



**ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE**

---

**Fakulta elektrotechnická  
Katedra elektroenergetiky**

**Numerické modely klouzavých výbojů ve střídavém elektrickém poli**

**Numerical Models of Surface Discharges in Alternating Electric Field**

**DIPLOMOVÁ PRÁCE**

**Studijní program:** Elektrotechnika, energetika a management

**Studijní obor:** Elektroenergetika

**Vedoucí práce:** Ing. Martin Kněnický

**Tomáš Hába**

---

**Praha 2018**



## I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Hába** Jméno: **Tomáš** Osobní číslo: **406177**  
Fakulta/ústav: **Fakulta elektrotechnická**  
Zadávající katedra/ústav: **Katedra elektroenergetiky**  
Studijní program: **Elektrotechnika, energetika a management**  
Studijní obor: **Elektroenergetika**

## II. ÚDAJE K DIPLOMOVÉ PRÁCI

Název diplomové práce:

**Numerické modely klouzavých výbojů ve střídavém elektrickém poli**

Název diplomové práce anglicky:

**Numerical Models of Surface Discharges in Alternating Electric Field**

Pokyny pro vypracování:

- 1) Elektrické výboje ve vzduchu - podmínky vzniku výboje, mechanismy ovlivňující chování elektrického výboje.
- 2) Klouzavé výboje - dopady na izolační systémy, fyzikální popis a specifika klouzavých výbojů, procesy jejich vzniku a šíření ve střídavém elektrickém poli.
- 3) Vytvoření matematického modelu klouzavých výbojů ve střídavém elektrickém poli na definovaném uspořádání elektrod.

Seznam doporučené literatury:

- 1) Yuri P. Raizer, Gas discharge physics. Berlin: Springer, 1997.
- 2) A. Veverka, Technika vysokých napětí. 3. přepr. vyd. Praha: SNTL, 1982.
- 3) E. Kuffel, W. S. Zaengl and J. Kuffel, High voltage engineering: fundamentals. 2nd ed. Boston: Butterworth-Heinemann, 2000.
- 4) H. Okubo, M. Kanegami, M. Hikita and Y. Kito, 'Creepage discharge propagation in air and SF6 gas influenced by surface charge on solid dielectrics,' in IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 1, no. 2, pp. 294-304, Apr 1994.
- 5) R. Sarathi, I. P. Merin Sheema, J. Sundara Rajan and M. G. Danikas, 'Influence of harmonic AC voltage on surface discharge formation in transformer insulation,' in IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 21, no. 5, pp. 2383-2393, Oct. 2014.

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) diplomové práce:

**Ing. Martin Kněnický, katedra elektroenergetiky FEL**

Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) diplomové práce:

Datum zadání diplomové práce: **08.02.2017**

Termín odevzdání diplomové práce: **09.01.2018**

Platnost zadání diplomové práce: **30.09.2018**

Ing. Martin Kněnický  
podpis vedoucí(ho) práce

podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

prof. Ing. Pavel Ripka, CSc.  
podpis děkana(ky)

## III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Diplomant bere na vědomí, že je povinen vypracovat diplomovou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v diplomové práci.

\_\_\_\_\_  
Datum převzetí zadání

\_\_\_\_\_  
Podpis studenta



# Prohlášení

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně a že jsem uvedl veškeré použité informační zdroje v souladu s Metodickým pokynem o dodržování etických principů při přípravě vysokoškolských závěrečných prací.

V Praze dne: .....

.....

Tomáš Hába



# Poděkování

Tímto bych chtěl poděkovat vedoucímu diplomové práce Ing. Martinu Kněnickému za vedení práce, podporu a vstřícnost, stejně tak za jeho čas, který mi v průběhu psaní práce věnoval. Dále bych rád poděkoval doc. Ing. Radkovi Procházkovi, Ph.D., za veškerou pomoc při sestavování modelu klouzavých výbojů. V neposlední řadě bych chtěl rovněž vyjádřit poděkování své rodině za trpělivost a podporu během celého studia.





# Abstrakt

Abstrakt: Tato diplomová práce se zabývá klouzavými výboji na rozhraní pevný izolant – vzduch. V teoretické části práce jsou nejprve popsány základní mechanismy podílející se na elektrickém výboji v plynech. Následuje teorie k samotným klouzavým výbojům, která je zaměřena především na interakci povrchu pevného izolantu s výbojovým kanálem. Navazující praktická část práce obsahuje numerický model klouzavého výboje, ve kterém je výbojový kanál nahrazen ekvivalentním elektrickým obvodem složeným z RLC článků. Výpočty v rámci modelu jsou provedeny na uspořádání s dvěma deskovými elektrodami a válcovým izolátorem při aplikaci střídavého sinusového napětí síťové frekvence. Rovněž se ověřuje vliv nastavení různých vstupních parametrů na charakteristiky modelovaného výboje. Závěr práce je zaměřen na zhodnocení vytvořeného modelu.

Klíčová slova: Klouzavé výboje, elektrický výboj, dynamický model, pevný izolant, znečištěný izolátor, náhradní elektrický obvod, střídavé napětí

---

Abstract: This diploma thesis focuses on surface discharges propagating over the interface between the solid insulator and the air. The theoretical part includes the description of fundamental mechanisms involved in electrical gas discharge as well as the theory of surface discharges itself. The following practical part contains a numerical model of surface discharge where the model calculations are based on an equivalent electrical circuit. The discharge channel is represented by RLC cells connected in series. The model arrangement consists of two parallel plane electrodes in the air between which cylindrical insulator is inserted perpendicularly to the electrodes. AC voltage of 50 Hz is applied. The effect of setting the input parameters of the model is verified. Ultimately, the proposed model is debated, and a conclusion is presented.

Key words: Surface discharges, electrical discharge, dynamic model, solid insulator, polluted insulator, equivalent electrical circuit, AC voltage



# Obsah

<b>PROHLÁŠENÍ.....</b>	<b>5</b>
<b>PODĚKOVÁNÍ.....</b>	<b>7</b>
<b>ABSTRAKT .....</b>	<b>9</b>
<b>OBSAH.....</b>	<b>11</b>
<b>0 ÚVOD .....</b>	<b>13</b>
<b>1 MECHANISMUS ELEKTRICKÉHO VÝBOJE V PLYNECH.....</b>	<b>15</b>
1.1 IONIZAČNÍ PROCESY .....	15
1.1.1 <i>Townsendův první ionizační proces.....</i>	<i>16</i>
1.1.2 <i>Fotoionizace.....</i>	<i>18</i>
1.1.3 <i>Tepelná ionizace .....</i>	<i>19</i>
1.1.4 <i>Další mechanismy ionizace .....</i>	<i>19</i>
1.2 PROCESY VEDOUČÍ K DEIONIZACI.....	19
1.2.1 <i>Rekombinace.....</i>	<i>19</i>
1.2.2 <i>Záchyt elektronů a vznik záporných iontů .....</i>	<i>20</i>
1.2.3 <i>Difúze.....</i>	<i>21</i>
1.3 SEKUNDÁRNÍ PROCESY NA KATODĚ.....	23
1.3.1 <i>Fotoelektrická emise.....</i>	<i>23</i>
1.3.2 <i>Emise elektronů dopadem kladných iontů.....</i>	<i>23</i>
1.3.3 <i>Tepelná emise.....</i>	<i>24</i>
1.3.4 <i>Emise elektrickým polem.....</i>	<i>24</i>
1.3.5 <i>Townsendův druhý ionizační proces.....</i>	<i>25</i>
1.4 KANÁLOVÝ MECHANISMUS VÝBOJE .....	26
1.4.1 <i>Strimér orientovaný k anodě (záporný strimér) .....</i>	<i>28</i>
1.4.2 <i>Strimér orientovaný ke katodě (kladný strimér).....</i>	<i>29</i>
1.4.3 <i>Jiskrový výboj.....</i>	<i>30</i>
1.4.4 <i>Modely strimérů.....</i>	<i>31</i>
1.4.5 <i>Přeskok v nehomogenním poli .....</i>	<i>33</i>
1.4.6 <i>Mechanismus přeskoku na dlouhé vzdálenosti.....</i>	<i>36</i>
<b>2 KLOUZAVÉ VÝBOJE .....</b>	<b>39</b>
2.1 DIELEKTRIKUM V ELEKTRICKÉM POLI .....	39
2.1.1 <i>Volné a vázané náboje.....</i>	<i>39</i>
2.1.2 <i>Podmínky na rozhraní dielektrik.....</i>	<i>41</i>
2.2 POZOROVÁNÍ KLOUZAVÝCH VÝBOJŮ A MĚŘENÍ POVRCHOVÉHO NÁBOJE	44
2.2.1 <i>Prachové obrazce .....</i>	<i>44</i>

2.2.2	<i>Lichtenbergovy obrazce</i> .....	45
2.2.3	<i>Elektrooptické metody</i> .....	46
2.2.4	<i>Elektrostatické sondy</i> .....	46
2.3	INTERAKCE MEZI VÝBOJEM A PEVNÝM IZOLANTEM .....	47
2.3.1	<i>Vliv povrchového volného náboje</i> .....	48
2.3.2	<i>Vliv permitivity dielektrika</i> .....	51
2.3.3	<i>Další vlivy</i> .....	52
2.4	KLOUZAVÉ VÝBOJE VE STŘÍDAVÉM ELEKTRICKÉM POLI .....	52
2.5	OCHRANA PROTI KLOUZAVÝM VÝBOJŮM.....	55
<b>3</b>	<b>MATEMATICKÝ MODEL KLOUZAVÝCH VÝBOJŮ .....</b>	<b>59</b>
3.1	TEORETICKÝ ROZBOR MODELU .....	59
3.1.1	<i>Stanovení parametrů obvodového modelu</i> .....	60
3.1.2	<i>Výpočetní postup</i> .....	64
3.2	VÝSLEDKY MODELU.....	67
3.3	MODIFIKACE MODELU .....	73
3.3.1	<i>Změna koeficientu <math>\beta</math></i> .....	73
3.3.2	<i>Změna konstanty <math>N_c</math></i> .....	75
3.3.3	<i>Změna konstanty <math>n</math></i> .....	76
3.3.4	<i>Změna efektivní hodnoty aplikovaného napětí <math>U_{ef}</math></i> .....	78
3.3.5	<i>Změna povrchové vodivosti <math>\sigma_s</math></i> .....	80
3.3.6	<i>Změna výbojové dráhy <math>L_f</math></i> .....	81
3.4	ZHODNOCENÍ MODELU .....	82
<b>4</b>	<b>ZÁVĚR.....</b>	<b>85</b>
	<b>REFERENCE.....</b>	<b>87</b>
	<b>SEZNAM OBRÁZKŮ .....</b>	<b>90</b>
	<b>SEZNAM TABULEK .....</b>	<b>92</b>
	<b>TIŠTĚNÉ PŘÍLOHY .....</b>	<b>93</b>
	<b>ELEKTRONICKÉ PŘÍLOHY.....</b>	<b>104</b>

## 0 Úvod

*Klouzavé výboje*<sup>1</sup> vznikají při interakci elektrického pole s rozhraním jednotlivých dielektrik, nejčastějším případem bývá rozhraní plyn – pevné dielektrikum. Název těchto výbojů je odvozen od způsobu jejich vzniku a rozvoje, jelikož k šíření výbojového kanálu dochází v tenké vrstvě těsně nad povrchem pevného dielektrika, což vyvolává dojem, že po jeho povrchu „kloužou“.

S klouzavými výboji se často setkáváme u vysokonapětových zařízení, jako jsou podpěrné izolátory, průchodky či kabelové koncovky; obecně u uspořádání, kde dochází ke kontaktu elektrod s pevným dielektrikem, jehož povrch a s ním spojené rozhraní, překlenuje vzdálenost mezi elektrodami. U těchto zařízení jsou klouzavé výboje nežádoucím jevem. Existence povrchové cesty pro klouzavý výboj může za určitých podmínek výrazně snížit přeskové napětí daného uspořádání, popř. mohou vznikat i částečné povrchové výboje se všemi svými negativními dopady na izolační systém. K potlačení těchto jevů se využívají různé konstrukční úpravy, např. použití stříšek u izolátorů. Další možností je řízení elektrického pole jako v případě kondenzátorových průchodek nebo odporových nátěrů.

Na druhou stranu klouzavé výboje nacházejí uplatnění v mnoha současných technologiích. Výsledků jejich výzkumu je využíváno např. při čištění vzduchu a vody, v technologii vysoce intenzivních výbojek (HID), plynových laserech nebo plazmových obrazovkách [1].

Je třeba mít na paměti, že výsledky studií klouzavých výbojů se s ohledem na pravděpodobnostní charakter participujících dějů mohou značně lišit v závislosti na uvažovaném elektrodovém uspořádání, napětovém namáhání, atmosférických podmínkách, materiálu pevného dielektrika a mnoha dalším. Proto je nezbytně nutné vždy uvést na jakém elektrodovém uspořádání a za jakých podmínek byly klouzavé výboje zkoumány či modelovány.

Cílem diplomové práce je sestavení matematického modelu, který by vystihl dynamiku klouzavých výbojů při aplikaci napětí o síťové frekvenci 50 Hz na rozhraní pevné dielektrikum – vzduch za atmosférických podmínkách.

V první kapitole diplomové práce je uvedena obecná teorie mechanismu elektrického výboje v plynech. Tato kapitola se zabývá ionizačními a deionizačními procesy v plynech, rovněž uvádí dvě hlavní teorie elektrického výboje v plynech – Townsendův mechanismus a kanálový mechanismus navržený Raetherem, Loebem a Meekem.

Druhá kapitola se zabývá teorií vlastních klouzavých výbojů, která vzhledem ke zvolenému rozhraní modelu navazuje přímo na kapitulu první. Veškeré principy z teorie mechanismu

---

<sup>1</sup> V anglické literatuře označované jako *surface discharges* nebo *creeping discharges*.

elektrického výboje v plynech jsou platné i pro klouzavé výboje, navíc se však přidává faktor přítomnosti povrchu dielektrika. Celý mechanismus je tak složitější o interakci výbojového kanálu s povrchem. Ve druhé kapitole jsou rovněž uvedeny metody pozorování klouzavých výbojů a opatření k omezení jejich vzniku.

Třetí kapitola je pak zaměřena na samotný matematický model klouzavých výbojů. Kanál výboje je modelován jako náhradní elektrický obvod skládající se z *RLC* členů. V kapitole je nejdříve popsána teorie k modelu, následně jsou uvedeny samotné výsledky na daném uspořádání, přičemž byl zkoumán i vliv jednotlivých vstupních parametrů na dynamiku rozvoje klouzavého výboje.

# 1 Mechanismus elektrického výboje v plynech

Prvotní výzkum elektrického výboje v plynech vycházel ze základních principů kinetické teorie plynů, ve které se můžeme setkat s pojmy jako střední rychlost částic, volná dráha částic, elastické nebo neelastické srážky a výměna energie mezi částicemi (všechny uvedené pojmy tak lze vztáhnout i na elektrony). Vzhledem k rozsahu této práce není možné zacházet do přílišných detailů, příslušné informace jsou k nalezení např. v uvedené literatuře [2] [3].

Ústřední úlohu při vzniku i rozvoji výbojů v plynech zaujímají *ionizace* a ionizační procesy. Tyto procesy vedou ke vzniku iontů z neutrálních atomů a molekul. Částice získá či ztratí elektron, čímž přestane být elektricky neutrální. Opačný děj k ionizaci se nazývá *rekombinace*. K elektrickému výboji v plynu zjednodušeně řečeno dochází za situace, kdy se z nevodivého prostředí stává prostředí elektricky vodivé aplikací dostatečně silného elektrického pole.

## 1.1 Ionizační procesy

Za normálních podmínek jsou vzduch a jiné plyny velmi dobrými izolanty. Přítomná velmi nízká vodivost je ve slabých elektrických polích způsobena dopadajícím kosmickým zářením a přirozenou radioaktivitou. Proudová hustota ve vzduchu činí  $10^{-16}$ - $10^{-17}$  A/cm<sup>2</sup> za normálních podmínek. Avšak při zvýšení intenzity elektrického pole se mohou nabitě částice urychlit natolik, že získají dostatečně velkou energii, aby při dopadu na neutrální atomy a molekuly způsobily jejich ionizaci [3].

Jak bylo zmíněno výše, rozlišují se dva typy srážek mezi částicemi v plynech. Prvním typem jsou srážky tzv. *elastické*, při kterých dochází pouze k výměně kinetické energie a platí zákon jejího zachování. Při tzv. *neelastických srážkách* pak spolu částice interagují a část předané kinetické energie se přemění na potenciální energii částice (excitační, ionizační energie) nebo naopak. Z kinetické teorie plynu vyplývá, že elektrony, na rozdíl od iontů, fungují jako dobré ionizátory. Při jejich neelastické srážce s mnohem hmotnější částicí plynu dochází totiž k téměř úplné přeměně předané kinetické energie na potenciální, což se při srážce dvou podobně hmotných částic (iont a částice plynu) neděje. Na druhou stranu při elastických srážkách s částicemi plynu elektrony kinetickou energii tak snadno neztrácejí, zatímco ionty ano. Ionizace dopadem elektronu je tak v elektrických polích o vyšší intenzitě  $E$  (V/m) nejdůležitějším procesem zapříčínujícím vznik výboje v plynech.

Následující část práce se až do pododdílu **1.4.5** zabývá mechanismy výbojů v homogenním statickém poli. Jelikož děje odehrávající se při výbojích v plynech jsou natolik rychlé, vyšetřování chování při použití střídavého napětí o frekvenci 50 Hz by vykazalo téměř totožné výsledky jako ve statickém poli. Nepatrné odlišnosti lze zanedbat.

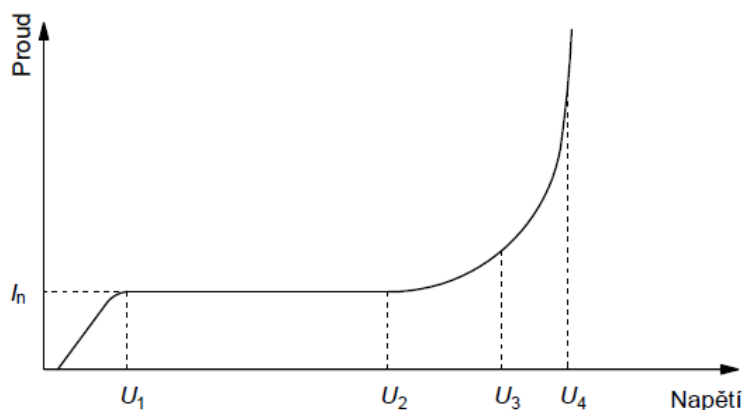
Průměrnou energii, kterou elektron získá v elektrickém poli mezi jednotlivými srážkami na své dráze, lze určit jako  $\Delta W = eE\bar{\lambda}_e$ , kde  $e$  značí náboj elektronu<sup>2</sup> a  $\bar{\lambda}_e$  (m) střední volnou dráhu elektronu v plynu za daných podmínek ve směru působící síly (a tedy proti směru  $\vec{E}$ ). Aby elektron způsobil při dopadu ionizaci, musí být energie  $\Delta W$  alespoň rovna *ionizační energii*<sup>3</sup> atomu či molekuly  $W_i = e\varphi_i$ , kde  $\varphi_i$  (V) označuje ionizační potenciál částice. Elektron, jehož energie je nižší než  $W_i$ , však může způsobit excitaci částice. Ionizace excitované částice pak probíhá při nižší potřebné energii než u původní částice.

Rychlost elektronu bezprostředně po srážce má zcela náhodný charakter, v průměru přes velký soubor elektronů je však její vektor nulový. Do další srážky je elektron urychlen na hodnotu tzv. *střední rychlosti elektronu* ve směru působení síly  $v_{de}$  (m/s) označované také jako *driftová rychlost elektronu*. Je třeba si uvědomit, že celková rychlost elektronu dosahuje mnohonásobně vyšších hodnot než rychlost  $v_{de}$ , jelikož se skládá i z přirozeného chaotického pohybu. Ten však po několika srážkách z makroskopického hlediska vymizí.

Protože veškeré procesy probíhající při výbojích v plynech nabývají pravděpodobnostního charakteru, může se stát, že i elektron s  $\Delta W > W_i$  nemusí ionizaci způsobit. Vyjadřuje se tak tzv. pravděpodobnost ionizace  $P_i$  (-) a každý plyn má vlastní optimální rozsah energií elektronů, ve kterém je pravděpodobnost nejvyšší [2].

### 1.1.1 Townsendův první ionizační proces

Závislost proudu na napětí při výbojích v plynech byla prvně podrobně zkoumána Townsendem na přelomu 19. a 20. století. Ke svému pozorování využil základní uspořádání s dvěma rovnoběžnými deskovými elektrodami. Townsend vypořádal, že v první fázi roste proud úměrně s napětím, až dosáhne hodnoty tzv. *nasyčeného proudu*  $I_n$  a dále se určitou dobu nezvyšuje. Při dalším zvyšování napětí v bodě  $U_2$  dochází ke zlomu a proud začne růst exponenciálně.



Obr. 1 Voltampérová charakteristika elektrického výboje v plynech dle Townsenda

<sup>2</sup> Elementární elektrický náboj  $e = 1,602\,177 \cdot 10^{-19}$  C.

<sup>3</sup> Energie potřebná k odtržení jednoho elektronu z atomu nebo molekuly.



Růst proudu v oblasti za napětím  $U_2$  připisoval Townsend nárazové ionizaci plynu elektrony, které vycházejí z katody. Se zesilováním elektrického pole elektrony zrychlují, až získají dostatek energie *pro nárazovou ionizaci*. Nárazovou ionizaci lze symbolicky zapsat jako  $A + e^- \rightarrow A^+ + 2e^-$ , kde A značí neutrální atom nebo molekulu [2].

K popisu růstu proudu v oblasti mezi  $U_2$  a  $U_3$  Townsend zavedl tzv. *první ionizační koeficient*  $\alpha$  ( $m^{-1}$ ), který udává počet elektronů uvolněných jedním elektronem na jednotku délky ve směru působení elektrického pole. Výboj v této oblasti je nesamostatný a po skončení působení ionizačního činidla zaniká. Při určení  $\alpha$  se vychází z následujících zjednodušení:

- Elektron ionizuje plyn s pravděpodobností 1, pokud je jeho kinetická energie rovna nebo vyšší ionizační energii plynu, pokud ne, pak je pravděpodobnost nulová.
- Elektron odevzdává při každé srážce veškerou svou kinetickou energii.
- Pohyb elektronů existuje jen ve směru působení pole [4].

Pokud  $n$  označuje počet elektronů ve vzdálenosti  $x$  od katody ve směru působení pole, přírůstek elektronů  $dn$  na elementu dráhy  $dx$  je dán vztahem  $dn = \alpha n dx$ . Integrací tohoto výrazu přes vzdálenost  $d$  mezi elektrodami pak dostáváme výraz:

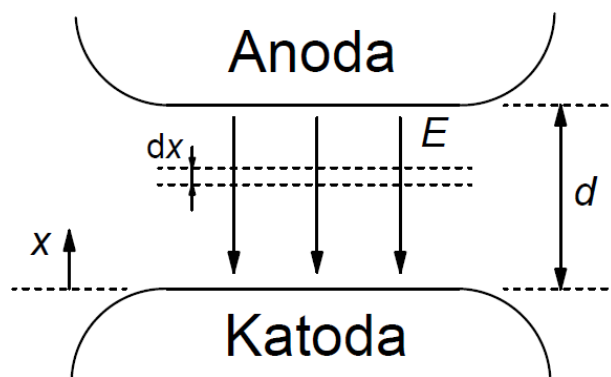
$$n = n_0 e^{\alpha d} \quad (-) \quad (1)$$

kde  $n_0$  (-) je počet primárních elektronů opouštějících katodu a  $n$  (-) v tomto případě počet elektronů dopadajících na anodu. Předchozí rovnici lze rovněž přepsat ve smyslu proudů následovně:

$$I = I_0 e^{\alpha d} \quad (A) \quad (2)$$

kde  $I_0$  (A) je proud vycházející z katody.

Z výrazů (1) a (2) lze usuzovat, že počet elektronů směrem k anodě roste lavinovitě, což určuje člen  $e^{\alpha d}$ . Proto se tento mechanismus výboje nazývá *lavinový*.



Obr. 2 Schéma elektrodového uspořádání pro výklad laviny

Ionizační koeficient  $\alpha$  je závislý na energii  $\Delta W$ , kterou elektron získá na jeho střední volné dráze  $\bar{\lambda}_e$ . Tato energie při konstantní teplotě závisí pouze na hodnotě  $E/p$ , kde  $p$  (Pa) označuje tlak plynu. Z předpokladu, že střední počet srážek na jednotku délky činí  $1/\bar{\lambda}_e$  a elementární náboj  $e$  je konstanta, vyplývá následující výraz:

$$\alpha = \frac{f(E\bar{\lambda}_e)}{\bar{\lambda}_e} \quad (3)$$

Jelikož střední volná dráha elektronu je nepřímo úměrná tlaku plynu, lze výraz (3) zapsat také jako:

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right) \quad (4)$$

Při teoretických rozborech výbojů se však často vychází z empirického vztahu, který Townsend navrhl:

$$\alpha = Ap e^{-Bp/E} \quad (m^{-1}) \quad (5)$$

Stanovení konstant  $A$  ( $\text{cm}^{-1} \cdot \text{kPa}^{-1}$ ) a  $B$  ( $\text{V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{kPa}^{-1}$ ) opět vychází z kinetické teorie plynů, avšak vzhledem k uvažovaným zjednodušením se jen zřídka shodují s experimentálně naměřenými daty. Proto jsou tyto konstanty často určeny v určitých mezích  $E/p$  právě experimentálně a lze je dohledat v literatuře [2].

### 1.1.2 Fotoionizace

*Fotoionizace* je po nárazové ionizaci dalším možným způsobem generování volných nosičů náboje. Může se projevit v Townsendově lavinovém mechanismu výboje, ovšem klíčovou roli hraje v kanálovém mechanismu výboje, viz oddíl 1.4.

Při fotoionizaci dochází k absorpci dopadajícího kvanta elektromagnetického záření (fotonu) atomem či molekulou, čímž se uvolní elektron, který se pak označuje jako *fotoelektron*. Aby k fotoionizaci došlo, musí být energie dopadajícího fotonu vyšší než ionizační energie částice. Podmínku fotoionizace lze tak zapsat jako  $h\nu \geq W_i$ , kde  $h$  je Planckova konstanta<sup>4</sup> a  $\nu$  (Hz) frekvence elektromagnetického záření. Tuto podmínku lze přepsat za pomoci vlnové délky fotonu  $\lambda$  (m) a rychlosti světla  $c$  do tvaru  $\lambda \leq hc/W_i$ , z čehož lze usuzovat, že fotoionizaci v plynech může způsobit pouze krátkovlnné záření.

Fotoionizace funguje jako sekundární ionizační proces při výbojích v plynech. Excitovaný atom plynu (např. elektronem o nižší energii než je ionizační energie tohoto atomu) při návratu do základního stavu vyzáří kvantum elektromagnetické energie, kterým může ionizovat jiný

<sup>4</sup>  $h = 6,626\,070 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ .

atom, jehož ionizační energie je rovna nebo menší energii vyzařeného fotonu, symbolicky  $A^* \rightarrow A + h\nu$ , kde  $A^*$  označuje excitovanou částici. Pravděpodobnost fotoionizace je nejvyšší, pokud rozdíl  $h\nu - W_i$  spadá do rozmezí 0,1 - 1 eV. Proces fotoionizace lze symbolicky zapsat jako  $A + h\nu \rightarrow A^+ + e^-$  [2] [3].

### 1.1.3 Tepelná ionizace

Termín *tepelná ionizace* platí obecně pro ionizační děje v plynech o vysokých teplotách a začíná se výrazně uplatňovat při teplotách nad 1 000 K. Pokud je plyn zahřátý na dostatečně vysokou teplotu, atomy nebo molekuly plynu mohou způsobovat ionizaci při srážkách s jinými částicemi díky své vysoké kinetické energii. Další možností tepelné ionizace může být fotoionizace tepelným zářením plynu. Tepelná ionizace se uplatňuje především ve vysokotlakém elektrickém oblouku [2].

### 1.1.4 Další mechanismy ionizace

Existují i další způsoby ionizace, jako např. postupná ionizace přes excitované stavy částic  $A^* + e^- \rightarrow A^+ + 2e^-$  nebo povrchová ionizace popsaná v oddílu 1.3. Zajímavá je také ionizace atomy v metastabilních stavech, což jsou atomy, které mohou v excitovaných stavech setrvat poměrně dlouhou dobu<sup>5</sup>. Tato ionizace je zodpovědná za pozorované zpoždění procesů při výbojích v některých plynných směsích [2].

## 1.2 Procesy vedoucí k deionizaci

Spolu s ionizací částic probíhá vždy současně i opačný jev, kdy se z nosičů elektrického náboje opět stávají částice elektricky neutrální. Pokud v určitém časovém okamžiku procesy deionizace převládají, vodivost plynu se snižuje.

### 1.2.1 Rekombinace

Protože jsou přítomny společně v objemu plynu jak kladně nabitě, tak záporně nabitě částice, k *rekombinaci* dochází vždy. Dle interagujících částic rozeznáváme několik typů rekombinací.

Rekombinace iont-iont funguje jako hlavní mechanismus deionizace v plynech, ve kterých jsou volné elektrony snadno zachycovány atomy plynu. Úroveň rekombinace je přímo úměrná koncentraci kladných a záporných iontů. Při stejné koncentraci kladných  $n_+$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) a záporných iontů  $n_-$  je rychlost rekombinace dána:

$$\frac{dn_+}{dt} = \frac{dn_-}{dt} = -\beta_i n_+ n_- \quad (6)$$

<sup>5</sup> Běžná deexcitace nastává v rozmezí  $10^{-7}$ - $10^{-10}$  s. Při metastabilní stavu může nastat v rámci setin sekundy až sekund.

kde  $\beta_i$  ( $\text{cm}^3/\text{s}$ ) je koeficient rekombinace iont-iont, jenž se u většiny plynů pohybuje za pokojových teplot v rozmezí  $10^{-7}$  až  $5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$ .

Jestliže  $n_+ \approx n_- = n_i$ , tedy  $n_e \ll n_-$ , kde  $n_e$  značí koncentraci elektronů, a za předpokladu, že v čase  $t = 0$ :  $n_i = n_{i0}$  a v čase  $t$ :  $n_i = n_i(t)$ , pak rovnice (6) přejde do tvaru [2]:

$$\frac{dn_i}{dt} = -\beta_i n_i^2 \quad (7)$$

a po integraci výrazu (7):

$$n_i(t) = \frac{n_{i0}}{1 + n_{i0}\beta_i t} \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (8)$$

Dalším způsobem rekombinace je tzv. elektron-iontová rekombinace, při které dochází k zachycení a následnému zabudování elektronu do elektronového obalu kladného iontu, čímž vzniká buď neutrální částice, nebo částice v excitovaném stavu. Během tohoto procesu se uvolní součet kinetické a potenciální (ionizační) energie elektronu ve formě kvanta elektromagnetického záření (zářivá rekombinace), nebo energie tepelné. Lze ji symbolicky zapsat následovně:  $A^+ + e^- \rightarrow A (+h\nu)$  nebo  $A^+ + e^- \rightarrow A^* (+h\nu) \rightarrow A + h\nu$ . Tento způsob rekombinace se uplatňuje především v termálním plazmatu<sup>6</sup>, v nízkoteplotním plazmatu není tolik významný. Opět lze zavést koeficient rekombinace, v tomto případě značený jako  $\beta_{rr}$ , který se u většiny plynů za běžných podmínek pohybuje v řádu  $10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$ .

Možný dalším typem rekombinace je tzv. disociativní elektron-iontová rekombinace. Při tomto procesu se sráží elektron s kladným molekulárním iontem, následuje rekombinace elektronu s iontem, a nakonec dojde k disociaci, tedy rozštěpení iontu. Energie uvolněná rekombinací se může využít na disociaci. Jedná se o nejrychlejší proces rekombinace v objemu nízkoteplotního plazmatu, např. v doutnavém výboji. Symbolické značení je následující:  $AB^+ + e^- \rightarrow A + B$  nebo  $AB^+ + e^- \rightarrow A^* + B$ , pokud se zbylá energie po disociaci využije na excitaci částice. Koeficient rekombinace se značí jako  $\beta_{dis}$  a dosahuje u velké množiny plynů velikosti kolem  $10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$  [3] [5].

## 1.2.2 Záchyt elektronů a vznik záporných iontů

Elektronegativní plyny mají tendenci snadno zachycovat volné elektrony a vytvářet stabilní anionty, což je způsobeno nezaplňným valenčním orbitalem. Příkladem mohou být halogeny F, Cl, Br, I a At s jedním chybějícím elektronem nebo prvky O, S, Se se dvěma chybějícími elektrony. Aby aniont zůstal po určitý čas stabilní, musí být jeho celková energie nižší než energie atomu v základním stavu. Změna energie, která nastane při zachycení elektronu v elektronovém

<sup>6</sup> Jedná se o plazma, ve kterém je vyrovnána teplota všech jeho částí, tedy elektronů, iontů i vícenásobných iontů.

obalu, se nazývá *elektronová afinita* a značí se  $W_a$ . Tato energie se při zachycení uvolní jako foton nebo kinetická energie. Existuje více mechanismů vzniku aniontů, pro příklad bude uveden zářivý záchyt elektronu:  $A + e^- \leftrightarrow A^- + h\nu$ , kde  $W_a = h\nu$ . Stejně jako uvedený příklad i další procesy vzniku aniontů jsou vratné a umožňují opětovné uvolnění elektronu [2].

Odnímání elektronů z ionizovaného plynu výše zmíněným způsobem lze vyjádřit v analogii s Townsendovým lavinovým mechanismem. Pokud  $\eta$  ( $m^{-1}$ ), *koeficient zachycení*, bude definován jako počet zachycení na jednotku délky ve směru silového působení elektrického pole, pak úbytek ve smyslu elektronového proudu na elementu vzdálenosti  $dx$  bude  $dI = -\eta I dx$  a tedy po integraci přes vzdálenost  $d$  mezi elektrodami obdržíme výraz podobný (2):

$$I = I_0 e^{-\eta d} \quad (A) \quad (9)$$

kde  $I_0$  značí opět elektronový proud vycházející z katody.

Samostatné měření koeficientu  $\eta$  je možné pouze za předpokladu nízkého  $E/p$ , kdy lze nárazovou ionizaci zanedbat. Při vyšších hodnotách  $E/p$  je již nezbytné měřit oba koeficienty  $\alpha$  a  $\eta$  zároveň. Pro vyjádření celkového ustáleného proudu, skládajícího se ze dvou složek – elektronů a aniontů – je třeba spojit výrazy (2) a (9). Výsledný vztah po provedení potřebných úprav při respektování složky záporných iontů vypadá následovně:

$$I = I_0 \left[ \frac{\alpha}{\alpha - \eta} e^{(\alpha - \eta)d} - \frac{\eta}{\alpha - \eta} \right] \quad (A) \quad (10)$$

Tento vztah určuje proud při uvažování pouze lavinového mechanismu a záchytu elektronů, další procesy jsou zanedbány. Pokud bude koeficient  $\eta$  nulový, pak se vztah (10) zredukuje na vztah (2). Pro zjednodušení se využívá tzv. efektivního ionizačního koeficientu  $\bar{\alpha} = \alpha - \eta$ .

Plyny s vysokým koeficientem  $\eta$  (jako např.  $SF_6$ ) mají zároveň i vyšší elektrickou pevnost a využívají se tak jako izolační media ve vysokonapětových aplikacích [2].

### 1.2.3 Difúze

Před samotným rozбором procesu *difúze* částic je třeba objasnit pojem *pohyblivost*. V přítomnosti elektrického pole jsou nosiče náboje vystaveny síle, která způsobuje jejich pohyb ve směru působení o průměrné rychlosti  $v_d$  (m/s). Pohyblivostí je pak nazván koeficient úměrnosti  $\mu$  mezi driftovou rychlostí a intenzitou působícího elektrického pole:

$$\mu = \frac{v_d}{E} \quad (m^2 V^{-1} s^{-1}) \quad (11)$$

Pohyblivost nosičů náboje je v podstatě nezávislá na podílu  $E/p$  v širokém intervalu hodnot. Ke změně dochází, pokud driftová rychlost již není zanedbatelně malá vzhledem k tepelnému pohybu částic plynu.

Pohyblivosti iontů a elektronů lze využít při stanovení vodivosti či rezistivity ionizovaného plynu. V případě, kdy koncentrace kladných iontů a elektronů jsou stejné, tedy  $n_+ = n_e = n$ , platí pro celkovou proudovou hustotu vztah:

$$J = J_i + J_e = n(v_{di} + v_{de})e \quad (A/m^2) \quad (12)$$

kde  $v_{di}$  je driftová rychlost iontů a  $v_{de}$  driftová rychlost elektronů. Z Ohmova zákona v diferenciálním tvaru a za použití (11) lze z výrazu (12) odvodit vztah pro měrnou vodivost:

$$\sigma = \frac{J}{E} = ne(\mu_e + \mu_i) \quad (S/m) \quad (13)$$

kde  $\mu_e$  je pohyblivost elektronů a  $\mu_i$  je pohyblivost iontů.

Pokud je koncentrace částic pohybujících se v plynu nerovnoměrná, pak dochází k pohybu těchto částic z oblastí s vyšší koncentrací do oblastí s nižší koncentrací. Difúzí se poté označuje proces, který vede k vyrovnávání koncentrací. Difúze tak způsobuje odnímání nosičů náboje z oblastí, kde je koncentrace vyšší, naopak má ionizující efekt na oblasti s nižší koncentrací. Částice se pohybují určitou rychlostí podél koncentračního spádu, kterou lze považovat za analogickou k driftové rychlosti částic v elektrickém poli. Hustota difúzního se získá následovně:

$$\Gamma = -D\nabla n \quad (m^{-2}s^{-1}) \quad (14)$$

kde  $D$  ( $m^2 \cdot s^{-1}$ ) je difúzní koeficient, který je možno za pomoci kinetické teorie stanovit také jako  $D = \bar{v}_t \bar{\lambda} / 3$ ,  $\bar{v}_t$  (m/s) je průměrná rychlost tepelného pohybu a  $\bar{\lambda}$  (m) střední volná dráha částice.

Ve většině případů se uplatňuje difúzní i driftový pohyb zároveň. Je proto nezbytné vyjádřit vztah mezi difúzním koeficientem a pohyblivostí. Pohyblivost záporných iontů je obecně vyšší než iontů kladných (v následujících úvahách lze nahradit záporné ionty elektrony), proto záporné ionty difundují rychleji. Rozdílná úroveň difúze pak způsobuje oddělení elektrického náboje, což vede k zesílení elektrického pole, jehož účinkem se však zvyšuje driftová rychlost kladných iontů, a naopak snižuje driftová rychlost iontů záporných. Následně je dosaženo rovnovážného stavu, kdy se vyrovnávají hustoty difúzních toků i driftové rychlosti a celkový náboj je tak v určitém makroskopickém objemu nulový. Rychlost kladných iontů (pro jednorozměrný případ – difúze ve směru  $x$ ) při uvažování driftového i difúzního pohybu je následující:

$$v_+ = -\frac{D_+ dn_+}{n_+ dx} + \mu_+ E \quad (m/s) \quad (15)$$

analogicky i pro záporné ionty  $v_-$  se změnou ve znaménku před členem  $\mu_- E$ . Za následujícího předpokladu, že:

$$n_+ = n_- = n \quad v_+ = v_- = v \quad \frac{dn_+}{dx} = \frac{dn_-}{dx} = \frac{dn}{dx}$$

je průměrná rychlost iontů:

$$\bar{v} = -\frac{D_+\mu_- + D_-\mu_+}{n(\mu_+ + \mu_-)} \frac{dn}{dx} \quad \text{kde} \quad -\frac{D_+\mu_- + D_-\mu_+}{\mu_+ + \mu_-} = D_a \quad (16)$$

$D_a$  označuje koeficient *ambipolární difúze* (lze psát i pro elektrony – dojde k nahrazení  $\mu_-$  za  $\mu_e$  a  $D_-$  za  $D_e$ ). Jak vyplývá z předcházejících vztahů, ambipolární difúzi se rozumí difúze, která je provázána s účinky prostorového elektrického náboje.

