



TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI
Fakulta mechatroniky, informatiky
a mezioborových studií



Měření průměru výbojového kanálu

Diplomová práce

Studijní program: N3942 – Nanotechnologie
Studijní obor: 3942T002 – Nanomateriály
Autor práce: **Bc. Marek Čihák**
Vedoucí práce: doc. Ing. Pavel Pokorný, Ph.D.





TECHNICAL UNIVERSITY OF LIBEREC
Faculty of Mechatronics, Informatics
and Interdisciplinary Studies ■

Measurement of the discharge channel diameter

Master thesis

Study programme: N3942 – Nanotechnology
Study branch: 3942T002 – Nanomaterials

Author: **Bc. Marek Čihák**
Supervisor: doc. Ing. Pavel Pokorný, Ph.D.



ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Bc. Marek Čihák**

Osobní číslo: **M16000158**

Studijní program: **N3942 Nanotechnologie**

Studijní obor: **Nanomateriály**

Název tématu: **Měření průměru výbojového kanálu**

Zadávací katedra: **Katedra netkaných textilií a nanovláknenných materiálů**

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

1. Seznámit se s jevy v oblasti elektrického výboje těsně před vznikem elektrického zvlákňování
2. Prostudovat příslušnou literaturu v oblasti měření průměru výbojového kanálu a příslušné teoretické úvahy
3. Navrhnout jednoduchou praktickou metodu měření průměru výbojového kanálu při malých proudech výboje
4. Realizovat měřicí zařízení, proměřit průměr výbojového kanálu při různých proudových hustotách a výsledky porovnat s teoretickými výsledky
5. Diskutovat výsledky

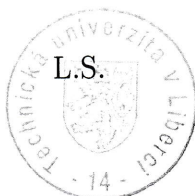
Rozsah grafických prací: dle potřeby dokumentace
Rozsah pracovní zprávy: 40-60 dle potřeby
Forma zpracování diplomové práce: tištěná/elektronická
Seznam odborné literatury:

- [1] Lightning Electromagnetics - Robert Gardner - Knihy Google.
Knihy Google [online]. Dostupné z: https://books.google.cz/books?id=uCE2V_2-T3wC&lpg=PA18&dq=return%20stroke%20diameter&hl=cs&pg=PA24#v=onepag
[2] Sirotinský, L. I. a kol.: Technika vysokého napětí, SNTL Praha 1956
[3] Impulsní silnoproudé výboje a jejich charakteristika. Pavel Kubeš. Aldebaran homepage 2004 [online]. Copyright ? [cit. 13.07.2017]. Dostupné z: <http://www.aldebaran.cz/studium/vyboje.pdf>.
[4] Lukáš, D., Sarkar, A., Martinová, L., Vodseďálková, K., Lubasová, D., Chaloupek, J., Pokorný, P., Mikeš, P., Chvojka, J., Komárek, M.: Physical principles of electrospinning, Textile progres, Vol. 41, No. 2, 2009, 59 140, ISBN-13:978-0-415-55823-5

Vedoucí diplomové práce: doc. Ing. Pavel Pokorný, Ph.D.
Katedra netkaných textilií a nanovláknenných materiálů

Datum zadání diplomové práce: 13. října 2017
Termín odevzdání diplomové práce: 14. května 2018

prof. Ing. Zdeněk Pliva, Ph.D.
děkan



prof. RNDr. David Lukáš, CSc.
vedoucí katedry

V Liberci dne 13. října 2017

Prohlášení

Byl jsem seznámen s tím, že na mou diplomovou práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb., o právu autorském, zejména § 60 – školní dílo.

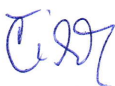
Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci (TUL) nezasahuje do mých autorských práv užitím mé diplomové práce pro vnitřní potřebu TUL.

Užiji-li diplomovou práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu využití, jsem si vědom povinnosti informovat o této skutečnosti TUL; v tomto případě má TUL právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

Diplomovou práci jsem vypracoval samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím mé diplomové práce a konzultantem.

Současně čestně prohlašuji, že tištěná verze práce se shoduje s elektronickou verzí, vloženou do IS STAG.

Datum: 14.5.2018

Podpis: 

Poděkování

Tímto bych rád poděkoval vedoucímu své diplomové práce, doc. Ing. Pavlu Pokornému, Ph.D., za výtečné vedení k výsledkům, odborné rady při vypracování práce, pomoc při sestavování experimentální aparatury a také za pomoc s jejím provozem. Dále děkuji Bc. Jiřímu Junkovi za pomoc při zpracování hodnotícího programu a prof. Ing. Aleši Richterovi, CSc. za odborné rady při řešení teorie obvodů.

Abstrakt

Tato práce se zabývá problematikou elektrických výbojů při nízkých proudech v atmosférickém prostředí a měřením jejich vlastností. Při takových podmínkách dochází ke vzniku slabého jiskrového výboje a jeho některé parametry jsou v této práci analyzovány.

Experimentální část se věnuje měření průměru jiskrového výboje, vzniklého mezi dvěma jehlovými elektrodami, jednou zapojenou ke zdroji vysokého napětí a druhou uzemněnou. Zajištění proudu v řádech mikroampérů je řešeno pomocí odporů o vhodné hodnotě. V prostoru mezi elektrodami je umístěna tenká folie, resp. pečicí papír, která je zmíněným výbojem prorážena při různých hodnotách proudu. Tyto proražené otvory jsou poté měřeny pomocí optického mikroskopu.

V druhé části je závislost průměru výboje na protékajícím proudu porovnána s teoretickými výpočty pro bleskové výboje, které jsou svou podstatou podobné, dále je zkoumán průběh úbytku napětí v obvodu při vybíjení kondenzátoru.

Klíčová slova

Elektrický výboj, blesk, nízko-proudý jiskrový výboj, průměr výbojového kanálu, průběh vybíjení kondenzátoru

Abstract

This work deals with problems of electric discharge at low currents in atmospheric environment and measurement of their properties. Under such conditions, a small spark discharge occurs and some of its parameters are analyzed in this paper.

The experimental part deals with diameter measurement of the spark discharge, formed between two needle electrodes, one connected to the high voltage source and the other one grounded. Microampere current is resolved with resistors of appropriate values. In the space between the electrodes there is a thin foil, respectively a baking sheet, which is punctured by discharge at different currents. These cut openings are then measured using an optical microscope.

In the second part, the dependence of the average discharge on the current is compared with the theoretical calculations for lightning charges, which are similar in nature, and the course of voltage drop in the circuit during discharge of the capacitor is investigated.

Keywords

Electric discharge, lightning, low-current spark discharge, discharge channel diameter, capacitor discharging

Obsah

1 TEORETICKÁ ČÁST	11
1.1 Úvod	11
1.2 Výboje v plynech	12
1.2.1 Townsendova teorie (samostatný výboj)	13
1.2.2 Korónový výboj	14
1.2.3 Doutnavý výboj	16
1.2.4 Obloukový výboj	17
1.2.5 Jiskrový výboj	17
1.2.5.1 Lavina	17
1.2.5.2 Strimer	18
1.2.5.3 Lider a zpětná vlna	20
1.3 Výboje v RC obvodech	20
1.3.1 Přejídný jev 1. řádu	20
1.4 Metody analýzy průměru výboje	24
1.4.1 Optická mikroskopie	24
1.4.2 Rastrovací elektronová mikroskopie	25
1.4.3 Mikroskopie atomárních sil	26
1.5 Měření a výpočet průměru výbojového kanálu	28
2 EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST	36
2.1 Cíle experimentální části	36
2.2 Aparatura	36
2.3 Elektrický obvod aparatury	38
2.4 Postup experimentu	39
2.5 Testování vhodné folie	40
2.5.1 Potravinářská balící folie - PE	40
2.5.2 Hnědá lepicí páska - PP	40
2.5.3 Pečicí papír	40
2.6 Analýza průměru výboje	41
2.6.1 Optická mikroskopie	41
2.6.1.1 Snímky a měření	41

2.6.1.2 Výsledky a diskuse	46
2.6.2 Porovnání výsledků s teoretickými výpočty	47
2.6.3 Analýza průběhu vybíjení kondenzátoru	50
3 ZÁVĚR A DISKUSE	55
4 POUŽITÁ LITERATURA	57

Seznam obrázků

Obrázek 1. V-A charakteristika různých elektrických výbojů: a) nesamostatný výboj, b) Townsendův výboj, c) korónový výboj, d) doutnavý výboj, e) anomální elektrický výboj, f) jiskrový výboj, g) obloukový výboj. [4]	13
Obrázek 2. Schéma ionizace při samostatném výboji. [25].....	13
Obrázek 3. Korónový výboj na elektrickém vedení. [26].....	15
Obrázek 4. Schéma vzniku negativní koróny. [27]	15
Obrázek 5. Vlevo: Doutnavý výboj. Vpravo: V-A charakteristika doutnavého výboje. [28, 29].....	16
Obrázek 6. V-A charakteristika obloukového výboje. [3].....	17
Obrázek 7. Znázornění schématu laviny. [3].....	17
Obrázek 8. Schéma vzniku strimeru. [3]	19
Obrázek 9. Vlevo: Schéma postupu kanálu, vpravo: schéma zpětné vlny. [3].....	20
Obrázek 10. Znázornění přechodových jevů v RC obvodu. [19]	21
Obrázek 11. Časový průběh I, U u přechodných jevů RC obvodu. [19]	23
Obrázek 12. Znázornění zákona odrazu a lomu. [14].....	24
Obrázek 13. Schéma optického mikroskopu. [14].....	25
Obrázek 15. Schéma SEM. [31]	25
Obrázek 14. Schéma interakce elektronů se vzorkem. [32]	26
Obrázek 16. Schéma AFM. [33].....	27
Obrázek 17. Graf závislosti síly na vzdálenosti vzorku od cantileveru a pracovní režimy AFM. [34]	27
Obrázek 18. Vypálené díry ve skelném vlákne. [2].....	29
Obrázek 19. Zpracování Schlierovy fotografie pomocí difference odstínů šedé. [6]	30
Obrázek 20. Proložení výsledků vypočtených průměrů. [6]	30
Obrázek 21. "Krátery" vytvořené při interakci s výbojem. [16].....	31
Obrázek 22. Znázornění z-pinčového jevu. [30]	33
Obrázek 23. Závislost průměru zpětné vlny na konstantě γ . [7].....	35
Obrázek 24. 3D model vytvořené aparatury.	37
Obrázek 25. 24jamková kultivační destička s provrtanými dny kanálků.	37
Obrázek 27. Fotografie jiskrového výboje mezi elektrodami.....	39
Obrázek 28. Fotografie propálené lepicí pásky výbojem.	40
Obrázek 29. Ukázka propálených děr elektrickým výbojem do pečicího papíru.	41
Obrázek 30. Zobrazení obvodových částí (větví).	54

Seznam tabulek

Tabulka 1. Zpracování výsledků v čase $t=0$	30
Tabulka 2. Hodnoty odporů a proudů určených pro série experimentů.	39
Tabulka 3. Snímky propálených děr při 19,3 mA.....	42
Tabulka 4. Snímky propálených děr při 30,3 mA.....	42
Tabulka 5. Snímky propálených děr při 43 mA.....	43
Tabulka 6. Snímky propálených děr při 67,3 mA.....	44
Tabulka 7. Snímky propálených děr při 87,7 mA.....	45
Tabulka 8. Naměřené průměry výbojem propálených děr.	46
Tabulka 9. Průměrné hodnoty průměrů a vypočítané kvadratické chyby.	47
Tabulka 10. Vztahy pro výpočet průměru výboje podle [1] a [3].	47
Tabulka 11. Vypočítané hodnoty rychlosti pohybu výbojového kanálu a hodnota intenzity elektrického pole.....	48
Tabulka 12. Vypočítané průměry podle [1] a graf závislosti průměru výboje na velikosti proudu.	48
Tabulka 13. Vypočítané průměry podle [3] a graf závislosti průměru výboje na velikosti proudu.	49
Tabulka 14. Porovnání výsledků získaných při našem experimentu s výsledky výpočtů podle [1] a [3].	49
Tabulka 15. Časové průběhy vybíjení kondenzátorů (kanál 1) a napětí mezi elektrodami (kanál 2), (část 1).	51
Tabulka 16. Časové průběhy vybíjení kondenzátorů (kanál 1) a napětí mezi elektrodami (kanál 2), (část 2).	52
Tabulka 17. Časové průběhy vybíjení kondenzátorů (kanál 1) a napětí mezi elektrodami (kanál 2), (část 3).	53
Tabulka 18. Porovnání reálných odporů s odpory vypočítanými podle teorie RC obvodů.	53

1 TEORETICKÁ ČÁST

1.1 Úvod

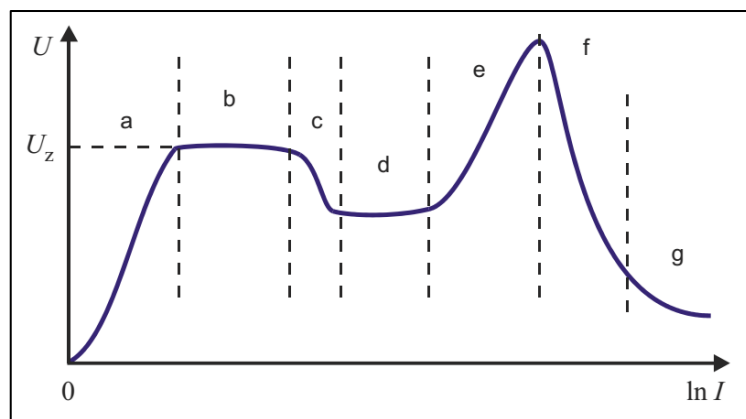
Technická univerzita v Liberci je za posledních přibližně 14 let poněkud proslulá objevem a zkoumáním průmyslových metod výroby polymerních nanovláken. Od počátku vývoje technologie NANOSPIDERTM probíhá kontinuálně i zkoumání fyzikálních jevů spojených s procesem elektrického zvlákňování. Například došlo k objevu vzniku slabého rentgenového záření za určitých podmínek [23]. K tomu, aby bylo rentgenové záření detekovatelné, musí při zvlákňování vznikat relativně značný podíl (cca 15%) vláken s průměrem pod 100 nm. Protože je velmi nepraktické čekat na záznam záření – je to závislé na mnoha těžko ovladatelných faktorech – vznikla myšlenka zjistit, jaký má přibližně průměr elektrický výboj při velmi malých proudech, který vždy těsně předchází vzniku elektrického zvlákňování [24]. Tato zjištění mohou pomoci při výzkumu a konstrukci netypického generátoru rentgenového záření na bázi nanovláknenných objektů.

Již v první polovině 20. století se začali vědci zabývat měřením a zkoumáním vlastností blesků a dalších podobných jevů, jako korón nebo obloukových či doutnavých výbojů. Základním poznatkem, který byl získán z prvních experimentů, byla například volt-ampérová charakteristika nebo průběh protékajícího proudu v závislosti na čase. Pozornost se ovšem ubírala také směrem výzkumu průměru blesků, resp. výbojových kanálů, a to hlavně pro získání závislosti na protékajícím proudu. Jako první metody pro takové měření byly sestaveny aparatury využívající interakci blesků s materiálem, u kterých se zkoumaly vytvořené artefakty. Tyto metody byly často úspěšné, ovšem docházelo u nich k tavení materiálu v důsledku velkých teplot výboje a následnému zkreslení výsledků měření. Další metodou, která byla ověřována, byla metoda fotografická. Touto metodou se blesky, či výboje, snímaly na fotoaparát nebo kameru a ze znalosti rozlišení se změřily a vypočítaly průměry výbojů. Ani tato metoda nebyla příliš přesná, neboť v důsledku silného stroboskopického efektu došlo k přeexponování snímku a znehodnocení hranice výbojového kanálu. Ani v době s moderní technikou není stále jasné, zda jsou měření zcela přesná a některé jevy nejsou prozatím dopodrobna vysvětleny.

Cílem této práce je sestavení zařízení, které bude sloužit k vytvoření jiskrového výboje při nízkých proudech. Pomocí tohoto zařízení bude možné zkoumat průměr výbojového kanálu v důsledku interakce výboje s materiálem, na nějž jsou kladeny nároky hlavně teplotní stability a dostatečné tenkosti, aby proudový kanál materiálem zvládl projít a vytvořil tak interakční místo, resp. díru. Takový výzkum může být přínosný pro objasnění jevů, které probíhají při připojení elektrod k vysokému napětí, jak je například používáno v elektrickém zvlákňování nebo pro definování závislosti průměru výbojového kanálu na procházejícím proudu, což by podpořilo mimo jiné aplikace v odvětví optiky, kde by pomocí definovaných výbojů byly snadnou cestou vytvořeny optické štěrby o přesném průměru.

1.2 Výboje v plynech

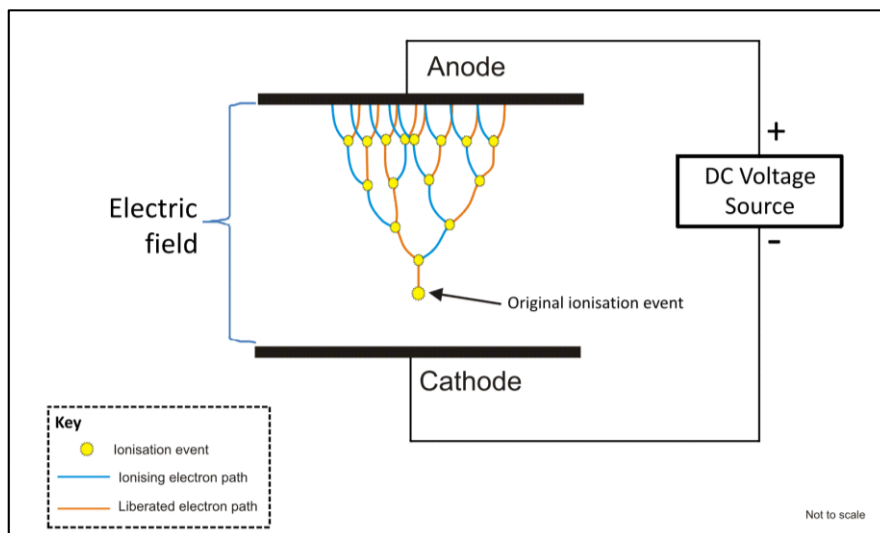
V neutrálním stavu, tedy bez vnějších vlivů, je plyn považován za dokonalý elektrický izolant. Proud plynem může procházet pouze v případě, že jsou přítomny elementární nosiče elektrického náboje, elektrony nebo ionty. V atmosférickém plynu je vždy přítomen malý počet iontů, vzduch tedy není v reálných situacích dokonalým izolantem a vede malý proud. Při zapojení elektrického proudu na elektrody ve vzduchu zjistíme, že plynem prochází velmi malý proud, ovšem při zvyšování připojeného napětí v určité chvíli náhle proud vzroste, plyn ztratí izolační vlastnosti a pozorujeme tzv. průraz plynu, kdy dochází k náhlému vzniku kanálu velké vodivosti mezi elektrodami. Charakter výboje v plynu závisí na tlaku plynu a výkonu zdroje energie (Obr. 1). Při nízkých tlacích a malém výkonu zdroje se setkáváme s formou doutnavého výboje. Při vyšších tlacích nezaplní výboj celý průřez vrstvy a omezuje se na úzký kanál, jde tedy o **jiskrový výboj** (pokud je výkon zdroje energie stále malý). Připojíme-li zdroj vysokého napětí do výbojové aparatury, objeví se tzv. obloukový výboj. Při nízkém poloměru zakřivení jedné z elektrod vzniká výboj korónový. [3]



Obrázek 1. V-A charakteristika různých elektrických výbojů: a) nesamostatný výboj, b) Townsendův výboj, c) korónový výboj, d) doutnavý výboj, e) anomální elektrický výboj, f) jiskrový výboj, g) obloukový výboj. [4]

1.2.1 Townsendova teorie (samostatný výboj)

Má-li výboj přejít do samostatného režimu, je nutné, aby přítomné elektrické pole bylo dostatečně silné pro urychlení volných elektronů na takové energie, při kterých budou schopny ionizovat atomy a molekuly. Také musí urychlit ionty u katody natolik, aby se při bombardování katody ionty uvolnily elektrony (tzv. povrchová emise), viz obrázek 2.



