

**ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
FAKULTA ELEKTROTECHNICKÁ**

Katedra elektroenergetiky a ekologie

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Teoretický rozbor výbojové činnosti

**vedoucí práce: Doc. Ing. Pavel Trnka Ph.D.
autor: Bc. Milan Synek**

2012

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI

Fakulta elektrotechnická

Akademický rok: 2011/2012

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Milan SYNEK**
Osobní číslo: **E10N0199P**
Studijní program: **N2644 Aplikovaná elektrotechnika**
Studijní obor: **Aplikovaná elektrotechnika**
Název tématu: **Teoretický rozbor výbojové činnosti**
Zadávající katedra: **Katedra elektroenergetiky a ekologie**

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

1. Popište fyzikální děje v elektrických izolantech při působení elektrického pole.
2. Popište vznik průrazu v elektrických izolacích pevného a kapalného skupenství.
3. Rozeberte vznik a jednotlivé fáze elektrického přeskoku v plynném prostředí.
4. Popište teoreticky vznik a druhy částečných výbojů v elektrických zařízeních.
5. Teoreticky popište výbojovou činnost v kapalných izolantech.

Rozsah grafických prací: podle doporučení vedoucího

Rozsah pracovní zprávy: 30 - 40 stran

Forma zpracování diplomové práce: tištěná/elektronická

Seznam odborné literatury:

1. Záliš, K. : Částečné výboje v izolačních systémech elektrických strojů, Academia, 2005
2. Internetové databáze, elektronické informační zdroje
3. Normy IEC, EN, ČSN, IEEE
4. Sirotinskij : Technika vysokého napětí, SNTL, 1956
5. Mentlík, V. : Dielektrické prvky a systémy, BEN, 2006


Vedoucí diplomové práce: **Doc. Ing. Pavel Trnka, Ph.D.**
Katedra technologií a měření

Datum zadání diplomové práce: **17. října 2011**

Termín odevzdání diplomové práce: **11. května 2012**


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




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

V Plzni dne 17. října 2011

Anotace

Tato diplomová práce popisuje základní fyzikální děje v elektrických izolantech při působení elektrického pole. Teoreticky popisuje výboje v plynných izolacích, elektrickou pevnost a průrazy kapalných a pevných izolantů. V závěru práce je teoreticky popsán vznik a druhy částečných výbojů. Součástí práce je také měření částečných výbojů na hydroalternátoru.

Klíčová slova

Výbojová činnost, částečné výboje, elektrická izolace, průraz izolace, polarizace, elektrická pevnost

37 obrázků

80 rovnic

5 tabulek

Abstract

Theoretical analysis of discharge activity

This thesis describes the basic physical phenomena in electrical insulators when exposed to the electric field. Theory describes the discharge in gaseous insulation, dielectric strength and flashes of liquid and solid insulators. At the end of the work is theoretically described the origin and types of partial discharges. The work also includes measurements of partial discharges in hydroelectric alternator.

Key words

Discharge activity, partial discharge, electrical insulation, insulation breakdown, polarization, dielectric strength

37 pictures
80 equations
5 tables

Prohlášení

Předkládám tímto k posouzení a obhajobě bakalářskou práci, zpracovanou na závěr studia na Fakultě elektrotechnické Západočeské univerzity v Plzni.

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou/bakalářskou práci vypracoval samostatně, s použitím odborné literatury a pramenů uvedených v seznamu, který je součástí této diplomové práce.

Dále prohlašuji, že veškerý software, použitý při řešení této bakalářské práce, je legální.

V Plzni dne 10.5.2012

Milan Synek

.....

Poděkování

Tímto bych rád poděkoval všem, kteří mi pomáhali při zpracování této diplomové práce. Vedoucímu diplomové práce Doc. Ing. Pavlu Trnkovi Ph.D. , doc. Ing. Evě Müllerové PhD a Ing. Františku Antfeistovi za cenné rady k praktickému měření.

Obsah

| | |
|--|-----------|
| OBSAH | 8 |
| ÚVOD | 10 |
| 1 POLARIZACE | 12 |
| 1.1 DEFORMAČNÍ POLARIZACE..... | 13 |
| 1.1.1 Elektronová polarizace | 14 |
| 1.1.2 Iontová polarizace..... | 14 |
| 1.1.3 Polarizace pružně vázaných dipólových momentů..... | 14 |
| 1.2 RELAXAČNÍ POLARIZACE..... | 14 |
| 1.2.1 Iontová relaxační polarizace..... | 15 |
| 1.3 MIGRAČNÍ POLARIZACE..... | 17 |
| 1.3.1 Dynamický model nehomogenního dielektrika..... | 17 |
| 2 ELEKTRICKÉ IZOLACE PLYNNÉHO SKUPENSTVÍ | 19 |
| 2.1 ELEMENTÁRNÍ JEVY V PLYNECH..... | 19 |
| 2.1.1 Základní pojmy..... | 19 |
| 2.1.2 Změna energie a hybnosti při srážce..... | 21 |
| 2.2 ELEKTRICKÉ VÝBOJE V PLYNNÝCH IZOLANTECH..... | 21 |
| 2.2.1 Townsendova teorie samostatného výboje | 23 |
| 2.2.2 Doutnavý výboj | 24 |
| 2.2.3 Obloukový výboj..... | 25 |
| 2.2.4 Koróna | 25 |
| 2.3 JISKROVÝ VÝBOJ | 26 |
| 2.3.1 Lavina | 26 |
| 2.3.2 Strimer..... | 29 |
| 2.3.3 Liderový mechanismus | 30 |
| 2.3.4 Zpětná vlna..... | 30 |
| 2.3.5 Jiskrový kanál a jeho nestability | 31 |
| 2.3.6 Rovnovážný jiskrový kanál..... | 32 |
| 3 ELEKTRICKÉ IZOLACE PEVNÉHO A KAPALNÉHO SKUPENSTVÍ | 33 |
| 3.1 ELEKTRICKÁ VODIVOST KAPALNÝCH IZOLANTŮ | 33 |
| 3.1.1 Závislost elektrické vodivosti na struktuře kapalného izolantu..... | 34 |
| 3.2 VÝBOJOVÁ ČINNOST KAPALNÝCH IZOLANTŮ..... | 34 |
| 3.3 ELEKTRICKÁ VODIVOST PEVNÝCH IZOLANTŮ | 37 |
| 3.3.1 Povrchová vodivost pevných izolantů | 37 |
| 3.4 ELEKTRICKÉ PRŮRAZY V PEVNÝCH IZOLANTECH | 38 |
| 3.4.1 Čistě elektrický průraz | 38 |
| 3.4.2 Tepelný průraz..... | 39 |
| 4 ČÁSTEČNÉ VÝBOJE V ELEKTRICKÝCH ZAŘÍZENÍ | 41 |
| 4.1 VNITŘNÍ A POVRCHOVÉ ČÁSTEČNÉ VÝBOJE..... | 42 |
| 4.2 VNĚJŠÍ ČÁSTEČNÉ VÝBOJE..... | 47 |
| 4.3 PARAMETRY ČÁSTEČNÝCH VÝBOJŮ..... | 49 |
| 4.3.1 Základní parametry..... | 49 |
| 4.3.2 Obrazce částečných výbojů..... | 50 |
| 4.4 VLIV ČÁSTEČNÝCH VÝBOJŮ NA IZOLACI..... | 52 |
| 4.5 METODY MĚŘENÍ ČÁSTEČNÝCH VÝBOJŮ | 54 |
| 4.5.1 Neelektrické metody měření částečných výbojů | 54 |
| 4.5.2 Elektrické metody měření částečných výbojů..... | 54 |
| 4.6 MĚŘENÍ NA SYNCHRONNÍM GENERÁTORU..... | 57 |
| 4.6.1 Měření částečných výbojů na založených cívkách spodní polohy statoru..... | 57 |
| 4.6.2 Měření částečných výbojů na založených cívkách spodní a horní polohy statoru | 60 |

| | |
|--------------------------------|-----------|
| ZÁVĚR | 63 |
| POUŽITÁ LITERATURA..... | 64 |

Úvod

Cílem této diplomové práce je seznámení s jevy, které vznikají v izolaci při působení elektrického napětí. Tyto jevy můžeme rozdělit podle celé řady kritérií. Zásadně liší v závislosti na skupenství izolace. Velice rozšířené jsou v izolačních systémech plynné izolanty pro svou vysokou elektrickou pevnost a schopnost regenerace. Pro praktické aplikace je třeba porozumět elementárním jevům i mechanismu přeskočů v plynných izolantech.

Kapalné izolanty se uplatňují zejména díky své schopnosti dobře vyplnit prostor konstrukčně složitých zařízení. Jejich další velmi důležitou funkcí je odvádění vzniklého tepla prouděním. V neposlední řadě mají vyšší elektrickou pevnost oproti plynným izolantům.

Elektrická pevnost pevných izolací závisí na mnoha činitelích. Pevné izolace se od plynných a kapalných podstatně liší. Nemají schopnost regenerace a jejich průraz je nevratný. Pevný izolant ztrácí průrazem svoji izolační schopnost, dochází k poškození materiálu.

Plynný izolant je nedílnou součástí pevných i kapalných izolačních systémů. Nelze vyrobit dokonalý izolační systém, v kterém se nevyskytují nehomogenity, převážně plynného charakteru. Nehomogenity mají za následek vznik částečných výbojů, které mají velmi negativní vliv na spolehlivost i životnost moderního izolačního systému. V současné době jsou proto částečné výboje velice sledovaným parametrem u velkých transformátorů či synchronních generátorů. Porucha těchto strojů je spojena s velkými finančními náklady. Největší část práce by proto měla být věnována právě částečným výbojům. Jejich teoretický rozbor je doplněn reálným měřením na synchronním generátoru.

Seznam symbolů

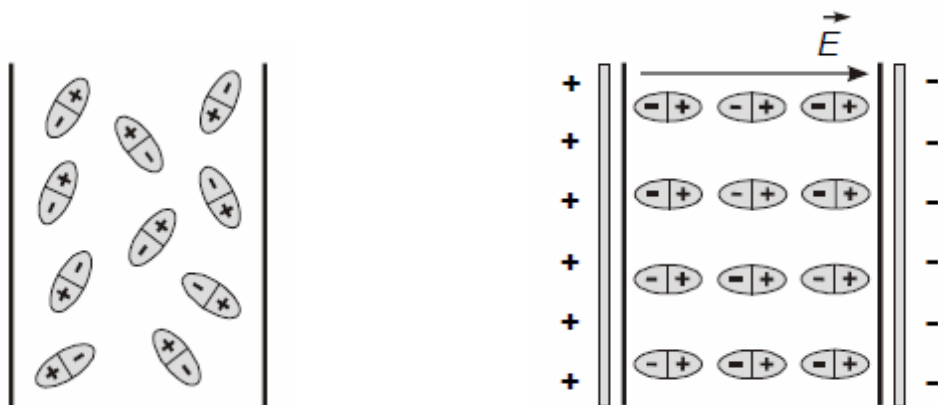
| | | |
|-------------------------|-------------------------|--|
| ϵ_r | [-] | Relativní permitivita |
| ϵ | [-] | Permitivita daného materiálu |
| φ_i | [°] | Fázový uhel |
| q | [pC] | Zdanlivý náboj |
| U_i | [V] | Zapalovací napětí |
| U_e | [V] | Zhášecí napětí |
| W | [kJ.mol ⁻¹] | Energie |
| T | [K] | Termodynamická teplota |
| l | [m] | Dráha |
| γ | [S.m ⁻¹] | Konduktivita |
| D | [C.m ⁻²] | Elektrická indukce |
| E | [V/m] | Elektrická intenzita |
| i | [A] | Elektrický proud |
| v [ms ⁻¹] | [ms ⁻¹] | Rychlost |
| n | [m ⁻³] | Koncentrace |
| p | [kg·m·s ⁻¹] | Hybnost |
| m | [g] | Hmotnost |
| t | [s] | Čas |
| f | [m ⁻³] | Frekvence |
| A_i | [kJ.mol ⁻¹] | Ionizační energie |
| Q | [J] | Množství tepla |
| U | [V] | Elektrické napětí |
| L | [H] | Indukčnost |
| R | [Ω] | Elektrický odpor |
| C | [F] | Kapacita |
| B | [T] | Magnetická indukce |
| H | [A.m ⁻¹] | Intenzita magnetického pole |
| α | [m ⁻¹] | Koeficient zvýšení počtu volných elektronů |
| λ | [m] | Střední vzdálenost |
| S | [m ²] | Povrch izolantu |

1 Polarizace

Polarizací rozumíme děj, jež probíhá v dielektriku po vložení do elektrického pole. Dle chování dielektrika v elektrostatickém poli rozlišujeme dva typy dielektrik:

- Polární dielektrika
- Nepochární dielektrika

Polární dielektrika jsou dielektrika, které mají molekuly s nábojem rozloženým tak, že jako celek mají vlastní elektrický dipólový moment. Polárním dielektrikem je například molekula vody či amoniaku. Pokud není polární dielektrikum v elektrostatickém poli, vektory dipólových momentů jsou orientovány nahodile. Pokud na dielektrikum začne působit elektrostatické pole, chaoticky rozmístěné dipóly se srovnají dle směru intenzity magnetického pole. Taková polarizace se nazývá orientační polarizace [1, 9].



a) chaoticky rozmístěné dipóly

b) ideálně rozmístěné dipóly

Obr.1. Polarizace polárního dielektrika [2]

Některé látky (polární dielektrika, např. voda) obsahují elektrické dipóly i bez působení vnějšího elektrického pole. Jejich směr je ale chaotický a při polarizaci dojde pouze k uspořádání dipólů do jednoho směru.

Základní rozdělení polarizace:

- S působením vnějšího elektrického pole
- Bez působení vnějšího elektrického pole

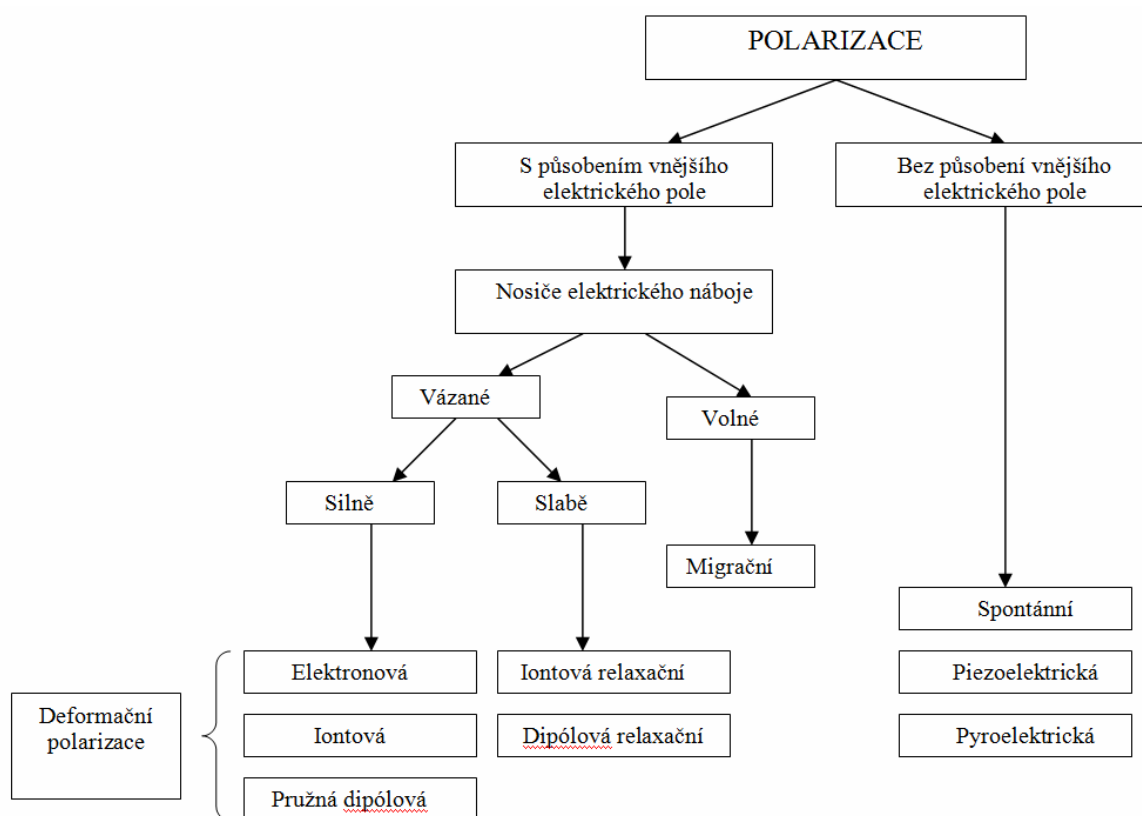
Polarizace může probíhat i např. působením mechanického namáhání, což je využíváno u piezoelektrik. [2]

Další dělení je dle druhu nosičů elektrického náboje při působení vnějšího elektrického pole:

- Silně vázané el. náboje

- dochází k posunu těchto silně vázaných nosičů el. náboje, jde o deformační polarizace, jež jsou nazývány také pružné či rychlé
- b) Slabě vázané el. náboje
 - jedná se o relaxační polarizace, také nazývány tepelné
- c) Volné nosiče el. náboje
 - jedná se o migrační polarizace, také nazývány jako objemové nebo polarizace prostorovým nábojem [2]

Rozdělení polarizace je podrobně zobrazeno na následujícím obrázku.



