

**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**

2013

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI

Fakulta elektrotechnická

Akademický rok: 2012/2013

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Bc. Milan SYNEK**
Osobní číslo: **E10N0199P**
Studijní program: **N2644 Aplikovaná elektrotechnika**
Studijní obor: **Aplikovaná elektrotechnika**
Název tématu: **Teoretický rozbor výbojové činnosti**
Zadávací 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 přeskočů v plynném prostředí.
4. Popište teoreticky vznik a druhy částečných výbojů v elektrických zařizováních.
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: **15. října 2012**
Termín odevzdání diplomové práce: **9. května 2013**


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




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

V Plzni dne 15. října 2012

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.

Klíčová slova

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

57 obrázků

79 rovnic

10 tabulek

Abstract

Theoretical description of electrical discharge

This thesis describes the basic physical phenomena in electrical insulating materials 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.

Key words

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

57 pictures

79 equations

10 tables

Prohlášení

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/diplomové práce, je legální.

.....
podpis

V Plzni dne 6.5.2013

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.....	20
2.1.2 Změna energie a hybnosti při srážce.....	21
2.2 ELEKTRICKÉ VÝBOJE V PLYNNÝCH IZOLANTECH.....	22
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 Lavinový nárůst volných elektronů	26
2.3.2 Streamer.....	29
2.3.3 Leaderový 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 VÝBOJOVÁ ČINNOST V KAPALNÝCH IZOLANTECH	34
3.2 ELEKTRICKÁ VODIVOST PEVNÝCH IZOLANTŮ	36
3.2.1 Povrchová vodivost pevných izolantů	37
3.3 ELEKTRICKÉ PRŮRAZY V PEVNÝCH IZOLANTECH	37
3.3.1 Čistě elektrický průraz	37
3.3.2 Tepelný průraz	38
4 ČÁSTEČNÉ VÝBOJE V ELEKTRICKÝCH IZOLACÍCH	40
4.1 VLIV ČÁSTEČNÝCH VÝBOJŮ NA IZOLACI.....	41
4.2 PARAMETRY ČÁSTEČNÝCH VÝBOJŮ.....	42
4.2.1 Základní parametry.....	43
4.2.2 Obrázce částečných výbojů.....	43
4.3 VNITŘNÍ ČÁSTEČNÉ VÝBOJE	46
4.4 VNITŘNÍ ČÁSTEČNÉ VÝBOJE PŘI PŮSOBENÍ STEJNOSMĚRNÉHO NAPĚTÍ	47
4.5 VNĚJŠÍ ČÁSTEČNÉ VÝBOJE.....	50
4.6 METODY MĚŘENÍ ČÁSTEČNÝCH VÝBOJŮ	52
4.6.1 Neelektrické metody měření částečných výbojů	52
4.6.2 Elektrické metody měření částečných výbojů.....	53
5 MĚŘENÍ ČÁSTEČNÝCH VÝBOJŮ	55
5.1 USPOŘÁDÁNÍ HROT - DESKA	56
5.2 MĚŘENÍ VZORKŮ IZOLAČNÍCH MATERIÁLŮ	59

5.2.1	<i>Sklotextit FR4</i>	59
5.2.2	<i>Kartit</i>	64
5.2.3	<i>Relanex</i>	68
5.2.4	<i>Tyč statorového vinutí generátoru</i>	71
5.3	MĚŘENÍ NA HYDROALTERNÁTORU	74
5.3.1	<i>Měření částečných výbojů na založených cívkách spodní polohy statoru</i>	75
5.3.2	<i>Měření částečných výbojů na založených cívkách spodní a horní polohy statoru</i>	77
ZÁVĚR		81
POUŽITÁ LITERATURA		82
SEZNAM PŘÍLOH		84

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. Je velice obtížné vyrobit dokonalý izolační systém, ve kterém se nevyskytují nehomogenity, mající 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.

Seznam symbolů a zkratek

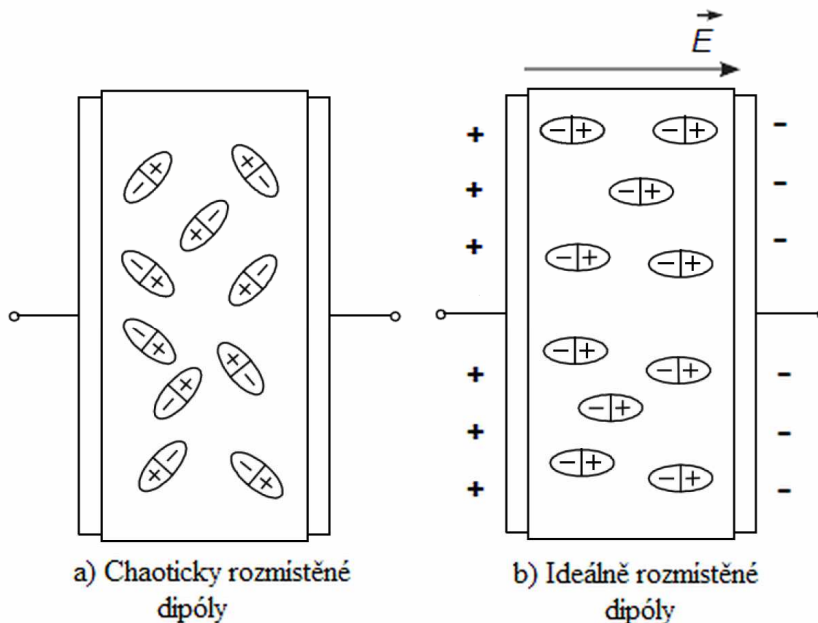
E_r	[-]	Relativní permitivita
E	[-]	Permitivita daného materiálu
Φ_i	[°]	Fázový úhel
Q	[pC]	Zdanlivý náboj
U_i	[V]	Zapalovací napětí
U_e	[V]	Zhášecí napětí
W	[kJ.mol ⁻¹]	Energie
T	[K]	Termodynamická teplota
l	[m]	Dráha
Γ	[S.m ⁻¹]	Konduktivita
D	[C.m ⁻²]	Elektrická indukce
E	[V/m]	Elektrická intenzita
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	[Hz]	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
Q_{iec}	[pC]	Zdanlivý náboj měřený dle IEC
i	[W.m ⁻²]	Intenzita záření

1 Polarizace

Polarizací rozumíme děj probíhající 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, která mají molekuly s nábojem rozloženým takovým způsobem, 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. Tohoto jevu se využívá např. u LCD displejů. [1, 9,16]



Obr. 1 Polarizace polárního dielektrika [16]

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:

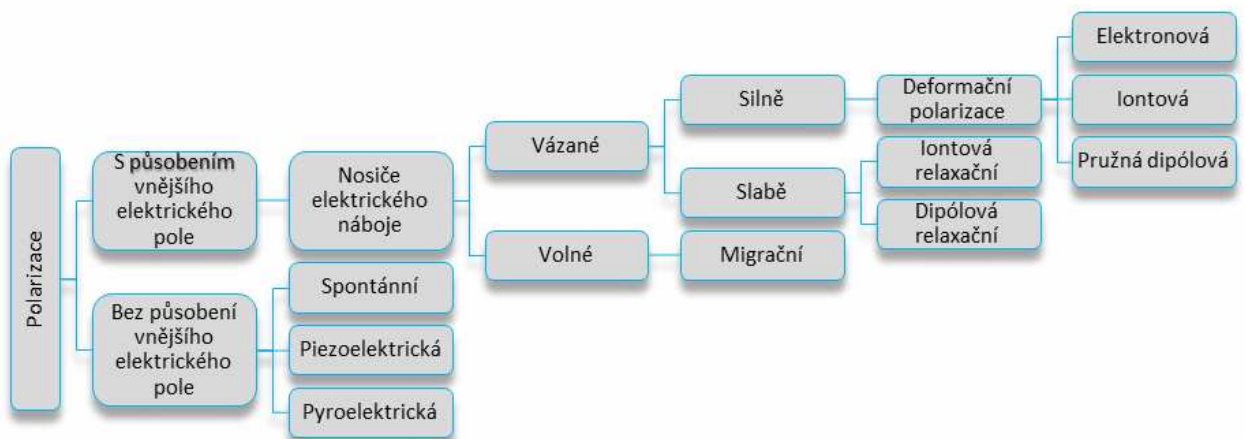
- Bez působení vnějšího elektrického pole
- S působením vnějšího elektrického pole

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:

- a) 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 č. 2.



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. Díky těmto vlastnostem se těmto polarizacím říká pružné polarizace. Do skupiny deformačních polarizací patří elektronová, iontová a pružná dipólová polarizace. [2,14, 17]

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. [14, 16, 17]

1.1.2 Iontová polarizace

Klíčovou roli zde hrají ionty, vázané iontovými vazbami. Na rozdíl od elektronové polarizace zde existuje 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 bezztrátovost a frekvenční nezávislost. Vyskytuje se u látek s čistě iontovou vazbou a u látek s přechodnou vazbou mezi iontovou a kovalentní. Polarizace. [2, 16, 17]

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. Svojí 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 bezztrátová. [2, 16]

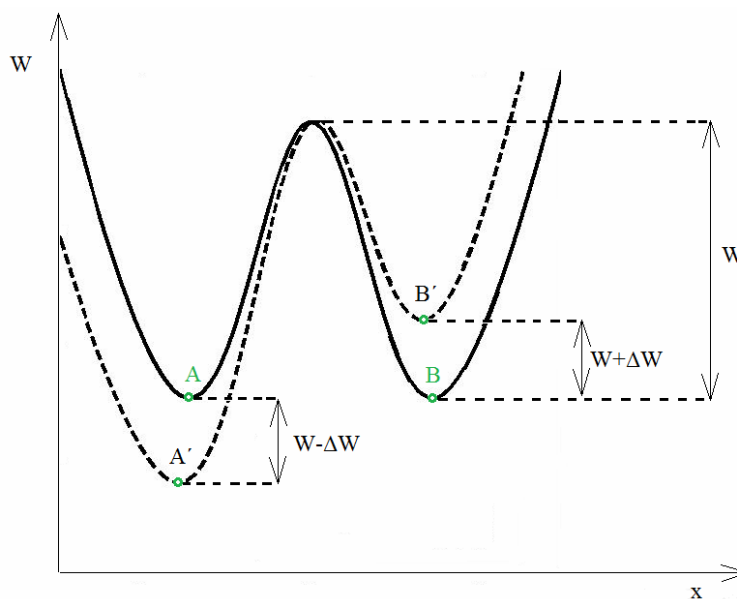
1.2 Relaxační polarizace

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, 17]

1.2.1 Iontová relaxační polarizace

Může probíhat v látkách složených z iontů, případně obsahujících 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. 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 [2]:

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

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 vyšší pravděpodobnost přechodu nosiče náboje z polohy A' do B' než při přechodu v opačném směru. Tyto pravděpodobnosti lze určit následovně: [2]

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

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

1 dráha, jež iont proběhl

Pro relaxační dobu, typickou veličinu relaxačních polarizací platí [2]:

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

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:

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

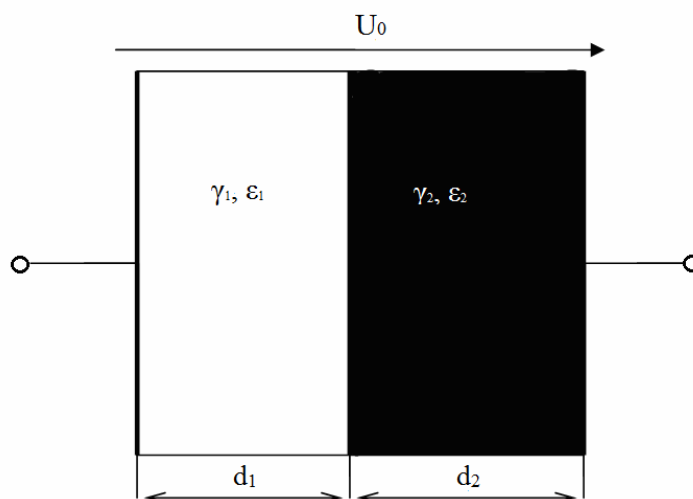
Iontová relaxační polarizace je frekvenčně závislá z důvodu delšího času potřebného k ustálení, relaxační době. Je také silně závislá na teplotě. S rostoucí teplotou chaotický tepelný pohyb slabě vázaných částic převládá nad silami elektrického pole. S rostoucí teplotou klesá polarizovatelnost látky. [2, 16, 17]

1.3 Migrační polarizace

Polarizačních jevů se mohou zúčastnit kromě 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, 16]

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 dvouvrstvým 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: [2]

$$D = \epsilon_1 \cdot E_1 = \epsilon_2 \cdot E_2 \quad (10)$$

Pro napětí mezi elektrodami platí:

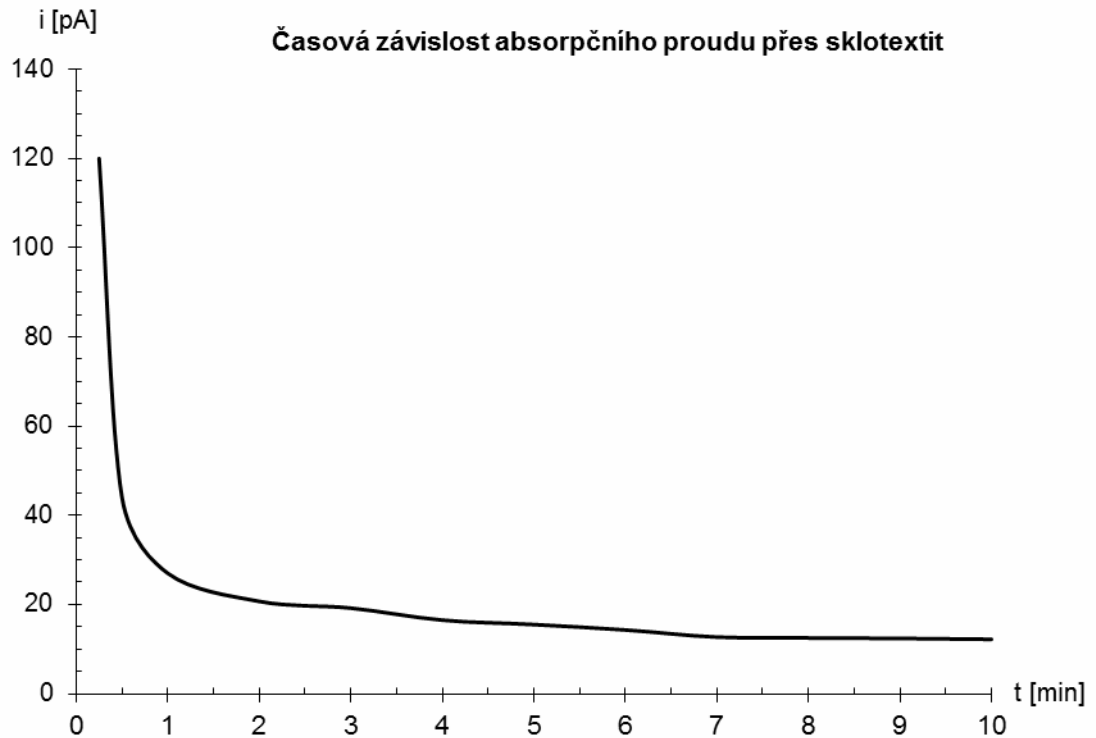
$$U = U_1 + U_2 = d_1 \cdot E_1 + d_2 E_2 \quad (11)$$

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

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

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

$$i_a = \frac{(\epsilon_1 \cdot \gamma_2 - \epsilon_2 \cdot \gamma_1)^2 \cdot d_1 \cdot d_2 \cdot D_0 \cdot S}{(d_1 \cdot \epsilon_2 + d_2 \cdot \epsilon_1)^2 \cdot (d_1 \cdot \gamma_2 + d_2 \cdot \gamma_1)} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (14)$$



Obr. 5 Absorpční proud přes sklotextit

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:

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

Výsledky získané tímto modelem se mohou podstatně lišit od naměřených výsledků. Přesto je tento model použitelný pro popis chování vrstvených izolací. [2, 14, 17]

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.

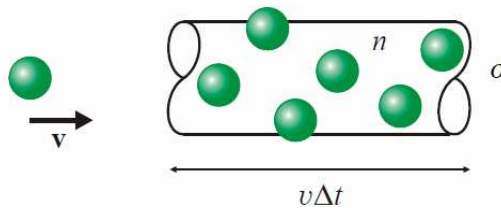
2.1.1 Základní pojmy

Při vzájemných srážkách atomů, molekul, elektronů či iontů nemusí docházet ke změně vnitřní energie žádné z částic. Pokud nedojde ke změně vnitřní energie, takové srážky se nazývají pružné. Pokud má naletující částice po srážce energii rozdílnou než před ní, jedná se o nepružnou 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: [1]

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



Obr. 6 srážková frekvence [1]

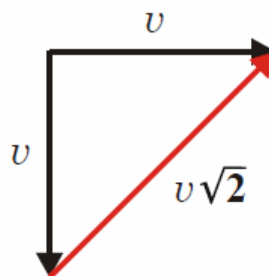
Při srážkách neutrálních částic je účinný průřez určen vlastním rozměrem částic. Poloměr dopadající částice je označen jako r_1 , poloměr částic terče r_2 .

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

Poté platí:

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

Pokud mají částice stejnou střední rychlost v , určíme střední vzájemnou rychlost dle obrázku 7.



Obr. 7 Střední vzájemná rychlost [1]

Poté platí vztah pro srážkovou frekvenci:

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

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

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

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: [1]

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

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

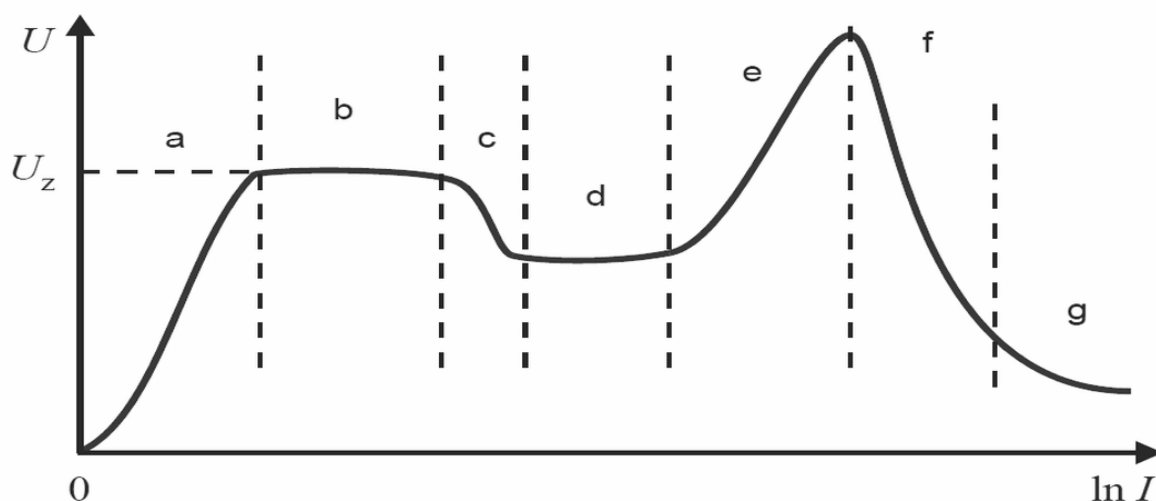
$$\frac{dW}{dt} = -f \frac{\Delta p^2}{2m} = \frac{2m^2 v^2}{2m} f = \frac{2m}{m} W_e f \quad (27)$$

[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. Průchod proudu plynem usnadní 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 $10^{-12} - 10^{-6} \text{ A.m}^{-2}$ 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 výboje. 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 desetínám 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 se nazývá 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)

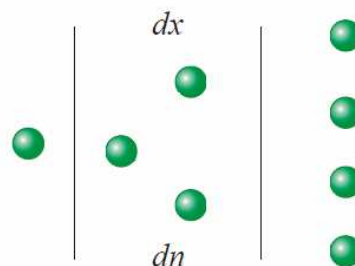
Volný elektron mezi dvěma srážkami v elektrickém poli získá na střední volné dráze kinetickou energii E_k . Při srážce s atomem či molekulou jim tuto energii předává [1]

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

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

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

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 vyráží 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

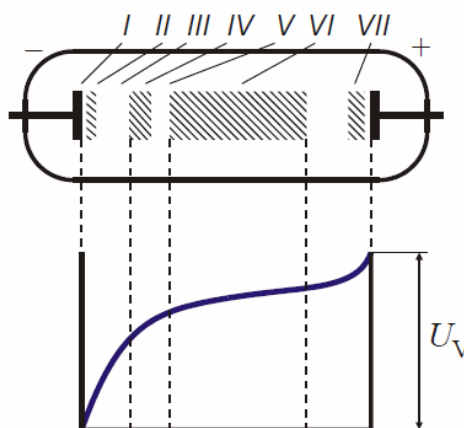
$$n = n_0 (e^{\alpha d} - 1) \gamma \geq n_0 \Rightarrow (e^{\alpha d} - 1) \gamma \geq 1 \quad (34)$$

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. Zápalné 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 nabité 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. Doutnavý výboj je typický výraznou nerovnováhou mezi teplotu 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]

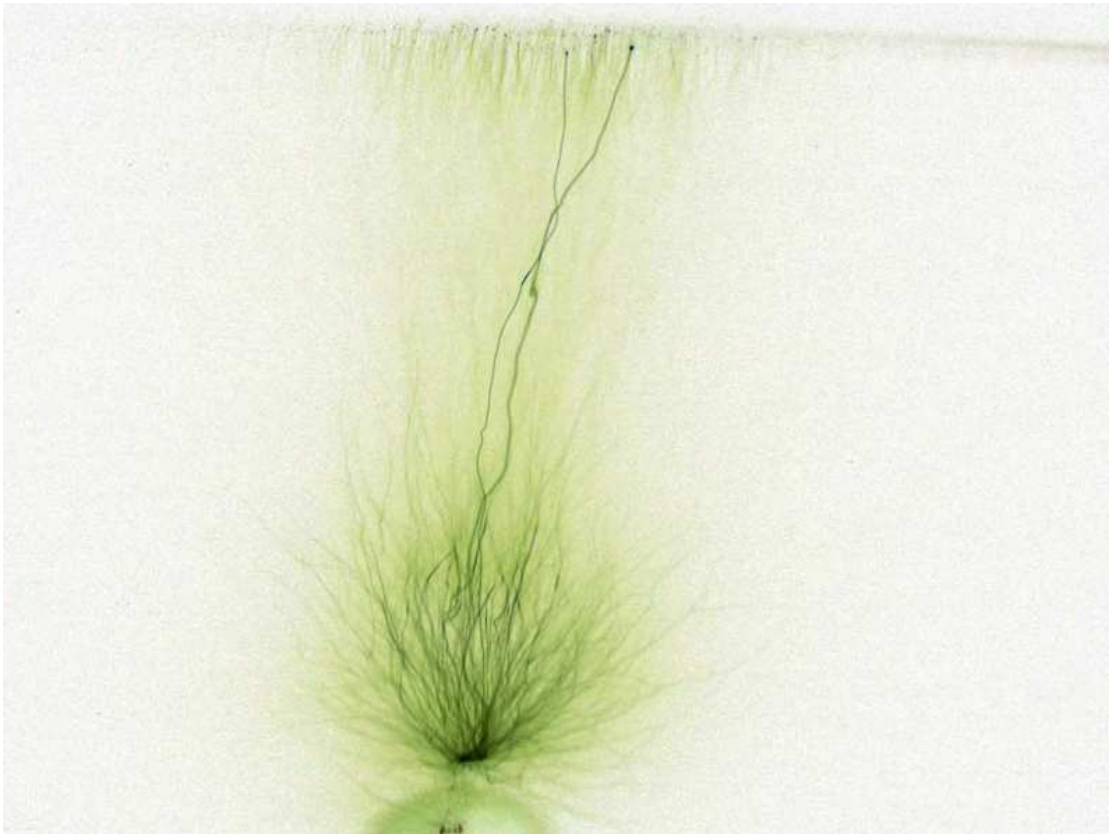
2.2.3 Obloukový výboj

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. [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 (koronálním) objemu ve větší vzdálenosti od hrotu má výboj charakter temné oblasti a jeho projevy jsou pouze akustické. Korona 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 220 kV při slunečném počasí 0,1kW/km. Při dešti jsou tyto ztráty ještě mnohem vyšší a to až 0,7 kW/km. Korona 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 např. k čištění vody. [1, 6, 12]



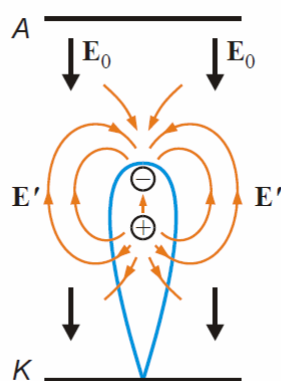
Obr. 11: Korónový výboj, převzato z [11]

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. Přírozenou formou 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, strimer, zpětná vlna, jiskrový kanál a rozpad. Nyní si tyto části popíšeme podrobněji. [1]

2.3.1 Lavinový nárůst volných elektronů

Na počátku jiskry je lavinový nárůst volných elektronů. Vnější pole E_0 musí být dostatečně silné pro urychlení elektronů na ionizační energie. 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 záporný náboj, nepohyblivé ionty v zádi jsou nositeli kladného náboje. 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 [1]

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

n je zde počet částic v m³. λ_a je střední vzdálenost částic a vypočteme jí jako převrácenou hodnotu třetí odmocniny koncentrace částic [1]

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

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:

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

m je hmotnost elektronů

Horní mez koncentrace volných elektronů určíme z rovnosti energie odpudivé 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:

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

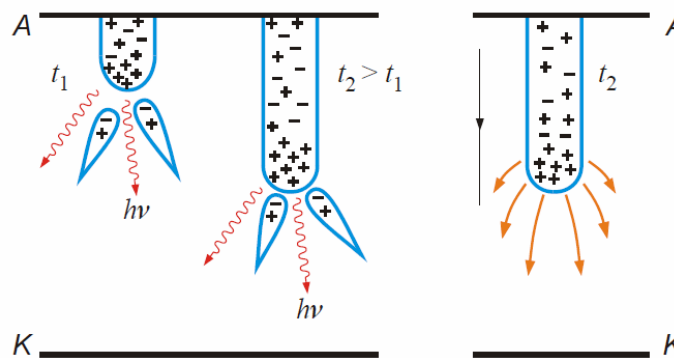
Střední dráha pro ionizaci:

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

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 Streamer

Na Obr.13 je znázorněn nejpravděpodobnější příklad dalšího šíření anodové laviny, streameru. Česky se tomuto jevu říká také strimer. 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]

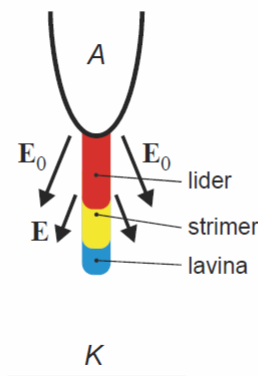
Pro vznik strimeru z laviny uvádí Loeb kritérium: $n_e \geq 7 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, Meek uvádí: $\alpha_d \geq 18 \div 20 \text{ m}^{-1}$ [4].

Strimer se šíří mezi elektrodami jako lavina. 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 může 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 Leaderový mechanismus

Jak bylo řečeno v předchozí kapitole, u delších průbojových drah strimer přerůstá do vodivějšího kanálu, leaderu (česky lideru) s malou změnou potenciálu. V čele lideru se šíří strimer.

Vodivost lideru γ je kolem $10^4 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$, teplota 2000 až 4000, elektronová koncentrace se pohybuje v řádu 10^{20}m^{-3} , liderem protéká proud stovek ampér při $E \approx 10^4 \text{V/m}$. Lider je řídký a chladný. Do kanálu je přiváděn elektrický náboj příslušné elektrody. Schéma lideru je znázorněno na obrázku 14.

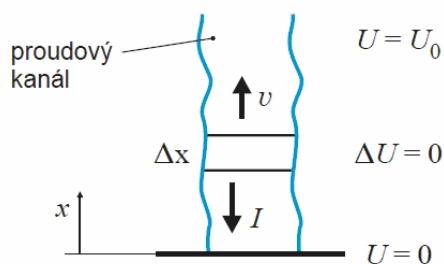


Obr. 14: Schéma lideru [1]

Lidery se mohou šířit současně i od obou elektrod a napojují se na ně boční strimery a laviny. Postupem času dojde ke konečnému propojení liderů 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 [1]:

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

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:

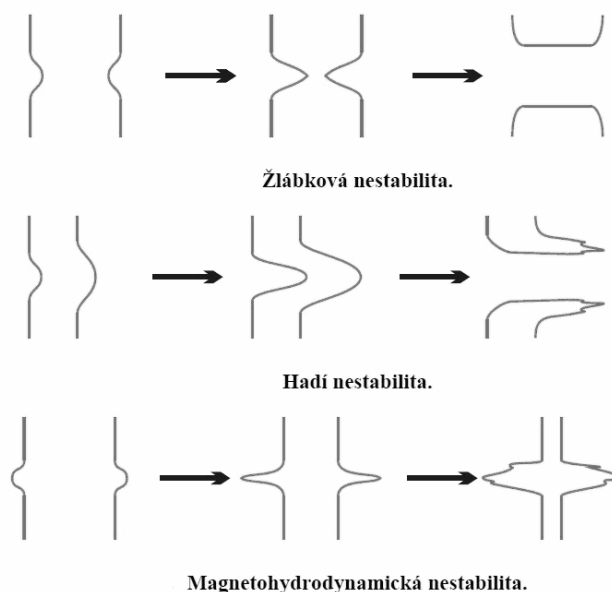
$$v = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} \quad (57)$$

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 rozšiřováním 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 obrázku 16 jsou uvedeny základní typy nestabilit: [1]



Obr. 16: Typy nestabilit [1]

2.3.6 Rovnovážný jiskrový kanál

Při průchodu proudu stlačitelnou tekutinou (typu plazma) s válcovou symetrií podle osy symetrie působí ampérova síla na jednotku objemu ve směru k ose [1]:

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

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. Energie vyzářená jednotkovou plochou povrchu je:

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

$\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ 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 ve schopnosti regenerace. V této kapitole je teoreticky popsána jejich elektrická vodivost a elektrické průrazy v těchto materiálech.

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.m^{-1} a pro rezistivitu $\Omega.\text{m}^{-1}$.

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 $10^{-15} \text{ S.m}^{-1}$. 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 $10^{-12} \text{ S.m}^{-1}$. 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]

Elektrická vodivost kapalných izolantů je silně závislá na struktuře kapalného izolantu. Dle skupiny dělíme izolanty takto:

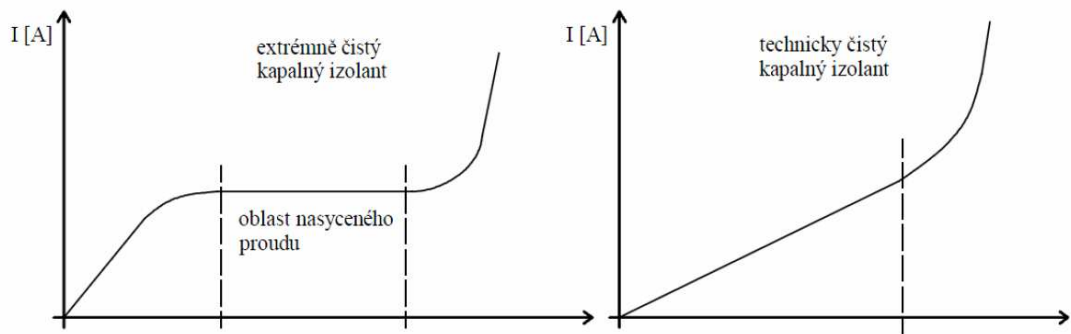
- Kapaliny vzniklé kovalentními vazbami – jsou v čistém stavu izolanty, dále se dělí dle stupně polárnosti vazby:
 - Nepochární kapalně izolanty – jejich elektrická vodivost má iontový charakter, přičemž ionty vznikají disociací nečistot přítomných v kapalině. Voda snadno disociuje s zároveň podporuje disociaci molekul nečistot, elektrickou vodivost těchto izolantů tedy silně ovlivňuje
 - Polární kapalně izolanty – vodivost je také iontového charakteru, ionty vznikají i disociací molekul vlastního kapalného izolantu. Navíc v polárních izolantech bývá větší koncentrace nečistot.
 - Silně polární kapalně izolanty – ve 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, 16]

3.1 Výbojová činnost v kapalných izolantech

Elektrická pevnost a s ní spojené výboje v kapalinách jsou složitou a dosud ne příliš probádanou záležitostí. Elektrický výboj v kapalinách závisí na mnoha náhodných a v okamžiku pokusu 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, převzato z [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, a podobně. 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 kapalně 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[2]. Tyto hodnoty elektrické pevnosti jsou 5x až 10x vyšší než u technicky čistých kapalných izolantů.

Existuje několik teorií, snažících se objasnit mechanismus přeskočů v čistých kapalných izolantech. Tyto teorie lze rozdělit do dvou 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. 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 absorbovaného 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, a tedy také na tlaku a teplotě. V současné době je tato druhá skupina teorií považována za pravděpodobnější. Pokusy prováděné s pomocí záznamu

vysokorychlostními kamerami naznačují tvorbu plynových bublinek. Vznik výboje a náhradní model bublinky v kapalně izolaci je popsán v kapitole 4.3. [2,16,19]

Mezi teorie tvorby plynových bublinek patří Plynová hypotéza Andrew Gemanta, jež předpokládá že samotný izolant i elektrody jsou zdrojem plynu tvořícím v kapalném izolantu bublinky. Pan Adler [2] stanovil plynovětepelnou hypotézu, dle které dochází k přeskoku po dosažení kritické teploty bodu varu kapaliny. V plynové vrstvičce oddělující elektrodu od kapaliny se formuje přeskok. Mezi kapalinou a plynem dochází ke zvyšování teploty. Jako poslední uvedu tepelnou hypotézu, jež počítá s lokálním přehřátím a varem kapaliny. Vznikají plynové bublinky, v nichž se při napěťovém impulzu může rozvíjet přeskok.

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 kapalně izolace má voda. Dalšími faktory ovlivňující elektrickou pevnost je materiál elektrod, délka doby působení elektrického napětí, či tlak kapaliny. [2]

3.2 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]

3.2.1 Povrchová vodivost pevných izolantů

V případě pevných izolantů 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 odhadnout povrchovou elektrickou vodivost: [2]

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

U je napětí na elektrodách [V]

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

d je vzdálenost elektrod [m]

Předchozí vztah lze upravit do podoby pro měrný povrchový elektrický odpor:

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

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]

3.3 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 plynných 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.

