

České vysoké učení technické v Praze  
Fakulta strojní

Ústav mechaniky tekutin a termodynamiky



**Limitní zatížení turbínové lopatky**

**Limit Load of a Turbine Blade**

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracovala: Helena Picmausová  
Vedoucí práce: Prof. Ing. Pavel Šafařík, CSc.  
Rok: 2018

## I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Picmausová** Jméno: **Helena** Osobní číslo: **408960**  
Fakulta/ústav: **Fakulta strojní**  
Zadávací katedra/ústav: **Ústav mechaniky tekutin a termodynamiky**  
Studijní program: **Teoretický základ strojního inženýrství**  
Studijní obor: **bez oboru**

## II. ÚDAJE K BAKALÁŘSKÉ PRÁCI

Název bakalářské práce:

**Limitní zatížení turbínové lopatky**

Název bakalářské práce anglicky:

**Limit Load of a Turbine Blade**

Pokyny pro vypracování:

1. Popište experimentální zařízení pro výzkum lopatkových mříží se zaměřením na metodu, která se stane základem pro řešení silového účinku na profil lopatkové mříže.
  2. Proveďte řešení silového účinku tlakových sil na profil lopatkové mříže v tangenciálním směru z výsledků aerodynamických experimentů.
  3. Popište podmínky pro režim limitního zatížení turbínové lopatky.
  4. Proveďte rozbory dosažených výsledků a diskutujte je.
- Rozsah práce: cca 40 stran textu včetně obrázků.

Seznam doporučené literatury:

1. Šafařík, P., Vlček, V.: Using Interferometric Measurements in Calculation of Aerodynamic Forces, str.301-305. In : Optical Methods in Dynamics of Fluids and Solids, Springer Verlag, Berlín, 1985
2. Luxa, M.: Důsledky konstrukčního řešení oběžného kola posledního stupně nízkotlakého dílu parní turbíny velkého výkonu s velmi dlouhými lopatkami na transsonické proudění, Habilitační práce, Fakulta strojní ČVUT v Praze, Praha, 2017
3. Šimurda, D., Luxa, M.: Optická měření na mříži TR-P-2, Výzkumná zprava ÚT AVČR Z-1472/11, Praha, 2011
4. Šafařík, P., Luxa, M., Picmausová, H., Šimurda, D.: On Measurement and Evaluation of Flow Conditions at Limit Load of Turbine Blade Cascades, str.109-114. In :XXI Biennial symposium on Measuring Techniques in Turbomachinery, Universitat Politècnica de València, Valencia, 2013
5. Amecke, J., Šafařík, P.: Data Reduction Method of Wake Flow Measurements with Injection of an Other Gas, Forschungsberich No.95-32, DLR, Göttingen, 1995
6. Picmausová, H.: Příprava k řešení silového účinku na profil lopatkové mříže z výsledků aerodynamických experimentů, Interní zpráva, Fakulta strojní ČVUT v Praze, Ústav mechaniky tekutin a termodynamiky, Praha, 2017

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) bakalářské práce:

**prof. Ing. Pavel Šafařík, CSc., 12112**

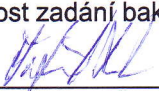
Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) bakalářské práce:

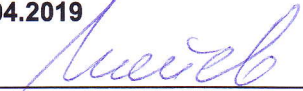
**Ing. Martin Luxa, Ph.D., ÚT AV ČR, v.v.i.**

Datum zadání bakalářské práce: **30.04.2018**

Termín odevzdání bakalářské práce: **10.08.2018**

Platnost zadání bakalářské práce: **29.04.2019**

  
prof. Ing. Pavel Šafařík, CSc.  
podpis vedoucí(ho) práce

  
prof. Ing. Jiří Nožička, CSc.  
podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

  
prof. Ing. Michael Valášek, DrSc.  
podpis děkana(ky)

## **Prohlášení**

Prohlašuji, že jsem tuto práci vypracovala samostatně a použila jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd.) uvedené v příloženém seznamu.

V Praze dne .....

.....  
Helena Picmausová

## **Poděkování**

Děkuji vedoucímu práce prof. Ing. Pavlovi Šafaříkovi, CSc. za vstřícnost, doporučení a neocenitelnou pomoc a podporu při vzniku a tvorbě této práce, a dále Doc. Ing. Martinovi Luxovi, PhD. za podnětné rady a připomínky k obsahu práce, které vedly k jejímu obohacení.

Helena Picmausová

*Název práce:*

## **Limitní zatížení turbínové lopatky**

*Autor:* Helena Picmausová

*Studijní program:* Teoretický základ strojního inženýrství

*Druh práce:* Bakalářská práce

*Vedoucí práce:* Prof. Ing. Pavel Šafařík, CSc.

Ústav mechaniky tekutin a termodynamiky, Fakulta strojní, České vysoké učení technické v Praze

*Konzultant:* – Doc. Ing. Martin Luxa, PhD.

Ústav termomechaniky AV ČR, v.v.i.

*Abstrakt:* Práce představuje úvod do základních optických a numerických metod používaných ve výzkumu aerodynamiky lopatkových mříží. Je představena a následně aplikována metoda stanovení silových účinků na profil lopatkové mříže z experimentálních dat, se zaměřením na problematiku limitního zatížení. Jsou popsány podmínky režimu limitního zatížení lopatkové turbíny, a je provedena analýza a diskuze výsledků.

*Klíčová slova:* nízkotlaká část parní turbíny, silový účinek, lopatková mříž, limitní zatížení

*Title:*

## **Limit Load of a Turbine Blade**

*Author:* Helena Picmausová

*Abstract:* This paper presents an introduction to basic optical and numerical methods used in the research of rotor blade profile aerodynamics. A method determining the force impact on the profile is developed and subsequently applied to experimental data, with focus on the problematic of limit load. Conditions of this phenomenon's occurrence are described and an analysis of the results is performed and discussed.

*Key words:* last-stage steam turbine, force impact, rotor blade profile, limit load

# Obsah

Úvod	7
<b>1 Experimentální zařízení</b>	<b>8</b>
1.1 Poslední stupeň parní turbíny velkého výkonu . . . . .	8
1.2 Lopatkový aerodynamický tunel . . . . .	9
<b>2 Optické experimentální metody</b>	<b>11</b>
2.1 Stínová a šlířová metoda . . . . .	11
2.2 Interferometrie . . . . .	12
2.2.1 Dvousvazková interference . . . . .	14
2.2.2 Machův-Zehnderův interferometr . . . . .	14
2.2.3 Metoda proužku nekonečné šířky . . . . .	16
<b>3 Proudové pole v posledním stupni nízkotlaké části parní turbíny</b>	<b>18</b>
3.1 Supersonické proudové pole . . . . .	18
3.2 Charakteristiky proudového pole . . . . .	19
3.2.1 Zvuková čára . . . . .	20
3.2.2 Aerodynamické ucpání . . . . .	22
<b>4 Stanovení silových účinků</b>	<b>23</b>
4.1 Vyhodnocení dat z optických měřicích metod . . . . .	23
4.2 Výpočet silového účinku na profil . . . . .	23
<b>5 Limitní zatížení lopatkové mříže</b>	<b>25</b>
5.1 Podmínky vzniku limitního zatížení . . . . .	25
5.2 Experimentální stanovení limitního zatížení . . . . .	26
<b>6 Rozbor výsledků</b>	<b>30</b>
Závěr	34
Literatura	36

# Úvod

Proudění v turbostrojích představuje velice komplikovanou a podnětnou problematiku s dalekosáhlými důsledky a širokou aplikací. Jedním z cílů této oblasti výzkumu je zdokonalení návrhu oběžné lopatky, a z toho vyplývající zvýšení účinnosti energetických přeměn, které se v turbíně odehrávají. V parní turbíně velkého výkonu dochází k přeměně tlakové a tepelné energie expandujícího plynu na energii mechanickou - lopatky turbíny roztáčejí hřídel pohánějící alternátor, který generuje elektrický proud.

Matematický popis komplexních proudových polí však vyžaduje určitá zjednodušení systému, neboť zahrnutí všech fyzikálních jevů, které se v něm vyskytují, a jejich vzájemných interakcí, je prakticky nemožné. Za tímto účelem bývá tento systém rozdělován na části: obvykle jde o jednotlivé stupně turbíny či řady lopatek [1]. V této práci je zkoumán poslední stupeň nízkotlaké části turbíny velkého výkonu. Ten zásadně ovlivňuje výkonové parametry a účinnost celé parní turbíny, jelikož zpracovává značnou část entalpického spádu celé turbíny, a je tvořen nejdelšími lopatkami v celé turbíně.

Uvažujeme-li dvourozměrné proudění pracovního média, je dalšího zjednodušení výpočtového modelu dosaženo prizmatickou lopatkovou mříží. Model lopatek (pro experiment i výpočty) je vytvořen prizmatickým prodloužením do roviny rozvinutého řezu válcovou plochou lopatkovým kolem axiální turbíny [11]. Tato práce se zabývá výpočtem bezrozměrné axiální síly působící na takto získaný model lopatkové mříže pomocí metody proužku nekonečné šířky z experimentálních dat získaných interferometrií, se zaměřením na vznik režimu limitního zatížení lopatkové mříže.

# Kapitola 1

## Experimentální zařízení

### 1.1 Poslední stupeň parní turbíny velikého výkonu

Parní turbíny dnes představují jeden z nejběžnějších způsobů převodu energie tepelné na mechanickou. Proudící médium - přehřátá pára je nasměrováno řadami rozváděcích (statorových) a oběžných (rotorových) lopatek, viz. Obr. 1.1, které roztáčejí hřídel (obvykle pohánějící generátor elektrického proudu).

Během průchodu lopatkovými koly pára expanduje (tj. koná práci - rozpíná se, za současného poklesu tlaku a teploty). Z analýzy rozdělení entalpického spádu mezi jednotlivé stupně nízkotlaké části parní turbíny vyplývá, že poslední stupeň má podstatný podíl na celkové přeměně energie ve stroji - obvykle zpracovává mezi 20 - 40% celkového entalpického spádu.

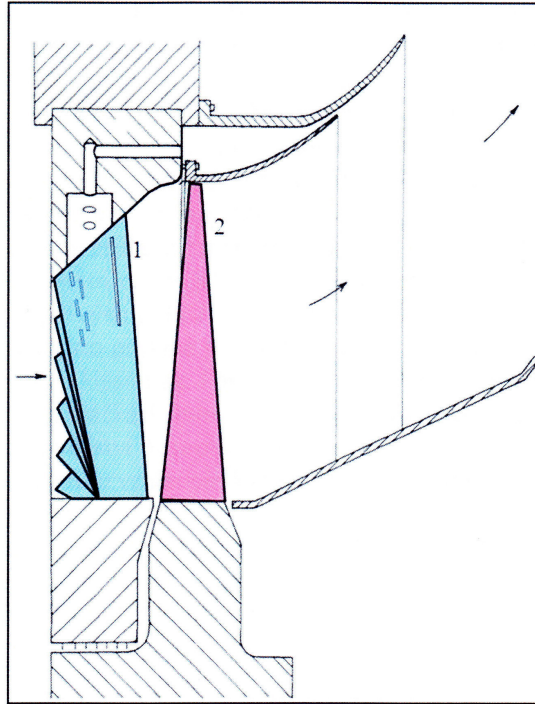
Za účelem dosažení co nejvyšší účinnosti parní turbíny je třeba zajistit maximální možný průřez jejího posledního stupně, a co nejmenší rychlost proudící vodní páry na výstupu z něj. Pro současné parní turbíny se rychlost páry na výstupu z posledního stupně, odpovídající optimálním hodnotám výstupní kinetické energie, pohybuje mezi 150 a 250  $ms^{-1}$ .

