

**ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
FAKULTA ELEKTROTECHNICKÁ**

KATEDRA TECHNOLOGIÍ A MĚŘENÍ

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Napět'ová pevnost plynného dielektrika

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI

Fakulta elektrotechnická

Akademický rok: 2014/2015

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Tomáš VRBKA**
Osobní číslo: **E12B0311P**
Studijní program: **B2612 Elektrotechnika a informatika**
Studijní obor: **Komerční elektrotechnika**
Název tématu: **Napěťová pevnost plynného dielektrika**
Zadávací katedra: **Katedra technologií a měření**

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

1. Zabývejte se teorií výstavby výboje v plynech.
2. Experimentálně ověřte vybrané části teoretických poznatků pro různá elektrodová uspořádání.
3. Formulujte závěry o vlivu těchto dějů na izolační systém vysokonapěťových zařízení.



Rozsah grafických prací: podle doporučení vedoucího

Rozsah pracovní zprávy: 20 - 30 stran

Forma zpracování bakalářské práce: tištěná/elektronická

Seznam odborné literatury:

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

Vedoucí bakalářské práce:

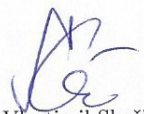
Doc. Ing. Eva Müllerová, Ph.D.
Katedra elektroenergetiky a ekologie

Datum zadání bakalářské práce: **15. října 2014**

Termín odevzdání bakalářské práce: **8. června 2015**


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




Doc. Ing. Vlastimil Skočil, CSc.
vedoucí katedry

V Plzni dne 15. října 2014

Abstrakt

Předkládaná bakalářská práce je zaměřena na problematiku výstavby výboje v plynném dielektriku. Zabývám se teorií výstavby výboje v homogenním a nehomogenním poli. V poslední části práce se zabývám experimentálním ověřením teoretických poznatků.

Klíčová slova

Ionizace, koróna, samostatný výboj, nehomogenní pole, plynné dielektrikum, elektrický přeskok

Abstract

The bachelor thesis is focused on the construction of discharge in a gaseous dielectric. I deal with the theory of the construction of discharges in uniform field and non-uniform field. The last part deals with experimental verification of theoretical knowledge.

Key words

Ionization, corona, self-sustained discharge , non-uniform field, dielectric gas, electric breakdown

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou 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 bakalářské práce, je legální.

.....
podpis

V Plzni dne 4.6.2015

Tomáš Vrbka

Obsah

OBSAH	7
SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK	8
ÚVOD	10
1 IZOLANT	11
2 HOMOGENNÍ ELEKTRICKÉ POLE	12
2.1 ELEKTRICKÝ VÝBOJ.....	12
2.2 IONIZACE.....	14
2.2.1 Nárazová ionizace.....	14
2.2.2 Tepelná ionizace.....	16
2.2.3 Fotoionizace.....	16
2.3 TOWNSENDŮV PRVNÍ IONIZAČNÍ KOEFICIENT.....	17
2.4 TOWNSENDŮV DRUHÝ IONIZAČNÍ KOEFICIENT.....	20
2.5 PODMÍNKA SAMOSTATNÉHO VÝBOJE.....	21
2.6 PASCHENŮV ZÁKON.....	22
2.6.1 Schumannův vztah.....	24
2.6.2 Paschenův zákon – aplikace v praxi.....	24
2.7 STRIMÉR.....	26
3 NEHOMOGENNÍ POLE	29
3.1 SCHWAIGERŮV FAKTOR – STUPEŇ NEHOMOGENITY POLE.....	29
3.2 PŘESKOK VE SLABĚ NEHOMOGENNÍM POLI.....	31
3.3 PŘESKOK V NEHOMOGENNÍM POLI.....	31
3.3.1 Lídr.....	32
3.4 KORÓNA.....	33
3.4.1 Kladná nebo anodová koróna.....	34
3.4.2 Záporná nebo katodová koróna.....	36
3.5 Nevodivá bariéra mezi elektrodami.....	37
4 PRAKTICKÉ MĚŘENÍ	39
4.1 PRACOVNÍSTĚ.....	39
4.2 POUŽITÉ HROTY A DALŠÍ POMŮCKY.....	40
4.3 POSTUP MĚŘENÍ A NAMĚŘENÉ HODNOTY, GRAFY.....	42
4.3.1 Hrot $R = 0,5$ mm, kladný.....	42
4.3.2 Hrot $R = 0,5$ mm, záporný – Graf hrotu $R = 0,5$ mm.....	44
4.3.3 Hrot $R = 2$ mm, kladný.....	45
4.3.4 Hrot $R = 2$ mm, záporný – Graf hrotu $R = 2$ mm.....	46
4.3.5 Hrot $R = 4$ mm, kladný.....	47
4.3.6 Hrot $R = 4$ mm, záporný – Graf hrotu $R = 4$ mm.....	48
4.3.7 Souhrn všech hrotů v otevřeném prostoru, rozdíly a vliv prostorového náboje.....	49
4.3.8 Hroty s bariérou.....	49
4.3.9 Hrot $R = 0,5$ mm v uzavřeném prostoru.....	52
4.3.10 Hrot $R = 4$ mm v uzavřeném prostoru.....	54
4.3.11 Porovnání výsledků měření pro otevřený a uzavřený prostor.....	56
ZÁVĚR	57
SEZNAM LITERATURY A INFORMAČNÍCH ZDROJŮ	59
PŘÍLOHY	1

Seznam symbolů a zkratek

c	Rychlost světla [m/s]
d	Vzdálenost elektrod [m]
E	Intenzita elektrického pole [V/m]
E_a	Pole prostorového náboje laviny orientované radiálně do čela laviny [V/m]
E_c	Limitní intenzita elektrického pole, při které začíná účinná ionizace [V/m]
E_{mean}	Střední hodnota intenzity elektrického pole [V/m]
E_{max}	Hodnota maximální intenzity elektrického pole [V/m]
E_p	Elektrická pevnost [kV/cm]
E_0	Vnější přiložené pole [V/m]
e	Elektronový náboj [C]
$h\nu$	Energie fotonu [J]
I	Elektrický proud [A]
k	Boltzmannova konstanta [$\text{J}\cdot\text{K}^{-1}$]
m	Hmotnost [g]
m_e	Hmotnost elektronu [g]
N_{cr}	Koncentrace elektronů v lavině
n	Látkové množství [mol]
n	Počet elektronů, které proletí na draze x za jednu sekundu
n_0	Počet elektronů vystřelených z elektrody
n^+	Počet elektronů uvolněných z katody bombardováním kladnými ionty
p	Tlak [Pa]
p	Planckova konstanta [J·s]
pd	Součin tlaku a vzdálenosti elektrod [kPa·cm]
Q	Elektrický náboj [C]
R	Molární plynová konstanta [$\text{J}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{mol}^{-1}$]
r	Poloměr, vzdálenosti [m]
r_e	Vzdálenost atomu od jádra [m]
r_m	Poloměr molekuly nebo atomu [m]
S	Plocha [m^2]
T	Teplota [K]

U.....	Napětí [V]
U _i	Ionizační potenciál [V]
U _p	Přeskokové napětí [V]
U ₀	Počáteční napětí [V]
V.....	Objem [m ³]
v.....	Rychlost [m/s]
v _e	Rychlost elektronu [m/s]
W.....	Práce [J]
W _{cel}	Celková energie [J]
W _i	Ionizační energie [J]
W _{ke}	Kinetická energie elektronu [J]
W _{kM}	Kinetická energie molekuly [J]
W _{po}	Potenciální energie elektronu [J]
x.....	Vzdálenost od katody [m]
x _c	Délka laviny ve směru elektrického pole v okamžiku, kdy dosáhla kritické velikosti [m]
z.....	Atomové číslo, které představuje z elektronů s negativním elementárním nábojem
α	Townsendův primární ionizační koeficient
β.....	Ionizační číslo pro kladné ionty
γ.....	Townsendův sekundární ionizační koeficient
η.....	Stupeň nehomogenity pole
λ.....	Vlnová délka [m]
ν.....	Frekvence fotonu [s ⁻¹]

Úvod

Tato práce pojednává o problematice výstavby výboje v plynném dielektriku. Výstavba výboje v plynném dielektriku je ovlivněna celou řadou procesů a všechny procesy, které vedou k selhání izolačního média nejsou dosud zcela fyzikálně vysvětleny. Při přeskoku hraje důležitou roli, jakému napětovému namáhání je zařízení vystaveno, jaký stupeň nehomogenity dané uspořádání představuje, jestli se jedná o uzavřený nebo otevřený systém a v neposlední řadě také závisí na typu a tlaku izolačního plynu. Všechny uvedené faktory je v celé řadě případů obtížné zohlednit při matematickém modelování typických uspořádání VN zařízení, které se využívá při tvorbě konstrukčních návrhů. Ukazuje se, že matematický model je nutné verifikovat a korigovat pomocí experimentů a jejich fyzikální interpretace. V rámci projektu probíhajícího na zadavatelském pracovišti je realizována celá řada takových experimentů a součástí vytvářeného datového souboru jsou i výsledky předkládané bakalářské práce.

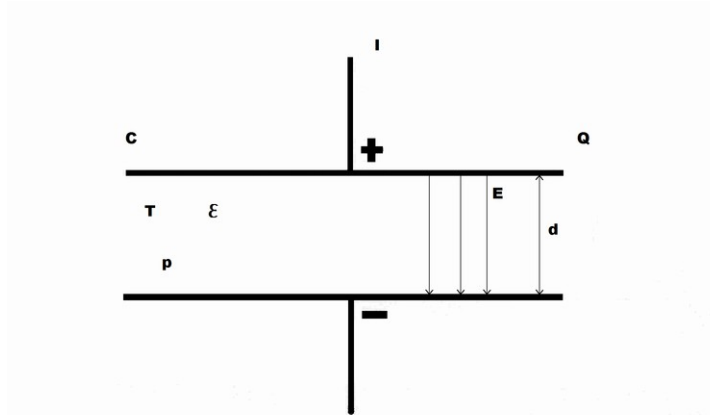
Text je rozdělen do tří částí; první se zabývá výstavbou výboje v homogenním poli, druhá výstavbou výboje v nehomogenním poli. Třetí část je věnována měření a jeho zhodnocení.

1 Izolant

Izolant je látka, která za běžných podmínek zamezuje průchodu elektrického proudu. Můžeme je rozdělit do tří základních skupin, pevné, kapalné a plynné izolanty. Každý izolant má svoji elektrickou pevnost. Ta je ovlivněna mnoha faktory: materiálem, tloušťkou, teplotou, tvarem atd. a u plynných izolantů také tlakem. K průrazu dochází po překročení dané elektrické pevnosti, tím dojde k vytvoření vodivé cesty a pohybu elektronů z jedné části přes izolant do druhé části s jiným potenciálem. U pevných izolantů způsobuje tento jev nevratnou degradaci izolačních vlastností, u plynných a kapalných izolantů se jedná pouze o dočasný jev, kde po uplynutí určitého času se plyn či tekutina zregeneruje a opět funguje jako izolant. Plyn je jeden z nejpoužívanějších izolantů, díky malé koncentraci elektronů a iontů, která způsobuje dobré izolační vlastnosti při nízkých teplotách a nízkém tlaku [1].

2 Homogenní elektrické pole

Homogenní elektrické pole je oblast, kde v každém bodě je stejná intenzita elektrického pole. Jako příklad je na obrázku (Obr. 1.1) vyobrazen ideální deskový kondenzátor se všemi parametry. Tyto parametry jsou v každém bodě konstantní, vyjma vzdáleností.



Obr. 1.1 Homogenní pole – rovinný kondenzátor

Pokud budeme chtít dosáhnout přeskoku v homogenním poli, tak je třeba překonat elektrickou pevnost E_p , která vychází ze vztahu

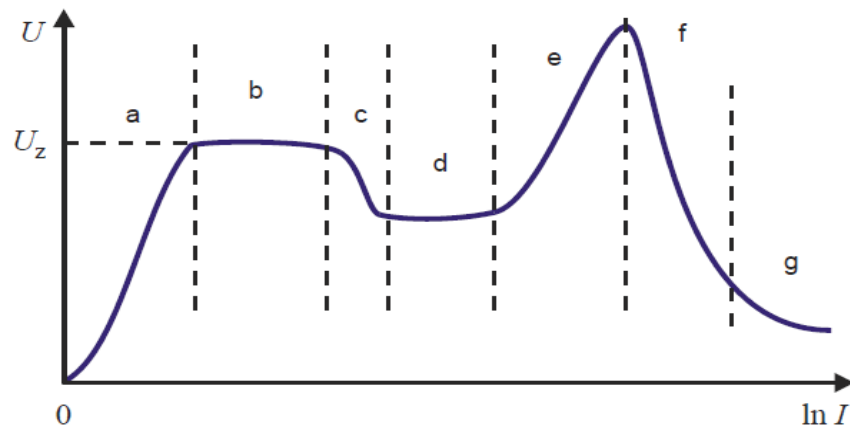
$$E_p = \frac{U_p}{d} \quad (1.1)$$

Kde: E_p elektrická pevnost [kV/cm],
 U_p přesekové napětí [V],
 d vzdálenost mezi elektrodami [m].

2.1 Elektrický výboj

Pokud na malou mezeru ve vakuu (řádově jednotky milimetrů) přiložíme elektrické pole, začne proudit relativně stálý proud. Ten je tvořen elektrony. Pro větší mezery (nad 1 centimetr) je tento proud tvořen pulzy trvajícíchmi řádově milisekundy, při zvyšování napětí se frekvence těchto výbojů zvětšuje až přechází v stálý proud.

Pokud ovšem vložíme anodu a katodu se vzdáleností větší než 1 centimetr do plynného dielektrika, je třeba se řídit V-A charakteristikou znázorněnou na obrázku (Obr. 2.1)[2][3].



Obr. 2.1 V-A charakteristika elektrického výboje v plynném dielektriku [4]

Křivka *a* zobrazuje nesamostatný výboj, v této části se pouze zvyšuje napětí a proud prochází pouze minimální. V počátku části *b*, kdy křivka dosáhne zápalného napětí U_z daného plynu, začíná proces ionizace. V této části křivky se stále nevyzařuje viditelná složka spektra a projevuje se praskáním, šuměním a syčením. Oblast *c* je typická pro korónu. Výboj v oblasti *d* je nazýván doutnavý výboj, nicméně se jedná stále pouze o nárazovou ionizaci, nikoliv tepelnou. Část křivky *b* a *d* se projevují hlavně v zředěných plynech. Po zvýšení proudu se dostáváme do fáze *e*, která je nazývána anomálním elektrickým výbojem. Zde už se začíná projevovat tepelná ionizace. Pokud jsou proudy vyšší, řádově kA, dostáváme se do části *f*, kde vzniká tzv. jiskrový výboj. Ten prakticky způsobí přímé spojení elektrod a tím zmenšení napětí mezi elektrodami na desítky voltů. A pokud jsou elektrody připojeny k dostatečně silnému proudovému zdroji, vzniká obloukový výboj, který je charakterizován v části *g*[4].

Vznik elektrického výboje je podmíněn vznikem nosičů náboje (dále jen nosičů). V plynu jsou to elektrony a ionty. Ionty vznikají buď přijetím elektronu – vznik záporných iontů, nebo jeho vydáním z neutrálních molekul – vznik kladných iontů. Vzhledem k velmi rozdílným hmotnostem elektronu a molekuly (zhruba 1/1840) je driftová rychlost elektronu ve vzduchu při atmosférickém tlaku 10^7 cm/s, oproti rychlosti iontů 10^5 cm/s. To znamená, že doba za kterou iont překoná určitou vzdálenost, je přibližně 100krát větší než doba, kterou potřebuje elektron na překonání stejné vzdálenosti[2][3].

Při elektrickém výboji v plynu dojde k vytvoření vodivé cesty. Pokud je zapotřebí pouze elektrické pole, jsou tyto výboje nazývány samostatné, při použití nějakého ionizačního činidla jsou nazývány nesamostatnými výboji. Vznik nosičů náboje v neutrálních plynech

se nazývá ionizace. U malých vzdáleností nejsou tyto cesty vytvořeny pouze nosiči náboje z plynu, ale i nosiči z povrchu elektrod. U větších vzdáleností je součástí procesu výstavby výboje fotoionizace a uplatňuje se strimérový mechanismus[2].

2.2 Ionizace

K ionizaci plynu je třeba použít ionizační činidlo (ultrafialové, rentgenové, kosmické nebo gamma záření, částice s vysokou energií, vysoká teplota) nebo již zmíněné elektrické pole.

Dále je popsána samostatná ionizace, tedy za působení pouze elektrického pole.

2.2.1 Nárazová ionizace

Pro nárazovou ionizaci platí, že pokud elektron získá větší kinetickou energii než je požadovaná ionizační energie molekuly plynu, dojde k vyražení elektronu z neutrální molekuly a vznikne excitovaný elektron a kladný iont. K pokračování ionizačního procesu je potřeba, aby tento urychlený elektron měl opět kinetickou energii větší než ionizační energii molekuly, a při dostatečné energii vzniká řetězová (lavinová) reakce (Obr. 2.4). Tento jev objevil John Sealy Townsend a po něm se tento jev nazývá: Townsendova teorie samostatného výboje. Srážku může zavinit i kladný iont, ale jak již bylo uvedeno, díky své hmotnosti (menší kinetická energie) se iontové β srážky vyskytují v mnohem menší míře než elektronové α srážky[2][4].

Výpočet této energie vychází z následujících vzorců;
pro výpočet kinetické energie elektronu

$$W_{ke} = \frac{1}{2} \cdot m_e \cdot v_e^2 = \frac{1}{8 \cdot \pi \cdot \epsilon} \cdot \frac{e^2 \cdot z}{r_e}, \quad (2.1)$$

pro výpočet potenciální energie elektronu

$$W_{pot} = \frac{-1}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon} \cdot \frac{e^2 \cdot z}{r_e}. \quad (2.2)$$

Kde: m_e hmotnost elektronu [g],
 v_e rychlost elektronu [m/s],
 z atomové číslo, které představuje z elektronů s negativním elementární

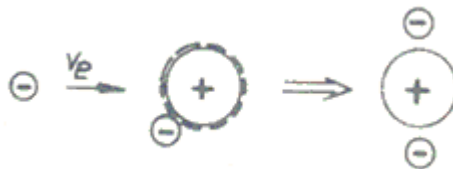
nábojem ($e = -1.6 \cdot 10^{-19}$),
 r_e vzdálenost atomu od jádra (valenční vrstva)[m] [2].

Ve chvíli, kdy je elektron vystřelen z atomového pláště, r_e se blíží k nekonečnu, v tom okamžiku se potenciální energie blíží k nule. Proto má pouze kinetickou energii, kterou získal z okolí.

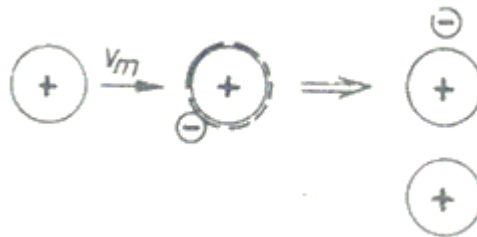
Celkovou energii spočteme jejich součtem a získáme tento vzorec

$$W_{cel} = W_{ke} + W_{pot} = \frac{1}{2} W_{pot} = \frac{-1}{8 \cdot \pi \cdot \epsilon} \cdot \frac{e^2 \cdot z}{r_e} = -W_i. \quad (2.3)$$

To představuje množství energie potřebné k uvolnění elektronu z molekuly a je znám jako ionizační energie W_i [2].



Obr. 2.2 Ionizace elektronem [2]



Obr. 2.3 Ionizace iontem [2]

Účinnost ionizace plynu elektronem narážejícím do neutrálních molekul je závislá na množství energie, kterou elektron získá na střední volné dráze ve směru působení elektrického pole, což je dáno rovnicí $W = E \cdot e \cdot \lambda$. (2.4)

Kde: λ vlnová délka [m],

e náboj elektronu [C],

E intenzita elektrického pole [V/m][3].

