

**ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
FAKULTA STROJNÍ**

Ústav letadlové techniky

Charakterizace rychlostního pole plazmového aktuátoru

**Bc. Jiří Teichman
2020**

Vedoucí práce: Ing. Tomáš Čenský, Ph.D.

Abstrakt

Tato práce se zabývá experimentální charakterizací rychlostního pole plazmových aktuátorů na principu dielektrického bariérového výboje na profilu NACA 0012 při nízkých Reynoldsových číslech. Pro mapování proudového pole je použita metoda šlírové fotografie, integrální laserové anemometrie (PIV) a tlakové odběry. Výsledkem práce je kvalitativní posouzení rychlostního pole plazmového aktuátoru pro $Re \approx 10^4$ pomocí šlírové metody a kvantitativní zmapování proudového pole pro $Re \approx 10^5$ pomocí PIV.

Abstract

This thesis is focused on experimental characterization of flow field of dielectric barrier discharge plasma actuators on NACA 0012 airfoil at low Reynolds numbers. For flow field inspection schlieren photography, particle image velocimetry (PIV) and static pressure measurement were used. Qualitative results of plasma actuator flow field were obtained by schlieren photography for $Re \approx 10^4$ and quantitative flow field variables were measured by PIV for $Re \approx 10^5$.

Klíčová slova

plazmový aktuátor, dielektrický bariérový výboj, DBD, integrální laserová anemometrie, PIV, šlírová metoda, řízení proudění

Keywords

plasma actuator, dielectric barrier discharge, DBD, particle image velocimetry, PIV, schlieren photography, flow control

Citace

TEICHMAN, J. *Charakterizace rychlostního pole plazmového aktuátoru*. Praha: České vysoké učení technické v Praze, Fakulta strojní, 2020. 54 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Tomáš Čenský, Ph.D.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem tuto práci vypracoval samostatně pod vedením Ing. Tomáše Čenského, Ph.D.

Poděkování

Rád bych poděkoval vedoucímu práce, Ing. Tomášovi Čenskému, Ph.D., za poskytnuté rady, ochotu se mi vždy věnovat a za pomoc s měřením pomocí integrální laserové anemometrie. Dále bych chtěl poděkovat Ing. Jaromíru Kučerovi za uvedení do problematiky plazmových aktuátorů, za pomoc s výrobou křídla a za pomoc při měření šlírovou metodou.

Obsah

1	Úvod	7
2	Plazmový aktuátor	9
	2.1 Základní princip	9
	2.2 Současné aplikace	12
3	Napájení plazmového aktuátoru	14
4	Šířová metoda	15
	4.1 Princip metody	15
	4.2 Uspořádání experimentu	16
	4.3 Výsledky	20
5	Integrální laserová anemometrie	22
	5.1 Princip metody	22
	5.2 Tlakové odběry	23
	5.3 Uspořádání experimentu	26
	5.4 Výsledky	36
6	Závěr	49
	6.1 Shrnutí	49
	6.2 Doporučení pro další práci	51

Seznam použitých symbolů a zkratk

a	směrnice vztlakové čára pro konečné křídlo	(1)
a_0	směrnice vztlakové čáry profilu	(1)
b	délka tělivy	(m)
c	korekční součinitel statického tlaku	(1)
C_l	součinitel změny tlaku z důvodu konečnosti rozpětí křídla	(1)
C_p	tlakový součinitel	(1)
C_S	Sutherlandova konstanta	(K)
$C_{Schrenk}$	součinitel změny tlaku z důvodu nerovnoměrného rozložení vztlaku	(1)
d	charakteristický rozměr kolmý na směr proudu	(m)
d_p	poloměr trasovacích částic	(m)
e	účinnost tvaru křídla	(1)
\vec{E}	elektrické pole	(N · C ⁻¹)
f	frekvence tvorby vírů	(s ⁻¹)
\vec{f}	síla na jednotku objemu	(N · m ⁻³)
\vec{F}	síla	(N)
F_y	velikost vztlakové síly	(N)
Q_m	hmotnostní tok	(kg · s ⁻¹)
\vec{H}	tok hybnosti	(N)
L	charakteristický rozměr	(m)
l	vzdálenost ve směru rozpětí	(m)
l_0	rozpětí	(m)
n	počet tlakových odběrů	(1)
n_e	hustota počtu částic elektronů	(m ⁻³)
n_i	hustota počtu částic iontů	(m ⁻³)
p	statický tlak	(Pa)
p_∞	statický tlak nerozrušeného proudu	(Pa)
q	měrné aerodynamické zatížení	(N · m ⁻¹)
Re	Reynoldsovo číslo	(1)
Re_d	Reynoldsovo číslo pro charakteristický rozměr kolmý na směr proudu	(1)
s	povrchová souřadnice křídla	(m)
S	plocha křídla	(m ²)
Sr	Strouhalovo číslo	(1)
Sr_d	Strouhalovo číslo pro charakteristický rozměr kolmý na směr proudu	(1)
St	Stokesovo číslo	(1)
T	teplota	(K)
t	čas	(s)
t_0	relaxační čas	(s)
t_{ref}	referenční teplota	(K)
\vec{u}	rychlost	(m · s ⁻¹)
u_∞	velikost rychlosti nerozrušeného proudu	(m · s ⁻¹)
u_x	vodorovná složka rychlosti	(m · s ⁻¹)
u_x	svislá složka rychlosti	(m · s ⁻¹)
x	vzdálenost od náběžné hrany křídla ve směru tělivy	(m)
α	úhel náběhu	(°)
Δt	časový rozdíl pulzů laseru	(s)
Δx	dráha trasovací částice	(m)
μ	dynamická viskozita	(Pa · s)
μ_g	dynamická viskozita plynu s trasovacími částicemi	(Pa · s)

μ_{ref}	referenční dynamická viskozita	$(Pa \cdot s)$
ρ_{∞}	hustota nerozrušeného proudu	$(kg \cdot m^{-3})$
ρ_p	hustota trasovacích částic	$(kg \cdot m^{-3})$
θ	úhel mezi směrem vztlakové síly a normálou povrchu křídla	(rad)
λ	šťíhlost křídla	(1)

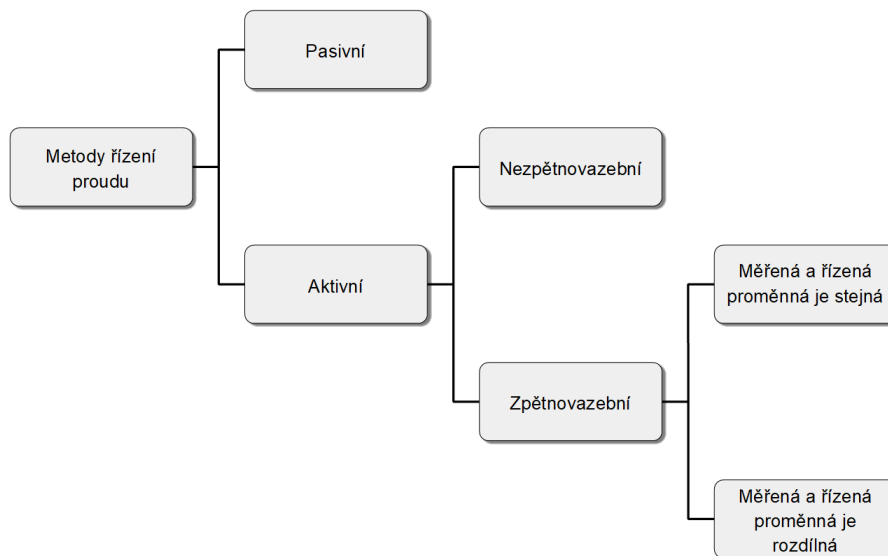
DBD	dielektrický bariérový výboj (dielectric barrier discharge)
DEHS	bis(2-ethylhexyl)ester kyseliny sebakové
FPS	snímková frekvence (frames per second)
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics
PIV	integrální laserová anemometrie (particle image velocimetry)

1 Úvod

Řízení proudění je manipulace s proudem tekutiny takovým způsobem, aby bylo dosaženo požadovaných změn. Většinou se jedná o ovlivnění přechodu laminárního a turbulentního proudění v mezní vrstvě a zabránění odtržení mezní vrstvy. Řízení proudu lze uplatnit v letectví, automobilovém průmyslu, energetice nebo v jakékoliv aplikaci vnější i vnitřní aerodynamiky.

Řízení přechodu laminárního a turbulentního proudění v mezní vrstvě může být velmi přínosné. Například laminární proudění může mít řádově nižší třecí odpor než proudění turbulentní. Naopak proudění turbulentní má díky většímu promíchávání vrstev zase větší tendenci sledovat zakřivené povrchy. Toho lze s výhodou využít při zvyšování maximálního úhlu náběhu, a tedy zvyšování maximálního vztlaku křídel. Úspěšné řízení mezní vrstvy umožňuje v letectví a automobilovém průmyslu snižovat spotřebu paliva a zvyšovat rychlosti a dosah, u letadel snižovat vzletovou a přistávací rychlost a zvyšovat manévrovatelnost nebo snižovat hluk.

Je mnoho mechanismů, jak docílit ovlivnění proudění. Základní rozdělení metod je na pasivní a aktivní. Pasivní nevyžadují žádný energetický zdroj pro provoz a žádné řízení. Spadají sem například turbulátory nebo vírové generátory. Aktivní metody vyžadují zdroj energie a řízení jejich činnosti. Řízení může být řešeno buď ovládáním (bez zpětné vazby), nebo regulací (se zpětnou vazbou). Příkladem aktivního řízení může být odsávání nebo vyfukování do mezní vrstvy nebo plazmové aktuátory. Přehled klasifikace metod řízení proudění je na Obr. 1.



Obr. 1 — Přehled klasifikace metod řízení proudění.

Ačkoliv metody pasivního řízení jsou stále populární pro jejich jednoduchost a nulovou spotřebu energie, aktivnímu řízení se v současnosti věnuje stále více pozornosti, neboť umožňuje přesné zásahy do proudu a může být aktivováno jen v případech, kdy je to potřeba.

Zájem o výzkum v oblasti plazmových aktuátorů v současné době roste [1]. Plazmové aktuátory umožňují okamžitý zásah do proudění, neobsahují žádné pohyblivé části, mají nízkou hmotnost, nízkou spotřebu energie, jejich konstrukce je relativně jednoduchá a při jejich deaktivaci jen minimálně ovlivňují aerodynamický

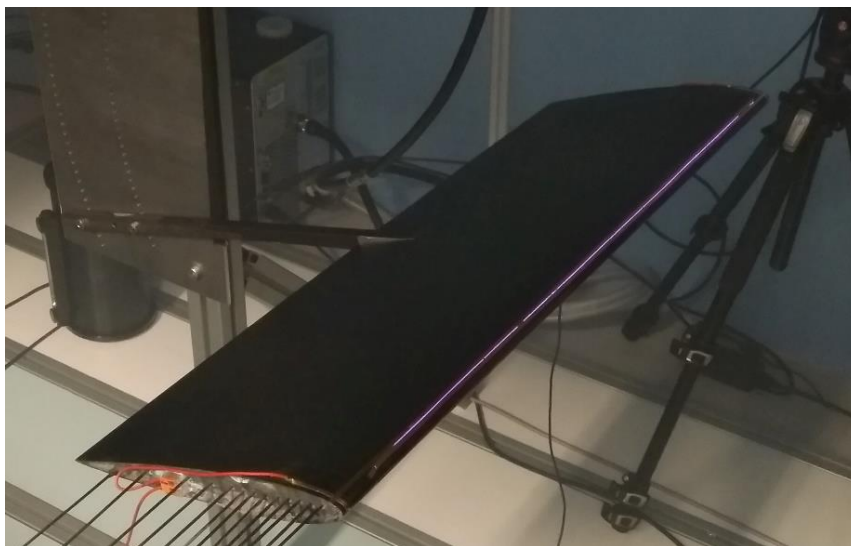
povrch. Když jsou spuštěny, umožňují značně ovlivnit mezní vrstvu a oddálit její odtržení a tím zvyšovat vztlak a snižovat odpor.

Tato práce se zabývá řízením proudu vzduchu pomocí plazmových aktuátorů na bázi dielektrického bariérového výboje a měřením proudového pole pomocí šlírové metody a integrální laserové anemometrie (PIV). Jelikož je téma značně multidisciplinární (fyzika plazmatu, chemie, mechanika tekutin, řízení, vysokonapěťová elektronika), je tato práce zaměřena jen na úzkou část problematiky – aerodynamiku. Ostatní části tématu jsou v práci řešeny jen v rozsahu nutném pro provoz plazmového aktuátoru. Tato práce obsahuje konkrétně tyto cíle:

- Ověřit možnost použití plazmového aktuátoru při nízkých Reynoldsových číslech na křídle a kvalitativně popsat proudové pole plazmového aktuátoru pomocí šlírové metody.
- Kvantitativně popsat proudové pole plazmového aktuátoru pomocí PIV a odběrů statického tlaku.

2 Plazmový aktuátor

Plazmový aktuátor na principu dielektrického bariérového výboje (dále jen plazmový aktuátor) je typ aktuátoru určený k řízení proudu tekutiny. Princip funkce těchto aktuátorů je na základě urychlení ionizovaných molekul vzduchu elektrickým polem v okolí aktuátoru, který je tvořen dvěma elektrodami napájenými vysokonapěťovým signálem, mezi nimiž dochází k tvorbě plazmatu. Aktivní plazmový aktuátor je na Obr. 2.



Obr. 2 — Aktivní plazmový aktuátor na náběžné hraně křídla. Fialová záře je dielektrický bariérový výboj v plazmatu mezi dvěma elektrodami aktuátoru.

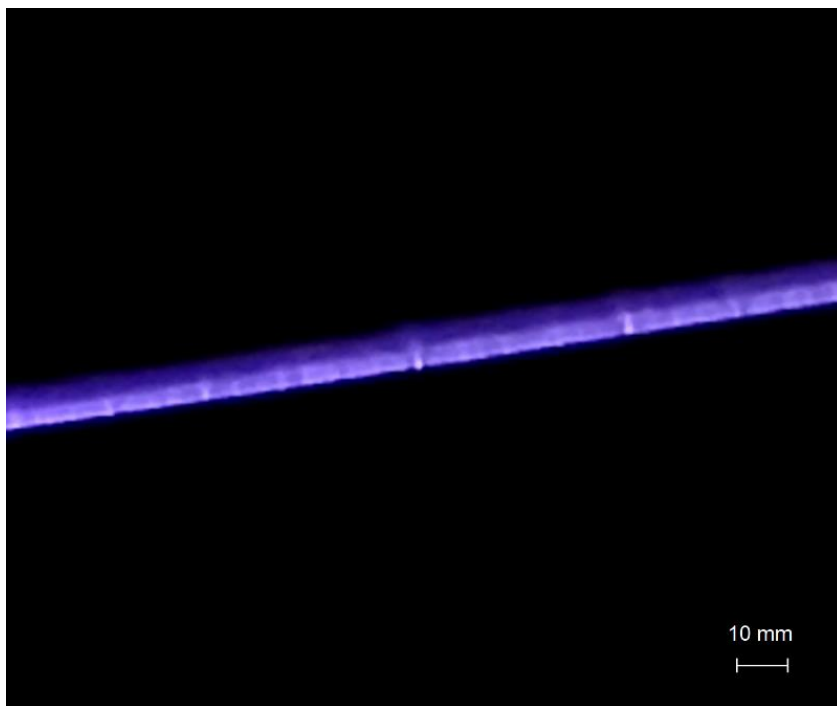
2.1 Základní princip

2.1.1 Plazma

Plazma je kvazineutrální plyn nabitých a neutrálních částic, který vykazuje kolektivní chování. Nabité částice jsou buď elektrony, kladné ionty, nebo záporné ionty. Kvazineutralita plazmatu je přibližná rovnost koncentrací kladně nabitých iontů a elektronů. Kolektivním chováním je myšleno, že množství nabitých částic v plazmatu je dostatečné pro uvažování plazmatu jako kontinua. Plazma může být rozděleno na vysokoteplotní a nízkoteplotní. Vysokoteplotní plazma je téměř plně ionizované, zatímco nízkoteplotní obsahuje jen zlomek ionizovaných částic v plynu. V průmyslových aplikacích se téměř výhradně vyskytuje nízkoteplotní plazma. [2]

2.1.2 Dielektrický bariérový výboj

Dielektrický bariérový výboj (DBD) je elektrický výboj mezi dvěma elektrodami izolovanými dielektrikem. Výboj je obvykle vytvořen sinusovým napěťovým signálem o frekvenci 0,05 až 500 kHz [1]. Dielektrický bariérový výboj plazmového aktuátoru je na Obr. 3.



Obr. 3 — Dielektrický bariérový výboj.

Za standardních podmínek není dielektrický bariérový výboj uniformní, ale sestává z mnoha mikrovýbojů. Několik časových měřítek lze pozorovat při výboji. Nejmenší z nich je vytvoření plazmatu, který se odehrává v řádech $10^{-9} - 10^{-8}$ s. Druhá je půlcyklus napájecího signálu, který se pohybuje v řádech 10^{-4} s. A třetí je čas reakce neutrálního plynu. Ta se pohybuje v řádech 10^{-2} s. Při zaměření se pouze na proudové pole lze tedy formování plazmatu považovat za okamžité. Dielektrický bariérový výboj se tedy z hlediska proudění chová jako spojitý. [2]

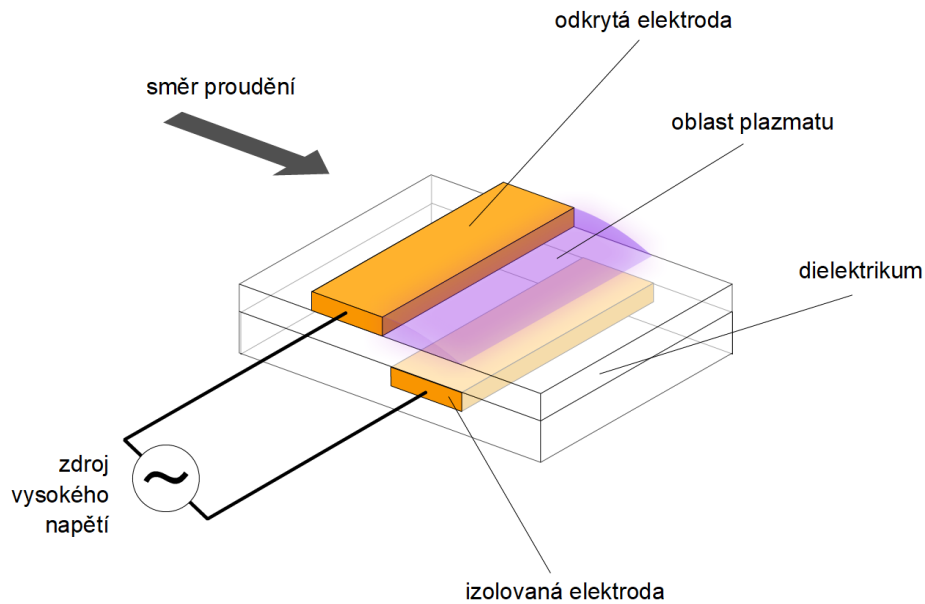
2.1.3 Fyzikální princip plazmového aktuátoru na principu dielektrického bariérového výboje

Princip funkce plazmových aktuátorů je založen na elektroaerodynamické interakci generované elektrostatickými silami. Nabité částice v ionizovaném plynu v okolí aktuátoru jsou urychlovány elektrickým polem. Díky kolizím těchto částic dochází k předávání hybnosti okolnímu neutrálnímu plynu. Síla na jednotku objemu \vec{f} je pak úměrná rozdílu hustot počtu částic elektronů a iontů a elektrickému poli (1) [3].

$$\vec{f} = (n_i - n_e)\vec{E} \quad (1)$$

Kde \vec{E} je elektrické pole, n_i hustota počtu částic iontů a n_e hustota počtu částic elektronů.

