ANOTACE Měření vzduchového ejektoru s divergentní směšovací komorou

Tato bakalářská práce se zabývá funkčností a charakteristikami ejektoru. Cílem je přiblížit charakteristiky dvou různých ejektorů v závislosti na režimu měření. Režim měření je určen velikostí statického tlaku za difuzorem. Měřeno bylo na ejektorové trati, kde byl statický tlak odebírán ze stěny ejektoru a přiváděn k tlakovým senzorům.

Naměřené hodnoty byli dále početně a graficky zpracovány. Tímto způsobem byly zobrazeny charakteristiky ejektorů, hmotnostní toky, ejekční poměr, poměr rychlostí, pracovní charakteristiky $_{p4/p02}$, $_{p4/p01}$ a účinnost, pro všechny měřící režimy.

V závěru jsou oba ejektory porovnány z hlediska těchto charakteristik. Lze konstatovat, že ejektor s rozšířením difuzoru $\beta=6^{\circ}$ dosáhl lepší účinnosti než ejektor s rozšířením difuzoru $\beta=4^{\circ}$, což je zcela v souladu s odbornou literaturou.

Klíčová slova: ejektor, směšovací komora, difuzor, statický tlak

ANNOTATION

Measurement of the air ejector with divergent mixing chamber

This Bachelor's thesis deals with the functionality and characteristics of the ejector. The aim is to describe the characteristics of two different ejectors depending on the measurement mode. Metering is determined by the static pressure magnitude behind the diffuser. The measurement was carried out on the ejector's track where the static pressure was taken from the ejector's wall and brought to the pressure sensors.

The measured values were also calculated and graphically worked out. This way were displayed the ejector's characteristics, mass flow, ejection ratio, speed ratio, performance characteristics $_{p4/p02, p4/p01}$ and effectiveness depending for all measurement modes.

Both ejectors are compared with respect to these characteristics at the end. It can be concluded that the ejector with the diffuser extension $\beta = 6^{\circ}$ achieved better efficiency than the ejector with the diffuser extension $\beta = 4^{\circ}$, which is entirely consistent with the scientific literature.

Keywords: ejector, mixing chamber, diffuser, static pressure

Poděkování

Děkuji vedoucímu své práce panu Doc.Ing.Václavu Dvořákovi, Ph.D. za odborné vedení, konzultace, za cenné připomínky a rady při jejím vypracování. Taktéž chci poděkovat Ing. Petře Dančové, Ph.D. za pomoc a cenné připomínky k mé praktické experimentální části bakalářské práce.

Dále bych chtěl poděkovat své rodině za podporu a pochopení při studiu.

Obsah

Seznam po	užitého značení	
1. Obecná t	teoretická část o problematice ejektorů	11
	1.1 Základní princip činnosti a použití ejektoru	11
	1.2 Konstrukce ejektoru	11
2. Jednoroz	změrné metody návrhu	13
	2.1 Expanze v tryskách	13
	2.2 Proces směšování	13
	2.3 Procesy v difuzoru	19
3. Energeti	cké ztráty v ejektoru	
	3.1 Ztrátové součinitele	
	3.2 Ztráty energie na rozhraní vstupní a výstupní trysky	
	3.3 Ztráty energie ve směšovací komoře	
	3.4. Ztráty energie v difuzoru	
4. Účinnos	t ejektoru	
5. Experim	ent	
	5.1 Schéma měřící tratě ejektoru a měřícího zařízení	
	5.2 Postup měření	
6. Zpracova	ání dat	
	6.1 Výpočet rozložení statického tlaku na stěně ejektoru	
	6.2 Výpočet účinnosti ejektoru	
7. Výsledky	y měření	
	7.1 Rozložení statického tlaku na stěně ejektoru	
	7.2 Výsledky výpočtů	
8. Závěr		
Použitá lite	ratura	40
Seznam pří	loh	41
Přílohy		

Seznam použitého značení

Značka	Jednotka	veličina
А	m ²	průtočný průřez
a	m/s	rychlost zvuku
a _{kr}	m/s	kritická rychlost zvuku
c	m/s	rychlost proudění
C_p, C_v	J/(kg·K)	měrná tepelná kapacita
$\mathbf{D}_{\mathbf{k}}$	mm	vnitřní průměr uklidňovací komory
d_k	mm	vnitřní průměr směšovací komory
d _p	mm	vnitřní průměr potrubí
e _{dis}	J	disipovaná energie
g	m/s^2	gravitační zrychlení
h	J	entalpie
K_1	-	korekce na vizkozitu
K ₂	-	korekce na drsnost potrubí
m	-	poměr průřezů na cloně, dýze
m'i	kg/s	hmotnostní tok proudu
Ma	-	Machovo číslo
p ₁₂	Pa	společný expanzní tlak
p' ₀₁	Pa	pomocný výpočetní tlak
p_{b}	Pa	barometrický tlak
p _{pn}	Pa	naměřené hodnoty přetlaku na stěně ejektoru
p _{pn0}	Pa	naměřené nulové hodnoty přetlaku
p_{pi}	Pa	přetlak na odběrovém místě
p_{p01}	Pa	přetlak v uklidňující komoře
$\Delta p_{d\acute{y}}$	Pa	přetlak na dýze
Δp_{cl}	Pa	přetlak na cloně
\mathbf{q}_i	-	aerodynamická funkce bezrozměrné hustoty toku
		hybnosti
r	J/(kg·K)	měrná plynová konstanta
t	° C	teplota

Т	K	termodynamická teplota
Z	m	souřadnice
α, α_0	-	souhrný součinitel průtoku
β	-	úhel rozšíření difuzoru
Γ	-	ejekční součinitel
3	-	součinitel expanze
ε _i	-	aerodynamická funkce hustoty
η	%	účinnost
Θ	-	poměr klidových hodnot
κ	-	izoentropický exponent
λ	-	Lavalovo číslo
μ	-	poměr průtočných průřezů
$\mu_{ m sk}$	-	poměr vstupních a výstupních průřezů
$\mu_{\rm D}$	-	ztrátový součinitel rozšíření difuzoru
π	-	Ludolfovo číslo
$\pi_{ m i}$	-	aerodynamická funkce tlaku
ρ	kg/m ³	hustota
ξ	-	ztrátový součinitel
$ au_i$	-	aerodynamická funkce teploty
φ _{1,2}	-	ztrátové součinitele vstupních trysek
φ	-	relativní vlhkost vzduchu
ω	-	poměr rychlostí

dolní indexy

0	vztah je klidovým hodnotám
01	vztah ke klidové hodnotě hnacího proudu
02	vztah ke klidové hodnotě hnaného proudu
0i	vztah ke klidové hodnotě v místě i
A	vztah ke konstantnímu průřezu
ar	aritmetický průměr
D	vztah k difuoru
i	vztah ke konkrétní místo na měřící trati
iz	vztah k izoentropickému ději

k	vztah ke komoře
kr	vztah ke kritickým hodnotám
n	vztah k naměřeným hodnotám
n0	vztah k naměřeným nulovým hodnotám
Р	vztah ke konstantnímu tlaku
sk	vztah ke směšovací komoře

1. Obecná teoretická část o problematice ejektorů

1.1 Základní princip činnosti a použití ejektoru [1]

Ejektor je energetické zařízení využívající proudění tlakového média. Ejektor nebo též injektor je řazen do skupiny proudových čerpadel bez pohyblivých částí. V tom také spočívá jeho hlavní přednost, tedy jednoduchost konstrukce díky absenci pohyblivých částí.

Princip činnosti ejektoru spočívá v tom, že tlakové médium expanduje v hnací trysce a proudí do směšovací komory. Hnací tekutina svou rychlostí strhává z okolí proud tekutiny hnané.

Z provozních vlastností ejektoru vyplývá i jeho uplatnění. Jeho vlastnostmi jsou jednoduchá konstrukce, nízká pořizovací cena, vysoká spolehlivost, ale bohužel i nízká účinnost, která u současných konstrukcí dosahuje ve výjimečných případech 30 %.

Ejektor může tedy najít uplatnění v provozech, kde nižší pořizovací cena vyváží vyšší provozní náklady, například v provozech, kde je dostatek hnacího média primárně určeného k jiným účelům, například tlakové páry, nebo tlakového vzduchu. Další možné uplatnění má na místech, kde je nežádoucí použití čerpadel s pohyblivými částmi, když na rozdíl od nich ejektor není náchylný na čistotu dopravovaného média.