Obr.2: Druhy polarizačních mechanismů [2]

1.1 Deformační polarizace

Při deformační polarizaci je obvykle nosičem elektrického náboje elektron, iont či stálý dipól. Vnější elektrické pole může zcela minimálně posunout nosič náboje z jeho rovnovážné polohy. U elektronové polarizace je tato vzdálenost menší, než jsou rozměry samotného elektronu. I přes malou vzdálenost posunutí dochází k posunu značného množství nosičů, ovlivnění relativní permitivity dielektrika tak může být značné. Časy ustálení polarizace a navrácení do původní polohy po odeznění působení elektrického pole, jsou velice krátké díky pevné vazbě nosičů. Pohyb nosičů není závislý na tlaku, frekvenci či teplotě. Deformační polarizace jsou bezetrátové. Do skupiny deformačních polarizací patří elektronová, iontová

a pružná dipólová polarizace. [2,14]

1.1.1 Elektronová polarizace

Dokud nepůsobí na atom vnější elektrické pole, jsou těžiště kladného náboje, představujícím jádro atomu a těžiště záporného náboje, elektronového obalu, v jednom bodě. Atom nemá dipólový moment, není polarizovaný. Po přiložení elektrického pole budou na jádro a obal atomu působit elektrostatické síly opačného směru. Dojde k posunutí elektronů vůči jádru. Nastane deformace spojená s posunutím těžiště náboje o určitou vzdálenost od těžiště kladného náboje. Nejslaběji jsou k jádru vázány valenční elektrony, posunou se tedy nejvýrazněji. Atom získá indukovaný dipólový moment. Velikost momentu závisí na schopnosti atomu se polarizovat, na polarizovatelnosti látky. Vazební síly elektronů k jádru jsou poměrně značné, posun těžiště nepřesahuje rozměr atomu. S tím souvisí i vysoká rychlost ustálení v řádech 10^{-13} až 10^{-16} s. Děje probíhají uvnitř atomu, elektronová polarizace je teplotně nezávislá. Není spojena se ztrátou energie a dochází k ní vždy u všech látek. [2,14]

1.1.2 Iontová polarizace

Klíčovou roli zde hrají ionty, vázané iontovými vazbami. Na rozdíl od elektronové polarizace, existuje zde dipólový moment i bez přítomnosti vnějšího elektrického pole. Permanentní dipólové momenty jsou důsledek struktury dielektrika tvořené iontovými krystaly. Vnější elektrické pole má za následek posunutí iontů. Následkem posunutí je změna velikosti a směru jednotlivých dipólů. Doby ustálení s pohybují kolem 10^{-13} až 10^{-12} s. Jsou tedy delší než u elektronové polarizace. Platí pro ni stejně jako pro polarizaci předchozí bezetrátovost a frekvenční nezávislost. Vyskytuje se u látek s čistě iontovou vazbou a u látek s přechodnou vazbou mezi iontovou a kovalentní. Polarizace. [2]

1.1.3 Polarizace pružně vázaných dipólových momentů.

Vyskytuje se u látek s pevným skupenstvím a molekulami vázanými pružnými vazbami silnými pouze do té míry, kdy ještě může dojít k malým posuvům. Svoji podstatou je velmi podobná iontové polarizaci. Při působení elektrického pole se opět změní velikost a směr dipólových momentů. Doby ustálení se pohybují ve stejném intervalu 10^{-13} až 10^{-12} s. Vazba molekul je natolik pevná, aby polarizace mohla být teplotně nezávislá a bezetrátová. [2]

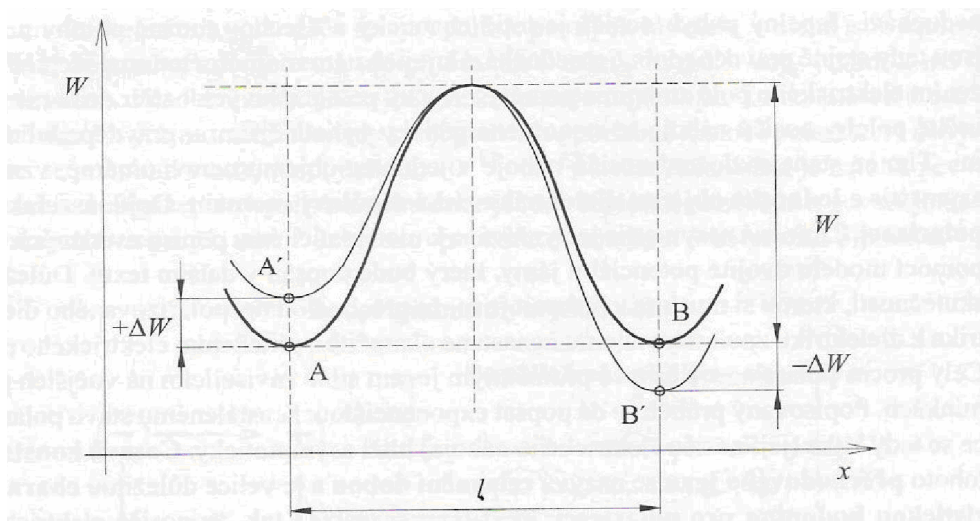
1.2 Relaxační polarizace

Relaxační polarizace je charakteristická relaxačními pochody a dobou průběhu podstatně delší než je tomu u deformační polarizace. Rozhodující roli zde hraje tepelný pohyb nosičů

elektrického náboje. Tepelný pohyb umožňuje slabě vázaným částicím snadno překonávat možné polohy. Bez přítomnosti elektrického pole k polarizaci nedochází. Po přiložení elektrického pole se výšky potenciálových bariér změní do té míry, že jisté polohy nosičů náboje se stanou výhodnější a tedy pravděpodobnější. Tím vznikne nerovnoměrné rozložení náboje v látce a jednotka objemu dielektrika získá dipólový moment. Dojde k relaxační polarizaci. Charakteristickou hodnotou pro polarizace je relaxační doba, což je časová konstanta tohoto přechodného jevu. Relaxační polarizace je na rozdíl od deformační polarizace ztrátová. [2]

1.2.1 Iontová relaxační polarizace

Může probíhat v látkách složených z iontů, případně obsahující takové formy molekul formou příměsí či nečistot. Ionty jsou slabě vázány k sousedním stavebním částicím látky. Díky tomu jsou velice citlivé na vnější elektrické pole. Pro matematický popis se používá model dvojité potenciálové jámy.



Obr.3: Princip dvojité potenciálové jámy [2]

Nosiče náboje mohou zaujímat dvě různé, energeticky rovnocenné polohy, mezi nimiž kmitají svým pohybem. Na obrázku jsou tyto energetické poměry znázorněny silnější křivkou. Dokud na látku nepůsobí elektrické pole, jsou možné polohy A i B na stejné energetické úrovni. Mezi polohami A a B je potenciálová bariéra o velikosti W , kterou překonávají nosiče náboje díky své kinetické energii tepelného pohybu. Pro překonání bariéry mezi polohami musí mít tedy kinetická energie nosiče náboje alespoň velikost W . Energie potřebná k přechodu z bodu A do B je stejná jako energie potřebná k přechodu z B do A. Oba přechody jsou tak stejně pravděpodobné a tato pravděpodobnost přechodu je dána

Boltzmanovým rozdělením [13]:

$$P(A \rightarrow B) = P(B \rightarrow A) \approx e^{-\frac{W}{kT}} \quad (1)$$

Kde W je velikost potenciálové bariéry [$\text{kJ}\cdot\text{mol}^{-1}$]

k je Boltzmanova konstanta, $k=1,381\cdot 10^{-23} \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}$

T je termodynamická teplota [K]

Se vzrůstající teplotou roste kinetická energie a tedy pravděpodobnost přechodu z jedné polohy do druhé. Pro pravděpodobný počet částic, které přejdou z polohy A do polohy B, případně obráceně platí:

$$n_z = \frac{n_0}{6} \cdot f_0 \cdot e^{-\frac{W}{kT}} \quad (2)$$

Kde f_0 je vlastní frekvence změny polohy kolem rovnovážné polohy [s^{-1}]

n_0 je počet slabě vázaných iontů v jednotce objemu [m^{-3}]

Bez přítomnosti vnějšího elektrického pole jsou počty přecházejících částic v obou směrech stejné, nosiče nábojů se rozloží zcela náhodně, protože pravděpodobnost všech přechodů je stejná.

Při působení elektrického pole dojde k výrazné změně. Dojde k posunutí energetických úrovní jednotlivých poloh. Nové polohy jsou označeny jako A' a B' . Průběh energie je vyznačen slabou čarou. Hodnota bariéry W není ovlivněna elektrickým polem a zůstane nezměněna. Změní se energetická poloha A na $W-\Delta W$ a B na $W+\Delta W$. Z toho plyne že pravděpodobnost přechodu nosiče náboje z polohy A' do B' bude vyšší než při přechodu v opačném směru. Tyto pravděpodobnosti lze určit následovně:

$$P(A' \rightarrow B') = e^{-\frac{W-\Delta W}{kT}}, \quad P(B' \rightarrow A') = e^{-\frac{W+\Delta W}{kT}} \quad (3)$$

Pravděpodobnost $P(A' \rightarrow B')$ je větší než $P(B' \rightarrow A')$, bude počet nosičů náboje v poloze B' větší než v poloze A' . Pro počty částic v jednotlivých polohách platí:

$$n_A = \frac{n_0}{6} - \Delta n \quad (4)$$

$$n_B = \frac{n_0}{6} + \Delta n \quad (5)$$

Dalším odvozením lze vyjádřit energii elektrostatického pole v prostoru mezi dvěma částicemi.

$$\Delta W = \frac{q \cdot l \cdot E_L}{2} \quad (6)$$

Kde q je náboj iontu

l dráha, jež iont proběhl

Pro relaxační dobu, typickou veličinu relaxačních polarizací platí:

$$\tau = \frac{1}{2f_0} \cdot e^{\frac{W}{kT}} \quad (7)$$

Polarizace probíhá dle časového průběhu Δn :

$$\Delta n = \frac{n_0}{6} \cdot \frac{\Delta W}{kT} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) = \frac{n_0 \cdot q \cdot l \cdot E_L}{12 \cdot k \cdot T} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \quad (8)$$

Průběh časové rozdílu počtu částí od skončení působení vnějšího elektrického pole se nazývá depolarizace a je popsána vztahem:

$$\Delta n = \frac{n_0}{6} \cdot \frac{\Delta W}{kT} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} = \frac{n_0 \cdot q \cdot l \cdot E_L}{12 \cdot k \cdot T} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (9)$$

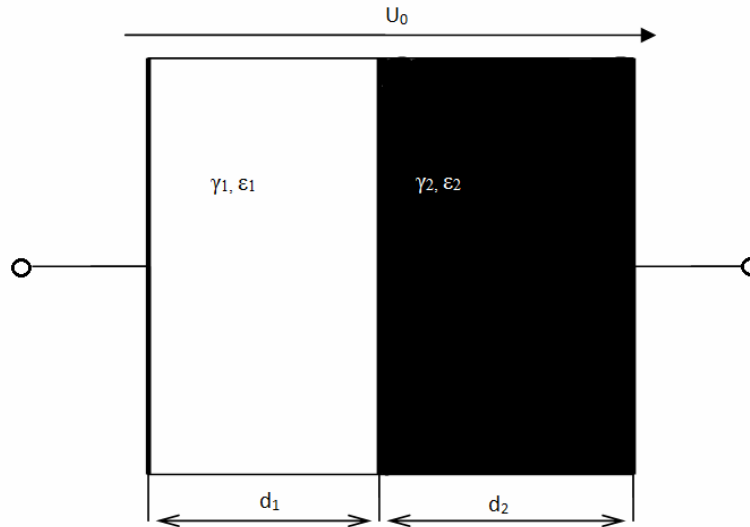
Iontová relaxační polarizace je frekvenčně závislá z důvodu delšího času potřebného k ustálení, relaxační době. Je také silně závislá na teplotě. S rostoucí teplotou chaotický tepelný pohyb slabě vázaných částic převládá nad silami elektrického pole. S rostoucí teplotou klesá polarizovatelnost látky. [2, 14]

1.3 Migrační polarizace

Polarizačních jevů se mohou zúčastnit vázaných nosičů také volné nosiče elektrického náboje. Mluvíme pak o polarizaci migrační. Kromě existence volných nosičů náboje musí dané dielektrikum obsahovat makroskopické nehomogenity. Nehomogenitou může být bublinka, nečistota, prasklina, či jiný strukturální defekt. Nehomogenita má rozdílnou relativní permitivitu a konduktivitu oproti základnímu dielektriku. Po přiložení elektrického pole se na ni zachycují volné nosiče náboje a vytváří tak jinou prostovou hustotu elektrického náboje. Ve srovnání s relaxační a deformační polarizací jsou migrační polarizace nejpomalejší a jsou spojeny se ztrátou energie. [2]

1.3.1 Dynamický model nehomogenního dielektrika

Vhodný model popisující odpovídajícím způsobem chování nehomogenního dielektrika ve vnějším magnetickém poli je dnes již klasický Maxwellův-Wagnerův model. Model je samozřejmě přibližný a nerespektuje všechny vlastnosti nehomogenního dielektrika. Pracuje s dvojrvtvým dielektrikem dle následujícího obrázku:



Obr.4:Kondenzátor s dvojvrstevným dielektrikem [2]

Jednotlivé vrstvy jsou charakterizovány jejich tloušťkami d_1, d_2 , konduktivitami γ_1 a γ_2 . Permittivity ani vodivosti nejsou závislé na intenzitě elektrického pole ani na době působení tohoto pole. Před přiložením napětí není na elektrodách nashromážděn náboj.

V čase $t=0$ je na elektrody přiloženo napětí U_0 . Napětí se rozloží dle podmínky pro normálovou složku vektoru D na rozhraní:

$$D = \varepsilon_1 \cdot E_1 = \varepsilon_2 \cdot E_2 \quad (10)$$

Pro napětí mezi elektrodami platí:

$$U = U_1 + U_2 = d_1 \cdot E_1 + d_2 \cdot E_2 \quad (11)$$

Dobíjecí proud tekoucí dielektrikem i_d má dvě složky. Složku vodivostní i_v a absorpční proud i_a . Platí pro ně následující vztahy:

$$i_d = i_v + i_a \quad (12)$$

$$i_v = \frac{\gamma_1 \cdot \gamma_2 \cdot U_0 \cdot S}{d_1 \cdot \gamma_2 + d_2 \cdot \gamma_1} \quad (13)$$

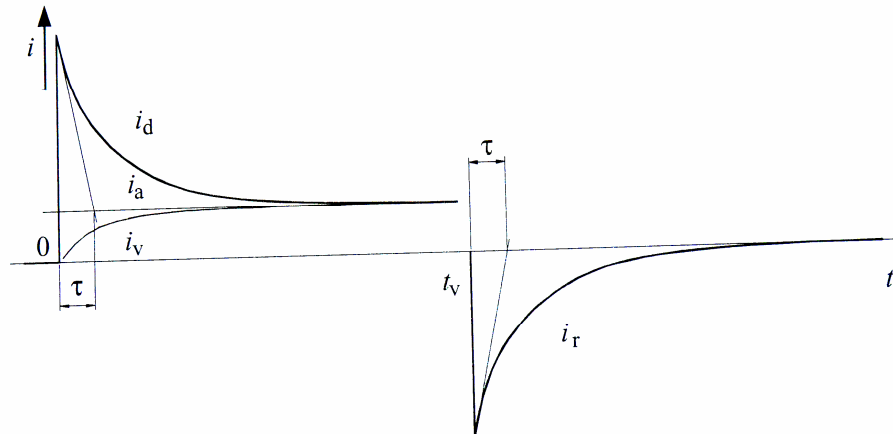
$$i_a = \frac{(\varepsilon_1 \cdot \gamma_2 - \varepsilon_2 \cdot \gamma_1)^2 \cdot d_1 \cdot d_2 \cdot D_0 \cdot S}{(d_1 \cdot \varepsilon_2 + d_2 \cdot \varepsilon_1)^2 \cdot (d_1 \cdot \gamma_2 + d_2 \cdot \gamma_1)} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (14)$$

Časová konstanta přechodného děje τ , kterou Maxwell nazval relaxační doba nabíjení technického dielektrika:

$$\tau = \frac{d_1 \cdot \varepsilon_2 + d_2 \cdot \varepsilon_1}{d_1 \cdot \gamma_2 + d_2 \cdot \gamma_1} \quad (15)$$

Statická permitivita složené soustavy je velmi důležitou veličinou, jež Maxwell-Wagnerův model poskytuje:

$$\tau = (d_1 + d_2) \frac{d_1 \cdot \varepsilon_1 \cdot \gamma_2^2 + d_2 \cdot \varepsilon_2 \cdot \gamma_1^2}{d_1 \cdot \gamma_2 + d_2 \cdot \gamma_1} \quad (16)$$



Obr.5 : Průběh proudu dle Maxwell – Wagnerova modelu [2]

Výsledky získané tímto modelem se mohou podstatně lišit od naměřených výsledků. Přesto je tento model použitelný pro popis chování vrstvených izolací. [2. 14]

2 Elektrické izolace plynného skupenství

2.1 Elementární jevy v plynech

Elementárními jevy v plynech rozumíme interakci jednotlivých částic spolu s projevy jež je doprovází. Porozumění těmto procesům umožňuje pochopení makroskopických vlastností jako je záření či vodivost k nimž při výbojích dochází.

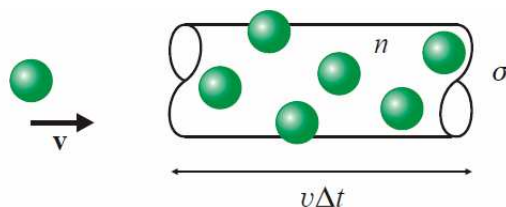
2.1.1 Základní pojmy

Při vzájemných srážkách atomů, molekul, elektronů či iontů nemusí docházet ke změně vnitřní energie žádné z částic, takové srážky se nazývají nepružné. Pokud po srážce má naletující částice po srážce energii rozdílnou než před ní, jedná se o pružnou srážku.

Efektivní průřez srážky je základní fyzikální veličina popisující srážku. Tato veličina závisí na rychlosti dopadající částice a představuje abstraktní průřez pomalé částice terče, způsobující podstatnou odchylku dopadající rychlé částice. Nyní provedeme následující úvahu

Částice s rychlostí v [ms^{-1}] narazí do částic s koncentrací n [m^{-3}]. Za čas Δt se uskuteční počet srážek daný počtem částic ve válci o objemu $V = \sigma v \Delta t$, tj. $\Delta N = n \Delta V = n \sigma v \Delta t$. Srážková frekvence je pak dána:

$$f = \frac{\Delta N}{\Delta t} = n \sigma v \quad (17)$$



Obr.6: srážková frekvence [1]

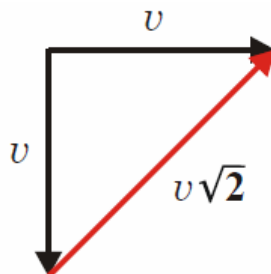
Při srážkách neutrálních částic je účinný průřez určen vlastním rozměrem částic. Poloměr dopadající částice je označen jako r_1 , poloměr částic terče r_2 .

$$r = r_1 + r_2 \quad (18)$$

Potom je

$$\sigma = (r_1 + r_2)^2 = \pi r^2 \quad (19)$$

Pokud mají částice stejnou střední rychlost v , určíme střední vzájemnou rychlost z obrázku



Obr.7: Střední vzájemná rychlost [1]

Poté platí vztah pro srážkovou frekvenci:

$$f = n \sigma v \sqrt{2} \quad (20)$$

Pro směs různých částic $i = 1, 2, 3, \dots, n$

$$f = \sum_{i=1}^n f_i = \sum_{i=1}^n n_i v_i \sigma_i \quad (21)$$

Vztah pro střední volnou dráhu

$$\lambda = \frac{v}{f} = \frac{1}{n\sigma} \quad (22)$$

Pokud vezmeme v úvahu směs více druhů částic [1]

$$\frac{1}{\lambda} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} = \sum n_i \sigma_i \quad (23)$$

2.1.2 Změna energie a hybnosti při srážce

Průměrná změna hybnosti při jedné srážce je označena jako p_1 . Změna hybnosti za 1s je dána:

$$\frac{\Delta p}{\Delta t} = -p_1 f \quad (24)$$

Obvykle uvažujeme střední úhlovou odchylku částice při srážce 90° . V tomto případě je $\Delta p = -p_1$. Čas rozptylu svazku částic s hybností p_1 lze odhadnout dle:

$$\Delta t = \frac{1}{f} \quad (25)$$

Nyní se zaměříme na předávání energie během, srážky částic. Např. mezi elektrony a ionty. Elektrony mají hmotnost m a energii W_e , u iontů označíme hmotnost m a energii W_i . Při srážce předá elektron energii ΔW_e . Platí zákon zachování hybnosti $mv_i = mv_e$, potom: [1]

$$\Delta W_e = \Delta W_i = \frac{mv_i^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{m^2 v_i^2}{m} = \frac{m^2 v^2}{2m} \quad (26)$$

Změna za 1 vteřinu

$$\frac{dW}{dt} = -f \frac{\Delta p^2}{2m} = \frac{2m^2 v^2}{2m} f = \frac{2m}{m} W_e f \quad (27)$$

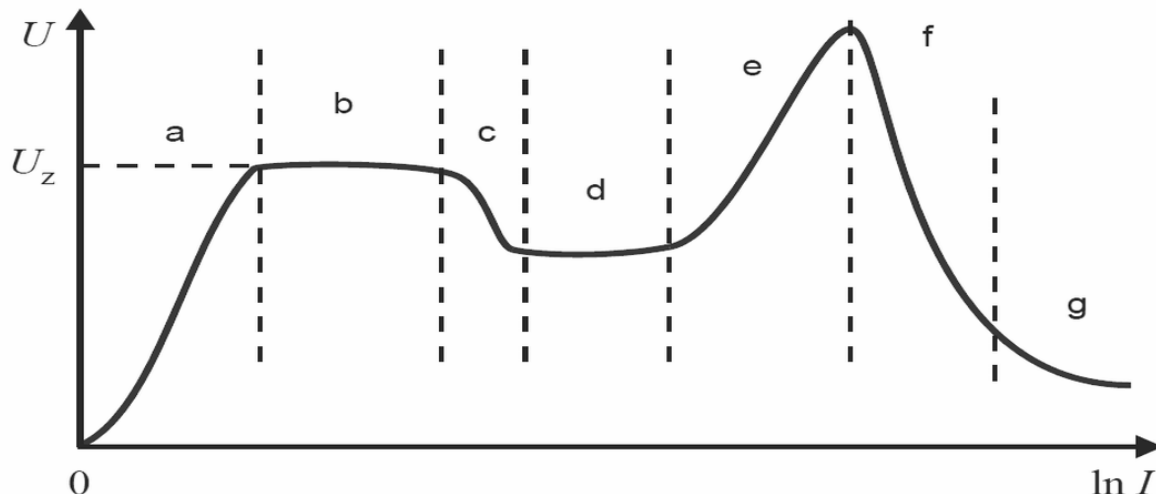
[1,2]

2.2 Elektrické výboje v plynných izolantech

Při běžné teplotě je plyn z hlediska elektrické vodivosti velmi dobrý izolátor, díky vysokému obsahu neutrálních atomů či molekul. Aby byl průchod proudu možný, je třeba ionizační činidlo. Tímto činidlem může být ultrafialové, kosmické, gama nebo rentgenové záření, vysoká teplota, silné elektrické pole nebo také částice s vysokou energií. Atmosférou země při slabém elektrickém poli může protékat pouze velice slabý proud o hustotě $10^{-12} - 10^{-6}$ díky přirozené ionizaci, kterou způsobuje radioaktivní záření země a kosmické záření. Pro vedení elektrického proudu je tedy nutné vnější ionizační činidlo, výboje probíhající důsledkem působení ionizačního činidla nazýváme nesamostatnými výboji. Pokud je

elektrické pole dostatečně silné k vytvoření nezbytného počtu elektronů a iontů pro samostatné udržení proudu, nazýváme takové výboje jako samostatné.

