

**ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
FAKULTA ELEKTROTECHNICKÁ**

KATEDRA ELEKTROENERGETIKY A EKOLOGIE

DIPLOMOVÁ PRÁCE

**Porovnání napět'ové pevnosti syntetického a
atmosférického vzduchu v nehomogenním poli**

Abstrakt

Předkládaná diplomová práce je zaměřena na problematiku elektrické pevnosti v závislosti na tlaku, druhu plynu a vzdálenosti mezi elektrodami. Práce je rozdělena na teoretickou a praktickou část. V teoretické části popisují vznik nosičů elektrického náboje, výboje v homogenním a nehomogenním poli. Praktická část je zaměřena na porovnání elektrické pevnosti syntetického a atmosférického vzduchu v závislosti na tlaku plynu a vzdálenosti elektrod v silně nehomogenním poli.

Klíčová slova

Nehomogenní pole, přeskokové napětí, zapalovací napětí koróny, koróna, vzdálenost mezi elektrodami, složení plynu, výboje v plynech

Abstract

The submitted diploma thesis is focused on the problematic of electric strength depending on the pressure, type of gas and the distance between electrodes. The thesis is divided into theoretical and practical part. In the theoretical part, I describe the formation of electrical charge carriers and dischargers in the homogeneous and inhomogeneous fields, while the practical part is directed at the comparison between electric strength of synthetic and atmospheric air depending on the gas pressure and between the distances of electrodes in strongly inhomogeneous field.

Key words

Inhomogeneous field, breakdown voltage, inception voltage of corona, corona, distance between electrodes, gas composition, gas discharges

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci zpracoval samostatně s použitím odborné literatury uvedené v seznamu, který je součástí této práce.

Dále prohlašuji, že software, který byl pro řešení této práce použit, je legální.

V Plzni dne 12. 5. 2016

Libor Kučera

.....

Poděkování

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

Obsah

OBSAH	6
SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK	7
1 ÚVOD	9
2 VEDENÍ PROUDU V PLYNECH	10
2.1 ELEKTRICKÁ VODIVOST V PLYNECH	10
2.1.1 <i>Vznik nosičů elektrického náboje</i>	10
2.1.2 <i>Pohyblivost iontů a elektronů</i>	10
2.1.3 <i>Nárazová ionizace</i>	12
2.1.4 <i>Fotoionizace</i>	14
2.1.5 <i>Tepelná ionizace</i>	14
2.1.6 <i>Povrchová ionizace</i>	15
2.1.7 <i>Zánik nosičů elektrického náboje</i>	15
2.2 SLOŽENÍ A DRUHY PLYNŮ	16
2.2.1 <i>Vakuum</i>	16
2.2.2 <i>Vzduch</i>	16
2.2.3 <i>Fluorid sírový – SF₆</i>	18
2.2.4 <i>Syntetický plyn</i>	18
3 ELEKTRICKÁ PEVNOST	18
4 HOMOGENNÍ POLE	20
4.1 VÝBOJE V HOMOGENNÍM POLI	20
4.2 TOWNSENDŮV VÝBOJ	21
4.3 PODMÍNKY SAMOSTATNÉHO VÝBOJE	24
4.4 PŘESKOKOVÉ NAPĚTÍ V HOMOGENNÍM POLI, PASCHENŮV ZÁKON	27
4.5 KANÁLOVÝ VÝBOJ - STRIMÉR.....	30
5 NEHOMOGENNÍ POLE	33
5.1 STUPEŇ NEHOMOGENNOSTI POLE.....	34
5.2 PŘESKOKOVÉ NAPĚTÍ VE SLABĚ NEHOMOGENNÍM POLI	34
5.3 PŘESKOKOVÉ NAPĚTÍ V NEHOMOGENNÍM POLI	35
5.4 LÍDER	35
5.5 TRSOVÝ VÝBOJ	37
5.6 JISKROVÝ VÝBOJ.....	37
5.7 KORÓNA	38
5.7.1 <i>Anodová koróna</i>	39
5.7.2 <i>Katodová koróna</i>	41
6 PRAKTICKÁ ČÁST	42
6.1 MĚŘENÍ PŘESKOKOVÉHO NAPĚTÍ	42
6.1.1 <i>Použité přístroje</i>	43
6.1.2 <i>Schéma zapojení</i>	43
6.1.3 <i>Postup měření</i>	44
6.1.4 <i>Zpracování naměřených hodnot</i>	45
6.2 MĚŘENÍ POČÁTEČNÍHO NAPĚTÍ KORÓNY DETEKTOREM ČÁSTEČNÝCH VÝBOJŮ	51
6.2.1 <i>Použité přístroje</i>	52
6.2.2 <i>Schéma zapojení</i>	53
6.2.3 <i>Postup měření</i>	53
6.2.4 <i>Zpracování naměřených hodnot</i>	54
7 ZÁVĚR	61
SEZNAM LITERATURY A INFORMAČNÍCH ZDROJŮ	62
PŘÍLOHY	63

Seznam symbolů a zkratk

c	Rychlost světla
c_i	Střední – Maxwellova rychlost
d	Vzdálenost elektrod
E_C	Limitní intenzita elektrického pole, při které začíná ionizace
E_0	Vnější přiložené napětí
E_{mean}	Střední hodnota intenzity elektrického pole
E_{max}	Hodnota maximální intenzity elektrického pole
E_{BD}	Elektrická pevnost
E	Intenzita elektrického pole
e	Elektronový náboj
$\hbar f$	Kinetická energie fotonu
I	Elektrický proud
I_N	Nasycený elektrický proud
m	Hmotnost ionizující částice
m_e	Hmotnost elektronu
N_{CR}	Kritická koncentrace elektronů v lavině
n_0	Počet elektronů, které jsou emitované z povrchu katody
n_1	Počet elektronů, které dopadnou na anodu
n	Celkový počet elektronů, které se uvolní z katody
\hbar	Planckova konstanta
p	Tlak
pd	Součin tlaku a vzdálenosti elektrod
T	Teplota
U	Napětí
U_i	Ionizační napětí
U_{BD}	Přeskokové napětí
U_0	Počáteční napětí
v	Rychlost ionizující částice

W_i	Ionizační energie
x	Délka laviny ve směru elektrického pole v okamžiku dosáhla kritické velikosti
α	Townsendův první ionizační koeficient
β	Ionizační součinitel
γ	Townsendův druhý ionizační koeficient
η	Stupeň nehomogenity pole
λ	Vlnová délka
f	Frekvence záření
J_0	Hustota proudu na katodě
J_d	Hustota proudu na anodě
J	Proudová hustota
λ_e	Střední volná dráha elektronu
τ	Doba proběhnutí střední volné dráhy
T_1	Doba čela
T_2	Doba pŕltýlu
t	čas
U_{kal}	Kalibrační napětí
C_{kal}	Kalibrační kapacita
C_k	Vazební kapacita

1 Úvod

Tato práce porovnává elektrickou pevnost syntetického a atmosférického vzduchu v silně nehomogenním poli. Práce je rozdělena na teoretickou a praktickou část.

První polovina teoretické části se věnuje vzniku, resp. zániku nosičů elektrické energie a jejich vzájemné ionizaci. Druhá polovina popisuje výboje v homogenním a nehomogenním poli. Praktická část porovnává izolační pevnost mezi syntetickým plynem a atmosférickým vzduchem.

V rámci projektu, který probíhá na zadávajícím pracovišti, jsem provedl porovnání elektrické pevnosti pro dvě směsi syntetického plynu ($5\% O_2 + 95\% N$ a $20\% O_2 + 80\% N$) a pro atmosférický vzduch v silně nehomogenním poli. Změřené a vyhodnocené výsledky jsou uvedeny v praktické části mé diplomové práce.

Primárním cílem této diplomové práce bylo zjistit, která z těchto tří směsí plynu disponuje větší izolační pevností a jak je tato izolační pevnost ovlivněna tlakem směsi či vzdáleností elektrod. Výsledky poté zpracovat a mezi sebou porovnat.

Sekundárním cílem bylo provést experimentální měření, které mělo objasnit první okamžik, kdy se začne vzduch v silně nehomogenním poli prorážet a jaká je při tomto procesu četnost výbojů vzniklých při zapálení koróny v závislosti na vzdálenosti elektrod a tlaku kalibračního plynu. Výsledky také zpracovat a mezi sebou porovnat.

2 Vedení proudu v plynech

2.1 Elektrická vodivost v plynech

Elektrická vodivost je schopnost dobře vést elektrický proud. Aby schopnost vedení proudu byla co největší, je třeba rychlého pohybu nosičů elektrické energie. Za nosiče elektrické energie považujeme elektrony a ionty. Elektron je nosič se zápornou hodnotou náboje. Ionť je nosič, který může mít náboj nabit kladně i záporně. Nosiče s opačnou polaritou náboje se přitahují, čímž dochází k jejich neutralizaci.

2.1.1 Vznik nosičů elektrického náboje

Ke vzniku nosičů elektrického náboje ve vzduchu dochází při ionizaci. Ionizace je stav, kdy se z elektricky neutrálního atomu stane ionť. Kolem atomu je elektronový obal, který obsahuje určité množství elektronů. Podle množství elektronů v obalu rozeznáváme dva druhy ionťů. Jestliže se do elektronového obalu atomu přidá jeden nebo více elektronů, vzniká záporný ionť, zvaný také anionť. Pokud naopak jeden či více atomů odebereme z elektronového obalu atomu, vzniká kladný ionť neboli kationť. (11)

2.1.2 Pohyblivost ionťů a elektronů

Máme-li dvě rovinné elektrody v homogenním poli, které jsou připojeny ke zdroji stejnosměrného napětí, působením intenzity elektrického pole dojde k získání složky rychlosti ve směru intenzity elektrického pole pro každý kladný ionť, zatímco záporný ve směru opačném. (11)

Pokud je elektrické pole slabé, rychlost ionťů, kterou získaly prostřednictvím intenzity elektrického pole, je podstatně menší než rychlost jeho tepelného pohybu. Střední dráha ionťů se tedy nemění, je stejná, jako by na ionty žádné pole nepůsobilo. Mezi srážkami se tedy ionť zrychlí jen velmi málo, při srážce ztratí přírůstek energie, který nabil elektrickým polem, a tudíž ztratí i složku rychlosti získanou společně s energií. Střední rychlost ve směru pole je dána vztahem: (11)

$$v_i = \frac{1}{2} a \tau \quad (2.1)$$

kde a zrychlení ve směru pole ($a = eE/m_i$, e je elementární náboj, E intenzita elektrického pole, m_i hmotnost atomu)

τ doba proběhnutí střední volné dráhy ($\tau = \lambda_i/c_i$, λ_i je střední volná dráha ionťu, c_i je střední – Maxwellova rychlost tepelného pohybu)

Po dosazení dostáváme rovnici:

$$v_i = \frac{1}{2} \cdot \frac{eE}{m_i} \cdot \frac{\lambda_i}{c_i} = b_i E \quad (2.2)$$

kde

$$b_i = \frac{1}{2} \cdot \frac{e\lambda_i}{m_i c_i} \quad (2.3)$$

je tzv. *pohyblivost*. Tato úvaha poukazuje na to, že střední rychlost iontu ve směru pole v plynu při konstantním tlaku je přímo úměrná intenzitě elektrického pole. Zvýšením intenzity elektrického pole dojde k urychlení rychlosti elektronů v elektrickém poli, která je podstatně větší než rychlost tepelného pohybu molekul okolního plynu. Jelikož elektron předává při střetu s molekulou pouze malou část své kinetické energie, je třeba upravit rovnice (2.2) a (2.3). Platí tedy, že střední rychlost elektronu je: (11)

$$v_e = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{eE\lambda_e}{m_e}} \sqrt[4]{w} = b_e E \quad (2.4)$$

kde λ_e střední volná dráha elektronu (m)

m_e hmotnost elektronu (g)

w poměrná část energie, kterou elektron ztratí při srážce (J)

Pohyblivost elektronu je dána:

$$b_e = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e\lambda_e}{m_e E}} \sqrt[4]{w} \quad (2.5)$$

Zvyšujeme-li intenzitu elektrického pole E , nosiče se k elektrodám přepraví rychleji, vlivem malé prostorové hustoty spolu nestačí rekombinovat, čímž vznikne rovnováha mezi odváděním a vznikem nosičů. Jelikož pro přenos nemáme dostatek nosičů, proud nám s intenzitou elektrického pole nemůže dál růst. Vzniká nasycený proud mezi elektrodami o proudové hustotě: (11)

$$J = e \frac{dN}{dt} l \quad (2.6)$$

kde l je vzdálenost mezi elektrodami

$\frac{dN}{dt}$ je množství vzniklých nosičů v jednotce objemu za jednotku času

2.1.3 Nárazová ionizace

Při srážce dostatečně rychlého elektronu nebo iontu s neutrální částicí dojde k ionizaci, která musí mít působením elektrického pole dostatečnou kinetickou energii. Srážkou nemáme na mysli mechanický náraz částic, ale interakci mezi jednotlivými silovými poli těchto částic při blízkém průletu a následným vychýlením z jejich drah. Aby mohla ionizace nastat, musí být splněna podmínka:

$$W_i \leq \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 \quad (2.7)$$

kde W_i je ionizační energie (J)

m je hmotnost ionizující částice (g)

v je rychlost ionizující částice (m/s)

Nárazovou ionizaci plynu mohou vyvolat i rychlé α a β částice. Mezi hlavní ionizační činitele v atmosférickém vzduchu patří radon, v jehož okolí probíhají procesy nárazové ionizace.

Pokud je kinetická energie menší než ionizační práce, atomy nebo molekuly mohou být nabuzeny dopadajícími elektrony, čímž dojde ke vzniku pomalého elektronu. Ionizace se může dokončit nárazem jiného pomalého elektronu, čemuž se říká postupná ionizace. Tento děj nás zajímá pouze u velké hustoty elektronů.

Energie, kterou elektron získal, se odvíjí od intenzity elektrického pole E a od dráhy mezi dvěma srážkami. Pokud energie dosáhne hodnoty podle rovnice (2.7), dochází po srážce elektronu k ionizaci. Počet dvojic nosičů, které jsou elektronem vytvořeny na dráze 1 m ve směru pole, se nazývá ionizační číslo α .

Při teoretickém výpočtu Townsend učinil určitá zjednodušení \rightarrow

- Plyn je elektronem ionizován tehdy, je-li kinetická energie elektronu větší než ionizační práce plynu (nebo se jí aspoň rovná)
- Při všech srážkách odevzdá elektron veškerou svou kinetickou energii
- Elektrony se pohybují pouze ve směru pole

Ionizační číslo tedy závisí na energii, kterou získalo z elektronu pohybujícího se na jeho střední volné dráze $\lambda \rightarrow$ energie potom je $eE\lambda$. Pokud $1/\lambda$ bereme jako střední počet srážek na jednotku délky a e budeme brát jako konstantu, můžeme psát:

$$\alpha = \frac{f(E\gamma)}{\gamma} \quad (2.8)$$

Jelikož je střední volná dráha nepřímo úměrná tlaku, lze psát:

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

Aby pohybující se elektron v homogenním poli ionizoval při srážce molekulu, musí pro jeho energii podle předpokladu a) platit:

$$eEx \geq W_i = eU_i \quad (2.10)$$

musí překonat dráhu

$$x \geq \frac{U_i}{E} \quad (2.11)$$

kde U_i je ionizační napětí, které je pro vzduch 25 V.

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

$$e^{-\frac{x}{\lambda}} = e^{-\frac{U_i}{E} \frac{x}{\lambda}} \quad (2.12)$$

K odvození této pravděpodobnosti je třeba předpokládat, že v místě $x = 0$ vstoupí skrz rovinu, která je kolmá na rovinu X , dostatečné množství N_0 elektronů, které se šíří ve směru osy X . Střední počet srážek, jak již víme z předchozích odstavců, je definována jako $1/\lambda$. Pokud N elektronů projde dráhou x bez kolize, počet elektronů na dráze dx , které se ještě nesrazily, se zmenší o $-dN = N(1/\lambda) \cdot dx$. Řešením dostáváme rovnici:

$$N = N_0 \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (2.13)$$

z čehož vyplývá daná pravděpodobnost:

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (2.14)$$

Pokud tedy touto pravděpodobností vynásobíme střední počet volných drah na jednotku délky a platí podmínka, že tato dráha stačí na ionizaci, dostáváme ionizační číslo:

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (2.15)$$

Při uvažování konstantní teploty dosadíme za $1/\lambda = A \cdot p$, dostaneme finální rovnici pro ionizační číslo ve tvaru:

$$\frac{\alpha}{p} = A \cdot e^{-\frac{AU_i p}{E}} = A \cdot e^{-\frac{Bp}{E}} \quad (2.16)$$

kde A a $B = AU_i$ jsou konstanty, které jsou závislé na druhu plynu a na teplotě.

Toto všechno jsou pouze Townsedovy předpoklady, které ne úplně vystihují skutečnost, ale přibližně lze říci, že rovnice (2.15) platí.

Tato kapitola byla zpracována ze zdrojů (9),(13),(11)

2.1.4 Fotoionizace

Pokud energie elektronů nedosahuje takové hodnoty, aby mohlo dojít k nárazové ionizaci, molekuly plynu mohou excitovat při jejich vzájemné kolizi do jiných energetických stavů. Tato kolize má tedy vliv na přesunutí elektronu do vyššího energetického stavu. Při návratu z tohoto excitovaného stavu, který trvá $10^{-7} \div 10^{-8}$ sekundy, dochází k vyzáření fotonu. Při této energii může dojít k ionizaci jiné molekuly za podmínky, že její ionizační potenciál energie je roven nebo je menší než energie fotonu. Hlavní podíl na fotoionizaci má gama, Rentgenovo a kosmické záření. Podmínkou pro vznik ionizace je rovnice: (9)

$$\hbar f \geq W_i \quad (2.17)$$

kde $\hbar f$ je kinetická energie fotonů. Z rovnice (1.17) potom vyplývá vztah pro délku vlny, při které může ionizace vzniknout. (10)

$$\lambda \leq \frac{\hbar c}{W_i} = \frac{123 \cdot 10^{-8}}{W_i} \quad (m; eV) \quad (2.18)$$

kde \hbar Planckova konstanta $\hbar = 6,625 \cdot 10^{-34}$ (J·s)

f frekvence záření (Hz)

λ vlnová délka (m)

W_i ionizační práce neutrálních částic plynu (eV)

c rychlost světla $c = 3 \cdot 10^8$ (m/s)

Spolu s fotoionizací probíhá i postupná ionizace. Jedná se o děj, kdy foton, který nemá dostatečně velkou ionizační energii pro překonání ionizační práce, nabudí neutrální atom, přičemž vybudí elektron částice plynu na vyšší energetickou hladinu. Potom již stačí pomalý elektron, který dodá elektronu energii a dojde k ionizaci, při které dochází ke vzniku volného elektronu a kladného iontu. Ionizační energie vzdálených atomů musí být menší než energie fotonu. (11) (13)

2.1.5 Tepelná ionizace

Tepelná ionizace, zvaná též jako termoionizace, nastává v plynech s vysokou teplotou. Mohou nastat tyto případy: (13)

- Ionizace při srážkách mezi molekulami plynu, které mají velkou kinetickou energii
- Fotoionizace tepelným zářením plynu
- Ionizace při srážce molekul plynu s elektrony, které vznikly při předešlých jevech

2.1.6 Povrchová ionizace

K uvolňování elektronů dochází z povrchu elektrod. Aby k uvolňování došlo, je třeba dodat tzv. výstupní práci. Tuto práci elektronu lze dodat např. ohříváním elektrody (termoemise), bombardováním povrchu kovu částicemi, které mají dostatečnou energii (fotoemise), krátkovlnným zářením ozařovat povrch kovu (fotoelektrický jev) nebo pouze působením silného vnějšího elektrického pole na povrch → povrchová ionizace může nastat např. při ozařování jiskřiště ultrafialovým zářením. (9) (13)

2.1.7 Zánik nosičů elektrického náboje

K zániku nosičů náboje dochází převážně při neutralizaci na elektrodách nebo při rekombinaci.

Při neutralizaci dopadají na opačné polarity elektrod volné částice elektrického náboje, zde odevzdají či přijmou náboj a do prostoru mezi elektrodami se vracejí jako neutrální atomy. Elektrony dopadnou na anodu, tam pokračují ke kladnému pólu zdroje, čímž dojde k vytvoření elektrického proudu. Při přechodu z plynu na elektrodu dojde k uvolnění energie, která se projeví hlavně jako teplo a záření. Kladné ionty se dopadem na katodu neutralizují, jelikož přijmou jeden katodový elektron, a jako neutrální částice se vrací do prostoru mezi elektrodami. Opět dojde k uvolnění energie. Pokud od této energie odečteme výstupní práci, kterou vytvořil elektron, zbylá práce se nám projeví jako teplo nebo může dojít k uvolnění dalších elektrod z katody. Záporné ionty při kontaktu s katodou uvolní přebývající elektron, čímž se z nich stanou neutrální částice. (2)

Častějším typem zániku nosičů náboje je rekombinace, při které dojde po srážce dvou opačně nabitých částic k neutralizaci atomu nebo molekuly. Rekombinace probíhá mezi kladnými a zápornými ionty, ze kterých následně vzniknou dvě neutrální molekuly, přičemž uvolněná energie se projeví na jejich kinetické rychlosti. Pokud dojde k reakci mezi kladným iontem a elektronem, vznikne neutrální částice, ale hlavně nedojde ke změně kinetické rychlosti, jelikož má elektron malou hmotnost, a uvolněná energie se vyzáří jako foton. Elektron rekombinovat může nepřímo, tzn., že se zachytávají na neutrálních atomech, čímž vytvoří záporné ionty, které již rekombinovat mohou. Pokud se srazí tři částice (elektron, kladný iont a neutrální částice), vzniklá uvolněná energie ovlivní kinetickou rychlost obou molekul, které při této srážce vzniknou. Čím je relativní rychlost částic menší, tím se pravděpodobnost rekombinace zvyšuje. (2)

2.2 Složení a druhy plynů

2.2.1 Vakuum

Vakuum je prostor, kde tlak dosahuje mnohem menších hodnot, než je tomu u normálního atmosférického tlaku (průměrně 1013,25 hPa). Vakuum jako takové existuje pouze ve vesmíru, proto se pro měřicí účely používá zředěného vzduchu, ovšem čím menší tlak, tím více se k vakuu blížíme (ideální vakuum však nelze nikdy vytvořit).

Vakuum má ze všech plynných izolantů největší elektrickou pevnost. Používá se např. u vakuových vypínačů či jiných přístrojů. Hlavním problémem je vytvoření vakua, proto největší nevýhodou přístrojů s vakuem je cena.

2.2.2 Vzduch

Vzduch jako takový je pro techniku vysokého napětí velice významný izolant. Pokud chceme např. na venkovním vedení oddělit vodiče, velice nám pomáhají jeho izolační vlastnosti. Vzduch je složen z mnoha plynů. Pokud uvážíme atmosférický vzduch, největším zastupitelem je zde ze 78 % objemu dusík následovaný 21 % kyslíku. Právě zmiňovaný kyslík je jednou z nevýhod vzduchu, jelikož jeho zastoupení pro oblast vysokého napětí je relativně vysoká. Problém nastává v případě, kdy kyslík začíná oxidovat, což má neblahý vliv na vysokonapěťové zařízení, které se musí vyrábět z kvalitnějších materiálů, což je samozřejmě finančně náročnější. Ostatní plyny mají menší poměr zastoupení. Konkrétnější čísla jsou uvedeny v tabulce (Tab. 2.1).

Tab. 2.1 Složení vzduchu

Plynná složka	Chemická značka	Obsah složky podle objemu [%]
Dusík	N ₂	78,09
Kyslík	O ₂	20,95
Argon	Ar	0,93
Oxid uhličitý	CO ₂	0,03
Neon	Ne	1,8 · 10 ⁻³
Metan	CH ₄	2 · 10 ⁻⁴
Krypton	Kr	1 · 10 ⁻⁴
Helium	He	5,24 · 10 ⁻⁵
Vodík	H ₂	5 · 10 ⁻⁵
Xenon	Xe	8 · 10 ⁻⁶

zdroj: (4)

Díky vlastnostem, kterými vzduch disponuje ho lze zařadit do kategorie nepolárních izolantů. Nepolárními izolanty se označují látky, které mají nepolární kovalentní vazbu, což znamená, že rozdíl elektronegativních prvků tvořících vazbu je menší než 0,4. Z hlediska vysokého napětí to znamená, že vzduch má vlastnost zachytávat elektrony, které by dále mohly ionizovat neutrální molekuly, tzn., že je třeba větší přeskokové napětí, aby došlo ke vzniku samostatného výboje (více vysvětleno v kapitole 4.3 – Podmínka samostatného výboje). (4)

Obecně je známo, že v běžných podmínkách se ve vzduchu objevují vodní páry, které zvyšují jeho vlhkost. Je zřejmé, že čím větší vlhkost, tím horší jsou jeho elektroizolační vlastnosti. Abychom dosáhli u vzduchu relativně dobré izolační vlastnosti, je třeba udržovat hodnotu vlhkosti na hodnotě přibližně 50 %.

Podle kinetické teorie plynů je nám známo, že molekuly a ionty jsou v trvalém nepravidelném pohybu. Při tomto pohybu musí překonat určité dráhy, při kterých dochází ke srážkám mezi molekulami nebo mezi molekulami a ionty. Vlivem rekombinace a ionizace je počet molekul a iontů ve vzduchu nestálý. Při těchto srážkách za přítomnosti ionizačních činitelů vznikají volné elektrony a kladné nebo záporné ionty. Díky radioaktivitě zemské kůry a kosmickému záření je vzduch vždy částečně ionizován. (4) (11)

Je-li vzduch v prostředí slabé intenzity elektrického pole, prochází jím velice malý elektrický proud, který je způsoben transportem iontů a elektronů. Jelikož je intenzita elektrického pole malá, rychlost šíření iontů vyvolaná polem je skoro zanedbatelná. Uvažujeme se, že střední volná dráha λ_i zůstává stejná jako bez elektrického pole a doba mezi srážkami τ se také nemění (c_i je střední Maxwelllova rychlost tepelného pohybu). (13)

$$\tau = \frac{\lambda_i}{c_i} \quad (2.19)$$

Iont se zrychlí mezi dvěma srážkami jen málo.

