

**ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
FAKULTA ELEKTROTECHNICKÁ**

KATEDRA ELEKTROENERGETIKY A EKOLOGIE

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Dielektrické vlastnosti vzduchu v nehomogenním poli

**vedoucí práce: Ing. Miroslav Hromádka, Ph.D.
autor: Bc. Roman Weiser**

2013

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
Fakulta elektrotechnická
Akademický rok: 2012/2013

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Roman WEISER**
Osobní číslo: **E11N0192P**
Studijní program: **N2612 Elektrotechnika a informatika**
Studijní obor: **Elektroenergetika**
Název tématu: **Dielektrické vlastnosti vzduchu v nehomogenním poli**
Zadávací katedra: **Katedra elektroenergetiky a ekologie**

Z á s a d y p r o v y p r a c o v á n í :

1. Uveďte příčiny rozdílných dielektrických vlastností vzduchu v homogenním a nehomogenním poli. Popište vliv polarity.
 2. Popište vliv nevodivé bariéry vložené do nehomogenního pole.
 3. Vytvořte matematické modely nehomogenních elektroodových systémů.
 4. U vybraných uspořádání ověřte experimentálně výsledky.
 5. Zhodnoťte dosažené výsledky.
-

Rozsah grafických prací: podle doporučení vedoucího

Rozsah pracovní zprávy: 30 - 40 stran

Forma zpracování diplomové práce: tištěná/elektronická

Seznam odborné literatury:


1. Veverka, A.: Technika vysokých napětí

Vedoucí diplomové práce: **Ing. Miroslav Hromádka**
Katedra elektroenergetiky a ekologie

Datum zadání diplomové práce: **15. října 2012**
Termín odevzdání diplomové práce: **9. května 2013**


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

L.S.


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

V Plzni dne 15. října 2012

Abstrakt

Předkládaná diplomová práce je zaměřena na problematiku výbojové činnosti ve vzduchu v nehomogenním elektrickém poli. Práce je rozdělena do tří kapitol, ve kterých čtenáři přibližuje teoretické i praktické znalosti z problematiky elektrických vlastností vzduchu. První část práce je zaměřena na vedení elektrického proudu v plynech a s tím spojenou výbojovou činností. V druhé části je řešen jednoduchý matematický model nehomogenního elektrického pole tvořeným hrotem proti desce. V poslední části práce je experimentální ověření teoretických poznatků vlastností nehomogenního elektrického pole s vloženou dielektrickou bariérou a bez bariéry.

Klíčová slova

nehomogenní pole, elektrická pevnost, přeskokové napětí, výboje v plynech, koróna, ionizace plynu, dielektrická bariéra, hrot, deska

Abstract

This thesis is focused on problems of the discharge activity in air in an inhomogeneous electric field. This thesis is divided into three parts in which approaches theoretical and practical knowledge in the electrical properties of air. The first part is focused on conducting electrical current in gases of which resulting discharge activity. In the second part is a mathematical model of an inhomogeneous electric field consisting of the spike against the plate. In the last chapter is an experimental verification of theoretical knowledge properties an inhomogeneous electric field with an embedded dielectric barrier and without barrier.

Key words

inhomogeneous field, dielectric strength, breakdown voltage, gas discharges, corona, gas ionization, dielectric barrier, spike, plate.

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 8.5.2013

Bc. Roman Weiser

Poděkování

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

Obsah

OBSAH	8
ÚVOD	10
SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK	11
1 ZÁKLADNÍ ZÁKONITOSTI VEDENÍ PROUDU V PLYNECH	13
1.1 DIELEKTRIKUM.....	13
1.1.1 Polarizace dielektrik.....	13
1.1.2 Elektrická vodivost dielektrik.....	14
1.2 ELEKTRICKÁ VODIVOST PLYNŮ	15
1.2.1 Nárazová ionizace.....	15
1.2.2 Fotoionizace.....	18
1.2.3 Tepelná ionizace	18
1.2.4 Povrchová ionizace.....	18
1.2.5 Pohyblivost nosičů elektrického náboje.....	19
1.2.6 Zánik nosičů elektrického náboje.....	20
1.3 SLOŽENÍ VZDUCHU	20
1.4 ELEKTRICKÁ PEVNOST	21
1.5 VÝBOJE V PLYNECH	23
1.5.1 Townsendovy výboje	24
1.5.2 Samostatné výboje.....	26
1.5.2.1 Přeskokové napětí v homogenním elektrickém poli – Paschenův zákon	28
1.5.2.2 Přeskokové napětí ve slabě nehomogenním elektrickém poli.....	31
1.5.3 Kanálové výboje – Striméry a lídery.....	31
1.5.3.1 Kanálový výboj v homogenním poli	32
1.5.3.2 Kanálový výboj v nehomogenním poli	34
1.5.3.3 Kanálový výboj v silně nehomogenním poli při velkých vzdálenostech elektrod	34
1.5.4 Trsové výboje a sršení.....	35
1.5.5 Jiskrové výboje.....	36
1.5.6 Korónové výboje	37
1.5.6.1 Anodová koróna	38
1.5.6.2 Katodová koróna.....	39
1.5.6.3 Vliv impulzního napětí na korónu	40
1.5.6.4 Vliv nevodivé bariéry na korónu	41
2 MATEMATICKÝ MODEL.....	43

3 PRAKTICKÁ MĚŘENÍ.....	45
3.1 LABORATOŘ A POUŽITÉ PŘÍSTROJE	45
3.2 SCHÉMA ZAPOJENÍ	47
3.3 MĚŘENÍ	48
3.4 POSTUP MĚŘENÍ	48
3.5 ZPRACOVÁNÍ NAMĚŘENÝCH VÝSLEDKŮ	50
3.5.1 <i>Dvoupólové (bipolární) zapojení</i>	50
3.5.1.1 <i>Špičatý hrot</i>	50
3.5.1.2 <i>Válcový hrot</i>	54
3.5.1.3 <i>Kuželový hrot</i>	57
3.5.2 <i>Jednopolové (unipolární) zapojení</i>	64
3.5.2.1 <i>Špičatý hrot</i>	64
3.5.2.2 <i>Válcový hrot</i>	65
3.5.2.3 <i>Kuželový hrot</i>	66
ZÁVĚR	69
SEZNAM LITERATURY A INFORMAČNÍCH ZDROJŮ	70
PŘÍLOHA: NAMĚŘENÉ GRAFY	1

Úvod

Základní předpoklad pro návrh elektrotechnických zařízení je odpovídající znalost konstrukčních materiálů a materiálů pro elektrickou a magnetickou vodivost. Dále je při konstrukci zařízení požadavek na znalost elektroizolačních materiálů. Ve vysokonapěťové technice je nejvyužívanějším izolačním prvkem vzduch. Proto je nutné definovat a ověřit všechny děje, které mohou nastat při izolování dvou různých potenciálů vzduchem.

Předkládaná práce je zaměřena na dielektrické vlastnosti vzduchu v nehomogenním elektrickém poli. Práce je rozdělena do tří kapitol. První část pojednává o ionizaci plynů, složení vzduch a elektrické pevnosti, čímž se dostává k největší přednosti plynů a to je jejich regenerace (obnova) do původních podmínek po přeskoku. Dále jsou v první části zmíněny pochody při výstavbě různých druhů výbojů, které mohou v plynu nastat. Ke konci první kapitoly jsou rozebrány korónové výboje v závislosti na polaritě napětí a vliv nevodivé bariéry vložené mezi elektrody.

Druhá část práce se zabývá jednoduchým matematickým modelem vytvořeným v programu Agros2D, s cílem určit rozložení a velikost elektrického pole v nehomogenním prostředí. V poslední části jsou uvedeny výsledky z experimentálního měření nehomogenního pole tvořeným špičatým hrotem proti desce. Pro srovnání různých nehomogenních polí, byly použity tři typy hrotových elektrod s různým stupněm zaoblení. Měření proběhlo ve dvou variantách zapojení. První bylo dvoupólové, kdy byla na obě elektrody přivedena jedna polarita napětí a v druhém zapojení byla desková elektroda uzemněna a polarita napětí se měnila jen na hrotové elektrodě. Z naměřených výsledků jsou pro větší přehlednost sestrojeny grafy, ve kterých jsou jednotlivé varianty měření porovnány.

Seznam symbolů a zkratek

Značka	Jednotka	Název
A	$\text{cm}^{-1} \cdot \text{kPa}^{-1}$	konstanta závislá na druhu plynu a teplotě
B	$\text{V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{kPa}^{-1}$	konstanta závislá na druhu plynu a teplotě
c	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	rychlost světla $c = 3 \cdot 10^8$
d	m	vzdálenost elektrod
E	$\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$	intenzita elektrického pole
E_p	$\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$	elektrická pevnost
f	Hz	frekvence záření
h	m	tloušťka vzorku
h	Js	Planckova konstanta $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Js
I	A	elektrický proud
I_n	A	nasycený proud
J	$\text{A} \cdot \text{m}^{-2}$	proudová hustota
k	-	rázový součinitel
m	kg	hmotnost ionizující částice
N, n	-	počet elektronů
p	Pa	tlak plynu
R	Ω	izolační elektrický odpor
R	Ω	elektrický odpor
S	m^2	plocha elektrod
S	VA	zdánlivý výkon
U	V	elektrické napětí
U_i	V	ionizační napětí
U_p	V	přeskokové napětí
v	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	rychlost ionizující částice
W_i	eV	ionizační práce neutrální částice plynu
x	m	dráha elektronu
y	m	vzdálenost bariéry od deskové elektrody

$1/\lambda$	-	střední počet srážek elektronu
α	-	Townsendův ionizační činitel
β	-	ionizační číslo pro kladné ionty
γ	S.m ⁻¹	konduktivita
γ	-	Townsendův činitel sekundární ionizace
δ	-	poměrná hustota
ϵ_r	-	relativní permitivita
Θ	K	termodynamická teplota
ϑ_0	°C	teplota
λ	m	střední volná dráha elektronu
λ	m	vlnová délka
ρ	$\Omega.m$	rezistivita

1 Základní zákonitosti vedení proudu v plynech

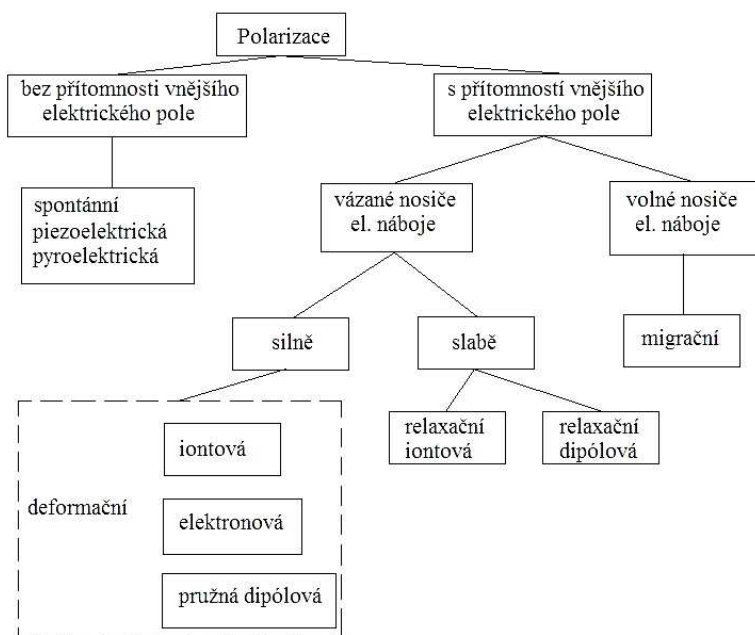
1.1 Dielektrikum

Za dielektrikum považujeme látku, která si po vložení do elektrického pole, vzhledem ke schopnosti polarizovat se, vytvoří vlastní vnitřní elektrické pole. Protože se materiál polarizuje podle vnějšího pole, vystupuje dielektrikum jako aktivní prvek se specifickými vlastnostmi. Tím se liší od izolantu, který se chová jako pasivní prvek a používá se pro oddělení dvou míst s různým napěťovým potenciálem. Izolanty jsou podskupinou dielektrik a z toho vyplývá, že každý izolant je dielektrikum, ale ne všechna dielektrika jsou izolantem.

Nezákladnější rozdělení dielektrik je podle skupenství, uspořádání a struktury. Rozdělení dielektrik podle skupenství na plynná, kapalná a pevná, definuje každé skupině fyzikální a tím i elektrické vlastnosti, které jsou pro danou strukturu společné. Rozdělením podle skupenství lze potom skupiny definovat společným matematickým popisem chování a vlastností. [1]

1.1.1 Polarizace dielektrik

Přiložením vnějšího elektrického pole na dielektrikum způsobíme uvnitř dielektrika pohyb volných nosičů náboje nazývaným *elektrická vodivost* dielektrik a dále posun vázaných nosičů náboje označovaných jako *polarizace*. Jak se bude dielektrikum v el. poli polarizovat záleží na struktuře a stavbě dielektrika. Polarizací probíhá v látce více najednou a výsledný průběh je dán superpozicí příspěvků jednotlivých polarizací. Polarizace můžeme rozdělit podle několika hledisek. Příklad rozdělení je uveden na obrázku (*Obr. 1.1*)



Obr. 1.1 Rozdělení polarizačních mechanismů [1]

Elementární rozdělení polarizace závisí na potřebě vnějšího elektrického pole. Některé typy dielektrik mohou být polarizovány mechanickým namáháním (piezoelektrika) nebo může docházet ke spontánní polarizaci, které je dosaženo vhodným působením tepla při zpracování za současného působení elektrického pole nebo světla (elektrety, fotoelektrety).

Polarizace vyvolané působením elektrického pole dále rozdělujeme podle nosičů elektrického náboje, díky kterým k těmto procesům dochází. Jedná se o nosiče silně nebo slabě vázané a o volné nosiče. Způsobí-li polarizaci silně vázané nosiče el. náboje, pak mluvíme o deformačních polarizacích, občas nazývaných jako pružné nebo rychlé. U nosičů slabě vázaných se jedná o relaxační polarizace, kterým také říkáme tepelné. Mimo vázaných nosičů náboje se na polarizaci podílejí i volné nosiče. Pochody spojené s polarizací pomocí volných nosičů potom označujeme jako polarizace prostorovým nábojem nebo relaxační polarizace.

1.1.2 Elektrická vodivost dielektrik

Pro veškeré elektrické izolování je potřeba materiál, který neobsahuje žádné volné nosiče elektrického náboje, nečistoty a jiné příměsi. Tyto nedokonalosti způsobují, že všechny reálné izolanty mají nějakou nenulovou elektrickou vodivost, která je nežádoucí. Při volbě materiálu pro využití izolantů se proto tato vlastnost musí brát v úvahu.

Elektrickou vodivost materiálů můžeme hodnotit podle měrného elektrického odporu (rezistivity – ρ) a měrné elektrické vodivosti (konduktivity – γ). Rezistivita i konduktivita jsou měrné veličiny, to znamená, že jsou vztaženy na jednotku objemu a tím můžeme jednotlivé materiály mezi sebou porovnávat. Vzájemný vztah obou zmíněných veličin je:

$$\gamma = \frac{1}{\rho} \quad (S \cdot m^{-1}) \quad (1.1)$$

Základní jednotkou pro rezistivitu je $\Omega \cdot m$, pro konduktivitu $S \cdot m^{-1}$, ale v praxi se často setkáváme i s jednotkami vztaženými na menší plochu $\Omega \cdot cm$, resp. $S \cdot cm^{-1}$. Pokud máme plochý vzorek a homogenní pole, lze měrný elektrický odpor definovat jako:

$$\rho = R \cdot \frac{S}{h} \quad (\Omega \cdot m) \quad (1.2)$$

S plochy elektrod (m^2)

h tloušťka vzorku (m)

R hodnota změřeného tzv. izolačního elektrického odporu (Ω)

Hodnotu izolačního odporu získáme početně z přiloženého napětí a protékajícího proudu. To je ve skutečnosti okamžitý odpor – $R = U/I$ ($\Omega; V, A$), který ale není vztažen na rozměry zkoušeného vzorku a tím pádem se nedá porovnat s jinými vzorky, pokud nemají totožné rozměry. Přepočítáním izolačního elektrického odporu na rezistivitu s uvažováním rozměrů, dostáváme spolehlivý nástroj k porovnávání různých materiálů.

Vodivost lze rozdělit podle typu nosiče elektrického náboje na vodivost elektronovou, děrovou, protonovou, iontovou a elektroforetickou. Elektrický náboj je v prvních čtyřech případech přenášen pomocí elementárních částic nebo iontů. U elektroforetické vodivosti se o přenos náboje starají větší skupiny částic (např. koloidní částice). Mechanismus elektrické vodivosti látek se liší podle skupenství, u kterých je různá vzdálenost částic a tudíž i jiná vzájemná interakce uvnitř dielektrika. [1]

1.2 Elektrická vodivost plynů

Pokud se plyny nacházejí ve slabých elektrických polích a zároveň mají nízkou teplotu, pak jsou dobrými izolanty. Je to dáno slabou vzájemnou interakcí mezi molekulami plynu kvůli malé koncentraci volných nosičů elektrického náboje a velkým vzdálenostem mezi nimi. Za normálních podmínek se jedná o vzdálenosti až stokrát větší, než jsou rozměry samotných molekul. Nosiče náboje se v plynech mohou tvořit jen ionizací. Ta může být elektrického původu nebo ve formě radioaktivního a kosmického záření. Při ionizaci se uvolňují záporné elektrony z neutrálních atomů a vznikají kladné kationty. Mohou vznikat i záporné ionty zachycením volných elektronů neutrálními atomy plynu. Pohyb nabitých částic, elektronů a iontů v plynu je díky vlivu elektrického pole prakticky volný. K ionizaci plynu dojde tehdy, když atomy pohltnou dostatečné množství tzv. ionizační energie. Dochází k tomu nejčastěji následujícími mechanismy.

1.2.1 Nárazová ionizace

Při nárazové ionizaci dochází k uvolnění elektronů srážkou neutrální částice s dostatečně rychlým elektronem, iontem nebo neutrální částicí, která musí mít potřebnou kinetickou energii dodanou působením el. pole nebo vlivem vysoké teploty (tepelná ionizace).

Pro vznik ionizace musí platit

$$\frac{1}{2}mv^2 \geq W_i \quad (1.3)$$

pokud je narážející částice elektron a

$$\frac{1}{2}mv^2 \geq 2W_i \quad (1.4)$$

když má narážející částice stejnou hmotnost jako narážená.

W_i ionizační práce neutrální částice plynu (eV)¹

m hmotnost ionizující částice (kg)

v rychlost ionizující částice (m.s⁻¹)

Nejedná se přímo o mechanickou srážku, ale jde o interakci silových polí částic, které na sebe působí při blízkém průletu s následným vychýlením jejich drah.

Ionizaci mohou způsobit i rychlé α a β částice radioaktivních látek. V atmosférickém vzduchu je nejvýznamnějším ionizačním činidlem plyn radon, který se rozpadá, přičemž vzniká v okolí ionizace. Nárazová ionizace elektrony je nejdůležitější pochod při přeskoku v plynech.

Získaná energie elektronu v elektrickém poli se odvíjí od intenzity pole E a od dráhy mezi dvěma srážkami. Pokud dosáhne tato energie velikosti podle vztahu (1.3), pak elektron při srážce ionizuje. Počet dvojic nosičů vytvořených elektronem na dráze 1 cm ve směru pole se nazývá *ionizační číslo α* .

Pro teoretické výpočty ionizačního čísla α učinil Townsend následující zjednodušení:

- I. Elektron ionizuje plyn pouze tehdy, má-li kinetickou energii větší nebo alespoň rovnu ionizační práci plynu.
- II. Při každé srážce předá elektron všechnu svou kinetickou energii.
- III. Elektrony konají pohyb jen ve směru působícího pole.

Ionizační číslo je závislé na získané energii elektronem na střední volné dráze λ . Potom je energie $eE\lambda$. Definujeme-li $1/\lambda$ jako střední počet srážek na délkové jednotce a e budeme brát jako konstantu, lze potom psát

$$\alpha = \frac{f(E\lambda)}{\lambda} \quad (1.5)$$

Protože střední volná dráha je nepřímo úměrná tlaku p , lze psát

$$\frac{\alpha}{p} = F\left(\frac{E}{p}\right) \quad (1.6)$$

¹ 1 elektronvolt (eV) = $1,6 \cdot 10^{-19}$ J

Aby došlo při srážce elektronu a molekuly v homogenním poli k ionizaci, musí podle předpokladu I. platit pro jeho energii získanou na své dráze x

$$eEx \geq W_i = eU_i \quad (1.7)$$

Musí tedy překonat dráhu

$$x \geq \frac{U_i}{E} \quad (1.8)$$

kde U_i je ionizační napětí. (pro vzduch $U_i = 25$ V)

Pravděpodobnost, že elektron překoná beze srážky dráhu x nebo dráhu větší je $e^{-\frac{x}{\lambda}}$ a při ionizační srážce je

$$e^{-\frac{x}{\lambda}} \geq e^{-\frac{U_i}{\lambda E}} \quad (1.9)$$

Tato pravděpodobnost je odvozena za předpokladu, že dostatečně velké množství N_0 elektronů letících ve směru osy X, vstoupí do plynu rovinou kolmou k ose X v místě $x = 0$. Již dříve bylo definováno $1/\lambda$ jako střední počet srážek elektronu na délkové jednotce. Pokud proběhne N elektronů dráhu x bez kolize, dojde ke zmenšení počtu elektronů na dráze dx , které se ještě nesrazily, o $-dN = N \cdot (1/\lambda) \cdot dx$. Z toho vyplývá řešení ve tvaru

$$N = N_0 \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}} \Rightarrow \frac{N}{N_0} = e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (1.10)$$

Vynásobením středního počtu volných drah na délkovou jednotku $1/\lambda$ pravděpodobností za předpokladu, že volná dráha postačí na ionizaci, dostáváme ionizační číslo

$$\alpha = \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{U_i}{\lambda E}} \quad (1.11)$$

Pokud ještě dosadíme $1/\lambda = Ap$ s uvažováním konstantní teploty, dostáváme

$$\frac{\alpha}{p} = A \cdot e^{-\frac{AU_i p}{E}} = A \cdot e^{-\frac{Bp}{E}} \quad (1.12)$$

Kde A a $B = AU_i$ jsou konstanty závislé na teplotě a druhu plynu. Townsendovy předpoklady se úplně neshodují se skutečností, ale můžeme konstatovat, že rovnice (1.12) přibližně platí. Pro lepší shodu s experimenty se veličiny A a U_i volily tak, že se hodnoty α/p shodovaly s naměřenými hodnotami poměrně dobře v omezeném oboru. [2]

1.2.2 Fotoionizace

O fotoionizaci se jedná tehdy, pokud je příčinou ionizování neutrálního atomu nebo iontu foton krátkovlnného záření. Děj probíhá po splnění podmínky

$$hf \geq W_i \quad (1.13)$$

kde $f = c/\lambda$ a z toho plyne minimální délka vlny pro vyvolání ionizace

$$\lambda \leq \frac{hc}{W_i} \quad (m; eV) \quad (1.14)$$

h Planckova konstanta $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ (Js)

f frekvence záření (Hz)

c rychlost světla $c = 3 \cdot 10^8$ (m.s⁻¹)

λ vlnová délka (m)

W_i ionizační práce neutrální částice plynu (eV)

Při fotoionizaci probíhá i postupná ionizace. To znamená, že foton, který nemá dostatečnou kinetickou energii, aby překonal ionizační práci, nabudí neutrální atom nebo molekulu a vybudí elektron částice plynu na vyšší energetickou hladinu. Pak už stačí i pomalý foton, který dodá elektronu zbytek energie a dojde k ionizaci, při které vznikne volný elektron a kladný iont. Pravděpodobnost postupné ionizace roste s množstvím nabuzených atomů plynu a s rostoucí intenzitou záření.

Fotoionizaci ve vzduchu zapříčiňují rentgenové paprsky, záření γ pocházejících ze solí rádia rozptýlených v zemské kůře a kosmické záření, jehož účinek je velmi intenzivní. [2]

1.2.3 Tepelná ionizace

Podmínkou vzniku tepelné ionizace je vysoká teplota plynu. Pak mohou nastat následující případy:

- I. Ionizace při srážkách mezi molekulami plynu s velkou kinetickou energií.
- II. Fotoionizace tepelným zářením plynu.
- III. Ionizace srážkami molekul plynu s elektrony vzniklých při předešlých pochodech.

[2]

1.2.4 Povrchová ionizace

Při povrchové ionizaci dochází k uvolňování elektronů z povrchu elektrod. Aby se mohly elektrony uvolnit, musíme jim dodat tzv. výstupní práci. Tu lze dodat několika způsoby:

- ohříváním elektrody
- bombardováním povrchu kovu částicemi s potřebnou energií

- ozařováním povrchu kovu krátkovlnným zářením (vnější fotoelektrický jev)
- silným působením vnějšího elektrického pole

V tomto případě je vodivost závislá na materiálu elektrod, proto není vodivost přímou charakteristikou daného plynu v prostoru. [2]

1.2.5 Pohyblivost nosičů elektrického náboje

Vzduchem ve slabém elektrickém poli prochází jen velmi malý proud přenášený elektrony a ionty, které jsou vytvořeny vnějšími ionizačními činidly. Působením elektrického homogenního pole, tvořeného rovinnými elektrodami připojenými na stejnosměrné napětí, mají kladné nosiče složku rychlosti ve směru intenzity pole a záporné nosiče v opačném směru proti intenzitě pole.

Pokud je elektrické pole slabé, pak je i složka rychlosti iontů malá oproti rychlosti jeho tepelného pohybu. Proto střední volná dráha iontů a čas pro její překonání zůstávají téměř shodné, jako kdyby se v místě působení žádné elektrické pole nevyskytovalo. Mezi dvěma srážkami dochází ke zrychlení iontu jen o malou hodnotu a předpokládáme, že při srážce ztratí energii, kterou mu dodá elektrické pole a tím ionty úplně ztratí složku rychlosti udělenou polem. Jsou-li v plynu konstantní tlakové podmínky, pak je střední rychlost iontu ve směru pole přímo úměrná intenzitě elektrického pole.

V elektrickém poli se elektrony pohybují podstatně vyšší rychlostí, než je rychlost tepelného pohybu molekul okolního plynu. Dochází k pružným rázům, při kterých se mění pouze rychlost a směr pohybu. Celková kinetická energie částic však zůstává stejná. Proto při těchto pružných rázech elektronu s molekulou dochází k přenesení jen zlomku kinetické energie. Při zvyšování intenzity elektrického pole mezi elektrodami se zrychluje přenos vznikajících nosičů k elektrodám, až do doby kdy se kvůli malé prostorové hustotě ustanoví rovnováha mezi vznikajícími nosiči a nosiči odváděnými. Kvůli této rovnováze a s tím spojený nedostatek volných nosičů, už nemůže růst proud, i když se bude napětí zvyšovat. Vzniká nasycený proud mezi elektrodami, který nezávisí na intenzitě elektrického pole a je úměrný objemu mezi elektrodami. Hromadné přitahování nosičů elektrického náboje k elektrodám při nasyceném proudu zapříčiní, že se změní rozložení napětí mezi elektrodami z lineárního na rozložení kdy je v blízkosti elektrod napěťový spád způsobený rozložením prostorového náboje. [2]

1.2.6 Zánik nosičů elektrického náboje

Pokud vznikají vlivem ionizace v plynu nosiče elektrického náboje, tak musí pochopitelně i nějak zanikat. K tomu dochází převážně neutralizací náboje na elektrodách nebo rekombinací.

Při *neutralizaci* dopadají volné nosiče elektrického náboje na elektrody opačné polarity, tam odevzdají nebo přijmou náboj a jako neutrální atomy se vracejí zpět do prostoru mezi elektrodami. *Elektrony* dopadají na anodu a pokračují kovem ke kladnému pólu zdroje a tím vytvářejí ve vnějším obvodu zjistitelný elektrický proud. Při přechodu plyn-elektroda se uvolní energie, která je součtem kinetické energie elektronu a výstupní práce kovu. Uvolněná energie se projeví hlavně ve formě tepla a záření. *Kladné ionty* dopadají na katodu, tam se neutralizují, když přijmou jeden katodový elektron a jako neutrální částice se vrací do prostoru mezi elektrodami. Energie, která se přitom uvolní, je součtem kinetické energie iontu a ionizační práce. Od ní se odečte výstupní práce elektronu a zbylá práce se projeví jako teplo nebo může uvolnit další elektrody z katody. *Záporné ionty* při kontaktu s katodou uvolní přebývající elektron a stanou se z nich neutrální částice.

Dominantnějším typem zániku je *rekombinace*, při které se ze dvou opačně nabitých částic při srážce stane neutrální atom nebo molekula. Rekombinovat spolu mohou kladný a záporný iont, ze kterých vzniknou dvě neutrální molekuly a uvolněná energie se projeví na jejich kinetické rychlosti. Pokud dojde k reakci mezi elektronem a kladným iontem, tak vznikne neutrální částice. Nedojde ke změně kinetické rychlosti kvůli malé hmotnosti elektronu, ale uvolněná energie se vyzáří jako foton. Elektrony zpravidla rekombinují nepřímo tím, že se zachytávají na neutrálních atomech a vytváří záporné ionty. Posledním druhem rekombinace je střet tří částic. Při srážce elektronu, kladného iontu a neutrální částice vzniknou dvě neutrální molekuly a uvolněná energie se z této srážky promítne do kinetické rychlosti obou molekul. Pravděpodobnost rekombinace roste se snižující se relativní rychlostí částic.

1.3 Složení vzduchu

Vzduch má pro vysokonapěťovou techniku velký význam. Všechna venkovní vedení distribuční a přenosové soustavy využívají pro oddělení vodičů jeho dobré izolační vlastnosti.

Vzduch se skládá z celé řady plynů. Pokud budeme uvažovat suchý a čistý vzduch, tak největší zastoupení má dusík (78 % objemu), kyslík (21 % objemu). Ostatní plyny mají už poměr zastoupení menší. Jednotlivé plyny a jejich procentní a hmotnostní zastoupení v plynu je uvedeno v tabulce (Tab. 1.1).

Tab. 1.1 Složení vzduchu

plynná složka	chemická značka	obsah složky podle	
		objemu (%)	hmotnosti (%)
dusík	N ₂	78,09	75,5
kyslík	O ₂	20,95	23,17
argon	Ar	0,93	1,286
oxid uhličitý	CO ₂	0,03	0,043
neon	Ne	1,8.10 ⁻³	1,2.10 ⁻³
metan	CH ₄	2,0.10 ⁻⁴	1,0.10 ⁻⁴
krypton	Kr	1,0.10 ⁻⁴	3,0.10 ⁻⁴
helium	He	5,24.10 ⁻⁵	7,0.10 ⁻⁵
vodík	H ₂	5,0.10 ⁻⁵	1,0.10 ⁻⁶
xenon	Xe	8,0.10 ⁻⁶	4,0.10 ⁻⁴

(zdroj: [9])

V reálném vzduchu se kromě výše jmenovaných plynů nachází voda ve formě páry nebo mlhy a pevné prachové částice ať už přírodního původu nebo zapříčiněním člověka.

Kinetická teorie plynů udává, že molekuly a ionty jsou v trvalém a nepravidelném pohybu. Při tomto pohybu překonávají určité dráhy a dochází ke srážkám mezi molekulami nebo mezi molekulami a ionty. Počet molekul a iontů ve vzduchu se neustále mění působením ionizace a rekombinace. Za přítomnosti ionizačních činitelů vznikají srážkami volné elektrony a kladné nebo záporné ionty. Radioaktivita zemské kůry a kosmické záření zapříčiňují, že je vzduch vždy alespoň částečně ionizován. Počet iontů je závislý také na místě. Podle [2] se v Alpách udává přibližně 1050 kladných a 850 záporných iontů v 1 cm³ u zemského povrchu. Pokud je vzduch za atmosférického tlaku vystaven silné ionizaci (rentgenové paprsky), může vyrůst počet iontů až na 3.10¹¹ v 1 cm³. [2]

1.4 Elektrická pevnost

Pokud chceme oddělit dvě místa s různým elektrickým potenciálem, tak k tomu využijeme izolant. Aby se předešlo špatné volbě izolantu a tím nevhodnému použití, musí být nějaké hodnocení materiálů, podle kterého se bude řídit volba. Tímto kritériem je elektrická pevnost. Podle elektrické pevnosti se potom provádí návrhy a konstrukce elektrických zařízení. Jde tedy o zásadní prostředek pro dimenzování. Elektrickou pevnost ovlivňuje mnoho faktorů jako tlak, teplota, vlhkost, znečištění, mechanické namáhání nebo časový průběh elektrického namáhání. Vlhkost elektrickou pevnost snižuje, mechanický tlak může v některých případech el. pevnost zvýšit, při stejnosměrném napětí je větší než při střídavém. Jestliže přiložené napětí překročí u materiálu jeho charakteristickou kritickou mez, narůstá počet volných nosičů elektrického náboje a roste i jejich pohyblivost. Tím se značně snižuje

rezistivita materiálu, sníží se i izolační schopnosti a roste konduktivita. Vše končí výbojem, při kterém jsou dříve izolovaná místa s různým potenciálem (např. elektrody) vodivě spojena a prochází jimi proud. Výboj je pro zařízení nebezpečný, protože při něm tečou velké proudy, které jsou omezené jen impedancemi zdroje napětí a přívodů k elektrodám.

