

# ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

**Fakulta elektrotechnická**

**Katedra elektroenergetiky**



**DIPLOMOVÁ PRÁCE**

**Numerické simulace vnitřních částečných výbojů v pevných  
izolačních materiálech**

Tereza Trunkátová  
Praha 2023



## I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Trunkátová** Jméno: **Tereza** Osobní číslo: **465864**  
Fakulta/ústav: **Fakulta elektrotechnická**  
Zadávající katedra/ústav: **Katedra elektrotechnologie**  
Studijní program: **Elektrotechnika, energetika a management**  
Specializace: **Elektroenergetika**

## II. ÚDAJE K DIPLOMOVÉ PRÁCI

Název diplomové práce:

**Numerické simulace vnitřních částečných výbojů v pevných izolačních materiálech**

Název diplomové práce anglicky:

**Numerical models of internal partial discharges in solid insulating materials.**

Pokyny pro vypracování:

1. Popis fyzikálních procesů při vzniku a výstavbě elektrických výbojů v dutinkách izolačních materiálů.
2. Přehled a popis používaných matematických modelů pro simulaci vnitřních výbojů při střídavém napětí.
3. Ověření základních parametrů PRPD obrazců pro vnitřní dutinky pomocí numerického modelu.

Seznam doporučené literatury:

1. Kuchler, A: High Voltage Engineering - Fundamentals - Technology - Applications, Springer, 2018
2. Florkowski, M: Partial Discharges in High-Voltage Insulating Systems, AGH, 2020

Seznam doporučené literatury:

1. Kuchler, A: High Voltage Engineering - Fundamentals - Technology - Applications, Springer, 2018
2. Florkowski, M: Partial Discharges in High-Voltage Insulating Systems, AGH, 2020

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) diplomové práce:

**doc. Ing. Radek Procházka, Ph.D. katedra elektrotechnologie FEL**

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

Datum zadání diplomové práce: **08.02.2022**

Termín odevzdání diplomové práce: \_\_\_\_\_

Platnost zadání diplomové práce: **30.09.2023**

\_\_\_\_\_  
doc. Ing. Radek Procházka, Ph.D.  
podpis vedoucí(ho) práce

\_\_\_\_\_  
podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

\_\_\_\_\_  
prof. Mgr. Petr Páta, Ph.D.  
podpis děkana(ky)

## III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

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

\_\_\_\_\_  
Datum převzetí zadání

\_\_\_\_\_  
Podpis studentky



## **Prohlášení**

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

V Praze dne 5. 1. 2023

---

Tereza Trunkátová

## **Poděkování**

Na tomto místě bych chtěla poděkovat vedoucímu své diplomové práce panu doc. Ing. Radku Procházkovi, Ph.D. za cenné rady, věcné připomínky a vstřícnost při konzultacích. Poděkování patří také mé rodině a všem mým blízkým za jejich podporu nejen během psaní diplomové práce, ale po celou délku studia.

## **Abstrakt**

Tato diplomová práce se zabývá numerickým modelováním částečných výbojů. Nejprve se v práci setkáváme s pojmy izolační materiály a elektrická pevnost. Následuje charakterizování fenoménu částečného výboje a způsoby jeho modelování, přičemž problematiku omezíme na systém pevného izolantu s vnitřní nehomogenitou, tedy dutinkou vyplněnou vzduchem. Teoretické poznatky jsou následně využity pro sestavení tří typů numerických modelů částečných výbojů v programu Matlab Simulink. Výsledky získané s pomocí numerických simulací jsou v diplomové práci představeny a dále komentovány.

**Klíčová slova:** částečný výboj, přeskok v plynu, Matlab Simulink, modely částečných výbojů, mechanismus výstavby částečného výboje

## **Abstract**

This master's thesis deals with numerical modeling of partial discharges. At first, the thesis describes the concept of electrical insulating materials and electric strength. This is followed by the characterization of the partial discharge phenomenon and its modeling methods whereas the problem is limited to a solid insulation system with internal inhomogeneity (a cavity filled with air). The theoretical knowledge is subsequently used to build three types of numerical models in the Matlab Simulink program. Results obtained by the simulations are presented and further commented in this master's thesis.

**Key words:** Partial discharge, gas discharge, Matlab simulink, models of partial discharges, the mechanism of forming partial discharge



# Obsah

1	Úvod .....	1
2	Izolační materiály a jejich elektrická pevnost.....	2
2.1	Elektrická pevnost .....	2
2.1.1	Izolanty pevného skupenství .....	3
2.1.2	Izolanty kapalného skupenství.....	5
2.1.3	Izolanty plynného skupenství .....	5
3	Částečné výboje .....	7
3.1	Charakteristické veličiny částečných výbojů .....	7
3.2	Typy částečných výbojů .....	8
3.2.1	Vnitřní částečné výboje .....	8
3.2.2	Povrchové částečné výboje.....	9
3.2.3	Vnější částečné výboje .....	9
3.3	Vliv částečných výbojů na izolační systém .....	10
3.3.1	Elektro-erozivní účinky .....	10
3.3.2	Chemické účinky .....	10
3.3.3	Tepelné účinky .....	11
3.4	Růst elektrických stromečků .....	11
3.5	Měření a vyhodnocování ČV.....	12
3.5.1	Měření částečných výbojů .....	12
3.5.2	Vyhodnocování částečných výbojů .....	14
3.6	Mechanismus částečného výboje .....	14
3.6.1	Vznik striméru .....	15
3.6.2	Generování iniciačního elektronu.....	16
3.6.3	Časové zpoždění a pravděpodobnost částečného výboje .....	17
3.6.4	Elektrické pole zániku částečného výboje.....	18
3.6.5	Vliv prostorového náboje .....	18
3.6.6	Změna velikosti prostorového náboje.....	20
3.6.7	Paměťový efekt ČV .....	22
3.6.8	Určení velikosti náboje částečného výboje .....	22
4	Modely částečných výbojů .....	22
4.1	Kapacitní model ČV .....	23
4.1.1	Základní trojkapacitní model.....	23
4.1.2	Model s prostorovým nábojem.....	24
4.1.3	Model s odporem výbojového kanálku .....	24
4.1.4	Gemant-Philippovův model.....	25
4.2	Elektrostatický model ČV .....	29
4.3	ČV FEM modely .....	32
4.3.1	Vodivostní FEM model ČV.....	32

4.3.2	Elektrostatický FEM model .....	33
4.3.3	Rychlost generování elektronů.....	34
4.3.4	Plazmový model ČV .....	34
4.4	Srovnání modelů .....	37
5	Realizace základního modelu částečných výbojů .....	38
5.1	Základní elektrický obvod .....	38
5.2	Řízení výbojové činnosti.....	39
5.3	Sběr a zpracování dat .....	42
5.3.1	Výpočet náboje částečného výboje .....	42
5.3.2	Amplituda proudu částečného výboje.....	44
5.3.3	Zpracování průběhů a tvorba PRPD .....	44
5.4	Výchozí parametrizace modelu.....	47
5.4.1	Základní elektrické parametry a výpočetní krok.....	47
5.4.2	Rozměry modelovaného vzorku a okolní podmínky .....	48
5.4.3	Nastavení podmínek vzniku a zániku ČV .....	49
5.5	Výstup základního modelu.....	50
6	Rozšířený model s vlivem prostorového náboje .....	51
6.1	Modifikace řídicí logiky.....	51
6.2	Výstup modelu s vlivem prostorového náboje.....	55
7	Alternativní model respektující prostorový náboj.....	56
7.1	Modifikovaný elektrický obvod.....	57
7.2	Výstup alternativního modelu s vlivem prostorového náboje.....	57
8	Modelování echa částečného výboje.....	58
8.1	Modifikace modelu pro potřeby sledování echa ČV.....	59
8.2	Výstup modelu se sledováním echa ČV .....	60
9	Srovnání PRPD patternů jednotlivých modelů .....	61
9.1	Vliv velikosti napětí zdroje .....	62
9.2	Vliv vyšších harmonických v napájecím napětí.....	66
10	Závěr .....	72
	Použité veličiny.....	73
	Seznam použitých zkratk .....	75
	Použité zdroje.....	76
	Přílohy.....	I
	Přehled elektronických příloh.....	IX

## Seznam obrázků

Obrázek 1: Dělení izolantů [2] .....	2
Obrázek 2: Vnitřní částečné výboje [9].....	9
Obrázek 3: Povrchové částečné výboje [9] .....	9
Obrázek 4: Elektrodotová uspořádání pro externí částečné výboje [1].....	9
Obrázek 5: Základní uspořádání galvanické metody [1].....	13
Obrázek 6: Ukázka PRPD patternů a) [11] b) [12] .....	14
Obrázek 7: Vznik prostorového náboje a jeho vliv na intenzitu elektrického pole [12] (upraveno) .....	19
Obrázek 8: Vliv změny polarity vnějšího elektrického pole na prostorový náboj [12] (upraveno).....	20
Obrázek 9: PRPD pattern s vlivem změny polarity elektrické intenzity v dutince [18].....	21
Obrázek 10: Základní trojkapacitní model ČV [13].....	23
Obrázek 11: Rozšířený trojkapacitní model ČV [13].....	24
Obrázek 12: Kapacitní model s prostorovým nábojem [13].....	24
Obrázek 13: Kapacitní model s odporem výbojového kanálku [13] .....	25
Obrázek 14: Trojkapacitní model [9] .....	25
Obrázek 15: Náhradní schéma pro vnitřní částečný výboj – Gemant-Philippovův model [8].....	26
Obrázek 16: Rozložení prostorového náboje a) před a b) ihned po změně polarity aplikovaného napětí .....	28
Obrázek 17: Konceptuální pojetí dutinky dielektrika [20].....	30
Obrázek 18: Dipólový moment dutinky [24] .....	31
Obrázek 19: Driftová rychlost elektronu [33] .....	36
Obrázek 20: Základní simulační trojkapacitní model.....	39
Obrázek 21: Subsystém trojkapacitního elektrického obvodu .....	39
Obrázek 22: Subsystém s konečným stavovým automatem.....	41
Obrázek 23: Subsystém časování částečného výboje.....	41
Obrázek 24: Sběr dat základních veličin modelu .....	42
Obrázek 25: Záznam amplitudy proudu a náboje ČV .....	42
Obrázek 26: Praktická realizace určení skutečného náboje ČV .....	44
Obrázek 27: Průběh proudu ČV .....	44
Obrázek 28: Snímání amplitudy proudu ČV .....	44
Obrázek 29: Realizace ukládání amplitudy proudu ČV .....	52
Obrázek 30: Subsystém s detekcí polarity ČV .....	52
Obrázek 31: Realizace určení polarity částečného výboje .....	53
Obrázek 32: Určení pravděpodobnosti dostupnosti elektronu.....	53
Obrázek 33: Realizace výpočtu $NPD$ .....	53
Obrázek 34: Realizace výpočtu $N_{tot}$ .....	54
Obrázek 35: Subsystém určení velikosti výpočetního kroku simulace .....	54
Obrázek 36: Přepínání řídicího signálu pro 1. výboj.....	55
Obrázek 37: Schéma čtyřkapacitního modelu ČV .....	57
Obrázek 38: Modifikovaný model pro simulaci echa .....	59

## Seznam grafů

Graf 1: Voltampérová charakteristika výboje v plynném izolantu [4].....	6
Graf 2: Fáze růstu elektrických stromečků v různých elektroizolačních materiálech [8].....	11
Graf 3: Tvar proudového impulsu [1].....	12
Graf 4: Rozdíl proudového impulsu a) Townsendův b) Strimérový mechanismus [10].....	13
Graf 5: Průběh napětí na dutince během vzniku částečných výbojů [10].....	28
Graf 6: Průběh napětí a proudu na dutince během vzniku částečných výbojů [9].....	29
Graf 7: Průběhy napětí a stavy FSA.....	40
Graf 8: Určení skutečného náboje ČV.....	43
Graf 9: Průběh napětí <i>ud</i> a <i>ucelk</i> základního trojkap. modelu.....	50
Graf 10: Průběh amplitudy proudu ČV základního trojkap. modelu.....	51
Graf 11: PRPD pattern základního trojkap. modelu.....	51
Graf 12: Paměť proudu předchozího ČV.....	52
Graf 13: Průběh napětí <i>ud</i> a <i>ucelk</i> modelu s prostorovým nábojem.....	56
Graf 14: Průběh amplitudy proudu ČV modelu s prostorovým nábojem.....	56
Graf 15: PRPD pattern modelu s prostorovým nábojem.....	56
Graf 16: Průběh napětí <i>ud</i> a <i>ucelk</i> čtyřkapacitního modelu.....	58
Graf 17: Průběh amplitudy proudu ČV čtyřkapacitního modelu.....	58
Graf 18: PRPD pattern čtyřkapacitního modelu.....	58
Graf 19: Průběh napětí <i>ud</i> a <i>ucelk</i> echa ČV.....	61
Graf 20: Amplituda proudu echa ČV.....	61
Graf 21: PRPD pattern echa ČV.....	61
Graf 22: PRPD pattern základního trojkapacitního modelu, 20kV.....	63
Graf 23: PRPD pattern základního trojkapacitního modelu, 40kV.....	63
Graf 24: PRPD pattern základního čtyřkapacitního modelu, 20kV.....	63
Graf 25: PRPD pattern základního čtyřkapacitního modelu, 40kV.....	64
Graf 26: PRPD pattern modelu s prostorovým nábojem, 17,5 kV.....	64
Graf 27: PRPD pattern modelu s prostorovým nábojem, 20 kV.....	65
Graf 28: PRPD pattern modelu s prostorovým nábojem, 40 kV.....	65
Graf 29: PRPD pattern modelu s prostorovým nábojem, 80 kV.....	65
Graf 30: PRPD pattern echa, 17,5 kV.....	66
Graf 31: PRPD pattern echa, 20 kV.....	66
Graf 32: PRPD pattern echa, 40 kV.....	66
Graf 33: PRPD 3H 5 %, 5H 5 %, 7H 5 %, 20 kV.....	68
Graf 34: PRPD 3H 5 %, 5H 5 %, 7H 5 %, 40 kV.....	69
Graf 35: PRPD 3H 5 %, 5H 5 % (180°), 7H 5 %, 20 kV.....	69
Graf 36: PRPD 3H 5 %, 5H 5 % (180°), 7H 5 %, 40 kV.....	69
Graf 37: PRPD 5H 10 %, 11H 3 %, 20 kV.....	70
Graf 38: PRPD 5H 10 %, 11H 3 %, 40 kV.....	70
Graf 39: PRPD 11H 20 %, 20 kV.....	70
Graf 40: PRPD 11H 20 %, 40 kV.....	71

## Seznam tabulek

Tabulka 1: Způsoby generování elektronů [15] .....	16
Tabulka 2: Srovnání modelů ČV [10], [20], [28] .....	37
Tabulka 3: Tabulka stavů a stavový diagram FSA .....	41
Tabulka 4: Tabulka logických podmínek Cn .....	41
Tabulka 5: Přehled simulací se zdrojem obsahujícím vyšší harmonické .....	68

## Seznam příloh

Příloha 1: Struktura simulink modelu .....	I
Příloha 2: Kompletní subsystém řízení ČV s prostorovým nábojem .....	I
Příloha 3: Implementace FSA v rámci funkce fsa_moore .....	II
Příloha 4: Spouštěcí skript základního modelu .....	III
Příloha 5: Spouštěcí skript modelu s prostorovým nábojem .....	IV
Příloha 6: Spouštěcí skript alternativního modelu s prostorovým nábojem .....	V
Příloha 7: Spouštěcí skript modelu echa ČV .....	VI
Příloha 8: Průběhy napětí pro 3H 5 %, 5H 5 %, 7H 5 %, 20 kV .....	VII
Příloha 9: Průběhy napětí pro 3H 5 %, 5H 5 %, 7H 5 %, 40 kV .....	VII
Příloha 10: Průběhy napětí pro 3H 5 %, 5H 5 % (180°), 7H 5 %, 20 kV .....	VII
Příloha 11: Průběhy napětí pro 3H 5 %, 5H 5 % (180°), 7H 5 %, 40 kV .....	VII
Příloha 12: Průběhy napětí 5H 10 %, 11H 3 %, 20 kV .....	VIII
Příloha 13: Průběhy napětí 5H 10 %, 11H 3 %, 40 kV .....	VIII
Příloha 14: Průběhy napětí 11H 20 %, 20 kV .....	VIII
Příloha 15: Průběhy napětí 11H 20 %, 40 kV .....	VIII
Příloha 16: Elektronické přílohy .....	IX



# 1 Úvod

Částečnými výboji v pevných izolačních materiálech rozumíme elektrický přeskok v místě dutinky (mikrotrhliny) vyplněné plynem, který nevede k přímému propojení elektrod, a tedy k okamžitému elektrickému průrazu izolantu. I přes zvyšování kvality výroby izolačních materiálů, technologických metod a pokrokům v technickém vývoji stále nemůžeme zabránit vzniku uvedených nehomogenit v materiálu, jež pak mohou představovat místa vzniku vnitřních částečných výbojů. Částečné výboje jsou zpravidla málo energetické, ale svým častým opakováním urychlují postupnou degradaci izolačního systému a mají tak následně destruktivní účinky, jež se převážně projevují právě na izolačních systémech pevného skupenství, neboť v případě tekutin se izolační vlastnosti materiálu mohou vlivem volnějšího pohybu částic do značné míry samovolně regenerovat. Uvedené částečné výboje jsou zpravidla velmi nebezpečné, neboť jejich detekce je značně obtížná a dlouhodobé působení vede k postupné ztrátě funkčních vlastností izolačního systému, tedy úplnému elektrickému průrazu v místě, kde činnost částečných výbojů izolační materiál poškodila.

Částečnými výboji jsou nejvíce ohroženy izolační systémy VN, kde velikost a rozložení elektrické pole společně s přítomností lokalizované poruchy vznik částečných výbojů značně usnadňuje. S nutností přenášet vyšší výkony roste i nutnost transformovat střídavou elektrickou energii na vyšší napěťové hladiny případně využívat specializovaných HVDC soustav, s čímž zároveň rostou i požadavky na izolační systémy. Kromě schopnosti izolovat vyšší napěťové hladiny očekáváme od nových řešení izolačních systémů i vyšší spolehlivost. Zároveň nelze očekávat, že systém bude namáhán pouze klasickým čistě sinusovým napětím o frekvenci 50/60 Hz a musíme tedy počítat i s výskytem různých impulzních a vyšších harmonických složek napětí charakteristických pro vybrané zátěže a regulované přenosové systémy integrující spínané komponenty výkonové elektroniky (např. FACTS).

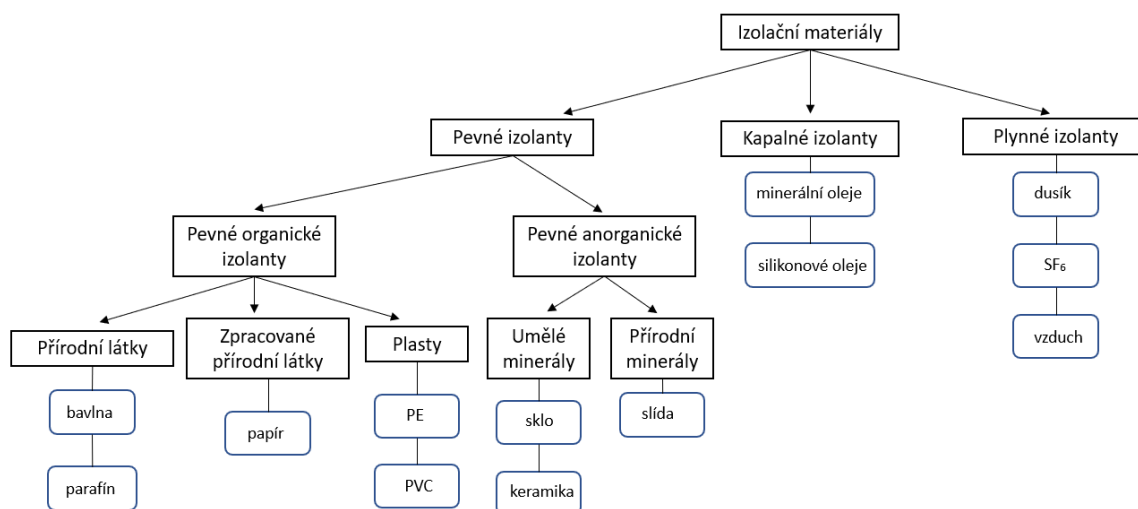
Z hlediska vývoje a testování moderních izolačních systémů se tak musíme soustředit i na působení degradačních mechanismů, jež způsobují pozvolné změny v izolačních materiálech, přičemž tyto mechanismy musíme být schopni diagnostikovat a hodnotit. Pro účely hodnocení využíváme moderní zobrazovací metody, mezi které se řadí i v práci použitý způsob označovaný jako PRPD pattern, s jehož pomocí můžeme výbojovou činnost přímo zobrazit. Pro zkoumání různých vlivů, ať už ze strany izolačního materiálu nebo napětí, jímž je materiál namáhán, potom přistupujeme k tvorbě modelu, který pro dané vlivy po uskutečnění numerické simulace zmiňovaný PRPD pattern poskytne. Tím se dostáváme i k hlavnímu cíli této diplomové práce, jejímž účelem je právě vytvoření nastavitelného numerického modelu částečných výbojů v izolačním materiálu za použití programu Matlab Simulink, který automaticky PRPD pattern vykreslí. Syntézou teoretických znalostí o částečných výbojích, možných přístupů k modelování výbojové činnosti a konečně samotných výsledků numerických simulací potom můžeme hodnotit stav skutečného izolačního systému a vlivů, jež na něj působí.

## 2 Izolační materiály a jejich elektrická pevnost

Dle schopnosti materiálu vést elektrický proud, můžeme látky dělit do tří skupin, a to na vodiče, polovodiče a izolanty. Vodiče jsou látky, které díky značné koncentraci volných nosičů náboje (elektronů) dosahují vysoké vodivosti neboli konduktivity  $\gamma$ . Tato fyzikální veličina nabývá v případě vodičů hodnoty  $\gamma > 10^5 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ . Polovodiče jsou látky, jejichž vodivost může být jak děrová, tak elektronová, přičemž typ vodivosti ovlivňujeme dotací cizích příměsí. Při pokojové teplotě je konduktivita polovodičů omezena shora konduktivitou vodičů a ze zdola konduktivitou izolantů. Ideální izolant je definován jako látka s nulovou koncentrací volných nosičů náboje, a tedy s nulovou vodivostí. Ve skutečnosti však každý izolant obsahuje určitý počet nosičů náboje a jejich vodivost tak odpovídá  $\gamma < 10^{-9} \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ . Samotná konduktivita libovolného materiálu pak závisí také na okolních podmínkách, a především tedy na teplotě, tlaku, frekvenci přiloženého napětí či velikosti intenzity elektrického pole. [1]

V této práci se zaměříme na izolační materiály, které se v elektrotechnickém oboru užívají ze dvou zásadních funkcí, a to k oddělení vodivých částí o jiných elektrických potenciálech a zabránění tak případnému zkratu. Druhou funkcí rozumíme ochranu osob, a tedy předcházení úrazu elektrickým proudem při nebezpečném dotyku.

Na Obrázek 1 je viditelné přibližné dělení izolačních materiálů dle skupenství na pevné, kapalné a plynné. Pevné izolanty dále můžeme rozdělit na pevné organické izolanty jako jsou: bavlna, papír, polyetylen (PE) a pevné anorganické izolanty mezi které patří např. sklo, keramika a slída. Příkladem kapalných izolantů mohou být minerální či silikonové oleje a plynných pak např. dusík či fluorid sírový ( $\text{SF}_6$ ). [2]



Obrázek 1: Dělení izolantů [2]

### 2.1 Elektrická pevnost

Jedním z charakteristických znaků izolantů je jejich elektrická pevnost. Tato veličina udává schopnost oddělení vodivých částí o různých potenciálech elektroizolačním materiálem tak, aby nedošlo ke zkratu (výboji). Elektrická pevnost závisí na druhu přiloženého elektrického pole a její hodnota je charakteristická pro každý jednotlivý materiál. Jestliže je izolační systém připojen ke zdroji napětí, tak od určité kritické meze napětí  $U_P$ , která odpovídá typu užitého izolačního materiálu, dochází k rychlému nárůstu volných nosičů elektrického náboje. Tyto náboje zvyšují svoji pohyblivost, což má za následek snížení rezistivity izolantu a tím i prudký pokles jeho izolační schopnosti. Vyvrcholením tohoto děje je elektrický výboj, který vodivě propojí obě elektrody. Výboj zpravidla doprovází elektrický oblouk a má dvě stádia. Prvním dějem je právě ono snížení rezistivity a prudký nárůst konduktivity (tj. měrné elektrické vodivosti), zakončené výbojem. Druhé



dění nastává po odeznění výboje případně po odeznění hoření el. oblouku, kdy probíhají různé chemické a fyzikální procesy způsobené vysokými teplotami, ionizačními procesy a intenzivním UV zářením, vedoucí k výrazné degradaci izolačního materiálu [3]. Výpočet elektrické pevnosti  $E_P$  je dán poměrem průrazného napětí  $U_P$  a vzdálenosti mezi dvěma elektrodami  $d$  tj. tloušťce izolantu v nejužším místě nebo v místě výboje.

$$E_P = \frac{U_P}{d} \quad (1)$$

Dále musíme rozlišovat dva typy výbojů dle skupenství daného izolantu. V případě užití materiálu pevného skupenství, u něhož dojde k výboji, hovoříme o tzv. průrazu. Elektrický průraz je velice nebezpečný, neboť po jeho odeznění dochází k trvalému poškození izolační schopnosti. Pokud mluvíme o materiálech plynného či kapalného skupenství, u nichž pozorujeme elektrický výboj, nazýváme uvedený výboj tzv. přeskokem. Rozdílem oproti materiálům pevného skupenství je v případě izolantů tekutých schopnost regenerace, díky které dochází pouze k dočasnému poškození izolační schopnosti. Přeskoky nazýváme také výboje, které vznikly na rozhraní pevného a kapalného nebo plynného izolantu. [3]

Elektrická pevnost je závislá na typu působícího elektrického pole. Jestliže na materiál působí homogenní elektrické pole, tak je její určení poměrně snadné viz rovnice (1). Pokud však na izolant působíme polem nehomogenním (např. pole okolí hrotu elektrody), je určení hodnoty el. pevnosti spíše na dohodě. V tomto případě můžeme totiž materiály mezi sebou porovnávat pouze tehdy, probíhají-li všechna měření za stejných podmínek, jakými jsou např.: teplota okolí, vlhkost, teplota samotného izolantu, frekvence a tvar elektrického pole. Nároky jsou kladené i na samotné materiály, jež musí splňovat shodnou tloušťku, strukturu, stejný obsah nehomogenit a nečistot. [3]

## 2.1.1 Izolanty pevného skupenství

Obecně mají izolanty pevného skupenství zpravidla elektrickou pevnost o mnoho vyšší než izolační látky ze skupiny zbylých dvou druhů skupenství. Tato charakteristická vlastnost je však velmi negativně ovlivněna stárnutím a defekty ve struktuře materiálu. Navíc, jak již bylo zmíněno, oproti izolantům kapalného a plynného skupenství neoplývají pevné izolační látky schopnosti regenerace. V případě působení dostatečně vysoké intenzity elektrického pole je materiál namáhán a dochází k průrazu. Uvedený děj má za následek vznik vodivé cesty, díky níž dojde ke strukturálním změnám v objemu materiálu, které jsou nevratné. Látka tak ztrácí svou izolační schopnost. Typy elektrických průrazů pevných izolantů můžeme rozdělit do několika skupin, jímž se budeme dále věnovat. [4]

### 2.1.1.1 Čistě elektrický průraz

Čistě elektrický průraz nastává, pokud vložíme pevný homogenní izolant do velice silného elektrického pole (tedy do pole vysoké intenzity), které způsobí jeho okamžitou destrukci. Z mikroskopického hlediska je typické u ideálních pevných izolantů, nacházejících se při pokojové teplotě, velká šířka zakázaného pásma rozdělující pás vodivostní a valenční. Ve skutečnosti však žádný izolant není ideální a jeho krystalová mřížka obsahuje vady a nečistoty, představující tzv. poruchové energetické hladiny, nacházející se blízko vodivostního pásu, na které mohou volné elektrony po dodání energie excitovat. Díky těmto hladinám pak stačí částici dodat už jen nepatrné množství energie, aby byla schopna přechodu do vodivostního pásu. Působením vnějšího elektrického pole začnou elektrony přeskakovat z valenčního pásu do pásu vodivostního a tam dále procházejí krystalickou mřížkou. Narážením do ostatních elektronů nastává rovnoměrné předávání a rozdělení energie, přičemž se částice stabilizují v tepelné rovnováze. Vzhledem k působení silného elektrického pole dochází k tomu, že předávaná energie mezi částicemi je vyšší než energie, kterou jsou částice schopny předat struktuře materiálu (krystalické mřížce). Důsledkem toho je zvýšení teploty volných elektronů nad teplotu samotného izolantu, vedoucí k uvolnění dalších částic z krystalické struktury zakončené průrazem. [5]

### 2.1.1.2 Elektromechanický průraz

Vložíme-li dielektrikum do silného vnějšího elektrického pole začnou na něj působit elektrostatické síly, jež mají za následek jeho deformaci. Změna tvaru je způsobena posunutím iontů krystalické mřížky k opačně nabitým vnějším elektrodám. Přiložené elektrické pole o intenzitě  $10^6$  V/cm je schopno vyvolat tlak na materiál o síle několika kN/m<sup>2</sup>. Elektromechanický průraz nastává v případě splnění podmínky, kdy elektrostatická síla převýší mechanickou pevnost materiálu. Pro určení maximálního možného napětí (popř. intenzity elektrického pole), při kterém je materiál sice namáhán, ale nedojde k průrazu, využijeme rovnost elektricky generované kompresní síly a mechanické pevnosti materiálu. První ze sil popisujeme levou částí rovnice (2), kde parametr  $\epsilon_0$  odpovídá permitivitě vakua,  $\epsilon_r$  permitivitě dielektrika,  $U$  hodnotě přiloženého napětí a  $d$  tloušťce již zdeformovaného (zúženého) materiálu. Mechanickou pevnost materiálu udává pravá část rovnice, ve které  $Y$  je Youngův modul pružnosti, charakterizující schopnost elasticity dielektrika při působení tlaku a  $d_0$  značí jeho původní tloušťku. Pro další výpočty s výhodou přepíšeme rovnici do tvaru uvedeného ve vztahu (3).

$$\frac{1}{2} \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \frac{U^2}{d^2} = Y \cdot \ln\left(\frac{d_0}{d}\right) \quad (2)$$

$$U^2 = \frac{2 \cdot d^2 \cdot Y}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r} \cdot \ln\left(\frac{d_0}{d}\right) \quad (3)$$

Kritickou hodnotu poměru  $d_0/d$ , při které nedochází k překročení hodnoty elektrické pevnosti (tj. průraz se neuskuteční) určuje vztah (4). Tato hodnota byla nalezena hledáním extrému rovnice (3) tj. jejím derivováním podle  $d$ , výsledek položíme rovný 0 a následným vyjádřením zkoumaného poměru  $d_0/d$ . Při uvedeném výpočtu jsme předpokládali, že se průraz neuskuteční při nižší hodnotě napětí, než je hodnota  $U_P$ , které mohlo být způsobeno nesymetrickým rozložením elektrické kompresní síly, vadami či nepravidelnostmi dielektrika a závislostí Youngova modelu pružnosti na čase a přiloženém napětí. Rovnici (4) můžeme interpretovat tím způsobem, že aplikujeme-li napětí na pevné dielektrikum, tak jeho tloušťka  $d$  nesmí klesnout pod 60 % jeho původní  $d_0$ , jinak dojde k průrazu. Elektrickou pevnost materiálu tedy již můžeme dopočítat dle vztahu (5). [5], [6]

$$\frac{d_0}{d} = e^{-\frac{1}{2}} = 0,6 \quad (4)$$

$$E_P = \frac{U_P}{d_0} = 0,6 \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot Y}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r}} \quad (5)$$

### 2.1.1.3 Tepelný průraz

V případě vložení pevného izolačního materiálu do elektrického pole nastává tepelný průraz zapříčiněním převážně dvou hlavních faktorů. Prvním faktorem je ohřev v důsledku protékání elektrickým proudem (Jouleovy ztráty, rovnice (6)). Druhý faktor lze ztotožnit s tepelným ohřevem způsobeným dielektrickými ztrátami (rovnice (7)). Konduktivita materiálu roste se zvyšující se teplotou materiálu a v momentě, kdy je ohřev materiálu větší než odvod tepla, nastává tepelný průraz [6]. Rovnice (6) reprezentuje zákon zachování energie a to tak, že množství tepla přivedeného se musí rovnat součtu tepla absorbovaného a tepla odvedeného do okolí. Teplo přivedené vychází z přítomnosti protékajícího proudu materiálem, tj. součinu konduktivity  $\sigma$  a druhé mocniny intenzity elektrického pole  $E$ . Teplo absorbované závisí na měrné tepelné kapacitě izolantu  $c_v$  a časové změně jeho teploty. Teplo odevzdané do okolí reprezentuje součinitel tepelné vodivosti  $\lambda$  a divergence gradientu teploty  $T$ . Dielektrické ztráty  $P_\delta$  jsou pak dány součinem druhé mocniny napětí, úhlové frekvence, kapacity dielektrika a ztrátového činitele  $\tan \delta(T)$  závislého na teplotě.

$$\sigma E^2 = c_v \cdot \frac{dT}{dt} + \lambda \cdot \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (6)$$

$$P_\delta = U^2 \cdot \omega \cdot C \cdot \tan \delta(T) \quad (7)$$

## 2.1.2 Izolanty kapalného skupenství

Elektrická pevnost izolačních kapalin dosahuje hodnot nižších než u izolačních pevných skupenství, ale zároveň je vyšší než u izolačních plynů. Mechanismus přeskoku v kapalinách ale charakterizuje značná nahodilost, jež závisí na několika faktorech (počet částic, koncentrace nečistot, homogenita elektrického pole aj.), z toho důvodu byly doposud publikovány rozmanité teorie o vývoji přeskoku v kapalinách, avšak stále chybí teorie sjednocující. Pro tuto diplomovou práci však není uvedena problematika zásadní, tudíž se jí nebudeme více zabývat. [1]

## 2.1.3 Izolanty plynného skupenství

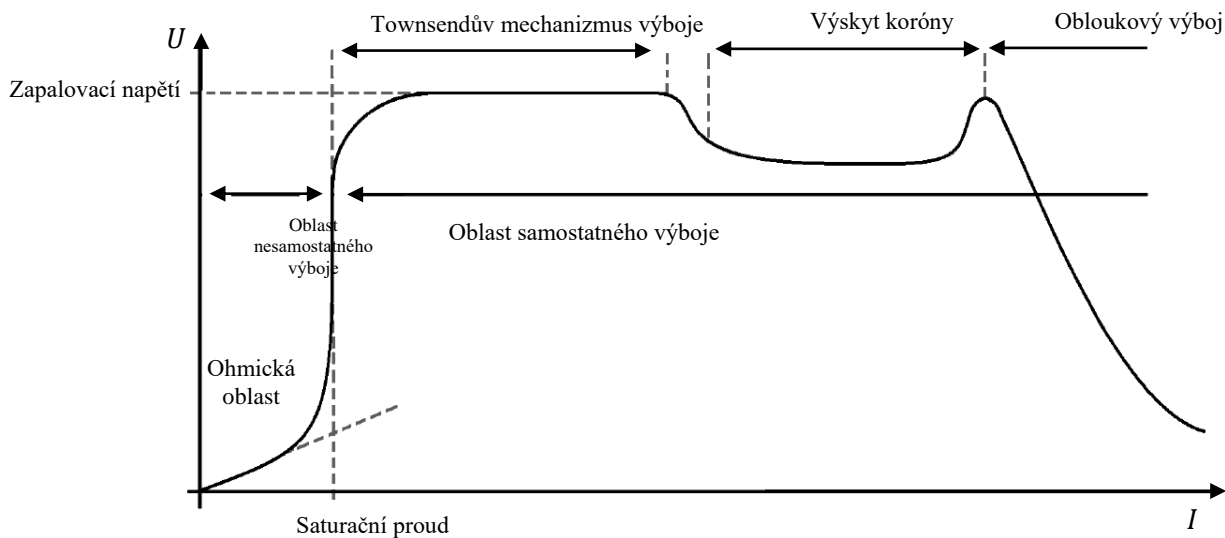
Při nízkých teplotách a ve slabých elektrických polích považujeme plyny za výborné izolanty. Obecně obsahují malé koncentrace volných nosičů náboje, jež na sebe působí velmi slabými silami, přičemž vzdálenosti mezi jednotlivými částicemi dosahují za normálních podmínek řádově stonásobku jejich rozměrů. Uvedené nosiče náboje snižují izolační schopnosti plynu a vznikají tzv. ionizačními procesy. Ionizací rozumíme fyzikální proces, při kterém neutrální atom obdrží energii potřebnou k separaci kladných a záporných iontů (oddělení elektronu od neutrální částice, resp. nově vzniklého kladného iontu). Tuto energii nazýváme ionizační a může být např. elektrického původu nebo ve formě kosmického či rentgenového záření a její přítomnost tedy vyplývá z existence vnějších ionizačních činitelů. [3]

Vzhledem k tomu, že je tato práce zaměřena na numerickou simulaci částečných výbojů, hlavním subjektem našeho zkoumání bude dielektrikum pevného skupenství, které obsahuje nehomogenitu v podobě malé dutinky, vzniklé při výrobě případně v důsledku mechanického namáhání a degradace materiálu. Dutinka obsahuje plyn s nižší relativní permitivitou, než je permitivita dielektrika, přičemž na celý systém působí homogenní elektrické pole. Vnitřní elektrické pole dutinky se vzhledem k nižší relativní permitivitě plynu (ve srovnání se zbytkem systému) zesiluje. V případě, že přiložíme silné elektrické pole, dochází v dutince k překročení kritické hodnoty elektrické intenzity dříve než u dielektrika a může tak nastat přeskok ve výplňovém plynu. Právě plynný izolant (vzduch) se stává součástí širšího izolačního celku a přeskok v uvedeném plynném izolantu vnímáme z makroskopického hlediska jako částečný výboj uskutečněný v dielektriku pevného skupenství.

Plyny jsou za normálních okolních teplot a tlaku samy o sobě velmi dobrými izolanty. Mezi jejich charakteristické vlastnosti patří malé ztráty, malá elektrická vodivost, vysoká regenerační schopnost a frekvenčně nezávislá relativní permitivita  $\epsilon_r \approx 1$ . Oproti kapalným a pevným izolačním materiálům mají nízkou elektrickou pevnost a při splnění specifických podmínek u nich může dojít k přeskoku.

Voltampérovou charakteristiku výboje v plynu, vidíme na Graf 1 a můžeme ji rozdělit na oblasti nesamostatného a samostatného výboje. V případě izolačního plynného systému vloženého mezi elektrody je při nízkých hodnotách elektrické intenzity proud proporcionální napětí a nacházíme se tedy v oblasti ohmické. Tento proud tvoří v mezielektrodovém prostření volné nosiče náboje, jakými jsou elektrony, případně pozitivní a negativní ionty. Při nízkých hodnotách aplikovaného elektrického pole se nosiče náboje v plynu generují především fotoionizací (ionizačním činitelem se stává foton získaný např. kosmickým zářením, UV zářením aj.) a nárazovou ionizací. Nárazová ionizace představuje jeden z nejdůležitějších procesů u izolačních plynů. Princip nárazové ionizace spočívá v počáteční přítomnosti částice s dostatečně velkou kinetickou energií, která při srážce s atomem či molekulou může z jejich obalu uvolnit elektron. Koncentrace srážek roste se zvětšujícím se elektrickým polem, neboť částice jsou tímto polem urychlovány (navyšují

svou kinetickou energii). Do hodnoty saturačního proudu v Graf 1 je přiložené elektrické pole příliš slabé, nosiče náboje nenavýšují svoji kinetickou energii s dostatečnou rychlostí, koncentrace srážek dosahuje nízké hodnoty a růst proudu se zastaví. Bez aplikování ionizátoru by tento proud zanikl a nacházíme se tedy v oblasti nesamostatného výboje. Při dalším zvýšení elektrické intenzity jsou částice urychlovány, nastává velký počet srážek vedoucí ke generování vysokého počtu elektronů. Proces nárazové ionizace se několikrát opakuje, výboj probíhá i bez aplikování vnějšího ionizátoru a nacházíme se tak v oblasti samostatného výboje [4].



**Graf 1: Voltampérová charakteristika výboje v plynném izolantu [4]**

Opakující se nárazovou ionizací se zároveň navyšuje počet nosičů náboje v plynu, který zvětšuje hodnotu proudu při takřka konstantním napětí, označovaném jako napětí zapalovací. Oblast Townsendova výboje charakterizuje generování volných nosičů náboje se slabým nábojem, které nejsou schopny ovlivnit účinek vnějšího homogenního elektrického pole. Naopak pro oblast výskytu koróny (typ částečného výboje) jsou typické volné částice, které silně ovlivňují rozložení vnějšího elektrického pole, a tak i se snižujícím se napětí významně narůstá proud. Pro velké proudy nastává generování nosičů náboje tepelnou ionizací (Jouleovým teplem) a ve vysoce ionizovaném plynu vzniká vodivý kanál tvořen plazmou při rychlém spádu napětí a mluvíme o tzv. obloukovém výboji [4].

### 3 Částečné výboje

Částečný výboj (ČV z angl. Partial discharge PD) představuje jeden ze zvláštních typů elektrického výboje. V případě částečného výboje dochází k překlenutí pouze určité části celkové tloušťky izolantu, jež se nachází mezi elektrodami o různých potenciálech, přičemž zpravidla mívají nízkooenergetický charakter. Zbytek neporušené izolace stále disponuje svou izolační schopností, tj. setrvává elektricky pevná, a zařízení nadále zůstává provozuschopné. Částečné výboje se obvykle vyskytují v nehomogenitách pevných či kapalných izolantů. Pro pevné izolanty jsou typické malé dutinky vyplněné plynem, vzniklé např. při samotné výrobě izolace. U kapalných izolantů může být příkladem tohoto zdroje výbojů styk nevhodných materiálů např. železa (kovu) a izolačního oleje. V případě plyných izolantů se pak v souvislosti s částečnými výboji nejčastěji bavíme o výbojích korónových. [1]

Dle normy ČSN EN 60270 Technika zkoušek vysokým napětí – Měření částečných výbojů je částečný výboj definován jako: „...*lokalizovaný elektrický výboj, který pouze částečně přemostuje izolaci mezi vodiči a který se může nebo nemusí objevit v okolí vodiče. Částečné výboje jsou obvykle důsledkem koncentrace lokálního elektrického namáhání v izolaci nebo na povrchu izolace. Obecně, se takovéto výboje objevují jako impulzy s dobou trvání menší než 1  $\mu$ s*“ [7].

Částečné výboje jsou nejnebezpečnější pro izolanty pevného skupenství, jež na rozdíl od plyných a kapalných izolantů nedisponují regenerační schopností. V místě, kde pozorujeme oslabení izolace nějakým druhem nehomogenity v materiálu se při zvyšujícím se napětí začnou objevovat ČV. Vlivem dlouhodobého působení částečných výbojů mohou v pevném izolačním materiálu prorůstat tzv. vodivé kanály, přičemž v nejhorším případě tento děj končí průrazem izolace, tj. vodivým spojením mezi elektrodami. Zmíněný fenomén se také nazývá elektrickým stroměčkem (treeing) a je blíže popsán v kapitole 3.4.

Mezi vlastnosti částečných výbojů řadíme tzv. paměťový efekt. Ten lze iniciovat jediným výbojem v dutince, který může způsobit lokální změnu v izolantu, jež následně ovlivňuje následující částečné výboje. Charakteristickým znakem částečných výbojů je jejich náhodné (stochastické) chování.

#### 3.1 Charakteristické veličiny částečných výbojů

Částečné výboje jsou charakterizovány několika naměřenými a odvozenými veličinami, jež pak řádně popisuje norma ČSN EN 60270 [7]. Pomocí těchto parametrů jsme schopni dále kvantifikovat a vyhodnocovat výskyty a projevy ČV.

Náboj přenesený částečným výbojem nejsme v dnešní době schopni přímo změřit. Z tohoto důvodu byl tedy charakterizován tzv. náboj zdánlivý  $q_z$ . Tento náboj  $q_z$  vyvolá na svorkách zkoumaného zařízení stejný okamžitý úbytek napětí, který by jinak vyvolal náboj přenesený ČV. Zdánlivý náboj jsme schopni naměřit přímo na svorkách zařízení, má totiž vazbu na energii v dutince a je úměrný její velikosti (čím větší dutinka, tím zpravidla větší náboj). Náboj ČV (skutečný) a zdánlivý náboj nabývají jiných hodnot. Velikost  $q_z$  se pohybuje v řádech pC.

Zkoumáme-li sérii částečných výbojů využíváme parametry jako jsou četnost pulzů  $n$ , střední proud částečných výbojů  $I$ , střední kvadratický součet  $D$  případně výkon částečných výbojů  $P$ . Četnost impulzů, jež mívají zpravidla proudový charakter, je dána celkovým počtem částečných výbojů za námi určený časový interval. Střední proud  $I$  představuje integrální veličinu a vypočítá se jako součet absolutních hodnot jednotlivých zdánlivých výbojů  $q_z$  za časový interval  $T_{ref}$  (rovnice (8)). Střední kvadratický součet odpovídá součtu ploch, tj. součtu druhých mocnin jednotlivých zdánlivých nábojů za  $T_{ref}$  (vztah (9)). Výkon částečných výbojů  $P$  je dán střední hodnotou výkonu jejich impulzů, jež přivádíme na svorky zkoumaného zařízení za časový interval  $T_{ref}$  (rovnice (10)). Napětí  $u_1$  vyjadřuje okamžité hodnoty napětí, při kterých došlo k částečným výbojům [8].

$$I = \frac{1}{T_{\text{ref}}} \cdot (|q_{z1}| + |q_{z2}| + |q_{z3}| + \dots + |q_{zn}|) = \frac{1}{T_{\text{ref}}} \cdot \sum_1^n |q_{zi}| \quad (8)$$

$$D = \frac{1}{T_{\text{ref}}} \cdot (q_{z1}^2 + q_{z2}^2 + q_{z3}^2 + \dots + q_{zn}^2) = \frac{1}{T_{\text{ref}}} \cdot \sum_1^n q_{zi}^2 \quad (9)$$

$$P = \frac{1}{T_{\text{ref}}} \cdot (q_{z1}u_1 + q_{z2}u_2 + \dots + q_{zn}u_n) = \frac{1}{T_{\text{ref}}} \cdot \sum_1^n q_{zi} \cdot u_i \quad (10)$$

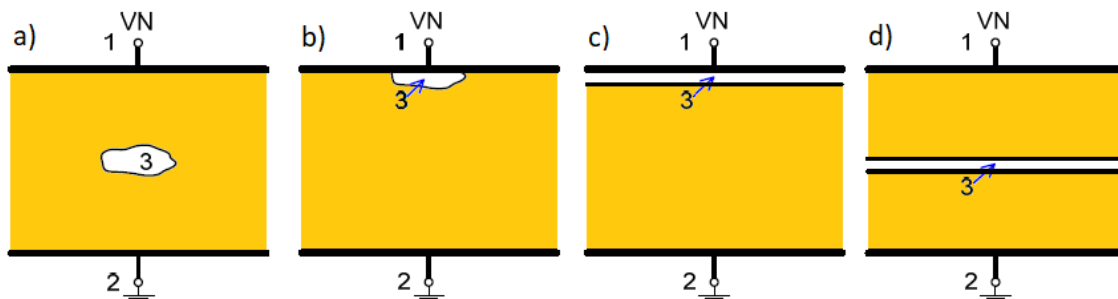
Z hlediska částečných výbojů nás zajímají především dvě úrovně hladin napětí. Tou první je hodnota zapalovacího napětí  $U_z$  nebo také zvaná iniciační hodnota napětí  $U_{\text{inc}}$ , která odpovídá nejmenšímu počátečnímu napětí, při kterém se začínají objevovat opakující se částečné výboje. Výše tohoto napětí se pak pohybuje v řádech kilovoltů. Druhá důležitá hodnota se nazývá zhášecí napětí  $U_h$ , přičemž v této práci ji také označujeme jako hodnotu napětí zániku ČV  $U_{\text{ext}}$ . Je-li zkoumané zařízení připojeno ke zdroji napětí, tak zhášecí napětí odpovídá takové hodnotě aplikovaného napětí, při které se přestávají objevovat opakující se částečné výboje. Přiložené napětí je přitom snižováno z hladiny napětí, ve které probíhala výbojová činnost, až právě na hodnotu  $U_{\text{ext}}$ . [7], [8]

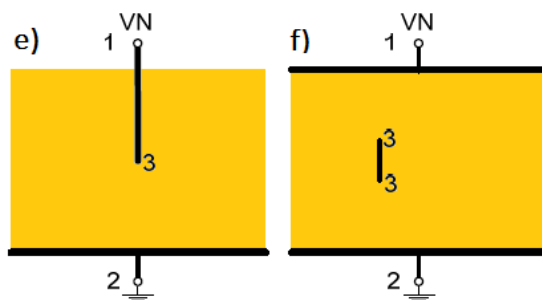
## 3.2 Typy částečných výbojů

Částečné výboje se mohou dělit do několika skupin dle různých kritérií. Za nejpoužívanější kritérium lze ale považovat místo výskytu. Dle umístění dělíme částečné výboje do tří skupin, a to na vnitřní, povrchové a vnější. Příkladem vnitřních výbojů mohou být ČV v plynech, jež jsou obklopeny izolantem kapalného či pevného skupenství. Za externí výboje označujeme takové částečné výboje v plynech, jež vznikají v okolí malých elektrod a řadí se mezi ně např. doutnavé či korónové výboje. Nakonec musíme zmínit povrchové částečné výboje, které se tvoří v okolí elektrod na rozhraní izolantu plynného a pevného skupenství např. výboje klouzavé. [8]

### 3.2.1 Vnitřní částečné výboje

Různé typy vnitřních částečných výbojů lze vidět na Obrázek 2. V obrázku číslice 1 a 2 reprezentují elektrody a číslice 3 místo, kde dochází k samotným výbojům. V případě Obrázek 2a se jedná o plynnou dutinku v pevném izolantu a Obrázek 2b pak postihuje plynnou dutinku, jež vznikla odtržením izolace pod elektrodou. Zbylé dva obrázky znázorňují situaci se štěrbinou v izolantu vzniklou separací izolantu, a to nejdříve od elektrody (Obrázek 2c) a pak v samotném izolantu (Obrázek 2d). Stav na Obrázek 2e a Obrázek 2f představují jehlovou elektrodu umístěnou v pevném či kapalném izolantu. Tato elektroda je zdrojem výbojů, neboť na jejím hrotu nastává lokální navýšení elektrická intenzity.