Pokud všechny částice mají stejnou teplotu, tedy elektrony i ionty jsou v tepelné rovnováze s částicemi plynu, pak pro koeficient ambipolární difúze přibližně platí  $D_a \approx 2D_+$ . Pro případy, kdy je  $T_e \gg T_+$  a  $\mu_e \gg \mu_+$  pak platí vztah  $D_a \approx \mu_+ \frac{kT_e}{e}$ , kde  $k = 1,380\,649 \cdot 10^{-23}$  (J·K<sup>-1</sup>) značí Boltzmannovu konstantu.  $T_e, T_+$  (K) jsou termodynamické teploty elektronů a kladných iontů. Oba dva případy jsou odvozeny z kinetické teorie plynu (Einsteinův vztah) [2].

### 1.3 Sekundární procesy na katodě

Katoda v Townsendově teorii elektrického výboje v plynech zastává podstatnou roli tím, že dodává elektrony do prostoru plynu při všech stádiích výboje. Pro uvolnění elektronu z kovové elektrody je třeba vynaložit energii, jejíž minimální hodnota se nazývá *výstupní práce*<sup>7</sup>  $W_v$ . Existuje několik způsobů, jak tuto energii dodat.

#### 1.3.1 Fotoelektrická emise

Při *fotoelektrické emisi* se absorbuje elektromagnetické záření kovovou elektrodou. Pokud fotony dopadajícího záření mají energii vyšší, než je výstupní práce  $h\nu > W_v$ , pak může dojít k uvolnění elektronu. Mezní frekvence  $\nu_0$ , při které se začne objevovat fotoemise, je charakteristickou vlastností každého materiálu a liší se i v závislosti na stavu povrchu, jeho čistotě a drsnosti. Pokud dopadající foton bude mít energii vyšší než  $h\nu_0$ , přebytečná energie může být transformována na kinetickou energii uvolněného elektronu, což lze zapsat do rovnice jako  $h\nu = h\nu_0 + W_{\max}$ , kde  $W_{\max}$  je maximální možná energie uvolněného elektronu. Většina kovů má mezní frekvenci v oblasti UV záření [2].

#### 1.3.2 Emise elektronů dopadem kladných iontů

Při tomto sekundárním procesu musí kladný iont při dopadu uvolnit dva elektrony, z čehož se jeden využije na neutralizaci iontu. Z toho vyplývá, že minimální energie kladného iontu musí

<sup>7</sup> Jedná se o práci, kterou je potřeba dodat „průměrnému“ elektronu, aby překonal potenciálovou bariéru povrchu. Takový „průměrný“ elektron se nachází na Fermiho energetické hladině, která je u vodičů při teplotě 0 K obsazena s pravděpodobností 0,5. Tedy polovina elektronů se nachází nad a druhá polovina pod touto hladinou.

být rovna dvojnásobku výstupní práce  $W_k + W_p \geq 2W_v$ , kde  $W_k$  je kinetická energie dopadajícího iontu a  $W_p$  energie potenciální. Kinetická energie, kterou kladný iont získá při výbojích, nestačí na uvolnění elektronu. Hlavní úlohu zde hraje přiblížení iontu k povrchu kovu na vzdálenosti řádu velikostí atomů. Elektrické pole je pak nesmírně silné (jedná se o pole kolem atomového jádra) a elektron ihned tuneluje z kovu k iontu, čímž dojde k jeho neutralizaci. Emisi elektronů mohou dopadem způsobit i neutrální metastabilní atomy či molekuly [2].

### 1.3.3 Tepelná emise

Za pokojové teploty nemají elektrony ve vodivostním pásu dostatečnou tepelnou energii, jejich průměrná energie je  $3,8 \cdot 10^{-2}$  eV, což je oproti běžným hodnotám  $W_v$  kovů zanedbatelné (např. pro železo se pohybuje v rozmezí 3,6-4,6 eV). Při zahřátí kovu na dostatečně vysokou teplotu kolem 1 500-2 500 K mohou elektrony získat energii z tepelných vibrací krystalové mřížky postačující k jejich uvolnění z kovu. Pokud není přítomno vnější elektrické pole, elektrony, které úspěšně opustily kov, se akumulují blízko povrchu, čímž zabraňují dalším elektronům k výstupu. Tento prostorový náboj elektronů lze jednoduše odstranit i slabým elektrickým polem.

Experimentálně naměřená data elektronových proudů při tepelné emisi se neshodují s teoretickými hodnotami dle Richardsonova vztahu, který vyjadřuje hodnotu saturační proudové hustoty při tepelné emisi:

$$J_s = AT^2 e^{-\frac{W_v}{kT}} \quad (A/m^2) \quad (17)$$

kde  $A = 120 \cdot 10^4 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$ . Tato nesrovnatelnost je způsobena vlnovým charakterem elektronů, jež mohou být i při dostatečné energii odraženy zpět do kovu povrchovými atomy nebo nečistotami. Ve vztahu (17) se pak hodnota  $A$  nahradí za  $A_{\text{eff}}$ , která bere v potaz i tento jev. Tepelná emise se výrazně projevuje v obloukovém výboji [2].

### 1.3.4 Emise elektrickým polem

Elektrony mohou být z elektrody uvolněny velmi silným elektrickým polem. Elektrické pole může snížit velikost potenciálové bariéry povrchu natolik, že některé elektrony mají nenulovou pravděpodobnost bariérou projít, tento mechanismus se pak označuje jako *tunelový jev*. Pro vytvoření proudu v řádech jednotek  $\mu\text{A}$  je třeba elektrického pole o velikosti intenzity  $10^7$ - $10^8$  V/cm. Proudová hustota emise se pak vypočte podobným způsobem jako v (17), do vztahu se navíc zakomponuje působení elektrického pole. Výsledný výraz se označuje jako Schottkyho rovnice:

$$J_s = J_0 \exp \left[ \frac{e}{kT} \left( W_v - \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}} \right) \right] \quad (A/m^2) \quad (18)$$



kde  $J_0$  (A/m<sup>2</sup>) označuje proudovou hustotu v nepřítomnosti pole danou výrazem (17) a  $\epsilon_0$  (F/m) je permitivita vakua.

Aby dle vztahu (18) bylo dosaženo mnohem vyšší proudové hustoty, než je hodnota  $J_0$ , musí mít působící pole intenzitu v řádech 10 MV/cm. Experimentálně se však zjistilo, že proud je výrazný i při slabších polích. Vysvětlením může být zesílení pole v okolí mikroskopických nerovností na povrchu kovu [2].

### 1.3.5 Townsendův druhý ionizační proces

Při měření proudu mezi dvěma rovnoběžnými deskovými elektrodami Townsend zjistil, že při vyšších hodnotách napětí nebo vzdálenostech mezi elektrodami proud roste daleko rychleji, než jak vyplývá ze vztahu (2) nebo (10). Musí se tedy uplatňovat sekundární procesy. Domníval se, že zrychlený nárůst proudu je dán kolizemi kladných iontů s molekulami, příp. jejich dopadem na katodu. Mimo to se projevují i fotoionizace a další sekundární ionizační procesy.

Následující úvaha platí pro případ výboje, kde jsou elektrony uvolňovány z katody dopadem kladného iontu. Pokud  $n$  je počet elektronů dosahujících anody,  $n_0$  počet elektronů emitovaných z katody UV zářením,  $n_+$  počet elektronů uvolněných z katody dopadem kladných iontů a  $\gamma$  (-) počet elektronů uvolněných z katody dopadem jednoho kladného iontu, pak  $n = (n_0 + n_+)e^{\alpha d}$  a  $n_+ = \gamma[n - (n_0 + n_+)]$ . Dosazením  $n_+$  do prvního výrazu a vyjádřením výsledku ve smyslu proudů, vyjde vztah:

$$I = I_0 \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)} \quad (A) \quad (19)$$

Jak bylo zmíněno výše, ve skutečnosti se při mechanismu výboje uplatňují i další sekundární procesy v závislosti na podmínkách, při kterých k výbojům dochází. Obvykle se udává jeden ionizační koeficient  $\gamma$ , který v sobě zahrnuje více mechanismů. Hodnota  $\gamma$  je závislá především na vlastnostech materiálu katody a jejího povrchu. Koeficient  $\gamma$  je poměrně malý při nízkých hodnotách  $E/p$ , s růstem  $E/p$  se jeho hodnota zvyšuje, což je způsobeno přítomností vyššího počtu kladných iontů a fotonů s dostatečně velkou energií. Bylo však dokázáno, že vliv  $\gamma$  na přeskokové napětí je omezen pouze na Townsendův mechanismus přeskoků, tedy na přeskoky za nízkého tlaku.

Při růstu napětí mezi elektrodami roste proud v souladu s (19) a v určitý okamžik začne růst nad všechny meze. V **Obr. 1** se tak stane při napětí  $U_4$ , kdy dochází k přechodu z oblasti temných výbojů do oblasti samostatného výboje. Pokud proud roste nad všechny meze, pak jmenovatel ve vztahu (19) musí být roven nule.

Z toho vyplývající Townsendova podmínka samostatného výboje vypadá následovně:

$$\gamma \left( e^{\alpha d} - 1 \right) = 1 \quad (20)$$

Za předpokladu, že  $e^{\alpha d} \gg 1$ , lze podmínku pro samostatný výboj zjednodušit na  $\gamma e^{\alpha d} \approx 1$ . Při zohlednění mechanismu záchytu elektronů a za předpokladu, že  $\alpha \gg \eta$ , je možno psát  $\gamma e^{\bar{\alpha} d} \approx 1$ .

Elektrický proud na anodě je stejný jako proud ve vnějším obvodu, proto jeho hodnota nemůže být nekonečně velká, jak by vyplývalo z (20). Výboj je však při splnění podmínky samostatný a nezaniká po odeznění účinku ionizačního činidla. Čím více levá strana výrazu (20) převyšuje hodnotu 1, tím rychleji se výboj rozvíjí [2] [4]. Alternativně lze podmínku samostatného výboje přepsat do tvaru:

$$\bar{\alpha} d = \ln \left( \frac{1}{\gamma} + 1 \right) = K \quad (21)$$

## 1.4 Kanálový mechanismus výboje

Townsendova teorie lavinového mechanismu není schopna vysvětlit všechny děje, které byly při výbojích pozorovány, např. skutečný tvar výboje či kratší čas výstavby výboje. Proto ve 30. letech 20. století vznikla alternativní teorie mechanismu elektrického výboje v plynech navržená Raetherem, Loebem a Meekem, jež pracuje s termínem *strimér*<sup>8</sup>.

Podívejme se nyní na výboje ve vzduchu za atmosférického tlaku<sup>9</sup>. Při překročení přeskokového napětí a přeskokových vzdálenostech nad 1 cm se může objevit jiskrový výboj, tedy krátkodobý samostatný výboj, jehož dobře vodivým kanálem protéká velký proud o velikostech až  $10^5$  A (blesky), teplota kanálu přitom dosahuje až 30 000 K. Pokud je zdroj schopen dodávat proud po delší dobu, jiskrový výboj přechází ve výboj obloukový. V homogenním poli se uskutečňuje celkový přeskok mezi elektrodami najednou. V případě silně nehomogenního pole se před samotným jiskrovým výbojem může objevit kolem částí, kde se vyskytuje vysoký spád potenciálu, částečný slabě zářící samostatný výboj nazývaný se *koróna*. Při koróně dochází pouze k lokální ionizaci [6].

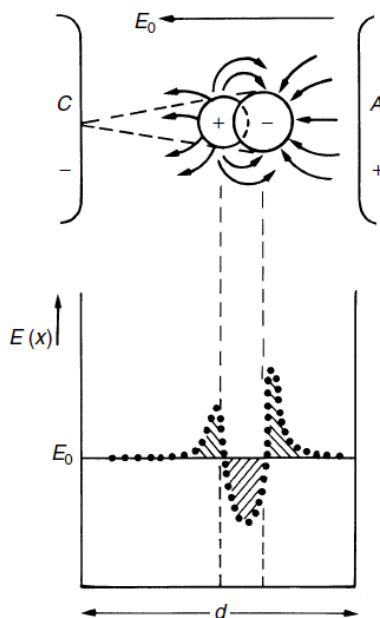
Lavinový mechanismus výboje zahrnující sekundární emise elektronů z katody převládá v oblastech nízkého tlaku, přibližně při hodnotách  $pd < 25$  kPa·cm. Při vyšších hodnotách  $pd$  a vysokých napětích se výboj rozvíjí mnohem rychleji, než by se očekávalo prostřednictvím mechanismu laviny. Sekundární emise vlivem dopadajících iontů může být zanedbána, jelikož

<sup>8</sup> Strimér představuje označení pro slabě světélkující tenký výbojový kanál, který se v anglické literatuře označuje jako „streamer“.

<sup>9</sup> Následující část práce se bude zaměřovat především na procesy výbojů ve vzduchu za atmosférických podmínek. Důležité či zajímavé odlišnosti pro jiné plyny, popř. podmínky, budou vždy výslovně uvedeny.

doba trvání výboje je příliš krátká na to, aby ionty stihly urazit vzdálenost ke katodě. Dokonce ani fotoemise není dostatečně rychlým mechanismem, jelikož kanál výboje je formován zhruba stejný časový úsek, jež elektron potřebuje k překonání vzdálenosti mezi katodou a anodou. Moderní technikou bylo pozorováno, že ihned po první lavině dojde k překlenutí mezery mezi elektrodami zářícím ionizovaným kanálem, což vyústí v přeskok [3].

V lavině s vysokou hodnotou  $e^{\alpha x}$  v homogenním poli vzniká značný prostorový náboj. Tento prostorový náboj generuje vlastní elektrické pole  $\vec{E}'$ , které se vektorově sčítá s vnějším polem  $\vec{E}_0$  a deformuje ho v okolí laviny. Prostorový náboj vytváří dipól, jelikož rychlejší elektrony jsou situovány v čele laviny a pomalejší kladné ionty zůstávají za nimi. Jak je vidět z následujícího obrázku, výsledné elektrické pole  $\vec{E}$  je před čelem laviny směřujícím k anodě záporným nábojem elektronů zesíleno, totéž platí i pro prostor mezi kladným nábojem a katodou. Elektrické pole mezi prostorovým kladným a záporným nábojem je naopak zeslabeno.



Obr. 3 Deformace elektrického pole prostorovým nábojem elektronové laviny [2]

Pozn. A značí anodu, C pak katodu z anglického Cathode

Pokud počet nosičů náboje v čele laviny dosáhne kritické hodnoty  $n_0 e^{\alpha x_c} \approx 10^8$ , resp.  $\alpha x_c \approx 18-20$ , kde  $x_c$  (m) je délka cesty laviny ve směru působení vnějšího pole, prostorový náboj již vytváří elektrické pole velikostí srovnatelné s polem vnějším, což vede k vyvolání striméru. Zároveň by koncentrace elektronů v lavině měla být alespoň  $7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  kvůli zajištění potřebné úrovně emise fotonů z čela laviny pro fotoionizaci před ním. Pokud je délka  $x_c$  potřebná pro dosažení požadované koncentrace elektronů větší než vzdálenost mezi elektrodami, k zahájení striméru pravděpodobně nedojde. Za atmosférických podmínek ve vzduchu v homogenním poli se přeskok uskutečňuje Townsendovým mechanismem pro vzdálenosti  $d < 5 \text{ cm}$  mezi

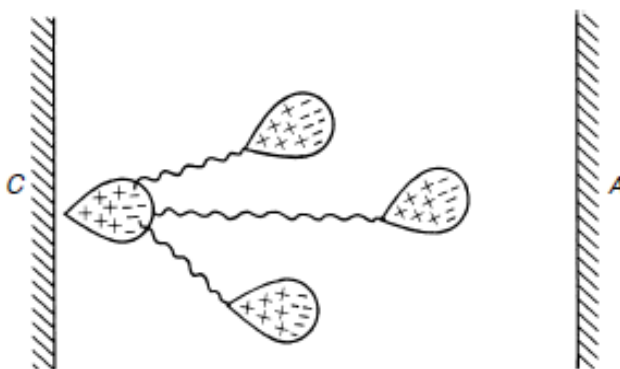
elektrodami, kanálový mechanismus se neuplatní. Přesná hranice přechodu mezi jednotlivými mechanismy výboje však neexistuje. Vznik strimérů se objevuje ve vzduchu za atmosférických podmínek při hodnotách  $pd > 500 \text{ kPa} \cdot \text{cm}$ . Určitá přechodná forma mezi mechanismy pak existuje v rozmezí hodnot  $25\text{-}650 \text{ kPa} \cdot \text{cm}$  [3].

Na vývoj striméru má vliv i zachycování elektronů atomy u elektronegativních plynů. Z měření proudu ve vzduchu za atmosférických podmínek a  $d = 5 \text{ cm}$  vyplývá následující. Po krátké proudové špičce způsobené primární lavinou protéká poměrně dlouho (až  $10 \mu\text{s}$ ) mezi elektrodami malý proud, který je způsoben elektrony. Teprve poté nastává postupný nárůst proudu zakončený přeskokem. Po proběhnutí primární laviny je kladný náboj v jejím chvostu kompenzován zápornými ionty, které vznikly zachycením elektronů, a prostorový náboj není dostatečně silný pro vytvoření striméru. Záporné ionty se však nacházejí v oblasti probíhající primární laviny, tedy u anody, jíž jsou přitahovány. Kladný náboj postupně převládne a elektrické pole prostorového náboje začne být dostatečně silné pro vytvoření striméru. Protékání malého proudu před samotným přeskokem je vysvětlováno postupným uvolňováním elektronů ze záporných iontů v rostoucím elektrickém poli prostorového náboje.

Experimentálně byla zjištěna i rychlost výstavby výboje kanálovým mechanismem. Šíření počáteční laviny se děje při rychlostech  $10^7 \text{ cm/s}$ , při dosažení kritické velikosti laviny prudce, až desetinásobně, vzroste rychlost šíření čela laviny. V mnoha případech pak dochází zároveň i ke stejné rychlému šíření v opačném směru. Můžeme tak rozlišit dva typy strimérů, orientovaný k anodě a orientovaný ke katodě. Strimér je v porovnání s jiskrou poměrně slabě ionizovaný kanál a jedná se o netermální plazma, tedy takové, kde není vyrovnána teplota všech komponent. Elektrony v plazmatu mají daleko vyšší teplotu než ionty a neutrální částice, které jsou teplotně zhruba na hladině okolí [3].

#### **1.4.1 Strimér orientovaný k anodě (záporný strimér)**

Proběhne-li lavina od katody směrem k anodě potřebnou vzdálenost k dosažení kritické hodnoty hustoty elektronů v čele, společné působení vnějšího pole a pole prostorového náboje vede ke zvýšené ionizaci před čelem laviny. Okamžitou rekombinací kladných iontů a elektronů dojde k uvolnění fotonů, které mohou fotoionizací vytvořit sekundární laviny před lavinou původní. Díky zesílenému elektrickému poli v oblasti mezi anodou a původní lavinou stačí pro dosažení kritické hustoty elektronů v čele sekundární laviny menší vzdálenost  $x_c$ . Proces se opakuje, až je dosaženo anody a vzdálenost mezi elektrodami je překlenuta vodivým kanálem. Protože se fotony pohybují rychlostí světla, výstavby vodivého kanálu probíhá daleko rychleji než v případě Townsendova mechanismu. Strimér orientovaný k anodě hraje významnou roli při přeskoku, kdy se kritické hodnoty hustoty elektronů dosáhne již blízko katody [3].



Obr. 4 Šíření striméru směrem k anodě [2]

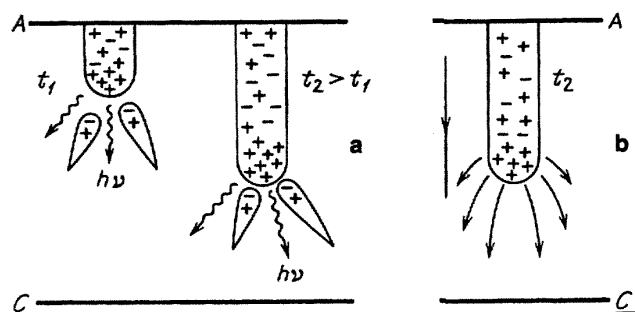
Pozn. A značí anodu, C pak katodu z anglického Cathode

### 1.4.2 Strimér orientovaný ke katodě (kladný strimér)

Rozvoj tohoto striméru je opět zajištěn prostřednictvím fotonů, které jsou emitovány pravděpodobně excitovanými atomy. Excitované atomy vznikly působením původní laviny, jež probíhala od katody k anodě. Elektronů vznikajících fotoionizací vytvářejí sekundární laviny a ty jsou vzhledem k působení elektrického pole vtahovány do chvostu původní laviny (probíhající od katody k anodě, po které zůstaly převážně kladné ionty). Sekundární elektrony, způsobující zároveň i excitaci atomů, se míchají s kladnými ionty původní laviny a vytvářejí vodivý kanál. Excitované atomy emitují fotony a vytvářejí další sekundární laviny. Kladné ionty ze sekundárních lavin zesilují kladný náboj kanálu na straně orientované ke katodě, čímž jsou přitahovány další elektrony ze sekundárních lavin následujících generací a strimér tak roste.

V případě ukázaném na následujícím obrázku je vodivý kanál striméru v kontaktu s anodou a chová se jako kovová jehla vyčnívající z povrchu anody, potenciál anody je přenášen výbojovým kanálem<sup>10</sup>. Elektrické pole je tak mezi koncem striméru a katodou výrazně zesíleno, což způsobuje vtahování sekundárních lavin do striméru ze všech stran. Experimenty prokázaly, že rychlost růstu striméru je tím větší, čím je strimér delší a čím je silnější vnější elektrické pole. Strimér orientovaný ke katodě hraje významnou roli při přeskoku, kdy se kritické hodnoty laviny probíhající od katody k anodě dosáhne až těsně před anodou. Přiložené napětí, při kterém tento jev nastává, se označuje také jako statické napětí. V homogenním poli se pak strimér šíří zpět ke katodě. Pokud je kritické hodnoty dosaženo dříve v prostoru mezi elektrodami, tedy přiložené napětí je vyšší než statické, striméry se šíří na obě strany [3].

<sup>10</sup> Jde o názorný příklad. Jak bude vysvětleno později, kanál striméru nemá dostatečnou vodivost, podél jeho dráhy se určitý potenciálový úbytek vyskytuje. Navíc i spojení s elektrodou není bez odporu.



Obr. 5 Šíření striméru ke katodě s počátkem na anodě [3]

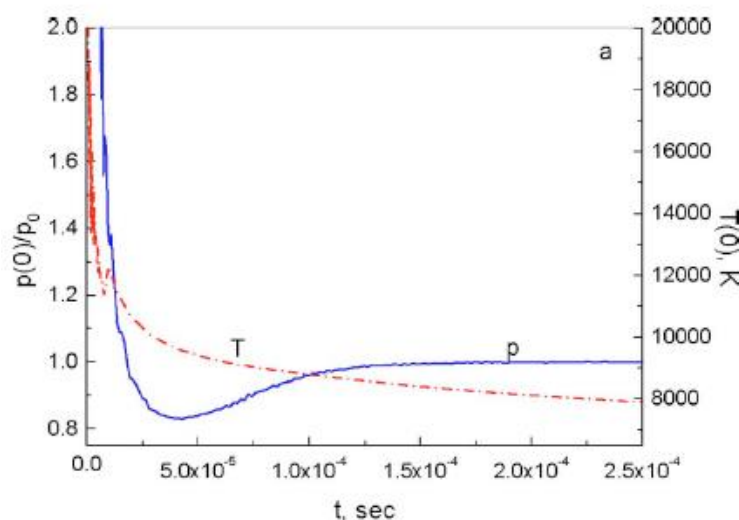
Pozn. A značí anodu, C pak katodu z anglického Cathode,  $t$  daný časový okamžik

### 1.4.3 Jiskrový výboj

Samotný kanál striméru, jak již bylo zmíněno, je ionizovaný poměrně slabě, a proto není schopen přenášet velké proudy, které se při jiskrovém výboji vyskytují. Poté, co dojde k překlenutí vzduchové mezery strimérem, však prudce roste stupeň ionizace v původním kanálu, což následně vede i k nárůstu proudu. Následující výklad bude proveden na kladném striméru, pro záporný je podstata mechanismu totožná. Strimér šířící se od anody ke katodě přenáší potenciál anody (resp. potenciál čela striméru se od anody liší méně než v případě nenarušeného elektrického pole strimérem) vzduchovou mezerou, čímž se zesiluje elektrické pole mezi čelem striméru a katodou. Jakmile dojde ke kontaktu čela striméru s katodou, pole se stane natolik silné, že elektrony uvolněné z katody, případně z částic plynu, se násobí s ohromnou intenzitou. Tato nová lavina se šíří zpět k anodě původním kanálem striméru a zanechává za sebou silně ionizované plazma. Mechanismus lze přirovnat ke zpětnému striméru, nyní ovšem s daleko silněji ionizovaným kanálem. Čelo této vlny se šíří k anodě rychlostí v řádu  $10^9$  cm/s. Nejedná se o rychlost pohybu elektronů, ale o rychlost šíření potenciálového skoku, jelikož je přenášen potenciál katody směrem k anodě. Ve chvíli, kdy silně ionizovaný kanál dosáhne anody, lze hovořit o jiskrovém výboji. Proudová hustota pak může dosahovat hodnot až okolo  $10^4$  A/cm<sup>2</sup>. Tento mechanismus výstavby jiskrového kanálu je lépe pochopený v případě výstavby lideru, který vzniká u delších výbojových drah. Při výstavbě lideru je totiž mezielektrodový prostor překlenut mnohem vodivějším kanálem než v případě striméru, jak bude popsáno dále.

Při tak velké proudové hustotě se uvolňuje obrovské množství tepla, jež je příčinou dalšího nárůstu stupně ionizace. Generované teplo není ve stejné míře odváděno do okolí, a tak se teplota v kanálu rychle zvyšuje, čímž se zvyšuje i tlak. Následuje vznik rázové vlny šířící se od osy proudového kanálu výboje podobající se explozi, doprovázený charakteristickým akustickým projevem. Zpočátku je teplota za čelem rázové vlny natolik vysoká, že dostačuje pro tepelnou ionizaci plynu, proudový kanál je tak těžko rozlišitelný od čela rázové vlny. Postupně však s expanzí rázová vlna slábne, přestává ionizovat plyn a odděluje se od silně ionizovaného proudového kanálu samotného jiskrového výboje [3].

Jiskrový kanál není dlouhodobě stabilní, jelikož je jeho energie odváděna do okolí ve formě tepla radiací a kondukcí. Během samotného rozvoje kanálu, při teplotách nad 10 000 K, je většina tepla do okolí vyzařována, kondukcce se na odvodu podílí relativně malou měrou. Se snižováním teploty kanálu se situace obrací, dominantní se začíná stávat právě kondukcce (pod 10 000 K). S expanzí se tlak uvnitř proudového kanálu snižuje, setrvačností až do té míry, že klesne pod úroveň tlaku plynu, který kanál obklopuje. Expanze se tím brzdí, až nakonec dojde k jejímu úplnému zastavení. Následuje komprese plynu v kanálu, tlak se opět zvyšuje, načež se dostane do rovnováhy s okolím a další ochlazování kanálu se stává téměř izobarickým dějem. Další snižování teploty je tak doprovázeno zvyšováním hustoty plynu v kanálu, který musí být nasáván z vnějšího prostředí. Jelikož je nasávaný plyn oproti kanálu studený, způsobuje turbulentní proudění plynu uvnitř kanálu. Tím se kanál stává nestabilní a začne se rozpadat. Čím je snižování teploty rychlejší, tím rychleji kvůli turbulentnímu proudění plynu v kanálu klesá jeho vodivost, která je při teplotách nižších než 3 000 K již zanedbatelná.



Obr. 6 Průběh teploty (červeně) a tlaku (modře) v čase v zanikajícím jiskrovém kanálu – model [7]

Pozn. sec značí anglickou zkratku pro sekundu – second

K úplnému vymizení jiskrového kanálu ve vzduchu za atmosférického tlaku a obnovení původních podmínek dochází v časech řádově  $10^{-2}$  s. Průměr kanálu se může pohybovat od jednotek mm až po desítky cm (např. kanály blesků) [7].

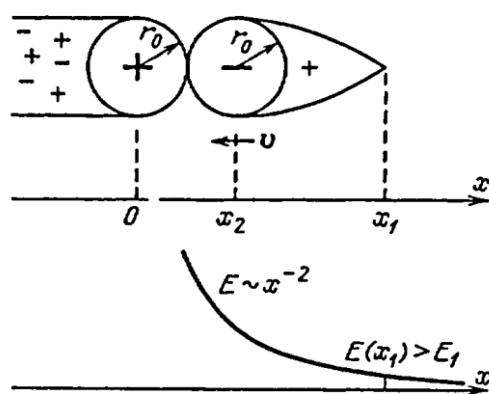
#### 1.4.4 Modely strimérů

Přestože koncept striméru byl navržen již na konci 30. let 20. století, probíhají výzkumy tohoto fenoménu dodnes. Každá fáze od výstavby po zánik kanálu striméru představuje složitý proces, proto vzniklo několik zjednodušujících modelů. Vytvoření kladného striméru (zejména kolem hrotu) je jednodušší, objevují se při nižších napětích než v případě záporného striméru, čehož se využívá v průmyslových aplikacích.

Experimentálně bylo zjištěno, že pro stabilní šíření kladného striméru ve vzduchu při atmosférických podmínkách je třeba intenzity elektrického pole  $E_{cr}$  o velikosti alespoň 4,4 kV/cm, pro záporný strimér se pak tato hodnota pohybuje v rozmezí 8-12,5 kV/cm. Jedná se o hodnoty téměř nezávislé na vzdálenosti elektrod a homogenosti pole. Tyto hodnoty jsou velmi citlivé na velikost koeficientu zachycení elektronů  $\eta$ . V argonu jako inertním plynu pro kladný strimér při atmosférickém tlaku dostačuje intenzita o velikosti pouhých 0,4 kV/cm. Hodnotu  $E_{cr}$  dále ovlivňuje např. teplota či vlhkost. Při růstu teploty ve vzduchu jsou elektrony uvolňovány ze záporných iontů a  $E_{cr}$  klesá, naopak se vzrůstem vlhkosti se hodnota  $E_{cr}$  zvyšuje.

Aplikovaný výzkum byl tak dříve zaměřen především na kladné striméry a označení strimér se vžilo převážně pro kladný typ. Nicméně s nástupem moderních napájecích zdrojů se v poslední době začal rozvíjet i výzkum záporných strimérů, zejména díky jejich výhodám při výrobě ozonu. Bylo také zjištěno, že se zvyšujícím se napětím se vlastnosti kladných a záporných strimérů začínají podobat [8]. Následující dva základní modely jsou orientované na kladné striméry.

První základní model uvažuje strimér, jehož čelo je naprosto izolováno od anody. Předpokladem je, že se čelo pohybuje nezávisle na vnějším elektrickém poli, jelikož k vytváření a absorbování lavin využívá pouze vlastní elektrické pole. Čelo striméru se modeluje jako kulové s poloměrem  $r_0$  obsahující kladné ionty. Pohybem za sebou nechává slabě ionizovaný kanál, jehož vodivost je však zanedbatelně malá. Před kladným čelem se poté počítá se vznikem elektronové laviny, kterou zahájí fotoelektron v určité vzdálenosti  $x_1$  od středu kladného čela (je důležité, aby v této vzdálenosti bylo elektrické pole dostatečně silné pro ionizaci, ve vzduchu alespoň 30 kV/cm). Čelo laviny se rovněž uvažuje jako kulové s tím rozdílem, že obsahuje pouze elektrony, tudíž se pohybuje v opačném směru. Vstupem čela laviny do kladného čela striméru se vytváří slabě ionizovaný kanál a kladným čelem striméru se stává chvost laviny, kde zůstaly těžší kladné ionty. Tím se posune pozice striméru, resp. jeho kulového čela. Pro stabilitu procesu je třeba, aby při kontaktu obou kulových čel byl jejich poloměr stejný, to samé platí i pro počty nosičů náboje, viz následující obrázek.



Obr. 7 Čelo striméru a čelo laviny modelované jako kulové [3]



Druhý základní model uvažuje strimér jako ideálně vodivý kanál, jehož celý povrch je ekvipotenciálou. Tento model byl využit pro výklad v pododdílu 1.4.2. Povrchový náboj indukovaný vnějším polem je rozložen na povrchu kanálu – kladný na straně katody, záporný na straně anody. Předpokládá se, že strimér má tvar elipsoidu, jenž se prodlužuje rovnoběžně s působícím polem. Pokud takový kanál striméru začíná na anodě, přenáší její potenciál směrem ke katodě. V kanálu tak není žádné podélné elektrické pole. Proud ideálně vodivým strimérem určité délky je dán neustálým pohlcováním elektronů anodou a vytvářením nové oblasti kladného náboje na konci kanálu.

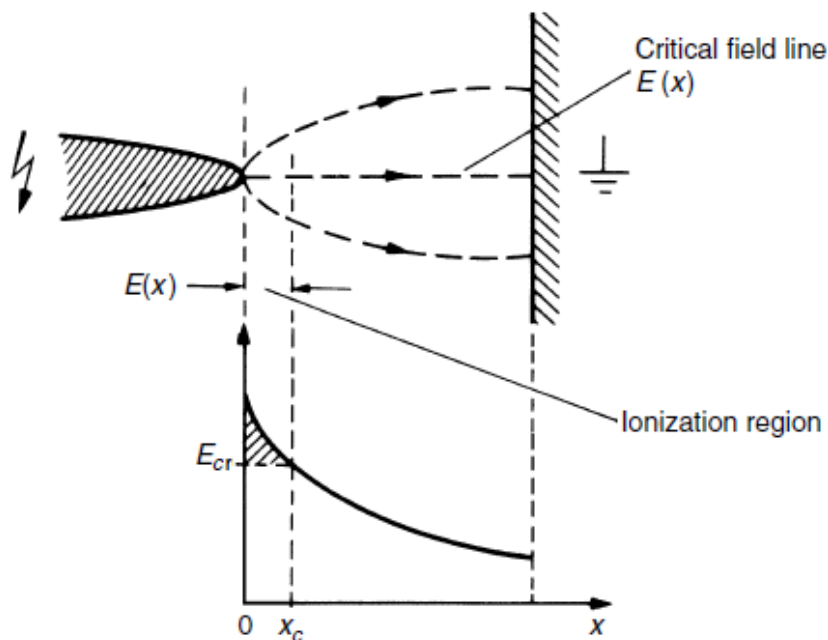
Z experimentů a měření vychází, že skutečnost se nachází mezi těmito základními modely. Měřené hodnoty proudů a přenesených nábojů strimérem jsou vyšší, než by odpovídalo modelu s izolovaným čelem, avšak jsou zároveň nižší než pro ideálně vodivý kanál. Čelo striméru tak bude značně izolováno od katody, avšak ne zcela [3].

Např. v článku [9] je kladný strimér modelován jako konečně vodivý válcový kanál zakončený polokulovým čelem o stejném poloměru. Tento model pracuje s konstantním potenciálovým spádem podél kanálu o hodnotě 450 kV/m a poloměrem kanálu 50  $\mu\text{m}$  ve vzduchu za atmosférických podmínek. Ve skutečnosti však samozřejmě v kanálu potenciálový spád konstantní není. V oblastech kanálu, které se nenacházejí v nejtěsnější blízkosti čela, je však změna zanedbatelná a lze tedy spád označit za přibližně konstantní. Je třeba dodat, že každý takový model je ověřován na experimentálním uspořádání s určitými parametry. Jedná se např. o tvar elektrod, vzdálenost mezi elektrodami, medium v mezielektrodevém prostoru, přiložené napětí atd. Proto je nutno se zjednodušujícími modely zacházet opatrně, často jsou použitelné jen pro podmínky blízké danému ověřenému uspořádání.

Nejnovější numerické modely se snaží zachytit již veškeré jevy, které se účastní mechanismu elektrického výboje v plynech (zmíněné v předcházejících částech práce), a pracují na částicové úrovni. Pro výpočet je využíváno soustav diferenciálních rovnic zahrnující Poissonovu rovnici pro popis elektrického pole, rovnice kontinuity pro nabitě částice a Helmholtzovu rovnici pro fotoionizaci. Často již tyto modely bývají trojrozměrné, nicméně jejich výpočetní náročnost je obrovská, a proto se zatím omezují na velmi malé modelované mezielektrodevé vzdálenosti o velikostech desetin cm [10].

### 1.4.5 Přeskok v nehomogenním poli

V nehomogenním poli, tedy např. v uspořádání hrot-deska, se intenzita elektrického pole a s tím i ionizační koeficient  $\bar{\alpha}$  mění napříč mezerou mezi elektrodami. Pro nízké tlaky lze psát Townsendovo kritérium samostatného výboje (přeskoku) podobně jako pro pole homogenní.



Obr. 8 Distribuce nehomogenního elektrického pole v uspořádání hrot-deska [2]

Překlad: Ionization region – oblast ionizace, Critical field line – siločára s nejvyšší intenzitou el. pole

Elektronová lavina je zde určována integrálem  $\bar{\alpha}$  podél integrační cesty – siločáry s největší intenzitou elektrického pole:

$$\gamma \left[ \exp \left( \int_0^d \bar{\alpha} dx \right) - 1 \right] = 1 \quad (22)$$

kde  $d$  je délka mezery. Výraz je platný i pro vyšší tlaky, pokud je pole mírně nehomogenní.

V silně nehomogenních polích se na počátku integrační cesty nachází oblast s velkou hodnotou  $E/p$ , přes kterou  $\alpha/p > 0$ . Když intenzita pole klesne pod určitou úroveň  $E_{cr}$ , integrál  $\int \bar{\alpha} dx$  zaniká a Townsendův mechanismus ztrácí svoji platnost [2].

Jak bylo řečeno dříve, v silně nehomogenním poli se před jiskrovým výbojem může objevit částečný samostatný výboj nazývaný koróna. Elektrické pole musí být v blízkosti elektrod mnohem silnější než ve zbytku prostoru. Pokud je za daných podmínek aplikované napětí menší než počáteční napětí koróny  $U_c$ , pak se objevuje pouze velmi malý nesamostatný proud v řádech  $10^{-14}$  A způsobený přirozenou radioaktivitou a kosmickým zářením. Po překročení počátečního napětí dochází ke vzrůstu proudu na  $10^{-6}$  A (v laboratorních podmínkách) s možnými slabými optickými a akustickými projevy. Mechanismy koróny se liší s ohledem na polaritu elektrody, kolem které se koróna objeví [3].

Pokud je koróna vystavěna na anodě (pozitivní koróna), vzdálená katoda se nepodílí na lavině kvůli slabému elektrickému poli v její blízkosti. Uvolnění potřebných elektronů zajišťuje sekundární fotoionizace v plynu kolem hrotu. Pozitivní koróna se projevuje jako slabě svítící

namodralá vlákna vycházející z elektrody, které se označují opět jako striméry. Z tohoto důvodu lze přepsat podmínku pro vznik striméru následovně:

$$\int_0^{x_c} \bar{\alpha} dx \approx 18 - 20 \quad (23)$$

kde  $x_c$  je v tomto případě bod, ve kterém  $E$  klesne pod  $E_{cr}$  [2].

Pokud je aplikováno dlouhotrvající střídavé napětí o frekvenci 50 Hz, produkty ionizace mají dostatek času na přemístění v prostoru a svým prostorovým nábojem způsobují deformaci původního pole. Jestliže je ve vzduchu za atmosférických podmínek šířka mezery mezi elektrodami do 2 cm, před přeskokem se neobjevuje žádná koróna. Pokud se mezera zvětší, při určité hodnotě napětí se začnou objevovat tzv. *počáteční striméry*. Tyto striméry vznikají s proměnou frekvencí (ve vzduchu okolo  $10^4$  Hz) závislé na napětí a vyvolávají proud přímo úměrný své délce. Při dalším zvyšování napětí pulzy vymizí, proud vzroste a stane se nepřerušovaným s mírnou fluktuací. Kolem anody se objeví místo strimérů ustálená záře, která s dalším zvyšováním napětí zvětšuje svoji plochu a intenzitu. Pokud růst napětí pokračuje, znovu se objevují striméry, tentokrát daleko intenzivnější a o nižší frekvenci než počáteční striméry. Nakonec dojde k elektrickému přeskoku.