Střední volnou dráhu je možné definovat $\lambda = \frac{1}{\pi \cdot r^2 \cdot N}$ [3]. (2.5)

Pokud tedy má dojít k uvolnění elektronu z molekuly jiným elektronem (Obr. 2.2), je třeba splnit podmínky této rovnice

$$W_{ke} = \frac{1}{2} \cdot m_e \cdot v_e^2 \geq e \cdot U_i, \quad (2.6)$$

a má-li dojít k uvolnění elektronu z molekuly jinou molekulou (Obr. 2.3), je třeba splnit podmínky této rovnice

$$W_{kM} = \frac{1}{2} \cdot m_M \cdot v_M^2 \geq 2 \cdot e \cdot U_i. \quad (2.7)$$

Kde: U_i ionizační napětí (závislý na druhu plynu) [V],
 e náboj elektronu [C] [2].

Je třeba si ale uvědomit, že ne všechny srážky i s dostatečnou energií vyvolají ionizační efekt – ionizace je tedy pravděpodobnostní jev. Počet ionizačních kolizí vytvořený jedním elektronem na jeden centimetr ve vzdálenosti mezi elektrodami v jednotném homogenním poli je daný Townsendovým primárním ionizačním koeficientem α , který představuje pravděpodobnost ionizace. Pro elektrické výboje v plynu jsou na sobě závislé α a E [2].

$$\alpha = f(E). \quad (2.8)$$

Protože střední volná dráha je nepřímo úměrná tlaku p , lze rovnici (2.8) zapsat ve tvaru

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right). \quad (2.9)$$

2.2.2 Tepelná ionizace

Pro tepelnou ionizaci platí, že při vysokých teplotách, řádově 10 000 K, mají atomy a molekuly vysokou kinetickou rychlost, a tím vyvolávají ionizační kolize popsané výše. Tato ionizace má majoritní vliv v plamenech a u elektrických oblouků, což je až finální fáze přeskočení. To je způsobeno velkými energiemi ve vodivém kanálu, tím je možný vysoký nárůst teploty ve vodivé cestě [2][3].

2.2.3 Fotoionizace

Další možností je fotoionizace. Elektrony mající menší energii, než je potřebná pro nárazovou ionizaci, mohou excitovat molekuly plynu do vyšších energetických stavů při jejich vzájemné kolizi. Díky této kolizi je elektron molekuly přesunut do vyššího energického stavu. Při návratu z excitovaného stavu, který trvá $10^{-7} - 10^{-10}$ sekundy, molekula

vyzáří fotony. Tato energie zase může ionizovat jinou molekulu, jejíž ionizační potenciál energie je roven nebo menší než energie fotonu.

Aby nastala fotoionizace, je třeba splnit tuto podmínku:

$$h\nu \geq e \cdot U_i. \quad (2.10)$$

Kde: U_i ionizační napětí (závislý na druhu plynu) [V],
 e náboj elektronu [C],
 $h\nu$ energie fotonu [J].

Nebo musí být splněna tato podmínka:

$$\lambda \leq \frac{c \cdot h}{e \cdot U_i}. \quad (2.11)$$

Kde: c rychlost světla [m/s],
 h Planckova konstanta [J·s].

Pokud víme, že

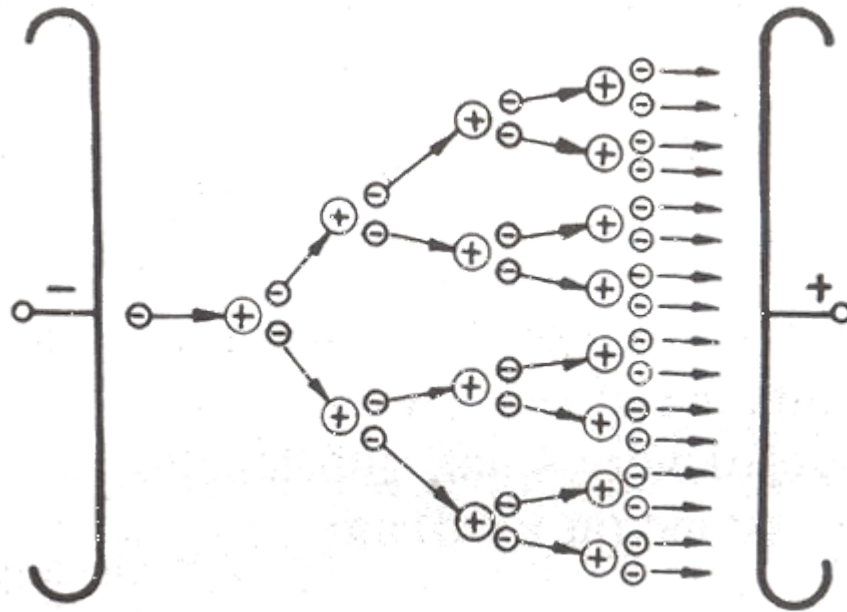
$$\frac{c}{\lambda} = \nu. \quad (2.12)$$

Kde: ν frekvence fotonu [s^{-1}].

Pouze velmi silné záření fotonů o krátké vlnové délce (menší než 65 – 100 nm) může způsobit fotoionizaci. Z rovnic vyplývá, že základním požadavkem pro fotoionizaci je, že množství energie elektromagnetického záření (fotonů) je větší než U_i . Pokud je menší než U_i , může být absorbována atomem a tím je zvýšen jeho energický stav. Tento proces se nazývá fotoexcitace [2][3].

2.3 Townsendův první ionizační koeficient

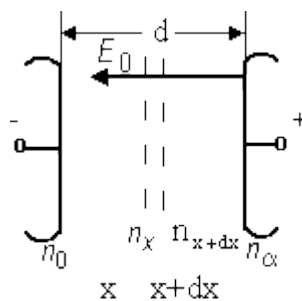
Pokud jsou tedy splněny výše zmíněné podmínky (2.6) pro vznik laviny, vzniká řetězová reakce, ta má vždy tvar klínu rozšiřující se směrem k anodě (Obr. 2.4).



Obr. 2.2 Lavinová reakce elektronů [2]

Jak již bylo řečeno, kolize jsou náhodné události, které jsou definovány ionizačním koeficientem α . Z toho důvodu je α náhodná veličina. Pro lepší pochopení lavinové reakce elektronů využijeme obrázek (Obr. 2.3). Vlivem vnějšího záření je n_0 elektronů vystřeleno z elektrody za jednu sekundu na 1 cm^2 . Tvorba laviny – řetězová reakce je umožněna nárazovou ionizací, kde se jako n označuje počet elektronů, které proletí na dráze x za jednu sekundu. Pomocí nárazové ionizace a za předpokladu zanedbání rekombinace a difúze se na dráze dx vytvoří dn nových elektronů za působení výše zmíněných n elektronů[2][3]. Tím získáme rovnici

$$dn = \alpha \cdot n \cdot dx. \tag{2.13}$$



Obr. 2.3 Lavinová reakce elektronů [2]

Pokud je intenzita pole E konstantní, lze považovat α také za konstantu, a proto lze integrací rovnice (2.13) přes vzdálenost x získat rovnici

$$n = n_0 \cdot e^{\alpha \cdot x}. \quad (2.14)$$

Kde: n_0 počet elektronů vystřelených z elektrody,
 x vzdálenost od katody [m],
 n počet elektronů které proletí na dráze x ,
 α Townsendův primární ionizační koeficient [2].

V případě malé vzdálenosti se dá uvažovat x je rovno d , tedy můžeme použít rovnici

$$n = n_0 \cdot e^{\alpha \cdot d}. \quad (2.15)$$

Tento jev se nazývá Townsendův výboj (již popsany výše) a jedná se o nesamostatný jev, protože při zastavení působení ionizačního činidla lavina přestává existovat[2][3].

Pokud je tedy střední volná dráha λ (2.5) a má-li dojít k vyražení elektronu z molekuly elektronem (2.6) a víme, že počet úspěšných kolíží daný ionizačním koeficientem α je závislý na statistickém rozdělení podle rovnice (2.15), je tedy výsledná rovnice dána vztahem

$$\alpha = \frac{1}{\lambda} \cdot e^{\frac{-x}{\lambda}}. \quad (2.16)$$

Pokud se vrátíme k rovnici (2.9), je si třeba uvědomit, že se jedná i o závislost na tlaku p , která je nezanedbatelná. Toto tvrzení vychází ze stavové rovnice plynu

$$p \cdot V = n \cdot R \cdot T. \quad (2.17)$$

Kde: p tlak [bar],
 V objem [m³]
 n látkové množství [mol],
 R molární plynová konstanta [J·K⁻¹·mol⁻¹],
 T teplota [K] [5].

Pak při konstantní teplotě, lze vybrané veličiny z rovnice (2.17) vyjádřit konstantou A

$$A = konst = \frac{\pi \cdot r_m^2}{k \cdot T}, \quad (2.18)$$

a právě konstanta A je jedinečná pro každý plyn, pro vzduch $A = 109,5 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{kPa}^{-1}$.

Vzájemným dosazením všech čtyř rovnic (2.5)(2.6)(2.16)(2.18) do sebe, lze vyjádřit rovnici ionizačního koeficientu pro konstantní teplotu a daný typ plynu takto

$$\alpha = \frac{1}{\lambda} \cdot e^{\frac{-U_i}{E \cdot \lambda}} = A \cdot p \cdot e^{\frac{-A \cdot U_i \cdot p}{E}} \quad [3]. \quad (2.19)$$

2.4 Townsendův druhý ionizační koeficient

Na tvorbě výboje se značnou měrou také podílí elektrody těmito jevy:

Termoemise, což je zanedbatelný jev, je způsobena žhavením katody a uvolnění elektronů způsobuje teplota.

Pokud působí mezi elektrodami vnější elektrické pole, zvýší se intenzita pole na povrchu emisní katody změnou tvaru, např. ohyb vlákna, vyvolá deformaci potenciálové bariéry, tento jev se nazývá Schottkyho emise.

Autoemise nebo také jinak nazývaná studená emise je emise vyvolaná silným elektrickým polem.

Fotoelektrická emise je způsobena fotony dopadajícími na katodu, jejichž energie je dostačující k vyrazení elektronu z katody. Viz rovnice (2.10).

A poslední – pro nás nejdůležitější – sekundární emise, jež je způsobena bombardováním katody kladnými ionty [3].

Townsend pozoroval, že nárůst proudu mezi elektrodami neodpovídá procesu nárazové ionizace a je strmější. Na základě tohoto zjištění formuloval hypotézu o druhém ionizačním procesu, který se na výstavbě výboje podílí – uvolňování elektronů z povrchu katody v důsledku bombardování katody kladnými ionty. Je-li definován počet elektronů uvolněných z katody bombardováním kladnými ionty takto

$$n_+ = \gamma \cdot [n - (n_0 + n_+)]. \quad (2.20)$$

Kde: n_+ počet elektronů uvolněných z katody bombardováním kladnými ionty,
 n_0 počet elektronů emitovaných z katody ultrafialovým světlem,
 γ Townsendův druhý ionizační koeficient.

Abychom správně počítali, je třeba rozšířit rovnici (2.15) o počet elektronů uvolněných z katody bombardováním kladnými ionty, a lze získat tuto rovnici

$$n = (n_0 + n_+) \cdot e^{\alpha \cdot d}, \quad (2.21)$$

po vzájemném dosazení (2.20)(2.21) vzniká rovnice

$$n = \frac{n_0 \cdot e^{\alpha \cdot d}}{1 - \gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1)} \quad [2][3]. \quad (2.22)$$

2.5 Podmínka samostatného výboje

Počet elektronů roste v souladu s rovnicí (2.22), dokud nedojde v nějakém místě k náhlému přechodu na samostatný výboj, při

$$1 = \gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1). \quad (2.23)$$

Tento vzorec je také znám jako podmínka samostatného výboje.

Pokud je splněna podmínka samostatného výboje (2.23), nastává přechod od nesamostatného výboje na samostatný výboj. Proud se tím pak může udržet i bez vnějšího ionizačního činidla.

Budeme-li uvažovat dle Townsendovy představy o uvolnění elektronů z katody bombardování kladnými ionty, je možné dát rovnici (2.23) fyzikální význam

$$e^{\alpha \cdot d} - 1. \quad (2.24)$$

Výraz (2.24) prezentuje počet kladných iontů, vzniklých v mezielektrodevém prostoru v procesu ionizace. A kladné ionty dopadající na katodu vyrazí počet elektronů daný výrazem

$$\gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1) \quad [3][6]. \quad (2.25)$$

Rovnice (2.23) uvažuje pouze vznik elektronů v důsledku odstřelování katody kladnými ionty, což ale není jediný mechanismus sekundární ionizace, který probíhá. V závislosti na konkrétních podmínkách existuje vysoká variabilita těchto procesů.

Budeme-li vycházet z logaritmického tvaru rovnice (2.23)

$$\alpha \cdot d = \ln(1 + 1/\gamma), \quad (2.26)$$

můžeme pak součin α a d nahradit K a vzniká rovnice

$$K = \ln(1 + 1/\gamma). \quad (2.27)$$

Kde K se dá považovat za konstantu. Proces elektronové emise charakterizovaný ionizačním číslem γ je silně ovlivněný povrchem katody a tlakem plynu. Hodnota γ je ale velmi malé číslo ($< 10^{-2} - 10^{-3}$), z toho vyplývá, že logaritmus $1 + 1/\gamma$ je číslo pohybující se kolem 8 – 10, což je díky rovnici (2.27) také hodnota K . A jelikož je α značně závislá na tlaku plynu a intenzitě přiloženého pole, má přesná hodnota K malý význam a může být považována za konstantní pro mnoho poměrů E a p [2][3].

Samostatný výboj tedy vzniká, pokud elektrické pole, tlak plynu a vzdálenost elektrod jsou takové, že elektron vystřelený z katody dokáže svojí energií vytvořit kladné ionty, které jsou schopny uvolnit na katodě opět jeden elektron. Tento samostatný výboj může být zaveden změnou vzdáleností elektrod a/nebo změnou napětí [6].

Pokud je splněna podmínka samostatného výboje (2.23), neplatí již rovnice (2.22), což je způsobeno změnou procesů, které zde nastávají [6].

2.6 Paschenův zákon

„Paschenův zákon byl empiricky objeven Friedrichem Paschenem v roce 1889. Zabýval se závislostí přeskokového napětí v plynu na jeho tlaku. Objevil, že při stálé teplotě plynu a homogenním poli se hodnota přeskokového napětí zachovává i pokud nkrát zvýšíme či zmenšíme tlak plynu a zároveň nkrát snížíme či zvětšíme vzdálenost elektrod“, jak je uvedeno v práci Karla Veisheipla [7].

Je-li definována konstanta A pro každý plyn jiná a U_i je pro každý plyn také jiné, lze nahradit součin A a U_i v rovnici (2.19) konstantou B (pro vzduch $2738 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{kPa}^{-1}$), je možné jej také v konkrétním plynu považovat za konstantu a za využití vztahu (1.1) můžeme vytvořit rovnici

$$\alpha = A \cdot p \cdot e^{\frac{-A \cdot U_i \cdot p}{E}} = A \cdot p \cdot e^{\frac{-B \cdot p}{E}} = A \cdot p \cdot e^{\frac{-B \cdot p \cdot d}{U_p}}. \quad (2.28)$$

Za předpokladu, že γ je konstantní, lze dosazením rovnice (2.28) do logaritmické podmínky samostatného výboje (2.26) získat rovnici

$$\ln(1+1/\gamma) = A \cdot p \cdot d \cdot e^{-\frac{B \cdot p \cdot d}{U_p}}, \quad (2.29)$$

následným vyjádřením U_p má za příčinu vznik rovnice

$$U_p = \frac{B \cdot p \cdot d}{\ln \frac{A \cdot p \cdot d}{\ln(1+1/\gamma)}}. \quad (2.30)$$

Minimum průběhu lze spočítat derivací U_p podle pd a položením této derivace rovno nule

$$\frac{dU_p}{d(pd)} = \frac{B}{\ln \frac{A \cdot p \cdot d}{\ln(1+1/\gamma)}} - \frac{B}{\left[\ln \frac{A \cdot p \cdot d}{\ln(1+1/\gamma)} \right]^2} = 0, \quad (2.31)$$

a po úpravě (3.31) dostáváme rovnici

$$\ln \frac{A \cdot p \cdot d}{\ln(1+1/\gamma)} = 1, \quad (2.32)$$

a z této rovnice se dá definovat

$$(pd)_{\min} = \frac{e^1}{A} \cdot \ln(1+1/\gamma), \quad (2.33)$$

$$U_{p(\min)} = 2.718 \cdot \frac{B}{A} \cdot \ln(1+1/\gamma) [3]. \quad (2.34)$$

Tabulka 2.1 Tabulka minimálních přeskových konstant pro různé plyny [3]

Plyn	$(pd)_{\min}$ [kPa·cm]	$(U_p)_{\min}$ [V]
vzduch	0,0733	352
dusík	0,0867	240
vodík	0,1399	230
kyslík	0,0933	450
SF ₆	0,0347	507
CO ₂	0,0759	420
neon	0,5333	245
helium	0,5333	155

Nejmenší přeskové napětí bylo naměřeno Cueilleronem v neonu mezi cesiem potaženou elektrodou při tlaku 3.466 kPa. Toto napětí bylo 64 V [3].

Díky rovnici (2.30) je možné vytvořit graf závislosti přeskokového napětí U_p na součinu tlaku p a vzdálenosti elektrod d . V tomto grafu je znázorněna křivka pro vzduch (Obr. 2.4).

2.6.1 Schumannův vztah

Schumann dokázal, že pro široký, ale vymezený rozsah E/p může být α/p vyjádřeno rovnicí (známou také jako Schumannův vztah)

$$\frac{\alpha}{p} = C \left[\left(\frac{E}{p} \right) - \left(\frac{E}{p_c} \right) \right]^2. \quad (2.35)$$

Kde: E_c limitní intenzita elektrického pole, při které začíná účinná ionizace
[V/m],
 C konstanta.

Průrazné napětí v homogenním poli pro široký rozsah tlaků a vzdáleností ve vzduchu může být spočítáno kombinací Schumannova vztahu a rovnice

$$K = \alpha \cdot d, \quad (2.36)$$

která vychází z rovnic 2.29 a 2.30 [3].