2.2.3 Fluorid sírový – SF₆

Plyn SF₆ řadíme do kategorie elektronegativních plynů. Tyto plyny se vyznačují vlastností, že zachytávají elektrony, které by mohly dále ionizovat neutrální molekuly. To jim zaručuje vysokou elektrickou pevnost, nehořlavost, chemickou netečnost a tepelnou stálost. Běžným využitím tohoto plynu je náplň vysokonapěťových vypínačů, kde se právě využívá jeho výtečných izolačních vlastností. (6)

Problém s tímto plynem, jehož dielektrické vlastnosti jsou výborné, nastává v okamžiku, kdy vlivem stárí zařízení, ve kterém se plyn nachází, dojde k úniku plynu do atmosféry a ne málo se podílí na vzniku skleníkového efektu. Jedním z řešení by mohlo být použití např. *syntetického vzduchu*, ovšem je třeba experimentálními měřeními zjistit, zdali se tento druh plynu vyrovná izolačním vlastnostem plynu SF₆. (6)

2.2.4 Syntetický plyn

Jak bylo řečeno v předchozí podkapitole, tento druh plynu se ve vysokonapěťových zařízeních zatím jen testuje. Oproti klasickému atmosférickému vzduchu je tento druh plynu zbaven vzácných plynů, jako jsou argon, xenon apod., je tedy složen pouze z kyslíku a dusíku. Jeho výhodou oproti plynu SF₆ je fakt, že se nepodílí na skleníkovém efektu.

3 Elektrická pevnost

K oddělení dvou míst s různou hodnotou potenciálu je nutno použít izolant. Musíme tedy vědět, jaký izolant použít, aby nedošlo k následnému nevhodnému použití. Pro vhodný výběr materiálu se řídíme parametrem, který nazýváme *elektrická pevnost*. Jde tedy o dimenzionální parametr, bez kterého bychom se nemohli obejít. Elektrická pevnost je ovlivňována mnohými faktory, jako jsou např. vlhkost, znečištění, tlak okolí, teplota, ale i mechanické či elektrické namáhání.

Pokud přiložené napětí (tedy lokální intenzita elektrického pole) překročí pro daný materiál svojí kritickou mez, dojde ke zvýšení pohyblivosti volných nosičů elektrického náboje a k prudkému nárůstu jejich koncentrace. Tím dojde ke značnému poklesu rezistivity materiálu, následkem je pak velmi rychlý pokles izolačních vlastností a nekontrolovatelný nárůst konduktivity. Proces je vyvrcholen vznikem výboje, kde dochází k propojení původně izolovaných míst s různým potenciálem (např. elektrody) vodivou cestou. Nic už poté nebrání průchodu proudu mezi nimi. Tato vzniklá vodivá cesta je pro zařízení nebezpečná, jelikož jí protékají veliké proudy, jejichž velikost je omezena pouze impedancí zdroje napětí a přivodů k elektrodám.

Vzniklý výboj rozlišujeme na dvě stádia. Z počátku dochází k prudkému nárůstu konduktivity izolantu, což končí vznikem výboje. Po odeznění výboje se začnou projevovat degradační účinky, které jsou spojené se vznikem elektrického oblouku v místě výboje. Rozhodující ale je, v jakém skupenství prostředí se daný jev odehrál. V závislosti na skupenství daného materiálu hovoříme o *průrazu* (pro pevné izolanty) a *přeskoku* (pro plynné či kapalné izolanty).

Průraz je jev, kdy napětí na elektrodách klesá a proud naopak roste. Po vzniklém průrazu jsou izolační vlastnosti prostředí znehodnoceny, jelikož degradační procesy, které v něm proběhly, jsou nevratné, např. roztavený izolant, vypálený kanál či otvor v izolantu. (3)

Na rozdíl od průrazu, jsou po přeskoku izolační vlastnosti po určité době obnoveny. I při přeskoku napětí na elektrodách klesá, zatímco proud roste, ovšem zásadní rozdíl je v degradačních účincích. U kapalných izolantů dochází k částečné degradaci přeskokem a následným hořením elektrického oblouku v místě výboje. Vysoké teploty a záření z hoření elektrického oblouku či ionizační procesy mají vliv na vznik spalin hoření a dochází tak ke snižování izolačních vlastností. Ty se časem zregenerují a po uplynuté době se vrací zpět do původní hodnoty. U plynných izolantů se účinky degradačního výboje téměř vůbec neprojeví a po krátkém čase (kratším, než u kapalných izolantů) dochází k regeneraci plynu a obnově původních izolačních vlastností.

Jak již bylo řečeno, k průrazu (resp. přeskoku) dochází při překročení určité kritické hodnoty elektrického napětí. Takovému napětí říkáme *průrazné napětí* a značíme ho U_P . Velikost průrazného napětí závisí na druhu a rozměrech izolantu, na tvaru elektrického pole, na době působení na izolant a na časovém průběhu elektrického namáhání. Samozřejmě na něj má vliv i teplota, vlhkost, znečištění a tlak. Při aplikaci střídavého napětí hovoříme o efektivní, či o vrcholové hodnotě.

Elektrická pevnost je tedy poměr průrazného napětí U_{BD} , při kterém dojde k průrazu (resp. přeskoku), k tloušťce izolantu (resp. vzdálenosti elektrod) d v místě průrazu (přeskoku). Základní jednotkou je $V \cdot m^{-1}$, ale obvykle je udávána v $kV \cdot cm^{-1}$ nebo v $kV \cdot mm^{-1}$.

$$E_P = \frac{U_{BD}}{d} \quad (3.1)$$

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

U_{BD} přeskokové napětí (V)

d vzdálenost elektrod (m)

V případě homogenního elektrického pole uvažujeme elektrickou pevnost jako hodnotu intenzity elektrického pole, při níž dojde k průrazu (resp. přeskoku). U nehomogenního pole je definování elektrické pevnosti složitější. Pokud chceme porovnat různé materiály, je třeba nasimulovat stejné podmínky. To je velice obtížné, jelikož elektrická pevnost je silně závislá např. na tloušťce, struktuře a homogenitě materiálu, na obsahu nečistot, vlhkosti, tvaru a frekvenci elektrického pole, teplotě izolantu a jeho okolí aj. Proto je velmi těžké zkoumat elektrickou pevnost v nehomogenním poli, jelikož přesně nevíme, který faktor má na její hodnotu větší vliv. Uvažujeme tedy elektrickou pevnost v nehomogenním poli za veličinu typickou, nikoli však přesně definovanou.

Tato kapitola byla zpracována ze zdrojů (10),(3),(1)

4 Homogenní pole

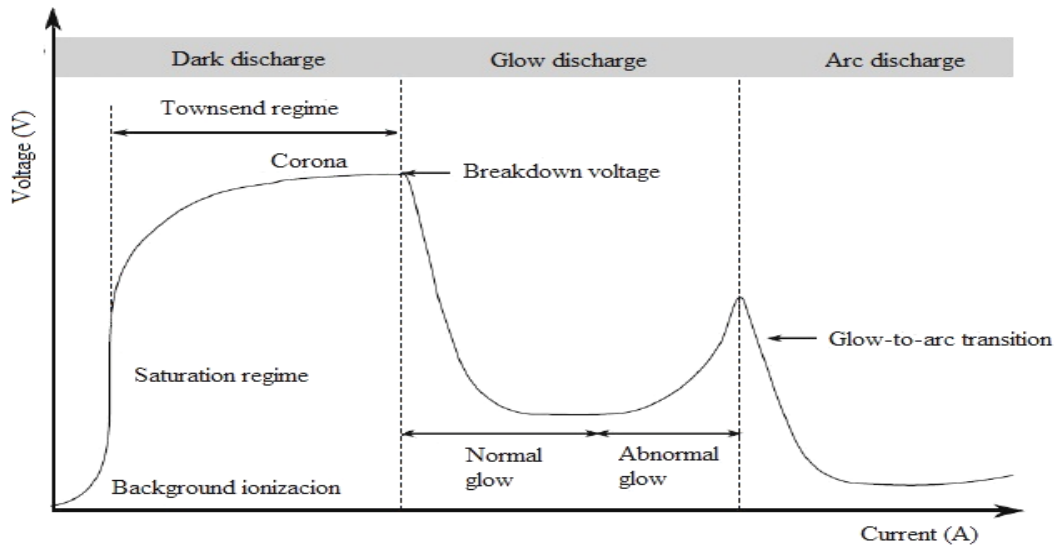
Homogenním polem je nazývána taková oblast, kde v každém bodě je stejná intenzita elektrického pole. Dosažení přeskoků v homogenním lze dosáhnout překonáním elektrické pevnosti E_p , o čemž je více popsáno v kapitole 3.

4.1 Výboje v homogenním poli

Důležitou roli pro vznik výboje hrají podmínky a typy ionizací, které byly popsány v kapitole 2. Tato kapitola bude popisovat děje týkající se výbojových činností v plynech a jejich druhů.

Rozlišujeme dva typy výbojů. Jako *nesamostatné výboje* označujeme výboje, které pro svůj vznik potřebují vnější ionizační činitele (např. zdroj záření). Tyto výboje mohou existovat pouze tehdy, působí-li zmíněný zdroj. Pokud přestane pomocný zdroj působit, nesamostatný výboj zaniká. *Samostatné výboje* potřebují ke svému vzniku jediný vlastní zdroj, čímž je odpovídající elektrické napětí. Při dostatečně silném elektrickém napětí dojde ke vzniku volných nosičů náboje, k jejich uvedení do pohybu a k následnému udržení samostatného proudu. (9)

Při nejjednodušším uspořádání probíhá výboj mezi dvěma rovinnými elektrodami s rozdílným potenciálem, který je konstantní v čase. Elektroda s vyšší hodnotou potenciálu je označována jako *anoda*, naopak s nižší hodnotou jako *katoda*. Chování výboje popisuje křivka závislosti napětí na proudu výboje. Její podoba odpovídá grafu na obrázku (Obr. 4.1), ovšem její přesná podoba záleží na řadě parametrů (tlak, druh pracovního plynu, geometrie elektrod). V průběhu lze vidět tři oblasti: *Townsendův* (nesamostatný, temný) *výboj*, *doutnavý výboj* a *obloukový výboj*.

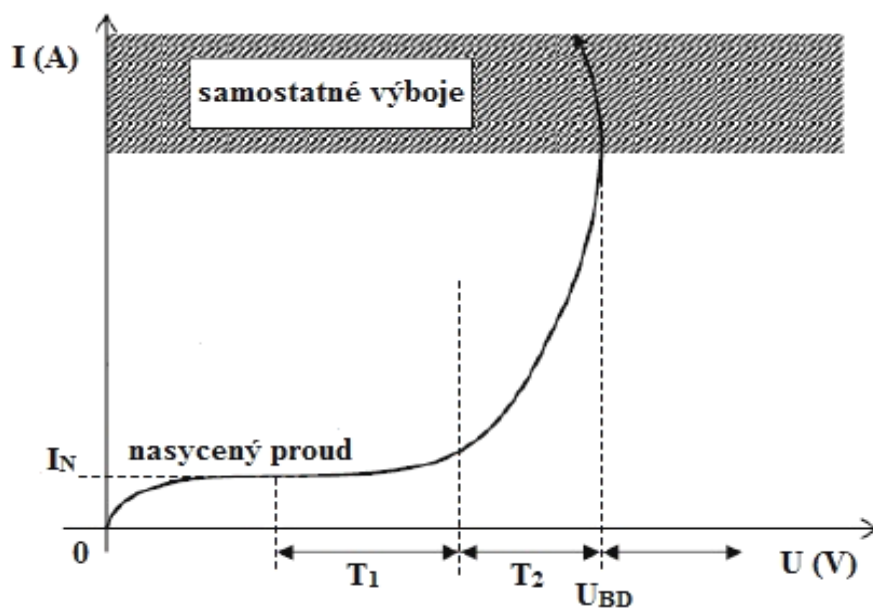


Obr. 4.1 Vývoj elektrického výboje s rostoucím proudem. Převzato z (5)

4.2 Townsendův výboj

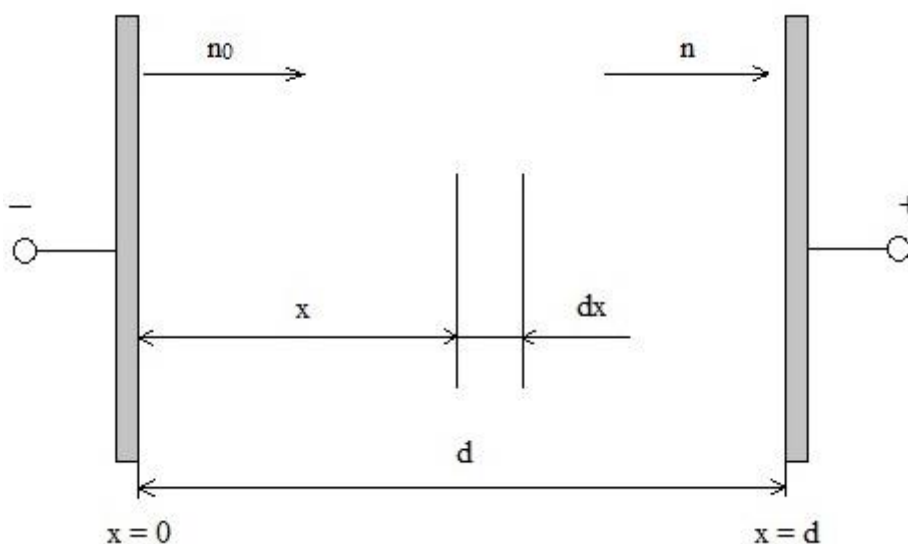
Pokud napětí homogenního pole mezi rovinnými elektrodami bude větší, než je napětí nasyceného proudu I_N , lze předpokládat, že se působením vnějšího zdroje záření z katody začnou emitovat elektrony. Pokračujícím navyšováním napětí začíná růst i proud v plynu (oblast T_1 na Obr. 4.2) až do té doby, než dosáhne oblasti T_2 , kdy proud bude růst o mnoho rychleji. Křivka, která prochází těmito dvěma oblastmi (T_1 a T_2) poukazuje na Townsendovy výboje. Složka rychlosti nosičů vyvolaná elektrickým polem je velká, tudíž mají nosiče dostatečně velkou kinetickou energii, aby se při srážkách s neutrálními molekulami mohly uvolňovat další elektrony. Townsendův předpoklad tvrdí, že malý nárůst proudu v oblasti T_1 je způsoben volnými elektrony v elektrickém poli, jelikož mají ještě dostatek energie a dochází mezi nimi k nárazové ionizaci. Rychlý nárůst v oblasti T_2 si Townsend vysvětloval tak, že kladné ionty, které byly vytvořeny srážkami elektronů s neutrálními částicemi, mají takovou energii, že vytvoří přídavnou ionizaci na katodě. (8)

Pokud ovšem přestane působit na ty to Townsendovy oblasti vnější zdroj záření, zaniká průchod proudu mezi elektrodami a proto se tedy Townsendovy výboje řadí mezi *nesamostatné výboje*.



Obr. 4.2 Závislost výbojového proudu na přiloženém napětí. Převzato z (4)

Pro vyšetření nesamostatných výbojů vyjdeme z obrázku (Obr. 4.3). Předpokládáme, že z 1 cm^2 katody se emituje vlivem vnějšího zdroje záření n_0 elektronů za sekundu.



Obr. 4.3 Uspořádání k Townsendově teorii. Převzato z (9)

Průletem plynem se počet elektronů vlivem nárazové ionizace zvětší. Označení n platí pro elektrony, které proletí působením elektrického pole plochou 1 cm^2 ve vzdálenosti x od katody za sekundu. Ty poté na dráze dx vytvoří dn počet elektronů. Přírůstek nových elektronů je dán rovnicí: (9)

$$dn = n \cdot \alpha \cdot dx \quad (4.1)$$

kde α Townsendovo ionizační číslo (určuje nám pravděpodobnost ionizace neutrální molekuly. Je vyjádřen počtem párů volných nosičů, které vytvoří jeden elektron v homogenním poli nárazovou ionizací na jednotkové dráze ve směru intenzity elektrického pole). (9)

Pokud je intenzita elektrického pole konstantní, lze i ionizační koeficient α považovat za konstantu. Integrací rovnice (4.1) přes vzdálenost d lze získat rovnici: (9)

$$n = n_0 \cdot e^{\alpha \cdot d} \quad (4.2)$$

kde n_0 počet elektronů, které jsou uvolněny z plochy katody vlivem vnějšího zdroje záření (m^{-3})
 d vzdálenost elektrod (m)
 n počet elektronů, které se dostaly k anodě (m^{-3})

Jak je vidět z rovnice (4.2), při nárazové ionizaci se počet volných elektronů exponenciálně zvyšuje se vzdáleností od katody. Elektrony se k anodě pohybují určitou rychlostí, přičemž je známo, že jeden elektron emitovaný katodou cestou k anodě vytvoří lavinu o počtu $e^{\alpha \cdot d}$. Vzniklé lavině poté odpovídá proud o proudové hustotě: (9)

$$J_d = J_0 \cdot e^{\alpha \cdot d} \quad (4.3)$$

kde J_0 je hustota proudu na katodě ($\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$)
 J_d je hustota proudu na anodě ($\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$)
 $e^{\alpha \cdot d}$ tzv. činitel zesílení laviny (při normálním tlaku a $d = 10 \text{ mm}$ dosahuje hodnoty přibližně 10^5 (-))

Za předpokladu, že elektron získá kinetickou energii pro ionizaci, dojde rázem k uvolnění nového elektronu a kladného iontu. Nově uvolněné elektrony uvolní nárazem další elektrony a tento proces se šíří dál směrem k anodě. Emitovaný elektron katody vyvolá lavinu. Po překonání vzdálenosti elektrod bude v lavině obsaženo $e^{\alpha d}$ elektronů. Jelikož je lavina nesamostatný výboj, po odebrání vnějšího ionizačního činidla zanikne. Z katody v tu dobu vystupují elektrony, ale zároveň na ní dopadají kladné ionty, které vznikají při ionizačních srážkách. Pokud uvažíme ustálený stav, tak počet dopadajících kladných iontů za sekundu se rovná počtu ionizací nově uvolněných elektronů, které v tu samou dobu přecházejí směrem k anodě. (11)

Rovnice (4.4) tedy platí v případě, že je proud poměrně malý, tzn., že deformace elektrického pole vlivem prostorového náboje pohybujících se kladných iontů je malá, což je dokázáno experimentálním měřením. (11)

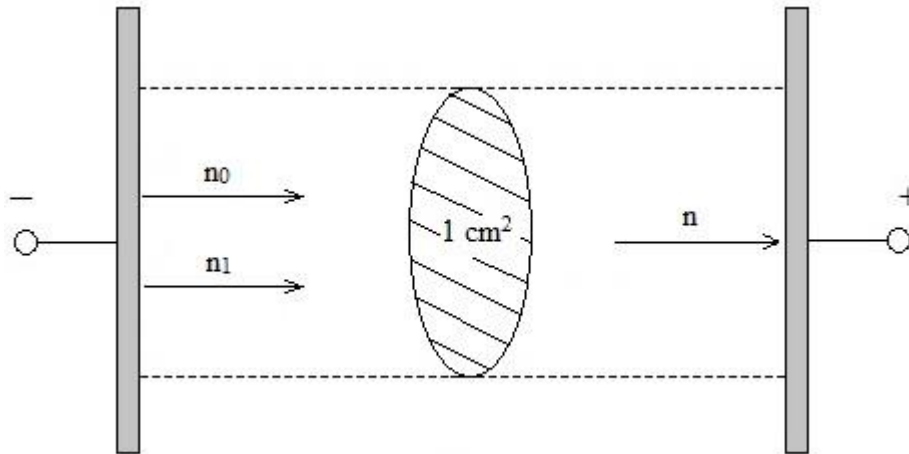
Townsendovy výboje se tvoří zejména v plynech s malou hustotou proudu a při nižších tlacích, kde světelné záření nemá vliv na buzení atomů. Pokud se napětí zvýší nad kritickou hodnotu napětí, tzv. *přeskokové napětí* (v Obr. 4.2 označeno jako U_{BD}), začne proud velice rychle narůstat a dojde ke vzniku samostatného výboje.

4.3 Podmínka samostatného výboje

V předchozí kapitole byla popsána oblast T_1 (Obr. 4.2), kde se vyskytovaly Townsendovy výboje. Pro vyšetření samostatných výbojů se musíme hlouběji podívat na oblast T_2 , kde dochází k prudkému nárůstu proudu a následně ke vzniku samostatného výboje, jelikož v této oblasti dochází k rozporům mezi teoretickými předpoklady a experimentálně získanými výsledky.

Prvním pokusem o vysvětlení bylo zavedení *ionizačního součinitele* β , který měl vyjadřovat předpoklad, že odchylky mezi teoretickým předpokladem a experimentálním pokusem jsou způsobeny kladnými ionty v prostoru mezi elektrodami. Ukázalo se, že tento předpoklad byl chybný, jelikož kladné ionty, vlivem toho, že mají příliš malou pohyblivost, nedokáží získat takovou energii, aby došlo k nárazové ionizaci. Proto lze nárazovou ionizaci kladnými ionty ve srovnání s nárazovou ionizací elektrony zanedbat. (9)

Přesto za nárůst proudu v oblasti T_2 mohou kladné ionty. Elektrické pole, které na kladné ionty působí, způsobuje fakt, že kladné ionty putují ke katodě, na tu naráží a vyvolávají tak povrchovou ionizaci. Tento příspěvek, který je charakterizovaný ionizačním součinitelem γ , již není zanedbatelný a je nutno opravit rovnici 4.4. Vyjdeme z modelu na obrátku (Obr. 4.4). (9)



Obr. 4.4 Odvození podmínky existence samostatného výboje. Převzato z (9)

Uvážíme-li ustálený stav, n_0 je počet elektronů, které jsou emitované z povrchu katody, vlivem vnějšího zdroje záření, za jednotku času. Počet elektronů, které dopadnou na anodu je n . Celkový počet elektronů, které se uvolní z katody jak vlivem vnějšího zdroje záření, tak dopadů kladných iontů je n_1 . Počet kladných iontů, které vznikají v prostoru mezi elektrodami o průřezu 1 cm^2 je rovný $n - n_1$. Pro elektrony vystupující z katody tedy platí rovnice: (9)

$$n_1 = n_0 + \gamma \cdot (n - n_1) \quad (4.5)$$

kde γ je ionizační číslo, jenž udává průměrný počet elektronů, které jsou vyraženy dopadem kladných iontů na katodu

Po úpravě rovnice (4.5) dostaneme:

$$n_1 = \frac{n_0 + \gamma \cdot n}{1 + \gamma} \quad (4.6)$$

Pokud nyní dosadíme do rovnice (4.3) místo n_0 vypočítané n_1 , počet elektronů dopadajících na anodu bude dán rovnicí

$$n_1 = \frac{n_0 + \gamma \cdot n}{1 + \gamma} \cdot e^{\alpha \cdot d} \quad (4.7)$$

a po úpravě dostaneme výraz:

$$n_1 = \frac{n_0 \cdot e^{\alpha \cdot d}}{1 - \gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1)} \quad (4.8)$$

Výsledná proudová hustota na anodě po vynásobení rovnice (4.8) nábojem e z obou stran je dána výrazem:

$$J_d = \frac{J_0 \cdot e^{\alpha \cdot d}}{1 - \gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1)} \quad (4.9)$$

kde J_0 je hustota proudu vyvolaného vnějším zdrojem záření ($\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$)

J_d je hustota proudu na anodě ($\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$)

Výraz (3.9) ale platí pouze v případě, že jmenovatel pravé strany je větší než 0.

Zvýšení intenzity elektrického pole vede k nárůstu hustoty proudu mezi elektrodami podle rovnice (4.9), ale stále se ještě nejedná o samostatný výboj, jelikož pokud přestanou působit vnější zdroje záření, bude $J_0 = 0$ a proud procházející mezi elektrodami zanikne. Do oblasti samostatných výbojů přejde nesamostatný výboj tehdy, je-li překročena mez intenzity elektrického pole (neboli při překročení hodnoty napětí U_{BD}). Tento stav určuje *Townsendova podmínka existence samostatného výboje*: (9)

$$\gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1) = 1 \quad (4.10)$$

Pokud je tato podmínka splněna, výboj se stává samostatným a udrží se i bez působení vnějších zdrojů záření → pro plynný izolant je charakteristický přeskok. To ale znamená, že přestává platit rovnice (4.9), jelikož byla odvozována za předpokladu nesamostatného výboje. Podmínka odvozená v rovnici (4.10) má fyzikální význam ve smyslu: (9)

- výraz $(e^{\alpha \cdot d} - 1)$ udává počet kladných iontů, které byly vytvořené jedním elektronem emitovaným z katody
- výraz $\gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1)$ udává naopak počet elektronů, které byly z povrchu katody vyraženy kladnými ionty

Z tohoto fyzikálního významu je patrné, že kladné ionty, které jsou vytvořené jedním emitovaným elektronem z katody, uvolní z katody rovněž jeden elektron. Dostáváme se k závěru, že pokud chceme, aby vznikl samostatný výboj, je třeba dodržet takové podmínky (dostatečné *počáteční napětí výboje*, *tlak plynu* či *vzdálenost elektrod*), aby každý emitovaný elektron z katody vytvořil kladné ionty, které následně z katody vyrazí další nový elektron.

Počáteční napětí výboje je v homogenním poli nazýváno jako přeskokové napětí (U_{BD}), v silně nehomogenním poli bereme počáteční napětí to, při kterém dochází ke vzniku tzv. *korony*.

Veškeré odvozování rovnic a podmínek, které byly popsány v předchozích odstavcích a kapitolách se braly za předpokladu, že jsme uvažovali pouze elektrony a kladné ionty. Je si ovšem třeba uvědomit, že v plynech je možný i výskyt záporných iontů, které vznikají při zachytávání elektronů neutrálními molekulami plynu. Jak bylo řečeno, záleží na druhu plynu, který pro měření přeskokového napětí zvolíme. Dusík např. je druh plynu, který záporné ionty nevytváří, vzduch nebo kyslík naopak záporné ionty vytváří, ale v tak malé míře, že jej zanedbáváme. Naopak např. plyn SF_6 má, jakožto elektronegativní plyn, nejintenzivnější zachycování elektronů (vytváří hodně záporných iontů).

Zachytáváním se snižuje počet elektronů, které jsou schopné ionizovat neutrální molekuly, tudíž pro vznik samostatného výboje je potřeba o hodně vyšší napětí než u plynů, u kterých k zachytávání elektronů nedochází. Proto jsou jeho izolační vlastnosti na takové úrovni, jelikož hodnota přeskokového napětí u plynu SF₆ se pohybuje v hodnotách např. dvounásobných, oproti vzduchu.