Pomocí V-A charakteristiky lze znázornit základní druhy elektrických výbojů:



Obr.8: Druhy elektrických výbojů [1]

Na ose y je znázorněno napětí U_z , jedná se o tzv. zápalné napětí. Dokud není dosaženo tohoto napětí, prochází elektrickým polem pouze jen velmi slabý proud. Počáteční část křivky a tedy znázorňuje nesamostatné výboj. V okamžiku dosažení zápalného napětí U_z se stane elektrické pole E mezi elektrodami dostatečně silné k urychlení elektronů. Urychlené elektrony mohou narážet na ionty a uvolňovat tak další elektrony, urychlené ionty dopadají na katodu a uvolňují elektrony z katody v počtu potřebném pro udržení samostatného výboje. V elektrických výbojích vedou proud zpravidla elektrony díky své nižší hmotnosti a vyšší pohyblivosti oproti iontům.

Při proudech do 10^{-5} A není výboj doprovázen emisí viditelného záření z důvodu malé kinetické energie elektronů a jejich srážek. Takové výboje jsou znázorněny v části b. nazýváme je temným Townsendovým výbojem a projevují se syčením, šuměním a prskáním. Další oblast, oblast c je charakteristická pro korónu. V oblasti d se nachází normální doutnavý výboj, při kterém je energie a hustota proudu nízká, katoda i plyn v trubici zůstávají chladné. Parametry e křivky přísluší anomálnímu elektrickému výboji, jenž je charakterizován vyššími proudovými hustotami a díky tomu i vyšší teplotou katody. Townsendův a doutnavý výboj probíhají povětšinou ve zředěných plynech při tlaku rovném desetina procent atmosférického tlaku. Při proudech v řádech kA probíhá v oblasti f jiskrový výboj. Tento výboj potřebuje ke svému vzniku silné elektrické pole o intenzitě 10^6 V/m. Kanál jiskrového výboje má velkou elektrickou vodivost, díky čemuž se napětí mezi elektrodami sníží na 100 – 10V. Pokud je proudový zdroj dostatečně silný, jedná se o výboj

části g. Tento výboj má název obloukový. [1, 2]

2.2.1 Townsendova teorie samostatného výboje

Pro samostatný výboj dle townsendovy teorie je třeba přítomnost dostatečně silného náboje pro:

- Dostatečnou energii urychlených volných elektronů pro ionizování atomů nebo molekul (objemová ionizace)
- Dostatečné urychlení iontů u katody do té míry, aby bombardováním katody uvolňovaly volné elektrony (povrchová ionizace)

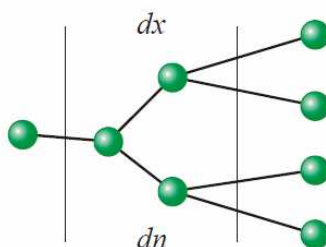
Volný elektron mezi dvěma srážkami v elektrickém poli získá na střední volné dráze kinetickou energii E_k . Při srážce s atomem či molekulou jim tuto energii předává

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2 \geq A_i \left(1 + \frac{m}{M}\right) \quad (28)$$

Člen m/M vyplývá ze zákona zachování hybnosti. A_i představuje ionizační energii, která souvisí s ionizačním potenciálem φ_i .

$$A_i = e\varphi_i \quad (29)$$

Uvažujme že z katody vyletí elektron, který je urychlován elektrickým polem a cestou naráží do atomů či molekul. Ve vrstvě o šířce dx vyrazí dn nových elektronů, což je znázorněno na následujícím obrázku.



Obr. 9: Ionizace při elektrickém výboji [1]

Platí:

$$dn = \alpha n dx \quad (30)$$

α je tzv. Townsendův ionizační činitel udávající počet ionizačních srážek způsobených původním elektronem. Rovnici lze integrovat na tvar:

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (31)$$

Každý elektron vytvoří n nových elektronů dopadajících na anodu. Označíme-li vzdálenost elektrod d dostaneme:

$$n = n_0 e^{\alpha d} \quad (32)$$

Na katodu dopadá stejný počet iontů, které s účinností γ vyrazí elektrony druhé generace.

Koeficient γ je tzv. druhý Townsendův koeficient. Pro počet elektronů druhé generace platí:

$$n = n_0(e^{\alpha d} - 1)\gamma \quad (33)$$

Z rovnice lze tedy formulovat podmínku existence samostatného výboje

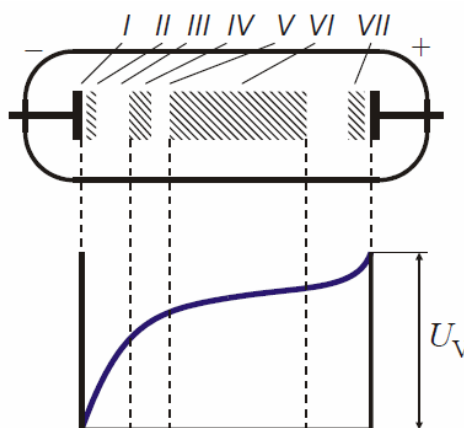
$$n = n_0(e^{\alpha d} - 1)\gamma \geq n_0 \Rightarrow (e^{\alpha d} - 1)\gamma \geq 1 \quad (34)$$

Výraz $(e^{\alpha d} - 1)$ udává kolik kladných iontů vytvoří jeden elektron emitovaný z katody.

Součin $(e^{\alpha d} - 1)\gamma$ pak udává počet elektronů uvolněných těmito ionty z povrchu katody. [1, 2]

2.2.2 Doutnavý výboj

Doutnavý výboj vzniká většinou při nízkých tlacích kolem deseti Pa. Výbojky bývají skleněné trubice o délce jednoho metru. Zápalmé napětí výboje má hodnotu několika stovek V. Typické součásti doutnavého výboje s průběhem potenciálu jsou znázorněny na následujícím obrázku.



Obr. 10: Hlavní části doutnavého výboje a průběh potenciálu [1]

I. Oblast urychlení elektronů směrem k anodě a iontů ke katodě, katodový temný prostor.

II. Prostor kde dochází k ionizaci a záření iontů, katodové (záporné) světlo

III. Dochází zde k urychlení elektronů, tzv. Crookesův tmavý katodový prostor.

IV. Elektrony zde ztrácejí část své energie ionizačními a excitačními srážkami, prostor doutnavého katodového světla

V. Oblast kde elektrony a ionty rekombinují, Faradayův temný prostor.

VI. kladný světelný sloupec, prostor kde nabitě částice unikají ke stěně kde nekombinují. Svítí převážně neutrální molekuly a atomy.

VII. Anodové doutnavé světlo.

Pro světelné efekty je využíván katodový sloupec, obvykle vyplňující celý prostor

trubice. Koncentrace elektronů iontů v katodovém sloupci je při tlaku rtuti 8Pa dosahuje 10^{19} cm^{-3} . Koncentrace neutrálních atomů je 200krát vyšší zhruba $2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$. Doutnavý výboj je typický výraznou nerovnováhou mezi teplotou elektronů, jež dosahuje 15000 - 80000 K a teplotou iontů a neutrálních atomů, která je pokojových 300K. Pokud je tlak vyšší, samostatné elektrické výboje probíhají při vyšších energiích a setkáváme se s obloukem, jiskrou a korunou. [1, 12]

2.2.3 Obloukový výboj

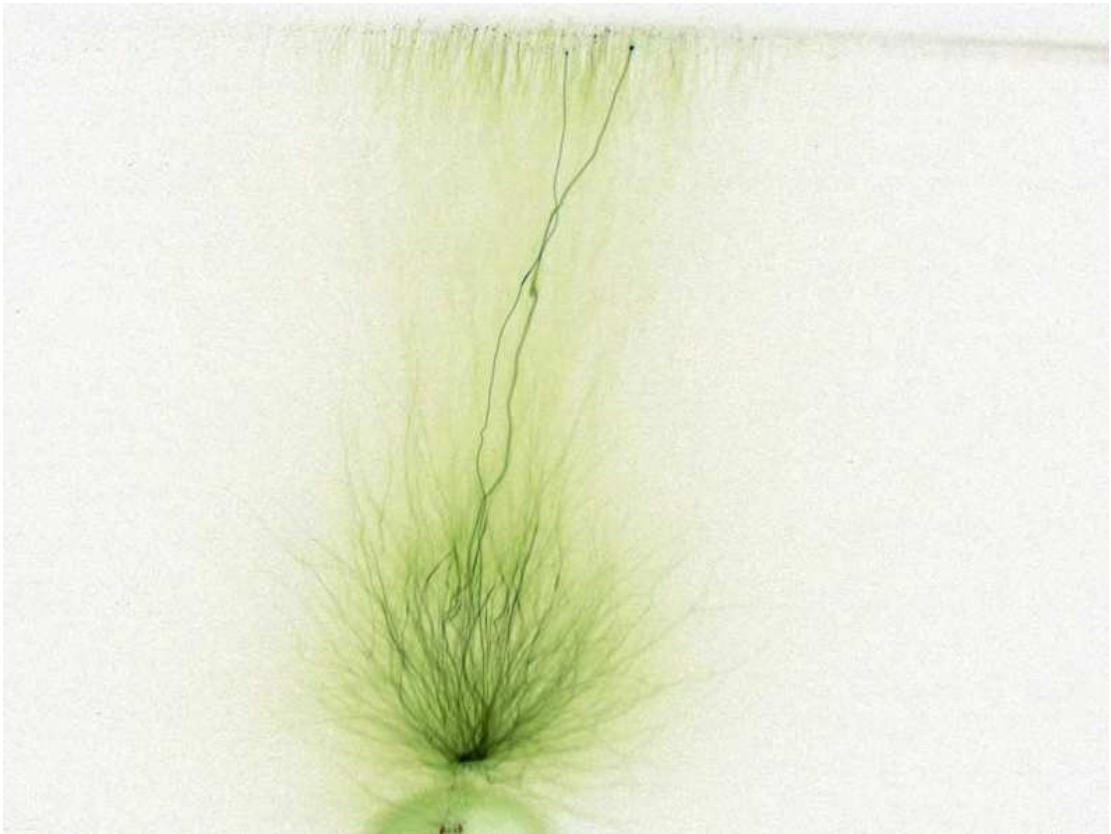
Rozdíl mezi doutnavým a obloukovým výbojem je v proudové hustotě, kterou má obloukový výboj vyšší, naopak napětí při výboji dosahuje nižších hodnot v řádech desítek V. Katoda je rozžhavená, dochází k termoemisi elektronů. Elementární procesy probíhají při podstatně vyšších energiích než je tomu u doutnavého výboje.

Žhavá katodová skvrna nemá stálou polohu a putuje po povrchu katody. Anoda je silným zdrojem emitujících iontů, a proto v průběhu výboje ubývá. Zajímavou vlastností oblouku je snižování odporu při růstu procházejícího proudu. Je to důsledkem zvyšování vodivosti plazmatu spolu se zvyšující se teplotou. [1, 6, 12]

2.2.4 Koróna

Korónový výboj se vytváří v silném elektrickém poli, jež zároveň musí být také silně nehomogenní. V praxi se vyskytuje v okolí hrotů a vodičů vysokého napětí. Ionizační procesy probíhají v malém (korónálním) objemu ve větší vzdálenosti od hrotu má výboj charakter temné oblasti a jeho projevy jsou pouze akustické. Koróna může být katodová a anodová. Proud korunou nebývá velký, protože je dán odporem temné oblasti.

Pro korónový výboj jsou charakteristické krátkodobě svítící rozvětvené kanálky. Zápalné napětí výboje je závislé na tvaru elektrody, čím je „špičatější“ tím je zápalné napětí nižší. To je důležité při návrhu vedení VN a VVN, ve kterém jsou ztráty korunou nežádoucí a způsobí ztráty na vedení. Tyto ztráty jsou u 220kV při slunečném počasí 0,1kW/km. Při dešti jsou tyto ztráty ještě mnohem vyšší a to až 0,7 kW/km. Koróna může hořet i při VF výboji. Koróna způsobuje rozklad plynů, při působení ve vzduchu vzniká jedovatý ozón. Koróna je tedy nebezpečná v nevětraných prostorech. Schopnost koróny rozkládat látky je využíván k čištění např. vody. [1, 6, 12]



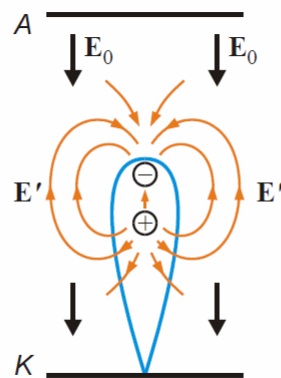
Obr. 11: Korónový výboj [11]

2.3 Jiskrový výboj

Jiskra oproti doutnavému výboji přenáší velký proud v řádech kA až MA průřezem několika mm^2 , čas trvání oblouku je $10^{-7} - 10^{-3}$ s. Vyskytuje se v široké škále umělých forem. Například jiskry vyskytující se při manipulaci s umělými tkaninami či silné zdroje rentgenového záření. Přírozené formy jiskrového výboje je v přírodě bleskový výboj. Jiskru provázejí intenzivní světlené a akustické projevy. Její typický výskyt je při atmosférickém tlaku, ale vyskytuje se i ve vakuu jako tzv. vakuová jiskra a při vysokých tlacích. Jiskra během krátkého času projde několika výraznými vývojovými fázemi, které lze rozdělit na tyto části: lavina, Steiner, zpětná vlna, jiskrový kanál a rozpad. Nyní si tyto části popíšeme podrobněji. [1]

2.3.1 Lavina

Na počátku jiskry je lavinový nárůst volných elektronů. Vnější pole E_0 musí být dostatečně silné pro urychlení elektronů na ionizační energii. Během svého urychlování vytváří elektron větší počet iontů. Jsou splněny podmínky pro lavinový nárůst pohyblivých elektronů v čele laviny. Tento nárůst usnadňuje fakt, že v čele a na zádi laviny se formuje elektrické pole o dvojnásobné intenzitě, jež způsobuje dipólový charakter laviny. Viz. Následující obrázek 12.



Obr.12: Lavina a okolní dipólový moment [1]

Rychlé elektrony nesou záporná náboj, nepohyblivé ionty v zádí jsou nositeli kladného náboje. Průměr laviny čela je 1-2mm a délka kolem 1cm. Koncentraci neutrálních částic n v atmosféře lze odhadnout z Avogadrova čísla a z objemu 1 molu vzduchu. V úvahu bereme normální podmínky 760torrů a 0 °C

$$n = \frac{\text{Avog. číslo}}{V_{\text{mol}}} = \frac{6 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}}{22,4 \times 10^{-3} \text{ mol}^{-1}} = 3 \times 10^{25} \quad (35)$$

n je zde počet částic v m^3 . λ_a je střední vzdálenost částic a vypočteme jí jako převrácenou hodnotu třetí odmocniny koncentrace částic

$$\lambda_a = \frac{1}{3\sqrt[3]{n}} = 3 \times 10^{-9} \text{ m} \quad (36)$$

V čele laviny jsou rychlé elektrony, jelikož elektron musí získat ionizační energii atomu dusíku či kyslíku W_i ; jejich rychlost můžeme odhadnout z velikosti této ionizační energie:

$$\frac{1}{2} m v^2 = W_i \Rightarrow v = \sqrt{\frac{2W_i}{m}} \approx 2 \times 10^6 \text{ ms}^{-1} \quad (37)$$

m je hmotnost elektronů

Horní mez koncentrace volných elektronů určíme z rovnosti energie odpuzivé Coulombovy síly vyvolané polem laviny E a kinetické energie elektronů v lavině

$$\frac{\epsilon_0 E^2}{2} = \frac{\sigma v^2}{2} \quad (38)$$

σ představuje koncentraci elektronů, $\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$

Ze známých rozměrů laviny můžeme určit celkový počet elektronů v lavině. Odhad

celkového náboje Q čela laviny umožní intenzita pole $E = \frac{\sigma}{\epsilon}$ na povrchu koule:

$$Q = \sigma \pi r^2 \quad (39)$$

Celkový počet elektronů v čele laviny:

$$N = \frac{Q}{e} = \frac{\sigma \pi r^2}{e} \approx 5 \times 10^8 \quad (40)$$

Lavinou teče elektrický proud:

$$I = Nev \approx 8 \times 10^{-5} \quad (41)$$

Čemuž odpovídá proudová hustota:

$$j = nev = 4 \times 10^5 \text{ Am}^{-2} \quad (42)$$

Hustota kinetické energie:

$$w_k = \frac{1}{2} mnv^2 \approx 2 \text{ Jm}^{-3} \quad (43)$$

Tuto energii můžeme porovnat s hustotou energie neutrálních atomů při pokojové teplotě:

$$w_a = nkT = 10^5 \text{ Jm}^{-3} \quad (44)$$

Kde $k = 1,3807 \times 10^5 \text{ Jm}^{-3} \text{ JK}^{-1}$. Je tedy zřejmé že urychlené elektrony v čele laviny nemohou ohřát zbytek plynu.

Výpočtem srážkové frekvence a střední volné dráhy odhadneme kinetiku procesů v lavině.

