

工程气体动力学

下 册

苏联 M. E. 傑依奇著

国防工业出版社

52.81
693
7:2

高等学校教学用书

工程气体动力学

涡轮机的气体动力学基础

下册

苏联 M. E. 傑依奇著

徐 华 舫译

苏联文化部高等教育总局批准作为热力专业教材

310592/108

电力工业出版社

內 容 提 要

這本書講的是渦輪機通路部分氣體動力學的一些基本問題，首先扼要地敘述了二元氣流和二元氣流的基本理論，繼而敘述了通路部分特殊的氣體動力學問題；也逐一論述了渦輪機噴管中、迴繞式阻隔件中、引射器中和葉柵中的氣流問題，以及蒸汽渦輪中的氣流問題。書中着重討論了關於噴管、引射器和整級渦輪中氣流的各種不同的工作情況；最後講述了研究通路中流動的各種實驗方法。

本書是按蘇聯文化部批准的教學大綱編寫的，供動力學院渦輪機製造專業用作氣體動力學基礎這門課程的教材。

本書對渦輪機製造廠實驗室和設計科工作的工程技術人員，也有參考價值。

М. Е. ДЕЙЧ

ТЕХНИЧЕСКАЯ ГАЗОДИНАМИКА

根據蘇聯國立動力出版社 1953 年莫斯科版翻譯

工程氣體動力學下冊

徐 華 勛譯

*

396B87

電力工業出版社出版(北京府右街26號)

北京市專刊出版營業登記證出字第 082 號

北京市印刷一廠排印 新華書店發行

*

787×1092 $\frac{1}{2}$ 開本 * 10印張 * 181千字 * 定價(第10類) 1.30元

1956年10月北京第1版

1956年10月北京第1次印刷(0001—4, 100冊)

目 录

第七章 叶轮机叶栅中的气流	1
7-1. 叶栅的几何参数和气动参数。叶栅中气流的特点	1
7-2. 叶栅中二元不可压位流的理论研究法	12
7-3. 电位比拟法	28
7-4. 叶栅叶型上的作用力。叶栅的儒柯夫斯基定理	31
7-5. 叶栅的基本特性	37
7-6. 亚音速流下二元叶栅中的摩擦损失	41
7-7. 亚音速流下二元叶栅中的尾迹损失	51
7-8. 二元叶栅的一些低速实验结果	57
7-9. 高亚音速气流流经叶栅。叶栅的临界 M_* 数	64
7-10. 高亚音速流下叶栅的叶型损失	74
7-11. 压差超过临界值时反作用式叶栅中的气流	79
7-12. 超音速气流中的冲击式叶栅	93
7-13. 近音速流和超音速流下叶栅中的损失	97
7-14. 超临界压强差下反作用式叶栅斜切口内气流折角的 计算法	100
7-15. 叶栅中三元流的一些特点	103
第八章 涡轮级中气流的某些特性	117
8-1. 基本方程	117
8-2. 绝对坐标系与相对坐标系上气流的各项参数	125
8-3. 涡轮级 [*] 流变化过程的热力过程以及涡轮级的性能	135
8-4. 工作轮叶栅中的折合流量	145
8-5. 长叶片的轴流式涡轮级	151
8-6. 涡轮级的各种工作情况。各种工作情况下的气流参数 及方程	172

8-7.	渦輪級各種工作情況的隱綫	185
第九章	渦輪機通路部分的實驗研究法	196
9-1.	實驗研究法的特征概述以及實驗設備的原理示意圖	136
9-2.	靜止條件下的葉柵實驗裝置	202
9-3.	測量氣流各項參數用的測風管	212
9-4.	葉柵氣流的可見研究法	222
9-5.	二元葉柵研究方法中的某些問題	233
9-6.	實驗渦輪	239
	參考文獻	243
	名詞對照表	245