3.3.1 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, 16]

3.3.2 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: [2]

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

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

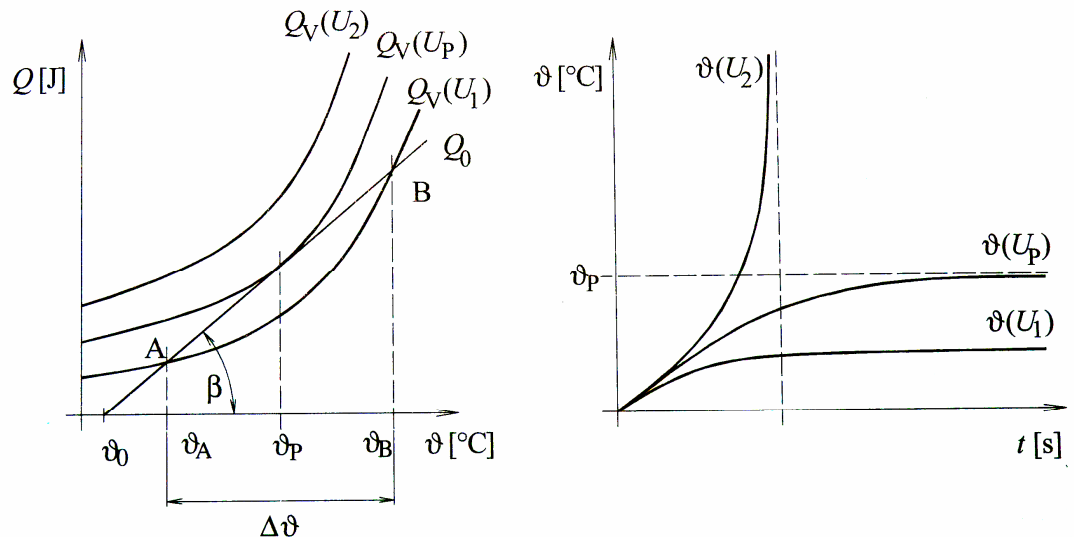
Rovnice podmínky kontinuity izolantem procházejícího proudu:

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

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. 18.



Obr. 18: Závislosti tepla, vznikajícího v izolantu, převzato z [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 žádná teplo se z povrchu izolantu neodvádí (neexistuje tepelný tok). Na ose X je v této hodnotě průsečík s přímkou Q_0 . Účinný chladič povrch izolantu S a koeficient přestupu tepla z izolantu do okolí určují sklon přímky Q_0 , charakterizovaný úhlem β :

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

V obrázku 18 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 18 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_0 , 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 izolacích

V technice vysokého napětí rozlišujeme úplný a neúplný přeskok. Pokud dojde k úplnému přeskoku, je výbojem překlenuta celá izolace. Při neúplném přeskoku je proražena jen část izolace, vznikne tzv. částečný přeskok. Zbytek izolace disponuje dostatečnou elektrickou pevností a napětěvé namáhání vydrží. Pokud dojde k částečnému přeskoku 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

spojena se vznikem proudových nebo napěťových impulzů. Tyto impulzy 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 plyném 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 plyných dutinkách v pevném izolantu. Povrchové částečné výboje probíhají v okolí elektrod na rozhraní pevného a plynného izolantu. [3]

4.1 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 a snižuje se životnost izolace. Nemusí tomu tak být vždy, např. v případě epoxidových pryskyřic může dojít k opačnému jevu. Pan Di Lorenzo del Casale a pan Schifani [3] testovali vliv teploty na vzduchovou trhlinu v epoxidových pryskyřicích a zjistili že při teplotách od 30 do 80 °C se životnost epoxidové 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. [3,6]

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 izolace a tedy její nevratné destrukce. [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.

Z výše uvedených nežádoucích účinků částečných výbojů na izolaci je zřejmé snižování spolehlivosti a životnost elektrických přístrojů a systémů pokud se v jejich izolačních systémech částečné výboje vyskytují. Mají zejména dva nepříjemné následky, kromě snížení životnost izolace způsobují impulzy s vysokým kmitočtem a takovou amplitudou. Tyto pulzy 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 prostory 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.

4.2 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, jež je možné mezi sebou porovnat. V případě určování druhu (zdroje) výbojové činnosti jsou používány obrazce částečných výbojů. [3]

4.2.1 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 měřícím 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, také označováno jako zapalovací 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 je postupně snižováno z vyšší hodnoty při níž jsou pozorovány částečné výboje. Dle normy [5] je zhašecí napětí částečných výbojů nejnižší 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 se označuje n a udává se v s^{-1} . Je poměr mezi celkovým počtem impulsů zaznamenaných ve vybraném časovém intervalu a dobou trvání intervalu [3, 5]

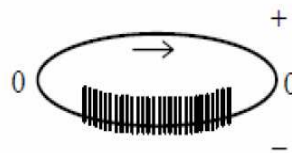
4.2.2 Obrazce částečných výbojů

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 je popsáno pět základních typů částečných výbojů. [7, 8]

Typ A

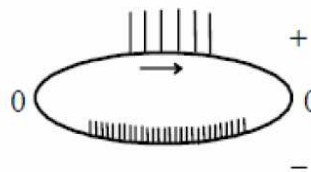
Při postupném zvyšování napájecího napětí vznikne po překročení počátečního napětí částečných výbojů řada stejných pulzů. Velikost těchto pulzů je úměrná jednotlivým nábojům částečných výbojů. Pulsy jsou symetrické v okolí maximální hodnoty napájecího napětí pouze v jedné půlperiodě. Z obrázku je zřejmé, 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 výboje 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 stadia ve vzduchu. Tyto výboje mohou nastat i při nevhodně sestaveném měřicím obvodu, lze je však poměrně lehce odstranit. [7, 8]



Obr. 19 : 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]

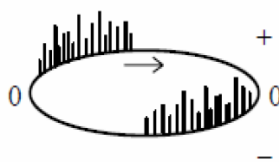


Obr. 20 Oscilogram částečných výbojů typ B [7]

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:

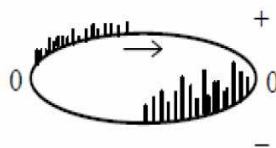
- Dutinka v pevném izolantu
- Kapalný izolant s plynovou bublinkou
- Vzájemně se dotýkající izolované vodiče
- Klouzavé výboje na povrchu pevného dielektrika
- Částečné výboje mezi neuzemněnými kovovými částmi [7, 8]



Obr. 21: Oscilogram částečných výbojů typ C [7]

Typ D

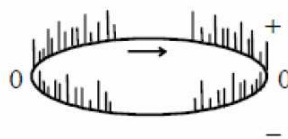
Jedná se o pulzy vyskytující se mezi průchody nulového napětí a vrcholy v obou periodách. V jedné půlperiodě jsou pulzy vyšší než v druhé. Typ D je speciálním případem typu C. Podobně jako u předchozího typu jsou tyto výboje velice nebezpečné pro izolační systém. Tento typ výboje se vyskytuje v dutinkách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



Obr. 22 Oscilogram částečných výbojů typ D [7]

Typ E

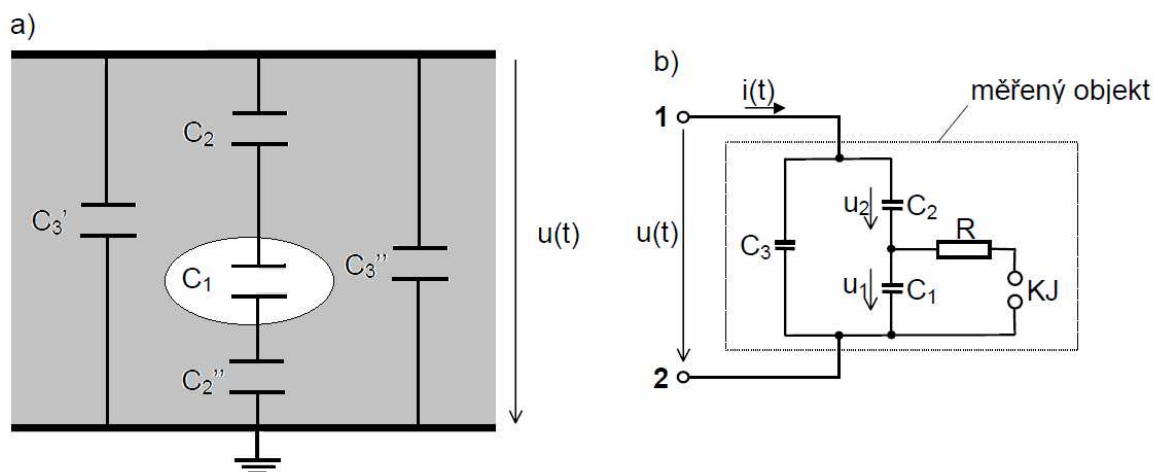
Pulzy jsou rozmístěné symetricky kolem obou průchodů napětí nulou. Typ E vzniká při nedokonalém kontaktu mezi kovovými částmi nebo mezi polovodivými či odporovými vrstvami. Tento nedokonalý kontakt může být i vně izolačního systému. [7, 8]



Obr. 23 Oscilogram částečných výbojů typ E [7]

4.3 Vnitřní částečné výboje

Vnitřní částečné výboje lze popsat tzv. trojkapacitním modelem. Vidíme jej na obr. 24. Na obrázku 24a je schematicky znázorněn pevný izolant s vnitřní dutinkou naplněnou vzduchem. Na obrázku 24b 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 přeskoku na kulovém jiskřišti KJ.



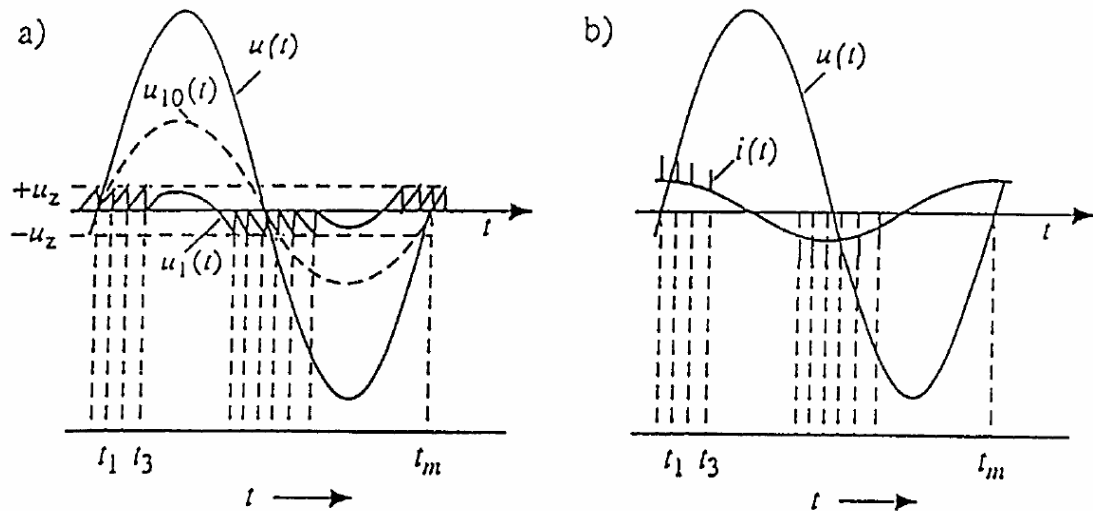
Obr. 24. Náhradní schéma pro vnitřní částečné výboje [3]

Pokud na svorky 1 a 2 vzorku přiložíme střídavé napětí $u(t)$ takové velikosti, při které nedojde ještě k přeskoku 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 přeskoků jsou na obrázku 25. 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 přeskoku je rovno nule, dostaneme průběh napětí znázorněný na obrázku 25a. V dutince izolantu dochází k opakovaným přeskokům, následkem čehož se na kapacitní proud $i(t)$ protékající izolačním

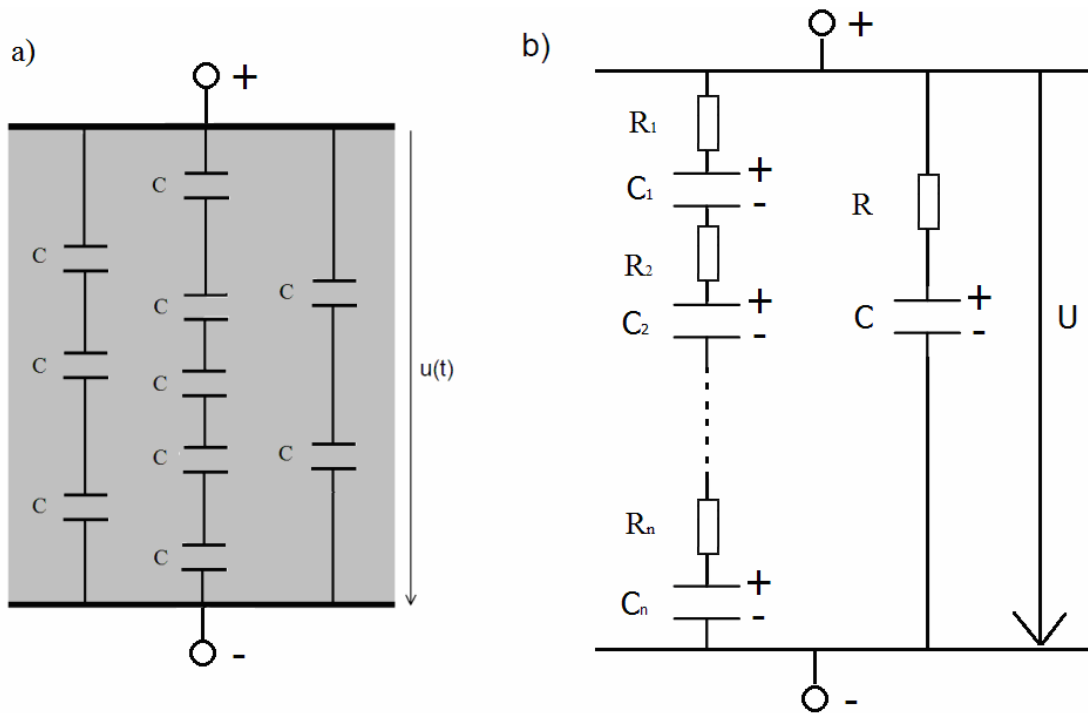
systemem superponují proudové pulzy viz obrázek 25b.



Obr. 25. Časové průběhy napětí a proudů, převzato z [1]

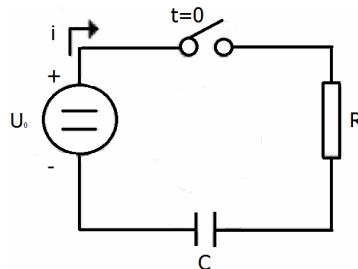
4.4 Vnitřní částečné výboje při působení stejnosměrného napětí

Zásadním rozdílem oproti působení střídavého napětí je absence kapacitního proudu protékajícího izolací. Kapacity jsou v ustáleném stavu nabitě a kapacitní proud proto neprotéká. Reálný izolant může obsahovat velké množství jednotlivých dutinek, tedy velké množství jednotlivých kapacit zapojených v sérii. Pokud uvažujeme, že na materiál působí konstantní stejnosměrné napětí, rozloží se toto napětí rovnoměrně na jednotlivé dutinky v poměru jejich kapacit. Napětí na každé dutince je tedy mnohem menší, než v případě střídavého proudu, kdy se napájecí napětí stále mění a k ustálenému stavu nikdy nedochází.



Obr. 26. Rozložení napětí na dutinkách izolace

I při působení stejnosměrného napětí ovšem dochází k průchodu kapacitního proudu izolací. Izolantem protéká kapacitní proud ihned po připojení stejnosměrného napětí a postupně zaniká. Jedná se v podstatě o nabíjení RC článku.



Obr. 27 Nabíjení RC článku

Pro matematické řešení je potřeba nejdříve stanovit počáteční podmínky. Uvažujeme obvod bez energie $u_c(0) = 0$ V. Dále je třeba obvodová rovnice [20]:

$$C \frac{du_c(t)}{dt} + \frac{u_c(t) - U}{R} = 0 \quad (68)$$

Úpravou dostaneme:

$$RC \frac{du_c(t)}{dt} + u_c(t) = U \quad (69)$$

Charakteristická rovnice a její řešení metodou variance konstant:

$$RC\lambda + 1 = 0 \quad (70)$$

$$\lambda = \frac{-1}{RC} \quad (71)$$

Nyní můžeme napsat obecné řešení:

$$u_{c0} = Ke^{\lambda t} = Ke^{\frac{-t}{RC}} \quad (72)$$

Po odeznění přechodného děje při napájení stejnosměrným zdrojem platí:

$$u_{cp} = u_c(\infty) = U \quad (73)$$

Do komplementárního řešení dosadíme počáteční podmínku $t = 0$ a vypočítáme konstantu K

$$u_c(0) = Ke^0 + U = K + U = 0 \Rightarrow K = -U \quad (74)$$

$$u_c(t) = U(1 - e^{\frac{-t}{RC}}) \quad (75)$$

Definujeme časovou konstantu obvodu:

$$\tau = \frac{-1}{\lambda} = RC \quad (76)$$

Nyní můžeme napsat vztah pro okamžitou hodnotu napětí na kondenzátoru:

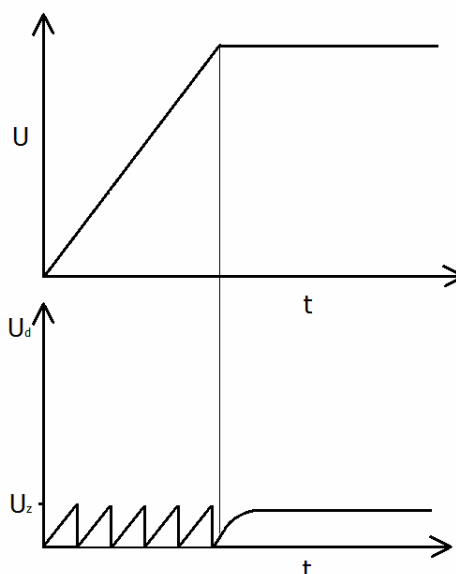
$$u_c(t) = U_0(1 - e^{\frac{-t}{\tau}}) \quad (77)$$

Pro proud obvodem platí vztah:

$$i(t) = \frac{U_0 - U_c(t)}{R} = \frac{U_0 - U_0(1 - e^{\frac{-t}{\tau}})}{R} = \frac{U_0 - U_0 + U_0 e^{\frac{-t}{\tau}}}{R} = \frac{U_0}{R} e^{\frac{-t}{\tau}} \quad (78)$$

Podíl U_0/R je proud obvodem, který je dán činným odporem izolace. Po ustálení se člen $e^{\frac{-t}{\tau}} = 0$ a proud již ideálním kondenzátorem neprochází.

Po ustálení přechodného jevu dojde k rozložení napětí na jednotlivé dutinky, důsledkem je podstatné snížení výbojové činnosti v těchto dutinkách.



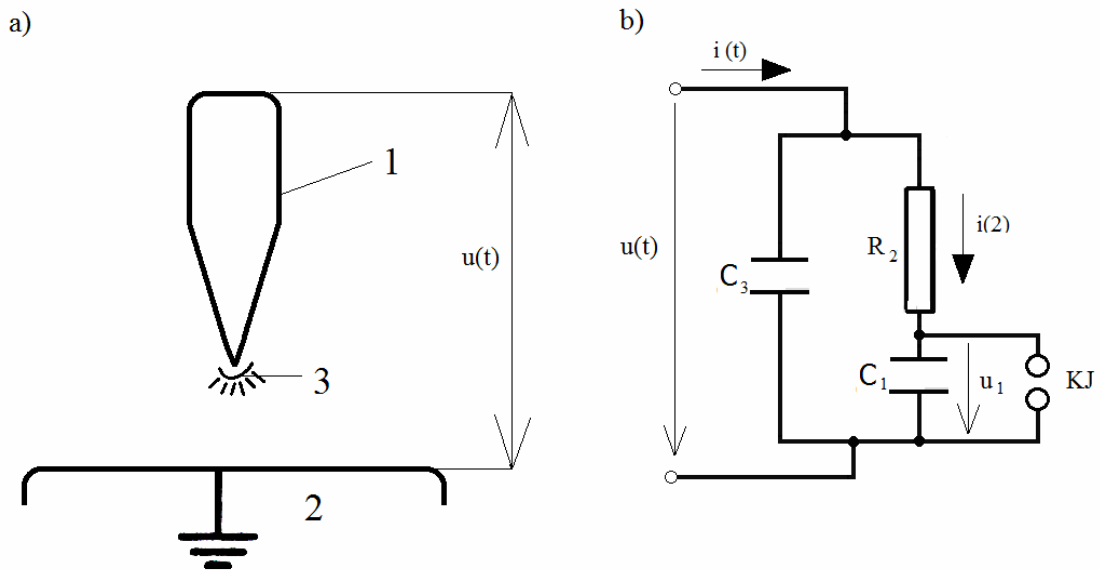
Obr. 28 Výboje v dutince v závislosti na napájecím napětí

Pokud opět zvýšíme napětí, kapacity se začnou nabíjet, izolantem protéká kapacitní proud a výbojová činnost prudce stoupá. Na obrázku 28 představuje U napětí zdroje, U_d je napětí na dutince a U_z značí zapalovací napětí částečných výbojů v dutince.

4.5 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. Na obrázku 29a jsou elektrody označeny číslicemi 1 a 2, oblast ve které probíhají částečné výboje potom číslicí 3.

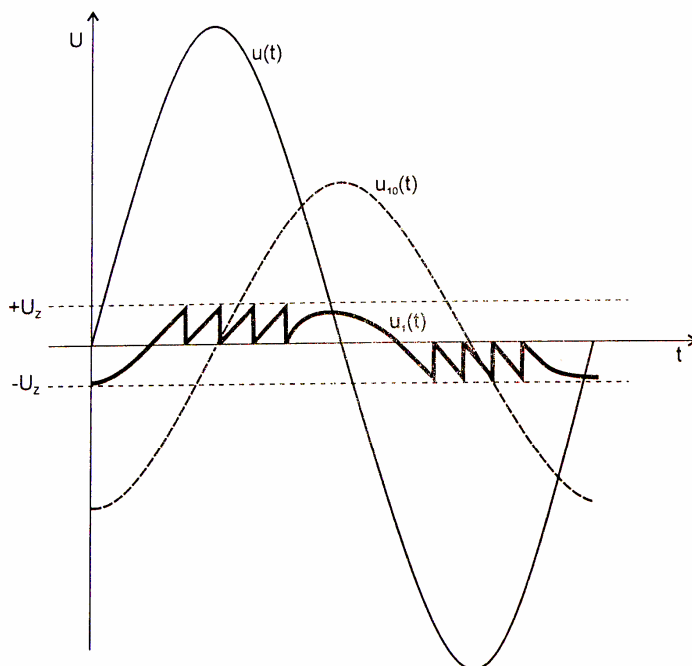
Grafické znázornění elektrodového uspořádání hrot-deska je na obrázku 29b spolu s náhradním schématem. Podobně jako v předchozí kapitole 4.4 představuje kondenzátor v náhradním schématu kapacitu vzduchového prostoru, který je překlenut výbojem (zkratován) při každém částečném výboji, tedy v případě kdy napětí dosáhne přeskokové 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. 29: 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 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. 30: Časové průběhy napětí vnějších částečných výbojů, převzato z [8]

4.6 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.

4.6.1 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 jsou 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 nežádoucímu 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]

4.6.2 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 výboje 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. [3]

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

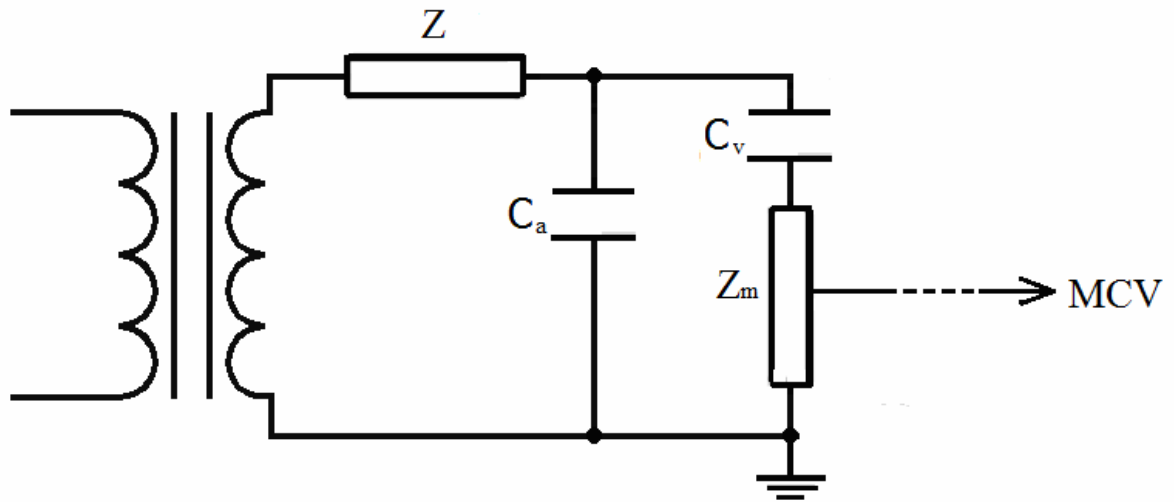
$$q = \int_0^{\infty} i(t) dt \quad (79)$$

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 impulzů.

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 obrázku č. 31. [3]



Obr. 31: Základní zapojení pro měření částečných výbojů galvanickou metodou [3]

Ve značí C_a 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. 31 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 výpovědíschopnost 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

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.

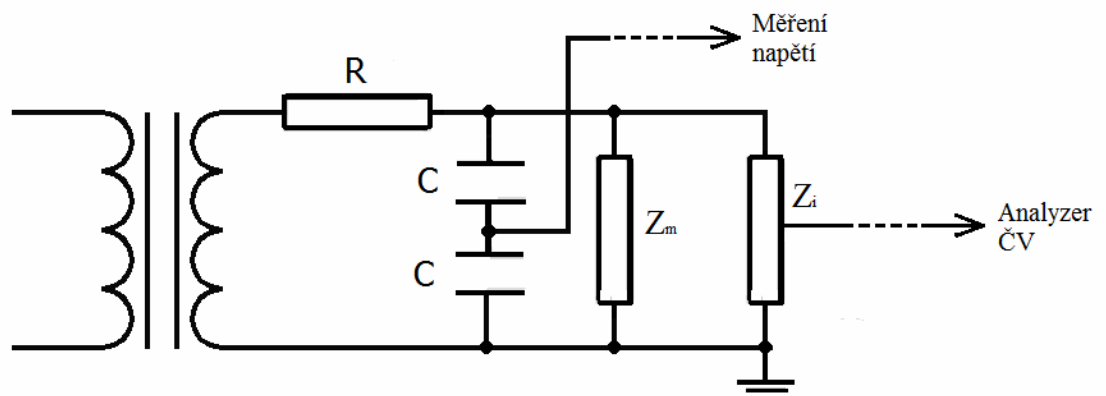
5 Měření částečných výbojů

Měření bylo prováděno v laboratoři katedry technologií a měření na ZČU. Jako měřicí metoda byla použita galvanická metoda měření částečných výbojů. Jako měřicí impedance byla použita Maxwell's CONDIS® typ CDOR 0704B11, snímač částečných výbojů byl Doble Lemke PD - Smart.

Měřicí software od společnosti Doble Lemke byl nastaven pro měření dle normy IEC 60270.

Schéma zapojení:

- a) Zapojení pro měření střídavým napětím



Obr. 32 Schéma zapojení pro měření střídavým napětím

Kde:

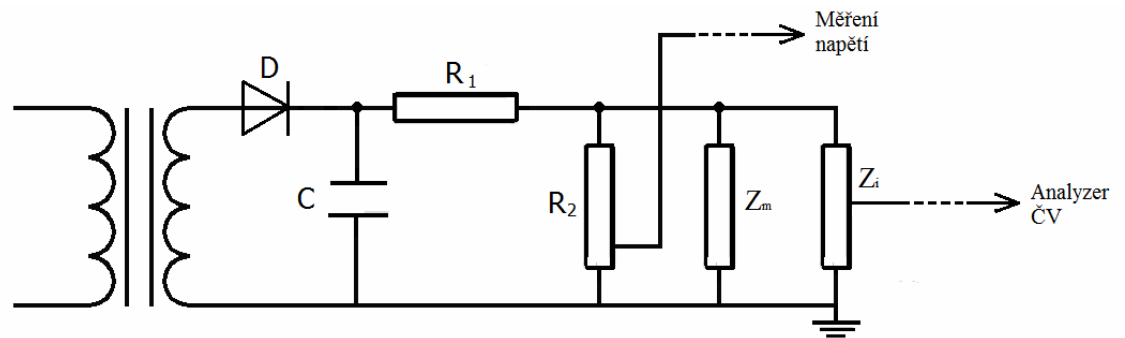
$$R = 106 \text{ k}\Omega$$

$$C = 0,1 \text{ nF}$$

Z_m ... měřený vzorek

Z_i ... měřicí impedance

- b) Zapojení pro měření stejnosměrným napětím



Obr. 33. Schéma zapojení pro měření stejnosměrným napětím

Kde:

$$R_1 = 0,8 \text{ k}\Omega$$

$$R_2 = 250 \text{ M}\Omega$$

$$C = 10 \text{ nF}$$

D ... usměřňovací dioda

Z_m ... měřený vzorekZ_i ... měřicí impedance

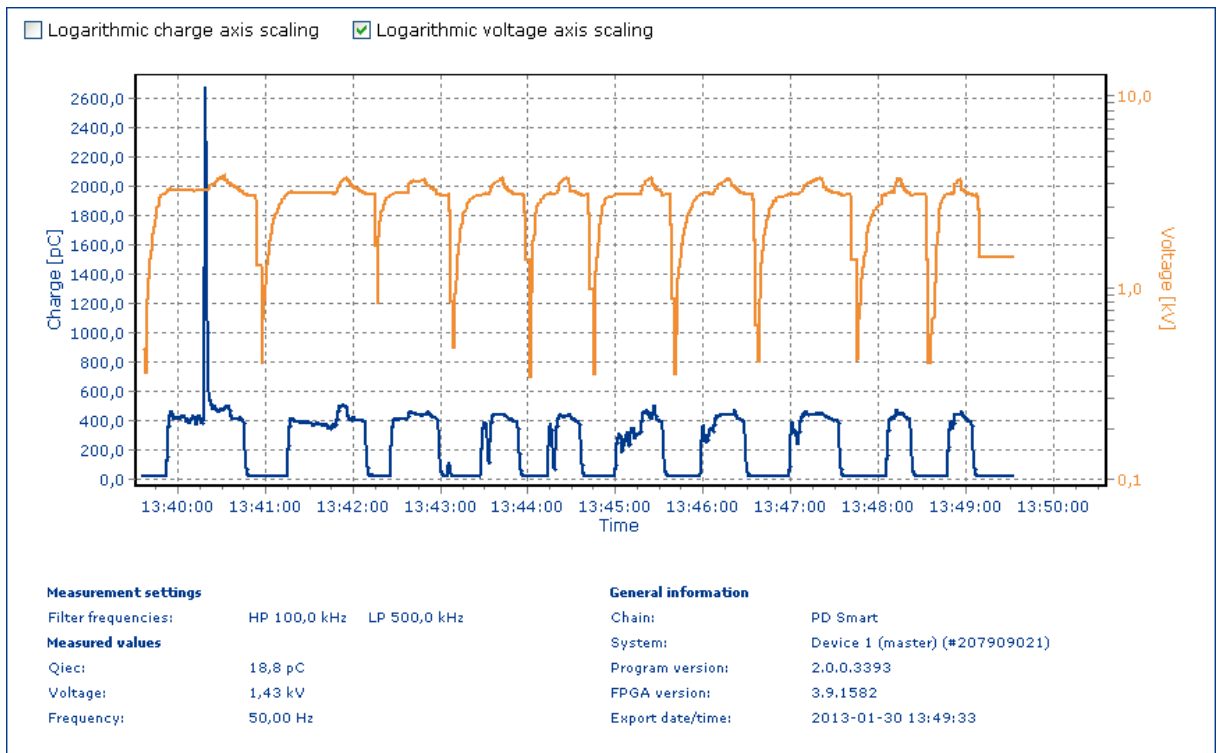
5.1 Uspořádání hrot - deska

Vzdálenost elektrod byla nastavena na 25 mm a první měření probíhalo při působení střídavého napětí. Nejprve proběhlo určení zapalovacího a zhašecího napětí částečných výbojů. Měří se vždy deset různých hodnot, které se následně zprůměrují.

Tab 1 Naměřené a vypočítané hodnoty

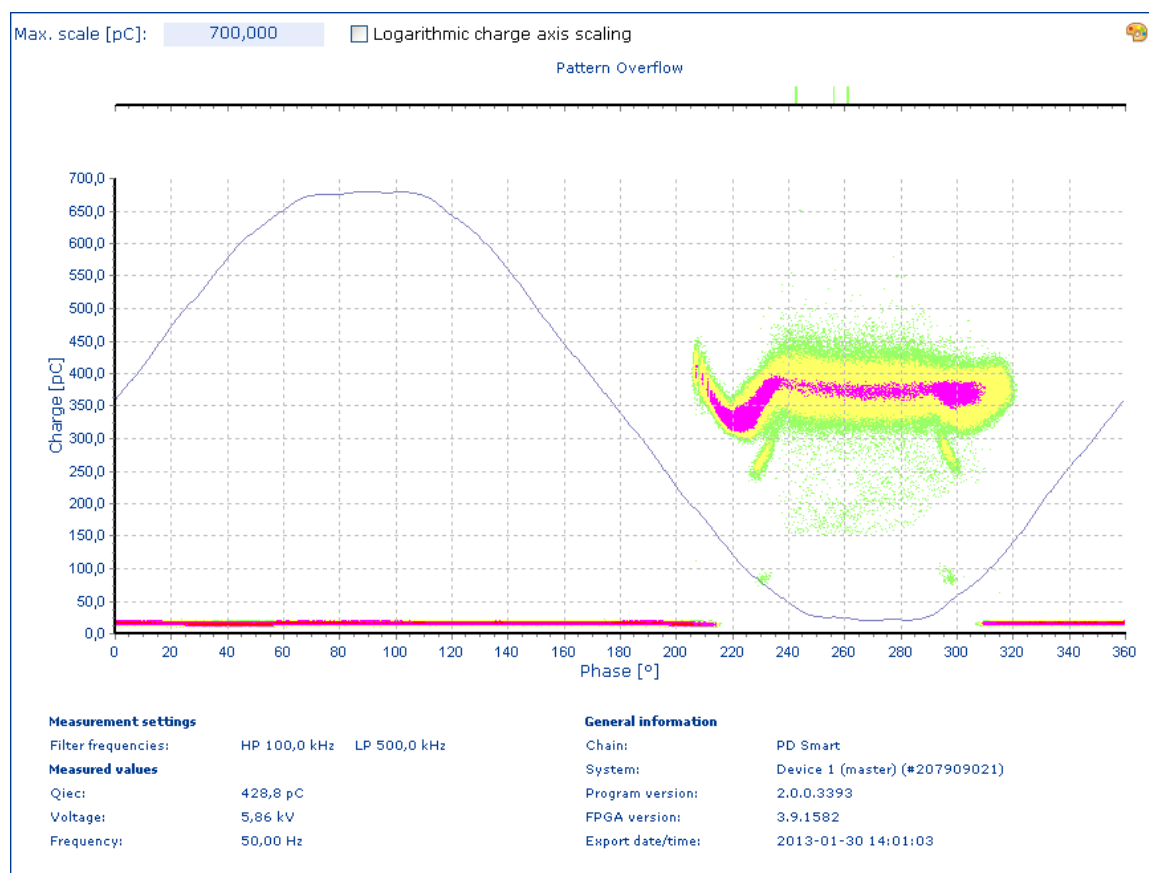
č.měření	U _i [V]	U _e [V]
1	3,18	2,99
2	3,08	3,03
3	3,11	3,02
4	3,05	3,02
5	3,08	3,02
6	3,05	3,02
7	3,08	3,03
8	3,11	3,03
9	3,13	3,04
10	3,08	3,01
Průměr	3,10	3,02

Na následujícím obrázku je zaznamenán průběh měření zhašecího a zapalovacího napětí. Modrá křivka znázorňuje výbojovou činnost, oranžová pak napětí.