Molekula kyslíku a dusíku je zhruba 3×10^{-10} , můžeme tedy určit účinný průřez srážky s volným elektronem:

$$\sigma = \pi d^2 = 3 \times 10^{-19} \text{ m}^{-2} \quad (45)$$

n_a označíme jako koncentraci molekul, potom se srážková frekvence rovná:

$$f = \sigma n_a = 6 \times 10^{12} \text{ s}^{-1} \quad (46)$$

Střední volná dráha

$$\lambda = \frac{v}{f} \approx 2 \times 10^{-6} \text{ m} \quad (47)$$

Platí vztah pro zrychlení:

$$a = \frac{F}{m} = \frac{eE}{m} \quad (48)$$

Dráha na níž získá elektron energii potřebnou pro ionizaci:

$$s = \frac{1}{2} at^2 = \frac{v^2}{2a} = \frac{v^2 m}{2eE} = \frac{4 \times 10^{12} \cdot 10^{-30}}{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 2 \cdot 10^{16}} \approx 6 \times 10^{-6} \text{ m} \quad (49)$$

Z rozměrů laviny a její délky lze odhadnout intenzitu difuze. Na čele laviny probíhá přírůstek elektronů dN_e , který je možné vyjádřit vztahem

$$dN_e = \alpha N_e dx \quad (50)$$

α je koeficient zvětšení počtu volných elektronů a platí pro něj:

$$\alpha = \frac{\ln Ne}{x} = \frac{\ln 10^{19}}{10^{-2}} \approx 5 \times 10^3 \text{ m}^{-1} \quad (51)$$

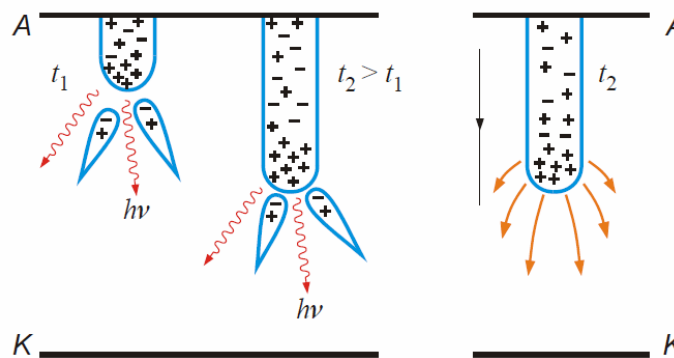
Střední dráha pro ionizaci:

$$\lambda_i = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{5 \times 10^3} = 2 \times 10^{-4} \text{ m} \quad (52)$$

Střední volná dráha elektronu je $2 \times 10^{-6} \text{ m}$, je tedy zřejmé že zhruba každá stá srážka je ionizační. Můžeme tedy usuzovat, že lavina elektronů je řídká a studená, nárazy nezahřejí atomy nad pokojovou teplotu. [1,2]

2.3.2 Strimer

Na Obr.11 je znázorněn nejpravděpodobnější příklad dalšího šíření anodového a katodového Strimeru. Největší pravděpodobnost rozvoje mají strimery u anody. Na povrchu elektrody se vytváří silné nehomogenity elektrického pole v důsledku nerovnosti povrchu. Možností vývoje laviny je ovšem více. Čelo se může rozšířit Coulombovým odpuzováním, hustota energie může poklesnout a lavina zhasne atd. [1]



Obr.13: Šíření strimerového kanálu [1]

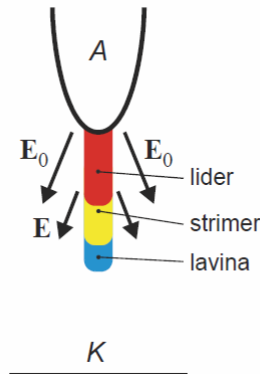
Pro vznik strimeru z laviny uvádí Loeb kritérium: $n_e \geq 7 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, Meek uvádí:

$$\alpha_d \geq 18 \div 20 \text{ m}^{-1} \quad [4].$$

Strimer se šíří mezi elektrodami jako lavina rychlostí $v = 10^5 \div 10^6 \text{ ms}^{-1}$, o poloměru $\approx 10^{-3} \text{ m}$ a koncentraci elektronů 10^{18} m^{-3} a protékajícím proudem $10^{-4} \div 10^{-2} \text{ A}$. Při atmosférickém tlaku a vzdálenostech kratších než 50m strimer propojí obě elektrody. Potřebné průbojové napětí mezi elektrodami není dáno prostým součinem intenzity pole a vzdálenosti. Nehomogenní pole, dané např. špičkou elektrody, snižuje průbojové napětí. V čele strimeru se pole mlže zesílit vlastním polem strimeru a proto platí závislost, kdy pro vzdálenost elektrod 1m je třeba pole $E \approx 10^6 \text{ V/m}$, pro 10m $E \approx 10^5 \text{ V/m}$, zatímco pro vzdálenost 30m stačí pole o intenzitě $E \approx 10^3 \text{ V/m}$. Při vzdálenosti elektrod delších než 50 m se na průbojové dráze formuje fáze lideru. [1]

2.3.3 Liderový mechanismus

Jak bylo řečeno v předchozí kapitole, u delších průbojových drah strimer přerůstá do vodivějšího kanálu, lideru s malou změnou potenciálu. V čele lideru se šíří strimer. Průměr lideru je zhruba 1cm, vodivost $\gamma \approx 10^4 \Omega^{-1}m^{-1}$, teplota 2000 až 4000 K, elektronová koncentrace se pohybuje v řádu $10^{20} m^{-3}$, liderem protéká proud stovek ampér při $E \approx 10^4$ V/m. Lider je řídký a chladný. Do kanálu je přiváděn elektrický náboj příslušné elektrody. Schéma lideru je znázorněno na **Obr.**

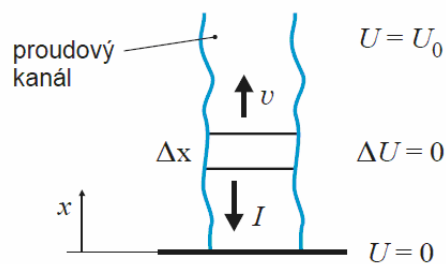


Obr.14: Schéma lideru [1]

Lidery se mohou šířit současně i od obou elektrod a napojují se na ně boční strimery a laviny. Postupem času dojde ke konečnému propojení lideru a elektrod. Na tomto místě se vytváří vysoký potenciálový rozdíl. Proud prudce narůstá a je uvolňováno velké množství Jouleova tepla, způsobující silnou ionizaci okolního plynu i ve vlastním kanále. Vodivost rychle narůstá. Velké množství uvolněné energie spojené s potenciálovým rozdílem se formou rychlé vlny přesouvá směrem ke druhé elektrodě. Tuto fázi nazýváme zpětnou vlnou. [1]

2.3.4 Zpětná vlna

Šíří se z místa konečného propojení lideru k opačné elektrodě, zanechávajících za sebou silně vodivý kanál, jímž se převádí náboj lokalizovaný v liderovém kanálu k elektrodě. Mechanismus zpětné vlny je znázorněn na následujícím obrázku:



Obr.15: Mechanismus zpětné vlny [1]

Elektrické parametry průboje při pohybu zpětné vlny vztažené na jednotkovou délku jsou: Kapacita C_1 , indukčnost L_1 , odpor R_1 a náboj Q_1 .

Platí podmínka pro napětí:

$$\Delta U + L \frac{\Delta I}{\Delta t} + RI = 0 = \Delta U + L_1 \Delta x \frac{\Delta I}{\Delta t} + R_1 \Delta x I \quad (53)$$

Pro prostorový spád napětí lze při malém odporu psát:

$$\frac{\partial U}{\partial x} + L_1 \frac{\partial I}{\partial t} = 0 \Rightarrow \frac{\partial U}{\partial x} = -L_1 \frac{\partial I}{\partial t} \quad (54)$$

Obdobně pro prostorový spád proudu:

$$\Delta I = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = -\frac{\Delta C \Delta U}{\Delta t} = -\frac{C_1 \Delta x \Delta U}{\Delta t} \Rightarrow \frac{\partial I}{\partial x} = -C_1 \frac{\partial U}{\partial t} \quad (55)$$

Vlnovou rovnicí získáme kombinací obou vztahů:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - C_1 L_1 \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0 \quad (56)$$

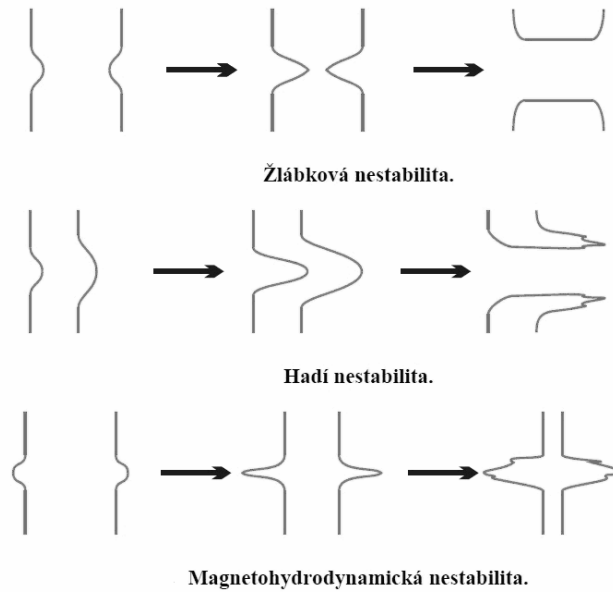
Pro rychlost vlny platí:

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} \quad (57)$$

Rychlost šíření v je dle měření zhruba 10^7 až 10^8 ms^{-1} . Spolu se zpětnou vlnou se pohybuje napěťový skok spojený s růstem proudu, způsobující intenzivní uvolnění Jouleova tepla v rozšiřujícím se proudovém kanále. Je vytvářen vodivý jiskrový kanál, v kterém je náboj přenášen skupinou elektronů. Probíhá radiálním rozšiřováním nadzvukovou rychlostí, čímž se generuje rázová vlna a doprovodný zvukový efekt. [1]

2.3.5 Jiskrový kanál a jeho nestability

Jiskrový kanál přenáší kA až MA hodnoty proudů, jeho teplota dosahuje 20 000 až 30 000 K, koncentrace částic je 20^{24} až 10^{26} m^{-3} . U malých jisker je průměr jiskrového kanálu kolem 1mm, bleskový kanál dosahuje průměru v řádu desítek cm. Vlastní kanál je smršťován magnetickým tlakem vlastního magnetického pole procházejícího proudu a rozšiřován tepelným tlakem. Vlivem působení těchto vlivů je kanál nestabilní a rozvojem nestabilit se rozpadá. Rozpad nastává především v místech napojení jiskrového kanálu na elektrody. Řadou nestabilních vláken se uskutečňuje přenos náboje mezi kanálem a elektrodou. Na elektrodě tyto vlákna zanechávají prohlubně o průměru několika mikrometrů. Na následujícím obrázku jsou uvedeny základní typy nestabilit: [1]



Obr.16: Typy nestabilit [1]

2.3.6 Rovnovážný jiskrový kanál

Při průchodu proudu stlačitelnou tekutinou s válcovou symetrií podle osy symetrie působí ampérova síla na jednotku objemu ve směru k ose:

$$f = jxB \quad (58)$$

Pokud magnetický tlak $B^2/2\mu$ převyšuje tepelný tlak plazmatu $\sum nkT$ dojde ke kompresi proudového kanálu. Při vyrovnání těchto dvou tlaků platí rovnost:

$$\frac{B^2}{2\mu} = \sum nkT \quad (59)$$

Při krátkých časech existence, v řádech μs , se uplatní skin efekt. Při kterém protéká proud pouze povrchovou vrstvou. Magnetické pole v tomto místě o poloměru r lze vyjádřit:

$$B = \frac{\mu I}{2\pi r} \quad (60)$$

Kanálem protékají proudy řádu 10kA až 10MA, poloměr kanálu je pouze několik mm a výsledné tlaky 10^{13} Pa jsou nejvyšší možné tlaky, dosažitelné v laboratořích. Magnetické pole mají hustotu od T do kT.

Odvod tepla je realizován zářením. Pro výpočet vyzářené energie lze použít Stefanova-Boltzmanova zákona. Výkon vyzářený jednotkovou plochou povrchu je:

$$H = \sigma T^4 \quad (61)$$

$\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4}$ je tzv. Stefanova – Boltzmanova konstanta [1,13]

3 Elektrické izolace pevného a kapalného skupenství

Mezi izolacemi pevného a kapalného skupenství je podstatný rozdíl v elektrické pevnosti a především ve schopnosti regenerace. V této kapitole je teoreticky popsána jejich elektrická vodivost a elektrické průrazy v těchto materiálech.

3.1 Elektrická vodivost kapalných izolantů

Elektroizolační materiály mají vždy určitou elektrickou vodivost. Pro hodnocení materiálů jsou používány hodnoty měrného elektrického odporu a měrné elektrické vodivosti. Jedná se o přepočítaný odpor či vodivost na jednotku objemu, což je výhodné z hlediska porovnání jednotlivých materiálů. Pro konduktivitu je základní jednotka $S \cdot m^{-1}$ a pro rezistivitu $\Omega \cdot m^{-1}$.

U kapalin se jsou molekuly těsněji uspořádány, než je tomu u plynů. Pohyb molekul je tak značně omezen. Jednotlivé částice se mohou vzájemně posunovat, což umožňuje kapalinám zaujímat tvar dle nádob a těci. Elektrickou vodivost silně ovlivňuje čistota izolace. Rozlišujeme extrémně čisté a tzv. technicky čisté kapalně izolanty.

Extrémně čisté izolanty mají velmi nízkou konduktivitu v řádech 10^{-14} až $10^{-15} S \cdot m^{-1}$. Volné nosiče elektrického náboje mohou vzniknout ionizací neutrálních molekul působením ionizačního činidla, disociací vlastní kapaliny či případných molekul příměsí, tepelnou excitací elektronů a v silných elektrických polích emisí elektronů z katody.

Technicky čisté izolanty se vyznačují konduktivitou 10^{-11} až $10^{-12} S \cdot m^{-1}$. Vyšší konduktivita oproti extrémně čistým kapalným izolantům je způsobena zvýšenou koncentrací volných nosičů elektrického náboje. Ty mohou být různého charakteru a závisí na druhu příměsí, stupni disociace a velikosti přítomných částic. V takto čistých izolantech existují dva typy vodivosti. Iontová a elektroforetická. Iontová elektrická vodivost se dále dělí na vlastní a nevlastní elektrickou vodivost.

Vlastní elektrická vodivost způsobují ionty vzniklé disociací molekul vlastního kapalného izolantu. Nevlastní elektrická vodivost je důsledkem přítomnosti příměsí a vyskytuje se ve všech technicky čistých kapalných izolantech.

Voltampérové charakteristiky velice dobře ukazují v chování extrémně a technicky čistých izolantů, uvedené na obr. 17. Na voltampérové charakteristice technicky čistých izolantů zcela chybí oblast nasyceného proudu, která je pozorovatelná u extrémně čistých izolantů, ale i u plynných izolantů. [2]

3.1.1 Závislost elektrické vodivosti na struktuře kapalného izolantu

Elektrická vodivost kapalných izolantů je silně závislá na struktuře kapalného izolantu.

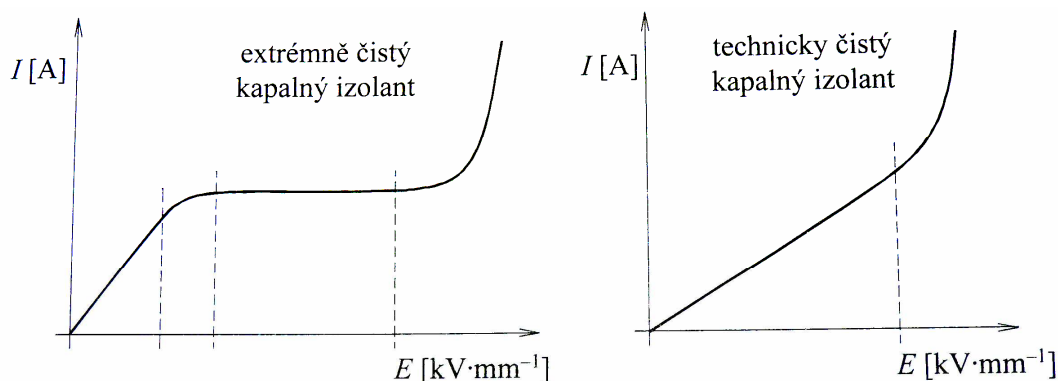
Dle skupiny dělíme izolanty takto:

- Kapaliny vzniklé kovalentními vazbami – jsou v čistém stavu izolanty, dále se dělí dle stupně polárnosti vazby:
 - Nepolární kapalné izolanty – jejich elektrická vodivost má iontový charakter, přičemž ionty vznikají disociací nečistot přítomných v kapalině. Voda snadno disociuje s zároveň podporuje disociaci molekul nečistot, elektrickou vodivost těchto izolantů tedy silně ovlivňuje
 - Polární kapalné izolanty – vodivost je také iontového charakteru, ionty vznikají i disociací molekul vlastního kapalného izolantu. Navíc v polárních izolantech bývá větší koncentrace nečistot.
 - Silně polární kapalné izolanty – de velmi čistém stavu mají elektroizolační schopnosti. V praxi jsou však nepoužitelné. Jedná se například o dokonale čistou vodu
- Kapaliny s iontovými vazbami – do této skupiny patří roztoky a taveniny elektrolytů. Jde o vodiče druhé třídy bez elektroizolačních schopností
- Kapaliny s kovovými vazbami – jedná se o kovy či slitiny kovů. Jde tím pádem o vodiče prvního druhu, nepoužitelné jako izolanty. [2]

3.2 Výbojová činnost kapalných izolantů

Elektrická pevnost a s ní spojené výboje v kapalinách jsou složitou a dosud ne příliš probádanou záležitostí. Elektrický výboj v kapalinách souvisí na mnoha náhodných a prakticky nekontrolovatelných činitelích. Především se jedná o rozložení elektrického pole mezi elektrodami, znečištění elektrod i samotné kapaliny, druh napětí, tlak a další. Existují značně rozmanité teorie, přičemž každá dokáže vysvětlit jen určitý okruh pozorování, v případě jiných výsledků selhává, nebo je s těmito výsledky dokonce v přímém rozporu. Doposud získané experimentální výsledky poskytují nejednoznačné či protichůdné závěry. Elektrické výboje v kapalných izolacích se přesto vyznačují charakteristickými rysy:

- Jejich elektrická pevnost je ve srovnání s plyny vyšší
- Přeskok může mít charakter čistě tepelného nebo i čistě elektrického průrazu
- Zpravidla se výboj tvoří v místech se zvýšenou koncentrací nečistot
- Hodnotu přeskokového napětí ovlivňuje materiál a povrchová úprava elektrod
- U technicky čistých izolantů se zpravidla nevyskytuje oblast nasyceného proudu



Obr.17. V-A charakteristiky extrémně a technicky čistých izolantů [2]

Technicky čisté kapaliny, jež vyhovují svými parametry v praktických aplikacích, nejsou vhodné pro ověřování teoretických představ. Je proto nutné co nejdokonaleji odstranit z kapaliny všechny nečistoty. Za tímto účelem se provádí mnohonásobná destilace kapaliny, odstranění vlhkosti, apod.. Vlastní experimenty probíhají v čisté uzavřené aparatuře, v níž jsou uzavřeny i měřicí elektrody, jímž je nutno věnovat mimořádnou pozornost z hlediska jejich čistoty a kvality povrchu. Izolanty vhodné pro výzkum jsou například kapalné helium, argon, dusík. Konduktivita takto čistých kapalných izolantů dosahuje hodnot menších než $10^{-14} \text{S}\cdot\text{m}^{-1}$ a elektrická pevnost je rovna 80 až 100 kV/mm. Tyto hodnoty elektrické pevnosti jsou 5x až 10x vyšší než u technicky čistých kapalných izolantů.