第七章 叶轮机叶栅中的气流*

7-1. 叶栅的几何参数和气动参数。

叶栅中气流的特点

叶轮机中能量的转换是靠气流与固定叶片和迴轉叶片之间的相互作用来完成的，固定叶片组成导向的叶栅，迴轉叶片组成工作輪叶栅。

通常叶轮机的叶栅都是用形状完全相同的叶片组成的，这些叶片在某个迴轉面上作等间隔的分布。有一种三元叶栅是由徑向叶片组成的，这些叶片位于两个同心的迴轉圓柱面之間，成为一个叶片环。

气流通过叶栅时，速度的大小及指向都有所改变。同时就有反作用力作用在叶栅上。在渦輪机的迴轉叶栅上，这种反作用力就产生了机械功；压气机的迴轉叶栅则恰相反，它是增加气流的能量的。在固定叶栅里，气流的动能（速度）作必要的变化，气流并作一定的折轉，但叶栅与气流之間並沒有能量的交換。

随設計条件的不同，因而叶片形状的几何参数也不同，叶栅基本上可以分为三种类型：

(a)加速式叶栅——渦輪机的噴嘴叶栅或导向叶栅（固定叶栅），以及反作用式渦輪机的工作輪叶栅（迴轉叶栅）；

(b)冲击式叶栅——冲击式渦輪机的工作輪叶栅（迴轉叶栅）；

(в)扩压式叶栅——压气机的导向叶栅（固定叶栅）以及压

* 本章第7-1至第7-3节是斯傑潘諾夫 (Г. Ю. Степанов) 編写的。

气机的工作叶栅（迴轉叶栅）。

按叶輪机中气流总的运动方向是与迴轉軸一致的，还是和迴轉軸相垂直的，叶輪机分为軸流式和徑流式兩种。此外另有一种叶輪机，气流方向是和迴轉軸成一定的斜角的（这种机器里的叶栅称混合式叶栅）。

环狀叶栅（排列在圓柱面上的叶栅）的主要几何参数計有：平均直徑 d ，叶片長度（即高度） l ，叶栅的寬度 B ，在平均直徑的那个圓周上叶片之間の間隔 t ，叶型的弦長 b ，以及其他叶型参数（圖 7-1）。