Dalším požadavkem je co možná nejmenší počet proudů turbíny (z důvodů ekonomiky výroby turbíny a její kompaktnosti). Tyto požadavky vedou k postupnému zvětšování plochy výstupního mezikruží, a mají za následek prodlužování lopatek posledního stupně.

V prostoru za rozváděcí mříží statoru, tj. na vstupu do lopatek oběžných, dosahuje rychlost proudění směrem ke špičkovému řezu oběžného kola vysokých subsonických hodnot. Rychlost zvuku může být případně překročena pouze ve spodní části mezilopatkového prostoru. Tato relativní vstupní rychlost se podél výšky lopatky postupně zvětšuje a v horní části lopatkového kola překračuje rychlost zvuku. Na výstupu z oběžného kola se však vyskytuje výhradně supersonické proudové pole. Výstupní Machovo číslo (supersonické) opět roste podél plochy odtokových hran směrem ke špičce lopatek.

Oblast supersonického proudového pole se v rámci posledního stupně parní turbíny zvětšuje úměrně s prodlužováním oběžných lopatek - u tří nejnovějších (a zároveň nejdelších) lopatek Škoda pak dosahuje i vstupní proudové pole nadzvukových rychlostí. Rychlost proudícího média lze částečně ovlivnit i profilováním lopatky, avšak





Obrázek 1.1: Řez posledním stupněm turbíny velkého výkonu s vyznačeným směrem proudění vodní páry: (1) Statorové lopatky, (2) Rotorové lopatky.

obecně je nejvyšších rychlostí vstupního i výstupního proudového pole dosahováno na špičce oběžné lopatky, s rychlostmi proudového pole podél lopatky rostoucími úměrně s její celkovou délkou [4].

Vznikají tak návrhy dlouhých neprismatických oběžných lopatek. Výsledný vnější průměr oběžného kola posledního stupně parní turbíny velkého výkonu tak obvykle přesahuje 4 m.

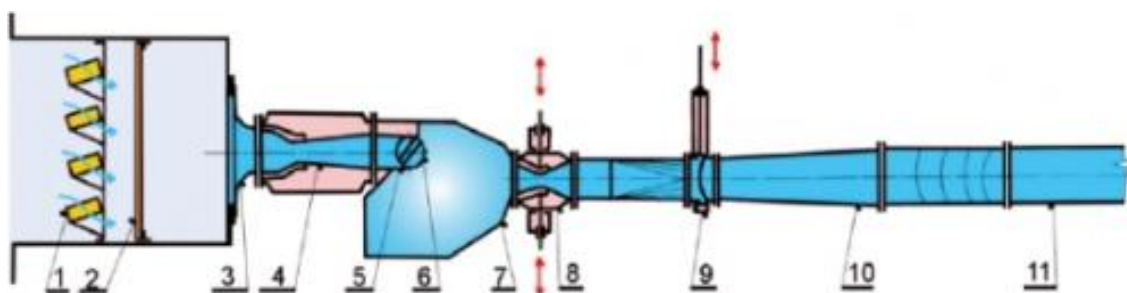
Na Obr. 1.2 je oběžná lopatka délky 1375 mm s vyznačenými zkoumanými průřezy. Jde o lopatku s přímou nožkou se stromečkovým závěsem, která má (oproti obloukové nožce) značné technologické výhody, avšak způsobuje komplikace pro vhodný aerodynamický návrh geometrie lopatky, a je jednou z příčin vzniku režimu limitního zatížení [4].

## 1.2 Lopatkový aerodynamický tunel

Experiment probíhá v Aerodynamické laboratoři Ústavu termomechaniky AV ČR, v.v.i. v Novém Kníně, kde je situován aerodynamický tunel. Proudění vzduchu v tunelu je dosaženo pomocí podtlaku v připojené nádrži, v tomto případě jde o uzavřenou důlní šachtu tvaru H. Tunel umožňuje experimentální měření lopatkových mříží s proměnným náběžným úhlem a širokým spektrem rychlostí (od  $M = 0,2$  do  $M = 2$ ), na principu vzniku zvukového hrdla, viz schéma na Obr. 1.3. To zaručuje udržení konstantní požadované proudové rychlosti v měřicím prostoru během experimentu.



Obrázek 1.2: Umístění jednotlivých profilů rotorové lopatky.



Obrázek 1.3: Schéma experimentálního aerodynamického tunelu: vzduch je nasáván skrz sušičku (1), oblázkový filtr a filtrační tkaninu (2) do vstupní komory. Dále proudí bordovým ústím (3) do nastavitelné nadzvukové dýzy (4) a do měřicího prostoru s optickými průzory (6) s modelem lopatkové mříže (5), ústící do uklidňovací komory (7). Následně proudí regulační dýzou (8), přes rychlouzávěr (9) a difusorem (10) do podtlakové nádrže (11).

# Kapitola 2

## Optické experimentální metody

Většina základních optických metod pracuje na principu refrakce světla v důsledku změny indexu lomu prostředí, popsaným Lorentz-Lorenzovým zákonem:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = R\rho, \quad (2.1)$$

kde  $n$  je index lomu,  $R$  součinitel refrakce a  $\rho$  hustota prostředí. Pro vzduch, jehož  $n \approx 1$ , lze rovnici 2.1 zjednodušit, čímž dostáváme zákon Gladstone-Daleův:

$$\frac{n - 1}{\rho} = K. \quad (2.2)$$

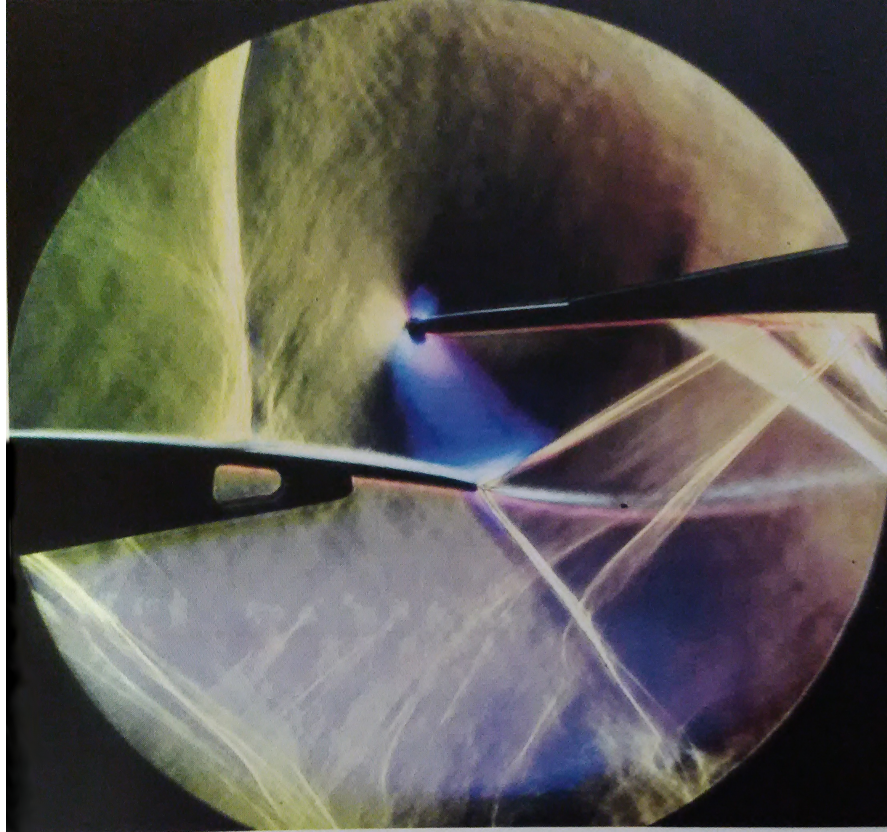
kde  $K$  je Gladstone-Daleova konstanta, související s vlnovou délkou použitého světla [11]. Z tohoto vztahu lze odvodit poměr hustot v různých bodech 1 a 2 v závislosti na lokálních indexech lomu:

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{n_1 - 1}{n_2 - 1}. \quad (2.3)$$

### 2.1 Stínová a šlírová metoda

Stínová metoda, nejjednodušší z refrakčních metod, spočívá v pozorování změn vlastností světla po průchodu průhledným mediem. Po průchodu objektem dopadá koherentní světelný svazek na stínítko, kde lze pozorovat lokální změny intenzity světla. Ty odpovídají nehomogenitám objektu. Za účelem co nejlepšího možného osvětlení stínítka je vhodné volit co nejmenší ohniskovou vzdálenost (avšak ne na úkor rovnoměrnosti osvětlení), kontrast zobrazení je ovlivněn vzdáleností zkoumaného objektu a stínítka, typem užitých fokusačních čoček, i ohniskovou délkou. Tato metoda je výhodná svou jednoduchostí a malými nároky na vybavení, avšak je ze zde představených metod tou nejméně citlivou. Získaný obraz není soustředěný optický obraz, pouze stín zobrazovaného objektu, jak název metody napovídá.

Šlírová metoda je značně citlivější, výsledný obraz je skutečným optickým obrazem shodným s objektem, přeneseným čočkou na matnici. Metoda má vyšší nároky na realizaci, je třeba velmi přesné instalace čoček, zrcadel, a také např. Toeplerova nože, šlírovací štěrbin, či irisové clony [7]. Pomocí šlírové metody si lze utvořit dobrou přestavu o charakteru proudového pole, a vyskytujících se jevech, viz Obr. 2.1.



Obrázek 2.1: Barevný šlír proudového pole obtékajícího lopatkovou mříž: je zde dobře patrná odlehlá kolmá čelní vlna, oblast expanze (modrá), mezní vrstva (interagující s rázovou vlnou) s úplavem, deformovaným po průchodu sérií šikmých rázových vln.