4.4 Přeskokové napětí v homogenním poli, Paschenův zákon

Přeskokové napětí v homogenním poli můžeme stanovit z podmínky samostatného výboje (4.10), kterou napíšeme ve tvaru: (11)

$$\alpha \cdot d = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (4.11)$$

Jak je vidno, dle rovnice (2.9) je α/p funkcí E/p . Ionizační číslo γ je ale také závislé na poměru E/p , jelikož je funkcí energie, kterou získá kladný iont na volné dráze před katodou. Můžeme tedy psát, že $\alpha/p = F(E/p)$ a $\gamma = G(E/p)$. Jelikož platí, že $E = U/d$, kde U je napětí mezi elektrodami, můžeme psát finální rovnici: (11)

$$pd \cdot F \left(\frac{U}{pd} \right) = \ln \left[1 + \frac{1}{G \left(\frac{U}{pd} \right)} \right] \quad (4.12)$$

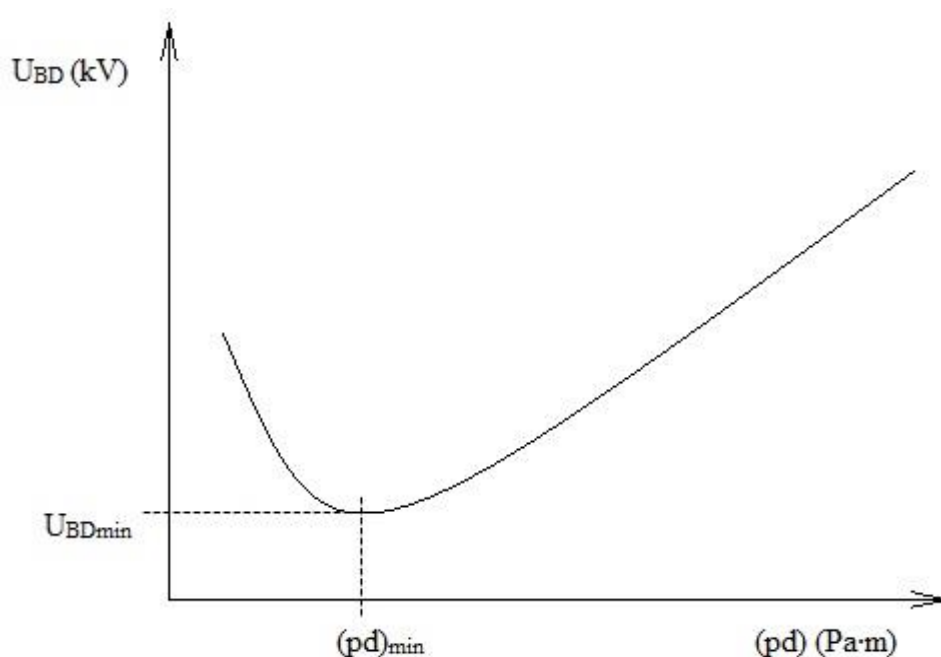
Pokud napětí splňuje tuto podmínku, dojde k ustanovení výboje a v homogenním poli nastává přeskok, jehož napětí označujeme U_{BD} . Jelikož v rovnici (4.12) vystupuje tlak pouze v součinu s doskokem, je zřejmé, že přeskokové napětí v homogenním poli při konstantní teplotě je závislé právě na tomto součinu tlaku a doskoku. Zvětšíme-li doskok n -krát a současně tlak zmenšíme n -krát (nebo naopak), elektrická pevnost se nezmění. K tomuto závěru dospěl S. Paschen ještě před vznikem Townsendovy teorie. Předpokládáme-li ionizační číslo γ konstantní a dosadíme-li do rovnice (4.1) za α ze vztahu (2.16), dostáváme nový vztah: (11)

$$A \cdot pd \cdot e^{-\frac{B \cdot p \cdot d}{U}} = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (4.13)$$

z toho

$$U_{BD} = \frac{B \cdot pd}{\ln \frac{A \cdot pd}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)}} \quad (4.14)$$

Grafické znázornění Paschenova zákona ukazuje křivka na obrázku (Obr. 4.5). (9) (11)



Obr. 4.5 Paschenova křivka. Převzato z (8)

Křivka závislosti přeskovového napětí v homogenním poli je tvořena dvěma větvemi (prudce klesající levou a lehce strmě stoupající pravou) a výrazným minimem. Minimum, které lze získat derivací rovnice (4.14) podle pd a následným položením derivace rovno nule. Dostáváme nejprve rovnici: (11)

$$\ln \frac{A \cdot pd}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)} = 1 \quad (4.15)$$

z toho

$$(pd)_{min} = \frac{e \cdot \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}{A} \quad (4.16)$$

a následně

$$U_{Pmin} = B \cdot (pd)_{min} \quad (4.17)$$

Jak je z obrázku (Obr. 4.5) zřejmé, velikost minima tvoří průsečík hodnot U_{BDmin} a $(pd)_{min}$, přičemž hodnoty tvořící průsečík jsou pro každý plyn různé (např. vzduch má $U_{BDmin} = 0,33 \text{ kV}$ při $(pd)_{min} = 0,76 \text{ Pa}\cdot\text{m}$). Konkrétní hodnoty $(pd)_{min}$ a U_{BDmin} podle plynu jsou znázorněny v tabulce (Tab. 4.2).

Tab. 4.2 Tabulka minimálních konstant pro různé druhy plynů. Převzato z (9)

PLYN	(pd)min (kPa·cm)	(UBD)min (V)
vzduch	0,0733	352
dusík	0,0867	240
vodík	0,1399	230
kyslík	0,0933	450
SF ₆	0,347	507
CO ₂	0,759	420
neon	0,5333	245
helium	0,5333	155

Minimum si lze vysvětlit kontinuální změnou tlaku při konstantní vzdálenosti elektrod. Při nízkých tlacích (levá sestupná část křivky na Obr. 4.5) jsou volné dráhy částic příliš dlouhé, tzn., že elektron na své cestě k anodě vůbec nenarazí na žádnou molekulu plynu, čímž nepřispěje k vytvoření dalších nosičů elektrického náboje. Energetické poměry jsou v tomto případě nevyhovující, jelikož k udržení výboje je zapotřebí vysokého napětí. Při vysokých tlacích (vzestupná část křivky na Obr. 4.5) je naopak volná dráha částic mnohem kratší, ale elektrony se s molekulami srážejí příliš brzy, kdy ještě nemají vlivem působícího urychlujícího elektrického pole dostatečnou kinetickou energii, aby mohlo dojít k ionizaci. Energetické poměry, a s tím související potřebné napětí pro udržení výboje, jsou v tomto případě stejně nevyhovující, jako v případě nízkých tlaků. Minimum tedy odpovídá energeticky optimálním podmínkám pro vytvoření a udržení výboje v plynu. (9)

Je nutné si ovšem uvědomit, že veškeré úvahy, které v této kapitoly byly popsány, předpokládají konstantní teplotou ($\vartheta_0 = 20^\circ\text{C}$ nebo $\Theta = 273\text{ K}$). Musíme tedy uvažovat, že střední volná dráha je úměrná absolutní teplotě Θ a konstanty A , B z výrazu (2.16) jsou absolutní teplotě Θ nepřímo úměrné. Rovnici (4.14) pro přeskokové napětí se změní na: (11)

$$U_{BD} = \frac{B \cdot pd \cdot \frac{\Theta_0}{\Theta}}{\ln \frac{A \cdot pd \cdot \frac{\Theta_0}{\Theta}}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}} = \Phi \left(\frac{pd}{\Theta} \right) \quad (4.18)$$

Místo poměru p/θ můžeme pro vzduch zavést poměrnou hustotu δ . Pro vzduch bude tedy platit výraz: (11)

$$\delta = \frac{p}{p_0} \cdot \frac{\theta_0}{\theta} = 2,89 \cdot \frac{p}{\theta} \quad (4.19)$$

přičemž $p_0 = 101,33 \text{ kPa}$ a $\theta_0 = 293 \text{ K}$. Paschenův zákon pak lze psát ve tvaru:

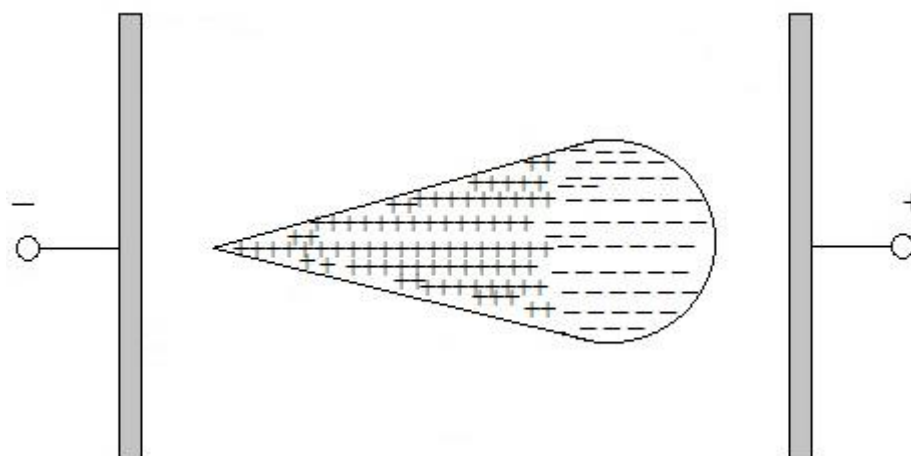
$$U_p = \varphi(\delta d) \quad (4.20)$$

Pokud se pohybujeme v oblastech vysokého δd , např. v atmosférickém tlaku, či máme vzdálenost mezi elektrodami několik desítek milimetrů, je závislost vyjádřená rovnicí (4.20) skoro lineární. Při orientačních výpočtech v homogenním poli pro vzduch používáme střední hodnotu elektrické pevnosti 3 kV/mm , tudíž výraz (4.20) můžeme upravit na: (11)

$$U_p = 1,36 + 3\delta d \quad (kV; mm) \quad (4.21)$$

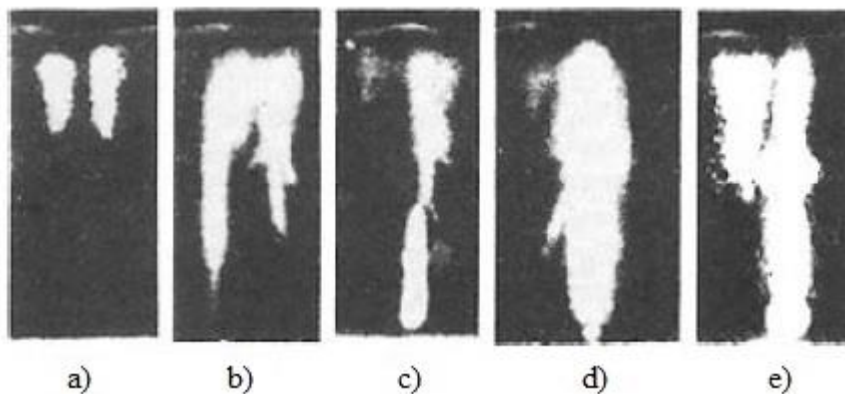
4.5 Kanálový výboj - Strimér

Jak bylo řečeno v kapitole (2.1.3 Nárázová ionizace), pro uvolnění elektronu z molekuly je třeba určité množství energie. Při splnění této energie je splněna podmínka pro vznik laviny a dochází ke vzniku řetězové reakce, která má vždy charakter průběhu směrem k anodě, jak je vyobrazeno na obrázku (Obr. 4.6). Pokud koncentrace elektronů v lavině překročí hodnotu 10^8 , proud začne prudce narůstat a dojde až k průrazu. Elektrické pole mezi elektrodami je těmito procesy deformováno vlivem vlastního pole laviny. Lze tedy říci, že při dosažení hodnoty koncentrace 10^8 je hodnota pole laviny stejná, jako hodnota přiloženého elektrického pole a může tedy dojít k vývinu *striméru*.



Obr. 4.6 Tvar laviny. Převzato z (11)

Townsendův mechanismus říká, že čas potřebný pro vznik přeskočků je závislý na lavině a je určen driftovou rychlostí elektronů. Předpokládalo se, že pro větší vzdálenosti je doba výstavby výboje mnohem delší, než doba, jakou by elektron potřeboval k překonání vzdálenosti mezi elektrodami. Díky experimentálním měřením H. Raetherem se ale zjistilo, že při tlaku atmosférickém či vyšším ($p \geq 133 \text{ kPa}\cdot\text{cm}$) jsou doby výstavby výboje podstatně kratší, než se předpokládalo. To vedlo ke vzniku nové teorie pro delší vzdálenosti, než jak doposud bylo vysvětleno v Townsendově teorii. Šíření laviny se pomocí experimentálního měření ověřovalo ve Wilsonově mlžné komoře. Tato komora obsahovala dvě deskové rovnoběžné elektrody, které tvořily homogenní pole. Na tyto elektrody se přiváděly impulzy o délce trvání přibližně 10^{-7} s. Za kladnou elektrodu se umístilo pomocné jiskřiště, na kterém se vytvořil výboj a vzniklo tak ultrafialové záření. Toto záření procházelo otvory v kladné elektrodě a způsobovalo uvolnění počátečních elektronů z katody. Celý výboj se pozoroval podle drobných kapiček vody, které při ionizačních pochodech kondenzovaly na kladných iontech. Pozorováním se zjistil tvar laviny, který je uveden na obrázku (Obr. 4.6). Měření v mlžné komoře tedy ukázalo, že za jistých podmínek dojde k vyvolání transformace laviny do ionizovaného kanálu (*striméru*), vlivem prostorového náboje laviny, což způsobí rychlý vývin přeskočků.



Obr. 4.7 Vývin striméru ve Wilsonově mlžné komoře. Převzato z (3)

Jak je poukázáno na obrázku (Obr. 4.7), průběh přeskočků pomocí striméru začíná vznikem laviny poblíž anody (a). Snímky (b) a (c) naznačují začínající strimér v katodovém směru. Poslední dva snímky (d) a (e) vyjadřují čas, kdy dojde k propojení elektrod plazmovým kanálem. Díky experimentálnímu měření bylo zjištěno, že transformace laviny do striméru nastává v okamžiku, kdy koncentrace náboje uvnitř čela laviny dosáhne hodnoty:

$$n_0 \cdot e^{a \cdot d} \approx 10^8 \quad (4.22)$$

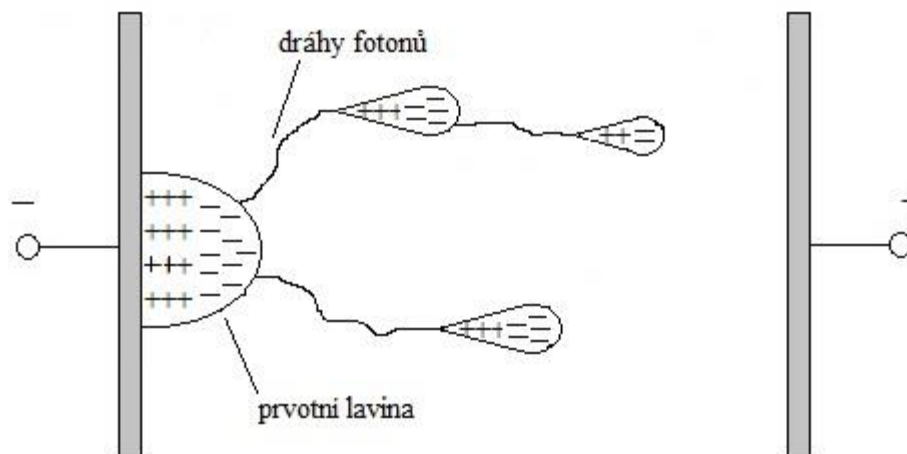
nebo

$$\alpha \cdot x \approx 18 \div 20 \quad (4.23)$$

kde x je délka laviny ve směru elektrického pole v době, kdy dosáhla kritické velikosti (m)

Pokud ovšem platí podmínka, že $x > d$, ke vzniku striméru pravděpodobně nedojde.

Uskutečněním dalších experimentů H. Raetherem a profesorem J. M. Meekem se došlo k závěru, že při dosažení kritické velikosti laviny dojde ke kombinaci prostorového pole náboje laviny s vnějším polem přiloženého napětí, což vede k intenzivní ionizaci před čelem laviny. Kladný iont a elektron rekombinují a vznikne foton. Procesem fotoionizace dojde k uvolnění sekundárních elektronů, které vytvářejí sekundární laviny. Tyto fotony se pohybují rychlostí světla, proto vznik sekundárních lavin vede k rychlému rozvoji vodivého kanálu mezi elektrodami, jak je uvedeno na obrázku (Obr. 4.8).



Obr. 4.8 Vznik kanálového výboje. Převzato z (11)

Výše popsaný strimér je nazýván jako tzv. *katodový strimér*.

Na základě některých jednoduchých předpokladů a těchto dosažených experimentálních výsledků formuloval Raether vzorec pro vznik striméru:

$$\alpha \cdot x = 17,7 + \ln(x) + \ln\left(\frac{E_a}{E_0}\right) \quad (4.24)$$

kde E_a je pole prostorového náboje laviny orientováno do čela laviny
 E_0 je vnější přiložené pole

Vzájemné působení dvou polí, vlastního pole laviny a přiloženého elektrického pole, způsobuje narušení souměrnosti pole. Pro přechod od laviny ke striméru platí podmínka, že $E_a \approx E_0$. Potom lze rovnici (4.24) přepsat do tvaru:

$$a \cdot x = 17,7 + \ln(x) \quad (4.25)$$

za předpokladu, že $x \leq d$.

Pro široký, ale vymezený rozsah E/p může být α/p vyjádřeno tzv. *Schummanovo rovnici*

$$\frac{\alpha}{p} = C \left[\left(\frac{E}{p} \right) - \left(\frac{E}{p} \right)_c \right]^2 \quad (4.26)$$

K přechodu laviny na strimér dochází pouze v případě, že $E_a \approx E_0$ a zároveň $x = d$. Rovnici (4.26) pak můžeme přepsat na výraz

$$\alpha \cdot d + \ln \left(\frac{\alpha}{p} \right) = 14,5 + \ln \left(\frac{E}{p} \right) + 0,5 \ln \left(\frac{d}{p} \right) \quad (4.27)$$

Při přechodu z Townsendova výboje na strimér je nutné změnit podmínku $\alpha \cdot d = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \approx 8 \div 10$ na podmínku $\alpha \cdot d = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \approx 18 \div 20$. Tento přechod je způsoben zvýšením tlaku a vzdálenosti mezi elektrodami. V praxi tento přechod nastává při podmínce $pd \geq 1 \div 2 \text{ bar} \cdot \text{cm}$.

Závěrem k této podkapitole lze říci, že strimérový mechanismus vyžaduje pro vznik výboje mnohem kratší čas, než jaký je třeba u Townsendova mechanismu, který je závislý na sekundární ionizaci na katodě a je tedy omezený rychlostí kladných iontů.

Na zpracování kapitoly 4.5 byl použit zdroj (3)

5 Nehomogenní pole

Tato kapitola se bude zabývat výboji v nehomogenním poli, se kterými se v praxi setkáváme mnohem častěji, než s poli homogenními. Zásadní vliv na výstavbu výboje v tomto poli má předvýboj na zakřivené elektrodě. Kromě dříve uváděných parametrů jako je tlak, doskok elektrod atp. má na konkrétní podmínky přeskočků vliv také tvar elektrod neboli *stupeň nehomogenity pole*.

Při výstavbě výboje v nehomogenním poli je třeba uvažovat dva druhy napětí. První je *počáteční (zapalovací) napětí* U_0 . Toto souvisí se vznikem prvního samostatného částečného výboje u elektrody, jejíž poloměr je malý a nedojde tedy k přeskočků na celé vzdálenosti mezi elektrodami. Druhé je *přeskokové napětí* U_{BD} , při kterém dochází k přeskočků. Velikost tohoto napětí je ovlivněna jednak vzdáleností elektrod, ale zároveň má na velikost napětí vliv i prostorový náboj, k jehož vytvoření došlo důsledkem předvýboje u elektrody s malým poloměrem.

5.1 Stupeň nehomogenity pole

Stupeň nehomogenity pole neboli Schwaigerův faktor η určuje, jak silně nehomogenní pole je. Tento faktor jakožto měřítko nehomogenity pole zavedl roku 1922 A. Schwaiger a je vyjádřený vztahem: (3)

$$\eta = \frac{E_{mean}}{E_{max}} = \frac{U}{d} \cdot \frac{1}{E_{max}} \quad (5.1)$$

kde E_{mean} je střední hodnota intenzity elektrického pole (V/m)
 E_{max} je maximální hodnota přiložené intenzity elektrického pole na elektrody (V/m)
 U vrcholová hodnota přiloženého napětí na elektrody (V)
 d vzdálenost elektrod (m)

Hodnota stupně nehomogenity určuje podle druhu elektrického pole. To v systému elektrod s dielektrikem dělíme na: (3)

- **HOMOGENNÍ**

- před přeskokem nejsou žádné výboje
- počáteční napětí U_0 je rovno přeskokovému napětí U_{BD}
- stupeň homogenity $\eta = 1$

- **SLABĚ NEHOMOGENNÍ POLE**

- žádné výboje před přeskokem
- přeskokové napětí U_{BD} rovno počátečnímu napětí U_0
- stupeň nehomogenity pro atmosférický tlak $\eta \geq 0,25$

- **SILNĚ NEHOMOGENNÍ POLE**

- počáteční napětí o hodně menší než přeskokové napětí $U_0 \ll U_{BD}$
- stupeň nehomogenity $\eta < 0,25$
- před přeskokem jsou stabilní výboje
-

5.2 Přeskokové napětí ve slabě nehomogenním poli

U slabě nehomogenních polích nedohází k uplatnění počátečního napětí U_0 . Vliv polarity a zakřivení elektrod u slabě nehomogenního pole je nepatrný, proto lze v těchto polích uvažovat, že počáteční napětí U_0 a přeskokové napětí U_{BD} jsou totožná. A. Schwaiger si byl vědom této skutečnosti a definoval proto rovnici ve tvaru: (11)

$$U_0 = U_P \approx E_{max} \cdot d \cdot \eta \quad (5.2)$$

Lze tedy použít rovnici (4.11), která pro nehomogenní pole vychází z integrálního tvaru:

$$\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) = \int_0^d \alpha \cdot dx \quad (5.3)$$

Zároveň v tomto poli platí *zákon podobnosti výbojů*, který popisuje přeskokové napětí v tom smyslu, že při konstantní teplotě a při měnícím se tlaku v obráceném poměru s geometrickými rozměry, zůstává přeskokové napětí v geometricky podobných uspořádáních stejné.

5.3 Přeskokové napětí v nehomogenním poli

Pro nehomogenní pole, charakterizováno uspořádáním elektrod např. *hrot – deska* či *kulová elektroda – deska*, jsou typickým znakem změny intenzity elektrického pole, čímž se mění i ionizační činitel α v různých bodech mezi elektrodami. V nehomogenním poli využíváme přeepsanou rovnici (5.3) ve tvaru: (11) (3)

$$\gamma \left[\exp\left(\int_0^d \alpha \cdot dx\right) - 1 \right] = 1 \quad (5.4)$$

Pro nízké tlaky je třeba integrovat podél linie největší intenzity elektrického pole. Pro vysoké tlaky je možné tuto rovnici použít, ovšem bude platit pouze pro slabě nehomogenní pole.

Jak již bylo zmíněno, v nehomogenním poli se uplatňuje počáteční napětí U_0 , které se, na rozdíl od přeskokového napětí U_{BD} , již dále s rostoucí nehomogenitou nezvětšuje.

Rozhodující podmínka rozhodující o vzniku přeskoků nebo zapálení výboje v nehomogenním poli je dána vztahem: (3)

$$\exp\left(\int_0^{x < d} \alpha \cdot dx\right) = N_{CR} \quad (5.5)$$

kde x je dráha laviny do okamžiku, kdy dosáhne kritické hodnoty koncentrace elektronů

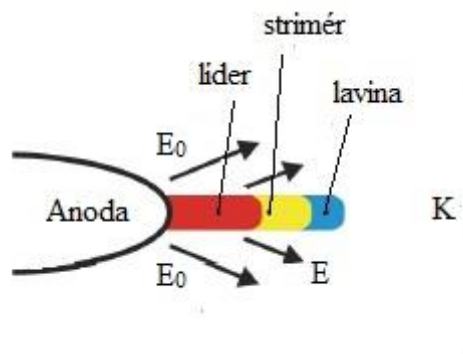
N_{CR} je kritická koncentrace elektronů v lavině

5.4 Líder

Pokud vzdálenost mezi elektrodami ve vzduchu přesáhne hodnotu desítek centimetrů, vytvořený strimér dosahuje délky taktéž desítek centimetrů. Průměrná hodnota takto dlouhého striméru se vyšplhá až na 3000 °C. Při této teplotě dochází ve vzduchu k tepelné ionizaci. Na začátku vzniku striméru, kde je malá podélná intenzita elektrického pole, dosahuje teplota hodnot až dvakrát větších, než je tomu v jeho polovině. Intenzita elektrického pole dále roste, přičemž na konci striméru je největší.

Následně dochází k vytvoření dalšího striméru, dojde k prodlužování původního vodivého kanálu a průtokem elektronů dojde ke zvýšení jeho teploty. Tímto procesem dojde v nehomogenním poli k vytvoření tepelně ionizovaného kanálu zvaného *líder*, jak je poukázáno na obrázku (Obr. 5.1). Tento líder má malou podélnou intenzitu elektrického pole, ovšem tím, jak se jeho konec přibližuje k elektrodě opačné polarity, intenzita elektrického pole se v dosud nepřemostěné vzdálenosti mezi elektrodami zvyšuje.