Obrázek 2. Schéma ionizace při samostatném výboji. [25]

Volné elektrony v elektrickém poli procestují mezi dvěma srážkami střední volnou dráhu, při které získají kinetickou energii

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2 \geq A_i(1 + \frac{m}{M}), \quad (1)$$

kteřou při srážce s atomem atomu předají. A_i zde představuje ionizační energii a člen m/M vyplývá ze zákona zachování hybnosti.

Samotná podmínka samostatného výboje vychází z následující úvahy. Z elektrody vylétí elektron, který je urychlován elektrickým polem a na své dráze naráží do atomů či molekul. Ve vrstvě šířky dx vyrazí dn nových elektronů, tedy

$$dn = \alpha \cdot n \cdot dx, \quad (2)$$

kde α je koeficient objemové ionizace (tzv. první Townsendův koeficient). Rovnici (2) lze integrovat na tvar

$$n = n_0 \cdot e^{\alpha x} \quad (3)$$

a označíme-li vzdálenost elektrod d , pak každý elektron vytvoří n nových elektronů dopadajících na anodu. Na katodu dopadá stejný počet iontů a vyráží elektrony druhé generace s účinností γ (2. Townsendův koeficient). Počet elektronů druhé generace je potom

$$n = n_0 \cdot (e^{\alpha d} - 1) \cdot \gamma \quad (4)$$

a podmínka existence samostatného výboje je formulována takto:

$$n_0(e^{\alpha d} - 1)\gamma \geq n_0 \rightarrow (e^{\alpha d} - 1)\gamma \geq 1. \quad (5)$$

[3, 4, 8]

1.2.2 Korónový výboj

V silně nehomogenním poli, jehož intenzita není limitována, můžeme za vysokého napětí pozorovat tzv. korónový výboj (obr. 3), tedy „hoření“ v okolí hrotů a vodičů, kdy ionizační procesy probíhají v malém koronálním objemu tak, že gradient potenciálu kolem vodiče je dostatečně vysoký, ale nedojde ke zkratu a přeskoce výboje na blízké objekty, a dochází k rozkladu plynů a generaci ozónu, NO, NO₂ či HNO₃. Proud zde vedou jak kladné, tak záporné ionty a může tedy vznikat koróna katodová či anodová. Celkový proud protékající korónou je dán odporem v tzv. temné oblasti, která je ve větší vzdálenosti od centra koróny. Podmínky pro vznik koróny jsou také dány poloměrem křivosti vodiče, tedy čím špičatější a ostřejší je vodič, tím silnější je elektrické pole v blízkosti

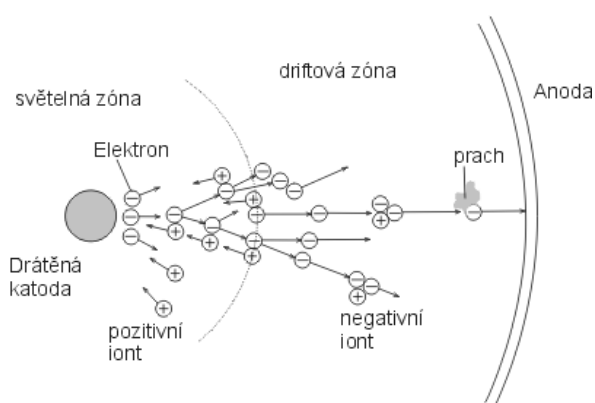
vodiče. Koróna může být generována nejen při stejnosměrném napětí, ale také při vysokofrekvenčním výboji. V závislosti na přiloženém napětí můžeme pozorovat dva typy korón – pozitivní a negativní.



Obrázek 3. Korónový výboj na elektrickém vedení. [26]

Pozitivní koróna je považována za uniformní plazma, způsobené homogenním zdrojem sekundární laviny elektronů, obklopující celou délku vodiče. Elektrony způsobené ionizací jsou přitahovány k zakřivené elektrodě, zatímco pozitivní ionty jsou od elektrody odpuzovány. V pozitivní koróně jsou sekundární elektrony pro tvorbu dalších lavin generovány převážně v samotné tekutině a jsou tvořeny ionizací způsobenou fotony emitovanými z plazmatu z různých de-excitačních procesů po kolizích elektronů. Tento typ koróny je rozdělen do dvou oblastí. Jedna z nich je vnitřní oblast, kde jsou přítomny ionizující elektrony a pozitivní ionty chovající se jako plazma. Druhá je vnější oblast obsahující většinu pomalu migrujících pozitivních iontů, pohybujících se směrem k nezakřivené elektrodě spolu se sekundárními ionty uvolněnými fotony. Vnitřní oblast je nazývána oblastí plazmatu, vnější oblast je unipolární oblastí.

Negativní koróna je známá svou neuniformitou, měnící se podle povrchu vodiče. Jeví se o něco větší než zmíněná pozitivní koróna, neboť elektrony mohou driftovat ven z oblasti ionizace a plazma může být ve větší vzdálenosti od vodiče.

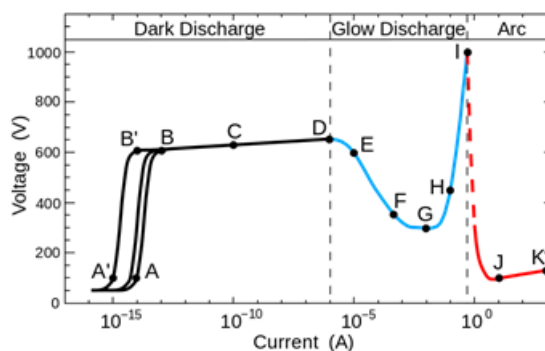


Obrázek 4. Schéma vzniku negativní koróny. [27]

Rozdíl mezi pozitivní a negativní korónou je také v elektronové hustotě, která je u negativní koróny mnohem větší. Ke tvorbě sekundárních elektronů u tohoto typu koróny dochází za pomoci fotoelektrického jevu přímo na elektrodě. Dalším procesem probíhajícím při tvorbě koróny je driftování elektronů ven z oblasti ionizace, kde se střetávají s neutrálními molekulami a elektronegativními molekulami (např. kyslík, vodní páry) a kde dochází ke tvorbě negativních iontů, které jsou přitahovány k pozitivní nezakřivené elektrodě (obr. 4). Negativní korónu rozdělujeme do tří oblastí. Oblast vnitřní (ionizující plazma), kde vysokoenergetické elektrony neelasticky kolidují s neutrálními atomy a způsobují tvorbu lavin, zatímco vnější elektrony (s nižší energií) vytvářejí, spolu s neutrálními atomy, negativní ionty. V přechodové oblasti (neionizující plazma) dochází ke kombinaci elektronů a tvorbě negativních iontů, které mají nízkou energii a nezpůsobují lavinovou ionizaci, ovšem zůstávají součástí plazmatu. Vnější oblast (unipolární oblast) obsahuje pouze proud negativních iontů a volných elektronů směřující k pozitivní elektrodě. [8, 9]

1.2.3 Doutnavý výboj

Dochází-li k výboji ve výbojkách s plynem o nízkém tlaku, napětí v řádu stovek voltů, pak jde většinou o výboje doutnavé. Při překročení tzv. zkratového napětí dochází k samostatné ionizaci plynu a výbojka svítí v barvě závislé na použitém plynu, viz obrá-

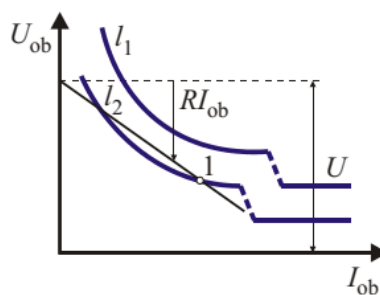


Obrázek 5. Vlevo: Doutnavý výboj. Vpravo: V-A charakteristika doutnavého výboje. [28, 29]

zek 5. Takový typ výboje se může realizovat ve dvou režimech. Jedním z nich je normální výboj s nízkou proudovou hustotou, která nezávisí na proudu. Růst proudu způsobuje rozšíření využitě plochy katody. Druhým typem je anomální výboj, kdy s proudem roste proudová hustota a katoda se zahřívá. Doutnavý výboj se vyznačuje výraznou nerovnováhou, co se týče teploty elektronů (15 000-80 000 K). [3, 28]

1.2.4 Obloukový výboj

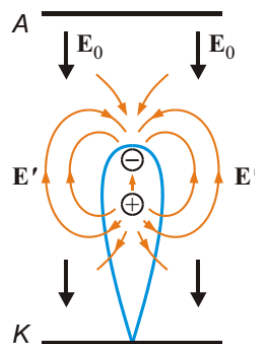
Na rozdíl od doutnavého výboje se obloukový výboj vyznačuje vysokou proudovou hustotou, nižším provozním napětím a rozžhavenou katodou, na které dochází k termoemisi elektronů. Energie i intenzita jsou tedy podstatně vyšší než u doutnavého výboje. Tzv. katodová skvrna je pohyblivá a putuje po povrchu katody a anodový kráter, který je silným zdrojem iontů, způsobuje úbytek anody. Při rostoucím proudu roste u obloukového výboje teplota a klesá odpor, neboť roste vodivost plazmatu. Na obrázku 6 můžeme vidět voltampérovou charakteristiku obloukového výboje, která je klesající. [3, 29]



1.2.5 Jiskrový výboj

1.2.5.1 Lavina

První fáze jiskrového výboje, tzv. lavina (obr. 7), začíná při dostatečně silném vnějším poli lavinovitým nárůstem volných elektronů a rozvojem elektronových lavin mířících k anodě. V čele i na zádi laviny se formuje elektrické pole s dvojnásobnou intenzitou původní hodnoty (díky dipólovému charakteru laviny). Z Avogadrova čísla a objemu 1 molu vzduchu lze, za normálních podmínek (760 torrů a 0 °C), odhadnout koncentraci neutrálních částic v atmosféře.



$$n = \frac{N_A}{V_{1mol}} = 3 \cdot 10^{25} \text{ částic} \cdot m^{-3} \quad (6)$$

Dále z výsledku (6) můžeme vypočítat střední vzdálenost částic jako převrácenou hodnotu třetí odmocniny koncentrace částic

$$\lambda_a = \frac{1}{\sqrt[3]{n}} = 3 \cdot 10^{-9} m \quad (7)$$

a rychlost elektronů v čele laviny lze odhadnout z velikosti ionizační energie atomu kyslíku

$$\frac{1}{2}mv^2 = W_i \rightarrow v = \sqrt{\frac{2W_i}{m}} \approx 2 \cdot 10^6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}. \quad (8)$$

Horní mez koncentrace volných elektronů je omezena odpudivými Coulombovými silami. Určíme ji tedy z rovnosti energie odpudivé Coulombovy síly vyvolané polem laviny E a kinetické energie elektronů v lavině:

$$\frac{\varepsilon_0 E^2}{2} = \frac{\rho v^2}{2}. \quad (9)$$

Koncentraci těchto volných elektronů získáme dosazením vztahu $\rho = mn_e$ a hodnoty $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$ do rovnice (9). Hodnota této koncentrace bude přibližně $2,5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$, což je o 7 řádů méně než hustota atomů v atmosféře. Známe-li rozměr čela laviny, můžeme určit celkový počet elektronů N v lavině. Nejprve si vyjádříme celkový náboj čela laviny Q :

$$Q = \sigma \pi r^2 \quad (10)$$

a poté celkový počet elektronů v čele laviny:

$$N = \frac{Q}{e} = \frac{\sigma \pi r^2}{e} = \frac{\varepsilon E \pi r^2}{e} \approx 5 \cdot 10^{-5}. \quad (11)$$

Porovnáním hustoty kinetické energie elektronů

$$w_k = \frac{1}{2} m n v^2 \approx 2 \text{ Jm}^{-3} \quad (12)$$

a hustoty energie neutrálních atomů při pokojové teplotě

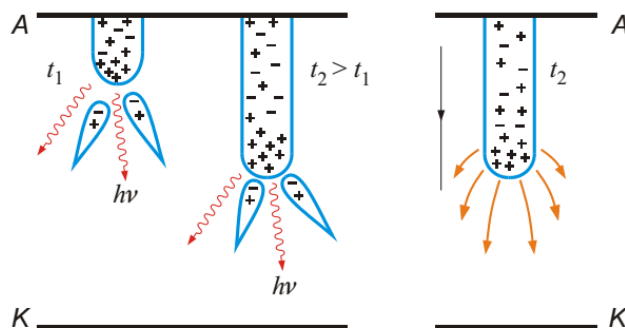
$$w_a = n k T = 10^5 \text{ Jm}^{-3} \quad (13)$$

zjistíme, že urychlené elektrony v čele laviny nemohou ohřát zbytek plynu a lavina elektronů je „řidká a studená“, tedy je v ní ionizováno pouze velmi malé množství částic.

1.2.5.2 Strimer

Vývoj laviny má několik možností – rozšíření čela, při kterém dojde k poklesu hustoty energie a lavina zanikne, připojení k jiné lavině, nebo protažení a spojování s lavinami na čele a zádi, kdy dochází k vytvoření dlouhého úzkého kanálku, tzv. strimeru (obr. 8). Při spojení strimeru s elektrodou může dojít k výraznému zvýšení proudu a tvorbě jiskry. Přeměna laviny na strimer začíná, když se vnitřní pole laviny přibližně vyrovná

vnějšímu poli, tedy když je zesilující parametr αd , kde d je vzdálenost elektrod a α ionizační koeficient, dostatečně velký. Při relativně malých vzdálenostech elektrod dochází k transformaci pouze tehdy, pokud lavina dosáhne anody. Takový strimer nazveme pozitivní. Pokud je vzdálenost a přepětí dostatečně velké, transformace může začít daleko od anody, vznikne tedy negativní strimer. V případě pozitivního strimeru, který vypadá jako úzká vodivá jehla, dosahuje elektrické pole na předním čele vysokých hodnot a dochází k rychlé propagaci strimeru směrem ke katodě. Negativní strimer vzniká mezi elektrodami, kde primární vlny zesílí ještě před dosažením anody. Mechanismus obou strimerů je podobný, ovšem u negativního dochází k neutralizaci „iontového ocasu“ sekundární laviny čelem laviny primární.



Obrázek 8. Schéma vzniku strimeru. [3]

Kritérium formace strimeru byla popsána Meekem (1940). Je vyžadováno, aby se elektrické pole uvnitř katody, E_a , vyrovnalo poli vnějšímu, E_0 , tedy

$$E_a = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r_a^2} \exp\left[\alpha\left(\frac{E_0}{p}\right)x\right] \approx E_0, \quad (14)$$

kde r_a je poloměr laviny, který můžeme vzít jako $r_a \approx 1/\alpha$, tedy ionizační délka. Použitím zesilujícího parametru αd můžeme rovnici (14) upravit na

$$\alpha\left(\frac{E_0}{p}\right)d = \ln \frac{4\pi\epsilon_0 E_0}{e\alpha^2} \approx 20 \quad (15)$$

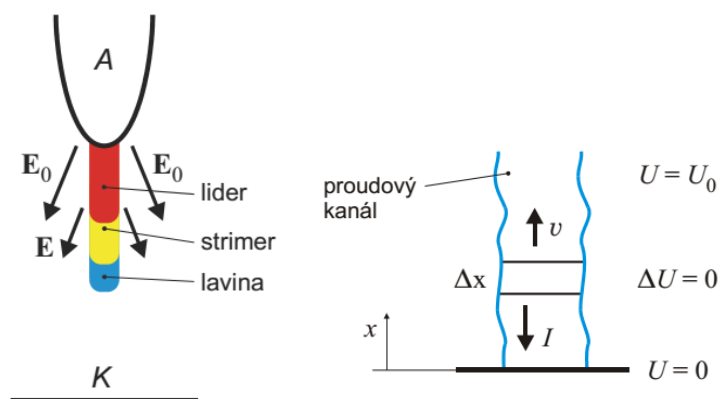
a získáme tak

$$N_e = \exp(\alpha d) \approx 3 \times 10^8. \quad (16)$$

Toto kritérium je známé jako Meekova podmínka. [8]

1.2.5.3 Lider a zpětná vlna

Z důvodu úzkosti strimeru a jeho malé vodivosti, tedy následného potenciálního úbytku, dochází u delších průbojových drah k přerůstání do vodivějšího kanálu, tzv. lideru (obr. 9). Lider má na rozdíl od strimeru malou změnu potenciálu v přechodu z elektrody. Lidery se mohou šířit i od obou elektrod a v místě, kde dochází k jejich propojení, se vytvoří vysoký potenciálový rozdíl, prudce naroste proud a uvolní se velké množství Jouleova tepla, které způsobí silnou ionizaci plazmatu vlastního kanálu i plynu kolem. Tento potenciálový rozdíl nezůstává lokalizován, ale přesouvá se směrem ke druhé elektrodě a vzniká tzv. zpětná vlna. Ta za sebou zanechává silně vodivý kanál, kterým se převádí náboj lokalizovaný v liderovém kanálu směrem k elektrodě. [3, 8]



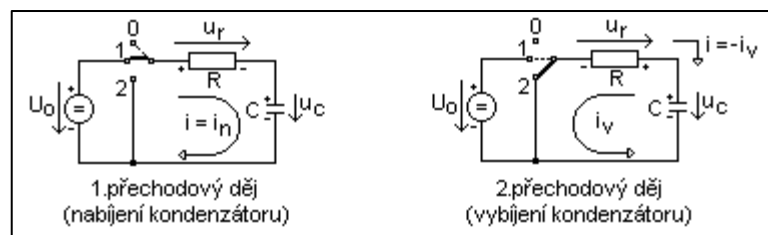
Obrázek 9. Vlevo: Schéma postupu kanálu, vpravo: schéma zpětné vlny. [3]

1.3 Výboje v RC obvodech

Zapojením kondenzátoru do obvodu pro tvorbu výbojů získáme tzv. RC obvod. Při takovém zapojení dochází k přechodným jevům 1. řádu.

