



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV ELEKTROTECHNOLOGIE

DEPARTMENT OF ELECTRICAL AND ELECTRONIC TECHNOLOGY

MODELOVÁNÍ A SIMULACE RÁZOVÉ VLNY PRO ANALÝZU PROUDĚNÍ V OBLASTI NADZVUKOVÉHO PROUDĚNÍ V NÍZKÝCH TLACÍCH

SHOCK WAVE MODELLING AND SIMULATION FOR FLOW ANALYSIS IN THE
SUPERSONIC FLOW REGION AT LOW PRESSURES

DISERTAČNÍ PRÁCE

DOCTORAL THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Ing. Robert Bayer

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

doc. Ing. Jiří Maxa, Ph.D.

BRNO 2025

Abstrakt

Tato práce je součástí rozsáhlého výzkumného projektu zabývajícího se environmentální rastrovací elektronovou mikroskopií. Tento výzkum je veden na Ústavu přístrojové techniky Akademie věd České republiky (ÚPT AVČR) pod vedením doc. Ing. et. Ing. Viléma Neděly, Ph.D., DSc., na kterém se podílí i Ústav elektrotechnologie VUT FEKT Brno. Součástí výzkumu je oblast čerpání vakuových komor, především čerpání diferencially čerpané komory. Tato práce je součástí výzkumu, který si klade za cíl zmapování charakteru proudění v dýze a za dýzou v nízkých tlacích na pomezí mechaniky kontinua oproti běžným atmosférickým podmínkám a jejím cílem je konfigurace optických metod pro zobrazení gradientů hustoty v nízkých tlacích. Tyto optické metody uzpůsobené pro zobrazení na pomezí mechaniky kontinua, uvedené v této práci, dále slouží k experimentální verifikaci výsledků získaných pomocí CFD analýz.

Klíčová slova

Ansys Fluent; CFD; Diferencially čerpaná komora; Dýza; EREM; Kritické proudění; Nízký tlak; Rázová vlna; Šlířová metoda

Abstract

This work is a part of an extensive research project dedicated to Environmental Scanning Electron Microscopy (ESEM). This research is conducted at the Institute of Scientific Instruments of the Academy of Sciences of the Czech Republic (ISI CAS), under the supervision of Assoc. Prof. Ing. et Ing. Vilém Neděla, Ph.D., DSc., with contributions from the Department of Electrotechnology at Brno University of Technology, Faculty of Electrical Engineering and Communication (FEEC BUT). A key focus of this research is the investigation of vacuum chamber pumping, particularly the differential pumping of vacuum chambers. This work constitutes a contribution to the research endeavor aimed at characterizing flow behavior within and downstream of a nozzle under low-pressure conditions, at the transition between continuum mechanics and conventional atmospheric conditions. The objective is to configure optical methods for the visualization of density gradients under these low-pressure regimes. These optical methods, adapted for imaging at the continuum mechanics transition and presented herein, serve as a means for the experimental validation of results obtained through Computational Fluid Dynamics (CFD) analyses.

Keywords

Ansys Fluent; CFD; Differencially pumped chambre; Nozzle; ESEM; Critical flow; Low pressure; Shock wave; Schlieren method

Bibliografická citace

BAYER, Robert. *Modelování a simulace rázové vlny pro analýzu proudění v oblasti nadzvukového proudění v nízkých tlacích*. Dizertační práce. Jiří MAXA (školitel). Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2025.

Prohlášení

Prohlašuji, že svou závěrečnou práci jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucí/ho závěrečné práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené závěrečné práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této závěrečné práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a/nebo majetkových a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení S 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon), ve znění pozdějších předpisů, včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

V Brně dne 25.3.2025

.....

Podpis autora

Poděkování

Na tomto místě bych rád poděkoval svému školiteli doc. Ing. Jiřímu Maxovi, Ph.D. a všem odborným konzultantům za odborné metodické a cílené vedení při plnění úkolů při tvorbě mé dizertační práce. Zvláštní poděkování věnuji vedoucímu skupiny na Ústavu přístrojové techniky AVČR doc. Ing. et. Ing. Vilému Nedělovi, Ph.D., Dsc. za podporu při vývoji a zhotovení experimentální komory. Dále bych rád poděkoval své manželce a svým rodičům za trpělivost, vstřícnost a morální podporu v průběhu realizace této dizertační práce.

Obsah

ABSTRAKT	2
KLÍČOVÁ SLOVA	2
ABSTRACT	2
KEYWORDS	2
BIBLIOGRAFICKÁ CITACE.....	3
PROHLÁŠENÍ.....	4
PODĚKOVÁNÍ.....	5
ÚVOD	12
1 ELEKTRONOVÁ MIKROSKOPIE	14
1.1 PROZAŘOVACÍ ELEKTRONOVÝ MIKROSKOP (TEM)	14
1.2 RASTROVACÍ ELEKTRONOVÝ MIKROSKOP (REM)	14
1.2.1 <i>Environmentální elektronová rastrovací mikroskopie (EREM)</i>	16
2 EXPERIMENTÁLNÍ KOMORA	18
2.1 TEORIE ISOENTROPICKÉHO JEDNOROZMĚROVÉHO PROUDĚNÍ	19
2.2 TEORIE VÝTOKU PLYNU Z DÝZY V NADZVUKOVÉM REŽIMU	23
2.3 REŽIMY PROUDĚNÍ.....	24
2.3.1 <i>Nestlačitelný režim</i>	24
2.3.2 <i>Podzvukový stlačitelný režim</i>	24
2.3.3 <i>Nadzvukový stlačitelný režim</i>	25
3 OPTICKÉ METODY	26
3.1 ZÁKLADNÍ PRINCIPY A PROBLEMATIKA OPTICKÝCH MĚŘENÍ.....	26
3.1.1 <i>Index lomu</i>	26
3.1.2 <i>Difrakce (ohyb) světla</i>	27
3.1.3 <i>Clonové číslo (f-number)</i>	27
3.2 KONFIGURACE SOUSTAV ŠLÍROVÝCH OPTICKÝCH METOD.....	28
3.2.1 <i>Toeplerova soustava s jednou čočkou</i>	28
3.2.2 <i>Toeplerova soustava s dvěma čočkami</i>	29
3.2.3 <i>Z-type 2-zrcadlový systém</i>	29
3.2.4 <i>1-zrcadlový souosý systém</i>	30
3.2.5 <i>1-zrcadlový odkloňující systém</i>	31
3.3 PRVKY OPTICKÉ SOUSTAVY A PROBLEMATIKA	32
3.3.1 <i>Zdroje světla</i>	32
3.3.2 <i>Spojné čočky a štěrbin</i>	35
3.3.3 <i>Zrcadla</i>	37
3.3.4 <i>Optické nože a filtry</i>	38
3.4 NÁVRH KONSTRUKCE A REALIZACE MĚŘENÍ.....	41
4 ANSYS FLUENT	46
4.1 PRESSURE – BASED	46
4.2 DENSITY-BASED.....	47
4.2.1 <i>Diskretizace</i>	47
5 CÍLE PRÁCE.....	52

6	VÝSLEDKY	53
6.1	POROVNÁNÍ PRVNÍCH EXPERIMENTÁLNÍCH VÝSLEDKŮ S CFD SIMULACEMI	53
6.2	POROVNÁNÍ DALŠÍCH EXPERIMENTÁLNÍCH VÝSLEDKŮ S CFD SIMULACEMI	61
6.2.1	<i>Varianta 109 000 Pa s vloženou sondou</i>	64
6.2.2	<i>Varianta 65 000 Pa s vloženou sondou</i>	69
6.2.3	<i>Analýza výtoku plynu do volného prostředí</i>	73
6.3	CFD ANALÝZY VLIVU VELIKOSTI TLAKU NA UMÍSTĚNÍ RÁZOVÉ VLNY	78
7	ZÁVĚR	90
	SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY	91
	PŘÍLOHA A	94
	PŘÍLOHA B	120
	PŘÍLOHA C	146
	PŘÍLOHA D	165

Seznam obrázků

OBR. 1.1 SCHÉMATICKÉ ZNÁZORNĚNÍ ČINNOSTI A HLAVNÍCH PRVKŮ REM.....	15
OBR. 1.2 ENVIRONMENTÁLNÍ RASTROVACÍ ELEKTRONOVÝ MIKROSKOP (EREM) – SCHÉMA KOMOR.	17
OBR. 2.1 REÁLNÁ EXPERIMENTÁLNÍ KOMORA (A) VE SROVNÁNÍ S 3D OBJEMOVÝM MODELEM EXPERIMENTÁLNÍ KOMORY (B) S DETAILEM NA CLONKU OSAZENOU DÝZOU (C).....	18
OBR. 2.2 3D OBJEMOVÝ MODEL EXPERIMENTÁLNÍ KOMORY (VLEVO) A ŘEZ DANÝM OBJEMOVÝM MODELEM EXPERIMENTÁLNÍ KOMORY (VPRAVO).	19
OBR. 2.3 ZMĚNY STAVOVÝCH VELIČIN PŘES KOLMOU RÁZOVOU VLNU.....	21
OBR. 2.4 REÁLNÉ ROZMĚRY CLONKY (A) A VÝSTUPU DÝZY (B).....	22
OBR. 2.5 2D OSOVĚ SYMETRICKÝ MODEL POTOČENÝ O 90° SPOLEČNĚ S ROZMĚRY DANÉHO MODELU.....	22
OBR. 2.6 ZÁKLADNÍ TYPY VÝTOKU PLYNU Z DÝZY: NÁVRHOVÝ REŽIM (A), DODATEČNÁ EXPANZE (B), DODATEČNÁ KOMPRESI (C) [20].	23
OBR. 2.7 CHARAKTER VZNIKLYCH RÁZOVÝCH VLN U REŽIMU DODATEČNÉ KOMPRESI [20].	24
OBR. 2.8 PODZVUKOVÝ STLAČITELNÝ REŽIM.....	25
OBR. 2.9 NADZVUKOVÝ STLAČITELNÝ REŽIM.	25
OBR. 3.1 DIFRAKCE VLNĚNÍ NA BODOVÉ ŠTĚRBINĚ (VLEVO) A NA ŠTĚRBINĚ ŠIROKÉ PŘIBLIŽNĚ JEDNU VLNOVOU DÉLKU (VPRAVO).....	27
OBR. 3.2 UKÁZKA CLONOVÉ ŘADY POUŽÍVANÉ V DNEŠNÍCH FOTOAPARÁTECH.....	28
OBR. 3.3 TOEPLEROVA JEDNO ČOČKOVÁ ŠLÍROVÁ SOUSTAVA [29].	29
OBR. 3.4 DVOJ ČOČKOVÁ ŠLÍROVÁ SOUSTAVA [29].....	29
OBR. 3.5 Z-TYPE HERSCHELOVSKÁ ŠLÍROVÁ SOUSTAVA [29].	30
OBR. 3.6 1-ZRCADLOVÝ SOUSÝ ŠLÍROVÝ SYSTÉM SE SFÉRIKÝM ZRCADLEM A ZRCADLOVÝM NOŽEM PRO OŘEZ A ODKLON SVAZKU [29].....	31
OBR. 3.7 1-ZRCADLOVÝ SOUSÝ SYSTÉM, VARIANTA S PARABOLICKÝM ZRCADLEM A BEAMSPLITTEREM (PŘÍPADNĚ POLOPROPUSNÝM ZRCADLEM) PRO ODKLON SVAZKU [29].	31
OBR. 3.8 1-ZRCADLOVÝ ODKLOŇUJÍCÍ SYSTÉM S PARABOLICKÝM ZRCADLEM [29].....	32
OBR. 3.9 HALOGENOVÁ VLÁKNOVÁ AUTOMOBILOVÁ ŽÁROVKA TYPU H1 (VLEVO) A PROJEKTOROVÁ HALOGENOVÁ ŽÁROVKA TYPU G6 (VPRAVO).....	33
OBR. 3.10 VYSOKOTLAKÁ MALÁ XENONOVÁ LAMPA A PŘÍKONU 1600 W A OBLOUKEM 1,5 X 3,3 MM.....	33
OBR. 3.11 LINEÁRNÍ SKLENĚNÁ XENONOVÁ ZÁBLESKOVÁ TRUBICE S DÉLKOU OBLOKU 62 MM.	34
OBR. 3.12 VYSOKONAPĚŤOVÉ DVOUELEKTRODOVÉ JISKŘIŠTĚ.....	34
OBR. 3.13 NANOSEKUNDOVÉ JISKŘIŠTĚ FISCHER-NANOLITE NR. 151 KL-L.	34
OBR. 3.14 SMD LED 3W, 6000 K, 180 LM OD FIRMY HADDEX.....	35
OBR. 3.15 ZÁKLADNÍ GEOMETRIE ČOČEK [33].	36
OBR. 3.16 PRŮCHOD KOLIMOVANÉHO PAPSŘKU KONVERGUJÍCÍ ČOČKOU [33].	36
OBR. 3.17 POROVNÁNÍ ODRAŽENÝCH PAPSŘKŮ OD SFÉRIKÉHO A OD PARABOLICKÉHO ZRCADLA S POUŽITÍM BODOVÉHO ZDROJE SVĚTLA [34].....	38
OBR. 3.18 POROVNÁNÍ ODRAŽENÝCH PAPSŘKŮ OD SFÉRIKÉHO A OD PARABOLICKÉHO ZRCADLA S POUŽITÍM KOLIMOVANÉHO ZDROJE KOLIMOVANÉHO SVĚTELNÉHO SVAZKU [34].....	38
OBR. 3.19 DETAIL NA VSTUPNÍ BODOVÁ A PŘÍMKOVÁ OHNISKA Z PŘEDCHOZÍCH OBRÁZKŮ [34].	38
OBR. 3.20 VÝSLEDNÝ OBRAZ PŘI UMÍSTĚNÍ HORIZONTÁLNĚ ORIENTO VANÉHO OPTICKÉHO NOŽE (A) PŘED KONCOVÉ OHNISKO, (B) PŘESNĚ NA ÚROVEŇ OHNISKA A (C) ZA KONCOVÉ OHNISKO [29].....	39

OBR. 3.21 ŠLÍROVÝ OBRAZ PLAMENE ACETYLENOVÉHO HOŘÁKU ZA POUŽITÍ (A) OPTICKÉHO NOŽE VE TVARU KRUHOVÉHO OTVORU, (B) VERTIKÁLNÍHO OPTICKÉHO NOŽE A (C) HORIZONTÁLNÍHO OPTICKÉHO NOŽE [29].	39
OBR. 3.22 KLASIFIKAČNÍ DIAGRAM KOMBINACÍ ZDROJŮ SVĚTLA A VÝSTUPNÍCH CLON PRO ŠLÍROVÉ ZOBRAZOVÁNÍ,	40
OBR. 3.23 ŠLÍROVÝ OBRAZ HOŘÍCÍ SVÍČKY V REŽIMU (A) BRIGHT-FIELD A (B) DARK-FIELD [29].	40
OBR. 3.24 POROVNÁNÍ PROPUSTNOSTI SVĚTLA T A TOMU ODPOVÍDAJÍCÍ HRANY/PŘECHODU (A) VERTIKÁLNÍHO OPTICKÉHO NOŽE A (B) VERTIKÁLNÍHO POSTUPNÉHO FILTRU [29].	41
OBR. 3.25 SCHÉMA USPOŘÁDÁNÍ PRVNÍ VARIANTY OPTICKÉ SOUSTAVY (POHLED SHORA).	42
OBR. 3.26 NÁKLON OPTICKÉ OSY SOUSTAVY PRO MINIMALIZACI ZASTÍNĚNÉ ČÁSTI SVAZKU PAPERŮ ÚSTÍM TRYSKY (POHLED ZBOKU).	42
OBR. 3.27 ŠLÍROVÝ OBRAZ PROUDĚNÍ DO TLAKU 7,45 kPa (VLEVO) A DO TLAKU 2,86 kPa (VPRAVO) PŘI POUŽITÍ LASEROVÉHO ZDROJE SVĚTLA.	43
OBR. 3.28 SCHÉMA USPOŘÁDÁNÍ DRUHÉ VARIANTY OPTICKÉ SOUSTAVY (POHLED SHORA).	43
OBR. 3.29 SESTAVENÁ OPTICKÁ SOUSTAVA S LED JAKO ZDROJEM SVĚTLA, PŘIPEVNĚNÁ K EXPERIMENTÁLNÍ KOMOŘE.	44
OBR. 3.30 POUŽITÁ OPTICKÁ SOUSTAVA, DETAIL NA PRVKY PŘED VSTUPEM A ZA VÝSTUPEM Z BEAMSPLITTERU (VLEVO) A NA UMÍSTĚNÍ SFÉRIKÉHO ZRCADLA (VPRAVO).	44
OBR. 3.31 ŠLÍROVÝ OBRAZ PROUDĚNÍ DO TLAKU 7,56 kPa (VLEVO) A DO TLAKU 2,87 kPa (VPRAVO) PŘI POUŽITÍ LED JAKO ZDROJE SVĚTLA.	45
OBR. 4.1 ŘEŠIČE SYSTÉMU ANSYS FLUENT [42].	46
OBR. 4.2 STRUKTUROVANÁ SÍŤ PRO CFD ANALÝZY (A) S PŘIBLÍŽENOU OBLASTÍ ZJEMNĚNÍ (B).	50
OBR. 6.1 DVOUROZMĚRNÝ OSOVĚ SYMETRICKÝ MODEL KOMORY PRO CFD ANALÝZU S VYZNAČENÝMI OKRAJOVÝMI PODMÍNKAMI (A) A SE ZVĚTŠENOU OBLASTÍ ZOBRAZUJÍCÍ JEJÍ ROZMĚRY (B).	53
OBR. 6.2 BODY PRO MĚŘENÍ TLAKU NA STĚNĚ DÝZY V EXPERIMENTÁLNÍ KOMOŘE.	54
OBR. 6.3 ROZLOŽENÍ MACHOVA ČÍSLA.	55
OBR. 6.4 ROZLOŽENÍ STATICKÉHO TLAKU.	55
OBR. 6.5 DRÁHA PRO VYNÁŠENÍ VYBRANÝCH STAVOVÝCH VELIČIN.	55
OBR. 6.6 PRŮBĚH STATICKÉHO TLAKU A MACHOVA ČÍSLA NA DRÁZE.	56
OBR. 6.7 ROZLOŽENÍ STATICKÉ TEPLoty (A) A RYCHLOSTI (B) V DÝZE.	57
OBR. 6.8 PRŮBĚH STATICKÉ TEPLoty A HUSTOTY NA DRÁZE.	57
OBR. 6.9 ZOBRAZENÍ PRVNÍ DERIVACE RYCHLOSTI.	58
OBR. 6.10 GRAFICKÉ ROZLOŽENÍ GRADIENTU HUSTOTY V DÝZE (A) A PRŮBĚH GRADIENTU HUSTOTY NA DRÁZE (B).	59
OBR. 6.11 BODY PRO VYHODNOCENÍ Y^+ .	60
OBR. 6.12 BODY PRO VYHODNOCENÍ REYNOLDSOVA ČÍSLA.	60
OBR. 6.13 VÝTOK PLYNU Z DÝZY S VLOŽENOU SONDOU.	61
OBR. 6.14 VÝTOK PLYNU Z DÝZY DO VOLNÉHO PROSTORU.	62
OBR. 6.15 PRŮBĚH MACHOVA ČÍSLA NA DRÁZE PRO VYBRANÉ VARIANTY.	64
OBR. 6.16 EXPERIMENTÁLNÍ ZOBRAZENÍ TLAKOVÝCH GRADIENTŮ POMOCÍ OPTICKÝCH METOD PRO VARIANTU 109 000 Pa.	65
OBR. 6.17 ROZLOŽENÍ MACHOVA ČÍSLA (A) A TLAKOVÉHO GRADIENTU (B) V DÝZE PRO VARIANTU 109 000 Pa S VLOŽENOU SONDOU.	66
OBR. 6.18 PRŮBĚH STATICKÉHO TLAKU NA DRÁZE PRO VYBRANÉ VARIANTY S VLOŽENOU SONDOU.	67
OBR. 6.19 SROVNÁNÍ DVOU VYBRANÝCH VARIANT.	67
OBR. 6.20 PRŮBĚH TEPLoty NA DRÁZE PRO VYBRANÉ VARIANTY S VLOŽENOU SONDOU.	68

OBR. 6.21 EXPERIMENTÁLNÍ ZOBRAZENÍ TLAKOVÝCH GRADIENTŮ POMOCÍ OPTICKÝCH METOD PRO VARIANTU 65 000 PA.....	70
OBR. 6.22 ROZLOŽENÍ MACHOVA ČÍSLA (A) A TLAKOVÉHO GRADIENTU (B) V DÝZE PRO VARIANTU 65 000 PA S VLOŽENOU SONDOU.....	71
OBR. 6.23 PRŮBĚH MACHOVA ČÍSLA NA DRÁZE PRO VARIANTU 65 000 PA S VLOŽENOU SONDOU.	71
OBR. 6.24 PRŮBĚH TEPLoty NA DRÁZE PRO VARIANTU 65 000 PA S VLOŽENOU SONDOU.	72
OBR. 6.25 PRŮBĚH STATICKÉHO TLAKU NA DRÁZE PRO VARIANTU 65 000 PA S VLOŽENOU SONDOU.	73
OBR. 6.26 PRŮBĚH STATICKÉHO TLAKU NA DRÁZE PRO VYBRANÉ VARIANTY BEZ VLOŽENÉ SONDY.	73
OBR. 6.27 PRŮBĚH MACHOVA ČÍSLA NA DRÁZE PRO VYBRANÉ VARIANTY BEZ VLOŽENÉ SONDY.	74
OBR. 6.28 PRŮBĚH TEPLoty NA DRÁZE PRO VYBRANÉ VARIANTY BEZ VLOŽENÉ SONDY.	75
OBR. 6.29 ROZLOŽENÍ TLAKOVÉHO GRADIENTU POMOCÍ OPTICKÝCH METOD PRO VARIANTU 109 000 PA BEZ VLOŽENÉ SONDY.	76
OBR. 6.30 ROZLOŽENÍ MACHOVA ČÍSLA (A) A TLAKOVÉHO GRADIENTU (B) V DÝZE PRO VARIANTU 109 000 PA BEZ VLOŽENÉ SONDY.....	76
OBR. 6.31 ROZLOŽENÍ TLAKOVÉHO GRADIENTU POMOCÍ OPTICKÝCH METOD PRO VARIANTU 50 000 PA BEZ VLOŽENÉ SONDY.	77
OBR. 6.32 ROZLOŽENÍ MACHOVA ČÍSLA (A) A TLAKOVÉHO GRADIENTU (B) V DÝZE PRO VARIANTU 50 000 PA BEZ VLOŽENÉ SONDY.	78
OBR. 6.33 NÁVRH ZKRÁCENÉ DÝZY S JEJÍMI ROZMĚRY (A) SE ZDŮRAZNĚNÝM PRŮMĚREM VÝSTUPU DÝZY (ČERVENÁ ČÁRA) S BODEM PRO HODNOTY Z CFD SIMULACÍ (B).....	80
OBR. 6.34 PRŮBĚH MACHOVA ČÍSLA NA DRÁZE ZKRÁCENÉ DÝZY PRO KAŽDOU VARIANTU.....	82
OBR. 6.35 2D OSOVĚ SYMETRICKÝ MODEL PODEXPANDOVANÉ DÝZY PRO CFD ANALÝZU S VYZNAČENÝMI OKRAJOVÝMI PODMÍNKAMI (A) A SE ZVĚTŠENOU OBLASTÍ ZOBRAZUJÍCÍ JEJÍ ROZMĚRY (B).	83
OBR. 6.36 PRŮBĚH MACHOVA ČÍSLA NA DRÁZE PRO KAŽDOU VARIANTU S UPRAVENOU STUPNICÍ.	84
OBR. 6.37 PRŮBĚH MACHOVA ČÍSLA NA DRÁZE PRO KAŽDOU VARIANTU S DALŠÍ UPRAVENOU STUPNICÍ.....	85
OBR. 6.38 PRŮBĚH TLAKU NA DRÁZE ZKRÁCENÉ DÝZY PRO KAŽDOU VARIANTU.	85
OBR. 6.39 PRŮBĚH TLAKU NA DRÁZE PRO KAŽDOU VARIANTU S UPRAVENOU STUPNICÍ.	86
OBR. 6.40 PRŮBĚH TLAKU NA DRÁZE PRO KAŽDOU VARIANTU S DALŠÍ UPRAVENOU STUPNICÍ.	87
OBR. 6.41 PRŮBĚH TLAKU NA DRÁZE PRO KAŽDOU VARIANTU S OPĚT UPRAVENOU STUPNICÍ... ..	88
OBR. 6.42 PRŮBĚH TLAKOVÉHO GRADIENTU NA DRÁZE PRO KAŽDOU VARIANTU.	88

Seznam tabulek

TAB. 1.1 SOUHRNNÝ PŘEHLED TYPŮ ELEKTRONOVÝCH MIKROSKOPŮ	16
TAB. 6.1 SROVNÁNÍ VÝSLEDKŮ ZÍSKANÝCH Z EXPERIMENTÁLNÍHO MĚŘENÍ TLAKU S VÝSLEDKY ZÍSKANÝMI Z CFD ANALÝZ.	54
TAB. 6.2 VÝSLEDKY VELIKOSTI PRVNÍ BUŇKY Y V DANÝCH BODECH.	60
TAB. 6.3 VÝSLEDKY REYNOLDSOVA ČÍSLA V DANÝCH BODECH.	61
TAB. 6.4 VÝSLEDKY REYNOLDSOVA ČÍSLA V DANÝCH BODECH.	62
TAB. 6.5 ZKOUMANÉ VARIANTY POMĚRŮ TLAKŮ.	63
TAB. 6.6 SROVNÁNÍ EXPERIMENTÁLNÍHO MĚŘENÍ CELKOVÉHO TLAKU V OSE PROUDĚNÍ S VÝSLEDKY Z CFD ANALÝZ.	69
TAB. 6.7 SROVNÁNÍ UMÍSTĚNÍ GRADIENTŮ U VYBRANÝCH VARIANT BEZ ZASUNUTÉ SONDY.....	77
TAB. 6.8 SPECIFICKÉ TLAKOVÉ POMĚRY PRO DALŠÍ CFD ANALÝZY A JEJICH PŘÍSLUŠNÉ ZNAČENÍ.	79
TAB. 6.9 HODNOTY VYPOČTENÉ Z ROVNICE 1-6.	79
TAB. 6.10 POROVNÁNÍ VÝSLEDKŮ Z TEORIE ISOENTROPICKÉHO JEDNOROZMĚROVÉHO PROUDĚNÍ S VÝSLEDKY ZÍSKANÝMI Z CFD SIMULACÍ.....	81
TAB. 6.11 VZDÁLENOST RÁZOVÉ VLNY OD CLONKY.	89

Úvod

Tato práce je součástí rozsáhlého výzkumného projektu zabývajícího se environmentální rastrovací elektronovou mikroskopií. Tento výzkum je veden na Ústavu přístrojové techniky Akademie věd České republiky (ÚPT AVČR) pod vedením doc. Ing. et. Ing. Viléma Neděly, Ph.D., DSc., na kterém se podílí i Ústav elektrotechnologie VUT FEKT Brno. Součástí výzkumu je oblast čerpání vakuových komor, především čerpání diferenciallyně čerpané komory. Diferenciallyně čerpaná komora a komora vzorku jsou odděleny clonkou malého průměru, což způsobuje vznik takzvaného kritického proudění v nadzvukovém režimu. V dané oblasti se projevuje vliv vznikajících šikmých a kolmých rázových vln. Rozložení tlaků, rázové vlny a celkový charakter proudění v dráze primárního svazku elektronů procházející diferenciallyně čerpanou komorou má velký vliv na výslednou kvalitu zobrazení. Rázové vlny, které vznikají v oblasti nadzvukového proudění za clonkou, jsou hlavním faktorem ovlivňujícím rozptyl svazku. Jejich typ a tvar lze, mimo jiné, řídit úpravou konfigurace dýzy a tyto principy jsou dobře zavedeny za typických atmosférických podmínek. Nicméně v daném mikroskopu pracujeme během jeho provozu blízko hranice mechaniky kontinua při nízkých tlacích, kde je poměr setrvačných a vazkých sil výrazně odlišný. Tento rozdíl významně ovlivňuje vznik a intenzitu rázových vln.

Tato práce je součástí výzkumu, který si klade za cíl zmapování charakteru proudění v dýze a za dýzou v nízkých tlacích na pomezí mechaniky kontinua oproti běžným atmosférickým podmínkám a jejím cílem je konfigurace optických metod pro zobrazení gradientů hustoty v nízkých tlacích. Tyto optické metody uzpůsobené pro zobrazení na pomezí mechaniky kontinua, uvedené v této práci, dále slouží k experimentální verifikaci výsledků získaných pomocí CFD analýz. Oproti experimentálnímu snímání tlaků a teploty dokáží výsledky optických metod zobrazit oblasti, které jsou běžně velmi obtížně měřitelné, takže jsou dokonalým doplněním celkového komplexu moderní technologie výzkumu kombinující teorii dané problematiky, CFD analýz a experimentálního měření.

Práce je řazena do několika kapitol.

V první části je provedena základní charakteristika a popis problematiky elektronové mikroskopie, zaměřené především na oblast Environmentální rastrovací elektronové mikroskopie (EREM), konkrétněji na diferenciallyně čerpanou komoru.

V druhé kapitole je popsána experimentální komora. Odladění a vytvoření této komory bylo výsledkem studia dané problematiky a zkušeností získaných na Ústavu přístrojové techniky AVČR. V této kapitole je dále uveden podrobný popis této komory, včetně jejich rozměrů, možností snímání tlaků a teplot jak na stěnách dýzy, v ose proudění, tak i možnost využití optických metod pro zobrazování gradientů hustoty. Kapitola popisuje i ověření reálně vyrobených rozměrů experimentální komory, které se v rámci tolerancí lišily od zadávací technické dokumentace výroby. Následně byly tyto rozměry zpětně pozměněny v CFD modelu, a tak byly CFD analýzy prováděny na reálných rozměrech komory, nikoli na teoretických.

Ve třetí kapitole jsou detailně popsány optické metody jak z hlediska historie, tak z hlediska vývoje metodiky optické konfigurace použité pro tuto práci. Je zde zpracován přehled světelných zdrojů, čoček, zrcadel a optických nožů a filtrů, používaných při šířovém zobrazování nehomogenního prostředí. Dále je zde popsána optická soustava, použitá při realizaci této dizertační práce, a to včetně úprav na ní provedených za účelem zvýšení kvality výsledného obrazu.

Čtvrtá kapitola je věnována detailnímu popisu nastavení CFD simulaci v systému Ansys Fluent společně s popisem jednotlivých možností nastavení výpočetního systému.

Závěrečná kapitola se zabývá výsledky této práce a detailně popisuje výsledky získané na základě experimentálního měření v kombinaci s CFD analýzami. Nejprve byly představeny první výsledky zobrazení rázových vln optickými metodami na základě první konfigurace. Dále

byla popsána nová konfigurace optické soustavy, která přinesla ostřejší a přesnější výsledky. V závěrečné podkapitole výsledků je popsána vize do budoucnosti, kdy se bude obdobným způsobem zkoumat zkrácený tvar dýzy.

1 Elektronová mikroskopie

Elektronová mikroskopie je užitečný nástroj k pozorování a pochopení nano a mikrosvěta. Nachází své uplatnění jak v teoretickém výzkumu, tak i v průmyslu (výroba polovodičových součástek, solárních panelů, těžba nerostných surovin atd.). Pomocí elektronové mikroskopie lze zobrazit a analyzovat povrch i vnitřní strukturu, zkoumat krystalografii i chemické složení vzorku. Se snižujícími se náklady na pořízení elektronových mikroskopů a jednodušším ovládním se zvyšuje dostupnost těchto zařízení i v oblastech, kde to dříve nebylo možné.

Elektronový mikroskop je obdoba světelného mikroskopu, ve kterém jsou fotony nahrazeny elektrony a skleněné čočky jsou nahrazeny elektromagnetickými čočkami. Elektromagnetická čočka je v podstatě cívka, která vytváří vhodně tvarované magnetické pole. Jedním ze základních parametrů všech mikroskopů je jejich mezní rozlišovací schopnost. Protože mezní rozlišovací schopnost je úměrná vlnové délce použitého záření a elektrony mají podstatně kratší vlnovou délku než má viditelné světlo, má elektronový mikroskop mnohem vyšší rozlišovací schopnost a může tak dosáhnout mnohem vyššího efektivního zvětšení (až 1 000 000:1) než světelný mikroskop [1].

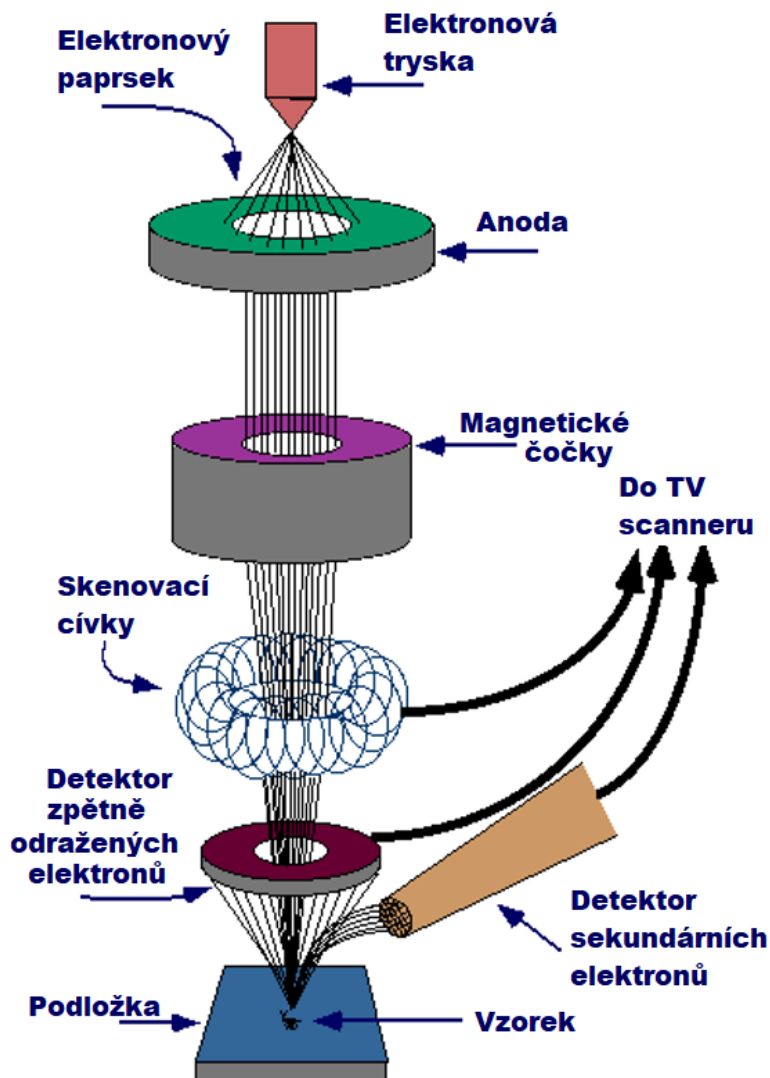
Mezi největší výrobce a exportéry elektronových mikroskopů na světě patří Česko, zejména brněnské firmy Tescan, FEI, DeLong Instruments a Ústav přístrojové techniky AVČR pokrývají asi třetinu světové produkce elektronových mikroskopů.

1.1 Prozařovací elektronový mikroskop (TEM)

TEM využívá svazek elektronů, který prochází velmi tenkým vzorkem. Interakce elektronů se vzorkem (rozptyl, ohyb) se zaznamenávají a vytvářejí obraz vnitřní struktury vzorku. Studium vnitřní struktury materiálů, buněk, virů, krystalů a dalších objektů na nanometrové a atomární úrovni. Výhody jsou velmi vysoké rozlišení (až atomární úroveň). Nevýhodou je, že vzorek musí být extrémně tenký (desítky až stovky nanometrů), což vyžaduje náročnou přípravu. Zobrazuje se pouze dvourozměrný (2D) obraz [2].

1.2 Rastrovací elektronový mikroskop (REM)

REM skenuje povrch vzorku úzkým svazkem elektronů. Detektory zaznamenávají sekundární elektrony a zpětně odražené elektrony, které se uvolňují z povrchu vzorku v důsledku interakce s dopadajícími elektrony. Tyto signály se následně převádějí na obraz povrchu. Princip činnosti rastrovacího elektronového mikroskopu (REM) je schematicky znázorněn na (obr. 1.1). Využití nachází při studiu topografie povrchu materiálů, morfologie buněk, analýza složení materiálů. Výhodou je, že zobrazuje trojrozměrný (3D) obraz povrchu vzorku. Příprava vzorku je obvykle méně náročná než u TEM, ale má nižší rozlišení než TEM [3].



Obr. 1.1 Schématické znázornění činnosti a hlavních prvků REM

Další typy a varianty elektronových mikroskopů:

- **Rastrovací transmisní elektronový mikroskop (STEM):** Kombinuje principy TEM a SEM. Skenuje tenký vzorek, ale detekuje elektrony, které vzorkem prošly, podobně jako TEM. Umožňuje získat informace o vnitřní struktuře s vysokým rozlišením a zároveň informace o povrchu.
- **Reflexní elektronový mikroskop (REM):** Zobrazuje povrch vzorku pomocí odražených elektronů, ale s jinou geometrií uspořádání než SEM. Používá se pro studium povrchů s malým úhlem dopadu elektronového svazku.
- **Nízkovoltážní elektronový mikroskop (LVEM):** Pracuje s nižším urychlovacím napětím elektronů, což snižuje poškození vzorku a umožňuje studium nevodivých materiálů bez nutnosti pokovování.
- **Kryoelektronová mikroskopie (Cryo-EM):** Používá se pro studium biologických vzorků v nativním stavu, tj. zmrazených v tekutém dusíku. Umožňuje studium proteinů, virů a dalších biologických makromolekul s vysokým rozlišením.

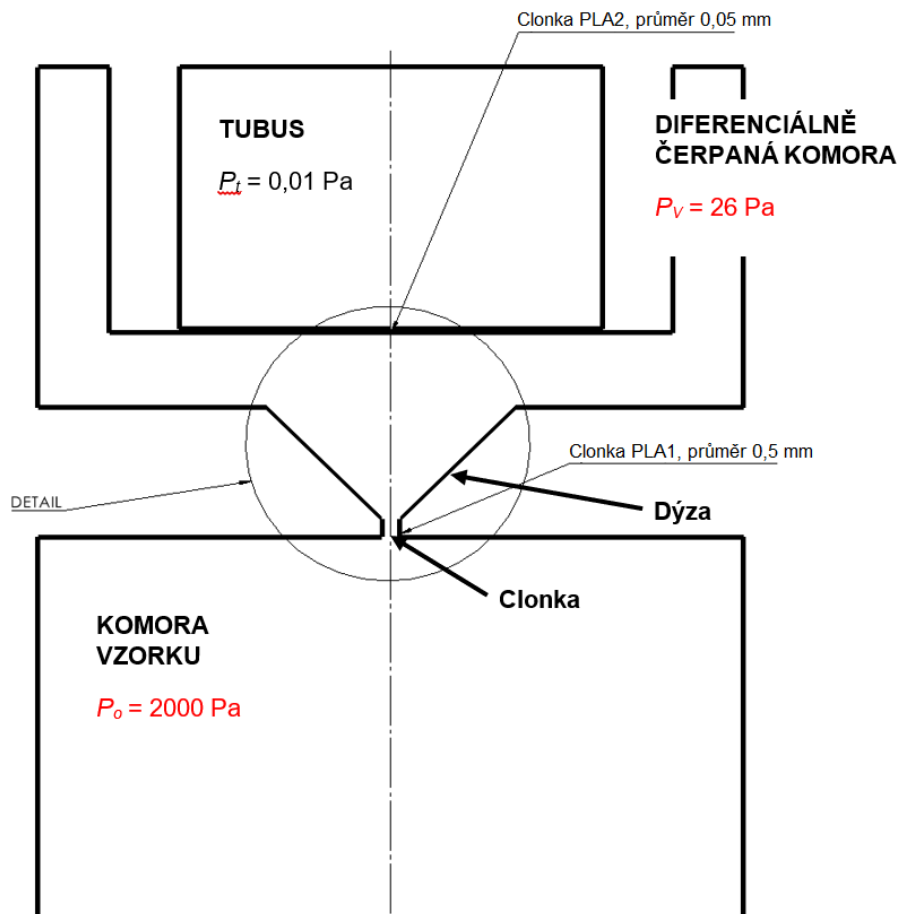
Souhrnný přehled typů elektronových mikroskopů lze vidět v Tab. 1.1.

Tab. 1.1 Souhrnný přehled typů elektronových mikroskopů

Vlastnost	TEM	SEM	STEM
Princip	Procházející elektrony	Skenující elektrony (odražené a sekundární)	Skenující elektrony (procházející)
Zobrazení	Vnitřní struktura (2D)	Povrch (3D)	Vnitřní struktura i povrch (2D/3D)
Rozlišení	Velmi vysoké (až atomární)	Vyšší	Velmi vysoké
Příprava vzorku	Náročná (velmi tenké řezy)	Méně náročná	Náročná (tenké řezy)
Využití	Biologie, materiálové vědy, nanotechnologie	Materiálové vědy, biologie, geologie	Biologie, materiálové vědy, nanotechnologie

1.2.1 Environmentální elektronová rastrovací mikroskopie (EREM)

Environmentální rastrovací elektronový mikroskop (EREM) byl vyvinut s cílem překonat přísné požadavky na vakuum u tradiční elektronové mikroskopie, a umožnit tak pozorování nevodivých, polovodivých [4-5] a nativních [6-8] vzorků bez poškození a usnadnit in-situ dynamické experimenty [9-11]. EREM využívá specializované ionizační nebo scintilační detektory k detekci signálních elektronů [12-13]. EREM se od klasických elektronových mikroskopů liší přítomností diferenciálně čerpané komory, která odděluje komoru vzorku od tubusu. Kvůli značnému rozdílu tlaků mezi tubusem (0,01 Pa) a komorou vzorku (typicky 600–2 000 Pa) by pouhé oddělení jedním otvorem neumožnilo v tubusu dosáhnout tak nízkého tlaku [14]. Proto EREM využívá diferenciálně čerpanou komoru s dvěma malými clonkami, čímž se docílí tlakového spádu přibližně 2 000 Pa – 70 Pa mezi komorou vzorku a diferenciálně čerpanou komorou a následně 70 Pa – 0,01 Pa mezi diferenciálně čerpanou komorou a tubusem. Schéma je zobrazeno na obr. 1.2.



Obr. 1.2 Environmentální rastrovací elektronový mikroskop (EREM) – schéma komor.

Touto problematikou se zabýval Dr. Danilatos, který je průkopníkem oblasti diferenciálního čerpání v EREM [15]. Ve své práci, včetně „Figure of Merit for Environmental SEM and its Implications“ [16], Danilatos zkoumal vliv úhlu a tloušťky dýzy na výkon systému v nepřítomnosti clony. Jeho zjištění zdůrazňují kompromis mezi širším otvorem dýzy (výhodným pro průchod elektronového svazku) a schopností vakuového systému udržet dostatečný tlakový rozdíl. Tenčí dýza usnadňuje průchod elektronového svazku, zatímco silnější dýza zajišťuje lepší vakuové podmínky. Danilatos dále optimalizoval průchod elektronového svazku na základě rozložení hustoty v práci „Optimum beam transfer in the environmental scanning electron microscope“ [17]. Zjistil, že tenká dýza minimalizuje tlakovou bariéru, které elektronový svazek čelí. V práci „Beam transfer characteristics of a commercial environmental SEM and a low vacuum SEM“ [18] poskytl základní poznatky o změnách hustoty a tlaku v proudění plynu malým otvorem oddělujícím komory s výrazným tlakovým rozdílem. S použitím elektronového mikroskopu ThermoFisher (FEI) jako modelu Danilatos zkoumal vliv velikosti clony a řízeného protitlaku na proudění plynu [18].

Práce je součástí rozsáhlého výzkumného projektu o environmentální rastrovací elektronové mikroskopii, prováděného týmem pod vedením doc. Ing. et. Ing. Vilémem Nedělou, Ph.D., DSc. z Ústavu přístrojové techniky AV ČR ve spolupráci s Ústavem elektrotechnologie na Fakultě elektrotechniky a komunikačních technologií, VUT v Brně [19].

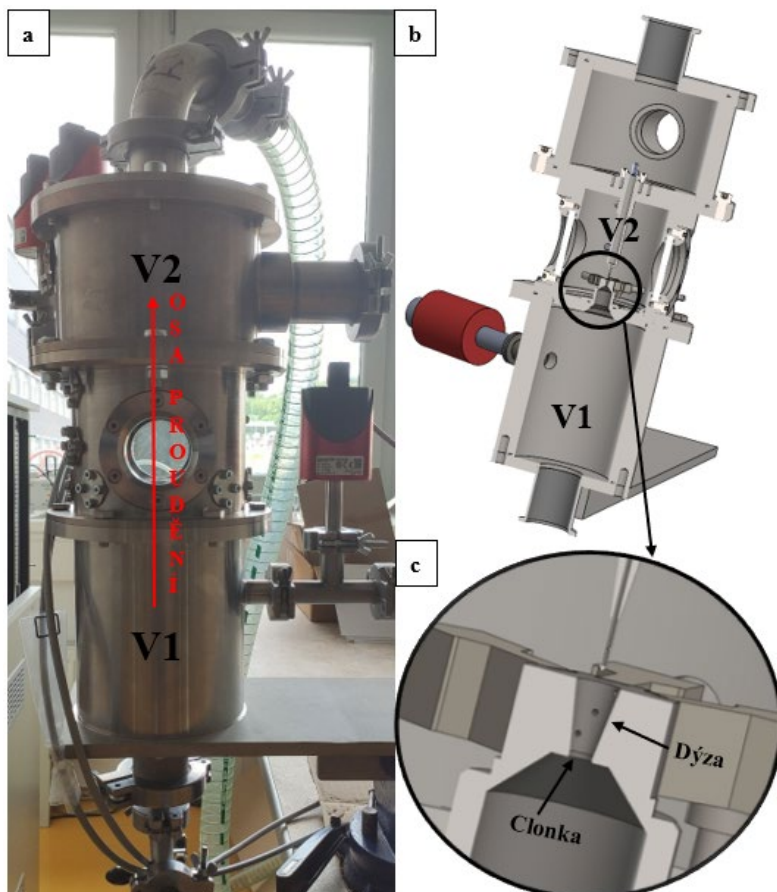
2 Experimentální komora

Jak již bylo zmíněno, celý výzkum probíhá na Ústavu přístrojové techniky Akademie věd ČR (ÚPT AVČR) ve spolupráci s Ústavem elektrotechnologie na Fakultě elektrotechniky a komunikačních technologií VUT v Brně. Tato práce je tedy součástí výzkumu problematiky čerpání vakuových komor s velkými tlakovými spády, ke kterým dochází při čerpání již zmíněné diferenciálně čerpané komory, která pracuje při nízkých tlacích, kde se poměr setrvačných a vazkých sil zásadně liší od běžně známých atmosférických podmínek.

Na základě kombinace teorie isoentropického jednorozměrového proudění a CFD analýz (bude uvedeno dále) byla na ÚPT AVČR zkonstruována experimentální komora, která simuluje proudění mezi komorou vzorku (V1) a diferenciálně čerpanou komorou (V2) v EREM (Obr. 2.1a). Tyto dvě komory jsou v experimentální komoře odděleny výměnným nosníkem pro upnutí clonky malého průměru osazenou dýzou.

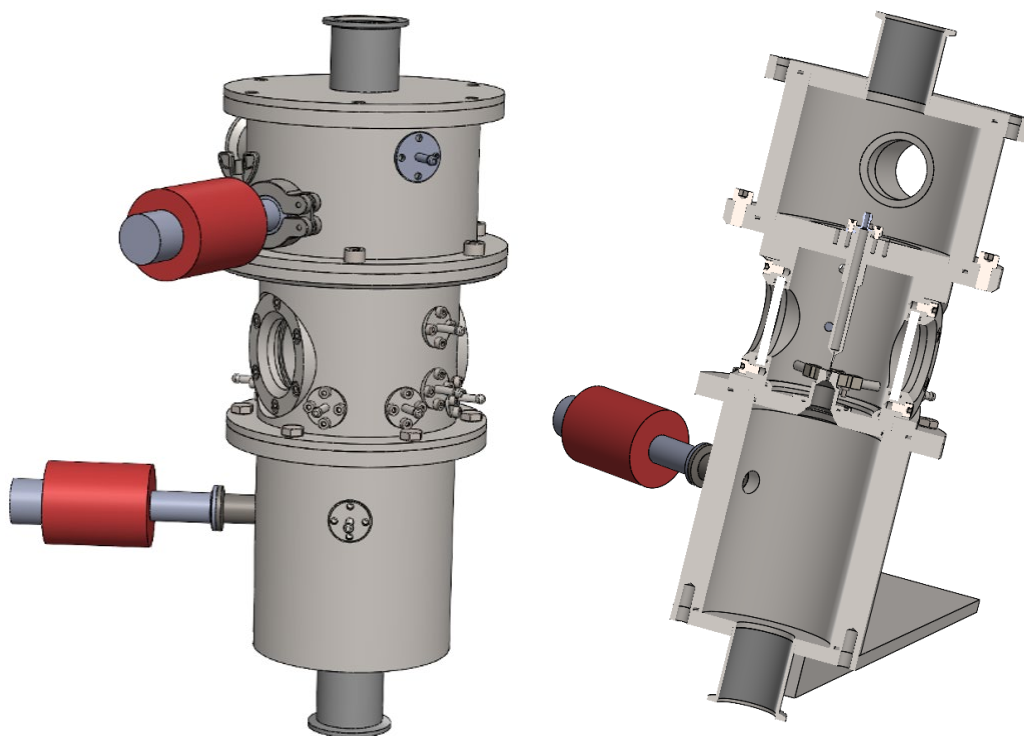
Při proudění skrze clonu se projevuje jev ucpání dýzy, spojený se vznikem kritického proudění a následným generováním nadzvukového proudění s oblastí nízkého tlaku a rázovou vlnou [20-22]. Variabilita tvarů a velikostí clon a dýz v této komoře umožní analýzu dopadu těchto změn na tlakové poměry v komoře.

Tuto clonku s dýzou je možné vidět na průřezu 3D objemovým modelem na Obr. 2.1b, který je na Obr. 2.1c přiblížen. Stavebnicový charakter experimentální komory umožňuje měnit velikost a tvar clonek a dýz, což bude předmětem dalšího výzkumu. Komoře je dále vybavena dvěma průzory, díky kterým je možné pozorovat zkoumanou oblast a pozorovat rázové vlny pomocí optických metod (Obr. 2.1a)



Obr. 2.1 Reálná experimentální komora (a) ve srovnání s 3D objemovým modelem experimentální komory (b) s detailem na clonku osazenou dýzou (c).

Pro vývoj dané komory byl využit systém SolidWorks. Daný 3D objemový model je pro lepší představu z pohledu a řezu uveden na obr. 2.2.



Obr. 2.2 3D objemový model experimentální komory (vlevo) a řez daným objemovým modelem experimentální komory (vpravo).

2.1 Teorie isoentropického jednorozměrového proudění

Jak bylo výše uvedeno, celá práce integruje tři klíčové prvky: teoretické základy, experimentální měření s použitím pečlivě vybrané aparatury a CFD analýzy s využitím systému Ansys Fluent, který využívá metodu konečných objemů v rámci mechaniky kontinua, aby poskytl základ pro plánované experimenty a teoreticky zpracoval očekávané výsledky.

Jak již bylo zmíněno, charakteristická konfigurace ESEM zahrnuje komory oddělené malou clonkou vystavenou značným tlakovým gradientům, což vyvolává kritické proudění. Tlakový rozdíl pohání proudění plynu z komory s vyšším tlakem do komory s nižším tlakem a urychluje plyn uvnitř clonky. Rychlost proudění v clonce je přímo úměrná rostoucímu rozdílu tlaku napříč ní, až do kritického bodu, kdy rychlost proudění dosáhne hodnoty 1 Mach [23]. Tento poměr platí, dokud rychlost proudění ve clonce nedosáhne Machova čísla 1, čímž se ohraničí nástup kritického proudění. V tomto bodě je rychlost proudění omezena na 1 Mach, bez ohledu na další nárůst tlaku. V důsledku toho dosahuje hmotnostní průtok clonkou svého maxima, když plyn dosáhne rychlosti zvuku [21, 22].

Za clonkou vzniká nadzvukové proudění, charakterizované oblastí sníženého tlaku. Nadzvukové proudění kulminuje rázovou vlnou, která je charakterizována výrazným nárůstem hustoty plynu [24, 25]. Proudění clonkou se řídí stavovými veličinami, jako je tlak, teplota, hustota, rychlost a Machovo číslo, které jsou vzájemně propojeny podle principů jednorozměrného isoentropického proudění. Tyto vztahy jsou podrobně popsány v rovnicích (1)–(6) [26].

$$\frac{v_v}{v_{kr}} = \left[\frac{(\kappa+1)M^2}{2+(\kappa-1)M^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

$$\frac{a_v}{a_o} = \left[\frac{2}{2+(\kappa-1)M^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

$$\frac{T_v}{T_o} = \frac{2}{2+(\kappa-1)M^2} \quad (3)$$

$$\frac{p_v}{p_o} = \left[\frac{2}{2+(\kappa-1)M^2} \right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (4)$$

$$\frac{\rho_v}{\rho_o} = \left[\frac{2}{2+(\kappa-1)M^2} \right]^{\frac{1}{\kappa-1}} \quad (5)$$

$$\frac{\rho_v}{\rho_{kr}} = \frac{A_{kr}}{A} = M \left[\frac{\kappa+1}{2+(\kappa-1)M^2} \right]^{\frac{1\kappa+1}{2\kappa-1}} \quad (6)$$

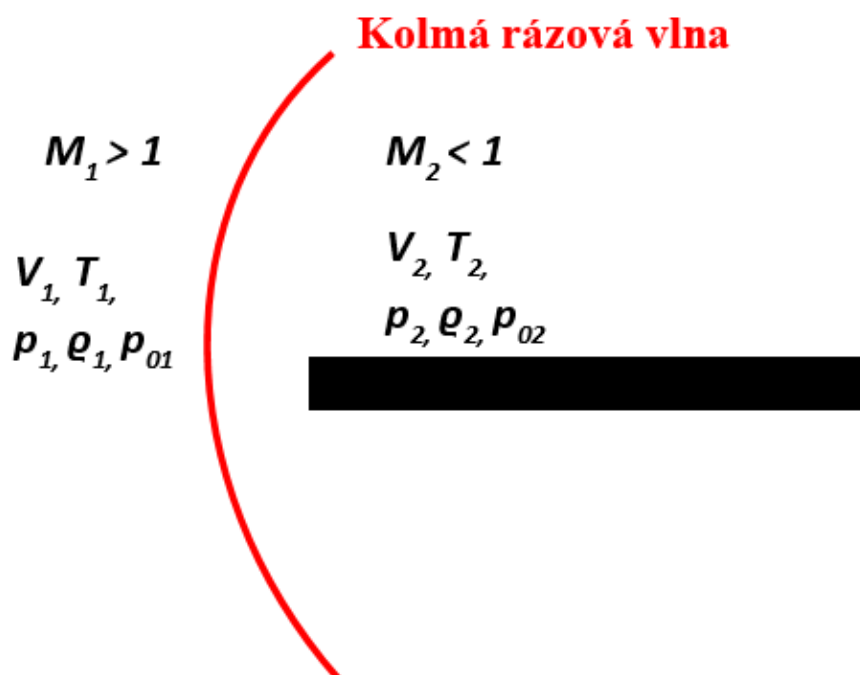
kde p_o [Pa] je vstupní tlak, p_v [Pa] je výstupní tlak, T_o [K] je vstupní teplota, T_v [K] je výstupní teplota, a_o [m.s⁻¹] je vstupní rychlost zvuku, a_v [m.s⁻¹] je výstupní rychlost zvuku, v_v [m.s⁻¹] je výstupní rychlost, v_{kr} [m.s⁻¹] je kritická rychlost, ρ_o [kg.m⁻³] je vstupní hustota, ρ_v [kg.m⁻³] je výstupní hustota, M [-] je Machovo číslo, κ [-] je plynová konstanta = 1.4, A [m²] je výpočtový průřez, A_{kr} [m²] je kritický průřez. a_o je rychlost zvuku v daném prostředí v komoře před clonkou, kde je rychlost nulová.

$$a_o = \sqrt{\kappa RT} \quad (7)$$

kde R [-] je univerzální plynová konstanta rovna 287, T [K] je teplota daného média (teplota v komoře V1 je rovna 24 °C).

Použitou tekutinou pro experimenty i CFD simulace byl dusík, který byl uvažován jako reálný plyn s vlastnostmi získanými z NIST, nikoli jako ideální plyn. Prezentované vztahy (rovnice 1– 6) sloužily jako základ pro předběžný návrh rozměrů dýzy [26].

K dalším použitým analýzám založeným na teorii jednorozměrného isoentropického proudění patřilo vyhodnocení proudění přes kolmou rázovou vlnu. Po provedení CFD analýz byly výsledky validovány s využitím vztahů pro skokové změny stavových veličin v kolmé rázové vlně (Rovnice 8–14) [26] (obr. 2.3). Cílem této validace bylo ověřit shodu s výsledky získanými z CFD analýz.



Obr. 2.3 Změny stavových veličin přes kolmou rázovou vlnu.

$$M_{1n} = M_1 \sin \alpha_s \quad (8)$$

$$M_2^2 = \frac{2 + (\kappa - 1)M_{1n}^2}{2\kappa M_{1n}^2 - (\kappa - 1)} \quad (9)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = 1 + \frac{2(\kappa - 1)}{(\kappa + 1)^2} \cdot \frac{1 + \kappa M_{1n}^2}{M_{1n}^2} \cdot (M_{1n}^2 - 1) \quad (10)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{V_1}{V_2} = \frac{(\kappa + 1)M_{1n}^2}{2 + (\kappa - 1)M_{1n}^2} \quad (11)$$

$$\frac{p_{02}}{p_{01}} = \left[1 + \frac{2\kappa}{\kappa + 1} (M_{1n}^2 - 1) \right]^{-\frac{1}{\kappa - 1}} \left[\frac{(\kappa + 1)M_{1n}^2}{2 + (\kappa - 1)M_{1n}^2} \right]^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (12)$$

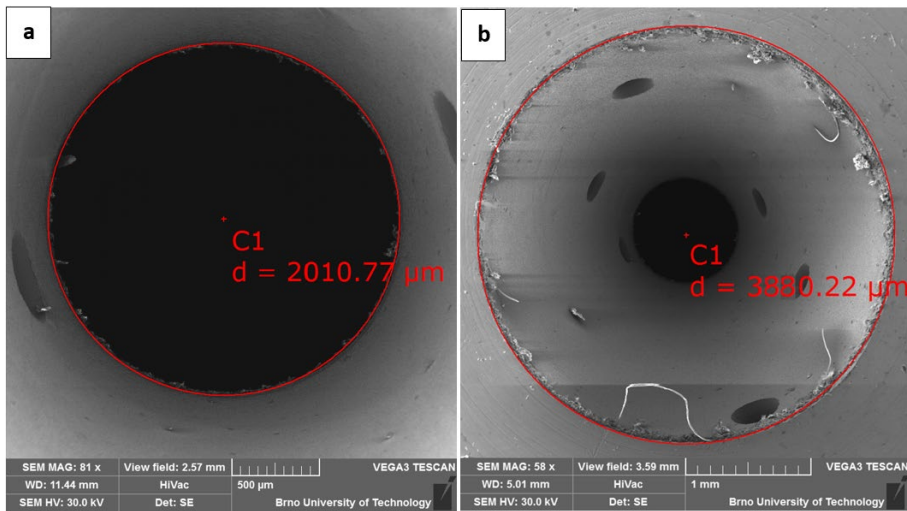
$$\frac{p_2}{p_1} = \left[1 + \frac{2\kappa}{\kappa + 1} (M_{1n}^2 - 1) \right]^{-\frac{1}{\kappa - 1}} \left[\frac{\kappa + 1}{2} M_{1n}^2 \right]^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (13)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2\kappa}{\kappa + 1} (M_{1n}^2 - 1) \quad (14)$$

kde M_{1n} [-] je normálová složka Machova čísla, M_2 [-] je Machovo číslo za kolmou rázovou vlnou, T_2 [K] je teplota za rázovou vlnou, T_1 [K] je teplota před rázovou vlnou, p_2 [Pa] je statický tlak za rázovou vlnou, p_1 [Pa] je statický tlak před rázovou vlnou, ρ_2 [kg.m⁻³] je hustota za rázovou vlnou, ρ_1 [kg.m⁻³] je hustota před rázovou vlnou, p_{02} [Pa] je celkový tlak za rázovou vlnou, p_{01} [Pa] je celkový tlak před rázovou vlnou.

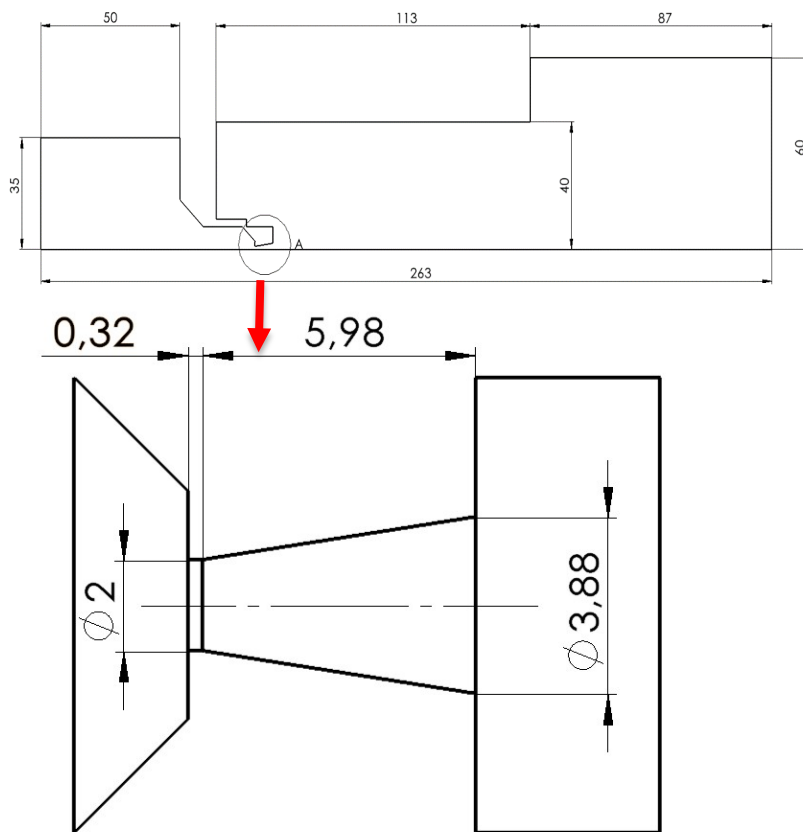
Vztahy odvozené z teorie jednorozměrového isoentropického proudění (rovnice 1–6) byly použity pro prvotní návrh geometrie dýzy, pro kterou následně proběhly CFD analýzy (pro tlakový poměr 2000:70). Výsledky těchto analýz byly porovnány s teoretickými hodnotami vypočtenými na základě stejné teorie jednorozměrového isoentropického proudění.

Po vyrobení dané dýzy byly rozměry dýzy kontrolovány pomocí elektronového mikroskopu VEGA3 Tescan a bylo konstatováno, že vesměs odpovídají výrobním tolerancím (Obr. 2.4).



Obr. 2.4 Reálné rozměry clonky (a) a výstupu dýzy (b).

CFD analýzy byly prováděny na 2D osově symetrickém modelu, který je na obr. 2.5 pootočen o 90° ve směru proudění v ose x. Na tomto obrázku jsou uvedeny i základní rozměry daného matematického modelu, který souhlasí s vnitřními rozměry dané komory. Na stejném obrázku je dále zobrazen zvětšený detail clonky osazené dýzou s danými rozměry. Průměr clonky experimentální komory byl volen 2 mm z důvodu vytvoření dostatečného prostoru v dýze a tyto rozměry byly stanoveny podle teorie isoentropického jednorozměrového proudění pro tlakový poměr 2000:70 Pa.



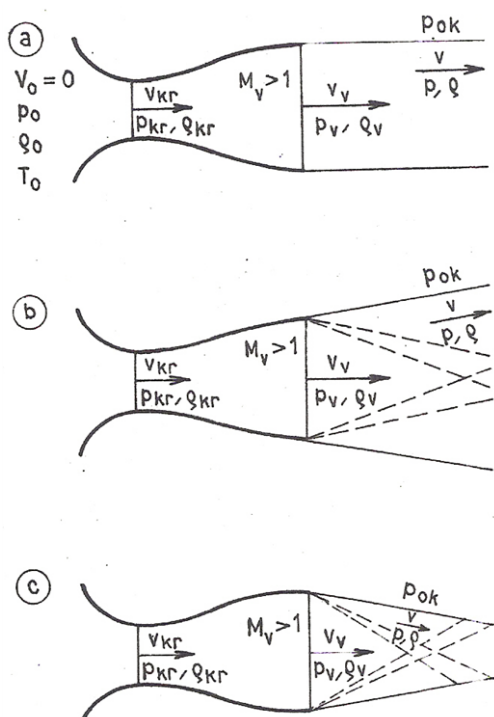
Obr. 2.5 2D osově symetrický model pootočený o 90° společně s rozměry daného modelu.

2.2 Teorie výtoku plynu z dýzy v nadzvukovém režimu

Výše uvedenou teorii je nutné ještě rozšířit o teorii výtoku plynu z dýzy v nadzvukovém režimu.

Mezi základní režimy výtoku plynu z dýzy patří následující tři (obr. 2.6):

- Návrhový režim
- Dodatečná expanze (Přeexpandovaná dýza)
- Dodatečná komprese (Podexpandovaná dýza)



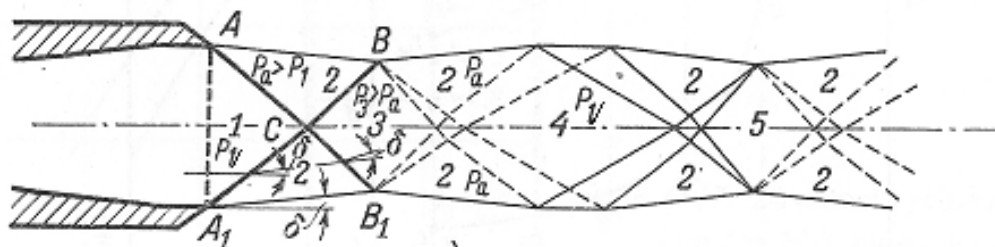
Obr. 2.6 Základní typy výtoku plynu z dýzy: Návrhový režim (a), Dodatečná expanze (b), Dodatečná komprese (c) [20].

Na obr. 2.6 [20] jsou znázorněny tři výše zmíněné režimy proudění v dýze. V případě **Návrhového režimu** dýzy (obr. 2.6a) je výstupní tlak dýzy (p_v) roven tlaku proudu plynu (p), který se shoduje s tlakem okolního prostředí (p_{ok}).

Pokud je výstupní tlak dýzy (p_v) vyšší než tlak okolního prostředí (p_{ok}), dochází k **dodatečné expanzi** proudu plynu za výstupním průřezem dýzy (obr. 2.6b). Tlak proudu plynu (p) na rozhraní s okolním prostředím se v tomto případě opět vyrovná tlaku okolního prostředí (p_{ok}).

Naopak, pokud je výstupní tlak dýzy (p_v) nižší než tlak okolního prostředí (p_{ok}), dochází k **dodatečné kompresi** proudu plynu za výstupním průřezem dýzy (obr. 2.6c). Stejně jako v předchozím případě se tlak proudu plynu (p) na rozhraní s okolním prostředím vyrovná tlaku okolního prostředí (p_{ok}).

Na základě předešlé kapitoly (Kapitola 2.1) a použitých vztahů (Rovnice 1-6) bylo cílem při návrhu tvaru dýzy vytvořit **podexpandovanou dýzu** (obr. 2.7), a to z důvodu specifického charakteru rázových vln v dýze při tomto režimu podexpandované dýzy.



Obr. 2.7 Charakter vzniklých rázových vln u režimu dodatečné komprese [20].

Obr. 2.7 ilustruje režim s dodatečnou kompresí, který nastává při zvýšeném protitlaku okolního prostředí. Tento protitlak je sice vyšší, ale nepřekračuje významně tlak na výstupu dýzy, což vede ke vzniku šikmých rázových vln A-C a A1-C.

Rovnice 15 umožňuje určit tlak vnějšího prostředí (p_0), vedoucí ke vzniku příčné rázové vlny ve výstupním průřezu dýzy, na základě známé výpočtové rychlosti (v_v) v tomto průřezu.

$$p_{vk} = p_v \frac{v_v^2 - \frac{(\alpha-1)}{(\alpha+1)}}{1 - \frac{(\alpha-1)}{(\alpha+1)} v_v^2} \quad (15)$$

2.3 Režimy proudění

V případě, kdy je do osy proudu vložena sonda s plochým koncem je možné rozdělit toto proudění do tří základních matematických režimů. Obvykle se toto rozdělení a řešení proudění využívá při analýze Pitotovy trubice snímající celkový tlak [27].

2.3.1 Nestlačitelný režim

Tok je považován za nestlačitelný, pokud je jeho rychlost menší než 30% rychlosti zvuku. Bernoulliho rovnice pro takový tok popisuje vztah mezi rychlostí a tlakem podél proudové roviny a platí:

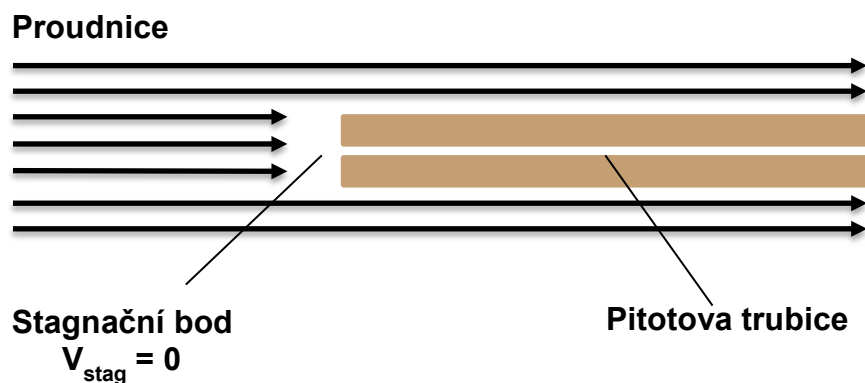
$$p_c = \frac{1}{2} \rho v^2 + p_s \quad (16)$$

2.3.2 Podzvukový stlačitelný režim

U rychlostí proudění větší, než je 30% rychlosti zvuku musí být tekutina počítána jako stlačitelná. V teorii stlačitelného toku je již nutné počítat s bezrozměrným Machovým číslem M , které je definováno jako poměr rychlosti průtoku v k rychlosti zvuku c :

$$M = \frac{v}{c} \quad (17)$$

Při podzvukovém stlačitelném proudění v rozmezí Machova čísla 0,3 až 1, kdy je Pitotova trubice vystavena proudícímu plynu, dochází k postupnému stlačování plynu podél proudnic až do bodu stagnace v trubici (obr. 2.8). V tomto režimu se výpočet rychlosti komplikuje a zahrnuje Poissonovu konstantu a stagnační tlak, který Pitotova trubice snímá namísto celkového tlaku.



Obr. 2.8 Podzvukový stlačitelný režim.

$$v = \sqrt{\frac{2\gamma p_{static}}{\gamma-1 \rho_{static}} \left[\left(\frac{p_{stagnation}}{p_{static}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]} \quad (18)$$

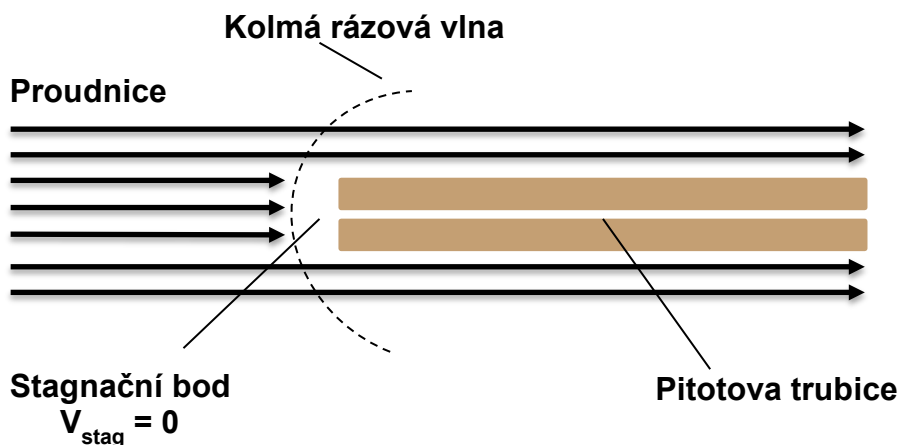
$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{c_p}{c_v} \quad (19)$$

kde γ je Poissonova konstanta, C_p je tepelná kapacita při stálém tlaku, C_v je tepelná kapacita při stálém objemu, c_v a c_p jsou příslušné měrné tepelné kapacity.

2.3.3 Nadzvukový stlačitelný režim

V nadzvukovém režimu proudění ($M > 1$) se před Pitotovou trubicí formuje kolmá rázová vlna. Tato vlna nejdříve zpomalí tok neisentropicky k podzvukové rychlosti a následně dochází k isentropickému zpomalení až na nulovou rychlost v bodě stagnace (obr. 2.9). Pro výpočet rychlosti se nepoužívá běžný vztah, ale zjišťuje se poměr stagnačního tlaku měřeného na čele Pitotovy trubice a statického tlaku měřeného na boku sondy.

$$\frac{p_{stagnation}}{p_{static}} = \frac{\left[\frac{\gamma+1}{2} M^2 \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}{\left[\frac{2\gamma}{\gamma+1} M^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}}} = \frac{\gamma+1}{2} M^2 \left[\frac{(\gamma+1)^2 M^2}{4\gamma M^2 - 2(\gamma-1)} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (20)$$



Obr. 2.9 Nadzvukový stlačitelný režim.

3 Optické metody

Za otce optiky ve spojení se zkoumáním nehomogenit prostředí by se dal neoficiálně označit Robert Hooke (1635-1703) [28], jež se zasloužil mimo jiné o vyhraničení zkoumání nehomogenit prostředí pomocí optických metod jako o novou vědeckou disciplínu, které se věnoval ve svém díle *Micrographia*, kde popisoval princip lomu světla v závislosti na změnách hustoty vzduchu v atmosféře a v kapalinách. Díky tomu se mu povedlo popsat fenomény jako „poblikávání“ hvězd na obloze, proudění kapalin, sálání tepla, turbulentní proudění plynů a kapalin, chromatickou optickou vadu, stratifikované proudění, hydrostatika a fata morgána. Z jeho pozorování bylo nejpřínosnější pro další vývoj optických diagnostických metod zkoumání žilek (streaks, striae, *schlieren*) ve skle [29].

Zhruba desetiletí po Hookově práci přišel s objevem jednoduché šlírové metody také Christiaan Huygens (1629-1695), avšak po něm dochází až do 19. století k takřka absolutnímu v oblasti optického zkoumání nehomogenit prostředí. Jediným jménem z 18. století, které se v této oblasti objevuje je Jean Paul Marat (1743-1793), který se věnoval zkoumání a zachycení podstaty ohně a tak vytvořil první shadowgram (stínový obraz) proudění horkého vzduchu v okolí plamene na světě.

V 19. století se zobrazování nehomogenit věnoval B. Leon Foucault (1819-1868), jež jako první využil pro odstínění odkloněných paprsků světla nehomogenitou explicitní nástroj (maska, membrána, filtr, *ostří*), jiný než zornice lidského oka. V současnosti se rozlišuje šlírová zobrazovací metoda od ostatních právě na základě toho, jestli je využit k ořezu obrazu nástroj, či nikoliv.

Zhruba ve stejné době jako Foucault (předchozí práce Hooka a Huygense byly již takřka zapomenuty) August Toepler (1836-1912) znovuobjevil šlírovou metodu zobrazování [30–31] a pojmenoval ji podle nehomogenit ve skle, které se v němčině označují jako „*Schlieren*“. Při nařčení z podobnosti s prací Foucaulta sice uznal podobnost, avšak hájil originalitu své práce. Vzhledem k jeho další práci a nemalému vlivu na vývoj šlírových zobrazovacích metod je August Toepler dodnes oficiálně uznáván jako vývojář a otec šlírové optické metody.

3.1 Základní principy a problematika optických měření

Funkce optických zobrazovacích metod je postavena na změně indexu lomu prostředí a na lomu světla (refrakci) na rozhraní dvou prostředí s rozdílným indexem lomu.

3.1.1 Index lomu

Index lomu je bezrozměrná fyzikální veličina, popisující, kolikanásobně pomaleji prochází světlo skrze dané prostředí proti vakuu:

$$n = \frac{c}{v} \quad (21)$$

kde c [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] je rychlost světla ve vakuu ($299\,792\,458\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) a v [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] je fázová rychlost světla v daném prostředí. Index lomu je navíc závislý na vlnové délce použitého světla, a to v řádu až několika procent při jeho srovnání u vlnových délek na protilehlých okrajích viditelného spektra.

Při zkoumání prostředí pomocí optických metod je zde několik jevů, které mají za následek změnu indexu lomu světla a které lze tedy vizualizovat. Jedná se o:

- změny tlaku vlivem akustických vln, šířících se prostředím,
- změny hustoty způsobené rozdílnou teplotou v prostředí a
- rozdílné chemické složení proudícího média okolním prostředím.

Šlírovou či stínovou optickou metodu je možno využít k vizualizaci nehomogenit v prostředí, díky rozdílné hustotě nehomogenity od jejího okolí a protože v plynech obecně platí lineární závislost mezi hustotou a indexem lomu prostředí:

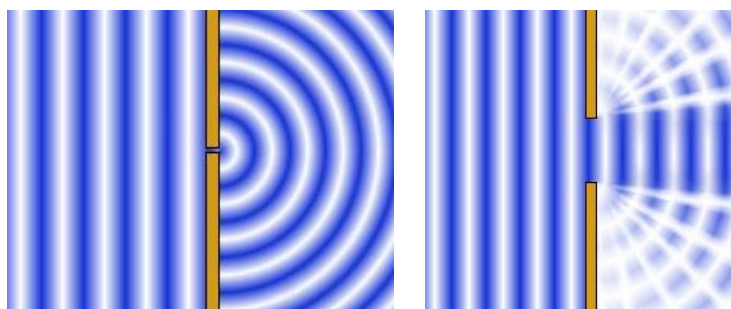
$$n - 1 = k\rho \quad (22)$$

kde n [-] je index lomu, k [$\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$] je Gladston-Dale koeficient daného prostředí (pro dusík $2,38 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$) a ρ [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$] je hustota prostředí.

3.1.2 Difrakce (ohyb) světla

Jedná se o jev, kdy při kterém se vlnění (v našem případě světlo) za překážkou odklání („ohýba“) od původního směru a šíří se do geometrického stínu překážky (například šíření zvuku za překážku v jinak volném prostřanství).

Princip difrakce popisuje rozšířený Huygensův-Fresnelův princip tak, že procházející elektromagnetické vlnění štěrbinou rozkmitává elektrony na její výstupní hraně a na zadní ploše štěrbin v blízkosti těchto hran a ty následně generují všesměrově sekundární elektromagnetické vlnění, u kterého pak samozřejmě dochází k interferenci. S rostoucí úhlovou odchylkou od původního směru primárního vlnění tak intenzita vlnění klesá.



Obr. 3.1 Difrakce vlnění na bodové štěrbině (vlevo) a na štěrbině široké přibližně jednu vlnovou délku (vpravo).

3.1.3 Clonové číslo (f-number)

Jedná se o důležitý parametr čoček a zrcadel, který je potřeba brát v úvahu při jejich použití v optice z důvodu minimalizace sférické vady rostoucí směrem k okrajům těchto prvků.

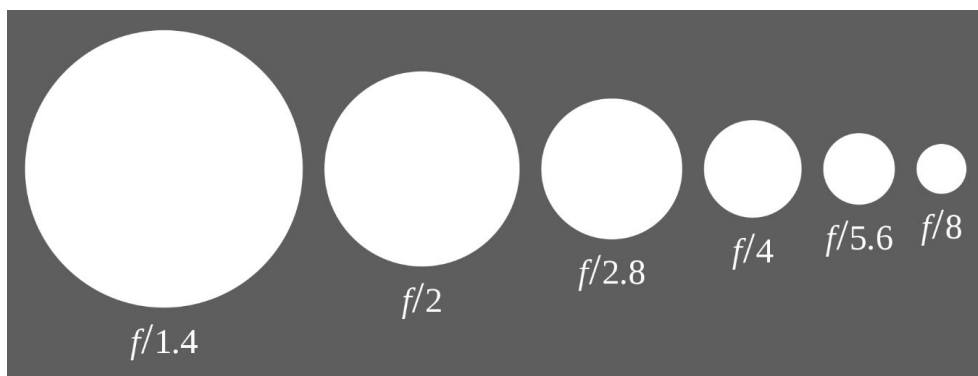
Vypočítá se jako poměr ohniskové vzdálenosti f [m] k průměru D [m] čočky příp. zrcadla.

$$K = \frac{f}{D} \quad (23)$$

Clonové číslo je zvykem zapisovat ve tvaru f/K , kdy se za lomítko píše jeho hodnota. Pokud by tedy ohnisková vzdálenost např. čočky byla 200 mm a její průměr (ať už skutečný nebo ořezaný kruhovou clonou) byl 50 mm, bylo by clonové číslo 4 a zápis by byl $f/4$.

Z důvodu omezení sférické vady je pro šlírovou metodu dobré použít čočky s hodnotou clonového čísla minimálně $f/2$ a zrcadla minimálně $f/4$. Vyrobit však odpovídající zrcadlo je podstatně jednodušší než vyrobit adekvátní čočku. Proto je také jednodušší a levnější sestavit kvalitní zrcadlový systém než systém s čočkami.

Hodnota clonového čísla optického prvku pak ovlivňuje kvalitu celého systému. Čím tedy vyšší clonové číslo, tím je možné zobrazit i menší změny indexu lomu.



Obr. 3.2 Ukázka clonové řady používané v dnešních fotoaparátech.

3.2 Konfigurace soustav šlírových optických metod

Pro získání šlírového obrazu je zapotřebí velmi kvalitních optických prvků vzhledem k jemným změnám v obraze, které mohou být jinak maskovány nedokonalostmi optických prvků.

U šlírových i stínových metod je potřeba si uvědomit, že opravdu geometricky přesně zobrazit lze pouze 2-D proudění, tedy prozařovat pouze plochý kanál, kde má nehomogenita stejný charakter napříč celou hloubkou (tj. ve směru optické osy) zkoumaného prostoru! Při zobrazování 3-D jevů, tj. jevů jejichž charakter není homogenní napříč celou jejich hloubkou dochází ke zkreslení výsledného obrazu a tím do jisté míry klesá jejich interpretovatelnost. Například u válcovitých, kuželovitých či jim podobných jevů, jako je například proudění plynů dýzou kruhového průřezu je zkreslení větší blíže k ose proudění, kdy se v obraze projeví vliv hloubky této nehomogenity. Naopak u okrajům tohoto proudění je obraz přesnější, avšak dochází ke snížení kontrastu, z důvodu malé hloubky nehomogenity blízko tečné oblasti paprsků s nehomogenitou.