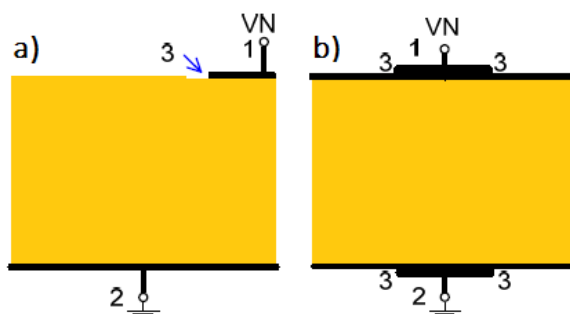




Obrázek 2: Vnitřní částečné výboje [9]

### 3.2.2 Povrchové částečné výboje

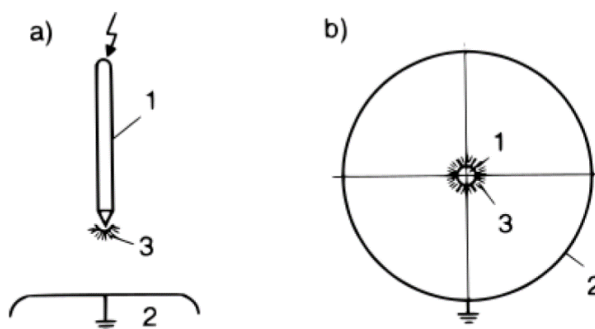
Jak již bylo řečeno, povrchové částečné výboje jsou takové výboje, které vznikají okolo elektrod na rozhraní izolantů např. plynného a pevného. Číslice 1 a 2 na Obrázek 3 opět reprezentují elektrody a číslice 3 místo výskytu výbojů. Typické případy vzniku povrchových ČV znázorňuje Obrázek 3. Na levé části obrázku a) se může vyvinout ČV, který dále roste rovnoběžně s povrchem samotné izolace. V části b) dochází ke ČV vzniku přímo na hranách elektrod.



Obrázek 3: Povrchové částečné výboje [9]

### 3.2.3 Vnější částečné výboje

Tento typ částečných výbojů najdeme s největší pravděpodobností na hranách elektrod a na elektrodách o malých poloměrech, jež se nachází v plynném prostředí. Obrázek 4a znázorňuje případ, kdy výboj vzniká na hranách elektrod, v tomto konkrétním případě pak v okolí hrotu. V druhé části obrázku pak máme právě onu elektrodu s malým poloměrem. Poté, co přiložené napětí překoná hodnotu zapalovacího napětí, dojde k částečnému výboji a nastává přenos náboje vodivým kanálem směrem k opačně nabitě elektrodě. Vznik částečného náboje tedy velmi závisí na působení vnějšího (přiloženého) elektrického pole. [1]



Obrázek 4: Elektrodotvá uspořádání pro externí částečné výboje [1]

### 3.3 Vliv částečných výbojů na izolační systém

V případě kapalných izolantů např. izolačních olejů vznikají místní nehomogenity buď nevhodným návrhem elektrického uspořádání či přítomností cizích (např. kovových) částic. Působením částečných výbojů pak může docházet k lokálnímu zahřívání, degradaci oleje a jeho následné karbonizaci. [1]

Izolanty pevného skupenství můžeme dělit do dvou skupin dle reakce na vnitřní částečné výboje. Do první skupiny řadíme materiály jako slída, sklo a porcelán, které vykazují vůči vnitřním částečným výbojům vysokou odolnost. Tyto materiály jsou velmi rezistentní vůči vysokým teplotám a ani dlouhodobé působení výbojů nemá razantní vliv na jejich izolační schopnosti. Nevýhodou těchto materiálů při výrobě izolačních systémů představuje jejich křehkost. Do druhé skupiny naopak řadíme materiály, u kterých dlouhodobé působení částečných výbojů může vést až k proražení izolace. Mezi tyto materiály patří vysokomolekulární plasty jako zesíťovaný polyetylen (XLPE), polyetylen (PE) nebo polytetrafluorethylen (PTFE nebo také teflon). [1]

Vnější částečné výboje na druhou stranu již takovou destrukční schopností neoplyvají, neboť se převážně vyskytují na hranách či drobných nedokonalostech elektrod, jež jsou umístěny v plynném izolantu, který má regenerační schopnost. [1]

Vlivem stárnutí a případné degradace izolačního systému dochází ke snižování elektrické pevnosti. Vnitřní částečné výboje patří mezi jevy, jež jsou velmi nebezpečné pro izolaci, a to především z důvodu jejich špatné detekovatelnosti. Destrukční schopnost pramení z výboje v dutince, jež má za následek chemické a fyzikální změny ve vlastnostech izolantu, které zkracují jeho životnost a zároveň snižují jeho elektrickou pevnost. Důsledky, které má vnitřní částečný výboj na elektrickou pevnost izolantu, můžeme dělit do tří skupin, které si podrobněji probereme pro případ dutinky nacházející se v izolačním systému v následujících podkapitolách.

#### 3.3.1 Elektro-erozivní účinky

##### a) Elektrické účinky

V důsledku vývinu elektrického oblouku v dutince pevného izolantu se vytvoří vodivá dráha (kanál). Na konci této dráhy jsou účinky působícího elektrického pole obdobné jako v blízkosti špičatého hrotu, tj. elektrická intenzita pole dosahuje velmi vysokých hodnot a nehomogenního rozložení, přičemž nejvyšší intenzity nabývá v okolí hrotu. Vlivem vysoké elektrické intenzity na konci vodivého kanálu může v tomto místě dojít k lokálnímu elektrickému průrazu, který má za následek jeho prodloužení napříč izolantem.

##### b) Erozivní účinky

V dutince pevného izolantu, v níž vnitřní částečný výboj působí, dochází k uvolnění elektronů a iontů. Tyto částice pak bombardují stěny dutinky a nastává eroze stěn dutinky. Vlivem tohoto děje se dutinka postupně zvětšuje, což má za následek ztenčení izolační vrstvy.

Kombinací elektrických účinků částečných výbojů, kdy dochází k prodloužení délky vodivé dráhy a erozivních účinků, při nichž nastává zvětšování dutinky (potažmo ztenčování samotné izolační vrstvy), může dojít k překlenutí celé tloušťky izolantu, tedy k úplnému elektrickému průrazu. [1], [8]

#### 3.3.2 Chemické účinky

Dutinka bývá vyplněna vzduchem, který obsahuje reaktivní kyslík. Vlivem částečného výboje se na stěnách dutinky vytvoří nové chemické sloučeniny, typicky produkty termického rozkladu izolačního materiálu. Tyto sloučeniny reagují s přítomným kyslíkem a dávají vzniknout různým plynům, jež vedou ke zvyšování tlaku v dutince. Mezi další důsledky řadíme změnu vodivosti na stěnách dutinky, čímž se mění i charakter částečného výboje a vytváří se tak předpoklady pro vznik



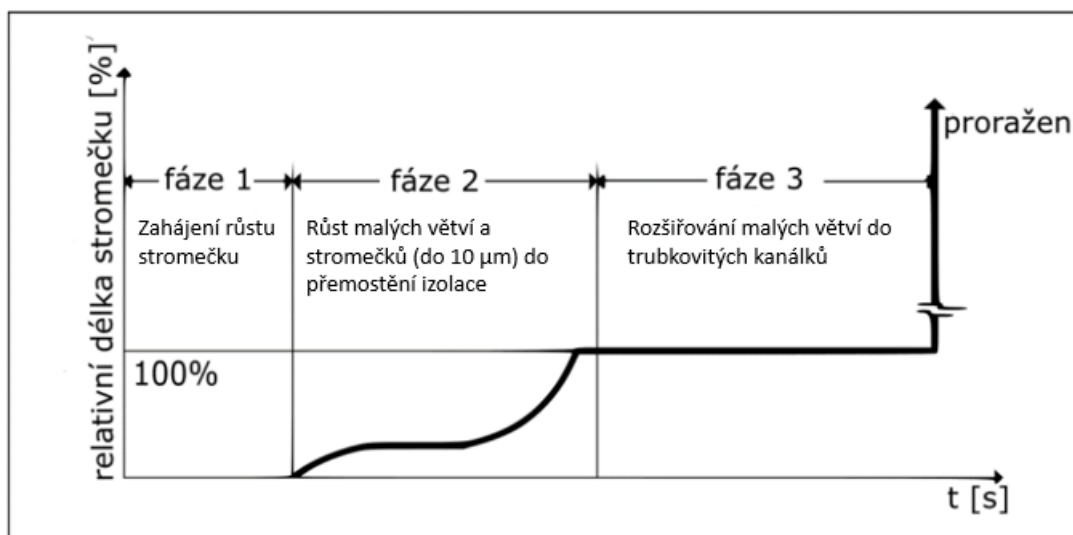
dalších výbojů. Mezi hlavní reaktivní prvky řadíme onen kyslík a dusík. Z kyslíku díky výbojové činnosti vzniká ozón  $O_3$ , mezi jehož vlastnosti patří intenzivní oxidační účinky. Dusík během výboje ztrácí svou inertní schopnost a přemění se na tzv. aktivní dusík, který po interakci se vzdušnou vlhkostí reaguje a tvoří kyseliny dusíku, především kyselinu dusičnou. Tato kyselina je velmi agresivní a erozivně napadá stěny dutinky. Všechny tyto chemické sloučeniny se v počátku částečného výboje vyskytují výhradně uvnitř dutinky. S postupem času však dochází k jejich difundování i do pevného izolantu a k možnému lokálnímu zvyšování vodivosti materiálu. [8]

### 3.3.3 Tepelné účinky

Působením částečných výbojů v izolačním systému vzniká v dutince nejen teplo od samotných výbojů ale i teplo způsobené dielektrickými ztrátami. Jestliže toto teplo není patřičně odváděno, může dojít k tzv. tepelnému průrazu izolace. Další tepelným účinek představuje děj, kdy se vodivá dráha zahřívá na velmi vysokou teplotu. Toto zahřátí pak může vést až k zuhelnatění stěny dutinky, což má za následek zvýšení elektrické vodivosti na povrchu dutinky. [8]

## 3.4 Růst elektrických stromečků

Elektrické stromečky jsou rozrůstajícím se defektem v izolačním systému, přičemž vznikají právě díky částečným výbojům. Jedná se o vodivé cesty (striméry), které působením výbojů prorůstají izolantem. Tento růst můžeme dle Graf 2 obecně rozdělit do tří fází, bez ohledu na to, o jaký typ izolačního materiálu se jedná. [8]



Graf 2: Fáze růstu elektrických stromečků v různých elektroizolačních materiálech [8]

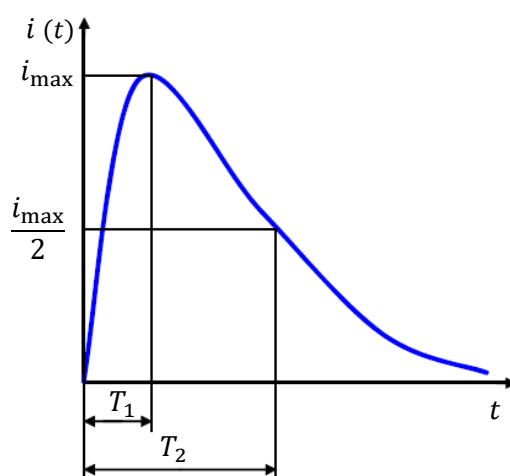
První fáze nastává v okamžiku vzniku a pomalého růstu stromečku v elektroizolačním materiálu. Vzniklý stromeček nelze detekovat běžnými způsoby a jediný způsob spočívá ve využití velmi citlivé techniky. Druhá fáze nastává vytvoří-li se na stromečku jeho první větve. Během těchto chvilí může dokonce dojít i k vodivému propojení stromečku s jednou elektrodou, čímž tato fáze končí. Nutno však podotknout, že i když dojde k vodivému propojení elektrod, tak samotný průraz nenastává. To je způsobeno tím, že ve stromečku vlivem částečných výbojů sice vznikají proudy, avšak jejich velikost je zpravidla zanedbatelná. Zdánlivý náboj při těchto výbojích nabývá hodnot 5 až 30 pC. Větve stromečku se potom vyplní produkty chemických reakcí, jež vznikají během částečného výboje z izolantu. Třetí fáze nastává při prvním vodivém propojení obou elektrod. Stromeček se rozšiřuje do trubkovitých kanálků o typických průměrech 60 μm až 150 μm. Zdánlivý náboj v těchto kanálcích při částečném výboji nabývá hodnot 50 pC až 220 pC. Třetí fáze končí průrazem izolačního systému. [8]

## 3.5 Měření a vyhodnocování ČV

### 3.5.1 Měření částečných výbojů

Pro měření částečných výbojů lze využít hned několik metod, a to jak elektrických, tak i neelektrických. Neelektrické metody jsou vázány na jevy související s výbojovou činností a můžeme tedy mezi ně řadit detekce optické, akustické a chemické. Optické a akustické metody lze aplikovat zejména u vnějších částečných výbojů a využívají přístroje pro noční vidění, fotonásobičky, fotodetektory či směrové mikrofony. Částečné výboje svou činností emitují mechanické kmity, které produkují akustické vlny šířící se okolím. Vlny zachycují mikrofony a s pomocí zesilovačů a zobrazovacích přístrojů jsou dále zkoumány. Akustické metody můžeme uplatnit tam, kde nejsme schopni použít metody elektrické, neboť se má měření uskutečnit na zařízeních v provozu, jež neobsahují měřicí aparaturu a nelze je snadno o měřicí techniku rozšířit (např. transformátory). V těchto případech bývá hlavním cílem zpravidla určení místa výbojové činnosti. Chemická detekce se používá především u přístrojů, které obsahují olejový izolační systém, plynné látky nebo disponují vlastním chlazením zařízení. Vyhodnocování výbojové činnosti probíhá na základě chemické analýzy, kdy se v oleji či v plynu nachází rozpuštěné stopy produktů po ČV, které způsobují jejich stárnutí (viz. kapitola 3.3.2). [1]

Elektrické metody jsou pro svou kvantifikovatelnost v praxi využívány hojněji než ty neelektrické. Částečné výboje způsobují v napájecí síti malé proudové impulsy. Princip elektrických metod spočívá v úměrnosti těchto impulsů k velikostem částečných výbojů, na jejichž základě probíhá jejich další vyhodnocování. Tvar těchto impulsů je patrný na Graf 3, na kterém doba čela  $T_1$  odpovídá době do  $i_{\max}$  a  $T_2$  udává dobu poklesu proudu na poloviční hodnotu jeho amplitudy. Velikost náboje tohoto proudového impulsu je pak určena výpočtem plochy pod proudovou křivkou (11). [1]



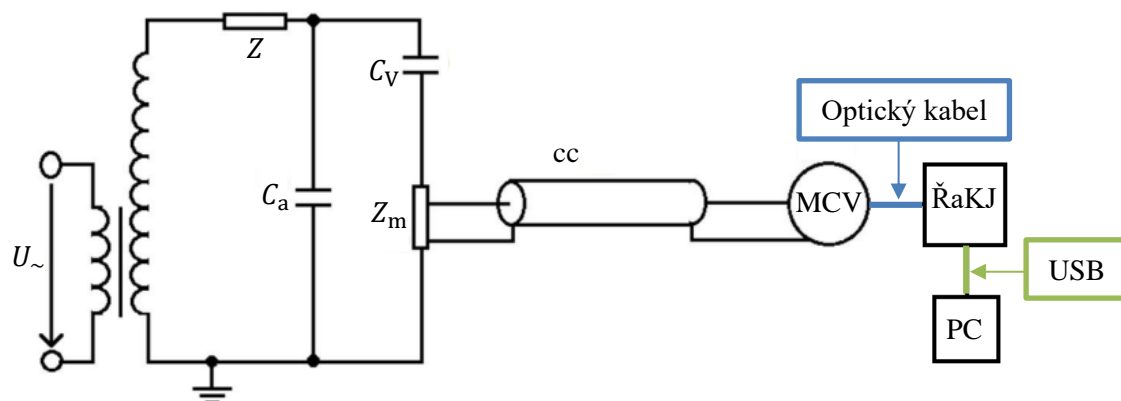
Graf 3: Tvar proudového impulsu [1]

$$q = \int_0^{\infty} i(t) dt \quad (11)$$

Mezi nejrozšířenější elektrické metody měření patří metoda galvanická. Jedná se o přímé měření proudových impulsů částečných výbojů přes snímací impedanci. Základní uspořádání znázorňuje Obrázek 5, na kterém zdroj střídavého napětí  $U_{\sim}$  napájí přes transformátor testovaný objekt reprezentovaný kapacitou  $C_a$ . Jakmile se na testovaném objektu objeví částečné výboje, dojde ke vzniku výbojového proudu, který je díky velké impedanci transformátoru uzavírán přes vazební kondenzátor  $C_v$  a měřicí impedanci  $Z_m$ , jež předá stíněným kabelem cc (angl. connecting cable) informace měřicímu přístroji částečných výbojů MCV. Z měřicího přístroje signál putuje přes

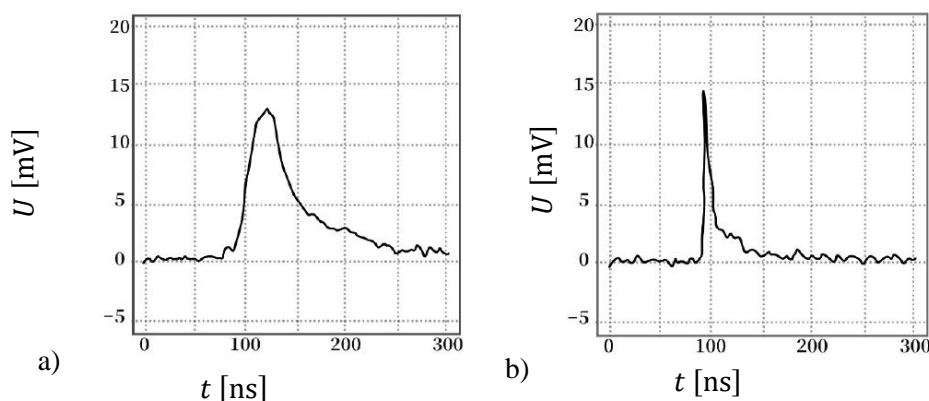
optický kabel, který je použit pro jeho odolnost vůči rušení elektromagnetickým polem, do řídicí a komunikační jednotky (ŘaKJ) a následně do PC. [1]

Měřicí impedance je nejlépe čistě ohmického charakteru s takovým frekvenčním rozsahem, aby neovlivňovala měřicí přístroj. Podle konstrukce snímací impedance a použitého měřicího přístroje lze rozdělovat měřicí obvody ještě na širokopásmové a úzkopásmové.



Obrázek 5: Základní uspořádání galvanické metody [1]

V předchozí kapitole 2.1.3 jsme si na Graf 1, představili Townsendův a strimérový mechanismus přeskoku v plynu. Experimentálně byly naměřeny napěťové impulsy obou typů těchto mechanismů viz Graf 4. Bavíme-li se o prvním typu, tj. o Townsendově výstavbě přeskoku (Graf 4a) tak vidíme, že doba trvání tohoto impulsu je delší s menší amplitudou napětí, kdežto strimérový typ (Graf 4b) charakterizuje prudký nárůst napětí, vyšší amplituda a kratší doba trvání. [10]



Graf 4: Rozdíl proudového impulsu a) Townsendův b) Strimérový mechanismus [10]

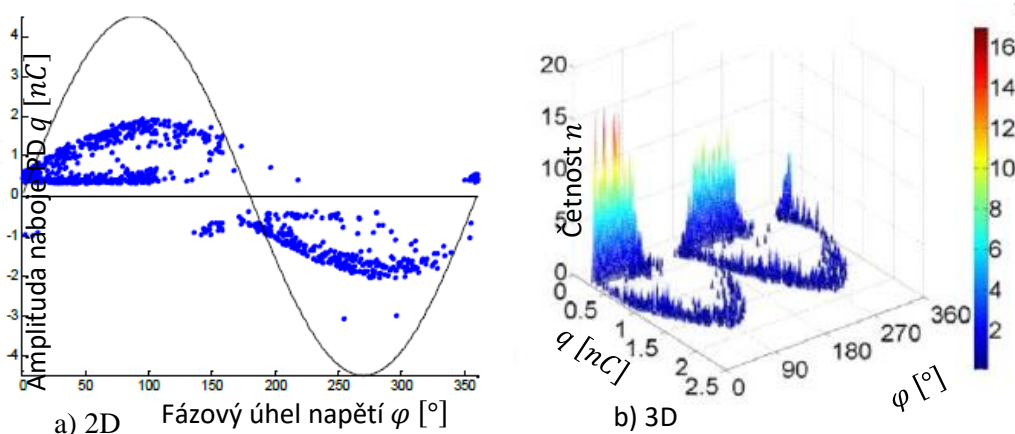
Jestliže zkoumáme částečné výboje v točivých strojích, tak se galvanická metoda nepoužívá, ale upřednostňují se metody využívající indukční, kapacitní či drážkové sondy. Výbojová činnost způsobuje vysokofrekvenční elektromagnetické vyzařování energie do okolního prostředí, díky čemuž lze provádět nepřímé měření. Vyzařený výkon  $w$  se tedy skládá ze dvou složek a těmi jsou složka elektrická, dána intenzitou elektrického pole  $\mathbf{E}$  a permitivitou okolního prostředí  $\varepsilon$  a magnetická složka určená intenzitou magnetického pole  $\mathbf{H}$  a permeabilitou prostředí  $\mu$  (rov. (12)). První z nich je snímána s pomocí kapacitních sond a ta druhá indukčními sondami. [1]

$$w = -\mathbf{E} \cdot \varepsilon \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \mathbf{H} \cdot \mu \cdot \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (12)$$

Výhodu užití zmíněného nepřímého měření představuje ochrana měřícího aparátu před přepětím případně průrazem izolačního systému. Drážkové sondy jsou naopak vloženy přímo do statorových drážek točivého stroje, kde fungují na principu kapacitní sondy a snímají taktéž vysokofrekvenční impulsy elektromagnetického charakteru. Mezi další výhody užití drážkových sond patří např. necitlivost vůči vnějšímu rušení a pevné zabudování do konstrukce stroje. Sondy zároveň mohou být instalovány jak při výrobě, tak při opravě stroje, přičemž drážkové sondy pracují i za provozu točivého stroje. [1]

### 3.5.2 Vyhodnocování částečných výbojů

Nejčastěji využívaným vyhodnocovacím nástrojem je fázové rozložení obrazců částečných výbojů, taktéž zvané PRPD patterny (z angl. Phase Resolved Partial Discharge). Jedná se o grafické znázornění výskytu amplitudy nábojů částečných výbojů  $q$  na ose  $y$  v závislosti na fázovém úhlu  $\varphi$  přiloženého napětí (osa  $x$ ), přičemž celá výbojová činnost (několik napěťových cyklů) se zaznamenává do jediné periody (Obrázek 6a). Zpravidla se ale setkáváme spíše s 3D PRPD patterny, které fakticky představují histogramy, přičemž do osy  $z$  vynášíme četnosti  $n$  ČV pro dané intervaly nábojů a určitých fázových úhlů. Bavíme se tedy o  $\varphi - q - n$  PRPD patternech (zaznamenáno na Obrázek 6b). Každý PRPD obrazec je vzhledem ke stochastickému charakteru částečných výbojů originální, přičemž se dle těchto PRPD patternů dají rozpoznat nejen typy výbojů (vnitřní, povrchový, vnější), ale i samotné druhy poruch na zařízeních.



Obrázek 6: Ukázka PRPD patternů a) [11] b) [12]

### 3.6 Mechanismus částečného výboje

Mechanismus částečného výboje si nyní popíšeme s pomocí základního fyzikálního Niemeyerova modelu, který představuje fundament pro většinu teorií popisující jev částečného výboje. Budeme uvažovat dutinku vyplněnou plynem, která se nachází v izolačním materiálu pevného skupenství. Omezíme se na strimérovou teorii výstavby přeskočku v plynu, jež je charakterizována vyšší amplitudou zdánlivého náboje ( $> 10$  pC) a kratší dobou impulsu ( $1 \sim 100$  ns) oproti Townsedově výstavbě.

Pro vývin částečného výboje musí být splněny dvě základní podmínky. První podmínku představuje dostatečná velikost elektrického pole uvnitř dutinky, která musí nabývat vyšší hodnoty, než je kritická hodnota elektrické intenzity pro vznik striméru. Druhá podmínka souvisí s přítomností prvního iniciačního elektronu, jež skýtá možnost vyvolání elektronové laviny. Zánik ČV určuje snížení intenzity el. pole pod prahovou hodnotu elektrické intenzity. V dutince se poté nachází velká koncentrace volných nosičů náboje, jež byly vygenerovány ionizačními procesy z izolantu během výboje. Zvýší-li se následně velikost externího elektrického pole, tak se právě tyto ionty

přemění do samostatných ionizačních činitelů. Moment vzniku částečného výboje je však proces nahodilý, poněvadž záleží na okamžiku uvolnění iniciačního elektronu a také na fyzikálních a chemických vlastnostech izolačního materiálu, které se vlivem stárnutí během jeho života mění.

### 3.6.1 Vznik striméru

V případě elipsoidní dutinky vyplněné plynem umístěné v dielektriku určuje počátek vzniku částečného výboje moment dodání dostatečně velké množství energie pro uvolnění elektronu z neutrální částice. Urychlení elektronu (zvýšením jeho energie) musí dosahovat takové hodnoty, aby započal ionizační proces nutný pro uvolnění dalších elektronů, jež vedou ke vzniku elektronové laviny. Počátek vzniku striméru můžeme tedy určit jako minimální prahovou hodnotu intenzity elektrického pole  $E_{inc}$ , jejíž hodnota je dostatečná pro vytvoření a udržení elektronové laviny. Hodnotu  $E_{inc}$  odvozujeme z kritického lavinového kritéria. Před prvním výbojem, kdy na celkovou intenzitu v dutince nemá zatím vliv prostorový náboj (volné nosiče náboje), platí, že její vnitřní intenzita je rovna intenzitě zesíleného vnějšího elektrického pole. Toto zesílení je respektováno bezrozměrnou veličinou  $f$  a můžeme tedy psát  $E_{dutinka} = f \cdot E_0$ . Pro plynem vyplněnou dutinku, poté musí být splněna podmínka daná nerovnicí (13). Parametry  $B$  a  $n$  charakterizují ionizační procesy v plynu,  $a$  představuje průměr dutinky rovnoběžný se směrem vnějšího aplikovaného pole a  $p$  určuje hustotu plynu v dutince. Veličina  $(E/p)_{crit}$  definuje redukovanou hodnotu kritického elektrického pole, jež je snížena tlakem a při které platí rovnost  $\alpha = \eta$ , což znamená že množství ionizovaných elektronů  $\alpha$  dosahuje stejné hodnoty jako množství elektronů rekombinujících  $\eta$ . Pokud uvažujeme dutinku vyplněnou vzduchem, tak zmíněné ionizační veličiny nabývají hodnot  $(E/p)_{crit} = 24,4 - 25,2 \text{ V} \cdot \text{Pa}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ ,  $B = 8,6 \text{ Pa}^{0,5} \cdot \text{m}^{0,5}$  a  $n = 0,5$ . [13]

$$E_{dutinka} = f \cdot E_0 > E_{inc} = \left(\frac{E}{p}\right)_{crit} \cdot p \cdot \left[1 + \frac{B}{(p \cdot a)^n}\right] \quad (13)$$

Zesilovací parametr  $f$  lze charakterizovat jako (14), tedy s pomocí rozměrových parametrů dutinky a relativní permitivity dielektrika. Ve vztahu figuruje parametr  $K(a/b)$  jakožto funkce vracející bezrozměrnou hodnotu závislou na poměru rozměrů dutinky, přičemž  $a$  je průměr dutinky ve směru přiloženého elektrického pole a  $b$  je průměr dutinky v kolmém směru. Veličina  $\epsilon_r$  je již zmíněná permitivita dielektrika. [14]

$$f = \frac{K\left(\frac{a}{b}\right) \cdot \epsilon_r}{1 + \left[K\left(\frac{a}{b}\right) - 1\right] \cdot \epsilon_r} \quad (14)$$

V případě, že budeme uvažovat dutinku kulovitého tvaru, tak platí rovnost  $a = b = d$ , kde  $d$  odpovídá průměru dutinky a funkce  $K(a/b)$  potom nabývá  $K(1) = 3$ . Rovnice (14) tedy přejde do tvaru (15).

$$f = \frac{3 \cdot \epsilon_r}{1 + 2 \cdot \epsilon_r} \quad (15)$$

Napětí uvnitř dutinky, při kterém jsme dosáhli kritické hodnoty  $E_{inc}$ , určuje rovnice (16), ve které  $\rho_{vzduch}$  odpovídá relativní hustotě vzduchu vůči tlaku  $p = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Pa}$  a teplotě  $T = 293 \text{ K}$ , jež se určí dle vztahu (17). Vztah byl zaveden empiricky, a přestože rozebíráme strimérový mechanismus výboje, tak uvedený vztah splňuje podmínky Paschenova zákona popisujícího Townsendovy výboje. [13]

$$U_{inc} = 24,41 \cdot (\rho_{vzduch} \cdot a) + 6,73 \cdot \sqrt{\rho_{vzduch} \cdot a} \quad (16)$$

$$\rho_{vzduch} = \frac{p}{1,013 \cdot 10^5} \cdot \frac{293}{T} \quad (17)$$

### 3.6.2 Generování iniciačního elektronu

Podmínkou nutnou nikoli postačující pro vznik výboje představuje generace prvního iniciačního elektronu. Tento primární nosič náboje zahajuje ony ionizační procesy, z nichž se následně vyvine první lavina. Dostupnost tohoto elektronu navíc určuje stochastický výskyt částečných výbojů, jelikož způsobuje například časové zpoždění mezi aplikovaným silným elektrickým polem a vývinem výboje, jejich frekvenci výskytu či závislost výboje na fázi přiloženého střídavého napětí (je-li aplikováno). Přiložíme-li dostatečně silné elektrické pole na materiál, kdy intenzita el. pole dutinky dosahuje hodnoty větší než kritická intenzita, tj.  $E_{\text{dutinky}} > E_{\text{inc}}$ , tak produkci prvních elektronů můžeme rozdělit dle mechanismu uvolnění elektronu do dvou hlavních skupin tzv. objemové ionizace a povrchové emise.

Typ mechanismu	Způsob uvolnění elektronu
Objemová ionizace	Ionizace plynu radiačním zářením energetickými fotony
	Uvolnění elektronů ze záporně nabitých iontů vlivem působení elektrického pole
Povrchová emise	Uvolnění elektronů z povrchu izolantu
	Emise elektronů z povrchu izolantu vlivem fotoelektrického jevu
	Uvolnění elektronů bombardováním iontovými částicemi
	Emise elektronů z povrchu vodiče vlivem fotoelektrického jevu
	Uvolnění elektronů z povrchu vodiče vlivem působení elektrického pole

**Tabulka 1: Způsoby generování elektronů [15]**

Hovoříme-li o objemové ionizaci  $N_{\text{e,objem}}(t)$ , tak produkce elektronů probíhá převážně na základě působícího ionizujícího radiačního záření představovaného fotonem, jež poskytuje množství potřebné energie k uvolnění elektronu z elektronového obalu atomu plynu. Foton je vyzářen v případě, že dojde k přestupu excitovaného elektronu do nižší energetické hladiny. Objemová ionizace převládá v momentě ionizace prvního iniciačního elektronu. Jestliže uvažujeme plynnou dutinku v pevném izolantu, tak rychlost tvorby nových elektronů určuje rovnice (18), ve které veličina  $C_{\text{rad}}$  představuje interakci mezi plynem a zářením,  $\psi_{\text{rad}}$  je intenzita ionizujícího záření (kvantum hustoty toku), přičemž za atmosférických podmínek platí  $C_{\text{rad}} \cdot \psi_{\text{rad}} = 2 \cdot 10^6 \text{ kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . Podíl  $(\rho/p)_{\text{plyn}} = 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3} \text{ Pa}^{-1}$  reprezentuje hustotu plynu v dutince sniženou tlakem, kdy tlak plynu v dutince odpovídá  $p$ , objem plynu vystaveného záření je dán hodnotou  $V_{\text{plyn}}$  a poslední součinitel  $(1 - \eta/\alpha)$  představuje tzv. Leglerova funkce, která popisuje pravděpodobnost vzniku laviny v důsledku přítomnosti jednoho iniciačního elektronu. Jestliže tedy máme jeden elektron, který se pohybuje v dutince s ionizačním koeficientem  $\alpha$  (pravděpodobnost generace dalších iontů na jednotku délky) a koeficientem pravděpodobnosti zpětné rekombinace na jednotku délky  $\eta$ , tak růst laviny lze popsat právě onou Leglerovou funkcí. V případě částečných výbojů se často generuje více elektronů, než zrovna rekombinuje a platí tedy  $\alpha \gg \eta$ . Hodnota Leglerovy funkce se v důsledku toho blíží jedné. [13], [15], [16]

$$N_{\text{e,objem}}(t) = C_{\text{rad}} \cdot \psi_{\text{rad}} \cdot \left(\frac{\rho}{p}\right)_{\text{plyn}} \cdot p \cdot V_{\text{plyn}} \cdot \left(1 - \frac{\eta}{\alpha}\right) \quad (18)$$

Máme-li dutinku kulovitěho tvaru, tak objem plynu vystavený záření lze určit dle vztahu (19), kde  $4/3 \cdot \pi \cdot a \cdot b^2$  jsou parametry dutinky,  $\beta_0$  představuje ionizační koeficient a  $\kappa$  určuje poměr napětí na dutince vůči napětí iniciačnímu tedy,  $\kappa = U_{\text{dutinky}}/U_{\text{inc}}$ . [13]

$$V_{\text{plyn}} = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot a \cdot b^2 \cdot (1 - \kappa^{-\beta_0}) \quad (19)$$

První elektronovou produkci z povrchu dutinky  $N_{\text{e,povrch}}(t)$  způsobují převážně dopadající ionty záření, které dále uvolňují elektrony z izolačního nebo elektrodového materiálu. Alternativně

mohou být elektrony generovány fotoelektrickým jevem (Tabulka 1). Množství úspěšně emitovaných elektronů povrchovou ionizací definujeme pomocí vztahu (20). Parametr  $N_{e,povrch0}$  udává proporcionální počet uvolněných elektronů v důsledku předchozího výboje a blíže jej specifikujeme v kapitole 3.6.6. Základní fononová frekvence materiálu odpovídá  $\nu_0$ , přičemž obvykle nabývá hodnot v rozpětí  $\nu_0 \approx 10^{13} - 10^{14} \text{ s}^{-1}$ . Výstupní práci elektronu, neboli energii potřebnou k uvolnění elektronu z povrchu materiálu, označujeme jako  $\Phi$ ,  $\epsilon_0$  zastupuje permitivitu vakua,  $q_e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$  určuje velikost elementárního náboje,  $E_{dutinka}$  charakterizuje intenzitu elektrického pole uvnitř dutinky, konstanta  $k_b$  udává Boltzmannovu konstantu, přičemž nabývá hodnoty  $k_b = 1,380\,649 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$  a konečně  $T$  je okamžitá termodynamická teplota povrchu dutinky. Výstupní práce  $\Phi$  zahrnuje vlastnosti povrchu dutinky související s povrchovou emisí pro většinu případů nabývá hodnot  $1 - 1,3 \text{ eV}$ . [16]

$$N_{e,povrch}(t) = N_{e,povrch0} \cdot \nu_0 \cdot e^{\left(\frac{\Phi - \sqrt{q_e \cdot E_{dutinka} / (4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0)}}{k_b \cdot T}\right)} \cdot \left(1 - \frac{\eta}{\alpha}\right) \quad (20)$$

Máme-li dutinku kulovitého či elipsoidního tvaru, tak primární iniciační elektron pro první částečný výboj bývá generován převážně objemovým procesem. Jelikož generace nového elektronu objemovou ionizací představuje pomalejší proces, než kterým je povrchová emise, tak před prvním částečným výbojem nastává značné časové zpoždění. Uvažujeme-li stav po vyhasnutí prvního částečného výboje, tak nehledě na tvar dutinky již převládá povrchová emise elektronů. Celkový počet nově uvolněných elektronů pak určuje součet povrchové a objemové generace dané vztahem (21). [13]

$$N_{tot}(t) = N_{e,objem}(t) + N_{e,povrch}(t) \quad (21)$$

### 3.6.3 Časové zpoždění a pravděpodobnost částečného výboje

Časové zpoždění  $\tau_{zpo}$  mezi aplikováním elektrického pole na materiál dielektrika a přeskokem v dutince můžeme dělit na dvě části, a to na statistické časové zpoždění  $\tau_{stat}$  odpovídající času vzniku počátečního elektronu výboje po dosažení kritické (iniciační) hodnoty intenzity elektrického pole  $E_{inc}$  a časové zpoždění  $\tau_{form}$  formujícího se výboje, charakterizované lavinovým množením elektronů, jež vede k definitivnímu přeskoku. Pro časové zpoždění přeskoku v dutince od přiložení elektrického pole tak můžeme psát (22), přičemž doba  $\tau_{stat}$  standardně výrazně převyšuje dobu  $\tau_{form}$ . [13]

$$\tau_{zpo} = \tau_{stat} + \tau_{form} \quad (22)$$

V případě střídavého napětí nepřevyšujícího frekvenci přibližně 100 kHz můžeme dobu  $\tau_{form}$  zcela zanedbat a potom tak celkové časové zpoždění můžeme vnímat jako (23). [13]

$$\tau_{zpo} \approx \tau_{stat} \quad (23)$$

Za normálního stavu předpokládáme, že pravděpodobnost vzniku částečného výboje závisí exponenciálně na poměru průměrné hodnoty časového zpoždění uvolnění prvotního elektronu  $\Delta t_{inc}$  a doby do přeskoku  $\tau_{zpo}$ . V případě, že intenzita elektrického pole v dutince dielektrika přesáhla zmiňovanou kritickou intenzitu a platí tedy  $E_{dutinka} > E_{inc}$ , můžeme pravděpodobnost přeskoku v dutince popsat funkcí (24). [13]

$$P_d = 1 - e^{-\frac{\Delta t_{inc}}{\tau_{zpo}}} \quad (24)$$

Pro intenzity elektrického pole v dutince nižší než kritické ( $E_{dutinka} < E_{inc}$ ) potom považujeme pravděpodobnost přeskoku za nulovou (tj.  $P_d = 0$ ). [13]

Jestliže hovoříme o uvolnění prvotního elektronu z objemu plynu, tak průměrné časové zpoždění přibližně odhadujeme s pomocí vztahu (25), ve kterém již známe interakci mezi plynem, zářením  $C_{\text{rad}}$  a intenzitu ionizujícího záření  $\psi_{\text{rad}}$  (kvantum hustoty toku). Člen  $(\rho/p)_{\text{plyn}}$  odpovídá tlakově snížené hustotě plynu, součinitel  $(\pi \cdot a \cdot b^2)$  reprezentuje objem dutinky,  $v$  popisuje přepětový poměr mezi aplikovaným napětím  $U_0$  a velikostí napětí uvnitř dutinky  $U_{\text{inc}}$ , při kterém započal vývin striméru (rovnice (26)). Parametr  $n$  představuje konstantu charakterizující ionizační proces. [14]

$$\Delta t_{\text{inc}} \approx \left[ C_{\text{rad}} \cdot \psi_{\text{rad}} \cdot \left( \frac{\rho}{p} \right)_{\text{plyn}} \cdot p \cdot \left( \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot a \cdot b^2 \right) \cdot \left( 1 - v^{-\frac{1}{n}} \right) \right]^{-1} \quad (25)$$

$$v = \frac{U_0}{U_{\text{inc}}} \quad (26)$$

### 3.6.4 Elektrické pole zániku částečného výboje

Na základě teorie o strimérovém výboji určuje hodnotu elektrického pole zániku částečného výboje  $E_{\text{ext}}$  součin v rovnici (27), ve které  $\chi$  odpovídá bezrozměrné konstantě úměrnosti závislé na typu plynu, dielektrickém materiálu v okolí dutinky a polaritě striméru. Uvažujeme-li dutinku vyplněnou vzduchem tak pro kladný typ striméru nabývá konstanta hodnoty  $\chi_+ = 0,2$  a pro záporný strimér  $\chi_- = 0,5$ . Zmíněná rovnice byla určena pro soustavu jehly a deskové elektrody, nicméně lze ji uplatnit i pro systém dutinky v dielektriku. [13]

$$E_{\text{ext}} = \chi \cdot E_{\text{crit}} = \chi \cdot \left( \frac{E}{p} \right)_{\text{crit}} \cdot p \quad (27)$$

Hodnota zánikového pole navíc není konstantní a závisí na hodnotě elektrického pole těsně před výbojem a na tlaku (vztah (28)), kde hodnoty  $E_{\text{ext},0}$  a  $p_0$  zastupují konstanty, vůči kterým určujeme  $E_{\text{ext}}$  pro daný tlak  $p$ . Dále také byla objevena závislost bezrozměrné konstanty úměrnosti na teplotě, která je určena rovnicí (29), ve které opět figurují vztažné konstanty  $\chi_0$  a  $T_0$ .

$$E_{\text{ext}}(p) = E_{\text{ext},0} \cdot \frac{p}{p_0} \quad (28)$$

$$\chi(T) = \chi_0 \cdot \frac{T}{T_0} \quad (29)$$

Hodnota intenzity elektrického pole, při kterém nastává ukončení výboje se dá také určit za pomoci minimální hodnoty amplitudy výboje, která je úměrná právě poklesu elektrické intenzity před a po výboji tedy, tedy  $q_{\text{m},\text{min}} = E_{\text{inc}} - E_{\text{ext}}$ . Na základě rovnic zmíněných v této kapitole bývá určena hodnota elektrické intenzity zánikového elektrického pole okolo  $E_{\text{ext}} = 1 \text{ kV/mm}$ . [13]

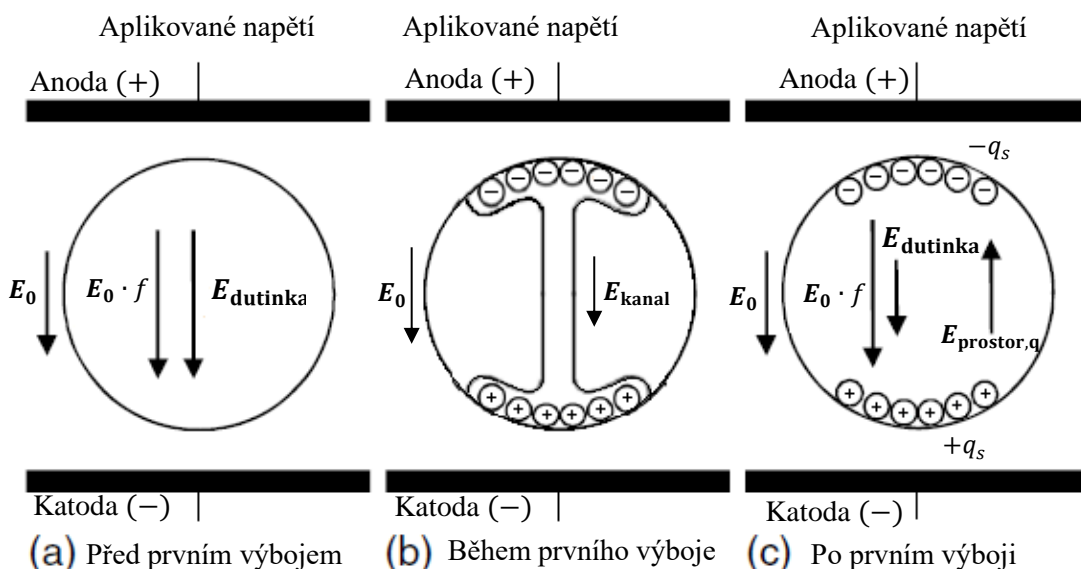
### 3.6.5 Vliv prostorového náboje

Při tvorbě striméru, potažmo elektronové laviny, vzniká uvnitř dutinky tzv. prostorový náboj, který nám ovlivní nejen celkové působící elektrické pole, ale i další procesy probíhající po samotném výboji. Doposud jsme při popisu mechanismu částečného výboje pracovali s intenzitou elektrického pole jako s konkrétní hodnotou této veličiny, pro potřeby následujícího výkladu a platnost uváděných vztahů ale musíme intenzitu el. pole chápat v jejím skutečném fyzikálním významu, a tedy jako vektorovou veličinu. Z toho důvodu dále v textu popis intenzity el. pole standardně graficky rozlišujeme, kdy tučně zvýrazněné  $\mathbf{E}$  značí právě vektor intenzity.