## 2.2 Interferometrie

Princip interferometrie, jak její název napovídá, spočívá v interferenci vzájemně fázově posunutých superponovaných světelných paprsků. Pro vlnovou optiku platí princip superpozice, ze kterého vyplývá, že pokud jsou jednotlivá světelná pole řešením vlnové rovnice, pak je jejím řešením i jejich součet. Pokud se tedy v prostoru setkávají dvě světelné vlny  $\vec{E}_1(\vec{r}, t)$  a  $\vec{E}_2(\vec{r}, t)$ , pak pro výsledné pole platí:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_1(\vec{r}, t) + \vec{E}_2(\vec{r}, t), \quad (2.4)$$

ale světelné detektory, včetně lidského oka, jsou schopny zaznamenat jen intenzitu světla:

$$I(\vec{r}) = \langle S(\vec{r}, t) \rangle = \frac{1}{Z} \langle E^2(\vec{r}, t) \rangle = \frac{1}{Z} \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} E^2(\vec{r}, t) dt, \quad (2.5)$$

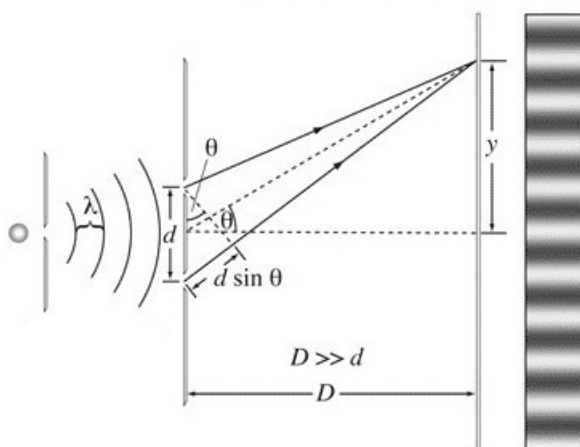
kde  $\vec{E}$  je intenzita elektrického pole,  $\Delta t$  doba středování,  $Z$  impedance prostředí (dána indexem lomu) a  $\vec{S}$  je Poyntingův vektor. Ten je orientován ve směru šíření světelných vln a je obecně definován jako:

$$\vec{S}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}, t) \times \vec{H}(\vec{r}, t) \quad (2.6)$$

a pro rovinné vlny:

$$\vec{S}(\vec{r}, t) = \frac{1}{Z} E^2(\vec{r}, t) \vec{s}. \quad (2.7)$$

Z toho vyplývá, že výsledná intenzita zmíněných světelných polí intenzity  $I_1$ , a  $I_2$  není rovna součtu jednotlivých intenzit:  $I \neq I_1 + I_2$ . Naopak, v určitých místech může být výsledná intenzita větší než jejich součet, jinde menší, nebo dokonce nulová. Interferenčními tedy nazýváme jevy, při kterých dochází složením dvou nebo více polí (světelných či jiných) k prostorové modulaci intenzity výsledného pole [3], [5]. Interference se historicky pokládá za přímý důkaz vlnové povahy světla, zejména díky Youngovu interferenčnímu experimentu (Thomas Young, 1802), schéma na Obr. 2.2. Matematicky se jedná o vektorové sčítání elektrické, příp. světelné intenzity, v optice se setkáváme se širokou škálou jevů využívaných ve spektroskopii, interferometrii nebo laserových rezonátorech, v přírodě ji lze nalézt v modré barvě na křídlech motýlů a ptáků, nebo v barevných olejových skvrnách na vodě [5].



Obrázek 2.2: Schéma Youngova interferenčního experimentu na dvouštěrbině, s vykresleným polem výsledné intenzity na stínítku, převzato z [5].

### 2.2.1 Dvousvazková interference

V našem případě se zabýváme interferencí dvou světelných svazků. Předpokládáme také, že k interferenci dochází mezi rovinnými monochromatickými vlnami se stejnou frekvencí  $\omega$ . Komplexní popis těchto vln, pro  $j = (1, 2)$  je potom:

$$\vec{E}_j(\vec{r}, t) = E_{0j} \exp[-i(\omega t)], \quad (2.8)$$

kde je do komplexní amplitudy započítána i náběhová fáze vlny šířením v prostředí, tedy:

$$\vec{E}_{0j}(\vec{r}) = E_{0j} \exp[i(-\phi_j + \vec{k}_j \cdot \vec{r})] = E_{0j} \exp[i\Phi_j(\vec{r})]. \quad (2.9)$$

Z těchto vztahů lze pak určit pole s komplexní amplitudou. Pro výslednou intenzitu světla v daném místě určeném polohovým vektorem  $\vec{r}$  pak dostáváme:

$$I(\vec{r}) = I_1 + I_2 + 2E_{01} \cdot E_{02} \cos(\Phi_2 - \Phi_1). \quad (2.10)$$

Výsledná intenzita dvou interferujících světelných polí je tedy dána jejich součtem plus interferenčním členem. Ten je definován jako skalární součin reálných amplitud obou polí a kosinu jejich fázového posunutí v daném bodě. Je v něm tedy zahrnuta jak počáteční fáze obou vln, tak její zpoždění či urychlení způsobené šířením v prostoru.

Tento fázový rozdíl bývá označován jako rozdíl mezi dvěma interferujícími vlnami budeme označovat jako  $\delta$ :

$$\delta = \Phi_2 - \Phi_1, \quad (2.11)$$

a pro intenzitu světla pak platí:

$$I = 2I_1[1 + \cos\delta] = 4I_1 \cos^2\left(\frac{\delta}{2}\right). \quad (2.12)$$

Jelikož je interferenční člen úměrný skalárnímu součinu reálných amplitud, pro vlny se vzájemně kolmou lineární polarizací vychází interferenční člen nulový.

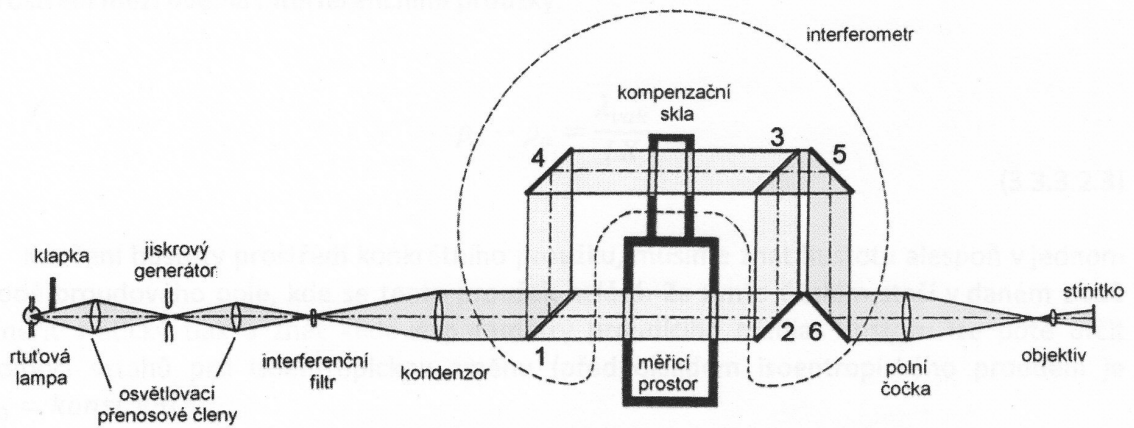
Rozdíl fází  $\delta = \delta(\vec{r})$  je závislý na orientaci v prostoru. Hodnota druhé mocniny kosinu se pohybuje v rozmezí nuly a jedné. Rovnice (2.12) tedy jednoduše matematicky vysvětluje prostorovou modulaci intenzity a vznik interferenčního obrazce, v jehož rámci se intenzita výsledného pole mění od nuly do čtyřnásobku intenzity každého svazku (za předpokladu interference vln se stejnou intenzitou) [3], [5].

### 2.2.2 Machův-Zehnderův interferometr

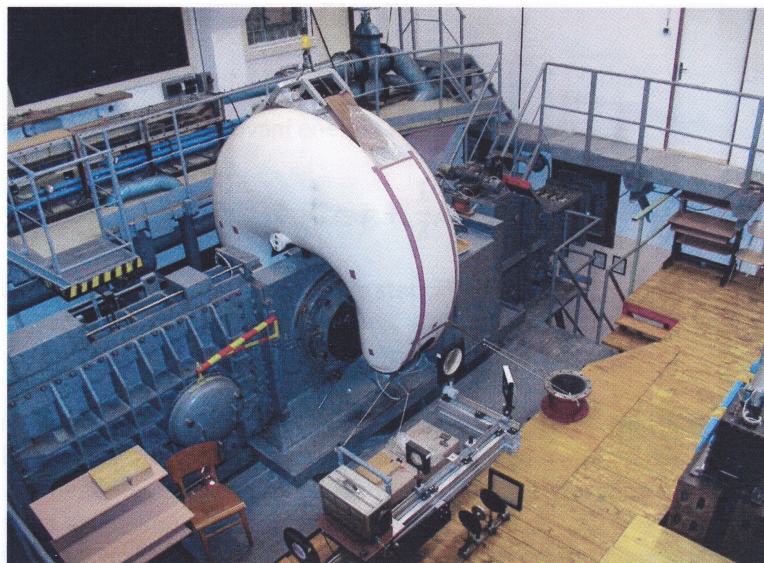
Interferenční obrazce jsou silně závislé na vlnové délce světla. Díky tomu lze interferenční jevy využívat ke studiu spektrálních vlastností světla, velmi přesnému měření vzdáleností, nebo pozorování nehomogenit prostředí. Zařízení, které kvantitativně využívá interference ke studiu optických jevů se nazývá interferometrem.

Z mnoha typů interferometrů byl v experimentu použit Machův-Zehnderův interferometr, viz Obr. 2.4. Jako světelný zdroj sloužila rtuťová lampa a jiskrový generátor. Koherentní světlo z tohoto společného zdroje je rozděleno v interferometru na dva paprsky se shodnou geometrickou, ale odlišnou optickou dráhou. Tyto dva paprsky

jsou následně znovu spojeny, a vzájemně interferují. Na stínítku vznikají interferenční proužky vypovídající o rozdílu v optických drahách, v tomto případě tedy o charakteru proudového pole, kterým prochází jeden z paprsků, viz Obr. 2.3. Ze získaných interferogramů lze následně vyhodnotit až s nanometrovou přesností rozložení změn indexu lomu (a tedy i hustoty a tlaku) v proudovém poli. Interferometry jsou nejpřesnějšími existujícími nástoji pro přesné měření délky.