Dosažením rovnice (2.36) do Schumannova vztahu (2.35) vzniká rovnice

$$\frac{K}{d \cdot p} = C \left[\left(\frac{E}{p} \right) - \left(\frac{E}{p_c} \right) \right]^2 \quad (2.37)$$

a pokud tuto rovnici (2.37) vyjádříme pro přeskokové napětí U_p , vzniká

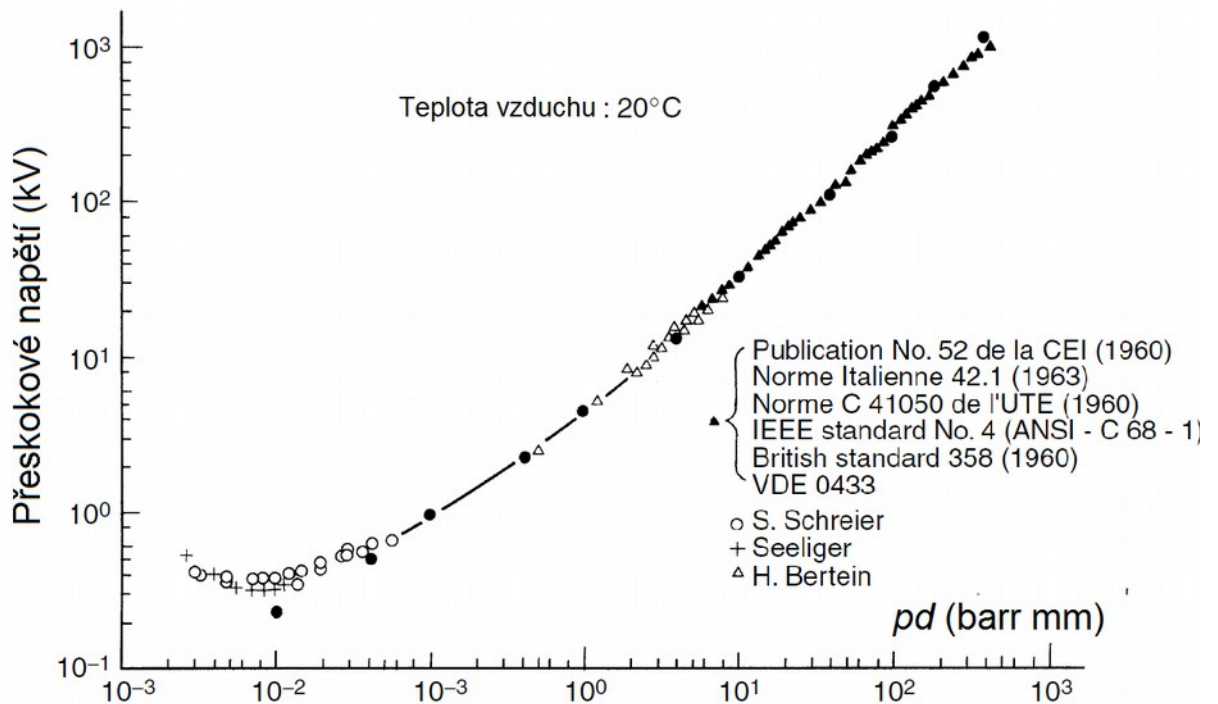
$$U_p = \left(\frac{E}{p_c} \right) \cdot p \cdot d + \sqrt{\left(\frac{K}{C} \right) \cdot \sqrt{p \cdot d}} \quad [3]. \quad (2.38)$$

2.6.2 Paschenův zákon – aplikace v praxi

Tento matematický model určili z měření Sohst a Schrödr pro homogenní pole při tlaku $p = 1 \text{ bar}$; teploty $T = 20 \text{ °C}$ a za využití těchto hodnot pro konstanty, $E_c = 24,36 \text{ kV/cm}$ a $(K/C) = 45,16 \text{ kV}^2/\text{cm}$. Po dosažení vzniká rovnice

$$U_p = 24,36 \cdot p \cdot d + 6,72 \cdot \sqrt{p \cdot d}, \quad (2.39)$$

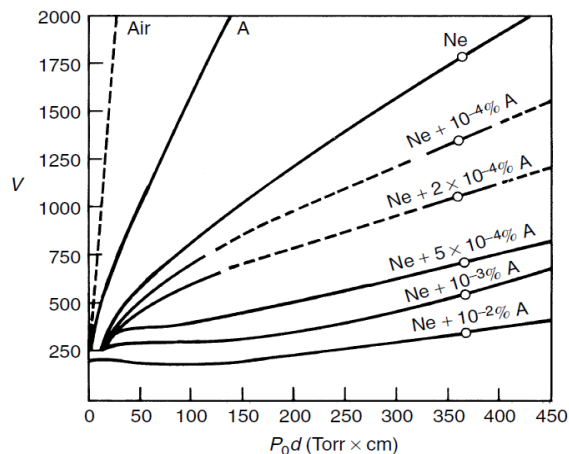
v grafu (Obr. 2.4) jsou vyneseny změřené hodnoty a hodnoty vypočítané podle rovnice (2.39) [3][2].



Obr. 2.4 Křivka Paschenova zákona pro vzduch [3]

Vypočítané a změřené hodnoty Paschenovy křivky pro pd od 10^{-2} do $5 \cdot 10^2$ bar·cm. Změřené a vypočtené hodnoty se dobře shodují kromě velmi malých hodnot pd . To je ale oblast bez reálného praktického využití[3].

Paschenův zákon neplatí v mnoha směsích plynů. Nejlepším představitelem je směs neonu a argonu. Malá příměs argonu do neonu způsobí snížení přeskokového napětí této směsi, než v porovnání s přeskokovými napětími čistých plynů – argonu a neonu.



Obr. 2.5 Přeskokové napětí Neonu, Argonu a jejich směsí [3]

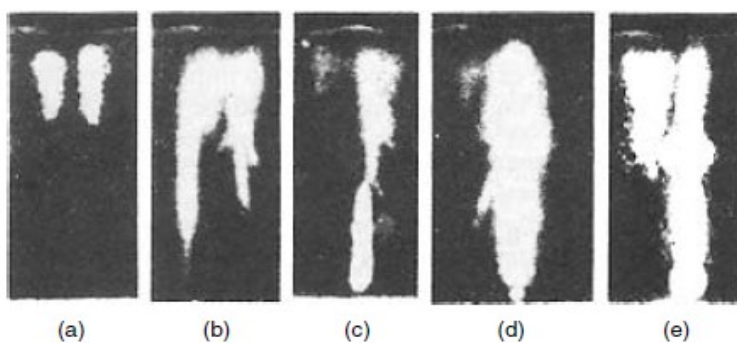
Je to způsobeno tím, že nejnižší excitovaný stav neonu je metastabilní a jeho excitační potenciál je o 0,9 eV větší než ionizační potenciál argonu. Metastabilní atomy mají delší životnost v neonu a tím pádem při nárazu atomů argonu je mnohem větší pravděpodobnost ionizace. Tento jev je znám jako Penning efekt [3].

2.7 Strimér

Jakmile dosáhne koncentrace nábojů v lavině hodnoty větší než 10^6 ale menší než 10^8 , růst laviny slábne. Když koncentrace iontů překročí hodnotu 10^8 , dojde k prudkému nárůstu proudu a následuje průraz. Uvedené procesy deformují původní elektrické pole mezi elektrodami v důsledku vlivu vlastního pole laviny. Při hodnotě 10^8 dosáhne hodnota pole v lavině stejné velikosti jako přiložené elektrické pole a může se vyvinout strimér.

Podle Townsendova mechanismu je čas potřebný pro přeskok vytvořený lavinou a je určen driftovou rychlostí elektronů. Ukázalo se ale, že doba výstavby výboje je pro větší vzdálenosti mnohem kratší, než by potřeboval elektron pro překonání mezielektrodové vzdálenosti. Ve vzduchu při tlaku okolo atmosférického a víc ($p d > 133 \text{ kPa}\cdot\text{cm}$) byly ale zaznamenány podstatně kratší doby výstavby výboje. Díky rozvoji elektrických a optických metod měření to potvrdil roku 1939 H. Raether. To bylo impulzem k tvorbě nové teorie pro delší vzdálenosti elektrod, než jak jsou vysvětleny v Townsendově teorii [2][3].

Fotografie z mlžné komory ukázaly, že za určitých podmínek prostorový náboj laviny vyvolá transformaci laviny do ionizovaného kanálu (strimér) a způsobí rychlý vývoj přeskoků.



Obr. 2.6 Fotografie z mlžné komory [3]

Na obrázku (Obr. 2.6) je možné vidět průběh přeskoků pomocí striméru; (a) lavina poblíž anody, (b) a (c) začíná v katodovém směru strimér, (d) a (e) je čas, kdy plazmový kanál propojí elektrody [3]. Z měření nárůstu proudu před přeskokem a minimálního průrazného

napětí bylo zjištěno, že transformace laviny do striméru nastává, když koncentrace náboje uvnitř čela laviny dosáhne kritické hodnoty

$$n_0 \cdot e^{\alpha \cdot d} \approx 10^8 \text{ nebo } \alpha \cdot x_c \approx 18-20. \quad (2.40)$$

Kde: x_c délka laviny ve směru elektrického pole v okamžiku, kdy dosáhla kritické velikosti [m],

je-li $x_c > d$, pak je vznik striméru nepravděpodobný [2][3].

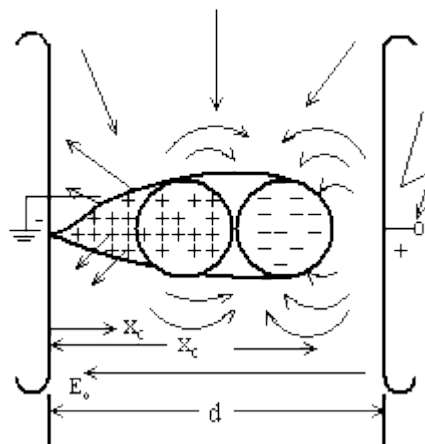
Raether a J. M. Meek na základě dalších experimentů ukázali, že když lavina dosáhne kritické velikosti, kombinace pole prostorového náboje laviny a vnějšího přiloženého pole vede k intenzivní ionizaci a vybuzení částic plynu před čelem laviny. Rekombinace kladného iontu a elektronu uvolní foton, který procesem fotoionizace uvolní sekundární elektron. Tyto elektrony potom vytvářejí sekundární laviny. Protože se fotony pohybují rychlostí světla, vede vznik sekundárních lavin k rychlému rozvoji vodivého kanálu mezi elektrodami [3].

Na základě experimentálních výsledků a některých jednoduchých předpokladů Raether formuloval následující empirický vzorec pro vznik striméru (Obr. 2.7)

$$\alpha \cdot x_c = 17,7 + \ln(x_c) + \ln\left(\frac{E_a}{E_0}\right). \quad (2.41)$$

Kde: E_a pole prostorového náboje laviny orientované radiálně do čela laviny,

E_0 vnější přiložené pole.



Obr. 2.7 Vliv prostorového náboje pole E_a [2]

Vzájemné působení vlastního pole laviny a přiloženého elektrického pole v meziprostoru nábojů způsobuje narušení souměrnosti pole.

Podmínkou přechodu od laviny ke striméru je, že $E_a \approx E_0$, pak tedy má rovnice (2.41) tvar

$$\alpha \cdot x_c = 17,7 + \ln(x_c), \quad (2.42)$$

s tím, že musí být splněna podmínka $x_c \leq d$ [2][3].

Podobné kritérium formuloval Meek, který ukázal, že radiální pole produkované kladnými ionty bezprostředně za čelem laviny může být spočítáno ze vztahu

$$E_r = \frac{5,3 \cdot 10^{-7} \cdot \alpha \cdot e^{\alpha \cdot x}}{\sqrt[2]{x/p}}. \quad (2.43)$$

Je vhodné uvést, že J. M. Meek a H. Raether pracovali na sobě nezávisle a nijak spolu nespolečně pracovali ani si nevyměňovali poznatky [3].

Protože k přechodu laviny na strimér může dojít teprve, když minimálně $E_a \approx E_0$ a $x_c = d$, pak má rovnice (2.35) tvar

$$\alpha \cdot d + \ln\left(\frac{\alpha}{p}\right) = 14,5 + \ln\left(\frac{E}{p}\right) + 0,5 \cdot \ln\left(\frac{d}{p}\right). \quad (2.44)$$

Pokud tedy budeme chtít přecházet z Townsendova výboje na strimér, znamená to změnu podmínky $\alpha \cdot d = \ln(1+1/\gamma) \approx 8-10$ na podmínku $\alpha \cdot d = \ln(1+1/\gamma) \approx 18-20$ [2][3].

Tento přechod je způsobený zvýšením tlaku a doskokové vzdálenosti mezi elektrodami a v praxi nastane při $pd \geq 1-2$ bar·cm.

Strimérový mechanismus závislejší na fotoionizaci plynu, vyžaduje pro výstavbu výboje mnohem kratší čas, než Townsendův mechanismus závislý na sekundární ionizaci na katodě a omezený proto rychlostí kladných iontů [3].

3 Nehomogenní pole

Tato část se zabývá výboji v nehomogenním poli. V praxi se setkáváme především s nehomogenními poli oproti homogenním. Výstavba výboje v těchto nehomogenních polích může být ovlivněna předvýboji na zakřivené elektrodě. O konkrétních podmínkách přeskoku rozhoduje kromě dříve uváděných parametrů jako je vzdálenost elektrod, tlak, a dalších také tvar elektrod, tedy stupeň nehomogenity pole.

Pro vlastní měření realizovaný v práci je třeba uvažovat jako hlavní faktory změnu vzdálenosti d , změnu napětí U a změnu poloměru elektrod, respektive stupeň nehomogenity η a jejich polaritu.

V nehomogenních polích je nutné při procesu výstavby přeskokového výboje rozlišit dvě napětí. Zapalovací napětí U_0 , které souvisí se vznikem prvního samostatného částečného výboje u elektrody s malým poloměrem a nezpůsobí přeskok na celé mezielektrodové vzdálenosti. Jeho velikost závisí na tvaru elektrod. Druhým napětím je napětí přeskokové U_p , při kterém nastane přeskok. Přeskokové napětí U_p je závislé na vzdálenosti elektrod a zároveň může být jeho velikost ovlivněna prostorovým nábojem, který se vytvořil v důsledku předvýboje u elektrody s malým poloměrem.[6].

3.1 Schwaigerův faktor – stupeň nehomogenity pole

Stupeň nehomogenity η určuje, o jak silně nehomogenní pole se jedná. Faktor nehomogenity η zavedl v roce 1922 Schwaiger jako měřítko nehomogenity pole a je definovaný vztahem

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

Kde: E_{mean} střední hodnota intenzity elektrického pole [V/m],
 E_{max} hodnota maximální intenzity elektrického pole [V/m],
 U vrcholová hodnota napětí přiloženého na elektrody [V],
 d vzdálenost elektrod [m].

Elektrické pole v systému elektrod s dielektrikem se pro naše účely dělí na:

- **Homogenní pole**

Počáteční napětí U_0 se rovná přeskokovému napětí U_p . Stupeň nehomogenity $\eta = 1$. A nejsou zde žádné výboje před přeskokem.

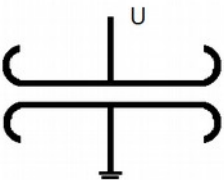
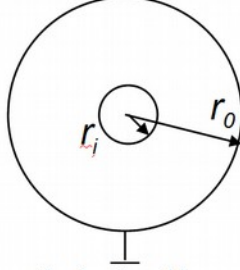
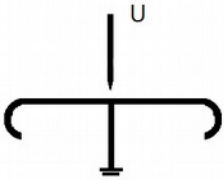
- **Nehomogenní pole**

- **Slabě nehomogenní pole**

Slabě nehomogenní $U_0 = U_p$. Stupeň nehomogenity $\eta \geq 0,25$ pro atmosférický tlak. Žádné výboje před přeskokem.

- **Silně nehomogenní pole**

Silně nehomogenní $U_0 \ll U_p$. Stupeň nehomogenity $\eta < 0,25$. Stabilní výboje před přeskokem [2].

typ pole	homogenní	slabě nehomogenní	silně nehomogenní
uspořádání elektrod			
	rovnoběžné deskové elektrody	soustředné válce $r_i = 0,25 \cdot r_o$	hrot, desková elektroda
η	1	$\leq 0,25$	$\ll 0,01$

Obr. 3.1 Rozdělení uspořádání elektrod podle stupně nehomogenity η [2]

3.2 Přeskok ve slabě nehomogenním poli

V slabě nehomogenních polích se neuplatňuje počáteční napětí U_0 . V slabě nehomogenních polích je vliv polarity a zakřivení elektrody nepatrný, můžeme proto považovat průrazné napětí U_p a počáteční napětí U_0 za totožné. Vědom si tohoto faktu, definoval A. Schwaiger roku 1922 rovnicí

$$U_0 = U_p \approx E_{max} \cdot d \cdot \eta \quad (3.2)$$

a lze tedy pracovat s upravenou rovnicí (2.26), která pro nehomogenní pole vychází z integrálního tvaru

$$\int_0^d \alpha dx = \ln(1 + 1/\gamma) \quad [2][6][8]. \quad (3.3)$$

„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 sestavené z experimentálních pokusů“, jak je uvedeno v bakalářské práci Romana Weisera [8].

3.3 Přeskok v nehomogenním poli

V nehomogenním polích (hrot – deska, malá kulová elektroda – deska) nastává změna hodnoty intenzity elektrického pole, tím pádem i ionizační koeficient α se mění v různých bodech mezi elektrodami. Pro nízké tlaky je třeba integrovat podél linie největší intenzity (Obr 3.2), a využívá se přeepsaná rovnice (3.3) ve tvaru

$$\gamma [\exp(\int_0^d \alpha dx) - 1] = 1 \quad (3.4)$$

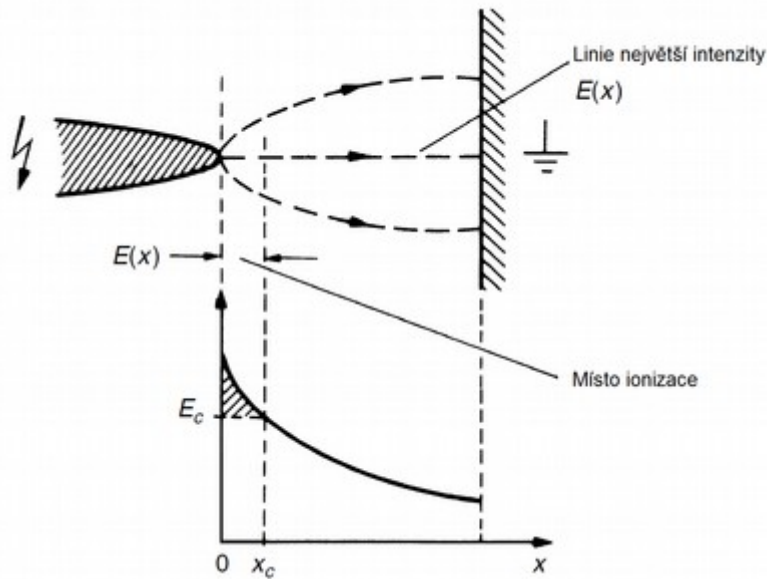
(lze využít i u vysokých tlaků, ale pouze pro slabě nehomogenní pole)[3].

Právě v nehomogenních polích se uplatňuje počáteční napětí U_0 . S rostoucí nehomogenitou se U_p zvětšuje oproti U_0 . V silně nehomogenním poli je pro Townsendův mechanismus u katody příliš nízká intenzita elektrického pole.

Kritériální podmínka pro přeskok nebo zapálení výboje má v nehomogenním poli tvar

$$\exp\left(\int_0^{x_c \leq d} \alpha dx\right) = N_{cr}. \quad (3.5)$$

Kde: x_c dráha laviny do okamžiku dosažení kritické koncentrace elektronů,
 N_{cr} koncentrace elektronů v lavině[3].



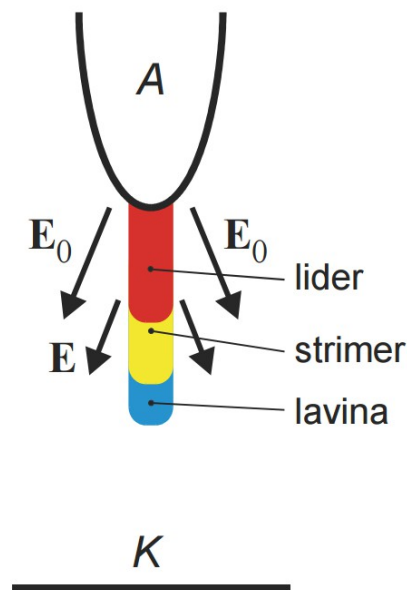
Obr. 3.2 Změna hodnoty intenzity elektrického pole [3]

Bylo zjištěno, že $\ln(N_{cr}) \approx 18-20$ [3].

3.3.1 Lídr

Je-li vzdálenost elektrod řádově desítky a více centimetrů a jedná se o silně nehomogenní pole (hrot - deska), vytvořený strimér o těchto velikostech má velké Joulovy ztráty a tvoří teplotu kolem 3000°C.