Před prvním výbojem pracujeme s dutinkou nacházející se v mezielektrodovém prostoru uvnitř dielektrika v homogenním elektrickém poli  $\mathbf{E}_0$ . Celková intenzita uvnitř dutinky je dána jako vektorový součet dvou působících elektrických intenzit, tedy  $\mathbf{E}_{\text{dutinka}} = f \cdot \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{\text{prostor,q}}$ . První



člen ( $f \cdot \mathbf{E}_0$ ) souvisí právě s aplikovanou vnější elektrickou intenzitou  $\mathbf{E}_0$ , která se uvnitř dutinky navyšuje bezrozměrnou konstantou  $f$ , charakterizující zesílení dutinkového elektrického pole. Popsaná skutečnost vychází z faktu, že plyn v dutince dosahuje nižší relativní permitivity ve srovnání s permitivitou pevného dielektrika. Elektrická intenzita  $\mathbf{E}_{\text{prostor,q}}$  potom přímo souvisí s prostorovým nábojem. Jelikož se však nacházíme v situaci před prvním výbojem, tak prostorový náboj nemá vliv na celkové elektrické pole a platí  $\mathbf{E}_{\text{prostor,q}} = 0 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$ , tj. celková intenzita v dutince před prvním výbojem odpovídá  $\mathbf{E}_{\text{dutinka}} = f \cdot \mathbf{E}_0$  (Obrázek 7a). Ve chvíli, kdy je splněno kritérium laviny a je-li přítomen iniciační elektron, může dojít k zahájení výstavby striméru, jež končí částečným výbojem. Částečný výboj překlene celou vzdálenost napříč dutinkou, dochází k rozmístění nosičů náboje dle vnějšího aplikovaného pole (Obrázek 7b) a vytvoření elektrického pole, popsaného intenzitou  $\mathbf{E}_{\text{kanal}}$ , podél výboje. Vzhledem k tomu, že máme stále aplikováno vnější pole  $\mathbf{E}_0$ , tak kladné nosiče náboje jsou přitahovány k záporně nabitě katodě a anionty ke kladné anodě. Takto lokalizované částice vytváří onen prostorový náboj, definovaný vlastní intenzitou el. pole  $\mathbf{E}_{\text{prostor,q}}$ , působící v opačném směru než  $\mathbf{E}_0$  (Obrázek 7c). Konečná intenzita elektrického pole uvnitř dutinky je vzhledem k opačné polaritě prostorového náboje tedy snížena a můžeme ji nyní popsat vektorovým součtem  $\mathbf{E}_{\text{dutinka}} = f \cdot \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{\text{prostor,q}}$ . Výbojová činnost probíhá až do té doby, než dojde ke snížení elektrické intenzity v dutince pod hraniční hodnotu  $E_{\text{ext}}$ . [12], [15]



**Obrázek 7: Vznik prostorového náboje a jeho vliv na intenzitu elektrického pole [12] (upraveno)**

Obrázek 7c pak zaznamenává výchozí situaci pro další částečné výboje, ve kterých již na počátku procesu máme k dispozici prostorový náboj  $q_s$ . Velikost dipolárního náboje  $\pm q_s$  na povrchu dutinky můžeme určit za pomoci vztahu (30), ve kterém  $\Delta E$  popisuje změnu intenzity celkového elektrického pole dutinky před a po výboji. Jestliže je v dutince zformován dipolární náboj  $\pm q_s$  z předešlého výboje, tak pro určení výchozího celkového pole uvnitř dutinky (před následujícím výbojem), musíme nově definovat hodnotu  $E_{\text{prostor,q}}$  (rovnice (31)). [14]

$$\pm q_s = \varepsilon_0 \cdot \pi \cdot b^2 \cdot \left[ 1 + \varepsilon_r \left( K \left( \frac{a}{b} \right) - 1 \right) \right] \cdot \Delta E \quad (30)$$

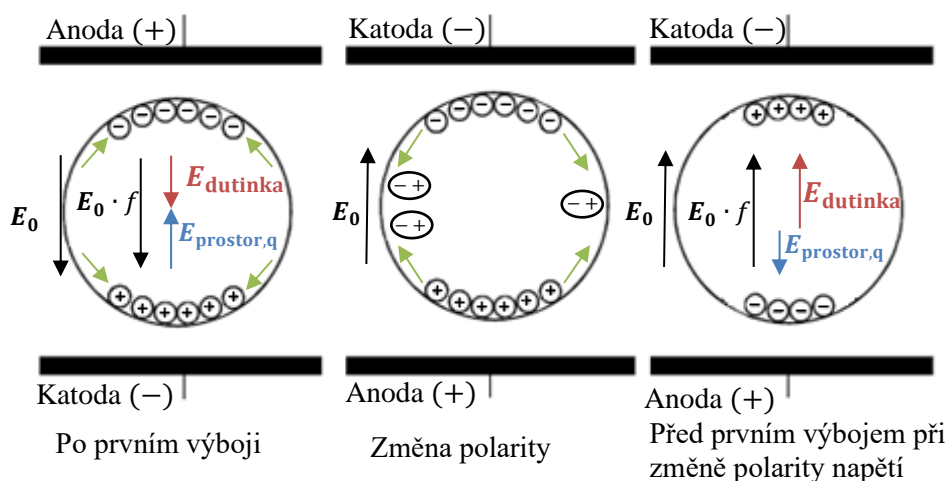
$$E_{\text{prostor,q}} = \frac{q_s}{\varepsilon_0 \cdot \pi \cdot b^2 \cdot \left[ 1 + \varepsilon_r \left( K \left( \frac{a}{b} \right) - 1 \right) \right]} \quad (31)$$

Zbytková elektrická intenzita po výboji je určena za pomoci  $E_{\text{kanal}}$  striméru. Vzhledem k tomu, že tato hodnota přibližně odpovídá velikosti elektrického pole zániku částečného výboje  $E_{\text{ext}}$  dané

rovnici (27), bude tedy platit  $E_{\text{kanal}} = E_{\text{ext}} = E_{\text{dutinka}}$  a můžeme si všimnout zjevné souvislosti s kritickou intenzitou el. pole. Změnu intenzity elektrického pole poté určíme vztahem pro dílčí velikosti intenzit elektrického pole dle rovnice (32). [14]

$$\Delta E = f \cdot E_0 + E_{\text{prostor,q}} - E_{\text{kanal}} \quad (32)$$

Po výboji mohou být nabité částice vstřebány stěnami dutinky nebo se mohou volně pohybovat po jejích stěnách. Z hlediska působení vnějšího elektrického pole lze očekávat vývoj dvěma cestami. První z nich popisuje stav, kdy má  $E_0$  stejný směr jako při předchozím výboji. V tomto případě intenzita prostorového náboje působí proti elektrické intenzitě dutinky a náboje jsou tak přitahovány k opačně nabitým elektrodám. Druhá situace poskytuje možnost, ve které se před dalším výbojem změni polarita přiloženého vnějšího elektrického pole, tudíž elektrická intenzita dutinky a prostorového náboje mají stejný směr. Následkem toho nastává výměna polarit elektrod, které začnou přitahovat opačně nabitě částice přes objem dutinky, a dochází tak k četné rekombinační činnosti. V důsledku četných rekombinací pozorujeme snížení počtu volných elektronů, a tedy následné zmenšení prostorového náboje před nadcházejícím částečným výbojem. [12], [15]



Obrázek 8: Vliv změny polarit vnějšího elektrického pole na prostorový náboj [12] (upraveno)

### 3.6.6 Změna velikosti prostorového náboje

Na základě výše napsaného můžeme tvrdit, že se prvotní částečný výboj  $q_{\text{čv}}$  podílí na uvolňování nových elektronů z vnitřního povrchu dutinky. Počet dostupných elektronů uvolněných z povrchu dutinky  $N_{\text{e,povrch}}$  pak závisí na poměru  $q_{\text{čv}}/q$  a je ovlivněn dvěma faktory. V prvé řadě se uplatňuje konstanta úměrnosti  $\xi$ , pro kterou platí  $\xi < 1$ . Uvedená konstanta tak udává, jaká část nosičů náboje se může proměnit ve volné elektrony, jež se dále podílí na vzniku nového částečného výboje. Pro počet dostupných elektronů, které mohou být z povrchu dutinky emitovány, tedy platí vztah (33). [15]

$$N_{\text{e,povrch}} = \xi \cdot (q_{\text{čv}}/q) \quad (33)$$

Uvedený počet elektronů se ve skutečnosti mezi jednotlivými částečnými výboji snižuje, neboť některé elektrony mohou v rámci dielektrika difundovat do hlubších vrstev, čímž se snižuje jejich energie a nelze je extrahovat pro potřeby nadcházejícího částečného výboje. Uvedený děj popisujeme exponenciálním průběhem, jenž mapuje představený zánik elektronů v povrchové vrstvě. Druhý faktor, který tak ovlivňuje počet dostupných elektronů, odpovídá časové konstantě zániku povrchových elektronů  $\tau_{\text{zanik}}$ . Výsledný počet elektronů na povrchu dutinky  $N_{\text{e,povrch}}$ , jež se účastní nadcházejícího částečného výboje v čase  $t$  uplynulého od doby posledního částečného výboje odpovídá rovnici (34). [15]

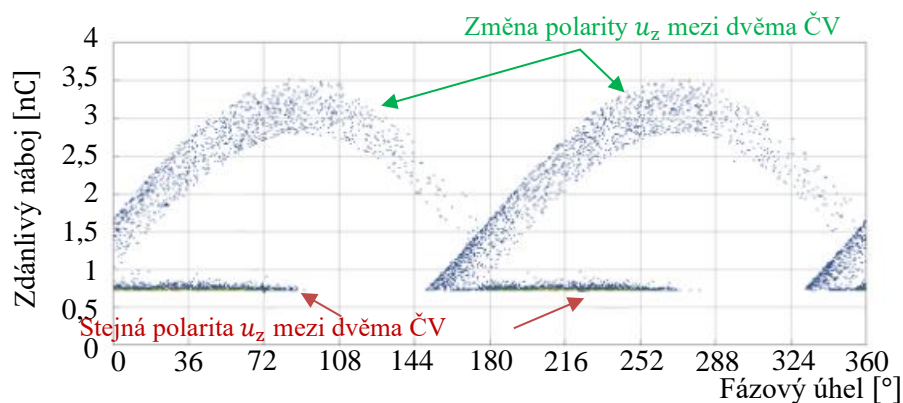
$$N_{e,povrch} = N_{e,povrch0} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{zanik}}} \quad (34)$$

Časová konstanta zániku povrchových elektronů, jež difundovaly do objemu dielektrika, závisí na permitivitě dielektrika (resp. izolačního systému)  $\epsilon_{izol} = (\epsilon_r \cdot \epsilon_0)$  a objemové (vnitřní) vodivosti  $\gamma_{izol}$ . Uvedenou časovou konstantu definujeme jako (35). [13]

$$\tau_{difund} = (\epsilon_r \cdot \epsilon_0) / \gamma_{izol} \quad (35)$$

Uvažujeme-li jako dielektrický materiál polyetylen (PE) s relativní permitivitou  $\epsilon_r = 2,3$  a objemovou vodivostí  $\gamma_{izol} \approx 1 \cdot 10^{-16} \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$  při teplotě 20 °C zjistíme, že časová konstanta zániku dosahuje hodnoty přibližně  $\tau_{difund} \approx 2 \cdot 10^5 \text{ s}$  a můžeme ji tedy vzhledem k periodě přiloženého napětí ( $T = 20 \text{ ms}$ ) zanedbat [13].

Počet elektronů dostupných k uvolnění z povrchu dutinky  $N_{e,povrch0}$  závisí také na polaritě předchozího částečného výboje. Jestliže se po výboji změní polarita přiloženého elektrického pole, tj. dojde i ke změně polarity  $E_{dutinka}$ , tak potřebná velikost výstupní práce elektronu bude vyšší, neboť emise musí probíhat ze záporně nabitého povrchu dutinky. Z tohoto důvodu pracujeme s nižší pravděpodobností získání takto uvolněného elektronu a užívá se tedy i nižší hodnota dostupných nosičů náboje  $N_{e,0L}$ . V opačném případě, tedy když se polarita elektrického pole mezi výboji nezmění, setrvává povrch dutinky nabitý shodným nábojem, a tudíž je požadovaná hodnota výstupní práce nižší. V důsledku toho pravděpodobnost uvolnění elektronu roste a stejně tak i počet dostupných elektronů na povrchu dutinky. Pro právě popsanou situaci tedy předpokládáme počet dostupných nosičů  $N_{e,0H}$ . Důsledek rozdílných počtů nosičů náboje na povrchu dutinky je patrný především v PRPD patternech (viz Obrázek 9). V případě, že se polarita napětí mezi dvěma výboji nezmění, tak se zpravidla uskutečňují výboje o malých hodnotách náboje. Těchto typů výboje je o mnoho více, neboť jsou mezi nimi krátké intervaly, během kterých nedochází k výraznějšímu zániku nosičů náboje v dutince, v důsledku čehož setrvává pravděpodobnost následujícího výboje vysoká. Z těchto důvodů dochází k výbojům obvykle téměř okamžitě poté, co je v dutince překročena hodnota  $E_{inc}$ , což vede ke zmiňovaným malým hodnotám náboje. Nacházíme-li se naopak v situaci, kdy se změnila polarita elektrického pole (potažmo napětí) po výboji, tak v rámci PRPD patternu pozorujeme tzv. králičí ucho (z angl. rabbit ear, viz Obrázek 9). Vzhledem k nižší pravděpodobnosti uvolnění elektronů z povrchu dutinky nastávají stavy, kdy se i přes překročení  $E_{inc}$  nemusí výboj ihned uskutečnit, což má za následek vyšší přenesené náboje těchto výbojů, neboť k nim dochází při výrazně vyšších hodnotách napětí na dutince. [12], [17]



Obrázek 9: PRPD pattern s vlivem změny polarity elektrické intenzity v dutince [18]

### 3.6.7 Paměťový efekt ČV

Přítomnost reziduálních nábojů v objemu dutinky po ČV a jejich vliv na budoucí ČV můžeme nazývat jako paměťový efekt. Po výboji se většina generovaných nosičů náboje přemístí na povrch dutinky, kde postupně zanikají až do doby následujícího výboje. Paměťový efekt můžeme rozdělit na dva typy, a to na dočasný a trvalý. První z nich je způsoben právě částicemi v objemu dutinky po odeznění ČV, jejichž přítomnost ovlivňuje např. amplitudu a fázi dalšího částečného výboje. Jak navíc víme, přítomné nosiče náboje působí na vnitřní elektrické pole dutinky a představují zdroj iniciačních elektronů. Trvalý paměťový efekt je potom dán stárnutím izolantu v okolí a na povrchu dutinky vlivem přeměny složení vnitřního plynu či fyzikálními a chemickými změnami povrchu dutinky. Transformaci složení plynu určuje spotřeba elektronegativních plynů a produkce nových molekul plynu během činnosti částečných výbojů. Obdobně chemické reakce a bombardování částicemi elektronů případně iontů vedou k výrazným strukturálním změnám na povrchu dutinky uvnitř materiálu. Typicky se jedná o vznik tekuté vrstvy vedoucí ke zvýšení povrchové vodivosti na stěně dutinky. Uvedená skutečnost způsobuje prodloužení doby zániku elektronů mezi výboji a změnu chování částečného výboje, neboť přecházíme ze strimérové teorie výstavby výboje zpět k Townsendově. [13]

### 3.6.8 Určení velikosti náboje částečného výboje

Při určování velikosti skutečného náboje částečného výboje záleží, zdali tento jev měříme přímo na nějakém zařízení či se zabýváme jeho modelováním za pomoci rovnic, softwarů aj. Jak již bylo zmíněno v kapitole 3.1, tak skutečný náboj nejsme v dnešní době prakticky schopni přímo změřit. Měření probíhá na svorkách zkoumaného objektu, přičemž je měřena velikost náboje zdánlivého. Příklad určení zdánlivého náboje s využitím galvanické metody je dán vztahem (36). Výpočet vypovídá o změně napětí, která je způsobena proudovými impulsy výbojů. Při známé velikosti snímací impedance je pak možné dle Ohmova zákona dopočítat velikost náboje. [1]

$$q_z = \frac{1}{Z_m} \cdot \int_{t_1}^{t_2} u(t) dt = \int_{t_1}^{t_2} i(t) dt \quad (36)$$

Jestliže využíváme pro zkoumání částečných výbojů modelování, tak pro určení amplitudy náboje skutečného i zdánlivého náboje můžeme využít např. metody konečných prvků. Velikosti nábojů jsou potom určeny přímo časovou integrací proudu, který protéká povrchem dutinky (skutečný  $q_{skut}$ ) nebo elektrodami (zdánlivý  $q_z$ ). [15]

$$q_{skut} = \int_{t_{inc}}^{t_{ext}} \left( \int_0^{S_{dutinka}} J(t) \cdot dS \right) dt \quad (37)$$

$$q_z = \int_{t_{inc}}^{t_{ext}} \left( \int_0^{S_{elektroda}} J(t) \cdot dS \right) dt \quad (38)$$

Způsobů určení velikosti zdánlivého náboje je mnoho, záleží však na typu modelu, s jehož pomocí částečný výboj reprezentujeme. V této práci jsou pak dále uvedeny i další vztahy pro stanovení náboje ČV, např. (55) v případě kapacitního modelu (v kapitole 4.1.4.1) a rovnice (62) pro elektrostatický model v kapitole 4.2.

## 4 Modely částečných výbojů

Pro lepší porozumění částečných výbojů bylo vyvinuto hned několik typů modelů. Motivací tvorby modelů částečných výbojů není ale pouze pochopení tohoto fenoménu, ale i popsání parametrů a fyzikálních procesů, jež výboje ovlivňují. Modely věnující se částečným výbojům dělíme

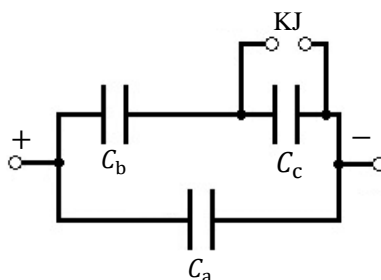
na modely kapacitní, elektrostatické, vodivostní (konduktivní) a plazmové. Modely můžeme dále třídit také z hlediska přístupu, a to na obvodové, analytické a obvody využívající metodu konečných prvků (z angl. Finite Element Method, FEM). Kapacitní modely reprezentují nehomogenitu izolačního systému (např. dutinku) vlastním elektrotechnickým prvkem – kondenzátorem, přičemž výboj simulujeme náhlým vybitím tohoto kondenzátoru za určitých podmínek dosažených v obvodu. Řešením analytických rovnic lze simulovat částečný výboj elektrostatickou metodou, která uvažuje strimérový koncept výboje a akcentuje důležitost zdroje iniciačního elektronu. Mezi numerické metody modelování ČV je řazena i tzv. metoda konečných prvků, která je dále dělena na FEM elektrostatickou a FEM vodivostní. FEM umožňuje numerický výpočet distribuce elektrického pole v celém objemu zkoumaného předmětu, přičemž toto pole nemusí být rovnoměrně rozděleno. Princip FEM elektrostatické spočívá v modelování výboje nasimulováním zvýšením hustoty nosičů náboje na povrchu dutinky, dokud se elektrická intenzita nesníží pod hodnotu  $E_{ext}$  a FEM vodivostní výboj modeluje zvýšením vodivosti plynu v objemu dutinky. Všechny již zmíněné simulační metody jsou schopny velmi dobře popsat samotný výboj, nicméně ne příliš dobře zahrnují veškeré fyzikální procesy spojené s ČV. V posledních letech se pro simulaci částečných výbojů užívají modely plazmové využívající taktéž metodu FEM. Uvedený typ modelů je již schopen zahrnout širokou škálu doplňujících fyzikálních procesů výboje jako např. difúzi a rekombinaci nosičů náboje, způsob ionizace aj., jež jsou kvantitativně popsány rovnicemi převzatými z popisu mechaniky tekutin a přesahují rozsah této práce. [19], [20]

## 4.1 Kapacitní model ČV

Kapacitní modely patří mezi jedny vůbec z prvních numerických simulací částečných výbojů. Na ČV je jejich prostřednictvím nahlíženo z obvodového hlediska a to tak, že jak pevný izolant vkládaný mezi elektrody, tak i dutinka jsou reprezentovány kapacitami (tj. kondenzátory v elektrickém obvodu). Kapacitních modelů simulujících částečné výboje bylo doposud sestrojeno velké množství, ale všechny vycházejí ze stejného základního Gemant-Philippovova modelu, někdy také označovaného jako trojkapacitní nebo a-b-c model.

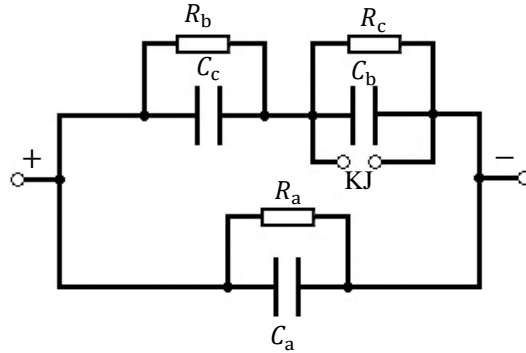
### 4.1.1 Základní trojkapacitní model

Charakteristický kapacitní model pro ČV je dán kapacitou  $C_c$  reprezentující dutinku vyplněnou plynem. Částečný výboj ve schéma představuje kulové jiskřiště KJ, k jehož zapálení dochází při splnění nutných podmínek, v tomto případě dosažením hodnoty zapalovacího napětí jiskřiště. Kapacita  $C_b$  popisuje nepoškozenou část izolačního systému v sérii s dutinkou a kapacita  $C_a$  jeho zbytkovou homogenní (zdravou) část. Tento model blíže popisujeme v kapitole 4.1.4.



Obrázek 10: Základní trojkapacitní model ČV [13]

Rozšířený model z Obrázek 11 odpovídá reálnějšímu simulování částečného výboje, a to se zařazením odporů paralelně k použitým kapacitám. Odpor  $R_c$  reprezentuje vodivost napříč dutinkou a v jejím okolí a  $R_b$  je odpor izolačního materiálu v sérii pod a nad dutinkou.  $R_a$  se užívá pro modelování zbývajícího izolantu. Uvedený model byl mimo jiné využitý pro zkoumání vlivu změny frekvence na vývin částečných výbojů a prakticky je implementován i v této diplomové práci. [21]

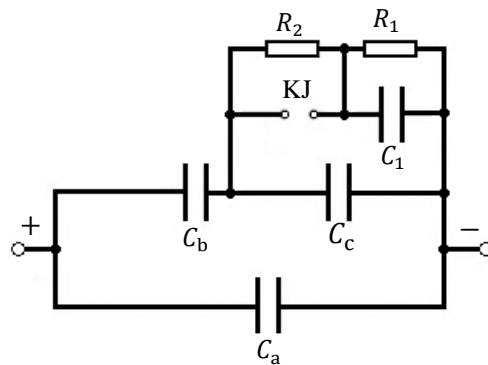


Obrázek 11: Rozšířený trojkapacitní model ČV [13]

Z trojkapacitního modelu vycházejí další vylepšené modely využívající např. rezistory pro simulaci výbojové dráhy kanálku nebo kapacity reprezentující elektrické pole prostorového náboje. Pro lepší modelování dutinky během výboje, kdy je její hodnota rezistivity významně snížena, se také často používají časově proměnné odpory [13]. Kapacitní modely se dále mohou dělit dle způsobu spínání částečného výboje a to např. kulovým jiskřištěm, spínačem dokonce i dalším proměnným odporem (viz 4.1.3).

#### 4.1.2 Model s prostorovým nábojem

Díky tomuto modelu jsme schopni do simulace implementovat i vliv prostorového náboje. K výboji na kulovém jiskřišti KJ, tedy k částečnému výboji, dochází v případě, kdy superpozice přiloženého elektrického pole a prostorového náboje uvnitř dutinky překročí kritickou hodnotu elektrické intenzity  $E_{inc}$ . Po zapálení jiskřiště způsobí kapacita  $C_1$  pokles napětí. Tato změna napětí reprezentuje elektrické pole prostorového náboje uvnitř dutinky, jež působí proti externímu přiloženému elektrickému poli.  $R_1$  charakterizuje snížení velikosti prostorového náboje s časem (rekombinační činnost, difundování elektronů do hlubších vrstev izolace aj.), přičemž časová konstanta zániku volných nosičů náboje je dána  $\tau_1 = R_1 \cdot C_1$ . Odpor  $R_2$  se užívá pro simulaci lokálního prostorového náboje, který se v dutince může nahromadit, aniž by došlo k měřitelnému externímu výboji. Časová konstanta  $\tau_1$  je potom specifická pro různé typy dielektrik. [22]

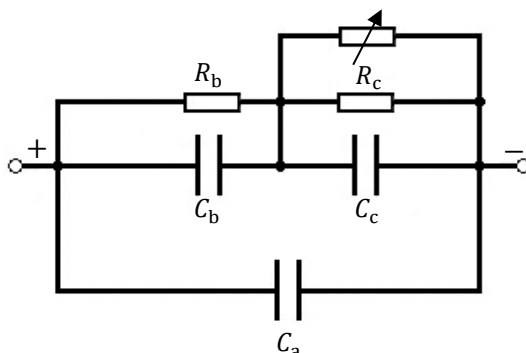


Obrázek 12: Kapacitní model s prostorovým nábojem [13]

#### 4.1.3 Model s odporem výbojového kanálku

Odpor  $R_c$  reprezentuje povrchovou a objemovou vodivost dutinky, která může být ovlivněna např. stárnutím izolačního systému jako důsledek výbojové činnosti. Odpor  $R_b$  popisuje objemovou vodivost izolačního materiálu.  $R_{str}$  odpovídá odporu striméru, popsaného jako funkci napětí a proudu tj.  $R_{str} = R_0 \cdot e^{-(|U/U_{inc}|+|I/I_{inc}|)}$ , kde  $R_0$  je odpor při nulovém napětí a proudu (zpravidla se volí o mnoho větší než  $R_c$ ),  $U_{inc}$  udává hodnotu napětí počátku vzniku ČV a podobně  $I_{inc}$  definujeme jako kritickou hodnotu proudu pro vznik laviny. Napětí na dutince odpovídá velikosti  $U$  a  $I$  značí proud striméru. Při zvyšujícím se napětí nad hodnotu  $U_{inc}$  dochází k vývinu laviny,

po kterém následuje snížení odporu výbojového kanálku a zvýšení proudu striméru způsobeného dalším snížením hodnoty  $R_{str}$  vlivem zahřívání vodivého kanálu výboje. Jakmile lavina dosáhne hodnoty proudu  $I_{inc}$ , strimér si bude moci udržet nízkou hodnotu svého odporu až do doby vybití kapacity  $C_c$  reprezentující dutinku. Poté následuje obnovení velikosti  $R_{str}$ , opětovný nárůst napětí a proces se tak může opakovat. [23]

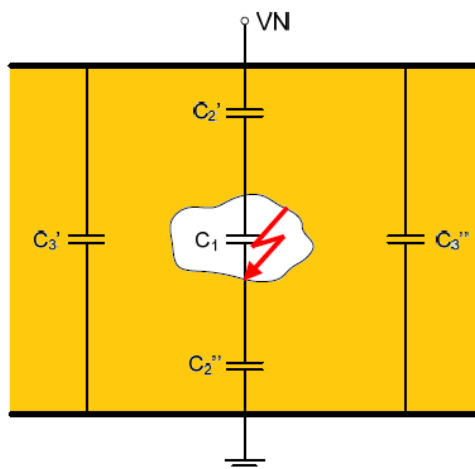


Obrázek 13: Kapacitní model s odporem výbojového kanálku [13]

Kapacitní modely vystihují proces částečného výboje poměrně simplifikovaným způsobem, neboť celý proces simulujeme nabíjením a vybíjením kapacity. Problém těchto modelů spočívá v přítomnosti onoho prostorového náboje uvnitř dutinky. Abychom však prostorový náboj mohli modelovat jako kapacitu, muselo by platit, že její vnitřní povrch je ekvipotenciální. I přes tuto skutečnost nalézají zmiňované modely pro svou jednoduchost a rychlost výpočtu uplatnění v diagnostice silnoproudých zařízení např. v silnoproudých kabelech. [13]

#### 4.1.4 Gemant-Philippovův model

Tento základní model vychází z reprezentace dutinky případně nehomogenity materiálu a izolačního systému za pomoci kapacit a následující popis představuje upřesnění modelu představeného v rámci 4.1.1. Na Obrázek 14 vidíme plynovou dutinku charakterizovanou kapacitou  $C_1$  překlenutou naznačeným probíhajícím částečným výbojem. Kapacita  $C_2$  odpovídá součtu kapacit  $C_2'$  a  $C_2''$  a představuje nepoškozenou část dielektrika zapojenou v sérii s dutinkou. Kapacita nepoškozené části izolantu  $C_3$  je dána paralelní kombinací kapacit  $C_3'$  a  $C_3''$ , přičemž nabývá poměrně velkých hodnot a reprezentuje zbytkovou část izolačního systému. [1]



Obrázek 14: Trojkapacitní model [9]

Kapacitní poměry Gemant-Philipovova modelu uvádíme ve tvaru (39)-(41), ve kterých  $C_3$  reprezentuje kapacitu samotného (okolního) izolantu,  $C_D$  charakterizuje výslednou kapacitu části

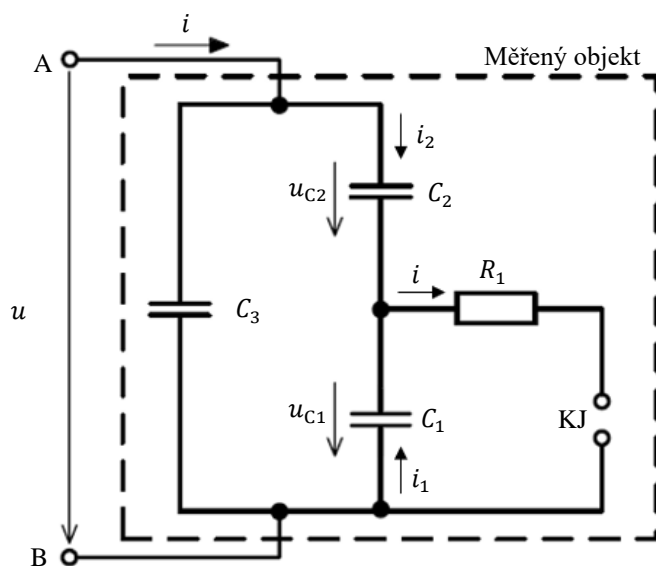
zbylého izolantu s dutinkou a kapacita  $C$  pak odpovídá celkové výsledné kapacitě trojkapacitního modelu.

$$C_3 = C_3' + C_3'' \quad (39)$$

$$\frac{1}{C_D} = \frac{1}{C_2'} + \frac{1}{C_2''} + \frac{1}{C_1} \quad (40)$$

$$C = C_3 + C_D \quad (41)$$

Nyní si můžeme za pomoci rovnic a náhradního schéma zmíněného modelu (Obrázek 15) popsat celý proces vnitřního částečného výboje pomocí napěťových rovnic. Náhradní schéma jsme rozšířili o rezistor  $R_1$  představující elektrický odpor výbojového kanálku ČV, který se táhne skrze dutinku. K uplatnění  $R_1$  dochází v okamžiku přeskoku na kulovém jiskřišti KJ tedy v momentě, kdy nastává částečný výboj, resp. napětí na KJ dosahuje hodnoty napětí zapalovacího (iniciačního).



Obrázek 15: Náhradní schéma pro vnitřní částečný výboj – Gemant-Philippovův model [8]

Přiložením střídavého napětí  $u$  na svorky A a B začne obvodem protékat proud  $i$ . Jestliže okamžitá hodnota tohoto přiloženého napětí bude nižší, než hodnota zapalovacího napětí jiskřiště  $U_z$ , tedy nižší než hodnota iniciačního napětí, poněvadž platí  $U_z = U_{inc}$ , tak pro napětí na kondenzátoru  $C_1$  (napětí na dutince před výbojem) bude platit rovnice kapacitního děliče (42).

$$U_{C1} = \frac{C_2}{C_1 + C_2} \cdot U \quad (42)$$

Pro zjednodušení předpokládáme, že hodnota zhášecího napětí na kulovém jiskřišti je nulová. Jakmile dosáhne napětí  $U_1$  hodnoty zapalovacího napětí jiskřiště (iniciačního napětí) dojde k výboji. Napětí na kapacitě  $U_{C1}$  poklesne na hodnotu napětí  $U_v$ , která reprezentuje napětí na svorkách zařízení po zapálení KJ. Z rovnice kontinuity pak pro náboj před a po výboji můžeme definovat rovnici (43).

$$\left( \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} + C_3 \right) \cdot U = (C_2 + C_3) \cdot U_v \quad (43)$$



Vyjádřením napětí  $U_v$  z rovnice (43) a zjednodušením pak dostaneme rovnici (44).

$$U_v = U \cdot \left( \frac{C_1 \cdot C_2 + C_1 \cdot C_3 + C_2 \cdot C_3}{(C_1 + C_2)(C_2 + C_3)} \right) \quad (44)$$

Následně si z výrazu (42) vyjádříme aplikované napětí  $U$  a výsledný výraz dosadíme do rovnice (44). Pro další výpočet budeme předpokládat, že zapalovací napětí kulového jiskřiště odpovídá hodnotě iniciačního napětí  $U_{C1}$ , tedy  $U_{C1} = U_{inc}$ .

$$U_v = U_{inc} \cdot \left( \frac{C_1 \cdot C_2 + C_1 \cdot C_3 + C_2 \cdot C_3}{C_2 \cdot (C_2 + C_3)} \right) \quad (45)$$

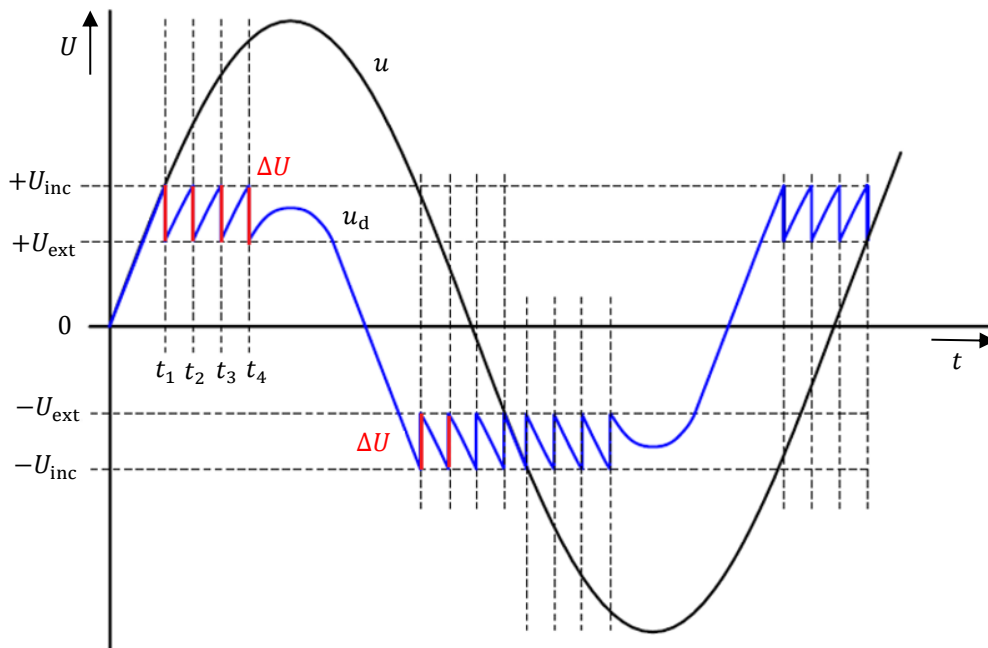
Částečný výboj v dutince vyvolá úbytek napětí  $\Delta U$  na svorkách a vypočítáme ho pomocí velikosti napětí před výbojem a poklesu napětí po zapálení kulového jiskřiště, viz rovnice (46). Po vyjádření  $U$  z (42), dosazení  $U_{C1} = U_{inc}$  a použití rovnosti (45) získáváme vztah (47), který upravíme do finální podoby  $\Delta U$  v (48).

$$\Delta U = U - U_v \quad (46)$$

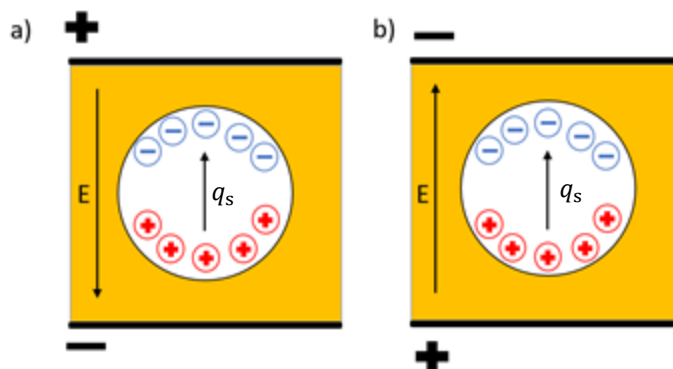
$$\Delta U = U_{inc} \cdot \frac{C_1 + C_2}{C_2} - U_{inc} \cdot \left( \frac{C_1 \cdot C_2 + C_1 \cdot C_3 + C_3 \cdot C_2}{C_2 \cdot (C_2 + C_3)} \right) \quad (47)$$

$$\Delta U = \frac{C_2}{C_2 + C_3} \cdot U_{inc} \quad (48)$$

V Graf 5 je patrné, že zvýšením napájecího napětí  $u$  na hodnotu zapalovacího napětí kulového jiskřiště (iniciační hodnotu napětí)  $+U_{inc}$  dojde v okamžiku  $t_1$  v dutince k výboji. Napětí na dutince  $u_d$  během výboje klesne na hodnotu zhášecího napětí jiskřiště  $+U_{ext}$ , tedy na hodnotu napětí, při kterém částečný výboj zaniká. Důsledkem je vznik úbytku napětí  $\Delta U$ . Jelikož napětí zdroje  $u$  stále zvyšuje svoji hodnotu, roste s ním i napětí  $u_d$  a dochází k dalším částečným výbojům v okamžicích  $t_2, t_3, t_4$ . Během těchto výbojů vzniká vnitřní prostorový náboj  $q_s$  (Obrázek 16a), který má opačnou polaritu než intenzita elektrického pole (potažmo napětí), jež ho vyvolala. Tento prostorový náboj tedy zeslabuje celkové elektrické pole, které odpovídá součtu vnějšího elektrického pole a pole prostorového náboje, tj. v kladné polaritě tento náboj trvale snižuje napětí  $u_d$  oproti napětí zdroje  $u$ . Z výše popsaného důvodu mimo jiné dochází i k dřívějšímu průchodu nulou napětí  $u_d$ . Po průchodu nulou má naopak prostorový náboj  $q_p$  (Obrázek 16b) po určité krátkou dobu stejnou polaritu jako vnější elektrické pole. Dochází tedy k zesílení celkového elektrického pole. Napětí  $u_d$  potom roste rychleji v záporné polaritě až na hodnotu  $-U_{inc}$ , dochází k částečnému výboji v opačné polaritě v čase  $t_5$ , přičemž po výboji  $u_d$  padá na hodnotu napětí zániku ČV odpovídající  $-U_{ext}$  a celý proces se tak opakuje.

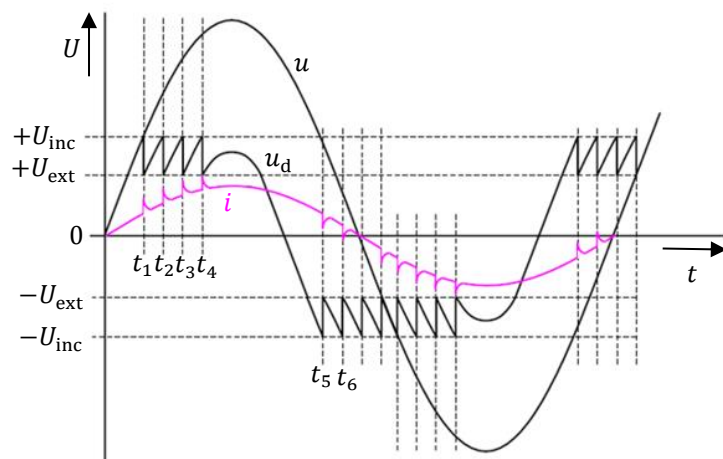


**Graf 5: Průběh napětí na dutince během vzniku částečných výbojů [10]**



**Obrázek 16: Rozložení prostorového náboje a) před a b) ihned po změně polarizace aplikovaného napětí**

V Graf 6 je dále znázorněn průběh proudu  $i(t)$ , který protéká izolačním systémem a má kapacitní charakter. Z grafu vidíme, že částečné výboje dávají vzniku proudovým impulsům, které mají v periodách rozdílné polarizace. V uvedeném případě jsme počítali s tím, že iniciační napětí  $U_{inc}$  a napětí zániku částečných výbojů  $U_{ext}$  mají v obou polaritách shodné hodnoty, což nemusí vždy nutně platit (viz kapitola 3.6.4).



Graf 6: Průběh napětí a proudu na dutince během vzniku částečných výbojů [9]

#### 4.1.4.1 Určení zdánlivého náboje

Pro určení zdánlivého výboje  $q_z$ , jež se typicky užívá pro vyhodnocování částečných výbojů pak budeme potřebovat rovnici celkové kapacity Gemant-Philippovova modelu (49), vztah (50), ze kterého jsme pak schopni vyjádřit samotný  $q_z$  jako (51). Konečným dosazením za celkovou kapacitu a úbytek napětí na svorkách, pak obdržíme rovnici (52).

$$C = C_3 + \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} \quad (49)$$

$$\Delta U = \frac{q_z}{C} \quad (50)$$

$$q_z = C \cdot \Delta U \quad (51)$$

$$q_z = \left( C_3 + \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2} \right) \cdot \Delta U \quad (52)$$

Za předpokladu, že pro dutinku platí nerovnost  $(C_1 \text{ a } C_2) \ll C_3$ , tak úpravou rovnice (52), získáme konečný výsledný vztah (55) pro zdánlivý náboj  $q_z$ .

$$q_z \doteq C_3 \cdot \Delta U \quad (53)$$

$$\Delta U \doteq \frac{C_2}{C_3} \cdot U_{\text{inc}} \quad (54)$$

$$q_z \doteq C_3 \cdot \frac{C_2}{C_3} \cdot U_{\text{inc}} \doteq C_2 \cdot U_{\text{inc}} \quad (55)$$

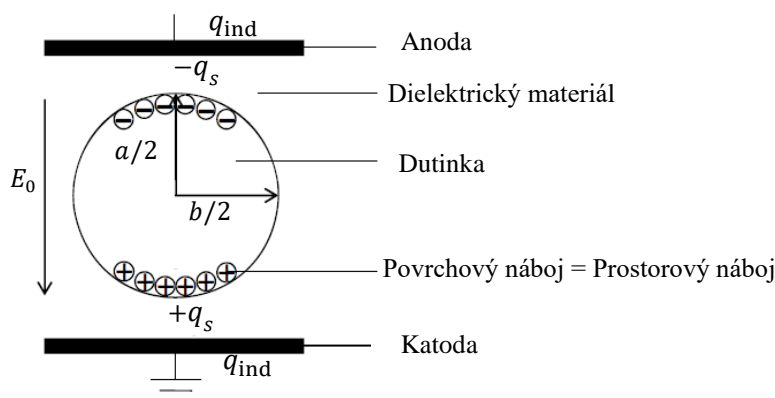
## 4.2 Elektrostatický model ČV

Elektrostatickým modelováním částečných výbojů se zabýval fyzik z dánské univerzity A. Pedersen, proto se někdy také hovoří o Pedersenově nebo dipólovém modelu. Právě Pederson poukázal na skutečnost, že reprezentování částečného výboje za pomoci kapacitních modelů nekoresponduje s fyzikálními procesy, jež se odehrávají v reálném systému. Elektrostatický model je proto definován analytickými rovnicemi a na částečný výboj se nahlíží z hlediska teorie elektrického pole.

Kapacita je v teorii Laplaceova pole definována jako  $C = |Q|/U$ , kde  $|Q|$  reprezentuje velikost náboje přeneseného mezi opačně nabitými elektrodami při určité velikosti přiloženého napětí  $U$ . Zmíněná definice kapacity v Laplaceově poli je však v našem případě neplatná. Stěny dutinky

nemají ekvipotenciální charakter a navíc, po odeznění prvního částečného výboje, máme přítomen prostorový náboj a již tedy neplatí ani nepřímá úměrnost mezi nábojem  $Q$  a přiloženým napětím  $U$ .

Princip elektrostatického modelování spočívá v určení tzv. indukovaného náboje  $q_{ind}$  na elektrodách. Zdrojem těchto indukovaných nábojů jsou náboje vzniklé výbojovou činností, které uvnitř dutinky vytvoří elektrický dipól a jež jsou roz distribuovány na dielektrickém rozhraní plyn-dielektrický materiál (tedy na povrchu stěny dutinky). Souhrnně můžeme takto složený dipól z povrchových nábojů nazvat námi již známým prostorovým nábojem.



**Obrázek 17: Konceptuální pojetí dutinky dielektrika [20]**

Po částečném výboji nosiče náboje uvnitř dutinky indukují náboj  $q_{ind}$  na elektrodách jehož velikost můžeme zjednodušeně rozumět jako diferenci mezi nábojem na elektrodě před a po výboji. Tato skutečnost je popsána rovnicí (56), kde  $U$  a  $Q$  jsou hodnoty napětí a velikost náboje před částečným výbojem,  $\Delta U$  charakterizuje změnu napětí na elektrodě,  $\Delta Q$  reprezentuje náboj přenesený ze zdroje na elektrodu a  $q_{ind}$  je indukovaný náboj na elektrodách vlivem výbojové činnosti v dutince. [24], [25]

$$(U - \Delta U) \cdot Q = U \cdot (Q + \Delta Q) + q_{ind} \quad (56)$$

Naindukovaný náboj na elektrodě lze určit vztahem (57), ve kterém ve kterém  $V_{dutinka}$  a  $S_{dutinka}$  reprezentují objem a obsah. Veličiny  $\rho_v$  a  $\sigma_s$  jsou potom objemovou a povrchovou hustotou tohoto náboje uvnitř dutinky. Parametr  $\lambda$  popisuje bezrozměrnou spojitou pozitivní skalární funkci určenou polohou náboje, která může být získána výpočtem Laplaceovy rovnice  $\nabla \cdot (\epsilon \cdot \nabla \lambda) = 0$  [26].

