

**ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
FAKULTA ELEKTROTECHNICKÁ**

KATEDRA ELEKTROENERGETIKY A EKOLOGIE

DIPLOMOVÁ PRÁCE

**Elektrická pevnost vzduchového dielektrika v závislosti na
tlaku a stupni nehomogenity pole**

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
Fakulta elektrotechnická
Akademický rok: 2015/2016

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE
(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Bc. Martin RŮŽIČKA**
Osobní číslo: **E14N0072P**
Studijní program: **N2612 Elektrotechnika a informatika**
Studijní obor: **Elektroenergetika**
Název tématu: **Elektrická pevnost vzduchového dielektrika v závislosti na tlaku a stupni nehomogenity pole**
Zadávající katedra: **Katedra elektroenergetiky a ekologie**

Zásady pro vypracování:

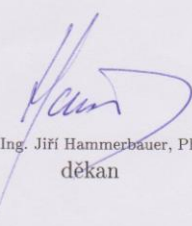
1. Vypracujte odborný text zabývající se problematikou elektrické pevnosti plyných dielektrik ve vysokonapěťové elektrotechnice.
2. Proveďte experimentální měření elektrické pevnosti vzduchového izolantu v závislosti na jeho tlaku a stupni nehomogenity působícího elektrického pole.
3. Naměřené výsledky vhodně zpracujte, vyhodnoťte a interpretujte.

Rozsah grafických prací: podle doporučení vedoucího
Rozsah kvalifikační práce: 40 - 60 stran
Forma zpracování diplomové práce: tištěná/elektronická
Seznam odborné literatury:

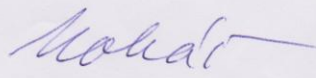
Student si vhodnou literaturu vyhledá v dostupných pramenech podle doporučení vedoucího práce.

Vedoucí diplomové práce: Ing. Petr Martínek, Ph.D.
Katedra elektroenergetiky a ekologie

Datum zadání diplomové práce: 15. října 2015
Termín odevzdání diplomové práce: 16. května 2016


Doc. Ing. Jiří Hammerbauer, Ph.D.
děkan




Doc. Ing. Karel Noháč, Ph.D.
vedoucí katedry

V Plzni dne 15. října 2015

Abstrakt

Předkládaná diplomová práce je zaměřena na problematiku elektrické pevnosti vzduchového dielektrika. Zkoumá teorii elektrických výbojů ve vzduchu a zabývá se teoreticky i experimentálně především vlivem tlaku a nehomogenity elektrického pole na elektrickou pevnost vzduchového dielektrika.

Klíčová slova

Vzduchové dielektrikum, elektrická pevnost, stupeň homogenity elektrického pole, přeskokové napětí, elektrický výboj.

Abstract

The master thesis presents the electric strength of air dielectric. It deals with the theory of electric discharge in the air and it is theoretically and experimentally focused on influence of pressure and the degree of uniformity of electric field on the electric strength.

Key words

Air dielectric, electric strength, degree of uniformity of electric field, breakdown voltage, electric discharge,

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval samostatně, s použitím odborné literatury a pramenů uvedených v seznamu, který je součástí této diplomové práce.

Dále prohlašuji, že veškerý software, použitý při řešení této diplomové práce, je legální.

.....
podpis

V Plzni dne 27.4.2016

Martin Růžička

Poděkování

Tímto bych rád poděkoval vedoucímu diplomové práce doc. Ing. Petrovi Martínkovi, Ph.D, za cenné profesionální rady, připomínky a metodické vedení práce.

Obsah

OBSAH	8
SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK	10
ÚVOD	12
1 ÚVOD DO PROBLEMATIKY	13
1.1 POJMY DIELEKTRIKUM A IZOLANT	13
1.2 PRŮRAZ, PŘESKOK	13
1.3 HOMOGENNÍ A NEHOMOGENNÍ ELEKTRICKÉ POLE	14
1.4 ELEKTRICKÁ PEVNOST	16
2 ELEKTRICKÉ VÝBOJE V PLYNNÉM DIELEKTRIKU	17
2.1 NOSIČE ELEKTRINY	17
2.2 TVORBA NOSIČŮ ELEKTRINY VE VZDUCHU	17
2.2.1 <i>Nárazová ionizace</i>	18
2.2.2 <i>Fotoionizace</i>	18
2.2.3 <i>Tepelná ionizace</i>	19
2.2.4 <i>Povrchová ionizace</i>	19
2.3 ELEKTRICKÁ VODIVOST PLYNŮ	19
2.4 ROZDĚLENÍ VÝBOJŮ	19
2.5 VOLTAMPÉROVÁ CHARAKTERISTIKA VÝBOJE	20
2.6 TOWNSENDovy VÝBOJE	21
2.6.1 <i>Podmínka samostatného výboje</i>	24
2.7 PASCHENŮV ZÁKON	26
2.7.1 <i>Odvození</i>	26
2.7.2 <i>Paschenova křivka</i>	27
2.8 KANÁLOVÝ VÝBOJ	28
2.9 VÝBOJE V NEHOMOGENNÍM POLI	30
2.9.1 <i>Částečné výboje</i>	31
3 STUPEŇ HOMOGENITY ELEKTRICKÉHO POLE	32
3.1 SCHWAIGERŮV FAKTOR	32
3.2 OVĚŘENÍ, MODELOVÝ PŘÍKLAD	33
4 ZKOUŠKY PRŮRAZNÝM NAPĚTÍM DLE NORMY ČSN	36
4.1 ZKOUŠKY VÍCE HLADINAMI	36
4.2 ZKOUŠKY METODOU NAHORU-DOLŮ	37
4.3 ZKOUŠKY POSTUPNÝM NAMÁHÁNÍM	38
5 EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST PRÁCE	40
5.1 SEZNÁMENÍ S MĚŘENOU ÚLOHOU	40
5.2 SOUBOR NAMĚŘENÝCH DAT	41
5.3 EXPERIMENTÁLNÍ VÝPOČET STUPNĚ HOMOGENITY ELEKTRICKÉHO POLE	42
5.3.1 <i>Ukázkový postup výpočtu</i>	43
5.3.2 <i>Vypočtené hodnoty stupně homogenity</i>	45
5.4 ANALÝZA VSTUPNÍCH DAT	47
5.4.1 <i>Elektrodová konfigurace R0,5-R75</i>	47
5.4.2 <i>Elektrodová konfigurace R2-R75</i>	49
5.4.3 <i>Elektrodová konfigurace R4-R75</i>	54
5.4.4 <i>Výběr oblastí pro přeměření</i>	59
5.5 VLASTNÍ MĚŘENÍ - ELEKTRODOVÁ KONFIGURACE R2-R75	59
5.5.1 <i>Detailní popis měření</i>	60

5.5.2	<i>Výsledky vlastního měření</i>	61
5.5.3	<i>Vyhodnocení výsledků vlastního měření</i>	63
5.6	POROVNÁNÍ VÝSLEDKŮ VLASTNÍHO MĚŘENÍ SE VSTUPNÍMI DATY	64
6	ZÁVĚR	68
	SEZNAM LITERATURY A INFORMAČNÍCH ZDROJŮ	70
	PŘÍLOHY	1

Seznam symbolů a zkratek

A,B	Konstanty závislé na druhu plynu [$\text{cm}^{-1} \text{kPa}^{-1}$, $\text{V}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \text{kPa}^{-1}$]
c	Rychlost světla [m/s]
d	Vzdálenost elektrod [mm]
dn	Přírůstek nových elektronů [-]
dx	Přírůstek dráhy [mm]
e	Eulerova konstanta [-]
E	Intenzita elektrického pole [V/m]
E_k	Kinetická energie [eV]
E_k	Kritická hodnota elektrické pevnosti [kV/cm]
E_{\max}	Maximální hodnota intenzity elektrického pole [V/m]
E_{mean}	Střední hodnota intenzity elektrického pole [V/m]
E_p	Elektrická pevnost [kV/cm]
f	Kmitočet [Hz]
f	Stupeň nehomogenity elektrického pole [-]
\hbar	Planckova konstanta [eV.s]
I	Elektrický proud [A]
J	Proudová hustota [A/m^2]
m	Hmotnost částice [kg]
n	Počet elektronů [-]
n	Počet testů [-]
N	Počet záporných iontů [-]
N_+	Počet kladných iontů [-]
p	Geometrical characteristic faktor [-]
p	Tlak [bar, kPa]
q	Činitel rekombinace [-]
r	Poloměr zakřivení elektrod [cm]
S	Plocha elektrod [mm^2]
s	Směrodatná odchylka [-]
U	Elektrické napětí [V]
U_{BD}	Přeskokové napětí [kV]
U_i	Počáteční napětí částečných výbojů [kV]
U_p	Přeskokové napětí [kV]

U_{pmin}	Minimální přeskokové napětí [kV]
v	Rychlost částice [m/s]
W_i	Ionizační energie[eV]
x	Souřadnice vzdálenosti [mm]
α	Townsendův ionizační činitel [-]
γ	Ionizační součinitel [-]
η	Schwaigerův faktor, míra homogenity el. pole [-]
λ	Vlnová délka [m]

Úvod

Tématem předkládané diplomové práce je problematika elektrické pevnosti vzduchového dielektrika v závislosti na tlaku a stupni nehomogenity elektrického pole. Diplomová práce a problematika v ní řešená je součástí výzkumu, který probíhá na Katedře elektroenergetiky a ekologie již od roku 2012, a na kterém se podílí také jeden z předních výrobců vysokonapěťových vypínačů. Cílem projektu je, na základě získaných poznatků, minimalizovat ekologické dopady výroby a provozu energetických zařízení, v neposlední řadě také snížení ekonomických nákladů na jejich vývoj, provoz a údržbu.

Zásadní význam pro projekt má experimentální testování izolační pevnosti umělým vzduchem izolovaných elektrodových konfigurací. Napěťová pevnost se testuje v závislosti na tlaku plynu, tvaru a vzdálenosti elektrod. Experimentálně získané výsledky jsou důležité pro ověření výsledků softwarových simulací a společně by měly vést k výraznému zkrácení doby vývoje nových vysokonapěťových vypínačů a k vývoji nových ekologicky bezpečných energetických zařízení.

Práce je rozdělena do dvou hlavních částí. Část teoretickou a část věnující se experimentálnímu měření.

První část práce přehledně shrnuje dosud známé poznatky z oblasti techniky vysokého napětí s konkrétním zaměřením na vzduchové dielektrikum a jeho elektrickou pevnost.

Druhá část práce se zabývá experimentálním měřením v laboratoři. Konkrétně výzkumem vlivu tlaku a nehomogenity elektrického pole, reprezentovanou elektrodami o různém poloměru zakřivení, na velikost přeskokového napětí a počátečního napětí koróny. Tato část práce vychází ze souboru již naměřených dat, který je doplněn o poznatky z vlastního experimentálního měření. V úvodu praktické části práce jsou nejprve analyzována vstupní data, na základě kterých jsou vybrány oblasti vhodné pro další vlastní přeměření. Vlastnímu měření se věnuje druhá pasáž experimentální části práce. Získaná data jsou zde přehledně zpracována a interpretována, součástí je i doporučení k dalšímu možnému směřování výzkumu dané velmi aktuální problematiky.

1 Úvod do problematiky

Máme-li se zabývat problematikou elektrické pevnosti, v tomto konkrétním případě vzduchového dielektrika ve vysokonapěťové elektrotechnice, musíme se nejprve seznámit se základními pojmy, pro pochopení dané problematiky důležitými.

1.1 Pojmy dielektrikum a izolant

Pojmy dielektrikum a izolant bývají velmi často zaměňovány, avšak nejsou ekvivalentní. Vlastnosti dielektrik a izolantů se mohou velmi výrazně lišit.

Dielektrikum je látka, která má při vložení do vnějšího elektrického pole schopnost tvorby a existence vlastního vnitřního elektrického pole. Jinými slovy, má schopnost se polarizovat.

Izolant je materiál, který pouze zabraňuje průchodu proudu mezi dvěma místy s rozdílným elektrickým potenciálem. Izolanty jsou tudíž jen pasivními prvky bránícími pouze průchodu elektrického proudu, nevedou tedy elektrický proud.

Z výše uvedeného vyplývá, že dielektrikum je pojem obecnější. Každý izolant je dielektrikem, avšak každé dielektrikum nemusí být izolantem. [1]

1.2 Průraz, přeskok

Mezi další důležité pojmy v problematice elektrické pevnosti patří průraz a přeskok. Při překročení určité úrovně elektrického napětí přiloženého na dielektrikum dochází v závislosti na skupenství dielektrika buďto k průrazu nebo k přeskoku. K průrazu dochází u dielektrik pevného skupenství, naopak u dielektrik kapalného a plynného skupenství dochází k přeskoku. Dojde-li k průrazu, znamená to pro materiál trvalou ztrátu elektrické pevnosti. Naproti tomu přeskok není destruktivní. Dojde-li k přeskoku, elektrická pevnost se po určitém čase opět obnoví. Plynné a kapalně izolanty tedy regenerují, zhoršení jejich izolačních vlastností je pouze dočasné.

Názorným příkladem regenerace plynného dielektrika může být například venkovní vedení, kde izolačním médiem je okolní vzduch. Například vlivem zhoršených klimatických podmínek, jako je déšť a tudíž zvýšená vlhkost, může dojít k přeskoku na izolátoru. Elektrická pevnost vzduchu se však po přeskoku znovu obnoví. [3]

1.3 Homogenní a nehomogenní elektrické pole

Jelikož hlavním účelem této práce je mimo jiné popsat chování vzduchového dielektrika v závislosti na stupni nehomogenity přiloženého elektrického pole, měli bychom si také na úvod tato dvě pole definovat.

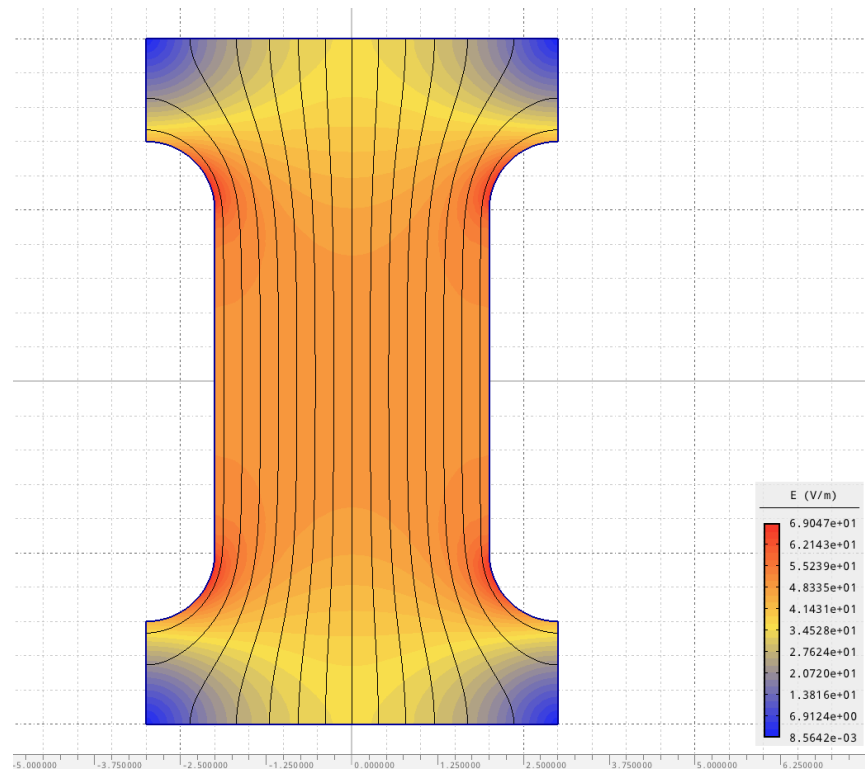
Elektrická pole můžeme v zásadě rozdělit do dvou hlavních skupin. První skupinou jsou pole homogenní, druhou skupinu tvoří pole nehomogenní. Druhou skupinu můžeme ještě rozdělit na pole slabě nehomogenní a pole silně nehomogenní.

Homogenní pole se vyznačují lineárním rozložením potenciálu, intenzita elektrického pole mezi elektrodami je v tomto uspořádání konstantní. Při přeskoku v takovémto poli nedochází k částečným výbojům v dielektriku. Jinými slovy, v homogenních elektrických polích je přeskokové napětí U_p rovno počátečnímu napětí částečných výbojů. V nehomogenních polích výše uvedené vlastnosti neplatí a situace je složitější.

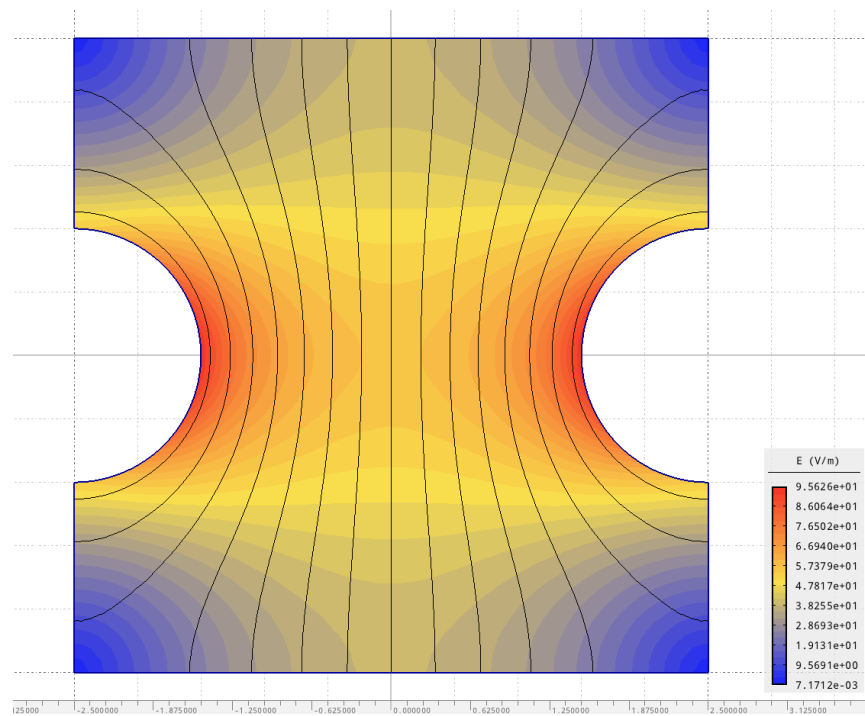
Za homogenní pole považujeme pole mezi dvěma deskovými elektrodami. Není to však úplná pravda. Pole je totiž na okraji elektrod deformováno. Při zanedbání okrajových částí však pole můžeme považovat za homogenní. [2]

Model homogenního pole můžeme vidět na obrázku 1.1. Situace byla namodelována v programu Agros2D. Z obrázku je zřetelně patrné, že ve střední části elektrod je elektrické pole homogenní, na okrajích vykazuje určitou nehomogenitu.

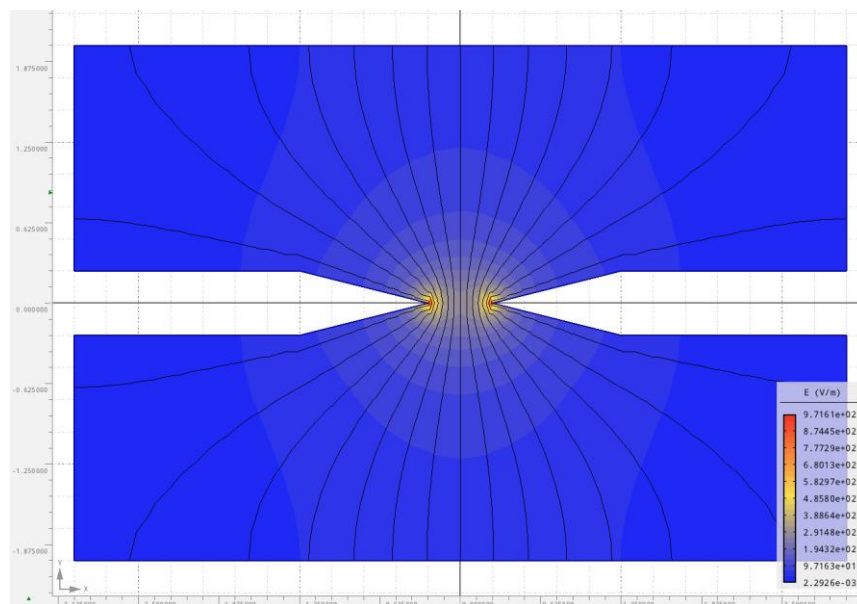
Na obrázcích 1.2 a 1.3 jsou namodelována pole slabě a silně nehomogenní. Slabě nehomogenní pole je reprezentováno dvěma stejně velkými a opačně nabitými kulovými elektrodami, pole silně nehomogenní dvěma hroty. Na všech obrázcích jsou znázorněny také ekvipotenciály.



Obr.1.1. Model homogenního elektrického pole



Obr.1.2. Model mírně nehomogenního elektrického pole



Obr. 1.3. Model silně nehomogenního elektrického pole

Podrobněji se elektrickými poli budeme zabývat v kapitole věnující se stupni nehomogenity elektrického pole.

1.4 Elektrická pevnost

Základním úkolem elektroizolačního materiálu je vzájemně od sebe oddělit místa s rozdílným elektrickým potenciálem. Veličina, která z tohoto hlediska charakterizuje daný izolant, se nazývá elektrická pevnost.

Při překročení určité úrovně elektrického napětí přiloženého na materiál dochází v plynných izolantech k přeskoku. Tuto kritickou úroveň napětí označujeme jako přeskokové napětí a značíme jej U_p . Velikost přeskokového napětí závisí na mnoha faktorech, mezi hlavními můžeme zmínit rozměry izolantu, tvar elektrického pole, teplotu, vlhkost a například také znečištění izolantu.

Elektrickou pevnost daného materiálu definujeme jako výše definované průrazné napětí U_p vztažené na tloušťku izolantu v místě přeskoku d .

$$E_p = \frac{U_p}{d} \text{ [kV/mm]} \quad (1.1)$$

V homogenním elektrickém poli můžeme elektrickou pevnost chápat jako intenzitu elektrického pole E , při níž dojde k přeskoku. V nehomogenních polích je situace značně složitější.

Elektrická pevnost izolantů samozřejmě také závisí na druhu a délce působícího napětí. Rozlišujeme tedy tři druhy elektrické pevnosti. Střídavou, stejnosměrnou a impulzní elektrickou pevnost. Obvykle platí, že stejnosměrná elektrická pevnost je větší než střídavá. [1]

2 Elektrické výboje v plynném dielektriku

2.1 Nosiče elektřiny

Plyny jsou, zejména ve slabých elektrických polích a při nízkých teplotách, výbornými izolanty. Je to způsobeno malou koncentrací volných nosičů elektrického náboje.

Nosiči elektřiny v plynech jsou elektrony, kladné a záporné ionty. Kladné a záporné nosiče v plynu mají tendenci rekombinovat. Počet rekombinací kladných a záporných iontů v jednotce objemu plynu za jednotku času je popsán následujícím vztahem

$$\frac{-dN_+}{dt} = \frac{-dN_-}{dt} = q \cdot N_+ \cdot N_- \quad (2.1)$$

kde N_+ je počet kladných iontů v jednotce objemu plynu, N_- je počet záporných iontů v téže objemové jednotce a q představuje činitel rekombinace. Hodnota činitele rekombinace pro vzduch se udává $1,12 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$. Nosiče elektřiny v plynu mají snahu rovnoměrně vyplnit celý prostor. [3]

2.2 Tvorba nosičů elektřiny ve vzduchu

Volné nosiče elektrického náboje vznikají převážně působením ionizačních činitelů. Vlivem ionizačních činitelů dochází k uvolnění jednoho nebo více elektronů z neutrálního atomu a tím ke vzniku volného nosiče elektrického náboje. Tomuto jevu říkáme ionizace plynu. K ionizaci atomu plynu dojde tehdy, když pohltí dostatečné množství ionizační energie.

Nosiče elektrického náboje ve vzduchu nejčastěji vznikají čtyřmi pochody, které si nyní postupně představíme. Jedná se o nárazovou ionizaci, fotoionizaci, tepelnou ionizaci a povrchovou ionizaci. [3]

2.2.1 Nárazová ionizace

Prvním z jevů, při kterém dochází ke vzniku nosičů elektrického náboje ve vzduchu, je nárazová ionizace. Předpokladem je náraz dostatečně rychlého elektronu, iontu nebo neutrální částice na neutrální atom nebo molekulu. Jinými slovy, nárazová ionizace je případ, kdy se neutrální částice ionizuje srážkou s elektronem nebo iontem, který získal dostatečnou kinetickou energii urychlením vlivem elektrického pole. Podmínkou ionizace neutrální částice je vztah popsáný rovnicí 2.2.

$$\frac{mv^2}{2} \geq W_i \quad (2.2)$$

Výraz na levé straně nerovnice představuje kinetickou energii narážející částice, W_i na pravé straně nerovnice představuje ionizační energii neutrální částice plynu (udávaná v eV). Nárazová ionizace elektrony je patrně nejdůležitější pochod při přeskoku v plynných izolantech. V atmosférickém vzduchu je hlavním ionizačním činidlem radon, který se rozpadá a v jeho okolí probíhá nárazová ionizace. [3] [5]

2.2.2 Fotoionizace

Druhým pochodem, který vede ke vzniku nosičů náboje v plynu, je fotoionizace. Nejprve si definujeme kinetickou energii fotonů pomocí známého vztahu

$$E_k = \hbar \cdot f \quad (2.3)$$

kde \hbar je Plackova konstanta a f reprezentuje kmitočet, který dále můžeme vyjádřit pomocí jednoduchého vztahu jako podíl rychlosti světla a vlnové délky.

$$f = \frac{c}{\lambda} \quad (2.4)$$

Podmínka pro fotoionizaci má následující tvar.

$$\hbar \cdot f \geq W_i \quad (2.5)$$

Nyní dosadíme do podmínky pro fotoionizaci za frekvenci ze vztahu 2.3 a vyjádříme tak vztah pro potřebnou délku vlny, při níž může fotoionizace nastat.

$$\lambda \leq \frac{\hbar c}{W_i} \quad (2.6)$$

Fotoionizace je při výbojích v plynech sekundárním procesem. Nabuzený atom plynu vyzáří kvantum energie (foton), které může ionizovat jiný atom, jehož ionizační práce je menší než energie fotonu. Jinými slovy můžeme fotoionizaci charakterizovat jako ionizaci neutrální částice pohlcením fotonu. [3]

2.2.3 Tepelná ionizace

Třetím pochodem je tepelná ionizace. Probíhá v plynech s vysokou teplotou a jde o případ, kdy se neutrální částice ionizuje srážkou s elektronem nebo iontem, který získal dostatečnou energii vlivem vysoké teploty. Tento druh ionizace má velký význam v případě hoření elektrického oblouku, který je finální fází přeskoku. [3][5]

2.2.4 Povrchová ionizace

Posledním jevem, při kterém vznikají volné nosiče elektrického náboje, je povrchová ionizace. Při tomto pochodu se uvolňují elektrony z povrchu elektrod. K tomu je nutná energie potřebná pro výstupní práci. Touto energií může být například energie tepelná nebo různé druhy krátkovlnného záření působící na povrch elektrod. Specifikum tohoto procesu spočívá v tom, že proud tekoucí plynem je v tomto případě závislý na použitém materiálu elektrod. [1]

2.3 Elektrická vodivost plynů

Nyní si provedeme rozdělení elektrické vodivosti plynů na základě toho, zda se jedná o slabé nebo silné elektrické pole.