Při těchto teplotách vzniká tepelná ionizace (popsána výše)[8]. Přitom teplota podél striméru není stejná. V počátku je největší teplota a postupně se vzdáleností od elektrody klesá. Tím je způsobeno zvýšení elektrické intenzity na konci striméru, to vede k postupnému prodlužování kanálu a současně k zvyšování jeho teploty způsobené průtokem elektronů. Tím se tvoří tepelně ionizovaný kanál, zvaný také lídr (Obr. 3.3) [6].



Obr. 3.3 Průběh lídrového výboje [4]

U lídru nastávají dva případy s různými průběhy, první, pokud je hrot kladný, a druhý, pokud je hrot záporný. Při kladném hrotu lídr absorbuje elektrony z katody z důvodu rekombinace kladných iontů v lídru, což způsobuje prudký nárůst proudu. Při záporném hrotu se lídr může šířit z obou elektrod a jeho prodlužování je skokové.

Ve chvíli, kdy se lídr napojí na druhou elektrodu, vzniká prudký nárůst proudu způsobený velkými potenciálovými rozdíly. Vzniká velké teplo a silná ionizace vzniklé plazmy. Právě tento potenciálový rozdíl se přesouvá přes vodivostní kanál k druhé elektrodě ve formě vlny – nazývaná také zpětná vlna [4][6][8].

3.4 Koróna

V silně nehomogenních polích (hrot – deska) se objevují před přeskokem objevují trsové výboje, doprovázené zvukovým jevem – sršení. Tyto jevy mohou být přechodné, nebo se jedná o ustálený stav – korónu [3][6]. Pro vznik koróny musí být elektrody dostatečně vzdálené a zakřivené. U koróny je vidět vizuální rozdíl vzhledu, pokud na stejný drát/vodič přivedu stejné napětí o různých polaritách. Při kladném napětí je koróna ve formě jednotného modrobílého pláště po celém povrchu vodiče. Při záporném se jedná o načervenalé skvrny rozprostřené podél tenkého vodiče. Počet skvrn se zvyšuje s proudem. Stroboskopické studie

ukazují, že při střídavém napětí má koróna přibližně stejný vzhled jako u stejnosměrného napětí [3].

Přesuneme-li se zpět od vodiče k elektrodám hrot – deska, tak při zvyšování napětí se nejprve objeví malé světélko, viditelné okem, s malý poloměrem, které je zvětšeno o neviditelnou část ultrafialového záření. V této fázi jsme dosáhli tzv. počáteční napětí koróny [8]. Zvyšováním napětí dochází k výraznějšímu světlu, doprovázenému nejprve typickým syčením a následným praskáním se syčením. Poté dochází k trsovým výbojům, které při překročení kritické hodnoty napětí mezi elektrodami přechází v jiskrový výboj a tím k elektrickému přeskoku mezi elektrodami [3][6][8].



Obr. 3.4 Koróna kolem hrotu [9]

Je velice důležité si uvědomit, že polarita hrotu je jedním z nejzásadnějších parametrů při tvorbě modelů prostorové uspořádání náboje, tím i elektrické pevnosti plynného dielektrika. V každém z obou případů (kladný, záporný hrot) fungují jiné procesy, které jsou níže vysvětleny.

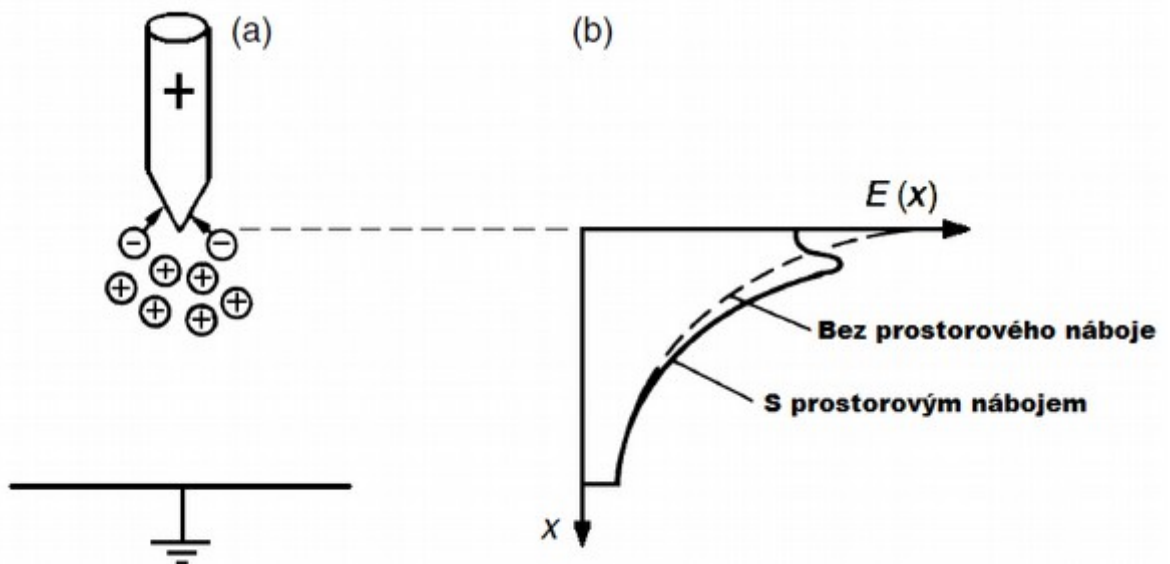
3.4.1 Kladná nebo anodová koróna

Pokud uvažujeme extrémní nehomogenní pole (hrot – deska), při přivedení kladné polarity napětí a dodržení minimální vzdálenosti elektrod vzniká anodová koróna. K následujícímu vysvětlení je možné pro lepší představu nahlížet na obrázek (Obr. 3.5). Elektronů velmi rychle rekombinují na anodě a v prostoru laviny zůstává kladný prostorový náboj složený z pomalých kladných iontů (hmotnost částice a pokles intenzity elektrického

pole ve směru ke katodě jsou příčinou nízké pohyblivosti iontů). Prostorový náboj vyvolá snížení intenzity elektrického pole v oblasti před hrotem. Další nárazová ionizace je možná pouze tehdy, pokud je kladný náboj odsáván ke katodě. Prostorový náboj tak vyvolá zvýšení intenzity pole v oblasti dále od hrotu na hodnotu dostatečně velkou pro nárazovou ionizaci a proces vzniku nábojů může pokračovat. Důsledkem je pulsní charakter výboje, jedná se tedy o pulsní výbojový proud. Při nárůstu napětí nad minimální hodnotu nutnou pro zapálení koróny se lavinový proces zintenzivní a časové překrývání tvorby laviny vede k nastavení rovnovážného stavu mezi ionizací, difuzí a rekombinací [2][8].

Proud postupně ztrácí pulsní charakter a přechází na stejnosměrný proud, který nepravidelně kolísá. V důsledku intenzivní ionizace se produkuje velké množství kladných iontů, které jsou schopné se dostat do větší vzdálenosti od hrotové elektrody a vytvořit prostorový náboj. Výsledkem popsaného procesu je prodloužení katody směrem k anodě, protože kladný prostorový náboj se z hlediska vlivu na rozložení intenzity elektrického pole chová jako součást anody. Zkrácení vzdálenosti vytváří příznivější podmínky pro přeskok a přeskokové napětí je mnohem nižší než u homogenního pole (15 – 20 kV/cm)[2].

Na obrázku (Obr 3.5) je také znázorněn graf intenzity elektrického pole v závislosti na vzdálenosti elektrod.



Obr. 3.5 Anodová koróna (a)

Graf intenzity elektrického pole na vzdálenosti elektrod (b) [3]

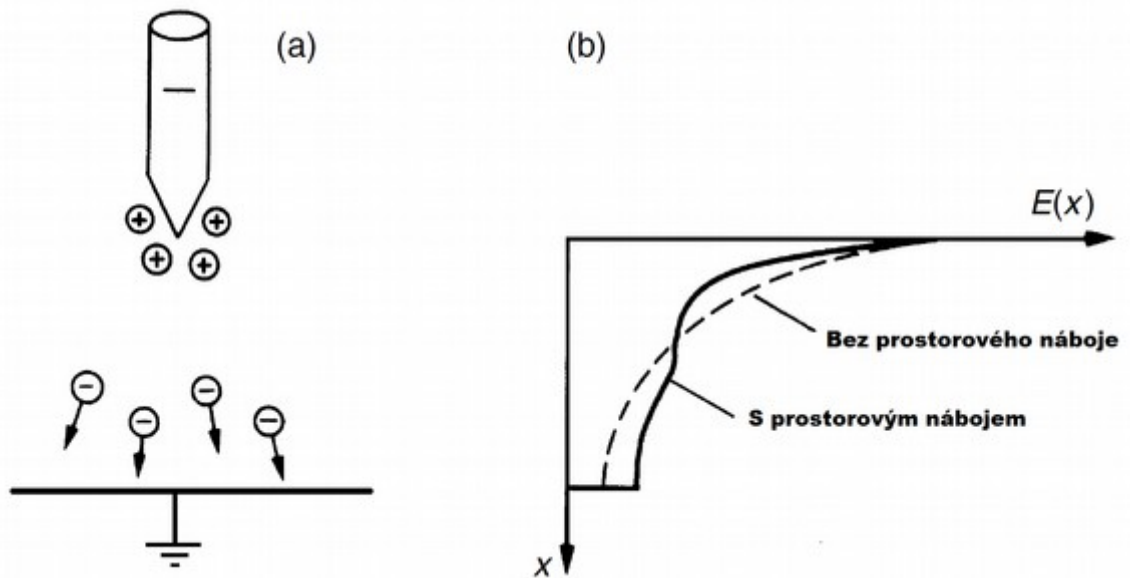
3.4.2 Záporná nebo katodová koróna

Lavinový proces probíhá stejným způsobem jako u anodové korony. Elektrony v lavině v případě záporného hrotu nerekombinují, ale vzdalují se od hrotu k deskové elektrodě. V důsledku rychlého poklesu intenzity elektrického pole s narůstající vzdáleností od katody a také proto, že kyslík je elektronegativní plyn, jsou elektrony zachyceny neutrálními částicemi a vytvářejí prostorový náboj ze záporných iontů. Záporný prostorový náboj snižuje intenzitu elektrického pole v blízkosti hrotové elektrody a zabrání dalšímu rozvoji lavinového procesu[2][3].

Kladné ionty, které se z laviny mezi tím dostaly do těsné blízkosti hrotové elektrody v této oblasti výrazně zvýší intenzitu elektrického pole. Potlačení lavinového procesu záporným prostorovým nábojem vede k tomu, že ionizace ustává a obnoví se až po odchodu záporného náboje z oblasti blízko hrotu. Důsledkem existence záporného náboje je vyšší přeskokové napětí, než u uspořádání s kladným hrotem. Stejně jako u anodové koróny, je proces vytváření náboje nespojitý proces a výbojový proud má podobu velmi pravidelných „Trichelových“ pulzů s frekvencí od několika kHz do MHz [2].

Počáteční napětí Trichelových pulzů je prakticky nezávislé na doskoku a jeho hodnota je blízká počátečnímu napětí striméru při kladné polaritě hrotové elektrody ve stejném uspořádání. Frekvence pulzů se zvyšuje s napětím a závisí na poloměru katody, doskoku a tlaku [2].

Na obrázku (Obr 3.6) je také znázorněn graf intenzity elektrického pole v závislosti na vzdálenosti elektrod.



Obr. 3.6 Katodová koróna (a)

Graf intenzity elektrického pole na vzdálenosti elektrod (b) [3]

3.5 Nevodivá bariéra mezi elektrodami

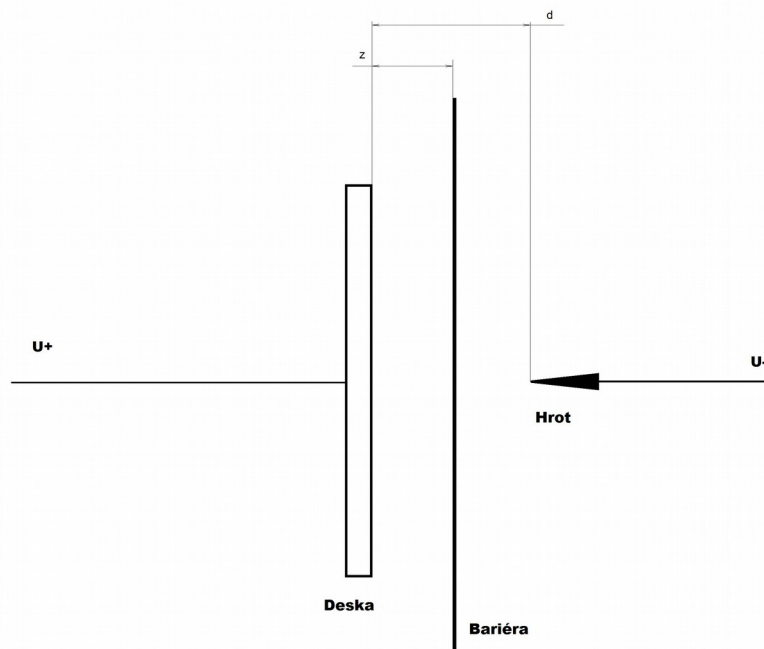
Elektrická pevnost je možné v silně nehomogenních (hrot - deska) zvýšit vložením tenké dielektrické bariéry. Pro její maximální účinnost jako dielektrická bariéra je nutno ji vložit do pole rovnoběžně s deskou – čili kolmo ke směru intenzity elektrického pole, jak je vidět na obrázku (Obr. 3.7). Její vliv je v zachytávání nosičů elektrického náboje. To má za následek změnu rozložení intenzity elektrického pole. A právě proto její umístění na určitém místě mezi elektrodami má za následek zmenšení nebo zvětšení elektrické pevnosti E_p [8].

Při zvyšování napětí vzniká koróna. Pokud máme hrot záporný, díky výše popsaným principům se k bariéře dostávají záporné ionty vzniklé asociací elektronů a neutrálních molekul či atomů. Kvůli jejich pomalejší rychlosti, oproti elektronům se tyto ionty zachytávají na bariéře. Tím dochází k nabíjení bariéry na zápornou a pole mezi deskou a bariérou se stává homogenní.

Pokud máme hrot kladný, tak je vznik iontů zapříčiněn anodovou korónou. Tyto kladné ionty přesouvající se k anodě se opět kvůli pomalejší rychlosti zachytávají na bariéře a tím dochází k nabíjení bariéry na kladnou hodnotu, opět se tvoří homogenní pole.

Vzhledem k tomu, že se deska a bariéra chovají jako kapacita, tak proud tekoucí mezi hrotem a bariérou je minimální – pouze k dorovnání úbytku nábojů způsobený difúzí a rekombinací. Při zvyšování napětí se zvyšuje i náboj na bariéře, tím se zvyšuje i intenzita elektrického pole. Vzhledem k tomu, že při zvyšování napětí se nyní tvoří rozdíl potenciálů v téměř homogenním poli, a proto velikost napětí nezávisí na polaritě napětí na hrotu. Z tohoto tvrzení vyplývá, že E_p závisí na umístění bariéry mezi elektrodami [8][10].

Při přiblížení bariéry k desce, je vliv bariéry menší z důvodu závislosti na přeskokovém napětí bariéra – hrot. Stejný vliv (snižující elektrickou pevnost) má přílišná blízkost bariéra – deska, je to způsobeno vznikem ionizace na straně bariéry [8].



Obr. 3.7 Schéma zapojení hrotu proti desce s bariérou

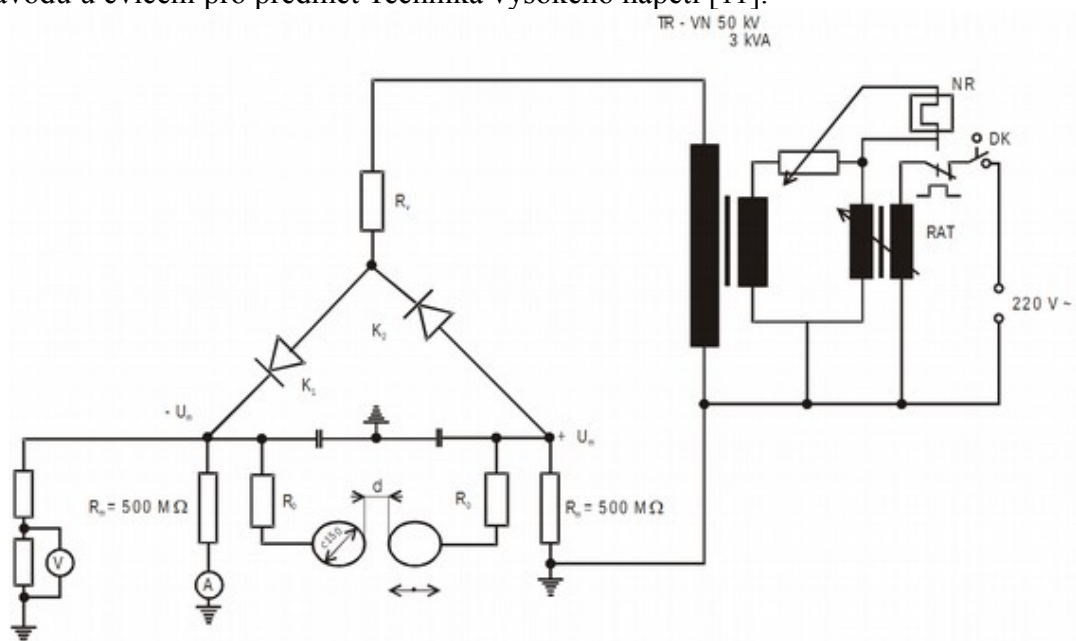
4 Praktické měření

V této části práce se zabývám mnou provedeným měřením a zhodnocením jeho výsledků.

4.1 Pracoviště

Měření bylo prováděno na pracovišti Západočeské univerzity v Plzni, konkrétně na pracovišti Katedry elektroenergetiky a ekologie.

Měření se uskutečnilo na stejnosměrném zdroji – kenotrový usměrňovač, napájený z transformátoru 50kV, přes ochranný vodní odpor R_v . „VN transformátor je napájen regulačním autotransformátorem RAT s ručním pohonem. Výstupní napětí usměrňovače (za kenotrony $K1$, $K2$) je symetrické vůči zemi $\pm U_m$ (U_m – amplituda napětí na transformátoru). Žhavicí transformátory kenotronů mají žhavicí vinutí izolována na 70 kV, protože na tomto napětí se mohou nacházet obě katody $K1$, $K2$. Žhavicí transformátorky jsou proto olejové, napájené přímo ze sítě 230 V. Zdvojené ss napětí je vyhlazeno kondenzátory. Měřicí obvod, jehož VN odpor 500 MW je složen z 5 ks odporů Tesla TR 131, 100 MW v sérii, měří polovinu zdvojeného napětí. Měřicí kulové jiskřiště je připojeno na zdvojené napětí přes ochranné odpory R_o . V tomto případě jsou obě koule jiskřiště na vysokém potenciálu a proto je použito horizontální uspořádání. Pohon jiskřiště je motorický.“ Tak je definován na návodu u cvičení pro předmět Technika vysokého napětí [11].