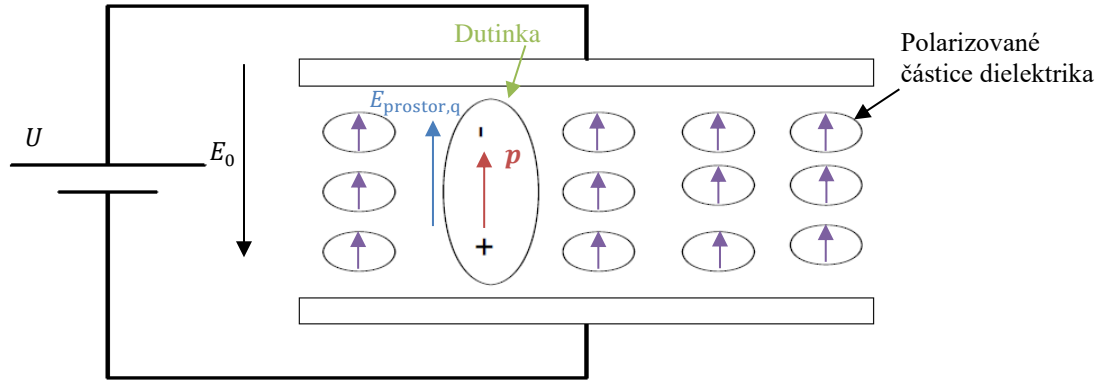
$$q_{ind}(t) = -\iiint_{V_{dutinka}} \lambda \cdot \rho_v(t) \cdot dV - \iint_{S_{dutinka}} \lambda \cdot \sigma_s(t) \cdot dS \quad (57)$$

Z Laplaceovy rovnice můžeme skalární funkci  $\lambda$  vnímat jako skalární rozdělení potenciálu v izolačním systému bez prostorového náboje, tj. bez uvolněných nábojů v dutince na jednotku aplikovaného napětí tedy  $\lambda = U_{skalar}/U_{aplik}$  s okrajovými podmínkami  $\lambda = 1$  na vysokonapěťové elektrodě a  $\lambda = 0$  na elektrodě uzemněné. Platí-li tedy, že na katodě máme  $\lambda = 1$ , tak na anodě nabývá  $\lambda = 0$  a naopak. Podíváme-li se na další podmínku funkce  $\lambda$ , tak pro rozhraní mezi dutinkou a pevným izolantem, tj. na stěně dutinky, musí platit vztah (58), ve kterém  $(\partial \lambda / \partial n)$  odpovídá parciální derivace funkce  $\lambda$  ve směru normály plochy přechodu mezi těmito dielektrickými materiály. Označení levé a pravé strany rovnice indexy  $+$  a  $-$  pak referují popis hraničních dielektrických materiálů, tedy dielektrika a plynu v dutince. [25], [27]

$$\epsilon_+ \cdot \left[ \frac{\partial \lambda}{\partial n} \right]_+ = \epsilon_- \cdot \left[ \frac{\partial \lambda}{\partial n} \right]_- \quad (58)$$

Z modelování částečných výbojů s pomocí kapacit se tedy přešlo na modely s využitím dipólů vzniklých v mezielektrodevém prostoru. Orientace dipólů odpovídá pozitivně a negativně nabitým nosičům náboje, jež jsou uvnitř dutinky rozmístěny dle působení vnějšího elektrického pole. Vztah (59) určuje vektor dipólového momentu  $\mathbf{p}$ , jenž je tvořen náboji na stěnách dutinky a kde  $\mathbf{s}$  značí polohový vektor elementárního náboje. [15]

$$\mathbf{p} = \iiint_{V_{\text{dutinka}}} \mathbf{s} \cdot \rho_v \cdot dV - \iint_{S_{\text{dutinka}}} \mathbf{s} \cdot \sigma_s \cdot dS \quad (59)$$



**Obrázek 18: Dipólový moment dutinky [24]**

V případě, že je dutinka malá v porovnání s celkovou velikostí pevného izolačního systému, tak se dá předpokládat, že gradient funkce  $\lambda$  nabývá uvnitř dutinky rovnoměrného rozdělení a indukovaný náboj určíme vzhledem k dipólovému momentu s pomocí vztahu (60), kde  $\nabla\lambda$  stanovíme dle (61). V rovnici (61) figuruje námi již známý zesilovací parametr elektrického pole  $f$  (rov. (14)) a  $\lambda_0$  reprezentuje elektrický potenciál ve středu dutinky v momentě, kdy se uvnitř izolačního systému nenacházejí žádné nehomogenity a nosiče elektrického náboje. Parametr  $\nabla\lambda_0$  závisí především na geometrii elektrod a homogenitě izolačního materiálu např. pro deskové elektrody platí  $|\nabla\lambda_0| = 1/d$ , kde  $d$  je mezielektrodevá vzdálenost. [15]

$$q_{\text{ind}} = -\mathbf{p} \cdot \nabla\lambda \quad (60)$$

$$\nabla\lambda = f \cdot \nabla\lambda_0 \quad (61)$$

Jestliže zanedbáme interakce nábojů mezi pevným dielektrickým materiálem a elektrodami, tak s využitím právě elektrostatických modelů můžeme stanovit zdánlivý náboj  $q_z$  jako diferenci mezi indukovaným nábojem před a po částečném výboji, který určuje rovnice (62), kde  $\epsilon_0$  a  $\epsilon_r$  jsou permitivita vakua a relativní permitivita použitého dielektrika,  $r$  definuje poloměr dutinky, velikost elektrické intenzity na dutince před částečným výbojem odpovídá hodnotě  $E_{\text{dutinka,pred_PD}}$  a elektrická intenzita zániku výboje je  $E_{\text{ext}}$ . Pro prostorový náboj  $q_s$  pak platí vztah (63). Uvedené rovnice lze použít za předpokladu, že elektrické pole uvnitř dutinky společně s prostorovým nábojem jsou rovnoměrně rozděleny. [13]

$$q_z = -4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot r^3 \cdot (E_{\text{dutinka,pred_PD}} - E_{\text{ext}}) \cdot \nabla\lambda \quad (62)$$

$$q_s = \epsilon_0 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot (1 + 2 \cdot \epsilon_r) \cdot (E_{\text{dutinka,pred_PD}} - E_{\text{ext}}) \quad (63)$$

V elektrostatických modelech je na částečné výboje nahlíženo z hlediska rozložení elektrického pole. Při jejich aplikování předpokládáme, že elektrické pole a prostorový náboj v dutince jsou rovnoměrně rozloženy a elektrická intenzita ve zbytkové části izolačního systému zůstává neměnná po dobu výbojové činnosti. Naopak celý povrch dutinky je vlivem ČV ovlivněn. Ve skutečnosti však rozložení elektrické intenzity uvnitř dutinky je nerovnoměrné a namísto řešení zmíněnou analytickou metodou se z tohoto důvodu přechází na simulaci pomocí metody konečných prvků

(FEM). Navíc na částečný výboj nahlížíme pouze z pozice dvou stavů jeho průběhu, a to je situace před a po výboji. Efekt výbojového kanálku na elektrické pole  $E_{\text{dutinka}}$  a na nosiče elektrického náboje uvnitř dutinky tedy zanedbáváme. [15], [25]

### 4.3 ČV FEM modely

Metoda konečných prvků neboli FEM je výpočetní analýza, která umožňuje řešení rozložení elektrického pole v celém objemu izolačního systému před, během i po výbojové činnosti v dutince. Jedná se o numerické řešení tohoto jevu, tudíž jej lze aplikovat k zjištění rozložení nehomogenního pole v dutince, které ovlivňují elektrody a umístění povrchového náboje na stěnách dutinky. Většina modelů pracuje se zjednodušenými tvary dutinky, přičemž se nejčastěji simuluje koule a elipsoid. Při využití FEM však žádný nárok na zjednodušení tvaru dutinky nevzniká. Navíc se tato metoda neomezuje jenom na děje elektrické, ale zahrnuje i ostatní mechanické a tepelné děje, které ovlivňují chování částečného výboje. Samotné modelování spočívá v rozdělení celého systému na konečný počet malých prvků, přičemž pro každý element tohoto modelu je zvlášť realizován výpočet požadované veličiny. Skutečný náboj i náboj indukovaný (v případě elektrostatického FEM modelování) vypočítáváme numericky na rozhraní dutinky a elektrod s využitím okrajových podmínek a výsledného rozložení intenzity elektrického pole. Nevýhoda užití těchto modelů spočívá v jejich časové náročnosti simulace. FEM modely můžeme dělit na dva typy, a to na FEM vodivostní a FEM elektrostatické. [28]

#### 4.3.1 Vodivostní FEM model ČV

Vodivostní model rozšiřuje modelování ČV o dynamické děje, jež se odehrávají v době částečného výboje. Během výbojové činnosti je ve výbojovém kanálku díky ionizačním procesům rozprostřeno velké množství nosičů náboje, které významně zvyšují vodivost dutinky oproti původnímu stavu před výbojem. V tomto modelování předpokládáme, že vodivost dutinky definuje vodivost plynu  $\gamma_{\text{plyn1}}$ , který ji vyplňuje před výbojovou činností. Jakmile dojde ke splnění nutných podmínek výboje (dostatečná intenzita elektrického pole a přítomnost volného iniciačního elektronu), nastává zvýšení vodivosti plynu na hodnotu  $\gamma_{\text{plyn2}}$ . Uvedené zvýšení vodivosti simuluje proces ČV. Během výboje vede napříč dutinkou proudový výbojový kanálek, dochází k indukovaní nosičů náboje jak na stěnách dutinky, tak i na elektrodách a k poklesu napětí na dutince. Jestliže napětí klesne až na hodnotu  $U_{\text{ext}}$ , sníží se i vodivost plynu a výboj ve velmi krátkém čase zaniká. Rozložení elektrické intenzity popisuje během tohoto procesu dvojice diferenciálních rovnic (64) a (65). První z nich je rovnice kontinuity proudu v diferenciálním tvaru, ve které součet divergence proudové hustoty a změny objemové hustoty volných nosičů náboje dosahuje nuly. Druhá rovnice reprezentuje Gaussův zákon elektrostatiky v diferenciálním tvaru, kde je divergence elektrické indukce  $\mathbf{D}$  rovna objemové hustotě volných nosičů náboje  $\rho_v$ . [13]

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial \rho_v}{\partial t} = 0 \quad (64)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_v \quad (65)$$

Vzhledem k závislosti rozložení elektrického pole na povrchové vodivosti dutinky představuje určení velikosti veličiny  $\gamma_{\text{plyn2}}$  důležitý faktor pro dynamické modelování částečného výboje. V [29] byla tato hodnota určena poměrně malá, a to na  $\gamma_{\text{plyn2}} = 10^{-4} \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ , aby se předešlo rychlým změnám elektrického potenciálu, které by mohly způsobit numerické problémy ve výpočtu. Zároveň ale tato hodnota nabývá dostatečné velikosti s ohledem na to, aby výboj proběhl v poměrně krátkém čase vzhledem k periodě napětí. Velikost parametru  $\gamma_{\text{plyn2}}$  lze určit a využít pro další modelování také na základě vztahů (66) a (67) získaných z experimentálních výsledků. V (66) odpovídá parametr  $U_{\text{dutinka}}$  napětí na dutince,  $I_{\text{dutinka}}$  proudu ve výbojovém kanálku,  $U_{\text{inc}}$  hodnotě iniciačního napětí a  $I_{\text{crit}}$  představuje kritickou velikost proudu nutnou pro vznik laviny. Vodivost dutinky při výboji lze také stanovit dle rovnice (67) s využitím součinu koeficientu  $\mu_0$ , velikosti elementárního náboje  $q_e$ , elektronové hustoty  $N_e$ , střední volné dráhy

elektronu  $\lambda_e \approx 4 \mu\text{m}$ , vydělené součinem hmotnosti  $m_e$  s tepelnou rychlostí elektronu, přičemž uvedená rychlost odpovídá  $c_e \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ . Koeficient  $\mu_0$  souvisí s distribucí energie elektronů a s jejich střední volnou dráhou, což je vzdálenost, kterou částice urazí mezi dvěma srážkami s dalšími částicemi, přičemž koeficient dosahuje hodnoty přibližně  $\mu_0 \approx 0,85$ . Elektronovou hustotu potom definujeme vztahem (68), ve kterém  $q_z^{\text{max}}$  značí maximální velikost zdánlivého náboje, získanou z analýzy naměřených výsledků. [13], [17]

$$\gamma_{\text{plyn2}} = \gamma_{\text{plyn1}} \cdot e \left( \left| \frac{U_{\text{dutinka}}}{U_{\text{inc}}} \right| + \left| \frac{l_{\text{dutinka}}}{l_{\text{crit}}} \right| \right) \quad (66)$$

$$\gamma_{\text{plyn2}} = \frac{\mu_0 \cdot q_e^2 \cdot N_e \cdot \lambda_e}{m_e \cdot c_e} \quad (67)$$

$$N_e = \frac{q_z^{\text{max}}}{\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot q_e \cdot r^3} \quad (68)$$

U předchozích modelů probíhalo určení náboje částečného výboje na základě dvou stavových hodnot před a po výboji, ať už se jednalo o reprezentování ČV pomocí kapacity či analytického vyhodnocování. Vzhledem k tomu, že rozložení elektrického pole na povrchu zemnicí elektrody i uvnitř dutinky není rovnoměrné a dutinka navíc disponuje prostorovým nábojem, lze vodivostní model s výhodou využít k numerickému výpočtu proudu částečného výboje. Jak skutečný, tak i zdánlivý náboj jsou během výboje vypočítávány taktéž numericky na základě časové integrace proudu. Zmíněný proud získáváme integrací proudové hustoty  $J$  přes povrch zemnicí elektrody pro zdánlivý náboj a přes povrch dutinky pro skutečný náboj, viz rovnice (37) a (38). [17], [29]

Vodivostní modely jsou podobně jako modely kapacitní hojně využívány i v případě simulací dielektrických materiálů s několika dutinkami a případně i pro energetická zařízení. Vzhledem k modelování výbojového kanálku, lze s pomocí těchto modelů zkoumat i závislost změny teploty v dutince na proudu částečného výboje. Na základě teplotních změn můžeme dále vyšetřovat chování částečných výbojů. Přestože FEM umožňuje počítání i nehomogenního rozložení elektrického pole dutinky, tak mezi nedostatky této metody řadíme neschopnost modelování distribuce povrchového náboje na stěnách dutinky, neboť předpokládáme, že celý objem dutinky je výbojem ovlivněn. Další nevýhoda vodivostního modelu spočívá i ve využití zdánlivého náboje pro určení elektronové hustoty ve výbojovém kanálku, tedy velikosti konduktivity  $\gamma_{\text{plyn2}}$ . [13]

### 4.3.2 Elektrostatický FEM model

Elektrostatický FEM model se zabývá, stejně jako analytický elektrostatický model, rozložením prostorového náboje. Tento náboj ovlivňuje nejen rozložení elektrického pole, ale má vliv také na následující výboj. Distribuce prostorového náboje záleží na rozmístění nábojů na povrchu dutinky během probíhajícího částečného výboje a jejich následném pohybu po ukončení ČV. Na rozdíl od analytického modelu je již schopen modelovat nerovnoměrné rozložení elektrické intenzity v dutince. Modelování spočívá v diskretizaci dutinky na konečný počet segmentů, ve kterých jsou následně vypočítány jednotlivé povrchové hustoty náboje. Základní rovnici pro zjištění velikosti elektrického pole popisuje výraz (69). [20]

$$\nabla \cdot \varepsilon \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (69)$$

Před prvním výbojem se v objemu dutinky nevyskytují volné nosiče náboje, a tak hodnota povrchové hustoty náboje  $\sigma_s$  nabývá nuly. Výbojová činnost je simulována rostoucí hodnotou  $\sigma_s$ , která se zvyšuje do té doby, než elektrická intenzita dutinky  $E_{\text{dutinka}}$  klesne pod hodnotu  $E_{\text{ext}}$ . Pro následující výboj již tedy povrchová hustota náboje na povrchu dutinky není nulová a pravděpodobnost výboje se tak zvyšuje. Určení zdánlivého náboje  $q_z$  se provádí integrací rozdílu povrchových hustot náboje před výbojem  $\sigma_{s1}$  a po výboji  $\sigma_{s2}$  (70) a skutečný náboj  $q_{\text{skut}}$  určíme výpočtem celkové povrchové hustoty náboje dutinky (71). [20]

$$q_z = \int (\sigma_{s2} - \sigma_{s1}) dS_{\text{dutinka}} \quad (70)$$

$$q_{\text{skut}} = \int \sigma_s dS_{\text{dutinka}} \quad (71)$$

### 4.3.3 Rychlost generování elektronů

Volný iniciační elektron je potřebný pro zahájení vývinu výboje, přičemž výboj nastává za splnění podmínky  $E_{\text{dutinka}}(t) > E_{\text{inc}}$ . Určení pravděpodobnosti dostupnosti tohoto elektronu, které bude popsáno níže, můžeme implementovat jak pro FEM model vodivostní, tak i elektrostatický. Uvedený postup zároveň použijeme i v modelu tvořeném v rámci této diplomové práce.

Z kapitoly 3.6.2 víme, že ke generování iniciačního elektronu dochází dvěma základními procesy, a to povrchovou emisí  $N_{e,\text{povrch}}(t)$  a objemovou ionizací  $N_{e,\text{objem}}(t)$ . Celkovou rychlost generování elektronů  $N_{\text{tot}}(t)$  určíme dle rovnice (72), ve které  $N_{\text{PD}}$  odpovídá počtu dostupných elektronů v dutince po předchozím výboji,  $t_{\text{PD}}$  je čas uskutečnění předchozího výboje a  $\tau_{\text{zanik}}$  definuje časovou konstantu zániku elektronů mezi výboji. Rozdíl  $(t - t_{\text{PD}})$  určuje dobu uplynulou od předchozího částečného výboje. Počet dostupných residuálních elektronů po předchozím výboji stanovuje vztah (73). Celkový počet  $N_{\text{tot}}(t)$  určíme součtem generovaných elektronů objemovou ionizací a povrchovou emisí. Pro simulování částečných výbojů se však často objemová ionizace zanedbává, a to hned ze dvou důvodů. První důvod představuje obtížné určení parametrů, které souvisí s vyhodnocením velikosti objemové ionizace. Druhým důvodem je skutečnost, že objemová ionizace zpravidla nabývá hodnot výrazně menších než  $N_{e,\text{povrch}}(t)$ . Velikost  $N_{\text{PD}}$  tedy i v našem modelu stanovíme pouze na základě povrchové emise elektronu  $N_{e,\text{povrch}0}$ , která udává počet dostupných iniciačních elektronů v době, kdy elektrická intenzita dutinky dosáhne iniciační úrovně. Hodnota  $E_{\text{dutinka}}(t_{\text{PD}})$  potom určuje velikost elektrické intenzity v čase předchozího výboje. [30]

$$N_{\text{tot}}(t) = N_{\text{PD}} \cdot e^{\left| \frac{E_{\text{dutinka}}(t)}{E_{\text{inc}}} \right|} \cdot e^{\left( \frac{-(t-t_{\text{PD}})}{\tau_{\text{zanik}}} \right)} \quad (72)$$

$$N_{\text{PD}} = N_{e,\text{povrch}0} \cdot \left| \frac{E_{\text{dutinka}}(t_{\text{PD}})}{E_{\text{inc}}} \right| \quad (73)$$

Velikost  $N_{e,\text{povrch}0}$  závisí nejen na počtu uvolněných elektronů vlivem působení předchozího výboje, ale i na jeho amplitudě a polaritě. Důležitost otázky polaritě předchozího výboje jsme si představili v kapitole 3.6.6. Jestliže tedy polarita předchozího výboje nabývá stejné hodnoty jako výboj, jenž má právě nastat, musíme pro výpočet dostupnosti nosičů náboje použít vyšší hodnoty  $N_{e,0H}$ . V případě polaritě opačné potom pracujeme s nižší hodnotou  $N_{e,0L}$ .

Pravděpodobnost dostupnosti elektronu je dána vztahem (74), ve kterém  $N_{\text{tot}}(t)$  udává celkovou rychlost tvorby elektronů a  $\Delta t$  odpovídá velikosti výpočetního kroku simulace. Výboj se uskuteční, pokud dojde ke splnění podmínky  $P(t) > R$ , kde  $R$  je náhodně zvolené číslo z intervalu  $\langle 0, 1 \rangle$  s rovnoměrným pravděpodobnostním rozdělením. [30]

$$P(t) = N_{\text{tot}}(t) \cdot \Delta t \quad (74)$$

### 4.3.4 Plazmový model ČV

Při modelování částečných výbojů požadujeme, aby model obsahoval jak fyzikální podstatu tohoto jevu, tak i jeho stochastickou povahu. Pro určení nahodilé povahy výboje musíme pracovat se statistickou analýzou, kterou vypracováváme na základě dat získaných z velkého množství výbojů. Vlivem náročnosti výpočtů fyzikálních procesů, odehrávajících se během opakující se výbojové činnosti, dosahuje množství získaných dat značného objemu a navyšuje se tak i složitost zpracování a vyhodnocení zmíněné statistické analýzy. Z výše zmíněného tak plyne, že značné množství modelů (kapacitní, elektrostatické atd.) se výrazně zjednodušuje a



komplikovaný fyzikální proces vývinu výboje nahrazujeme např. představovaným nabitím a vybitím kondenzátoru. Plazmové modely nebyly zpočátku využívány na modelování vnitřních částečných výbojů, ale pro simulaci elektrického výboje v plynu na elektrodách a dielektrického bariérového výboje (výboj, mezi dvěma elektrodami, jež jsou odděleny dielektrikem). Na základě podobností mezi těmito jevy se však začaly částečné výboje modelovat s využitím rovnic popisujících chování tekutin. [13], [19]

Rovnice tekutin, které v plazmových modelech využíváme, zohledňují fyzikální procesy výbojové činnosti z mikroskopického hlediska. Jsou tedy schopné reflektovat děje jako např. nárazová ionizace, rekombinace, difúze, driftové rychlosti nosičů náboje aj. Plazmový model tak jako jeden z mála zachycuje nejen problematiku vzniku elektronové laviny, která způsobí následné utvoření striméru, ale i rozložení nosičů náboje uvnitř dutinky vzhledem k proudu výbojového kanálku, což odpovídá popisu chování elektrického pole během výbojové činnosti. Užívaný model sestává ze tří driftových rovnic (75) - (77) pro tři různé typy nosičů náboje, kterými jsou elektron (index  $e$ ), kladně nabitý iont (index  $p$ ) a záporný iont (index  $n$ ) a popisuje jejich celkové dostupné množství při vývoji výboje, které je ovlivněno např. jejich driftovou rychlostí, schopností ionizace či rekombinací. Ve vztazích reprezentuje  $N$  hustotu příslušných nábojů v dutince,  $t$  je čas, veličina  $\mathbf{W}$  značí driftovou rychlost částic definovanou jako střední hodnotu mezi dvěma srážkami, jejíž velikost závisí na pohyblivosti částice  $\mu$  a intenzitě elektrického pole. Platí tedy  $\mathbf{W}_{e,p,n} = \mu_{e,p,n} \cdot \mathbf{E}$ . Parametry  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\eta$  a  $D_e$  jsou definovány jako Townsendův první ionizační koeficient, rekombinační faktor, koeficient zachycení volných elektronů neutrálními částicemi a difúzní koeficient elektronů.  $S_{sec}$  popisuje zdroje sekundárních ionizačních procesů, tedy vznik páru elektron-iont, jakými jsou fotoionizace a sekundární povrchová katodová emise. Veličina  $S_{sec}$  představuje velmi důležitý modelovací parametr pro vznik striméru, přičemž získání její velikosti je z výpočetního hlediska poměrně náročné. Navíc nutno podotknout, že měřením ani nemůžeme přímo získat fotoionizační data pro vzduch. Z důvodů popsanych výše jsou sekundární ionizační procesy zahrnuty v modelech mezi iniciační podmínky a to tak, že páry elektron-kladný iont rovnoměrně rozmístíme v objemu dutinky s koncentrací  $10^7 \text{ cm}^{-3}$ . V rovnicích (76) a (77) zanedbáváme difúzi kladných a záporných iontů, jelikož zpravidla dosahuje mnohem menších hodnot než difúze elektronů  $D_e$ . [13], [31]

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = N_e \cdot \alpha \cdot |\mathbf{W}_e| - N_e \cdot \eta \cdot |\mathbf{W}_e| - N_e \cdot N_p \cdot \beta - \nabla \cdot (N_e \cdot \mathbf{W}_e - D_e \cdot \nabla N_e) + S_{sec} \quad (75)$$

$$\frac{\partial N_p}{\partial t} = N_e \cdot \alpha \cdot |\mathbf{W}_e| - N_e \cdot N_p \cdot \beta - N_n \cdot N_p \cdot \beta - \nabla \cdot (N_p \cdot \mathbf{W}_p) + S_{sec} \quad (76)$$

$$\frac{\partial N_n}{\partial t} = N_e \cdot \eta \cdot |\mathbf{W}_e| - N_n \cdot N_p \cdot \beta - \nabla \cdot (N_n \cdot \mathbf{W}_n) \quad (77)$$

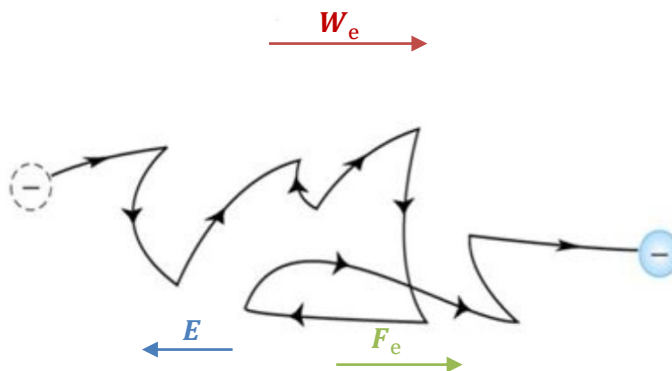
S využitím rovnic tekutin a Poissonovy rovnice (78) jsme schopni v určitém čase stanovit rozložení elektrického pole v dutince během částečného výboje včetně účinků volných nosičů náboje, přičemž  $\varphi$  odpovídá standardnímu skalárnímu elektrickému potenciálu. Intenzita elektrického pole je pak dána jako  $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$  [19].

$$\nabla^2 \cdot \varphi = -\frac{q_{elektron}}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r} \cdot (N_p - N_e - N_n) \quad (78)$$

V [32] byla k modelování částečného výboje z hlediska dynamiky plazmatu užita Boltzmannova rovnice (79). Jedná se o přesnější určení pohybu a chování elektronů během výbojové činnosti. Ve vztahu (79) nám nyní opět figuruje hustota elektronových nosičů náboje  $N_e$ ,  $p_e$  značí elektronovou hybnost, kterou vypočteme jako součin elektronové hmotnosti a driftové rychlosti, tedy  $p_e = m_e \cdot \mathbf{W}_e$ . Veličina  $\mathbf{F}_e$  odpovídá síle působící na elektron, jež určíme  $\mathbf{F}_e = q_{elektron} \cdot \mathbf{E}$  a  $\mathbf{r}$  symbolizuje polohový vektor elektronu. Pravá strana rovnice reprezentuje změny v distribuci elektronů v objemu dutinky v závislosti na jejich kolizní činnosti s molekulami plynu. Při modelování je tedy distribuce elektronů s využitím Boltzmannovy rovnice v určité prostorové souřadnici dané

polohovým vektorem  $\mathbf{r}$  určena pouze aplikovaným elektrickým polem, potažmo silou  $\mathbf{F}_e$ , časem a hybností elektronu. [13]

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \frac{\partial N_e}{\partial \mathbf{r}} \cdot \frac{\mathbf{p}_e}{m_e} + \frac{\partial N_e}{\partial \mathbf{p}_e} \cdot \mathbf{F}_e = \frac{\partial N_e}{\partial t} \Big|_{\text{kolize}} \quad (79)$$



Obrázek 19: Driftová rychlost elektronu [33]

S využitím rovnic tekutin, Poissonovou rovnicí a Boltzmannovou rovnicí, již můžeme fyzikální procesy během částečného výboje popsat z poměrně podrobného hlediska. Díky kombinaci těchto vztahů jsme dále schopni určit prostorové rozložení elektronů, iontů, elektrického pole a hustoty energie v objemu dutinky od počátku vzniku výboje. [13], [32]

Jeden z dalších přístupů k modelování částečných modelů představuje uplatnění kinetických metod. Uvažujeme-li distribuci nosičů náboje v objemu dutinky, tak se jejich chování během výboje může významně lišit např. vlivem zachycení částic. Model potom vybočuje z popisu daného rovnicemi (75) - (79). Mezi kinetické metody řadíme tzv. částice v buňce (z angl. Particle in cell neboli PIC). Základ tohoto modelu spočívá v odhadu společného chování všech částic plazmatu s využitím malého počtu tzv. super-částic. Metoda PIC umožňuje statistické znázornění obecných distribučních funkcí ve fázovém prostoru. Tento prostor je určen systémem nezávislých zobecněných souřadnic a jejich hybností. Model tedy může poskytnout detailnější informace o vývoji výboje z hlediska rozmístění částic ve fázovém prostoru. Pomocí PIC lze navíc determinovat nejen stavy ustálené, ale i děje přechodné. Podstatou je, že každá super-částice reprezentuje velké množství reálných nosičů náboje a ve spojitém prostoru nese informaci o své pozici a rychlosti. Využitím tohoto typu modelování můžeme, získat rozptylové grafy fázového prostoru pro různé druhy částic, dále lze navíc získat informace o prostorovém náboji, o změnách elektrického pole případně i o nahromaděném náboji na elektrodách. [34], [35]

V porovnávání s již dříve představenými modely zachycují plazmové modely fyzikální podstatu částečných výbojů. Jako jedny z mála jsou zároveň schopny podrobněji zachytit samotný počátek vzniku a následný vývin výboje. Jejich největší nevýhoda spočívá ve značné výpočetní náročnosti, byť je výpočet realizován i jen pro jediný částečný výboj. Modelování vysoké četnosti výbojů bývá tedy často zjednodušeno a to např. již zmíněným způsobem, tedy zanedbáním sekundárních fotoionizačních procesů, které nahradíme vysokou koncentrací volných elektronů pro zkrácení doby vývoje striméru. Díky tomu dojde ke snížení výpočetní náročnosti, výsledky simulace ale nesoúhlasí s experimentálně zjištěnými hodnotami, a to především v průběhu proudového impulsu ČV a rozložení povrchového náboje uvnitř dutinky. [13]

## 4.4 Srovnání modelů

Typ modelu	Výhody	Nevýhody
Niemeyerův fyzikální model	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Základ pro většinu ostatních modelů</li> <li>• Matematicko-fyzikální model zahrnující generování iniciačního elektronu, strimérový proces výboje a odhad amplitudy ČV</li> <li>• Definování procesů: povrchové emise a objemové ionizace</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Některé parametry jsou považovány jako konstanty (např. prostorový náboj v dutince)</li> </ul>
Trojkapacitní	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Snadné na pochopení a implementování</li> <li>• Jednoduchá aplikace na výkonová zařízení</li> <li>• Lze užít pro simulaci většího množství ČV</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Nedokáže plně zahrnout fyzikální procesy a dynamické děje související s volnými nosiči náboje</li> <li>• Předpoklad, že je povrch dutinky ekvipotenciální</li> </ul>
Elektrostatický (analytický)	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Analytické řešení</li> <li>• Představuje indukovaný náboj na elektrodách</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Elektrické pole dutinky je rovnoměrně rozloženo v jejím celém objemu</li> <li>• Elektrické pole zbylého izolačního materiálu zůstává po dobu výboje neměnné</li> <li>• Celý objem dutinky je ovlivněn výbojovou činností (prakticky je však ovlivněno jen okolí podél výboje)</li> </ul>
FEM obecně	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Distribuce intenzity elektrického pole je určena numerickým výpočtem → je možno modelovat nehomogenní elektrické pole</li> <li>• Možnost simulace i ve 3D</li> <li>• Je možno popsat dynamické děje</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Časově náročné</li> <li>• Potřebné velké množství dat</li> </ul>
FEM vodivostní	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Částečný výboj lze jednoduše simulovat změnou vodivosti dutinky v čase</li> <li>• Možnost numerického určení proudového impulsu ČV</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Celé elektrické pole dutinky je ovlivněno výbojem → nelze modelovat rozložení prostorového náboje</li> </ul>
FEM elektrostatický	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Je zanedbána vodivost plynu, takže je snížen počet nutných parametrů k výpočtu</li> <li>• Zahrnuje koncept indukovaného náboje</li> <li>• Numerické určení velikosti zdánlivého a skutečného náboje změnou hustoty náboje na povrchu dutinky</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Těžké určení dynamických jevů na povrchu dutinky</li> </ul>
Plazmový (rovnice tekutin)	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Popis ČV z mikroskopického fyzikálního hlediska</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Zanedbává stochastické chování ČV</li> <li>• Vysoká výpočetní náročnost</li> <li>• Nepraktická pro analýzu stárnutí izolačního systému vlivem ČV a pro vyšší počet několika se opakujících ČV</li> <li>• Není vhodné pro simulaci většího množství ČV</li> </ul>
Plazmový (PIC)	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Srozumitelná fyzikální interpretace</li> <li>• Snadná implementace</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Metoda požaduje velké množství dat, navyšující výpočetní a časovou náročnost</li> <li>• Není vhodné pro simulaci většího množství ČV</li> </ul>

Tabulka 2: Srovnání modelů ČV [10], [20], [28]

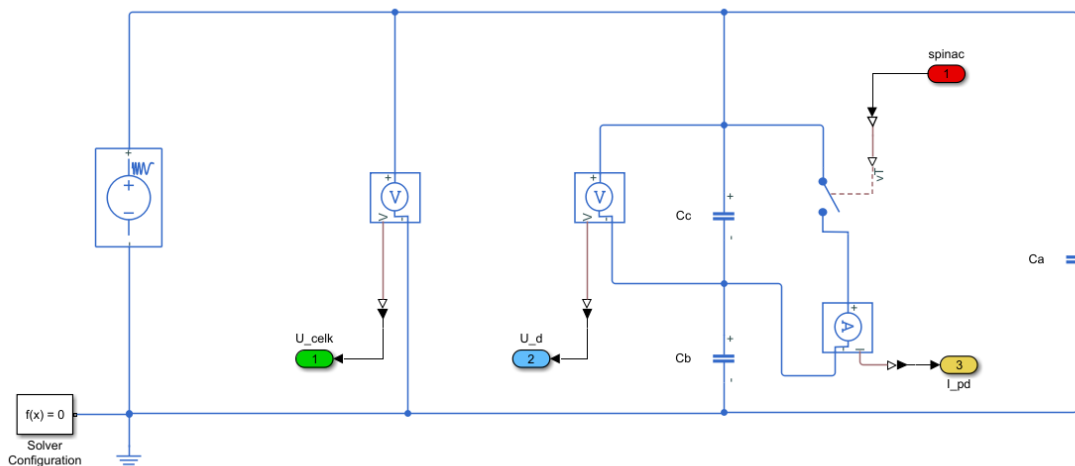
## 5 Realizace základního modelu částečných výbojů

K simulaci částečných výbojů sestavíme model v programu Matlab Simulink (ver. R2021b), jenž bude obsahovat několik funkčních celků. Chování dielektrického materiálu ve střídavém elektrickém poli reprezentujeme dříve popsáním trojkapacitním modelem (kapitola 4.1.4). Standardní trojkapacitní model následně rozšíříme o vliv prostorového náboje, kdy si představíme dva přístupy k jeho modelování. Nakonec si ukážeme simulaci tzv. echa částečných výbojů, přičemž tento fenomén se váže na existenci prostorového náboje v dutince dielektrika. Vedle základních prvků programu Matlab Simulink využijeme při tvorbě modelu i knihovny Simscape, s jejíž pomocí sestavíme elektrický obvod reprezentující zkoumané dielektrikum s dutinkou. Dále pro účely modelování prostorového náboje použijeme čítač z knihovny DSP System Toolbox. Hlavním důvodem pro existenci modelu je simulace výbojové činnosti, záznam průběhů, jež uvedenou výbojovou činnost dokumentují a následné vytvoření PRPD patternů charakterizujících částečné výboje uvažovaného modelu. Samotná realizace modelu představuje součást elektronické přílohy této diplomové práce, přičemž v následujících kapitolách si funkci modelu a jeho funkčních celků popíšeme.

Vedle elektrického obvodu reprezentujícího zkoumaný dielektrický vzorek a zdroj napětí, k němuž by byl v reálném uspořádání vzorek připojen, obsahuje model další prvky (v Matlab Simulink řešeny vlastními subsystemy), které zajišťují řízení výbojové činnosti modelu (spínací logiku). Další subsystemy slouží k záznamu požadovaných průběhů zkoumaných veličin, jež využijeme k vytvoření PRPD patternů. V neposlední řadě lze za součást modelu považovat i kódovou část Matlab skriptu (soubor s příponou „.m“), v němž definujeme parametry modelu, Simulink model v něm také spouštíme, a nakonec i zpracováváme data ze zmíněných zaznamenaných průběhů.

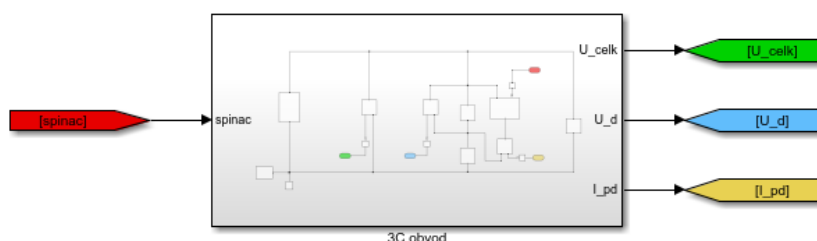
### 5.1 Základní elektrický obvod

Základní elektrický obvod reprezentující chování dielektrika v elektrickém poli a vznik částečných výbojů jsme si ukázali již v kapitole (4.1). Dále představované schéma tedy odpovídá konkrétní realizaci obvodu pomocí elektrických prvků z knihovny Simscape, jež disponuje i vlastním řešitelem pro simulaci takového el. obvodu. Obvod obsahuje tři základní typy prvků – programovatelný zdroj střídavého napětí, kondenzátory a spínač. Zdroj má v případě základní simulace definovanou amplitudu sinusového napájecího napětí a jeho frekvenci. Kondenzátory, vedle svého hlavního parametru (elektrické kapacity), obsahují i svodový rezistor, jenž je nutný pro potřeby simulace s komponenty z knihovny Simscape definovat. Hodnotu svodového (parazitního) odporu tedy nastavíme na úroveň technického nekonečna (v našem případě  $10^{21} \Omega$ ), neboť se snažíme přiblížit idealizovanému modelu. Stejně tak přistupujeme i k nastavení parazitního sériového odporu kondenzátoru, jenž musí být naopak infinitesimální. Spínač v obvodu zkracující kapacitu  $C_C$  potom slouží k modelování částečného výboje a nahrazuje kulové jiskřiště (KJ), jež jsme považovali za standardní součást modelů realizovaných elektrickými obvody. V případě (podmíněného) vzniku částečného výboje, dochází k sepnutí spínače na základě signálu přivedeného na jeho řídicí vstup s nastavenou prahovou hodnotou. Přesáhne-li okamžitá úroveň signálu uvedený práh, spínač spíná. Sepnutí odpovídá přechodu ze stavu nevodivého do stavu vodivého, přičemž nevodivý i vodivý stav charakterizujeme el. odporem daného prvku v příslušném stavu (resp. jeho vodivostí, jak bude ukázáno dále). Nevodivý stav tedy musí nutně odpovídat nekonečnému el. odporu. Ve vodivém stavu naopak spínač nabývá hodnoty odpovídající odporu vodivého kanálu částečného výboje. Nutno podotknout, že námi vytvořený model pracuje s odporem vodivého kanálu jako s konstantní hodnotou, což zcela neodpovídá fyzikální realitě a jedná se tak o další zjednodušení modelu. V případě, že bychom chtěli simulovat změnu odporu vodivého kanálu v průběhu výboje, museli bychom z hlediska knihovny Simscape použít komponentu s odporem proměnným a paralelně k  $C_C$  tedy připojit reostat.



Obrázek 20: Základní simulační trojkapacitní model

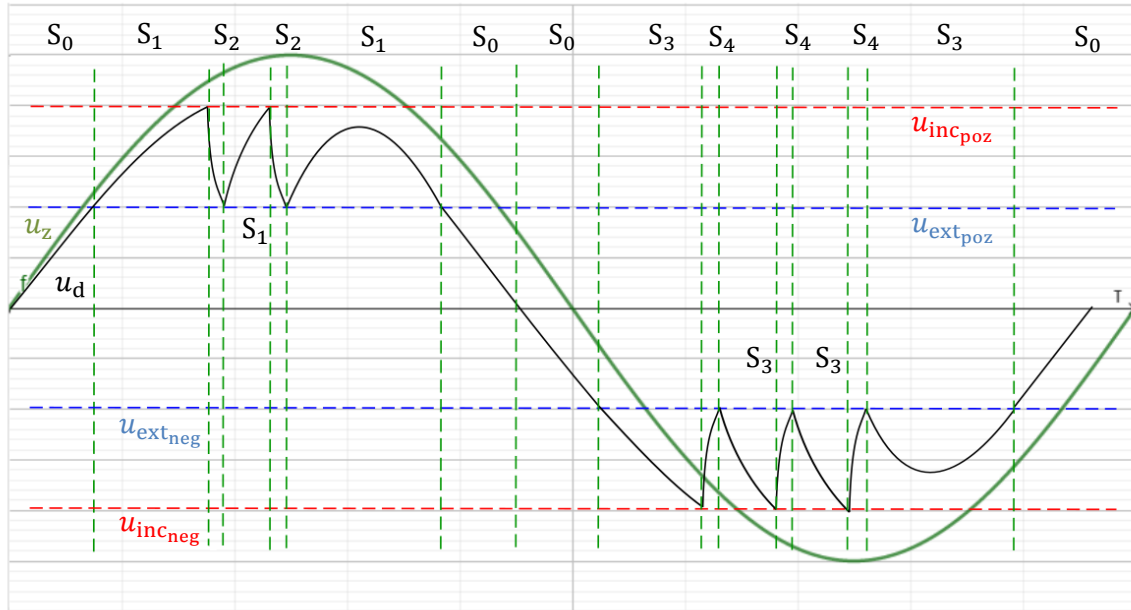
Kromě představených funkčních prvků máme v obvodu zařazeny i ideální měřicí objekty – ampérmetr a dva voltmetry. Měření proudu (resp. náboje) částečného výboje je tedy v modelu skutečně přímočaré, neboť proud výboje měříme uvedeným ampérmetrem a do systému tedy nemusíme pro účely měření zařazovat žádnou vazební kapacitu s měřením úbytku napětí na impedanci, jak je tomu popsáno v kapitole 3.5. Jinými slovy tedy v sestaveném modelu neřešíme chování měřicího obvodu. Stejně tak můžeme blokem voltmetru přímo sledovat napětí na dutince, jehož velikost je zásadní z hlediska řízení výbojové činnosti modelu. Druhý blok voltmetru potom slouží k měření napětí zdroje (tedy celkového napětí přivedeného na vzorek dielektrika). Celý představovaný obvod nalezneme v subsystému *3C obvod* (viz Obrázek 21).



Obrázek 21: Subsystém trojkapacitního elektrického obvodu

## 5.2 Řízení výbojové činnosti

Jak již bylo zmíněno dříve, k částečnému výboji dochází ve chvíli, kdy spínač v elektrickém obvodu přejde do stavu vodivého, přičemž přechod do vodivého stavu nastává při splnění podmínek vedoucích ke vzniku částečného výboje. Částečný výboj potom probíhá po dobu setrvání spínače ve vodivém stavu, do té doby, než jsou splněny podmínky pro ukončení částečného výboje. Spínání lze tedy realizovat na základě platnosti předdefinovaných logických podmínek a známého stavu spínače, což vede na implementaci logického řízení s pomocí konečného stavového automatu. Realizace uvedené programové struktury probíhá v prvé řadě specifikací stavů, jež může stavový automat nabývat a dále pak vytvořením podmínek tvořící přechody mezi jeho navazujícími stavy. Činnost konečného stavového automatu (FSA) je dále nutno navázat na průběh napětí na dutince během vzniku částečného výboje (viz Graf 7).



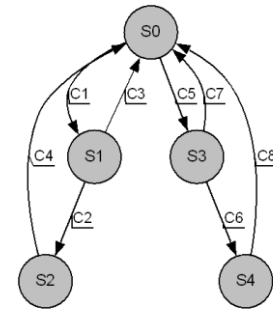
**Graf 7: Průběhy napětí a stavy FSA**

Na Graf 7 vidíme průběh napětí zdroje ( $u_z$ ) a průběh napětí na dutince ( $u_d$ ). Zároveň si můžeme všimnout, že průběh napětí  $u_d$  protíná napěťové hladiny. Uvedené napěťové hladiny odpovídají přepočteným intenzitám, jež jsme svázali se vznikem ( $u_{inc_{poz}}$ ,  $u_{inc_{neg}}$ ) a zánikem ( $u_{ext_{poz}}$ ,  $u_{ext_{neg}}$ ) částečného výboje. Začneme-li srovnávat okamžitou hodnotu napětí  $u_d$  s dosažením jednotlivých napěťových hladin, můžeme si pro vzájemné polohy  $u_d$  a napěťových hladin vytvořit sérii stavů ( $S_0 - S_4$ ), jímž přiřadíme hodnotu výstupu řídicího spínače v elektrickém obvodu. Ve výchozím stavu  $S_0$  pozorujeme nárůst napětí (v kladné půlperiodě průběhu  $u_d$ ) a dosažení napěťové hladiny  $u_{ext_{poz}}$ , přičemž spínač setrvává rozepnutý. Po překonání hladiny  $u_{ext_{poz}}$  překlápí stavový automat do stavu  $S_1$ , v němž stejně jako v  $S_0$  částečný výboj neprobíhá a výstup přivedený na spínač tedy není aktivní. Napětí  $u_d$  však stále roste až dosáhne hladiny  $u_{inc_{poz}}$ , tedy iniciačního (zapalovacího) napětí částečného výboje. Nastává tak překlapaní do stavu  $S_2$ , v němž vzniká výboj doprovázený prudkým poklesem napětí na dutince dielektrika. Výstup stavového automatu se v uvedeném stavu  $S_2$  aktivuje, přičemž výboj probíhá, dokud napětí neklesne pod úroveň  $u_{ext_{poz}}$ . Po dosažení  $u_{ext_{poz}}$  je výbojová činnost ukončena a stavový automat se vrací do výchozího stavu  $S_0$ . Vzhledem k hodnotě  $u_d$  po ukončení výbojové činnosti ale prakticky okamžitě dochází ke splnění podmínky pro přechod do  $S_1$ . Následně záleží, v jaké části průběhu se aktuálně nachází napětí zdroje ( $u_z$ ), které je napětím  $u_d$  fakticky sledováno. Napětí  $u_d$  totiž může nadále růst až na hladinu  $u_{inc_{poz}}$ , kdy dochází k opětovnému výboji (a opakovaného dosažení stavu  $S_2$ ) nebo během stavu  $S_1$  pozorujeme vznik lokálního maxima  $u_d$  a volný přechod do záporné půlperiody průběhu  $u_d$  skrze stav  $S_0$ .

V záporné půlperiodě  $u_d$  se stavový automat chová analogicky k průběhu  $u_d$  v kladných hodnotách, s tím, že pro fungování FSA v záporné půlperiodě definujeme nové stavy  $S_3$  (ekvivalentní k  $S_1$ ) a  $S_4$  (ekvivalentní k  $S_2$ ). Vzhledem k tomu, že ze stavu  $S_0$  můžeme přecházet do kladné i záporné polaroty průběhu, musíme při překlápění z  $S_0$  do navazujících stavů  $S_1$  a  $S_3$  zkoumat i polaritu samotného  $u_d$ . Zároveň implementujeme zpětné přechody ze stavů  $S_1$  a  $S_3$  do výchozího  $S_0$  v případě, že v těchto stavech detekujeme jinou než očekávanou polaritu  $u_d$ . Tím, že výstup stavového automatu závisí výhradně na jeho okamžitém stavu, je zřejmé, že realizovaná struktura FSA odpovídá architektuře typu Moore, kterou můžeme popsat následující tabulkou přechodů a příslušným stavovým diagramem (viz Tabulka 3). Dále je potřeba zmínit, že ve vodivých stavech spínače ( $S_2$  a  $S_4$ ) dochází k poklesu (v záporné půlperiodě k nárůstu) napětí  $u_d$  výrazně rychleji, než je tomu pro potřeby popisu FSA naznačeno na Graf 7. Přechodové děje

jsou totiž v případě vodivých stavů charakterizovány časovou konstantou odpovídající součinu kapacity  $C_c$  a odporu, jehož spínač při částečném výboji nabývá.

$S_n$	$C_n$	$S_{n+1}$	$Q_n$
$S_0$	$C_1$	$S_1$	0
$S_1$	$C_2$	$S_2$	0
$S_1$	$C_3$	$S_0$	0
$S_2$	$C_4$	$S_0$	1
$S_0$	$C_5$	$S_3$	0
$S_3$	$C_6$	$S_4$	0
$S_3$	$C_7$	$S_0$	0
$S_4$	$C_8$	$S_0$	1



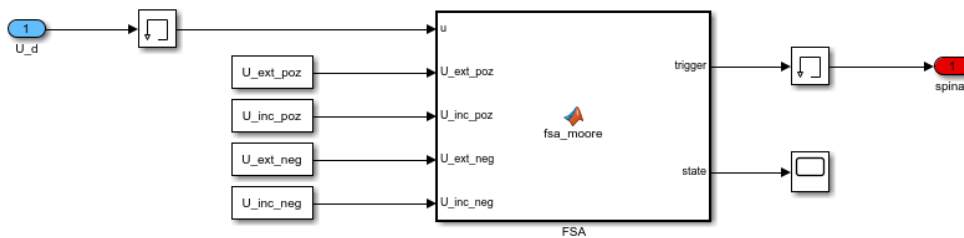
**Tabulka 3: Tabulka stavů a stavový diagram FSA**

Pro představenou přechodovou tabulku zbývá formulovat logické podmínky  $C_n$ , jež musí být splněny ve stavu  $S_n$  pro dosažení stavu  $S_{n+1}$ . Prakticky se jedná o podmínky popsané v textu výše, reprezentované formou pseudokódu v Tabulka 4.

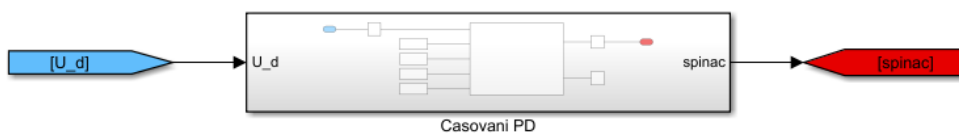
$C_1$	$(u_d \geq 0) \text{ AND } (u_d \geq u_{\text{ext\_poz}})$
$C_2$	$u_d \geq u_{\text{inc\_poz}}$
$C_3$	$u_d < 0$
$C_4$	$u_d \leq u_{\text{ext\_poz}}$
$C_5$	$(u_d < 0) \text{ AND } (u_d \leq u_{\text{ext\_neg}})$
$C_6$	$u_d \leq u_{\text{inc\_neg}}$
$C_7$	$u_d > 0$
$C_8$	$u_d \geq u_{\text{ext\_neg}}$

**Tabulka 4: Tabulka logických podmínek  $C_n$**

Programovou realizaci stavového automatu nalezneme v Příloha 3, přičemž uvedený kód spouštíme v rámci bloku *Matlab function* pojmenovaném dle názvu funkce jako *fsa\_moore* (Obrázek 22), který jsme zapouzdřili do subsystému *Casovani PD* (Obrázek 23).



**Obrázek 22: Subsystém s konečným stavovým automatem**

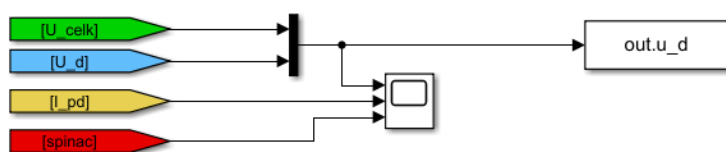


**Obrázek 23: Subsystém časování částečného výboje**

Výstup  $Q_n$  svázaný se stavem  $S_n$  jsme ve funkci pojmenovali jako `trigger`, jehož hodnotu (0 nebo 1 datového typu `Double`) předáváme do odkazu `spinac`, jenž se přímo připojuje na model obvodu (Obrázek 20). Zároveň jsme ve funkci ponechali možnost sledování aktuálního stavu FSA s pomocí výstupu `state`. Hodnoty napěťových hladin jsou vypočítávány a ukládány do příslušných konstant v rámci skriptu, v němž je model zároveň i volán.

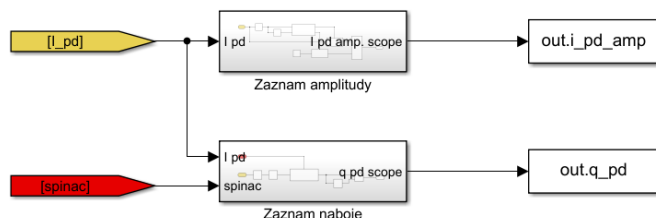
### 5.3 Sběr a zpracování dat

Za účelem vykreslení průběhů demonstrujících děje v dutince dielektrika během simulace sestaveného modelu provádíme export dat s pomocí bloků *To Workspace*. Základní zkoumané veličiny a místo jejich sběru jsme si představili již v kapitole 5.1, jedná se tedy o průběhy napětí  $u_z$  (resp.  $u_{celk}$ ),  $u_d$  a průběh proudu částečného výboje  $i_{pd}$ . Z hlediska funkce modelu můžeme zároveň sledovat i stav spínače, jenž vznik výboje řídí (viz Obrázek 24).



Obrázek 24: Sběr dat základních veličin modelu

V případě průběhů  $u_{celk}$  a  $u_d$  přímo zaznamenáváme datové řady (které po dokončení simulace vykreslujeme). S průběhem proudu  $i_{pd}$  ale pracujeme ještě během chodu simulace. Proud částečného výboje totiž vstupuje do dvou subsystémů, z nichž jeden slouží k záznamu amplitudy výboje a druhý vypočítává přenesený náboj v rámci uskutečněného výboje (Obrázek 25).