Existuje několik teorií, snažících se objasnit mechanismus přeskoku v čistých kapalných izolantech. Některé z nich jsou uvedeny v tab.1 Tyto teorie lze rozdělit do 2 skupin. Do první skupiny patří teorie u nichž hraje hlavní roli emise elektronů z elektrod a nárazová ionizace. V této skupině jsou teorie založeny na studené emisi elektronů nebo na tzv. Schottkyho emisi. Na základě experimentů nelze rozhodnout o jaký typ emise se ve skutečnosti jedná. U druhé skupiny je rozhodující tvorba plynových bublinek. Rozhodující vliv je v těchto teoriích připisován plynovým bublinkám. Tyto teorie popisují výboje v čistých kapalinách, které neobsahují plyn rozpuštěný či v jakékoli jiné formě. Plynová bublinka může v čisté kapalině vzniknout jako zbytek plynu adsorbovaného na povrchu elektrody, z molekul vlastní kapaliny působením elektronů s vysokou energií, lokálním oteplením způsobeným průchodem proudu, na místech s vysokou intenzitou elektrického pole. Tvar bublinky se protáhne ve směru působení elektrického pole. V okamžiku kdy napětí mezi dvěma stranami bublinky odpovídá minimu paschenovy křivky, nastane přeskok. Elektrická pevnost závisí na rozměrech bublinky, jež závisí na tlaku a teplotě.

Tab. 1 Přehled hypotéz přeskoku v kapalných izolantech: [2]

| Název hypotézy | Charakteristika | Autoři |
|---|---|----------------------|
| Plynová hypotéza | Samotná kapalným izolant i elektrody jsou zdrojem plynu, tvořícím v kapalném izolantu bublinky. V silně deformovaných bublinkách se rozvíjí přeskok | Gemant |
| Plynovětepelná hypotéza | V plynové vrstvičce oddělující elektrodu od kapaliny se formuje přeskok. Mezi kapalinou a plynem dochází ke zvyšování teploty. K přeskoku dojde po dosažení kritické teploty (bodu varu). | Edler |
| Tepelná hypotéza | Lokálním přehřátím a varem kapaliny vznikají plynové bublinky, v nichž se při napěťovém impulzu může rozvíjet přeskok | Sharbaugh |
| Hypotéza kapkového můstku | Z vodních kapek disociujících na ionty se mezi elektrodami vytvoří můstek. Ionty se začínají pohybovat při kritickém napětí, důsledkem pohybu iontů se můstek stane elektricky vodivým a dojde k přeskoku mezi elektrodami. | Boning |
| Hypotéza můstku polarizovaných částic | Do míst s největším gradientem se polarizované částice příměsí. Vzniká tím vodivý můstek, podél něhož dochází k přeskoku. | Kok Corbey |
| Hypotéza zesilující se emise elektronů z katody | V polovodivé vrstvě n povrchu katody jsou přítomny ionty, jež zesilují studenou emisi elektronů. Homogenní pole se tak stává polem nehomogenním a v místech s kritickou hodnotou se začne rozvíjet jiskra a dochází k přeskoku. | Swann |
| Hypotéza emise a nárazové ionizace | Při studené emisi na katodě vnikají do kapaliny elektrony a vyvolávají nárazovou ionizaci. Vzniklý prostorový náboj zesiluje studenou emisi a přispívá k rozvoji přeskoku. | Goodwin Mc.Fayden |
| Hypotéza postavená na teorii průrazu krystalů | Elektrony uvolněné díky tunelovému jevu získají působením elektrického pole energii větší než je energie ztracená při srážkách s částicemi tvořícími izolant. Přeskok je vyvolán mechanismem nárazové ionizace. | Atwood Bixby |

V technicky čistých izolantech o konduktivitě 10^{-11} až 10^{-13} S.m⁻¹ se celá záležitost výrazně mění a přeskok je ovlivňován celou řadou faktorů. Uvedeme si některé z nich.

Na elektrickou pevnost má velký vliv přítomnost různých nečistot, které podstatně snižují hodnotu elektrické pevnosti izolace. V technicky čistých kapalných izolantech se vyskytují také plynové bublinky rozptýlené v kapalině nebo také často usazené na povrchu elektrod, kde vytvářejí vrstvu s nižší elektrickou vodivostí než je elektrická vodivost vlastního kapalného izolantu. Ionizované plynové bublinky vtahovány do míst s největším gradientem. Vytváří tím vodivý plynový kanál, ve kterém může vzniknout přeskok. Zásadní vliv na elektrickou pevnost kapalné izolace má voda. Je to patrné na příkladu minerálního oleje na následujícím obrázku. Dalšími faktory ovlivňující elektrickou pevnost je materiál elektrod, délka doby působení elektrického napětí, či tlak kapaliny. [2]

3.3 Elektrická vodivost pevných izolanů

Struktura pevných izolanů je složitá a rozmanitá. Problematika elektrické vodivosti je proto velmi komplikovanou záležitostí. V pevných izolantech se vyskytuje elektronová i iontová elektrická vodivost. Jeden z těchto mechanismů převládá. V praxi se používají pevné izolanty, u kterých za normálních podmínek převládá iontový charakter elektrické vodivosti. Při hodnotách intenzity elektrického pole 10^1 až 10^2 kV.mm⁻¹. Za normálních podmínek se však vyskytuje velmi zřídka.

Elektronový charakter elektrické vodivosti lze prokázat u pevných látek na základě Hallova jevu. Vzorek procházený elektrickým proudem a umístěný v magnetickém poli kolmého na směr procházeného proudu. Na stěnách vzorku rovnoběžných se směrem proudu se objeví rozdíl potenciálů, tzv. Hallovo napětí. U makromolekulárních izolanů je rychlost elektronů řádově nižší než je rychlost potřebná pro vznik měřitelného Hallova napětí a nelze její přítomnost tímto způsobem prokázat. [2]

3.3.1 Povrchová vodivost pevných izolanů

V případě pevných izolanů se kromě vnitřní vodivosti uplatňuje i vodivost povrchová. Měrná povrchová vodivost je definována pomocí intenzity elektrického pole E a proudu tekoucím po povrchu izolantu I_p . Na základě měrného elektrického odporu lze ohodnotit povrchovou elektrickou vodivost:

$$\gamma_p = \frac{I}{U} \cdot \frac{d}{l_e} \quad (62)$$

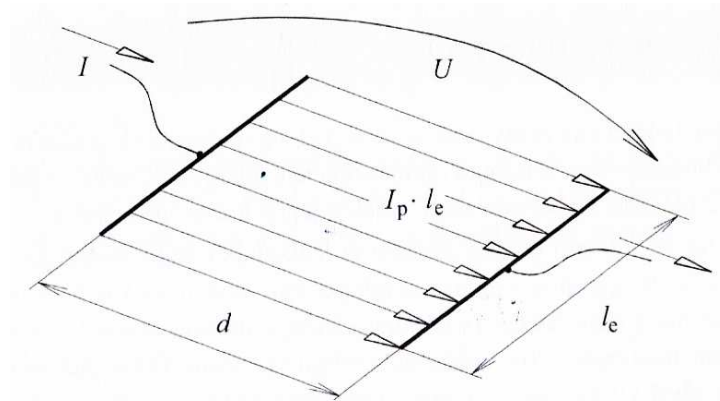
U je napětí na elektrodách [V]

I je celkový proud, který teče po povrchu izolantu [A]

d Je vzdálenost elektrod [m]

Vztah (64) lze upravit do podoby pro měrný povrchový elektrický odpor:

$$\rho_p = R_p \cdot \frac{l_e}{d} \quad (63)$$



Obr.18. Proud tekoucí po povrchu izolantu [2]

R_p je elektrický povrchový odpor, měřený mezi elektrodami. Základní jednotka je Ω .

Povrchová vodivost je způsobena pohybem volných nosičů náboje na povrchu izolantu.

Souvisí tedy s relativní vlhkostí okolí. [2]

3.4 Elektrické průrazy v pevných izolantech

Zásadním rozdílem mezi elektrickou pevností plynů, kapalin a pevných látek je nevratnost těchto procesů. Pevné izolace jsou v tomto směru odlišné od plyných a kapalných. Ve struktuře dochází při průrazu k nevratným změnám a vytvořená vodivá cesta zůstane v izolaci trvale. Při experimentech lze tedy na jednom vzorku provést jen jednu zkoušku, což s sebou přináší potřebu většího množství vzorků a následkem toho vyšší finanční náklady.

Z hlediska průběhu dějů v izolaci při průrazu rozlišujeme základní způsoby průrazu pevných izolantů jako čistě elektrický průraz a tepelný průraz.

3.4.1 Čistě elektrický průraz

Pokud je průraz takového charakteru, že před jeho počátkem nedojde k ohřevu izolantu a následně k rozvoji procesů stárnutí, jedná se o čistě elektrický průraz. Tento typ průrazu je zkoumán při působení rázového napětí. Vzorky musí být umístěny v homogenním elektrickém poli a být prosty pórů a dutin. Průrazový kanál roste rychlostí 10^5 až 10^6 m.s⁻¹. Na základě experimentálních výsledků převládá názor že při čistě elektrickém průrazu jsou rozhodující volné elektrony. V kapitole 3.1 byla zmíněna existence volných elektronů zmíněna v souvislosti s elektrickou vodivostí pevných izolantů. Vysvětlení vzniku čistě

elektrického průrazu na základě existence volných elektronů můžeme rozdělit do dvou skupin:

- Teorie předpokládající malou hustotu elektronů
- Teorie předpokládající velkou hustotu elektronů

První teorie předpokládá daleko menší počet vzájemných srážek volných elektronů oproti srážkám těchto elektronů se strukturou izolantu. V okamžiku kdy intenzita působícího elektrického pole dosáhne úrovně elektrické pevnosti izolantu dojde k prudkému nárůstu počtu volných elektronů. Odpovídajícím způsobem naroste elektrický proud tekoucí izolantem. Velké množství energie se přeměňuje na teplo, čímž se teplota izolace zvýší do té míry, kdy dojde k jejímu roztavení či chemické destrukci.

Druhá teorie uvažuje jako rozhodující vzájemnou výměnu energie mezi volnými elektrony při jejich srážkách. Elektrické pole urychluje elektrony a ty se srážejí s dalšími volnými elektrony a při srážkách jim odevzdávají část své energie. Získávaná energie se rozdělí postupně mezi všechny elektrony, jež jsou posléze v tepelné rovnováze. Pro tuto skutečnost je teorie také nazývána teorií kolektivního průrazu. Po překročení mezní elektronové teploty dojde k jejímu nekontrolovatelnému růstu. Následkem je prudký ohřev izolantu a jeho následný průraz.[2,4]

3.4.2 Tepelný průraz

Při tepelném průrazu se uplatňují Jouleovy ztráty a ohřev způsobený dielektrickými ztrátami. Ve srovnání s čistě elektrickým průrazem se jedná o jednodušší případ. Ohřívání v izolantu má lokální charakter. V oteplených místech dochází k následnému vzrůstu elektrické vodivosti a dielektrických ztrát, čímž se ještě více dané místo ohřeje. Pokud je napětí dostatečně nízké, dojde k rovnováze mezi množstvím tepla vznikajícím působením elektrického pole a množstvím tepla odvedeného povrchem do okolí. Tento stav lze popsat následujícím vztahem:

$$c \cdot \frac{d\vartheta}{dt} + \text{div}(\lambda \cdot \text{grad} \vartheta) = \gamma \cdot E^2 \quad (64)$$

| | | |
|-----|-------------|---------------------------------|
| Kde | ϑ | je teplota |
| | C | je měrné teplo |
| | λ | je koeficient tepelné vodivosti |
| | E | je intenzita elektrického pole |
| | T | je čas |

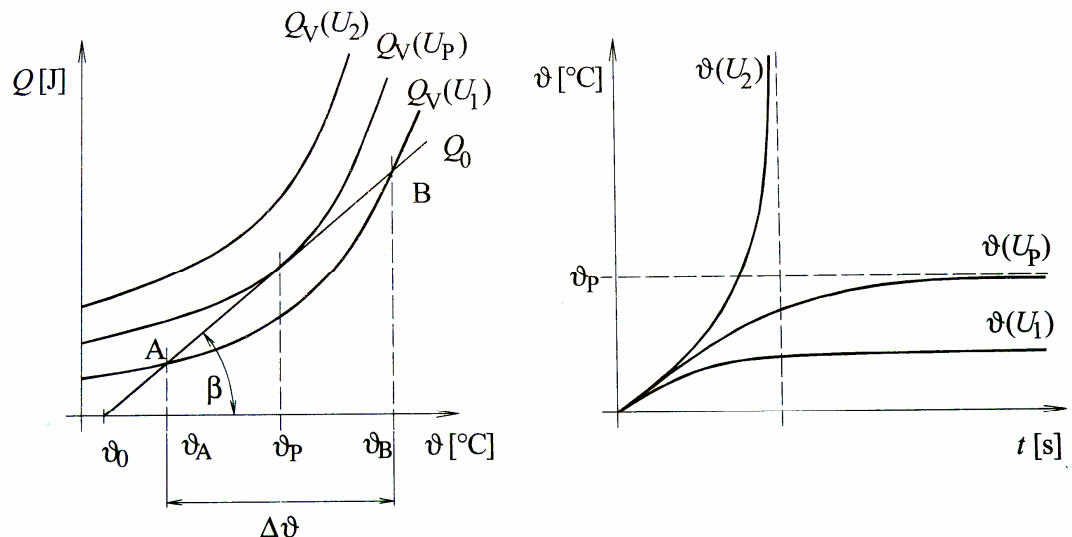
Rovnice podmínky kontinuity izolantem procházejícího proudu:

$$\operatorname{div}(\gamma \cdot E) = 0 \quad (65)$$

Nyní máme základní vztahy pro popis tepelného průrazu. Můžeme tedy vyjádřit 3 základní příčiny tepelného průrazu:

- Přiložené napětí je tak vysoké hodnoty, že vůbec nedovolí aby došlo k ustanovení dynamické rovnováhy. Tento případ je nejčastější.
- K tepelné destrukci izolantu dojde dříve, než se stačí ustavit dynamická rovnováha
- Vlivem nerovnoměrného ohřevu izolantu se z homogenního elektrického pole stane pole nehomogenní, čímž může dojít k průrazu izolantu

Poměry při tepelném průrazu pevného izolantu jsou znázorněny na obr. 19.



Obr.19 :Závislosti tepla, vznikajícího v izolantu [2]

V levé části je znázorněna teplotní závislost tepla vzniklého v izolantu a tepla odváděného do okolí. V pravé části je tato teplota v časových závislostech. Přímka označená Q_0 odpovídá množství tepla odvedeného do okolí povrchem vodiče. Pokud má izolant teplotu okolí žádné teplo se z povrchu izolantu neodvádí (neexistuje tepelný tok). Na ose X je v této hodnotě průsečík s přímkou Q_0 . Účinný chladicí povrch izolantu S a koeficient přestupu tepla z izolantu do okolí určují sklon přímky Q_0 , charakterizovaný úhlem β :

$$\operatorname{tg}\beta = \alpha \cdot S \quad (66)$$

V obrázku jsou uvedeny 3 různé křivky pro napětí. První křivka pro napětí U_1 protíná křivku odváděného tepla Q_0 ve dvou bodech označených jako A a B. V těchto bodech je množství vznikajícího a odváděného tepla stejné. V bodě A nastává stabilní dynamická rovnováha,

neboť po odeznění působení zdroje tepla se teplota do této polohy samovolně vrací. Naopak bod B není stabilní, jelikož po odeznění vnějšího podnětu se izolant ochladí pod teplotu a nastává neustálý nárůst vznikajícího tepla oproti teplu odváděnému. Což v konečném důsledku vede k tepelnému průrazu izolantu.

Pokud je přiložené napětí příliš vysoké, závislosti přiváděného a odváděného tepla se vůbec neprotnou a množství tepla vznikajícího v izolantu je při všech teplotách větší než množství tepla odváděného z izolantu pryč. Teplota izolantu v tomto případě vždy nekontrolovatelně roste, až dojde k nevyhnutelnému průrazu materiálu.

Posledním případem uvedeným v obrázku je mezní stav tvořící předěl mezi dvěma předchozími. Platí pro napětí U_p a v okamžiku kdy je přiložené napětí rovno napětí průraznému. Závislosti vznikajícího a odváděného tepla se protínají v jednom jediném bodě. Jedná se o labilní stav, jakékoli zvýšení napětí vede k průrazu izolantu.

Pokud se změní teplota okolí, dojde i ke změně polohy křivky Q_o , při změně odvodu tepla do okolí se liší sklon křivky. I při konstantním přiloženém napětí ve stabilním stavu může dojít k průrazu izolace pokud dojde ke změně vnějších podmínek. [2]

4 Částečné výboje v elektrických zařízeních

V technice vysokého napětí rozlišujeme úplný a neúplný přeskok. Pokud dojde k úplnému přeskoku, jsou obě výbojem a překlenuta je tímto výbojem celá izolace. Při neúplném průrazu je proražena jen část izolace, vznikne tzv. částečný průraz. Zbytek izolace disponuje dostatečnou elektrickou pevností a napěťové namáhání vydrží. Pokud dojde k částečnému průrazu v plynném izolantu, mluvíme o částečném výboji.

Izolace elektrických strojů a zařízení může obsahovat malé dutinky, jež jsou pochopitelně vyplněné plynem. Původ těchto dutinek může být při výrobě, nebo až vlivem provozu a stárnutí izolace. Při zvyšování přiloženého napětí se od určité intenzity elektrického pole objeví v dutinkách elektrické výboje charakteru lavinových či jiskrových výbojů. [3,7]

Dle normy ČSN EN 60270 [5] je částečný výboj lokalizovaný elektrický výboj, pouze částečně přemostující izolaci mezi vodiči. Tento výboj se může a nebo nemusí objevit v okolí vodiče. Částečné výboje bývají důsledkem koncentrace lokálního elektrického namáhání v izolaci či na povrchu izolace a vytvářejí proudové impulsy s dobou trvání mnohem menší než $1\mu\text{s}$. [5]

Jak je tedy z normy patrné přítomnost částečného výboje ve zkoušeném objektu je spojeny se vznikem proudových nebo napěťových impulsů. Tyto impulsy jsou měřeny

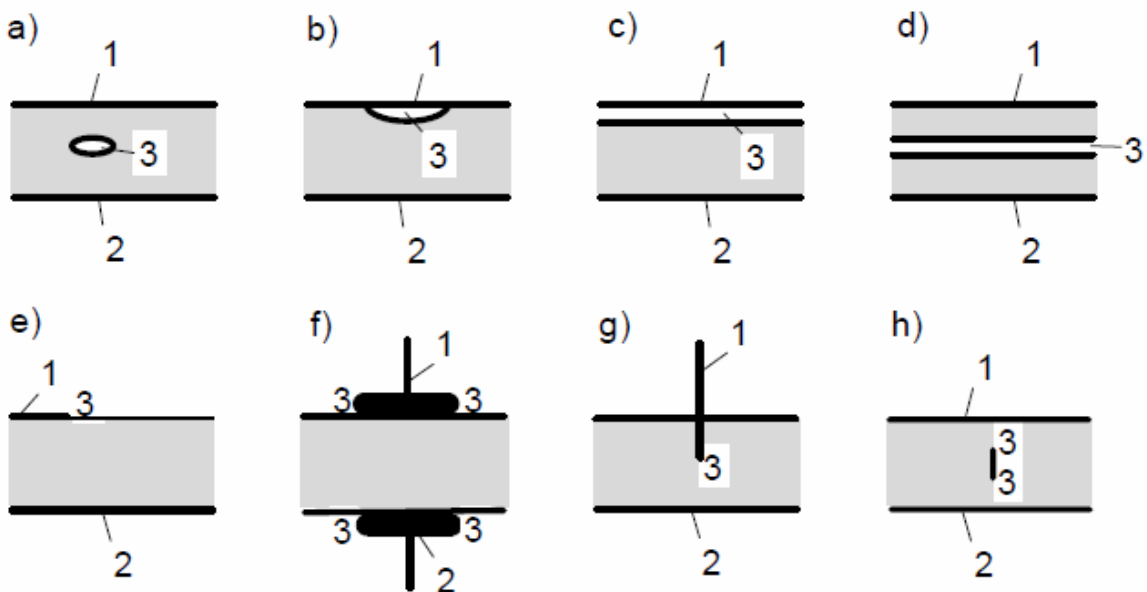
vhodnými detekčními obvody.