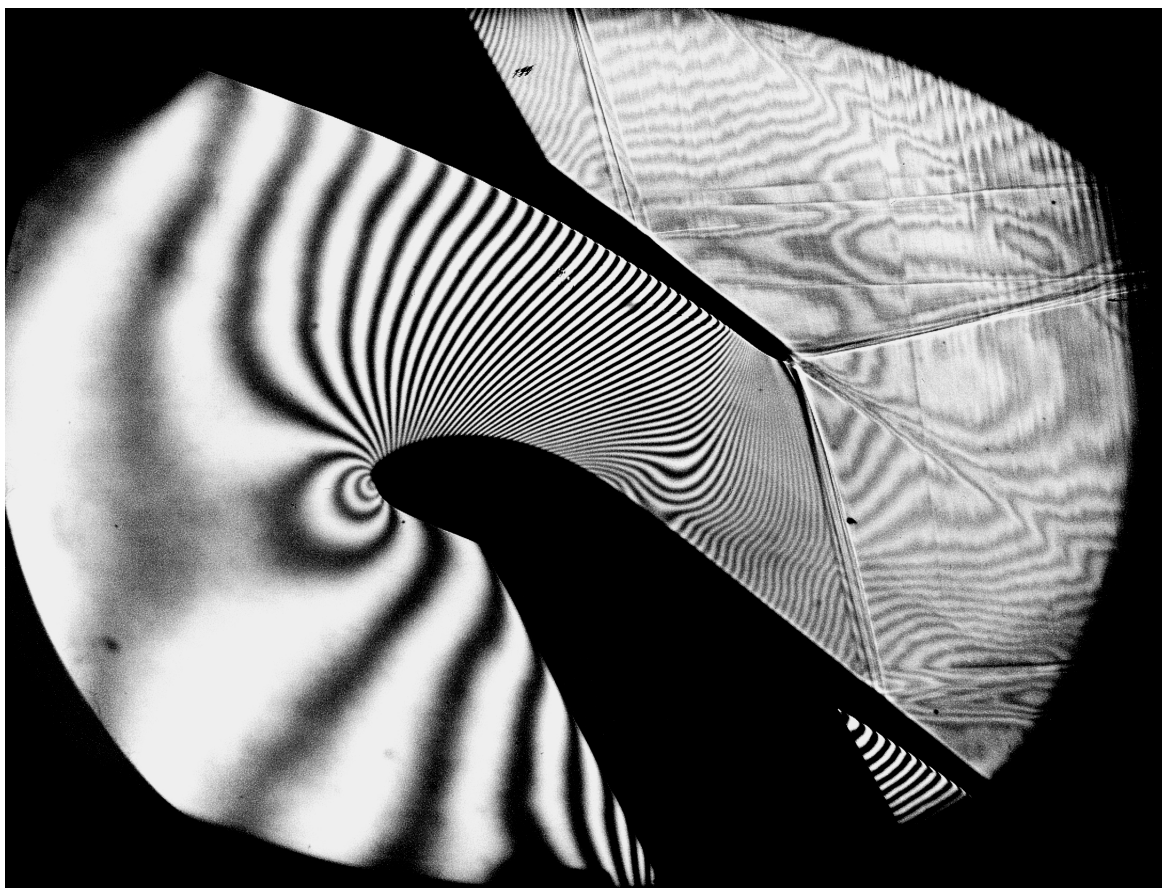
Obrázek 2.3: Schéma Machova-Zehnderova interferometru.



Obrázek 2.4: Aerodynamický tunel se zavěšeným Machovým-Zehnderovým interferometrem.

### 2.2.3 Metoda proužku nekonečné šířky

V experimentu byla použita tzv. metoda proužku nekonečné šířky. Její princip spočívá v takovém nastavení zrcadel Machova-Zehnderova interferometru, kdy jsou paprsky dopadající na stínítko ve shodné fázi. To je zajištěno jejich rovnoběžností a shodnou optickou dráhou v obou větvích interferometru. V takovém případě se na stínítko zobrazí jediný, nekonečně široký proužek. Další proužky jsou zobrazovány v důsledku tlakových změn v proudovém poli, které způsobují fázový posun světelného paprsku, který prochází měřicím prostorem. Jednotlivé proužky pak odpovídají oblastem konstantního indexu lomu a hustoty. Příklad interferogramu viz. Obr. 2.5.



Obrázek 2.5: Interferogram profilu patního řezu dlouhé oběžné lopatky, převzato z [12].

Pro monochromatické světlo lze vyjádřit vztah pro zpoždění paprsku v bodech  $a$  a  $b$  v sousedících tmavých (případně světlých) prouzcích:

$$L\left(\frac{1}{c_b} - \frac{1}{c_a}\right) = \frac{\lambda_{vak}}{c_{vak}}, \quad (2.13)$$

kde  $L$  je šířka měřicího prostoru,  $\lambda_{vak}$  a  $c_{vak}$  jsou vlnová délka, a rychlost světla ve vakuu. Po dosazení definice indexu lomu dostáváme:

$$n_b - n_a = \frac{\lambda_{vak}}{L}, \quad (2.14)$$



a po dosazení Gladstone-Daleova zákona (2.2):

$$\rho_b - \rho_a = \frac{\lambda_{vak}}{LK}, \quad (2.15)$$

což je rozdíl hustot prostředí v sousedních interferenčních prouzcích. Pokud tedy známe hustotu prostředí alespoň v jednom bodě proudového pole, lze pomocí tohoto vztahu určit hustotu prostředí v libovolném bodě. Tuto hustotu určíme pomocí vztahů pro isoentropické přeměny (předpokládáme  $p_0 = konst.$ ), změříme-li v daném bodě statický tlak, a známe-li klidové parametry proudícího media v klidu [10], [11].

## Kapitola 3

# Proudové pole v posledním stupni nízkotlaké části parní turbíny

Nízkotlaké části turbínové lopatkové kaskády mohou operovat ve čtyřech významných režimech. První z nich, tzv. kritické Machovo číslo, je určen okamžikem, kdy lokální rychlost proudění dosáhne poprvé rychlosti zvuku daného proudícího média. Druhý režim, tzv. aerodynamické ucpání mezilopatkového kanálu, nastává, když zvuková čára plně překlene mezilopatkový kanál. Je tak dosaženo maximálního nominálního průtoku, a jedná se o režim, v němž je provozována většina dlouhých oběžných lopatek.

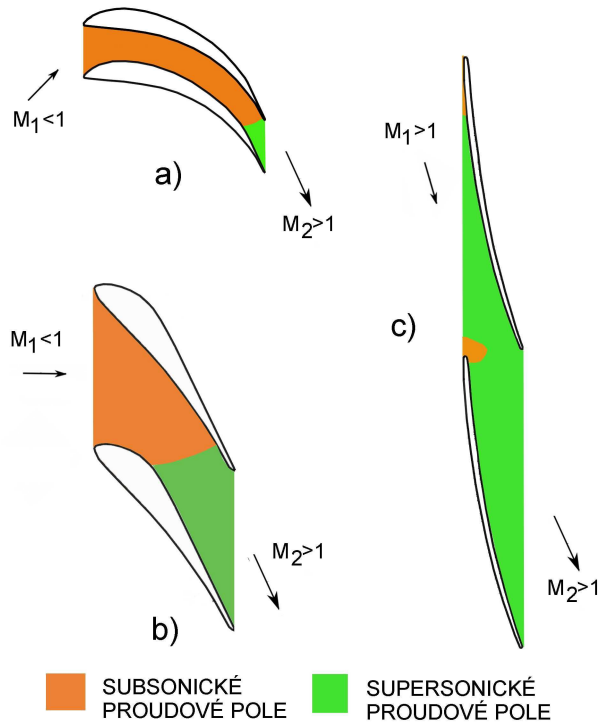
Třetí režim je charakterizován takovým proudovým polem, ve kterém dochází k regulérní interakci vnitřní větve výstupní šikmé rázové vlny jedné lopatky s podtlakovou stranou lopatky sousední. Tento režim určuje supersonické jevy vyskytující se ve výstupní části lopatkové kaskády [9], [11].

Posledním, čtvrtým režimem je tzv. limitní zatížení turbínové lopatky, (angl. Limit Load), kterým se tato práce dále zabývá.

### 3.1 Supersonické proudové pole

Supersonické proudové pole bývá u současných oběžných lopatkových kol přítomné v celém mezilopatkovém kanále, který obvykle pracuje v režimu aerodynamického ucpání. Na Obr. 3.1 je rozdělení proudového pole na subsonickou a supersonickou část vzhledem k ploše celého mezilopatkového kanálu. Problematika jevů spojených se supersonickou vstupní rychlostí je popsána níže. Za zvukovou čarou (po směru proudu) v mezilopatkovém kanálu vzniká supersonické proudové pole, které je značně citlivé na tvarování stěn ohraničujících kanál a jeho výstup.

V praxi je také třeba dbát na vhodné tvarování supersonické náběžné hrany, a to hlavně z důvodů zvyšování životnosti lopatky a bezpečnosti při její montáži. Provozování oběžného kola probíhá za podmínek odpovídajících stavu mokré páry, navíc s možností výskytu různých nečistot v proudícím médiu, způsobujících především erozní opotřebení náběžných hran lopatek [4], [9].



Obrázek 3.1: Proudové pole v a) patním, b) středovém, c) špičkovém řezu oběžné lopatky dlouhé 1375 mm, převzato z [4].

## 3.2 Charakteristiky proudového pole

Děje v nadzvukovém proudovém poli vhodně popisuje v profilové mříži tzv. metoda charakteristik, která řeší rovnici:

$$(1 - M^2)\varphi_{xx} - \varphi_{yy} = 0. \quad (3.1)$$

Jde o linearizovanou potenciální rovnici, která má pro oblast supersonického proudění hyperbolický tvar. Jejím řešením jsou tzv. Machovy čáry, což jsou charakteristiky, podél kterých se v proudovém poli šíří malé poruchy [4].

Tvar mezilopátkového kanálu, který zásadně ovlivňuje rozsah a vývoj supersonického proudového pole podél oběžných lopatek, souvisí s tvarem profilu lopatek oběžného kola, jejich počtem a rozvějířením celého kola  $\Theta$ :

$$\Theta = \frac{D_h}{l}, \quad (3.2)$$

kde  $D_h$  je průměr lopátkového kola a  $l$  délka lopatky. Velikost rozvějíření rozhoduje mezi použitím prismatických či neprismatických lopatek [4].

Poloha a rozměr vznikajícího aerodynamického hrdla je určena geometrií profilu lopatky, a především mezilopátkového kanálu. Aerodynamické hrdlo představuje hranici, za kterou (směrem po proudu tekutiny) začíná supersonické proudové pole, a obvykle se směrem od paty ke špičce lopatky posunuje proti proudu obtékající tekutiny, a blíží se plochám náběžných hran turbínových lopatek.

Supersonické proudové pole se tak může rozšířit po téměř celém mezilopátkovém kanále, včetně vstupních a výstupních ploch profilové mříže, pokud jsou splněny příslušné termodynamické podmínky na vstupu do lopátkové kaskády. Aerodynamické hrdlo je tak posunuto až mimo pevný povrch lopatek, viz. Obr. 3.1, na kterém jsou vyobrazena proudová pole při nominálních provozních podmínkách dané oběžné lopatky.

### 3.2.1 Zvuková čára

Poloha a tvar zvukové čáry v proudovém poli je významnou informací, zejména při zkoumání transsonických a supersonických jevů. Jde o jednu z okrajových podmínek řešení proudového pole metodou charakteristik, a představuje hranici oblasti, kde předpokládáme hyperbolické řešení popisující rovnice (3.1).