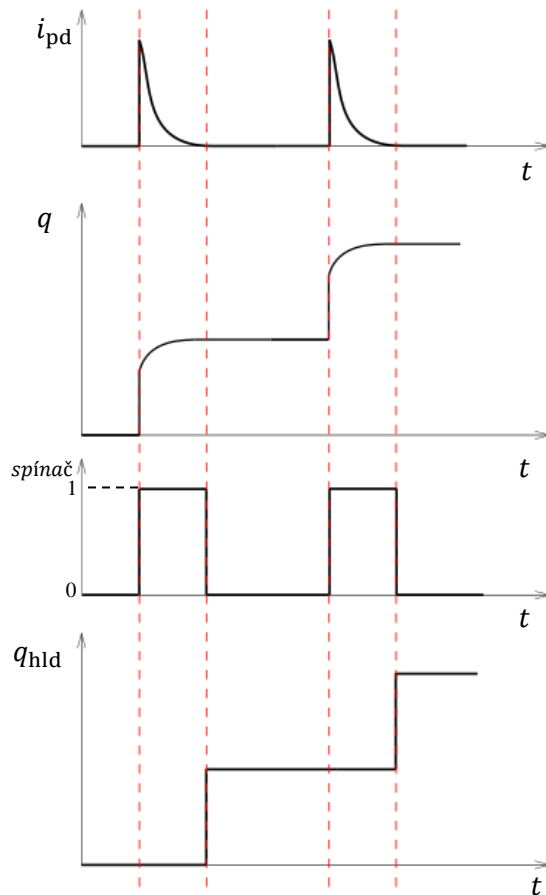
Obrázek 25: Záznam amplitudy proudu a náboje ČV

V obou případech zpracování průběhu proudu předáváme vytvořené datové řady k dalšímu zpracování skriptem po dokončení simulace. Přípravu průběhů  $i_{pd\_amp}$  a  $q_{pd}$  si nyní představíme.

#### 5.3.1 Výpočet náboje částečného výboje

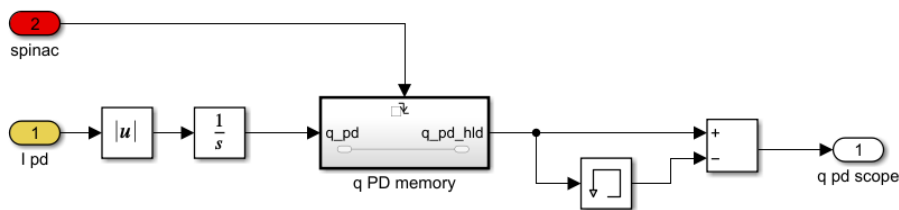
Jak jsme si ukázali v rovnici (37), náboj procházející prostorem dutinky odpovídá časovému integrálu proudu částečného výboje (přičemž proud ČV jsme si definovali jako plošný integrál proudové hustoty v ploše dutinky). Vzhledem k tomu, že z modelu obdržíme přímo proud ČV, není problém (skutečný) náboj ČV stanovit. Z hlediska přenosu náboje a tvorby PRPD patternů nerozlišujeme mezi kladným a záporným výbojem. Na proud ČV se tak díváme s v absolutní hodnotě, přičemž časovou integrací absolutní hodnoty proudu získáváme celkový přenesený náboj výbojovou činností. Průběh proudu dvou navazujících částečných výbojů  $i_{pd}$  a výslednou hodnotu integrálu (tedy skutečný náboj  $q_{skut}$ ) vidíme na Graf 8.





**Graf 8: Určení skutečného náboje ČV**

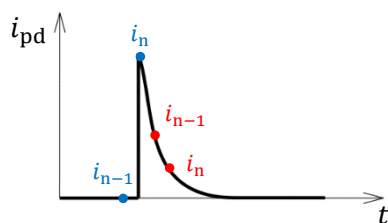
Chceme-li nyní stanovit celkový skutečný náboj přenesený v rámci proběhlého částečného výboje, musíme být schopni velikost náboje pro daný výboj detekovat. K tomu využijeme průběh signálu spínače řídicího výbojovou činnost a tzv. triggered subsystem. V případě, že částečný výboj zhasíná, mění se hodnota signálu spínače z 1 na 0 (průběh spínače Graf 8), přičemž tato událost generuje sestupnou hranu zmíněného signálu. Na uvedenou sestupnou hranu reaguje právě triggered subsystem (*q PD memory* na Obrázek 26), jenž při detekci sestupné hrany na svém řídicím portu (horní port) propisuje aktuální hodnotu vstupu ( $q\_pd$ ) na výstup ( $q\_pd\_hld$ ). Pokud se na řídicím portu objevuje cokoliv jiného než sestupná hrana, udržuje subsystem *q pd memory* na svém výstupu  $q\_pd\_hld$  poslední hodnotu, jež se při detekci sestupné hrany nacházela na vstupu  $q\_pd$ . Díky tomu získáváme na výstupu popisovaného subsystemu *q pd memory* schodovitý průběh náboje, kdy výška každého schodu odpovídá náboji, jenž byl během daného ČV přenesen prostorem dutinky. Po odečtení  $q\_pd\_hld$  ve výpočetním kroku  $n - 1$  od hodnoty  $q\_pd\_hld$  ve výpočetním kroku  $n$  získáváme průběh pulzů o amplitudě odpovídající přenesenému náboji během ČV, přičemž umístění počátku zmíněného pulzu odpovídá času ukončení příslušného ČV. Uvedená série pulzů je potom přímo předávána do objektu  $q\_pd$  použitého při tvorbě PRPD patternu.



Obrázek 26: Praktická realizace určení skutečného náboje ČV

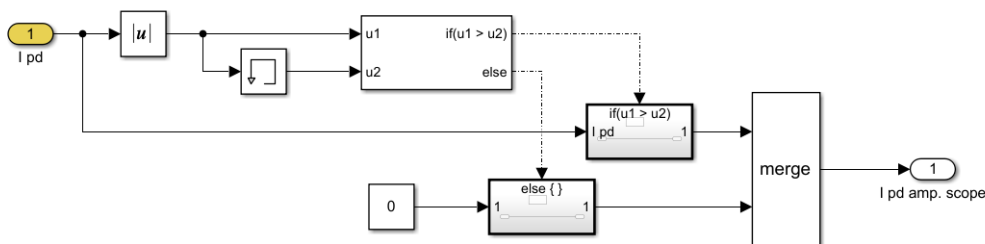
### 5.3.2 Amplituda proudu částečného výboje

Záznam amplitudy proudu ČV  $i_{pd\_amp}$  funguje obdobně, jako tvorba průběhu (resp. pulzů)  $q_{pd}$ , s tím že záznam amplitudy proudu se neváže na stav spínače, ale na detekci určité posloupnosti příchozích vzorků signálu a jejich vlastností. Časový průběh proudu zkoumáme opět pouze v jedné polaritě a vyhodnocujeme jej tedy v absolutní hodnotě. Při vzniku ČV tak detekujeme signál vždy podobný tomu na Obrázek 27.



Obrázek 27: Průběh proudu ČV

Sestavíme tedy detektor, jenž na základě známého tvaru signálu vyhodnotí přítomnost maxima proudu (tedy amplitudy) ČV. Zkoumáme-li vztah vzorků  $i_n$  a  $i_{n-1}$ , můžeme si všimnout, že s jedinou výjimkou platí vždy nerovnost  $i_{n-1} \geq i_n$ . Zmíněná výjimka odpovídá situaci, kdy došlo k zapálení výboje a proud výboje se skokově mění z nulové hodnoty na své maximum. Pokud tak nastane situace, že  $i_n > i_{n-1}$ , znamená to, že ČV právě vznikl a hodnota proudu  $i_n$  odpovídá maximu daného ČV, přičemž tuto hodnotu dále předáváme na výstup subsystému. Nedošlo-li ke splnění uvedené logické podmínky, nedetekujeme maximum ČV a dále posíláme nulovou hodnotu na výstup subsystému. Do výstupu  $i_{pd\_amp}$  tak směřuje série pulzů o šířce jednoho výpočetního kroku a amplitudě rovné maximu příslušného ČV, přičemž čas počátku pulzu souhlasí s počátkem ČV a jednotlivé pulzy jsou odděleny nulovými hodnotami proudu  $i_{pd}$ . Praktickou realizaci subsystému v Matlab Simulink vidíme na Obrázek 28.



Obrázek 28: Snímání amplitudy proudu ČV

### 5.3.3 Zpracování průběhů a tvorba PRPD

Z předchozích kapitol víme, že z modelu Simulink předáváme do výpočetního prostředí programu Matlab trojici objektů reprezentujících požadované datové řady, jež určitým způsobem zpracováváme. Ukážeme si tedy, jak konkrétní zpracování dat v připraveném skriptu probíhá. Po dokončení výpočtu modelu automaticky vykreslujeme trojici grafů. První graf obsahuje průběh celkového napětí na vzorku dielektrika (tj. ztotožněno s napětím zdroje) a napětí na dutince (tedy měření napětí na kapacitě  $C_c$  dle Obrázek 20). Druhý graf zachycuje amplitudy proudů jednotlivých

výbojů v čase. Poslední zobrazovaný graf již reprezentuje PRPD pattern. Každý ze zmíněných grafů vyžaduje zdrojová data, jež z modelu získáváme s pomocí objektů `out.u_d` (napětí  $u_{\text{celk}}$  a  $u_d$ ), `out.i_pd_amp` (amplituda proudu) a `out.q_pd` (náboj ČV vyneseny v rámci PRPD patternu).

Vykreslení průběhů napětí ( $u_{\text{celk}}$ ,  $u_d$ ) a amplitudy proudu  $i_{\text{pd}}$  je z hlediska vytvořeného skriptu nejjednodušší. Do objektu `out.u_d` vstupuje (s pomocí bloku *Mux*) sloučený signál zkoumaných napětí a struktura tak obsahuje dvě datové řady. Chceme-li nyní průběhy napětí vykreslit, stačí definovat pozici grafu v rámci okna, v němž se výsledné průběhy zkoumaných veličin zobrazí. Zobrazení průběhů napětí zajistí v rámci skriptu následující řádky.

```
subplot(3,1,1)
plot(out.u_d.Time, out.u_d.Data/1000)
title('Napětí u_d a u_z');
xlabel('t [s]');
ylabel('U [kV]');
grid on;
```

S pomocí funkce `subplot` tedy deklarujeme, že na první pozici v zobrazovaném výstupu tří grafů (okno rozděleno na 3 řádky a 1 sloupec) voláme funkci `plot`, jež ose  $x$  přirozeně přiřadí rozměr času, ose  $y$  velikost napětí  $[U] = \text{kV}$  a příslušný graf následně vykreslí. Argumenty funkce `plot` jsou potom datovými řadami času a jim náležících hodnot napětí (převedeného právě na kV), ke kterým přistupujeme z datové struktury `out.u_d`. Obdobně se uskutečňuje i vykreslení průběhu amplitud proudu ČV (viz část skriptu níže). Po definici nové pozice grafu opět voláme funkci `plot` s příslušnými daty struktury `out.i_pd_amp`, přičemž tentokrát průběh ponecháváme v základních jednotkách  $[I] = \text{A}$ .

```
subplot(3,1,2)
plot(out.i_pd_amp.Time, out.i_pd_amp.Data)
title('Amplituda proudu PD');
xlabel('t [s]');
ylabel('I [A]');
grid on;
```

Poslední graf na třetí pozici obsahuje již samotný PRPD pattern s parametrizovaným průběhem funkce sinus sloužícího pro lepší vizualizaci polohy výboje vůči fázi průběhu napětí zdroje. V první řadě připravíme data nábojů ČV pro potřeby tvorby PRPD. Vzhledem k tomu, že PRPD zaznamenává výbojovou činnost uskutečněnou v rámci všech simulovaných period, musíme časy ČV přepočítat na dobu trvání jedné kumulativní periody  $T$ . Vytvoříme tedy pole časových značek `pd_timestamps`, které obsahuje výsledky operace modulo pro každý časový vzorek simulace (tj.  $t \bmod T$ ). Abychom nemuseli pracovat přímo se zdrojovými daty výstupní struktury modelu, nahrajeme do nového pole hodnoty nábojů jednotlivých ČV, jež vyjádříme jako  $[Q] = nC$ . Následně časy výbojů, vztažené na jedinou periodu průběhu, převedeme na úhel (stupně). V kontextu toho, že v PRPD patternu nechceme vykreslovat nulové hodnoty náboje, neboť nulové  $Q$  fakticky značí, že pro daný úhel k výboji nedošlo, nahradíme veškeré nulové hodnoty v poli `pd_val_print` symbolem `NaN`, jenž se v grafu nevykreslí. Výše popsané operace potom postihuje následující část skriptu.

```
pd_timestamps = mod(out.q_pd.Time, T);
pd_val_print = out.q_pd.Data*(1e9);
pd_timestamps = pd_timestamps*(360/T);
pd_val_print(pd_val_print == 0)=nan;
```

Pro účely vykreslení funkce sinus musíme znát mj. její amplitudu. Vzhledem k tomu, že vykreslovaný sinusový průběh přizpůsobujeme datům jednotlivých nábojů ČV, definujeme amplitudu sinu dle maximální hodnoty náboje.

Jako argument funkce sinus volíme hodnoty z pole, jež bylo vytvořeno s krokem `deg_step` pro úhel 0 až 360° (tj. jednu periodu průběhu ve stupních). Krok pole vypočítáváme na základě periody síťového napětí `T` a velikosti výpočetního kroku simulace `fixed_time_step` (více k simulačnímu kroku v 5.4.1). Při stanovení kroku tvorby pole jako  $(360)/(T/\text{fixed\_time\_step})$  a tedy racionálním postupem pro výpočet velikosti kroku jako podílů plného úhlu počtu realizovaných výpočetních kroků za jednu periodu průběhu napětí, zjistíme, že v důsledku zaokrouhlování se sinusový průběh vykreslí se značnou chybou (perioda vykresleného sinu odpovídá přibližně 350°). Z toho důvodu obsahuje skript kompenzační konstantu, která dopady numerické nestability koriguje. Vzhledem k tomu, že tvořený sinusový průběh slouží pouze k lepší orientaci v PRPD patternu, nebylo v rámci diplomové práce hledáno systémové řešení problému. Zároveň musíme pamatovat na fakt, že pro správné vykreslení průběhu musí zůstat zachován poměr `T/fixed_time_step`. Po změně velikosti výpočetního kroku zároveň upravujeme s pomocí konstanty `T_corr` dělitele ve výpočtu hodnoty kroku `deg_step` nutného pro tvorbu pole `sin_deg_stamps`. Konstanta `T_corr` vlastně nese informaci o tom, jakým způsobem se velikost výpočetního kroku změnila vůči výchozí hodnotě ( $1 \cdot 10^{-6}$  s).

Z povahy sběru hodnot dílčích nábojů ČV víme, že se v datech nepotkáme se zápornou hodnotou `Q`. Sinusový průběh tedy posouváme do kladných hodnot, přičemž amplitudu sinu omezíme na polovinu maxima náboje a k funkční hodnotě sinu uvedenou poloviční hodnotu maxima náboje přičteme. Hodnoty sinusového průběhu potom uchovává pole `sin_plot`, jehož rozměr opět musí jednotkově odpovídat nastaveným `nC`. V Matlab skriptu popsané kroky odpovídají kódu níže.

```
q_pd_max = max(out.q_pd.Data);

T_corr = (1e-6/fixed_time_step)^(-1);
comp_const = 15;
deg_step = (360-comp_const)/(T_corr*T/fixed_time_step);

sin_deg_stamps = 0:deg_step:360;
sin_plot = (((q_pd_max/2) *
sin(sin_deg_stamps))+(q_pd_max/2))*1e9;
```

Zbývá tedy připravené průběhy zobrazit. Začneme s vykreslením sinu (resp. přímým zobrazením uvedené řady `sin_plot`), jež umístíme na zamýšlenou poslední pozici v rámci pole připraveného s pomocí `subplot`. Následně omezíme rozsah osy `x` na délku jedné periody převedenou na úhlovou míru. Pro lepší vizuální dojem z PRPD patternu, rozšíříme osu `y` v obou směrech o 10 % maxima vykreslovaného náboje. Do připraveného grafu následně vložíme PRPD pattern, který není ničím jiným než bivariantním histogramem, jež zaznamenává četnost výbojů pro nastavený rozsah úhlů a nábojů. K zobrazení popsání histogramu slouží v programu Matlab funkce `histogram2`, která v základu generuje vizualizaci 3D histogramu, v němž v osách `x` a `y` nalezneme dělené intervaly zdrojových dat a v ose `z` četnost výskytu pro daný interval. Pro naše potřeby tedy histogram zobrazíme jako pohled na rovinu `xy` obsahující v ose `x` intervaly úhlů a v ose `y` intervaly nábojů ČV. Obarvená pole příslušných intervalů potom vyjadřují četnosti částečných výbojů v příslušných intervalech dle zvolené barevné škály zobrazované vedle grafu. Počet intervalů pro náboje i úhly nastavujeme jako pevný. Šířka intervalu pro úhly odpovídá 2° a v ose `x` tak histogram dělíme na 180 intervalů. V ose `y` nalezneme vždy 100 intervalů nábojů jejíž velikost závisí na maximální hodnotě skutečného náboje ČV. Implementaci uvedených funkcí zaznamenává následující část skriptu.

```

subplot(3,1,3)
plot(sin_plot)
axis([0, 360, -0.1*q_pd_max*(1e9), 1.1*q_pd_max*(1e9)]);
title('PRPD');
xlabel('\phi [°]');
ylabel('Q [nC]');
grid on;
hold on

colormap turbo
histogram2(pd_timestamps,pd_val_print,[360/2
100],'DisplayStyle','tile','FaceColor','flat')
colorbar

```

Zpracování dat získaných z modelu a jejich vykreslení je tímto úspěšně dokončeno. Můžeme se tedy přesunout k části skriptu, v níž definujeme parametry modelu.

## 5.4 Výchozí parametrizace modelu

Vzhledem k tomu, že model spouštíme jeho voláním v připraveném skriptu, musíme před jeho spuštěním deklarovat konstanty, s nimiž bude model pracovat. Zároveň je vhodné se zamyslet nad tím, jakým způsobem bude výpočet modelu realizován, resp. jak nastavíme řešitele modelu při námi zadané volbě konstant.

### 5.4.1 Základní elektrické parametry a výpočetní krok

Po vyčištění workspace programu Matlab definujeme ve spouštěcím skriptu počet period síťového napětí ( $T_{count}$ ), které budeme v rámci běhu modelu simulovat. Abychom mohli přímo determinovat délku simulace, musíme samozřejmě znát i dobu trvání jedné periody síťového napětí. Z toho důvodu tak dále zadáváme parametry síťového zdroje, tedy amplitudu napětí ( $U_{zdroj}$  v kV) a síťovou frekvenci ( $f$  v Hz), z níž dopočítáváme periodu ( $T$ ). Následně stanovíme simulační čas  $t_{sim}$  jako součin počtu požadovaných simulovaných period a doby jedné periody (viz část skriptu níže).

```

T_count = 4;

U_zdroj = 20;
f = 50;
T = 1/f;
tsim = T_count*T;

```

Následně definujeme zbylé elektrické parametry obvodu tvořeného s pomocí prvků z knihovny Simscape (Obrázek 20). Vedle hlavních parametrů kondenzátorů ( $c_a$ ,  $c_b$  a  $c_c$ , kde  $[C] = F$ ) konfigurovaných dle [36] se tak jedná i o velikosti jejich parazitních prvků, resp. hodnoty veličin určujících parazitní prvky. Jmenovitě se jedná o sériový odpor ( $R_{c\_ser}$ , kde  $[R] = \Omega$ ) a paralelní vodivosti ( $G_{c\_par}$ , kde  $[G] = \Omega^{-1}$ ), přičemž hodnoty parazitní veličiny jsou u všech použitých kondenzátorů shodné. Zároveň musíme vyčíslit velikost elektrického odporu sepnutého spínače ( $R_{s\_on}$ , opět v  $\Omega$ ) a jeho vodivost v otevřeném stavu ( $G_{s\_off}$ , kde díky výchozímu označení v bloku je využito ekvivalentní jednotky  $[G] = S$ ).

```

ca = 3.752e-12;
cb = 0.162e-12;
cc = 0.139e-12;
Rc_ser = 1e-21;
Gc_par = 1e-21;

Rs_on = 5e7;
Gs_off = 1e-21

```

Spínač navíc obsahuje parametr pro nastavení (napětového) prahu, při němž přechází z nevodivého do vodivého stavu. Pro potřeby našeho modelu nemá konkrétní hodnota napětového prahu pro sepnutí spínače reálný fyzikální význam, neboť výstupem řídicí logiky je vždy 0 nebo 1 datového typu Double a převádí se na napětový řídicí signál. V modelu volíme práh 0,5 V (hodnota prahu deklarována přímo v bloku spínače), prakticky se ale může jednat o libovolnou hodnotu z intervalu (0;1) V, za předpokladu, že nezměníme výstupní hodnotu stavového automatu.

Z hlediska simulace ČV bude zásadní přechodový jev, během něhož dojde k sepnutí spínače a vybíjení kapacity  $C_c$  přes odpor spínače v sepnutém stavu reprezentujícího odpor striméru (tj.  $R_{s\_on}$ ). Odpor striméru je ve skutečnosti značně variabilní a námi použitá hodnota  $R_{s\_on}$  odpovídá spíše počátečnímu stádiu částečného výboje. Pro uvedený jev můžeme z hlediska exponenciálního poklesu napětí na kondenzátoru  $C_c$  určit časovou konstantu  $\tau_{RC}$ , která odpovídá (80). Napětí na kondenzátoru  $C_c$  zároveň není ničím jiným, než napětím na dutince  $u_d$  a z hlediska simulace průběhu tohoto napětí se jedná o nejkratší časovou konstantu zastoupenou v modelu.

$$\tau_{RC} = C_c \cdot R_{s_{on}} = 0,139 \cdot 10^{-12} \text{F} \cdot 5 \cdot 10^7 \Omega \doteq 7\mu\text{s} \quad (80)$$

S ohledem na velikost uvedené časové konstanty potom volíme i velikost fixního výpočetního kroku řešitele modelu v Matlab Simulink (metoda Runge-Kutta 4. řádu) a řešitele elektrického obvodu v Simscape (s lichoběžníkovou metodou integrace). Experimentálně bylo ověřeno, že vhodného kompromisu mezi dobou a přesností výpočtu dosahujeme při velikosti kroku  $1 \cdot 10^{-6}$  s, přičemž výpočetní krok ve skriptu nastavujeme s pomocí již dříve zmiňované proměnné `fixed_time_step`.

## 5.4.2 Rozměry modelovaného vzorku a okolní podmínky

Model pro simulaci ČV konfigurujeme prakticky jako nejjednodušší možný případ kulové dutinky umístěné v dielektrickém materiálu epoxydové pryskyřice s danou relativní permitivitou  $\epsilon_r$  (`e_r`), jenž byl reprezentován výhradně dříve zmíněnými kapacitami  $C_a$ ,  $C_b$  a  $C_c$ . Předpokládáme, že dielektrický materiál umísťujeme mezi deskové elektrody, přičemž z hlediska uvažovaného modelu fakticky není důležité, jaké jsou rozměry elektrod (resp. jakou plochu materiál vložený mezi elektrody zabírá). Reálné prostorové poměry modelu musí být pouze takové, abychom ve vzorku byli schopni docílit požadovaného homogenního elektrického pole (zbylé informace zahrnuje výsledná kapacita, kterou lze určit z dílčích kapacit modelu převzatých z [36]).

Pro vývoj ČV se tak omezíme na rozměry identifikovatelné ve vertikálním průřezu materiálu, tedy tloušťku materiálu  $D_{izol}$  (odpovídá vzdálenosti elektrod) a průměr kulové dutinky  $d_{dutinka}$ . Dále předpokládáme, že výboj vzniká ve vzduchu při teplotě  $T = 293$  K a tlaku  $p = 1,013 \cdot 10^5$  Pa (tedy za normálních podmínek). Uvedené parametry prostředí považujeme za konstantní a nezohledňujeme tedy změnu okolních podmínek v důsledku výbojové činnosti, jež je přirozeně doprovázena vývinem tepla a změnami parametry plynu.

```

d_dutinka = 0.1; % (cm)
D_izol = 0.003; % (m)
e_r = 3.6;

```

Ze známých dílčích kapacit modelu lze samozřejmě dopočítat celkovou teoretickou kapacitu námi uvažovaného dielektrického materiálu. Dále s pomocí tloušťky  $D_{izol}$  a permitivity ( $\epsilon_0 \cdot \epsilon_r$ ) můžeme určit výslednou plochu dielektrika a určit tak reálné rozměry modelovaného vzorku, jak ale bylo zmíněno dříve, uvedené informace nejsou pro potřeby simulace relevantní.

### 5.4.3 Nastavení podmínek vzniku a zániku ČV

Stavový automat vyhodnocuje přechodové podmínky na základě porovnání okamžitého napětí na dutince  $u_d$  s vypočtenými konstantami zápalných a zhašecích napětí částečných výbojů. Velikosti uvedených napětí tak musíme před začátkem simulace stanovit. Velikost zápalného (iniciačního) napětí můžeme vypočítat přímo z empirického vzorce (16). Pro potřeby uvedeného vzorce musíme na základě (17) zároveň stanovit i hustotu vzduchu pro zadané parametry prostředí  $T$  a  $p$ .

```
p_vzduch = 1.013e5;
T_vzduch = 293;
Ro_vzduch = (p_vzduch / (1.013e5)) * (293 / T_vzduch);

U_inc =
24.41 * (Ro_vzduch * d_dutinka) + 6.73 * sqrt(Ro_vzduch * d_dutinka);
```

Dosadíme-li průměr dutinky do zmíněného vzorce (16) v cm, obdržíme velikost zápalného napětí jako  $[u_{inc}] = kV$ . Velikost zápalného napětí je shodná pro obě polaritu  $u_d$  a proměnná  $U_{inc}$  tedy fakticky odpovídá  $|u_{inc}|$ . Musíme tedy určit komparační hodnoty pro obě polaritu  $u_d$  a převést uvedené hodnoty na  $[u_{inc}] = V$ . Tím přímo získáváme konstanty  $u_{inc_{poz}}$  ( $U_{inc_{poz}}$ ) a  $u_{inc_{neg}}$  ( $U_{inc_{neg}}$ ) vstupující do bloku s funkcí FSA.

```
U_inc_poz = U_inc * 1000;
U_inc_neg = -U_inc * 1000;
```

Velikost zhašecího napětí zavedeme do modelu s pomocí hodnoty kritické intenzity elektrického pole ( $E_{p\_crit}$ ) představené v kapitole 3.6.4, při níž výbojová činnost v dutince zaniká. Jak bylo zmíněno dříve, na rozdíl od iniciačního napětí velikost zhašecího napětí závisí na polaritě výboje, přičemž tento faktor reflektují konstanty úměrnosti  $X_{poz}$  a  $X_{neg}$ . S pomocí uvedených konstant, kritické intenzity a známého tlaku vzduchu v dutince určíme dle (27) prahové hodnoty zhašecích intenzit  $E_{ext\_poz}$  a  $E_{ext\_neg}$ . Uvedené výpočty řešíme ve skriptu následujícím způsobem.

```
X_poz = 0.2; % (1)
X_neg = 0.5; % (1)
E_p_crit = 25.2; % (V * Pa^-1 * m^-1)
E_ext_poz = X_poz * E_p_crit * p_vzduch; % (V * m^-1)
E_ext_neg = X_neg * E_p_crit * p_vzduch; % (V * m^-1)
```

Zbývá tedy stanovit hodnoty napětí  $u_{ext_{poz}}$  a  $u_{ext_{neg}}$  odpovídající vypočteným zhašecím intenzitám elektrického pole v dutince, které již můžeme porovnávat s  $u_d$ . Přepočet lze realizovat na základě (81) převzatého z [37].

$$u_{ext} = \frac{E_{ext} \cdot D \cdot f}{\sqrt{2}} \quad (81)$$

Kde  $D$  značí tloušťku vzorku (resp. vzdálenost elektrod) a konstanta  $f$  zohledňuje zesílení elektrického pole vlivem užitého dielektrického materiálu. Pro známou relativní permitivitu a za

předpokladu kulovitého tvaru dutinky lze konstantu  $f$  určit na základě vzorce (15), jenž je ve skriptu zastoupen řádkem:

```
f_dutinka = (3*e_r)/(1+2*e_r);
```

Pro konkrétní velikosti napětí  $u_{\text{ext\_poz}}$  a  $u_{\text{ext\_neg}}$  figurujících v přechodových podmínkách FSA potom platí:

```
U_ext_poz = (E_ext_poz * D_izol * f_dutinka)/sqrt(2); % (V)
U_ext_neg = -(E_ext_neg * D_izol * f_dutinka)/sqrt(2); % (V)
```

Tímto je zcela dokončené nastavení modelu. Nutno podotknout, že v modelu (konzistentně s konstantními parametry prostředí) neuvažujeme vliv teploty na konstanty úměrnosti  $X_{\text{poz}}$  a  $X_{\text{neg}}$ . Obdobně se žádným způsobem nemění kritická intenzita elektrického pole ( $E_{\text{p\_crit}}$ ), jež je fakticky závislá na tlaku (ten ale taktéž zůstává v průběhu výpočtu konstantní). Nakonec zmíníme poslední (a z hlediska spuštění modelu nejdůležitější) příkaz, s jehož pomocí ze skriptu voláme parametrizovaný Simulink model, jenž poskytne data pro vykreslení dále představovaných průběhů.

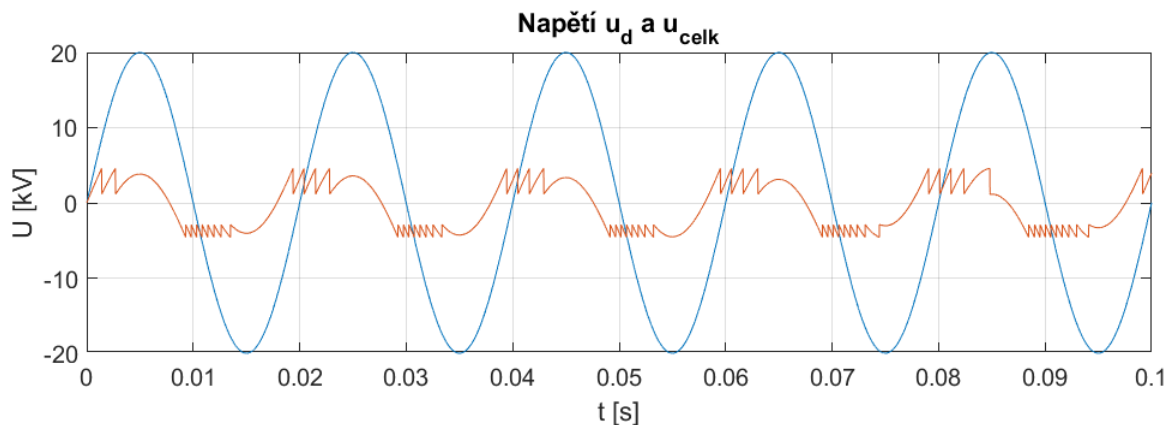
```
out = sim('PD_3C_model_mod_PST_zaklad');
```

Zbývá tak doplnit, že podmínkou spuštění modelu výše uvedeným příkazem je přítomnost skriptu ve shodném adresáři se Simulink modelem.

## 5.5 Výstup základního modelu

Po spuštění základní simulace v dříve představené konfiguraci pro pět period získáváme průběh napětí na dutince  $u_d$ . Graf 9 je prakticky shodný s tím, který jsme si představili v rámci kapitoly 4.1.4 (Graf 5). Ověřili jsme tak funkčnost naše modelu pro simulaci ČV, přičemž model je sestaven tak, že poskytuje značnou volnost v nastavení vstupních parametrů.

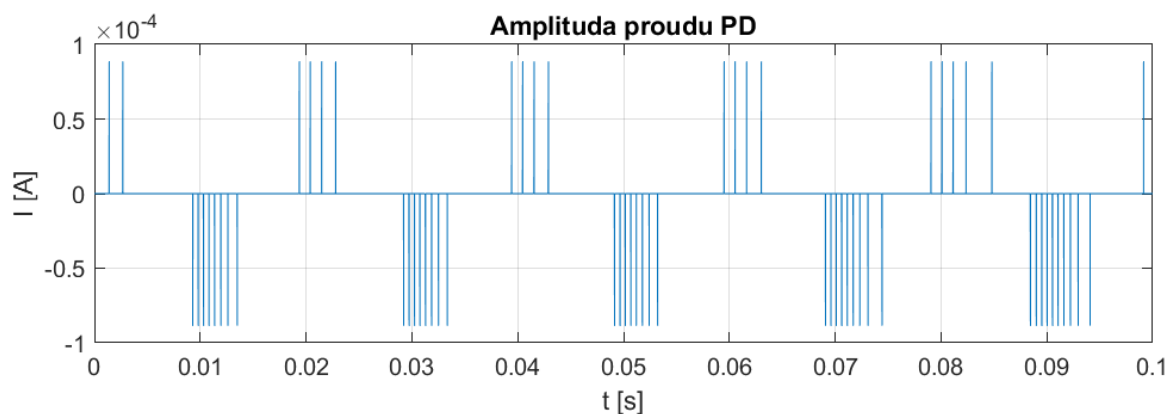
Z Graf 9 je patrné, že k výboji dochází v okamžiku dosažení iniciačního napětí a k jeho zhášení na vypočtené hodnotě  $U_{\text{ext}}$ . Navíc má napětí na dutince  $u_d$  během výbojové činnosti shodný pilovitý průběh v každé púlperiodě. Tento fakt je způsobený oním zanedbáním procesu generování iniciačního elektronu, který je zdrojem typického stochastického chování tohoto fenoménu.



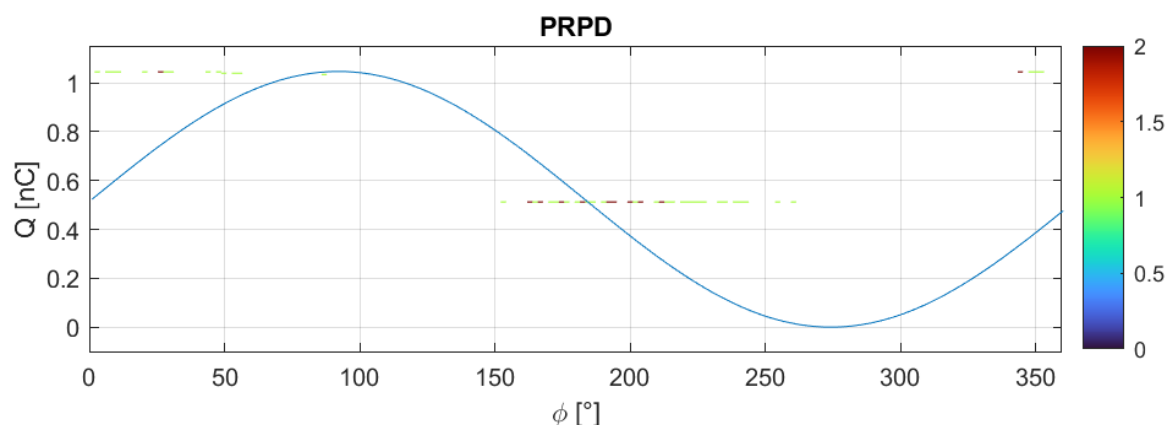
Graf 9: Průběh napětí  $u_d$  a  $u_{\text{celk}}$  základního trojkap. modelu

Vzhledem ke skutečnosti, že se jedná o základní trojkapacitní model, tak na Graf 10 vidíme, že amplitudy proudu částečného výboje mají shodnou velikost a na Graf 11 chybí dříve zmiňovaná králíčí ucha (rabbit eary). Tento jev je převážně způsoben absencí prostorového náboje a jeho vlivu na celkové aplikované elektrické pole, a to především při změnách jeho polarity.





Graf 10: Průběh amplitudy proudu ČV základního trojkap. modelu



Graf 11: PRPD pattern základního trojkap. modelu

Pro základní model se nabízí demonstrovat vliv změny napájecího napětí na výbojovou činnost, přičemž velikost napájecího napětí bychom měli volit s ohledem na elektrickou pevnost epoxydových pryskyřic. Maximální elektrická pevnost speciálních epoxydových pryskyřic s námi uvažovanou relativní permitivitou dosahuje dle [38] až  $35 \text{ kV} \cdot \text{mm}^{-1}$  (po zesílení téměř  $40 \text{ kV} \cdot \text{mm}^{-1}$ ). V kontextu tloušťky modelovaného vzorku tak teoreticky můžeme volit napětí zdroje až 100 kV, přičemž bychom v reálné situaci nemuseli očekávat okamžitý průraz dielektrika, přestože bychom při dlouhodobějším namáhání průrazu téměř jistě docílili.

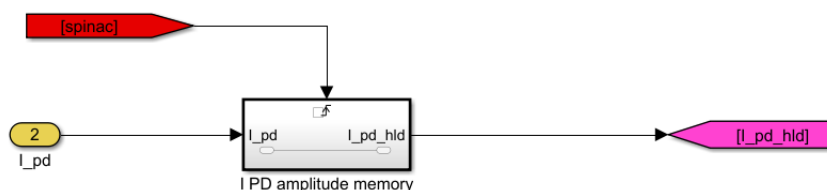
## 6 Rozšířený model s vlivem prostorového náboje

Poté, co jsme si představili základní model pro simulaci ČV, můžeme sestavený model rozšířit o vliv prostorového náboje, jemuž jsme se věnovali v kapitole 3.6.5. Z hlediska elektrického obvodu reprezentujícího trojkapacitní model dielektrika s dutinkou a zpracování dat získaných z modelu se v případě rozšířené varianty Simulink modelu nic nemění. Vliv prostorového náboje totiž začleníme na úroveň řídicí logiky, v níž vznik výboje navíc podmíníme fyzikálním mechanismem generování iniciačních elektronů a navazujících dějů spojených s jeho formováním. Rozšířený model tak implementuje metodu pravděpodobnostního generování iniciačního elektronu známou z představovaných FEM modelů, konkrétně v podobě uvedené v kapitole 4.3.3.

### 6.1 Modifikace řídicí logiky

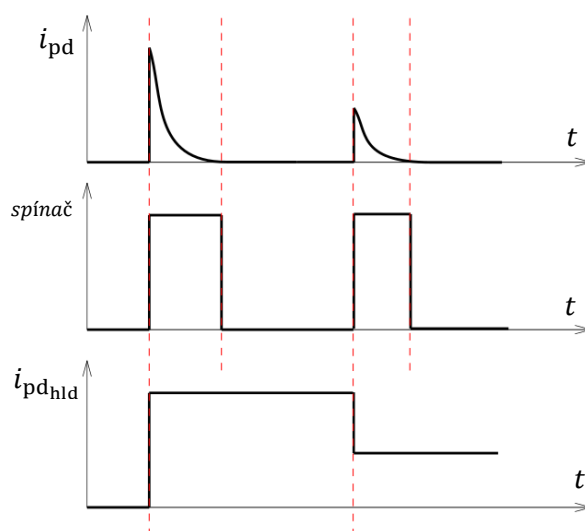
Pohled na nový modifikovaný subsystém (*Casovani PD*) zajišťujícího řízení vzniku částečných výbojů v modelu poskytuje Příloha 2. Nejprve si představíme, jakým způsobem získáváme počet elektronů ( $N_{PD}$ ) dostupných po uskutečnění posledního ČV. Z rovnice (73) víme, že pro potřeby stanovení  $N_{PD}$  musíme znát rychlost povrchové emise elektronů, jež závisí především na polaritě předchozího ČV. Opět tedy vytvoříme prvek, jenž má schopnost amplitudu ČV ukládat. Uložení

amplitudy ČV docílíme již známým způsobem za použití triggered subsystému (Obrázek 29) řízeného náběžnou hranou signálu ovládajícího spínač v obvodu trojkapacitního modelu.



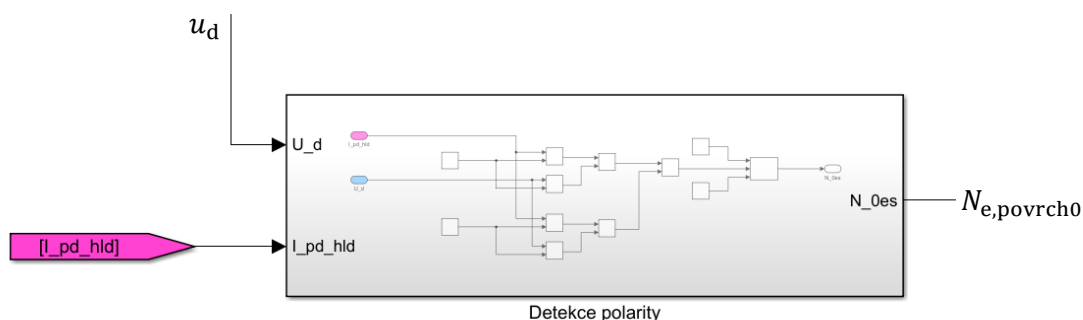
**Obrázek 29: Realizace ukládání amplitudy proudu ČV**

Hodnota amplitudy posledního výboje je tedy předávána v rámci signálu  $I\_pd\_hld$ , přičemž ilustrativní vývoj tohoto signálu společně s ukázkou signálů příchozích poskytuje Graf 12.



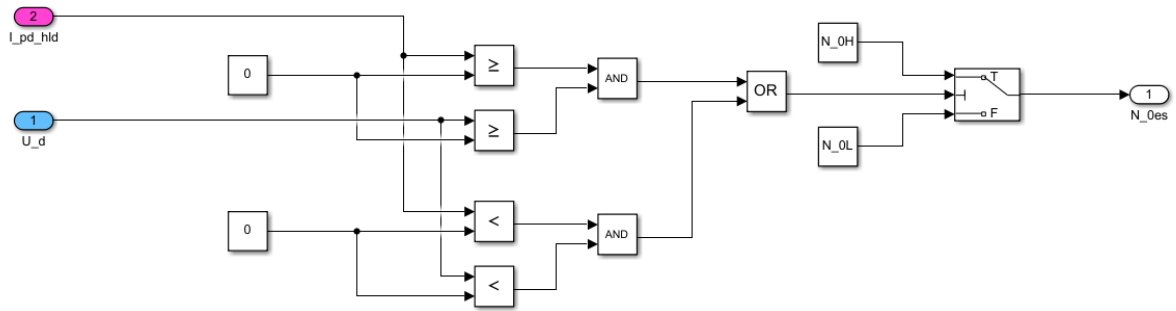
**Graf 12: Paměť proudu předchozího ČV**

S uloženou hodnotou  $I\_pd\_hld$  můžeme přejít k porovnávání polaritě posledního uskutečněného výboje s polaritou očekávaného výboje, jež má následovat po posledním detekovaném ČV. Sestavíme tedy nový subsystém (Obrázek 30), jenž na základě posledního výboje a okamžitého napětí na dutince rozhodne o počáteční hodnotě povrchové emise elektronů (výstup  $N\_0es$ ).



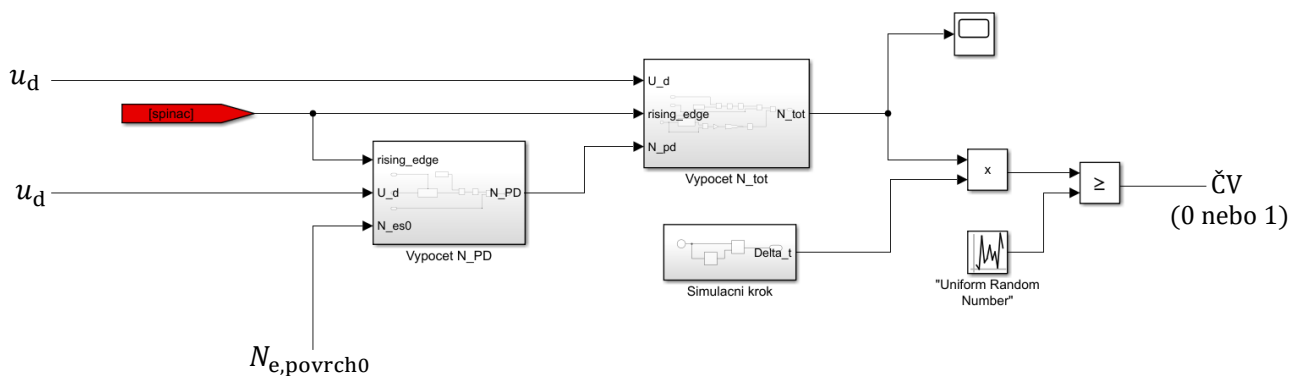
**Obrázek 30: Subsystém s detekcí polaritě ČV**

Uvedený subsystém obsahuje vnitřní logiku (Obrázek 31), která překlápí do logické 1 v případě, že uložená hodnota amplitudy posledního uskutečněného částečného výboje je s hodnota s okamžitou polaritou napětí  $u_d$ . Pokud tedy platí shoda polaritě, na výstup subsystému přivádíme konstantu  $N\_0L$ . V opačném případě, kdy hodnota  $u_d$  nabývá polaritě jiné než  $I\_pd\_hld$ , nalezneme na výstupu subsystému hodnotu  $N\_0H$ .



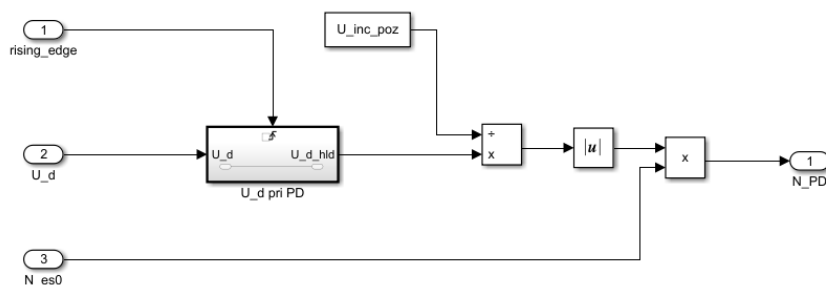
Obrázek 31: Realizace určení polaritý částechého výboje

Výše zmíněným způsobem vybraná rychlost povrchové emise elektronů vstupuje do navazující části modelu (Obrázek 32), jenž již přímo zajišťuje vznik ČV s ohledem na pravděpodobnost dostupnosti elektronu.



Obrázek 32: Určení pravděpodobnosti dostupnosti elektronu

V dalším kroku tedy na základě dané povrchové elektronové emise vypočteme již v úvodu kapitoly deklarovaný celkový počet elektronů  $N_{PD}$  dostupný po předchozím výboji, jenž dle vzorce (73) realizovaného v rámci bloku *Vypocet N\_PD* na Obrázek 33 závisí mj. i na napětí  $u_d$  (resp. intenzitě el. pole), při němž k poslednímu pozorovanému výboji došlo. Analogicky k ukládání hodnoty proudu přistupujeme i k uchování napětí  $u_d$  s pomocí bloku triggered subsystému, řízeného signálem spínače elektrického obvodu.

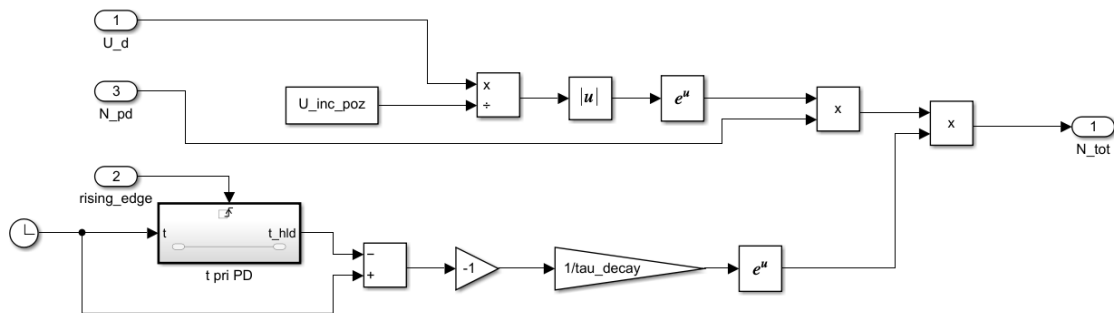


Obrázek 33: Realizace výpočtu  $N_{PD}$

Se známou hodnotou  $N_{PD}$  nyní vypočítáme celkovou rychlost generování elektronů  $N_{tot}$  podle rovnice (72) implementované v subsystému *Vypocet N\_tot* (Obrázek 34). Tato rovnice obsahuje součin dvou exponenciálních funkcí, kdy v horní větvi na Obrázek 34 upravujeme rychlost generování elektronů na základě poměru okamžitého napětí na dutince  $u_d$  a iniciačního napětí. Zde je vhodné zmínit, že v případě obou použitých rovnic (72) a (73), aplikovaných na napětí namísto intenzit elektrického pole, figuruje v příslušných exponenciálách absolutní hodnota poměru  $u_d$  a

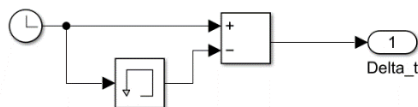
$u_{inc}$ . Ve výpočtu (resp. jeho blokové realizaci) se tedy dopouštíme zjednodušení a díky rovnosti  $|u_{inc_{poz}}| = |u_{inc_{neg}}|$  nerozlišujeme mezi konstantami  $u_{inc_{poz}}$  a  $u_{inc_{neg}}$  v subsystémech (*Vypocet N\_PD* a *Vypocet N\_tot*). Pokud by se ale velikost iniciačního napětí pro různé polaridy  $u_d$  lišila, museli bychom model doplnit o přepínání konstant  $u_{inc_{poz}}$  a  $u_{inc_{neg}}$  právě v závislosti na polaritě  $u_d$ .