Konkrétní aplikace ejektorů mohou být například pro úchopné podtlakové hlavice. Pomocí ejektorů lze dosahovat velice nízkých podtlaků a k pohonu tohoto zařízení dostačují rozvody tlakového vzduchu, které jsou ve výrobních provozech běžně k dispozici, na rozdíl od rozvodů podtlaku. Další možné použití je čerpání kapalin z hloubek, které neumožňují nasávání čerpadly. Ejektory lze řadit sériově za sebou a dosahovat tak velmi nízkých podtlaků. Ejektor lze použít i pro chladící oběh, nebo pohon aerodynamických tunelů a to jak podzvukových tak nadzvukových.

1.2 Konstrukce ejektoru

Jak už bylo uvedeno výše, ejektor je konstrukčně jednoduché zařízení. Je složen z trysky hnací tekutiny, trysky (přívodu) hnané tekutiny, směšovací komory a difuzoru.



Obr. 1.1: K výkladu principu ejektoru a)konstrukční schéma b) schéma tlaků podél směšovací komory c) vývoj rychlostních profilů v ejektoru [1].

Jak vyplývá z obrázku 1.1. Hnací tekutina o klidovém tlaku p_{01} expanduje v hnací trysce a získává vysokou rychlost. Vlivem třecích sil na rozhraní hnací trysky a přívodu se sebou hnací tekutina strhává tekutinu hnanou, tím vzniká podtlak a obě tekutiny expandují ze svých klidových tlaků p_{01} a p_{02} na společný expanzní tlak p_{12} .

Poté oba proudy vstupují do směšovací komory, kde dojde k jejich promíchání a částečnému srovnání rychlostního profilu. Díky předání části energie hnaného proudu docílíme, že tlak p_3 na konci směšovací komory je vyšší než klidový tlak p_{02} . Poté proud vstupuje do difuzoru, kde se část kinetické energie mění zpět na tlakovou, tlak stoupá na p_4 a zlepšuje tak účinnost ejektoru.

Již dříve jsme zmínili nízkou účinnost ejektoru. Ta je způsobena také třením tekutiny uvnitř ejektoru, vířením a procesem směšování. Z tohoto důvodu se při konstrukci ejektorů snažíme proces směšování co nejvíce urychlit, například zkrácením směšovací komory na minimum a snížit tak případné energetické ztráty.

2. Jednorozměrné metody návrhu

Problémem proudění a výpočtem ejektorů se v minulosti zabývala řada autorů. Obecně lze metody návrhu ejektoru rozdělit na jednorozměrné a dvourozměrné. Jednorozměrné metody návrhu jsou zjednodušující metody, založené obvykle na použití jednorozměrných rovnic kontinuity, hybnosti a energie. Jednorozměrné metody obvykle řeší obvykle energetické poměry uvnitř ejektoru, nijak však při tom neřeší proces směšování. Procesem směšování se zabývají až dvourozměrné metody návrhu, které jsou v dnešní době podpořeny moderními výpočetními programy (např. Fluent) a pomáhají řešit a optimalizovat konstrukci ejektorů.

2.1 Expanze v tryskách [2]

Expanzi vzduchu v tryskách uvažujeme jako izoetropickou. Jak již bylo uvedeno, hnací a hnaná tekutina expandují v trysce ze svých klidových tlaků p₀₁ a p₀₂ na společný tlak p₁₂. Tyto stavové změny můžeme popsat pomocí rovnic pro izoentropickou expanzi vzduchu,

$$c_i = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1}} r T_{0i} \left[1 - \left(\frac{p_{12}}{p_{0i}} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right] \quad a \qquad (m/s) \qquad (2.1)$$

$$\dot{m}_{i} = A_{i} \cdot \sqrt{2 \cdot p_{0i} \cdot \rho_{0i}} \cdot \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot \left[\left(\frac{p_{12}}{p_{0}}\right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p_{12}}{p_{0}}\right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa}}\right]} \quad . \quad (\text{kg/s})$$
(2.2)

2.2 Proces směšování [1]

Pro pochopení procesu směšování nám slouží především základní bilanční rovnice. První rovnicí je rovnice kontinuity

$$\dot{m}_1 + \dot{m}_2 = \dot{m}_3$$
, (kg/s) (2.3)

kterou rozepíšeme do tvaru

$$\rho_1 A_1 c_1 + \rho_2 A_2 c_2 = \rho_3 A_3 c_3$$
 . (kg/s) (2.4)

Druhou rovnicí je rovnice toku hybnosti

$$\rho_1 A_1 c_1^2 + \rho_2 A_2 c_2^2 + p_{12} \cdot (A_1 + A_2) = \rho_3 A_3 c_3^2 + p_3 A_3 + \int_{Ask} p d A_{skx} \quad .$$
 (2.5)

Předpokládáme schodné tlaky obou tekutin na vstupu do ejektoru $p_1 = p_2 = p_{12} = expanzní tlak.$ Rovnici (2.5) nelze řešit analyticky, potřebujeme se zbavit integrálu na pravé straně. Tento integrál představuje tlak tekutiny na stěnu směšovací komory A_{sk} ve směru x.

Potřebujeme tedy najít případy pro které bude integrál nulový.

První případ nastává, když je použita rovnoplochá směšovací komora, kde $A_1 + A_2 = A_3$, d A_{sk} je tudíž nulové. V této směšovací komoře roste statický tlak a rovnice získá tvar

$$\rho_1 A_1 c_1^2 + \rho_2 A_2 c_2^2 + p_{12} \cdot (A_1 + A_2) = \rho_3 A_3 c_3^2 + p_3 A_3 \quad . \tag{2.6}$$

Druhý případ nastává při použití takzvané rovnotlaké směšovací komory, v tomto případě d p(x)=0. Statický tlak na stěně směšovací komory je konstantní, $p_{12}=p_3$. Rovnice pak přejde do tvaru

$$\rho_1 A_1 c_1^2 + \rho_2 A_2 c_2^2 = \rho_3 A_3 c_3^2 \quad . \tag{2.7}$$

Rozdíl mezi rovnotlakou a rovnoplochou směšovací komorou je vidět na obr. 2.1.

Po zavedení dvou rovnic si ještě si zavedeme energetickou rovnici, respektive rovnice toku energie

$$\dot{m}_1 \cdot h_{01} + \dot{m}_2 \cdot h_{02} = \dot{m}_3 \cdot h_{03}$$
, (2.8)

tato rovnice je sestavená za předpokladu adiabatického proudění ve směšovací komoře.



Obr. 2.1: Rovnoplochá (válcová) a rovnotlaká směšovací komora [1].

Tyto základní bilanční rovnice použijeme pro odvození dalších rovnic pro výpočet ejektorů. Nejdříve si v energetické rovnici rozepíšeme klidové entalpie a budeme předpokládat nestlačitelnou tekutinu. Dostaneme:

$$\dot{m}_{1}(c_{v1}T_{1}+gz_{1}+\frac{p_{1}}{irho_{1}}+\frac{c_{1}^{2}}{2})+\dot{m}_{2}(c_{v2}T_{2}+gz_{2}+\frac{p_{2}}{irho_{2}}+\frac{c_{2}^{2}}{2})=(\dot{m}_{1}+\dot{m}_{2})(c_{v3}T_{3}+gz_{3}+\frac{p_{3}}{irho_{3}}+\frac{c_{3}}{2})$$
(2.9)

členy c_v představují měrnou vnitřní energii a členy qz měrnou polohovou energii. Nebudemeli uvažovat změny těchto energií pro nestlačitelnou ideální tekutinu, budeme tedy předpokládat, že $c_{vl} = c_{v2} = c_{v3}$ a zároveň $gz_1 = gz_2 = gz_3$, potom získáme Bernoulliho rovnici

$$\dot{m}_1\left(\frac{c_1^2}{2}+T_1\right)+\dot{m}_2\left(\frac{c_2^2}{2}+T_2\right)+\left(\dot{m}_1+\dot{m}_2\right)\left(\frac{p_{12}}{\rho}\right)=\left(\dot{m}_1+\dot{m}_2\right)\left(\frac{p_3}{\rho_3}+\frac{c_3}{2}+T_3+e_{dis}\right) \quad .(2.10)$$

Takto jsme tedy získali další bilanční rovnici.