Obr. 34: Průběh měření zapalovacího a zhašecího napětí

Pro střídavá napětí se při určování míry výbojové činnosti používá tzv. pattern diagram, což je grafické znázornění četnosti částečných výbojů v závislosti na fázi napětí. Tímto znázorněním je možné určit, zda se jedná o vnitřní či vnější částečné výboje. Jak je patrné z kapitoly 4.3, vnitřní částečné výboje probíhají již od začátku nárůstu či poklesu napětí a vnější výboje se vyskytují naopak na vrcholu sinusovky. Na následujícím obrázku jsou velmi dobře patrné vnější částečné výboje. Záznam pattern diagramu probíhal vždy po dobu jedné minuty.



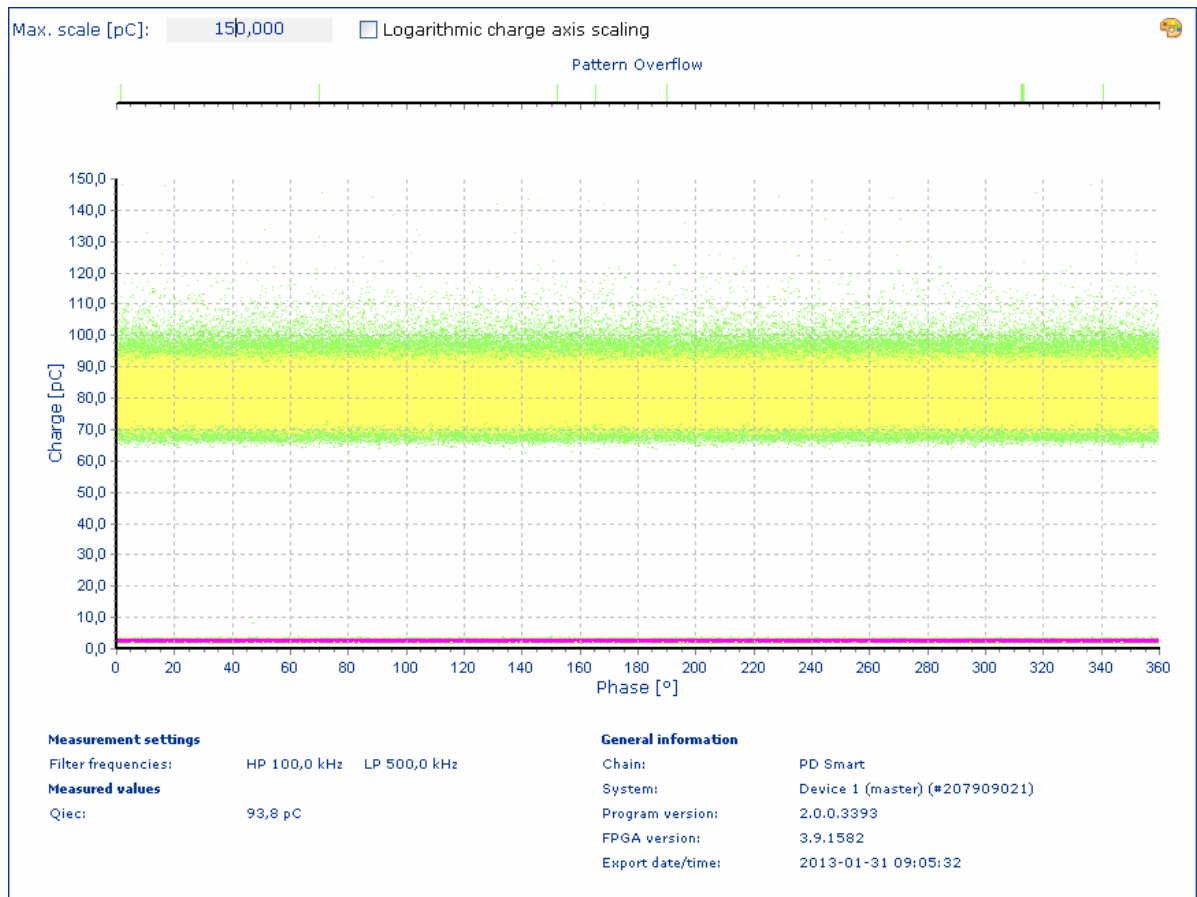
Obr. 35 Pattern diagram pro napětí 6kV

Další měření probíhalo při působení stejnosměrného napětí. Schéma zapojení můžeme vidět na obr.33. Usměrnění střídavého napětí na stejnosměrné je provedeno pomocí jednocestného usměrnění usměrňovací diodou. Uspořádání měřeného vzorku je opět stejné hrot – deska. Na hrot je přivedena záporná polarita a bylo změřeno opět zhášecí a zapalovací napětí. U střídavého napětí byla hodnota U_i rovna 3,1 kV u stejnosměrného napětí je tato hodnota podstatně vyšší a to 4,4 kV. Podobný rozdíl jsme naměřili i v případě zhášecího napětí U_e .

Tab 2 Měření U_i a U_e

č.měření	U_i [V]	U_e [V]
1	4,4	4,2
2	4,5	4,1
3	4,4	4,2
4	4,4	4,1
5	4,4	4,1
6	4,4	4,1
7	4,4	4,1
8	4,4	4
9	4,4	4,1
10	4,4	4,1
Průměr	4,4	4,1

Měření pattern diagramu je pro stejnosměrné napětí vcelku zbytečné, protože jeho fáze se nijak nemění. Graf je přesto uveden pro porovnání s předchozím měřením. Měření proběhlo na stejném napětí 6 kV a důležité je především sledovat hodnotu zdánlivého náboje Q_{iec} .



Obr. 36: Pattern diagram pro napětí 6kV

Hodnota Q_{iec} je při působení stejnosměrného napětí 93,8 pC. Při působení střídavého napětí byla tato hodnota podstatně vyšší, konkrétně $Q_{iec} = 428,8$ pC.

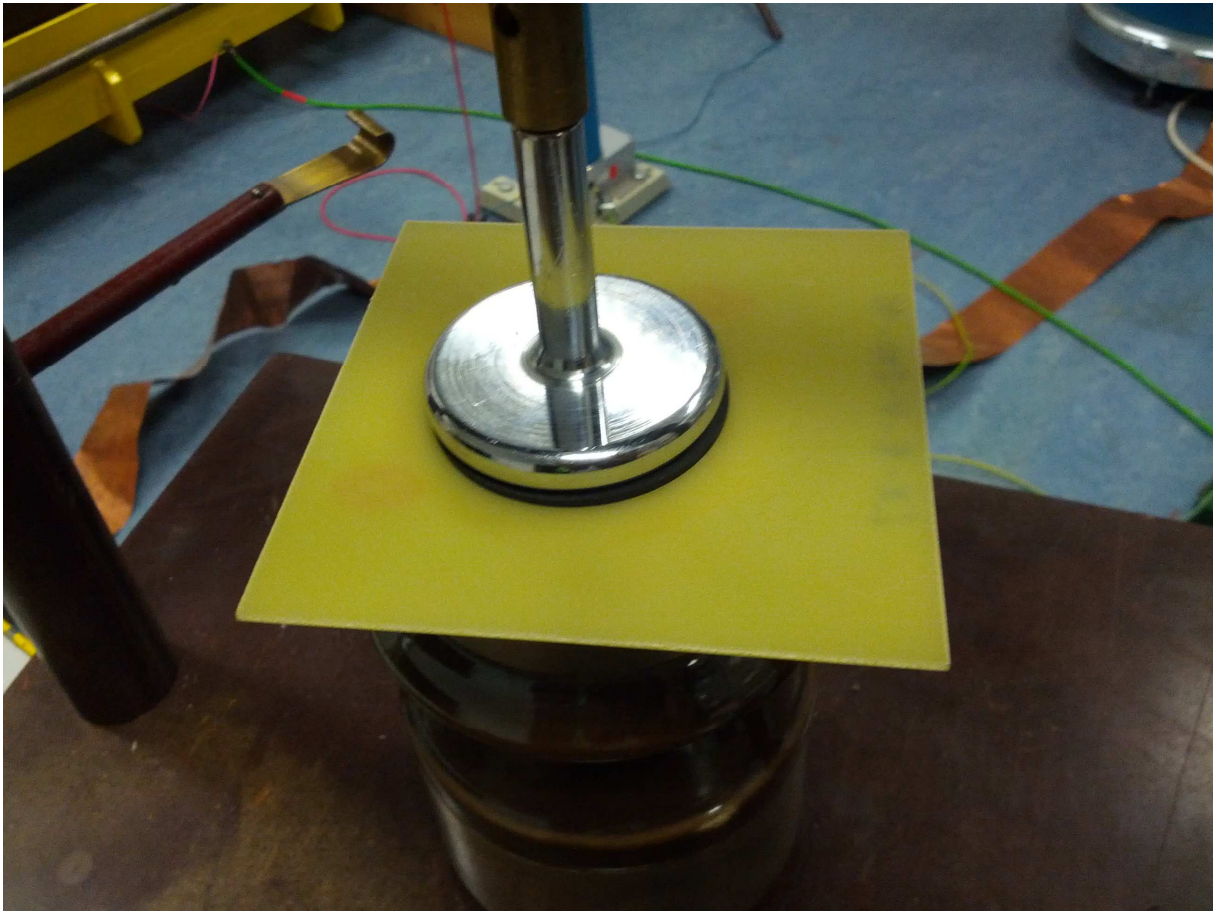
5.2 Měření vzorků izolačních materiálů

Měřeno bylo několik vzorků běžně používaných izolačních materiálů. Jednalo se o sklotextit FR4, kartit a Relanex. Dále byly změřeny dva vzorky složitějšího izolačního systému u tyčí určených pro statorové vinutí synchronního stroje.

5.2.1 Sklotextit FR4

Vrstvený materiál vyrobený z upravené nealkalické skelné tkaniny jako výztuže a epoxidové živice jako pojiva. Kromě dobrých mechanických a elektroizolačních vlastností jsou desky samozhášivé. Používá se na výrobu součástek s dobrými mechanickými a

elektrotechnickými vlastnostmi, pro elektrická zařízení při vyšších teplotách nebo ve vlhkém prostředí, při namáhaných elektroizolačních součástkách, jako kostry, tělesa přístrojů, skříňových částí rozvodů, transformátorů, rozvaděčů či elektrických strojů. [15]



Obr. 37 Měřený vzorek sklotextitu FR4 s přiloženými měřicími elektrodami

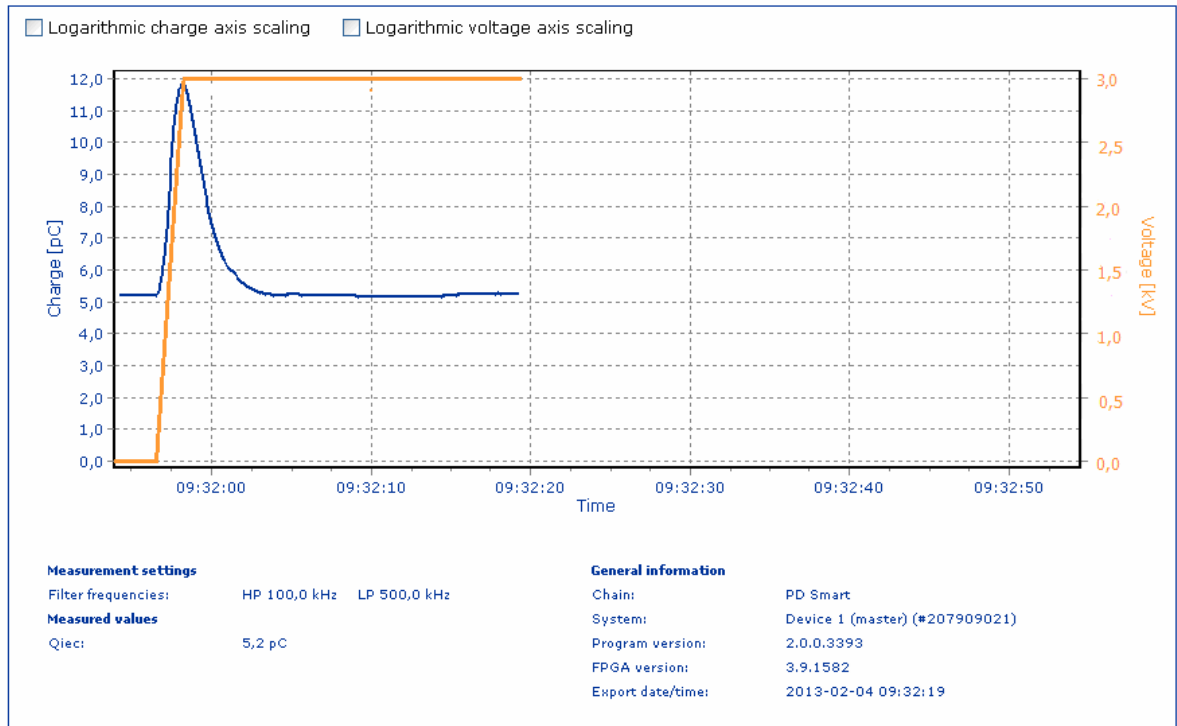
Nejprve proběhlo měření střídavým napětím na dvou vzorcích materiálu. Oba vzorky byly rozměrově stejné destičky FR4 o tloušťce 1,45 mm. Poté napětím stejnosměrným. Zjištěné hodnoty zapalovacích a zhašecích napětí jsou uvedeny v tabulce 3.

Tab 3 Naměřené a vypočítané hodnoty U_i a U_e

č.měření	1.vzorek		2.vzorek	
	U_i [V]	U_e [V]	U_i [V]	U_e [V]
1	1,97	1,85	1,9	1,75
2	1,89	1,8	1,9	1,79
3	1,94	1,83	1,87	1,81
4	1,88	1,79	1,94	1,83
5	1,89	1,8	1,84	1,8
6	1,89	1,83	1,89	1,8
7	1,94	1,85	1,84	1,78
8	1,97	1,79	1,84	1,8
9	1,88	1,8	1,84	1,8
10	1,89	1,83	1,89	1,8
Průměr	1,91	1,81	1,88	1,8

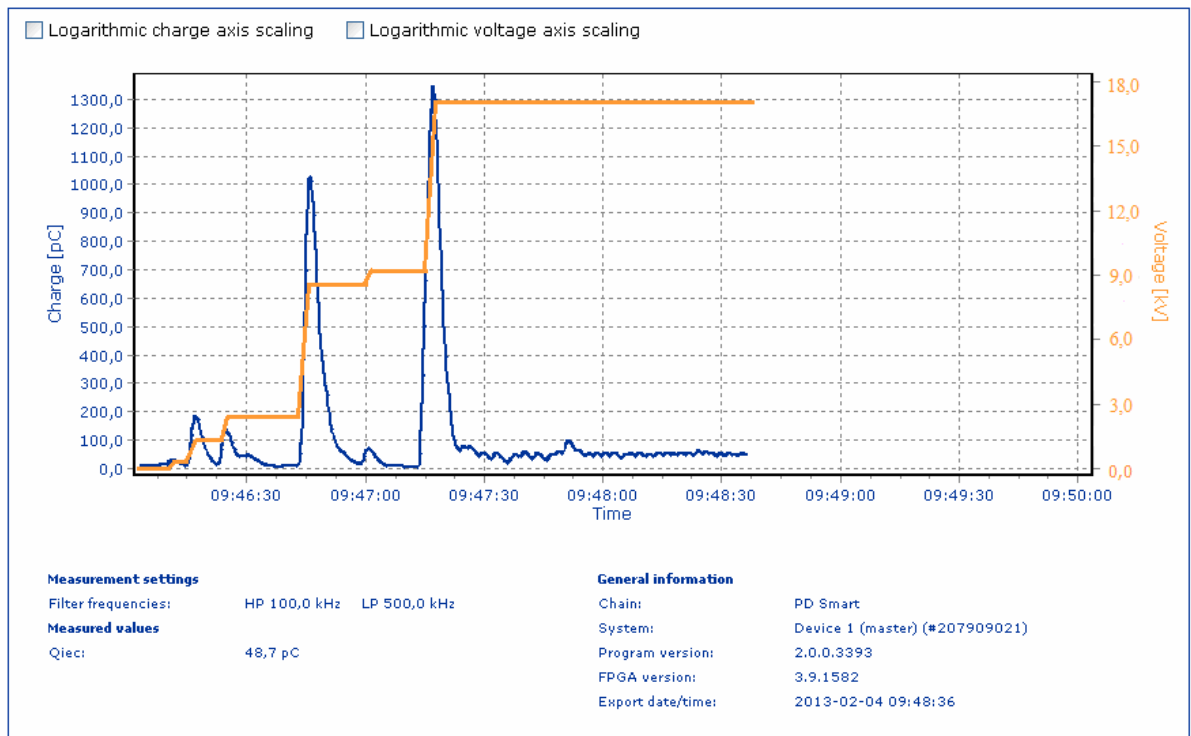
Jednotlivé vzorky se v naměřených hodnotách napětí liší jen málo. Lze proto předpokládat jejich velmi podobné fyzikální parametry.

Pro znázornění částečných výbojů je použit graf četnosti impulzů částečných výbojů v závislosti na fázi napájecího napětí. Jak je patrné z obrázku 25 pro vnitřní částečné výboje, částečné výboje by měly probíhat pouze od 0 až 60 stupňů a poté od 90 až 150 stupňů. V tomto rozmezí se hodnoty při měření pohybovaly, můžeme tedy potvrdit výskyt vnitřních částečných výbojů. Důležitá je hodnota zdánlivého náboje Q_{iec} , jež při napětí 3 kV činila 381 pC.



Obr. 39: Působení stejnosměrného napětí 3kV

Napětí bylo dále zvyšováno až na hodnotu 17 kV. Průběh měření je zaznamenán na obrázku níže. K výbojové činnosti ve formě píků docházelo při každém navýšení napětí. Čím rychlejší bylo navýšení napětí, tím více částečných výbojů měřicí aparatura zaznamenala. Poté došlo k ustálení napětí na hodnotě 17 kV. Hodnota částečných výbojů se ustálila zhruba na hodnotě $Q_{iec} = 50\text{pC}$. Zcela přesnou hodnotu nelze určit, dle záznamu z měření na obrázku 40 není hodnota výbojů, ani po více než jedné minutě po ustálení napětí, v čase konstantní. Tato hodnota je stále zhruba 8x nižší oproti měření střídavým napětím 3 kV. Měřit vzorek ještě vyšším napětím již nebylo možné. Jednotlivé elektrody jsou od sebe vzdáleny jen několik centimetrů a vzhledem k elektrické pevnosti vzduchu by mohlo dojít k přeskoku mezi měřicími elektrodami a následnému zničení detektoru částečných výbojů.



Obr. 40 Výbojová činnost změřená ve vzorku FR4 při působení stejnosměrného napětí

V průběhu měření byl obvod zapojen bez vzorku za účelem určení správnosti měření. Vzhledem k vysokému napětí je možnost vzniku koróny v měřicím obvodu, což by zapříčinilo vnášení značné chyby do výsledků měření.

Při napětí 17,5 kV byla úroveň výbojové činnosti velmi nízká a ustálila se téměř na hodnotě okolního šumu. V porovnání např. s obrázkem 40 kde částečné výboje rostly až na hodnoty vyšší než 1 nC, samotný měřicí obvod vykazoval výboje řádově o 10^3 nižší. Lze tedy říci, že námi naměřené výboje se vyskytovaly skutečně v měřeném vzorku.

5.2.2 Kartit

Kartit je vyroben z celulóзовého papíru, sloužící jako výztuž. Modifikovaná fenolická živice je použita jako pojivo. Tento materiál má vysokou mechanickou a elektrickou pevnost. Uplatnění najde ve formě izolačních mezistěn při stavbě transformátorů, krytů, vložek a různých konstrukčních prvků. [15]



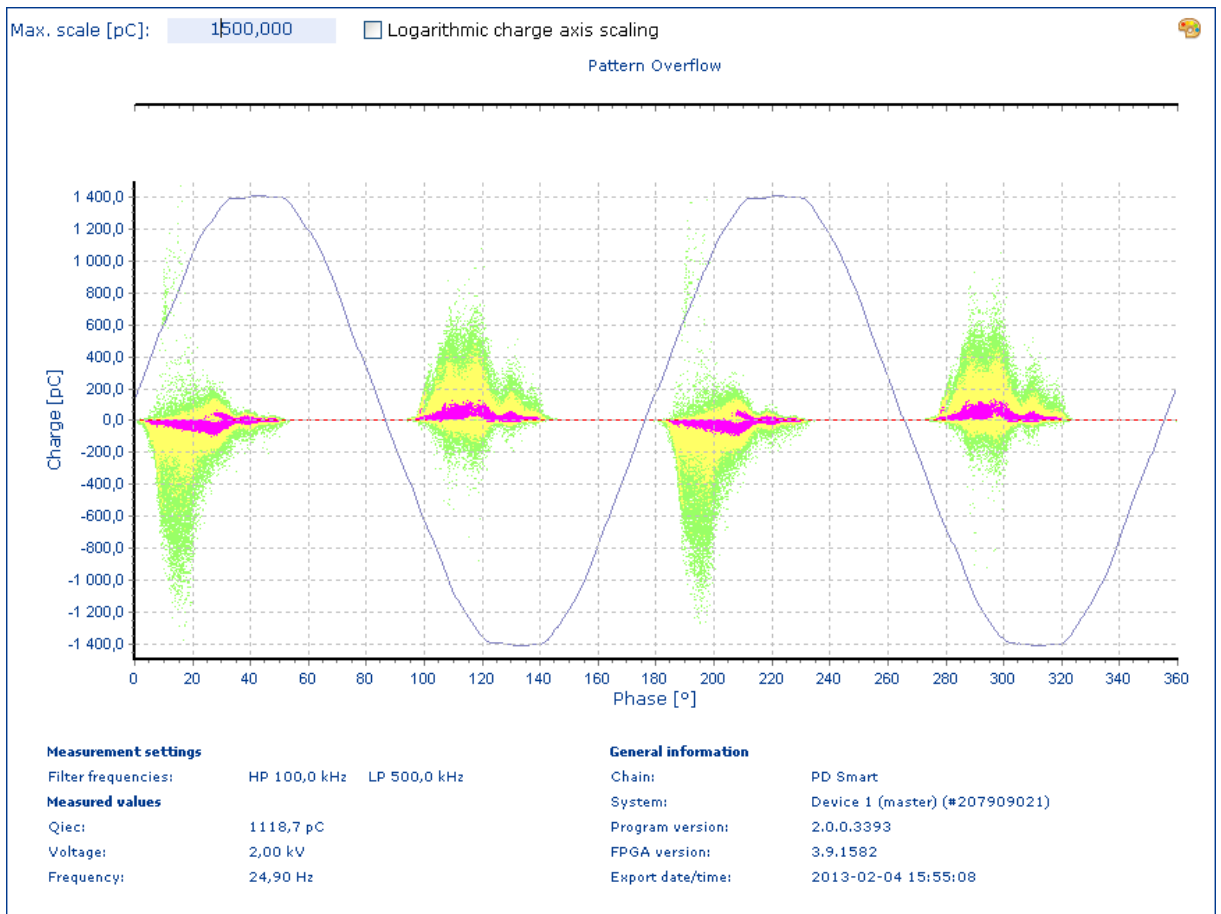
Obr. 41 Měření vzorek kartitu s přiloženými měřicími elektrodami

Tloušťka tohoto vzorku byla 1 mm. Pro střídavé napětí jsou naměřené hodnoty zapalovacího a zhášecího napětí nižší, než v předchozím měření materiálu FR4.

Tab. 4 Zhášecí a zapalovací napětí ČV

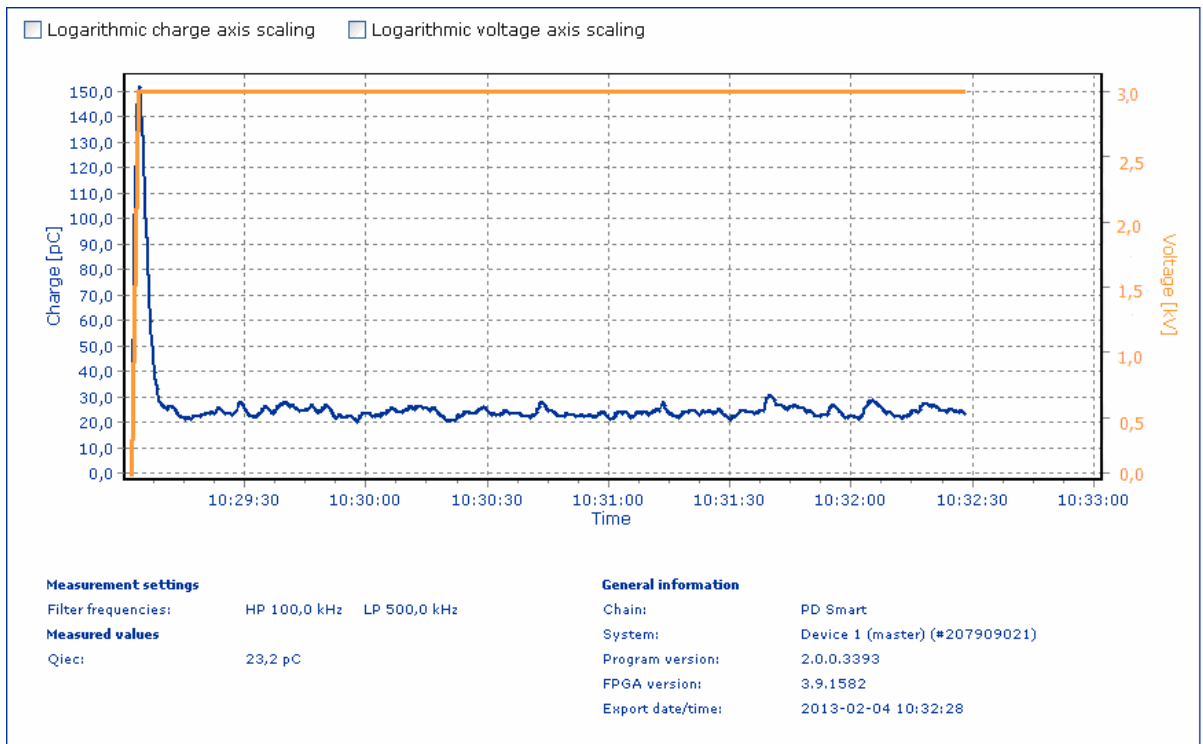
č.měření	U_i [V]	U_e [V]
1	1,39	1,28
2	1,35	1,28
3	1,31	1,28
4	1,31	1,25
5	1,31	1,28
6	1,35	1,25
7	1,31	1,28
8	1,31	1,28
9	1,31	1,25
10	1,31	1,28
Průměr	1,33	1,27

V souvislosti s tím není překvapením vyšší výbojová činnost ve vzorku. Již při napětí rovném 2 kV se pohybovala nad hodnotou 1 nC.



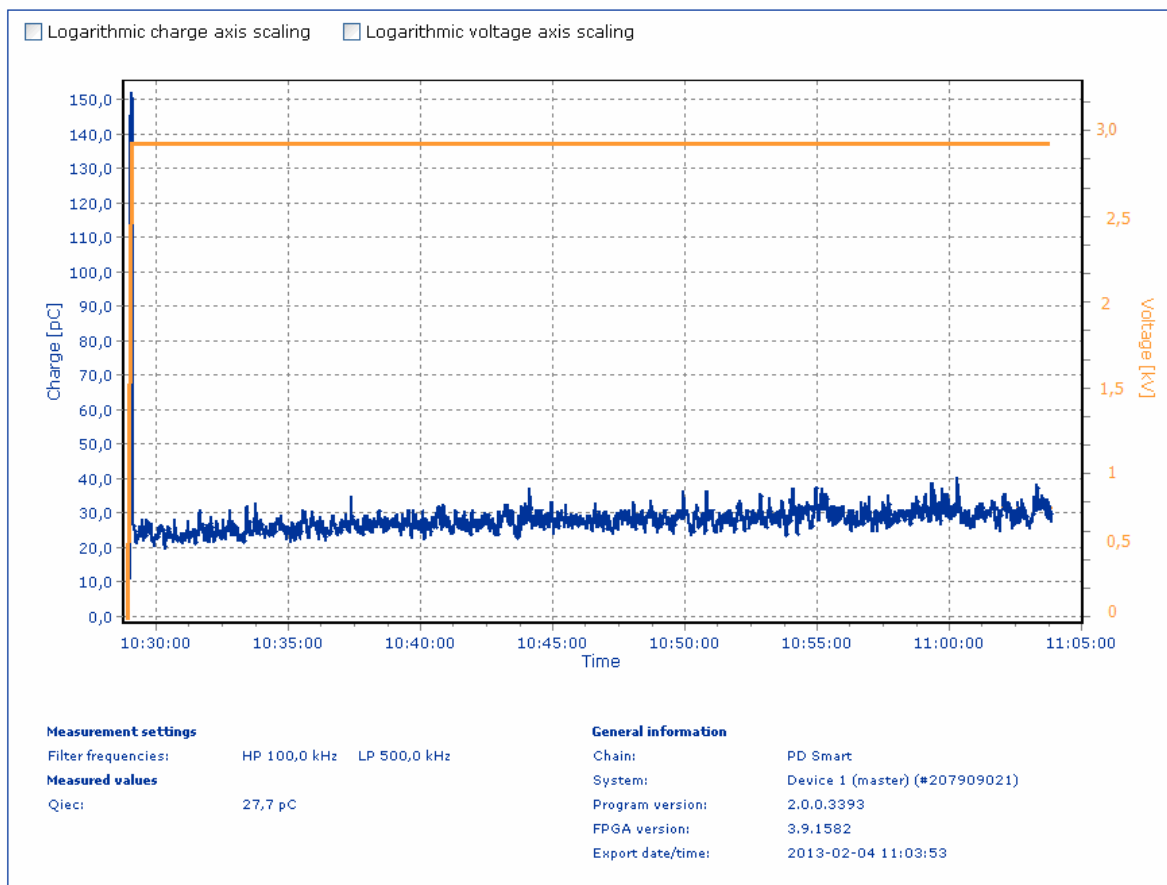
Obr. 42: Pattern diagram pro napětí 2 kV

Při měření stejnosměrným napětím bylo použito vyšší napětí než 2 kV. Důvodem bylo odlišení výbojové činnosti od okolního rušení. Po nastavení napětí 2,8 kV hodnota výbojové činnosti kolísala mezi 20 a 30 pC. Oproti hodnotě výbojů při měření střídavým napětím 2 kV byla hodnota Q_{iec} v tomto případě nižší o dva řády.



Obr. 43: Působení stejnosměrného napětí 2,8 kV

Stejnoseměrné napětí 2,8 kV bylo na vzorku ponecháno po dobu 30 minut. Výbojová činnost vzrostla zhruba o 10 pC. Ve srovnání s měřením střídavým napětím se stále jedná o velice nízkou hodnotu výbojů.



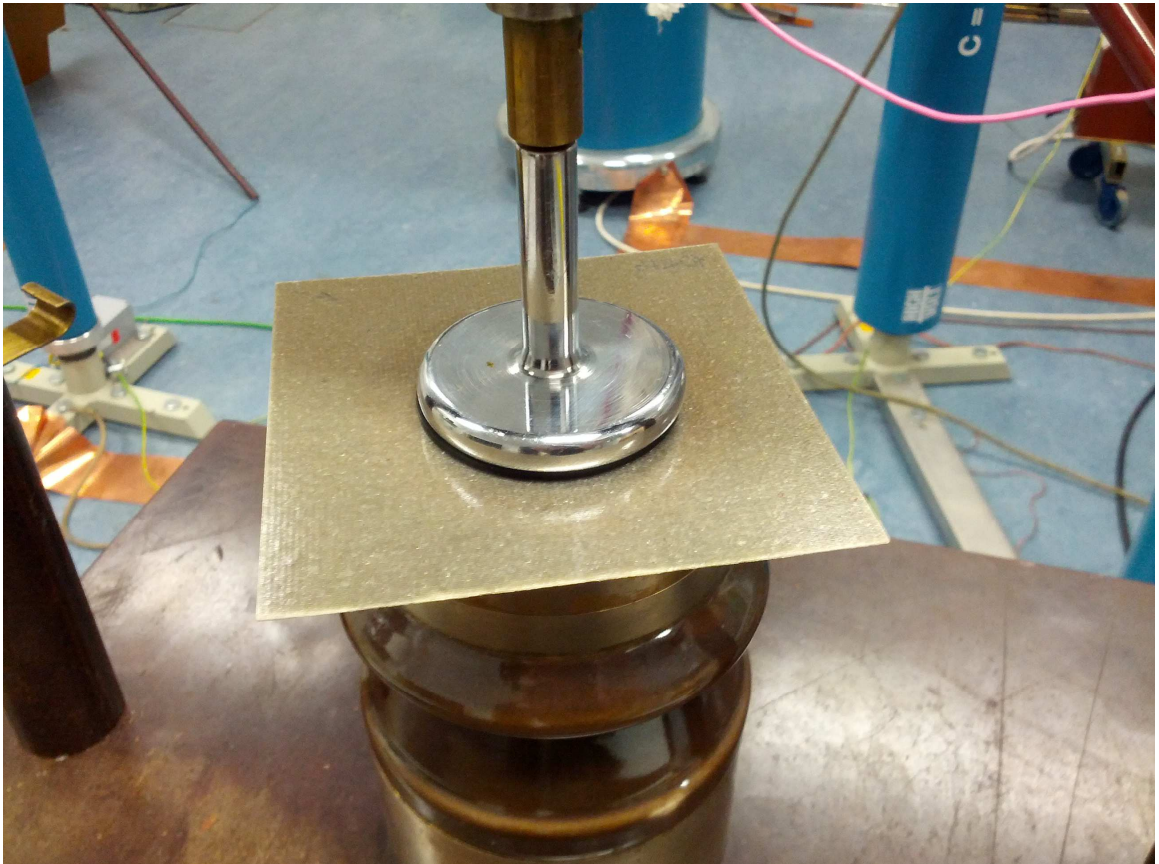
Obr. 44: působení stejnosměrného napětí 2,8 kV po dobu 30 minut

5.2.3 Relanex

Používá se u točivých strojů pro resin Rich izolační systémy. Nosná skleněná tkanina je spojena epoxy-novolakovou pojivou bází. Měřeným vzorek byla destička o tloušťce 1 mm. Měření proběhlo na dvou rozměrově shodných vzorcích.