Typický plazmový aktuátor je tvořen dvěma asymetrickými elektrodami oddělenými dielektrickým materiálem. Jedna z elektrod je vystavena vzduchu a druhá je izolovaná vrstvou dielektrického materiálu. Elektrody jsou napojeny na zdroj střídavého vysokého napětí. Konfigurace plazmového aktuátoru je na Obr. 4.



Obr. 4 — Schéma funkce plazmového aktuátoru na principu dielektrického bariérového výboje. Elektrody jsou vzájemně odděleny dielektrickým materiálem.

Výsledkem aplikace vysokého napětí na elektrody je dielektrický bariérový výboj mezi nimi. Vzniklé plazma ovlivní okolní proudění předáváním hybnosti do oblasti mezní vrstvy. Tato předaná hybnost může být použita pro řízení proudění (například pro zabránění odtržení mezní vrstvy).

Jelikož je plazmový aktuátor napájen střídavým napětím, dochází na elektrodách ke dvěma půlcyklům. Během prvního půlcyklu se odkrytá elektroda chová jako anoda a izolovaná elektroda jako katoda. Mezi elektrodami dochází k ionizaci a elektrony jsou extrahovány z neutrálních částic okolního plynu. Elektrické pole urychluje elektrony k anodě. Chemická reakce při ionizaci obvykle probíhá podle vztahu (2) [2].



Kde A je částice neutrálního plynu, A^{+} je pozitivní iont a e^{-} je elektron. Z rovnice (2) je patrné, že jeden elektron při kolizi s neutrální částicí vyprodukuje dva elektrony a jednu nabitou částici. Tyto dva elektrony dále kolidují se dvěma neutrálními částicemi lavinovým efektem při přesunu od katody k anodě. Během přesunu dochází k předávání hybnosti do proudu okolního plynu. Kvůli nízké hmotnosti elektronů je jejich přínos při předávání hybnosti malý oproti těžším iontům. V prvním půlcyklu se elektrony pohybují z odkryté elektrody (katody) na izolovanou elektrodu (anodu) a hromadí se na povrchu dielektrika. Během následujícího půlcyklu se elektrony vracejí na odkrytou elektrodu, která je nyní anoda. Plazmový aktuátor pulzně indukuje rychlost o frekvenci, která odpovídá frekvenci napájecího signálu, avšak indukovaná rychlost je vyšší během negativního půlcyklu než během cyklu pozitivního. [2]

2.1.4 Řízení proudu pomocí plazmových aktuátorů

Existuje několik strategií kontroly proudění pomocí plazmových aktuátorů. Tři základní přístupy jsou popsány níže.

- Dodání hybnosti mezní vrstvě ve směru proudu

První metoda je založena na tom, že plazmový aktuátor urychluje proudění v okolním neutrálním plynu. Aktuátor je umístěn ve směru rozpětí a indukuje rychlost ve zpomalené mezní vrstvě. Tento mechanismus je velmi podobný vyfukování do mezní vrstvy. Nevýhodou této metody je relativně malé urychlení proudu plazmovým aktuátorem a použití je tedy omezeno na pomalejší proudění.

- Periodické rozruchy

Druhá metoda je založena na principu vytváření periodických rozruchů v místě odtržení. Aktuátor je umístěn ve směru rozpětí jako v předešlé metodě. Není však aktivní spojitě, ale pracuje v cyklech.

- Tvorba vírů ve směru proudu

Tato aplikace je podobná klasickým pasivním vířičům. Plazmový aktuátor je umístěn ve směru proudu (ve směru hloubky křídla) a proudění je indukováno ve směru kolmém na nabíhající proud.

Tato práce se zabývá prvními dvěma metodami.

2.2 Současné aplikace

V současnosti je využití plazmových aktuátorů zkoumáno v různých oblastech. Několik z nich je popsáno níže.

2.2.1 Řízení nízkorychlostního proudu

Lokální rozrušení proudu vyvolané plazmovým aktuátorem vytvoří víry, které pokračují dál po proudu. Plazmový aktuátor tak funguje jako vírový generátor. Výhodou užití plazmového aktuátoru oproti současným řešením je možnost plazmový aktuátor vypnout. Díky malým rozměrům plazmového aktuátoru dochází k minimálnímu narušení aerodynamicky funkčního povrchu. V poslední době jsou navrhována i jiná než lineární uspořádání aktuátoru pro jeho lepší funkci, například 3D nelineární plazmový aktuátor prezentovaný v práci [4].

2.2.2 Aktivní tlumení hluku

Další aplikací plazmových aktuátorů je aeroakustika. Aktivním tlumením hluku je standardně myšleno vytváření zvukových vln se stejnou amplitudou ale opačnou fází, než má původní zvukový signál. V případě plazmových aktuátorů se jedná o aktivní potlačování proudového pole zodpovědného za aerodynamicky indukovaný hluk. Dva různé mechanismy tlumení hluku pomocí plazmových aktuátorů jsou představeny v práci [5].

2.2.3 Řízení letu

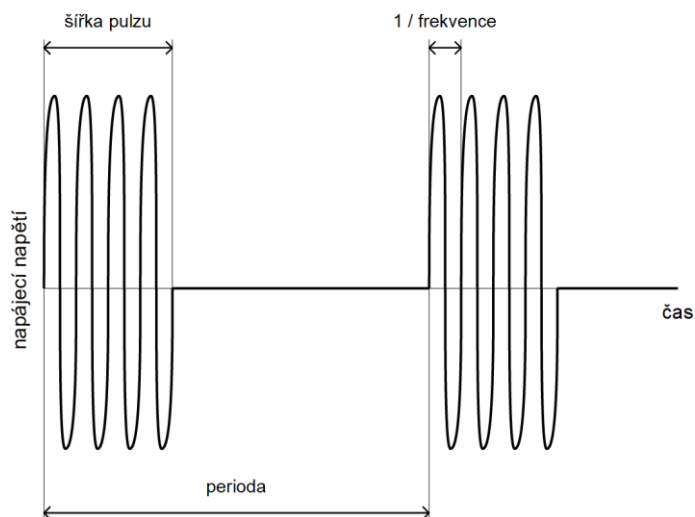
Plazmový aktuátor může být použit k řízení letounu, pokud je umístěn na křídle. To přináší výhody v ušetřené hmotnosti oproti klasickému řízení pomocí pohyblivých ploch a dále snižuje náročnost údržby. Nevýhodou tohoto řešení je nutnost zabývat se elektromagnetickou kompatibilitu. Největší potenciál má tato metoda řízení tedy u bezpilotních prostředků a zařízení operujících v atmosféře jiných planet. Navrhované řízení náklonu letounu pomocí plazmových aktuátorů ukazuje práce [6].

2.2.4 Řízení vysokorychlostního proudu

Účinky plazmových aktuátorů byly zkoumány i v oblasti aerodynamiky vysokých rychlostí. Práce [7] zkoumá vliv rázových vln na funkci aktuátoru a jeho schopnost řídit proudění vysokých rychlostí.

3 Napájení plazmového aktuátoru

Pro napájení plazmového aktuátoru byl použit vysokonapěťový zdroj *PVM500* s maximálním výkonem 300 W a možností nezávislé regulace napětí, výkonu a frekvence v rozsazích 1 – 40 kV a 20 – 70 kHz a integrovaným ampérmetrem. Pojmy použité pro definici napájecího signálu v této práci jsou znázorněny na Obr. 5.



Obr. 5 — Definice parametrů napájecího napětí vysokonapěťového zdroje.

Střída signálu v procentech je pak definována vztahem (3).

$$\text{střída} = \frac{\text{šířka pulzu}}{\text{perioda}} \cdot 100 \% \quad (3)$$

4 Šlírová metoda

Pro kvalitativní popis dvourozměrného proudového pole plazmového aktuátoru byla použita šlírová metoda.

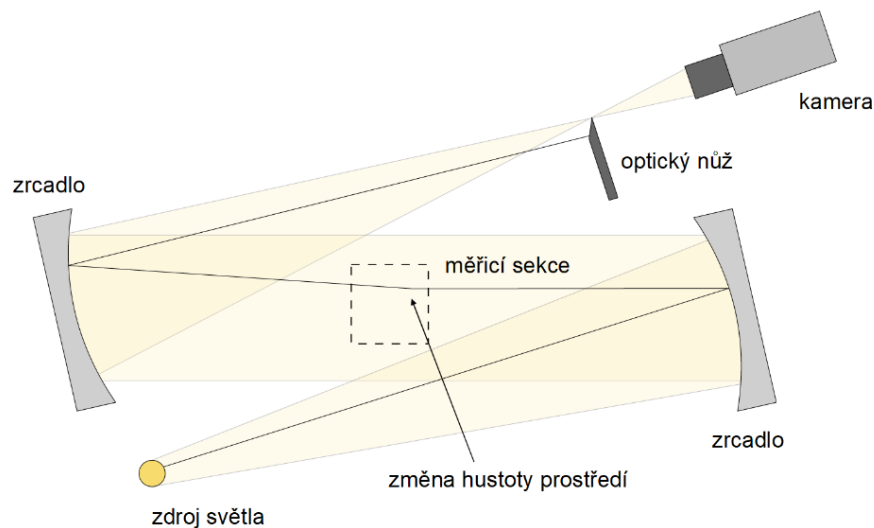
Tato metoda umožňuje vizualizovat proudové pole tekutiny s proměnnou hustotou, a tedy i proudové pole plazmového aktuátoru, který ohříváním okolní tekutiny její hustotu mění.

4.1 Princip metody

Šlírová metoda je založena na principu ohybu světelných paprsků na rozhraní prostředí s rozdílnou hustotou.

Z bodového zdroje světla jsou nejdříve světelné paprsky pomocí prvního konkávního zrcadla usměrněny tak, že paralelně procházejí měřicí sekci a poté jsou opět odraženy druhým konkávním zrcadlem na opačné straně měřicí sekce a usměrněny do ohniska, kde se nachází optický nůž. Paprsky pak pokračují dál a jsou zaznamenány kamerou.

Když paralelní paprsky v měřicí sekci projdou prostředím s měnícím se indexem lomu způsobeným hustotním gradientem, dojde k jejich ohybu, a tedy prostorové změně intenzity světla. Část paprsků je pak zastavena optickým nožem a nedostane se do záznamového zařízení. Na základě kladných a záporných gradientů hustoty v normálovém směru na optický nůž pak vzniknou světlé a tmavé oblasti na výsledném obrazu, které odpovídají první derivaci změně hustoty. Princip metody je znázorněn na Obr. 6.

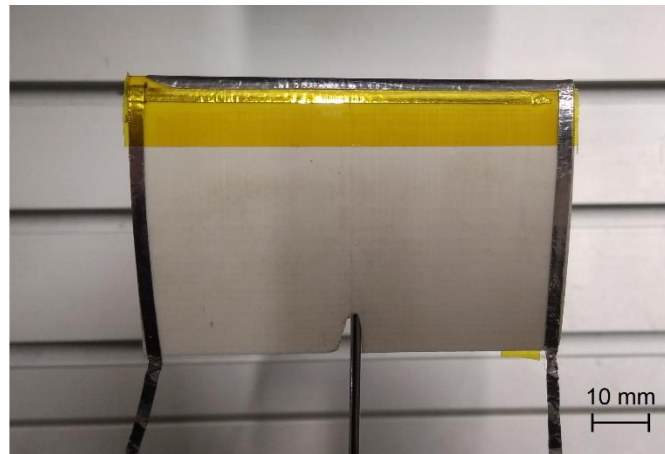


Obr. 6 — Princip šlírové metody. Měřicí aparatura se skládá ze zdroje světla, dvou konkávních zrcadel, optického nože a záznamového zařízení (popřípadě stínítka). Část ohnutých paprsků je zachycena optickým nožem a na výsledném obraze se projeví jako tmavé oblasti. Paprsky ohnuté na druhou stranu pak kolem optického nože projdou a způsobí zvýšení intenzity světla a na výsledném obraze se projeví jako světlé oblasti.

Výhodou této metody je, že je relativně jednoduchá a neinvazivní — proudové pole není při měření nijak ovlivněno.

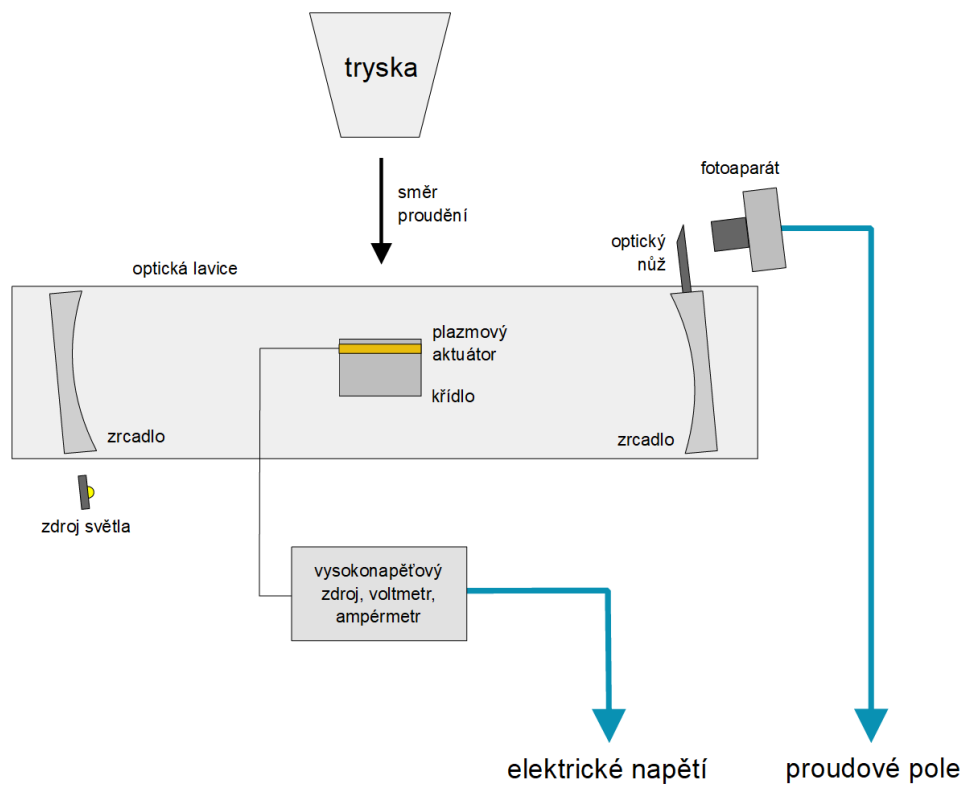
4.2 Uspořádání experimentu

Měření šlírovou metodou bylo provedeno v otevřeném aerodynamickém tunelu na křídle s profilem *NACA 0012*, rozpětím 0,075 m a hloubkou 0,05 m (Obr. 7) s plazmovým aktuátorem umístěným těsně za náběžnou hranou. Velikost testovaného křídla umožňuje dosáhnout extrémně malých Reynoldsových čísel.



Obr. 7 — Detail křídla pro měření šlírovou metodou. Na náběžné hraně je vidět žlutá kaptonová páska a stříbrná hliníková páska sloužící jako elektrody aktuátoru. Hliníková páska je poté vedena po krajích křídla pouze jako vodič k přípojným bodům a nemá zde žádnou aerodynamickou funkci.

Křídlo bylo uchyceno k optické lavici pomocí držáku s nastavitelným úhlem náběhu přibližně 0,07 m od výstupu trysky aerodynamického tunelu. Plazmový aktuátor byl napájen zdrojem vysokého napětí *PVM500*. Hodnota napětí při experimentu byla nastavena přibližně na 1,5 kV. Proudové pole bylo snímáno digitálním fotoaparátem *Nikon D7000*. Schéma experimentu je na Obr. 8.

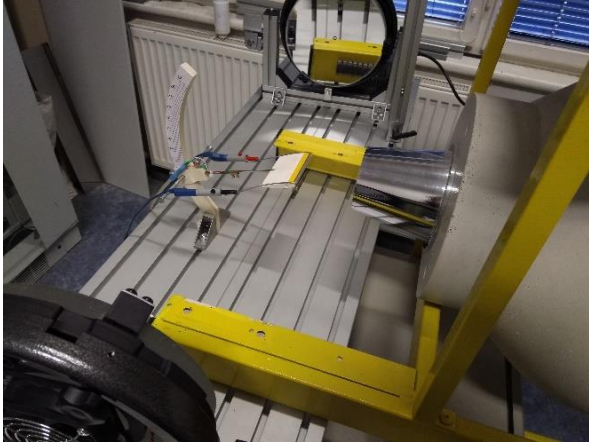


Obr. 8 — Schéma uspořádání experimentu metodou šlívové fotografie. Pohled shora. Na vysokonapěťovém zdroji je přímo měřeno napětí aktuátoru a fotoaparátem je snímáno proudové pole.

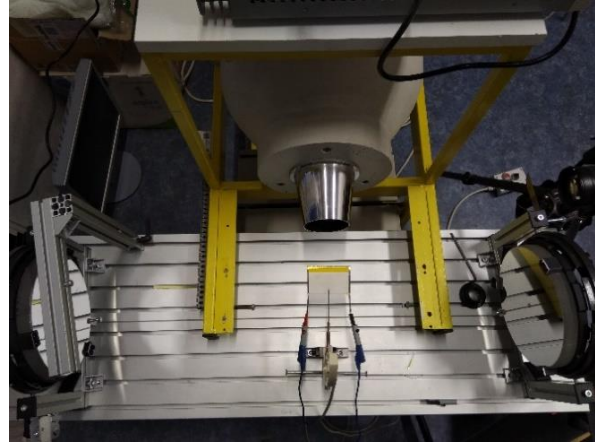
Jelikož bylo cílem tohoto experimentu pouze kvalitativní posouzení proudového pole, napájecí proud ani parametry napájecího signálu nebyly měřeny. Použité přístroje a jejich parametry jsou v Tab. 1 a fotografie uspořádání experimentu na Obr. 9 a Obr. 10.

Tab. 1 — Použité přístroje a jejich parametry.

Přístroj	Typ	Parametry/poznámka
fotoaparát	Nikon D7000	rozlišení 16,2 Mpx, rychlost snímání 24 FPS (pro 1920x1080 px)
objektiv fotoaparátu	Samyang 85mm f/1.4	—
vysokonapěťový zdroj	PVM500	napětí 1,5 kV



Obr. 9 — Měření šlírovou metodou. Pohled z boku.



Obr. 10 — Měření šlírovou metodou. Pohled seshora.