Základní rozdělení částečných výbojů zhruba následující:

- Vnější (externí)
- Vnitřní (interní)
- Povrchové (klouzavé)

Mezi vnější částečné výboje patří výboje v okolí elektrod malých poloměrů v plynném prostředí. Například to jsou korónové výboje, Trichelovy impulsy, doutnavé výboje apod. Vnitřní částečné výboje probíhají v plynech, jež jsou obklopeny kapalným nebo pevným izolantem. Typickým příkladem jsou výboje v plynných dutinkách v pevném izolantu. Povrchové částečné výboje probíhají v okolí elektrod na rozhraní pevného a plynného izolantu. [3]

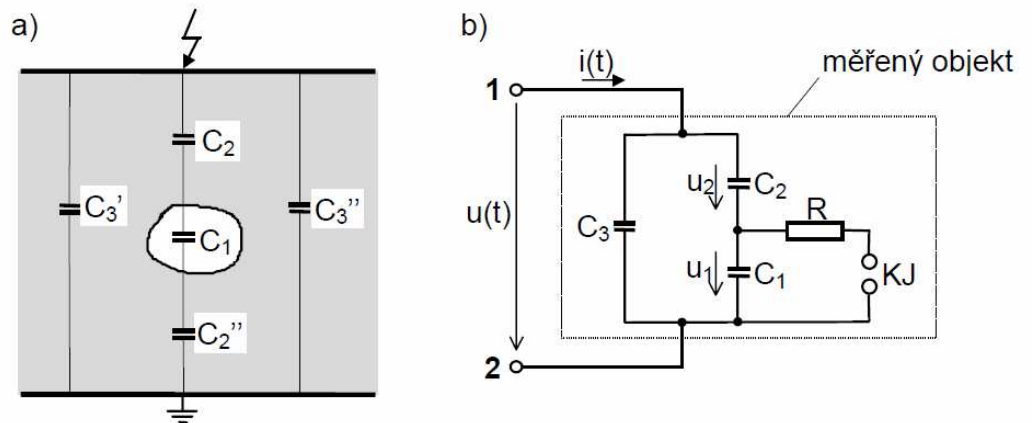
4.1 Vnitřní a povrchové částečné výboje



Obr.18. Typická elektrodová uspořádání pro částečné výboje [8]

Jednoduché náhradní schéma pro vnitřní částečné výboje je tzv. trojkapacitní model. Vidíme jej na obrázku 19. Na prvním obrázku je schematicky znázorněn pevný izolant s vnitřní dutinkou naplněnou vzduchem. Na druhém obrázku je pak zjednodušené schéma. C_2 představuje kapacitu zdravé části izolace v sérii s nimi je kapacita dutinky C_1 . V obvodu je dále znázorněna kapacita C_3 , jež reprezentuje poměrně velkou kapacitu zbytku izolantu. Přeskok v dutince naplněné plynem nastane při překročení její elektrické pevnosti. V náhradním obvodu tuto skutečnost představuje kulové jiskřiště připojené paralelně ke kondenzátoru C_1 . V sérii s kulovým jiskřištěm je zapojen odpor R vyznačující odpor

výbojové cesty po přeskočení na kulovém jiskřišti KJ. Vzhledem k velikosti reálných dutinek v izolaci probíhá tento děj řádově ns [3].

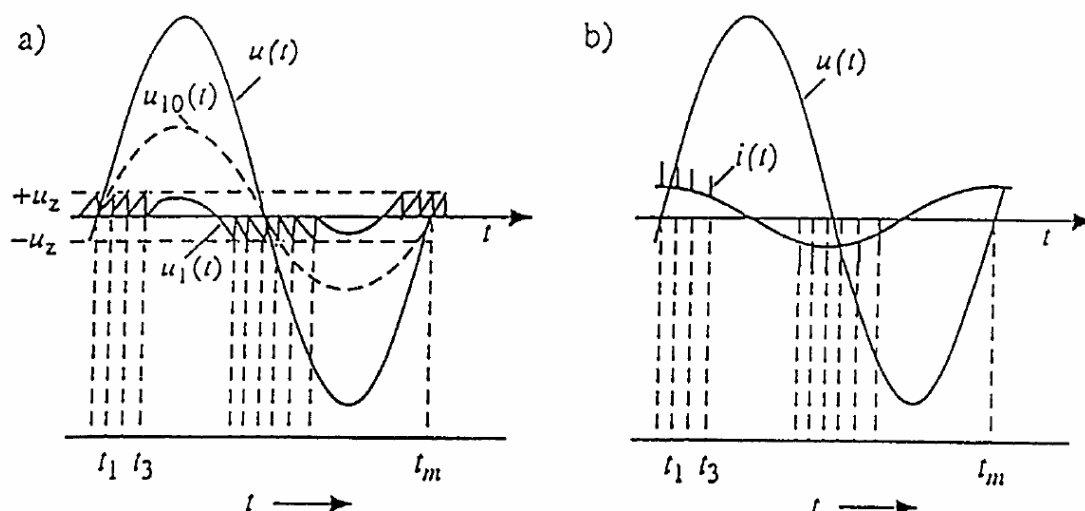


Obr.19. Náhradní schéma pro vnitřní částečné výboje [8]

Pokud na svorky 1 a 2 vzorku přiložíme střídavé napětí $u(t)$ takové velikosti, při které nedojde ještě k přeskočení v dutince, jež zde představuje kulové jiskřiště), pak je dán průběh napětí na kondenzátoru C_1 vztahem:

$$u_{10}(t) = \frac{C_2}{C_1 + C_2} u(t) \quad (67)$$

Časové průběhy napětí $u(t)$ a $u_{10}(t)$ na dutince bez přeskočení jsou na následujícím obrázku. Pokud okamžitá velikost rozdílů potenciálů mezi stěnami dutinky dosáhne hodnoty zapalovacího napětí U_z , dojde k výboji v dutince. Pokud budeme předpokládat ideální stav, kdy obě polarity zapalovacího napětí U_z mají stejný efekt a zbytkové napětí na dutince po přeskočení je rovno nule, dostaneme průběh napětí znázorněný na obrázku 20a. V dutince izolantu dochází k opakovaným přeskokům, následkem čehož se na kapacitní proud $i(t)$ protékající izolačním systémem superponují proudové pulzy viz obrázek 20b.



Obr.20. Časové průběhy napětí a proudů [8]

Z výše řečeného vyplývá že částečný náboj Δq_1 vybitý v dutince není shodný s nábojem q měřitelným na svorkách měřeného objektu. Pro náboj vybitý v dutince platí:

$$\Delta q_1 = (C_1 + C_2) * U_z \quad (68)$$

Zatímco pro zdánlivý výboj naměřený na svorkách vzorku platí:

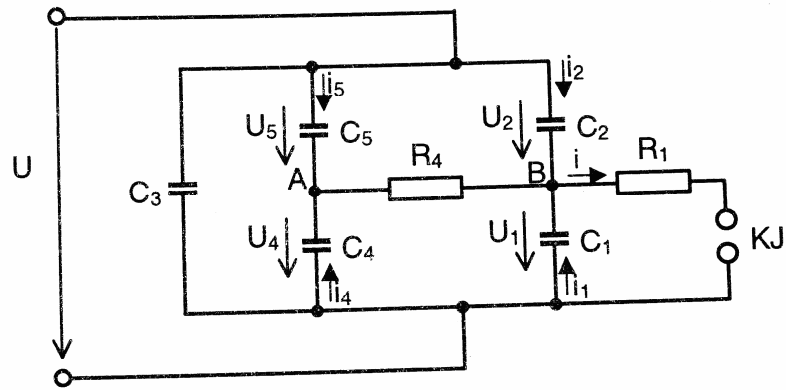
$$q = C_2 * U_z \quad (69)$$

Dosažením dostaneme:

$$\Delta q_1 = q \frac{C_1 + C_2}{C_2} = q \left(1 + \frac{C_1}{C_2} \right) \quad (70)$$

V podstatě ve všech případech složitějšího izolačního uspořádání je poměr C_1/C_2 neznámý a není proto možné určit přesnou hodnotu náboje v dutince.

Jednoduchý model z obrázku nevysvětluje mnohé jevy jakými jsou například rozptyl nábojů impulsů částečných výbojů a také růst počtu impulsů částečných výbojů při zvyšování napětí. Tyto jevy jsou pravděpodobně způsobeny tím, že na vybíjení se podílí i určitá část izolantu v okolí dutinky. Bylo tedy nutné vytvořit modely, které zachycují i tuto skutečnost. Jedním z nich je rozšířený náhradní model pro vnitřní částečné výboje podle Boninga.



Obr.21. Rozšířený náhradní model pro vnitřní částečné výboje [8]

Rozšířený náhradní model je vytvořen přidáním kapacity C_4 ke kapacitě C_1 , představující kapacitu vzduchové dutinky. Tato kapacita představuje vliv okolí dutinky vyplněné plynem. Kapacita je tak velká, aby napětí U_1 a U_4 byla před výbojem shodná. Odpor R_4 modeluje odpor všech stěn dutinky a jejich blízkého okolí. Před výbojem jím neteče žádný proud, protože můstkové zapojení v obvodu je v rovnováze. S kulovým jiskřištěm je v sérii odpor R_1 , který reprezentuje odpor výbojového kanálu v dutince. V obvodu jsou ještě v sérii kapacity C_5 a C_4 , představující kapacitu zbytku izolantu.

Těsně před vznikem částečného výboje v dutince, tedy v čase $t=0$, platí tyto počáteční podmínky, při kterých je systém v rovnováze:

$$U_1(0) = U_4(0) = U \frac{C_2}{C_1 + C_2} = U_z \quad (71)$$

$$U_2(0) = U_5(0) = U \frac{C_1}{C_1 + C_2} \quad (72)$$

U_v je zapalovací napětí v dutince

Pro zjednodušení můžeme předpokládat následující zjednodušení:

$$C_3 \gg C_2; C_3 \gg C_5 \quad (73)$$

$$R_1 \ll R_4 \Rightarrow R_1 C_1 \ll R_4 C_4 \quad (74)$$

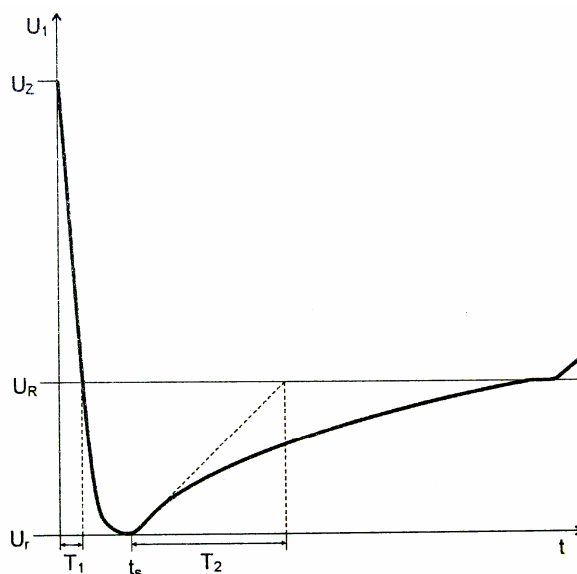
$$C_2 \ll C_1; C_2 \ll C_4; C_5 \ll C_4 \quad (75)$$

Po dalším odvození získáme vztah pro průběh napětí na kapacitě C_1 :

$$U_1(t) = \frac{U_4(t_s)}{1 + \frac{C_1}{C_4}} \left(1 - e^{-\frac{t-t_s}{T}} \right) = U_R \left(1 - e^{-\frac{t-t_s}{T}} \right) \quad (76)$$

Kde $U_R = \frac{U_4(t_s)}{1 + \frac{C_1}{C_4}}$ je tzv. zotavené napětí.

Průběh napětí U_1 je zobrazen na obrázku 10. Právě přítomnost zotaveného napětí U_R je hlavní rozdíl Boningova modelu dutinky v izolantu od klasického trojkapacitního modelu, ve kterém je toto napětí rovno nule.



Obr. 22: Průběh napětí U_1 na kapacitě C_1 [8]

V čase $t \in \langle 0, t_s \rangle$ probíhá pokles napětí U_1 z hodnoty zapalovacího napětí U_z na zbytkové napětí U_r . Tento pokles závisí na časové konstantě $T_1 = R_1 C_1$. V čase $t > t_s$ napětí U_1 roste z hodnoty U_r na hodnotu ustáleného napětí U_R s časovou konstantou T_2 . Pro dobu T_2 platí následující vztah:

$$T_2 = \frac{R_4 C_4}{1 + \frac{C_4}{C_1}} \quad (77)$$

Poměr $p = U_r / U_z$ do značné míry ovlivňuje četnost částečných výbojů a lze jej vyjádřit pomocí následujícího vztahu:

$$p = \frac{e^{\left(-\frac{t_s}{T_4}\right)}}{1 + \frac{C_4}{C_1}} \quad (78)$$

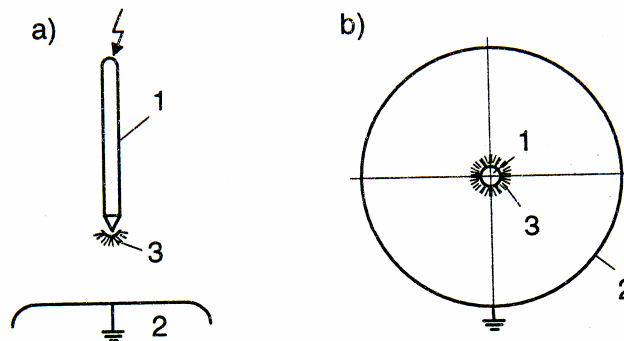
Uvažujme že $\frac{t_s}{T_4} \ll 1$, potom se vztah zjednoduší následovně:

$$p = \frac{1}{1 + \frac{C_4}{C_1}} \quad (79)$$

Existuje mnoho dalších modifikovaných modelů vnitřních částečných výbojů. Kranz modifikoval Boningův model a nahradil odpor R_1 časově a napětově závislým odporem, jež modeluje závislost odporu na čase, na napětí po zapálení výboje i průběh odporu po obnovení elektrické pevnosti.

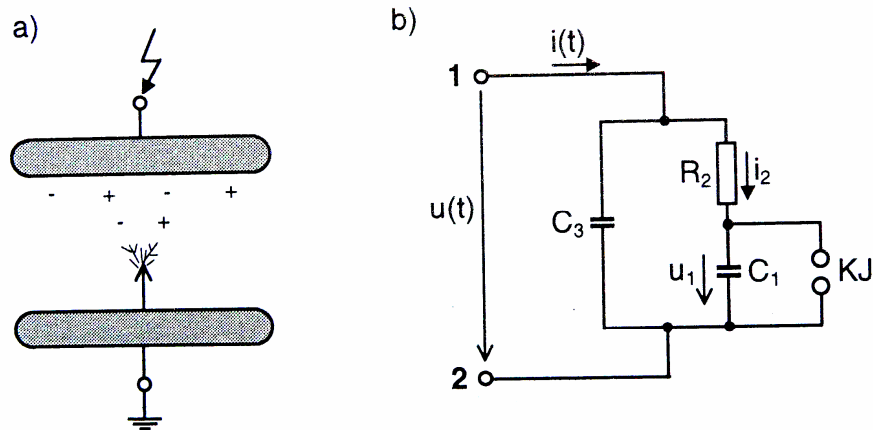
4.2 Vnější částečné výboje

Na hranách nebo malých poloměrech elektrod v planém prostředí se mohou vyskytovat vnější částečné výboje. Typickým uspořádáním pro tyto výboje je hrot-deska. V tomto uspořádání se výboje nejčastěji objevují na ostrém zakončení hrotové elektrody. Dalším typickým uspořádáním je koaxiální uspořádání dvou elektrod viz obrázek b). Na obrázku jsou elektrody označeny číslicemi 1 a 2, oblast ve které probíhají částečné výboje potom číslicí 3.



Obr. 23: Průběh napětí U_1 na kapacitě C_1 [8]

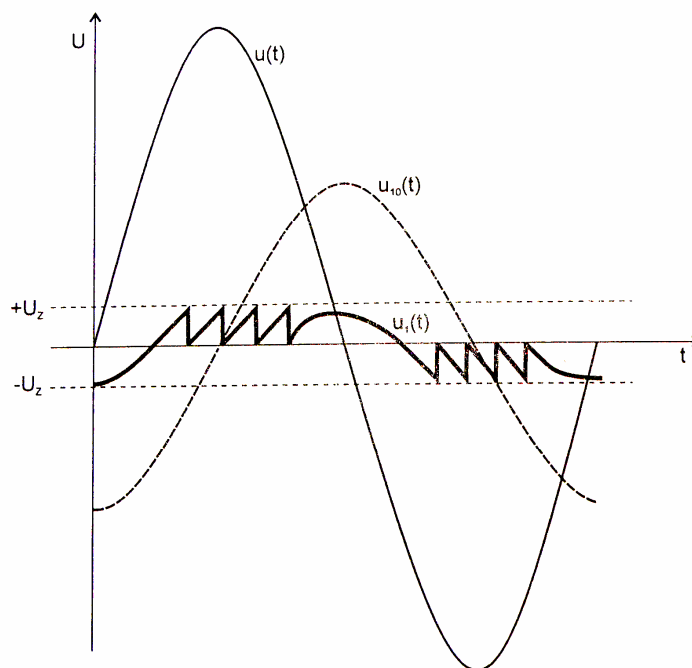
Grafické znázornění elektrodového uspořádání hrot-deska je na následujícím obrázku spolu s náhradním schématem. Podobně jako v předchozí kapitole 5.1., kondenzátor v náhradním schématu představuje kapacitu vzduchového prostoru, který je překlenut výbojem (zkratován) při každém částečném výboji, tedy v případě kdy napětí dosáhne přeskové hodnoty U_z . Rezistor R_2 charakterizuje odpor elektrického pole mezi hrotem a deskou opačné polarity, jež je kladen náboji vzniklému na hrotu elektrody. Kondenzátor C_3 představuje paralelní kapacitu elektrodového uspořádání



Obr. 24: Náhradní schéma pro vnější částečné náboje [8]

Z náhradního obvodu je patrné že vnější částečné výboje se vyskytují v široké škále hodnot, v závislosti na okamžité hodnotě přiloženého napětí. Velikost a typ částečných výbojů silně závisí na okamžité hodnotě intenzity elektrického pole. Pokud je prahová hodnota napětí menší, než nejmenší hodnota nutná pro vznik částečných výbojů, částečné výboje se pochopitelně nevyskytují.