V této rovnici e_{dis} představuje část mechanické energie disipované směšovacím procesem. Pokud budeme uvažovat rovnotlakou směšovací komoru, získá rovnice tvar

$$\dot{m}_1(\frac{c_1^2}{2} + T_1) + \dot{m}_2(\frac{c_2^2}{2} + T_2) = (\dot{m}_1 + \dot{m}_2)(\frac{c_3}{2} + T_3 + e_{dis}) \quad .$$
(2.11)

Takto zjednodušenou rovnici lze také napsat ve tvaru pro klidové hodnoty,

$$\dot{m}_1 T_{01} + \dot{m}_2 T_{02} = \dot{m}_3 T_{03}$$
 (2.12)

Lze jí také ještě zjednodušit za předpokladu, že nedochází k výměně tepla s okolím, takto získáme tvar,

$$\dot{m}_1 \frac{c_1^2}{2} + \dot{m}_2 \frac{c_2^2}{2} = (\dot{m}_1 + \dot{m}_2) (\frac{c_3}{2} + e_{dis}) \quad .$$
(2.13)

Nyní si popíšeme důležité parametry ejektorů, jedná se o bezrozměrná čísla tak, jak je zavedl Hibš [9].

Za prvé je to poměr průřezů hnacího a hnaného proudu

$$\mu = A_1 / A_2 \quad , \tag{2.14}$$

za druhé je to poměr vstupních rychlostí

$$\omega = c_2/c_1 \quad . \tag{2.15}$$

Zatímco μ můžeme považovat za hlavní konstrukční parametr, ω je hlavní parametr provozní. Dalším užívaným parametrem pro výpočet ejektorů je tzv. ejekční součinitel Γ . Jedná se o poměr hmotnostních toků, nebo též o poměr předchozích parametrů

$$\Gamma = \frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_1} = \frac{\rho A_2 c_2}{\rho A_1 c_1} = \frac{\omega}{\mu} \quad .$$
 (2.16)

Ještě bychom měli zmínit bezrozměrný poměr klidových teplot

$$\Theta = \frac{T_{02}}{T_{01}} \quad . \tag{2.17}$$

Tyto bezrozměrné parametry a rovnice můžeme použít k výpočtu a vyjádření dalších hodnot ejektoru.

Z rovnice kontinuity, kterou jsme podělili veličinami c₁ a A₂, získáváme za použití patřičných bezrozměrných čísel vzorec pro rychlost na konci směšovací komory

$$c_3 = c_1 \frac{1}{\mu_{sk}} \frac{\mu + \omega}{1 + \mu} \quad . \tag{2.18}$$

Veličina µ_{sk} je poměr vstupních a výstupních průřezů

$$\mu_{sk} = \frac{A_3}{A_1 + A_2} \quad . \tag{2.19}$$

Tento poměr průřezů je roven jedné pro rovnoplochou směšovací komoru a pro rovnotlakou ho vyjádříme z rovnice toku hybnosti pro rovnotlakou směšovací komoru, jako

$$\mu_{sk} = \frac{(\mu + \omega)^2}{(\mu + 1)(\mu + \omega^2)} < 1 \quad .$$
(2.20)

Dále vypočítáme z rovnice toku hybnosti nárůst tlaku v rovnoploché směšovací komoře

$$\Delta p = p_3 - p_{12} = c_1^2 \frac{\mu(1 - \omega^2)}{(1 + \mu)} \cdot \rho \quad .$$
(2.21)

Z energetické rovnice (2.12) získáme vztah pro klidovou teplotu na konci směšování T₀₃

$$T_{03} = T_{01} \frac{1 + \Gamma \Theta_{21}}{\Gamma + 1} \quad . \tag{2.22}$$

Klidový tlak na konci směšování

Klidový tlak na konci směšování vyjádříme dle [1]

$$p_{03} = \frac{p_{01} \cdot \sqrt{(1+\Gamma) \cdot (1+\Gamma \cdot \Theta)}}{1 + \frac{p_{01}}{p_{02}} \cdot \Gamma \cdot \sqrt{\Theta} \cdot (\frac{q(\lambda_1)}{q(\lambda_2)})} \cdot (\frac{q(\lambda_1)}{q(\lambda_3)}) \quad .$$
(2.23)

Tento vztah si pokusíme odvodit podle pana Krahulce [2].

Nejdříve si musíme uvést nové veličiny a to rychlost zvuku v plynu

$$a = \sqrt{\kappa \cdot r \cdot T} \quad , \tag{2.24}$$

kritickou rychlost zvuku v plynu

$$a_{kr} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa+1}r \cdot T_0} \quad , \tag{2.25}$$

Machovo číslo

$$Ma = \frac{c}{a} \quad , \tag{2.26}$$

Lavalovo číslo (bezrozměrnou rychlost)

$$\lambda = \frac{c}{a_{kr}} \quad , \tag{2.27}$$

a rovnici pro izoentropickou změnu. Tato rovnice má tvar

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\kappa} .$$
(2.28)

Dále si zavedeme aerodynamické funkce. Aerodynamickou funkci tlaku

$$\pi_i(\lambda) = \frac{p_i}{p_{0i}} = \left(1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \cdot \lambda^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} .$$
(2.29)

Z této rovnice pomocí rovnice (2.28) odvodíme aerodynamickou funkci hustoty

$$\varepsilon_i(\lambda) = \frac{\rho_i}{\rho_{0i}} = \left(1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \cdot \lambda^2\right)^{\frac{1}{\kappa - 1}}$$
(2.30)

a aerodynamickou funkci teploty

$$\tau_i(\lambda) = \frac{T_i}{T_{0i}} = \left(1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \cdot \lambda^2\right) \quad . \tag{2.31}$$

Ještě zavedeme aerodynamickou funkci bezrozměrové hustoty toku hybnosti

$$q_i(\lambda) = \frac{\rho \cdot c}{(\rho \cdot c)_{kr}} \quad . \tag{2.32}$$

Tuto rovnici můžeme upravit pomocí rovnic (2.30) a (2.27) na tvar

$$q_i(\lambda) = \lambda \cdot \left(1 - \left(\frac{\kappa - 1}{(\kappa + 1)} \cdot \lambda^2\right)\right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \cdot \left(\frac{\kappa + 1}{2}\right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} .$$
(2.33)

Dále si potřebujeme upravit rovnici pro hmotnostní průtok, dosazením rovnic (2.25), (2.27) a (2.30) tímto získáme vztah

$$\dot{m} = \frac{p_0}{rT_0} \cdot \sqrt{\left(\frac{2\kappa}{\kappa+1} \cdot r \cdot T_0\right)} \cdot A \cdot \lambda \left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda^2\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} .$$
(2.34)

Pokud celou rovnici vyná sobíme Akr získáme tvar

$$\dot{m} \cdot a_{kr} = \frac{2\kappa}{\kappa+1} \cdot p_0 \cdot A \cdot \lambda \left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda^2\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} , \qquad (2.35)$$

do této rovnice dosadíme funkci bezrozměrné hustoty hmotnostního toku (2.33) a získáme další nový tvar této rovnice

$$\dot{m} \cdot a_{kr} = \frac{2\kappa}{\kappa+1} \cdot p_0 \cdot A \cdot q_i(\lambda) \cdot \left(\frac{2}{\kappa+1}\lambda^2\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} .$$
(2.36)

Z tohoto vztahu vyjádříme průtočný průřez

$$A_{i} = \frac{\dot{m}_{i} \cdot a_{kr} \cdot \left(\frac{\kappa+1}{2}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}}{\kappa \cdot p_{0} \cdot q(\lambda)} \quad , \tag{2.37}$$

Nyní již můžeme přistoupit k výpočtu klidového tlaku smíšeného prostředí.