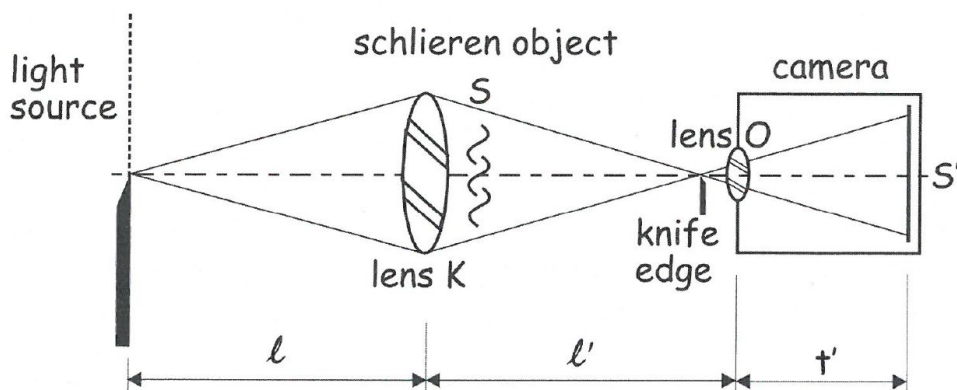
Pro získání výstupního šlírového obrazu (odpovídající 1. derivaci indexu lomu, resp. hustoty u plynů) nebo stínového obrazu (odpovídající 2. derivaci indexu lomu, resp. hustoty u plynů) je možné použít několik konfigurací optické soustavy, přičemž rozdíl mezi konfiguracemi soustavy pro stínovou a šlírovou metodu spočívá ve vložení optického nože nebo filtru do ohniska za nehomogenitu pro částečné či úplné zaclonění (případně odfiltrování) neodkloněných paprsků z konvergujícího svazku.

Dále je potřeba si uvědomit, že výsledný obraz stínové metody je pouze stín nehomogenity a nejedná se tak o její zaostřený optický obraz. Nenesí tedy informace o původní geometrii nehomogenity. Naproti tomu šlírová metoda nese informace o původní geometrii nehomogenity, díky odstínění části, či všech paprsků neodkloněných nehomogenitou z původního směru.

Zde jsou nejčastěji používané konfigurace, využívající bodový zdroj světla, které by připadaly v úvahu k použití při výzkumu, popsáném v této práci.

3.2.1 Toeplerova soustava s jednou čočkou

Jedná se o nejjednodušší konfiguraci využívající jedné spojné čočky, jednoho optického nože a aspoň jedné ostré hrany nebo přímo štěrbinu mezi zdrojem světla a spojnou čočkou. Výsledný obraz zkoumané nehomogenity je sice zkreslen díky nerovnoběžnosti konvergujícího svazku paprsků za čočkou, který prochází nehomogenitou pod sklonem, avšak toto zkreslení je možné zmenšit použitím čočky s velkou ohniskovou vzdáleností.

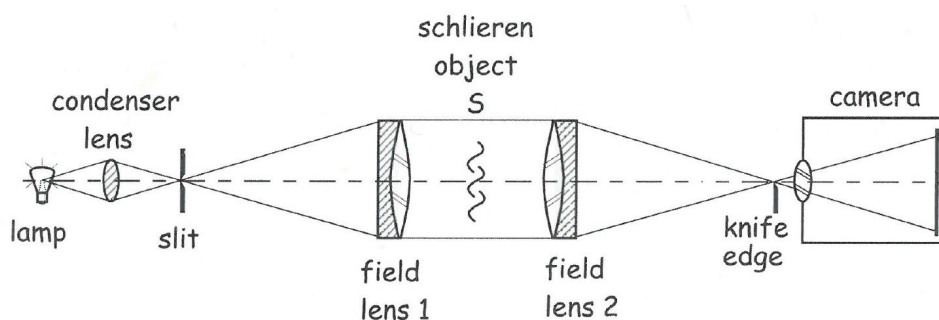


Obr. 3.3 Toeplerova jedno čočková šlírová soustava [29].

Pro větší nehomogenity je možné místo klasické čočky v dnešní době použít Fresnelovu čočku, které se dnes již vyrábí v dostatečné kvalitě i ve větších rozměrech například z plastu.

3.2.2 Toeplerova soustava s dvěma čočkami

Jde o vylepšení jedno čočkového systému, za účelem potlačení zkreslení vlivem průchodu svazku paprsků nehomogenitou pod sklonem. Jedná se o nejméně geometrii zkreslující uspořádání, vzhledem k jeho jednoduchosti a možnosti minimalizovat dopad optických vad jednotlivých elementů soustavy. Světlo ze zdroje je fokusováno do ohniska, ve kterém je umístěna štěrbina a následně je svazek paprsků kolimován pomocí achromatického doubletu (viz. kapitola 3.3.2). Kolimovaný svazek prochází nehomogenitou a za ní je fokusován pomocí druhého achromatického doubletu. Při použití kvalitních optických prvků a stabilní optické lavice pro jejich uchycení je možno dokonce použít čočky s kratší ohniskovou vzdáleností pro zmenšení celé optické aparatury, ovšem s tím následkem, že bude obtížnější umístit clonící prvky přesně do ohnisek.



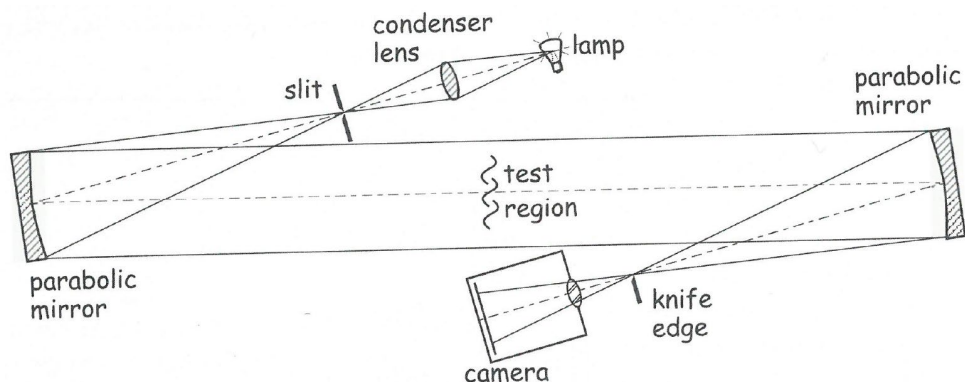
Obr. 3.4 Dvoj čočková šlírová soustava [29].

3.2.3 Z-type 2-zrcadlový systém

Kromě čoček je možno použít ke konstrukci optické soustavy i zrcadel, a to parabolických nebo sférických, přičemž záleží na typu konstrukce, zda se jedná o odkloňující, či souosou.

Nejpopulárnější zrcadlový systém je Z-type Herschelovské dvoj zrcadlové uspořádání, ve kterém se používají dvě opačně nakloněná parabolická zrcadla za účelem odklonění světelného svazku mimo původní osu a zároveň k jeho kolimaci před nehomogenitou a následné další odklonění a fokusaci za nehomogenitou. Výhodou je opět kolimovaný svazek paprsků jako v předchozí konfiguraci. Minimální vzdálenost mezi zrcadly je $2f$, kde f [m] je

ohnisková vzdálenost zrcadla, z důvodu získání dostatečně velkého prostoru ke zkoumání nehomogenit. Vzhledem ke kolimaci svazku nevadí ani větší vzdálenost mezi zrcadly. Tato soustava je nicméně vhodná do menších prostor, avšak je mnohem náročnější na zarovnání a citlivější na vibrace. Navíc s rostoucím úhlem odklonu svazku narůstá vliv optických vad na výsledný obraz [35]. Vzhledem k vyšší ceně přesných parabolických zrcadel je možno použít levnější parabolická zrcadla s vyšším clonovým číslem a precizně je zarovnat [34].



Obr. 3.5 Z-type Herschelovská šlířová soustava [29].

3.2.4 1-zrcadlový souosý systém

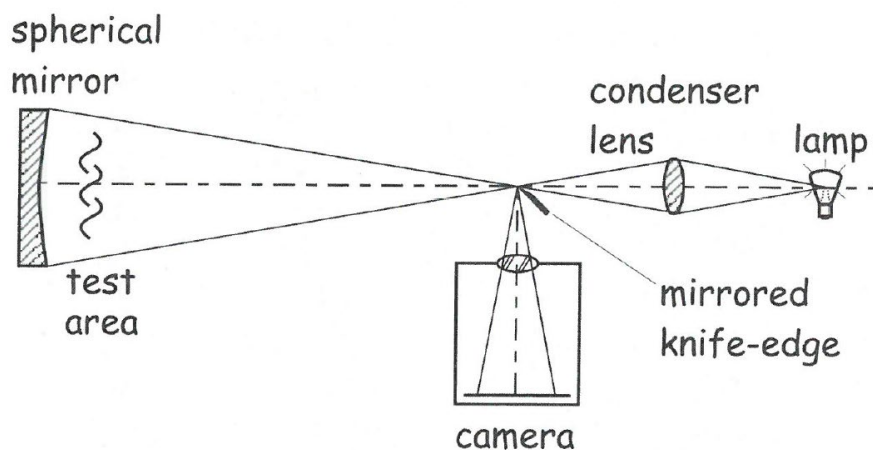
Tento systém je vychází z jedno čočkového uspořádání, přičemž místo čočky využívá sférické zrcadlo pro odraz svazku zpět po stejné ose ke zdroji, kde je poté potřeba odklonit tyto zpět přicházející paprsky mimo osu pomocí zrcadlového nože, polopropustného zrcadla či děliče svazku (beamsplitter).

Toto uspořádání stejně jako jedno čočkový systém trpí na zkreslení vlivem průchodu nekolimovaného svazku paprsků nehomogenitou pod sklonem a stejně jako v soustavě s jednou čočkou je i zde možné toto zkreslení minimalizovat (avšak ne úplně odstranit) použitím zrcadla s velkou ohniskovou vzdáleností a umístěním nehomogenity co nejbližší k zrcadlu, což se bohužel projeví podstatným prodloužením celé soustavy.

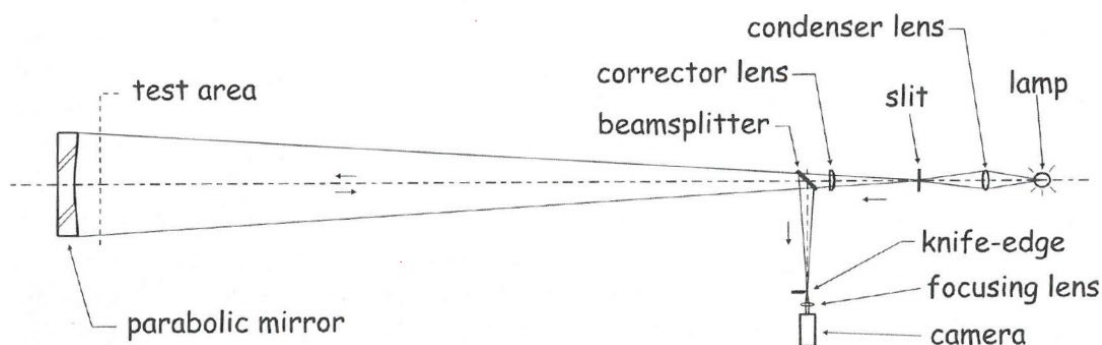
Velkými výhodami tohoto uspořádání jsou nízká cena optických prvků (sférické zrcadlo s velkou ohniskovou vzdáleností je snadnější vyrobit než srovnatelnou čočku), relativně vysoká odolnost proti vibracím, snadné zarovnání prvků v ose a nejpodstatněji řádově vyšší citlivost na změnu indexu lomu v nehomogenitě díky vícenásobnému průchodu svazku nehomogenitou.

V této soustavě se umístí zdroj světla (ohnisko se šterbinou nebo zrcadlovým nožem) do středu rádiusu tohoto zrcadla, což odpovídá dvojnásobku jeho ohniskové vzdálenosti. Zpět odražený svazek se fokusuje do stejného ohniska, odkud vyšel směrem k zrcadlu a jeho část se odkloní mimo osu pro možnost zobrazení. Při odklonu části svazku mimo osu dojde sice ke ztrátě podstatného množství paprsků, tedy k poklesu jasů výsledného obrazu, ale při použití dostatečně silného zdroje světla (a nemusí to být nutně například jiskřiště) je výsledný obraz stále dobře viditelný. Konfigurace, využívající k odklonu a zároveň i ořezu zrcadlový nůž je z principu použitelná pouze pro šlířové zobrazování a neumožňuje zobrazování stínové.

V tomto systému je dokonce možno použít parabolické zrcadlo místo sférického, avšak je potřeba do soustavy za zdroj světla přidat korekční čočku pro potlačení sférické vady parabolického zrcadla.



Obr. 3.6 1-zrcadlový souosý šlívový systém se sférickým zrcadlem a zrcadlovým nožem pro ořez a odklon svazku [29].

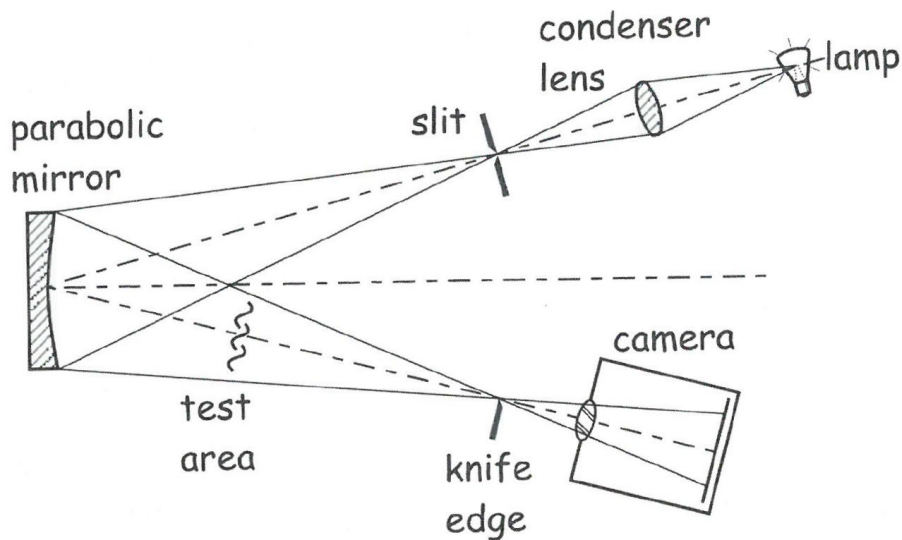


Obr. 3.7 1-zrcadlový souosý systém, varianta s parabolickým zrcadlem a beamsplitterem (případně polopropustným zrcadlem) pro odklon svazku [29].

3.2.5 1-zrcadlový odkloňující systém

Tato konfigurace vychází z předešlé zmíněné, jen s tím rozdílem, že je použito parabolické zrcadlo bez korekční čočky a odražený svazek paprsků je odkloněn z původní optické osy. Toto odklonění již umožňuje zobrazování jak šlívové, tak stínové. Výsledný obraz je stále ještě zkreslen díky nekolimovanému svazku paprsků.

Toto uspořádání je jednodušší v tom, že není potřeba přesně zarovnat ohniska svazků, jako v předchozím případě, avšak k minimalizaci vlivu optických vad zrcadla na výsledný obraz je potřeba minimalizovat odklon od původní osy. To znamená použít velmi velké zrcadlo s dlouhou ohniskovou vzdáleností, přičemž výsledný zkoumaný prostor bude přesto velmi malý, jak je vidět na následujícím schématu. Z výše zmíněných důvodů se toto uspořádání používá pouze výjimečně, pokud vůbec.



Obr. 3.8 1-zrcadlový odkloňující systém s parabolickým zrcadlem [29].

3.3 Prvky optické soustavy a problematika

Pro sestavení optické zobrazovací soustavy je potřeba několika stavebních optických prvků. Patří mezi ně zdroje světla, spojné čočky a štěrbin, zrcadla a optické nože a filtry.

3.3.1 Zdroje světla

K zobrazování nehomogenit v prostředí je v první řadě potřeba kvalitní zdroj světla. Zatímco pro šlírové metody je ideálnější zdroj světla obdélníkového tvaru s rozměry v řádech několika milimetrů, u stínových metod je pro získání ostrého obrazu vhodnější využít bodový zdroj světla [29].

Od dob, kdy Hooke při svých experimentech použil jako zdroj světla svíčku, postoupil vývoj zdrojů světla o mnoho dále. Mezi aktuálně používané zdroje světla můžeme řadit tyto:

3.3.1.1 Vlákenná žárovka

Díky rozměrům vlákna nejsou nejvhodnější pro použití ve stínových zobrazovacích systémech, avšak okamžitě našly své uplatnění ve šlírových zobrazovacích systémech. Automobilové halogenové žárovky bez reflektorů [37, 38], včetně moderních obsahujících wolframové vlákno [39] stále dominují mezi levnými zdroji světla vhodnými a používanými ve šlírových systémech.

Některé menší halogenové žárovky do projektorů také splňují požadavky na zdroj světla do šlírových systémů z hlediska intenzity a homogenity emitovaného světla a rozměrů vlákna. Více vláknové žárovky jsou dokonce navrženy tak, aby rovnoměrně osvětlovaly požadovanou oblast, což je činí obzvláště užitečnými ve šlírových systémech.

Vzhledem k rozměrům spirály vlákna jsou přímo použitelné ve šlírových systémech, avšak k dosažení vyšší citlivosti systému je možno a také doporučeno využít spojné čočky spolu se štěrbinou (viz. kapitola 3.3.2), což ovšem vyžaduje použití světelného zdroje o citelně vyšším emitovaném světelném toku, kterého již bohužel většina vláknových halogenových žárovek nedosahuje.



Obr. 3.9 Halogenová vláknová automobilová žárovka typu H1 (vlevo) a projektorová halogenová žárovka typu G6 (vpravo).

3.3.1.2 Malá oblouková lampa

Funguje na principu zapálení a hoření oblouku mezi dvěma elektrodami v uzavřené skleněné trubici, kdy světlo vychází z vytvořené plazmy [31]. Vyznačují se 10-100krát vyšší svítivostí než vláknové žárovky, což umožňuje dosáhnout vyšší citlivosti optické zobrazovací aparatury. Mohou pracovat v kontinuálním i pulzním režimu se šířkou pulzu v mikrosekundách i kratších.

Standardem se v polovině 20. století stala vysokotlaká rtuťová oblouková lampa (např. GE BH-6) [32–33] díky malým rozměrům zdrojové oblasti světla a vysoké svítivosti. Bohužel tyto lampy vyzařují silné UV záření a mají tendenci explodovat v případě ulpění i nejmenších nečistot na baňce, takže je potřeba s nimi zacházet se zvýšenou opatrností.

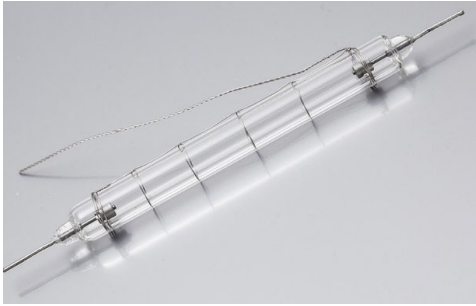
Po rtuťových lampách se začaly používat také xenonové lampy, dosahující vyšší teploty světla (5500-6000 K). Jejich svítivost je sice o necelý řád nižší a efektivní plocha zdroje světla větší, ale jsou podstatně bezpečnější na manipulaci.



Obr. 3.10 Vysokotlaká malá xenonová lampa a příkonu 1600 W a obloukem 1,5 x 3,3 mm.

3.3.1.3 Záblesková trubice

Pro zachycení rychlých dynamických dějů, jako například rázové vlny kolem letícího balistického projektilu nebo turbulence uvnitř nadzvukového proudění plynu, je potřeba použít velmi silných zdrojů světla s krátkou šířkou pulzu a vyšší frekvencí pulzů, jako např. xenonová záblesková trubice v přístroji GenRad 1531-AB Strobotac, jež je původně navržen pro využití v tachometrii a je možné nastavit šířku pulzu v rozmezí 0,8-3 *us*.



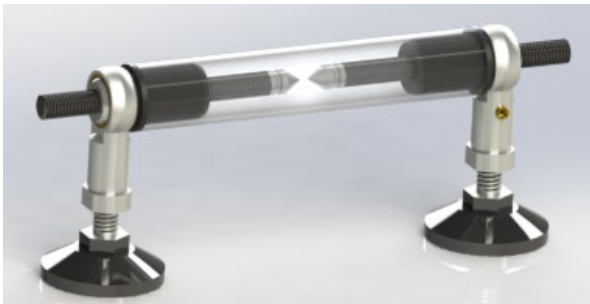
Obr. 3.11 Lineární skleněná xenonová záblesková trubice s délkou oblouku 62 mm.

3.3.1.4 Jiskřiště

Ještě, než se začaly používat zábleskové trubice, využívala se tzv. jiskřiště. Vzhledem k velmi malé šířce pulzu a vysoké svítivosti je jejich použití klíčové při zobrazování velmi rychlých dynamických dějů, ovšem k dosažení požadované intenzity výboje a tím i světelného pulzu je zapotřebí vysokého napětí (v řádech kV) a vysokokapacitních kondenzátorů.

Vzhledem k povaze zařízení a napětí, při kterém pracuje, je zapotřebí dbát extrémní opatrnosti při práci s ním, protože může velmi snadno při neodborném zacházení způsobit silné popáleniny až smrt elektrickým proudem.

Fisher [34] přišel se zapojením, umožňujícím zkrátit šířku pulzu až do řádu nanosekund. Tak se pro zobrazení extrémně rychlých dynamických dějů začaly používat tyto speciální jiskřiště ještě dlouho před prvními nanosekundovými pulsními lasery.



Obr. 3.12 Vysokonapěťové dvouelektroodvé jiskřiště.



Obr. 3.13 Nanosekundové jiskřiště Fischer-Nanolite Nr. 151 KL-L.

3.3.1.5 Lasery a laserové diody

Panují obecné předpoklady, že koherentní záření emitované lasery by mělo umožnit získání kvalitnějšího obrazu než nekoherentní záření například z vláknové žárovky. Bohužel to není pravda. Oppenheim, Urtiew a Weinberg [28] ve své práci popisují hned tři důvody nevhodnosti koherentního světla při zobrazování šlírovými a stínovými systémy:

1. Dochází k rozpadu geometricko-optického popisu výsledku (tvorba pruhů v obraze),

2. vzniká velmi malé ohnisko, které se poté obtížně zastiňuje optickým nožem (viz. níže) a
3. vysoká energetická hustota záření poškozuje optické prvky v ohniscích a blízko nich.

Výsledkem je obraz, který po ořezu optickým nožem obsahuje pruhy díky difrakci světla, a tak se ze šlírového systému stává šlírový interferometr. Řešením by bylo použití odstupňovaného optického filtru (graded filter) nebo částečně prostupného optického nože pro srovnání rozdílů mezi světlem a stínem ve výsledném obraze [28]. Bohužel je zde stále porušení vztahu mezi geometrií a optickým chováním nehomogenity. Z tohoto důvodu není vhodné používat zdroje koherentního záření pro šlírové systémy. Pro stínové zobrazování je možno využít koherentního záření, avšak výsledný obraz bude mírně rozšuměný.

Jednou z mála výhod využití monochromatického laseru je eliminace chromatické vady na dalších optických prvcích soustavy.

3.3.1.6 Elektroluminiscenční dioda (LED)

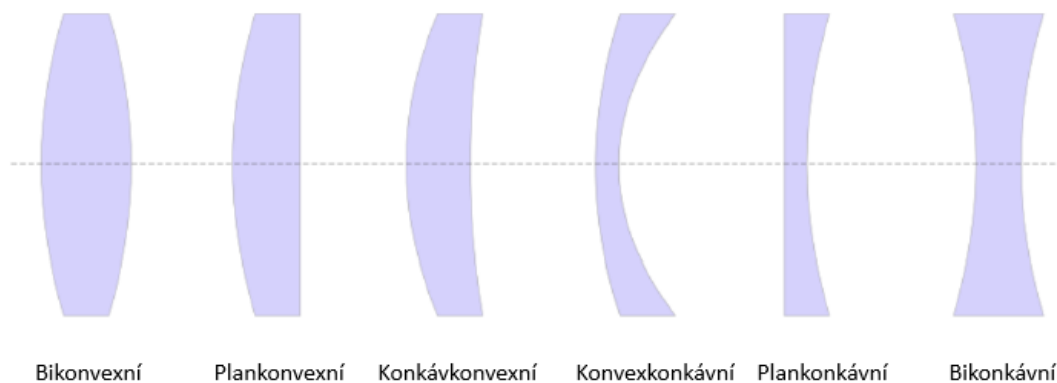
Jedná se o moderní polovodičovou součástku, použitelnou v kontinuálních i pulzních šlírových a stínových zobrazovacích systémech [35 - 39]. Původně monochromatické, dnes již i bílé s nízkou pořizovací cenou. Dříve dosahovaly výkonu pouze kolem 20 mW, dnes jsou dostupné i SMD moduly s výkonem nad 5W. Umožňují dosáhnoutí šířky pulzu pod 1 mikrosekundu, díky čemuž jsou použitelné pro vysokorychlostní zobrazování.



Obr. 3.14 SMD LED 3W, 6000 K, 180 lm od firmy Hadex.

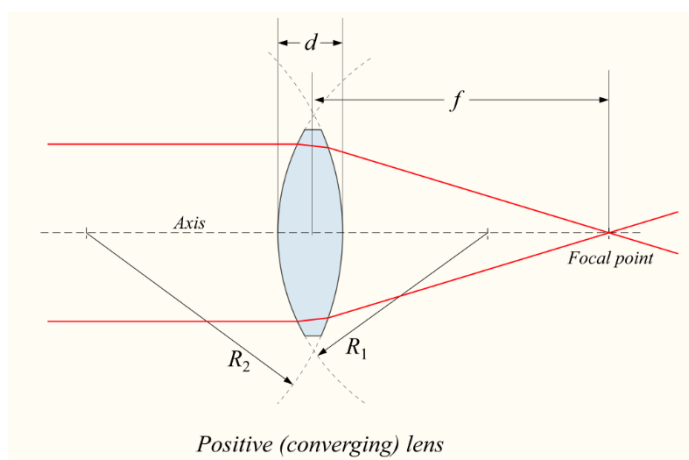
3.3.2 Spojné čočky a štěrby

Spojná čočka je optický prvek, sloužící k zaostření (fokusování) světelného paprsku na principu lomu světla na rozhraní prostředí/čočka. Existují i čočky rozptylné, ale v optických zobrazovacích systémech si vystačíme bez nich. Vyrábí se obecně z čirých materiálů s rozdílným indexem lomu než prostředí, ve kterém budou používány a do cílového tvaru se dobrušují a leští.



Obr. 3.15 Základní geometrie čoček [33].

U konvexních čoček dochází k lomu světla směrem k ose záření. Při dopadu kolimovaného paprsku světla kolmo k rovině čočky tedy dopadající paprsek konverguje do jednoho bodu za čočkou zvaného ohnisko. Čočka se pak nazývá pozitivní nebo také konvergující.



Obr. 3.16 Průchod kolimovaného paprsku konvergující čočkou [33].

Při průchodu světla čočkami dochází k několika vadám, které mají větší či menší vliv na výslednou kvalitu obrazu. Mezi tyto vady patří například:

1. Chromatická vada – jedná se o rozdílný úhel lomu dopadajícího záření vzhledem k vlnové délce. Kratší vlnové délky tak mají ohnisko blíže čočky než delší vlnové délky. Chromatickou vadu není možné zcela odstranit (pokud není použito přímo monochromatické světlo), ale jde omezit pomocí doplnění spojné čočky o vrstvu rozptylnou s rozdílným indexem lomu. Vznikne tak tzv. achromatický doublet, který fokusuje dvě vlnové délky (nejčastěji červenou a modrou část spektra) do stejného bodu.
2. Sférická vada – vzniká při dopadu širokého svazku paprsků na čočku, kdy se paprsky blíže osy čočky fokusují dále od čočky než paprsky procházející blíže jejímu okraji. Je to dáno tím, že sférický povrch není nejideálnější pro čočky, ale je nejsnáze kvalitně vyrobitelný. Sférická vada se dá omezit buď využitím pouze malé středové oblasti čočky, otočením plankonvexní čočky konvexní částí směrem ke zdroji světla nebo soustavou čoček konvexních a konkávních.

3. Astigmatická vada – je způsobena dopadem paprsků světla na čočku z bodu ležícího mimo optickou osu a projeví se roztažením ohniska v jednom směru kolmém na optickou osu. Je možno ji potlačit rozptylnou čočkou opačné chyby.
4. Koma – je vada, která se projevuje při dopadu širokého svazku paprsků nerovnoběžných s optickou osou na čočku. Při dostatečně širokém svazku paprsků bude mít výsledný obraz za čočkou tvar podobný kometě.

Při správné konstrukci optické soustavy je možno vliv většiny těchto vad omezit na minimum.

Přesto je ale výhodné maximalizovat kvalitu používaného svazku paprsků a zvýšit tak přesnost a citlivost celé soustavy. Toho je možné dosáhnout umístěním štěrbinu do prvního ohniska za zdrojem světla, která ořízne promítnutý obraz zdroje světla dopadajícího na ni tak, že má za štěrbinou jasně ostrý tvar. Toho se pak využije pro přesnější finální ořez paprsku světla optickým nožem v posledním ohnisku soustavy. Štěrbinu mohou mít průřez kruhový či obdélníkový (záleží na optické metodě) o velikosti desetin až jednotek milimetrů.

3.3.3 Zrcadla

Některé konfigurace optických soustav jsou založeny na využití zrcadel pro odklonění optické osy mimo původní směr za účelem jejího nasměrování skrz zkoumanou oblast, nebo pro odrazení světla zpět ve směru původní optické osy pro zvýšení citlivosti soustavy na změny indexu lomu zkoumané nehomogenity. Využívá se i speciálních polopropustných zrcadel a děličů paprsků (beamsplitter) pro odklonění části svazku paprsků mimo původní optickou osu (viz. konfigurace).

3.3.3.1 Sférická zrcadla

Sférické zrcadlo odpovídá tvarem kruhové výseči z duté koule. Je snadno vyrobitelné i s větším rádiusem zakřivení a ve větších rozměrech. V souosých systémech s jedním zrcadlem (kde se nevyužívá kolimovaného svazku paprsků) by měl být bodový zdroj světla umístěn ve vzdálenosti $2f$ od zrcadla, tedy ve středu poloměru jeho zakřivení, aby došlo k odrazu svazku paprsků zpět do stejného místa.

Tato zrcadla nejsou vhodné například v odkloňujících soustavách jako např. Z-type, z důvodu odrazu dopadajícího kolimovaného svazku do různých míst namísto do jednoho bodu (ohniska).

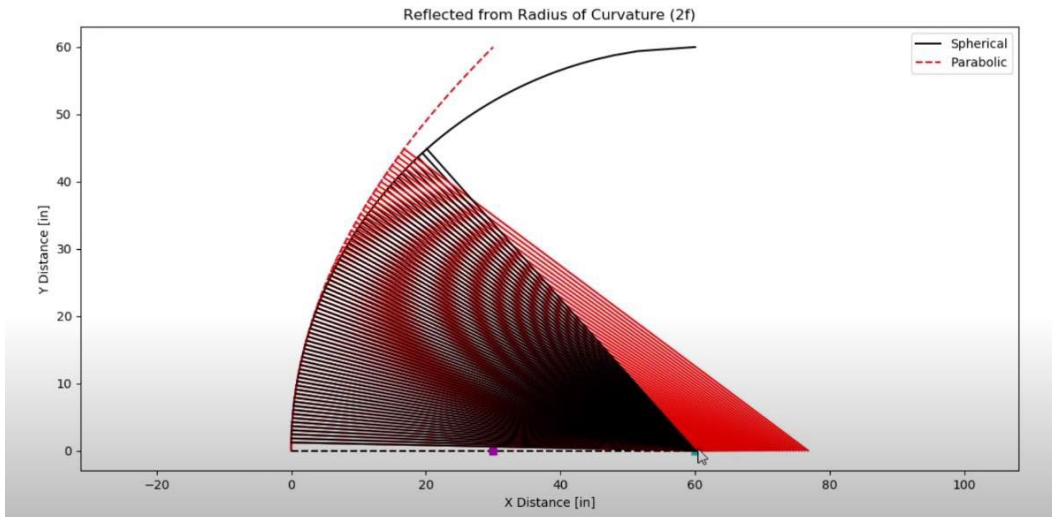
3.3.3.2 Parabolická zrcadla

Tvar parabolického zrcadla je výseč z paraboloidu, který vznikne otáčením paraboly kolem její osy. Výroba není cenově náročná a také je možno je pořídit i ve větších rozměrech.

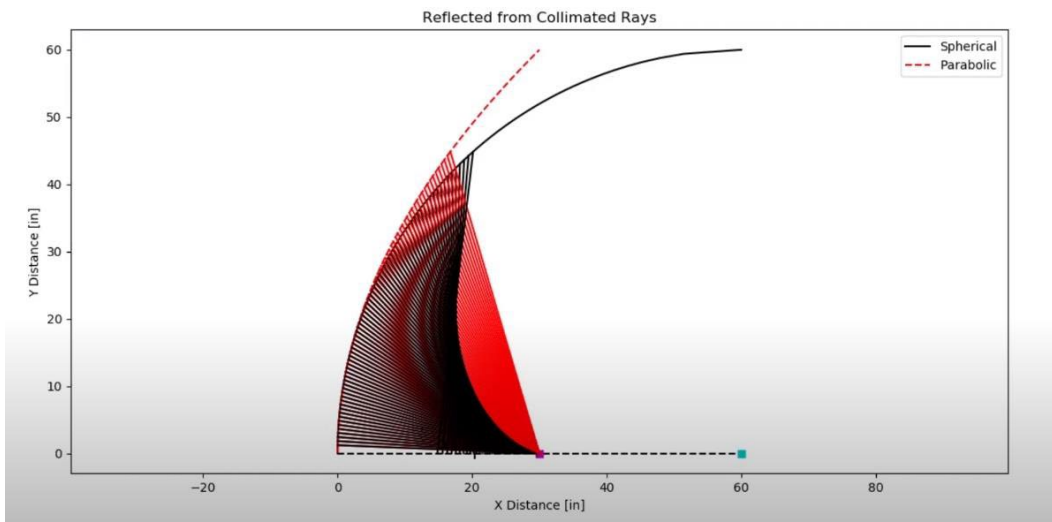
Výhodou parabolického zrcadla je, že když umístíme bodový zdroj světla do jeho ohniska, získáme po odrazení od zrcadla kolimovaný svazek paprsků a taky naopak.

Parabolická zrcadla jsou potřeba ve odkloňujících systémech, kdy se nehomogenita zkoumá buď v kolimované části světelného svazku nebo obecně mimo původní optickou osu.

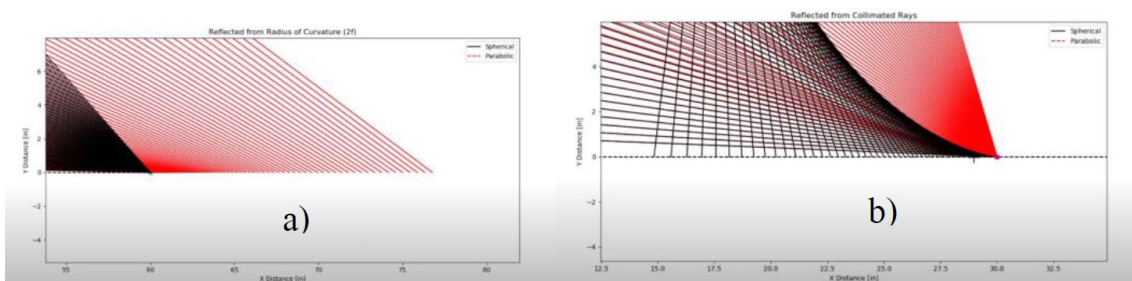
Na následujících obrázcích (obr. 3.17 – 3.19) je znázorněna použitelnost obou typů zmíněných zrcadel ve výše uvedených soustavách.



Obr. 3.17 Porovnání odražených paprsků od sférického a od parabolického zrcadla s použitím bodového zdroje světla [34].



Obr. 3.18 Porovnání odražených paprsků od sférického a od parabolického zrcadla s použitím kolimovaného zdroje kolimovaného světelného svazku [34].



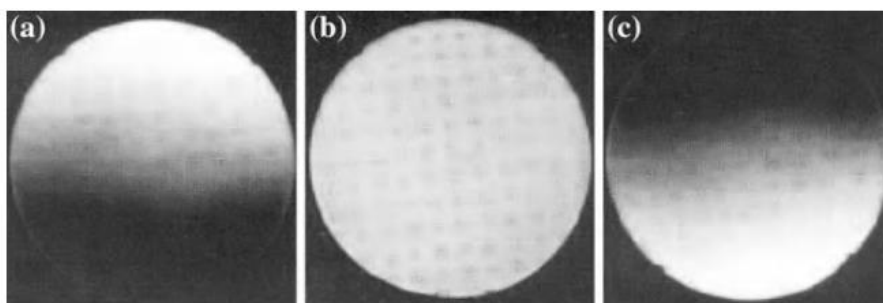
Obr. 3.19 Detail na vstupní bodová a přímková ohniska z předchozích obrázků [34].

3.3.4 Optické nože a filtry

Optické nože a filtry používané pro ořez výstupního svazku paprsků jsou klíčovou součástí při získávání šlírového obrazu zkoumané nehomogenity. Během let bylo uvedeno

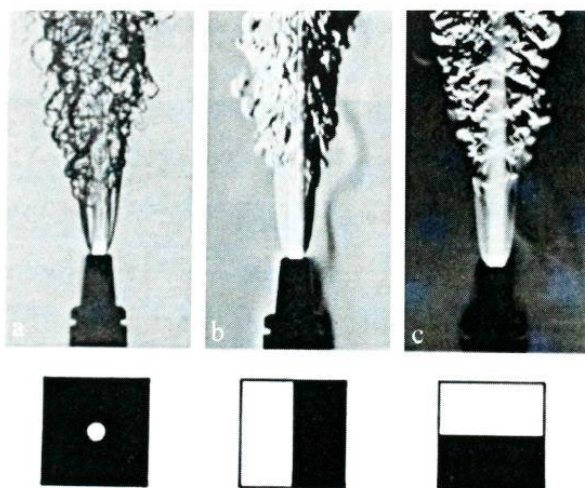
mnoho variant těchto optických prvků, některé využívané pro získání klasického šlírového obrazu, některé pro získání barevného obrazu se zvýrazněním oblastí změny indexu lomu a některé pro umožnění použití zdroje koherentního světla, jako je například laser.

Nejběžnější a nejjednodušší optický nůž je v podstatě rovná ostrá hrana (například ostří skalpelu či žiletky), která se vloží do ohniska fokusovaného výstupního svazku za homogenitou. Správné umístění je možné zkontrolovat ve stavu bez zkoumané nehomogenity, kdy nedojde k zastínění části obrazu, ale ke snížení jasu celého obrazu, jak je vidět v následujícím obrázku.



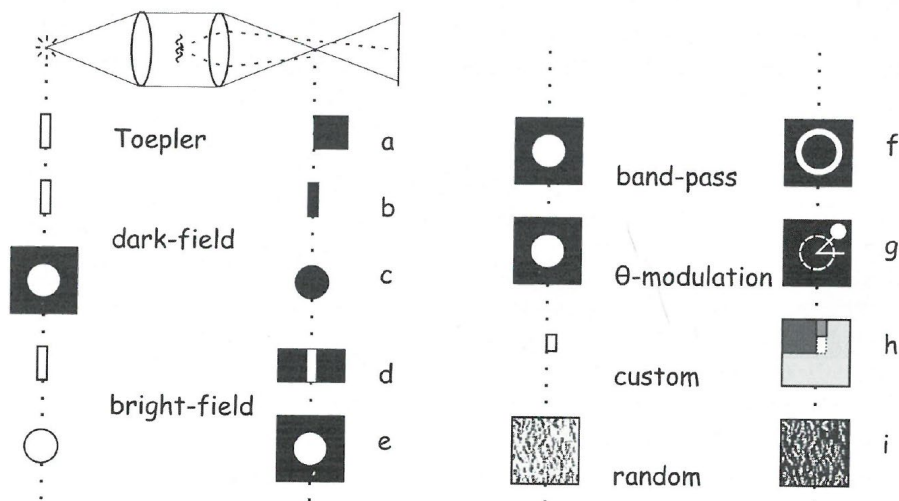
Obr. 3.20 Výsledný obraz při umístění horizontálně orientovaného optického nože (a) před koncové ohnisko, (b) přesně na úroveň ohniska a (c) za koncové ohnisko [29].

Orientace optického nože závisí na charakteru, resp. orientaci nehomogenity. Občas je výhodné experimentálně určit, při jaké orientaci optického nože výsledný obraz nejlépe znázorňuje požadovaný jev, jak je vidět na následujícím obrázku.



Obr. 3.21 Šlírový obraz plamene acetylenového hořáku za použití (a) optického nože ve tvaru kruhového otvoru, (b) vertikálního optického nože a (c) horizontálního optického nože [29].

Optický nůž může mít více podob, tvarů a orientací a v kombinaci s různými typy clon, štěrbin či filtrů zdroje světla můžeme získat obrazy velmi rozdílných charakterů. Následující obrázek obsahuje ukázky kombinací štěrbin a nožů (případně filtrů), používaných k získání specifických výsledných obrazů.

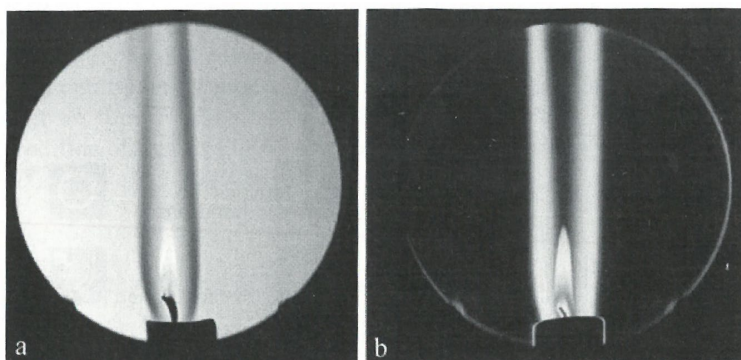


Obr. 3.22 Klasifikační diagram kombinací zdrojů světla a výstupních clon pro šlírové zobrazování,

kde znázorňuje:

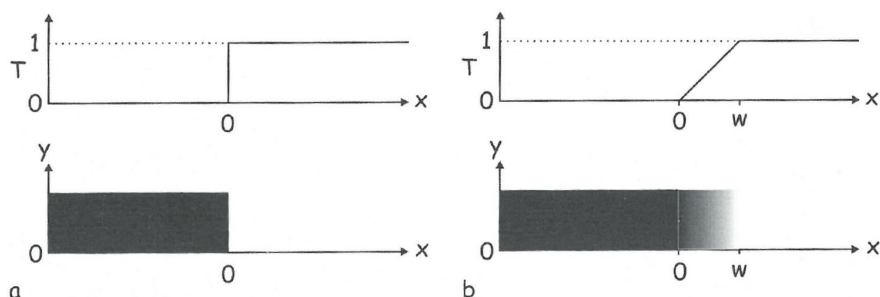
- klasickou šterbinu v kombinaci s jednostranným optickým nožem
- klasickou šterbinu s clonicím prvku tvaru šterbiny pro odstínění pouze neodkloněných paprsků
- symetrickou kruhovou variantu předchozího případu
- klasickou šterbinu v kombinaci se šterbinou na výstupu k ořezu pouze odkloněných paprsků
- symetrickou kruhovou variantu předchozího případu
- kruhovou šterbinu v kombinaci s optickým nožem ve formě propustného mezikruží pro zobrazení pouze určitého rozmezí odkloněných paprsků
- kruhovou šterbinu s koncovou clonou s propustnou kruhovou oblastí odsazenou od středu optické osy o danou vzdálenost a úhel
- šterbinu v kombinaci s filtrem vlastního návrhu (různé varianty jsou pak používány pro barevné šlírové zobrazování)
- kombinaci náhodného filtru na vstupu i výstupu [29].

Následující obrázek znázorňuje rozdíl výstupního šlírového obrazu typu bright-field a dark-field.



Obr. 3.23 Šlírový obraz hořící svíčky v režimu (a) bright-field a (b) dark-field [29].

Pro použití v kombinaci se zdrojem koherentního záření, jako je například laser a pro odstranění vzniklých interferenčních pruhů ve výsledném obraze je možno použít místo ostré hrany optického nože tzv. postupný filtr, který je v podstatě tvořen přechodem z pro světlo absolutně nepropustné části na část propustnou, jak znázorňuje následující obrázek, porovnávající charakter hrany/přechodu a její propustnost u optického nože a postupného filtru.



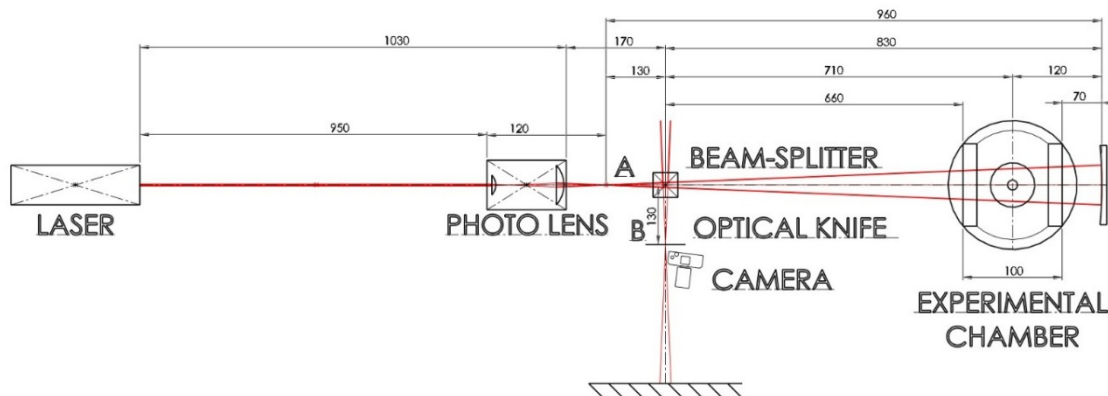
Obr. 3.24 Porovnání propustnosti světla T a tomu odpovídající hrany/přechodu (a) vertikálního optického nože a (b) vertikálního postupného filtru [29].

3.4 Návrh konstrukce a realizace měření

Výsledky získané z experimentálního měření a CFD simulace byly porovnány s výsledky získanými optickou metodou. Pro zobrazení rázových vln byla testována Toeplerova soustava s dvěma čočkami, která se bohužel ukázala jako málo citlivá pro zobrazování nehomogenit v tlacích pod 10 kPa. Proto byl nakonec použit 1-zrcadlový souosý systém, který vykazuje výrazně vyšší citlivost na změny indexu lomu prostředí, díky dvojnásobnému průchodu fotonů nehomogenitou (nadzvukovým prouděním plynu).

První verze použité soustavy se skládala z Helium-neonového laseru HRR015 s výkonem až 2 mW, emitujícího kolimovaný koherentní svazek paprsků o průměru 0,57 mm a vlnové délce 632,8 nm. Kolimovaný laserový svazek prochází fotoobjektivem Canon EF 28-80mm f/3.5-5.6 V USM, zaostřeným tak, že se výsledné hlavní ohnisko A rozptýleného svazku nachází 120 mm za první ze soustavy čoček objektivu. Dále je na dráze laserového paprsku beamsplitter o straně 25 mm, který sice odkloní 50 % svazku pryč ještě před experimentální komorou, ale umožní snadné nasnímání výsledného zbytku svazku, nesoucího informaci o charakteru nehomogenity nadzvukového proudu v komoře, díky jeho odklonu mimo optickou osu soustavy. Tento beamsplitter se nachází 130 mm za hlavním ohniskem A fotoobjektivu z důvodu získání sekundárního ohniska B pro ořez svazku optickým nožem mimo původní optickou osu, a to 130 mm od místa odklonu. Za beamsplitterem se v ose paprsku nachází experimentální komora, jejíž střed je vzdálen od beamsplitteru 710 mm. 120 mm za středem komory, což také znamená 830 mm za beamsplitterem nebo také 960 mm od hlavního ohniska, je umístěno sférické zrcadlo s poloměrem zakřivení 480 mm. Zrcadlo je uchyceno na laditelném úchytu pro snadné řízení jeho náklonu a je umístěno a nastaveno tak, aby se ohnisko od něj odraženého laserového svazku (sekundární ohnisko B) překrývalo s původním hlavním ohniskem A svazku vycházejícího z fotoobjektivu, v případě, že je odstraněn beamsplitter. Tím se eliminuje zdvojení obrazu, ke kterému by jinak došlo z důvodu odklonu odraženého svazku na cestě od zrcadla z původní optické osy soustavy. Laserový svazek putující od zrcadla zpět přes nehomogenitu, ovlivněný změnami indexu lomu média, se na své trase od beamsplitteru odrazí na opačnou stranu než první odkloněná polovina původního svazku. Díky správnému nastavení zrcadla se sekundární ohnisko B nachází na odkloněné dráze 130 mm od středu beamsplitteru, kde je umístěn optický nůž ve formě ostří skalpelu, orientován vzhledem ke

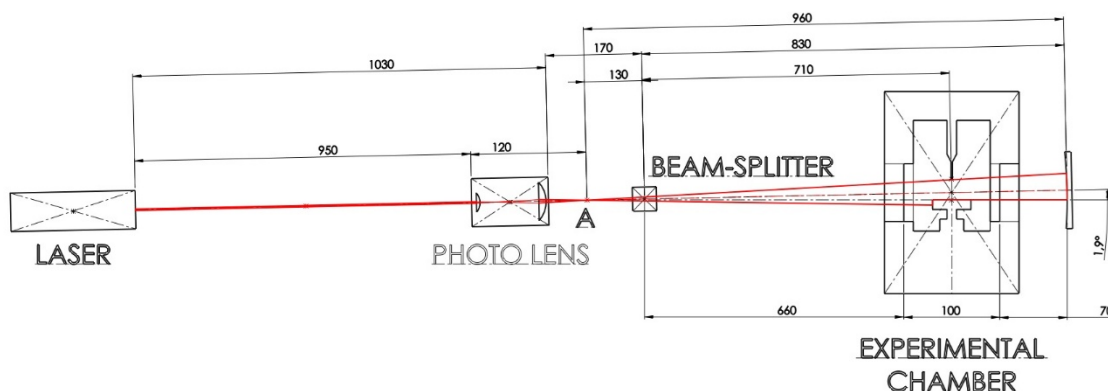
směru proudění horizontálně, a který slouží k začlenění části paprsků odkloněných z původní trajektorie zkoumanou nehomogenitou. Za optickým nožem oříznutý laserový svazek dopadá na stínítko, kde je nasnímán pomocí fotoaparátu (obr. 3.25).



Obr. 3.25 Schéma uspořádání první varianty optické soustavy (pohled shora).

Z důvodu vysoké intenzity světla oříznutého laserového svazku byl obraz zachycen fotoaparátem na stínítku, aby nedošlo k jeho poškození. Z důvodu minimalizace rozměrového zkreslení výsledného obrazu byl fotoaparát umístěn co nejblíže k svazku, aby sklon optické osy fotoaparátu od optické osy snímaného obrazu byl do 2° .

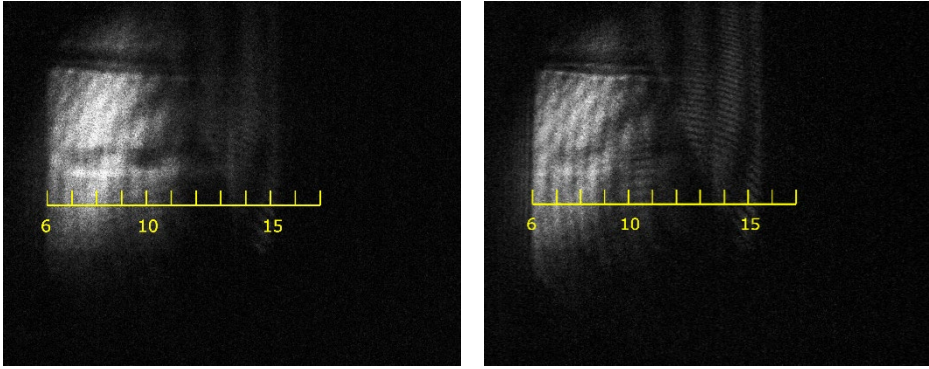
Celá optická osa soustavy byla navíc nakloněná o $1,9^\circ$ směrem nahoru (viz. Obr. 3.26) z důvodu minimalizace zkreslení obrazu proudění v blízkosti ústí trysky z důvodu jeho trojrozměrného charakteru (hloubky) a využití maxima z kužele svazku paprsků pro zobrazení proudění.



Obr. 3.26 Náklon optické osy soustavy pro minimalizaci zastíněné části svazku paprsků ústím trysky (pohled z boku).

Pro kalibraci rozměrů na fotografiích byly na vnějších stěnách průzorů experimentální komory umístěny drátky o průměru 0,5 mm. Na pořizených fotografiích byla změřena šířka stínů jednotlivých drátků v pixelech, která pak byla zprůměrována pro získání měřítka pro obraz nehomogenity, která se nachází uprostřed experimentální komory, tj. uprostřed mezi kalibračními drátky na dráze svazku paprsků.

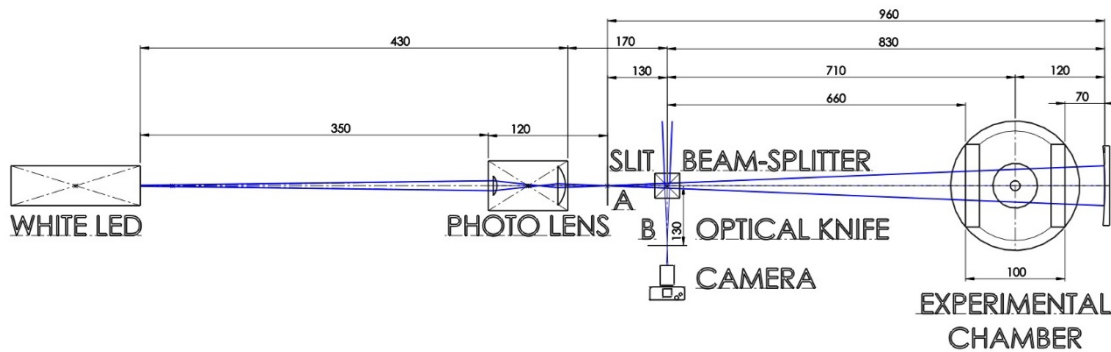
Bohužel vzhledem k použití laserového zdroje koherentního záření byly na výsledném obrazu nehomogenity patrné interferenční pruhy, jak je vidět na Obr. 3.27.



Obr. 3.27 Šlírový obraz proudění do tlaku 7,45 kPa (vlevo) a do tlaku 2,86 kPa (vpravo) při použití laserového zdroje světla.

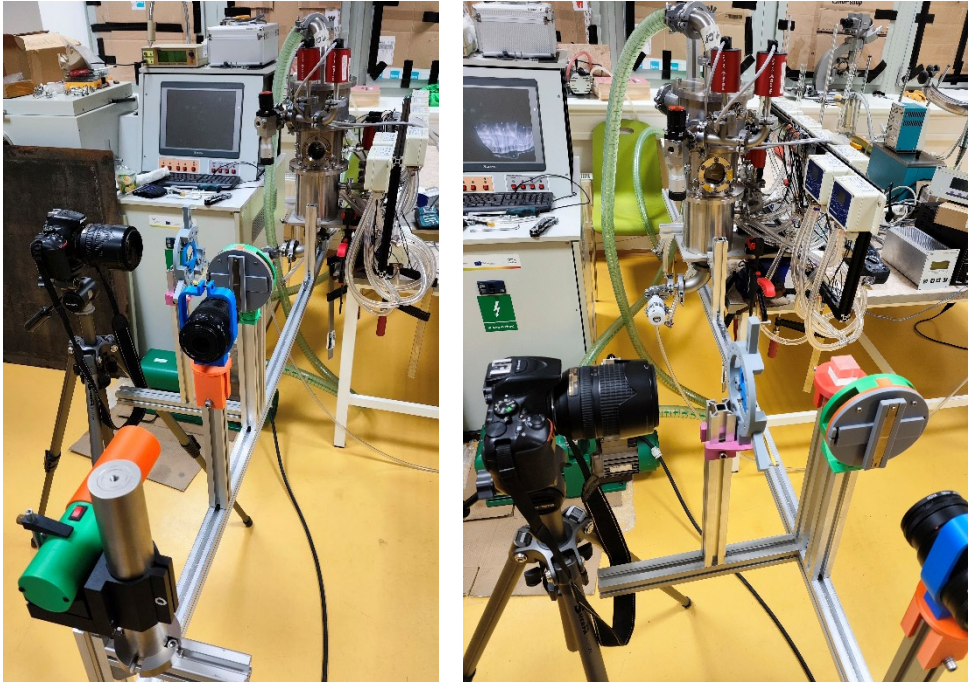
Z důvodu odstranění interferenčních pruhů z výsledného obrazu byl v optické soustavě laserový zdroj světla nahrazen svítilnou s ultra-svítilnou elektroluminiscenční diodou OptoSupply OSW5DK5111A, vyzařující studené bílé světlo o teplotě 12000 K a intenzitě 18 cd.

Díky této změně bylo možné v této upravené verzi optické soustavy výsledný oříznutý svazek fokusovat přes objektiv fotoaparátu přímo na jeho CCD chip (viz. obr. 3.28), čímž došlo k odstranění koncového rozměrového zkreslení z předchozí varianty. Navíc vzhledem k použití pouze fotoobjektivů s korekcí chromatické vady a využitím pouze malého středového průměru u všech čoček na dráze svazku ($f/4$ až $f/10$) je výsledný obraz jen minimálně zatížen chromatickou a sférickou vadou.

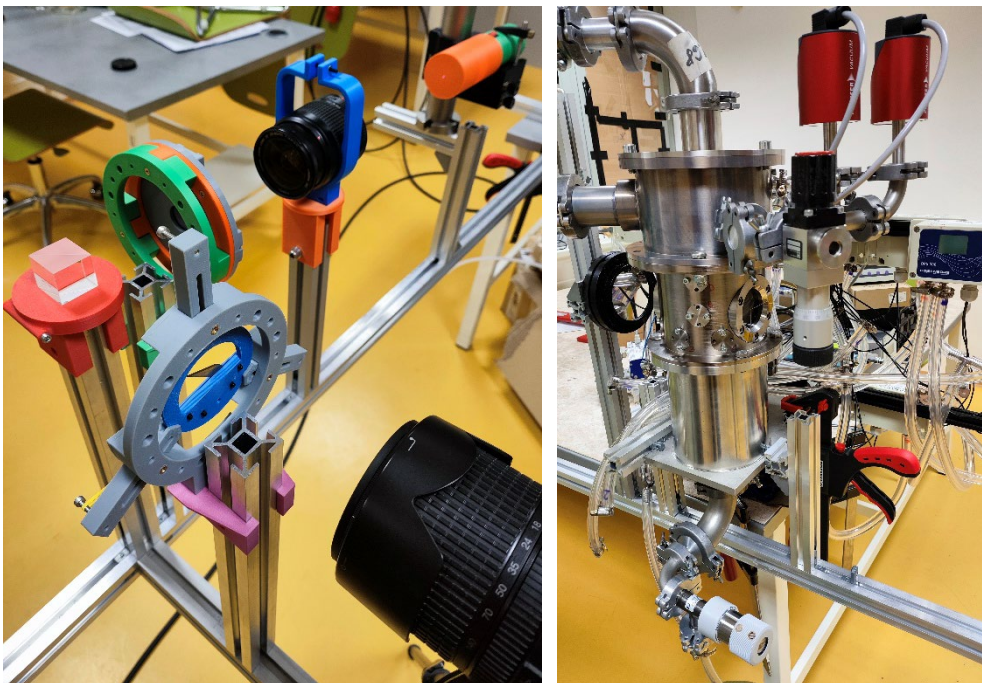


Obr. 3.28 Schéma uspořádání druhé varianty optické soustavy (pohled shora).

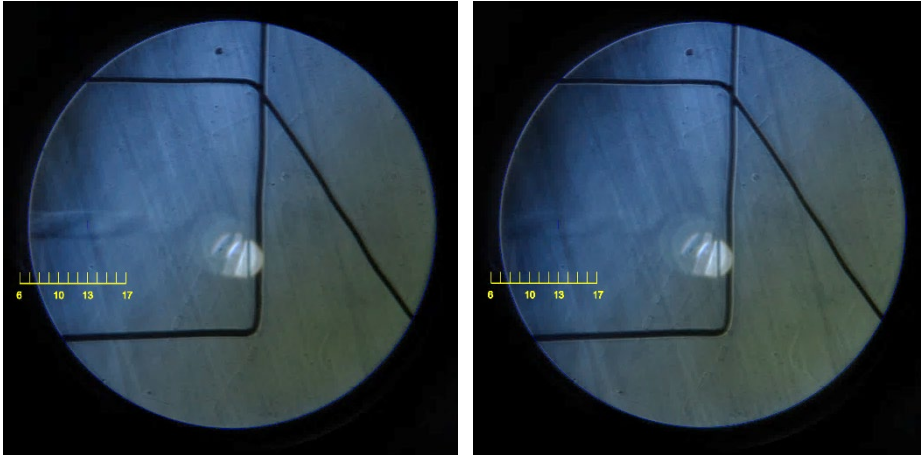
Výsledné konečné uspořádání optické soustavy je vidět na Obr. 3.29 a Obr. 3.30 a šlírové obrazy proudění pořízené při tomto uspořádání ukazuje Obr. 3.31.



Obr. 3.29 Sestavená optická soustava s LED jako zdrojem světla, připevněná k experimentální komoře.



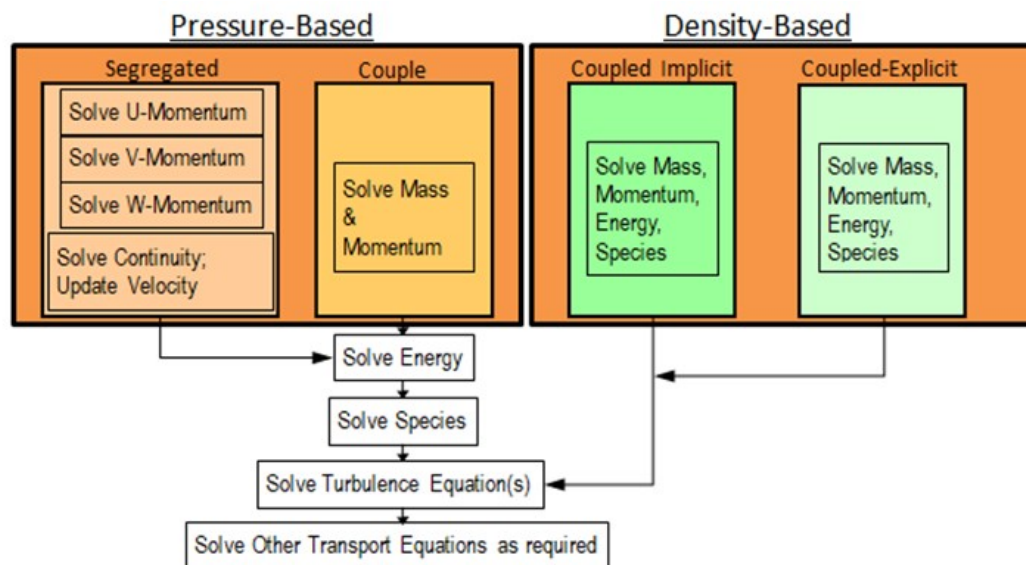
Obr. 3.30 Použitá optická soustava, detail na prvky před vstupem a za výstupem z beamsplitteru (vlevo) a na umístění sférického zrcadla (vpravo).



Obr. 3.31 Šířový obraz proudění do tlaku 7,56 kPa (vlevo) a do tlaku 2,87 kPa (vpravo) při použití LED jako zdroje světla.

4 Ansys Fluent

Jak bylo již uvedeno, teorie jednorozměrného isoentropického proudění předpovídá značné gradienty tlaku a teploty [40-41] mezi komorami V1 a V2, které jsou od sebe oddělené clonkou osazenou dýzou, která dle protitlaku může být buď přeexpandovaná nebo podexpandovaná [20]. Pro CFD analýzy byla zkoumána vhodnost dvou řešičů: Density based řešič a Pressure based (obr. 4.1).



Obr. 4.1 Řešiče systému Ansys Fluent [42].

4.1 Pressure – based

Algoritmus řešiče Pressure-based spadá do kategorie projekčních metod [43], které zajišťují zachování hmoty (kontinuitu) rychlostního pole prostřednictvím řešení tlakové rovnice (nebo rovnice pro korekci tlaku). Tato rovnice je odvozena z rovnic kontinuity a hybnosti s cílem zajistit, aby korigované rychlostní pole splňovalo podmínku kontinuity. Protože řídicí rovnice jsou nelineární a vzájemně závislé, je nutné je řešit iterativně. Proces iterací pokračuje, dokud řešení nekonverguje. Ansys Fluent nabízí dva algoritmy pro řešič Pressure-based: segregovaný a sdružený.

Segregovaný algoritmus řeší řídicí rovnice proudění postupně a odděleně. Vzhledem k nelinearitě a vzájemné provázanosti těchto rovnic je nutné provádět iterační smyčku, dokud se nedosáhne konvergovaného numerického řešení. V rámci segregovaného algoritmu se jednotlivé řídicí rovnice pro proměnné, jako jsou složky rychlosti, statický tlak, teplota a parametry modelu turbulence, řeší sekvenčně, jedna po druhé. Tato metoda je paměťově nenáročná, protože v paměti se ukládá vždy pouze jedna diskretizovaná rovnice. Nicméně konvergence řešení může být ve srovnání s jinými metodami pomalejší, právě z důvodu odděleného řešení rovnic. Jedna iterace segregovaného algoritmu se skládá z kroků znázorněných na obr. 4.1.

Na rozdíl od výše popsaného segregovaného algoritmu, *sdružený algoritmus* řeší rovnice hybnosti a rovnici kontinuity *sdruženě*, tedy v rámci jednoho systému rovnic, viz obr. 5.9. Ostatní rovnice jsou i nadále řešeny odděleně, stejně jako u segregovaného algoritmu. Díky tomuto propojenému řešení rovnic hybnosti a kontinuity dochází k výraznému urychlení konvergence. Nicméně, paměťové nároky se zvyšují přibližně 1,5 až 2krát, jelikož je nutné v paměti uchovávat diskretizovaný systém *všech* rovnic hybnosti a rovnice kontinuity pro

současný výpočet rychlostního a tlakového pole, namísto jedné rovnice, jak je tomu u segregovaného přístupu [44].

4.2 Density-Based

Density – Based solver řeší současně řídicí rovnice pro kontinuitu, hybnost, energii a transport složek, přičemž s ostatními skalárními rovnicemi se zachází sekvenčně. Komplexní dynamika proudění uvnitř dýzy vyžadovala implicitní linearizační přístup pro řešení spřažených rovnic. Sdílený implicitní přístup, který řeší všechny proměnné současně napříč stěnami buněk, prokázal stabilitu a robustnost při řešení komplexního nadzvukového proudění a strmých tlakových gradientů uvnitř experimentální komory.

Dále byla pro diskretizaci konvektivních a kompresivních členů proudění použita metoda rozdělení advekce proti proudu (AUSM). Toto schéma využívá vlastní čísla Jacobiho matic proudění.

Schéma AUSM nabízí několik výhod, mezi které patří:

- Přesné zachycení rázových a dotykových diskontinuit.
- Schopnost poskytovat řešení zachovávající entropii.
- Potlačení karbunklového jevu, což je běžná numerická nestabilita spojená se schématy zachycujícími rázy s nízkou disipací.
- Robustní přesnost a konvergence v širokém rozsahu Machových čísel.

Důležité je, že efektivita této metody nezávisí na explicitních informacích o vlastních vektorech, což ji činí vhodnou pro systémy s komplexními, nedefinovanými vlastními strukturami, jako jsou ty, které se vyskytují v modelech dvoufázového proudění [44].

4.2.1 Diskretizace

Klíčovým aspektem nastavení simulace je volba vhodné metody diskretizace. Diskretizace spočívá v rozdělení výpočetní domény na diskrétní buňky, přičemž hodnoty proměnných, jako je například rychlost nebo tlak, jsou na stěnách buněk aproximovány pomocí lineární interpolace z hodnot uložených ve středech sousedních buněk. Ansys Fluent nabízí pro diskretizaci několik numerických schémat.

Metoda diskretizace ***First-Order*** je numericky nejjednodušším a nejrobustnějším schématem, které pro aproximaci hodnot proměnných na stěnách buněk využívá lineární interpolaci prvního řádu. Princip metody spočívá v tom, že hodnota proměnné na stěně buňky je odvozena pouze z hodnoty v buňce, která se nachází vedle. Zjednodušeně řečeno, metoda "bere v úvahu" pouze dění v jedné sousední buňce, a to té, odkud proud tekutiny přitéká k dané stěně.

Na rozdíl od schématu First-Order, které využívá lineární interpolaci prvního řádu, schéma ***Second-Order*** používá pro aproximaci hodnot proměnných na stěnách buněk kvadratickou interpolaci. Díky tomu poskytuje výrazně přesnější výsledky, a to zejména v případech proudění s vysokými gradienty, jako jsou například rázové vlny, smykové vrstvy nebo oblasti s prudkými změnami teploty. Nicméně, schéma Second-Order může být méně stabilní než First-Order a vyžaduje pečlivější nastavení výpočetní sítě. To znamená, že je často nutné použít jemnější síť s menšími buňkami, aby se předešlo numerickým nestabilitám a oscilacím v řešení. Schéma Second-Order využívá vícerozměrný přístup lineární rekonstrukce [45] k výpočtu hodnot proměnných na stěnách buněk. Tento přístup dosahuje vyšší přesnosti (druhého řádu) pomocí Taylorova rozvoje řešení centrováno v těžišti buňky. Zjednodušeně řečeno, hodnota proměnné na stěně buňky je aproximována lineární funkcí, která je určena hodnotou proměnné

v těžišti buňky a jejím gradientem. Při volbě schématu druhého řádu je nominální hodnota proměnné na stěně buňky (ϕ_f) vypočítána pomocí rovnice 24:

$$\phi_{f,SOU} = \phi + \nabla\phi\vec{r} \quad (24)$$

kde ϕ a $\nabla\phi$ jsou hodnoty centrované na buňku a její gradient v protisměrné buňce a \vec{r} je vektor posunutí od těžiště buňky proti směru k těžišti plochy.

Pro diskretizaci druhého řádu je nutné v každé buňce počítat gradient řešené proměnné ϕ . Pro zajištění fyzikální relevance řešení je následně tento gradient omezen (limitován), aby se zabránilo vzniku numerických extrémů, které by neodpovídaly fyzikální podstatě problému.

Schématu druhého řádu jsou implementována jak v Density-based solveru, tak v Pressure-based solver.

Obecně platí, že schémata druhého řádu mohou být méně stabilní než schémata prvního řádu, a to zejména v případech:

- použití hrubé výpočetní sítě (mesh), na jejíž kvalitu mají schémata druhého řádu vyšší nároky;
- řešení proudění s komplexními charakteristikami, jako jsou silné víry, separace proudění nebo transsonic proudění.

Přesnost řešení s použitím schémat druhého řádu je silně závislá na kvalitě výpočetní sítě. Pro dosažení uspokojivých výsledků je často nezbytné použít jemnější síť než u schémat prvního řádu. Na druhou stranu, pro proudění s vysokými gradienty (např. rázové vlny, smykové vrstvy) je použití schémat vyššího řádu nezbytné pro zachycení těchto jevů s dostatečnou přesností. Schémata prvního řádu by v těchto případech vedla k nepříjemnému rozmazání gradientů vlivem numerické difúze.

Numerické schéma ***Power-law*** představuje hybridní přístup, který kombinuje výhody schémat prvního (first-order) a druhého řádu (second-order). Konkrétně se jedná o adaptivní metodu, která dynamicky přepíná mezi těmito dvěma schématy v závislosti na lokální hodnotě Peckletova čísla (Pe).

Peckletovo číslo je bezrozměrná veličina, která udává poměr mezi advektivním (konvektivním) a difuzním transportem. V kontextu proudění tekutin vyjadřuje poměr mezi transportem veličiny prouděním a transportem způsobeným molekulární difúzí (nebo numerickou difúzí v případě diskretizace) [46].

- **Nízké Pe ($Pe < 1$):** Difúze dominuje nad advekcí. V těchto oblastech se používá schéma prvního řádu, které je robustní a stabilní, i když méně přesné.
- **Vysoké Pe ($Pe > 1$):** Advekce dominuje nad difúzí. V těchto oblastech se používá schéma druhého řádu, které je přesnější, ale může být méně stabilní a náchylnější k oscilacím (numerickým kmitům).

Schéma ***QUICK*** (Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics) je numerická metoda diskretizace konvektivních členů v rovnicích proudění, která dosahuje teoretické přesnosti třetího řádu. Pro aproximaci hodnot proměnných na stěnách buněk využívá tříbodovou váženou kvadratickou interpolaci. To znamená, že pro výpočet hodnoty na stěně buňky se berou v úvahu hodnoty ze dvou buněk proti směru proudění a jedné buňky po směru proudění. Ačkoli schéma QUICK nabízí vysokou přesnost, jeho použití s sebou nese určité výzvy. Vyžaduje pečlivé nastavení výpočetní sítě (mesh), a to zejména v oblastech s velkými gradienty proměnných, aby se předešlo numerickým oscilacím, které mohou vést k nestabilitě výpočtu. Tyto oscilace se mohou objevit například v místech s prudkými změnami rychlosti nebo tlaku. Další významnou nevýhodou schématu QUICK je jeho omezení na strukturované síť. V praxi to znamená, že nelze efektivně použít pro složité geometrie, které vyžadují použití nestrukturovaných sítí (např. trojúhelníkové nebo čtyřstěnné síť).

Pro diskretizaci konvektivních členů v řídicích rovnicích proudění tekutin se používá numerické schéma třetího řádu s názvem MUSCL (*Third-order MUSCL* Monotonic Upstream-centered Scheme for Conservation Laws). Toto schéma se vyznačuje dobrou rovnováhou mezi přesností a numerickou stabilitou. Toto konkrétní schéma třetího řádu vzniklo vylepšením původní metody MUSCL [35] kombinací centrální diferenční metody (Central differencing) a schématu druhého řádu. Konkrétně se jedná o hybridní přístup, který v oblastech s hladkým prouděním využívá výhod vyšší přesnosti centrální diferenční metody, zatímco v oblastech s velkými gradienty (např. v blízkosti rázových vln) se přepíná na schéma druhého řádu, čímž se minimalizují numerické oscilace a zajišťuje se stabilita výpočtu:

$$\phi_f = \theta \phi_{f,CD} + (1 - \theta) \phi_{f,SOU} \quad (25)$$

kde $\phi_{f,CD}$ je definováno v rovnici:

$$\phi_{f,CD} = \frac{1}{2}(\phi_0 + \phi_1) + \frac{1}{2}(\nabla \phi_0 \vec{r}_0 + \nabla \phi_1 \vec{r}_1) \quad (26)$$

$\phi_{f,SOU}$ je získáno pomocí second-order schématu.

Schéma MUSCL představuje metodu diskretizace vyššího řádu, která na rozdíl od schématu QUICK, jež je omezeno na strukturované hexadecimální sítě, nachází uplatnění i u nestrukturovaných sítí (tetraedrických, pyramidových, atd.). Ve srovnání s diskretizačním schématem Second-Order nabízí metoda Third-Order MUSCL potenciál pro dosažení vyšší prostorové přesnosti u všech typů sítí, a to zejména díky redukci numerické difúze. Tento efekt je nejvýraznější u komplexních trojrozměrných proudění. Schéma je k dispozici pro diskretizaci všech transportních rovnic řešených ve Fluentu (např. rovnice hybnosti, energie, turbulence).

Metoda diskretizace Third-Order (třetího řádu), konkrétně schéma MUSCL (Monotone Upstream-centered Schemes for Conservation Laws), nabízí oproti schématům nižšího řádu vyšší přesnost řešení.

Implementace schématu MUSCL je výpočetně náročnější než použití schémat prvního nebo druhého řádu a klade vyšší nároky na kvalitu výpočetní sítě (mesh). Pro dosažení uspokojivých a přesných výsledků je nezbytné použít kvalitní a dostatečně jemnou síť, která adekvátně zachycuje geometrii a proudové jevy. Hrubá síť může vést k nepřesnostem a numerickým chybám, i když je použito schéma vyššího řádu.

Na základě výše uvedených charakteristik numerických schémat byla pro dané řešení vybrána schémata Second-Order a Third-Order MUSCL. Schéma Second-Order posloužilo pro méně náročné části výpočtu a pro urychlení konvergence, zatímco schéma Third-Order MUSCL bylo použito v oblastech s očekávanými vysokými gradienty, kde je kladen důraz na vysokou přesnost.

Vzhledem k povaze nadzvukového proudění byly do rovnice energie zahrnuty efekty viskózní disipace aktivací odpovídajících členů. Viskózní ohřev se stává významným, když se Brinkmanovo číslo (Br) blíží jednotě [44]. Vzhledem k extrémně vysoké rychlosti proudění uvnitř dýzy je přenos tepla zanedbatelný.

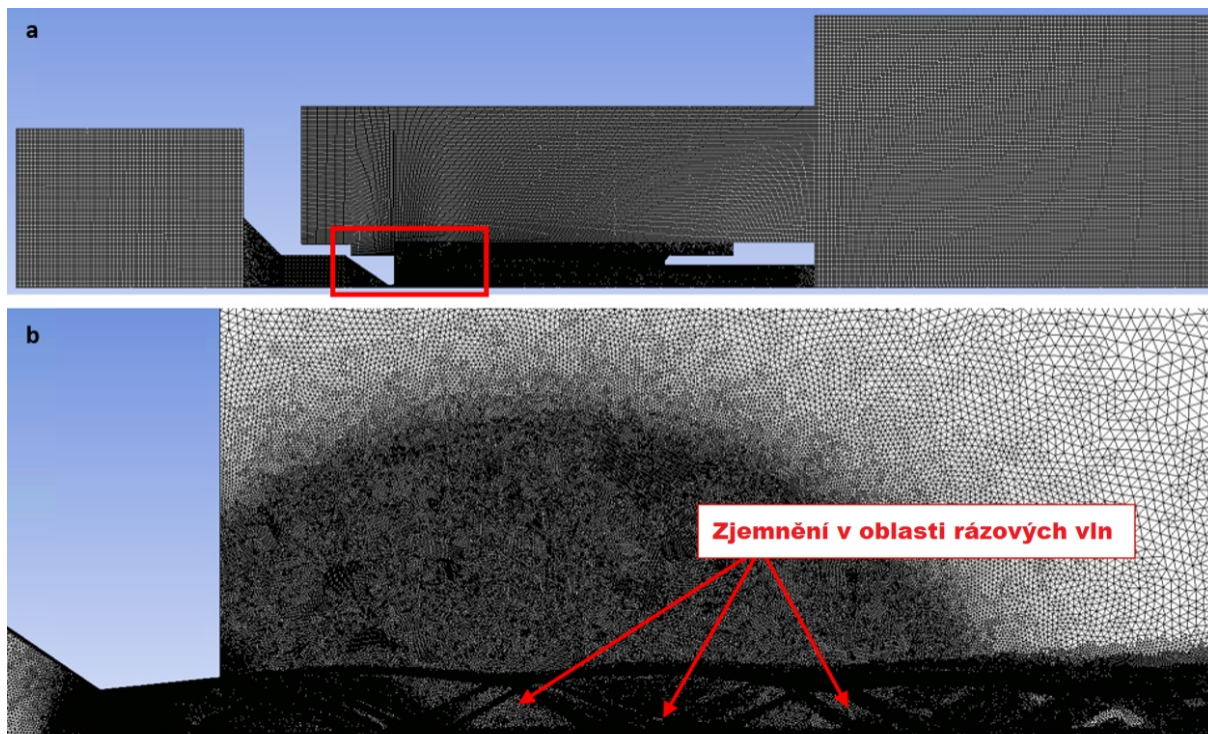
$$Br = \frac{\mu U_e^2}{k \Delta T} \quad (27)$$

kde ΔT je teplotní rozdíl v systému.

Vzhledem k vysokým rychlostem proudění a zanedbatelnému přenosu tepla mezi proudem a stěnou byly pro stěny uvažovány adiabatické podmínky.

Pro diskretizaci výpočetní domény byla použita hybridní síť, kombinující strukturované obdélníkové (kvadrilaterální) 2D elementy s nestrukturovanými trojúhelníkovými elementy. Tento přístup minimalizoval numerické artefakty, typicky se vyskytující na šikmých rozhraních mezi různými typy elementů, a zároveň optimalizoval počet buněk v oblastech s převážně pravoúhlou geometrií (viz obr. 4.2). Trojúhelníkové elementy byly použity v místech, kde generování plně strukturované sítě nebylo proveditelné, konkrétně v úzkém hrdle dýzy a v

oblastech s předpokládaným výskytem supersonického proudění, charakterizovaného strmými gradienty tlaku a hustoty a rázovými vlnami. V oblasti hrdla a v samotné dýze byla s dostatečným rozlišením vymodelována mezní vrstva [48-49]. Obr. 4.2a zobrazuje celkovou obdélníkovou výpočetní doménu, přičemž detailní pohled (obr. 4.2b) znázorňuje zjemnění sítě v kritické oblasti. Navíc bylo během výpočtu aplikováno ruční adaptivní zjemňování na základě kritérií tlakového gradientu s použitím metody polní proměnné. Zjemňování bylo zaměřeno na oblasti vykazující šikmé a kolmé rázové vlny [50].



Obr. 4.2 Strukturovaná síť pro CFD analýzy (a) s přiblíženou oblastí zjemnění (b).

Adaptace sítě byla řízena maximálními hodnotami tlakového gradientu s použitím derivativního přístupu založeného na buňkách a maximální úrovni zjemnění 4. To efektivně zachytilo tlakové gradienty v nadzvukovém proudění v dýze. Následně byla provedena studie nezávislosti na síti s použitím ruční adaptace sítě v celém rozsahu tlaků. V oblastech s minimální změnou proměnných byl použit přístup "buňka v rozsahu" s maximální úrovni zjemnění 2. Naopak, maximální úroveň zjemnění 4 byla aplikována na oblasti před clonou, uvnitř dýzy a v zóně expanze plynu.

Počáteční velikost buněk u stěny, zejména v mezní vrstvě u clonky a dýzy, byla pro generování sítě klíčová. Byl použit model turbulence SST $k-\omega$ za předpokladu hodnoty y^+ v rozmezí 0 a 1. Velikost první buňky přiléhající ke stěně je získána z rovnice 28:

$$y = \frac{y^+ \eta}{v_\tau \rho} \quad (28)$$

kde y^+ je bezrozměrná veličina, která udává vzdálenost od stěny v mezní vrstvě, a to v měřítku odpovídajícím charakteristikám proudění, η je dynamická viskozita [Pa.s], v_τ [m.s⁻¹] je třecí rychlost, ρ je hustota plynu [kg.m⁻³].

Vzhledem k použitému modelu turbulence $k-\omega$, který nezahrnuje matematický model stěnové funkce, musí být hodnota y^+ menší než 1. Pro zajištění přesné reprezentace mezní vrstvy musí být síť v této oblasti dostatečně zjemněná a první buňka přiléhající ke stěně musí být malá. Dynamická viskozita, závislá na teplotě plynu T a vykazující významné změny v nadzvukovém proudění, je získána z rovnice 29 [51] a ověřena podle [52]:

$$\eta = \frac{1.38421 \cdot T^{1.5}}{(T+103.874)} \quad (29)$$

Třecí rychlost v_τ se stanoví ze vztahu:

$$v_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (30)$$

kde τ_w je stěnové smykové napětí, které je stanoveno ze vztahu:

$$\tau_w = \frac{1}{2} C_f \rho v_{max}^2 \quad (31)$$

kde v_{max} [m.s⁻¹] je maximální rychlost proudu plynu v ose proudění, C_f je skin friction coefficient. Jedná se o součinitel odporu tření. Jde o bezrozměrnou veličinu, která vyjadřuje poměr třecí síly působící na povrch tělesa k dynamickému tlaku proudící tekutiny a je stanoven ze vztahu:

$$C_f = 0.058 Re_l^{-0.2} \quad (32)$$

kde Re [-] je Reynoldsovo číslo získané ze vztahu:

$$Re_l = \frac{\rho v_{mid} d}{\eta} \quad (33)$$

kde d [m] je charakteristický rozměr vnitřního řešeného prostoru, v_{mid} [m.s⁻¹] je střední rychlost proudění v průřezu řešené dýzy.

$$v_{mid} = \frac{v_{max}}{2} \quad (34)$$

Tyto vztahy byly následně využity při vyhodnocování jednotlivých výpočetních variant.