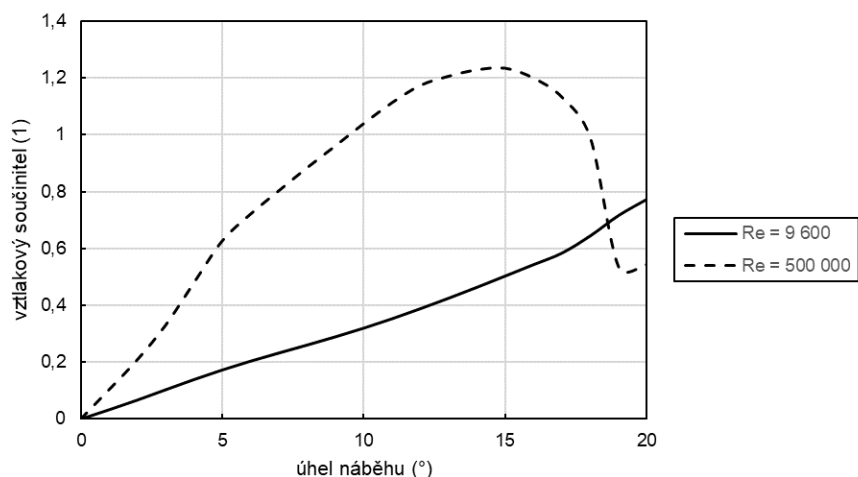
4.2.1 Podmínky experimentu

Pro účel mapování proudového pole plazmového aktuátoru byly zvažovány tyto předpoklady a z nich vyplývající parametry experimentu:

- Nízká míra setrvačných sil proudu
- Odtržení proudění
- Vysoký výkon aktuátoru

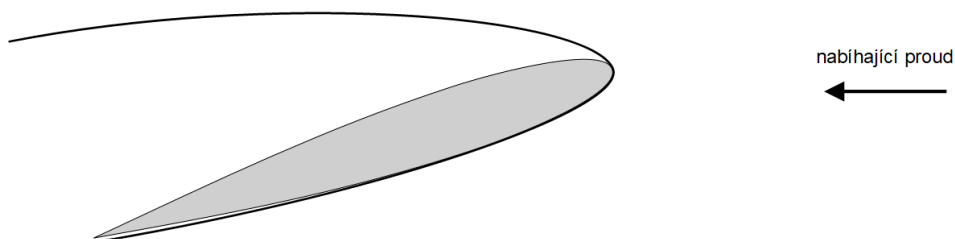
Podmínka nízké míry setrvačných sil proudu vzduchu bude splněna pro malá Reynoldsova čísla. Z toho vyplývá požadavek na malý charakteristický rozměr křídla (malou hloubku) a nízkou rychlost nabíhajícího proudu. Charakteristický rozměr křídla je 0,05 m a rychlost nerušeného proudu byla nastavena přibližně na 3 ms^{-1} , což dává Reynoldsovo číslo $Re = 9\,600$.

Odtržení proudění nastává při pohybu mezní vrstvy proti směru nárůstu statického tlaku (nepříznivý tlakový gradient). Pro stanovení úhlu náběhu, při kterém dojde k odtržení proudu, byla provedena simulace v programu *XFoil*. Vztlaková čára pro Reynoldsovo číslo experimentu je na Obr. 11. Proudění je podle simulace odtržené už od nízkých úhlů náběhu.



Obr. 11 — Porovnání průběhu vztlakové čáry pro běžné a extrémně nízké Reynoldsovo číslo. Při $Re = 9\,600$ je proudění už od malých úhlů náběhu odtržené.

Hranice odtržené mezní vrstvy pro Reynoldsovo číslo $Re = 9\,600$ a úhel náběhu 18° je na Obr. 12.



Obr. 12 — Hranice mezní vrstvy znázorněná černou čarou pro Reynoldsovo číslo experimentu získaná simulací z programu *XFOIL*. Mezní vrstva je při tomto Reynoldsově čísle a úhlu náběhu odtržená.

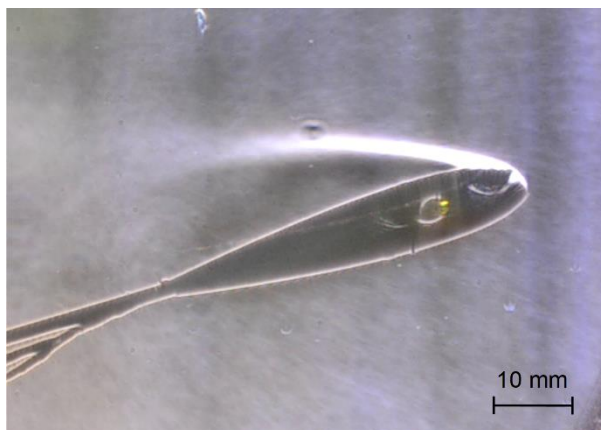
Výkon plazmového aktuátoru je dán napájecím proudem, napětím a střídou signálu. Napětí bylo nastaveno přibližně na $1,5\text{ kV}$ (při vyšších hodnotách již docházelo k destrukci aktuátoru) a střída signálu na 100% . Frekvence napájecího signálu byla určena na základě optického posouzení kvality výboje. Parametry experimentu jsou v Tab. 2.

Tab. 2 — Parametry experimentu.

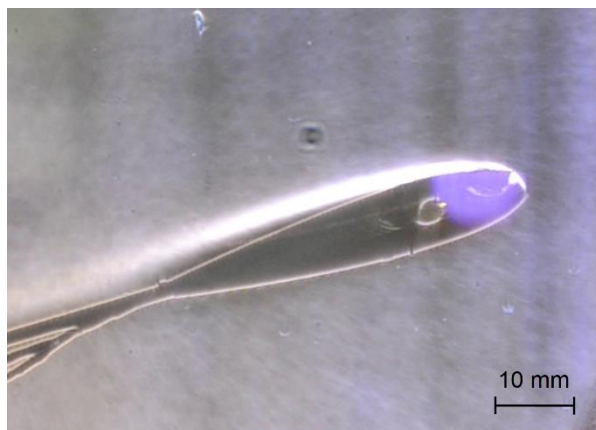
Parametr	Hodnota
rychlost nabíhajícího proudu	$\sim 3\text{ ms}^{-1}$
Reynoldsovo číslo	$\sim 10^4$
úhel náběhu	18°

4.3 Výsledky

Byly pořízeny fotografie a videozáznam proudového pole s vypnutým a zapnutým plazmovým aktuátorem. Výsledky ukazují masivní odtržení proudění od křídla s vypnutým aktuátorem (Obr. 13). Při spuštění plazmového aktuátoru se podařilo kompletně zabránit odtržení mezní vrstvy i při extrémním úhlu náběhu, jak je vidět na Obr. 14.

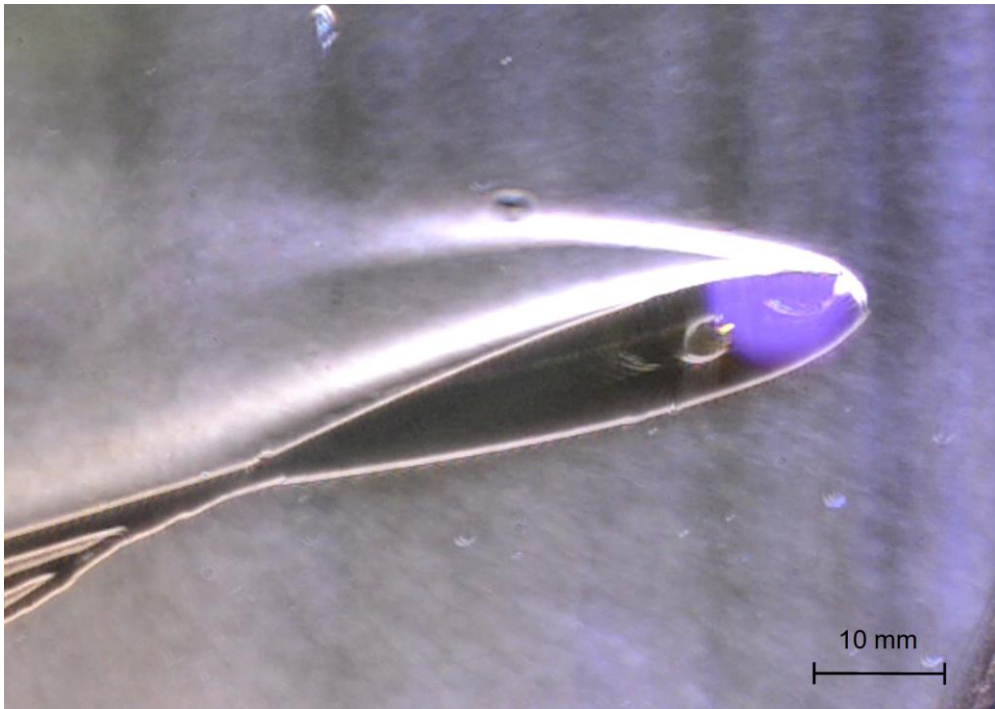


Obr. 13 — Proudové pole s vypnutým aktuátorem. Mezní vrstva je odtržená. Proudové pole je viditelné, protože je vzduch v aerodynamickém tunelu zahřátý od předešlého spuštění aktuátoru.



Obr. 14 — Proudové pole se zapnutým aktuátorem. Mezní vrstva je po celé hloubce křídla přichycená k povrchu.

Snímky proudových polí byly porovnány pro ukázání značné změny v chování mezní vrstvy na horní straně křídla. Během experimentu byla měněna střída napájecího signálu. Bylo zjištěno, že při snižování střídy (a tedy i snižování výkonu) docházelo ke zhoršení funkce aktuátoru. Porovnání proudového pole s vypnutým a zapnutým plazmovým aktuátorem je na Obr. 15.



Obr. 15 — Porovnání snímků proudového pole se zapnutým a vypnutým plazmovým aktuátorem. V případě zapnutého aktuátoru je proudění přichyceno.

Výsledky měření ukazují značný potenciál plazmových aktuátorů řídit proudění při extrémně malých Reynoldsových číslech. Podařilo se zcela zabránit odtržení mezní vrstvy u křídla při vysokém úhlu náběhu.

5 Integrální laserová anemometrie

Pro kvantitativní popis dvourozměrného proudového pole plazmového aktuátoru byla použita integrální laserová anemometrie (PIV).

Tato metoda umožňuje měřit rychlostní pole tekutiny pomocí trasovacích částic zavedených do proudu tekutiny a následného počítačového zpracování obrazu těchto částic osvětlených laserem.

5.1 Princip metody

Princip integrální laserové anemometrie spočívá v nasycení proudu tekutiny trasovacími částicemi, u kterých se předpokládá, že následují pohyb tekutiny a nezpůsobují jeho změny. Míra věrnosti, se kterou částice sledují pohyb tekutiny, je definována Stokesovým číslem St (4).

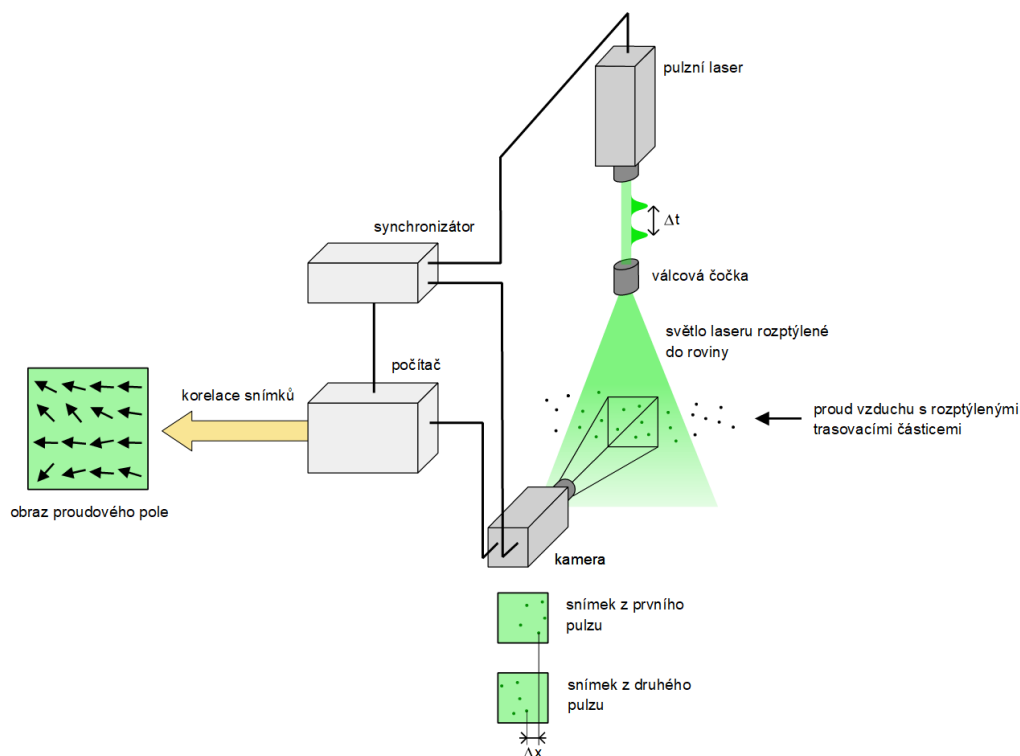
$$St = \frac{t_0 u_\infty}{L} \quad (4)$$

Kde t_0 je relaxační čas částice (čas potřebný ke změně rychlosti částice na novou hodnotu), u_∞ je rychlost volného proudu (v dostatečné vzdálenosti od překážky) a L je charakteristický rozměr překážky. Pro malá Stokesova čísla pak platí, že částice rozptýlené v tekutině následují její proudnice.

Při dvourozměrném měření je rovina v měřicím prostoru ve dvou časových okamžicích s časovým rozdílem Δt osvětlena pulzním laserem, jehož svazek je do této roviny rozptýlen pomocí čočky. Zároveň jsou kamerou pomocí synchronizátoru ve stejných časových okamžicích pořízeny dva snímky okamžitých poloh částic. Složka rychlosti u_x v konkrétním bodě měřené roviny je pak určena počítačovou korelací těchto dvou snímků ze vzdálenosti Δx , kterou částice urazila (5).

$$u_x = \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad (5)$$

Analogicky je pak určena složka rychlosti u_y . Princip metody je znázorněn na Obr. 16.



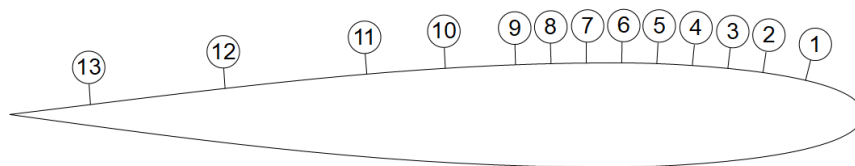
Obr. 16 — Princip metody PIV. Proud vzduchu je nasycen trasovacími částicemi. Pulzní laser vyšle v krátkém okamžiku dva světelné pulzy s časovým rozdílem Δt , které jsou synchronizovány s expozicí kamery. Dva pořízené snímky, které odpovídají těmto dvěma pulzům, jsou pak zpracovány počítačem a na základě znalosti časové vzdálenosti pulzů Δt a změny prostorové souřadnice jednotlivých částic Δx jsou pak dopočítány rychlostní vektory proudu tekutiny v měřené oblasti.

Typické vybavení pro PIV obvykle sestává z digitální kamery, laseru s optikou, která rozptýlí svazek světla do požadované oblasti, synchronizátoru pro řízení spínání laseru a kamery a trasovacích částic pro zviditelnění proudu.

5.2 Tlakové odběry

Pro kvantifikaci silového účinku plazmového aktuátoru bylo křídlo vybaveno třinácti odběry statického tlaku umístěnými uprostřed rozpětí křídla.¹ Poloha tlakových odběrů po hloubce křídla je znázorněna na Obr. 17 a jejich souřadnice v Tab. 7.

¹ Pro určení silového účinku bylo zvažováno i použití tenzometrů. V současnosti však použití z důvodu rušení indukovaným v tenzometrickém snímači způsobené blízkostí vysokonapěťových elektrod plazmového aktuátoru není možné, nicméně uchycení křídla je pro instalaci tenzometrů konstruované a po odstínění tenzometru by toto měření mělo být možné.



Obr. 17 — Poloha odběrů statického tlaku.

Tab. 3 — Poloha odběrů statického tlaku. Vzdálenost je uvedena jako vzdálenost průmětu tlakového odběru na tětivu křídla od náběžné hrany. Relativní vzdálenost od náběžné hrany je vztažena k hloubce křídla.

Tlakový odběr	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
poloha (mm)	16	28	38	48	58	68	78	88	98	118	140	180	218
relativní poloha (1)	0,07	0,12	0,16	0,20	0,24	0,28	0,32	0,36	0,41	0,49	0,58	0,75	0,90

Na základě znalosti statických tlaků podél hloubky křídla v dostatečné hustotě lze integrací těchto tlaků určit celkovou vztlakovou sílu F_y působící na křídlo podle vztahu (6).

$$F_y = \int_s (p(s) - p_\infty) \cos(\theta(s)) ds \quad (6)$$

Kde p je statický tlak na křídle, p_∞ je statický tlak v nerozrušeném proudu, s je souřadnice po povrchu křídla a θ je úhel mezi normálou povrchu křídla a směrem kolmým na směr nabíhajícího proudu (úhel mezi směrem vztlakové síly a normálou k povrchu křídla). Pro konečný počet tlakových odběrů pak přejde integrál (6) na součet tlaků (7).

$$F_y = \sum_{i=1}^n (p_i - p_\infty) \cos(\theta_i) s_i \quad (7)$$

Kde n je počet tlakových odběrů. Vztah (7) lze dále zjednodušit zanedbáním úhlu θ , protože všechny tlakové odběry se nacházejí na méně zakřivené části křídla a úhel θ je blízký nule a tedy $\cos(\theta) \approx 1$.

Při uvažování pouze horní (podtlakové) části křídla, kde se nacházejí tlakové odběry, lze část vztlakové síly vyvolané pouze tlakovým polem nad křídlem spočítat dosazením jednotlivých délek s_i odpovídající tlakovým odběrům do vztahu (7). Jednotlivé délky s_i se určí vztahy (8), (9) a (10).

$$s_1 = \frac{x_2 - x_1}{2} + x_1 \quad (8)$$

$$s_i = \frac{x_{i+1} - x_i}{2} + \frac{x_i - x_{i-1}}{2} \quad (9)$$

$$s_n = (b - x_n) + \frac{x_n - x_{n-1}}{2} \quad (10)$$

Kde x je souřadnice tlakového odběru ve směru tětiny a $b = 0,241$ m je délka tětiny. Celková síla způsobená podtlakem nad křídlem pak je součet (11).

$$F_{y \text{ horní strana}} = (p_1 - p_\infty)s_1 + \sum_{i=2}^{n-1} (p_i - p_\infty)s_i + (p_n - p_\infty)s_n \quad (11)$$

5.2.1 Ověření funkce tlakových odběrů a tvaru křídla

Před měřením proudového pole plazmových aktuátorů pomocí PIV bylo provedeno měření statických tlaků tlakovými odběry na křídle pro ověření jejich funkčnosti a porovnání jejich shody s počítačovou simulací pomocí dvourozměrné panelové metody v programu *XFoil*.

Experiment byl proveden pro Reynoldsovo číslo $Re = 270\,000$ a úhel náběhu křídla $\alpha = 6^\circ$. Jelikož byla simulace provedena pro profil (tedy křídlo s nekonečným rozpětím), byla dále provedena korekce simulovaných hodnot pro křídlo s konečným rozpětím. Naměřené hodnoty statických tlaků byly přepočteny na bezrozměrný tlakový koeficient C_p , který je definován vztahem (12).