Využijeme podmínky válcové směšovací komory, neboli součet ploch hnací a hnané trysky je roven průřezu směšovací komory, neboli

$$A_3 = A_1 + A_2 \quad . \tag{2.38}$$

Do rovnice (2.38) dosadíme (2.37)a dostaneme

$$\left(\frac{\dot{m}\cdot a_{krl}}{p_{01}\cdot q(\lambda_1)}\right) + \left(\frac{\dot{m}\cdot a_{kr2}}{p_{02}\cdot q(\lambda_2)}\right) = \left(\frac{\dot{m}\cdot a_{kr3}}{p_{03}\cdot q(\lambda_3)}\right) \quad .$$
(2.39)

Pokud tento vztah upravíme s použitím bezrozměrných čísel získáme vztah (2.23)

Disipovaná energie

Nyní spočítáme velikost energie disipované směšováním, použijeme Bernulliho rovnici a výše vyjádřené parametry. Takto získáme dvě rovnice, jednak pro rovnoplochou směšovací komoru

$$(e\,dis)_{A} = c_{1}^{2} \frac{\mu}{2} \frac{1+\mu\omega}{\mu+\omega} \frac{(1-\omega)^{2}}{(\mu+1)^{2}} , \qquad (2.40)$$

a pro rovnotlakou směšovací komoru

$$(e \, dis)_p = c_1^2 \frac{\mu \, \omega}{2} \frac{(1-\omega)^2}{(\mu+\omega)^2} \quad .$$
 (2.41)

Pokud budeme chtít zjišťovat velikost disipované energie kolem těchto oblastí bude se nám jevit výrazně výhodnější ejektor s rovnotlakou směšovací komorou. Disipovaná energie je v této oblasti výrazně menší než u ejektoru s rovnoplochou směšovací komorou a disipovaná energie je pro nás energie ztrátová, která vzniká během směšování. Trochu jiný pohled získáme, když si uvědomíme, že rychlost c_3 je u rovnotlaké směšovací komory výrazně větší než u rovnoploché směšovací komory. To vyplývá z rovnic (2.20) a (2.19). Neboť μ_{sk} =1 je pro rovnoplochou směšovací komoru, zatímco pro rovnotlakou směšovací komoru je μ_{sk} <1. Tuto vyšší rychlost musíme kompenzovat delším difuzorem, a to vede k dalším energetickým ztrátám.

2.3 Procesy v difuzoru [2]

Jak již bylo výše uvedeno, v difuzoru dochází ke zpomalení rychlosti proudu a přeměny části dynamické tlakové složky na statickou tlakovou složku. Chceme-li řešit veličiny na konci difuzoru budeme používat následující rovnice.

Rovnici o zachování energie

$$h_0 = h + \frac{w^2}{2}$$
 , (2.42)

rovnici pro výpočet entalpie ideálního plynu

$$h = c_p \cdot T \quad , \tag{2.43}$$

rovnici pro výpočet tepelné kapacity

$$c_p = \frac{K \cdot r}{K - 1} \quad . \tag{2.44}$$

Vzájemným dosazením těcho rovnic získáme poměr klidové teploty ku teplotě statické

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma^2 \quad . \tag{2.45}$$

Dosadíme-li rovnici (2.31) do rovnice (2.28), potom získáme vztahy pro stav plynu na výstupu z difuzoru. Poměr klidového a statického tlaku

$$\frac{p_o}{p} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} , \qquad (2.46)$$

a také poměr klidové a statické hustoty

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma^2\right) \quad . \tag{2.47}$$

Těchto vzorců můžeme využít pokud známe Machovo číslo na konci difuzoru. To lze spočítat ze vzorce

$$\frac{A}{A_{kr}} = \frac{1}{Ma} \cdot \left[\left(\frac{2}{\kappa + 1} \right) \cdot \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma^2 \right) \right]^{\frac{\kappa + 1}{2(\kappa - 1)}} .$$
(2.48)

Početní postup je následující, do vzorce (2.48) dosadíme Machovo číslo na konci směšovací komory a známý průřez. Tím získáme průřez kritický. Dále už můžeme z tohoto vzorce spočítat Machovo číslo na konci difuzoru Ma₄. Bohužel to nelze spočítat empiricky a je nutné postupovat interačně. Když získáme Ma₄ Machovo číslo na konci difuzoru můžeme jej dosadit do rovnic čísla a získat tak velikosti hustoty, tlaku a teploty na konci difuzoru. Při výpočtu používáme hodnoty p_{03} , ρ_{03} , a T₀₃ - klidové hodnoty na vstupu do difuzoru, které jsou pro izoentropický děj neměnné.

3. Ztráty v ejektoru

Ke ztrátám energie v ejektoru dochází ve všech jeho částech, při expanzi ve vstupní a výstupní trysce, při procesu směšování a také v difuzoru. Již dříve jsme si zavedli a částečně se zabývali disipovanou energií v procesu směšování e_{dis} neboli nevratně změněnou energií ve směšovacím procesu. Také jsme si zavedli ztrátové součinitele. Nyní se na ztráty v ejektoru podíváme podrobněji. Budeme se zabývat ztrátami v jednotlivých částech ejektoru. V poněkud stručnější formě. Podrobněji se výpočtem ztrát zabývá pan Krahulec ve své diplomové práci [2].

3.1 Ztrátové součinitele [1]

Aby měl ejektor co nejlepší účinnost je nutné jeho provozní a konstukční parametry co nejlépe optimalizovat. Bylo zjištěno, že nejvyšší účinnosti dosahují ejektory s poměrem vstupních průřezů μ =0,3 a poměrem vstupních rychlostí ω =0,3 až 0,4. Pro celkovou účinnost ejektoru jsou důležité co nejnižší ztráty v ejektoru. Ty jsou vyjadřovány pomocí ztrátových součinitelů a to ztrátovými součiniteli vstupních trysek φ_1 , φ_2 a součtovým ztrátovým součinitelem

$$\xi = \xi_{SK} + \xi_D + 1/\mu_D^2 \quad , \tag{3.1}$$

kde ξ_{sk} je ztrátový součinitel směšovací komory, ξ_D ztrátový součinitel difuzoru a $\mu_D = A_4/A_3$ je ztrátový součinitel daný konečným rozšířením difuzoru (pozn. Kinetickou energii výstupního proudu obvykle považujeme za ztrátu). Ztrátovými součiniteli a ztrátami v ejektoru se budeme zabývat ještě později.

3.2 Ztráty energie na rozhraní vstupní a výstupní trysky [2]

Jedná se o ztrátu směřující k vyšší entropii. To znamená, že při ideálním a skutečném ději expandují obě tekutiny na stejný tlak, ale rychlost proudu, teplota a hustota jsou u jednoho nebo druhého děje odlišné. Tuto ztrátu označíme jako účinnost trysky, nebo jako rychlostní součinitel trysky

$$\eta_{tr} = \varphi^2 \quad . \tag{3.2}$$

Pro reálnou rychlost pak platí

$$c = c_{iz} \cdot \varphi$$
 a (3.3)

$$\lambda = \lambda_{iz} \cdot \varphi = \frac{c}{a_{kr}} \quad , \tag{3.4}$$

kde c_{iz} je rychlost v trysce odpovídající izoentropické přeměně. Vztah (3.4) jsme získali dosazením vztahu (3.3) do (2.27).

Účinnost trysky můžeme potom definovat podle jako

$$\eta = \left(\frac{h_0 - h_1}{h_0 - h_{1iz}}\right) \quad . \tag{3.5}$$

A pokud opět budeme uvažovat neměnné c_p přejde vzorec do tvaru

$$\eta = \frac{T_0 - T_1}{T_0 - T_{1iz}} \quad . \tag{3.6}$$

S využitím předešlého vzorce (3.6) a vzorce (2.32) získáme vzorec pro experimentální zjišťování součinitele trysky

$$\varphi^{2} = \frac{1 - \left(\frac{p_{12}}{p'_{01}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{1 - \left(\frac{p_{12}}{p_{01}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}, \qquad (3.7)$$

kde p'01 je tlak, který má stejnou entalpii jakotlak p01, a stejnou entropii jako teplota T1.

3.3 Ztráty energie ve směšovací komoře [2]

Ztrátami, vzniklými procesem směšování, jsme se již zabývali výše, vyjádřili jsme si disipovanou energii e_{dis} a ztrátový součinitel směšovací komory ξ_{sk} .

Samotné ztráty ve směšovací komoře můžeme rozdělit na ztráty při směšování, což jsou obdoby ztrát mechanické energie při srážce ideálně plastických těles a ztráty třením. Teď se tedy budeme zabývat ztrátami třením, ty si můžeme vyjádřit přidáním členu do rovnice pro zachování změny hybnosti (2.6),

$$\rho A_1 c_1^2 + \rho A_2 c_2^2 + p_{12} (A_1 + A_2) = \rho A_3 c_3^2 + p_3 (A_3) + 4f \frac{c_3^2}{2} \frac{L}{D} \rho A_3 , \qquad (3.8)$$

kde D je průměr směšovací komory (m), L je délka směšovací komory (m) a f je třecí součinitel respektující drsnost povrchu.