Vysvětlení pulzujícího charakteru koróny je následující. Elektrony vzniklé při ionizaci jsou vtahovány do anody, zatímco kladné ionty se akumulují vně úzké oblasti, ve které se objevují striméry a kde probíhá ionizace. Kladný náboj obklopuje elektrodu a vytváří pole orientované proti poli vytvářeného elektrodami, takže jej oslabuje. Kritérium vzniku strimérů je porušeno, nové striméry nevznikají a proud poklesne. Kladné ionty jsou mezitím přitahovány katodou, a tak je obnoveno původní silné elektrické pole. Ionizace probíhá nanovo a proces se opakuje.

Koróna kolem katody, nazvaná také jako negativní, je vystavěna pomocí lavinového mechanismu a můžeme pro ni použít kritérium (22). Jako sekundární procesy se v tomto případě uplatňují emise z katody a fotoionizace. Oblast integrace výrazu (22) se rozkládá od povrchu katody do bodu, kde koeficient  $\alpha = \eta$ , zde dochází k zastavení laviny. V plynech, které mají velmi nízký  $\eta$ , by tato oblast mohla být rozšířena až k anodě, avšak  $\alpha$  klesá velmi rychle s klesající  $E$  a k zastavení laviny dojde taktéž. V elektronegativních plynech není za touto oblastí prakticky žádný volný elektron. Při aplikaci střídavého napětí s frekvencí 50 Hz se po překonání počátečního napětí koróny objevují velmi pravidelné pulzy proudu. Tyto pulzy mají vyšší frekvenci než v případě pozitivní koróny ( $10^6$  Hz) a jsou známy pod názvem *Trichelovy pulzy*. Počáteční napětí je prakticky nezávislé na šířce mezery a pro stejné uspořádání je téměř shodné jako u počátečních strimérů pozitivní koróny. Frekvence pulzů roste s napětím a závisí rovněž na rozměrech katody, šířce mezery a tlaku. S rostoucím napětím pulzy nemění svůj charakter, po překročení určité hodnoty se však postupně mění v ustálenou záři, až dojde nakonec k přeskoku.

Pulzující charakter negativní koróny je způsoben v podstatě stejnými principy jako v případě pozitivní koróny, mírné odlišnosti však existují. Kladný náboj se v tomto případě nachází těsně u elektrody, elektrony vytvářející záporný náboj v lavině jsou díky své pohyblivosti rychle přitahovány anodou, takže záporný náboj nezpůsobuje deformaci vnějšího pole. Přítomnost kladného náboje pole v okolí elektrody zesiluje. Jakmile je elektron ve vzduchu dostatečně daleko od hrotu, bývá zachycen molekulou vzduchu. Záporný náboj iontů oslabuje pole hrotu, čímž je lavina potlačena a proud poklesne. Jak anionty přecházejí k anodě a kationty k hrotu, vnější pole je obnoveno a proces se může opakovat [3].

Přeskok při záporné polaritě nastává při značně vyšším napětí než při polaritě kladné, příčinou je vliv prostorového náboje. Tento jev se označuje jako *polaritní efekt*. V případě uspořádání kladný hrot-deska se nárazová ionizace bude odehrávat v silném elektrickém poli blízko hrotu. Elektrony jsou snadno vtáhnuty anodou díky své vysoké pohyblivosti. U hrotu tak zbývá prostorový kladný náboj, který posouvá oblast ionizace směrem ke katodě. Intenzita elektrického pole na vrcholu kladného prostorového náboje pak může být natolik velká, aby vyvolala strimér orientovaný ke katodě. V případě záporného hrotu jsou elektrony rychle vytlačeny do oblasti slabšího elektrického pole, kde jsou zachycovány molekulami plynu. Kladný náboj zůstává v blízkosti hrotu, mezi kladným nábojem a hrotem je elektrické pole nesmírně zesíleno, zároveň je však oslabeno pole na druhé straně mezi kladným nábojem a anodou, tím se výrazně zmenší oblast ionizace a vyvolání striméru je možné až při vyšších hodnotách napětí [2].

Výzkumu koróny byla v minulosti věnována náležitá pozornost, jelikož způsobuje na elektrických vedeních činné ztráty. Tyto ztráty jsou závislé na okolních podmínkách jako tlak, teplota, vlhkost atp. Přesný výpočet činných ztrát korónou je velmi obtížný, většina postupů tak vznikla na základě empirických vzorců odvozených z laboratorních pokusů, které je možné dohledat např. v uvedené literatuře [2] [3].

### **1.4.6 Mechanismus přeskoků na dlouhé vzdálenosti**

U suchého vzduchu při atmosférickém tlaku se uvádí elektrická pevnost v hodnotě zhruba 28,7 kV/cm. Při této hodnotě intenzity elektrického pole mají elektrony již dostatečnou energii pro nárazovou ionizaci. U homogenních polí a krátkých (maximálně jednotky cm) mezielektrodových vzdáleností je skutečně pro přeskok nutné aplikovat napětí o velikosti součinu elektrické pevnosti vzduchu a vzdálenosti. Zajímavé ale je porovnat hodnotu elektrické pevnosti s hodnotou  $E_{cr}$  nutnou pro stabilní šíření striméru, která nabývá mnohem nižších hodnot. Jakmile totiž dojde k vytvoření ionizovaného kanálu, je energie potřebná pro ionizaci plynu dodávána zejména vlastním polem kanálu, resp. jeho nabitým čelem. Průměrná hodnota intenzity elektrického pole  $E_{av}$  v mezielektrodovém prostoru potřebná pro průboj je tak u delších

vzdáleností mnohem nižší. Aplikované napětí již nemusí zaručovat intenzivní multiplikaci elektronů po celé délce, musí být však dostatečně vysoké pro vytvoření striméru.

U vzdáleností zhruba nad 50 cm však začíná hodnota  $E_{av}$  klesat i pod úroveň  $E_{cr}$ , např. pro 10 m dosahuje  $E_{av}$  pouhých 2 kV/cm, pro 30 m 1 kV/cm. Vysvětlením je, že u delších výbojových drah<sup>11</sup> přerůstá strimér do vodivějšího kanálu, který se nazývá lider. Pro porovnání s vysvětlením výstavby jiskrového výboje ze striméru, viz **1.4.3**, bude následující část věnována lideru s počátkem na anodě.

Bylo pozorováno, že utváření lideru vypadá následovně<sup>12</sup>. Po přivedení napětí se rozvíjí počáteční koróna ve formě strimérů. Tyto striméry se větví, avšak mají společný počáteční kanál<sup>13</sup> na anodě. Celkový proud elektronů z těchto strimérů setkávající se v počátku vytváří již dostatek Jouleova tepla pro ohřátí kanálu na teplotu zajišťující potlačení ztráty volných elektronů, čímž se zabrání snížení vodivosti. To je i hlavní rozdíl oproti samotnému striméru, jehož kanál vodivost ztrácí vlivem nízké teploty (v podstatě je na úrovni teploty okolí). Jelikož jsou elektrony pohlcovány anodou, v ionizovaném kanálu zbývá obrovský kladný náboj vytvářející silné elektrické pole. Proces se následně opakuje jen s tím rozdílem, že další koróna, resp. striméry koróny vznikají na čele ionizovaného kanálu, tím se silně ionizovaný kanál neustále posouvá směrem ke katodě. Jde v podstatě o stejný proces jako v případě striméru, který „pohlcuje“ sekundární laviny, lider „pohlcuje“ striméry. Lider, na rozdíl od striméru, navazuje na elektrodu bez odporu.

Z měření vyplývá, že v nově vytvořeném úseku kanálu lideru teplota stoupá ze 300 K na hodnotu zhruba 1 000 K. Teplota v daném místě poté s časem nadále roste až na hodnotu 6 000 K, což je v porovnání s teplotou jiskrového kanálu stále poměrně nízká hodnota. Při vzdálenosti elektrod 10 m dosahuje poloměr kanálu lideru zhruba 0,2 cm, proud procházející kanálem při pohybu prostorem nabývá hodnot kolem 1 A. Průměrná intenzita elektrického pole v kanálu s jeho prodlužováním klesá, při překročení poloviny dráhy dosahuje velikosti 1 kV/cm. Pro delší vzdálenosti (kolem 100 m) může proud v kanálu nabývat až dvojnásobných hodnot, intenzita je nižší a pohybuje se v řádu stovek V/cm.

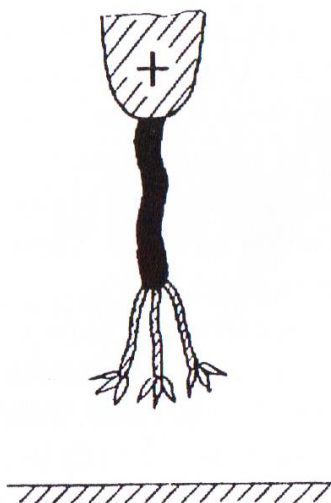
Striméry koróny před kanálem lideru mohou dosahovat délky až 1 m. Samotný kanál lideru se pohybuje rychlostí řádově  $10^6$  cm/s. Striméry se však rozrůstají daleko vyšší, až stonásobnou, rychlostí oproti čelu lideru. Tento stav trvá do doby, než striméry dosáhnou vzdálenosti, kde se intenzita elektrického pole vytvářené čelem lideru sníží pod  $E_{cr}$ , poté zpomalují na úroveň rychlosti lideru. Nicméně, jakmile striméry předcházející lideru dosáhnou katody, nedochází k jejich zpomalení, naopak kanál lideru je urychlen. V kanálu poté prudce vzroste úroveň

<sup>11</sup> Uvádí se vzdálenosti od desítek cm.

<sup>12</sup> Jedná se o pozorování v elektrodovém uspořádání kladný hrot-deska.

<sup>13</sup> V anglické literatuře se tento počáteční kanál označuje jako „stem“.

ionizace, intenzita poklesne na hodnotu kolem 100 V/cm a proud narůstá stonásobně. Této fázi se říká tzv. *závěrečný skok*.



*Obr. 9 Představa lideru jako vodivějšího kanálu, ze kterého vycházejí striméry [3]*

Jakmile se čelo lideru dotkne katody, jeho náboj je okamžitě neutralizován. Nastává uvolnění elektronů z katody fotoelektrickou emisí či emisí silným elektrickým polem. Kanálem lideru se šíří zpětná vlna, která v něm neutralizuje kladný náboj. Na jejím čele dochází k prudké změně potenciálu – z potenciálu anody na potenciál katody, zde se také předává velká energie elektronům. Rychlost šíření zpětné vlny dosahuje asi jedné desetiny rychlosti světla ve vakuu. Dosažení anody zpětnou vlnou vyústí v následný vznik jiskrového výboje, podobně jako je popsáno v pododdílu **1.4.3** [3] [12].

V případě záporného lideru je situace složitější. Bylo pozorováno, že se šíří stupňovitě. V určité vzdálenosti od čela záporného lideru (hrotu katody) vznikají malé zářivé oblasti plazmatu, ze kterých vycházejí striméry na obě strany. Vzniká tak i sekundární kladný lider šířící se z této oblasti směrem k čelu záporného lideru. Jakmile dojde k setkání obou liderů, celá dráha sekundárního lideru se stává velmi vodivou. To je doprovázeno nárůstem proudu v kanálu sekundárního lideru, zahřátím kanálu a zábleskem. Čelo původního záporného lideru tak poskočí do místa, odkud původně vycházel kladný lider [3].

## 2 Klouzavé výboje

Výzkum klouzavých výbojů hraje důležitou roli v návrhu vysokonapěťových zařízení. Přítomnost takových výbojů má výrazný vliv na spolehlivost provozu v daných aplikacích. Obecně nejslabší bod každého vysokonapěťového zařízení z hlediska izolace představuje místo, kde dochází ke styku vodiče s rozhraním dvou různých dielektrik<sup>14</sup> – nejčastějším případem bývá rozhraní plyn a pevný izolant. Další část práce se tak zaměří především na toto rozhraní. Na izolantu se v určitých případech může objevit i vodivá vrstva, např. vody, ledu či obecně jiného znečištění, po které se klouzavý výboj může šířit. Jedná se o problém zejména v případě venkovních izolátorů, jenž může vést k výraznému snížení přeskokového napětí. Jak již bylo zmíněno v úvodu, klouzavé výboje nepředstavují pouze nežádoucí jev, v některých technologiích se jejich vlastností naopak využívá [1].

Z pozorování vyplývá, že pokud se výboj objeví právě v blízkosti povrchu izolantu, šíří se po něm snadněji než směrem do plynného okolí. Přítomnost izolantu pozměňuje elektrické pole vlivem rozdílné permitivity izolantu a okolního plynu. Povrch izolantu emituje či absorbuje složky plazmatu nutné pro šíření výboje, zejména elektrony, a rovněž vlivem nerovností na povrchu působí na šíření výboje z hlediska geometrie – může blokovat pohyb částic plazmatu. Neméně důležitý efekt na vlastnosti klouzavého výboje má přítomnost povrchového náboje. Teorie mechanismu elektrického výboje v plynech je poměrně složitá a interakce výbojového kanálu s povrchem izolantu ji tak dále komplikuje.

Rovněž je velmi obtížné podat jednoznačné závěry vyplývající z výzkumu klouzavých výbojů. Výsledky se liší s ohledem na elektrodové uspořádání, použitém plynu a materiálu izolantu, také na velikosti, tvaru a době působení přiloženého napětí, na tloušťce izolantu atd. Po obecné teoretické části budou uvedeny i některé konkrétní výsledky z experimentů, jejichž závěry sice nelze zcela generalizovat, avšak ukazují určité trendy v mechanismu klouzavých výbojů.

### 2.1 Dielektrikum v elektrickém poli

#### 2.1.1 Volné a vázané náboje

V dielektrickém materiálu jsou elektrony pevně vázány k atomovým jádrům, na rozdíl od vodičů tak izolanty za normálních podmínek neobsahují velké množství *volných nosičů náboje*<sup>15</sup>, nicméně jsou v nich přítomny tzv. *vázané náboje*. Bez vnějšího elektrického pole jsou náboje rozmístěny tak, že z makroskopického hlediska dielektrický materiál nevykazuje žádné elektrické

<sup>14</sup> Termín dielektrikum je nadřazený termínu izolant. Každý izolant je dielektrikem, naopak tento výrok platný není. Dielektrikum je materiál, který je schopen se polarizovat ve vnějším elektrickém poli.

<sup>15</sup> Volné náboje představují valenční elektrony, které jsou ve vodičích vázány k atomovým jádrům slabě. Snadno se uvolňují a mohou se volně přesouvat či hromadit.

účinky. Po vložení do elektrického pole však může dojít k posunutí těžišť kladného a záporného náboje v atomech dielektrika, čímž vznikají vázané dvojice nábojů označované jako *elektrické dipóly*. Takový mechanismus se uplatňuje u tzv. nepolárních dielektrik. U polárních dielektrik existují elektrické dipóly vlivem chemických vazeb i bez přítomnosti vnějšího elektrického pole, avšak ty jsou orientovány chaoticky a teprve po vložení do elektrického pole se natáčejí ve směru jeho působení.<sup>16</sup> Posuv nábojů vede k vytvoření výsledného vázaného náboje na povrchu dielektrika či prostorového vázaného náboje v objemu dielektrika. Vzniklé elektrické pole vázaných nábojů je tak reakcí na vnější elektrické pole volných nábojů a svým působením ho oslabuje. Volné a vázané náboje se liší svou fyzikální podstatou, a proto je třeba zohlednit jejich účinky odlišně.

Vliv volného a vázaného náboje lze vyjádřit pomocí Gaussovy věty elektrostatiky v diferenciálním tvaru:

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho_0 + \rho_v}{\epsilon_0} \quad (24)$$

kde  $\rho_0$  (C/m<sup>3</sup>) značí objemovou hustotu volného náboje a  $\rho_v$  (C/m<sup>3</sup>) objemovou hustotu vázaného náboje.

Ze vzorce (24) vyplývá, že intenzita elektrického pole  $\vec{E}$  zahrnuje vliv jak volných, tak vázaných nábojů. Nicméně volné náboje představují primární zdroj elektrického pole, proto se pro odlišení jejich významu zavádí vektorová veličina, která se nazývá *elektrická indukce*  $\vec{D}$  s jednotkou (C/m<sup>2</sup>). Vztah mezi elektrickou indukcí a objemovou hustotou volného náboje uvádí následující výraz:

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho_0 \quad (25)$$

kdy divergenci lze chápat jako „objemovou hustotu výtoku“. Intenzita elektrického pole buzená pouze volnými náboji se získá jako podíl  $\vec{D}/\epsilon_0$ . Pro lepší představu, co elektrická indukce fyzikálně představuje, lze zavést tzv. elektrický indukční tok  $\Psi$ . Velikost toku  $\Psi$  je definována jako celková velikost volného náboje  $Q_0$ , ze kterého pomyslně vytéká. Jeho jednotka je stejná jako jednotka náboje, tedy *coulomb*. Elektrická indukce pak představuje plošnou hustotu vytékajícího elektrického indukčního toku z náboje  $Q_0$ .

Podobně lze odlišit vliv vázaných nábojů, které představují sekundární zdroje elektrického pole, a to vektorovou veličinou pojmenovanou jako *polarizace*  $\vec{P}$  opět s jednotkou (C/m<sup>2</sup>).

<sup>16</sup> Existují i materiály, ve kterých jsou elektrické dipóly natočeny permanentně. Z makroskopického hlediska vykazují elektrické účinky i bez přítomnosti vnějšího elektrického pole. Takové materiály se nazývají elektrety.



Následující vztah popisuje vztah mezi objemovou hustotou vázaného náboje a polarizací:

$$\operatorname{div} \vec{P} = -\rho_v \quad (26)$$

Podobně jako u volných nábojů lze vyjádřit intenzitu elektrického pole vyvolanou pouze vázanými náboji vyjádřit jako  $\vec{P}/\epsilon_0$ . Vztah mezi intenzitou elektrického pole, elektrickou indukcí a polarizací lze poté z předcházejících vztahů (24), (25) a (26) získat následovně:

$$\vec{E} = \frac{\vec{D} - \vec{P}}{\epsilon_0} \quad (27)$$

Oproti volným nábojům, které se vyskytují samostatně, vázané náboje mají charakter dvojice kladného a záporného náboje o stejné velikosti. Zavádí se proto vektorová veličina dipólový moment  $\vec{p}$  (C·m), jenž je určen součinem velikosti náboje  $q$  (C) a orientované vzdálenosti mezi náboji – od záporného ke kladnému náboji – v dipólu  $\vec{d}$  (m). Polarizace pak udává objemovou hustotu dipólového momentu v daném místě.

Z výše uvedeného vyplývá, že polarizace bude určitým způsobem závislá na intenzitě elektrického pole. Při vyšší intenzitě dojde k většímu posunu nábojů v dipólu, čímž se zároveň zvýší hodnota dipólového momentu, a tedy i polarizace. Tuto závislost lze zapsat pro alespoň z makroskopického hlediska izotropní a homogenní dielektrikum jako:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi_e \vec{E} \quad (28)$$

kde  $\chi_e$  (-) je elektrická susceptibilita. V případě, že je dielektrikum lineární (platí přibližně pro značnou část dielektrických materiálů), lze susceptibilitu považovat za koeficient úměrnosti, v nelineárním dielektriku se pak jedná o funkci intenzity elektrického pole.

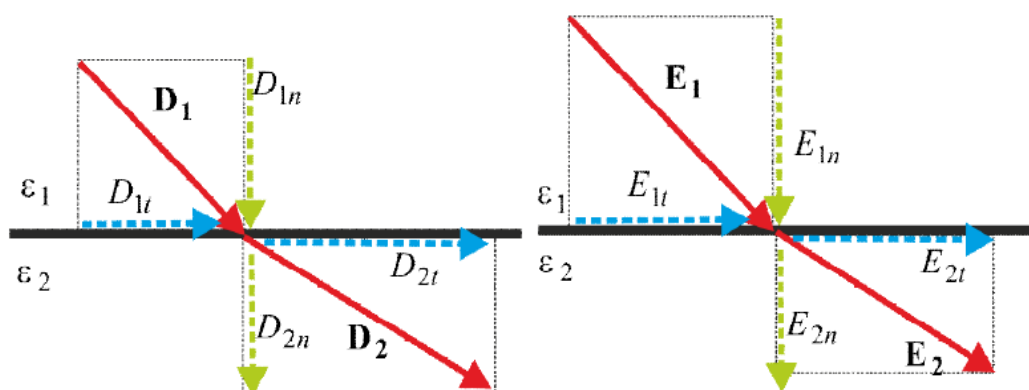
Dosazením (28) do vztahu (27) a jeho úpravou lze získat následující vzorec:

$$\vec{D} = \epsilon_0 (1 + \chi_e) \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (29)$$

kde  $\epsilon_r = (1 + \chi_e)$  je relativní permitivita (-), která udává, kolikrát se oslabilo elektrické pole v dielektriku vlivem vázaných nábojů při porovnání s elektrickým polem ve vakuu.

### 2.1.2 Podmínky na rozhraní dielektrik

Vektory  $\vec{E}$  a  $\vec{D}$  mění svůj směr a velikost při průchodu rozhraním různých dielektrických materiálů, tento jev se nazývá *dielektrická refrakce*. Určení vektorových veličin  $\vec{E}$  a  $\vec{D}$  na obou stranách rozhraní dielektrik s různými parametry vychází z principů obsažených v dobře známých Maxwellových rovnicích. Obě veličiny se rozdělí na normálové a tečné složky, u normálových složek se zkoumají toky procházející rozhraním, u tečných složek pak oběhové integrály. Na rozhraní se může objevit i další zdroj elektrického indukčního toku v podobě volných nábojů.



Obr. 10 Elektrické pole na rozhraní dielektrik [13]

Pro stanovení vztahu mezi normálovými složkami  $\vec{E}$  a  $\vec{D}$  lze využít následujícího postupu vycházejícího z Gaussovy věty elektrostatiky pro elektrickou indukci:

$$\oiint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = Q_0 \quad (30)$$

Daný bod na rozhraní dielektrik se obklopí pomyslnou elementární uzavřenou plochou. Tou může být například elementární válec s podstavami o velikosti  $dS$  a výškou  $h \rightarrow 0$ . Uzavřenou plochou prochází pouze normálové složky elektrické indukce a platí:

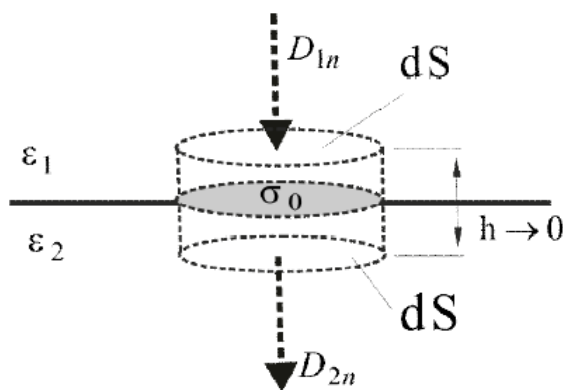
$$D_{2n}dS - D_{1n}dS = \sigma_0dS \quad (31)$$

z čehož vyplývá, že rozdíl normálových složek elektrické indukce je roven plošné hustotě volného náboje na rozhraní dielektrik. Pokud se bude uvažovat  $\sigma_0 = 0$ , pak se velikosti normálových složek rovnají. Z **Obr. 11** vyplývá, proč se složka  $D_{1n}$  odečítá. Nejdříve je třeba určit kladný směr, v tomto případě je to ve směru vnější normály, složka  $D_{1n}$  jde proti určenému směru. Za těchto podmínek lze stanovit i vztah mezi normálovými složkami intenzity elektrického pole jako:

$$\begin{aligned} D_{1n} &= D_{2n} \\ \epsilon_1 E_{1n} &= \epsilon_2 E_{2n} \end{aligned} \quad (32)$$

Poměr normálových složek je tedy nepřímo úměrný poměru permitivit materiálů:

$$\frac{E_{1n}}{E_{2n}} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \quad (33)$$



Obr. 11 Normálové složky elektrické indukce na rozhraní [13]

Pro stanovení vztahu mezi tečnými složkami lze vycházet ze zobecněného Faradayova indukčního zákona:

$$\oint_c \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d\Phi_b}{dt} \quad (34)$$

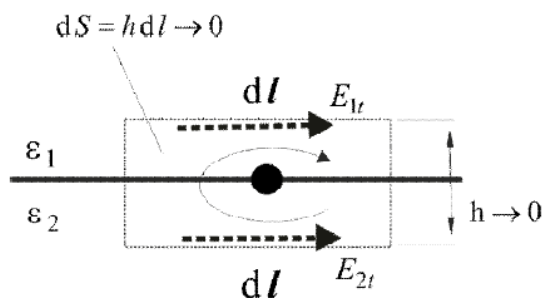
kde  $\Phi_B$  (Wb) je magnetický indukční tok. Daný bod na rozhraní lze obemknout elementární obdélníkovou uzavřenou drahou o délce horní a spodní hrany  $dl$ , přičemž zbylé hrany mají zanedbatelnou délku  $l \rightarrow 0$ . Tím bude i velikost plochy ohraničené touto drahou limitovat k nule, stejně jako jí procházející magnetický tok. Integrál ze vztahu (34) nabývá nulové hodnoty, což platí i v případě elektrostatického pole. Uplatňují se pouze tečné složky intenzity elektrického pole:

$$E_{1t}dl - E_{2t}dl = 0 \quad (35)$$

Znaménka u tečných složek jsou stejně jako v případě normálových složek elektrické indukce dány orientací působení, viz **Obr. 12**. Pro tečné složky elektrické indukce tak bude platit následující vztah – podíl tečných složek elektrické indukce je přímo úměrný podílu permitivit jednotlivých dielektrik:

$$\frac{D_{1t}}{D_{2t}} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \quad (36)$$

Uvedené vztahy pro normálové a tečné složky mají platnost pro stacionární i nestacionární elektrické pole [13].



Obr. 12 Tečná složka intenzity elektrického pole na rozhraní dielektrik [13]

Tečná složka intenzity elektrického pole na rozhraní dielektrik, tedy pro potřeby této práce složka intenzity směřující rovnoběžně s povrchem pevného dielektrika v plynném prostředí, zastává při vzniku klouzávých výbojů zásadní roli. Jakmile velikost této složky překročí elektrickou pevnost plynu, dochází ke vzniku a rozvoji výbojů po povrchu pevného dielektrika.

## 2.2 Pozorování klouzávých výbojů a měření povrchového náboje

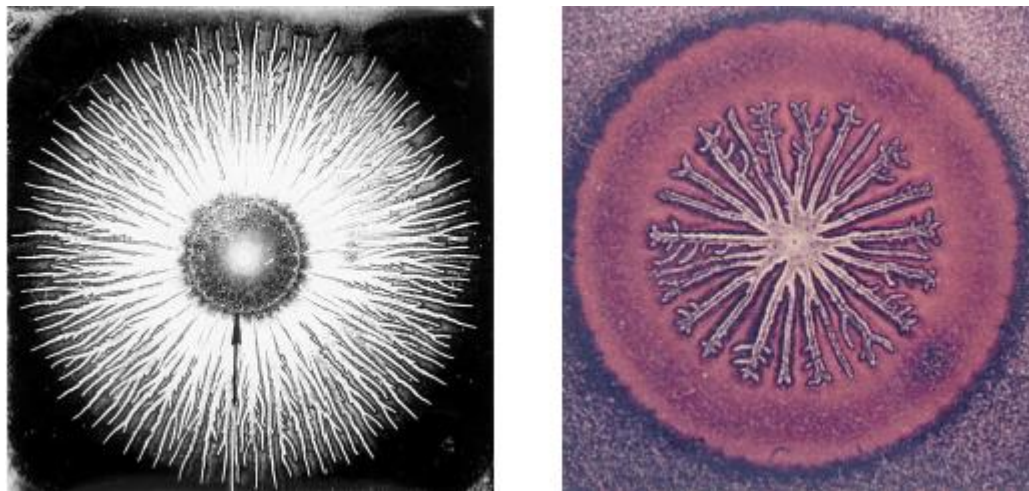
Při šíření výboje nad povrchem izolantu se vytváří či přerozděluje povrchový náboj. Kromě přímého pozorování dynamiky výboje, lze z měření počátečního a koncového rozložení náboje na povrchu rovněž stanovit mnoho parametrů klouzávých výbojů. Následující text tak poskytuje přehled v současnosti používaných technik pro přímé pozorování klouzávých výbojů či pro měření povrchového náboje.

### 2.2.1 Prachové obrazce

Metoda prachových obrazců nevyužívá přímých pozorování rozvoje výbojů, poskytuje pouze zpětné zobrazení náboje, který klouzávý výboj po sobě na izolačním materiálu zanechal. Tuto metodu využil jako první německý fyzik Georg Christoph Lichtenberg již na konci 18. století. Lichtenberg si všiml, že nanesením práškové síry na povrch izolačního materiálu, po kterém předtím proběhl klouzávý výboj, se vytvářejí zvláštní vzory. Tyto specifické vzory se označují jako tzv. *Lichtenbergovy obrazce* a jak bude uvedeno dále, s rozvojem dalších technik je lze získat i jinými způsoby.

Pro vytvoření prachových obrazců se využívá posypu směsí nabitých prášků, např. kladně nabitého a červeně zbarveného práškového oxidu olova či záporně nabitě žluté práškové síry, čímž na základě přitažlivých a odpudivých sil dojde k zobrazení náboje na povrchu izolantu. Rozlišení této metody je dáno jemností prášku (velikost prachových zrn u zmíněných prášků kolem 5-10  $\mu\text{m}$ ) a pro jeho zvýšení se v současné době využívá tonerů z kopírovacích zařízení. Přestože se jedná o nenáročnou metodu pozorování klouzávých výbojů z hlediska nároků na vybavení, kvůli jejím nevýhodám se využívá pouze jako doplňková k ostatním metodám. Jakmile je prášek jednou na vzorek izolačního materiálu nanesen, obrazec je konečný a jiné pozorování již není možné, metoda je tedy destruktivní a pouze kvalitativní. Rovněž nelze zachytit výstavbu

a dynamiku výboje už ze samotné podstaty metody pracující až s konečným rozložením povrchového náboje. Navíc práškový oxid olova je při vdechnutí jedovatý [14] [15].



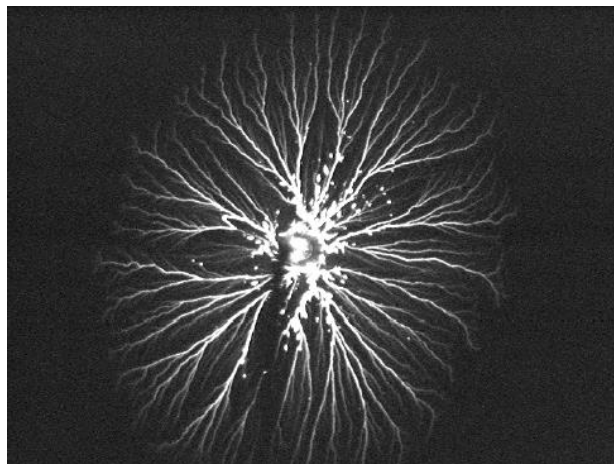
Obr. 13 Typické prachové obrazce klouzavých výbojů (vlevo kladný impuls, vpravo záporný impuls) [15]

## 2.2.2 Lichtenbergovy obrazce

Jak již bylo zmíněno, původní pozorování Lichtenbergových obrazců se uskutečňovalo za pomoci nanesení jemného nabitého prášku na povrch izolantu. Další možností jsou metody založené na světelném projevu klouzavého výboje ve všech fázích jeho existence. Pod vysokonapětovou elektrodu lze umístit desku z materiálu citlivého na světlo, po které se výboj může šířit. Po proběhnutí klouzavého výboje je na desce pak otištěn jeho specifický obrazec. Nástavba této metody používá fotocitlivý film, kdy světlo z výboje na takový film usměrňuje soustava optických čoček. Pokud je doba výstavby výboje krátká (maximálně jednotky  $\mu\text{s}$ ) nebo vyzařované světlo není dostatečně silné, dochází k nedostatečnému zaznamenání obrazce výboje. Jedná se o problém především při použití impulzního napájecího napětí. Proto se dnes často využívají CCD či ICCD kamery<sup>17</sup> s časovým rozlišením v řádech nanosekund až mikrosekund. Lichtenbergovy obrazce se využívají pro posouzení dielektrických vlastností pevných izolantů a jejich vlivu na výstavbu a šíření klouzavého výboje [14] [16].

K zaznamenání Lichtenbergových obrazců lze využít i tekuté krystaly, tato metoda však není příliš rozšířená. Elektrické pole povrchového náboje na vrstvě z tekutých krystalů způsobuje její deformaci. Dochází k natáčení domén krystalu, což má za následek změnu barvy či kontrastu oblastí s povrchovým nábojem [14].

<sup>17</sup> Zkratka CCD pochází z anglického Charge-Coupled Device neboli zařízení s vázanými náboji. V takovém detektoru obrazu se využívá fotoefektu v křemíkové destičce, kdy je pohyb uvolněných nosičů náboje přesně řízen elektrickým polem. Velikost proudu uvolněných nosičů náboje odpovídá zaznamenanému jas. Zkratkou ICCD – Intensified CCD – se pak označuje zařízení doplněné o zesilovač obrazu.



Obr. 14 Typický záznam Lichtenbergova obrazce [14]

### 2.2.3 Elektrooptické metody

Využití elektrooptiky pro stanovení rozložení povrchového náboje je poměrně moderní záležitostí posledních zhruba 30 let. Změny elektrického pole na rozhraní pevný izolant – plyn se stanoví s použitím Pockelsova či Kerrova elektrooptického jevu.

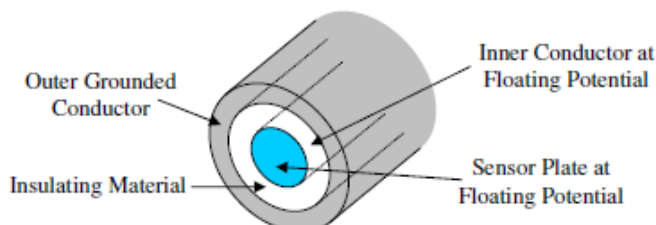
Metodu odvíjející se od Pockelsova jevu lze využít pouze v prostředích, kde k tomuto jevu dochází, tedy v látkách s necentrosymetrickými krystaly. Příkladem je lithium niobát ( $\text{LiNbO}_3$ ) či dihydrogenfosforečnan draselný ( $\text{KH}_2\text{PO}_4$  – možná zkratka KDP). Při Pockelsově jevu se lineárně polarizované ortogonální složky světla, rovnoběžná s povrchem a kolmá k povrchu izolantu, pohybují s různou fázovou rychlostí krystalem<sup>18</sup> a tento rozdíl je úměrný velikosti přiloženého elektrického pole. Složky tak nejsou ve fázi a fázový rozdíl lze vyhodnotit analyzátozem. Jelikož fázový rozdíl odpovídá velikosti elektrického pole, dá se určit i rozložení povrchového náboje. Jednoduše se může říci, že při elektrooptickém jevu se mění index lomu světla v daném prostředí přiložením elektrického pole, jež způsobuje přeskupení vázaného náboje a deformaci krystalové mřížky. Omezení této metody je zřejmé, použitý izolační materiál musí podléhat Pockelsově jevu. Nicméně v současné době lze využít sondu pracující na principu tohoto jevu, která se přiloží blízko povrchu izolantu, tím se rozšiřuje aplikace metody i na další izolační materiály. Konstrukci takové sondy lze najít např. v [14]. Jedná se o pokročilou nedestruktivní metodu umožňující i kvantitativní posouzení klouzavého výboje. V případě Kerrova jevu je závislost indexu lomu na velikosti přiloženého elektrického pole kvadratická, uplatňuje se v látkách s centrosymetrickými krystaly. Využití je tak podobné [14] [17].

### 2.2.4 Elektrostatické sondy

Elektrostatické sondy jsou velmi rozšířeným nástrojem pro měření rozložení náboje na povrchu izolantu. Existuje několik typů sond, z nichž nejpoužívanější jsou díky jejich výhodám

<sup>18</sup> Krystaly látky, ve kterých se Pockelsův jev uplatňuje, se nazývají také jako Pockelsovy krystaly.

sondy kapacitní. Typická kapacitní sonda se svým uspořádáním podobá koaxiálnímu kabelu, skládá se tedy z vnitřního vodiče, který je od vnějšího uzemněného vodiče, tzv. stínění, oddělen válcovým izolátorem. Pokud se sonda přiblíží k povrchu, na němž je nanesen náboj, pak se rovněž v sondě indukují náboj a vytváří se měřitelný rozdíl potenciálů mezi jádrem a uzemněným stíněním.



Obr. 15 Princip konstrukce kapacitní sondy [17]

*Překlad: Outer Grounded Conductor – Vnější stínění, Insulating Material – Izolační materiál, Inner Conductor at Floating Potential – Vnitřní vodič na plovoucím potenciálu, Sensor Plate at Floating Potential – Deskový senzor na plovoucím potenciálu*

Dalším typem jsou sondy skládající se ze dvou elektrod, z nichž jedna měří elektrické pole a druhá slouží pro modulaci pole na měřicí elektrodě vytvářením proměnného napět'ového signálu. U tzv. *field mill* sond<sup>19</sup> je modulující elektroda ve tvaru vrtule, která rotuje před měřicí elektrodou. Tato vrtule může být uzemněna nebo na plovoucím potenciálu, v druhém případě odpadá nutnost instalovat uzemňující kartáče. U vibračních sond je pak modulující signál vytvářen samotným pohybem sondy. Nevýhodou těchto sond oproti kapacitním sondám jsou pohyblivé části, které do měření vnášejí šum a proměnné kapacity, čímž se zvyšuje nejistota měření. Kapacitní sondy nepotřebují modulaci měřicí elektrody, jelikož mají mnohem větší časové konstanty, čehož je dosaženo použitím zesilovačů s vysokou vstupní impedancí v napět'ovém měřicím obvodu sondy. Rozlišení sondy je ovlivněno velikostí měřicí elektrody a její vzdáleností od měřeného povrchu [14] [17].

### 2.3 Interakce mezi výbojem a pevným izolantem

Šíření kanálu klouzavých výbojů, který lze opět v počátečních stádiích nazvat strimérem, silně ovlivňuje přítomnost povrchu izolantu. Dochází ke změnám hodnot ionizačního koeficientu i koeficientu zachycení tím, jak kanál s povrchem interaguje, navíc probíhá i částečná ablace povrchu pozměňující lokální podmínky plynného prostředí. Kromě vázaného náboje jsou na povrchu přítomny také volné nosiče náboje, jež zásadním způsobem zasahují do rozvoje výboje. Vznik volných nábojů na povrchu izolantu při šíření výboje probíhá v podstatě obdobnými principy popsanými v oddílech 1.1 - 1.3. Ve stručnosti budou připomenuty, popř. doplněny.

<sup>19</sup> Slovo mill lze do češtiny přeložit jako mlýn. Překlad napovídá, že sonda bude obsahovat rotující část.

### 2.3.1 Vliv povrchového volného náboje

Nárazová ionizace elektronem představuje fundamentální mechanismus výstavby počátečního stádia výboje v plynu – elektronové laviny. Kromě srážek v plynném prostředí může dojít i k nárazové ionizaci povrchové částice izolantu elektronem s dostatečnou energií. Tím se uvolňuje další elektron do okolí a na povrchu zůstává kladný iont. Obdobným způsobem probíhá ionizace neutrální povrchové částice pohlcením fotonu s dostatečnou energií z okolí, opět za současného uvolnění elektronu a vzniku kladného povrchového iontu. Těmito způsoby vzniká na povrchu kladný volný náboj.