Při šíření líderu z kladné elektrody dochází k tzv. absorpci elektronů ze záporné elektrody. Důvodem je neutralizace kladných nábojů v líderu, čímž dojde k rychlému narůstání proudu. Od kladné elektrody je šíření líderu souvislé, naopak od záporné elektrody je šíření ve skocích a může se šířit od obou elektrod současně. V čele líderu se šíří strimér, na který se postupně navazují boční striméry a laviny. V místě napojení líderu na elektrodu dojde k vytvoření vysokého potenciálového rozdílu, prudce nám naroste proud, se kterým se uvolní velké množství Jouleova tepla. Tento jev způsobí silnou ionizaci ve vodivém kanále a v plynu kolem něj, a zároveň začne prudce narůstat vodivost. Potenciálový rozdíl nezůstává na jednom místě, ale ve formě rychlé vlny dochází k jeho přesunutí směrem k druhé elektrodě. Tento proces je nazýván *zpětná vlna*. (8)



Obr. 5.1 Princip líderového výboje. Převzato z (10)

Šířením zpětné vlny dochází ke vzniku silně vodivého kanálu, kterým se transportuje náboj k příslušné elektrodě. V tomto vytvořeném kanále je náboj přenášený pomocí balíku elektronů, jehož šíření probíhá nadzvukovou rychlostí a společně s tím je generována vlna spojená se zvukovým efektem. (11)

5.5 Trsový výboj

Trsový výboj vzniká pouze v takových nehomogenních polích, které jsou silně divergentní. Při překročení určité vzdálenosti mezi elektrodami dojde na hrotech ke vzniku výboje. U válcových či kulových elektrod ke vzniku výboje dojde pouze tehdy, jestliže poměr doskoku a poloměru zakřivení dosáhne určité hodnoty. Lze říci, že pokud dojde k překročení vzdálenosti elektrod na několik centimetrů, ať u válcové, kulové či hrotové elektrody, předchází trsovému výboji téměř vždy výboj jiskrový. (11)

Tento výboj, vznikající zvýšením přiloženého napětí na elektrody nad kritickou hodnotu, je výboj snadno zpozorovatelný, jelikož se projevuje neklidnými svítícími paprsky, které vycházejí z jednoho bodu nebo z části povrchu. Tyto vzniklé paprsky často tvoří modře svítící trsy (odtud trsový výboj), často jsou doprovázeny praskotem a končí v prostoru vzduchu. Doba trvání trsů je proměnná, pokud se ale výboj ustálí, mluvíme o tzv. *sršení*. Uvnitř vzniklých trsů probíhá silná nárazová ionizace a rekombinace. Celkový počet a tvar trsových výbojů je dán polaritou přiloženého napětí. (11)

5.6 Jiskrový výboj

Hodnota napětí, při které dojde k vývinu trsového výboje na jiskrový se nazývá *napětí jiskry*. Toto napětí je závislé na poměrech stvolu výboje, který se těsně dotýká elektrody. V homogenním nebo přibližně homogenním poli vzniká jiskrový výboj (bez předešlého výboje) při překročení počátečního napětí samostatného výboje. V nehomogenním poli je jiskrový výboj vyvinut z trsového výboje v okamžiku, kdy proud stvolu trsu překročí kritickou hodnotu.

Pokud velikost střídavého nebo stejnosměrného napětí přiloženého na elektrody stačí na přeskok, doba od přiložení napětí do přeskoku může být libovolně dlouhá. V tomto případě hovoříme o tzv. *statickém přeskoku*. Přiložíme-li na elektrody rázové napětí, musí být vrcholová hodnota napětí tím vyšší, čím strmější je rázové napětí, aby došlo ke vzniku jiskry (rázového přeskoku). V případě, že vrcholová hodnota napětí nestačí na vznik přeskoku v čele rázu, ale stačí na vznik přeskoku v týlu, dojde k vytvoření jiskry tím dřív, čím vyšší je vrcholová hodnota a čím pozvolněji napětí v týlu klesá.

Vznik jiskrového výboje tvá nějakou dobu. Po přiložení dostatečně velkého napětí na elektrody tak, aby došlo ke vzniku přeskoku, uplyne od přiložení do přeskoku doba, která se nazývá *zpoždění výboje*. Skládá se ze statické doby zpoždění a z doby výstavby jiskry.

Vznik statické doby zpoždění souvisí s tím, že mezi elektrodami po přiložení napětí nemusí být žádný elektron, ale pokud tam je, neznamená to, že by ionizace vyvolaná elektronem měla vést k přeskoku. Statická doba zpoždění se dá měřit, pokud je doba výstavby výboje mnohem kratší než statická doba zpoždění, což nastává např. při malém doskoku jiskřišť či při nepříliš velkých napětích. Tato doba, i když dodrží stejné podmínky i uspořádání, se velmi mění.

Střední hodnota je totiž závislá na tvaru katody, na materiálu katody, na stavu povrchu, na intenzitě krátkodobého záření a na tom, jak rychle a o jakou hodnotu převyší přiložené napětí statické přeskokové napětí.

Dobou výstavby jiskry je nazývána doba, za kterou dojde k vytvoření výboje od okamžiku, kdy jsou k dispozici počáteční elektrony. Tato doba má statický charakter, jehož projevení nastává při dlouhých doskocích v nehomogenním poli.

Na tuto kapitolu jsem čerpal ze zdroje (11)

5.7 Koróna

Aby došlo ke vzniku koróny, musí být vzdálenost mezi elektrodami dostatečná, přičemž elektrody musí být značně zakřivené, aby došlo k vytvoření nehomogenního pole (např. uspořádání hrot proti desce). Pokud v prostředí, kde hodnota tlaku vzduchu či jiného plynu mezi elektrodami převyšuje základní hodnoty, začne při zvyšování napětí růst intenzita elektrického pole až do dosažení své kritické hodnoty, kdy dojde k vytvoření potřebné ionizace ve vzduchu. Při zapojení elektrod *hrot – deska* je největší intenzita elektrického pole u hrotu, směrem k desce pak intenzita klesá. To je důvod, proč se se při ionizaci nejprve objeví samostatný výboj v prostoru kolem hrotu. Tento výboj se obalí slabě světélkující vrstvou, jejíž slabá vrstva vysílá ultrafialové záření. Prostor v okolí výboje má malou vodivost, jelikož v něm hodnota intenzity elektrického pole nedosahuje své kritické hodnoty (jako je tomu v oblasti kolem hrotu) a nedochází tedy k ionizaci. Napětí, při kterém dojde k prvnímu objevení koróny, se nazývá *počáteční napětí koróny*, které je závislé na uspořádání, tvaru a čistotě povrchu elektrod. To může být problém, protože jakákoliv nerovnost nebo nečistota na elektrodách vede k vytvoření malých nestabilních výbojů, které znepříjemňují určení přesného počátečního napětí koróny.

Při dalším zvyšování napětí dochází k masivnímu nárůstu proudu, elektrody jsou obklopeny slabě světélkující vrstvou a vzniklý výboj je doplněn o charakteristické sršení a praskání. Při dalším nárůstu napětí pokračuje zvyšování proudu, roste světelnost výboje a dochází k ionizaci na celé délce mezi elektrodami.



Obr. 5.2 Korónový výboj. Převzato z (7)

Výboj v tomto okamžiku přechází na trsový a následně na jiskrový.

Při vzniku korónových výbojů dochází jednak k rozkladu plynů, které se kolem výboje nacházejí, a ke generování ozónu. K tomuto jevu dochází primárně u stejnosměrného napětí, ale může vznikat i při vysokofrekvenčních výbojích. Koróna je takový typ výboje, který způsobuje ztrátu elektrické energie či vysokofrekvenční rušení, ale naopak přispívá k tlumení přepětí, které při vzniku koróny vzniká. Při kompozici elektrod *hrot – deska* lze korónu rozdělit na dva typy. Pokud je hrotová elektroda připojena ke kladnému napětí, hovoříme o anodové koróně. V opačném případě se jedná o katodovou korónu.

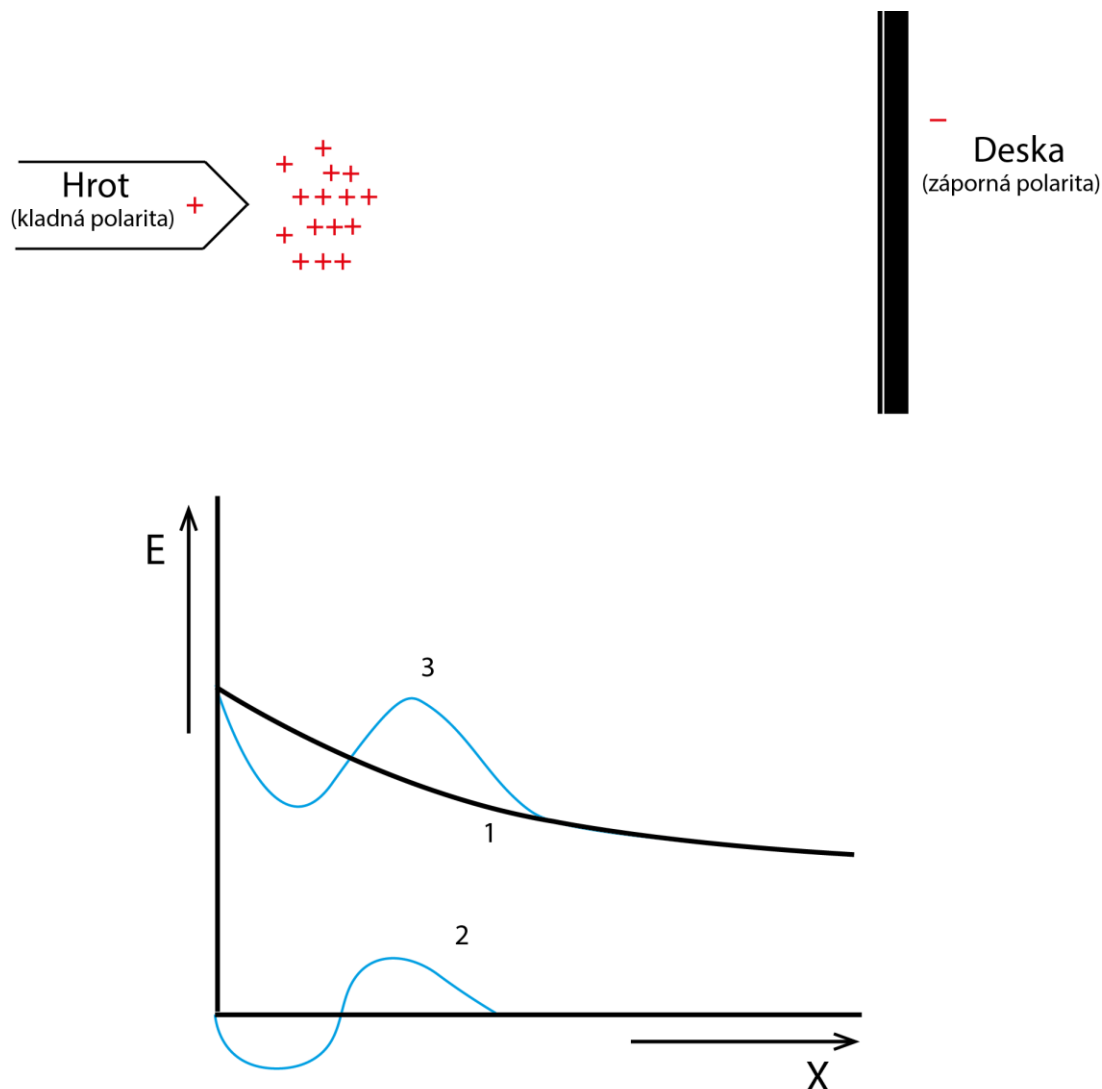
Tuto kapitolu jsem čerpal ze zdroje (7)

5.7.1 Anodová koróna

Na obrázku (Obr. 5.3) můžeme pozorovat jev, kdy v blízkosti hrotu vzniká vlivem přivedeného napětí taková intenzita elektrického pole, jejímž důsledkem dochází ke vzniku nárazové ionizace. Po vzniku volných nosičů náboje se vytvoří několik lavin elektronů, které se pohybují směrem k hrotu. V prostoru mezi hrotem a deskou vznikají vlivem excitace elektronů kladné ionty. Na rozdíl od elektronů jsou kladné ionty těžké, tudíž je jejich pohyb směrem k desce pomalý. V blízkosti hrotu tak vzniká kladný objemový náboj. (11)

Jak můžeme dále sledovat na obrázku (Obr. 5.3), rozložení intenzity elektrického pole je následující: (11)

- 1 – způsobené vnějším zdrojem
- 2 – způsobené objemovým nábojem
- 3 – výsledné rozložení intenzity elektrického pole

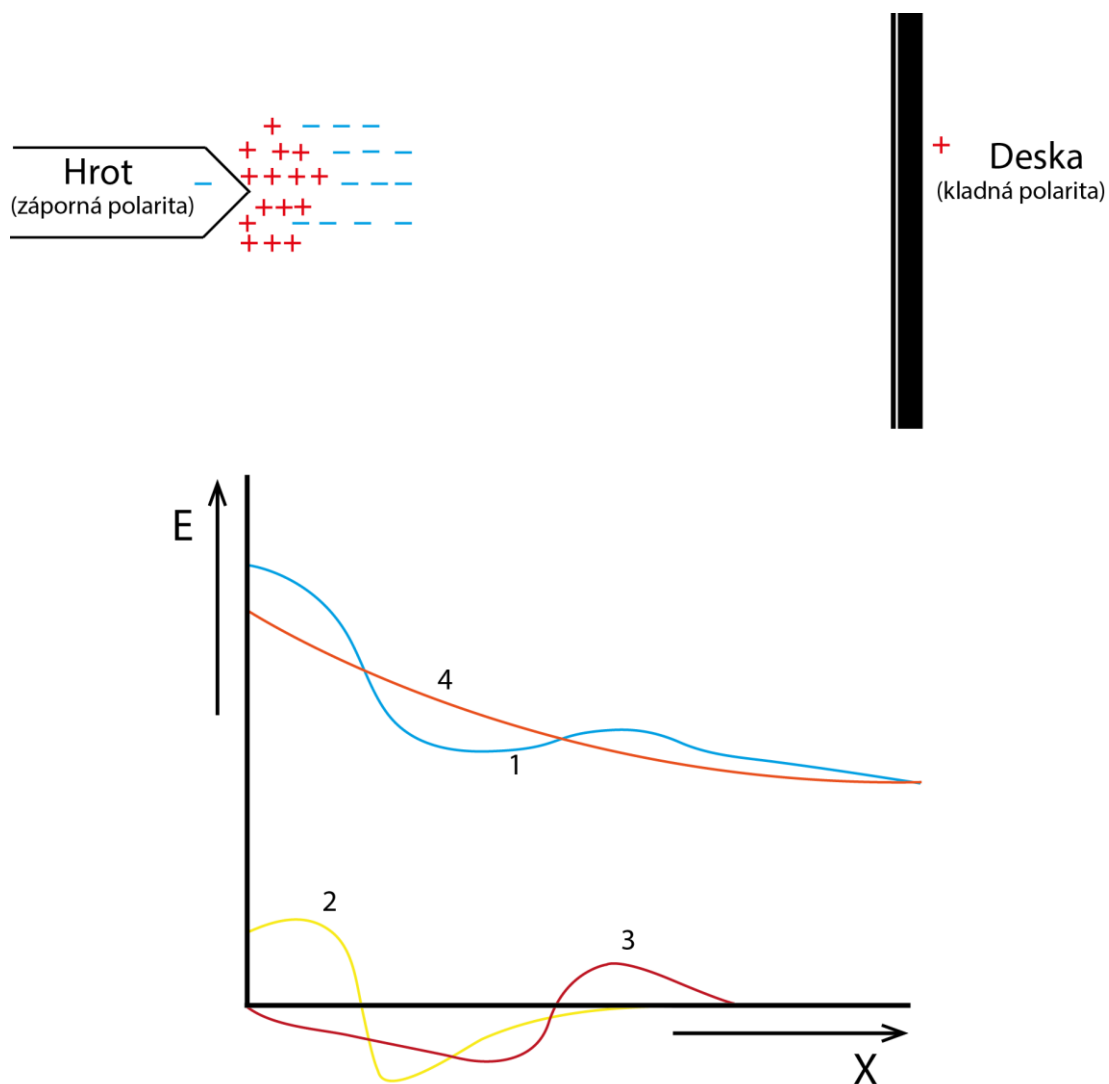


Obr. 5.3 Rozložení intenzity elektrického pole v případě kladný hrot – záporná deska.
Převzato z (4)

V okolí hrotu je intenzita elektrického pole působením objemového náboje snižována, ovšem ve zbytku prostoty mezi elektrodami je naopak intenzita zvyšována. Pokud se intenzita elektrického pole v okolí hrotu sníží pod kritickou hodnotu, výboj začne zhasínat. V okamžiku, kdy se kladné ionty začnou vzdalovat od hrotu směrem k desce, je možný znovu zápal výboje. (11)

5.7.2 Katodová koróna

V případě, že má hrot zápornou polaritu, kladný prostorový náboj zmenšuje v okolí hrotu intenzitu elektrického pole. Podmínky pro vznik laviny jsou v tomto prostoru zhoršeny a výboj má tendenci zhasínat. Pokud v okolí hrotu dojde k rozptýlení náboje, výboj se může znovu zapálit.



Obr. 5.4 Rozložení intenzity elektrického pole v případě záporný hrot – kladná deska.
Převzato z (4)

Pohledem na obrázek (Obr. 5.4) můžeme vidět, že do chvíle vzniku ionizace se rozložení, v porovnání s předešlým uspořádáním, neliší. V okolí hrotu vznikají laviny elektronů, které se rychle přemísťují směrem ke kladně nabitě desce. Z atomů tak vznikají kladné ionty, které tvoří prostorový náboj. Jelikož jsou kladné ionty výrazně těžší než elektrony, pohybují se k záporně nabitému hrotu velmi pomalu. Postup elektronů ke kladně nabitě desce je v úseku velké intenzity elektrického pole omezen, elektrony ztrácejí svou rychlost, přičemž jsou absorbovány neutrálními částicemi. V okamžiku, kdy neutrální částice obsahuje více elektronů než protonů, vniká záporný iont. Tyto ionty kolem sebe vytvoří prostorový náboj záporného charakteru, který se nachází v oblasti blíže k desce. (7)

Jak je dále patrné z obrázku (Obr. 5.4), intenzita elektrického pole je směrem k desce snížena vlivem prostorového náboje. V porovnání s případem, kdy je hrot kladný je třeba většího napětí, aby došlo k přeskoku

6 Praktická část

6.1 Měření přeskovového napětí


Toto experimentální měření bylo orientováno na zkoušky střídavým napětím. Cílem tohoto měření bylo zjistit, jaký vliv má složení plynu, respektive jeho tlak na velikost přeskovového napětí. Měření přeskovového napětí U_{BD} probíhalo v silně nehomogenním poli, které bylo vytvořeno v tlakové nádobě hrotovou elektrodou se zaoblenou špičkou s rádiusem $R = 0,5$ mm proti kulové elektrodě s rádiusem $R = 75$ mm. Přeskovové napětí se proměřovalo pro tři typy plynu. „Prvním“ byl syntetický plyn složený z 5 % kyslíku a 95 % dusíku. „Druhým“ byl syntetický plyn ve složení 20 % kyslíku a 80 % dusíku. „Třetím“ byl atmosférický vzduch (přesné složení viz Tab. 1 v kapitole 1.2.1). Měření se provádělo při tlaku 1 bar, $1,5$ baru a 2 bary a vzdálenostech elektrod $l = 40$ mm \div $l = 90$ mm. Pro jednotlivé nastavení tlaku se proměřila závislost přeskovového napětí pro všechny hodnoty doskoku. Poté byl plyn z nádoby odčerpán pomocí vývěvy (Obr. 6.1) a následně z tlakové lahve doplněn nový na požadovaný tlak. Cílem tohoto měření bylo porovnat tyto plynné směsi. Jak velkou roli má složení plynu, respektive jeho tlak, na výslednou hodnotu přeskovového napětí.



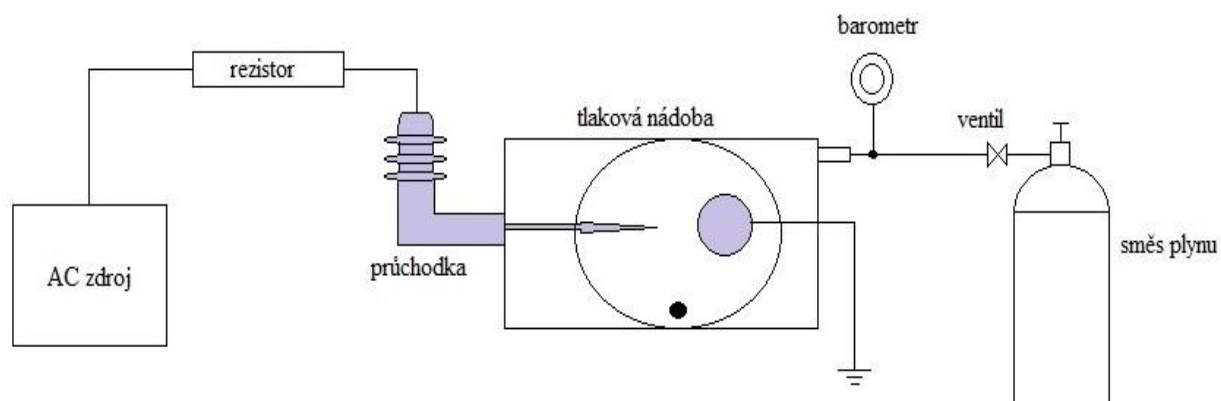
Obr. 6.1 Tlaková vývěva na odčerpání plynu z tlakové nádoby

6.1.1 Použité přístroje

Tab. 6.1 Použité přístroje pro měření přeskových napětí

Typ přístroje	Označení přístroje	Parametry přístroje	Obrázek
Zkušební transformátor ČKD	Typ – J14/69	$U = 120 \text{ kV}$ $S = 10 \text{ kVA}$	-
Digitální voltmetr	MetraHit 16S	$U_{DC} = 30 \text{ mV} - 1 \text{ kV}$ $U_{AC} = 3 \text{ V} - 1 \text{ kV}$ $I_{DC} = 300 \text{ mA} - 10 \text{ A}$ $I_{AC} = 3 \text{ mA} - 10 \text{ A}$	

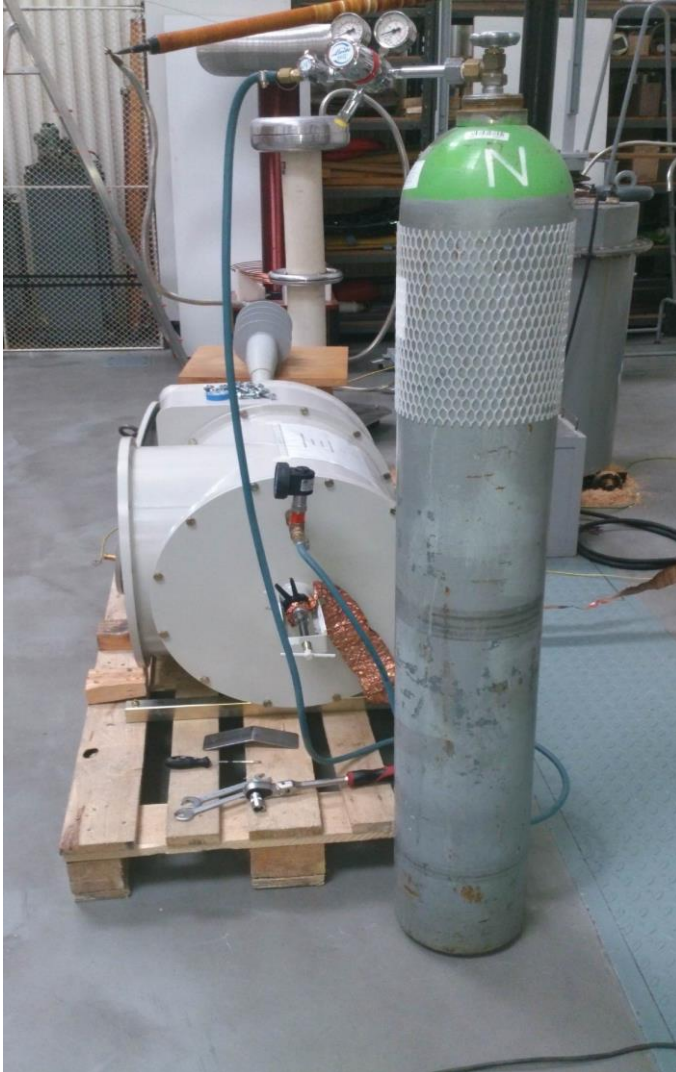
6.1.2 Schéma zapojení



Obr. 6.2 Schéma zapojení pro experimentální měření přeskového napětí

6.1.3 Postup měření

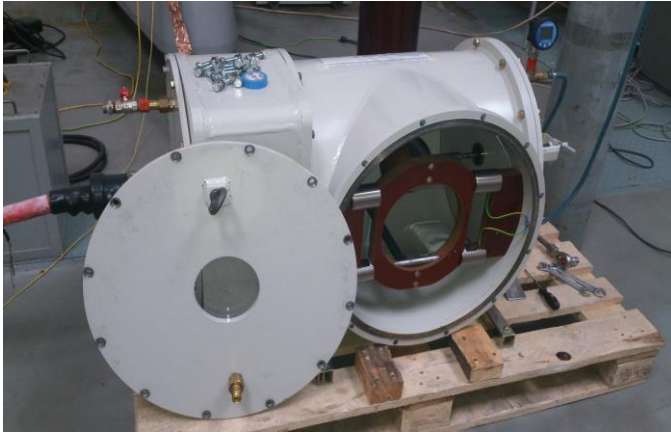
Před začátkem měření jsem si zaznamenal hodnoty (tlak a teplotu), zapnul jsem



jednotlivé ovládací přístroje a ovládací pult. Do tlakové nádoby jsem napustil první směs plynu na požadovaný tlak a nastavil požadovaný doskok (viz Obr. 6.3). Po zapnutí VN obvodu jsem zvyšoval napětí až do přeskoku mezi dvěma elektrodami. V okamžiku přeskoku mezi elektrodami jsem odečetl hodnotu napětí z měřicího přístroje. Nadproudové relé v okamžiku přeskoku vypnulo celý VN obvod a regulační autotransformátor (dále již RAT) sjel automaticky dolů. Tento postup se několikrát opakuje, aby výsledná statistická přesnost naměřených přeskokových napětí, která byla změřena, byla co nejpřesnější.

Obr. 6.3 Napouštění syntetického plynu do tlakové nádoby

Po odměření závislosti průrazného napětí pro všechny hodnoty doskoku a tlaku jsem z tlakové nádoby (viz Obr. 6.4) pomocí vývěvy (viz Obr. 6.1) odčerpal první směs plynu a následně z plynové lahve načerpal druhou směs plynu na požadovaný tlak. Měření poté probíhalo stejným způsobem, který je popsán výše.