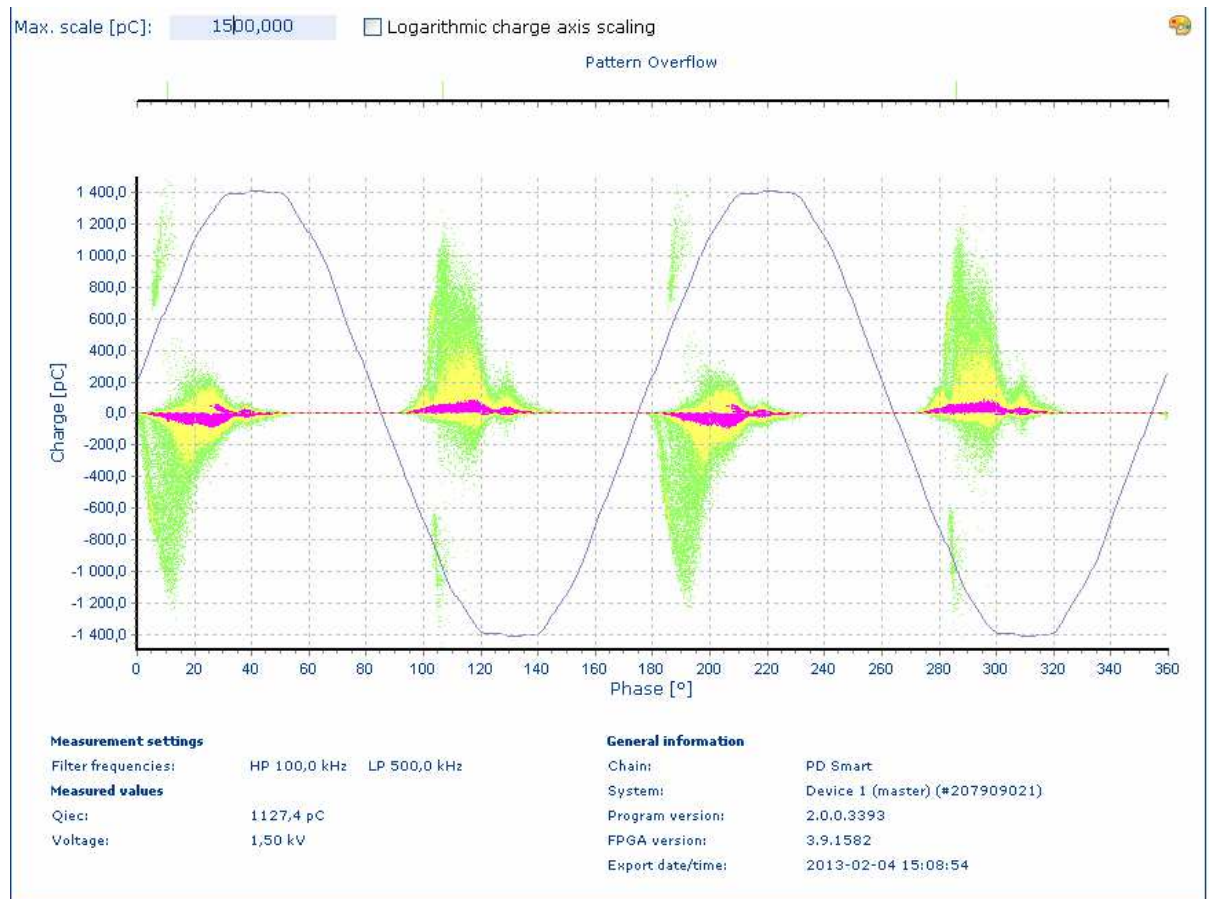
Tab. 5 Naměřená zápalná a zhášecí napětí

č.měření	1.vzorek		2.vzorek	
	U_i [V]	U_e [V]	U_i [V]	U_e [V]
1	1,14	1,05	1,08	1,02
2	1,08	1,05	1,09	1,02
3	1,1	1,05	1,08	1,03
4	1,08	1,05	1,09	1,02
5	1,08	1,05	1,08	1,02
6	1,09	1,05	1,09	1,02
7	1,08	1,05	1,08	1,02
8	1,1	1,05	1,08	1,02
9	1,08	1,05	1,08	1,03
10	1,09	1,05	1,09	1,03
Průměr	1,092	1,05	1,084	1,023



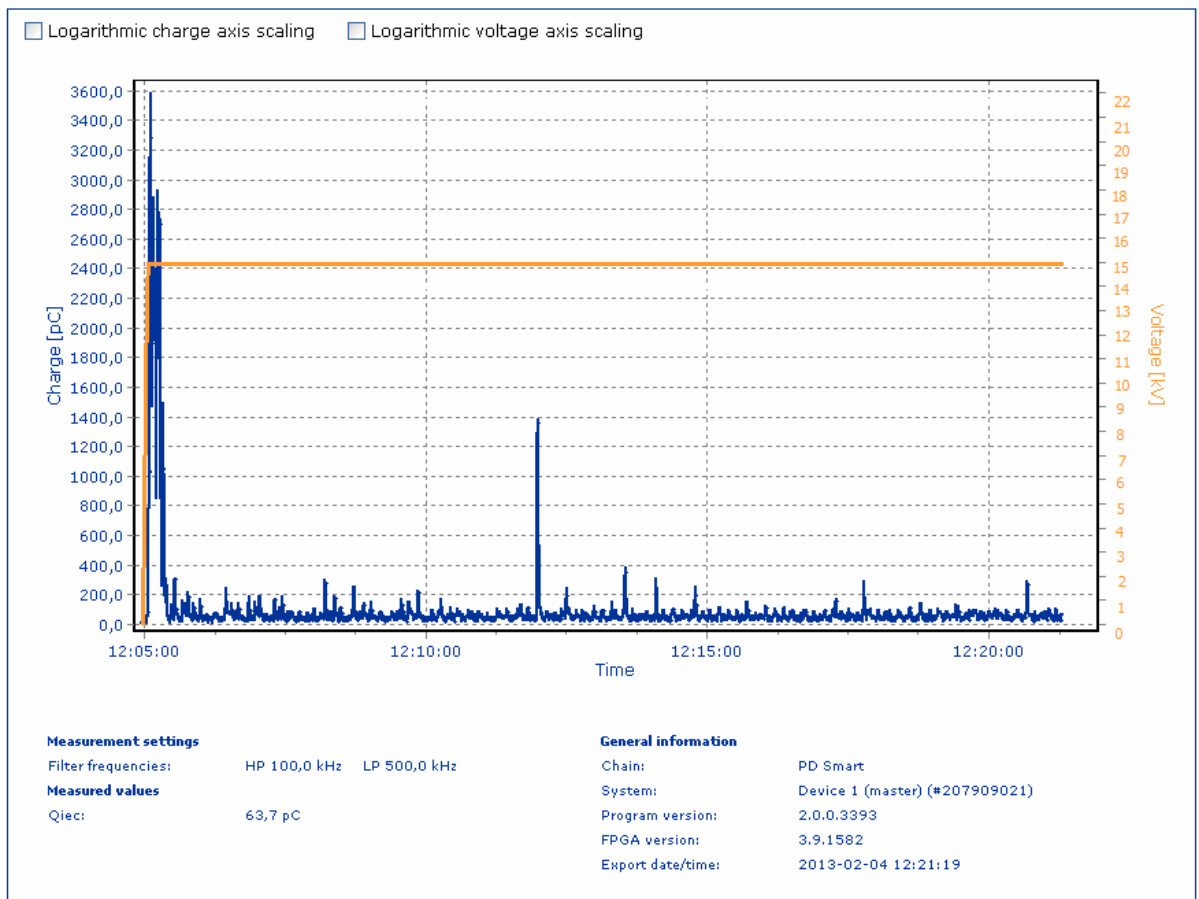
Obr. 45 Vzorek Relanexu s přiloženými elektrodami

Relanex měl ze všech 3 měřených materiálů nejnižší zapalovací i zhasací napětí. Hodnota výbojů v materiálu s napětím prudce stoupá a již při napětí 1,5 kV je možno z pattern diagramu odečíst vysokou hodnotu $Q_{iec} = 1127 \text{ pC}$.



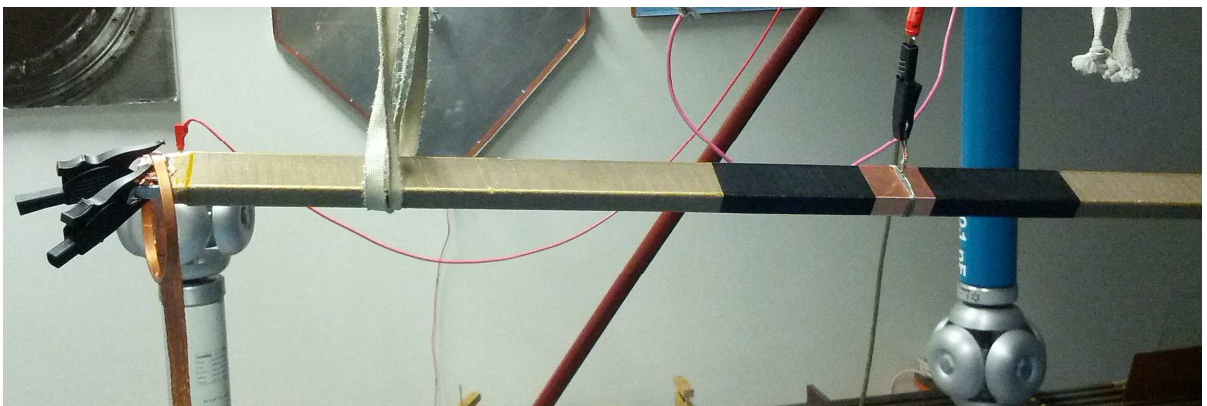
Obr. 46 Pattern diagram pro napětí 1,5 kV

Při záporném napětí -15 kV se pohybují výboje okolo 50 pC, při kladném napětí +15 kV je hodnota výbojů velmi podobná. Výbojová činnost není závislá na polaritě přiloženého napětí, což je v souladu s teorií v kapitole 4.4. Výrazněji vyšší hodnoty částečných výbojů byly naměřeny až při napětí 17kV a to na hodnotách 80 až 200 pC. Při působení napětí 15 kV po dobu 17 minut je trend četnosti výskytu ČV v závislosti na čase prakticky konstantní. I po 17 minutách zůstala hodnota částečných výbojů v podstatě stejná.



Obr. 47: Působení stejnosměrného napětí 15 kV po dobu 17 minut

5.2.4 Tyč statorového vinutí generátoru



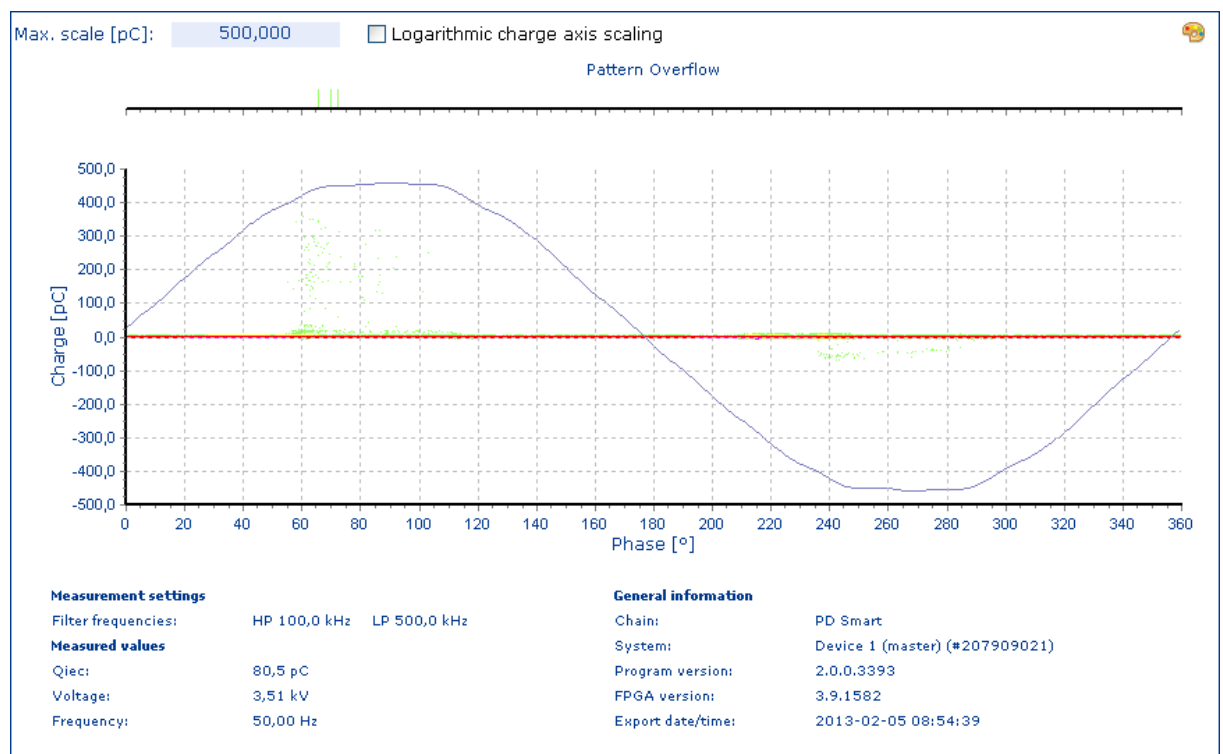
Obr. 48 Připojení měřené tyče k měřicímu obvodu 15 kV

Měření byly 2 kusy tyčí, určených pro stejný stroj. Vzhledem ke složitosti izolačního systému nelze předpokládat jejich stejné fyzikální vlastnosti. Rozdíly mezi jednotlivými tyčemi se projeví při měření zapalovacího a zhášecího napětí výrazným způsobem. První vzorek měl hodnoty těchto napětí zhruba o 0,7 kV vyšší oproti vzorku druhému.

Tab. 6: Naměřené hodnoty napětí

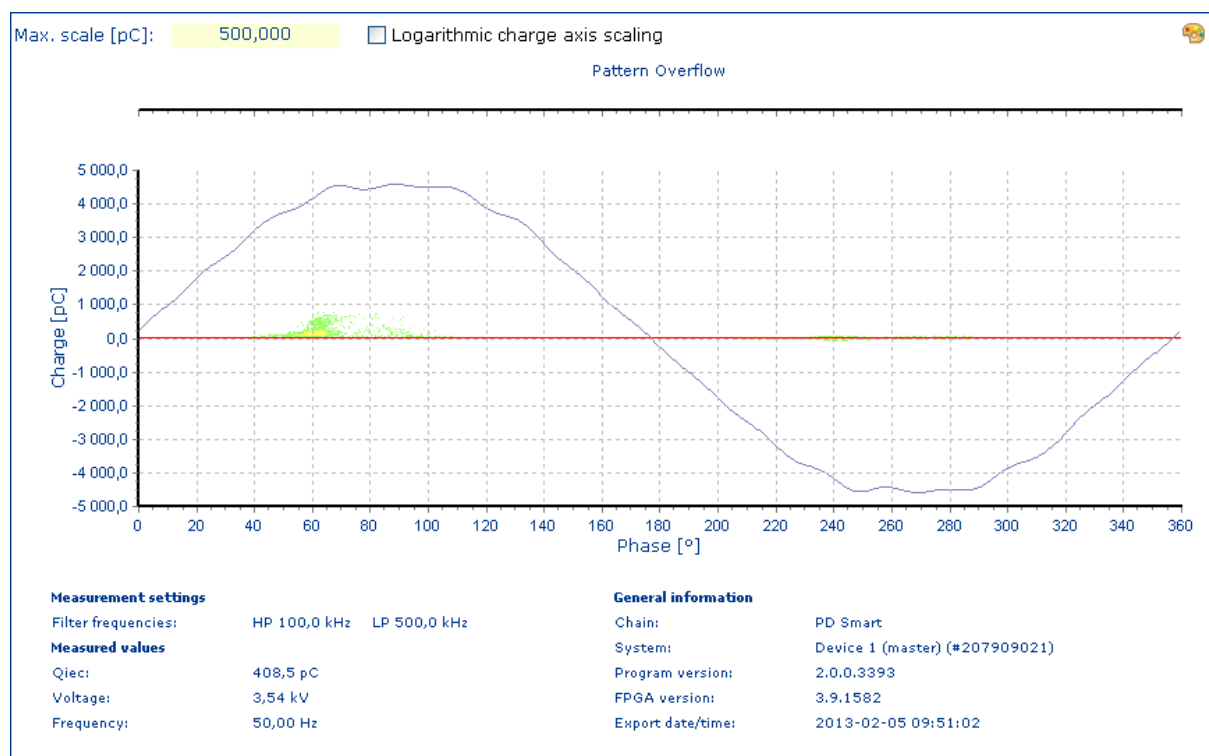
č.měření	1.vzorek		2.vzorek	
	U_i [V]	U_e [V]	U_i [V]	U_e [V]
1	3,29	3,24	2,6	2,51
2	3,29	3,26	2,69	2,57
3	3,31	3,28	2,62	2,53
4	3,37	3,29	2,66	2,57
5	3,38	3,26	2,67	2,52
6	3,37	3,26	2,7	2,58
7	3,38	3,24	2,61	2,47
8	3,38	3,26	2,6	2,42
9	3,31	3,19	2,69	2,53
10	3,35	3,26	2,68	2,51
Průměr	3,34	3,25	2,65	2,52

Tento rozdíl se samozřejmě projevil v pattern diagramech, které pouze znázorňují výskyt částečných výbojů v závislosti na fázi napětí. Při měření prvního vzorku jsou v minutovém pattern diagramu znázorněné výboje jen stěží viditelné, hodnota Q_{iec} byla rovna 80,5 pC.



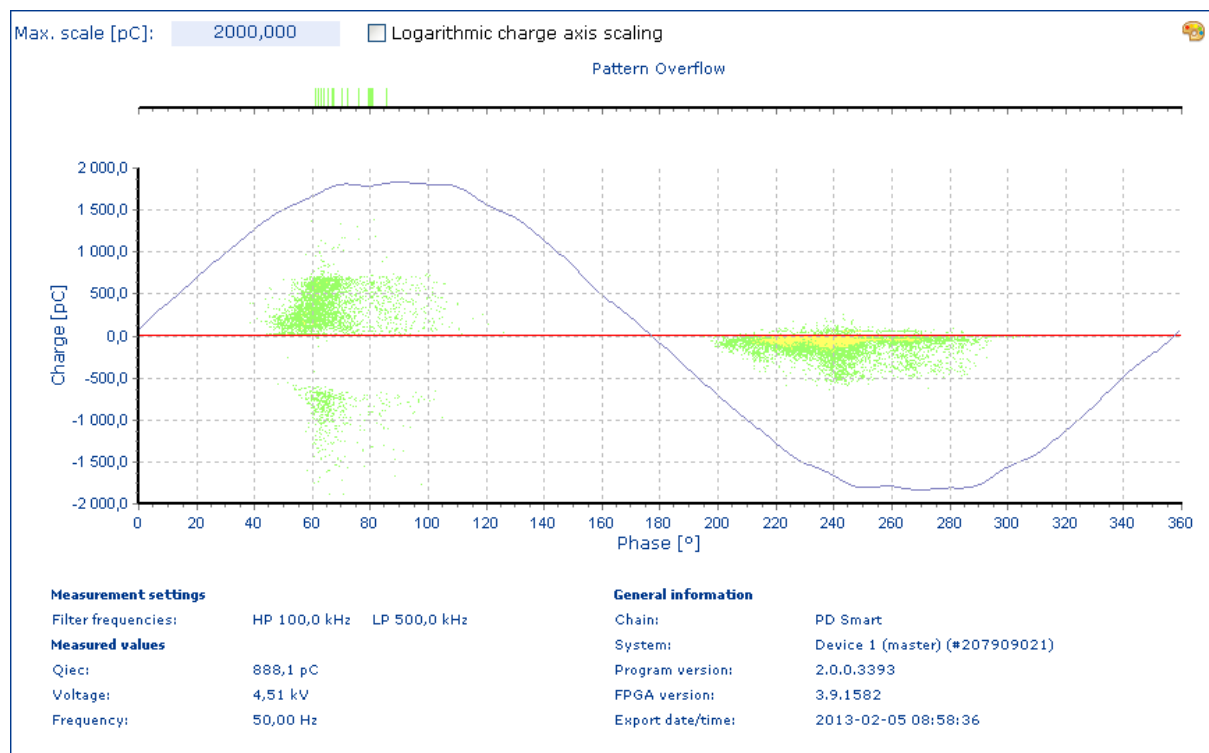
Obr. 49: Pattern diagram pro napětí 3,5 kV

U druhého vzorku jsou při stejném napětí výboje mnohem častější a hodnota zdánlivých částečných výbojů je pětinasobná.

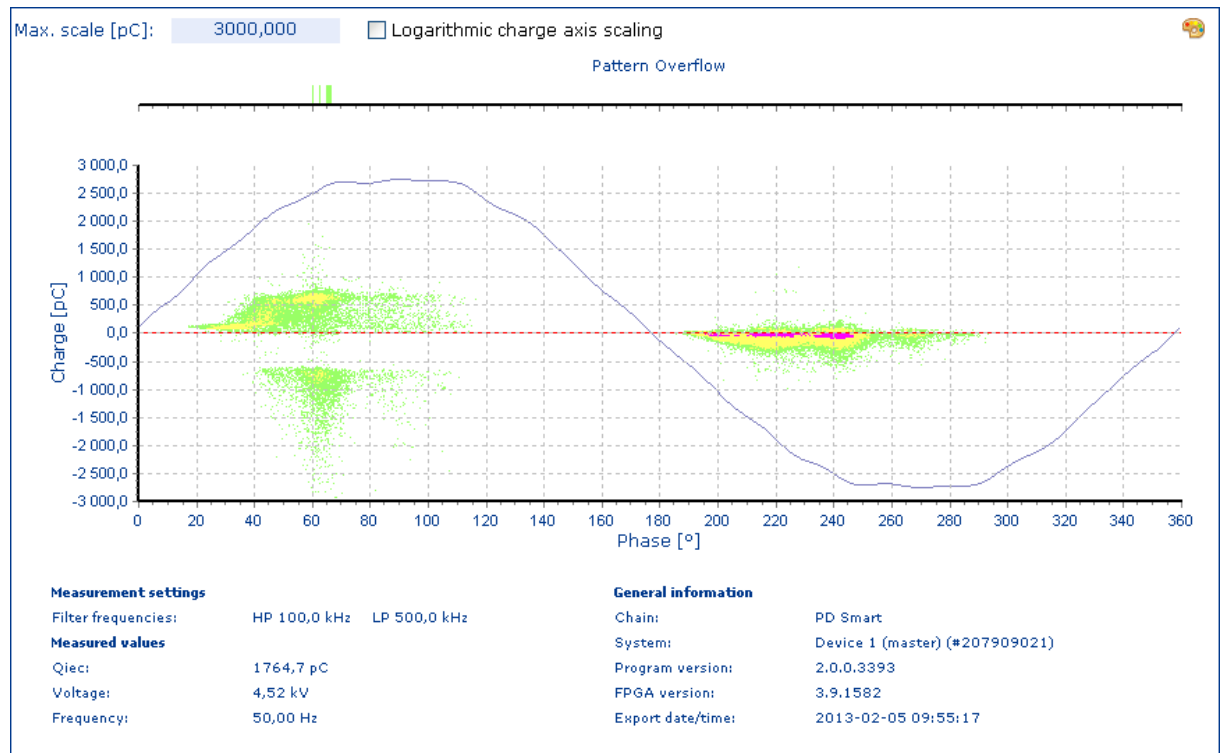


Obr. 50: Pattern diagram pro napětí 3,5 kV, 2.vzorek

Zvýšením napětí o 1kV na 4,5 kV vzrostou výboje prvního vzorku na hodnotu 888 pC. Výboje ve druhém vzorku jsou stále vyšší. Rozdíl je již podstatně menší, naměřené Q_{icc} druhého vzorku je nyní 1764 pC, což je zhruba dvojnásobek hodnoty prvního vzorku.



Obr. 51: Pattern diagram pro napětí 4,5 kV



Obr. 52: Pattern diagram pro napětí 4,5 kV, 2.vzorek

I v tomto případě byly měřeny částečné výboje při působení stejnosměrného napětí. Na rozdíl od tenkých destiček vzorků materiálů je izolační systém statorové tyče podstatně složitější. Vzhledem k tomu, že se jedná na rozdíl od předešlých vzorků o materiál, který je při výrobě skládán z jednotlivých vrstev, lze předpokládat vyšší obsah dutinek způsobených nedokonalostmi výrobní technologie. Při zvyšování napětí docházelo k vysokým píkům, vyšším než v případě měření samostatných vzorků. Tento fakt potvrzuje představený předpoklad. Napětí bylo postupně zvyšováno až do hodnoty 24 kV. Do této napěťové úrovně se vnitřní částečné výboje nepodařilo po ustálení napětí prokázat. Při napětí 24 kV v obvodu i na měřicím vzorku docházelo k vnějším výbojům, jež bylo možné v laboratoři i slyšet.

5.3 Měření na hydroalternátoru

Pracovníky společnosti ČEZ a.s. byly pro účely této práce poskytnuty výsledky měření na hydroalternátoru nainstalovaném na vodní elektrárně v Orlické přehradě. Toto měření je zde uvedeno jako ukázkové použití diagnostiky částečných výbojů v praxi.

Měření stroje na částečné výboje bylo provedeno na synchronním generátoru (hydroalternátoru) s jmenovitým napětím 15 kV, výkonu 91MW a zdánlivým výkonu 100 MVA ($\cos \varphi = 0,91$). Použitá metoda měření je galvanická metoda měření částečných výbojů, popsána v předchozí kapitole 4.6.2. [18]

5.3.1 Měření částečných výbojů na založených cívkách spodní polohy statoru

Měření bylo prováděno při uvádění stroje do provozu na místě jeho konečného uložení ve Vodní elektrárně Orlík. Měření prováděla společnost Brush SEM, s.r.o., jež pro účely měření na místo přivezla VN zkušebnu.



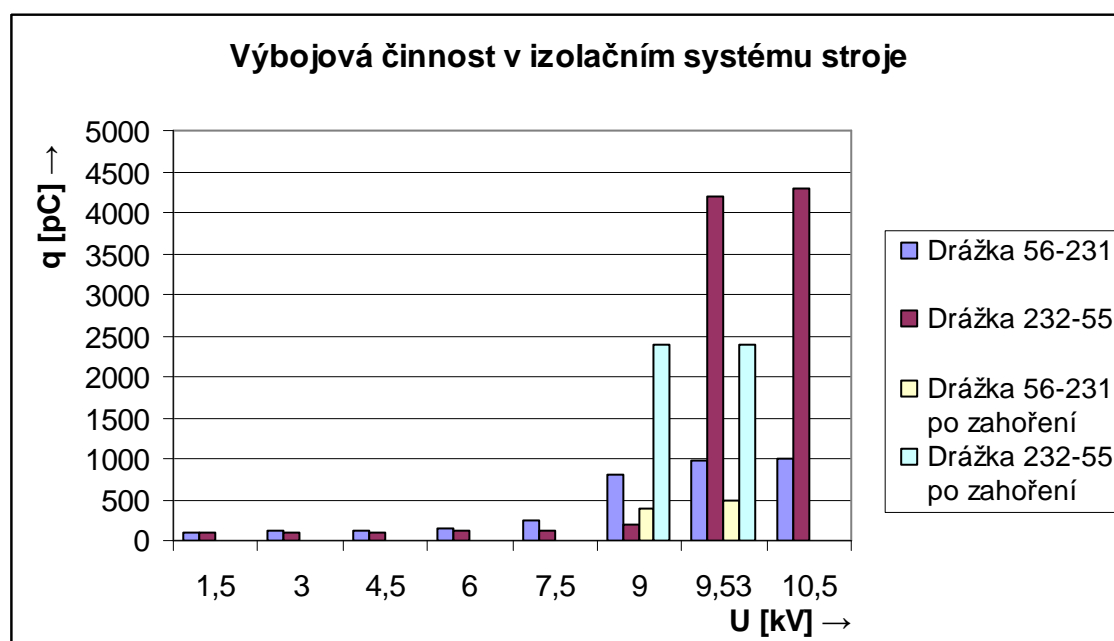
Obr. 53 : VN zkušebna položená ve strojovně

Měření částečných výbojů bylo provedeno na TG1. Stator měl založené cívky spodní polohy, byl odpojen od vývodů a rotor byl vyjmut. Napětí přivedeno od zdroje střídavého napětí kabelem dlouhým 5 m 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).

V průběhu měření bylo napětí zvyšováno až do hodnoty 0,7 násobku sdruženého napětí 10,5 kV, pak proběhlo zahoření při 1,1 násobku fázového napětí (9,5 kV). Poté byla provedena analýza částečných výbojů při $1,1U_F$ a $1,0U_F$. [18]

Tab. 7: Naměřené hodnoty výbojové činnosti [18]

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. 54: 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 5000 V.

Naměřené hodnoty:

Tab. 8 Naměřené hodnoty izolačních odporů: [18]

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

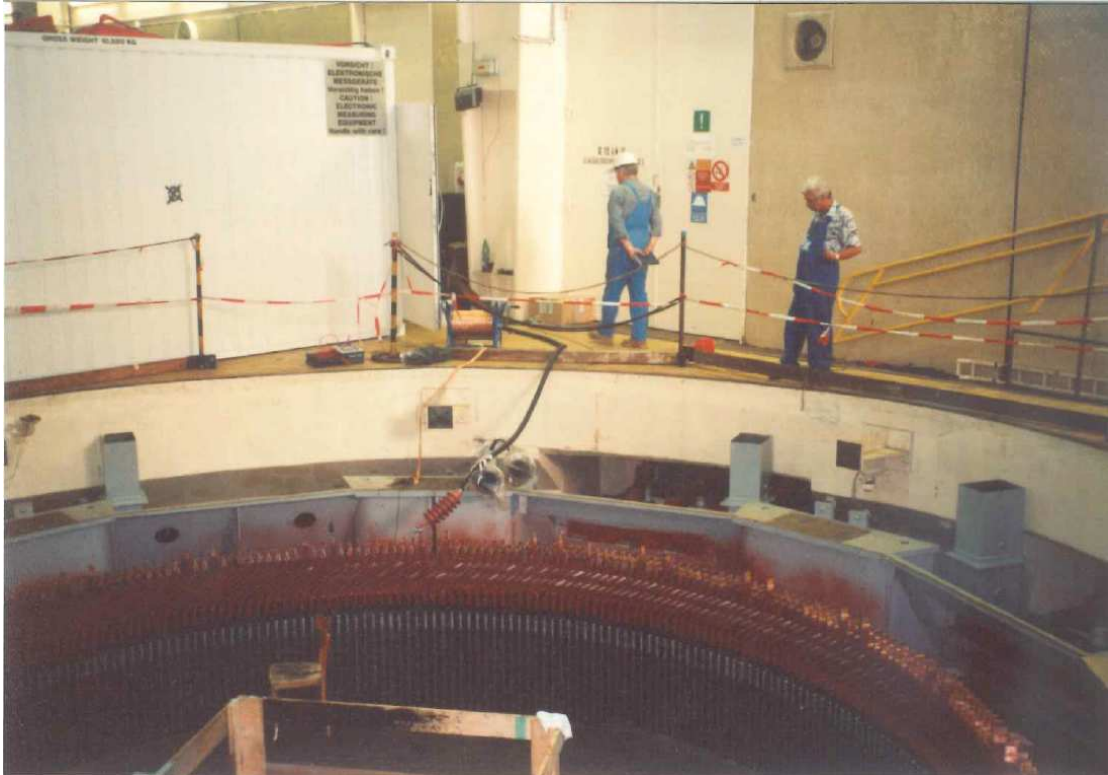
Tab. 9 Hodnoty polarizačního indexu p_i :

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

Měřením izolačního odporu stroje nebyly zjištěny žádné vady v izolaci. Z číselného i grafického znázornění výbojové činnosti izolačního systému stroje je však patrný zvýšený výskyt částečných výbojů mezi drážkami 232-55. Při měření druhé poloviny vinutí 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.

5.3.2 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 měl být patrný požadovaný efekt omezení částečných výbojů.



Obr. 55: Měření částečných výbojů

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 byla 20°C, teplota okolí 22°C.

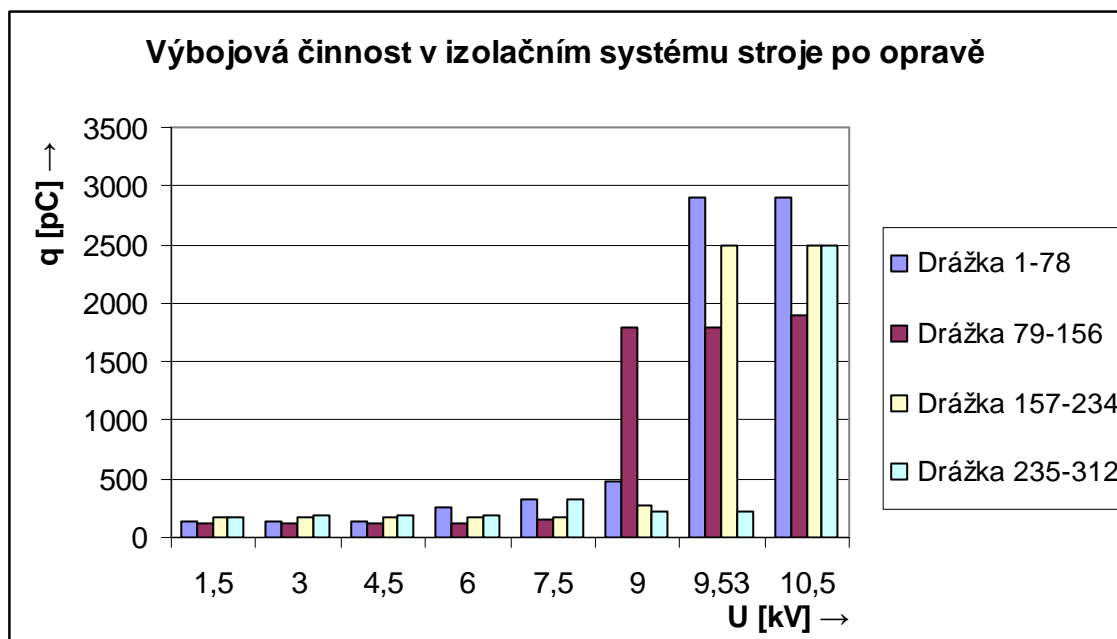
Napětí bylo přivedeno od zdroje střídavého napětí kabelem dlouhým 5 m na galvanicky spojené cívky spodní polohy a horní polohy. Vinutí bylo rozděleno na čtvrtiny, protože kapacita celého vinutí je pro měření příliš velká. Vazební kondenzátor (+AKV 572) umístěn v bezprostřední blízkosti měřené části.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

V průběhu měření bylo napětí zvyšováno až do hodnoty 0,7 násobku sdruženého napětí 10,5 kV, pak proběhlo zahoření při 1,1 násobku fázového napětí, což činí 9,5 kV. Poté byla provedena analýza částečných výbojů při $1,1U_F$ a $1,0U_F$. [18]

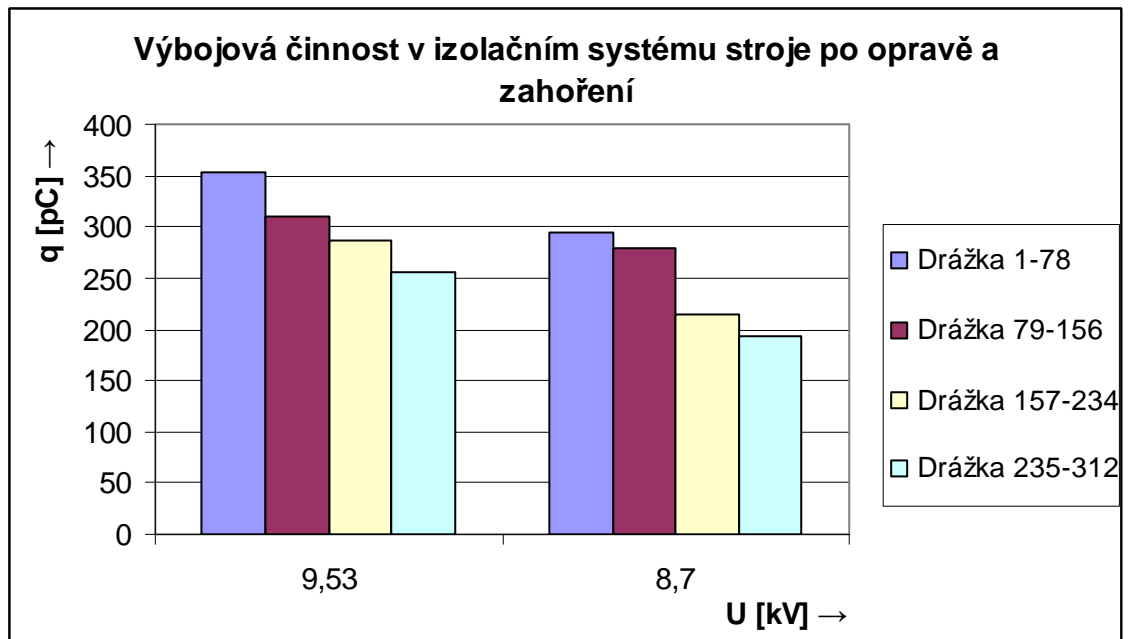
Naměřené hodnoty:

Tab. 10: Naměřené hodnoty výbojové činnosti [18]

U/Un	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. 56: Výbojová činnost na založených cívkách



Obr. 57: Výbojová činnost na založených cívkách po zahoření

Naměřené hodnoty zdánlivého náboje částečných výbojů na založených cívkách spodní a horní polohy jsou podstatně nižší oproti předchozímu měření. Z výsledků je patrné, že provedená opatření byla účinná.