1.3.1 Přechodný jev 1. řádu

Změníme-li v obvodu skokově některý parametr (sepnutí či rozepnutí spínače, parametry některého z prvků) dojde k tzv. přechodnému jevu (obr. 10). Jedná se o nestacionární a neperiodický proces, na jehož časový průběh má vliv přítomnost kondenzátoru (popř. induktoru), kdy dochází ke změně velikosti uložené energie na zmíněných prvcích – na induktoru dochází ke změně magnetického toku, v kondenzátoru se mění elektrický náboj.



Obrázek 10. Znárodnění přechodových jevů v RC obvodu. [19]

Před změnou parametru obvodu se obvod nachází v 1. ustáleném stavu, tedy $U_c = 0$, $U_r = 0$ a $I = 0$. V momentě změny (sepnutí spínače, či napětí) začne obvodem procházet proud I_0

$$I_0 = \frac{U_0}{R} \quad (17)$$

a kondenzátor C se nabíjí přes rezistor R, první přechodový jev. Napětí na kondenzátoru roste v čase

$$U_c(t) = \frac{q(t)}{C}. \quad (18)$$

Kirchhoffův zákon pro kondenzátory a známý směr oběhu obvodu nám dá rovnost

$$0 = U_0 - I(t) \cdot R - U_c(t) = U_0 - \frac{dq}{dt} \cdot R - \frac{q}{C}, \quad (19)$$

kde je proud I vyjádřen jako dq/dt . Proud I procházející rezistorem R je úměrný rychlosti nárůstu náboje na deskách kondenzátoru (proud I musí být v celém obvodu stejný). V okamžiku, kdy dosáhne náboj Q maximální hodnoty, klesne v kondenzátoru proud k nule, a to udává rovnice

$$I(t) \cdot R = U_0 - U_c(t). \quad (20)$$

Nabíjení kondenzátoru je popsáno diferenciální rovnicí prvního řádu

$$\frac{dq}{dt} = \frac{1}{R} \cdot \left(U_0 - \frac{q}{C} \right). \quad (21)$$

Řešení rovnice (21) dostaneme pomocí separace proměnných, kdy začneme převedením proměnné t a q na opačné strany.

$$\frac{dq}{\left(U_0 - \frac{q}{C} \right)} = \frac{1}{R} dt \rightarrow \frac{dq}{q - C \cdot U_0} = \frac{1}{R \cdot C} dt. \quad (22)$$

Nyní obě strany rovnice integrujeme

$$\int_0^q \frac{dq'}{q' - C \cdot U_0} = \int_0^t \frac{1}{R \cdot C} dt', \quad (22)$$

a získáme

$$\ln \left(\frac{q - C \cdot U_0}{-C \cdot U_0} \right) = -\frac{t}{R \cdot C}. \quad (23)$$

Počítáme-li s rovností $\exp[\ln(x)] = x$, pak můžeme rovnici (23) upravit na tvar

$$q(t) = C \cdot U_0 \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}} \right) = Q \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}} \right), \quad (24)$$

kde $Q = CU_0$ je maximální náboj uložený na deskách kondenzátoru. Víme, že platí

$$q(t) = C \cdot U_c(t), \quad (25)$$

a proto můžeme závislost napětí na kondenzátoru na čase zapsat jako

$$U_c(t) = U_0 \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}} \right). \quad (26)$$

Proud $I(t)$, tekoucí obvodem, můžeme určit pomocí časové derivace náboje

$$I(t) = \frac{dq}{dt} = \frac{U_0}{R} \cdot e^{-\frac{t}{RC}} = I_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (27)$$

kde I_0 je proud tekoucí ze zdroje v čase $t = 0$, kdy

$$I_0 = \frac{U_0}{R} \quad (28)$$

a τ je časová konstanta obvodu určující dobu, za kterou by bylo dosaženo ustáleného stavu, kdyby přechodný děj probíhal stále stejnou rychlostí jako na svém počátku, jinými slovy, po uplynutí doby τ je elektrický proud 0,368krát menší než na počátku, tedy

$$\tau = R \cdot C. \quad (29)$$

Proud I v obvodu klesá, napětí U_c roste, až dojde ke 2. ustálenému stavu, kdy $U_c = U_0$, $U_r = 0$ V a $I = 0$ A. Druhý přechodový jev nastává při vybíjení kondenzátoru, když se napětí

U_c zmenšuje, proud I v obvodu klesá a po čase nastává znovu první ustálený stav. Podle Kirchhoffova zákona bude platit opačný směr pohybu obvodem, dostaneme tedy rovnici

$$\frac{q}{C} - I \cdot R = 0. \quad (30)$$

Ze známé úměry proudu k rychlosti vybíjení kondenzátoru můžeme upravit rovnost (30) na diferenciální rovnici prvního řádu

$$\frac{q}{C} + R \cdot \frac{dq}{dt} = 0, \quad (31)$$

kterou řešíme znovu pomocí separace proměnných a integrací, kdy získáme

$$q(t) = Q \cdot e^{\frac{-t}{RC}}. \quad (32)$$

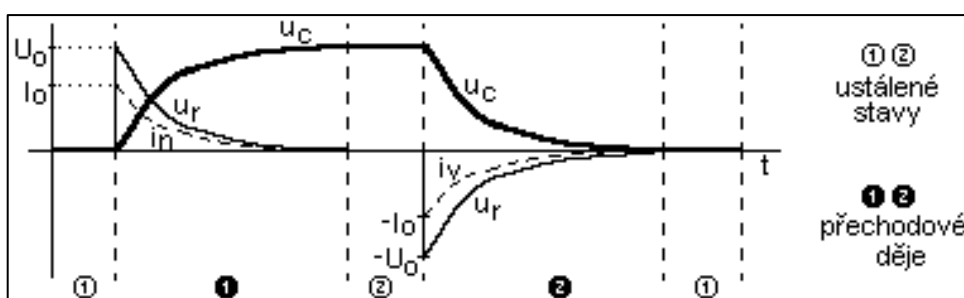
Napětí na kondenzátoru je pak dáno vztahem

$$U_c = \frac{q(t)}{C} = \frac{Q}{C} \cdot e^{\frac{-t}{RC}}. \quad (33)$$

Pro proud získáme vztah

$$I = -\frac{dq}{dt} = \frac{Q}{RC} \cdot e^{\frac{-t}{RC}}. \quad (34)$$

Časový průběh vysvětlených jevů je znázorněn na obrázku 11. [20, 21]

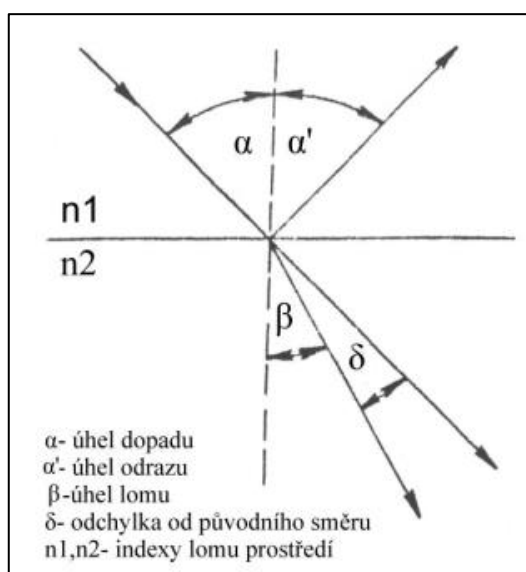


Obrázek 11. Časový průběh I , U u přechodných jevů RC obvodu. [19]

1.4 Metody analýzy průměru výboje

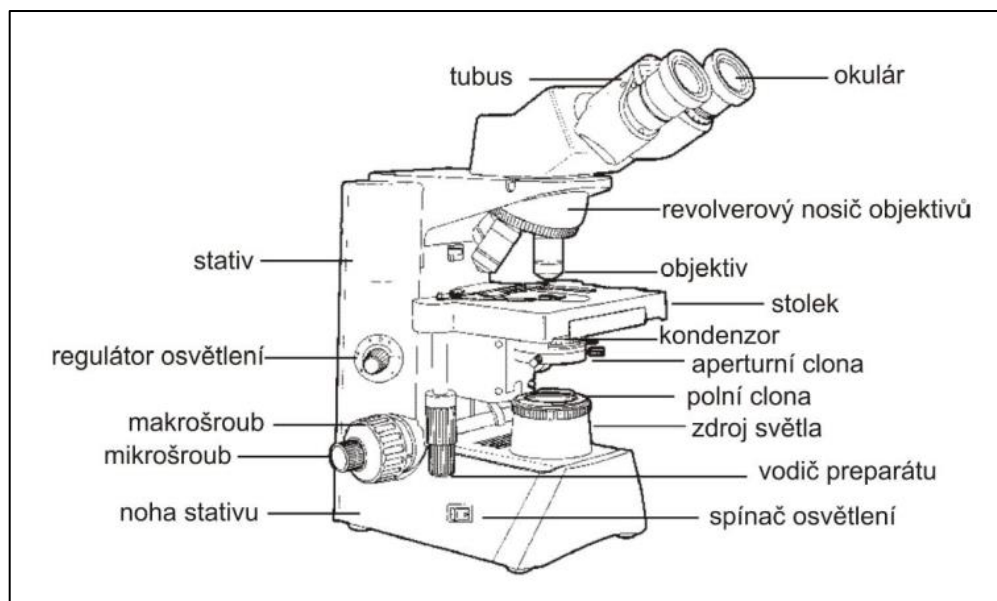
1.4.1 Optická mikroskopie

Mezi základní metody zobrazování malých objektů patří optická mikroskopie. Díky mikroskopu můžeme vidět detaily preparátů, jež lidské oko není schopno zachytit. Světelný mikroskop využívá k ozáření preparátů viditelné světlo, proto se také řídí zákony optiky (Obr. 12). Ovšem velkým omezením je právě složení viditelného světla a jeho vlnová povaha, neboť se jedná o celé spektrum záření s různými vlnovými délkami.



Obrázek 12. Znárodnění zákonu odrazu a lomu. [14]

Na vlnové délce použitého světla a také na objektivu závisí rozlišovací schopnost mikroskopu, která je definována jako nejmenší vzdálenost dvou bodů, které jsme schopni ještě rozlišit jako dva samostatné objekty, tzv. numerická apertura NA. Lidské oko má rozlišovací mez 0,2 mm, naproti tomu světelný mikroskop v řádech mikrometrů. Obecně platí, že není možné rozlišit body menší, než je polovina vlnové délky záření. Světelná mikroskopie slouží pro zobrazení a hlavně zvětšení (přiblížení) širokého spektra barevných i nebarevných materiálů. Kvalitu obrazu v neposlední řadě ovlivňuje i clonění. Kontrast, hloubka ostroty a rozlišení jsou vlastnosti, které závisí na správném zaclonění preparátu. [14, 15]

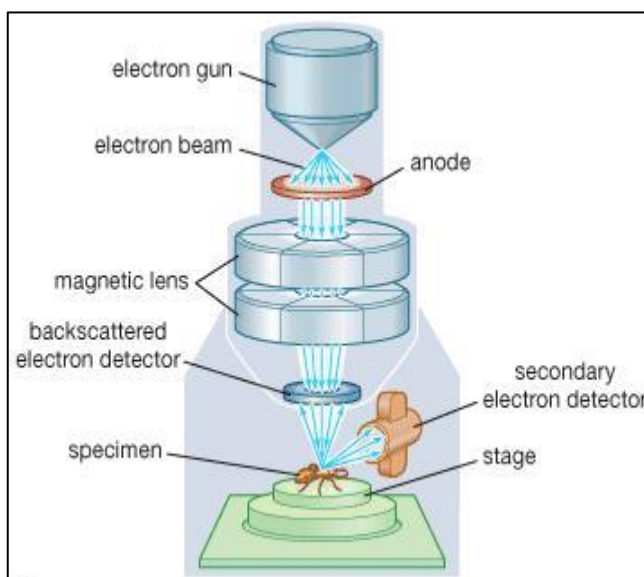


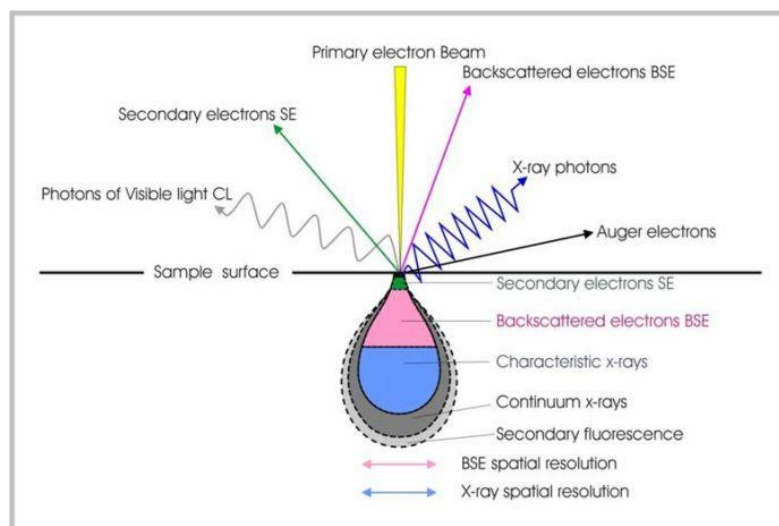
Obrázek 13. Schéma optického mikroskopu. [14]

1.4.2 Rastrovací elektronová mikroskopie

Skenovací elektronová mikroskopie (dále jen SEM – skenovací elektronový mikroskop) je metoda analýzy pevných látek založená na interakci elektronů primárního svazku s povrchem vzorku. Pro zobrazení se využívá odražených elektronů (sekundární, zpětně odražené, RTG).

Na obrázku 14 je zobrazeno schéma SEM. Vznik obrazu je zajištěn rozdílnou interakcí v různých bodech vzorku, čemuž následuje vytvoření signálu o rozdílné intenzitě, který se projeví specifickým jasnem a kontrastem na obrazovce. Na obrázku 15 je





Obrázek 15. Schéma interakce elektronů se vzorkem. [32]

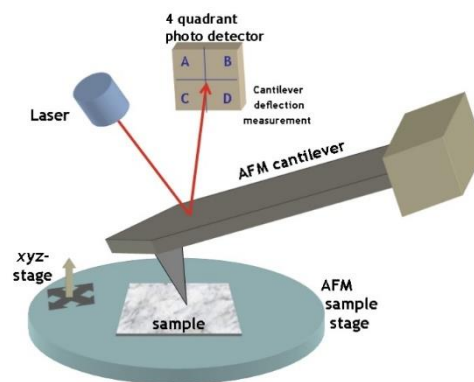
zobrazeno schéma interakce elektronů se vzorkem. Augerovy elektrony, které jsou vyráženy z povrchu vzorku, udávají chemickou podstatu právě zkoumaného vzorku. Sekundární elektrony vznikají nepružnými srážkami primárních elektronů s elektrony ve vzorku a nesou informaci o jeho topografii. Dalšími detekovanými elektrony jsou elektrony zpětně odražené, které vznikají pružnými srážkami primárních elektronů s jádry atomů, a detekcí těchto elektronů můžeme zjistit chemické složení vzorku. Vznikat může ovšem také charakteristické rentgenové záření a sekundární fluorescence.

Hlavním využitím elektronové mikroskopie je analýza povrchu různých materiálů, ať už se jedná o analýzu vláken, částic, biologických vzorků nebo lomových ploch. Nejčastější analýza u kovů bývá z hlediska pórovitosti, oxidace povrchu, členitosti a charakteristiky lomů. [10, 11, 12]

1.4.3 Mikroskopie atomárních sil

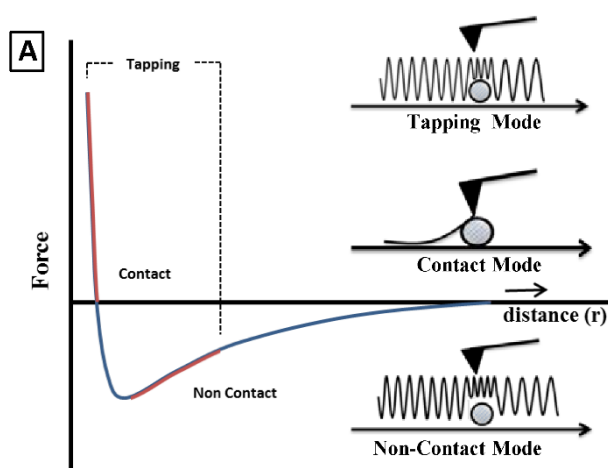
Mikroskopie atomárních sil je jednou z nejrozšířenějších technik mezi mikroskopy s rastrující sondou (obr. 16). Metoda je založena na snímání polohy malé sondy (cantileveru), která se v těsné blízkosti pohybuje v pravidelném rastru po vzorku. U AFM se detekuje síla působící mezi sondou a povrchem, tedy detekce pružné deformace hrotu (přitažlivé x odpudivé síly) pomocí laserového svazku a kvadrantové fotodiody. Tuhost cantileveru musí být co nejmenší, v praxi to znamená 0,1–100 N/m. Mikroskop atomárních sil pracuje v několika režimech (obr. 17).

Při kontaktním režimu je výchylka cantileveru udržována na konstantní hodnotě, systém hrot – povrch se udržuje v oblasti odpuzivých sil. Nekontaktní režim vznikl na základě možnosti poškození vzorku při práci v kontaktním režimu. Tento mód využívá Van der Waalsových sil delšího dosahu a pohybu hrotu ve vzdálenosti 1–10 nm od povrchu. Používá se zde rozkmitávání nosníku v okolí své re-



Obrázek 16. Schéma AFM. [33]

zonanční frekvence a detekují se změny amplitudy kmitů při přibližování a oddalování od povrchu vzorku. Poklepový režim je hybrid mezi kontaktním a nekontaktním režimem. Povrch vzorku je zde mapován pomocí změny rezonanční frekvence stejně jako u bezkontaktního režimu, ovšem rozkmit raménka je zde tak velký, že se dostáváme do oblasti odpuzivých sil a dochází k dotyku hrotu s povrchem.