Hyperbolické řešení zanedbává účinky viskozity proudící tekutiny. Toto zjednodušení je možné z několika důvodů:

Většinu úloh supersonického proudění lze dosáhnout s dostatečnou přesností i se zanedbáním vlivu mezní vrstvy na povrchu oběžné lopatky. Řešení je dostatečně přesné i v případě vzniku ohraničených oblastí odtržení proudu, které jsou důsledkem silného vlivu vazkosti proudícího média. Také ani v současné době neexistuje dostatečně jednoduchá metoda řešení proudění se vznikem tlustých mezních vrstev a jejich interakcí s rázovými vlnami.

Zvuková čára a její průběh je, stejně jako vývoj supersonického proudového pole, silně ovlivněna geometrií lopátkové mříže, její poměrnou roztečí, náběžným úhlem atd. Pro případ prosté supersonické expanze (tzv. Prandtlova-Meyerova úloha) je zvuková čára kolmá na proudnici před expanzí, a proto ji lze označit za zvukové hrdlo mezilopátkového kanálu, i když tato podmínka není v praxi často splněna [4], [8].

Tvar zvukové čáry lze řešit analyticky pomocí přibližného nahrazení tvaru povrchů ohraničujících kanál v okolí aerodynamického hrdla, kružnicemi. Zavedením polárních souřadnic dle schématu na Obr. 3.2 dostáváme:

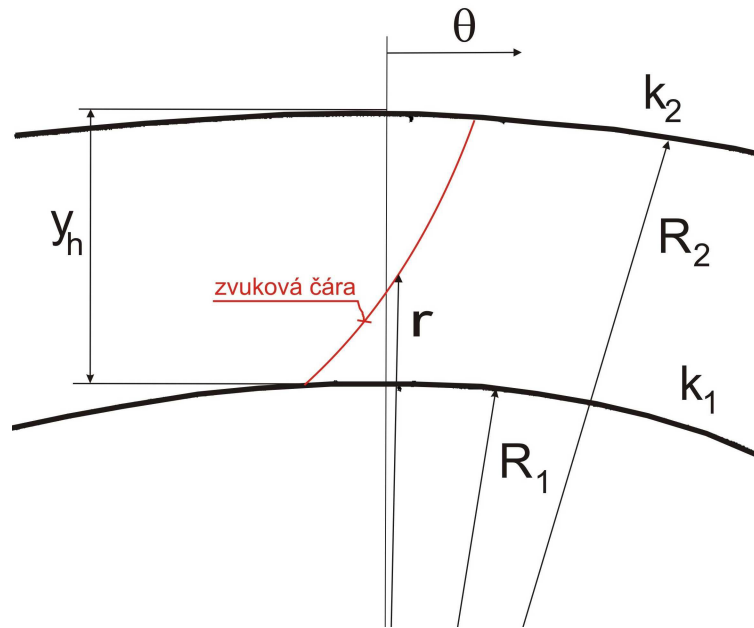
$$\Theta\left[\frac{1-\epsilon}{(\kappa+1)\frac{y_h}{R_1}}\right]^{\frac{1}{2}} = -\frac{(\epsilon+2)y_h}{6R_1} + \bar{r} - \frac{(1-\epsilon)R_1}{2y_h} - \bar{r}^2, \quad (3.3)$$

kde

$$\epsilon = \frac{y_h + R_1}{R_2},$$

a

$$\bar{r} = \frac{r - R_1}{R_1}.$$



Obrázek 3.2: Analytické stanovení tvaru zvukové čáry z metody charakteristik, převzato z [8].

Tvar a polohu zvukové čáry častěji určujeme pomocí numerických simulací a experimentálních dat, především z interferometrie. Při použití metody proužku nekonečné šířky lze každému interferenčnímu proužku přiřadit konstantní hodnotu indexu lomu a hustoty. Touto metodou pak lze nalézt právě i zvukový proužek, za cenu určité nepřesnosti způsobené předpokladem dokonale isoentropického proudového pole [4], [8].

### 3.2.2 Aerodynamické ucpání

Aerodynamické ucpání mezilopátkového kanálu je režim, ve kterém zvuková čára zcela překlene mezilopátkový kanál. V tomto režimu dnes pracuje většina dlouhých oběžných lopatek, a dochází k němu v jednotlivých řezech po celé délce oběžné lopatky, s možnou výjimkou špičkových řezů ultra dlouhých oběžných lopatek. Ty bývají provozovány ve zcela supersonickém proudovém poli, kdy zvuková čára ohraničuje jen malou místní subsonickou oblast.

Moderní statorové, i rotorové lopatky nebývají prismatické, tj. hlavová část statorové části bývá kuželová a oběžného kola válcová. Největší citlivost na tvar mezilopátkového kanálu bývá zaznamenána u patních řezů oběžných lopatek, kde jsou vstupní Machova čísla v návrhovém bodě poměrně nízká (běžně je  $M_1 \leq 0.4$ ).

Velmi malý místní poměr velikosti aerodynamického hrdla a délky mezilopátkového kanálu (který bývá jen mírně konvergentně - divergentní, a často jen konvergentní) mívá za následek značný dopad změn tvaru profilu v oblasti hrdla na tvar zvukové čáry a na charakter následující supersonické expanse [4].

# Kapitola 4

## Stanovení silových účinků

Historie dynamiky tekutin je úzce spjata se snahou určit a předvídat jevy ovlivňující těleso obtékané tekutinou, např. trupy lodí či křídla letadel. Předvídání sil působících na nakloněný povrch je zmíněno již v Newtonově *Principia* (1687), a stanovení jak aerodynamických, tak hydrodynamických silových účinků stále tvoří jádro moderní dynamiky tekutin, zvláště v případě stlačitelného proudění [2].

### 4.1 Vyhodnocení dat z optických měřicích metod

Na vybranou elementární plochu  $dS$  obtékaného profilu působí síla ve dvou základních složkách: normálová (tlak), a tečná (tření). Definice elementární síly působící na povrch je pak jejich superpozicí:

$$d\mathbf{F} = -p\mathbf{n}dS + \tau\mathbf{m}dS = -pd\mathbf{S} + \tau\mathbf{m}dS, \quad (4.1)$$

kde  $d\mathbf{S}$  je normálový vektor na povrch o obsahu  $dS$ , a  $\mathbf{n}$  a  $\mathbf{m}$  jsou kolmé, resp. rovnoběžné jednotkové vektory na elementární  $dS$ . Celkovou sílu  $\mathbf{F}$  lze tedy určit jako sumu všech elementárních sil působících na všechny elementární plochy zkoumaného povrchu. Po úpravě rovnice (4.1) dostáváme:

$$\mathbf{F} = -pd\mathbf{S} + \tau\mathbf{m}dS, \quad (4.2)$$

tedy celková síla je rovna součtu tlakových a třecích sil [2]. V tomto případě jsou, vzhledem k velikosti tlakových sil, síly třecí jen velmi malé, proto je v dalších výpočtech zanedbáváme - z experimentálně získaných interferogramů tedy vyhodnocujeme pouze normálovou složku silových účinků.

### 4.2 Výpočet silového účinku na profil

Nejdříve je stanoven průběh statického tlaku po podtlakové i přetlakové straně profilu, tedy  $p = f(\frac{x}{b})$ , kde  $x$  je vzdálenost ve směru osy,  $b$  je hloubka profilu. Je použit

vztah pro Machovo číslo vycházející z teorie jednorozměrného adiabatického proudění stlačitelné neviskózní tekutiny:

$$M^2 = \left[ \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] \frac{2}{\kappa-1}, \quad (4.3)$$

kde  $\kappa$  je Poissonova konstanta. Z rovnice (4.3) dále dostáváme:

$$p = \frac{p_0}{(0.2M^2 + 1)^{3.5}} \quad (4.4)$$

Síla působící na profil je dána rozložením tlaku po profilu:

$$F = \int_0^1 p d\left(\frac{x}{b}\right) \quad (4.5)$$

Výpočet je třeba provést zvlášť pro podtlakovou ( $s$ ) i přetlakovou ( $p$ ) stranu profilu. Výsledek je vztažen k maximální možné síle odpovídající přímé expanzi do vakua, čímž je získána hodnota bezrozměrné síly působící na profil (kolmé k ose rotace profilové mříže):

$$f_t = \frac{1}{b_x} \int_0^{b_x} \frac{p_p(x) - p_s(x)}{p_0} dx = \frac{1}{p_0 b_x} \int_0^{b_x} [p_p(x) - p_s(x)] dx \quad (4.6)$$

Metoda výpočtu byla připravena v rámci [6], a uskutečněna v tabulkovém procesoru Excel.



# Kapitola 5

## Limitní zatížení lopatkové mříže

Podmínky vzniku limitního zatížení představují důležitý parametr pro návrh především těch turbínových lopatek, které mají v návrhovém režimu supersonické výstupní proudové pole. V tomto režimu není totiž možné dále zvyšovat aerodynamickou sílu působící na lopatky oběžného kola, a to ani snížením výstupního protitlaku za konstantního vstupního proudového pole [9].

### 5.1 Podmínky vzniku limitního zatížení

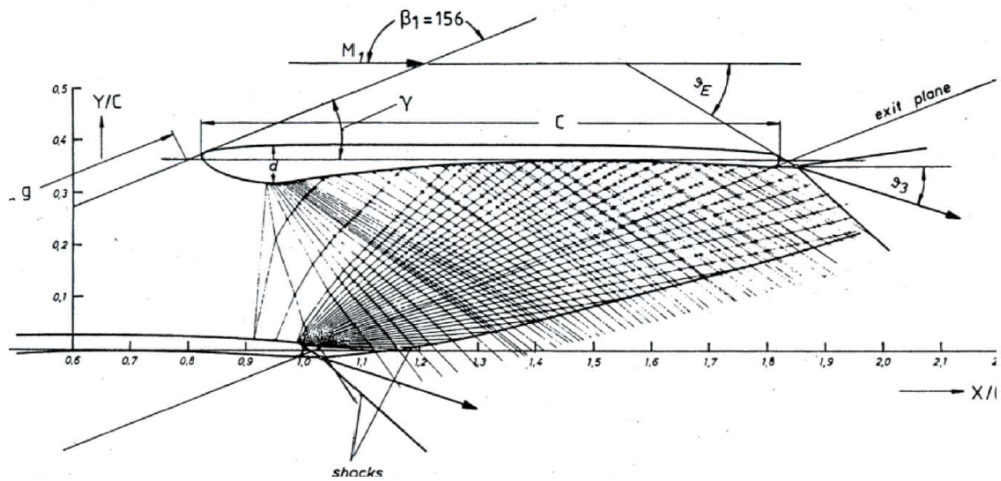
K limitnímu zatížení profilové mříže dochází za situace, kdy je vnitřní větev výstupní šikmé rázové vlny skloněna pod takovým úhlem, že neprotne (a nijak neinteraguje) s povrchovou vrstvou proudového pole na podtlakové straně sousední lopatky, a namísto toho prochází výstupní rovinou mříže, jako na vlnovém diagramu na Obr.