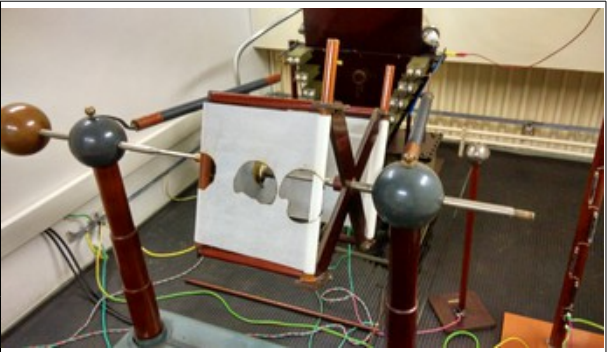
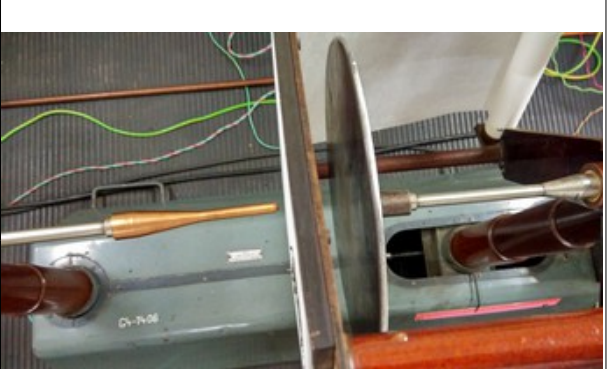
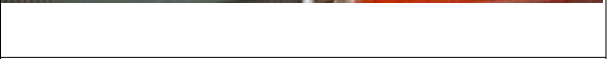

Obr. 4.1 Schéma zapojení zdroje [11]

4.2 Použité hroty a další pomůcky

Cílem měření bylo zjistit průběh přeskokových napětí na elektrodách různých poloměru a za různých podmínek (bariéra, s prostorovým nábojem v malém prostoru).

Tabulka 4.1 Použité pomůcky a hroty

Popis	Obrázek
<p>První měření bylo prováděno na hrotu s poloměrem $R = 0,5$ mm proti deskové elektrodě v otevřeném prostoru za atmosférického tlaku. Nejprve s kladným hrotem (desková elektroda záporná) a následně se záporným hrotem (desková elektroda kladná).</p>	
<p>Při druhém měření byl použit hrot s poloměrem $R = 2$ mm také proti deskové elektrodě v otevřeném prostoru. Nejprve měřeno s kladným hrotem a následně se záporným hrotem.</p>	
<p>K třetímu měření byl využit hrot s poloměrem $R = 4$ mm proti deskové elektrodě v otevřeném prostoru. Nejprve s kladným hrotem a poté se záporným hrotem.</p>	

<p>K následujícímu měření jsem opět vrátil hrot R 0,5 a vložil do prostoru papírovou bariéru. Neměnila se vzdálenost elektrod, ale měnila se vzdálenost bariéry od hrotu, respektive vzdálenost bariéry od deskové elektrody.</p>	
<p>V čtvrtém měření jsem nasadil hrot R 2 a využil opět bariéru. Neměnila se vzdálenost elektrod, ale měnila se vzdálenost bariéry od hrotu, respektive vzdálenost bariéry od deskové elektrody.</p>	
<p>K pátému měření jsem opět připevnil hrot R 4 a byla využita bariéra. Měnila se vzdálenost bariéry od hrotu.</p>	
<p>V poslední části byly zapojeny dvakrát dva hroty R 0,5 a R 4 (obě polarity) a umístěny do plastového boxu, který modeloval uzavřený prostor, pro lepší představu je vyfotografován a pro názornost uveden na obrázku. Tento box byl po nasazení na držáky utěsněn v okolí vstupu držáků do vnitřního prostoru boxu a uzavřen víkem. Simulace uzavřeného prostoru sloužila k ověření vlivu takového uspořádání na strukturu prostorového náboje a tím i přeskokového napětí.</p>	

Pro měření byl dále využit odporový dělič 1:1000 (Obr. 0.8) a pro měření napětí byl použit voltmetr Metra Hit 16S (Obr. 0.8).

Jako zajímavost je uveden obrázek (Obr 0.7), vzhledem k blízkosti bariéry k elektrodě a vysokému napětí docházelo často k výměně papíru, způsobené jeho častým zapalováním.

4.3 Postup měření a naměřené hodnoty, grafy

Před začátkem měření byl zkontrolován zdroj s elektrodami, jestli odpovídají schématu a jestli je doplněn vodní odpor. Poté byla změřena teplota a tlak na pracovišti. Teplota 23,7 °C a tlak 98,3 kPa. K měření byl využit voltmetr a odporový dělič. Měřicí systém byl kalibrován kulovým jiskřištěm v souladu s normou ČSN EN 60052 Měření napětí pomocí normalizovaných kulových jiskřišť.

4.3.1 Hrot R = 0,5 mm, kladný

Po upevnění hrotu R 0,5 na kladnou větev zdroje a deskové elektrody na zápornou větev zdroje jsem kalibroval vzdálenost mezi nimi a začal s měřením. Jako přeskokový vzdálenostní krok byl použit 0,5 cm. Po uzavření pracoviště jsem zapnul ovládací pult, zapnul žhavení, nastavil první přeskokovou vzdálenost $d = 0,5$ cm. Napětí jsem zvyšoval z nulové hodnoty konstantní rychlostí, až jsem se dostal k přeskokovému napětí U_p , kde jsem odečetl hodnotu a poznamenal. Po časové prodlevě na rozptýlení prostorového náboje jsem tento pokus opakoval – celkově pětkrát (výsledné uvedené U_p se vypočetlo průměrem těchto hodnot). Následovalo zvětšení přeskokové vzdálenosti o dalších 0,5 cm (tedy $d = 1$ cm).

Tabulka 4.2 Hrot $R = 0,5$ mm, kladný (1)

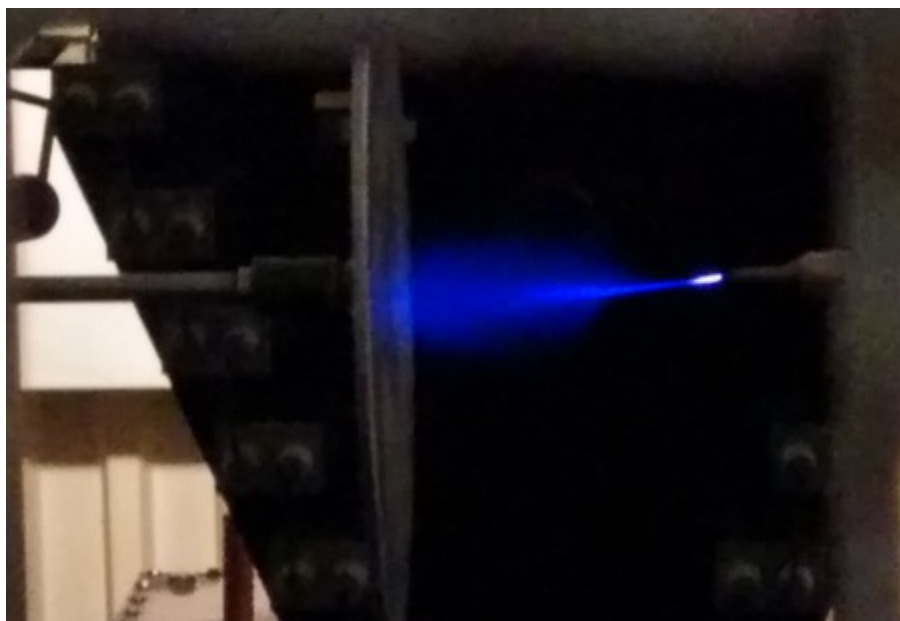
d [cm]	U_1 [kV]	U_2 [kV]	U_3 [kV]	U_4 [kV]	U_5 [kV]	U_p [kV]
0,5	7,02	7,43	7,29	7,7	7,7	7,43
1	10,53	10,53	10,53	10,53	10,53	10,53
1,5	12,69	12,69	12,42	12,42	12,29	12,5
2	15,26	15,26	15,26	14,85	15,26	15,17
2,5	17,15	17,28	17,28	17,28	17,28	17,25
3	21,43	21,57	22,5	21,74	21,58	21,76
3,5	24,02	24,17	23,71	24,17	24,17	24,05
4	25,69	25,84	25,23	25,99	25,84	25,72
4,5	27,51	28,42	27,97	27,66	27,36	27,79
5	29,18	29,18	29,34	29,34	29,18	29,24
5,5	31,31	31,31	31,46	31,16	31,01	31,25
6	33,14	33,14	33,14	33,14	33,12	33,13
6,5	38,47	38,47	38,47	38,47	35,11	38,43
7	40,12	40,12	40,29	40,29	40,29	40,22
7,5	41,78	42,44	41,95	41,95	41,95	42,01
8	43,61	43,61	43,77	43,77	43,77	43,7
8,5	45,43	45,26	45,26	45,43	45,1	45,3
9	46,92	46,92	46,92	46,92	46,76	46,89
9,5	48,41	48,58	46,59	48,58	48,91	48,21
10	54,39	54,56	54,39	54,73	54,56	54,53
10,5	57,62	58,47	58,81	59,32	58,3	58,5
11	61,02	61,19	62,21	61,19	62,21	61,56
11,5	62,04	63,95	63,78	61,87	62,72	62,72
12	61,7	64,81	63,06	63,06	64,13	63,19
12,5	66,69	64,81	67,37	66,52	67,89	66,66
13	68,4	68,06	68,23	68,06	67,89	68,13
14	71,14	72,85	72,16	72,68	72,33	72,23
15	79,92	80,64	80,64	74,9	80,1	80,03

Tabulka 4.3 Hrot $R = 0,5$ mm, kladný (2) - výňatek

d [cm]	U_1 [kV]	U_2 [kV]	U_3 [kV]	U_4 [kV]	U_5 [kV]	U_p [kV]
8,5	38,63	38,63	38,63	38,47	38,63	38,6
9	40,12	40,12	40,46	40,46	40,29	40,29
9,5	42,28	44,27	42,28	43,44	44,1	43,27
10	45,93	44,6	46,76	45,93	47,25	46,09
10,5	48,25	48,25	48,75	47,58	47,58	48,08
11	49,74	50,73	50,57	50,57	50,07	50,34
11,5	49,91	49,74	52,69	54,39	50,24	52,69

V některém případě se nezávisle na podmínkách zvyšování napětí objevil před přeskokem výbojový kanál, při kterém nezareagovala proudová ochrana zdroje a k úplnému přeskoku s odpojením zdroje došlo až po dalším zvyšování napětí (Obr. 4.2). Výskyt jevu byl omezen na interval vzdáleností $d = 8,5 - 12$ cm a při žádném dalším měření

se tato anomálie neprojevila. Z tohoto důvodu jsou v grafu (4.3) uvedeny dvě křivky pro kladný hrot, označené pro odlišení čísly (1) a (2).



Obr. 4.2 Anomálie vzniklá při měření – $R\ 0,5$; kladných

4.3.2 Hrot $R = 0,5\text{ mm}$, záporný – Graf hrotu $R = 0,5\text{ mm}$

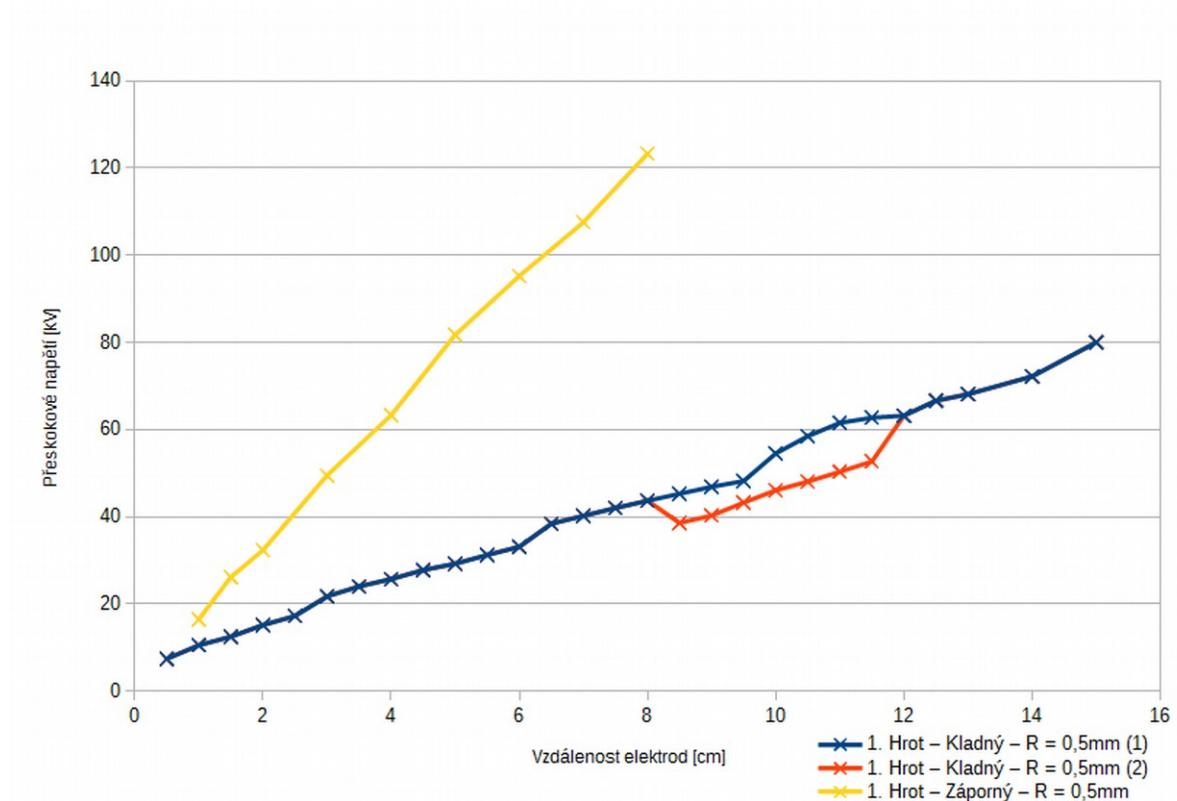
Pro následující měření byl využit hrot $R\ 0,5$; byl změněn krok nastavování mezielektrodové vzdálenosti na 1 cm a byla obrácena polarita. Toto měření bylo uskutečněno v otevřeném prostoru.

Tabulka 4.4 Hrot $R = 0,5\text{ mm}$, záporný

$d\text{ [cm]}$	$U_1\text{ [kV]}$	$U_2\text{ [kV]}$	$U_3\text{ [kV]}$	$U_4\text{ [kV]}$	$U_5\text{ [kV]}$	$U_p\text{ [kV]}$
1	16,61	16,61	16,2	16,34	16,61	16,47
1,5	26,9	25,69	25,69	26,3	26,3	26,17
2	32,83	32,07	32,22	31,62	32,98	32,35
3	49,91	49,74	50,4	48,08	49,24	49,47
4	63,06	63,23	63,78	64,64	62,55	63,3
5	82,08	80,64	83,16	75,24	83,7	81,76
6	95,58	95,04	93,42	95,58	96,66	95,26
7	108,18	108	106,38	111,06	104,22	107,57
8	122,4	120,96	124,56	122,76	125,82	123,3

V tomto měření se již neobjevila žádná anomálie ve výstavbě výboje před přeskokem. Z naměřených hodnot a z grafu (Obr. 4.3) je patrné, že přeskokové napětí U_p je u záporného hrotu větší než u hrotu kladného.

Z důvodu maximálního napětí zdroje se v žádném měření nepřekračovalo 126 kV.



Obr. 4.3 Graf závislosti přeskokového napětí na vzdálenosti elektrod u hrotu – R 0,5

4.3.3 Hrot R = 2 mm, kladný

Po tomto měření následovala výměna hrotu na R 2, zapojení hrotu kladné. Toto měření bylo prováděno v otevřeném prostoru.

Tabulka 4.5 Hrot $R = 2$ mm, kladný

d [cm]	U_1 [kV]	U_2 [kV]	U_3 [kV]	U_4 [kV]	U_5 [kV]	U_p [kV]
0,5	9,72	9,18	10,8	10,53	9,72	9,99
1	11,34	10,26	10,4	10,67	9,86	10,5
2	24,02	25,69	24,47	24,47	24,02	24,53
3	32,22	31,16	32,53	32,07	32,07	32,01
3,5	35,11	39,46	38,8	34,96	34,96	38,57
4	40,12	40,46	40,46	40,62	38,63	40,06
5	50,24	49,74	52,52	52,35	50,07	50,47
6	59,66	60,17	58,64	60,68	60,85	60
7	66,86	69,26	68,74	69,26	67,37	68,3
8	72,68	70,11	72,33	73,53	70,62	71,85
8,5	81,54	80,82	79,38	80,64	80,1	80,5
9	82,08	82,8	82,98	82,44	83,52	82,76
9,5	89,46	87,66	86,76	88,38	87,3	87,91
10	90,36	88,38	88,38	89,1	88,2	88,88
10,5	95,22	90,18	90,72	89,82	92,16	91,62
11	95,04	95,94	93,78	97,56	94,14	95,29
11,5	95,58	95,94	96,66	97,2	97,92	96,66
12	97,38	98,46	98,28	98,28	99	98,28
12,5	97,92	99,54	99,9	99	99	99,07
13	99,36	99	99,18	99,54	99	99,22
13,5	100,44	99,18	101,16	99	102,6	100,48
14	104,4	102,78	103,86	101,52	102,06	102,92
15	104,58	107,1	104,4	105,3	104,04	105,08

Na rozdíl od hrotu $R = 0,5$ se zde neprojeví žádná anomálie a průběh je tedy tvořen jednou křivkou v grafu (Obr. 4.4).

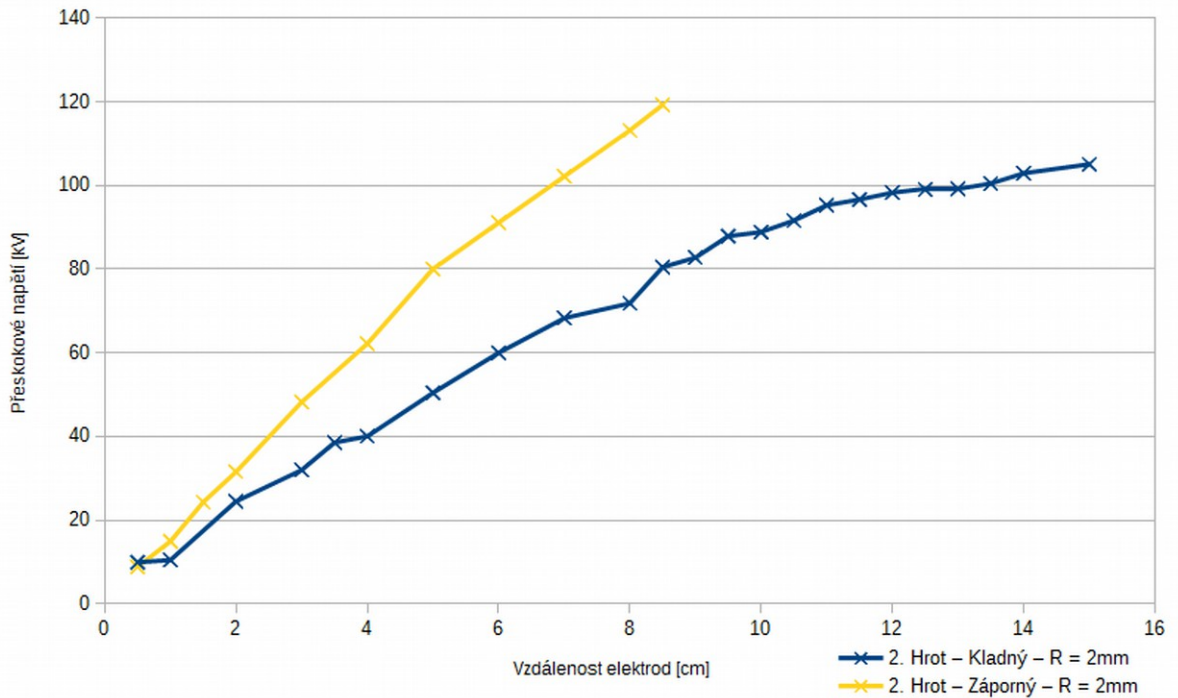
4.3.4 Hrot $R = 2$ mm, záporný – Graf hrotu $R = 2$ mm

Pro toto měření byl využit hrot $R = 2$, s krokem nastavování mezielektrodové vzdálenosti 1 cm, polarita hrotu záporná. Měření probíhalo v otevřeném prostoru.

