i_0,\ e_0)$；第二种是进气道力的增量，它是在指定的排气系统e_i下，实际进气道状态和参考进气道状态的阻力差$X(i_r,\ e_i)-X(i_0,\ e_i)$，第三种是排气系统力的增量，它是在堵锥进气道条件$i_c$下，实际的和参考的排气系统的阻力差$X(i_c,\ e_r)-X(i_c,\ e_0)$，这样，预测的外力是：

$$X_{pr}(i_r,\ e_r)=X(i_0,\ e_0)+[X(i_r,\ e_i)-X(i_0,\ e_i)]$$
$$+[X(i_c,e_r)-X(i_c,e_0)] \qquad (b)$$

预测中的误差 ε 为：

$$\varepsilon=X_{pr}(i_r,\ e_r)-X(i_r,\ e_r) \qquad (c)$$

将式(a)和(b)代入式(c)，则有：

$$\varepsilon=X(i_0,\ e_0)+[X(i_r,\ e_i)-X(i_0,e_i)]+[X(i_c,e_r)-X(i_c,e_0)]-X(i_r,e_r)$$

按照式(a)的表示法，式中的 $X(i_0,e_0)$ 为：

$$X(i_0,\ e_0)=X_i(i_0,\ e_0)+X_e(i_0,\ e_0)+X_a$$

此外，两个方括号中的具体表达式为：

$$[X(i_r,\ e_i)-X(i_0,\ e_i)]=X_i(i_r,\ e_i)-X_i(i_0,\ e_i)$$
$$+X_e(i_r,\ e_i)-X_e(i_0,\ e_i)$$
$$[X(i_c,\ e_r)-X(i_c,\ e_0)]=X_e(i_c,\ e_r)-X_e(i_c,\ e_0)$$

将这些表达式代入后，就可发现误差 ε 仅与排气系统的力有关：

$$\varepsilon=[X_e(i_c,\ e_r)-X_e(i_r,\ e_r)]-[X_e(i_c,\ e_0)-X_e(i_0,\ e_0)]$$
$$+[X_e(i_r,\ e_i)-X_e(i_0,\ e_i)]$$

其中，第一个方括号中的误差是由于用堵锥进气道代替实际进气道时，实际的排气系统阻力发生变化而引起的，第二个方括号的误差是，用堵锥进气道代替参考进气道，并在排气系统吹风模型上模拟气动参考阻力时，所引起的误差，第三个方括号是在做进气道阻力试验时产生的，它是由于后体阻力包括在测力天平的测量中，当进气道由参考状态变到实际状态时，后体阻力发生变化而引起的。

有两种方法可减小上述误差：

(1) 第二个方括号所表示的误差与排气系统的参考状态有关。如参考状态允许足够地偏离真实状态，以保证在参考状态下排气系统后体上没有分离，同时使后体具有最小的轴向投影面积(底部面积除外)，则这部分误差可以基本消除。若在进气道试验中也用这样的后体结构，则第三个方括号所代表的误差也可消除。

(2) 若能使实际的排气系统状态 e_r、参考的排气系统状态 e_0 和进气道试验时所用的排气系统状态 e_i 都相同，并用 e 来表示，则误差

$$\varepsilon=[X_e(i_c,\ e)-X_e(i_r,\ e)]-[X_e(i_c,\ e)-Xe(i_o,\ e)]$$
$$+[X_e(i_r,\ e)-X_e(i_o,\ e)]$$
$$=0$$

但实际上，参考的排气系统状态必定与实际的不同，因为通流管道的参考状态不可能模拟实际的压强比。当然，对某些结构，若进气道对后体阻力的影响确实与喷管压强比关系不大，也就是说只对后体几何形状敏感，则方法(2)比(1)好。对大多数实用的结构，排气系统的阻力特性对排气系统压强比是敏感的，因此方法(1)是减小上述误差的较好方法。

9.2.7.3 参考工作状态

在确立"标准飞机极曲线"时，除了对标准高度、常用飞机重心位置、翼面状态、基本武器携带方式等有明确规定外，还必须规定进排气系统和发动机的工作状态，这个状态叫做参考工作状态。所谓参考工作状态就是指实际飞行中的那些典型状态，其中包括特定的发动机油门位置和特定的进气道和喷管调节系统的工作位置。

用于参考工作状态的进气道，它的几何结构、附面层抽吸和旁路系统都严格地和对应条件下真实的进气道相同。参考工作状态下进气道流量系数也严格地对应于在相同发动机功率状态下的真实进气道的流量系数。

参考工作状态下的排气系统，在每个飞行马赫数下，对应于特定的发动机功率状态(通常是最大功率状态)，具有真实的飞机后体几何形状和实际的喷管压强比。

采用对应于特定功率状态的参考工作状态以及在确定喷管总推力时使用静推力，有两个主要优点：首先，飞机系统的性能和推进系统的性能很分明，这样，对于采用同一发动机的各种结构可以进行有意义的比较。类似地，也可以比较安装损失；其次，在飞机发展的整个过程中可以保持统一的推力-阻力定义。

9.2.7.4 飞机-推进系统作用力的划分

前面已经说过，推力-阻力的划分是按发动机节流特性来进行的。当进排气系统由于发动机节流而处于非设计状态工作时，把与节流特性有关的，在飞行方向上的飞机内、外力的变化，认为是飞机推力的一部分，而把与发动机无关的在飞行方向上的力作为飞机的阻力。

与节流有关的力包括内力以及受节流影响的那部分外力。

内力定义为喷管总的静推力和发动机流管冲压阻力之差。

外力是在飞行方向上作用在飞机上的总力和内力之差。

在给定的飞行高度、飞行马赫数和飞行姿态下作用于水平飞行飞机上的在飞行方向上的总力 F_t 可表示为：

$$F_t=\underbrace{P_n}_{\text{发动机安装推力}}+\overbrace{\Delta P_i+\Delta P_e+\Delta P_{tr}}^{\text{推进系统安装推力}}-\overbrace{X_{ref}-\Delta X_i-\Delta X_e-\Delta X_{tr}}^{\text{飞机阻力}}$$

式中 P_n——考虑了进气道内特性、喷管内(静)特性、发动机放气和供冷却用气、发动机转子轴向力平衡用气等各项对发动机功率减少的影响后，发动机还能产生的净推力；

ΔP_i——由于进气道工作状态与参考工作状态不同而引起的与节流有关的外力增量；

ΔP_e——由于排气系统工作状态与参考工作状态不同而引起的与节流有关的外力增量；

ΔP_{tr}——推进系统工作状态与参考工作状态不同时配平阻力的变化；

X_{ref}——模型在参考状态下所受的外力；

ΔX_i——由于进气道参考工作状态和气动参考状态不同而引起的与节流无关的外力；

ΔX_e——由于排气系统参考工作状态与气动参考状态不同而引起的与节流无关的外力；

ΔX_{tr}——飞机由气动参考状态变到参考工作状态时，其配平阻力的进排气效应变化量。

发动机净推力 P_n 定义为静止空气中的排气系统在给定的压强比下的总推力与给定的飞

行条件下发动机流管冲压阻力之差。对于大多数排气系统，总推力等于尾喷管出口截面上的气流总冲量(轴向动量加上气流静压力与大气压力之差)。具有中心塞的喷管，总推力中还包括气流作用在伸出尾喷管出口截面之外的中心塞上的力。发动机流管是指从发动机进口进入的那部分气流，也包括经发动机进口进入后通过发动机短舱夹层引导至排气系统的气流。但是由发动机捕捉而通过泄除系统泄出机外的气流不算在发动机流管内。发动机流管冲压阻力等于发动机流管的质量流量和飞行速度之积。进气道内特性的影响，即总压恢复、稳态和动态畸变的影响反映在净推力之中。发动机放气和功率提取(供冷却、发动机轴向力平衡等用气所减少的功率)以及排气系统内特性(在静止气体条件下)的影响也反映在净推力之中。

参考气动阻力 X_{ref} 是在具有通流管道的飞机模型上测得的外力。该模型的进气道为工作于参考质量流量下的参考进气道结构。排气系统也是参考状态的。在参考流量小于临界流量的那些来流马赫数下，通过实验来测定 X_{ref} 时，往往很难精确地使进气道在所希望的参考流量下工作。这时，最好在参考值附近的若干个流量下做一些实验，然后插值取得所需的状态。

进气道阻力增量是 ΔX_i，这里需要补充的是在 ΔX_i 中作了辅助气流阻力和漏气阻力的修正。辅助气流是为了各种目的(如给热交换器冷却等)由进气道引出一定量的气流而产生的阻力。这部分气流的量通常是很小的，风洞模型上难于模拟，因此需要进行修正。这部分阻力的大小定义为在飞行方向上辅助气流在其出口截面的总冲量与自由流条件下的总冲量之差。漏气阻力用来考虑进气道模型与实际进气道的相对漏气特性，其阻力定义为飞行方向上漏气流在出口条件与自由流条件下的动量差。

需要说明一下，在部件性能的综合过程中，没有明显地涉及飞机外流场对喷管内特性的影响，也就是说，没有涉及飞机外流场对推力的影响。这是因为在静止气流中和在吹风条件下，推力的差别既不容易也不必去测量，用下面介绍的方法可使这个差别自动去除。具体作法如下：

在气动参考状态下，由天平测得的作用在飞机上的力(指飞行方向上的力)F_{br}为

$$F_{br}=X_i(i_c)+X_a+X_e(e_0)-P_r+X_b$$

其中，P_r 是气动参考状态下的喷管总推力，它包括了外流的影响。当喷流是超音速流时，参考喷管的内特性对外流不敏感，可用静推力来确定 P_r。但当喷流是亚音速流时，需要用别的办法来确定(例如用系数修正)。X_b 是喷管底阻。这样，在参考状态下作用在飞机上的外力 X_{er} 为：

$$X_{er}=X_i(i_c)+X_a+X_e(e_0)$$

在喷管实际工作状态下由天平测得的作用在飞机上的力 F_b 为：

$$F_b=X_i(i_c)+X_a+X_e(e_r)-P_t$$

其中 P_t 是实际喷管工作状态下的喷管总推力。在确定实际工作状态下的外力 X_{ext} 时是从 F_b 中扣除喷管的静推力 P，即

$$X_{ext}=X_i(i_c)+X_a+X_e(e_r)-P_t+P$$

这样，排气系统总的外力增量是

$$\Delta P_e-\Delta X_e=X_{er}-X_{ext}=X_e(e_0)-X_e(e_r)-(P-P_t)$$

当发动机净推力用静推力来计算时，即

$$P_n=P-X_{ram}$$

时，得出

$$P_n+\Delta P_e-\Delta X_e=P_t-X_{ram}+X_e(e_0)-X_e(e_r)$$

可见，得到的这样三项就是发动机在实际工作状态工作时的真实净推力加上实际排气系统阻力和参考排气系统阻力之差。

飞机配平阻力的进排气效应 ΔP_{tr}，ΔX_{tr} 形成的原因是：在进气道有迎角的飞行中，进气动量在升力方向的分量将发生变化，喷流对机翼和尾翼的诱导影响将使飞机的安定性和纵向力矩特性发生变化，这些都使平衡状态发生变化，由此引起飞机平衡阻力的变化。这个平衡阻力的变化定义为飞机配平阻力的进排气效应。ΔP_{tr}，ΔX_{tr} 则是这种效应的度量。

9.2.8 发动机短舱

发动机短舱通常是运输机的一个重要组成部分。发动机短舱阻力可以达到飞机阻力的3～5%之多。飞机-推进系统一体化方面的目标之一是减少短舱与飞机之间的干扰阻力，并且尽可能产生有利的影响。

对于作跨音速飞行的运输机，常将发动机短舱安排在机翼前下方。这时，影响短舱-飞机一体化性能的主要部件将是超临界机翼和高涵道比涡扇发动机的短舱。超临界机翼具有下列设计特点：较大的展弦比(展弦比超过10，机翼弦长较短)、厚度增大和采用超临界技术。而高涵道比的涡扇发动机有较大的直径，因此相应的短舱直径也较大。要将短舱和机翼很好地结合在一起是一个困难的任务，需要对短舱位置、短舱几何形状、吊臂构型等进行广泛的实验研究和理论研究。

美国国家航空航天管理局(NASA)的兰利(Langley)研究中心用半翼展机翼模型在8英尺(1英尺=30.48厘米)跨音速增压风洞中，对短舱装在机翼下的布局作了研究[15]。机翼的展弦比为10，用涡轮动力模拟器模拟动力装置的作用。模拟器产生与全尺寸发动机相同的相对流量。对该布局的短舱-吊臂曾作过大量研究以减小干扰阻力。实验结果表示在图 9-4

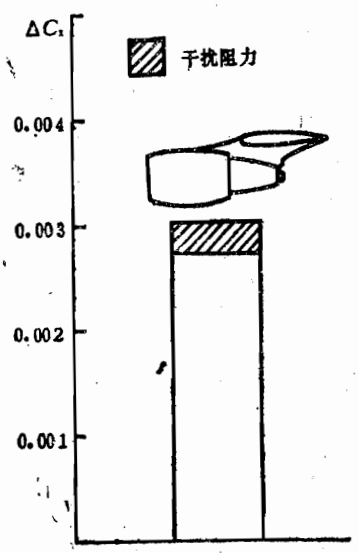


图9-49 安装阻力
($M_\infty=0.82$)

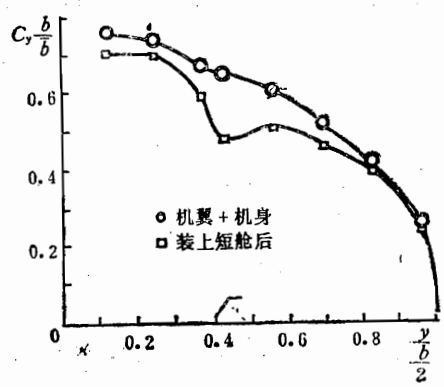


图9-50 短舱对展向载荷的影响
($M_\infty=0.80$, $\alpha_\infty=2.75°$, $NPR=1.5$)

上。图中安装阻力 ΔC_x 的含义是短舱-吊臂-机翼的阻力和机翼阻力之差。干扰阻力定义为安装阻力和单独的短舱-吊臂阻力之差。从图上看出，即使经过大量研究，干扰阻力仍占有一定比例。产生干扰阻力的主要原因可以从下面几张图上看出来。在图9-50上比较了有无短舱时机翼展向载荷的分布情况，圆点表示只有机翼-机身时的值，而方点表示装了短舱之后的值。在给定的迎角条件下，装上短舱-吊臂后，升力系数有损失。为了恢复损失的升力，飞机的迎角约需增加0.35°，这自然会引起阻力的增加。

图中 C_y——翼剖面升力系数；

b——翼剖面弦长；

$\bar{b}$——机翼平均弦长；

NPR——喷管压强比。

图9-51表示的机翼压强分布说明了为什么装上短舱-吊臂后会有升力损失。由于机翼上表面的激波前移引起升力损失，而在下表面，短舱-吊臂的内侧形成一个明显的吸力峰，当地气流加速成超音速气流，然后通过激波变成亚音速气流，从而引起波阻损失。虽然机翼上表面激波前移和前缘压强减小有利于降低阻力，但是升力的损失和机翼下表面的不利影响更大，这是产生干扰阻力的主要原因。

短舱几何形状对阻力的影响：涡扇发动机短舱有二种型式：一种是短风扇管道，风扇气流和发动机核心气流分别排出；另一种是风扇气流和发动机核心气流混合后排出的长管道短舱。混合排气的长管道涡扇发动机，其耗油率比分别排气的低2～3%，但是它和飞机其它部件的配合会更困难。图9-52表示了各种型式短舱的阻力情况。随着风扇外罩的增长，干扰阻力明显增大。这是因为装上长管道短舱后，在短舱-吊臂-机翼之间形成比较窄小的通道，该处气流加速为超音速气流，然后产生激波，激波又引起气流分离，所以阻力增大。

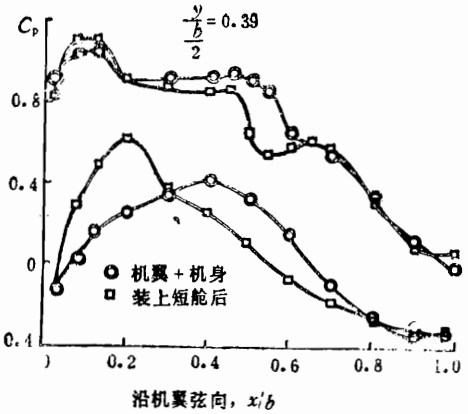


图9-51 短舱对机翼压强分布的影响

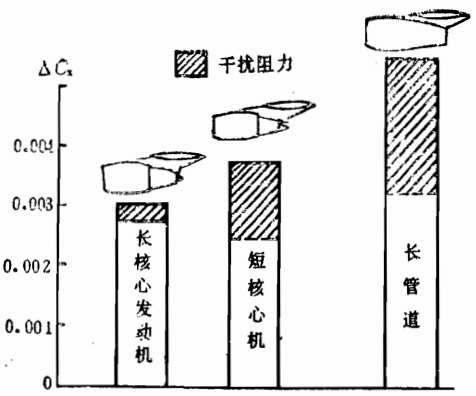


图9-52 短舱外罩长度对安装阻力的影响

短舱位置的影响：短舱-吊臂的展向位置应在机翼后缘沿展向发生转折的地方，因为在该处从机翼泻下的集中旋涡对短舱绕流有利。短舱弦向位置和离机翼的垂直距离对干扰阻力的影响不明显，但短舱离机翼必须足够向前和足够向下，以减少短舱对机翼下表面的不利影响。

吊臂形状的影响：绕吊臂的加速流动会使机翼下表面形成高速气流，对机翼工作不利，

所以要对吊臂修型，以降低这个速度。此外，如图9-53所示，在机翼下方，假如针对当地流动角对吊臂外表面合适地构型，那么在吊臂上会形成升力，此升力在吊臂上分出一个推力，从而减小阻力。为了这个目的，试验了几种吊臂型式，如图9-54所示。这些数据表明，修整吊臂外廓并使之偏转一个角度，可显著地减小干扰阻力，在图上还给出了短舱偏转后的结果。将短舱安置得接近于对准来流方向，阻力也会减小。需要指出，吊臂修型可使机翼下表面的速度高峰大为降低，但是还不能完全解决这个问题。为了消除机翼下表面的超音速区，还需要对机翼进行修型。

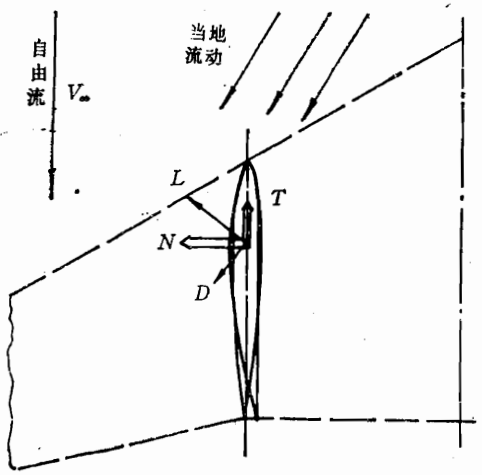


图9-53　当地流动对吊臂的作用

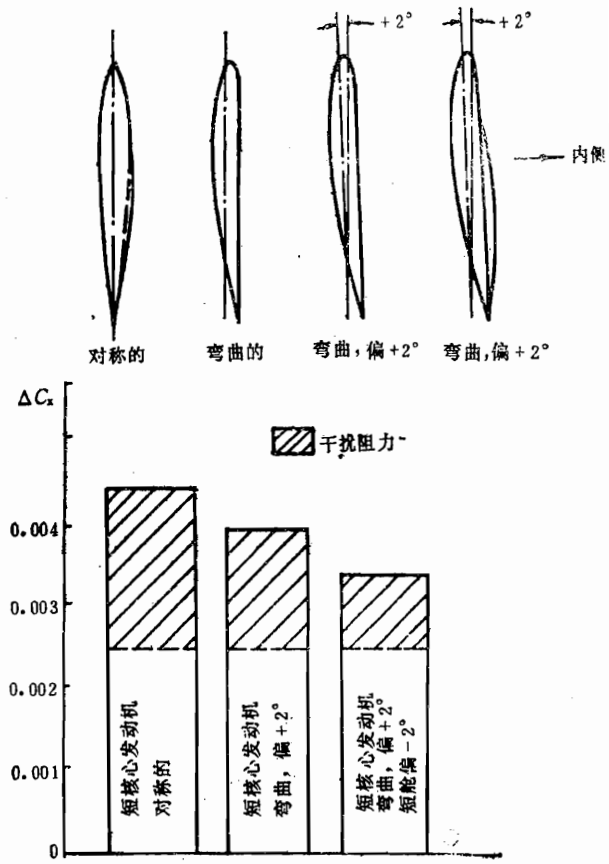


图9-54　吊臂修型对阻力的影响

9.3　排气系统与后体的相互干扰

9.3.1　后体的阻力

9.3.1.1　引言

飞机的净推力与推进系统的推力和飞机的阻力密切相关。为了增加飞机的净推力，必须设法减小飞机的阻力。在飞机的总阻力中，后体的阻力往往占有相当大的比例。一般来说，飞机的推力是喷管性能参数的函数，而飞机的阻力则是绕过飞机外部气流参数的函数。但在

实际上，由于外部气流与喷流之间发生相互干扰。所以，对于飞机而言，推力和阻力之间存在着一定的相互关系。

飞机后体的阻力大小取决于两方面因素：一方面是机身外形的气动效率，另一方面是喷流引起的干扰效应。飞机后体的阻力系数可表为：

$$C_{xT}=C_{xf}+C_{xp}+C_{xb} \tag{9.1}$$

式中 C_{xT}——飞机后体的总阻力系数；

C_{xf}——飞机后体的总摩擦阻力系数；

C_{xp}——飞机后体的总压阻系数；

C_{xb}——飞机后体的总底阻系数。

在处理排气系统与后体的相互干扰问题时，必须考虑沿着后体外表面和喷管外露长度上的马赫数和静压之分布，以及附面层的发展情况等，使总阻力最小。多年来这个问题一直受到人们的重视，但由于问题本身的复杂性，仍停留在依靠实验和半经验的工程估算方法上。