Ve slabých elektrických polích se uplatňuje tzv. nesamostatná elektrická vodivost plynů. O nesamostatné vodivosti mluvíme, jelikož v těchto případech se volné nosiče elektrického náboje vytvářejí pouze působením vnějších ionizačních činitelů.

Naproti tomu v silných elektrických polích mluvíme o samostatné elektrické vodivosti plynu. V silných elektrických polích dochází k nárazové ionizaci vlivem částic dostatečně urychlených působícím polem. [1]

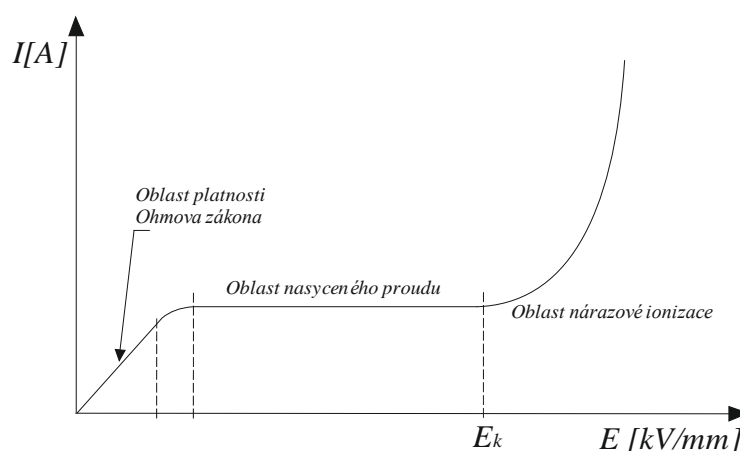
2.4 Rozdělení výbojů

Z rozdělení elektrické vodivosti plynů na nesamostatnou ve slabých elektrických polích a samostatnou v silných elektrických polích vyplývá analogicky rozdělení výbojů v plynech. Dělíme je stejným způsobem. Výboje probíhající pouze za přítomnosti vnějšího ionizačního činidla ve slabém elektrickém poli nazýváme nesamostatné a naopak výboje v silných

elektrických polích, kde se vytváří dostatečný počet elektronů a iontů pro udržení proudu, nazýváme samostatné. [1] [6]

2.5 Voltampérová charakteristika výboje

Vodivost plyných izolantů nám charakterizuje tzv. voltampérová charakteristika výboje. Jedná se o průběh závislosti proudu na intenzitě působícího elektrického pole. Budeme uvažovat deskový kondenzátor se vzduchovým dielektrikem, plochu elektrod S a vzdálenost mezi nimi d . Část voltampérové charakteristiky plyných izolantů je znázorněna na obrázku 2.1. Později si uvedeme kompletní voltampérovou charakteristiku, která bude zahrnovat i oblast samostatného výboje. Prozatím nám bude stačit tento obrázek.



Obr.2.1. Částečná voltampérová charakteristika výboje [1]

Průběh charakteristiky lze vysvětlit na základě rovnováhy mezi počtem vznikajících a zanikajících nosičů elektrického náboje.

Ve slabých elektrických polích je generace nových nosičů elektrického náboje v podstatě stejná, jako v plynu bez přítomnosti vnějšího pole. Zánik volných nosičů nastává rekombinací v objemu plynu a neutralizací na elektrodách. První část křivky je oblast platnosti Ohmova zákona a odpovídá malým intenzitám elektrického pole. Je charakteristická poměrně malým proudem.

Druhá část charakteristiky odpovídá již vyšším hodnotám intenzity elektrického pole. Při vyšší intenzitě elektrického pole nabývají volné nosiče elektrického náboje větší rychlosti, vznikající nosiče se rychleji transportují k elektrodám. S tím souvisí pokles pravděpodobnosti rekombinace a nastává rovnováha mezi vznikem a odvodem nosičů. Jedná se o případy, kdy intenzita elektrického pole nabývá takových hodnot, při nichž je čas, za který nosič

překoná vzdálenost mezi elektrodami, krátký v porovnání s časem potřebným pro rekombinaci. V tomto případě pak proudová hustota není závislá na intenzitě elektrického pole. Proud se nemůže s rostoucí intenzitou elektrického pole zvyšovat, neboť není k dispozici dostatek nosičů elektrického náboje. Z toho vyplývá, že proud tekoucí vzduchem v této oblasti nezávisí na přiloženém napětí. Jedná se o oblast nasyceného proudu. Nasycený proud ve vzduchu můžeme za normálních podmínek pozorovat přibližně od $0,7 \cdot 10^{-6}$ do $1 \text{ kV} \cdot \text{mm}^{-1}$. V praktických případech, kdy vzduch slouží jako izolant, se povětšinou nachází právě v této oblasti, tedy v oblasti nasycení.

Překročí-li intenzita elektrického pole ve vzduchu kritickou hodnotu, která odpovídá přibližně $1 \text{ kV} \cdot \text{mm}^{-1}$, začne probíhat nárazová ionizace. Důsledkem toho je exponenciální nárůst proudové hustoty se vzrůstem intenzity elektrického pole. Tomuto prudkému nárůstu odpovídá třetí část charakteristiky. Překročením kritické hodnoty intenzity elektrického pole se vzduch dostává do oblasti samostatné vodivosti a následně ztrácí svoji elektroizolační schopnost. [1][6]

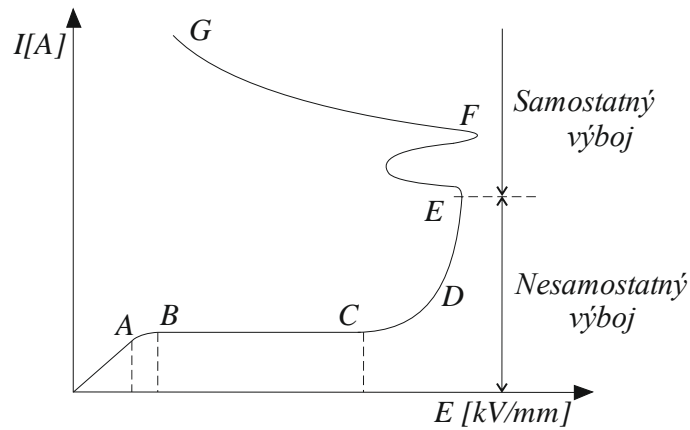
2.6 Townsendovy výboje

V předchozí kapitole jsme se zabývali částečnou voltampérovou charakteristikou výboje, která zahrnovala pouze část týkající se nesamostatných výbojů. V návaznosti na výše zmíněné skutečnosti uvedeme kompletní voltampérovou charakteristiku výboje, která, na rozdíl od předchozí, zahrnuje i oblast samostatných výbojů. Úplná voltampérová charakteristika je uvedena na obrázku 2.2.

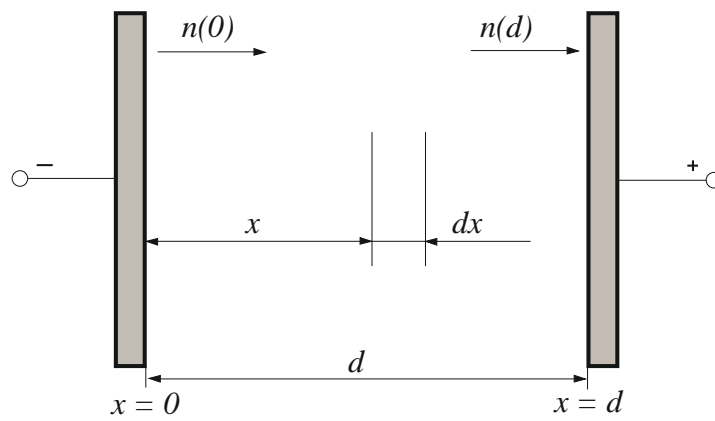
V minulé kapitole jsme diskutovali oblasti A-B, B-C. Následující text bude věnován podrobnějšímu rozboru úseku C-E, který odpovídá nesamostatnému výboji a věnovat se budeme také úseku E-G reprezentujícímu výboj samostatný.

Zaměříme se nyní na oblasti charakteristiky mezi body C-E. Touto oblastí se zabýval S. Townsend, který vypracoval teorii nesamostatných výbojů v této oblasti. Z tohoto důvodu jsou také označovány jeho jménem.

Townsendova teorie vychází z uspořádání deskového kondenzátoru s plynným dielektrikem. Dále předpokládáme časově neproměnné homogenní elektrické pole.



Obr.2.2. Úplná voltampérová charakteristika výboje [1]



Obr.2.3. Modelové uspořádání k vysvětlení Townsendovy teorie [1]

Působením vnějšího ionizačního činitele opustil povrch katody volný elektron, který se pohybuje v elektrickém poli směrem k anodě. Veškerou kinetickou energii získává pouze účinkem vnějšího elektrického pole. Střední rychlost pohybujícího se elektronu se ustálí na určité konstantní hodnotě. Lze předpokládat, že na jednotkové dráze bude působením tohoto elektronu vznikat od této chvíle stejný počet ionizačních srážek. Tento počet ionizačních srážek označíme α a nazýváme ho Townsendovým ionizačním činitelem. Určuje pravděpodobnost ionizace neutrální molekuly. Je dán počtem párů volných nosičů, které v homogenním elektrickém poli nárazovou ionizací vytvoří jeden elektron na jednotkové dráze ve směru intenzity elektrického pole.

Dále předpokládejme, že elektron procházející vrstvou jednotkového průřezu o tloušťce dx ve vzdálenosti x od katody, vytvoří nárazovou ionizací $\alpha \cdot dx$ párů nosičů elektrického náboje. Přírůstek nových elektronů dn na dráze dx bude za předpokladu, že ve vzdálenosti x od katody je koncentrace elektronů n , dán následujícím vztahem.

$$dn = n \cdot \alpha \cdot dx \quad (2.7)$$

Na celé dráze mezi elektrodami lze pro přírůstek nových elektronů psát vztah 2.8.

$$\int_{n(0)}^{n(d)} \frac{dn}{n} = \int_0^d \alpha \cdot dx \quad (2.8)$$

Počet elektronů, které dospěly k anodě, získáváme z tohoto vztahu integrací.

$$n(d) = n(0) \cdot e^{\alpha \cdot d} \quad (2.9)$$

Kde $n(0)$ je počet elektronů uvolněných působením vnějšího ionizačního činitele z jednotky plochy katody za jednotku času a d je vzdálenost elektrod.

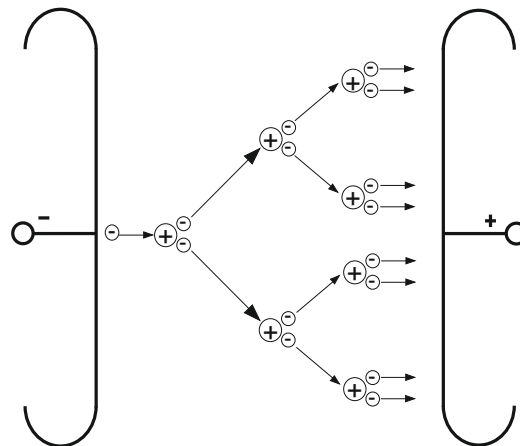
Z tohoto vztahu je zřejmý exponenciální růst počtu volných elektronů při nárazové ionizaci se vzdáleností od katody. Dochází k vytvoření laviny. Jeden elektron emitovaný katodou vytvoří na své cestě k anodě lavinu o velikosti $e^{\alpha \cdot d}$. Vzniklé lavině elektronů odpovídá elektrický proud o proudové hustotě vyjádřené vztahem 2.10.

$$J(d) = J(0) \cdot e^{\alpha \cdot d} \quad (2.10)$$

Kde $J(d)$ je hustota proudu na anodě a $e^{\alpha \cdot d}$ je tzv. činitel zesílení laviny.

Velikost ionizačního činitele α lze na základě výše uvedeného vztahu experimentálně stanovit.

Každý nově vzniklý elektron přispívá svým podílem k další nárazové ionizaci, což způsobuje lavinovitý nárůst počtu nově vzniklých elektronů.



Obr.2.4. Vznik laviny elektronů [2]

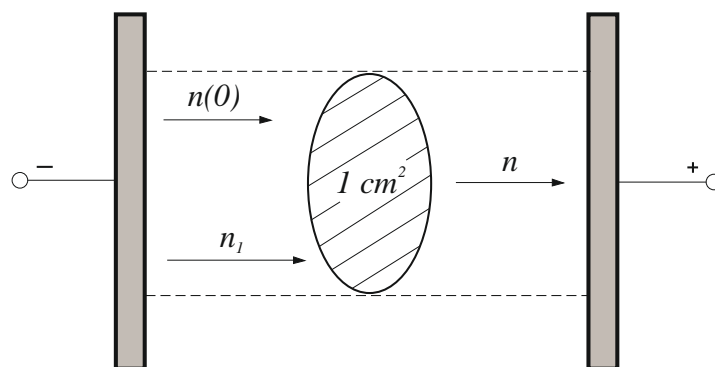
V celkovém počtu elektronové laviny je započítán i počáteční elektron. Počet elektronů vzniklých nárazovou ionizací v prostoru mezi elektrodami tedy je $e^{\alpha \cdot d} - 1$.

Lavina elektronů za sebou zanechává také stejný počet kladných iontů, což bude důležité později. Zatím výše popsaný lavinový nárůst počtu volných nosičů elektrického náboje nezpůsobuje nestabilitu a k přeskoku mezi elektrodami zatím nedochází. V tuto chvíli se pohybujeme na charakteristice mezi body C-D.

Nyní se pokusíme vysvětlit úsek charakteristiky mezi body D-E. Příčinou prudkého nárůstu proudu v tomto úseku jsou kladné ionty, které za sebou zanechala lavina elektronů, totiž působením elektrického pole putují ke katodě. Narážejí na katodu a vyvolávají tak povrchovou emisi dalších elektronů, což není zanedbatelné. Tento příspěvek je charakterizován ionizačním součinitelem γ . [1] [3] [5] [6]

2.6.1 Podmínka samostatného výboje

Vycházíme z modelu na následujícím obrázku.



Obr.2.5. Odvození podmínky existence samostatného výboje [1]

Je nutné upravit výše uvedený vztah pro proudovou hustotu. Vycházíme z následujících předpokladů. Počet elektronů dopadajících za jednotku času na anodu je n . Celkový počet elektronů uvolněných z katody (vnějšími ionizačními činiteli a dopadem kladných iontů) je n_1 . $n(0)$ je počet elektronů uvolněných působením vnějšího ionizačního činitele z jednotky plochy katody za jednotku času. Je logické, že počet kladných iontů, které vznikají mezi elektrodami v daném průřezu za jednotku času je roven $n - n_1$.

Pro elektrony vystupující z katody platí vztah 2.11.

$$n_1 = n(0) + \gamma \cdot (n - n_1) \quad (2.11)$$

kde γ udává průměrný počet elektronů vyražených při dopadu kladného iontu na povrch katody. Počet elektronů dopadajících na anodu v tomto případě dostaneme po úpravě ve tvaru dle rovnice 2.12.;

$$n = \frac{n(0) \cdot e^{\alpha d}}{1 - \gamma \cdot (e^{\alpha d} - 1)} \quad (2.12)$$

Z této rovnice již jednoduše pomocí vynásobení obou stran nábojem e získáváme vztah 2.13 pro hustotu proudu na anodě

$$J(d) = \frac{J(0) \cdot e^{\alpha d}}{1 - \gamma \cdot (e^{\alpha d} - 1)} \quad (2.13)$$

kde $J(0)$ je hustota proudu vyvolaná vnějšími ionizačními činiteli.

V tomto vztahu již máme schovanou podmínku samostatného výboje. V tuto chvíli se však ještě nejedná o samostatný výboj, jelikož v případě, že přestanou působit vnější ionizační činitelé, hustota proudu jimi vyvolaná bude rovna nule a proud procházející plynem zanikne. Tento vztah platí pouze v případě, že jmenovatel na pravé straně rovnice je větší než nula.

Do oblasti samostatného výboje přechází nesamostatný výboj tehdy, pokud intenzita elektrického pole překročí kritickou hodnotu. Nastává zvrát, který vystihuje podmínka samostatného výboje v následujícím tvaru.

$$\gamma \cdot (e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (2.14)$$

Výboj se stává samostatným a udrží se i bez působení vnějších ionizačních činitelů v okamžiku, kdy je splněna tato podmínka.

Nyní si objasníme fyzikální význam této podmínky. Počet kladných iontů vytvořený jedním elektronem emitovaným z katody je dán vztahem $e^{\alpha d} - 1$. Výraz $\gamma \cdot (e^{\alpha d} - 1)$ udává počet elektronů uvolněných těmito ionty z povrchu katody. Podmínka samostatného výboje nám tedy říká, že kladné ionty vytvořené jedním elektronem uvolní z katody rovněž jeden elektron.

Závěr je tedy takový, že samostatný výboj v plynu nastane, pokud podmínky umožní, aby každý elektron opouštějící katodu vytvořil takový počet kladných iontů, které uvolní z katody alespoň jeden nový elektron.

Napětí, při kterém vzniká samostatný výboj nazýváme počáteční napětí výboje. [1][3][5][6]

2.7 Paschenův zákon

Velikost přeskokového napětí v plynném dielektriku silně závisí na jeho tlaku. V homogenním elektrickém poli je v případě, že uvažujeme konstantní teplotu, přeskokové napětí funkcí součinu tlaku plynu a vzdálenosti elektrod. Touto problematikou se zabýval S. Paschen a funkci $Up = f(p \cdot d)$ dnes nazýváme Paschenovým zákonem. Jedná se o jeden z nejdůležitějších vztahů v technice vysokého napětí.

2.7.1 Odvození

Nyní provedeme odvození Paschenova zákona a důkaz výše zmíněných tvrzení.

Přeskokové napětí v homogenním elektrickém poli může být stanoveno z podmínky samostatného výboje ve tvaru dle rovnice 2.15.

$$\gamma \cdot (e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (2.15)$$

Provedeme několik matematických úprav.

$$e^{\alpha d} - 1 = \frac{1}{\gamma} \quad (2.16)$$

Převědeme jedničku na pravou stranu a rovnici zlogaritmuje.

$$\alpha \cdot d = \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) \quad (2.17)$$

Dále uvažujeme, že koeficienty α a γ jsou funkcí $\frac{E}{p}$. Jsou dány následujícími vztahy (2.18)

$$\alpha = f \cdot p \left(\frac{E}{p}\right) \text{ a } \gamma = g \left(\frac{E}{p}\right) \quad (2.18)$$

kde E je intenzita elektrického pole přiložená mezi elektrodami, která je dána známým vztahem 2.19.

$$E = \frac{U}{d} \quad (2.19)$$

dosadíme vše do rovnice rovnice 2.17 a dostaneme vztah 2.20.

$$p \cdot d \cdot f\left(\frac{U}{p \cdot d}\right) = \ln\left[1 + \frac{1}{g\left(\frac{U}{p \cdot d}\right)}\right] \quad (2.20)$$

Při napětí, které splňuje tuto podmínku, se nastaví samostatný výboj a v homogenním poli vznikne přeskok. Tomuto napětí říkáme přeskokové napětí a značíme ho Up .

Ve výše uvedené rovnici vystupuje tlak a vzdálenost elektrod pouze v součinu. Z toho plyne potvrzení teorie z úvodu, že při konstantní teplotě závisí přeskokové napětí na součinu tlaku a vzdálenosti elektrod. Je zřejmé, že zvýšíme-li tlak n krát a současně snížíme n krát vzdálenost elektrod, přeskokové napětí se nezmění. Stejně tak obráceně. Toto experimentálně zjistil Paschen.

Vztah pro přeskokové napětí v homogenním poli dostaneme následujícím postupem.

Budeme předpokládat ionizační číslo konstantní a do rovnice 2.17 dosadíme za α z následující rovnice 2.21.

$$\alpha = p \cdot A \cdot e^{\frac{-B \cdot p}{E}} \quad (2.21)$$

kde A a B jsou konstanty závislé na druhu plynu a na teplotě. Dostáváme následující vztah 2.22.

$$p \cdot d \cdot A \cdot e^{\frac{-B \cdot p}{E}} = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (2.22)$$

Dosadíme za E .

$$p \cdot d \cdot A \cdot e^{\frac{-B \cdot p \cdot d}{U}} = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (2.23)$$

A U figurující v rovnici je námi hledané přeskokové napětí U_p . Vyjádříme jej tedy a máme vztah pro přeskokové napětí v homogenním poli.

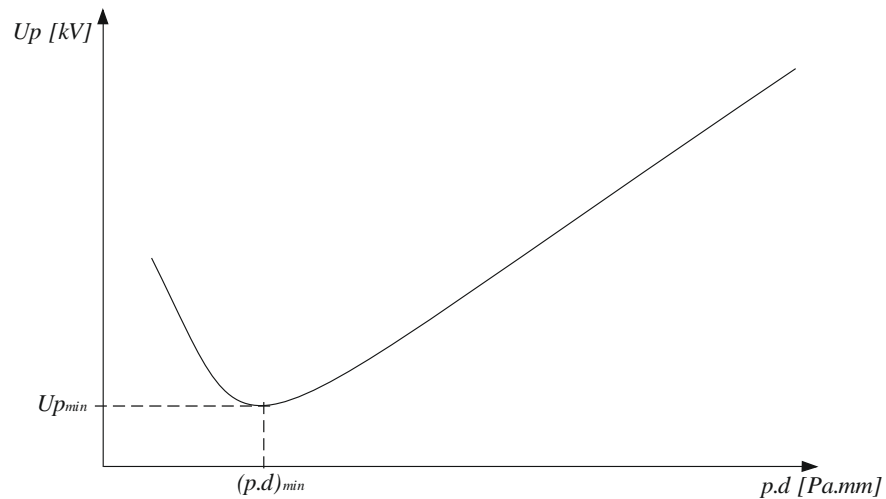
$$U_p = \frac{B \cdot p \cdot d}{\ln \frac{A \cdot p \cdot d}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)}} \quad (2.24)$$

Pomocí tohoto vzorce jsme schopni vypočítat pro příslušný součin tlaku a doskoku přeskokové napětí. Následně tyto hodnoty můžeme vynést do grafu. [3][4][1][2]

2.7.2 Paschenova křivka

Grafickým znázorněním Paschenova zákona je tzv. Paschenova křivka, jejíž typický průběh můžeme vidět na obrázku 2.6.

Paschenova křivka vykresluje průběh přeskokového napětí v závislosti na součinu tlaku plynu a vzdálenosti elektrod. Má svůj typický tvar, je tvořena dvěma větvemi a výrazným minimem. Poloha minima je charakteristická hodnota pro každý plyn a odpovídá energeticky optimálním podmínkám pro vytvoření a udržení výboje v plynu.



Obr. 2.6. Typický průběh Paschenovy křivky [2]

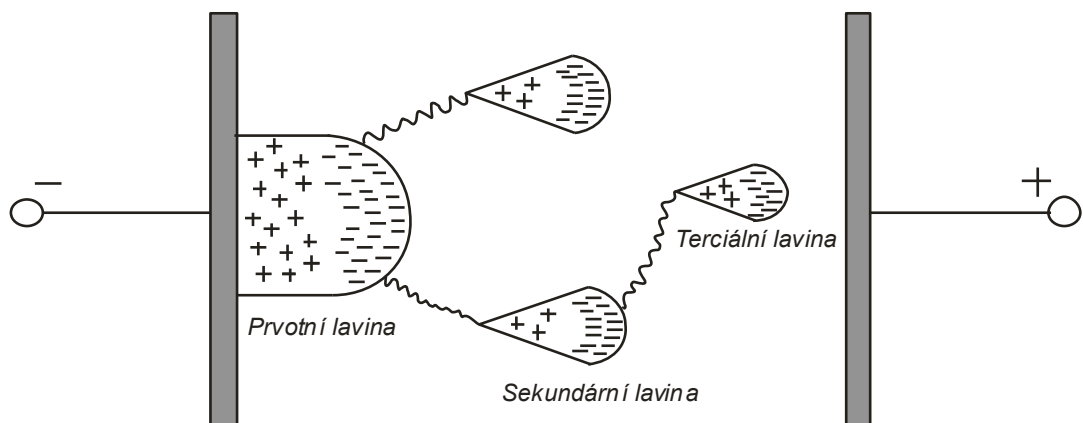
Nyní objasníme průběh Paschenovy křivky. Nejprve budeme předpokládat konstantní vzdálenost elektrod a budeme sledovat pouze vliv měnícího se tlaku. V oblasti malých tlaků v levé sestupné části křivky jsou velké volné dráhy částic, většina elektronů uvolněných z katody vůbec nenarazí na žádnou molekulu plynu při cestě k anodě. Tím nemůže vytvořit další nosiče elektrického náboje. Ionizace probíhá v této části křivky energeticky nevýhodně. Pro urychlení elektronu, které by stačilo ke vzniku elektronové laviny, je potřeba příliš vysoké urychlovací napětí. Naopak v oblasti vysokých tlaků jsou volné dráhy malé. Elektron se tak srážejí s molekulami plynu příliš brzy, když ještě nemají dostatečnou kinetickou energii nutnou pro ionizaci molekul. Tudíž i v této oblasti je nutné velké urychlovací napětí pro vytvoření a udržení elektrického výboje, to znamená, že i v této části probíhá ionizace energeticky nevýhodně. Z toho vyplývá, jak už bylo zmíněno výše, že poloha minima Paschenovy křivky odpovídá energeticky optimálním podmínkám pro vytvoření a udržení výboje v plynu. [1][3]

2.8 Kanálový výboj

V případě větších vzdáleností elektrod, za atmosférického tlaku řádově centimetry, byly experimentálně zjištěny velmi krátké časy výstavby jiskry v homogenním elektrickém poli. Jedná se o časy řádově 10^{-6} až 10^{-7} sekundy. Tyto velmi krátké časy výstavby výboje však nejsme schopni vysvětlit pomocí výše popsaných procesů vyvolaných kladnými ionty, jelikož při intenzitách elektrického pole, při kterých dochází k přeskokům v plynech, nemohou kladné ionty projít celou vzdálenost mezi elektrodami a dopadem na katodu uvolnit potřebný počet elektronů. Z výše uvedeného tedy vyplývá, že při rozvoji takových rychlých výbojů se

musí uplatňovat mechanismus jiný, zcela odlišný. Další výzkum vedl k takzvané kanálové, neboli také streamerové teorii přeskoku.