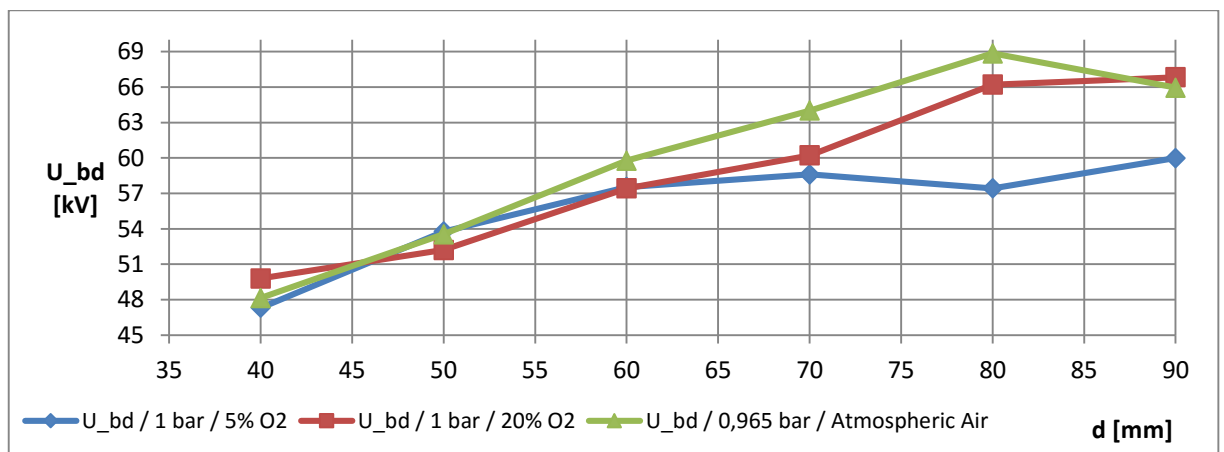


Obr. 6.4 Tlaková nádoba

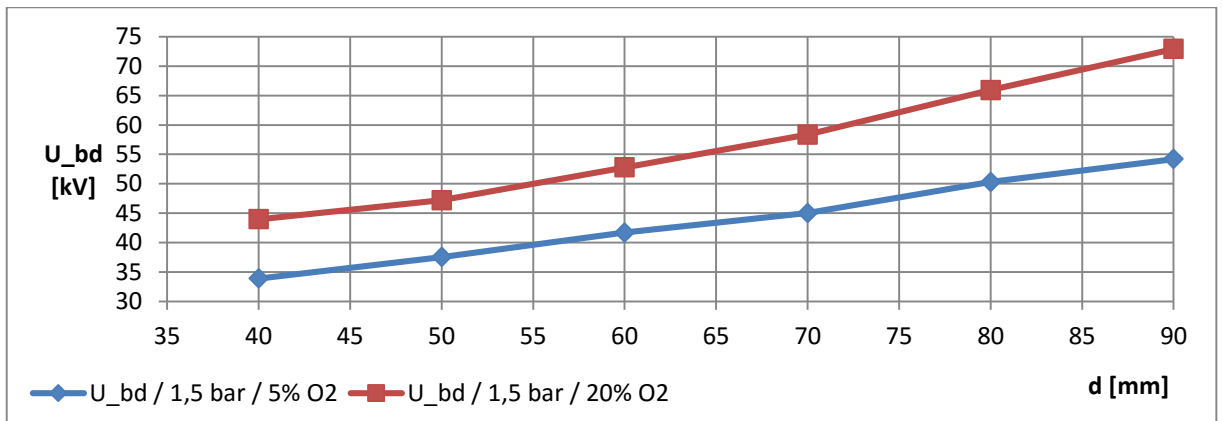
U třetí směsi plynu se postupovalo stejným způsobem, který je popsán v předešlých odstavcích. Jednalo se o atmosférický vzduch, tudíž hodnota tlaku byla pouze jedna (0,965 baru). Jelikož se dlouhodobý výzkum zabývá elektrickou pevností v oblasti tlaků 1 bar a výše, nesnižoval jsem tlak u předešlých směsí plynů na 0,965 baru, ale ponechal jsem 1 bar.

6.1.4 Zpracování naměřených hodnot

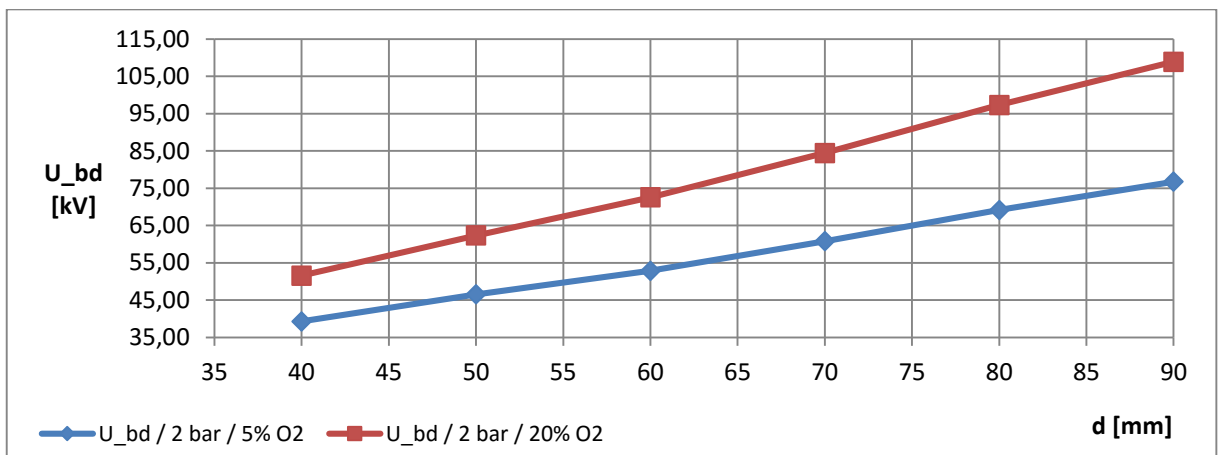
U první použité směsi plynu jsem očekával, že ve všech tlacích budou hodnoty přeskokového napětí nejmenší, jelikož obsahuje 95 % dusíku a pouhých 5 % kyslíku. Dusík je plyn, který je charakteristický tím, že v něm nedochází k zachytávání elektronů neutrálními molekulami plynu, tzn., že v něm nevznikají záporné ionty. Elektrony téměř okamžitě ionizují neutrální molekuly, proto je třeba k přeskoku minimální přeskokové napětí. Pohledem na grafy (Obr. 6.5, 6.6, 6.7) je potvrzeno, že ve všech tlacích jsou hodnoty přeskokových napětí, ve srovnání s dalšími směsi plynu, výrazně menší.



Obr. 6.5 Porovnání přeskokových napětí pro tlak 1 bar

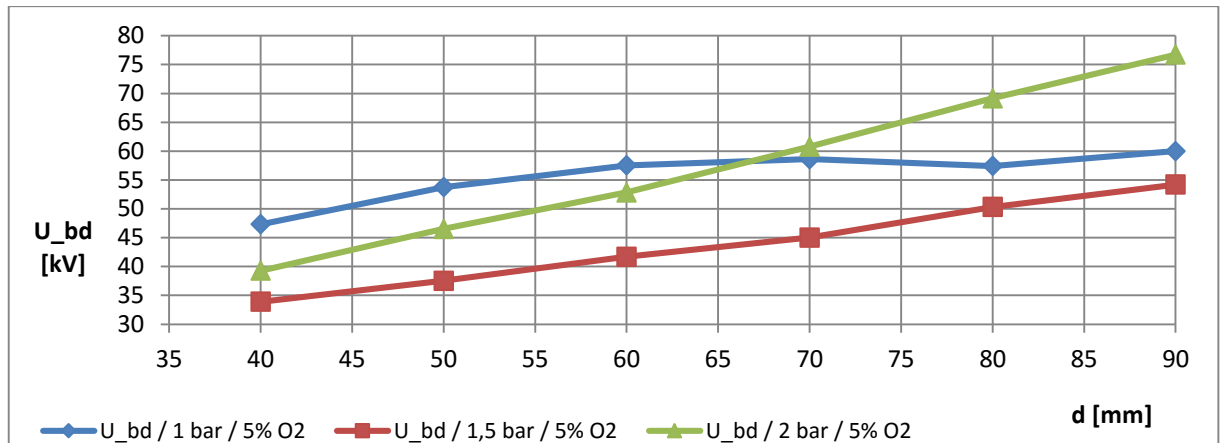


Obr. 6.6 Porovnání přeskových napětí pro tlak 1,5 baru



Obr. 6.7 Porovnání přeskových napětí pro tlak 2 bary

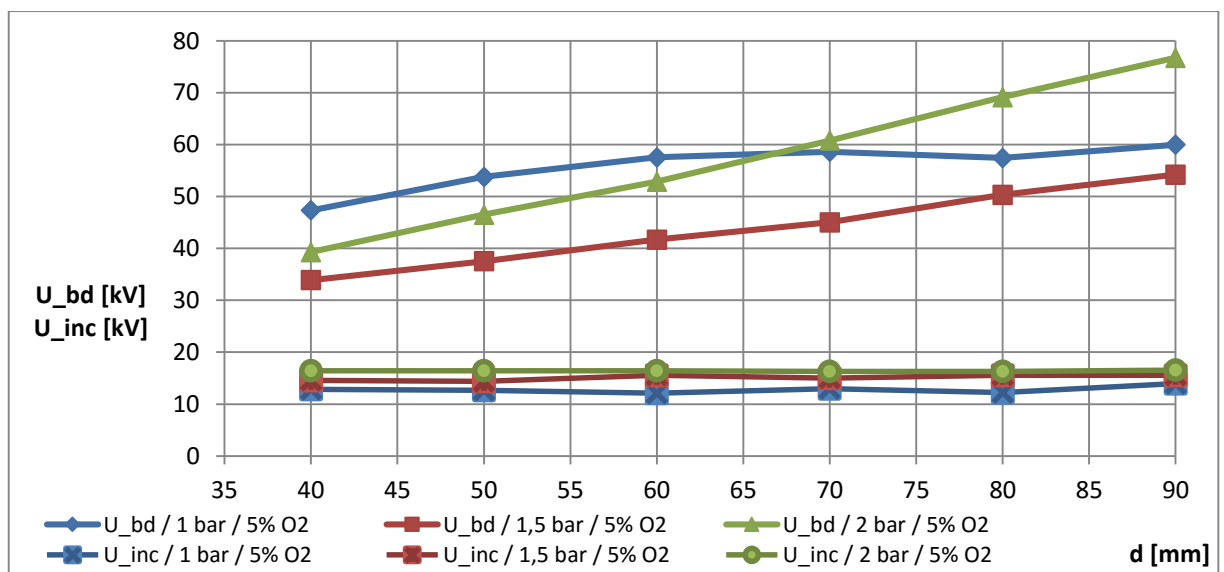
Měření při tlaku 2 bary a 1,5 baru potvrdilo naše předpoklady. Se zvyšujícím se doskokem mezi elektrodami se zvyšovala hodnota přeskového napětí, resp. při snížení tlaku na 1,5 baru se snížily vrcholové hodnoty přeskového napětí v závislosti na nastaveném doskoku. Měření při tlaku 1 bar přineslo nečekané výsledky. Od počátečního doskoku 40 mm byly hodnoty přeskového napětí při tlaku 1 bar, v porovnání s hodnotami změřenými při tlaku 2 bary, vyšší. Od doskoku 60 mm nárůst hodnot dále nepokračoval, ale hodnoty přeskových napětí při tlaku 1 bar byly vyšší, než hodnoty při tlaku 1,5 bar. Můžeme tedy pozorovat, že někde v okolí tlaku 1,5 baru se nachází tlakové minimum. To je zachyceno na grafu (Obr. 6.8), kde je průběh nárůstu přeskového napětí porovnán s ostatními hodnotami tlaku pro konkrétní syntetický plyn s 5 % kyslíku.



Obr. 6.8 Napěťové minimum při kritickém tlaku 1,5 bar porovnané s ostatními tlaky při použití plynu s 5 % kyslíku

Toto tlakové minimum si vysvětlují dvěma způsoby. První možnost by mohla být, že se vlastnosti plynu v průběhu měření předešlých tlaků změnilo, což mohlo ovlivnit velikost přeskokových napětí. Tento jev by ovšem musel ovlivnit i velikost napětí, při kterém dochází ke vzniku předvýbojů ve vzduchu před dosažením samotného přeskoku. Druhá varianta je fakt, že měření probíhalo v silně nehomogenním poli a popisované napěťové minimum někde v okolí tlaku 1,5 bar by mohlo být pravděpodobně způsobeno vznikem předvýbojů – koróny, které před přeskokem ve vzduchu vznikají. Tyto předvýboje mohly ovlivnit rozložení pole a následně pak velikost přeskokového napětí. Jelikož další částí mého experimentálního měření bylo zjistit, při jakém napětí dochází ve vzduchu k vytvoření předvýbojů – koróny (detailněji popsáno v kapitole 6.2), mohl jsem obě varianty detailněji prozkoumat.

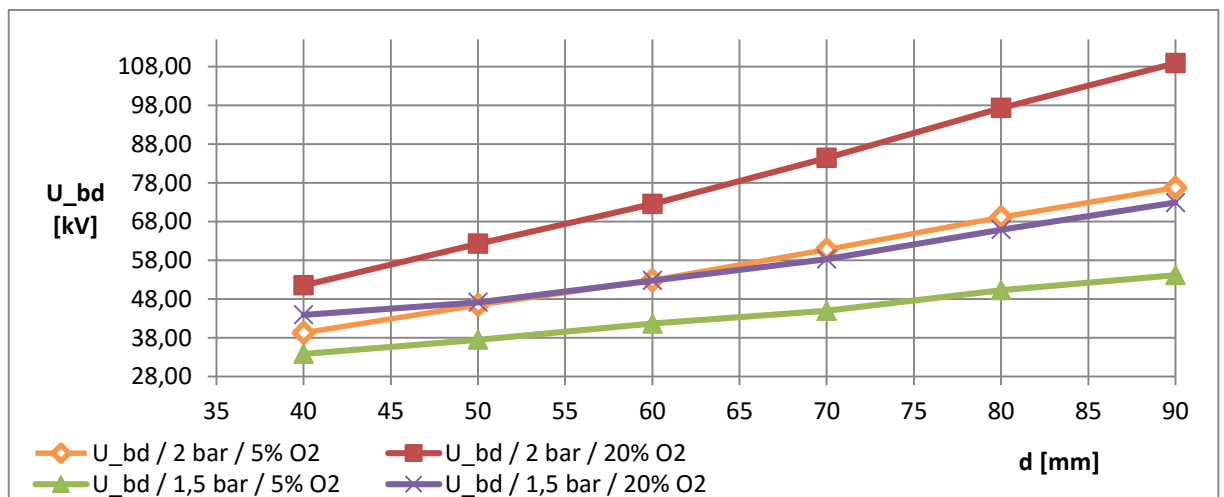
Jak můžeme vidět na grafu (Obr. 6.9), napětí, při kterém došlo ke vzniku koróny (předvýbojů), je v celém rozsahu doskoku téměř stejné. Vlastnosti plynu tedy nebyly z předešlých měření přeskokových napětí ovlivněny, tudíž první možnost mohu vyloučit.



Obr. 6.9 Hodnoty přeskokových napětí a zapalovacích napětí při užití plynu s 5 % kyslíku pro všechny tlaky

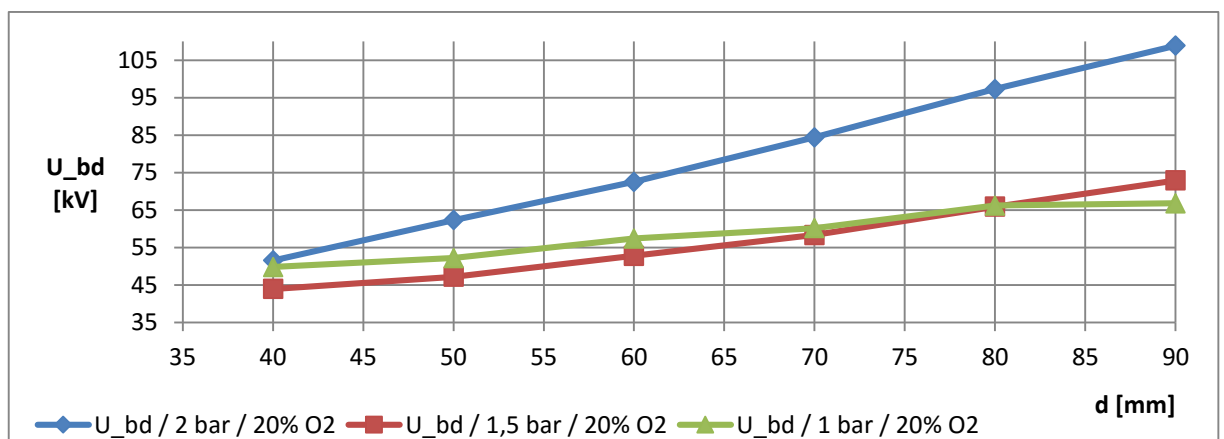
Při použití druhé směsi plynu, ve složení 20 % kyslíku a 80 % dusíku, jsem v porovnání s první směsí plynu očekával nárůst hodnot přeskokového napětí, z důvodu větší koncentrace kyslíku a zároveň jistou podobnost s atmosférickým vzduchem při tlaku 1 bar.

Jak jsem předpokládal, větší koncentrace kyslíku způsobila nárůst hodnot přeskokového napětí v celém rozsahu doskoku mezi elektrodami. Větší vliv kyslíku na hodnotu přeskokového napětí demonstruje graf (Obr. 6.10). Jak můžete vidět, při užití plynu s 20 % kyslíku stačí užití tlaku 1,5 baru, aby se dosáhlo hodnot, které se u plynu s 5 % kyslíku naměřily při tlaku 2 bary.



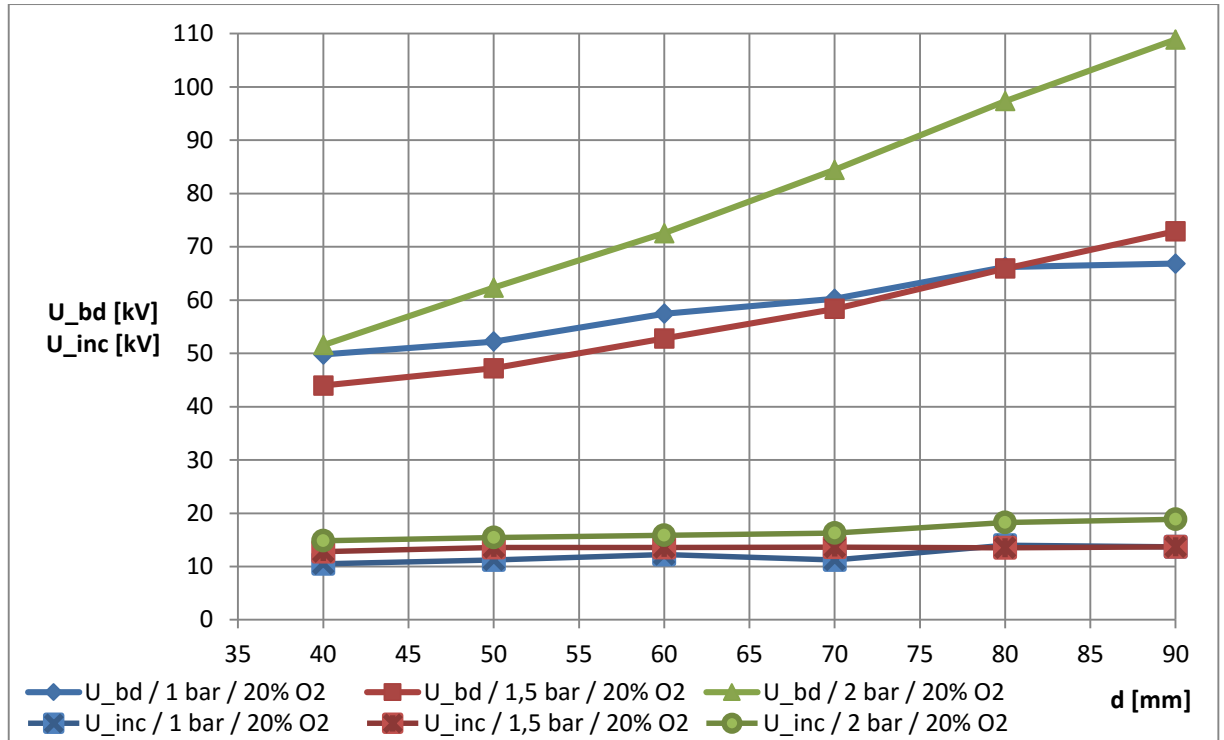
Obr. 6.10 Porovnání přeskokového napětí mezi plynem s 5 % a 20 % kyslíku při tlaku 1,5 a 2 bary

Podobně jako u první směsi plynu můžeme na grafu (Obr. 6.11) pozorovat, že v okolí tlaku 1,5 bar nastává napěťové minimum. Od počátečního doskoku 40 mm do doskoku 80 mm hodnoty přeskokového napětí při tlaku 1 bar převyšují hodnoty přeskokových napětí změřené při tlaku 1,5 bar. Poté již hodnota změřená při vzdálenosti elektrod $d = 90 \text{ mm}$ dále nerostla.



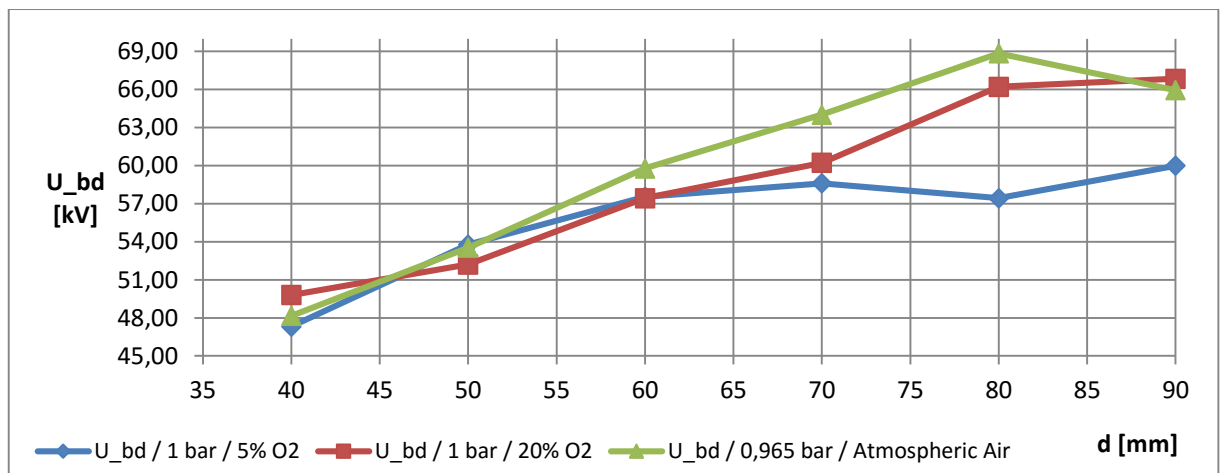
Obr. 6.11 Porovnání přeskokového napětí plynu s 20 % kyslíku ve všech měřených tlacích

Pohledem na graf (Obr. 6.12) vidíme, že napětí, při kterém dochází k zapálení koróny je v celém rozsahu doskoku, podobně jako u první směsi plynu, téměř konstantní. První variantu, tj. změna vlastností plynu během předchozích měření přeskokových napětí pro ostatní tlaky, můžeme vyloučit.



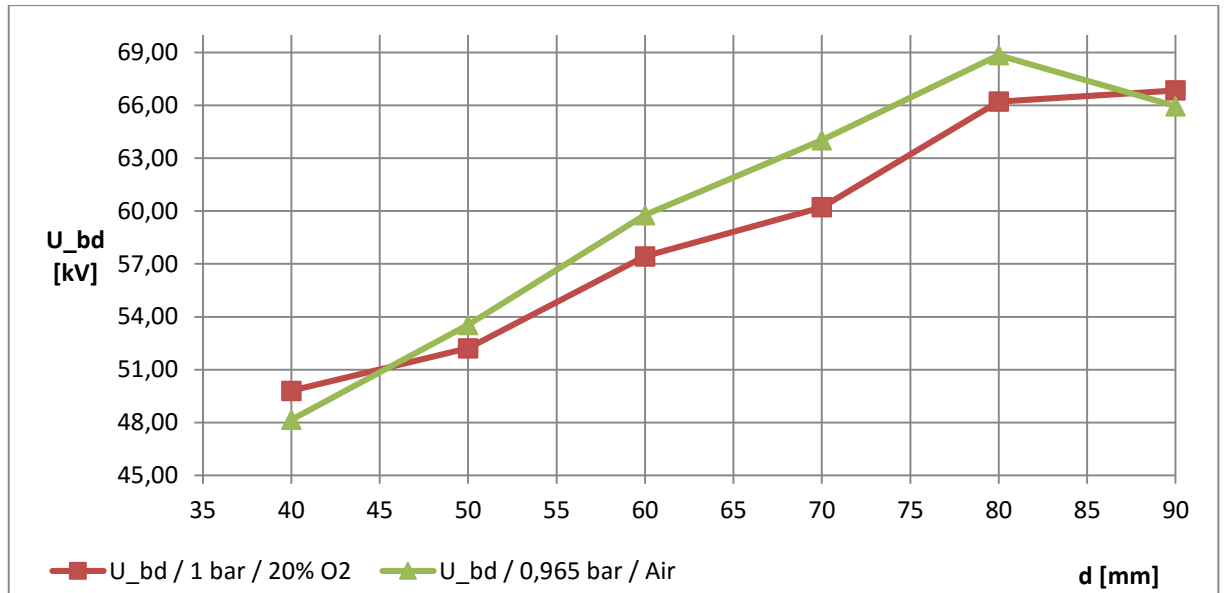
Obr. 6.12 Hodnoty přeskokových napětí a zapalovacích napětí při užití plynu s 20 % kyslíku pro všechny tlaky

Třetí směs plynu byl atmosférický vzduch. Předpokládal jsem, že při jeho užití budou hodnoty přeskokového napětí, v porovnání s ostatními směsi plynu, nejvyšší. Pohledem na obrázek (Obr. 6.13) vidíme, že do doskoku $d = 60 \text{ mm}$ byly hodnoty přeskokových napětí velmi podobné (v průměru se lišily o $\pm 3 \text{ kV}$). Od doskoku $d = 70 \text{ mm}$ můžete pozorovat, že u plynu s vyšším obsahem kyslíku je zapotřebí vyššího napětí, aby došlo k přeskoku.