本节介绍飞机后体阻力的估算方法。为了方便，首先将完全不考虑喷流的干扰影响，即在无喷流的情况下估算飞机后体的摩擦阻力，压差阻力和底部阻力。而后介绍有喷流时压差阻力的计算。这里假设喷流对摩擦阻力的影响可以忽略，而有喷流时底部阻力自然不存在，所以喷流仅对压差阻力有影响。

除非另有说明，这里所述的诸方程适用于后体表面上以及底部区域上的附面层全部为紊流的情况。此外，每个阻力系数的分量都以后体的最大横截面积为参考值。如参考面积不同，经换算后，其总阻力系数就可按式(9.1)，用直接求和的办法计算。

9.3.1.2 无喷流时后体阻力系数的计算

(1) 摩擦阻力系数的计算

考虑压缩性影响时，气动光滑绝热平板上紊流附面层的摩擦阻力系数是：

$$C_{xf}=\frac{0.472\left(1-\frac{1.12}{\lg Re_x}\right)}{(\lg Re_x)^{2.58}\left(1+0.88\frac{k-1}{2}M_\infty^2\right)^{0.44}} \tag{9.2}$$

式中 M_∞——自由流马赫数；

k——绝热指数；

Re_x——以附面层发展的物面长度为参考长度的雷诺数。

上式没有考虑压强梯度，压强梯度对表面摩阻有直接影响。虽然后体上一般都存在压强梯度，但在初步估算时，此式仍可用来大致地确定摩阻系数。

飞机的后体多是轴对称形的，不同于平板，轴对称缩尾形后体上的附面层比同样母线的二维曲面上的厚得多。其原因是轴对称后体的横截面积减小得比较快，根据连续性原理，附面层厚度必然增加得较快。由于附面层厚度增大了，在轴对称后机身上，当地表面摩阻系数及压强梯度二者的数值都比同样母线的二维曲面小，根据大量试验找到二者之间存在如下的关系：

$$C_{xf}=C_{xf2d}/1.15 \tag{9.3}$$

式中 C_{xf}——后体表面摩阻系数；

C_{xf2d}——二维曲面的摩阻系数，近似地用(9.2)式确定。

总表面摩擦阻力由作用在该物体整个湿面积上的粘性剪切应力来表示。如果流体介质基本上是均匀的，则以最大横截面积为参考面积，该物体的表面摩阻系数就是：

$$C_{xf}=\frac{\int \tau_w dA_w}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2 A_{max}}=\frac{\int C'_{xf} dA_w}{A_{max}} \tag{9.4}$$

式中 C'_{xf}——当地摩阻系数，用(9.2)式计算；

C_{xf}——以后体最大横截面积定义的后体摩阻系数；

A_{max}——后体的最大横截面积；

A_w——湿面积。

(2) 压差阻力系数的计算

a. 亚、跨音速状态

后体的压差阻力可以分成两个分量：一个是假设前面接有无限长圆柱的后体上的基本压强分布造成的阻力；另一个是由于存在前机身而加在后体上的干扰压强所产生的阻力。在亚、跨音速状态，前机身的干扰阻力可能非常大。对于由前机身、圆柱形中段及后机身(后体)所组成的气动外形，流经前机身的气流，在经过圆柱段时会逐渐得到恢复。低速时，要使压强全部恢复所需的圆柱段很长，在许多实际的飞机及导弹外形上是达不到的。所以，压差阻力的分析都必须考虑前机身的干扰效应。目前还没有现成的方法可用来确定前机身对后体的亚、跨音速阻力的干扰影响。

接在长过渡圆柱体后面的锥形及圆弧形后体在亚、跨音速时的压阻系数C_{xp}分别给在图9-55和9-56中。

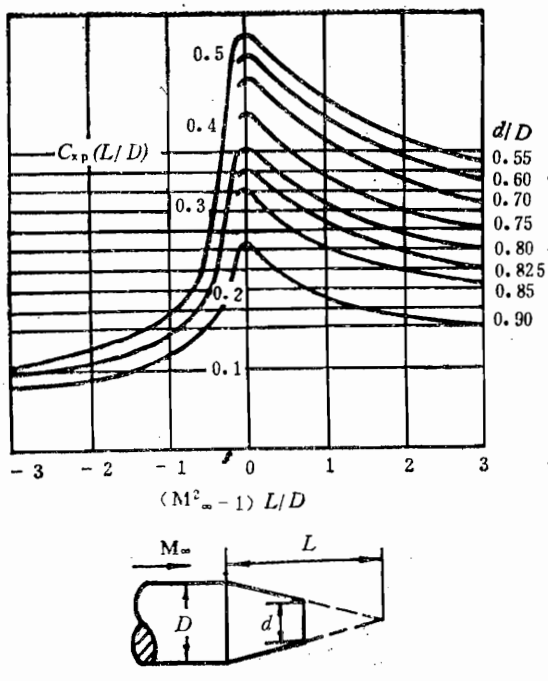


图9-55 锥形后体的亚、跨音速之压阻系数

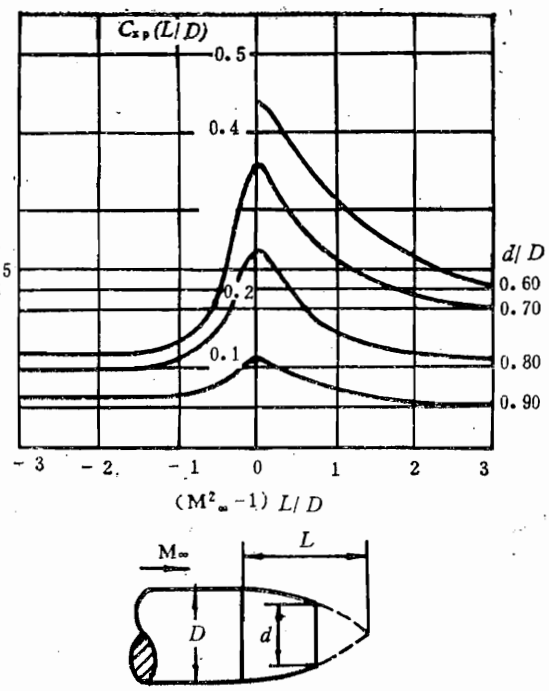


图9-56 圆弧形后体亚、跨音速之压阻系数

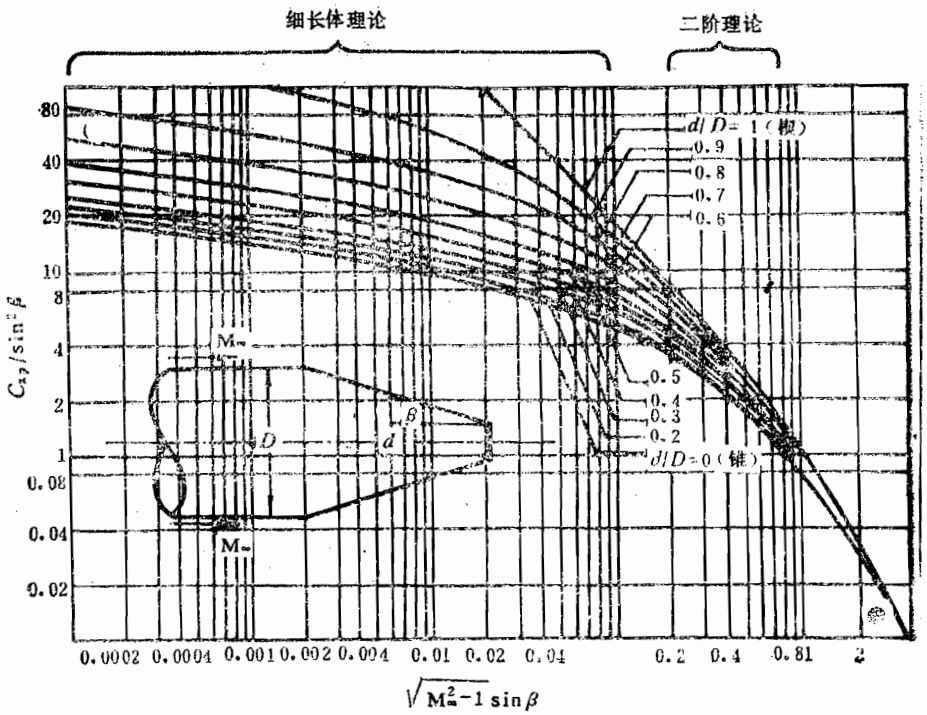


图9-57 锥形后体的超音速压阻系数

($d/D=0$得自细长体理论)

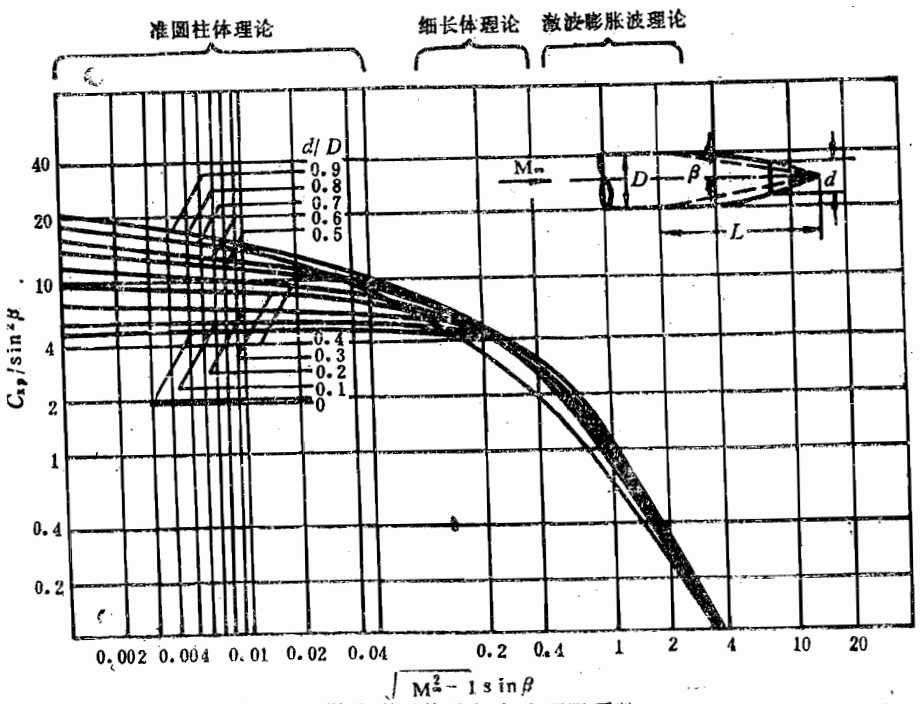


图9-58 抛物形后体的超音速压阻系数

b. 超音速状态

可以用理论方法估算超音速时后体的压强分布及压差阻力，其精度足以满足工程之要求。锥形和抛物形后体的压阻(或称波阻)系数分别示于图9-57和图9-58中。

图中所示曲线是根据相似参数范围不同，用不同的理论方法确定的。其中细长体理论较广泛地用在大细长比的后体。而二阶近似理论适用于细长比较小的锥形后体[17]。

抛物形后体的超音速压阻系数可用激波-膨胀波理论计算。在中等相似参数范围内，抛物形后体的压阻系数是按准圆柱体理论计算的[17]。

必须注意，在图9-57和9-58中，所给的压阻系数是以每个后体的环形面积为参考面积的。在分析后体阻力时，为了计算后体的总阻力系数，必须进行面积的换算。把C_{xp}(由图9-57、9-58查得的值)乘上$(1-d^2/D^2)$。

目前，还没有行之有效的简便方法来计算前机身引起的干扰阻力。

(3) 底部阻力系数的计算

由试验得到的圆柱形后体的底部压强系数C_{pb}与M_∞的关系给在图9-59中。但是，实际飞机底部都有一定的收缩，并非圆柱形，下面将讨论后体缩尾的影响。

a. 亚、跨音速状态

对于$M_\infty<1.2$的所有马赫数，轴对称缩尾后体在零迎角、无喷流情况下的底部阻力系数可用经验方法估算。在全紊流条件下，用圆柱形、抛物形及圆弧形的后体进行试验的结果表明，底部压强系数随每个模型底部缩尾角变化的速率是后体上游马赫数M_∞以及底部截面积与最大横截面积之比A_b/A_{max}的函数，如图9-60所示。

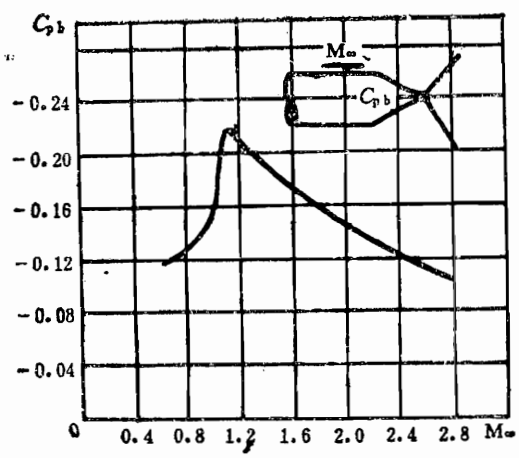


图9-59 圆柱形后体的底部压强系数

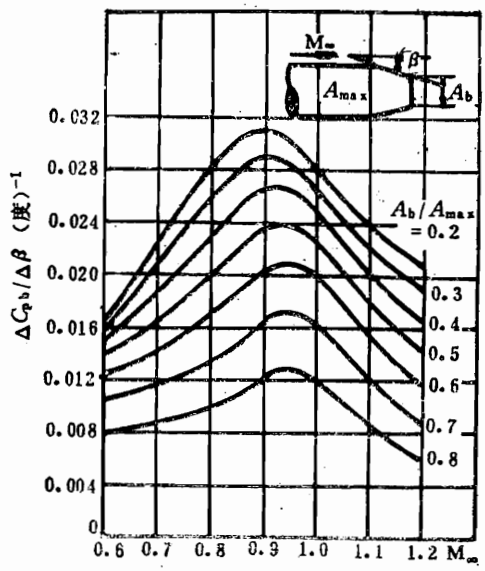


图9-60 轴对称缩尾的亚、跨音速底部压强系数

利用图9-59和9-60，可计算任何轴对称缩尾后体底部的压强系数，其公式是：

$$C_{pb}=C_{pbc}+\left(\frac{\Delta C_{pb}}{\beta}\right)\beta_b \tag{9.5}$$

式中 C_{pb}——轴对称后体的底部压强系数；

C_{pbc}——圆柱体的底部压强系数(由图9-59确定)；

$\Delta C_{pb}/\beta$——底部压强系数随后体缩尾角的变化率(由图9-60确定)；

β_b——后体的缩尾角(度)。

根据底部阻力系数的定义，有

$$C_{xb}=-C_{pb}\frac{A_b}{A_{max}} \tag{9.6}$$

式中 C_{xb}——后体的底部阻力系数；

C_{pb}——后体的底部压强系数；

A_b——后体的底部面积；

A_{max}——后体的最大横截面积。

进行计算时，必须首先判断后体上是否发生分离流动。对于给定的M_∞，发生分离流动的缩尾角β_s用图9-61确定。如果$\beta_b<\beta_s$(分离点处的缩尾角，度)，按上述方法求得后体的底部阻力系数就行了。如果$\beta_b>\beta_s$，则在后体上取两个附加位置，用该处的β与A/A_{max}的关系内插求出分离点处的当地面积比A_s/A_{max}后，再按已知的M_∞及A_s/A_{max}由图9-60求出分离点处底部压强系数随后体缩尾角的变化率$(\Delta C_{pb}/\Delta\beta)_s$。然后，按下式算出后体的底部压强系数：

$$C_{pbs}=C_{pbc}+\left(\frac{\Delta C_{pb}}{\Delta\beta}\right)_s\beta_s \tag{9.7}$$

最后得到后体的底部阻力系数如下：

$$C_{xb}=-C_{pbs}\frac{A_s}{A_{max}} \tag{9.8}$$

式中 C_{pbs}——后体有分离流动时的压强系数；

A_s——分离点处的横截面积。

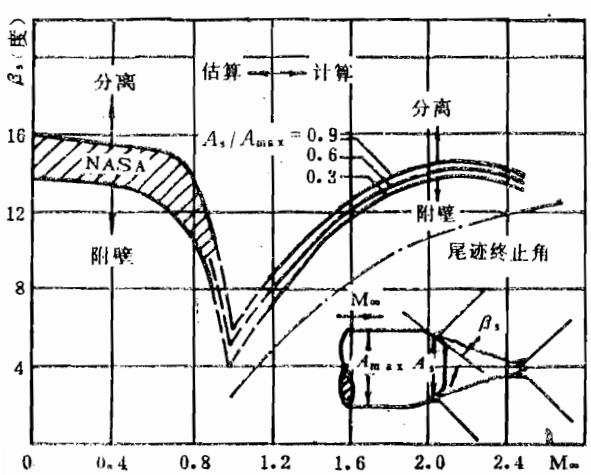


图9-61 分离点处的轴对称缩尾角

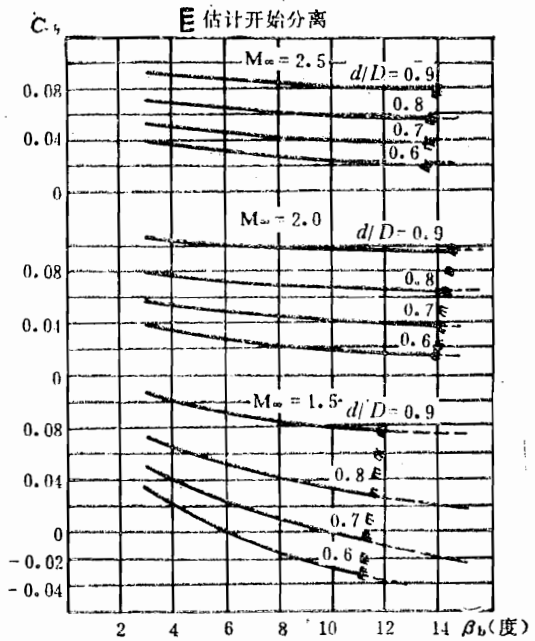


图9-62 轴对称缩尾后体的超音速底阻系数(不同M_∞数)

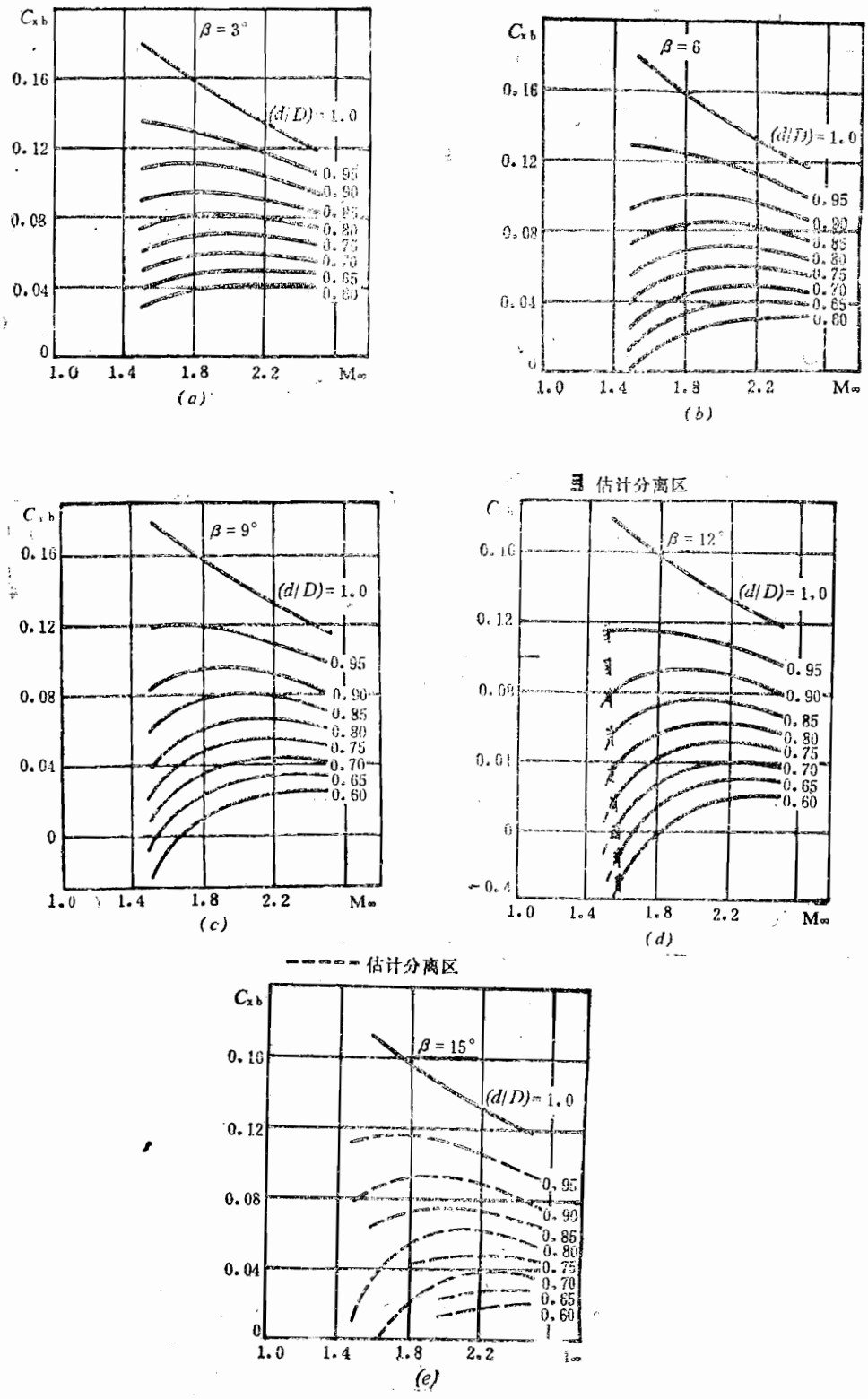


图9-63　轴对称缩尾后体的超音速底阻系数(不同β_b值)

b. 超音速状态

对于超音速后体底部阻力系数的计算，可用现成的一些计算结果，如图9-62和图9-63所示。

这些图中所表示的后体之底部阻力系数不包括分离的影响，图上标出了分离点。超出图中所示范围，后体底部阻力系数的计算就不准了。关于包括分离流动时后体底部阻力系数的计算可参考其它有关资料，例如文献[17]等。