V následujícím textu si vysvětlíme princip vzniku kanálového neboli streamerového výboje. Výboj se v počátečním okamžiku tvoří standardním způsobem ve formě laviny elektronů. Tato lavina elektronů je vyvolána nárazovou ionizací. Za postupující lavinou elektronů zůstávají kladné ionty. Tyto kladné ionty mohou být vzhledem k rychlosti elektronů považovány za nehybné. Vytvářejí prostorový náboj, který deformuje původní elektrické pole. Pokud lavina dosáhne kritické velikosti, kombinace pole prostorového náboje laviny a vnějšího přiloženého elektrického pole způsobí ionizaci před čelem laviny. Rekombinace kladného iontu a elektronu vede k uvolnění fotonu. Vlivem fotoionizace zářením, vycházejícím z prvotní laviny, vzniká před čelem laviny další elektron, nazývaný sekundární. Tyto sekundární elektrony se začínají rychle pohybovat směrem k anodě a vytvářejí tak opět nárazovou ionizací sekundární laviny. Celý proces se znovu opakuje. Vzniká streamer, což je vlastně kanál vodivé plazmy, který spojuje obě elektrody a ve vzduchu tak nastává přeskok. Tomuto streameru říkáme katodový streamer, jelikož se šíří směrem od katody. V některých literaturách se můžeme setkat s opačným označením, tento streamer označují jako anodový, jelikož se šíří směrem k anodě. Důležitým poznatkem tedy je, že nové elektronové laviny vznikají v místech, kam prvotní lavina ještě nedorazila. Je tedy zřejmé, že streamerový mechanismus, který je založen na fotoionizaci plynu před čelem laviny, vyžaduje pro výstavbu výboje výrazně kratší čas než mechanismus Townsendův, který jsme si vysvětlili v předešlých kapitolách a který je závislý na sekundární ionizaci na katodě a tudíž je ovlivněn rychlostí kladných iontů. Názorné zobrazení teorie vzniku kanálového výboje je vyobrazeno na obrázku 2.7.



Obr.2.7. Teorie vzniku kanálového výboje [1]

Detaily o vývoji streamerového výboje byly získány měřením světelného toku z vyvíjejícího se výboje doplněného pozorováním lavin v mlžné komoře. Streamerová teorie také vysvětluje pochody při vzniku výboje v nehomogenním elektrickém poli. [1][2][3][5][7]

2.9 Výboje v nehomogenním poli

V následujícím textu se budeme zabývat problematikou výboje v nehomogenních elektrických polích. V praxi se s nehomogenními elektrickými poli hojně setkáváme, je tedy nutné této problematice věnovat pozornost.

Nehomogenní pole dělíme dle jejich stupně homogenity na pole mírně nehomogenní a pole silně nehomogenní. Stupněm homogenity elektrického pole se velmi podrobně zabývá následující kapitola.

Pro nehomogenní pole a výboje v něm je nezbytné rozlišovat dvě různé hodnoty napětí. Jednak napětí U_i nebo také U_0 , kterému říkáme počáteční napětí částečných výbojů, a přeskokové napětí U_p . Napětí U_i je nejmenší napětí, při kterém můžeme pozorovat první samostatný výboj, byť jen částečný. V homogenním elektrickém poli jsou tato dvě napětí totožná. Stanovení počátečního napětí částečných výbojů v nehomogenním poli je složitější. S rostoucí nehomogenitou pole se zvětšuje i rozdíl mezi přeskokovým napětím a počátečním napětím částečných výbojů.

V nehomogenních elektrických polích také neplatí Paschenův zákon. Platí zde pouze obecný zákon podobnosti výbojů, který říká, že při konstantní teplotě je přeskokové napětí U_p v geometricky podobných uspořádáních stejné, mění-li se tlak v obráceném poměru s geometrickými rozměry.

Přeskokové napětí U_p v nehomogenních elektrických polích je závislé mimo jiné na vzdálenosti elektrod. Důležitý je fakt, že velikost U_p je ovlivňována prostorovým nábojem, který se vytvořil v důsledku částečného výboje u elektrody s malým poloměrem. [1][5][2]

2.9.1 Částečné výboje

Jak jsme již zmínili, nejvýraznější odlišností mezi výboji v homogenních a nehomogenních polích je vznik částečných výbojů. Nyní si osvětlíme příčinu vzniku těchto výbojů.

V situaci, kdy je přiloženo dostatečné napětí, jsou určitá místa v závislosti na tvaru elektrod a jejich konfiguraci vystavena extrémnímu zvýšení elektrického pole. V takových místech je potom dielektrikum nadměrně namáháno, což může vést k lokální ztrátě izolačních schopností, což vede k lokálnímu průrazu, který je obvykle nazýván částečný výboj. Napětí, při kterém tento lokální částečný výboj vzniká, nazýváme počáteční napětí částečného výboje a jak již bylo zmíněno, značíme jej U_i . Vznik částečných výbojů je podmíněn existencí silně nehomogenního elektrického pole. [2]

2.9.1.1 Koróna

Jev, kdy se vyskytne stabilní částečný výboj u povrchu elektrody v plynném dielektriku, nazýváme koróna.

Koróna je stabilní samostatný částečný výboj vznikající v místech nejsilnějšího elektrického pole. Takovým místem jsou nejčastěji elektrody s malým poloměrem zakřivení vzhledem k jejich vzájemné vzdálenosti. Intenzita elektrického pole u takových typů elektrod je pak velmi velká, zatímco v ostatním prostoru je intenzita elektrického pole relativně malá. Jedná se tedy o elektrická pole s nízkých stupněm homogenity. V místech slabého pole se nemohou tvořit laviny, proto výboj není úplný a přiléhá pouze k elektrodě. Koróna se projevuje slabě světélkující vrstvou a charakteristickým zvukovým projevem je šum a praskot. Aby koróna přešla v souvislý úplný výboj, tedy v jiskru nebo oblouk, je potřeba další zvýšení přiloženého napětí.

Je třeba podotknout a zdůraznit, že koróna vzniká při napětí mnohem nižším než je napětí přeskokové. Kompletní přeskok v silně nehomogenních polích je prakticky vždy předcházen stabilním částečným výbojem, tedy korónou. [1][2]

3 Stupeň homogenity elektrického pole

3.1 Schwaigerův faktor

Stupeň homogenity elektrického pole byl zaveden v roce 1922 jako míra homogenity elektrického pole. V literatuře se také můžeme setkat s názvem Schwaigerův faktor. Značen je η (*eta*) a definován je následujícím vztahem.

$$\eta = \frac{E_{mean}}{E_{max}} = \frac{U}{d} \cdot \frac{1}{E_{max}} \quad (3.1)$$

E_{mean} je střední hodnota intenzity elektrického pole v dielektriku, E_{max} je maximální hodnota intenzity elektrického pole v dielektriku, U je hodnota napětí mezi elektrodami a d je vzdálenost elektrod.

Schwaigerův faktor nabývá hodnot z intervalu $0 \leq \eta \leq 1$.

Pokud η je rovno 1, je pole čistě homogenní. Čím je η menší, tím je pole méně homogenní.

Hodnota Schwaigerova faktoru pro konkrétní uspořádání elektrod a konkrétní elektrické pole je velmi důležitá pro návrh izolačního zařízení. Se znalostí tohoto faktoru můžeme pro konkrétní uspořádání snadněji odhadnout místo s maximální intenzitou elektrického pole, jinými slovy místo s maximálním elektrickým namáháním.

Převrácená hodnota stupně homogenity elektrického pole η je označována f . Reprezentuje stupeň nehomogenity elektrického pole a také bývá používána v literatuře.

Pro různé konfigurace elektrod byl také zaveden koeficient p , takzvaný "*geometrical characteristic factor*".

Stupeň homogenity elektrického pole tak můžeme vyjádřit jako funkci tohoto koeficientu p .

$$\eta = f(p) \quad (3.2)$$

Stupeň homogenity klesá, jinými slovy pole se stává více nehomogenní s rostoucím koeficientem p .

Nyní je třeba si koeficient p definovat. Koeficient p je definován následujícím vztahem.

$$p = \frac{r + d}{r} \quad (3.3)$$

V tomto vztahu r reprezentuje poloměr zakřivení elektrod a d je vzdálenost mezi uvažovanými elektrodami. Nabývá hodnot z intervalu $1 \leq p < \infty$. Stupeň homogenity elektrického pole klesá s rostoucím koeficientem p . [2]

3.2 Ověření, modelový příklad

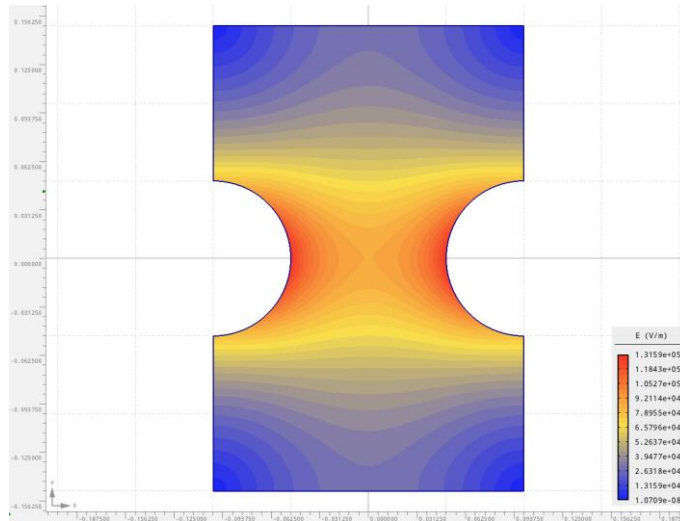
Abychom lépe pochopili vliv koeficientu p na stupeň homogenity pole, provedeme modelovou situaci. Máme dvě kulové elektrody o daném poloměru křivosti, v našem konkrétním případě volíme poloměr křivosti 5cm. Vzdálenost d mezi nimi budeme měnit, v našem konkrétním případě bude d nejprve 10cm, poté 20cm a nakonec 40cm. Pro tyto tři konfigurace elektrod si vypočítáme, dle výše uvedeného vzorce 3.3, koeficient p . Hodnoty koeficientu p pro dané elektrodové konfigurace jsou uvedeny v následující tabulce.

Tabulka 3.1. Hodnoty koeficientu p pro měnící se vzdálenost elektrod

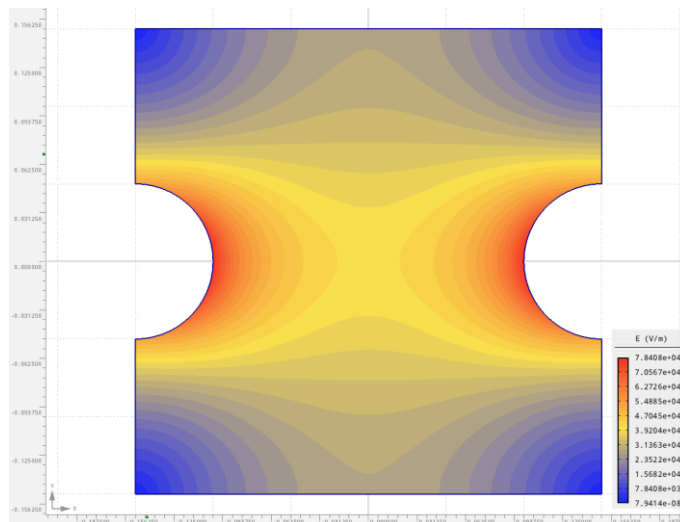
r [cm]	5	5	5
d [cm]	10	20	40
p [-]	3	5	9

Z výše uvedených teoretických předpokladů vyplývá, že stupeň homogenity s rostoucím koeficientem p klesá, to znamená, že pole se stává více nehomogenní. V našem případě při stejném zakřivení elektrod koeficient p roste se vzdáleností elektrod. Z toho vyplývá, že s rostoucí vzdáleností mezi elektrodami by mělo být pole více nehomogenní.

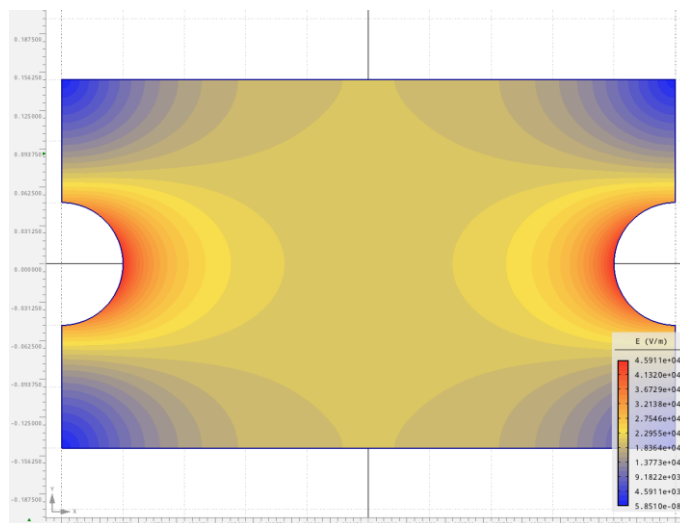
Tyto teoretické předpoklady tedy nyní ověříme pomocí programu Agros2D, ve kterém všechny tři výše zmíněné situace namodelujeme. Z nasimulovaných grafických výsledků v programu odečteme hodnotu maximální intenzity elektrického pole pro jednotlivá elektrodová uspořádání. Tuto hodnotu pak využijeme při kontrolním výpočtu, kdy pro jednotlivá uspořádání vypočítáme stupeň homogenity elektrického pole pomocí definičního vzorce. Všechna tři uspořádání můžeme vidět na následujících obrázcích 3.1 až 3.3.



Obr.3.1. Model $p=3$



Obr.3.2. Model $p=5$



Obr.3.3. Model $p=9$

Již z obrázků je patrné, že teoretické předpoklady se potvrzují. Stupeň homogenity pole klesá s rostoucím koeficientem p . Pro jistotu však ještě provedeme výše zmíněný kontrolní výpočet dle definičního vzorce. Vzorový výpočet pro první případ, tedy koeficient $p=3$ je zde naznačen. Napětí přiložené na elektrody bylo zvoleno 10kV, vzdálenost elektrod v tomto případě je 10cm a maximální intenzita elektrického pole byla odečtena pomocí programu, v tomto případě 131 519V/m. U ostatních elektrodových uspořádání se postupovalo analogicky.

$$\eta = \frac{E_{mean}}{E_{max}} = \frac{U}{d} \cdot \frac{1}{E_{max}} = \frac{10000}{0,1} \cdot \frac{1}{131519} = 0,76 \quad (3.4)$$

Výpočty stupně homogenity pro všechna uspořádání jsou shrnuta v následující tabulce.

Tabulka 3.2. Vypočtené stupně nehomogenity pro jednotlivá uspořádání

r [cm]	5	5	5
d [cm]	10	20	40
p [-]	3	5	9
η [-]	0,76	0,64	0,54

Dále je zřejmé, že v případě, kdy ponecháme vzdálenost elektrod stejnou a budeme hýbat s poloměrem zakřivení elektrod, bude koeficient p růst s klesajícím poloměrem zakřivení.

Provedeme opět simulaci v programu Agros2D. Poloměr elektrod budeme měnit tak, abychom opět měli koeficient p roven 3, 5 a 9. Z odečtené hodnoty maximální intenzity elektrického pole opět vypočítáme dle definičního vztahu stupeň homogenity pole jednotlivých uspořádání. Výsledky jsou shrnuty v následující tabulce.

Tabulka 3.3. Hodnoty koeficientu p pro měnící se poloměr elektrod a konstantní vzdálenost

r [cm]	5	5/2	5/4
d [cm]	10	10	10
p [-]	3	5	9
η [-]	0,76	0,61	0,45

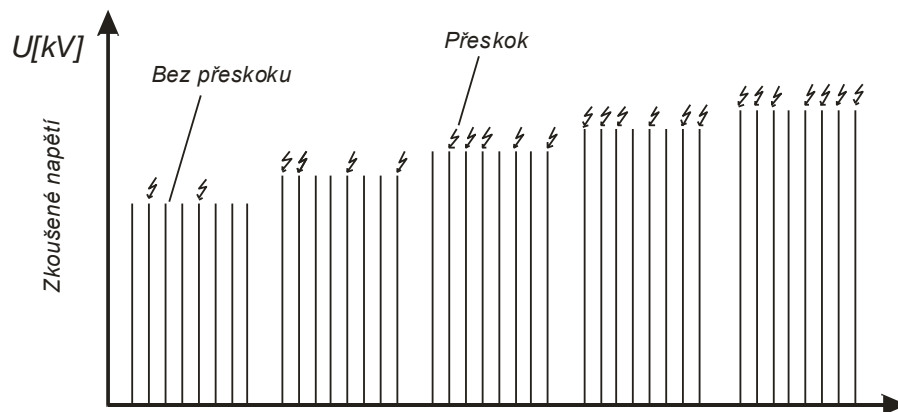
Výsledky prezentované ve výše uvedené tabulce opět potvrzují teoretické předpoklady. Stupeň homogenity při konstantní vzdálenosti d klesá se zmenšujícím se poloměrem zakřivení elektrod. Dále můžeme konstatovat, že stupeň homogenity elektrického pole je pro stejný koeficient p , dosažený různou konfigurací elektrod, přibližně stejný.

4 Zkoušky průrazným napětím dle normy ČSN

Na závěr teoretické části práce definujeme vysokonapěťové zkoušky dle normy ČSN. Existují tři základní typy zkoušek, přičemž pro tuto diplomovou práci je nejvíce zajímavá zkouška postupným namáháním, neboť právě tímto způsobem byla prováděna experimentální laboratorní úloha, která je stěžejní součástí této práce.

4.1 Zkoušky více hladinami

Zkouška více hladinami se ve většině případů provádí s impulzním napětím, lze však použít i střídavé či stejnosměrné napětí s danou dobou namáhání. Průběh a princip tohoto druhu vysokonapěťové zkoušky nejlépe pochopíme na základě uvedeného ilustračního obrázku 4.1.



Obr.4.1. Zkouška více hladinami [8]

Zkouška více hladinami se dá stručně charakterizovat následujícím způsobem. V rozsahu testovaného napětí Δu_r volíme m napěťových testovacích hladin. Na každé z m testovacích hladin přivedeme n napěťových impulzů, které způsobí k přeskoků. Při volbě počtu napěťových hladin zohledňujeme rozsah testovaného napětí. Rozsah testovaného napětí by měl obsahovat pouze ta napětí, u kterých není pravděpodobnost přeskoku nulová a zároveň u kterých není pravděpodobnost přeskoku rovna jedné. Nejmenší krok při nastavování testovacího zařízení značíme Δu_p . Počet napěťových hladin by pak měl být menší než m , který definujeme následujícím vztahem.

$$m_t = \frac{\Delta u_r}{\Delta u_p} \quad (4.1)$$

Vhodný napěťový krok je pak dán vztahem 4.2.

$$\Delta u = \frac{\Delta u_r}{m} \quad (4.2)$$

Volba počtu impulzů n na jedné napěťové hladině má vliv na přesnost naměřených výsledků. Je zřejmé, že s rostoucím počtem impulzů n na jednotlivých napěťových hladinách zvyšujeme spolehlivost tohoto měření.

Je vhodné provést test ověření nezávislosti měření pomocí této metody. Pro provedení testu si vybereme jednu napěťovou hladinu. Zvolíme počet přiložených impulzů napětí n , doporučuje se alespoň 20. Provedeme test a výsledky zaznamenáváme chronologicky. Následně soubor rozdělíme na více menších stejně velkých souborů. Pro tyto soubory vypočítáme relativní frekvence přeskoků. Měření můžeme prohlásit za nezávislé, pokud se jednotlivé relativní frekvence souborů pohybují v blízkosti celkové relativní frekvence.

Statistické vyhodnocení dat provedeme pomocí výpočtu relativních frekvencí přeskoků na jednotlivých napěťových hladinách a jejich intervalů spolehlivosti. [8] [9] [10]

4.2 Zkoušky metodou nahoru-dolů

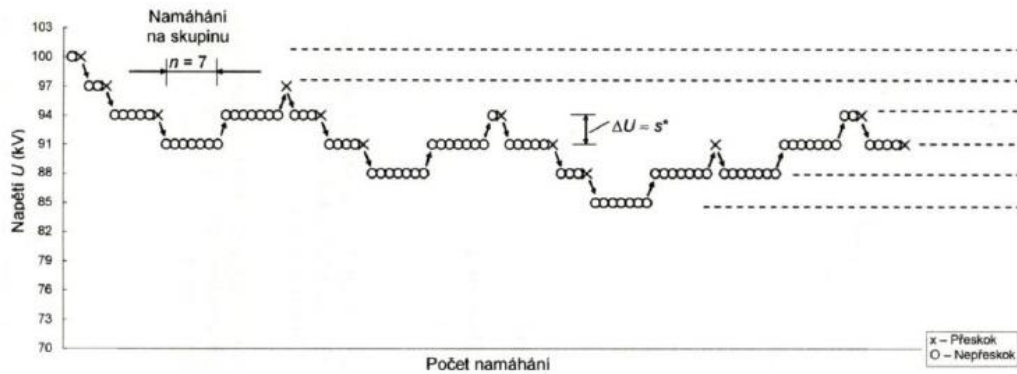
Zkoušky metodou nahoru-dolů se používají ke zjištění pravděpodobnosti přeskoku na dané napěťové hladině. Typicky se určuje desetiprocentní a devadesátiprocentní pravděpodobnost přeskoku.

Princip zkoušky spočívá v přikládání m skupin o n stejných impulzech dané napěťové hladiny. Mezi skupinami je vždy napěťový krok ΔU . Existují dva základní typy této zkoušky. Typ snižování, tzv. výdržný postup a typ zvyšování, tzv. průrazný postup. Princip obou těchto typů zkoušky si nyní přiblížíme.

Výdržný postup se provádí tak, že pokud došlo v dané skupině impulzů na dané napěťové hladině k přeskoku, provede se krok na nižší napěťovou hladinu. Krok na vyšší napěťovou hladinu se dělá vždy, pokud v aktuální skupině impulzů k přeskoku vůbec nedošlo.

Průrazný postup se provádí takovým způsobem, že krok na vyšší hladinu napětí provádíme v případě, pokud alespoň jednou nedošlo v aktuální skupině impulzů k přeskoku. V případě, že dojde k přeskoku při každém impulzu na dané aktuální hladině, provádí se krok na nižší hladinu.

Výsledkem těchto zkoušek je počet skupin použitých na odpovídajících napěťových hladinách. Postupuje se následujícím způsobem. Určí se první platná hladina, což je hladina, ve které se aplikovaly minimálně dvě skupiny namáhání. Dále se určí celkový počet platných skupin a výstupem ze zkoušky je určení pravděpodobnosti přeskoku daných napěťových hladin. [8] [9] [10]



Obr. 4.2. Výdržný postup zkoušky metodou "nahoru-dolů" [9]

4.3 Zkoušky postupným namáháním

Zkoušku postupným namáháním provádíme postupným zvyšováním stejnosměrného, střídavého nebo impulzního napětí. Napětí je možno zvyšovat dvěma způsoby, a to plynule nebo po určitých krocích. Zkouška postupným namáháním vždy vede k průraznému výboji na zkoušeném objektu. Postup provádíme obecně n -krát a výstupem z měření je n změřených hodnot přeskového napětí.

U tohoto typu zkoušky sledujeme několik parametrů. Základním parametrem je rychlost zvyšování napětí. Rychlost zvyšování napětí v_u by měla být udržována v ideálním případě konstantní, aby nedocházelo k ovlivňování výsledků. Můžeme ji definovat následujícím vztahem, kde Δu reprezentuje změnu napětí a Δt příslušný čas, během kterého tato změna proběhla.

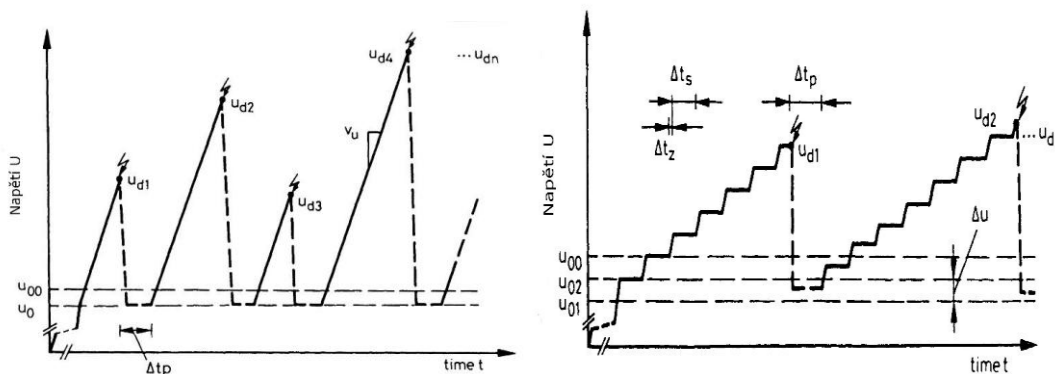
$$v_u = \frac{\Delta u}{\Delta t} \quad (4.3)$$

Mezi další parametry tohoto typu zkoušky řadíme dobu mezi jednotlivými testy Δt_p , kterou charakterizujeme jako čas mezi průrazným výbojem testu předchozího a zahájením zvyšování napětí při následujícím testu. Počáteční napětí u_0 je hodnota počátečního napětí před zahájením jeho zvyšování. Při volbě počátečního napětí by měla být splněna následující podmínka. Nejmenší napětí přeskoku by mělo být větší než 1,1 násobek počátečního napětí.

$$u_{dmin} > 1,1 \cdot u_0 \quad (4.4)$$

Počet testů n není pevně dán, je závislý na požadavcích na přesnost měření.

Výše zmíněné parametry se týkají varianty s plynulým zvyšováním napětí. V případě varianty se zvyšováním napětí po krocích je situace o něco složitější. Bereme do úvahy další parametry, kterými jsou velikost jednotlivého kroku Δu , čas trvání jednoho kroku Δt_s a doba zvyšování napětí Δt_z . Význam všech parametrů je zřejmý z následujících obrázků.



Obr.4.3.Zkoušky postupným namáháním - plynulým(vlevo), po krocích(vpravo) [8]

K ověření nezávislosti měření u této zkoušky ve většině případů postačuje grafická metoda. Grafická metoda ověření nezávislosti měření spočívá ve vynesení naměřených hodnot do grafu. Takto chronologicky vynesené hodnoty by měly být zcela náhodně rozložené, měly by se pohybovat rovnoměrně v okolí střední hodnoty v dané maximální odchylce. V žádném případě by neměly vykazovat nějaký trend.

Výslednou měřenou hodnotu přeskokového napětí pak získáme jako aritmetický průměr hodnot jednotlivých testů. [8] [9] [10]

5 Experimentální část práce

Druhou a zároveň stěžejní částí této diplomové práce je část věnující se experimentálnímu měření a jeho vyhodnocení, které má za úkol pomoci při vývoji vysokonapěťových zařízení. Cílem je potvrdit některá teoretická tvrzení a předpoklady a zároveň doplnit data získaná počítačovými simulacemi. Součástí této části práce jsou mimo jiné i experimentální výpočty faktoru homogenity jednotlivých elektrodových konfigurací, které mají za cíl pomoci při objasňování a interpretaci naměřených dat. Podkladem a základním stavebním kamenem této části práce je soubor naměřených dat, který byl získán experimentálně v průběhu roku 2015 v rámci probíhajícího výzkumu ve vysokonapěťových laboratořích na katedře Elektroenergetiky a ekologie.