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho_\infty u_\infty^2} \quad (12)$$

Kde p je statický tlak v místě vyhodnocování, p_∞ je statický tlak nerozrušeného proudu (jejich rozdíl je přímo naměřená hodnota), ρ_∞ je hustota nerozrušeného proudu a u_∞ je rychlost nerozrušeného proudu. Výsledky naměřených hodnot, simulace a její korekce jsou na Obr. 18.

Pro určení korekčního součinitele simulace v místě tlakových odběrů z důvodu nerovnoměrně rozloženého statického tlaku $c_{Schrenk}$ bylo spočítáno rozložení vztlaku na konečném křídle pomocí Schrenkovy metody². Rozložení měrného aerodynamického zatížení q v závislosti na souřadnici l ve směru rozpětí je dle této metody dáno vztahem (13) [8].

$$q(l) = \frac{F_y}{l} \left(\frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \sqrt{1 - \left(\frac{2l}{l_0}\right)^2} \right) \quad (13)$$

Kde F_y je celkový vztlak křídla a l_0 rozpětí křídla. Celkový vztlak křídla F_y je libovolný, protože pro určení korekce $c_{Schrenk}$ je nutná pouze znalost podílu aerodynamické síly v polovině rozpětí křídla (v místě tlakových odběrů) $q(0)$ a její průměrné hodnoty. Výsledek podílu je $c_{Schrenk} = 1,08$.

² Schrenkova metoda je nejjednodušší metodou pro určení rozložení vztlakové síly. Základní předpoklady platnosti této metody jsou: nízké Machovo číslo a velká štíhlost křídla. Druhá podmínka v tomto případě není splněna, nicméně křídlo v tunelu není umístěno celé v oblasti nabíhajícího proudu (kvůli velkému rozpětí) a navíc pro účely této práce není nutné, aby změřené tlakové rozložení odpovídalo profilu *NACA 0012*.

Výsledek simulace byl dále korigován snížením hodnot tlakového součinitele způsobeným konečným rozpětím křídla o korekční součinitel c_l . Ten byl spočítán na základě změny směrnice vztlakové čáry pro konečná křídla. Při znalosti směrnice vztlakové čáry profilu a_0 lze dopočítat směrnici pro konečné křídlo a pomocí vztahu (14) [8].

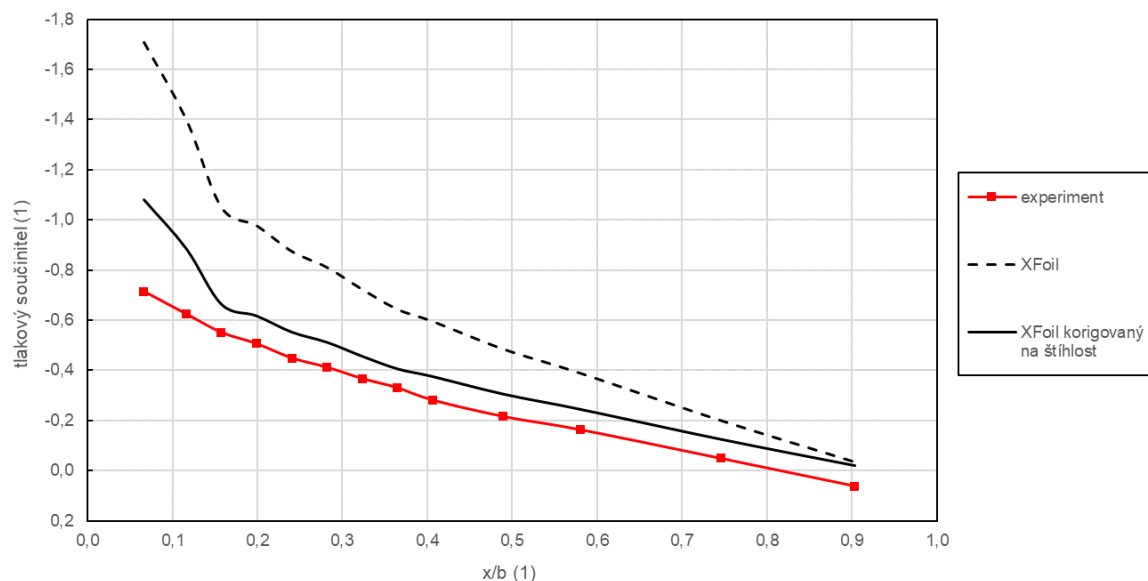
$$a = \frac{a_0}{1 + \frac{a_0}{\pi e \lambda}} \quad (14)$$

Kde e je účinnost daného tvaru křídla a λ je štíhlost křídla definovaná vztahem (15).

$$\lambda = \frac{l_0^2}{S} \quad (15)$$

Kde l_0 je rozpětí křídla a S je plocha křídla. Účinnost e byla určena podle práce [10] jako $e = 0,95$. Vztlak křídla je pak při daném úhlu náběhu nižší o poměr směrnic vztlakových čar a a a_0 . Výsledný korekční součinitel konečnosti křídla je $c_l = 0,59$.

Tlakové součinitele určené simulací budou tedy rozdílné z důvodu nerovnoměrného rozložení vztlaku konečného křídla a nižšího vztlaku konečného křídla. Výsledný korekční součinitel c je součin korekčních součinitelů $c_{Schrenk}$ a c_l . Výsledný korekční součinitel je $c = 0,63$.



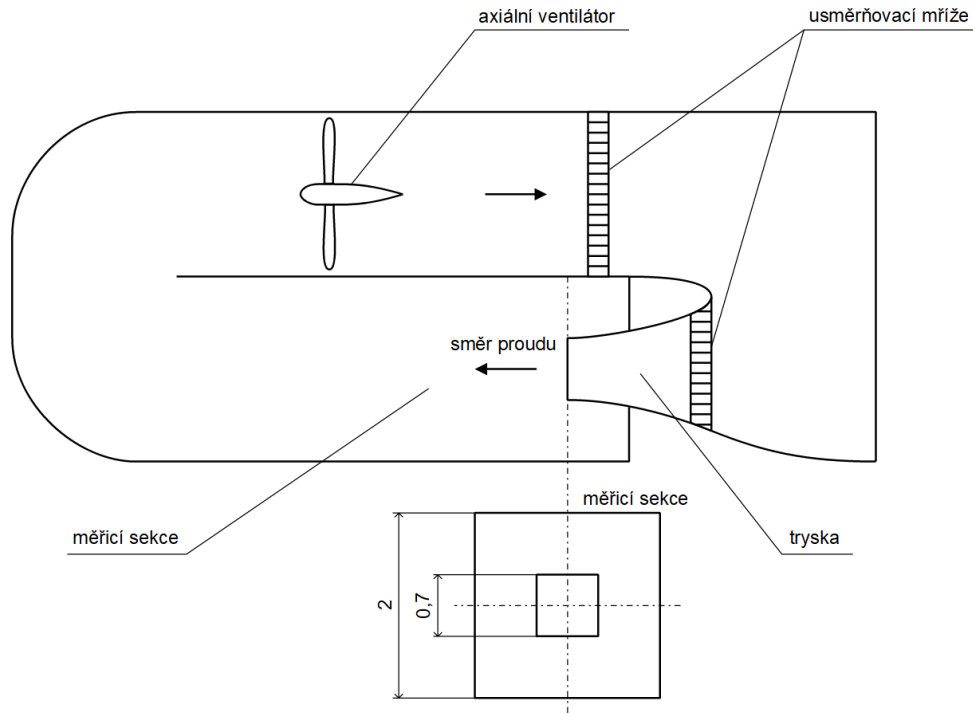
Obr. 18 — Porovnání průběhu změřeného tlakového součinitele se simulací v programu *XFoil*. Neshoda naměřených hodnot se simulací u prvních dvou hodnot může být způsobena nedokonalostí výroby náběžné hrany modelu (její nižší křivost). Průměrná chyba určení tlakového součinitele po korekci simulace je 0,13 (0,09 bez započtení prvních dvou hodnot).

Provedená korekce ukazuje dobrou shodu mezi teoretickými hodnotami tlakového součinitele profilu *NACA 0012* a křídla určeného k testu plazmových aktuátorů.

5.3 Uspořádání experimentu

Měření integrální laserovou anemometrií bylo provedeno v cirkulačním atmosférickém aerodynamickém tunelu Ústavu letadlové techniky ČVUT v Praze.

Schéma aerodynamického tunelu je na Obr. 19. Jako zařízení pro testování plazmového aktuátoru bylo zvoleno křídlo s profilem *NACA 0012*, rozpětím 0,741 m a hloubkou 0,241 m s plazmovým aktuátorem umístěným těsně za náběžnou hranou křídla. Profil testovaného křídla byl použit pro své známé geometrické i aerodynamické charakteristiky.

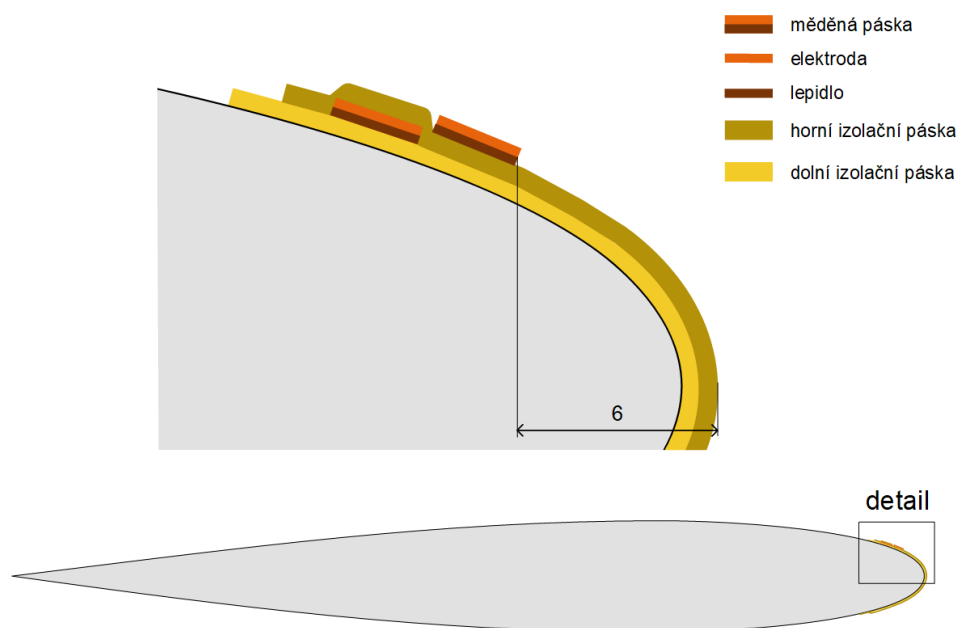


Obr. 19 — Boční pohled na aerodynamický tunel laboratoře Ústavu letadlové techniky ČVUT v Praze. Měřicí sekce tunelu má rozměry průřezu 2x2 m a tryska 0,7x0,7 m.

5.3.1 Plazmový aktuátor

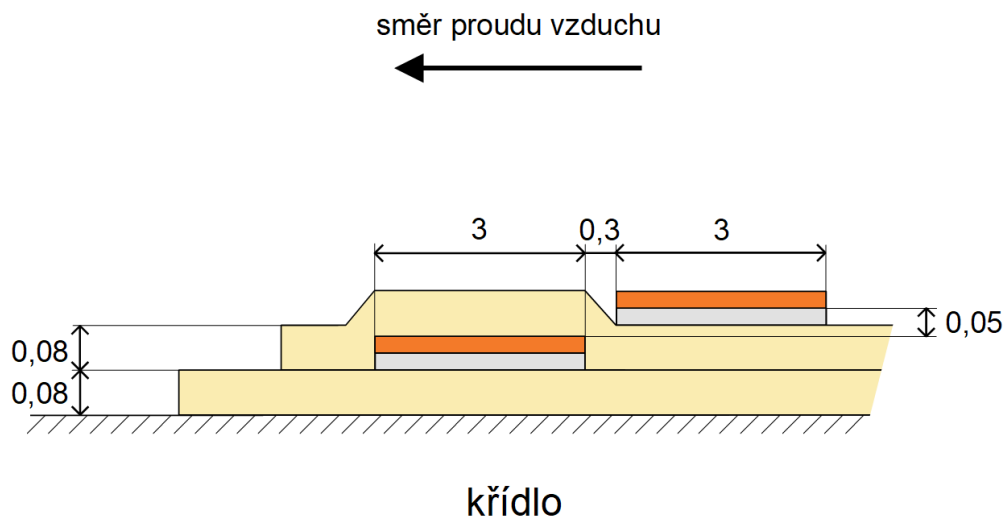
Plazmový aktuátor byl umístěn 6 mm od náběžné hrany po celém rozpětí křídla. Jako elektrody byly použity samolepicí měděné pásky a jako vrstva dielektrika kaptonová lepicí páska. Izolovaná (spodní) elektroda byla podlepena kaptonovou páskou pouze

z důvodu možného budoucího odstranění aktuátoru z křídla (lepidlo měděné pásky poškozuje barvu křídla). Schéma umístění aktuátoru na křídle je na Obr. 20.



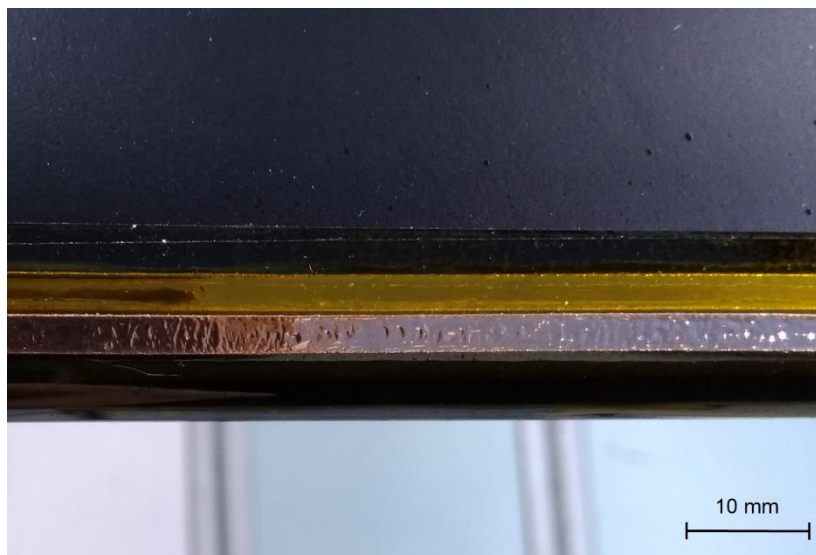
Obr. 20 — Detail plazmového aktuátoru na křídle. Tloušťka elektrod a izolační pásky je pro přehlednost zvětšena 8x. První elektroda je vzdálena 6 mm od náběžné hrany (hodnota ve směru tětiny).

Plazmový aktuátor má ve směru proudění rozměr přibližně 6 mm a je vysoký 0,22 mm (o tuto hodnotu je tedy i narušen tvar profilu). Velikost dielektrické bariéry je přibližně 0,3 mm. Geometrické uspořádání plazmového aktuátoru je na Obr. 21.



Obr. 21 — Geometrické uspořádání plazmového aktuátoru. Tloušťka elektrod a izolační pásky je pro přehlednost zvětšena 8x. Rozměry jsou v mm. Elektroda plazmového aktuátoru je vyznačena oranžově (tloušťku měděné pásky tvoří z jedné poloviny lepidlo).

Fotografie detailu plazmového aktuátoru umístěného na křídle je na Obr. 22.

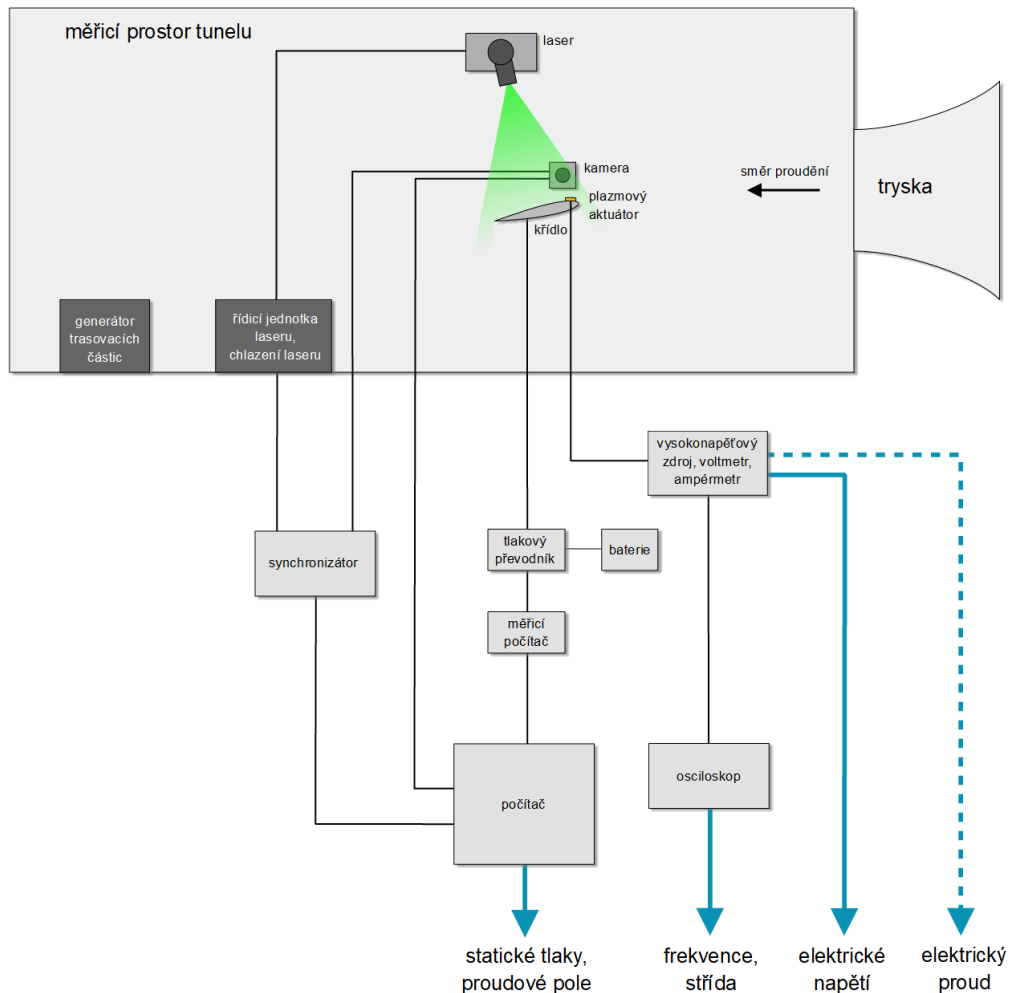


Obr. 22 — Detail plazmového aktuátoru na náběžné hraně křídla. Dvě měděné pásky slouží jako elektrody plazmového aktuátoru. Elektroda vzdálenější od náběžné hrany je izolována pod vrstvou kaptonové pásky.

5.3.2 Měřicí aparatura integrální laserové anemometrie

Pro měření metodou PIV byla použita řešení od společností *TSI* a *EverGreen*. Proudové pole kolem křídla je osvětleno laserem v rovině uprostřed křídla (v místě tlakových odběrů). Plazmový aktuátor byl napájen zdrojem vysokého napětí *PVM500*. Proudové pole bylo snímáno 5Mpx kamerou *Zyla 5.5 sCMOS* společnosti *Andor* z levé strany

křídla. Při měření bylo odečítáno 13 hodnot statických tlaků podél hloubky křídla, snímáno proudové pole v časovém rozsahu 0,6 s po 10 snímcích pro každou variantu a měřeny parametry napájecího signálu plazmového aktuátoru (napětí, frekvence, střída a proud³). Schéma uspořádání experimentu je na Obr. 23.