9.3.1.3 有喷流时后体阻力系数的计算

(1) 引言

a. 亚音速喷流的基本特性

不受固体边界限制，在某一空间中扩散的喷流，称为自由喷流。

在亚音速喷流排入静止大气的情况下，喷流出口的静压和外界的静压相等。在喷流的边界上，由于流体微团的横向不规则运动，喷流与静止气体之间进行动量交换。结果使喷流的质量和宽度增加，速度降低。

喷流被拖慢了的部分和四周气体被带动的部分构成紊流喷流的边界层。边界层的宽度随流动逐渐增大。假定喷流在喷管出口处速度是均匀的，那么，开始时，喷流边界层的厚度为零。如图9-64所示。

喷流边界层的外边界和静止气体相接触。边界层的内边界是速度为定值的核心气流。所以，在边界层的内边是未经扰动的气流，其速度等于出口速度。离开喷管出口渐远，随着边界层的扩大，速度为定值的核心流愈来愈窄。这个过程继续下去，直到相当距离之后，未扰动的核心气流就会完全消失。再往后，整个截面都被边界层占据，边界层一直侵蚀到喷流的核心。不仅喷流越来越宽，而且，轴心处的速度也随之下降，如图9-65所示。

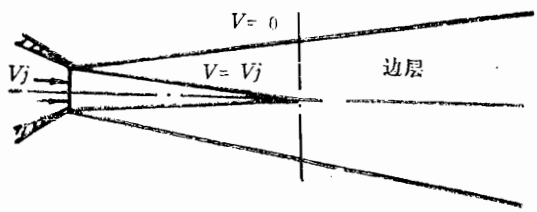


图9-64 自由喷流在静止空气中的扩散

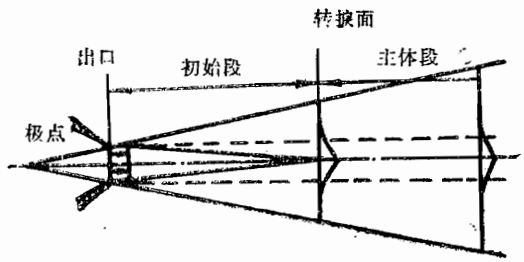


图9-65 自由喷流中的速度分布

速度为定值的核心气流完全消失的那个截面称为转捩面。在出口与转捩面之间的那段喷流，称为初始段喷流。转捩面之后的喷流，称为喷流的主体段。喷流两个最外边界向上游的延长线之交点，称为喷流的极点。

理论和实验都证明，自由喷流的基本特点在于：任何一个截面上，横向速度和纵向速度比较起来总是小量。

如果后体周围的空气是运动的，这时假设：外流和喷流的混合过程，仅取决于速度差(V_j-V_∞)，其中V_j表示喷流出口的速度，V_∞表示周围空气的速度，而与速度的绝对值无关。

b. 跨音速和超音速喷流的基本特性

对于跨音速和超音速喷流来说，喷管出口处的压强和周围空气的压强不一定相等。

一个典型的不完全膨胀的轴对称超音速喷流结构的示意图如图9-66所示。由于$p_j/p_\infty>1$，喷流在出口后，首先膨胀到周围空气的压强。然后喷流边界上的压强条件又引起边界向喷流轴线弯曲，这种弯曲是由一系列压缩波造成的。当喷流的静压比p_j/p_∞稍大于1.0时，激波呈对角线形；逐渐增大静压比，喷流中出现了马赫反射，中间形成一个马赫盘或激波盘。不管哪种情况，喷流激波都要发生反射并与喷流边界相交。之后，又重复上述的发展过程，周期性地向下游延伸。此点在第一章中已述及。

图9-67给出了音速喷流射入不同外流速度时的流动图画的示意图。大量的试验指出，音速或超音速喷流射入静止

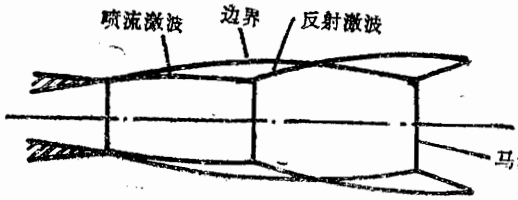


图9-66　静止空气中超音速轴对称喷流结构

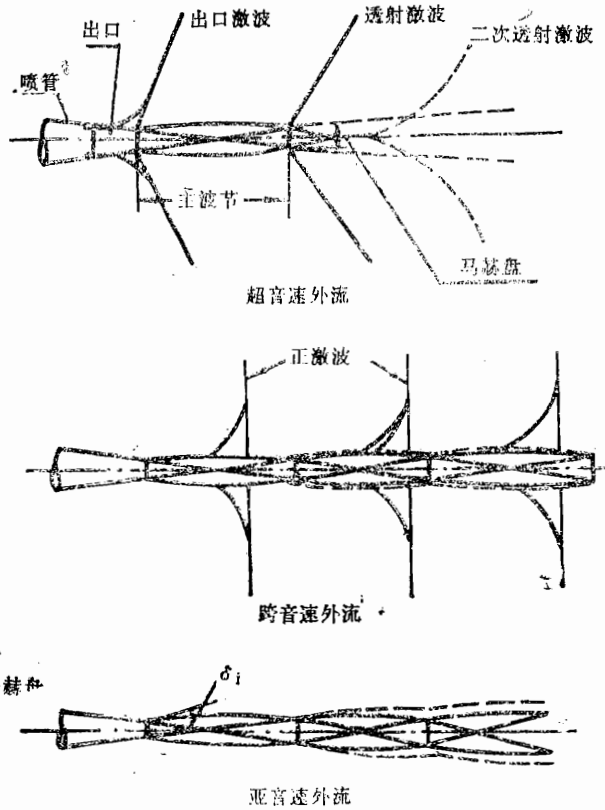


图9-67　音速喷流射入不同外流速度的情况

或亚、跨、超音速外流中，若出口的静压比p_j/p_∞不十分大时，喷流边界都呈周期结构。

音速或超音速喷流射入运动着的外流时，喷流的结构不仅与喷流的特性有关，而且还受到外部流场的影响。如果外部流场是亚音速的，喷流中的激波在边界上反射，并不进入外流中，这时喷流的引射作用大，使外部流场发生严重变形。如果外部流场是超音速的，这时喷流出口膨胀引起外部流动的扰动，产生一道出口激波。根据外部流动条件的不同，喷流激波在边界上将程度不同的发生反射或透射，如图9-67所示。

(2)　具有单喷流后体的压差阻力系数的计算

a.　亚音速状态

(*a*) 流动模型

飞机的尾喷流对飞机后体周围的流动干扰来自如下两方面：即喷流边界形状的影响和喷流的引射作用。

为了方便，首先讨论外部流动为亚音速时，飞机喷流与后体的干扰问题。图9-68描述了高压强比喷流绕后体的亚音速流动情况。由于喷流和周围气体产生紊流混合和喷流向外膨胀，结果产生了上述两种效应。

(*b*) 影响参数及变化规律

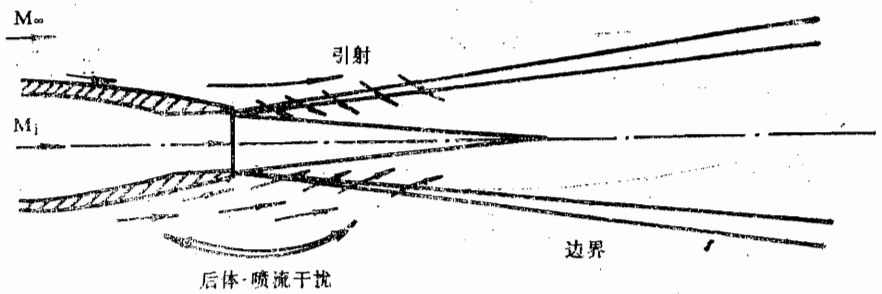


图9-68　喷流与亚音速外流的干扰

绕后体的流动为亚音速时，精确计算喷流对后体的干扰是比较困难的。因为这个干扰一方面与飞机后体及喷管内部几何形状有关，另一方面与上述两个喷流效应有关。而后者又必然与喷流和外部流动参数相联系。特别是当后体外部流动发生分离时，情况就显得更加复杂了。目前对喷流与飞机后体之间的干扰机理还没有完全搞清楚。下面是根据试验结果给出的影响参数及变化规律[16,23]。

①飞行马赫数

在亚音速飞行范围，马赫数的增加要减小作用在后体上的压强，从而使局部阻力增加。

②喷流的出口速度

喷流的出口速度V_j(或M_j)增大，主要的影响是喷流的引射作用增强，结果使后体的压差阻力增大。

③喷流的压强比

喷流压强比p_{tj}/p_∞(其中p_{tj}是喷流的总压，p_∞是周围气流的静压)是影响后体阻力的主要参数之一。在低压强比(对应于$M_j<1$)时，由于喷流的边界效应，使后体外的绕流较无喷流时的绕流更流线型些，因此有喷流时后体阻力比无喷流时后体的阻力小。在中等压强比时，由于喷流的速度增加是主要的，引射作用加强，使有喷流时后体的阻力增加。在高压强比时，喷流的边界效应是主要的，使后体表面上的压强增加，结果使有喷流时后体的阻力减小，在外部绕流不产生分离的情况下，甚至可能产生一点推力。

④喷流的温度比

喷流温度比T_{tj}/T_∞(其中T_{tj}是喷流的总温，T_∞是周围气流的静温)对后体阻力的干扰有两种情况。当后体表面绝热(即喷管的温度不能传给后体表面)时，随温度比的增大而后体阻力减小。因为温度比增加，喷流向外膨胀，喷流的边界效应增加，结果使后体阻力减小。但是，如果喷管与后体表面之间不绝热，则流动和热附面层之间的耦合作用导致后体阻力增加。因为这种情况比较复杂，故在初步估算后体阻力时可不予考虑。

⑤后体的几何形状

后体的几何形状对后体阻力有相当大的影响，其中后体角β(其定义见图9-70)为主要几何参数之一。采用较小的后体角会增加后体长度，使摩擦阻力增加，因此也就增加了后体总阻力。而采用太大的后体角，会导致流动分离，也使后体阻力增大。后体角的最佳值是在10°～12°之间。

在不同压强比下，喷流对后体阻力影响的典型结果如图9-69所示。

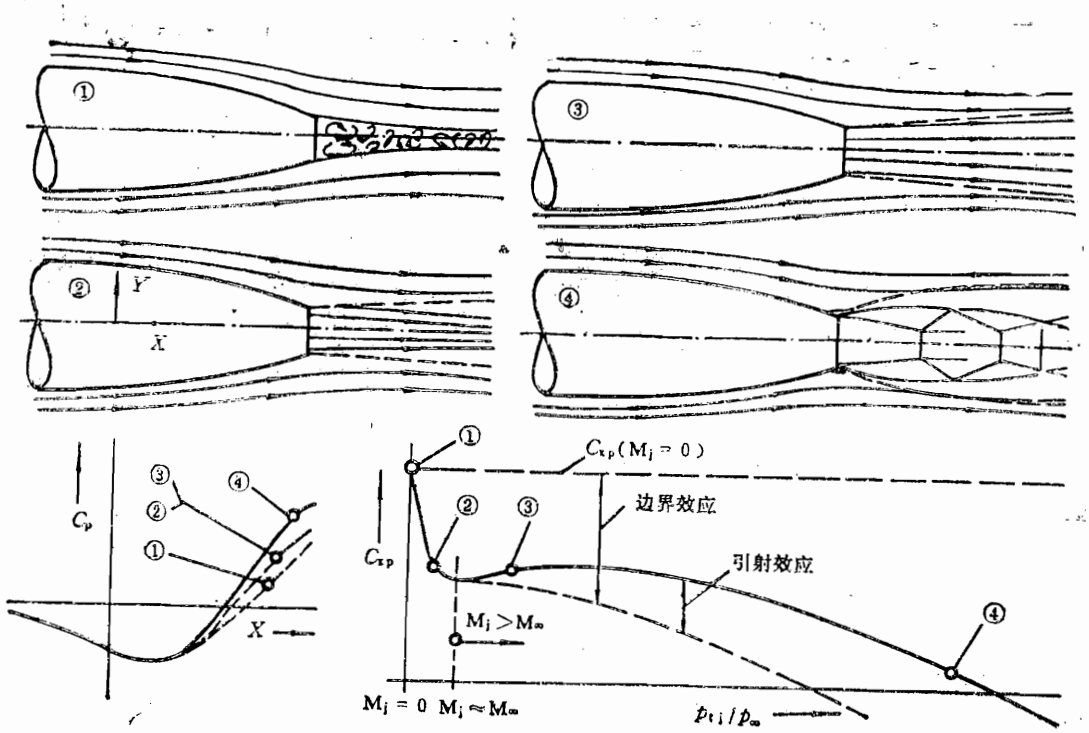


图9-69　喷流影响之一般趋势

(c)　近似计算方法[18]

在近似计算中，假设喷流是轴对称的，且满足如下条件：

$$M_\infty \leqslant 0.70;$$

$$1.0 \leqslant p_{tj}/p_\infty \leqslant 2.40;$$

$$1.0 \leqslant T_{tj}/T_\infty \leqslant 2.86;$$

$$7^\circ \leqslant \beta \leqslant 25^\circ;$$

$$0 \leqslant x/D_e \leqslant 12。$$

①喷流边界的计算

可用下式计算喷流的边界：

$$\frac{R_s}{R_e} = 1 + 2\frac{x}{D_e}\mathrm{tg}\alpha \tag{9.9}$$

式中　R_s——距喷管出口为x处的喷流边界之半径；

$D_e = 2R_e$——喷管出口之直径；

α——喷流边界的扩张角。

上述各几何参数见图9-70。

当后体角β＝常数时，喷流边界的扩张角α是自由流马赫数M_∞，喷流压强比p_{tj}/p_∞和喷流温度比的函数，用下面的式子计算：

$$\alpha = \sum_{\substack{i=j=1\\k=2}}^{i=j=k=0} a_{ijk}(M_\infty)^i (T_{tj}/T_\infty)^j (p_{tj}/p_\infty)^k \tag{9.10}$$

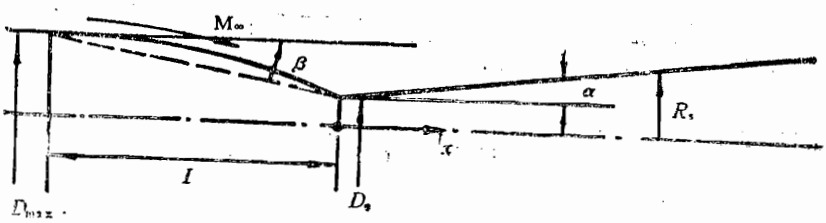


图9-70 喷流及后体的几何参数

其中 a_{ijk} 由表9-1给出。

表9-1

	$j=0$			$j=1$		
	$k=0$	$k=1$	$k=2$	$k=0$	$k=1$	$k=2$
$i=0$	−10.13	14.14	−3.195	4.23	−1.847	0.5843
$i=1$	−5.415	−4.464	1.48	−6.83	5.181	−1.369

当喷流温度比 T_{tj}/T_∞ = 常数时，喷流边界的扩张角 α 是自由流马赫数 M_∞，喷流压强比 p_{tj}/p_∞ 和后体角 β 的函数，用下面的式子计算：

$$\alpha=\sum_{\substack{i=j=1\\k=2}}^{i=j=k=0} a_{ijk}(M_\infty)^i(\beta)^j(p_{tj}/p_\infty)^k \tag{9.11}$$

式中 a_{ijk} 由表9-2给出。

表9-2

	$j=0$			$j=1$		
	$k=0$	$k=1$	$k=2$	$k=0$	$k=1$	$k=2$
$i=0$	−4.784	10.44	−2.213	0.1927	−0.1235	0.03674
$i=1$	−4.635	−5.999	1.606	−1.000	0.8780	−0.2049

由式(9.10)和(9.11)计算的结果与试验的结果一致，如图9-71所示。图上点是试验数据，曲线是计算结果。

②喷流引射速度的计算

喷流从外部气流中吸收质量，即形成对周围流场的引射作用。为了弄清楚喷流的引射效应，必须确定喷流的引射速度。通过喷流下游某一截面 k 的流量是：

$$m_{jk}=2\pi\int_0^{R_{sk}}\rho(r)_k u(r)_k r dr$$

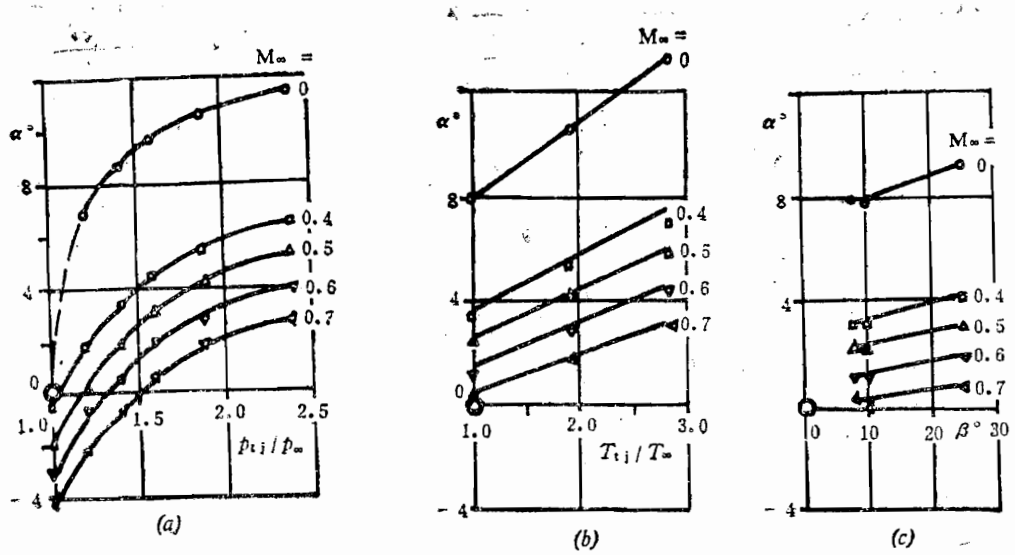


图9-71　喷流扩张角 α 理论与试验结果之比较

$(a)T_{tj}/T_\infty=1.94$；$(b)p_{tj}/p_\infty=1.89$；$(c)p_{tj}/p_\infty=1.89$，$T_{tj}/T_\infty=1.0$。

式中　m_{jk}——通过k截面的质量流量(公斤/秒)；

R_{sk}——k截面的半径；

$\rho(r)_k$——k截面上气流的密度，是r的函数；

$u(r)_k$——k截面上气流的速度，是r的函数；

r——径向坐标。

试验证明，喷流的质量流量沿轴向近似线性增加，即：

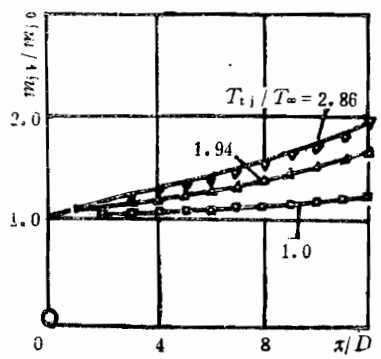


图9-72　喷流质量流量比的试验结果
($\beta=7°$，$M_\infty=0.5$，$\rho_{tj}/\rho=1.89$)

$$\frac{m_{jk}}{m_{j0}}=1+b'\frac{x}{D_e} \tag{9.12}$$

式中　m_{j0}——喷管出口处的喷流质量流量；

b'——喷流质量流量增加的速率；

D_e——喷管出口截面的直径；

x——喷流的轴向坐标。

由式 (9.12)得：

$$b'=\frac{d(m_{jk}/m_{j0})}{d(x/D_e)} \tag{9.13}$$

试验结果如图9-72所示。

相邻两个截面的质量流量之差Δm为：

$$\Delta m=2\pi\left[\int_0^{R_{sk+1}}\rho(r)_{k+1}u(r)_{k+1}rdr-\int_0^{R_{sk}}\rho(r)_k u(r)_k rdr\right]$$

当然，Δm应等于在两个截面之间的锥面上被喷流吸入的质量，即：

$$\Delta m=\rho_\infty\Delta F_k w_r^* \tag{9.14}$$

式中　ρ_∞——外部气流的密度；

ΔF_k——两个截面之间锥面的侧面积；

w_r^*——垂直于喷流边界的引射速度。

由式(9.12)得

$$\Delta m = m_{j0} b' \frac{\Delta x}{D_e}$$

代入式(9.14)中，并令$\Delta x = D_e$，则得

$$w_r^* = \frac{m_{j0} \cos\alpha \cdot b'}{2\pi \rho_\infty D_e [R + (x+R)\operatorname{tg}\alpha]} \qquad (9.15)$$

由此可见，为了计算w_r^*，必须首先计算b'。由试验知道，b'是自由流马赫数M_∞、喷流压强比p_{tj}/p_∞、喷流温度比T_{tj}/T_∞、后体角β的函数。当后体角等于常数时，用下面的式子计算：

$$b' = 10^{-3} \sum_{\substack{i=1 \\ j=k=2}}^{i=j=k=0} \alpha_{ijk} (M_\infty)^i (T_{tj}/T_\infty)^j (p_{tj}/p_\infty)^k$$

其中α_{ijk}系数给在表9-3中。

表9-3

	$j=0$			$j=1$			$j=2$		
	$k=0$	$k=1$	$k=2$	$k=0$	$k=1$	$k=2$	$k=0$	$k=1$	$k=2$
$i=0$	70.91	−60.77	13.52	−124.5	118.90	−26.36	38.02	−33.03	7.329
$i=1$	1.749	−16.88	5.895	6.925	−9.263	3.452	−9.951	7.627	−2.107

同理，当喷流温度比等于常数时，b'用下式计算：

$$b' = 10^{-3} \sum_{\substack{i=1 \\ j=k=2}}^{i=j=k} a_{ijk} (M)^i (\beta)^i (p_{tj}/p_\infty)^k$$