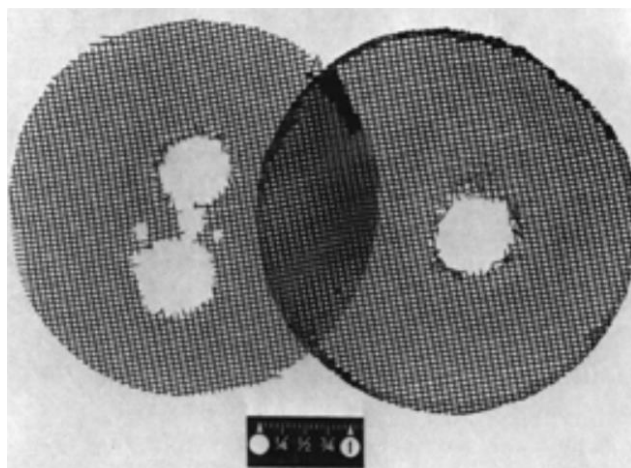
Obrázek 17. Graf závislosti síly na vzdálenosti vzorku od cantileveru a pracovní režimy AFM. [34]

Škála využití mikroskopie atomárních sil je opravdu velká, mezi nejčastější aplikace patří například manipulace s biologickými preparáty nebo atomy na povrchu vzorku, trojrozměrná charakterizace povrchu vzorku a spousta dalších. [13]

1.5 Měření a výpočet průměru výbojového kanálu

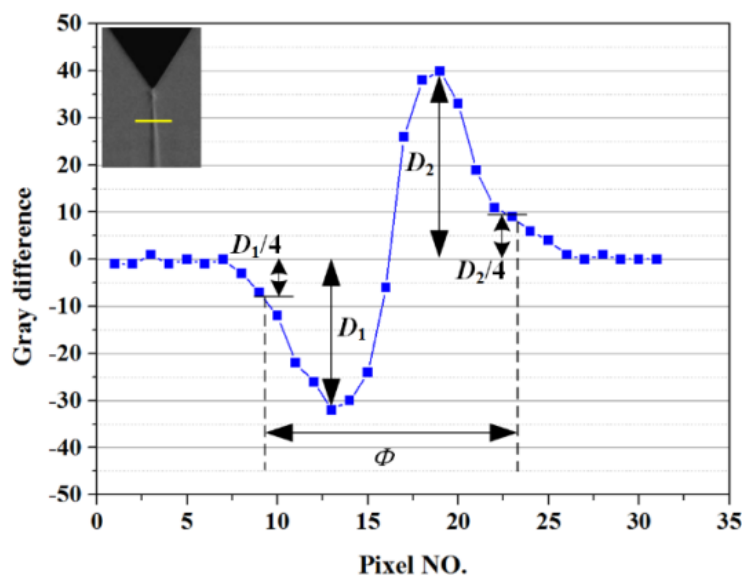
Měřit průměr výbojového kanálu je možné dvěma způsoby. Jedním z nich je fotografické měření, u kterého měříme průměr z pořízené fotografie. Zde je ovšem problém nadhodnocení světelného průměru kanálu, tedy že světelný kanál způsobí přexponování a jeví se na snímku širší, než má být. Dalším způsobem měření je vyhodnocení z interakce mezi výbojem a objektem. Při zásahu objektu výbojem dochází k viditelnému poškození objektu a ve většině případů může být poškození spojeno s průměrem kanálu. Pokud například zasáhne výboj (blesk) písek nebo určitý druh kamene, teplota kanálu roztaví materiál po své cestě. Po zchladnutí materiálu vzniká fulgurit, který reprezentuje záznam průměru kanálu a jeho dráhu. U blesku je obvykle průměr 1,3 až 5 cm, je ovšem pravděpodobné, že se při chladnutí materiálu průměr lehce zkreslí. Existuje několik dalších možných experimentálních metod pro měření průměru výbojového kanálu, jednou z nich je upevnění tenkého filmu (plátna) mezi elektrody a průchod výboje tímto filmem. Průměr lze změřit ze vzniklých vypálených děr. Pokud výboj zasáhne elektrický vodič, často zanechá stopu (důlek nebo odchlípnutí materiálu). K tomuto jevu lze použít například měděné destičky, které bude zasahovat výboj a zanechávat stopy, jejichž průměr je srovnatelný s průměrem výbojového kanálu.

V práci Martina A. Umana [2] byl měřen průměr výbojového kanálu blesku za pomoci interakce blesku s folií ze skelných vláken. Do trubice o délce několik desítek cm byl umístěn bleskosvod a na konci trubice bylo umístěno plátno ze skelných vláken. Skelná vlákna byla vybrána z důvodu své elektrické nevodivosti a odolnosti proti hoření.



Trubice byly umístěny na hromosvody věží KGUN-TV (2 trubice) a KVOA-TV (4 trubice) v Arizoně během června, srpna a září roku 1963. Po sejmutí trubíc z věží bylo zjištěno, že 2 trubice neobsahují žádné stopy po dírách a zbylé 4 trubice (2x KGUN-TV, 2x KVOA-TV) obsahovaly celkem 12 děr, z toho 1 eliptického tvaru a zbylých 11 tvaru kružnice. Eliptický tvar díry byl nejspíše způsoben roztavením plátna při zásahu bleskem. 6 z 12 děr měly průměr 2–3,5 cm, zbylé díry byly v průměru 2–5 mm. Je možné, že byly přítomny více milimetrové díry, ale při násobném zasažení bleskem se díry zvětšily. Ukázka vypálených děr je zobrazena na obrázku 18.

Junjia He ve svém výzkumu [6] pozoroval pozitivní elektrický výboj mezi hliníkovou deskou (2x2 m) a elektrodou (anodovou dutinou dlouhou 1,4 m), která byla umístěna 0,74 m nad deskou. Byl použit 800kV Marx generátor, který používá dva módy – standart impulsový mód a „switching impulse mode“ s 160 μs , 2000 μs impulsy. Experimenty byly prováděny při teplotě 30 °C, 48% vlhkosti a za atmosférického tlaku. K pozorování se používaly tzv. Schlierovy fotografie. Schlierova fotografie je vizualizace používaná pro zobrazování proudění tekutin s různou hustotou. Klasická implementace optického Schlierova systému využívá světlo z jediného kolimovaného zdroje, který svítí přímo, nebo zezadu, na cílový objekt. Změny indexu lomu způsobené gradienty hustoty tekutiny narušují kolimovaný světelný paprsek. Toto zkreslení vytváří prostorovou změnu intenzity světla, kterou lze přímo vizualizovat „shadowgraph“ systémem. Ten zobrazuje neuniformity průsvitného média (vzduch, sklo, voda apod.). Pozorování bylo provedeno ve vzdálenosti 0,35 mm od elektrody.

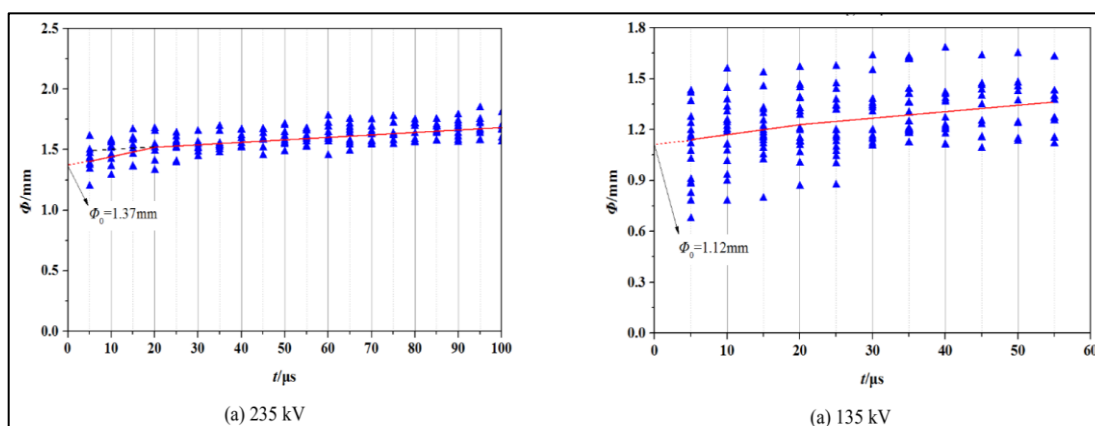


Obrázek 19. Zpracování Schlierovy fotografie pomocí difference odstínů šedé. [6]

Pozorované počáteční poloměry v čase $t=0$, tedy poloměry vytvořené pomocí lineárního proložení poloměrů naměřených při prvních 20 μs , jsou prezentovány v tabulce 1. Ukázka proložení výsledků pozorování průměru, viz obrázek 20.

Tabulka 1. Zpracování výsledků v čase $t=0$.

U (kV)	I (A)	Φ_0 (mm)
235	$3,79 \pm 0,23$	1,37
310	$7,48 \pm 0,67$	1,75
135 (switching mode)	$1,14 \pm 0,40$	1,12
265 (switching mode)	$0,80 \pm 0,12$	1,01

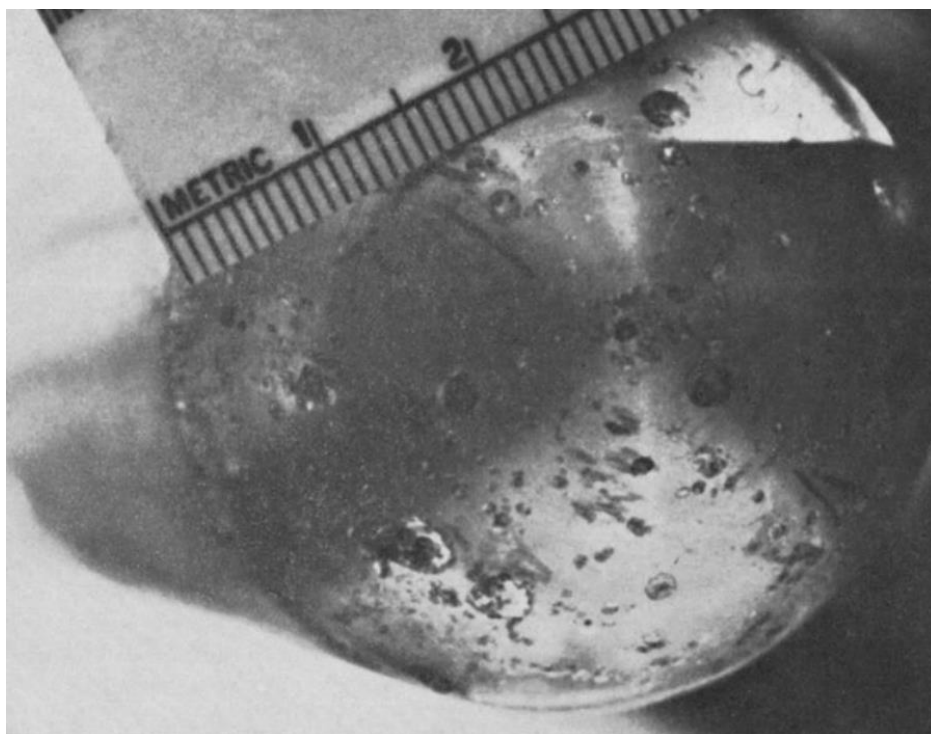


Obrázek 20. Proložení výsledků vypočtených průměrů. [6]

Výzkum R. C. Jonese [16] se zabýval měřením průměru jádra zpětné vlny elektrického výboje tak, že zkoumal krátery vytvořené na hliníkové „jehle“, která byla připevněna na věž. Hliníková trubice s hemisférickým koncem, délkou 10 metrů a průměrem 5 cm byla připevněna na 49 metrů vysokou věž na Mt. Lemmon v Arizoně, činící základovou výšku 2800 metrů. Spodní konec trubice byl připojen k 0,09 ohm nevodivému rezistoru, Tophet C (60 % Ni, 16 % Cr, Fe; přibližně 2,74 m délky). Konec tohoto rezistoru byl připojen k trojstěnné měděné trubici, ve které vedl koaxiální kabel spojující rezistor se 137 m vzdáleným terminálem (rozmezí měření $30\text{--}300\,000\text{ A} \pm 15\%$). Při bouři bylo vytvořeno velké množství kráterů, viz obrázek 21, které mohou být rozděleny do dvou typů – hlavní (vytvořené výbojem, průměr 1–3 mm) a vedlejší (0,4 mm). Hlavní krátery jeví známky tvorby částic fulgamitu, které měly po prozkoumání díry na povrchu o průměru 0,1–0,2 mm. 85 % hlavních kráterů byl přítomno na hemisférickém vrcholu trubice.

Z důsledků měření a výpočtů provedených Delcroixem (1965) a Grayem, Kerrem (1962) byl vytvořen vztah pro výpočet průměru jádra výboje

$$a_s = \left[\frac{\mu_0 I^2}{2\pi^2 n_0 e \rho_1 J_1(\rho_1) \frac{kT}{e}} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (35)$$



kde μ_0 je permitivita vakua, I proud, n_0 průměrná hustota částic ve výbojovém kanálu, $J_1(p_1)$ je Besselova funkce nultého řádu.

Robert Gardner ve své knize Lightning electromagnetics [1] uvažuje, že máme-li N počet elektronů v 1 cm^3 na úseku strimeru (hustota elektronů v čele výboje), je počet elektronů ve směru osy kanálu roven $\sqrt[3]{N}$ a vzdálenost mezi elektrony je převrácená hodnota této odmocniny. Doba trvání elementární laviny, značíme t , bude

$$t = \frac{1}{v_e * \sqrt[3]{N}}, \quad (36)$$

kde v_e je rychlost elektronu tvořícího lavinu. Rychlost postupu čela výboje pak bude

$$v = \frac{|L|}{t}, \quad (37)$$

kde $|L|$ je délka výbojového kanálu. Rychlost elektronu závisí na intenzitě pole a výpočet ukazuje, že při dostatečné hustotě elektronů N , může být rychlost šíření čela výboje více než desetinásobně větší než rychlost elektronů. Představíme-li si kolem čela kanálu polokouli poloměru x , pak ve spojení s posuvným proudem tekoucím touto polokoulí a plochou polokoule dostáváme vztah pro proud kanálu

$$I = \varepsilon_0 * \frac{\partial E}{\partial t} * 2\pi x^2. \quad (38)$$

Po úpravě rovnice (38) dostáváme

$$I = \varepsilon_0 * \frac{\partial E}{\partial x} * v * 2\pi x^2, \quad (39)$$

kde v je rychlost šíření kanálu. Po separaci proměnných, integraci v mezích od povrchu čela kanálu do nekonečna a dosazení za ε_0 v rovnici (39), získáme vztah

$$I = \frac{r * E_0 * v}{18 * 10^9}, \quad (40)$$

ze kterého lehce dostaneme vzorec pro poloměr výbojového kanálu

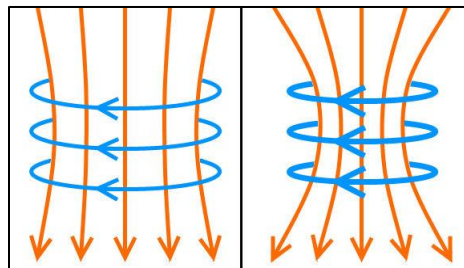
$$r = \frac{I * 18 * 10^9}{E_0 * v}. \quad (41)$$

Tento vzorec ovšem není zcela přesný, neboť čelo kanálu nemá ostře vyhrazený obrys a je obklopeno rozsáhlou oblastí předběžné ionizace, proto je potřeba brát za poloměr r spíše poloměr oblasti ionizace než poloměr kanálu samotného.

Ve skriptech impulsivní silnoproudé výboje a jejich charakteristika uvádí Pavel Ku-
beš [3] následující výpočty. Uvažujme stlačitelnou tekutinu s válcovou symetrií podél osy
symetrie, kterou prochází proud. Na jednotku objemu této tekutiny působí ve směru k ose
Ampérova síla

$$f = j \times B. \quad (42)$$

Je-li magnetický tlak $B^2/2\mu$ vyšší než tepelný tlak
plazmatu ΣnkT , pak dojde ke kompresi proudov-
vého kanálu, tzv. z-pinči (obr. 22). „Při pinčovém
jevu dochází ke stlačení elektricky vodivého ka-
nálu magnetickými silami. U konkrétního z-pinče
prochází proud dolů po osách (nebo stěnách) válce, zatímco magnetické pole je azimu-
tální. [18]“ Podmínka vzniku pinčového jevu je kratší čas komprese než doba difúze
magnetického pole. Při rovnovážném pinčovém jevu (vyrovnaný magnetický a tepelný
tlak) platí:



$$\frac{B^2}{2\mu} = \Sigma nkT. \quad (43)$$

Pokud je čas existence pinčového jevu krátký v řádu mikrosekund, uplatňujeme tzv. skin
efekt, kdy proud protéká pouze povrchovou vrstvou. V takovém případě můžeme mag-
netické pole vyjádřit vztahem:

$$B = \frac{\mu I}{2\pi r}. \quad (44)$$

V jednom z případů dochází k jednonásobné ionizaci plazmatu, kde $n_i = n_e$ a teplota elek-
tronů T_e je rovna teplotě iontů T_i

$$\frac{\mu I^2}{4\pi^2 r^2} = 2n_e k T_e. \quad (45)$$

Magnetickými pinči protékají proudy v rozsahu kA ÷ MA. Z rovnosti (45), znalosti rov-
novážných podmínek a stavové rovnice ideálního plynu můžeme lehce odvodit vztah pro
poloměr kanálu:

$$r = \sqrt{\frac{\mu I^2}{8\pi^2 p V}}. \quad (46)$$

George N. Oetzel publikoval v roce 1968 práci [7], ve které se zabýval měřením a výpočtem elektrického průměru zpětné vlny výboje, resp. blesku. Tento průměr vychází z měření zpětné vlny za použití uniformního vodivého válce. Pro tyto výpočty bylo nutné použít dva modely chování zpětné vlny. První z nich byl tzv. soustředěný obvodový model, kde je náboj uložen v kapacitoru a samotná zpětná vlna je ztrátová induktance. Tento model předpokládá, že proud je po celém obvodu stejný a ignoruje jakékoliv efekty konečné rychlosti zpětné vlny. Druhým modelem je reprezentován jako výboj počáteční nabitě přenosové linky. Ten zhruba reprezentuje obvyklý fyzikální model zpětné vlny neutralizující náboj uložený podél vodivého kanálu. Je to také model, kde je rychlost zpětné vlny konečná.