Nastavení monitorování v Ansys Fluent zůstalo po celou dobu následujících výpočetních fází nezměněno. Globální parametry, včetně absolutního tlaku, statické teploty, rychlosti a hustoty, byly průběžně monitorovány. Specifické body pro sledování parametrů byly definovány v hrdle clonky a v pěti bodech rozmístěných po 2 mm podél osy proudění za clonkou. Podobně i následná vyhodnocení relevantních veličin, jak je podrobně popsáno dále, prokázala konzistentní chování. Analýza nezávislosti na síti potvrdila adekvátnost rozlišení sítě pro danou analýzu.

Vzhledem k tomu, že tato práce zahrnuje proměnné tlaky, které významně mění poměr setrvačných a vazkých sil, bylo vyhodnoceno Reynoldsovo číslo Re . Reynoldsovo číslo kvantifikuje relativní význam setrvačných sil vůči silám viskózním (tj. odporu v důsledku vnitřního tření). To je v této analýze klíčové, protože nízkotlaké podmínky vedou k odlišnému poměru setrvačných a vazkých sil ve srovnání s atmosférickým tlakem. Dále Reynoldsovo číslo určuje, zda je proudění laminární nebo turbulentní. Laminární proudění se vyskytuje při nízkých Reynoldsových číslech a je charakterizováno hladkým, uspořádaným pohybem částic tekutiny po paralelních drahách. Turbulentní proudění se naopak vyskytuje při vysokých Reynoldsových číslech a je charakterizováno chaotickým pohybem částic tekutiny, víry a turbulencí.

Typické prahové hodnoty pro rozlišení mezi laminárním a turbulentním prouděním se obvykle uvádějí následovně:

- | | |
|----------------------|----------------------|
| – $Re < 2300$ | laminární proudění |
| – $2300 < Re < 4000$ | přechodové proudění |
| – $Re > 4000$ | turbulentní proudění |

Vzhledem k vysokým rychlostem a značným poklesům teploty, se kterými se v této práci setkáváme, bylo nutné zahrnout Sutherlandův zákon (rovnice 35). Sutherlandův zákon popisuje závislost dynamické viskozity na teplotě:

$$\eta = \eta_0 \cdot \left(\frac{a}{b}\right) \cdot \left[\frac{T}{T_0}\right]^{\frac{3}{2}} \quad (35)$$

kde η_0 [Pa.s] je referenční dynamická viskozita při referenční teplotě T_0 [K], T [K] je vstupní teplota, a je $0.555T_0 + C$, b je $0.555T + C$, C je Sutherlandova konstanta.

5 Cíle práce

Cílem práce je odladění a konfigurace optických metod jako součást komplexního výzkumu v oblasti nadzvukového proudění v nízkých tlacích na pomezí mechaniky kontinua.

Daná konfigurace je odladěna na nově navržené experimentální komoře simulující stav diferenciálního čerpání v EREM.

Dále si tato práce klade za cíl vyhodnocení využití optických metod v nízkých tlacích na pomezí mechaniky kontinua.

Celý výzkum kombinuje tři klíčové prvky:

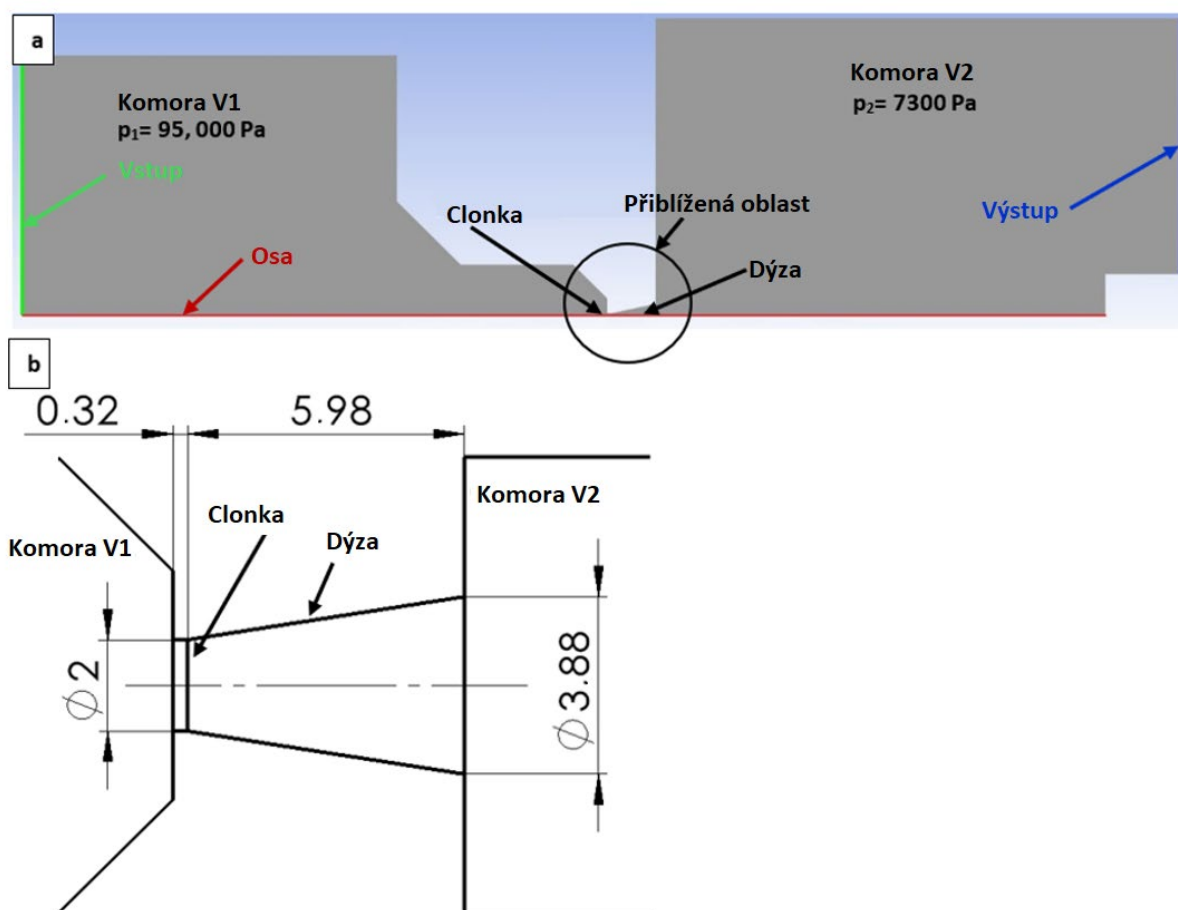
- **teoretické základy**, fyzikální teorie dané problematiky,
- **experimentální měření**, realizovaného pomocí navržené, nakonfigurované a odladěné optické aparatury pro získání šlírového obrazu proudění,
- **CFD analýzy** využívající systém Ansys Fluent. Dané simulace budou provedeny pro verifikaci výsledků získaných optickými metodami.

6 Výsledky

6.1 Porovnání prvních experimentálních výsledků s CFD simulacemi

V tomto prvním experimentu byl v optické soustavě použit laserový zdroj světla bez vstupní clony v prvním ohnisku. Oříznutí výstupního svazku v posledním ohnisku však vedlo ke vzniku interferenčních pruhů ve výsledném obraze, což zhoršilo jeho čitelnost.

V návaznosti na získaný obraz proudění byly v systému Ansys Fluent provedeny CFD analýzy na 2D osově symetrickém modelu. Okrajové podmínky pro tuto simulaci jsou znázorněny na obr. 6.1a. Rozměry dýzy byly pečlivě vybrány s cílem prozkoumat odtržení proudění od mezní vrstvy u mírně podexpandované dýzy. Tyto rozměry byly stanoveny na základě teoretických úvah pro výpočetní průřez (obr. 6.1b).



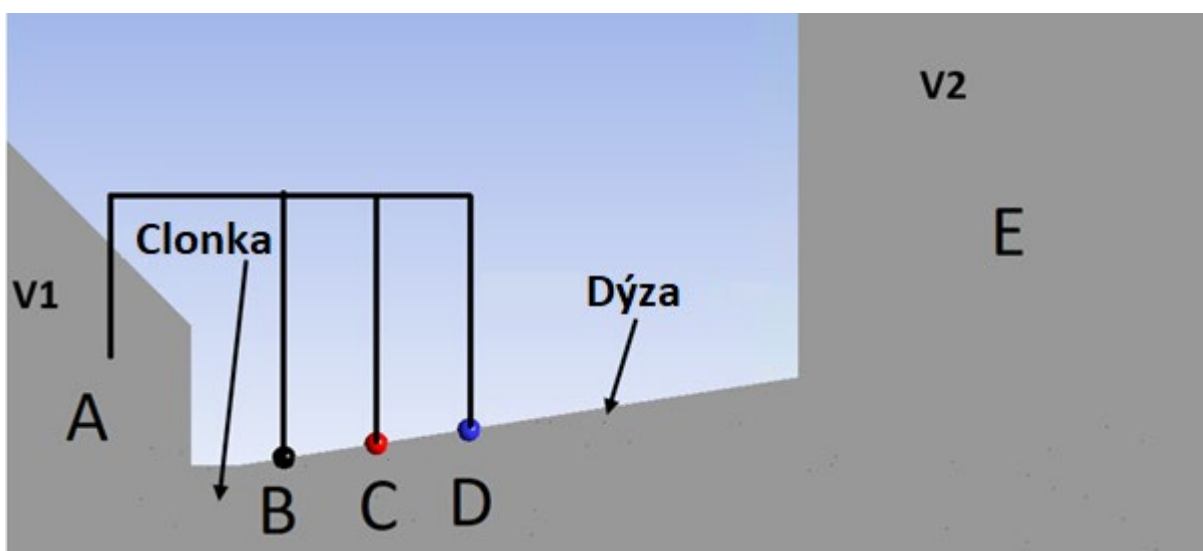
Obr. 6.1 Dvourozměrný osově symetrický model komory pro CFD analýzu s vyznačenými okrajovými podmínkami (a) a se zvětšenou oblastí zobrazující její rozměry (b).

Z rovnice 6 byla vypočtena plocha výpočetního průřezu pro poměry tlaků v rozmezí od 7300 Pa do 95 000 Pa, což dává poměr 0,0769. Pro kritickou plochu průřezu ve clonce 3,14 mm² odpovídá plocha výstupního průřezu v dýze 7 mm², což vede k průměru 3 mm. V našem případě byla dýza navržena jako podexpandovaná, aby se usnadnila analýza proudění dýzou se zvýšeným protitlakem a vznikem kolmých rázových vln, a také pro další plánované experimenty.

Následně byla provedena měření tlaku v bodech vyznačených na obr. 6.2 na stěně dýzy uvnitř experimentální komory. Bod A byl měřen pomocí senzoru absolutního tlaku Pfeiffer CMR 361 s rozsahem 110 kPa a přesností $\pm 0,2$ % měřené hodnoty. Bod E byl měřen pomocí

senzoru absolutního tlaku Pfeiffer CMR 362 s rozsahem 11 kPa a přesností $\pm 0,2\%$ měřené hodnoty. Hodnoty zbývajících bodů, B, C a D, byly získány pomocí diferenčních senzorů:

- Diferenční tlak mezi body A a B byl naměřen 74 400 Pa pomocí senzoru DPS 300 s rozsahem 100 kPa a přesností $\pm 1\%$ FSO BFSL (v celém rozsahu s lineární korekcí).
- Diferenční tlak mezi body B a C byl naměřen 8 500 Pa pomocí senzoru DPS 300 s rozsahem 25 kPa a přesností $\pm 1\%$ FSO BFSL (v celém rozsahu s lineární korekcí).
- Diferenční tlak mezi body C a D byl naměřen 4 500 Pa pomocí senzoru DPS 300 s rozsahem 4 kPa a přesností $\pm 1\%$ FSO BFSL (v celém rozsahu s lineární korekcí).



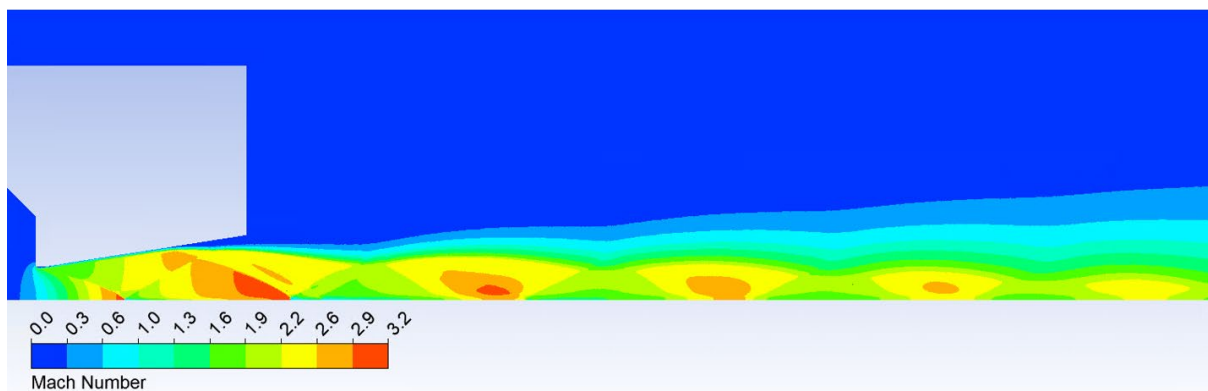
Obr. 6.2 Body pro měření tlaku na stěně dýzy v experimentální komoře.

Hodnoty tlaku uvedené v tab. 6.1 byly naměřeny pomocí popsaných tlakových senzorů a porovnány s výsledky získanými z CFD simulace. V tab. 6.1 je rovněž uvedena relativní chyba ε .

Tab. 6.1 Srovnání výsledků získaných z experimentálního měření tlaku s výsledky získanými z CFD analýz.

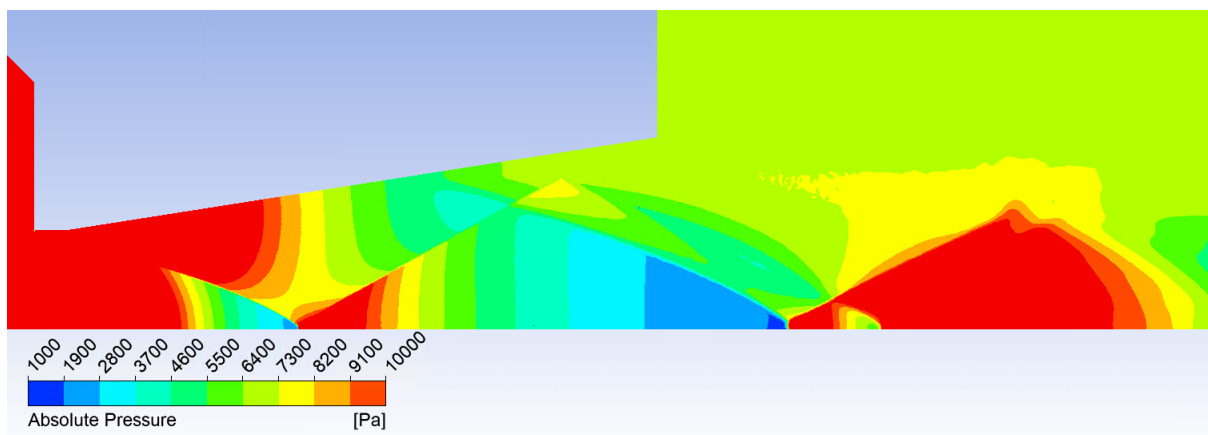
	B	C	D
CFD	21 771 Pa	13 405 Pa	7 752 Pa
Experiment	21 000 Pa	12 800 Pa	7 600 Pa
ε	3,5	4,5	1,9

Obr. 6.3 zobrazuje rozložení Machova čísla a jasně ilustruje zúžení proudění vystupujícího z dýzy v důsledku dříve zmíněného zvýšeného protitlaku na výstupu dýzy. Zároveň jsou v oblastech s kolmou rázovou vlnou patrné prudké změny rychlosti, se strmějším gradientem než v oblastech se šikmou rázovou vlnou.

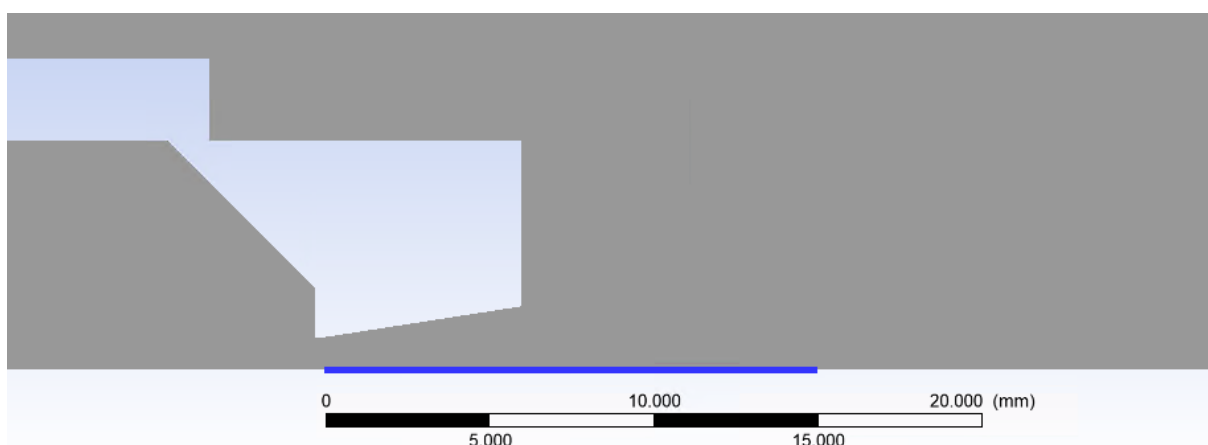


Obr. 6.3 Rozložení Machova čísla.

Rozložení Machova čísla má přímý vliv na rozložení statického tlaku (obr. 6.4). Rozložení tlakových gradientů poskytuje náhled na očekávaný obrazec rázových vln. Dráha, podél které jsou vyneseny vybrané stavové veličiny, je znázorněna na obr. 6.5.

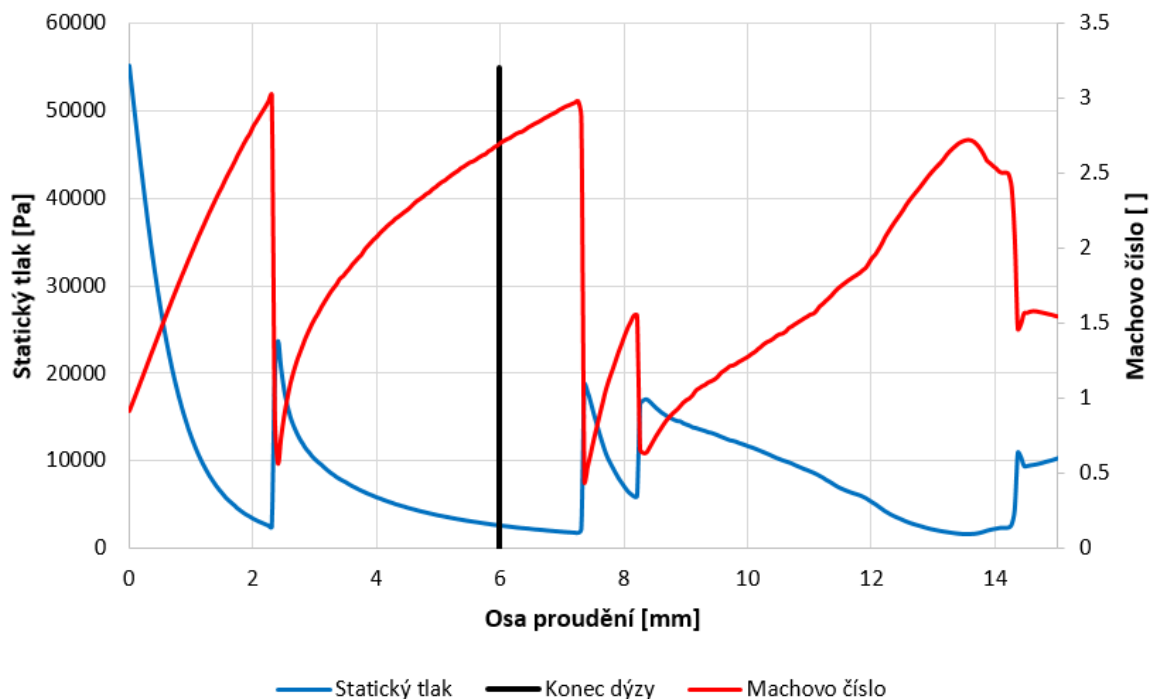


Obr. 6.4 Rozložení statického tlaku.



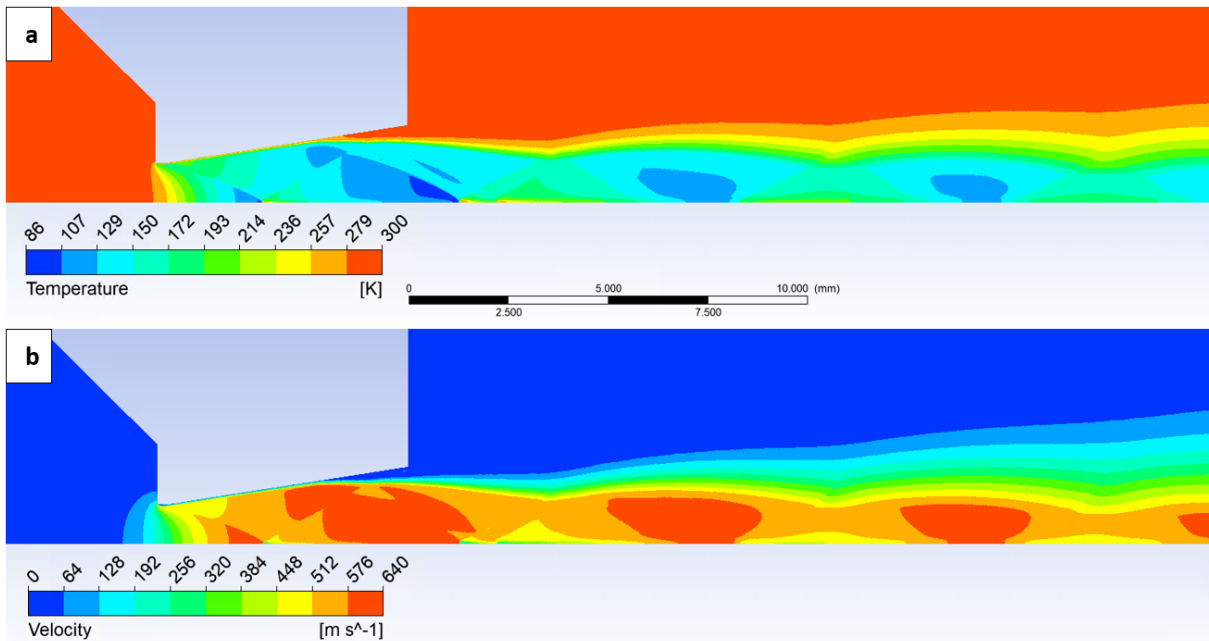
Obr. 6.5 Dráha pro vynášení vybraných stavových veličin.

Rozložení statického tlaku a Machova čísla je vyneseno na obr. 6.6. Tato rozložení jasně indikují přítomnost kolmých rázových vln v pozicích 2,3 mm, 7,8 mm a 8,3 mm, kde Machovo číslo klesá pod 1 a statický tlak prudce stoupá. První rázová vlna se vyskytuje uvnitř samotné dýzy, což ji činí nedetekovatelnou pomocí současné konfigurace optické metody. Zbylé dvě se nacházejí za výstupem dýzy a jsou dále zmapovány.



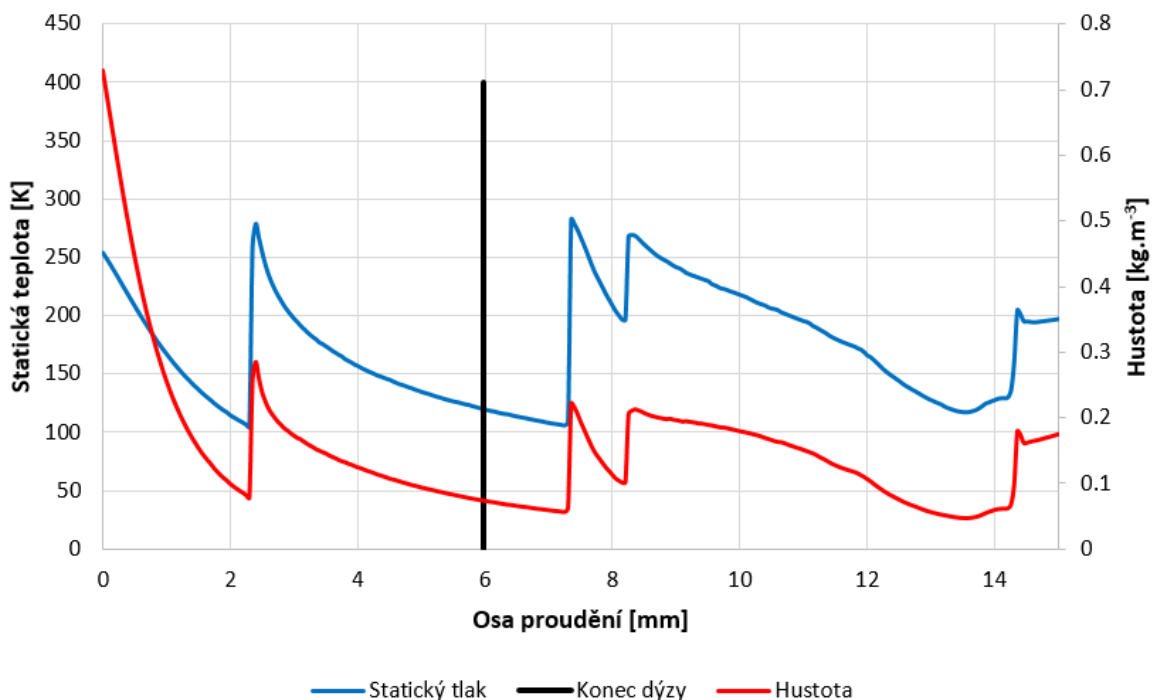
Obr. 6.6 Průběh statického tlaku a Machova čísla na dráze.

Rozložení statické teploty bylo rovněž zmapováno, což ve spojení s Machovým číslem a statickým tlakem poskytuje komplexní popis charakteristik nadzvukového proudění. Je také důležité pro vyhodnocení dvou skutečností. Jak je znázorněno na obr. 6.7a, teplotní profil, zejména uvnitř mezní vrstvy, vykazuje nerovnoměrnost. Tato odchylka je ovlivněna šikmými rázovými vlnami a samotnou mezní vrstvou. V důsledku toho by pro aplikaci teorie jednorozměrného isoentropického proudění bylo nutné použít průměrné hodnoty napříč průřezem. Druhá skutečnost podporuje použitelnost optických metod při nízkých tlacích. Minimální tlak potřebný pro úspěšnou aplikaci šlírové metody závisí na několika faktorech, včetně rozdílů teplot. Čím větší jsou rozdíly teplot v prostředí, tím větší jsou i změny hustoty a tím lepší je viditelnost jevu na výsledném snímku. Rozložení rychlosti, jak je uvedeno na obr. 6.7b, je zásadní pro vyhodnocení Reynoldsova čísla.



Obr. 6.7 Rozložení statické teploty (a) a rychlosti (b) v dýze.

Teplotní profil podél dráhy znázorněné na obr. 6.8 je přímo ovlivněn rozložením tlaku, hustoty a Machova čísla. V nadzvukové oblasti vykazuje pokles do kryogenních teplot.



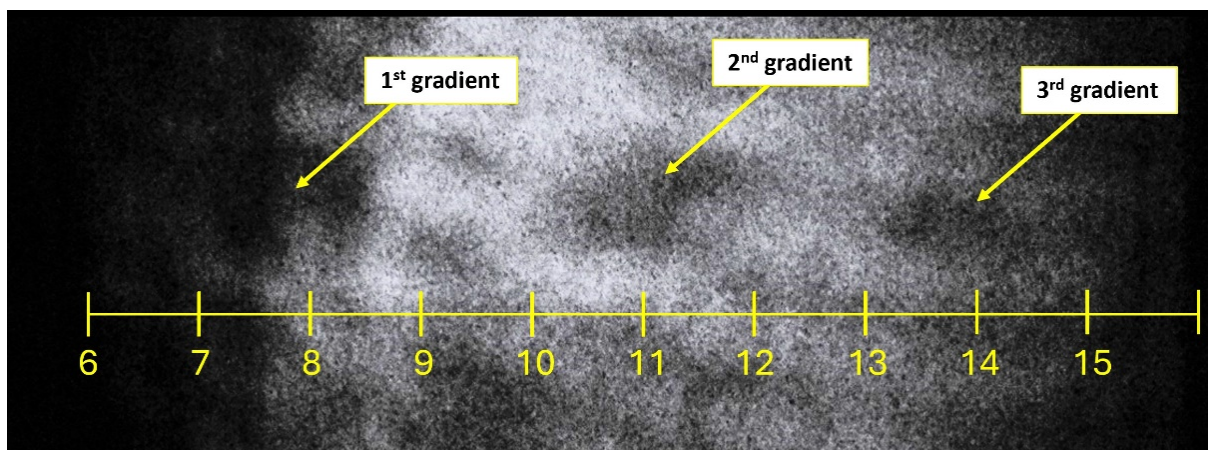
Obr. 6.8 Průběh statické teploty a hustoty na dráze.

Obr. 6.8 také zobrazuje rozložení hustoty. Toto rozložení odhaluje významné gradienty, svou povahou srovnatelné s gradienty pozorovanými u tlaku. Konkrétně se tyto velké gradienty vyskytují v pozicích 2,3 mm, 7,8 mm a 8,3 mm.

Optické sestavy při takto nízkých tlacích, jaké jsou zkoumány v tomto článku, je velmi náročné konfigurovat. Toto je součástí výzkumné studie zaměřené na optimalizaci těchto optických sestav pro provoz v tlakovém rozsahu diferenciálně čerpaných komor. Minimální tlak potřebný pro úspěšnou aplikaci šlírových metod je ovlivněn několika faktory, včetně typu

plynu, teplotních změn v prostředí, geometrie optického systému a citlivosti detekčního systému.

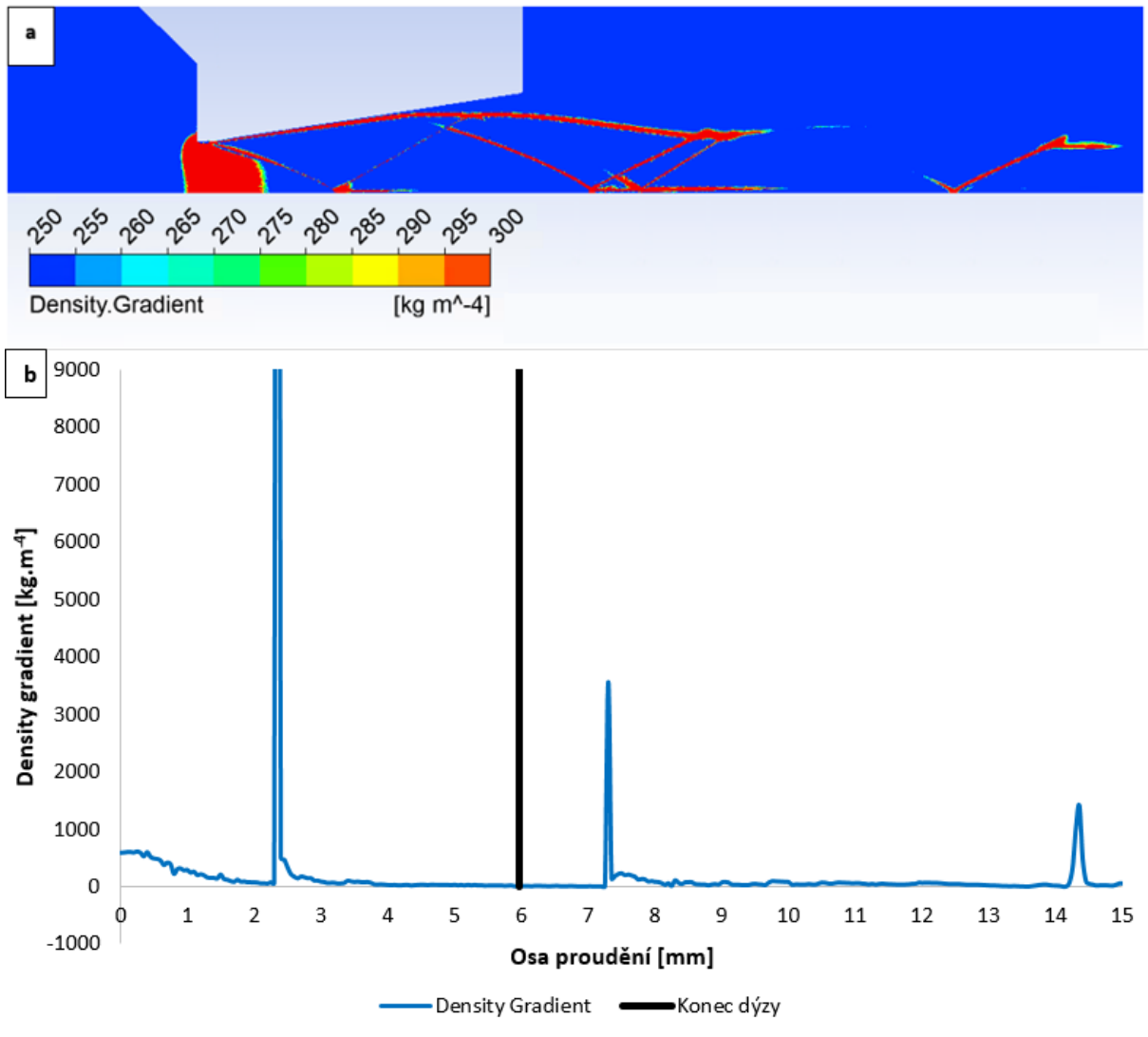
Obr. 6.9 znázorňuje rozložení první derivace rychlosti, která odpovídá rychlosti změny hustoty. Byla použita dříve popsaná první optická konfigurace a proudění bylo pozorováno skrze okna instalovaná v experimentální komoře (obr. 2.1 a obr. 2.2). Oblasti s gradientem byly identifikovány ve vzdálenosti 7,3; 10,75 a 14,2.



Obr. 6.9 Zobrazení první derivace rychlosti.

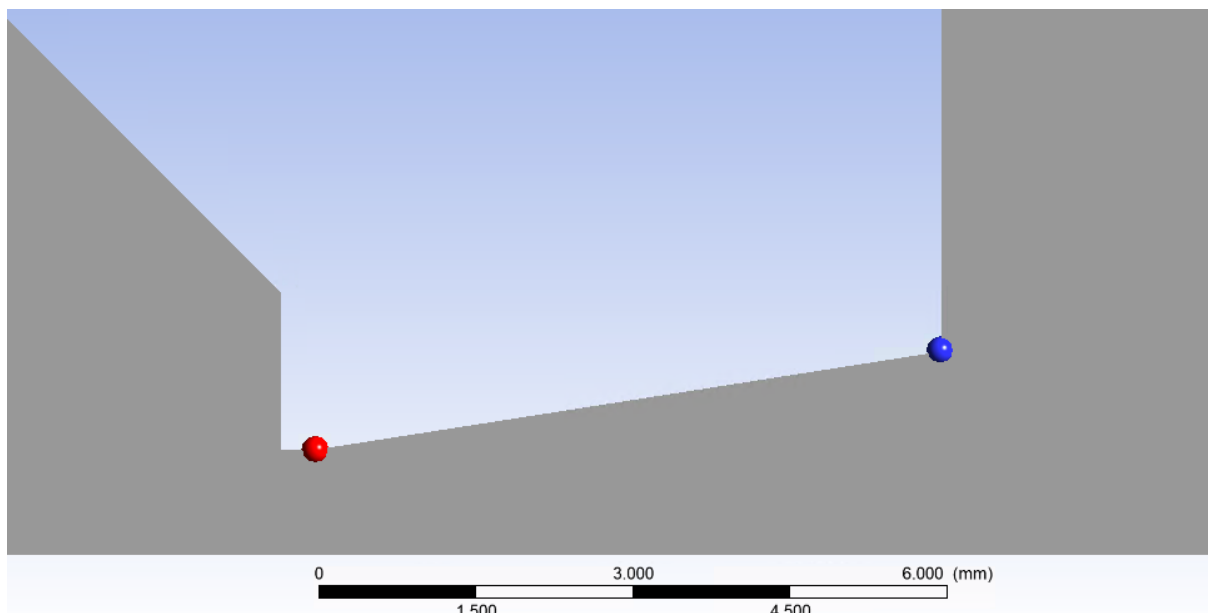
Gradient pozorovaný v pozici 7,3 mm odpovídá nejvýznamnějším změnám v oblasti kolmé rázové vlny viditelné na obr. 6.8. Méně výrazná oblast ve vzdálenosti 10,75 mm podél dráhy signalizuje narušení poklesu hustoty přibližně kolem 12 mm. Oblast ve 14,2 mm indikuje přítomnost další kolmé rázové vlny.

Obr. 6.10a zobrazuje rozložení gradientu hustoty, vyhodnocené pomocí optické metody. Gradienty v dříve zmíněných pozicích, spolu s jejich intenzitou, jsou jasně viditelné na obr. 6.10b.



Obr. 6.10 Grafické rozložení gradientu hustoty v dýze (a) a průběh gradientu hustoty na dráze (b).

Hodnota y^+ byla ověřena podle teorie popsané v kapitole 4. Požadovaná maximální velikost první buňky u stěny byla stanovena ve dvou místech: na hraně clonky a na výstupu dýzy (obr. 6.11). Tab. 6.2 ukazuje výsledky velikosti první buňky y v daných bodech.

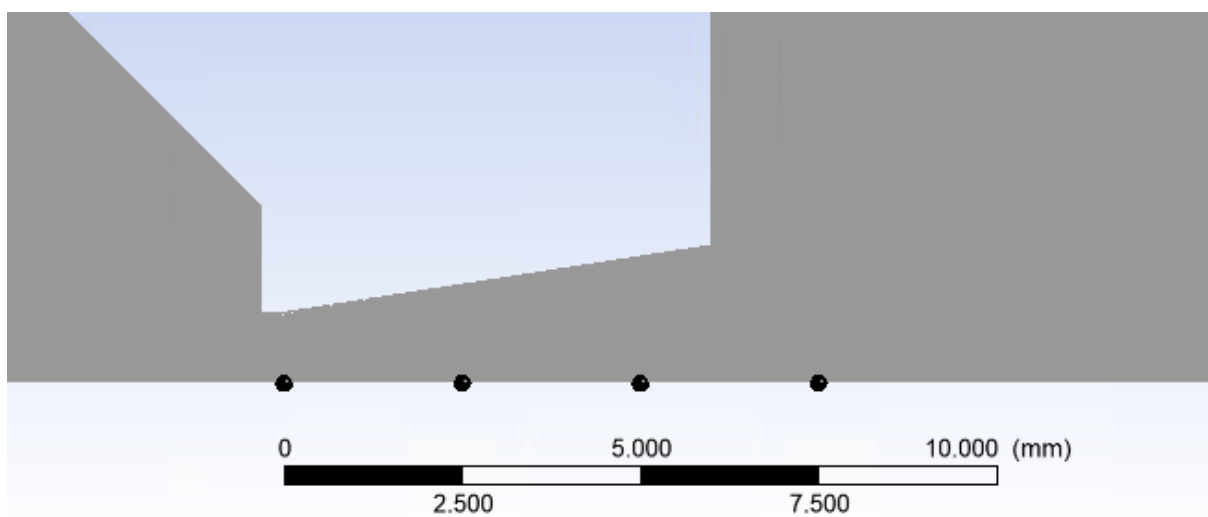


Obr. 6.11 Body pro vyhodnocení y^+ .

Tab. 6.2 Výsledky velikosti první buňky y v daných bodech.

Pozice	y [mm]	μ [10^{-5} Pa.s]	ρ [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$]	V_{max} [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]	D [mm]	T [K]
Clonka	0,0022	1,56	0,73	297,7	2	254,5
Dýza	0,005	0,803	0,075	602,1	3,88	120,4

Dále bylo vypočítáno Reynoldsovo číslo pro určení charakteristik proudění v oblasti, kde interagují setrvačné a viskózní síly. Byly vybrány čtyři body (obr. 6.12), ze kterých byly odebrány referenční hodnoty stavových veličin. Výsledky tohoto vyhodnocení jsou uvedeny v tab. 6.3.



Obr. 6.12 Body pro vyhodnocení Reynoldsova čísla.

Tab. 6.3 Výsledky Reynoldsova čísla v daných bodech.

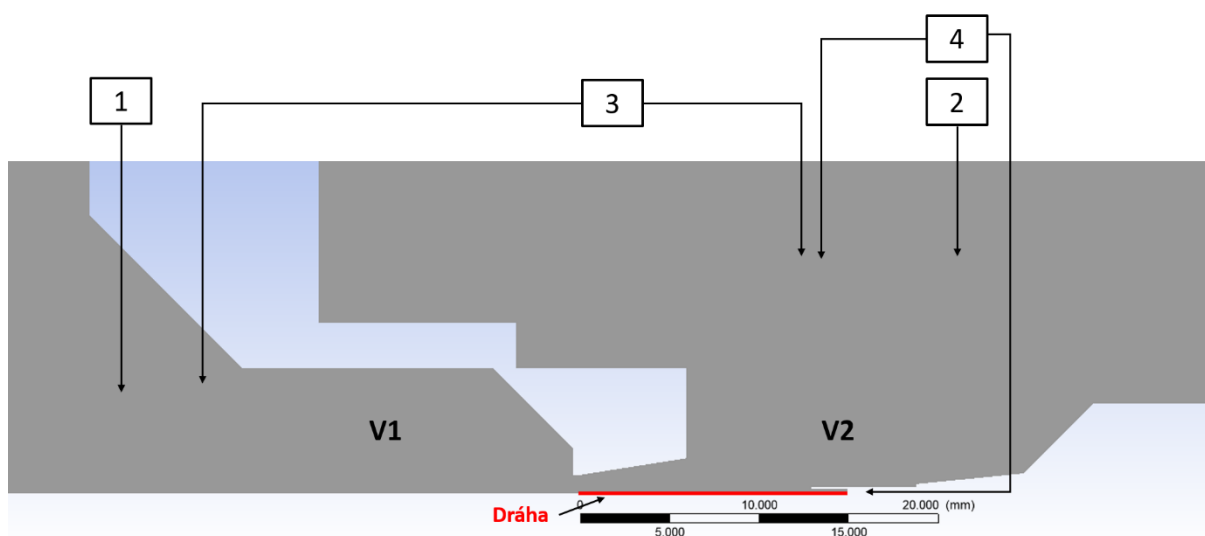
Bod na dráze [mm]	Char. Rozměr [m]	Střední rychlost [m.s ⁻¹]	Hustota [kg.m ⁻³]	Dyn. Viskozita [Pa.s]	Teplota [K]	Re číslo [-]
0	0,002	148,85	0,73	$1,56 \times 10^{-5}$	254,5	13 930,83
2,5	0,0027	142,55	0,241	$1,57 \times 10^{-5}$	255,5	5 908,11
5	0,0035	287,4	0,095	$8,98 \times 10^{-5}$	135,2	10 641,48
7,5	0,08	118,3	0,196	$1,63 \times 10^{-5}$	268,5	111 730,47

6.2 Porovnání dalších experimentálních výsledků s CFD simulacemi

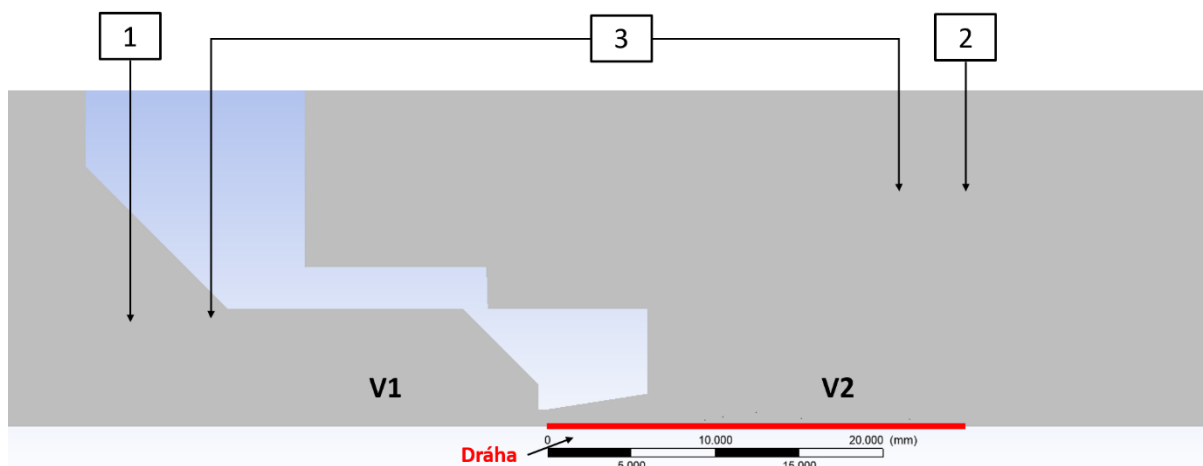
V dalším kroku bylo provedeno snímání obrazu proudění v upravené optické soustavě, ve které byl vyměněn laserový zdroj světla za ultra-svítilivou LED a do primárního ohniska byla vložena horizontálně orientovaná štěrbinová sonda.

Snímání bylo provedeno pro dvě konfigurace:

- Výtok plynu z dýzy, kde do proudu je vložena sonda pro snímání celkového tlaku (obr. 6.13)
- Výtok plynu z dýzy do volného prostoru (obr. 6.14)



Obr. 6.13 Výtok plynu z dýzy s vloženou sondou.



Obr. 6.14 Výtok plynu z dýzy do volného prostoru

V tab. 6.4 jsou uvedeny použité snímače společně s jejich specifikacemi.

Tab. 6.4 Výsledky Reynoldsova čísla v daných bodech.

	Název	Rozsah	Chyba
1	Pfeiffer CMR 361	110 kPa	± 0,2 % naměřené hodnoty
2	Pfeiffer CMR 362	11 kPa	± 0,2 % naměřené hodnoty
3	DPS 300	100 kPa	±1 % Full Scale Output BFSL (nad 0,6 kPa)
4	DPS 300	25 kPa	±1 % Full Scale Output BFSL (nad 0,6 kPa)

U obou konfigurací byla vždy nastavena snímaná varianta poměrů tlaků pomocí snímačů absolutního tlaku (obr. 6.13 a 6.14 pozice 1 a 2). Zkoumané varianty poměrů tlaků jsou uvedeny v tab. 6.5. Pomocí snímače tlakové difference (obr. 6.13 a 6.14 pozice 2) byla u obou variant provedena verifikace tlakového spádu mezi oběma komorami V1 a V2. Výsledky verifikace jsou uvedeny v tab. 6.5 ve sloupci **Tlakový spád V1 – V2 Dle diferenčního snímače**.

U varianty s vloženou sondou pro snímání celkového tlaku byl navíc napojen další snímač tlakové difference (obr. 6.13 pozice 4).

Vložená sonda pro celkový tlak byla použita ze dvou účelů: Prvním účelem bylo vytvoření zbrzděného proudu se vznikem kolmé a šikmých rázových vln (kapitola 2.1) pro účely využití optických metod pro analýzu daných tlakových gradientů. Druhým účelem byla verifikace výsledků CFD analýz, kde byly srovnány výsledky experimentálních měření a výsledků z CFD analýz získaných ze systému Ansys Fluent.

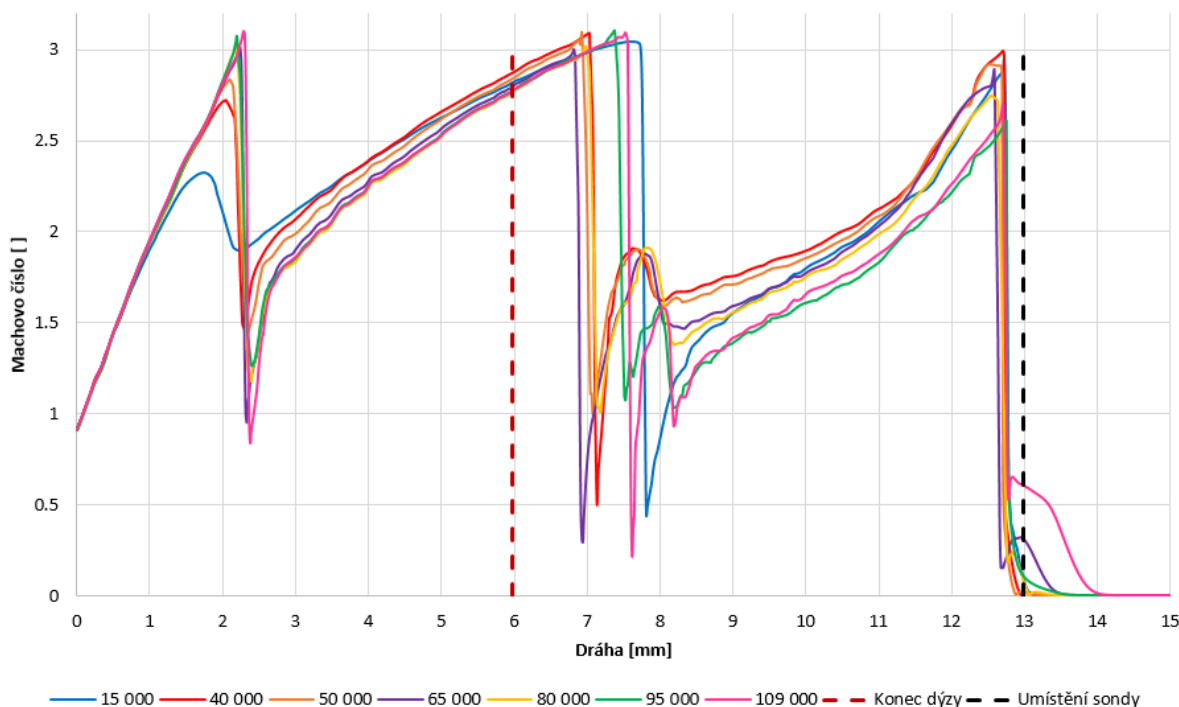
Tab. 6.5 Zkoumané varianty poměrů tlaků.

V1 [Pa]	V2 [Pa]	Tlakový spád V1 – V2 Dle absolutní ch měrek [Pa]	Tlakový spád V1 – V2 Dle diferenč ního snímače [Pa]	Rozdíl mezi absolutní mi měrkami a diferenč ní měrkou [Pa]	Diference mezi sondou pro celkový tlak a komorou V2 [Pa]	Celkový tlak v sondě [Pa]
Snímač 1	Snímač 2		Snímač 3		Snímač 4	
109 000	8 625	100 375	100 200	175	18 750	27 375
100 000	7 950	92 050	92 200	-150	18 750	26 700
95 000	7 588	87 412	87 700	-288	18 000	24 588
90 000	7 210	82 790	83 200	-410	15 750	22 960
85 000	6 830	78 170	78 400	-230	14 750	21 580
80 000	6 446	73 554	73 600	-46	14 600	20 146
75 000	6 076	68 924	69 000	-76	13 750	19 826
70 000	5 700	64 300	64 500	-200	13 000	18 700
65 000	5 300	59 700	59 700	0	11 900	16 800
60 000	4 911	55 089	55 200	-111	11 000	15 911
55 000	4 510	50 490	50 600	-110	10 300	14 810
50 000	4 112	45 888	46 000	-112	9 500	13 412
45 000	3 716	41 284	41 300	-16	8 800	12 516
40 000	3 315	36 685	36 700	-15	8 200	11 515
35 000	2 913	32 087	32 100	-13	7 400	10 313
30 000	2 505	27 495	27 500	-5	6 400	8 905
25 000	2 105	22 895	23 000	-105	5 300	7 405
20 000	1 692	18 308	18 200	108	4 200	5 892
15 000	1 287	13 713	13 700	13	3 000	4 287

V příloze A a B jsou uvedeny všechny výsledky jak optických výsledků, tak i výsledků z CFD simulací pro obě varianty uvedené v této kapitole druhé série experimentů. Je nutné upozornit, že u všech variant uvedených v této kapitole bylo nastavení optiky v takové konfiguraci, že nebylo vidět přímo ústí dýzy, které je na stupnicích uvedených na obr. 6.13 a 6.14 ve vzdálenosti 5,8 mm, zatímco obraz je vidět až od cca 7 mm (viz. např. obr. 6.16). V následujících podkapitolách jsou ze souhrnných výsledků vybrány ty pro srovnávací analýzy snímků získaných pomocí optických metod a CFD analýz, za jejíž účelem je mimo jiné daný výzkum optických metod veden.

6.2.1 Varianta 109 000 Pa s vloženou sondou

Jako první byla pro analýzu vybrána varianta 109 000 Pa s vloženou sondou. Na obr. 6.15 je vyneseno průběh rychlosti v podobě Machova čísla na zkoumané dráze od clony po hrdlo sondy pro snímání celkového tlaku (obr. 6.13). Z výsledků je patrné, že na dráze dochází ke třem gradientům v průběhu rychlosti. K prvnímu gradientu dochází ve vzdálenosti 2,4 mm, tedy ještě v oblasti vlastní dýzy. Zde pokles rychlosti u většiny variant nedosahuje pod hodnotu 1 Mach, tedy ve většině případů dochází pouze ke křížení šikmých rázových vln. Následně dochází k další expanzi, kdy se také z místa křížení šíří šikmé rázové vlny, u kterých následně dochází k interferenci v tomto případě ještě se stěnou dýzy a jejich následné směřování k ose proudění. V tomto bodě většinou dojde již k poklesu rychlosti proudění pod hodnotu 1 Mach, kdy vznikají krátké kolmé rázové vlny.

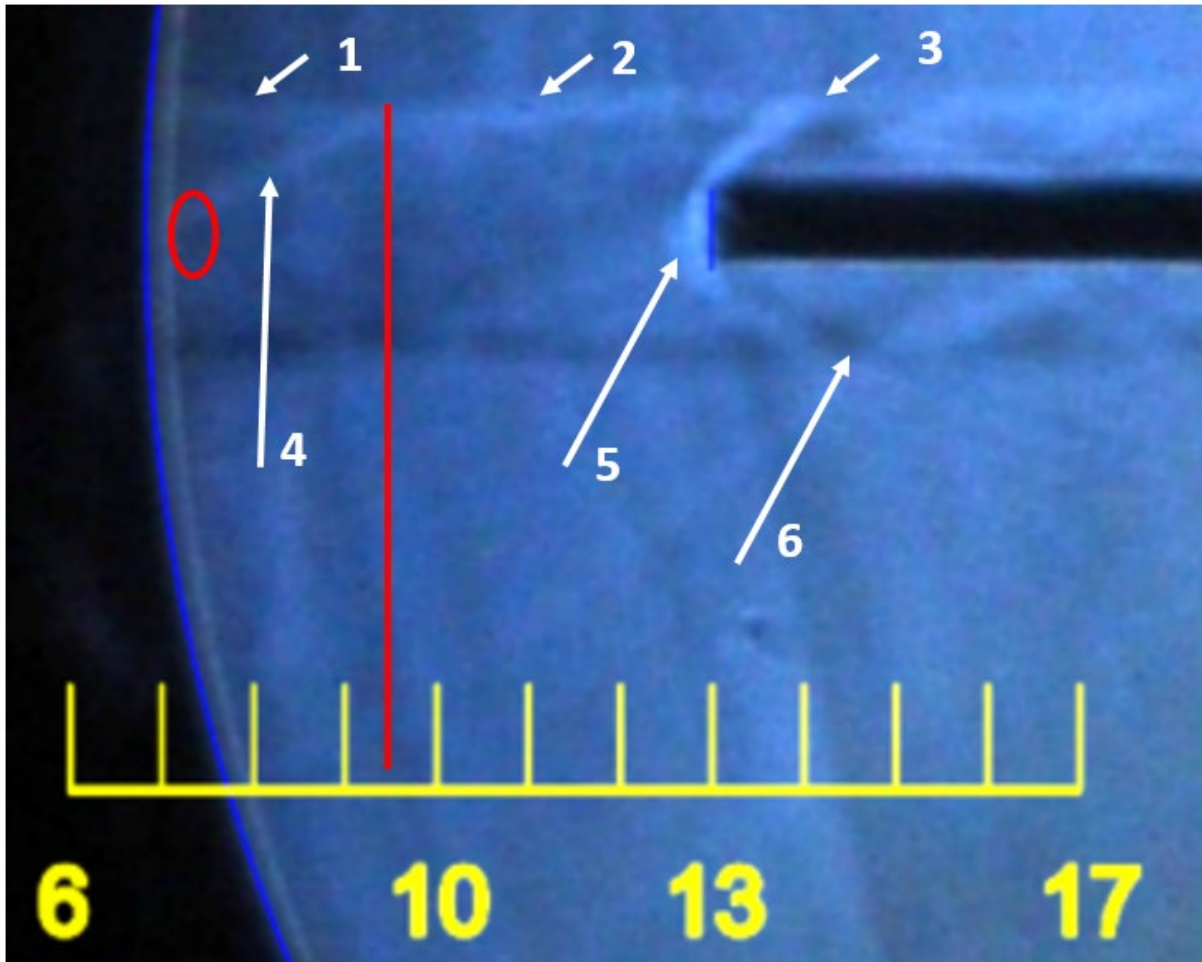


Obr. 6.15 Průběh Machova čísla na dráze pro vybrané varianty.

Tyto expanze jsou patrné na obr. 6.16, kde pozice:

1. Na této pozici je patrná rázová vlna na ohraničení proudu s okolním prostředím. Její směřování směrem k ose proudění potvrzuje kompresi a charakter podexpandované dýzy.
2. Na této pozici přibližně v místě dráhy 9,4 mm dochází ke zlomu a od tohoto místa se na ohraničení proudu opět šíří expanze.

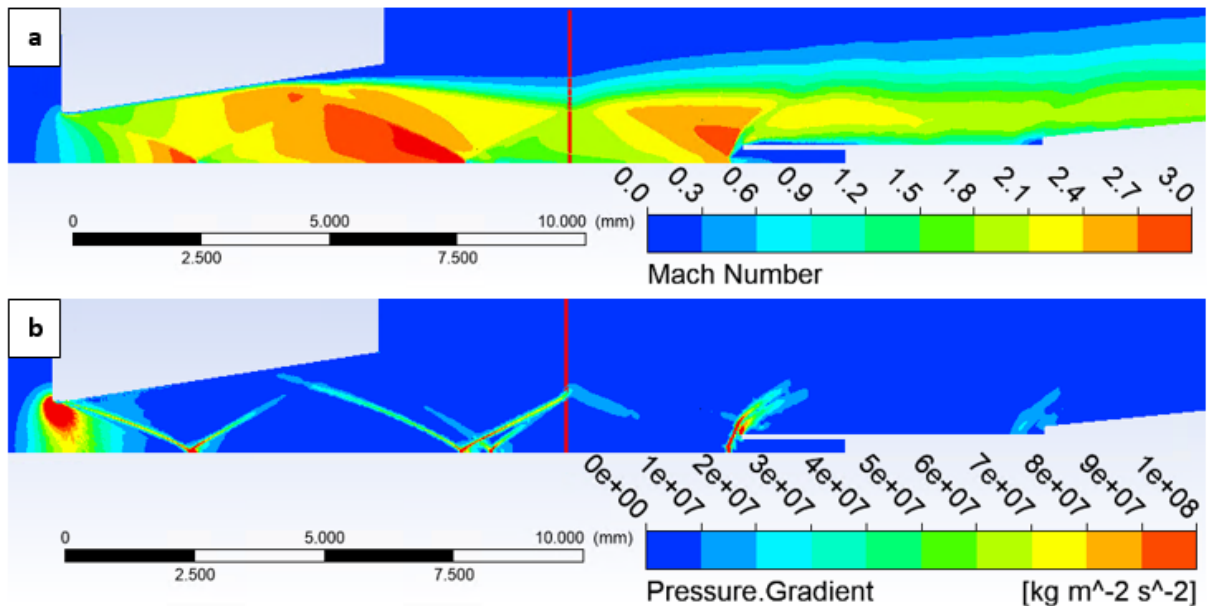
3. V místě pozice 3 do volně ohraničeného proudu zasahuje šikmá rázová vlna vycházející z kolmé rázové vlny tvořící se před čelem sondy.
4. Pozici 4 ukazuje šikmou rázovou vlnu směřující do zlomu komprese a expanze na ohraničení proudu.
5. Pozice 5 ukazuje kolmou rázovou vlnu vytvořenou před čelem sondy.
6. Pozice 6 ukazuje šikmou rázovou vlnu podobně jako pozice 3.



Obr. 6.16 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 109 000 Pa.

Všechny uvedené body jsou patrné na obr. 6.17a, kde je vyobrazeno rozložení Machova čísla, kde charakter ohraničení proudu, zlom mezi oblastí komprese a expanze, viditelné rozložení gradientů je shodný s výsledkem optických metod na obr. 6.16. Tyto výsledky doplňuje rozložení tlakového gradientu na obr. 6.17b.

Výsledky optické metody splňují účel pro verifikaci výsledků CFD analýz a jejich nastavení Teorie nastavení je uvedena v Kapitole 4.

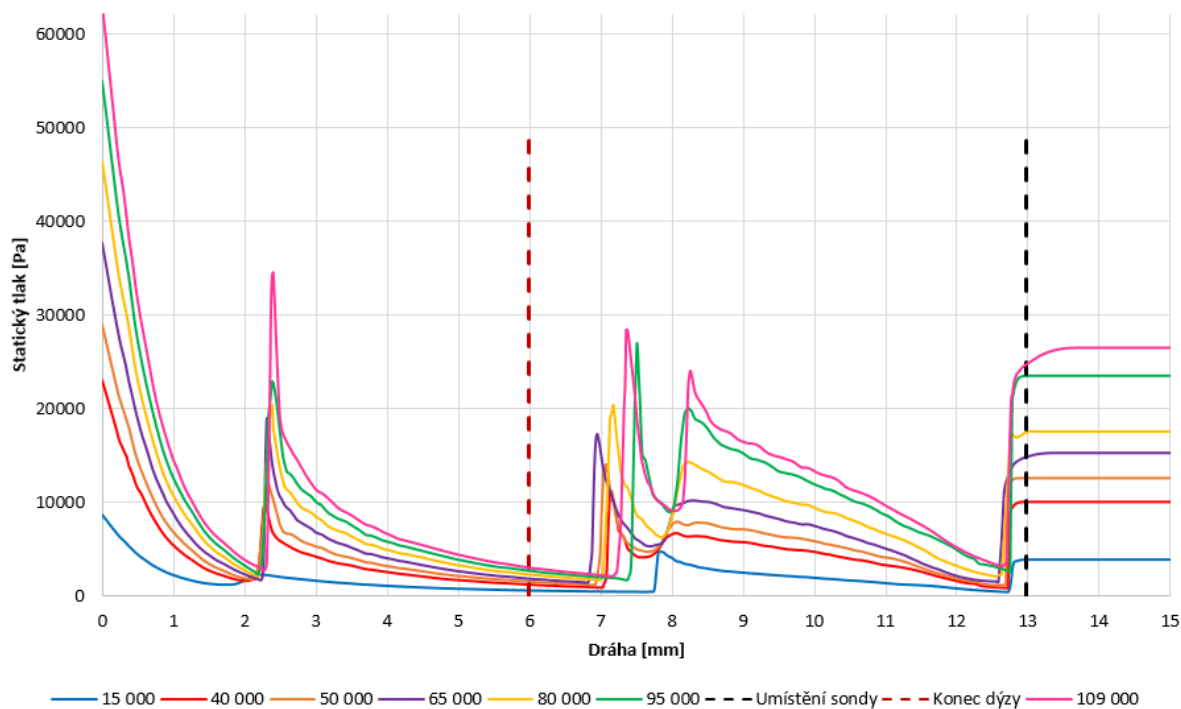


Obr. 6.17 Rozložení Machova čísla (a) a tlakového gradientu (b) v dýze pro variantu 109 000 Pa s vloženou sondou.

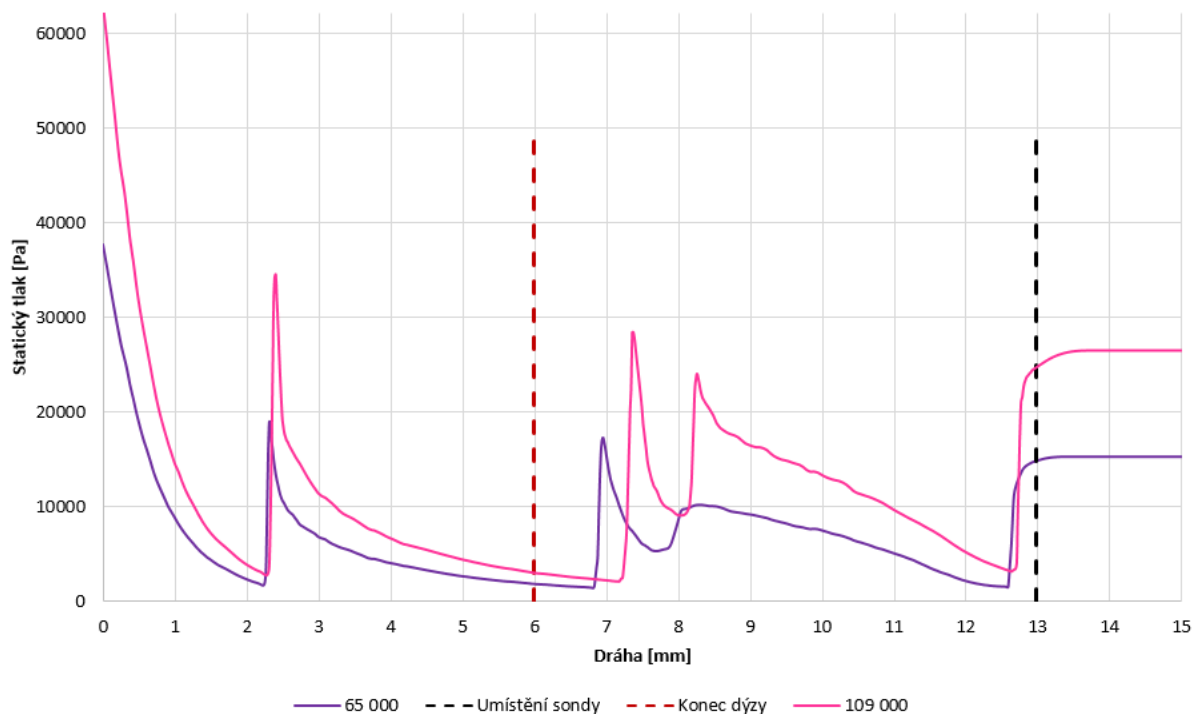
Z grafu na obr. 6.15 je také patrné, že k danému vzniku křížení šikmých rázových vln a vzniku kolmých rázových vln dochází u různých variant v různé vzdálenosti. Důvodem je mimo jiné vložená sonda do osy proudění. Tuto problematiku rozdílné lokalizace křížení a případných kolmých rázových vln na ose proudění je možné řešit citlivostní analýzou BC na fluidní doménu [53]. Tímto způsobem je možné provést odhad oblasti vlivu vložené sondy. Tato problematika je ale nad rámec této práce.

V uváděné variantě, jak je patrné na obr. 6.15 a 6.18, dochází v pořadí k druhému gradientu ve vzdálenosti 7,3 mm (obr. 6.16 je označen v červeném kroužku). Později bude pro srovnání popsána varianta pro 65 000 Pa, kde k danému gradientu dochází ve vzdálenosti již 7 mm. Srovnání je na obr. 6.19. To má přímý dopad na dříve popsaný zlom mezi kompresí a expanzí na ohraničení proudu. Tento zlom je shodný mezi výsledkem optické metody a CFD analýzy a toto srovnání je uvedeno červenou svislou čarou na obr. 6.16 a 6.17 na pozici 9,6 mm (přesnější výsledek dalo nastavení diskretizace třetího řádu před druhým), s čímž již má náš tým zkušenost při použití Ansys Fluent v nízkých tlacích.

Průběh veličiny Machova čísla na dráze proudění má přímý vliv na zkoumanou veličinu statického tlaku a jeho gradientu. Průběh statického tlaku je uveden na obr. 6.18. Průběh gradientu na ose je uveden v Příloze A jako doplněk informací a jeho rozložení bylo zmíněno na obr. 6.17b.



Obr. 6.18 Průběh statického tlaku na dráze pro vybrané varianty s vloženou sondou.



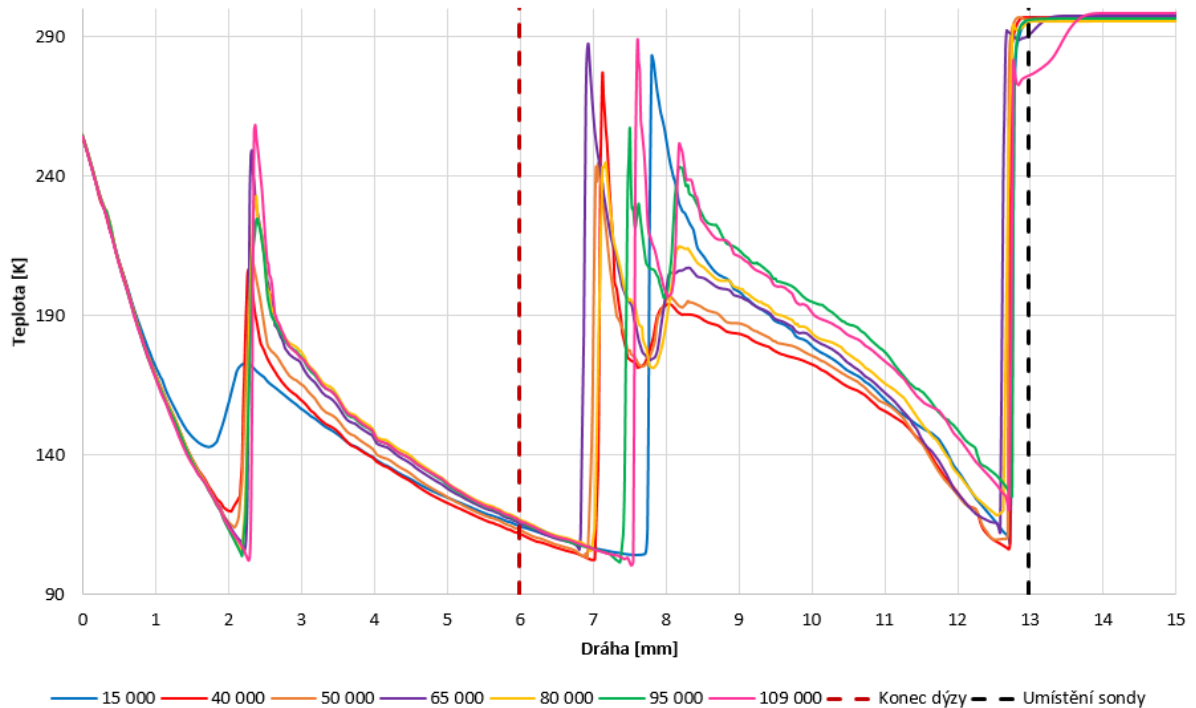
Obr. 6.19 Srovnání dvou vybraných variant.

Pro doplnění informací je uveden i průběh teploty na zkoumané dráze (obr. 6.20), která je také zcela závislá na průběhu rychlosti a tlaku. Tato práce zároveň připravuje podklady pro plánované experimentální snímání veličiny teploty v dané dráze. Podobně jako je nyní vložena sonda pro snímání statického tlaku, bude vkládána i sonda pro snímání teploty. V nadzvukové

oblasti bude tímto způsobem snímána stagnační teplota a převáděna na hodnotu statické teploty pomocí vztahu (Rovnice 36):

$$\frac{T}{T_0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{-1} \quad (36)$$

kde T je statická teplota, T_0 je stagnační teplota, γ je Poissonova konstanta a M je Machovo číslo.



Obr. 6.20 Průběh teploty na dráze pro vybrané varianty s vloženou sondou.

Průběh teploty hraje klíčovou roli při charakterizaci rázových vln v nadzvukovém proudění a pomáhá k analýze identifikace rázových vln. Intenzita skoku teploty je úměrná síle rázové vlny a teplotní profil pomáhá rozlišit mezi různými typy rázových vln (kolmé, šikmé, lambda).

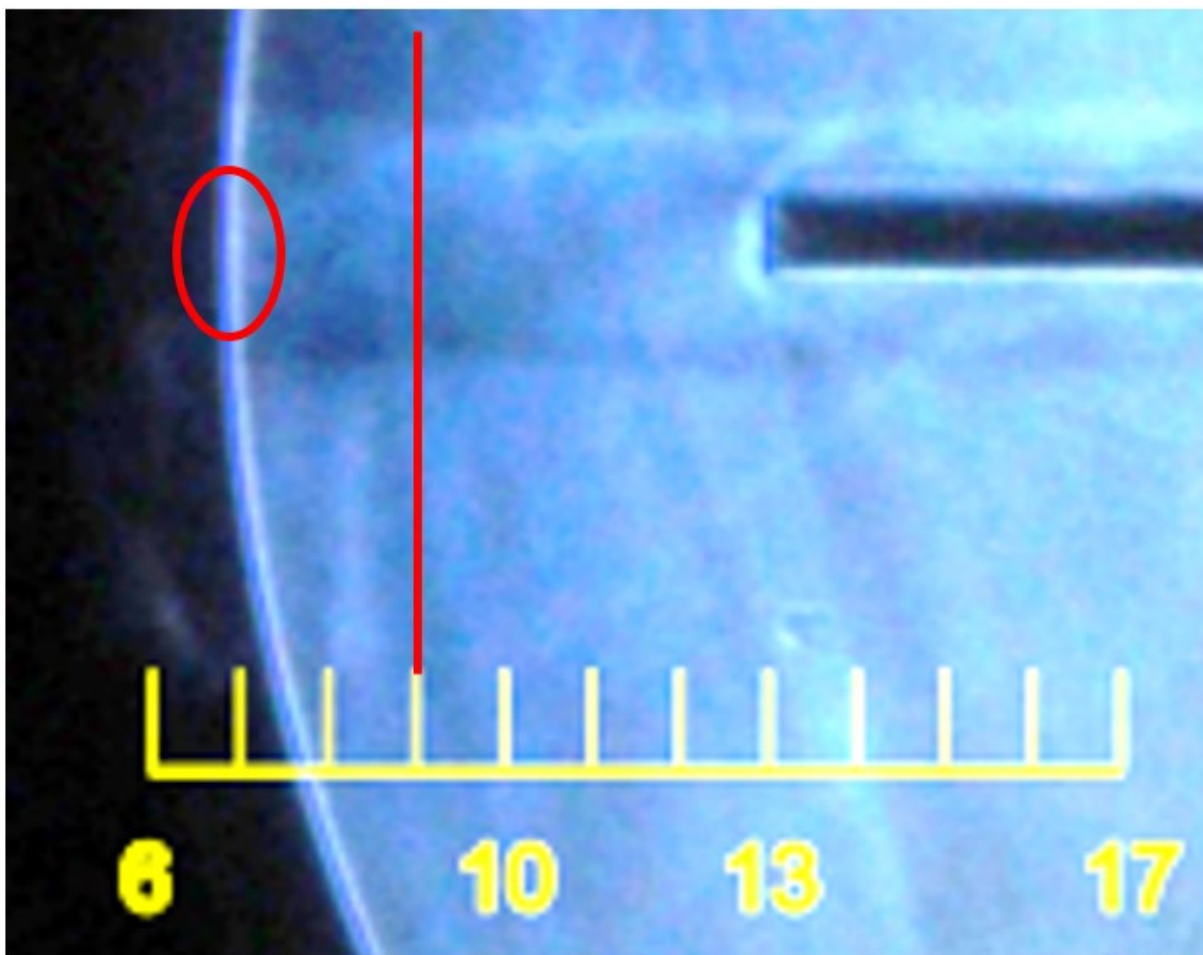
Byla provedena verifikace experimentálního měření a CFD analýzy snímáním celkového tlaku pomocí uvedené vložené sondy. V tab. 6.6 jsou uvedeny srovnávací hodnoty s uvedenými chybami měření.

Tab. 6.6 Srovnání experimentálního měření celkového tlaku v ose proudění s výsledky z CFD analýz.

V1 [Pa]	V2 [Pa]	Celkový tlak experimentální [Pa]	Celkový tlak CFD [Pa]	Chyba [%]
109 000	8 625	27 375	26 940	1,59
95 000	7 588	24 588	23 502	4,40
80 000	6 446	20 146	17 520	13,0
65 000	5 300	16 800	15 260	9,17
50 000	4 112	13 412	12 537	6,52
40 000	3 315	11 515	10 050	12,72
15 000	1 287	4 287	3 832	10,60

6.2.2 Varianta 65 000 Pa s vloženou sondou

Jako druhá varianta byla pro srovnání vybrána varianta 65 000 Pa, u které je podle obr. 6.19 patrné, že u druhé oblasti gradientů dochází ke gradientu již ve vzdálenosti 7 mm. Na obr. 6.21 je vidět, že tento gradient je již na hranici zorného pole označený červeným kroužkem. Výsledky optických metod prokazují stejně jako CFD analýzy posun v umístění tohoto gradientu v místě kolmé rázové vlny, ze které vychází křížení šikmých rázových vln. Toto má vliv také na posun zlomu komprese a expanze na ohraničení proudu. Toto umístění je zobrazeno na obr. 6.21 červenou kolmou čarou. V místě zlomu je vidět i konec šikmé rázové vlny vycházející z kolmé rázové vlny situované v červeném kroužku. Ostatní popis je analogický jako na obr. 6.16.



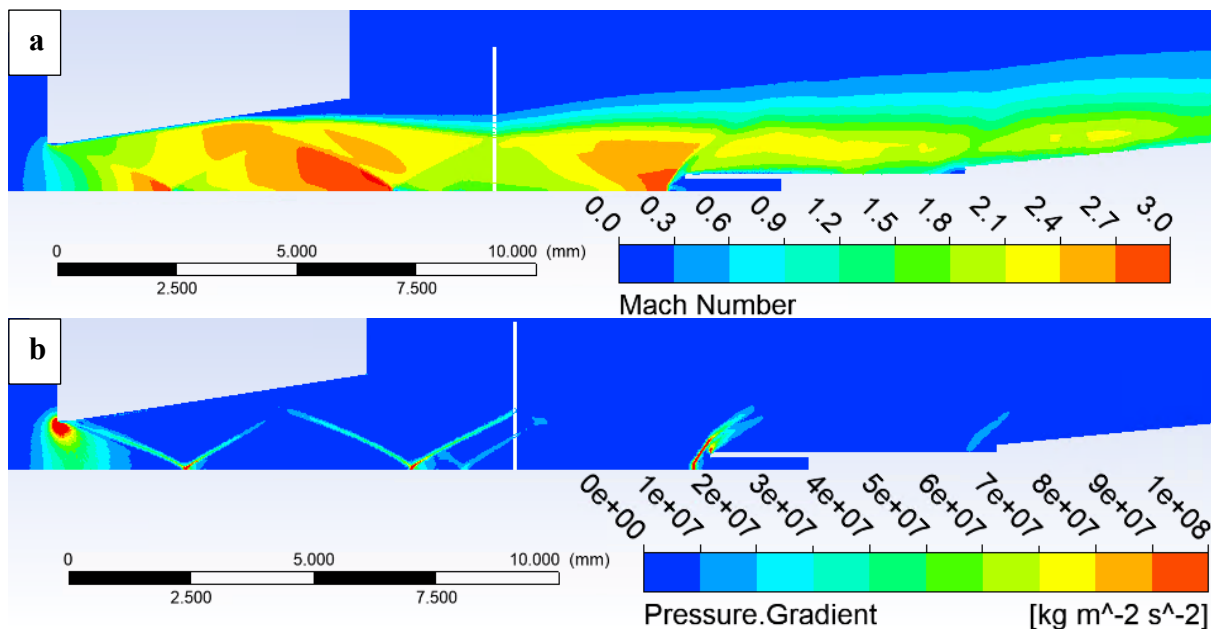
Obr. 6.21 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 65 000 Pa.

Na obr. 6.22a a 6.22b jsou uvedeny výsledky CFD analýz rozložení Machova čísla a tlakového gradientu pro srovnání s výsledkem optických metod na obr. 6.21. Je patrná shoda v umístění zlomu komprese a expanze na ohraničení proudu.

Na této pozici je patrná rázová vlna na ohraničení proudu s okolní prostředím. Její směřování směrem k ose potvrzuje kompresi a charakter podexpandované dýzy.

1. Na této pozici přibližně v místě dráhy 9,4 mm dochází ke zlomu a od tohoto místa se na ohraničení proudu opět šíří expanze.
2. V místě pozice 3 do volně ohraničeného proudu zasahuje šikmá rázová vlna vycházející z kolmé rázové vlny tvořící se před čelem sondy.
3. Pozici 4 ukazuje šikmou rázovou vlnu směřující do zlomu komprese a expanze na ohraničení proudu.
4. Pozice 5 ukazuje kolmou rázovou vlnu vytvořenou před čelem sondy.

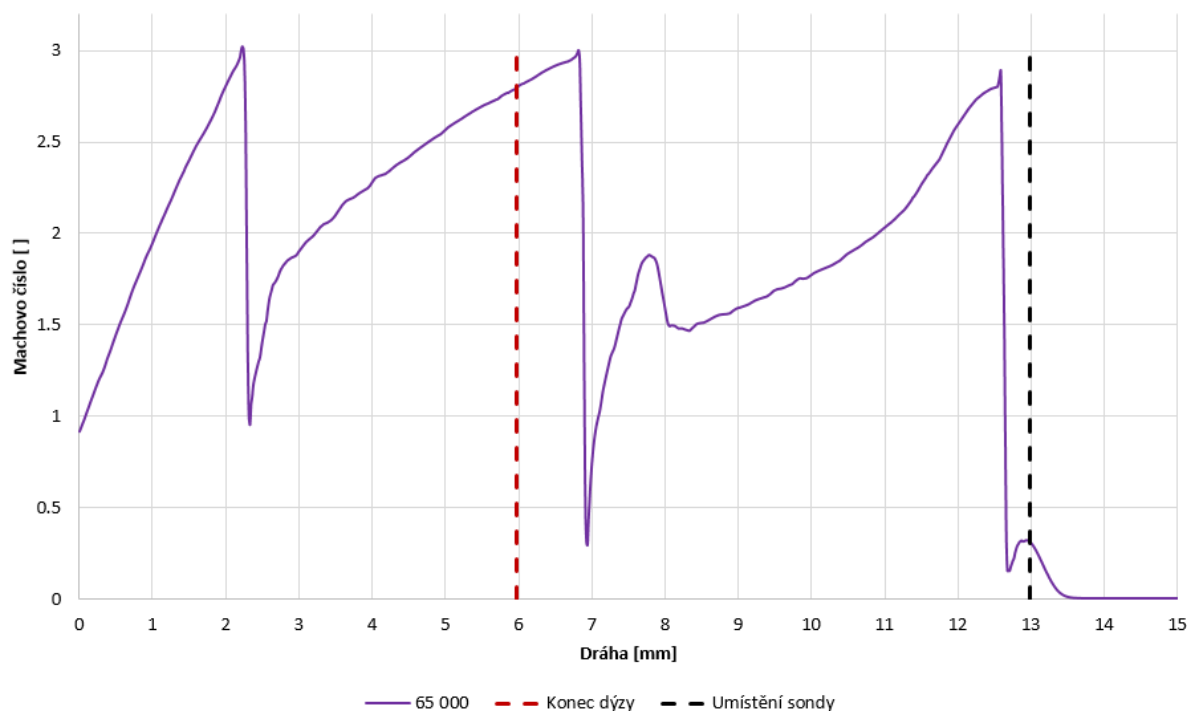
Pozice 6 ukazuje šikmou rázovou vlnu podobně jako pozice 3.



Obr. 6.22 Rozložení Machova čísla (a) a tlakového gradientu (b) v dýze pro variantu 65 000 Pa s vloženou sondou.