其中系数a_{iik}给在表9-4中。

表9-4

	$j=0$			$j=1$			$j=2$		
	$k=0$	$k=1$	$k=2$	$k=0$	$k=1$	$k=2$	$k=0$	$k=1$	$k=2$
$i=0$	−12.81	9.322	−1.271	−0.3645	2.488	−0.6685	−0.01141	−0.07098	−0.01953
$i=1$	−34.88	36.29	−7.743	6.046	−94.57	2.235	0.2311	−0.3262	−0.07661

用上述方法计算的结果与试验结果的比较给在图9-73中，二者相当吻合。

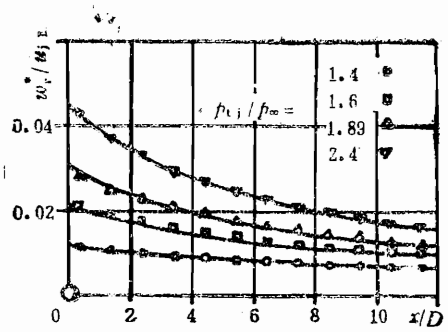


图9-73 无因次引射速度比w^*_r/u_{j1}的比较
($M_\infty=0.6$, $T_{tj}/T_\infty=1.94$, u_{j1}是$x/D=1$处的喷流轴线上的速度)

③后体压阻系数的计算

由试验结果分析得知，影响后体压阻系数的主要参数如下：

a. 后体的几何参数，即后体角β，后体的长细比$\lambda_1=L/D_{max}$和后体的收缩比$\lambda_2=D_e/D_{max}$，各几何参数的定义见图9-70。

b. 喷流参数，即喷流的压强比p_{tj}/p_∞、喷流的温度比T_{tj}/T_∞。

c. 外部流动参数，即自由流马赫数M_∞，雷诺数Re等。

根据自然的边界条件：$\lambda_2=1$时($\beta=0$)，后体的压阻系数$C_{xp}=0$；又因C_{xp}与λ_1成反比。故建立关系式如下：

$$C_{xp}=C_3\frac{1-\lambda_2}{\lambda_1}=2C_3\mathrm{tg}\beta \tag{9.15}$$

式中的C_3是自由流马赫数M_∞，喷流的压强比p_{tj}/p_∞和喷流的温度比T_{ti}/T_∞的函数，具体的表达式是：

$$C_3=\frac{\zeta}{(T_{tj}/T_\infty)^{0.2}} \tag{9.16}$$

式中

$$\zeta=\sum_{i=j=0}^{i=j=2}a_{ij}(M_\infty)^i(p_{tj}/p_\infty)^j \tag{9.17}$$

式中系数a_{ij}由表9-5给出。

表9-5

i / j	0	1	2
0	0.0723585	−0.2341466	0.33113
1	0.0294628	0.0205799	−0.099855
2	−0.022101	0.0595517	−0.0371399

因为一般飞机巡航时，喷流的压强比近似等于2，所以上述计算方法确有一定的实用性。但在发动机加力状态时，或是火箭发动机工作时，喷流的压强比远远大于2。为了扩大上述公式喷流压强比的范围，根据文献[20]的试验结果，用插值多项式分段确定a_{ij}值如下表所示[26]。

当$1.0\leqslant p_{tj}/p_\infty\leqslant 1.5$时，系数$a_{ij}$由表9-6-1给出。

当$1.5<p_{tj}/p_\infty<3.0$时，系数a_{ij}由表9-6-2给出。

表9-6-1

i \ j	0	1	2
0	−0.96121	1.92645	−0.74123
1	6.35239	−10.92029	4.13266
2	−5.00841	8.81583	−3.36792

表9-6-2

i \ j	0	1	2
0	−0.31988	0.22641	−0.03612
1	0.87421	−0.39841	0.04537
2	−0.45633	0.09835	0.00853

当 $3.0 \leqslant p_{tj}/p_\infty \leqslant 5.0$ 时，系数 a_{ij} 由表9-6-3给出。

表9-6-3

i \ j	0	1	2
0	0.11687	0.00215	−0.01207
1	0.36710	−0.28481	0.07126
2	−0.67009	0.43422	−0.08584

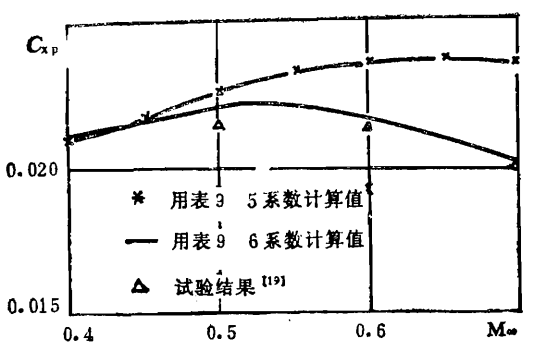


图9-74 计算与试验压阻系数的比较
($\beta=10°$，$p_{tj}/p_\infty=2.4$，$T_{tj}/T_\infty=1.0$)

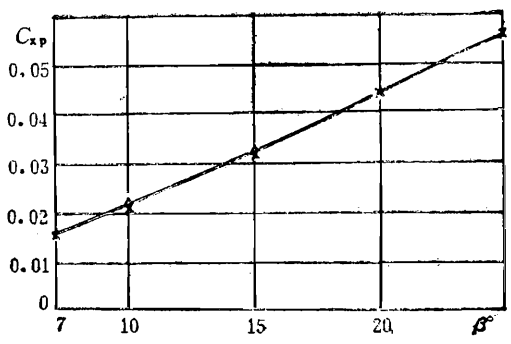


图9-75 计算与试验压阻系数的比较
($M_\infty=0.5$，$p_{tj}/p_\infty=1.89$，$T_{tj}/T_\infty=1.0$，图中符号同图9-74)

用上述两种方法计算的结果给在图9-74～图9-74中。为了说明该方法的可靠性，把参考文献[19]的部分风洞试验结果也示于图中。由图可见，在所给的条件下，用两种方法计算的结果与风洞试验结果基本一致。

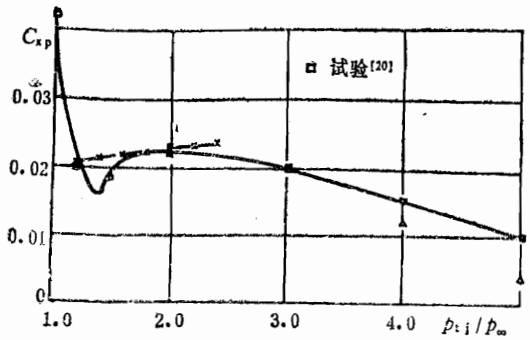


图9-76　计算与试验压阻系数的比较
($M_\infty=0.6$, $\beta=10°$, $T_{tj}/T_\infty=1.0$,
图中其它符号同图9-74)

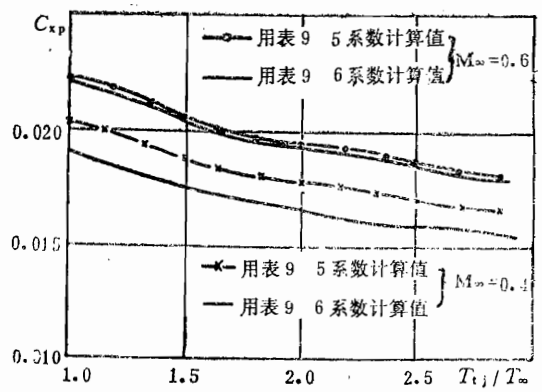


图9-77　计算与试验压阻系数的比较
($\beta=10°$, $p_{tj}/p_\infty=1.89$)

b. 超音速状态

(*a*)　流动模型

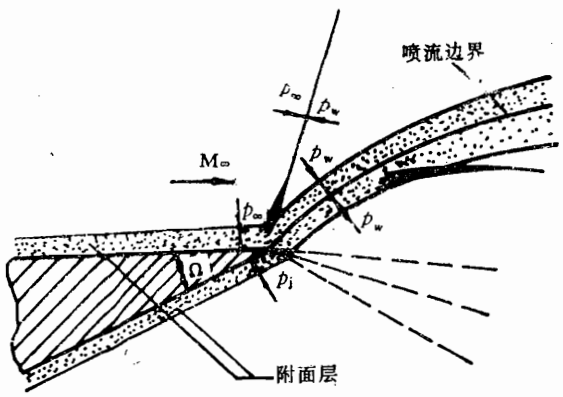


图9-78　超音速时后体外表面附体流动

当喷流向外扩张角度不太大时，飞机后体表面的紊流附面层仍能保持附体状态，如图9-78所示。当喷管出口处喷流的静压 p_j 大于周围外流的静压 p_∞ 时，即 $p_j/p_\infty>1$，喷流必向外膨胀。试验证明，在喷管出口尾缘，喷流的膨胀过程的第一步可以近似看作是二维过程。因此，喷流的初始折角 ψ 可以按二维理论计算。

喷流的这个初始转折角也是后体表面近旁的外流被喷流膨胀所偏转的初始

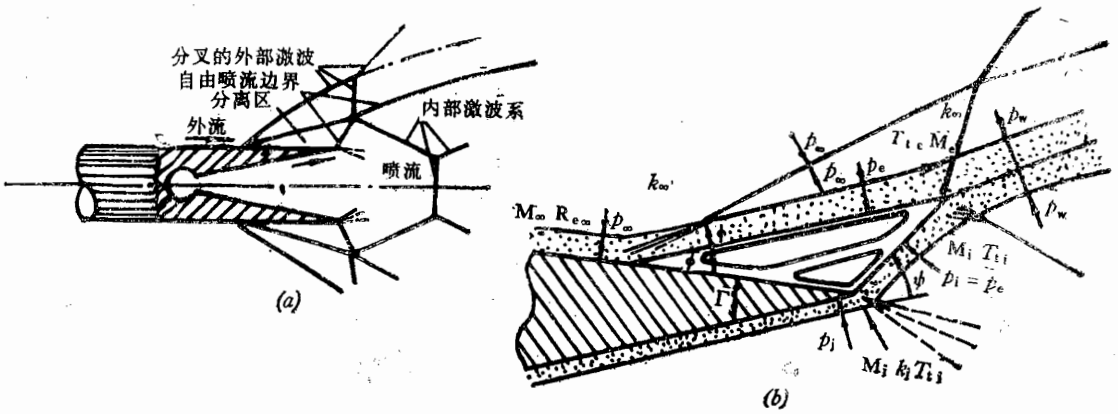


图9-79　超音速时后体外表面流动的分离

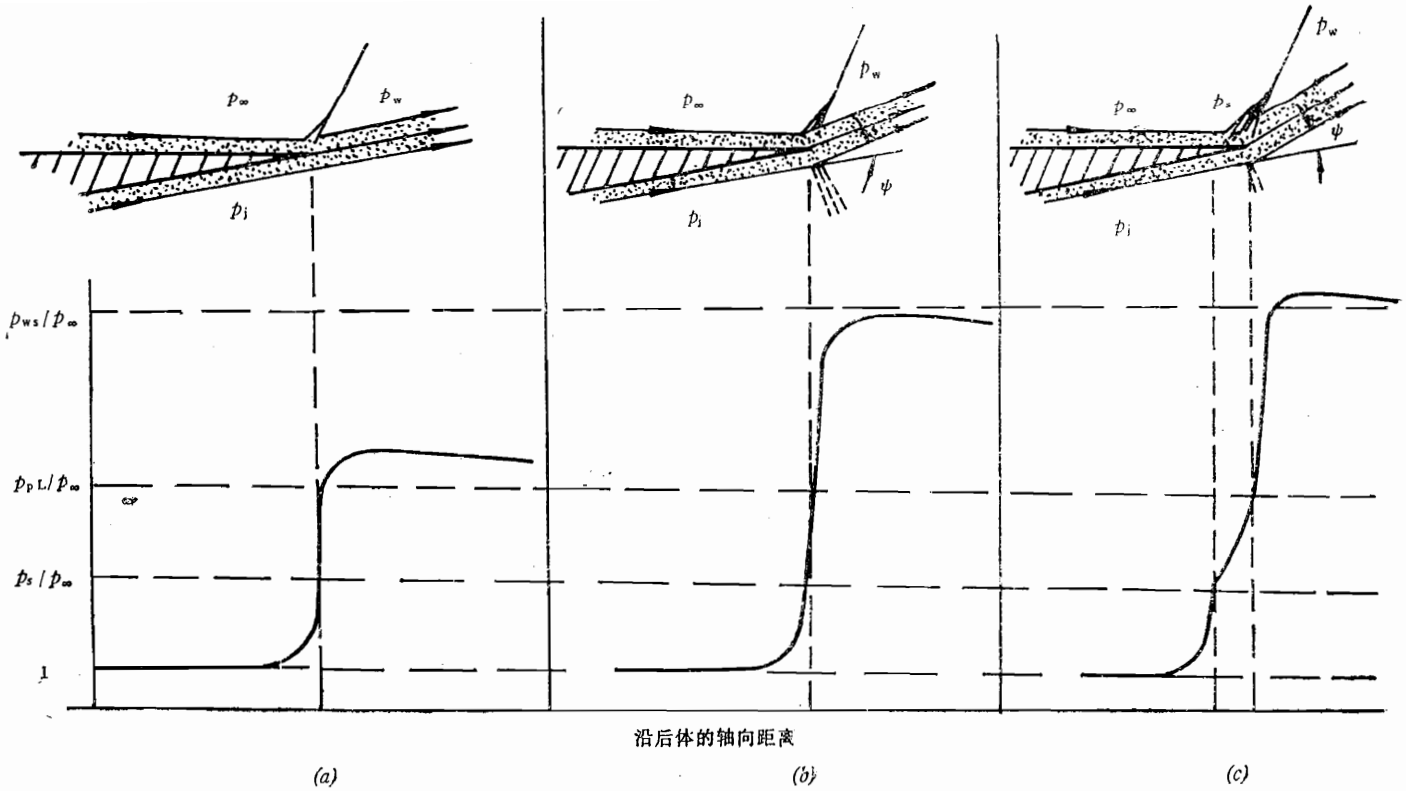


图9-80　喷流对后体干扰效应的变化过程

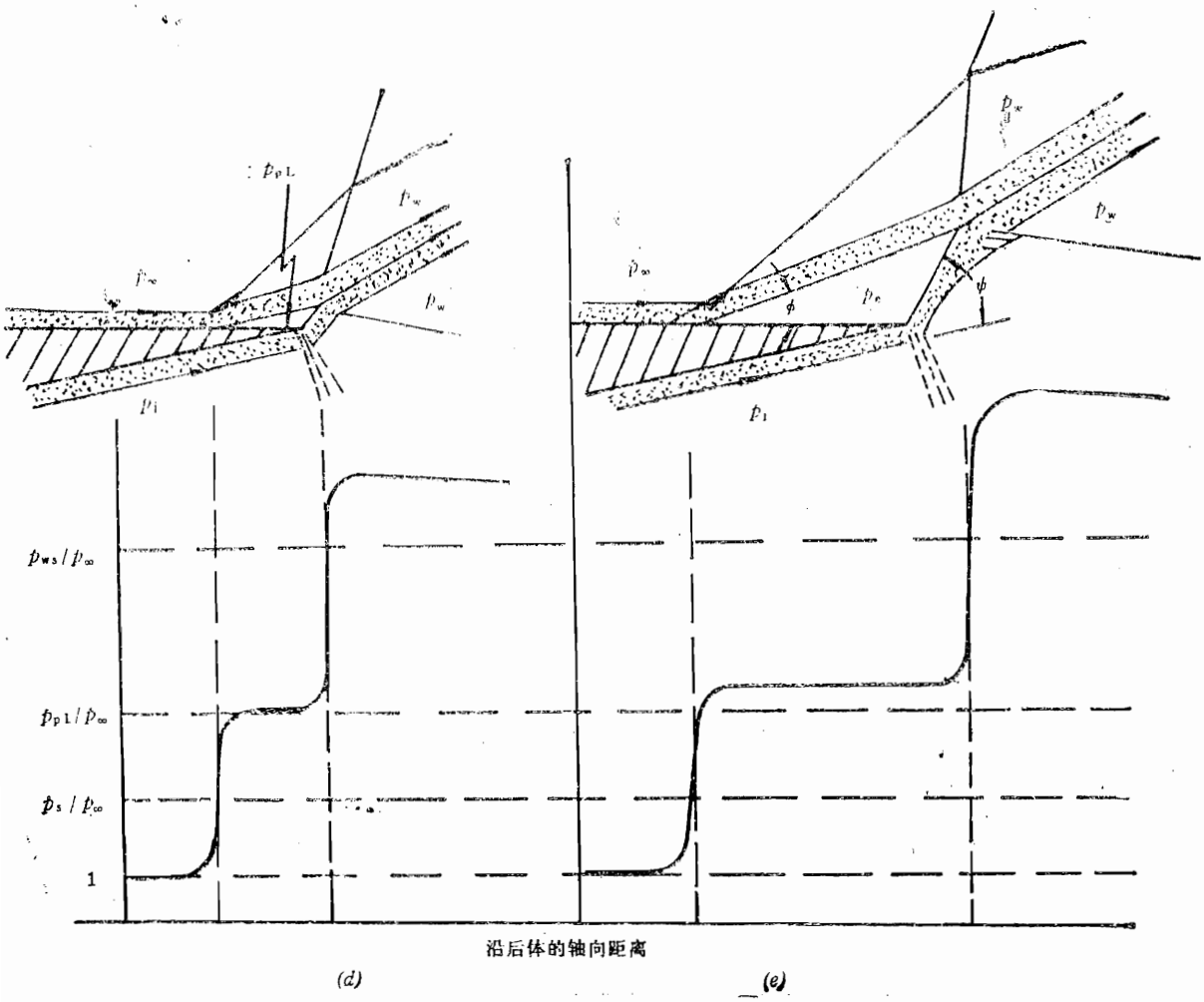


图9-80　喷流对后体干扰效应的变化过程

转折角。如果喷流的压强比 p_j/p_∞ 足够大的话，外流转折必产生压强升高，从而，使绕后体表面的附面层发生分离。外流为超音速时，流动图画如图9-79所示。这时出现一个三叉形激波系，后体表面上的气流，在碰到第一道 λ 形压缩波后开始分离。

喷流干扰的整个变化过程，如图9-80所示。随着喷流的压强比上升，喷管出口处的喷流从不往外膨胀的状态，变到使外流大范围分离的极端状态。图9-80中，(*a*)图表示初始的干扰情况，此时喷流的压强比略大于 1，在喷管出口处不发生膨胀，后体表面上的附体附面层必须克服的压强比 p_w/p_∞ 就是喷流的压强比 p_j/p_∞。当喷流压强比较大时，喷流膨胀到尾迹压强 p_w，如(*b*)图所示。因此喷流膨胀较大，所以后体尾缘处激波变强。此时外流附面层必须克服的压强比 p_w/p_∞ 就比(*a*)图的大了。在(*b*)图中，压强增大到恰好使外流附面层分离所需要的压强值。再进一步增大喷流的压强比 p_j/p_∞，就足以引起(*c*)图所示的起始分离状态。过了这一点之后，后体表面上就要发生大范围的分离，如图(*d*)和(*e*)所示。其范围的大小同超出起始分离所需喷流压强比的增量成正比。

在形成一个有限大小的分离区以前，即(*a*)，(*b*)，(*c*)图所示的情况，由后体外流转折

所产生的压强增量，可按照扰源是固体边界的二维激波来计算。用这种比拟方法可以计算初始阶段的喷流干扰问题，其结果尚可用。理由如下：首先：既然在喷管出口的邻域内喷流的初始扩张角实质上是二维的，那么，在上游后体表面上产生的激波至少在物面附近也是二维的。不过，因为飞机后体一般是轴对称的，干扰区上游的流动状态是沿着后体表面变化的。其次，因为是否产生分离流动只决定于干扰区前面的当地马赫数及雷诺数，而同引起压强升高的扰动方式没有关系。因此，不管这个压强升高是由固体表面干扰还是由喷流边界干扰所引起的，对来流来说都一样。因此，当喷流引起的干扰不太严重，而且后体上附面层保持附体状态，只要给定紧靠喷流干扰区上游的马赫数，后体外流的转折角和由转折所造成的压强比 p_w/p_∞，就可以用二维超音速理论进行计算。具体计算步骤将在下节中给出。

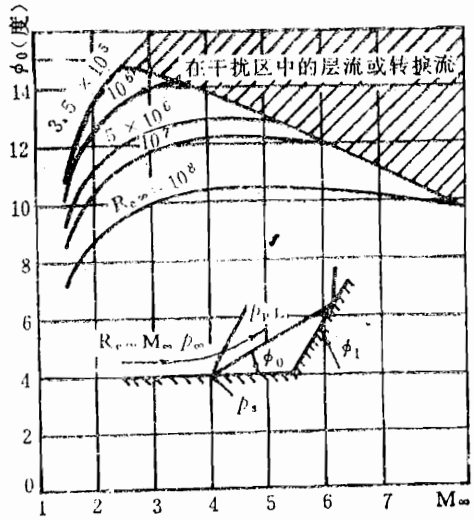


图9-31 角度ϕ与马赫数及雷诺数的关系

后体上的紊流附面层是以某个角度 ϕ(见图9-80*e*)从后体表面上分离的，ϕ 的大小是马赫数和雷诺数的函数，如图9-81所示。当紊流附面层在后体表面压缩转折角处分离时，分离区内相应的压强比 p_{pL}/p_∞ 基本上是一个常值，它同分离点处的压强比有关，其关系式是：

$$\frac{p_{pL}}{p_\infty}=\sqrt{2}\frac{p_s}{p_\infty} \tag{9.18}$$

式中 p_s/p_∞——开始分离处的压强比(见图9-80*c*所示)。

但是，当气流的分离区较大时，分离区内的压强比 p_e/p_∞ 通常大于初始分离阶段分离区的压强比 p_{pL}/p_∞，如图 9-80*d* 和 *e* 所示。

(*b*) 起始分离压强比的计算

对超音速外流而言，喷流压强的扰动在后体上只能通过紊流附面层的底层向前传播。传播压强扰动的紊流附面层的相对高度(y/δ)取决于紊流附面层内的速度型曲线的饱满度及扰动的强度。试验证明，在紊流附面层内从壁面到 M=1.4 的整个高度范围内，均可向前传播