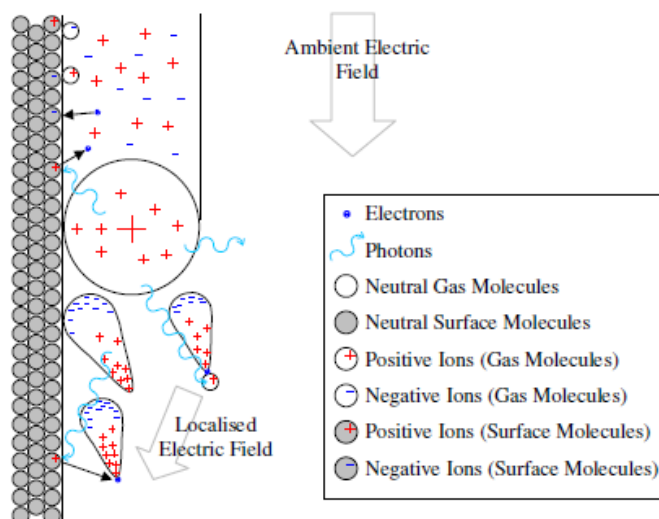
Vznik volných elektronů není závislý pouze na ionizačních procesech, pokud se v prostředí vyskytnou záporné ionty, elektrony mohou být uvolněny právě z nich nárazem elektronu, případně pohlcením fotonu. Oba dva způsoby jsou možné pro záporné ionty přítomné jak v objemu plynu, tak na povrchu izolantu, kde vedou k neutralizaci povrchového volného náboje. Vzácnou událostí je pak samovolné uvolnění elektronu z aniontu bez vnějšího spouštěcího mechanismu.

Opačným procesem k předcházejícímu odstavci je záchyt elektronů neutrálními částicemi plynu či izolantu. Volné elektrony jsou odčerpávány z prostoru, jímž se výboj šíří. Schopnost látek vázat elektrony se posuzuje dle elektronegativity. V praxi se často klouzavé uspořádání vyskytuje s rozhraním, kde figuruje elektronegativní plyn jako vzduch či SF<sub>6</sub>. Rovněž použité izolační materiály jsou v mnoha případech elektronegativní, příkladem může být PTFE. Na povrchu izolantu záchytem elektronu vzniká záporný náboj.

K neutralizaci povrchového náboje dochází i v případě rekombinačních procesů. Prakticky se mohou uplatnit všechny druhy rekombinace uvedené v pododdílu 1.2.1 s tím rozdílem, že jedna z interagujících částic je přítomna v povrchové vrstvě izolantu.

Existují i další mechanismy vzniku nebo změny povrchového volného náboje, např. záchyt nabitých částic z plynu prostřednictvím povrchového vázaného náboje, avšak výše zmíněné procesy se vyskytují nejčastěji. Následující obrázek souhrnně zobrazuje mechanismy, které se podílejí na šíření klouzavého výboje [14] [17].





Obr. 16 Procesy podílející se na šíření klouzavého výboje [17]

Překlad: Electrons – Elektrony, Photons – Fotony, Neutral Gas Molecules – Neutrální molekuly plynu, Neutral Surface Molecules – Neutrální povrchové molekuly, Positive Ions – Kladné ionty, Negative Ions – Záporné ionty, Ambient Electric Field – Vnější elektrické pole, Localised Electric Field – Elektrické pole prostorového náboje

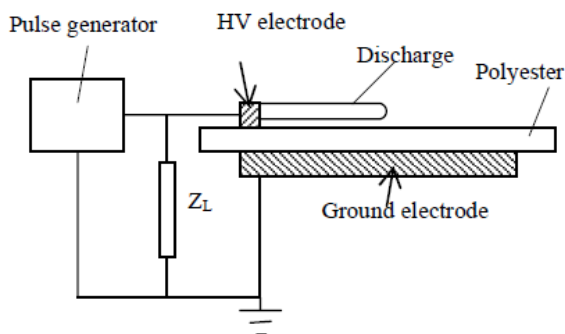
Model klouzavých výbojů jako strimérů naznačuje, že oblast naneseného povrchového náboje bude tvarem kopírovat šířící se výbojové kanály. Vzhledem k exponenciální povaze procesů zachytávání volných nosičů náboje<sup>20</sup>, např. vztah (9), lze předpokládat, že i rozložení náboje na povrchu v místech nacházejících se pod kanálem výboje bude exponenciálního charakteru. Nicméně změřit takovou distribuci náboje je nereálné vzhledem k časové prodlevě mezi průchodem výboje a měřením. Průchodem výboje vytvořené ionty na povrchu vytvářejí vlastní elektrické pole, které přitahuje nabitě částice plynu. Navíc se uplatňuje i dipólový charakter dielektrika vytvářející povrchový vázaný náboj. Tento náboj rovněž působí na nabitě částice v okolí a dokáže pozměnit výsledné rozložení celkového povrchového náboje. Důležitou roli v distribuci náboje může hrát taktéž elektrické pole vytvářené samotným kanálem striméru. Stanovit rozložení náboje při zahrnutí všech vlivů je tak bez přímého měření nemožné [17].

Předcházející část se zabývala nanášením či změnou povrchového náboje samotným výbojem. Náboj lze na povrch nanést rovněž dalšími způsoby nezávislými na výboji. Ke zjišťování vlivu povrchového náboje na klouzavé výboje se velmi často v experimentech používá korónových systémů stejnosměrného napětí pro rovnoměrné nanesení stanoveného náboje na izolant. Povrchový náboj vzniká i uvolněním nosičů náboje z oblasti zvané *triple junction*<sup>21</sup>, kde se stýká vodič (elektroda) s rozhraním dielektrik. Zde může intenzita elektrického pole dosáhnout vysokých hodnot umožňující emisi elektronů elektrickým polem. Další možností, jak nanést povrchový náboj, je např. tření [18].

<sup>20</sup> Samotná přítomnost povrchu izolantu mění hodnoty ionizačního koeficientu či koeficientu zachycení, avšak nemění ve své podstatě charakter mechanismu.

<sup>21</sup> Do češtiny by se tento výraz dal přeložit jako trojitý přechod.

Účinek povrchového náboje na vlastnosti klouzavých výbojů je popsán např. v článkách [18] a [19]. Zde je použito uspořádání, kdy deska z polyesteru leží na uzemněné deskové elektrodě. Z opačné strany je pak umístěna vysokonapěťová elektroda. Toto uspořádání umožňuje modelovat výboj jako deskový kondenzátor. Jednou elektrodou je samotný kanál výboje – zde uvažován pro usnadnění výpočtů jako nekonečně vodivý<sup>22</sup>, druhou pak uzemněná elektroda a mezi nimi se nachází složené dielektrikum ze vzduchu a izolantu<sup>23</sup>. Kapacita výboje značená jako  $C_p$  je paralelně spojená s kapacitou impulsního zdroje  $C_s$ . Jak se výboj prodlužuje,  $C_p$  narůstá a uložený náboj v obou kapacitách se přerozděluje, avšak jeho součet zůstává konstantní. Výsledkem je snižování napětí na obou kondenzátorech a s tím spojený pokles celkové energie uložené v systému, která se spotřebovává na výstavbu elektrického pole kolem výboje. Pokud je na povrchu izolantu přítomen náboj opačné polarity než ten uložený v  $C_p$  a  $C_s$ , pak s prodlužováním výboje celkový náboj uložený v těchto kapacitách klesá, což vede zároveň k rychlejšímu úbytku energie v systému. Tento stav má za následek i vyšší rychlost šíření výboje. V případě, kdy je náboj stejné polarity, nastává zcela opačná situace. Celkový náboj v systému narůstá, pokles energie spojený s rozšiřováním kanálu výboje je pomalejší, což vede i ke snížené rychlosti pohybu čela kanálu. Podobný účinek povrchového náboje na rychlost byl pozorován i při jiném elektrodevém uspořádání v pracích [20] a [21]. Nanesení záporného náboje na PTFE mělo za následek zvýšení rychlosti kladných povrchových strimérů na zhruba dvojnásobnou rychlost oproti stavu bez povrchového náboje. Ve všech zde zmíněných experimentech se rychlost klouzavých výbojů pohybovala v řádech  $10^5$  m/s.



Obr. 17 Uspořádání pro modelování klouzavého výboje jako deskového kondenzátoru [19]

Překlad: Pulse generator – Impulzní generátor, HV electrode – Vysokonapěťová elektroda, Discharge – Výboj, Ground electrode – Uzemněná elektroda

Změna rychlosti šíření výbojového kanálu v přítomnosti povrchového náboje souvisí patrně s modifikací rozložení elektrického pole. Pro případ opačných polarit výboje a povrchového náboje dochází ke zvýšení složky intenzity elektrického pole orientované

<sup>22</sup> Tento model striméru představuje velké zjednodušení, viz pododíl 1.4.4.

<sup>23</sup> Předpokladem je, že samotný kanál výboje se povrchu izolantu nedotýká vlivem sil souvisejících s magnetickou interakcí proudů v plazmatu výboje a zpětných proudů v uzemněné deskové elektrodě.

rovnoběžně s povrchem izolantu před plazmatem. Rovněž se zvýší velikost intenzity v oblasti mezi kanálem a povrchem. To vše má za následek zvýšení úrovně ionizace v čele výboje, což vede k rychlejšímu šíření kanálu [19].

Z měření provedených v práci [18] pro opačnou polaritu počátečního pulzu a koróny nanášející náboj na povrch izolantu vyplývá, že s vyšší hustotou povrchového náboje (vyšší napětí koróny) vzrůstá rychlost šíření výboje. Bylo rovněž vyzorováno, že šíření výboje probíhá i poté, co počáteční pulz skončí. Energie potřebná pro výstavbu kanálu je v této fázi dodávána povrchovým nábojem, jež se tak postupně stává dominantním faktorem ovlivňující vlastnosti výboje. Pro různé amplitudy prvotního pulzu se rychlost šíření výboje po určité době ustavuje na stejnou hodnotu danou právě velikostí povrchového náboje.

### 2.3.2 Vliv permitivity dielektrika

Stejně jako povrchový náboj nanesený vnějšími procesy i permitivita dielektrického materiálu a s ní související vázaný náboj ovlivňují vlastnosti klouzavých výbojů. Z modelu použitého v práci [22], který operuje se strimérem jako válcovým vodivým kanálem o poloměru 50  $\mu\text{m}$  a konstantním vnitřním spádem potenciálu 500 kV/m, vyplývá, že s rostoucí relativní permitivitou izolačního materiálu přítomného blízko výboje roste mírně i maximální hodnota intenzity elektrického pole v čele kanálu. Např. pro materiál s relativní permitivitou 3,5 vzroste maximální intenzita na 1,2násobek hodnoty ve vzduchu samotném. Zvýšená intenzita by měla mít opět za následek zvýšení rychlosti šíření výboje. Efekt permitivity na změnu intenzity elektrického pole však není tak výrazný jako u volného povrchového náboje. Podobných výsledků bylo dosaženo také za použití modelů v dříve zmíněných pracích [18] a [19] a jsou ve shodě i s daty modelu v [23], kde bylo použito střídavé napětí a rozhraní SF<sub>6</sub> – pevný izolant.

Co se týče vlivu permitivity na hodnotu přeskovového napětí, je situace velmi složitá. Objevuje se sice tendence, že použití materiálů s vyšší permitivitou vede k poklesu hodnot přeskovového napětí v daném elektrodovém uspořádání, nicméně nelze tento předpoklad užít jako obecný. S určitými omezeními platí v rámci jednoho typu materiálů (např. zvláště polymery nebo zvláště keramika), při posuzování odlišných typů mezi sebou však taková závislost změřena nebyla. Je velice těžké od sebe odlišit jednotlivé faktory ovlivňující hodnotu přeskovového napětí. Vliv permitivity může být potlačen např. volným nábojem na povrchu či efektem oblasti *triple junction*, ze které je emitováno velké množství elektronů. Roli může hrát i hladkost povrchu. U drsného keramického povrchu se zachytávají složky plazmatu v povrchových pastích, čímž se zvyšuje hodnota intenzity elektrického pole potřebná pro šíření striméru. Nicméně tato vlastnost může vést na druhou stranu k výraznému snížení počátečního napětí koróny, jelikož je elektrické pole v blízkosti elektrody zesilováno právě zachycenými částicemi na povrchu [24].

### 2.3.3 Další vlivy

Vyjmenování a zhodnocení všech činitelů ovlivňující vlastnosti klouzavých výbojů by výrazně překročilo rozsah práce. Navíc provést zobecnění výsledků působení nelze téměř u většiny vlivů vůbec uskutečnit. Pro větší přehled je možno nahlédnout např. do článků [18] – [25], případně do odkazů v nich uvedených. Následuje krátký výčet příkladů vlivů, které mohou být zkoumány.

V práci [23] je např. sledován vliv tloušťky izolačního materiálu při aplikaci střídavého napětí. Se zvyšující se tloušťkou vzorku klesá četnost větvení výboje, rovněž klesá i maximální vzdálenost, které striméry při daném napětí dosáhnou. Ve stejné práci se také zkoumá vliv různých plynů a jejich směsí ( $\text{SF}_6$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{CO}_2$ ). V článku [24] se jeho autoři zabývají např. účinky různých elektrodových materiálů, změnou vnějšího odporu sériově zařazeného do obvodu s elektrodami či změnou tlaku plynu. Zajímavostí je, že změřená elektrická pevnost při aplikaci střídavého, stejnosměrného i impulzního napětí ( $1,2/50 \mu\text{s}$ ) byla ve vysokém vakuu čtyřikrát až šestkrát větší než při atmosférických podmínkách pro všechny použité vzorky izolátorů. V práci [25] je pak například zkoumán i vliv vzdálenosti povrchu izolantu od hrotu, odkud jsou striméry iniciovány.

## 2.4 Klouzavé výboje ve střídavém elektrickém poli

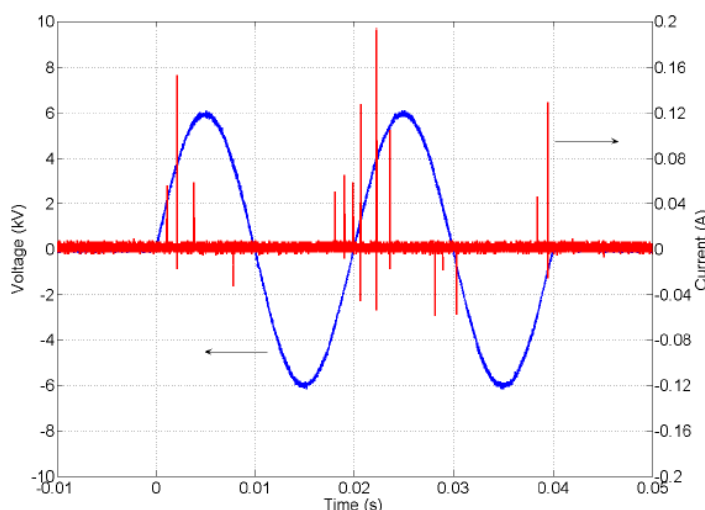
Jelikož se práce zaměřuje na model klouzavých výbojů ve střídavém elektrickém poli, bude tento oddíl pojednávat o jejich vlastnostech při aplikaci střídavého napětí síťové frekvence. Použití sinusového napětí umožňuje zkoumat chování výbojů při jeho poměrně pomalé změně, stejně tak umožňuje pozorovat procesy odehrávající se při obrácení polarity. Opět je třeba poznamenat, že vlastnosti a průběhy klouzavých výbojů ve střídavém elektrickém poli budou výrazně ovlivněny elektrodovým uspořádáním a vnějšími podmínkami, přičemž všechny dříve zmíněné mechanismy se samozřejmě uplatňují. Nicméně experimenty provedené v práci [14] mohou podat základní představu o chování klouzavých výbojů, které lze očekávat i za jiných podmínek.

V práci [14] bylo použito uspořádání, kdy vysokonapěťová hrotová elektroda je umístěna kolmo na desku z izolačního materiálu<sup>24</sup> v její těsné blízkosti. Deska je z druhé strany uzemněna nanesením vrstvy z vodivého materiálu. Aplikováno bylo sinusové napětí s vrcholovou hodnotou 6 kV a frekvencí 50 Hz po dobu dvou celých period.

V případě, kdy je jako první přiložena kladná půlvlna napětí, se v blízkosti hrotu objevuje na izolantu malá kruhová oblast kladného náboje. S rostoucím napětím se rozvíjejí kladné striméry, které vybíhají po povrchu izolantu do všech směrů v přímých liniích. Maximální

<sup>24</sup> V tomto konkrétním případě byl zvolen materiál se zkratkou BSO ( $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ) s  $\epsilon_r = 56$ . Zmíněný materiál podléhá Pockelsově jevu, lze tedy pro pozorování povrchového náboje využít Pockelsovu metodu.

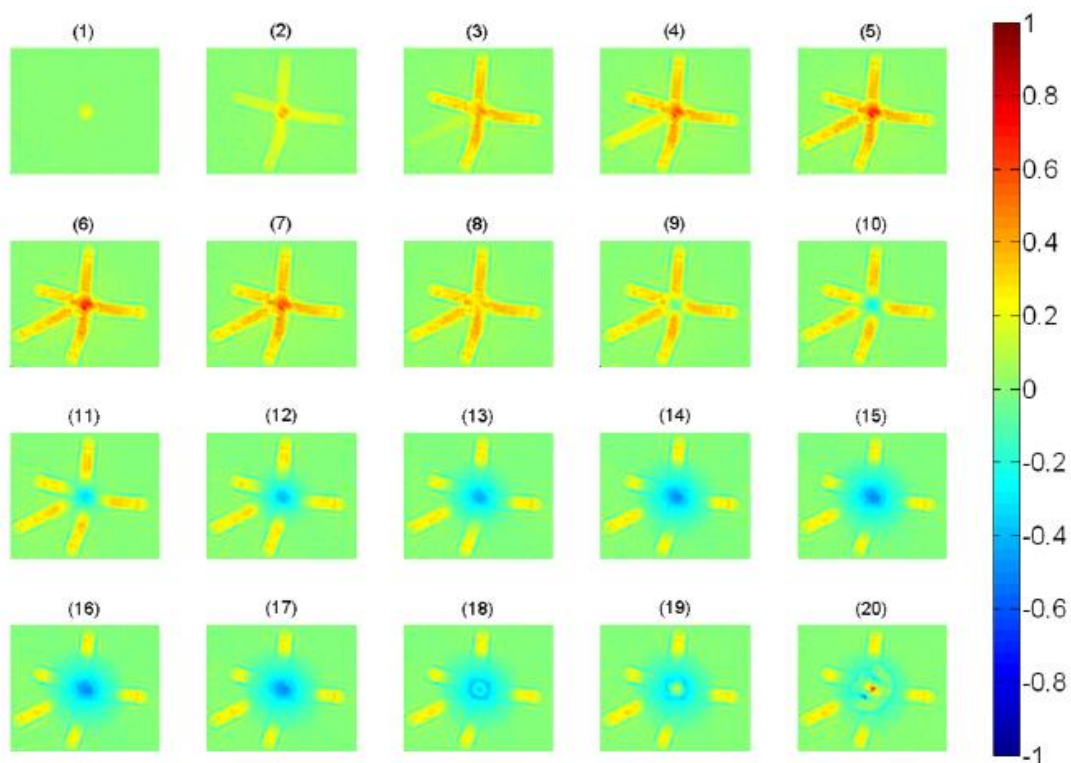
vzdálenosti od hrotu kladné striméry dosáhnou při vrcholové hodnotě napětí (5 ms po začátku aplikace), na tuto vzdálenost nanese i kladný náboj. Projevy kladného výboje se objevují pouze při růstu napětí. Při poklesu v časech od 5 ms do 10 ms dochází k neutralizaci náboje přímo pod hrotem elektrody tzv. *zpětnými výboji*, ještě před průchodem napětí nulou je těsně u hrotu nanesen dokonce slabý záporný náboj kruhového obrysu. Následuje změna polarity napětí a v první záporné půlčlenně se rozšiřuje kruhová oblast s naneseným záporným nábojem, který zároveň neutralizuje dříve nanesený kladný náboj. Se vzdáleností od hrotu hustota záporného náboje klesá, nejvyšší je tedy přímo pod elektrodou. Poloměr záporně nabitě oblasti vzrůstá a maximálního rozsahu je dosaženo opět při záporném vrcholu napětí, nicméně je to vždy méně než v případě kladných strimerů. Proto za oblastí záporného náboje zůstává nedotčený kladný náboj nanesený čely strimerů. Po průchodu napětí záporným vrcholem se také začínají projevovat zpětné výboje, tentokrát však kladné polarity neutralizující náboj v těsné blízkosti elektrody. V následující druhé kladné půlčlenně se znovu objevují kladné striméry, jsou však ovlivněny naneseným záporným nábojem z předchozí půlperrody. Striméry se již nerozvíjejí v přímých liniích, ale komplikovaným způsobem utvářející spleť obrazec naneseného kladného náboje. Další procesy jsou shodné s první kladnou půlčlennou. Ve druhé záporné půlperiodě nedochází k výrazným rozdílům oproti té první, z čehož je možné usuzovat, že chování klouzavých výbojů bude totožné i v následujících napěťových cyklech. Výše popsaný průběh naneseného povrchového náboje je patrný z **Obr. 19** a **Obr. 20**, kladný náboj je označen odstíny žluté a červené, záporný odstíny modré, časový interval mezi pořízením jednotlivých snímků je 1 ms. Z výsledků dále vyplývá, že maximální hodnota naneseného kladného náboje je vždy vyšší než u záporného náboje<sup>25</sup>, nicméně na konci každé periody nabývá celkový nanesený náboj na povrchu záporných hodnot.



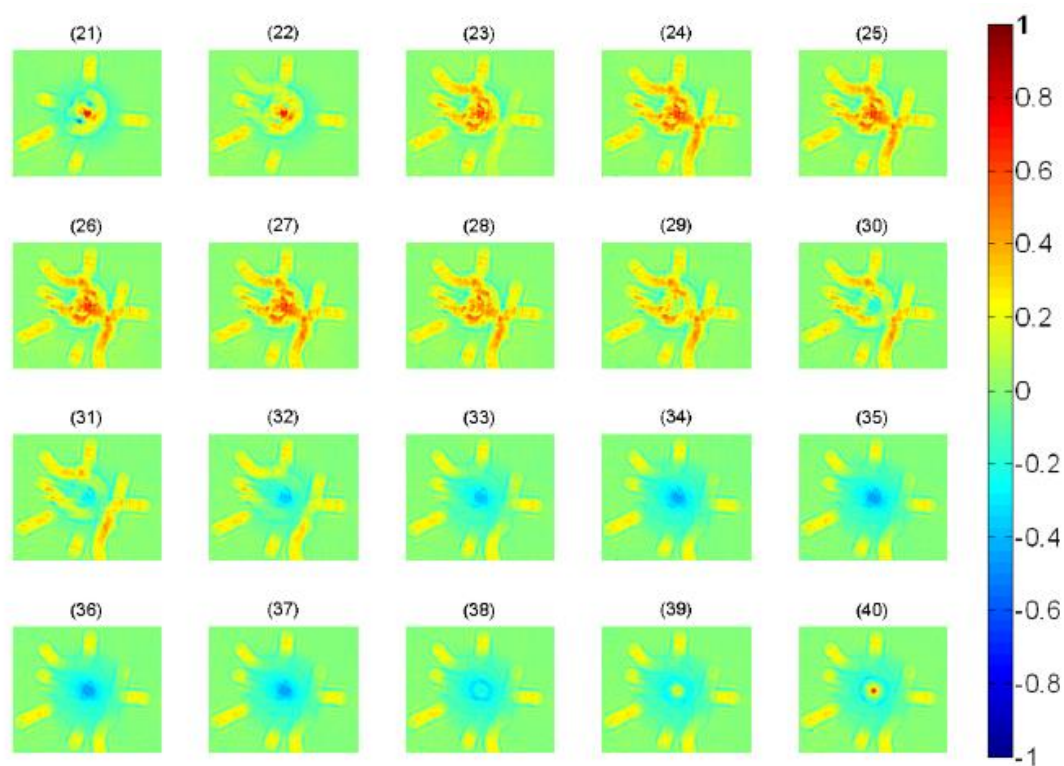
*Obr. 18 Průběh napětí (modře) a proudu (červeně) při pozorování klouzavých výbojů – patrné jsou zpětné výboje mající opačnou polaritu proudu oproti napětí [14]*

*Překlad: Voltage – Napětí, Time – Čas, Current – Proud*

<sup>25</sup> Maximálních hodnot je dosaženo kolem průchodů napětí vrcholy.



Obr. 19 Průběh naneseného povrchového náboje pro 1. periodu napětí s kladnou půlperiodou jako první [14]



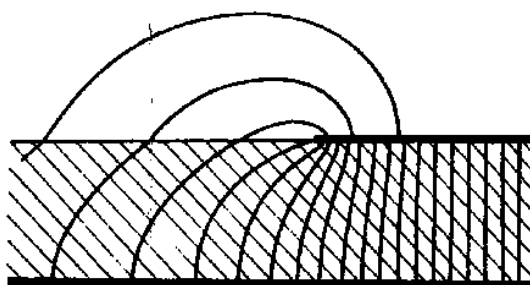
Obr. 20 Průběh naneseného povrchového náboje pro 2. periodu napětí s kladnou půlperiodou jako první [14]

Druhý případ s jako první přiloženou zápornou půlvalnou napětí nevykazuje zásadní změny oproti předcházejícímu případu. Při záporné půlperiodě se radiálně nanáší na izolant záporný náboj, oblast náboje se zvětšuje a svého maxima dosáhne při záporném vrcholu napětí. Při následující kladné půlvalně se objevují kladné striméry, jejichž rozvoj je již ovlivněn záporným nábojem, a tak ani v prvním cyklu nenastává růst v přímých liniích. Striméry však svou velikostí opět překonávají oblast záporného náboje. Následující cyklus je již shodný s předcházejícím. Jediný výraznější rozdíl oproti prvním případu nastává na konci celé periody, kdy celkový nanesený náboj tentokrát nabývá kladných hodnot. Nicméně s postupujícími cykly se jeho absolutní hodnota po konci každé periody snižuje, lze se tedy domnívat, že po dostatečném počtu proběhlých period se výsledky sblíží s prvním případem.

Zde prezentované pozorování klouzavých výbojů ve střídavém elektrickém poli je v podstatě ve shodě s teorií<sup>26</sup> uvedenou v pododdílu 1.4.5, nicméně v tomto případě je třeba navíc vzít v úvahu interakci výboje s izolantem. Přestože tyto výsledky nelze zcela zobecnit, základní představu o mechanismu klouzavých výbojů při aplikaci střídavého napětí síťové frekvence poskytují.

## 2.5 Ochrana proti klouzavým výbojům

Jak bylo uvedeno v pododdílu 2.1.2, klouzavé výboje šířící se po povrchu pevného izolantu vznikají, pokud hodnota tečné složky intenzity elektrického pole na rozhraní přestoupí hodnotu elektrické pevnosti plynu<sup>27</sup>. Některá v praxi používaná uspořádání ve vysokonapěťové technice jsou pak kvůli dielektrické refrakci na vznik klouzavých výbojů náchylnější, jedná se především o průchodky, kabelové koncovky, výstup vinutí z drážek apod. Takové uspořádání se pak označuje jako *klouzavé*, siločáry do rozhraní vstupují šikmo [4].



Obr. 21 Klouzavé uspořádání (např. u kabelové koncovky), šrafovaná oblast představuje pevný izolant [4]

U vysokonapěťových zařízení představují klouzavé výboje nežádoucí jev. Kromě samotného přeskočení, popř. následného vzniku oblouku, vedoucího ke zkratu či zemnímu spojení

<sup>26</sup> Jedná se především o tvar oblasti naneseného kladného náboje – kladná koróna rovněž vykazuje vznik strimérů, a záporného náboje – záporná koróna vypadající jako ustálená záře.

<sup>27</sup> Jde tedy o hodnotu intenzity elektrického pole, která umožňuje vznik lavin a následnou transformaci do mechanismu strimér/lider v blízkosti povrchu pevného izolantu.

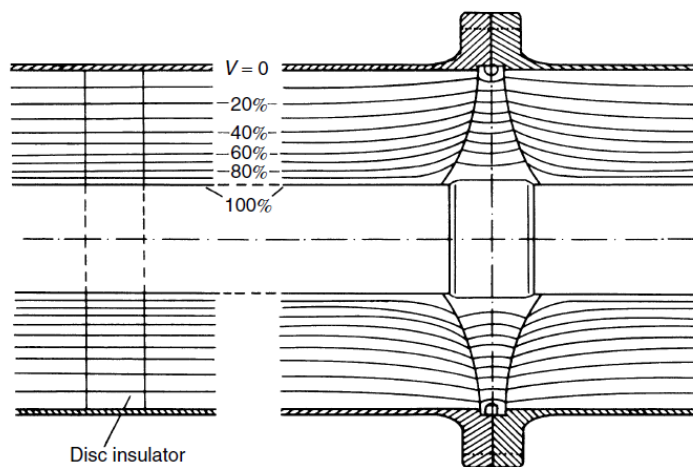


v elektrických sítích, mají klouzavé výboje negativní dopad i jako částečné výboje, kdy nedojde k celkovému překlenutí mezielektrodové vzdálenosti vodivým kanálem. Výbojový kanál má na izolant degradující účinek. Dochází k ablaci povrchu, jelikož je bombardován produkty plazmatu. Tím mohou v izolantu vznikat různé dutinky, které se postupně zvětšují, což za nepříznivých podmínek vede až k celkovému průrazu izolačního systému. Při výboji mohou vznikat také produkty způsobující chemický rozklad izolantu, některé produkty mohou dokonce do izolantu difundovat a vytvářet v něm vodivější oblasti. Rovněž klouzavé výboje zapříčiňují oteplování izolačního materiálu vedoucí k znehodnocení izolačních vlastností a snížení hladiny napětí tepelného průrazu. K omezení vzniku klouzavých výbojů se tak využívají různá opatření.

Samotnou dielektrickou refrakci lze i využít k potlačení vzniku klouzavých výbojů. Typickým příkladem jsou rozpěrky používané v zapouzdřených rozvodnách. Koaxiální válcové vodiče nejsou izolovány pouze stlačeným izolačním plynem SF<sub>6</sub>, ale částečně také rozpěrkami zajišťující ukotvení vnitřního vodiče. V případě použití jednoduchého válcového izolátoru jako rozpěrky by k refrakci nedošlo a intenzita elektrického pole podél rozhraní s plynem (tečná složka  $E_t$ ) by se stanovila ze známého vztahu pro koaxiální vodiče:

$$E(r) = \frac{Q/l}{2\pi\epsilon r} \quad (V/m) \quad (37)$$

kde  $Q/l$  (F/m) značí liniovou hustotu náboje a  $r$  (m) vzdálenost od středu vnitřního vodiče. To znamená, že pouze  $E_t$  v tomto případě namáhá rozhraní, navíc není podél povrchu konstantní. Hodnoty  $E_t$  by v blízkosti vnitřního vodiče mohly přestoupit elektrickou pevnost plynu a způsobit vznik výbojů. Proto se v praxi používají rozpěrky, které svým tvarem zajistí, aby hodnota tečné složky podél celého rozhraní zůstala téměř konstantní za pomoci dielektrické refrakce. Používaný tvar a rozložení elektrického pole ukazuje následující obrázek.



Obr. 22 Tvar rozpěrky používané v zapouzdřených rozvodnách (vpravo) a srovnání s jednoduchou válcovou rozpěrkou (vlevo) [2]

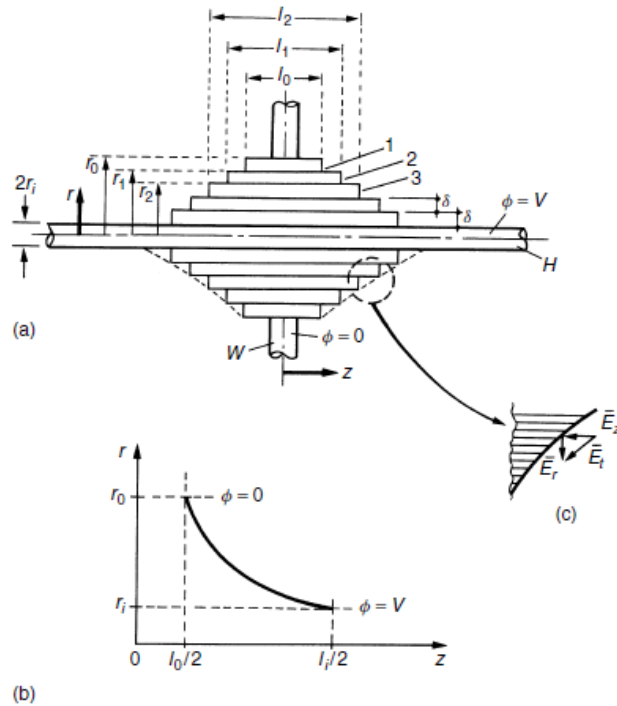
Pozn.:  $V$  značí napětí z anglického Voltage, Disc insulator – Válcová rozpěrka (diskový izolátor)



Řízení elektrického pole představuje nástroj pro omezení vzniku klouzavých výbojů i u tzv. *kondenzátorových průchodek*. Obecně se průchodky používají pro vyvedení vodičů skrze uzemněnou bariéru, např. zeď či plášť transformátoru. Hlavním úkolem průchodek je tak elektrická izolace vodičů od bariéry, navíc by měly zajistit i mechanickou oporu vodičů svým izolačním systémem. Maximální hodnota intenzity elektrického pole u klasického válcového uspořádání, tzn. válcový vodič i průchodka, se nachází na povrchu vodiče. Přestože je izolační systém průchodky navržen tak, aby elektrické namáhání v blízkosti vodiče vydržel, na povrchu průchodky u otvoru v bariéře může tečná složka intenzity na rozhraní mezi pevným a plynným (popř. kapalným v případě transformátorů) dielektrikem přestoupit hodnotu elektrické pevnosti. To vede ke vzniku klouzavých výbojů šířících se po povrchu průchodky a přeskokové napětí může nabývat poměrně nízkých hodnot.

Konstrukce kondenzátorové průchodky se snaží výše zmíněný problém omezit použitím plovoucích elektrod. Válcový vodič je v průchodce obklopen mnoha vrstvami tenkých plátů z dielektrického materiálu s permitivitou  $\epsilon$ , která je značně vyšší než  $\epsilon_0$ . Tyto pláty jsou vždy proloženy vodivou vložkou, jež vytváří zmíněné elektrody. Pláty navíc nemají stejné rozměry, s rostoucím poloměrem klesá jejich délka. Celá konstrukce kondenzátorové průchodky, jak již název napovídá, pak představuje soustavu sériově spojených koaxiálních válcových kondenzátorů. Účinkem vodivých vložek dochází k zrovnoměnění elektrického pole v radiálním směru. Izolační systém v blízkosti vodiče není oproti klasické průchodce tolik namáhan. Rozložení tečné složky na povrchu průchodky je rovněž ovlivněno, avšak z principu ji nelze zachovat konstantní, pokud je již konstantní radiální složka.

Správný návrh kondenzátorové průchodky tak představuje náročnou záležitost, musí se brát v úvahu vliv dielektrika kolem průchodky (nejčastěji vzduch, olej), vnější plášť aktivní části průchodky je vyroben z porcelánu či jiného pevného izolačního materiálu, což zanáší na rozhraní další refrakci. Rovněž teplo vytvářené vodičem v průchodce může pozměnit vlastnosti použitých materiálů a tím změnit rozložení elektrického pole. Průřez kondenzátorovou průchodkou ukazuje následující obrázek, část (a). V části (b) je pak zobrazen potřebný profil vložek pro konstantní radiální složku intenzity elektrického pole  $E_r$ . Část (c) ukazuje složky intenzity na povrchu průchodky – složka  $E_z$  ve směru  $z$  a  $E_r$  v radiálním směru. Jejich vektorovým součtem se získá tečná složka k povrchu průchodky  $E_t$  [2].



Obr. 23 Průřez kondenzátorovou průchodkou [2]

Pozn.:  $H$  značí vodič,  $W$  značí bariéru,  $\phi = V$  je potenciál o hodnotě napětí na vodiči vůči zemi,  $\phi = 0$  je nulový potenciál na uzemněné bariéře,  $\delta$  pak představuje tloušťku dielektrických plátů

Klouzavé výboje představují problém i u točivých elektrických strojů vysokého napětí, kde se často vyskytují na výstupu izolovaných vodičů z drážek. K jejich omezení se zde používá odporový nátěr nanesený na povrch izolace vodičů, který zrovnoměří rozložení napětí na izolaci. Dojde tak ke snížení maximální hodnoty povrchového gradientu napětí, což zaručí, že nebude překročena elektrická pevnost na rozhraní izolace se vzduchem [4].

Kromě výše zmíněných opatření pracujících s řízením elektrického pole se využívají samozřejmě i různá konstrukční řešení ztěžující vznik a rozvoj klouzavých výbojů. Může se jednat o přidání různých překážek do výbojové dráhy, prodloužení nutné výbojové dráhy pro přeskok atp. Bylo například pozorováno, že stříšky na izolátorech oproti hladkým povrchům výrazně snižují průměrnou rychlost šíření strimérů tím, jak výboj musí překonávat komplikovanou dráhu po povrchu izolátoru [21].

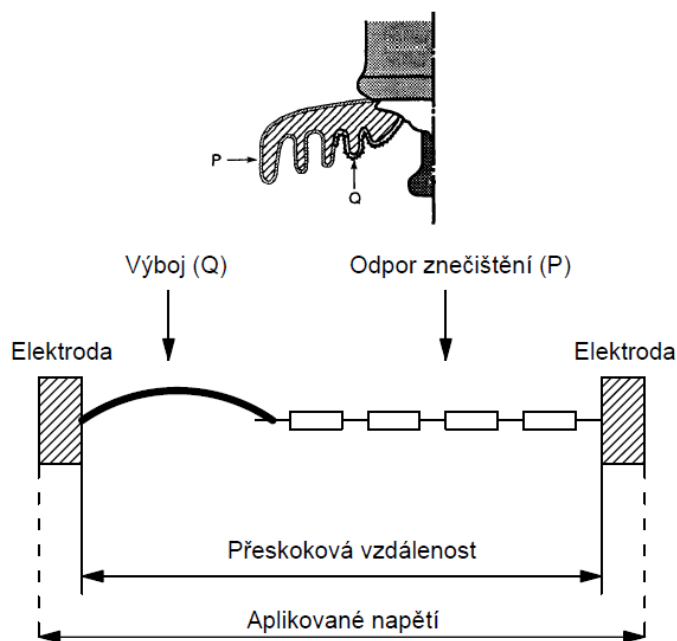
### 3 Matematický model klouzavých výbojů

Nejnovější modely klouzavých výbojů jsou založeny na kanálovém mechanismu výboje. Jak bylo uvedeno v pododdílu 1.4.4, tyto modely pracují na částicové úrovni a umožňují simulovat většinu procesů probíhajících při výbojích, nicméně jsou velmi náročné na výpočetní výkon. U klouzavých výbojů se navíc přidává vliv dielektrika, musí se tak zohlednit povrchový náboj, permitivita dielektrika atp. Příklad takového modelu je uveden např. v [26].

Vzhledem k náročnosti výše zmíněných modelů byl pro potřeby práce vybrán takový, který pracuje s vlastnostmi výboje z makroskopického hlediska. Jedná se o obvodový model a výboj představuje sérii *RLC* členů. V následujícím oddílu bude popsána teorie vztahující se ke zvolenému modelu.

#### 3.1 Teoretický rozbor modelu

Zvolený model klouzavého výboje vychází z práce [27]. Výboj se v tomto případě šíří po povrchu venkovního izolátoru, na kterém je nanesena vrstva znečištění simulující dopad působení agresivního prostředí, tzn. různé prachové částice, kapky vody atd. Model umožňuje předpovídat dynamiku šíření na základě okamžitých změn parametrů výboje až do konečného přemostění celé výbojové dráhy vodivým kanálem, tedy až do přeskočení. Pro dané aplikované napětí, geometrii izolátoru a parametry znečištění lze z modelu obdržet průběh proudu výboje v čase, odpor výbojového kanálu, rychlost šíření či čas od přiložení napětí do přeskočení. Schematické uspořádání pro analýzu šíření výboje je vidět na následujícím obrázku.