Obr. 6.13 Porovnání přeskokových napětí atmosférického vzduchu s ostatními plyny při tlaku 1 bar

Jelikož druhá směs plynu (20 % kyslíku a 80 % dusíku) a atmosférický vzduch mají velmi podobné složení, předpokládal jsem, že mezi hodnotami přeskokových napětí nebude velký rozdíl. Pohledem na tabulky (Tab. 6.2; 6.3) a následně na graf (Obr. 6.14) můžete zpozorovat rozdíl v průměru o ± 3 kV, což potvrzuje mé předpoklady.



Obr. 6.14 Porovnání mezi atmosférickým vzduchem a plynem s 20 % kyslíku při tlaku 1 bar

Tab. 6.2 R 0,5 – R 75 mm/ 0.965 bar/ Atmosférický vzduch

d [mm]	Ubd_1 [kV]	Ubd_2 [kV]	Ubd_3 [kV]	Ubd_4 [kV]	Ubd_5 [kV]	Ubd_prům [kV]
40	34,80	32,40	33,60	33,20	33,20	48,15
50	36,40	37,20	37,50	37,70	37,10	53,54
60	41,60	40,40	40,00	41,30	42,20	59,77
	42,40	41,60	42,00	41,90	41,70	
70	44,30	45,40	43,80	44,20	44,60	64,02
80	49,10	47,80	47,70	47,60	46,90	68,85
	47,80	48,00	48,20	47,80	47,20	
90	47,60	51,20	48,30	50,40	50,70	65,95
	48,00	47,80	47,10	47,70	47,40	
	46,80	46,10	45,90	47,80	48,10	
	46,60	46,70	46,30	46,10	47,60	
	45,60	46,20	50,70	47,10	46,40	
	47,00	51,20	43,80	40,70	40,50	
	43,40	42,60	52,00	51,60	51,50	

Tab 6.3 *R 0,5 – R 75 mm/ 1 bar/ 20 % kyslíku*

d [mm]	Ubd_1 [kV]	Ubd_2 [kV]	Ubd_3 [kV]	Ubd_4 [kV]	Ubd_5 [kV]	Ubd_prům [kV]
40	36,30	34,20	35,20	33,20	34,00	49,80
50	36,60	37,20	35,40	35,40	36,70	52,21
60	39,10	40,10	39,50	40,00	40,70	57,43
70	44,30	43,50	42,30	42,20	42,10	60,22
	41,30	40,6	40,2	41,2	40,5	
80	47,60	45,10	44,10	45,00	44,00	66,21
	44,30	49,4	44,6	48,4	47,3	
90	47,00	45,80	44,50	47,60	47,80	66,84
	46,10	48,2	45,2	45,9	46,1	





6.2 Měření počátečního napětí koróny detektorem částečných výbojů

Druhá část experimentálního měření byla zaměřena na zapalovací napětí koróny. V okamžiku zapálení koróny dochází v silně nehomogenním poli ke vzniku výbojů, které mohou ovlivňovat přeskokové napětí. Cílem tohoto měření bylo zjistit první okamžik, kdy se začne vzduch v silně nehomogenním poli prorážet a jaká je při tomto procesu četnost výbojů vzniklých při zapálení koróny v závislosti na vzdálenosti elektrod a tlaku kalibračního plynu. K tomuto zjištění jsem použil měřicí zařízení určené pro měření částečných výbojů, tj. ICMsystem od společnosti Power Diagnostix (viz. Obr. 6.15). Tento přístroj měří a zobrazuje velikost změřených výbojů pomocí veličiny zdánlivý náboj v závislosti na fázi zkušebního napětí.

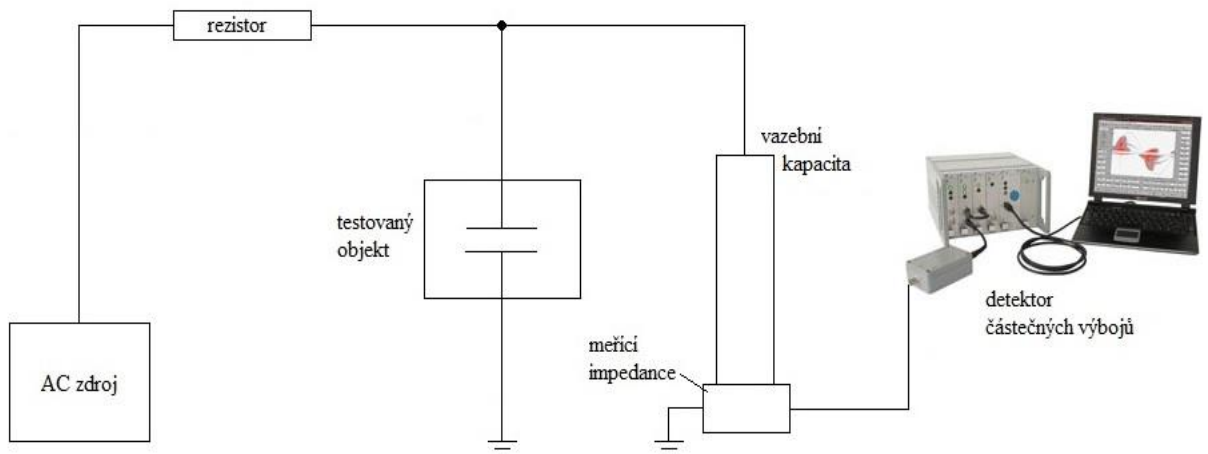
**Obr. 6.15** *Digitální měřicí systém od společnosti Power Diagnostix*

6.2.1 Použité přístroje

Tab. 6.4 Použité přístroje pro měření zapalovacího napětí koróny

Typ přístroje	Označení přístroje	Parametry přístroje	Obrázek
Zkušební transformátor ČKD	Typ – J14/69	$U = 120 \text{ kV}$ $S = 10 \text{ kVA}$	-
Digitální voltmetr	MetraHit 16S	$U_{DC} = 30 \text{ mV} \div 1 \text{ kV}$ $U_{AC} = 3 \text{ V} \div 1 \text{ kV}$ $I_{DC} = 300 \text{ mA} \div 10 \text{ A}$ $I_{AC} = 3 \text{ mA} \div 10 \text{ A}$	
Digitální měřicí detektor	-	-	 ICMsystem
Vazební jednotka	-	$C_k = 1500 \text{ pF}$	
Kalibrátor	CAL1A	$C_{kal} = \text{do } 100 \text{ pC}$	

6.2.2 Schéma zapojení



Obr. 6.16 Schéma zapojení pro experimentální měření zapalovacího napětí koróny

6.2.3 Postup měření

Před začátkem měření je do obvodu, který je na obrázku (Obr. 6.2), paralelně k testovanému objektu přidána vazební jednotka (viz. Obr. 6.16). Vazební jednotka je tvořena sériovou kombinací vazební kapacity a měřicí impedance. Tato kombinace zároveň tvoří kapacitní napěťový dělič s převodem 1:1000. Měřicí impedance je tvořena paralelní kombinací odporu a indukčnosti. Tato indukčnost je použita pro odfiltrování kapacitních proudů síťové frekvence. Pro zkalibrování celého měřicího obvodu, za účelem správného měření zaznamenaných velikostí výbojů pomocí veličiny *zdánlivý náboj* v jednotkách pC, používáme externí bateriový kalibrátor (Obr. 6.17), který na koaxiálním výstupu generuje náboj volitelné velikosti a polarity.



Obr. 6.17 Kalibrátor CALIA

Tímto kalibrátorem jsem si nastavil hodnotu náboje na 50 pC. Po kalibraci mohlo proběhnout měření. Koaxiálním kabelem jsem propojil detektor s vazební jednotkou a počítačem, do tlakové nádoby napustil první směs plynu, nastavil požadovaný tlak, doskok a začal jsem postupně zvyšovat napětí. Měřicí systém jsem nastavil do tzv. *standartního režimu*, který měří pouze základní veličiny (velikost zkušebního napětí a velikost zdánlivého výboje). Tato okamžitá velikost byla zobrazována na monitoru. V okamžiku zapálení koróny jsem odečetl hodnotu zapalovacího napětí z voltmetru.

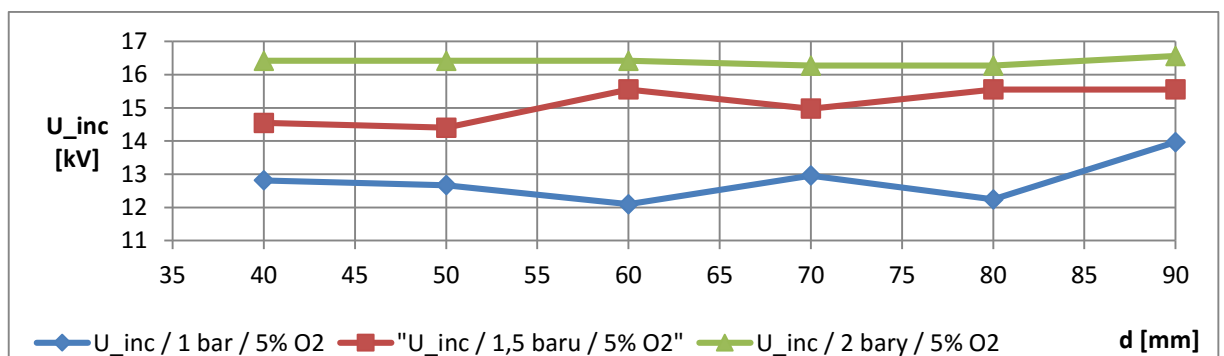
Po skončení měření program zobrazil záznam částečných výbojů, ze kterého lze vysledovat charakter zaznamenaných výbojů. Jedná se tedy o graf naměřených velikostí zdánlivého náboje v závislosti na fázi zkušebního napětí a četnosti výskytu. Četnost výskytu je barevně rozlišena. Šedá barva vyjadřuje nejmenší četnost, červená, žlutá a světle modrá četnost nejvyšší.

Měření opakujeme pro všechny tři směsi plynu, všechny tlaky a v celém rozsahu doskoku mezi elektrodami.

6.2.4 Zpracování naměřených hodnot

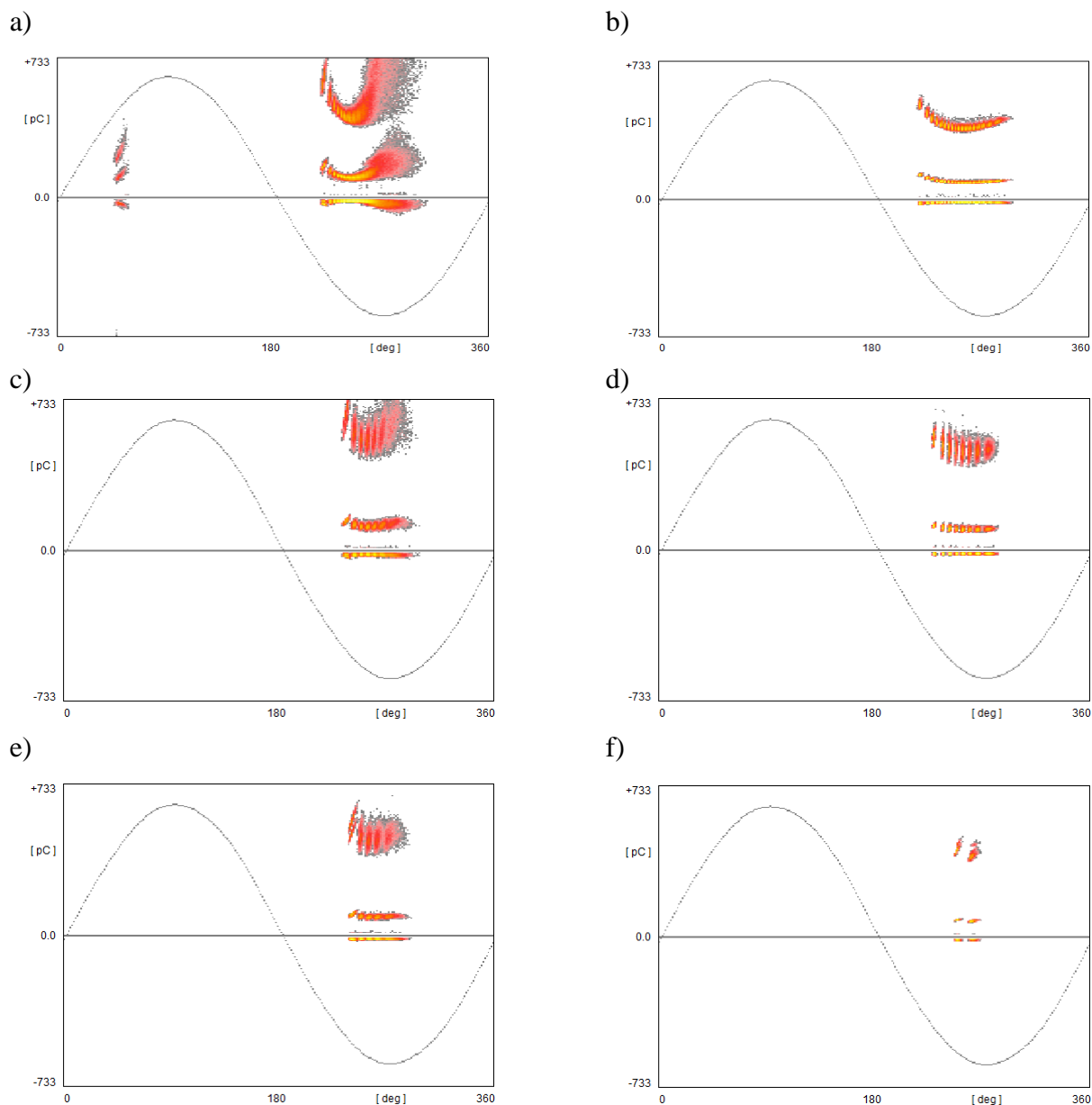
Jelikož jsem se v průběhu obou měření pohyboval v oblasti doskoku 40 mm ÷ 90 mm, docházelo nejdříve k zapálení koróny a poté následoval přeskok. Při hodnotě doskoku $d < 40$ mm již pole není silně nehomogenní, ale slabě nehomogenní, tzn., že k přeskoku dochází ihned bez vzniku koróny.

Jak jsem již zmiňoval v kapitole 6.1.4, u první použité směsi plynu (složení 5 % kyslíku a 95 % dusíku) se v okolí tlaku 1,5 bar vyskytlo napěťové minimum. Detailnějším pohledem na graf (Obr. 6.18) můžeme potvrdit, že napětí, při kterém došlo k zapálení koróny, se v celém rozsahu doskoku téměř nezměnilo. Za vzniklé napěťové minimum v okolí tlaku 1,5 bar tedy nemůže změna vlastností plynu, o které jsem hovořil v kapitole 6.1.4, ale může za to změna rozložení pole vlivem výbojů, které vznikají hořením koróny, jenž ovlivňují velikost přeskokového napětí v okolí kritického tlaku 1,5 baru.



Obr. 6.18 Porovnání zapalovacích napětí koróny pro všechny tlaky při použití plynu s 5 % kyslíku

Obrázek (Obr. 6.19) demonstruje porovnání četnosti výbojů mezi jednotlivými tlaky při doskoku 40 mm a 90 mm a použití první směsi plynu. Jak můžeme na záznamech (viz Obr. 6.19) pozorovat, při nižším tlaku je četnost výbojů větší, s rostoucím tlakem četnost výbojů klesá. Všechny naměřené záznamy pro první směs plynu při všech hodnotách tlaku a v celém rozsahu doskoku jsou uvedeny v **příloze A**.

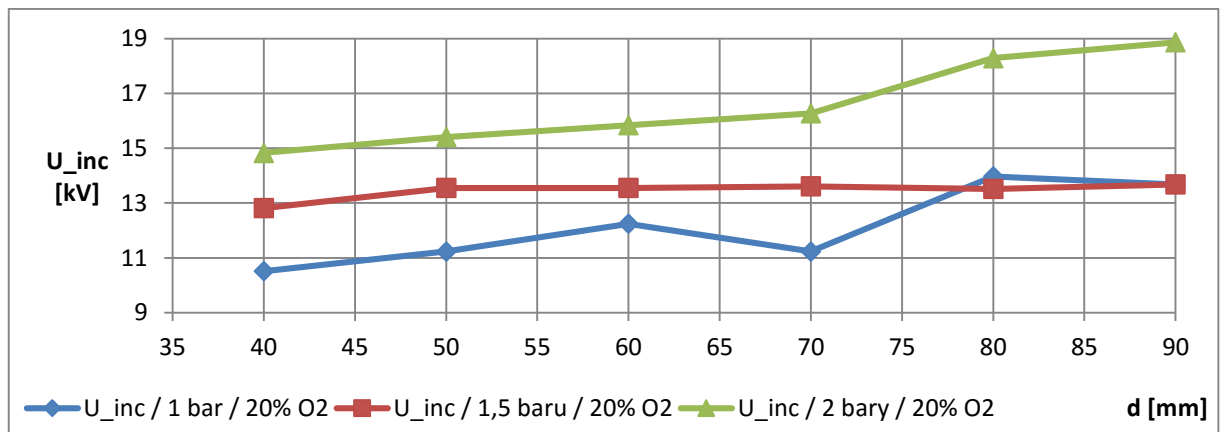


Obr. 6.19 Porovnání velikosti částečných výbojů v závislosti na fázi zkušebního napětí pro plyn s 5 % kyslíku

- a) doskok $d = 40$ mm a tlak 1 bar
- b) doskok $d = 90$ mm a tlak 1 bar
- c) doskok $d = 40$ mm a tlak 1,5 baru
- d) doskok $d = 90$ mm a tlak 1,5 baru
- e) doskok $d = 40$ mm a tlak 2 bary
- f) doskok $d = 90$ mm a tlak 2 bary

Při použití druhé směsi plynu (20 % kyslíku a 80 % dusíku) pozorujeme v porovnání s první směsí změny. Při tlaku 1 a 2 bary došlo od hodnoty doskoku 70 mm k navýšení zapalovacího napětí koróny. V případě tlaku 1 bar byla hodnota při doskoku 80 mm větší, než při tlaku 1,5 baru.

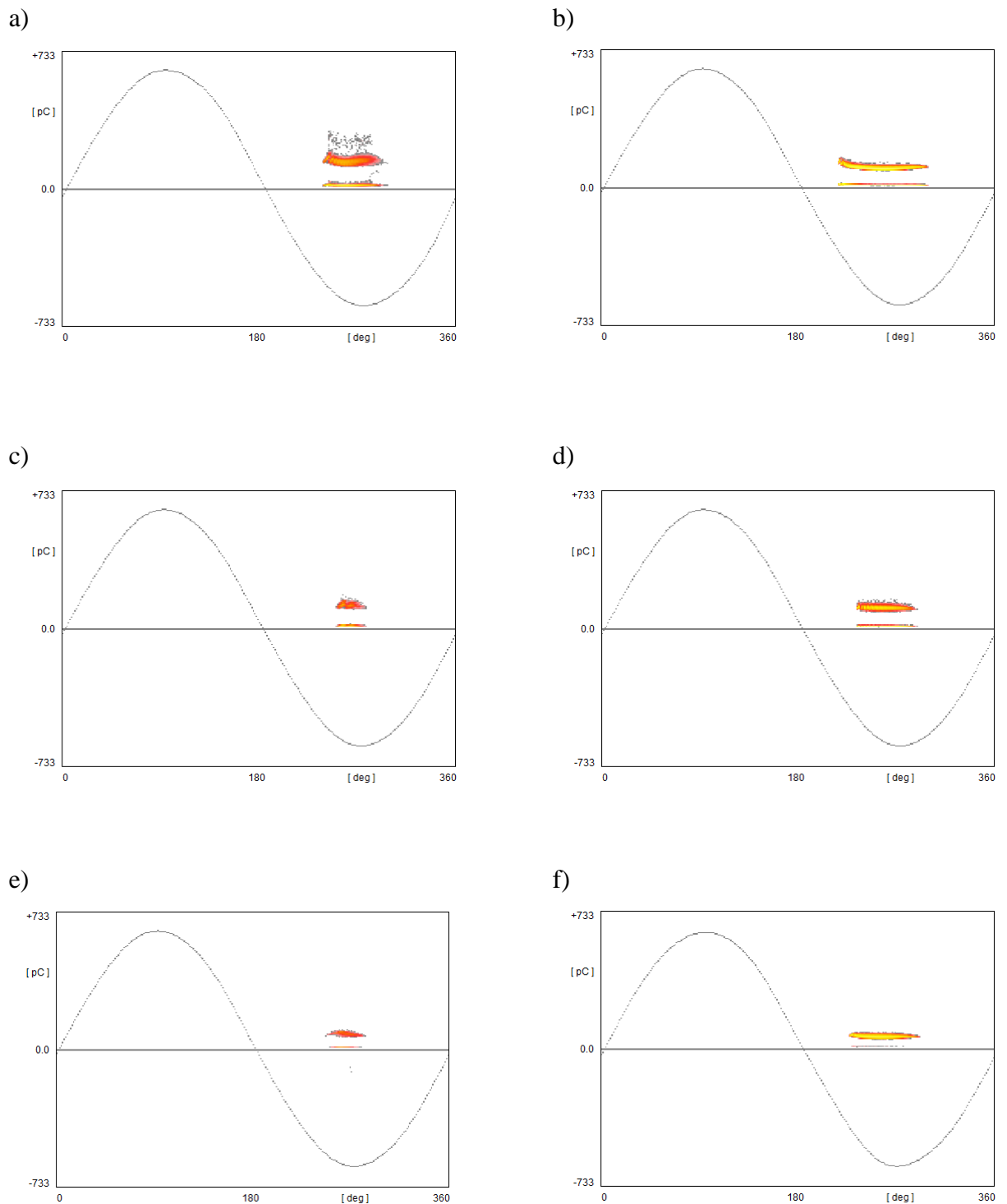
Jak je zmíněno v kapitole 6.1.4, u použitého plynu s 20 % kyslíku nastalo v okolí tlaku 1,5 baru napěťové minimum (podobně jako u plynu s 5 % kyslíku). Jak již bylo zmíněno, při doskoku 80 mm dochází u tlaku 1 a 2 bary ke zvýšení zapalovacího napětí, což můžeme pozorovat na grafu (Obr. 6.20). Pokud se vrátíme zpět ke grafu (Obr. 6.11), vidíme, že napěťové minimum bylo naměřeno při tlaku 1,5 baru pro skoro všechny hodnoty doskoku. Celá křivka do doskoku 80 mm leží pod křivkou pro 1 bar (viz Obr. 6.11). Je tedy patrné, že zvýšení zapalovacího napětí koróny při doskoku 80 mm nemůže mít vliv na vzniklé napěťové minimum při tlaku 1,5 baru. Za vzniklé napěťové minimum tak, podobně jako u plynu s 5 % kyslíku, může změna rozložení pole, která ovlivnila výsledné přeskové napětí.



Obr. 6.20 Porovnání zapalovacích napětí koróny pro všechny tlaky při použití plynu s 20 % kyslíku

Obrázek (Obr. 6.21) demonstruje porovnání četnosti výbojů u plynu s 20 % kyslíku mezi jednotlivými tlaky při doskoku 40 mm a 90 mm.

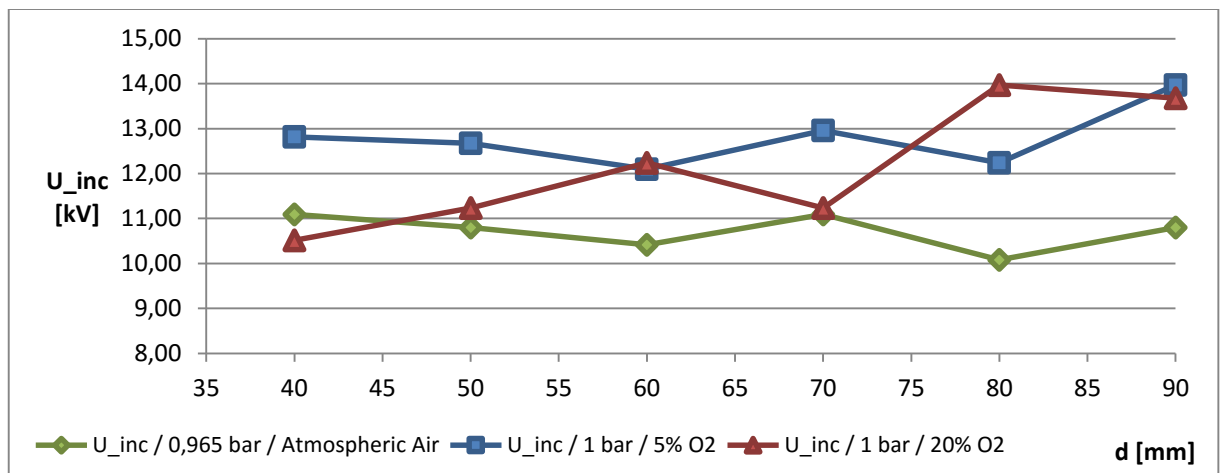
Pohledem na uvedené záznamy (Obr. 6.21) je těžké rozhodnout, kde je vyšší četnost výbojů. Na jednom záznamu body zabírají větší oblast v grafu, na druhém oblast menší, ale body jsou probarvené do žluta, což značí oblast s větší četností výbojů, než červená barva. Toto je předmětem podrobnějšího zkoumání, kde je třeba detailněji proměřit četnost výbojů pro danou hodnotu doskoku a tlaku při použití druhé směsi plynu a číselně ji mezi sebou porovnat. Všechny naměřené záznamy pro druhou směs plynu pro všechny hodnoty doskoku a všechny tlaky jsou uvedeny v **příloze B**.



Obr. 6.21 Porovnání velikosti částečných výbojů v závislosti na fázi zkušební napětí pro plyn s 20 % kyslíku

- a) doskok $d = 40$ mm a tlak 1 bar
- b) doskok $d = 90$ mm a tlak 1 bar
- c) doskok $d = 40$ mm a tlak 1,5 baru
- d) doskok $d = 90$ mm a tlak 1,5 baru
- e) doskok $d = 40$ mm a tlak 2 bary
- f) doskok $d = 90$ mm a tlak 2 bary

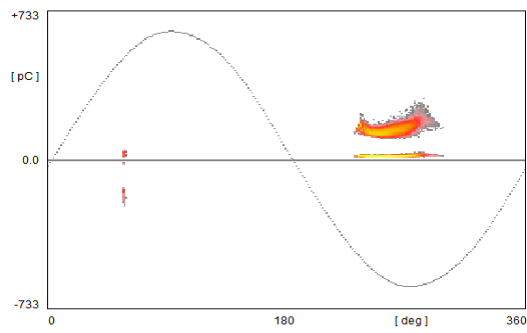
Při použití atmosférického vzduchu jsem předpokládal podobnost s plynem s obsahem kyslíku 20 %, jelikož složení této směsi plynu a atmosférického vzduchu je velice podobné. Podle grafu (Obr. 6.22) se zdá, že zapalovací napětí koróny je pro atmosférický vzduch nejmenší. Je třeba ale konstatovat, že při měření přeskokového napětí dosahoval rozptyl mezi jednotlivými opakováními hodnot až 10 kV. Rozdíly při porovnání atmosférický vzduch a plyn s 20 % kyslíku tak nejsou z tohoto ohledu zas tak odlišné a lze tedy pozorovat předpokládanou podobnost.