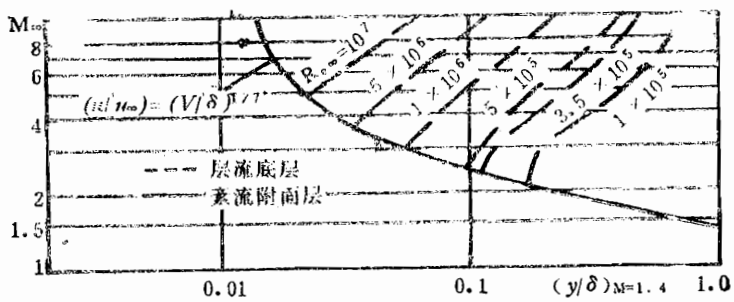


图9-82 紊流附面层中对应M=1.4点的相对高度

压强扰动。这个相对高度是紧靠干扰区上游气流的马赫数和雷诺数的函数，由图9-82确定。必须指出，在该图上，假设紊流附面层具有$\frac{1}{7}$次方的速度型，而且不随雷诺数变化。当外流马赫数较高时，压强扰动主要是通过紊流附面层的底层向前传播的。

图9-83给出了使紊流附面层分离所需的压强比 p_w/p_∞，它是用附面层相对高度的函数来表示的。但是，按喷流压强比 p_j/p_∞ 确定起始分离点更方便，因为这个参数比较容易确定。根据图9-83所示情况，起始分离所要求的喷流压强比$(p_j/p_\infty)_s$，可按下列步骤计算。

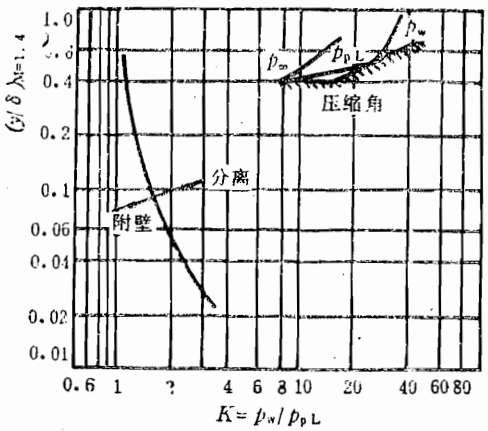


图9-83 紊流附面层分离与压强比的关系

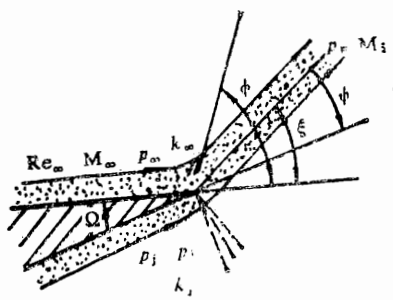


图9-84 附面层不分离时喷流对后体干扰的流动示意图

④给定：

①紧靠干扰区上游外流的马赫数 M_∞、雷诺数 Re_∞ 和绝热指数 k_∞；

②喷管出口处的喷流马赫数 M_j 和绝热指数 k_j；

③喷管出口处的管壁和后体表面之间的夹角 Ω。

Ⓑ计算步骤：

①用下面的半经验公式，计算压强比 p_{pL}/p_∞：

$$\frac{p_{pL}}{p_\infty}=1+\left|\frac{8.85k_\infty M_\infty^2}{Re_\infty^{\frac{4}{\sqrt{M_\infty^2-1}}}}\right|$$

②按下式计算紊流附面层起始分离的压强比 p_w/p_∞：

$$\frac{p_w}{p_\infty}=K\frac{p_{pL}}{p_\infty}$$

式中 K——由图9-82和图9-83确定的常数。

③用下式计算垂直于激波的马赫数：

$$M_{\infty n}=\sqrt{\left[\left(\frac{p_w}{p_\infty}-1\right)\frac{k_\infty+1}{2k_\infty}\right]+1}$$

④用下式计算出激波角 θ：

$$\theta=\sin^{-1}\left(\frac{M_{\infty n}}{M_\infty}\right)$$

⑤用下式计算出在马赫数 M_∞ 时，产生上述激波角的二维物面转折角 ξ：

$$\xi=\mathrm{tg}^{-1}\left[(2\mathrm{ctg}\theta)\frac{(M_\infty^2\sin^2\theta-1)}{M_\infty^2(k_\infty+\cos2\theta)+2}\right]$$

⑥用下式计算出对应于外流转折角 ξ 的喷流转折角 ψ：

$$\psi=\xi-\Omega$$

⑦按文献[22]的数值表，计算出对应于喷流马赫数 M_j 的二维普朗特-迈耶角 ν_j；

⑧根据上述文献，按总转折角 $(\nu_j+\psi)$，计算出喷流在喷管出口处膨胀所达到的马赫数 M_j；

⑨用下式计算出喷流等熵膨胀后的总压和静压之比 p_{tj}/p_w：

$$\frac{p_{tj}}{p_j}=\left(1+\frac{k_j-1}{2}M_j^2\right)^{\frac{k_j}{k_j-1}}$$

⑩用下式计算出喷流在喷管出口处的总压和静压之比：

$$\frac{p_{tj}}{p_w}=\left(1+\frac{k_j-1}{2}M_j^2\right)^{\frac{k_j}{k_j-1}}$$

⑪最后，用下式计算出后体上外流在喷管尾缘附近开始分离所需要的喷流压强比 $(p_j/p_\infty)_s$：

$$\left(\frac{p_j}{p_\infty}\right)_s=\left(\frac{p_j}{p_{tj}}\right)\left(\frac{p_{tj}}{p_w}\right)\left(\frac{p_w}{p_\infty}\right)$$

图9-85给出了按上述方法计算得到的一些典型结果。图中每条等雷诺数线表示马赫数增大时，后体附面层能够克服而不分离的喷流压强比极限值。在某个给定马赫数下，等雷诺数右边的喷流压强比表示分离流，其左边的喷流压强比则表示附体流动。$\psi=0$ 的线表示喷流在喷管出口处不转折的极限情况。"激波离体"线是这个计算方法的上限，表示每个马赫数下，外激波附着在喷管出口处的最大气流转折角。

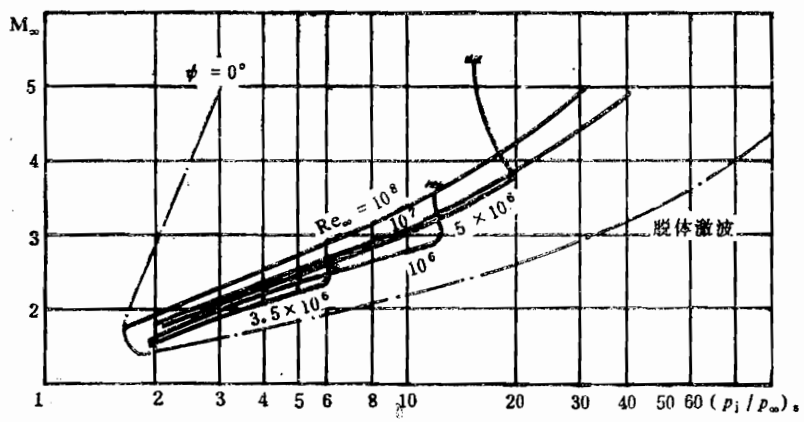


图9-85 计算得到的开始分离的压强比

($M_j=2$, $\Omega=10°$, $k_j=1.2$)

根据大量的分析计算，找到了有关开始分离的一些基本趋势。这些趋势可以归纳如下：在其它参数保持不变的情况下，使后体上紊流附面层增加出现分离的主要原因有：①喷流压

强比 p_j/p_{e_0} 的增大；②喷流绝热指数 k_j 的减小；③喷管出口处、喷管壁面与后体表面之间的夹角 Ω 的增加等。由图9-85还可以看出，减小雷诺数或增加马赫数，均可减小后体上紊流附面层分离的机会。

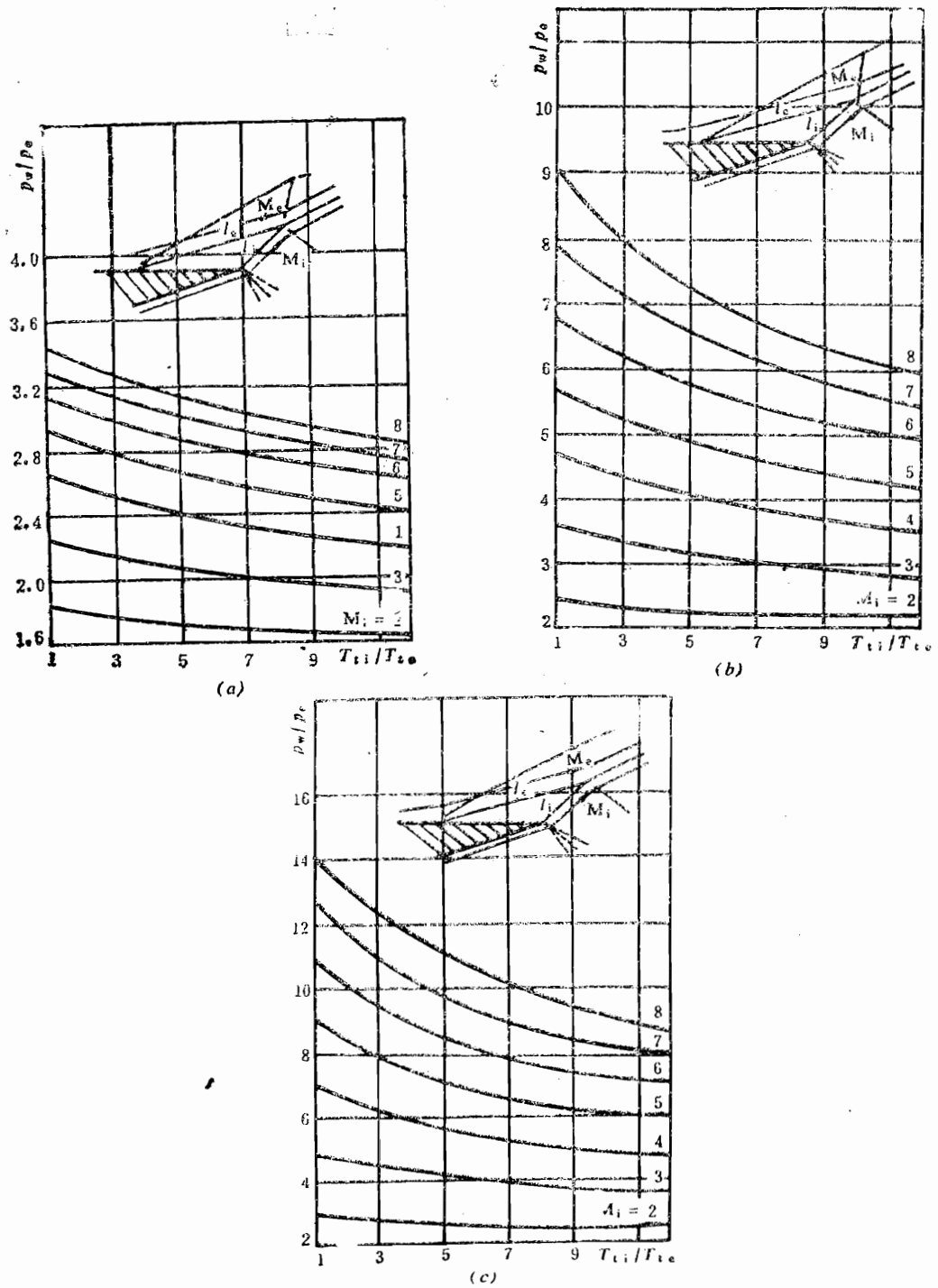


图9-86　喷流温度比对尾迹压强比的影响

($k_j=1.24$, $l=1.00$, 图a　Me=1.5, 图b　Me=3.0, 图c　Me=5.0)

(c)尾迹压强比的计算

在后体外部气流产生分离后，分离区内的压强为 p_e，经过激波后，气流的压强变为尾迹压强 p_w，如图9-79所示。尾迹压强比 p_w/p_e 与内外两股气流之间的混合情况有关。粗糙地可以用二维喷流混合理论来处理这个问题，而后再针对旋转体的环形底部做些修改。从混合长度理论出发，建立了计算尾迹压强比的双重迭代数值计算方法。其典型计算结果绘于图9-86和9-87[17]。使用这些图线需要六个参数：紧靠再附区上游处每股气流的马赫数和绝热指数、它们相应的总温比以及相对混合长度 l。其定义是：

$$l=\frac{l_i/\sigma_i}{l_e/\sigma_e} \tag{9.19}$$

式中 i，e——两个区域，见图9-79；

σ 用下式计算：

$$\sigma=12+2.758\mathrm{M} \tag{9.20}$$

上列参数的计算方法将在后面叙述。

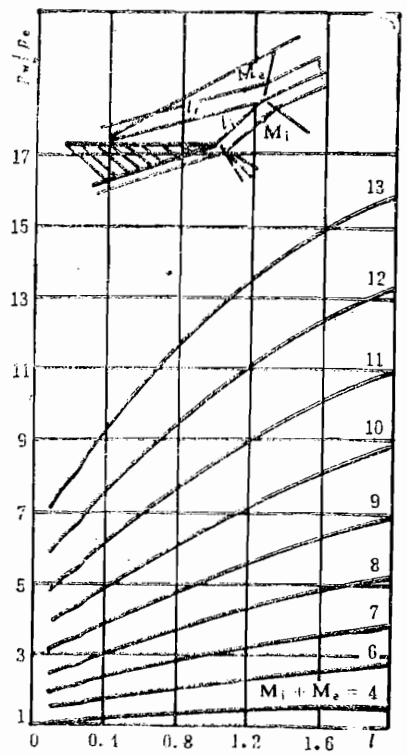


图9-87 相对混合长度对尾迹压强比的影响
($1.14\leqslant k_i\leqslant 1.40$)

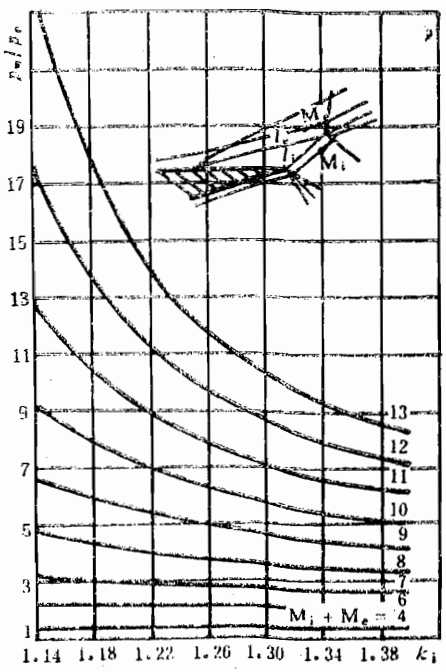


图9-88 喷流绝热指数对尾迹压强比的影响
($l=1.00$)

(d)后体压强的计算方法

下面讨论超音速时，受喷流干扰影响的后体压强的计算方法。在附面层附体的情况下，可以用二维理论进行计算。处理分离流的方法是，把上面用二维理论计算出的尾迹压强比，与按轴对称流动理论算出的尾迹压强比进行比较；若用这两种不同方法求出的压强比相等，

流场的解就算收敛，然后再用求解过程中得出的数据进行运算，求出有关的流动参数。

④给定：

①紧靠喷管出口上游后体表面上的马赫数 M_∞、雷诺数 Re_∞ 和静压 p_∞($k_\infty=1.4$)；

②喷流静压比 p_j/p_∞；

③喷管出口处喷流的马赫数 M_j 和绝热指数 k_j；

④喷管出口处、喷管壁面与后体表面之间的夹角 Ω；

⑤喷流总温与周围气流总温之比 $T_{tj}/T_{t\infty}$。

Ⓑ假设：

①喷流的总温和周围气流的总温都是均匀的；

②两股气流在各自分离点下游的所有位置上，绝热指数 k_∞ 和 k_j 都处于平衡状态，再混合的影响可以不计。

③不存在输入或输出气体的质量；

④后体与喷流之间的热交换可以忽略不计(这样略去了传进后体的热，其结果是 p_w/p_∞ 的值偏低)；

⑤后体和喷管表面上的附面层均为紊流附面层。

Ⓒ计算步骤：

①按给定的初始条件，先确定后体上的附面层是附体流动还是分离流动。为此把用“开始分离压强比的计算”一节的方法算出的$(p_j/p_\infty)_s$，同作为初始数据给定的(p_j/p_∞)进行比较就能确定。即如果给定的(p_j/p_∞)小于$(p_j/p_\infty)_s$，附面层就是附体的。这时要用本步骤的第二步进行计算。如果(p_j/p_∞)大于$(p_j/p_\infty)_s$，附面层就是分离的，此时要用本步骤从第三步起的以后各个步骤进行计算。

②附体流动：参看图9-84，假设一个 ξ 的初始值，应用文献[17]的气动函数表，按给定的马赫数 M_∞ 求出产生外流转折角 ξ 所要求的二维激波角 θ，再算出垂直于该激波的马赫数 $M_{\infty n}$。根据这个马赫数，用下面的式子计算出经过此激波的压强比：

$$\left(\frac{p_w}{p_\infty}\right)_1=\frac{2k_\infty M_{\infty n}^2-(k_\infty-1)}{k_\infty+1}$$

而后，再求出喷流进入尾迹所必须转折的角度 ψ：

$$\psi=\xi-\Omega$$

求出进入尾迹的总普朗特-迈耶膨胀角 ν_i：

$$\nu_i=\nu_j+\psi$$

求出相应的马赫数 M_i。再按 M_1 和 M_j 代入下边公式中的 M_n，计算出 p_j/p_{tj} 和 p_i/p_{t1}：

$$\frac{p_n}{p_{tn}}=\left(1+\frac{k_j-1}{2}M_n^2\right)^{-\frac{k_j}{k_j-1}}$$

最后，根据所给定的喷流压强比 p_j/p_∞，用下面式子计算喷流经膨胀进入尾迹区的压强比；作为第二个估算值，即：

$$\left(\frac{p_w}{p_\infty}\right)_2=\frac{p_j}{p_\infty}\left(\frac{p_i/p_{ti}}{p_j/p_{tj}}\right)$$

把$(p_w/p_\infty)_1$与$(p_w/p_\infty)_2$进行比较。若这两个值不相等，再选一个新的ξ值，重复上述计算，直到这两个压强一致为止。

③分离流动：首先根据所给条件，用图9-81求出ϕ的一个初值。然后计算出马赫数为M_∞的气流，经过激波角为ϕ的二维激波后的压强比p_e/p_∞。

④用二维斜激波理论和普朗特-迈耶理论，计算出二维尾迹压强比$(p_w/p_e)_{2d}$。

在邻近喷口的狭小区域，作为初步分析，可暂忽略不计喷流和外流的曲率，从内外流各自的分离点开始到它们共同的再贴附点之间，内外流的方向基本上保持不变。还假设喷流边界上的静压不变且等于p_e，这样就必然得到这两股流动边界的马赫数M_e和M_i同样也是常数，当然不一定彼此相等。喷流在喷口经过膨胀，后体上的气流经过压缩，都达到第三步所假设的压强比p_e/p_∞。从而在紧靠两股气流交点上游，内外两股流动的方向ϕ和ψ、马赫数M_e和M_i就都知道了。见图9-79和图9-80(e)。

⑤用图9-86至图9-88中的曲线，计算出两股相邻气流能够产生的理论尾迹压强比$(p_w/p_e)_T$。但必须事先知道下列参数：M_e、M_i、T_{ti}/T_{te}、k_e、k_i和l。这里用到的马赫数M_e和M_i是前面第④步计算出的数值。总温T_{ti}和T_{te}分别是干扰区上游喷流和后体上气流的总温。根据上述Ⓑ假设条件①，T_{ti}等于发动机燃烧室温度。绝热指数$k_e=k_\infty=1.4$，$k_i=k_j$。

画出第④步中流动模型的几何关系就能求得比值l_i/l_e。它们分别是两个区从分离点到再附点的长度，见图9-87。根据第④步得到的马赫数M_i和M_e，用式(9.20)计算σ_i和σ_e。而后代入式(9.19)，计算出相对混合长度l。

按上述方法，计算出六个参数之后，先用图9-86的曲线，按M_i、M_e、T_{ti}/T_{te}查出尾迹压强比的理论值，记作$(p_w/p_e)_T^A$。如果$l\neq1.00$以及$k_i\neq1.24$，那么，$(p_w/p_e)_T^A$就必须对l及k_i进行修正。$l\neq1.00$时的修正系数可按下述办法求得：根据相应的(M_e+M_i)，查图9-87，记下同$l=1.00$对应的一个p_w/p_e值。同样，记下同上面求出的实际l相对应的一个p_w/p_e值。求出这两个值之比，并将此比值同$(p_w/p_e)_T^A$相乘，把这个新的尾迹压强比记为$(p_w/p_e)_T^B$，这也就是对l作为修正的尾迹压强比了。即：

$$\left(\frac{p_w}{p_e}\right)_T^B=\left(\frac{p_w}{p_e}\right)_T^A\frac{(p_w/p_e)_l}{(p_w/p_e)_{l=1.00}}$$

对于k_i的修正系数可按同样方法求出。图9-88提供了必要的数据。求出$(p_w/p_e)_{k_i}$和$(p_w/p_e)_{k_j=1.24}$的比值，并将此比值同$(p_w/p_e)_T^B$相乘，即：

$$\left(\frac{p_w}{p_e}\right)_T^C=\left(\frac{p_w}{p_e}\right)_T^B\frac{(p_w/p_e)_{k_i}}{(p_w/p_e)_{k_j=1.24}}$$

比值$(p_w/p_e)_T^C$就是本计算方法中，第⑤步所要求的理论尾迹压强比$(p_w/p_e)_T$。

⑥把由第④步得到的$(p_w/p_e)_{2d}$，同第⑤步中得出的$(p_w/p_e)_T$加以比较。如果这两个值不等，就必须选择一个新的ϕ值，从第③步起，再按这个新ϕ值重复上述计算过程。要假设足够多个ϕ值，直到可以画出(p_w/p_e)对ϕ的曲线为止。$(p_w/p_e)_T$和$(p_w/p_e)_{2d}$与ϕ相关的两条曲线的交点，对应于ϕ的理论值。