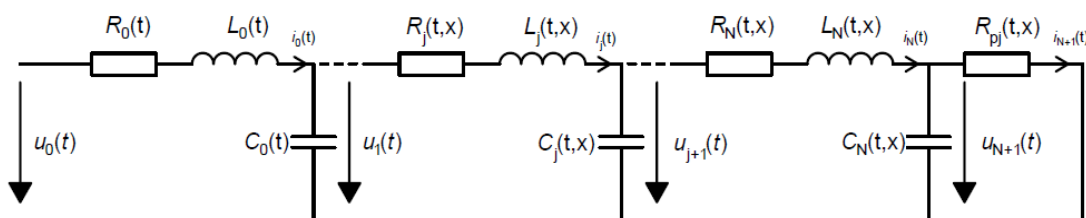


Obr. 24 Uspořádání pro analýzu šíření výboje<sup>28</sup>

<sup>28</sup> Horní část obrázku byla převzata z [28]. Dolní část pak byla překreslena, aby odpovídala potřebám práce.

Vzhledem ke komplikovanosti dějů vedoucích k přeskoku jsou přijata následující zjednodušení. Vrstva znečištění je po celém izolátoru stejnoměrná, což znamená konstantní vodivost a tloušťku po celé výbojové dráze. Materiál izolátoru je stálý, nevykazuje známky změn při šíření výboje. Hodnota aplikovaného napětí je zvolena tak, aby k přeskoku došlo během prvního napěťového cyklu, což odstraňuje problém se změnami parametrů výboje při průchodu proudem nulou a jeho možným opětovným zapálením. Dalším předpokladem je, že existuje jeden dominantní výbojový kanál a ten se šíří pouze po vrstvě znečištění.

Obvodové schéma výboje ukazuje následující obrázek. Výboj je modelován jako soustava  $RLC$  členů zapojených v sérii. Při každém posunu čela se přidá jeden člen. Výbojem nepřeklenutá vrstva znečištění je pak dána odporem  $R_{pj}$ , odporový charakter znečištění byl potvrzen mnoha výzkumy [27].



Obr. 25 Obvodový model klouzavého výboje

### 3.1.1 Stanovení parametrů obvodového modelu

Stanovení hodnot odporů, indukčností a kapacit vychází z teorie výbojů v plynech a výpočtů elektromagnetického pole.

Odpor výboje je nelineární a k popisu dynamického chování model využívá Mayrovu rovnici. Mayrova rovnice slouží k určení odporu výboje při relativně nízkých proudech<sup>29</sup>, což je i případ této práce<sup>30</sup> [28].

$$\frac{dr_{dis,j}}{dt} = \frac{-r_{dis,j}}{\tau} \left( \frac{r_{dis,j} \cdot (i_j)^{1+n}}{N_c} - 1 \right) \quad (38)$$

kde  $r_{dis,j}$  ( $\Omega/m$ ) je měrný odpor výbojového kanálu ve členu  $j$ ,  $\tau$  (s) časová konstanta výboje,  $N_c$  ( $VA^n$ ) a  $n$  (-) charakteristické konstanty výboje a  $i_j$  (A) proud výboje členem  $j$ . Celkový odpor  $R_j$  členu  $j$  se vypočte následovně:

$$R_j = r_{dis,j} \cdot \Delta x_j \quad (\Omega) \quad (39)$$

<sup>29</sup> Platí zhruba do proudu o velikosti desítek A.

<sup>30</sup> Model zkoumá výboj od prvotních stádií do přeskoku, avšak následné možné vystavění oblouku, při kterém by se objevily velké proudy, již ne.

kde  $\Delta x_j$  (m) značí prodloužení výboje v kroku  $j$ .

Kapacitu na čele výboje lze za použití kulové aproximace, kdy se čelo a protější elektroda považují za koncentrické koule, jejichž vzájemná vzdálenost se mění s růstem kanálu, stanovit jako:

$$C_j = 4\pi\epsilon_0 r_j \sinh(\alpha_j) \sum_{i=1}^{\infty} [\sinh(i\alpha_j)]^{-1} \quad (F) \quad (40)$$

kde

$$\cosh(\alpha_j) = \frac{L_f - x_j}{r_j} \quad (41)$$

$L_f$  (m) představuje délku izolátoru, resp. výbojovou dráhu,  $x_j$  (m) pozici čela výboje v kroku  $j$  a  $r_j$  (m) poloměr výbojového kanálu odpovídající členu  $j$ .

Poloměr kanálu se vypočte z Wilkinsova modelu a to následovně – výsledek je v cm:

$$r_j = \sqrt{\frac{i_d}{1,45\pi}} \quad (cm) \quad (42)$$

kde  $i_d$  (A) je proud výboje. V daném  $RLC$  členu odpovídá proudu  $i_j$ .

Další potřebným parametrem je odpor vrstvy znečištění. Jeho hodnota vychází z geometrie izolátoru a rozměrů vrstvy znečištění. Pro vrstvu, jejíž šířka je menší než její délka, platí následující vztah:

$$R_{pj} = \frac{1}{2\pi\sigma_s} \left[ \frac{\pi(L_f - x_j)}{a} + \log \frac{a}{2\pi r_j} \right] \quad (\Omega) \quad (43)$$

$R_{pj}$  značí odpor výbojem nepřeklenuté vrstvy znečištění po přidání článku  $j$ ,  $\sigma_s$  (S) je povrchová vodivost znečištění a  $a$  (m) šířka vrstvy znečištění. Pro plochý izolátor je  $a$  rovno šířce izolátoru, pro válcový se pak určí jako:

$$a = \pi \left( \frac{1}{2} D + e_p \right) \quad (m) \quad (44)$$

kde  $D$  (m) je průměr izolátoru a  $e_p$  (m) tloušťka vrstvy znečištění [27]. Vztahy (43) a (44) lze využít i pro izolátory konstrukčních tvarů používaných v praxi, viz. **Obr. 24**, nicméně pro získání uspokojivých výsledků je nutné použít náhradu v podobě „ekvivalentního válce“. Takový válec bude mít délku rovnou délce výbojové dráhy původního izolátoru a průměr rovný efektivnímu průměru výchozího izolátoru.

Efektivní průměr izolátoru se získá jako:

$$D_{eff} = \frac{L_f}{\int_0^{L_f} \frac{dL_f}{D(L_f)}} \quad (m) \quad (45)$$

kde  $D(L_f)$  je průměr izolátoru na dané pozici výbojové dráhy (m).

Povrchová vodivost  $\sigma_s$  ve vztahu (43) je v každém bodě na povrchu vrstvy znečištění dána rovnicí [29]:

$$\sigma_s = \sigma e_p \quad (S) \quad (46)$$

kde  $\sigma$  (S/m) je vodivost materiálu vrstvy znečištění. Dle velikosti  $\sigma_s$  lze rozlišit různé úrovně znečištění izolátoru.

Tab. 1 Rozdělení znečištění dle povrchové vodivosti [30]

Nepatrné znečištění	$5 \mu S < \sigma_s < 10 \mu S$
Lehké znečištění	$10 \mu S < \sigma_s < 20 \mu S$
Silné znečištění	$20 \mu S < \sigma_s < 50 \mu S$
Velmi silné znečištění	$\sigma_s > 50 \mu S$

Dále je nutné stanovit indukčnost výboje. Pro potřeby stanovení indukčnosti lze výbojový kanál považovat za vodič, kterým protéká určitý proud. Vychází se přitom z energetické definice indukčnosti  $W_m = \frac{1}{2}LI^2$ , kde  $W_m$  značí magnetickou energii a  $I$  proud protékající kanálem. Část této energie odpovídající magnetickému poli uvnitř kanálu se nazývá vnitřní energie a s tou je spojená vnitřní indukčnost. Stejně tak je to s vnějším magnetickým polem a vnější indukčností [13]. Vztah pro vnitřní indukčnost je následující:

$$L_{in}/l = \frac{1}{4} \frac{\mu_0}{2\pi} \quad (H/m) \quad (47)$$

Vnější indukčnost je pak dána jako:

$$L_{ex}/l = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \left( \frac{D_f}{r_j} \right) \quad (H/m) \quad (48)$$

kde  $D_f$  (m) značí vzdálenost od kanálu výboje, na které lze považovat působení pole za nulové. Celková indukčnost kanálu se pak získá jako součet vnitřní a vnější indukčnosti:

$$L_j/l = \frac{\mu_0}{2\pi} \left[ \frac{1}{4} + \ln \left( \frac{D_f}{r_j} \right) \right] \quad (H/m) \quad (49)$$

Veškeré vztahy pro indukčnost s jednotkou (H) jsou vztaženy na jednotku délky, pro získání indukčnosti připadající na člen  $j$  je nutné výsledek z (47-49) vynásobit vzdáleností, kterou výboj urazil během kroku  $j$  podobně jako v (39).

Při každém posunu výboje je celým systémem spotřebována energie  $W_j$  (spotřebovaná energie v  $j$ -tém kroku) v různých formách na generaci tepla, chemický rozklad, ionizaci, radiaci atd. Část energie  $W_j$  přivedená do kanálu výboje umožňující jeho prodloužení o vzdálenost  $dx_j$  je kinetickou energií  $W_{cj}$ :

$$W_{cj}(t) = \beta W_j(t) \quad (J) \quad (50)$$

kde koeficient  $\beta$  (-) určuje část celkové energie, která je přeměněna na kinetickou energii výboje. Jeho hodnota se tedy pohybuje v rozmezí od 0 do 1.

Pro stanovení rychlosti šíření výboje z kinetické energie se jeho expanze považuje za podobnou expanzi tekutiny. Během času  $dt$  je přírůstek hmotnosti  $m_j$  ve válcovém výbojovém kanálu rovný součinu hustoty plynu  $\rho$ , ve kterém výboj probíhá (hustota je považována za konstantní), a přírůstku objemu  $\pi r_j^2 dx_j$ . Kinetická energie pro krok  $j$  je tak dána vztahem:

$$W_{cj}(t) = \frac{1}{2} \rho \pi r_j^2 dx_j v_j^2(t) \quad (J) \quad (51)$$

kde  $v_j$  (m/s) je rychlost v kroku  $j$ . Pravou stranu výrazu (50) lze tedy porovnat s pravou stranou (51) a jelikož  $dx_j = v_j dt$ , pak platí:

$$\frac{1}{2} \rho \pi r_j^2 v_j^3(t) dt = \beta W_j(t) \quad (52)$$

Rychlost šíření výboje lze tedy stanovit jako:

$$v_j(t) = \sqrt[3]{\frac{2\beta}{\rho \pi r_j^2} \frac{W_j(t)}{dt}} \quad (m/s) \quad (53)$$

Výraz (53) lze ještě upravit nahrazením  $W_j/dt$  za  $P_j$  představující okamžitý výkon dodávaný do výbojového prostoru v kroku  $j$  [27]. Výsledkem je vztah:

$$v_j(t) = \sqrt[3]{\frac{2\beta}{\rho \pi r_j^2} P_j(t)} \quad (m/s) \quad (54)$$

Výkon  $P_j(t)$  se určí jako:

$$P_j(t) = u_0(t)i_0(t) \quad (W) \quad (55)$$

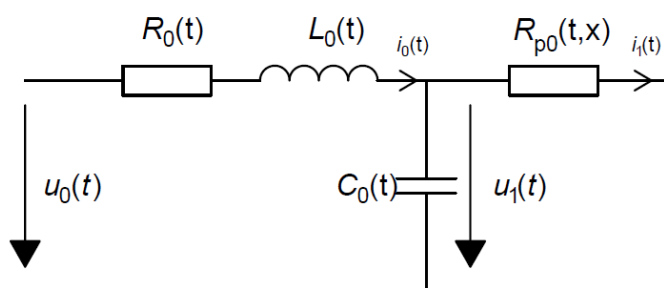
Správnost výpočtu rychlosti šíření výboje je ověřena za pomoci vztahu z Gallimbertova modelu výboje. Ten byl původně vytvořen pro určení rychlosti šíření výboje při přeskočích na dlouhé vzdálenosti, nicméně později byl převzat i pro simulaci rychlosti výboje nad povrchem izolátoru [32]. Má následující tvar:

$$v_j(t) = \frac{i_d(t)}{q} \quad (m/s) \quad (56)$$

kde  $i_d$  představuje proud výboje a  $q$  (C/m) elektrický náboj vztažený na jednotku délky kanálu výboje.

### 3.1.2 Výpočetní postup

Pro zahájení výpočtů je třeba znát geometrii izolátoru a parametry nanesené vrstvy znečištění. Samotný model se skládá ze dvou hlavních částí. V první části se předpokládá, že výboj má již určitou počáteční délku  $x_0$  a z toho vyplývající odpor  $R_0$ , indukčnost  $L_0$  a kapacitu  $C_0$ , jedná se o krok  $j = 0$ . Pro jejich stanovení se použijí vztahy z předcházejícího pododdílu. Z tvaru rovnice (38) je patrné, že je nutné také určit počáteční podmínku  $r_{dis,0}$  pro čas  $t = 0$ . Výbojem nepřeklenutá vzdálenost k protější elektrodě se v modelu objevuje jako odpor  $R_{p0}$ , pro který se využije vztah (43). Délku  $x_0$  je zvykem stanovit jako 1/100 celkové výbojové dráhy  $L_f$  [28]. Náhradní elektrický obvod výboje odpovídající počátečním podmínkám ukazuje následující obrázek. Aplikuje se sinusové napětí o síťové frekvenci 50 Hz, tedy  $u_0 = U_{max} \sin(100\pi \cdot t)$ .



Obr. 26 Počáteční náhradní schéma klouzavého výboje

Soustava rovnic úvodního kroku pak bude vypadat následovně. Vzhledem k tomu, že jednotlivé parametry  $R, L, C$  jsou závislé na proudu výboje, jde o soustavu algebraických a nelineárních diferenciálních rovnic 1. řádu:



$$i_0 = i_1 + C_0 u_1' \quad (57)$$

$$u_0 - u_1 = R_0 i_0 + L_0 i_0' \quad (58)$$

$$i_1 = \frac{u_1}{R_{p0}} \quad (59)$$

Tato soustava se v čase řeší společně s rovnicí (38) pro  $r_{dis,0}$ . Při řešení se hlídá splnění podmínky pro šíření výboje založené na impedančním kritériu odvozeném v práci [31]. Uvedené kritérium ve zmíněné práci je obecné a pro účely použitého modelu ho lze zjednodušit, jelikož vrstva znečištění má pouze odporový charakter. V tomto případě tak bude mít tvar:

$$r_{p0} > r_{dis,0} \quad (60)$$

Porovnávají se hodnoty odporů vztažené na jednotku délky, proto  $r_{p0}$  ( $\Omega/m$ ) značí hodnotu odporu vztaženého na jednotku délky výbojem nepřeklenuté vrstvy znečištění. Výpočet probíhá do doby, než je kritérium (60) splněno. Mezitím se výboj dále nešíří. Jakmile dojde ke splnění kritéria, je zaznamenán čas této události  $t_1$  a končí první část modelu.

Po splnění kritéria dochází k rozvoji výboje a do modelu se přidá nový *RLC* člen. Tím začíná druhá část modelu. Výpočet začíná opět od času  $t = 0$ , nicméně tentokrát je řešena soustava s vyšším počtem rovnic odpovídající danému kroku  $j$ , viz **Obr. 25**. V této fázi je nastaven pevný časový krok  $\Delta t$  a výpočet probíhá do času  $(t_1 + j \cdot \Delta t)$ , avšak hodnoty počítaných veličin mají fyzikální opodstatnění vždy jen pro časový interval daného kroku. Tedy např. pro krok  $j = 1$  je to časový interval od  $t_1$  do  $(t_1 + \Delta t)$ , pro  $j = 2$  pak od  $(t_1 + \Delta t)$  do  $(t_1 + 2\Delta t)$  atd. Na konci každého kroku se opět kontroluje impedanční kritérium, které lze obecně zapsat jako:

$$r_{pj} > r_{dis,j} \quad (61)$$

Z výrazu vyplývá, že se  $r_{pj}$  porovnává vždy s měrným odporem výbojového kanálu odpovídající poslednímu přidanému *RLC* článku [32]. Jakmile je kritérium na konci kroku splněno, výše zmíněný proces se opakuje. V případě, kdy splněno není, se *RLC* článek nepřidá a v dalším kroku se počítá se stejným počtem členů, výboj se nešíří dále. K posunutí výboje dochází opět až po splnění kritéria. Vzdálenost, kterou výboj urazí při jednotlivém posunutí, tedy v případě splnění podmínky (61), je dána jako:

$$\Delta x_j = v_j \Delta t \quad (m) \quad (62)$$

kde  $v_j$  je rychlost vypočtená na konci každého kroku dle (54).

Obecně lze pro  $j$ -tý krok zapsat soustavu rovnic následovně, přičemž rovnice (63) a (64) se v soustavě vyskytují vždy  $(j+1)$ -krát. Rovnice (65) pak pouze jednou. Lze vycházet z **Obr. 25**:

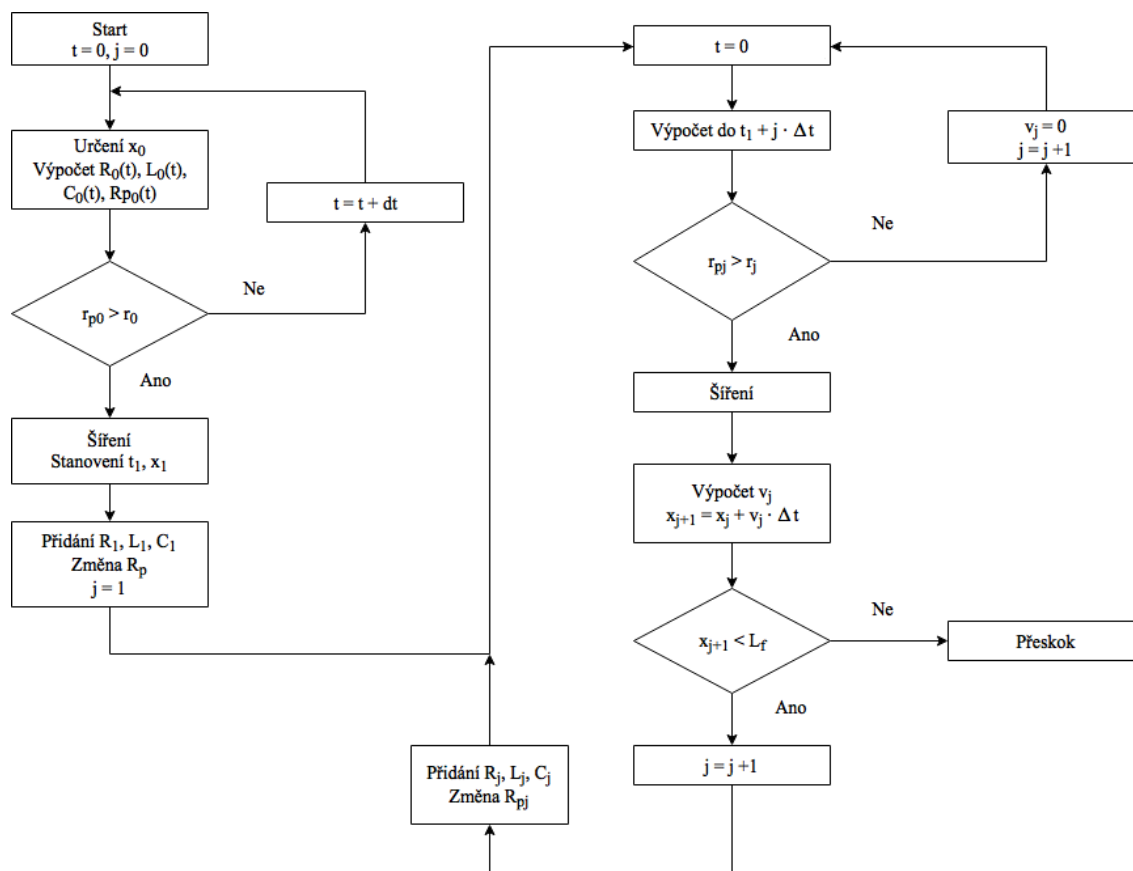
$$i_j = i_{j+1} + C_j u'_{j+1} \quad (63)$$

$$u_j - u_{j+1} = R_j i_j + L_j i'_j \quad (64)$$

$$i_{j+1} = \frac{u_{j+1}}{R_{pj}} \quad (65)$$

K těmto rovnicím je nutno přidat potřebný počet ( $j+1$ ) rovnic ve tvaru (38) pro výpočet jednotlivých odporů  $R_j$ . Všechny parametry se vypočtou dle příslušných vztahů uvedených v přecházejícím pododdílu. Pro všechny odpory  $r_{dis,j}$  je též nutné pro čas  $t = 0$  určit počáteční podmínku, ta je vždy stejná.

Jednotlivé kroky se opakují do doby, než dojde k přeskoku, tedy než výboj urazí celou dráhu  $L_f$ . Vzhledem k povaze modelu, který předpokládá, že se tak stane během jednoho napěťového cyklu a použití napětí síťové frekvence by k přeskoku mělo dojít do prvního vrcholu od přiložení napětí, tedy do 5 ms. Konečný počet kroků a jemu odpovídající počet  $RLC$  členů je závislý na zvoleném časovém kroku  $\Delta t$  a rychlosti šíření výboje. Při zvolení menšího  $\Delta t$  se výsledky zpřesňují, nicméně roste výpočetní náročnost zejména v pozdějších fázích, kdy je počet  $RLC$  členů již poměrně vysoký. Následující diagram ukazuje postup při výpočtech.



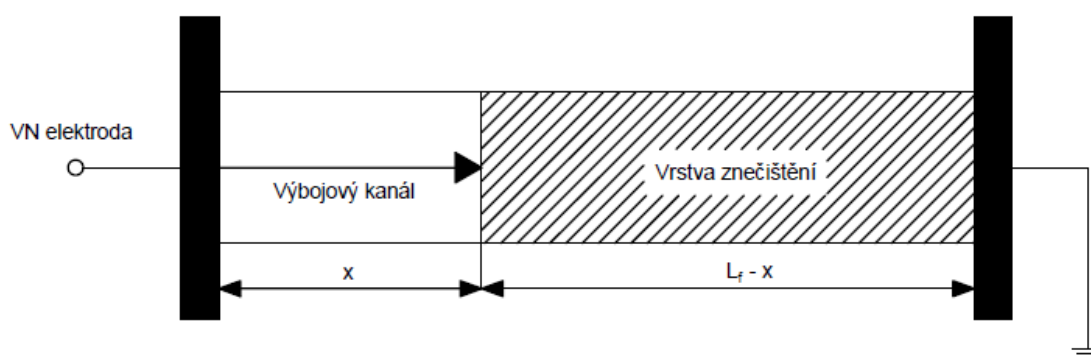
Obr. 27 Procesní diagram modelu

## 3.2 Výsledky modelu

Ke zpracování modelu byl využit matematický výpočetní program *Wolfram Mathematica* verze 11.1.0.0. Nejdůležitější část modelu, tedy soustava rovnic typu (38) a (63-65), se řešila za pomoci příkazu *NDSolve*, který hledá numerickou aproximaci řešení diferenciálních rovnic s využitím různých numerických metod. Ve výchozím nastavení si *NDSolve* metodu i její parametry nastavuje sám, nicméně zadáním nepovinných parametrů funkce *NDSolve* lze toto nastavení upravit. Pro řešení soustavy algebraických a diferenciálních rovnic 1. řádu *Mathematica* využívá tzv. *IDA solver*<sup>31</sup>, který pracuje s *BDF* metodami<sup>32</sup>. Jedná se o skupinu implicitních vícekových metod, využívají tedy informace z několika předcházejících vypočtených kroků a zároveň i z právě počítaného kroku. Krok je v základním nastavení proměnlivý, což urychluje výpočet. Více je možno dohledat v odkaze [33].

Provedené výpočty lze rozdělit na dvě části. Nejdříve byl model výboje aplikován na určité uspořádání, následně byly měněny vstupní parametry, aby se prověřil jejich dopad na charakteristiky modelovaného výboje.

Základní výpočet byl proveden na uspořádání s válcovým izolátorem o průměru 10 cm a délce 50 cm, viz následující obrázek. Přiložené napětí začíná kladnou půlperiodou jak v základním modelu, tak i v jeho modifikacích. Záporné napětí bude diskutováno nakonec.



Obr. 28 Uspořádání pro použitý model

<sup>31</sup> Zkratka *IDA* – z anglického *Implicit Differential-Algebraic solver*.

<sup>32</sup> Zkratka *BDF* – z anglického *Backward Differentiation Formula*.

Tab. 2 Přehled vstupních parametrů pro základní uspořádání

Označení	Parametr	Hodnota
$L_f$	Výbojová dráha	0,5 m
$D$	Průměr izolátoru	0,1 m
$n$	Charakteristická konstanta výboje	0,5
$N_c$	Charakteristická konstanta výboje	63 VA <sup>0,5</sup>
$\tau$	Časová konstanta výboje	100 $\mu$ s
$D_f$	Vzdálenost od kanálu výboje, ve které lze považovat působení pole za nulové	100 m
$\beta$	Část z celkové energie, která se přemění na kinetickou energii	0,1
$e_p$	Tloušťka vrstvy znečištění	4 mm
$\sigma_s$	Povrchová vodivost	50 $\mu$ S
$r_{dis}(0)$	Hodnota měrného odporu výbojového kanálu v čase $t = 0$	300 000 $\Omega$ /m
$U_{ef}$	Efektivní hodnota aplikovaného napětí	8 kV
$\rho_{vzduch}$	Hustota vzduchu	1,276 kg/m <sup>3</sup>
$\Delta t$	Časový krok ve druhé části modelu	$5 \cdot 10^{-5}$ s

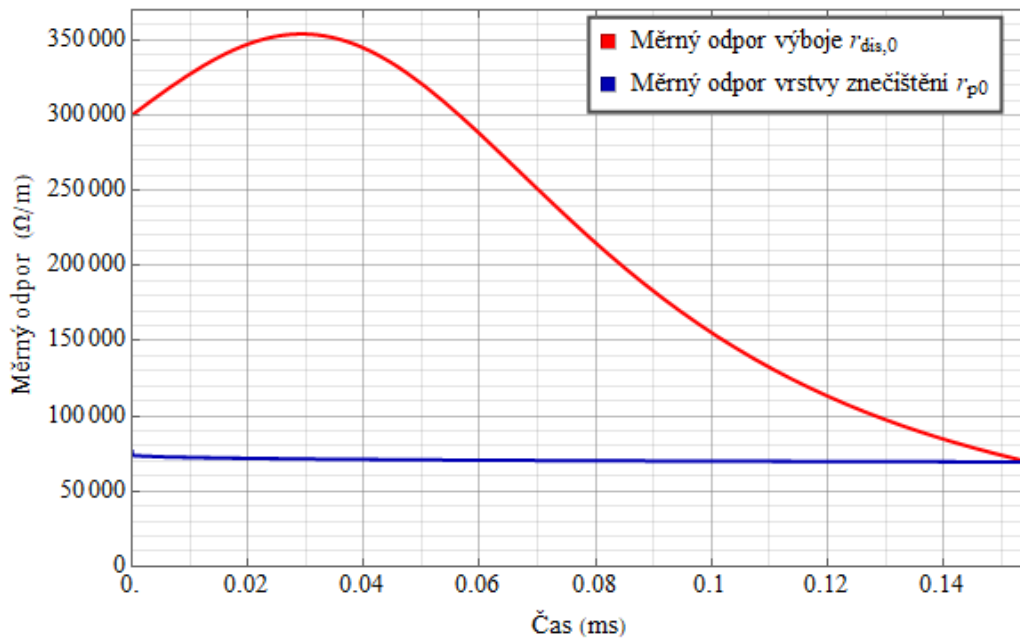
Hodnoty charakteristických konstant výboje  $N_c$  a  $n$  se v různých pracích liší. Jejich přehled lze najít např. v [34]. V té samé práci bylo dokonce zjištěno, že jejich hodnoty nejsou v průběhu celého rozvoje výboje konstantní, ale závisejí na parametrech náhradního elektrického obvodu a tepelné charakteristice výboje. Nicméně jak bude ukázáno dále, jejich vliv na dynamiku modelovaného výboje je poměrně malý. Byla tak zvolena konstantní hodnota  $N_c = 63 \text{ VA}^n$ , která se v pracích zabývajících se danou problematikou vyskytuje nejčastěji. Hodnota  $n = 0,5$  pak byla zvolena dle [28], stejně tak i  $r_{dis}(0)$ . Hodnoty  $\tau, \beta$  a  $D_f$  jsou stanoveny na základě jejich úspěšného odzkoušení v jiných modelech [27]. Kvůli náročnosti výpočtů byl v rámci modelu krok<sup>33</sup> v NDSolve pro všechny výpočty ponechán proměnlivý, byla však nastavena maximální velikost kroku na  $10^{-7}$  s. Ve druhé části modelu jsou hodnoty zkoumaných veličin zaznamenány vždy na konci každého časového kroku  $\Delta t$  a pro získání spojitého výsledku je použita interpolace. Při zadání vstupních parametrů dle **Tab. 2** jsou výsledky modelu následující:

Tab. 3 Přehled nejdůležitějších výsledků základního modelu

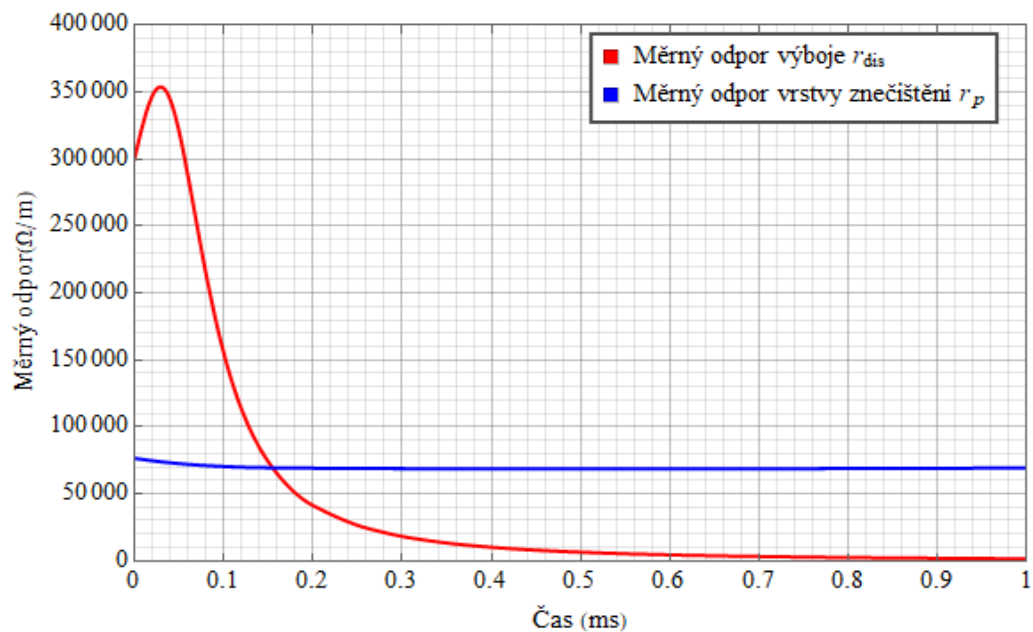
Čas přeskoků	2,491 ms
Proud výbojem při přeskoků	3,468 A
Poloměr výbojového kanálu při přeskoků	8,775 mm
Rychlost šíření výboje při přeskoků	262,036 m/s
Čas splnění impedančního kritéria	0,155 ms

<sup>33</sup> Jedná se o časový krok při výpočtech v rámci funkce NDSolve určený samotným programem. Je nutné tento časový krok nezaměňovat s časovým krokem  $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5}$  s, který je vytvořen uměle pro získání výsledků z druhé části modelu, viz **Obr. 27**.

Následující grafy pak ukazují průběh měrných odporů v čase.



Obr. 29 Průběhy měrných odporů výbojového kanálu a vrstvy znečištění do splnění impedančního kritéria



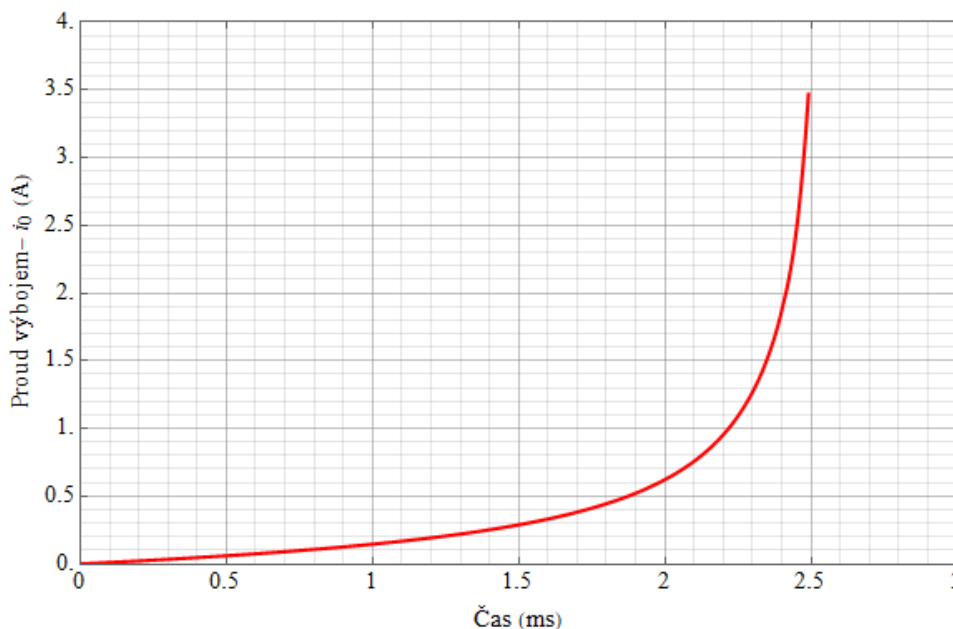
Obr. 30 Průběhy měrných odporů do času 1 ms

Z Obr. 29 je patrné, že impedanční kritérium (60) je splněno v čase kolem 0,15 ms. Do té doby se výboj nešíří, jeho čelo zůstává na uměle stanovené vzdálenosti 5 mm od vysokonapěťové elektrody<sup>34</sup>. Jakmile dojde ke splnění kritéria, výboj se začne šířit, nicméně splnění podmínky (61) je hlídáno i nadále. Jak je však zřejmé z Obr. 30, průběh měrných odporů zajišťuje plnění

<sup>34</sup> Jedná se o dříve zmíněnou pozici čela  $x_0$ , která se stanoví jako  $1/100 L_f$ .

podmínky až do přeskočení. Odpor na počátku roste, protože čítec druhého zlomku v rovnici (38)  $r_{\text{dis},j} \cdot i_j^{(1+n)}$  nabývá menší hodnoty než jmenovatel, tedy konstanta  $N_c$ . V momentě, kdy se čítec a jmenovatel rovnají, je dosaženo maximální hodnoty měrného odporu. Poté již čítec nabývá vyšší hodnoty a odpor začíná klesat, což vytváří typický vrchol v charakteristice.

Na průběh měrného odporu výbojového kanálu v čase má vliv mnoho parametrů, důvodem je, jak vyplývá z rovnice (38), jeho spojitost s proudem výboje. Vliv jednotlivých parametrů lze vypočítat z grafů v příloze **Obr. P 1** až **Obr. P 5**, přičemž byly postupně pozměněny hodnoty  $n, N_c, r_{\text{dis},0}(0), U_{\text{ef},0}$  a  $\sigma_s$ . Každý graf ukazuje změnu jednoho parametru, ostatní zůstaly zachovány na stejné hodnotě jako v případě základního modelu. Z výsledků vyplývá, že změna hodnot konstant  $n$  a  $N_c$  se neprojevuje na tvaru průběhu charakteristiky, dochází pouze ke změně velikosti typického počátečního vrcholu. Klesající hodnota počátečního měrného odporu kanálu má za následek vyhlazení průběhu, charakteristický oblouk mizí. Po určité době, 0,2-0,25 ms od počátku, se průběhy spojují a rozdílná počáteční hodnota  $r_{\text{dis},0}$  se již na charakteristice neprojevuje. Největší vliv na průběh měrného odporu výboje má změna velikosti přiloženého napětí a povrchové vodivosti. Při vyšším napětí postupně vymizí typický vrchol, hodnota měrného odporu v čase začíná klesat ihned od počátku. Na rozdíl od změny  $r_{\text{dis},0}(0)$  však nedochází k postupnému spojení charakteristik. Změna povrchové vodivosti se projevuje podobně jako změna napětí jen s tím rozdílem, že rozpětí charakteristik je daleko větší.



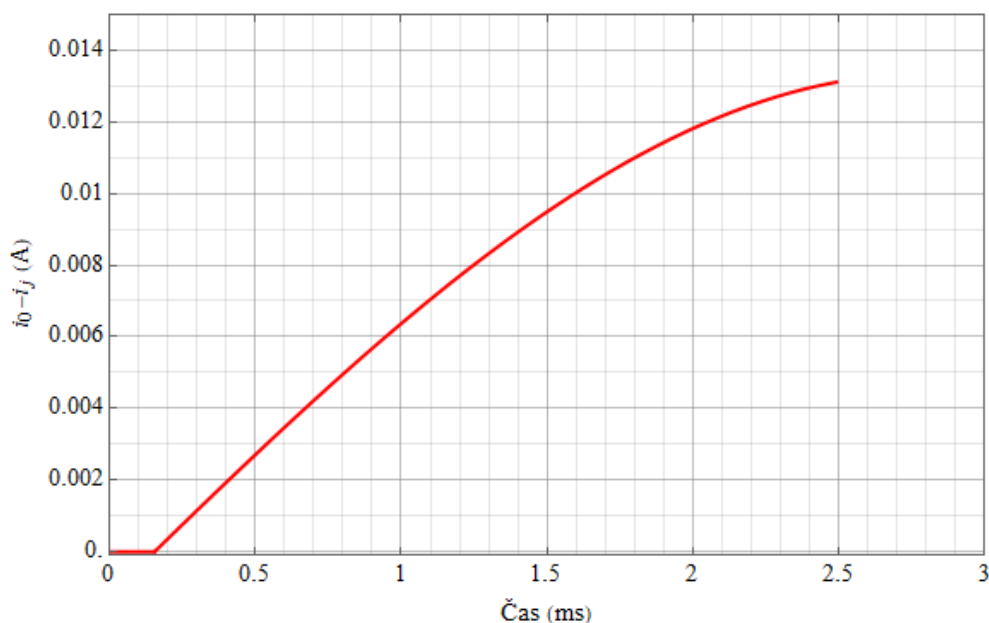
Obr. 31 Průběh proudu výboje v čase

Modelovaný průběh proudu výboje, v **Obr. 31** proud  $i_0$ , tedy proud prvním článkem  $RLC$  v náhradním elektrickém obvodu představující výboj, vykazuje podobné chování jako proud výboje v Townsendově teorii, viz **Obr. 1**. V modelovaném případě oblast nasyceného proudu

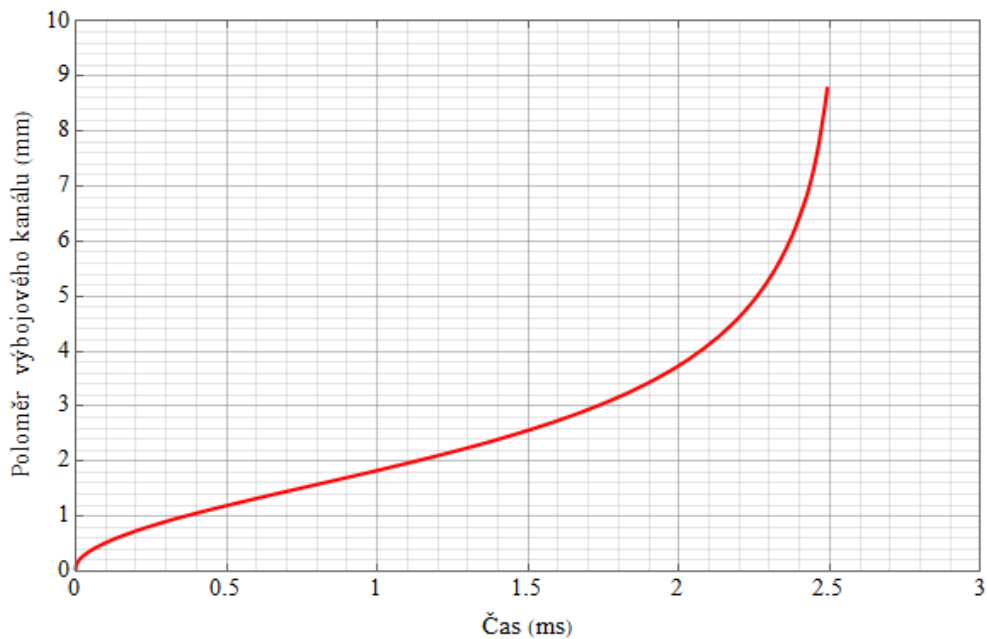
není zřetelná, nicméně nárůst proudu na počátku je poměrně pozvolný, urychluje se až v době před přeskokem, kdy se zdá, že roste nade všechny meze. Dle náhradního elektrického obvodu je proud  $i_0$  vyšší než proudy v následujících  $RLC$  člancích kvůli svodům přítomných kapacit. Vzhledem k jejich malým velikostem pohybujících se v řádu  $10^{-13}$  F je však jejich vliv téměř zanedbatelný, což ukazuje i rozdíl mezi proudem  $i_0$  a proudem  $i_j$  protékajícím posledním  $RLC$  článkem v daném časovém okamžiku, viz **Obr. 32**. Maximum tohoto rozdílu se pohybuje kolem jedné setiny ampéru. Závislost velikosti kapacity, v případě, kdy se čelo výboje nachází ve vzdálenosti 5 mm od vysokonapěťové elektrody, na poloměru výboje ukazuje graf v příloze **Obr. P 6**. Rovněž je zde umístěna i závislost indukčnosti na poloměru kanálu při délce kanálu 5 mm, **Obr. P 7**.