規定叶型的形狀有好几种方法。最常用的是座标法（圖

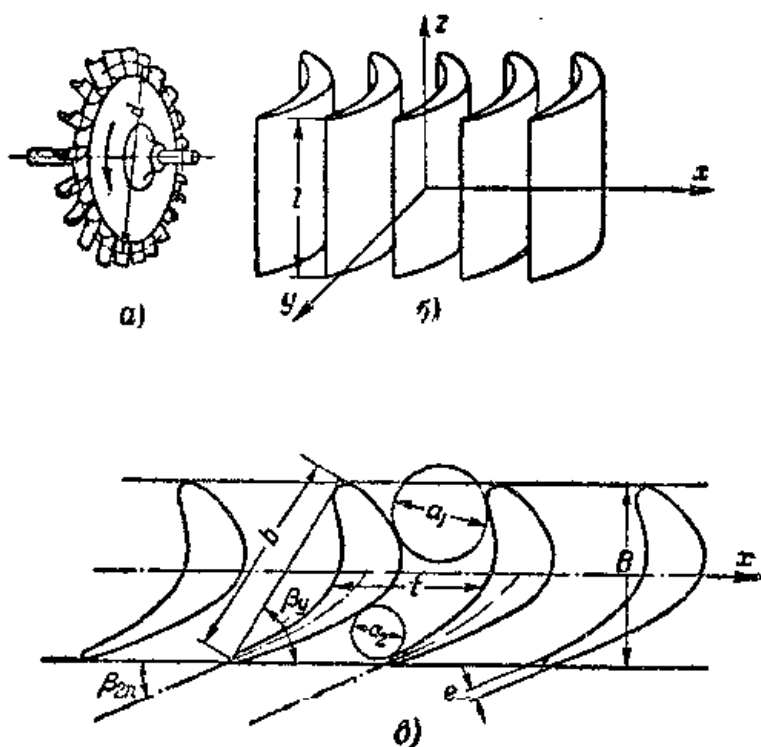


圖 7-1 叶栅的各几何参数

- a) 环狀叶栅(排在圓柱面上的叶栅); b) 直列叶栅;
c) 二元叶栅。

7-2a)。圖 7-2b 和 c 上的方法是以叶型的中綫為依据画的，这条中綫就是那些与上下兩面相切的許多內切小圓的圓心連接綫，也就是上下兩面的平均綫。

渦輪叶栅的叶型总是很厚的，弯度也很大，而且栅距很小，这种叶型用圖 7-2b 和 c 上的方法来画就不方便了。要求叶型的主要尺寸，要把它画出来，或是要檢驗它准不准，都得做很复杂的繪圖工作。構作叶型最常用的方法，是用几段圓弧和直綫把它连出来(圖 7-2c)，这种方法並沒有一定的規則，画起来也很复杂。

只要叶栅的平均直徑 d 比叶片高 l 大得多，为了簡化問題，我們就可以認為这种叶栅是直列叶栅。这就是假定叶片之間的通路形狀在叶片的高度方向保持不变。最簡單的情形是假定叶栅的直徑無限大，叶片的数目和片長都是無限大，这样就成二元的無限叶栅了(圖 7-1a)。

要从环状叶栅(圓柱面上的叶栅)变到二元(平面)叶栅，可以用这样一个想法。在环状叶栅上取兩個同心圓柱面，一个的直徑取为平均直徑，另一个直徑取为 $d + \Delta d$ 。假定 Δd 是極小的，那就可以把这样取下来的高度極小的一圈叶栅在平面上展开了。使叶片数增为無限大，就得到圖 7-1a 那样的二元無限叶栅了。

这个二元截面的假設早在 1890 年已为儒柯夫斯基有成效地使用了，現代叶輪机的研究和計算，仍以此假設为基础。这一假設的价值，

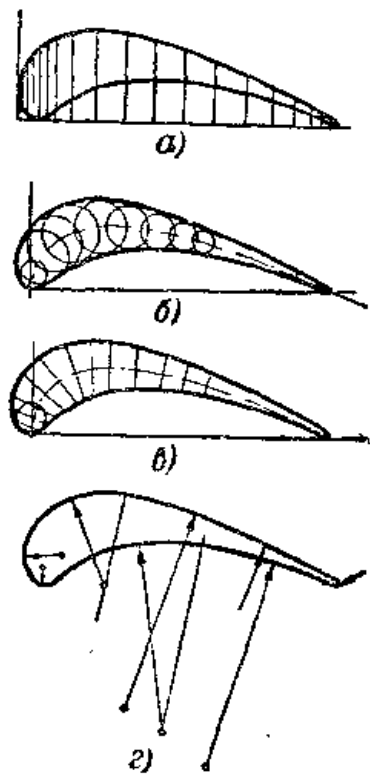


圖 7-2 叶型的各种画法

已为無数的实验所証明。

叶栅的几何特征，照例是用無因次量来表示的。例如，叶型之間的相对栅距定为

$$\overline{t} = \frac{t}{b} \quad \text{或} \quad \overline{t}_B = \frac{t}{B}.$$

叶片的相对高度(或相对长度)是

$$\overline{l}_b = \frac{l}{b}.$$

有时在研究叶栅中的三元气流时，叶片最合理的相对高度定为

$$\overline{l}_a = \frac{l}{a_2},$$

式中 a_2 ——叶片間气流通路的最狭处尺寸(圖 7-1a)。

直列叶栅可以給它一套直角坐标系 x, y, z ，並使 x 軸指向叶栅的軸綫方向(圖 7-1b)。只要使叶片沿叶栅軸綫移动过去，那末一切叶片彼此都是应该重合的。叶栅的栅距等於兩相鄰叶片上任何兩对应点之間的距离。