把ϕ的理论值，作为使M_∞的气流转折角，可以计算出经过平面激波的压强比，即：

$$\frac{p_e}{p_\infty}=1+\frac{2k_\infty}{k_\infty+1}(M_\infty^2\sin^2\theta-1)$$

式中 θ——平面激波角，可用文献[17]中的激波表查出。

于是，作用在分离区的压强 p_e 可按下式计算：

$$p_e=\left(\frac{p_e}{p_\infty}\right)p_\infty$$

最后，可按下式

$$\frac{p_w}{p_\infty}=\left(\frac{p_w}{p_e}\right)\left(\frac{p_e}{p_\infty}\right)$$

求出最大压强比。这个最大压强比即将在第⑦步中用来确定分离区的范围。

⑦分离区范围的计算

首先计算C_{pmax}：

$$C_{pmax}=\frac{2}{k_\infty M_\infty^2}\left(\frac{p_{max}}{p_\infty}-1\right)=\frac{2}{k_\infty M_\infty^2}\left(\frac{p_w}{p_\infty}-1\right)$$

用 C_{pmax} 和 M_∞ 查图9-89，确定参数 D/δ_0^*。其中 D 是后体分离区的长度(米)，而 δ_0^*是紧靠分离区上游 x_t 处未扰动附面层的位移厚度(米)。

紊流附面层的位移厚度可按下面公式计算：

$$\delta_0^*=(0.0145)\frac{1+0.35M_\infty^2}{\left[1+0.88\frac{(k_\infty-1)}{2}M_\infty^2\right]^{0.44}}\left(\frac{x_t}{Re_{x_t}^{1/5}}\right)$$

式中 x_t——紊流附面层增长的当量长度(米)，也就是从气流转捩的假想点到干扰区起点的距离，见图9-89。

$$Re_{x_t}=\frac{(aM)_\infty}{\nu_\infty}x_t$$

式中 a——音速(米/秒)；

M——马赫数；

ν_∞——未扰动气流的运动粘性系数(米²/秒)。

应该指出，上述计算要求知道后体(或机身)上气流转捩点的位置。而这只好通过风洞模型试验或计算方法来确定。如果由上述方法计算确定的分离区太大的话，就必须用一组新的M_∞和Re_∞重复以上的计算步骤，直到定出一个合理的分离区尺寸为止。

(3) 具有双喷流后体的压差阻力系数的计算

有些战斗机，例如 F-15 等，两个发动机并列装在机身内，使后机身形成具有双喷流后体的形式。这种后体的流动相当复杂，一般来说，后体的阻力与喷流的特性、后体的形状或横截面积的分布、尾翼的布局和喷管出口之间的距离等因素密切相关。目前尚无可用的精确理论计算结果，不得不依靠风洞试验和以此为基础的工程估算方法来解决。

双喷流后体的主要几何参数的定义绘在图9-90中。

面积律指出："具有相同截面积分布的任一物体，具有相似的跨音速阻力"。在后体阻力的研究中，也证明了有类似的规律："具有相同积分平均斜率(IMS：Integral Mean Slope)

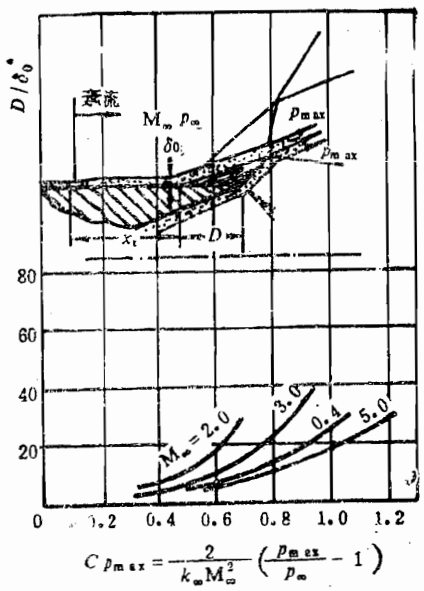


图9-89 后体分离区范围

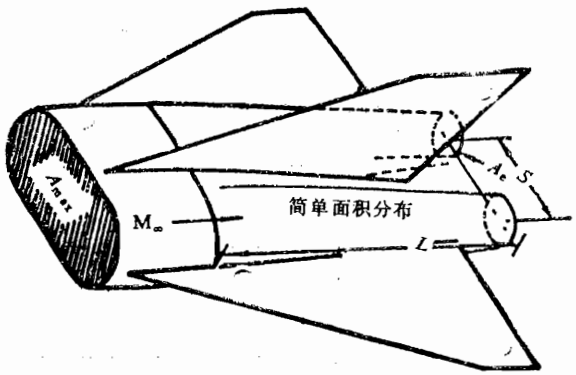


图9-90 具有双喷流后体的几何参数

的后体具有相似的后体压差阻力系数"。这就是所谓的"后体当量定律"。

在具有双喷流后体压差阻力系数的计算中，把 IMS 当做一个重要的相关参数，IMS 的定义如下：

$$IMS=\frac{-\int_{A_e/A_{max}}^{1.0}\frac{d(A/A_{max})}{d(x/D_{eq})}d\left(\frac{A}{A_{max}}\right)}{1-\frac{A_e}{A_{max}}} \tag{9.21}$$

式中 A_{max}——后体的最大横截面积；

A_e——喷管出口的面积；

A——后体 x 处的当地截面积；

x——由后体最大横截面处算起的轴向距离；

D_{eq}——后体的当量直径，即：

$$D_{eq}=\sqrt{\frac{4A_{max}}{\pi}}。$$

把以 IMS 为基础的相关参数用于靠近后体后部斜率变化较大的双喷流后体时，结果并不成功[21]。用油流进行风洞流谱观察后发现，靠近后体的后部流动发生了分离。这意味着，分离点后的后体的斜率不会影响相关参数，可能也就不会影响后体的压差阻力。由此想出用限定面积图中最大局部斜率的方法来计算 IMS，称为"截断"(truncated) 积分平均斜率，记作 IMS_T。其计算方法如图9-91所示。把有效斜率限制在小于 1.4 以下，即在图9-91(b)中截去曲线下面积的最大斜率线(1.4 线)上面的一部分面积。因为曲线下面的面积就是 IMS，所以 IMS_T 永远小于 IMS。但是，如果斜率并没有超过最大值时，则"截断"就不起作用，这时 IMS 就等于 IMS_T。

根据风洞试验油流的流谱观察发现，沿后体流动的分离点是自由流 M_∞ 的函数。试验得

到最大斜率与自由流马赫数 M_∞ 的关系，如图9-92所示[26]。

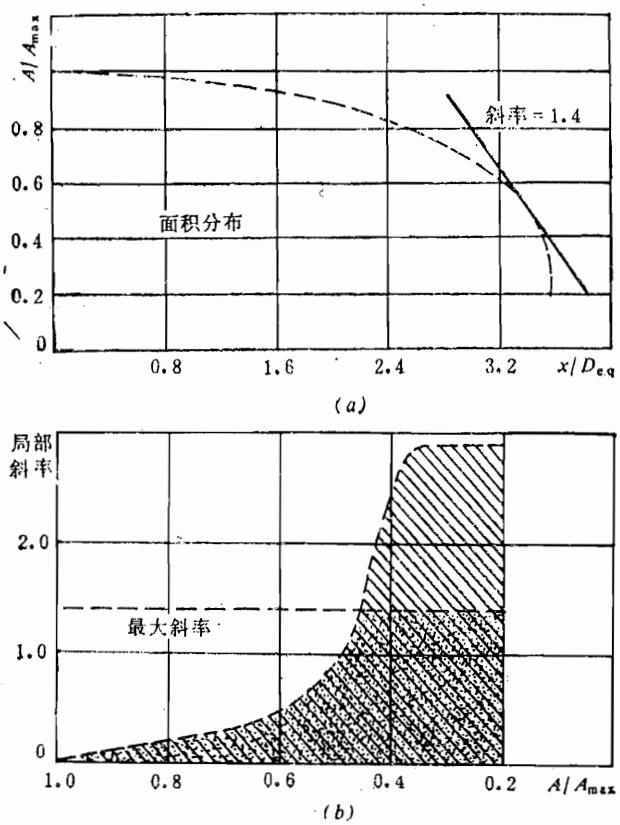


图9-91 IMS_T的计算方法

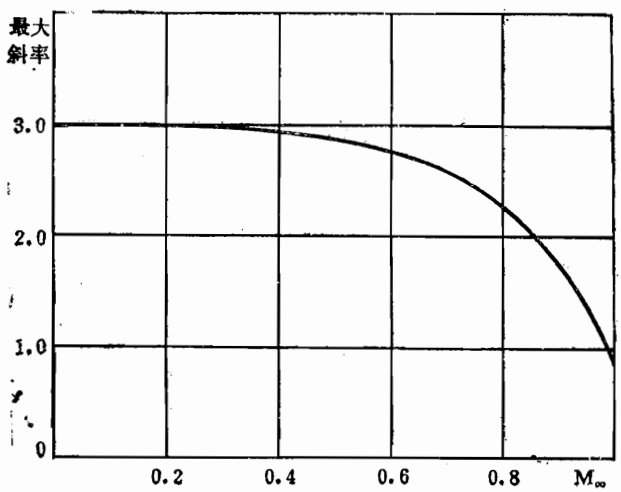


图9-92 IMS_T计算中的最大局部斜率

C_{xp} 随 IMS_T 和 M 数的变化如图 9-93 所示。其中，单垂尾情况下的压差阻力系数要增加一个常数$\Delta C_{xp}=0.006$。综上所述，计算任意给定的具有双喷流后体的压差阻力系数时，只需图9-92和图9-93两张图。计算的详细过程给在图9-94中。

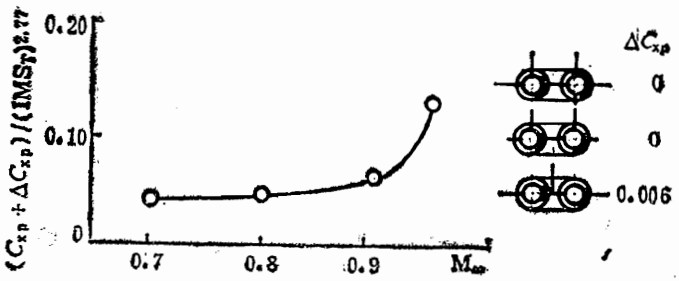


图9-93　压差阻力系数的相关曲线

必须指出，上述计算是假设喷流达到完全膨胀(即 $p_e=p_\infty$)时的情况。如果喷流出口的压强 p_e 不等于周围的静压 p_∞，必须加以适当的修正。试验证明，这时阻力的变化是喷管形式、喷管面积比和后体几何参数的函数。下面是计算具有双喷流后体的压差阻力系数的公式：

$$C_{xp}=C_{xp(p_e=p_\infty)}+\left[4.5e^{-M_\infty^2}\left(1-\frac{p_e}{p_\infty}\right)\left(1.1\frac{A_e}{A_{th}}-1.0\right)\left(\frac{A_e}{A_{max}}\right)^{3/2}IMS_T\right] \tag{9.22}$$

式中　C_{xp}——修正后的后体压差阻力系数，以出口处的环形面积($A_{max}-A_e$)为参考面积；

$C_{xp_{(p_e=p_\infty)}}$——喷流达到完全膨胀时的后体的压差阻力系数，根据图9-94来确定；

A_{th}——喷管喉部的面积。

上列方程使用的限制条件为：

$$0\leqslant IMS_T\leqslant 1.0;$$

$$0.1\leqslant A_e/A_{max}\leqslant 0.4;$$

$$1.0\leqslant A_e/A_{th}\leqslant 1.4;$$

$$0.6\leqslant M_\infty\leqslant 1.2。$$

用上式计算的典型例子与试验结果之比较绘在图9-95中，结果令人满意。

因为在超音速时，没有 IMS_T 的可用数据。图9-96给出了根据试验确定的当量旋转体和具有双喷流后体模型在马赫数 $M_\infty=1.2$、$p_e/p_\infty=1.0$ 时，C_{xp} 与 IMS 的试验关系曲线。

对 $M_\infty=1.2$ 时，其它压强比的情况，压力修正式(9.22)仍可使用。

在 $M_\infty=1.2\sim2.2$ 的范围内，以后体阻力的试验数据为基础，总结出一个从 $M_\infty=1.2$ 外插到其它 M_∞ 值时的经验公式，即：

$$\frac{C_{xpM_\infty}}{C_{xp_{1.2}}}=[1-1.4(eXP-M_\infty^2)](M_\infty^2-1)^{-0.5} \tag{9.23}$$

式中　C_{xpM_∞}——所求对应 M_∞ 值时的压差阻力系数；

$C_{xp_{1.2}}$——对应 $M_\infty=1.2$ 时的压差阻力系数，由式(9.22)确定。

用式(9.23)计算的结果与部分试验结果的比较绘在图9-97中。

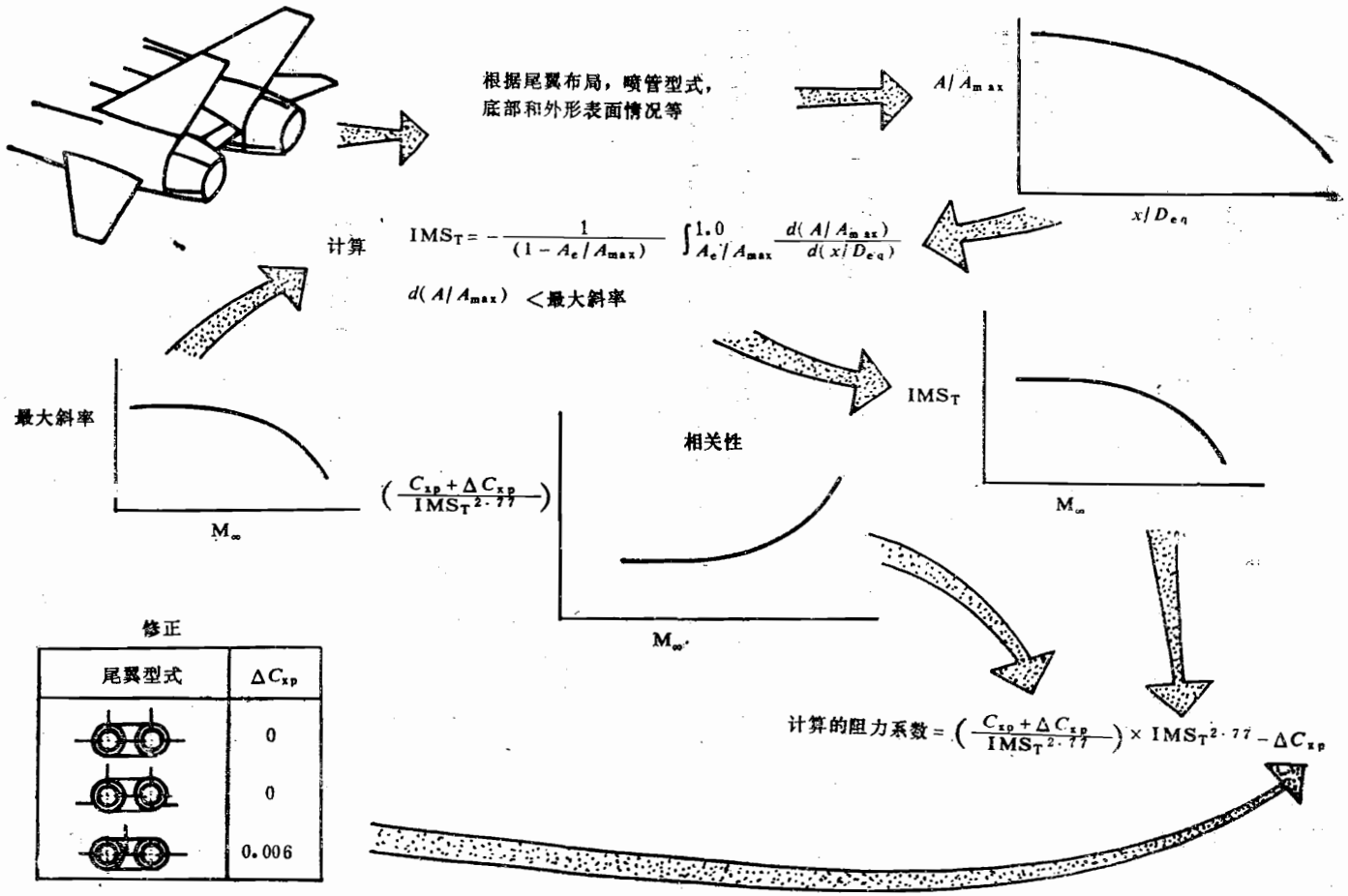


图9-94　具有双喷流后体压差阻力系数计算流程图

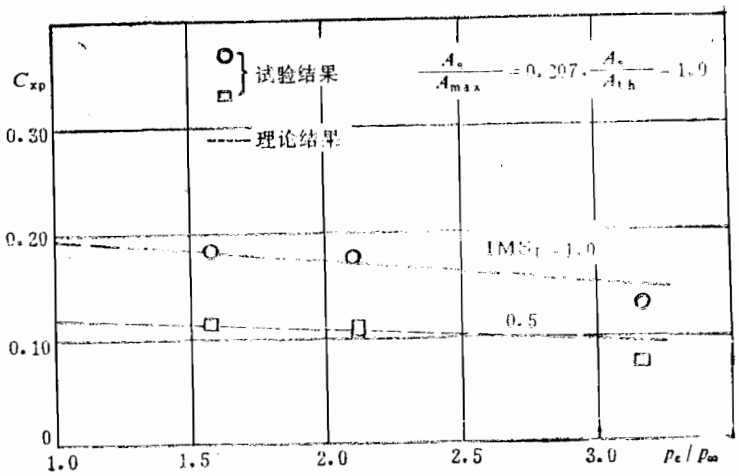


图9-95 计算结果与试验结果之比较
($M_\infty=1.2$, $S/D_{max}=0.671$)

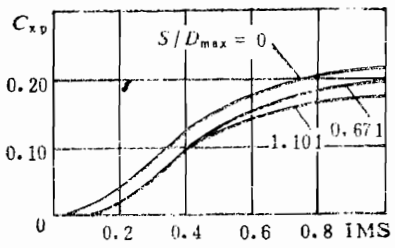


图9-96 压差阻力系数随IMS的变化
($M_\infty=1.2$, $p_e/p_\infty=1.0$)

9.3.1.4 后体阻力的风洞模型试验

(1) 后体阻力的测量方法

对于不同的问题，得采用不同的试验方案，进行后体阻力风洞模型试验。图9-98给出了一些典型试验装置的原理方案。图中 A、B、C 和 D 四种方案是用来测定推力减阻力的装置。由该图可见，只有在系统 A 中，后体和支架的阻力才反映在天平上。无论哪种方案，都可以从推力减阻力项中扣除净推力项而得到后体的阻力。方案 E 除进行推力减阻力的测量外，还可以单独测定后体的阻力。方案 F 用来研究后体几何形状的变化，对前体阻力的影响，可分别测定前体和后体的阻力。有关进一步的喷流试验方法，请参考文献[18]。

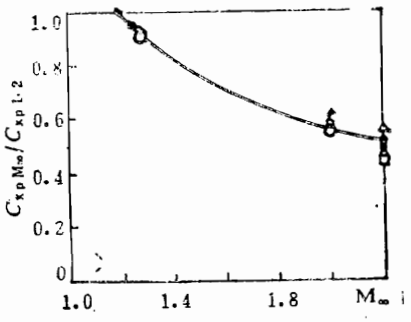


图9-97 计算与试验结果之比较[24]

(2) 典型风洞模型试验的结果

影响后体阻力的因素甚多，在理论计算(9.3.1.3)一节中，已做过较详细的分析。概括地说，主要有后体的几何参数、喷流参数和自由流参数等三方面的影响。在风洞模型试验时，要尽量保证上述三方面的参数相似。下面给出这些参数影响的一些典型试验结果。

a. 后体几何参数的影响

后体的几何参数，主要包括后体角 β，喷流的出口直径 D_e 和后体的最大直径 D_{max}。对具有双喷流的后体来说，还有两喷流的间距及其间的整流罩的形状和尺寸等。

轴对称喷流后体角 β 对后体压差阻力系数影响的典型试验结果，见图9-99。由图可见，在其它条件一定的情况下，后体压差阻力系数 C_{xp} 随后体角 β 的增加而很快增加，这可能是由于 β 较大时，产生流动分离所致。

双轴出口间距影响的典型试验结果绘在图9-100中。图中分别给出不同公司的两个试验结果。图中所示相对间距 $S/D_e=2.5$ 时，其后体的压差阻力系数的增量最小。若喷流相对间距小于2.5时，一直到1.5为止，ΔC_x 是增加的。进一步再减小相对间距，则阻力增量 ΔC_x 又将开始下降。格鲁门(Grumman)公司的试验结果是在相对间距大于2.5时得到的，