Tabulka 4.6 Hrot $R = 2$ mm, záporný

d [cm]	U_1 [kV]	U_2 [kV]	U_3 [kV]	U_4 [kV]	U_5 [kV]	U_p [kV]
0,5	8,78	8,91	8,91	9,05	8,91	8,91
1	14,58	15,12	15,53	14,85	14,85	14,99
1,5	23,56	23,56	25,99	23,1	25,54	24,35
2	32,68	29,64	32,53	31,16	31,92	31,59
3	49,08	46,09	48,58	48,91	48,75	48,28
4	62,38	62,21	62,21	61,87	62,38	62,21
5	86,04	75,24	73,53	74,56	75,24	80,06
6	91,8	91,8	89,64	92,34	90	91,12
7	104,4	100,8	103,14	101,16	101,34	102,17
8	113,94	113,04	111,06	114,84	113,04	113,18
8,5	120,6	119,52	119,34	118,8	118,08	119,27

Celkově je zde opět vidět rozdíl mezi kladným a záporným hrotem. Z měření opět vyplývá, že u záporného hrotu je přeskokové napětí vyšší než u kladného hrotu (Obr. 4.4).



Obr. 4.4 Graf závislosti přeskokového napětí na vzdálenosti elektrod u hrotu – R 2

4.3.5 Hrot R = 4 mm, kladný

Dalším krokem bylo měření hrotu R 4. Při postupu měření nedošlo k žádné změně, krok nastavování mezielektrodové vzdálenosti byl 1 cm.

Tabulka 4.7 Hrot R = 4 mm, kladný (1)

d [cm]	U ₁ [kV]	U ₂ [kV]	U ₃ [kV]	U ₄ [kV]	U ₅ [kV]	U _p [kV]
0,5	10,26	10,13	10,26	10,26	10,26	10,23
1	13,5	13,5	13,5	13,5	13,5	13,5
2	16,47	16,47	16,88	16,07	16,47	16,47
2,5	33,14	32,68	32,22	32,83	32,53	32,68
3	38,63	34,81	35,11	35,11	35,11	35,11
4	46,42	46,59	46,09	46,42	45,6	46,23
5	57,28	56,43	55,75	56,09	56,6	56,43
6	64,3	62,21	61,53	61,7	61,02	62,07
7	74,39	73,7	70,62	72,5	70,11	72,26
8	80,64	84,6	81,36	86,4	86,58	83,92
9	97,38	95,76	96,12	93,96	90	94,64
9,5	96,84	98,28	97,74	98,46	98,1	97,88
10	99,18	98,28	98,82	98,1	98,1	98,5
11	100,44	99,54	99,54	99,9	99,54	99,79
12	102,24	106,92	104,58	106,02	104,04	104,76
13	110,16	110,7	110,34	110,52	109,62	110,27
14	119,34	117,54	118,62	117	118,26	118,15

Tabulka 4.8 Hrot $R = 4$ mm, kladný (2) - výňatek

d [cm]	U_1 [kV]	U_2 [kV]	U_3 [kV]	U_4 [kV]	U_5 [kV]	U_p [kV]
2,5	20,37	17,42	19,76	20,82	20,52	20,22

Při tomto měření se opět projevila anomálie, ovšem nebyla viditelná okem, ale pouze byly slyšitelné zvukové projevy dvojího charakteru. Projevila se v $d = 2,5$ cm. Nejprve byl slyšet zvukový projev a nahodile došlo k přeskoku. V některých případech se ale přeskok neuskutečnil, zvukový projev ustal a přeskok následně nastal přibližně v 33 kV. U $d = 3$ cm se tento průběh opakuje s výjimkou, že nenastává přeskok v oblasti zvukového efektu.

Průběh je možné vidět v grafu (Obr. 4.5). Opět jsou z důvodu odlišných přeskoků v $d = 2,5$ cm uvedeny v grafu (Obr. 4.5) dvě linie pro kladný hrot, označené pro odlišení čísly (1) a (2).

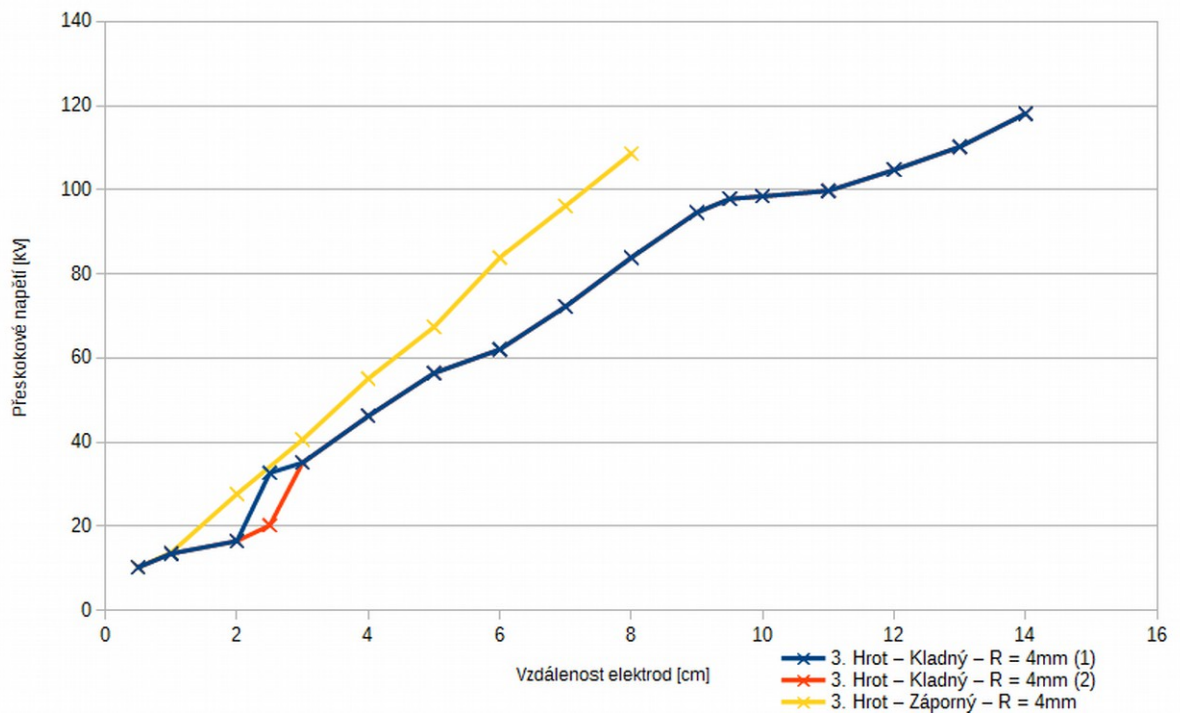
4.3.6 Hrot $R = 4$ mm, záporný – Graf hrotu $R = 4$ mm

Pro následující měření byl využit hrot $R = 4$, s krokem nastavování mezielektrodové vzdálenosti 1 cm, polarita hrotu byla v tomto měření záporná. Toto měření bylo prováděno v otevřeném prostoru.

Tabulka 4.9 Hrot $R = 4$ mm, záporný

d [cm]	U_1 [kV]	U_2 [kV]	U_3 [kV]	U_4 [kV]	U_5 [kV]	U_p [kV]
0,5	9,59	10,4	10,13	10,4	10,53	10,21
1	13,77	13,91	13,64	14,18	13,23	13,74
2	27,36	28,12	27,51	28,12	27,21	27,66
3	39,96	41,28	40,79	40,79	40,29	40,62
4	53,54	55,92	55,41	55,41	55,41	55,14
5	67,2	67,89	67,2	67,2	67,55	67,41
6	83,88	83,16	84,24	84,24	84,06	83,92
7	94,5	98,1	95,76	95,76	96,84	96,19
8	108,72	106,74	109,26	109,26	109,44	108,68

Opět se projevila linearita v naměřených hodnotách a vyšší přeskokové napětí U_p oproti kladnému hrotu. Graf těchto hodnot je možné vidět na obrázku (Obr. 4.5).



Obr. 4.5 Graf závislosti přeskového napětí na vzdálenosti elektrod u hrotu – R 4

4.3.7 Souhrn všech hrotů v otevřeném prostoru, rozdíly a vliv prostorového náboje

Graf průběhů pro všechny typy hrotů v otevřeném prostoru je vyobrazen v přílohách (Obr. 0.1). Z porovnání všech měření v otevřeném prostoru vyplývá, že větší rozdíly se začínají projevovat až po $d = 1$ cm a že vyšší přeskové napětí mají záporné hroty, a jejich křivky mají téměř stejný průběh o přibližně stejných velikostech. To je dáno uspořádáním prostorového náboje, který pro záporný hrot zvyšuje přeskové napětí.

U kladných hrotů má jednoznačně nejmenší přeskové napětí U_p hrot R 0,5. To je dáno silnou nehomogenitou a uspořádáním prostorového náboje, který způsobí „prodloužení“ hrotu kladnými ionty. Vyšších přeskových napětí než R 0,5 dosahují hroty R 2 a R 4. Po $d = 3$ cm mezielektrodové vzdálenosti má větší přeskové napětí hrot R 4. To je dáno menší nehomogenitou a tím pádem menším „prodloužením“ hrotu kladnými ionty.

4.3.8 Hroty s bariérou

Pro další měření jsem připevnil papírovou bariéru mezi elektrody. Vzdálenost elektrod pro toto měření byla pevná – $d = 5$ cm. Rozdíl v měření byl, že se posouvala bariéra na sedm

hodnot (Tab 1.10) a měření bylo opakováno s jednou vzdáleností třikrát. Opět se postupně měnily hroty a polarita desky a hrotu. Všechny naměřené hodnoty jsou uvedeny v tabulkách (Tab. 4.10 – 4.15) a celkový graf na obrázku (Obr. 4.6).

Tabulka 4.10 Hrot $R = 0,5$ mm, kladný - bariéra

Hrot – Papír [cm]	Deska–Papír [cm]	U_1 [kV]	U_2 [kV]	U_3 [kV]	U_p [kV]
4	1	43,27	44,6	44,27	44,05
3	2	54,9	54,05	53,37	54,11
2	3	83,52	83,88	83,34	83,58
1,5	3,5	95,04	91,62	92,34	93
1	4	99,54	98,46	94,86	97,62
0,5	4,5	101,7	102,78	105,48	103,32
0,1	4,9	87,66	93,96	91,26	90,96

Tabulka 4.11 Hrot $R = 0,5$ mm, záporný – bariéra

Hrot – Papír [cm]	Deska–Papír [cm]	U_1 [kV]	U_2 [kV]	U_3 [kV]	U_p [kV]
4	1	40,46	38,63	41,12	40,07
3	2	45,43	47,09	46,26	46,26
2	3	72,16	72,16	70,79	71,71
1,5	3,5	89,28	86,22	88,38	87,96
1	4	94,32	95,4	95,04	94,92
0,5	4,5	92,52	88,92	93,96	91,8
0,1	4,9	82,26	81,18	80,82	81,42

Tabulka 4.12 Hrot $R = 2$ mm, kladný – bariéra

Hrot – Papír [cm]	Deska–Papír [cm]	U_1 [kV]	U_2 [kV]	U_3 [kV]	U_p [kV]
4	1	45,26	46,42	45,6	45,76
3	2	58,64	56,94	58,64	58,07
2	3	79,38	79,38	74,73	75,18
1,5	3,5	95,22	92,52	90,9	92,88
1	4	83,16	89,46	93,24	88,62
0,5	4,5	92,52	99,9	100,26	97,56
0,1	4,9	56,6	47,58	46,92	49,91

Tabulka 4.13 Hrot $R = 2$ mm, záporný – bariéra

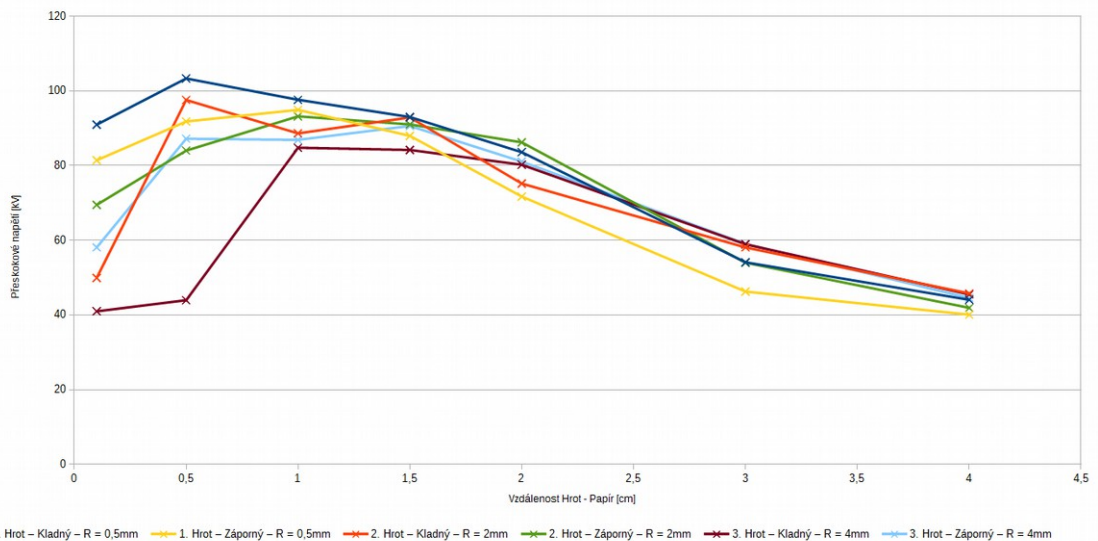
Hrot – Papír [cm]	Deska–Papír [cm]	U_1 [kV]	U_2 [kV]	U_3 [kV]	U_p [kV]
4	1	44,1	40,46	41,12	41,89
3	2	53,88	54,05	54,05	53,99
2	3	85,68	85,86	87,12	86,22
1,5	3,5	91,62	91,62	89,82	91,02
1	4	91,26	95,04	93,24	93,18
0,5	4,5	84,06	83,16	84,78	84
0,1	4,9	68,57	64,81	75,07	69,48

Tabulka 4.14 Hrot R = 4 mm, kladný – bariéra

Hrot – Papír [cm]	Deska–Papír [cm]	U ₁ [kV]	U ₂ [kV]	U ₃ [kV]	U _p [kV]
4	1	46,09	45,1	45,26	45,48
3	2	61,87	58,13	56,77	58,92
2	3	80,28	79,74	80,64	80,22
1,5	3,5	88,74	82,8	81	84,18
1	4	83,88	88,92	81,54	84,78
0,5	4,5	48,58	41,28	41,95	43,94
0,1	4,9	39,96	41,78	41,12	40,95

Tabulka 4.15 Hrot R = 4 mm, záporný – bariéra

Hrot – Papír [cm]	Deska–Papír [cm]	U ₁ [kV]	U ₂ [kV]	U ₃ [kV]	U _p [kV]
4	1	44,1	43,94	45,6	44,54
3	2	60,68	58,64	57,79	59,04
2	3	83,88	79,56	79,74	81,06
1,5	3,5	93,24	88,02	90,54	90,6
1	4	86,04	90	84,6	86,88
0,5	4,5	86,04	87,48	88,02	87,18
0,1	4,9	58,47	58,98	56,77	58,07



Obr. 4.6 Graf závislosti přeskokového napětí na vzdálenosti hrot papír, při 5cm vzdálenosti elektrod – různé hroty a polarity

Z grafu lze vypočítat, že největší rozdíl přeskokových napětí různých hrotů a polarit je při přiblížení hrotu k papíru na měřené minimum (0,1 mm). S přibližováním papíru k deskové elektrodě rozdíly přeskokových napětí hrotů různých poloměrů a polarit mizí a hodnota ve vzdálenosti papír - deska 1 mm se ustálí v malém rozmezí 40 – 45,8 kV. Nejvyššího přeskokového napětí 103 kV dosahuje hrot R 0,5 při vzdálenosti hrot – papír 0,5 mm.

Jinak celkově dosahují hroty nejvyšších U_p mezi 0,5 – 1,5 mm. Ideální poloha bariéry je různá pro kladnou a zápornou polaritu v závislosti na složení prostorového náboje. S přibližováním bariéry k deskové elektrodě se téměř odstraní vliv polarity a přeskokové napětí je stejné.

Při porovnání se zápornými hroty bez bariéry v mezielektrodové vzdálenosti $d = 5$ cm v nejméně vhodné pozici (vzdálenost bariéra – deska 1 cm) dochází k zmenšení U_p přibližně o polovinu. A u kladných hrotů dochází u hrotu R 2 a R 4 opět k poklesu přeskokového napětí. Naopak u kladného hrotu R 0,5 dochází ke zvýšení přeskokového napětí U_p .

4.3.9 Hrot R = 0,5 mm v uzavřeném prostoru

K dalšímu měření jsem využil plastový box, který simuloval uzavřený prostor se stěnami z izolačního materiálu. Nejprve jsem nasadil box na držáky elektrod, dále připevnil hrot R 0,5 a deskovou elektrodu, nejprve s kladnou polaritou hrotu a box zavřel. Hodnoty z tohoto měření jsou uvedeny v tabulce (Tab. 4.16).

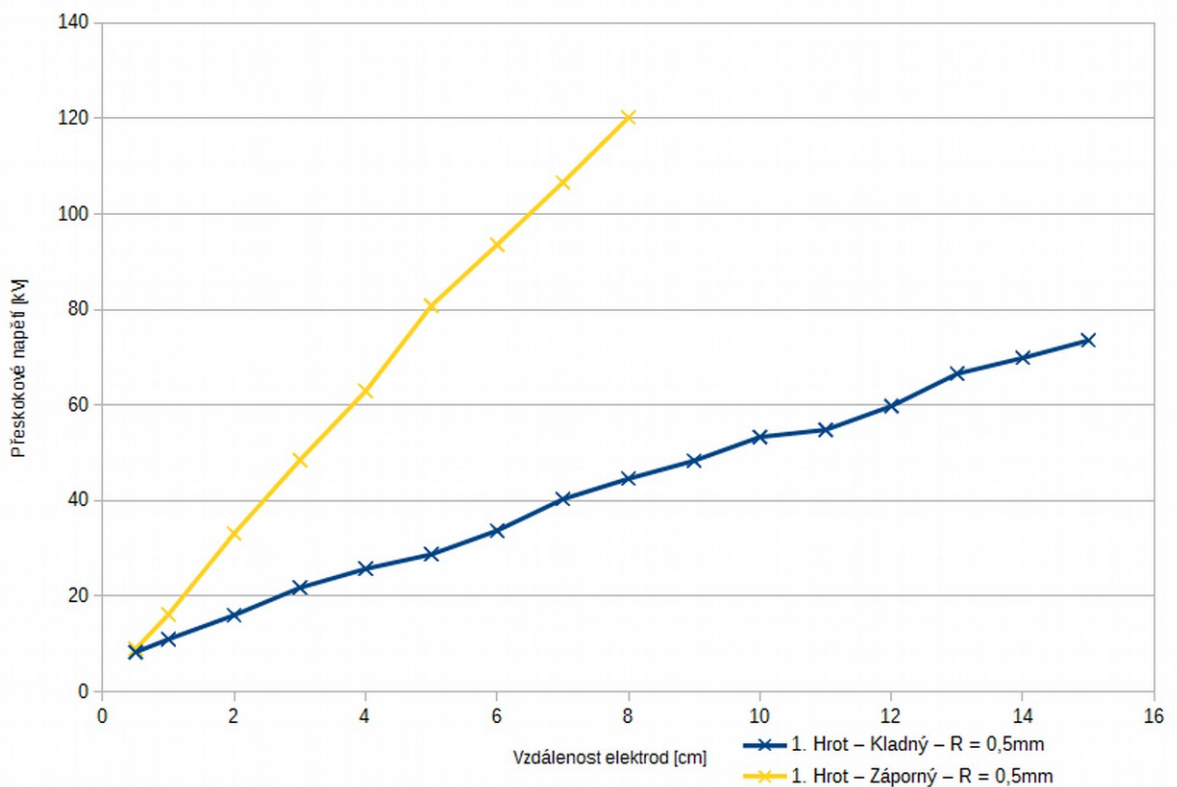
Tabulka 4.16 Hrot R = 0,5 mm, kladný – v uzavřeném prostoru

d [cm]	U_1 [kV]	U_2 [kV]	U_3 [kV]	U_4 [kV]	U_5 [kV]	U_p [kV]
0,5	8,51	8,51	7,97	7,97	8,51	8,29
1	11,21	10,94	10,8	11,48	10,67	11,02
2	15,66	16,07	16,2	16,07	16,2	16,04
3	22,5	21,74	22,04	21,58	21,13	21,8
4	25,54	25,38	25,84	25,99	25,99	25,75
5	28,58	28,88	28,27	29,34	28,73	28,76
6	32,98	34,35	33,74	33,74	33,9	33,74
7	39,79	40,29	41,12	39,79	40,62	40,32
8	43,94	44,1	44,93	45,26	44,77	44,6
9	48,91	47,25	48,41	47,58	49,74	48,38
10	52,69	53,71	53,37	53,54	53,37	53,34
11	54,73	54,22	55,58	54,73	54,9	54,83
12	59,15	60,51	59,49	59,49	60,34	59,8
13	66,01	66,01	67,37	66,52	67,03	66,59
14	71,14	69,43	69,43	70,45	69,08	69,9
15	73,7	73,53	74,21	71,82	74,56	73,56

K dalšímu měření byl využit hrot R 0,5; s krokem nastavování mezielektrodové vzdálenosti 1 cm, záporná polarita hrotu. Toto měření bylo prováděno v uzavřeném prostoru.