Celkové ztráty ve směšovací komoře potom vyjádříme součinitelem ztrát ξ_{sk.}

3.4. Ztráty energie v difuzoru [2]

V difuzoru dochází ke ztrátám třením. Je několik možností jak vypadá proudění v difuzoru, vše záleží na úhlu rozšíření difuzoru. V difuzorech o úhlu rozšíření β <3,5° dochází ke ztrátám pouze třením, protože proud vzduchu je stále přilnut ke stěnám difuzoru.

U difuzoru s větším rozšířením může dojít k odtržení proudu od stěny. Potm se ale podmínky mohou výrazně změnit tak, že dojde k opětovnému přilnutí ke stěně. Můžeme zde sledovat přechod mezi stabilním a nestabilním stavem. Difuzor s větším rozšířením může být kratší a třecí ztráty výrazně menší. Jak tedy vyplývá z výše uvedeného, u difuzorů s rozšířením $\beta>8^{\circ}$ může dojít k trvalému odtržení proudu od jedné nebo obou stěn. Tyto konstrukce difuzoru považujeme za chybné a proudění v nich za nežádoucí.

Ztáty v difuzoru vyjádříme obecně ztrátovým součinitelem difuzoru ξ_D .

Účinnost difuzoru lze vypočítat podle vzorce

$$\eta_{D} = \frac{h_{04} - h_{3} - \Delta h_{z}}{h_{04} - h_{3}} = \frac{\Delta h_{p} + c_{4}^{2}/2}{c_{3}^{2}/2} \quad .$$
(3.9)

V případě, že bychom dynamický tlak na konci difuzoru považovali za ztrátu, potom by se rovnice změnila do tvaru

$$\eta_{D} = \frac{\Delta h_{p}}{c_{3}^{2}/2} \quad . \tag{3.10}$$

Pokud znovu budeme předpokládat stejné c_p pro různé stavy vzduchu, získáme po rozepsání entalpií v rovnici (3.11) tvar rovnice

$$\eta_D = \frac{T_{04} - T_{4'}}{T_{03} - T_3} \quad , \tag{3.11}$$

kde teplota $T_{4'}$ vyjadřuje teplotu na izobaře s teplotou T_3 a teplotu se stejnou entropií s teplotou T_4 .

Znovu použijeme rovnici (2.28), dosadíme jí do předešlé rovnice (3.11), tím získáme tvar pro výpočet účinnosti difuzoru

$$\eta_{D} = \frac{1 - \left(\frac{p_{3}}{p_{04}}\right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}}{1 - \left(\frac{p_{3}}{p_{03}}\right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}} \quad . \tag{3.12}$$

Z této rovnice (3.12) lze vyjádřit vztah pro klidový tlak na konci difuzoru p₀₄

$$p_{04} = \frac{p_3}{\left[1 - \eta_d \left(1 - \left(\frac{p_3}{p_{03}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right)\right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}}$$
(3.13)

Další podrobnější rozbor ztrát v difuzoru a z toho vyplývajících výpočtů je možné najít v [2].

4 Účinnost ejektoru

Samotná účinnost ejektoru je u ejektoru nejvíce řešený parametr. Obecně ji vyjádříme jako poměr expanzní a kompresní práce [2],

$$\eta = \frac{\dot{m}_2 \cdot e_{ko}}{\dot{m}_1 \cdot e_{ex}} \quad . \tag{4.1}$$

Uvedené kompresní a expanzní energie můžeme rozepsat pomocí entalpií

$$\eta = \frac{\dot{m_2}}{\dot{m_1}} \cdot \left(\frac{h_2 - h_{02}}{h_{01} - h_1}\right) \quad . \tag{4.2}$$

Po rozepsání entalpií získá vzorec tvar

$$\eta = \left(\frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_1}\right) \cdot \left(\frac{c_{p2}}{c_{pl}}\right) \cdot \left(\frac{T_2 - T_{02}}{T_{01} - T_1}\right) \quad .$$
(4.3)

Opět předpokládáme rovnost měrných izobarických kapacit $c_{p1}=c_{p2}$. Zároveň využijeme rovnici (2.28), potom získáme výsledný vztah pro celkovou účinnost ejektoru

$$\eta = \left(\frac{\dot{m_2}}{\dot{m_1}}\right) \cdot \left(\frac{\left(\frac{p_4}{p_{02}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{1 - \left(\frac{p_4}{p_{01}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}\right) \cdot \left(\frac{T_{01}}{T_{02}}\right) \quad .$$
(4.4)

Na spodním obrázku je vidět rozložení oblastí s účinnostmi ejektoru s konktrétními ztrátovými součiniteli v závislosti na poměru průřezů μ a poměru rychlostí ω.



Obr. 4.1: Zobrazení účinnosti ejektoru v závislosti na poměru průřezů μ a poměru rychlostí ω, $\varphi_1=0,97, \varphi_2=0,98, \xi=0,25$ [1]

5 Experiment

Úkolem provedeného experimentu je proměřit rozložení statického tlaku na stěně ejektoru. Měření bylo prováděno ve dvou různých variantách rozšíření difuzoru a pro 20 různých režimů. Byly použity difuzory s rozšířením 4° a 6°. Jednotlivé měřící režimy se od sebe odlišovaly velikostí přetlaku p₀₄ za difuzorem a to od 380 Pa po dvaceti pascalech až do nuly. Výstupem tohoto měření má být jednak proměření rozložení statického tlaku na stěně ejektoru. Posléze byl proveden výpočet dalších hodnot pro všechny režimy, a to výpočet hnaného a hnacího hmotnostního toku \dot{m}_1 , \dot{m}_2 , ejekčního poměru Γ, poměru vstupních rychlostí ω , a celkové účinnosti ejektoru η .

5.1 Schéma měřící tratě ejektoru a měřícího zařízení

Uspořádání aerodynamické tratě s ejektorem je vidět na obr. 5.1. Tlakový vzduch je do tratě dodáván za pomocí kompresoru. Za kompresorem je umístěna sušička, kde se tlakový vzduch zbavuje vlhkosti, aby v rozváděcím potrubí nedocházelo k nadměrné korozi, tlakový vzduch je zde ochlazován na 0°C. Za sušičkou je potrubím napojentlakový zásobník,

v tlakovém zásobníku byl udžován stálý přetlak cca 5,5 bar. Hned za tlakovým zásobníkem jsou umístěny filtry a poté první redukční ventil . Tlakový vzduch po té pokračuje k rotametru. Plovákový rotametr je určený k jemné regulaci tlaku v hnací trysce. Přes rotametr a druhý uzavírací ventil prochází vzduch do uklidňovací komory .



Obr. 5.1: schéma měřící trati ejektoru; 1-kompresor, 2-sušička, 3-tlakový zásobník, 4-filtry, 5-redukční ventil, 6-tlakoměr, 7-rotametr, 8-uzavírací ventil, 9-uklidňovací komora, 10-dýza, 11-vstupní a výstupní tryska, 12-směšovací komora, 13-difuzor, 14-výtlačné potrubí, 15-clona, 16-pomocný pohon ejektoru, 17- regulační kužel, 18-uzavírací ventil

Uklidňovací komora má vnitřní průměr $D_k=200 \text{ mm}$ a délku jeden metr, její součástí je lihový teploměr, pro měření teploty uvnitř uklidňovací komory t₀₁. Velikost uklidňovací komory napomáhá lépe stabilizovat hodnotu hnacího tlaku. Částečně jsou takto vyrovnávány výkyvy během dodávky, neboť nestabilita by mohla způsobovat nežádoucí nestacionarity nesoucí se dále po proudu do ejektoru. Ve výstupním výku uklidňovací komory je měřeno průtočné množství hnacího proudu pomocí měření tlakové diference na zabudované měřící dýze. Vnitří průměr měřící dýzy je d_{dý}= 40mm. Na měřící dýze jsou umístěna dvě odběrová místa pro měření tlakové diference na dýze $\Delta p_{dý}$ a klidového tlaku p₀₁. Vniřní průměr přívodního potrubí k hnací trysce je shodný s vnitřním průměrem dýzy a průměr trysky má velikost d_{tt}=19,3 mm. Ústí hnací trysky leží v jedné rovině se vstupem směšovací komory ejektoru se zaoblením R=10 mm. Na tento vstup navazuje už směšovací komora s odběrovými místy statickéhu tlaku. Směšovací komora má délku L_k=230 mm a vnitřní průměr d_k=40 mm, která má po své délce na sobě umístěno 8 odběrových míst, první odběrové místo je vzdáleno 17 mm od "roviny" trysek, druhé až dalších 70 mm. Vzdálenost mezi ostatními odběrovými místy je 20mm.