Spodní výpočetní větev subsystému *Vypocet N\_tot* (Obrázek 34) reflektuje dle rovnice (72) zánik elektronů, jejichž počet exponenciálně klesá s časovou konstantou  $\tau_{zaniik}$  ( $\tau_{decay}$ ) od vzniku posledního výboje. Uchování času výboje ( $t_{hld}$ ) realizujeme shodně jako v případě ukládání hodnot veličin  $i_{pd}$  a  $u_d$  ve zbylých subsystémech, přičemž vstupem triggered subsystému je tentokrát okamžitý simulační čas (blok hodin).



Obrázek 34: Realizace výpočtu  $N_{tot}$

Na základě výpočtu celkové rychlosti generování elektronů můžeme přistoupit ke stanovení pravděpodobnosti dostupnosti elektronu definované vztahem (74). Z uvedeného vztahu víme, že pro výpočet pravděpodobnosti dostupnosti elektronu musíme znát i velikost výpočetního kroku simulace, jenž nastavujeme v rámci skriptu jako pevný. Fakticky by tak pro potřeby představovaného modelu stačilo násobit výslednou hodnotu  $N_{tot}$  konstantou  $fixed\_time\_step$ . V případě dalšího použití modelu je ale vhodnější velikost výpočetního kroku zjišťovat během simulace, neboť při použití řešitelů s variabilní délkou výpočetního kroku již uvažovaná  $\Delta t$  určitě konstantní hodnotě  $fixed\_time\_step$  neodpovídá. Velikost výpočetního kroku tak určujeme s pomocí subsystému *Simulacni krok*, jenž obsahuje výpočet realizovaný dle Obrázek 35. Hodnotu  $\Delta t$  tedy odpovídá rozdílu okamžitého simulačního času  $t_n$  a simulačního času v předchozím výpočetním kroku  $t_{n-1}$ .

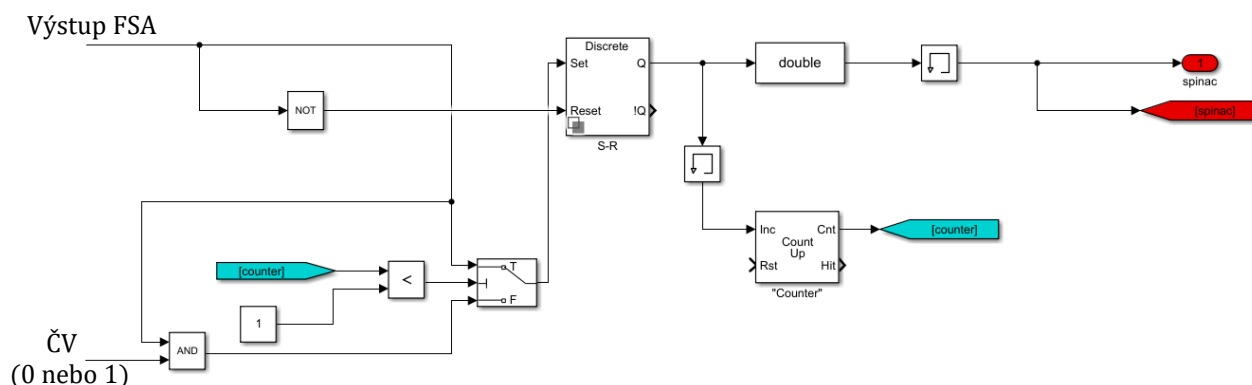


Obrázek 35: Subsystém určení velikosti výpočetního kroku simulace

Závěrem provedeme součin  $N_{tot}$  a  $\Delta t$ , čímž dle (74) získáváme hodnotu  $P(t)$ , kterou srovnáváme s náhodně generovanou proměnnou  $R \in \langle 0; 1 \rangle$  z bloku rovnoměrného rozdělení. V souladu s naznačeným výstupem na Obrázek 32 obdržíme logickou hodnotu, na níž můžeme dále stavět výbojovou činnost modelu.

Popsanou simulaci s generováním prostorového náboje nyní svážeme s funkcí nezměnného konečného stavového automatu (FSA), což zajistíme blokem klopného obvodu S-R. Klopný obvod upřednostňuje reset, tudíž po splnění podmínek přechodu do nevodivého stavu (tj. příchodu 0 na výstup FSA) spínač umístěný v modelu trojkapacitního obvodu vždy vypíná. Na vstup set klopného obvodu přichází logická 1 pouze v případě, že se FSA nachází ve vodivých stavech ( $S_2$  a

$S_4$ ) a zároveň je splněna podmínka  $P(t) \geq R$  (viz bloková realizace na Obrázek 36). Čas splnění podmínky  $P(t) \geq R$  potom ve výsledku určuje náhodnou délku prodlení vzniku ČV.



Obrázek 36: Přepínání řídicího signálu pro 1. výboj

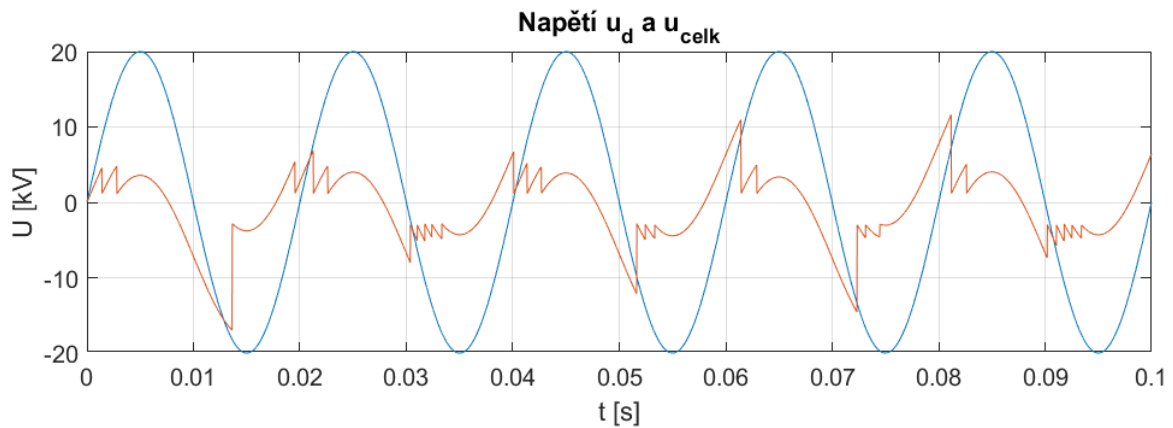
Zakomponovaný přepínač zapojený na vstup set bloku klopného obvodu slouží k vyřazení funkce respektující vliv prostorového náboje před uskutečněním prvního částečného výboje. Vliv prostorového náboje totiž závisí na předchozím ČV, přičemž neznáme výchozí hodnotu  $N_{tot}$  (resp.  $N_{tot}$  setrvává nulová a výboj tak nikdy nezačne). Vznik prvního ČV tedy závisí pouze na splnění podmínek definovaných v rámci FSA. Po uskutečnění prvního výboje dochází s náběžnou hranou výstupního signálu S-R bloku k inkrementaci hodnoty čítače, kdy přestává platit podmínka přivedená na řídicí port přepínač. V důsledku toho se na set vstup S-R bloku připojuje větev s výpočtem prostorového náboje (označená na přepínači jako F), jež má již po prvním výboji definované vstupní parametry. Řízení spínače v modelu s prostorovým nábojem je tímto kompletní.

Pro úplnost nutno zmínit, že rozšířený model oproti základní variantě doplníme o deklaraci nových proměnných ve spouštěcím skriptu. Pro potřeby simulace vlivu prostorového náboje musíme nově znát konstanty povrchových emisí elektronů částečných výbojů shodné a opačné polaroty, přičemž hodnoty přebíráme z [18]. Zároveň ve skriptu definujeme časovou konstantu zániku náboje, jejíž hodnotu volíme dostatečně velkou, aby v důsledku rekombinace nedocházelo k nucenému zhášení výbojů v průběhu simulace.

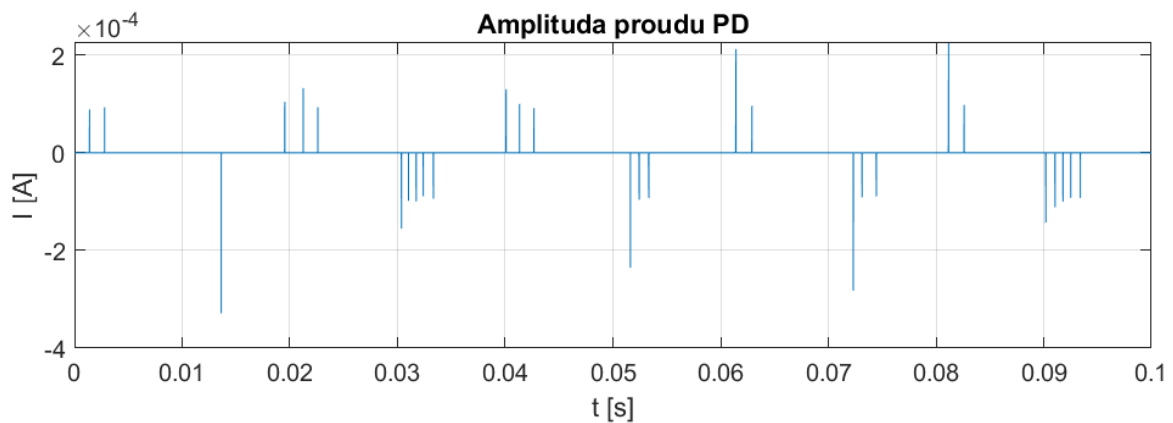
```
tau_decay = 2e-2;
N_0H = 1250;
N_0L = 65;
```

## 6.2 Výstup modelu s vlivem prostorového náboje

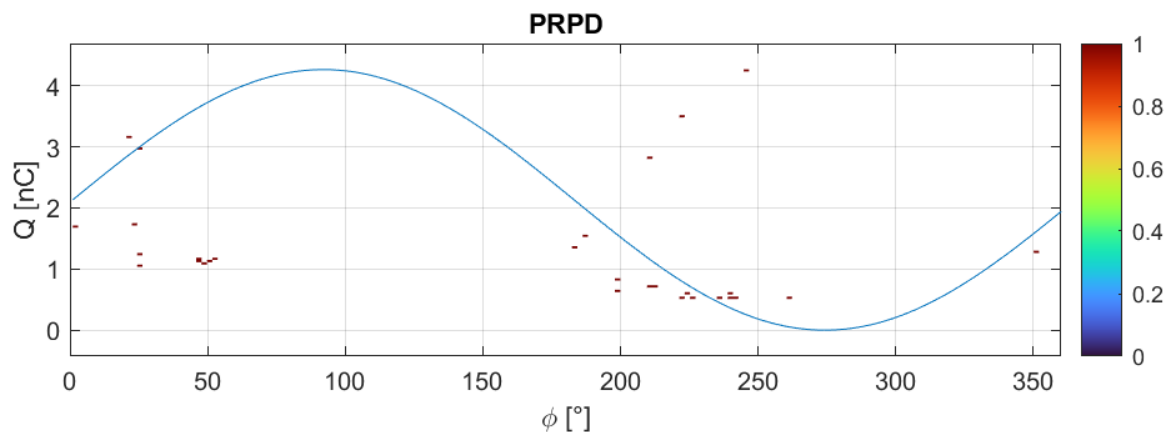
Vliv prostorového náboje zavedeného výše popsanou formou můžeme demonstrovat s pomocí automaticky vykreslovaných průběhů napětí, amplitudy proudu ČV a samozřejmě PRPD patternu. Na Graf 13 vidíme charakteristické průběhy celkového napětí  $u_{celk}$  a napětí na dutince  $u_d$ , Graf 14 zaznamenává amplitudu ČV a nakonec Graf 15 konečný PRPD pattern. Výsledek modelování prostorového náboje je zřetelně patrný zejména při změně polaroty výboje, kdy ČV nastává s výraznou časovou prodlevou po dosažení  $U_{inc}$ , neboť uvažujeme pravděpodobnost dostupnosti elektronů v dutince, která se odvíjí právě od polaroty realizovaného a předchozího výboje.



Graf 13: Průběh napětí  $u_d$  a  $u_{celk}$  modelu s prostorovým nábojem



Graf 14: Průběh amplitudy proudu ČV modelu s prostorovým nábojem



Graf 15: PRPD pattern modelu s prostorovým nábojem

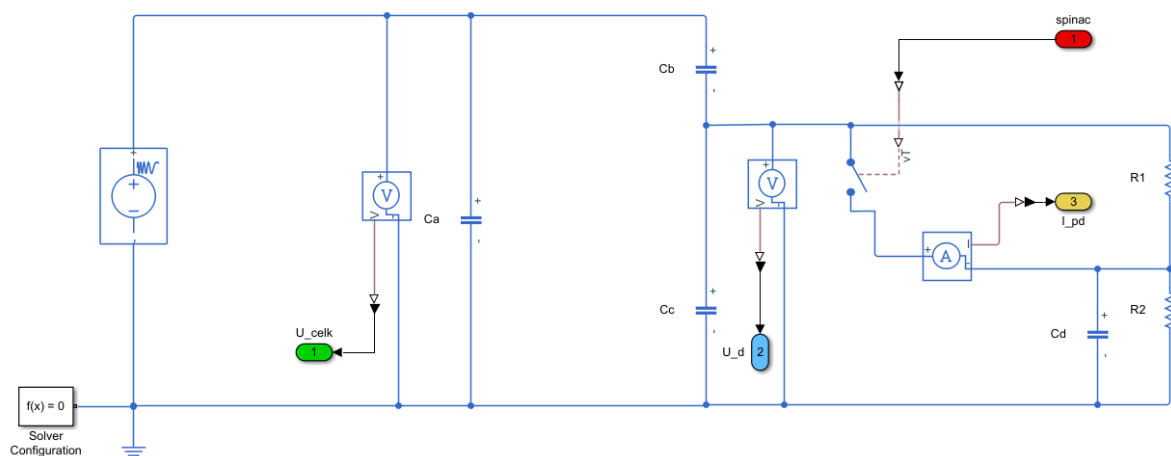
## 7 Alternativní model respektující prostorový náboj

Akumulace prostorového náboje uvnitř dutinky může být modelována i za použití modifikovaného trojkapacitního modelu, jenž rozšíříme o kapacitu čtvrtou ( $C_d$ ). Základní myšlenka tohoto modelu vychází z faktu, že vlivem existence prostorového náboje dochází vždy při změně polarity ČV ke snížení iniciačního napětí výboje následujícího. Nová kapacita tak fakticky simuluje chování dodatečného elektrického pole superponovaného na existující iniciační hladinu, jejíž reálná velikost je vlivem prostorového náboje snižována a k výbojům tedy dochází při nižší hodnotě napětí. Výboj tak sice vzniká při dosažení požadovaného iniciačního napětí na dutince, reálně ale v obvodu pozorujeme protinapětí, které výsledný skutečný náboj (resp. amplitudu proudu) ČV omezí. Zánik

elektrického pole tvořeného prostorovým nábojem je potom reprezentován vlastní časovou konstantou tak, jak jsme si vysvětlili v kapitole 4.1.2.

## 7.1 Modifikovaný elektrický obvod

Pro potřeby alternativní simulace využijeme modelu elektrického obvodu sestaveného dle Obrázek 37. Oproti základnímu trojkapacitnímu modelu obvod rozšiřujeme o zmiňovanou kapacitu  $C_d$  a rezistory  $R_1$  a  $R_2$ . Časovou konstantu zániku elektrického pole prostorového náboje v tomto případě přirozeně reprezentuje  $C_d \cdot R_2$ . Spínací logika je realizována stejně, jako v případě výchozího modelu, tedy pouze na základě činnosti FSA (na rozdíl od případu v předchozí kapitole).



Obrázek 37: Schéma čtyřkapacitního modelu ČV

Abychom mohli model správně vyhodnotit, musíme parametrizovat nově přidané elektrické prvky. Velikost nové kapacity a odporů určíme s ohledem na zbylé prvky v obvodu. Hodnotu  $C_d$  nastavíme stejnou jako  $C_a$  (tedy o řád vyšší než uvažovanou kapacitu dutinky  $C_c$ ). Poté dopočteme velikost  $R_2$ , tak, abychom dosáhli shodné časové konstanty jako v případě zániku volných nosičů náboje v předchozím modelu (tj.  $\tau_{zaniik} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ s} \rightarrow R_2 \doteq 5,33 \cdot 10^9 \Omega$ ). Hodnotu  $R_1$  volíme v našem případě tak, aby nedocházelo k simulaci lokálního hromadění prostorového náboje, jenž zabrání vzniku ČV. Odpor  $R_1$  tedy musí dosahovat relativně vysoké hodnoty, aby na kapacitě  $C_c$  bylo spolehlivě dosaženo iniciačního napětí a nenastávalo tak uzavírání většího proudu právě přes  $R_1$ . Prakticky tedy můžeme převzít spouštěcí skript výchozího modelu a pouze jej rozšířit o následující definice výše zmiňovaných prvků.

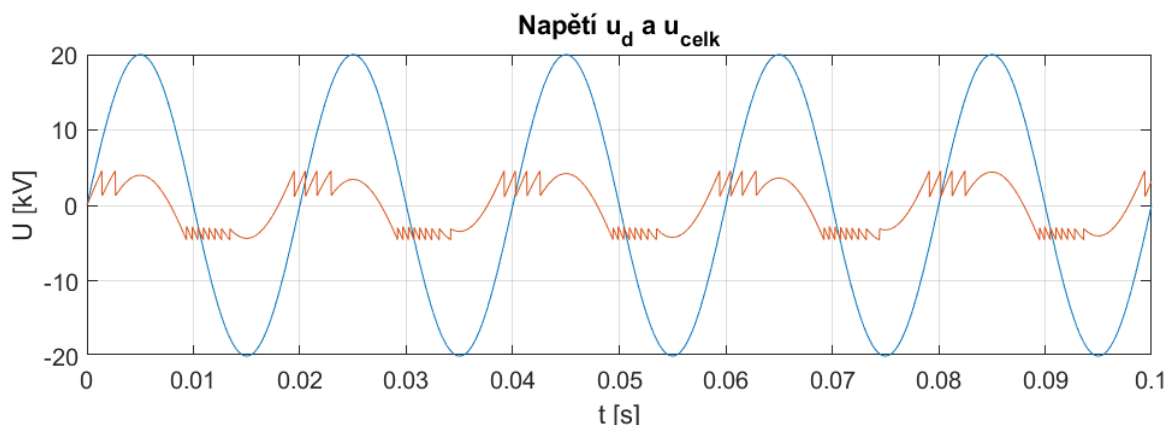
```
cd = ca;
R1 = 2.67e12;
R2 = 5.33e9;
```

Pro úplnost zbývá dodat, že použité bloky rezistorů z knihovny Simscape nemají zavedeny parazitní parametry (na rozdíl od bloků kondenzátorů). Nově přidaný kondenzátor  $C_d$  svým sériovým odporem a paralelním svodem kopíruje kondenzátory zbylé.

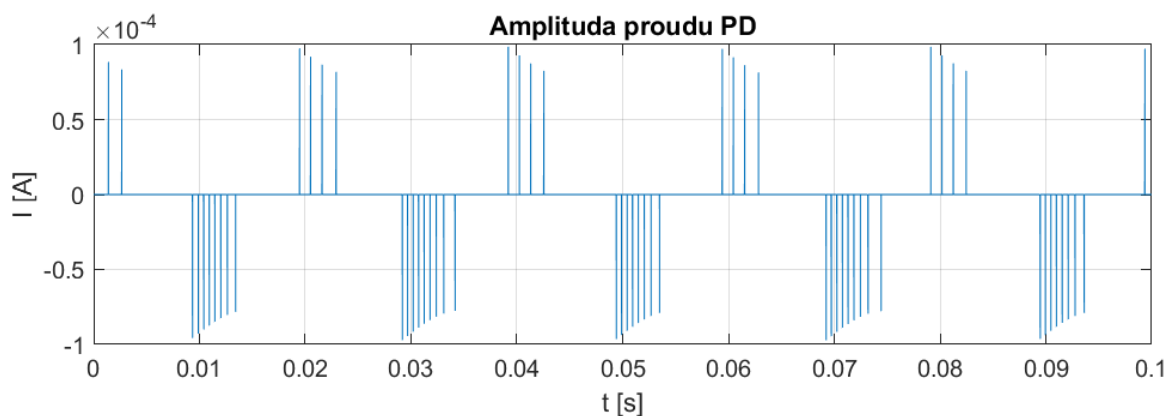
## 7.2 Výstup alternativního modelu s vlivem prostorového náboje

Po spuštění modelu získáváme průběhy Graf 16 - Graf 18, přičemž na první pohled si můžeme všimnout vlivu prostorového náboje snižujícího amplitudu proudu, a tedy i skutečný náboj pokračujících ČV. Pozorujeme tak exponenciální pokles amplitudy proudu (příp. náboje ČV), přičemž z hlediska průběhu  $u_d$  se ale situace od výchozího modelu neliší, neboť účinek

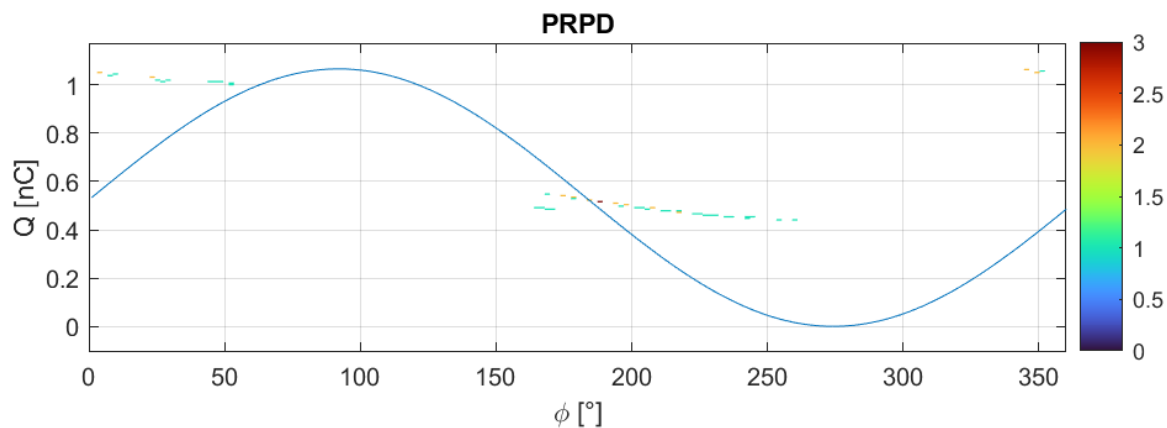
prostorového náboje odpovídá okamžitému napětí na  $C_d$  (taktéž exponenciálního charakteru, avšak rostoucího s blížícím se koncem aktivní půlperrody).



Graf 16: Průběh napětí  $u_d$  a  $u_{celk}$  čtyřkapacitního modelu



Graf 17: Průběh amplitudy proudu ČV čtyřkapacitního modelu



Graf 18: PRPD pattern čtyřkapacitního modelu

## 8 Modelování echa částečného výboje

Jednou z dalších používaných možností analýzy mechanismů částečných výbojů je napájení zkoumaného vzorku tzv. useknotou sekvencí. Standardně ČV pozorujeme při kontinuálním napájení sinusovým napětím. Usekнутá sekvence potom znamená, že v sinusovém průběhu napájecího napětí vybereme jednu nebo více period, které nahradíme konstantním nulovým napětím (v našem případě vždy jednu periodu sinusového napětí). V praxi nám popsaná metoda pomůže lépe formulovat podmínky vzniku ČV ve zkoumaných vzorcích a zmapovat vnitřní fyzikální

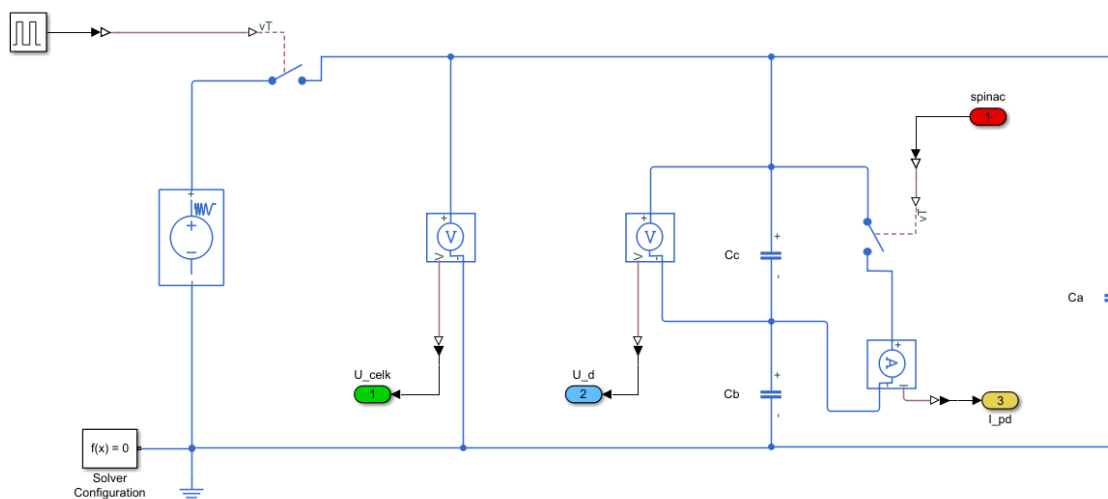


mechanismy spojené s pohybem náboje, vnitřní stěnou dutinky a vývojem prostorového náboje v čase. [39]

Vzhledem k tomu, že i v našem rozšířeném modelu představeném v kapitole 6 simulujeme chování částečných výbojů s ohledem na prostorový náboj uvnitř dutinky, měli bychom být schopni pozorovat fenomény spojené s napájením useknutou sinusovou sekvencí. Jedním z takových fenoménů je právě echo částečného výboje. Echo ČV se projevuje jako samostatný částečný výboj, jež vzniká v momentě, kdy napětí přivedené na vzorek odpovídá nule. Při odstranění vnějšího sinusového napětí a přivedení na vzorek napětí nulového, zůstává v dutince remanentní elektrické pole v důsledku polarizace dielektrika. Proti elektrickému poli udržovaného remanentní polarizací působí pole prostorového náboje. Vzhledem k tomu, že prostorový náboj v čase zaniká, výsledná intenzita elektrického pole v dutince roste a může přesáhnout iniciační hladinu ČV – v důsledku toho potom pozorujeme vznik osamoceného výboje ve fázi, kdy je na vzorku přiložené nulové napětí. Z rozložení echo výbojů v rámci PRPD patternů zároveň můžeme velmi dobře pozorovat zánik prostorového náboje v dutince. Výsledné chování echo částečného výboje souvisí i s jinými vlastnostmi materiálu (např. s povrchovou vodivostí uvnitř dutinky) a na základě echo pozorované v rámci PRPD patternů tak lze reálně materiály charakterizovat. V našem modelovém případě ale výsledné echo souvisí pouze se zánikem prostorového náboje při zvolené amplitudě napájecího napětí. [39]

## 8.1 Modifikace modelu pro potřeby sledování echo ČV

Vzhledem k tomu, že pozorování echo ČV vážeme na model s prostorovým nábojem, musíme v prvním kroku modifikovat napájení trojkapacitního modelu s řízením spínací logiky dle kapitoly 6.1. V elektrickém obvodu patrném na Obrázek 38 tak odpojujeme zdroj elektrického napětí s pomocí spínače, jenž je řízen obdélníkovými pulzy s periodou  $2 \cdot T$  (kde  $T$  je perioda napájecího napětí) a střídou 50 %. Díky tomu přivádíme na trojkapacitní model napájecí napětí pouze každou druhou periodu.



Obrázek 38: Modifikovaný model pro simulaci echo

Dále musíme upravit spouštěcí skript, s jehož pomocí zároveň vykreslujeme požadované průběhy. Pro sledování echo ČV v PRPD patternu potřebujeme pracovat s délkou dvou period na místo jedné a šířku okna pro PRPD pattern nově považujeme za  $720^\circ$ . Stanovení času částečných výbojů a jejich převod na stupně tak musíme ve skriptu mírně modifikovat s ohledem na novou (dvounásobnou) délku periody (viz příkazy níže).

```
pd_timestamps = mod(out.q_pd.Time, 2*T);
pd_timestamps = pd_timestamps*(720/(2*T));
```

Zároveň musíme upravit způsob vykreslování ilustračního sinusového průběhu v PRPD patternu, na nějž bude nově navazovat konstantní nulový průběh. Pro interval  $0^\circ - 360^\circ$  tak vykreslíme sinus (`sin_plot`) obdobně jako v případě výchozího PRPD patternu, pro navazující interval  $360^\circ - 720^\circ$  avizovanou nulu (`zero_plot`). Data pro zmíněné intervaly připravíme s pomocí následujících řádků.

```
sin_time = 0:360;
sin_plot = q_pd_max * sind(sin_time)*(1e9);
zero_time = 360:720;
zero_plot = 0*zero_time;
```

Uvedené průběhy vykreslíme tradičně s pomocí funkce `plot`, tentokrát však zjednodušeně, bez offsetu poloviční velikosti maximálního zaznamenaného náboje (sinusový průběh tak zasahuje do záporných hodnot).

```
plot(sin_time,sin_plot,'Color',[0 0.4470 0.7410]);
axis([0, 720, -1.1*q_pd_max*(1e9), 1.1*q_pd_max*(1e9)]);
title('PRPD');
xlabel('\phi [°]');
ylabel('Q [nC]');
grid on;
hold on

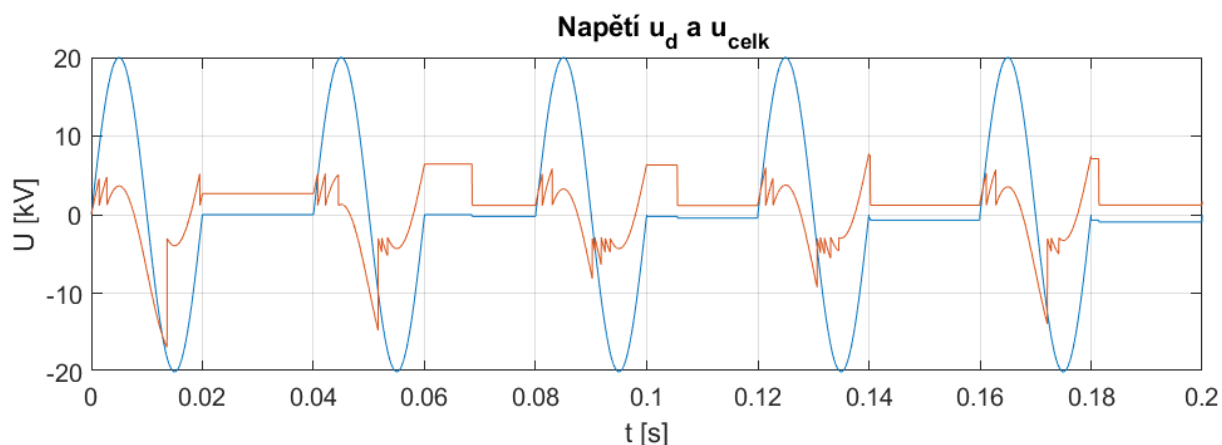
plot(zero_time,zero_plot,'Color',[0 0.4470 0.7410]);

colormap turbo
histogram2(pd_timestamps,pd_val_print*(1e9),[720/4
100],'DisplayStyle','tile','FaceColor','flat')
colorbar
```

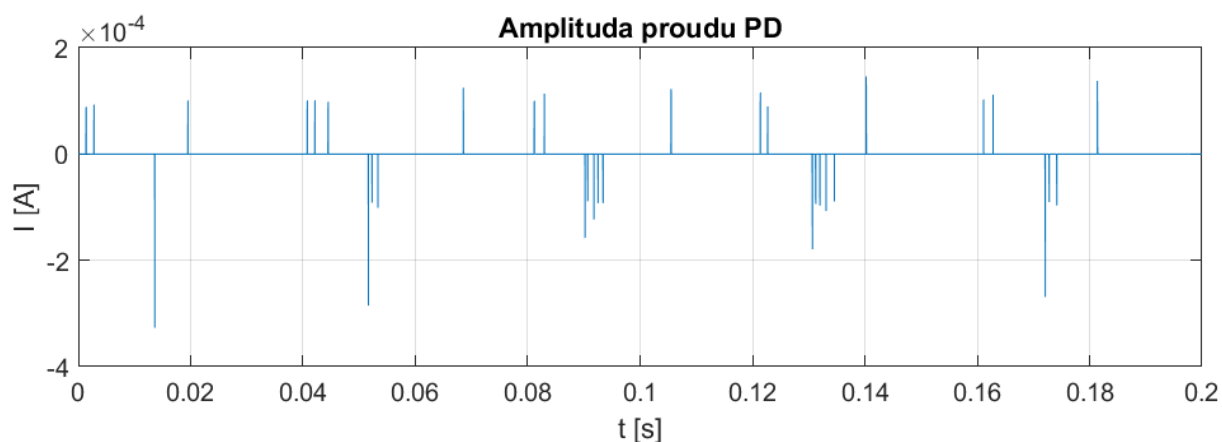
Můžeme si všimnout, že průběhy `sin_plot` a `zero_plot` vykreslujeme odděleně (nově s definovanou barvou uvedenou v `[]` jako součást argumentu funkce `plot`). Pro potřeby tvorby histogramu jsme zároveň změnili deklaraci požadovaného dělení bivariantního histogramu v horizontální ose tak, aby počet intervalů zůstal v této ose zachován. Opticky se tak velikost vykreslovaného intervalu v PRPD patternu nezměnila, fakticky ale pravidelná šířka intervalu v histogramu nově odpovídá  $4^\circ$  namísto původních  $2^\circ$ .

## 8.2 Výstup modelu se sledováním echa ČV

Model s echem ČV spouštíme již tradičně pro pět period napájecího napětí, přičemž perioda nově zahrnuje i část s nulovým napětím zdroje. Moment, v němž dochází ke zmiňovanému echu ČV, a tedy dostatečnému poklesu intenzity elektrického pole vyvolaného zanikajícím prostorovým nábojem, zřetelně pozorujeme na skokovém poklesu napětí  $u_d$  právě během fáze trvajících nulového  $u_{celk}$  na Graf 19. Zároveň můžeme dobře pozorovat výbojovou činnost v průběhu amplitudy proudu ČV na Graf 20.

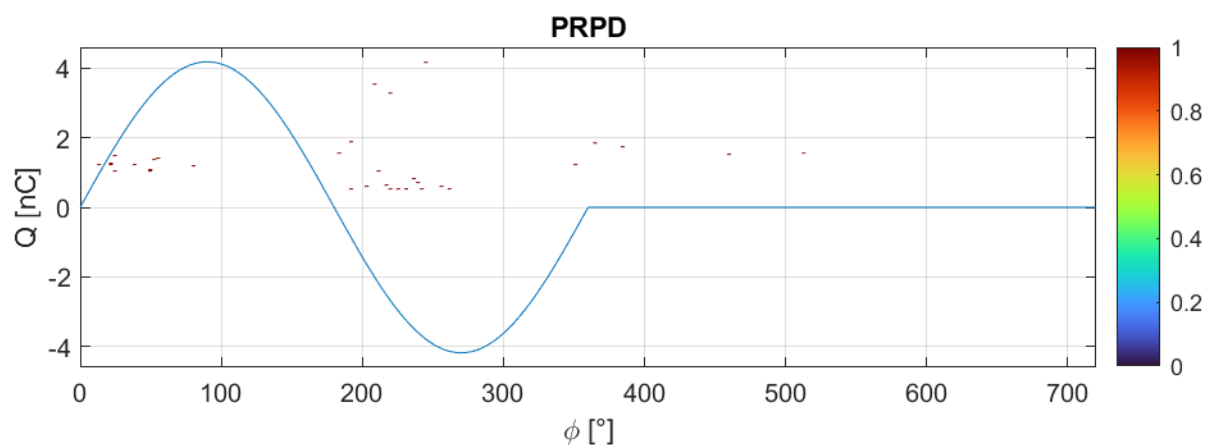


Graf 19: Průběh napětí  $u_d$  a  $u_{celk}$  echa ČV



Graf 20: Amplituda proudu echa ČV

Zbývá si tak představit odpovídající PRPD pattern (Graf 21), na němž echo pozorujeme na intervalu ( $360^\circ; 720^\circ$ ). Nesmíme zapomenout, že v okolí bodu  $\varphi = 360^\circ$  neodpovídají veškeré zaznamenané výboje fenoménu popisovaného echa a jedná se o výbojovou činnost vázanou na záporný průběh napájecího napětí (viditelné na průběhu  $u_d$  v čase  $t \doteq 0,02$  s).



Graf 21: PRPD pattern echa ČV

## 9 Srovnání PRPD patternů jednotlivých modelů

Fakticky jsme si představili veškeré modifikace modelů pro simulaci částečných výbojů, s nimiž v rámci této diplomové práce pracujeme. Zbývá si tak demonstrovat základní vlivy změny parametrů modelů na výsledné PRPD patterny. V předchozích kapitolách, v nichž jsme si ukazovali

různé varianty modelů jsme vždy pracovali s relativně krátkými simulačními časy, kdy hlavním účelem bylo zaznamenat časový vývoj napětí  $u_d$  během několika period napájecího napětí zdroje. Pro účely vykreslení PRPD patternů se ale záznamu  $u_d$  ani amplitudě ČV věnovat nemusíme a je naopak žádoucí vykreslit PRPD pattern pro co možná největší počet  $T$ , v nichž zbylé vizualizované průběhy  $u$  a amplitud  $i$  splývají.

V případě SW Matlab (64 bit verze) jsme z hlediska tvorby PRPD patternů omezeni dvěma faktory. První z těchto faktorů představuje limit maximální velikosti pole, jehož počet prvků nemůže přesáhnout hodnotu  $2^{48} - 1$ . Za předpokladu, že model spouštíme s dříve deklarovaným výpočetním krokem  $1 \cdot 10^{-6}$  s pro metodu RK4, je zjevné, že maximální délka simulace může odpovídat nanejvýš hodnotě uvedené v (82).

$$t_{\text{simmax}} = (2^{48} - 1) \cdot 1 \cdot 10^{-6} \text{ s} \doteq 2,81 \cdot 10^8 \text{ s} \approx 8,9 \text{ let} \quad (82)$$

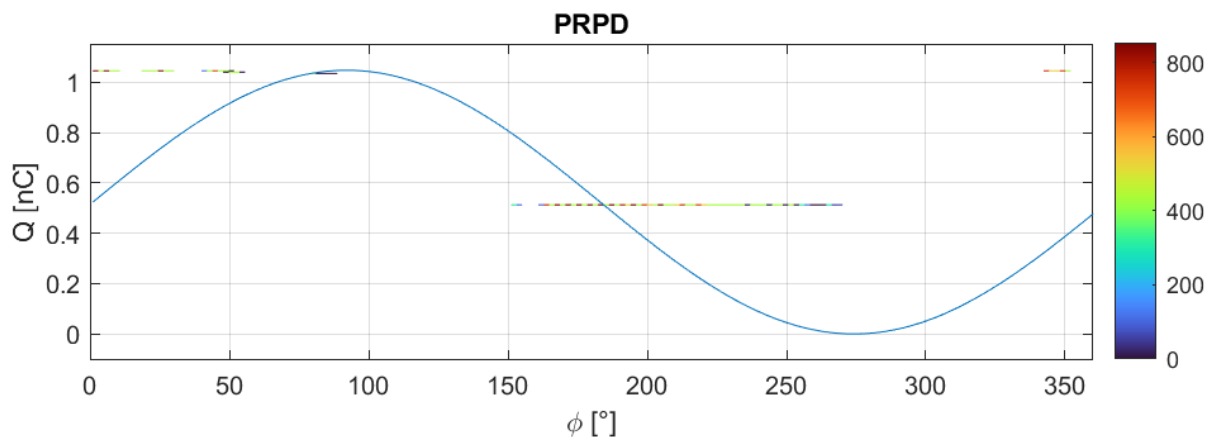
Simulace však budeme spouštět pro výrazně kratší časy, neboť musíme počítat s druhým limitujícím faktorem – skutečnou dobou výpočtu. Z důvodu výpočetní (resp. časové) náročnosti výpočtu tak simulujeme maximálně 3000 period napětí zdroje odpovídajícího simulačnímu času  $t_{\text{sim}} = 60$  s, kdy reálná doba výpočtu na použité sestavě dosahuje řádově hodin.

V následující části práce se tak budeme věnovat výhradně výsledkům v podobě PRPD patternů, jež v kontextu počtu simulovaných period napájecího napětí jasně demonstrují trendy v rozmístění ČV na zkoumaných PRPD patternech. Popisované trendy výskytu ČV potom na základě našich PRPD vizualizací s přednastavenými parametry modelu budeme považovat za obecně platné.

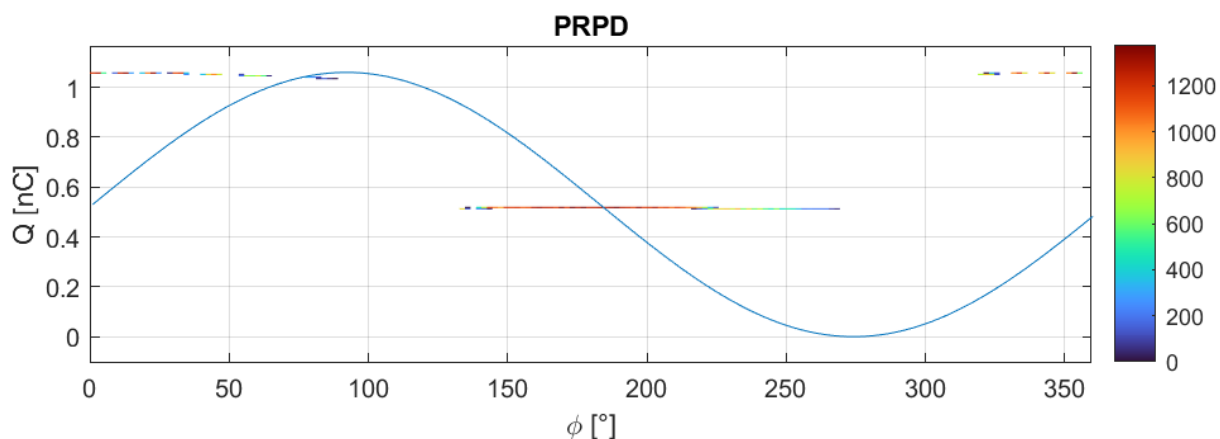
## 9.1 Vliv velikosti napětí zdroje

Za typický vliv, jež se z hlediska tvorby ČV a následného zobrazení v PRPD patternech musí nutně projevit, je změna napěťového namáhání reprezentovaná navýšením amplitudy napětí napájecího zdroje. Budeme porovnávat PRPD patterny vždy alespoň pro dvě amplitudy napájecího sinusového napětí (20 kV a 40 kV) a v případě nejpokročilejšího modelu s uvažováním prostorového náboje v dutince dle kapitoly 6 spustíme simulaci i pro další konfigurace amplitudy napětí zdroje.

Jako první si představíme PRPD patterny základního modelu spouštěného v simulaci 3000 period napájecího napětí. Na Graf 22 vidíme PRPD pattern pro amplitudu napětí zdroje 20 kV a na Graf 23 pattern pro napětí 40 kV. Vzhledem k tomu, že v modelu neuvažujeme prostorový náboj ani jiné fyzikální procesy během výbojové činnosti, dochází k částečnému výboji vždy po dosažení iniciačního napětí, tedy pokaždé pro shodnou hodnotu okamžitého  $u_d$  (samozřejmě v závislosti na aktuální polaritě napětí). Skutečný náboj ČV je tedy pro každý uskutečněný částečný výboj fakticky shodný. Velikost napětí zdroje tak ovlivňuje pouze četnost výskytu ČV. Při vyšším napětí zdroje pozorujeme vyšší strmost nárůstu  $u_d$  mezi jednotlivými částečnými výboji ve shodné polaritě. Tím, že napětí  $u_d$  narůstá mezi výboji rychleji, vzniká v rámci jedné púlperrody (v dané polaritě) větší množství ČV,  $u_d$  totiž dosahuje iniciačního napětí častěji.

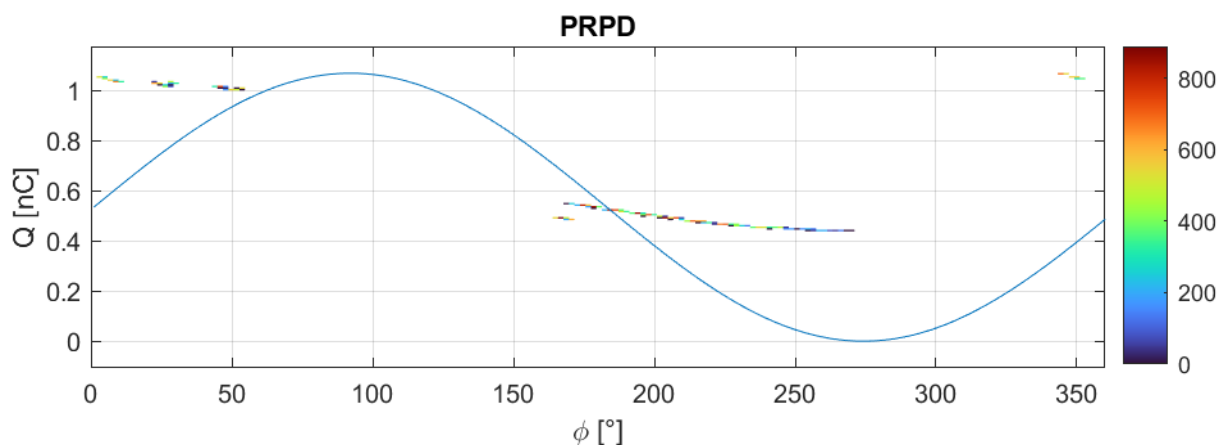


Graf 22: PRPD pattern základního trojkapacitního modelu, 20kV

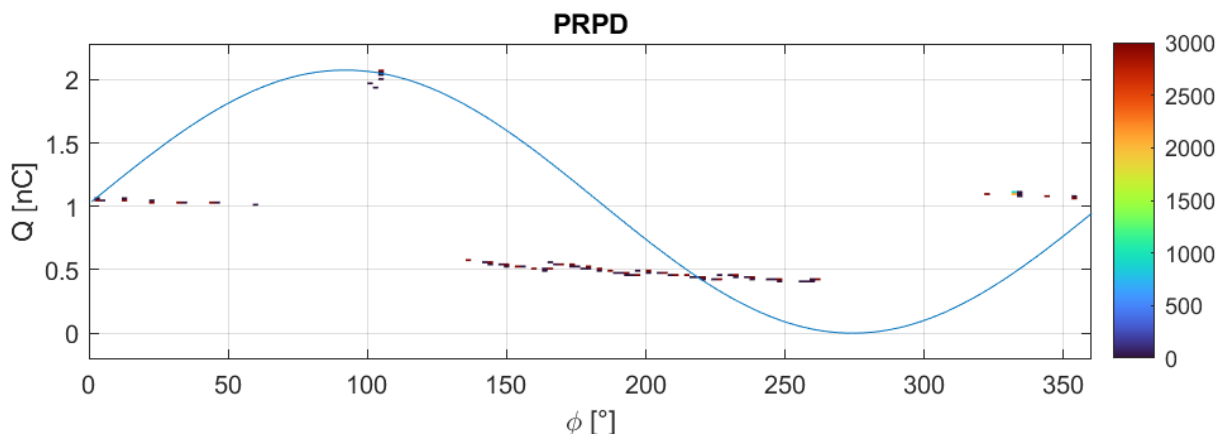


Graf 23: PRPD pattern základního trojkapacitního modelu, 40kV

Podobné chování můžeme sledovat u modelu respektujícího prostorový náboj dutinky s pomocí čtvrté kapacity, s jejíž pomocí pozorujeme zánik onoho prostorového náboje. Opět zkoumáme varianty s amplitudou napětí zdroje 20 kV (Graf 23) a 40 kV (Graf 24) pro 3000 period. Výskyt ČV je v uvedených případech situován podle pomyslné exponenciálně klesající linie okamžitého prostorového náboje modelu, přičemž jeho velikost je parametrizována právě amplitudou napájecího napětí, jíž je přímo úměrná i četnost výskytu částečných výbojů.