Výboj se rozlišuje podle skupenství izolantu. U pevných izolantů výboj označujeme jako *průraz*, při něm klesá napětí na elektrodách a narůstá proud. Po průrazu je izolant trvale znehodnocen, protože degradační procesy, které v materiálu při výboji probíhaly, už jsou nevratné. Většinou se jedná o otvor v izolantu, vypálený kanál, roztavený izolant nebo o jiné poškození. Rozsah poškození se odvíjí od množství energie, kterou může zdroj dodat.

Oproti tomu u plyných a kapalných izolantů se jedná o *přeskok*, u kterého jsou izolační vlastnosti po určité době obnoveny. I zde dochází k poklesu napětí a nárůstu proudu. Rozdíl je však v degradačních účincích na materiál. Na plyný izolant nepůsobí při výboji degradační účinky téměř vůbec a po krátkém čase dojde k regeneraci plynu a obnovení původních izolačních podmínek. U kapalných izolantů může dojít k částečné degradaci přeskokem a následným hořením elektrického oblouku v místě výboje. Vysoké teploty, ionizační procesy a záření při hoření oblouku působí na elektrody a kapalným izolant, čímž vznikají spaliny hoření a snižují izolační vlastnosti materiálu. Čas pro regeneraci kapalných izolantů po přeskoku je sice delší než u plynů, ale izolační schopnosti po uplynulém čase se vrací téměř na původní hodnoty. Mezi přeskoky také řadíme výboje na rozhraní pevného a kapalného nebo plyného prostředí.

Ke vzniku přeskoku (resp. průrazu) dochází při překročení kritické úrovně elektrického napětí přivedeného na elektrody. Toto napětí označujeme jako *přeskokové napětí* a označujeme ho U_P . Jeho velikost závisí na rozměrech a druhu materiálu, na tvaru elektrického pole, na časovém průběhu elektrického namáhání a na době po kterou na izolant působí. Dále je výrazně ovlivněno teplotou, vlhkostí, tlakem a znečištěním. U střídavého napětí se přeskokové napětí udává jako efektivní nebo jako vrcholová hodnota.

Elektrickou pevnost materiálu získáme z poměru přeskokového napětí U_P , při němž vznikne přeskok, ke vzdálenosti elektrod (tloušťce izolantu) v místě přeskoku (resp. průrazu). Základní jednotkou je $V \cdot m^{-1}$, ale většinou se používá $kV \cdot cm^{-1}$ nebo $kV \cdot mm^{-1}$.

$$E_P = \frac{U_P}{d} \quad (1.15)$$

E_P elektrická pevnost ($kV \cdot cm^{-1}$)

U_P přeskokové napětí (V)

d vzdálenost elektrod (m)

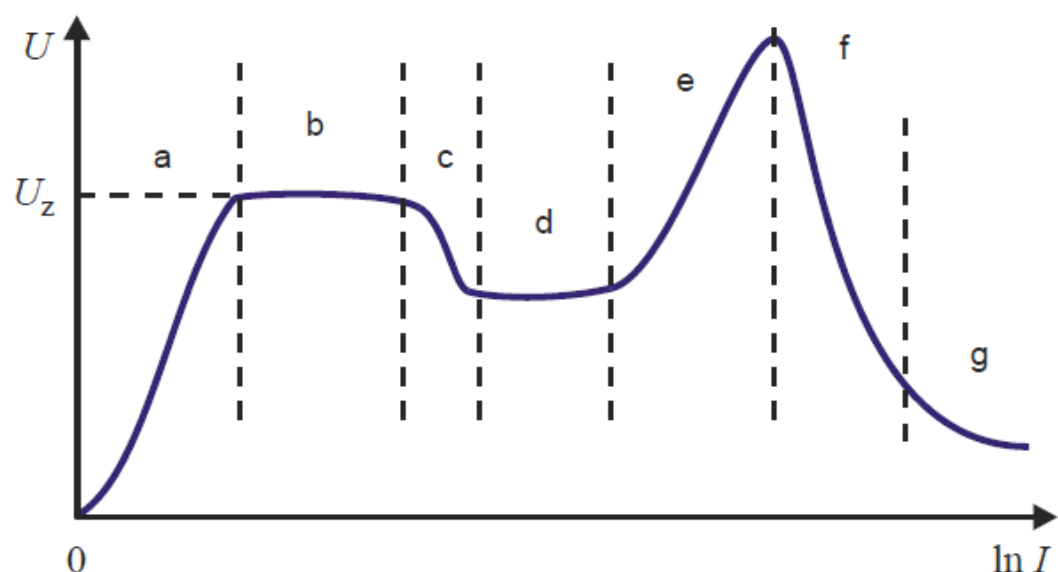
Pro homogenní pole je elektrická pevnost hodnota intenzity elektrického pole, při níž nastává přeskok nebo průraz. U nehomogenního pole je situace pro definování elektrické pevnosti složitější. Pokud chceme porovnávat různé materiály, musí proběhnout měření za stejných podmínek a podle příslušných norem. Stanovení srovnatelných podmínek může být složitější, protože se musí sledovat stejná tloušťka, struktura, homogenita materiálu, vlhkost, nečistoty, tvar elektrického pole a jeho frekvence, teplota izolantu a jeho okolí. Z toho je patrné, že není přesně definováno, které z těchto vlivů mají větší váhu na elektrickou pevnost a které mají menší váhu. Proto považujeme elektrickou pevnost materiálů v nehomogenním poli za typickou veličinu, nikoliv přesně definovanou. [1]

1.5 Výboje v plynech

Podmínky a typy ionizací nezbytných k výbojové činnosti už byly probrány v předchozích kapitolách. Následující podkapitoly budou zaměřeny na děje týkající se výbojové činnosti v plynech a jejich druhů.

Pokud výboje potřebují pro svůj vznik vnější ionizační činitele (např. zdroj záření nebo externí zdroj elektronů – termoemisioní katodu), pak je označujeme jako *nesamostatné* výboje. Jestliže přestanou působit zmíněné pomocné zdroje, nesamostatný výboj se neudrží a zaniká. Pak existují *samostatné* výboje, kterým pro vznik postačuje jediný vlastní zdroj a tím je dostatečně silné elektrické napětí. To stačí k vytvoření dostatečného počtu volných nosičů náboje, k jejich uvedení do pohybu a k samostatnému udržení proudu.

Pro lepší představu o výbojích je na obrázku (Obr. 1.2) znázorněna úplná Volt-Ampérová charakteristika pro stejnosměrné výboje v plynech.



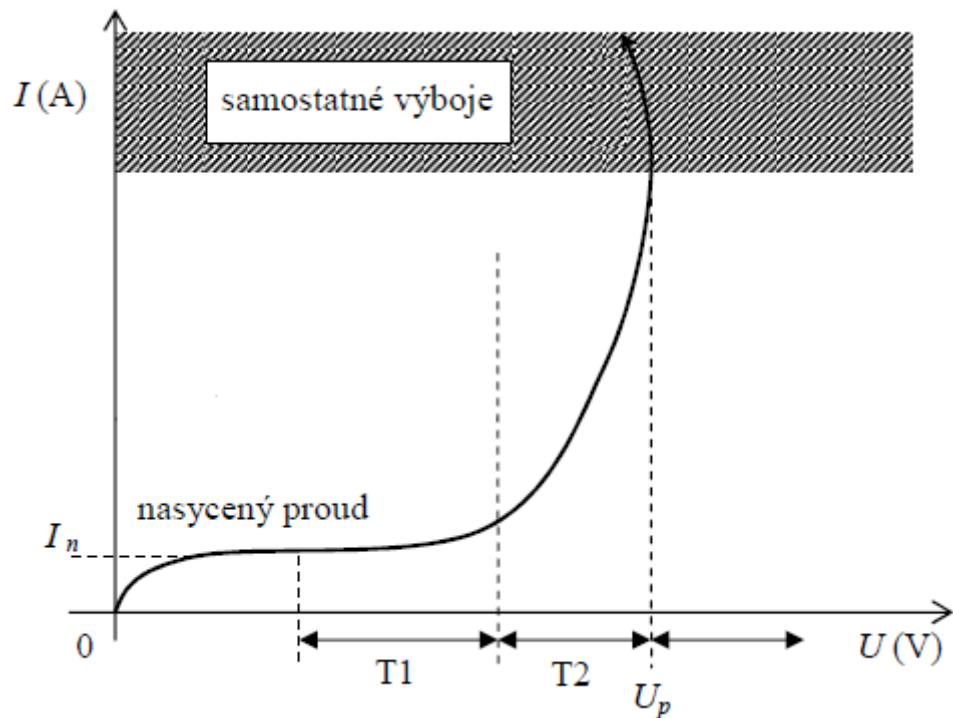
Obr. 1.2 Volt-Ampérová charakteristika elektrického výboje v plynu [5]

Křivka v úseku *a* na obrázku (*Obr. 1.2*) reprezentuje nesamostatný výboj, při kterém tečou jen malé proudy. Pokud se napětí dále zvyšuje, tak při určité hodnotě dosáhne hodnoty tzv. zápalného napětí U_Z . V tomto stavu je elektrické pole dostatečně silné pro urychlení elektronů, ty narážejí do neutrálních částic nebo iontů a mohou uvolňovat další elektrony do objemu výboje. Urychlené elektrony a ionty, které dopadnou na katodu, z ní uvolňují elektrony v dostatečném počtu, aby uvolnili další generaci elektronů a tím se zajistilo udržení samostatného výboje. Za vedení elektrického proudu jsou z větší části zodpovědné elektrony, neboť mají oproti iontům menší hmotnost a z toho vyplývá větší pohyblivost v elektrickém poli. Kinetické energie elektronů při proudech $10^{-10} \div 10^{-5} \text{ A}$ je malá a srážky nedoprovází emise viditelného záření. Tyto výboje, znázorněné křivkou v části *b*, se projevují šuměním, syčením, prskáním a označujeme je jako Townsendovy výboje. Následující část křivky (oblast *c*) je typická pro korónu. Výboj znázorněný v oblasti *d* je nazýván jako normální doutnavý výboj, který má nízkou energii i hustotu proudu a katoda i plyn zůstávají chladné. Další v řadě je anomální elektrický výboj, který je charakterizován vyšší proudovou hustotou a vyšší teplotou katody. Znázorněn je křivkou v úseku *e*. Townsendovy a doutnavé výboje většinou probíhají ve zředěných plynech při tlacích desetin procenta z atmosférického tlaku. Tečou-li plynem velké proudy, pak dochází k jiskrovým výbojům (oblast *f*), které pro vznik potřebují silné elektrické pole s intenzitou $E \sim 10^6 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$. Jiskrový kanál má vysokou vodivost a po propojení obou elektrod se snižuje napětí mezi nimi na $10 \div 100 \text{ V}$. Je-li proudový zdroj dostatečně silný, pak se vytvořený výboj nazývá obloukový a v grafu je znázorněn v poslední oblasti *g*. [5]

1.5.1 Townsendovy výboje

Pokud je napětí homogenního pole mezi rovinnými elektrodami větší, než je napětí nasyceného proudu I_n , tak předpokládáme, že se působením vnějšího ionizačního činidla z katody emitují elektrony. Dalším zvyšováním napětí začíná pomalu růst i proud v plynu (pásmo T1 na *Obr. 1.3*), až dosáhne oblasti T2, kdy začne růst proud mnohonásobně rychleji. Křivka, procházející oblastmi T1 a T2, na obrázku (*Obr. 1.3*) reprezentuje Townsendovy výboje. V porovnání s tepelnou rychlostí je složka rychlosti nosičů vyvolaná elektrickým polem velká a tím mají nosiče dostatečnou kinetickou energii, aby mohly při srážkách s neutrálními molekulami uvolňovat další elektrony. Podle Townsendových předpokladů stojí za pomalým nárůstem proudu v oblasti T1 volné elektrony v elektrickém poli s dostatkem energie pro nárazovou ionizaci. Rychlý nárůst proudu v části T2 Townsend vysvětluje tím, že kladné ionty, vytvořené ze srážek elektronů a neutrálních částic, mají dostatečnou energii k vytvoření přídavné ionizace na katodě. Přestane-li působit vnější ionizační činidlo na tyto

Townsendovy oblasti, pak zanikne průchod proudu mezi elektrodami. Jde tedy o *nesamostatné* výboje. [2]



Obr. 1.3 Závislost výbojového proudu na přiloženém stejnosměrném napětí [2]

Pro vyšetření nesamostatných výbojů předpokládáme, že se z 1 cm^2 katody emituje vlivem vnějšího ionizačního záření n_0 elektronů za sekundu. Při průletu plynem se počet elektronů nárazovou ionizací zvýší. Jako n označíme počet elektronů, které proletí působením elektrického pole ekvipotenciální plochou 1 cm^2 ve vzdálenosti x od katody za jednu sekundu. Ty pak na dráze dx vytvoří dn nových elektronů. Jestliže zanedbáme rekombinaci a difúzi, lze potom psát $dn = \alpha n dx$ a po integraci získáváme

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (1.16)$$

Počet elektronů, které doletí na 1 cm^2 za 1 sekundu potom je

$$n_a = n_0 e^{\alpha d} \quad (1.17)$$

Vynásobením obou stran rovnice (1.17) nábojem elektronu získáme proudovou hustotu na anodě, kde J_0 odpovídá proudové hustotě emise elektronů z katody.

$$J_a = J_0 e^{\alpha d} \quad (1.18)$$

Experimentálním ověřením se zjistilo, že rovnice (1.18) platí jen za přítomnosti malého proudu, který nedeformuje elektrické pole prostorovým nábojem pomalu letících kladných iontů.

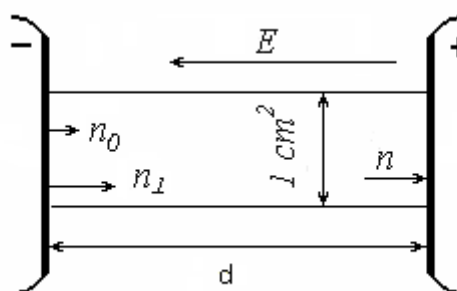
Pokud získá elektron dostatečnou kinetickou energii pro ionizaci, tak nárazem vytvoří další elektron a kladný iont. Nově uvolněné elektrony nárazem uvolní další elektrony a tento proces se lavinově šíří dál směrem k anodě. Elektron emitovaný z katody vyvolá lavinu, která má, po překonání vzdálenosti elektrod, e^{ad} elektronů. Lavina elektronů patří mezi nesamostatné výboje, protože pokud přestane působit vnější ionizační činidlo, lavina zaniká.

Townsendovy výboje vznikají především v plynech s nízkým tlakem a malou hustotou elektrického proudu, kde nevzniká buzení atomů doprovázené světelným zářením. Přesáhne-li napětí kritické hodnoty U_p , proud začne strmě růst a vzniká samostatný výboj. [2]

1.5.2 Samostatné výboje

Experimenty se zjistilo, že u vyšších napětí (oblast T2 na *Obr. 1.3*) se výsledky neshodují s teoretickými výsledky odvozenými pro oblast T1. Townsend předpokládal, že kladné ionty v elektrickém poli nabývají takovou energii, že jsou potom schopny provádět nárazovou ionizaci jako elektrony. Proto definoval ionizační číslo β pro kladné ionty se závislostí na E a p jako u ionizačního čísla α . Pomocí α a β mohl lépe popsat společnou činnost elektronů a kladných iontu v plynu v homogenním elektrickém poli. Pravděpodobnost získání kinetické energie pro ionizování plynu a ionizace kladnými ionty je velmi malá oproti ionizaci elektrony a proti povrchové ionizaci na katodě. Další Townsendův předpoklad byl, že povrchovou ionizaci, tedy emisi elektronů z katody, způsobují kladné ionty jejím bombardováním.

Pro další popis výboje budeme uvažovat jen nárazovou ionizaci plynu elektrony a povrchovou ionizaci bombardováním katody kladnými ionty. Mějme elektrické pole v plynu o intenzitě E a o tlaku p , tvořeného dvěma rovinnými elektrodami ve vzdálenosti d (*Obr. 1.4*). K nárazové ionizaci elektrony dojde při dostatečném poměru E/p .



Obr. 1.4 Rozložení elektrod u samostatného výboje [2]

Po ustálení pochodů v plynu je emitováno vnějším ionizačním činidlem z 1 cm^2 katody n_0 elektronů za sekundu. Elektrony dopadající na 1 cm^2 anody za jednu sekundu označíme n .

Kladné ionty uvolní z katody průměrně γ elektronů a n_1 je počet elektronů uvolněných z 1 cm^2 katody za sekundu vnějším ionizačním činidlem a bombardováním. Počet kladných iontů, které vznikají mezi elektrodami o průřezu 1 cm^2 v ustáleném stavu za sekundu, je $n - n_1$. Pro elektrony vystupující z katody lze psát

$$n_1 = n_0 + \gamma(n - n_1) \quad (1.19)$$

po úpravě

$$n_1 = \frac{n_0 + \gamma n}{1 + \gamma} \quad (1.20)$$

Podle rovnice (1.17) je počet elektronů dopadajících na anodu

$$n = \frac{n_0 + \gamma n}{1 + \gamma} e^{\alpha d} \quad (1.21)$$

po úpravě dostáváme

$$n = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (1.22)$$

a po vynásobení nábojem elektronu plyne hustota proudu u anody

$$J = \frac{J_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (1.23)$$

Rovnice (1.23) má smysl jen pokud je její jmenovatel větší než nula. V celém rozsahu mezi elektrodami bereme v úvahu stejnou hustotu.

Na rozhraní katody probíhají ještě jiné jevy, než Townsend předpokládal. Jak už bylo řečeno, při nárazové ionizaci elektrony v plynu vznikají i fotony, které pak také uvolňují elektrony z povrchu katody. Tento proces spolu s emisí způsobenou bombardováním kladnými ionty a fotoionizací v prostoru mezi elektrodami nám definují experimentálně zjištěné ionizační číslo γ .

Hustota proudu mezi elektrodami podle rovnice (1.23) roste se zvyšující se intenzitou elektrického pole. V tuto chvíli se ale ještě nejedná o samostatný výboj, neboť jestliže přestane působit vnější ionizační činidlo (tj. $J_0 = 0$), přestane procházet i proud. Dosáhne-li ale intenzita pole určité hodnoty, stává se z výboje nesamostatného výboj samostatný. Tato hranice je definována podmínkou

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (1.24)$$

Splněním této podmínky se průchod proudu udrží i bez vnějšího ionizačního činidla. Podle Townsenda tedy jeden elektron emitovaný z katody při pohybu mezi elektrodami vytvoří $e^{\alpha d} - 1$ kladných iontů a $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$ je počet elektronů těmito kladnými ionty

uvolněných z katody. Ve výsledku by měla vyjít jednička. Samostatný výboj může být zaveden dvěma způsoby. Změnou vzdálenosti elektrod při konstantním napětí nebo naopak změnou napětí při pevně dané vzdálenosti elektrod.

1.5.2.1 Přeskokové napětí v homogenním elektrickém poli – Paschenův zákon

Stanovení přeskokového napětí v homogenním poli vychází z podmínky samostatného výboje (1.24) přeepsané do tvaru

$$\alpha d = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (1.25)$$

V rovnici (1.6) je definováno, že α/p je funkcí E/p . Zároveň je závislá na poměru E/p i γ , která je funkcí energie získanou průměrným kladným iontem na volné dráze před katodou. Pišme tedy $\alpha/p = F(E/p)$ a $\gamma = G(E/p)$. Pro napětí mezi elektrodami platí $E = U/d$. Následně upravíme rovnici (1.25) jako

$$pd F\left(\frac{U}{pd}\right) = \ln\left[1 + \frac{1}{G\left(\frac{U}{pd}\right)}\right] \quad (1.26)$$

Napětí, které splňuje tuto podmínku, označíme U_P a je to napětí při kterém nastává v homogenním poli přeskok. Tlak a vzdálenost elektrod jsou v rovnici vždy v součinu, z toho nám plyne podmínka pro homogenní pole, kdy při konstantní teplotě závisí přeskokové napětí na výše jmenovaném součinu. Znamená to tedy, že přeskokové napětí zůstane stejné, pokud jednu veličinu zvýšíme n -krát a zároveň druhou veličinu n -krát snížíme. Experimentálně to ověřil Paschen ještě před vznikem teorie nárazové ionizace.

Jestliže dosadíme do rovnice (1.25) za α podle rovnice (1.12) a zároveň bereme ionizační číslo γ jako konstantu, pak dostáváme místo (1.26)

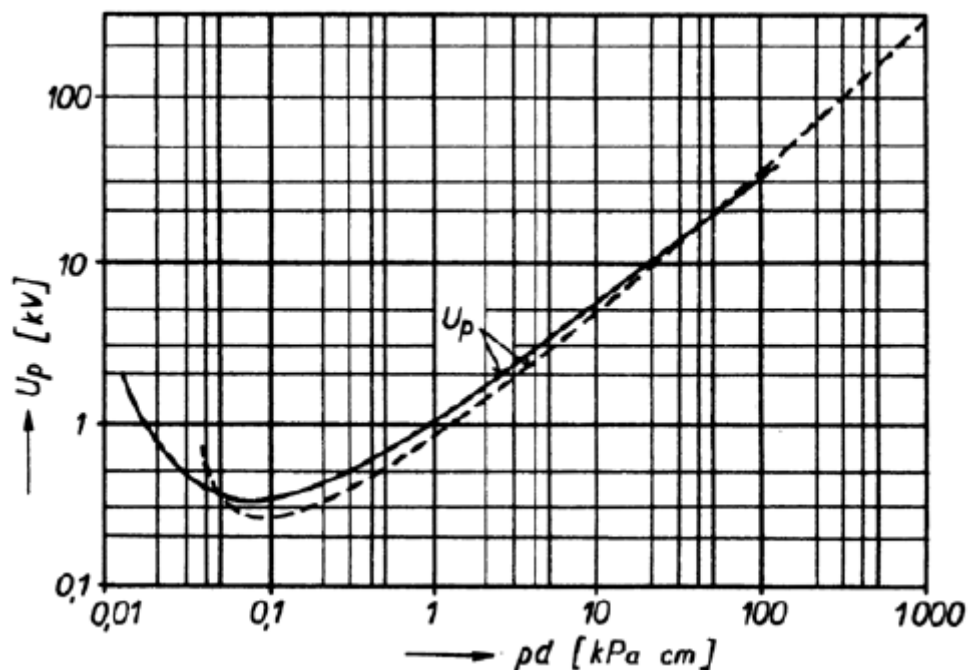
$$Apd e^{-\frac{Bpd}{U}} = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (1.27)$$

po dosazení a úpravách dostaneme výraz pro přeskokové napětí U_P

$$U_P = \frac{Bpd}{\ln\left(\frac{Apd}{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}\right)} \quad (1.28)$$

Podle tohoto výrazu je spočítána závislost přeskokového napětí (U_P) na součinu tlaku a vzdálenosti elektrod (pd) ve vzduch. Vypočítaná závislost je potom znázorněna v grafu na

obrázku (Obr. 1.5) přerušovanou čarou. Při výpočtu byly použity hodnoty: $A = 109,5 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{kPa}^{-1}$, $B = 2738 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{kPa}^{-1}$, $\gamma = 0,025$ (měděné elektrody). [2] Druhá křivka v grafu na obrázku, zobrazena plnou čarou, je experimentální ověření předchozí závislosti pro vzduch.



Obr. 1.5 Závislost přeskovového napětí U_p v homogenním poli pro vzduch (plná čára – změřená, přerušovaná čára – vypočítaná) [2]

Křivky znázorňující výpočet a experimentální ověření se shodují téměř v celém rozsahu, kromě malých hodnot součinu pd . Odchylku částečně způsobuje předchozí uvažování konstantního ionizačního čísla γ . Kinetická energie kladných iontů se však v této oblasti zvětšuje, což lze dokázat teoretickými hodnotami poměru E_p/p , který je úměrný energii nahromaděné iontem na volné dráze ($E_p = U_p/d$). S rostoucí energií kladných iontů však roste i ionizační číslo γ a klesá napětí U_p . Průběh závislosti přeskovového napětí v homogenním poli má minimum, které lze najít derivací rovnice (1.28) podle pd a následným položením derivaci rovno nule. Z toho dostaneme

$$\ln \frac{Apd}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)} = 1 \quad (1.29)$$

a následně

$$(pd)_{\min} = \frac{e \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}{A} \quad (1.30)$$

a

$$U_{p\min} = B(pd)_{\min} \quad (1.31)$$

$$E_{p\min} = Bp_{\min} \quad (1.32)$$

$E_{p\min}$ je intenzita elektrického pole, při níž nastává přeskok za nejpříznivějších podmínek pro ionizaci v prostoru mezi elektrodami.

Dosud jsme při výpočtech předpokládali konstantní teplotu plynu, která se nemění s působícím polem. Počítali jsme s teplotou $\vartheta_0 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ (neboli $\Theta_0 = 293 \text{ K}$). Bereme-li v úvahu, že střední volná dráha je úměrná absolutní teplotě Θ , pak jsou konstanty A a B z rovnice (1.12) nepřímo úměrné Θ . Potom lze rovnici (1.28) pro přeskokové napětí psát ve tvaru

$$U_p = \frac{Bpd \frac{\Theta_0}{\Theta}}{\ln \frac{Apd \frac{\Theta_0}{\Theta}}{\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}} = \Phi\left(\frac{pd}{\Theta}\right) \quad (1.33)$$

Pro vzduch zavedeme místo p/Θ poměrnou hustotu δ a můžeme psát

$$\delta = \frac{p}{p_0} \cdot \frac{\Theta_0}{\Theta} = 2,89 \frac{p}{\Theta} \quad (1.34)$$

je-li $p_0 = 101,33 \text{ kPa}$ a $\Theta_0 = 293 \text{ K}$. Potom můžeme psát Paschenův zákon ve tvaru

$$U_p = \varphi(\delta d) \quad (1.35)$$

Pro pásma velkých hodnot součinu δd (např. atmosférický tlak, vzdálenost mezi elektrodami v řádu centimetrů) vychází závislost (1.35) téměř lineární. Z tohoto předpokladu můžeme využít při orientačních výpočtech homogenního pole ve vzduchu pro závislost přeskokového napětí na δd vzorec

$$U_p = 1,36 + 30\delta d \quad (kV; cm) \quad (1.36)$$

Pro stejnosměrné napětí jsme v tomto případě počítali se střední hodnotou elektrické pevnosti $30 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$. Při střídavém napětí by vzorec platil pro vrcholovou hodnotu. [2]

1.5.2.2 Přeskokové napětí ve slabě nehomogenním elektrickém poli

Proti homogennímu poli je rozdíl u nehomogenního pole ten, že se tu uplatňuje počáteční napětí U_0 , při kterém vzniká první samostatný výboj. Ten je většinou jen částečný a nerozšíří se v celém prostoru mezi elektrodami. Další důležitá hodnota je přeskokové napětí U_p , které je větší než počáteční napětí. V homogenním poli platí $U_0 = U_p$.

Určení počátečního napětí v silně nehomogenním poli je náročnější proces, než u pole homogenního. Je to dáno značnou závislostí přeskokového napětí na polaritách elektrod a následným rozložením prostorového náboje kolem nich. U slabě nehomogenního pole je vliv polarity elektrod nepatrný, proto tak lze podle zákonitostí samostatného výboje v homogenním poli použít rovnici (1.25) a upravit ji na tvar

$$\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) = \int_0^d \alpha \, dx \quad (1.37)$$

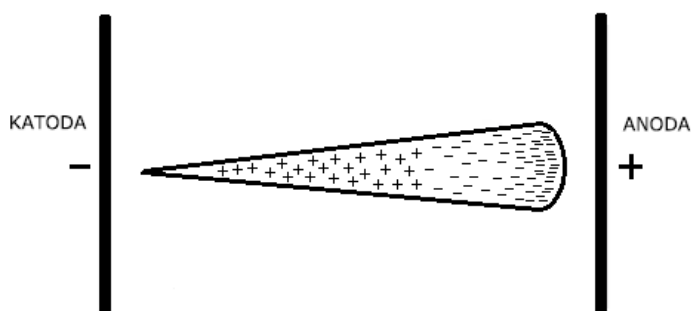
Pro slabě nehomogenní pole je formulován *zákon podobnosti výbojů*: Při konstantní teplotě je přeskokové napětí v geometricky podobných uspořádáních stejné, mění-li se tlak v obráceném poměru s geometrickými rozměry.

U elektrických nehomogenních polí složitějšího charakteru se pro určování počátečního napětí využívají vzorce sestavených z experimentálních pokusů.

1.5.3 Kanálové výboje – Striméry a lídry

Pomocí Townsendovy teorie elektrického výboje bylo objasněno mnoho procesů v plynech vyvolaných kladnými ionty na katodě. Problém nastává v plynu při atmosférickém tlaku, pokud jsou elektrody, tvořící homogenní elektrické pole, vzdálené několik centimetrů. V takovém poli se při pokusech zjistily velmi krátké doby výstavby jiskry (asi 10^{-7} s). Rychlost pohybu kladných iontů je ale jen $10^5 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$, z toho vyplývá, že za dobu výstavby jiskry nestihne žádný kladný iont překonat dráhu mezi elektrodami. To zapříčinilo vytvoření nového mechanismu pro popsání výstavby rychlého výboje. Ten říká, že elektronová lavina, zavedená jedním elektronem, po vytvoření dostatečného prostorového náboje, přechází v kanálový výboj, který se šíří velkou rychlostí k oběma elektrodám. Šíření laviny se experimentálně ověřovalo ve Wilsonově mlžné komoře. V ní byly dvě deskové rovnoběžné elektrody tvořící homogenní pole, na které se přiváděly napětíové impulsy trvající okolo 10^{-7} s. Za kladnou elektrodou bylo umístěno pomocné jiskřiště, na kterém se vytvořil výboj a vzniklo ultrafialové záření. To procházelo otvory v kladné elektrodě a způsobilo uvolnění počátečních elektronů z katody. Při ionizačních pochodech kondenzovaly na

kladných iontech drobné kapičky vody, podle kterých se celý výboj pozoroval. Pozorováním se zjistil tvar laviny, jak je uveden na obrázku (Obr. 1.6)



Obr. 1.6 Zjištěný tvar laviny [2]

Při experimentech se stanovilo, že náboj elektronů v čele laviny roste podle $e^{\alpha x}$, kde x je vzdálenost čela laviny od katody. Difúze elektronů zapříčiňuje při pohybu laviny rozšiřování průřezu ve směru kolmém na směr rychlosti. Zjištění podle [2] stanovila šířku laviny ve vzduchu při atmosférickém tlaku na $1 \div 2$ mm, rychlost šíření $1,3 \cdot 10^7$ cm.s⁻¹ při $E/p = 300$ V.cm⁻¹.kPa⁻¹ a tlaku 53,3 kPa. Pokusy se zjistilo, že pokud je poměr E/p dostatečně velký a lavina proběhne takovou vzdálenost x , aby αx nabylo hodnoty 18 až 20, tak vyráží do čela laviny výbojový kanál k anodě a ke katodě a šíří se asi desetkrát větší rychlostí než původní lavina. Dochází k tomu v místě, kde intenzita superponovaného elektrického pole prostorového náboje elektronů v čele laviny dosahuje intenzity vnějšího homogenního pole.

Ve tmě vychází z kanálu směřujícího ke katodě namodralé světélkování, podle kterého se výboj v anglické literatuře označuje „streamer“ a do češtiny se foneticky přeneslo pojmenování *strimér*.