5.1 Seznámení s měřenou úlohou

Na úvod je třeba provést základní seznámení s měřenou úlohou. Cílem měření je experimentálně ověřit závislost velikosti přeskokového napětí a velikosti počátečního napětí koróny mezi danými elektrodami za daných podmínek.

Zvoleny byly tři páry elektrod. V těchto dvojicích byla vždy jednou z elektrod kulová elektroda o poloměru 75 milimetrů, proti které byla instalována hrotová elektroda s daným poloměrem zakřivení. Vybrány byly hroty o poloměrech zakřivení 0,5 milimetru, 2 a 4 milimetry. Tyto parametry byly zvoleny s ohledem na parametry skutečně provozovaných vysokonapěťových zařízení tak, aby se experimentální měření co nejvíce přiblížilo reálným podmínkám a situacím.

Jako parametry měření byly zvoleny dvě veličiny, tlak a vzdálenost elektrod. V závislosti na těchto veličinách bylo prováděno pro jednotlivé elektrodové konfigurace experimentální měření počátečního napětí koróny a přeskokového napětí. Všechny elektrodové konfigurace byly proměřeny při rozmezí tlaků od 1 do 2 barů s krokem 0,2 baru. Tlak 1 bar se blíží tlaku atmosférickému. Vzdálenost mezi elektrodami, jinými slovy doskoková vzdálenost, byla nastavována vždy s krokem 10 milimetrů od 10 do 90 milimetrů.

Měření se odehrávalo v uzavřené utěsněné nádobě naplněné kalibračním plynem na požadovaný tlak. Detailnější informace a popis měřicí úlohy bude uveden později v části věnující se vlastnímu měření vybraných problematických oblastí.

5.2 Soubor naměřených dat

Již v předchozím textu bylo zmíněno, že experimentální část této diplomové práce vychází ze souboru již naměřených dat, který je dále analyzován. Výchozí data, se kterými bylo dále pracováno, jsou pro všechny tři použité elektrodové konfigurace přehledně uvedena v následujících tabulkách.

Tabulka 5.1. Vstupní soubor dat pro elektrodovou konfiguraci R0,5-R75

Poloměry elektrod [mm]	Kalibrační plyn	Tlak [bar]	Doskok [mm]	10	20	30	40	50	60	80	90
				Vrcholová hodnota napětí [kV]							
R0,5-R75	95%N ₂ , 5%O ₂	1	U _i		14,1	14,4	14,1	14,4	14,7	15,6	15,0
			U _p	12,0	23,1	34,9	46,7	53,3	58,3	55,2	53,9
		1,2	U _i			15,4	14,4	14,4	14,3	14,0	14,0
			U _p	14,8	22,1	37,1	45,3	51,7	53,3	50,4	50,3
		1,3	U _i			21,5	18,8	21,5	18,1	16,3	20,9
			U _p	14,6	23,8	36,3	43,4	50,9	51,7	48,6	50,9
		1,5	U _i		14,1	20,1	18,7	18,0	16,0	15,6	19,2
			U _p	17,6	24,4	33,5	34,9	39,5	42,3	51,7	56,2
		1,6	U _i			21,9	20,9	15,3	19,4	18,8	18,4
			U _p	16,0	23,6	27,1	35,8	39,9	44,3	55,5	60,7
		1,8	U _i		19,8	24,9	15,8	17,5	16,3	17,4	16,5
			U _p	19,3	23,3	28,8	36,6	42,6	48,6	59,6	66,2
		2	U _i	14,7	17,0	25,5	18,1	17,3	17,3	18,2	18,5
			U _p	18,5	24,1	30,7	39,5	45,9	52,9	66,9	74,4

Tabulka 5.2. Vstupní soubor dat pro elektrodovou konfiguraci R2-R75

Poloměry elektrod [mm]	Kalibrační plyn	Tlak [bar]	Doskok [mm]	10	20	30	40	50	60	80	90
				Vrcholová hodnota napětí [kV]							
R2-R75	95%N ₂ , 5%O ₂	1	U _i		18,8	22,6	22,6	22,2	22,6		21,8
			U _p	14,5	28,7	31,7	63,8	73,7	80,4		88,3
		1,2	U _i		23,5	26,0	24,8	24,8	25,0	25,2	24,8
			U _p	18,2	26,8	28,4	67,6	78,3	86,6	80,5	74,7
		1,3	U _i				27,4	26,7	27,4	26,9	26,9
			U _p	20,1	26,2	29,7	68,2	81,2	85,6	71,5	67,7
		1,5	U _i				31,4	31,4	32,1	31,5	31,8
			U _p	21,7	28,3	32,2	50,7	75,7	69,1	61,9	68,6
		1,6	U _i				32,2	32,8	32,8	32,2	33,2
			U _p	24,0	34,5	36,9	36,5	75,9	73,5	70,6	75,5
		1,8	U _i				33,8	34,2	34,5	35,1	34,7
			U _p	31,0	33,8	37,2	41,4	67,1	58,9	71,7	80,9
		2	U _i			37,5	35,8	37,9	37,2	38,5	38,2
			U _p	28,9	36,4	40,6	44,5	63,8	69,1	80,4	88,9

Tabulka 5.3. Vstupní soubor dat pro elektrodovou konfiguraci R4-R75

Poloměry elektrod [mm]	Kalibrační plyn	Tlak [bar]	Doskok [mm]	10	20	30	40	50	60	80	90	
				Vrcholová hodnota napětí [kV]								
R4-R75	95%N ₂ , 5%O ₂	1	U _i				30,0	30,1	30,0	32,7	33,0	
			U _p	22,4	26,1	29,2	32,9	50,1	61,3	93,1	93,5	
		1,2	U _i							37,9	39,5	38,0
			U _p	24,7	30,3	34,5	36,7	37,4	64,0	87,5	97,4	
		1,3	U _i							39,3	39,3	39,2
			U _p	25,8	33,0	36,6	39,5	38,6	61,3	77,7	78,2	
		1,5	U _i							44,3	44,8	43,8
			U _p	29,8	36,8	40,5	43,9	41,7	47,9	73,7	80,0	
		1,6	U _i							46,0	47,0	45,7
			U _p	31,1	39,3	43,9	47,3	43,8	49,2	76,1	83,9	
		1,8	U _i							49,5	50,2	50,2
			U _p	34,4	43,9	47,7	47,0	49,0	72,0	82,5	87,3	
		2	U _i							55,2	55,2	55,2
			U _p	35,9	45,9	52,9	55,4	52,8	69,2	94,6	111,8	

5.3 Experimentální výpočet stupně homogenity elektrického pole

Ještě před tím, než se budeme věnovat vyhodnocení souboru naměřených dat, provedeme experimentální výpočet stupně homogenity elektrického pole pro všechny tři elektrodové konfigurace. Znalost stupně homogenity daných elektrodových konfigurací je důležitá pro pochopení a interpretaci naměřených dat.

Při výpočtu stupně homogenity elektrického pole v daných elektrodových konfiguracích budeme vycházet ze vzorce známého též jako Schwaigerův vztah (3.1). Stupeň homogenity elektrického pole je definován jako míra homogenity elektrického pole, přičemž čistě homogenní pole je reprezentováno hodnotou 1 a s rostoucí nehomogenitou pole tato hodnota klesá.

K výpočtu stupně homogenity elektrického pole pro konkrétní elektrodovou konfiguraci je nutné znát tři vstupní veličiny. První je vzdálenost elektrod d . Vzdálenost elektrod d je daná konkrétním nastavením elektrodové konfigurace a pro každý konkrétní případ je nám známá. Druhou neznámou je přiložené napětí U . Za přiložené napětí U budeme dosazovat vrcholovou hodnotu změřeného přeskokového napětí dané elektrodové konfigurace. Poslední vstupní veličinou je maximální dosažená hodnota intenzity elektrického pole mezi elektrodami. Ke zjištění této hodnoty použijeme simulační a výpočetní software Agros2D.

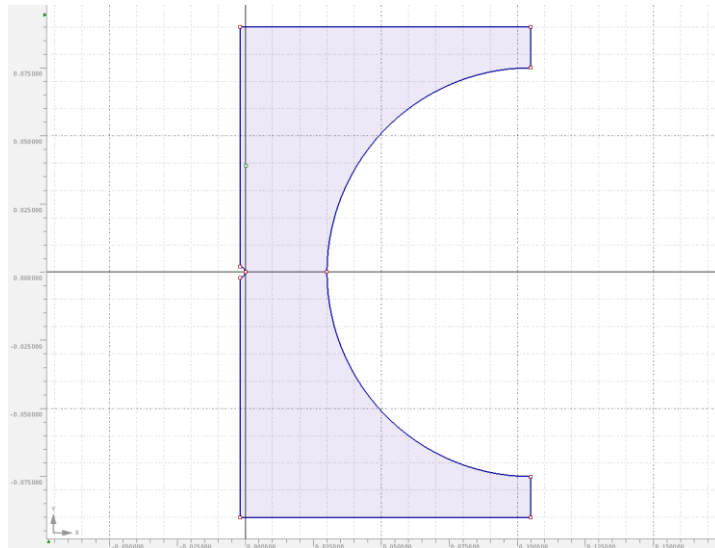
5.3.1 Ukázkový postup výpočtu

Namodelujeme danou elektrodovou konfiguraci v programu Agros2D. Po nakreslení geometrie je důležitá volba okrajových podmínek a dalších parametrů nutných pro výpočet. Jako prostředí mezi elektrodami je třeba v našem případě zvolit vzduch, charakterizovaný relativní permitivitou ϵ_r rovnou jedné. Pro hrany elektrod zvolíme okrajovou podmínku reprezentovanou pevnou hodnotou napětí. Pro uzemněnou kulovou elektrodu volíme napětí nulové, pro hrot zadáme příslušnou vrcholovou hodnotu změřeného přeskokového napětí. Pro výpočet je nutno mít ohraničenou oblast, ve které výpočet bude probíhat. Hrany ohraničující tuto oblast musí mít rovněž přiřazeny příslušnou okrajovou podmínku. Těmto hranám přiřadíme tzv. Neumannovu okrajovou podmínku, reprezentovanou nulovou hodnotou plošné hustoty náboje. Necháme software vyřešit rozložení intenzity elektrického pole. Výstupem z programu je jednak grafické rozložení intenzity elektrického pole, také je možné zobrazit graf rozložení intenzity elektrického pole podél vzdálenosti mezi elektrodami. Využijeme grafu rozložení intenzity elektrického pole a s jeho pomocí odečteme potřebnou maximální hodnotu intenzity elektrického pole v dané elektrodové konfiguraci. Nyní již známe všechny vstupní hodnoty a jsme schopni jednoduše vypočítat faktor homogenity elektrického pole pro danou elektrodovou konfiguraci.

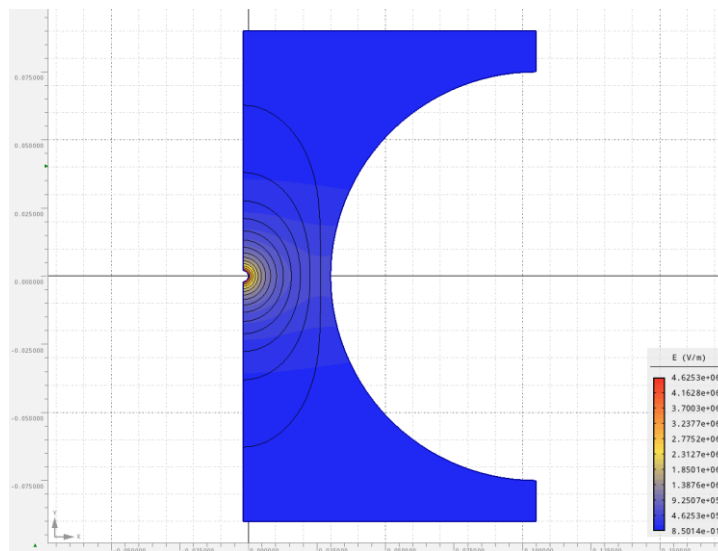
Ukázkový postup výpočtu provedeme pro elektrodovou konfiguraci R2-R75 pro doskokovou vzdálenost 30 milimetrů. Geometrie daného uspořádání je ukázána na obrázku 5.1. Krok mřížky v tomto konkrétním případě byl zvolen 10 milimetrů, vzdálenost elektrod je tedy 30 milimetrů. Napětí hrotu je zadáno 28,4 kV a napětí kulové elektrody 0 V. Výstup z programu v podobě rozložení intenzity elektrického pole vidíme na obrázku 5.2. Na obrázku 5.3 vidíme graf rozložení intenzity elektrického pole podél vzdálenosti mezi elektrodami, ze kterého jsme odečetli maximální hodnotu intenzity elektrického pole pro toto elektrodové uspořádání 4621 kV/m.

Výpočet faktoru homogenity je již pouhým dosazením do vzorce 3.1.

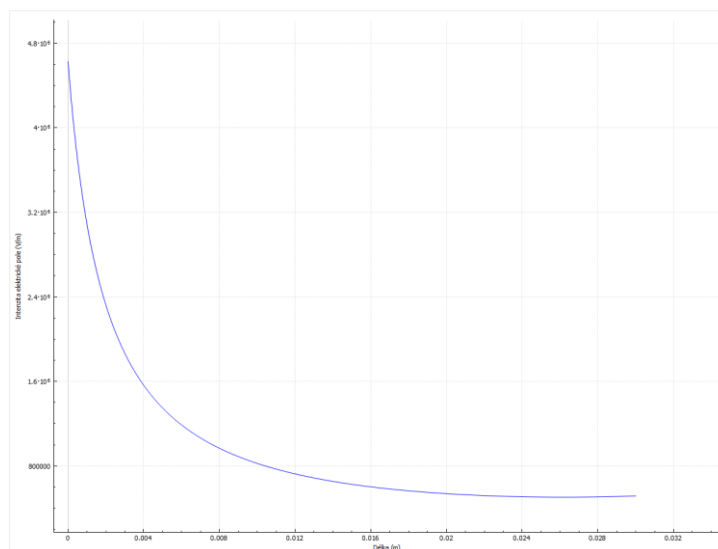
$$\eta = \frac{E_{mean}}{E_{max}} = \frac{U}{d} \cdot \frac{1}{E_{max}} = \frac{28400}{0,03} \cdot \frac{1}{4621000} = 0,205 [-] \quad (5.2)$$



Obr.5.1. Geometrické uspořádání



Obr.5.2 Rozložení intenzity elektrického pole



Obr.5.3. Graf rozložení intenzity el. pole

5.3.2 Vypočtené hodnoty stupně homogenity

Stejným způsobem, jaký byl naznačen v předchozí podkapitole, byly vypočteny stupně homogenity elektrického pole pro všechna uspořádání elektrod. Vypočtené hodnoty jsou přehledně uvedeny v následujících tabulkách. Závislost velikosti stupně homogenity elektrického pole na vzdálenosti elektrod je pro jednotlivá elektrodová uspořádání vyobrazena na grafech 5.4 až 5.6.

Tabulka 5.4. Výpočet stupně homogenity pro různé doskoky při elektrodové konfiguraci R0,5-R75

R0,5-R75	d [mm]	10	20	30	40	50	60	80	90
	UBD [kV]	14,8	22,1	37,1	45,3	51,7	53,3	50,4	50,3
	E _{max} [V/m]	8965250	11062500	16800000	19140000	20680000	20355000	17773000	17113000
	E _{mean} [V/m]	1480000	1105000	1236667	1132500	1034000	888333	630000	558889
	η [-]	0,165	0,100	0,074	0,059	0,050	0,044	0,035	0,033

Tabulka 5.5. Výpočet stupně homogenity pro různé doskoky při elektrodové konfiguraci R2-R75

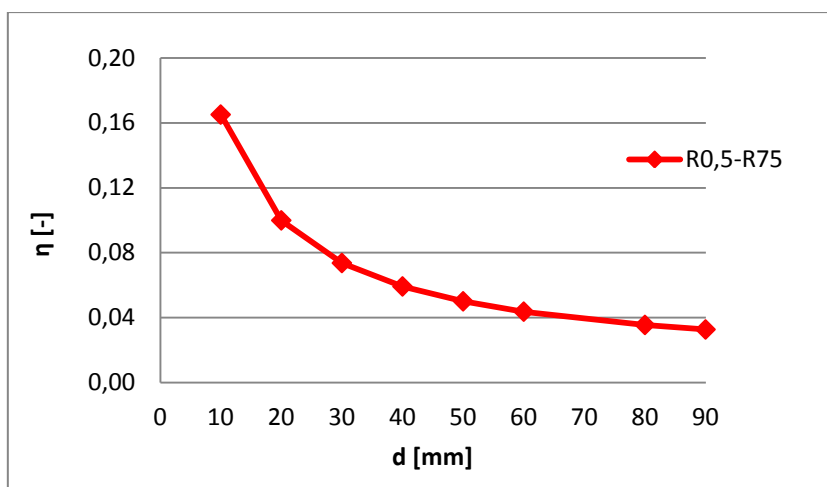
R2-R75	d [mm]	10	20	30	40	50	60	80	90
	UBD [kV]	18,2	26,8	28,4	62,6	69,5	69,4	59,4	55,4
	E _{max} [V/m]	4597700	5028500	4621000	9256000	9540000	8938000	6883000	6125000
	E _{mean} [V/m]	1820000	1340000	946667	1565280	1390464	1155840	741960	615040
	η [-]	0,396	0,266	0,205	0,169	0,146	0,129	0,108	0,100

Tabulka 5.6. Výpočet stupně homogenity pro různé doskoky při elektrodové konfiguraci R4-R75

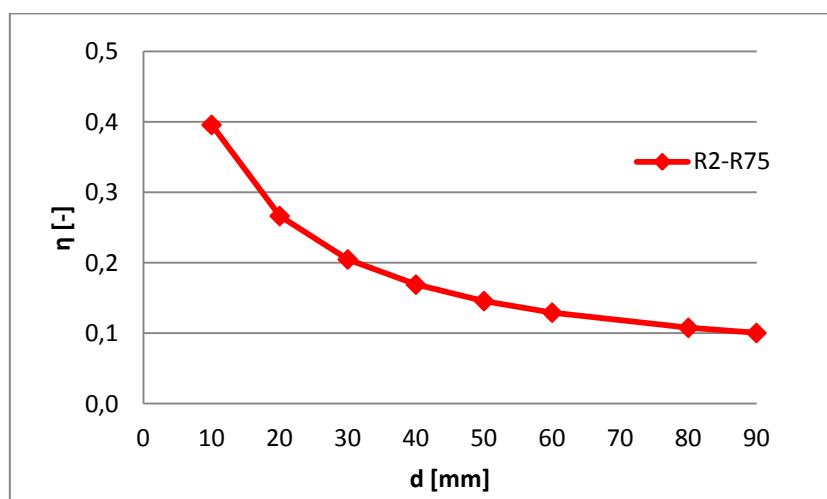
R4-R75	d [mm]	10	20	30	40	50	60	80	90
	UBD [kV]	24,7	30,3	34,5	36,7	37,4	64,0	87,5	97,4
	E _{max} [V/m]	4358000	3731200	3558000	3364800	3132500	4972000	5996300	6320000
	E _{mean} [V/m]	2470000	1515000	1150000	917500	748000	1066667	1093750	1082222
	η [-]	0,567	0,406	0,323	0,273	0,239	0,215	0,182	0,171

Z hodnot uvedených v tabulkách vyplývá několik zajímavých skutečností. Stupeň homogenity elektrického pole je pro vysvětlení a interpretaci naměřených dat důležitý z toho důvodu, že v oblastech silné nehomogenity se vzduchové dielektrikum chová jinak než v oblastech slabé nehomogenity. Je tedy nezbytné definovat oblasti silné a slabé nehomogenity. Za hranici mezi těmito dvěma oblastmi je považován takzvaný limitní faktor homogenity, který je dán hodnotou $\eta = 0,15$. Elektrická pole se stupněm homogenity větším než limitní faktor homogenity označujeme jako pole slabě nehomogenní, pole s menším stupněm homogenity než 0,15 jako pole silně nehomogenní. Dle teoretických předpokladů by ve slabě nehomogenních polích mělo být počáteční napětí částečných výbojů přibližně rovno finálnímu přeskokovému napětí, nebo by se od něho nemělo příliš lišit. V silně

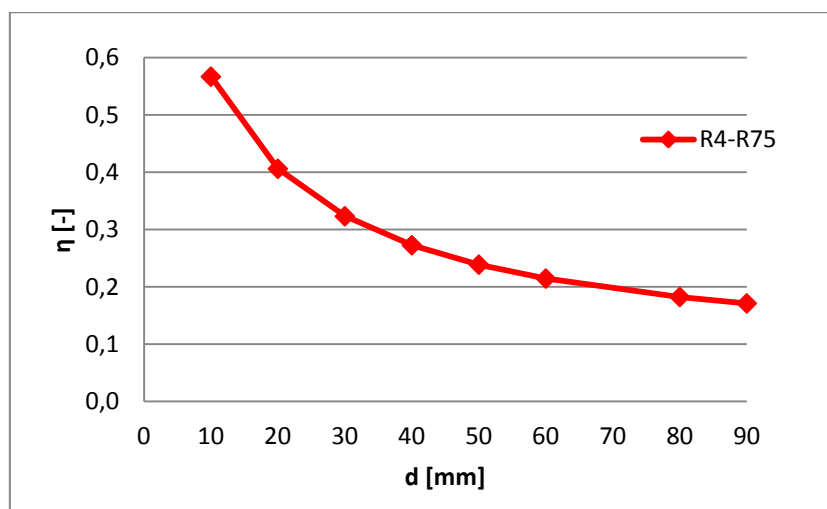
nehomogenních polích bychom měli pozorovat výraznější rozdíl mezi těmito dvěma hodnotami. Zda naše naměřené hodnoty budou v souladu s těmito teoretickými předpoklady budeme mimo jiné zkoumat v dalších kapitolách. [11]



Obr. 5.4. Závislost η na vzdálenosti elektrod pro R0,5



Obr. 5.5. Závislost η na vzdálenosti elektrod pro R2



Obr. 5.5. Závislost η na vzdálenosti elektrod pro R2

Z uvedených grafů můžeme vidět, že pro hrot s poloměrem zakřivení 0,5 milimetru se již pro vzdálenost větší než 10 milimetrů pohybujeme v oblastech silné nehomogenity elektrického pole. Jiná situace nastává u hrotu s poloměrem zakřivení 2 milimetry, kde se až do přibližně 50 milimetrů doskokové vzdálenosti pohybujeme v oblastech slabé nehomogenity. Nejlepší je situace u elektrodové konfigurace s hrotem o poloměru zakřivení 4 milimetry. Na všech námi proměřovaných doskokových vzdálenostech se při této elektrodové konfiguraci pohybujeme v oblasti slabé nehomogenity, což je příznivé.

5.4 Analýza vstupních dat

V první fázi provedeme analýzu a vyhodnocení experimentálně naměřených dat pro každou elektrodovou konfiguraci zvlášť. Cílem této analýzy je v širokém spektru naměřených hodnot nalézt oblasti, ve kterých se naměřené závislosti nechovají zcela standardně, neshodují se s očekávanými předpoklady, případně jsou jiným způsobem zajímavé. Vybrané oblasti pak podrobíme dalšímu vlastnímu detailnějšímu přezkoumání s cílem potvrdit či vyvrátit nestandardní chování, případně bude nastíněno a doporučeno další směřování výzkumu v konkrétních oblastech.

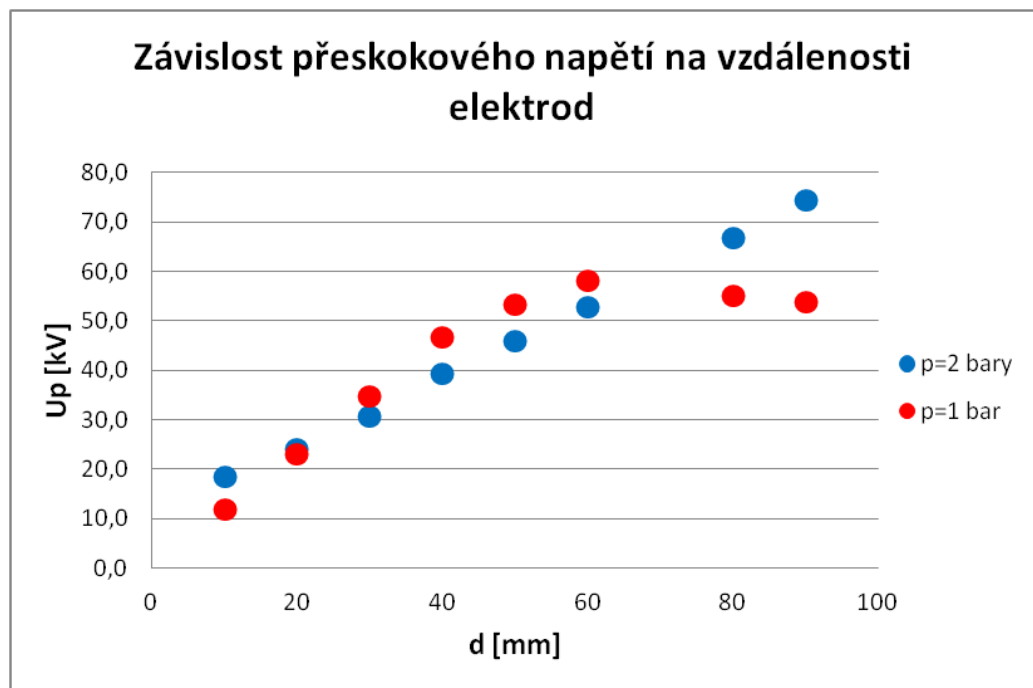
5.4.1 Elektrodová konfigurace R0,5-R75

Jako první se budeme věnovat analýze získaných dat u hrotu s nejmenším poloměrem zakřivení. Tomuto poloměru zakřivení nebude věnován tak velký prostor jako ostatním dvěma případům, a to z toho důvodu, že skutečným reálným podmínkám ve vysokonapěťových zařízeních se tento model blíží ze všech tří testovaných elektrodových konfigurací nejméně.

První skutečností, které je třeba věnovat pozornost, je přítomnost koróny. Koróna se u této elektrodové konfigurace vyskytuje nejvíce ze všech třech variant. Výskyt částečných výbojů, mezi které koróna patří, je závislý na stupni homogenity elektrického pole. Stupeň homogenity elektrického pole pro toto elektrodové uspořádání jsme experimentálně spočítali v předchozí kapitole a je graficky zobrazen na obr. 5.4. Jak můžeme z tohoto grafu vidět, stupeň homogenity elektrického pole dosahuje velmi nízkých hodnot. Nad hodnotu 0,15, která je hraniční hodnotou mezi mírně a silně nehomogenním elektrickým polem, se dostáváme pouze při nejnižší námi měřené vzdálenosti elektrod. Již pro vzdálenost 20 milimetrů je faktor homogenity pouhých 0,1. To znamená, že se pohybujeme v oblasti silné nehomogenity.