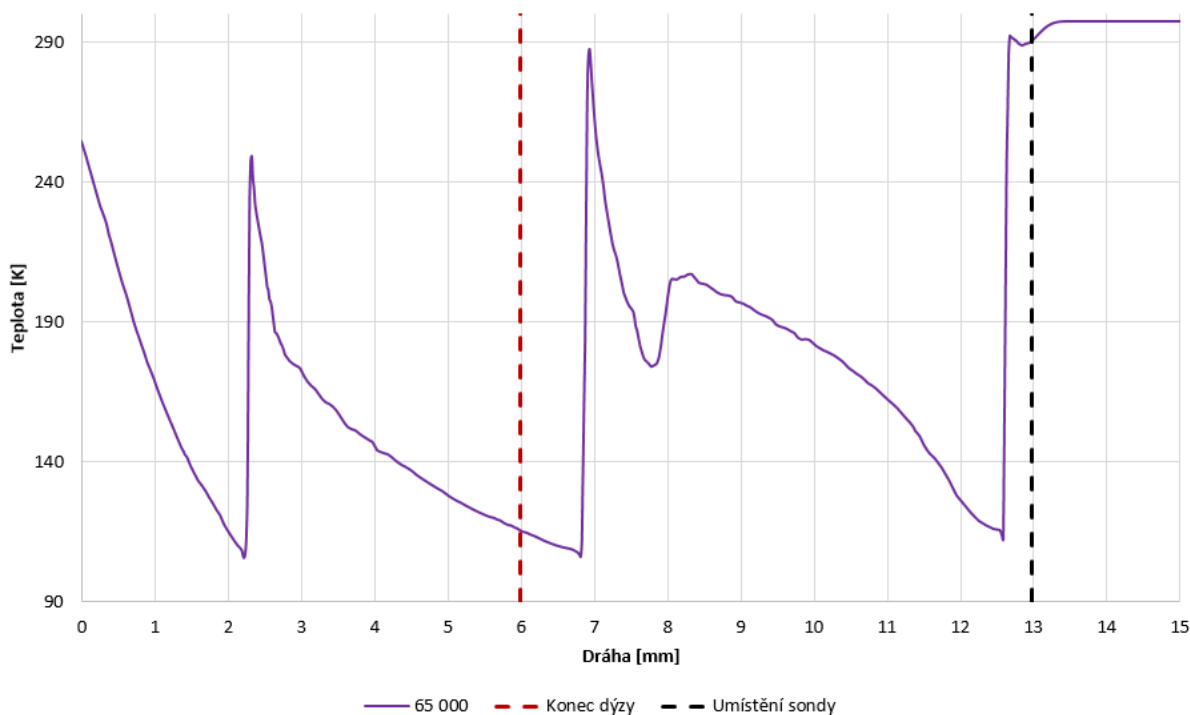
Na obr. 6.23 je vynesena průběh rychlosti v podobě Machova čísla pro danou variantu na zkoumané dráze od clony po hrdlo sondy pro snímání celkového tlaku (obr. 6.13).

Z výsledků je patrné, že na dráze dochází ke třem gradientům a u všech klesá rychlost proudění pod hodnotu 1 Mach, což značí vnik kolmé rázové vlny. Tyto krátké kolmé rázové vlny jsou patrné na obr. 6.22b v místech prvních dvou gradientů. Výrazná kolmá rázová vlna je patrná před čelem sondy.



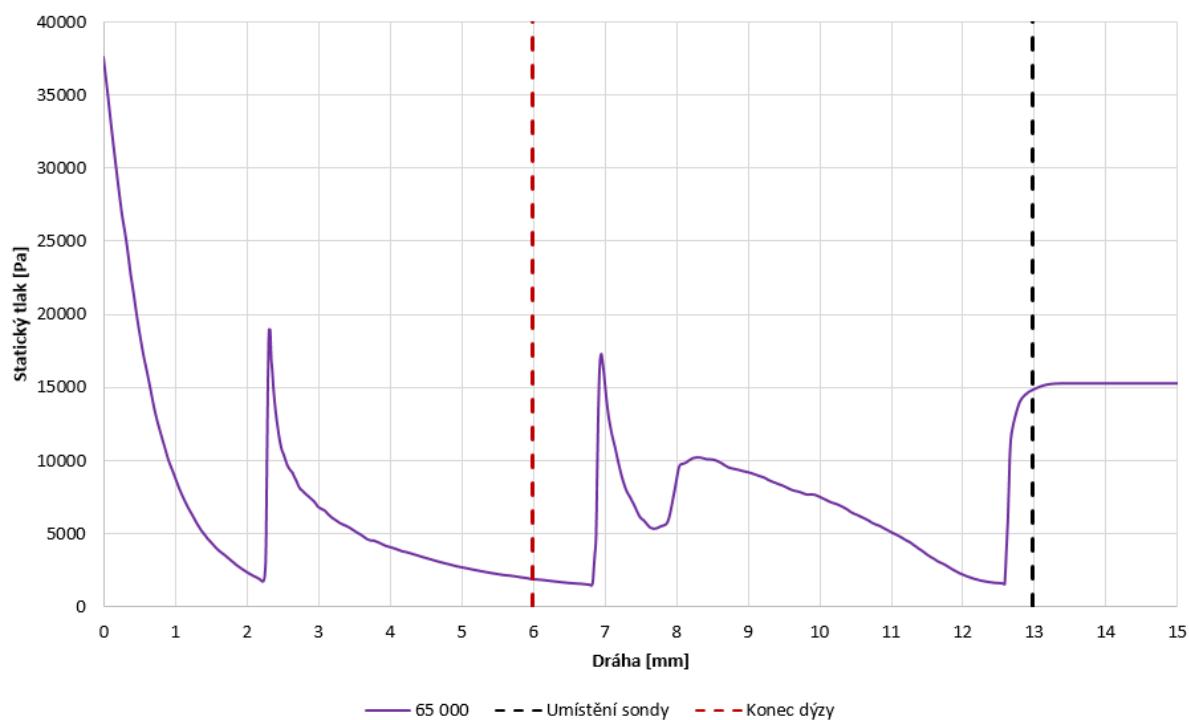
Obr. 6.23 Průběh Machova čísla na dráze pro variantu 65 000 Pa s vloženou sondou.

Jak bylo již uvedeno, intenzita skoku teploty je úměrná síle rázové vlny. Na obr. 6.24 je uveden průběh teploty na dráze. Z grafu vychází, že první kolmá rázová vlna je nejslabší, zatímco druhá kolmá rázová vlna a kolmá rázová vlna před sondou mají podobnou intenzitu.



Obr. 6.24 Průběh teploty na dráze pro variantu 65 000 Pa s vloženou sondou.

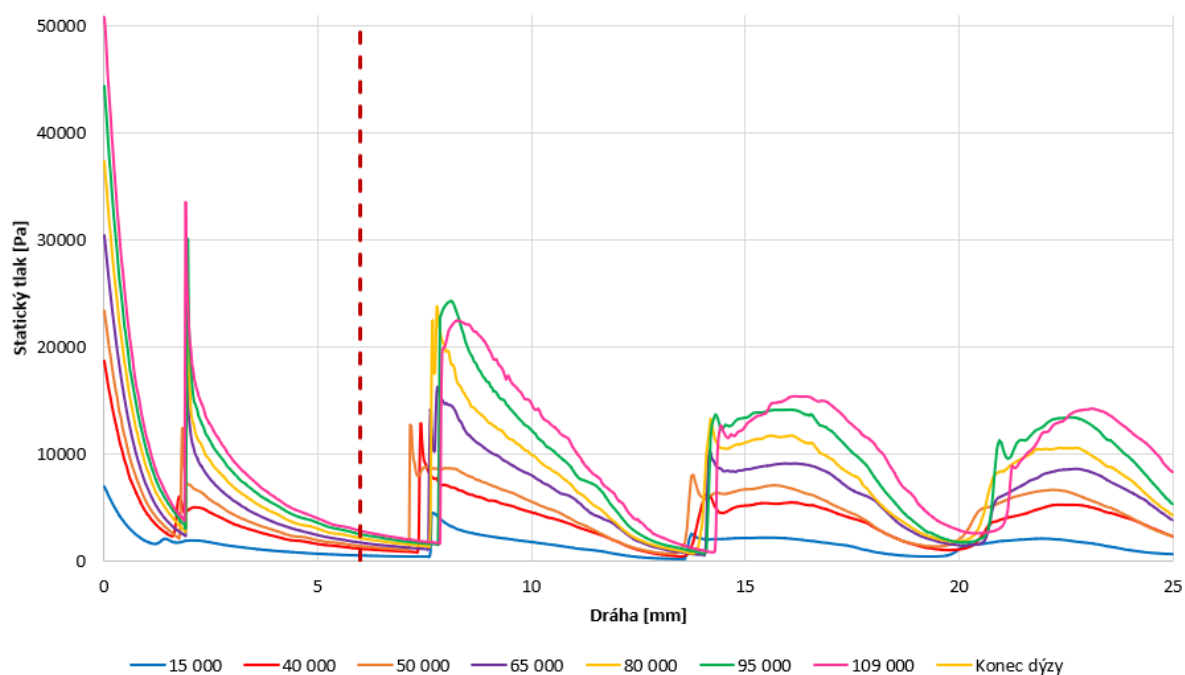
Pro úplnost je třeba uvést třetí ze stavových veličin popisující charakter proudění v nadzvukovém režimu, a to průběh statického tlaku na dané dráze (obr. 6.25). Zde je možné upozornit na malý gradient na pozici v 8 mm v oblasti dráhy. Tento malý gradient je patrný na obr. 6.22b. Protože je výrazně slabší než ostatní tři dříve analyzované, což potvrzuje i jen malý nárůst teploty (obr. 6.24), je slaběji zachytitelný pomocí optických metod. Nicméně je možné jej nalézt na obr. 6.21. Jeho přesnější zachycení je v plánu v dalším rozvoji této metody.



Obr. 6.25 Průběh statického tlaku na dráze pro variantu 65 000 Pa s vloženou sondou.

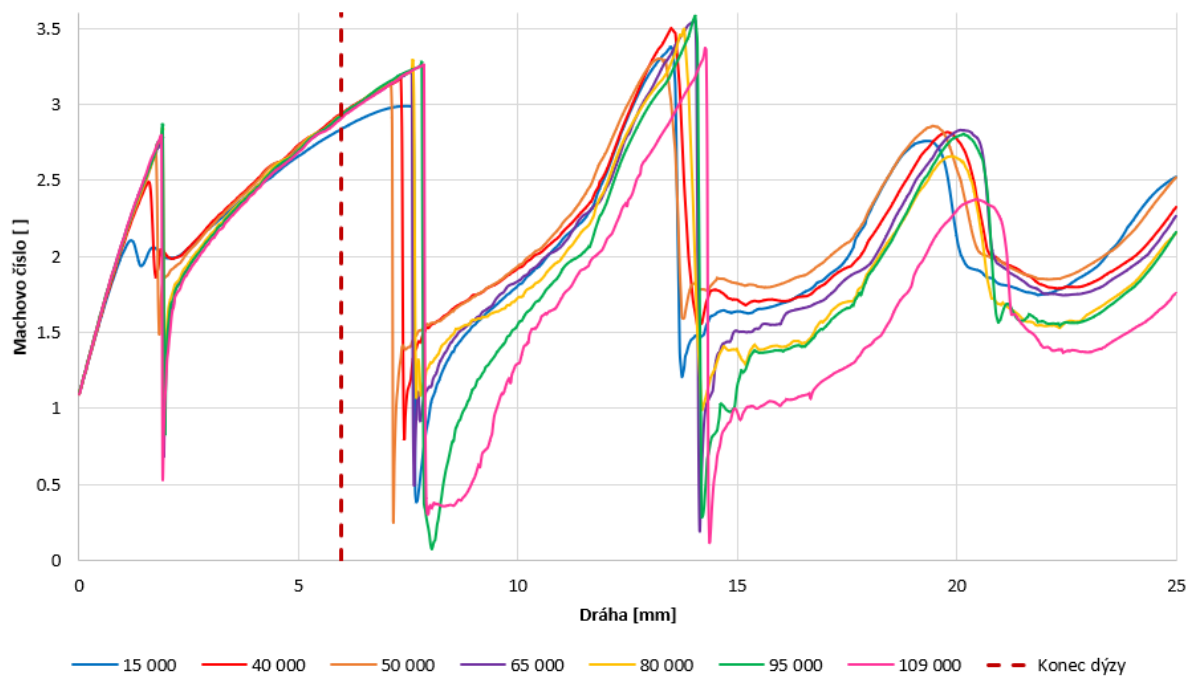
6.2.3 Analýza výtoku plynu do volného prostředí

Jako další varianta byla provedena analýza tentokrát výtoku plynu do volného prostředí. Na obr. 6.26 je vyobrazen průběh statického tlaku na dráze uvedené na obr. 6.14. Na průběhu je opět patrné, že ještě v prostoru dýzy je tlakový gradient u všech variant vesměs na stejné pozici. Naopak ve volném prostoru dochází k jeho posunu. S klesajícím tlakem platí většinou, že se umístění druhého i třetího gradientu posouvá směrem k ústí dýzy.

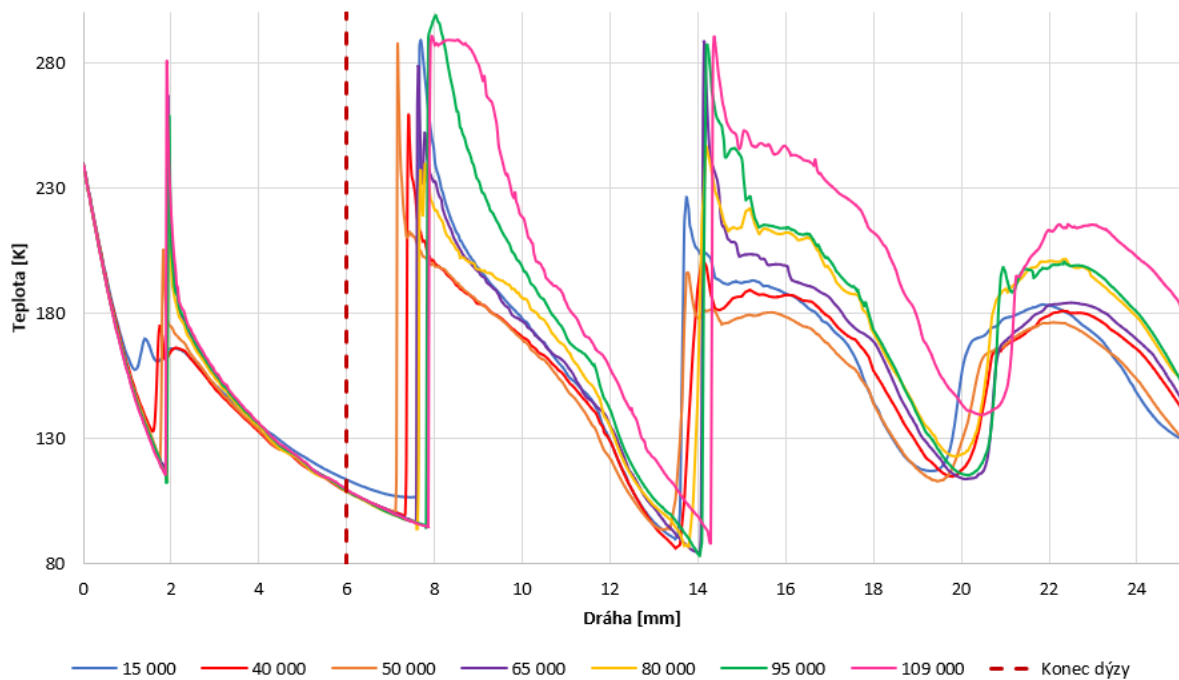


Obr. 6.26 Průběh statického tlaku na dráze pro vybrané varianty bez vložené sondy.

Podobně vychází na statickém tlaku závislý průběh Machova čísla (obr. 6.27) i statické teploty (obr. 6.28). Jejich průběh koresponduje a z průběhu Machova čísla je opět možné poznat, u kterých gradientů klesá hodnota Machova čísla pod hodnotu 1 Mach, a v tom případě v daném místě vzniká kolmá rázová vlna. V případě poklesu veličiny Machova čísla pouze nad hranici 1 Mach vzniká jen křížení šikmých rázových vln s menším gradientem. Pomocí průběhu teploty je možné vyhodnotit u jednotlivých variant intenzitu rázové vlny. Zde je zřejmé, že u variant, kde dochází k posunu gradientu blíže k ústí dýzy, většinou nedochází k poklesu rychlosti pod hodnotu 1 Mach a ke vzniku kolmé rázové vlny, a intenzita rázové vlny je podle gradientu teploty nižší.



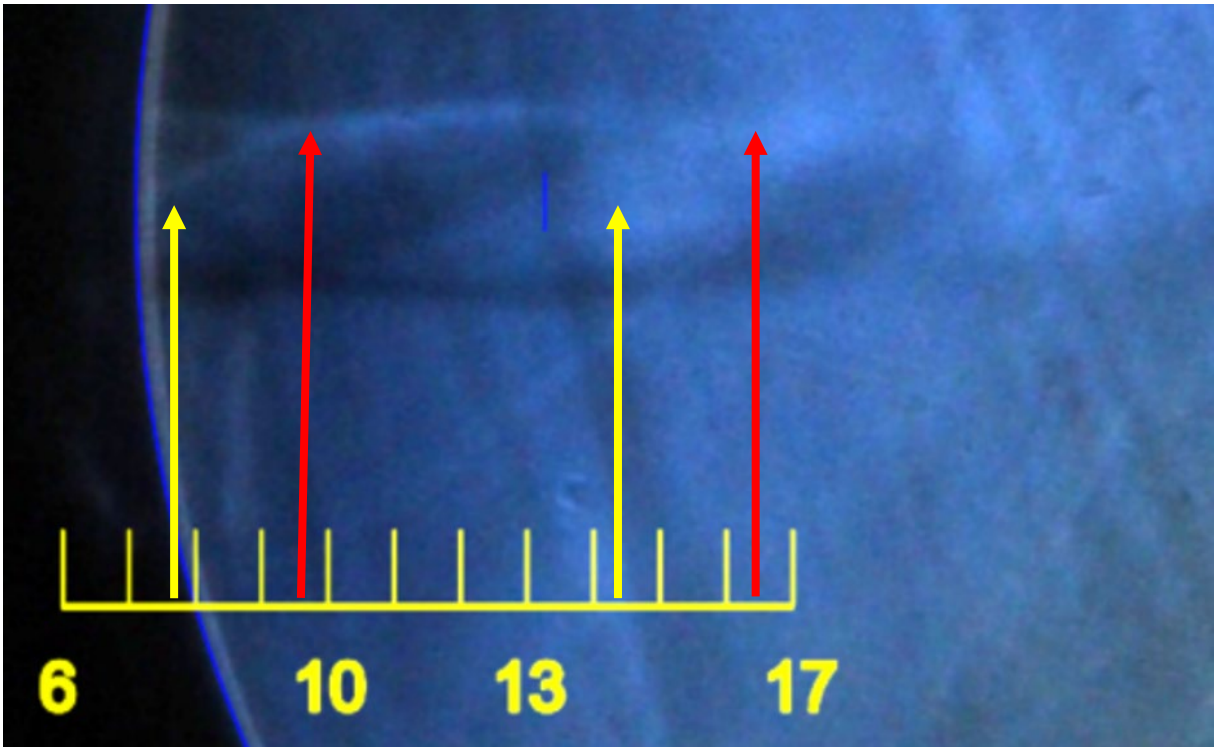
Obr. 6.27 Průběh Machova čísla na dráze pro vybrané varianty bez vložené sondy.



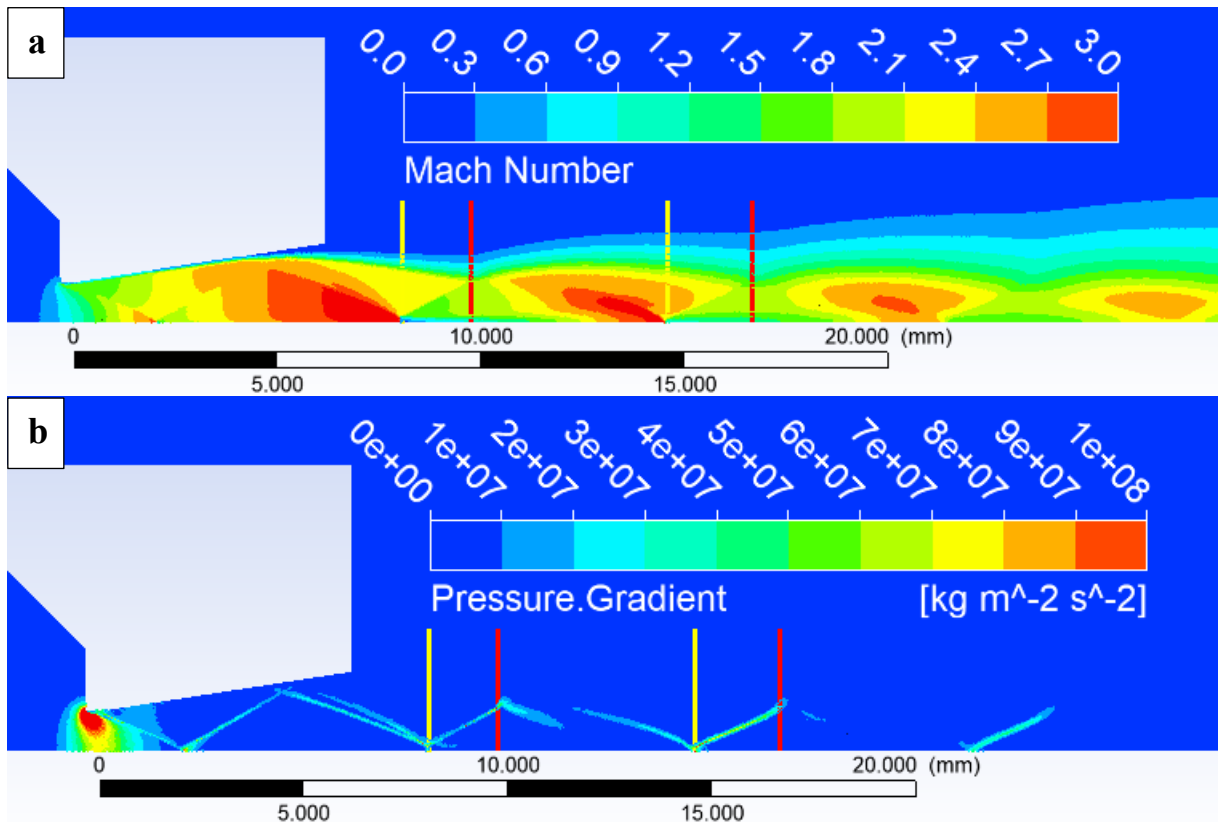
Obr. 6.28 Průběh teploty na dráze pro vybrané varianty bez vložené sondy.

Pro srovnání byly opět vyhodnoceny dvě varianty s výrazně rozdílnými lokacemi druhého a třetího gradientu.

Jako první varianta byla zvolena varianta 109 000 Pa. Na obr. 6.29 je rozložení tlakového gradientu pomocí optických metod. Jsou především patrné zlomy kompresních a expanzních vln na ohrazení volného proudu. Tento charakter je patrný na obr. 6.30a u rozložení Machova čísla a tlakového gradientu. Rozložení Machova čísla prokazuje shodný charakter kompresních a expanzních vln a jejich zlomů. K těmto zlomům dochází ve vzdálenostech 9,6 mm a 16,5 mm. Charakter rázových vln je vykreslen na obr. 6.30b. Zde je vidět charakter zdvojených šikmých rázových vln. Toto zdvojení má svůj důvod m.j. u velkého tlakového spádu. Vyšší tlakový poměr vede k silnějším rázovým vlnám a složitější struktuře výtoku, včetně výraznějšího zdvojení rázových vln. Ve zkoumaných variantách je tlakový poměr přibližně 12:1, což je dostačující ke vzniku daného jevu. Tento jev je slabě patrný na obr. 6.29, ale bude třeba v dalším výzkumu dosáhnout výraznějších kontur šikmých rázových vln, čehož by mělo jít dosáhnout přestavbou optické soustavy do hybridního rozložení kombinujícího výhody dvou-čočkového a jedno-zrcadlového systému, a které by mělo odstranit prostorové zkreslení a zachovat citlivost původní použité optické soustavy. Nicméně při srovnání zlomu kompresních a expanzních vln je při srovnání umístění zlomů u druhého a třetího gradientu u této varianty a u následně popsané varianty 50 000 Pa patrný posun charakteru popsaný na obr. 6.26, 6.27, 6.28 a v tab. 6.7. Výsledky optiky potvrzují výsledky získané z CFD simulací o posunu daného zlomu. Výsledky získané pomocí optických metod splnily plánovaný účel jako metoda pro verifikaci CFD analýz společně s experimentálním snímáním tlaku a teploty.



Obr. 6.29 Rozložení tlakového gradientu pomocí optických metod pro variantu 109 000 Pa bez vložené sondy.

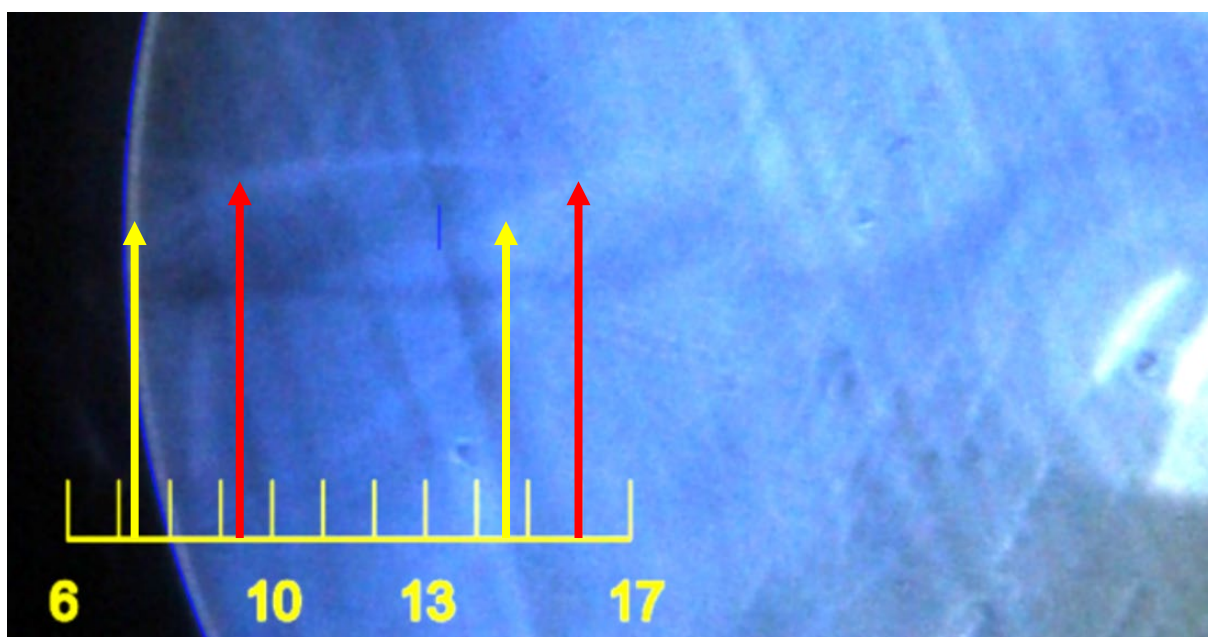


Obr. 6.30 Rozložení Machova čísla (a) a tlakového gradientu (b) v dýze pro variantu 109 000 Pa bez vložené sondy.

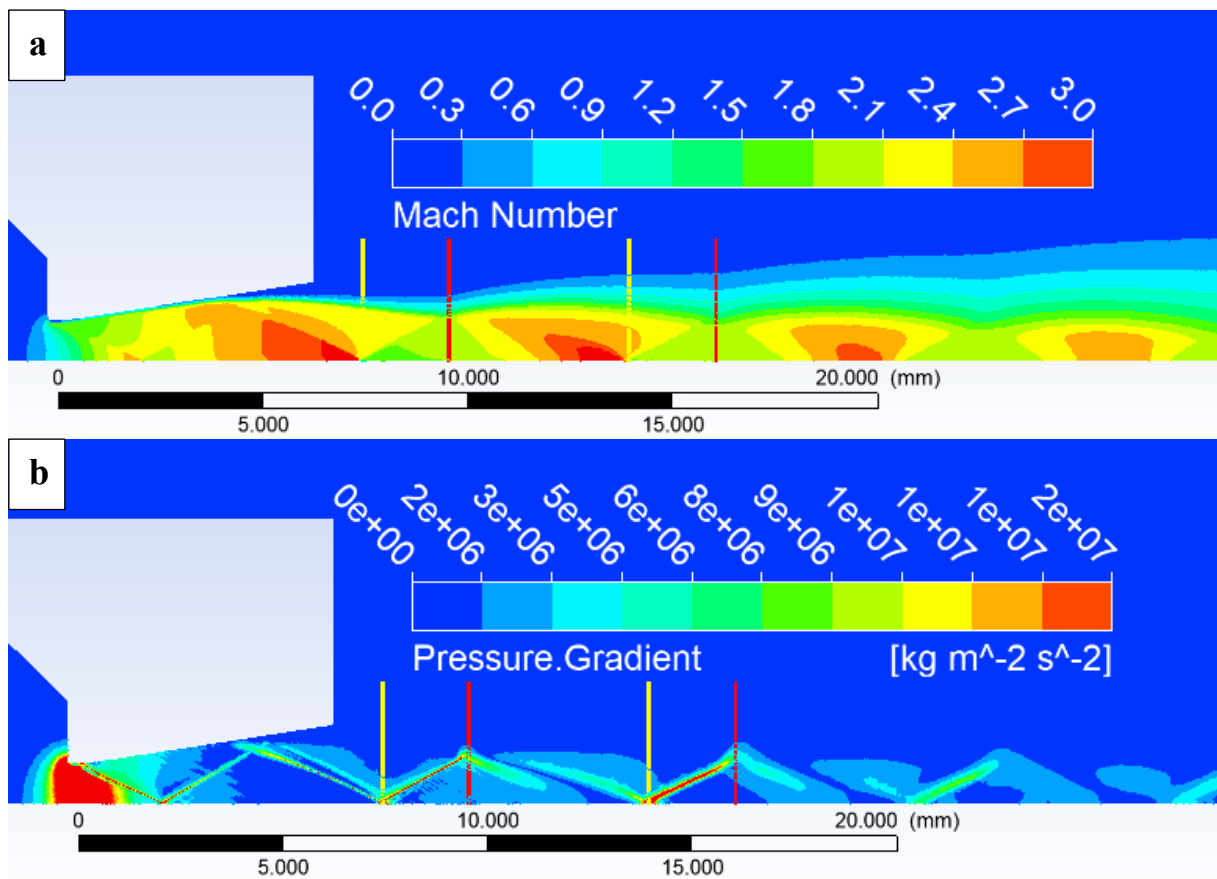
Tab. 6.7 Srovnání umístění gradientů u vybraných variant bez zasunuté sondy.

	Druhý gradient	Třetí gradient
109 000 Pa optika	9,6	16,4
109 000 Pa CFD	9,6	16,5
50 000 Pa optika	9,3	16
50 000 Pa CFD	9,3	16

Jako srovnávací varianta k variantě 109 000 Pa byla zvolena varianta 50 000 Pa. Na obr. 6.31 je opět rozložení tlakového gradientu pomocí optických metod. I zde jsou především patrné zlomy kompresních a expanzních vln na ohraničení volného proudu, které jsou analyzovány a srovnány s výsledky CFD analýz uvedených na obr. 6.32a a 6.32b u rozložení Machova čísla a tlakového gradientu. Výsledky jsou srovnány v tab. 6.7.



Obr. 6.31 Rozložení tlakového gradientu pomocí optických metod pro variantu 50 000 Pa bez vložené sondy.



Obr. 6.32 Rozložení Machova čísla (a) a tlakového gradientu (b) v dýze pro variantu 50 000 Pa bez vložené sondy.

6.3 CFD analýzy vlivu velikosti tlaku na umístění rázové vlny

Dosavadní výsledky získané se stávající dýzou v experimentální komoře, primárně určené pro studium proudění v dýze, mimo jiné prokázaly, že se v dýze tvoří rázové vlny pro očekávaný rozsah tlakových poměrů. Pro usnadnění studií optických měření je vhodné navrhnout novou dýzu pro výměnný adaptér, konkrétně kratší dýzu. K dosažení těchto cílů byly provedeny následující CFD analýzy, které připravují podklady pro další doladění optického systému a experimentálních měření pro širší rozsah tlaků, od atmosférického až po nízké tlaky používané v EREM. Cílem výzkumu je prozkoumat rozdíly v charakteristikách nadzvukového proudění při nízkých tlacích, ke kterým dochází během čerpání vakuových komor v EREM za provozních podmínek.

Z tohoto důvodu byl navržen zkrácený tvar dýzy. K určení rozměrů této dýzy byly použity dříve uvedené rovnice (rovnice (1)–(6)). Návrh vycházel z uvažovaného tlakového poměru $p_v:p_0=0,1$ a zvoleného průměru clonky 1 mm. Tlakový rozsah v komoře V2 byl měněn od atmosférického tlaku až po 2 000 Pa. Specifické tlakové poměry a jejich odpovídající označení jsou uvedeny v tab. 6.8. Podle rovnice 4 by pro výše uvedený tlakový poměr bylo Machovo číslo na výstupu dýzy 2,16. Následně jsou v tab. 6.9 uvedeny zbývající hodnoty vypočtené z ostatních vztahů. Tyto výpočty vedly k průměru výstupu dýzy 1,39 mm (obr. 6.33a).

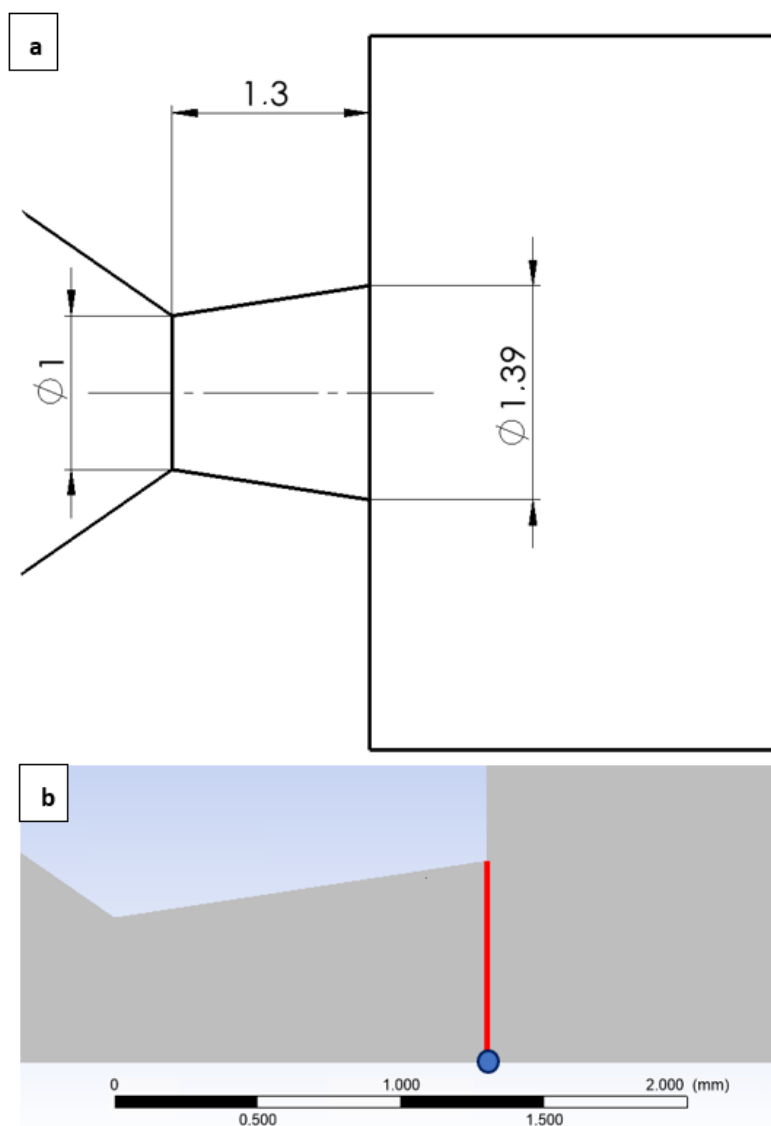
Tab. 6.8 Specifické tlakové poměry pro další CFD analýzy a jejich příslušné značení.

Varianta (příslušné značení)	p_0 (Vstupní tlak) [mm]	p_v (Výstupní tlak) [mm]
101 325 Pa	1 013 250	101 325
50 000 Pa	500 000	50 000
10 000 Pa	100 000	10 000
5 000 Pa	50 000	5 000
2 000 Pa	20 000	2 000

Tab. 6.9 Hodnoty vypočtené z Rovnice 1-6.

	Značení	Jednotky	Výsledky z Rovnice 1-6
Machovo číslo	M_v	[-]	2,16
Rychlost zvuku v komoře při $T_0 = 24$ °C	a_0	[m.s ⁻¹]	345,5
Výstupní rychlost zvuku	a_v	[m.s ⁻¹]	248,5
Výstupní rychlost	v_v	[m.s ⁻¹]	536,8
Výstupní teplota	T_v	[K]	153,7
Výstupní průřez	A_v	[mm ²]	1,39

Výsledky byly porovnány s teorií jednorozměrného isoentropického proudění (Rovnice 1-6). Výsledky jsou shrnuty v tab. 6.10, kde sloupec BOD uvádí hodnoty získané z CFD analýz na výstupu dýzy podél osy proudění a sloupec ČÁRA zobrazuje průměrnou hodnotu dané veličiny napříč celým průřezem (obr. 6.33b). Toto srovnání bylo provedeno proto, že teorie isoentropického jednorozměrného proudění předpokládá ideální plyn bez vnitřního tření a zanedbává vlivy mezní vrstvy, a tedy předpokládá, že hodnoty stavových veličin jsou napříč průřezem dýzy rovnoměrné.



Obr. 6.33 Návrh zkrácené dýzy s jejími rozměry (a) se zdůrazněným průměrem výstupu dýzy (červená čára) s bodem pro hodnoty z CFD simulací (b).

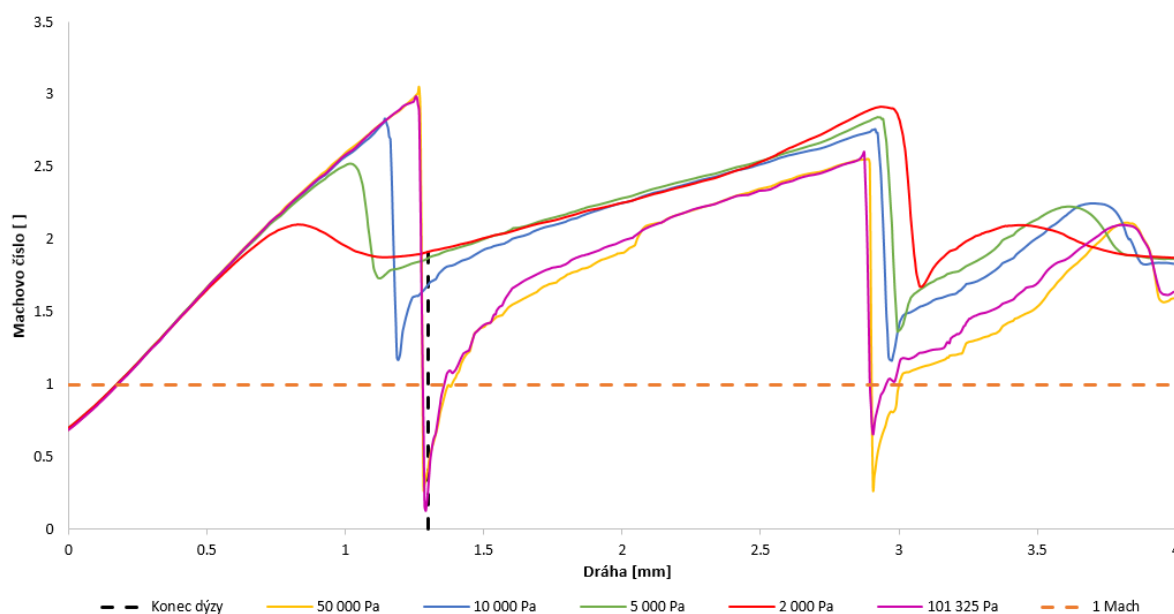
I pro tuto část byl dusík uvažován jako reálný plyn s vlastnostmi získanými z NIST, a nikoli jako ideální plyn, čímž byly zohledněny vlivy vnitřního tření a mezní vrstvy. V důsledku toho měření provedená v jediném bodě přesně nereprezentují skutečné chování proudění. Nicméně průměrné hodnoty vykazují rozumnou shodu a mírný rozdíl lze připsat rozdílům ve vlastnostech reálného plynu použitých v CFD simulacích.

Tab. 6.10 Porovnání výsledků z teorie isoentropického jednorozměrového proudění s výsledky získanými z CFD simulací.

	Značení	Jednotky	Výsledky z Rovnice 1-6	BOD	ČÁRA
Machovo číslo	M_v	[-]	2,16	2	2.1
Rychlost zvuku v komoře při $T_0 = 24\text{ °C}$	a_0	[m.s ⁻¹]	345,5	-	-
Výstupní rychlost zvuku	a_v	[m.s ⁻¹]	248,5	-	-
Výstupní rychlost	v_v	[m.s ⁻¹]	536,8	530.9	530
Výstupní teplota	T_v	[K]	153,7	160	157
Výstupní průřez	A_v	[mm ²]	1,39	-	-
Varianta 101 325 Pa					
Výstupní statický tlak	p_v	[Pa]	101 325	250 906	102 324
Výstupní hustota	ρ_v	[kg.m ⁻³]	2,29	2,9	2,2
Varianta 50 000 Pa					
Výstupní statický tlak	p_v	[Pa]	50 000	130 398	50,906
Výstupní hustota	ρ_v	[kg.m ⁻³]	1,13	1,48	1.1
Varianta 10 000 Pa					
Výstupní statický tlak	p_v	[Pa]	10 000	13 924	10 569
Výstupní hustota	ρ_v	[kg.m ⁻³]	0,226	0,29	0,227
Varianta 5 000 Pa					
Výstupní statický tlak	p_v	[Pa]	5 000	6 580	5 495
Výstupní hustota	ρ_v	[kg.m ⁻³]	0,113	0,126	0,116
Varianta 2 000 Pa					

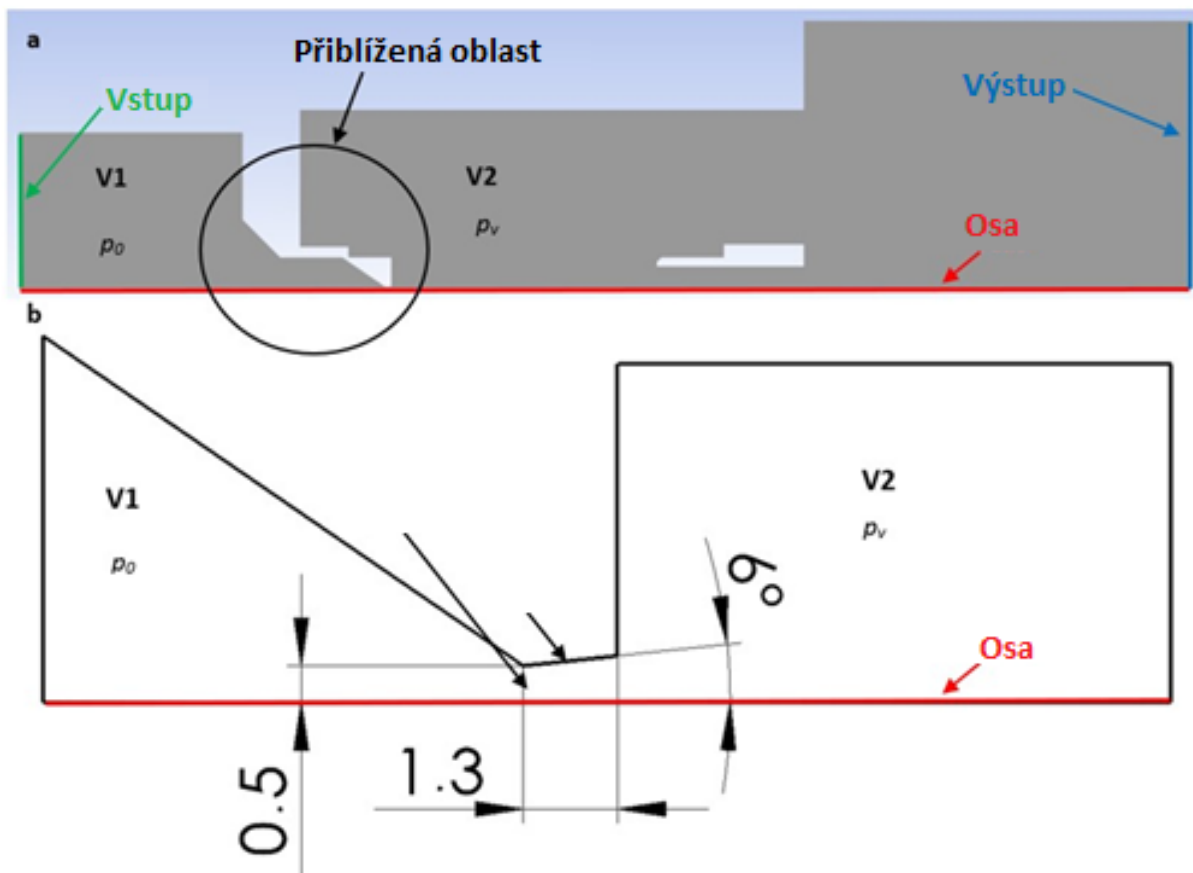
Výstupní statický tlak	p_v	[Pa]	2 000	2 506	2 288
Výstupní hustota	ρ_v	[kg.m ⁻³]	0,045	0,051	0,049

Výsledky také potvrdily očekávané zjištění, že při výstupu plynu z dýzy se v blízkosti výpočetního průřezu nevytvářejí kolmé rázové vlny. Místo toho se protínají šikmé rázové vlny. Obr. 6.34 to ilustruje a ukazuje, že Machovo číslo zůstává téměř trvale nad hodnotou 1 Mach, s několika málo výjimkami v případech s vyššími tlaky. Pozorované odchylky lze připsat neideální, reálné povaze proudění, na rozdíl od idealizovaného isoentropického jednorozměrného proudění.



Obr. 6.34 Průběh Machova čísla na dráze zkrácené dýzy pro každou variantu.

To představovalo výzvu pro tento zamýšlený výzkum, který byl založen na analýze kolmých rázových vln. Pro vyřešení tohoto problému, byl průměr výstupu dýzy zmenšen na 1,273 mm, čímž vznikla konfigurace podexpandované dýzy. Obr. 6.35a zobrazuje 2D osově symetrický model podexpandované dýzy, použitý pro CFD analýzu, spolu s popisem okrajových podmínek. Komora za clonkou je označena jako V1 a komora, do které proudí plyn skrze clonku a dýzu, je označena jako V2. Obr. 6.35b znázorňuje zvětšenou oblast zobrazující umístění clonky, dýzy a rozměry modelu.

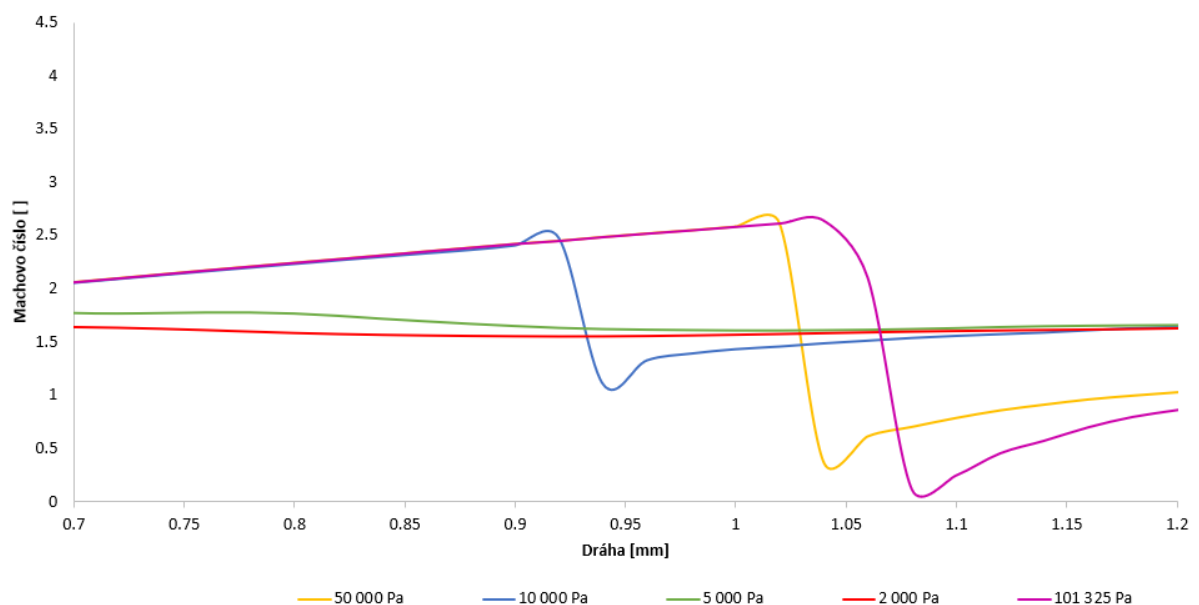


Obr. 6.35 2D osově symetrický model podexpandované dýzy pro CFD analýzu s vyznačenými okrajovými podmínkami (a) a se zvětšenou oblastí zobrazující její rozměry (b).

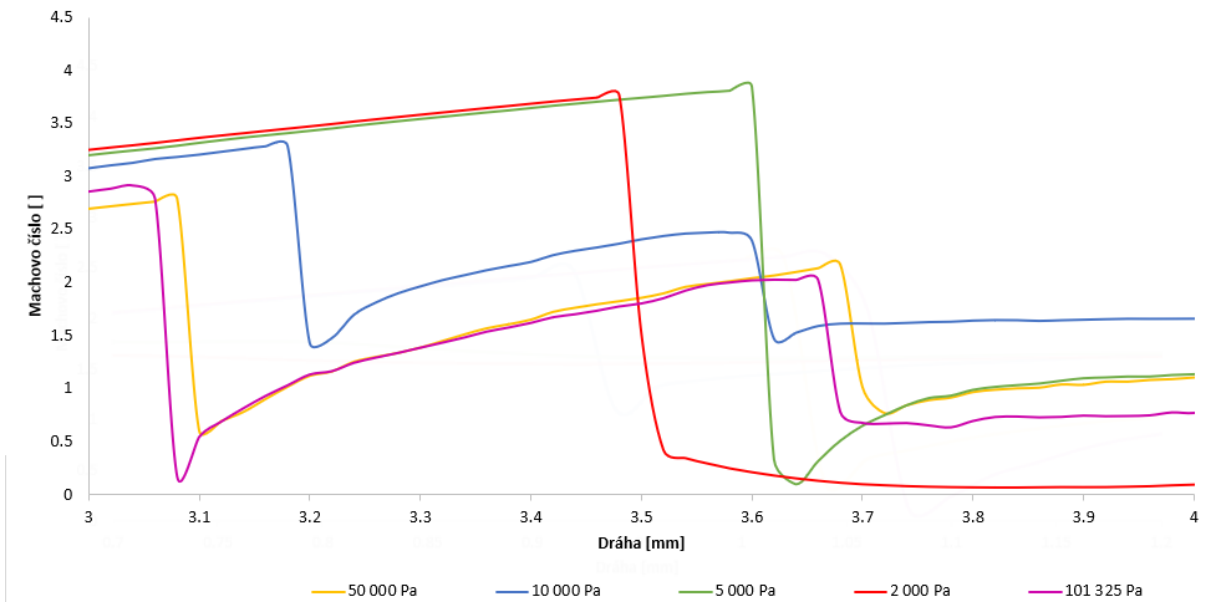
Obr. 6.34 ilustruje, že pro tlaky v rozmezí od 101 325 Pa do 10 000 Pa klesá rychlost proudění uvnitř dýzy na podzvukové hodnoty ve vzdálenosti mezi 0,9 mm a 1,1 mm před opětovným zrychlením do nadzvukové rychlosti. Nicméně pro tlaky pod 10 000 Pa zůstává rychlost proudění nadzvuková v celé zkoumané oblasti. Jejich profily, v našem případě varianty 5 000 a 2 000 Pa, vykazují značné rozdíly. Tyto odchylky přímo ovlivňují následný vývoj nadzvukového proudění, jak bude popsáno níže.

Je pozoruhodné, že přechod k nadzvukovému proudění, charakterizovaný vznikem kolmé rázové vlny, nastává v různých vzdálenostech od clonky pro všechny varianty, což přímo souvisí s hodnotou tlaku. Vznik první kolmé rázové vlny uvnitř dýzy nastává v největší vzdálenosti pro variantu s nejvyšším tlakem, konkrétně 101 325 Pa. Naopak, s klesajícím tlakem v komoře V2 se vznik kolmé rázové vlny posouvá blíže ke clonce. Tento jev je zřetelnější na obr. 6.36, kde bylo měřítko upraveno tak, aby zvětšilo oblast počátečního poklesu rychlosti proudění pod 1 Mach. Pro tlaky pod 10 000 Pa je pozorován významný rozdíl v chování. Zatímco pro celý rozsah tlaků od 101 325 Pa do 10 000 Pa zůstává profil rychlosti podobný, pouze se zmenšuje vzdálenost vzniku první kolmé rázové vlny od clonky. Navíc se zmenšuje i velikost poklesu rychlosti pod 1 Mach. Nicméně pro tlaky pod 10 000 Pa je profil rychlosti zcela odlišný. Dochází k mírnému poklesu rychlosti proudění, ale neklesá pod hodnotu 1 Mach, tudíž se nevytváří kolmá rázová vlna, ale mírný pokles rychlosti u variant 2 000 Pa a 5 000 Pa je způsoben šikmou rázovou vlnou. Důvodem menšího poklesu rychlosti u variant s nižším tlakem je odlišný poměr setrvačných a vazkých sil. Při nižších tlacích se vliv viskózních sil stává výraznějším a brání vzniku tenčí a intenzivnější kolmé rázové vlny vlivem nižších setrvačných sil. Snížený pokles rychlosti následně ovlivňuje umístění a charakteristiky druhé kolmé rázové vlny.

Výsledky zde prezentované přímo ovlivňují jevy probíhající podél zkoumané dráhy, zejména v oblasti mezi 3 mm a 3,6 mm, kde jsou pozorovány efekty závislé na clonce. Obr. 6.37 poskytuje zvětšený pohled na tuto oblast a odhaluje, že u tlakových variant vykazujících podzvukové rychlosti ve clonce dochází po druhé kolmé rázové vlně k následnému poklesu rychlosti pod 1 Mach. Zajímavé je, že u těchto případů je pořadí vzniku rázových vln obrácené. Vyšší tlaky vedou ke vzniku rázových vln blíže ke clonce. Například varianta 101 325 Pa vykazuje nejbližší vznik rázové vlny, zatímco varianta 50 000 Pa ji tvoří dále. Toto chování lze připsat sníženému poklesu rychlosti napříč počáteční rázovou vlnou v trysce pro nižší tlaky. V důsledku toho je následný nárůst rychlosti méně výrazný, což zpožďuje vznik druhé rázové vlny. Periodicky se přibližně ve 3,7 mm objevuje třetí kolmá rázová vlna. Změny v charakteristikách proudění jsou ještě výraznější u hraničního případu 10 000 Pa a variant s nižším tlakem. Vzhledem k nepatrnému poklesu pod 1 Mach u první kolmé rázové vlny zaznamenává hraniční varianta nejrychlejší nárůst rychlosti po této první rázové vlně a následný pokles nastává ve vzdálenosti téměř 3,2 mm, po kterém následují pulzace nad 1 Mach. U variant 5 000 Pa a 2 000 Pa, kde rychlost proudění neklesá do podzvukové rychlosti ve clonce, jsou pulzace a poklesy rychlosti způsobeny pouze šikmými rázovými vlnami, bez náhlých změn vyvolaných kolmými rázovými vlnami. To vede ke zpomalení proudění do podzvukové rychlosti ve značné vzdálenosti u obou variant.

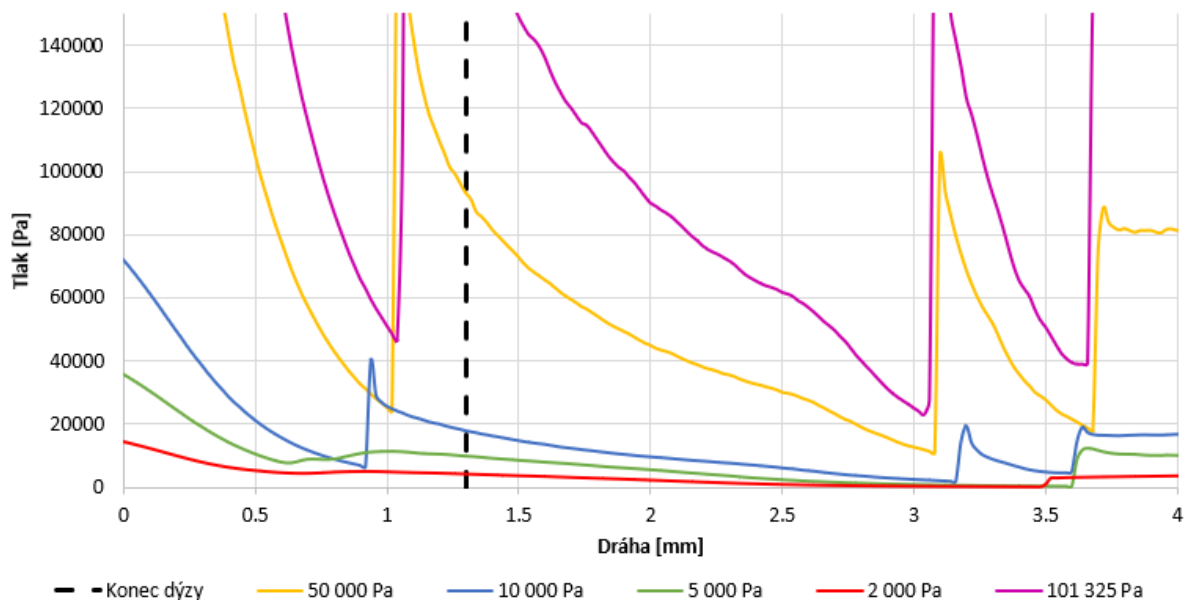


Obr. 6.36 Průběh Machova čísla na dráze pro každou variantu s upravenou stupnicí.



Obr. 6.37 Průběh Machova čísla na dráze pro každou variantu s další upravenou stupnicí.

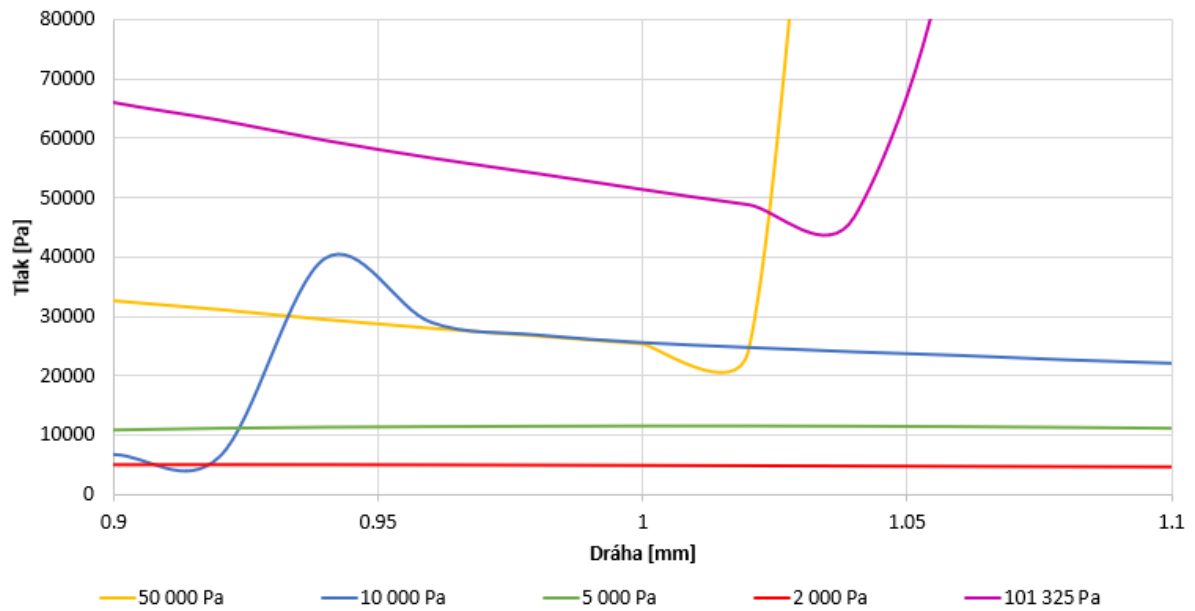
Rozložení Machova čísla má přímý vliv na profil tlaku, který silně závisí na rychlosti proudění. Obr. 6.38 zobrazuje rozložení tlaku podél dráhy a jasně indikuje přítomnost tlakových gradientů v místech odpovídajících kolným rázovým vlnám. Jsou patrné tři odlišné oblasti vzniku rázových vln: kolem 1 mm, přibližně 3,1 mm a ve 3,6 mm podél dráhy.



Obr. 6.38 Průběh tlaku na dráze zkrácené dýzy pro každou variantu.

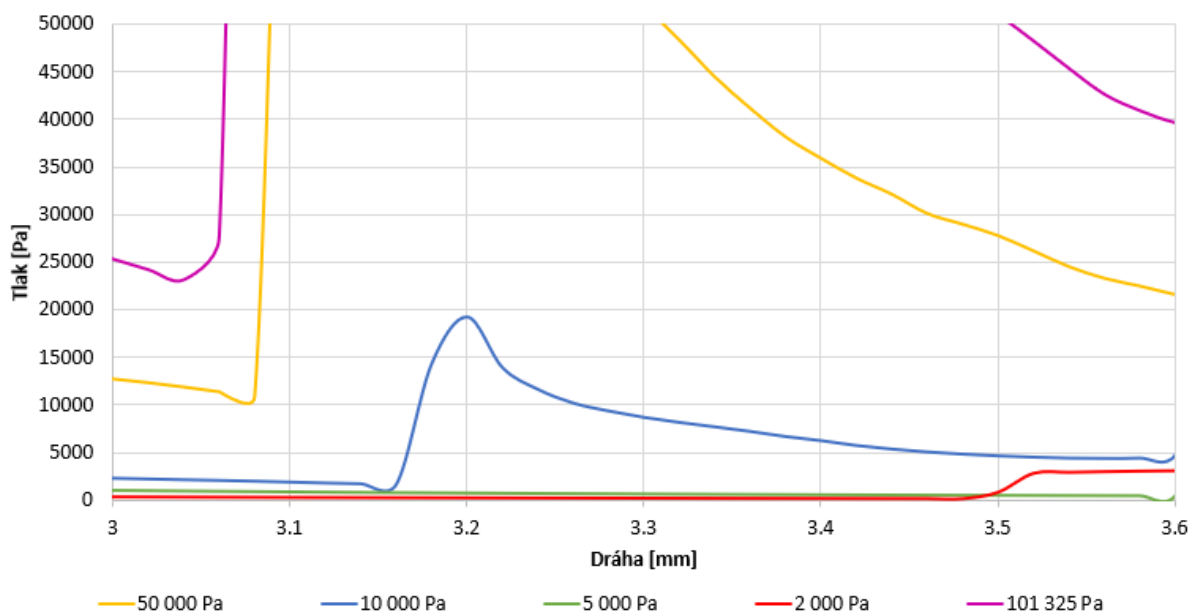
Nejdříve byly prozkoumány jevy probíhající v počáteční oblasti. Jak již bylo dříve zmíněno, pro tlaky pod 10 000 Pa nevykazuje oblast kolem 1 mm (uvnitř dýzy) tlakové gradienty spojené s kolnými rázovými vlnami. Avšak pro vyšší tlaky vyvolává pokles rychlosti pod 1 Mach významné tlakové gradienty, které přímo souvisejí s následným nárůstem rychlosti a konečným poklesem do podzvukové rychlosti. V důsledku toho se tlakový gradient pro

variantu 101 325 Pa nachází nejdále podél dráhy, přičemž následné gradienty se vyskytují blíže ke clonce. Tyto polohy budou přesně určeny analýzou vynesných tlakových gradientů. Obr. 6.39 poskytuje zvětšený pohled na oblast kolem 1 mm a zvýrazňuje vznik počátečních kolmých rázových vln.



Obr. 6.39 Průběh tlaku na dráze pro každou variantu s upravenou stupnicí.

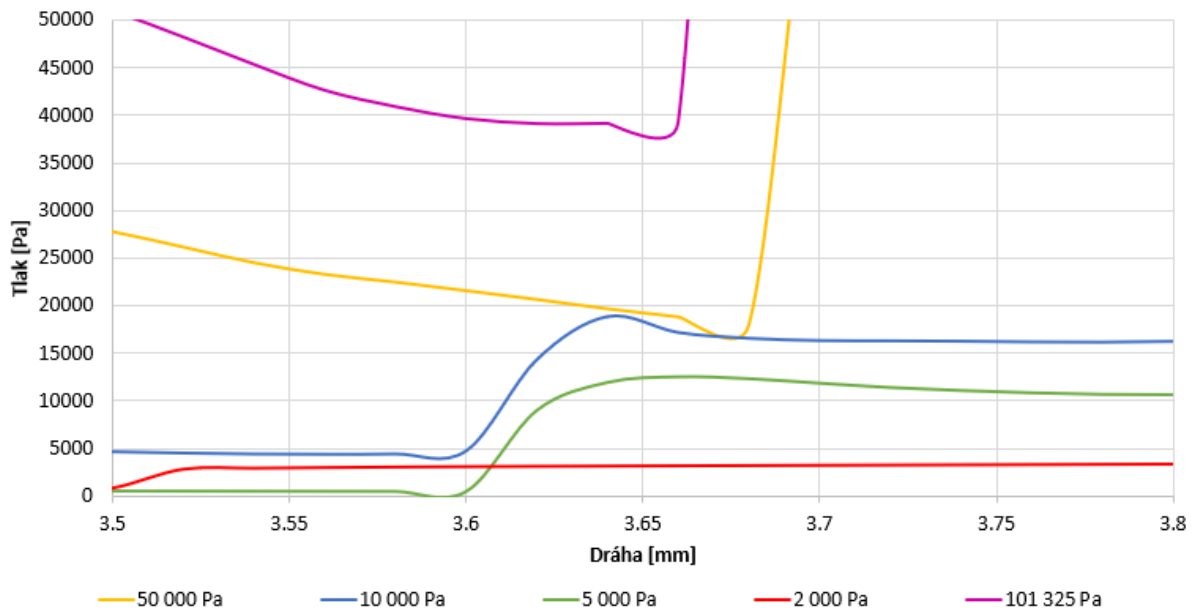
V druhé oblasti je pozorován obrat v pořadí vzniku kolmých rázových vln (obr. 6.40). Varianta 101 325 Pa vykazuje nejdřívější vznik tlakového gradientu, zatímco varianta 10 000 Pa ho vykazuje nejpozději. U variant pod 10 000 Pa brání dominance viskózních sil nad silami setrvačnými dostatečnému zpomalení proudění. Tento obrat v pořadí u variant s vyšším tlakem lze připsat poklesu rychlosti v první oblasti, který ovlivňuje jevy v druhé oblasti. Větší pokles na podzvukové rychlosti, po kterém následuje rychlejší nárůst, vede k dřívějšímu vzniku následné kolmé rázové vlny. Varianta 101 325 Pa zaznamenala nejvýznamnější pokles rychlosti v první oblasti.



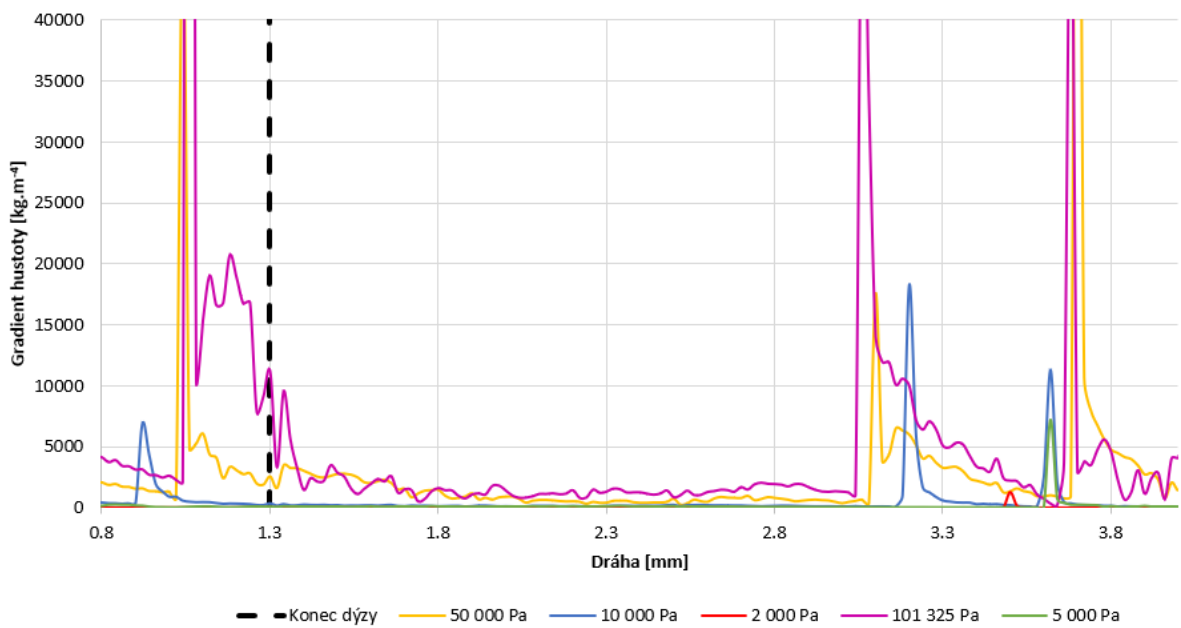
Obr. 6.40 Průběh tlaku na dráze pro každou variantu s další upravenou stupnicí.

Ve třetí oblasti se projevují dva jevy (obr. 6.41). Trend pozorovaný v předchozích oblastech, kdy se rázová vlna tvoří blíže pro typy proudění s prudšími počátečními poklesy rychlosti, platí i nadále pro varianty 101 325 Pa a 50 000 Pa. Nicméně u varianty 10 000 Pa vede snížený vliv setrvačných sil k méně výraznému nárůstu rychlosti po rázové vlně, což má za následek dřívější zpomalení a vznik rázové vlny. Naproti tomu u variant s tlaky pod 10 000 Pa se proudění stává poprvé v této vzdálenosti podzvukovým, což vede ke vzniku počáteční kolmé rázové vlny.

Významným zjištěním z těchto analýz je, že od tlaku přibližně 10 000 Pa vykazuje proudění výrazně odlišný charakter v důsledku značného rozdílu v poměru setrvačných a vazkých sil ve srovnání s typickými atmosférickými podmínkami. To je nutné brát v úvahu, protože diferenciálně čerpané komory v environmentálním rastrovacím elektronovém mikroskopu pracují v tomto tlakovém režimu. Obr. 6.42 přímo zobrazuje první derivaci hodnot gradientu hustoty, které je možno zobrazit šlírovými metodami. Tyto hodnoty lze použít k odvození poloh předpokládaných kolmých rázových vln pro srovnání. Výsledky jsou shrnuty v tab. 6.11.



Obr. 6.41 Průběh tlaku na dráze pro každou variantu s opět upravenou stupnicí.



Obr. 6.42 Průběh tlakového gradientu na dráze pro každou variantu.

Tab. 6.11 Vzdálenost rázové vlny od clonky.

Pozice rázové vlny			
Varianta	1 [mm]	2 [mm]	3 [mm]
101 325 Pa	1,06	3,06	3,68
50 000 Pa	1,04	3,1	3,7
10 000 Pa	0,92	3,2	3,62
5 000 Pa	-	-	3,62
2 000 Pa	-	-	3,5

7 Závěr

V uvedené práci bylo provedeno odladění a konfigurace využití optických metod jako součást komplexního výzkumu v oblasti nadzvukového proudění v oblasti nízkých tlaků na pomezí mechaniky kontinua. Daná konfigurace byla odladěna na nově navržené experimentální komoře simulující stav diferenciálního čerpání v EREM.

Výsledná optická aparatura byla odladěna z hlediska použitého zdroje světla a úpravy (fokusace a ořezu) svazku paprsků světla pro získání co nejuvěrnějšího šlírového obrazu nadzvukového proudění.

Dané výsledky byly srovnány s výsledky získány pomocí CFD modelování v systému Ansys Fluent. Tyto experimenty a následné simulace v systému Ansys Fluent byly provedeny pro celou škálu tlaků. V dolní komoře experimentální komory, která simuluje komoru vzorku šlo o škálu od atmosférického tlaku po oblast hrubého vakua. V horní komoře, která simuluje diferenciálně čerpanou komoru v EREM byl pomocí dýzy nastaven tlakový spád v poměru cca 1:12.

Bylo dosaženo konfigurace umožňující sledovat gradienty hustoty až do tlaků hrubého vakua v hodnotách nad 1,5 kPa. Tyto výsledky byly srovnány s výsledky dosaženými za pomoci systému Ansys Fluent. Na základě tohoto srovnání je možné provést verifikaci jak rozložení rázových vln, tak i expanzních a kompresních vln u dýz pracujících v podexpandovaném nebo přeexpandovaném režimu. Toto umožní prováděnému výzkumu dodávat experimentální data pro verifikaci CFD analýz i z oblastí, které jsou pro snímání tlaků nebo teplot pomocí sensorů komplikované.

Další vývoj práce v této oblasti bude směřován na úpravu a další optimalizaci optické soustavy pro možnost zobrazování proudění do okolního tlaku až 500 Pa.

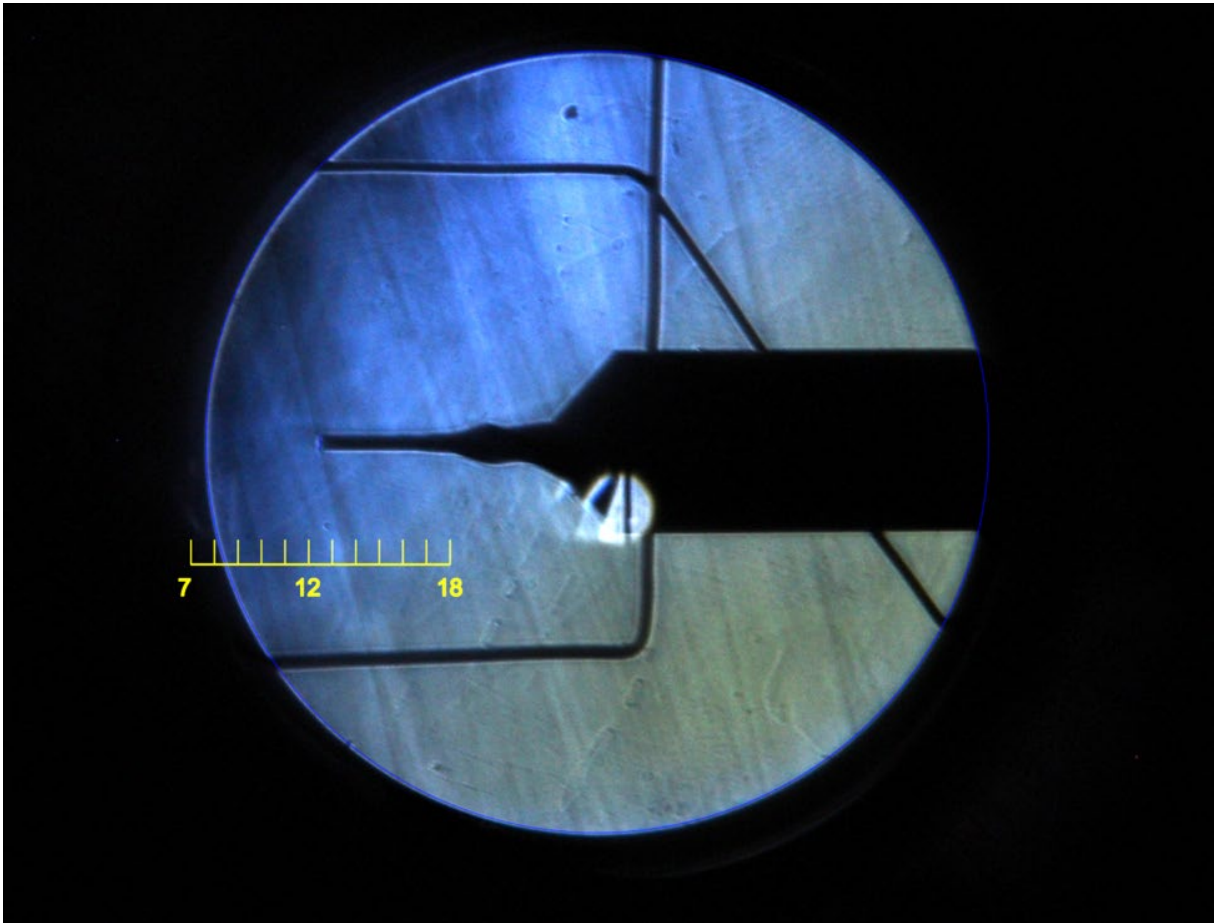
Seznam použité literatury

1. https://cs.wikipedia.org/wiki/Elektronov%C3%BD_mikroskop
2. ŠAFÁŘOVÁ, K. *Transmisní elektronová mikroskopie*. [online]. Olomouc, 2008 [cit. 2015-08-07]. Dostupné z: <http://atmilab.upol.cz/texty/TEM-teorie.pdf>. Univerzita Palackého v Olomouci
3. ŠAFÁŘOVÁ, K. *Skenovací (rastrovací) elektronová mikroskopie*. [online]. 2009 [cit. 2017-07-31]. Dostupné z: http://nanosystemy.upol.cz/download/2009/12-ws/safarova_sem.pdf
4. Neděla, V.; Tihlaříková, E.; Maxa, J.; Imrichová, K.; Bučko, M. and Gemeiner, P. Simulation-based optimisation of thermodynamic conditions in the ESEM for dynamical in-situ study of spherical polyelectrolyte complex particles in their native state. *Ultramicroscopy* **2020**, vol. 211.
5. Vetráková, L.; Neděla, V.; Runštuk, J.; Heger, D. The morphology of ice and liquid brine in an environmental scanning electron microscope: a study of the freezing methods. *Cryosphere* **2019**, 13(9), 2385-2405. doi: 10.5194/tc-13-2385-2019
6. Đorđević, B.; Neděla, V.; Tihlaříková, E.; Trojan, V. and Havel, L. Effects of copper and arsenic stress on the development of Norway spruce somatic embryos and their visualization with the environmental scanning electron microscope. *New Biotechnology* **2019**, vol. 48, pp. 35-43.
7. Imrichová, K.; Veselý, L.; Gasser, T.M.; Loerting, T.; Neděla, V.; Heger, D. Vittrification and increase of basicity in between ice Ih crystals in rapidly frozen dilute NaCl aqueous solutions. *The Journal of Chemical Physics* **2019**, vol. 151, no. 1.
8. Neděla, V.; Hříb, J.; Vooková, B. Imaging of early conifer embryogenic tissues with the environmental scanning electron microscope. *Biologia Plantarum* **2012**, 56(3), 595-598. doi: 10.1007/s10535-012-0062-x
9. Maxa, J. and Neděla, V. The impact of critical flow on the primary electron beam passage through differentially pumped chamber. *Advances in Military Technology* **2011**, vol. 6, no. 1, pp. 39-46.
10. Ritscher, A.; Schmetterer, C.; Ipsen, H. Pressure dependence of the tin–phosphorus phase diagram. *Monatshefte für Chemie - Chemical Monthly* **2012**, vol. 143, no. 12, pp. 1593-1602.
11. Stelate, A.; Tihlaříková, E.; Schwarzerová, K.; Neděla, V.; Petrášek, J. Correlative Light-Environmental Scanning Electron Microscopy of Plasma Membrane Efflux Carriers of Plant Hormone Auxin. *Biomolecules* **2021**, vol. 11, no. 10.
12. Schenk Mayerová, A.; Bučko, M.; Gemeiner, P.; Třeřová, D.; Lačík, I.; Chorvát, D.; Aćai, P.; Polakovič, M.; Lipták, L.; Rebroš, M.; Rosenberg, M.; Štefuca, V.; Neděla, V.; Tihlaříková, E. Physical and Bioengineering Properties of Polyvinyl Alcohol Lens-Shaped Particles Versus Spherical Polyelectrolyte Complex Microcapsules as Immobilisation Matrices for a Whole-Cell Baeyer–Villiger Monooxygenase. *Applied Biochemistry and Biotechnology* **2014**, vol. 174, no. 5, pp. 1834-1849.
13. Neděla, V.; Konvalina, I.; Oral, M.; Hudec, J. The Simulation of Energy Distribution of Electrons Detected by Segmental Ionization Detector in High Pressure Conditions of ESEM. *Microscopy and Microanalysis* **2015**, 21(4), 264-269. <https://doi:10.1017/S1431927615013483>
14. Neděla, V.; Konvalina, I.; Oral, M.; Hudec, J. The Simulation of Energy Distribution of Electrons Detected by Segmental Ionization Detector in High Pressure Conditions of ESEM. *Microscopy and Microanalysis* **2015**, 21(4), 264-269. <https://doi:10.1017/S1431927615013483>

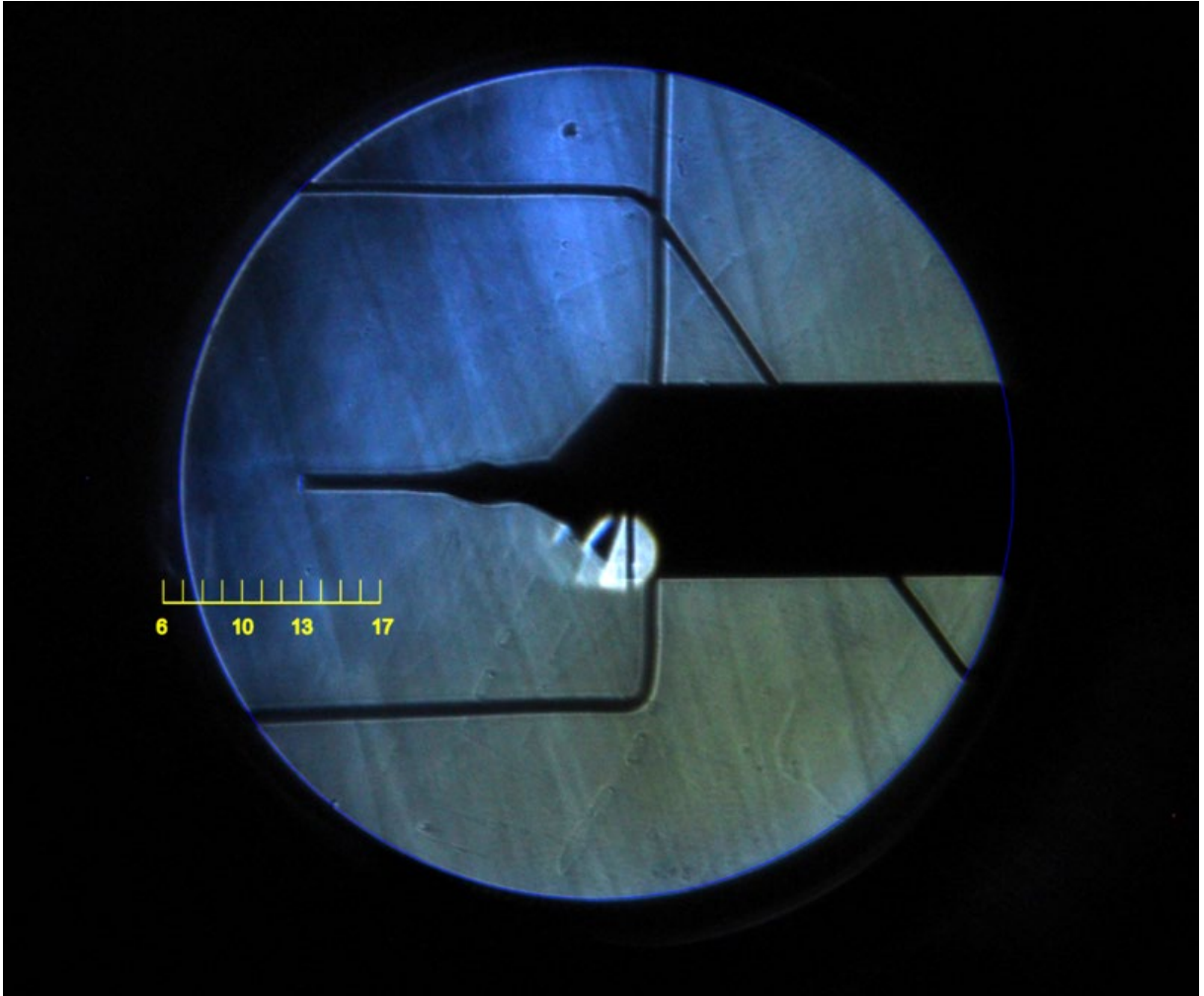
15. Danilatos, G. D. Velocity and ejector-jet assisted differential pumping: Novel design stages for environmental SEM. *Micron* **2012**, no. 43, pp. 600-611.
16. Danilatos, G. D. Figure of merit for environmental SEM and its implications. *Journal of Microscopy* **2011**, vol. 244, no. 2, pp. 159-169.
17. Danilatos, G. D. Optimum beam transfer in the environmental scanning electron microscope. *Journal of Microscopy* **2009**, vol. 234, no. 1, pp. 26-37.
18. Danilatos, G. D.; Rattenberger, J.; Dracopoulos, V. Beam transfer characteristics of a commercial environmental SEM and a low vacuum SEM. *Journal of Microscopy* **2011**, vol. 242, no. 2, pp. 166-180.
19. Šabacká, P. Výzkum nadzvukového proudění na pomezí mechaniky kontinua. *Dizertační práce*. Jiří MAXA (školitel). Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2024
20. Dejč, M.J. *Technická Dynamika Plynů*; SNTL: Praha, Czech Republic, 1967.
21. Škorpík, J. *Proudění Plynů a Par Tryskami, Transformační Technologie; Pokračující Zdroj*: Brno, Czech Republic, 2006; ISSN 1804-8293.
22. Moran, M.; Shapiro, H. *Fundamentals of Engineering Thermodynamics*, 3rd ed.; John Wiley & Sons, Inc.: New York, NY, USA, 1996.
23. Xue, Z.; Zhou, L. and Liu, D. Accurate Numerical Modeling for 1D Open-Channel Flow with Varying Topography. *Water* **2023**, vol. 15, no. 16.
24. Yuan, T.-F.; Zhang, P.-J.-Y.; Liao, Z.-M.; Wan, Z.-H.; Liu, N.-S.; Lu, X.-Y. Effects of inflow Mach numbers on shock train dynamics and turbulence features in a backpressured supersonic channel flow. *Physics of Fluids* **2024**, 36 (2), 026126. <https://doi.org/10.1063/5.0187688>.
25. Liu, Q. and Feng, X. -B. Numerical Modelling of Microchannel Gas Flows in the Transition Flow Regime Using the Cascaded Lattice Boltzmann Method. *Entropy* **2020**, vol. 22, no. 1.
26. Salga, J. and Hoření, B. *Tabulky proudění plynu*. Brno: UNOB, **1997**.
27. Daněk, M. *Aerodynamika a mechanika letu*, VVLŠ SNP: Košice, Slovak Republic, **1990**.
28. REINITZ J., Schlieren experiment 300 years ago. *Nature*, **254**(5498):293-295, 1975.
29. SETTLES G. S., *Schlieren and Shadowgraph Techniques: Visualizing Phenomena in Transparent Media*. Springer, 2 ed., 2006.
30. TOEPLER A., *Beobachtungen nach einer neuen optischen Methode – Ein Beitrag zur Experimentalphysik*. M. Cohen & Son, Bonn, 1864.
31. KREHL P., ENGEMANN S., Augustus Toepler – the first who visualised shock waves. *Shock Waves*, **5**:1-18, 1995.
32. SCHARDIN H., Die Schlierenverfahren und ihre Anwendungen. *Ergebnisse der Exakten Naturwissenschaften*, **20**:303-439, 1942. Anglický překlad dostupný jako NASA TT F-12731, April 1970 (N70-25586).
33. TOEPLER A., *Beobachtungen nach der Schlierenmethode. Ostwald's Klassiker der exakten Wissenschaften*, ed. A. Witting. Vol. 158. W. Engelmann, Leipzig, 1906.
34. HOLDER D. W., NORTH R. J., *Schlieren methods*, NPL notes on applied science no. 31. Her Majesty's Stationery Office, London, 1963.
35. WEINBERG F. J., *Optics of flames: including methods for the study of refractive index fields in combustion and aerodynamics*. Butterworths, London, 1963.
36. SHARDIN H., Das Toeplersche Shlierenverfahren: Grundlagen für seine Anwendung und quantitative Auswertung. *VDI-Forschungsheft No. 367*, **5**(4):1-32, 1934.
37. BURTON R. A., *The application of schlieren photography in fluid flow and heat transfer analysis*. M.S.M.E. Thesis, University of Texas, 1951.
38. TAYLOR H. G., WALDRAM J. M., Improvements in the schlieren method. *J. Sci. Inst.*, **10**(12):378-389, 1933.