Pro pozdější výpočty budeme potřebovat znát poměr průřezů µ, který spočítáme dle vzorce,

$$\mu = \frac{A_1}{A_2} = \frac{\frac{\pi \cdot d_{tr}^2}{4}}{(\frac{\pi \cdot d_k^2}{4} - \frac{\pi \cdot d_{tr}^2}{4})} = \frac{\frac{\pi \cdot 19, 3^2}{4}}{(\frac{\pi \cdot 40^2}{4} - \frac{\pi \cdot 19, 3^2}{4})} = 0,3 \quad .$$
(5.1)

Směšovací komora navazuje na difuzor s daným rozšířením. Na difuzoru je 19 odběrových míst opět se vzdáleností 20 mm mezi odběrovými místy. Vstupní průměr difuzoru je roven vnitřímu průměru směšovací komory $d_k=40$ mm, jeho výstupní průměr je roven vnitřnímu průměru výtlačného potrubí $d_p=70$ mm, které na difuzor navazuje. Některá další odběrová místa jsou umístěna ještě na výtlačném potrubí. Výtlačné potrubí má délku 3,5 m. Zde na výtlačném potrubí je umístěna měřící clona pro měření průtoku a to ve vzdálenosti 2m od difuzoru. Na konci výtlačného je jěště umístěn škrtící kužel, který slouží k regulaci výstupního otvoru, a vyústění druhého potrubí , které je napojeno hned za prvním regulačním ventilem. Celá trať je uložena na 5m dlouhém a 150 mm širokém loži z hliníkového profilu s drážkami k uchycení jednotlivých prvků aerodynamické trati.

Měřený tlak je od každého odběrového místa veden hadicemi buď přímo k tlakovým senzorům, které byly napojeny na PC, nebo byl tlak veden nejprve k "ježku"-rozvaděči hadic a teprve poté k měřícím senzorům.

5.2 Postup měření

Před samotným zahájením měření bylo potřeba naměřit hodnotu barometrického tlaku p_b , který je shodný s klidovým tlakem hnané tekutiny p_{02} teploty v laboratoři, což byla teplota hnané tekutiny t_{02} a relativní vlhkosti. Barometrický tlak byl měřen rtuťovým tlakoměrem, teplota rtuťovým teploměrem a vlhkost Asmanovým psychrometrem. K vlastnímu spuštění měřící tratě bylo možno přistoupit až po natlakování nádoby na požadovaný tlak min.5 barů.

Po spuštění měřící tratě bylo nutné pokaždé nejdříve nastavit požadovaný režim. Rozvaděč hadic byl přepnut, aby odečítal na odběrovém místě číslo 27, což bylo první odběrové místo za difuzorem. Režim byl považován za nastavený pokud klidový přetlak p_{p1} setrvával na hodnotě 1000 Pa a přetlak p_{n4} na požadované hodnotě měřícího režimu. Požadovanou hodnotu pro jednotlivé režimy byly nastavovány regulací průtoku na rotametru a škrtícím kuželem na konci výtlačného potrubí. Pro nastavení režimu p_{p4}=160 Pa, bylo nutné použít potrubí k výtlačné trubce a část tlakového vzduchu pouštět rovnou do výtlačné trubky těsně před škrtící kužel. Teprve poté bylo možné dosahovat i hodnoty $p_{p4}=0$ a nastavit tak poslední režim.

Byl-li požadovaný režim nastaven, a zastaven přívod tlakového vzduchu a bylo možné odměřit nulové hodnoty. Po té na měření nulových hodnot se znova pustil přívod a naměřily se hodnoty přetlaku na jednotlivých odběrových místech. Na každém odběrovém místě se naměřilo 10 hodnot pro režimy 380 až 120, 20 hodnot pro režimy 100 až 60 a 30 hodnot pro režimy 40 až 0. Rozdílné množství měřených hodnot pro jednotlivé režimy bylo zvoleno z důvodu kmitání tlaku p₀₁, ten s "nižšími" režimy stále více zhoršoval.

6 Zpracování dat

Při měřění jsme získali tyto hodnoty:

t₀₁...klidovou teplotu hnacího proudu,

t_{ok}=t₀₂...teplotu okolí, která je rovna klidové teplotě hnaného proudu,

p_b=p₀₂...barometrický tlak, který je roven klidovému tlaku hnaného proudu,

φ...relativní vlhkost v laboratoři

pp01 ... přetlak v uklidňující komoře

 $\Delta p_{dý...}$ velikost přetlaku na dýze

 Δp_{cl} ...velikost přetlaku na cloně

ppn...naměřené hodnoty přetlaků na stěně ejektoru pro všechny režimy,

 $p_{n0...}$ k nim odpovídající nulové hodnoty ,

 p_{p^4} ...první statický tlak za difuzorem, získaný z naměřeného přetlaku na odběrovém místě č.27.

6.1 Výpočet rozložení statického tlaku na stěně ejektoru

Při zpracovávání dat z měření se vycházelo z následujícího vzorce

$$\frac{p_{pi}}{p_{p01}} = \frac{p_{pn} - p_{n0ar}}{p_{pn01} - p_{pn0ar}} , \qquad (-) \qquad (6.1)$$

kde p_{Pi} je přetlak na stěně ejektoru, p , p_{n0ar} je aritmetický průměr naměřených nulových hodnot, p_{np01} jsou hodnoty naměřeného přetlaku v uklidňující komoře, p_{np01ar} aritmetický průměr naměřených nulových hodnot.

Z takto vypočtených hodnot bylo vybráno deset hodnot, které vyhovovaly podmínce velikosti přetlaku v klidové nádobě $p_{p01}=1000\pm1$ Pa. Z těchto vybraných hodnot byl spočítán aritmetický průměr hodnot a vynesen do grafu.

6.2 Výpočet účinnosti ejektoru

Než se dostaneme k výpočtu samotné účinnosti, je potřeba spočítat další parametry.

Měření hmotnostního toku pomocí dýzy [5]

K výpočtu velikost hmotnostního toku hnaného prostředí $\dot{m_1}$ využijeme naměřenou tlakovou diferenci na dýze za klidovou nádobou. Vzorec podle kterého spočítáme hmotnostní tok

$$\dot{m}_1 = \alpha \cdot \varepsilon \cdot \left(\frac{\pi \cdot D_k^2}{4}\right) \cdot m \cdot \sqrt{2 \cdot \Delta p_{dy} \cdot \rho_{dy}} \quad , \qquad (\text{kg/s}) \quad (6.2)$$

kde α je souhrný součinitel průtoku, který vypočítáme jako součin korekcí dle [5]

$$\alpha = \alpha_0 \cdot K_1 \cdot K_2 \quad , \tag{6.3}$$

kde α_0 je souhrný součinitel průtoku, K₁ korekce na viskozitu a K₂ korekce na drsnost potrubí. Hodnoty korekcí a součinitelů získáme z diagramů a tabulek [5]. Další veličiny obsažené ve vzorečku jsou, ε je součinitel expanze, respektující vliv změny měrné tekutiny následkem expanze za nejužším průřezem škrtícího orgánu, získaného z diagramu v [5], D_k je vnitřní průměr uklidňovací komory, m je poměr zúžení, který určíme

$$m = \frac{d_k^2}{D_k^2} , \qquad (-) \qquad (6.4)$$

 ρ_{dy} je hustota hnacího vzduchu, zjištěná z tabulek pro suchý vzduch.

Měření hmotnostního toku pomocí clony [5]

Celkový hmotnostní tok spočítáme z následijícího vztahu

$$\dot{m}_{3} = \alpha \cdot \varepsilon \cdot \left(\frac{\pi \cdot d_{p}^{2}}{4}\right) \cdot m \cdot \sqrt{2 \cdot \Delta p_{cl} \cdot \rho_{cl}} \quad , \qquad (\text{kg/s}) \qquad (6.5)$$

kde Δp_{cl} je naměřená tlaková diference na cloně, ρ_{cl} je hustota celkového hmotnostního toku, spočítaného ze vztahu vycházející ze stavové rovnice

$$\rho_{cl} = \frac{p_4}{rT_4} ,$$
(kg/m³) (6.6)

m je poměr zúžení clony, určeného ze vztahu

$$m = \frac{d_{cl}^2}{d_p^2} \quad . \tag{6.7}$$

 d_{cl} je vnitřní průměr clony, d_p je vnitřní průměr výtlačného potrubí. Dále potřebujeme spočítat p_4 ,tj. celkový statický tlak za difuzorem

$$p_4 = p_{p4} + p_b$$
, (Pa) (6.8)

a celkovou teplotu ve výtlačném potrubí T4

$$T_4 = T_{01} = t_{01} + 273,15$$
, (K) (6.9)

Tento vzorec vychází z předpokladu izoentropického dějě v ejektoru a nestlačitelnosti

tekutiny.