Tabulka 4.17 Hrot $R = 0,5$ mm, záporný – v uzavřeném prostoru

d [cm]	U_1 [kV]	U_2 [kV]	U_3 [kV]	U_4 [kV]	U_5 [kV]	U_p [kV]
0,5	8,51	9,05	9,05	9,18	9,05	8,96
1	16,2	16,2	16,2	16,2	16,2	16,2
2	32,53	33,29	33,29	33,29	33,29	33,14
3	48,58	48,58	48,58	48,08	48,75	48,51
4	63,23	63,23	63,23	62,55	62,55	62,96
5	81	79,56	80,28	81,72	81,54	80,82
6	93,42	92,88	93,6	93,78	94,32	93,6
7	107,28	106,92	108,18	102,06	108,72	106,63
8	119,7	119,52	121,5	121,5	118,8	120,2

Obr. 4.7 Graf závislosti přeskovového napětí na vzdálenosti elektrod u hrotu – $R 0,5$ mm – v uzavřeném prostoru

Měření opět ukázalo, že s rostoucí vzdáleností roste rozdíl přeskovových napětí kladného a záporného hrotu. To je způsobeno polaritou, tedy uspořádáním prostorového náboje, kdy u kladného hrotu poklesne přeskovové napětí kladnými ionty a u záporného zapojení se kolem hrotu vytvoří bariéra tvořená kladnými ionty, což zapříčiní zvýšení přeskovového napětí.

4.3.10 Hrot R = 4 mm v uzavřeném prostoru

Pro následující měření byl využit hrot R 4, s krokem nastavování mezielektrodové vzdálenosti 1 cm, kladná polarita hrotu a následně záporná. Toto měření bylo prováděno v uzavřeném prostoru (box). Opět se zde projevila anomálie (ovšem neviditelná, doprovázená zvukovým efektem). V grafu (Obr. 4.8) je tedy opět dvojice křivek pro kladný hrot.

Tabulka 4.18 Hrot R = 4 mm, kladný – v uzavřeném prostoru (1)

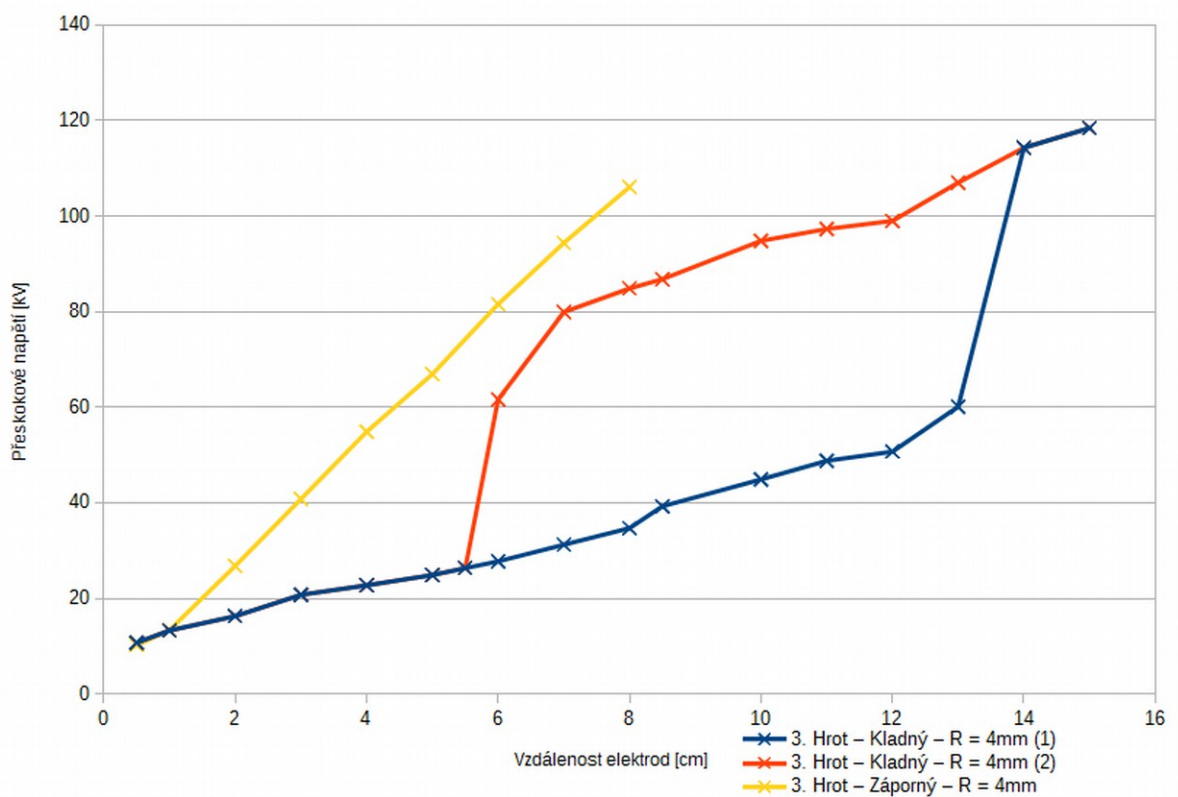
d [cm]	U ₁ [kV]	U ₂ [kV]	U ₃ [kV]	U ₄ [kV]	U ₅ [kV]	U _p [kV]
0,5	10,94	10,67	10,67	10,8	10,53	10,72
1	13,37	13,37	13,23	13,23	13,23	13,28
2	16,2	16,34	16,2	16,34	16,34	16,28
3	20,67	20,67	20,67	20,82	20,98	20,76
4	22,95	22,65	22,95	22,65	22,5	22,74
5	25,23	24,78	24,93	25,08	24,47	24,9
5,5	26,3	26,6	26,3	26,3	26,3	26,36
6	27,66	27,82	27,66	27,82	27,82	27,76
7	31,31	31,16	31,31	30,86	31,62	31,25
8	34,66	34,5	34,5	38,8	34,35	34,72
8,5	39,46	39,63	39,29	39,13	38,96	39,29
10	44,1	44,6	44,77	45,93	45,1	44,9
11	49,41	47,92	49,08	49,24	48,41	48,81
12	55,07	56,43	55,75	32,98	55,92	50,73
13	58,13	61,19	61,02	60,17	60,17	60,14
14	113,58	112,86	114,48	115,38	115,38	114,34
15	120,78	120,42	118,8	115,38	117	118,48

Tabulka 4.19 Hrot R = 4 mm, kladný – v uzavřeném prostoru(2) – výňatek

d [cm]	U ₁ [kV]	U ₂ [kV]	U ₃ [kV]	U ₄ [kV]	U ₅ [kV]	U _p [kV]
6	60,68	64,3	60,68	61,87	61,02	61,63
7	82,08	80,28	80,82	73,36	79,38	79,96
8	83,88	85,86	85,68	84,24	84,78	84,89
8,5	86,04	86,04	89,82	87,66	84,6	86,83
10	95,58	94,32	94,14	94,86	95,4	94,86
11	97,56	97,56	97,02	97,2	97,38	97,34
12	100,44	97,2	98,82	98,64	100,08	99,04
13	109,08	103,32	108,72	108	106,02	107,03

Tabulka 4.20 Hrot $R = 4 \text{ mm}$, záporný - v uzavřeném prostoru

d [cm]	U_1 [kV]	U_2 [kV]	U_3 [kV]	U_4 [kV]	U_5 [kV]	U_p [kV]
0,5	10,26	10,13	10,53	9,99	10,13	10,21
1	13,1	13,23	13,5	13,5	13,5	13,37
2	27,06	26,75	26,6	26,6	27,06	26,81
3	40,46	41,78	40,95	40,12	40,79	40,82
4	54,9	55,58	54,9	55,24	53,88	54,9
5	67,55	66,69	67,03	67,03	66,52	66,96
6	79,56	82,26	82,44	82,62	81,18	81,61
7	94,86	94,5	94,14	93,96	94,68	94,43
8	107,46	109,08	107,64	105,66	100,8	106,13

Obr. 4.8 Graf závislosti přeskovového napětí na vzdálenosti elektrod u hrotu – $R 4$ – v uzavřeném prostoru

Měření ukázalo, že vyšších přeskovových napětí dosahuje záporný hrot. U tohoto měření se projevila anomálie. Tato anomálie se projevila v největším rozsahu hodnot d (od 5,5 cm do 14 cm). Opět je to způsobeno uspořádáním prostorového náboje vyvolaného tvarem a polaritou hrotů. Pokud porovnáme křivku kladných hrotů $R 4$ a $R 0,5$ v uzavřeném prostoru, na křivce $R 4$ je vidět, ať s anomálií nebo bez, prudký nárůst přeskovového napětí, který se v měřených hodnotách na křivce $R 0,5$ nevyskytuje.

4.3.11 Porovnání výsledků měření pro otevřený a uzavřený prostor

Graf průběhů pro všechny typy hrotů v otevřeném i uzavřeném prostoru je vyobrazen v přílohách (Obr. 0.2). Z grafu vyplývá, že v počátečních hodnotách u kladných hrotů R 4 a R 0,5 v uzavřeném i otevřeném prostoru je rozdíl nepatrný. U kladného hrotu R 4, kde vznikala anomálie v obou případech, je vidět nástup anomálie u hrotu v otevřeném prostoru na mnohem menší vzdálenosti (od zválenosti elektrod $d = 2$ cm do 3 cm). U hrotu v uzavřeném prostoru dochází k nástupu anomálie v $d = 5,5$ cm a její trvání je podstatně delší. Je zde ovšem vidět přibližné sloučení těchto křivek po odeznění anomálie. Až na přechod, díky anomálii, jsou tyto křivky, jak pro hrot R 4, tak v uzavřeném a otevřeném prostoru rozdílné pouze v jednotkách kV.

To samé platí pro kladný hrot R 0,5; kde se vyskytla anomálie pouze u měření v otevřeném prostoru a po odeznění se vrátí hodnoty do přibližně lineárního nárůstu hodnot a rozdíl mezi křivkou u hrotu R 0,5 v otevřeném a uzavřeném prostoru je také pouze v jednotkách kV.

Pro záporný hrot R 0,5 a R 4 jsou jednotlivé křivky hrotů pro uzavřený a otevřený prostor téměř totožné. Hrot R 0,5 má vyšší přeskokové napětí. Z toho vyplývá, že největších rozdílů naměřených hodnot kladného zapojení hrotu a záporného zapojení hrotu se dosahuje u hrotu R 0,5. Je to způsobeno jeho největší nehomogenitou elektrody a tím pádem je přeskok nejvíce ovlivněn uspořádáním prostorového náboje. Uspořádání prostorového náboje má největší vliv u kladného hrotu.

Závěr

V úvodu mé práce jsem se zabýval teorií výstavby výboje v plynném dielektriku. První část se zabývá stručným popisem izolantu.

Druhá část je zaměřená na výstavbu výboje v homogenním poli pomocí Townsendovy teorie samostatného výboje, následně Paschenovým zákonem a jeho přechod na strimérový mechanismus.

Třetí částí jsem se přesunul k výstavbě elektrického výboje v nehomogenním poli. Pro tato pole jsem popsal faktor nehomogenity η . Dále zde byla popsána podrobně výstavba prostorového náboje v závislosti na stupni nehomogenity a na polaritě elektrod. V poslední části se zabývám teorií výstavby prostorového náboje mezi elektrodami s bariérou.

Poslední částí mé práce je experimentální měření, které jsem prováděl. Jednalo se o měření s třemi hroty s různými poloměry R 0,5; R 2 a R 4 proti deskové elektrodě. Následovalo měření s bariérou a jako poslední jsem měřil hroty v uzavřeném prostoru simulovaném plastovým boxem.

Výsledky měření se nijak výrazně nelišily od teoretických předpokladů. Uspořádání s hrotem se zápornou polaritou a v otevřeném prostoru mělo podle očekávání vyšší přeskokové napětí a průběh byl oproti průběhu uspořádání s kladnou polaritou na hrotu více lineární. U záporného zapojení hrotů se přeskokové napětí na změně poloměrů hrotů měnilo pouze v řádu jednotek kV.

U hrotů s kladnou polaritou se pro poloměr elektrod R 0,5 a R 4 vyskytovala anomálie, která je patrná na zdvojení závislosti přeskokového napětí na doskoku v intervalu $d = 8,5 - 12,5$ cm u hrotu R 0,5 a ve vzdálenosti elektrod $d = 2,5$ cm u hrotu R 4, viz graf (Obr. 0.1). Nejnižší přeskokové napětí bylo dosaženo na hrotu R 0,5. S rostoucím poloměrem hrotů se přeskokové napětí zvyšovalo, což odpovídá teoretickým předpokladům.

V měření s bariérou byly zjištěny vzdálenosti hrotu od bariéry, jak pro zvýšení přeskokového napětí U_p bariérou, tak pro snížení přeskokového napětí bariérou oproti stejné vzdálenosti elektrod bez bariéry. Největších rozdílů přeskokových napětí různých hrotů a polarit bylo dosaženo při přiblížení hrotu k papíru na měřené minimum. S přiblížováním bariéry k deskové elektrodě rozdíly přeskokových napětí hrotů různých poloměrů a polarit mizí, při poslední vzdálenosti, kdy je bariéra nejbližší deskové elektrodě jsou rozdíly přeskokových napětí v jednotkách kV. Celkově lze říci, že největší závislosti na polaritě dosahuje hrot R 0,5.

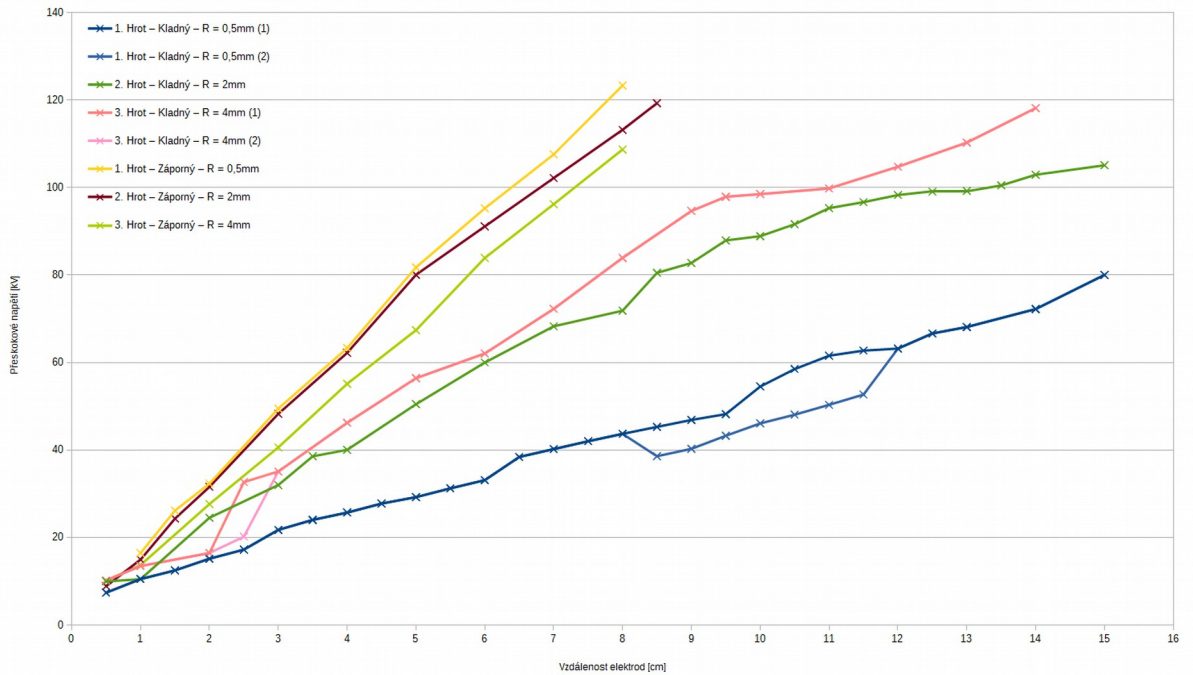
V posledním měření jsem simuloval pomocí plastového boxu uzavřený prostor v okolí elektrod, tím bylo zabráněno uniku nosičů náboje do okolního prostoru a mohlo tak dojít k ovlivnění prostorového náboje. V porovnání s elektrodami v otevřeném prostoru je zanedbatelný rozdíl u hrotů se zápornou polaritou a nedochází k žádným výrazným odchylkám od lineárního průběhu křivek pro stejné poloměry hrotů. U hrotů s kladnou polaritou v uzavřeném prostoru je změna průběhu křivky oproti elektrodám v otevřeném prostoru pouze ve výskytu anomálie, po ustálení jsou křivky pro stejné poloměry hrotů téměř totožné.

Pokud porovnáme křivky s anomálií v otevřeném prostoru, tedy křivky pro hrot R 0,5 a R 4, tak z nich vyplývá, že výskyt anomálie se posouvá do menších doskoků s rostoucím poloměrem hrotu. Při zohlednění křivky s anomálií pro uzavřený prostor v okolí elektrod, tedy křivky pro hrot R 4, tak platí toto tvrzení pouze, pro počátky výskytu anomálie. Anomálie u hrotu R 0,5 totiž ustává v nižších hodnotách vzdálenosti elektrod d , než u hrotu R 4 v uzavřeném prostoru.