Závěr

V první části této diplomové práce byla popsána obecná problematika týkající se výbojové činnosti v kapalných, pevných a plynných izolacích. Tyto 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 dále teoretický rozbor částečných výbojů, stručný popis měřicí metody a záznam z měření částečných výbojů.

V práci je uvedeno měření částečných výbojů při působení střídavého napětí a také napětí stejnosměrného. Srovnáním výsledků z jednotlivých měření ukazuje mnohonásobně nižší výbojovou činnost při působení stejnosměrného napětí. Například u vzorku Kartitu byla při působení střídavého napětí 2 kV hodnota zdánlivého náboje vyšší než 1,1 nC. Při působení stejnosměrného napětí byly výboje měřitelné až při hodnotě 2,8 kV a hodnota zdánlivého náboje se pohybovala pouze mezi 20 a 30 pC. Částečné výboje se při působení stejnosměrného napětí projevují zdaleka nejvíce při nárůstu napětí. V reálném provozu tedy při uvedení elektrického zařízení do provozu. Při působení konstantního elektrického napětí je jejich hodnota velmi nízká a mimo stíněnou laboratoř vlivem okolního rušení často pravděpodobně neměřitelná. Tento jev můžeme pozorovat u všech měřených vzorků a jeho problematika je popsána v kapitole 4.4. V budoucnu se ve světě počítá s využitím dálkového přenosu elektrické energie stejnosměrným proudem a výzkum v této oblasti je proto velice důležitý. V současné době se v přenosové soustavě se stejnosměrným napětím setkáme jen velmi zřídka, problematika částečných výbojů při působení stejnosměrného napětí je proto nepřilíš prozkoumána.

Dále je v práci uvedeno měření při uvádění hydroalternátoru do provozu. Zde se ukázalo měření částečných výbojů jako velmi efektivní diagnostická metoda. Pomocí globální měřicí metody byla zjištěna zvýšená výbojová činnost a lokální akustická metoda posloužila k lokalizaci nekvalitně provedeného 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 dobrou výpovědní hodnotu při opakovaném měření, kdy dochází k jejich porovnávání s výsledky z předchozích měření.

Při výrobě izolačních systémů je obtížné vyrobit dokonalý izolační systém, ve kterém by nedocházelo k částečným výbojům. Měřicí metody se stále vyvíjejí a hodnoty naměřených částečných výbojů se staly 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]. [cit. 2012-02-25]. 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.
- [15] Labara: obrábění elektroizolačních materiálů. *Izolační desky* [online]. [cit. 2013-04-10]. Dostupné z: <http://www.labara.cz/>
- [16] Artbauer, Ján. *Izolanty a izolácie*. Alfa, 1969.
- [17] Jiráček, Josef, a další. *Materiály a technická dokumentace*.
- [18] Dokumentace k dodávce generální opravy generátorů TG1 a TG4 EOR, provedené firmou Brush Sem, s.r.o., 2004, zdrojové vlastnictví fy. ČEZ, a.s., uložena ve spisovně EOR.
- [19] Kuperstokh, A. L. a Stamatelatos. Stochastic model of partial discharge activity in liquid and solid dielectrics. 2012, s. 4.
- [20] MÁŠA, Ing. Pavel. *Přechodné děje 1.řádu v časové oblasti*. 27 s. Dostupné z: <http://amber.feld.cvut.cz/vyu/eo2/files/lectures/P67.pdf>

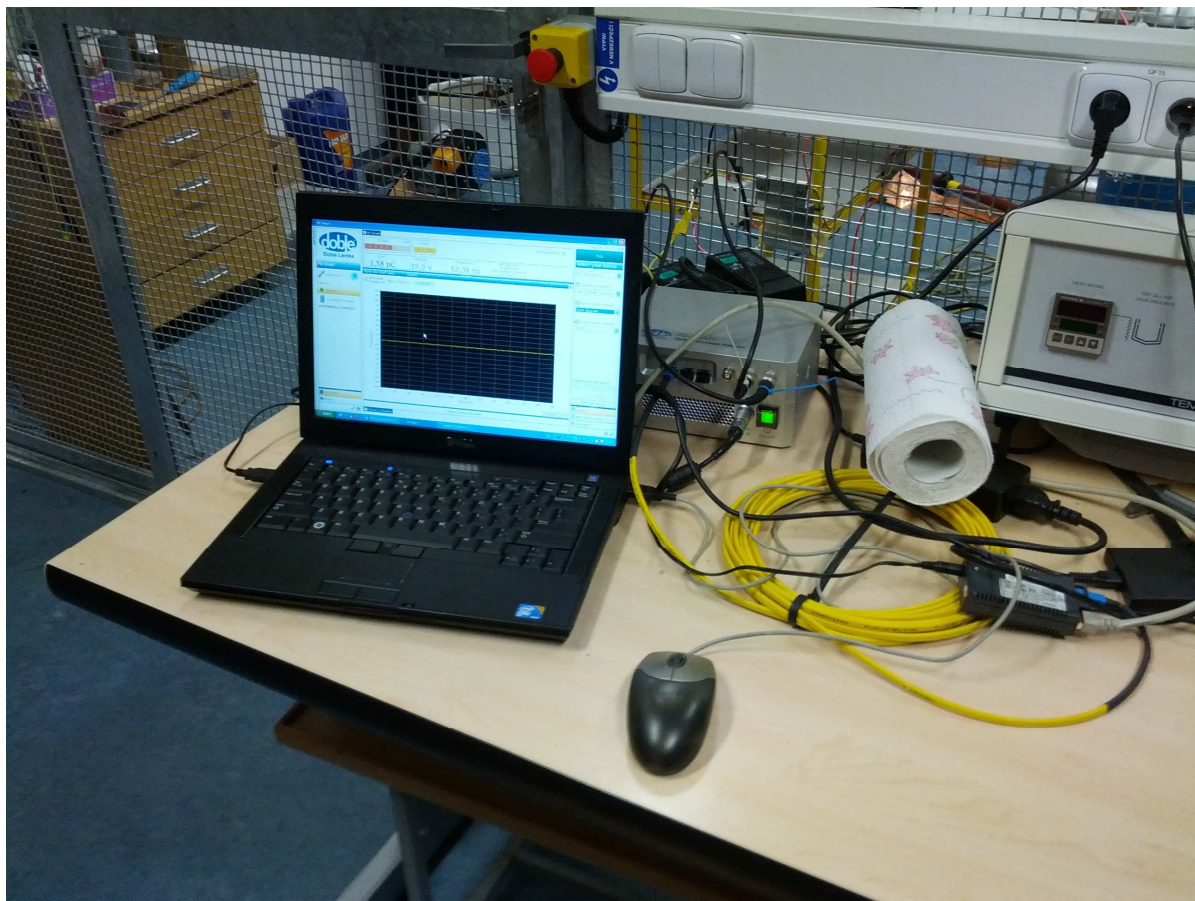
Seznam příloh

Příloha 1	Fotografie měřicího zařízení
Příloha 2	Naměřené hodnoty

Příloha 1



Obr. P 1.1 Zdroj měřicího napětí



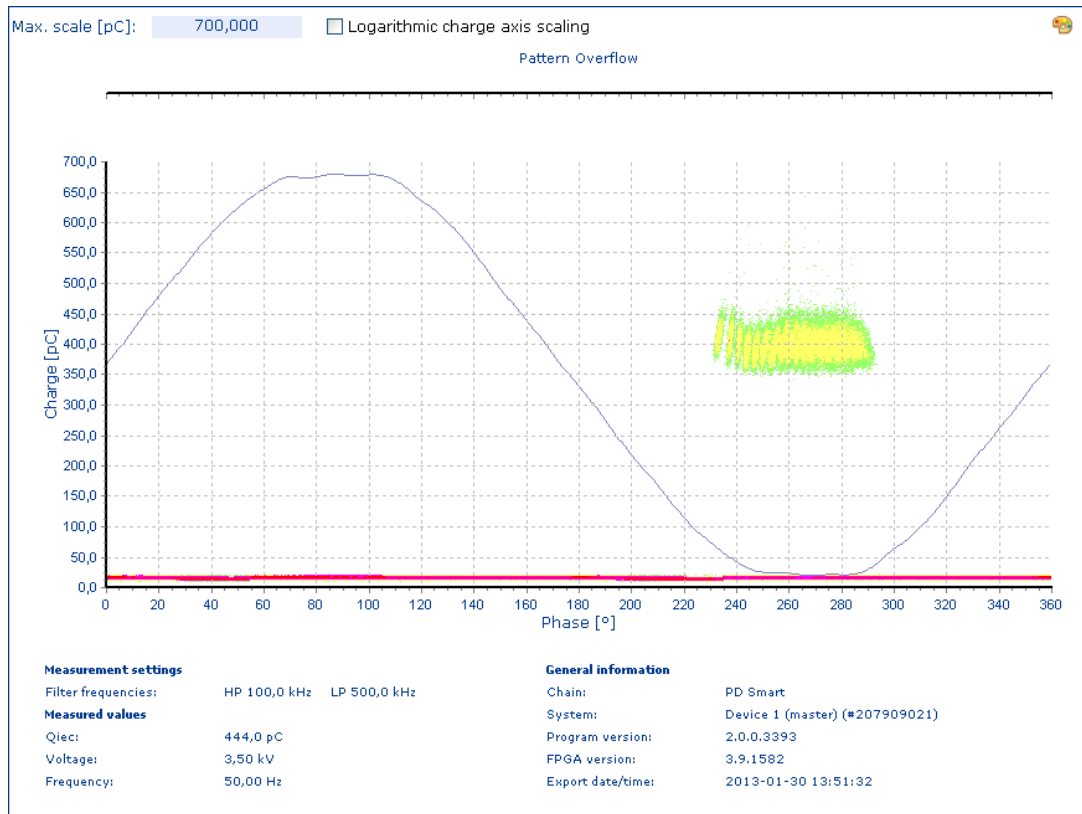
Obr. P 1.2 Snímač částečných výbojů s připojeným notebookem

Příloha 2

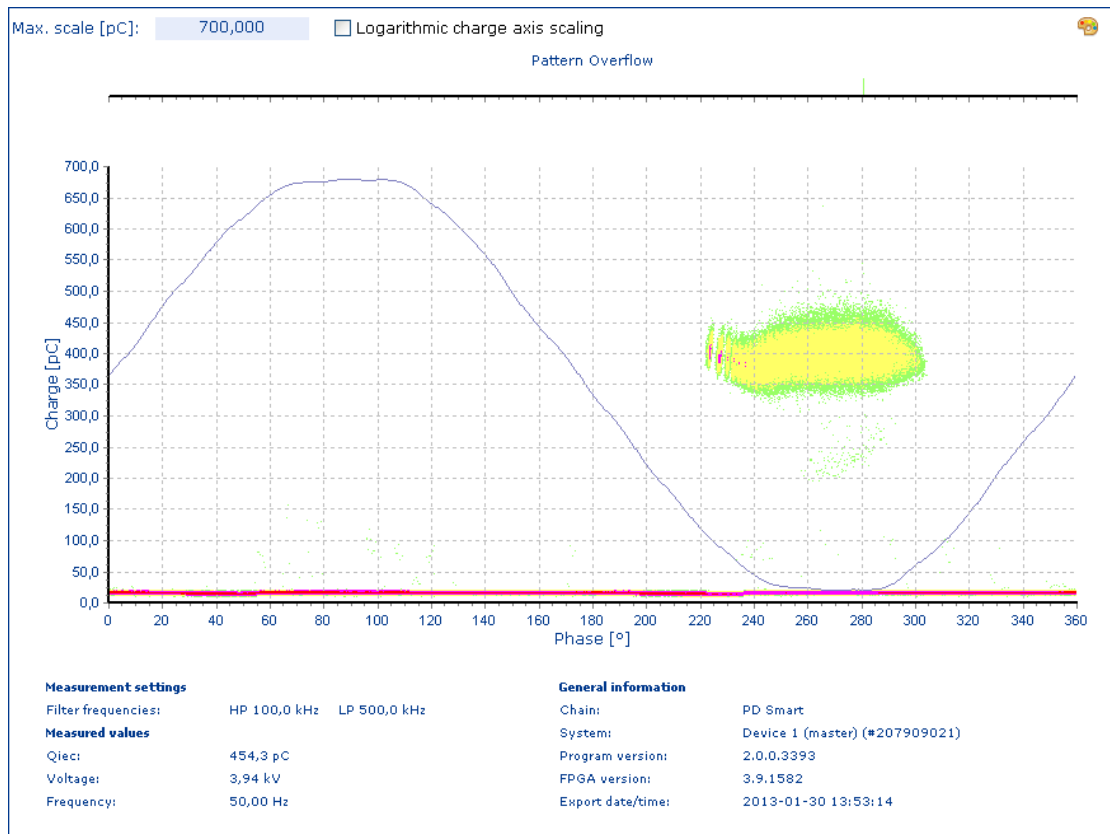
Měření částečných výbojů při působení stejnosměrného a střídavého napětí.

Uspořádání hrot - deska. Vzdálenost elektrod $d = 25\text{mm}$.

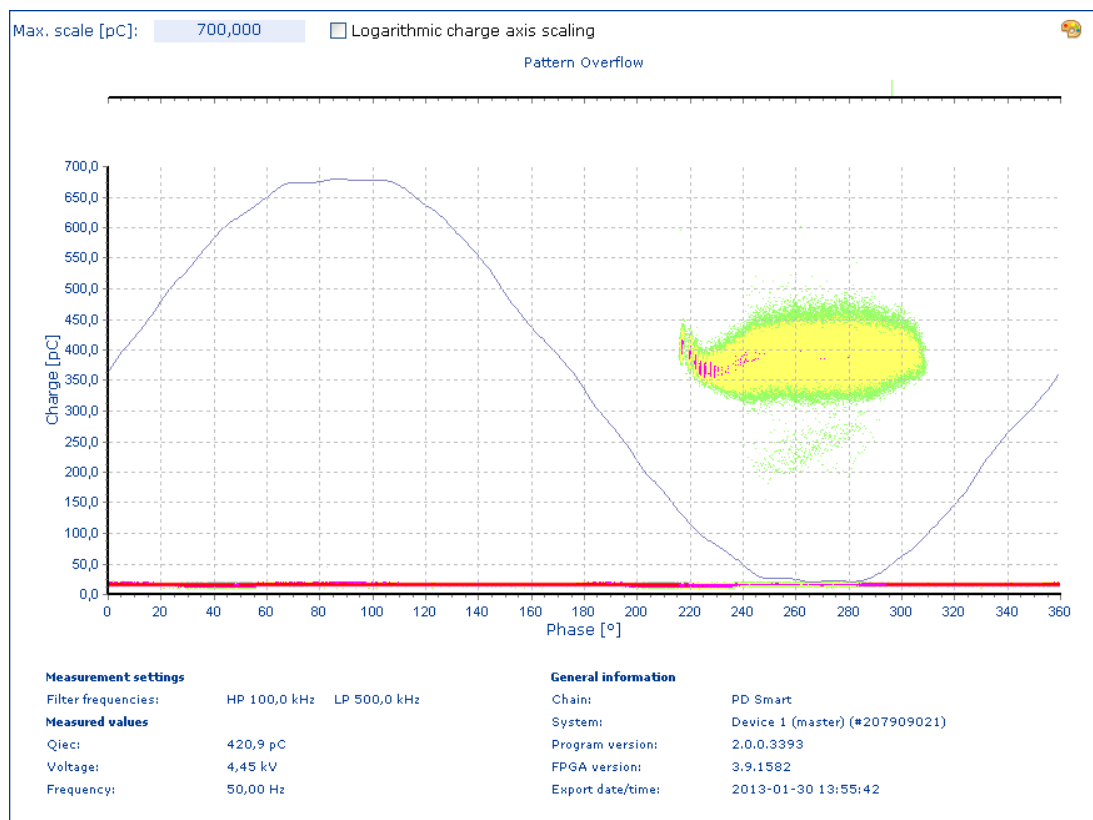
a) střídavé napětí



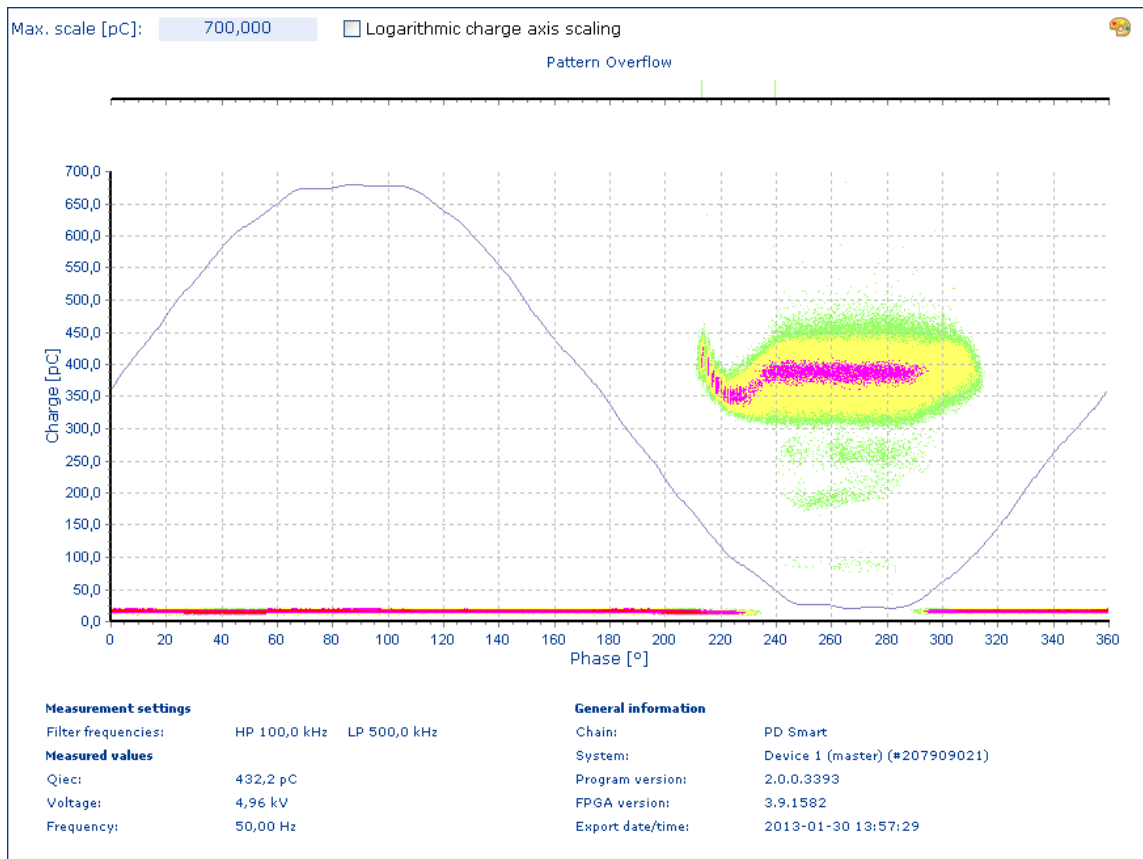
Obr. P 2.1 Pattern diagram pro napětí 3,5kV



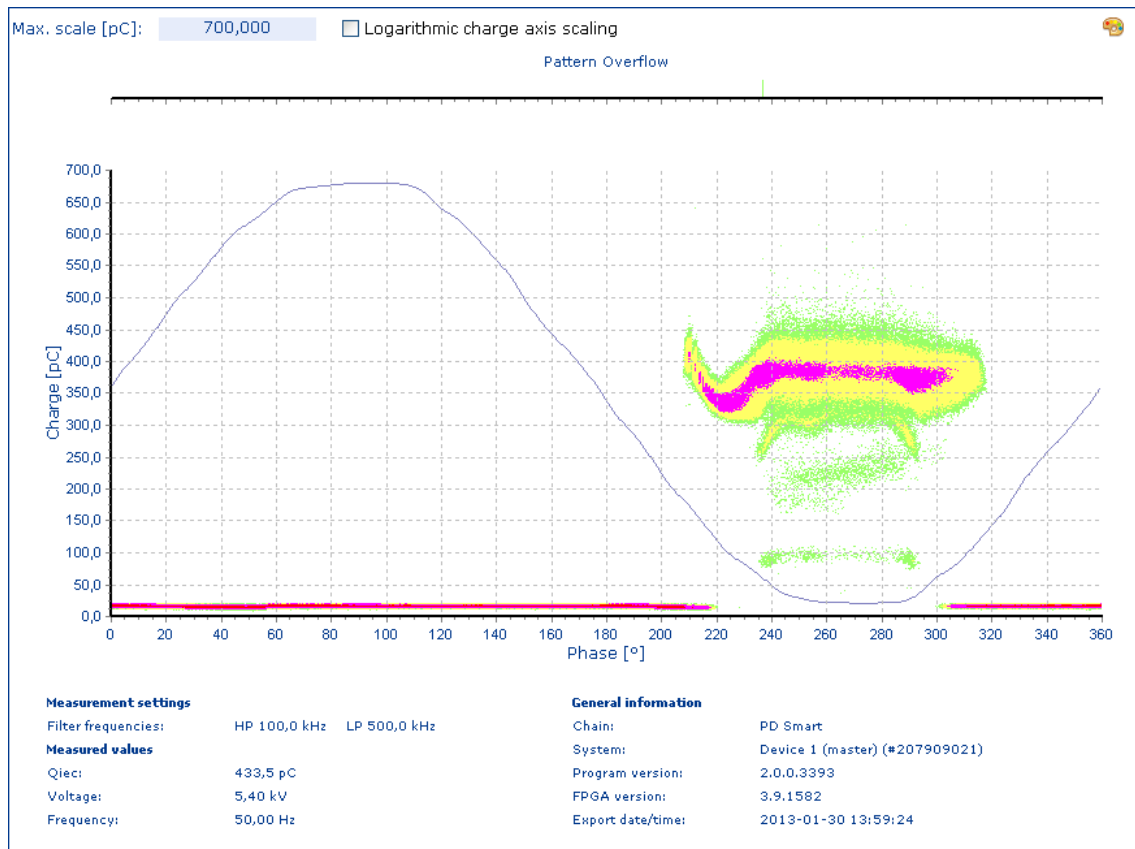
Obr. P 2.2 Pattern diagram pro napětí 4kV



Obr. P 2.3 Pattern diagram pro napětí 4,5kV



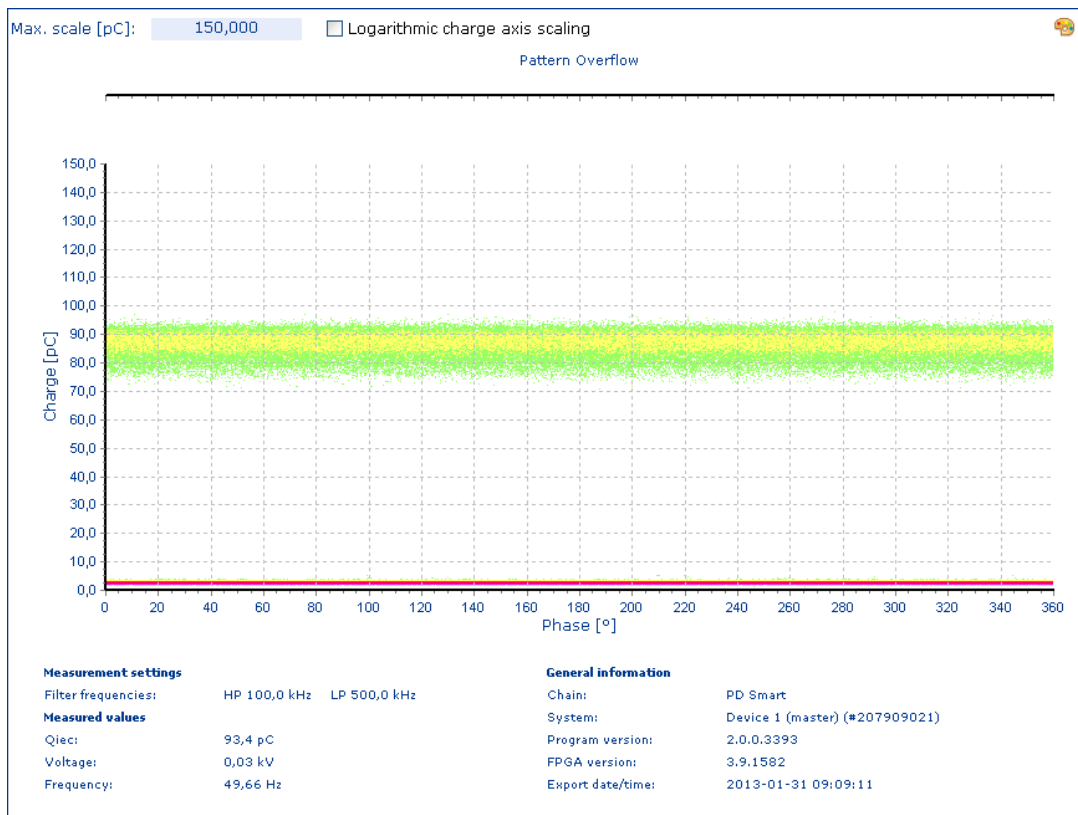
Obr. P 2.4 Pattern diagram pro napětí 5kV



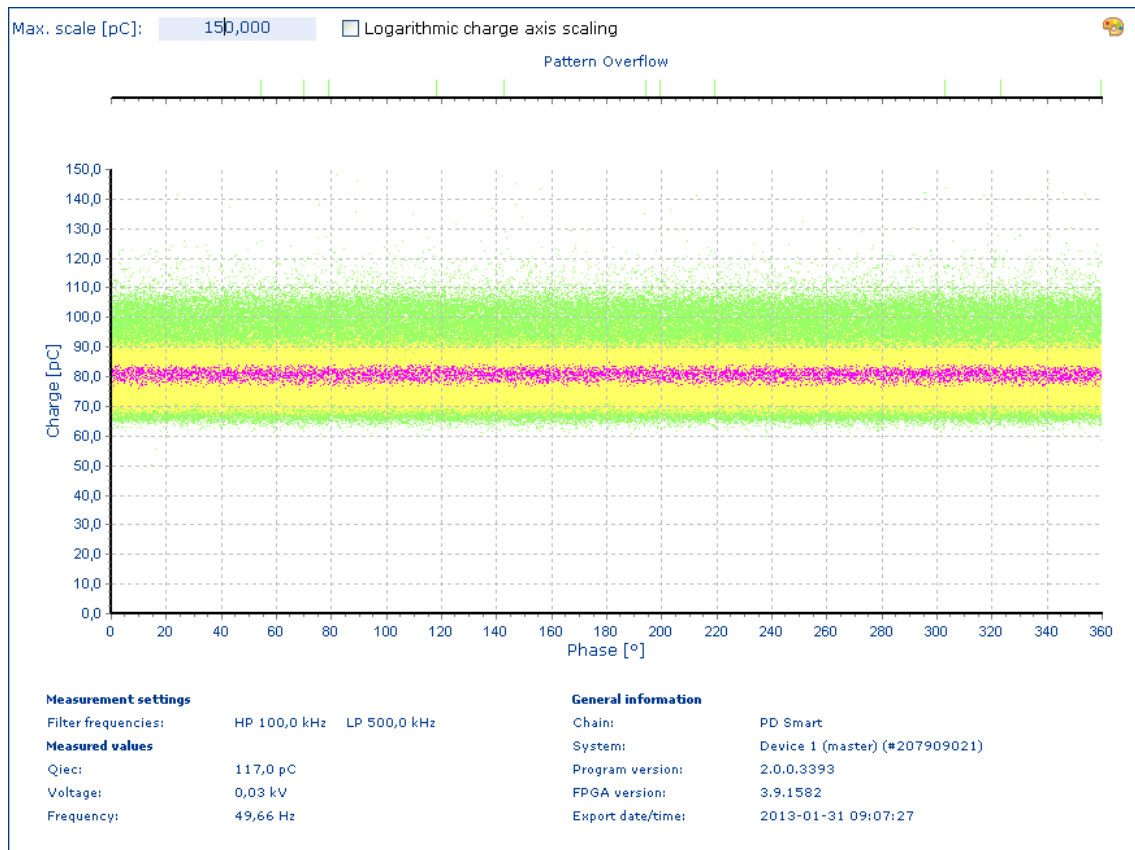
Obr. P 2.5 Pattern diagram pro napětí 5,5 kV

b) Stejnoseměrné napětí

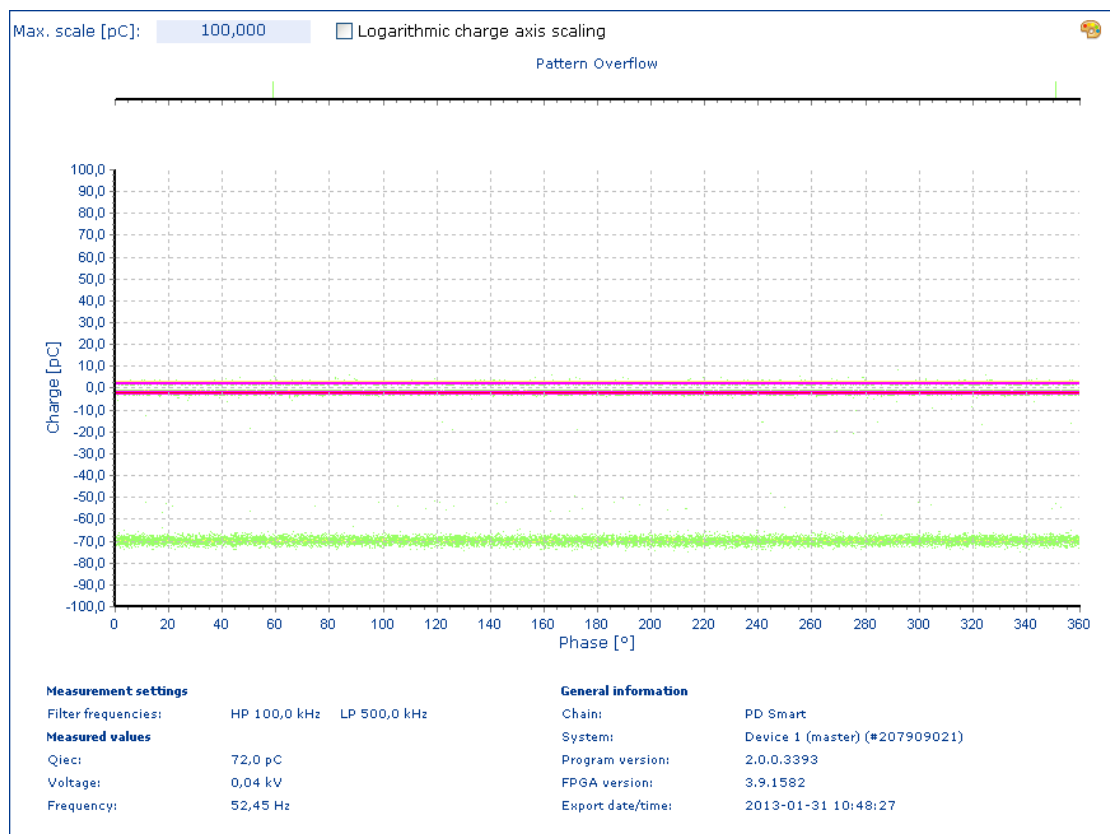
Záporná polarita na hrotu.