39. MUEHLEMANN M., Tungsten halogen. *The Photonics Design & Applications Handbook*, Laurin Pub., Pittsfield, MA, ed. 46, pp. H-264-267, 1999.
40. Baehr, H. D. and Kabelac, S. *Thermodynamik*, 14 ed. Heidelberg: Springer Berlin, **2009**.
41. Dutta, P.P.; Benken, A.C.; Li, T.; Ordonez-Varela, J.R.; Gianchandani, Y.B. Passive Wireless Pressure Gradient Measurement System for Fluid Flow Analysis. *Sensors* **2023**, *23*, 2525. <https://doi.org/10.3390/s23052525>.
42. <https://cfdflowengineering.com/basics-of-cfd-modeling-for-beginners/>
43. A. J. Chorin. Numerical solution of navier-stokes equations. *Mathematics of Computation*, *22*:745-762, 1968.
44. Ansys Fluent Theory Guide [online]. [cit. 2022-10-21]. Dostupné z: www.ansys.com
45. T. J. Barth and D. Jespersen. The design and application of upwind schemes on unstructured meshes. Technical Report AIAA-89-0366, AIAA 27th Aerospace Sciences Meeting, Reno, Nevada, 1989.
46. https://cs.wikipedia.org/wiki/Pecletovo_%C4%8D%C3%ADslo
47. B. Van Leer. Toward the Ultimate Conservative Difference Scheme. IV. A Second Order Sequel to Godunov's Method. *Journal of Computational Physics*, *32*:101-136, 1979.
48. Šabacká, P.; Maxa, J.; Bayer, R.; Vyroubal, P.; Binar, T. Slip Flow Analysis in an Experimental Chamber Simulating Differential Pumping in an Environmental Scanning Electron Microscope. *Sensors* **2022**, *22*, 9033. <https://doi.org/10.3390/s22239033>.
49. Šabacká, P.; Neděla, V.; Maxa, J.; Bayer, R. Application of Prandtl's Theory in the Design of an Experimental Chamber for Static Pressure Measurements. *Sensors* **2021**, *21*, 6849. <https://doi.org/10.3390/s21206849>.
50. Xiao, L.; Hao, X.; Lei, D. and Tiezhi, S. Flow structure and parameter evaluation of conical convergent-divergent nozzle supersonic jet flows. *Physics of Fluids* **2023**, vol. 35, no. 6.
51. Dynamická viskozita plynů, *E-tabulky* [online]. Available from: <https://uchi.vscht.cz/studium/tabulky/viskozita-plyny>
52. The Engineering ToolBox, *Nitrogen- Dynamic and kinematic viscosity vs. Temperature and pressure*. [online]. Available from: https://www.engineeringtoolbox.com/nitrogen-N2-dynamic-kinematic-viscosity-temperature-pressure-d_2067.html
53. Rezaeiravesh, S.; Vinuesa, R.; Schlatter, P. An Uncertainty-Quantification Framework For Assessing Accuracy, Sensitivity, And Robustness In Computational Fluid Dynamics. *Journal of Computational Science* **2022**, *62*, 101688.

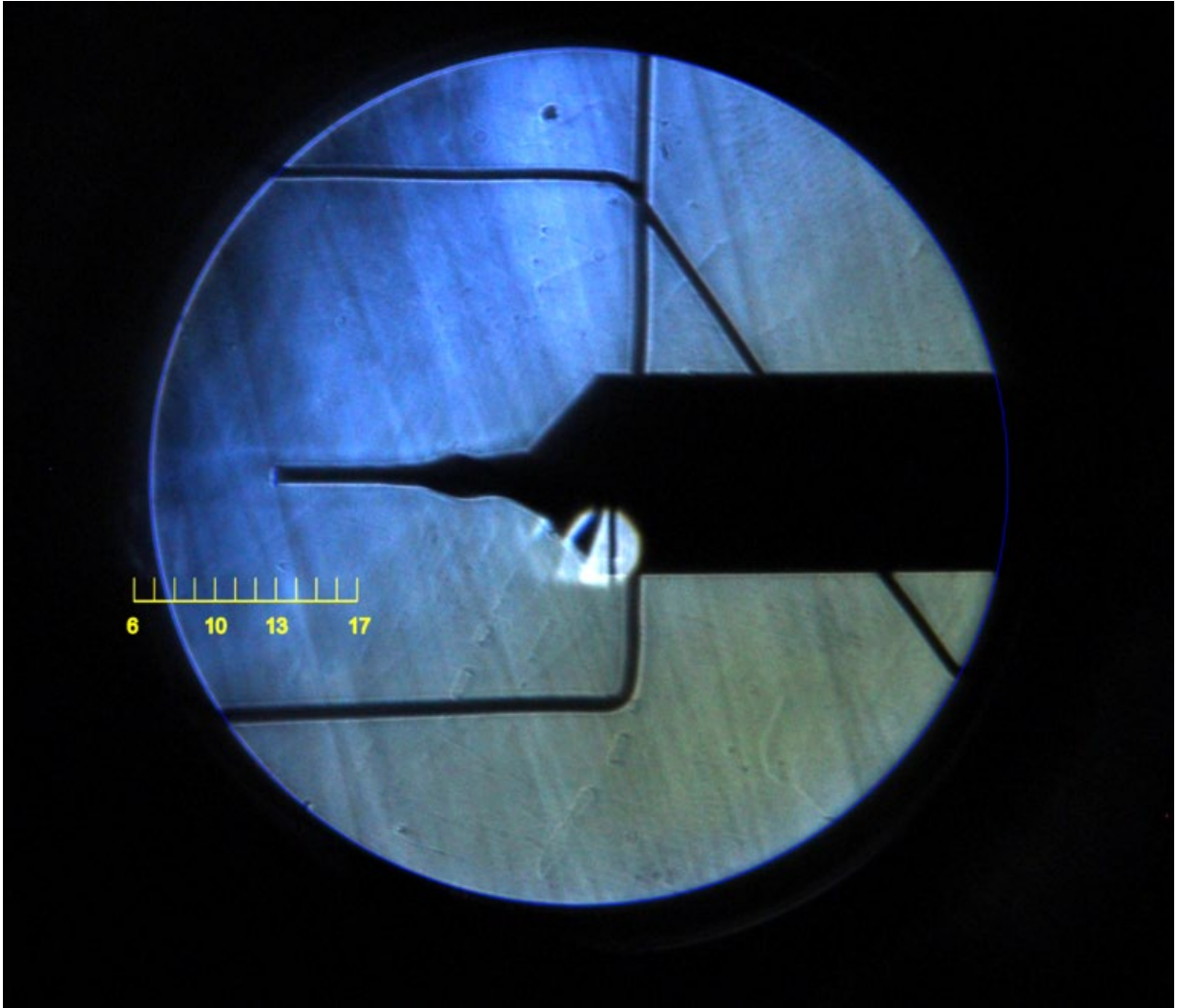
Příloha A



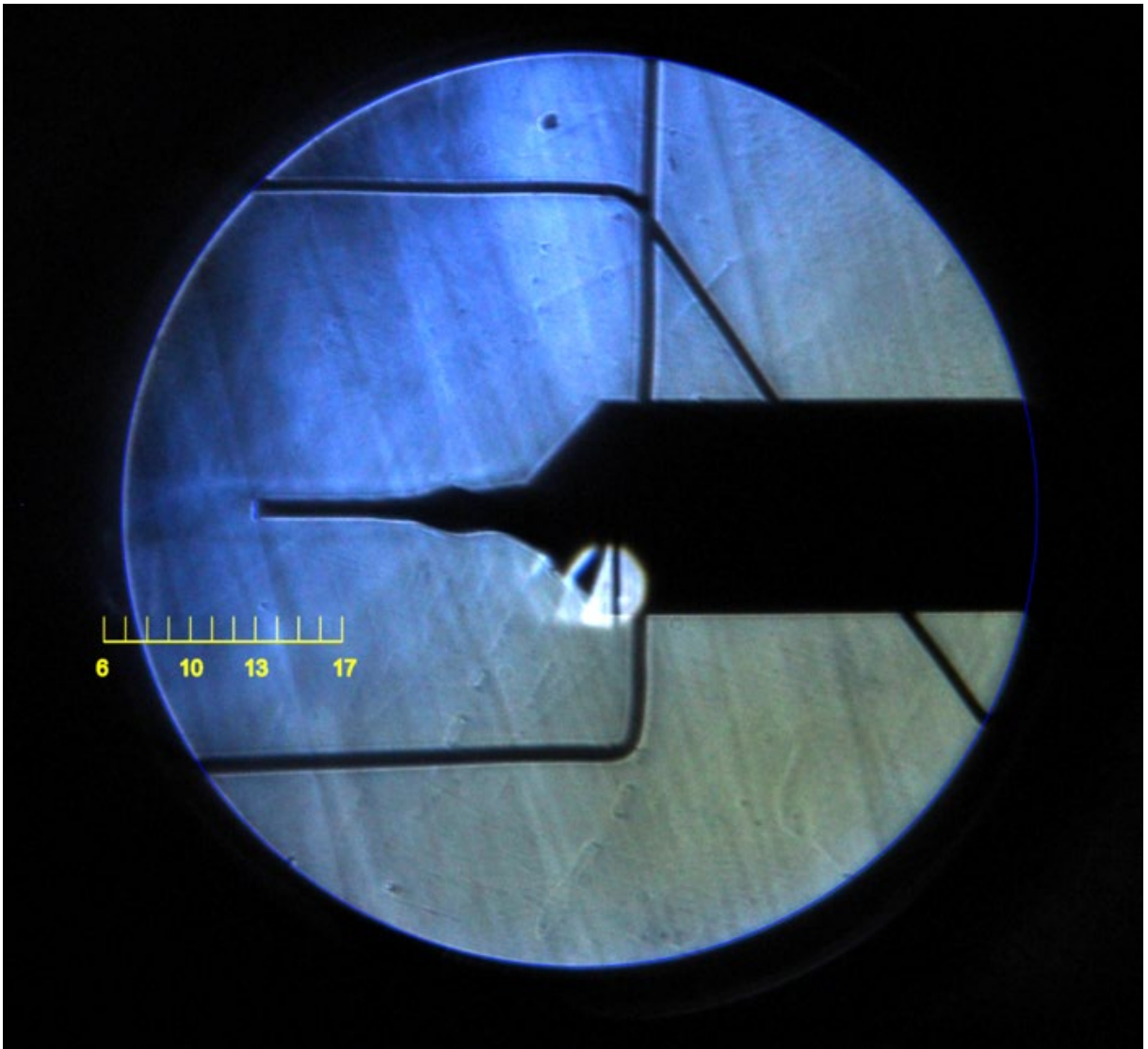
Obr. A.1 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 15 000 Pa se zasunutou sondou.



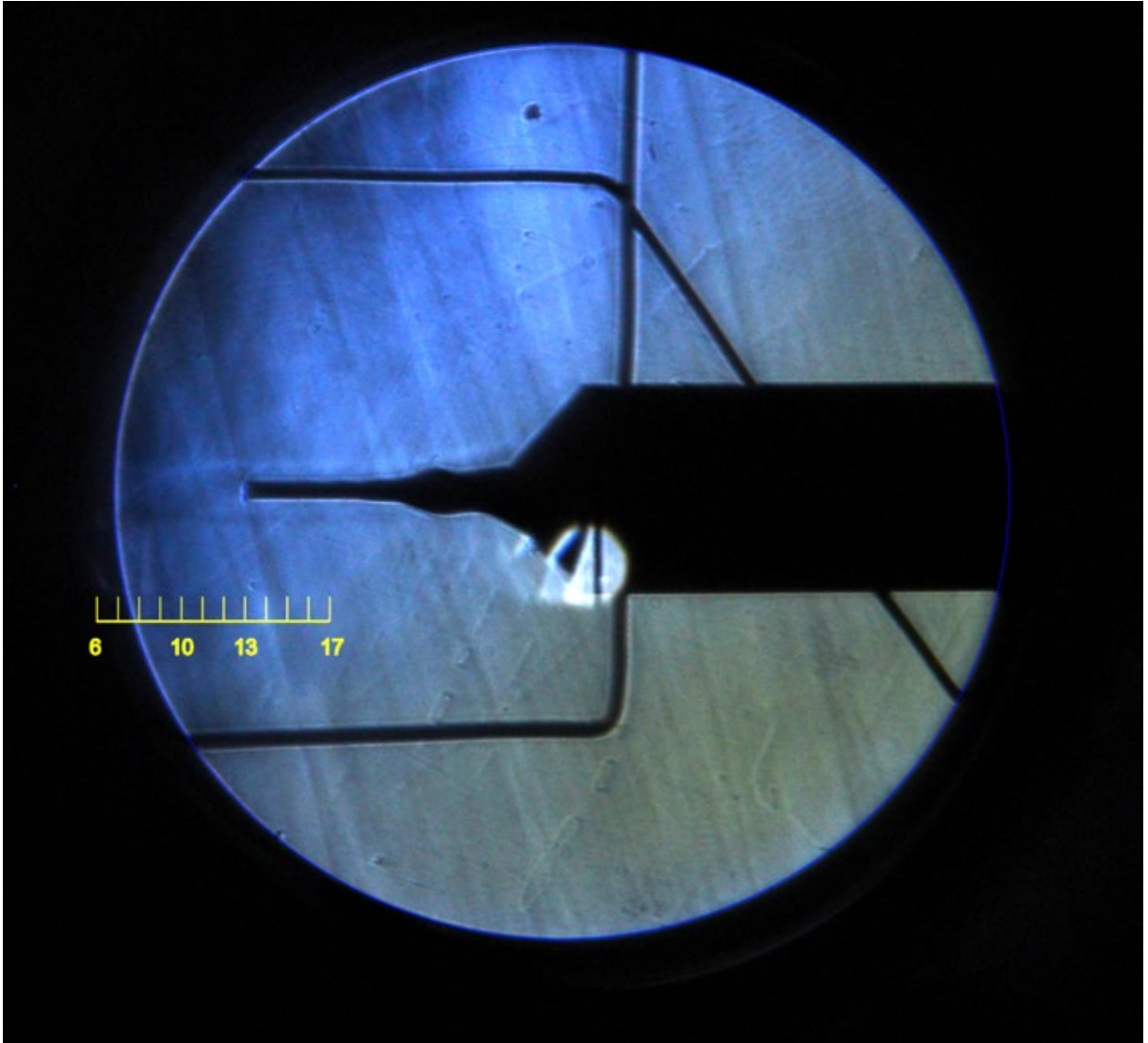
Obr. A.2 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 20 000 Pa se zasunutou sondou.



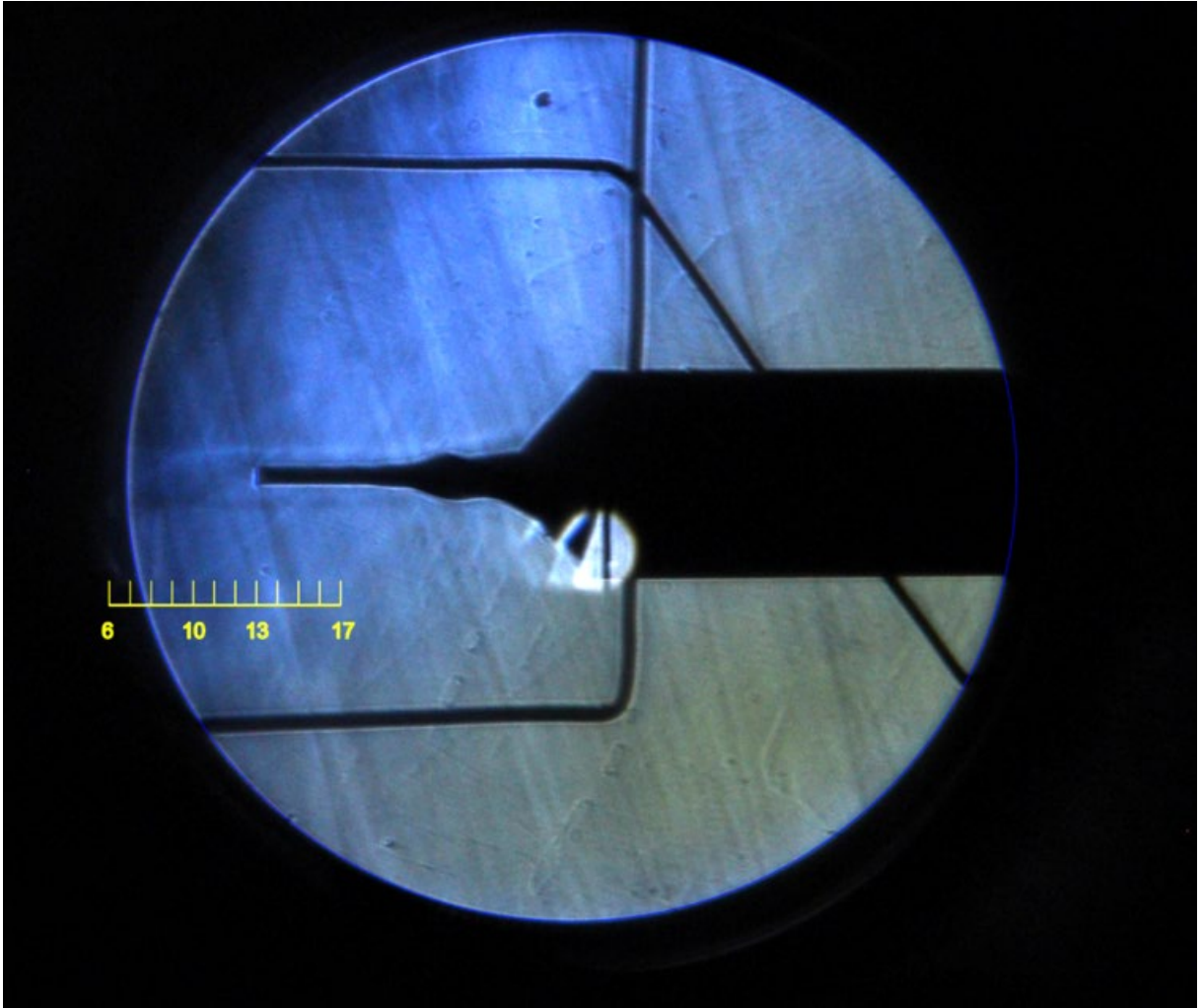
Obr. A.3 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 25 000 Pa se zasunutou sondou.



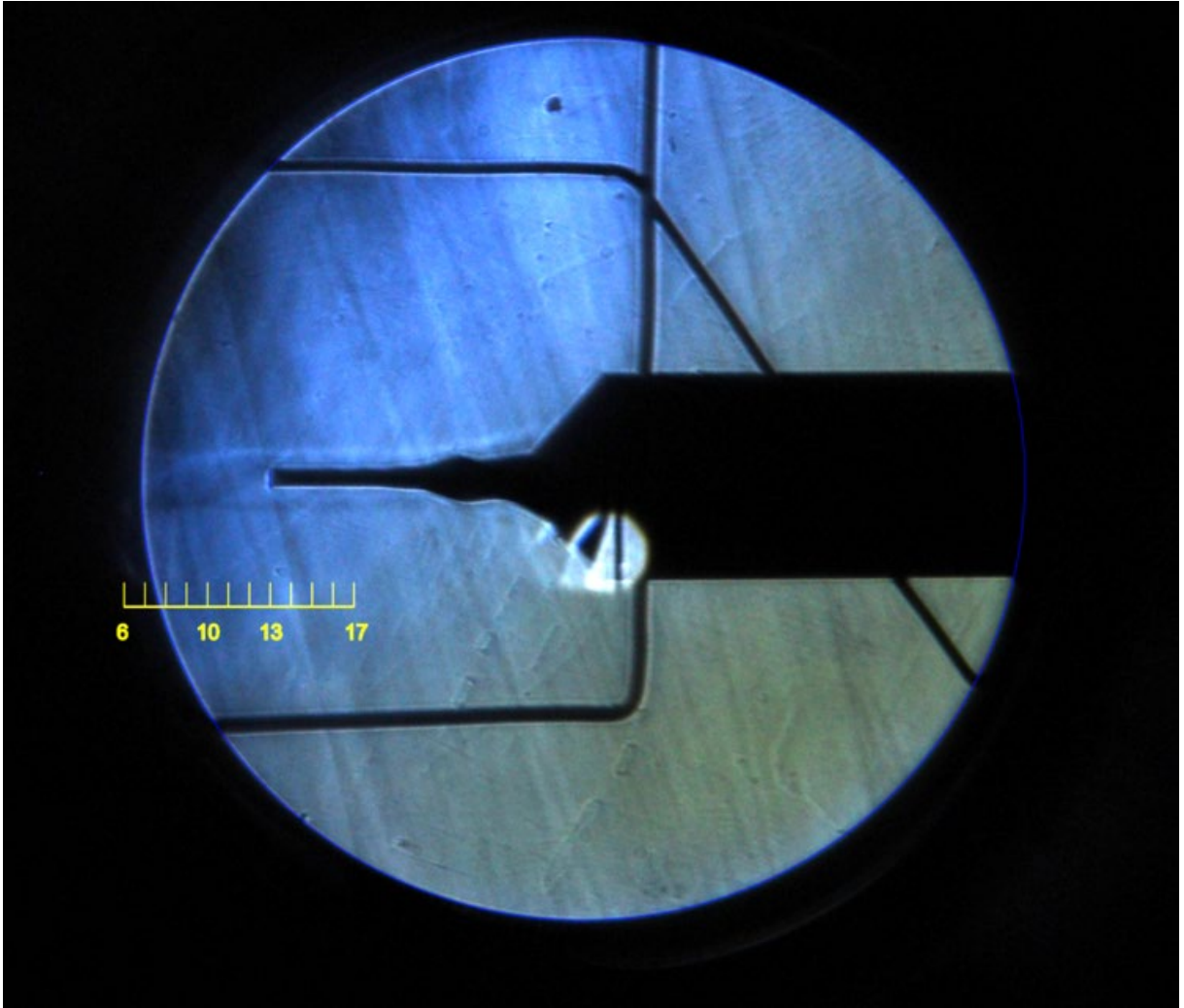
Obr. A.4 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 30 000 Pa se zasunutou sondou.



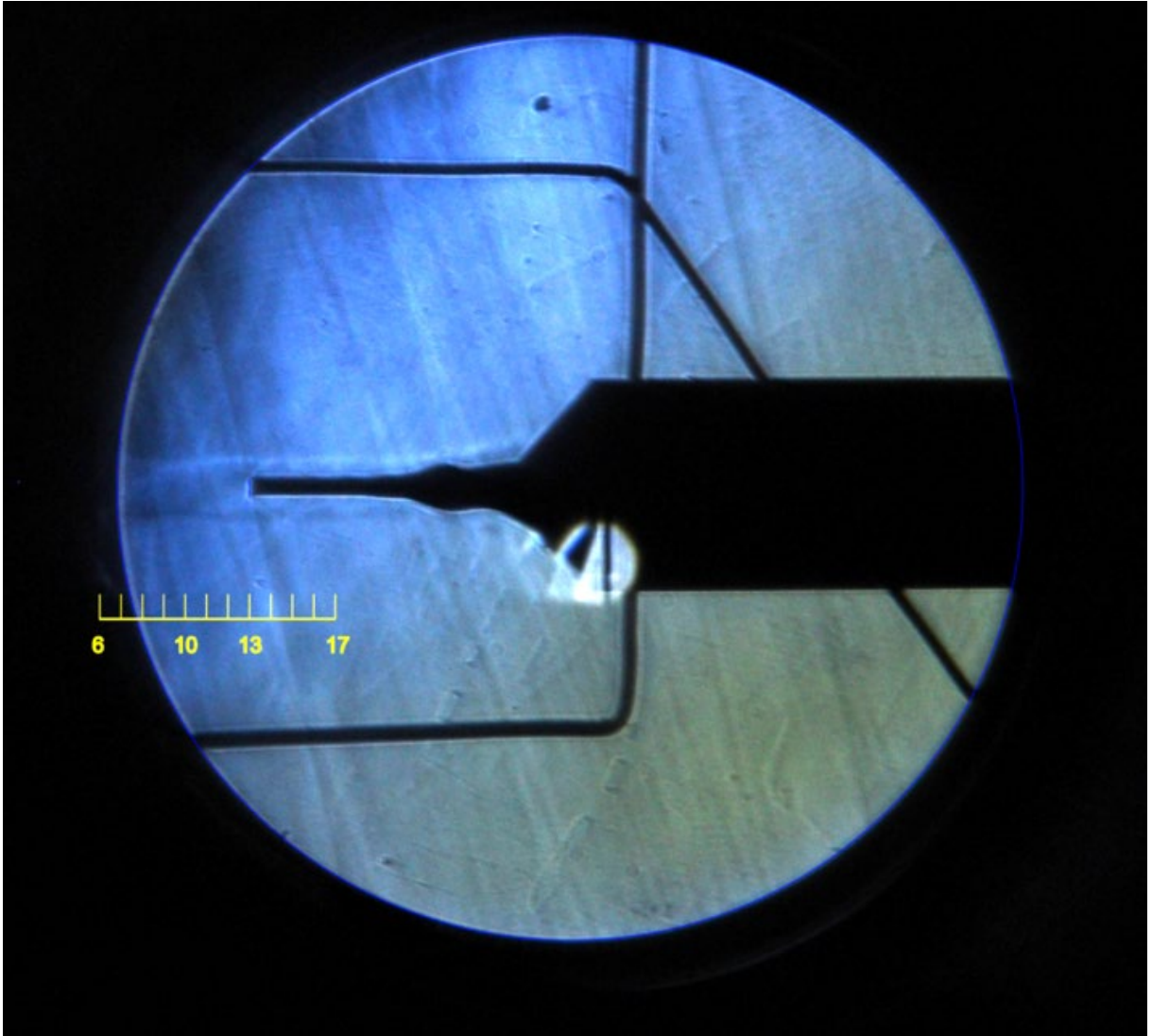
Obr. A.5 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 35 000 Pa se zasunutou sondou.



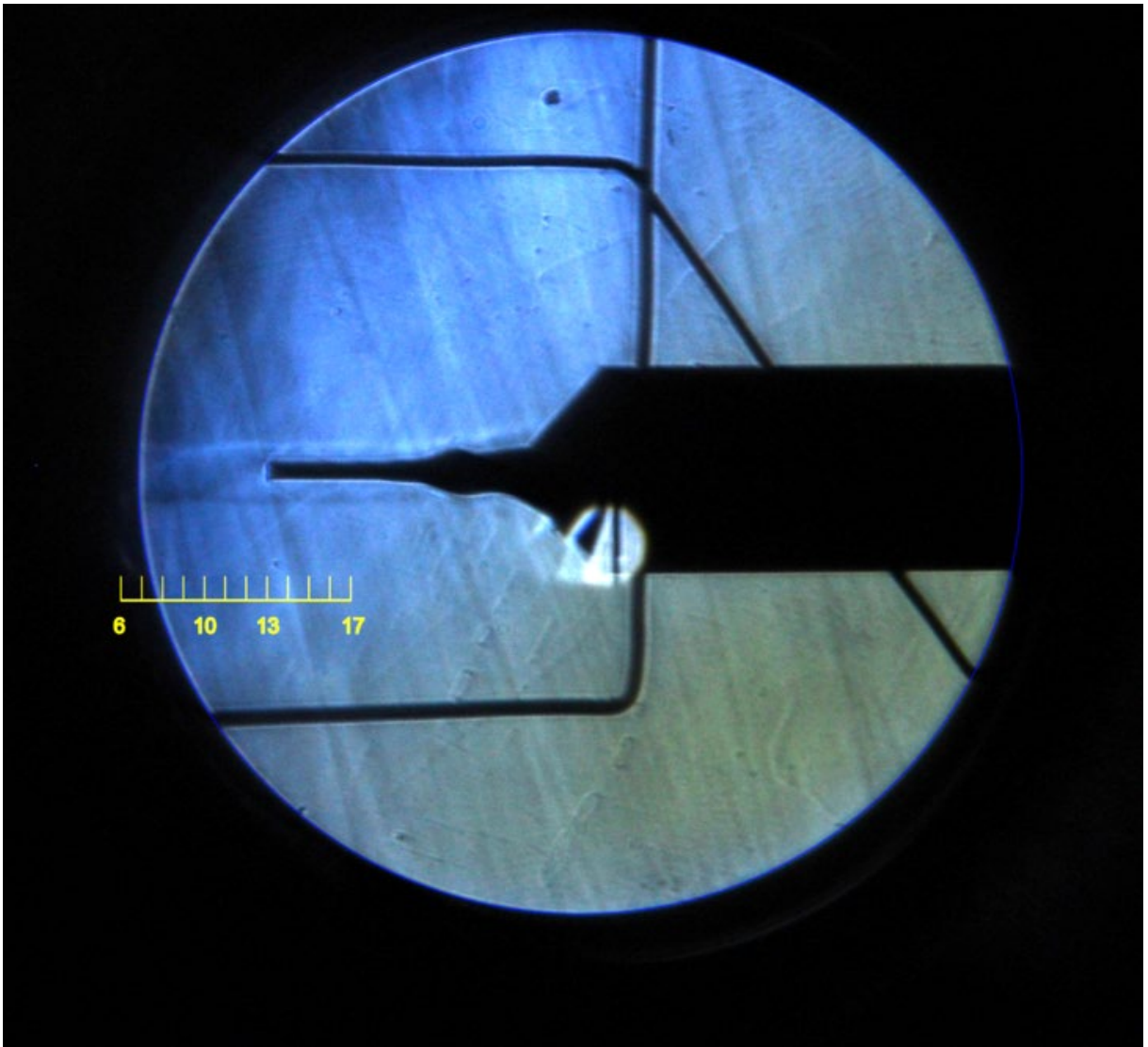
Obr. A.6 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 40 000 Pa se zasunutou sondou.



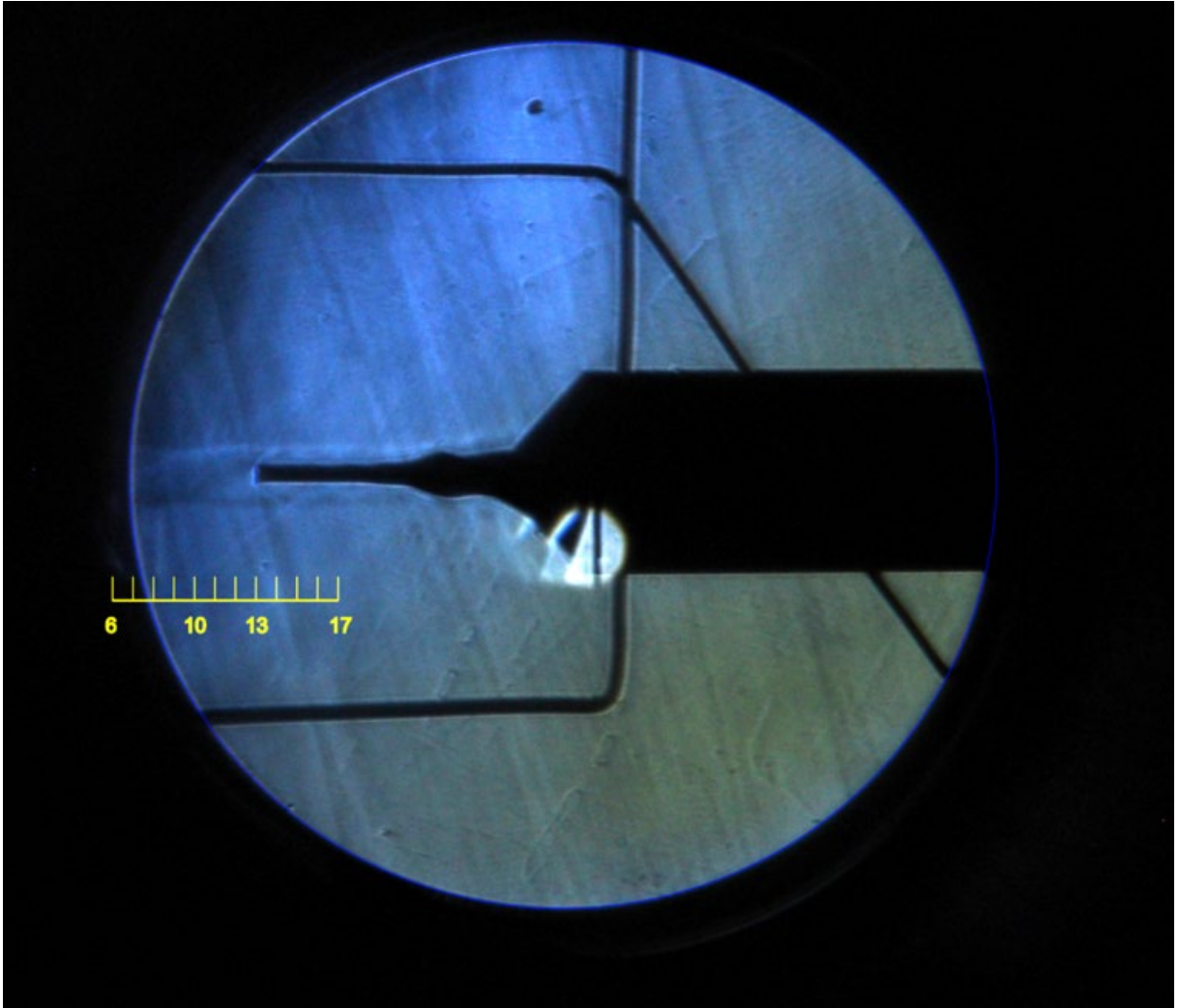
Obr. A.7 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 45 000 Pa se zasunutou sondou.



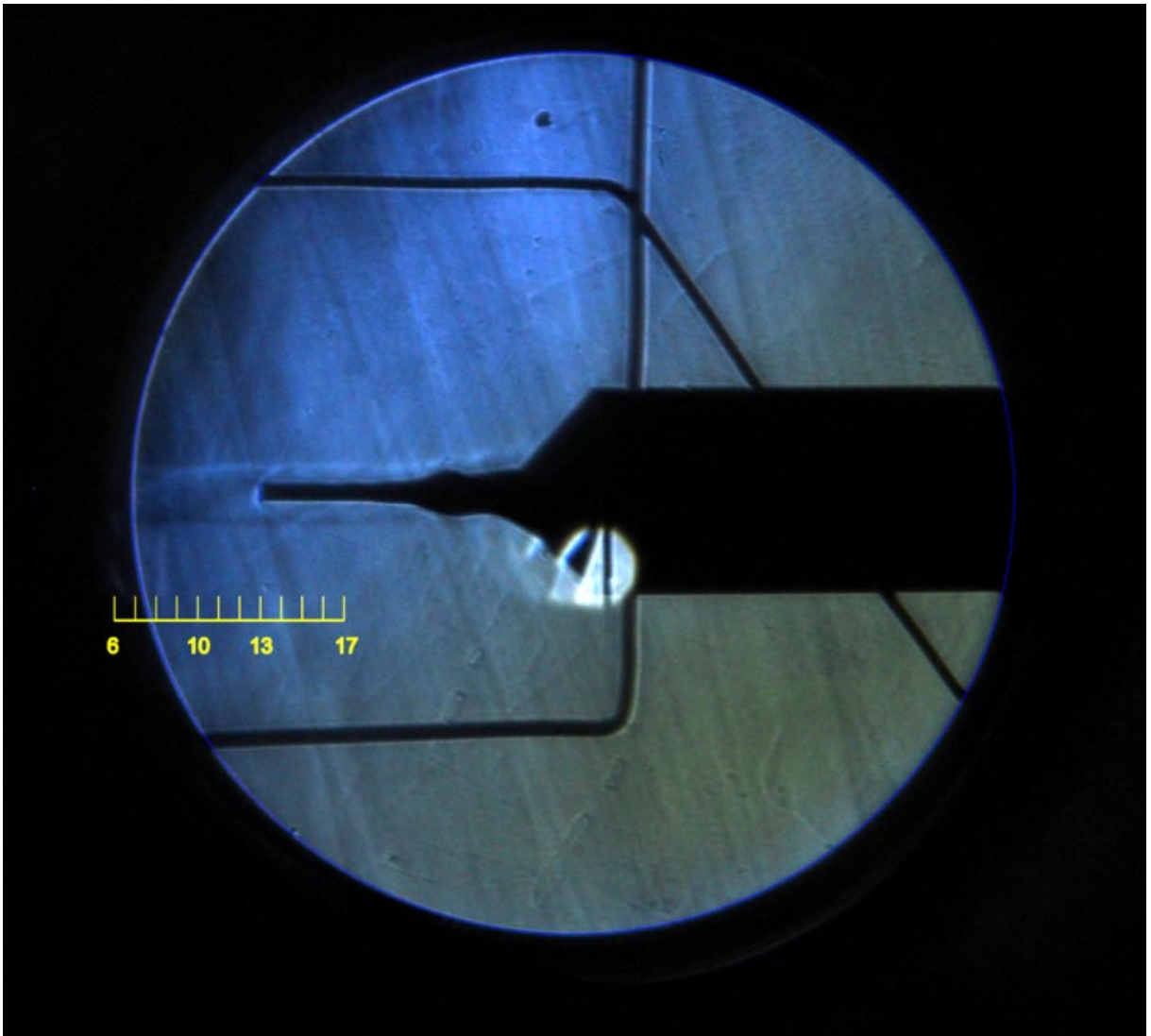
Obr. A.8 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 50 000 Pa se zasunutou sondou.



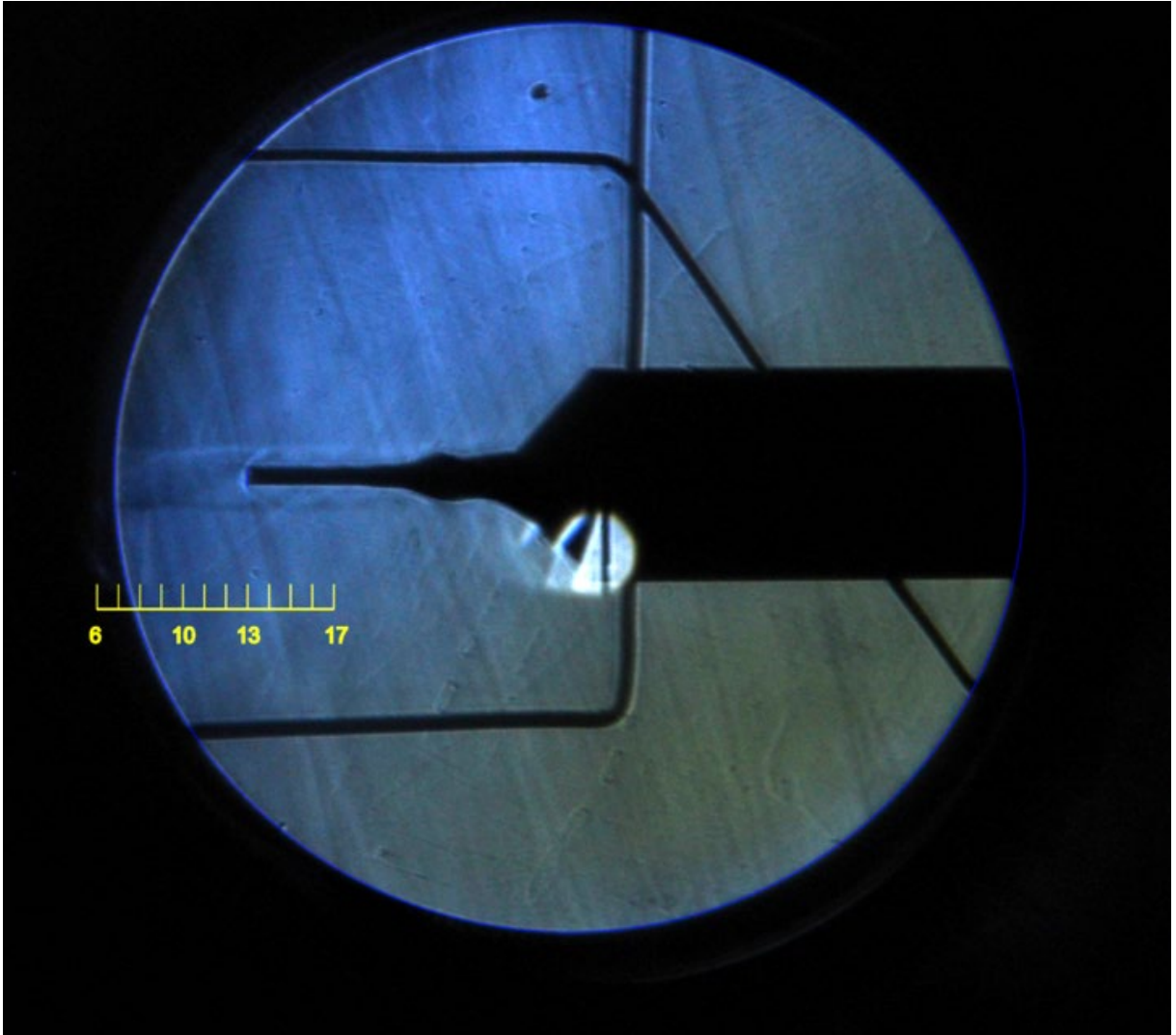
Obr. A.9 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 55 000 Pa se zasunutou sondou.



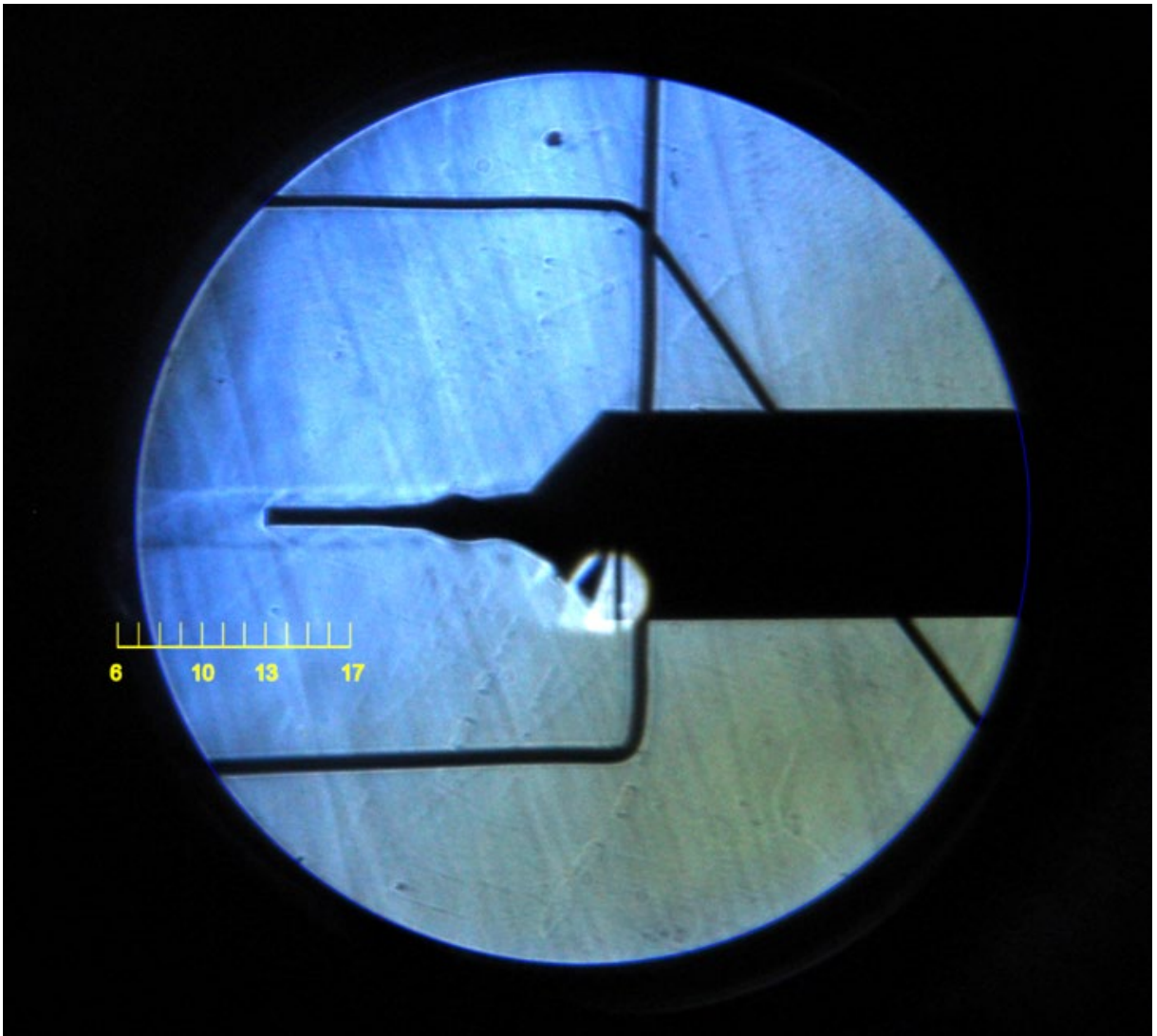
Obr. A.10 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 60 000 Pa se zasunutou sondou.



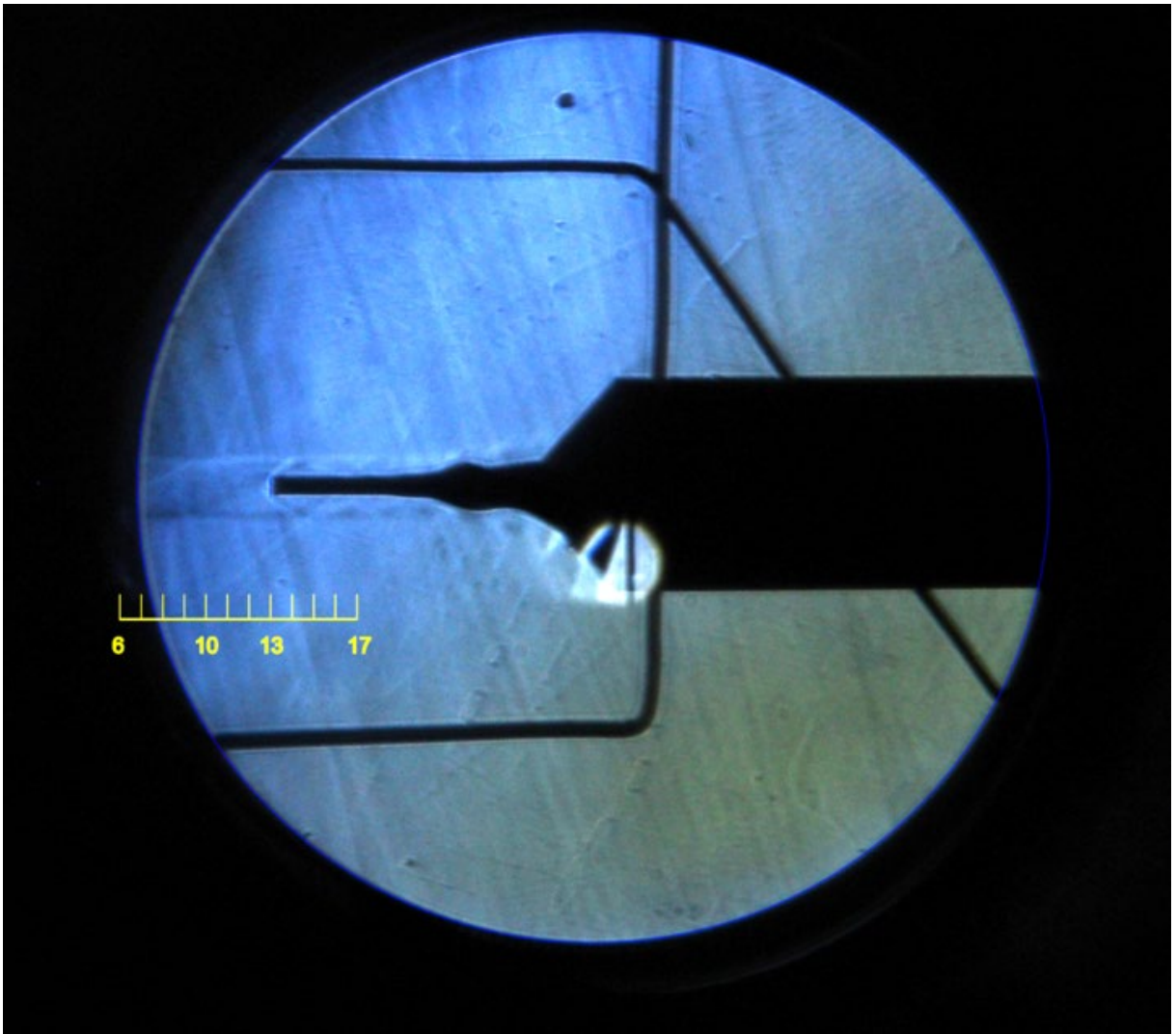
Obr. A.11 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 65 000 Pa se zasunutou sondou.



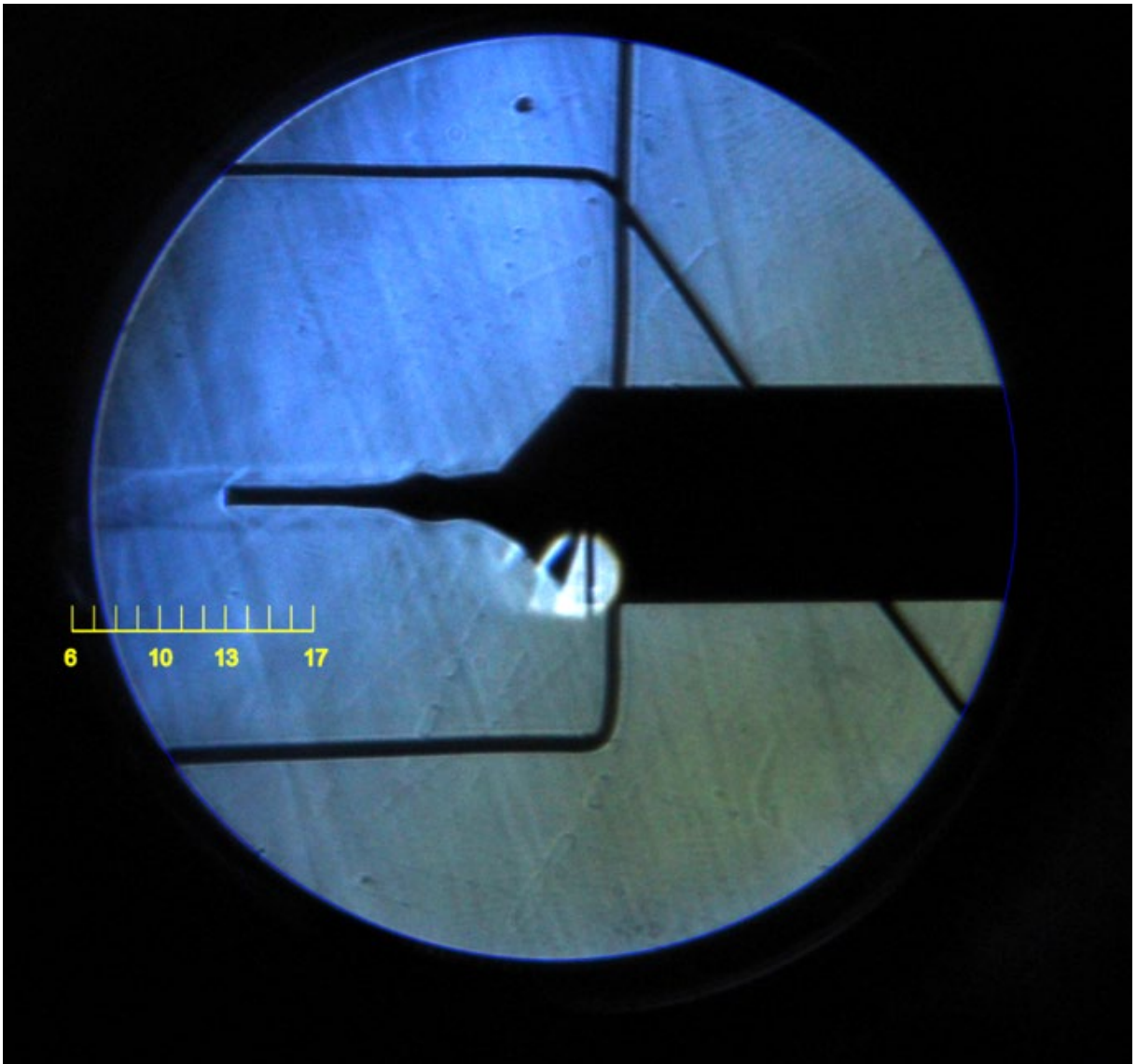
Obr. A.12 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 70 000 Pa se zasunutou sondou.



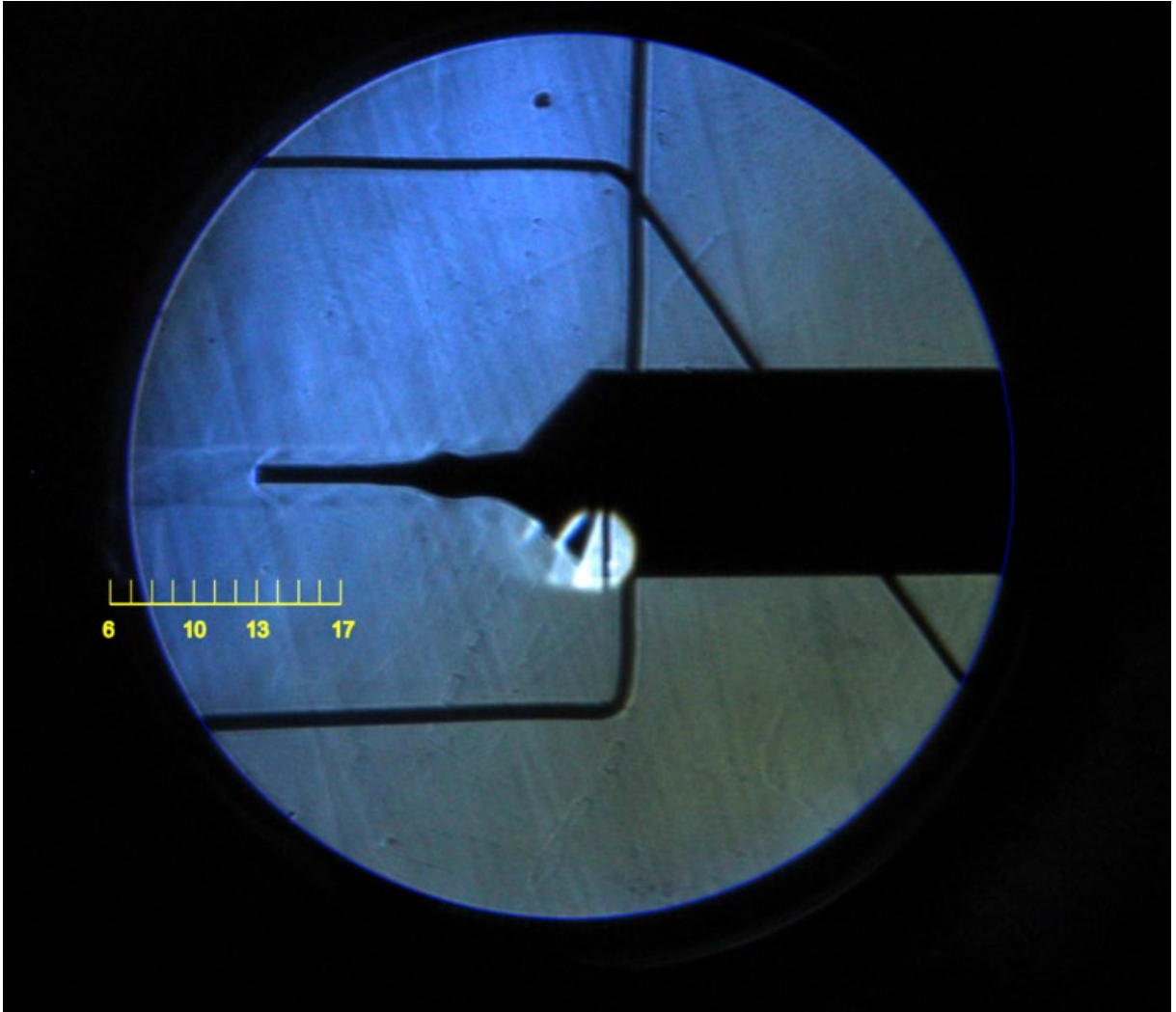
Obr. A.13 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 75 000 Pa se zasunutou sondou.



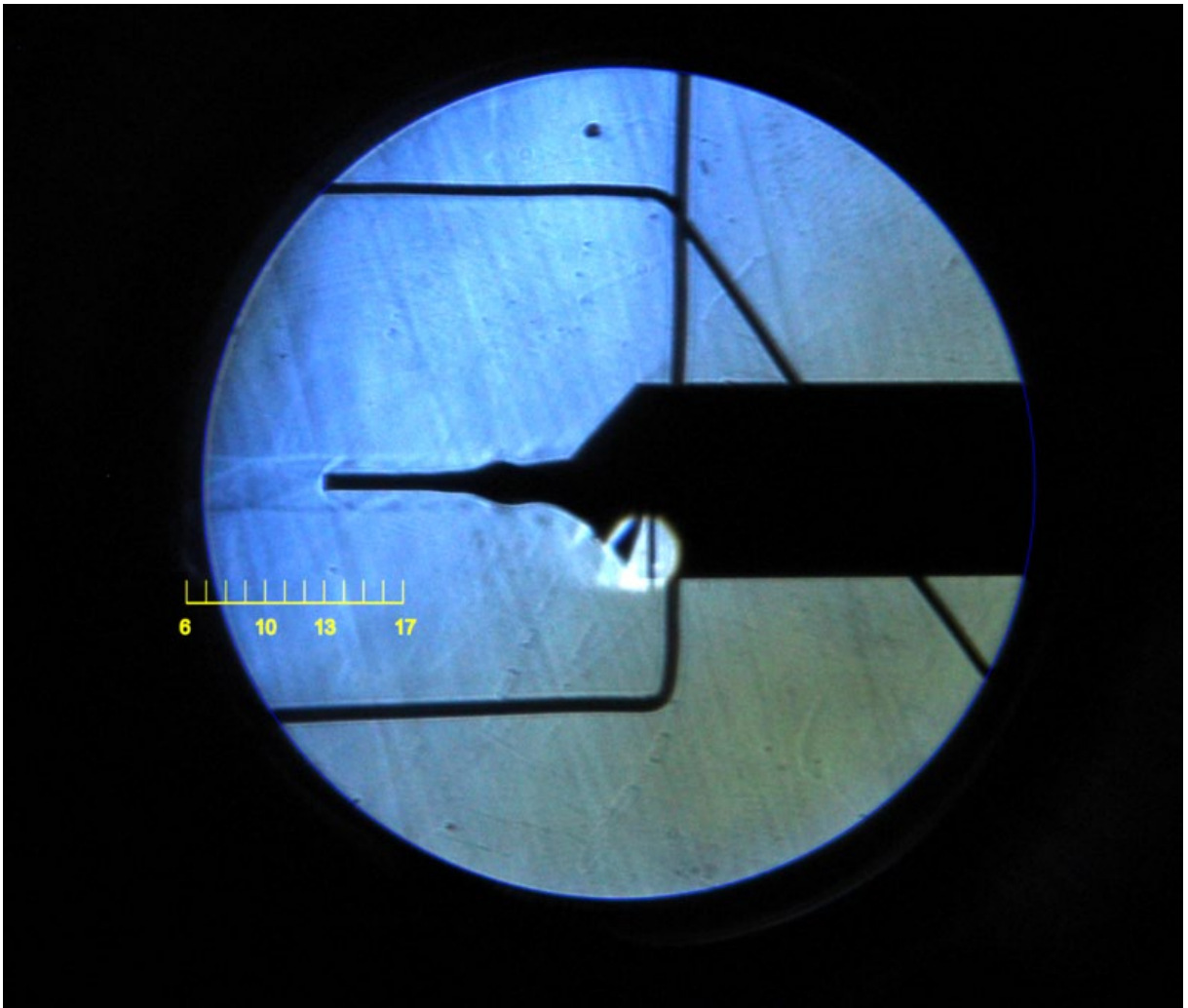
Obr. A.14 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 80 000 Pa se zasunutou sondou.



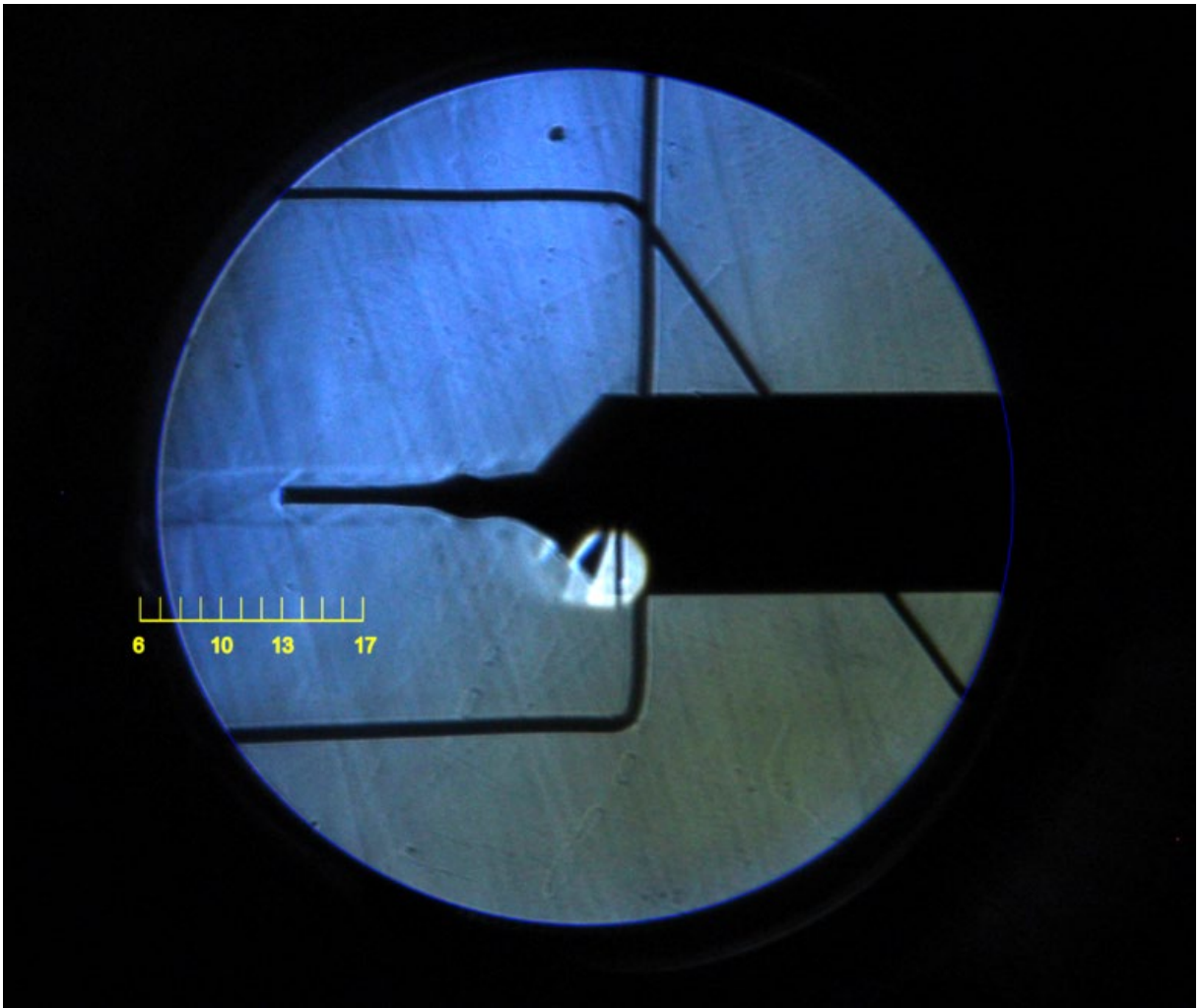
Obr. A.15 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 85 000 Pa se zasunutou sondou.



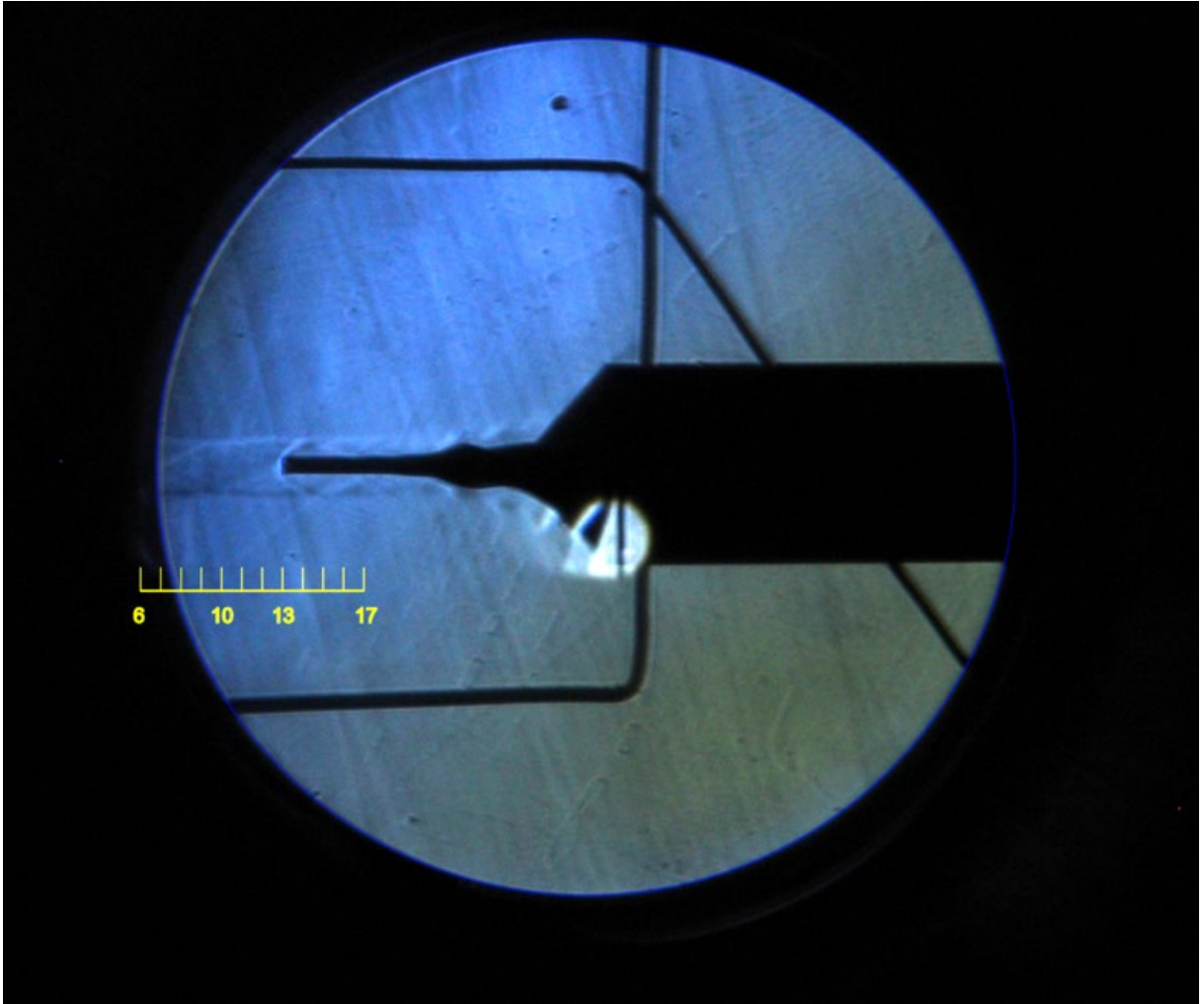
Obr. A.16 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 90 000 Pa se zasunutou sondou.



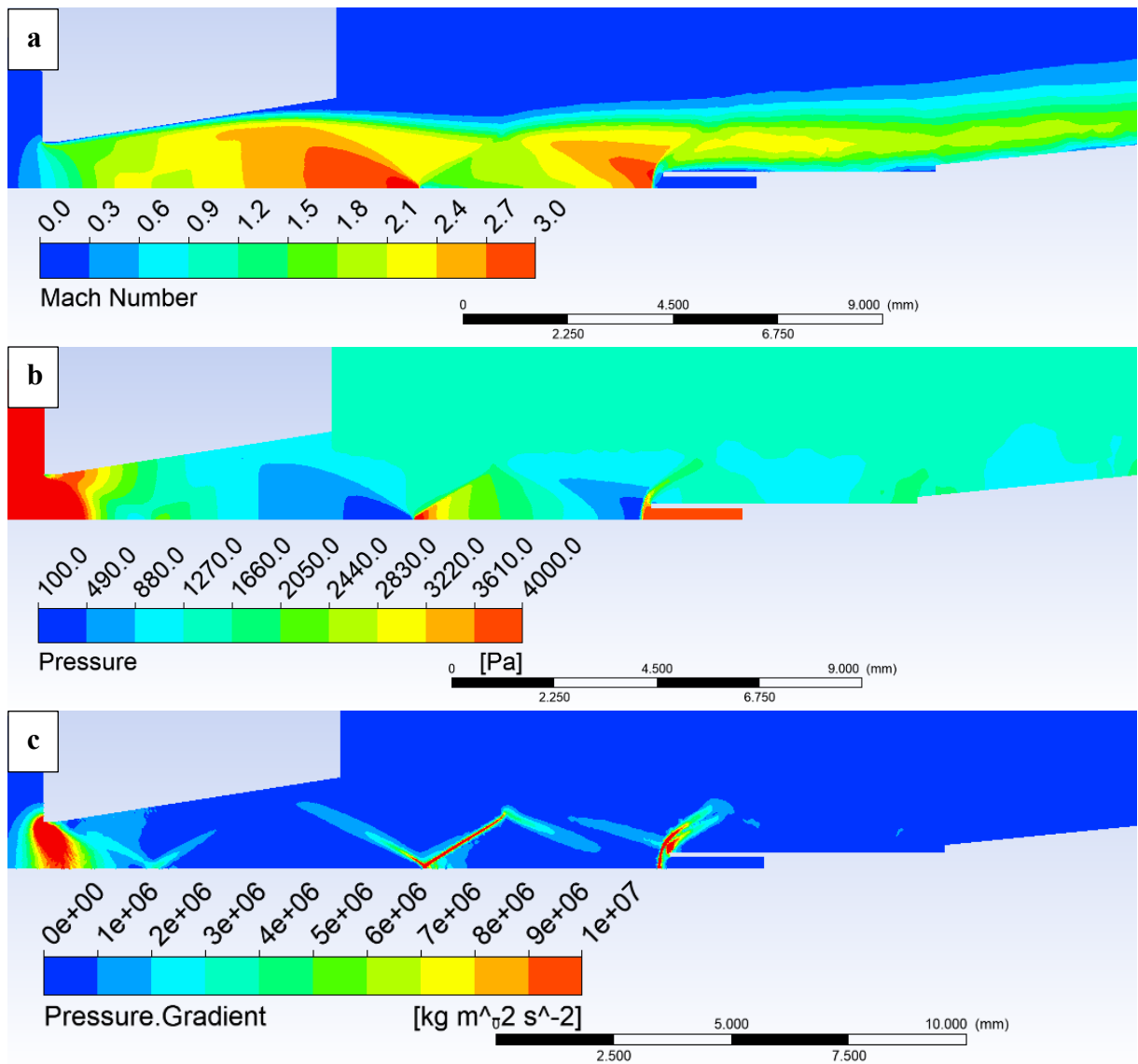
Obr. A.17 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 95 000 Pa se zasunutou sondou.



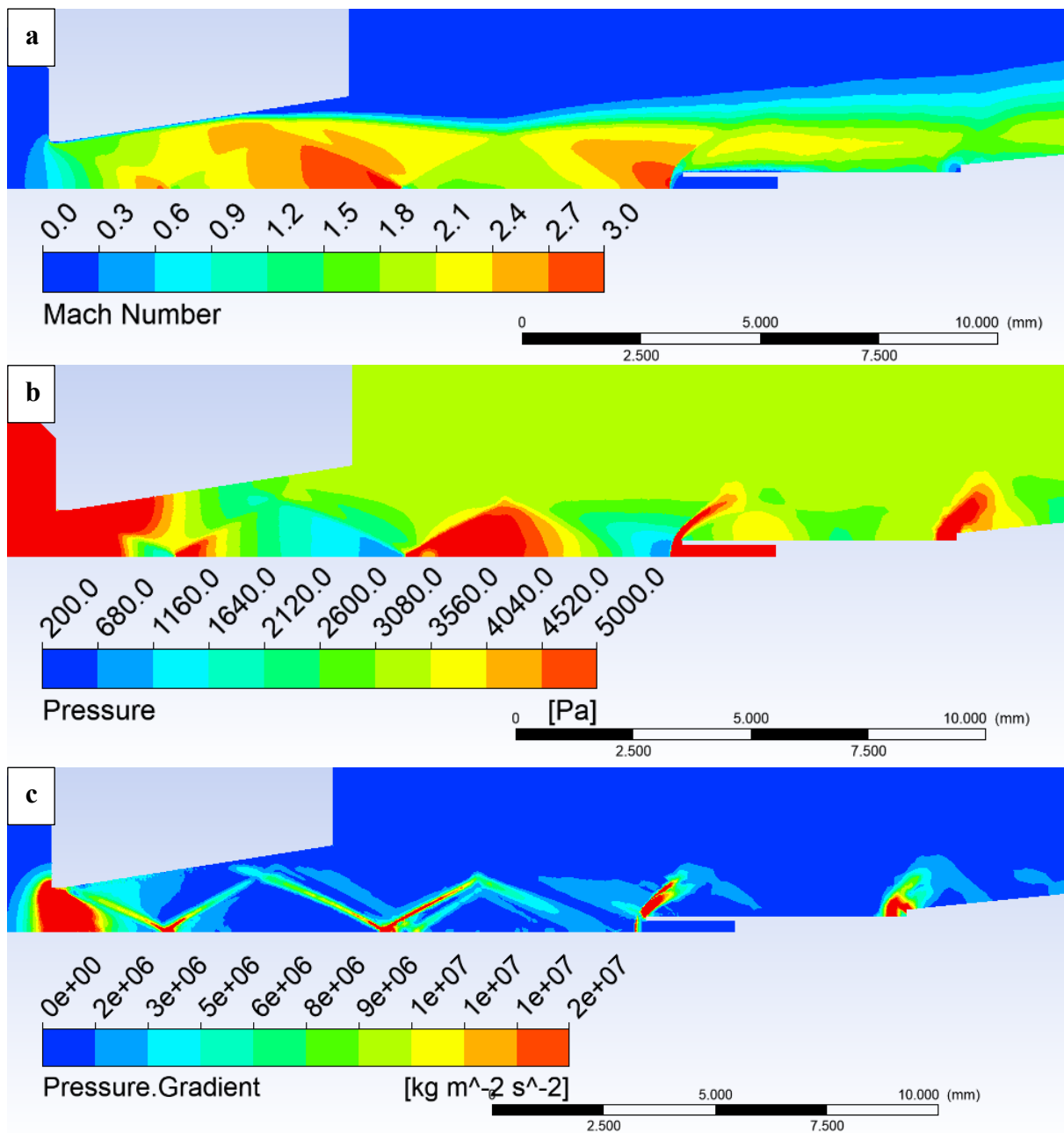
Obr. A.18 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 100 000 Pa se zasunutou sondou.



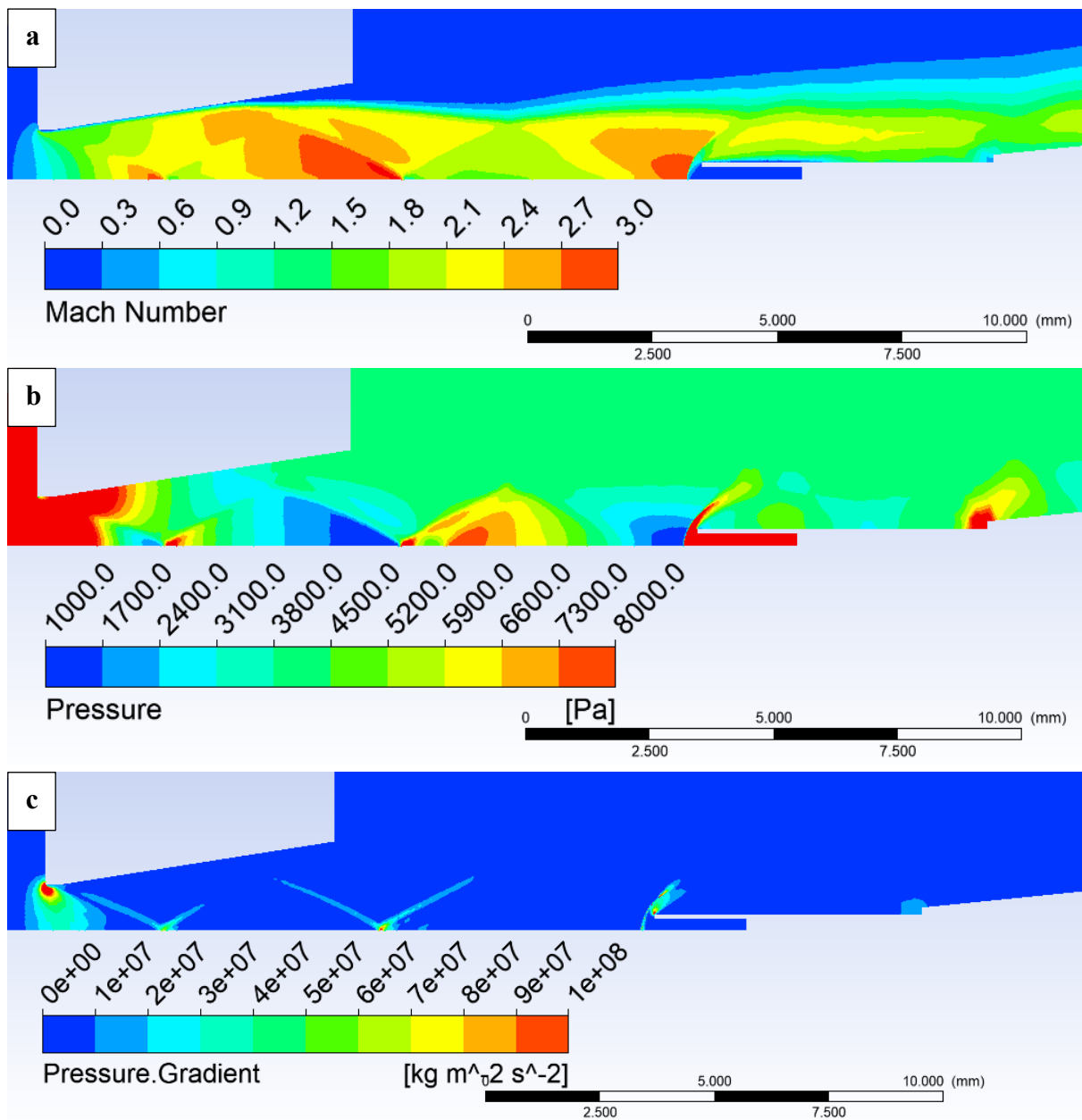
Obr. A.19 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 109 000 Pa se zasunutou sondou.