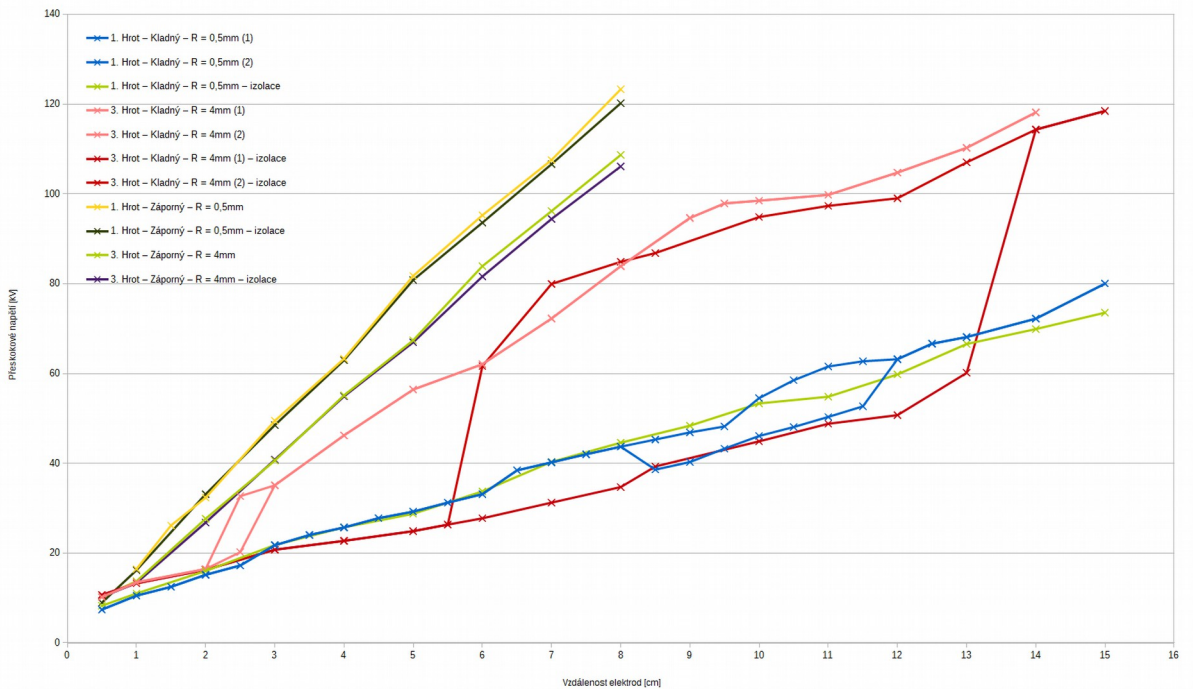
Seznam literatury a informačních zdrojů

- [1] MENTLÍK, V.: *Dielektrické prvky a systémy*, BEN – technická literatura, Praha 2006
- [2] NPTEL Online-IIT KANPUR [online]. © 2006 [cit. 2015-03-17]. Dostupné z: http://nptel.ac.in/courses/Webcourse-contents/IIT-KANPUR/HighVoltageEngg/objectives/Objectives_4.htm
- [3] KUFFEL, E, W ZAENGL a J KUFFEL. *High voltage engineering: fundamentals* [online]. 2nd ed. Boston: Butterworth-Heinemann, 2000, xiii, 239 p. [cit. 2015-03-19]. ISBN 07-506-3634-3.
- [4] KUBEŠ, Pavel. *Impulsní silnoproudé výboje a jejich diagnostika* [online]. Praha, 2004 [cit. 2015-04-28]. Dostupné z: www.aldebaran.cz/studium/vyboje.pdf
- [5] HALLIDAY, David, Robert RESNICK a Jearl WALKER. *Fyzika: vysokoškolská učebnice obecné fyziky*. Brno: Vutium, c2000, viii, 298 s. ISBN 8021418680.
- [6] VEVERKA, A.: *Technika vysokého napětí*, SNTL/ALFA, Praha 1978
- [7] VEISHEIPL, Karel. *Fyzikální procesy v dielektriku*. Plzeň, 2013. Dostupné také z: https://otik.uk.zcu.cz/bitstream/handle/11025/9425/BP_veisheipl_v15.pdf?sequence=1. Bakalářská práce. Západočeská univerzita v Plzni.
- [8] WEISER, Roman. *Dielektrické vlastnosti vzduchu v nehomogenním poli*. Plzeň, 2013. Dostupné také z: https://otik.uk.zcu.cz/bitstream/handle/11025/10100/DP_Weiser.pdf?sequence=1. Bakalářská práce.
- [9] *Corona discharge 2*. CARTWRIGHT, Sarah. EHD Thrusters Research [online]. 2013 [cit. 2015-04-21]. Dostupné z: <https://www.flickr.com/photos/sarahcartwright/9755596591>
- [10] KLOC, Petr. *Studium vlastností bariérových výbojů ve směsích plynů*. Brno, 2012. Disertační práce.
- [11] LAURENC, Jiří. *Laboratorní cvičení z techniky vysokého napětí: Měření stejnosměrného napětí*. Plzeň, [2014]. Dostupné také z: <https://courseware.zcu.cz>. Výukový materiál.

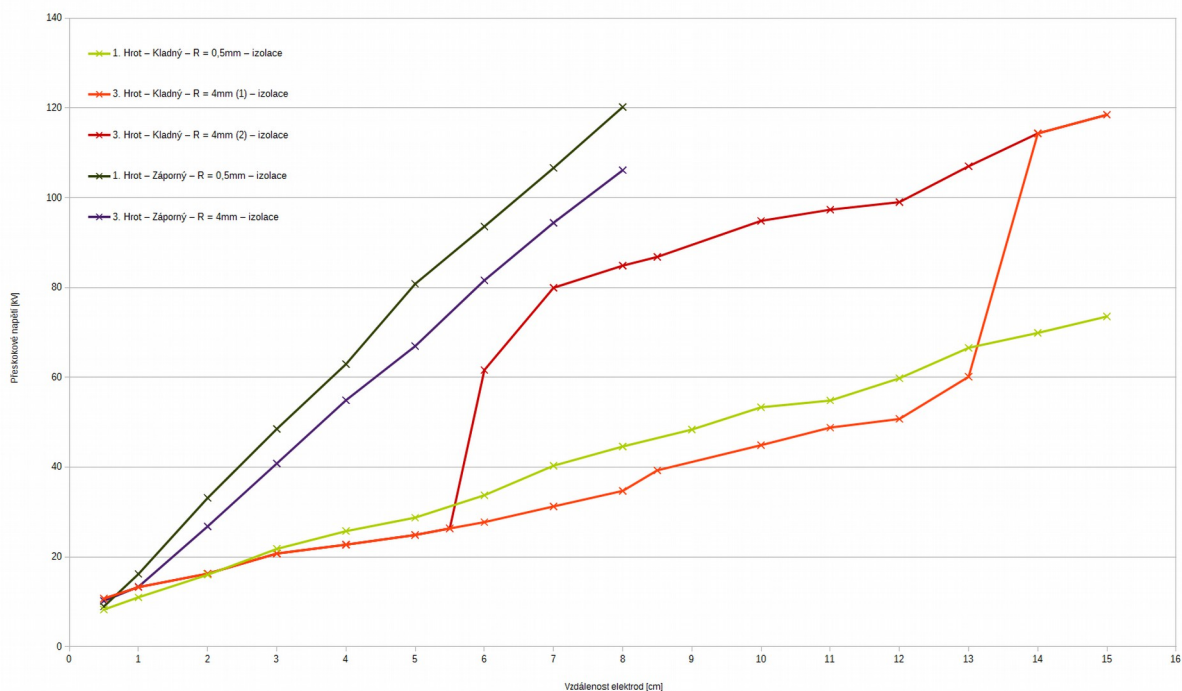
Přílohy



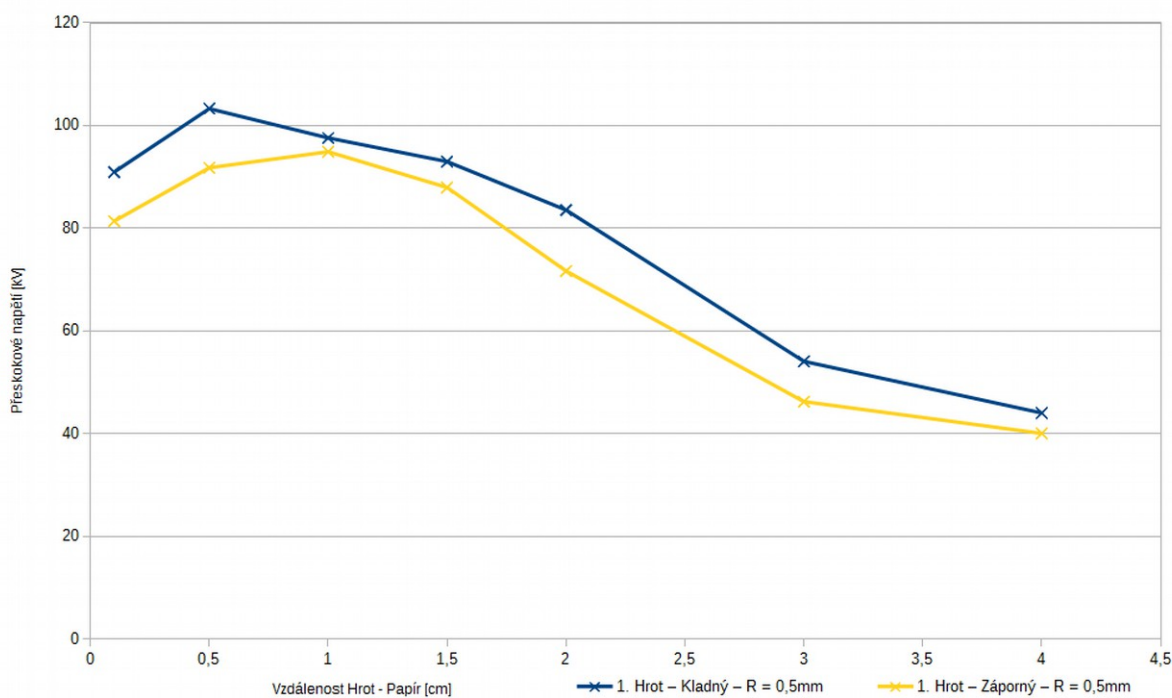
Obr. 0.1 Graf závislosti přeskovového napětí na vzdálenosti elektrod u všech měřených hrotů – v otevřeném prostoru



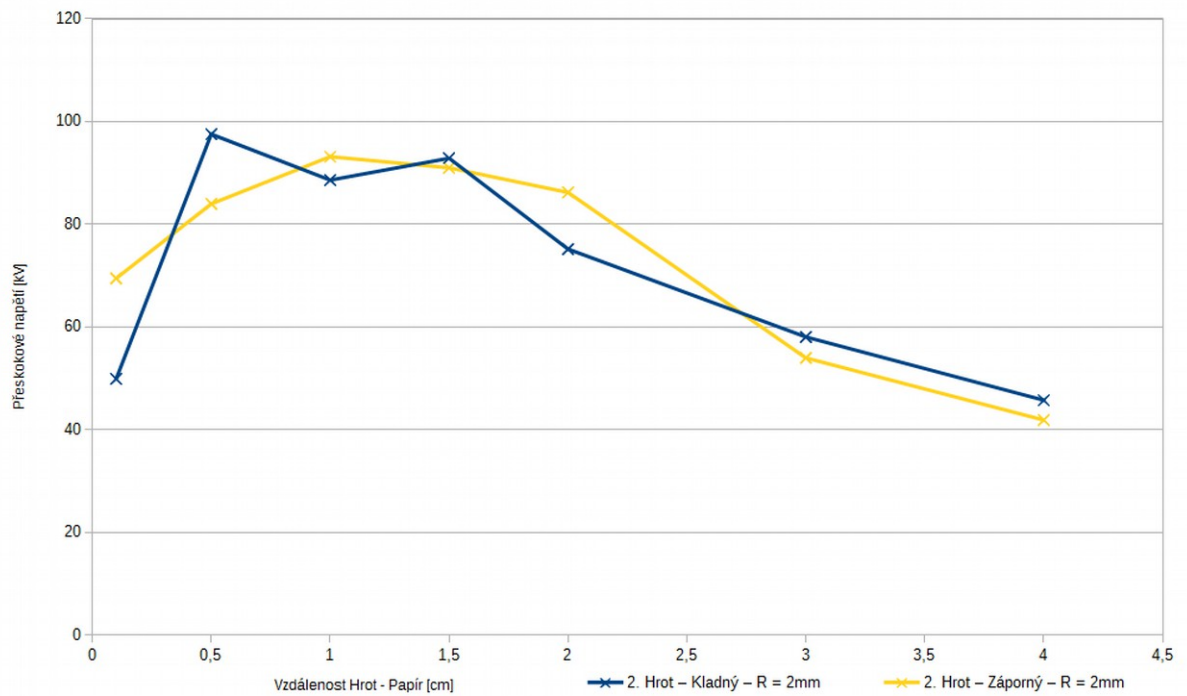
Obr. 0.2 Graf závislosti přeskovového napětí na vzdálenosti elektrod u hrotů R 0,5 a R 4 - v otevřeném prostoru a v uzavřeném prostoru



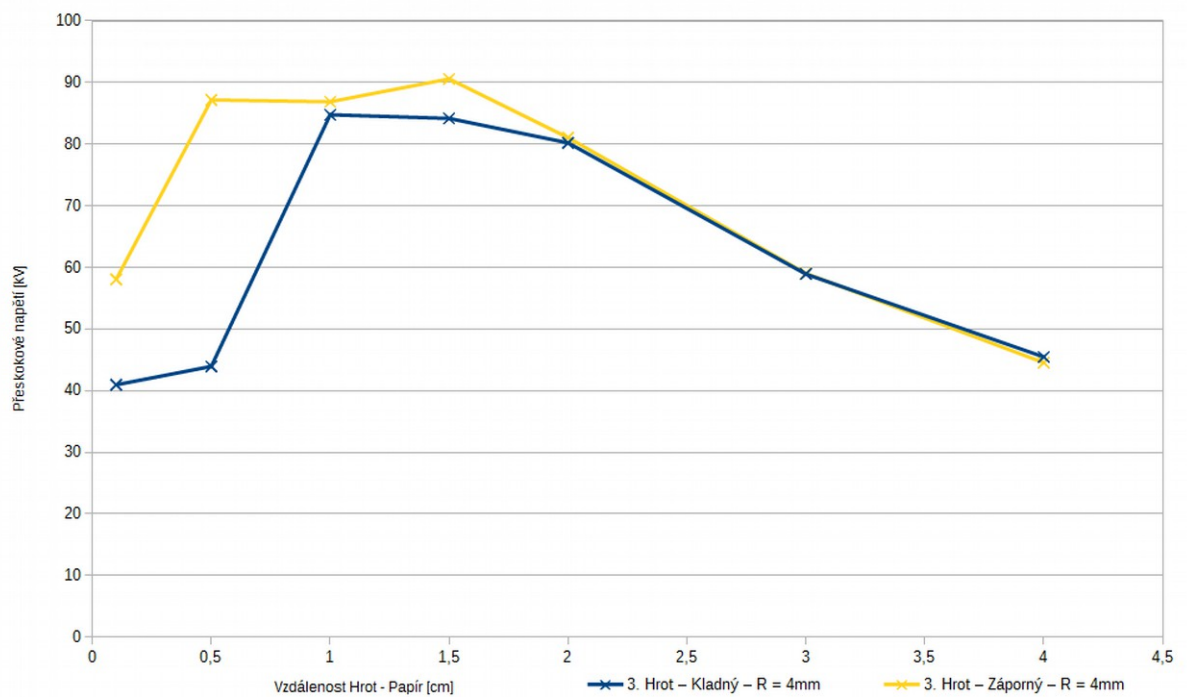
Obr. 0.3 Graf závislosti přeskovového napětí na vzdálenosti elektrod u všech měřených hrotů – v uzavřeném prostoru



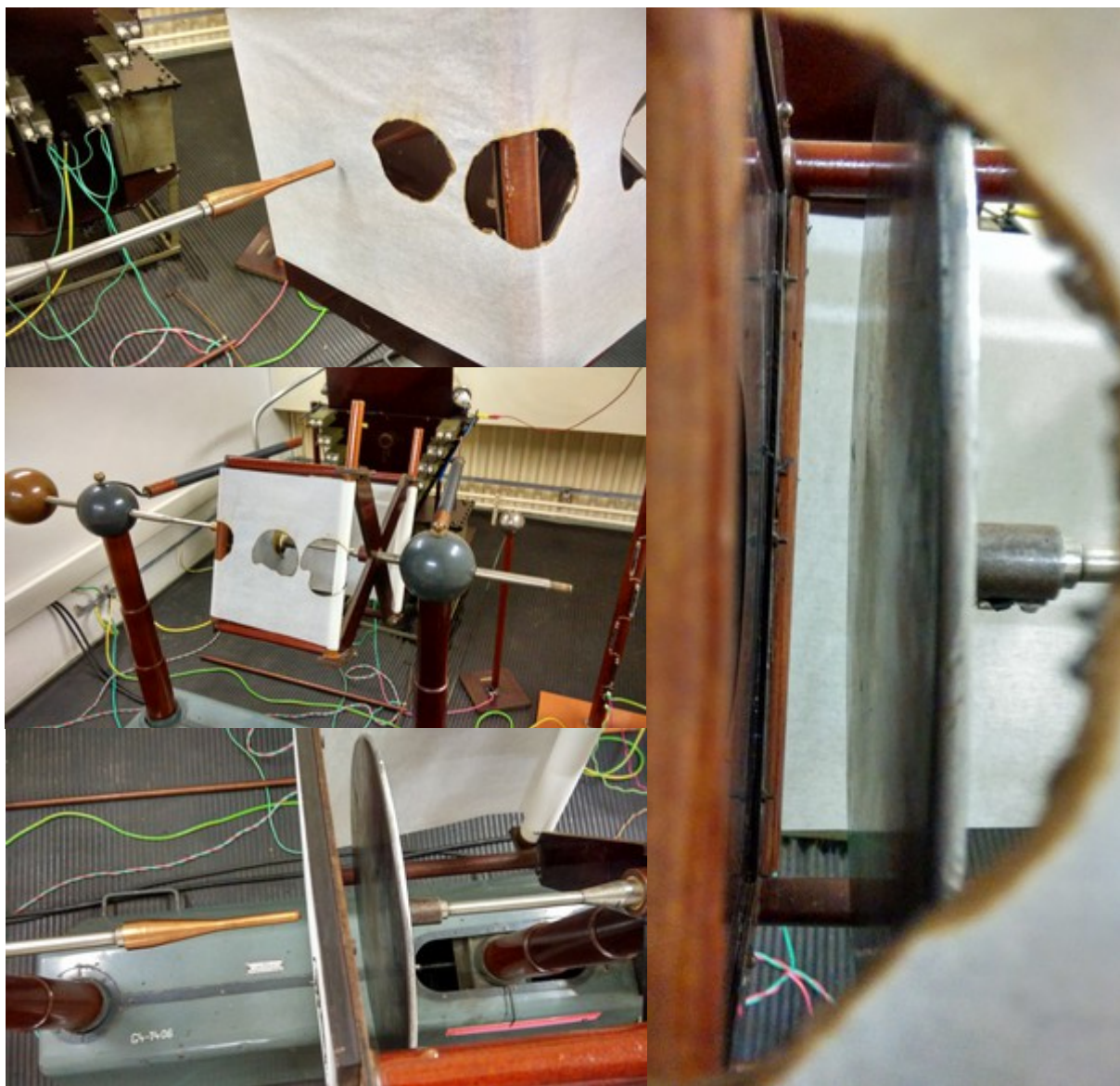
Obr. 0.4 Graf závislosti přeskovového napětí na vzdálenosti hrot papír pro hrot R 0,5



Obr. 0.5 Graf závislosti přeskokového napětí na vzdálenosti hrot papír pro hrot R 2



Obr. 0.6 Graf závislosti přeskokového napětí na vzdálenosti hrot papír pro hrot R 4



Obr. 0.7 Hrot R 4 s bariérou a s propáleným papírem (z více úhlů)



Obr. 0.8 Použitý voltmetr (vlevo) a použitý odporový dělič (vlevo)