Odpor a indukčnost zpětné vlny byly počítány za předpokladu, že zpětná vlna je uniformní vodivý válec s průměrem d a délkou l . Nebylo počítáno s perfektní vodivostí, odpor byl zvolen jako η . Předpokládalo se také, že parametry se neměnily v čase. Odpor zpětné vlny je tedy

$$R = \frac{4\eta l}{\pi d^2}. \quad (47)$$

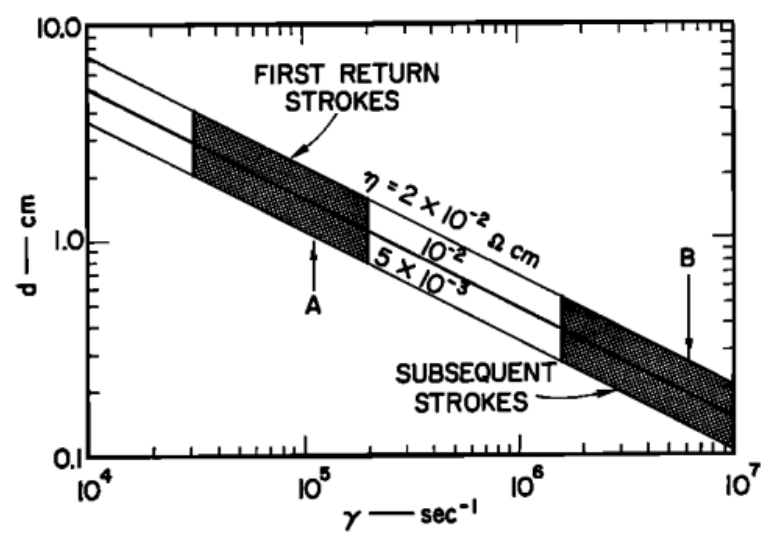
Indukčnost dlouhého drátu můžeme zapsat jako

$$L = 2 \cdot 10^{-9} l \left[\ln \left(\frac{4l}{d} \right) - 0.75 \right], \quad (48)$$

pokud je l v cm a L v H. Poměr $R/2L = \gamma$ je téměř nezávislý na délce zpětné vlny nad hranicí pravděpodobných hodnot. Díky této slabé závislosti můžeme lehce spočítat

$$d^2 = 10^9 \cdot \frac{\eta}{\gamma \pi} \cdot \left[\ln \left(\frac{4l}{d} \right) - 0.75 \right]. \quad (49)$$

Zbývá dopočítat odpor zpětné vlny. Podle Spitzera (1956) je odpor plně ionizovaného plynu $\eta = 6,53 \cdot 10^3 T^{3/2} \cdot \ln \Delta$, kde $\Delta = 1,243 \cdot 10^4 T^{3/2} n^{-(1/2)}$ (n je v tomto výrazu nábojová hustota a T je teplota v K). Z výpočtu průměru je jasné, že z důvodu závislosti na druhé mocnině odporu nebudou výsledky silně závislé na parametrech plazmatu (teplota, hustota). Vypočítaný průměr zpětné vlny je zobrazen na obr. 23 jako funkce konstanty γ .



Obrázek 23. Závislost průměru zpětné vlny na konstantě γ . [7]

2 EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

2.1 Cíle experimentální části

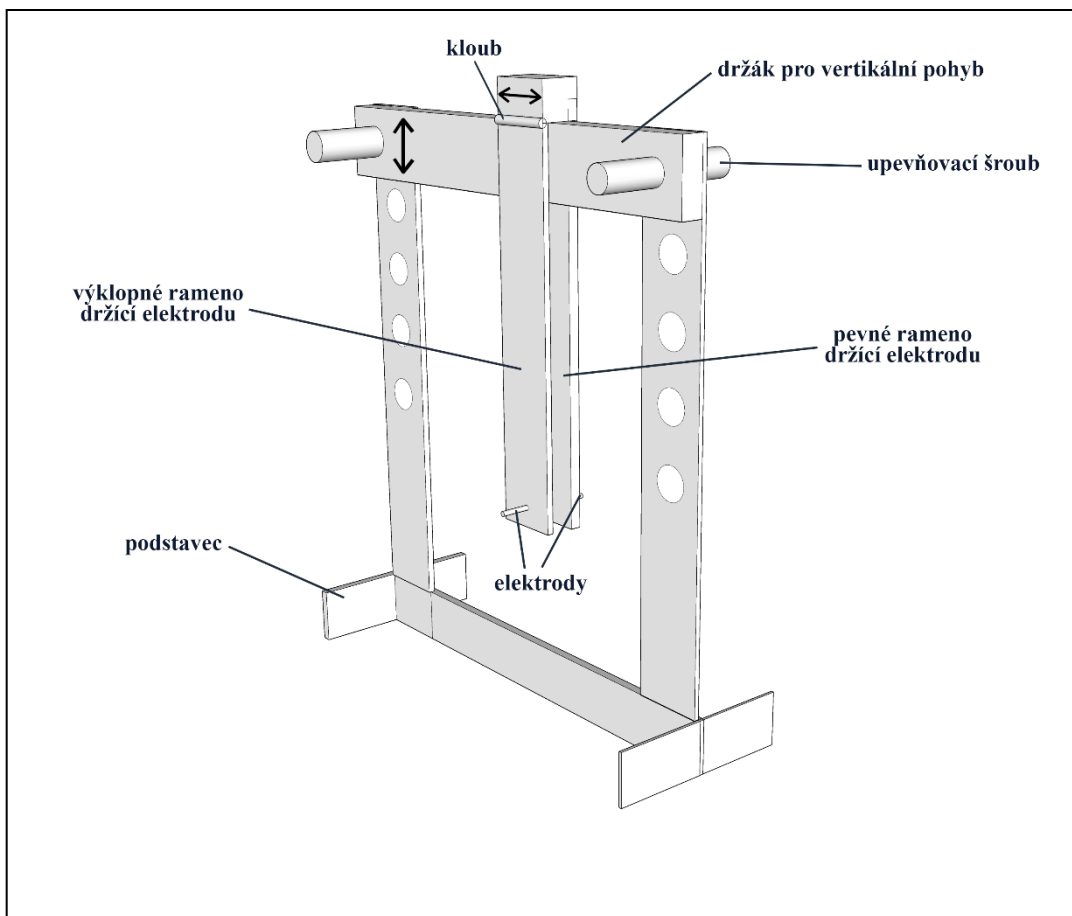
Hlavním cílem této části diplomové práce bylo prozkoumat elektrický jiskrový výboj při nízkém proudu a ověřit vliv použitého proudu na vlastnosti tohoto výboje. V průběhu práce byl zkoumán především vliv těchto podmínek na průměr výbojového kanálu.

Prvním úkolem experimentální části této práce bylo sestavení vhodného aparátu pro realizaci výboje mezi dvěma elektrodami. Popis aparatury a důvod zvolení této konstrukce je popsán v kapitole 2.2. Pro měření průměru výbojového kanálu byla zvolena metoda interakce výboje s materiálem, a proto bylo nutné najít ideální mikrofilm nebo folii, kterou by bylo možné tímto výbojem „propálit“ (viz kapitola 2.5). Hlavní podmínkou pro výběr byla tepelná odolnost materiálu při kontaktu s elektrickým výbojem, ale také dostatečná tenkost. Folie byla připevněna na 24jamkovou kultivační destičku s provrtanými dny, která sloužila jako dělič experimentů. Samotný experiment byl proveden jako série několika desítek jednotlivých výbojů s různými hodnotami proudů, které byly pouštěny do jednotlivých jamek. V další fázi práce byly vytvořené díry ve fólii charakterizovány pomocí optické mikroskopie. V závěrečné fázi byla provedena analýza výsledků, hodnoty průměrů byly porovnány s teoretickými výpočty získanými v kapitole 1.6 teoretické části a byl také zkoumán průběh úbytku napětí v obvodu při vybíjení použitého kondenzátoru.

2.2 Aparatura

Aparatura pro experimenty s výboji byla sestavena z několika částí (viz obrázek 24). První část tvořila základna, která sestávala ze dvou podstavených vertikálních destiček. Do těchto „sloupků“ byly vyvrtány díry v rozestupu 19,1 mm pod sebou (rozestup jamek v kultivační destičce). Vertikálně pohyblivou částí aparatury byla destička, umístěna horizontálně se dvěma šrouby, které zajišťovaly uchycení do děr sloupů. Tato destička sloužila jako podstava a vertikální posun pro díl s elektrodami. Další část zařízení tvořily „kleště“ s jednou výklopnou stranou, které na svém konci měly proti sobě připevněné elektrody. Tyto kleště sloužily jak pro upevnění elektrod, tak pro jejich posun po horizontální ose. Poslední částí zařízení byla odnímatelná 24jamková kultivační destička

(obrázek 25), jejíž jamky měly provrtaná dna, aby byly vytvořeny kanálky pro průchod výboje. Aparatura byla navržena takovým způsobem, aby byla vhodná pro testování sérií experimentů s minimální náročností na změnu polohy elektrod a výměnu tenké fólie.



Obrázek 24. 3D model vytvořené aparatury.

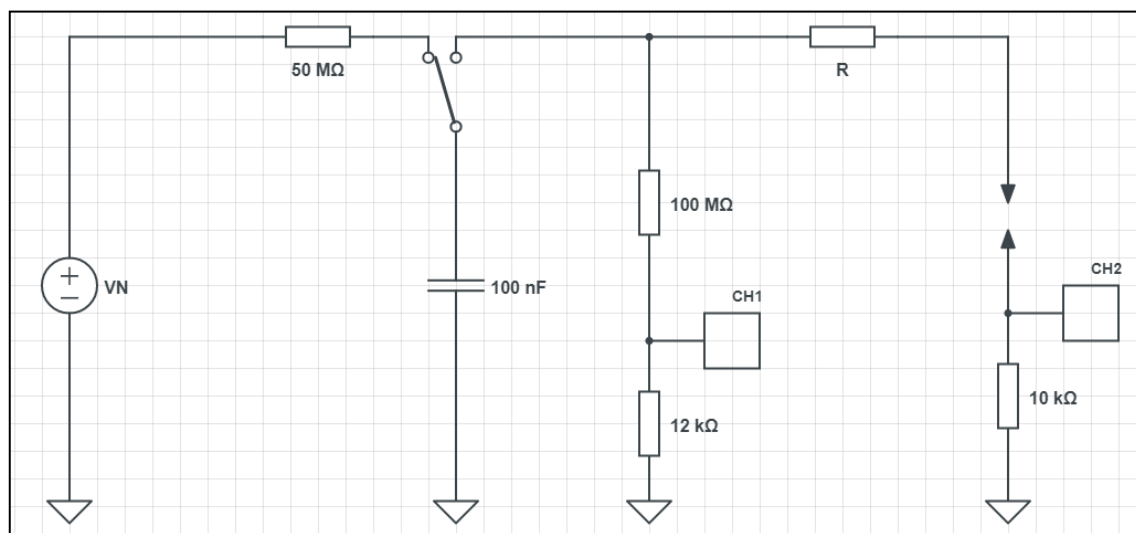


Obrázek 25. 24jamková kultivační destička s provrtanými dny kanálků.

2.3 Elektrický obvod aparatury

Elektrický obvod aparatury (viz obrázek 26) sestával taktéž z několika částí. Stejně vysoké napětí zajišťoval zdroj Matsusada AU-60P0.5-L (220 V). Před skokový spínač byl zapojen odpor R_1 (50 M Ω) zajišťující nabíjení kondenzátoru (0,1 μ F), aby nedošlo ke zkratování zdroje. Samotný spínač byl upraven pro skokové sepnutí tak, že nad spínací rameno byly na sloupcích přidány dva kontakty, které rameno sepnulo, vytvořilo impuls a vybil kondenzátor. Paralelně byla za spínačem série odporů s celkovou hodnotou odporu 100,012 M Ω , kde byl snímán první signál, který ukazoval průběh vybíjení kondenzátoru, a tedy hodnoty napětí procházejícího k elektrodám. Spínač byl dále sériově propojen s odporem R, který byl pro dosažení různých hodnot proudu měněn, následovaným výbojovou aparaturou z kapitoly 2.2. Za aparaturou následoval další odpor zabraňující zkratování osciloskopu (10,078 k Ω) při snímání druhého signálu zobrazujícího napětíový průběhu samotného výboje. Hodnota proudu, viz tabulka 2, byla vypočtena pomocí Ohmova zákona, tedy

$$I = \frac{U}{R}. \quad (50)$$



Obrázek 26. Schéma obvodu aparatury.

2.4 Postup experimentu

Před prací s obvodem bylo nutné uzemnit kondenzátor, aby nedošlo k poranění zbytkovým proudem, který v něm byl uložen. Po upevnění mikrofilmu, resp. tenké folie na destičku, byla výbojová destička připevněna do aparatury a raménka s elektrodami byla sepnuta tak, aby elektrody byly v jednom z kanálků. Na zdroji stejnosměrného vysokého napětí (VN) bylo nutné nastavit konkrétní hodnotu napětí (v našem případě 10 kV). Nyní se kondenzátor odpojil od uzemnění a byl pomocí zdroje VN přes zapojené odpory (z důvodu zabránění zkratu) nabit. Po nabití byl zdroj VN vypnut. Pomocí upraveného spínače byl vpuštěn elektrický proud do elektrod, kde došlo ke krátkému jiskrovému výboji (obrázek 27), který propálil folii. Na připojeném osciloskopu byla odečtena hodnota reálného napětí v obvodu a doba trvání výbojového impulsu. Poté byl kondenzátor znovu uzemněn. Pro každou hodnotu proudu bylo provedeno 12 pokusů. Po provedení série pokusů byl vždy vyměněn odpor R , který určoval hodnotu proudu protékajícího obvodem. Po 2 sériích pokusů, které se na destičku vešly, byl mikrofilm označen a sejmut pro následné měření. Analýza probíhala na optickém mikroskopu Nikon Eclipse LV100. Hodnoty získaných průměrů byly zapsány do tabulky a následně byl vytvořen graf závislosti velikosti průměrů propálených děr na procházejícím proudu.



Tabulka 2. Hodnoty odporů a proudů určených pro sérii experimentů.

Série experimentů	R (k Ω)	I (mA)
1	114,02	87,7
2	148,62	67,3
3	232,80	43,0
4	330,24	30,3
5	519,20	19,3

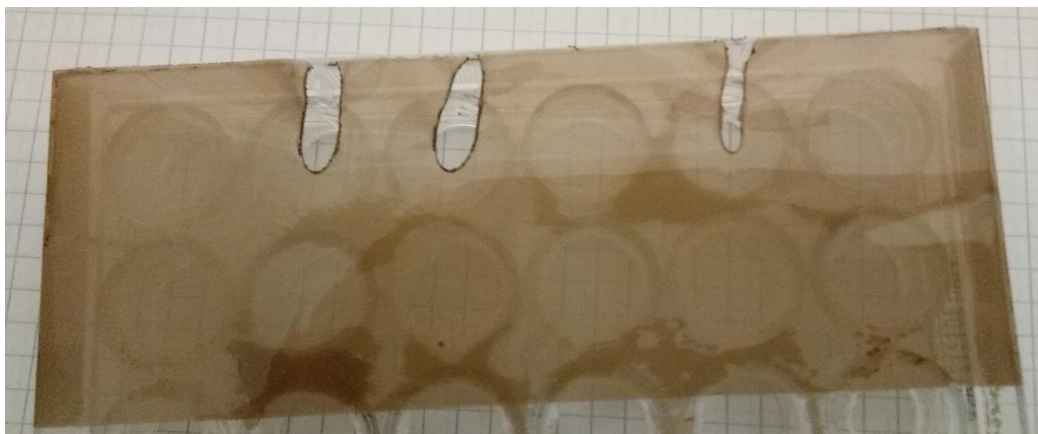
2.5 Testování vhodné folie

2.5.1 Potravinářská balicí folie - PE

Prvním testovaným materiálem byla polyetylenová (LLDPE – linear low density polyethylen) potravinářská folie o tloušťce 2,7 μm , která dlouhodobě snese teploty do 120 °C, krátkodobě do 160 °C. Průraz této folie byl proveden při napětích pod 10 kV a proudtech přibližně 200 μA , kdy bylo zjištěno, že u tohoto typu materiálu došlo při výboji k velkému smrštění v okolí průrazu. Tato vlastnost bohužel způsobila silné zkreslení výsledku, proto byl materiál označen za nevhodný k těmto účelům.

2.5.2 Hnědá lepicí páska - PP

Hnědá lepicí páska z polypropylenu s tloušťkou 3,9 μm byla testována jako další materiál pro průraz výbojem. Polypropylen je materiál, který při nízkých teplotách křehne, při 140-150 °C měkne a kolem 160-170 °C dojde k jeho roztavení. Průrazem tohoto materiálu výbojem, při procházejícím proudu 400 μA , byla vytvořena díra, ovšem došlo k roztavení materiálu, viz obrázek 28. Materiál tedy nebyl vhodný pro propalování elektrickým výbojem.

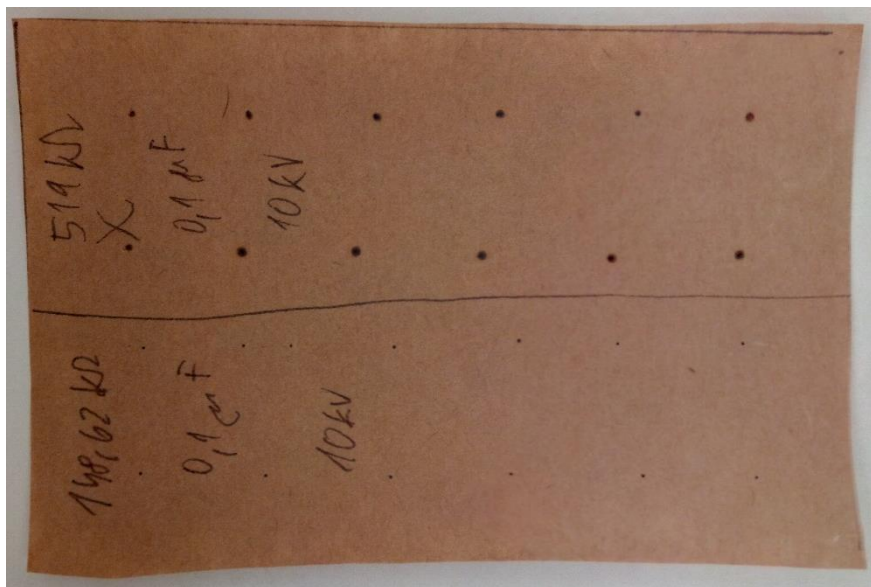


Obrázek 28. Fotografie propálené lepicí pásky výbojem.

2.5.3 Pečicí papír

Vhodným kandidátem pro interakci s elektrickým výbojem se ukázal být pečicí papír, který se vyrábí ze dřevoviny, která je ponořena do lázně kyseliny sírové. Tento proces vytvoří sířený zesíťovaný materiál s vysokou hustotou, stabilitou a tepelnou odolností a s nízkou povrchovou energií. Materiál je stabilní do teplot cca 250 °C. Použitý typ papíru

má tloušťku cca 9,6 μm a gramáž přibližně 85 g/m^2 . Propálení pečicího papíru bylo prováděno při napětí 10 kV s různými hodnotami odporů v obvodu, viz obrázek 29. Výsledky průrazu výbojem budou diskutovány v následující kapitole. Ukázalo se však, že pro průraz pečicího papíru je nutné větší množství energie, takže proudy řádu 400 μA nedokázaly pečicí papír prorazit a bylo nutné velikost proudu razantně zvýšit.



Obrázek 29. Ukázka propálených děr elektrickým výbojem do pečicího papíru.