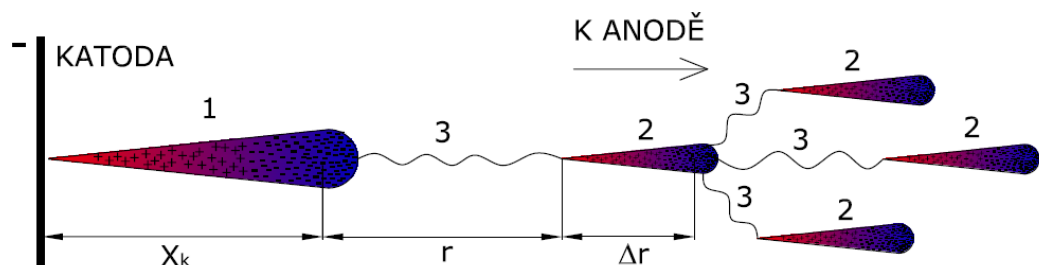
Pokusy v suchém vzduchu ukázaly, že při různém tlaku a různé vzdálenosti elektrod Townsendova podmínka samostatného výboje (1.24) platí až do součinu $pd = 1333,2$ kPa.cm, pokud napětí na elektrodách nepřestoupí hodnotu, která plyne z této podmínky. Pokud je napětí vyšší, než podmínka připouští, vyvíjí se kanálový výboj. [2][1]

1.5.3.1 Kanálový výboj v homogenním poli

Strimér se vyvine z laviny, jen pokud se v čele laviny nahromadí dostatečný prostorový náboj. Při tomto přechodu ve strimér se může výboj rozvíjet samostatně i bez vnějšího ionizačního činidla, proto podmínku pro vytvoření striméru můžeme pokládat za podmínku pro samostatný výboj. Na začátku, kdy lavina teprve narůstá, se ještě neuvažuje deformace pole prostorovými náboji, neboť koncentrace elektronů a kladných iontů je ještě malá. Při pohybu laviny roste hustota elektronů a kladných iontů a jejich prostorový náboj deformují

stále více původní homogenní elektrické pole. Tím narůstá spád napětí těsně před čelem a v týlu laviny a z čela se stává zdroj fotónové emise. V oblastech většího spádu prudce narůstá intenzita ionizace, to způsobuje rychlý nárůst prostorového náboje laviny a následnou deformaci elektrického pole.

Mechanismus šíření striméru postupujícího k anodě je naznačen na obrázku (Obr. 1.7). Proběhne-li lavina vzdálenost x_k , překročí hustota elektronů v čele laviny kritickou hodnotu ($\alpha x_k = 18 \div 20$). Intenzita ultrafialového záření, vznikajícího v čele laviny, vzroste tak, že se v určité vzdálenosti r před čelem laviny může fotoionizací vytvořit elektron. Dochází k tomu v oblasti elektrického pole, které je zesíleno prostorovým nábojem laviny. Nově vytvořený elektron se účinkem pole rychle pohybuje směrem k anodě, dochází k nárazové ionizaci a vytvoří se nová lavina. Tím že se ionizační číslo zvětšuje s intenzitou elektrického pole, nabývá prostorový náboj v čele nové laviny, po překonání dráhy $\Delta r < x_k$, stejnou velikost jako měla primární lavina po překonání dráhy x_k . Prostor mezi čelem primární a sekundární laviny je vyplněn elektrony primární laviny a kladnými ionty sekundární laviny a vytvoří se zde kanál dobře vodivého plazmatu. Sekundární lavina vysílá fotony, které rozvíjejí pochod dále a tím tvoří strimér, který se šíří větší rychlostí, než je samotná rychlost elektronů v čele striméru. Když dosáhne strimér anody, vzdálenost od primární laviny k anodě je překlenuta vodivým kanálem a celé napětí na elektrodách se objeví mezi vodivým kanálem a katodou. Posledním stádiem výboje je vytvoření druhého kanálu velkou rychlostí (10^8 cm.s^{-1}) směrem ke katodě. [2][6]



Obr. 1.7 Mechanismus rozvíjení striméru směrem k anodě (1 – primární lavina, 2 – sekundární lavina, 3 – vyzáření fotonu)

Statické přeskokové napětí označuje hodnotu napětí, při kterém nastává kritický nárůst prostorového náboje v čele primární laviny těsně před anodou. Toto napětí je na přechodu mezi Townsendovým a kanálovým výbojem. Při statickém napětí se v homogenním poli šíří strimér od anody ke katodě. Výstavba jiskry trvá přibližně stejný čas, jako trvá primární lavině proběhnutí vzdálenosti mezi elektrodami, protože následující kanálový výboj probíhá mnohem rychleji a doba jeho výstavby je potom zanedbatelná. Pokud se na elektrody připojí vyšší napětí než je statické, prostorový náboj začne kriticky narůstat a doba výstavby jiskry je

pak kratší, než u statického přeskokového napětí, protože primární lavina musí překonat kratší dráhu.

Ve většině případů vzniká strimér v poli mezi elektrodami a dále se rozrůstá na obě strany. Když dosáhne strimér obou elektrod, neutralizují se náboje čel, mezi elektrodami se vytvoří spojení vodivým vláknem a nastává přeskok.

1.5.3.2 Kanálový výboj v nehomogenním poli

V nehomogenním poli se podle experimentálních výsledků uplatňují kanálové výboje převážně v zapojení hrotu proti desce. Při překročení počátečního napětí vzniká výboj v okolí hrotu, kolem kterého je největší intenzita elektrického pole. Vytvořené laviny výboje zde zanechávají kladné ionty, čímž vzniká oblast kladného prostorového náboje.

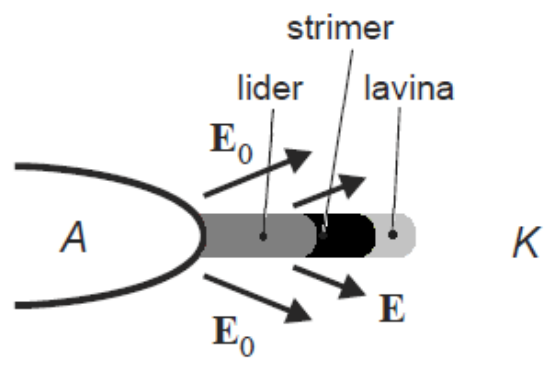
V zapojení elektrod, kdy je hrot kladný, působí kladný prostorový náboj jako prodloužení hrotu. Před prostorovým nábojem se ve směru ke katodě vytváří oblast se značně zvýšenou intenzitou elektrického pole. Tím nastanou vhodné podmínky pro lavinové mechanismy, které při zvýšení napětí přechází ve striméry.

Pokud je hrot záporný, tak kladný prostorový náboj v jeho okolí snižuje intenzitu elektrického pole před kladným prostorovým nábojem. Za následek to má zhoršení podmínek pro vznik lavin a výboj může uhasnout na dobu potřebnou na rozptýlení prostorového náboje před hrotem. Pak zase může dojít k zapálení výboje. Striméry se v tomto případě mohou tvořit až při napětí značně vyšším, než je počáteční.

1.5.3.3 Kanálový výboj v silně nehomogenním poli při velkých vzdálenostech elektrod

Pokud jsou ve vzduch elektrody vzdálené od sebe desítky centimetrů a více, pak strimér, který se zde vytvoří, také dosahuje délky desítek centimetrů a jeho průměrná teplota může být okolo 3000 °C, což je dostatečná hodnota pro tepelnou ionizaci ve vzduchu. Teplota podél celého striméru není konstantní. V místě vzniku striméru, kde se nastaví malá podélná intenzita elektrického pole, je teplota dvakrát větší než v jeho polovině. Tím se zvyšuje intenzita pole u konce striméru a následně se vytváří nové striméry, prodlužuje se původní kanál a zároveň se zvyšuje jeho teplota průtokem elektronů. Takto dojde v nehomogenním poli k vytvoření značně tepelně izolovanému kanálu zvaný *líder*, který má malou podélnou intenzitu elektrického pole. Tím jak se konec líderu přibližuje k elektrodě opačné polarity, zvyšuje se intenzita elektrického pole v dosud výbojem nepřemostěné vzdálenosti mezi elektrodami.

Pokud se líder šíří od kladné zakřivené elektrody, dochází k absorpci elektronů z katody pro neutralizaci kladných nábojů líderu a tím v něm rychle narůstá proud. Od kladné elektrody se líder šíří souvisle, od záporné ve skocích a může se šířit od obou elektrod současně. V čele líderu se šíří strimer na který se napojují boční strimery a laviny. V místě kde se napojí líder na elektrodu se vytvoří vysoký potenciálový rozdíl, prudce naroste proud a s ním se uvolní velké množství Jouleova tepla. To způsobuje silnou ionizaci plazmatu ve vlastním kanále a v plynu kolem a zároveň rychle narůstá vodivost. Potenciálový rozdíl, který je spojený s uvolněním velkého množství energie nezůstává v jednom místě, ale přesouvá se ve formě rychlé vlny směrem ke druhé elektrodě. Tento proces se nazývá *zpětná vlna*.



Obr. 1.8 Princip líderového mechanismu výboje [5]

Zpětná vlna se šíří z místa konečného propojení líderu s elektrodou opačným směrem a zanechává za sebou silně vodivý kanál, kterým se transportuje náboj v úderovém kanálu k příslušné elektrodě. Spolu se zpětnou vlnou se pohybuje napěťový skok spojený s růstem proudu a rychlým uvolněním Jouleova tepla, produkovaného proudem v rozšiřujícím se proudovém kanále. Ve vytvořeném vodivém jiskrovém kanále se náboj přenáší balíkem elektronů a jeho radiální šíření probíhá nadzvukovou rychlostí, při které se generuje rázová vlna spojená se zvukovým efektem. [2][5]

1.5.4 Trsové výboje a sršení

Trsové výboje vznikají vždy v nehomogenním poli, ve kterých je elektrické pole silně divergentní. Výboj se objevuje nejvíce na hrotech po překročení určité vzdálenosti mezi elektrodami, u kulových a válcových elektrod, jestliže poměr doskoku a poloměru zakřivení dosáhne určité hodnoty. Pokud je povrch elektrod hladký a nehomogenita pole není velká, přebírají úlohu hrotů prachové částice. Trsový výboj, po překročení vzdálenosti elektrod na několik centimetrů, předchází téměř vždy jiskrovému výboji.

Překročí-li na elektrody přiložené napětí určitou kritickou hodnotu, může se vytvořit trsový výboj. Tento typ výboje je lehce pozorovatelný, protože se projevuje svítícími neklidnými paprsky vycházejících z jednoho bodu nebo z části povrchu. Vzniklé paprsky často tvoří rozvětvené modře svítící trsy, které končí v prostoru vzduchu a většinou jsou doprovázeny praskotem. Vzniklé trsy se při výboji rychle objevují a zase ztrácejí. Pokud se výboj ustálí, tak potom mluvíme o sršení. Uvnitř trsů probíhá současně silná nárazová ionizace a rekombinace. Celkový tvar trsových výbojů je ovlivněn polaritou napětí.

Hodnota napětí, při které se vyvine z trsového výboje jiskrový výboj se nazývá napětí jiskry a je závislá na poměrech stvolu výboje, který se těsně dotýká elektrody. Tento druh výboje nevzniká na čistých laboratorních zařízeních, pokud jsou velmi blízko sebe. V takovém případě se po překročení počátečního napětí vyvine jiskrový výboj. [2]

1.5.5 Jiskrové výboje

Pokud je pole homogenní nebo přibližně homogenní s hladkými čistými elektrodami, tak po přiložení napětí větší než je počáteční napětí samostatného výboje, vzniká mezi elektrodami jiskrový výboj bez předběžného výboje. V nehomogenním poli se jiskra vyvine z trsového výboje pokud proud stvolu trsu překročí kritickou hodnotu.

U střídavého nebo stejnosměrného napětí s velikostí postačující na přeskok může být doba od přiložení napětí do vzniku výboje libovolně dlouhá. Nastane-li tento stav, pak hovoříme o *statickém přeskoku*. Přiložíme-li na elektrody rázové napětí, musí být pro vznik jiskry (rázového přeskoku) jeho vrcholová hodnota tím vyšší, čím strmější je rázové napětí. Pokud nestačí vrcholová hodnota napětí na přeskok v čele rázu, ale postačí však na přeskok v týlu, vytvoří se jiskra tím dříve, čím větší je vrcholová hodnota a čím pozvolněji klesá napětí v týlu. V každém případě vzniká rázový přeskok při vyšším napětí než statický přeskok při 50 Hz.

Jelikož potřebuje jiskrový výboj ke svému vytvoření nějaký čas, tak po přiložení na elektrody dostatečně velkého napětí na přeskok v plynu, uplyne od doby přiložení do přeskoku doba, která se nazývá *zpoždění výboje*. Ta se skládá ze statické doby zpoždění a doby výstavby výboje.

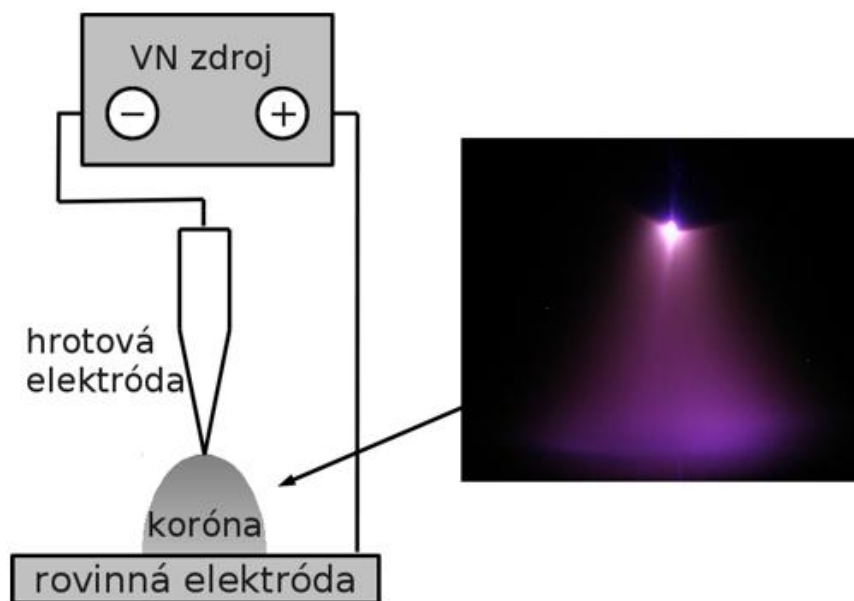
Statická doba zpoždění vzniká tím, že při přiložení napětí nemusí být mezi elektrodami žádný elektron, a pokud se v prostoru nějaký nalézá, nemusí ještě ionizace zavedená elektronem zapříčinit přeskok. Statická doba se liší i ve stejném uspořádání při stejných podmínkách. Její střední hodnota závisí hlavně na tvaru katody (tím i na tvaru pole u katody), na jejím materiálu, na stavu povrchu, na druhu a intenzitě krátkovlnného záření a na tom

jakou rychlostí a jakou hodnotou převyšuje napětí na elektrodách statické přeskokové napětí. Největší význam má statická doba zpoždění pro malé jiskřiště s převážně homogenním polem (např. jiskřiště ventilových bleskojistek).

Doba výstavby jiskry je čas, za který se vybuduje výboj od okamžiku, kdy jsou počáteční elektrony k dispozici. Má statický charakter, který se uplatňuje převážně v nehomogenních polích u dlouhých doskoků. [2]

1.5.6 Korónové výboje

Pro vznik korónových výbojů musí být elektrody dostatečně vzdálené a značně zakřivené (např. hrot proti desce), aby vytvořily nehomogenní pole. Tlak vzduchu nebo jiného plynu mezi elektrodami musí být vyšší. Pokud se v tomto prostředí zvyšuje napětí, dosáhne intenzita elektrického pole kritické hodnoty, potřebné pro vznik ionizace ve vzduchu. U zapojení elektrod hrot-deska má pole největší intenzitu u hrotu a směrem k desce klesá, proto se při ionizaci objeví samostatný výboj nejdříve v omezeném prostoru kolem hrotu. Ten se obalí slabě svítící vrstvou viditelnou okem, jejíž průměr je navýšen o neviditelnou oblast vysílající ultrafialové záření. Proud výboje je omezen malou vodivostí ostatního prostoru, neboť tam nedosahuje intenzita elektrického pole kritické hodnoty pro vznik ionizace. Hodnota napětí, při kterém se poprvé objeví koróna, se nazývá počáteční napětí koróny a je velmi závislá na uspořádání, tvaru a čistotě povrchu elektrod. Z různých nerovností a nečistot na elektrodách se stanou ohniska malých předběžných nestabilních výbojů s velmi malými a přerušovanými proudy. Určení přesného napětí, při kterém začíná koróna je kvůli těmto malým výbojům značně obtížné a nepřesné. Pokud jsou elektrody čisté a velmi hladké, pak lze hovořit o určitém počátečním napětí vzniku koróny. Při dalším zvyšování napětí dojde k náhlému zvýšení proudu, který se stává měřitelným přístroji, elektrody obklopí slabě svítící vrstva a je slyšet charakteristické šumění a praskání. S dalším postupným zvyšování napětí roste rychle proud a světelnost vrstvy, dochází k ionizaci v celé délce mezi elektrodami a výboj přechází v trsový a následně v jiskrový.



Obr. 1.9 Příklad koróny v zapojení elektrod hrot-deska [10]

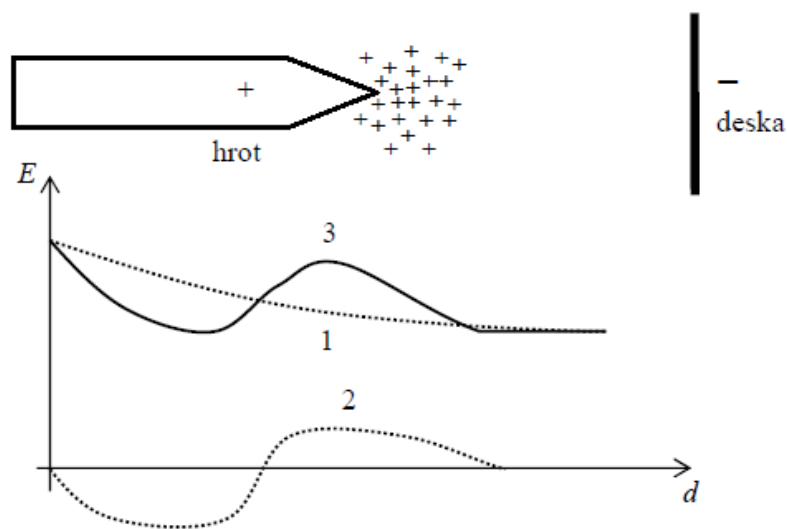
Při korónových výbojích dochází k rozkladu plynů a ke generování ozónu. Vytváří se převážně při stejnosměrném napětí, ale může vznikat i při vysokofrekvenčních výbojích. Koróna způsobuje ztráty elektrické energie, vysokofrekvenční rušení a pozitivně přispívá k tlumení přepětí při jeho vzniku. Jestliže je jedna elektroda špičatá a druhá je svým povrchem několikanásobně větší (např. hrot – deska), tak můžeme korónu rozdělovat na dva typy podle zapojení polaritě ostřejší elektrody. Pokud je hrot připojený ke kladné polaritě napětí, hovoříme o anodové koróně a při přivedení záporné polaritě na hrot hovoříme o katodové koróně. Oba typy budou podrobněji probrány v následujících podkapitolách.

V homogenním poli je intenzita elektrického pole mezi elektrodami konstantní, tak nedojde při zvyšování napětí ke vzniku koróny, ale po dosažení kritické hodnoty intenzity se vyvine rovnou přeskok z elektrody na elektrodu.

1.5.6.1 Anodová koróna

Pro lepší představu uvažujeme elektrody ve tvaru hrot proti desce. Pro vznik anodové koróny musí být na hrot přivedena kladná polarita napětí a na desku záporná polarita napětí. Přivedené napětí musí být dostatečně velké, aby v blízkosti hrotu dosáhla intenzita elektrického pole kritické hodnoty pro vznik nárazové ionizace. Po vytvoření volných elektronů vznikne ve směru ke hrotu několik lavin elektronů. Ty mají díky své menší hmotnosti, proti těžším a pomalejším kladným iontům, větší pohyblivost a tak urazí dráhu k hrotu za kratší čas, než za který překonají kladné ionty vzdálenost k desce. Kvůli rozdílným rychlostem nosičů náboje se vytvoří v okolí hrotu kladný objemový náboj, vidět je na obrázku

(Obr. 1.10). Na témže obrázku je znázorněn graf rozložení intenzity elektrického pole v prostoru mezi elektrodami. Křivka (1) popisuje intenzitu pole způsobenou vnějším zdrojem, křivka (2) ukazuje rozložení intenzity ovlivněné objemovým nábojem a křivka (3) je výsledný průběh rozložení intenzity elektrického pole. Z grafu vidíme, že kladný objemový náboj v blízkosti hrotu intenzitu pole zmenšuje a ve zbytku pole jí naopak zvyšuje. Kvůli snížení intenzity pole v okolí hrotu nedochází ke vzniku nových lavin a výboj uhasíná do doby, než se kladný objemový náboj vzdálí od hrotu a intenzita se vrátí na kritickou hodnotu nezbytnou pro průběh ionizace. Jelikož výboj neustále zaniká, má průběh korónového výboje v tomto zapojení pulzní charakter. [8]

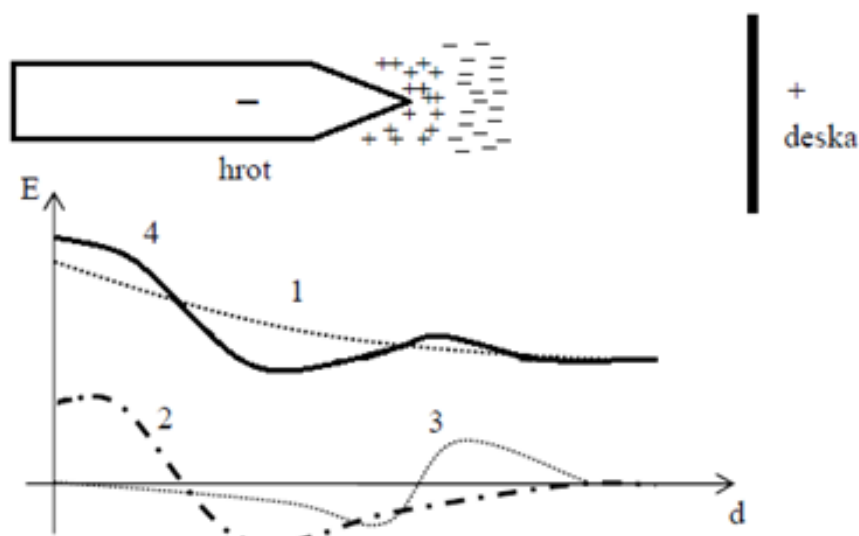


Obr. 1.10 Rozložení intenzity elektrického pole v zapojení kladný hrot a záporná deska [8]

1.5.6.2 Katodová koróna

Koróna sice vzniká u kladného a záporného hrotu přibližně při stejné intenzitě elektrického pole na povrchu elektrod, ale rozložení náboje mezi elektrodami a výsledný průběh intenzity pole je rozdílný. Pochody a rozložení intenzity pole při zvyšování napětí jsou shodné až do vzniku ionizace. Laviny elektronů vznikají při stejném napětí jako v předchozím zapojení. Lehčí elektrony se pohybují k desce a zanechávají za sebou kladný prostorový náboj tvořený těžšími ionty, které se pohybují k hrotu pomaleji. Když se elektrony vzdálí z oblasti velké intenzity pole, začnou ztrácet rychlost a většina jich je pohlcena neutrálními molekulami. Rekombinací elektronů vznikají těžké záporné ionty a společně vytvoří oblast záporného prostorového náboje, který se nachází ve větší vzdálenosti od hrotu směrem k desce. Výsledný objemový náboj je v zapojení se záporným hrotem kombinací kladného a záporného prostorového náboje a má složitější strukturu. Na obrázku (Obr. 1.11) můžeme vidět rozložení náboje mezi elektrodami. V těsné blízkosti hrotu je intenzita pole kladným

prostorovým nábojem velmi zvýšena. Následnou ionizací vzniká velké množství nosičů náboje a tu chvíli se značně projevuje koróna. Tím jak roste záporný prostorový náboj, dochází k poklesu intenzity v okolí hrotu a k uhasnutí koróny. Když se záporný náboj vzdálí dále směrem k desce, nastává opět proces ionizace, proto i u záporného hrotu má korónový výboj ve vzduchu pulzní charakter. Na obrázku (Obr. 1.11) je ještě znázorněn graf rozložení intenzity elektrického pole. V grafu je vidět, že prostorové náboje snižují intenzitu elektrického pole ve směru k desce a tím brání rozvinutí výboje v jiskru a zvyšují přeskokové napětí oproti uspořádání s kladným hrotem. [8]



Obr. 1.11 Rozložení intenzity elektrického pole v zapojení záporný hrot a kladná deska [8]

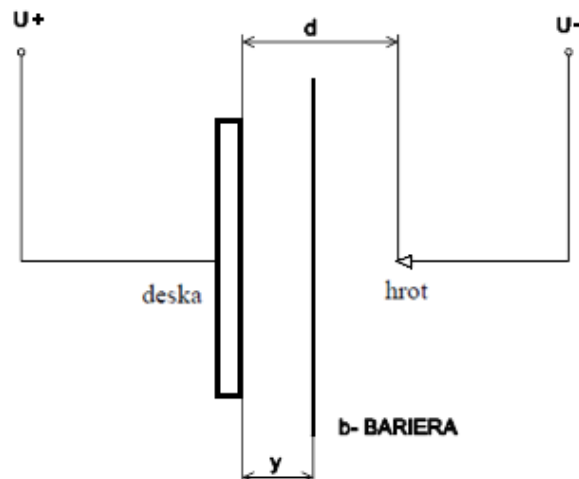
1.5.6.3 Vliv impulzního napětí na korónu

Jestliže je systém elektrod tvořící silně nehomogenní pole napájen impulzním napětím, tak se elektrická pevnost výrazně neliší od homogenního systému napájeného buď stejnosměrným nebo střídavým proudem se síťovým kmitočtem. Je to způsobeno rozdílným časem potřebným pro výstavbu jiskrového výboje, který je v silně nehomogenním poli delší než v homogenním. Přivedená maximální hodnota impulzního napětí působí na elektrody jen několik desetin mikrosekundy a proto se výboj nestihne vyvinout v jiskru spojující obě elektrody. Menší vliv na přeskokové impulzní napětí má také polarita elektrod, proto je v silně nehomogenních polích impulzní přeskokové napětí vždy výrazně větší než přeskokové napětí stejnosměrné nebo střídavé. Po změření impulzního a střídavého přeskokového napětí na shodném uspořádání elektrod lze potom definovat tzv. rázový součinitel. [8]

$$k = \frac{U_{imp}}{U_{max}} \quad (1.38)$$

1.5.6.4 Vliv nevodivé bariéry na korónu

V silně nehomogenním poli můžeme elektrickou pevnost zvýšit vložením tenké dielektrické bariéry (např. papír). Bariéra musí být umístěna kolmo k siločárám pole, jako například v případě zapojení hrotu a desky na obrázku (*Obr. 1.12*). Elektrická pevnost bariéry je zanedbatelná, takže se na celkové pevnosti podílí jen zanedbatelně. Na bariéře se zachytávají nosiče elektrického náboje a tím se ovlivňuje rozložení pole a může dojít ke zvýšení nebo snížení elektrické pevnosti.

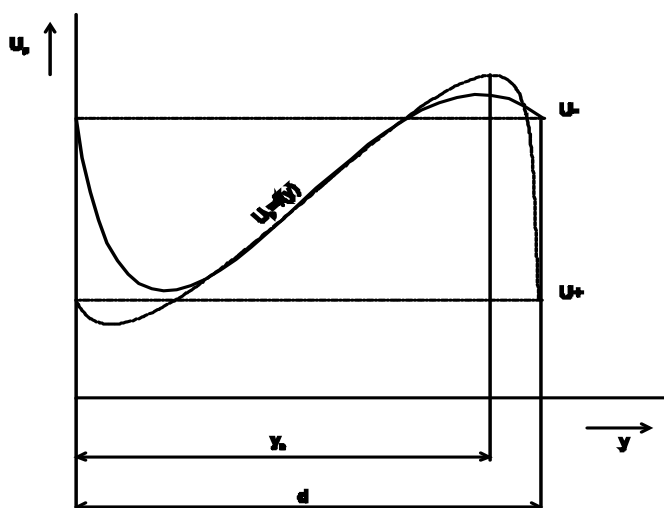


Obr. 1.12 Dielektrická bariéra mezi hrotem a deskou [8]

Vliv bariéry bude vysvětlen v zapojení elektrod hrot-deska, které je na obrázku (*Obr. 1.12*). Vzdálenost mezi elektrodami je označena d a dráha mezi deskou a papírovou bariérou je označena písmenem y . S rostoucím napětím se nejdříve objeví u hrotu koróna a nově vzniklé elektrony nebo ionty směřují za působení elektrického pole směrem k desce. Rychle letící elektrony vloženou bariéru lehce překonají, ale větší a pomalejší ionty se na ní zachytí. Jestliže je na hrot přivedena záporná polarita napětí, k desce směřují záporné ionty vzniklé spojením elektronů a neutrálními částicemi. Tím se na bariéře vytvoří náboj záporné polarity, tedy shodné s hrotem. Bariéra je postupně nabíjena zachycenými ionty a elektrické pole mezi deskou a bariérou se stává homogenním. Mezi hrotem a bariérou je potom jen malá intenzita elektrického pole a teče mezi nimi jen malý proud, který vyrovnává úbytek nábojů z bariéry způsobený difúzí a rekombinací.

S dalším zvyšováním napětí roste i náboj na bariéře, zvyšuje se intenzita elektrického pole v prostoru mezi deskou a bariérou a po dosažení elektrické pevnosti daného prostředí se vyvine výboj s přeskokem mezi elektrodami. Ten se vyvíjí v relativně homogenním poli mezi deskou a bariérou a proto velikost přeskokového napětí nezávisí na polaritě napětí na hrotu,

ale závisí na poloze bariéry mezi elektrodami, respektive na vzdálenosti y od desky. Je-li bariéra příliš blízko desky, závisí přeskokové napětí na vzdálenosti hrot-bariéra a proto se vliv bariéry v malých vzdálenostech snižuje. To samé platí i v případě bariéry, která je velmi blízko u hrotu. Tam vzniká ionizace i na straně bariéry k desce a výboj se vyvine při nižším napětí, tím se opět snižuje účinnost bariéry. Závislost přeskokového napětí na pozici bariéry mezi elektrodami je naznačeno na obrázku (Obr. 1.13). [8]



Obr. 1.13 Závislost přeskokového napětí na poloze bariéry [8]

Jestliže je na elektrody přivedeno střídavé síťové napětí, tak se sice polarita hrotu mění, ale za této frekvence se stihne bariéra nabít a proto se její vliv uplatňuje. Měřením se zjistilo, že nejlepší poloha bariéry při střídavém napětí je v malé vzdálenosti od elektrody s velkou křivostí. U střídavého napětí vysoké frekvence se doba nabíjení rovná frekvenci napětí a vliv bariéry je potom nižší.

2 Matematický model

K vytvoření matematických modelů nehomogenních elektrodových systémů jsem si zvolil program Agros2D, který vznikl na Katedře teoretické elektrotechniky FEL ZČU v Plzni. Jedná se o univerzální multiplatformní aplikaci určenou pro řešení fyzikálních polí napsanou v jazyce C++, která využívá k řešení parciální diferenciální rovnice.