叶型給定之后，叶片間的通路形状除决定於栅距之外，还决定於安裝角 β_1 ，这是叶栅軸綫与叶型弦綫之間的角度(圖 7-1a)。在渦輪叶栅的实际設計工作中，叶型在叶栅中的位置往往用后緣的几何角 β_2 (这是叶型中綫在后緣点的切綫与叶栅軸綫之間的角度) 来表明。有的时候(后緣附近是直綫的叶型) β_2 角是按叶型外凸面在后緣点的直綫計算的。

低速时，叶栅中的能量損失是粘性和气流的周期性所造成的，还有气流中的高度紊流度也有关系；在近音速流和超音速流中，那就还有冲波中能量不可逆的变化，这對於叶輪机的效率都是大有关系的。

在設計叶栅时，除了要滿足構造上的一些要求之外，还必须保証以最低的損失完成指定的能量轉換。这就需要仔細地研究叶

栅中的流动过程了。重大問題之一，就是要确定叶片形状和叶栅的其他各項几何参数怎样影响叶輪机的效率，即要确定在很寬广的工作範圍內(进气角、 M 数和 Re 数很大的变化範圍內)效率如何变化的問題。

叶輪机叶栅中的流动过程是一种極复杂的流体力学过程。要从理論上来解决这样非定型的三元粘性可压流动是很困难的。与解决大多数工程問題一样，这类問題的正确解决途徑，应该是研究实际过程的簡化模型，这个簡化模型只保有最主要的因素，次要因素的影响以后再分析再計算。

現在研究得最完善的是定型的理想不可压流流过二元叶栅的周期气流。这种流动可以看作是叶栅中低速($M < 0.3 - 0.5$)粘性影响很小(大雷诺数 $Re > 10^4 - 10^5$)的实际流动的極限情况。

在这样的簡化範圍內，就可以确立叶栅中位流的一些基本特征了。但在这样的前提下所获得的解答，是需要大加修正的。关于粘性的影响以及可压性的影响，有理論的和实验的估計法可用。

实验的結果使我們得以估計叶栅中三元气流的某些特点，使我們获得了进行叶輪机热力計算所必需的叶栅性能。

現在以反作用式渦輪叶栅(圖7-3)为例，我們来看一看理想不可压流体在叶栅中的位流运动的某些特点。由於气流在各叶片上是重复的，只拿兩叶片間的一股气流来看，或是拿繞一片叶型的气流来看就行了。圖7-3a上的实綫是 $\Psi = \text{常数}$ 的一些流綫；虚綫則是与流綫相垂直的， $\Phi = \text{常数}$ 的一些等位綫。这样的網綫够密的話，就可以很好地說明流动。气流中某点的速度 c 等於

$$c = \frac{d\Phi}{dS} = -\frac{d\Psi}{dn}, \quad (7-1)$$

式中 S 和 n ——沿流綫及等位綫的曲綫座标。

微分可以近似地代以有限差：

$$c \approx \frac{\Delta\Phi}{\Delta S} \approx -\frac{\Delta\psi}{\Delta n}$$

若 $\Delta\Phi = \Delta\psi = \text{常数}$ ，則每一点的 $\Delta S \approx \Delta n$ 。这样，由許多 $\Phi = \text{常数}$ 的曲綫及 $\psi = \text{常数}$ 的曲綫所划成的正交網格，当 $\Delta S \rightarrow 0, \Delta n \rightarrow 0$ 时，便都成了方格了，因此理想不可压流的網格称为方的網格。