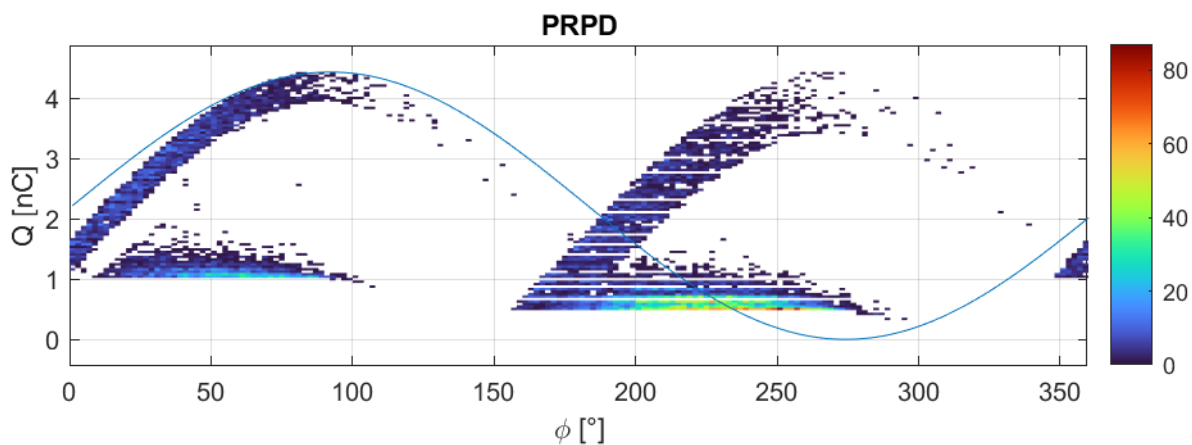


Graf 24: PRPD pattern základního čtyřkapacitního modelu, 20kV

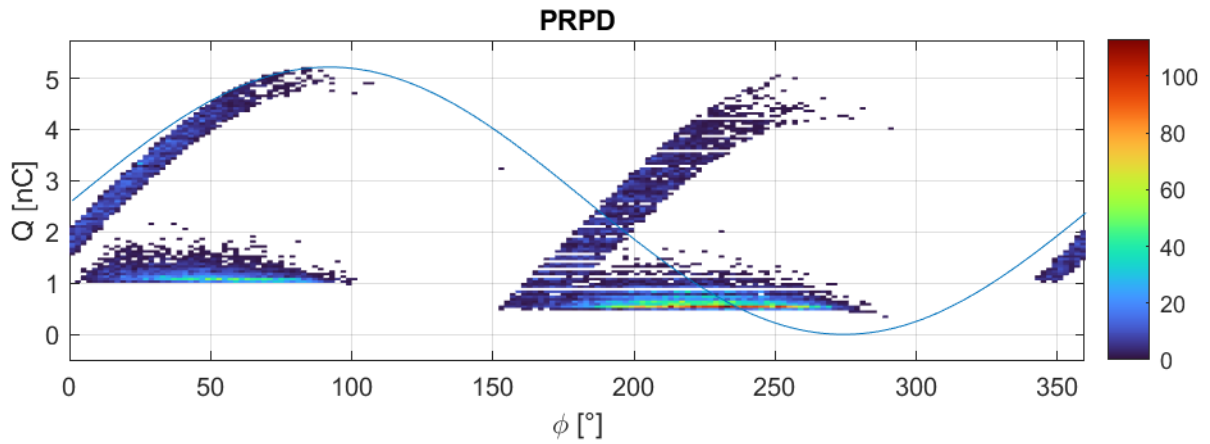


Graf 25: PRPD pattern základního čtyřkapacitního modelu, 40kV

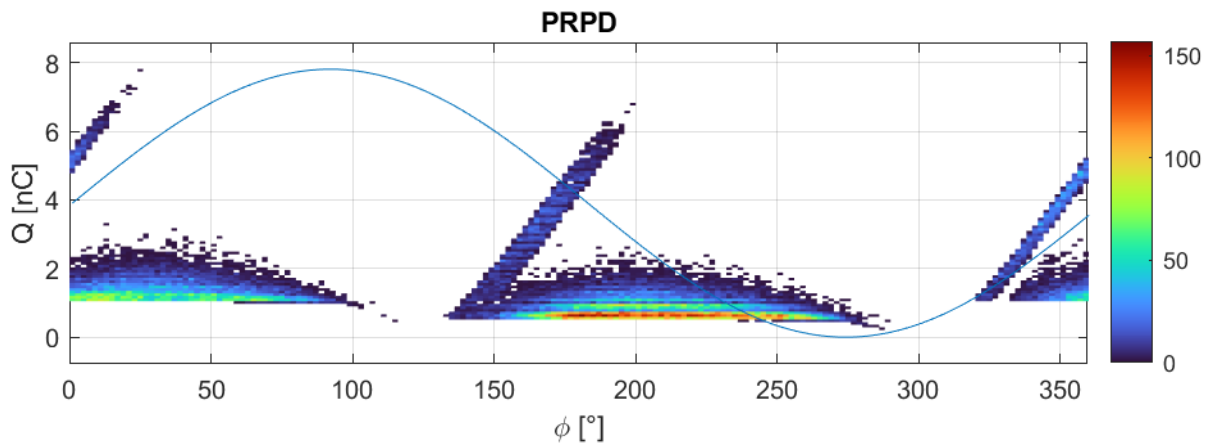
Nejpokročilejší (a tudíž nejzajímavější) model uvažující pravděpodobnostní výskyt nosičů náboje v dutince potom disponuje čtyřmi ukázkovými PRPD, na nichž si vliv amplitudy napájecího napětí opět můžeme zřetelně demonstrovat. Simulaci spouštíme pro 3000 period sinusového napětí zdroje, kdy na Graf 26 nastavujeme amplitudu napětí na 17,5 kV. PRPD pattern na Graf 27 odpovídá amplitudě 20 kV, Graf 28 reflektuje nastavení amplitudy na hodnotu 40 kV a poslední Graf 29 postihuje případ napájení o amplitudě 80 kV. Na Graf 26 a Graf 27 jasně pozorujeme formaci rabbit ears, jejichž vznik jsme diskutovali v kapitole 3.6.6. S rostoucím napětím zdroje tak klesá rozptyl výbojové činnosti v segmentech rabbit ears, jež pro napětí 40 kV a 80 kV přechází do úzkých strmých pásů situovaných kolem počátku kladné a záporné půlperiody  $u_d$  (resp. příslušně fázově posunutých půlperiod napětí zdroje). Pro uvedené vyšší hodnoty amplitud napětí naopak pozorujeme nárůst rozptylu výbojové činnosti v okolí relativně nízkých velikostí skutečného náboje částečných výbojů. Ze stejného důvodu jako v případě základního modelu zároveň roste i četnost výbojů v situacích, kdy trojkapacitní model napájíme s větší amplitudou napětí.



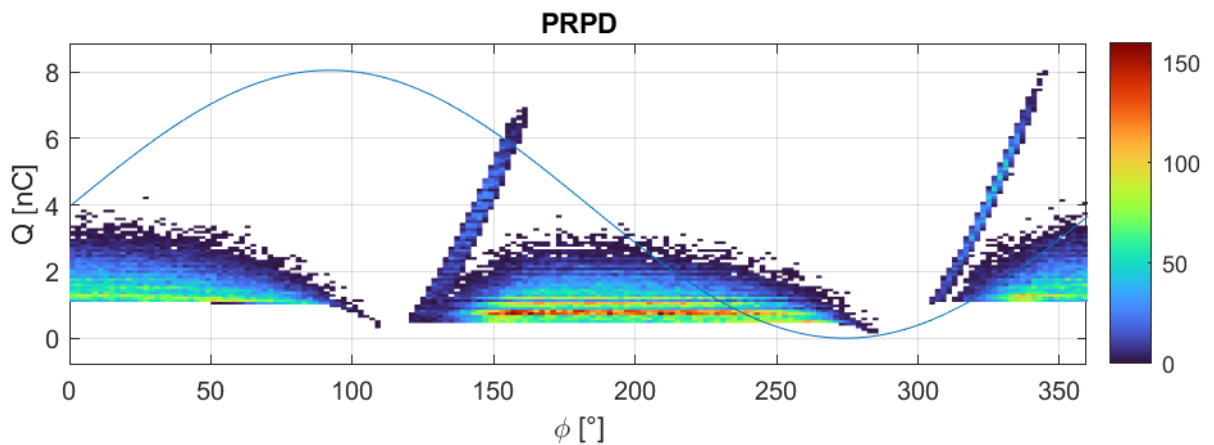
Graf 26: PRPD pattern modelu s prostorovým nábojem, 17,5 kV



Graf 27: PRPD pattern modelu s prostorovým nábojem, 20 kV



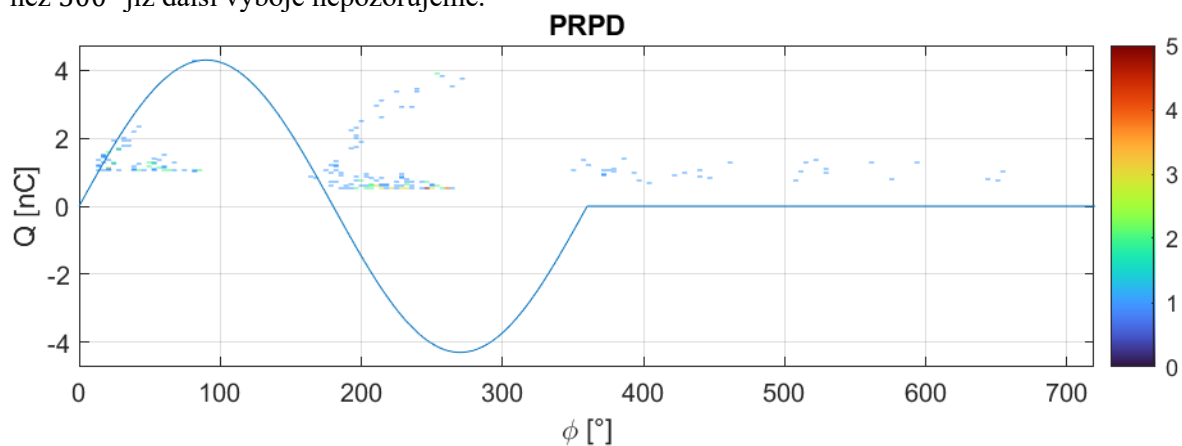
Graf 28: PRPD pattern modelu s prostorovým nábojem, 40 kV



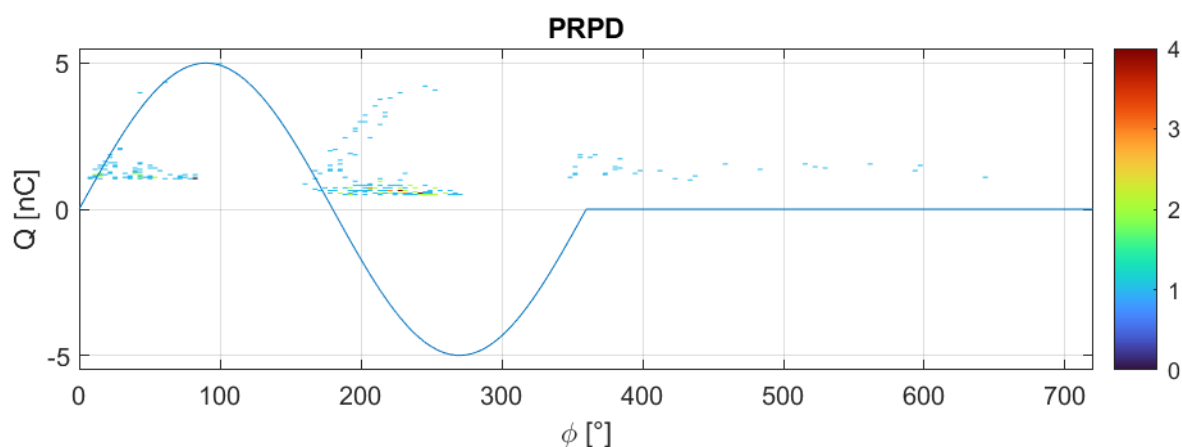
Graf 29: PRPD pattern modelu s prostorovým nábojem, 80 kV

Zbývá si tedy ukázat vliv napájecího napětí při tvorbě echa částečných výbojů. V porovnání s předchozími případy provádíme simulaci pro výrazně nižší počet period napájecího napětí (pouze 150). V první části PRPD patternů, tedy v místě, kde je vzorek napájen standardním sinusovým průběhem, pozorujeme ČV prakticky shodné s předchozím případem (vzhledem k tomu, že využíváme totožného modelu, uvedená informace nepřekvapí). Echo ČV lze následně zřetelně zaznamenat v simulacích, u nichž jsme volili spíše nižší amplitudy napětí zdroje. Pro amplitudy napájecího napětí 17,5 kV (Graf 30) a 20 kV (Graf 31) vzniká echo ČV prakticky v celé délce intervalu s konstantním nulovým napětím a oba PRPD patterny si jsou velmi podobné. V případě napájení s amplitudou 40 kV (Graf 32) ale nastává v rámci echa utlumení výbojové činnosti a

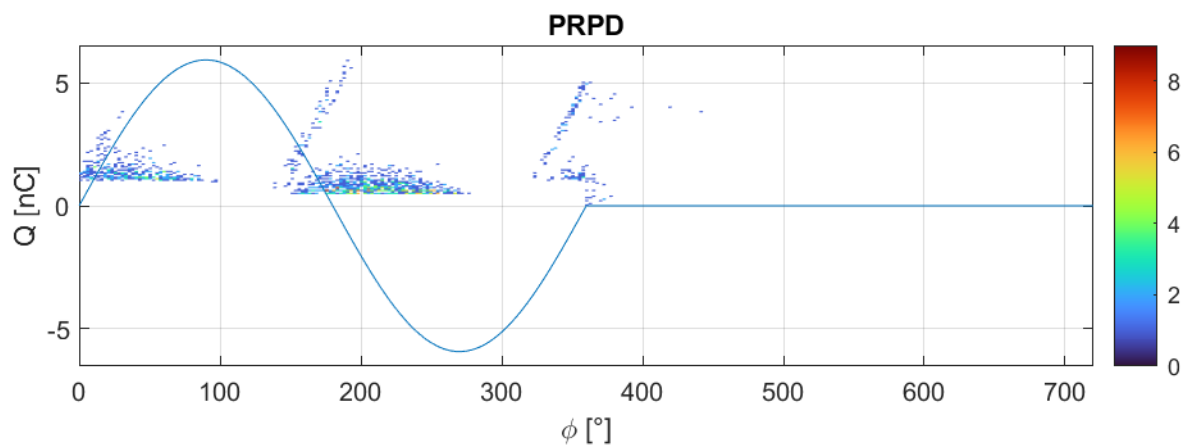
vidíme, že veškeré zaznamenané echo ČV je situováno v okolí fázového úhlu 400° a pro úhly vyšší než 500° již další výboje nepozorujeme.



Graf 30: PRPD pattern echa, 17,5 kV



Graf 31: PRPD pattern echa, 20 kV



Graf 32: PRPD pattern echa, 40 kV

## 9.2 Vliv vyšších harmonických v napájecím napětí

Ve vysokonapěťových soustavách se standardně setkáváme s přítomností vyšších harmonických složek základního sinusového napětí, jež vznikají v důsledku rezonančních dějů a připojením specifických (nelineárních) zátěží. Vzhledem k tomu, že diagnostika izolačních systémů VN se majoritně orientuje právě na PRPD patterny, je vhodné vliv vyšších harmonických na podobu patternu demonstrovat i v této diplomové práci. Přítomnost vyšších harmonických totiž prokazatelně urychluje stárnutí dielektrických materiálů, čímž zkracuje životnost izolačních



systémů. Mezi typické projevy stárnutí v důsledku přítomnosti vyšších harmonických řadíme dielektrický ohřev izolačního materiálu. Největší dielektrické ztráty, které se ohřevem materiálu projevují, způsobují právě vysoké frekvence zastoupené v deformovaném napájecím napětí. [39]

Napájecí napětí se zanesenými vyššími harmonickým složkami parametrizujeme na základě definičního předpisu (83).

$$u_{\text{celk}}(t) = A_1 \cdot \sin(2\pi \cdot f \cdot t) + \sum_{n=2}^{\infty} [B_n \cdot \sin(2\pi \cdot n \cdot f \cdot t + \varphi_n)] \quad (83)$$

Kdy  $f$  odpovídá frekvenci 1. harmonické napětí s amplitudou  $A_1$  a vyšší harmonické složky zavádíme definičními vektory hodnot konkrétních  $n$ -tých komponent s fázovým posunem  $\varphi_n$  ( $^\circ$ ) a amplitudou  $B_n$  vyjádřenou jako procentuální velikost  $A_1$  (specifikace bloku programovatelného zdroje napětí dle [40], přičemž definiční vektor harmonických komponent je samozřejmě konečný).

Nastavené harmonické zkreslení zanesené do napěťového zdroje charakterizuje následující Tabulka 5, kdy zmiňované amplitudy vyšších harmonických vychází ze vztahu (84).

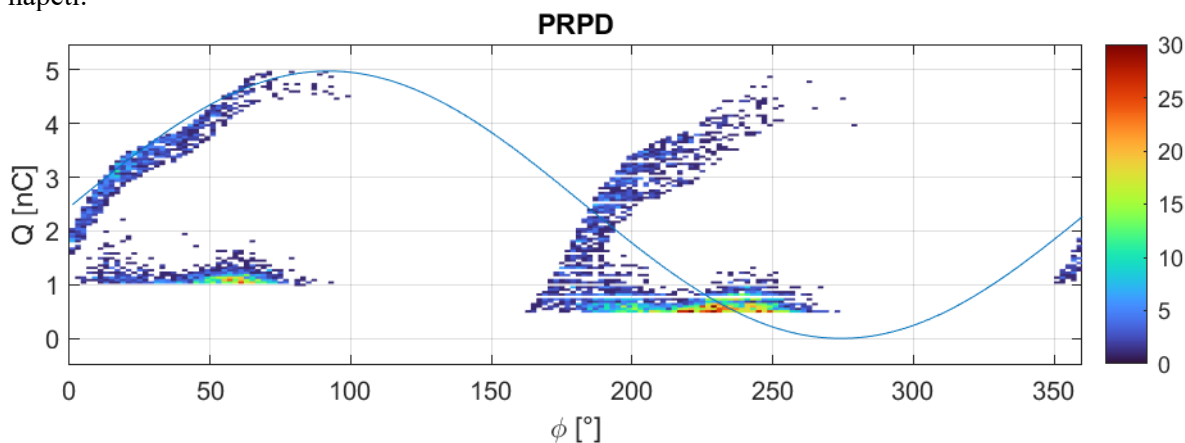
$$H_n = \frac{B_n}{A_1} \cdot 100 \% \quad (84)$$

Uvedená tabulka Tabulka 5 zároveň odkazuje na ilustrační grafy (délka  $5 \cdot T$  pro amplitudy  $A_1 = 20$  kV nebo 40 kV), jež poskytují pohled na průběhy napájecího napětí s napětím na dutince pro uvažované harmonické zkreslení. Dále v tabulce nalezneme referenci příslušného PRPD patternu, jež jsme pro uvažované simulační scénáře získali. Simulované harmonické zkreslení jsme vybírali na základě variant zkoumaných v literatuře [39].

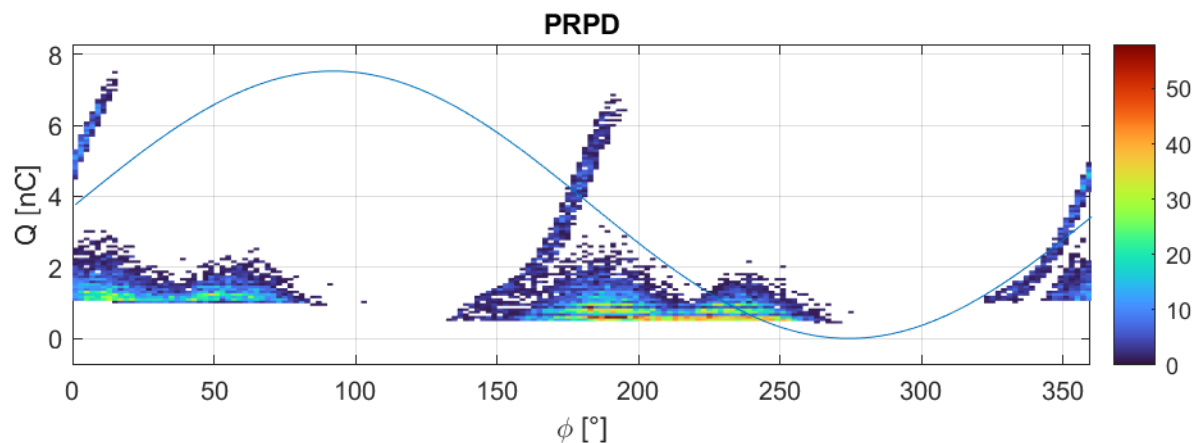
$A_1$	$H_n$	$\varphi_n$	Ilustrační graf ( $5 \cdot T$ )	PRPD
20 kV	$H_3 = 5 \%$ $H_5 = 5 \%$ $H_7 = 5 \%$	$\varphi_3 = 0^\circ$ $\varphi_5 = 0^\circ$ $\varphi_7 = 0^\circ$	Příloha 8	Graf 33
40 kV	$H_3 = 5 \%$ $H_5 = 5 \%$ $H_7 = 5 \%$	$\varphi_3 = 0^\circ$ $\varphi_5 = 0^\circ$ $\varphi_7 = 0^\circ$	Příloha 9	Graf 34
20 kV	$H_3 = 5 \%$ $H_5 = 5 \%$ $H_7 = 5 \%$	$\varphi_3 = 0^\circ$ $\varphi_5 = 180^\circ$ $\varphi_7 = 0^\circ$	Příloha 10	Graf 35
40 kV	$H_3 = 5 \%$ $H_5 = 5 \%$ $H_7 = 5 \%$	$\varphi_3 = 0^\circ$ $\varphi_5 = 180^\circ$ $\varphi_7 = 0^\circ$	Příloha 11	Graf 36
20 kV	$H_5 = 10 \%$ $H_{11} = 3 \%$	$\varphi_5 = 0^\circ$ $\varphi_{11} = 0^\circ$	Příloha 12	Graf 37
40 kV	$H_5 = 10 \%$ $H_{11} = 3 \%$	$\varphi_5 = 0^\circ$ $\varphi_{11} = 0^\circ$	Příloha 13	Graf 38
20 kV	$H_{11} = 20 \%$	$\varphi_{11} = 0^\circ$	Příloha 14	Graf 39
40 kV	$H_{11} = 20 \%$	$\varphi_{11} = 0^\circ$	Příloha 15	Graf 40

**Tabulka 5: Přehled simulací se zdrojem obsahujícím vyšší harmonické**

Nutno podotknout, že zařazení vyšších harmonických složek do zdroje napětí výrazně prodlužuje čas nutný pro dokončení simulace, veškeré PRPD patterny obsahující vyšší harmonické tak vykreslujeme pouze pro 1000 period napájecího napětí. Jako první si představíme PRPD patterny (Graf 33 a Graf 34), jež vznikly s napájecím napětím obsahujícím 3., 5. a 7. harmonickou složku s amplitudami dosahujícími 5 % napětí 1. harmonické. Vidíme, že charakteristický rabbit ear je pro obě polaritu průběhu deformován v souladu se zaneseným harmonickým zkruslením, přičemž se zvětšením amplitudy 1. harmonické dochází k standardnímu navýšení výbojové činnosti. Částečné výboje s nižší hodnotou skutečného přeneseného náboje se navíc v důsledku přítomnosti vyšších harmonických složek rozdělují do dvojice klastrů pozorovatelných v rámci obou půlperiod napětí.

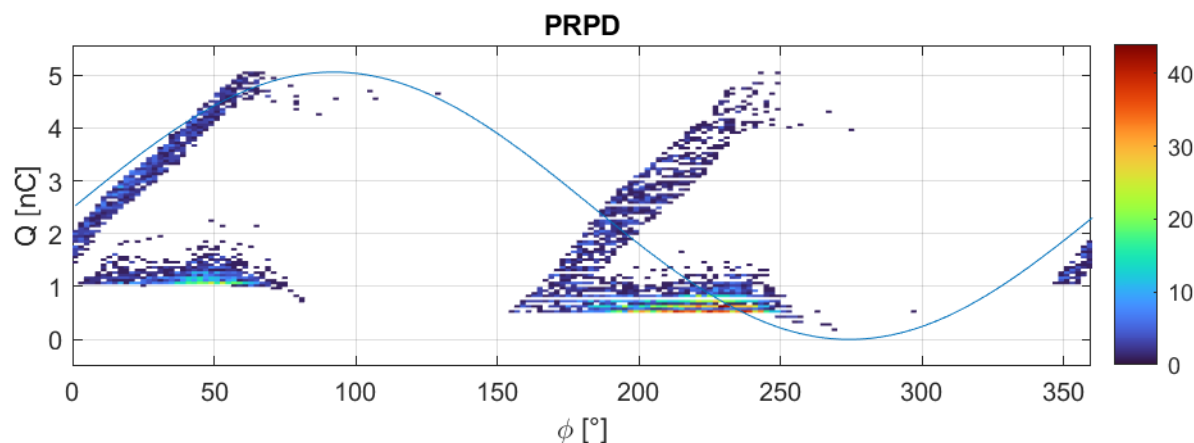


**Graf 33: PRPD 3H 5 %, 5H 5 %, 7H 5 %, 20 kV**

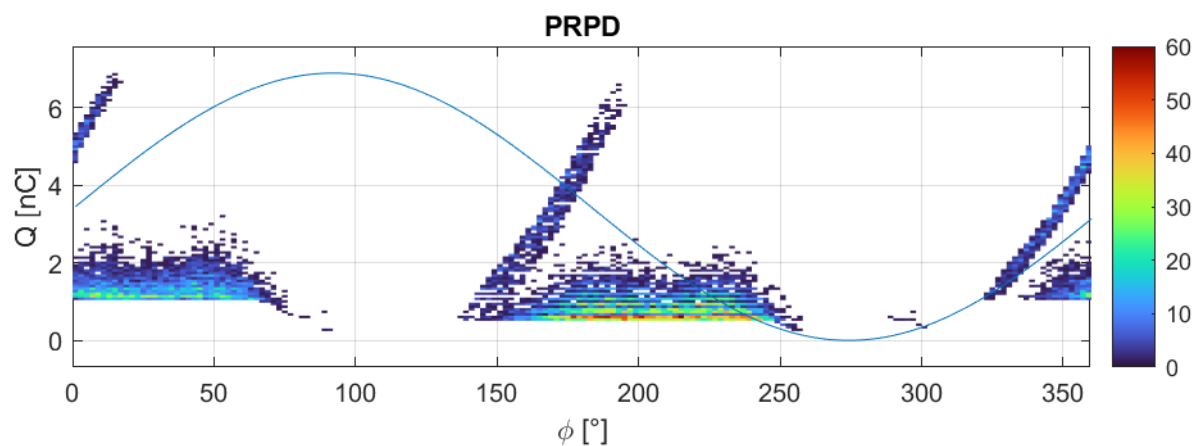


**Graf 34: PRPD 3H 5 %, 5H 5 %, 7H 5 %, 40 kV**

V případě, že 5. harmonické složce změním fázový posun o  $1/2 T$  (tj.  $180^\circ$ ), získáme PRPD patterny Graf 35 a Graf 36. Z obou nových PRPD patternů je patrné, že změnou fázového posunu narovnáme rabbit ear v patternu za současného snížení rozpadu výbojů mezi zmiňované klastry. Zároveň pozorujeme mírné navýšení četnosti částečných výbojů.



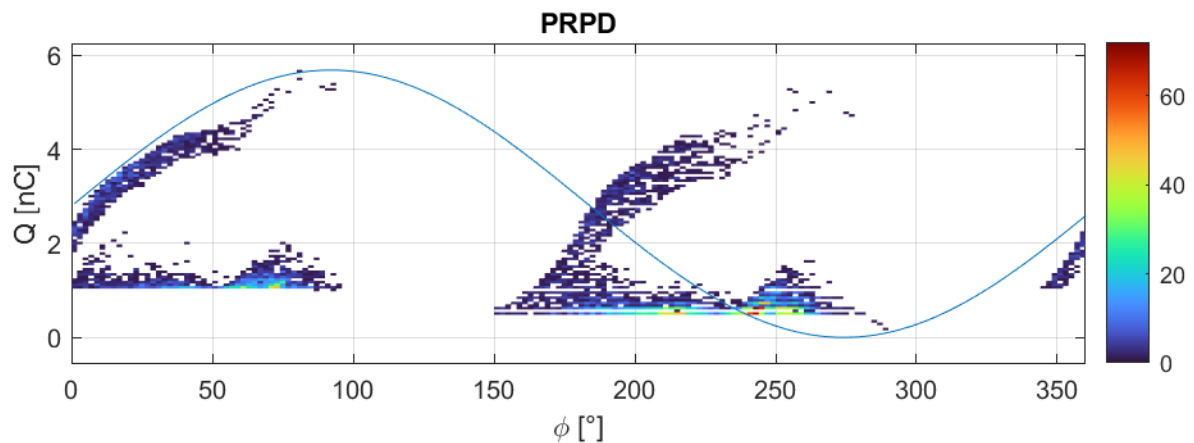
**Graf 35: PRPD 3H 5 %, 5H 5 % ( $180^\circ$ ), 7H 5 %, 20 kV**



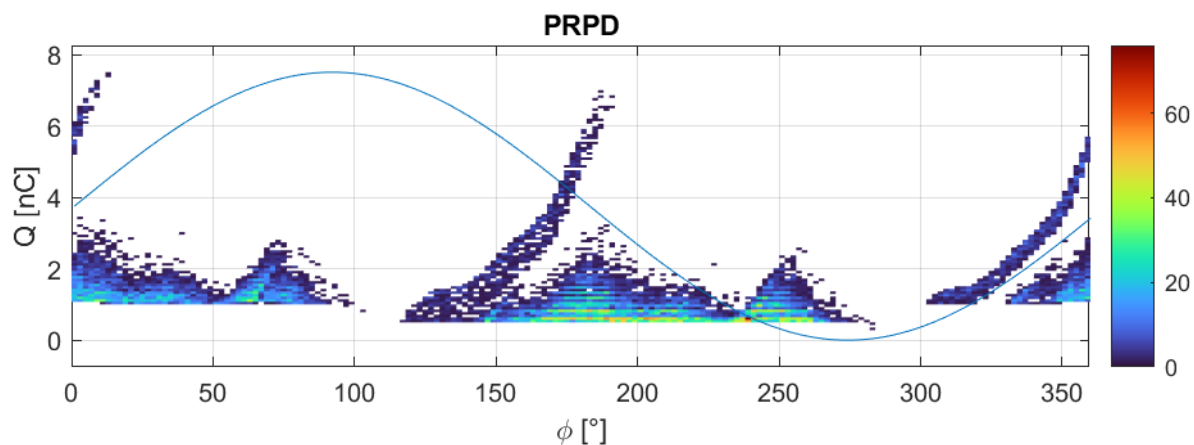
**Graf 36: PRPD 3H 5 %, 5H 5 % ( $180^\circ$ ), 7H 5 %, 40 kV**

V dalším simulačním scénáři upravíme obsah vyšších harmonických, kdy budeme předpokládat pouze přítomnost 5. a 11. harmonické, přičemž amplitudy uvedených složek se různí (viz Tabulka 5). Pro amplitudu napětí 1. harmonické 20 kV (Graf 37) získáváme PRPD pattern velmi podobný prvnímu testovacímu scénáři (Graf 33). Po navýšení napájecího napětí na 40 kV (Graf 38) ale pozorujeme ve srovnání s Graf 34 rozklad PRPD patternu do většího počtu klastrů. Extrém potom

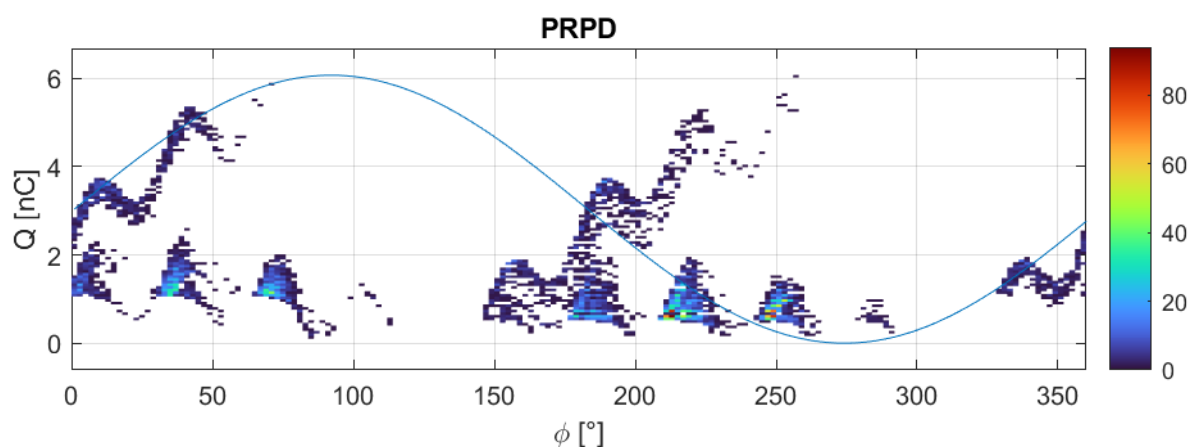
představuje poslední simulační scénář, v němž do zdroje zanášíme výhradně 11. harmonickou s relativně vysokou amplitudou (20 %). Výbojová činnost odpovídající sekci rabbit ear výrazným způsobem kopíruje 11. harmonickou složku zdroje a výboje se dále rozkládají mezi rostoucí počet klastrů (Graf 39 a Graf 40), jež tvarem odpovídají superponované složce 11. harmonické na průběh základního napětí s  $f = 50$  Hz.



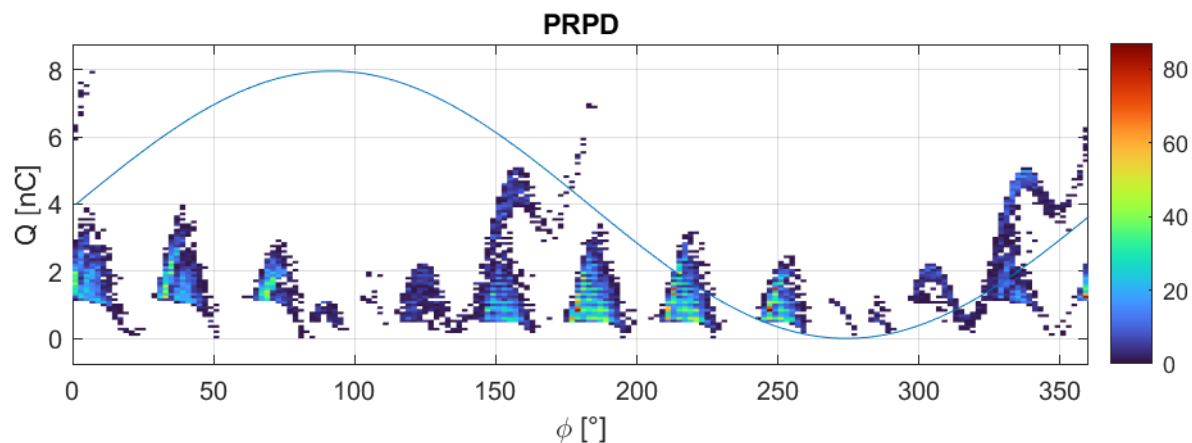
Graf 37: PRPD 5H 10 %, 11H 3 %, 20 kV



Graf 38: PRPD 5H 10 %, 11H 3 %, 40 kV



Graf 39: PRPD 11H 20 %, 20 kV



**Graf 40: PRPD 11H 20 %, 40 kV**

Předmětem diplomové práce není zkoumání podoby PRPD patternů pro izolační systémy konkrétních zátěží případně specifické provozní stavy VN soustav. Uvedenými PRPD patterny deformované vyššími harmonickými pouze dokazujeme, že navržený model vyhovuje i simulacím, jež se blíží skutečným diagnostickým měřením, přičemž dosahujeme shodných výsledků, jež byly představeny v [39].

## 10 Závěr

V této diplomové práci jsme se nejdříve zabývali různými typy izolačních materiálů, dělených dle skupenství, a elektrickou pevností. Pomocí normy ČSN EN 60270 jsme definovali samotné částečné výboje. Následně jsme si uvedli dělení částečných výbojů dle místa výskytu, popsali destruktivní účinky, které ČV způsobují v izolačních materiálech a uvedli možnosti jejich detekování a vyhodnocování s pomocí PRPD patternů. Představili jsme si tzv. Niemeyerův fyzikální model mechanismu výstavby částečných výbojů, jež bývá fundamentální pro mnoho dalších typů simulačních modelů ČV, přičemž jsme si přiblížili problematiku charakteristického jevu tohoto fenoménu, kterým je prostorový náboj. Jak bylo v práci uvedeno, tak možností numerických simulací částečných výbojů je mnoho, přičemž se vychází z pěti základních, kterými jsou kapacitní, elektrostatické, FEM vodivosti, FEM elektrostatické a plazmové.

Teoretické znalosti byly následně užity pro sestavení modelů částečných výbojů v programu Matlab Simulink. Modelována byla kulová dutinka nacházející se v izolačním materiálu, který je vložen mezi dvě deskové elektrody o různém potenciálu. Numerická simulace se úspěšně podařila třemi způsoby, a to s využitím trojkapacitního, čtyřkapacitního modelu a rozšířeným trojkapacitním modelem respektující prostorový náboj s využitím metody představené pro FEM modelování. Právě trojkapacitní model s vlivem prostorového náboje, zařazeného na úroveň řídicí logiky, je nejkomplexnější, neboť navíc obsahuje i simulování pravděpodobnosti dostupnosti iniciačního elektronu, která mu dodává typické stochastické chování částečných výbojů. PRPD patterny těchto modelů korespondovali s odbornou literaturou, přičemž se podařilo numericky simulovat i charakteristické rabbit eary u trojkapacitního modelu respektujícího prostorový náboj. Pro potvrzení správné funkčnosti modelu byla provedena jeho modifikace pro simulování tzv. echa částečného výboje, jež popisuje výbojovou činnost po přiložení nulového napětí. Ověření taktéž proběhlo s využitím vizuálních změn PRPD patternů při úpravách simulačních parametrů jako jsou změna amplitudy napájecího napětí a harmonickým zkreslením napájecího signálu. Se zvyšující se amplitudou aplikovaného napájecího napětí se zvyšuje i pravděpodobnost dostupnosti iniciačního elektronu a roste i četnost částečných výbojů. Zároveň byla dokumentována významnost vlivu harmonického zkreslení napájecího napětí na výbojovou činnost v modelu. Na PRPD patternech byly viditelné výrazné deformace rabbit earů, přičemž nejrozsáhlejší nastávala při aplikování pouze 11. harmonické. Výsledky však odpovídají předpokladům z odborné literatury a můžeme tedy říci, že model poskytuje korektní data.

Při modelování bylo uskutečněno několik zanedbání, o které by se dal model dále rozšířit. Model neuvažuje jiné hodnoty iniciačního napětí záporné a kladné půlperiodě aplikovaného napětí, které se mohou lišit. Navíc jsou hodnoty iniciačního napětí a napětí, při kterém dochází k zániku částečného výboje voleny jako konstanty. V nejkomplexnějším trojkapacitním modelu, který respektuje prostorový náboj, nastává první částečný výboj ihned po překročení iniciační hodnoty napětí, zanedbává se tedy ona pravděpodobnost dostupnosti iniciačního elektronu, která je při prvním výboji dána objemovou ionizací. Nejvěrnějších reálných výsledků by se dalo dosáhnout uvažováním termodynamických dějů, které doprovázejí výbojovou činnost v dutince a podmínky vzniku následujících částečných výbojů nutně ovlivňují.

## Použité veličiny

Značení veličiny	Jednotka	Význam
$A$	$\text{mm}^{-1} \cdot \text{bar}^{-1}$	Plynová konstanta (Paschenův zák.)
$a$	m	Průměr dutinky (ve směru el. pole)
$B$	$\text{kV} \cdot \text{mm}^{-1} \cdot \text{bar}^{-1}$ $\text{Pa}^{0,5} \cdot \text{m}^{0,5}$	Plynová konstanta (Paschenův zák.) Ionizační konstanta
$b$	m	Průměr dutinky (kolmo na směru el. pole)
$C$	F	Elektrická kapacita
$C_{\text{rad}} \cdot \psi_{\text{rad}}$	$\text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	Konstanta úměrnosti interakce ionizujícího záření
$c$	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	Měrná tepelná kapacita Tepelná rychlost elektronu
$D$ (příp. $d$ )	m	Vzdálenost
$D$	$\text{C}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	Střední kvadratický součet
	$\text{C} \cdot \text{m}^{-2}$	Elektrická indukce
$D_e$	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	Difúzní koeficient
$E$	$\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$	Intenzita el. pole
$E_I$	$\text{kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$	Ionizační energie
$E_K$	J	Kinetická energie
$E_P$	$\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$	Elektrická pevnost
$F$	N	Síla
$f$	Hz	Frekvence
	1	Zesilovací parametr (el. pole)
$H$	$\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$	Intenzita magnetického pole
$h$	$\text{J} \cdot \text{s}$	Planckova konstanta ( $6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ )
$I$ (příp. $i$ )	A	Elektrický proud
$J$	$\text{A} \cdot \text{m}^{-2}$	Proudová hustota
$K$	1	Poměrový parametr rozměru dutinky
$k_b$	$\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$	Boltzmannova konstanta ( $1,380 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ )
$m$	kg	Hmotnost
$N$	$\text{m}^{-3}$ $\text{s}^{-1}$	Elektronová hustota Časová změna koncentrace částic
$n$	1	Počet částic
	1	Ionizační konstanta
$P$	W	Výkon
$P_d$	1	Pravděpodobnost
$p$	Pa (příp. bar)	Tlak
	$\text{C} \cdot \text{m}$	Dipólový moment
$p_e$	$\text{kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	Elektronová hybnost
$Q$ (příp. $q$ )	C	Náboj
$R$	$\Omega$	Elektrický odpor
$r$	m	Poloměr
$S$	$\text{m}^2$	Plocha
$S_{\text{sec}}$	$\text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$	Zdroj sekundárních elektronů
$T$	K	Termodynamická teplota
$t$	°C	Teplota
$t$	s	Čas
$\tan \delta$	1	Ztrátový činitel
$U$ (příp. $u$ )	V	Elektrické napětí
$V$	$\text{m}^3$	Objem
$W$	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	Driftová rychlost
$w$	W	Vyzářený výkon
$x$	m	Vzdálenost

$Y$	Pa	Youngův modul pružnosti
$Z$	$\Omega$	Impedance
$\alpha$	$m^{-1}$	Townsendův první ionizační koeficient
$\alpha_{ef}$	$m^{-1}$	Efektivní ionizační činitel
$\beta$	$m^{-1}$	Townsendův třetí ionizační koeficient
$\beta_0$	1	Ionizační koeficient
$\gamma$	$S \cdot m^{-1}$	Elektrická vodivost
	1	Townsendův druhý ionizační koeficient
$\epsilon_0$	$F \cdot m^{-1}$	Permitivita vakua ( $8,854 \cdot 10^{-12} F \cdot m^{-1}$ )
$\epsilon_r$	1	Relativní permitivita materiálu
$\eta$	$m^{-1}$	Koeficient zachycení částic
$\kappa$	1	Poměrné napětí
$\lambda$	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$	Součinitel tepelné vodivosti
	1	Spojité pozitivní funkce el. potenciálu
$\lambda_e$	m	Střední volná dráha elektronu
$\mu$	$H \cdot m^{-1}$	Permeabilita
	$m^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$	Pohyblivost částic
$\mu_0$	1	Koeficient distribuce energie fotonů
$\nu$	1	Přepěťový poměr
	Hz	Frekvence elektromagnetického záření
$\nu_0$	Hz	Fononová frekvence
$\xi$	1	Konstanta úměrnosti přeměny nosičů náboje
$\rho$	$kg \cdot m^{-3}$	Hustota
	$C \cdot m^{-3}$	Objemová hustota náboje
$\sigma$	$C \cdot m^{-2}$	Povrchová hustota náboje
$\tau$	s	Časové zpoždění
$\phi$	eV	Výstupní práce elektronu
$\varphi$	°	Fázový úhel
	V	Potenciál (skalární)
$\chi$	1	Konstanta polarizability striméru
$\omega$	$s^{-1}$	Úhlová frekvence



## Seznam použitých zkratk

2D	Dvoudimenzionální
3D	Trojdimenzionální
cc	Conecting cable (propojovací kabel)
ČV	Částečný výboj
FEM	Finite element method (Metoda konečných prvků)
FSA	Finite state automaton (Konečný stavový automat)
KJ	Kulové jiskřiště
MCV	Měřicí přístroj částečných výbojů
PC	Personal Computer (Osobní počítač)
PD	Partial Discharge
PE	Polyethylen
PIC	Particle in cell (Částice v buňce)
PRPD	Phase Resolved Partial Dischage (Fázové rozložení obrazců částečných výbojů)
PTFE	Polytetraflourethylen
PVC	Polyvinylchlorid
ŘaKJ	Řídicí a komunikační jednotky
UV	Ultrafialový
XLPE	Zesíťovaný polyethylen

## Použité zdroje

- [1] ZÁLIŠ, Karel. *Částečné výboje v izolačních systémech elektrických stojů*. Praha: Academia, 2005. ISBN 80-200-1358-X.
- [2] TKOTZ, Klaus a kol. *Příručka pro elektrotechnika*. 2. vydání. Haan-Gruiten (Německo): Europa-Lehrmittel, 2017. ISBN 978-3-8085-3034-4.
- [3] MENTLÍK, Václav. *Dielektrické prvky a systémy*. Praha: BEN – technická literatura, 2006. ISBN 80-7300-189-6.
- [4] KÜCHLER, Andreas. *High Voltage Engineering*. 5th edition. Berlin: Springer Vieweg, 2018. ISBN 978-3-642-11992-7.
- [5] WADHWA, C.L. *High Voltage Engineering*. 2nd edition. New Delhi: New Age International (P) Ltd Publishers, 2007. ISBN 978-81-224-2323-5
- [6] KUFFEL, E., W. S. ZAENGL a J. KUFFEL. *High Voltage Engineering: Fundamentals*. 2nd edition. Oxford (Velká Británie): Butterworth-Heinemann, 2000. ISBN 0-7506-3634-3.
- [7] *ČSN EN 60270 Technika zkoušek vysokým napětím – Měření částečných výbojů*. Praha: Český normalizační institut, 2016.
- [8] MENTLÍK, Václav, Josef PIHERA, Radek POLANSKÝ, Pavel PROSR a Pavel TRNKA. *Diagnostika elektrických zařízení*. BEN – technická literatura, 2008. ISBN 978-80-7300-232-9.
- [9] HAVLÍČEK, Tomáš. *Částečné výboje v elektronických zařízeních pracujících na vyšších kmitočtech* [online]. Brno, 2009 [cit. 2022-12-19]. Dostupné z: <http://hdl.handle.net/11012/4414>. Dizertační práce. Vysoké učení technické v Brně.
- [10] ZHANG, Xiaohua, Bo PANG, Yaxin LIU, et al. Review on Detection and Analysis of Partial Discharge along Power Cables. *Energies* [online]. 2021, 14(22), 7692 [cit. 2022-12-19]. Dostupné z: doi:<https://doi.org/10.3390/en14227692>
- [11] ILLIAS, Hazlee, Teo Soon YUAN, Ab Halim Abu BAKAR a Hazlie MOKHLIS. Partial discharge patterns in high voltage insulation. In: *2012 IEEE International Conference on Power and Energy (PECon)* [online]. Kota Kinabalu, Malaysia: IEEE, 2012, s. 750-755 [cit. 2022-12-13]. ISBN 978-1-4673-5017-4. ISSN 978-1-4673-5019-8. Dostupné z: doi:10.1109/PECon.2012.6450316
- [12] ILLIAS, Hazlee, George CHEN a Paul LEWIN. The influence of spherical cavity surface charge distribution on the sequence of partial discharge events. *Journal of Physics D: Applied Physics* [online]. 2011, 44(24), 1-28 [cit. 2022-04-10]. ISSN 1361-6463. Dostupné z: doi:10.1088/0022-3727/44/24/245202
- [13] PAN, Cheng, George CHEN, Ju TANG a Kai WU. Numerical Modeling of Partial Discharges in a Solid Dielectric-bounded Cavity: A Review. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*. IEEE, 2019, 26(3), 981 – 1000 [cit. 2022-09-19]. ISSN 1558-4135. Dostupné z: doi:10.1109/TDEI.2019.007945