S průběhem proudu je úzce spjat i poloměr výbojového kanálu daný vztahem (42). Vzhledem k uvedenému zanedbatelnému rozdílu mezi proudy protékající prvním a posledním  $RLC$  článkem lze uvažovat, že poloměr výbojového kanálu je ve všech místech stejný. Proud  $i_0$  tak byl brán pro určení poloměru jako proud protékající celým kanálem. Závislost poloměru výbojového kanálu na čase ukazuje **Obr. 33**.

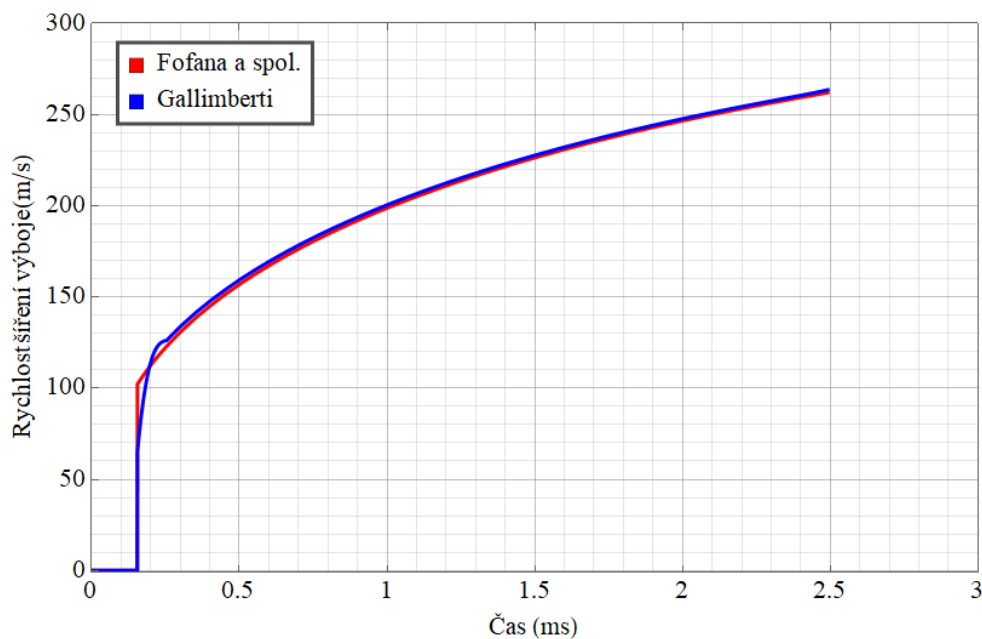
Poslední důležitou sledovanou veličinou je rychlost šíření výboje. V okamžiku splnění kritéria (60) se začíná výboj šířit rychlostí kolem 100 m/s. S postupujícím časem rychlost šíření roste, což je dáno zvyšujícím se napětím i proudem, viz vztah (54), až na hodnotu 262 m/s při přeskoku. Průběh rychlosti v čase se blíží logaritmickému průběhu, jak je patrné z **Obr. 34**.



Obr. 32 Rozdíl mezi proudem  $i_0$  a proudem protékajícím posledním  $RLC$  článkem v daném časovém okamžiku



Obr. 33 Průběh poloměru výbojového kanálu v čase



Obr. 34 Průběh rychlosti šíření výboje v čase

Červeně značený průběh rychlosti v **Obr. 34** je získán za pomoci výrazu (54), který je modelem používán pro stanovení rychlosti jako hlavní, pojmenován je dle autora. Pro kontrolu byl využit výpočet dle vztahu (56) z Gallimbertova modelu výboje [32]. Z grafu je patrné, že výsledky získané z obou vztahů se téměř neliší. V další části práce se tak pracuje pouze se vztahem (54).



### 3.3 Modifikace modelu

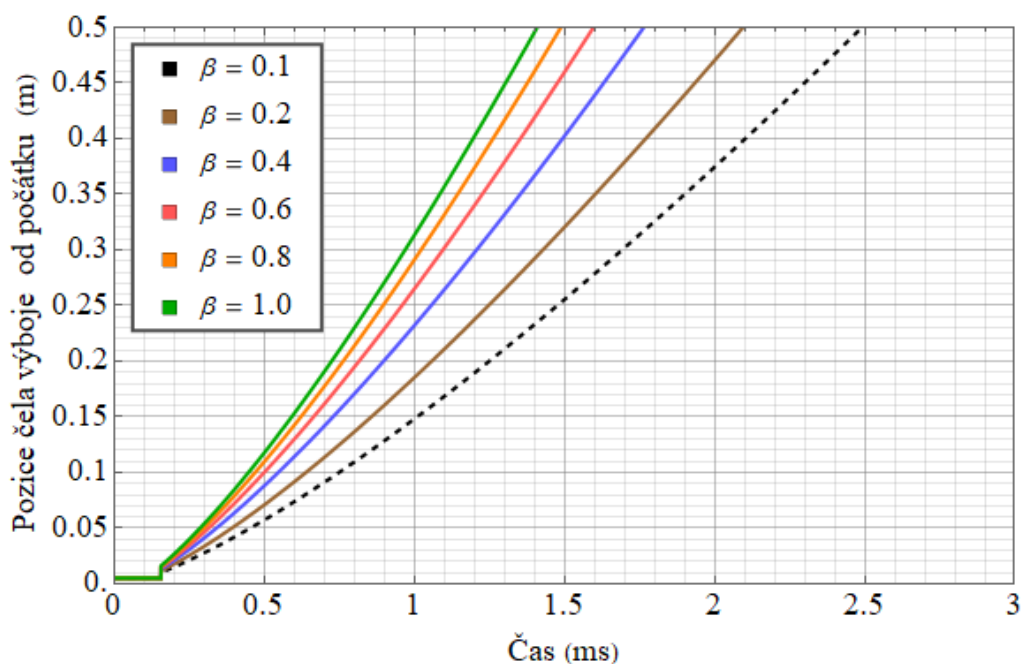
V rámci modifikací byl měněn vždy jeden parametr, s tímto pozměněným parametrem proběhl nový výpočet celého modelu, aby se prověřil vliv na charakteristiku výboje.

#### 3.3.1 Změna koeficientu $\beta$

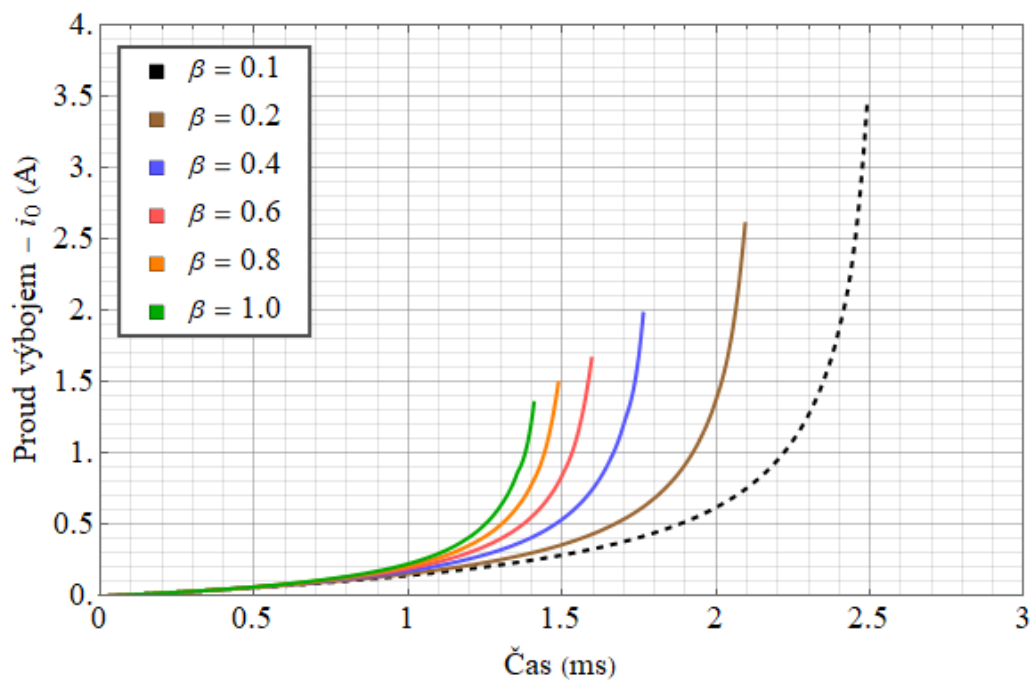
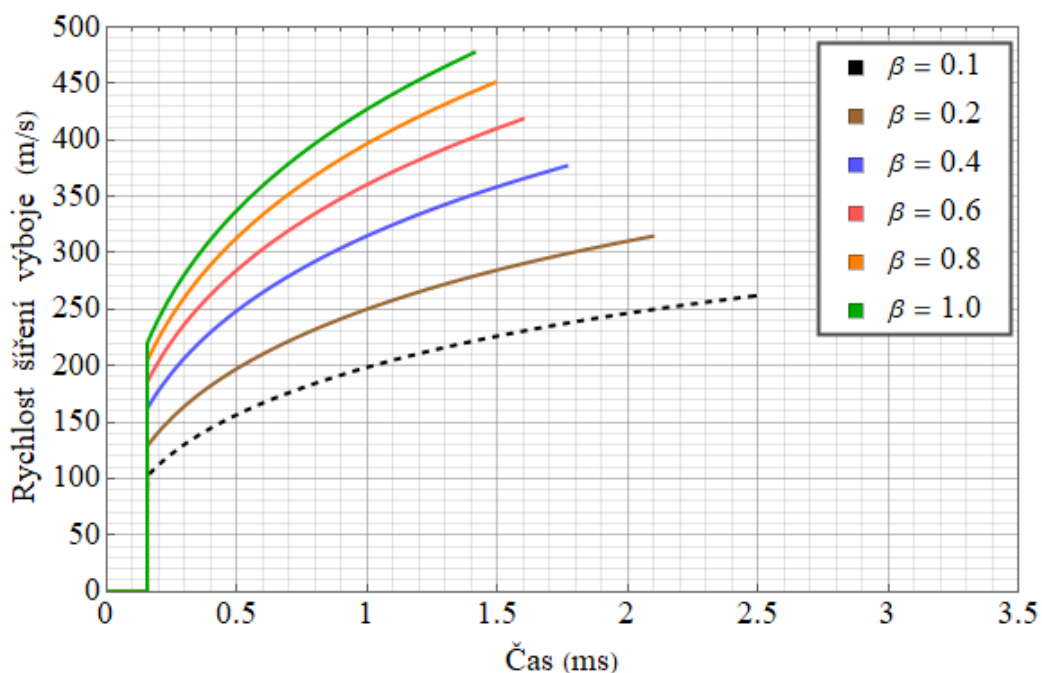
Koeficient  $\beta$  určuje, jaká část z celkové energie systému se přemění na kinetickou energii výboje. V případě použitého modelu, který je vytvořen na základech práce [27], se jako výchozí stanovila hodnota 0,1, přičemž tato hodnota se dle zmíněné práce úspěšně odkoušela v jiných modelech pracujících s náhradním elektrickým obvodem. Při změně  $\beta$  zůstaly ostatní parametry zachovány na hodnotách základního modelu. Pro porovnání změn je v grafech ukázána i charakteristika původního modelu, a to černou přerušovanou křivkou. Výsledky jsou prezentovány v následujících grafech a tabulce.

Tab. 4 Přehled hodnot veličin při přeskoce – změna koeficientu  $\beta$

$\beta$ (-)	Čas přeskoce (ms)	Proud při přeskoce (A)	Rychlost při přeskoce (m/s)
0,1	2,491	3,468	262,04
0,2	2,094	2,607	314,74
0,4	1,764	1,978	377,02
0,6	1,596	1,665	418,66
0,8	1,487	1,492	450,84
1,0	1,408	1,353	477,43



Obr. 35 Pozice čela výboje v čase při změně koeficientu  $\beta$


 Obr. 36 Proud výboje v čase při změně koeficientu  $\beta$ 

 Obr. 37 Rychlost šíření výboje při změně koeficientu  $\beta$ 

Z výsledků je patrné, že s rostoucí hodnotou  $\beta$  narůstá i rychlost šíření výboje, čas splnění impedančního kritéria dotčen není. Do splnění kritéria je tak průběh odporu výbojového kanálu stejný pro všechny hodnoty  $\beta$ . S rostoucí  $\beta$  dochází k přeměně větší části zdrojem dodávané energie na kinetickou energii výboje a s tím, jak se výboj urychluje a klesá doba do přeskoku, podmínky v kanálu výboje neumožňují, aby se proud při přeskoku ustanovil na vyšší hodnotě. Při

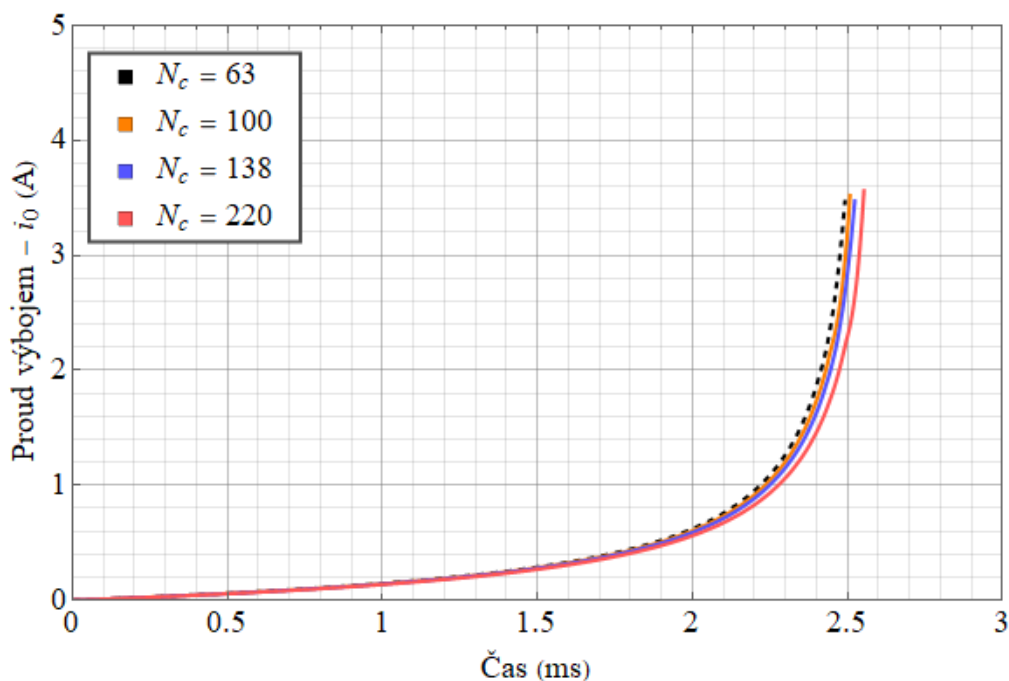
rychlejším šíření, a tedy kratší době výstavby kanálu, jeho odpor nepoklesne tolik jako v případech s delšími časy do přeskočků.

### 3.3.2 Změna konstanty $N_c$

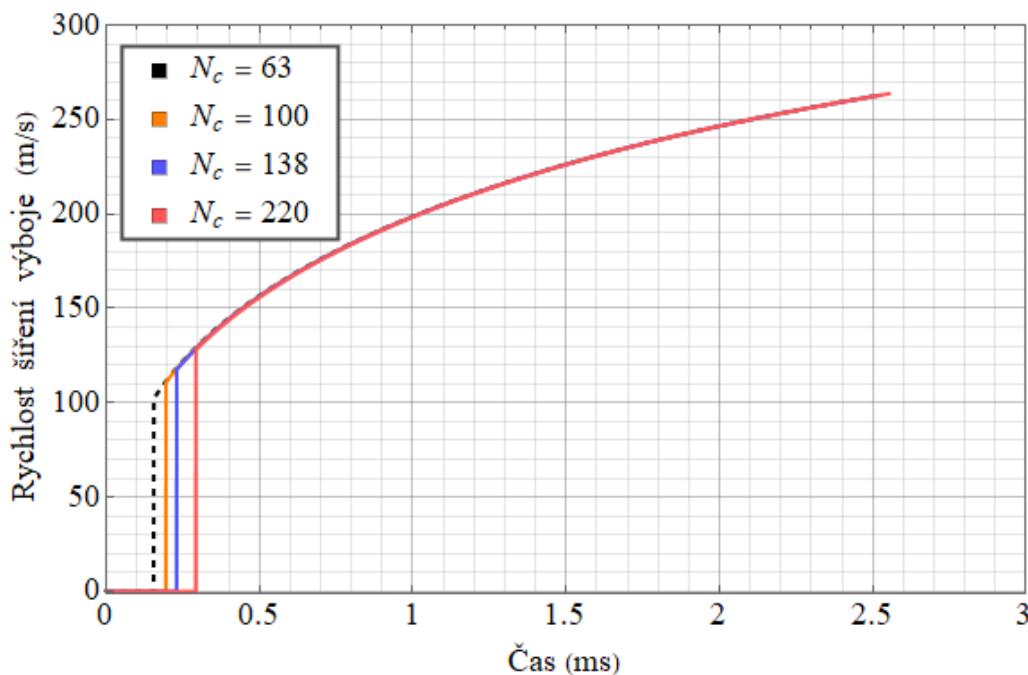
Konstanta byla v původním modelu nastavena na hodnotu  $63 \text{ VA}^{0.5}$ . Z přehledu uvedeného v [34] byly vybrány další používané hodnoty. Ostatní parametry se ponechaly na stejné úrovni jako v případě základního modelu. Vzhledem k tomu, že křivky v grafu ukazující pozici čela výboje v čase se překrývaly, pro přehlednost byla každá charakteristika zobrazena zvlášť a umístěna do příloh jako **Obr. P 8**.

Tab. 5 Přehled hodnot veličin při přeskočků – změna konstanty  $N_c$

$N_c \text{ (VA}^{0.5}\text{)}$	Čas přeskočků (ms)	Proud při přeskočků (A)	Rychlost při přeskočků (m/s)
63	2,491	3,468	262,04
100	2,508	3,521	262,49
138	2,523	3,473	262,90
220	2,552	3,561	263,69



Obr. 38 Proud výboje v čase při změně konstanty  $N_c$



Obr. 39 Rychlost šíření výboje v čase při změně konstanty  $N_c$

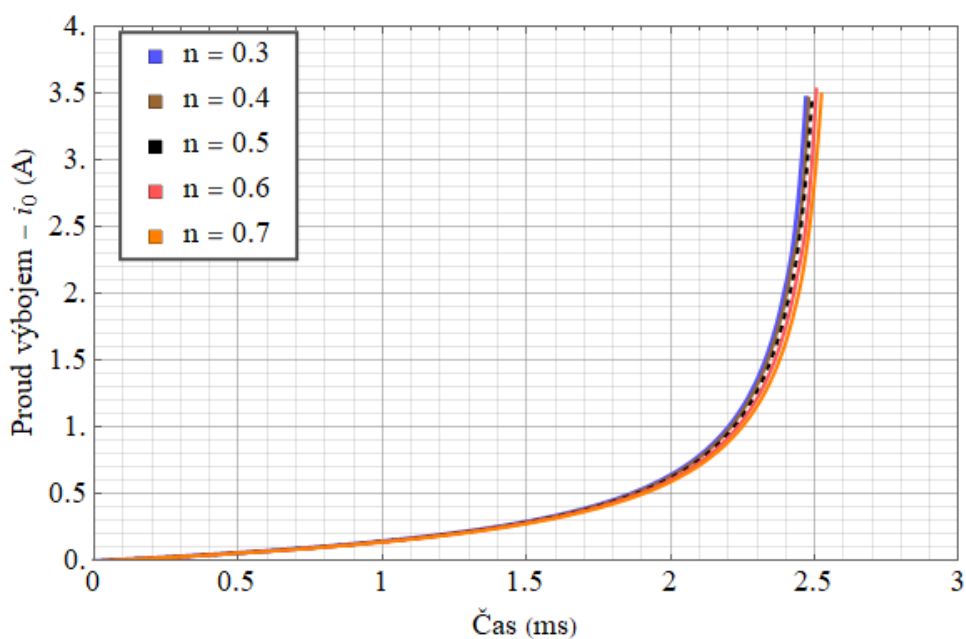
Z výsledků vyplývá, že obměna hodnoty  $N_c$  má vliv především na čas splnění impedančního kritéria, což je způsobeno změnou průběhu odporu výbojového kanálu v čase, viz **Obr. P 2**. Jelikož rychlost šíření výboje dosahuje pro všechny zadané  $N_c$  téměř totožných hodnot, čas přeskočení se liší pouze s ohledem na počátek šíření výboje. Úroveň proudu při přeskočení pak zůstává rovněž zhruba stejná. Odpověď na otázku, proč se průběh rychlosti šíření s rozdílnými hodnotami  $N_c$  nemění, je možné najít v samotném vztahu (54) pro rychlost  $v_j$ . Zde se v čitateli objevuje proud  $i_0$ , ve jmenovateli je však také proud, tentokrát  $i_j$ , zahrnut ve výrazu pro stanovení poloměru kanálu. Ten je sice pod odmocninou, nicméně v (54) je  $r_j$  v druhé mocnině. A jak bylo ukázáno v základním modelu, proud  $i_j$  se od proudu  $i_0$  liší téměř zanedbatelně, čímž se jejich vlivy vzájemně prakticky vyruší.

### 3.3.3 Změna konstanty $n$

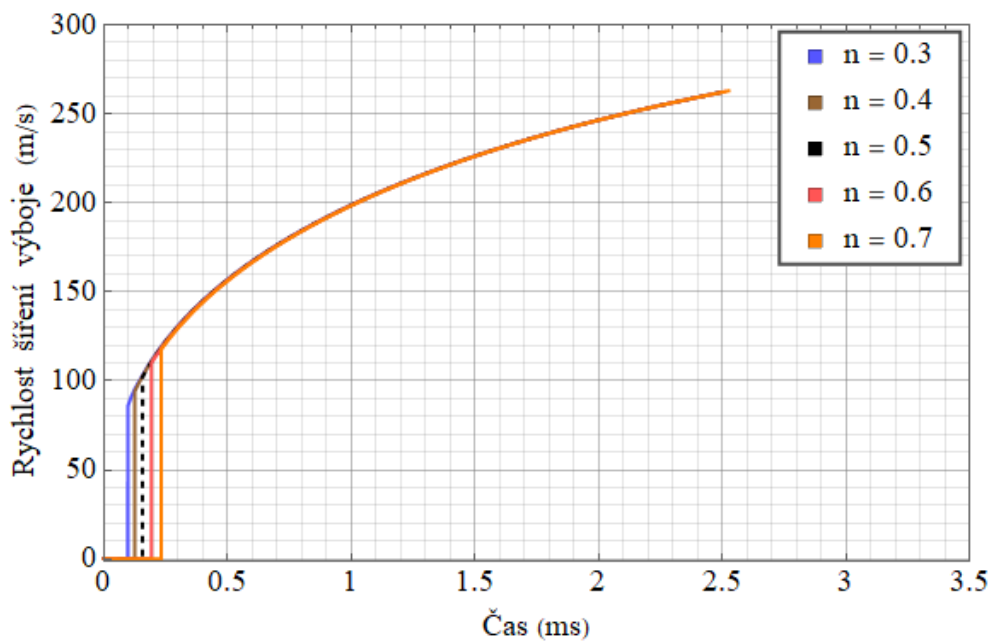
Stejně jako v předcházejícím případě i pro konstantu  $n$  bylo vybráno rozpětí změn zahrnující většinu používaných hodnot v modelech dle [34]. Graf zobrazující polohu čela výboje byl opět umístěn do příloh, viz **Obr. P 9**. Změna hodnoty konstanty  $n$  má v podstatě tentýž dopad na charakteristiku výboje jako změna  $N_c$ . K jedinému rozlišitelnému rozdílu opět dochází u času splnění impedančního kritéria, jelikož hodnota  $n$  má vliv na průběh odporu výbojového kanálu, viz **Obr. P 1**. Průběh ostatních veličin zůstává srovnatelný s případem změny  $N_c$ , příčiny této skutečnosti jsou rovněž obdobné.

Tab. 6 Přehled hodnot veličin při přeskoku – změna  $n$

$n$ (-)	Čas přeskoku (ms)	Proud při přeskoku (A)	Rychlost při přeskoku (m/s)
0,3	2,470	3,465	261,45
0,4	2,479	3,463	261,71
0,5	2,491	3,468	262,04
0,6	2,506	3,529	262,44
0,7	2,523	3,492	262,91



Obr. 40 Proud výboje v čase při změně konstanty  $n$



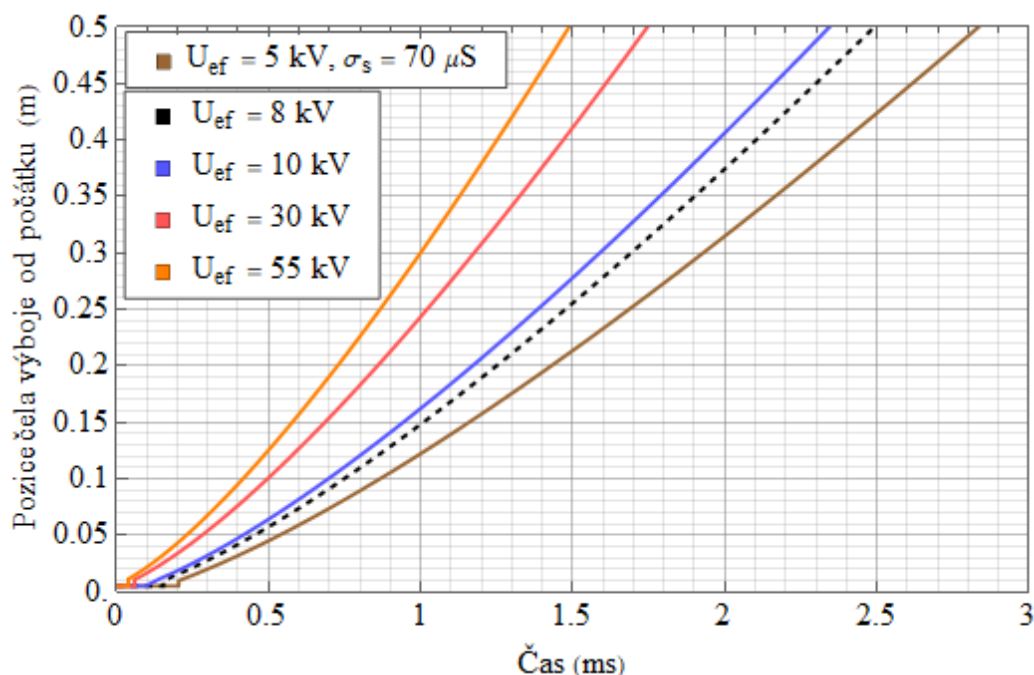
Obr. 41 Rychlost šíření výboje v čase při změně konstanty  $n$

### 3.3.4 Změna efektivní hodnoty aplikovaného napětí $U_{ef}$

V tomto případě se prověřil vliv velikosti aplikovaného napětí. Ostatní parametry zůstaly na hodnotě základního modelu kromě případu  $U_{ef} = 5$  kV, kdy byla pro jistotu zvýšena vodivost povrchové vrstvy znečištění izolátoru z  $50 \mu\text{S}$  na  $70 \mu\text{S}$ . Hodnota 5 kV na vzdálenost 50 cm již nedostačovala k dosažení přeskočení při zachování původních podmínek. Následující tabulka a grafy ukazují změnu dynamiky výboje při odlišných velikostech aplikovaného napětí.

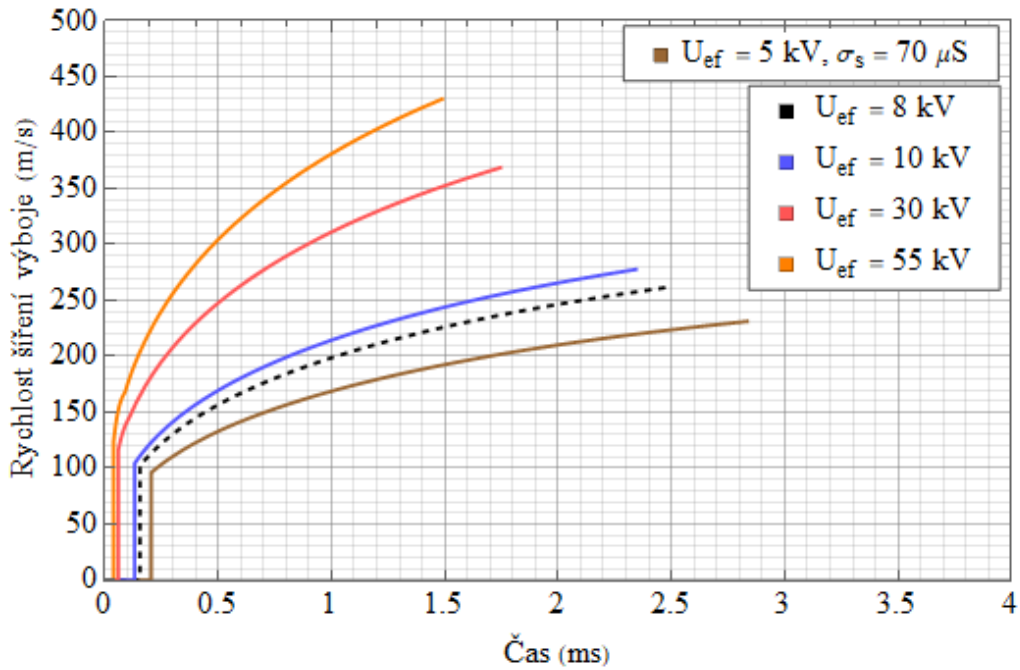
Tab. 7 Přehled hodnot veličin při přeskočení – změna  $U_{ef}$

$U_{ef}$ (kV)	Čas přeskočení (ms)	Proud při přeskočení (A)	Rychlost při přeskočení (m/s)
5	2,833	3,484	231,31
8	2,491	3,468	262,04
10	2,343	4,464	277,81
30	1,745	14,739	368,71
55	1,488	23,603	430,04

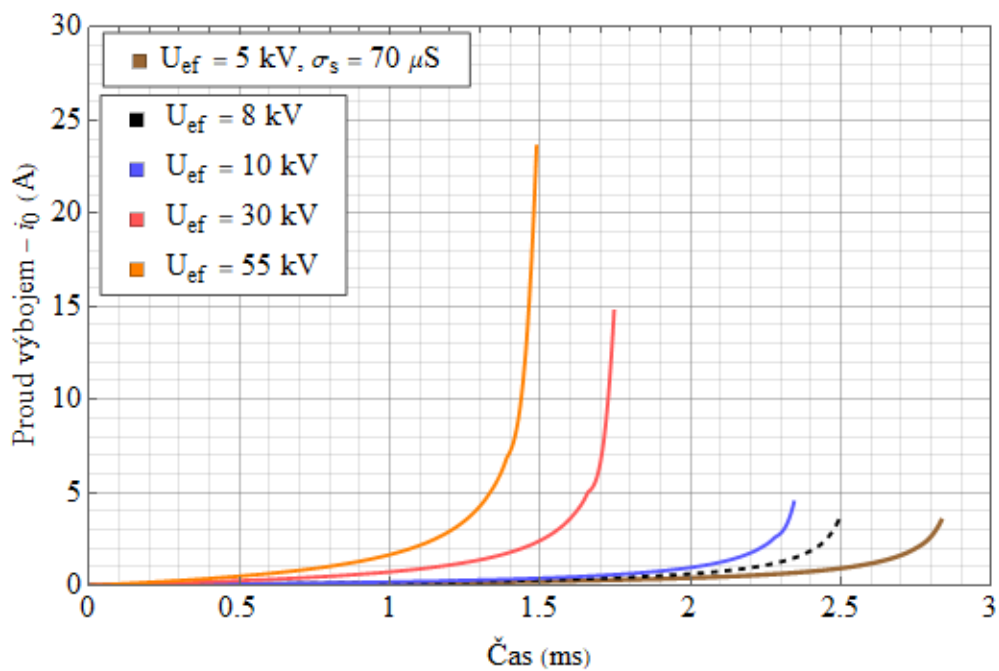


Obr. 42 Pozice čela výboje v čase při změně aplikovaného napětí  $U_{ef}$

Z **Obr. 42** lze určit vliv aplikovaného napětí na dynamiku výboje. Nejenže dochází se zvyšujícím se napětím k dřívějšímu zahájení šíření výboje, totožnou závislost vykazují závěry, které je možno vypočítat z **Obr. P 4**, ale rovněž se šíření výboje urychluje. Vše je dobře patrné i z následujícího grafu průběhu rychlosti šíření výboje v čase.



Obr. 43 Rychlost šíření výboje v čase při změně aplikovaného napětí  $U_{ef}$



Obr. 44 Proud výboje v čase při změně aplikovaného napětí  $U_{ef}$

Změna velikosti přiloženého napětí ovlivňuje z dosud prověřovaných parametrů dynamiku výboje nejvíce. Spojuje dopad parametrů  $\beta$ ,  $N_c$ ,  $n$ . Odpovědí je opět vztah (54) a (55) pro rychlost  $v_j$  a zdrojem dodávaný výkon  $P_j$ , který kromě proudu závisí i na přiloženém napětí. Se zvyšujícím se napětím, vzrůstá rychlost výboje a na rozdíl od proudu není ve vztahu (54) jiná veličina závisící na napětí, která by tento růst kompenzovala. Zajímavé je také srovnání průběhů proudů

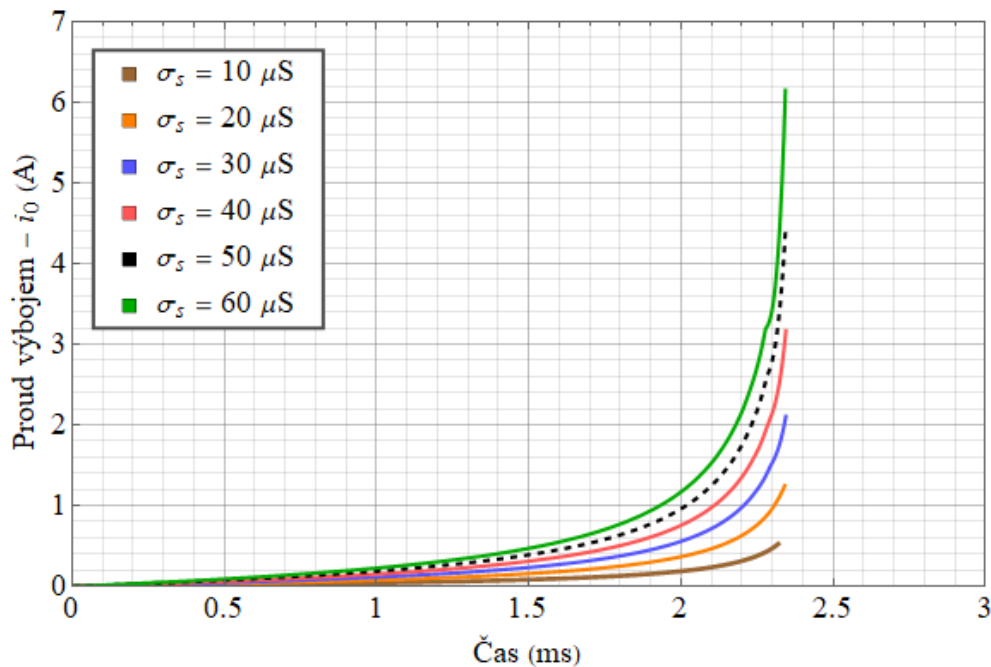
při změně  $\beta$  a  $U_{ef}$ . Při zvyšující se hodnotě  $\beta$  dochází k přeskoku dříve, což je doprovázeno nižší hladinou proudu, jelikož úroveň napětí je zachována pro všechny výpočty stejná. U zvýšeného napětí sice k přeskoku rovněž dochází dříve, nicméně jak si lze povšimnout z **Obr. P 4** rychleji klesající odpor kanálu umožňuje při přeskoku vedení vyššího proudu.

### 3.3.5 Změna povrchové vodivosti $\sigma_s$

Pro tento případ modifikace byla stanovena úroveň aplikovaného napětí na  $U_{ef} = 10$  kV, aby se zajistily podmínky pro přeskok i při nižší hodnotě povrchové vodivosti. Ostatní parametry jsou opět ve shodě se základním modelem. Jelikož průběhy pozice čela výboje a rychlosti se překrývaly, jsou pro přehlednost rozděleny a umístěny v příloze jako **Obr. P 10** a **Obr. P 11**.

Tab. 8 Přehled hodnot veličin při přeskoku – změna  $\sigma_s$

$\sigma_s$ ( $\mu\text{S}$ )	Čas přeskoku (ms)	Proud při přeskoku (A)	Rychlost při přeskoku (m/s)
10	2,318	0,526	277,72
20	2,340	1,248	277,74
30	2,343	2,107	277,77
40	2,344	3,170	277,79
50	2,343	4,464	277,81
60	2,342	6,153	277,82



Obr. 45 Proud výboje v čase při změně povrchové vodivosti  $\sigma_s$



Hodnota  $\sigma_s$  ovlivňuje především proud výboje. Při nižší hodnotě povrchové vodivosti narůstá odpor povrchové vrstvy, tedy odpor  $R_p$  v náhradním elektrickém obvodu. Tím je omezen proud, který proudí výbojem, jak plyne z **Obr. 45**. Jelikož  $\sigma_s$  má dopad pouze na proud, uplatňuje se opět vliv zvětšujícího se poloměru kanálu ve jmenovateli vztahu (54), rychlost je tak téměř nezávislá na velikosti proudu. Napětí ovlivněno není. Zároveň dochází k mírnému posunu zahájení šíření výboje, při vyšších hodnotách  $\sigma_s$  se začíná výboj šířit dříve, to plyne i z **Obr. P 5**.