Přeskokové napětí a počáteční napětí částečných výbojů by se tedy mělo výrazně lišit již od malých vzdáleností. Pro vzdálenost 10 milimetrů, která dle našich výpočtů odpovídá stupni homogenity přibližně 0,165, koróna pozorována nebyla, což opět odpovídá teoretickým předpokladům. V oblasti mírné nehomogenity by počáteční napětí částečných výbojů mělo odpovídat finálnímu přeskokovému napětí.

Nyní se budeme věnovat analýze závislosti přeskokového napětí na doskokové vzdálenosti. Vynesením těchto závislostí do grafů získáváme zajímavé výsledky. Dle teoretických předpokladů bychom očekávali lineární růst přeskokového napětí s rostoucí vzdáleností elektrod. Tato očekávaná lineární závislost na námi zvoleném intervalu vzdáleností je skutečně pozorována, nicméně ne při všech tlacích. Lineární růst přeskokového napětí pozorujeme při tlacích vyšších než 1,3 baru. Do tlaku 1,3 baru pozorujeme v chování určitou nelinearitu. Příklad nelineární a lineární závislosti přeskokového napětí je zobrazen na obrázku 5.6.



Obr. 5.6. Lineární a nelineární závislost přeskokového napětí

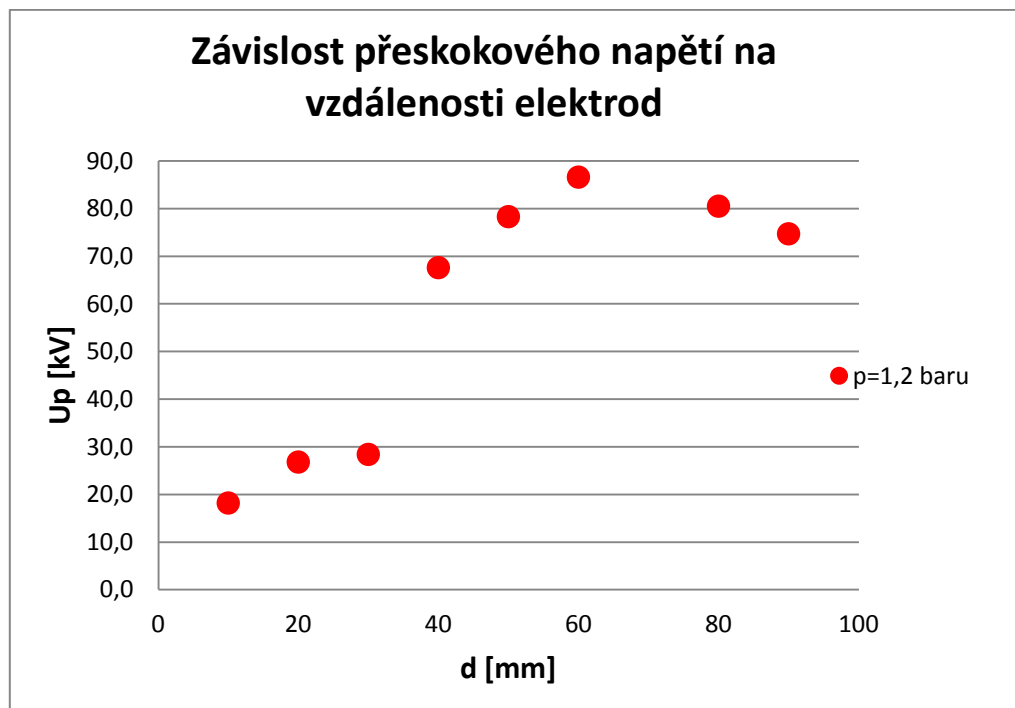
Je třeba si uvědomit, že námi sledovaný úsek vzdáleností je poměrně úzký. Skutečnost, že se nelinearita projevila na tomto sledovaném úseku pouze u tlaků do hodnoty 1,3 baru však neznamená, že u vyšších tlaků se nelinearita neobjevuje vůbec. Je pravděpodobné, že i u těchto tlaků se jistá nelinearita objevuje, a to při ještě větších vzdálenostech elektrod mimo námi proměřovaný úsek. Z tohoto důvodu tedy navrhuji, pokud to bude technicky možné,

proměřit při tlacích 1,5 až 2 bary závislost přeskokového napětí i pro vzdálenosti vyšší než 90 milimetrů. Cílem by mělo být potvrdit, či naopak vyvrátit tento předpoklad.

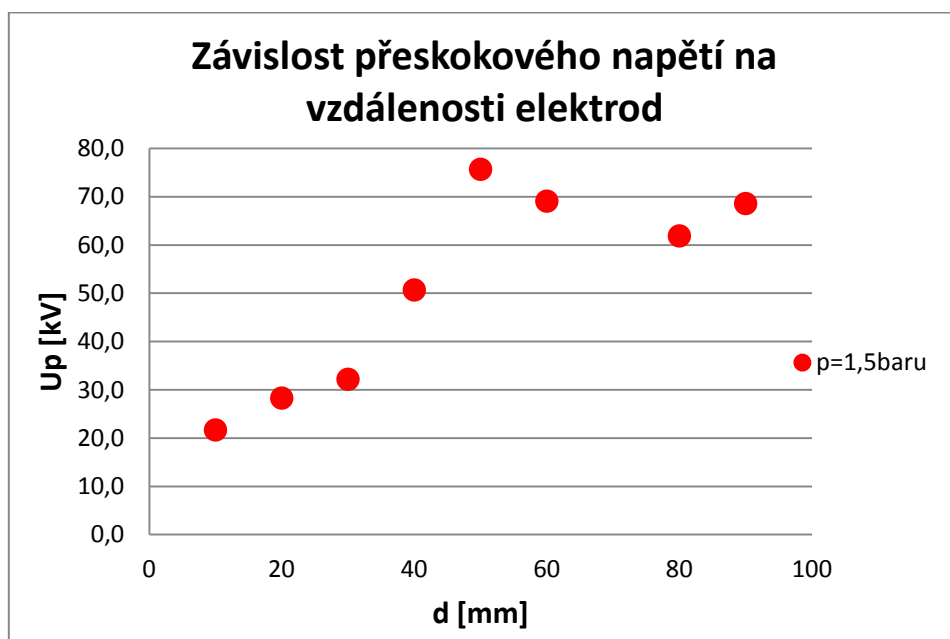
Z důvodu malého poloměru zakřivení hrotu vzniká pole extrémně nehomogenní. Toho se snažíme v reálně provozovaných vysokonapěťových zařízeních vyvarovat, není to příznivé. Z tohoto důvodu tyto poloměry zakřivení nejsou vhodné pro užití ve vysokonapěťových zařízeních. Pokud to lze, je lepší vyhnout se takto malým poloměrům zakřivení. K měření této konfigurace bylo přistoupeno z důvodu systematickosti a kompletnosti měření.

5.4.2 Elektrodová konfigurace R2-R75

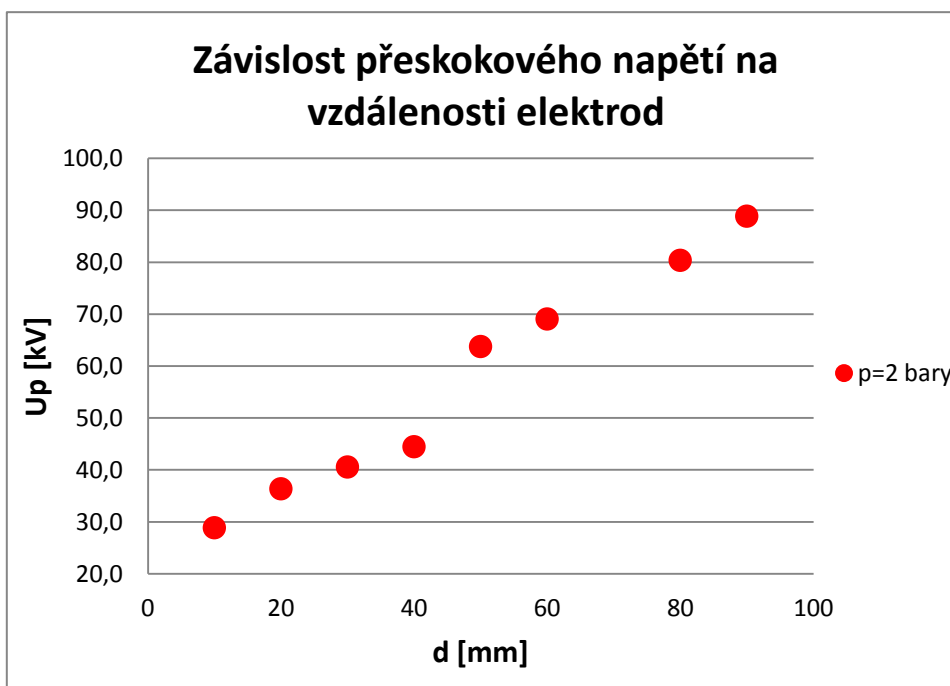
Nejprve se podíváme opět na závislost finálního přeskokového napětí na vzdálenosti elektrod. Zobrazíme-li tyto závislosti v grafické podobě, tak s výjimkou tlaku 2 bary pozorujeme nelinearitu přeskokového napětí. Výsledky ukazují, že nelinearita je největší pro atmosférický tlak a se stoupajícím tlakem se závislost postupně linearizuje. Nelineární závislosti pro tlaky 1,2 a 1,5 baru můžeme pozorovat na obrázcích 5.7 a 5.8. Téměř lineární průběh pro tlak 2 bary je zobrazen na obrázku 5.9.



Obr. 5.7. Nelineární závislost přeskokového napětí pro tlak 1,2 baru



Obr.5.8. Nelineární závislost přeskovového napětí pro tlak 1,5 baru



Obr.5.9. Téměř lineární průběh napětí při tlaku 2 baru

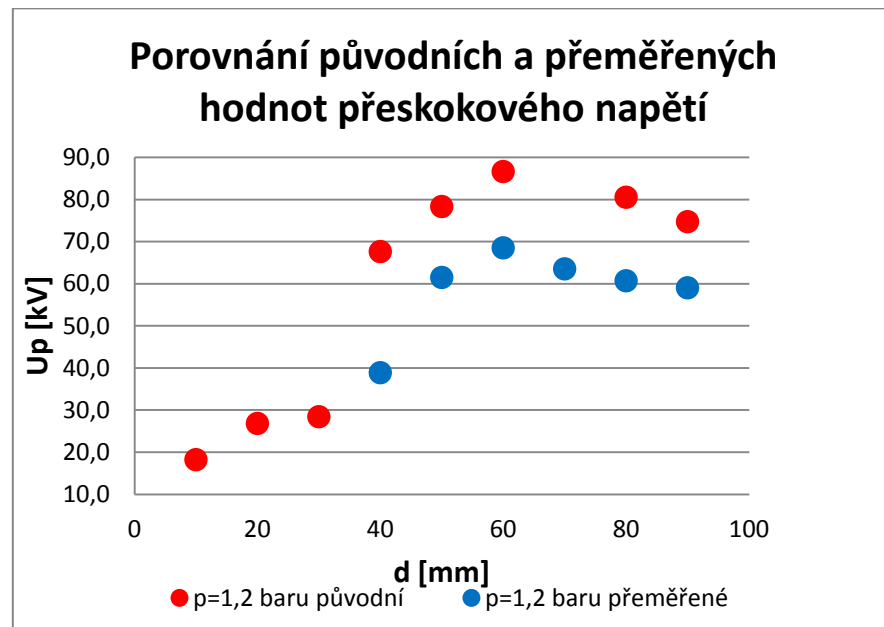
Získané výsledky byly důvodem k dalšímu přeměření těchto průběhů za účelem ověření získaných závislostí. Další naměřená data jsou zobrazená v tabulce 5.7.

Tabulka 5.7. Další naměřená data pro ověření

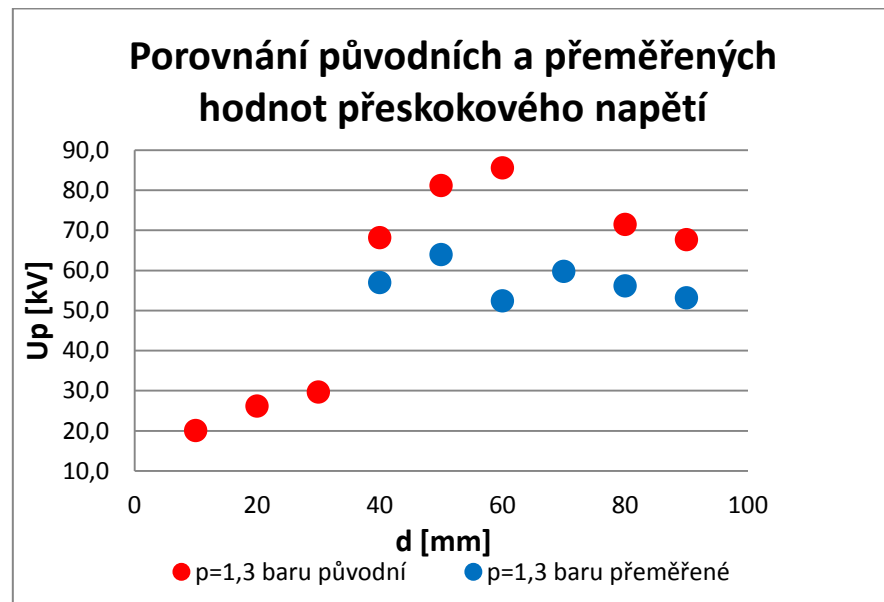
Poloměry elektrod [mm]	Kalibrační plyn	Tlak [bar]	Doskok [mm]	40	50	60	70	80	90
			Vrcholová hodnota napětí [kV]						
R4-R75	95%N ₂ , 5%O ₂	1,2	Up	38,9	61,5	68,5	63,5	60,7	59,0
		1,3	Up	57,0	64,0	52,4	59,8	56,2	53,2
		1,5	Up	35,7	44,9	50,4	50,7	52,7	58,0
		1,6	Up	37,6	45,0	53,2	50,3	56,3	60,9
		1,8	Up		46,1	51,5	57,3		

Provedeme porovnání původních a přeměřených hodnot. Pro každý jednotlivý tlak zobrazíme v jednom grafu nově změřené spolu s původními hodnotami.

Jako první je na obrázku 5.10. zobrazeno porovnání přeskokových napětí pro tlak 1,2 baru. Z grafu vyplývá několik skutečností. V první řadě vidíme, že rozdíly v absolutních hodnotách naměřených přeskokových napětích jsou poměrně velké, dosahují mnohdy i 20 kV. Na velikost přeskokového napětí v takto nehomogenním poli má vliv řada faktorů a rozptyly hodnot přeskokových napětí tak mohou být velké. Pro konkrétnější představu možné minimální velikosti přeskokového napětí je třeba provést vícero měření. Důležitou skutečností však je potvrzení trendu. Opakovaná měření potvrdila zjištěné charakteristiky. Trend nelinearity se po přeměření potvrdil i u tlaku 1,3 baru, což je zobrazeno na obrázku 5.11.

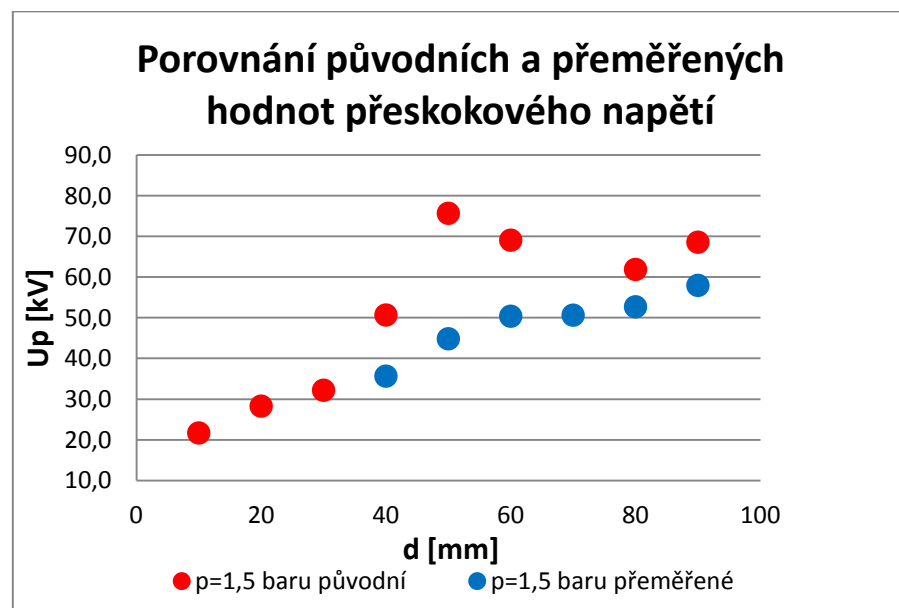


Obr. 5.10. Porovnání původních a přeměřených hodnot pro tlak 1,2 baru

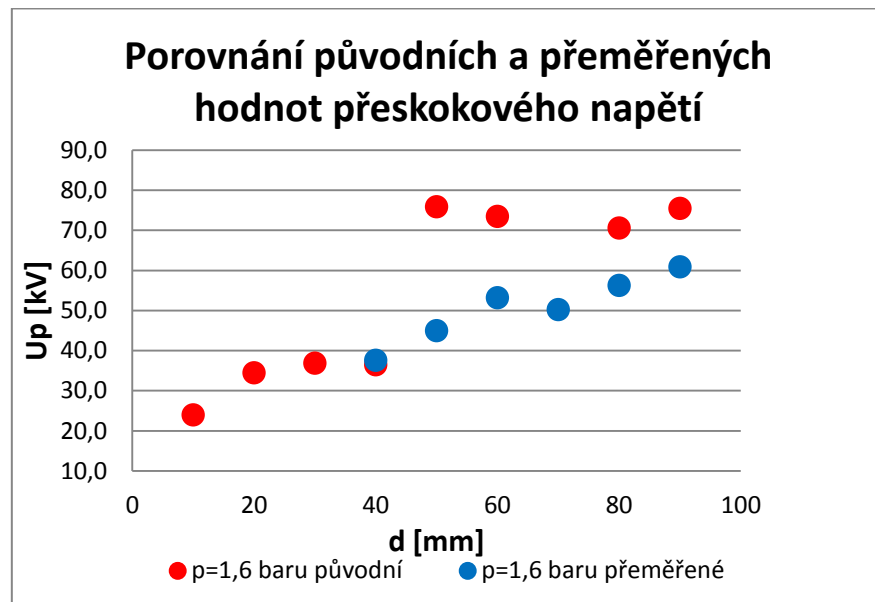


Obr. 5.11. Porovnání původních a přeměřených hodnot pro tlak 1,3 baru

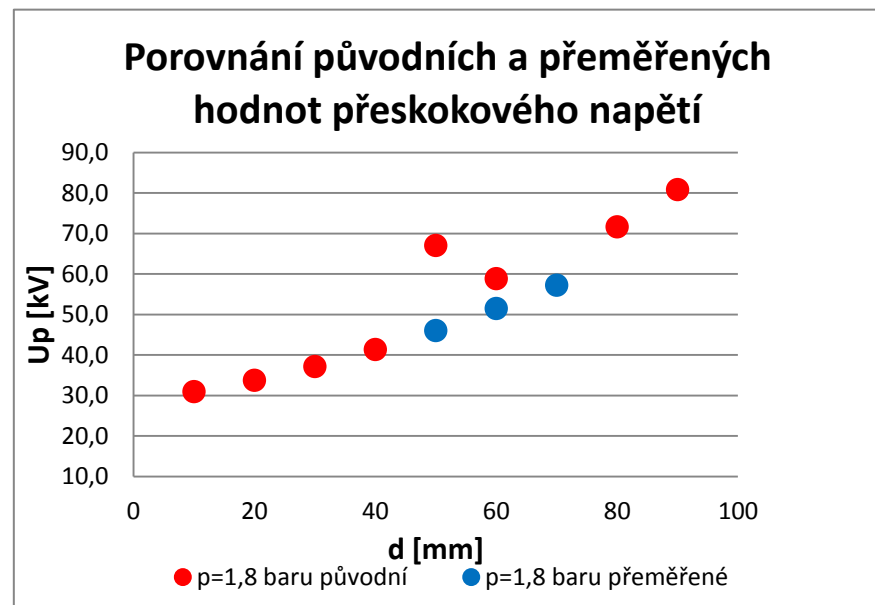
Od tlaku 1,5 baru ovšem pozorujeme výrazné rozdíly mezi původními a přeměřenými daty. Zatímco původní data vykazují již dříve zmíněný nelineární průběh, přeměřením bylo dosaženo téměř dokonale lineárních průběhů. Tyto rozdíly můžeme pozorovat na obrázcích 5.12 až 5.14. Tato skutečnost vedla k závěru, že je nutné provést další doplňující měření. Výše uvedené rozdíly ve velikosti přeskovového napětí lze akceptovat a vysvětlujeme je velkým množstvím faktorů, které na měření působí. Nicméně trend měření by měl zůstat zachován. Neshoda mohla být způsobena skutečností, že se nacházíme v přechodné oblasti mezi oblastmi s nelineární a lineární charakteristikou.



Obr. 5.12. Porovnání původních a přeměřených hodnot pro tlak 1,5 baru

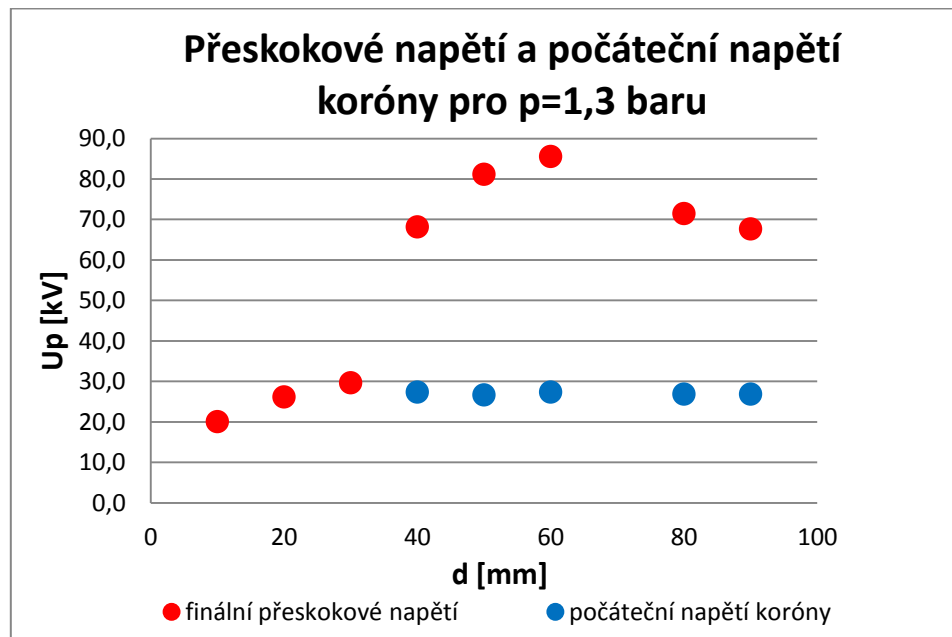


Obr. 5.13. Porovnání původních a přeměřených hodnot pro tlak 1,6 baru



Obr. 5.14. Porovnání původních a přeměřených hodnot pro tlak 1,8 baru

Dosud jsme se u této elektrodivé konfigurace nevěnovali přítomnosti koróny. Koróna se zde nevyskytuje tak často, jako u předchozí konfigurace. Dle teoretických předpokladů vycházejících z experimentálních výpočtů by se hodnota počátečního napětí koróny měla výrazněji lišit od přeskovového napětí zhruba od vzdálenosti elektrod 40 až 50 milimetrů. Tato vzdálenost dle našich výpočtů odpovídá hranici mezi mírně nehomogenním a silně nehomogenním polem. Zobrazíme-li do jednoho grafu počáteční napětí koróny a přeskové napětí, vidíme, že pro všechny tlaky tento předpoklad platí. Potvrzení můžeme vidět na obrázku 5.15.



Obr. 5.15. Porovnání finálního přeskokového napětí s počátečním napětím koróny

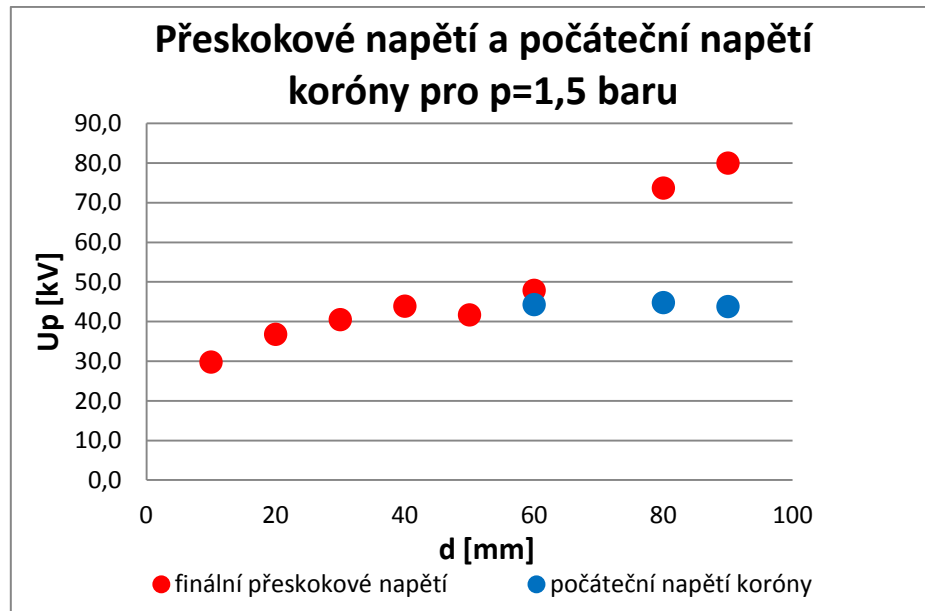
5.4.3 Elektrodová konfigurace R4-R75

Zbývá nám analyzovat poslední elektrodovou konfiguraci, a to konfiguraci s hrotem o největším poloměru zakřivení. Znovu nás bude zajímat, zda se potvrdily naše teoretické výpočty a limitní faktor homogenity skutečně spadá do vzdálenosti, kde se výrazněji začíná lišit finální přeskokové napětí od počátečního napětí koróny. Dále se zaměříme opět na výskyt nelinearit v závislostech přeskokového napětí.