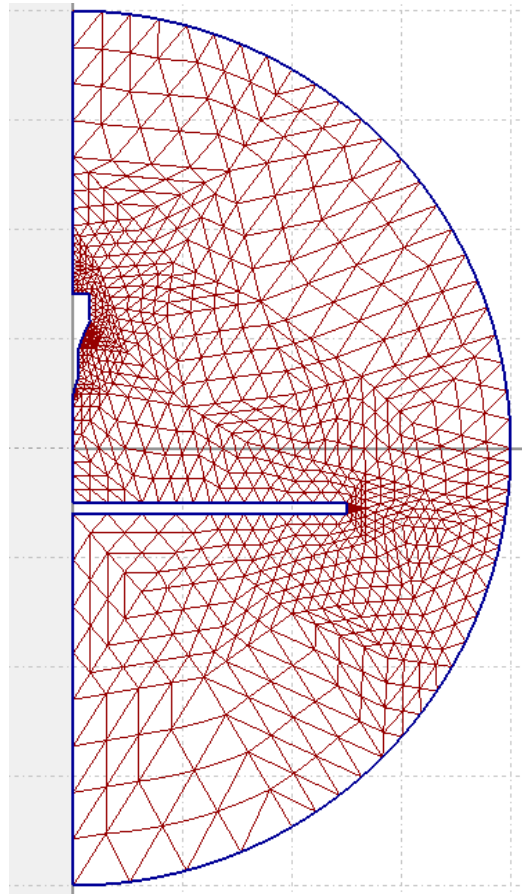
Nejprve jsem nadefinoval podmínky, za kterých bude model řešen. Zvolil jsem osově symetrické řešení problému, trojúhelníkovou síť se čtvrtým řádem polynomu a dvojnásobným zjemněním. Dále jsem zanesl do programu přesné rozměry elektrod a nadefinoval jsem prostředí, ve kterém jsou elektrody umístěny (relativní permitivita vzduch $\epsilon_r = 1$). Pro splnění podmínek na rozhraní dvou různých prostředí jsem zvolil okrajovou Neumannovu podmínku. Ta říká, že derivace vektoru elektrické intenzity ve směru normály k dokonalému elektrickému vodiči musí být na tomto vodiči nulová. Nakonec jsem pro každou vzdálenost elektrod zadal změřené napětí.

Po diskretizaci oblasti a vyřešení problému jsem nechal program vykreslit grafy intenzity elektrického pole mezi elektrodami a odečetl jsem z něj příslušné hraniční hodnoty intenzity v momentě, kdy došlo při měření k přeskoku. Ty jsou uvedeny v tabulce (Tab. 2.1).

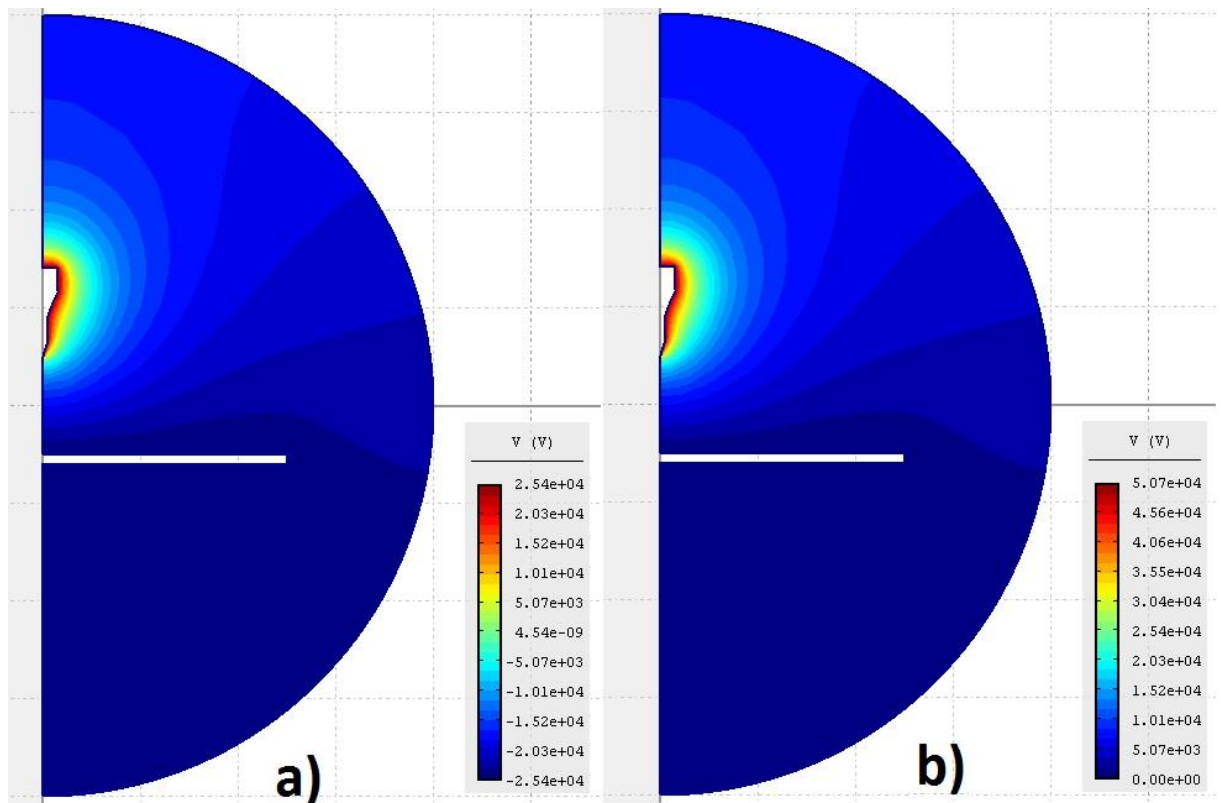
Na obrázku (Obr. 2.2) jsou porovnány obě varianty zapojení (dvoupólové, jednopólové) hrotové elektrody ve vzdálenosti 5 cm se stupnicí napětí přivedeného na elektrody. Výsledná pole vykazují stejnou elektrickou intenzitu pro obě varianty zapojení.

Tab. 2.1 Intenzita elektrického pole u hrotové elektrody

Vzdálenost elektrod	Intenzita elektrického pole ($V \cdot m^{-1}$)		
d [cm]	Tvar hrotu		
	špičatý	válcový	kuželový
1	$1,00 \cdot 10^8$	$2,96 \cdot 10^6$	$1,32 \cdot 10^7$
2	$1,22 \cdot 10^8$	$2,99 \cdot 10^6$	$2,21 \cdot 10^7$
3	$1,53 \cdot 10^8$	$3,01 \cdot 10^6$	$2,23 \cdot 10^7$
4	$1,75 \cdot 10^8$	$3,07 \cdot 10^6$	$2,55 \cdot 10^7$
5	$2,03 \cdot 10^8$	$3,15 \cdot 10^6$	$2,60 \cdot 10^7$
6	$2,30 \cdot 10^8$	$3,22 \cdot 10^6$	$3,35 \cdot 10^7$
7	$2,48 \cdot 10^8$	$3,32 \cdot 10^6$	$3,78 \cdot 10^7$
8	$2,67 \cdot 10^8$	$3,40 \cdot 10^6$	$4,00 \cdot 10^7$
9	$2,89 \cdot 10^8$	$3,49 \cdot 10^6$	$4,17 \cdot 10^7$
10	$3,13 \cdot 10^8$	$3,05 \cdot 10^6$	-



Obr. 2.1 Řešená trojúhelníková síť s elektrodami hrot-deska



Obr. 2.2 Skalární zobrazení elektrického potenciálu v zapojení – a) dvoupólovém – b) jedнопólovém

3 Praktická měření



3.1 Laboratoř a použité přístroje

Laboratoř vysokého napětí, ve které jsem provedl měření, patří pod Elektrotechnickou fakultu Západočeské univerzity v Plzni a nachází se v objektu halových laboratoří strojní fakulty. Přístroje a ovládací zařízení, které jsem pro měření využíval, jsou uvedeny v tabulce (Tab. 3.1).



Obr. 3.1 Vysokonapěťová laboratoř s vybavením pro měření

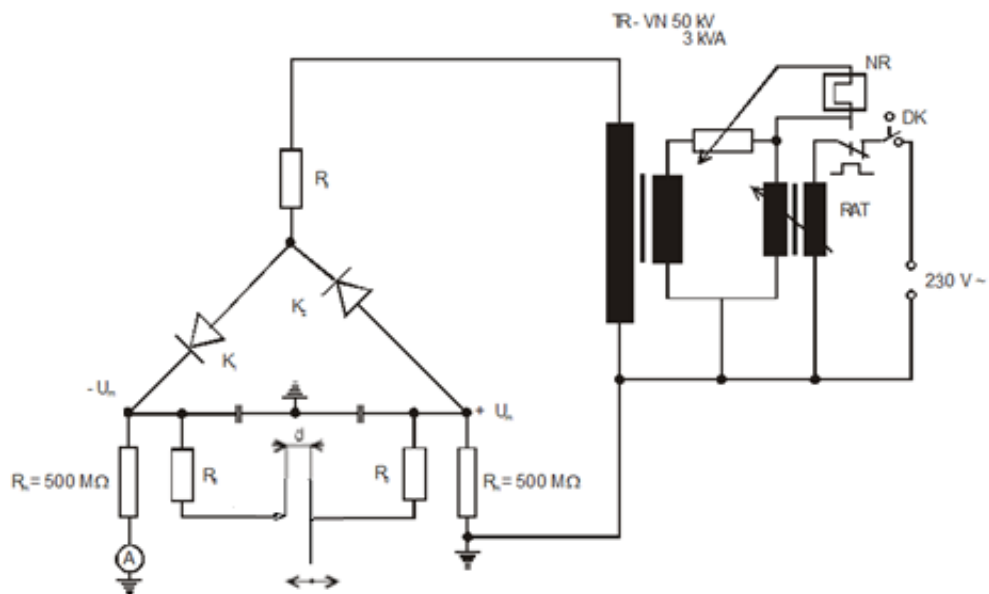
Tab. 3.1 Použité přístroje a zařízení

Typ přístroje	Název přístroje	Hlavní parametry	Obrázek
Transformátor	TUR – S Typ – PEO 3/50	$U = 50 \text{ kV}$ $S = 3 \text{ kVA}$	
Magnetoelektrický mikroampérmetr	Metra Blansko	Třída přesnosti – 1	
Vysokonapětový odpor	Tesla TR 131	$R = 500 \text{ M}\Omega$ ($5 \times 100 \text{ M}\Omega$ - v sérii)	
Používané tvary měřících hrotů	–	a) Válcový b) Kuželový c) Špičatý	
Hlavní ovládací panel	–	–	

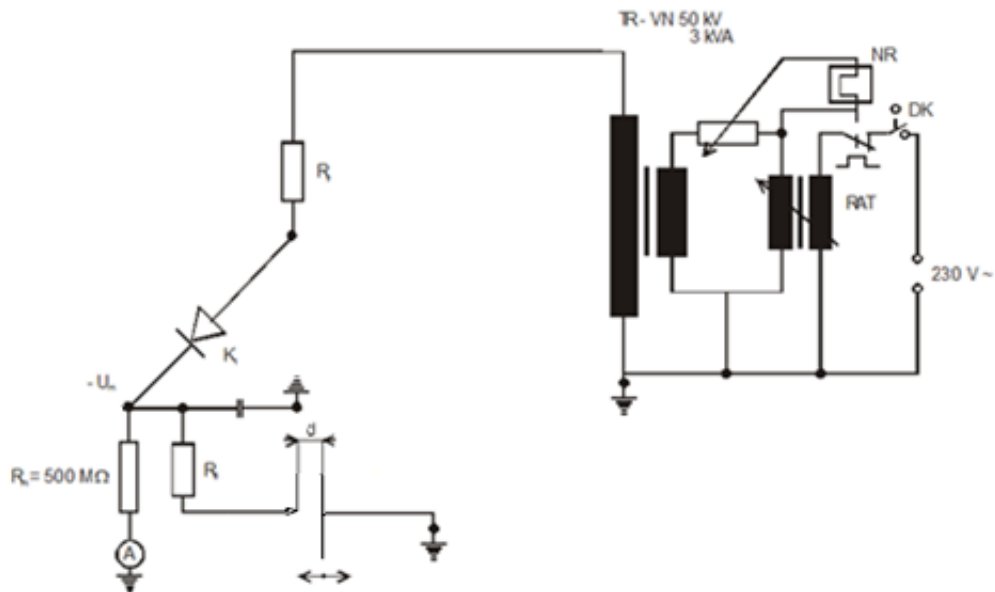
3.2 Schéma zapojení

Měření jsem prováděl se dvěma variantami zapojení elektrod. V prvním případě byla na obě elektrody přivedena jedna polarita napětí tzv. dvoupólové (bipolární) zapojení, schéma je na obrázku (Obr. 3.2). Ve druhé variantě se jednalo o jednopólové (unipolární) zapojení, obrázek (Obr. 3.3), kde byla vždy desková elektroda uzemněna a polarita napětí se měnila jen na hrotu. Nehomogenní elektrické pole pro měření bylo reprezentováno polem hrot-deska.

Zdrojem stejnosměrného napětí v obvodu je kenotronový usměrňovač-zdvojovač, ten je napájený z transformátoru 50 kV, přes ochranný vodní odpor R_v . Transformátor je napájen regulačním autotransformátorem RAT s ručním pohonem umístěným v ovládacím panelu. Výstupní napětí usměrňovače za kenotrony K_1 a K_2 je symetrické vůči zemi $\pm U_m$ (U_m – amplituda napětí na transformátoru). Kenotrony jsou napájené žhavicími transformátory, které mají žhavicí vinutí izolována na 70 kV, protože se na tomto napětí mohou nacházet obě katody K_1 a K_2 . Žhavicí transformátorky jsou olejové a napájené přímo ze sítě 230 V. Zdvojené stejnosměrné napětí je vyhlazeno kondenzátory. Měřicí obvod s VN odporem $500 \text{ M}\Omega$ měří jen polovinu zdvojeného napětí, které se zobrazuje pomocí mikroampérmetru. Měřicí elektrody jsou připojeny na zdvojené napětí přes ochranné odpory R_0 . Posuv elektrod je realizován servomotorem ovládaným tlačítky na panelu. Stupnice měřky pro doskokovou vzdálenost elektrod je v mm. Pro měření s bariérou jsem na jiskřiště připojil posuvný rám s napnutou tenkou papírovou bariérou.



Obr. 3.2 Schéma zapojení pro dvoupólové měření [8]



Obr. 3.3 Schéma zapojení pro jednopólové měření [8]

3.3 Měření

Cílem měření bylo vyšetřit děje v silně nehomogenním poli, tvořeném hrotem proti desce, pro obě polarity hrotu. Jednalo se zejména o změření přeskokového napětí a o vznik koróny, která se objevovala při vyšším napětí a předcházela výbojům mezi elektrodami. Dále bylo mým úkolem vložit mezi elektrody tenkou dielektrickou bariéru z papíru a pozorovat její vliv na přeskokové napětí v závislosti na poloze bariéry opět pro obě polarity. Pro porovnání různých silně nehomogenních polí jsem použil kromě špičatého hrotu ještě hrot ve tvaru válečku s jednou zaoblenou podstavou a hrot ve tvaru kužele se zaoblenou špičkou. Pro lepší představu jsou tvary elektrod zobrazeny v tabulce (Tab. 3.1). Deska byla kruhového tvaru o průměru 25 cm.

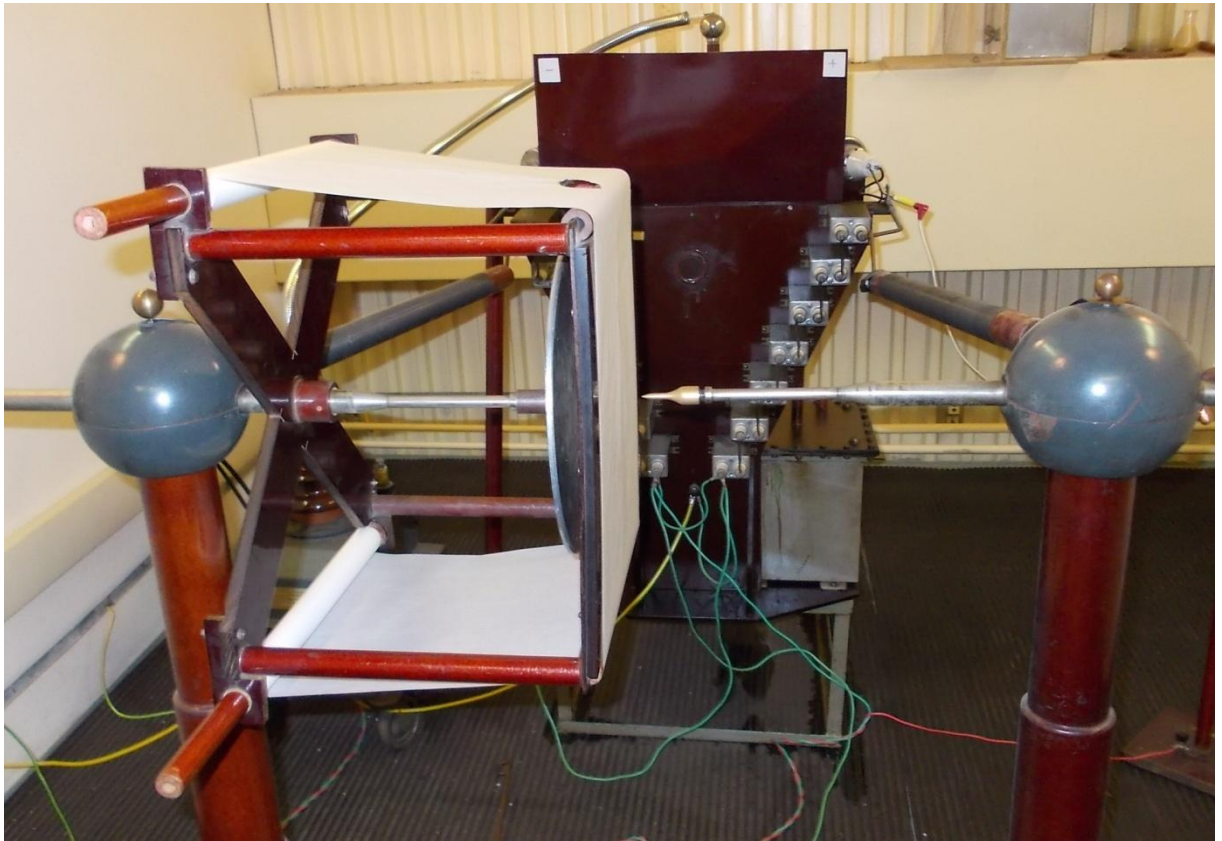
3.4 Postup měření

Před začátkem měření jsem si zaznamenal, za jakých atmosférických podmínek měření probíhalo. Z tlakoměru jsem odečetl hodnotu 97,1 kPa a teploměr ukazoval 25,9 °C. Po překontrolování zapojení úlohy podle výše uvedených schémat jsem z usměrňovače odstranil zkratovací můstek a z měřících elektrod zkratovací tyč. Po uzavření laboratoře (opatřené blokovacím kontaktem) jsem zapnul ovládací pult. Mezi elektrodami jsem nastavil požadovaný doskok a zapnul jsem žhavení kenotronů. Následně jsem zapnul VN obvod a ručně ovládaným RAT jsem se snažil zvyšovat napětí stále stejnou rychlostí až do přeskoků.

Zároveň s přeskokem jsem odečetl a zaznamenal počet dílků dosažených na mikroampérmetru. Z předchozích kalibračních měření mikroampérmetru se zjistilo, že výchylka jednoho dílku je v měřeném obvodu přibližně 1 kV. Proto jsem nadále považoval výchylku v dílkách za reálnou hodnotu v kilovoltech. Nadproudové relé po přeskoku vypnulo celý VN obvod a proto jsem musel sjet s RAT na nulové napětí. Poté jsem opět musel zapnout VN obvod a celý proces opakovat. V případě měření bez bariéry jsem pro každou vzdálenost naměřil pět hodnot. Mezi jednotlivými výboji byla časová prodleva 30÷40 sekund kvůli regeneraci vzduchu. V dalším kroku jsem vzdálil elektrody o 0,5 cm a měření jsem pro novou vzdálenost pětkrát opakoval. Posun elektrod jsem vždy prováděl o 0,5 cm až do doby, kdy přeskokové napětí dosahovalo maximálnímu rozsahu mikroampérmetru. Poté jsem změnil polaritu elektrod, snížil doskokovou vzdálenost na počátečních 0,5 cm a celý postup jsem opakoval. Pro změření obou polarit jedné varianty hrotu, jsem změnil tvar hrotu a proces měření opět opakoval.

Po získání hodnot všech tří tvarů hrotů jsem přešel na měření s bariérou. Vzdálenost elektrod jsem nastavil na konstantních 5 cm a na jiskřiště hrot-deska umístil nosný rám s bariérou. Ten se skládal z dřevěného rámu a dvou dřevěných tyček. Na jedné byl umístěn svitek papíru a na druhou se navíjel již použitý papír. Převíjení bylo důležité, protože při výbojích docházelo k úplnému průboji papíru, který by potom mohl ovlivňovat celé měření. Při vyšších napětích občas docházelo ke vznícení papíru mezi elektrodami a jeho výměna by tedy stejně byla nezbytná. Konstrukce bariéry a zapojení hrotu proti desce je vyobrazeno na obrázku (Obr. 3.4). Při měření jsem měnil jen vzdálenost bariéry od hrotu, jinak jsem postupoval jako v předchozích případech. U každé nastavené vzdálenosti bariéry jsem v tomto případě provedl opakování měření jen třikrát opět pro všechny tvary elektrod a obě polarity.

Poslední měření spočívalo v uzemnění deskové elektrody a na hrotu se měnila polarita napětí. U tohoto jednopólového (unipolárního) zapojení měřil mikroampérmetr dvojnásobek skutečného napětí a tak byla vzdálenost elektrod velmi omezena maximálním rozsahem měřicího přístroje. Ten mi bez změny rozsahu dovolil měřit jen do vzdálenosti elektrod okolo 3÷4 centimetrů, než se dosáhlo maximální výchylky a proto jsem v tomto zapojení neprováděl měření s bariérou. Postup měření byl stejný jako u dvoupólového (bipolárního) zapojení bez bariéry s pěti naměřenými hodnotami pro každou vzdálenost.



Obr. 3.4 Zapojení hrot-deska s vloženou papírovou bariérou

3.5 Zpracování naměřených výsledků

3.5.1 Dvoupólové (bipolární) zapojení

Měřený obvod byl zapojen podle již uvedeného schématu na obrázku (Obr. 3.2). V tabulkách naměřených hodnot je písmenem d označena vzdálenost mezi elektrodami a písmenem y vzdálenost bariéry od hrotu. Z naměřených hodnot přeskokového napětí je vypočítán výsledný průměr.

3.5.1.1 Špičatý hrot

Zapojení se špičatým hrotem vytvořilo ze všech tří měřených hrotů nejvíce nehomogenní pole, ve kterém se proto také nejvíce projevovala koróna. Byla patrná jak vizuálně modro-fialovým obalem špičky hrotu, tak akusticky sršením a prskáním. Síla projevu závisela nejvíce na polaritě, na přiloženém napětí a vzdálenosti elektrod.

U varianty zapojení s kladným hrotem nebyla koróna tak patrná jako u záporné polarity napětí na hrotu. Kladná polarita špičky měla ve vzdálenosti elektrod 5 cm výsledné přeskokové napětí 50,7 kV, ale koróna byla slabě vizuálně patrná již od napětí 35 kV. Šumění a prskání nebylo výrazně slyšitelné nebo splývalo se zdrojem.

U záporné polarity se začínala koróna silně projevovat od vzdálenosti elektrod 4,5 cm. U 5 cm bylo počáteční napětí koróny už při 25 kV. Zpočátku převládal vizuální projev ve

tvaru svítícího obalu špičky, který se při napětí 35 kV vyvinul v jasně svítící bod na vrcholu hrotu a zároveň byl slyšet slabý šum. Po dosažení 70 kV se ze slabého šumu stal hlasitý prskot a s dalším zvýšením napětí došlo k přeskoku v průměru při 78,6 kV.

Z grafu na obrázku (Obr. 3.5) můžeme vidět, že se u špičatého hrotu zvyšuje přeskokové napětí téměř lineárně se vzdáleností. Do 1 cm je hodnota napětí u obou polarit přibližně stejná, rozdíly nastávají s rostoucím doskokem, kdy je u záporné polarit hrotu, kvůli rozložení elektrického pole mezi elektrodami, přeskokové napětí výrazně vyšší. Tím je ověřen již dříve zmíněný teoretický předpoklad o prostorovém náboji u záporné polarit hrotu.

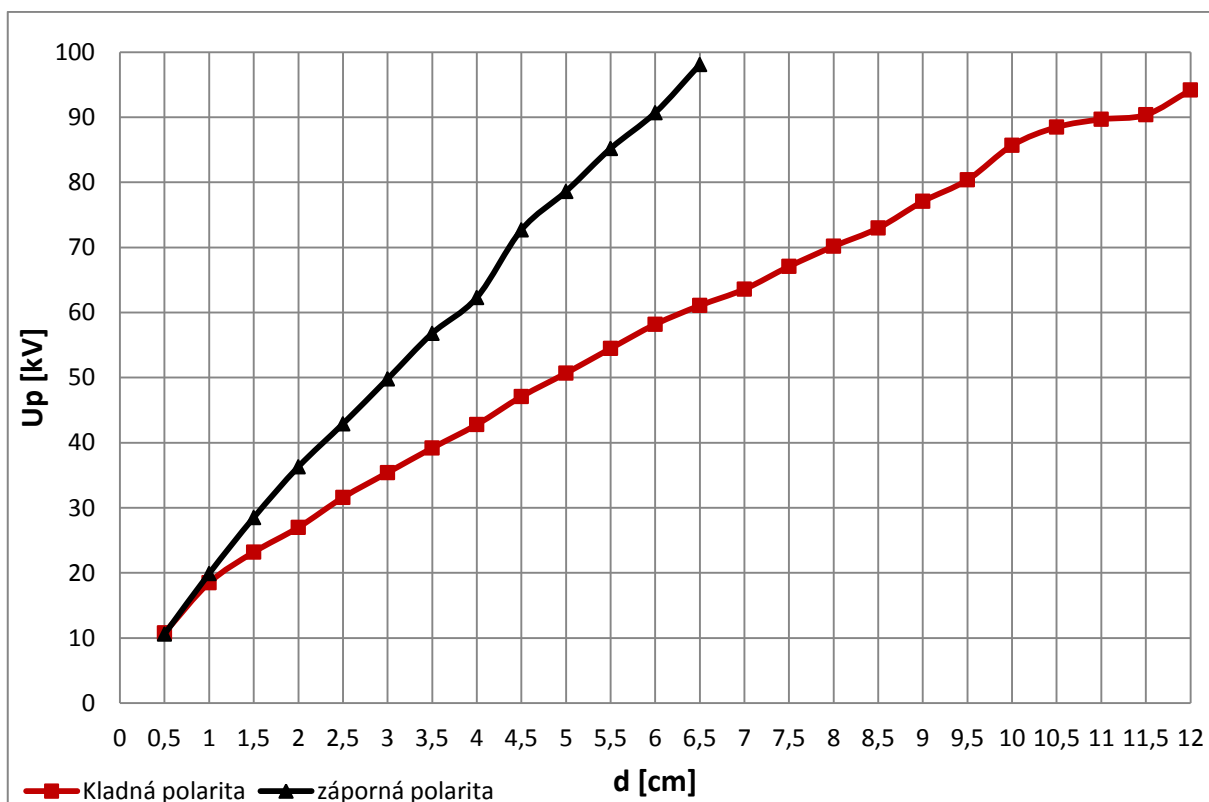
V příloze na obrázcích (Obr. 0.1) a (Obr. 0.2) jsou uvedeny průběhy přeskokového napětí v závislosti na vzdálenosti pro každou polaritu zvlášť s minimálním a maximálním rozptylem naměřených hodnot, ze kterých byl následně vypočítán průměr. Min. a max. hodnoty představují v grafu černé čtverce.

Tab. 3.2 Špičatý hrot – kladná polarita

d [cm]	U_{p1} [kV]	U_{p2} [kV]	U_{p3} [kV]	U_{p4} [kV]	U_{p5} [kV]	U_p [kV]
0,5	11,0	11,0	10,5	10,5	11,0	10,8
1,0	18,5	18,0	18,5	18,5	19,0	18,5
1,5	24,0	23,5	23,0	23,0	22,5	23,2
2,0	27,0	27,0	27,0	27,0	27,0	27,0
2,5	31,5	31,0	31,5	32,0	32,0	31,6
3,0	35,6	35,0	35,5	35,0	36,0	35,4
3,5	40,0	39,0	39,0	39,0	39,0	39,2
4,0	42,5	42,5	43,0	43,0	43,0	42,8
4,5	47,5	47,5	47,0	47,0	46,5	47,1
5,0	50,5	50,0	51,0	51,0	51,0	50,7
5,5	54,5	54,0	55,0	54,5	54,5	54,5
6,0	59,0	58,0	58,0	58,0	58,0	58,2
6,5	61,5	60,0	61,0	62,0	61,0	61,1
7,0	64,5	63,5	63,0	64,0	63,0	63,6
7,5	67,0	67,0	67,0	67,0	67,5	67,1
8,0	70,5	70,0	70,0	70,0	70,5	70,2
8,5	73,0	73,5	73,0	72,5	73,0	73,0
9,0	77,0	77,5	77,5	77,0	76,5	77,1
9,5	79,5	80,5	80,5	80,5	81,0	80,4
10,0	86,0	86,0	85,0	86,0	85,5	85,7
10,5	88,0	88,5	89,0	88,5	88,5	88,5
11,0	89,0	90,0	90,0	89,5	90,0	89,7
11,5	91,0	91,5	90,5	90,0	89,0	90,4
12,0	94,0	95,0	94,5	93,5	94,0	94,2

Tab. 3.3 Špičatý hrot – záporná polarita

d [cm]	U_{P1} [kV]	U_{P2} [kV]	U_{P3} [kV]	U_{P4} [kV]	U_{P5} [kV]	U_p [kV]
0,5	10,0	10,5	11,0	10,5	11,0	10,6
1,0	20,0	20,0	20,0	19,5	20,0	19,9
1,5	28,0	29,0	28,5	28,5	28,5	28,5
2,0	36,5	36,5	36,0	36,5	36,0	36,3
2,5	42,0	43,0	43,0	43,0	43,5	42,9
3,0	50,0	49,5	50,0	50,0	49,5	49,8
3,5	57,0	57,5	56,0	56,5	57,0	56,8
4,0	62,5	62,5	62,5	61,0	63,0	62,3
4,5	72,0	72,0	73,0	73,5	73,0	72,7
5,0	79,0	77,0	80,0	77,0	80,0	78,6
5,5	86,5	84,0	86,0	83,5	86,0	85,2
6,0	91,0	91,5	88,0	92,0	91,0	90,7
6,5	97,0	96,0	97,5	100,0	100,0	98,1



Obr. 3.5 Špičatý hrot

Na obrázku (Obr. 3.6) je vidět porovnání průběhů měření obou polarit hrotu s vloženou dielektrickou bariérou. Lineární průběhy naznačené přerušovanou čarou znázorňují hodnotu přeskokového napětí bez bariéry obou polarit a průběhy plnou čarou ukazují ovlivnění

rozložení pole v závislosti na poloze bariéry. Měřením se ověřila již dříve uvedená teorie, že bariéra nejvíce zvyšuje přeskokové napětí v ideální malé (ne však těsné) vzdálenosti od hrotu.