流动的另一重要特征是它的速端曲綫(圖7-36)。每条流綫和每条等位綫在速度面上必定有它对应的几何位置，这几何位置就是該流綫或等位綫上的諸速度矢的端头。速度面上这些几何位置也構成正交的網格，这种網格不妨就把它看作是速度面上某种流动的網格，速度面上的边界是叶型表面上的那些速度矢的端点，流动可以看作是由 c_1 速度矢的端点上存在一个渦泉流，以及速度 c_2 端点上存在一个渦潭流相合成的，这个 c_1 速度就是由無限远流向叶栅来的流速， c_2 則是流出叶栅之后的速度。 O, c_1, c_2 三点構成叶栅的速度三角形。根据叶栅前后流量必等这个条件

$$c_1 t \sin\beta_1 = c_2 t \sin\beta_2,$$

可知， c_1 和 c_2 在叶栅額綫(軸綫)的法綫上的二投影必相等，或者说，在速度面上， c_1, c_2 兩速矢的端点的连接綫必平行於叶栅的額綫。我們看了叶栅的速端曲綫可以断言，在叶型背面上，其切綫与叶栅前后無限远处的二流速指向相平行的那兩点，其速度必大於对应的 c_1 和 c_2 。

我們最有兴趣的是叶型表面上的速度分布或压强分布。圖7-36上画的是無因次速度 $\bar{c} = \frac{c}{c_2}$ 的分布曲綫和压强系数 $\bar{p} =$

$$\frac{p - p_2}{\frac{1}{2} \rho c_2^2} = 1 - \bar{c}^2 \text{ 的分布曲綫的例子，这两条曲綫都是对叶型的弧}$$