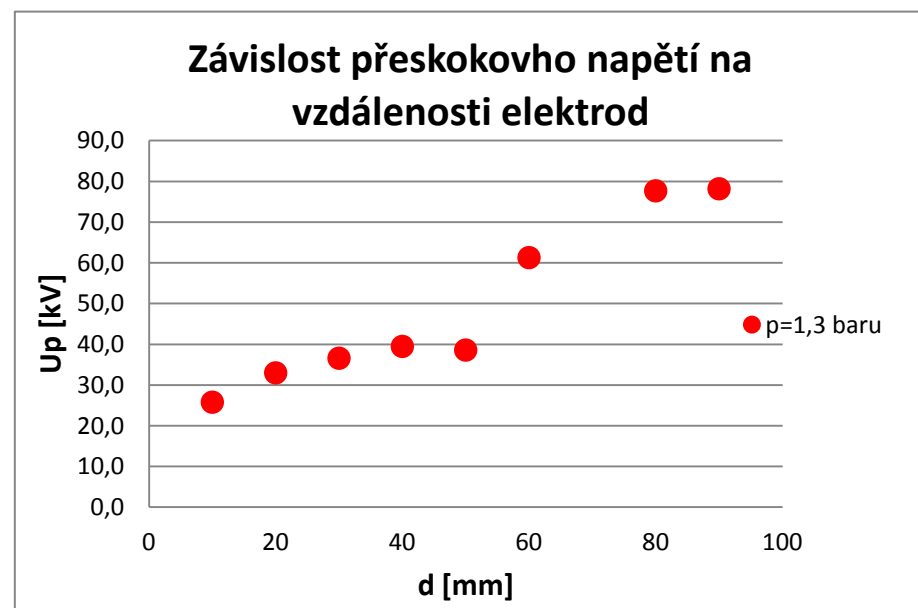
Dle experimentálních výpočtů faktoru homogenity se u této elektrodové konfigurace pohybujeme v celém rozsahu doskokových vzdáleností v oblasti mírné nehomogenity, konkrétně mezi hodnotami přibližně 0,57 až 0,17. Předpoklad tedy je, že se nebude přeskokové napětí a počáteční napětí koróny výrazněji lišit. To se však nepotvrdilo. Jak dokládá obrázek 5.16., zhruba od šedesáti milimetrové vzdálenosti (závisí na konkrétním tlaku) pozorujeme výraznější rozdíl mezi počátečním napětím koróny a finálním přeskokovým napětím. Tato vzdálenost odpovídá, dle našich výpočtů, faktoru homogenity přibližně 0,21. Vzhledem k tomu, že naše výpočty nemusí být zcela přesné, můžeme prohlásit, že toto chování odpovídá teoretickým předpokladům.

Zaměříme-li se na závislost přeskokového napětí na vzdálenosti mezi elektrodami, tak na rozdíl od předchozích elektrodových konfigurací nepozorujeme lineární závislost finálního

přeskokového napětí pro žádný z měřených tlaků. U všech hodnot námi měřených tlaků je pozorováno zřetelné nelineární chování, které je možno pozorovat na obrázku 5.17.



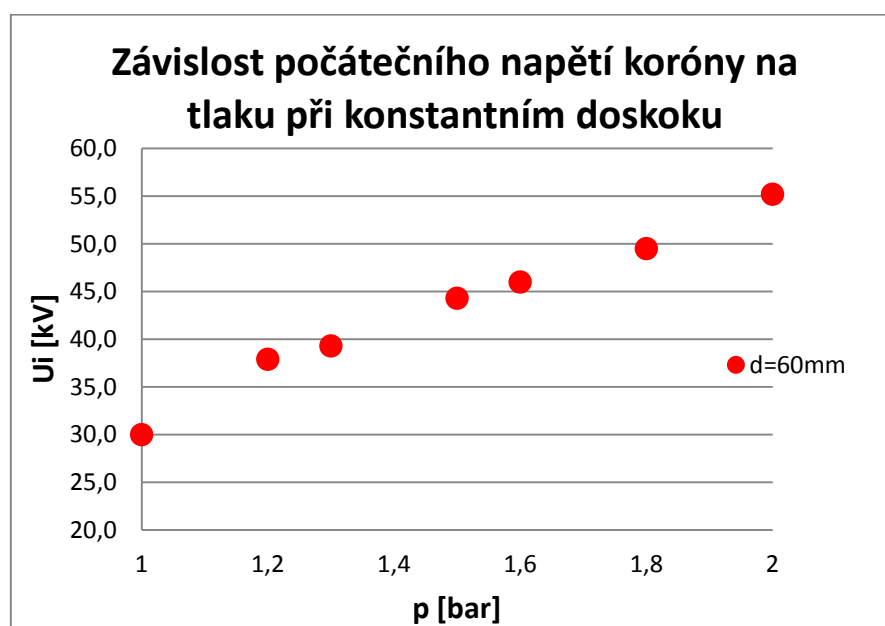
Obr. 5.16. Porovnání finálního napětí přeskoku s počátečním napětím koróny



Obr. 5.17. Zřetelná nelineární závislost přeskokového napětí

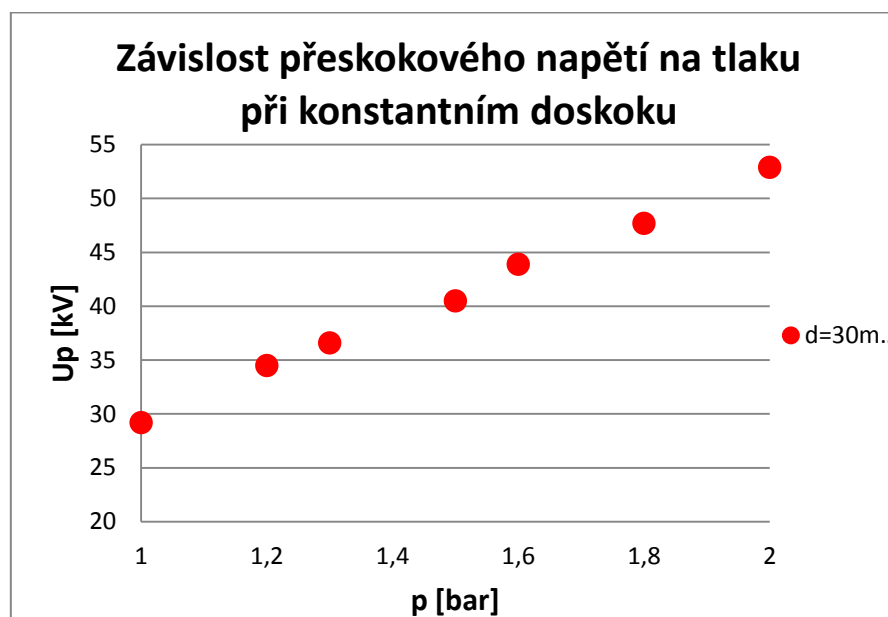
Nyní se podrobněji zaměříme na počáteční napětí koróny. Jak již bylo zmíněno, koróna se v dané elektrodové konfiguraci v naprosté většině případů objevuje až od doskoku 60 milimetrů. Počáteční napětí koróny bylo měřeno detektorem částečných výbojů. Detektor částečných výbojů je citlivé zařízení, které není vhodné vystavovat namáhání při přeskoku. Z důvodu ochrany měřícího přístroje tedy nebylo možné počáteční napětí koróny změřit v případech, kdy se velmi blížilo přeskokovému napětí.

Měřením byla odhalena jedna zajímavá skutečnost. Při konstantním tlaku, vzniká-li koróna, není již na dalším zvyšování doskoku počáteční napětí koróny závislé. Zvyšuje se nám již pouze přeskokové napětí. Zkoumán byl také vliv tlaku na počáteční napětí koróny při konstantním doskoku. Bylo zjištěno, že s rostoucím tlakem při konstantním doskoku roste i počáteční napětí koróny. Můžeme tedy konstatovat, že z hlediska elektrické pevnosti vzduchového dielektrika mezi elektrodami má zvyšování tlaku pozitivní vliv. Tento fakt můžeme pozorovat na následujícím grafu pro vzdálenost mezi elektrodami 60 milimetrů. Při tlaku 2 bary dosahujeme počátečního napětí koróny přibližně 55kV, což je přibližně o 25kV více, než za tlaku 1 bar, který odpovídá tlaku atmosférickému. Obdobný trend bychom mohli pozorovat i při ostatních vzdálenostech mezi elektrodami.



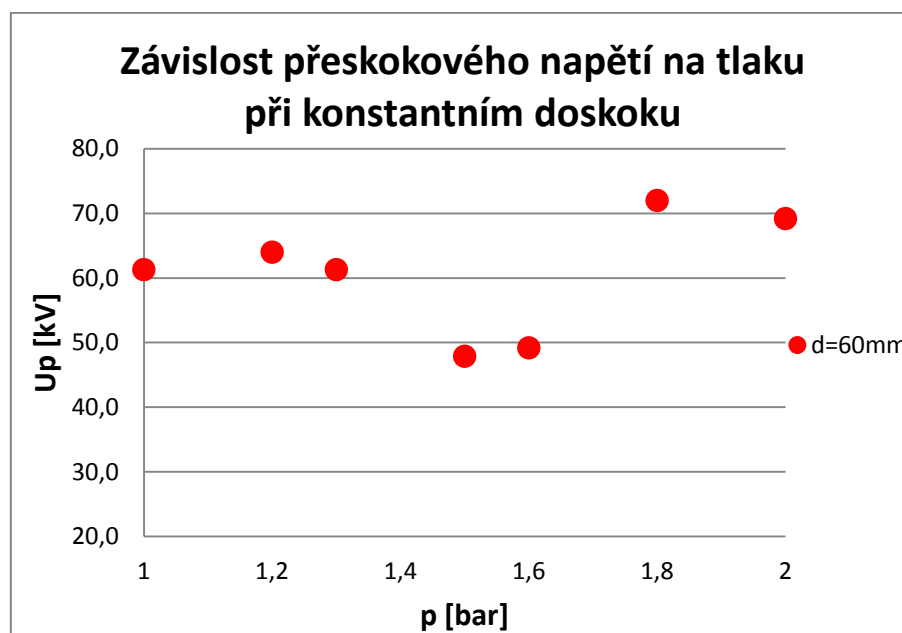
Obr. 5.18. Pozitivní vliv zvyšujícího se tlaku na počáteční napětí koróny

Pozitivní vliv má zvyšující se tlak i na samotné přeskokové napětí u doskokových vzdáleností, kde se ještě koróna neobjevuje. Jedná se o vzdálenosti elektrod do 40 mm. Na grafech příslušejících těmto případům vidíme opět zřetelný pozitivní vliv vyššího tlaku na přeskokové napětí. Jako reprezentativní příklad této skutečnosti uvádíme graf pro vzdálenost elektrod 30mm, kde je zřetelně vidět, že zvýšením tlaku z 1 na 2 bary je přeskokové napětí o téměř 25kV vyšší.



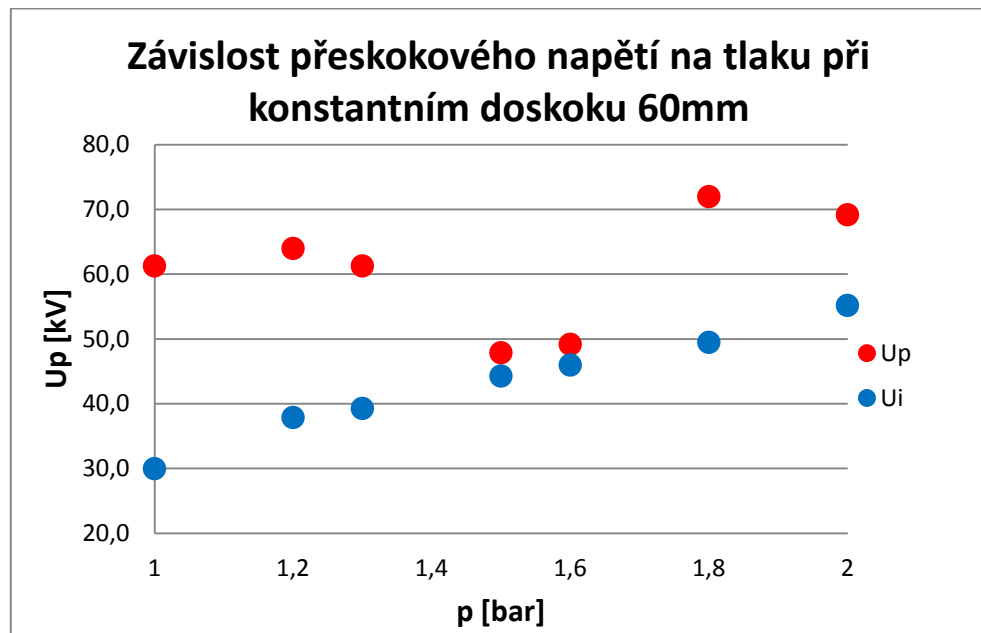
Obr. 5.19. Pozitivní vliv tlaku na přeskokové napětí

Podíváme se na další tlakové závislosti. Od doskoku 60mm se nám projevuje nelinearita a vidíme v grafech výrazné minimum přeskokového napětí v oblasti okolo tlaku 1,5 baru. Toto minimum je zřetelně vidět na obrázku 5.20.



Obr. 5.20. Výrazné minimum přeskokového napětí v okolí tlaku 1,5 baru

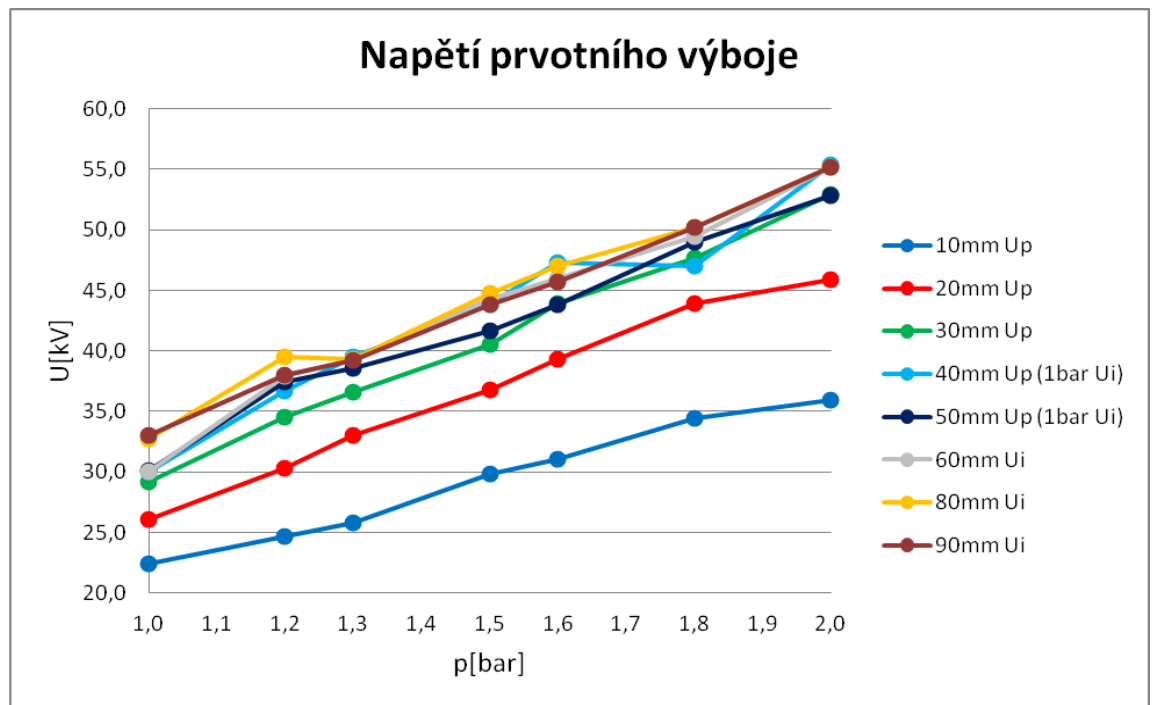
Z praktického pohledu a využití v praxi pro nás tento pokles přeskokového napětí není zas tak významný, jelikož limitující hodnotou pro praktické aplikace je pro nás již počáteční napětí koróny, které je nižší. V praktických aplikacích bychom se nad tuto hodnotu dostat neměli. Není vhodné, aby se na zařízení za provozu objevovala koróna. Znázorněno na obrázku 5.21.



Obr. 5.21. Porovnání počátečního napětí koróny a finálního přeskovového napětí

Praktické závěry vyvozené z analýzy dat pro toto konkrétní elektrodové uspořádání se nyní pokusím shrnout za pomoci následujícího grafu. Na tento graf se můžeme dívat z několika pohledů, z praktického hlediska shrnuje vše důležité, co dosud bylo řečeno. Podíváme-li se na tento graf z hlediska tlakové závislosti, je zde zřetelně vidět pozitivní vliv zvyšujícího se tlaku jak na přeskovové napětí u doskoků 10 až 50 milimetrů, tak na počáteční napětí koróny u doskoků vyšších. Podíváme-li se na graf z hlediska pevně stanoveného tlaku, zvyšováním doskoku zvyšujeme i přeskovové napětí, to je zřejmé. Za hlubší úvahu však stojí do jaké míry je efektivní, při konstantním tlaku, za účelem zvýšení přeskovového napětí, zvyšovat doskok. Od určité hodnoty doskoku se totiž začíná vyskytovat koróna a jak můžeme z grafu vyzorovat, počáteční napětí koróny se s zvyšujícím se doskokem již nezvyšuje. Podíváme-li se na tlak 1 bar, zvýšením doskoku z 10 na 30mm zvýšíme přeskovové napětí zhruba o 7kV. Pokud budeme dále zvyšovat doskok, již se nám začne před přeskokem objevovat koróna, která je rovněž nežádoucí. Kdybychom zvýšili doskok až na 90mm, dostali bychom se s počátečním napětím koróny na zhruba 33kV, což je o necelé 4kV výše, než přeskovové napětí na 30mm. Toto již nepovažuji, vzhledem k nutnosti velkého zvětšení doskoku, za výrazné zvýšení a pro tento tlak považuji zvyšování doskoku nad 30mm za málo efektivní a nepřinášející požadovaný výsledek.

Z hlediska dalšího směřování výzkumu by dle mého názoru bylo velmi zajímavé posunout se do oblastí vyšších tlaků a prozkoumat, zda by další zvyšování tlaku mělo stále stejný pozitivní vliv na elektrickou pevnost.



Obr. 5.22. Závěrečné shrnutí

5.4.4 Výběr oblastí pro přeměření

Na základě analýzy výsledků zpracované v předešlé kapitole považuji jako nejzajímavější a nejpřínosnější znovu přeměření závislosti přeskokového napětí pro elektrodovou konfiguraci s hrotem o poloměru zakřivení 2 milimetry. Rozhodl jsem se tak na základě několika důvodů. Hlavním důvodem jsou v některých případech signifikantní rozdíly mezi daty původně naměřenými a daty následně nezávisle doměřovanými. Následné doměřování v některých případech potvrdilo nelineární trend závislosti přeskokového napětí, v případech jiných tento trend však nepotvrdilo.

Cílem vlastního měření tedy bude změřit dané závislosti ještě jednou.

5.5 Vlastní měření - elektrodová konfigurace R2-R75

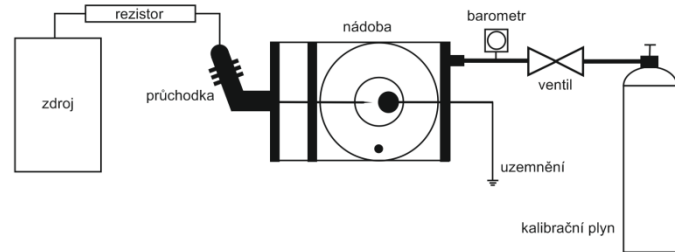
V této části práce se budeme věnovat vlastnímu experimentálnímu měření, které je jednou ze stěžejních částí práce. V několika podkapitolách se budeme postupně věnovat nejprve detailnímu popisu měřené úlohy, seznámení s naměřenými daty a následně jejich interpretaci a porovnání s daty vstupními.

5.5.1 Detailní popis měření

Pro úplné pochopení principu měřicí úlohy je nutné se s měřením detailněji seznámit. Pro lepší představu a přesnější nastínění dané situace slouží schematický náčrt měřené úlohy společně s fotografií z měřicího stanoviště.



Obr. 5. 23. Měřicí úloha



Obr. 5. 24. Schéma měřicího obvodu

Na schématu i na fotografii můžeme vidět vysokonapěťový zdroj, dále pak do série zapojený ochranný odpor, který slouží k omezení procházejícího proudu při přeskoku. Napětí je do utěsněné nádoby přivedeno přes průchodku. Nádoba je uzemněna měděným pásem. Uvnitř nádoby se nachází zvolená elektrodová konfigurace. Důležitou součástí je též tlaková láhev s kalibračním plynem, kterým je pomocí ventilu nádoba plněna na požadovaný tlak. Ten je hlídán pomocí barometru. Napětí pak následně sledujeme pomocí digitálního voltmetru s měřicím vinutím transformátoru v poměru 1:1000. Měříme efektivní hodnotu napětí.

Nyní přejdeme k samotnému průběhu měření. Máme-li obvod zapojený dle schématu a v nádobě nainstalovanou požadovanou elektrodovou konfiguraci, můžeme přejít na přípravu k měření. V první řadě je nutné mít z nádoby vyčerpaný veškerý vzduch. Toho bylo docíleno pomocí vývěvy ještě před sestavením dané úlohy na místě. Dalším krokem je naplnění nádoby kalibračním plynem na požadovaný tlak. Z důvodu úspory kalibračního plynu bylo zvoleno měření od nejnižšího tlaku, postupně v průběhu měření se tlak v nádobě dle potřeb zvyšoval. Po docílení požadovaného tlaku bylo zapotřebí nastavit požadovaný doskok. Jako první byl zvolen nejmenší měřený doskok, tedy 40 milimetrů, který se postupně zvyšoval až do hodnoty 90 milimetrů. Samotné měření probíhalo pomocí měřicího pultu. Pomocí ovládání měřicího pultu byl zapnut vysokonapěťový zdroj. Příslušným tlačítkem bylo zahájeno postupné zvyšování přiloženého napětí. Snahou bylo provádět postupné zvyšování napětí co nejplynuleji a současně sledovat hodnotu na digitálním voltmetru. V okamžiku přeskoku bylo pak nutné pečlivě odečíst odpovídající hodnotu napětí. Tento postup se opakoval pro každý doskok celkem pětkrát. Z odečtených hodnot se poté udělal aritmetický průměr. Po ukončení

této série se vypnul vysokonapěťový zdroj, pomocí zkratovací tyče byl ověřen beznapěťový stav, nastaven byl další doskok a celý postup se opakoval. Po proměření všech požadovaných doskoků při daném tlaku byl tlak v nádobě zvýšen na následující větší tlak. Doskok byl znovu nastaven na nejnižší a bylo dále postupováno stejným způsobem. Takto byla změřena data, kterými se budeme zabývat v dalším textu práce.

5.5.2 Výsledky vlastního měření

Výstupem z vlastního měření jsou znovu změřená data pro elektrodovou konfiguraci s hrotem s poloměrem zakřivení 2 milimetry, tlaky v rozmezí 1,2 až 1,8 baru a doskokové vzdálenosti 40 až 90 milimetrů.

Kompletní přehled naměřených hodnot je přehledně uveden v tabulce 5.8. Hodnoty přeskokových napětí jednotlivých měření jsou uvedeny tak, jak byly odečteny z displeje měřicího přístroje, jedná se tedy o hodnoty efektivní. Z těchto hodnot je následně počítán průměr. Tento průměr, po vynásobení konstantou o velikosti 1,44, dává výslednou vrcholovou hodnotu přeskokového napětí. Konstanta 1,44 zahrnuje přepočtení efektivní hodnoty na maximální, a navíc ještě kalibrační konstantu měřicího obvodu.

Tabulka 5.8. Kompletní přehled naměřených dat pro el. konfiguraci R2-R75

Datum měření	28 a 29.1.2016	Doskok [mm]	40	50	60	70	80	90
Elektrodová konfigurace	Tlak [bar]	Měření	Přeskokové napětí [kV]					
R2-R75	1,2	1	43,2	48,9	49,7	44,3	40,8	37,3
		2	43,4	49,1	47,3	44,0	41,3	38,2
		3	43,7	47,0	47,2	44,1	41,2	39,6
		4	43,6	48,4	49,0	42,7	41,2	38,7
		5	43,5	48,0	47,6	41,3	41,6	38,4
		Průměr	43,48	48,28	48,16	43,28	41,22	38,44
		Konstanta	1,44	1,44	1,44	1,44	1,44	1,44
		Vrcholová h.	62,61	69,52	69,35	62,32	59,36	55,35
	1,3	1	40,6	41,3	43,6	33,4	33,2	35,7
		2	40,1	47,1	42,3	36,2	35,5	36,4
		3	40,7	43,5	41,6	40,5	35,3	35,7
		4	42,5	42,5	42,4	38,6	34,9	36,2
		5	41,0	45,3	43,5	38,3	34,8	35,2
		Průměr	40,98	43,94	42,68	37,40	34,74	35,84
		Konstanta	1,44	1,44	1,44	1,44	1,44	1,44
		Vrcholová h.	59,01	63,27	61,46	53,86	50,03	51,61
	1,5	1	36,1	36,7	33,8	32,7	35,7	38,8
		2	34,1	37,2	34,1	32,2	36,0	39,2
		3	37,8	35,3	35,2	32,5	35,6	39,7
		4	36,9	36,4	33,5	32,6	35,5	39,2
		5	35,8	37,2	33,6	33,6	35,1	39,1
		Průměr	36,14	36,56	34,04	32,72	35,58	39,20
		Konstanta	1,44	1,44	1,44	1,44	1,44	1,44
		Vrcholová h.	52,04	52,65	49,02	47,12	51,24	56,45
	1,6	1	24,7	34,6	36,0	33,7	36,4	42,5
		2	24,8	37,8	38,5	35,9	36,5	41,1
		3	23,8	37,1	37,6	33,7	37,5	41,7
		4	25,2	36,9	38,2	33,6	36,5	42,1
		5	23,8	33,7	38,2	33,7	37,6	43,1
		Průměr	24,46	36,02	37,70	34,12	36,90	42,10
		Konstanta	1,44	1,44	1,44	1,44	1,44	1,44
		Vrcholová h.	35,22	51,87	54,29	49,13	53,14	60,62
1,8	1	26,5	30,8	35,1	38,1	42,7	46,4	
	2	25,5	30,2	35,4	37,8	42,5	46,6	
	3	25,7	30,4	35,4	37,0	42,4	46,6	
	4	25,8	31,3	35,8	37,7	42,8	46,4	
	5	25,9	33,3	35,9	37,7	42,0	46,4	
	Průměr	25,88	31,20	35,52	37,66	42,48	46,48	
	Konstanta	1,44	1,44	1,44	1,44	1,44	1,44	
	Vrcholová h.	37,27	44,93	51,15	54,23	61,17	66,93	

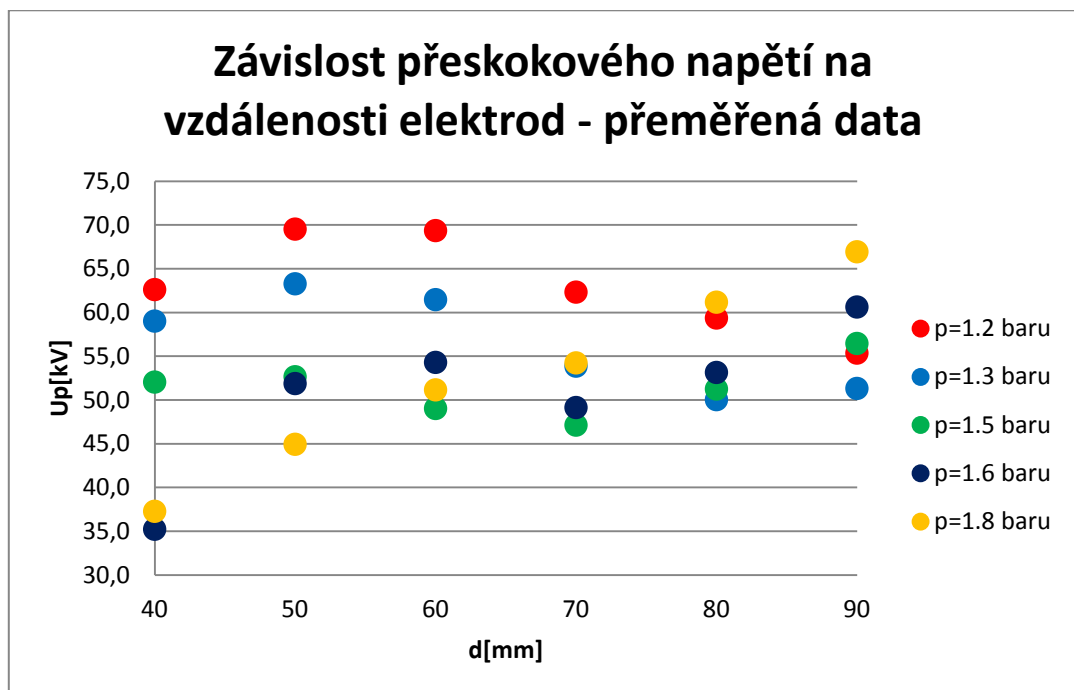
5.5.3 Vyhodnocení výsledků vlastního měření

Předchozí obsáhlou tabulku zredukujeme pouze na výsledné průměrné vrcholové hodnoty přeskokového napětí, které jsou zobrazeny v menší přehlednější tabulce 5.9

Tabulka 5.9. Vrcholové hodnoty finálního přeskokového napětí

28 a 29.1. 2016		Doskok [mm]	40	50	60	70	80	90
Elektrodová konfigurace	Plyn	Tlak [bar]	Vrcholová hodnota napětí [kV]					
R2-R75	95%N ₂ , 5%O ₂	1,2	62,6	69,5	69,4	62,3	59,4	55,4
		1,3	59,0	63,3	61,5	53,9	50,0	51,3
		1,5	52,0	52,7	49,0	47,1	51,2	56,5
		1,6	35,2	51,9	54,3	49,1	53,1	60,6
		1,8	37,3	44,9	51,2	54,2	61,2	66,9

Výše uvedené hodnoty výsledných přeskokových napětí vyneseme pro přehlednost a názornost do následujícího grafu.