Ostatní veličiny ve vzorci určíme stejně jako při měření hmotnostního toku dýzou.

Ejekční poměr

Ejekčního poměr spočítáme dle vztahu (2.16)

$$\Gamma = \frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_1}$$
, (-) (6.10)

kde je ještě potřeba spočítat hmotnostní tok hnané tekutiny \dot{m}_2

$$\dot{m}_2 = \dot{m}_3 - \dot{m}_1$$
 (kg/s) (6.11)

Poměr rychlostí

Poměr rychlostí ω pro jednotlivé režimy spočítáme ze vztahu (2.16) jako

$$\omega = \mu \cdot \Gamma \quad . \tag{6.12}$$

Celková účinnost ejektoru

K výpočtu celkové účinnosti ejektoru η použijeme vzorec (4.4), který jsme již odvodili.

$$\eta = \Gamma \cdot \left(\frac{\left(\frac{p_4}{p_{02}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{1 - \left(\frac{p_4}{p_{01}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right) \cdot \left(\frac{T_{01}}{T_{02}}\right) \cdot 100 \quad , \tag{6.13}$$

kde Γ je výše vypočítaný ejekční poměr, p_4 je celkový statický tlak za difuzorem spočítaný dle vzorce (6.8), κ =1,4 a představuje izoentropický exponent pro vzduch, p_{02} je klidový tlak hnané tekutiny p_{02} = p_b , p_{01} je klidový tlak hnací tekutiny

$$p_{01} = p_{pl} + p_b$$
, (Pa) (6.14)

T₀₁ je klidová teplota hnané tekutiny viz. vzorec (6.9), T₀₂ je klidová teplota hnací tekutiny

$$T_{02} = t_{02} + 273,15$$
 (K) (6.15)

7. Výsledky měření

7.1 Rozložení statického tlaku na stěně ejektoru



průběh tlakového poměru Pp/P01-difuzor β=4°

Obr. 7.1: průběh tlakového poměru p_4/p_{01} na ejektoru s difuzorem o rozevření $\beta = 4^{\circ}$



Obr. 7.2: průběh tlakového poměru p_4/p_{01} na ejektoru s difuzorem o rozevření $\beta=6^{\circ}$

Na grafech tedy vidíme průběhy tlakového poměru p_{p4}/p_{01} na stěně ejektoru. Je zde dobře patrný zlom u měřícího bodu č.9, což je první měřící bod difuzoru, tedy první měřící bod za směšovací komorou. Tento zlom je vidět hlavně u režimů s p_{p4} menším než 180 Pa. Dále vidíme jak u nižších režimů jsou grafy nehladké, nejvýraznější to je u režimu s $p_{p4}=0$ Pa. Při měření tohoto režimu byl už problém se nespojitostí tlaku hnacího vzduchu. Měřený tlak a hnací tlak u nízkých režimů silně kolísal a na grafu se to silně projevilo. Také je vidět jak u kterého režimu docházelo k nárůstu statického tlaku na začátku směšovací komory. Podle toho lze odhadovat, že rychlost směšování byla u režimů s vyšším p_{p4} větší než u režimu s nižším p_{p4} . Čím menší byl p_{p4} tím menší byl i nárůst statického tlaku ve směšovací komoře a výraznější byl v difuzoru.

7.2 Výsledky výpočtů

V této kapitole jsou porovnány výsledky vypočtených hodnot. Postup výpočtu byl již popsán v kapitole 6. Výsledky jsou ve formě grafů jsou vyobrazeny pro každý ejektor zvlášť a vztahují se k jednotlivým režimům ejektoru. Ke všem grafům je poté provedena diskuze.

Průběh hmotnostních toků



hmotnostní toky m1,m2 - rozšíření difuzoru β=4°



Obr. 7.3: průběhy hmotnostních průtoků $\dot{m_1}$, $\dot{m_2}$ ejektoru s rozšířením difuzoru $\beta = 4^{\circ}$

průběh hmotnostních toků m1,m2 - rozšíření difuzoru β=6°



rezimy Pp4 (Pa)

Obr. 7.4 průběhy hmotnostních poměrů $\dot{m_1}$, $\dot{m_2}$ ejektoru s rozšířením difuzoru $\beta = 4^{\circ}$

Na grafech průběhů hmotnostních toků pro oba ejektory můžeme vidět jak výrazně se měnil hmotnostní tok hnaného proudu na rozdíl od hmotnostního toku proudu hnacího. Také vidíme, že pokaždé se obě křivky potkají v oblasti mezi režimem p_{p4} =220 Pa a p_{p4} =240 Pa. Pro tyto dva režimy se tedy bude ejekční součinitel Γ blížit k jedné.

Hmotnostní tok hnaného proudu \dot{m}_2 výrazně klesá. Pro režim $p_{p4}=380$ Pa je dokonce \dot{m}_2 menší než 0. Jinými slovy je celkový hmotnostní tok \dot{m}_3 menší než hmotnostní tok hnacího proudu \dot{m}_1 . Část hmotnostního toku se tedy musela vracet zpět "vstupním" otvorem. Jak již bylo výše popsáno, jednotlivé režimy se nastavovali škrtícím kuželem na konci výtlačného potrubí. Aby bylo dosaženo režimu s $p_{p4}=380$ Pa musel být škrtící kužel téměř uzavřen, to by vysvětlovalo tento výsledek.

Průběh ejekčního poměru



ejekční poměry Г

režimy Pp4 (Pa)

Obr. 7.5: průběh ejekčního poměru Γ obou ejektorů

Na tomto grafu si můžeme všimnout, že ejektor s rozšířením difuzoru $\beta=6^{\circ}$ dosahuje většího ejekčního poměru než ejektor s rozšířením difuzoru $\beta=4^{\circ}$. U obou ejektorů je vidět, že pro režim $p_{p4}=380$ Pa byl vypočítán záporný ejekční poměr. Tento jev jsme vysvětlili u výsledků hmotnostních toků. Ejekční poměr z hmotnostních toků vychází a jsou zde tedy shodné příčiny.

Průběh rychlostích poměrů



Obr. 7.6: průběh poměru rychlostí ejektorů

36

Celková účinnost



Obr. 7.7: průběh celkové účinnosti obou ejektorů

Na grafu vidíme vyšší celkovou účinnost u ejektoru s větším rozšířením difuzoru. Což je v souladu s diplomovou prací pana Krahulce [2], který považuje energeticky za nejméně ztrátové difuzory s rozšířením β =7,5°. Tuto vyšší účinnost vidíme v režimech p_{p4} od 100 Pa do 320 Pa. Oba ejektory dosáhli nejlepší účinnosti v režimu p_{p4}= 220 Pa, to je režim ve kterém by se měli ejektory provozně pohybovat. Tomuto režimu odpovídá poměr vstupních rychlostí ω = (0,3 až 0,35). Podle literatury, je tento poměr vstupních rychlostí u ejektorů nejúčinější.

Na grafu můžeme také vidět jednu "zápornou" účinnost. Ta je dána záporným ejekčním poměrem pro režim $p_{p4}=380$ Pa. Tento jev byl již vysvětlen při vyhodnocování hmotnostních poměrů. Dále si můžeme povšimnout, že u režimů větších než 220 Pa účinnost klesá poměrně rychle, zatímco pro režimy menší klesá pomaleji a nikdy nedojde k nule. Může to být trochu zavádějící, protože pro režimy s $p_{p4}=160$ Pa a menších bylo nutné pouštět další tlak před regulační kužel, abychom tak ještě zvýšili celkový hmotnostní tok. Energetická náročnost tohoto vedlejšího proudu byla zanedbána. Aby výsledky dosažené účinnosti byly objektivní, museli bychom zkonstruovat ejektor, kde by bylo možné těchto nízkých hodnot p_{p4}

dosáhnout bez použití tohoto "přídavného" proudu, nebo bychom museli jeho energetickou náročnost započítat. To, ale není účelem této práce. Poslední věc, která stojí za povšimnutí, je nehladký průběh účinnosti pro režimy s nízkou hodnotou p_{p4} , který je dán nespojitostí tlaku v těchto režimech, což je patrné i na jiných grafech v této práci.