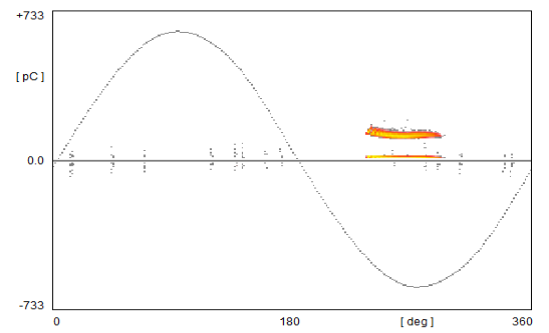
Obr. 6.22 Porovnání zapalovacích napětí koróny atmosférického vzduchu s ostatními plyny při tlaku 1 bar

Na obrázku (Obr. 6.23) jsou porovnány záznamy změřené detektorem částečných výbojů pro všechny tři směsi plynu, tlak 1 bar a hodnoty doskoku 40 mm, 50 mm a 90 mm. Četnost výbojů atmosférického vzduchu – **Obr. 6.23 a), b), c)** – a druhé směsi plynu – **Obr. 6.23 d), e), f)** – je velice podobná a potvrzuje tak naše předpoklady mezi podobností těchto dvou plynů. Na detailnější porovnání druhé směsi plynu s atmosférickým vzduchem poukazuje **příloha C**.

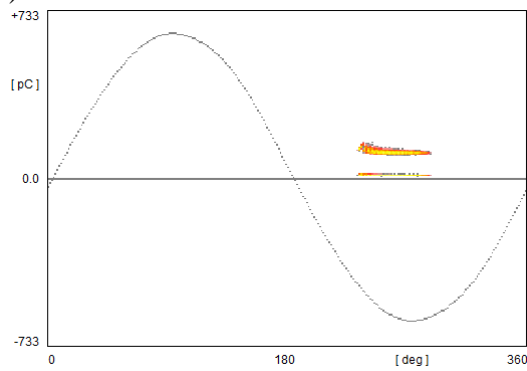
a)



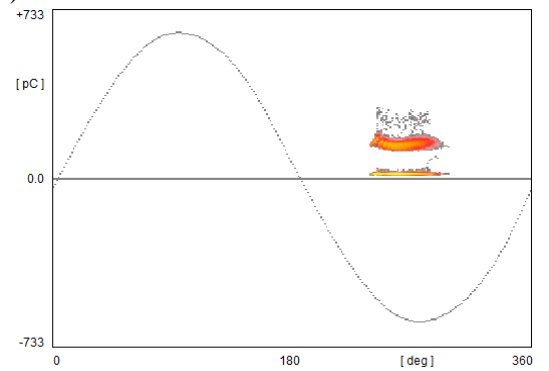
b)



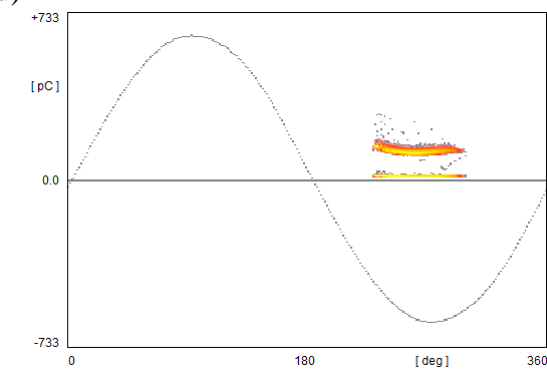
c)



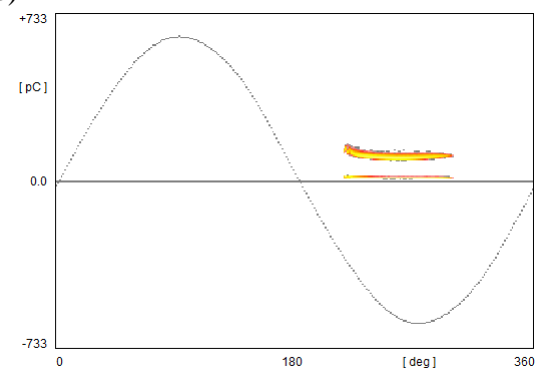
d)

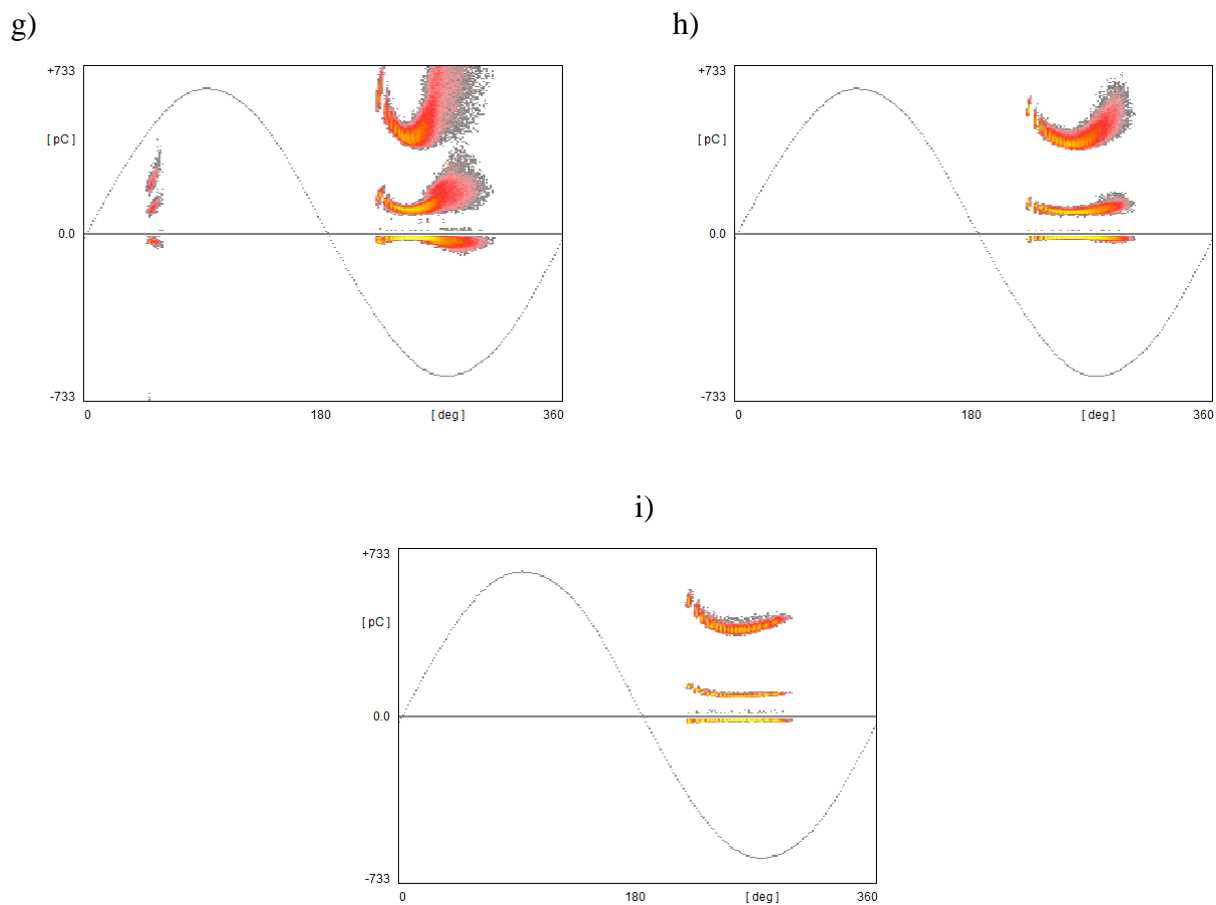


d)



e)





Obr. 6.23 Porovnání zapalovacího napětí koróny atmosférického vzduchu s ostatními plyny při tlaku 1 bar

- a) atmosférický vzduch při doskoku $d = 40$ mm
- b) atmosférický vzduch při doskoku $d = 50$ mm
- c) atmosférický vzduch při doskoku $d = 90$ mm
- d) syntetický plyn s 20 % kyslíku při doskoku $d = 40$ mm a tlaku 1 bar
- e) syntetický plyn s 20 % kyslíku při doskoku $d = 50$ mm a tlaku 1 bar
- f) syntetický plyn s 20 % kyslíku při doskoku $d = 90$ mm a tlaku 1 bar
- g) syntetický plyn s 5 % kyslíku při doskoku $d = 40$ mm a tlaku 1 bar
- h) syntetický plyn s 5 % kyslíku při doskoku $d = 50$ mm a tlaku 1 bar
- i) syntetický plyn s 5 % kyslíku při doskoku $d = 90$ mm a tlaku 1 bar

7 Závěr

Cílem této práce bylo zjistit četnost výbojů v souvislosti s možným rozkladem plynu při jednotlivých výbojích a vzniku dalších chemických produktů těchto procesů, které by mohly ovlivnit izolační vlastnosti plynu.

V první části experimentálního měření jsme se zabývali měřením přeskokového napětí pro atmosférický vzduch a pro dvě směsi syntetického plynu (5 % O_2 + 95 % N a 20 % O_2 + 80 % N) natlakovaného na 1, 1,5 a 2 bary. Hodnota doskoku pro každý plyn byla v rozmezí 40 mm ÷ 90 mm. Pro obě směsi syntetického plynu jsme zjistili, že někde v okolí tlaku 1,5 baru nastává napěťové minimum, jelikož hodnoty přeskokového napětí změřené při tlaku 1 bar převyšovaly hodnoty naměřené při tlaku 1,5 baru.

V druhé části experimentálního měření jsme zjišťovali první okamžik proražení vzduchu v silně nehomogenním poli, a jaká je při tomto procesu četnost výbojů vzniklých při zapálení koróny v závislosti na vzdálenosti elektrod a tlaku kalibračního plynu.

Došli jsme k závěru, že za vzniklé napěťové minimum v okolí tlaku 1,5 bar pravděpodobně můžou předvýboje – koróna, které před přeskokem ve vzduchu v silně nehomogenním poli vznikají. Tyto předvýboje zřejmě vytvořily prostorový náboj, který ovlivnil rozložení pole a následně velikost přeskokového napětí. Pro další výzkum bych doporučil, aby se experimentální měření více zabývalo oblastí kritického tlaku 1,5 baru.

Vyhodnocením a porovnáním změřených výsledků jsme dospěli k závěru, že největší izolační pevností disponuje atmosférický vzduch pro okolí tlaku 1 bar a syntetický plyn s koncentrací 20 % O_2 pro zbylé tlaky. Lze tedy konstatovat, že směs plynu, která obsahuje větší procentuální zastoupení kyslíku, má větší izolační pevnost.

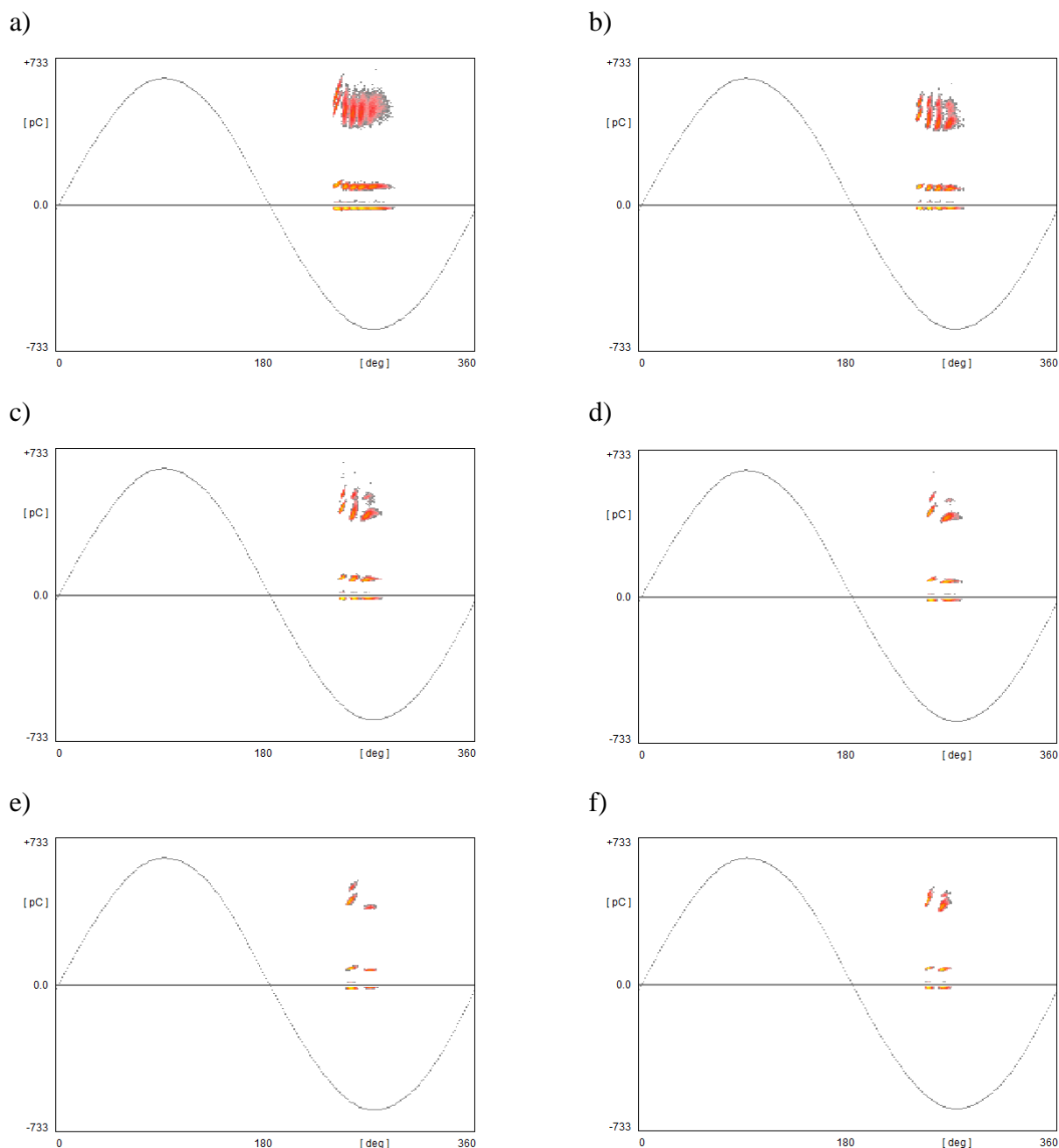
Seznam literatury a informačních zdrojů

- (1) ARORA, Ravindra a Wolfgang MOSCH. *High voltage and electrical insulation engineering*. Hoboken, NJ: J. Wiley, c2011. ISBN 9780470609613.
- (2) KIND, Dieter a FESER, Kurt. *High-voltage test techniques*. 2nd rev. and enl. ed. Oxford: Newnes, ©2001. xii, 308 s. ISBN 0-7506-5183-0.
- (3) HELLER, Bedřich a VEVERKA, Antonín. *Elektrická pevnost*. 1. vyd. Praha: ČSAV, 1957. 397 s.
- (4) KUFFEL, E., ZAENGL, W. S. a KUFFEL, J. *High voltage engineering: fundamentals*. 2nd ed. Amsterdam: Elsevier Butterworth-Heinemann, ©2000. xiii, 539 s. ISBN 978-0-7506-3634-6.
- (5) ROTH, J. Reece. *Industrial plasma engineering*. Vol. 1. Institute of Physics Publishing, 2000.
- (6) D. Lauzon and H. Koch, "Sulfur Hexafluoride SF₆," *Power Engineering Society General Meeting, 2007. IEEE, Tampa, FL, USA, 2007*, pp. 1-3. doi: 10.1109/PES.2007.385744. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=4275510&isnumber=4275199>
- (7) I. V. Timoshkin *et al.*, "Bactericidal Effect of Corona Discharges in Atmospheric Air," in *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 40, no. 10, pp. 2322-2333, Oct. 2012. doi: 10.1109/TPS.2012.2193621. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=6192349&isnumber=6324463>
- (8) KUBEŠ, Pavel. *Impulsní 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>
- (9) MENTLÍK, Václav *et al.* *Diagnostika elektrických zařízení*. 1. vyd. Praha: BEN - technická literatura, 2008. 439 s. ISBN 978-80-7300-232-9.
- (10) MENTLÍK, Václav. *Dielektrické prvky a systémy*. 1. vyd. Praha: BEN - technická literatura, 2006. 235 s. ISBN 80-7300-189-6.
- (11) VEVERKA, Antonín. *Technika vysokých napětí*. 3. přeprac. vyd. Praha: SNTL, 1982.
- (12) LAURENC, Jiří. *Laboratorní cvičení z techniky vysokého napětí: Měření střídavého napětí*. Plzeň, [2014]. Dostupné z: <https://courseware.zcu.cz/portal/studium/courseware/kee/tvn/cviceni/index.html>
- (13) *Plazma – 4. Skupenství látky*. [cit. 20-10-2015]. [online] Dostupné z: http://www.kfy.zcu.cz/dokumenty/AFY/AFY_v2.pdf.

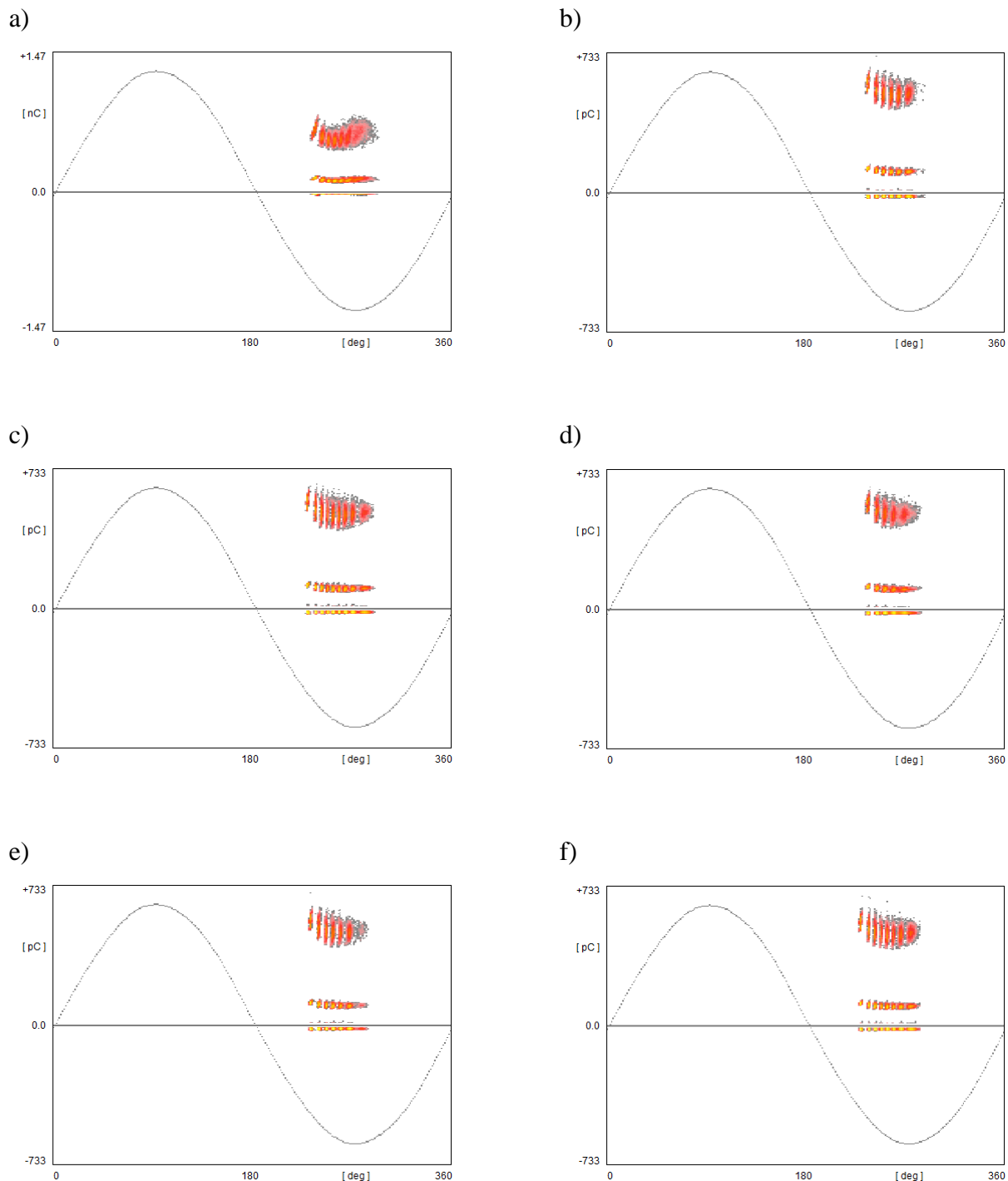
Přílohy

Příloha A

V této příloze jsou uvedeny záznamy četnosti výbojů pro první směs plynu pořízené detektorem částečných výbojů.

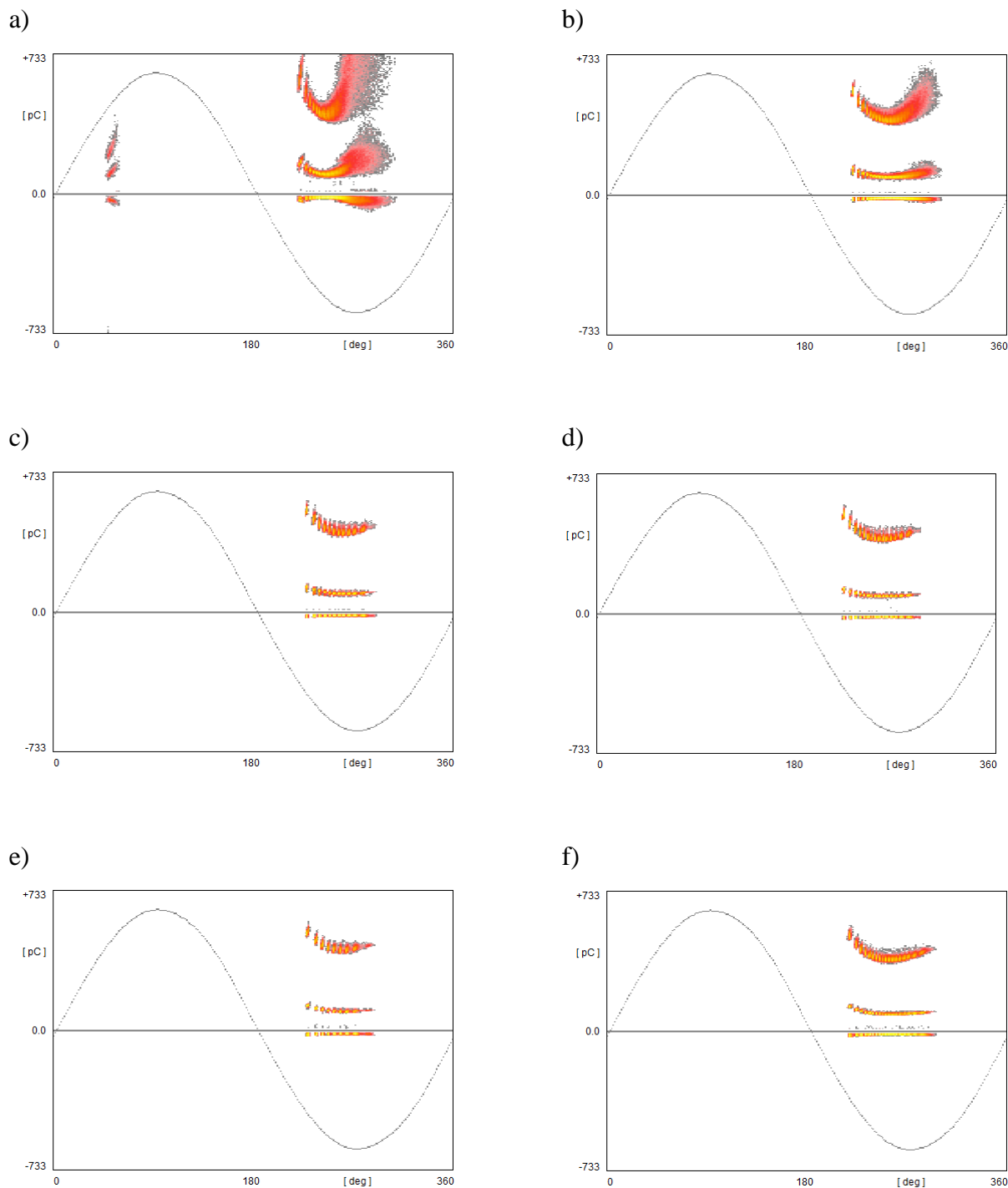


Obr. 1 Záznam četnosti výbojů změřený detektorem částečných výbojů při tlaku 2 bary od počátečního doskoku $d = 40$ mm, viz Obr. 1 a) do konečného doskoku $d = 90$ mm, viz Obr. 1 f)



Obr. 2 Záznam četnosti výbojů změřený detektorem částečných výbojů při tlaku 1,5 baru

- a) doskok $d = 40$ mm
- b) doskok $d = 50$ mm
- c) doskok $d = 60$ mm
- d) doskok $d = 70$ mm
- e) doskok $d = 80$ mm
- f) doskok $d = 90$ mm