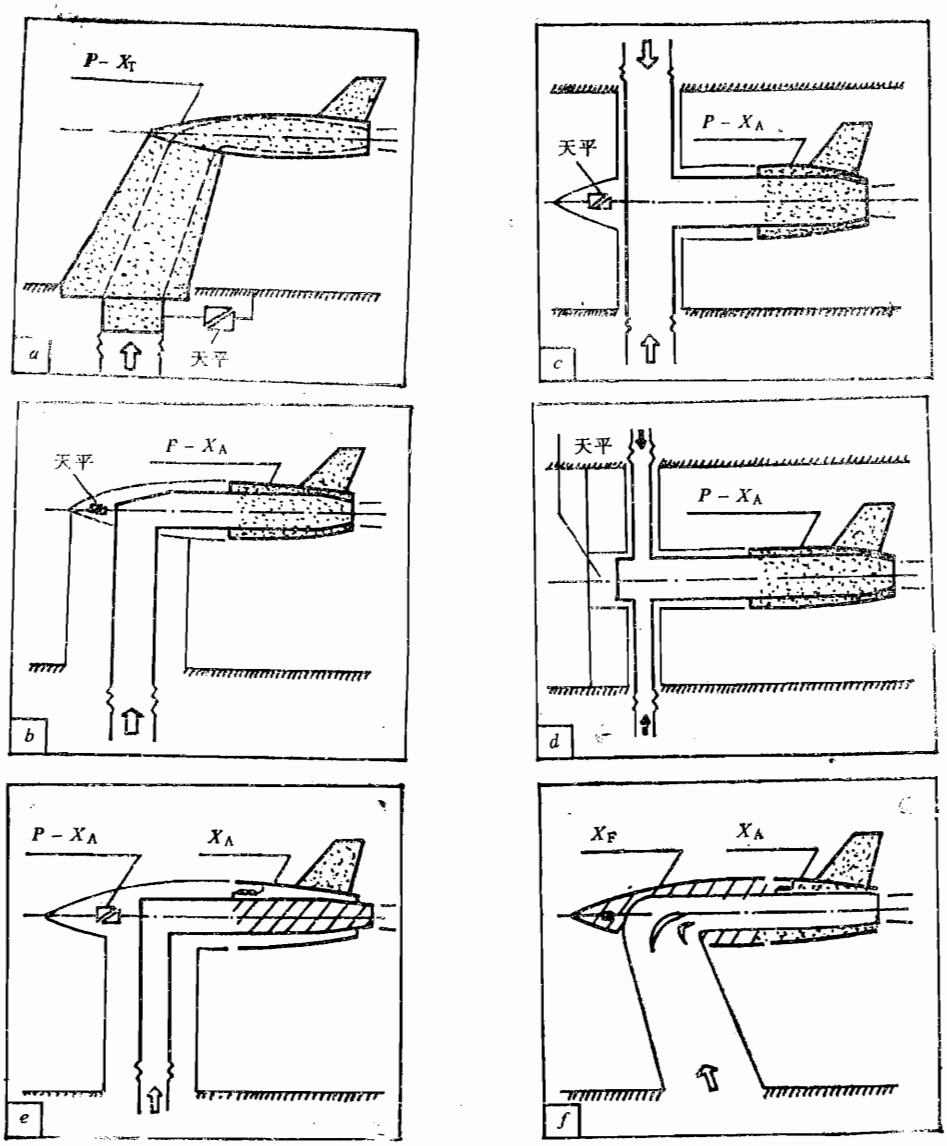


图9-98　测量后体阻力的风洞模型试验方案原理图

（p—推力，X—阻力）

增加双喷相对间距，则阻力增量增加。而MBB公司的试验结果是在相对间距1.5～3.5时得到的。两个试验结果的基本趋势相同。

b．喷流参数的影响

喷流参数主要包括：喷流的压强比 p_{tj}/p_∞、温度比 T_{tj}/T_∞ 和绝热指数 k_j。作为举例，在 $M_\infty=0.4$ 时，前二者对后体的压强系数 C_p 分布及压差阻力系数 C_{xp} 的影响绘在图9-101中。

c．自由流参数的影响

自由流参数主要包括：马赫数和雷诺数等。后体外流为亚音速时，一个典型试验结果，见图9-102。由图可见，当 $M_\infty<0.8$ 时，M_∞ 对 C_{xp} 几乎没有什么影响。当 $M_\infty>0.8$ 以后，随着 M_∞ 的增加，C_{xp} 也增加，其值的大小取决于后体的几何外形。

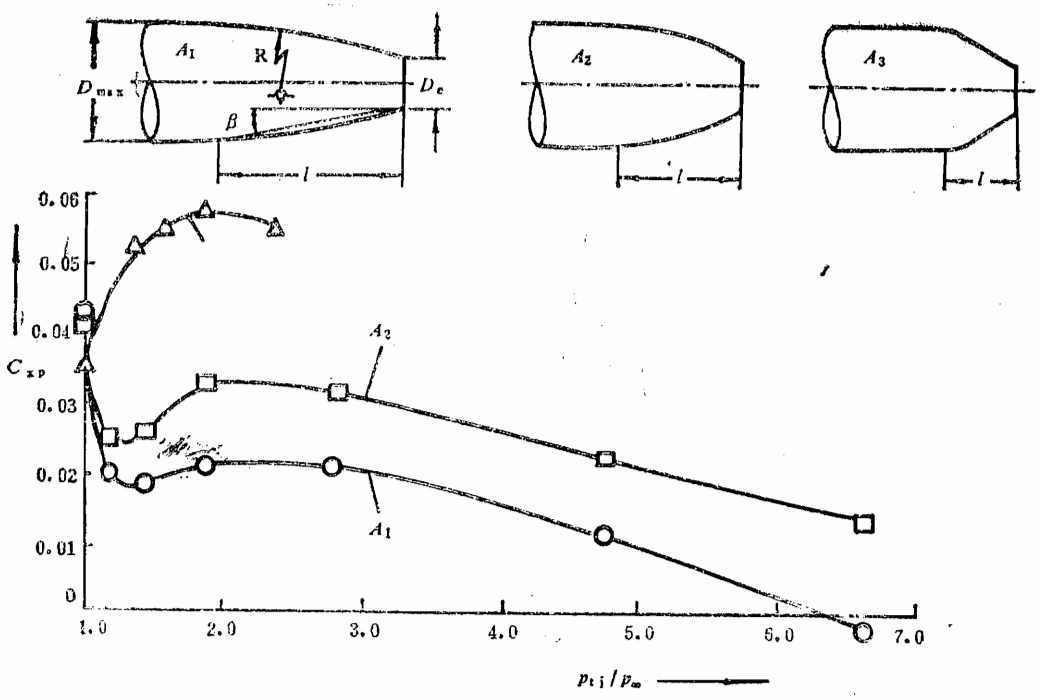


图9-99 后体角对轴对称后体压差阻力的影响
($M_\infty=0.6$)

模 型	β	l/D_{max}	D_e/D_{max}	$Re_\infty\times10^{-6}$
A_1	10°	1.66	0.41	1.05
A_2	15°	1.09	0.41	1.05
A_3	25°	0.63	0.41	0.97

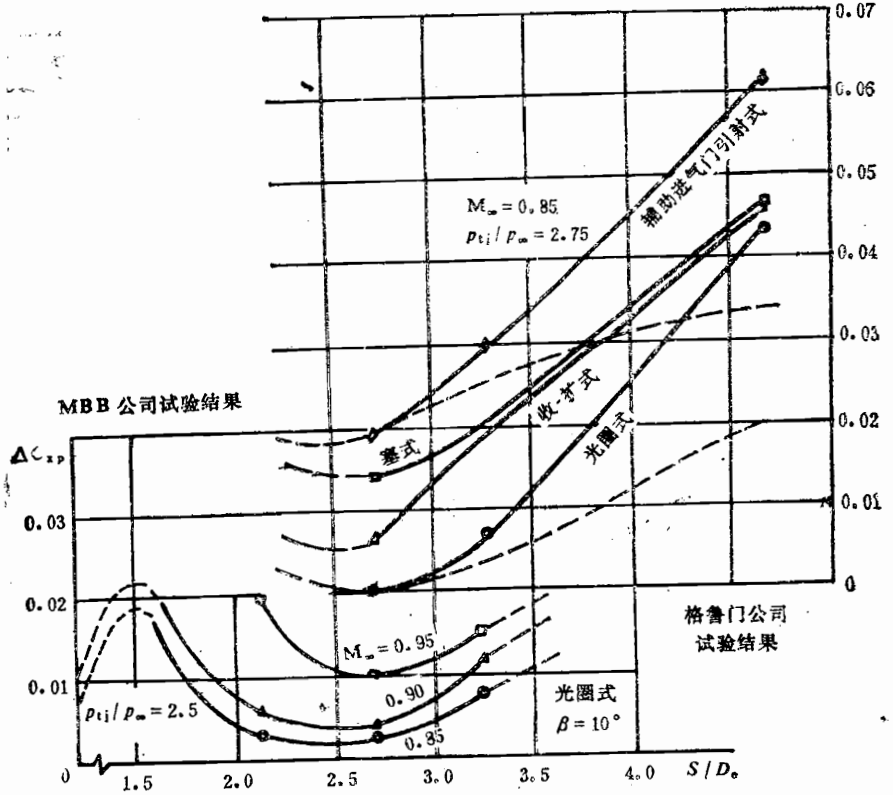


图9-100　喷流间距的影响
($A_{max}/A_e = 9 \sim 11$)

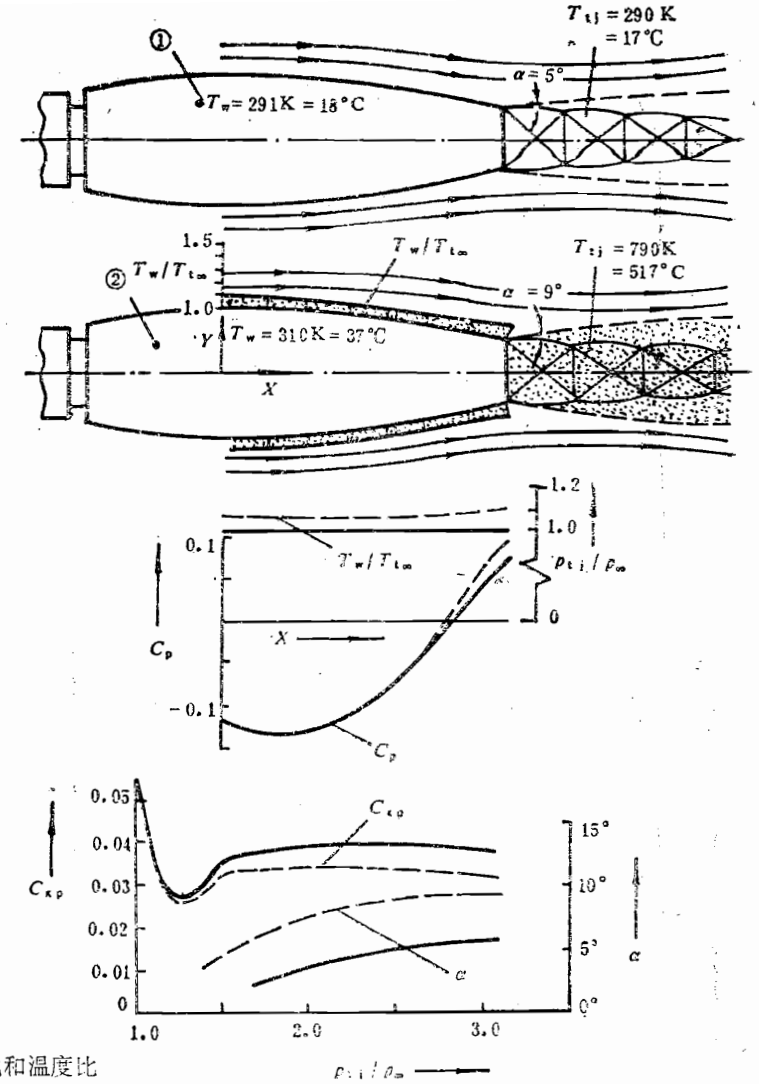


图9-101　喷流压强比和温度比
对后体C_p和C_{xp}的影响
($M_\infty = 0.4$, $p_{tj}/p_\infty = 3.0$)

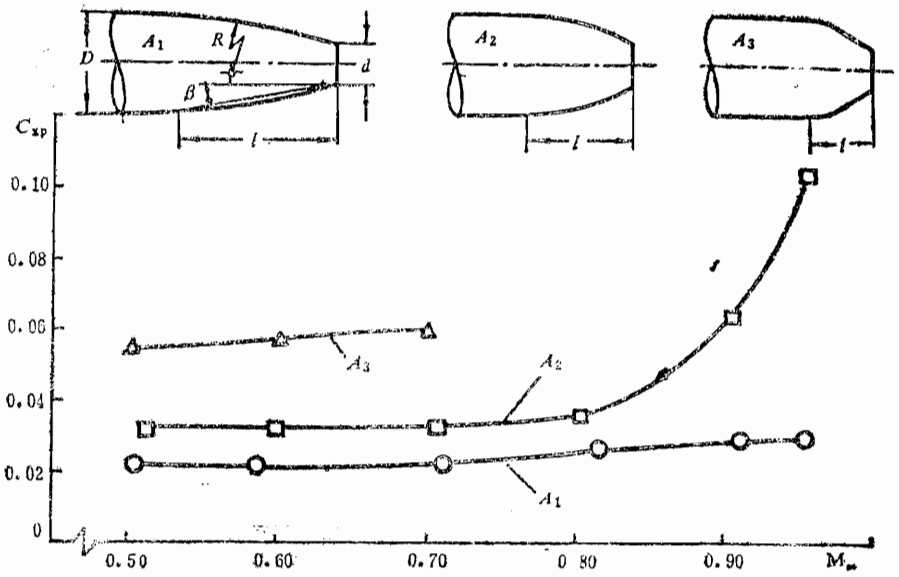


图9-102　自由流马赫数对后体C_{xp}的影响

($p_{tj}/p_\infty=1.89$)

模　型	β	l/D_{max}	D_e/D_{max}	$Re_\infty\times10^{-6}$
A_1	10°	1.66	0.41	0.8
A_2	15°	1.09	0.41	↓
A_3	25°	0.63	0.41	1.95

9.3.2　喷流对附近翼面的干扰效应

9.3.2.1　喷流对水平尾翼和后体的干扰效应

根据发动机在飞机上的位置不同，喷流可能对机翼、尾翼或部分后体产生干扰效应。喷流的干扰效应主要表现在对阻力、俯仰力矩、压力分布和温度分布等的影响上。

图9-103给出了喷流对水平尾翼法向力系数C_N影响之一例。

由于喷流的引射作用和诱导下洗，使喷流对水平尾翼的升力产生影响。其影响大小与水平尾翼位置、水平尾翼偏度及喷流的动量有关。当然，喷流对全机的力矩特性也必产生影响，它是飞机迎角、推力系数和水平尾翼升力系数的函数。初步估算喷流对水平尾翼升力特性和全机力矩特性的影响，可按参考文献[27]进行。喷流对全机静安定性影响的大小取决于水平尾翼相对喷流的位置。一般来说。当飞机受到迎角扰动后，喷流向上倾，均使下洗角随迎角的变化量$\Delta\varepsilon/\Delta\alpha<0$[27]，即喷流使飞机纵向静安定性增加。推力越大，此增量也越大。根据经验可取：

单喷流：$\Delta m_z^{C_y}=-0.010\sim-0.015$；

双喷流：$\Delta m_z^{C_y}=-0.020\sim-0.030$。

图 9-104 说明，当喷流压强比较高时，可能引起沿后体强烈的压强变化并产生局部波动。因为喷流温度高，在双喷之间便形成一个回流高温区，使靠近喷流的后体表面容易烧坏，除在此处采用耐热材料外，一般还在表面开列成排小孔，用次流进行薄膜冷却。后体表面温度增量ΔT_s的变化也示于图9-104中。

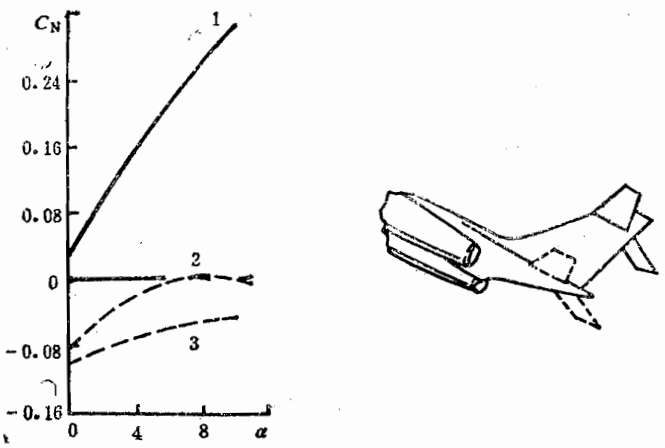


图9-103 喷流对水平尾翼法向力系数的干扰

($M_\infty=0.85$, $p_{tj}/p_\infty=5$)

1—高水平尾翼(有、无喷流)；2—低水平尾翼(无喷流)；3—低水平尾翼(有喷流)。

喷流与绕流及其附近尾翼面或机体的干扰是个需要一体化处理的问题。原则上可以用喷流和绕流的粘性迭代数值解来解决，但实际上由于后体附近流场的边界条件还取决于前机身的流动，喷流又取决于发动机工作状态。所以，事实上得做全机-喷流的粘性迭代，才能保证得到好的结果。计算工作量很大，不适合作初步估算用。目前，型号设计时，此问题仍主要靠风洞模型试验的结果来判断解决。有一些比较粗糙的工程估算方法，请参阅文献[27]。

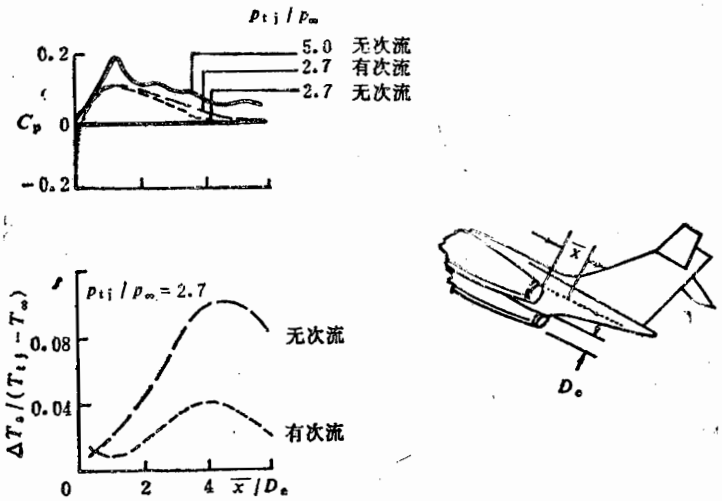


图9-104 双喷对后体压力分布和温度分布的影响

($M_\infty=0.85$, $\alpha=4^\circ$)

9.3.2.2 喷流对机翼的干扰效应

许多大型飞机的发动机常常吊挂在机翼下面。由于越来越多地使用高涵道比发动机，发动机的直径与机身或机翼相比相当大，使发动机本身对外流以及发动机进口和出口流动与翼-身组合体或尾翼之间的干扰问题变得十分严重。为了降低发动机燃料的消耗，上述这些问题都须须仔细研究，这也是一体化设计的基本问题之一。一般来说，上述干扰现象是整个动力装置的问题。但是，喷流干扰可能是一系列干扰中作用最大的部分。

(1) 低速时喷流-机翼干扰

为了说明喷流与机翼的干扰情况，图 9-105 中给出了一些典型的试验结果。对发动机在机翼上部和下部两种情况，分别给出飞机的升阻特性。相对无喷流而言，喷流的干扰使飞机的升阻特性发生了明显的变化。发动机在机翼上部时，产生有利干扰，升力曲线向上移动，C_{ymax} 有相当大的增加，诱导阻力也得到一定程度的改善。而对于翼下吊挂发动机的情况，则恰好相反，还会产生不小的零升阻力。上述干扰现象随速度比 V_j/V_∞ 的减小而下降。

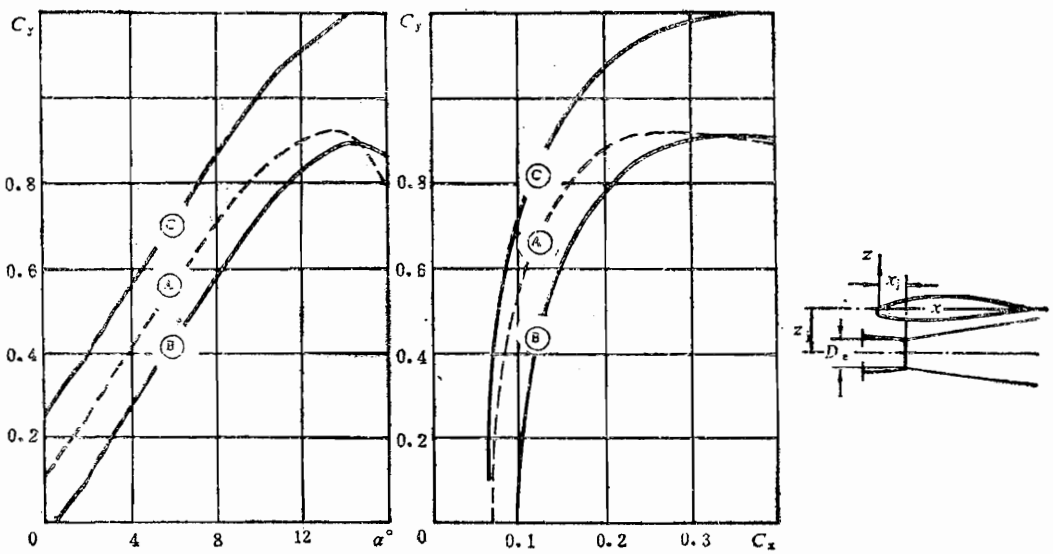


图9-105 低速时喷流-机翼的干扰

($V_j/V_\infty=7.5$, $M_\infty=0.17$)

发动机布局		喷口位置	
		x_j/D_e	z_j/D_e
Ⓐ	无	—	—
Ⓑ	翼下	−0.1	−1.2
Ⓒ	翼上	0.1	+1.1

图 9-106 说明了喷流在机翼上表面时，对机翼上、下表面压强分布的影响。由图可见，喷流对机翼上表面压强分布的影响较大，而对机翼下表面的压强分布没有多大影响。

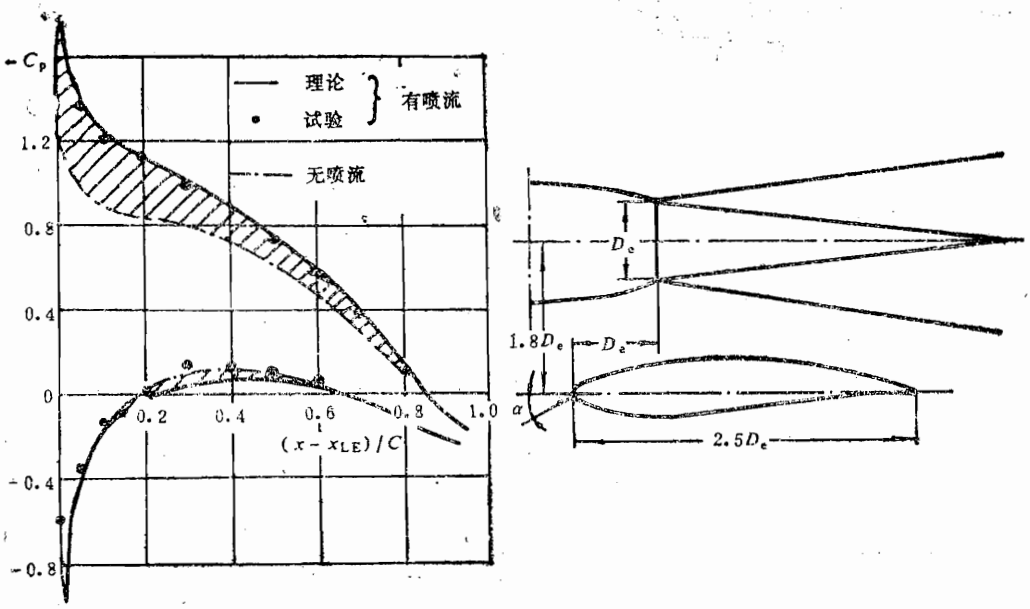


图9-106　低速时喷流对机翼压强分布的影响
(迎角$\alpha=4°$，$V_j/V_\infty=7.5$，$M_\infty=0.17$)