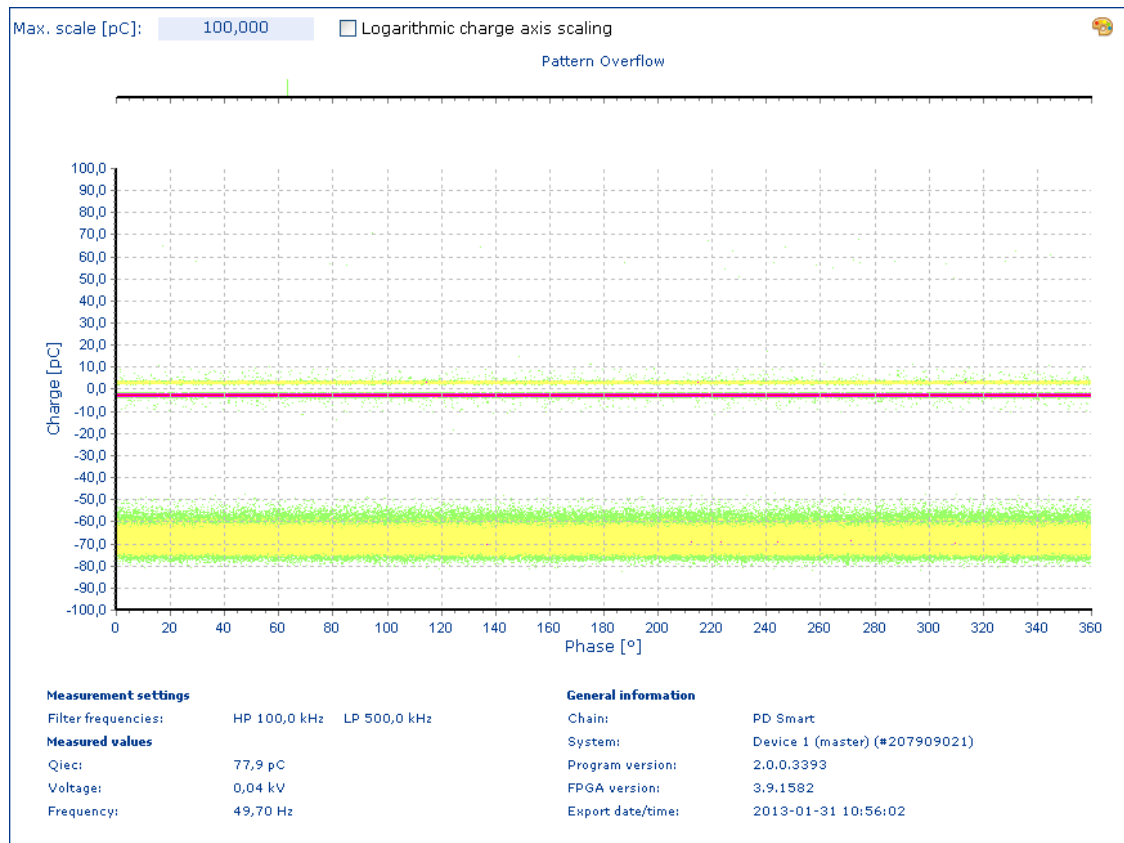
Obr. P 2.6 Pattern diagram pro napětí 4,5kV



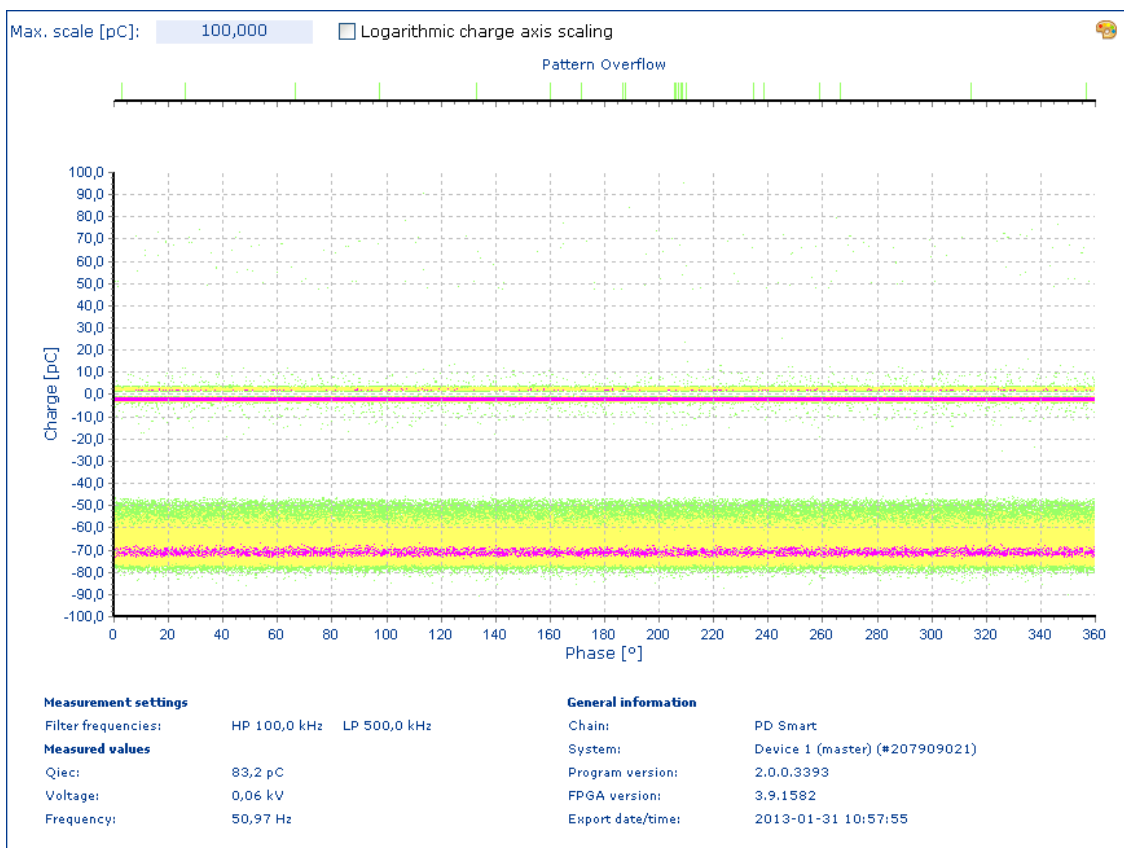
Obr. P 2.7 Pattern diagram pro stejnosměrné napětí 9kV



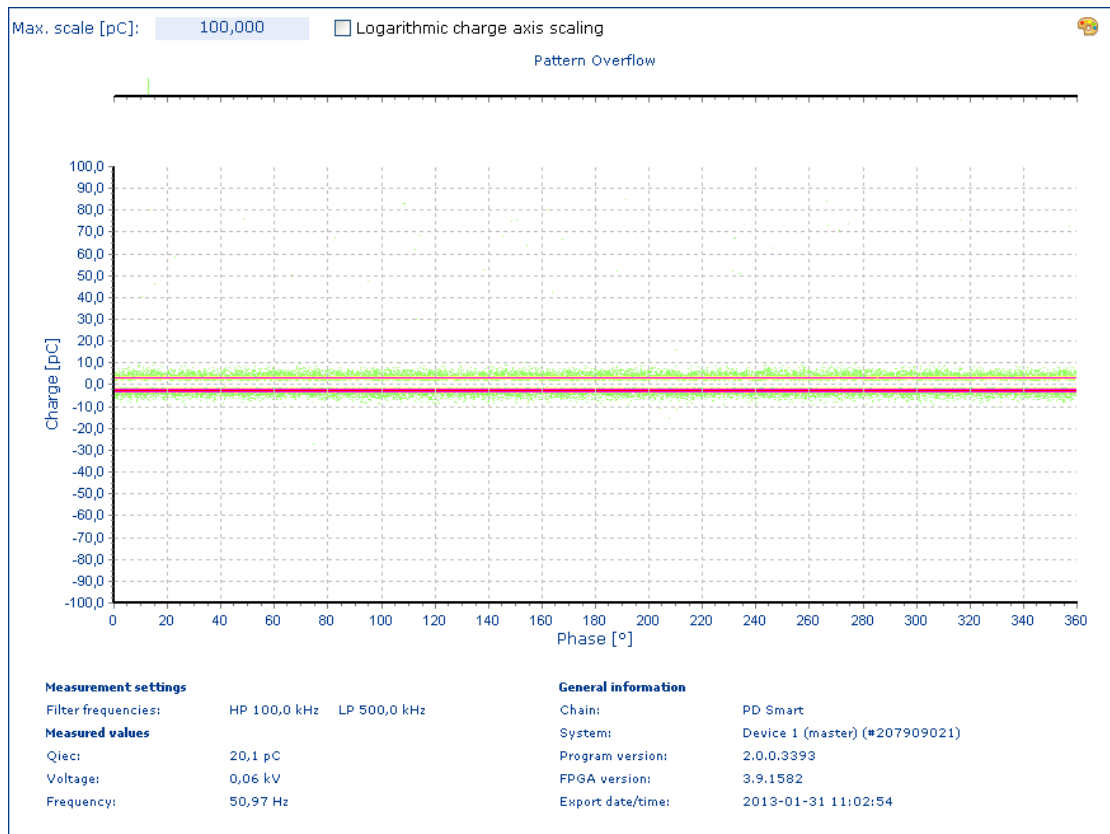
Obr. P 2.8 Pattern diagram pro napětí -13kV, vložena lepenková destička



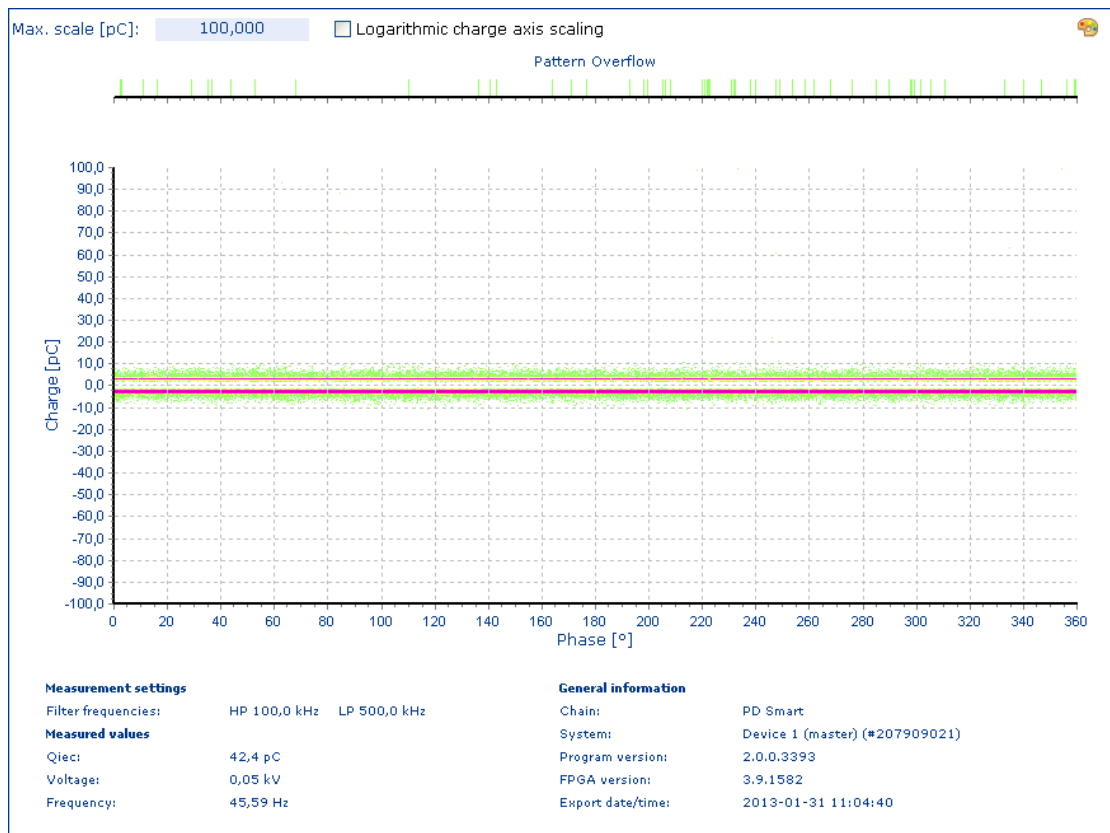
Obr. P 2.9 Pattern diagram pro napětí -16kV, vložena lepenková destička



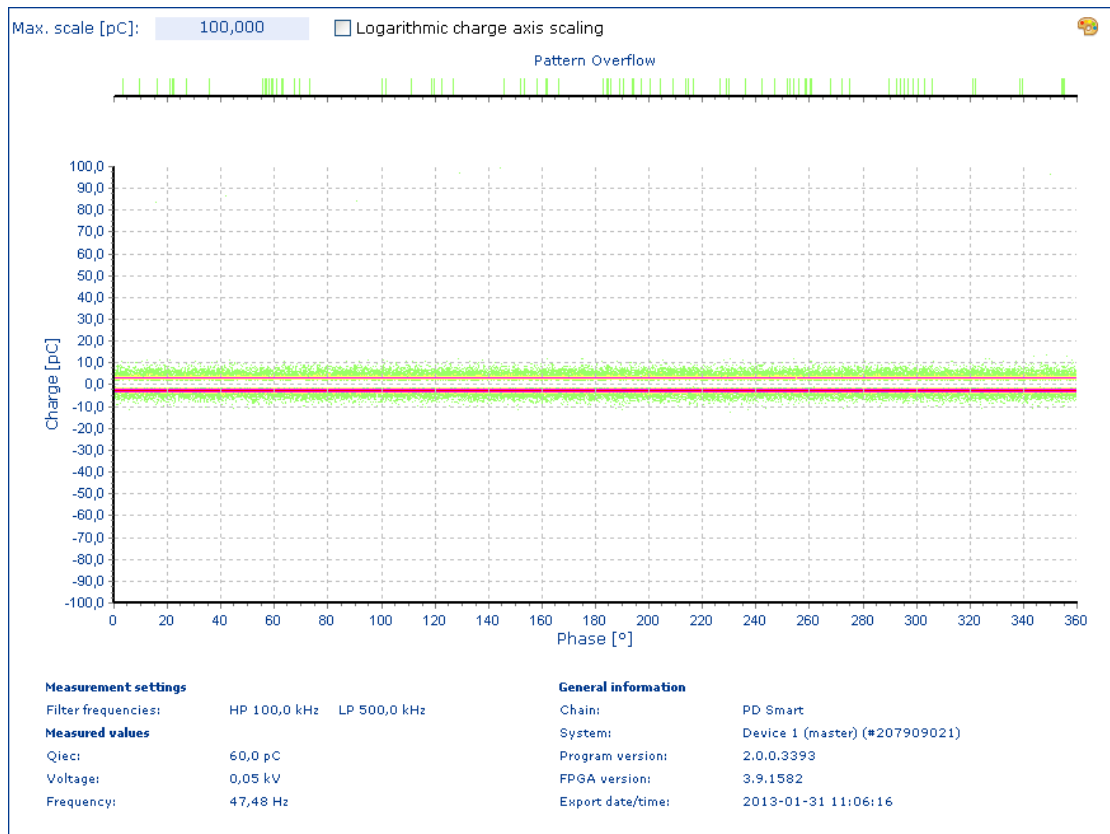
Obr. P 2.10 Pattern diagram pro napětí -19kV, vložena lepenková destička



Obr. P 2.11 Pattern diagram pro napětí 16kV, vložena lepenková destička

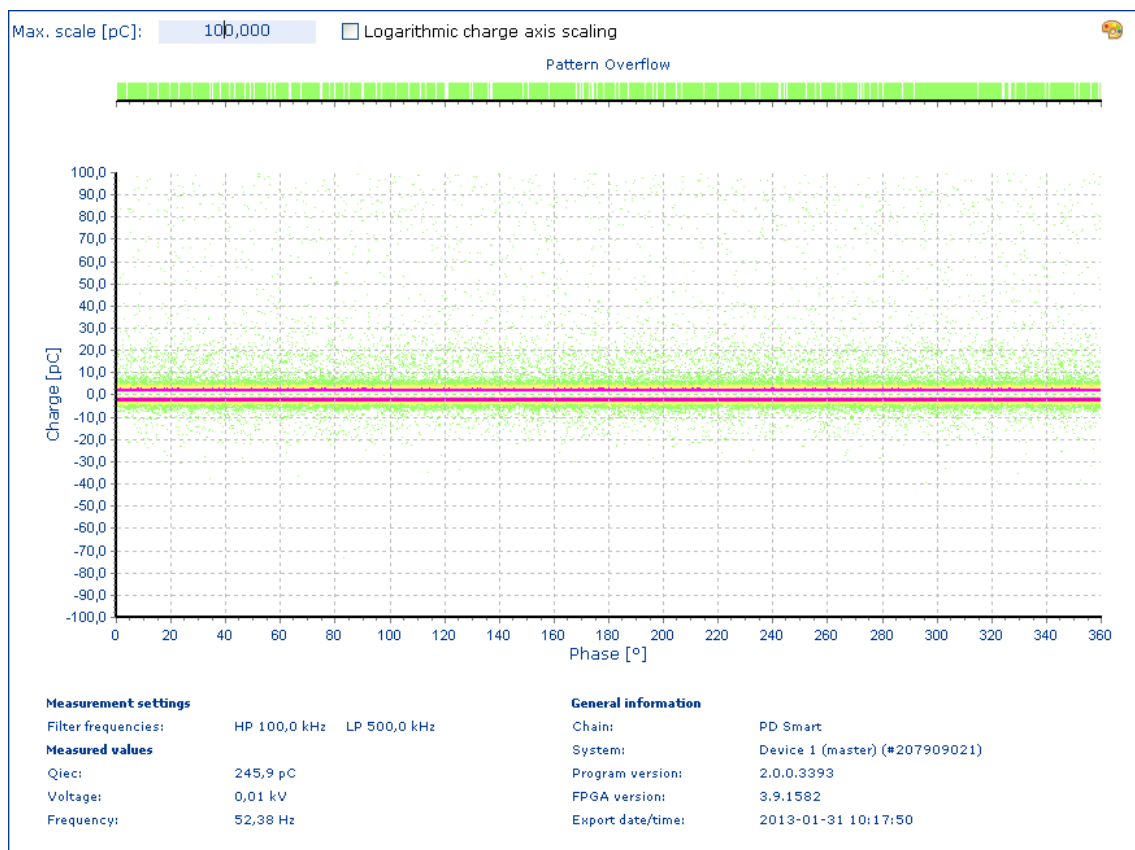


Obr. P 2.13 Pattern diagram pro napětí 19kV, vložena lepenková destička



Obr. P 2.14 Pattern diagram pro napětí 21kV, vložena lepenková destička

Měření transformátorové lepenky při působení stejnosměrného napětí.

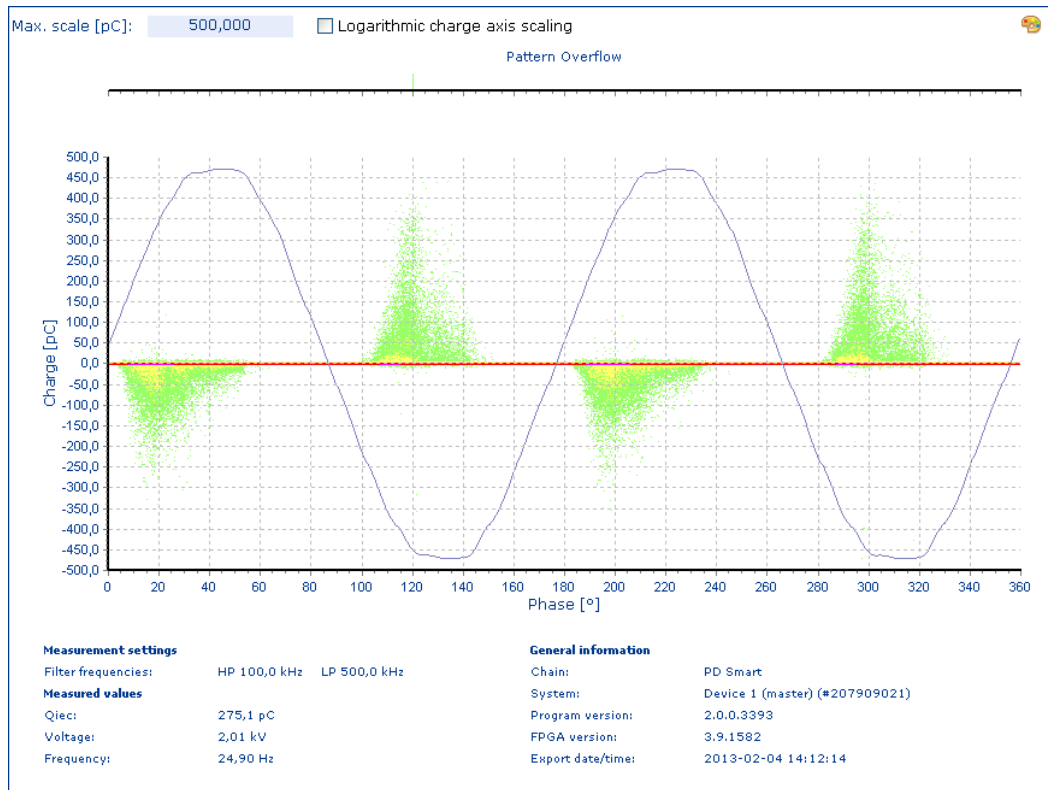


Obr. P 2.15 Pattern diagram pro napětí 2,7kV

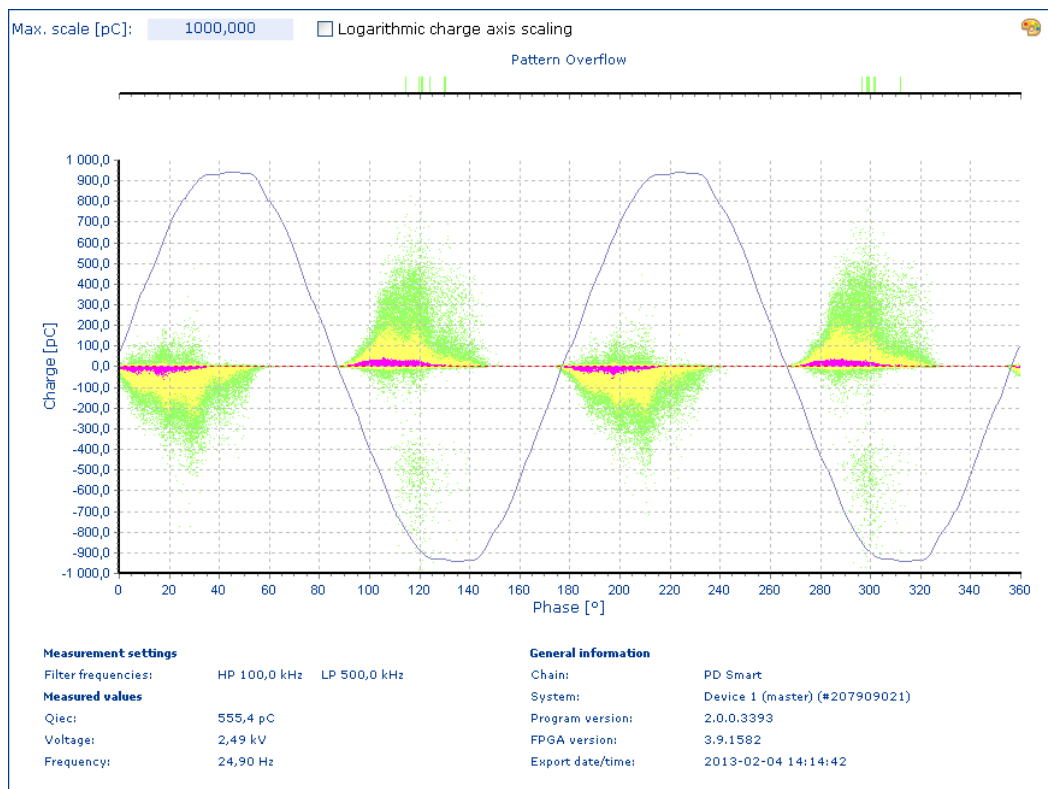
Měření vzorku materiálu FR4

Tloušťka vzorku 1,45 mm

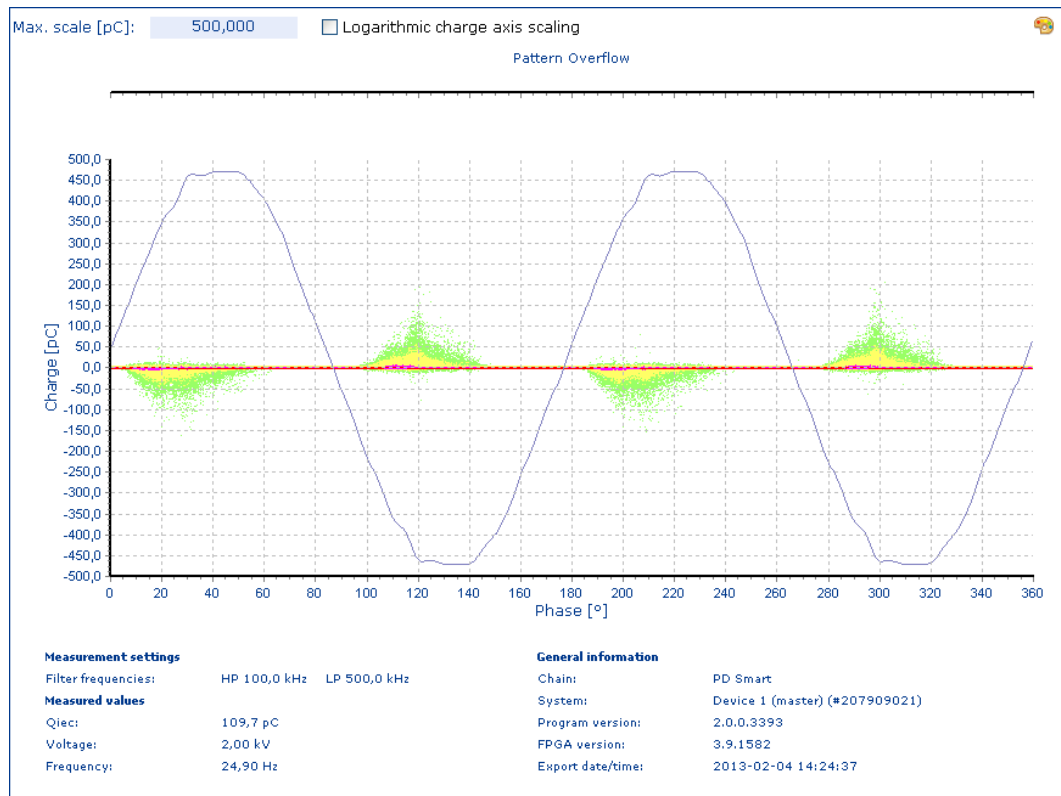
a) Měření výbojové činnosti při působení střídavého napětí



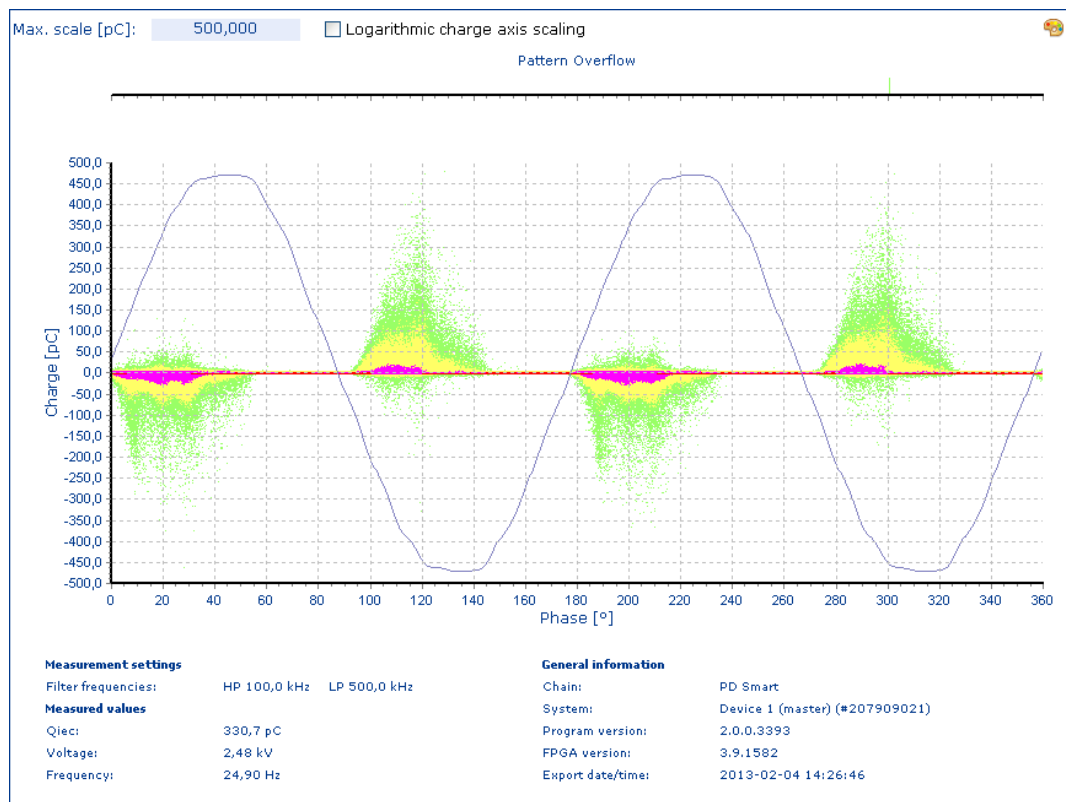
Obr. P 2.16 Pattern diagram pro napětí 2 kV