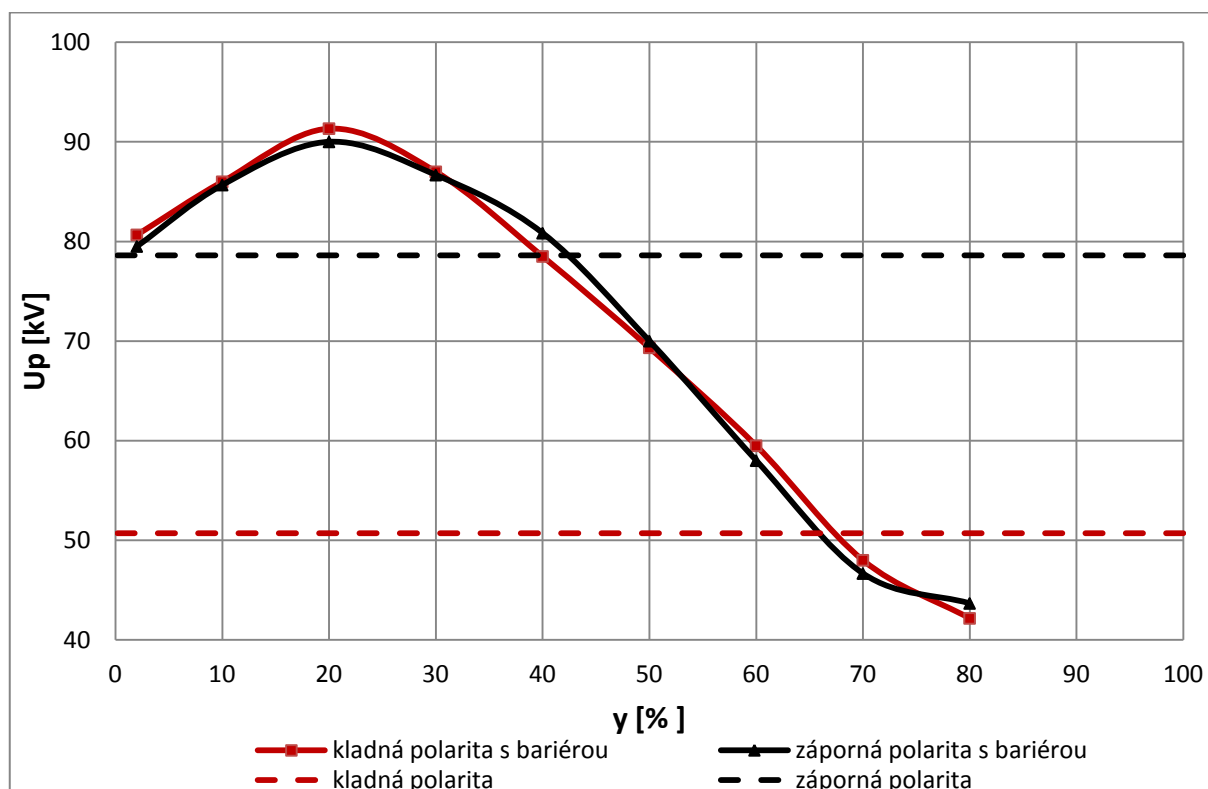
Srovnáním průběhů obou polarit elektrického napětí na hrotu s dielektrickou bariérou dostáváme ověření teoretického předpokladu, že polarita hrotu v silně nehomogenním poli výsledné přeskokové napětí s bariérou neovlivní. Je to dáno elektrickým, takřka homogenním polem, které se vytvoří mezi deskovou elektrodou a tenkou dielektrickou bariérou.

Obě křivky sledují stejný trend pro shodné vzdálenosti a oproti zbylým dvěma hrotům s vloženou bariérou (viz dále) můžeme tvrdit, že jde o totožné průběhy. Přestože jsou si průběhy podobné, nedošlo ke stejnému zlepšení elektrické pevnosti. V tomto případě bylo pro kladnou i zápornou polaritu maximální přeskokové napětí ve vzdálenosti 20 % od hrotu z celkové vzdálenosti elektrod. Rozdíly jsou dané měřením elektrické pevnosti bez bariéry. Zatímco u kladné polarity bariéra elektrickou pevnost uspořádání navýšila až do vzdálenosti 65 %, u záporné polarity to bylo jen do 40 % z celkové vzdálenosti. Za touto hranicí pak došlo ke zhoršení podmínek a elektrická pevnost vzduchu poklesla i pod hodnotu, která byla naměřena v zapojení bez bariéry.

V příloze na obrázcích (Obr. 0.3) a (Obr. 0.4) jsou potom graficky znázorněny průběhy obou polarit napětí samostatně i s rozptylem naměřených hodnot. Již pouhým pohledem lze zjistit, že větší přesnost měření a tedy menší rozptyl hodnot byl u záporné polarity napětí.

Tab. 3.4 Špičatý hrot s bariérou

+ hrot					- hrot				
y [cm]	U_{P1} [kV]	U_{P2} [kV]	U_{P3} [kV]	U_P [kV]	y [cm]	U_{P1} [kV]	U_{P2} [kV]	U_{P3} [kV]	U_P [kV]
0,1	82,0	76,0	84,0	80,7	0,1	79,5	82,0	77,0	79,5
0,5	90,0	85,0	83,0	86,0	0,5	85,0	85,5	86,5	85,7
1,0	94,0	92,0	88,0	91,3	1,0	89,0	92,5	88,5	90,0
1,5	89,0	84,0	88,0	87,0	1,5	86,0	87,5	86,5	86,7
2,0	79,0	81,5	75,0	78,5	2,0	81,0	80,5	81,0	80,8
2,5	69,5	68,0	70,5	69,3	2,5	70,0	68,5	71,5	70,0
3,0	60,5	60,0	58,0	59,5	3,0	57,0	58,5	58,5	58,0
3,5	48,5	48,0	47,5	48,0	3,5	48,0	46,0	46,0	46,7
4,0	43,0	40,0	43,5	42,2	4,0	43,0	44,0	44,0	43,7



Obr. 3.6 Špičatý hrot s bariérou

3.5.1.2 Válcový hrot

U válcového hrotu bylo kvůli jeho tvaru rozložení pole ze všech tří měřených hrotů nejvíce homogenní. Grafické zobrazení výsledků pro obě polarity napětí na hrotu je uvedeno na obrázku (Obr. 3.7). Z výsledných křivek je patrné, že do vzdálenosti elektrod 4 cm se pole pro obě polarity chová více méně jako homogenní a přeskovová napětí jsou velice podobná. U vzdálenosti větší než 4 cm se začíná projevovat nehomogenita pole a dochází k rozdílnému rozložení prostorového náboje. U válcového hrotu vyšla stejně jako u špičatého hrotu elektrická pevnost záporné polarity větší než kladná.

U kladné polarity napětí na hrotu bylo ve vzdálenosti elektrod 5 cm počáteční napětí koróny 47 kV, koróna se projevovovala jen zvukově a hned poté při 48 kV nastal přeskok. U záporné polarity napětí se přidaly k výraznému sršení vizuální projevy ve formě trsových výbojů vycházejících z povrchu elektrody. Počátek těchto výbojů byl u doskokové vzdálenosti 5 cm pozorován při napětí 45 kV a s dalším zvýšením napětí na 52,7 kV došlo k úplnému přeskoku mezi elektrodami.

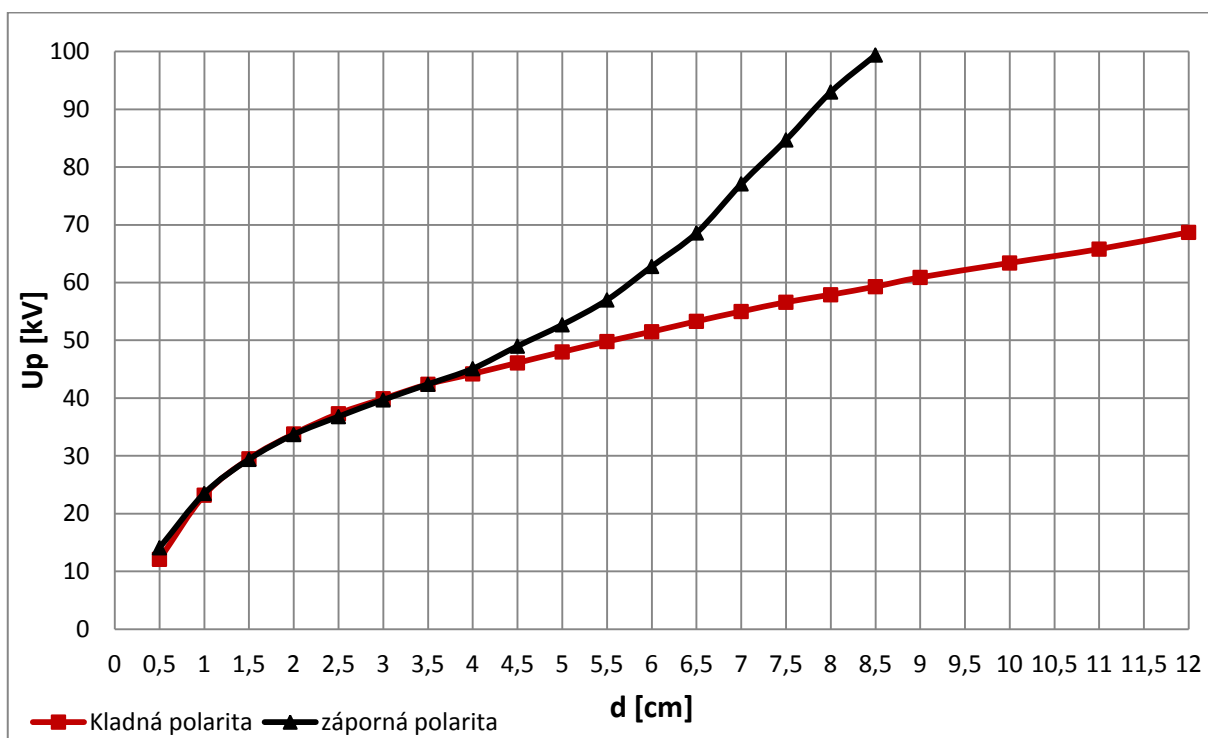
Průběhy pro každou polaritu zvlášť se zobrazením rozptylu měřených hodnot jsou uvedeny v příloze na obrázcích (Obr. 0.5) a (Obr. 0.6).

Tab. 3.5 Válcový hrot – kladná polarita

d [cm]	U_{P1} [kV]	U_{P2} [kV]	U_{P3} [kV]	U_{P4} [kV]	U_{P5} [kV]	U_P [kV]
0,5	12,0	12,0	12,5	12,0	12,0	12,1
1,0	23,5	23,5	23,0	23,0	23,0	23,2
1,5	29,5	29,5	29,5	29,5	29,5	29,5
2,0	34,0	34,0	34,0	33,5	33,5	33,8
2,5	37,0	37,5	37,5	37,0	37,5	37,3
3,0	40,0	40,0	40,0	39,5	40,0	39,9
3,5	42,0	42,5	42,5	42,5	42,5	42,4
4,0	44,0	44,0	44,5	44,0	44,5	44,2
4,5	46,0	46,0	46,0	46,5	46,0	46,1
5,0	48,0	48,0	47,5	48,0	48,5	48,0
5,5	49,5	49,5	50,0	50,0	50,0	49,8
6,0	51,5	51,5	51,5	51,5	51,5	51,5
6,5	53,5	53,5	53,0	53,5	53,0	53,3
7,0	55,0	55,0	55,0	55,0	55,0	55,0
7,5	57,0	56,5	56,5	56,5	56,5	56,6
8,0	58,0	57,5	58,0	58,0	58,0	57,9
8,5	59,0	59,5	59,5	59,5	59,0	59,3
9,0	61,0	60,5	61,0	61,0	61,0	60,9
10,0	63,5	63,0	63,5	63,5	63,5	63,4
11,0	66,0	66,0	65,0	66,0	66,0	65,8
12,0	68,5	68,5	68,5	69,0	69,0	68,7

Tab. 3.6 Válcový hrot – záporná polarita

d [cm]	U_{P1} [kV]	U_{P2} [kV]	U_{P3} [kV]	U_{P4} [kV]	U_{P5} [kV]	U_P [kV]
0,5	14,0	14,0	14,0	14,5	14,0	14,1
1,0	23,5	23,0	23,5	24,0	23,5	23,5
1,5	29,5	29,0	29,5	29,5	29,5	29,4
2,0	34,0	33,5	34,0	33,5	33,5	33,7
2,5	36,5	37,0	37,0	36,5	37,0	36,8
3,0	40,0	39,0	40,0	40,0	39,5	39,7
3,5	42,5	42,5	42,5	42,0	42,5	42,4
4,0	45,0	45,0	45,0	45,0	45,5	45,1
4,5	48,0	49,0	49,5	49,5	49,0	49,0
5,0	52,0	53,5	52,5	53,5	52,0	52,7
5,5	56,0	57,5	57,0	57,5	57,0	57,0
6,0	62,0	62,5	62,0	65,5	62,0	62,8
6,5	70,5	68,0	69,0	67,5	68,0	68,6
7,0	78,5	78,0	75,0	75,5	78,5	77,1
7,5	82,5	84,5	86,0	84,0	86,5	84,7
8,0	93,5	92,0	93,0	94,5	92,0	93,0
8,5	97,0	100,0	100,0	100,0	100,0	99,4



Obr. 3.7 Válcový hrot

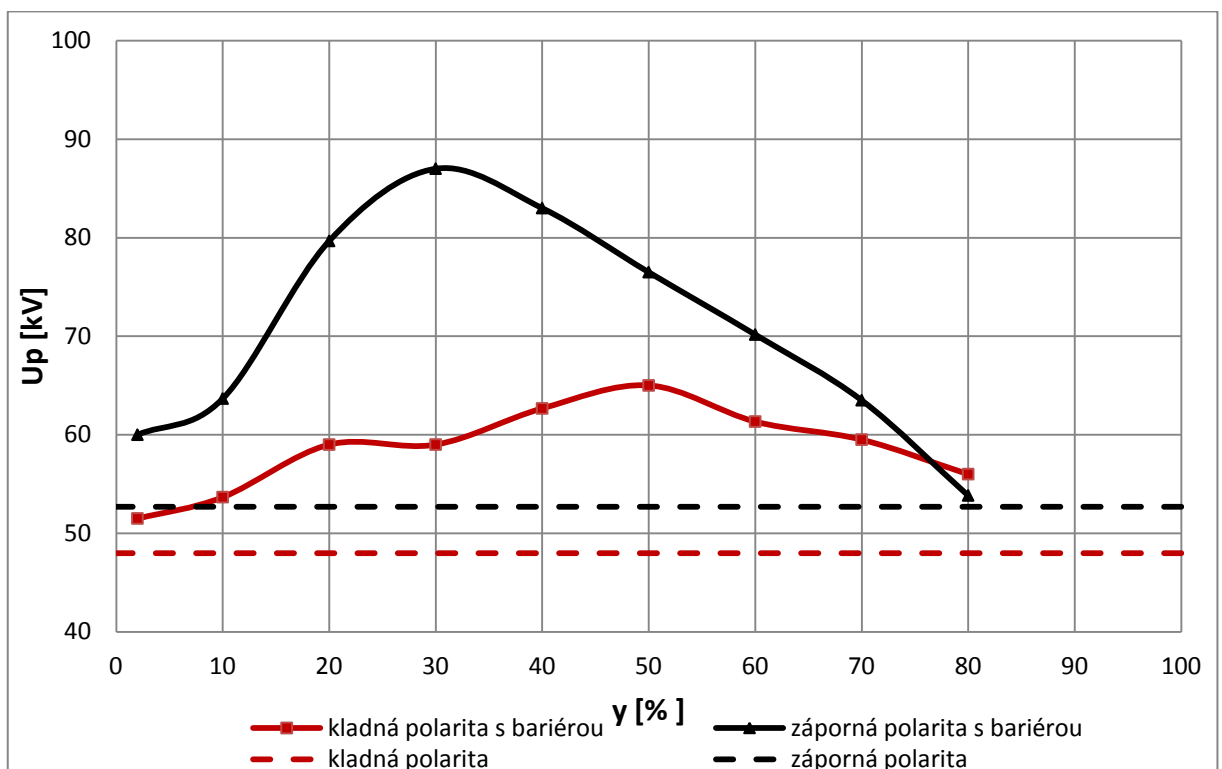
Tab. 3.7 Válcový hrot s bariérou

+ hrot					- hrot				
γ [cm]	U _{p1} [kV]	U _{p2} [kV]	U _{p3} [kV]	U _p [kV]	γ [cm]	U _{p1} [kV]	U _{p2} [kV]	U _{p3} [kV]	U _p [kV]
0,1	51,0	51,5	52,0	51,5	0,1	61,0	58,0	61,0	60,0
0,5	52,0	56,0	53,0	53,7	0,5	62,5	63,5	65,0	63,7
1,0	60,0	56,5	60,5	59,0	1,0	81,0	79,0	79,0	79,7
1,5	59,0	61,0	57,0	59,0	1,5	88,0	85,0	88,0	87,0
2,0	63,0	62,0	63,0	62,7	2,0	80,0	84,0	85,0	83,0
2,5	73,0	60,0	62,0	65,0	2,5	76,5	76,0	77,0	76,5
3,0	62,0	60,0	62,0	61,3	3,0	71,5	69,5	69,5	70,2
3,5	59,0	58,0	61,5	59,5	3,5	63,0	63,5	64,0	63,5
4,0	57,0	56,5	54,5	56,0	4,0	53,5	54,0	54,0	53,8

Výsledky měření s vloženou bariérou jsou na obrázku (Obr. 3.8). Na něm je zřetelně vidět, že zapojení s válcovou elektrodou místo špičatého hrotu je už v tomto případě ovlivněno připojenou polaritou napětí. Rozdíly mezi kladnou a zápornou polaritou napětí jsou v hustotě prostorového náboje, který se vytváří po připojení napětí. U kladné polarity na válcovém hrotu nevzniká tolik prostorového náboje, aby došlo ke stejnému vylepšení elektrické pevnosti vzduchu jako u záporné polarity napětí. Oproti špičatému hrotu se v případě válcového hrotu s bariérou zvýšilo přeskovové napětí pro obě polarity na celé měřené délce posuvu bariéry. Za povšimnutí také stojí rozdílná maxima, která se liší jak

hodnotou, tak i vzdáleností bariéry od hrotu. Opět je to dáno odlišným rozložením pole u polarit.

V příloze na obrázcích (Obr. 0.7) a (Obr. 0.8) jsou průběhy pro každou polaritu samostatně se zobrazeným rozptylem naměřených hodnot. Na průběhu kladné polarity napětí lze vidět větší rozptyl hodnot v polovině vzdálenosti mezi elektrodami, kde vyšlo maximální přeskokové napětí. Rozdíl mezi maximální naměřenou hodnotou a zbylými dvěma hodnotami na této vzdálenosti činil 10 kV, přitom nebyl pozorován žádný jev, který by toto chování objasnil.



Obr. 3.8 Válcový hrot s bariérou

3.5.1.3 Kuželový hrot

Kuželový hrot byl tvarově mezi válcovým a špičatým hrotem. Výsledné průběhy jednotlivých polarit jsou uvedeny pro porovnání na obrázku (Obr. 3.9). Na něm můžeme vidět, že křivky sledují přibližně stejný trend nárůstu přeskokového napětí se změnou vzdálenosti. Za povšimnutí stojí začátek průběhů, kdy má kladná polarita napětí na hrotu vyšší přeskokové napětí než záporná, ale okolo 3,5 centimetru se poměry obrátí a dále už vzduch u záporné polarity hrotu vykazuje vyšší elektrickou pevnost. Což se shoduje s teoretickými předpoklady.

U kladné polarity hrotu, vzdálenosti elektrod 5 cm a napětí 30 kV se začaly objevovat trsově modrofialové výboje, které vycházely z vrcholu kužele. Při dalším zvýšení napětí trsově výboje postupně uhasínaly a objevila koróna ve formě obalu okolo vrcholu. Akusticky se projevovala jen minimálně.

Připojením záporné polarita na kuželovou elektrodu se při zvyšování napětí a doskokové vzdálenosti koróna projevovala více než u kladné polarita zapojení. Na vzdálenosti 5 cm bylo počáteční napětí, při kterém se objevily trsově výboje, shodné jako u kladné polarita a to 30 kV. Stejně byly i projevy ve tvaru trsů vycházejících z konce hrotu, které však v tomto případě měly větší délku a byly doprovázeny zřetelným sršením a prskáním. Při dalším zvýšení napětí na 65,5 kV pak došlo k přeskoku.

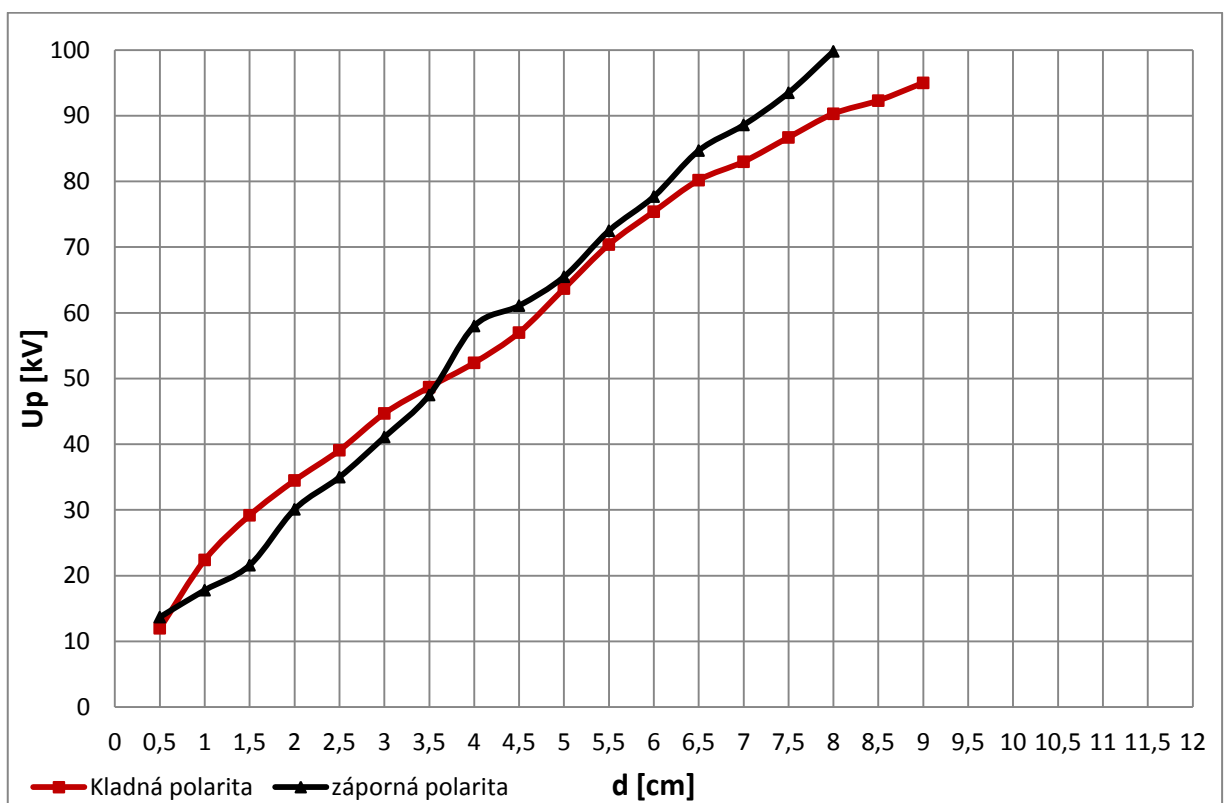
V příloze na obrázcích (Obr. 0.9) a (Obr. 0.10) jsou uvedeny průběhy pro každou polaritu zvlášť se zobrazeným rozptylem minimálních a maximálních naměřených hodnot, které se nějak nijak výrazně neodlišují.

Tab. 3.8 Kuželový hrot – kladná polarita

d [cm]	U_{p1} [kV]	U_{p2} [kV]	U_{p3} [kV]	U_{p4} [kV]	U_{p5} [kV]	U_p [kV]
0,5	12,0	12,0	12,0	12,0	12,0	12,0
1,0	22,0	22,0	22,5	23,0	22,5	22,4
1,5	29,0	29,5	29,0	29,0	29,5	29,2
2,0	35,0	34,5	35,0	34,0	34,0	34,5
2,5	39,0	39,5	39,5	38,0	39,5	39,1
3,0	44,0	44,0	45,5	45,0	45,0	44,7
3,5	48,5	48,5	48,0	48,5	50,0	48,7
4,0	53,0	52,0	52,0	51,5	53,5	52,4
4,5	57,0	58,5	56,5	55,0	58,0	57,0
5,0	64,0	63,0	65,0	63,5	63,0	63,7
5,5	69,5	72,0	70,0	71,5	69,0	70,4
6,0	74,0	75,0	77,0	76,5	74,5	75,4
6,5	79,5	81,0	79,0	81,0	80,5	80,2
7,0	82,0	82,0	83,0	83,0	85,0	83,0
7,5	88,0	86,0	87,5	87,0	85,0	86,7
8,0	92,0	89,0	92,5	89,0	89,0	90,3
8,5	92,5	93,0	89,0	92,0	95,0	92,3
9,0	97,0	94,0	94,5	95,0	94,5	95,0

Tab. 3.9 Kuželový hrot – záporná polarita

d [cm]	U_{P1} [kV]	U_{P2} [kV]	U_{P3} [kV]	U_{P4} [kV]	U_{P5} [kV]	U_p [kV]
0,5	14,5	14,0	14,0	13,0	13,0	13,7
1,0	18,0	18,0	17,5	17,5	18,0	17,8
1,5	22,0	22,0	23,0	20,0	21,0	21,6
2,0	30,0	31,0	30,5	29,0	30,0	30,1
2,5	35,0	34,0	36,0	35,0	35,0	35,0
3,0	41,5	42,0	40,0	39,5	42,5	41,1
3,5	48,0	48,5	48,0	47,0	46,0	47,5
4,0	60,0	58,0	58,0	60,0	54,0	58,0
4,5	60,0	60,0	63,0	60,0	62,5	61,1
5,0	64,5	65,0	65,0	68,0	65,0	65,5
5,5	73,0	74,0	71,0	72,5	72,0	72,5
6,0	77,0	78,5	80,5	77,0	75,5	77,7
6,5	86,5	84,5	86,0	84,0	82,5	84,7
7,0	88,0	88,0	89,0	90,0	88,0	88,6
7,5	92,5	94,5	93,5	94,0	93,0	93,5
8,0	100,0	99,0	100,0	100,0	100,0	99,8



Obr. 3.9 Kuželový hrot

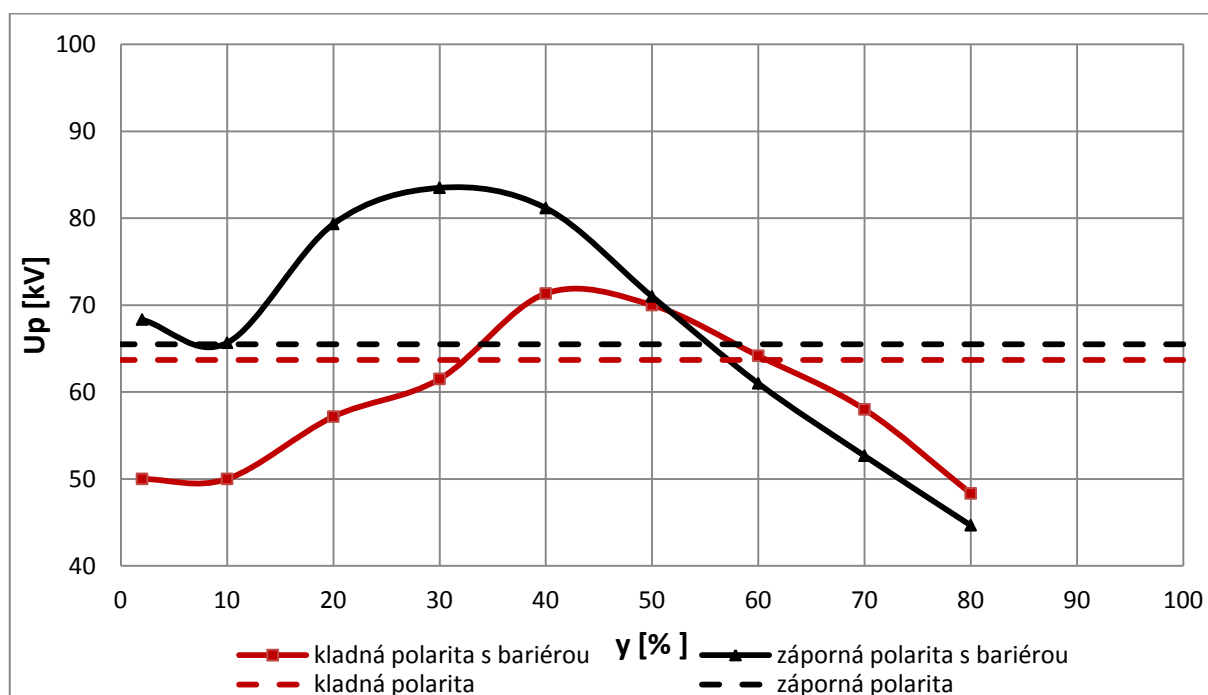
Výsledky měření kuželového hrotu s bariérou jsou na obrázku (Obr. 3.10). Z rozdílných naměřených průběhů kuželového hrotu stejně jako válcového hrotu můžeme usuzovat, že při měření s vloženou dielektrickou bariérou už záleží na polaritě napětí přivedeného na hrot.

U kladné polarity napětí vyšlo zlepšení elektrické pevnosti uspořádání po vložení bariéry jen na velmi malém rozsahu vzdálenosti. Na zbytku rozsahu pak došlo ke zhoršení vlastností, které byly změřeny bez vložené bariéry. U záporné polarity napětí jsou výsledky s bariérou lepší a k požadovanému navýšení přeskokového napětí došlo na větší měřené vzdálenosti.

Samostatné průběhy pro obě polarity napětí jsou uvedeny v příloze na obrázcích (Obr. 0.11) a (Obr. 0.12). Na nich je vidět, že u kladné polarity a menší vzdálenosti od hrotu vycházely naměřené hodnoty ve větším rozsahu než ve zbylých částí. Z velké části toho může být příčinou rozložení prostorového náboje, což se mohlo také promítnout do zhoršení vlastností elektrické pevnosti vzduchu.