Za turbínovou mříží dochází k další expanzi proudícího média, kterou již ovšem nelze nijak využít. Ve výstupní části proudového pole nedochází při dalším snižování protitlaku k dalším změnám: bezrozměrná aerodynamická síla působící na profil zůstává konstantní, stejně jako výstupní úhel proudu. Nedochází ani ke změně ztrát kinetické energie.

Tento jev lze matematicky podmínit jednoduchým vztahem nazývaným podmínka limitního zatížení, odvozeným z rychlostního trojúhelníku na Obr. 5.2, kdy složka rychlosti proudového pole  $M_2$  mířící do osy stroje je rovna místní rychlosti zvuku (tj. jedné):

$$M_{2LIM} = \frac{1}{\cos \alpha_2}, \quad (5.1)$$

kde úhel  $\alpha_2$  je měřen od kolmice k rovině odtokových hran [4].



Obrázek 5.1: Vlnový diagram ve špičkovém řezu oběžné turbínové lopatky po překročení podmínky limitního zatížení: vnitřní větev výstupní rázové vlny prochází výstupní rovinou mříže, aniž by interagovala s povrchem podtlakové strany sousední lopatky, převzato z [4].

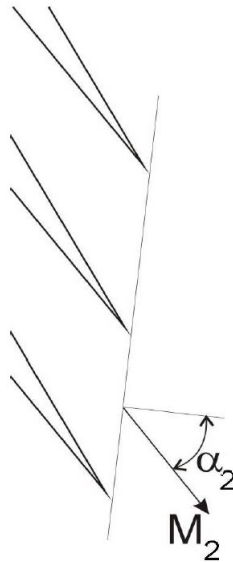
## 5.2 Experimentální stanovení limitního zatížení

Konfigurace výstupního proudového pole po překročení podmínky limitního zatížení byla experimentálně zaznamenána pomocí optických zobrazovacích metod, a to interferometrie a šlívové metody v Toeplerově uspořádání.

Aplikace optických metod je pro zjištění režimu limitního zatížení, a obecného charakteru proudového pole velmi příhodná. Tyto metody totiž poskytují přímé vyobrazení jevů a struktur vyskytujících se v proudovém poli, jako konfiguraci a polohu vznikajících rázových vln.

Z experimentů vyplývá, že režim limitního zatížení vzniká při snižování protitlaku u transsonických lopatkových mříží pracujících v režimu aerodynamického ucpání. Optické zobrazovací metody potvrzují, že limitní zatížení lze nejprve pozorovat, když se vnitřní větev výstupní rázové vlny dotkne odtokové hrany sousední lopatky. Při dalším zvyšování výstupního Machova čísla vede k takovému sklonění výstupní rázové vlny, že se vlna se sousední lopatkou vůbec neprotne.

K určení síly působící na lopatkový profil byla použita data z interferometrických měření. Výsledný interferogram, resp. šlír je vyobrazen na Obr. 5.3, resp. Obr. 5.4. Je zde patrný nepříznivý sklon vnitřní větve výstupní šikmé rázové vlny. Na obou obrázcích se jedná o identický patní řez dlouhé oběžné lopatky, měřený při výstupním isoentropickém Machově čísle  $M_{2is} = 1.828$  a náběžném úhlu  $\iota = 0^\circ$ . Pro tuto lopatku byla experimentálně stanovena limitní rychlost proudícího media  $M_{2LIM} \approx 1.45$  pro široký záběr náběžných úhlů  $\iota$ , což je rychlost blízká návrhovému bodu pro provoz této turbínové mříže.



Obrázek 5.2: Schéma k výpočtu podmínky limitního zatížení, převzato z [4].

Další možností získání dat potřebných k určení limitního zatížení je tzv. traverzovací metoda, kdy jsou potřebné parametry - výstupní Machovo číslo  $M_2$  a výstupní úhel  $\alpha_2$  stanoveny pomocí metody redukce dat. Potom pro úhel  $\alpha_2$  orientovaný v axiálním směru osy stroje platí:

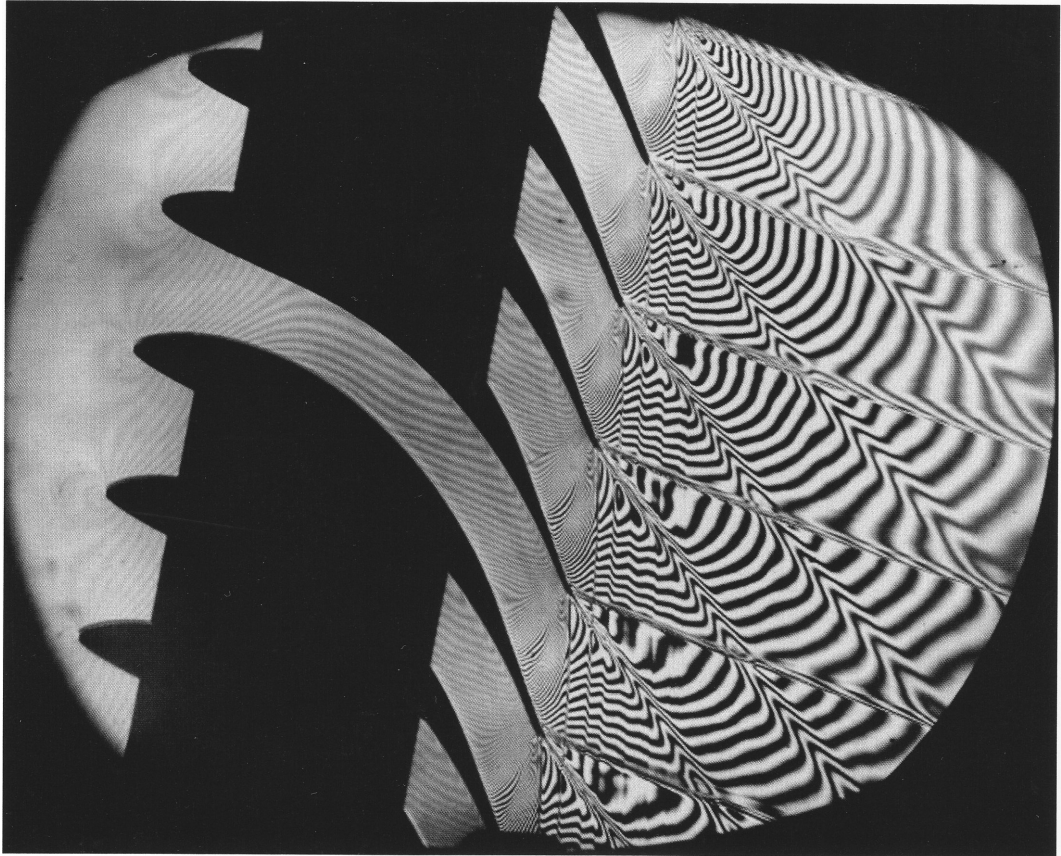
$$|M_2 \sin \alpha_2| \geq 1. \quad (5.2)$$

Použití traverzovací metody ovšem není tak příhodné jako metod optických, jelikož k získání představy o charakteru výstupního proudového pole je třeba provést měření rozložení statického tlaku, celkového tlaku, a rychlostního vektoru podél rozteče traverzovací roviny.

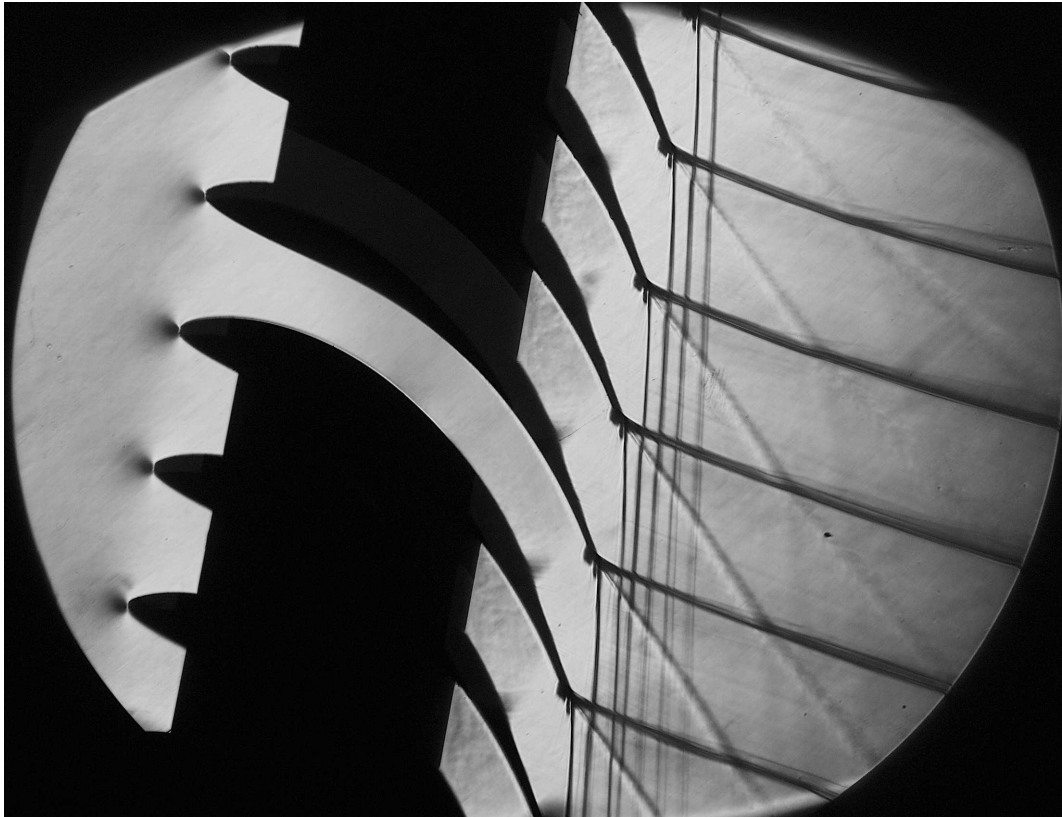
Výstupní Machovo číslo  $M_2$  a úhel  $\alpha_2$  je třeba získat pomocí metody redukce dat, a následně je možné určit, zda dochází k překročení podmínky limitního zatížení (5.2). Tímto způsobem však lze určit závislost koeficientu ztrát kinetické energie na výstupním Machově čísle. Je tak možné pozorovat, že pro vyšší Machova čísla zůstávají hodnoty ztrátového koeficientu konstantní [9]. V rámci této práce byla data proto získána a vyhodnocena pomocí optických metod.

Obdobně jako pro patní řez na Obr. 5.3 a 5.4 byla vyhodnocena experimentální data pro celkem sedm různých profilů oběžných lopatek, získaná z obsáhlého archivu výsledků aerodynamických měření. Režim limitního zatížení lze však pozorovat pouze v případě patních řezů. To lze vysvětlit geometrickým řešením patních profilových mříží, na něž jsou kladeny konstrukční a pevnostní podmínky jako je dostatečná tloušťka průřezu nebo požadavek na tvarování přímé lopatkové nožky, jako je tomu u lopatky na Obr. 1.2.