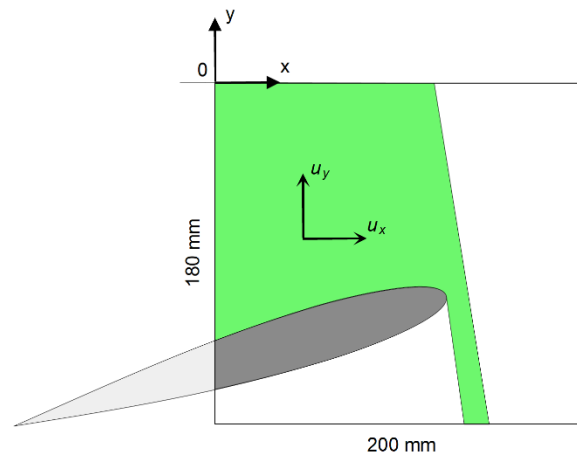


Obr. 23 — Blokové schéma experimentu. Plazmový aktuátor je napájen ze zdroje vysokého napětí s možností nezávislé regulace napětí, proudu a frekvence a s integrovaným ampérmetrem, ze kterého je přímo odečítán proud. Frekvence a střída signálu je odečítána z osciloskopu připojeného na monitorovací port zdroje. Hodnoty statických tlaků jsou odečítány přes tlakový převodník a měřicí počítač. Spouštění laseru je synchronizováno se snímáním vysokorychlostní kamery pomocí synchronizátoru a snímky proudového pole jsou pak zpracovány počítačem.

Tlakový převodník byl během experimentu napájen z baterie, aby nedocházelo k rušení ze sítě způsobené vysokonapěťovým zdrojem. Napětí v obvodu plazmového aktuátoru bylo změřeno vysokonapěťovou sondou kvůli kalibraci voltmetru integrovaného ve vysokonapěťovém zdroji. Vysokorychlostní kamerou byla snímána

³ Napájecí elektrický proud plazmového aktuátoru při experimentu byl měřen pouze integrovaným ampérmetrem vysokonapěťového zdroje. Proud se pohyboval v dolním rozsahu přístroje a jeho naměřené hodnoty byly tedy pouze informativní. Z hodnot proudu byl určen přibližný výkon plazmového aktuátoru jako 15–20 W.

oblast o rozměrech 200x180 mm v okolí plazmového aktuátoru. Definice snímané oblasti, souřadnicového systému a měřených veličin proudového pole je na Obr. 24.



Obr. 24 — Definice souřadnicového systému, snímané oblasti a směrů proudění při měření pomocí PIV. Přibližná oblast, ve které jsou trasovací částice osvětleny laserem, je vyznačena zeleně. Celková snímaná oblast kamerou má rozměry 200x180 mm. Rychlost nabíhajícího proudu má směr $(u_x; u_y) = (-1; 0)$. Zadní část křídla je mimo záběr.

Jako trasovací částice byl použit ester kyseliny sebakové (DEHS). Pro ověření chování těchto částic rozptýlených ve vzduchu bylo určeno Stokesovo číslo. Pro Stokesovo proudění ($Re \ll 1$) platí pro charakteristický čas t_0 vztah (16) [11].

$$t_0 = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_g} \quad (16)$$

Kde ρ_p je hustota částic, d_p průměr částic a μ_g je dynamická viskozita plynu. Po dosazení vlastností DEHS [12] a parametrů experimentu do vztahů (4) a (16) bylo určeno Stokesovo číslo jako $St \approx 10^{-4}$, což zaručuje dobrou shodu trajektorie částic s rychlostním polem proudu [13].

Seznam přístrojů a vybavení použitých při experimentu je v Tab. 4 a fotografie uspořádání experimentu na Obr. 25 a Obr. 26.

Tab. 4 — Použité přístroje a jejich parametry.

Přístroj/vybavení	Typ	Parametry/poznámka
laserový systém	EverGreen 200	energie laseru 200 mJ, opakovací frekvence 15 Hz
kamera	Zyla 5.5 sCMOS	rozlišení 5 Mpx, frekvence snímání 100 FPS
objektiv kamery	Nikkor 50mm 1:1.4 D	—
synchronizátor	LaserPulse Synchronizer 610036	—
generátor trasovacích částic	Oil Droplet Generator Model 9307	—
trasovací částice	bis(2-ethylhexyl)ester kyseliny sebakové (DEHS)	—
vysokonapěťový zdroj	PVM500	pro nastavení viz Tab. 6
osciloskop	Rigol DS1102D	—
tlakový převodník	ESP-16HD	—
měřicí počítač	NI cRIO-9063	vstupní napěťový modul NI-9215, digitální modul NI-9401
vysokonapěťová sonda	Testec HVP-15HF	—

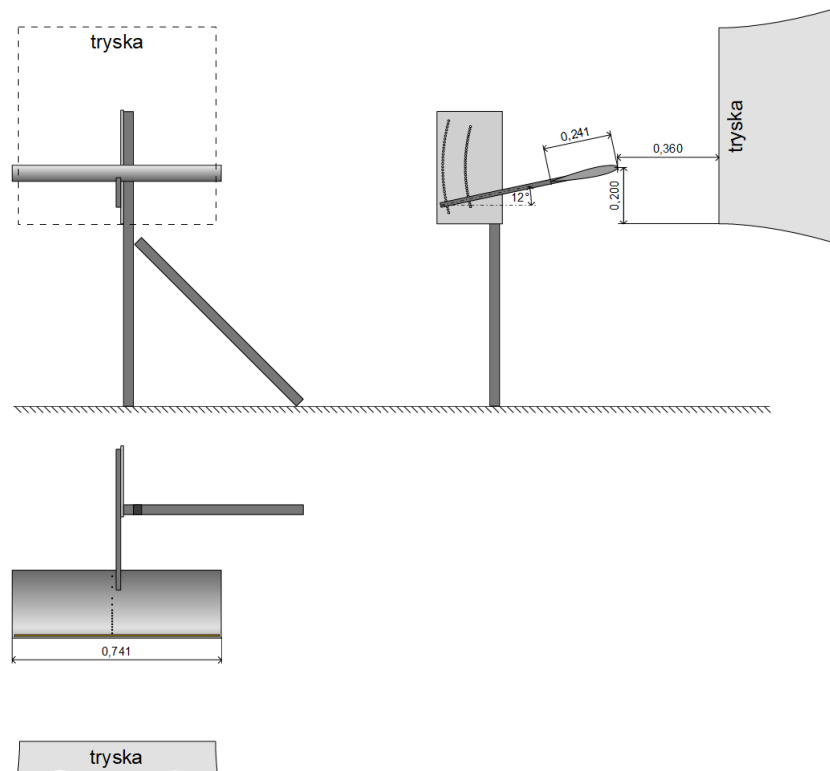


Obr. 25 — Křídlo umístěné v aerodynamickém tunelu. Pohled z boku. Na stropě tunelu je uchycen laser, u vzdálenější stěny je umístěná kamera.



Obr. 26 — Křídlo umístěné v aerodynamickém tunelu. Pohled zezadu.

Poloha křídla v tunelu a jeho uchycení je na Obr. 27.



Obr. 27 — Umístění křídla a jeho uchycení v aerodynamickém tunelu. Uchycení křídla umožňuje nastavit jeho úhel náběhu v rozsahu $+15^\circ$ až -15° po 1° tak, aby se náběžná hrana nacházela na stejném místě při libovolném úhlu náběhu.

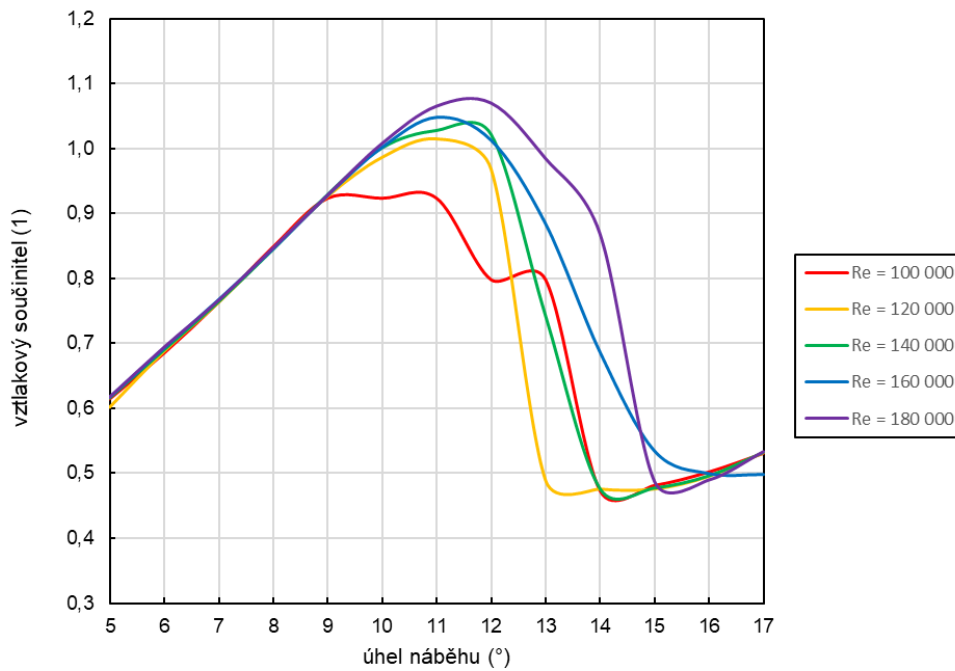
5.3.3 Podmínky experimentu

Pro účel mapování proudového pole plazmového aktuátoru pomocí PIV byly zvažovány tyto předpoklady a z nich vyplývající parametry experimentu:

- Stabilní chod aerodynamického tunelu
- Odtržení proudění
- Časová doba sběru dat

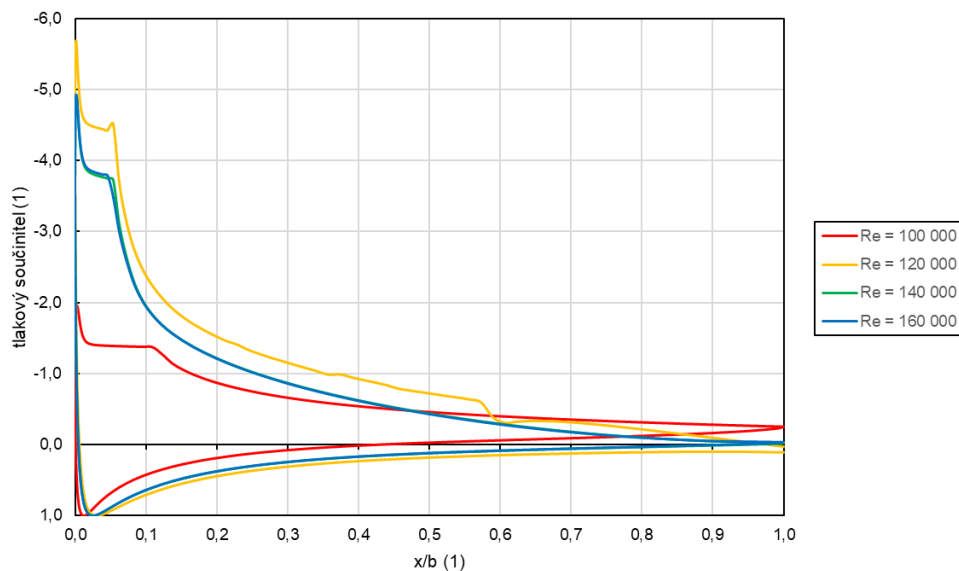
Stabilní chod aerodynamického tunelu je zajištěn pro rychlosti v řádu 10^1 ms^{-1} . To znamená, že minimální dosažitelná Reynoldsova čísla budou v řádu 10^5 . Rychlost proudu v tunelu byla zvolena 12 ms^{-1} .

Pro stanovení úhlu náběhu, při kterém dojde k odtržení proudu, byla provedena simulace v programu *XFOIL*. Vztlakové čáry pro různá Reynoldsova čísla jsou na Obr. 28. Maximální hodnoty součinitele vztlaku se pro Reynoldsova čísla vyšší než 100 000 pohybují kolem 11° až 12° úhlu náběhu. Nicméně pro $Re = 100\,000$ se proudění začíná odtrhávat už od 9° .



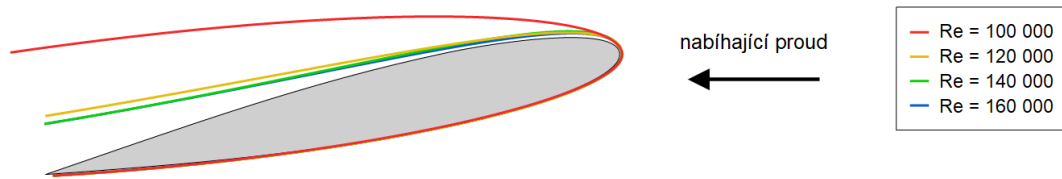
Obr. 28 — Porovnání vztlakových čar pro různá Reynoldsova čísla získaná simulací z programu *XFoil*. Maximální hodnota součinitele vztlaku se nachází pro většinu Reynoldsových čísel mezi úhly náběhu 11° až 12°, pro $Re = 100\,000$ už je to však kolem 9°.

Průběh tlakových součinitelů po hloubce křídla pro různá Reynoldsova čísla je na Obr. 29. Z průběhu tlakového součinitele je vidět, že proudění je zcela odtržené při $Re = 100\,000$, ale i $Re = 120\,000$ vykazuje nestabilitu mezní vrstvy. Lze tedy očekávat nestabilní chování křídla v této oblasti Reynoldsových čísel, a tedy i při experimentu.



Obr. 29 — Porovnání rozložení tlakového součinitele pro různá Reynoldsova čísla získaná simulací z programu *XFoil*. Pro $Re = 100\,000$ je už proud viditelně odtržen, což lze pozorovat značným snížením tlakového součinitele na začátku profilu. Pro $Re = 120\,000$ je pak proudění stále nestabilní, což je vidět na nerovnoměrném průběhu tlakového součinitele těsně za polovinou profilu.

Hranice mezních vrstev pro různá Reynoldsova čísla při úhlu náběhu 12° jsou na Obr. 30.



Obr. 30 — Hranice mezních vrstev pro různá Reynoldsova čísla získaná simulací z programu XFOIL. Při poklesu Reynoldsova čísla pod 120 000 se už mezní vrstva začíná odtrhávat.

Pro určení úhlu náběhu, při kterém dojde k odtržení proudu, bylo provedeno měření statického tlaku při $Re = 190\,000$ pro různé úhly náběhu v okolí 12°. Bylo zjištěno, že pro křídlo použité při experimentu (které kvůli nepřesnostem výroby neodpovídá přesně profilu *NACA 0012*) nastává odtržení mezní vrstvy mezi úhly náběhu 11° až 12°. Na základě toho byl zvolen úhel náběhu pro měření pomocí PIV 12°, kdy už je proudění odtržené.

Pro určení časové doby sběru dat bylo vycházeno ze dvou předpokladů. Pokud bude proudění nestacionární, frekvence sběru dat by měla být vyšší, než je frekvence nestacionárního jevu v proudu a zároveň je nutné proudové pole snímat dostatečnou dobu pro proběhnutí celého nestacionárního jevu. Pro určení těchto dvou časů bylo vycházeno z práce [14] zkoumající vírovou strukturu za profilem *NACA 0012*. Bezrozměrné číslo popisující oscilující proud je Strouhalovo číslo Sr (17).

$$Sr = \frac{fL}{u_\infty} \quad (17)$$

Kde f je frekvence tvorby vírů, L charakteristický rozměr a u_∞ rychlost proudění. Výsledky práce [14] ukazují, že pro Reynoldsova čísla vyšší nebo rovna 10^4 je Strouhalovo číslo konstantní pro daný úhel náběhu. Pro $Re_d = 45\,000$ a úhel náběhu 10° je Strouhalovo číslo $Sr_d = 0,2$.⁴ Pro parametry experimentu tak frekvence nestacionárního jevu odpovídá $f = 42$ Hz a tedy časová doba jednoho jevu je 0,024 s. Jelikož maximální opakovací frekvence dostupného laseru je 15 Hz, nebude možné nestacionární jev pomocí PIV přesně zmapovat. Při použití deseti snímků s frekvencí 15 Hz by se měl nestacionární jev při měření zopakovat přibližně 25x.

Dynamická viskozita μ při experimentu byla určena pomocí Sutherlandova vztahu (18) [15].

$$\mu = \mu_{ref} \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^{3/2} \frac{T_{ref} + C_S}{T + C_S} \quad (18)$$

⁴ Index d zde značí, že charakteristický rozměr v podobnostním čísle je délka průmětu do roviny kolmé na směr proudění. Charakteristický rozměr křídla d použitého při experimentu je při úhlu náběhu 12° roven 0,057 m.

Kde μ_{ref} je referenční dynamická viskozita při referenční teplotě T_{ref} , T je termodynamická teplota ideálního plynu a C_S je Sutherlandova teplota. Pro vzduch $\mu_{ref} = 1,716 \cdot 10^{-5}$ Pas, $T_{ref} = 273,15$ K a $S = 110,4$ K [15]. Dosazením teploty naměřené v trysce tunelu do vztahu (18) byla určena dynamická viskozita vzduchu při experimentu jako $\mu = 1,803 \cdot 10^{-5}$ Pas.

Hustota vzduchu při experimentu byla určena podle standardní atmosféry [16] na základě teploty a nadmořské výšky. Parametry experimentu jsou v Tab. 5.

Tab. 5 — Parametry experimentu.

Parametr	Hodnota
rychlost nabíhajícího proudu	12 ms^{-1}
teplota nabíhajícího proudu	$18 \text{ }^\circ\text{C}$
dynamická viskozita nabíhajícího proudu	$1,803 \cdot 10^{-5}$ Pas
hustota vzduchu	$1,183 \text{ kgm}^{-3}$
Reynoldsovo číslo	190 000
úhel náběhu	12°
otáčky ventilátoru aerodynamického tunelu	260 otmin^{-1}

5.4 Výsledky

Měření pomocí PIV bylo nejprve provedeno pro křídlo s vypnutým plazmovým aktuátorem (ID 1) a poté pro pět variant napájení aktuátoru (ID 2–6). Parametry napájení aktuátoru pro jednotlivá měření jsou v Tab. 6.

Tab. 6 — Napájecí parametry plazmového aktuátoru. První měření bylo provedeno s vypnutým aktuátorem. Frekvence byla nastavena na základě optického posouzení kvality výboje a střída signálu byla postupně snižována přibližně po 30 %.

ID měření	Frekvence (kHz)	Šířka pulzu (ms)	Perioda (ms)	Střída (%)	Napětí (kV)
1	—	—	—	—	—
2	31,5	—	—	100	3,0
3	31,5	6,0	10	60	3,0
4	31,5	3,4	11	31	3,0
5	31,5	1,0	11	9	3,0
6	26,5	—	—	100	3,5

Pro všechna měření bylo proudové pole zmapováno pomocí PIV a pro měření ID 1–5 byl proveden odečet statických tlaků z tlakových odběrů. Pro měření ID 6 nejsou tlakové informace k dispozici, protože před jejich odečtem došlo k destrukci plazmového aktuátoru z důvodu vyššího napětí při tomto měření.