2.6 Analýza průměru výboje

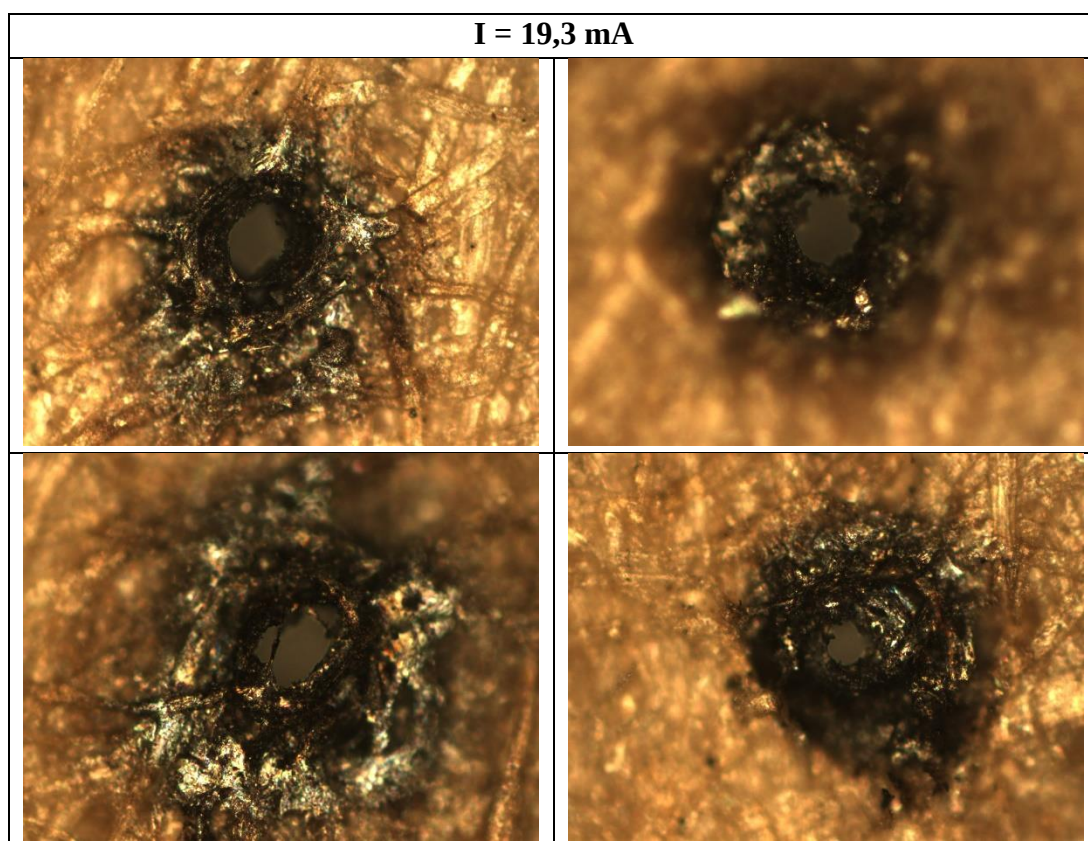
2.6.1 Optická mikroskopie

Analýza průměru výboje pomocí optické mikroskopie byla prováděna na přístroji Eclipse LV100 od firmy Nikon. Jako zdroj světla byl použit horní osvit. Snímky zajistila digitální kamera Jenoptik ProgRes CT3 a měření byla prováděna v programu NIS-Elements 3.22, který je doporučován pro tento typ přístroje. Všechna měření probíhala při zvětšení 10X.

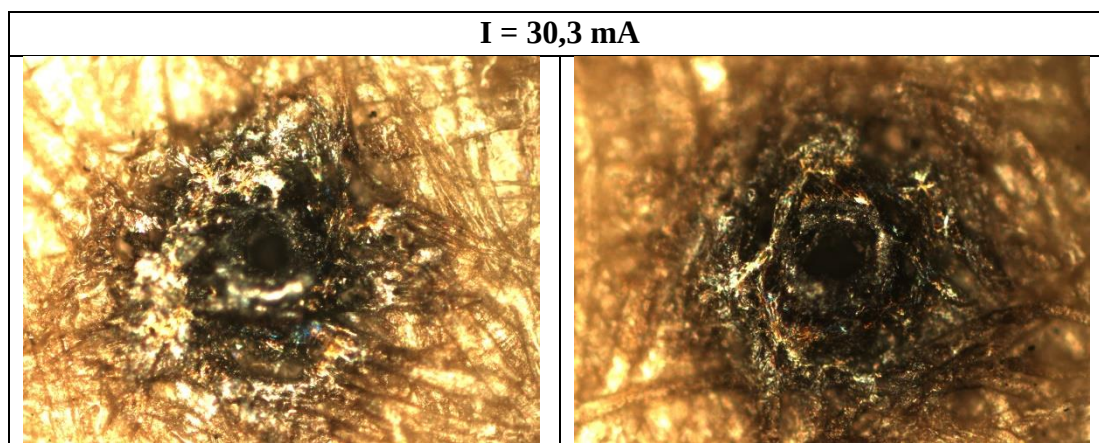
2.6.1.1 Snímky a měření

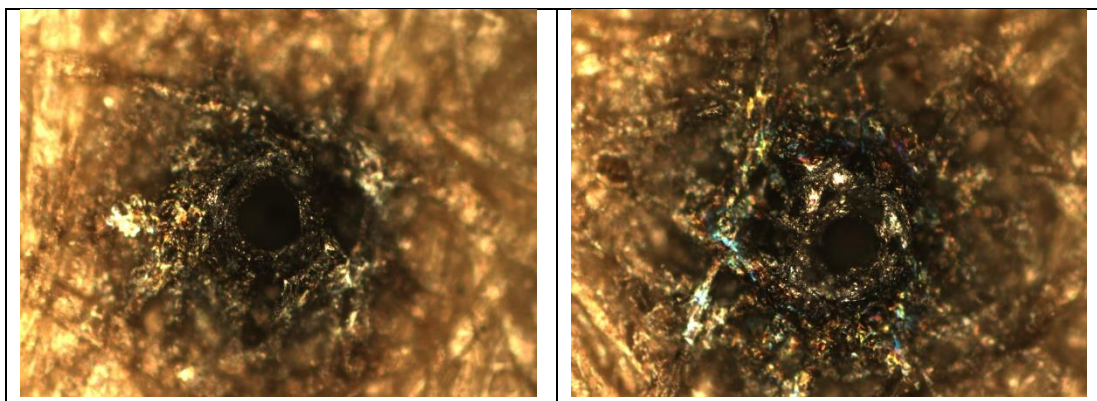
Z měření provedených optickým mikroskopem bylo možné určit průměr elektrických výbojů. Ačkoliv bylo po vzhledové stránce zřejmé, že došlo k opálení použitého papíru v okolí průniku výboje, bylo možné přibližně změřit průměr vytvořené díry. V tabulkách 3-7 jsou zobrazeny snímky některých děr propálených výboji.

Tabulka 3. Snímky propálených děr při 19,3 mA.

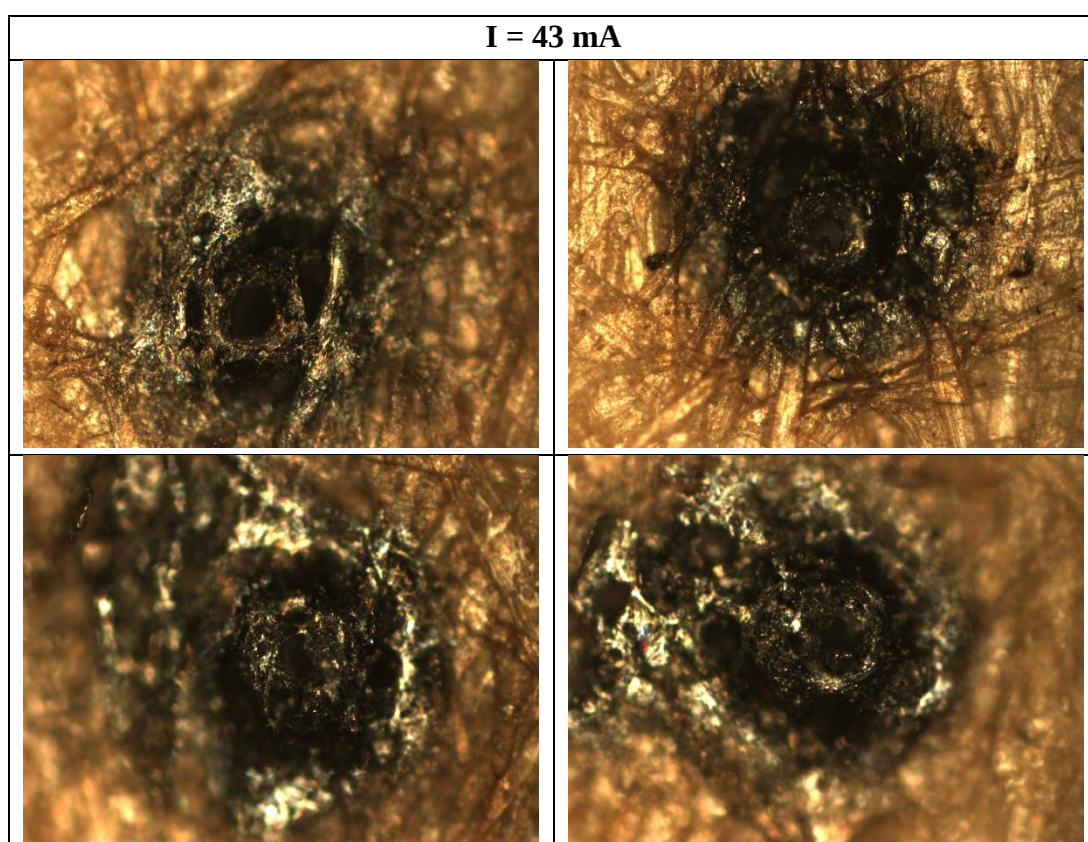


Tabulka 4. Snímky propálených děr při 30,3 mA.

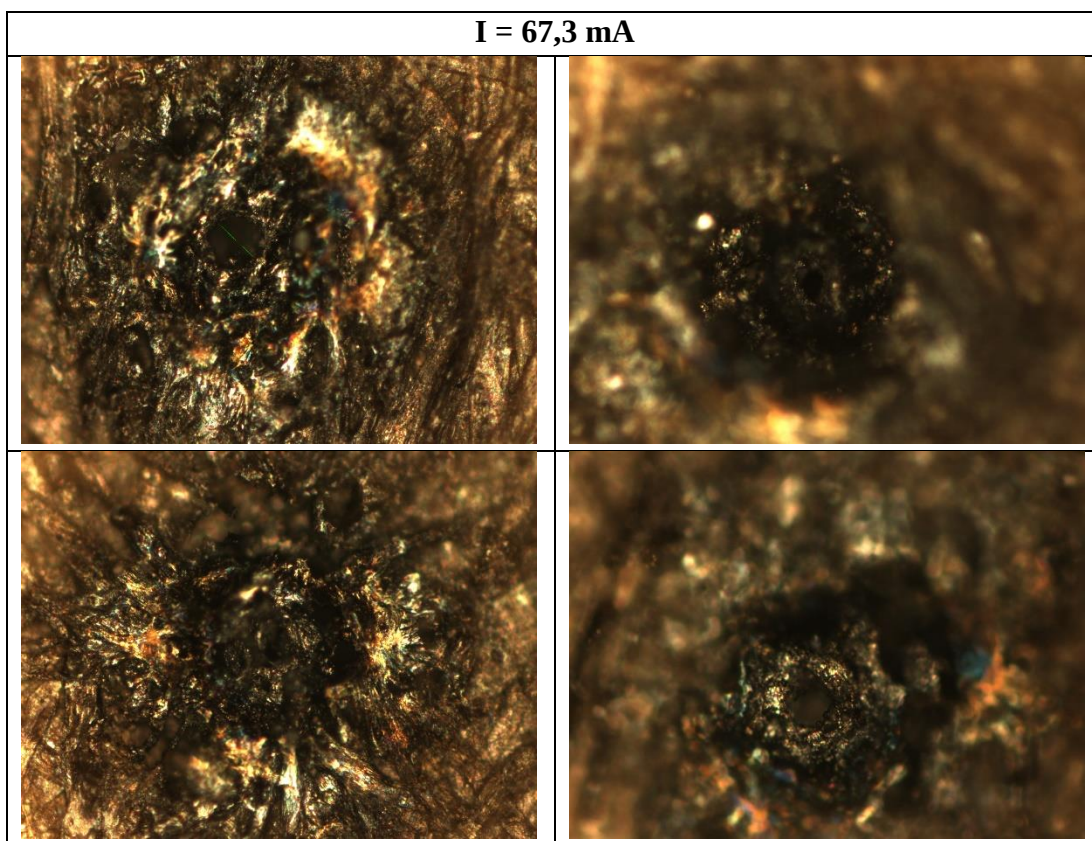




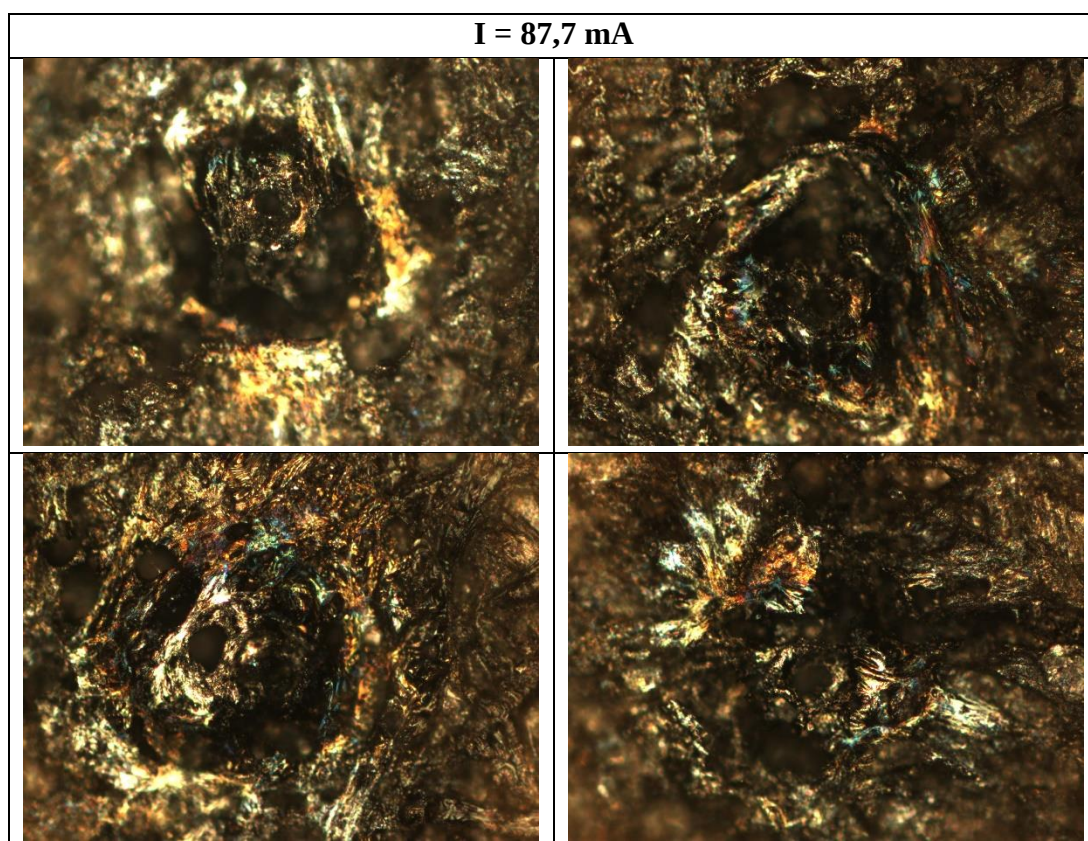
Tabulka 5. Snímky propálených děr při 43 mA.



Tabulka 6. Snímky propálených děr při 67,3 mA.



Tabulka 7. Snímky propálených děr při 87,7 mA.



U každé série experimentu bylo provedeno měření průměru 10 děr (u experimentu číslo 5 pouze 6 měřitelných vzorků), viz tabulka 8, a pomocí statistických metod byla určena průměrná hodnota a směrodatná odchylka.

Tabulka 8. Naměřené průměry výbojem propálených děr.

I (mA)	87,7	67,3	43	30,3	19,3
R ₁ (μm)	8,5	5,62	4,97	6,71	3,46
R ₂ (μm)	10,3	5,9	5,15	4,74	3,28
R ₃ (μm)	8,4	7,48	4,48	4,71	3,95
R ₄ (μm)	8,6	5,76	5,8	5,66	3,46
R ₅ (μm)	9,7	6,28	5,16	5,07	3,4
R ₆ (μm)	8,02	7,1	5,5	4,2	4,47
R ₇ (μm)	8,9	5,65	5,63	6,72	-----
R ₈ (μm)	9	5,25	6,72	4,35	-----
R ₉ (μm)	6,77	5,36	4	5,17	-----
R ₁₀ (μm)	8,7	4,92	5,82	4,2	-----

Určení průměrné hodnoty průměru výboje bylo provedeno podle vzorce

$$R = \frac{R_1 + R_2 + R_3 + \dots + R_n}{n}, \quad (51)$$

kde n je počet provedených měření. Směrodatná odchylka byla poté vypočtena jako

$$s = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (R_i - \bar{R})^2} \quad (52)$$

a střední kvadratická chyba následně pomocí vzorce

$$k = \frac{s}{\sqrt{n}}. \quad (53)$$

Výsledky výpočtů jsou uvedeny v následující podkapitole.

2.6.1.2 Výsledky a diskuse

Z výsledků uvedených v tabulce 9 je zřejmé, že s rostoucím proudem, který prochází obvodem, roste průměr vzniklého výboje mezi elektrodami. Bohužel, jak vypovídají směrodatné odchylky, zkreslení průměrů proražených děr mohlo být větší a ovlivnilo tak značně výsledky. Je také důležité, že velikosti proudů nebyly tolik rozdílné, a proto se mohou intervaly průměrů překrývat. Viditelný rozdíl je mezi nejnižším proudem (19,3

mA) a nejvyšším použitým proudem (87,7 mA). Po proložení vytvořené závislosti průměru výboje na procházejícím proudu přímkou můžeme v grafu (figure 1) vidět, že je závislost v našem rozmezí proudů přibližně lineární.

Tabulka 9. Průměrné hodnoty průměrů a vypočítané kvadratické chyby.