Obr. 3 Záznam četnosti výbojů změřený detektorem částečných výbojů při tlaku 1 bar

a) doskok $d = 40$ mm

b) doskok $d = 50$ mm

c) doskok $d = 60$ mm

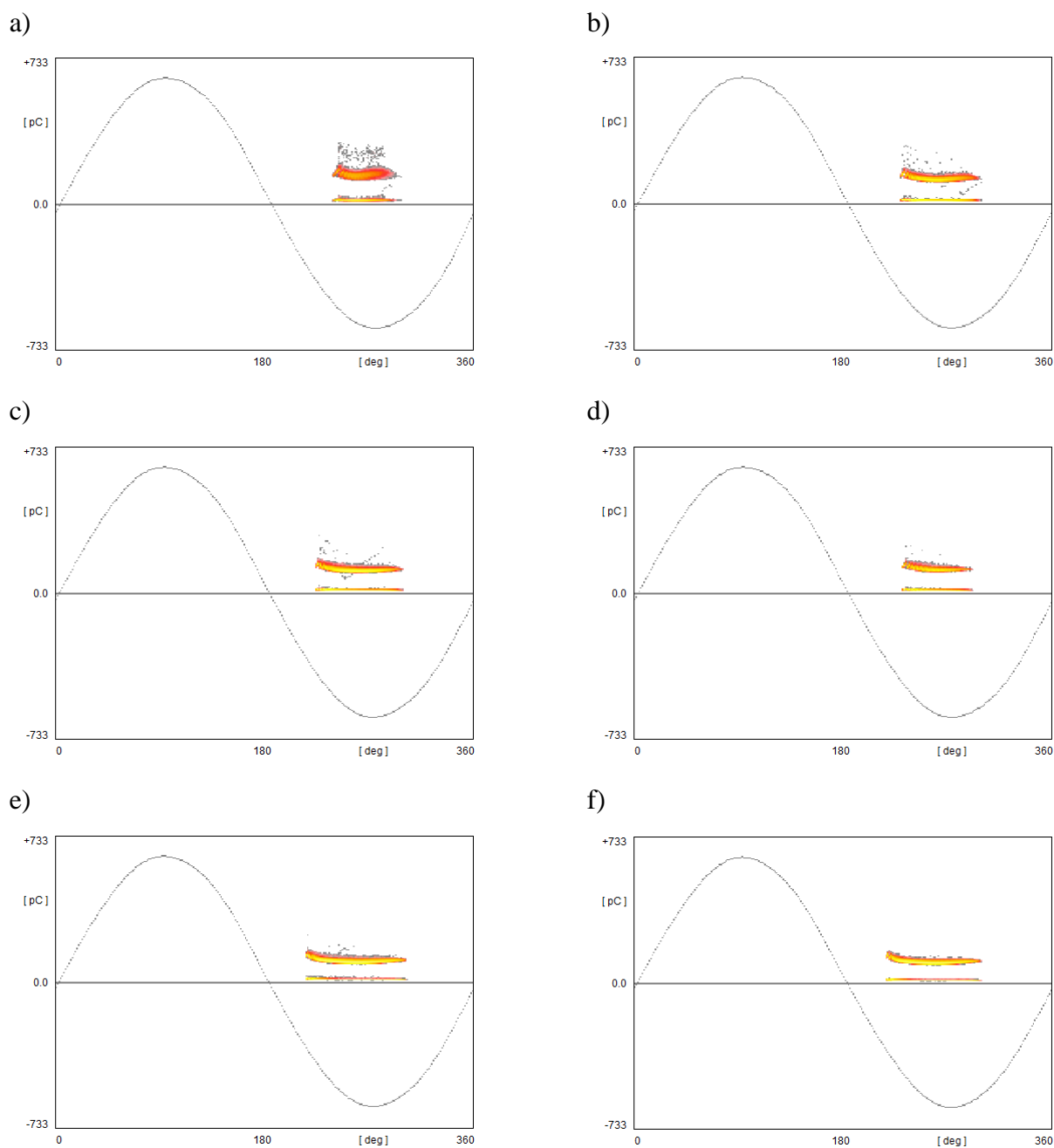
d) doskok $d = 70$ mm

e) doskok $d = 80$ mm

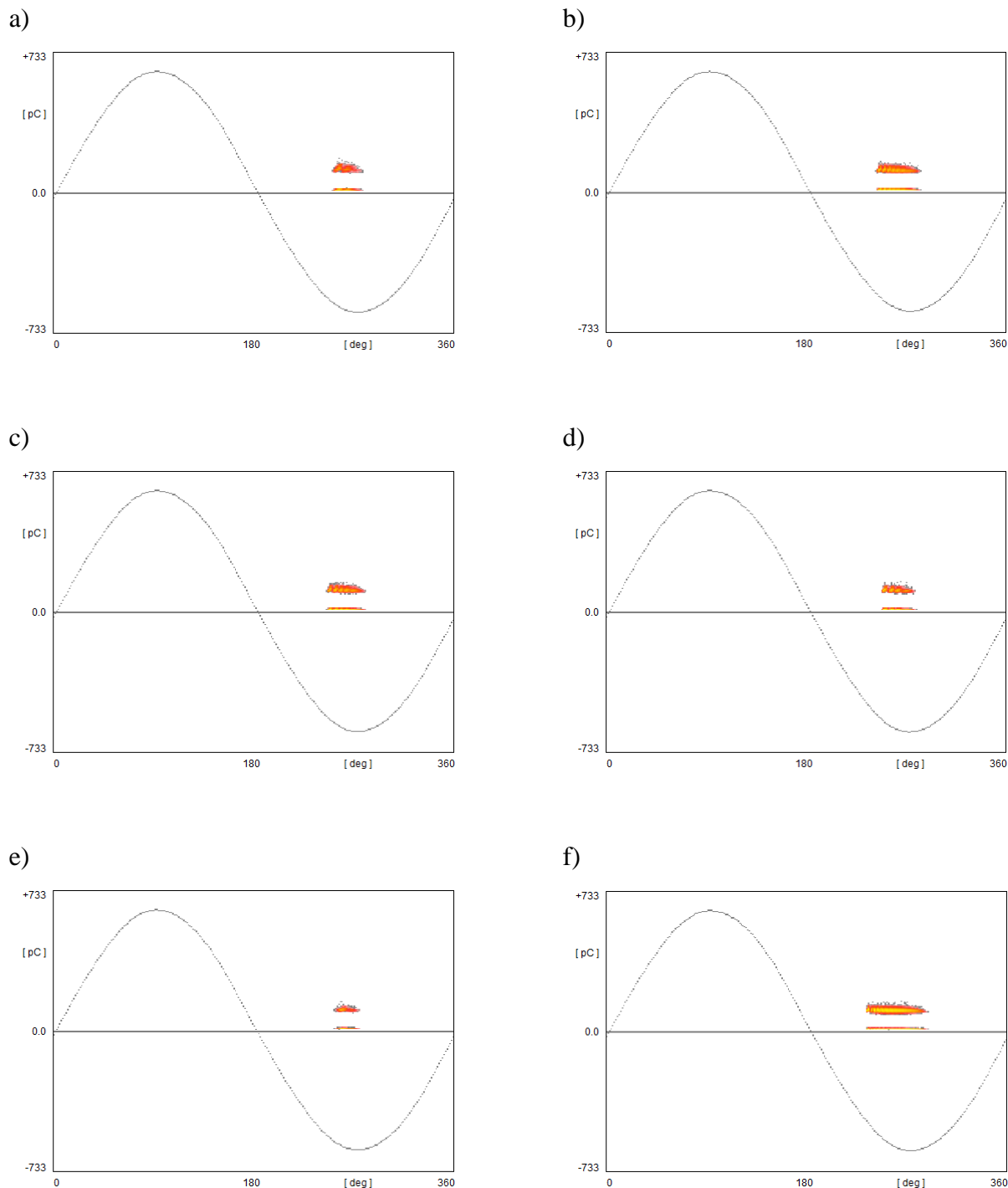
f) doskok $d = 90$ mm

Příloha B

V této příloze jsou uvedeny záznamy četnosti výbojů pro druhou směs plynu pořízené detektorem částečných výbojů.



Obr. 1 Záznam četnosti výbojů změřený detektorem částečných výbojů při tlaku 1 bar od počátečního doskoku $d = 40$ mm, viz Obr. 1 a) do konečného doskoku $d = 90$ mm, viz Obr. 1 f)



Obr. 2 Záznam četnosti výbojů změřený detektorem částečných výbojů při tlaku 1,5 baru

a) doskok $d = 40$ mm

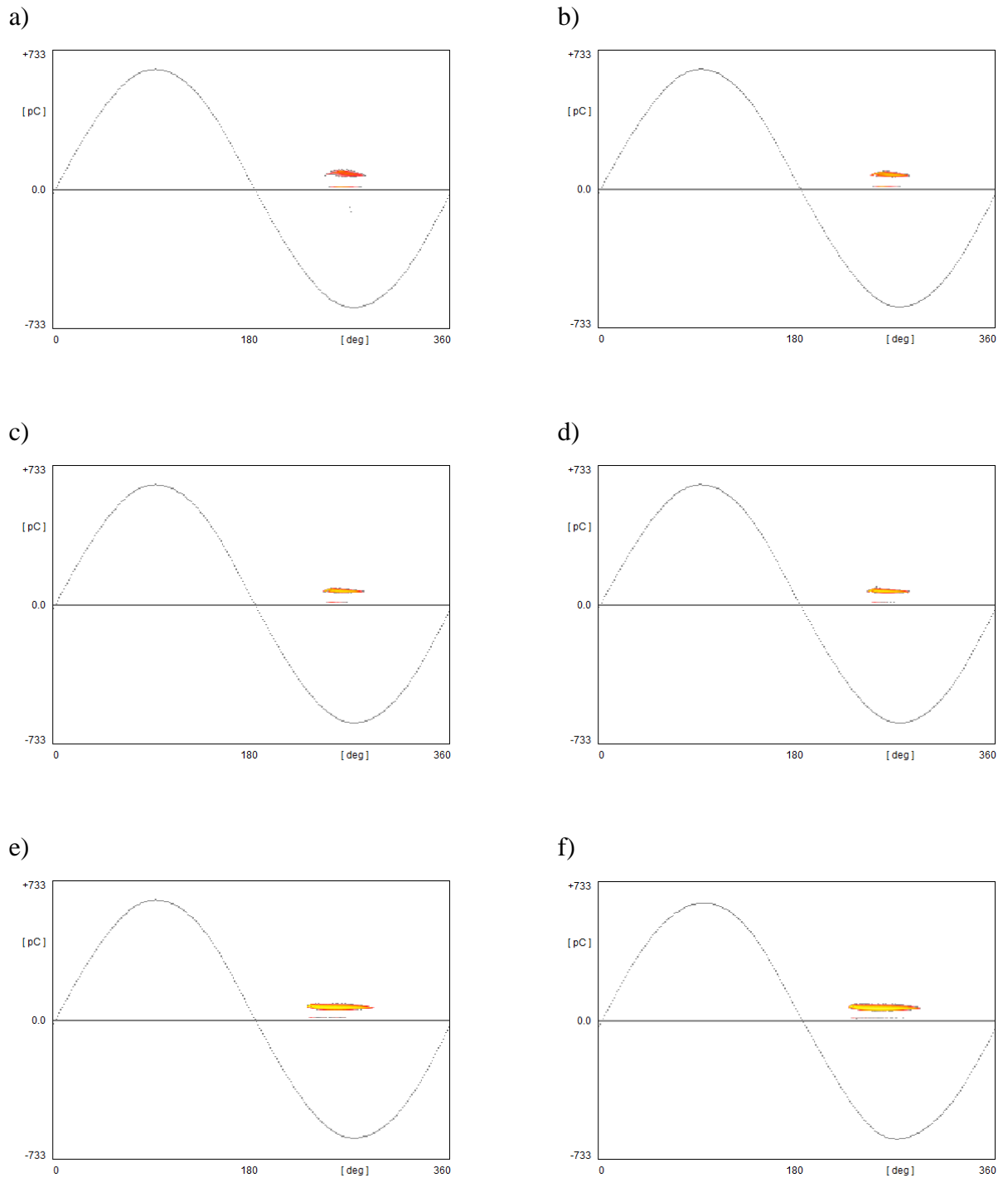
b) doskok $d = 50$ mm

c) doskok $d = 60$ mm

d) doskok $d = 70$ mm

e) doskok $d = 80$ mm

f) doskok $d = 90$ mm



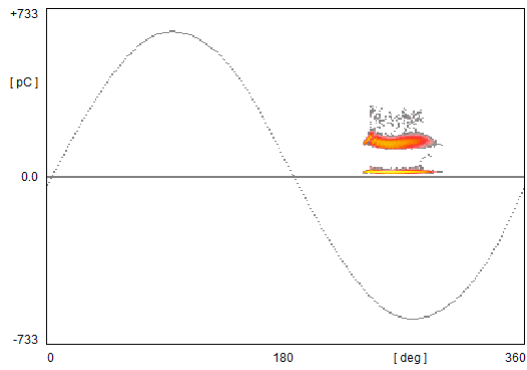
Obr. 3 Záznam četnosti výbojů změřený detektorem částečných výbojů při tlaku 2 bary

- a) doskok $d = 40 \text{ mm}$
- b) doskok $d = 50 \text{ mm}$
- c) doskok $d = 60 \text{ mm}$
- d) doskok $d = 70 \text{ mm}$
- e) doskok $d = 80 \text{ mm}$
- f) doskok $d = 90 \text{ mm}$

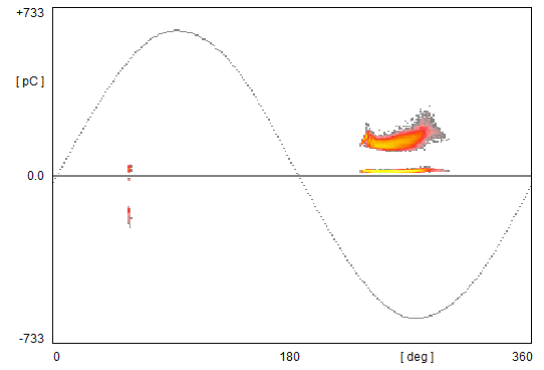
Příloha C

V této příloze je uvedeno porovnání četnosti výbojů získané detektorem částečných výbojů mezi druhou směsí plynu (při tlaku 1 bar) a atmosférickým vzduchem

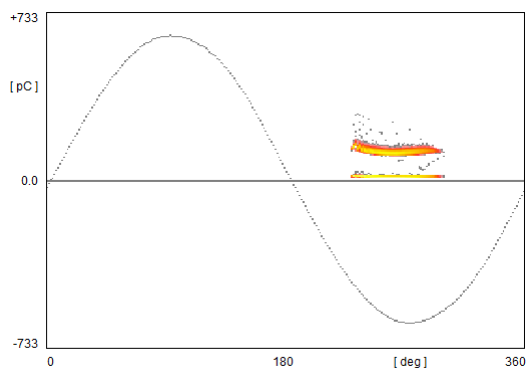
a)



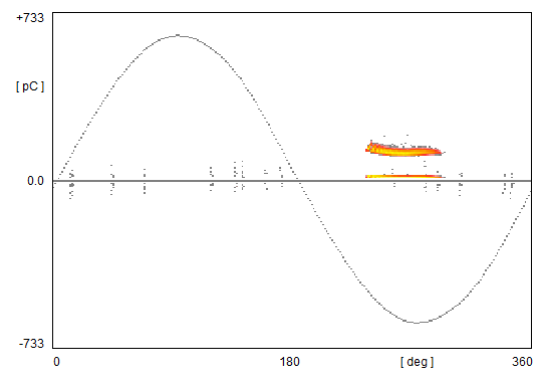
b)



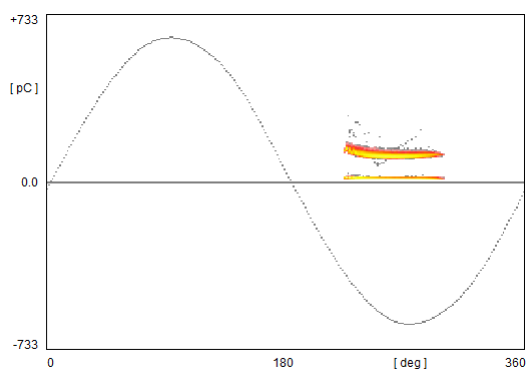
c)



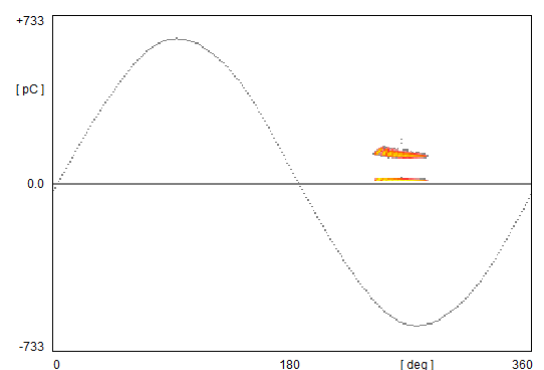
d)

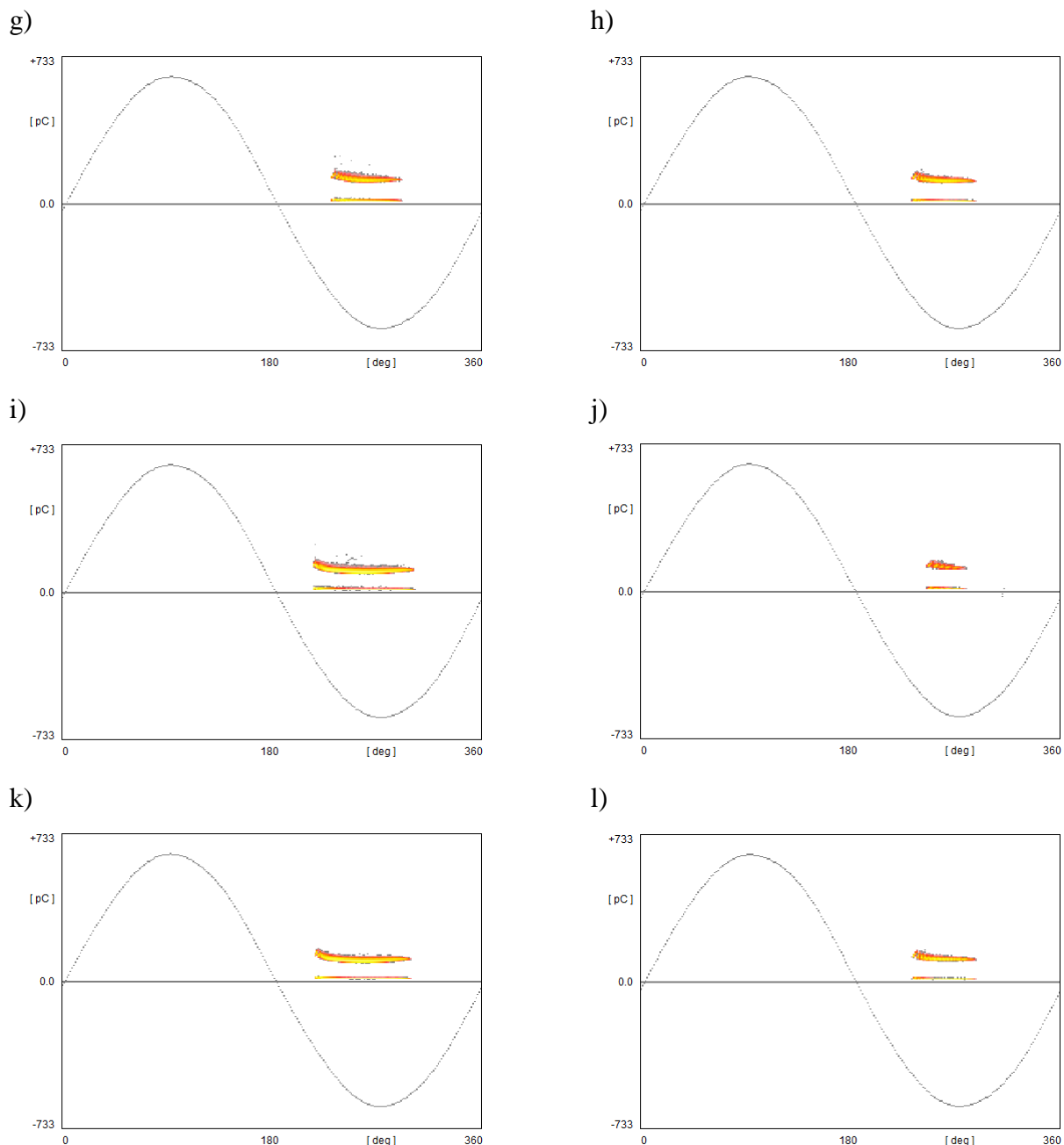


e)



f)





Obr. 1 Porovnání četnosti výbojů pro druhou směs (při tlaku 1 bar) a atmosférický tlak

- a) druhá směs plynu při doskoku $d = 40$ mm
- b) atmosférický vzduch při doskoku $d = 40$ mm
- c) druhá směs plynu při doskoku $d = 50$ mm
- d) atmosférický vzduch při doskoku $d = 50$ mm
- e) druhá směs plynu při doskoku $d = 60$ mm
- f) atmosférický vzduch při doskoku $d = 60$ mm
- g) druhá směs plynu při doskoku $d = 70$ mm
- h) atmosférický vzduch při doskoku $d = 70$ mm
- i) druhá směs plynu při doskoku $d = 80$ mm
- j) atmosférický vzduch při doskoku $d = 80$ mm
- k) druhá směs plynu při doskoku $d = 90$ mm
- l) atmosférický vzduch při doskoku $d = 90$ mm

Příloha D

V této příloze jsou uvedeny tabulky pro měření přeskokového napětí a pro měření zapalovacího napětí koróny pro všechny tlaky, všechny hodnoty doskoku a všechny tři směsi plynu

Tab. 1 Přeskokové napětí pro první směs plynu při tlaku 1 bar

d [mm]	Ubd_1 [kV]	Ubd_2 [kV]	Ubd_3 [kV]	Ubd_4 [kV]	Ubd_5 [kV]	Ubd_prům [kV]
40	32,00	32,70	32,80	33,10	33,70	47,32
50	37,20	37,70	35,90	37,60	38,30	53,77
60	41,00	41,20	39,80	39,10	38,70	57,54
70	40,90	39,80	39,10	41,50	42,20	58,61
80	40,30	40,00	39,70	39,40	40,00	57,43
90	41,60	42,20	41,50	42,70	40,30	59,99

Tab. 2 Přeskokové napětí pro první směs plynu při tlaku 1,5 baru

d [mm]	Ubd_1 [kV]	Ubd_2 [kV]	Ubd_3 [kV]	Ubd_4 [kV]	Ubd_5 [kV]	Ubd_prům [kV]
40	23,50	23,80	23,40	23,20	23,80	33,90
50	26,40	26,10	25,50	26,20	26,10	37,53
60	29,30	28,70	28,90	29,00	28,90	41,70
70	30,70	31,20	31,30	31,70	31,40	45,01
80	34,70	35,20	34,70	34,90	35,20	50,31
90	37,80	36,60	37,80	37,70	38,30	54,20

Tab. 3 Přeskokové napětí pro první směs plynu při tlaku 2 bary

d [mm]	Ubd_1 [kV]	Ubd_2 [kV]	Ubd_3 [kV]	Ubd_4 [kV]	Ubd_5 [kV]	Ubd_prům [kV]
40	27,30	27,20	26,70	27,80	27,40	39,28
50	34,10	31,90	31,70	32,00	31,80	46,51
60	37,00	36,80	36,30	36,80	36,60	52,85
70	42,30	41,90	41,90	42,90	42,00	60,77
80	48,50	48,00	47,60	47,90	48,10	69,15
90	53,00	53,20	53,60	53,40	53,20	76,72

Tab. 4 Přeskokové napětí pro druhou směs plynu při tlaku 1,5 bary

d [mm]	Ubd_1 [kV]	Ubd_2 [kV]	Ubd_3 [kV]	Ubd_4 [kV]	Ubd_5 [kV]	Ubd_prům [kV]
40	29,80	29,80	31,50	30,50	31,00	43,95
50	33,50	32,40	32,30	32,30	33,40	47,20
60	36,70	36,80	37,10	36,60	36,10	52,79
70	40,10	40,50	40,60	40,70	40,70	58,35
80	44,80	46,40	46,30	45,80	45,60	65,92
90	50,00	50,90	50,80	51,20	50,30	72,92

Tab. 5 Přeskokové napětí pro druhou směs plynu při tlaku 2 bary

d [mm]	Ubd_1 [kV]	Ubd_2 [kV]	Ubd_3 [kV]	Ubd_4 [kV]	Ubd_5 [kV]	Ubd_prům [kV]
40	35,70	36,20	35,70	35,70	36,00	51,57
	35,70	35,80	35,80	35,60	35,90	
50	43,50	43,00	43,50	43,20	43,20	62,32
60	50,60	50,10	50,60	50,20	49,90	72,55
	50,70	50,30	50,30	50,60	50,50	
70	59,10	58,70	59,40	58,60	58,20	84,44
	58,20	57,50	59,10	58,70	58,90	
80	67,80	67,20	67,50	67,80	67,60	97,32
90	75,90	75,40	75,20	73,50	72,50	108,9
	73,20	75,70	75,70	75,50	75,80	
	74,10	75,90	75,80	74,90	76,50	
	76,30	75,90	76,30	77,00	76,40	
	75,80	75,50	76,90	75,50	76,70	
	76,30	75,90	75,80	76,10	76,80	

Tab. 6 Zapalovací napětí koróny pro první směs plynu při tlaku 1 bar

d [mm]	U_inception [kV]
40	12,82
50	12,67
60	12,10
70	12,96
80	12,24
90	13,97

Tab. 7 Zapalovací napětí koróny pro první směs plynu při tlaku 1,5 baru

d [mm]	U_inception [kV]
40	14,54
50	14,40
60	15,55
70	14,98
80	15,55
90	15,55

Tab. 8 Zapalovací napětí koróny pro první směs plynu při tlaku 2 bar

d [mm]	U_inception [kV]
40	16,42
50	16,42
60	16,42
70	16,27
80	16,27
90	16,56

Tab. 9 Zapalovací napětí koróny pro druhou směs plynu při tlaku 1 bar

d [mm]	U_inception [kV]
40	10,51
50	11,23
60	12,24
70	11,23
80	13,97
90	13,68

Tab. 10 Zapalovací napětí koróny pro druhou směs plynu při tlaku 1,5 bar

d [mm]	U_inception [kV]
40	12,82
50	13,55
60	13,55
70	13,61
80	13,51
90	13,68

Tab. 11 Zapalovací napětí koróny pro druhou směs plynu při tlaku 2 bary

d [mm]	U_inception [kV]
40	14,83
50	15,41
60	15,84
70	16,27
80	18,29
90	18,56

Tab. 12 Zapalovací napětí koróny pro atmosférický vzduch

d [mm]	U_inception [kV]
40	11,09
50	10,8
60	10,42
70	11,09
80	10,08
90	10,8