長 S 画的。只要給定由無限远前方流向叶栅来的速度值 c_1 及指向 β_1 ，再給定气流的离去点 O_2 (后緣点)，那在已知叶栅中的流

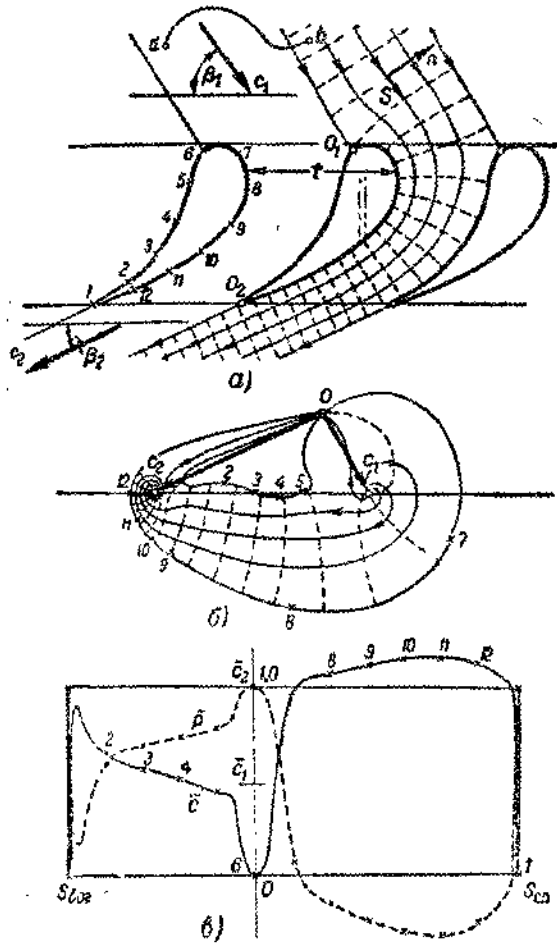


圖 7-3 理想不可压流体流过反作用式叶栅
 a) 等位綫和流綫; b) 速端曲綫; c) 叶型上的無因次
 速度分布曲綫及压强系数分布曲綫。

动就是完全定了的。如果是理想的不可压流，那在速度值 c_1 有变化时，流綫形状、等位綫形状、还有無因次速度值或压强系数都不随着变化。

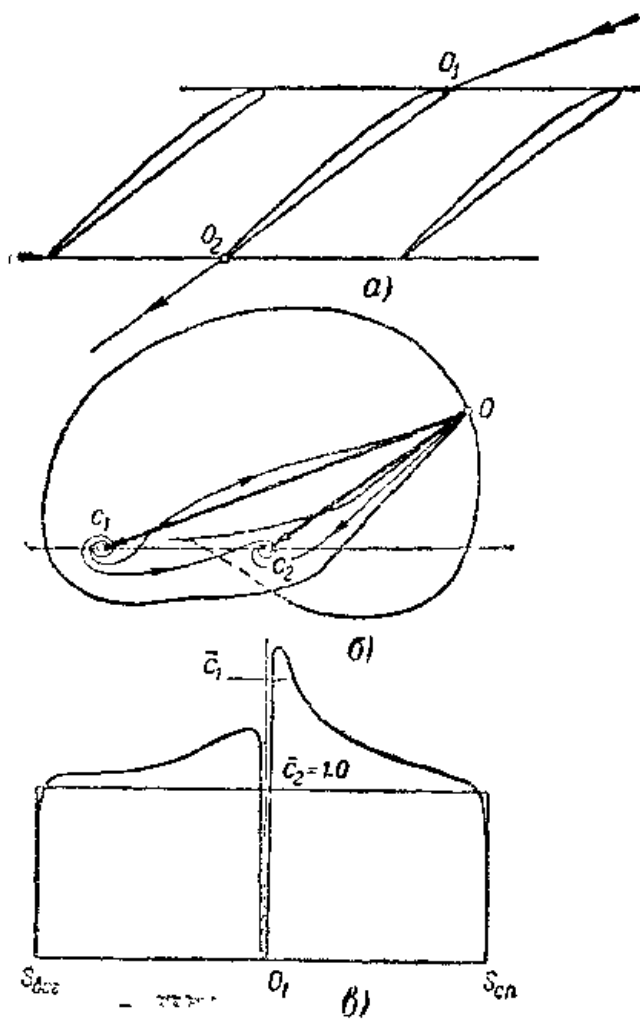


圖 7-4A 理想不可压流体流过压气机叶栅
 a) 叶栅的叶型; b) 速端曲线; c) 叶型上的無因次速度分布曲线。

当离叶栅的距离未达无限远之前，速度場和压强場都不是均一的。流綫呈波紋狀 ($\beta_1 \neq 90^\circ$ 时)，其指向与无限远处的指向作周期地偏离。根据連續条件，在沒有渦时，任何一条曲线 ab (圖 7-3a) 上的平均速度必是常数，並等於无限远处的速度，只要这两点之間的距离是栅距 t 的整倍数，而且 a 和 b 是两个对应的

点。有一条流綫在叶型的前緣分路，这条流綫是和前緣成止交的。在分路点 O_1 上（又名进气点）速度降为零，压强达最大值。由分路点起（該点的 $S=0$ ，圖 7-3 θ ），叶型表面上的速度迅速上升。要看前緣的形狀如何，还要看进气的指向（进气角 β_1 ）如何，在分路点附近，可以有一个最大速度，也可以有两个最大速度。叶型背面上的平均速度大於腹面上的平均速度，平均压强則小於腹面上的平均压强。關於叶型上的速度分布一般特征，我們可以根据叶片間通路的寬度及叶型曲綫的弯度加以估計。例如，反作用式渦輪叶栅，通路是收縮的，这就使气流进行加速；冲击式叶栅、叶型之間通路的寬度和曲率几乎是不变的，那末速度和压强值就变化得很少（圖 7-4）；压气机叶栅、叶片間通路是扩張的，速度便是下降的（圖 7-4A）。

叶型凸起段的曲率增大会使速度增大，反之使速度减小。曲率有突变时，例如在兩段圓弧的連接点，理論上說来，压强分布曲綫和速度分布曲綫的切綫都應該是鉛直的。在叶型的凸角上，理論上說来，速度应高达無限大，而在凹角上，速度降为零。

由於在实际气流里上述这些速度分布的特点是不可能实现的，所以现代叶栅所用的叶型，其周綫的曲率变化总是很緩和的。

在具有一定厚度^①的后緣附近，速度也像前緣附近一样，有一个或两个最大值，理論上說来，速度在离去点降为零；这个离去点應該使它恰在曲率有剧变的后緣点上。出了叶栅很远之后，气流的指向就为 β_2 角所代表了。