Obr. 5. 25. Grafické znázornění přeměřených dat

Po shlédnutí grafického znázornění vlastních experimentálně naměřených hodnot můžeme konstatovat, že výskyt nelinearit v původním souboru dat s nejvyšší pravděpodobností nebyl náhodný. Na zvoleném úseku doskokových vzdáleností ve zvoleném rozsahu tlaků se linearita vyskytují v nemalém množství také. Pouze pro nejvyšší tlak 1,8 baru nám vychází lineárně rostoucí přeskokové napětí s rostoucí vzdáleností mezi

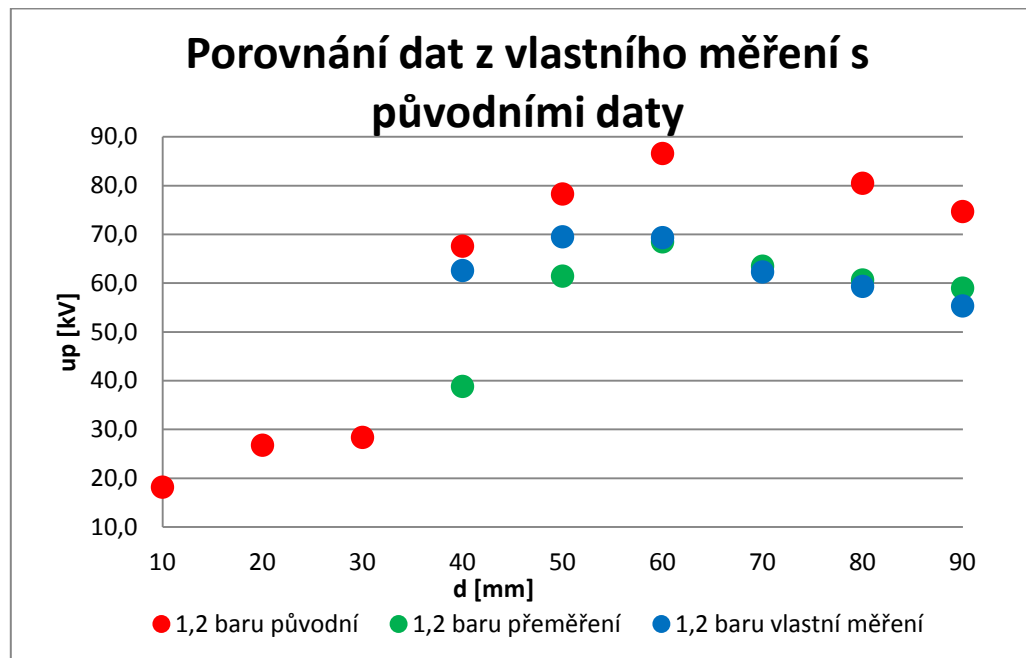
elektrodami. Detailnějším rozbohem a porovnáním s předchozími daty se budeme zabývat v následující kapitole.

5.6 Porovnání výsledků vlastního měření se vstupními daty

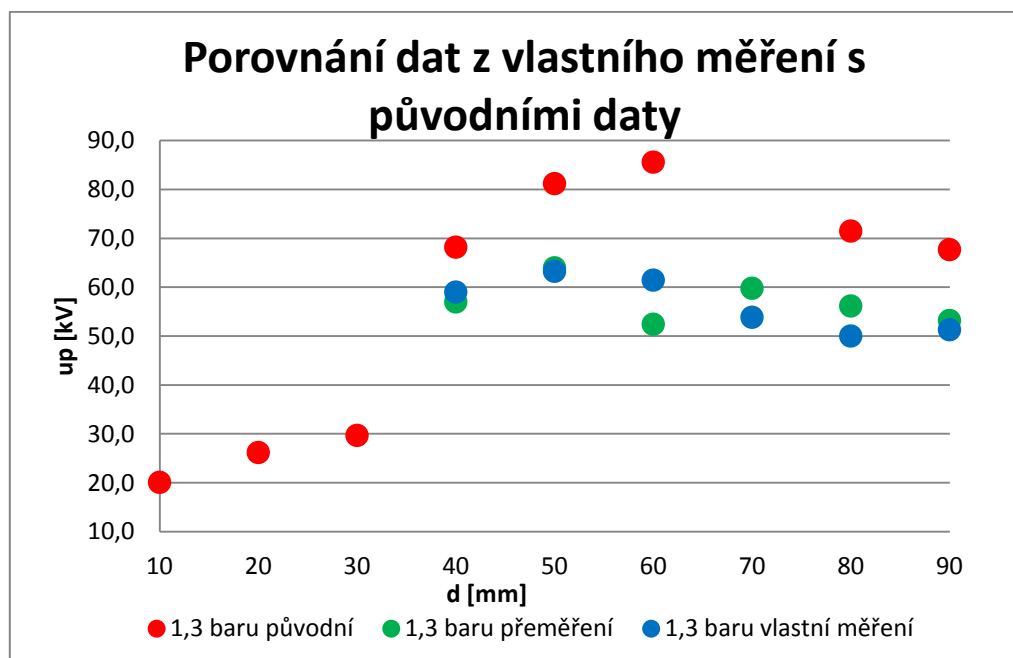
Hlavním účelem měření vlastních hodnot bylo jejich porovnání s původními naměřenými daty. Tím se budeme zabývat v této části práce.

Znovu se vrátíme ke grafům, které porovnávaly úplně první a prvně přeměřené hodnoty přeskokových napětí u elektrodové konfigurace s hrotem o poloměru zakřivení 2 milimetry. Tyto grafy jsou uvedeny v kapitole 5.4.2. Nyní tyto grafy budeme analyzovat znovu, nicméně s tím rozdílem, že tentokrát budeme porovnávat výsledky ze všech tří dostupných měření. Cílem by mělo být stanovit určitý trend chování a zjistit, zda se v některých případech daný trend opakuje pravidelně, či zda se ani po opakování třech měření nelze s jistotou určit pravděpodobné chování těchto závislostí.

Jako první se zaměříme na grafy zobrazující závislosti při hodnotách tlaku 1,2 a 1,3 baru. Při těchto hodnotách tlaku můžeme jednoznačně potvrdit trend, který naznačovala prvotní měření. Původně změřená nelinearita byla potvrzena jak následným přeměřováním, tak daty z vlastního měření. Můžeme dokonce vyzorovat, že maximální přeskokové napětí při všech měřeních leží v oblasti vzdálenosti elektrod okolo 50 až 60 milimetrů. Od tohoto bodu se potvrzuje původně zpochybňovaný mírný pokles přeskokového napětí a původně zjištěný trend se jeví jako správný. Nicméně nejde opomenout rozdíl v absolutních hodnotách přeskokových napětí. Přeskoková napětí původního měření vycházejí výrazně větší, než v následujících dvou měřeních. Z tohoto lze usuzovat, že ačkoliv se nám podařilo najít trend chování, problematika čistě velikosti přeskokového napětí není zdaleka tak jednoduchá a zřejmě závisí na mnoha fyzikálních faktorech. Jako jedna z hlavních příčin tohoto rozptylu naměřených hodnot může být považována koróna. Opomenout však nelze ani lidský faktor, poněvadž v některých případech bylo poměrně obtížné zachytit prvotní výbojovou činnost a odečíst tak hodnotu přeskokového napětí správně. Mnohdy se v průběhu měření stávalo, že nadproudová ochrana v době přeskoku nezapůsobila, tudíž výboj byl detekován pouze pomocí sluchu. Nelze tedy vyloučit fakt, že v případě prvního měření (zobrazeno v grafu červeně) nebyl výboj obsluhou experimentu zachycen a bylo reagováno až na další silnější výboje při vyšším napětí. Tím mohlo být měření zkresleno. Porovnání všech hodnot pro tlaky 1,2 a 1,3 baru je zobrazena na grafech 5.26 a 5.27.

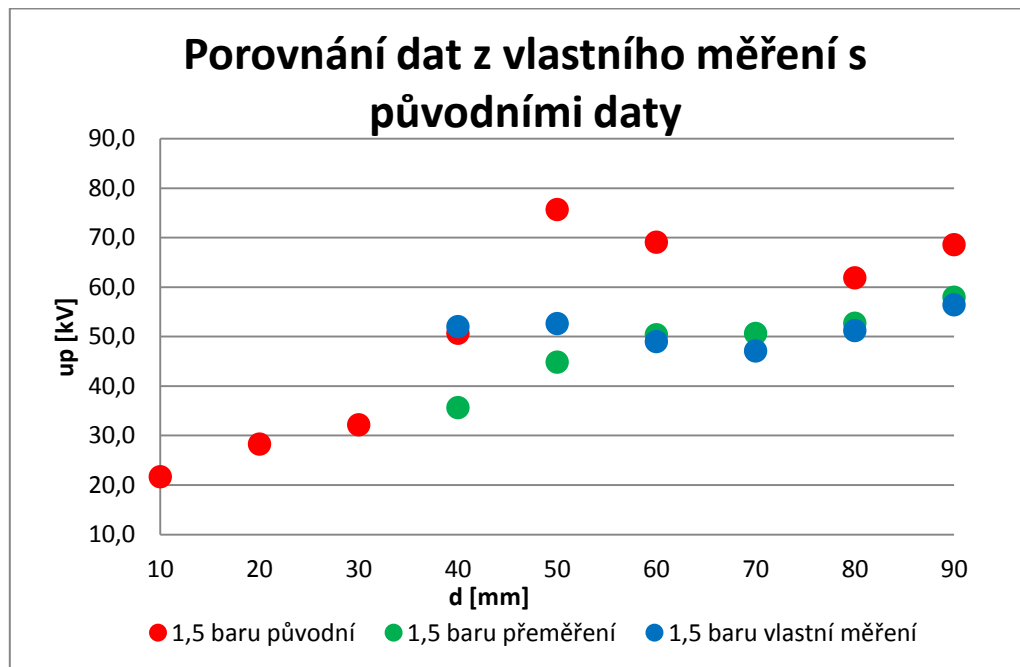


Obr. 5.26. Konfrontace všech naměřených dat pro tlak 1,2 baru



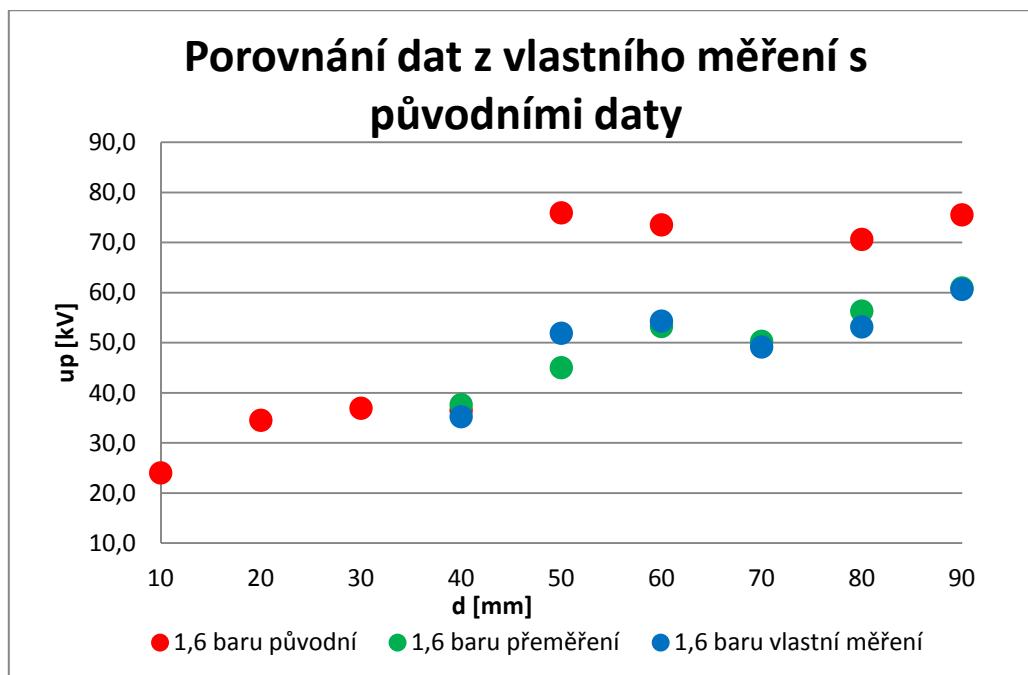
Obr. 5.27. Konfrontace všech naměřených dat pro tlak 1,3 baru

Jako další analyzujeme průběh pro tlak 1,5 baru. Zde již situace není tak jednoznačná jako v předchozích dvou případech. Původní silná nelinearita se výrazně liší od hodnot přeměřených, které naopak vykazují ideálně lineární průběh. Tato skutečnost naznačuje, že se nacházíme v jisté přechodové oblasti. Tuto domněnku svým způsobem potvrzují vlastní naměřená data, která naznačují, že určitý trend linearizace zde skutečně registrujeme. Nicméně ve střední části grafu se stále vyskytuje oblast mírné nelinearity. Výsledné porovnání je zobrazeno na grafu 5.28.

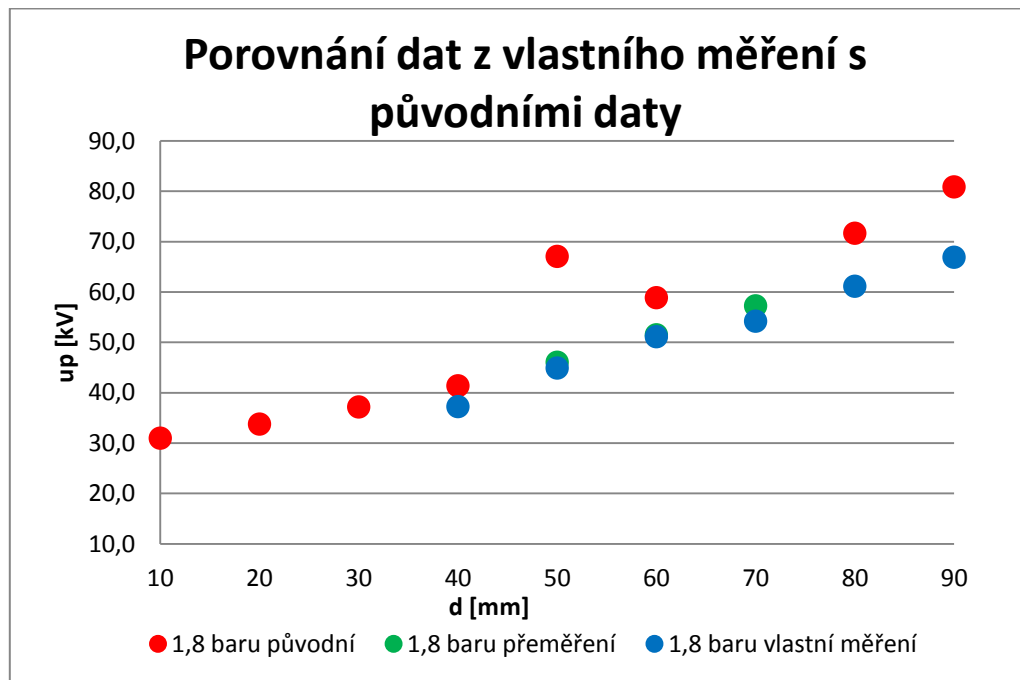


Obr. 5.28. Porovnání všech naměřených dat pro tlak 1,5 baru

Tímto se dostáváme k posledním dvěma měřeným závislostem. Jak je možno vidět na grafických interpretacích těchto závislostí, zde se na základě nových dat přikláníme k postupné linearizaci průběhů se zvyšujícím se tlakem. Obě dvě následující měření se na tomto shodují. Pro tlak 1,8 baru byl změřen naprosto přesvědčivý lineární průběh. Graficky je vše zobrazeno na obrázcích 5.29 a 5.30.



Obr. 5.29. Porovnání všech naměřených dat pro tlak 1,6 baru



Obr. 5.30. Porovnání všech naměřených dat pro tlak 1,8 baru

6 Závěr

Předkládaná diplomová práce se zabývá problematikou elektrické pevnosti vzduchového dielektrika. Práce je rozdělena do dvou hlavních částí, které obsahově pokrývají všechny body zadání. Kapitoly 1 až 4 jsou teoretickou částí práce a obsahují přehledný a ucelený teoretický základ, na který pak plynule navazuje experimentální část.

V úvodu se práce zabývá definováním základních pojmů vztahujících se k řešení dané problematiky, následuje kapitola věnovaná teorii výstavby výboje v plynném dielektriku a kapitola věnující se určení a výpočtu stupně homogenity elektrického pole.

Kapitolou 5 začíná praktická část práce, která obsahuje experimentální měření elektrické pevnosti a přeskokového napětí vzduchového dielektrika v závislosti na jeho tlaku a stupni nehomogenity působícího elektrického pole. Experimentální měření se soustřeďuje na 3 typy elektrodoých konfigurací. Z naměřených dat je sestrojeno množství přehledných grafů, které jsou využity k interpretaci výsledků. Součástí praktické části práce jsou také simulace rozložení intenzity elektrického pole pomocí simulačního programu Agros2D, které slouží jako doplnění experimentálního měření. Pomocí tohoto programu byly vypočítány hodnoty stupně homogenity elektrického pole pro jednotlivé elektrodoé konfigurace v závislosti na vzdálenosti elektrod.

Výsledkem měření v rámci předkládané diplomové práce je množství dat, které v rámci probíhajícího výzkumu přispívají k pochopení dané problematiky a mohou sloužit zadavateli k usnadnění vývoje vysokonapěťových zařízení. Výzkum této problematiky je velmi obsáhlý a probíhá již několik let. Tato diplomová práce přináší nová data, která doplňují data stávající a nastiňuje další možné směřování výzkumu.

Hlavním řešeným problémem byl výskyt nelineárních závislostí přeskokového napětí na vzdálenosti elektrod. Tyto nelinearity jsou v práci důkladně zkoumány a je snaha odhalit jejich příčiny. V současné chvíli měření a výpočty naznačují pozitivní vliv zvyšujícího se tlaku na zmírnění nelinearit. Pro nízké tlaky byly pozorovány výrazné nelinearity, které se zvyšujícím se tlakem postupně přecházely v lineární průběhy. V určitých oblastech tlaků jsme se setkali s rozdíly ve výsledcích měření. Jedná se o přechodné oblasti mezi oblastmi s

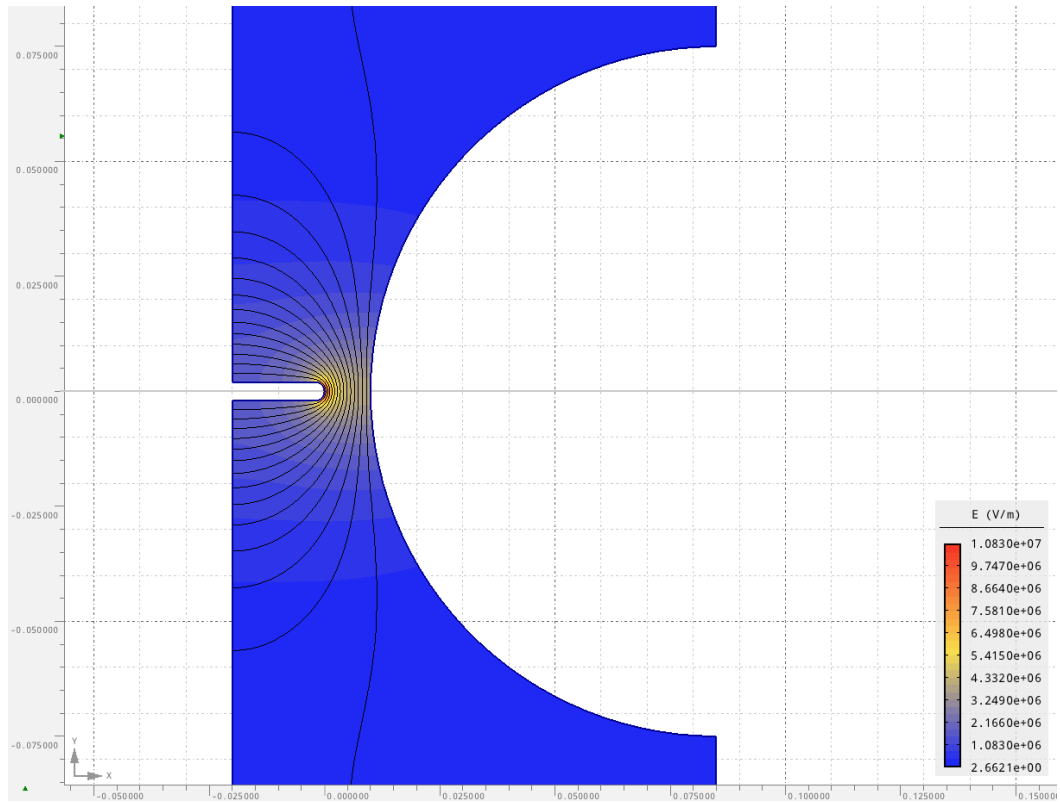
lineárním a nelineárním chováním a právě detailnějším výzkumu a přesnějším určení těchto přechodných oblastí doporučuji v dalším výzkumu věnovat pozornost.

Seznam literatury a informačních zdrojů

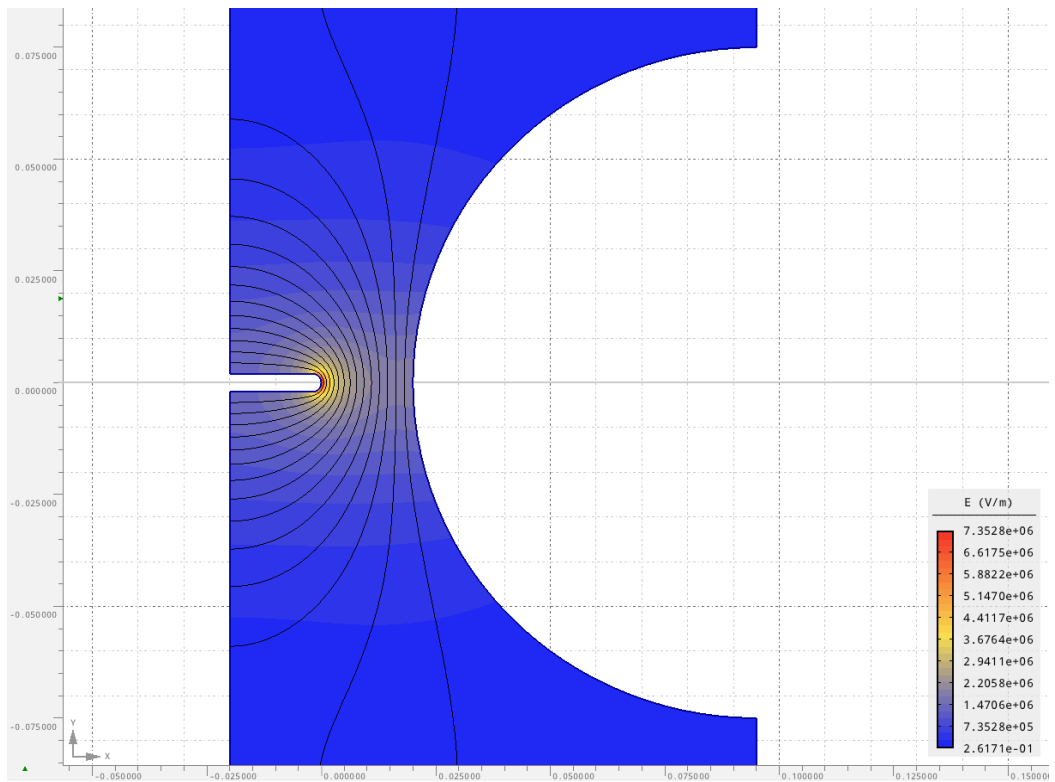
- [1] MENTLÍK, Václav. *Dielektrické prvky a systémy*. 1. vyd. Praha: BEN - technická literatura, 2006.
- [2] ARORA, Ravindra; MOSCH, Wolfgang: *High voltage and electrical insulation engineering*, Hoboken : c2011.
- [3] VEVERKA, Antonín: *Technika vysokých napětí*, SNTL/ALFA, Praha 1978
- [4] KALOUS, Tomáš. *Teorie výstavby výboje ve vzduchu v návaznosti na vysokonapěťová zařízení*. Plzeň, 2010. Diplomová práce (Ing.). Západočeská univerzita v Plzni, Fakulta elektrotechnická. Vedoucí práce Petr Martínek.
- [5] VRBKA, Tomáš. *Napěťová pevnost plynného dielektrika*. Plzeň, 2015. Bakalářská práce (Bc.). Západočeská univerzita v Plzni, Fakulta elektrotechnická. Vedoucí práce Eva Müllerová.
- [6] VEISHEIPL, Karel. *Fyzikální procesy v dielektriku*. Plzeň, 2013. Bakalářská práce (Bc.). Západočeská univerzita v Plzni, Fakulta elektrotechnická. Vedoucí práce Petr Martínek.
- [7] BEHRÍK, Vojtěch. *Průrazné napětí izolačního média v závislosti na tlaku*. V Plzni, 2014. Diplomová práce (Ing.). Západočeská univerzita v Plzni, Fakulta elektrotechnická. Vedoucí práce Petr Martínek.
- [8] KOVÁČ, František. *Statistické vyhodnocení dat v technice vysokého napětí*. Plzeň, 2015. Diplomová práce (Ing.). Západočeská univerzita v Plzni, Fakulta elektrotechnická. Vedoucí práce Petr Martínek.
- [9] HAUSCHILD, Wolfgang a LEMKE, Eberhard. *High-voltage test and measuring techniques*. Heidelberg: Springer, ©2014. xxii, 505 s. ISBN 978-3-642-45351-9.
- [10] VILHELM, Lukáš. *Elektrická pevnost plynného izolantu s izolační barierou v elektromagnetickém poli*. Plzeň, 2013. Diplomová práce (Ing.). Západočeská univerzita v Plzni, Fakulta elektrotechnická. Vedoucí práce Petr Martínek.
- [11] HALLER, Rainer et al. Breakdown behaviour of gaseous insulation with synthetic air. In: *ISH 2015: 19th International symposium on high voltage engineering: proceedings*. Pilsen: University of West Bohemia, 2015. [5] s. ISBN 978-80-261-0476-6.