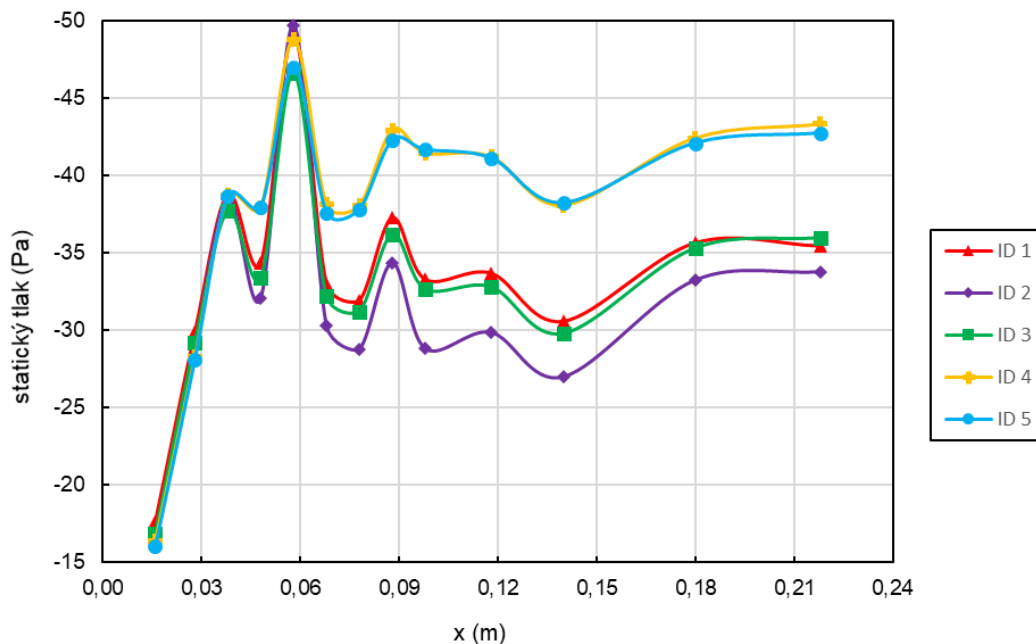
5.4.1 Výsledky z tlakových odběrů

Změřené hodnoty statických tlaků vůči tlaku atmosféry jsou v Tab. 7.

Tab. 7 — Změřené hodnoty statického tlaku vůči tlaku atmosféry. Jednotková plocha byla určena podle vztahu (11). Hodnoty tlaků jsou pro každý odběr průměrovány z 487 až 946 měření v časových úsecích 48 s až 94 s.

Tlakový odběr	Poloha (m)	Jednotková plocha (m)	Statický tlak (Pa)				
			ID 1	ID 2	ID 3	ID 4	ID 5
1	0,016	0,022	-17,6	-16,0	-16,9	-16,4	-16,0
2	0,028	0,011	-29,9	-29,1	-29,2	-28,3	-28,1
3	0,038	0,010	-38,8	-38,5	-37,7	-38,7	-38,7
4	0,048	0,010	-34,4	-32,1	-33,4	-37,9	-37,9
5	0,058	0,010	-49,2	-49,7	-46,6	-48,8	-47,0
6	0,068	0,010	-33,0	-30,3	-32,2	-38,1	-37,6
7	0,078	0,010	-31,9	-28,8	-31,2	-38,0	-37,8
8	0,088	0,010	-37,3	-34,4	-36,2	-42,9	-42,3
9	0,098	0,015	-33,3	-28,8	-32,6	-41,4	-41,7
10	0,118	0,021	-33,7	-29,9	-32,8	-41,2	-41,1
11	0,140	0,031	-30,6	-27,0	-29,8	-38,1	-38,2
12	0,180	0,039	-35,6	-33,2	-35,3	-42,4	-42,1
13	0,218	0,042	-35,4	-33,8	-35,9	-43,3	-42,7

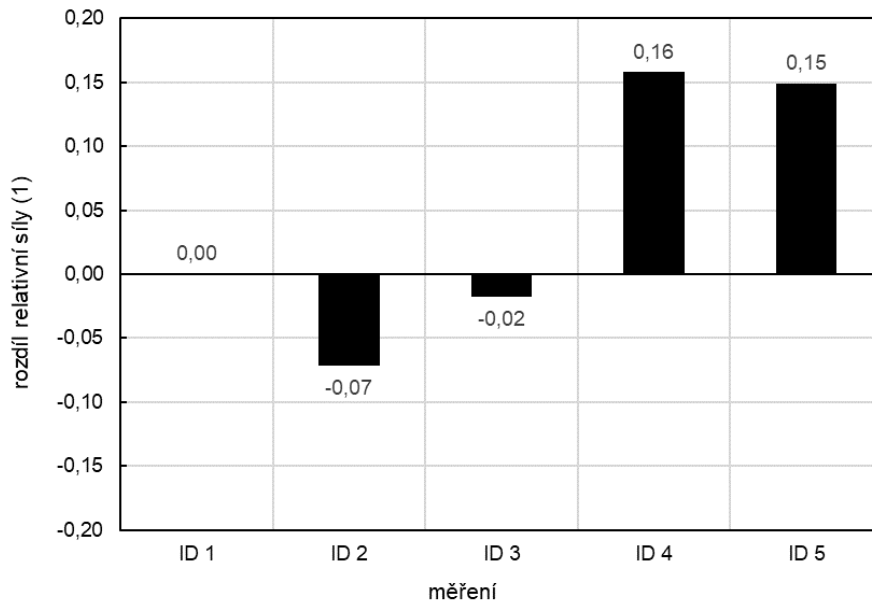
Průběhy statických tlaků po hloubce křídla pro jednotlivá měření jsou na Obr. 31. Z výsledků měření tlaků je patrné, že při žádné variantě napájení aktuátoru nedošlo k zabránění odtržení proudění. Nicméně u variant ID 4 a ID 5 s nižší střídou napájecího signálu je vidět ztelný pokles statického tlaku v zadní části křídla.



Obr. 31 — Průběhy statických tlaků po horní polovině křídla pro různé varianty napájení aktuátoru. U variant ID 4 a ID 5 je vidět ztelný pokles statického tlaku na zadních třech čtvrtinách křídla. To je způsobeno částečným opětovným přichycením proudu vzduchu způsobené plazmovým aktuátorem.

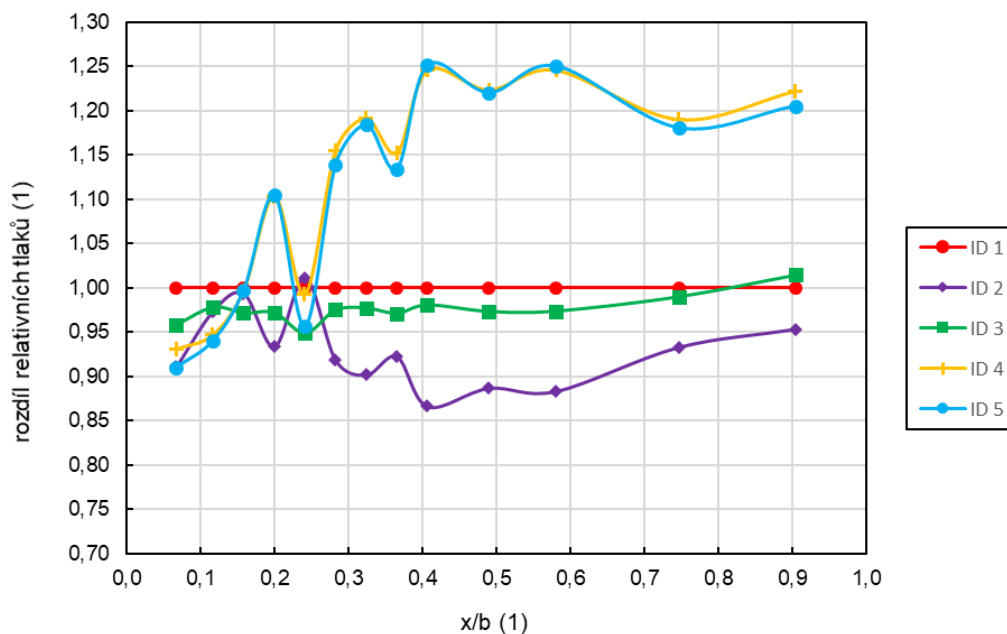
Pro kvantifikování výsledků z tlakových odběrů byla provedena integrace změřených tlaků podél hloubky křídla podle vztahu (11) (viz 5.2) a byla zjištěna celková síla působící na horní stranu křídla o jednotkovém rozpětí. Výsledná síla byla porovnána se silou působící na křídlo s neaktivním aktuátorem. Z naměřených dat byl

zjištěn nárůst síly při variantě napájení aktuátoru ID 4 o 16 % a ID 5 o 15 %. Porovnání všech měření je na Obr. 32.



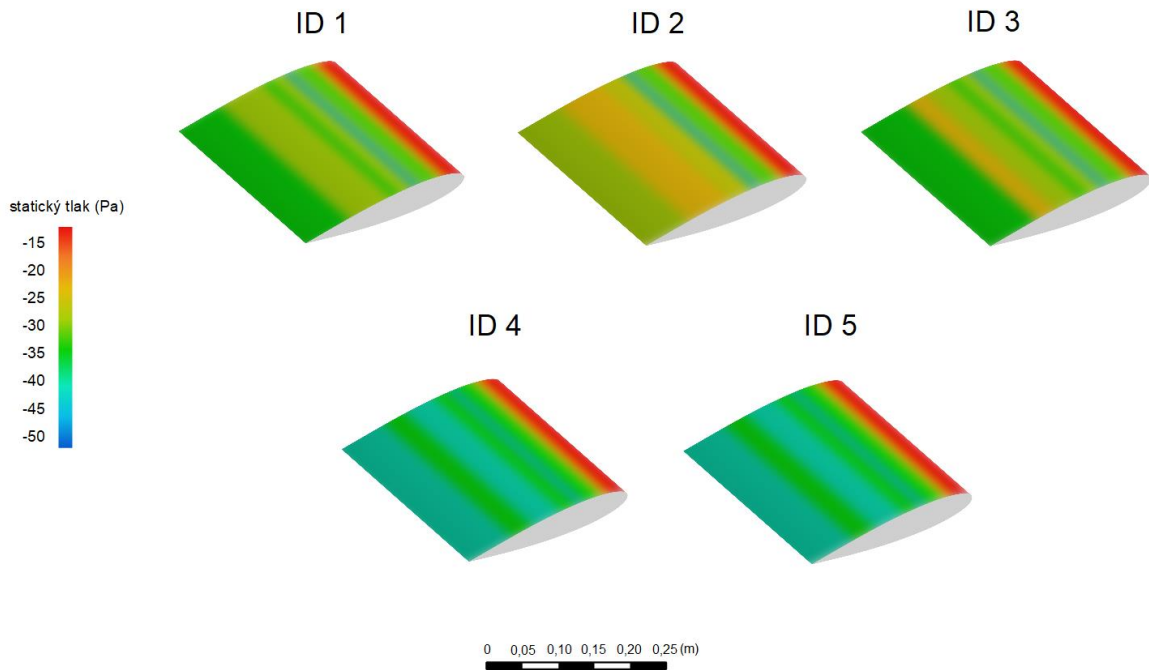
Obr. 32 — Porovnání síly působící na horní stranu křídla (při uvažovaném rozpětí 1 m) pro různé nastavení aktuátoru. Síla je vztažena k síle působící na křídlo s neaktivním aktuátorem. Pro poslední dvě varianty je vidět znatelný nárůst celkové síly až o 16 %.

Pro lepší názornost byly průběhy tlaků se spuštěným aktuátorem srovnány se stavem při vypnutém aktuátoru (Obr. 20). V oblasti těsně za plazmovým aktuátorem (5–15 % hloubky křídla) došlo při jeho spuštění u všech měření k nárůstu statického tlaku. U měření ID 4 a ID 5 je pak vidět značný pokles statického tlaku vůči stavu bez aktuátoru přibližně od 30 % hloubky křídla až k odtokové hraně. Pokles statického tlaku se pohybuje mezi 15 až 25 %.



Obr. 33 — Porovnání průběhu statických tlaků po horní polovině křídla pro různé varianty napájení aktuátoru. Hodnoty statických tlaků jsou vztaheny k hodnotám pro křídlo s neaktivním aktuátorem. Vyšší relativní hodnoty znamenají nižší statický tlak. U variant ID 4 a ID 5 je vidět ztelný nárůst rozdílu (nižší statický tlak) od první třetiny hloubky křídla způsobené plazmovým aktuátorem. Statický tlak je zde nižší přibližně o 20 %.

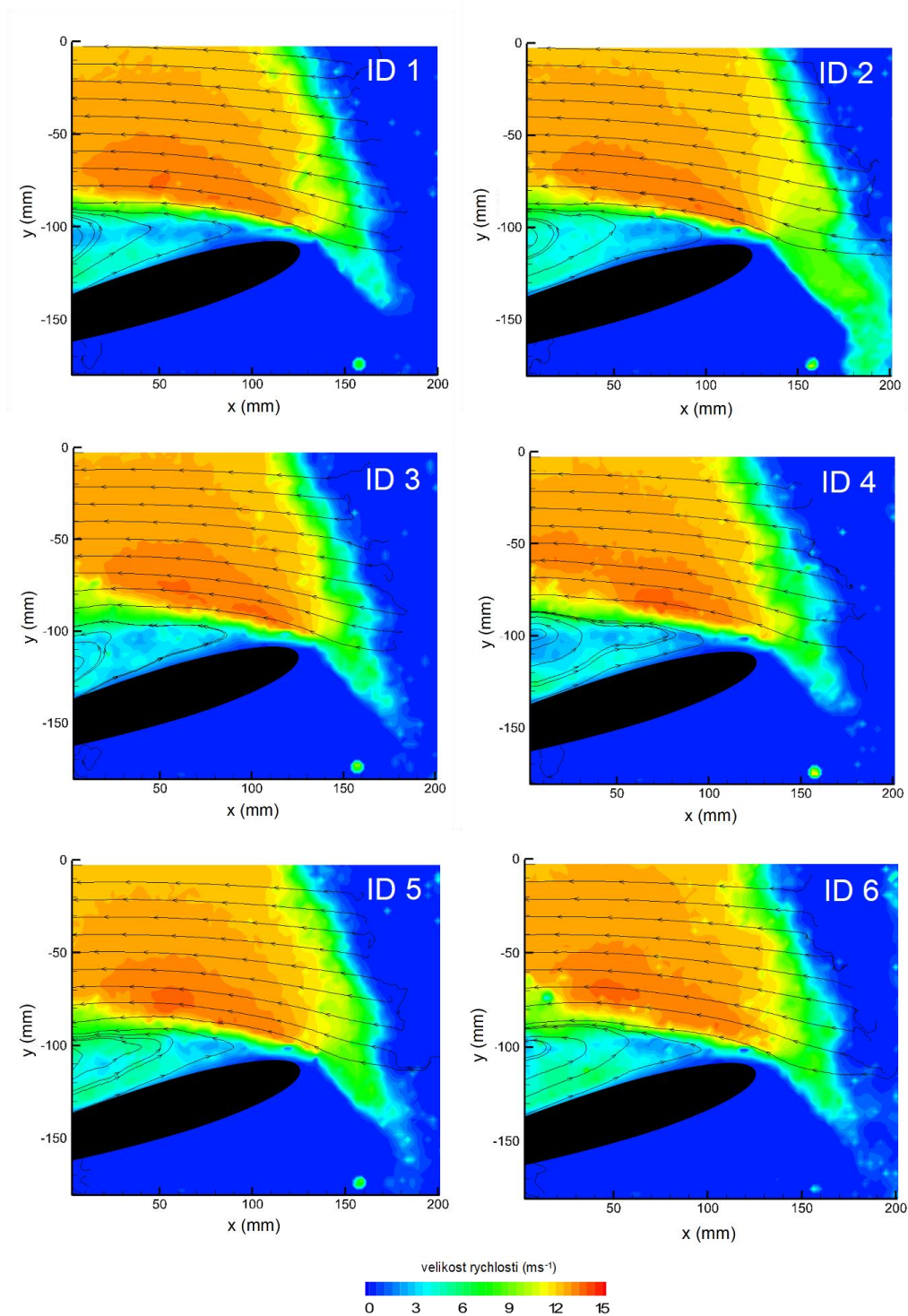
Výsledky měření statických tlaků byly dále zpracovány jako kontury na povrchu křídla. Kontury statických tlaků jsou na Obr. 34.



Obr. 34 — Kontury statických tlaků na křídle (je uvažováno křídlo s nekonečným rozpětím a tlak se tedy ve směru rozpětí nemění). U posledních dvou variant je vidět značné snížení statického tlaku na zadní části křídla, které je způsobeno částečným opětovným přichycením odtrženého proudění.

5.4.2 Výsledky PIV

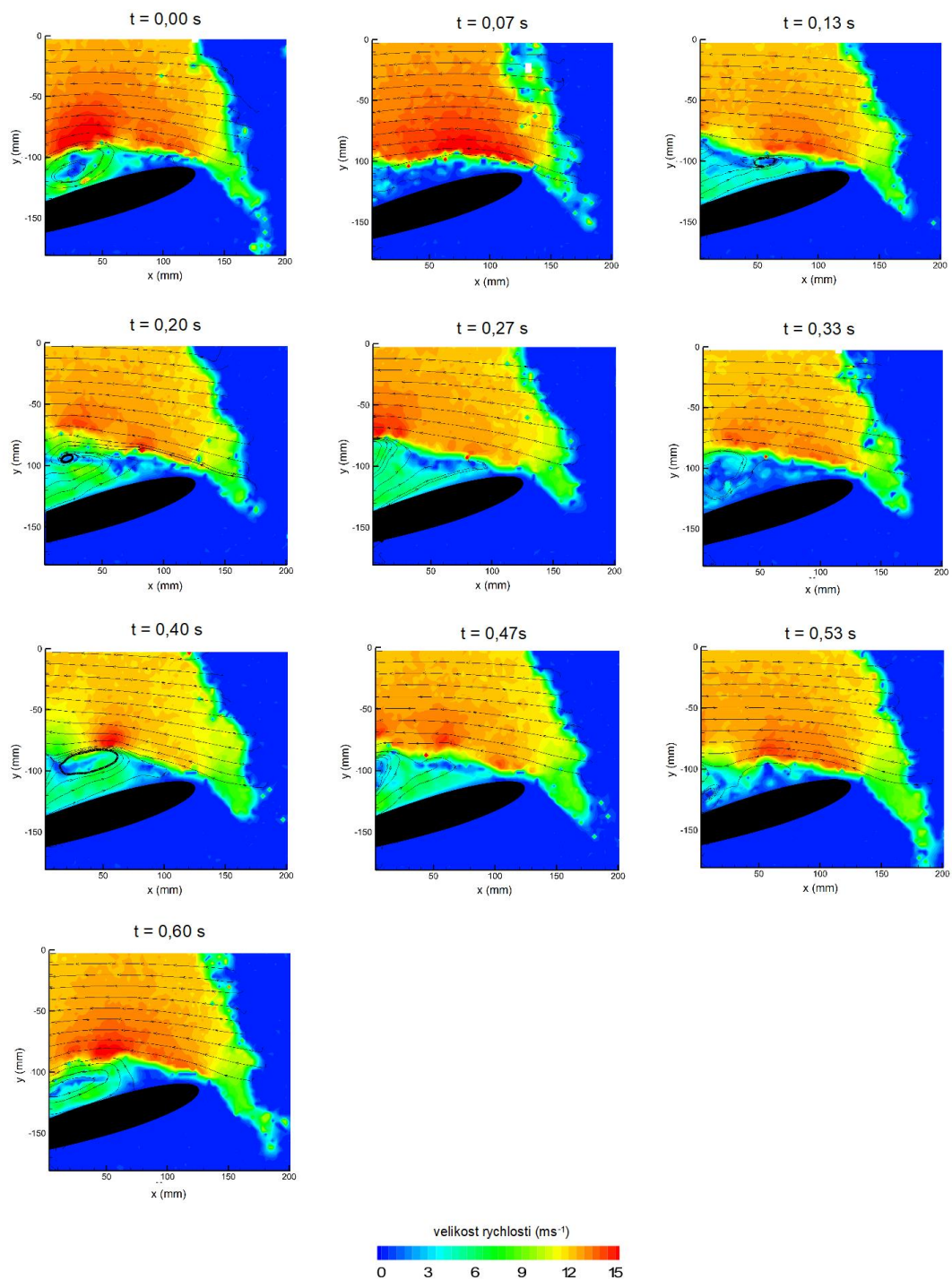
Integrální laserovou anemometrií bylo změřeno proudové pole v oblasti kolem plazmového aktuátoru (měřená oblast je na Obr. 24). Výsledkem je matice rychlostních vektorů o rozměru 79x66. Rychlostní vektory jsou v měřené oblasti rozmístěny s prostorovým krokem 2,74 mm. Pro každou variantu bylo provedeno 10 měření proudového pole s časovým krokem 0,067 s a výsledné proudové pole bylo dále zprůměrováno ze všech deseti měření. Časově zprůměrovaná proudová pole jsou na Obr. 35.