Na následujícím obrázku jsou znázorněny průběhy napětí na kapacitě C_1 , představující vzduchový prostor, jež je při částečném výboji zkratován. V grafu jsou znázorněny tři průběhy: napájecí napětí $u(t)$, fiktivní napětí $u_{10}(t)$ a skutečný průběh napětí na kapacitě C_1 $u_1(t)$. $+U_z$ a $-U_z$ jsou limitní hodnoty napětí pro vznik částečných výbojů. [3]



Obr. 25: Časové průběhy napětí vnějších částečných výbojů [8]

4.3 Parametry částečných výbojů

Tím se dostáváme k parametrům částečných výbojů, jež jsou zavedeny pro nutnost kvantifikace částečných výbojů. Základní parametry se používají pro základní vyhodnocování intenzity výbojové činnosti. Pokud měříme periodicky na tomtéž či podobném zařízení, zajímají nás parametry porovnávací. V případě určování druhu (zdroje) výbojové činnosti jsou používány obrazce částečných výbojů. [3]

4.3.1 Základní parametry

Zdánlivý náboj dle normy [5] je zdánlivý náboj takový unipolární náboj, který je v případě injektování ve velmi krátkém čase mezi svorky zkoušeného objektu v předepsaném zkušebním obvodu, měl by na měřicím přístroji způsobit stejný výchylku jako vlastní proudový impuls částečného výboje. Označuje se q [pC]. Zdánlivý náboj dosáhl jako diagnostický parametr mezinárodního rozšíření a je základním diagnostickým parametrem pro vyhodnocování a měření částečných výbojů

Počáteční napětí částečných výbojů označuje přiložené napětí, při němž jsou pozorovány opakující se částečné výboje. Napětí přiložené ke zkoušenému objektu je postupně zvyšováno z hodnoty napětí, při které ještě k částečným výbojům nedochází. Dle normy je počáteční napětí částečných výbojů nejnižší přiložené napětí, při kterém se úroveň veličiny

impulzu částečného výboje rovná nebo převyšuje předepsanou nízkou hodnotu., označuje se U_i . [3,5]

Zhášecí napětí částečných výbojů představuje přiložené napětí, při kterém se ve zkoušeném objektu přestávají objevovat opakující se částečné výboje. Napětí j postupně snižováno z vyšší hodnoty při níž jsou pozorovány částečné výboje. Dle normy [5] je záššecí napětí částečných výbojů nejnížší přiložené napětí, při kterém je úroveň veličiny impulzu částečného výboje rovna nebo je menší než předepsaná nízká hodnota. Označuje se U_e .

Výkon částečných výbojů udává střední výkon impulsu dodávaného na svorky zkoušeného objektu, je způsoben hodnotami zdánlivého výboje q_i za časový interval T_{ref} . Tento výkon je možné určit přímým měřením, nebo výpočtem. [3, 5]

Součtový náboj vyjadřuje součet absolutních hodnot jednotlivých úrovní zdánlivých nábojů obvykle během periody napájecího napětí. Je označován jako Q . V poslední době se od měření tohoto parametru upouští. [3]

Střední proud částečných výbojů představuje součet absolutních hodnot jednotlivých úrovní zdánlivého náboje q_i během referenčního intervalu, dělený tímto intervalem.

Četnost impulsů označuje se n a udává se v s^{-1} . Je poměr mezi celkovým počtem impulsů zaznamenaných ve vybraném časovém intervalu a dobou trvání intervalu [3, 5]

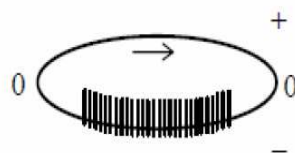
4.3.2 Obrazce částečných výbojů

Podle fázového úhlu částečných výbojů rozlišujeme několik druhů částečných výbojů, vypovídajících o jejich původu a povaze. Zpravidla se četnost částečných výbojů zobrazuje jako superpozice proudových pulzů na napájecím napětí ve formě lissajousových obrazců. Tento zvyk je z dřívějších dob, ve kterých byly používány pro měření částečných výbojů analogové přístroje. V současné době je pro tento účel využíváno převážně moderních digitálních přístrojů. Tyto přístroje zobrazují částečné výboje na rozvinuté periodě sinusového napájecího napětí. Tento způsob zaznamenání částečných výbojů je názornější, ale lissajousovy obrazce jsou dodnes využívány jako slovník základních modelových uspořádání částečných výbojů. Nyní popíší pět základních typů částečných výbojů. [7, 8]

Typ A

Při postupném zvyšování napájecího napětí vznikne po překročení počátečního napětí částečných výbojů řada stejných pulzů. Velikost těchto pulzů je úměrná jednotlivým nábojům částečných výbojů. Pulsy jsou symetrické v okolí maximální hodnoty napájecího napětí pouze v jedné půlperiodě. Z obrázku je zřejmé že se vzrůstajícím napětím je velikost pulzů přibližně stejná, zvyšuje se jejich počet. V opačné půlperiodě by se pulzy vyskytly až

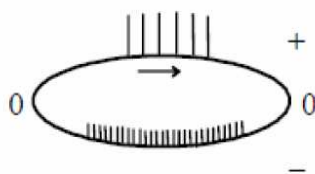
při vyšších napětích. Tento typ je typický pro předvýboje v plynech, při uspořádání hrot-deska nebo tyč-uzemněná rovina. Při zvýšení napětí na vysoké hodnoty se objeví pulzy i v opačné půlperiodě, ale velikost těchto pulzů je pak o několik řádů větší. Typ A je jedním z nejdůležitějších typů obrazců částečných výbojů, je totiž typický pro částečné výboje a předvýbojová stádia ve vzduchu, které jsou málo nebezpečné. Tyto výboje mohou nastat i při nevhodně sestaveném měřicím obvodu, lze je však poměrně lehce odstranit. [7, 8]



Obr. 26: Oscilogram částečných výbojů typ A

Typ B

V obou půl periodách jsou pulzy symetricky umístěné kolem napěťových maxim. Pulzy nejsou ovšem v obou půlperiodách stejné, ale v jedné půlperiodě jsou pulzy větší, v druhé půlperiodě jsou všechny pulzy menší velikosti, ale jsou častější. Se zvyšováním napětí počet pulzů narůstá. Typ B je typický pro uspořádání hrot-deska v kapalných dielektrikách. [7, 8]

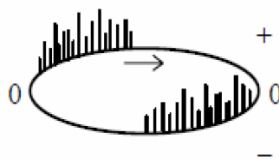


Obr. 27: Oscilogram částečných výbojů typ B [7]

Typ C

Pulzy se vyskytují mezi průchody nulou a vrcholy v obou půlperiodách, přičemž v obou půlperiodách mají přibližně stejnou velikost. Typ C se objevuje tam, kde nosiče nábojů obou polarit, vytvořené částečnými výboji, se nedostanou ani na vysokonapěťovou ani na uzemněnou elektrodu. Popsaná situace nastává v těchto případech:

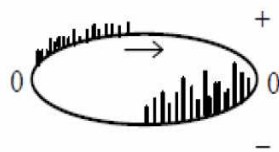
- Dutinka v pevném izolantu
- Kapalný izolant s plynovou bublinkou
- Vzájemně se dotýkající izolované vodiče
- Klouzavé výboje na povrchu pevného dielektrika
- Částečné výboje mezi neuzemněnými kovovými částmi [7, 8]



Obr. 28: Oscilogram částečných výbojů typ C [7]

Typ D

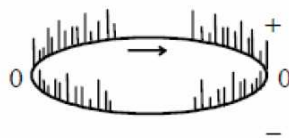
Jedná se o pulzy vyskytující se mezi průchody nulového napětí a vrcholy v obou periodách. V jedné půlperiodě jsou pulzy vyšší než v druhé. Typ D je speciálním případem typu C. Podobně jako u předchozího typu jsou tyto výboje velice nebezpečné pro izolační systém. Tento typ výboje se vyskytuje v dutinkách v pevném dielektriku u elektrod, ve vzduchových dutinkách v kapalných dielektrikech u elektrod. [7] [8]



Obr. 29: Oscilogram částečných výbojů typ C [7]

Typ E

Pulzy jsou rozmístěné symetricky kolem obou průchodů napětí nulou. Typ E vzniká při nedokonalém kontaktu mezi kovovými částmi nebo mezi polovodivými či odporovými vrstvami. Tento nedokonalý kontakt může být i vně izolačního systému. [7, 8]



Obr. 30: Oscilogram částečných výbojů typ D [7]

4.4 Vliv částečných výbojů na izolaci

V dielektriku mají výboje zpravidla čtyři základní účinky. Jsou to účinky erozivní, tepelné, elektrické a chemické. Bohužel jsou zpravidla nežádoucí a dále poškozují izolaci zařízení. Pokud uvažujeme vnitřní výboje v dutince izolantu, obsahující kyslík, při výbojích se začne uvolňovat ozón O_3 a také oxid uhličitý CO_2 , výsledkem jsou intenzivní oxidační účinky. Při výbojích mohou vzniknout též kyseliny, které jsou výsledkem chemického rozkladu izolantu při výboji. Stěny dutinky dále bombardují volné nosiče náboje (elektrony a ionty) a dále tak izolaci znehodnocují.

Tepelné účinky

Částečné výboje mohou mít přímý důsledek v podobě tepelné nestability. Jejich působením dochází k průchodu proudu a dielektrikum se otepluje, čímž klesá napětí tepelného průrazu. V případě epoxidových pryskyřic může ovšem dojít k jinému jevu. Pan Di Lorenzo del Casale a pan Schifani testovali vliv teploty na vzduchovou trhlinu v epoxidových pryskyřicích a zjistili že při teplotách od 30 do 80 se životnost epoxidový pryskyřice prodlužovala, protože epoxidová pryskyřice vlivem teploty měkla a snížila tak bombardování povrchu pryskyřice částicemi. Pravděpodobně v důsledku zvyšující se vodivosti pryskyřice má teplota vliv na počet opakování částečných výbojů, jež se snižuje se vzrůstající teplotou. Tato zvýšená povrchová vodivost vedla ke snížení intenzity elektrického pole uvnitř vzduchových mezer a následně se snížila intenzita opakování výbojů. [6]

Chemické účinky

V případě že dutinky obsahují kyslík, vytváří se rozkladem kyslíku v dutince ozón, jež má intenzivní oxidační účinky. Chemickou destrukci dielektrika způsobují i produkty rozkladu některých izolantů při výbojích. Produkty rozkladu mohou difundovat do pevného dielektrika, vytvářet vodivější oblasti a tím přispívat k pravděpodobnosti vzniku průrazu. [8]

Elektrické účinky

Vlivem částečných výbojů se postupem času může v dutince zapálit oblouk vedoucí ke vzniku vodivé dráhy. Na konci vodivé dráhy může dostatečně vysoké elektrické napětí zapříčinit čistě elektrický průraz a vodivá dráha se pak může šířit zbytkem dielektrika. [6, 7]

Erozivní účinky

Výboje bombardují stěny dutinky ionty a elektrony, čímž způsobují erozi stěn dutinky. Dochází k postupnému zvětšování dutinky. Při pokračující erozi může dojít k průrazu celého dielektrika.

Částečné výboje silně snižují spolehlivost a životnost přístrojů a systémů. Mají zejména dva nepříjemné následky, kromě snížení životnosti izolace způsobují impulzy s vysokým kmitočtem a takovou amplitudou že ruší signály elektrických spojů a řízení. [8]

Z hlediska spolehlivosti provozu točivých elektrických strojů je nejslabším místem vysokonapěťová izolace statorového vinutí. [10] Moderní izolační systémy elektrických strojů se vyznačují složitým uspořádáním různých vrstev izolantů a je prakticky nemožné vyrobit je tak, aby byly prosty částečných výbojů. Na přelomu 60.let se přešlo od používání termoplastických izolantů, převážně asfaltových, k používání izolantů reaktoplastických. Tím došlo ke zvýšení elektrické pevnosti. Ovšem zatímco u asfaltové izolace byly částečné

výboje nepodstatné, u moderní reaktoplastické izolace jsou jedním z nejdůležitějších parametrů.

4.5 Metody měření částečných výbojů

Měření částečných výbojů lze provádět různými metodami neelektrickými (akustické, optické, rentgenové, aj.), tak samozřejmě i elektrickými (měření ztrátového činitele, metodami postupné vlny, metody se spínací impedancí, kapacitními či induktivními sondami, aj.). Zmíněné metody se neustále vyvíjejí jak po stránce teoretické, tak technické.

4.5.1 Neelektrické metody měření částečných výbojů

Částečné výboje vykazují kromě elektrických i neelektrické projevy, které lze nejenom lokalizovat, ale i kvantifikovat. Především se jedná o efekty optické, zvukové a chemické. V případě vnějších a klouzavých částečných výbojů se uplatňují optické a zvukové efekty. Pro diagnostiku se používá speciální technika jako fotonásobiče, přístroje pro noční vidění, směrové mikrofony a jiné. Vzhledem k tomu že částečné výboje mají poměrně malou energii, je užití chemických diagnostických metod omezeno na izolační systémy, které jsou částečným výbojům vystaveny dlouhodobě. Například se jedná o olejové transformátory, prostory s SF₆ a jiné.[3]

Akustická detekce

Je založena na detekci mechanických kmitů emitovaných částečnými výboji. Zvukové vlny se šíří okolním prostředím a lze je zachytit mikrofony v kombinaci se zesilovači. Akustické snímače mohou být použity v rozvaděčích s plynovou izolací a nebo v oleji ponořených zařízeních jako jsou transformátory. Snímače lze instalovat vně nádoby, či je nainstalovat uvnitř nádoby. Ne vždy je instalace uvnitř nádoby možná, protože by došlo k porušení tlakové nádoby.

Směrové selektivní ultrazvukové mikrofony jsou často používány pro lokalizaci korónových výbojů ve vzduchu.

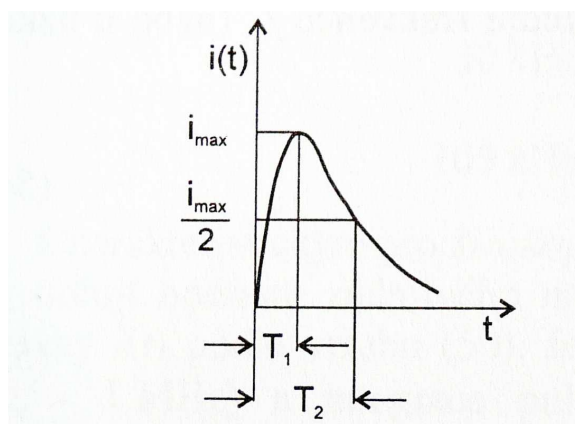
Akustické metody jsou především vhodné pro určení místa vzniku částečných výbojů. Zvláště vhodné jsou pro měření výbojů na transformátorech za provozu. Elektrické metody se zde nemohou plně uplatnit z důvodů velkých elektromagnetických rušení, která nelze odstranit. [3]

4.5.2 Elektrické metody měření částečných výbojů

V síti vznikají působením částečných výbojů malé proudové impulzy. Vyhodnocování těchto impulzů je základem všech elektrických metod měření částečných výbojů. Elektrické

metody mají oproti neelektrickým lepší kvantifikovatelnost a citlivost. Tyto metody můžeme rozdělit na globální a lokalizační. Globálním měřením částečných výbojů měříme částečné váboje v celém zařízení nebo v celé jeho jedné fázi. Cílem takového měření je především sledovat celkový stav izolace. Lokální metoda oproti tomu měří částečné výboje s cílem zjistit místo jejich výskytu. V praxi se obě tyto metody vhodně doplňují.

Částečné výboje v pevných izolantech způsobují impulzy s tzv. dobou do maxima T_1 a dobou půltýlu T_2 . V pevných izolantech bývá hodnota T_1 rovna několika ns, T_2 několik desítek ns. U kapalných izolantů jsou tyto doby podstatně delší, T_1 se pohybuje v řádech μ s a doba do poklesu na poloviční hodnotu T_2 je několik μ s. Na obrázku 31 je ideální tvar proudového impulsu částečného výboje.



Obr. 31: Tvar proudového impulsu částečných výbojů [3]

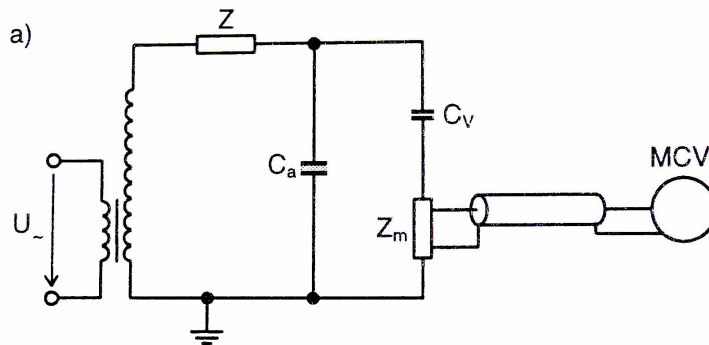
U tohoto pulzu je pak náboj q plocha pod křivkou $i(t)$:

$$q = \int_0^{\infty} i(t) dt \quad (80)$$

Galvanická metoda měření částečných výbojů:

Galvanická metoda měření částečných výbojů je v současné době jednou z nejmodernějších metod sledování stavu izolačních systémů. Jedná se o globální metodu měření částečných výbojů a je založena na přímém snímání proudových impulsů.

Impulzy částečných výbojů jsou superponované na napájecím napětí a musí být od základní napájecí frekvence vhodně odděleny. K tomuto účelu se používá měřicí impedance, jež je složena z odporu řádu $10^2 \Omega$ a tlumivkou. V praxi je tato impedance v drtivé většině případů řešena jako členem RLC, navrženým jako dolní propust. Paralelně jsou k němu připojeny ochranné prvky v podobě bleskojistek, kulového jiskřiště, a podobně. K měřicí částečných výbojů je vyveden stíněný koaxiální kabel. Základní zapojení je znázorněno na dalším obr.32. [3]



Obr. 32: Základní zapojení pro měření částečných výbojů galvanickou metodou [3]

Ve schematu U značí napájecí napětí, C_a je měřený objekt, C_v je vazební kapacita, Z_m měřicí impedance a MCV představuje měřič částečných výbojů (měřicí přístroj). [5]

Velmi důležitým prvkem měřicího obvodu je vazební kondenzátor C_v , který musí být navržen na plné testovací napětí, nesmí mít vlastní částečné výboje a musí mít malou indukčnost. Pro dosažení co nejvyšší citlivosti měření by měla být jeho kapacita co největší v porovnání s rozptylovou kapacitou měřicího obvodu. V případě příliš malé kapacity vazebního kondenzátoru může zeslabit impulzy částečných výbojů do té míry, že dojde k jejich překrytí vnějším rušením. Zapojení na obr. 32 má měřicí impedanci zapojenou ve větvi s vazebním kondenzátorem.

Pulzy z částečných výbojů vznikající v C_a se dostávají přes vazební kondenzátor C_v na měřicí impedanci Z_m . Tímto zapojením je možné měřit uzemněné objekty, což je zvláště výhodné v případě že měřený objekt není možné odzemnit. V případě měření velkých kapacit je toto zapojení velmi vhodné a je proto použito při měření v následující kapitole 4.6.

Výhody galvanické metody měření částečných výbojů:

- Vysoká citlivost měření – citlivost je možné měnit velikostí vazební kapacity
- Dostatečná výpovědichopnost metody – galvanickou metodu lze použít pro diagnostiku všech izolačních systémů, v nichž se částečné výboje mohou vyskytovat
- Malé ohrožení izolačního systému v průběhu měření – každá část izolačního systému je na svém pracovním potenciálu, nedochází tedy k nadměrnému zatěžování.
- Možnost on-line měření

Jako každá metoda i galvanická metoda má určité nevýhody:

- Zvýšené pořizovací náklady – pro měření je nezbytná měřicí impedance a vazební kondenzátor
- Citlivost na rušení – rušení může pocházet z externích zdrojů, ale může být způsobované i prvky měřicího obvodu
- Potřeba odstavení měřeného objektu z provozu – vyplývá z předchozího bodu. V případě velkého provozního rušení lze měření provádět pouze pokud se měřené zařízení odpojí od distribuční sítě.