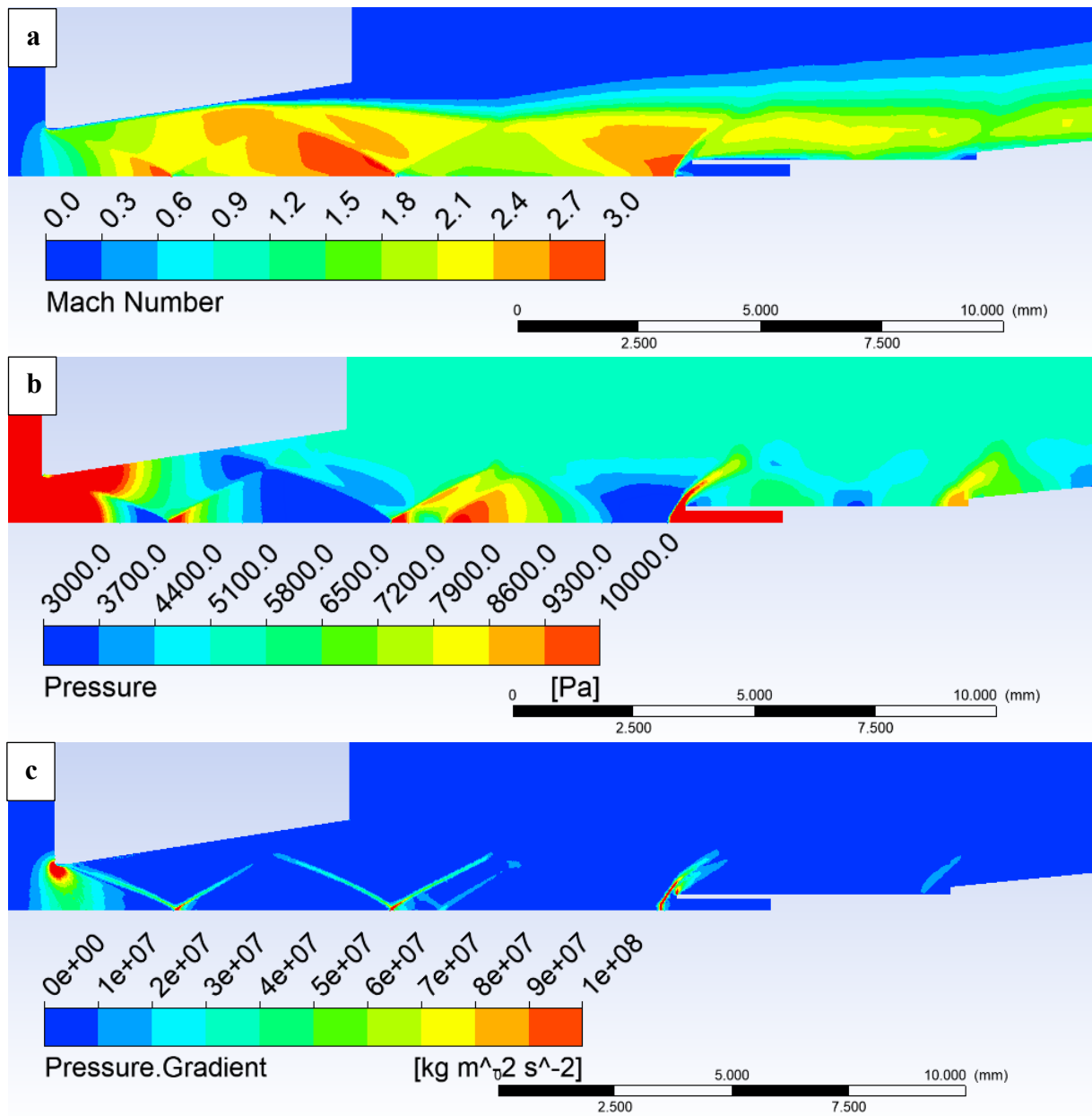
Obr. A.20 Rozložení Machova čísla (a), Statického tlaku (b) a Tlakového gradientu (c) v dýze variantu 15 000 Pa se zasunutou sondou.



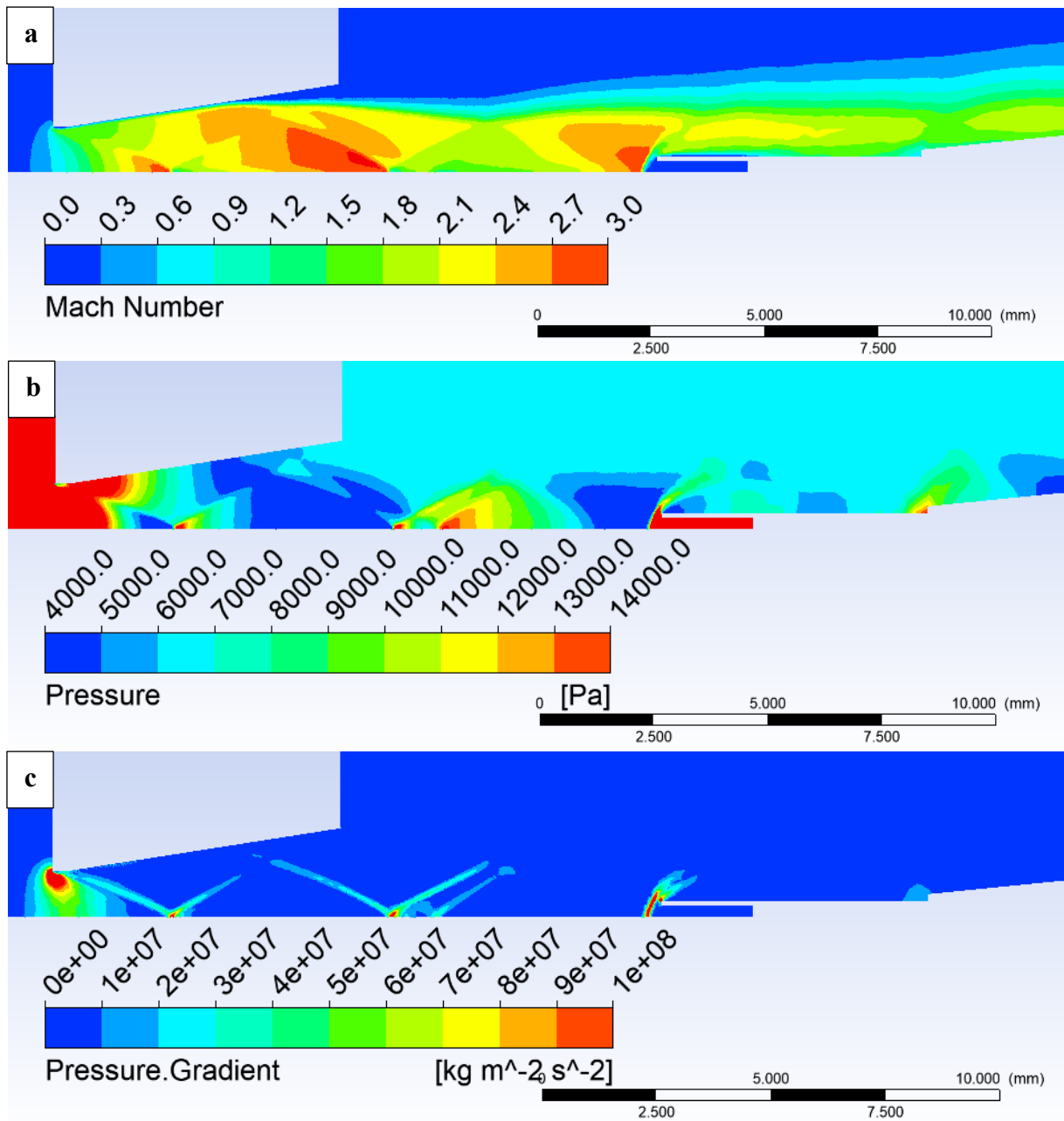
Obr. A.21 Rozložení Machova čísla (a), Statického tlaku (b) a Tlakového gradientu (c) v dýze variantu 40 000 Pa se zasunutou sondou.



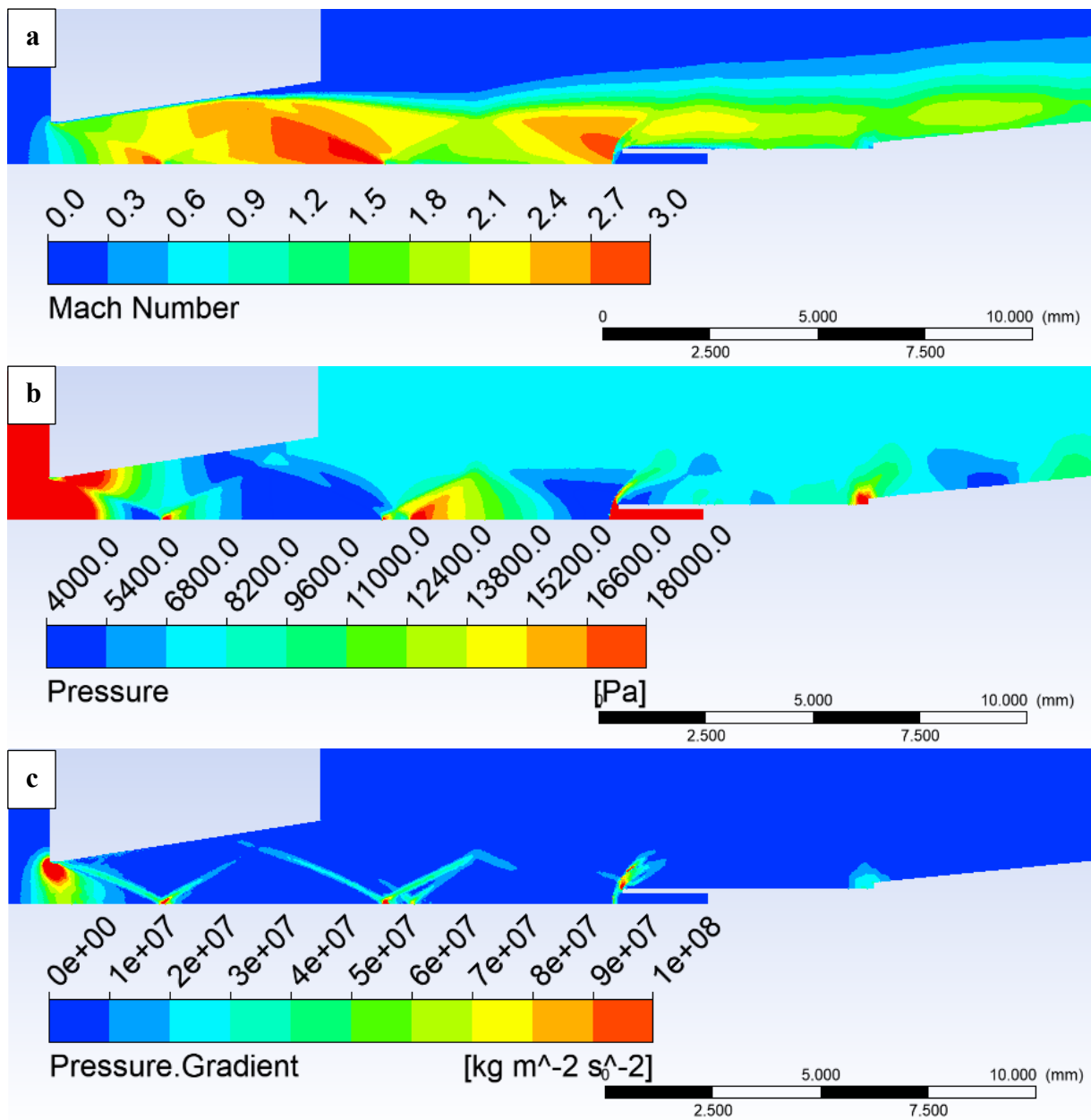
Obr. A.22 Rozložení Machova čísla (a), Statického tlaku (b) a Tlakového gradientu (c) v dýze variantu 50 000 Pa se zasunutou sondou.



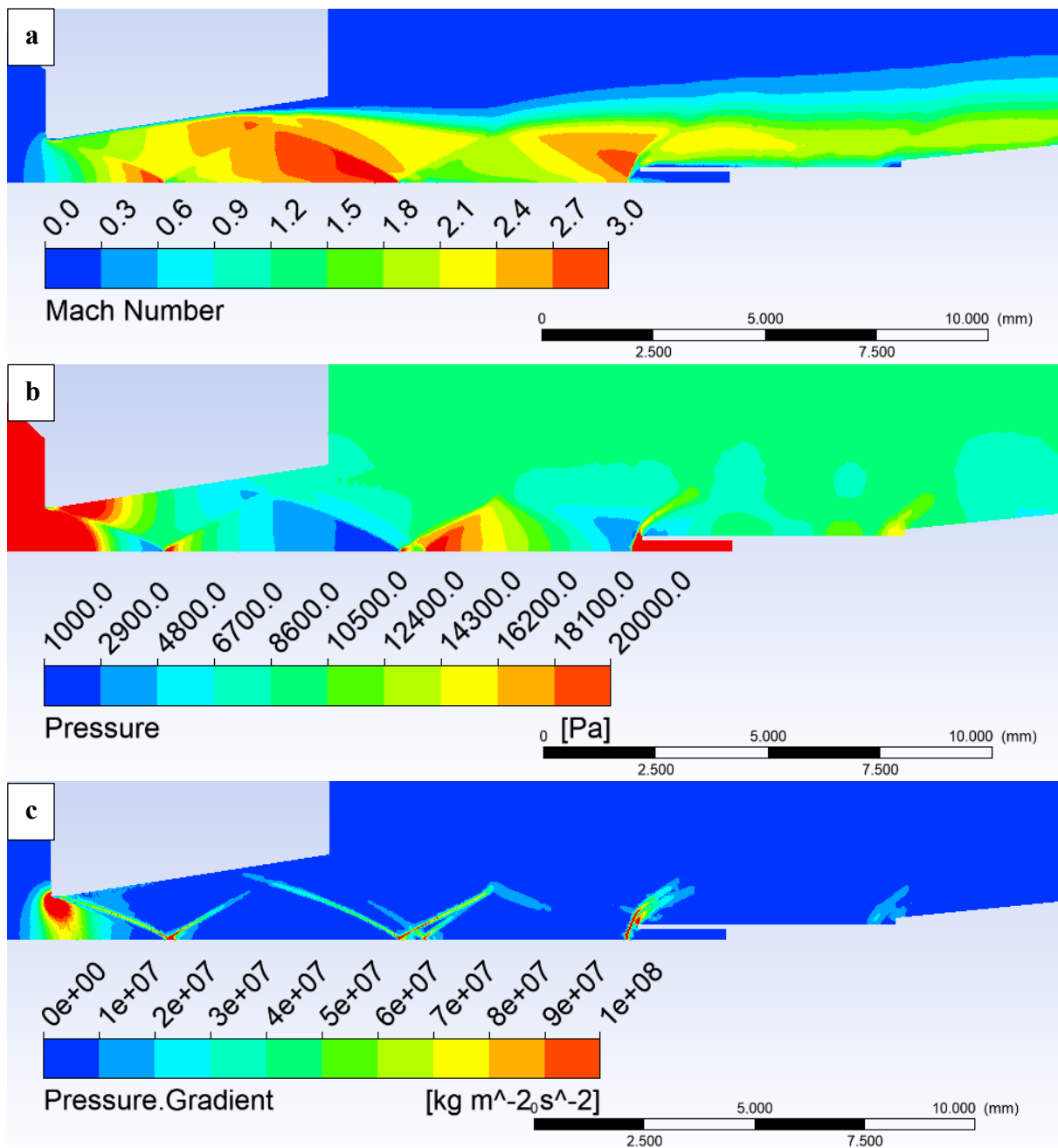
Obr. A.23 Rozložení Machova čísla (a), Statického tlaku (b) a Tlakového gradientu (c) v dýze variantu 65 000 Pa se zasunutou sondou.



Obr. A.24 Rozložení Machova čísla (a), Statického tlaku (b) a Tlakového gradientu (c) v dýze variantu 80 000 Pa se zasunutou sondou.

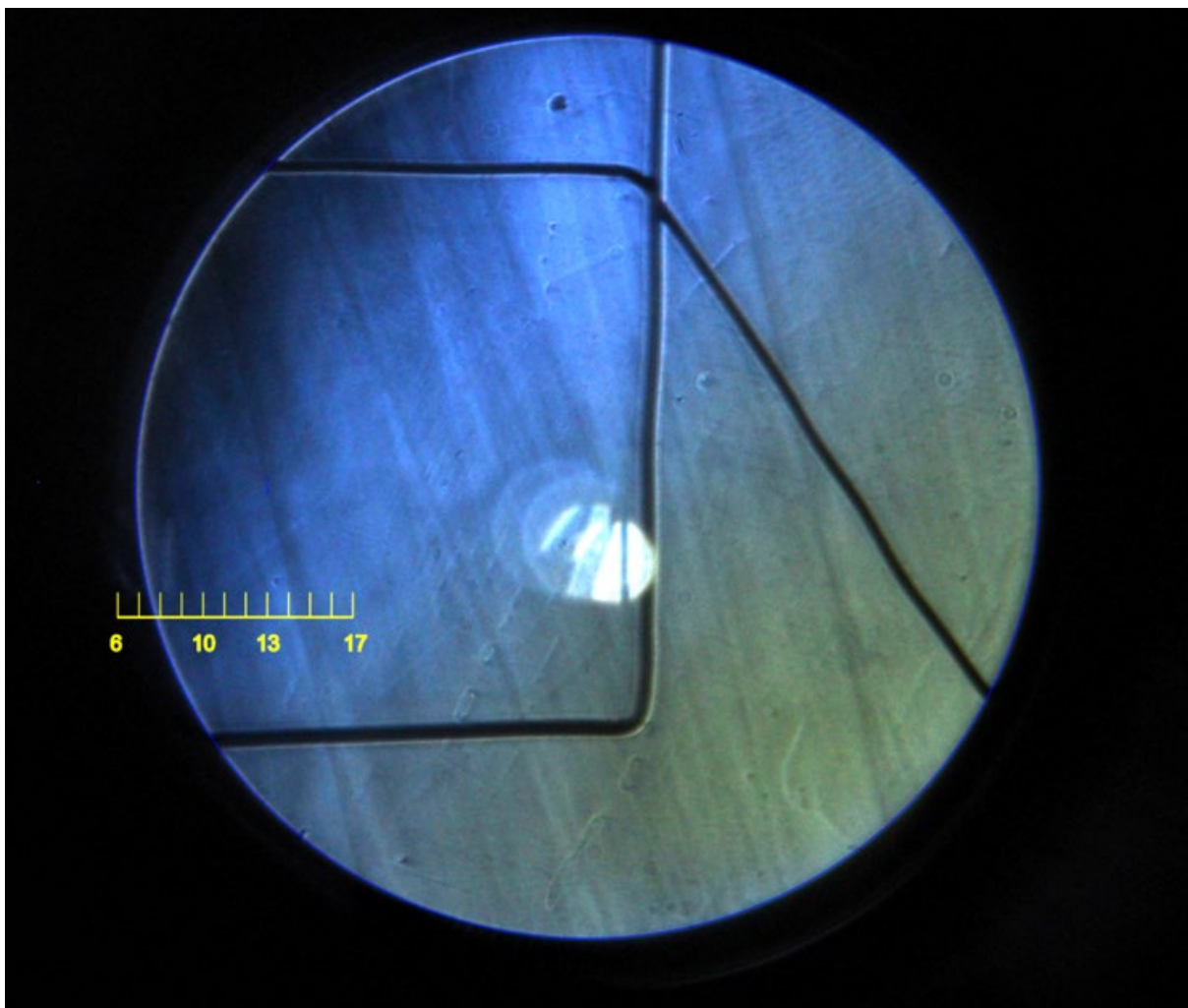


Obr. A.25 Rozložení Machova čísla (a), Statického tlaku (b) a Tlakového gradientu (c) v dýze variantu 95 000 Pa se zasunutou sondou.

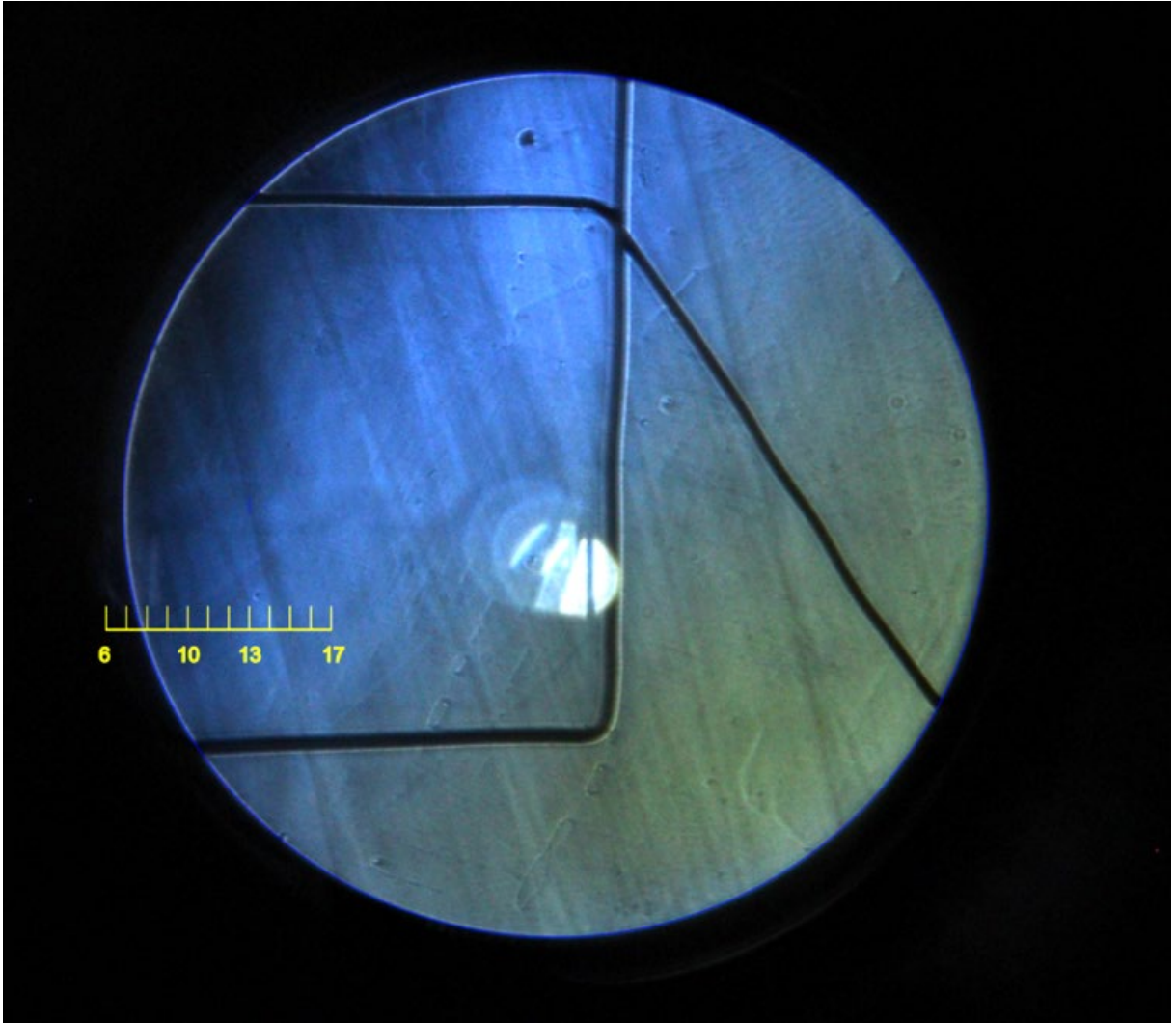


Obr. A.26 Rozložení Machova čísla (a), Statického tlaku (b) a Tlakového gradientu (c) v dýze variantu 109 000 Pa se zasunutou sondou.

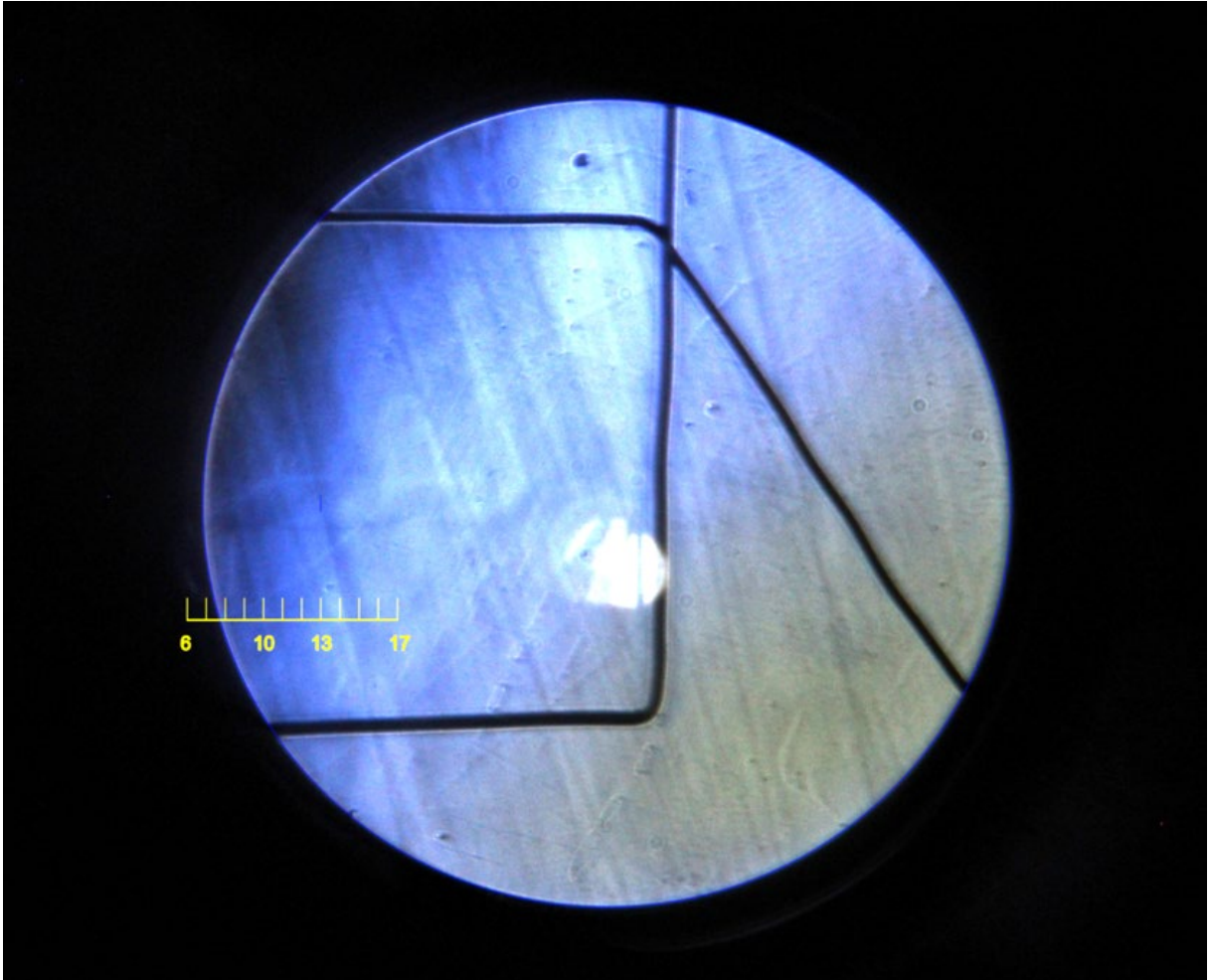
Příloha B



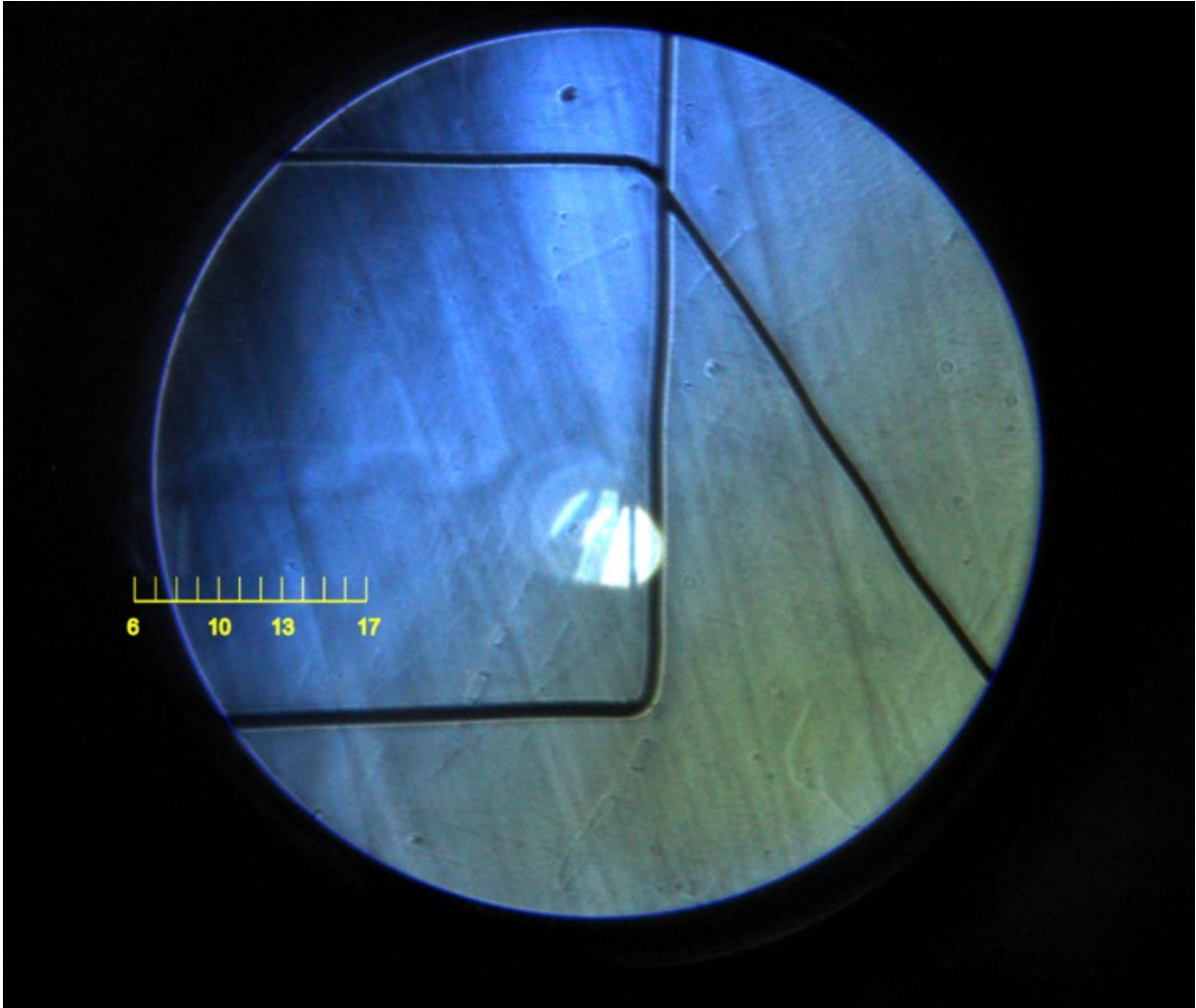
Obr. B.27 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 15 000 Pa bez zasunuté sondy.



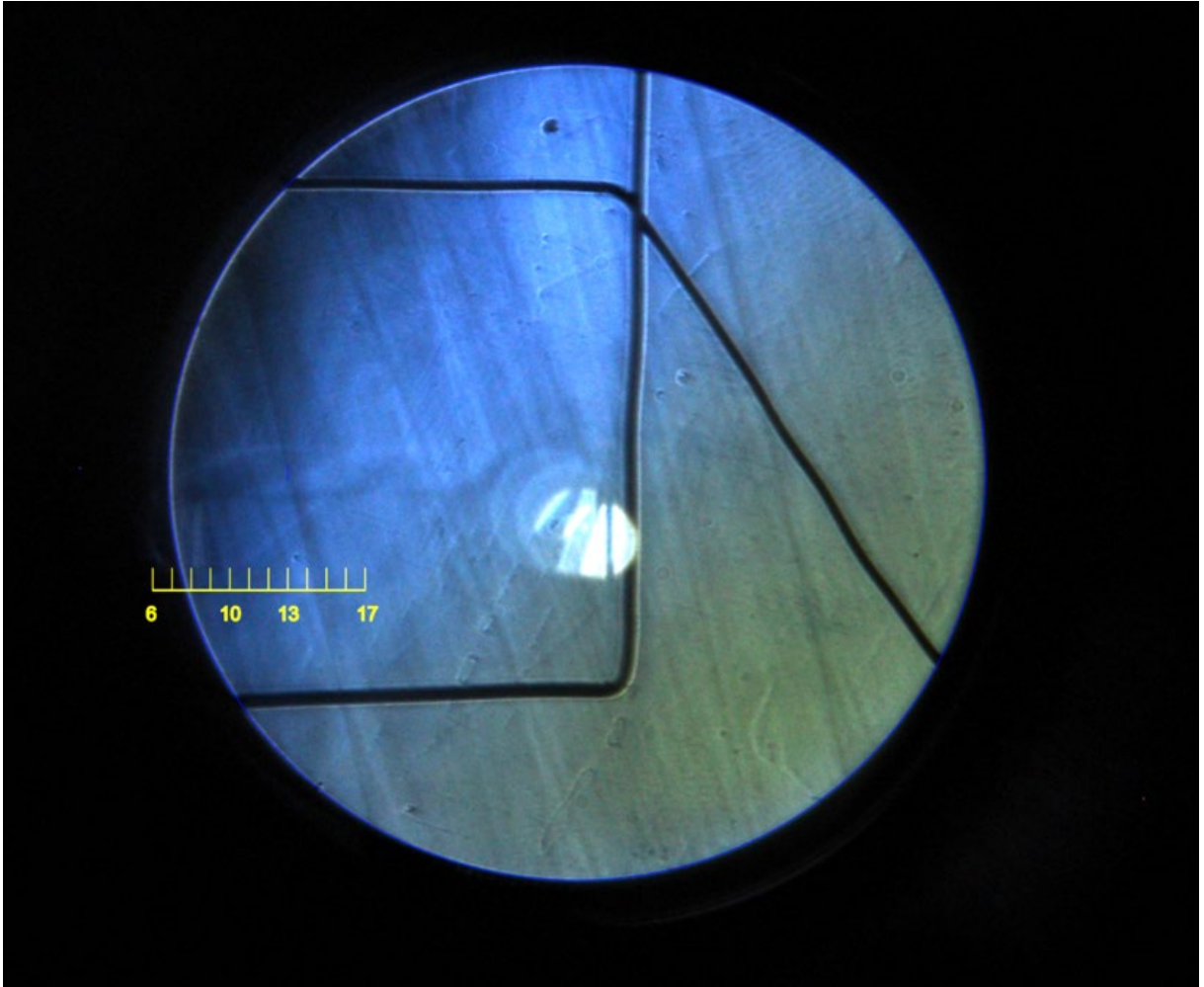
Obr. B.28 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 20 000 Pa bez zasunuté sondy.



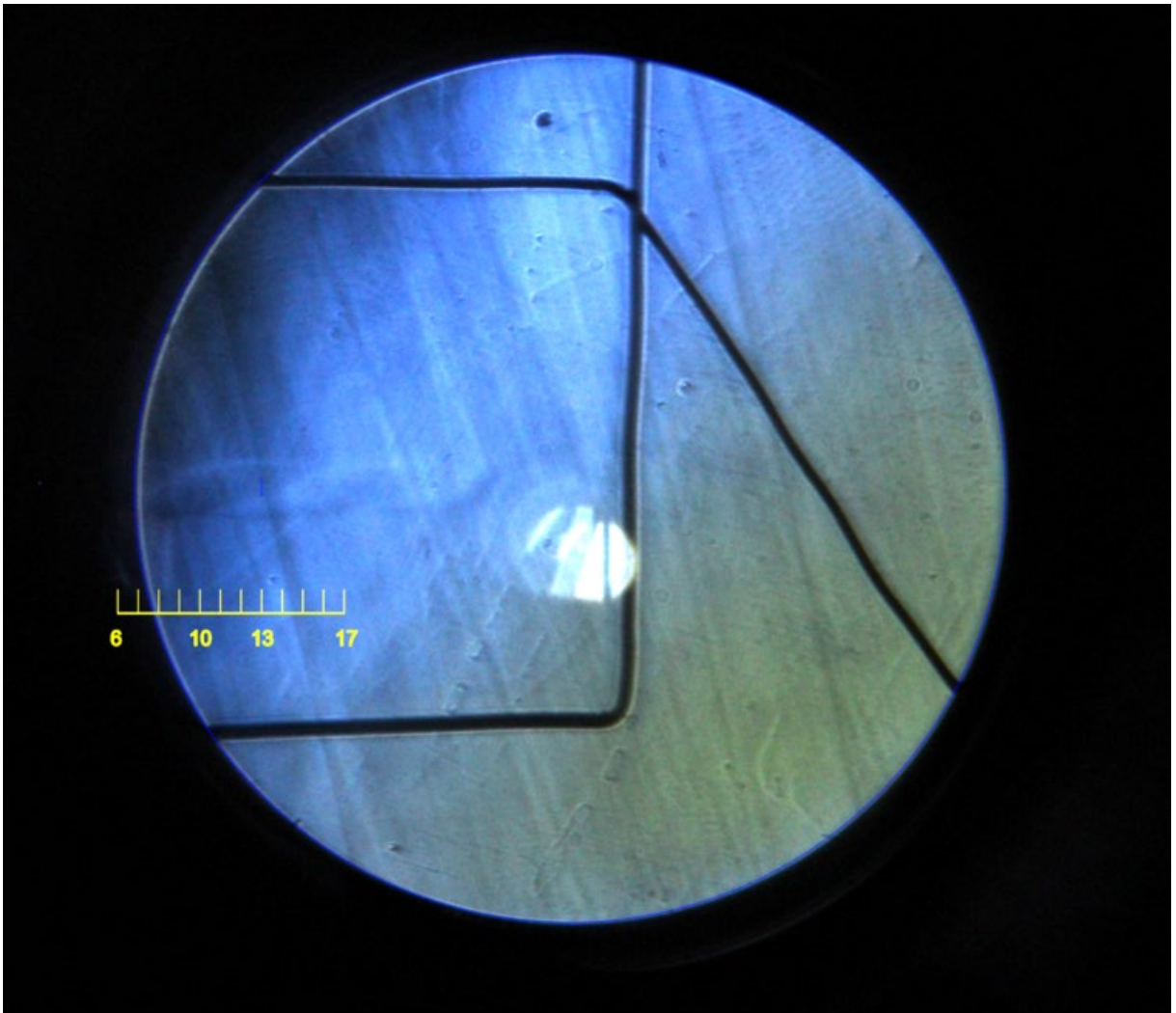
Obr. B.29 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 25 000 Pa bez zasunuté sondy.



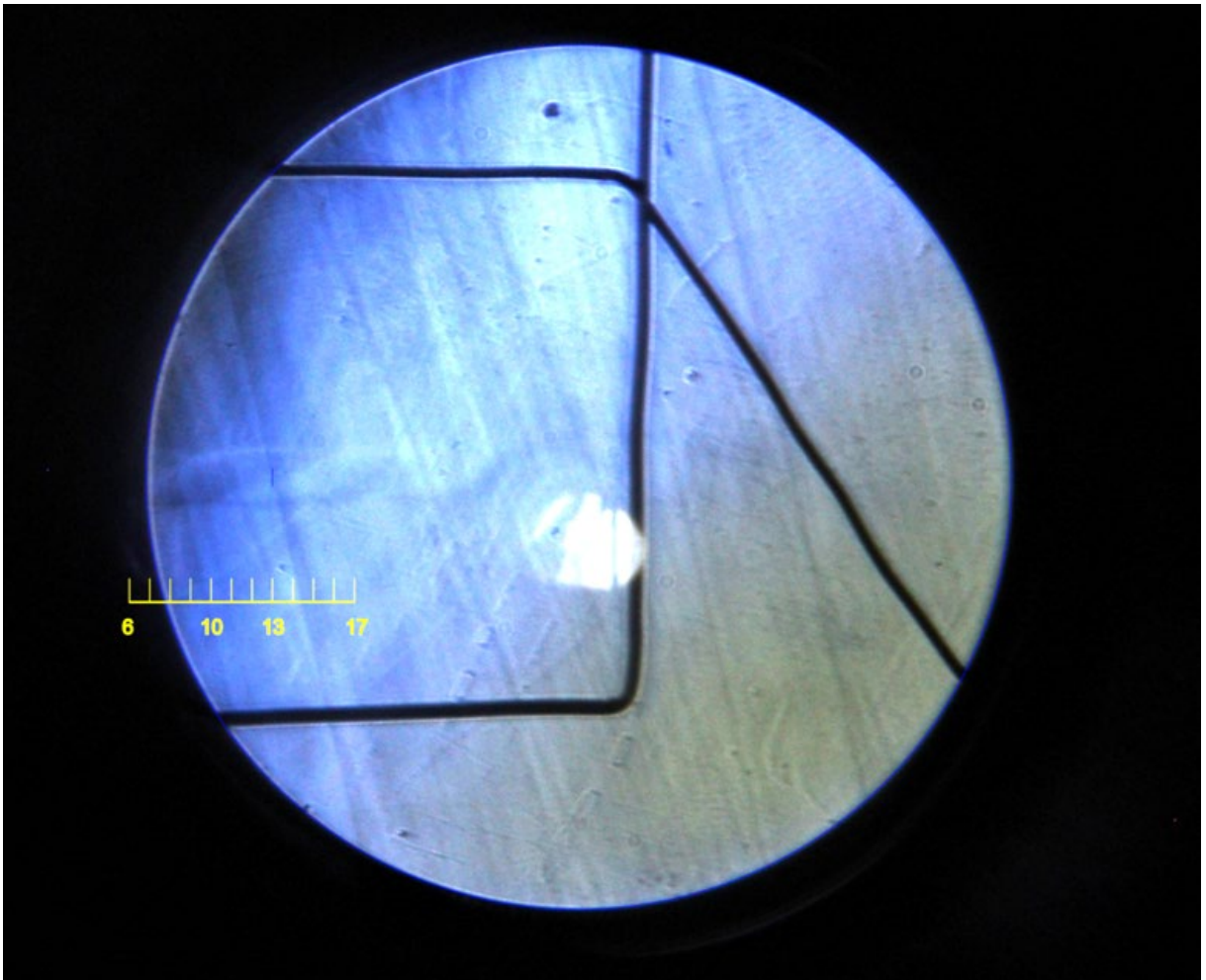
Obr. B.30 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 30 000 Pa bez zasunuté sondy.



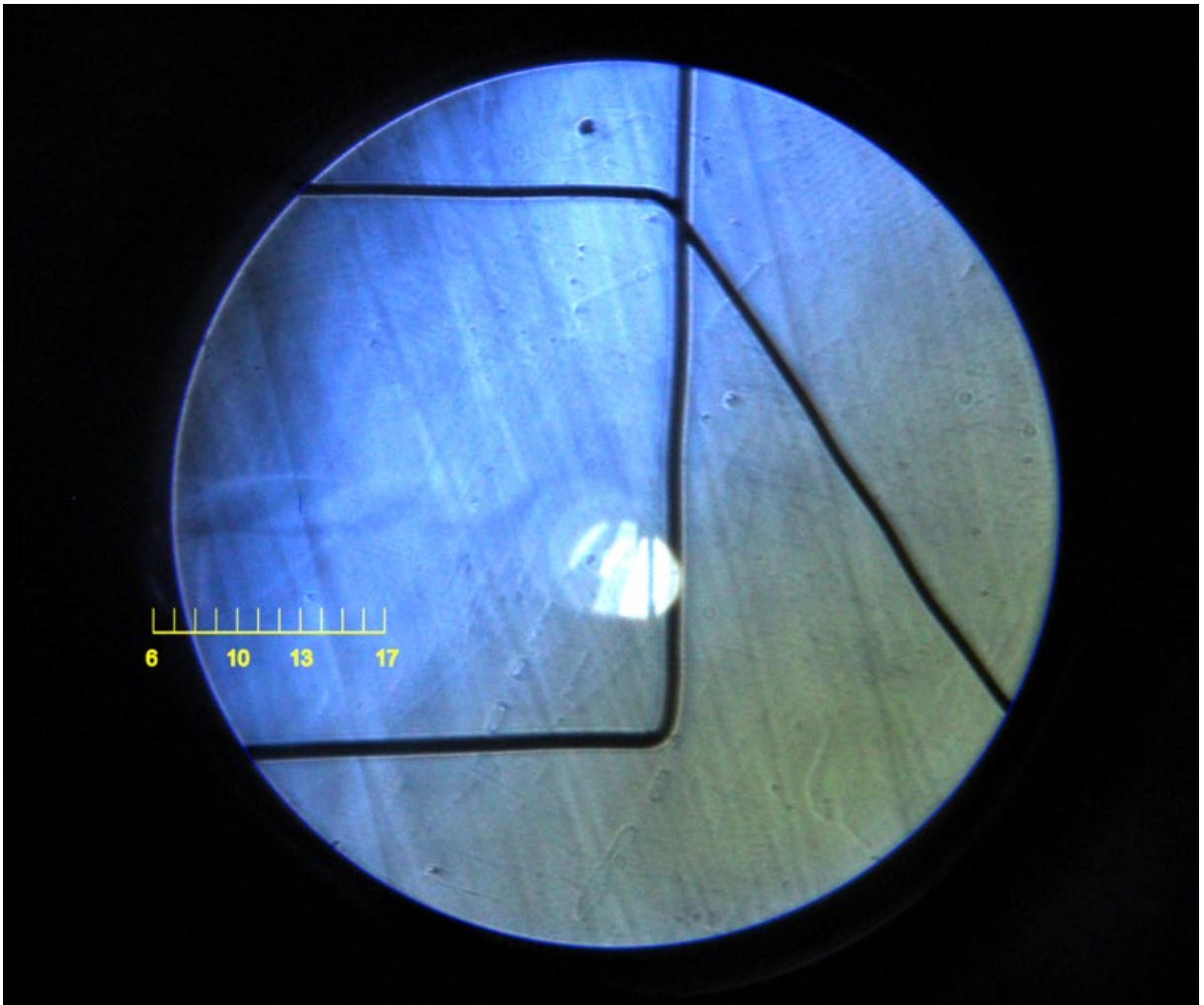
Obr. B.31 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 35 000 Pa bez zasunuté sondy.



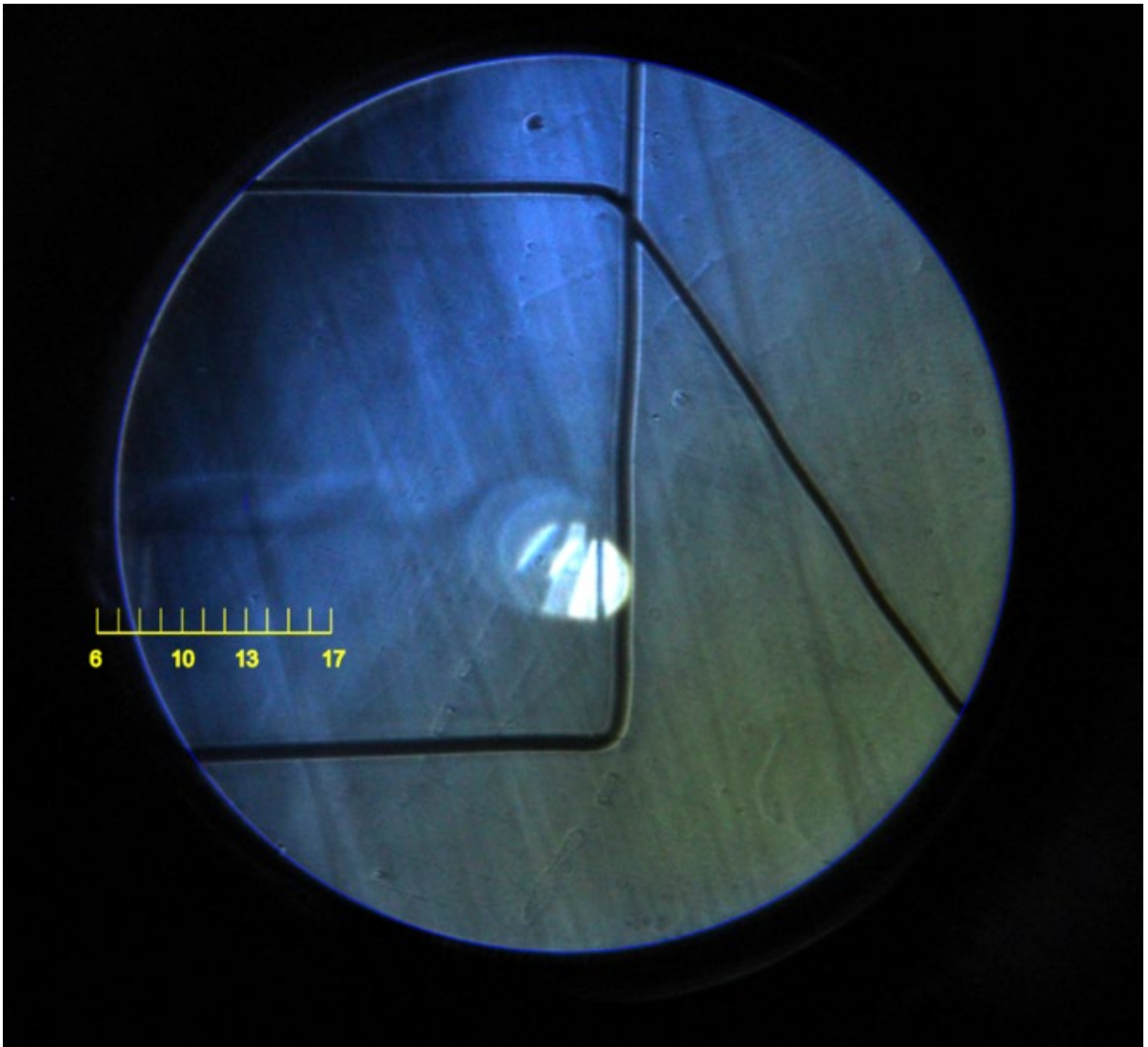
Obr. B.32 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 40 000 Pa bez zasunuté sondy.



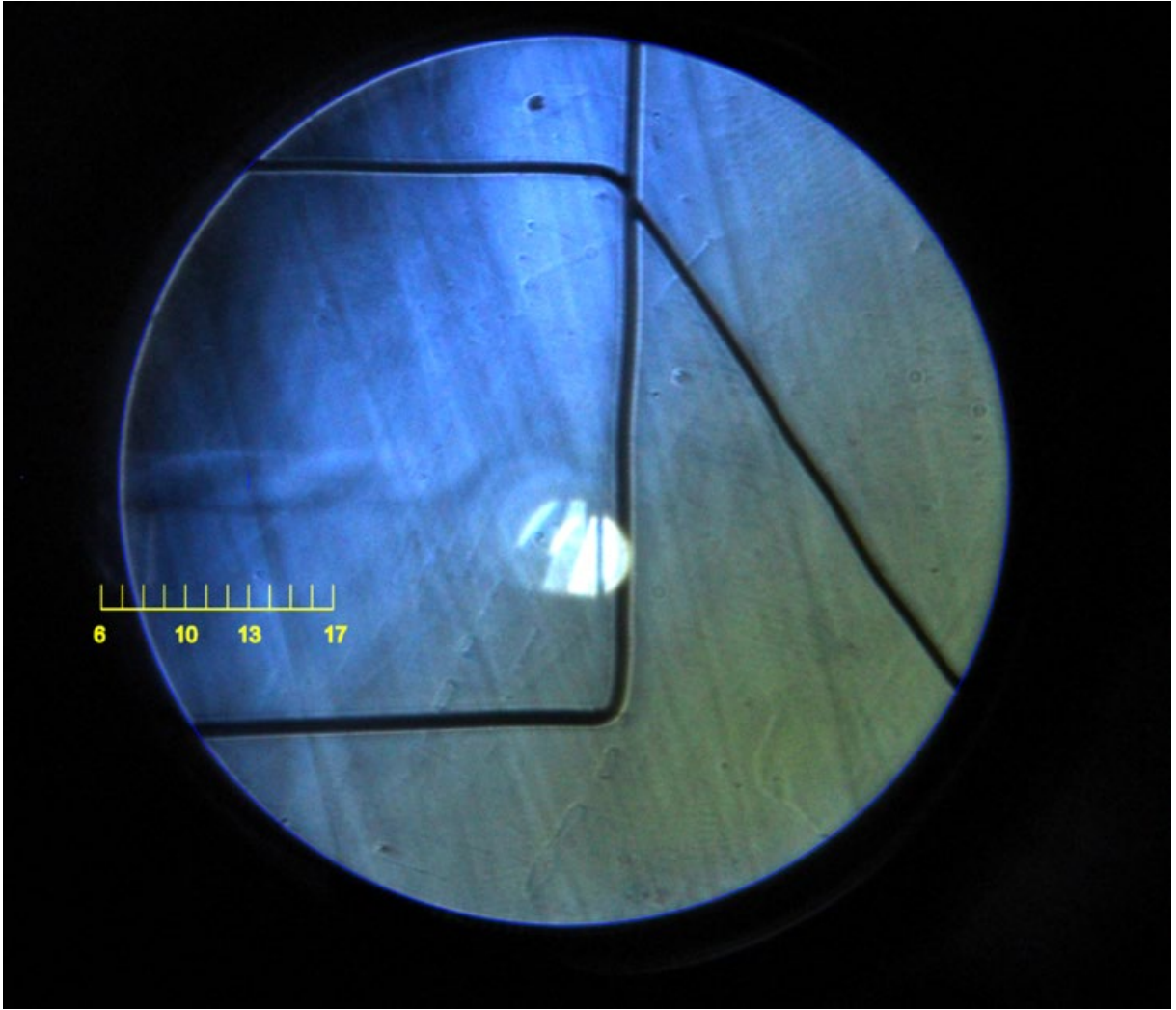
Obr. B.33 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 45 000 Pa bez zasunuté sondy.



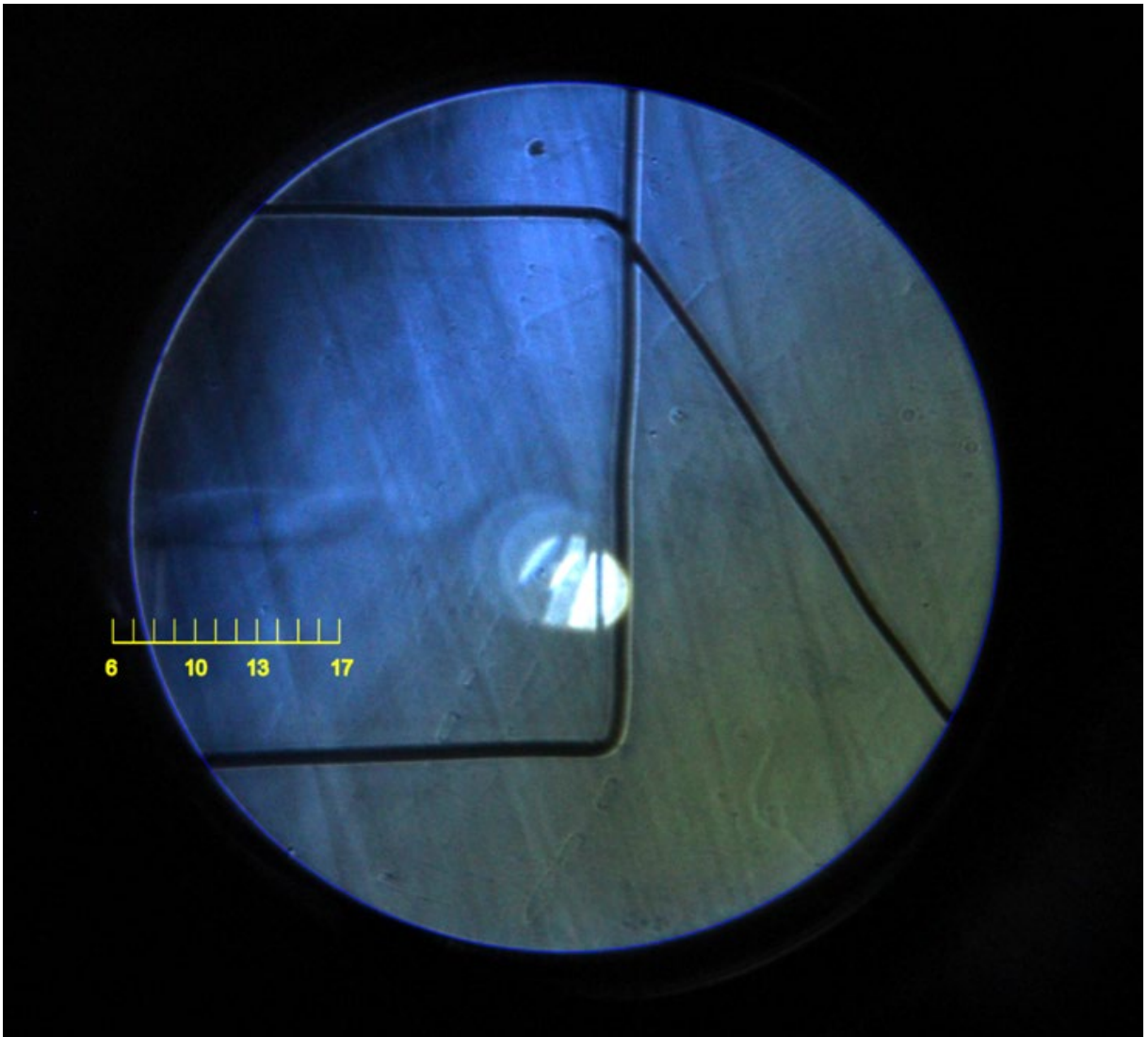
Obr. B.34 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 50 000 Pa bez zasunuté sondy.



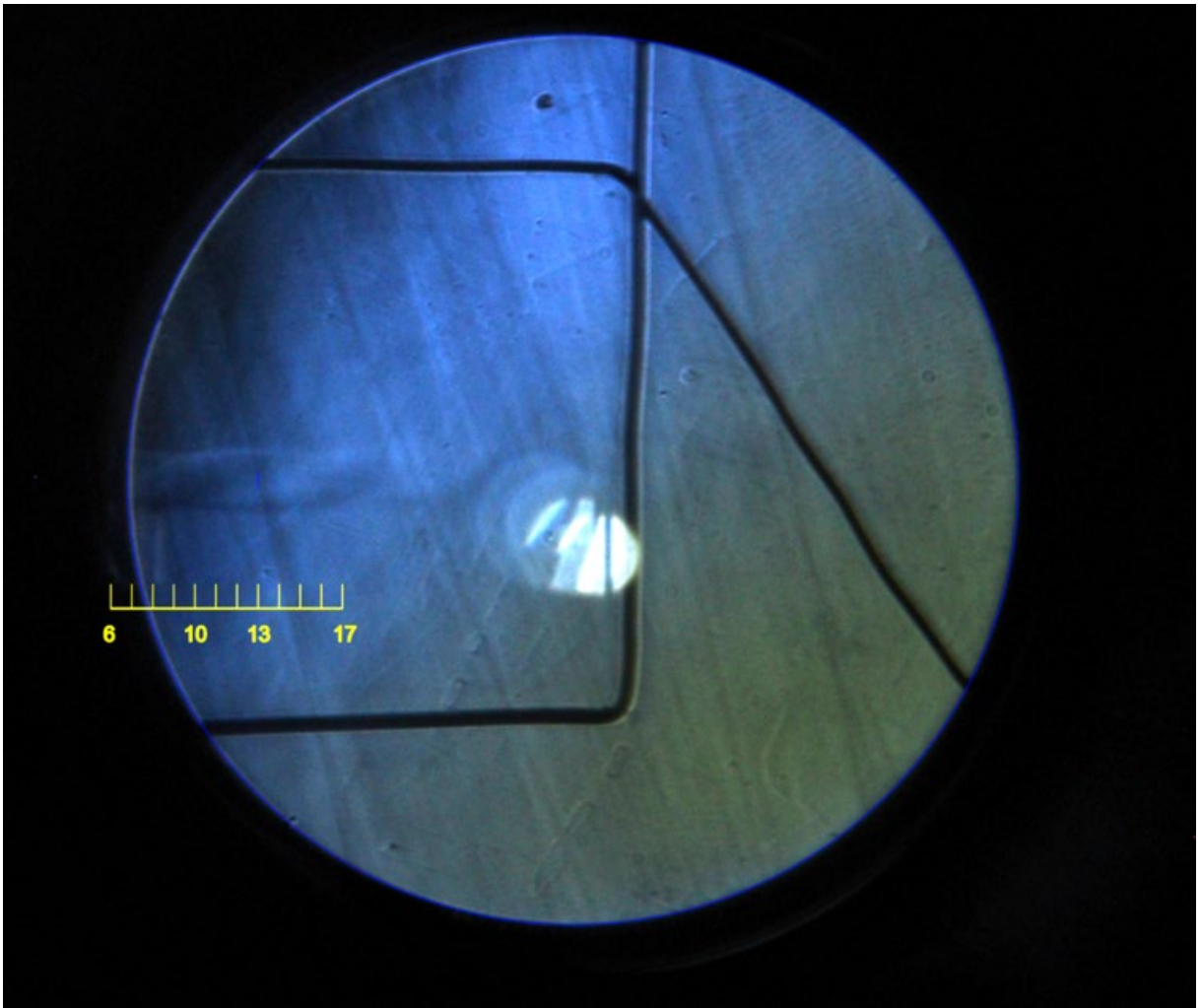
Obr. B.35 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 55 000 Pa bez zasunuté sondy.



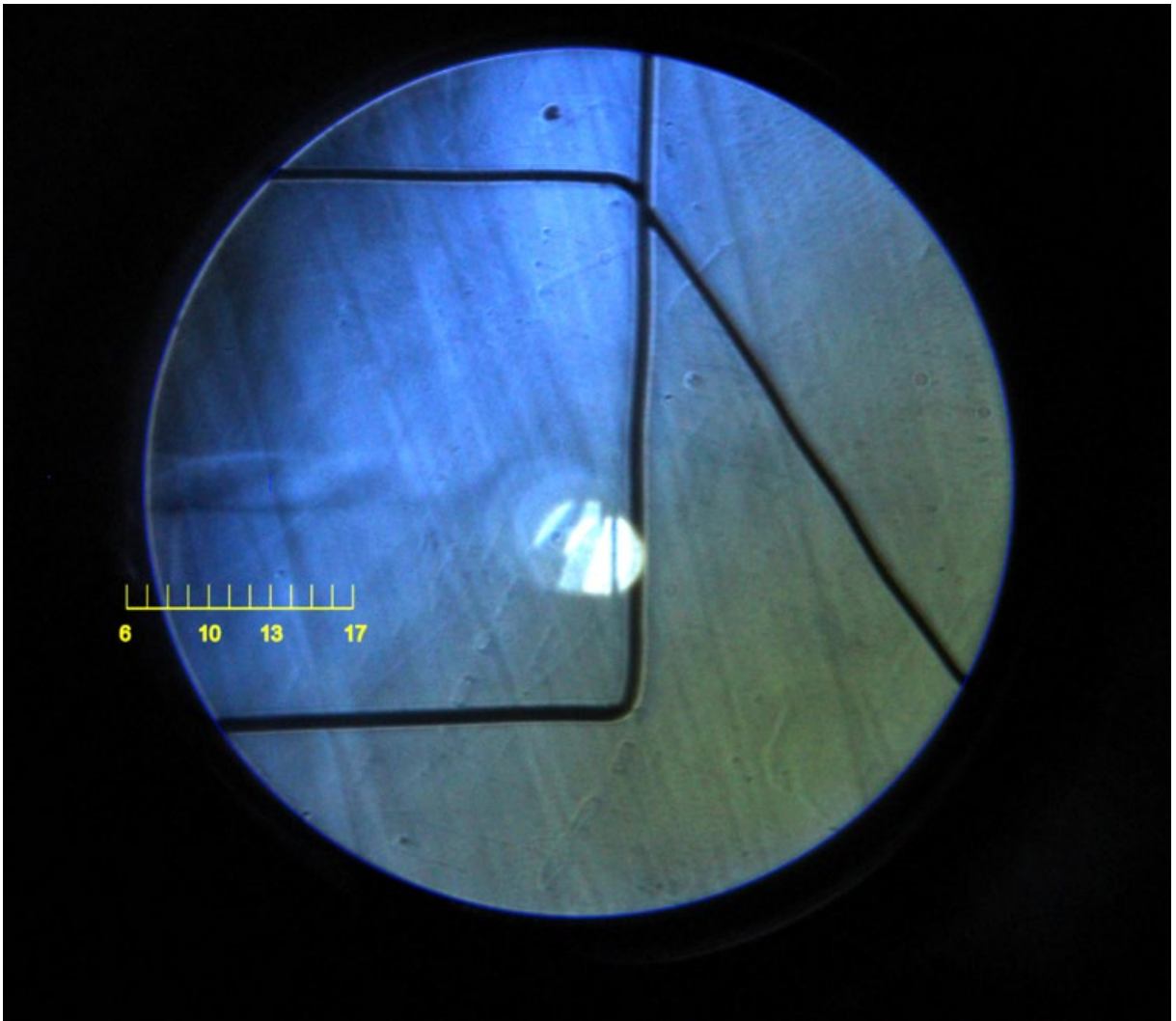
Obr. B.36 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 60 000 Pa bez zasunuté sondy.



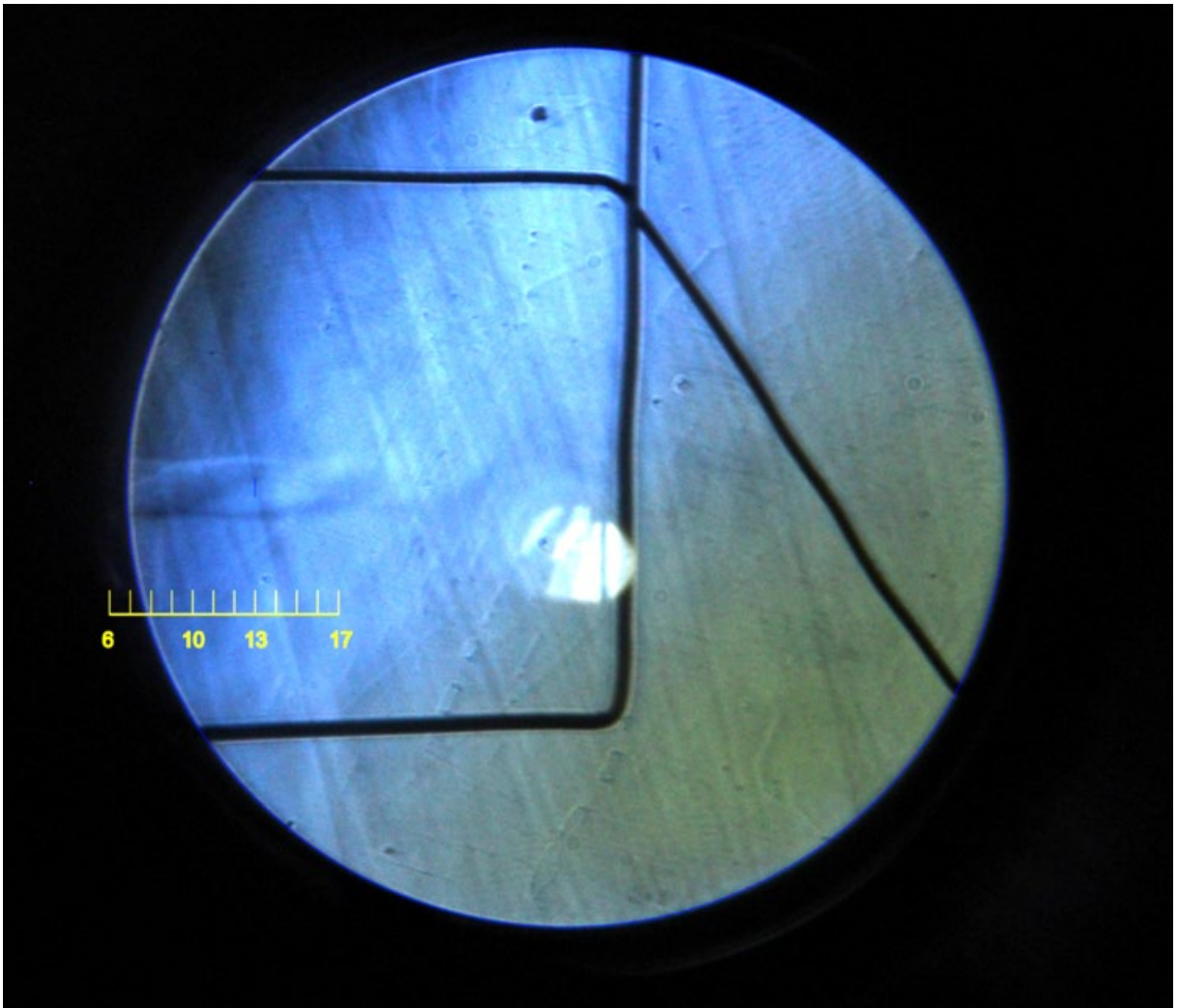
Obr. B.37 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 65 000 Pa bez zasunuté sondy.



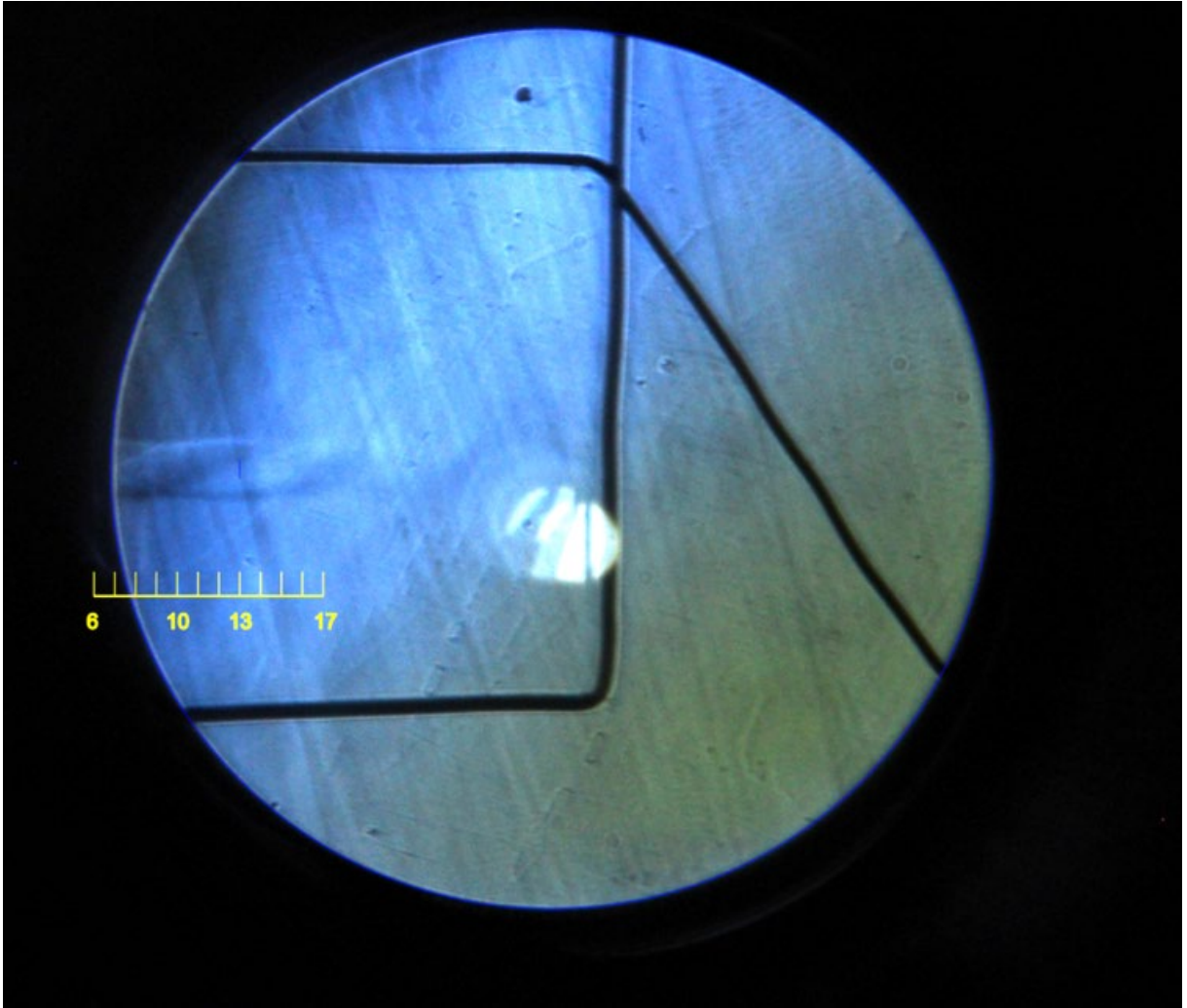
Obr. B.38 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 70 000 Pa bez zasunuté sondy.



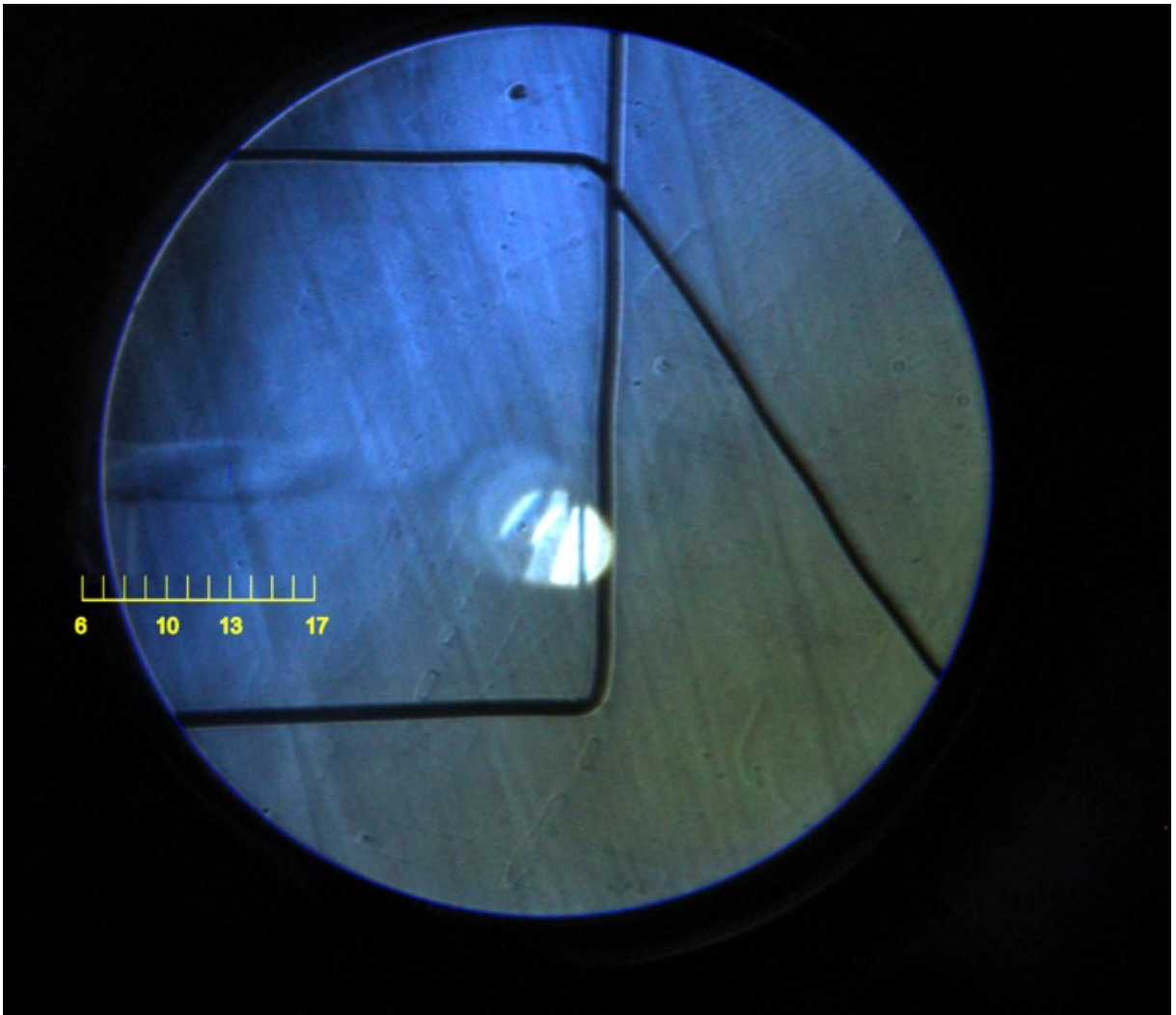
Obr. B.39 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 75 000 Pa bez zasunuté sondy.



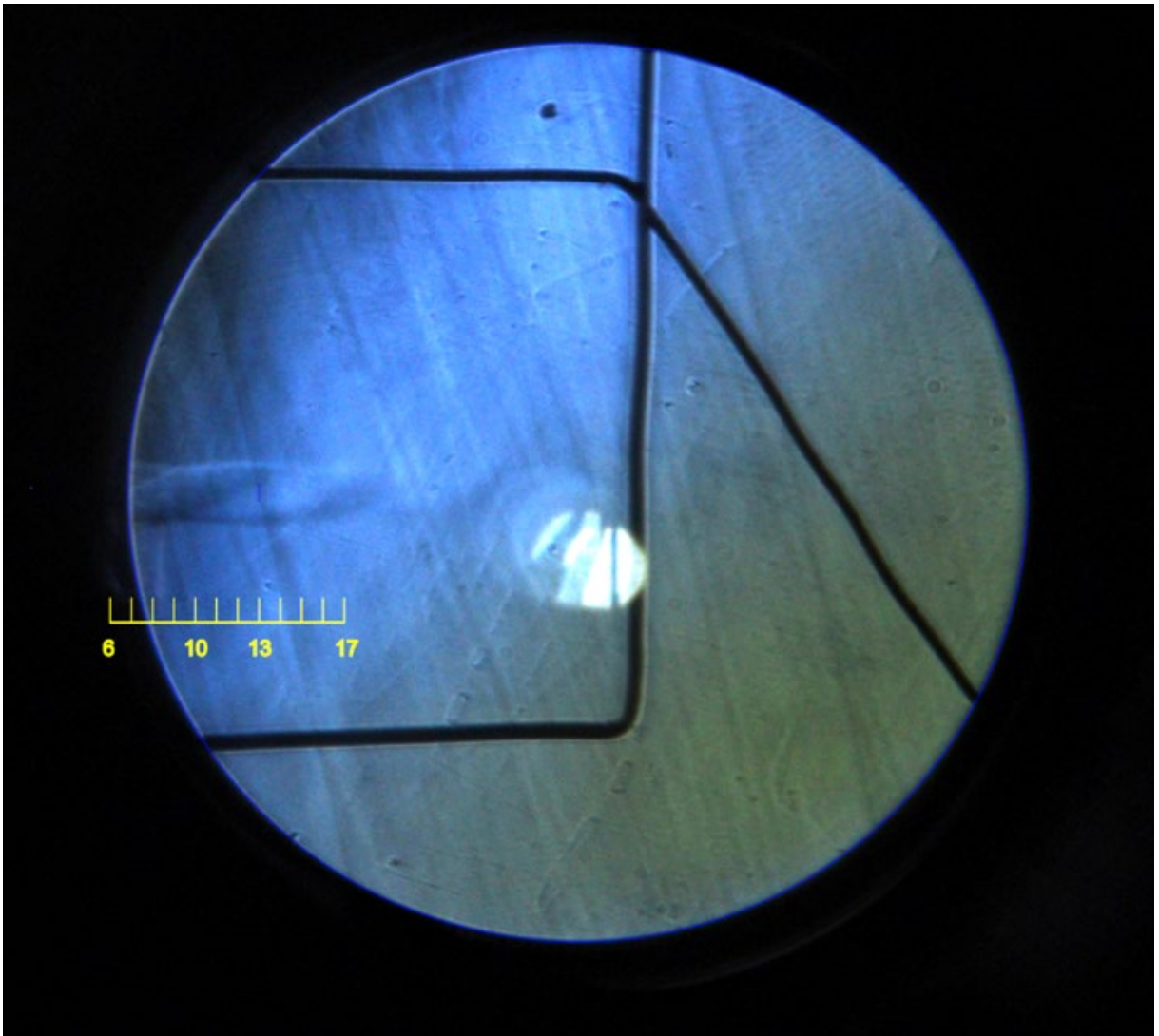
Obr. B.40 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 80 000 Pa bez zasunuté sondy.



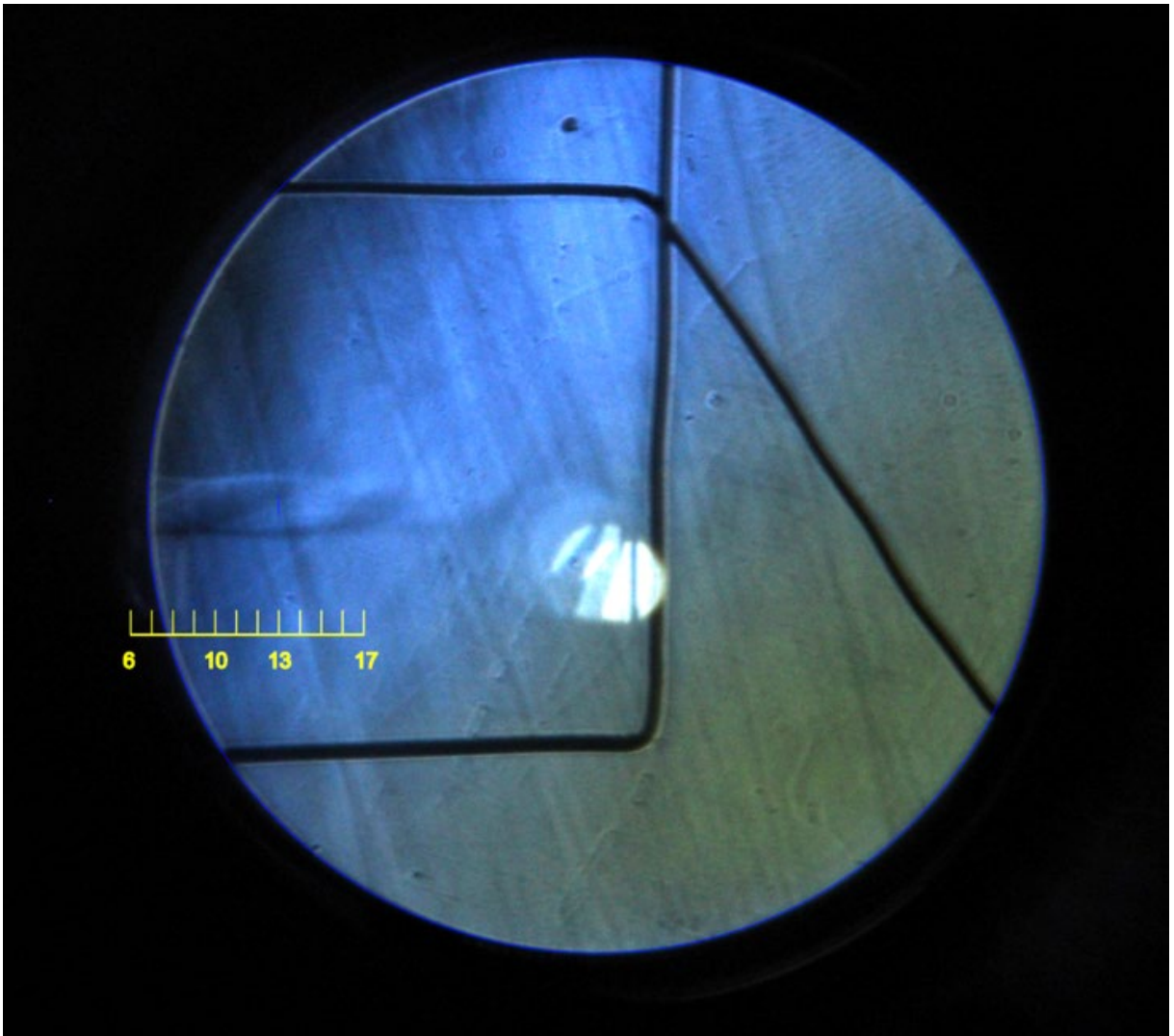
Obr. B.41 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 85 000 Pa bez zasunuté sondy.