Obr. 35 — Proudové pole plazmového aktuátoru. Barevné kontury zobrazují velikost rychlosti a čarami jsou znázorněny proudnice. Proudové pole je v každém obrázku průměrováno z 10 snímků pořízených s frekvencí 15 Hz (celkový čas snímání proudového pole pro každou variantu je 0,6 s). V oblasti vpravo (pro $x > 150$ mm) jsou rychlosti nulové, protože se nachází mimo oblast osvětlenou laserem a proudové pole zde tedy není měřeno. Ze stejného důvodu jsou nulové i rychlosti pod křídlem, kde je laser zastíněn.

Pro posouzení vlivu nestacionarity proudového pole bylo pro vybranou variantu (ID 5) vyhodnoceno proudové pole na všech 10 snímcích. Časově závislé rychlostní pole

s vyznačenými proudnicemi je na Obr. 36. Na obrazu proudových polí v jednotlivých časových okamžicích je vidět periodické odtrhávání vírů z náběžné hrany křídla.



Obr. 36 — Nestacionární proudové pole plazmového aktuátoru varianty ID 5. Zobrazeny jsou všechny pořízené snímky z jednoho měření. Patrná je značná časová závislost proudění, které je održené. Lze pozorovat periodické vytváření vírů za náběžnou hranou křídla. Frekvence snímků však není dostačující pro sledování pohybu jednotlivých vírů.

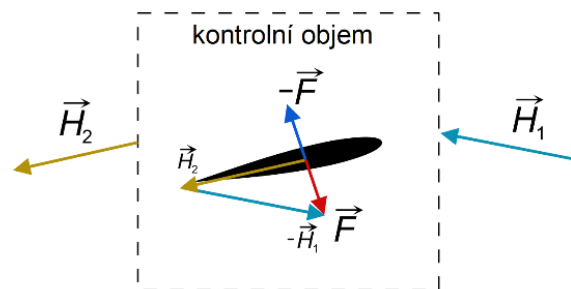
5.4.3 Statistické vyhodnocení proudového pole

Pro kvantifikování funkce plazmového aktuátoru bylo dále proudové pole analyzováno z hlediska směru rychlostí. Výslednou aerodynamickou sílu lze vyjádřit

jako reakci na změnu toku hybnosti tekutiny. Věta o změně toku hybnosti je definována vztahem (19).

$$\sum \vec{F} = \vec{H}_2 - \vec{H}_1 \quad (19)$$

Kde \vec{F} je výsledná síla působící na tekutinu, \vec{H}_2 je tok hybnosti tekutiny vystupující z kontrolního objemu a \vec{H}_1 tok hybnosti vstupující do kontrolního objemu (Obr. 37).



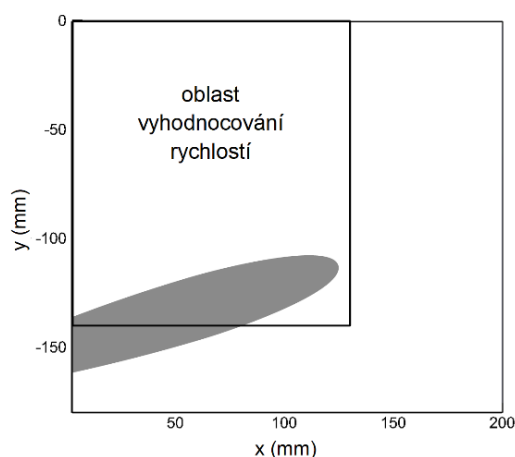
Obr. 37 — Znázornění věty o změně toku hybnosti. Čárkovanou čarou je vyznačený kontrolní objem.

Tok hybnosti pak lze vyjádřit vztahem (20).

$$\vec{H} = Q_m \cdot \vec{u} \quad (20)$$

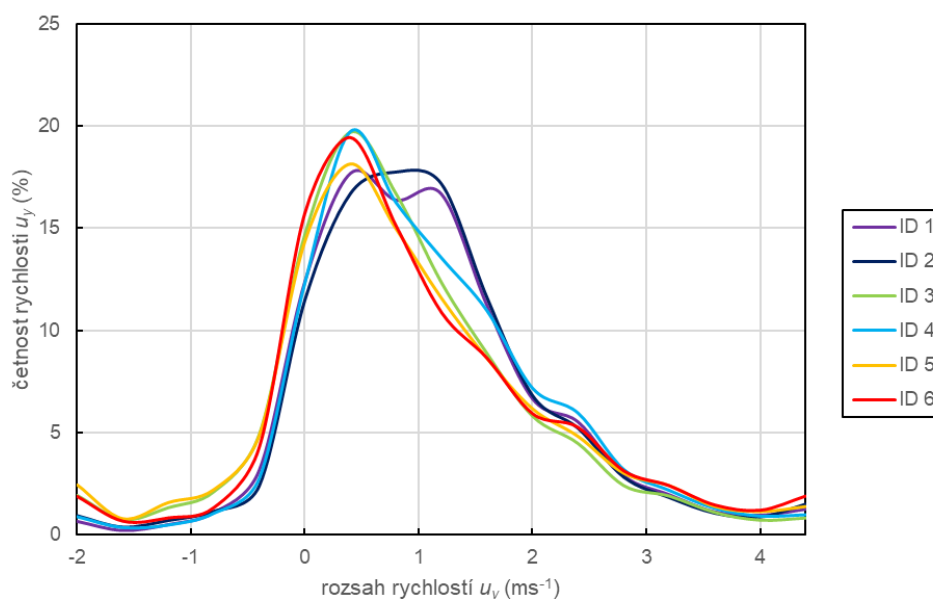
Kde Q_m je hmotnostní tok tekutiny a \vec{u} je rychlost tekutiny. Ze vztahu (20) tedy vyplývá, že směr toku hybnosti odpovídá směru rychlosti a po dosazení do vztahu (19) je zřejmé, že směr výsledné síly odpovídá vektorovému rozdílu rychlostí na vstupu a výstupu kontrolního objemu.

Na základě této skutečnosti bylo provedeno vyhodnocení složky rychlosti u_y kolmé na nabíhající proud, jejíž velikost je úměrná vztlakové síle. Byly zpracovány četnosti rychlostí u_y vyskytující se v proudovém poli z dat naměřených pomocí PIV. Oblast sběru dat byla omezena na oblast nad křídlem, kde se nacházejí relevantní hodnoty rychlostí (trasovací částice pod a před křídlem nejsou osvětleny laserem). Oblast vyhodnocení dat je znázorněna na Obr. 38.



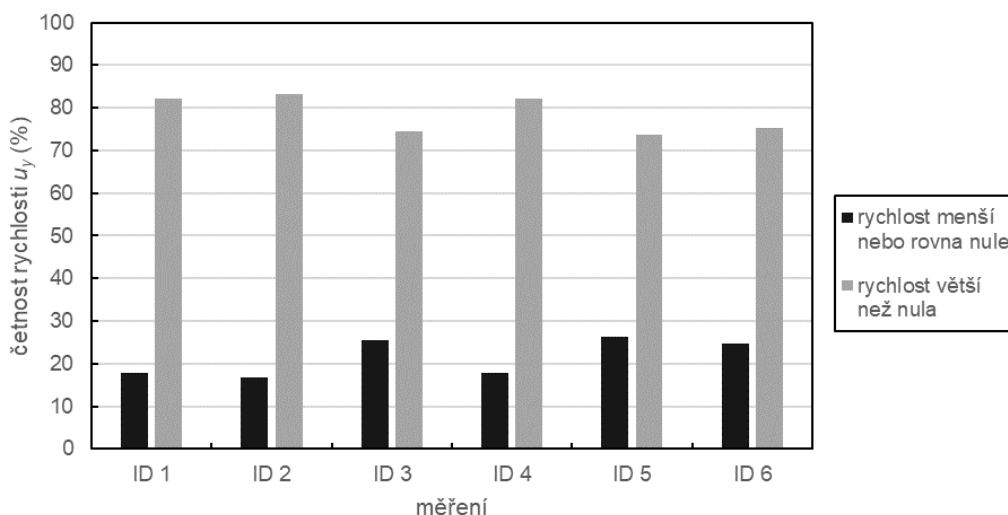
Obr. 38 — Oblast vyhodnocení rychlostí kolmých na nabíhající proud. Velikost oblasti je ve směru x od 0 do 130 mm a ve směru y od 0 do -140 mm.

Rychlosti u_y byly vyhodnoceny z 2 397 hodnot z matice o rozměrech 47x51. Procentuální četnost výskytu jednotlivých rychlostí je na Obr. 39.



Obr. 39 — Četnost výskytu velikosti svislé složky rychlosti u_y v proudovém poli. Graf ukazuje, kolik procent oblasti proudového pole zaujímá daná rychlost. Pro varianty se spuštěným aktuátorem je vidět posunutí špičky rychlostí směrem do záporných hodnot (směr rychlosti dolů) a zároveň zvýšení podílu minimální (nejvíce záporné) rychlosti.

Z výsledků je vidět mírné natočení proudového pole směrem ke křídlu, a tedy podle věty o změně toku hybnosti (19) lze předpokládat i zvýšení vztlakové síly. Při porovnání pouze převažujícího smyslu rychlosti u_y v proudovém poli už výsledek není tak patrný. To může být způsobeno zabíranou oblastí. V první polovině křídla má proudové pole kolem profilu tendenci směřovat nahoru. Porovnání smyslů rychlostí je na Obr. 40.



Obr. 40 — Poměr kladné a záporné svislé složky rychlosti u_y v proudovém poli. Není patrný žádný značný nárůst záporné rychlosti u_y , tedy změna směru proudu směrem dolů. To však může být způsobeno polohou snímané oblasti – kamera zabírá pouze první polovinu křídla.

Pro porovnání jednotlivých variant byl určen aritmetický průměr rychlosti u_y v proudovém poli a pro eliminaci extrémních hodnot byl dále spočten medián rychlosti u_y vyskytující se v proudovém poli. Statistické hodnoty rychlostí jsou v Tab. 8.

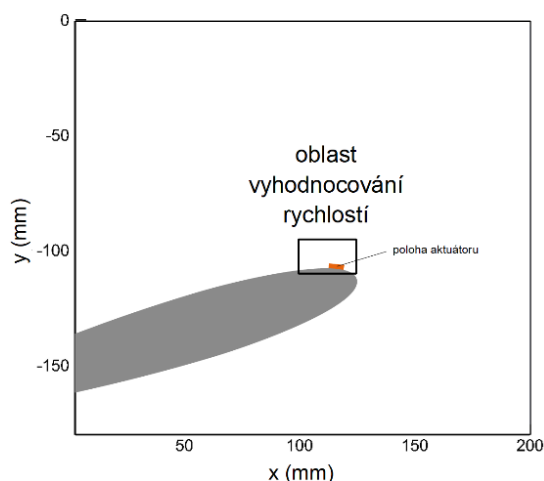
Tab. 8 — Statistické hodnoty proudového pole pro velikost svislé složky rychlosti u_y .

Statistická hodnota	ID 1	ID 2	ID 3	ID 4	ID 5	ID 6
aritmetický průměr rychlosti u_y (ms^{-1})	0,88	0,88	0,63	0,86	0,69	0,77
medián rychlosti u_y (ms^{-1})	0,75	0,77	0,51	0,69	0,55	0,55

Z dat je vidět jistá tendence snižování svislé rychlosti u_y v proudové poli kolem křídla. Zvýšení statistických hodnot rychlosti u_y u měření ID 4 je způsoben vyšším počtem rychlosti v oblasti 1 až 2 ms^{-1} a nižším počtem rychlostí menších než -2 ms^{-1} (viz Obr. 39).

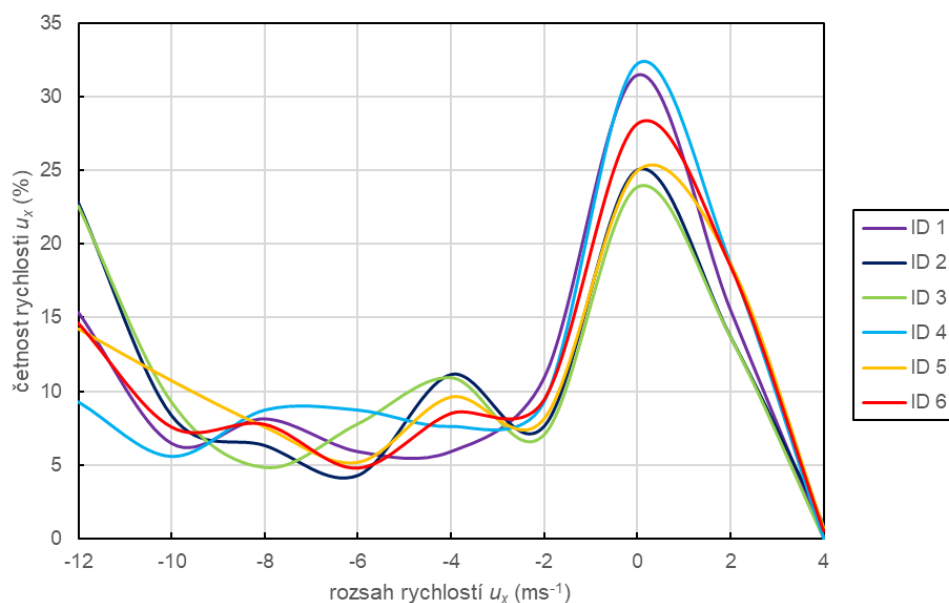
5.4.4 Proudové pole v okolí plazmového aktuátoru

Pro vyhodnocení vlivu plazmového aktuátoru na proudové pole v jeho těsné blízkosti bylo provedeno vyhodnocení rychlostí u_x rovnoběžných s nabíhajícím proudem vzduchu. Složka rychlosti u_x byla zvolena z předpokládaného směru urychlení proudu vzduchu plazmovým aktuátorem. Oblast vyhodnocení dat je znázorněna na Obr. 41.



Obr. 41 — Oblast vyhodnocování rychlostí v okolí plazmového aktuátoru. Velikost oblasti je ve směru x od 100 do 125 mm a ve směru y od -95 do -110 mm.

Rychlosti u_x byly vyhodnoceny z 54 hodnot z matice o rozměrech 9x6. Procentuální četnost výskytu jednotlivých rychlostí je na Obr. 42.



Obr. 42 — Četnost výskytu velikosti vodorovné složky rychlosti u_x v okolí plazmového aktuátoru. Graf ukazuje, kolik procent oblasti proudového pole zaujímá daná rychlost.

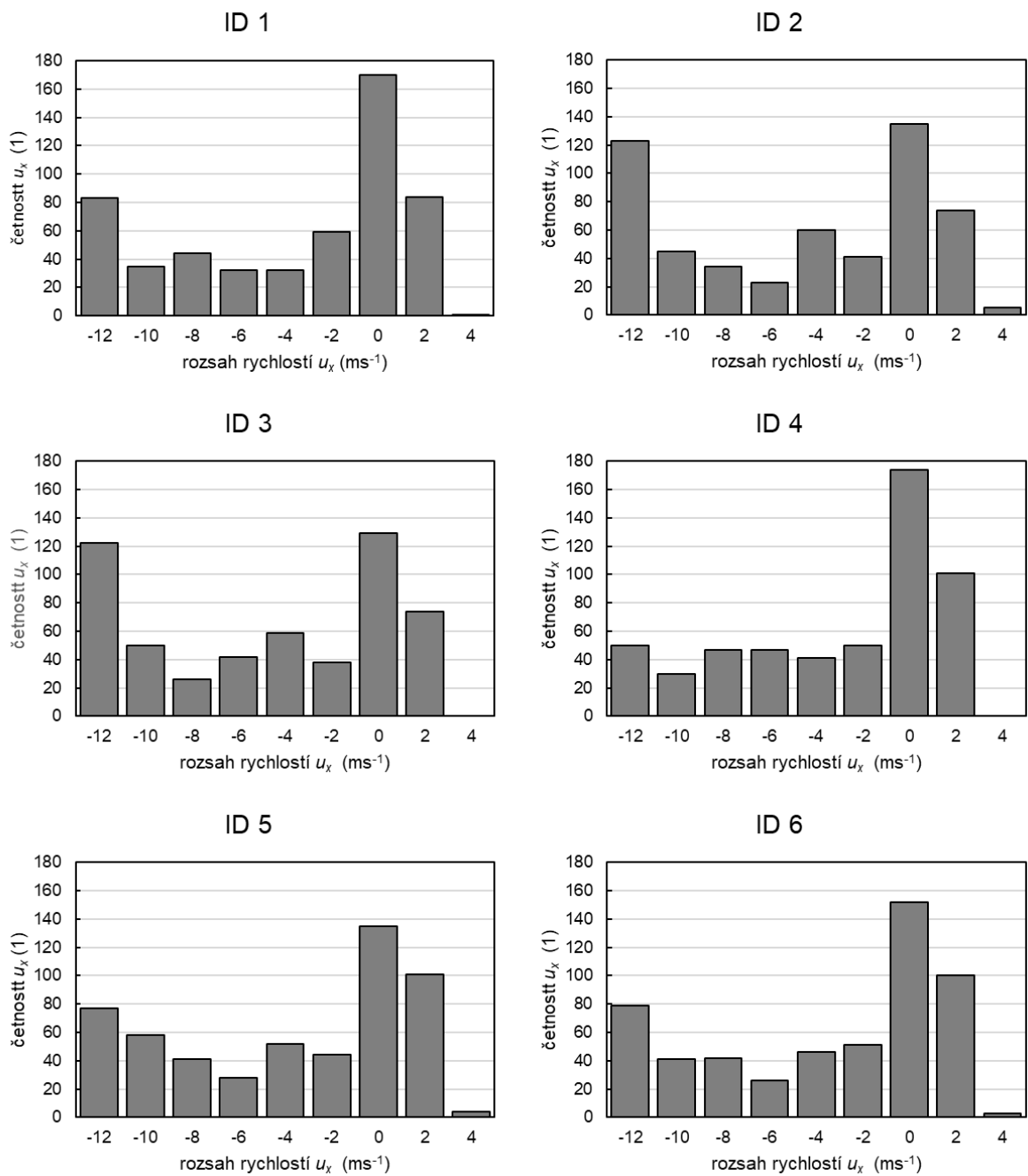
Výsledky ukazují mírné zvýšení velikosti rychlosti u_x v okolí plazmového aktuátoru. Nicméně rozlišení měřené oblasti už může být příliš malé pro vyhodnocení proudového pole v těsné blízkosti aktuátoru (prostorový krok vyhodnocovaných rychlostních vektorů je 2,74 mm a velikost plazmového aktuátoru ve směru proudění je 6,30 mm). Aritmetické průměry a medián rychlostí v okolí plazmového aktuátoru je pro jednotlivé varianty v Tab. 9.