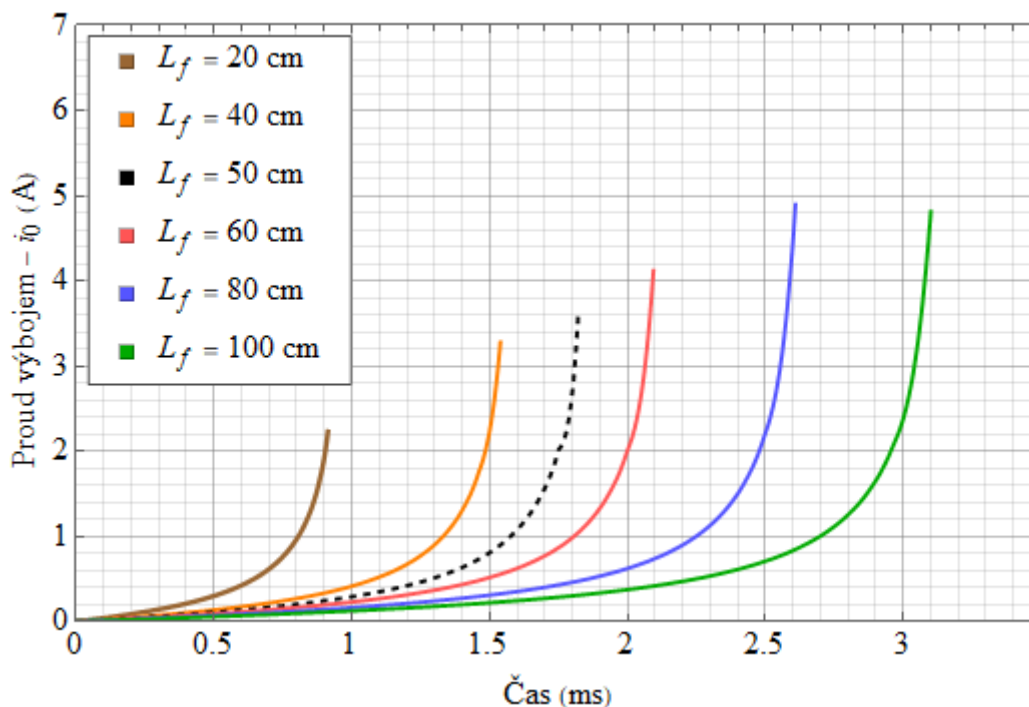
### 3.3.6 Změna výbojové dráhy $L_f$

Na závěr byl prověřen i vliv délky výbojové dráhy na dynamiku šíření klouzavého výboje. Zvoleny byly hodnoty v rozmezí od 20 cm do 100 cm, aby se projevila tendence vývoje průběhů veličin pro delší i kratší dráhy. Napětí bylo zvýšeno na  $U_{ef} = 25$  kV, s jistotou tak k přeskoku došlo i u delších výbojových drah. Naopak byla snížena povrchová vodivost na hodnotu  $25 \mu S$  pro omezení příliš vysokých hodnot proudů při přeskoku na delších vzdálenostech. Vzhledem k odlišné době trvání rozvoje výboje u různých výbojových vzdáleností byl nastaven časový krok  $\Delta t$  v druhé části modelu vždy na takovou hodnotu, aby počet kroků přibližně odpovídal původnímu modelu. Ostatní parametry zůstaly na úrovni základního modelu. Opět u grafů pozice čela a rychlosti došlo k překryvu průběhů, jsou umístěny v příloze jako **Obr. P 12** a **Obr. P 13**.

Tab. 9 Přehled hodnot veličin při přeskoku – změna  $L_f$

$L_f$ (cm)	Čas přeskoku (ms)	Proud při přeskoku (A)	Rychlost při přeskoku (m/s)
20	0,914	2,228	283,75
40	1,540	3,276	334,09
50	1,822	3,631	351,45
60	2,094	4,119	365,98
80	2,609	4,892	388,41
100	3,100	4,811	404,54

Dle výsledků délka výbojové dráhy nemá vliv na tvar průběhů rychlosti. Pro delší dráhy trend růstu rychlosti odpovídá růstu rychlosti pro kratší  $L_f$ . Dochází k drobné změně času počátku šíření výboje vlivem změny odporu  $R_p$ , delší výbojová dráha znamená i vyšší celkový odpor znečištěné vrstvy. Je zřejmé, že pokud výboj musí urazit delší vzdálenost, doba, po kterou se bude rozvíjet do přeskoku, bude taktéž delší. To znamená, že u delší  $L_f$  se přeskok odehraje při vyšším proudu, odpor kanálu má dostatečný čas poklesnout na nižší hodnotu než u kratších vzdáleností, to potvrzuje **Obr. 46**.

Obr. 46 Proud výboje v čase při změně výbojové dráhy  $L_f$ 

### 3.4 Zhodnocení modelu

V rámci modifikací se zkoumal vliv nastavení jednotlivých parametrů na charakteristiky modelovaného výboje. Tyto parametry lze rozdělit do dvou skupin, na „vnitřní“, kam spadají konstanty  $n$ ,  $N_c$  a koeficient  $\beta$ , a „vnější“, do kterých se řadí aplikované napětí, vodivost  $\sigma_s$  a výbojová dráha  $L_f$ . První zmiňovaná skupina parametrů souvisí se samotným modelem výbojového kanálu a ovlivňuje podmínky uvnitř kanálu. Je nutné nastavit jejich hodnoty tak, aby se modelované podmínky uvnitř kanálu blížily těm reálným. Ke zpřesnění výsledků lze využít experimentů na daném modelovaném uspořádání a hodnoty případně na jejich základě upravit. Druhá skupina je spojena výhradně s upořádáním, na které je model aplikován. Nastavení těchto parametrů je odvozeno od praktických potřeb, např. použití modelu pro návrh vysokonapěťového zařízení.

Změna parametrů  $n$  a  $N_c$ , jak vyplývá z výsledků uvedených v předcházejícím oddílu, vlastnosti modelovaného výboje téměř neovlivňuje. Zdá se tak, že lze využít hodnot z poměrně širokých intervalů, aniž by to mělo zásadní dopad na charakteristiky výboje. Na druhé straně koeficient  $\beta$  chování výboje ovlivňuje již výrazněji. Celková energie dodávána zdrojem do systému se kromě šíření výboje spotřebovává na ionizaci, ohřev částic plazmatu, chemické reakce atd. Z toho je jasné, že koeficient  $\beta$  nebude dosahovat hodnoty blízké 1. Pro velké množství faktorů ovlivňujících velikost koeficientu je odhad jeho hodnoty obtížný. Stanovení  $\beta = 0,1$  pak vychází z úspěšného odzkoušení v jiných modelech na bázi náhradního elektrického obvodu [27].

Obdržená rychlost šíření výboje z modelu řádově odpovídá výsledkům pro podobné uspořádání uvedených v práci [27], tzn. čelo výboje se šíří rychlostí v rozmezí od  $10^4$  do  $10^5$  cm/s. Tyto hodnoty byly dle [27] i experimentálně ověřeny. V teoretické části diplomové práce, viz oddíl 2.3, jsou však uvedeny experimenty, při nichž byla změřena rychlost šíření výboje v řádech  $10^7$  cm/s. Předně je třeba poznamenat, že uspořádání a podmínky experimentů se lišily, není je tedy možno přímo porovnat. Nicméně příčinou rozdílných rychlostí o několik řádů může být i následující vysvětlení. Model založený na náhradním obvodu nedokáže ze své podstaty zaznamenat rozvoj elektrického výboje v různých stádiích. Nerozlišuje tedy transformaci lavina-střimér, popř. střimér-lider. Výboj se v každém stádiu ve skutečnosti šíří rozdílnou rychlostí. Taktéž nedokáže simulovat šíření zpětné vlny, která vzniká po překlenutí mezielektrodové vzdálenosti střimérem (liderem). Až po proběhnutí této vlny dochází k přeskoku. Model předpokládá, že k přeskoku dochází ve chvíli, kdy čelo výboje dosáhne druhé elektrody. Čas potřebný k proběhnutí zpětné vlny a vystavení vodivějšího kanálu je tak kompenzován nižší rychlostí šíření v případě modelu. Rychlost  $10^7$  cm/s byla navíc naměřena pro stádium střiméru. U přeskokových vzdáleností v řádu desítek cm však přeskok bude probíhat spíše mechanismem lideru. Ten, jak plyne z teorie uvedené v pododdílu 1.4.6, se šíří již jen rychlostí v řádech  $10^6$  cm/s, po kompenzaci stádia zpětné vlny a zahrnutí vlivu povrchu izolátoru by se tak rychlost mohla přiblížit té modelované. Dalším možným vysvětlením může být Wilkinsův vztah (42) pro poloměr výbojového kanálu. V teorii je uvedeno, že pozorovaný poloměr pro lider při proudu 1 A byl zhruba 2 mm, ze vztahu (42) nabývá poloměr kanálu výboje při stejném proudu hodnoty kolem 4,5 mm. Opět je třeba vzít v úvahu rozdílné vnější podmínky, nicméně je možné, že pro vyšší proudy Wilkinsův vztah poloměr nadhodnocuje. Pak by při případné korekci poloměru poklesla hodnota jmenovatele ve výrazu (54), čímž by se modelovaná rychlost šíření zvýšila. Skutečně při zadání poloměru modelovaného výboje v řádech desítek  $\mu\text{m}$  (pro střiméry se často udává hodnota  $50 \mu\text{m}$ ) vzroste rychlost na hodnoty v řádu  $10^6$  cm/s. Ve skutečnosti je střimér stále slabě vodivý kanál, tedy při poloměrech kolem  $50 \mu\text{m}$  jím může protékat proud o velikostech maximálně jednotek mA, spíše méně, což by bylo pro modelovaný proud nedostatečné, jak vyplývá např. z Obr. 31. Ten se pohybuje většinu času v řádech stovek mA, to odpovídá mechanismu lideru a tedy i reálnému poloměru v jednotkách mm. Modelované hodnoty proudu se rovněž řádově shodují s výsledky práce [27].

Model předpokládá šíření jednoho dominantního výbojového kanálu. Ve skutečnosti se výboj větví, vznikají postranní kanály, které se navzájem ovlivňují. Energie systému se dělí mezi větší množství kanálů, čímž se snižuje rychlost šíření výboje směrem k druhé elektrodě. I to může být vysvětlením, proč u samostatného střiméru je změřená rychlost vyšší, než udává model, který prezentuje výsledky z makroskopického hlediska, rozvětvený výboj tak uvažuje jako celek zahrnutý v jednom dominantním kanálu.

Výsledky modelu odpovídají teoretickým předpokladům z hlediska trendů, které charakteristiky vykazují při změnách jednotlivých parametrů, tedy například, že se zvyšujícím se napětím roste rychlost šíření i proud, při zvyšující se vodivosti povrchové cesty roste proud apod. V tomto je vytvořený model správný. Zda výsledky zcela přesně odpovídají realitě by bylo třeba prověřit experimentálně. Nicméně jak bylo uvedeno dříve, výsledky se řádově shodují s výsledky modelu z práce [27], který byl aplikován na totožné uspořádání.

Při použití záporné polaroty napětí se výsledky z modelu při zachování ostatních parametrů lišit v absolutní hodnotě nebudou. Rychlost šíření zůstává zachována, velikost proudu také, dochází pouze ke změně jeho polaroty. Vše vychází ze vztahů uvedených v pododdílu **3.1.1**.

V případě odlišných uspořádání, např. jiný tvar izolátoru či jiný tvar elektrod, by šel tento model aplikovat s určitými změnami. Jedná se především o změnu ve výpočtech  $R_p$  a kapacit  $C_j$ , které se odvíjejí od geometrického uspořádání. Výpočet odporu výbojového kanálu a indukčnosti by v případě použití modelu postaveném na stejném principu nebyl dotčen.

## 4 Závěr

Diplomová práce se v úvodní části zabývala teorií elektrického výboje v plynech. Byly popsány principy dvou hlavních mechanismů výstavby elektrického výboje – Townsendova teorie a kanálová teorie výboje. Z uvedených informací vyplývá, že výstavba a šíření výboje v plynu představují velmi složitý proces, který nebyl dodnes plně pochopen. Hlavním problémem je velké množství faktorů ovlivňující mechanismy výboje a jejich často pravděpodobnostní charakter.

Další část práce se zabývala samotnou teorií ke klouzavým výbojům. Vzhledem k zaměření práce na klouzavé výboje vznikající při rozhraní pevný izolant – vzduch tak přímo navazuje na teorii elektrického výboje v plynech. Klouzavý výboj se v tomto případě šíří ve vzduchu v těsné blízkosti nad povrchem pevného izolantu. Již tak složitý mechanismus elektrického výboje v plynu je dále komplikován přítomností pevného izolantu, jehož povrch interaguje s kanálem výboje a tím ovlivňuje jeho vlastnosti. Jelikož klouzavé výboje představují nežádoucí jev u vysokonapěťových zařízení, jsou v práci uvedeny metody uplatňované k omezení jejich vzniku. Rovněž se práce zabývá i v současné době používanými možnostmi pozorování klouzavých výbojů. Pokud je prováděn experiment v této fyzikální oblasti, je vždy potřeba přesně definovat podmínky, za jakých byl experiment uskutečněn, protože výsledky lze zobecnit pouze výjimečně.

Na teorii navazuje praktická část diplomové práce, jejíž hlavní náplní bylo vytvoření matematického modelu klouzavého výboje. Vytvořený model využívá k reprezentaci výbojového kanálu náhradní elektrický obvod, který se skládá z RLC článků zapojených v sérii. Stanovení hodnot odporů, indukčností a kapacit vychází z teorie výbojů v plynech a výpočtů elektromagnetického pole. Model byl aplikován na uspořádání s dvěma deskovými elektrodami, mezi něž je umístěn válcový izolátor pokrytý vrstvou znečištění. Přiložené napětí se uvažovalo sinusové o frekvenci 50 Hz. Toto uspořádání bylo voleno s ohledem na možné srovnání s výsledky podobných modelů použitých v literatuře, na kterou je v práci odkazováno. Podstatou modelu je predikce chování klouzavého výboje z makroskopického hlediska. K vytvoření modelu byl využit matematický solver Wolfram Mathematica.

V uspořádání s válcovým izolátorem o průměru 10 cm a délce 50 cm, na kterém je nanesena vrstva znečištění s povrchovou vodivostí o velikosti 50  $\mu\text{S}$ , a při aplikaci střídavého napětí s  $U_{ef} = 8 \text{ kV}$  došlo k přeskočení v čase **2,491 ms** od přiložení napětí. Proud při přeskočení dosáhl hodnoty zhruba **3,5 A**, přičemž výboj se šířil rychlostí řádově  **$10^4 \text{ cm/s}$** . Hodnoty řádově odpovídají výsledkům modelů pracujících s náhradním elektrickým obvodem, na které je v práci v příslušné části odkazováno.

V další části práce je vyhodnocena citlivost modelu na změnu jeho parametrů, charakteristických konstant výboje  $n$  a  $N_c$ , koeficientu  $\beta$  určující poměr přeměny celkové energie systému na kinetickou energii, povrchové vodivosti vrstvy znečištění  $\sigma_s$ , velikosti aplikovaného napětí  $U_{ef}$  a délce výbojové dráhy  $L_f$ . Z výsledků vyplývá, že největší dopad má změna velikosti aplikovaného napětí, při níž se výrazně mění jak rychlost šíření výboje, tak i hodnota proudu při přeskočení.

Výsledky modelu jsou rovněž v posledním oddílu práce diskutovány s teoretickou částí práce a jsou uvedeny i příčiny případných odlišností. Na diplomovou práci lze v budoucnu navázat provedením experimentálních měření na daném uspořádání. Samotný model je možné dále rozšiřovat pro různé tvary aplikovaného napětí, např. kombinované napětí 50 Hz se superponovanou vysokofrekvenční složkou. Stejně tak lze model použít i pro jiná uspořádání, parametry náhradního elektrického obvodu se pak musí pozměnit, aby respektovaly geometrii nového uspořádání.

## Reference

- [1] V. Bloschitsyn, „Review of Surface Discharge Experiments”. Dostupné z: <https://xxx.arxiv.org/abs/1005.5044>
- [2] E. Kuffel, W. Zaengl, and J. Kuffel, *High voltage engineering: fundamentals*, 2nd ed. Boston: Butterworth-Heinemann, 2000.
- [3] Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1991.
- [4] A. Veverka, *Technika vysokých napětí*, 2. přepracované vydání. Praha: SNTL, 1978.
- [5] J. Khun and V. Scholtz, „Nízkoteplotní plazma IV: srážky v plazmatu II”, in *Aldebaran*, 2013. Dostupné z: [http://www.aldebaran.cz/bulletin/2013\\_04\\_vla.php](http://www.aldebaran.cz/bulletin/2013_04_vla.php). [cit. 2017-01-04]
- [6] „Elektrický proud v plynech”, *Katedra fyziky povrchů a plazmatu*. [Online]. Dostupné z: <http://physics.mff.cuni.cz/kevf/s4r/plazma/?p=3>. [cit. 2017-01-04].
- [7] M. N. Shneider, „Turbulent decay of after-spark channels”, *Physics of Plasmas*, vol. 13, no. 7, p. 073501-, 2006.
- [8] T. M. P. Briels, J. Kos, G. J. J. Winands, E. M. van Veldhuizen, and U. Ebert, „Positive and negative streamers in ambient air: measuring diameter, velocity and dissipated energy”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 41, no. 23, p. 234004-, Dec. 2008.
- [9] Lan Gao, A. Larsson, V. Cooray, and V. Scuka, „Simulation of streamer discharges as finitely conducting channels”, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 6, no. 1, pp. 35-42.
- [10] L. Papageorgiou, A. C. Metaxas, and G. E. Georghiou, „Three-dimensional numerical modelling of gas discharges at atmospheric pressure incorporating photoionization phenomena”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 44, no. 4, p. 045203-, Feb. 2011.
- [11] J. Qin and V. P. Pasko, „On the propagation of streamers in electrical discharges”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 47, no. 43, p. 435202-, Oct. 2014.
- [12] N. L. Aleksandrov, E. M. Bazelyan, I. V. Kochetov, and N. A. Dyatko, „The ionization kinetics and electric field in the leader channel in long air gaps”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 30, no. 11, pp. 1616-1624, Jun. 1997.
- [13] V. Pankrác, *Pomocné texty k přednáškám z teorie elektromagnetického pole*. 2013. Dostupné z: [https://elmag.fel.cvut.cz/sites/default/files/users/pankrac/files/text\\_A1B17EMP.pdf](https://elmag.fel.cvut.cz/sites/default/files/users/pankrac/files/text_A1B17EMP.pdf)
- [14] T. N. Tran, „Surface discharge dynamics: theory, experiment and simulation”, Disertace, Southampton, 2010.

- [15] Y. Murooka, T. Takada, and K. Hiddaka, „Nanosecond surface discharge and charge density evaluation Part I: review and experiments”, *IEEE Electrical Insulation Magazine*, vol. 17, no. 2, pp. 6-16, 2001.
- [16] A. Kawashima and S. Hoh, „Lichtenberg Figures on Various Electrical Insulating Materials”, *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, vol. EI-13, no. 1, pp. 51-56, 1978.
- [17] D. C. Faircloth, „Surface Charge Density and its Influence on Insulator Flashover”, Disertace, Manchester, 2000.
- [18] R. A. Fouracre, E. Santos, I. Timoshkin, M. J. Given, and S. J. Macgregor, „Surface Discharge Propagation: The Influence of Surface Charge”, *Conference Record of the 2006 Twenty-Seventh International Power Modulator Symposium*, pp. 39-42, 2006.
- [19] R. A. Fouracre, S. J. MacGregor, and F. A. Tuema, „An investigation into the mechanisms of surface discharges”, *Digest of Technical Papers. 12th IEEE International Pulsed Power Conference. (Cat. No.99CH36358)*, pp. 1380-1383, 1999.
- [20] N. L. Allen and A. Ghaffar, „Propagation of positive streamers over insulating surfaces in air”, *Proceedings of 1995 Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, pp. 447-450, 1995.
- [21] N. L. Allen, „The propagation of streamer discharges along insulator surfaces in air”, *IEE Colloquium on Surface Phenomena Affecting Insulator Performance*, pp. 2-2, 1998.
- [22] M. Akyuz, L. Gao, V. Cooray, T. G. Gustavsson, S. M. Gubanski, and A. Larsson, „Positive streamer discharges along insulating surfaces”, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 8, no. 6, pp. 902-910.
- [23] A. Beroual and F. Sadaoui, „AC creeping discharges propagating over solid–gas interfaces”, vol. 8, no. 6, pp. 595-600, Nov. 2014.
- [24] A. S. Pillai and R. Hackam, „Surface flashover of solid insulators in atmospheric air and in vacuum”, *Journal of Applied Physics*, vol. 58, no. 1, pp. 146-153, 1985.
- [25] V. V. Timatkov, G. J. Pietsch, A. B. Saveliev, M. V. Sokolova, and A. G. Temnikov, „Influence of solid dielectric on the impulse discharge behaviour in a needle-to-plane air gap”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 38, no. 6, pp. 877-886, Mar. 2005.
- [26] T. N. Tran, I. O. Golosnoy, P. L. Lewin, and G. E. Georghiou, „Numerical Modelling of Positive Surface Streamer in Air”.
- [27] N. Dhahbi-Megrache and A. Beroual, „Flashover dynamic model of polluted insulators under ac voltage”, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 7, no. 2, pp. 283-289.
- [28] R. Sundararajan and R. S. Gorur, „Dynamic arc modeling of pollution flashover of insulators under DC voltage”, *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, vol. 28, no. 2, pp. 209-218.



- [29] R. Wilkins, „Flashover voltage of high-voltage insulators with uniform surface-pollution films”, *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, vol. 116, no. 3, p. 457-, 1969.
- [30] M. T. Gencoglu and M. Cebeci, „Computation of AC flashover voltage of polluted HV insulators using a dynamic arc model”, *European Transactions on Electrical Power*, vol. 19, no. 5, pp. 689-701, 2009.
- [31] N. Dhahbi-Megrache, A. Beroual, and L. Krähenbühl, „A new proposal model for flashover of polluted insulators”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 30, no. 5, pp. 889-894, Mar. 1997.
- [32] T. Z. Changiz, „Dynamic Modeling of AC Arc Development on Ice Surfaces”, Disertace, Chicoutimi, 2004.
- [33] „IDA Method for NDSolve”, Wolfram. [Online]. Dostupné z: <http://reference.wolfram.com/language/tutorial/NDSolveIDAMethod.html>. [cit. 2017-12-09].
- [34] M. Slama, A. Beroual, and H. Hadi, „Analytical computation of discharge characteristic constants and critical parameters of flashover of polluted insulators”, *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 17, no. 6, pp. 1764-1771, 2010.

## Seznam obrázků

Obr. 1 Voltampérová charakteristika elektrického výboje v plynech dle Townsenda.....	16
Obr. 2 Schéma elektrodového uspořádání pro výklad laviny.....	17
Obr. 3 Deformace elektrického pole prostorovým nábojem elektronové laviny.....	27
Obr. 4 Šíření striméru směrem k anodě.....	29
Obr. 5 Šíření striméru ke katodě s počátkem na anodě.....	30
Obr. 6 Průběh teploty a tlaku v zanikajícím jiskrovém kanálu – model.....	31
Obr. 7 Čelo striméru a čelo laviny modelované jako kulové.....	32
Obr. 8 Distribuce nehomogenního elektrického pole v uspořádání hrot-deska.....	34
Obr. 9 Představa lideru jako vodivějšího kanálu, ze kterého vycházejí striméry.....	38
Obr. 10 Elektrické pole na rozhraní dielektrik.....	42
Obr. 11 Normálové složky elektrické indukce na rozhraní.....	43
Obr. 12 Tečné složky intenzity elektrického pole na rozhraní dielektrik.....	44
Obr. 13 Typické prachové obrazce klouzavých výbojů.....	45
Obr. 14 Typický záznam Lichtenbergova obrazce.....	46
Obr. 15 Princip konstrukce kapacitní sondy.....	47
Obr. 16 Procesy podílející se na šíření klouzavého výboje.....	49
Obr. 17 Uspořádání pro modelování klouzavého výboje jako deskového kondenzátoru.....	50
Obr. 18 Průběh napětí a proudu při pozorování klouzavých výbojů.....	53
Obr. 19 Průběh naneseného povrchového náboje pro 1. periodu napětí s kladnou půlperiodou jako první ..	54
Obr. 20 Průběh naneseného povrchového náboje pro 2. periodu napětí s kladnou půlperiodou jako první ..	54
Obr. 21 Klouzavé uspořádání, šrafovaná oblast představuje pevný izolant.....	55
Obr. 22 Tvar rozpěrky v zapouzdřených rozvodnách a srovnání s jednoduchou válcovou rozpěrkou.....	56
Obr. 23 Průřez kondenzátorovou průchodkou.....	58
Obr. 24 Uspořádání pro analýzu šíření výboje.....	59
Obr. 25 Obvodový model klouzavého výboje.....	60
Obr. 26 Počáteční náhradní schéma klouzavého výboje.....	64
Obr. 27 Procesní diagram modelu.....	66
Obr. 28 Uspořádání pro použitý model.....	67
Obr. 29 Průběhy měrných odporů výbojového kanálu a znečištění do splnění impedančního kritéria.....	69
Obr. 30 Průběhy měrných odporů do času 1 ms.....	69
Obr. 31 Průběh proudu výboje v čase.....	70
Obr. 32 Rozdíl mezi proudem $i_0$ a proudem protékajícím posledním $RLC$ článkem v daném čase.....	71
Obr. 33 Průběh poloměru výbojového kanálu v čase.....	72
Obr. 34 Průběh rychlosti šíření výboje v čase.....	72
Obr. 35 Pozice čela výboje v čase při změně koeficientu $\beta$ .....	73
Obr. 36 Proud výboje v čase při změně koeficientu $\beta$ .....	74
Obr. 37 Rychlost šíření výboje při změně koeficientu $\beta$ .....	74
Obr. 38 Proud výboje v čase při změně konstanty $N_c$ .....	75
Obr. 39 Rychlost šíření výboje v čase při změně konstanty $N_c$ .....	76

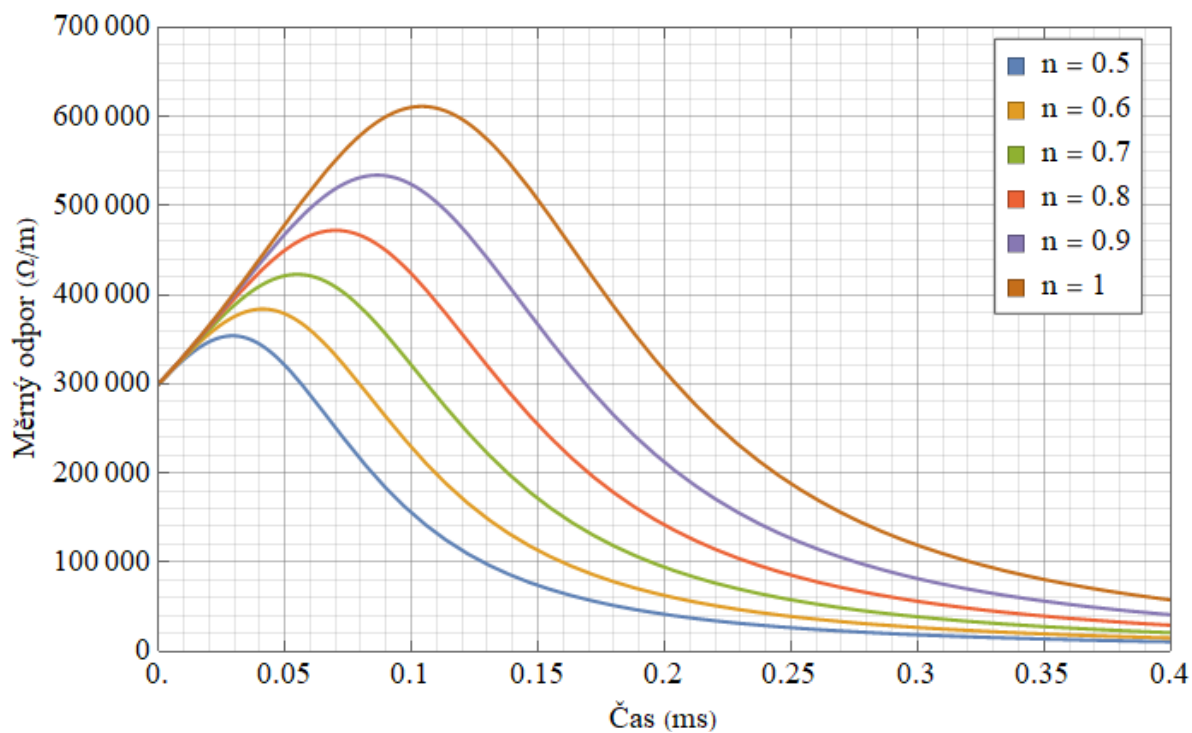
Obr. 40 Proud výboje v čase při změně konstanty $n$ .....	77
Obr. 41 Rychlost šíření výboje v čase při změně konstanty $n$ .....	77
Obr. 42 Pozice čela výboje v čase při změně aplikovaného napětí $U_{ef}$ .....	78
Obr. 43 Rychlost šíření výboje v čase při změně aplikovaného napětí $U_{ef}$ .....	79
Obr. 44 Proud výboje v čase při změně aplikovaného napětí $U_{ef}$ .....	79
Obr. 45 Proud výboje v čase při změně povrchové vodivosti $\sigma_s$ .....	80
Obr. 46 Proud výboje v čase při změně výbojové dráhy $L_f$ .....	82

## Seznam tabulek

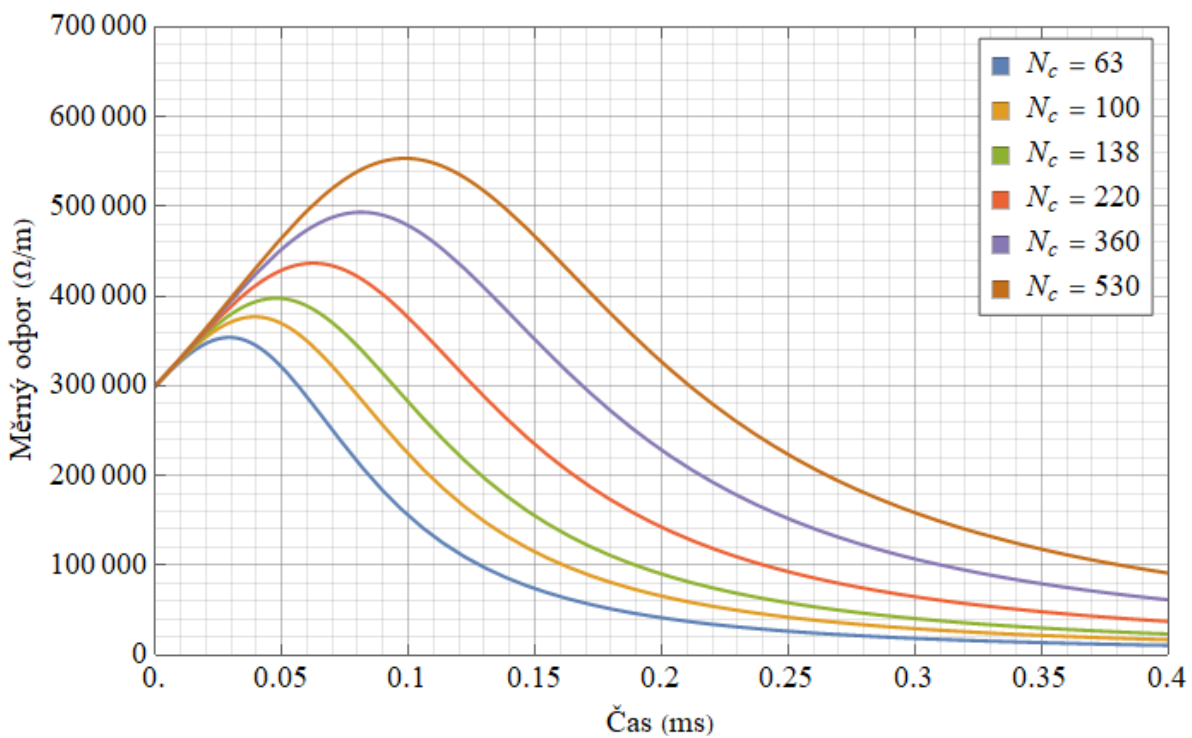
Tab. 1 Rozdělení znečištění dle povrchové vodivosti.....	62
Tab. 2 Přehled vstupních parametrů pro základní uspořádání.....	68
Tab. 3 Přehled nejdůležitějších výsledků základního modelu.....	68
Tab. 4 Přehled hodnot veličin při přeskoku – změna koeficientu $\beta$ .....	73
Tab. 5 Přehled hodnot veličin při přeskoku – změna konstanty $N_c$ .....	75
Tab. 6 Přehled hodnot veličin při přeskoku – změna $n$ .....	77
Tab. 7 Přehled hodnot veličin při přeskoku – změna $U_{ef}$ .....	78
Tab. 8 Přehled hodnot veličin při přeskoku – změna $\sigma_s$ .....	80
Tab. 9 Přehled hodnot veličin při přeskoku – změna $L_f$ .....	81

## Tištěné přílohy

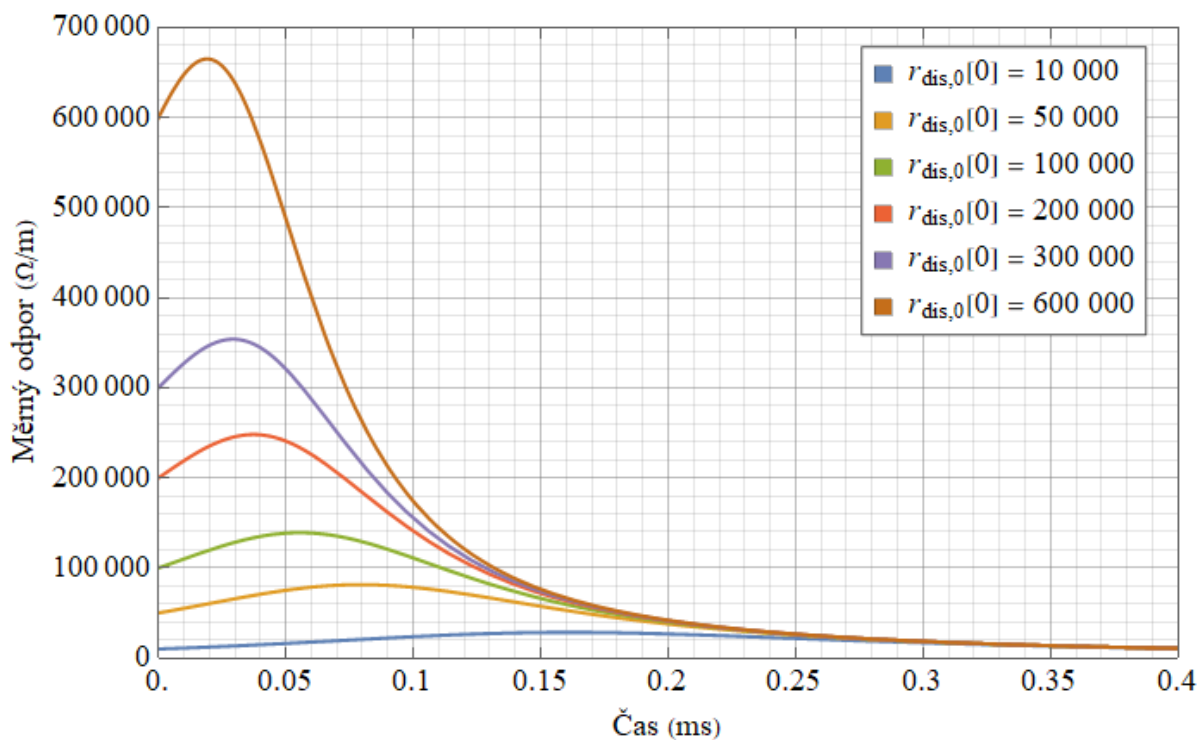
- Obr. P 1 - Průběh měrného odporu výbojového kanálu v závislosti na změně konstanty  $n$
- Obr. P 2 - Průběh měrného odporu výbojového kanálu v závislosti na změně konstanty  $N_c$
- Obr. P 3 - Průběh měrného odporu výbojového kanálu v závislosti na změně počáteční hodnoty měrného odporu
- Obr. P 4 - Průběh měrného odporu výbojového kanálu v závislosti na změně velikosti přiloženého napětí
- Obr. P 5 - Průběh měrného odporu výbojového kanálu v závislosti na změně velikosti přiloženého napětí
- Obr. P 6 - Závislost velikosti kapacity na velikosti poloměru výbojového kanálu na pozici 5 mm od elektrody
- Obr. P 7 - Závislost velikosti indukčnosti na poloměru výbojového kanálu při délce kanálu 5 mm
- Obr. P 8 - Pozice čela výboje v čase při změně konstanty  $N_c$
- Obr. P 9 - Pozice čela výboje v čase při změně konstanty  $n$
- Obr. P 10 - Pozice čela výboje v čase při změně povrchové vodivosti  $\sigma_s$
- Obr. P 11 - Rychlost šíření výboje v čase při změně povrchové vodivosti  $\sigma_s$
- Obr. P 12 - Pozice čela výboje v čase při změně výbojové dráhy  $L_f$
- Obr. P 13 - Rychlost šíření čela výboje v čase při změně výbojové dráhy  $L_f$



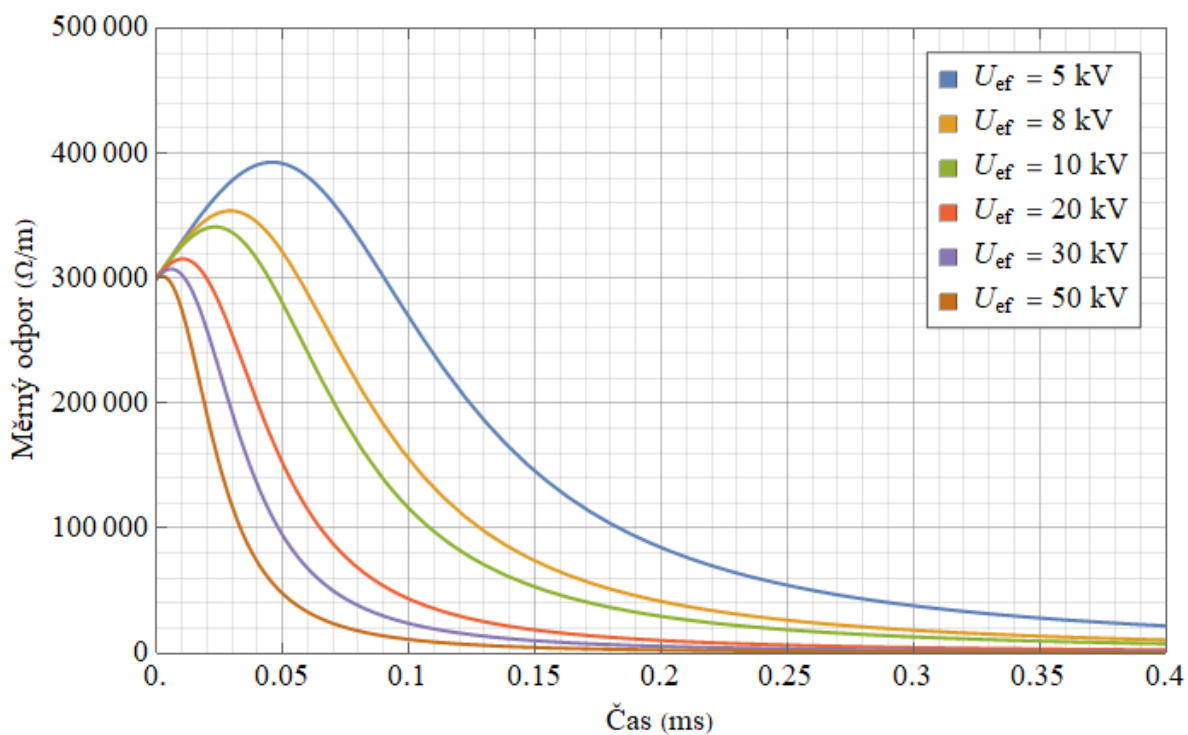
Obr. P 1 Průběh měrného odporu výbojového kanálu v závislosti na změně konstanty  $n$