8. Závěr

Při měření rozložení statického tlaku bylo naměřeno jak rychle, nebo pomalu, u jednotlivých režimů ejektoru, stoupá statický tlak ještě ve směšovací komoře. Lze se domnívat, že u režimů s přetlakem $p_{p4} > 220$ Pa došlo k promíchání obou proudů tekutiny ještě před koncem směšovací komory. U režimů s $p_{p4} < 220$ Pa naopak docházelo ke směšování obou proudů ještě v difuzoru. S tím by měla souviset i nižší účinnost ejektorů u jiných režimů, než u režimů $p_{p4}=220$ Pa. Souvislostí mezi účinností ejektoru a procesem směšování se zabývají práce doc.Dvořáka [1] a diplomová práce pana Fridricha [3].

V této práci byli porovnávány charakteristiky dvou ejektorů, které se od sebe lišily různým rozšířením difuzoru. Při pohledu na jednotlivé charakteristiky se zdá, že ejektor s rozšířením difuzoru $\beta=6^{\circ}$ má vždy lepší parametry, než ejektor s rozšířením difuzoru $\beta=4^{\circ}$, kromě tlakové charakteristiky p₄/p₀₂. Zdání ovšem může klamat. Ejektor s větším rozšířením vykazuje největší rozdíly ve vypočtených hodnotách, hlavně u režimů s nízkou hodnotou p_{p4}. Oba ejektory, ale ukázaly, že nejvyšší účinnosti dosahují v režimu p_{p4}=220 Pa, tam by se měli také oba ejektory provozně pohybovat, a v tomto režimu už nebyly hodnoty mezi oběma ejektory tolik rozdílné. Největší rozdíl mezi ejektory vidíme na tlakových charakteristikách p₄/p₀₁. Charakterisktiky jsou v podstatě rovnoběžné úsečky a rozdíl mezi jejich hodnotami je tudíž konstantní.

Nicméně se podařilo proměřit charakteristiky účinností pro dva ejektory v celém rozsahu. To znamená, od jednoho "nulového" bodu, způsobeného malým přetlakem za difuzorem, kdy $p_{p4}=p_{02}$, k druhému nulovému bodu na grafu účinnosti, způsobeného nulovým hmotnostním tokem na hnané tekutiny $\dot{m}_2=0$. Také se podařilo najít režim s maximální účinností pro oba ejektory, kde $p_{p4}=220$ Pa a podařilo se zjistit velikost poměru vstupních rychlostí ω pro tento režim. Tento poměr se pohyboval v rozmezí $\omega=(0,3$ až 0,35) což je poměr rychlostí kdy ejektory dosahují nejlepší účinnosti.

K dalšímu poznání problamatiky ejektorů by mohlo pomoci, zkoumání procesu směšování v ejektoru, tak jak to provádí pan Fridrich ve své diplomové práci [3], tentokrát však pro jednotlivé režimy p_{p4} a v celém rozsahu "účinností" ejektoru.

Použitá literatura

- [1] Václav Dvořák: Výzkum a optimalizace proudění v ejektorech, TU v Liberci, 2010
- [2] Štefan Krahulec:Výpočtové metody vzduchových ejektorů,Diplomová práce, TU v Liberci, 2004
- [3] Jiří Fridrich: Proudění ve vzduchových ejektorech, diplomová práce, TU v Liberci, 2006.
- [4] Václav Dvořák: Experimental and Numerical Investigation of Air Ejector with Diffuser with Boundary Layer Suction. World Academy of Science, Engeneering and Technology, 70, 2012
- [5] Václav Dvořák, Jaroslav Šulc, Jan Urbášek: Technická měření-Návody ke cvičení, TU v Liberci, 2005
- [6] V. Dvořák, P. Novotný, P. Dančová, D. Jašíková, PIV and CTA Measurement of constant Area Mixing in Subsonic Air Ejector. Experimental Fluid Mechanics 2012, 21st-24th November 2012, Hradec Králové, czech Republic, pp 159-164.
- [7] Václav Dvořák: Úvod do proudění stlačitelných tekutin, TU v Liberci 2009
- [8] Václav Dvořák: Proudění v tryskách a difuzorech, TU v Liberci 2009
- [9] M. Hibš: Proudové přístroje, SNTL Praha 1981

Seznam příloh

Tabulka odečtených nulových hodnot $\beta=4^{\circ}$

Tabulka odečtených nulových hodnot $\beta=6^{\circ}$

Tabulka vypočtených hodnot pro ejektor s rozšířením β =4°

Tabulka vypočtených hodnot pro ejektor s rozšířením β =6°

Tabulka odečtených nulových hodnot $\beta=4^{\circ}$

к	1,4
T01	11
T02=Tok	23
(K-1)/K	0,2857
p02=pb	98550,1
μ	0,29

Tabulka odečtených nulových hodnot $\beta=6^{\circ}$

К	1,4
t01	10
t02=tok	24
(K-1)/K	0,2857
p02=pb	101050
μ	0,30

Tabulka vypočtených hodnot pro ejektor s rozšířením β=4°

rezim	m´1	m´3	m´2	Г	ω	η
0	0,015	0,044	0,030	2,02	0,5882	5,95
20	0,015	0,042	0,028	1,91	0,5575	10,82
40	0,015	0,042	0,027	1,86	0,5424	13,60
60	0,014	0,040	0,026	1,79	0,5225	15,31
80	0,014	0,039	0,025	1,71	0,4988	19,25
100	0,014	0,038	0,024	1,65	0,4811	21,09
120	0,014	0,037,	0,023	1,59	0,4630	23,14
140	0,014	0,035	0,021	1,50	0,4377	25,50
160	0,014	0,034	0,020	1,39	0,4039	27,49
180	0,014	0,032	0,018	1,28	0,3742	28,51
200	0,014	0,031	0,017	1,18	0,3438	29,30
220	0,014	0,029	0,015	1,06	0,3075	29,50
240	0,014	0,027	0,013	0,94	0,2744	28,84
260	0,014	0,025	0,011	0,81	0,2362	27,67
280	0,014	0,023	0,009	0,67	0,1948	25,13
300	0,014	0,021	0,007	0,51	0,1497	21,30
320	0,014	0,019	0,005	0,36	0,1043	16,31
340	0,014	0,016	0,003	0,20	0,0576	9,87
360	0,014	0,015	0,001	0,06	0,0182	3,39
380	0,014	0,013	-0,001	-0,07	####	-4,40

rezim	_m´1	m′3	m′2	Г	ω	η
0	0,015	0,047	0,032	2,1799	0,6615	4,18
20	0,015	0,045	0,031	2,0765	0,6301	7,40
40	0,015	0,044	0,029	1,9811	0,6012	12,50
60	0,015	0,043	0,028	1,9203	0,5827	15,05
80	0,015	0,041	0,027	1,8350	0,5568	18,04
100	0,014	0,039	0,025	1,7351	0,5265	21,23
120	0,014	0,038	0,024	1,6481	0,5001	23,85
140	0,014	0,036	0,022	1,5466	0,4693	25,84
160	0,014	0,035	0,021	1,4544	0,4413	27,83
180	0,014	0,033	0,019	1,3413	0,4070	29,24
200	0,014	0,031	0,017	1,2202	0,3703	30,03
220	0,014	0,029	0,015	1,0949	0,3322	30,27
240	0,014	0,027	0,013	0,9564	0,2902	29,50
260	0,014	0,025	0,011	0,8239	0,2500	28,20
280	0,014	0,023	0,009	0,6668	0,2024	25,41
300	0,014	0,021	0,007	0,5189	0,1575	21,67
320	0,014	0,018	0,005	0,3520	0,1068	16,21
340	0,014	0,016	0,003	0,1960	0,0595	9,85
360	0,014	0,014	0,001	0,0422	0,0128	2,32
380	0,013	0,012	-0,001	-0,1101	-0,0334	-6,60

Tabulka vypočtených hodnot pro ejektor s rozšířením $\beta=6^{\circ}$