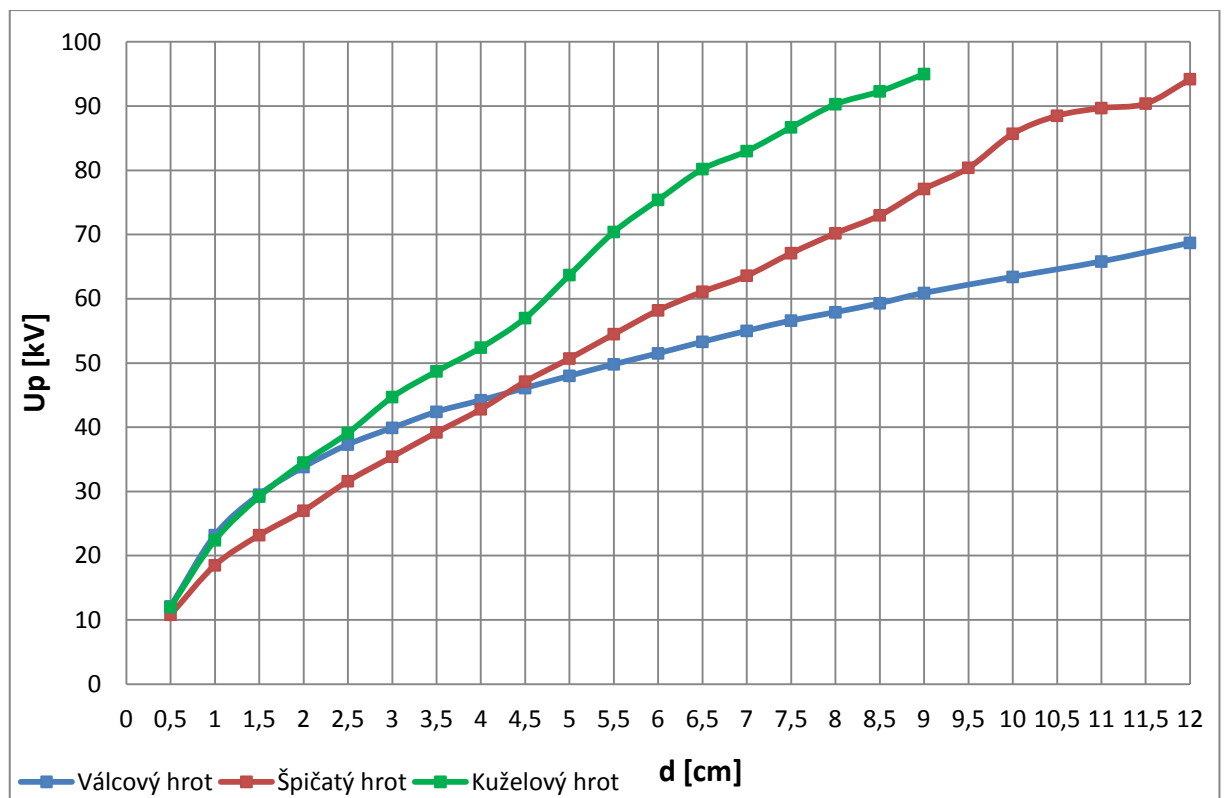
Tab. 3.10 Kuželový hrot s bariérou

+ hrot					- hrot				
γ [cm]	U_{p1} [kV]	U_{p2} [kV]	U_{p3} [kV]	U_p [kV]	γ [cm]	U_{p1} [kV]	U_{p2} [kV]	U_{p3} [kV]	U_p [kV]
0,1	53,0	46,0	51,0	50,0	0,1	64,0	70,0	71,0	68,3
0,5	47,0	50,0	53,0	50,0	0,5	68,0	64,0	65,0	65,7
1,0	53,0	63,5	55,0	57,2	1,0	80,0	80,0	78,0	79,3
1,5	57,0	62,5	65,0	61,5	1,5	84,0	84,5	82,0	83,5
2,0	67,0	74,0	73,0	71,3	2,0	81,5	80,0	82,0	81,2
2,5	70,0	71,0	69,0	70,0	2,5	71,0	71,0	71,0	71,0
3,0	64,0	63,5	65,0	64,2	3,0	60,0	62,0	61,0	61,0
3,5	57,0	58,0	59,0	58,0	3,5	53,0	52,5	52,5	52,7
4,0	46,0	50,0	49,0	48,3	4,0	45,0	44,0	45,0	44,7



Obr. 3.10 Kuželový hrot s bariérou

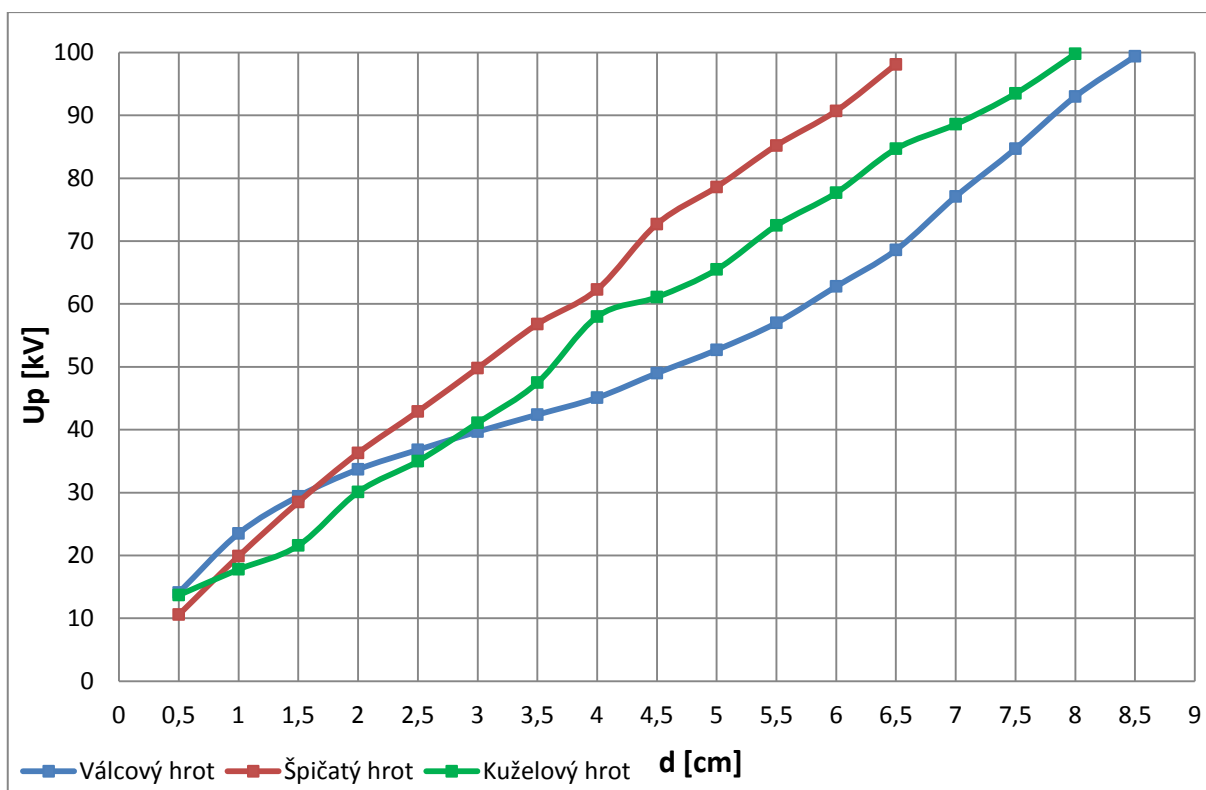
Na obrázku (Obr. 3.11) jsou pro porovnání zobrazeny průběhy přeskokového napětí všech tří měřených hrotů s připojenou kladnou polaritou napětí. Podle prvotních předpokladů se očekávalo u válcového hrotu, díky jeho tvaru, nejvíce homogenní pole a tudíž i nejvyšší přeskokové napětí. Avšak měření toto tvrzení vyvrátilo. Do vzdálenosti dvou centimetrů byly výsledky u válcového a kuželového hrotu velice podobné. Zatím co u kuželového hrotu dále narůstalo přeskokové napětí s měnící se vzdáleností stejným tempem a nakonec vyšlo nevyšší, u válcového hrotu se s rostoucí vzdáleností tempo nárůstu přeskokového napětí zpomalilo, kvůli negativnímu ovlivnění prostorovým nábojem. Elektrická pevnost vzduchu vyšla v tomto uspořádání nejnižší. Přesto je zřetelný u válcové elektrody, po překonání určité krátké vzdálenosti od hrotu, lineární nárůst bez nějakých náhlých výkyvů, kterých by se očekávalo u homogenního pole.



Obr. 3.11 Porovnání hrotů s kladnou polaritou

Na následujícím obrázku (Obr. 3.12) je porovnání výsledků měření se zápornou polaritou na hrotových elektrodách. U záporné polarity se oproti kladné více projevovala koróna a to hlavně u špičatého hrotu. Pokud se při zvyšování napětí koróna zapálila, tak se přeskokové napětí zvýšilo. Vidět to je na průběhu špičatého hrotu, kde byla koróna pozorována již od menších vzdáleností elektrod a proto má výsledný průběh nejvyšší přeskokové napětí ze

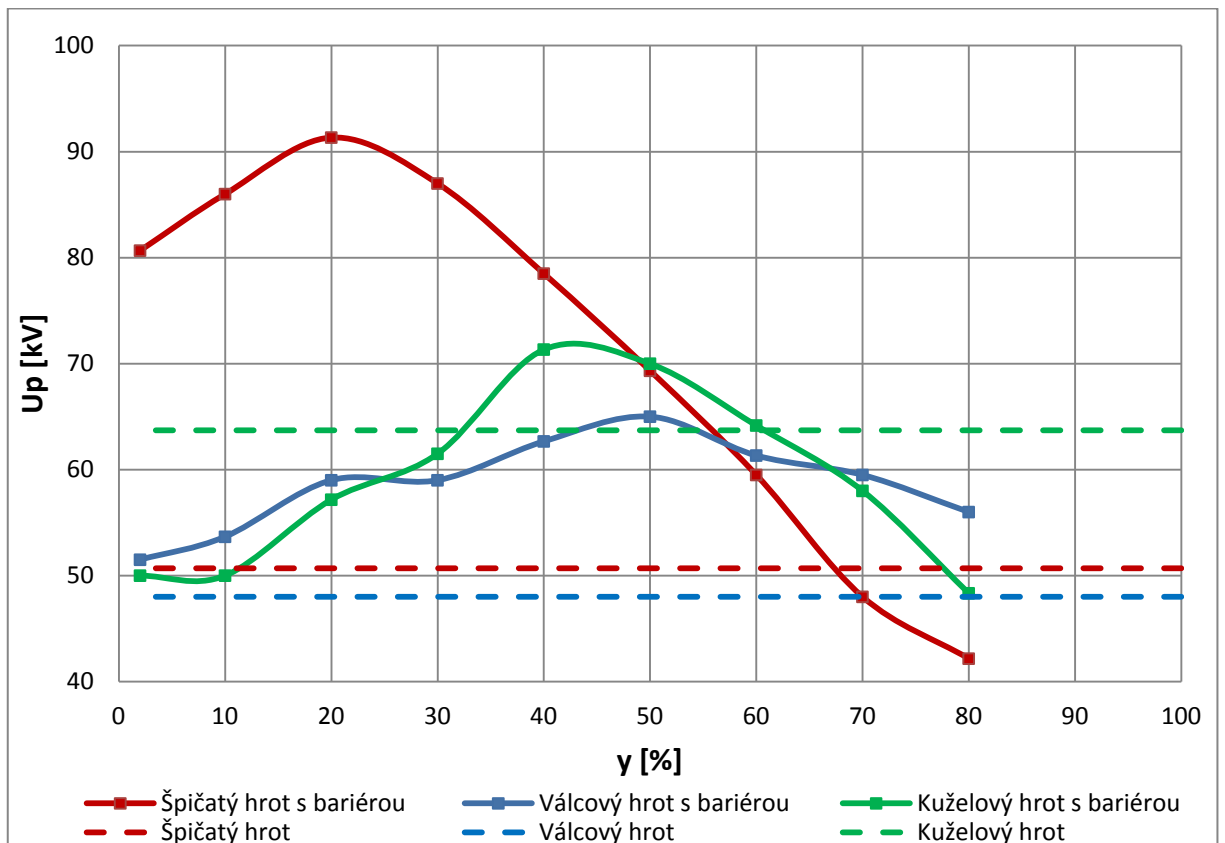
zbývající hrotů. Nejmenší přeskokové napětí u větších měřených vzdáleností vyšlo u válcového hrotu, kde byly při měření nejvíce pozorovány trsové výboje.



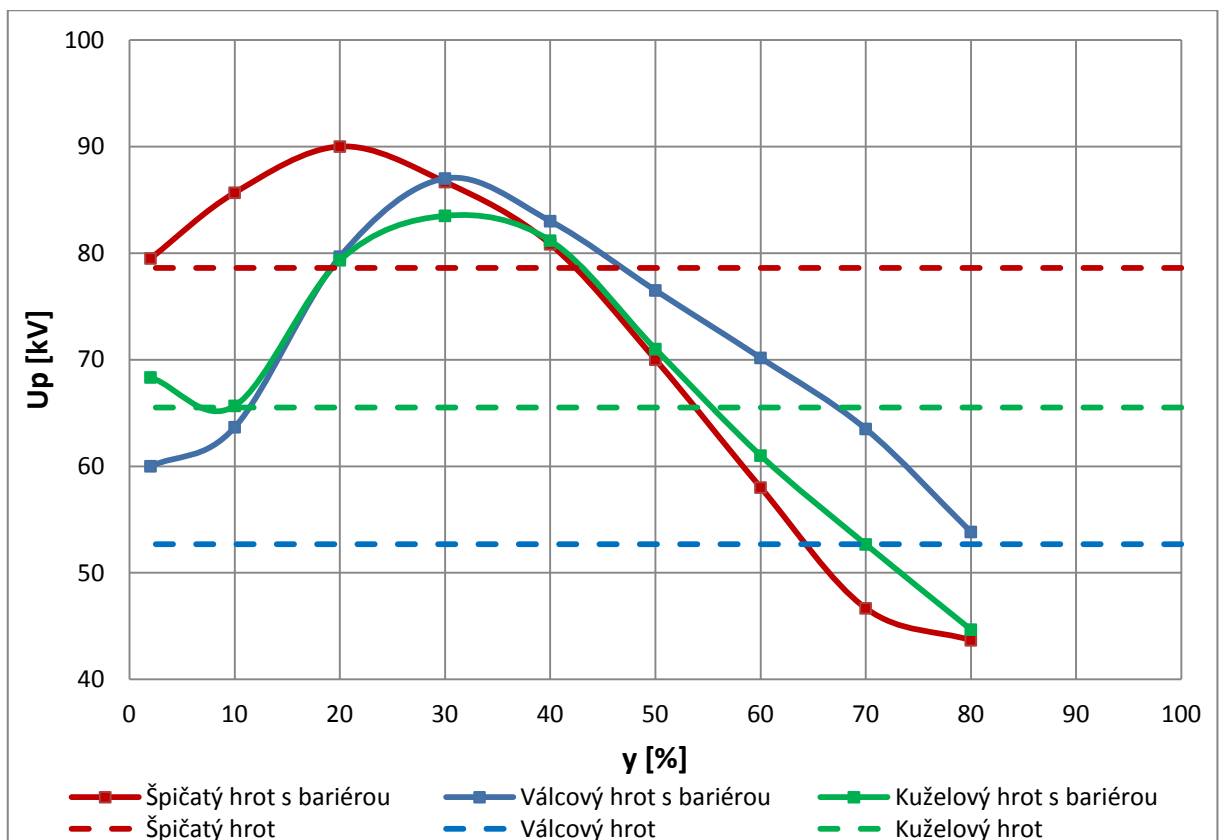
Obr. 3.12 Porovnání hrotů se zápornou polaritou

Na obrázku (Obr. 3.13) jsou zobrazeny výsledky měření s vloženou dielektrickou bariérou mezi elektrodami a kladnou polaritou napětí. Z něj je dobře patrné, že k největšímu zlepšení elektrické pevnosti došlo u špičatého hrotu. Průběhy hrotů jsou odlišné, takže prostorový náboj, který se po přivedení napětí na elektrody vytváří, se nechová u kladné polarity stejně.

Průběhy pro zápornou polaritu napětí s vloženou bariérou jsou na obrázku (Obr. 3.14). Oproti kladné polaritě se křivky více podobají a mají přibližně stejný trend průběhu. Přeskokové napětí se nejprve zvyšuje, dokud nedosáhne maximální hodnoty a následně už jen klesá. Z toho můžeme usuzovat, že se prostorový náboj mezi elektrodami vytváří s menší závislostí na rádiu zakřivení povrchu hrotu.



Obr. 3.13 Porovnání hrotů s kladnou polaritou a s vloženou bariérou



Obr. 3.14 Porovnání hrotů se zápornou polaritou a s vloženou bariérou

3.5.2 Jednopolové (unipolární) zapojení

U jednopolového zapojení se uzemnila desková elektroda a na hrot se postupně přiváděly obě polarity napětí. Schéma zapojení je uvedeno na obrázku (Obr. 3.3). Nevýhodou tohoto měření byla dvojnásobná výchylka napětí na mikroampérmetru, než byla reálná hodnota, což značně omezilo možnost měření bez změny rozsahu. Ten se neměnil z toho důvodu, aby parametry v obvodu zůstaly stejné a měření s jednopolovým a dvoupolovým zapojením mohly být mezi sebou porovnány. Ve většině měření dosahovala vzdálenost elektrod maximálně 3,5 cm, jen ve dvou případech se tato vzdálenost překročila. U tak krátké vzdálenosti se tedy neměřilo s dielektrickou bariérou.

3.5.2.1 Špičatý hrot

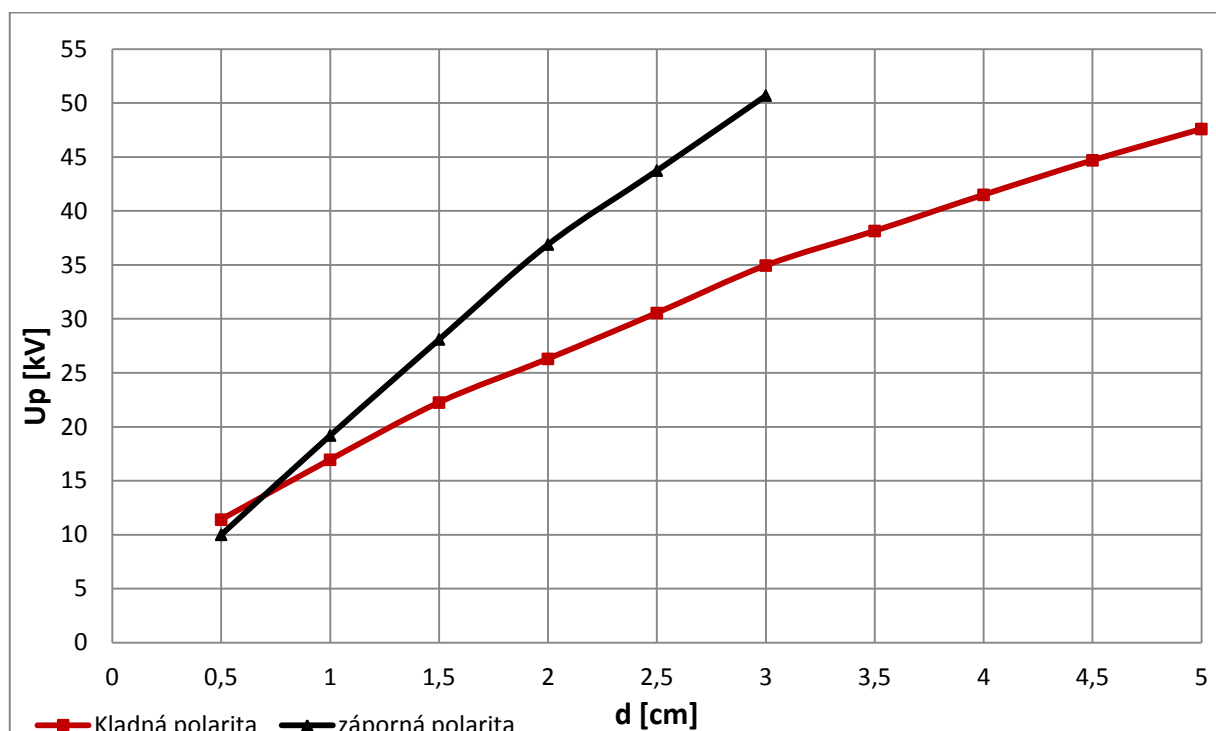
Výsledná naměřená závislost přeskokového napětí na vzdálenosti elektrod je znázorněna na obrázku (Obr. 3.15). Výsledky měření jsou pro obě polarity prakticky stejné jako u dvoupolového zapojení. Jejich srovnání jsou uvedeny v příloze na obrázcích (Obr. 0.13) a (Obr. 0.14).

Tab. 3.11 Kladný špičatý hrot

d [cm]	U_{p1} [kV]	U_{p2} [kV]	U_{p3} [kV]	U_{p4} [kV]	U_{p5} [kV]	U_p [kV]
0,5	11,5	11,5	11,5	11,3	11,3	11,4
1,0	17,0	16,5	17,0	17,3	17,0	17,0
1,5	22,3	22,0	22,3	22,5	22,3	22,3
2,0	26,5	26,3	26,5	26,0	26,3	26,3
2,5	30,5	30,8	30,5	31,0	30,0	30,6
3,0	34,8	35,5	34,8	35,0	34,8	35,0
3,5	38,5	38,3	38,0	38,0	38,0	38,2
4,0	41,5	41,8	41,5	41,3	41,5	41,5
4,5	44,5	45,0	44,5	44,5	45,0	44,7
5,0	48,0	47,8	47,3	47,5	47,5	47,6

Tab. 3.12 Záporný špičatý hrot

d [cm]	U_{p1} [kV]	U_{p2} [kV]	U_{p3} [kV]	U_{p4} [kV]	U_{p5} [kV]	U_p [kV]
0,5	10,0	10,0	10,0	10,0	10,0	10,0
1,0	19,0	19,5	19,0	19,0	19,5	19,2
1,5	28,0	27,8	28,5	28,5	27,8	28,1
2,0	37,3	37,0	36,5	37,0	36,8	36,9
2,5	44,3	43,5	43,5	43,8	43,8	43,8
3,0	50,5	50,0	51,0	51,0	51,0	50,7



Obr. 3.15 Špičatý hrot

3.5.2.2 Válcový hrot

Naměřené výsledky unipolárního zapojení s válcovým hrotem je uvedeno na obrázku (Obr. 3.16). Průběhy se velmi podobají výsledkům měření v bipolárním zapojení až na kladnou polaritu napětí a vzdálenost elektrod 3 cm. V této vzdálenosti došlo k prvnímu přeskoku při napětí 39 kV, ale při dalších opakováních měření došlo vždy k zapálení trsového výboje a přeskokové napětí se zvýšilo odhadem na 51 kV. Kladná polarita tedy vykazovala nepředvídatelné chování závislé na zapálení výboje.

U záporné polarity napětí začaly být trsové výboje pozorovatelné od vzdálenosti 3,5 cm. U vzdálenosti 4 cm se už výboje projevovaly i akusticky dobře slyšitelným sršením a modré trsy vycházející z vrcholu válečku nabývaly větších rozměrů.

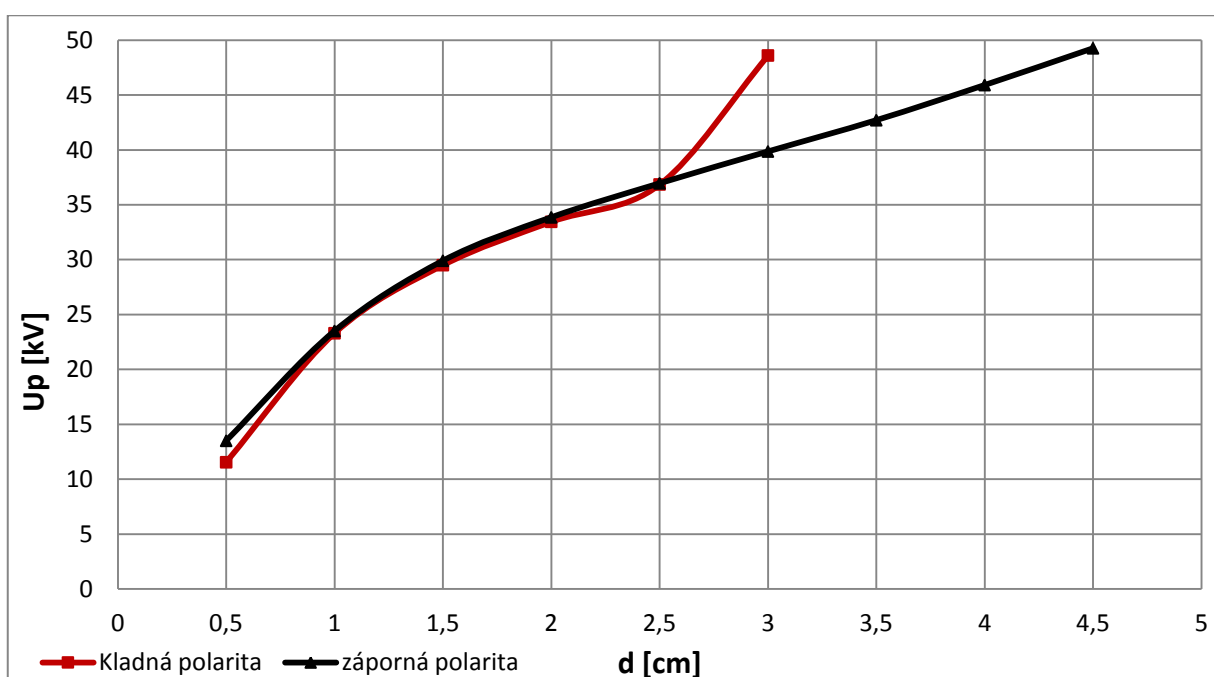
Srovnání jedнопólového a dvoupólového zapojení jsou v příloze na obrázcích (Obr. 0.15) a (Obr. 0.16).

Tab. 3.13 Kladný válcový hrot

d [cm]	U_{P1} [kV]	U_{P2} [kV]	U_{P3} [kV]	U_{P4} [kV]	U_{P5} [kV]	U_p [kV]
0,5	11,8	11,5	11,5	11,5	11,5	11,6
1,0	23,5	23,3	23,3	23,3	23,3	23,3
1,5	29,5	29,5	29,5	29,5	29,5	29,5
2,0	33,5	33,5	33,5	33,3	33,5	33,5
2,5	37,0	36,8	36,8	37,0	36,8	36,9
3,0	39,0	51,0	51,0	51,0	51,0	48,6

Tab. 3.14 Záporný válcový hrot

d [cm]	U_{p1} [kV]	U_{p2} [kV]	U_{p3} [kV]	U_{p4} [kV]	U_{p5} [kV]	U_p [kV]
0,5	13,5	13,5	13,5	13,5	13,5	13,5
1,0	23,5	23,5	23,5	23,8	23,3	23,5
1,5	29,5	30,0	30,0	30,0	30,0	29,9
2,0	33,5	34,0	34,0	34,0	33,8	33,9
2,5	37,0	37,0	37,0	36,8	37,0	37,0
3,0	40,0	40,0	39,5	39,8	40,0	39,9
3,5	43,0	42,3	43,0	42,5	42,8	42,7
4,0	45,5	46,0	46,0	46,0	46,0	45,9
4,5	49,3	49,0	49,5	49,3	49,3	49,3



Obr. 3.16 Válcový hrot

3.5.2.3 Kuželový hrot

Výsledné naměřené průběhy kuželového hrotu jsou na obrázku (Obr. 3.17). U kladné polaritě napětí a od vzdálenosti elektrod 2,5 cm se při zvyšování napětí začaly zapalovat trsové výboje a výrazně se navýšilo přeskokové napětí. Trsy byly oproti záporné polaritě napětí jen velice málo patrné a také sršení se projevovalo velmi málo a spíše splývalo se zvukem zdroje.

Rozdílné pochody nastaly u záporné polaritě napětí. U měření na vzdálenosti elektrod 3 cm došlo vždy ke vzniku trsových výbojů při napětí 27 kV, ale pokud se výboj nevyvinul v korónu, tak došlo k přeskoku okolo 34 kV. V dalších případech se výboj při překonání potřebného napětí projevoval trsy a hlasitým sršením. S dalším zvýšením napětí trsové výboje uhasly a objevila se koróna ve tvaru jasně svítícího bodu na vrcholu kužele a hlasité sršení

ustalo. Po vzniku koróny se přeskokové napětí zvýšilo z 34 kV na 41 kV. U vzdálenosti 3,5 cm už přecházely trsové výboje do koróny pokaždé a přeskoky tedy vycházely s menším rozptylem hodnot.

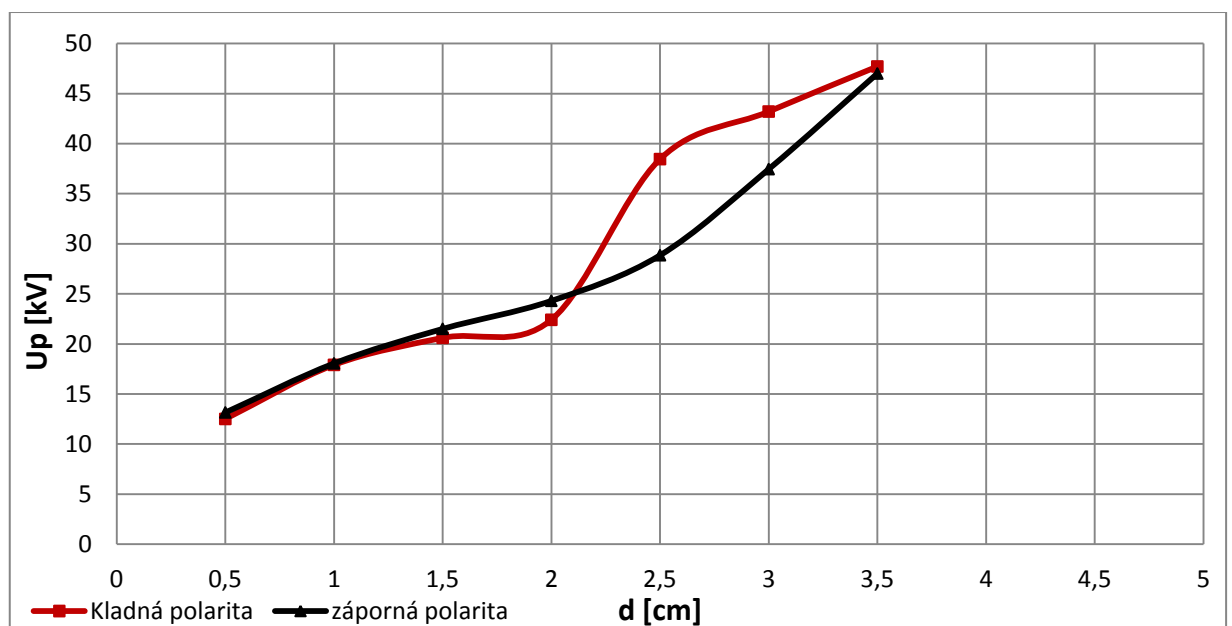
Porovnání výsledků bipolárního a unipolárního zapojení je uvedeno v příloze na obrázcích (Obr. 0.17) a (Obr. 0.18).

Tab. 3.15 Kladný kuželový hrot

d [cm]	U_{P1} [kV]	U_{P2} [kV]	U_{P3} [kV]	U_{P4} [kV]	U_{P5} [kV]	U_p [kV]
0,5	12,5	12,5	12,5	12,5	12,5	12,5
1,0	18,0	18,0	17,8	18,0	17,8	17,9
1,5	21,0	20,5	20,5	20,5	20,5	20,6
2,0	22,5	22,5	22,5	22,3	22,3	22,4
2,5	38,0	39,0	37,8	39,5	38,0	38,5
3,0	42,5	44,0	43,0	43,0	43,5	43,2
3,5	48,0	47,8	47,5	47,3	48,0	47,7

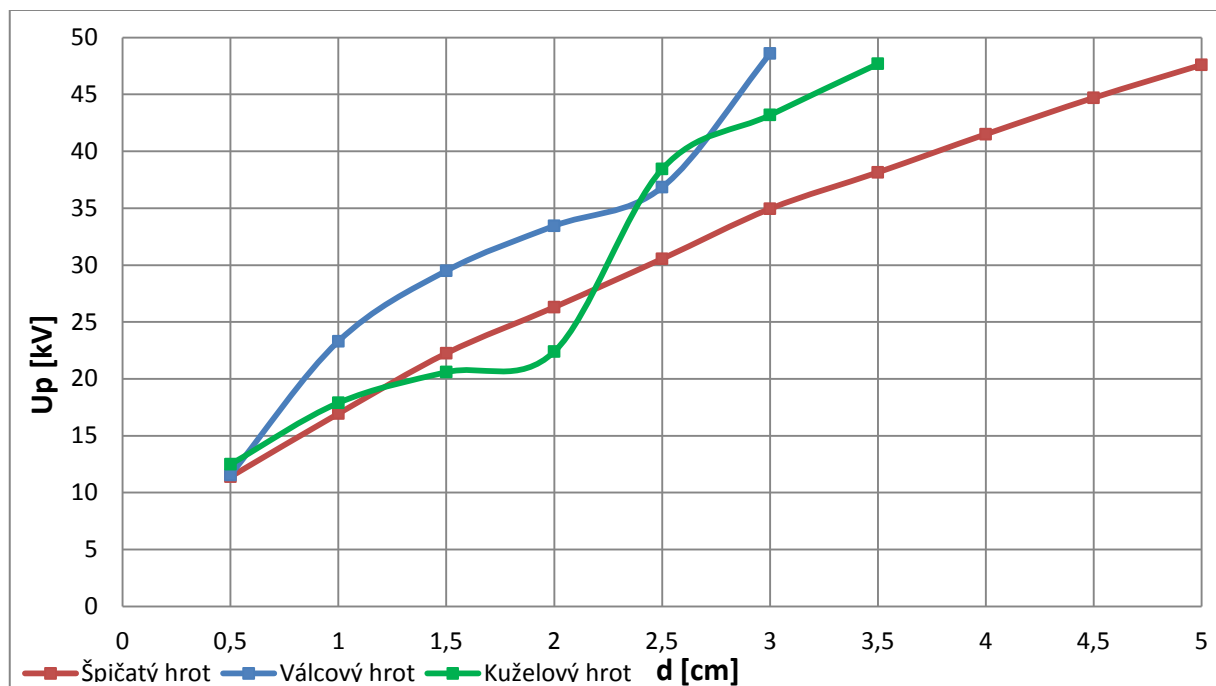
Tab. 3.16 Záporný kuželový hrot

d [cm]	U_{P1} [kV]	U_{P2} [kV]	U_{P3} [kV]	U_{P4} [kV]	U_{P5} [kV]	U_p [kV]
0,5	13,0	13,3	13,3	13,3	13,0	13,2
1,0	18,0	18,0	17,8	18,3	18,3	18,1
1,5	21,8	21,5	21,5	21,3	21,5	21,5
2,0	24,3	24,5	24,3	24,3	24,3	24,3
2,5	29,0	29,0	29,0	28,8	28,5	28,9
3,0	34,0	33,8	40,0	41,0	38,5	37,5
3,5	50,0	45,0	48,0	45,5	46,5	47,0

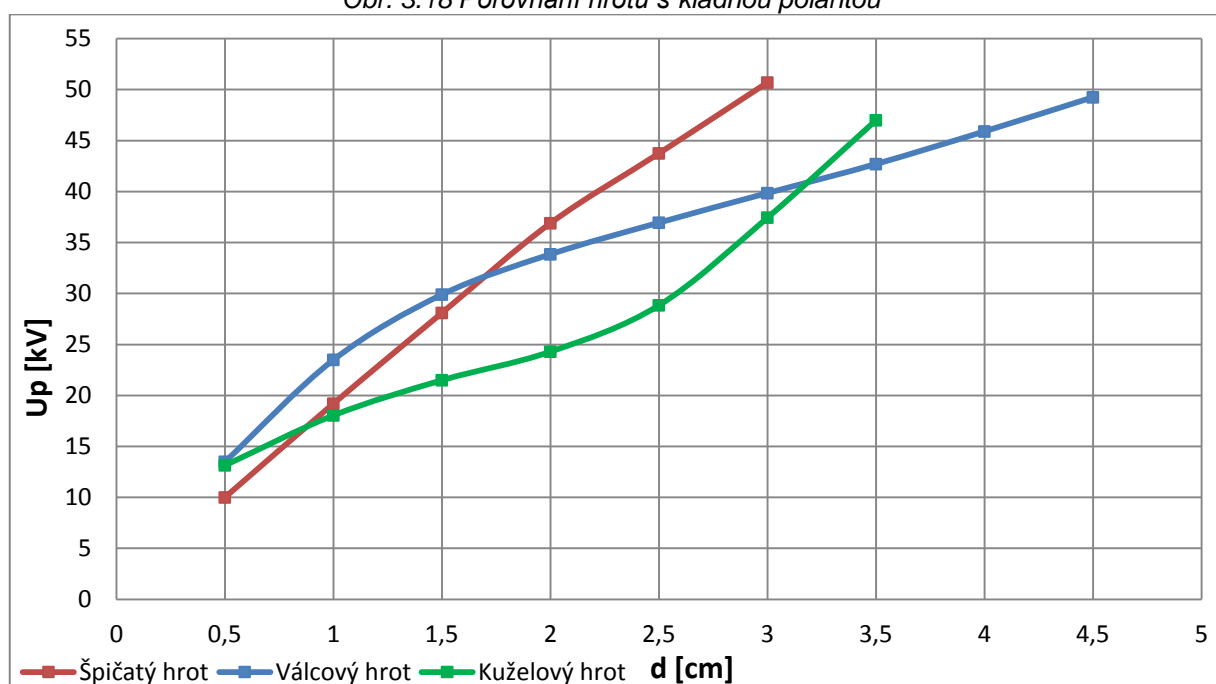


Obr. 3.17 Kuželový hrot

Srovnání hrotů s kladnou polaritou napětí je uvedeno na obrázku (Obr. 3.18) a se zápornou polaritou napětí na obrázku (Obr. 3.19). Stěžejním výsledkem při porovnání výsledků obou polarit napětí je, že se u kladné hrotové elektrody koróna uplatňuje minimálně a proto u špičatého hrotu vyšla elektrická pevnost vzduch nejmenší a u válcové elektrody nevyšší. Oproti tomu u záporné polarity napětí, kde je koróna velmi výrazná, narůstala elektrická pevnost u špičatého hrotu se zvětšující se vzdáleností nejrychleji a nakonec vyšla vyšší než u zbývajících elektrod.