Obr. P 2.17 Pattern diagram pro napětí 2,5 kV

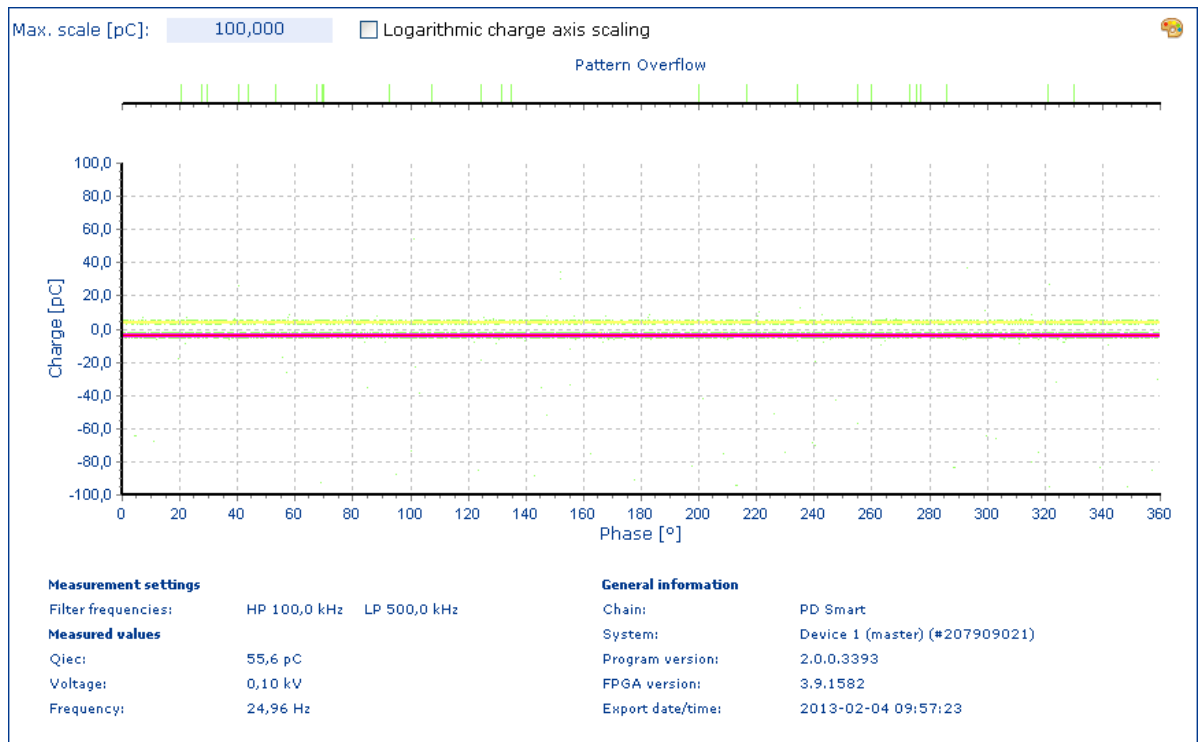


Obr. P 2.18 Pattern diagram pro napětí 2 kV 2.vzorek

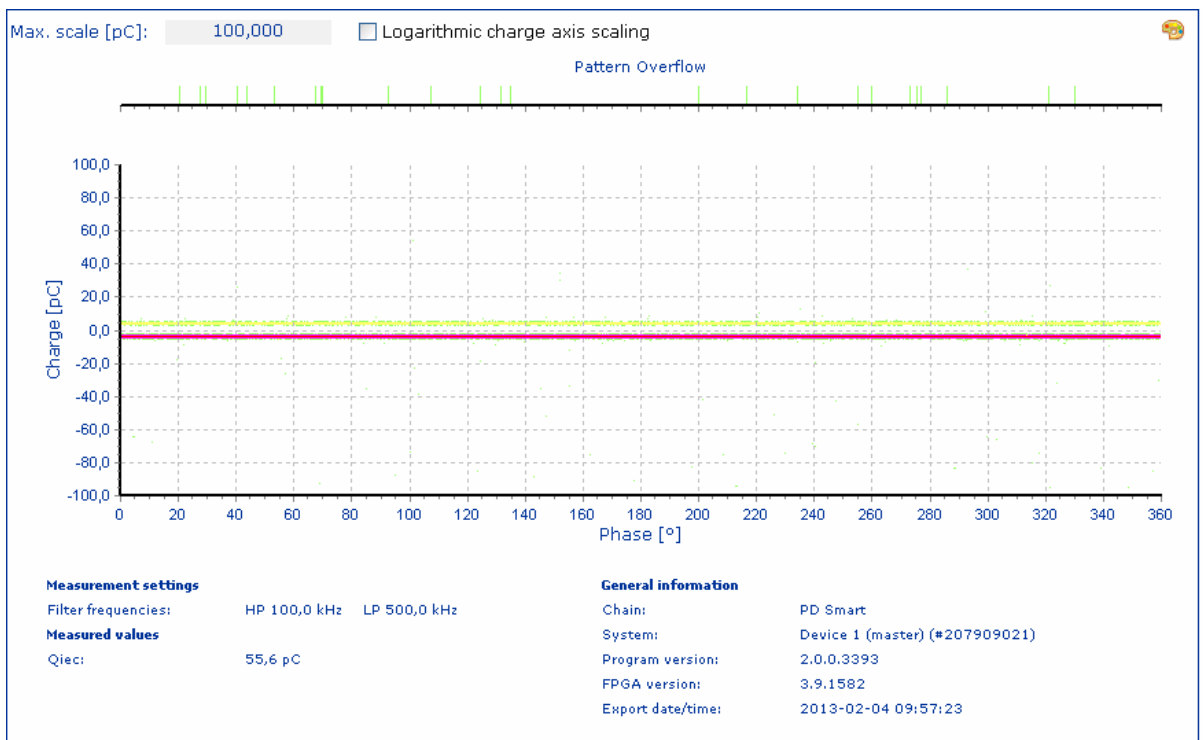


Obr. P 2.19 Pattern diagram pro napětí 2,5 kV 2.vzorek

b) Měření výbojové činnosti při působení stejnosměrného napětí



Obr. P 2.20 Pattern diagram pro napětí -17 kV

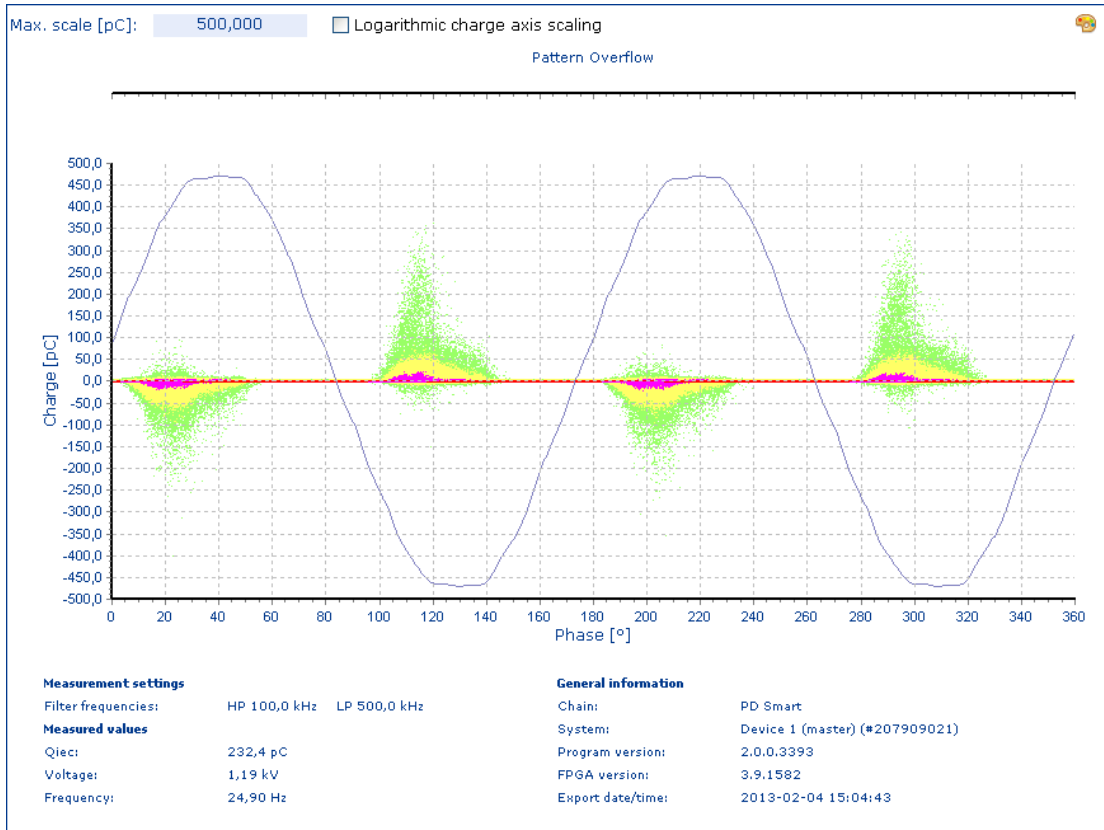


Obr. P 2.21 Pattern diagram pro napětí 17 kV

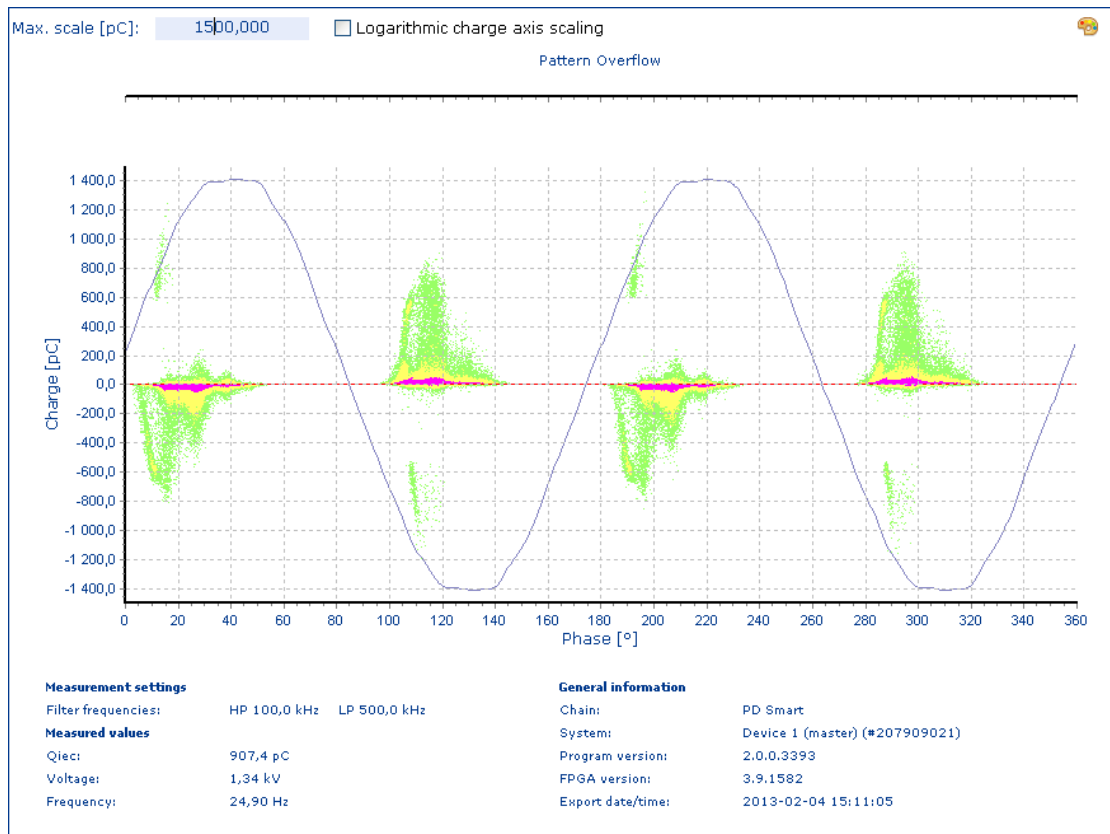
Měření vzorku materiálu Relanex

TLoušťka vzorku 1 mm

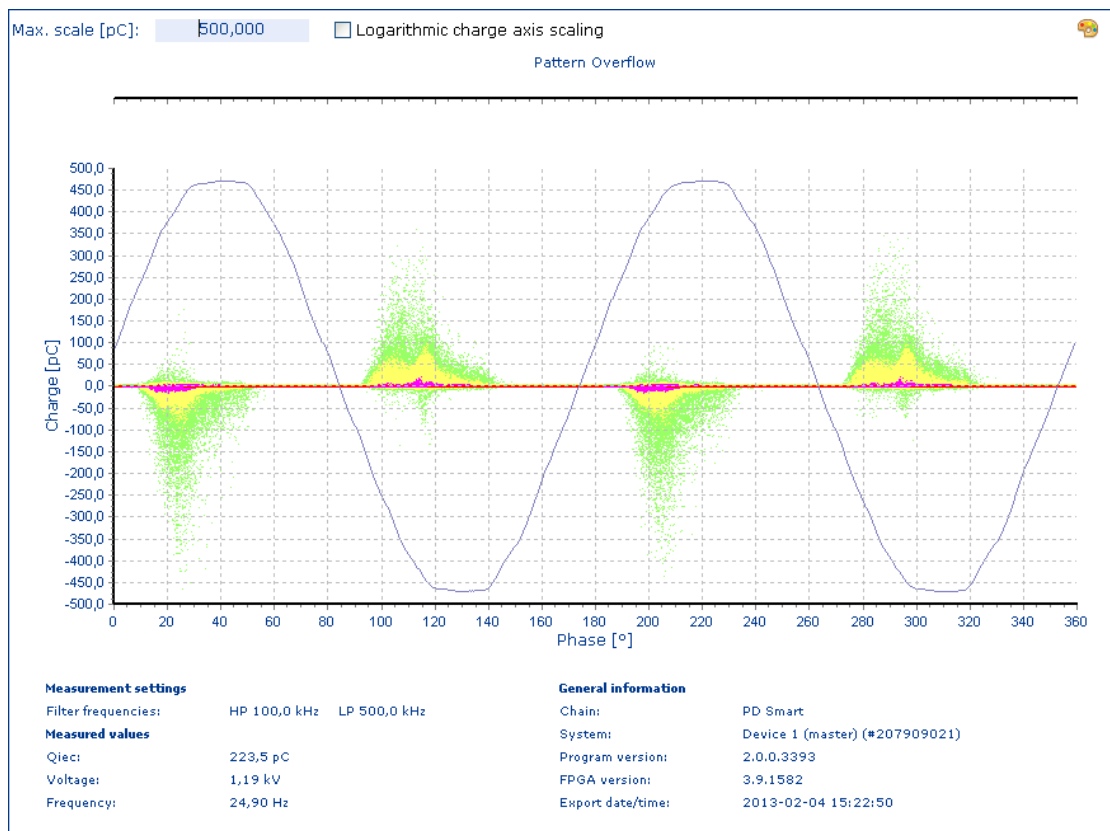
Měření výbojové činnosti při působení střídavého napětí



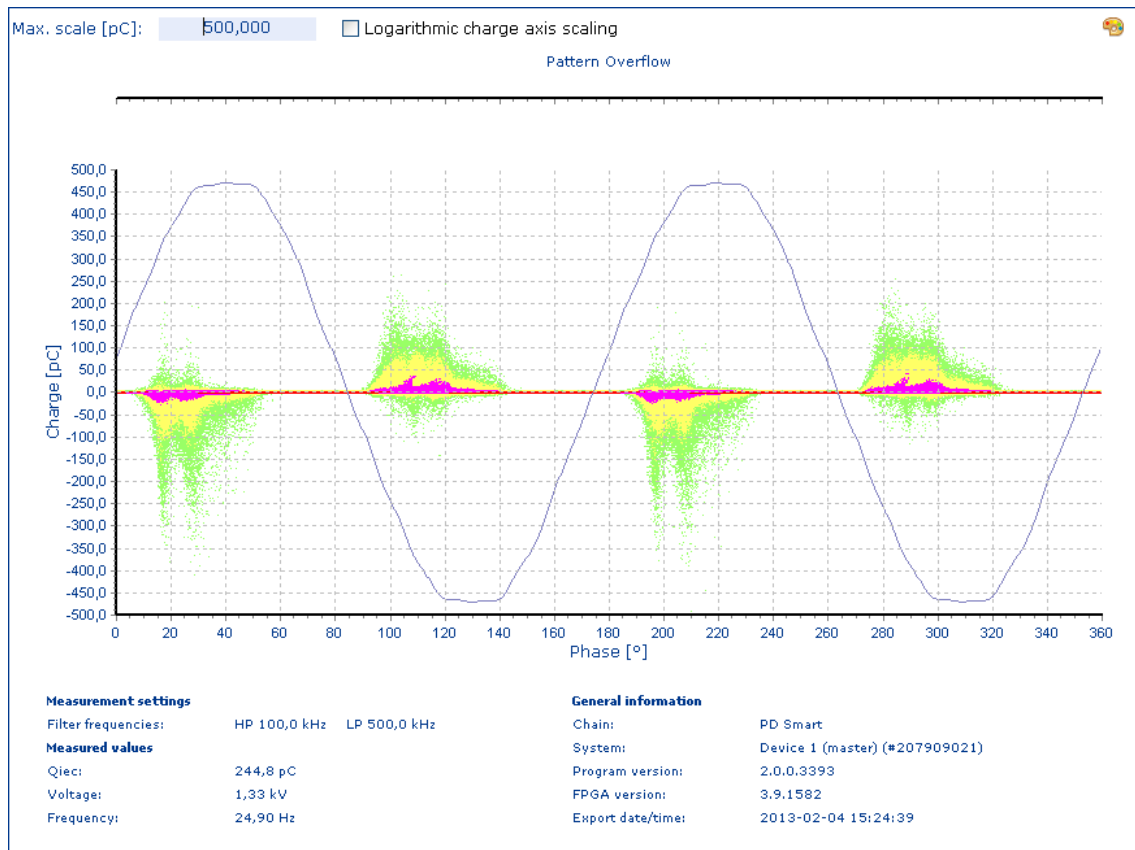
Obr. P 2.22 Pattern diagram pro napětí 1,2 kV



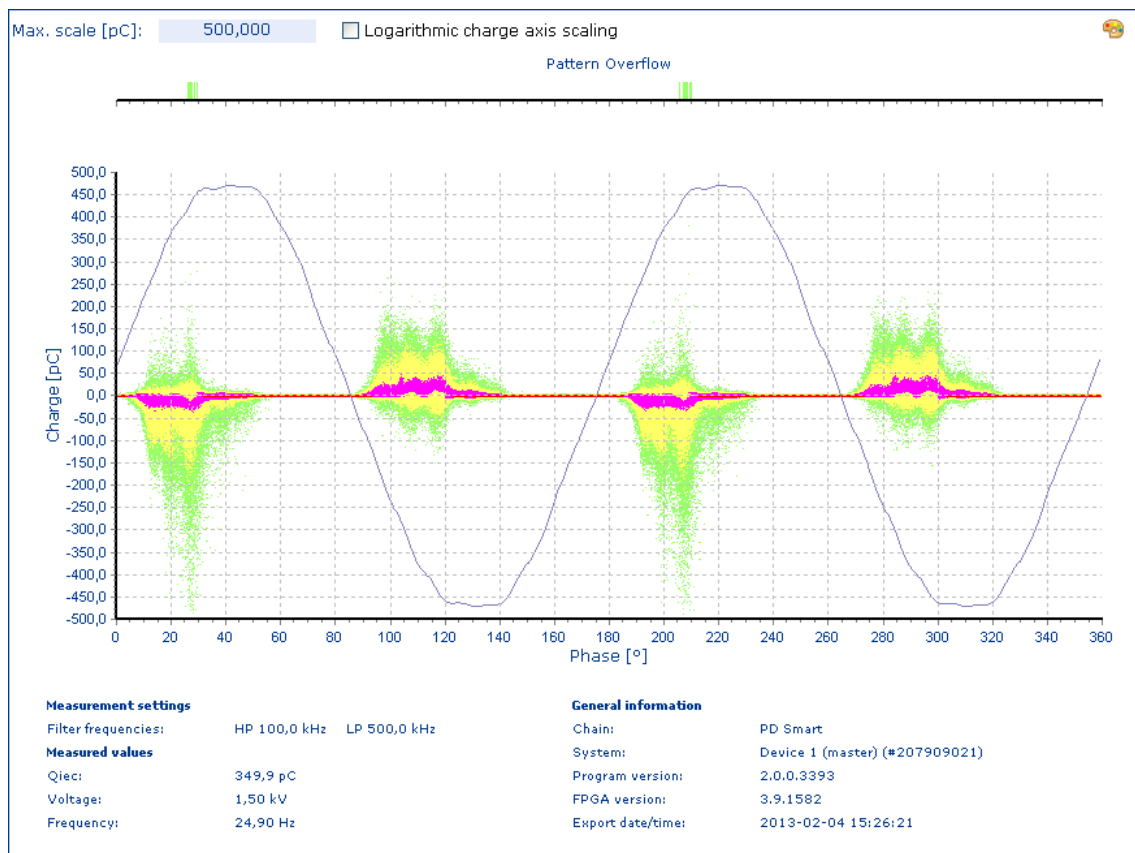
Obr. P 2.23 Pattern diagram pro napětí 1,35 kV



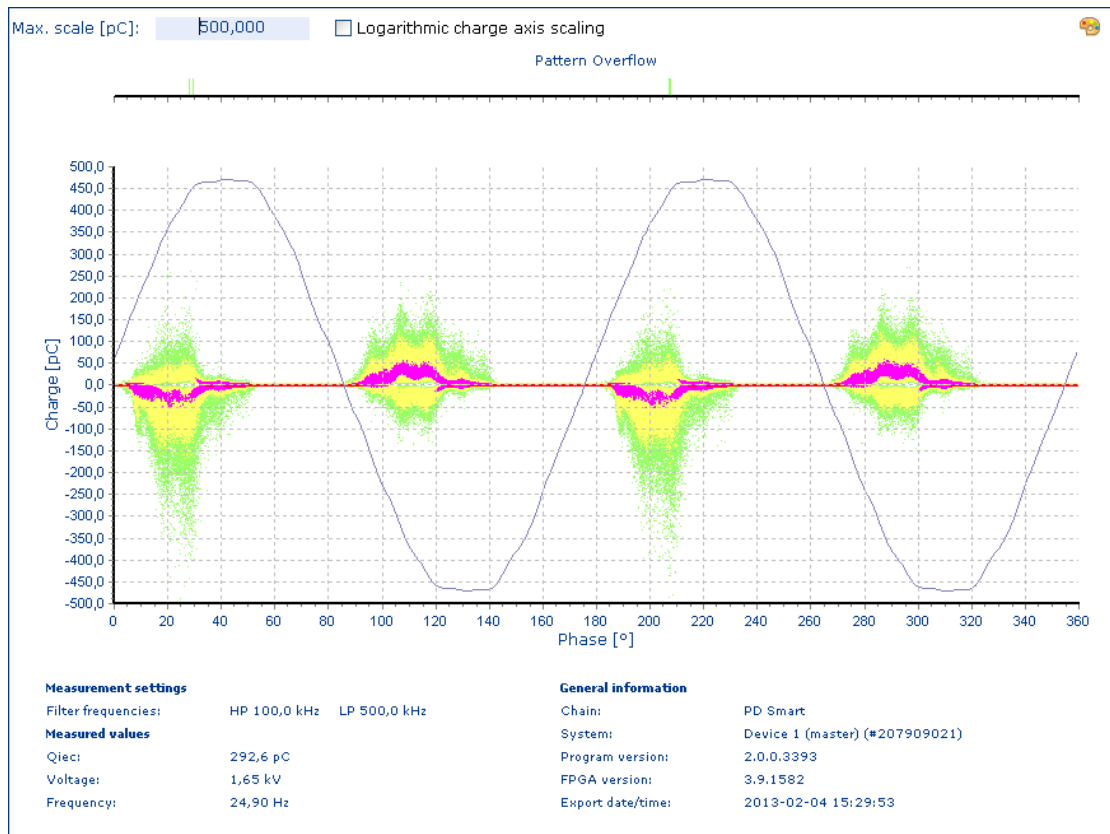
Obr. P 2.24 Pattern diagram pro napětí 1,2 kV, druhý vzorek



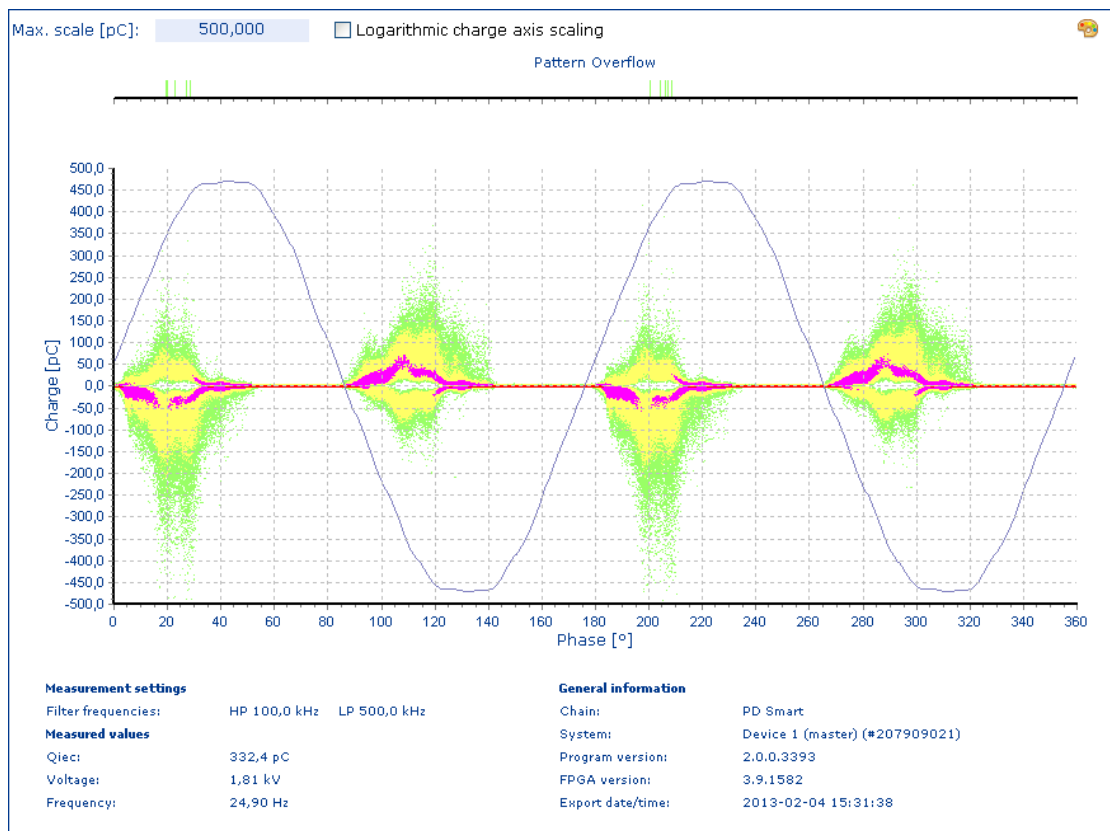
Obr. P 2.25 Pattern diagram pro napětí 1,35 kV, druhý vzorek



Obr. P 2.26 Pattern diagram pro napětí 1,5 kV, druhý vzorek



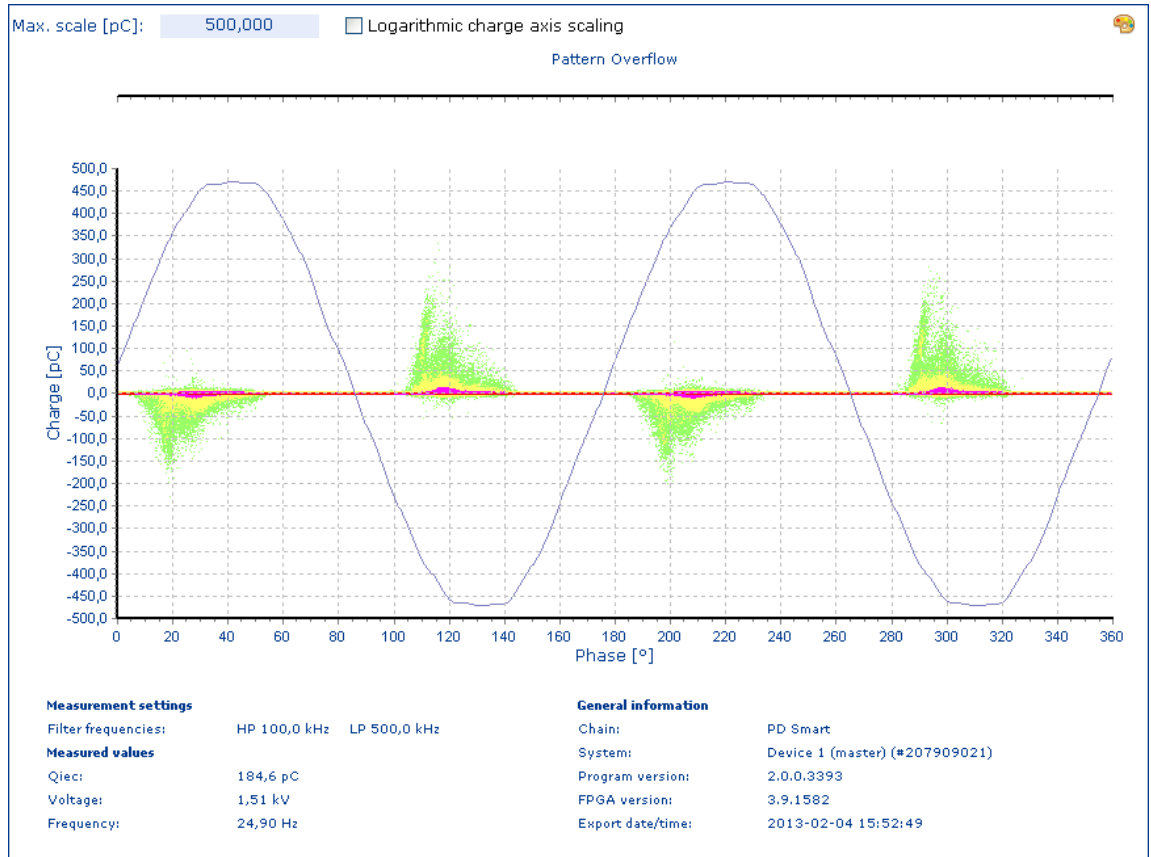
Obr. P 2.27 Pattern diagram pro napětí 1,65 kV, druhý vzorek



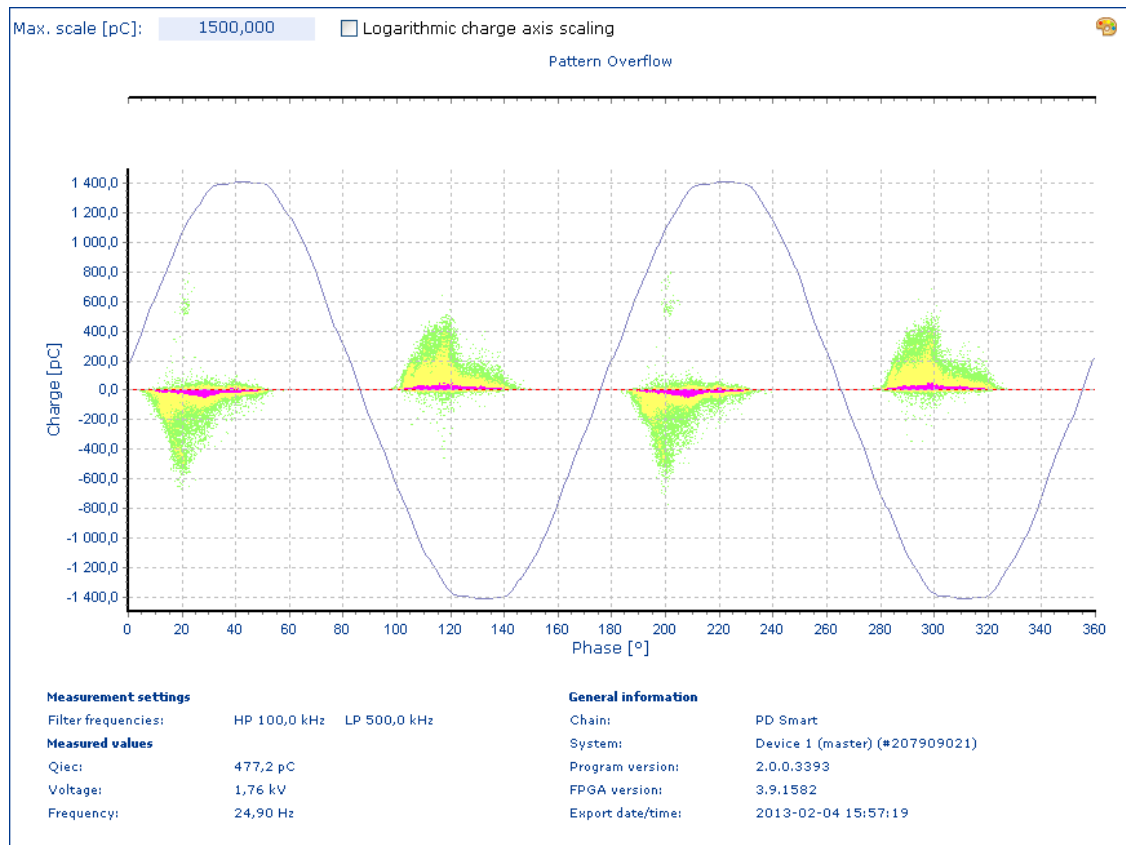
Obr. P 2.28 Pattern diagram pro napětí 1,8 kV, druhý vzorek

Měření vzorku materiálu Kartit Tloušťka materiálu 1 mm

a) Měření výbojové činnosti při působení střídavého napětí

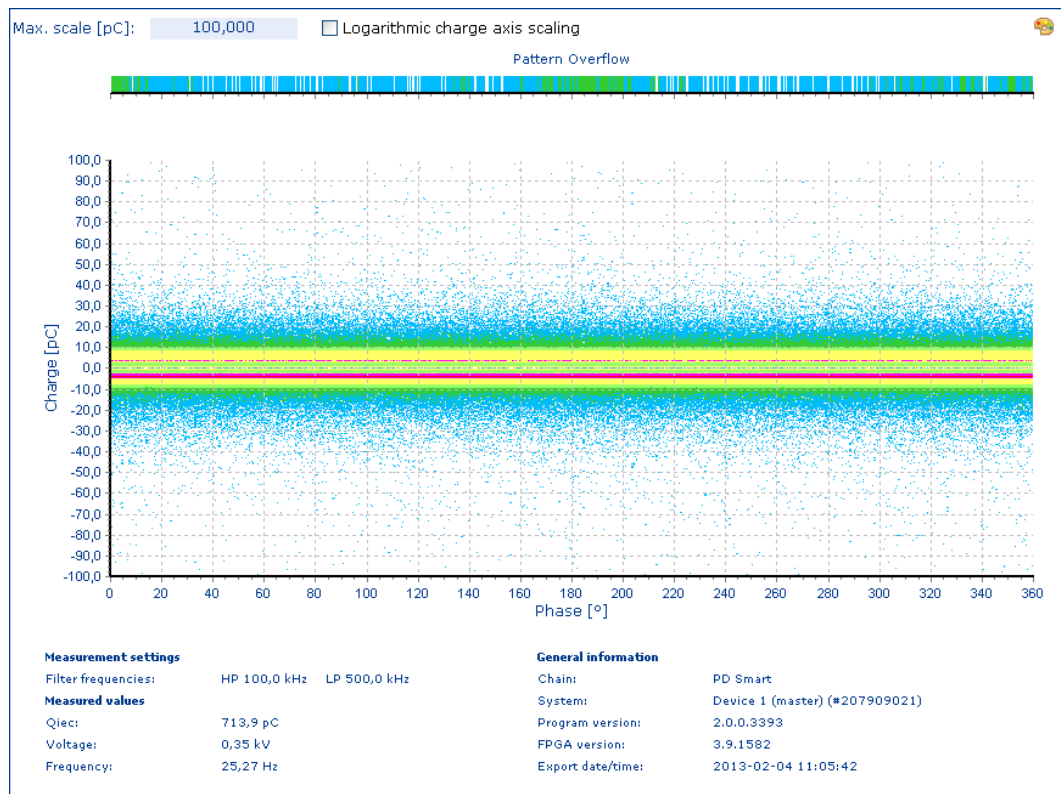


Obr. P 2.29 Pattern diagram pro napětí 1,5 kV

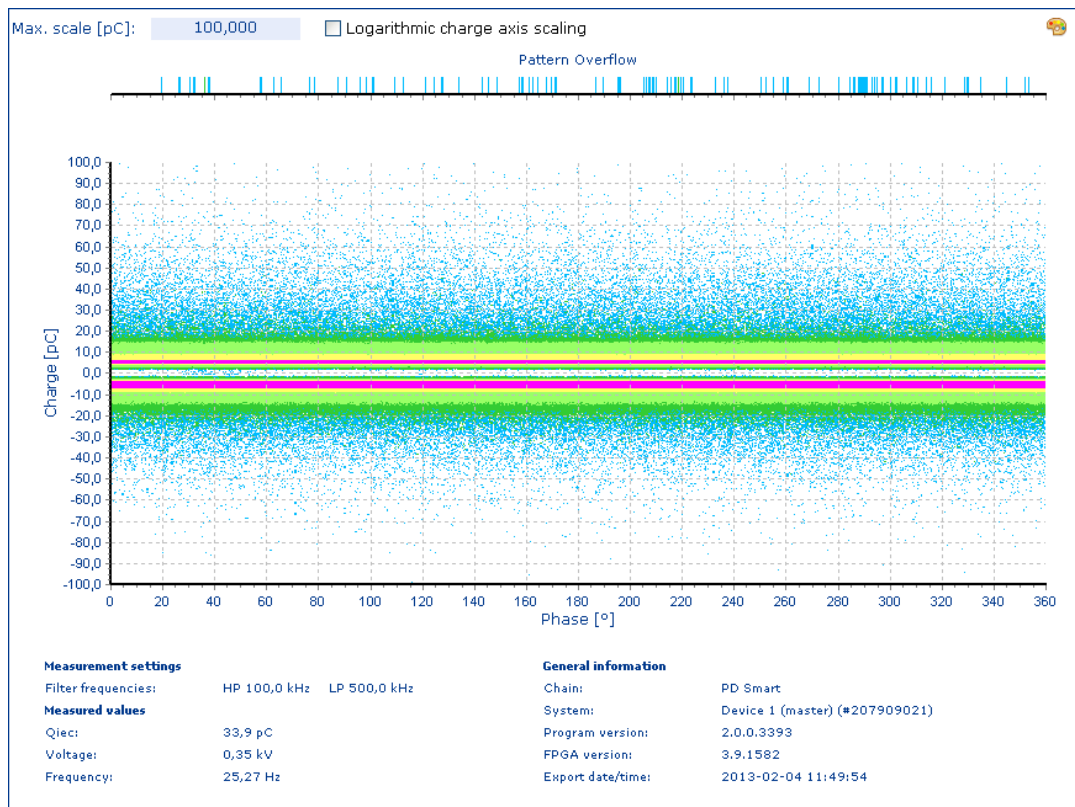


Obr. P 2.30 Pattern diagram pro napětí 1,76 kV

b) Měření výbojové činnosti při působení stejnosměrného napětí



Obr. P 2.31 působení stejnosměrného napětí -2,8 kV po dobu 30 minut, Pattern diagram



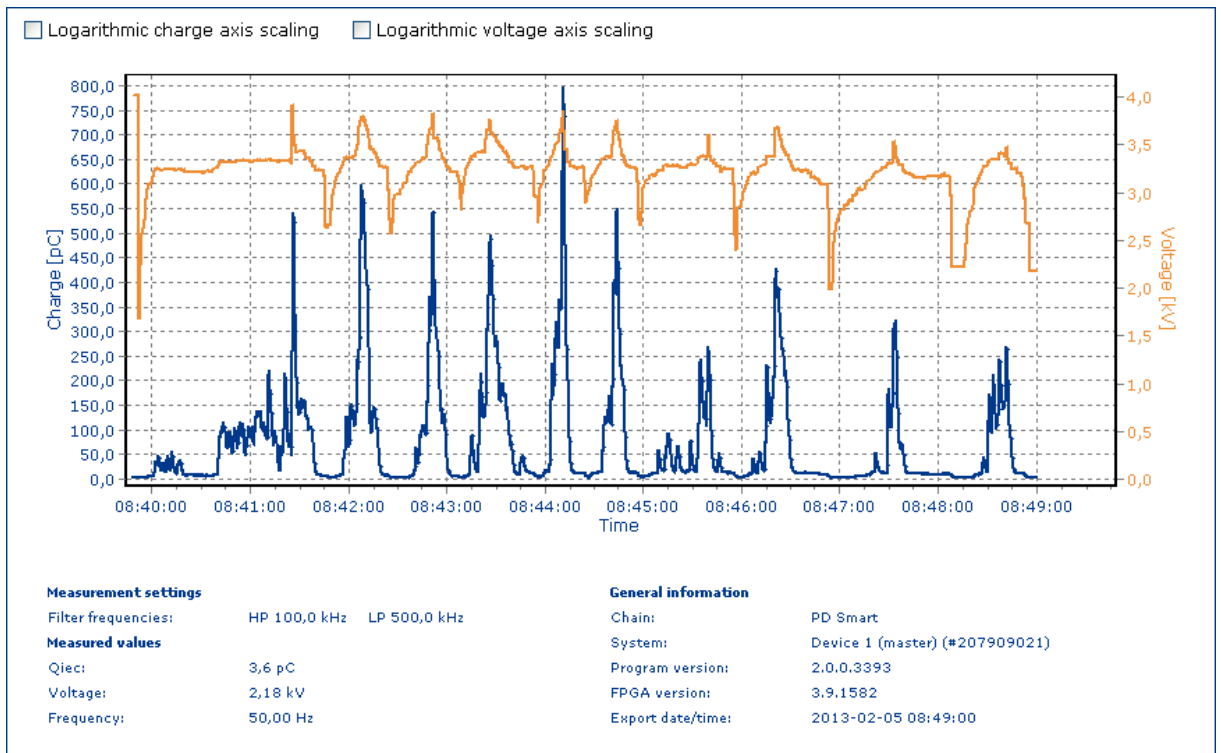
Obr. P 2.32 působení stejnosměrného napětí +2,8 kV po dobu 30minut, Pattern diagram