圖 7-5 上表示反作用式渦輪叶栅的叶型，它的無因次速度分布曲綫怎样受进气角 β_1 、栅距 t 以及安裝角 β_y 的影响。进气角 β_1 改变时（圖 7-5 a），叶型上气流的分路点 O_1 移动位置。叶栅

① 無限薄的后緣这里不談，因为它没有实用价值。

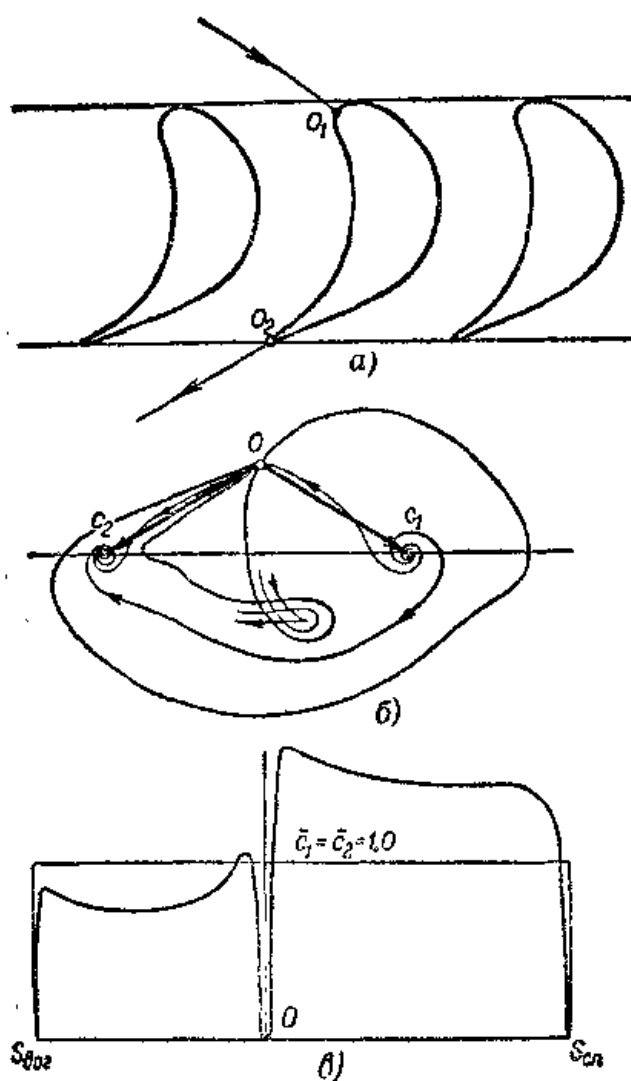
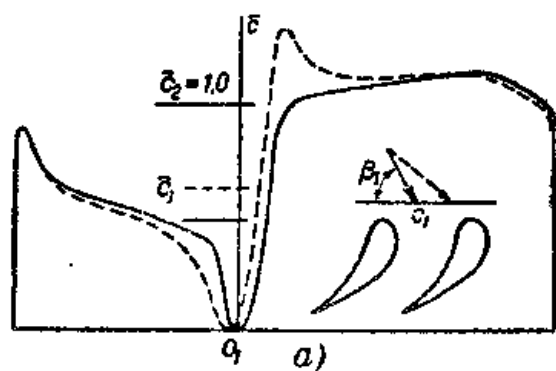
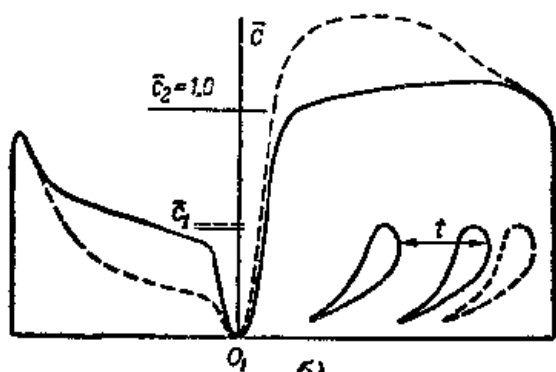