I (mA)	19,3	30,3	43	67,3	87,7
R (μm)	3,67	5,153	5,323	5,932	8,689
k (μm)	0,19	0,298	0,240	0,256	0,298

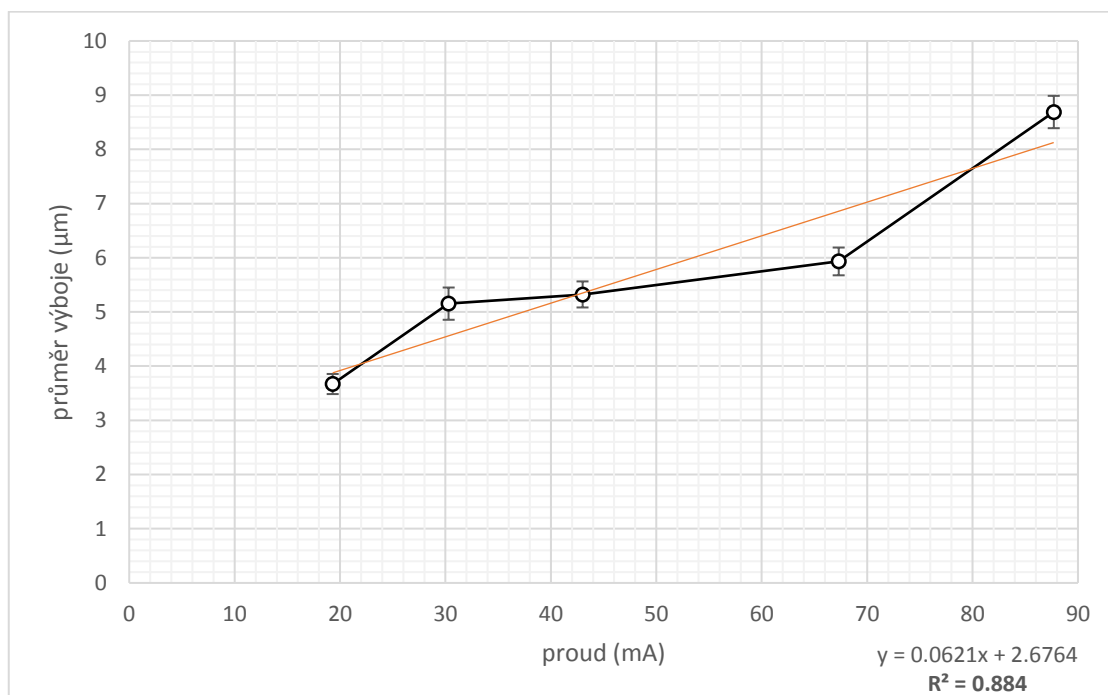


Figure 1. Graf závislosti průměru výboje na protékajícím proudu.

2.6.2 Porovnání výsledků s teoretickými výpočty

Jedním z cílů této diplomové práce je porovnat získané výsledky s teoretickými výpočty, které byly získány při literární rešerši, viz tabulka 10. Pro tento účel byly vybrány dvě publikace, Lightning Electromagnetics od Roberta Gardnera [1] a Impulsní silno-proudé výboje a jejich charakteristika od prof. Kubeše [3].

Tabulka 10. Vztahy pro výpočet průměru výboje podle [1] a [3].

Gardner	Kubeš
$r = \frac{I \cdot 18 \cdot 10^9}{E_0 \cdot v}$	$r = \sqrt{\frac{\mu \cdot I^2}{8\pi^2 \cdot p \cdot V}}$

Pro výpočet podle Gardnera bylo nutné dopočítat intenzitu elektrického pole E_0 podle vzorce

$$E_0 = \frac{U}{l}, \quad (54)$$

kde l je vzdálenost elektrod. Rychlost šíření laviny v pak vyjádříme jako

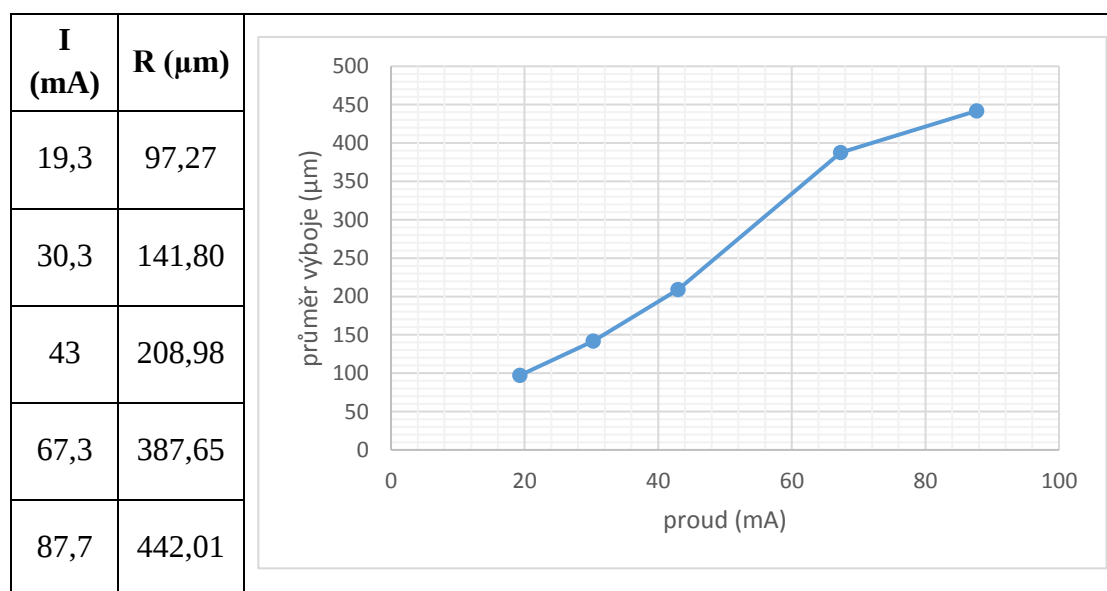
$$v = \frac{l}{t}, \quad (55)$$

ve kterém t je doba výstavby výboje. Získané hodnoty jsou uvedeny v tabulce 11.

Tabulka 11. Vypočítané hodnoty rychlosti pohybu výbojového kanálu a hodnota intenzity elektrického pole.

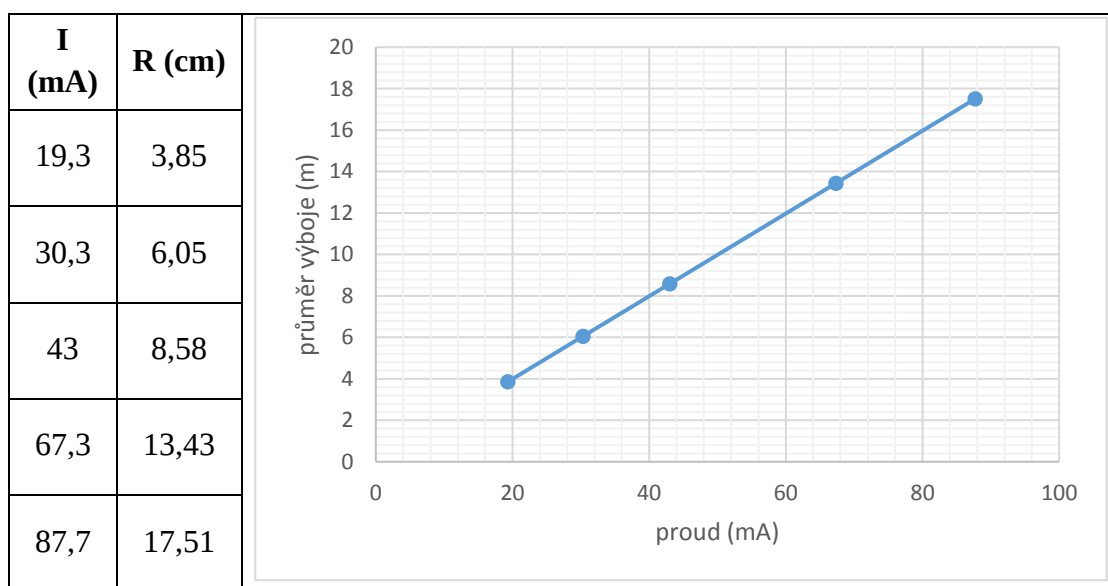
I (mA)	t (ns)	v (m/s)
19,3	2,8	357000
30,3	2,6	385000
43	2,7	370000
67,3	3,2	313000
87,7	2,8	357000
$E_0 = 1 \times 10^7 \text{ V/m}$		

Tabulka 12. Vypočítané průměry podle [1] a graf závislosti průměru výboje na velikosti proudu.



Výpočet průměru podle prof. Kubeše byl proveden za použití rovnovážných podmínek, tedy tlaku $p = 101325 \text{ Pa}$ a pro válcový objem v okolí výboje $V = 3,14 \times 10^{-8} \text{ m}^3$.

Tabulka 13. Vypočítané průměry podle [3] a graf závislosti průměru výboje na velikosti proudu.



Tabulka 14. Porovnání výsledků získaných při našem experimentu s výsledky výpočtů podle [1] a [3].

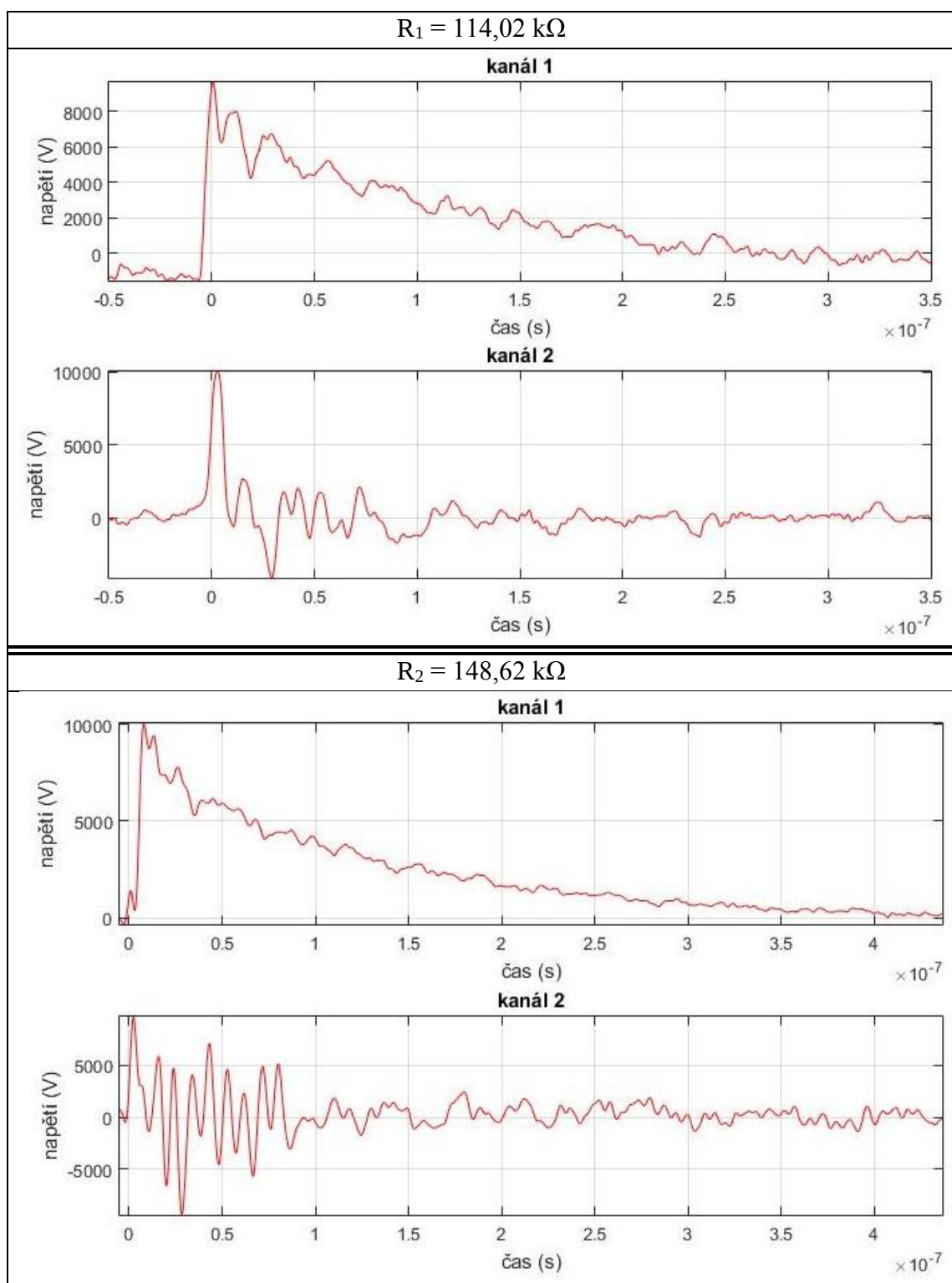
I (mA)	19,3	30,3	43	67,3	87,7
Experiment (μm)	3,67	5,15	5,32	5,93	8,69
Gardner (μm)	97,27	174,53	208,98	314,96	442,01
Kubeš (cm)	3,85	6,05	8,58	13,43	17,51

Z grafů a vypočtených hodnot uvedených v tabulkách 12 a 13 můžeme vyčíst, že závislost průměru elektrického výboje na procházejícím proudu je za našich podmínek (proud v řádu mA) zcela lineární. Jak je ale bohužel zřejmé, pohybují se vypočítané průměry o několik řádů výše, než jsou průměry námi změřené. Průměry vypočtené podle R. Gardnera se pohybují v řádu stovek mikrometrů, tento rozdíl není oproti průměrům, které jsme získali podle vzorce prof. Kubeše (v řádech cm), tak značný. Srovnání je znázorněno v tabulce 14. Důvodem těchto rozdílů může být fakt, že oba vzorce jsou vytvořené pro výboje, resp. blesky, při kterých dosahuje proud hodnot kA. Při takových velikostech proudu dochází při tvorbě proudového kanálu k tzv. pinčovému jevu, který byl vysvětlen v teoretické části této práce. Tento jev velmi silně ovlivňuje vlastnosti výboje a při odvozování výpočtů byl brán v potaz.

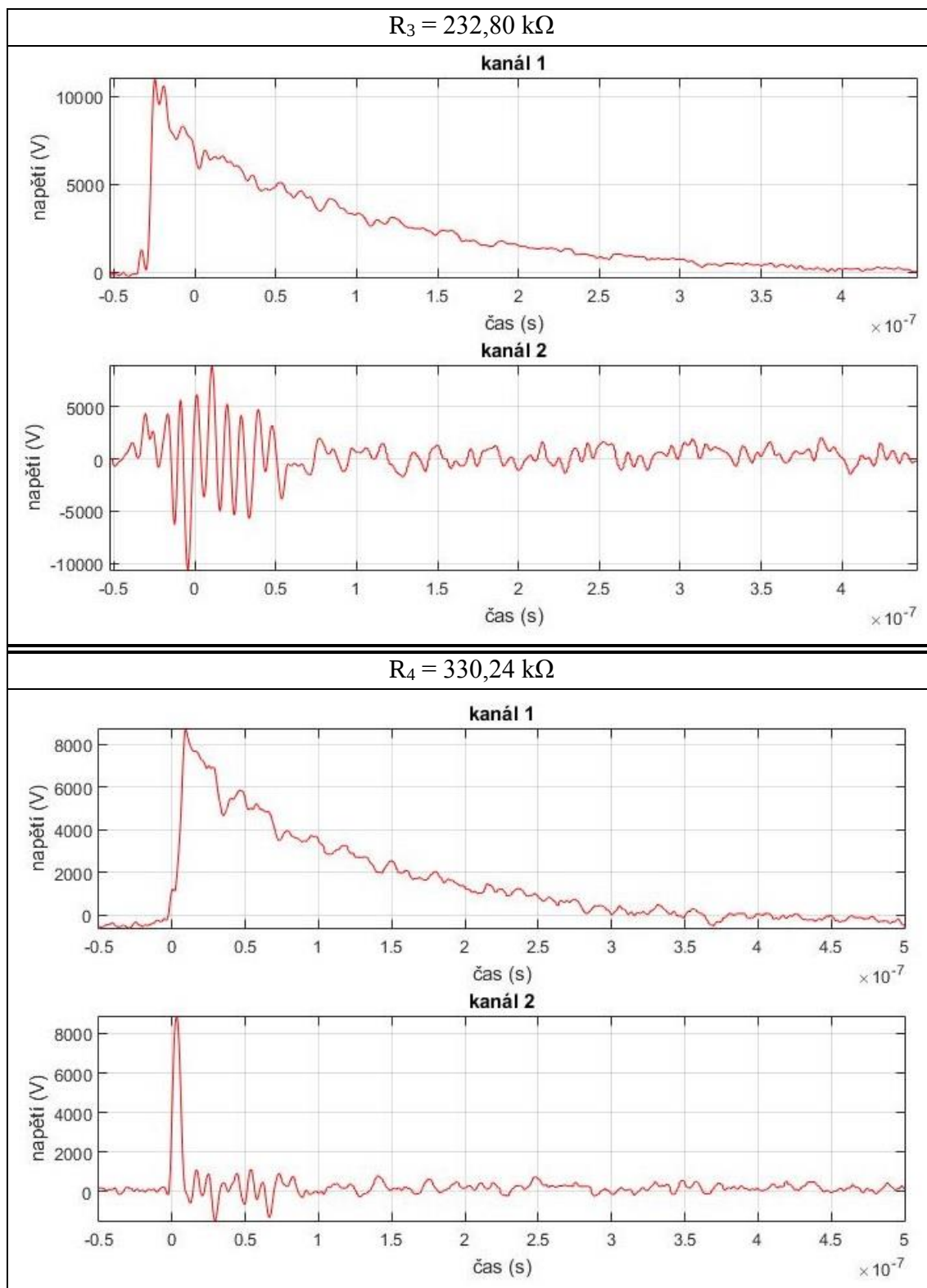
2.6.3 Analýza průběhu vybíjení kondenzátoru

Zakomponováním kondenzátoru se z našeho obvodu stal RC obvod, viz 2.3. To zapříčinilo, že napětí v obvodu nevyvolalo pouze jeden výbojový impuls, ale při postupném vybíjení kondenzátoru (kanál 1) docházelo k tvorbě několika výbojů (kanál 2), přičemž energie prvního výboje byla nejvyšší a s klesajícím proudem také klesala energie menších výbojů, až došlo k úbytku napětí pod limitní hodnotu průrazného napětí vzduchu (přibližně 3 MV/m, v našem případě 3 kV/mm). Na obrázcích v tabulkách 15, 16 a 17 jsou pro porovnání zobrazeny průběhy napětí v obvodu při experimentech.