Přílohy

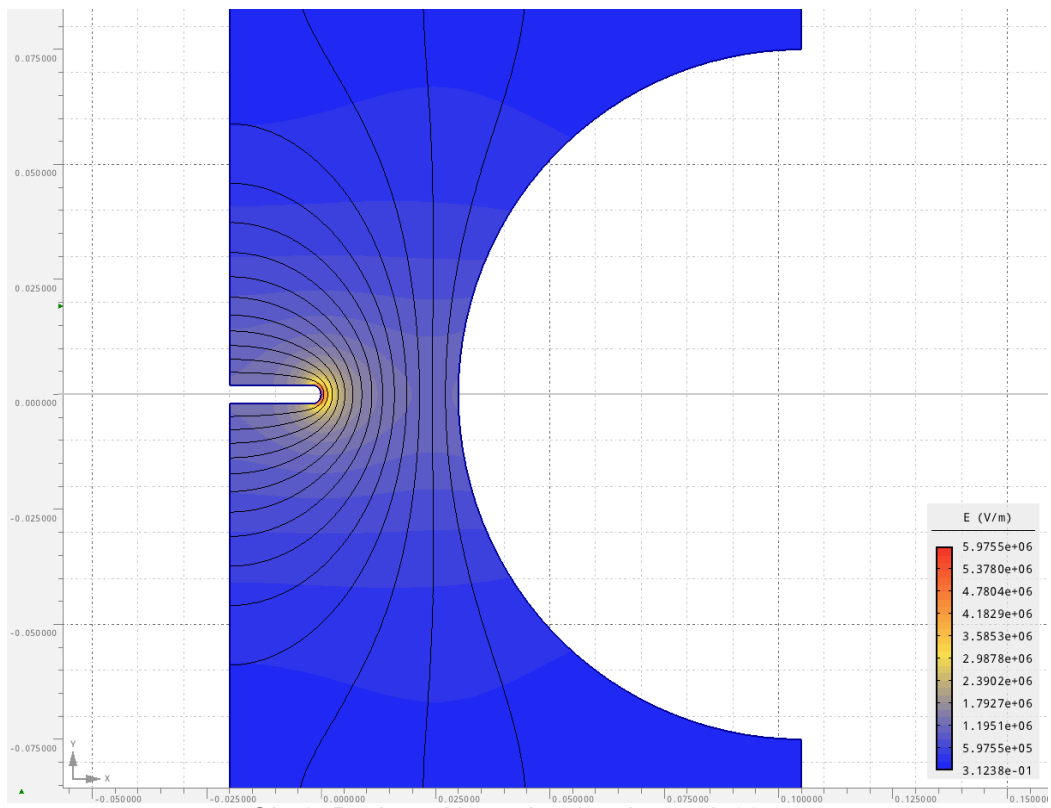
Příloha A - Grafické zobrazení rozložení intenzity elektrického pole pomocí programu Agros2D pro elektrodovou konfiguraci R2-R75 a vzdálenosti 10mm-90mm



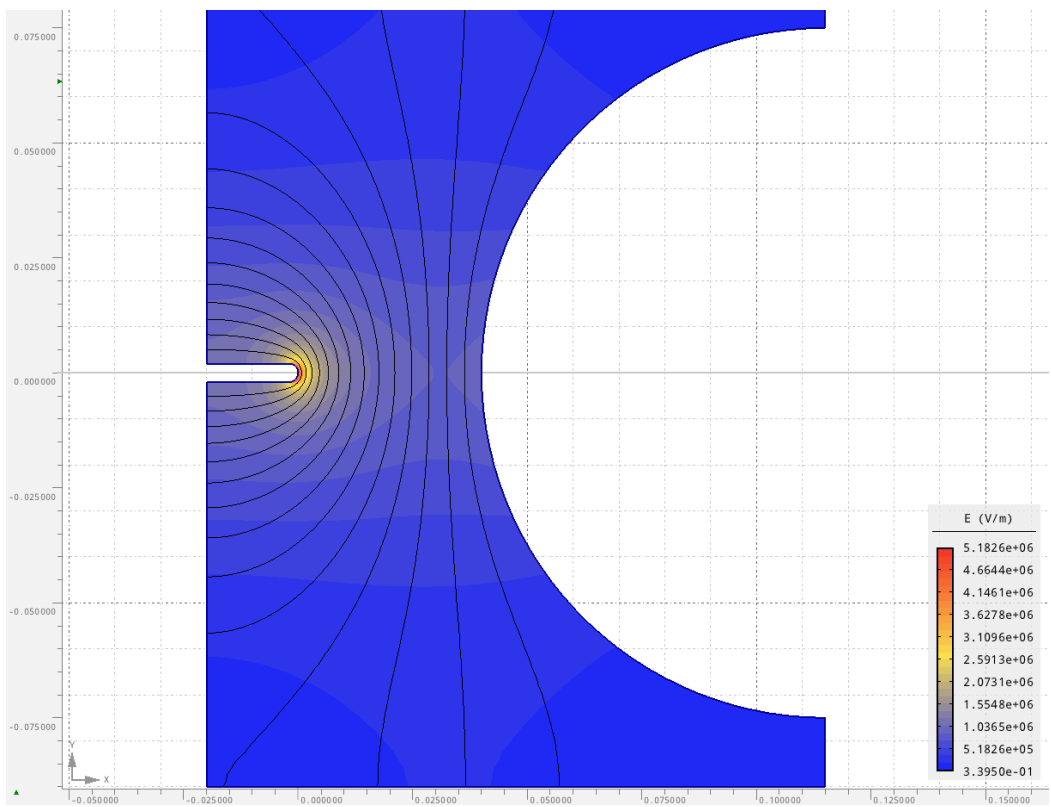
Obr.1. Rozložení intenzity el. pole pro $d=10\text{mm}$



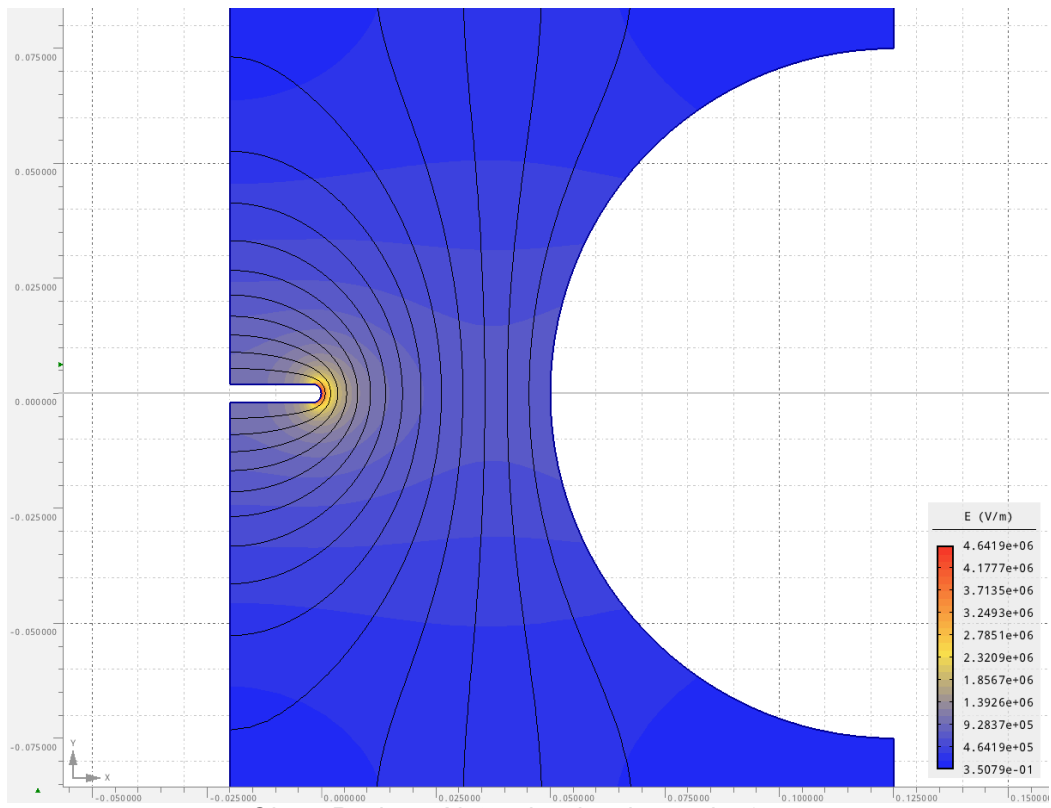
Obr.2. Rozložení intenzity el. pole pro $d=20\text{mm}$



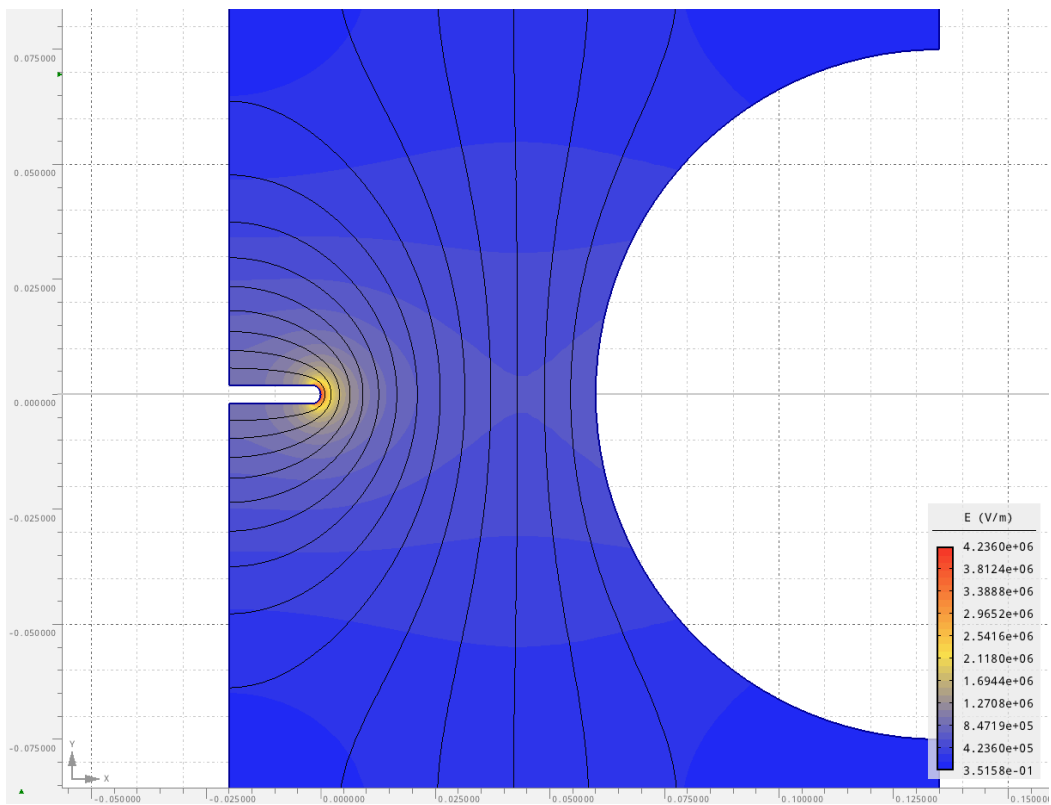
Obr.3. Rozložení intenzity el. pole pro $d=30\text{mm}$



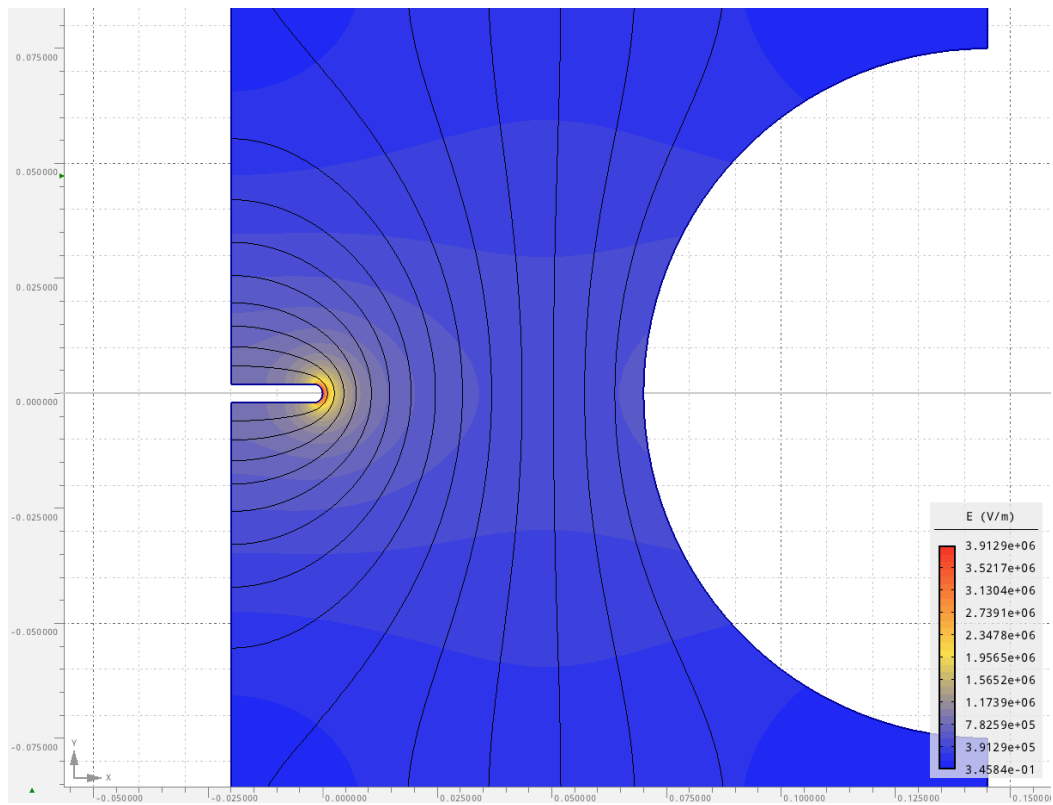
Obr.4. Rozložení intenzity el. pole pro $d=40\text{mm}$



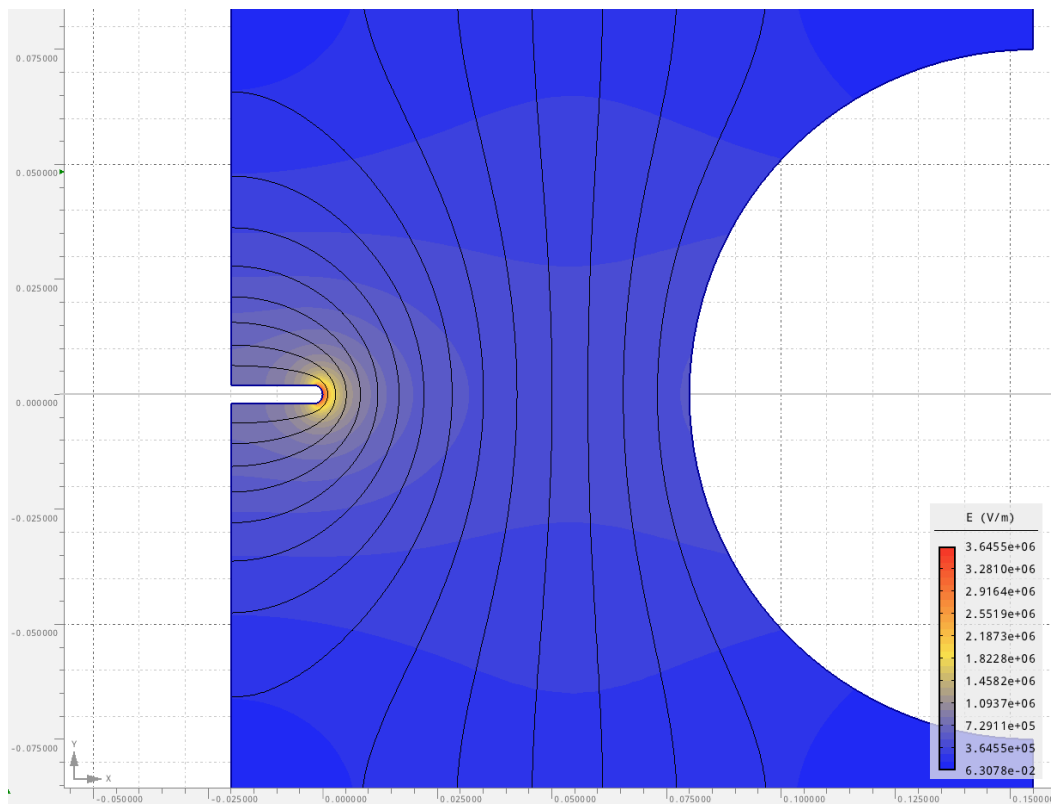
Obr.5. Rozložení intenzity el. pole pro $d=50\text{mm}$



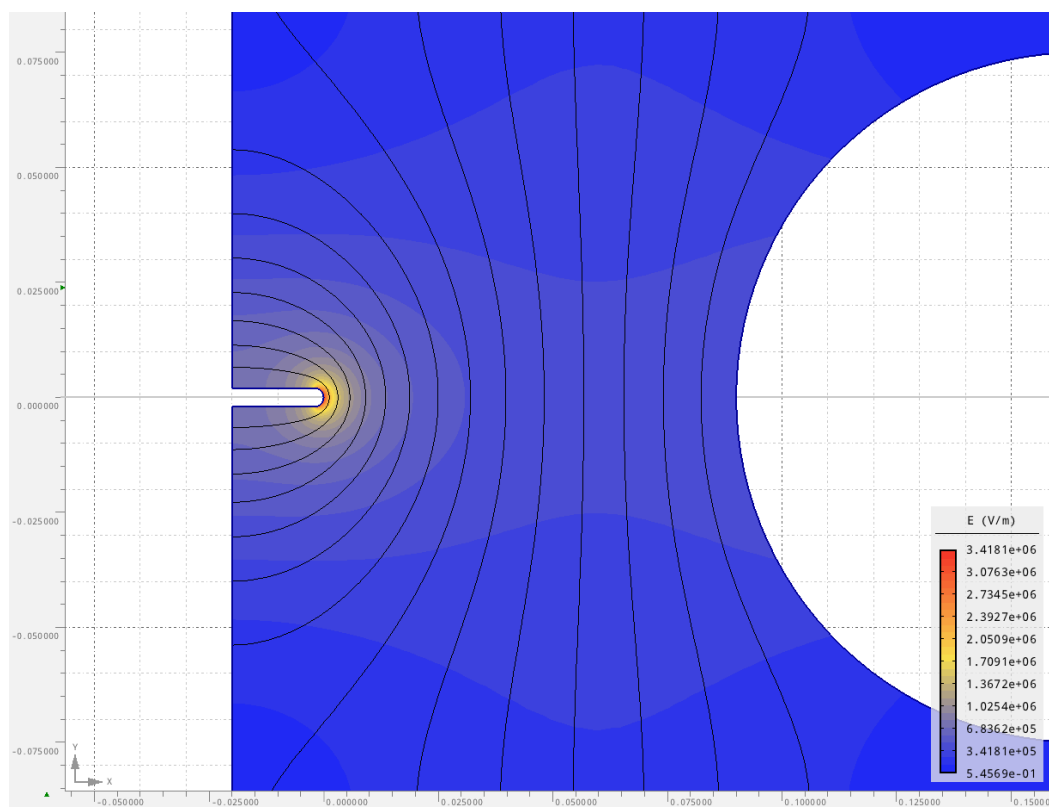
Obr.6. Rozložení intenzity el. pole pro $d=60\text{mm}$



Obr.7. Rozložení intenzity el. pole pro d=70mm

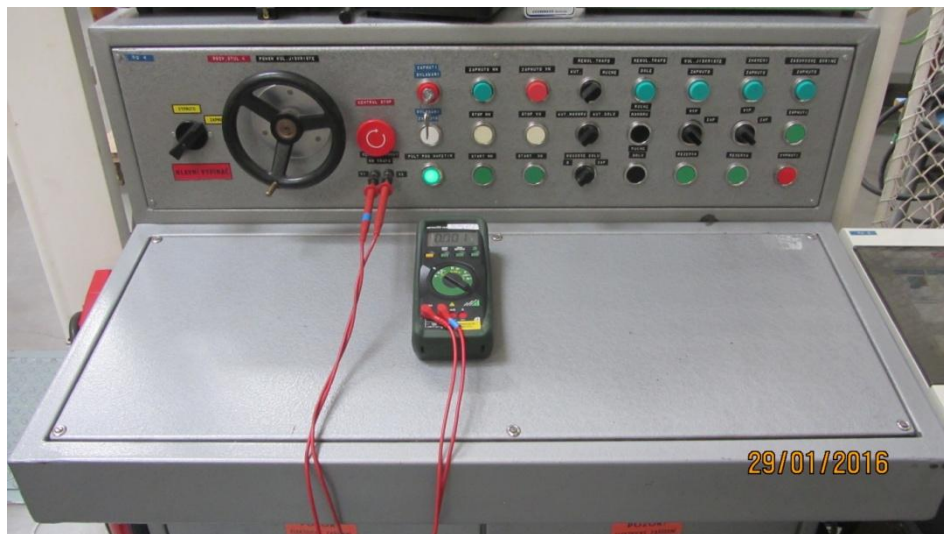


Obr.8. Rozložení intenzity el. pole pro d=80mm



Obr.9. Rozložení intenzity el. pole pro $d=90\text{mm}$

Příloha B - Fotografie z experimentálního měření v laboratoři



Obr.10. Měřicí pult



Obr.11. Rozmístění měřicí úlohy v laboratoři



Obr.12. Nastavování doskovové vzdálenosti

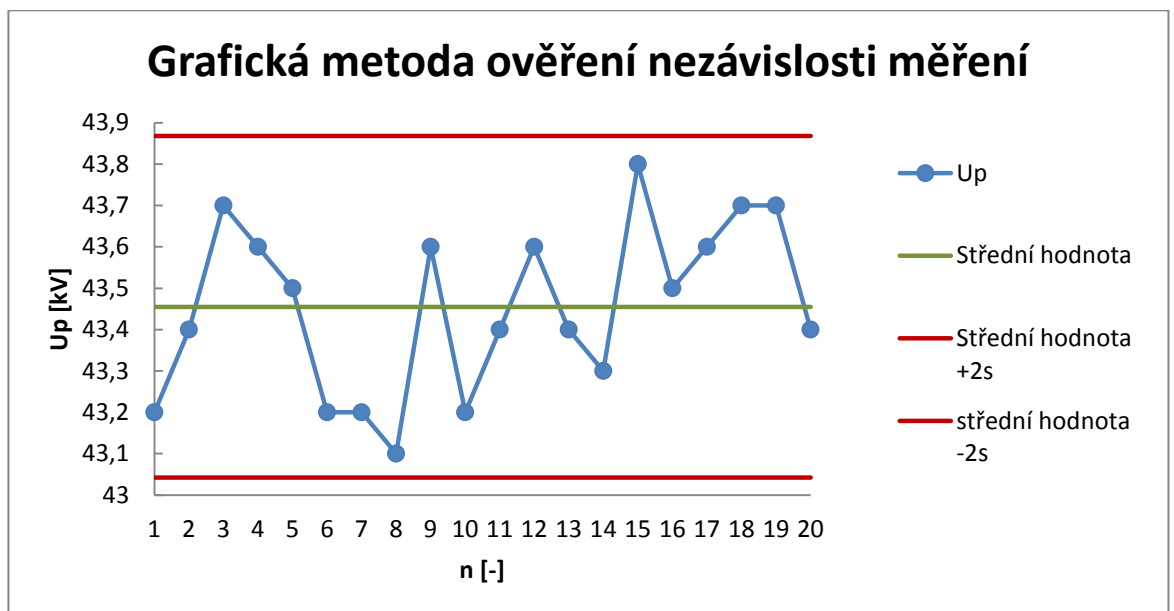
Příloha C - Ověření nezávislosti měření grafickou metodou

Při proměřování elektrodové konfigurace R2-R75 byl proveden test nezávislosti měření. Pro vybraný tlak 1,2 baru a vzdálenost 40mm byla provedena delší série měření s cílem zjistit, zda měření je nezávislé. Namísto obvyklých pěti hodnot bylo změřeno hodnot 20. Uvedeny jsou v následující tabulce.

Tabulka 1. Série 20 hodnot

n	Up [kV]	n	Up [kV]
1	43,2	11	43,4
2	43,4	12	43,6
3	43,7	13	43,4
4	43,6	14	43,3
5	43,5	15	43,8
6	43,2	16	43,5
7	43,2	17	43,6
8	43,1	18	43,7
9	43,6	19	43,7
10	43,2	20	43,4

Měření je považováno za nezávislé, pokud se hodnoty pohybují rovnoměrně v okolí střední hodnoty v rozptylu maximálně 2s, kde s je směrodatná odchylka. Jak dokládá následující graf, námi prováděné měření bylo nezávislé.



Obr. 13. Grafická metoda ověření nezávislosti měření