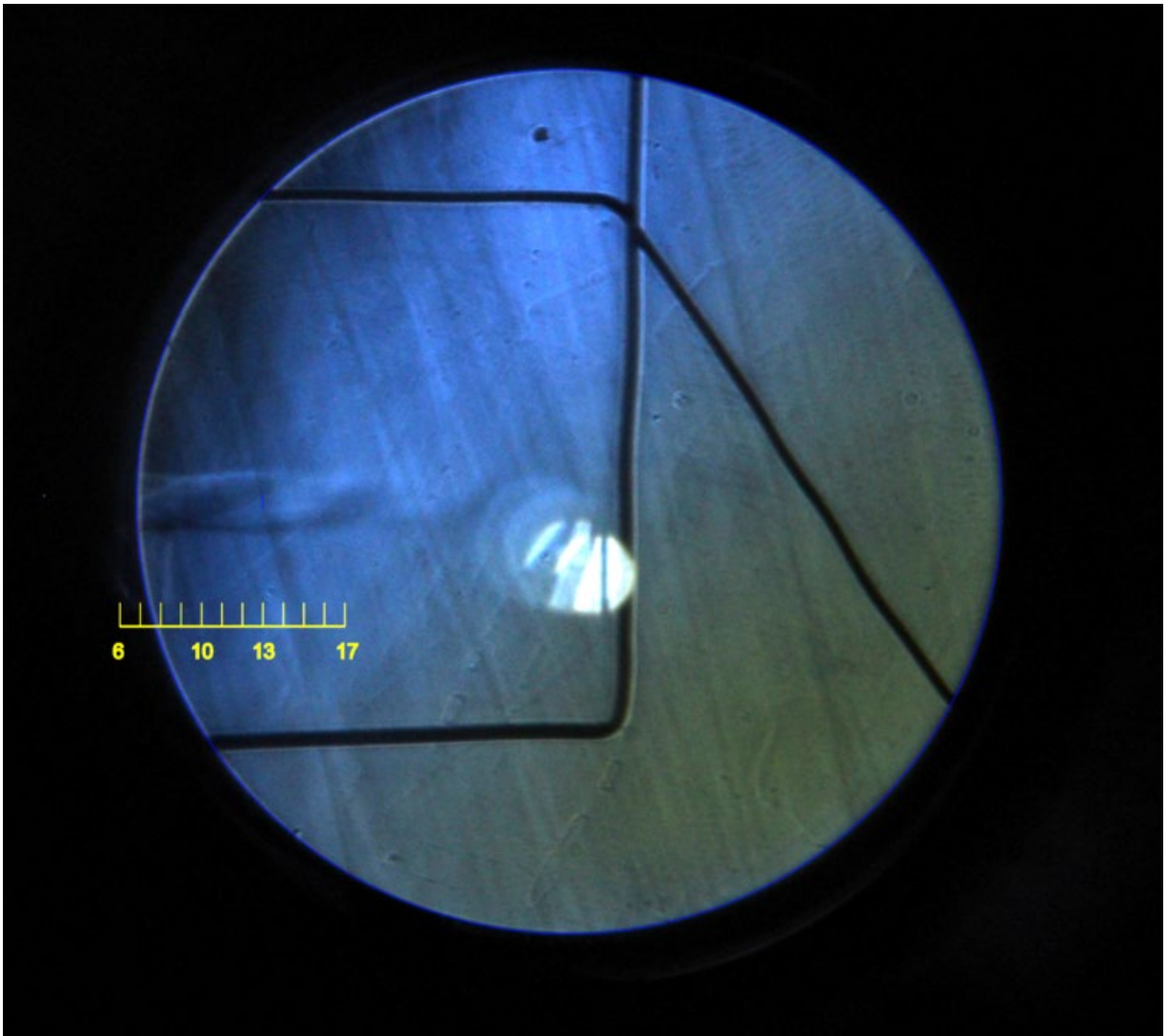
Obr. B.42 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 90 000 Pa bez zasunuté sondy.



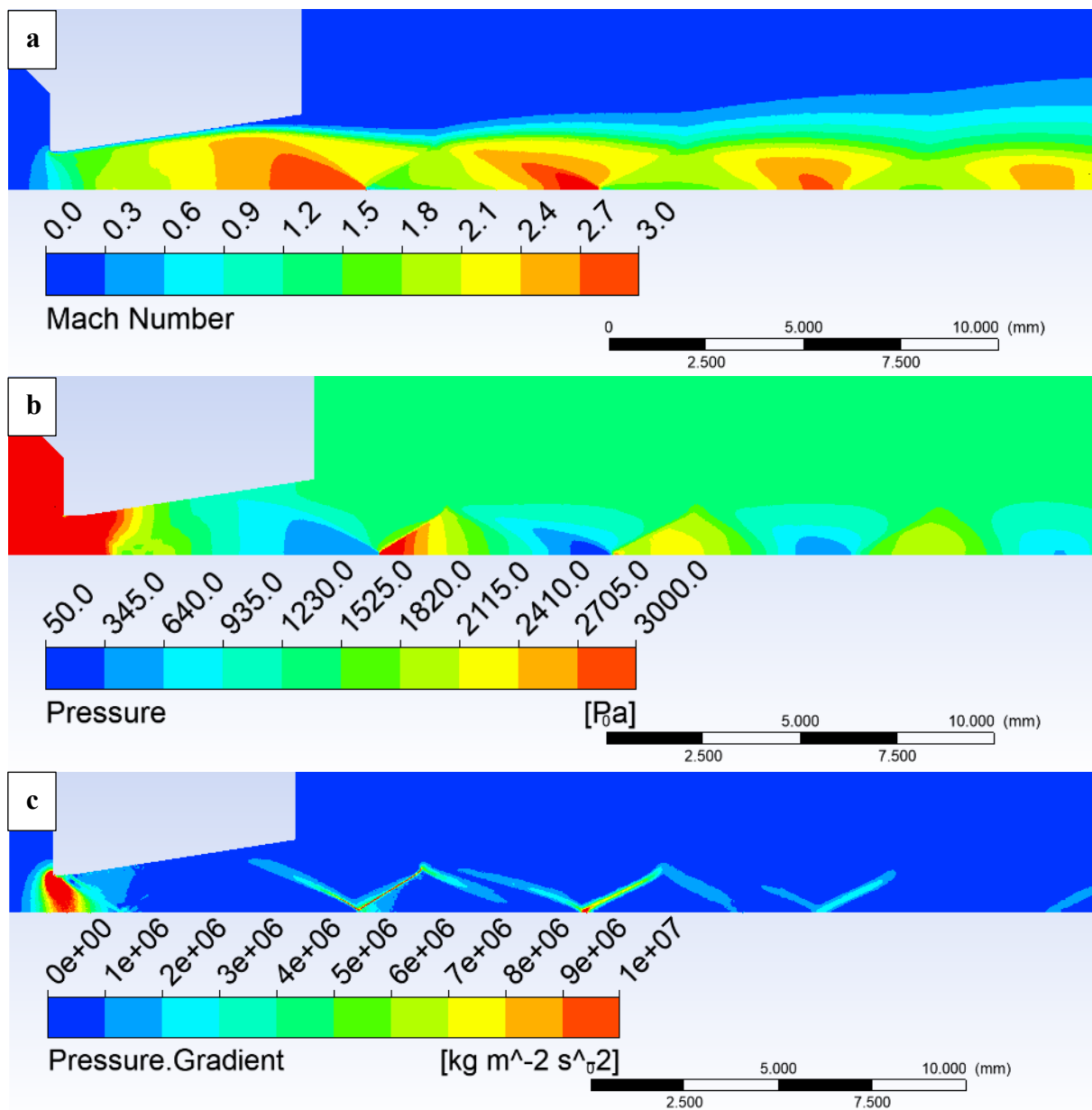
Obr. B.43 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 95 000 Pa bez zasunuté sondy.



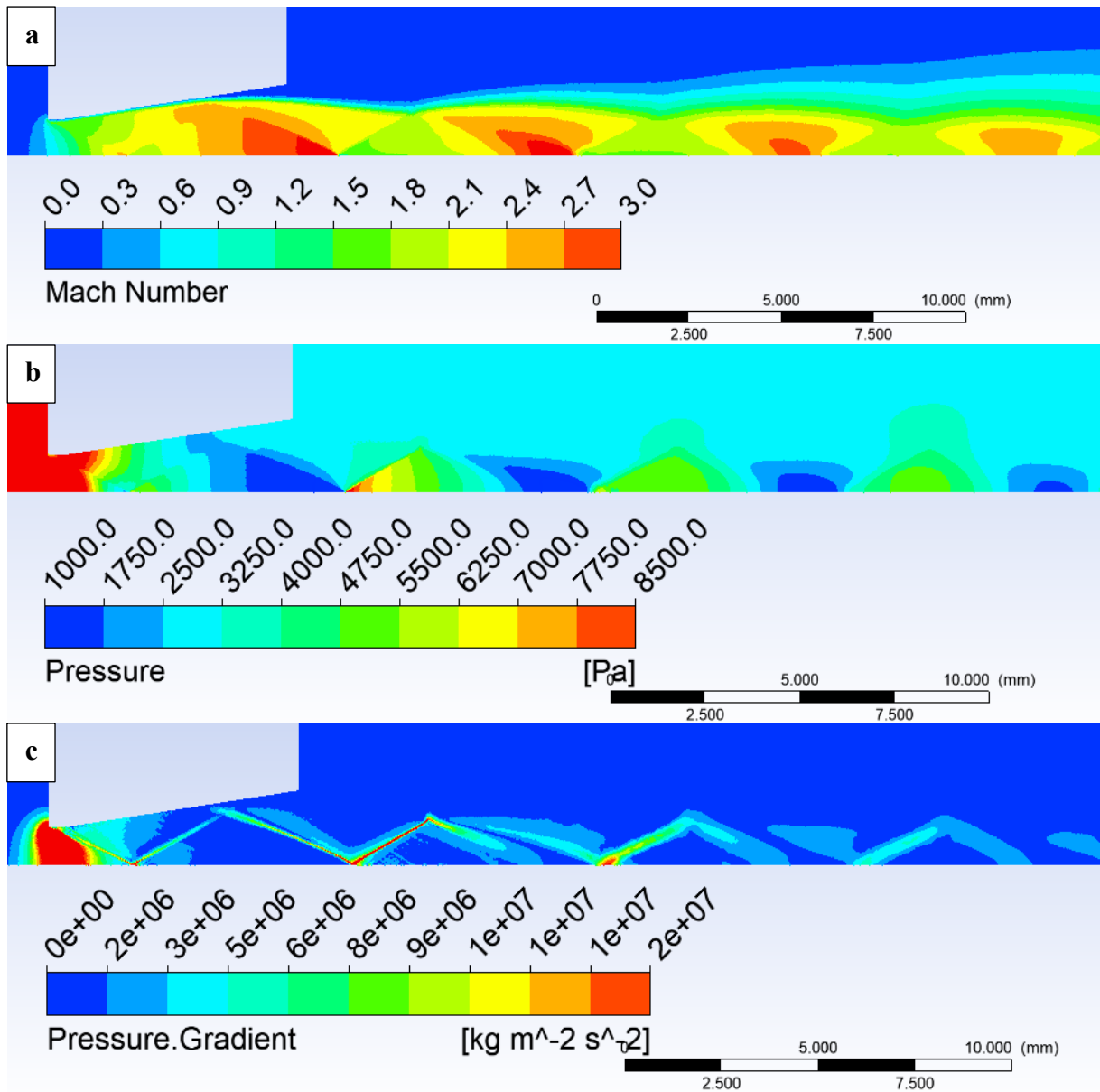
Obr. B.44 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 100 000 Pa bez zasunuté sondy.



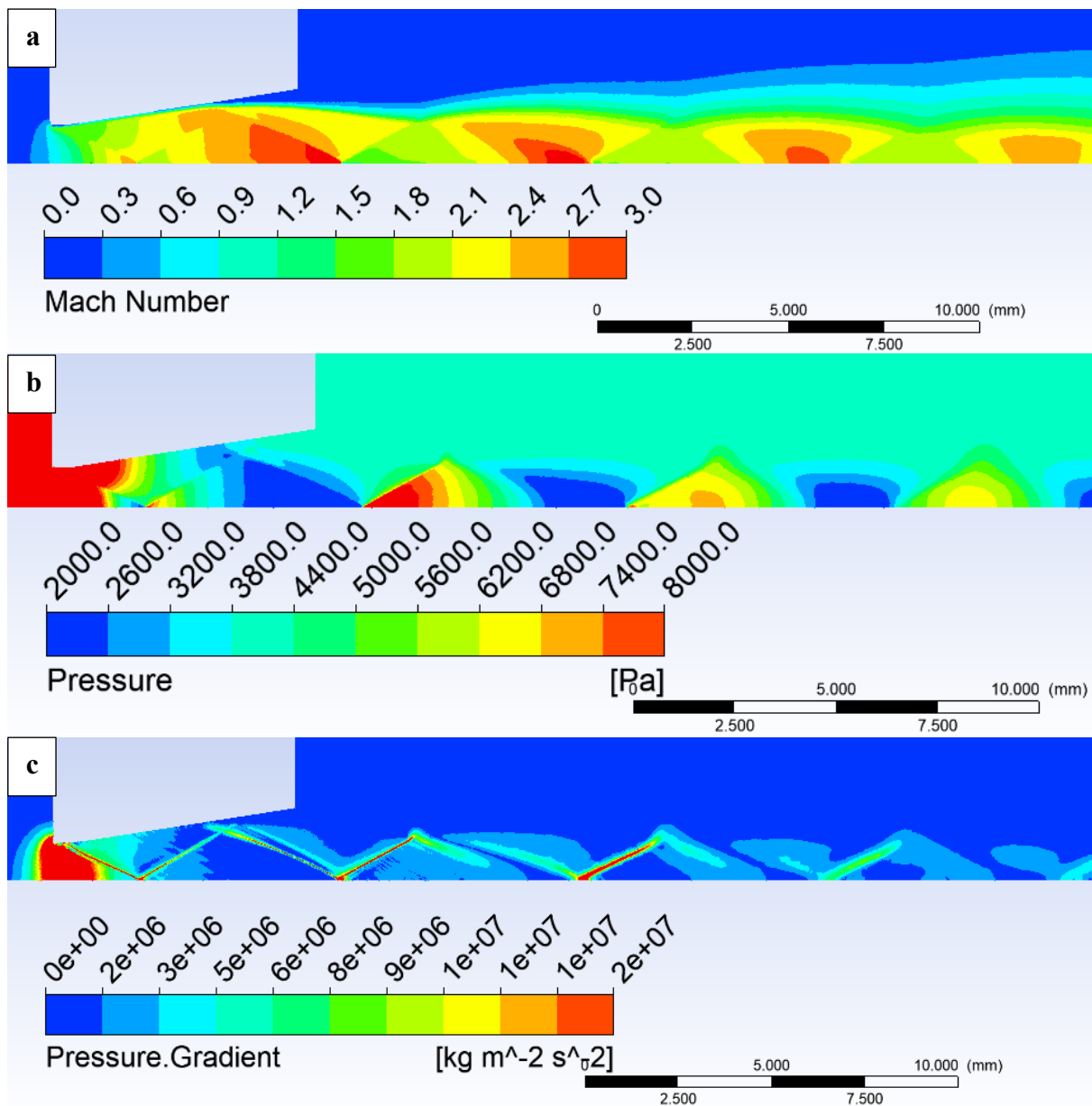
Obr. B.45 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod pro variantu 109 000 Pa bez zasunuté sondy.



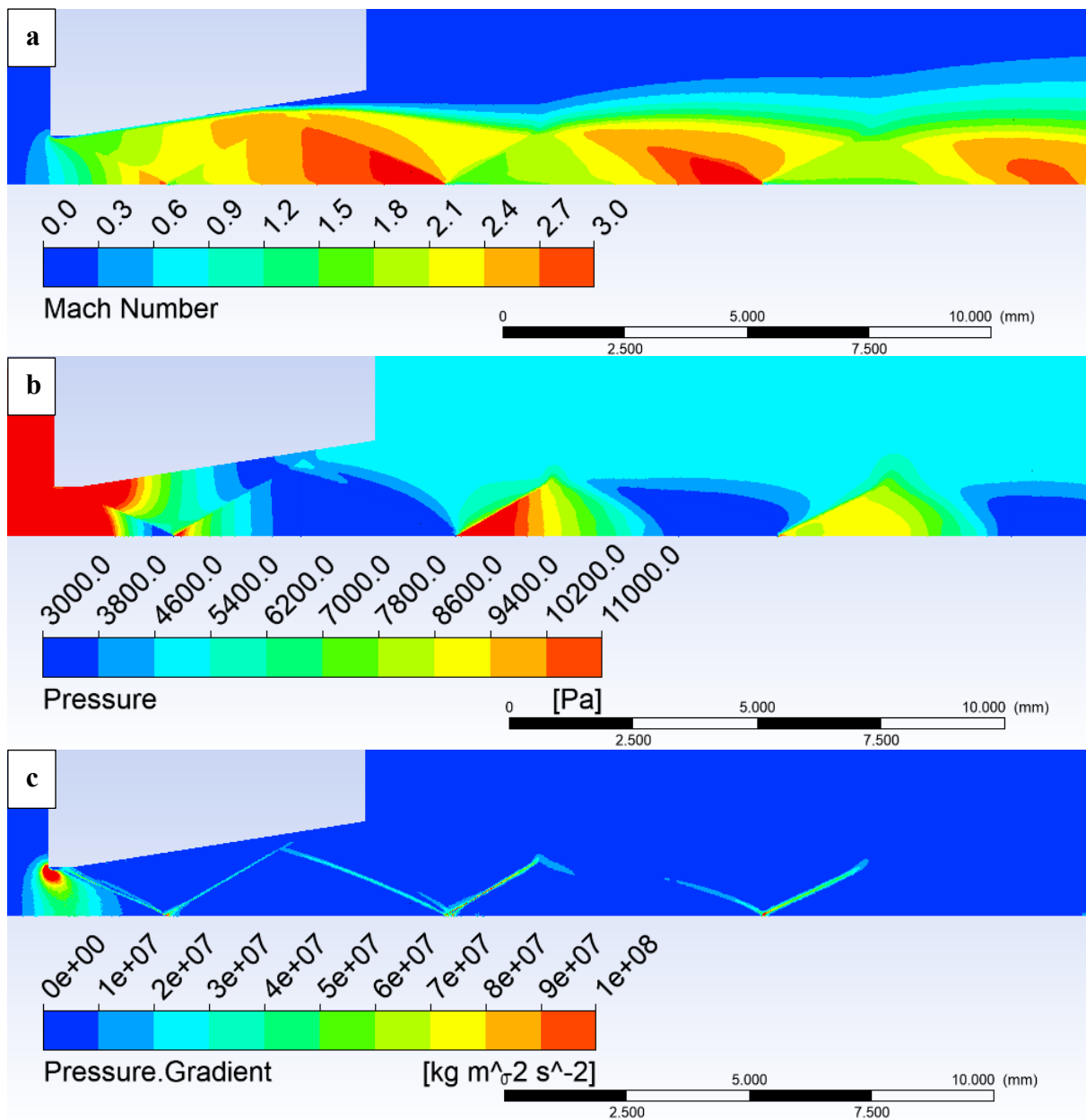
Obr. B.46 Rozložení Machova čísla (a), Statického tlaku (b) a Tlakového gradientu (c) v dýze variantu 15 000 Pa bez zasunuté sondy.



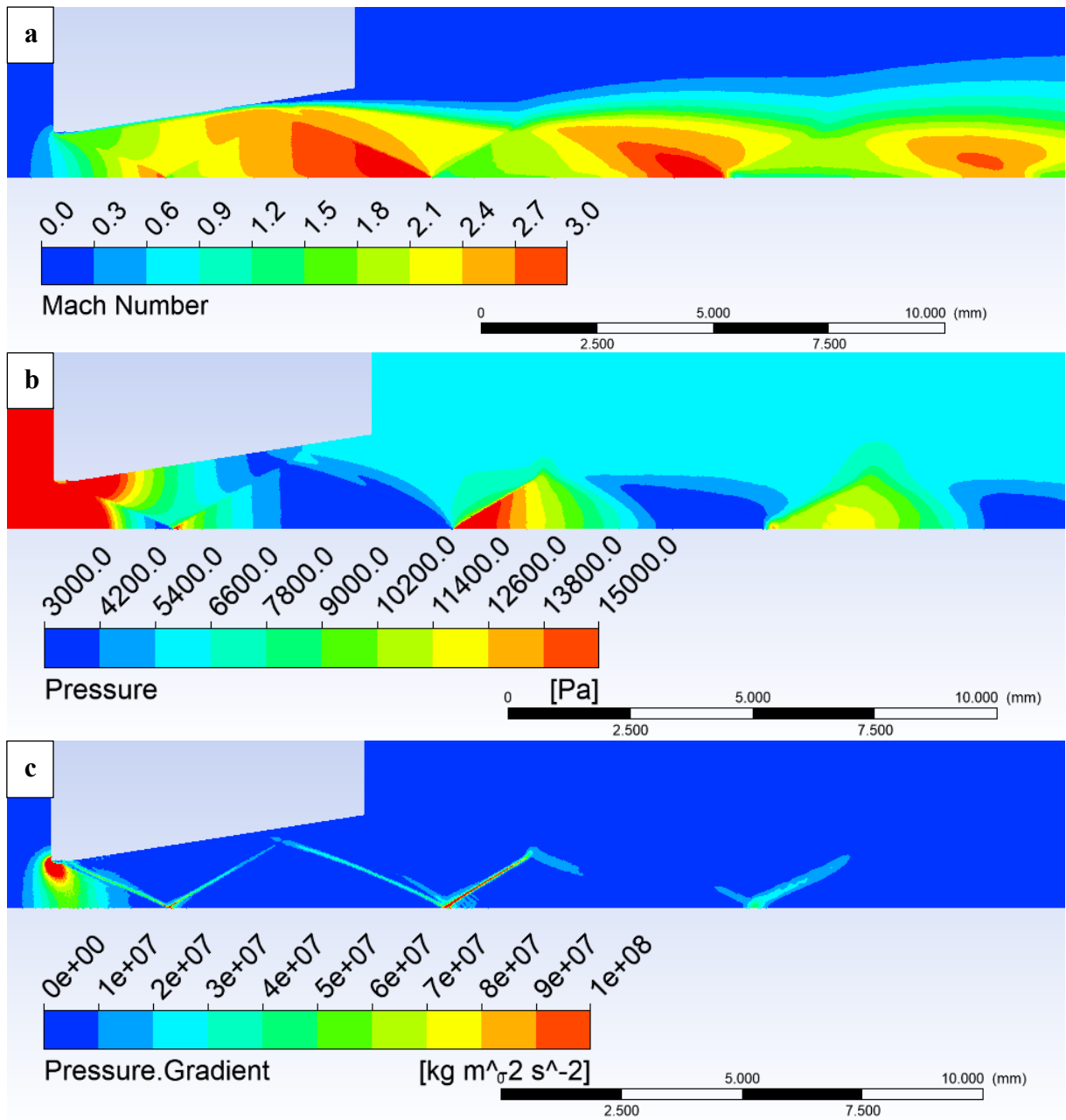
Obr. B.47 Rozložení Machova čísla (a), Statického tlaku (b) a Tlakového gradientu (c) v dýze variantu 40 000 Pa bez zasunuté sondy.



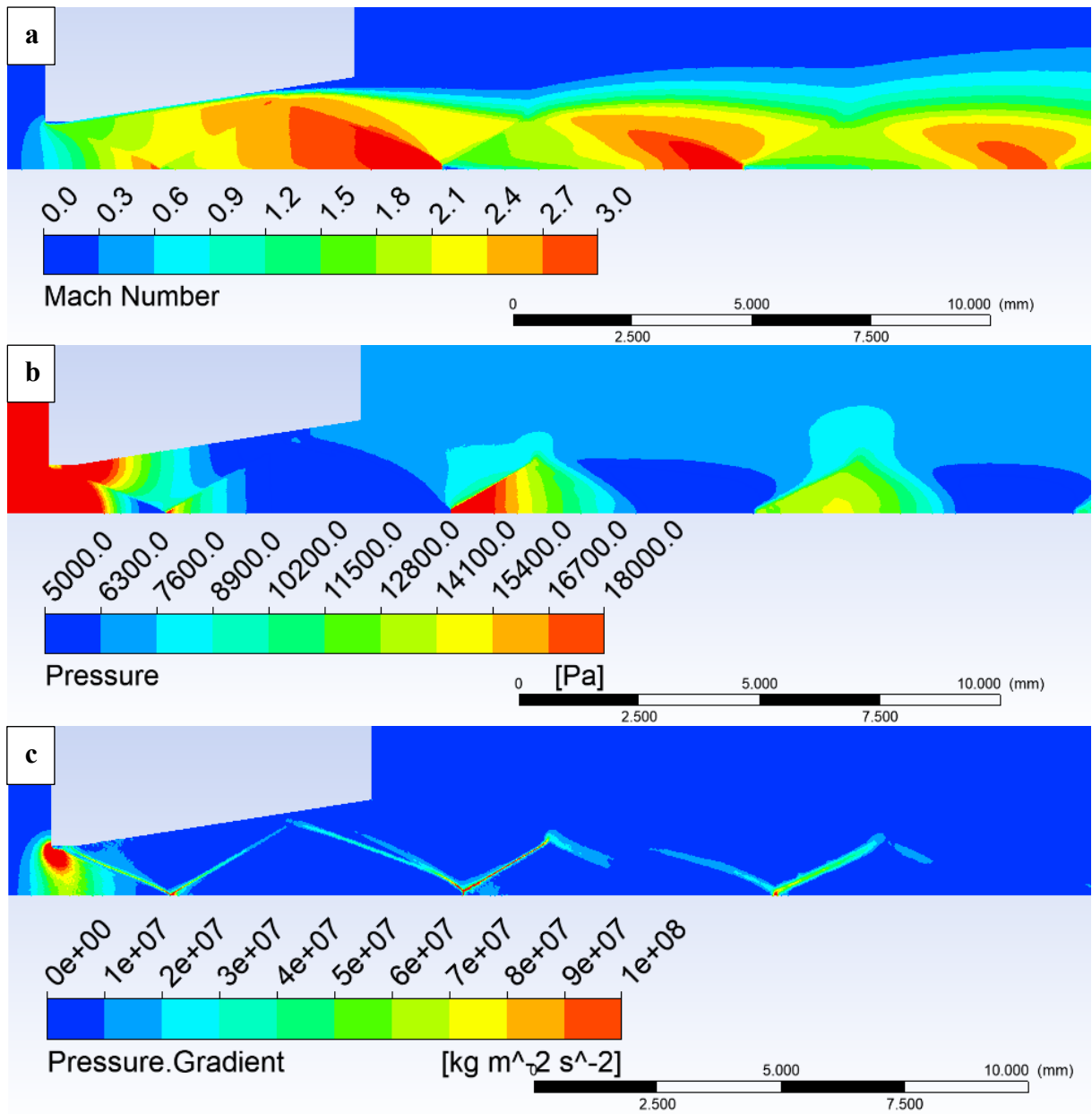
Obr. B.48 Rozložení Machova čísla (a), Statického tlaku (b) a Tlakového gradientu (c) v dýze variantu 50 000 Pa bez zasunuté sondy.



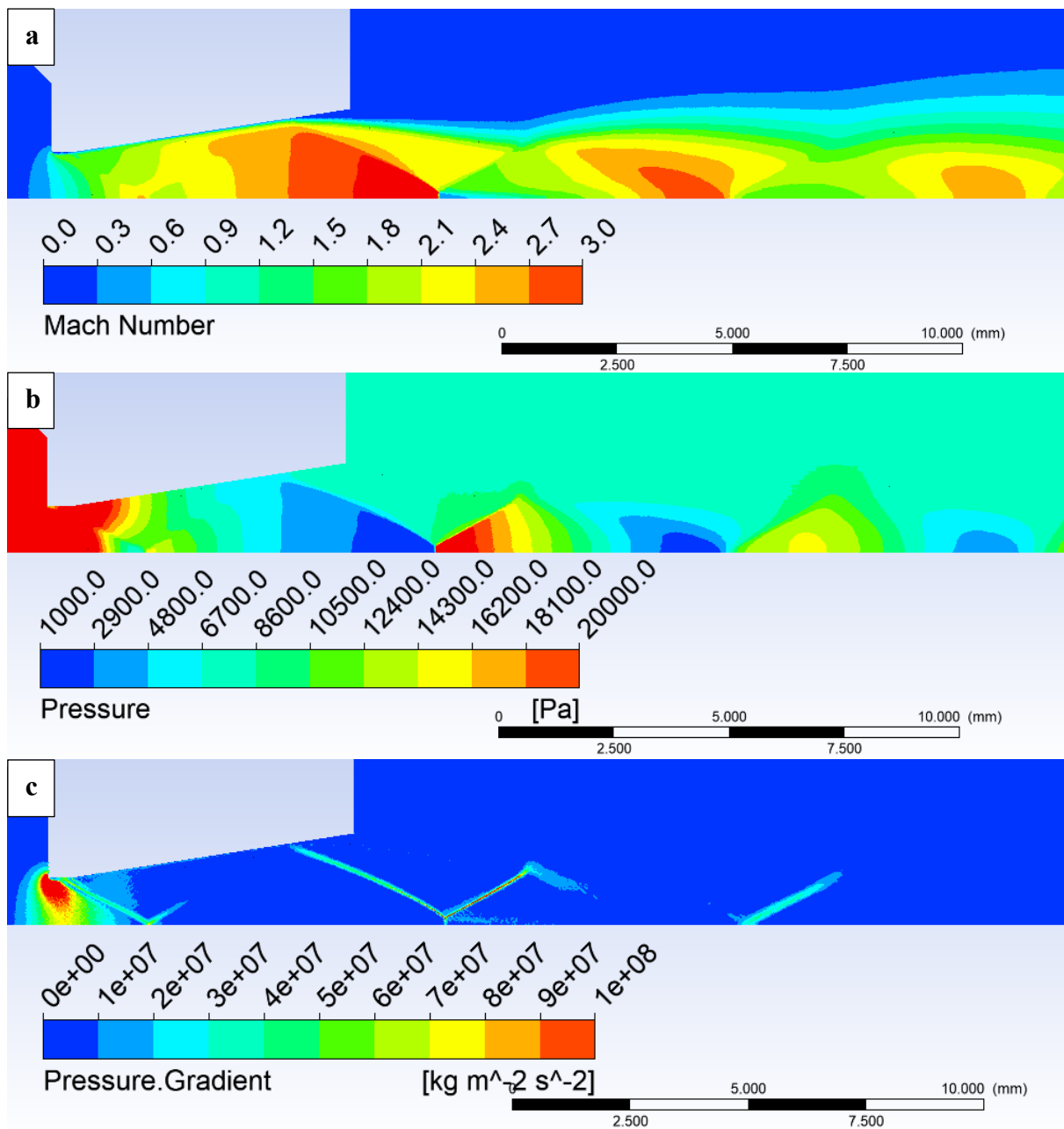
Obr. B.49 Rozložení Machova čísla (a), Statického tlaku (b) a Tlakového gradientu (c) v dýze variantu 65 000 Pa bez zasunuté sondy.



Obr. B.50 Rozložení Machova čísla (a), Statického tlaku (b) a Tlakového gradientu (c) v dýze variantu 80 000 Pa bez zasunuté sondy.

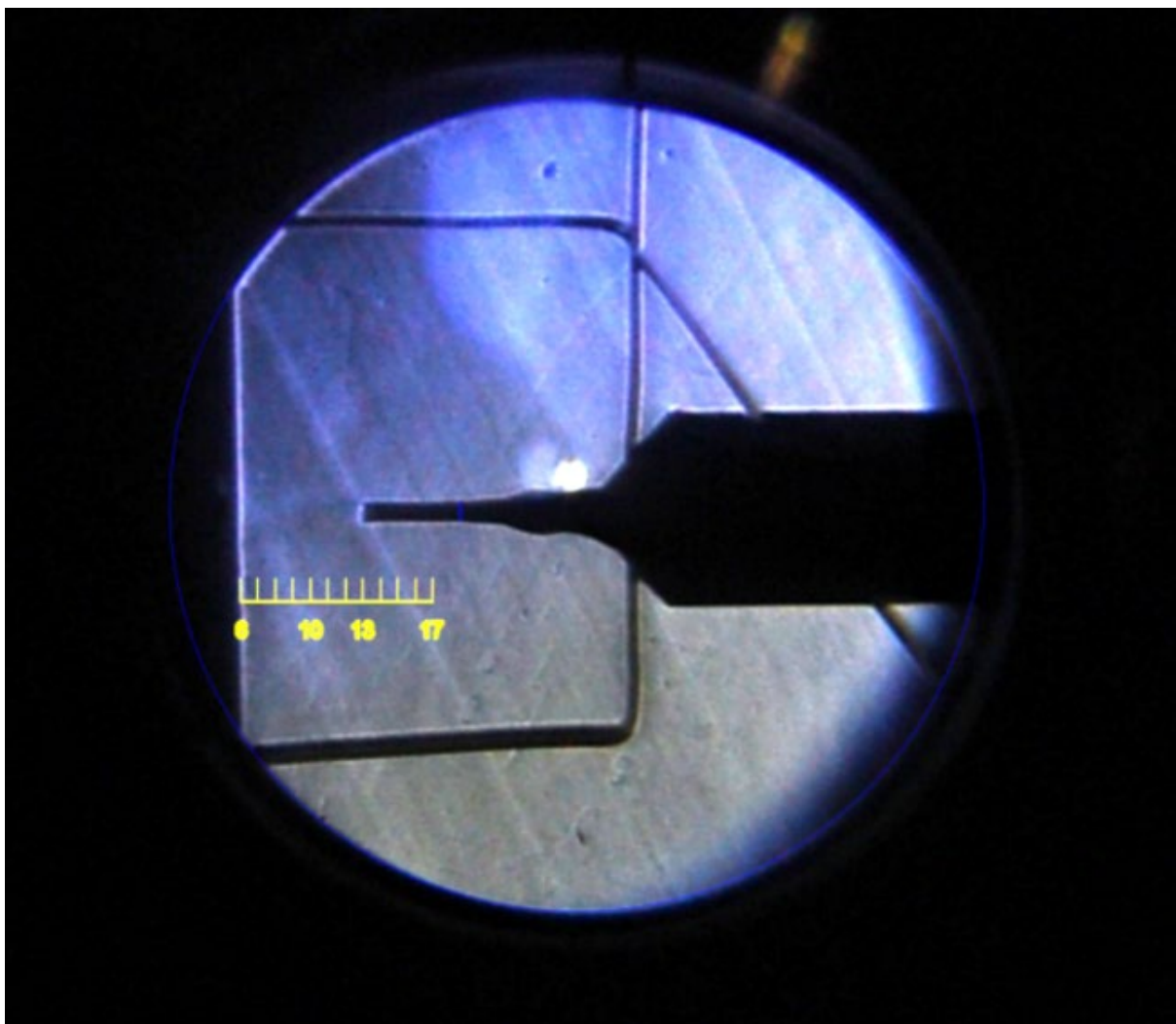


Obr. B.51 Rozložení Machova čísla (a), Statického tlaku (b) a Tlakového gradientu (c) v dýze variantu 95 000 Pa bez zasunuté sondy.

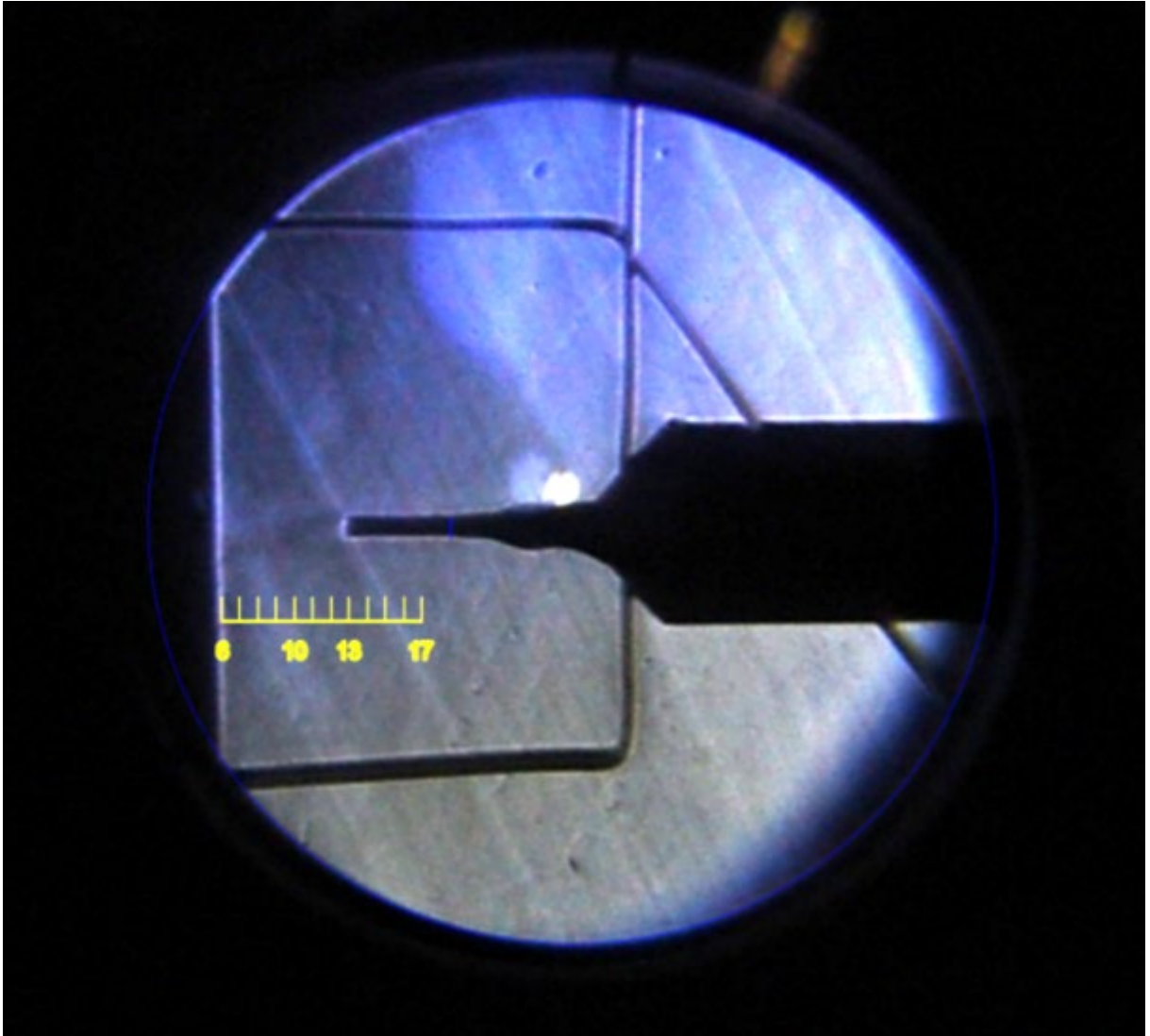


Obr. B.52 Rozložení Machova čísla (a), Statického tlaku (b) a Tlakového gradientu (c) v dýze variantu 109 000 Pa bez zasunuté sondy.

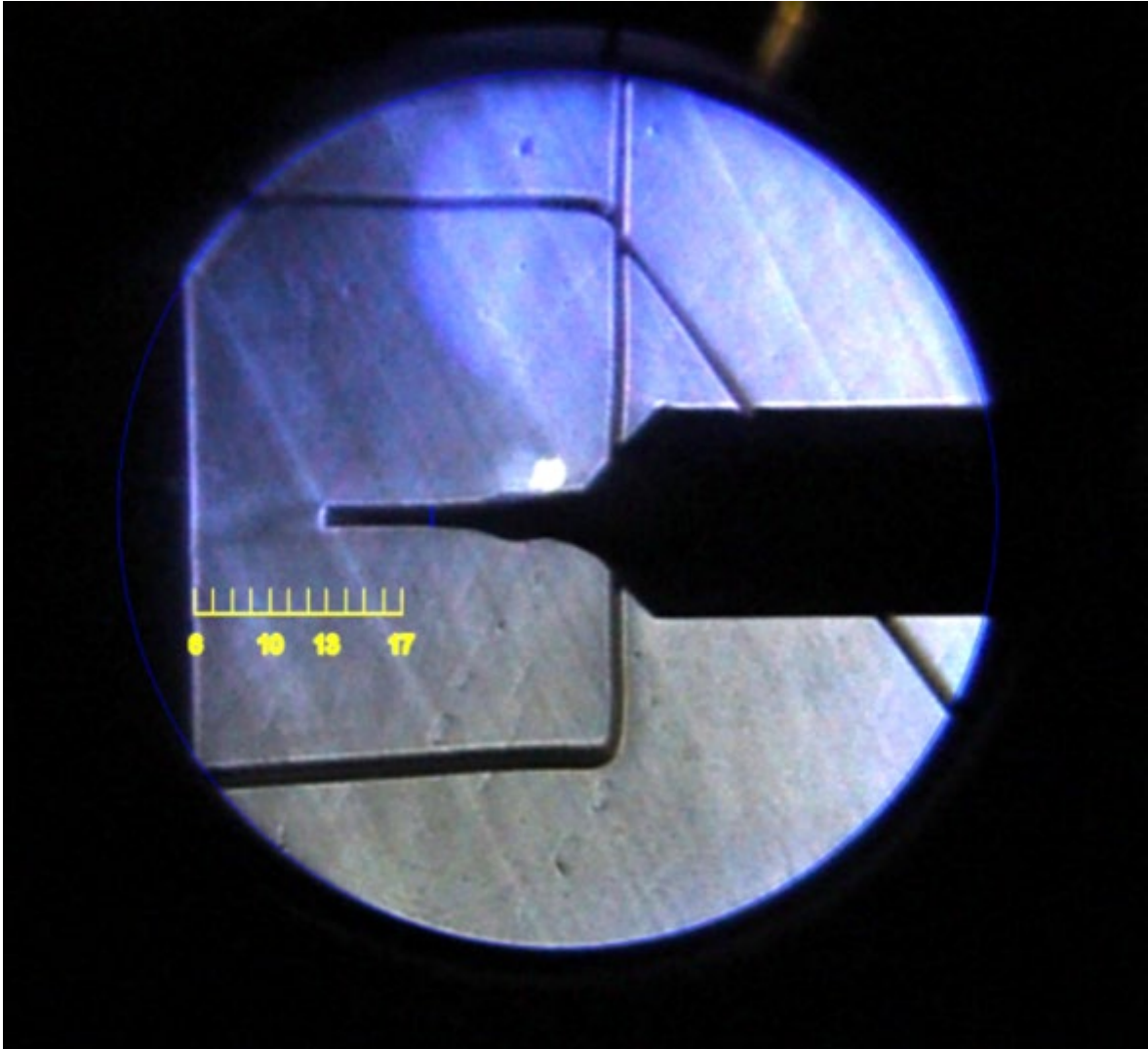
Příloha C



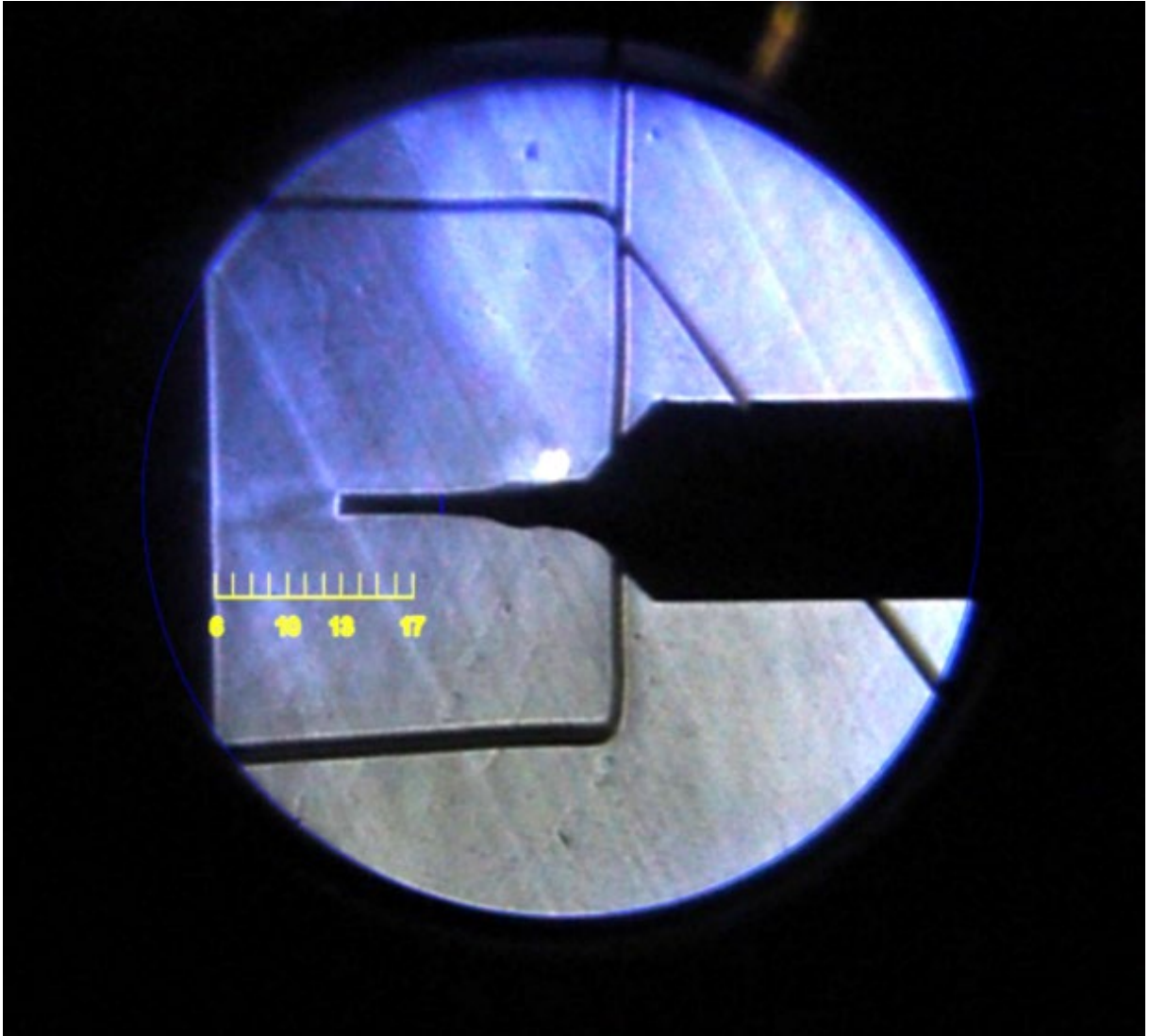
Obr. C.53 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 15 000 Pa se zasunutou sondou.



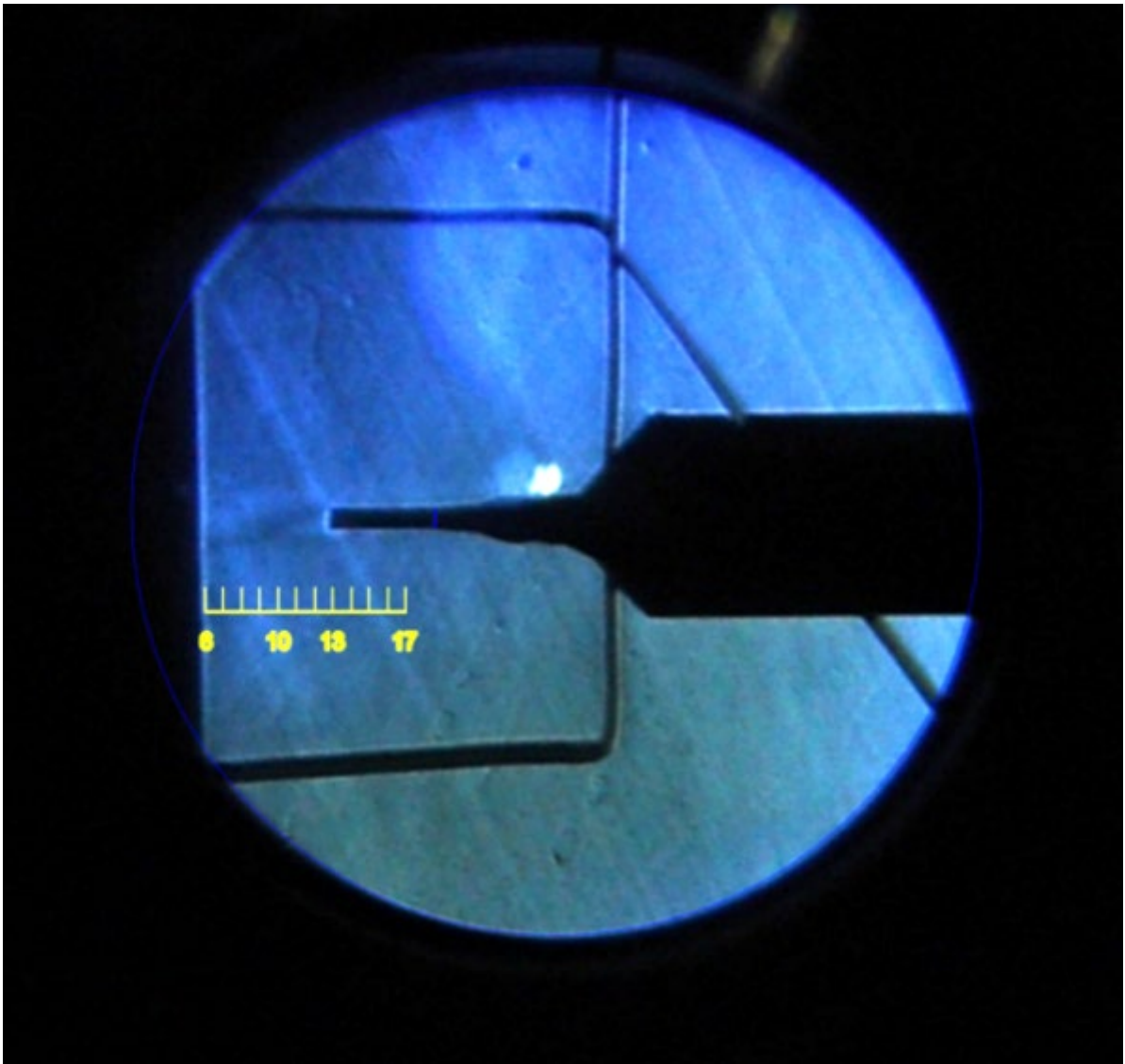
Obr. C.54 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 20 000 Pa se zasunutou sondou.



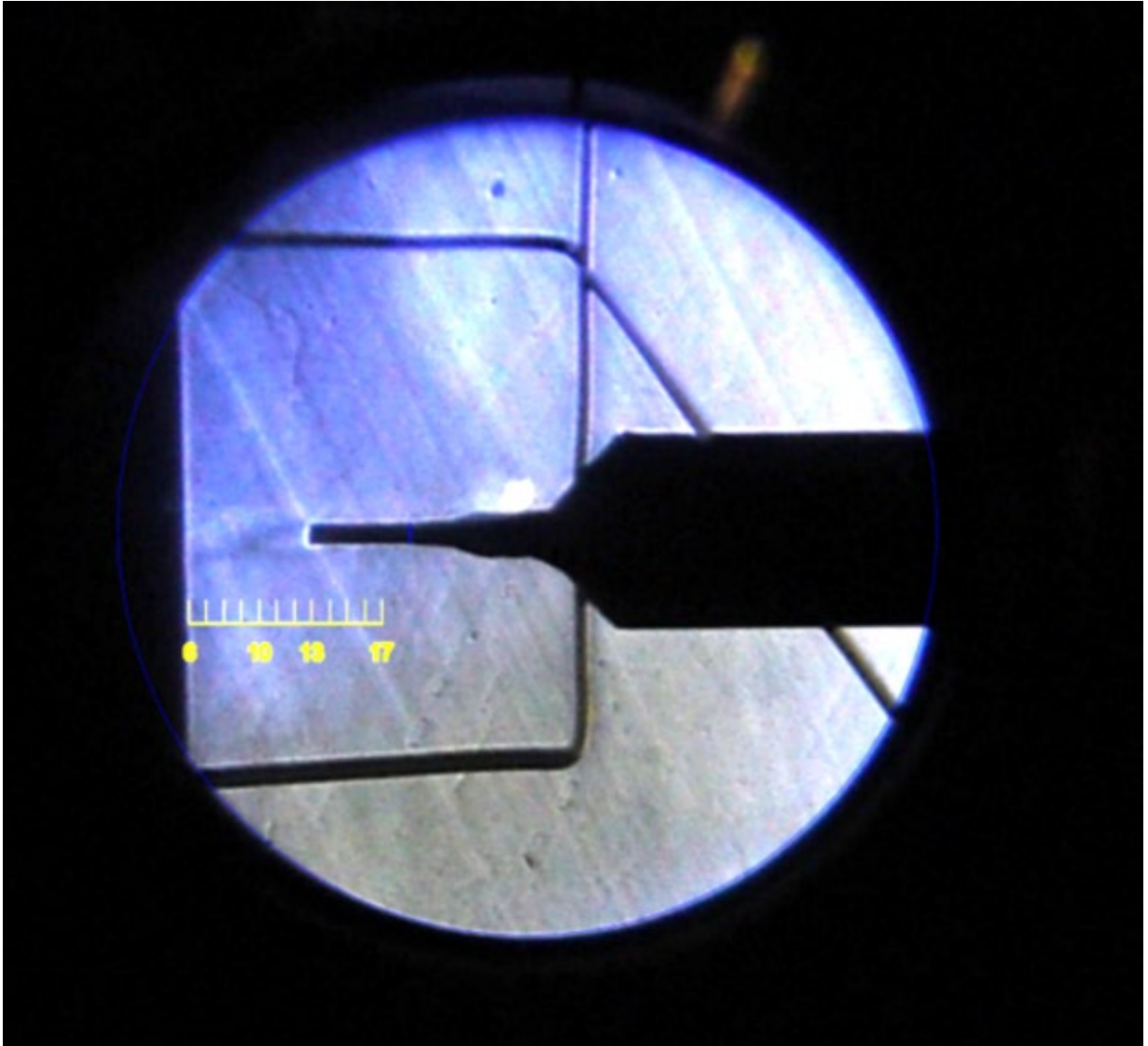
Obr. C.55 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 25 000 Pa se zasunutou sondou.



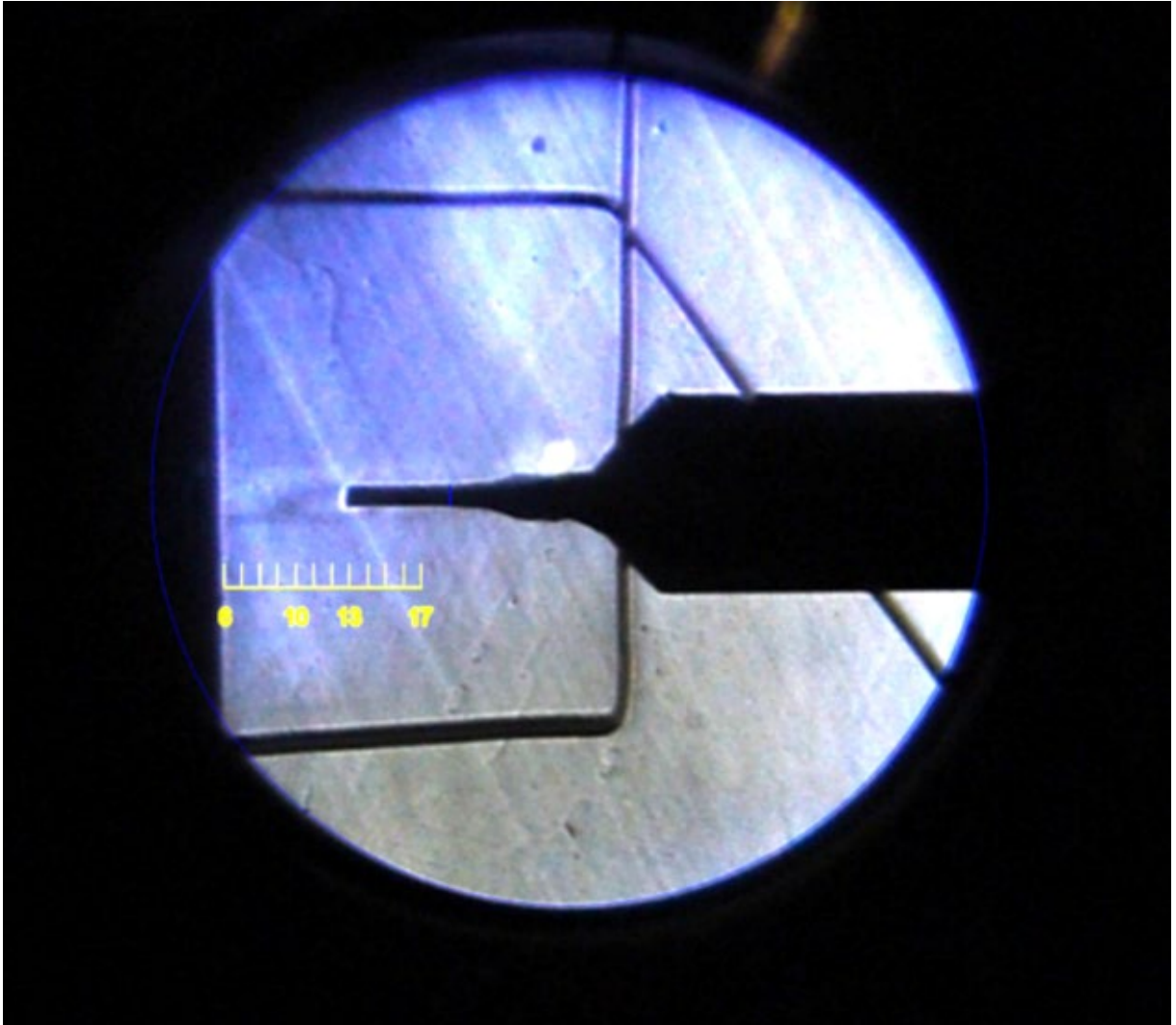
Obr. C.56 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 30 000 Pa se zasunutou sondou.



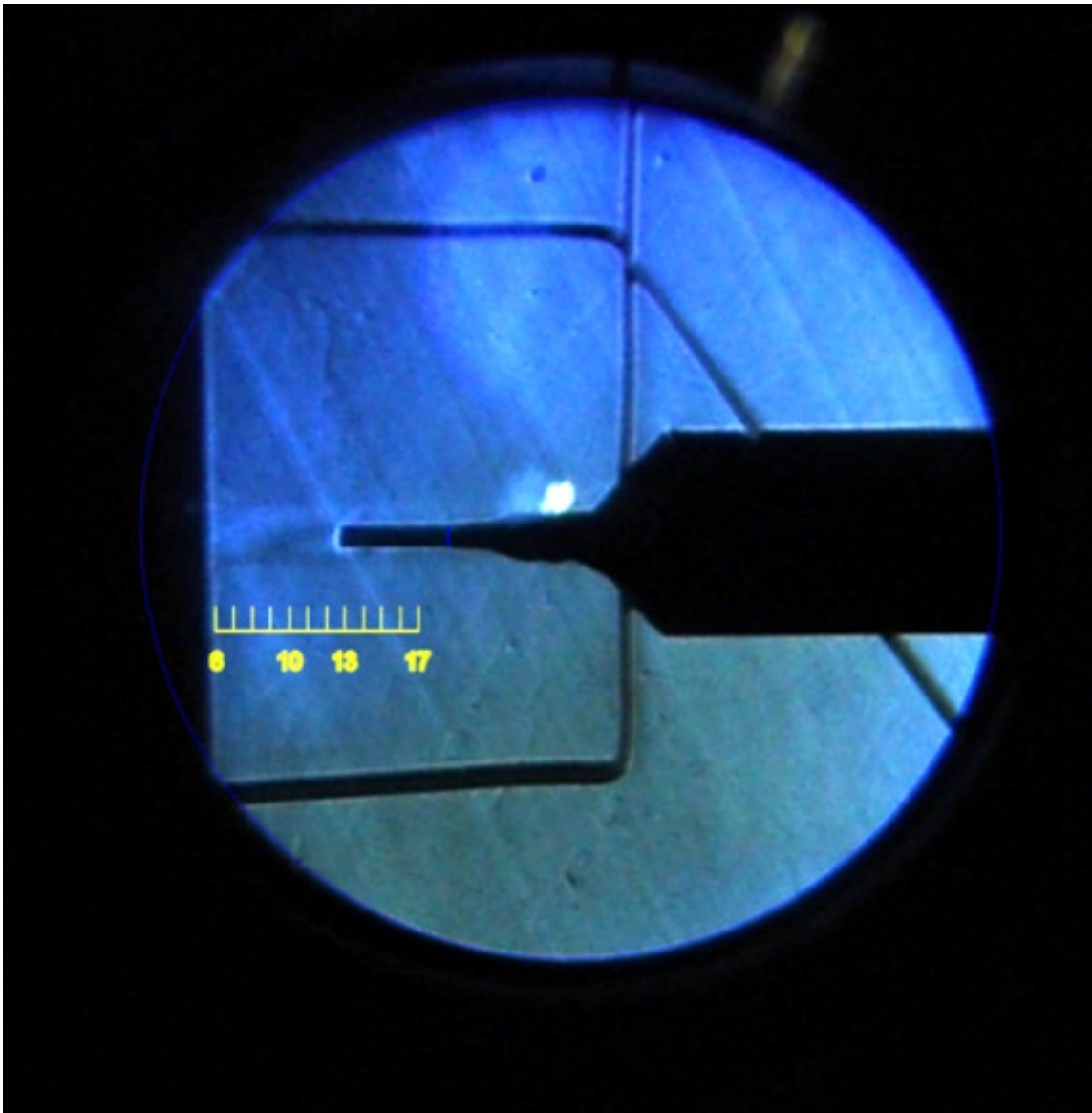
Obr. C.57 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 35 000 Pa se zasunutou sondou.



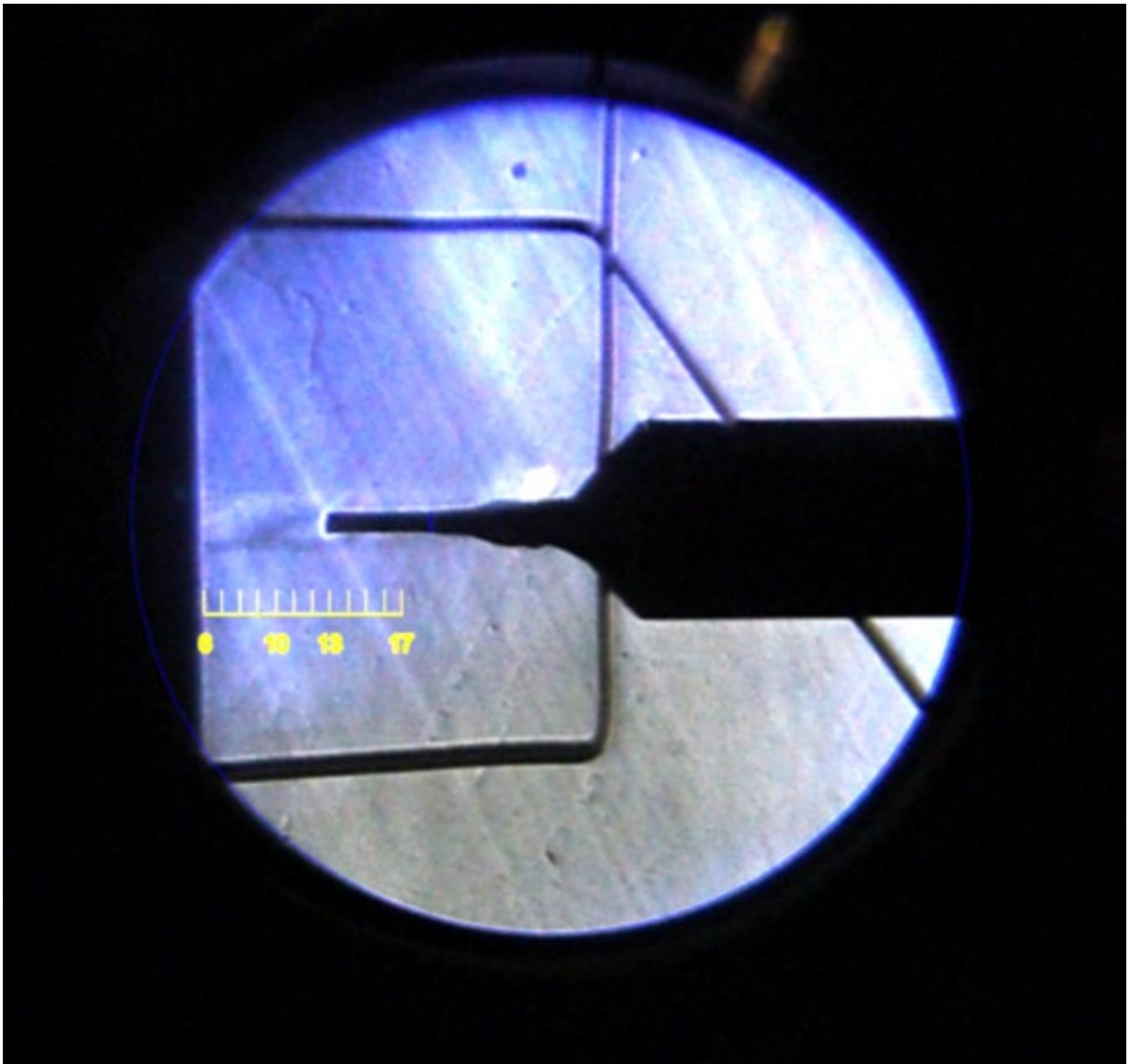
Obr. C.58 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 40 000 Pa se zasunutou sondou.



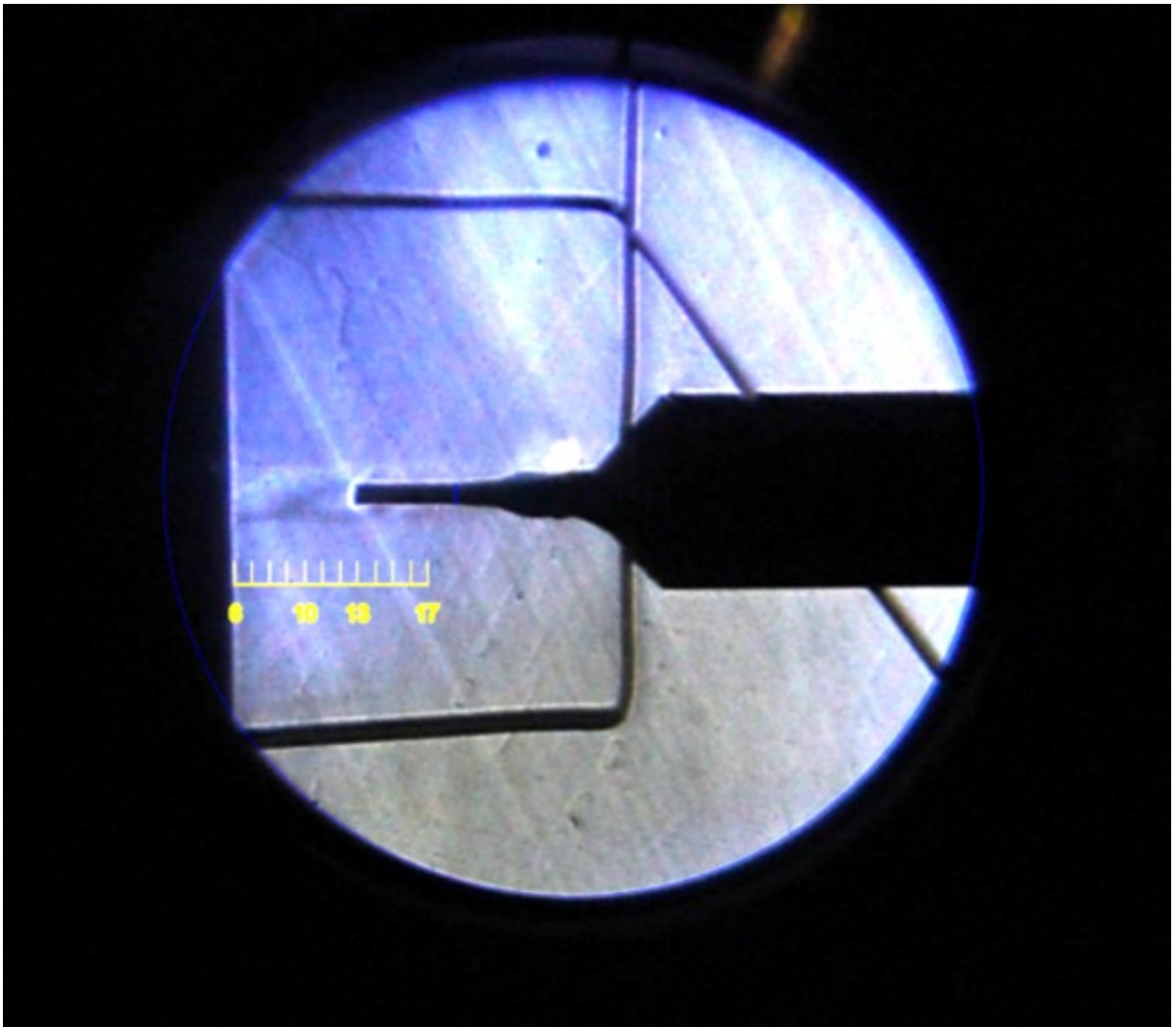
Obr. C.59 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 45 000 Pa se zasunutou sondou.



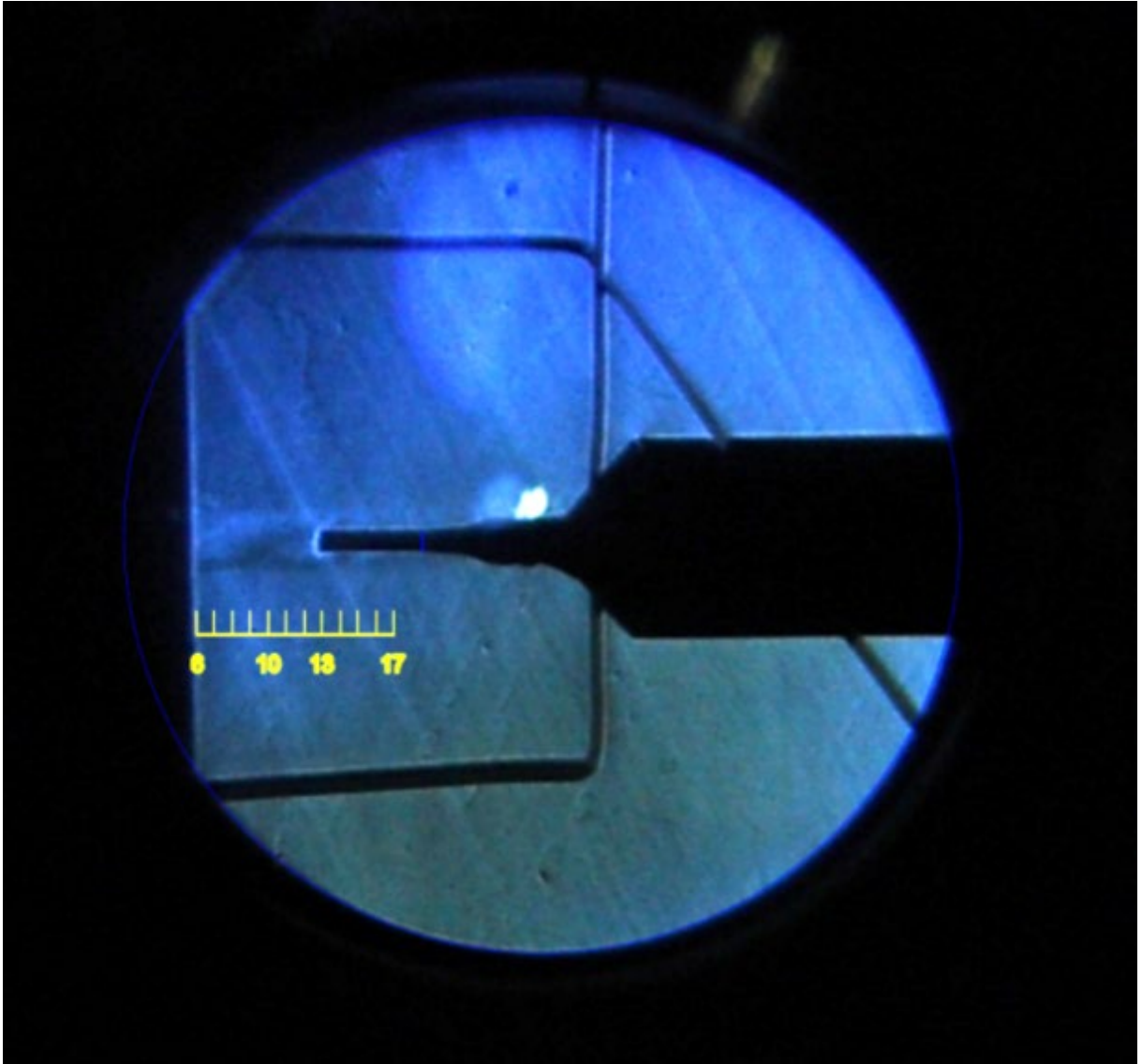
Obr. C.60 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 50 000 Pa se zasunutou sondou.



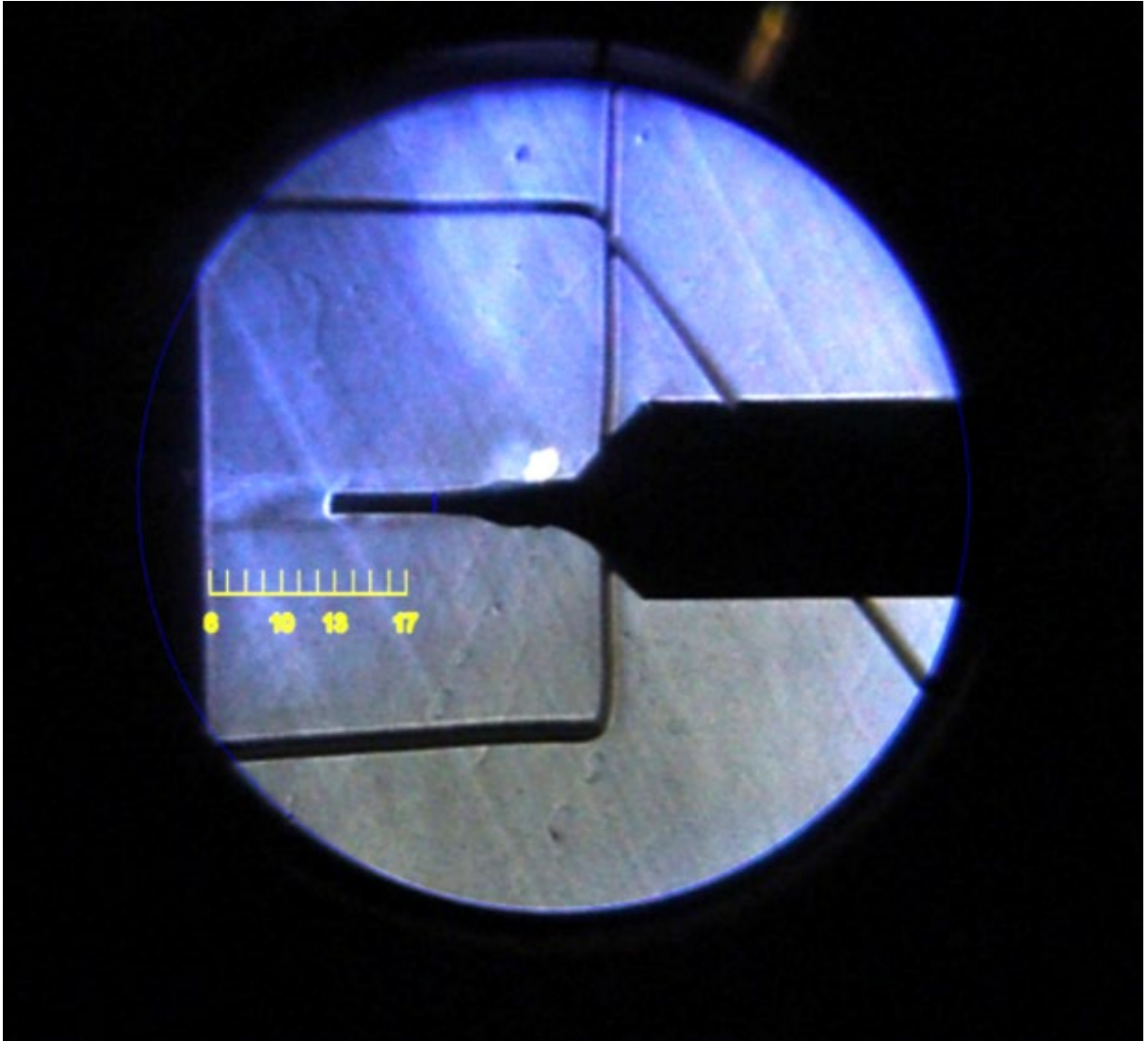
Obr. C.61 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 55 000 Pa se zasunutou sondou.



Obr. C.62 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 60 000 Pa se zasunutou sondou.



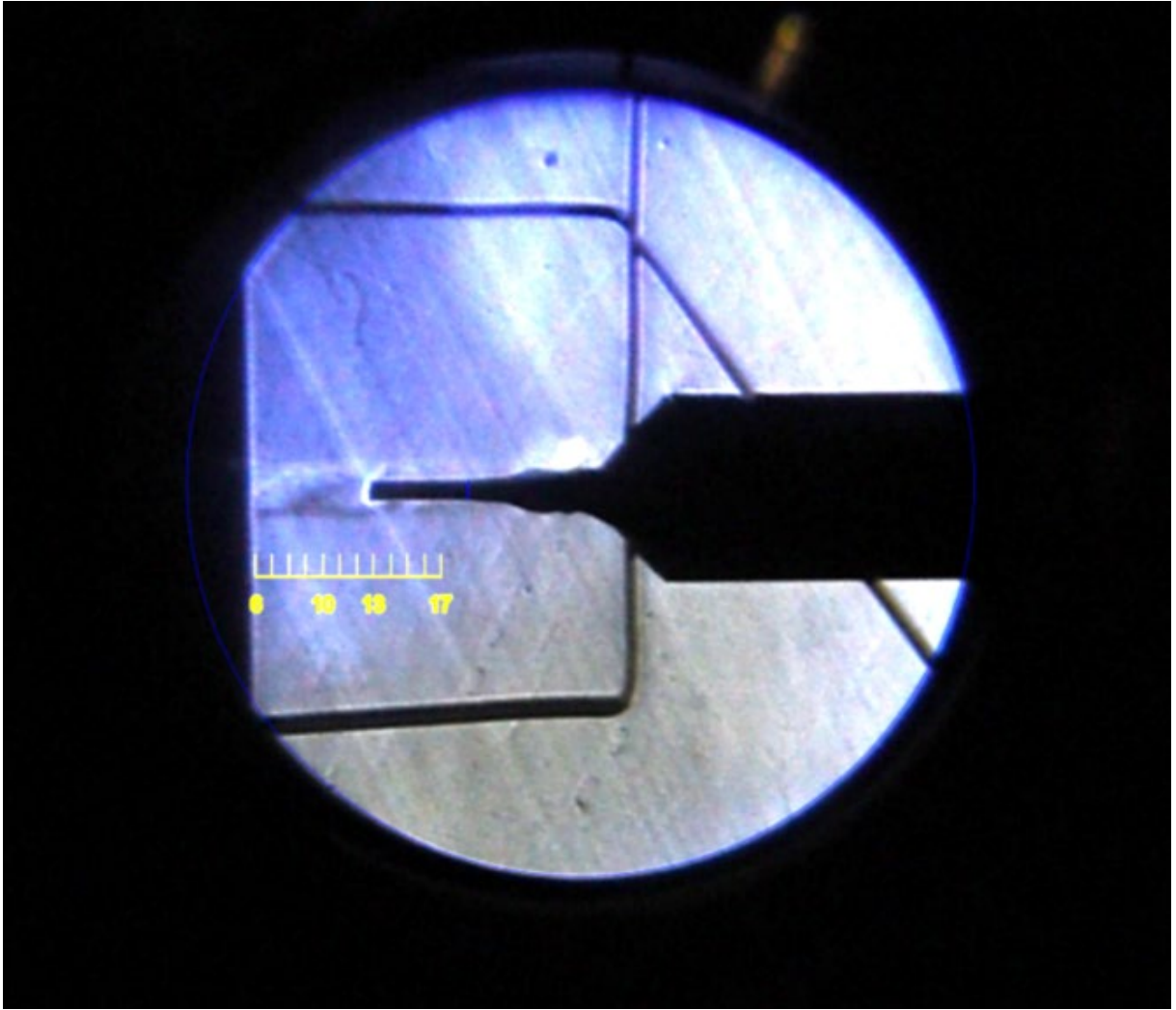
Obr. C.63 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 65 000 Pa se zasunutou sondou.



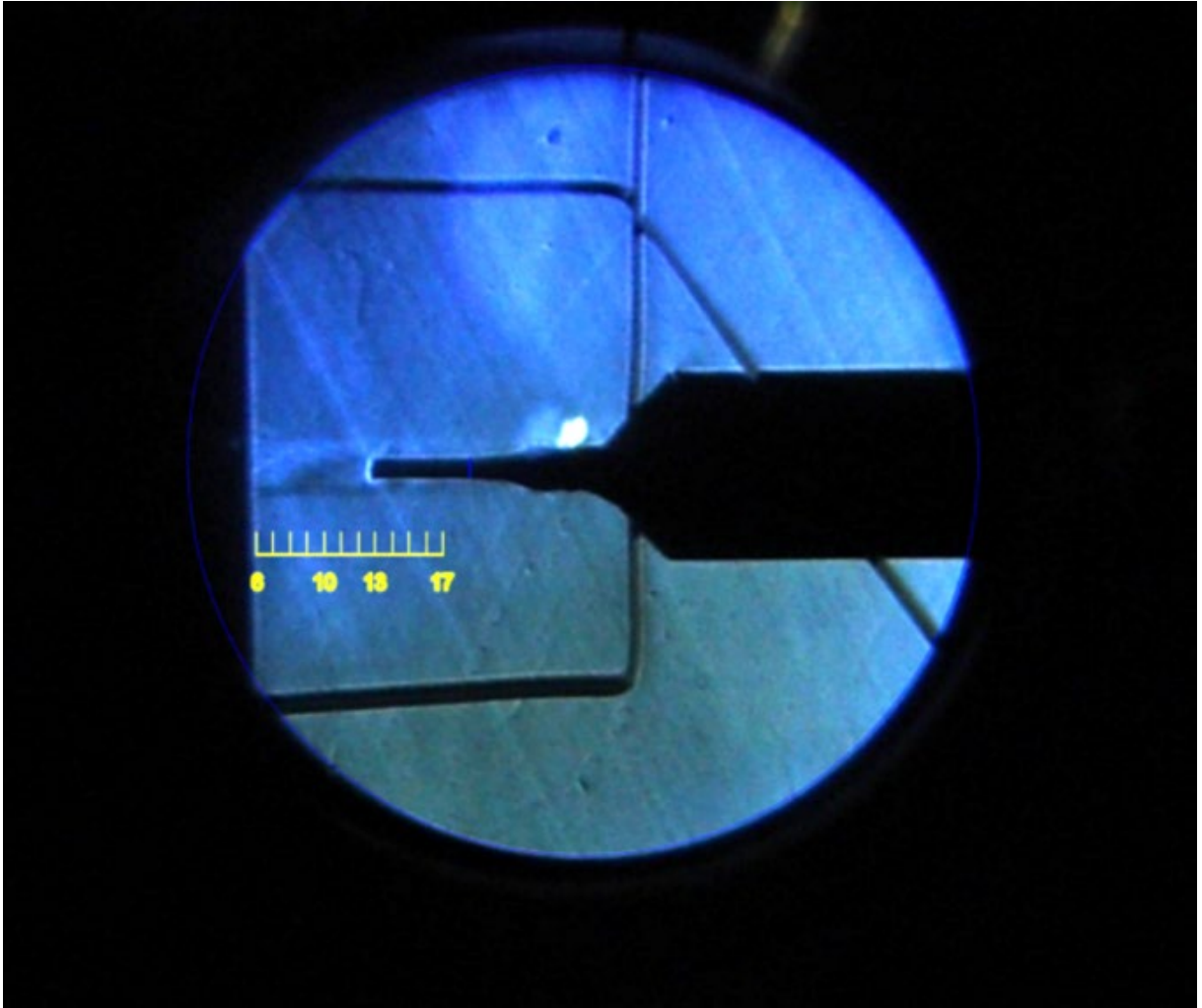
Obr. C.64 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 70 000 Pa se zasunutou sondou.