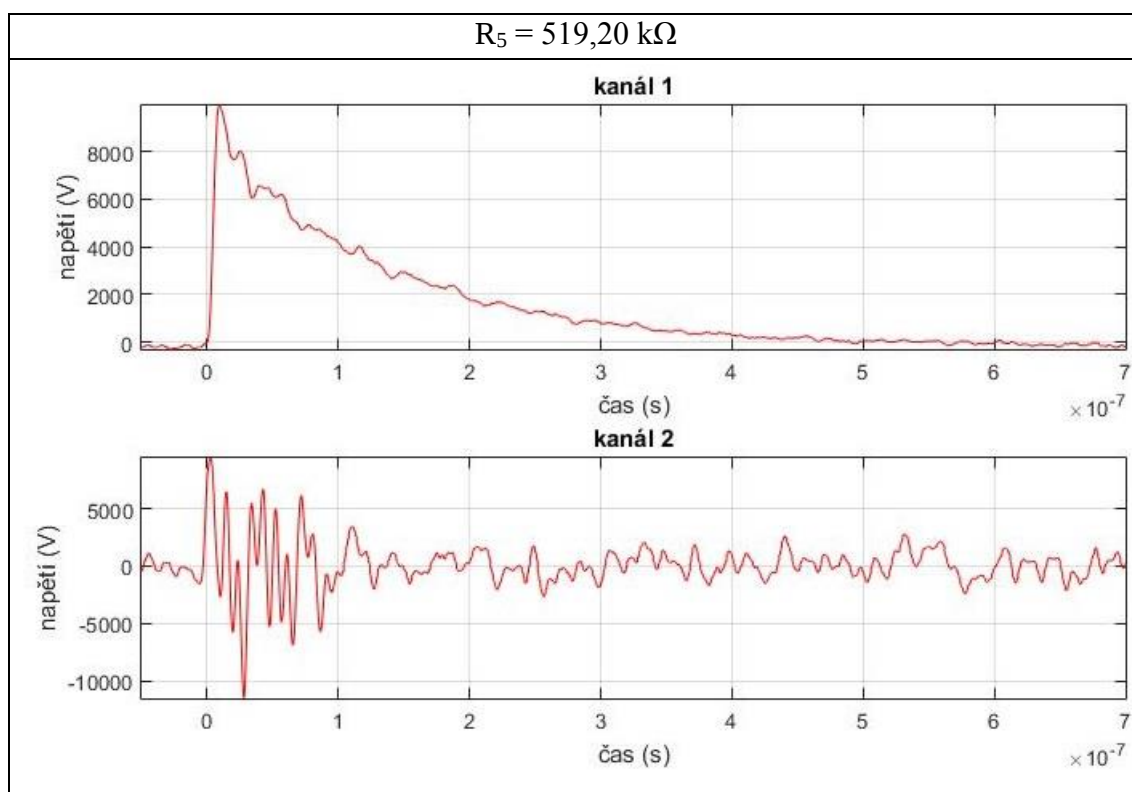
Tabulka 15. Časové průběhy vybíjení kondenzátorů (kanál 1) a napětí mezi elektrodami (kanál 2), (část 1).



Tabulka 16. Časové průběhy vybíjení kondenzátorů (kanál 1) a napětí mezi elektrodami (kanál 2), (část 2).



Tabulka 17. Časové průběhy vybíjení kondenzátorů (kanál 1) a napětí mezi elektrodami (kanál 2), (část 3).



Z těchto průběhů jsme odhadli časovou konstantu τ RC obvodu a následně podle vzorce

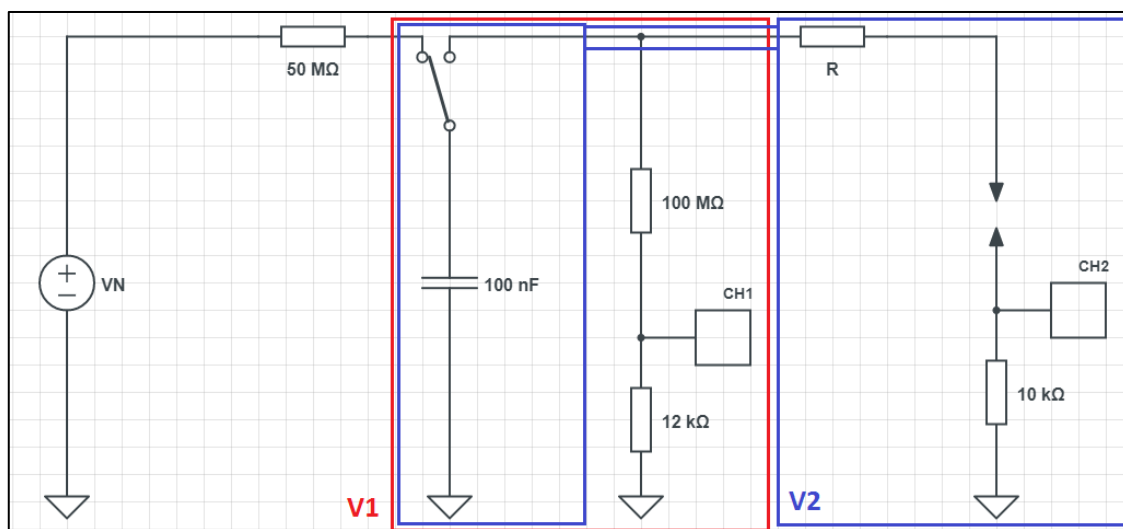
$$\tau = R \cdot C \rightarrow R_v = \frac{\tau}{C} \quad (56)$$

spočítali odpor R_v , abychom určili, zda se výpočet shoduje s reálně použitými odpory v obvodu. Kapacita kondenzátoru C byla $0,1 \mu\text{F}$.

Tabulka 18. Porovnání reálných odporů s odpory vypočítanými podle teorie RC obvodů.

$\tau (\cdot 10^{-7}\text{s})$	$R_v (\Omega)$	$R (\text{k}\Omega)$
0,8	0,8	114,02
1,05	1,05	148,62
0,8	0,8	232,80
0,95	0,95	330,24
1,25	1,25	519,20

V obvodu (obr. 30), kdy máme za kondenzátorem souběžně zapojenou další paralelní větev (část V1), může docházet k výrazným změnám průběhu vybíjení kondenzátoru. Tomu ale přispívá také část obvodu V2, u které se mezi elektrodami může při vybíjení kondenzátoru vyskytnout slabý korónový výboj, který není pozorovatelný pouhým okem, a výsledky (tabulka 18), které jsme získali z průběhů (tabulky 15, 16 a 17) se proto od modelu mohou tolik odlišit. Z tohoto důvodu je přechodový děj výrazně kratší.



Obrázek 30. Zobrazení obvodových částí (větví).

3 ZÁVĚR A DISKUSE

V této práci byla prozkoumána metoda měření průměru nízkoproudého jiskrového výboje. Prověřován byl hlavně vliv velikosti proudu na průměr zprostředkované interakce mezi výbojovým kanálem a vhodným tenkým materiálem, v tomto případě pečicím papírem o tloušťce $9,6\text{ }\mu\text{m}$ a gramáži 85 g/m^2 . Ten byl vybrán po pečlivém zvážení a prozkoumání několika jiných materiálů, mezi které jsme zařadili PE potravinářskou fólii, hnědou lepicí pásku z PP a také obyčejný kancelářský papír s gramáží 80 g/m^2 . Žádný z těchto materiálů bohužel neměl takovou teplotní odolnost, aby nedošlo k velkému zkreslení výsledků, proto jsme zvolili právě pergamenový papír. Pro 5 sérií experimentů, viz 2.4, bylo zvoleno 5 různých hodnot odporů zapojených do obvodu, abychom dosáhli 5 různých velikostí procházejícího proudu. Měření bylo prováděno hlavně pro stanovení průměru vzniklých děr při interakci výboje s papírem a jejich následné porovnání s teoretickými výpočty získanými v rešerši – kapitola 1.6. Byl také zkoumán průběh poklesu napětí na kondenzátoru v průběhu času a průběh napětí mezi elektrodami při výboji.

Pro zjištění průměrů vzniklých děr byly vzorky podrobeny analýze na optickém mikroskopu Nikon Eclipse LV100. Z naměřených výsledků lze konstatovat, že, jak bylo očekáváno, s rostoucím proudem, který procházel obvodem, rostl i průměr vytvořeného výboje. Při nejnižším proudu ($19,3\text{ mA}$) byl průměr výboje $(3,7 \pm 0,2)\text{ }\mu\text{m}$, kdežto u nejvyššího proudu ($87,7\text{ mA}$) jsme naměřili $(8,7 \pm 0,3)\text{ }\mu\text{m}$. Pozorovali jsme také, že u obvodu s vyšším zapojeným odporem, tedy nižším protékajícím proudem, docházelo k většímu opálení papíru kolem vzniklé díry v důsledku delší doby vybíjení kondenzátoru a zpomaleném průtoku proudu, kdy teplota výboje byla zvýšena, ač o kratší dobu, a mohla způsobit toto „zčernání“ v okolí interakce. Tím byla zhoršena viditelnost vzniklé díry a v důsledku většího opálení mohly být více zkreslené výsledky, proto se nám u některých vzorků nepodařilo průměr naměřit. Z grafu 1, který je přiložen k výsledkům analýzy v podkapitole 2.6.1.2, můžeme vidět, že závislost průměru výboje na velikosti procházejícího proudu je zcela lineární, neboť vypočítaný koeficient korelace $R = 0,94$. V porovnání s výpočty ze získaných vztahů při literární rešerši jsme se s velikostí průměrů výbojů dostali o několik řádů níže. Ze dvou vztahů, které nám poskytl R. Gardner [1] a prof. Kubeš [3], se k našim reálným hodnotám průměrů blížily více výsledky vypočítané pomocí vztahu od R. Gardnera, ovšem naše výsledky i tak dosáhly o 2 řády menších hodnot.

Problém nastal při vytváření vzorců, kdy bylo počítáno s blesky, které nesou vysoké hodnoty proudů a při kterých vznikají jevy jako pinčový efekt. My jsme si i přes tento fakt ony vzorce vybrali, abychom otestovali, zda je můžeme použít i pro nízké proudy a popřípadě, jak moc se výsledky budou lišit.

S problémem řízení proudu výbojem se již dlouhou dobu potýkají fyzikové po celém světě. Je nutné uvažovat, že celý přechodový jev je provázen částečnými mikrovýboji, které předcházejí nebo případně navazují na hlavní korónový výboj, který je viditelný. Výboje všech typů jsou silně nelineární a jejich chování je závislé na vnějších podmínkách (vzájemná geometrie elektrod, na parametrech prostředí, teplota, vlhkost, tlak atp.). Velmi složité a nepředvídatelné chování výbojů, které vznikají při postupném vybíjení kondenzátorů, dokáže časový průběh napětí a proudu zkreslit a zkomplikovat natolik, že není jasné, zda je výsledný model shodný s realitou. Tento problém je nutné podrobit dalším výzkumům, které se na něj budou zaměřovat detailněji.

Při použití vhodného bariérového tepelně odolného materiálu bude zřejmě v příští práci možné dosáhnout elektrického průrazu i při proudech řádu jednotek μA . Bude zajímavé a podnětné zjistit, zda naměřené průměry budou odpovídat lineárně extrapolovaným hodnotám naměřeným v této práci směrem k malým proudům. Z naměřených hodnot je zřejmé, že je tato myšlenka nadějná.

4 POUŽITÁ LITERATURA

- [1] GARDNER, Robert, 1990. *Lightning Electromagnetics*. B.m.: CRC Press. ISBN 978-0-89116-988-8.
- [2] UMAN, MARTIN A, 1986. HOW LONG AND HOW WIDE IS THE LIGHTNING CHANNEL? 13. Dostupné z: http://www.usfcam.usf.edu/CAM/exhibitions/1998_12_McCollum/supplemental_didactics/25.Uman10.pdf.
- [3] KUBEŠ, PAVEL, 2004. STUDIJNÍ TEXT PRO DOKTORSKÉ STUDIUM. 83.
[cit. 13.03.2018]. Dostupné z: <http://www.aldebaran.cz/studium/vyboje.pdf>.
- [4] MAŤÁTKO, MILAN, nedatováno. Stejnosměrný proud – samostatný výboj. Střední průmyslová škola stavební akademika Stanislava Bechyně | SPŠS [online]. Copyright ©G [cit. 13.03.2018]. Dostupné z: http://www.stavskola.cz/vyukove-prezentace?view=download&link=granty%2Fvzdelavani-a-konkurenceschopnost%2Fict%2FPrezentace%2FFyzika%2Fssproud%2F14_Samostatn%C3%BD+v%C3%BDboj.pdf&listid=2.
- [5] UMAN, MARTIN A, 1964. The Diameter of Lightning. *Journal of Geophysical Research*. 69. 583-585. DOI: 10.1029/JZ069i004p00583.
- [6] Xiao, Pei & He, Junjia & Zhao, Xiangen & Yang, Yongchao, 2017. Observation on the Diameter of Positive Discharge Channel near the Anode in a 0.74-m air gap. [cit. 05.05.2018] Dostupné z: https://www.researchgate.net/publication/315090386_Observation_on_the_Diameter_of_Positive_Discharge_Channel_near_the_Anode_in_a_074-m_air_gap.
- [7] OETZEL, GEORGE N., 1968. Computation of the diameter of a lightning return stroke. *Journal of Geophysical Research* [online]. 73(6), 1889–1896. ISSN 0148-0227. Dostupné z: doi: 10.1029/JB073i006p01889.
- [8] FRIDMAN, A., A. CHIROKOV a A. GUTSOL, 2005. Non-thermal atmospheric pressure discharges. *Journal of Physics D: Applied Physics* [online]. 38(2), R1. ISSN 0022-3727. Dostupné z: doi: 10.1088/0022-3727/38/2/R01.

- [9] LOEB, LEONARD B, 1966. *Electrical Coronas: Their Basic Physical Mechanisms: Physics Today: Vol 19, No 1* [online] [vid. 2018-05-05]. Dostupné z: doi: 10.1063/1.3047912.
- [10] JELÍNEK, Pavel, Prokop HAPALA a Vladimír CHÁB. Rastrovací a tunelová mikroskopie: Jitro a poledne kouzelníků. *Vesmír* [online]. 2010, roč. 89, no. 5, s. 290-294, dostupné z: <http://casopis.vesmir.cz/clanek/rastrovací-tunelová-mikroskopie>. ISSN 1214-4029.
- [11] „Scanning Electron Microscopy (SEM)". *Techniques*. [vid. 2018-03-06]. Dostupné z: https://serc.carleton.edu/research_education/geochemsheets/techniques/SEM.html.
- [12] ANON., 2016. *Rastrovací elektronový mikroskop* [online]. [vid. 2018-03-26]. Dostupné z: https://cs.wikipedia.org/w/index.php?title=Rastrovac%C3%AD_elektronov%C3%BD_mikroskop&oldid=14387146
- [13] ANON., nedatováno. *Nanometrologie.cz* [online] [vid. 2018-03-26]. Dostupné z: http://www.nanometrologie.cz/cz/techs_afm.php
- [14] KARASOVÁ, Alexandra a Andra NISTOR, nedatováno. OPTICKÁ (světelná) MIKROSKOPIE. 9.
- [15] HEJTMÁNEK, Milan. Úvod do světelné mikroskopie: Určeno pro posl. lék. fak. 3., přeprac. a dopl. vyd. Olomouc: Vydavatelství Univerzity Palackého, 1993. ISBN 8070673087.
- [16] Jones, R.C., 1968. Return stroke core diameter. *Journal of Geophysical Research* 73, 809–814. Dostupné z: doi: 10.1029/JB073i002p00809
- [17] ANON., 2015. *Pečicí papír* [online]. [vid. 2018-05-05]. Dostupné z: https://cs.wikipedia.org/w/index.php?title=Pe%C4%8Dic%C3%AD_pap%C3%ADr&oldid=13006455
- [18] ANON., 2018. *Pinch (plasma physics)* [online]. [vid. 2018-05-05]. Dostupné z: [https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Pinch_\(plasma_physics\)&oldid=832253156](https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Pinch_(plasma_physics)&oldid=832253156)
- [19] 21. Elektrické přechodové děje v obvodech RC a RL [online], [vid. 2018-05-05]. Dostupné z: http://dlabos.wz.cz/en/08-Prechodove_jevy.html.

- [20] Aldebaran group for Astrophysics. VII. Stejnoseměrné obvody. *ELEKTRINA A MAGNETIZMUS*. 2006. Dostupné z: https://www.aldebaran.cz/elmg/kurz_07_curd.pdf.
- [21] ČERNÍK, Martin, 2014. *Electrical Circuits: Theory and Exercises*. B.m.: Technical university of Liberec. ISBN 978-80-7494-161-0.
- [22] MEEK, J. M., 1940. A Theory of Spark Discharge. *Physical Review* [online]. 57(8), 722–728. ISSN 0031-899X. Dostupné z: doi: 10.1103/PhysRev.57.722
- [23] P.Pokorny, P.Mikes, D.Lukas,: Electrospinning jets as X-ray sources at atmospheric conditions, *EPL*, 92 (2010) 47002, November 2010 doi: 10.1209/0295-5075/92/47002
- [24] Pokorny, P., Mikes, P., Lukas, D.: Measurement of electric current in liquid jet, in *NANOCON 2010 – Conference Proceedings, Different Authors, Oct 12th – 14th 2010 Olomouc, Czech Republic, TANGER Ltd. Ostrava, Czech Republic*, ISBN 978-80-87294-18-5
- [25] ANON., 2018. Townsend discharge [online]. [vid. 2018-05-09]. Dostupné z: https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Townsend_discharge&oldid=838151728.
- [26] ANON., 2018. Corona discharge [online]. [vid. 2018-05-09]. Dostupné z: https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Corona_discharge&oldid=840045906.
- [27] ANON., nedatováno. [vid. 2018-05-09]. Dostupné z: <http://home.tiscali.cz/ra-jed/plazma/kap1/1243.htm>.
- [28] ANON., 2017. Doutnavý výboj [online]. [vid. 2018-05-09]. Dostupné z: https://cs.wikipedia.org/w/index.php?title=Doutnav%C3%BD_v%C3%BDboj&oldid=15561057.
- [29] ANON., 2018. Glow discharge [online]. [vid. 2018-05-09]. Dostupné z: https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Glow_discharge&oldid=838661380.
- [30] ANON., 2015. Plasma z-pinch, zeta pinch, electromagnetic space structures. *Everything Is Electric* [online] [vid. 2018-05-09]. Dostupné z: <https://www.everythingselectric.com/z-pinch/>.

[31] ANON., nedatováno. Scanning electron microscope | instrument. Encyclopedia Britannica [online] [vid. 2018-05-09]. Dostupné z: <https://www.britannica.com/technology/scanning-electron-microscope>.

[32] ANON., nedatováno. University of Glasgow - Schools - School of Geographical & Earth Sciences - Research and Impact - Research Facilities - ISAAC : Imaging Spectroscopy and Analysis Centre - Services - Scanning Electron Microscopy [online] [vid. 2018-05-09]. Dostupné z: <https://www.gla.ac.uk/schools/ges/researchandimpact/researchfacilities/isaac/services/scanningelectronmicroscopy/>.

[33] ANON., 2018. Atomic force microscope [online]. [vid. 2018-05-09]. Dostupné z: https://simple.wikipedia.org/w/index.php?title=Atomic_force_microscope&oldid=6055774

[34] MARRESE, Marica, Vincenzo GUARINO a Luigi AMBROSIO, 2017. Atomic Force Microscopy: A Powerful Tool to Address Scaffold Design in Tissue Engineering. Journal of Functional Biomaterials [online]. 8(1), 7. Dostupné z: doi:10.3390/jfb8010007.