Tyto podmínky mají při konstrukci přednost před dokonalým aerodynamickým řešením lopatkové mříže, a tudíž je často nezbytné překročení podmínky limitního zatížení akceptovat i v návrhovém provozním bodě profilové mříže. [4], [9].



Obrázek 5.3: Interferogram výstupního proudového pole patního řezu dlouhé oběžné lopatky pro  $M_{2is} = 1.828$  a  $\iota = 0^\circ$ , převzato z [12].

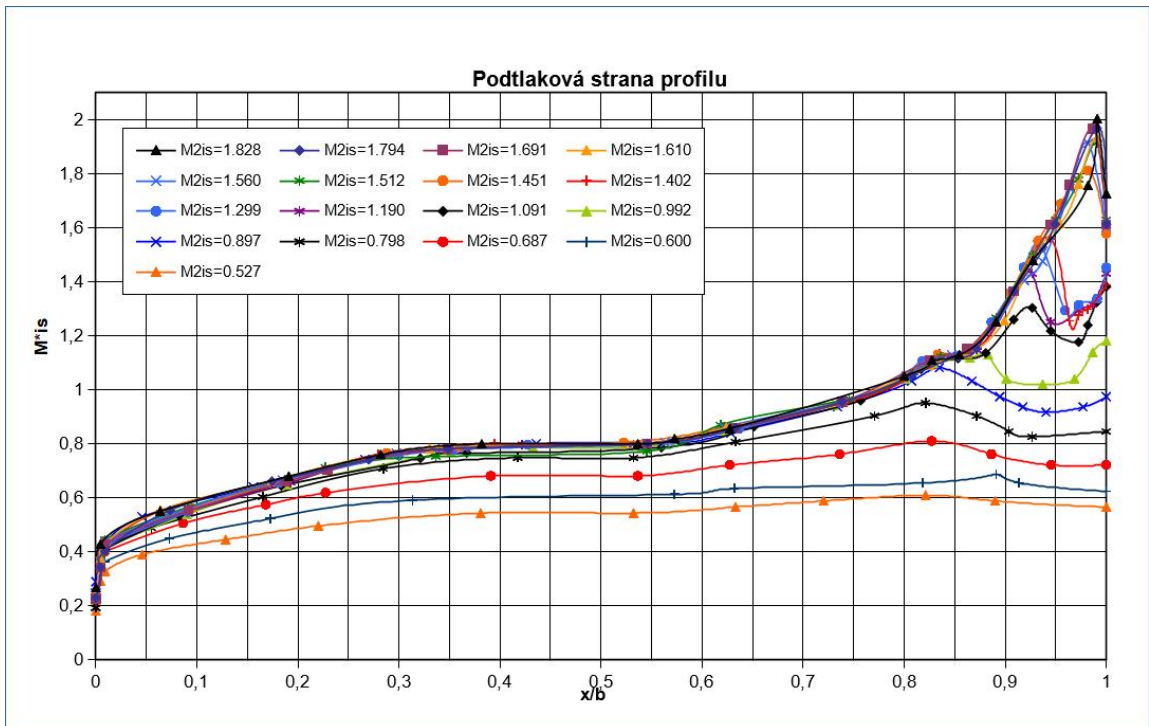


Obrázek 5.4: Šlír (Toeplerovo uspořádání) výstupního proudového pole patního řezu dlouhé oběžné lopatky pro  $M_{2is} = 1.828$  a  $\iota = 0^\circ$ . Je zde patrné uspořádání série rázových vln v režimu limitního zatížení, kdy výstupní šikmé rázové vlny nijak neinteragují se sousedními lopatkami, převzato z [12].

# Kapitola 6

## Rozbor výsledků

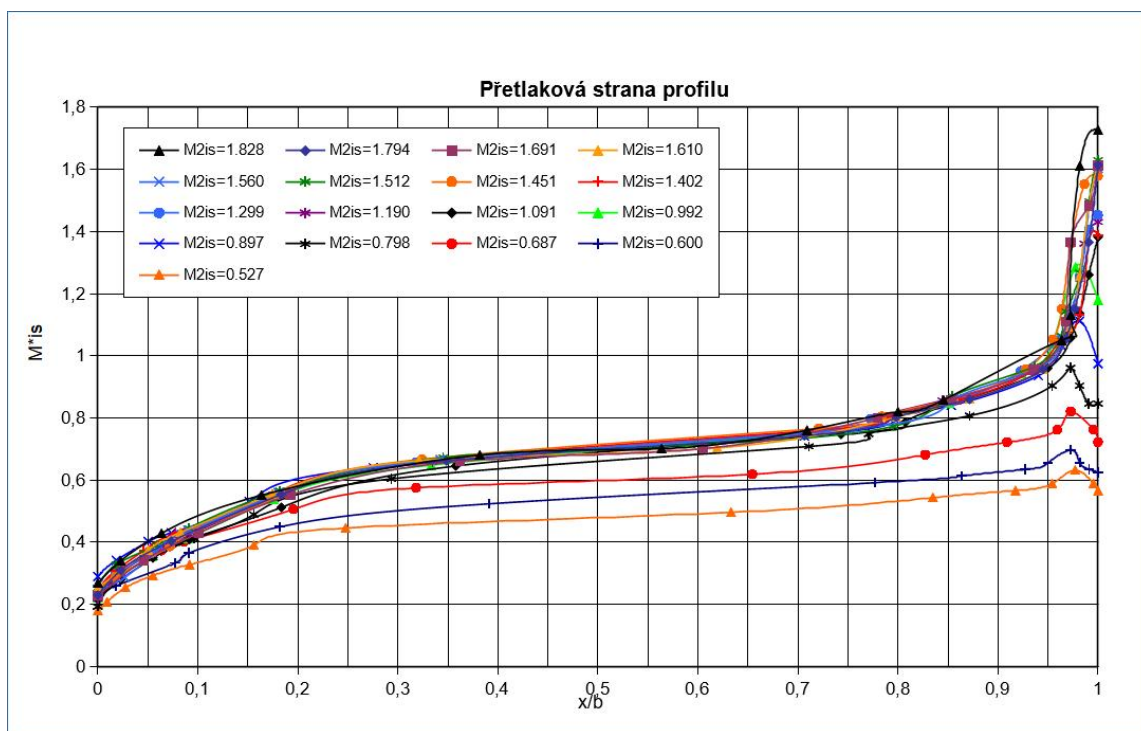
V rámci určení bezrozměrné síly působící na lopatkový profil byla vyhodnocena experimentální data z měření patního řezu profilové mříže. Bylo vyhodnoceno rozložení tlaku (resp. rychlosti  $M_{is}^*$ ) po povrchu profilu jak z podtlakové, tak z přetlakové strany, viz. Obr. 6.1, resp. 6.2. Měření byla provedena celkem pro 12 různých úhlů náběhu  $\iota$  v rozsahu  $-30^\circ$  až  $+30^\circ$ , kde  $\iota = 0^\circ$  je návrhový režim. Pro každý z daných úhlů měření proběhlo při výstupním isoentropickém Machově čísle  $M_{2is}$  v rozsahu 0.5 až 1,8.



Obrázek 6.1: Rozložení  $M_{is}^*$  po podtlakové straně profilu patního řezu dlouhé oběžné lopatky pro návrhový náběžný úhel  $\iota = 0^\circ$ , převzato z [12].

Z těchto dat byla pro každý náběžný úhel  $\iota$  pomocí vztahu (4.6) vypočtena bezrozměrná síla působící na profil, viz. Obr. 6.3.

Na grafech na Obr. 6.1 a 6.2 lze pozorovat chování proudového pole podél obou



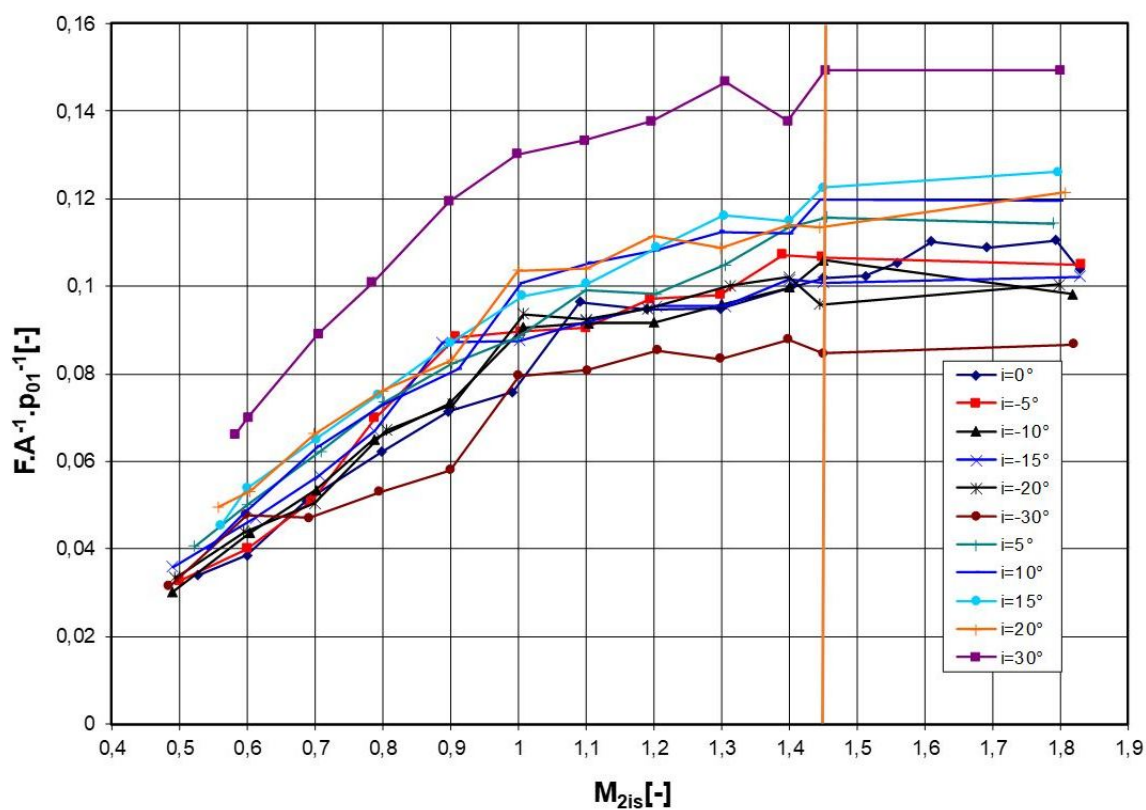
Obrázek 6.2: Rozložení  $M_{is}^*$  po přetlakové straně profilu patního řezu dlouhé oběžné lopatky pro návrhový náběžný úhel  $\iota = 0^\circ$ , převzato z [12].

stran profilu: v obou případech je proud podél profilu jen mírně urychlován, a až na výstupu z mříže ( $\frac{x}{b} = 1$ ) prudce expanduje, tj. dochází k nárůstu objemu za současného poklesu tlaku a teploty.