Obr. 3.18 Porovnání hrotů s kladnou polaritou



Obr. 3.19 Porovnání hrotů se zápornou polaritou

Závěr

V první části práce jsem sjednotil informace o pochodech, které nastávají v plynech resp. ve vzduchu, pokud na ně působí elektrické pole. Popisuji zde nejdůležitější typy výbojů, které se v plynech objevují. Ke konci první kapitoly jsou uvedeny korónové výboje a vliv nevodivé bariéry na korónu. Tento typ výbojů je pro tuto práci důležitý, protože ve třetí kapitole je pomocí měření uvedeno ověření dielektrických vlastností vzduchu závislých na vlivu polarit.

Ve druhé kapitole je uveden matematický model, kterým jsem se snažil přiblížit reálnému elektrodovému systému a získat z něj hraniční intenzity elektrického pole, při kterých docházelo k úplnému přeskoku mezi elektrodami. Z výsledků potom vyplývá, že se elektrická intenzita liší u jednotlivých hrotů v závislosti na zaoblení elektrody o celý řád, kdy nevyšší intenzita vyšla u špičatého hrotu a nejnižší u válcového hrotu.

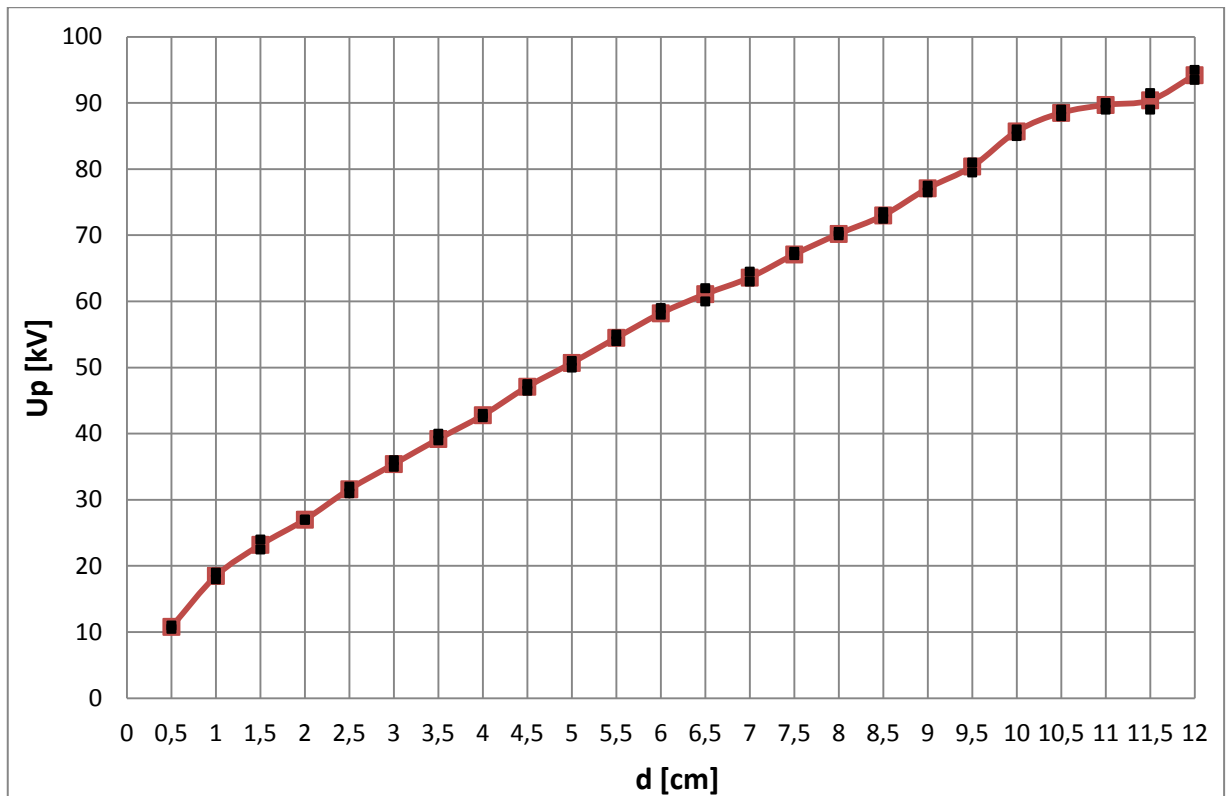
Ve třetí části jsem se zabýval experimentálním měřením vlastností vzduchu v nehomogenním poli tvořeným hrotem proti desce. Naměřené výsledky by mohli být použity při navrhování elektrických přístrojů nebo zařízení, ve kterých jsou vodiče elektrického proudu (např. pásového profilu u kterých se hrana vodiče může chovat jako hrotová elektroda jedné polarit) umístěny v těsné blízkosti uzemněné stěny krytu. V případě malé vzdálenosti mezi vodičem a uzemněnou stěnou, kde by byl využit vzduch jako izolant, by mohly při zvyšování napětí nastat částečné výboje, trsové výboje, koróna nebo úplně výboje a tím by docházelo k nežádoucím ztrátám a opalování kontaktů. Z hlediska ceny vysokonapěťových zařízení je proto návrh a ověření elektrické pevnosti důležitou součástí výroby. S neustálým zpřesňováním matematických modelů by mohly být výsledky také využity pro ověření jejich platnosti.

Z naměřených výsledků s vloženou dielektrickou bariérou potom vyplývá, že chceme-li v nějakém zařízení využít bariéru pro zlepšení elektrické pevnosti, tak je nelepším řešením mít jednu elektrodu (vodič) co nejvíce ostrou, bez zaoblení a druhou elektrodu s co největší plochou (deska). Potom nezáleží na polaritě přiloženého napětí, dojde u obou polarit ke stejným průběhům elektrické pevnosti. Zjištěnou ideální vzdálenost bariéry je tedy možné použít i pro střídavé napětí síťového kmitočtu.

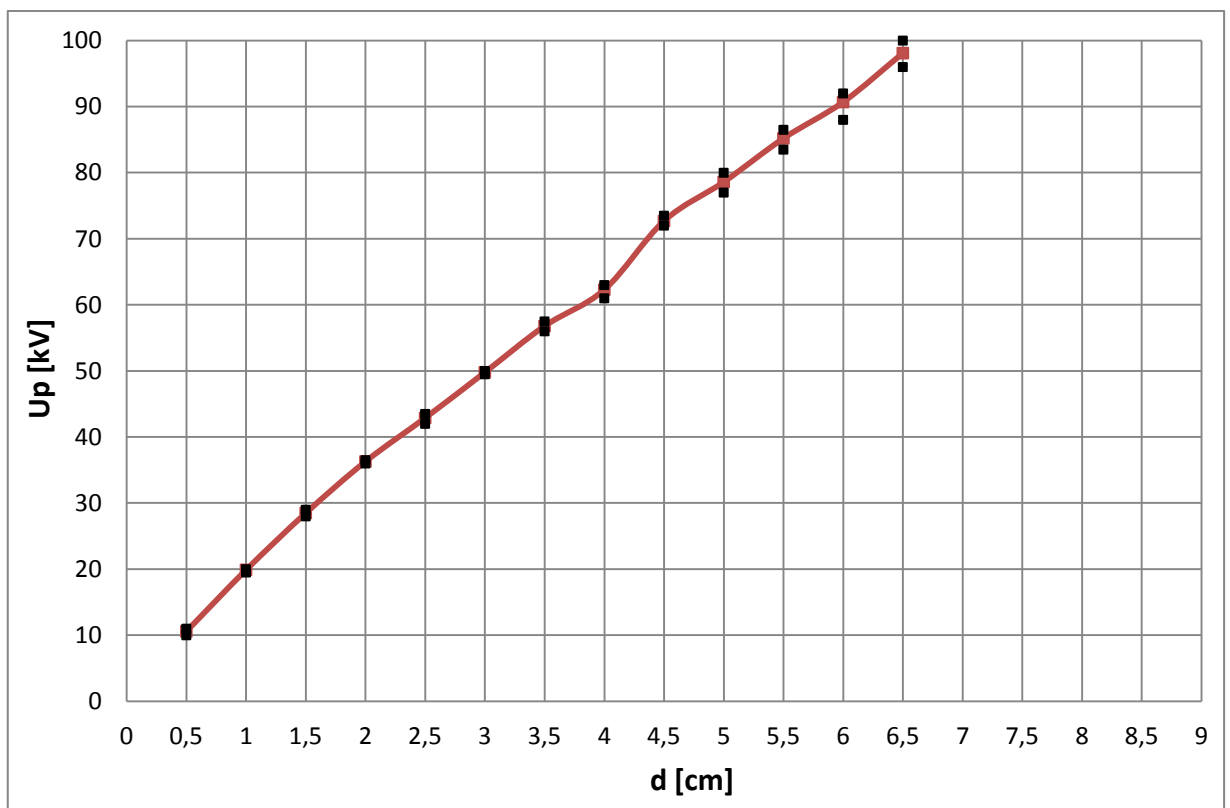
Seznam literatury a informačních zdrojů

- [1] MENTLÍK, Václav. *Dielektrické prvky a systémy*. 1. vyd. Praha: BEN - technická literatura, 2006, ISBN 80-730-0189-6.
- [2] VEVERKA, Antonín. *Technika vysokých napětí*. Druhé přepracované vydání. Praha/Bratislava: SNTL/ALFA, 1978.
- [3] LIPTÁK, Jan a Josef SEDLÁČEK. *Úvod do elektrotechnických materiálů*. Praha: Česká technika, 2008. ISBN 978-80-01-03191-9.
- [4] Jiráček, J., Autrata, R., Liedermann, K., Rozsivalová, Z., Sedlářková, M.: Materiály a technická dokumentace, část Materiály v elektrotechnice. Elektronické texty, Brno 2002. Dostupné z: <<http://goo.gl/kS1nb>> [cit. 15.03.2013]
- [5] KUBEŠ, Pavel. *Impulzní silnoproudé výboje a jejich diagnostika* [online], 2013 [cit. 16.2.2013]. Studijní text pro doktorské studium. ČVUT, Fakulta elektrotechnická. Dostupné z <<http://www.aldebaran.cz/studium/vyboje.pdf>>.
- [6] HELLER, Bedřich a VEVERKA, Antonín. *Elektrická pevnost*. Praha: ČSAV, 1957.
- [7] BOUŠEK, Jaroslav, *Vakuová technika* [online], Skripta. VUT, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií. Dostupné z <<http://goo.gl/2s0I9>>
- [8] LAURENC, Jiří. *Home.zcu.cz* [online]. [cit. 18.4.2013]. Předmět TVN. Dostupné z WWW: <<http://home.zcu.cz/~laurenc/tvn.php>>.
- [9] <http://www.tzb-info.cz/tabulky-a-vypocty/74-slozeni-atmosferickeho-vzduchu> [cit. 23.3.2013]
- [10] http://www.aldebaran.cz/bulletin/2012_22_pla.php [cit. 6.5.2013]

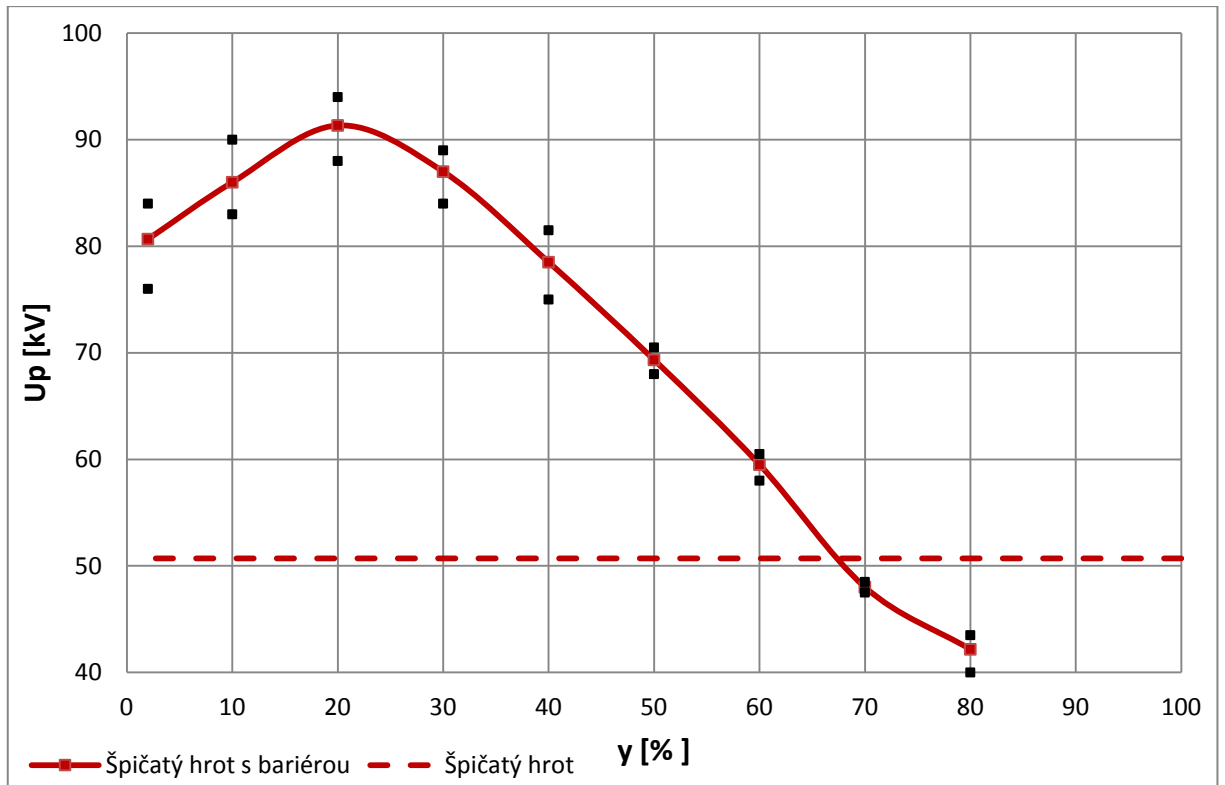
Příloha: Naměřené grafy



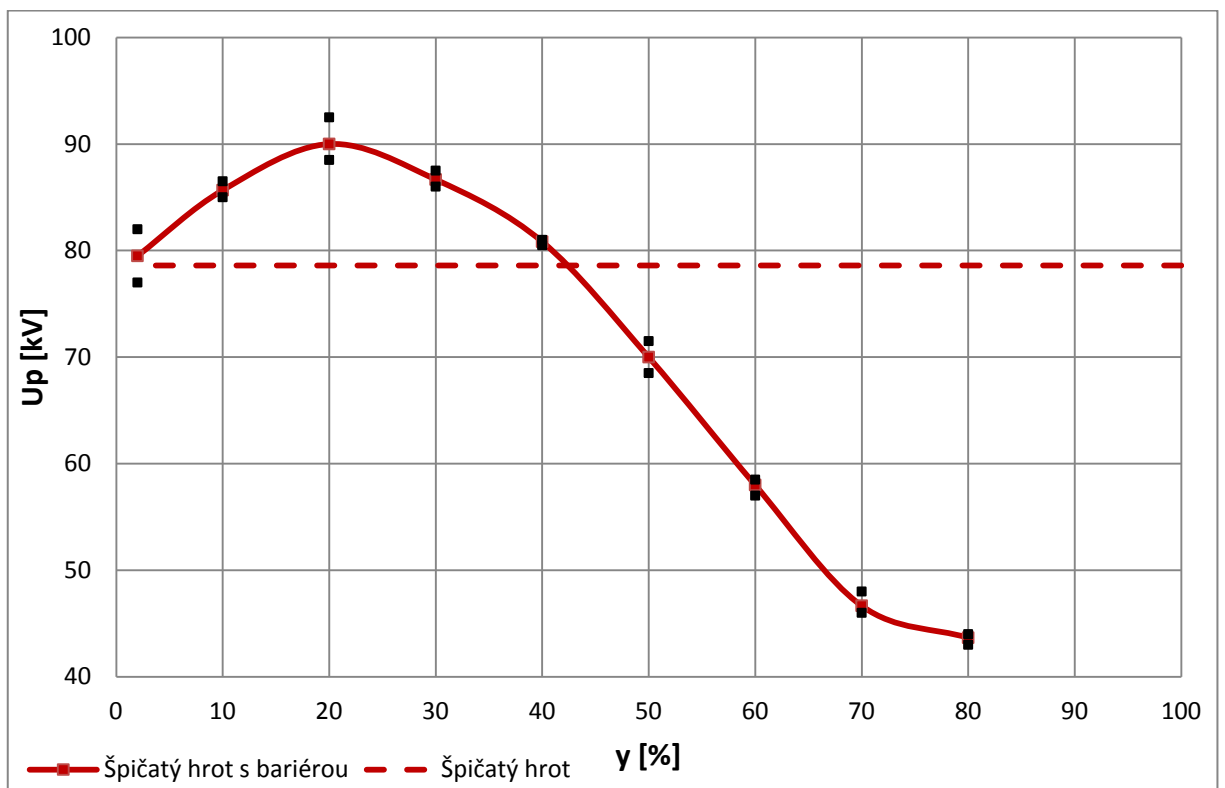
Obr. 0.1 Kladný špičatý hrot s rozptylem naměřených hodnot



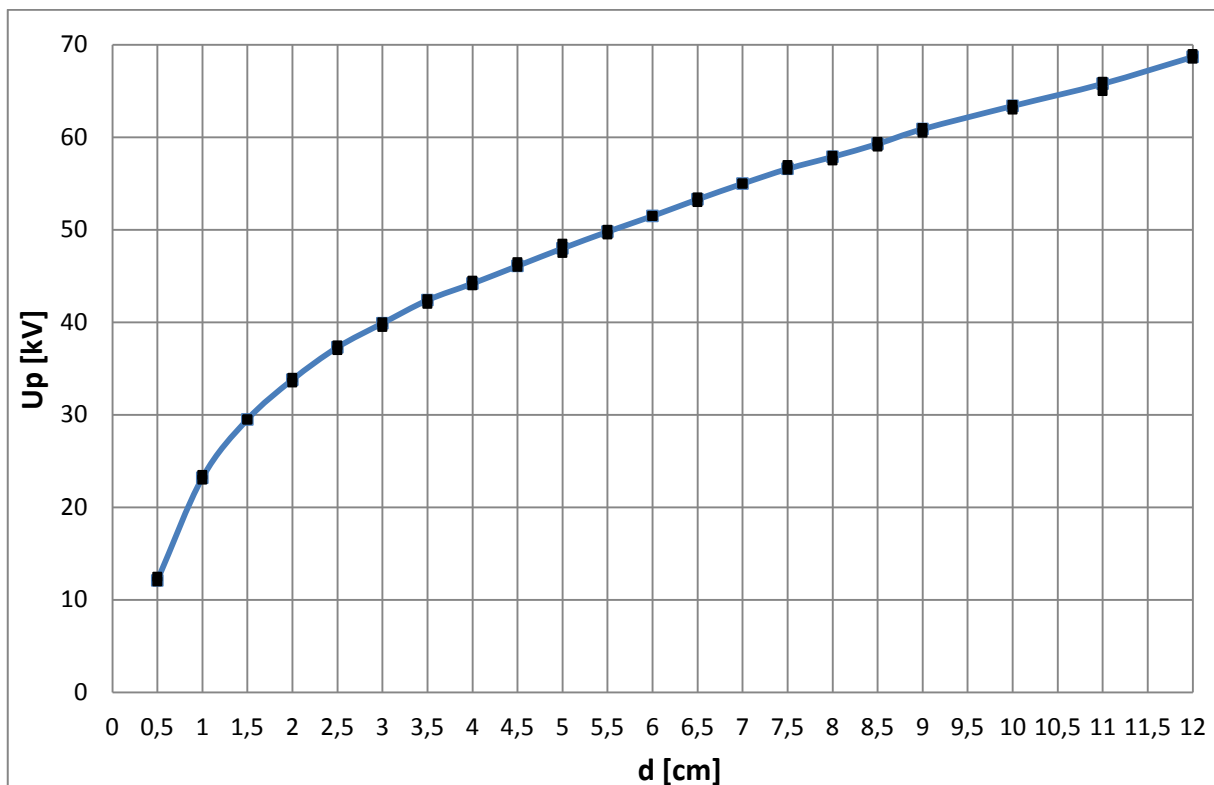
Obr. 0.2 Záporný špičatý hrot s rozptylem naměřených hodnot



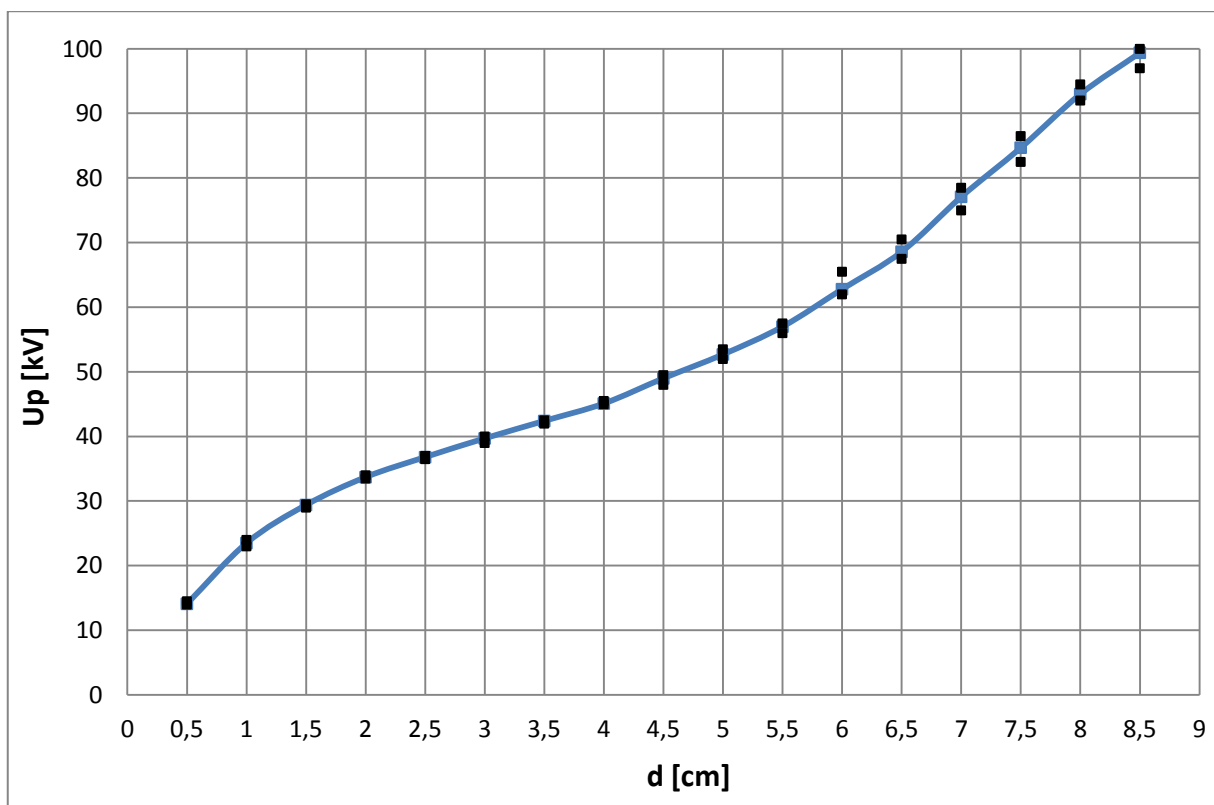
Obr. 0.3 Kladný špičatý hrot s bariérou a rozptylem naměřených hodnot



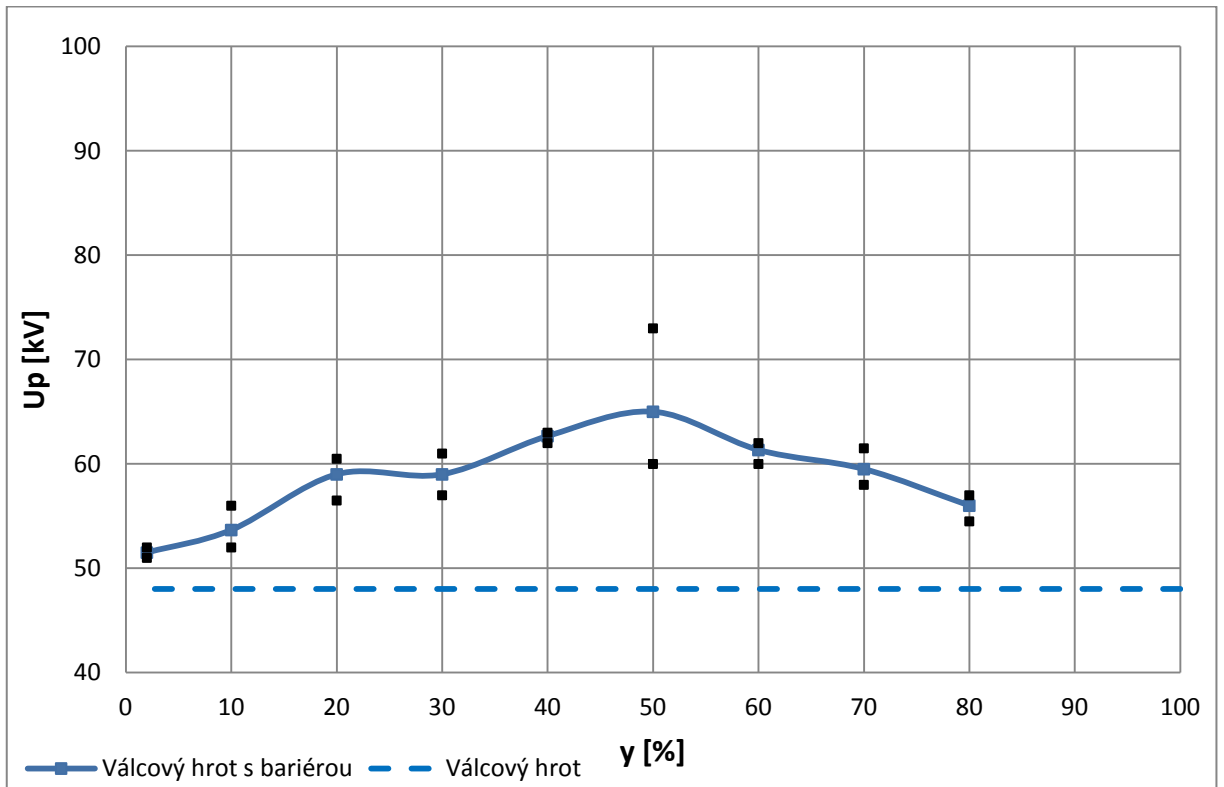
Obr. 0.4 Záporný špičatý hrot s bariérou a rozptylem naměřených hodnot



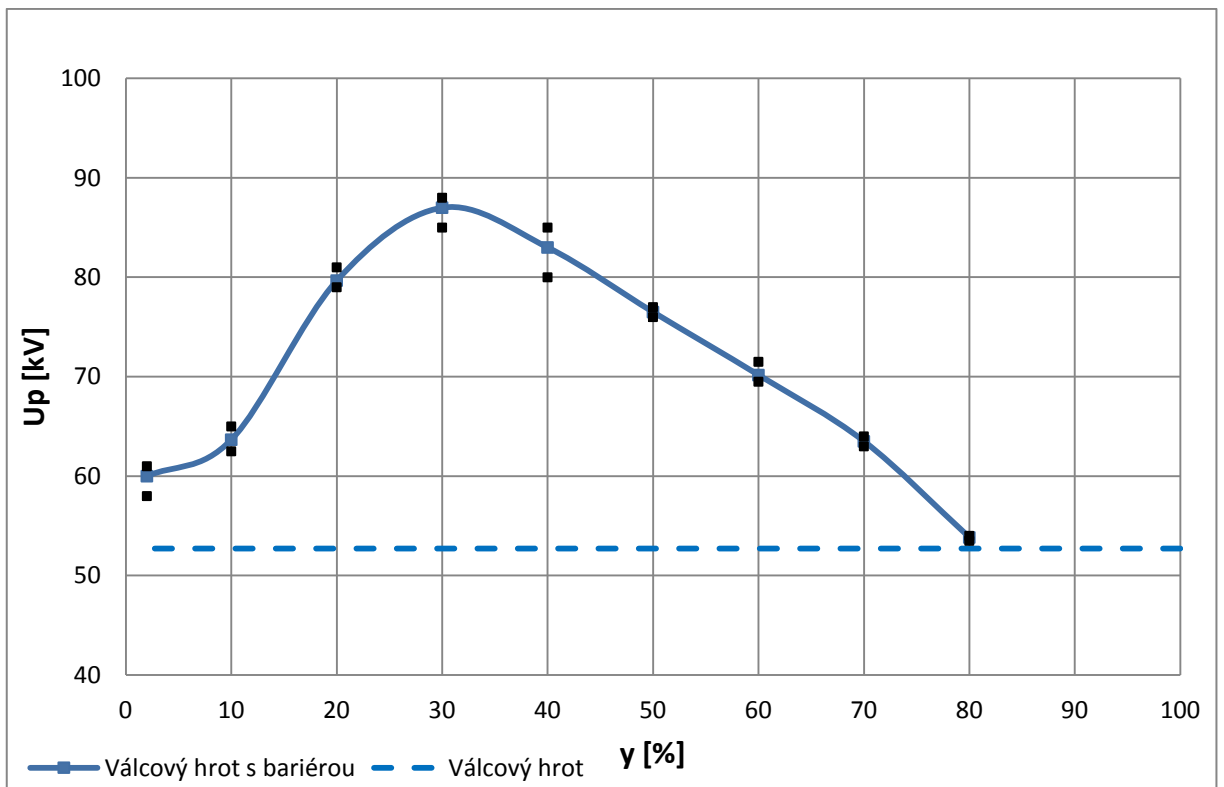
Obr. 0.5 Kladný válcový hrot s rozptylem naměřených hodnot