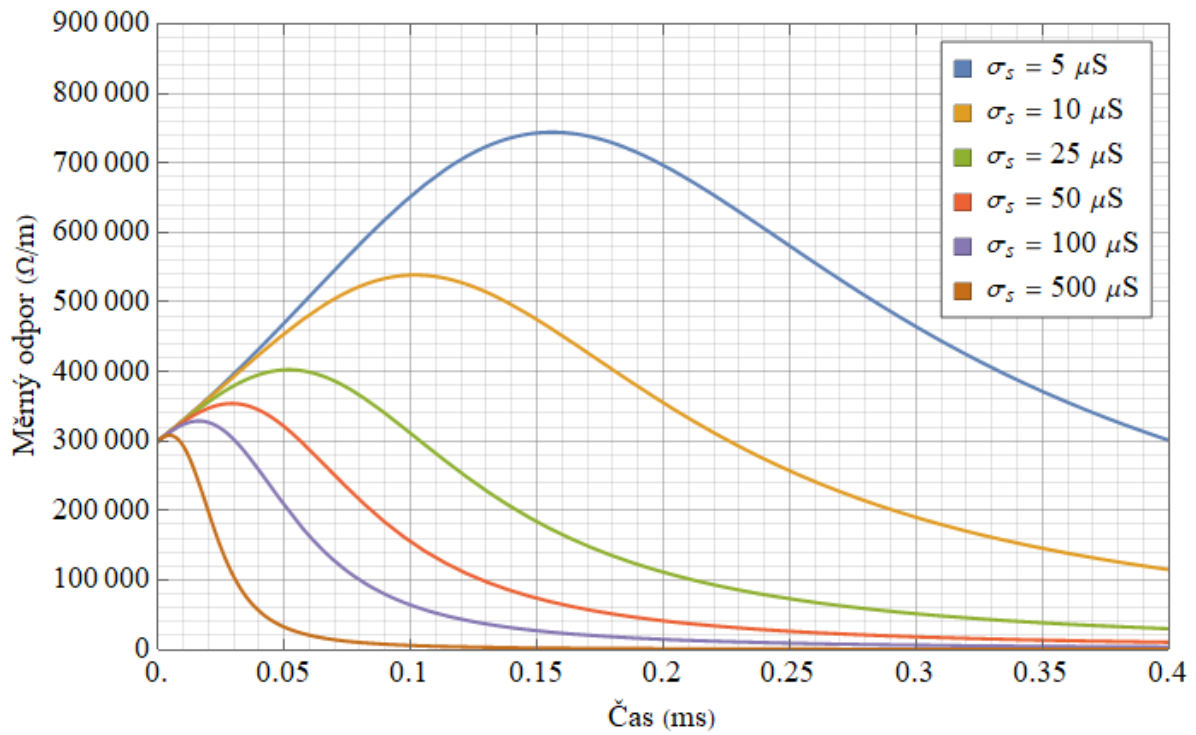
Obr. P 2 Průběh měrného odporu výbojového kanálu v závislosti na změně konstanty  $N_c$



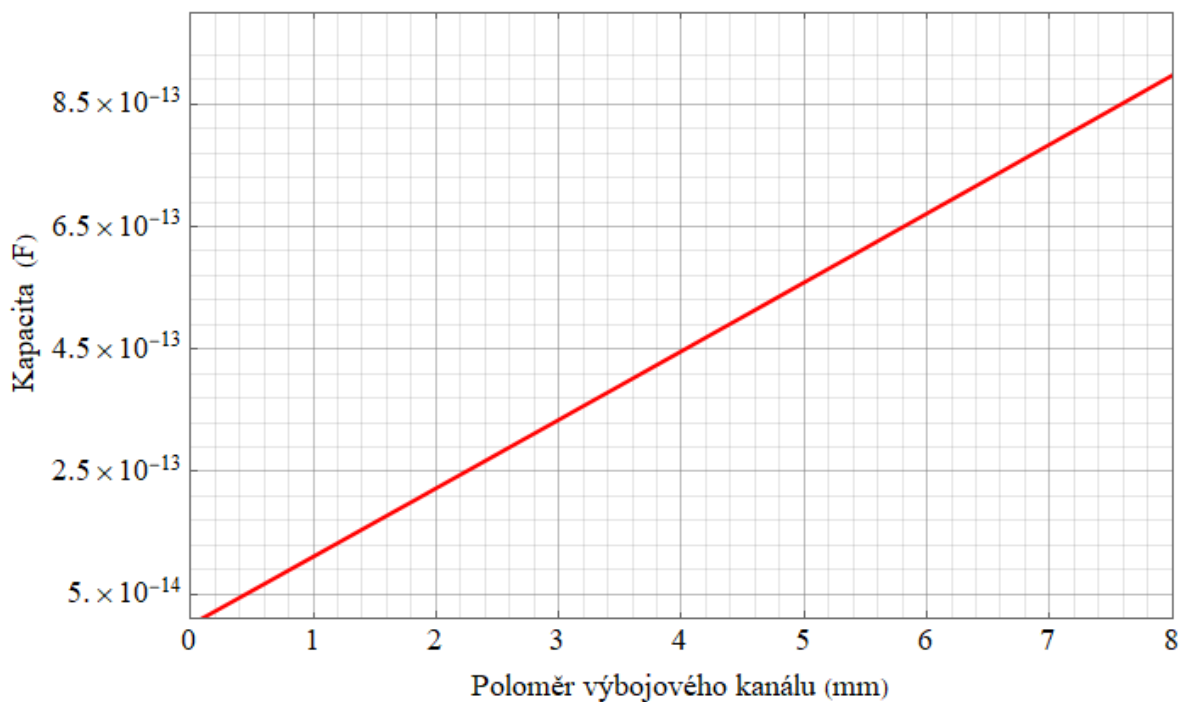
Obr. P 3 Průběh měrného odporu výbojového kanálu v závislosti na změně počáteční hodnoty měrného odporu



Obr. P 4 Průběh měrného odporu výbojového kanálu v závislosti na změně velikosti přiloženého napětí

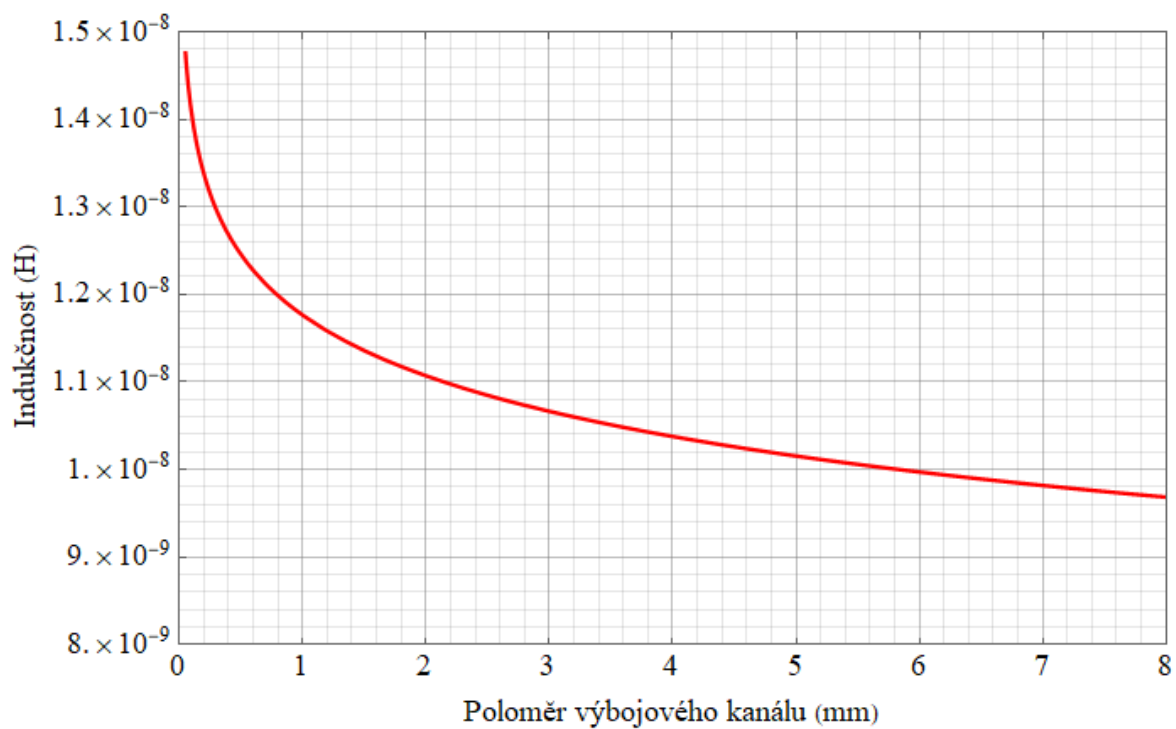


Obr. P 5 Průběh měrného odporu výbojového kanálu v závislosti na změně velikosti přiloženého napětí

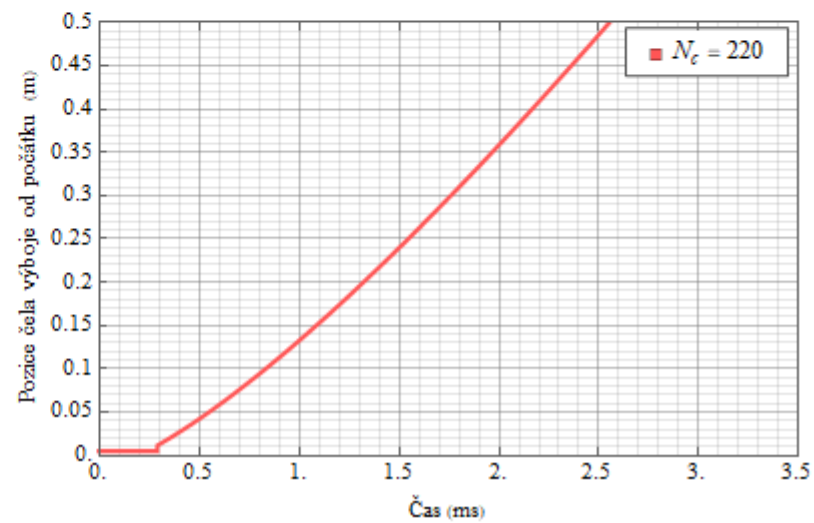
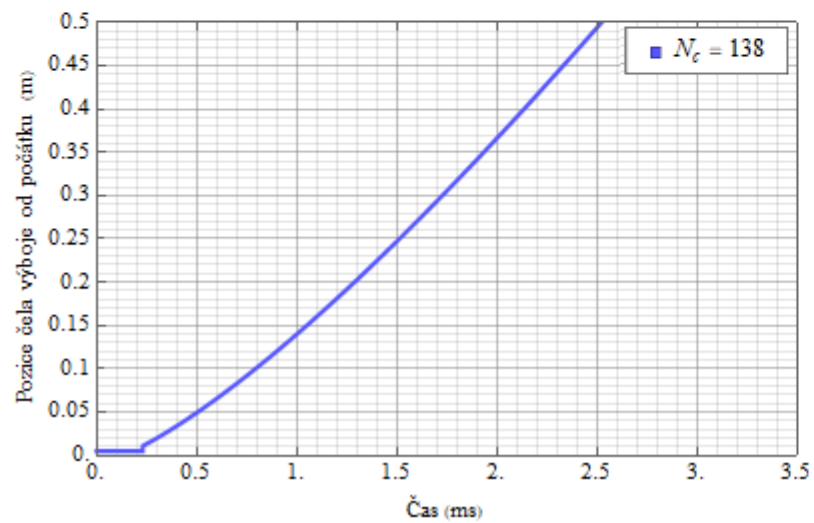
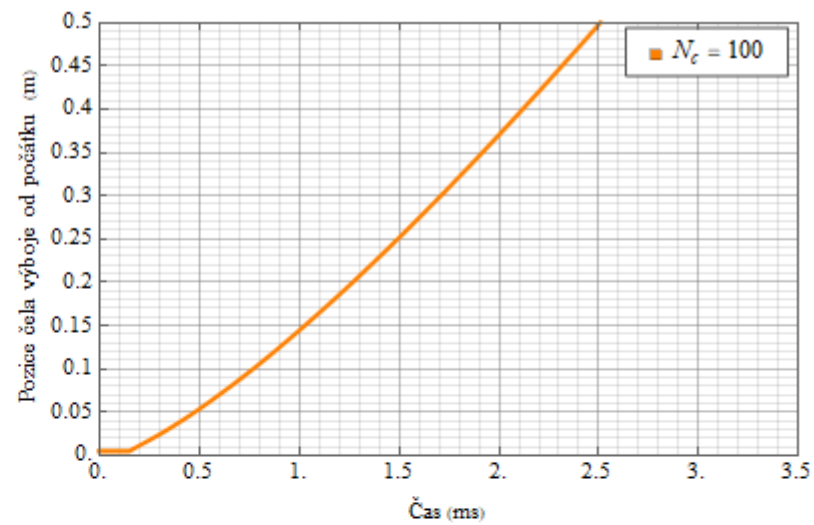
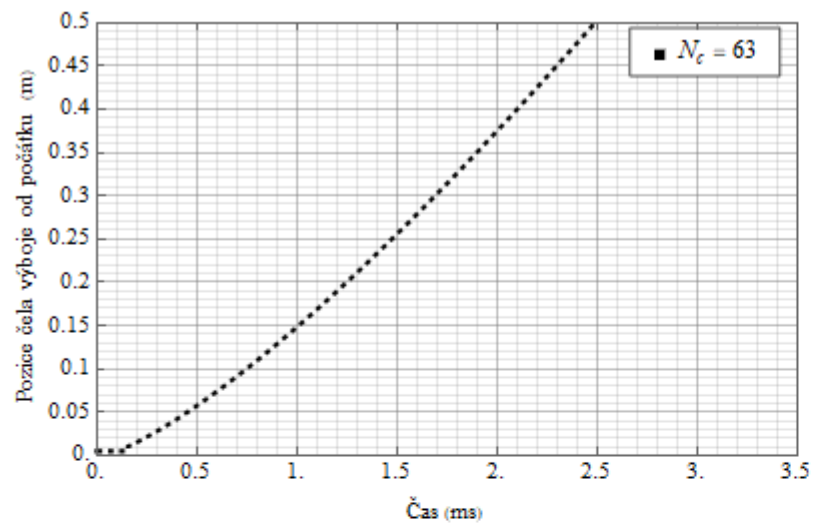


Obr. P 6 Závislost velikosti kapacity na velikosti poloměru výbojového kanálu na pozici 5 mm od elektrody

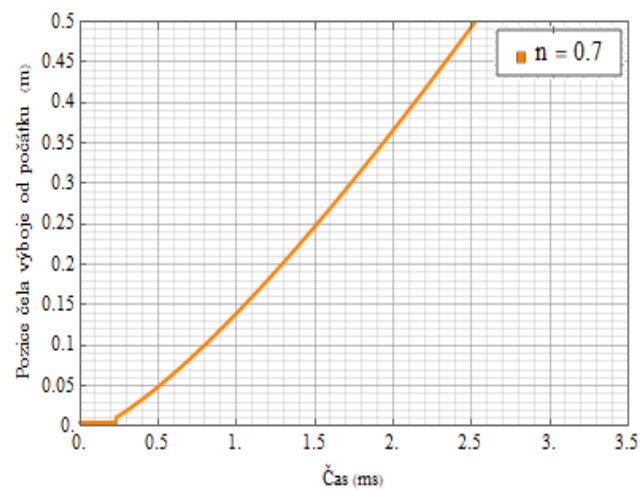
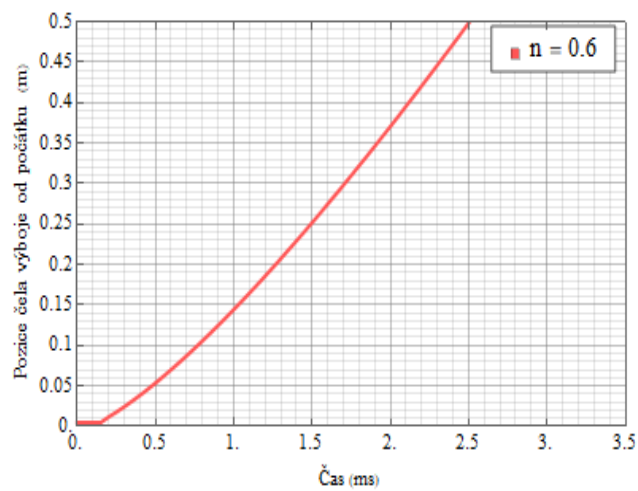
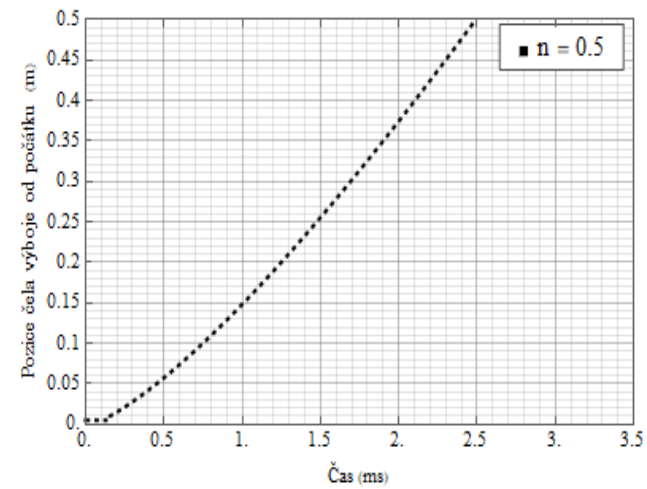
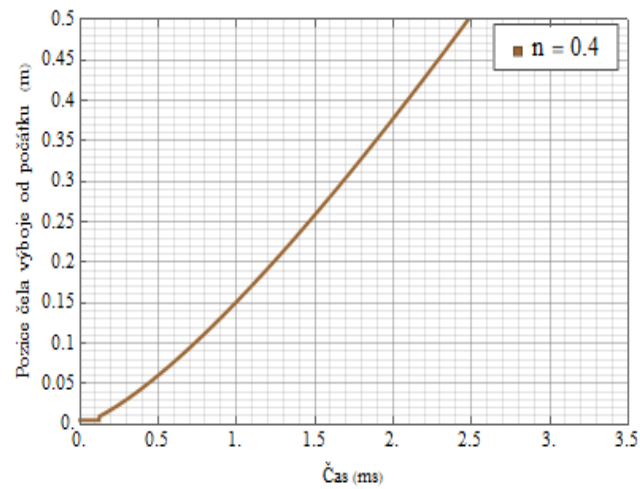
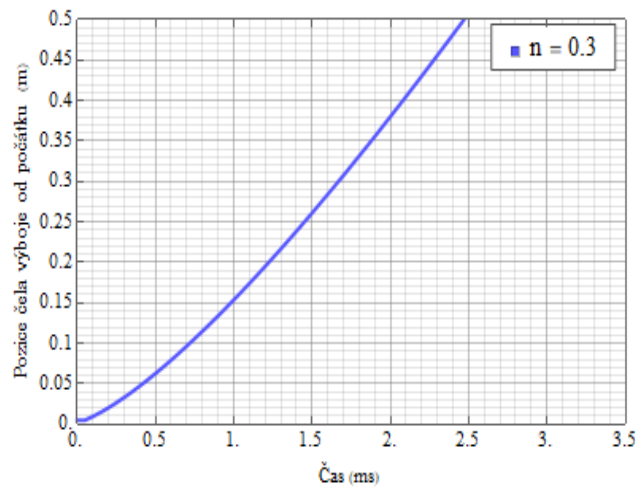




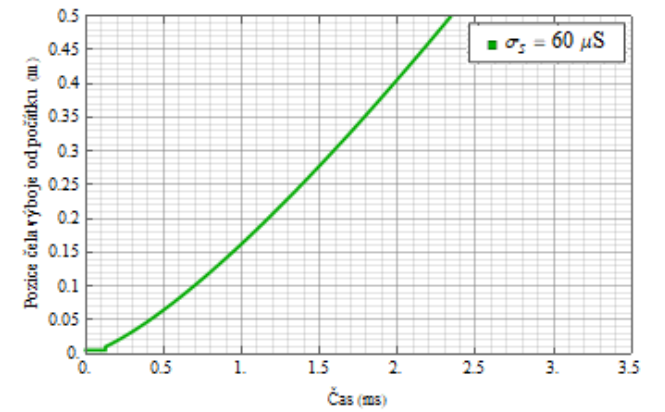
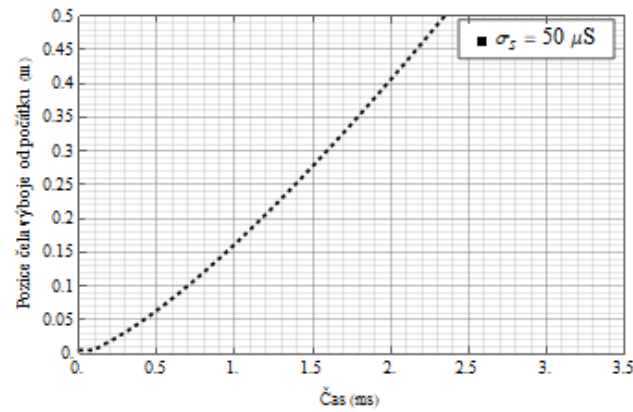
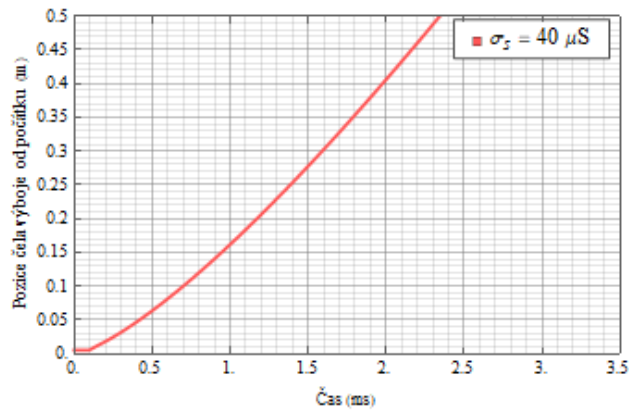
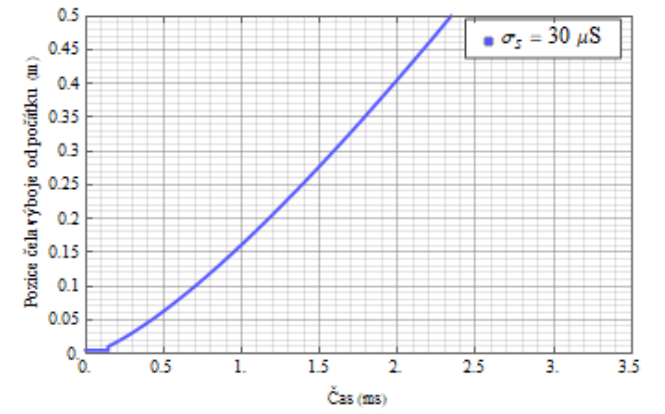
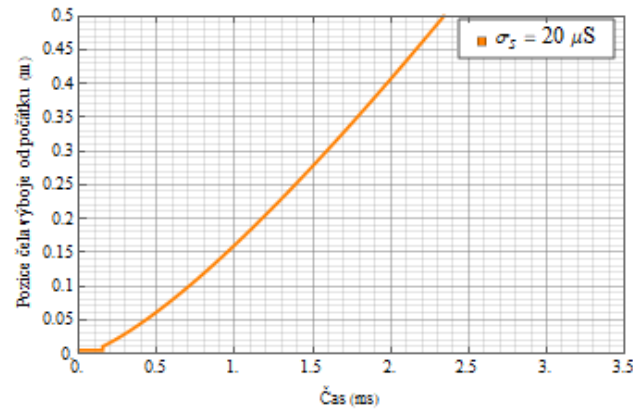
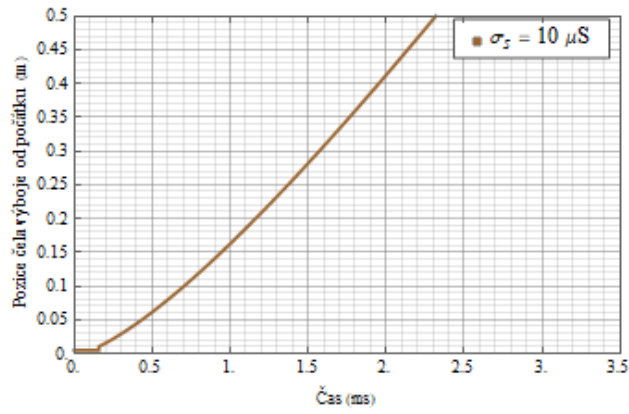
Obr. P 7 Závislost velikosti indukčnosti na poloměru výbojového kanálu při délce kanálu 5 mm



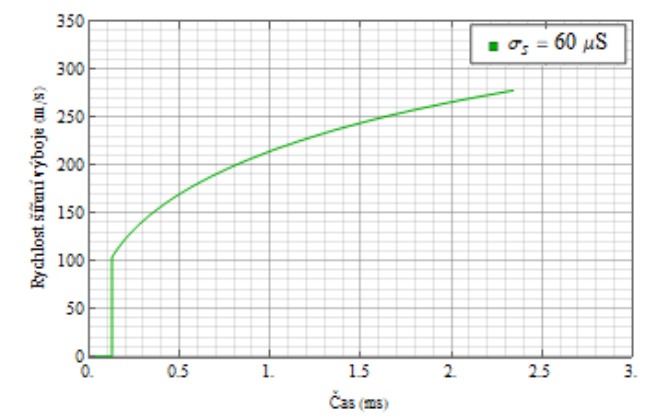
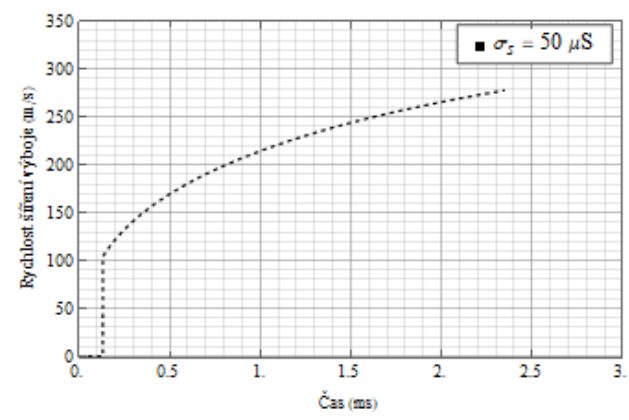
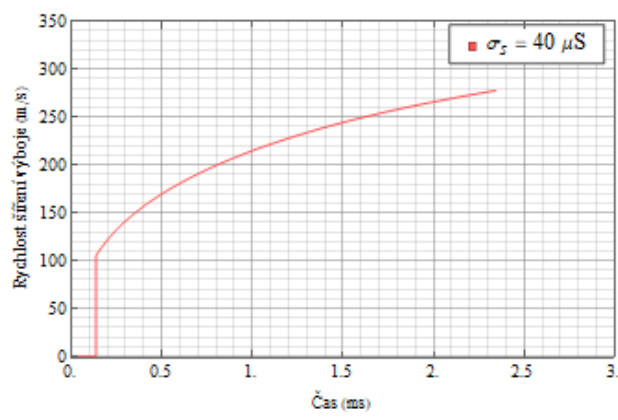
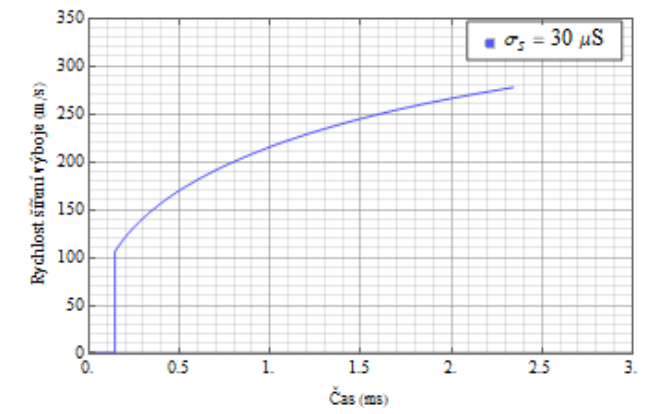
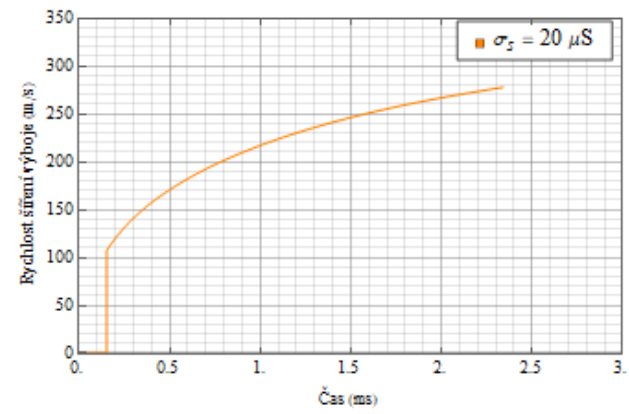
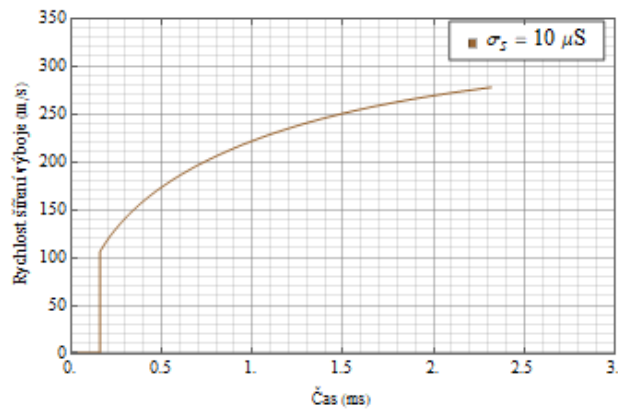
Obr. P 8 Pozice čela výboje v čase při změně konstanty  $N_c$



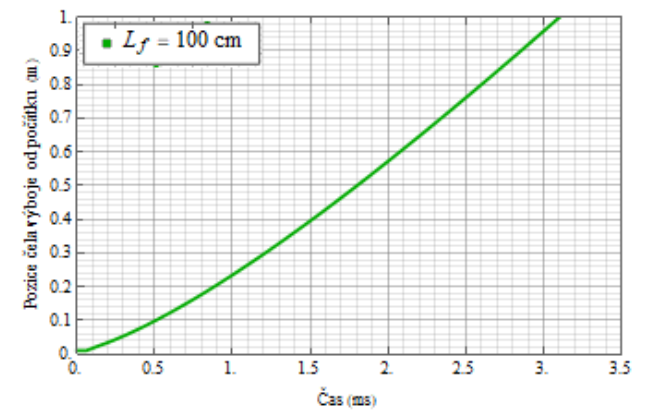
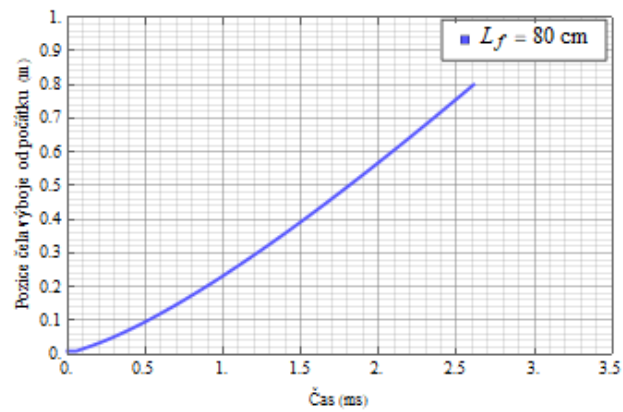
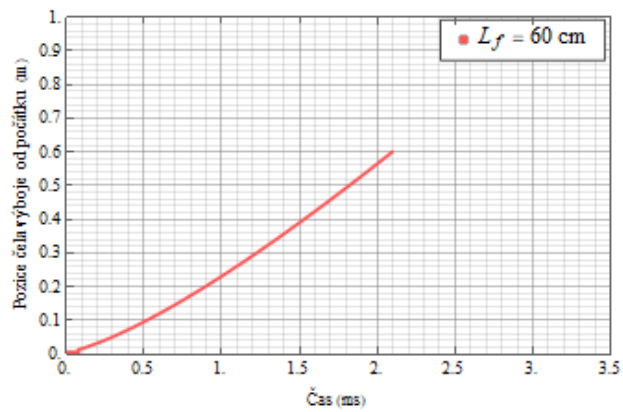
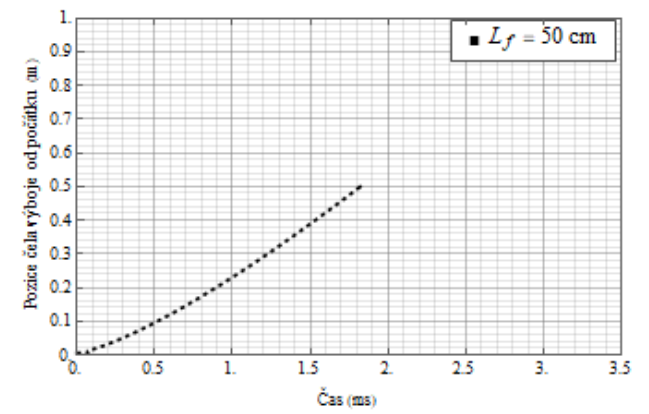
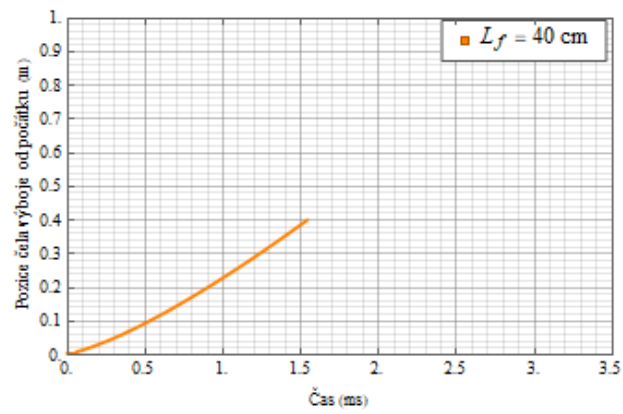
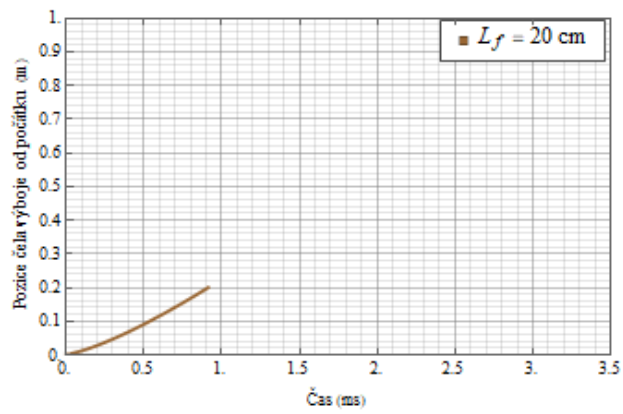
Obr. P 9 Pozice čela výboje v čase při změně konstanty  $n$



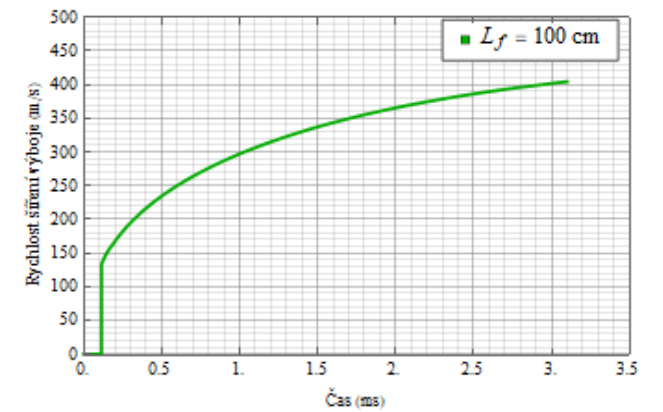
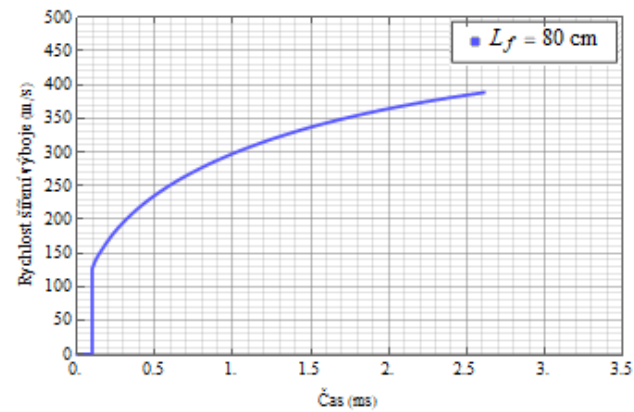
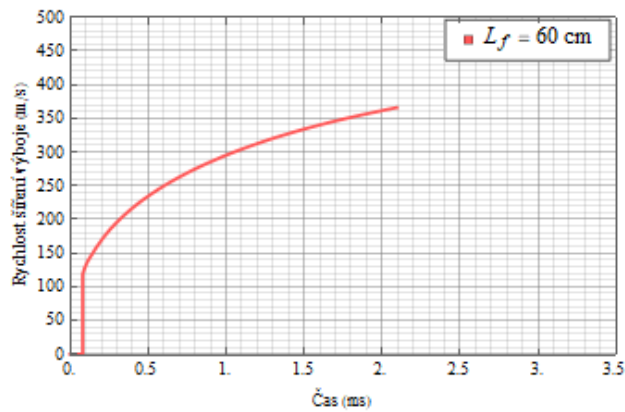
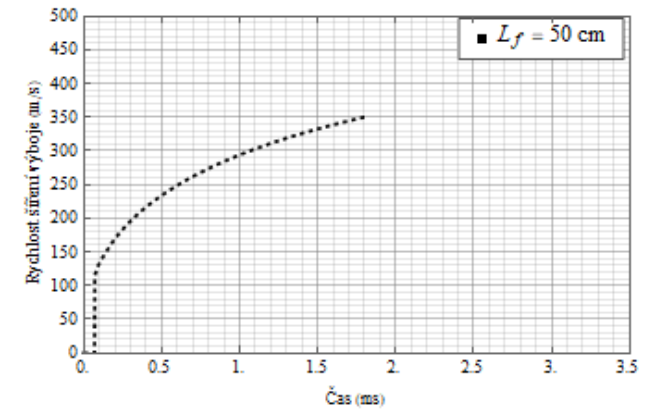
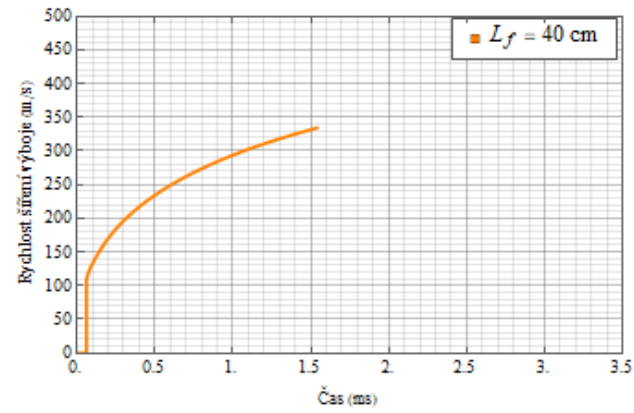
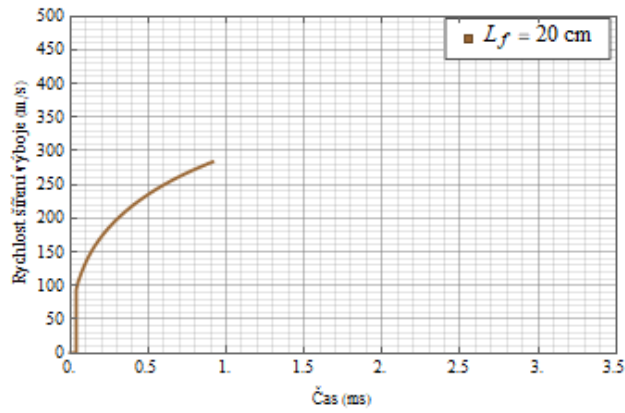
Obr. P 10 Pozice čela výboje v čase při změně povrchové vodivosti  $\sigma_s$



Obr. P 11 Rychlost šíření výboje v čase při změně povrchové vodivosti  $\sigma_s$



Obr. P 12 Pozice čela výboje v čase při změně výbojové dráhy  $L_f$



Obr. P 13 Rychlost šíření čela výboje v čase při změně výbojové dráhy  $L_f$

## Elektronické přílohy

Příloha 1 – Výpočty modelu v základní konfiguraci

*ModelZakladni.nb*

Příloha 2 – Výpočty modelu při změnách parametrů

*ModelModifikace.nb*

Příloha 3 – Grafy

*složka Grafy*

Příloha 4 – Původní obrázky

*složka Obrazky*