Graf na Obr. 6.3 představuje závislost bezrozměrné aerodynamické síly na výstupním isoentropickém Machově čísle  $M_{2is}$  (tj.  $FA^{-1}p_{01}^{-1} = F(M_{2is})$ ) pro náběžný úhel  $\iota$  v rozmezí  $-30^\circ$  až  $+30^\circ$ . Bezrozměrné síly byly určeny z interferogramů profilu patního řezu lopatkové mříže pomocí interferometrické metody, kdy jednotlivé proužky proudového pole představují oblasti konstantního indexu lomu. Také jsou použity předpoklady isoentropického proudění a v rámci mezní vrstvy i konstantního statického tlaku.

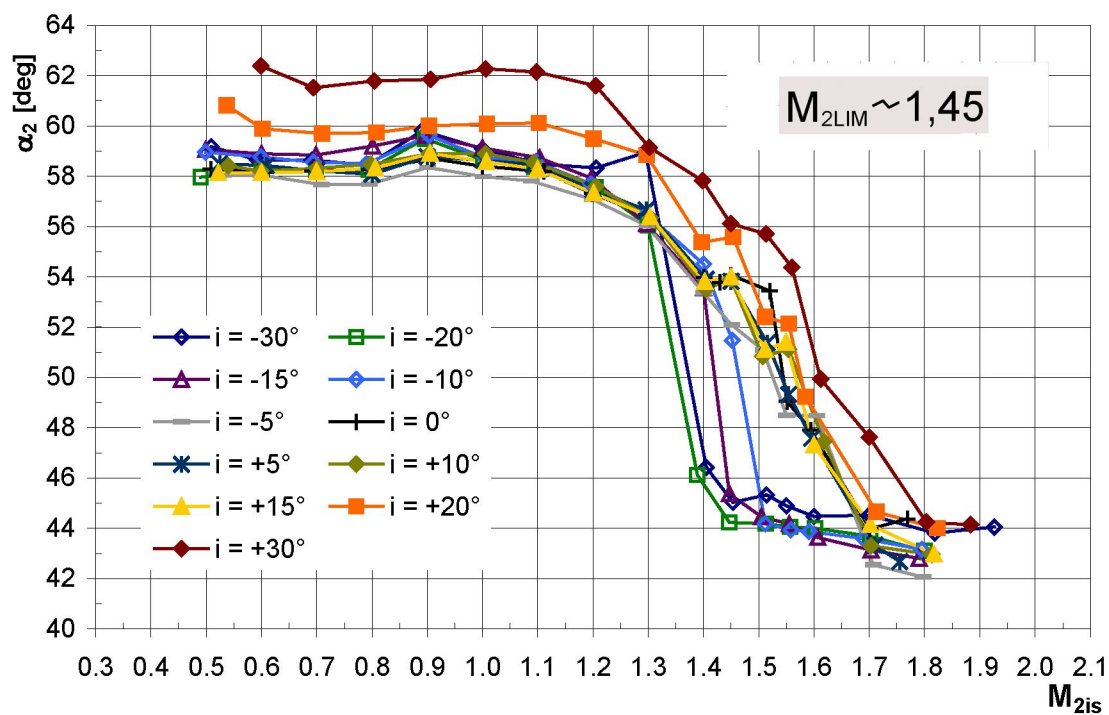
U všech náběhových úhlů je v první části grafu patrná úměrná závislost síly působící na profil na  $M_{2is}$ : s rostoucí rychlostí roste i síla, a to až do dosažení hraniční podmínky pro limitní zatížení pro daný profil. Dále je patrné, že po překročení této hranice  $M_{2LIM} \approx 1.45$  zůstává síla konstantní, a s dále zvyšujícím se Machovým číslem již nestoupá. Je dosaženo limitního zatížení, kdy další snižování protitlaku za mříží již neovlivňuje proudové pole na výstupu z lopatkové mříže, a proudící médium dále expanduje zcela bez užítku [4], [9].

Na Obr. 6.4 je graf závislosti výstupního úhlu proudu  $\alpha_2$  (orientovaného axiálně), na isoentropickém Machově čísle  $M_{2is}$ , pro různé uhly náběhu  $\iota$ . Jde o data získaná měřeními na stejné turbínové mříži jako na Obr. 6.3. Výstupní úhel proudu za lopatkovou mříží se nejprve v okolí  $M_{2LIM} \approx 1.45$  dramaticky mění, ale při vyšších rychlostech zůstává již téměř konstantní, a to pro všechny měřené náběžné úhly. Získaná experimentální data tedy představují ověření další z charakteristik režimu limitního zatížení.



Obrázek 6.3: Závislost bezrozměrné síly působící na patní profil na výstupním isentropickém Machově čísle  $M_{2is}$  a náběhovém úhlu  $i$ , oranžově vyznačena vypočtená hraniční podmínka limitního zatížení  $M_{2LIM} \approx 1.45$ , převzato z [9].





Obrázek 6.4: Závislost výstupního úhlu proudu  $\alpha_2$  na isoentropickém Machově čísle  $M_{2is}$  pro různé uhly náběhu  $i$ , převzato z [9].

# Závěr

Poslední stupně parní turbíny velkého výkonu se zásadně podílejí na celkové účinnosti turbíny. Optimalizace jejich chodu tudíž představuje jeden z důležitých cílů vysokorychlostní termodynamiky. Požadavkem pro zvýšení účinnosti energetických přeměn, které zde probíhají, je co možná nejnižší výstupní rychlost proudu. Snižování ztrát je dosaženo neustálým vylepšováním tvaru oběžných lopatek a zvětšováním jejich účinné plochy (plochy výstupního mezikruží za posledním stupněm), které vede ke zvětšování délky těchto lopatek. Obvodové rychlosti, zejména na špičkovém průřezu lopatky, tudíž dosahují výrazně nadzvukových rychlostí (až 1,8-2 M). Také se neustále zvyšují požadavky na možnosti snadnější regulace výkonu turbostrojů, čímž se spolehlivé a energeticky únosné provozní podmínky stávají čím dál důležitějšími, a to i v nenávrhových stavech strojů.

Při návrhu tvaru a délky lopatek však musí být brány v potaz další parametry, jako jsou pevnostní a dynamická omezení daná materiálem, výrobní a provozní náklady turbíny, zvyšování její spolehlivosti, provozní bezpečnosti, a prodlužování její životnosti.

Pro přesné měření parametrů proudového pole v lopatkových mřížích, a vizualizaci dějů zde probíhajících, je využíváno optických metod, zejména šlírové metody a interferometrie. Ty poskytují snadno zpracovatelná data o průběhu proudových polí a příslušných jevů, na rozdíl od složitějších analytických metod. Příslušná měření probíhají v aerodynamickém vysokorychlostním tunelu za použití speciálního modelu skutečné lopatkové mříže. V rámci experimentu byla změřena škála možných režimů v návrhových i nenávrhových bodech mříží pro různé výstupní rychlosti proudění a velký rozsah náběžných úhlů.

Následně byla vypracována metoda pro výpočet bezrozměrné síly působící na zkoumaný profil. Výsledná závislost této síly na výstupním Machově čísle je vynesena v grafu na Obr. 6.3.

Tato práce byla dále zaměřena na problematiku překročení hraniční hodnoty limitního zatížení. Jde o stav, při kterém je výstupní rychlost proudu nadzvuková, a nelze dále ovlivnit charakteristiky na výstupu z mříže snížením protitlaku, jako je bezrozměrná síla působící na profil, a výstupní úhel proudícího média. Za použití pneumatických měřících metod jako je traverzování lze též pozorovat konstantní hodnoty ztrátových koeficientů kinetické energie.

Tento režim se u moderních oběžných lopatek vyskytuje výhradně u jejich patního řezu, který je tedy třeba obzvláště kontrolovat. Někdy je ovšem tento energeticky i provozně nevýhodný režim třeba tolerovat v rámci kompromisu s ostatními podmínkami provozu turbínových lopatek, jako jsou pevnostní podmínky dané materiálem lopatky, bezpečností a ekonomikou výroby atd.

Proudění tekutin v turbostrojích představuje komplikovanou problematiku neustále prezentující nové výzvy pro vývoj a výzkum v široké oblasti vědních disciplín, od numerických simulací, po vývoj materiálů a technologických řešení, a podněcující k dalšímu studiu.

# Literatura

- [1] Amecke, J., Šafařík, P. *Data Reduction Method of Wake Flow Measurements with Injection of an Other Gas*, Forschungsbericht No.95-32. Göttingen. DLR. 1995.
- [2] Anderson, J. D., Jr. *Modern Compressible Flow: with Historical Perspective*. 2<sup>nd</sup> edition. International edition: McGraw-Hill Publishing Company. 1990. ISBN 0-07-100665-6.
- [3] Feynman, R. P., Leighton, R. B., Sands, M. *Feynmanovy přednášky z fyziky s řešenými příklady*. 1. vydání. Fragment. Praha. 2000. ISBN 80-7200-405-0
- [4] Luxa, M. *Důsledky konstrukčního řešení oběžného kola posledního stupně nízkotlakého dílu parní turbíny velkého výkonu s velmi dlouhými lopatkami na transsonické proudění*. Habilitační práce, Fakulta strojní, České vysoké učení technické v Praze. Praha. 2017.
- [5] Malý, P. *Optika*, Nakladatelství Karolinum, Univerzita Karlova v Praze, 2008. ISBN 978-80-246-1342-0.
- [6] Picmausová, H. *Příprava k řešení silového účinku na profil lopatkové mříže z výsledků aerodynamických experimentů*. Interní zpráva, Fakulta strojní, České vysoké učení technické v Praze, Ústav mechaniky tekutin a termodynamiky. Praha. 2017.
- [7] Settles, S. G. *Schlieren and Shadowgraph Techniques: Visualizing Phenomena in Transparent Media*. New York. Springer. 2001. ISBN 3-540-66155-7.
- [8] Šafařík, P. *Užití metody charakteristik při výpočtech proudění v lopatkových mřížích*. Semináře o problémech parních turbín 3, ČVTS. Praha. 1976.
- [9] Šafařík, P., Luxa, M., Šimurda, D., Picmausová, H. *On Measurement and Evaluation of Flow Conditions at Limit Load of Turbine Blade Cascades*, str.109-114. In: XXI Biennial Symposium on Measuring Techniques in Turbomachinery. Universitat Politècnica de Valencia. Valencia. 2013.
- [10] Šafařík, P., Vlček, V. *Using Interferometric Measurements in Calculation of Aerodynamic Forces*, str. 301-305. Springer Verlag. Berlin. 1985.
- [11] Šimurda, D. *Trojrozměrné transsonické proudění v lopatkových mřížích: dizertační práce*. Fakulta strojní, České vysoké učení technické v Praze. Praha. 2011.

- [12] Šimurda, D., Luxa, M. *Optická měření na mříži TR-P-2*. Výzkumná zpráva ÚT AV ČR Z-1472/11. Praha. 2011.