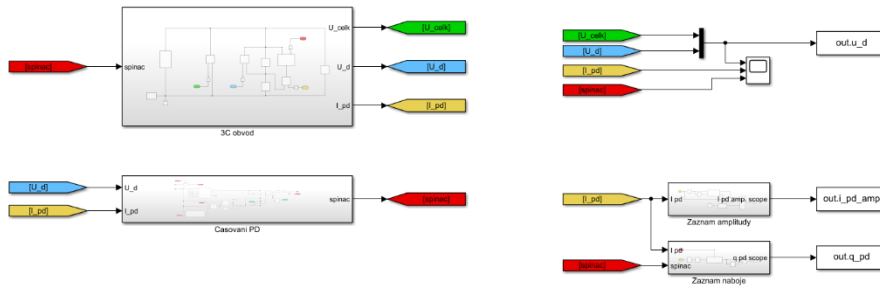
- [14] GUTFLEISCH, F. a L. NIEMEYER. Measurement and simulation of PD in epoxy voids. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation* [online]. IEEE, 1995, 2(5), 729 - 743 [cit. 2022-09-19]. Dostupné z: doi:10.1109/94.469970
- [15] BORGHEI, Moein, Mona GHASSEMI, Johnatan M. RODRÍGUEZ-SERNA a Ricardo ALBARRACÍN-SÁNCHEZ. A Finite Element Analysis and an Improved Induced Charge Concept for Partial Discharge Modeling. *IEEE Transactions on Power Delivery* [online]. IEEE, 2021, 36(4), 2570 - 2581 [cit. 2022-10-10]. Dostupné z: doi:10.1109/TPWRD.2020.2991589
- [16] NIEMEYER, Lutz. A generalized approach to partial discharge modeling. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation* [online]. IEEE, 1995, 2(4), 510 - 528 [cit. 2022-10-10]. ISSN 1558-4135. Dostupné z: doi:10.1109/94.407017
- [17] ILLIAS, Hazlee, George CHEN a Paul L. LEWIN. Partial discharge behavior within a spherical cavity in a solid dielectric material as a function of frequency and amplitude of the applied voltage. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation* [online]. IEEE, 2011, 18(2), 432 - 443 [cit. 2022-10-10]. ISSN 1070-9878. Dostupné z: doi:10.1109/TDEI.2011.5739447
- [18] ŠEFL, Ondřej. *Vliv supraharmónických na míru stárnutí elektroizolačních polymerních materiálů* [online]. Praha, 2022 [cit. 2022-10-10]. Dostupné z: <http://hdl.handle.net/10467/100812>. Dizertační práce. České vysoké učení technické v Praze
- [19] PAN, Cheng. Numerical Modeling of Partial Discharge Development Process. In: *Plasma Science and Technology - Basic Fundamentals and Modern Applications* [online]. London, United Kingdom: IntechOpen, 2019 [cit. 2022-10-10]. ISBN 978-1-78985-240-0. Dostupné z: doi:10.5772/intechopen.79215
- [20] ILLIAS, Hazlee, George CHEN a Paul L. LEWIN. Comparison between Three-Capacitance, Analytical-based and Finite Element Analysis Partial Discharge Models in Condition Monitoring. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation* [online]. IEEE, 2017, 24(1), 99 - 109 [cit. 2022-12-05]. Dostupné z: doi:10.1109/TDEI.2016.005971
- [21] NEGM, Tarek S., Mostafa REFAEY a Ahmed A. HOSSAM-ELDIN. Modeling and simulation of internal Partial Discharges in solid dielectrics under variable applied frequencies. In: *2016 Eighteenth International Middle East Power Systems Conference (MEPCON)* [online]. Cairo, Egypt: IEEE, 2016, s. 639 - 644 [cit. 2022-12-05]. ISBN 978-1-4673-9063-7. Dostupné z: doi:10.1109/MEPCON.2016.7836959
- [22] PATSCH, Rainer a Farhad BERTON. The role of space charges in PD-processes. In: *Proceedings of 2001 International Symposium on Electrical Insulating Materials (ISEIM 2001). 2001 Asian Conference on Electrical Insulating Diagnosis (ACEID 2001). 33rd Symposium on Electrical and Ele* [online]. Himeji, Japan: IEEE, 2001, s. 21-24 [cit. 2022-12-05]. ISBN 4-88686-053-2. Dostupné z: doi:10.1109/ISEIM.2001.973547

- [23] GÄFVERT, Uno, Hans EDIN a Cecilia FORSSÉN. Modelling of partial discharge spectra measured with variable applied frequency. In: *Proceedings of the 7th International Conference on Properties and Applications of Dielectric Materials (Cat. No.03CH37417)* [online]. Nagoya, Japan: IEEE, 2003, s. 839-842 [cit. 2022-12-05]. ISBN 0-7803-7725-7. ISSN 1081-7735. Dostupné z: doi:10.1109/ICPADM.2003.1218552
- [24] ACHILLIDES, Zenon, George E. GEORGHIOU a Elias KYRIAKIDES. Partial Discharges and Associated Transients: The Induced Charge Concept versus Capacitive Modeling. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation* [online]. 2008, 15(6), 1507 - 1516 [cit. 2022-12-05]. ISSN 1558-4135. Dostupné z: doi:10.1109/TDEI.2008.4712652
- [25] RODRÍGUEZ-SERNA, Johnatan M., Ricardo ALBARRACÍN-SÁNCHEZ, Ming DONG a Ming REN. Computer Simulation of Partial Discharges in Voids inside Epoxy Resins Using Three-Capacitance and Analytical Models. *Polymers* [online]. 2020, 12(1), 77 [cit. 2022-12-10]. Dostupné z: doi:https://doi.org/10.3390/polym12010077
- [26] PEDERSEN, Aage. Partial discharges in voids in solid dielectrics. An alternative approach. In: *Conference on Electrical Insulation & Dielectric Phenomena — Annual Report 1987* [online]. Gaithersburg, MD, USA: IEEE, 1987, s. 58-64 [cit. 2022-12-10]. ISBN 978-1-5090-3148-1. Dostupné z: doi:10.1109/CEIDP.1987.7736534
- [27] PEDERSEN, Aage, G. C. CRICHTON a I. w. MCALIISTER. The theory and measurement of partial discharge transients. *IEEE Transactions on Electrical Insulation* [online]. 1991, 26(3), 487 - 497 [cit. 2022-12-10]. ISSN 1557-962X. Dostupné z: doi:10.1109/14.85121
- [28] RODRÍGUEZ-SERNA, Johnatan M., Ricardo ALBARRACÍN-SÁNCHEZ a Abdullahi A. MAS'UD. Finite-element-analysis models for numerical simulation of partial discharges in spherical cavities within solid dielectrics: a review and a novel method. *High Voltage* [online]. 2020, 5(5), 556-568 [cit. 2022-12-10]. ISSN 2397-7264. Dostupné z: doi:10.1049/hve.2019.0392
- [29] FORSSÉN, Cecilia a Hans EDIN. Partial discharges in a cavity at variable applied frequency part 2: measurements and modeling. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation* [online]. 2008, 15(6), 1610 - 1616 [cit. 2022-12-10]. ISSN 1558-4135. Dostupné z: doi:10.1109/TDEI.2008.4712664
- [30] ILLIAS, Hazlee, George CHEN a Paul L. LEWIN. Effect of surface charge distribution on the electric field in a void due to partial discharges. In: *Proceedings of 2011 International Symposium on Electrical Insulating Materials* [online]. Kyoto, Japan: IEEE, 2011, s. 245-248 [cit. 2022-12-10]. ISBN 978-4-88686-074-3. Dostupné z: doi:10.1109/ISEIM.2011.6826278
- [31] PAN, Cheng, Yongpeng MENG, Kai WU, Zenghui HAN, Kai QIN a Yonghong CHENG. Simulation of partial discharge sequences using fluid equations. *Journal of Physics D Applied Physics* [online]. 2011, 44(25) [cit. 2022-12-10]. Dostupné z: doi:10.1088/0022-3727/44/25/255201
- [32] TESTA, Luigi, S. SERRA a Gian Carlo MONTANARI. Advanced modeling of electron avalanche process in polymeric dielectric voids: Simulations and experimental validation. *Journal of Applied Physics* [online]. 2010, 108(3) [cit. 2022-12-10]. ISSN 1089-7550. Dostupné z: doi:10.1063/1.3359713

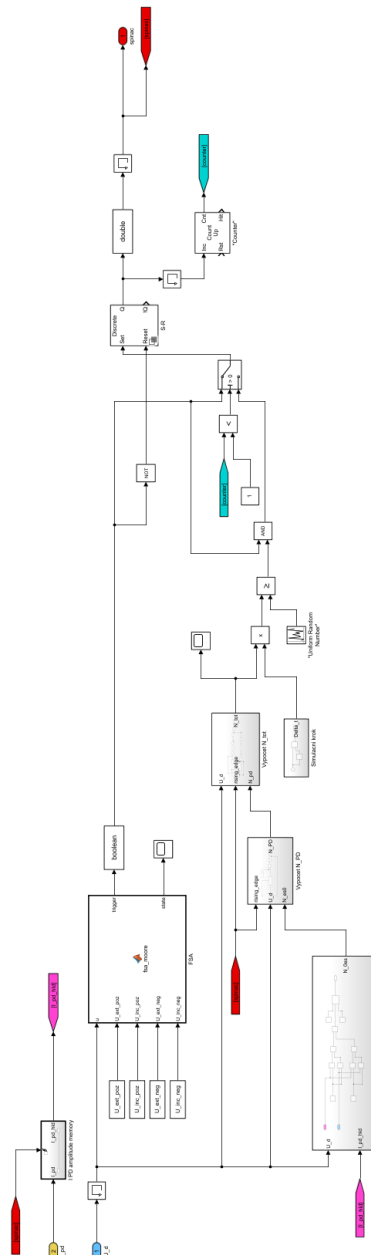
- [33] Drift velocity - Current Electricity. *BrainKart* [online]. [cit. 2022-12-10]. Dostupné z: [https://www.brainkart.com/article/Drift-velocity\\_38408](https://www.brainkart.com/article/Drift-velocity_38408)
- [34] VERBONCOEU, J. P. Particle simulation of plasmas: Review and advances. *Plasma Physics and Controlled Fusion* [online]. 2005, 47(5A), A231-A260 [cit. 2022-12-10]. Dostupné z: doi:10.1088/0741-3335/47/5A/017
- [35] GANJOVI, Alireza A., Nandini GUPTA a Gorur R. Govinda RAJU. A Kinetic Model of a PD Pulse within Voids of Sub-millimeter Dimensions. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation* [online]. 2009, 16(6), 1743 - 1754 [cit. 2022-12-10]. ISSN 1558-4135. Dostupné z: doi:10.1109/TDEI.2009.5361598
- [36] GUNAWARDANA, Manuja, A.A.T. KANCHANA, P.M. WIJESINGHA, H.A.P.B. PERERA, R. SAMARASINGHE a J.R. LUCAS. A Matlab Simulink Model for a Partial Discharge Measuring System. In: *2015 Electrical Engineering Conference [EECon]: 1st Electrical Engineering Conference (EECon)* [online]. Colombo, Sri Lanka: Electrical Engineering Society (EESoc) of Department of Electrical Engineering, 2015, s. 29-34 [cit. 2022-12-15]. Dostupné z: <http://www.eesoc.lk/eecon2015/EECon%202015%20Proceedings/TP6.pdf>
- [37] MORSHUIS, P., A. CAVALLINI, G.C. MONTANARI, F. PULETTI a A. CONTIN. The behavior of physical and stochastic parameters from partial discharges in spherical voids. In: *Proceedings of the 6th International Conference on Properties and Applications of Dielectric Materials (Cat. No.00CH36347)* [online]. Xi'an, China: IEEE, 2000, s. 304-309 [cit. 2022-12-15]. ISBN 0-7803-5459-1. Dostupné z: doi:10.1109/ICPADM.2000.875691
- [38] YANG, Kerong, Weijiang CHEN, Yushun ZHAO, et al. Enhancing Dielectric Strength of Epoxy Polymers by Constructing Interface Charge Traps. *ACS Appl. Mater. Interfaces* [online]. 2021, 13(22), 25850–25857 [cit. 2022-12-15]. Dostupné z: doi:10.1021/acsami.1c01933
- [39] FLORKOWSKI, Marek. *Partial discharges in high-voltage insulating systems: Mechanisms, processing, and analytics*. Krakow: AGH, 2020. ISBN 978-83-66364-75-2.
- [40] Single-phase AC voltage source with optional programmable magnitude, frequency, phase shift and DC offset - MATLAB. *MathWorks - Makers of MATLAB and Simulink - MATLAB & Simulink* [online]. [cit. 2022-12-15]. Dostupné z: <https://www.mathworks.com/help/sps/ref/programmablevoltage.html>



# Přílohy



## Příloha 1: Struktura simulink modelu



## Příloha 2: Kompletní subsystém řízení ČV s prostorovým nábojem

```

1 function [trigger, state] = fsa_moore(u, U_ext_poz, U_inc_poz, U_ext_neg, U_inc_neg)
2
3 S0 = 0;
4 S1 = 1;
5 S2 = 2;
6 S3 = 3;
7 S4 = 4;
8
9 persistent curr_state;
10 if isempty(curr_state)
11     curr_state = S0;
12 end
13
14 state = curr_state;
15
16 switch (curr_state)
17
18     case S0
19
20         trigger = 0;
21
22         if ((u >= 0) && (u > U_ext_poz))
23             curr_state = S1;
24         elseif ((u <= 0) && (u < U_ext_neg))
25             curr_state = S3;
26         else
27             curr_state = S0;
28         end
29
30     case S1
31
32         trigger = 0;
33
34         if ((u > 0) && (u >= U_inc_poz))
35             curr_state = S2;
36         elseif (u < 0)
37             curr_state = S0;
38         else
39             curr_state = S1;
40         end
41
42     case S2
43
44         trigger = 1;
45
46         if (u <= U_ext_poz)
47             curr_state = S0;
48         else
49             curr_state = S2;
50         end
51
52     case S3
53
54         trigger = 0;
55
56         if ((u < 0) && (u <= U_inc_neg))
57             curr_state = S4;
58         elseif (u > 0)
59             curr_state = S0;
60         else
61             curr_state = S3;
62         end
63
64     case S4
65
66         trigger = 1;
67
68         if (u >= U_ext_neg)
69             curr_state = S0;
70         else
71             curr_state = S4;
72         end
73
74     otherwise
75         trigger = 0;
76 end

```

**Příloha 3: Implementace FSA v rámci funkce fsa\_moore**



```

1  clc;
2  clear;
3  warning('off','Simulink:SL_DivideByZero') % warning off all
4
5  T_count = 5; % pocet pozadovanych period modelu (1)
6
7  U_zdroj = 20; % amplituda napeti zdroje (kV)
8  f = 50; % sitova frekvence (Hz)
9  T = 1/f; % perioda sit. napeti (s)
10
11  tsim = T_count*T; % delka simulace (s)
12  fixed_time_step = 1e-6; % vypocetni krok (s)
13  T_corr = (1e-6/fixed_time_step)^(-1);
14  % T/fixed_time_step musi byt konst. kolikrat se
15  % zmeni step, tolikrat se musi zmenit T na
16  % radku 59
17
18  ca = 3.752e-12; % kapacita Ca (F)
19  cb = 0.162e-12; % kapacita Cb (F)
20  cc = 0.139e-12; % kapacita Cc (F)
21  Rc_ser = 1e-21; % seriovy odpor C (ohm)
22  Gc_par = 1e-21; % paralelni vodivost C (1/ohm)
23
24  Rs_on = 5e7; % odpor strimer (ohm)
25  Gs_off = 1e-21; % vodivost rozepruty spinac (S)
26
27  p_vzduch = 1.013e5; % tlak vzduchu (Pa)
28  T_vzduch = 293; % teplota vzduchu (K)
29  Ro_vzduch = (p_vzduch/(1.013e5))*(293/T_vzduch);
30  % hustota vzduchu (kg/m3) pro zadane T a p
31
32  d_dutinka = 0.1; % prumer dutinky (cm)
33  U_inc = 24.41*(Ro_vzduch*d_dutinka) + 6.73 * sqrt(Ro_vzduch*d_dutinka);
34  % vypocet iniciacniho napeti (kV)
35
36  e_r = 3.6; % rel. ermitivita epoxydove pryskyrice (1)
37  D_izol = 0.003; % vzdalenost elektrod / tloustka izolace (m)
38  f_dutinka = (3*e_r)/(1+2*e_r); % konstanta zesileni pole v kulove dutinky (1)
39  X_poz = 0.2; % konstanta umernosti E_ext_poz (1)
40  X_neg = 0.5; % konstanta umernosti E_ext_neg (1)
41  E_p_crit = 25.2; % kriticka intenzita (V * Pa^-1 * m^-1)
42  E_ext_poz = X_poz * E_p_crit * p_vzduch; % E zanik PD + (V * m^-1)
43  E_ext_neg = X_neg * E_p_crit * p_vzduch; % E zanik PD - (V * m^-1)
44
45  U_inc_poz = U_inc*1000; % iniciacni mez napeti + (V)
46  U_inc_neg = -U_inc*1000; % iniciacni mez napeti - (V)
47  U_ext_poz = (E_ext_poz * D_izol * f_dutinka)/sqrt(2); % mez zaniku + (V)
48  U_ext_neg = -(E_ext_neg * D_izol * f_dutinka)/sqrt(2); % mez zaniku - (V)
49
50  out = sim('Model_3C_zaklad'); %volani modelu
51
52  pd_timestamps = mod(out.q_pd.Time,T); % casove znamky vyboje pro slozeni PRPD (data)
53  pd_val_print = out.q_pd.Data*(1e9); % nacteni amplitud vyboju do pole pd_val_print, prevod na (nC)
54
55
56  q_pd_max = max(out.q_pd.Data); % maximalni naboje vyboje (nC)
57
58  comp_const = 15; % kompenzacni konst. (°)
59  deg_step = (360-comp_const)/(T_corr*T/fixed_time_step); % korekce kroku pro vykresleni sin
60
61  sin_deg_stamps = 0:deg_step:360; % prevod casu na uhel (pro vykresleni sin)
62  sin_plot = (((q_pd_max/2) * sin(sin_deg_stamps))+q_pd_max/2)*1e9; % tvorba sin pro PRPD
63
64
65  pd_val_print(pd_val_print == 0)=nan; % nulove hodnoty nahrazeny symbolem NaN (potlacení vykresleni)
66  pd_timestamps = pd_timestamps*(360/T); % prevod casu na uhel pro PRPD
67
68
69  subplot(3,1,1) % vykresleni u_d a u_celk (kV)
70  plot(out.u_d.Time, out.u_d.Data/1000)
71  title('Napětí u_d a u_{celk}');
72  xlabel('t [s]');
73  ylabel('U [kV]');
74  grid on;
75
76  subplot(3,1,2) % vykresleni i_pd_amp (A)
77  plot(out.i_pd_amp.Time, out.i_pd_amp.Data)
78  title('Amplituda proudu PD');
79  xlabel('t [s]');
80  ylabel('I [A]');
81  grid on;
82
83  subplot(3,1,3) % vizualizace 1. harm. pro PRPD
84  plot(sin_plot)
85  axis([0, 360, -0.1*q_pd_max*(1e9), 1.1*q_pd_max*(1e9)]);
86  title('PRPD');
87  xlabel('\phi [°]');
88  ylabel('Q [nC]');
89  grid on;
90  hold on
91
92  colormap turbo % vykresleni PRPD
93  histogram2(pd_timestamps,pd_val_print,[360/2 100], 'DisplayStyle','tile', 'FaceColor','flat')
94  colorbar

```

#### Příloha 4: Spouštěcí skript základního modelu

```

1  clc;
2  clear;
3  warning('off','Simulink:SL_DivideByZero') % warning off all
4
5  T_count = 5;          % pocet pozadovanych period modelu (1)
6
7  U_zdroj = 20;        % amplituda napeti zdroje (kV)
8  f = 50;             % sitova frekvence (Hz)
9  T = 1/f;            % perioda sit. napeti (s)
10
11  tsim = T_count*T;    % delka simulace (s)
12  fixed_time_step = 1e-6; % vypočetni krok (s)
13  T_corr = (1e-6/fixed_time_step)^(-1);
14  % T/fixed_time_step musi byt konst. kolikrat se
15  % zmeni step, tolikrat se musi zmenit T na radku 61
16
17  ca = 3.752e-12;      % kapacita Ca (F)
18  cb = 0.162e-12;     % kapacita Cb (F)
19  cc = 0.139e-12;     % kapacita Cc (F)
20  Rc_ser = 1e-21;     % seriový odpor C (ohm)
21  Gc_par = 1e-21;     % paralelní vodivost C (1/ohm)
22
23  Rs_on = 5e7;         % odpor strimer (ohm)
24  Gs_off = 1e-21;     % vodivost rozeprnutý spinac (S)
25
26  p_vzduch = 1.013e5; % tlak vzduchu (Pa)
27  T_vzduch = 293;     % teplota vzduchu (K)
28  Ro_vzduch = (p_vzduch/(1.013e5))*(293/T_vzduch);
29  % hustota vzduchu (kg/m3) pro zadane T a p
30
31  d_dutinka = 0.1;    % prumer dutinky (cm)
32  U_inc = 24.41*(Ro_vzduch*d_dutinka) + 6.73 * sqrt(Ro_vzduch*d_dutinka);
33  % vypočet iniciacního napeti (kV)
34
35  tau_decay = 2e-2;   % 2e-2 casova konstanta zaniku naboje (s)
36  N_0H = 1250;        % 12500 dostupne nosice pri shodne polarite vyboje (1)
37  N_0L = 65;          % 650 dostupne nosice pri opacne polarite vyboje (1)
38
39  e_r = 3.6;          % rel. ermitivita epoxydove pryskyrice (1)
40  D_izol = 0.003;     % vzdalenost elektrod / tloustka izolace (m)
41  f_dutinka = (3*e_r)/(1+2*e_r); % konstanta zesileni pole v kulove dutinky (1)
42  X_poz = 0.2;        % konstanta umernosti E_ext_poz (1)
43  X_neg = 0.5;        % konstanta umernosti E_ext_neg (1)
44  E_p_crit = 25.2;    % kriticka intenzita (V * Pa^-1 * m^-1)
45  E_ext_poz = X_poz * E_p_crit * p_vzduch; % E zanik PD + (V * m^-1)
46  E_ext_neg = X_neg * E_p_crit * p_vzduch; % E zanik PD - (V * m^-1)
47
48  U_inc_poz = U_inc*1000; % iniciacni mez napeti + (V)
49  U_inc_neg = -U_inc*1000; % iniciacni mez napeti - (V)
50  U_ext_poz = (E_ext_poz * D_izol * f_dutinka)/sqrt(2); % mez zaniku + (V)
51  U_ext_neg = -(E_ext_neg * D_izol * f_dutinka)/sqrt(2); % mez zaniku - (V)
52
53  out = sim('Model_3C_prostor_q'); %volani modelu
54
55  pd_timestamps = mod(out.q_pd.Time,T); % casove znamky vyboje pro slozeni PRPD (data)
56  pd_val_print = out.q_pd.Data*(1e9); % nacteni amplitud vyboju do pole pd_val_print, prevod na (nC)
57
58
59  q_pd_max = max(out.q_pd.Data); % maximalni naboj vyboje (nC)
60
61  comp_const = 15; % kompenzacni konst. (°)
62  deg_step = (360-comp_const)/(T_corr*T/fixed_time_step); % korekce kroku pro vykresleni sin
63
64  sin_deg_stamps = 0:deg_step:360; % prevod casu na uhel (pro vykresleni sin)
65  sin_plot = (((q_pd_max/2) * sin(sin_deg_stamps))+(q_pd_max/2))*1e9; % tvorba sin pro PRPD
66
67
68  pd_val_print(pd_val_print == 0)=nan; % nulove hodnoty nahrazeny symbolem NaN (potlaceni vykresleni)
69  pd_timestamps = pd_timestamps*(360/T); % prevod casu na uhel pro PRPD
70
71
72  subplot(3,1,1) % vykresleni u_d a u_celk (kV)
73  plot(out.u_d.Time, out.u_d.Data/1000)
74  title('Napeti u_d a u_{celk}');
75  xlabel('t [s]');
76  ylabel('U [kV]');
77  grid on;
78
79  subplot(3,1,2) % vykresleni i_pd_amp (A)
80  plot(out.i_pd_amp.Time, out.i_pd_amp.Data)
81  title('Amplituda proudu PD');
82  xlabel('t [s]');
83  ylabel('I [A]');
84  grid on;
85
86  subplot(3,1,3) % vizualizace 1. harm. pro PRPD
87  plot(sin_plot)
88  axis([0, 360, -0.1*q_pd_max*(1e9), 1.1*q_pd_max*(1e9)]);
89  title('PRPD');
90  xlabel('\phi [°]');
91  ylabel('Q [nC]');
92  grid on;
93  hold on
94
95  colormap turbo % vykresleni PRPD
96  histogram2(pd_timestamps,pd_val_print,[360/2 100], 'DisplayStyle','tile','FaceColor','flat')
97  colorbar

```

## Příloha 5: Spouštěcí skript modelu s prostorovým nábojem

```

1   clc;
2   clear;
3   warning('off','Simulink:SL_DivideByZero') % warning off all
4
5   T_count = 5;           % pocet pozadovanych period modelu (1)
6
7   U_zdroj = 20;         % amplituda napeti zdroje (kV)
8   f = 50;              % sitova frekvence (Hz)
9   T = 1/f;             % perioda sit. napeti (s)
10
11  tsim = T_count*T;     % delka simulace (s)
12  fixed_time_step = 1e-6; % vypočetni krok (s)
13  T_corr = (1e-6/fixed_time_step)^(-1);
14                      % T/fixed_time_step musi byt konst. kolikrat se
15                      % zmeni step, tolikrat se musi zmenit T na
16                      % radku 64
17
18  ca = 3.752e-12;      % kapacita Ca (F)
19  cb = 0.162e-12;     % kapacita Cb (F)
20  cc = 0.139e-12;     % kapacita Cc (F)
21  cd = ca;            % kapacita Cd (F)
22
23  Rc_ser = 1e-21;     % seriový odpor C (ohm)
24  Gc_par = 1e-21;     % paralelní vodivost C (1/ohm)
25
26  Rs_on = 5e7;        % odpor strimer (ohm)
27  Gs_off = 1e-21;    % vodivost rozepruty spinac (S)
28
29  R1 = 2.67e12;       % odpor R1 (ohm)
30  R2 = 5.33e9;        % odpor R2 (ohm)
31
32  p_vzduch = 1.013e5; % tlak vzduchu (Pa)
33  T_vzduch = 293;    % teplota vzduchu (K)
34  Ro_vzduch = (p_vzduch/(1.013e5))*(293/T_vzduch);
35                      % hustota vzduchu (kg/m3) pro zadane T a p
36
37  d_dutinka = 0.1;   % prumer dutinky (cm)
38  U_inc = 24.41*(Ro_vzduch*d_dutinka) + 6.73 * sqrt(Ro_vzduch*d_dutinka);
39          % vypočet iniciacního napeti (kV)
40
41  e_r = 3.6;         % rel. ermitivita epoxydove pryskyrice (1)
42  D_izol = 0.003;   % vzdalenost elektrod / tloustka izolace (m)
43  f_dutinka = (3*e_r)/(1+2*e_r); % konstanta zesileni pole v kulove dutinky (1)
44  X_poz = 0.2;      % konstanta umernosti E_ext_poz (1)
45  X_neg = 0.5;      % konstanta umernosti E_ext_neg (1)
46  E_p_crit = 25.2;  % kriticka intenzita (V * Pa^-1 * m^-1)
47  E_ext_poz = X_poz * E_p_crit * p_vzduch; % E zanik PD + (V * m^-1)
48  E_ext_neg = X_neg * E_p_crit * p_vzduch; % E zanik PD - (V * m^-1)
49
50  U_inc_poz = U_inc*1000; % iniciacni mez napeti + (V)
51  U_inc_neg = -U_inc*1000; % iniciacni mez napeti - (V)
52  U_ext_poz = (E_ext_poz * D_izol * f_dutinka)/sqrt(2); % mez zaniku + (V)
53  U_ext_neg = -(E_ext_neg * D_izol * f_dutinka)/sqrt(2); % mez zaniku - (V)
54
55  out = sim('Model_4C_zaklad'); % volani modelu
56
57  pd_timestamps = mod(out.q_pd.Time,T); % casove znamky vyboje pro slozeni PRPD (data)
58  pd_val_print = out.q_pd.Data*(1e9); % nacteni amplitud vyboju do pole pd_val_print, prevod na (nC)
59
60
61  q_pd_max = max(out.q_pd.Data); % maximalni naboje vyboje (nC)
62
63  comp_const = 15; % kompenzacni konst. (°)
64  deg_step = (360-comp_const)/(T_corr*T/fixed_time_step); % korekce kroku pro vykresleni sin
65
66  sin_deg_stamps = 0:deg_step:360; % prevod casu na uhel (pro vykresleni sin)
67  sin_plot = (((q_pd_max/2) * sin(sin_deg_stamps))+(q_pd_max/2))*1e9; % tvorba sin pro PRPD
68
69
70  pd_val_print(pd_val_print == 0)=nan; % nulove hodnoty nahrazeny symbolem NaN (potlacení vykreslení)
71  pd_timestamps = pd_timestamps*(360/T); % prevod casu na uhel pro PRPD
72
73
74  subplot(3,1,1) % vykresleni u_d a u_celk (kV)
75  plot(out.u_d.Time, out.u_d.Data/1000)
76  title('Napeti u_d a u_{celk}');
77  xlabel('t [s]');
78  ylabel('U [kV]');
79  grid on;
80
81  subplot(3,1,2) % vykresleni i_pd_amp (A)
82  plot(out.i_pd_amp.Time, out.i_pd_amp.Data)
83  title('Amplituda proudu PD');
84  xlabel('t [s]');
85  ylabel('I [A]');
86  grid on;
87
88  subplot(3,1,3) % vizualizace 1. harm. pro PRPD
89  plot(sin_plot)
90  axis([0, 360, -0.1*q_pd_max*(1e9), 1.1*q_pd_max*(1e9)]);
91  title('PRPD');
92  xlabel('\phi [°]');
93  ylabel('Q [nC]');
94  grid on;
95  hold on
96
97  colormap turbo % vykresleni PRPD
98  histogram2(pd_timestamps,pd_val_print,[360/2 100],'DisplayStyle','tile','FaceColor','flat')
99  colorbar

```

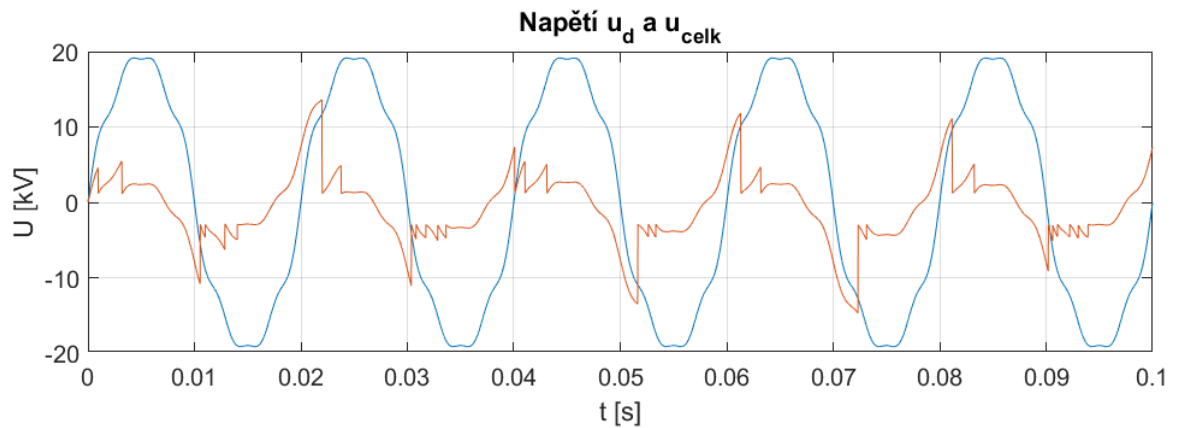
## Příloha 6: Spouštěcí skript alternativního modelu s prostorovým nábojem

```

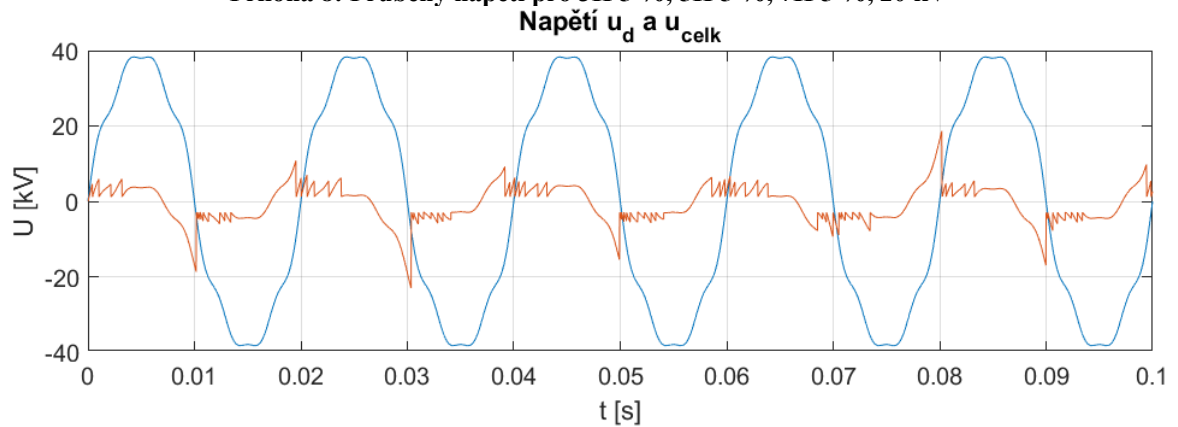
1  clc;
2  clear;
3  warning('off','Simulink:SL_DivideByZero') % warning off all
4
5  T_count = 20;      % pocet pozadovanych period modelu (1)
6
7  U_zdroj = 17.5;    % amplituda napeti zdroje (kV)
8  f = 50;           % sitova frekvence (Hz)
9  T = 1/f;          % perioda sit. napeti (s)
10
11 tsim = T_count*T;  % delka simulace (s)
12 fixed_time_step = 1e-6; % vypočetni krok (s)
13
14 ca = 3.752e-12;    % kapacita Ca (F)
15 cb = 0.162e-12;    % kapacita Cb (F)
16 cc = 0.139e-12;    % kapacita Cc (F)
17 Rc_ser = 1e-21;    % seriovy odpor C (ohm)
18 Gc_par = 1e-21;    % paralelni vodivost C (1/ohm)
19
20 Rs_on = 5e7;       % odpor strimer (ohm)
21 Gs_off = 1e-21;    % vodivost rozepnutý spinac (S)
22
23 p_vzduch = 1.013e5; % tlak vzduchu (Pa)
24 T_vzduch = 293;    % teplota vzduchu (K)
25 Ro_vzduch = (p_vzduch/(1.013e5))*(293/T_vzduch);
26 % hustota vzduchu (kg/m3) pro zadane T a p
27
28 d_dutinka = 0.1;   % prumer dutinky (cm)
29 U_inc = 24.41*(Ro_vzduch*d_dutinka) + 6.73 * sqrt(Ro_vzduch*d_dutinka);
30 % vypočet iniciacniho napeti (kV)
31
32 tau_decay = 2e-2;  % 2e-2 casova konstanta zaniku naboje (s)
33 N_0H = 1250;       % 12500 dostupne nosice pri shodne polarite vyboje (1)
34 N_0L = 65;         % 650 dostupne nosice pri opacne polarite vyboje (1)
35
36 e_r = 3.6;         % rel. ermitivita epoxydove pryskyrice (1)
37 D_izol = 0.003;    % vzdalenost elektrod / tloustka izolace (m)
38 f_dutinka = (3*e_r)/(1+2*e_r); % konstanta zesileni pole v kulove dutinky (1)
39 X_poz = 0.2;       % konstanta umernosti E_ext_poz (1)
40 X_neg = 0.5;       % konstanta umernosti E_ext_neg (1)
41 E_p_crit = 25.2;   % kriticka intenzita (V * Pa^-1 * m^-1)
42 E_ext_poz = X_poz * E_p_crit * p_vzduch; % E zanik PD + (V * m^-1)
43 E_ext_neg = X_neg * E_p_crit * p_vzduch; % E zanik PD - (V * m^-1)
44
45 U_inc_poz = U_inc*1000; % iniciacni mez napeti + (V)
46 U_inc_neg = -U_inc*1000; % iniciacni mez napeti - (V)
47 U_ext_poz = (E_ext_poz * D_izol * f_dutinka)/sqrt(2); % mez zaniku + (V)
48 U_ext_neg = -(E_ext_neg * D_izol * f_dutinka)/sqrt(2); % mez zaniku - (V)
49
50 out = sim('Model_3C_prostor_q_echo'); % volani modelu
51
52 pd_timestamps = mod(out.q_pd.Time,2*T); % casove znamky vyboje pro slozeni PRPD (data)
53 pd_val_print = out.q_pd.Data; % nacteni amplitud vyboju do pole pd_val_print (C)
54
55 q_pd_max = max(out.q_pd.Data); % maximalni naboje vyboje (C)
56
57 pd_val_print(pd_val_print == 0)=nan; % nulove hodnoty nahrazeny symbolem NaN (potlaceni vykresleni)
58 pd_timestamps = pd_timestamps*(720/(2*T)); % prevod casu na uhel pro PRPD
59
60
61 subplot(3,1,1) % vykresleni u_d a u_celk (kV)
62 plot(out.u_d.Time, out.u_d.Data/1000)
63 title('Napěti u_d a u_z');
64 xlabel('t [s]');
65 ylabel('U [kV]');
66 grid on;
67
68 subplot(3,1,2) % vykresleni i_pd_amp (A)
69 plot(out.i_pd_amp.Time, out.i_pd_amp.Data)
70 title('Amplituda proudu PD');
71 xlabel('t [s]');
72 ylabel('I [A]');
73 grid on;
74 subplot(3,1,3)
75
76 sin_time = 0:360; % priprava sin (0-360°) s prvodem (nC) a nuloveho prubehu (360-720°)
77 sin_plot = q_pd_max * sind(sin_time)*(1e9);
78 zero_time = 360:720;
79 zero_plot = 0*zero_time;
80
81 plot(sin_time,sin_plot,'Color',[0 0.4470 0.7410]); % vykresleni sin (0-360°)
82 axis([0, 720, -1.1*q_pd_max*(1e9), 1.1*q_pd_max*(1e9)]);
83 title('PRPD');
84 xlabel('\phi [°]');
85 ylabel('Q [nC]');
86 grid on;
87 hold on
88
89 plot(zero_time,zero_plot,'Color',[0 0.4470 0.7410]); % vykresleni nuloveho prubehu (360-720°)
90
91 colormap turbo % vykresleni PRPD
92 histogram2(pd_timestamps,pd_val_print*(1e9),[720/4 100],'DisplayStyle','tile','FaceColor','flat')
93 colorbar

```

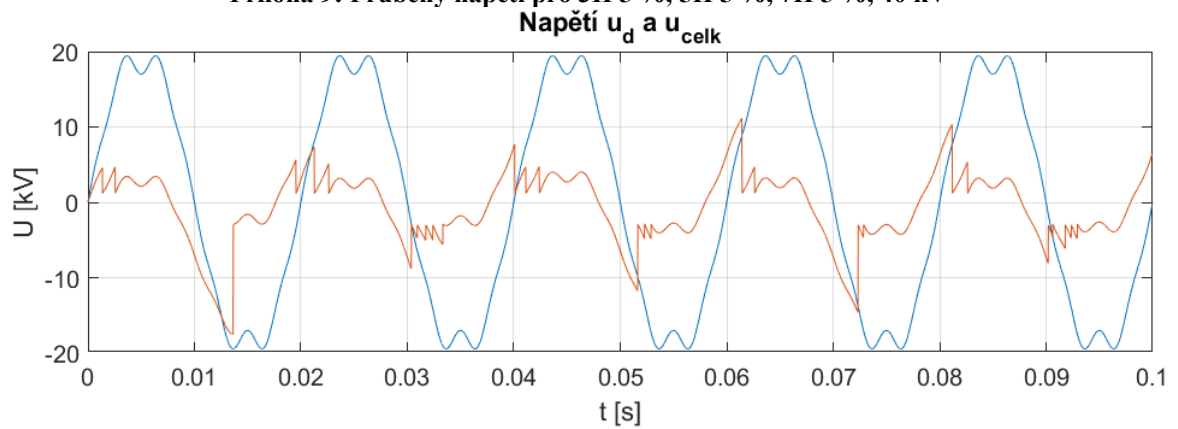
## Příloha 7: Spouštěcí skript modelu echa ČV



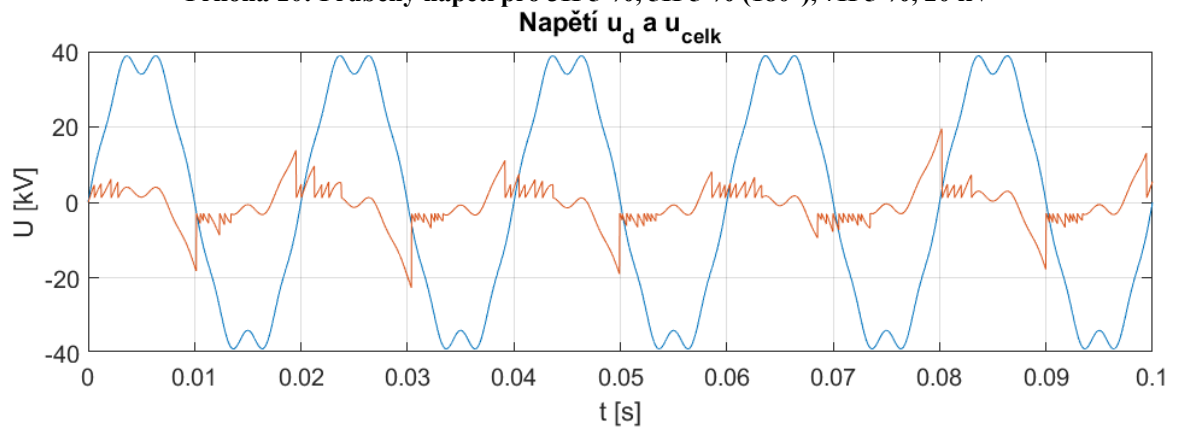
**Příloha 8: Průběhy napětí pro 3H 5 %, 5H 5 %, 7H 5 %, 20 kV**



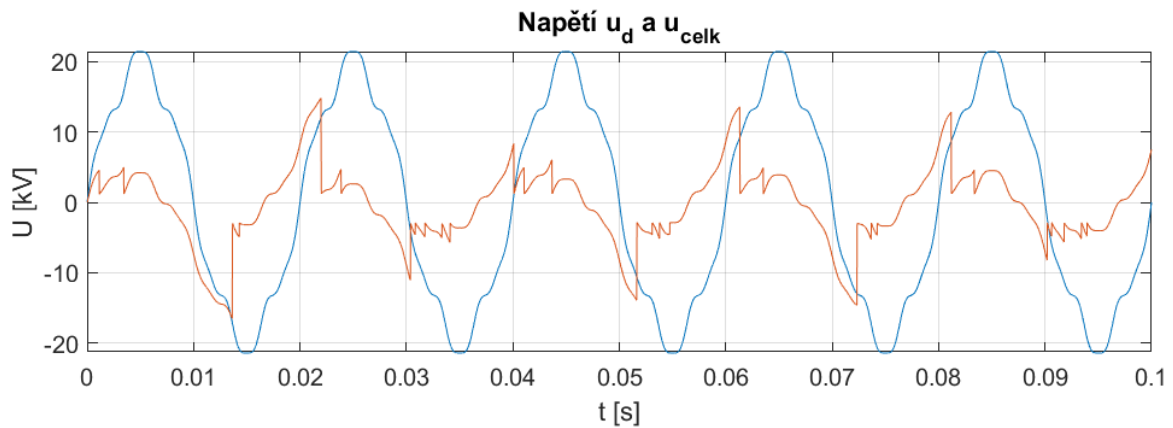
**Příloha 9: Průběhy napětí pro 3H 5 %, 5H 5 %, 7H 5 %, 40 kV**



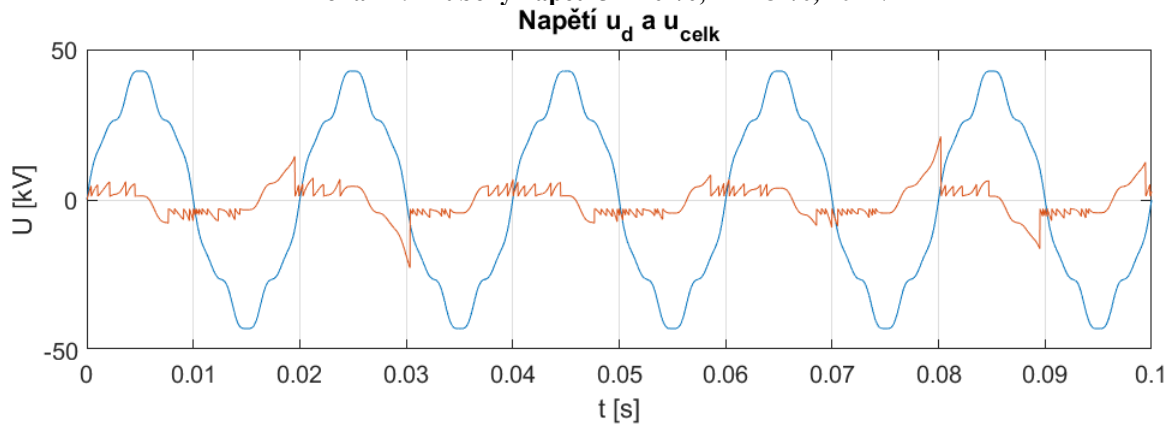
**Příloha 10: Průběhy napětí pro 3H 5 %, 5H 5 % (180°), 7H 5 %, 20 kV**



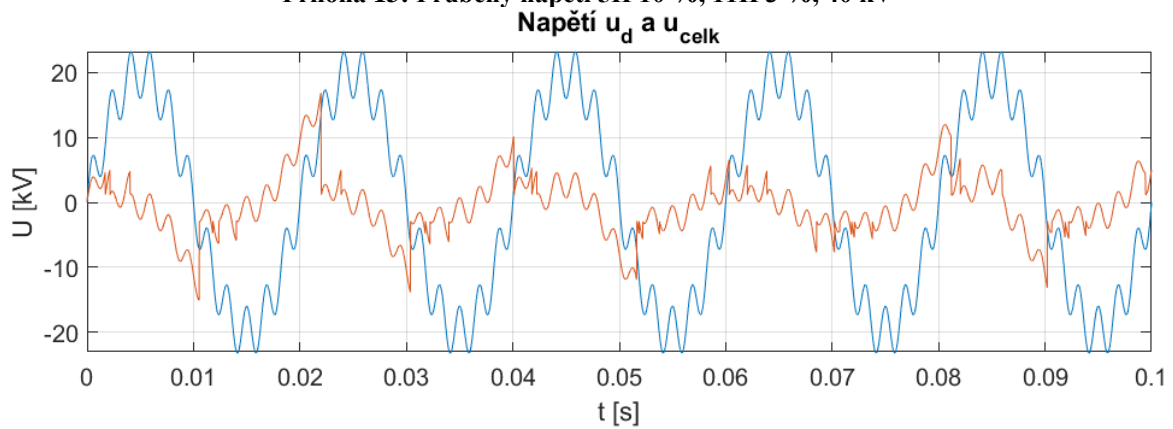
**Příloha 11: Průběhy napětí pro 3H 5 %, 5H 5 % (180°), 7H 5 %, 40 kV**



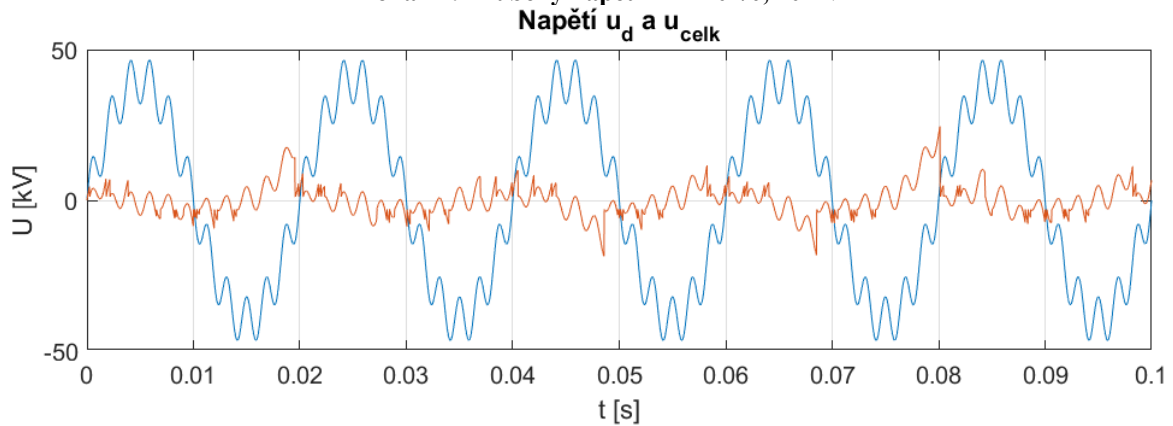
**Příloha 12: Průběhy napětí 5H 10 %, 11H 3 %, 20 kV**



**Příloha 13: Průběhy napětí 5H 10 %, 11H 3 %, 40 kV**



**Příloha 14: Průběhy napětí 11H 20 %, 20 kV**



**Příloha 15: Průběhy napětí 11H 20 %, 40 kV**

## **Přehled elektronických příloh**

<b>Typ model</b>	<b>Kapitola</b>	<b>Název modelu</b>	<b>Název spouštěcího skriptu</b>	<b>Podoba spouštěcího skriptu</b>
Základní	5	Model_3C_zaklad.slx	Model_3C_zaklad_run.m	Příloha 4
S <sub>prostor.</sub> nábojem	6	Model_3C_prostor_q.slx	Model_3C_prostor_q_run.m	Příloha 5
S <sub>prostor.</sub> nábojem (alternativní)	7	Model_4C_zaklad.slx	Model_4C_zaklad_run.m	Příloha 6
Echo ČV	8	Model_3C_prostor_q_echo.slx	Model_3C_prostor_q_echo_run.m	Příloha 7

**Příloha 16: Elektronické přílohy**