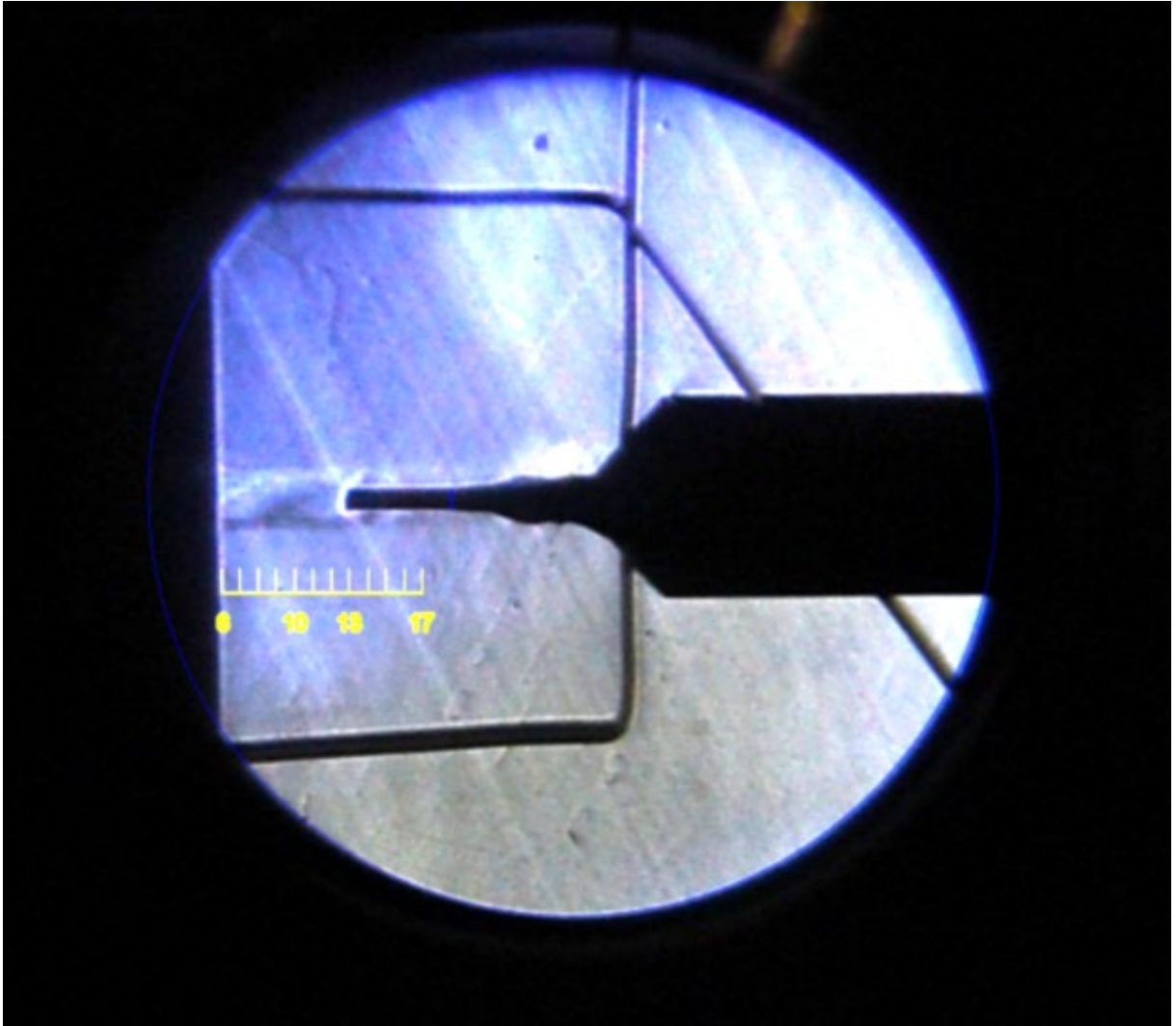
Obr. C.65 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 75 000 Pa se zasunutou sondou.



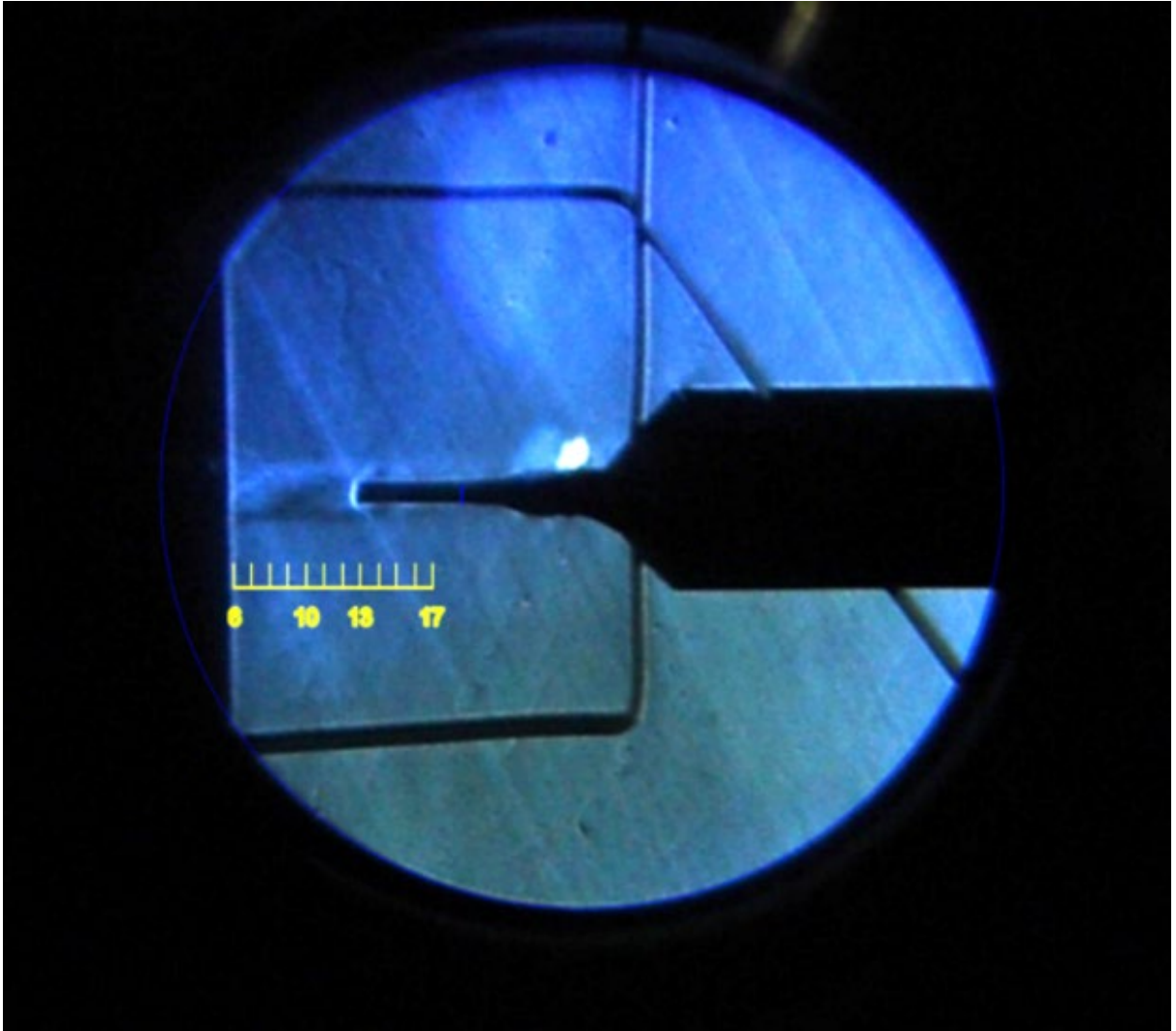
Obr. C.66 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 80 000 Pa se zasunutou sondou.



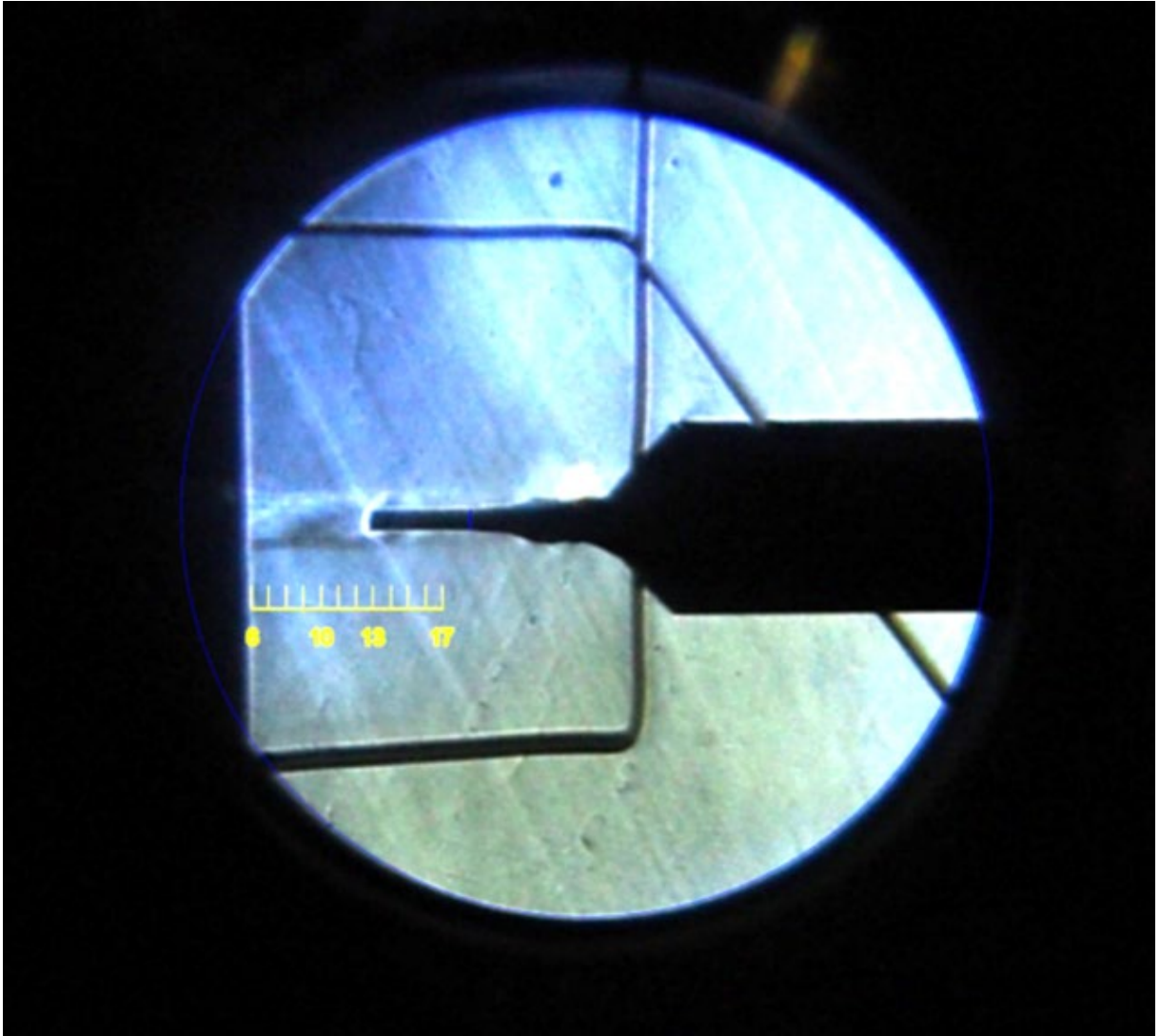
Obr. C.67 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 85 000 Pa se zasunutou sondou.



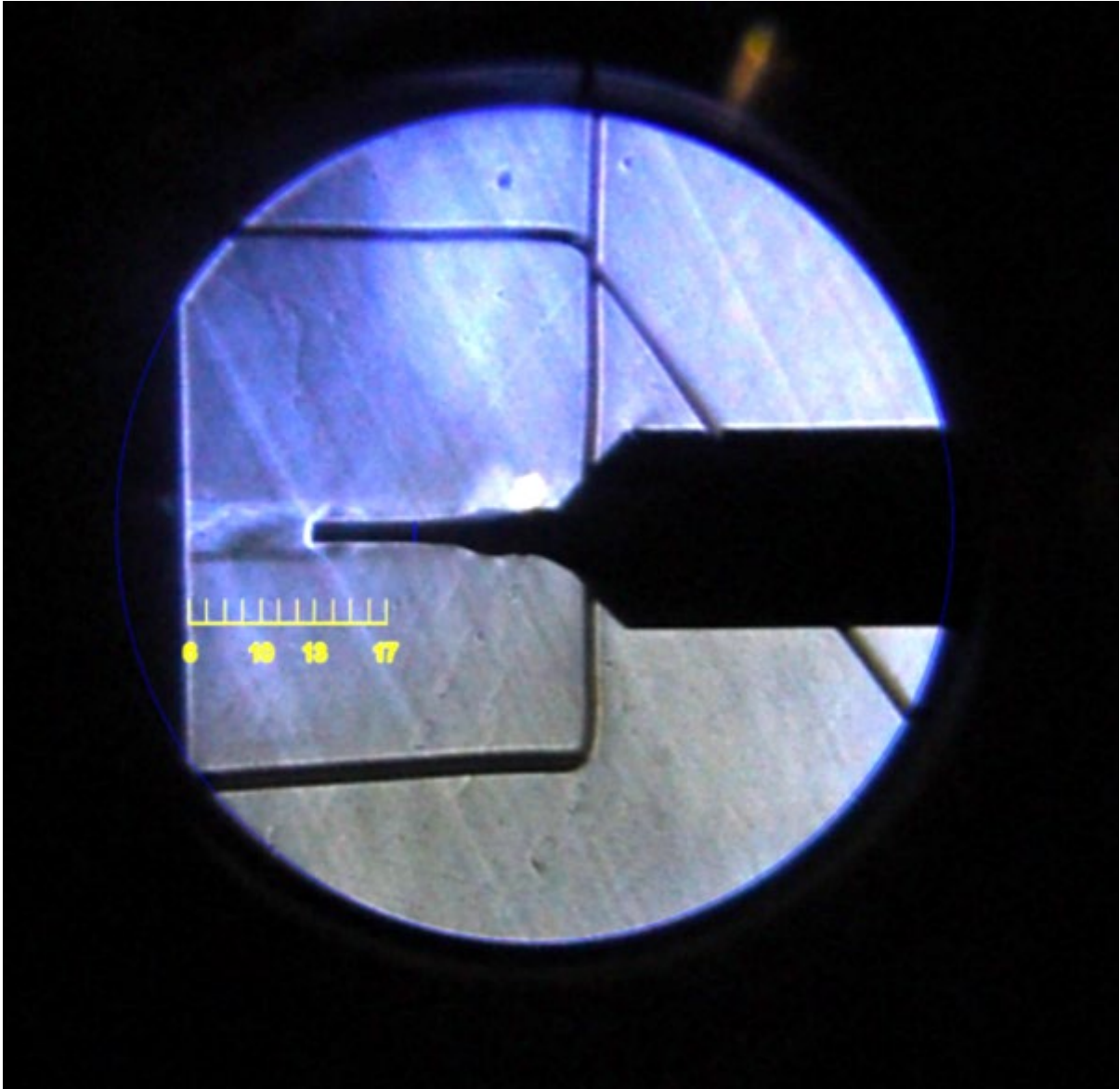
Obr. C.68 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 90 000 Pa se zasunutou sondou.



Obr. C.69 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 95 000 Pa se zasunutou sondou.

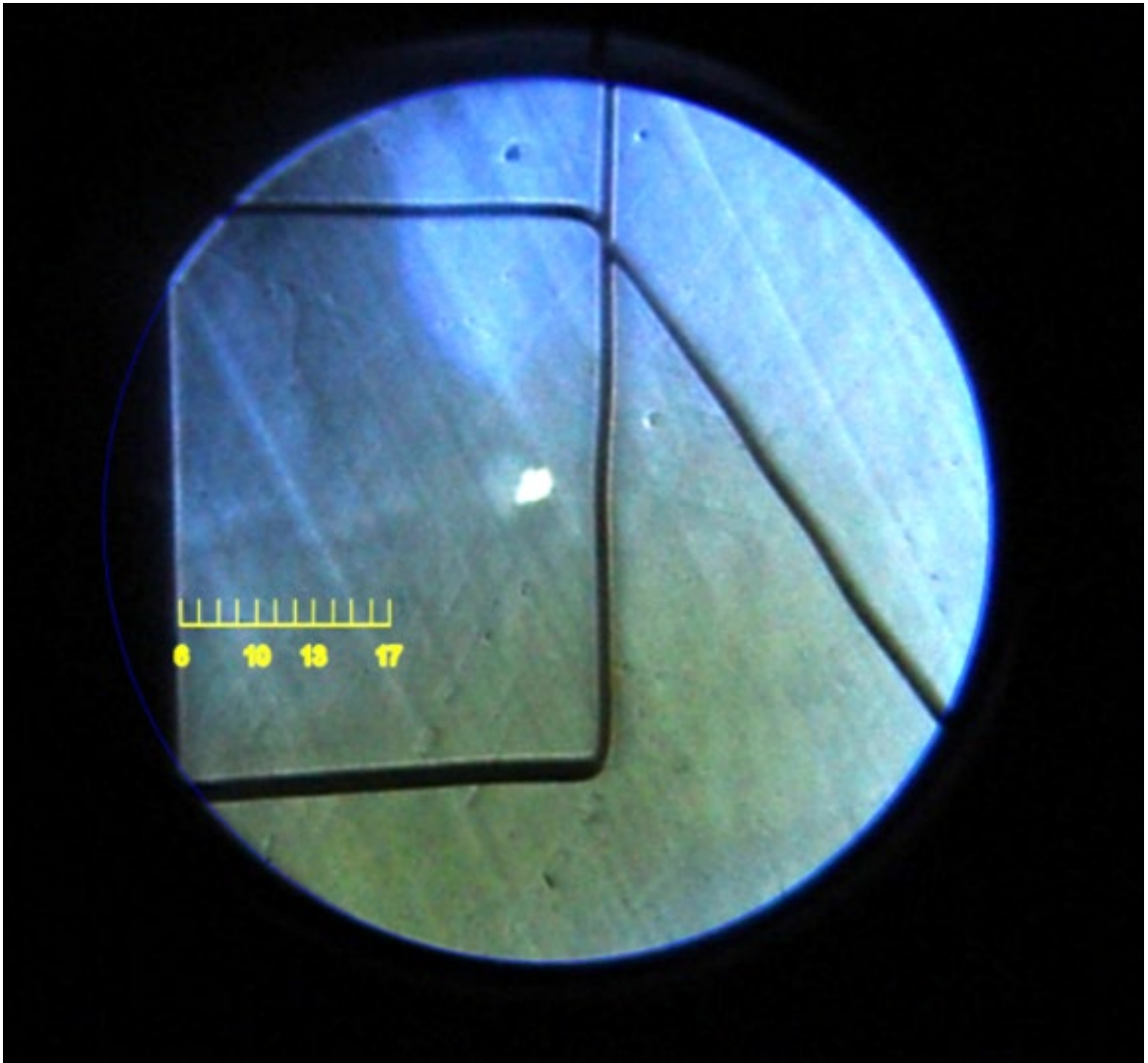


Obr. C.70 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 100 000 Pa se zasunutou sondou.

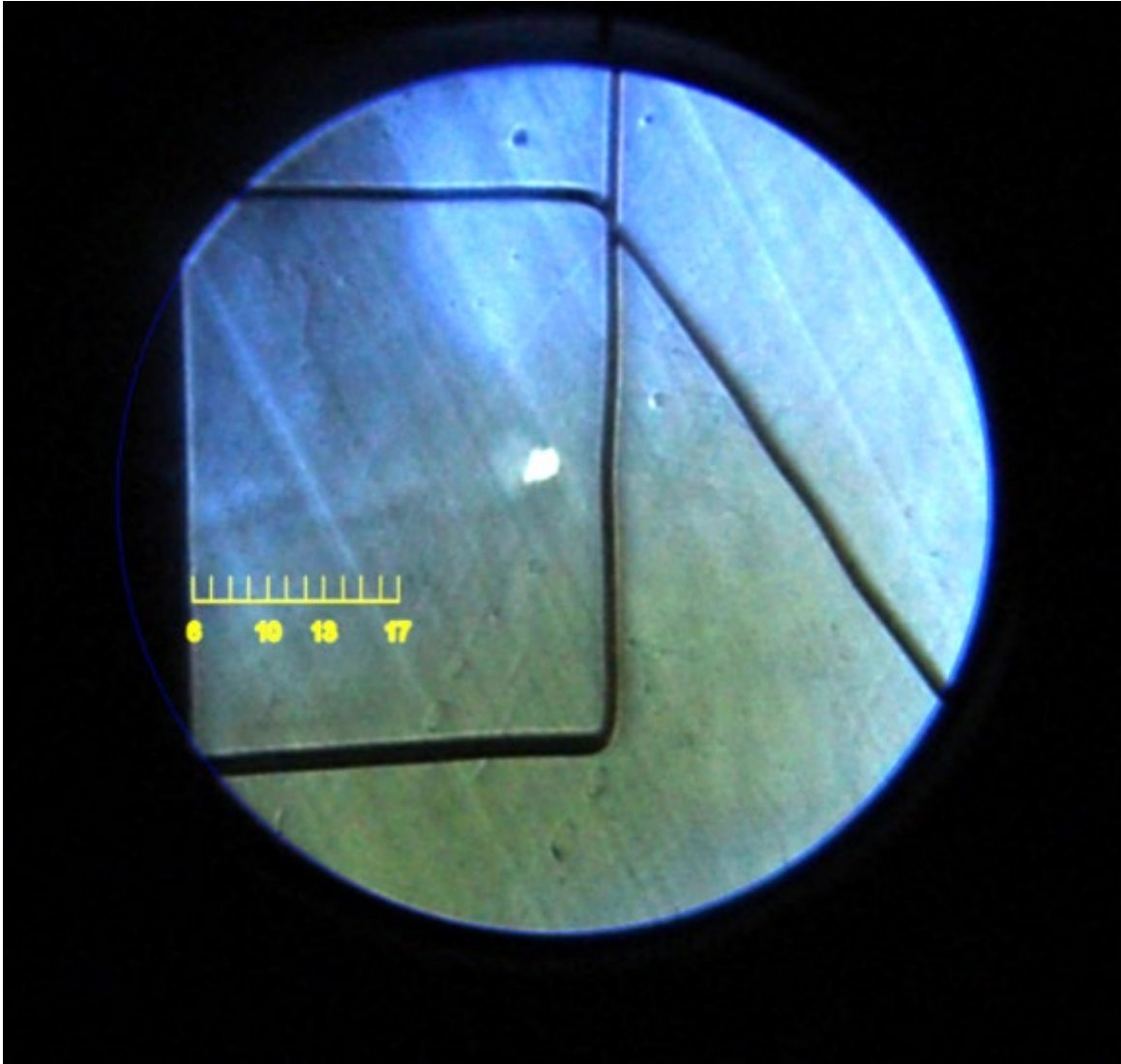


Obr. C.71 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 109 000 Pa se zasunutou sondou.

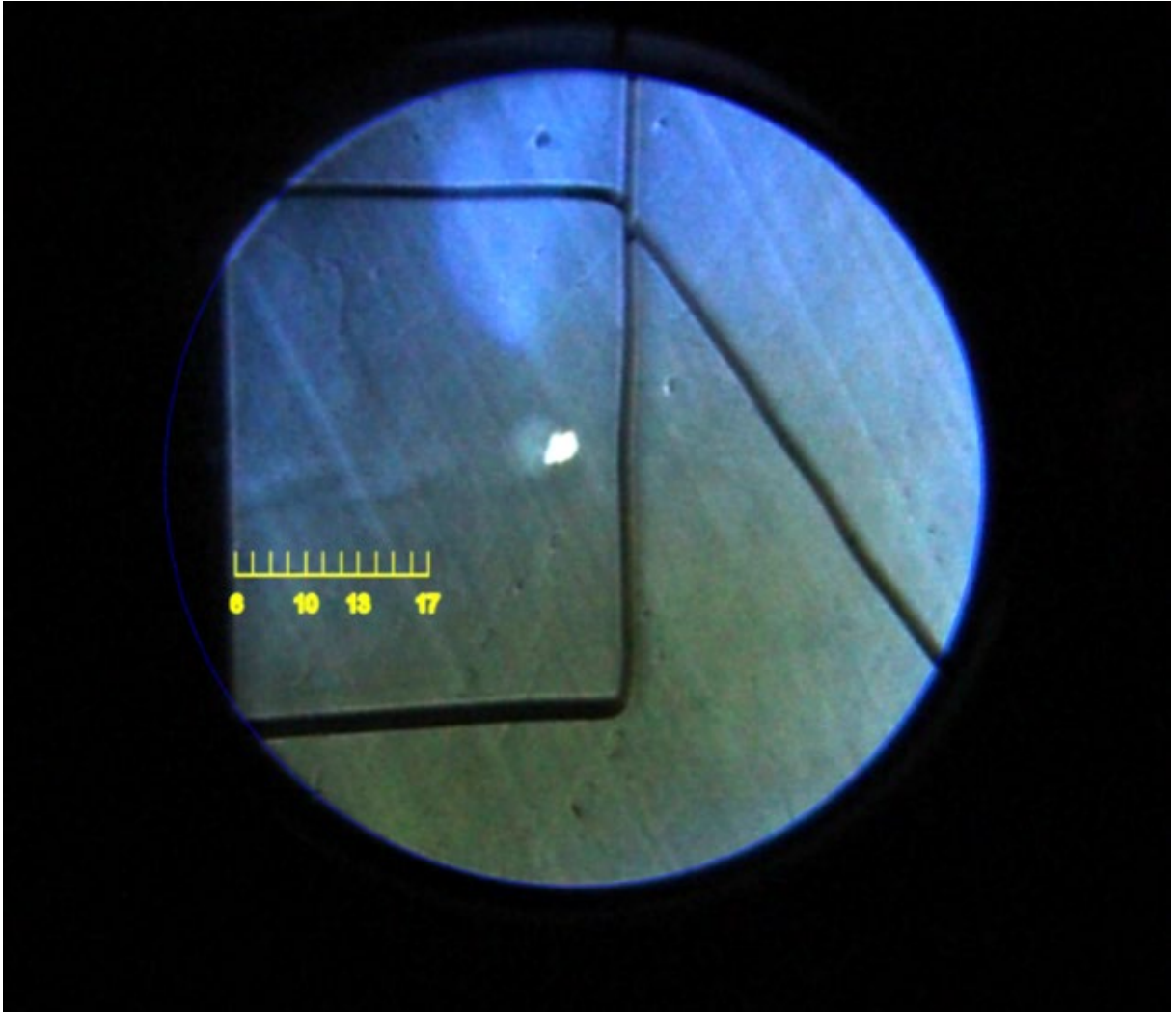
Příloha D



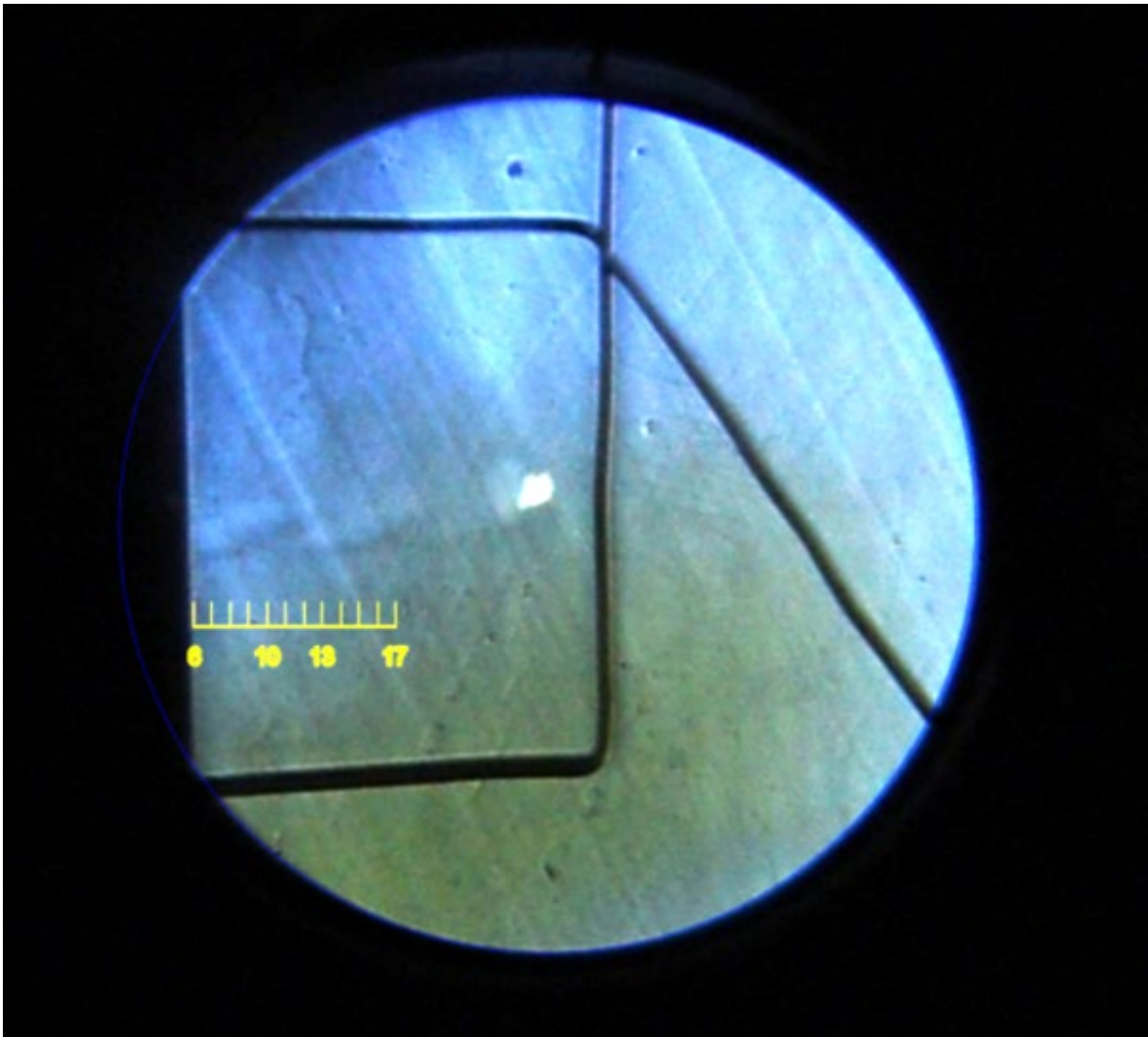
Obr. D.72 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 20 000 Pa bez zasunuté sondy.



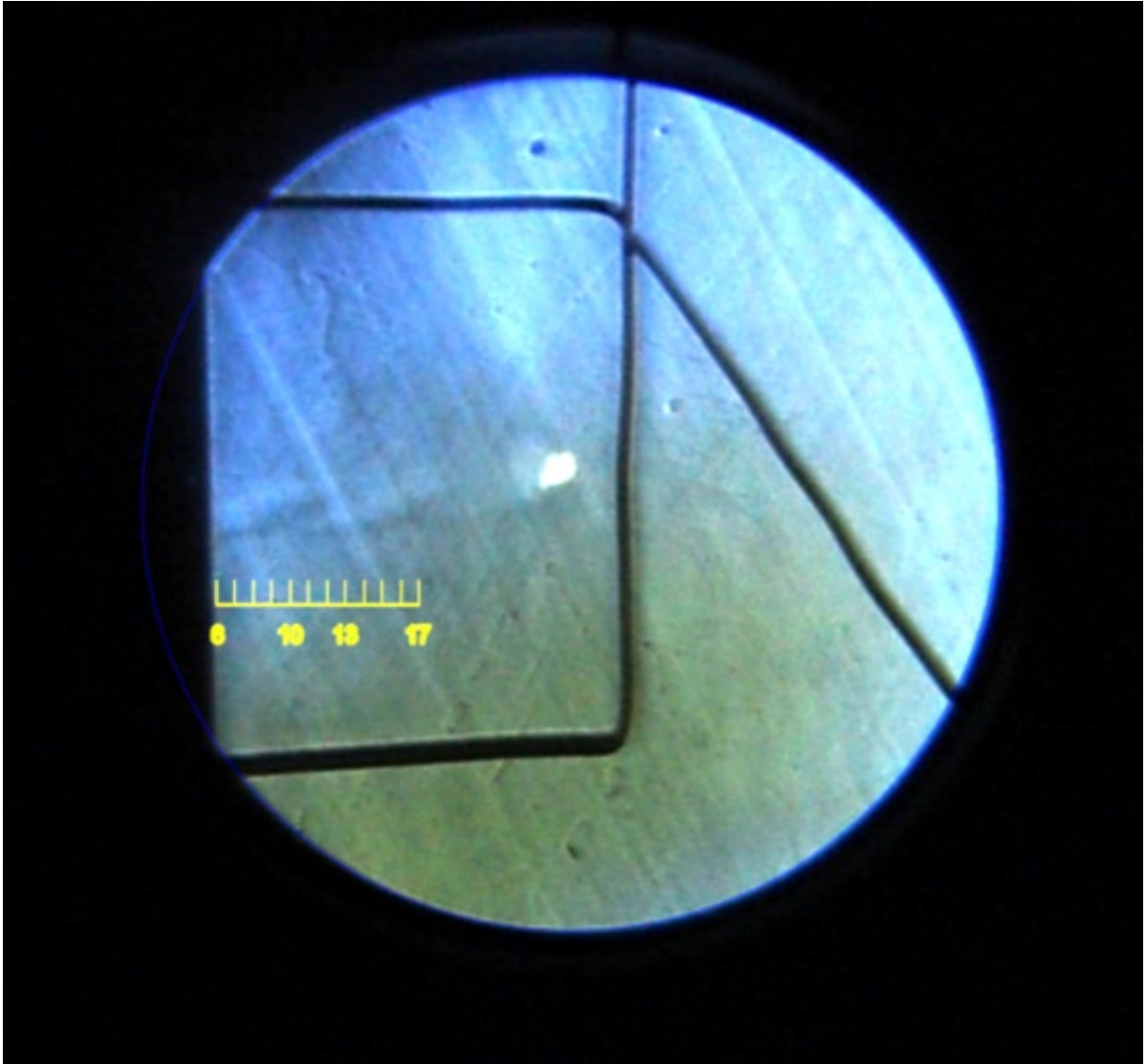
Obr. D.73 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 25 000 Pa bez zasunuté sondy.



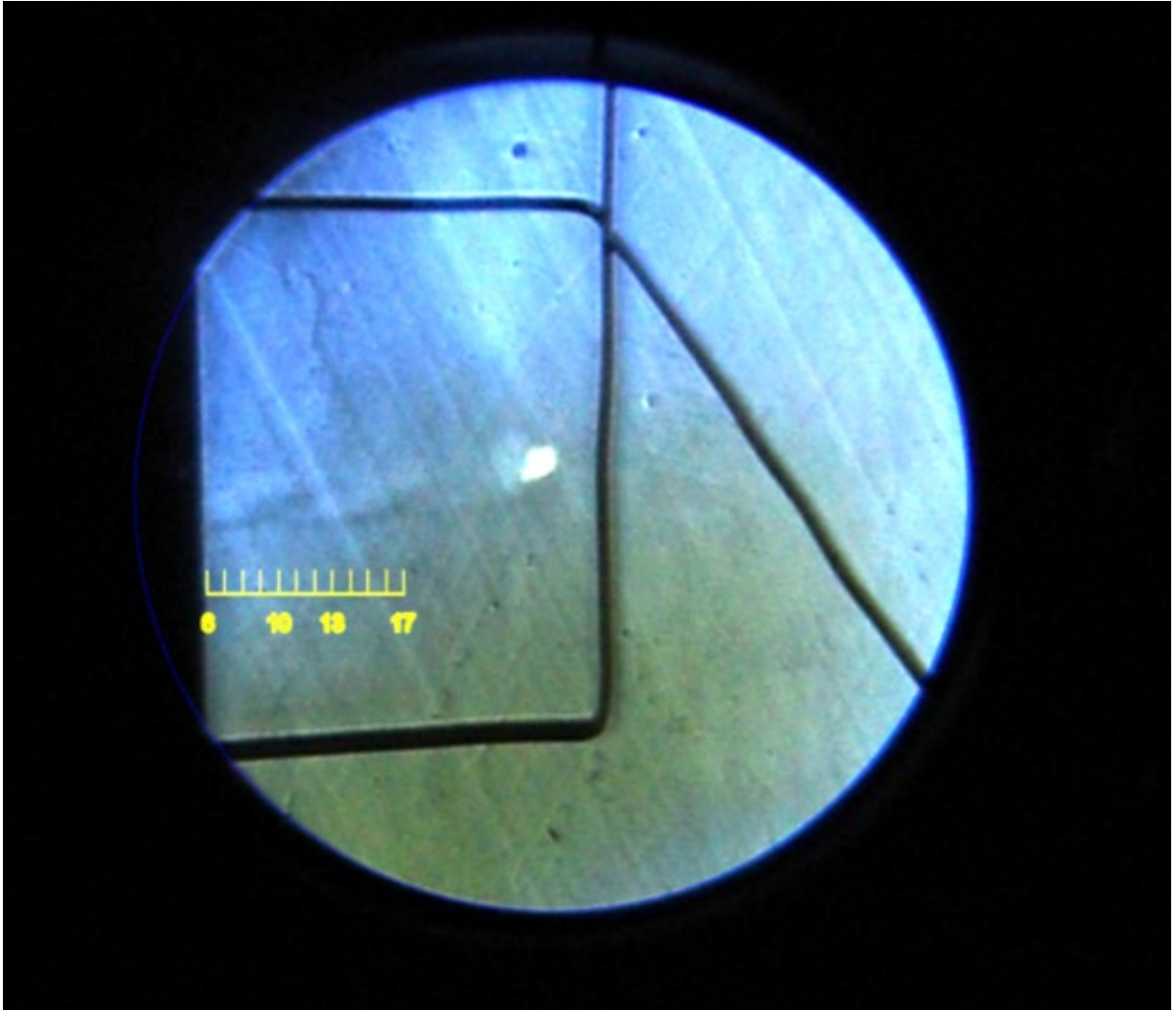
Obr. D.74 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 30 000 Pa bez zasunuté sondy.



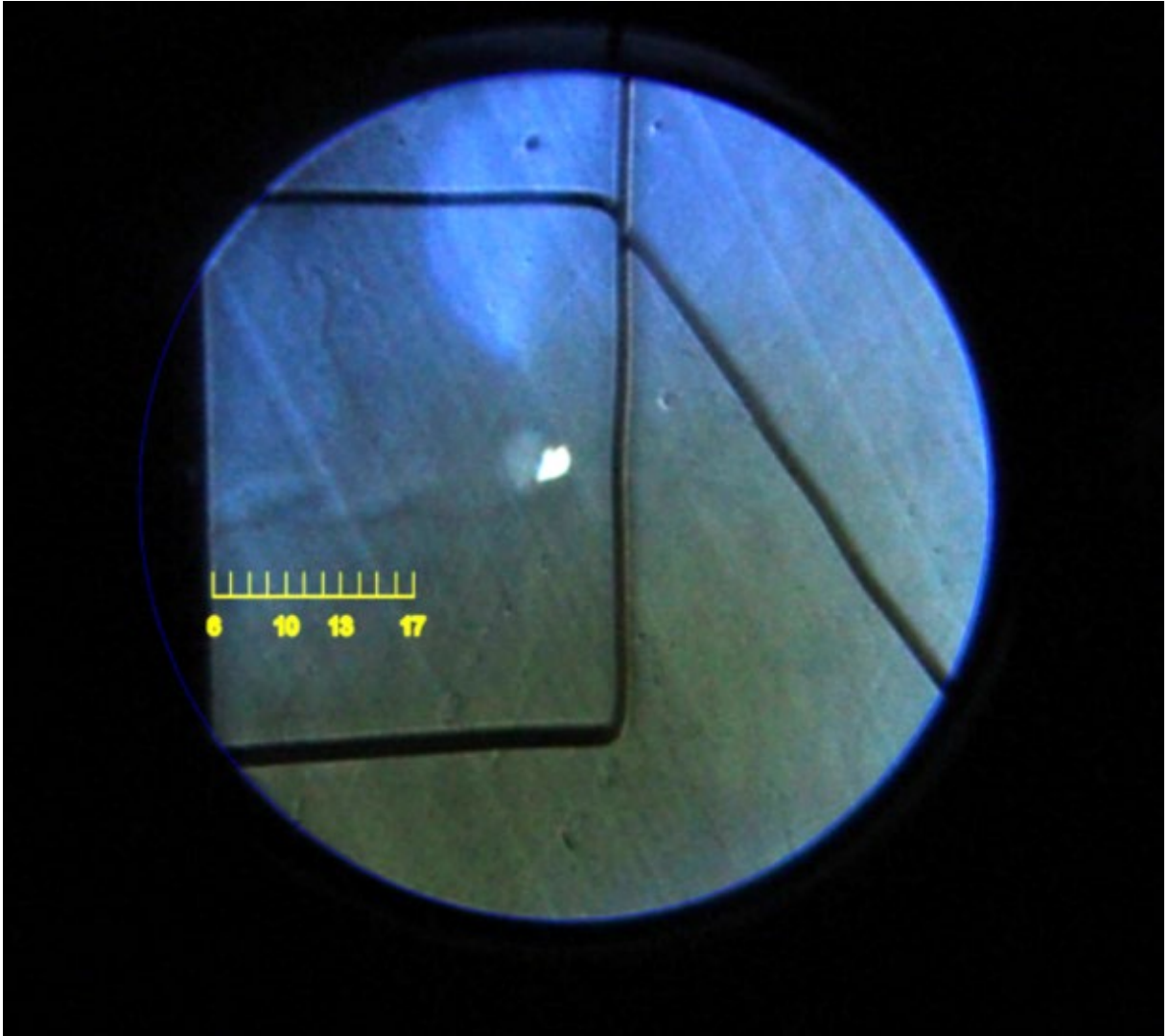
Obr. D.75 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 35 000 Pa bez zasunuté sondy.



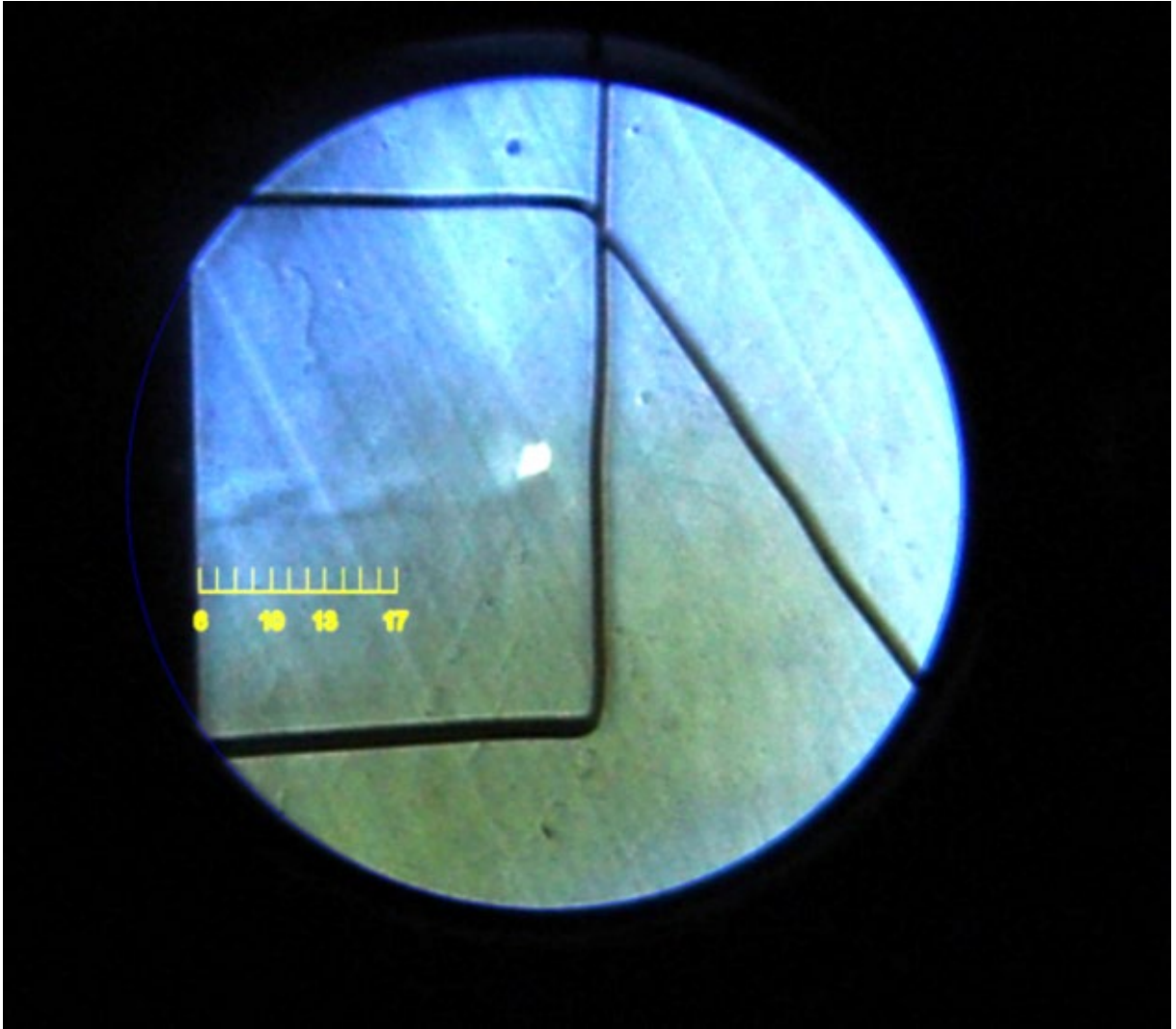
Obr. D.76 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 40 000 Pa bez zasunuté sondy.



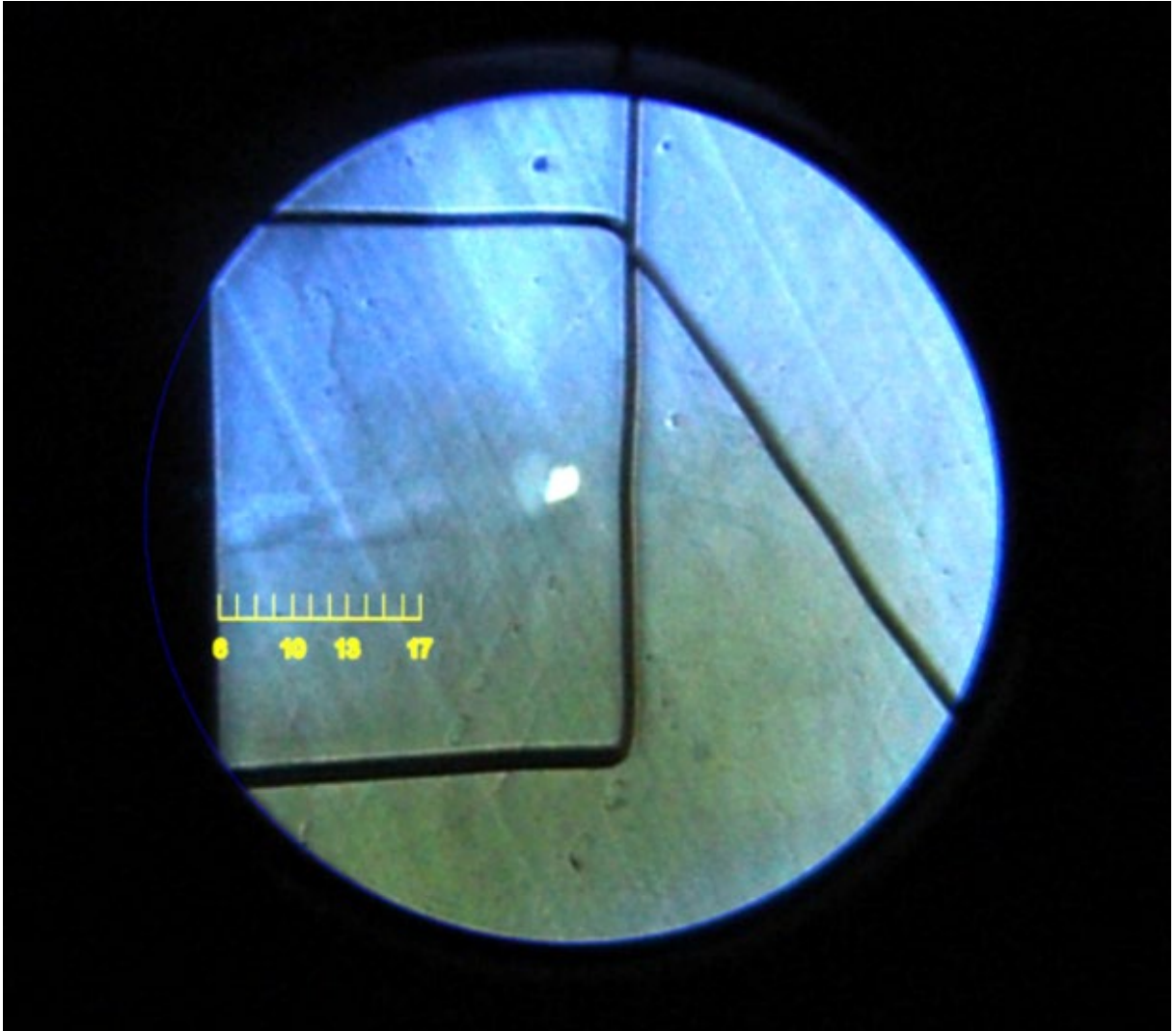
Obr. D.77 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 45 000 Pa bez zasunuté sondy.



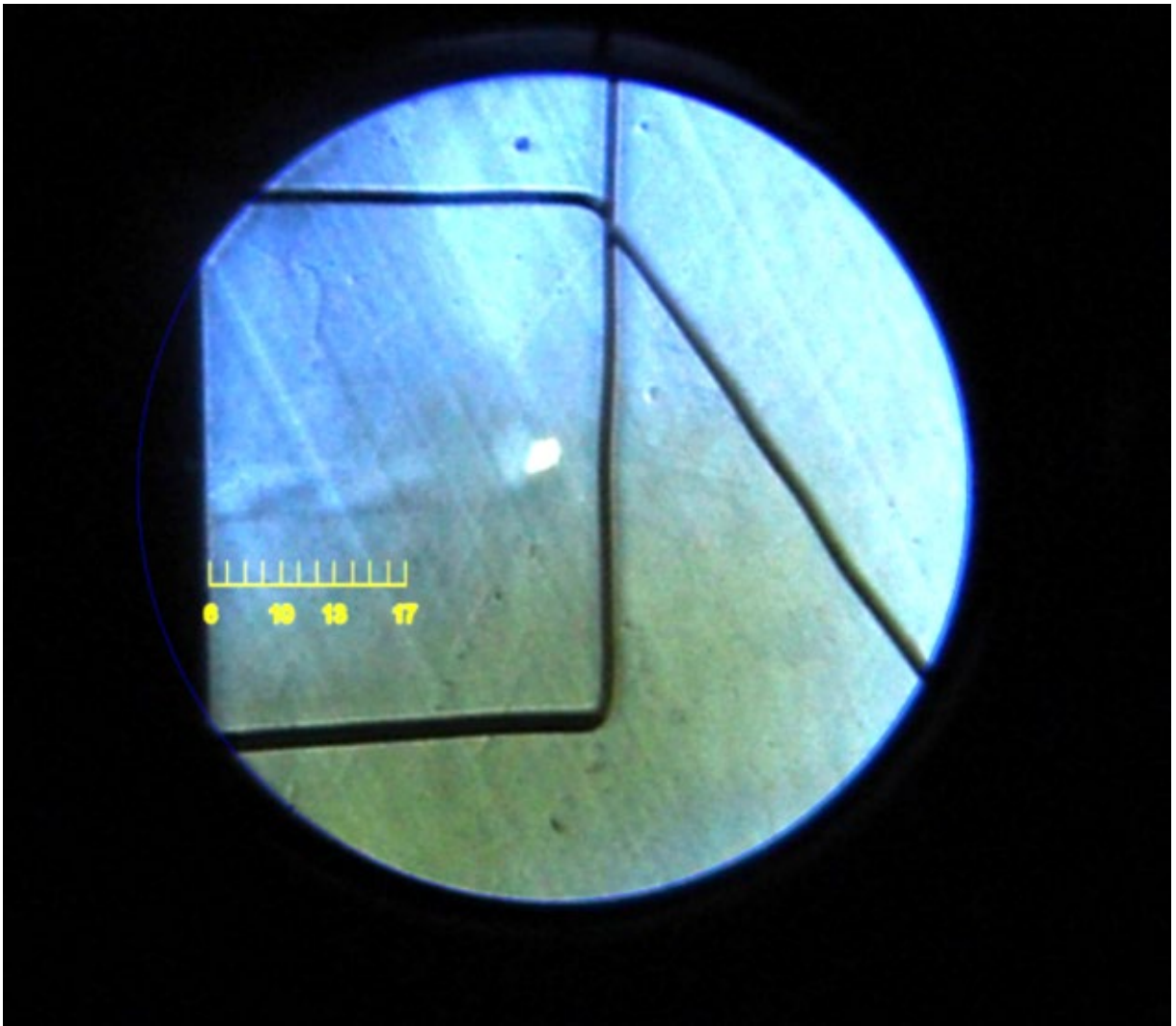
Obr. D.78 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 50 000 Pa bez zasunuté sondy.



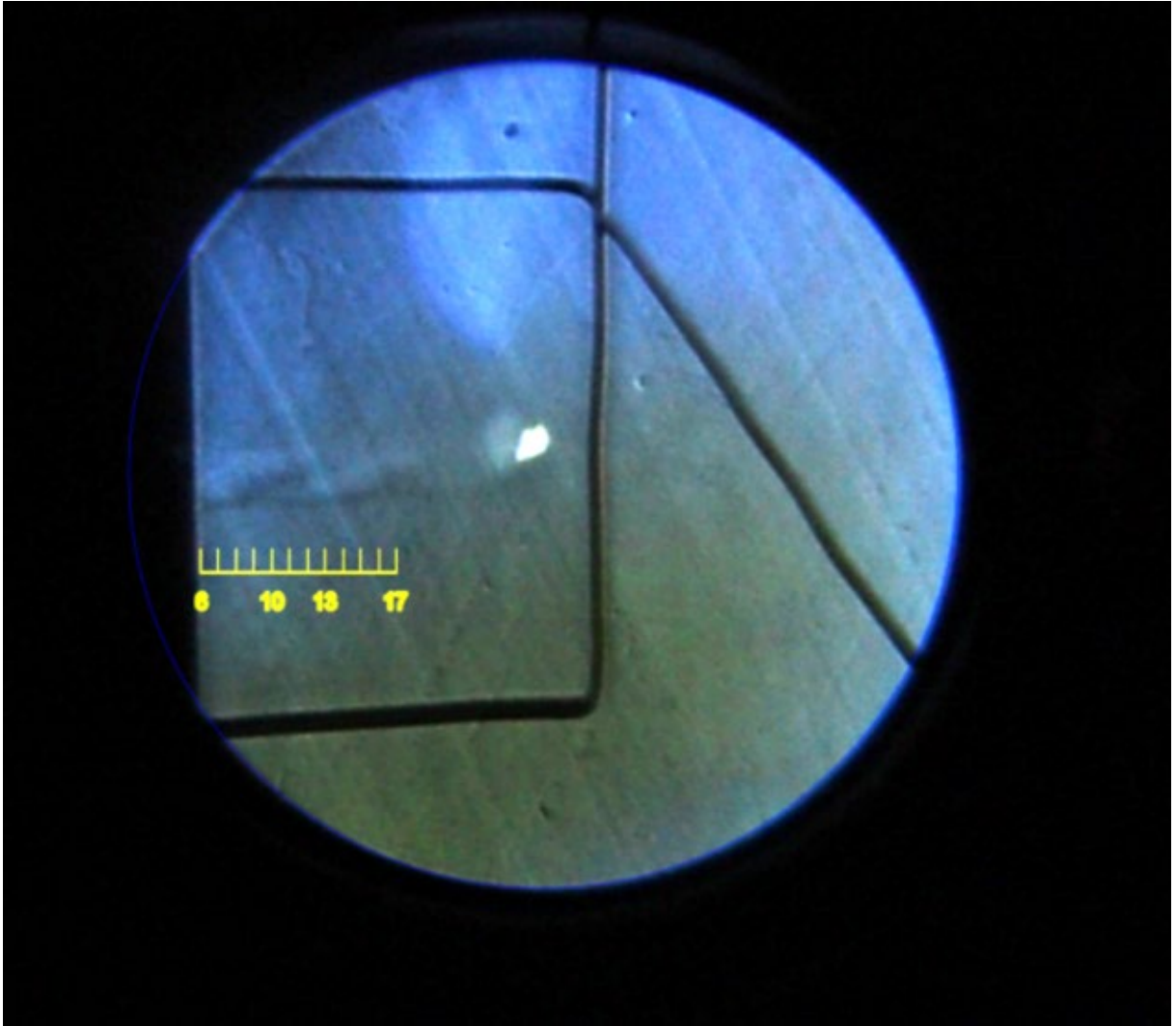
Obr. D.79 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 55 000 Pa bez zasunuté sondy.



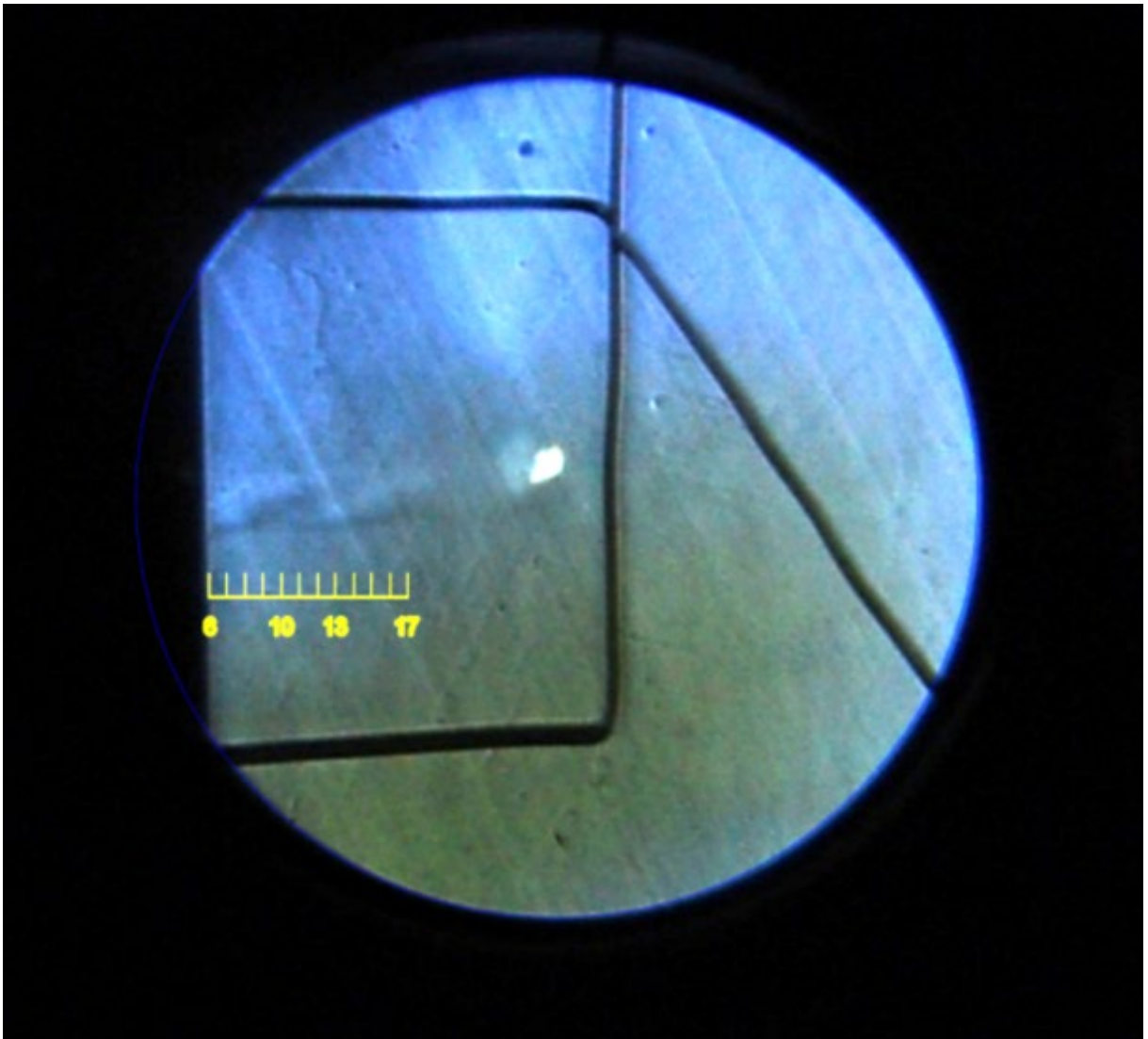
Obr. D.80 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 60 000 Pa bez zasunuté sondy.



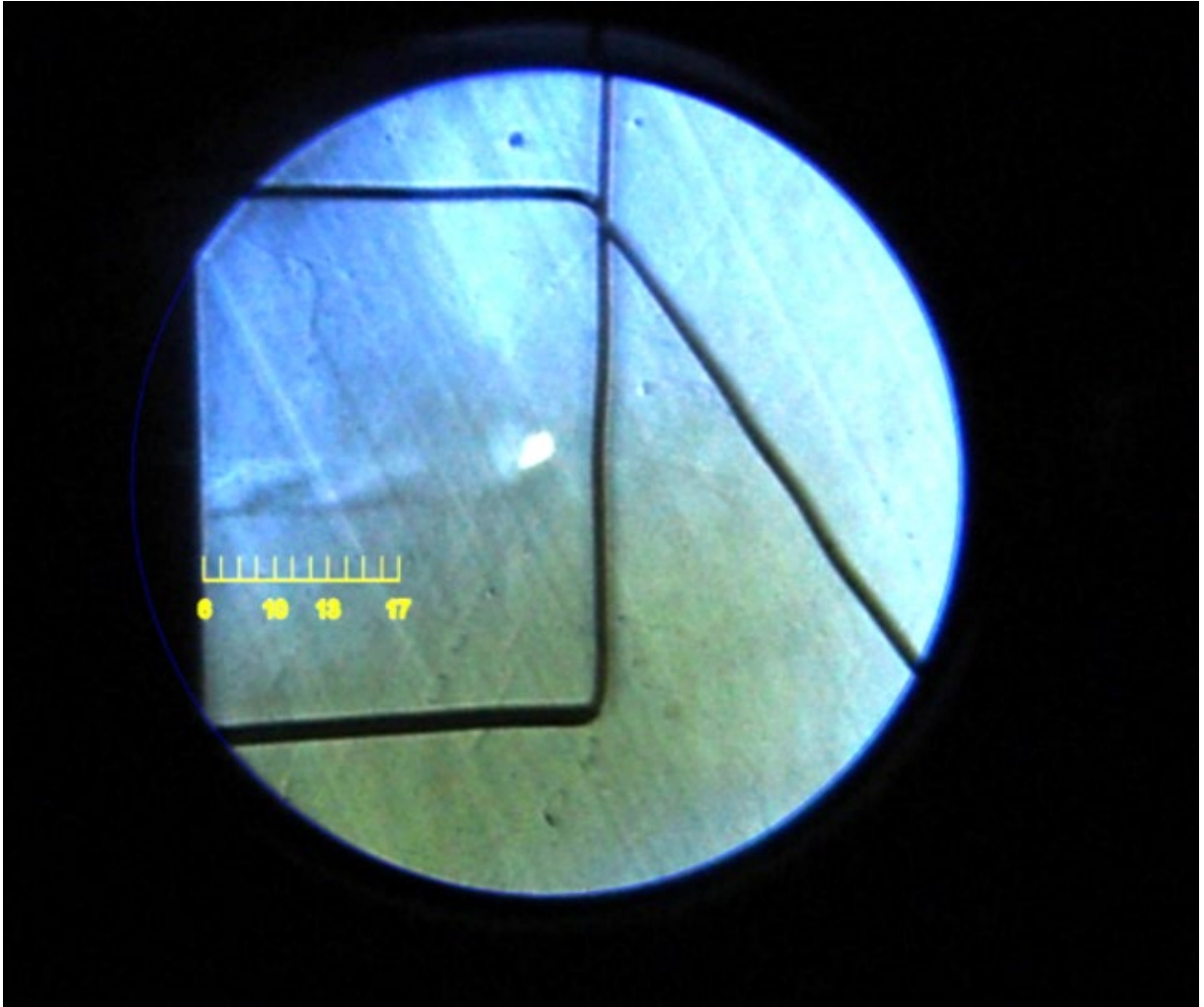
Obr. D.81 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 65 000 Pa bez zasunuté sondy.



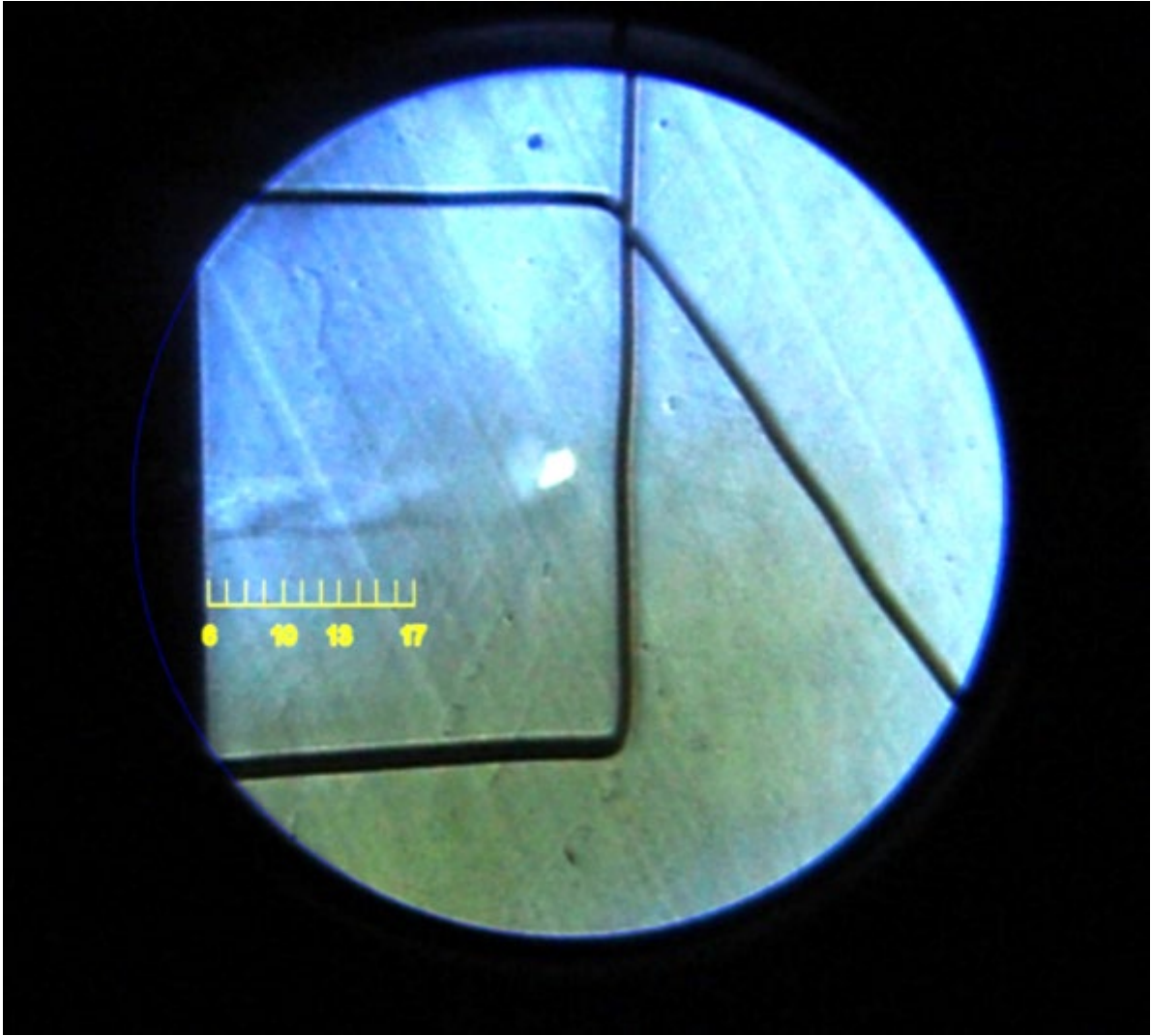
Obr. D.82 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 70 000 Pa bez zasunuté sondy.



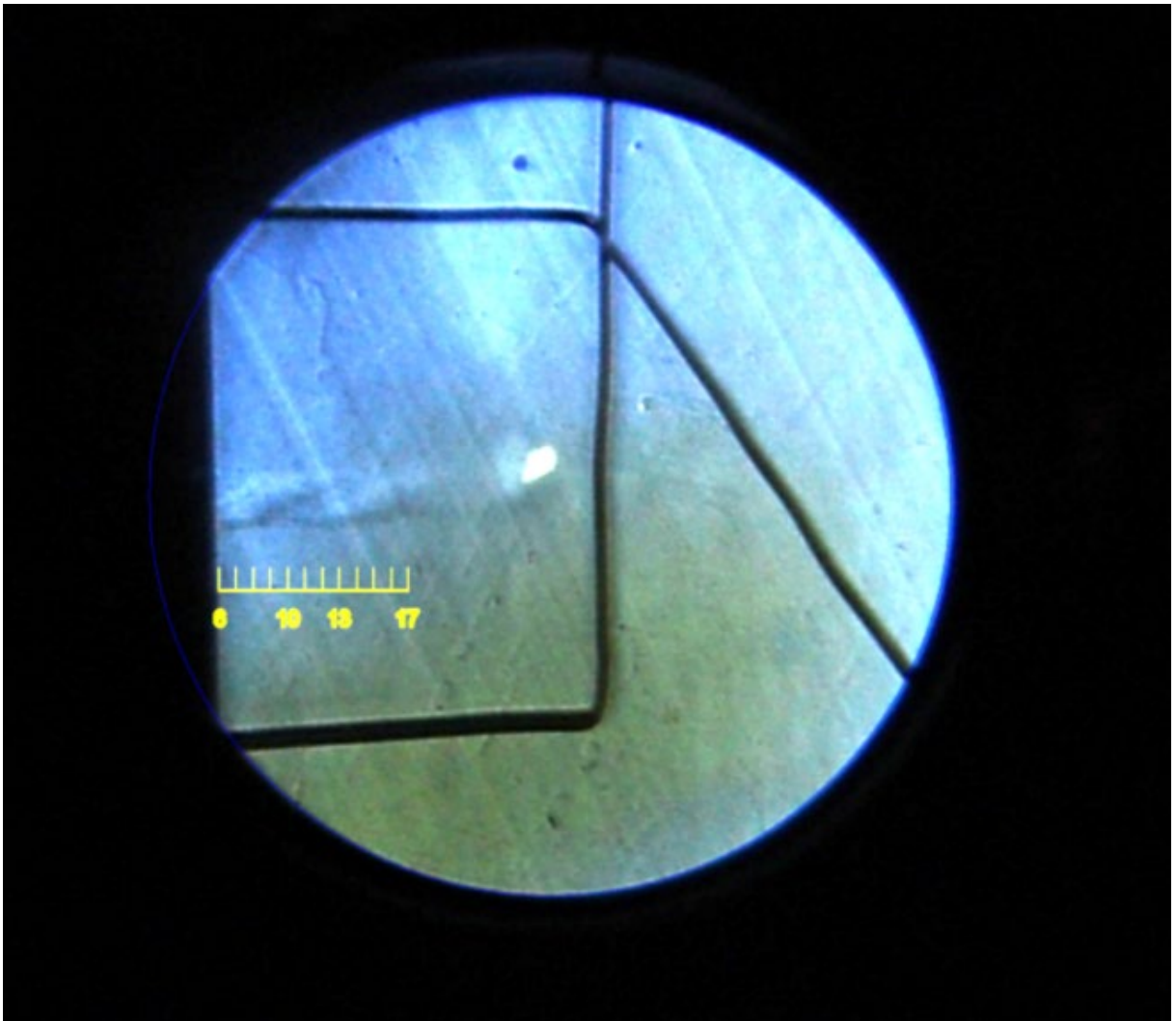
Obr. D.83 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 75 000 Pa bez zasunuté sondy.



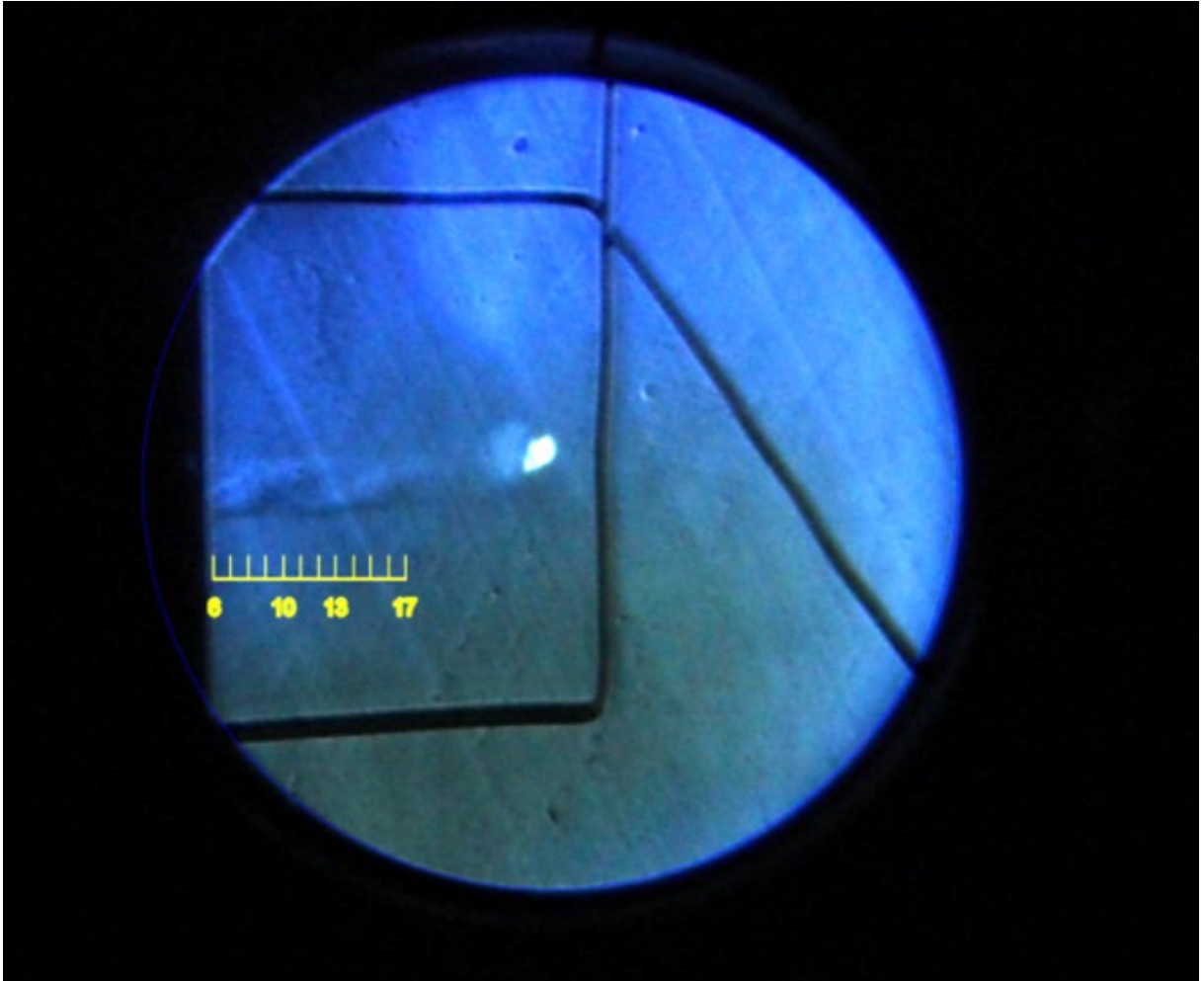
Obr. D.84 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 80 000 Pa bez zasunuté sondy.



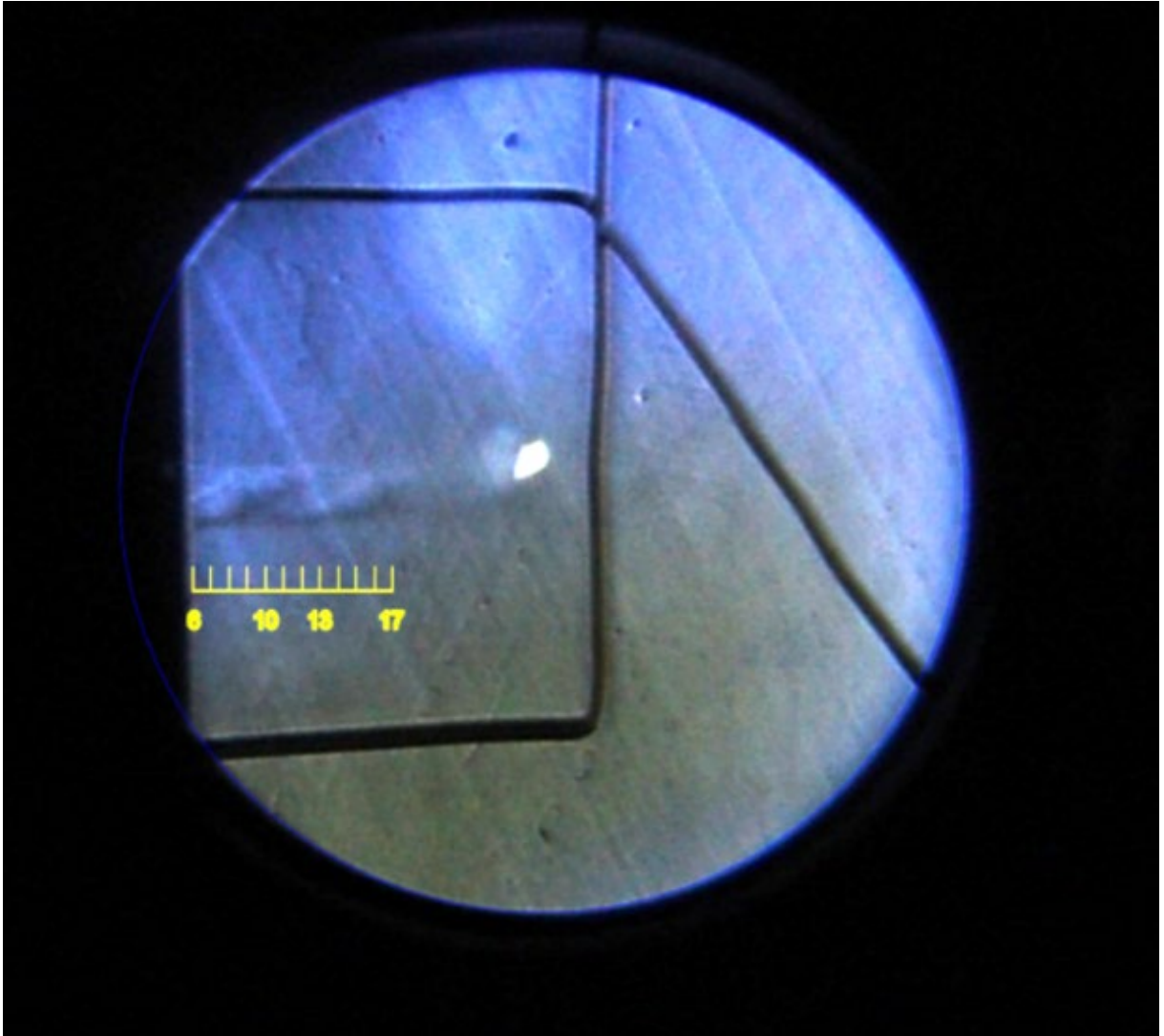
Obr. D.85 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 85 000 Pa bez zasunuté sondy.



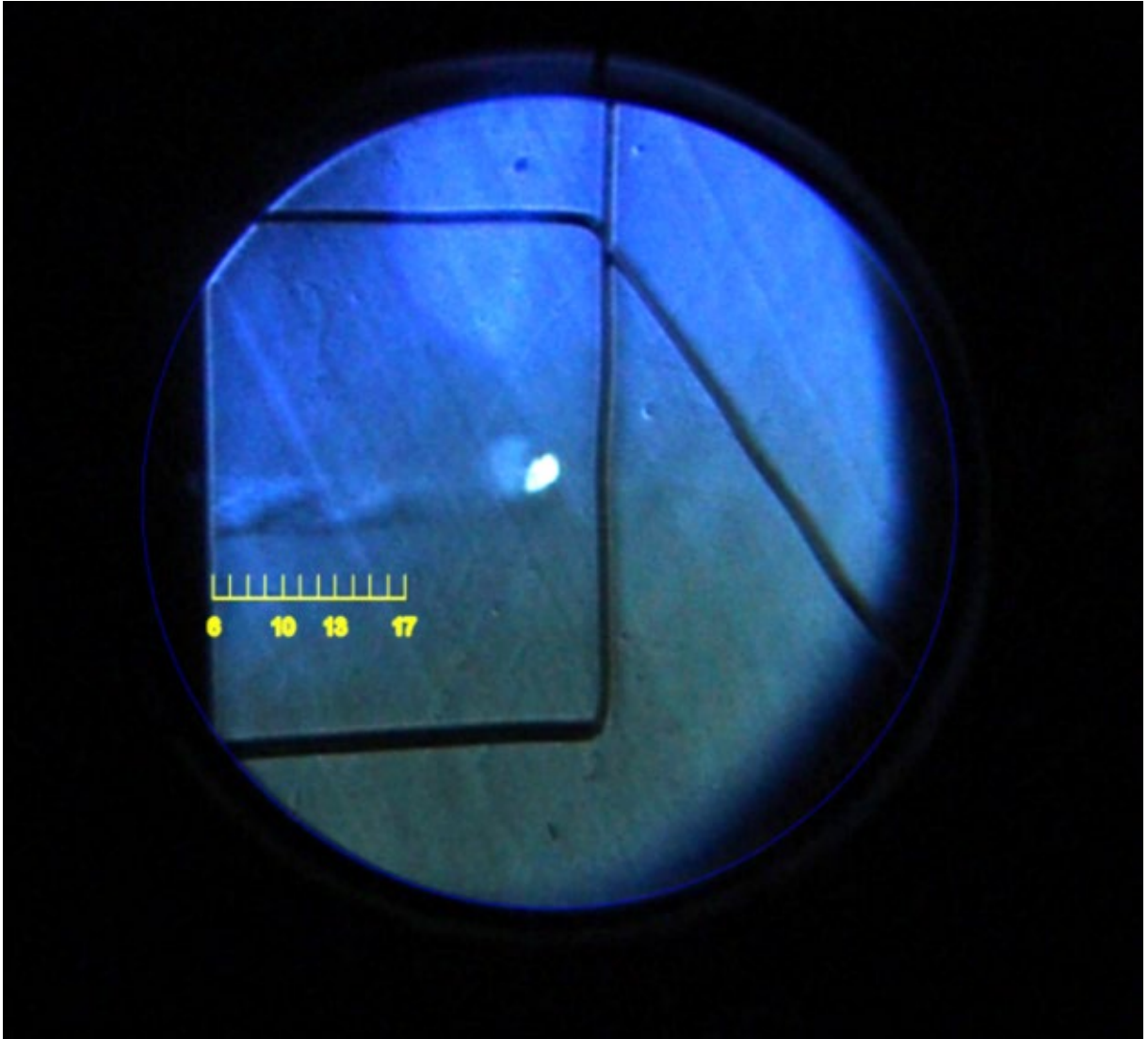
Obr. D.86 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 90 000 Pa bez zasunuté sondy.



Obr. D.87 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 95 000 Pa bez zasunuté sondy.



Obr. D.88 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 100 000 Pa bez zasunuté sondy.



Obr. D.89 Experimentální zobrazení tlakových gradientů pomocí optických metod s nižším rozlišením pro variantu 109 000 Pa bez zasunuté sondy.