Tab. 9 – Statistické hodnoty proudového pole pro velikost vodorovné složky rychlosti u_x .

Statistická hodnota	ID 1	ID 2	ID 3	ID 4	ID 5	ID 6
aritmetický průměr rychlosti u_x (ms^{-1})	-4,64	-5,59	-5,86	-3,96	-4,92	-4,62
medián rychlosti u_x (ms^{-1})	-2,53	-4,61	-4,77	-1,79	-3,43	-2,88

Pro podrobnější prozkoumání proudového pole v okolí plazmového aktuátoru byly četnosti jednotlivých rychlostí u_x v okolí aktuátoru zpracovány formou histogramů rychlostí. Četnosti rychlostí u_x pro jednotlivé varianty jsou na Obr. 43.

Z výsledků bylo zjištěno, že nejvyšší urychlení proudu způsobil aktuátor při režimu napájení s vyšší střídou (ID 2 a ID 3), u varianty ID 6 nebyl zaznamenán výraznější nárůst, přestože napájecí střída byla 100 %. Při této variantě byla ale napájecí frekvence jiná, takže výsledky nejsou přímo porovnatelné. Naopak nejvyšší zlepšení z hlediska tlakového pole bylo zaznamenáno pro varianty ID 4 a ID 5, kdy byla napájecí střída aktuátoru nižší. To naznačuje, že mezní vrstva nebyla přímo urychlena, ale spíše ovlivněna pomocí periodických rozruchů vyvolaných aktuátorem.



Obr. 43 — Četnosti rozsahů vodorovných rychlostí u_x v okolí plazmového aktuátoru. U variant ID 2 a ID 3 je vidět zvýšení výskytu nejnižší rychlosti (urychlení proudění ve směru nabíhajícího proudu).

6 Závěr

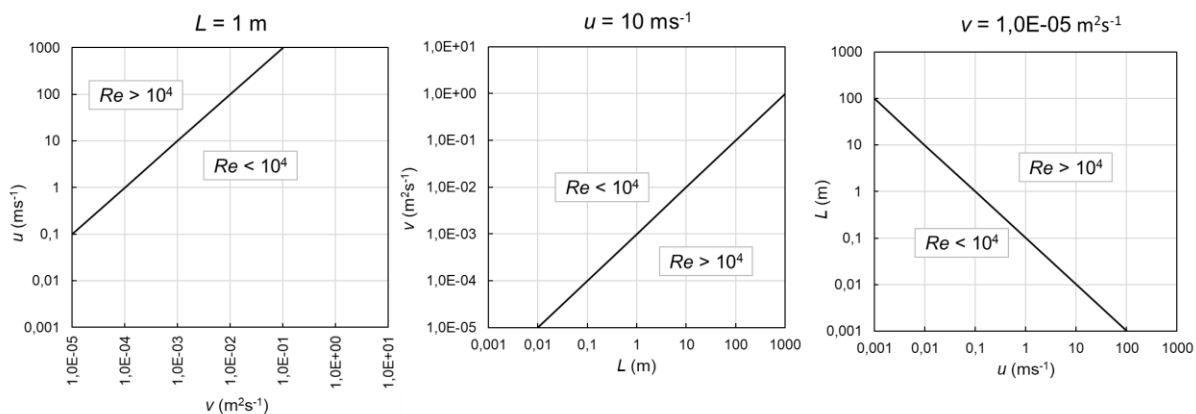
Bylo provedeno měření proudového pole plazmového aktuátoru pomocí šlírové metody a integrální laserové anemometrie. V první části práce byla pomocí šlírové metody potvrzena schopnost plazmového aktuátoru zabránit odtržení mezní vrstvy při vysokém úhlu náběhu a malém Reynoldsově čísle. V druhé části práce bylo zmapováno rychlostní pole v okolí křídla s plazmovým aktuátorem pomocí PIV a změřeny hodnoty statických tlaků po hloubce křídla pro pět variant napájecího signálu aktuátoru a výsledky byly porovnány s křídlem s vypnutým aktuátorem. Byl potvrzen pozitivní vliv plazmového aktuátoru na proudění.

6.1 Shrnutí

Pomocí šlírové metody byl potvrzen značný potenciál plazmového aktuátoru na principu dielektrického bariérového výboje řídit proudění při malých Reynoldsových číslech. Experiment provedený na křídle s profilem *NACA 0012*, úhlem náběhu 18° a $Re \sim 10^4$ prokázal schopnost aktuátoru zcela zabránit odtržení proudu na podtlakové straně křídla i při minimálním příkonu (napětí na elektrodách bylo 1,5 kV). Přitom proudění se za těchto podmínek od křídla s tímto profilem odtrhává v celém rozsahu úhlů náběhu. Z definice Reynoldsova čísla je tedy zřejmé, že aplikace plazmových aktuátorů má největší přínos, pokud je splněna nějaká z těchto podmínek (nebo ještě lépe při jejich kombinaci):

- Malé rozměry obtékaného tělesa
- Nízká rychlost proudění
- Malá kinematická viskozita prostředí (nízká hustota prostředí nebo vysoká dynamická viskozita prostředí)

První podmínku lze splnit například u listů turbín nebo v aplikacích vnitřního proudění, kde je charakteristický rozměr úměrný průřezu kanálu. Nízké kinematické viskozity lze dosáhnout provozem aktuátoru v jiném prostředí. Například kinematická viskozita atmosféry Marsu je řádově rovna $10^{-3} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ [17]. To odpovídá $Re \approx 9\,000$ pro rychlost 10 ms^{-1} a hloubku křídla 1 m. Možnosti aplikace plazmového aktuátoru pro nízká Reynoldsova čísla jsou naznačeny na Obr. 44.

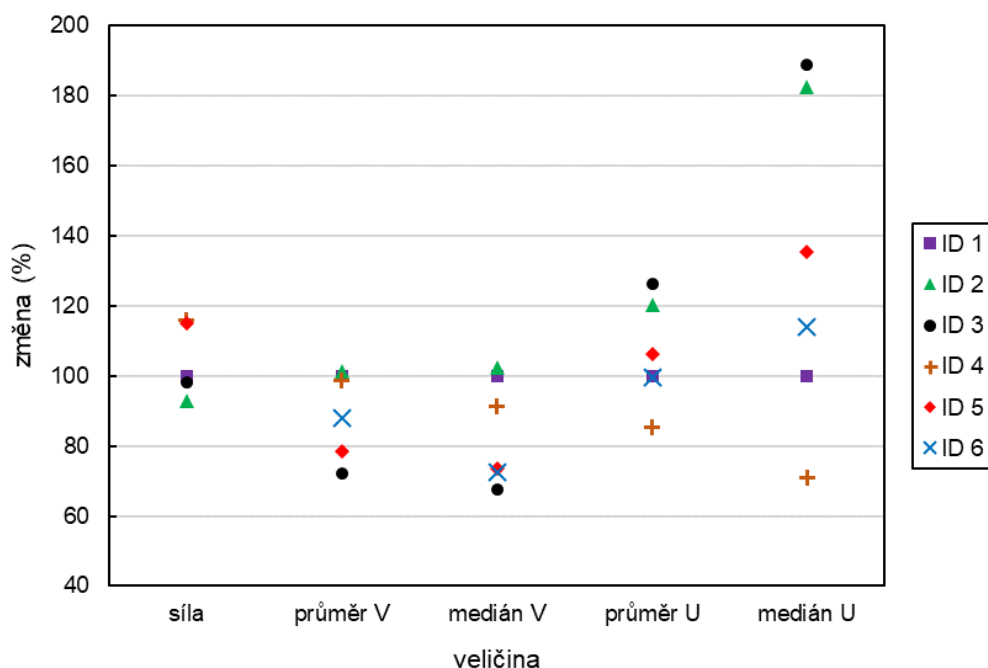


Obr. 44 — Možnosti aplikace plazmového aktuátoru pro Reynoldsova čísla menší než 10^4 . Čára rozděljuje graf na oblasti, kde je Reynoldsovo číslo nižší nebo vyšší než 10^4 . Jednotlivé grafy jsou vždy pro jeden konstantní parametr Reynoldsova čísla: charakteristický rozměr 1 m, rychlost proudu 10 ms^{-1} a kinematickou viskozitu $10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$, což řádově odpovídá kinematické viskozitě vzduchu při standardních podmínkách.

Dále bylo ukázáno, že metoda šlívové fotografie je vhodná pro kvalitativní posouzení proudového pole aktuátoru díky své relativní jednoduchosti a okamžité dostupnosti výsledků.

Pomocí metody PIV bylo změřeno rychlostní pole kolem plazmového aktuátoru na křídle s profilem *NACA 0012*, úhlem náběhu 12° a $Re = 190\,000$. Dány byly v rovině měření PIV na křídle změřeny hodnoty statického tlaku podél jeho hloubky. Proudění bylo při měření odtržené a plazmovým aktuátorem se nepodařilo tomuto odtržení kompletně zabránit při žádném nastavení napájecího signálu. Ve většině případů se spuštěným plazmovým aktuátorem však bylo pozorováno zlepšení integrálních charakteristik obtékání křídla. Se snižující se střídou signálu docházelo ke snižování statického tlaku, především v zadní části křídla. Pro střídu signálu 31 % byl nárůst vztlakové síly způsobené podtlakem nad křídlem 16 % a pro střídu 9 % to byl nárůst 15 %.

Dále byly pomocí PIV vyhodnoceny rychlosti proudového pole. Ve většině případů se spuštěným plazmovým aktuátorem došlo k urychlení proudu v jeho těsné blízkosti a k natočení proudu směrem dolů (ke křídlu). Proud vzduchu byl v okolí aktuátoru urychlen průměrně o 8 % a medián rychlosti se zvýšil průměrně o 38 %. Nárůst rychlosti směrem dolů byl průměrně o 12 % a medián nárůstu byl průměrně 19 %. Shrnutí změřených dat je na Obr. 45.



Obr. 45 — Shrnutí výsledků měření pomocí PIV a tlakových odběrů. Procentuální změna je vztažena k variantě ID 1 (křídlo s neaktivním plazmovým aktuátorem). V datech je vidět tendence plazmového aktuátoru natočit proudění (snížení svislé rychlosti u_y) a urychlit proudění v okolí aktuátoru (zvýšení vodorovné rychlosti u_x).

Ačkoliv byla pozorována tendence plazmového aktuátoru zabraňovat odtržení při nižších střídách napájecího signálu, značná nestacionarita měřeného proudu mohla ovlivnit statistické výsledky. Například rozptýl mediánu rychlosti u_x je značný. To ale mohlo být způsobeno i nízkým rozlišením snímané oblasti v okolí aktuátoru.

Výsledky dále naznačují dva rozdílné principy fungování aktuátoru při experimentu se šlírovou metodou a při PIV. Během experimentu se šlírovou metodou docházelo při snižování střídání napájecího signálu ke zhoršování funkce aktuátoru. Naopak při experimentu s PIV bylo dosaženo lepších výsledků při nižších střídách. To bylo pravděpodobně způsobeno nízkou rychlostí proudění v prvním případě. Aktuátor zde fungoval na principu urychlení zpomalené mezní vrstvy. Naopak při druhém experimentu byla rychlost proudění vyšší a plazmový aktuátor už neindukoval dostatečně vysokou rychlost pro zabránění odtržení. Při snížení střídání na určitou hodnotu však došlo ke zlepšení. To naznačuje, že aktuátor pracoval na principu vytváření rozruchů v proudu.

6.2 Doporučení pro další práci

Ze zjištění této práce vyplývají tři oblasti, které by byly užitečné pro další výzkum. První je zmapování těsné blízkosti plazmového aktuátoru ve vyšším rozlišení, druhá je provést PIV měření ve větší oblasti kolem křídla a třetí je navrhnout metodu výroby a instalace plazmových aktuátorů a umožnit tak vyšší opakovatelnost měření.

1. V této práci byly v kapitole 5.4.4 prezentovány výsledky mapování proudového pole v okolí plazmového aktuátoru. Vyhodnocení měření této oblasti bylo provedeno v 54 bodech v matici o rozměrech 9x6. To znamená, že celý rychlostní profil plazmového aktuátoru je mapován pouze šesti hodnotami. Rozlišení snímané oblasti řádově odpovídalo rozměru aktuátoru.

Z tohoto rozlišení nelze rozeznat ovlivnění proudového pole v těsné blízkosti aktuátoru, jak je vidět na Obr. 35 a Obr. 36.

2. Jak bylo zjištěno pomocí tlakových odběrů v kapitole 5.4.1, největší ovlivnění plazmovým aktuátorem bylo na zadní polovině křídla, tato oblast nebyla při experimentu zabírána kamerou. Dále nebyla prozkoumaná oblast úplavu za křídlem. Po změření rychlostního pole kolem celého křídla by bylo možné spočítat integrální charakteristiky křídla podle věty o změně toku hybnosti.
3. Dalším současným problémem je opakovatelnost měření. Pokud dojde ke spálení dielektrické vrstvy, je nutno celý plazmový aktuátor znovu nalepit, přičemž není možné přesně dodržet geometrii aktuátoru původního. Nový plazmový aktuátor tedy bude mít jinou vzdálenost mezi elektrodami. Tomu by šlo zabránit například tiskem elektrod.

Literatura

- [1] OPAITS, Dmitry. Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuator for Flow Control: Final report [online]. Princeton, New Jersey, 2012 [cit. 2020-01-01]. Dostupné z: <https://pdfs.semanticscholar.org/13cf/ee925818bb857e8b62b5c386acaa2c71ebb.pdf>
- [2] BOUCHMAL, A. Modeling of Dielectric-Barrier Discharge Actuator. Delft, 2011. Delft University of Technology
- [3] NERETTI, Gabriele. Active Flow Control by Using Plasma Actuators. AGARWAL, Ramesh K., ed. Recent Progress in Some Aircraft Technologies [online]. InTech, 2016, 2016-09-08 [cit. 2020-01-03]. DOI: 10.5772/62720. ISBN 978-953-51-2481-8. Dostupné z: <http://www.intechopen.com/books/recent-progress-in-some-aircraft-technologies/active-flow-control-by-using-plasma-actuators>
- [4] GUPTA, Arnob Das a Subrata ROY. Three-dimensional plasma actuation for faster transition to turbulence. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2017, 50(42) [cit. 2020-01-02]. DOI: 10.1088/1361-6463/aa8879. ISSN 0022-3727
- [5] HUANG, Xun a Xin ZHANG. Streamwise and spanwise plasma actuators for flow-induced cavity noise control. *Physics of Fluids* [online]. 2008, 20(3) [cit. 2020-01-02]. DOI: 10.1063/1.2890448. ISSN 1070-6631. Dostupné z: <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.2890448>
- [6] WEI, Qingkai, Zhongguo NIU, Bao CHEN a Xun HUANG. Bang-Bang Control Applied in Airfoil Roll Control with Plasma Actuators. *Journal of Aircraft*. 2013, 50(2), 670-677 [cit. 2020-01-02]. DOI: 10.2514/1.C031964. ISSN 0021-8669
- [7] ERFANI, Rasool, Hossein ZARE-BEHTASH a Konstantinos KONTIS. Influence of shock wave propagation on dielectric barrier discharge plasma actuator performance. *Journal of Physics D: Applied Physics* [online]. 2012, 45(22) [cit. 2020-01-02]. DOI: 10.1088/0022-3727/45/22/225201. ISSN 0022-3727. Dostupné z: <http://eprints.gla.ac.uk/84621/1/84621.pdf>
- [8] FOLDYNA, M. Návrh netradiční konstrukce ultra lehkého křídla s klasickým profilem: bakalářská práce. Ostrava: VŠB – Technická univerzita Ostrava, Fakulta Strojní, Institut Dopravy, 2016, 52 s. Vedoucí práce: Ing Horecký, R., Ph.D.
- [9] KIRK, D. R. MAE 3241: Aerodynamics and Flight Mechanics: Further Examples of Infinite Wing Implications [online]. In: . 2007 [cit. 2019-12-26]. Dostupné z: <https://www.slideserve.com/primo/mae-3241-aerodynamics-and-flight-mechanics>
- [10] MCCORMICK, Barnes Warnock. Aerodynamics, aeronautics, and flight mechanics. New York: Wiley, c1979. ISBN 978-0471030324.
- [11] BRENNEN, Christopher E. Fundamentals of multiphase flow. New York: Cambridge University Press, 2005. ISBN 9780521848046
- [12] BURGMANN, Sebastian, Nadine VAN DER SCHOOT, Christof ASBACH, Jens WARTMANN a Ralph LINDKEN. Analysis of tracer particle characteristics for micro PIV in wall-bounded gas flows. *La Houille Blanche*. 2011, (4), 55-61 [cit. 2020-01-02]. DOI: 10.1051/lhb/2011041. ISSN 0018-6368
- [13] TROPEA, Cameron, Alexander L. YARIN a John F. FOSS. Springer handbook of experimental fluid mechanics. Berlin: Springer, c2007. ISBN 978-3-540-25141-5

- [14] YARUSEVYCH, SERHIY, PIERRE E. SULLIVAN a JOHN G. KAWALL. On vortex shedding from an airfoil in low-Reynolds-number flows. *Journal of Fluid Mechanics*. 2009, 632, 245-271 [cit. 2020-01-02]. DOI: 10.1017/S0022112009007058. ISSN 0022-1120
- [15] SUTHERLAND, William. The viscosity of gases and molecular force. *Philosophical Magazine*. 1893(Series 5).
- [16] NATIONAL OCEANIC AND ATMOSPHERIC ADMINISTRATION a NATIONAL AERONAUTICS AND SPACE ADMINISTRATION. U.S. Standard Atmosphere 1976 [online]. Washington, 1976 [cit. 2020-01-01]. Dostupné z: <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19770009539.pdf>
- [17] LIU, Tianshu, Akira OYAMA a Kozo FUJII. Scaling Analysis of Propeller-Driven Aircraft for Mars Exploration. *Journal of Aircraft* [online]. 2013, 50(5), 1593-1604 [cit. 2019-12-31]. DOI: 10.2514/1.C032086. ISSN 0021-8669. Dostupné z: <http://arc.aiaa.org/doi/10.2514/1.C032086>