Tyč statorového vinutí generátoru

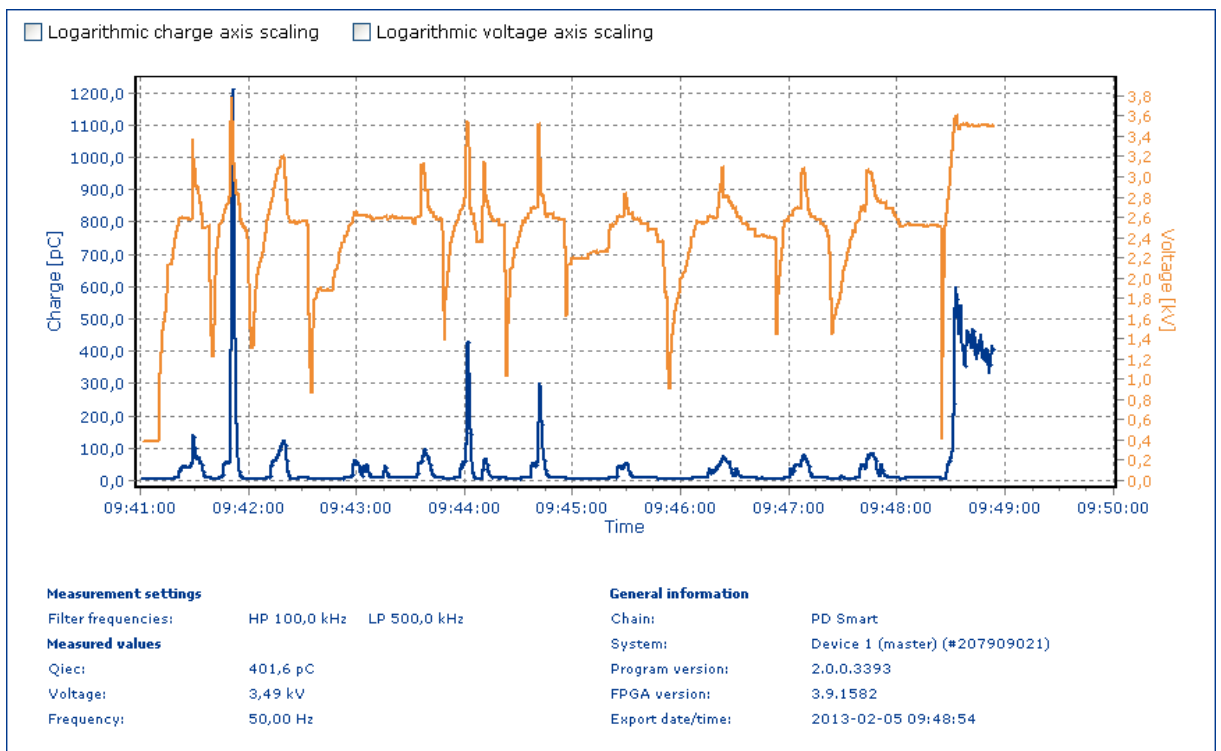
Měření výbojové činnosti při působení střídavého napětí

Tabulka P2.1 Naměřené a vypočítané hodnoty 2. vzorku pro frekvence 500 až 1000 kHz

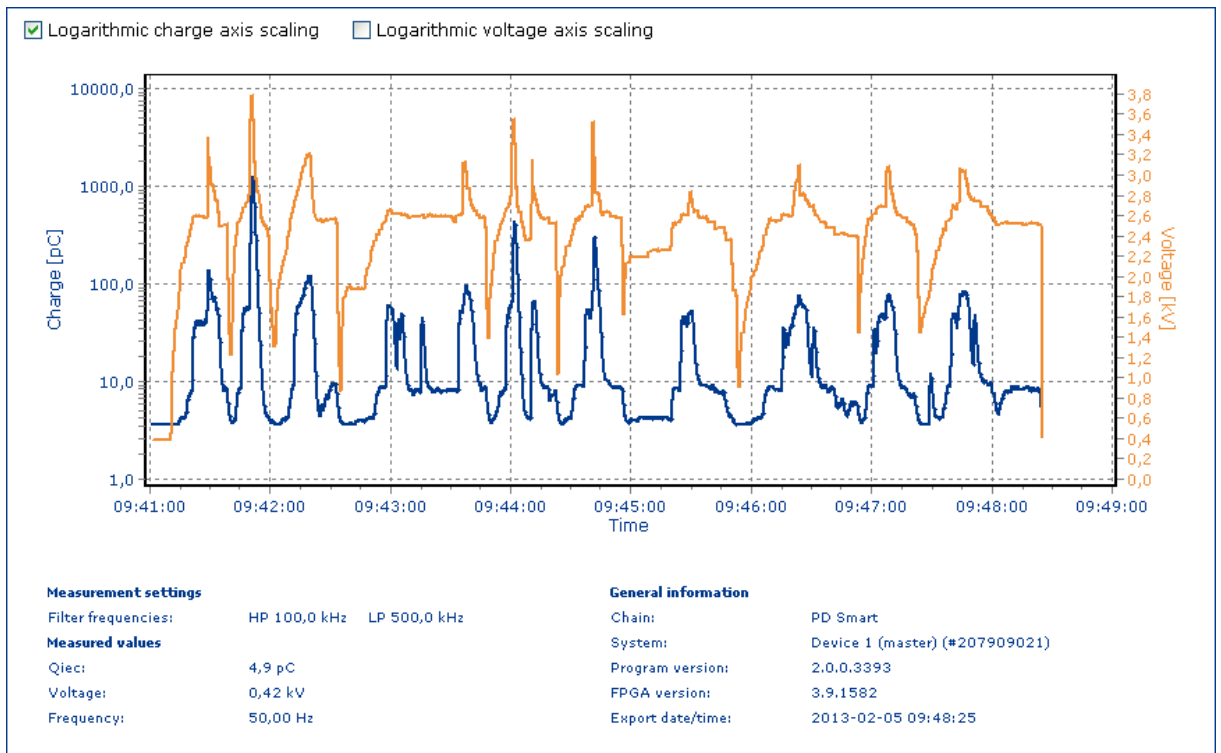
č.měření	U_i	U_e
1	2,62	2,57
2	2,64	2,5
3	2,61	2,45
4	2,62	2,47
5	2,57	2,52
6	2,58	2,46
7	2,52	2,51
8	2,54	2,46
9	2,56	2,54
10	2,6	2,52
Průměr	2,59	2,50



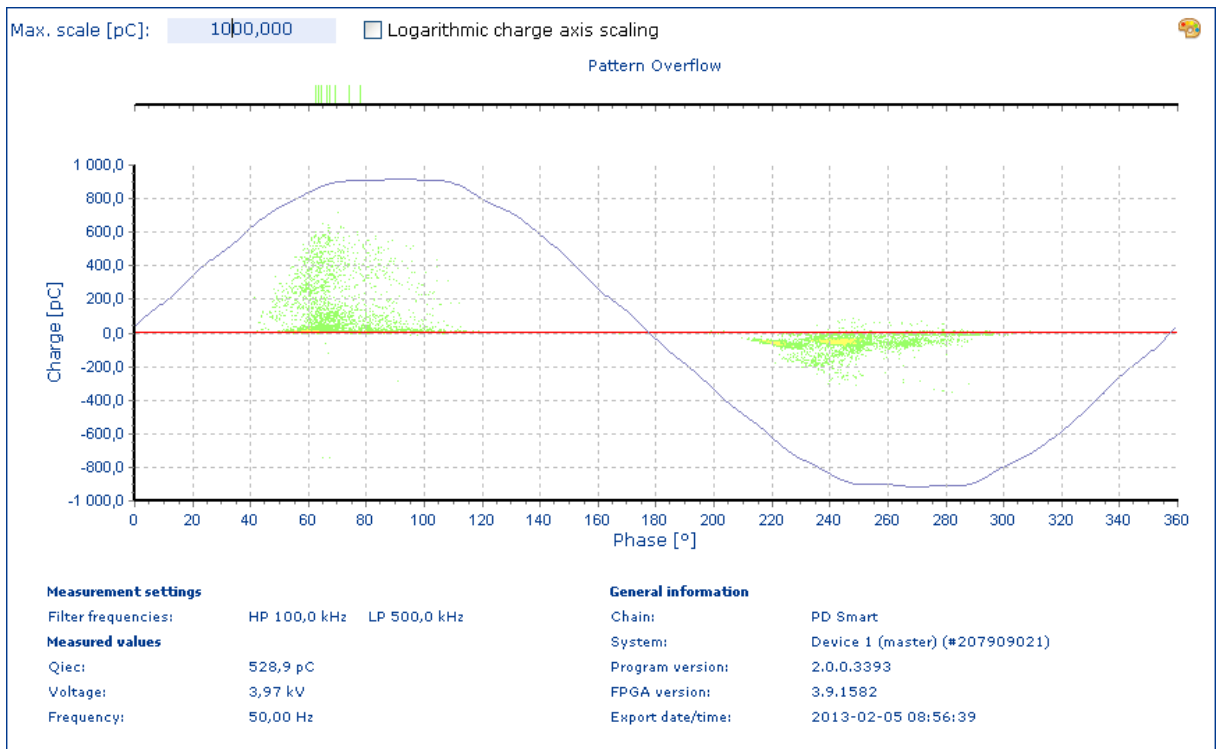
Obr. P 2.33 Průběh měření zapalovacího a zhašecího napětí



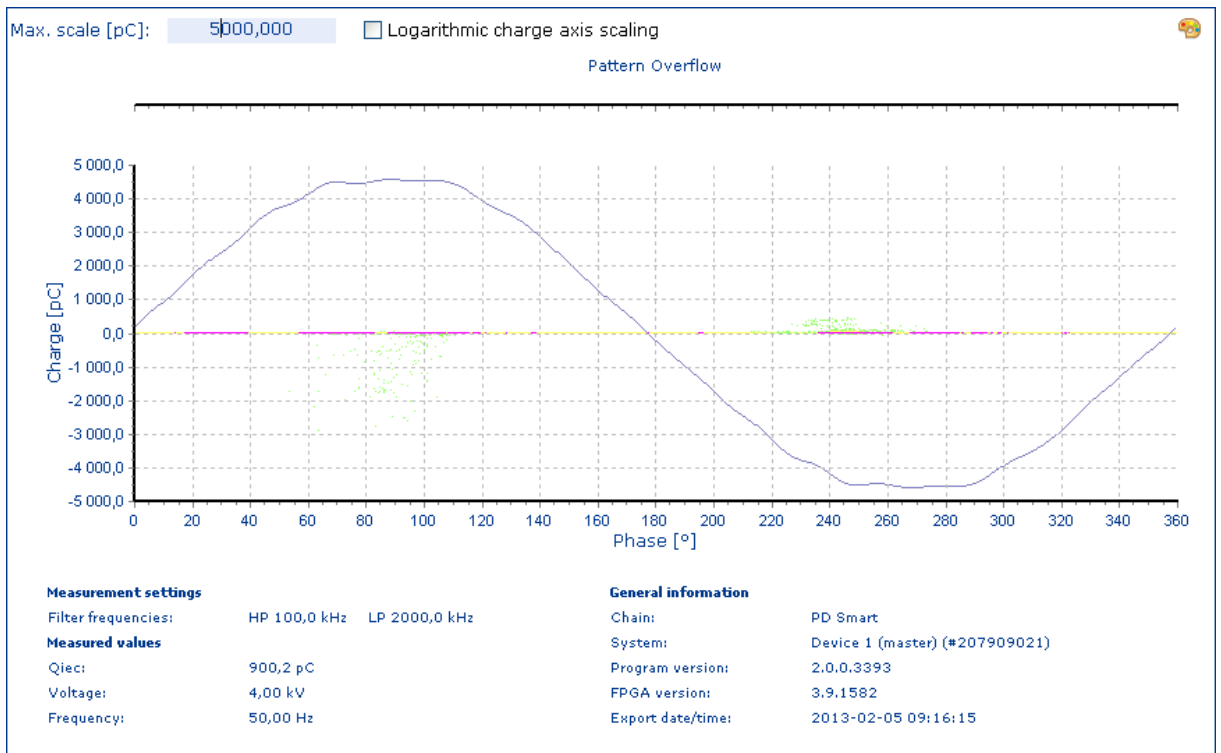
Obr. P 2.34 Průběh měření zapalovacího a zhašecího napětí, 2.vzorek



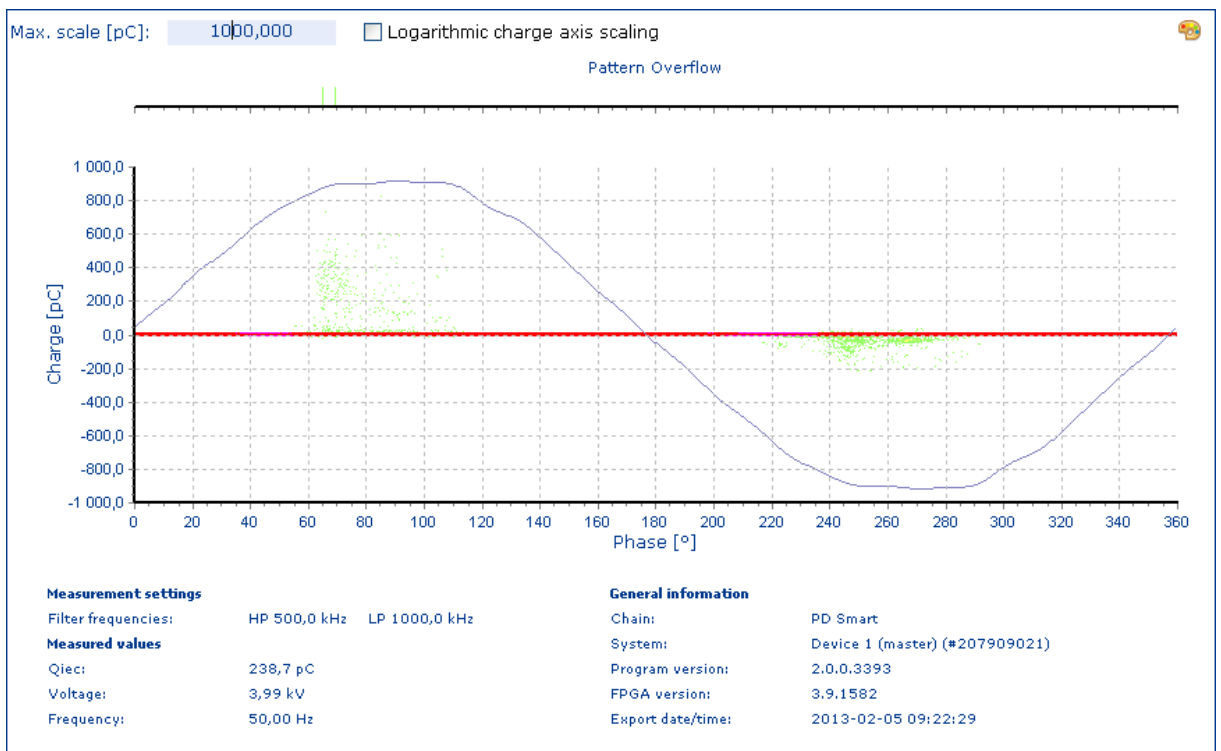
Obr. P 2.35 Průběh měření zapalovacího a zážecího napětí, 2.vzorek, logaritmická osa x



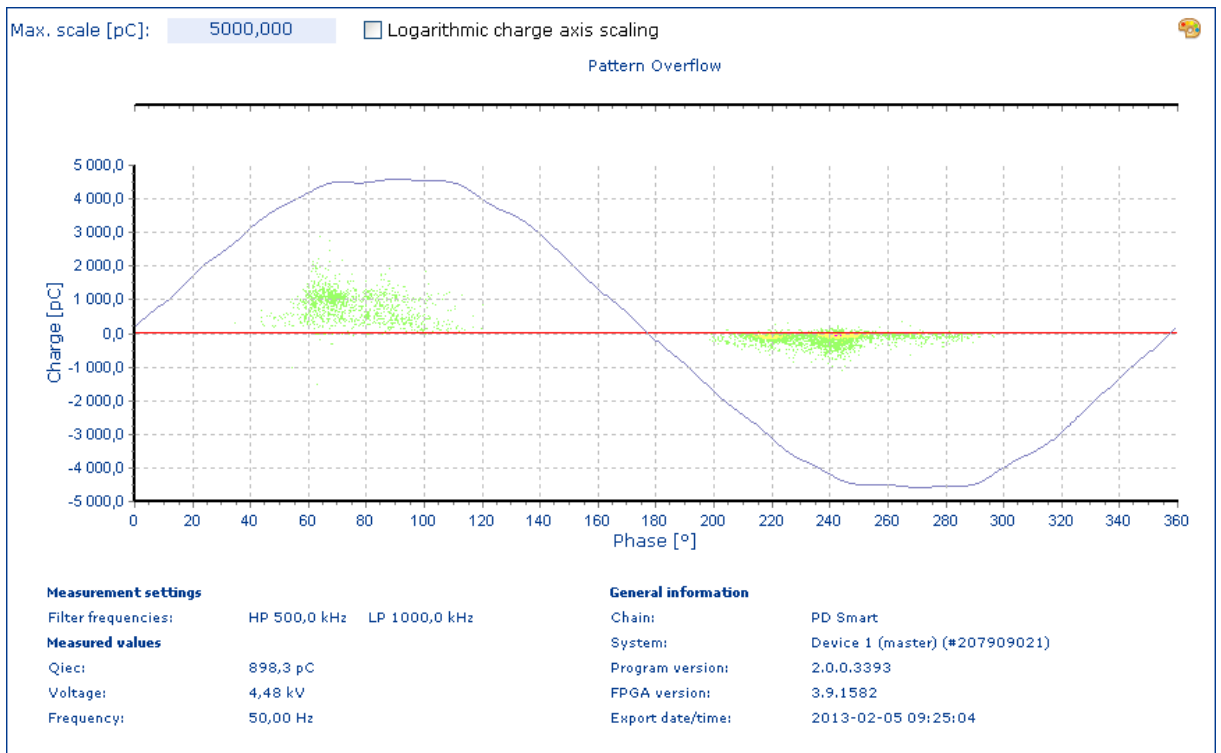
Obr. P 2.36 Pattern diagram pro napětí 4 kV



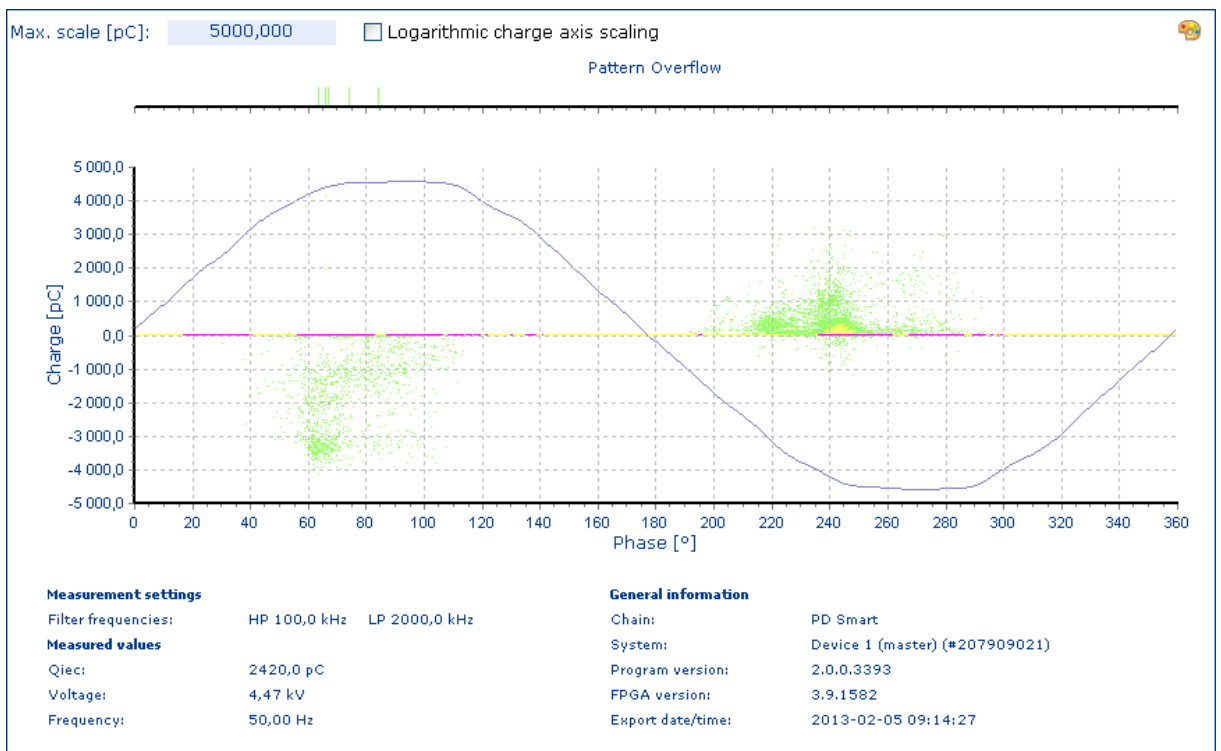
Obr. P 2.37 Pattern diagram pro napětí 4 kV, rozsah frekvencí 100 až 2000 kHz



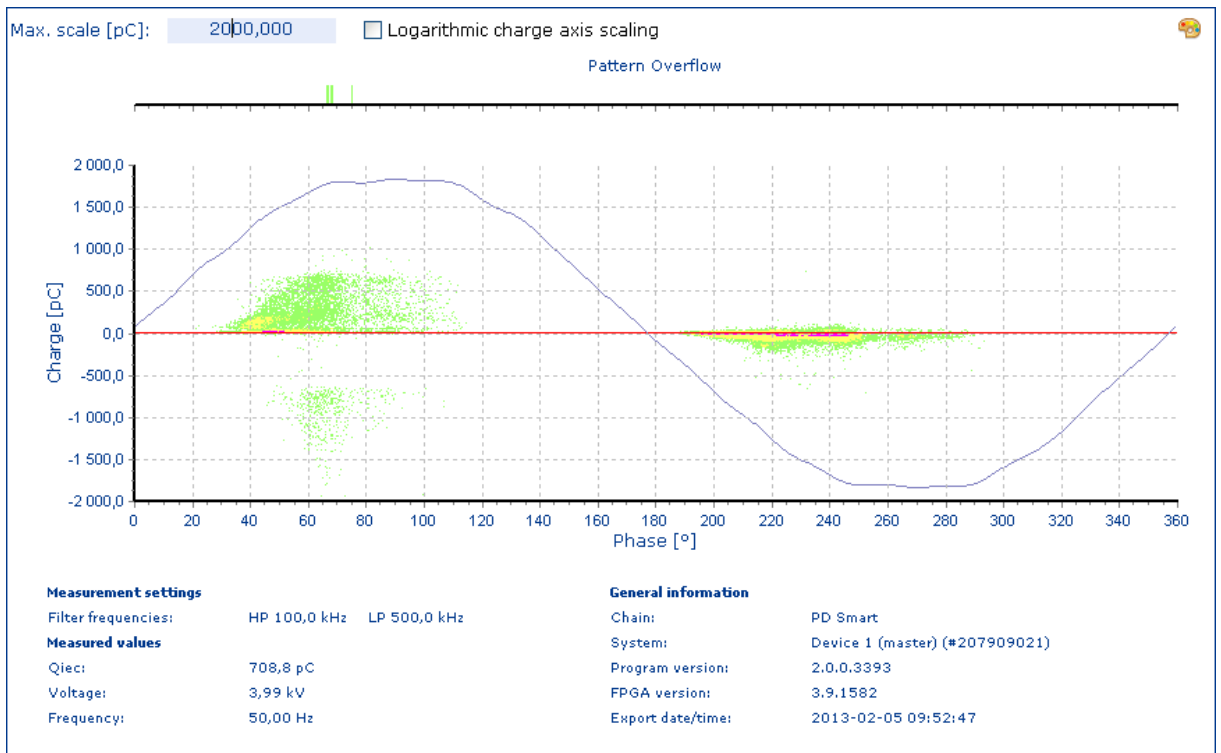
Obr. P 2.38 Pattern diagram pro napětí 4 kV, rozsah frekvencí 500 až 1000 kHz



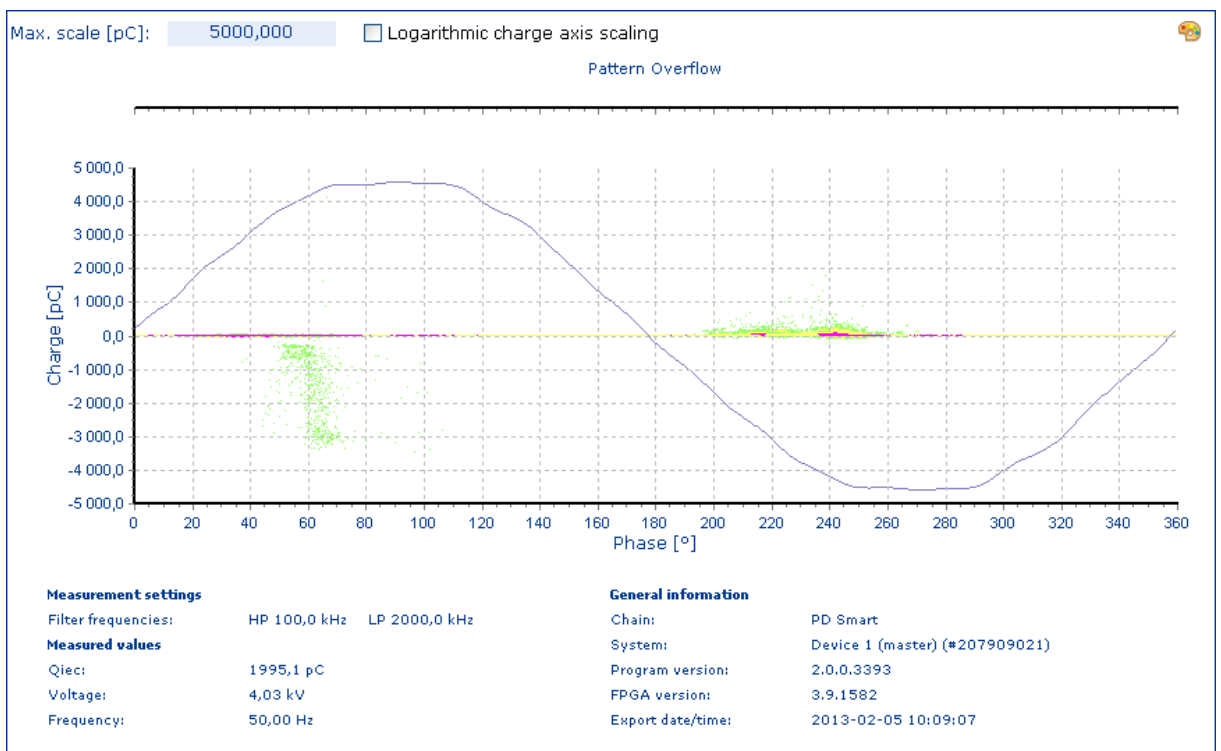
Obr. P 2.39 Pattern diagram pro napětí 4,5 kV, rozsah frekvencí 500 až 1000 kHz



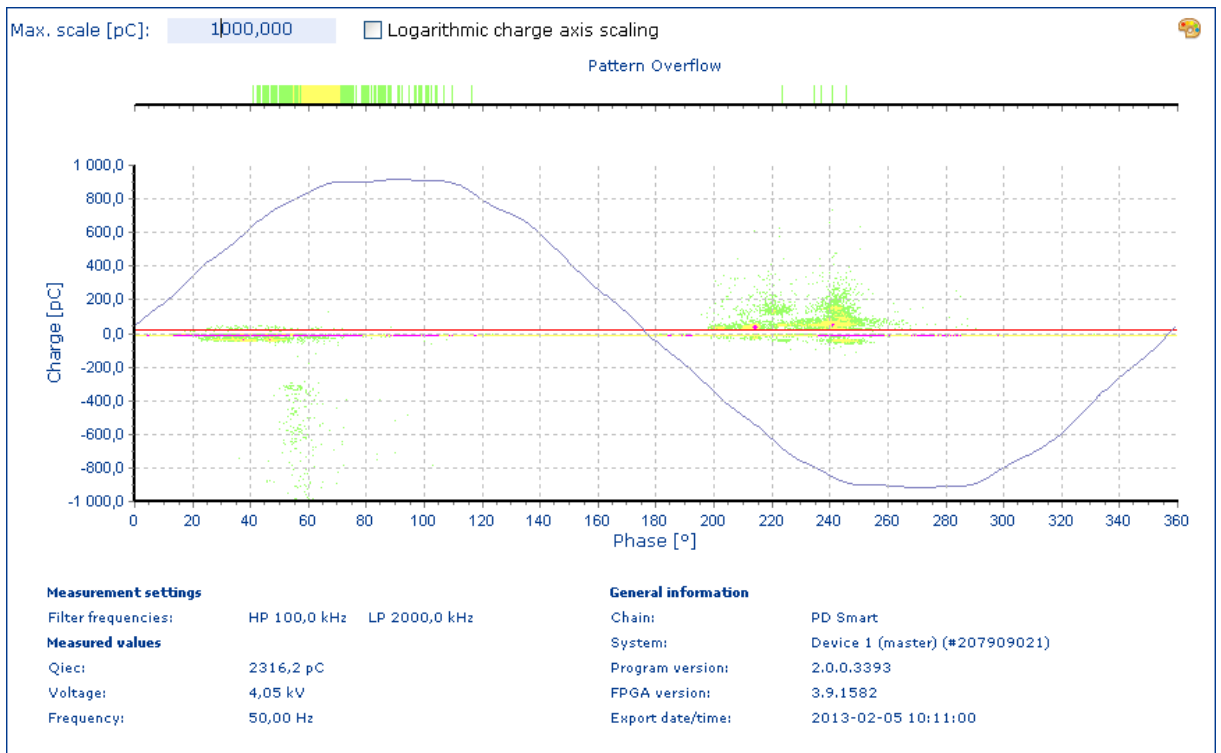
Obr. P 2.40 Pattern diagram pro napětí 4,5 kV, rozsah frekvencí 100 až 2000 kHz



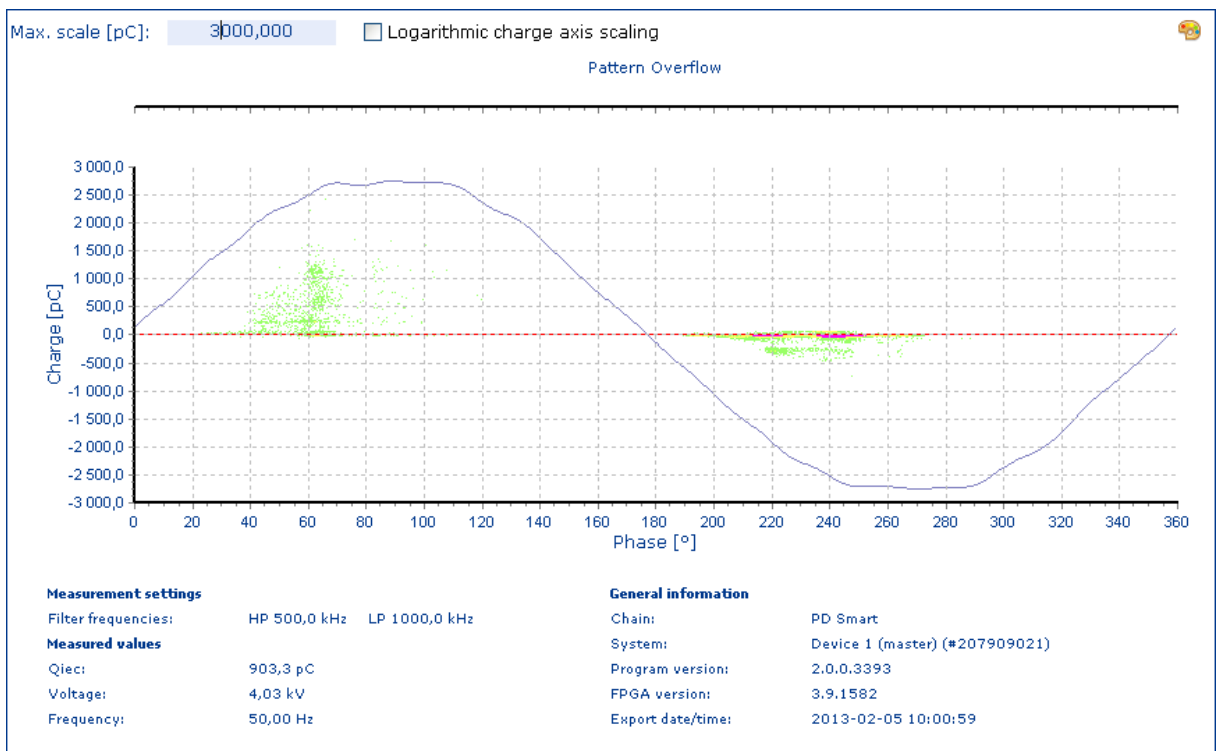
Obr. P 2.41 Pattern diagram pro napětí 4 kV, 2.vzorek



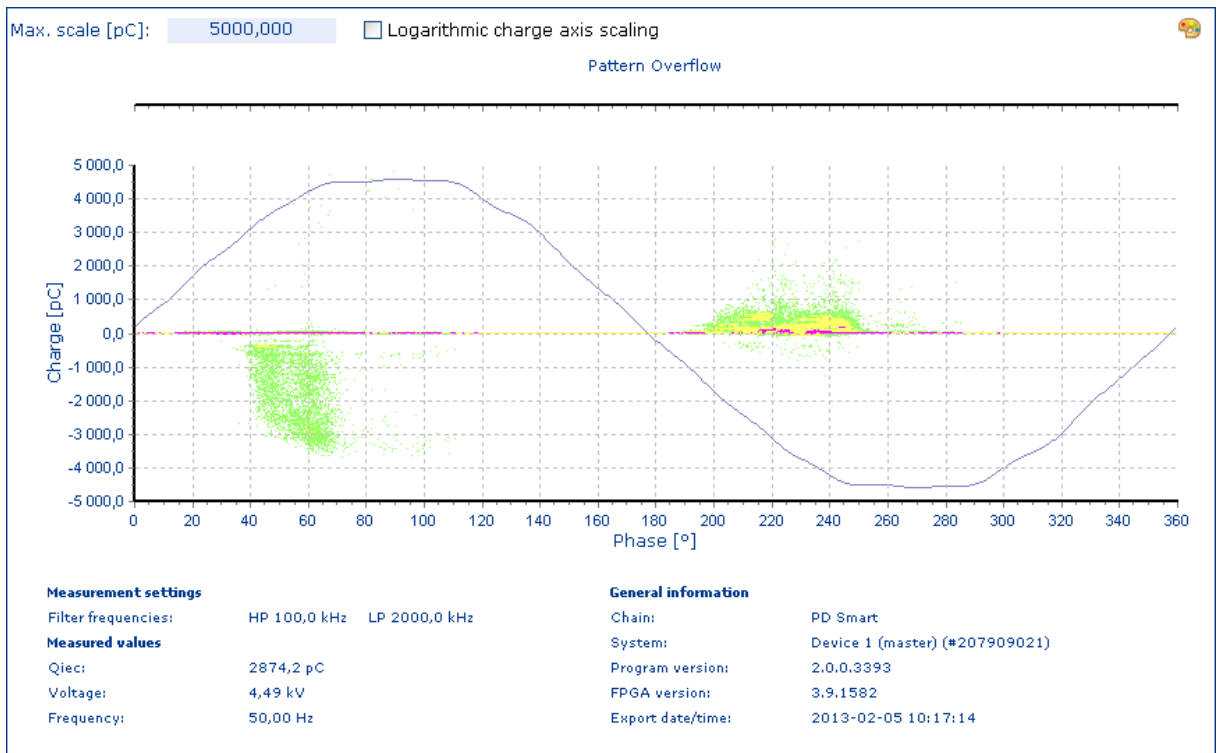
Obr. P 2.42 Pattern diagram pro napětí 4 kV, 100 až 2000 kHz, 2.vzorek



Obr. P 2.43 Pattern diagram pro napětí 4 kV, 100 až 2000 kHz, 2.vzorek, overflow



Obr. P 2.44 Pattern diagram pro napětí 4 kV, 500 až 1000 kHz, 2.vzorek



Obr. P 2.45 Pattern diagram pro napětí 4,5 kV, 100 až 2000 kHz, 2.vzorek