圖 7-4 理想不可压流体流过冲击式叶栅
 a) 冲击式叶型; b) 速端曲线; c) 叶型上的无因次速度分布曲线。

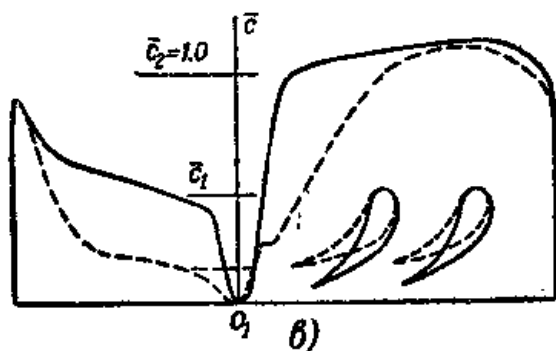
的计算进气角，应该可以是恰使分路点 O_1 与叶型前缘的最大曲率点相合的那个进气角。这样就可以免除或大大减轻前缘附近过分显著的最大速度。进气角减小，气流分路点向叶型的腹面方向移动，气流流经前缘，速度有急剧的升高。出气的速度矢 c_2 向进



a)



b)



c)

圖 7-5 叶栅叶型上無因次速度分布的变化
 a) 进气角 β_1 有变化; b) 栅距 t 有变化; c) 安裝角 β_y 有变化。

气速度矢的方向轉动; 例如, 减少进气角 β_1 时, 出气角 β_2 增大。但这里要指出, 在实用的叶栅中, 进气角对出气角的影响是極小的。栅距 t 增大 (圖 7-5b)、叶型平行地移开时 (进气角 β_1 不

变), 气流的分路点略微向叶型的腹面有点位移; 对应地, 前缘上的速度分布也有些变化。叶型背面上的速度增大了, 腹面上的速度减小了。出气角 β_2 增大了。叶型的安装角改变, 即整个叶型转动了一个角度, 但栅距及进气角都仍旧, 这时出气角 β_2 的变化简直就等於叶型所转动的角度(圖 7-5 e)。叶型的转动方向是减小出气角 β_2 的话, 叶型上的無因次速度下降; 气流分路点 O_1 向叶型的腹面方向位移, 同时前缘附近速度分布的变化很像进气角 β_1 减小时所起的变化。

在叶型上压强增加的地段(扩压段)里, 实际的粘性气流可能与叶型分离。实验指明, 在分离点之后, 叶型上有相当长的一段, 压强都是一样的。分离气流的特点, 可以近似地用所谓理想流体的射流流型理论去计算。这种理论假定气流中存在有一块等压区, 在这个区域的边界上, 流速是定值, 其值与該区内部的压强相对应。在速度面上, 分离区边界上的速度是一段定半径的圆弧, 半径的长度等於分离区边界上的速度值。分离总是在后半段上产生; 分离区, 理论上說来, 是要伸延到無限远的后方去的。如果进出气角都相同的话, 与前面說过的那种無分离的流型比起来, 有分离时叶栅后方的流速是增大了。在分离区的边界上, 速度有突变。在实际的粘性流体里, 速度这样的突变必产生無限大的摩擦力, 因此, 在实际气流里, 分离区的边界上必定形成無數小渦流, 这些渦流为气流所帶走。摩擦力的存在也使叶型后缘分离区的压力降低。到了叶型后面, 气流迅速地扯平, 这就使压强增高起来, 出气角减小, 並且动能有損失, 这种損失和管子突然扩张的損失一样。拉平后的气流各項参数值, 可由同时联解連續方程、动量方程和能量方程去求出来(參看 7-7 节)。

7-2. 叶栅中二元不可压位流的理論研究法

叶栅理論有两个意义重大的命题。其中之一是正命题, 給定