(2) 高速时喷流-机翼干扰

高速(特别是当 $M_\infty>1$)时，喷流对附近翼面等的干扰更加复杂。因为不仅绕流在喷口处产生出口激波，而且喷流波节之间也产生斜激波，如图 9-107 所示。这些激波若打在飞机的翼面或其它部件上，也会引起飞机气动特性的变化。

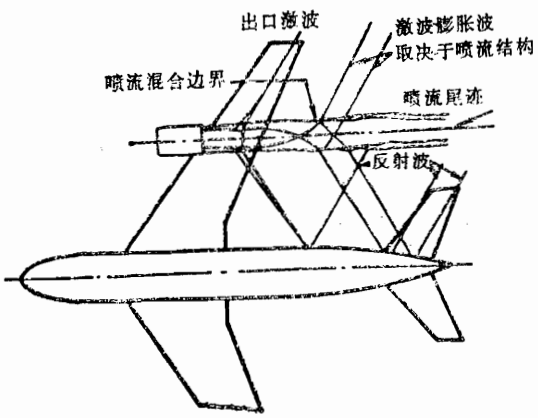


图9-107　超音速时喷流的激波干扰

高速时喷流的干扰只是整个动力装置干扰的一部分，对于靠近机翼和机身的大尺寸动力装置，必须进行一体化的考虑。这时进气道的阻力，发动机和吊架引起流动之位移等，都认为与喷流的影响有同等的重要性。因此，高速试验时，希望模拟整个动力装置，而不希望只模拟喷流。最简单的试验装置就是通气短舱(TFN)，而最有代表性的试验装置就是涡轮动力模拟器(TPS)。

图 9-108 给出了采用两种试验装置所得到的试验结果，这是吊架内，外两侧的机翼上下表面所进行的压强分布测量。如果认为通气短舱试验方法足够准确的模拟了入口处的流动和气流的位移，那么，两个试验的压强差可以近似表示喷流的影响。为了比较，把无喷流时的结果也示于图中。由图可见，喷流的引射作用减小了机翼上表面的负压强，而增加了下表面的负压强。

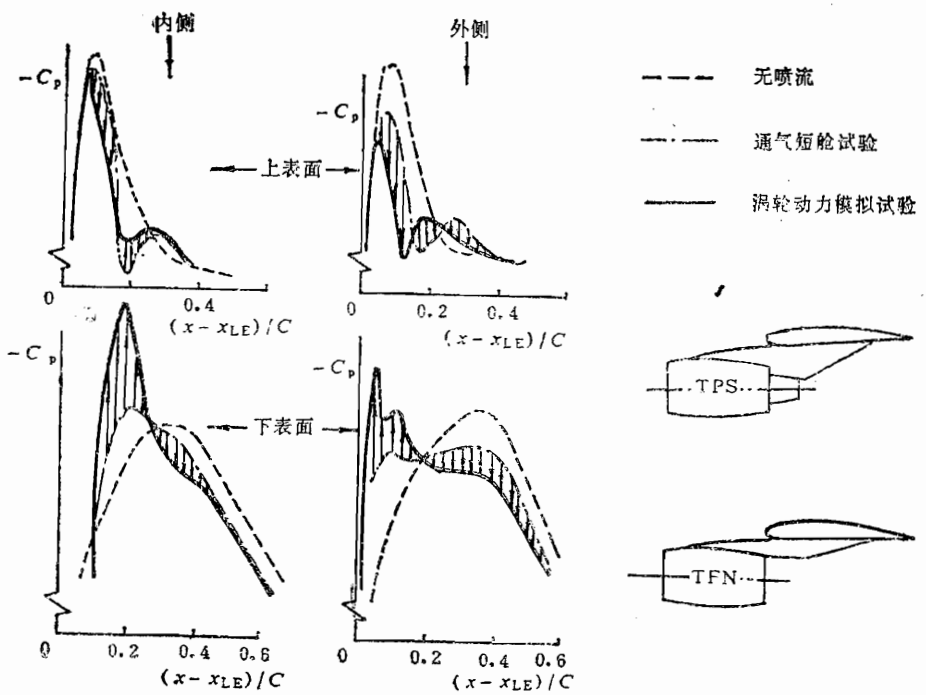


图9-108 高速时喷流-机翼的干扰
(迎角$\alpha=2°$，$C_y=0.42$，巡航马赫数)

参 考 文 献

[1] Richey, G. K., Surber, L. E. and Laughrey, J. A., Airframe/Propulsion System Flow Field Interference and the Effect on Air Intake and Exhaust Nozzle Performance, AD A 009659, 1957.

[2] Williams, T.L. and Hunt, B.L., Top Inlet System Feasibility for Transonic-Supersonic Fighter Aircraft Applications, AIAA Paper 80-1809, August 1980.

[3] Prince, S.W., A Flow Field Study for Top-Mounted Inlets on Fighter Aircraft Configurations, David Taylor Naval Ship Research and Development Center Report ASED-79/03, January 1979.

[4] Ridder, S.O., Wind Tunnel Test at Low-Speed of a Dorsal Air Intake on a Fighter Configuration, AGARD-CP-247, January 1979.

[5] Surber, L.E. and Rhoades, W.W., Top-Mounted Inlet Flow Field Testing for Furture Fighter Aircraft, AIAA Paper 79-1147, June 1979.

[6] Rhoades, W.W., Experiment Definition of Top-Mounted Inlet Flow Fields, AFFDL-TR-79-3088, Volume I, August 1979.

[7] Williams, T.L. and Hunt, B.L., Top Mounted Inlet System Feasibility for Transonic-Supersonic Fighter Aircraft Applications, AD A108300.

[8] Plourde, G.S. and Brimelow, B., Pressure Fluctuation Cause Compressor Instability, Proccedings of the Air Force Airframe-Propulsion Compatibility Symposium, 24-26 June 1969, AFAPL TR-69-103.

[9] Burcham, F. W. and Hughes, D. L., Analysis of In-Flight Pressure Fluctuations Loading to Engine Compressor Surge in an F-111A Airplane for Mach Number to 2.1, AIAA paper 70-624.

[10] Ross, J.A., McGregor, I., and Priest, A.J., Some RAE Research on Shielded and Unshielded Fuselage Mounted Air Intake at Subsonic and Supersonic Speed, AGARD CP-247, 1979.

[11] Grashaf, J., Numerical Investigation of Three-Dimensional Transonic Flow Through Air Intakes Disturbed by a Missile Plume, AIAA 83-1854, July 1983.

[12] Hall, G.R., A Criterion for Prediction of Airframe Integration Effects on Inlet Stability with Application to Advanced Fighter Aircraft, AD A009659.

[13] Stocks, C.P. and Bissinger, N.C., The Design and Development of the Tornado Engine Air Intake, AD A108300

[14] Michel E. Brazier, Accounting of Aerodynamic Force on Airframe/Propulsion Systems, AGARD CP-247, 1979.

[15] Henderson, W.P. and Patterson, J.C., Propulsion Installation Characteristics for Turbofan Transports, AIAA 83-0087, 1983.

[16] A. Zacharias, An Experimental and Theoretical Investigation of the Interaction between the Engine Jet and the Surrounding Flow Field with Regard to the Pressure Drag on Afterbodies, AGARD CP 308, 1982.

[17] F.K.利特尔等编，钱翼稷等译：《内流空气动力学手册》，国防工业出版社，北京，1982。

[18] 夏玉顺等编：《风洞特种实验》，航空工业部教材编审组，西北工业大学出版，1983。

[19] William B. Compton Ⅲ and Jack F. Runckl, Jet Effects on the Boattail Axial Force of Conical Afterbodies at Subsonic and Transonic Speeds, NASA TM-1960, 1970.

[20] H. Emunds and H. Riedel, Contribution of the Institut für Angewandte Gasdynamik of the DFVLR, Porz-Wahn, AGARD AG 208, 1975,

[21] Exhaust System Interaction Program, Final Report, AFAPL-TR-73-59, 1973.

[22] Paul W. Herrick, Predicting Propulsion Related Drag of Jet Afterbodies, SAE 7510 88, 1975.

[23] J. Barche, Jet Interactions with Neighbouring Surfaces, AGARD CP-308, 1982.

[24] Gordon C. Oates, The Aerothermodynamics of Aircraft Gas Turbine Engines, AFAPL-TR-78-52, 1978.

[25] Felix Aulehla and Kurt Lotter, Nozzle/Airframe Interference and Integration, AGARD-LS-53, 1973.

[26] 夏玉顺等，具有轴对称喷流后体压阻系数的工程估算方法，航空学报(工程版)，1986.2.

[27] 航空气动力手册，第一册和第三册动力篇，航空科技情报所出版，1982。

名 词 索 引

(Index)

一 画

一阶线性理论(First order linear theory) 102
一维流(One-dimentional flow) 6,388
S 型管道(S-duct) 190

二 画

二阶线化理论(Second order linear theory) 102
二阶激波-膨胀波理论(Second order shock-expansion theory) 104
力矩马达传感器(Sensor of momental motor) 284
力平衡梁式压强比传感器(Pressure ratio sensor of force spar) 285
可调几何形状进气道(Variable geometry inlet) 265

三 画

马赫数(Mach number) 8
马赫数控制方案(Mach number control configuration) 278
马赫锥(Mach cone) 8
马赫线(Mach line) 8
大面积比时的分离抖振(High area ratio separation buffeting) 410
干扰效应(Interference effect) 607
干扰损失(Interaction loss) 72
小面积比振动(Low area ratio vibration) 411
飞机-推进装置作用力的划分(Division of aero/propulsion forces) 568

四 画

引射喷管(Ejector nozzle) 365
引射喷管推力和抽吸特性(Ejector nozzle thrust and pumping characteristics) 366
引射喷管推力系数(Ejector nozzle thrust coefficient) 367
引射喷管净推力系数(Ejector nozzle net-thrust coefficient) 373
引射套管几何喉道直径比(Ejector shroud throat-diameter ratio) 377
引射套管几何喉道间距比(Ejector shroud throat-spacing ratio) 377
引射套管扩张角(Ejector shroud divergence angle) 380
引射套管出口直径比(Ejector shroud exit-diameter ratio) 382
引射喷管性能计算(Ejector nozzle performance calculation) 387
引射喷管安装性能(Ejector nozzle installation performance) 434
内压式进气道(Internal compression intake) 31,34

内唇口面积收缩比(Internal-lip area contract ratio) 172
内管道(Internal duct) 171,172
气动函数(Gasdynamic functions) 8
气流分离(Flow separation) 406
气动定位式引射喷管(Aerodynamically positioned ejector nozzle) 426
开环系统(Open circuit system) 273
开环控制(Open circuit control) 273
分离压强系数(Separation pressure coefficient) 69,319
反推力效率(Reverser effectiveness) 345
反推力装置(Reverser) 342
牛顿撞击理论(Newton's impact theory) 102
升力涡(Lifting vortex) 563
双管道系统临界速度比(Critical velocity ratio of double duct system) 205

五　画

外罩阻力(Cowl drag) 30,101
外压式进气道(External compression intake) 31,33
外罩波阻(Cowl wave drag) 91
发散系数(Divergence factor) 314
发动机短舱(Engine nacelle) 464,57
正激波阻力(Normal shock drag) 90
可移动的中心锥(Removable central body) 272
可折叠中心锥(Folded central body) 272
皮托式进气道(Pitot intake) 31,65
切楔法(Tangent wedge method) 102
头部进气道(Nose inlet) 152
平行压气机理论(Theory of parallel compressor) 248
主喷管(Primary nozzle) 365
电液伺服阀(Electro-Hydraulic servo valve) 285

六　画

动量方程(Momentum equation) 2
动量损失厚度(Thickness drag) 21
动态畸变(Dynamic distortion) 6,243
动态稳定性理论(Theory of dynamic stability) 211
动能效率(Kinetic energy efficiency) 304
亚临界工作状态(Subcritical operation condition) 32
亚音速溢流(Subsonic spillage) 33,79
亚额定工作状态(Under design operation condition) 33
亚临界喘振(痒振)(Subcritical buzz) 115
亚音速扩压器(Subsonic diffuser) 184

机翼屏蔽(Wing shielded) 145,534
机身屏蔽(Fuselage shielded) 145,534
机身侧面进气道(Fuselage side inlet) 152
机身腹部进气道(Underfuselage inlet) 153
机翼前缘边条(Wing leading edge extension) 146,545
收缩管道(Contraction duct)
收敛喷管(Converging nozzle) 307
收敛-扩张喷管(Converging-diverging nozzle) 312,352
收敛-扩张型引射喷管(Convergent-divergent ejector nozzle) 377
收敛型引射喷管(Convergent ejector nozzle) 384
扩压器损失(Diffuser loss) 65
扩压器(Diffuser) 184
当量锥形扩压器(Equivalent conical diffuser) 67,184
当量直径(Equivalent diameter) 185
后体当量律(Afterbody equivalent rule) 599
后体阻力(Afterbody drag) 294,573
自由喷流(Free jet) 570
压缩性修正因子(Compressible correction factor) 189
压力传感器(Pressure sensor) 284
闭环系统(Close circuit system) 273
闭环控制(Close circuit control) 273,281
吸力(Suction) 91
过膨胀(Over expansion) 319
次流(Secondary flow) 460
π_K 控制方案(π_K control configuration) 279

七 画

进气道的速度特性(Inlet velocity characteristics) 112,112
进口速度比(Inlet velocity ratio) 115
进口面积(Inlet area) 121
进气道面积分布(Inlet area distribution) 173
进气道喘振(Inlet surge) 206
进气道畸变(Inlet distortion) 241
进气道控制(Inlet control) 214
进气道控制系统(Inlet control system) 273
进气道与飞机的相互干扰(Inlet/Airframe flow field interference) 533
进气道进口流场(Flow field at the inlet entrance) 533
进气道喉部流场性能(Inlet throat flow performance) 535
进气道喉部总压分布(Inlet throat total pressure disturbance) 535
进气道出口流动性能(Flow performance at the inlet exit) 536

进口激波(Shock wave pattern at the capture plane) 119
进气道表面的压强分布(Distribution of static pressure on the inlet surface) 160
进气道出口截面上的等温线(Constant temperature line at the inlet exit section) 560
进气道稳定工作准则(A criterion of inlet stability) 562
附面层(Boundary layer) 19
附壁效应(Coanda effect) 24
附加阻力(Additive drag) 30,79,175
附加阻力修正系数(Corrective coefficient of additive drag) 177
附面层控制(Boundary layer control) 194
附面层分流器(Boundary layer splitter) 194,217
附面层吹除(Blowing of boundary layer) 213,232
附面层泄除阻力(Drag of boundary layer bleed-off) 226
附面层动量厚度(Boundary layer momentum thickness) 21
附面层泄除(Boundary layer bleed-off) 194
附面层泄除孔参数(Perforated parameter of boundary layer bleed-off) 229
位移厚度(Displacement thickness) 21
连续介质(Continuum) 1
连续方程(Continuity equation) 1
尾迹(Wake) 23
尾迹压强比(Wake pressure ratio) 595
阻力系数(Drag coefficient) 25,29
伯努利方程(Bernoullis equation) 3
纳维-斯托克斯方程(Navier-Stokes equation) 5
层流(Laminar flow) 19
弗劳德数(Froude number) 27
折转损失(Deflection loss) 75
扰流阻力(Disturbed flow drag) 90
扰流器(Spoiler) 194
泄除流量(Bleed flow) 224

八　画

侧向溢流(Side spillage) 86
侧面进气道(Side mounted inlet) 65,152
直线法(Line method) 124
参考工作状态(Operating reference condition) 568
实际流速(Actual velocity) 304
底部压强(Base static pressure) 414,577
底部阻力(Base drag) 414,577
拉伐尔喷管(Laval nozzle) 16

转捩点(Transition point) 20
空气动力系数(Aerodynamic coefficient) 25
欧拉数(Euler number) 26
物面点(Body point) 130
非轴对称喷管(Non-axisymmetric nozzle) 333
单边膨胀斜板型喷管(Simple expansion ramp nozzle) 353

九 画

总压恢复系数(Stagnation pressure recovery coefficient) 29,175
总压(Stagnation pressure) 9
总压畸变(Stagnation-pressure distortion) 243
总温畸变(Stagnation-temperature distortion) 243
临界工作状态(Critical operation condition) 32
临界马赫数(Critical Mach number) 163
临界压强(Critical pressure) 296
临界落压比(Critical pressure ratio) 296
临界流量(Critical mass flow) 94
背部进气道(Top mounted inlet) 540
面积比(Area ratio) 302
音速(Velocity of sound) 7

十 画

唇缘吸力(Cowl lip suction) 30
唇口损失(Lip loss) 158,180
唇口吸力(Lip suction) 159
旁路环(Bypass circuit) 267
旁路门(Bypass door) 267
旁路阻力(Bypass drag) 268
旁路阻力系数(Bypass drag coefficient) 272
流量系数(Mass flow coefficient) 28,304
流量匹配(Mass flow match) 108,264
流场点(Flow field point) 128
特征线法(Characteristic method) 11,12,15,127
特征相容关系式(Compatibility relations of characteristics) 10
紊流(Turbulent flow) 19
紊流度(Turbulence) 19
射流(喷流)(Jet) 17,18
换算流量(Reduced mass flow) 29
换算转速(Reduced revolution) 108
误差分析(Error analysis) 290
误差分配(Error allocation) 293

能量方程(Energy equation) 6
速度系数(Coefficient of velocity) 8
预入流管(Pre-entry stream tube)
捕获面积(Capture area) 28
起动(Start) 17
泰勒-马考尔法(Taylor-Maccoll method) 123
损失系数(Loss coefficient) 183
矩形进气道(Rectangular inlet) 265
矩形喷管(Rectangular nozzle) 334
宽高比(Aspect ratio) 341
圆筒形引射喷管(Cylindrical ejector nozzle) 374
座舱盖的影响(Canopy effect) 543,384
积分平均斜率(Integral mass slope) 598

十一画

理想推力(Ideal thrust) 313
理想完全膨胀(Ideal full expand)
理想速度(Ideal velocity)
推广的激波-膨胀波理论(Generalized shock-expansion theory) 103
推力系数(Thrust coefficient) 300,313
推力转向(Thrust vectoring) 350
推力减阻力系数(Thrust minus drag coefficient) 427
推力-阻力核算系统(Thrust/drag accounting system) 565
混压式进气道(Mixed compression inlet) 31,38
混压式进气道控制系统(Control system in mixed compression inlet) 281
旋涡发生器及其参数(Vortex generator 234
斜板(Ramp) 266
排气喷管(Exhaust nozzle) 294
辅助进气门式引射喷管(Auxiliary inlet door eject nozzle) 429

十二画

超临界工作状态(Supercritical operation condition) 33
超音速溢流(Supersonic spillage) 33,79
超额定工作状态(Overdesign operation condition) 33
喘振(surge) 114
超环量效应(Supercirculation) 341,351
喷管推力(Nozzle thrust) 294
喷管/后体(Nozzle/afterbody) 294
喷管落压比(Nozzle pressure ratio) 296
喷流边界效应(Jet plume effect) 582

喷流引射效应(Jet entrainment effect) 583
最佳波系(Optimum wave system) 40
最佳面积比(Optimum area ratio) 302
最佳推力系数(Optimum thrust coefficient) 300,314
涡面(滑流层)准则(Vortex-slipstream criterion) 209
斯特罗哈尔数(Strouhal number) 26
喘振裕度(Surge margine) 247
强解外压式进气道(Strong shock external compression inlet) 54
趋近损失(Approach loss) 65,67
湿表面(Wet surface) 66
喘振压比损失系数(Surge pressure ratio loss coefficient) 251
短舱-吊臂(Naccelle/pylon) 571
奥斯瓦梯许理论(Oswatitsch theory) 40

十 三 画

溢流阻力(Spillage drag) 30,79
溢流涡(Spillage vortex) 564
锥形流(Conical flow) 80,123
锥形扩压器(Conical diffuser) 61
喉道马赫数(Throat Mach number) 171
喉道面积(Throat area) 171
雷诺数(Reynolds number) 26
畸变指数(Distortion index) 30
腹部进气道(Bottom mounted inlet) 153
数字计算机控制方案(Control configuration used computer) 280
塞式喷管(Plug nozzle) 328
楔形喷管(Wedge nozzle) 353

十 四 画

稳定性裕度(Margine of stability) 31
稳态畸变(Static distortion) 30,243
管道摩擦损失系数(Duct friction loss coefficient) 22
截断积分平均斜率(Truncated integral mean slope) 599
缩尾角(Boattailing angle) 577,583

十 五 画

额定工作状态(Design operation condition)

十 六 画

激波(Shock wave) 13
激波损失(Shock loss) 39
激波-膨胀波理论(Shock-expansion theory) 102

激波关系式(Relations of shock wave) 14
激波点(Shock point) 131
激波边界点(Shock-boundary points) 131
激波-附面层干扰(Interaction between shock-boundary layer) 23,70,147,237
壅塞(Choking) 17
避免喘振的方法(Method of elimination surge) 212

十七画

翼下进气道(Under wing inlet) 533

十八画

瞬态畸变(Instantaneous distortion) 252