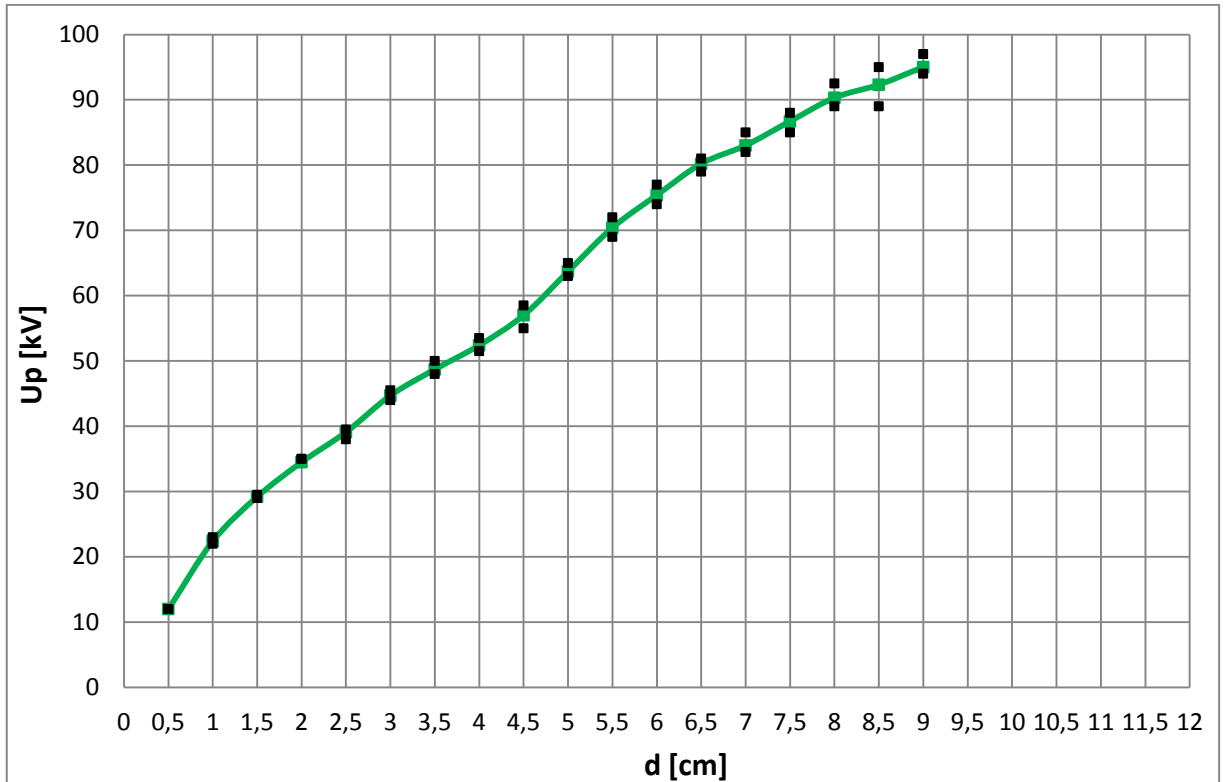
Obr. 0.6 Záporný válcový hrot s rozptylem naměřených hodnot



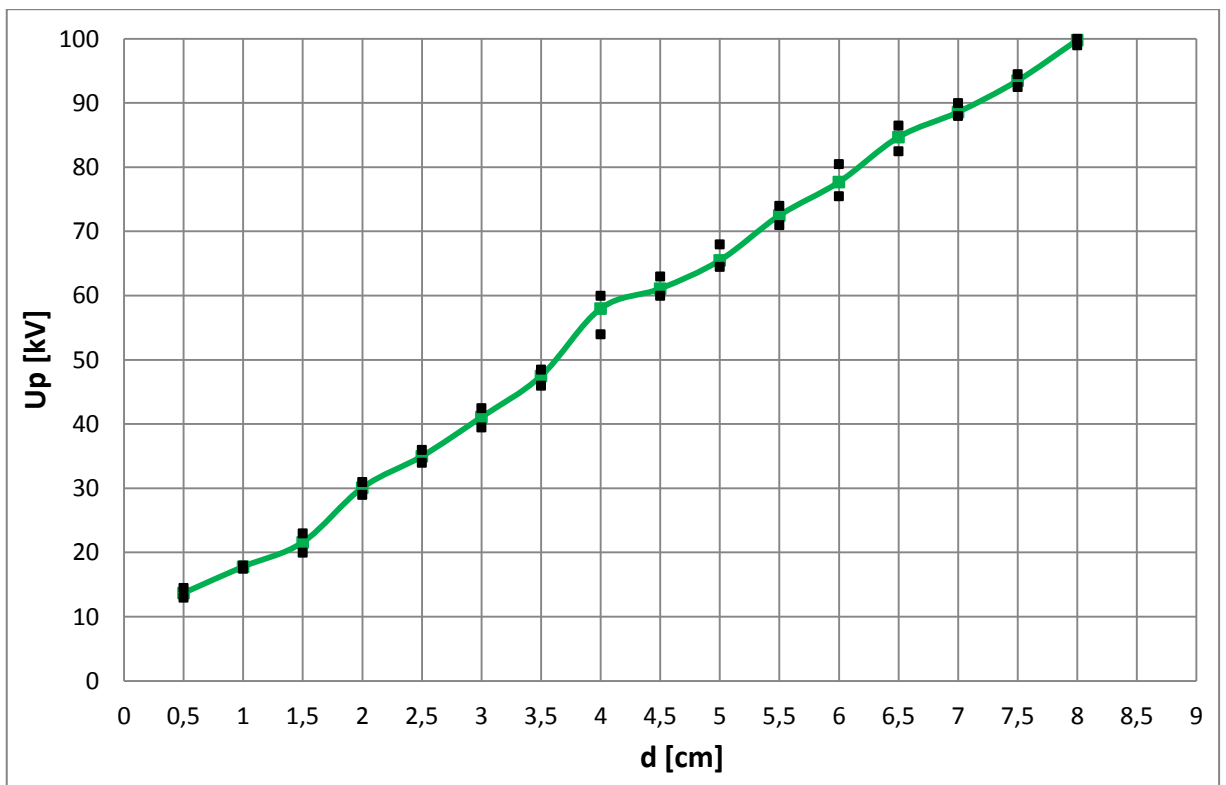
Obr. 0.7 Kladný válcový hrot s bariérou a rozptylem naměřených hodnot



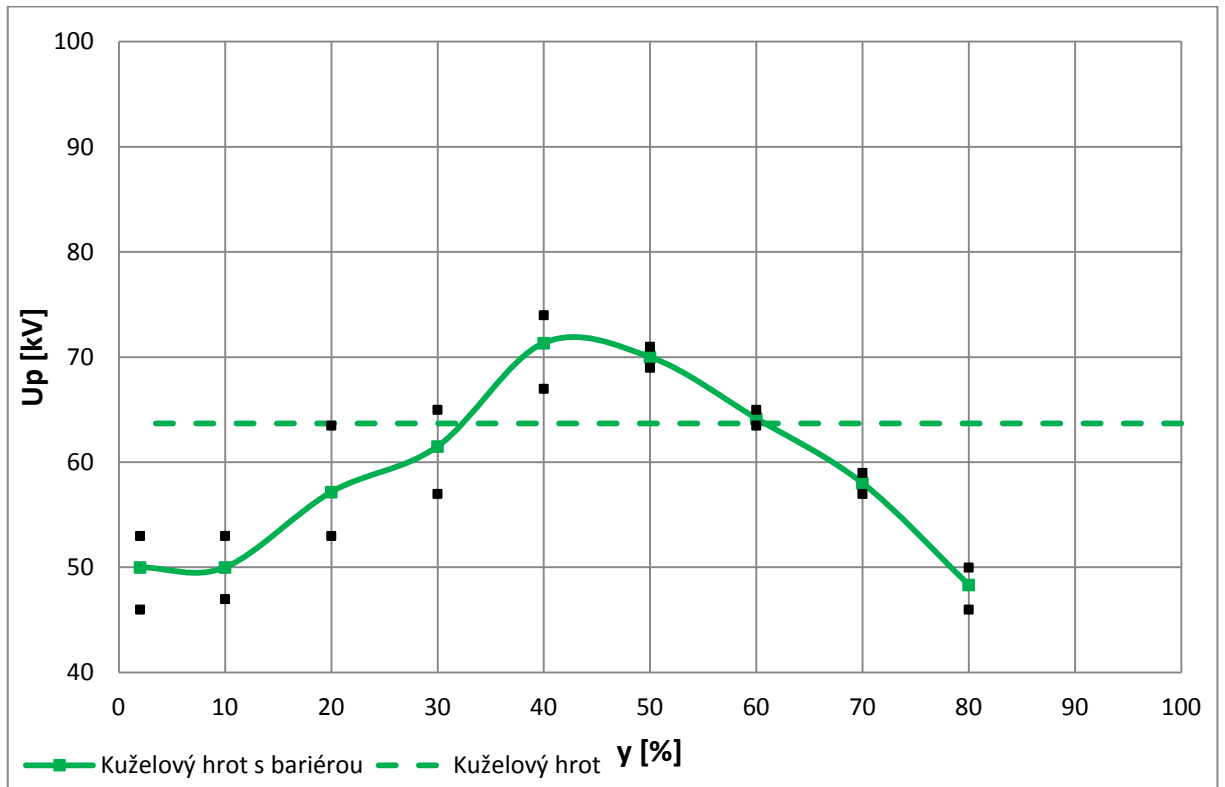
Obr. 0.8 Záporný válcový hrot s bariérou a rozptylem naměřených hodnot



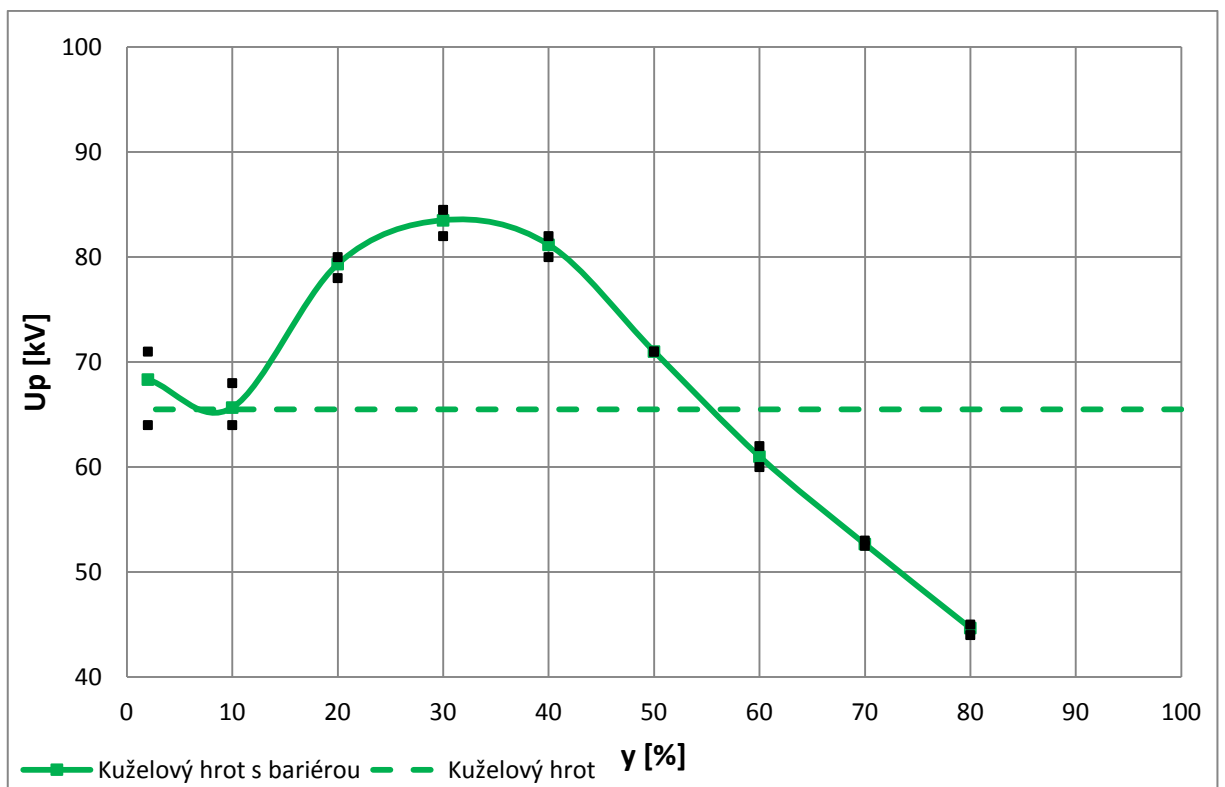
Obr. 0.9 Kladný kuželový hrot s rozptylem naměřených hodnot



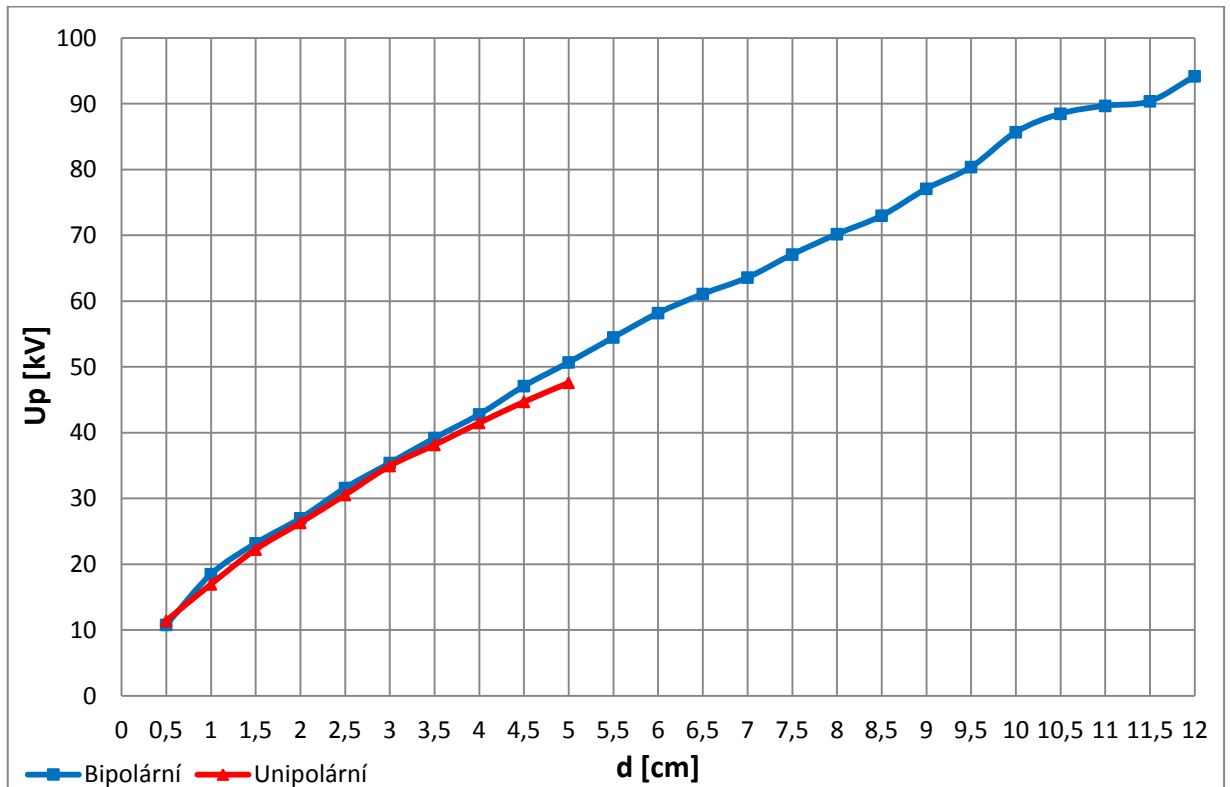
Obr. 0.10 Záporný kuželový hrot s rozptylem naměřených hodnot



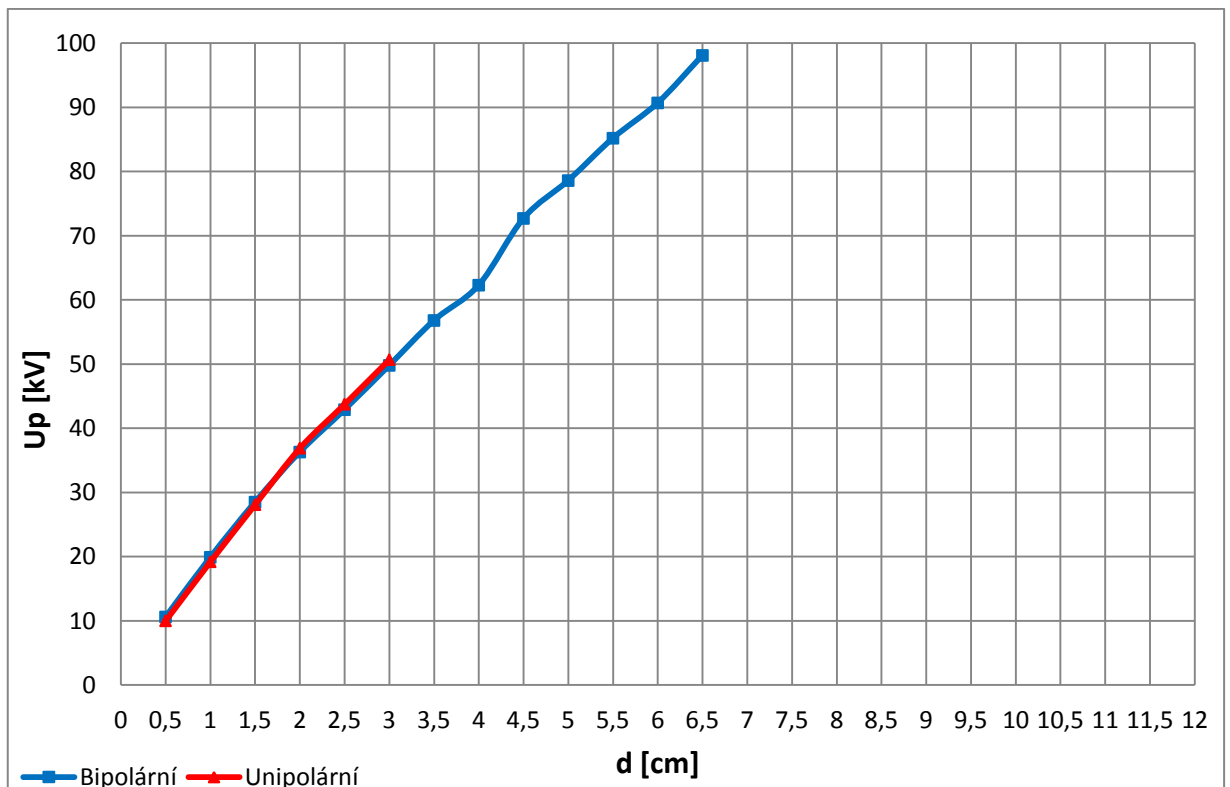
Obr. 0.11 Kladný kuželový hrot s bariérou a rozptylem naměřených hodnot



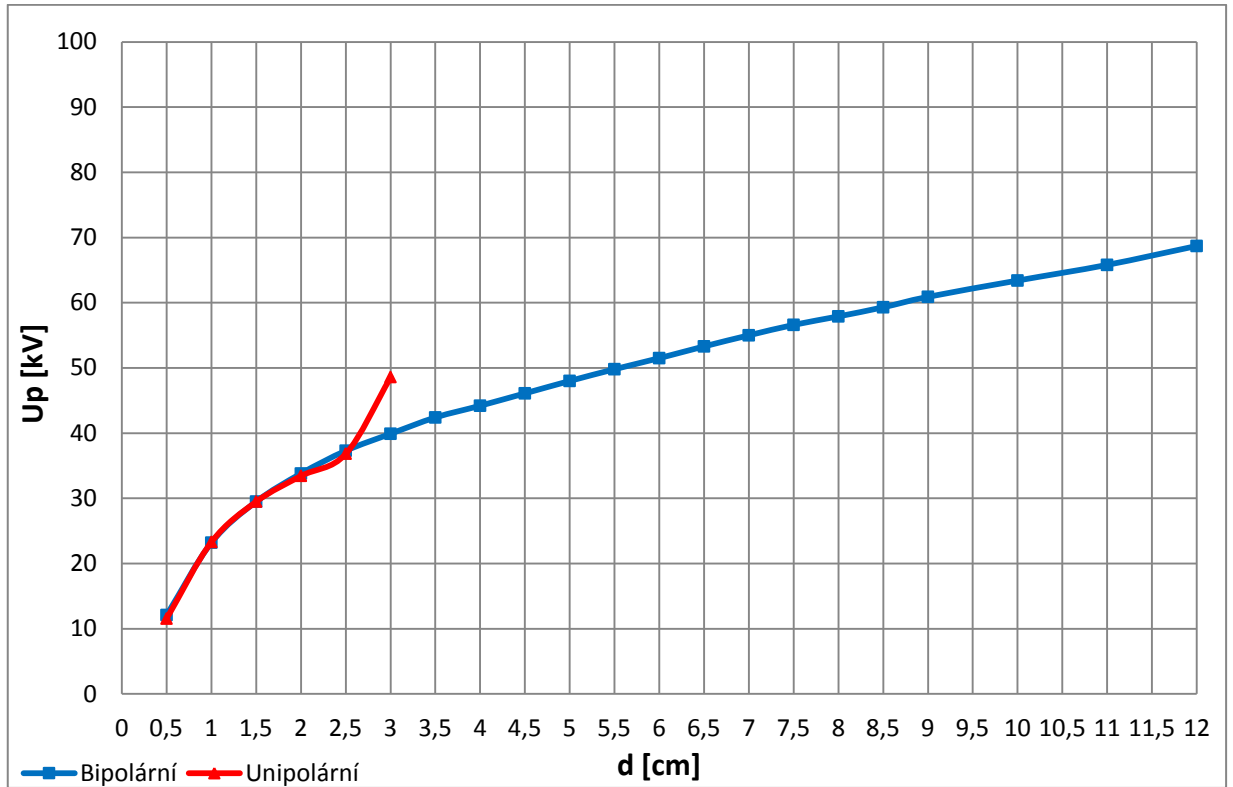
Obr. 0.12 Záporný kuželový hrot s bariérou a rozptylem naměřených hodnot



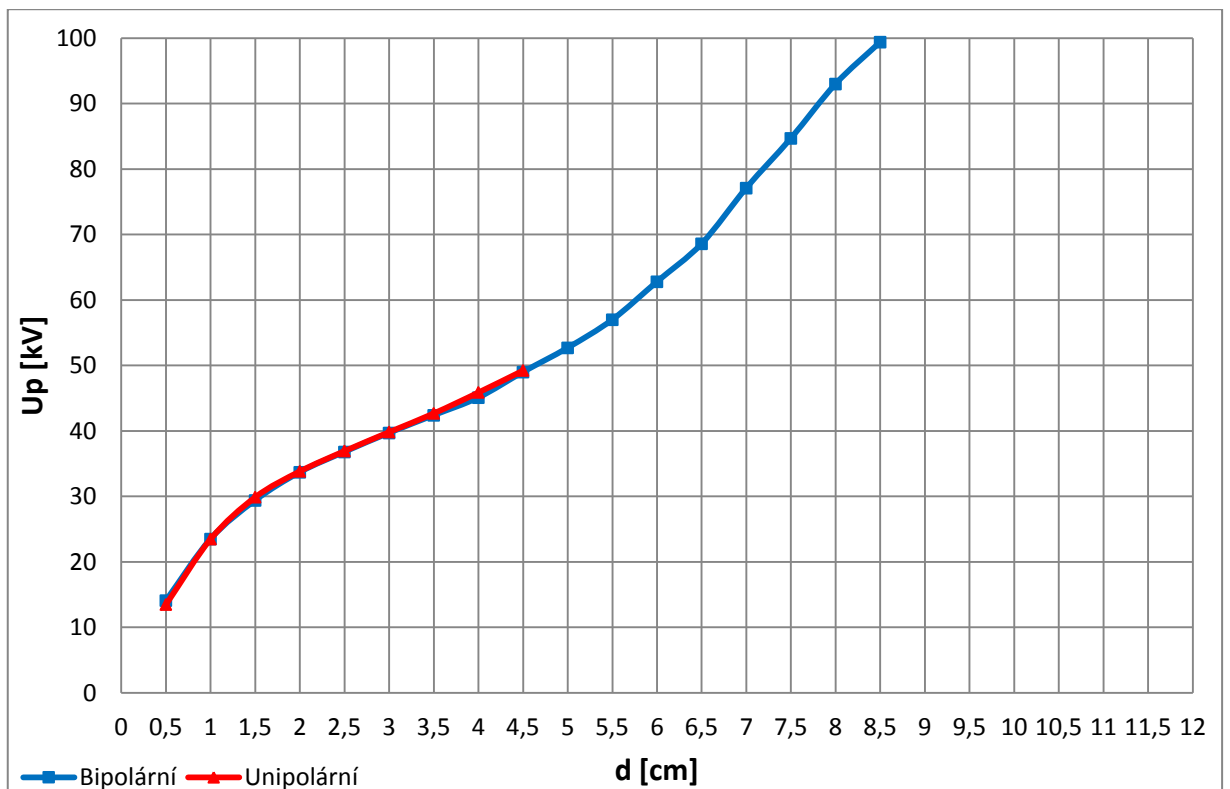
Obr. 0.13 Špičatý hrot s kladnou polaritou – bipolární a unipolární zapojení



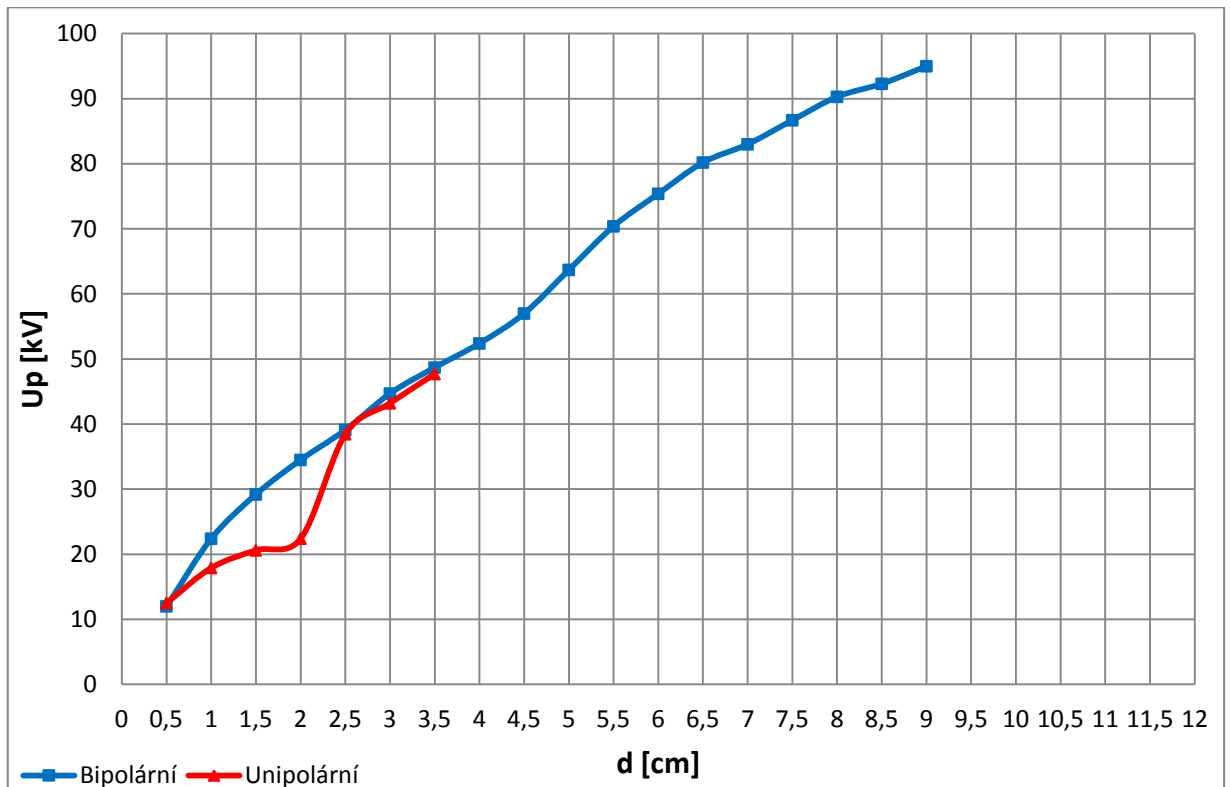
Obr. 0.14 Špičatý hrot se zápornou polaritou – bipolární a unipolární zapojení



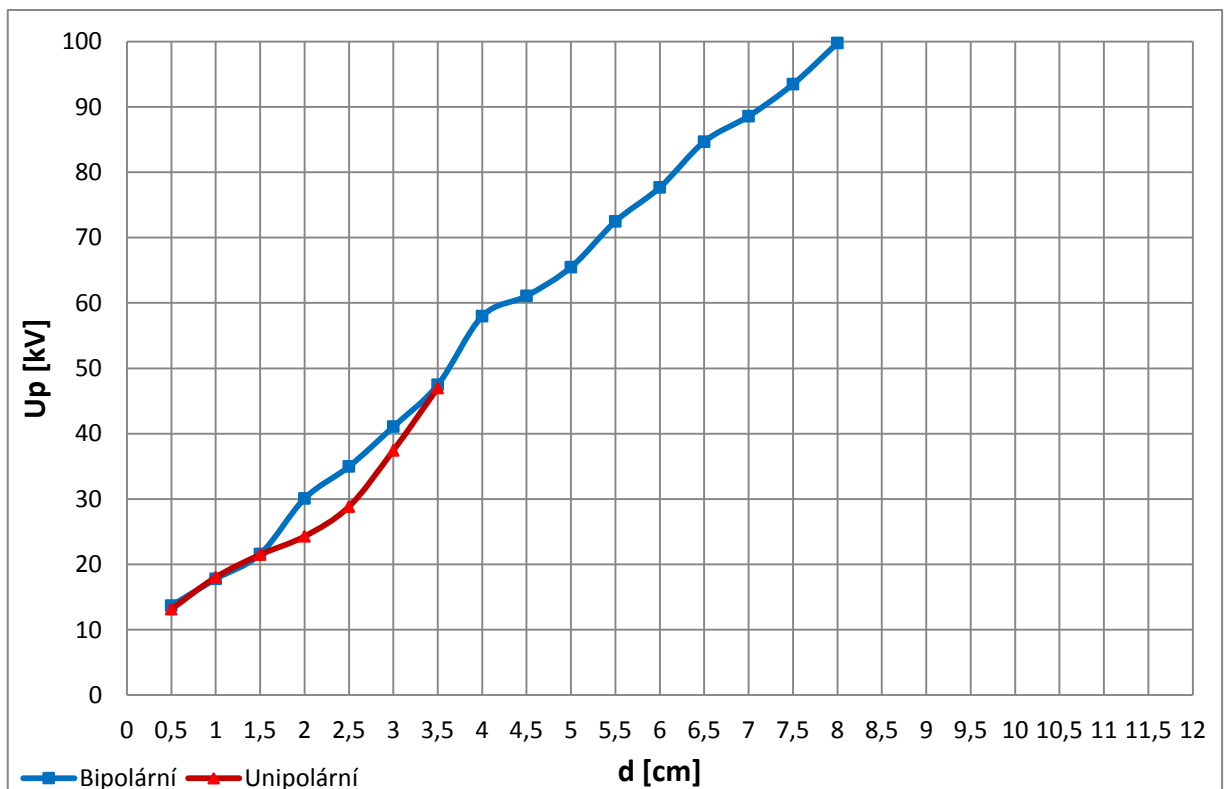
Obr. 0.15 Válcový hrot s kladnou polaritou – bipolární a unipolární zapojení



Obr. 0.16 Válcový hrot se zápornou polaritou – bipolární a unipolární zapojení



Obr. 0.17 Kuželový hrot s kladnou polaritou – bipolární a unipolární zapojení



Obr. 0.18 Kuželový hrot se zápornou polaritou – bipolární a unipolární zapojení