4.6 Měření na Synchronním generátoru

Měření stroje na částečné výboje bylo provedeno na synchronním generátoru s jmenovitým napětím 15 kV, výkonu 91MW a zdánlivém výkonu 100 MVA ($\cos \varphi = 0,91$). Použitá metoda měření je galvanická metoda měření částečných výbojů, popsána v předchozí kapitole.

4.6.1 Měření částečných výbojů na založených cívkách spodní polohy statoru

Toto měření bylo prováděno při uvádění stroje do provozu na místě jeho konečného uložení ve Vodní elektrárně Orlík.



Obr. 33: VN zkušebna položená ve strojovně

Použité měřicí přístroje:

Externí kalibrátor Tettex 9216 v.č. 157115

Detektor částečných výbojů fy. Haefely Trench, typ TE 571 v.č. 083420-02

Měřicí kvadripól fy. HaefelyTrench, typ AKV 572, v.č. 083431-19

Rezonanční ztroj střídavého napětí (12kV) Haefelytrench

Vazební kapacitor HF, 1nF, vč.060657/2

Stav stroje:

Měření částečných výbojů bylo provedeno na TG1. Stator měl založené cívky spodní polohy, byl odpojen od vývodů a rotor byl vyjmut.

Uspořádání měřicího obvodu:

Napětí přivedeno od zdroje střídavého napětí kabelem dlouhým 5m na galvanicky spojené cívky spodní polohy, vazební kondenzátor (+AKV 572) umístěn v bezprostřední blízkosti měřených cívek, kalibrátor připojen na vazební kondenzátor a uzemňovací svorku měřicího kvadripólu (L).

Kalibrace:

Externí kalibrátor Tettex typ 9216 v.č. 157115, kalibrační náboj 10nC

Konfigurace PDD:

Noise suppression 5%

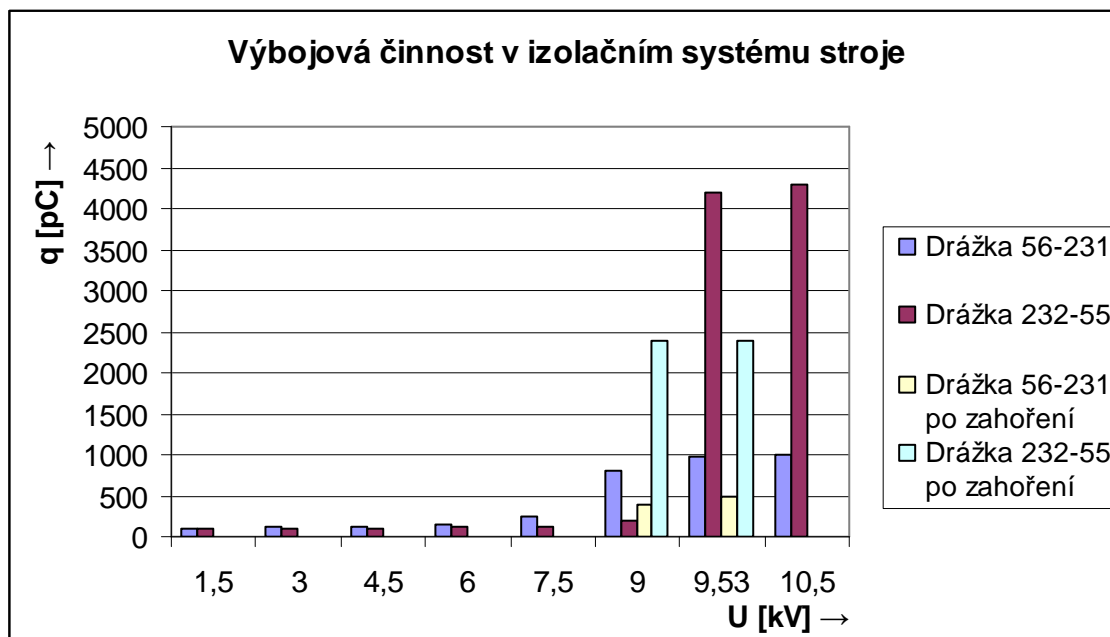
Lockout time 21 μ s

Průběh měření:

V průběhu měření bylo napětí zvyšováno až do hodnoty 0,7 násobku sdruženého napětí 10,5kV, pak proběhlo zahoření při 1,1 násobku fázového napětí (9,5kV). Poté byla provedena analýza částečných výbojů při 1,1U_F a 1,0U_F.

Tab. 2. Naměřené hodnoty výbojové činnosti

| U/Un | U [kV] | Část vinutí | |
|---|--------|-----------------|-----------------|
| | | Drážka (56-231) | Drážka (232-55) |
| | | q [pC] | q [pC] |
| 0,1 | 1,5 | 100 | 100 |
| 0,3 | 3 | 120 | 100 |
| 0,3 | 4,5 | 120 | 100 |
| 0,4 | 6 | 150 | 120 |
| 0,5 | 7,5 | 250 | 120 |
| 0,6 | 9 | 800 | 200 |
| 0,63 | 9,53 | 980 | 4200 |
| 0,7 | 10,5 | 1000 | 4300 |
| Zahořování 30minut při 1,1 U _f | | | |
| 0,63 | 9,53 | 500 | 2400 |
| 0,58 | 8,7 | 400 | 2400 |



Obr. 34: Výbojová činnost v izolačním systému stroje

Součástí diagnostiky izolačního systému stroje před uvedením do provozu je měření izolačního odporu, z něhož byl vypočítán polarizační index. Odpor byl měřen přístrojem Meger S-5005, EP6. Pro měření bylo zvoleno stejnosměrné napětí 5000V.

Naměřené hodnoty:

Tab. 3 Naměřené hodnoty izolačních odporů:

| | Čas [s] | | |
|---------------------------------|---------|-----|------|
| | 15 | 60 | 600 |
| $R_{iz(1-155)}$ [M Ω] | 276 | 545 | 795 |
| $R_{iz(156-312)}$ [M Ω] | 294 | 645 | 1040 |

Tab. 4 Hodnoty polarizačního indexu p_i :

| Drážky | 1-155 | 156-312 |
|----------------|-------|---------|
| P_{i60} [-] | 1,97 | 2,19 |
| P_{i600} [-] | 1,46 | 1,61 |

Závěr měření:

Měřením izolačního odporu stroje nebyly zjištěny žádné vady v izolaci. Naměřené hodnoty zdánlivého náboje částečných výbojů splňují kritéria požadovaná objednavatelem diagnostického měření. Při měření 2.poloviny z důvodu vyšších naměřených hodnot částečných výbojů byla použita pro lokalizaci zdrojů výbojové činnosti akustická sonda.

Nejintenzivnější zdroje výbojové činnosti byly identifikovány na výstupech z drážek 218 a 226. Informace byla předána navíječům, kteří zajistili, že cívky v uvedených drážkách mají boční vůli na výstupu z drážky. Tato místa byla opravena.

4.6.2 Měření částečných výbojů na založených cívkách spodní a horní polohy statoru

Toto měření je velice podobné předchozímu, vinutí je již opraveno, z výsledků měření by tedy mělo být patrné zda-li opravy vinutí měly požadovaný efekt a došlo k omezení částečných výbojů.



Obr. 35: Měření částečných výbojů

Použité měřicí přístroje:

Externí kalibrátor Tettex 9216 v.č. 157115

Detektor částečných výbojů fy.Haefely Trench, typ TE 571 v.č. 083420-02

Měřicí kvadripól fy. HaefelyTrench, typ AKV 572, v.č. 083431-19

Rezonanční stroj střídavého napětí (12kV) Haefelytrench

Vazební kapacitor HF, 1nF, vč.060657/2

INS Termometer, S505

Stav stroje:

Měření částečných výbojů bylo provedeno na TG1. Stator měl založené cívky spodní a horní

polohy. Cívky byly zaklínovány a část hlav již byla zavařena. Stroj byl odpojen od vývodů a rotor byl vyjmut. Teplota vinutí 20°C, teplota okolí 22°C.

Uspořádání měřicího obvodu:

Napětí přivedeno od zdroje střídavého napětí kabelem dlouhým 5m na galvanicky spojené cívky spodní polohy a horní polohy. Vinutí bylo rozděleno na čtvrtiny, protože kapacita celého vinutí je pro měření příliš velká. Vazební kondenzátor (+AKV 572) umístěn v bezprostřední blízkosti měřené části. Kalibrátor byl připojen na vazební kondenzátor a uzemňovací svorku měřicího kvadripólu (L).

Kalibrace:

Externí kalibrátor Tettex typ 9216 v.č. 157115, kalibrační náboj 1000pC

Konfigurace PDD:

Noise suppression 5%

Lockout time 21 μ s

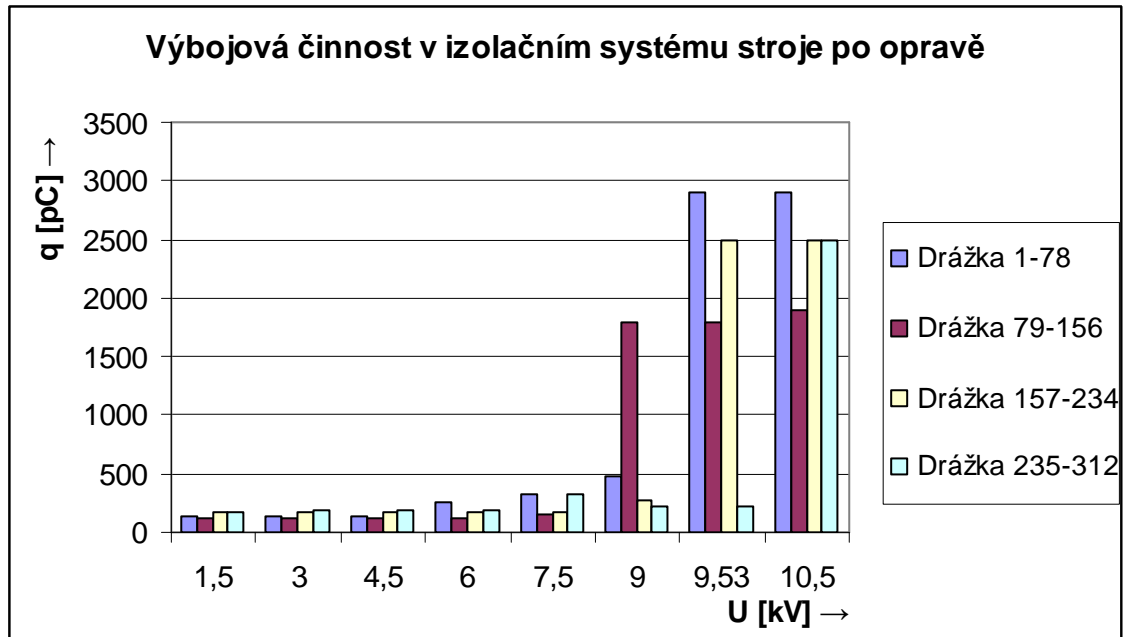
Průběh měření:

V průběhu měření bylo napětí zvyšováno až do hodnoty 0,7 násobku sdruženého napětí 10,5kV, pak proběhlo zahoření při 1,1 násobku fázového napětí, což činí 9,5kV. Poté byla provedena analýza částečných výbojů při 1,1U_F a 1,0U_F.

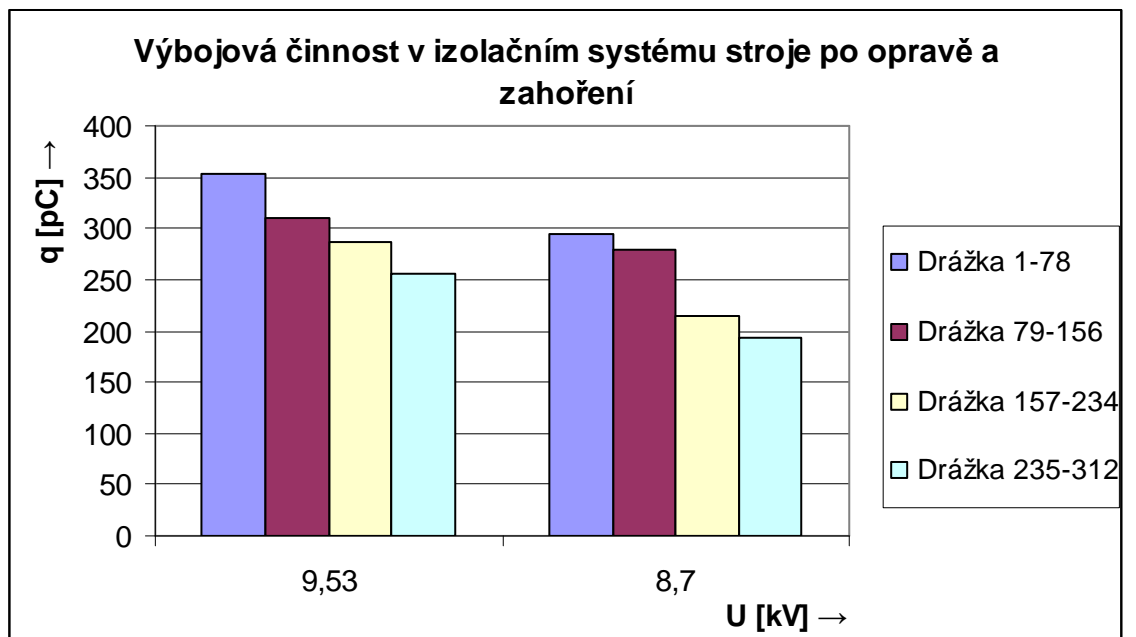
Naměřené hodnoty:

Tab. 5 naměřené hodnoty výbojové činnosti

| U/U _n | U [kV] | Část vinutí | | | |
|---|--------|---------------|-----------------|------------------|------------------|
| | | Drážka (1-78) | Drážka (79-156) | Drážka (157-234) | Drážka (235-312) |
| | | q [pC] | q [pC] | q [pC] | q [pC] |
| 0,1 | 1,5 | 132 | 124 | 179 | 175 |
| 0,3 | 3 | 132 | 124 | 173 | 188 |
| 0,3 | 4,5 | 132 | 124 | 167 | 188 |
| 0,4 | 6 | 257 | 124 | 173 | 188 |
| 0,5 | 7,5 | 331 | 147 | 167 | 325 |
| 0,6 | 9 | 471 | 1800 | 280 | 225 |
| 0,63 | 9,53 | 2900 | 1800 | 2500 | 225 |
| 0,7 | 10,5 | 2900 | 1900 | 2500 | 2500 |
| Zahořování 30minut při 1,1 U _f | | | | | |
| 0,63 | 9,53 | 353 | 310 | 286 | 256 |
| 0,58 | 8,7 | 294 | 280 | 214 | 194 |



Obr. 36: Výbojová činnost na založených cívkách



Obr. 37: Výbojová činnost na založených cívkách po zahoření

Závěr měření:

Naměřené hodnoty zdánlivého náboje částečných výbojů na založených cívkách spodní a horní polohy splňují kriteria požadovaná objednavatelem diagnostického měření. Z výsledků je patrné, že opatření navržená během předchozího měření byla účinná.

Závěr

V této práci jsem se věnoval popisu výbojové činnosti v kapalných, pevných a plyných izolacích. Nejprve jsem se podrobněji věnoval jevům v dielektriku při působení elektrického pole. Dále výbojům v plyných izolantech včetně podrobného popisu jiskrového výboje. Ve třetí kapitole je v práci teoreticky popsána elektrická pevnost, čistě elektrické a tepelné průrazy pevných izolací. Ve stejné kapitole je popsána také výbojová činnost kapalných izolací. U kapalných izolací nebyl doposud přesně vysvětlen přesný mechanismus přeskočení, existují pouze teorie popisující výbojovou činnost kapalných izolantů.

Předchozí jevy souvisí s částečnými výboji, kterým je věnována největší část práce a které jsou v moderních izolačních systémech velice nebezpečné. Při svém výskytu zpravidla dále znehodnocují izolační systém, což může vést k jeho selhání. Součástí práce je teoretický rozbor částečných výbojů, stručný popis měřicí metody a záznam z měření částečných výbojů. Měření bylo prováděno při uvádění stroje do provozu a ukázalo se jako velice efektivní diagnostická metoda. Pomocí globální měřicí metody byla zjištěna zvýšená výbojová činnost a lokální akustická metoda posloužila k lokalizaci poškozeného místa. Při měření elektrickými metodami se v praxi zaznamenává především hodnota zdánlivého náboje. Mezní hodnoty zdánlivého náboje nejsou dány normou, závisí na konstrukci zařízení a mohou se značně lišit. Mají velice dobrou výpovědní hodnotu při opakovaném měření, kdy dochází k jejich porovnávání s výsledky z předchozích měření.

Při výrobě moderních izolačních systémů je prakticky nemožné vyrobit dokonalý izolační systém, ve kterém by nedocházelo k částečným výbojům. Měřicí metody se stále vyvíjejí a měření částečných výbojů se stalo u moderní izolace jedním z nejdůležitějších parametrů.

Použitá literatura

- [1] KUBEŠ, Pavel. Impulsní silnoproudé výboje a jejich diagnostika: Studijní texty pro doktorské studium. FEL ČVUT. 2004, s. 1-83.
- [2] MENTLÍK, V. *Dielektrické prvky a systémy*. 1. vyd. Praha : BEN – technická literatura, 2006. 240 s. ISBN 80-7300-189-6.
- [3] ZÁLIŠ, Karel. *Částečné výboje v izolačních systémech elektrických strojů*. Praha: Academia, 2005. 10168. ISBN 80-200-1358-X.
- [4] A. S. SEGEJEV, L. I. Sirontskij. *Technika vysokého napětí*. Praha II: Státní nakladatelství technické literatury, 1956.
- [5] ČSN EN 60270 Technika zkoušek vysokým napětím – měření částečných výbojů. 2001
- [6] Veverka Antonín: *Technika vysokého napětí SNTL/ALFA*, Praha **1978**, L26-C3-III-41f/58397, 04-512-78
- [7] MENTLÍK, V., et al. *Diagnostika elektrických zařízení*. 1. vyd. Praha : BEN – technická literatura, 2008. 440 s. ISBN 978-80-7300-232-9
- [8] PRSKAVEC, Ladislav. *Částečné výboje ve strojích točivých* [online]. Praha, 2002. 27 s. Oborová práce. České vysoké učení v Praze, Fakulta elektrotechnická. Dostupné z WWW:
<http://poli.feld.cvut.cz/~xprskave/pdf/2002_06_PVCZ_Castecne_vyboje_ve_strojich_h_tocivych.pdf>.
- [9] Elektrostatika. [online]. [cit. 2012-01-18]. Dostupné z:
http://cs.wikipedia.org/wiki/Elektrická_polarizace#Polarizace_dielektrika
- [10] Evans, D.L.; , "IEEE Working Group Report of Problems with Hydrogenerator Thermoset Stator Windings Part I-Analysis of Survey," Power Apparatus and Systems, IEEE Transactions on , vol.PAS-100, no.7, pp.3284-3291, July 1981
doi: 10.1109/TPAS.1981.316668
URL:
<http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=4111005&isnumber=4110988>
- [11] [Http://www.electrotherapymuseum.com/](http://www.electrotherapymuseum.com/) [online]. [cit. 2012-05-09]. Dostupné z:
<http://www.electrotherapymuseum.com/>
- [12] KRACÍK, Jiří. Elektrické výboje. Praha I: Státní nakladatelství technické literatury, 1964.

- [13] Ludwig Edward Boltzmann. [online]. [cit. 2012-05-08]. Dostupné z:
<http://www.converter.cz/fyzici/boltzman.htm>

- [14] KUBEC, Ing. Michal. Simulace chování kompozitního dielektrika v elektrickém poli.
2007, s. 98.