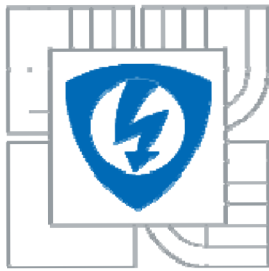




VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV FYZIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF PHYSICS

TRANSPORT ELEKTRICKÉHO NÁBOJE V TANTALOVÉM KONDENZÁTORU

TRANSPORT OF ELECTRIC CHARGE IN TANTALUM CAPACITOR

DOKTORSKÁ PRÁCE

DOCTORAL THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Ing. JAROMÍR PELČÁK

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Doc. Ing. LUBOMÍR GRMELA, CSc.

BRNO 2011

PELČÁK, J. *Transport elektrického náboje v tantalovém kondenzátoru*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2012. 141 s. Vedoucí dizertační práce doc. Ing. Lubomír Grmela, CSc..

Prohlášení

Prohlašuji, že svou disertační práci na téma „Analýza flukтуаčních procesů v solárních člancích“ jsem vypracoval samostatně pod vedením školitele a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené disertační práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této disertační práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

V Brně dne: 20. 9. 2011

.....

podpis autora

Poděkování

Tímto bych rád poděkoval a pronesl velké uznání mému vedoucímu projektu panu doc. Ing. Lubomíru Grmelovi, CSc. za jeho podporu a vedení po dobu mého studia na Fakultě elektrotechniky a komunikačních technologií, Vysokého učení technického v Brně.

Taky jsem hodně vděčný panu prof. RNDr. Ing. Josefu Šikulovi, DrSc. za jeho neocenitelné rady, návrhy a podporu v průběhu mého studia a práce na této doktorské disertaci.

Velmi oceňuji veškeré teoretické a praktické znalosti, které jsem od nich získal.

Na závěr bych chtěl poděkovat všem, kteří mně při studiu a práci na projektu asistovali a pomáhali s praktickými radami a komentáři.

V Brně dne: 20. 9. 2011

.....

podpis autora

Klíčová slova

Transport, akumulace náboje, MIS struktura, tantalový kondenzátor, polární součástka, normální režim, reverzní režim, ekvivalentní náhradní obvod, ohmická složka, Poole-Frenkelův mechanismus, tunelový jev, frekvenční charakteristika.

Key words

Transport, charge accumulation, MIS structure, tantalum capacitor, polar component, normal mode, reverse mode, equivalent circuit diagram, ohmic segment, Poole-Frenkel mechanisms, tunnel effect, frequency characteristic.

Abstrakt

Cílem této práce bylo studium vlastností tantalových kondenzátorů s pevným elektrolytem. Kondenzátor typu Ta – Ta₂O₅ – MnO₂ svým složením představuje MIS strukturu, kde tantalová anoda má kovovou vodivost a burel – MnO₂ je polovodič. Izolační vrstva je tvořena pentoxidem tantalu Ta₂O₅ s relativní permitivitou $\epsilon_r = 27$. Tloušťka izolační vrstvy je v rozmezí 30 až 150nm.

Náboj kondenzátoru není akumulován jen na elektrodách, ale také na lokalizovaných stavech (kyslíkových vakancích) v izolační vrstvě. Kondenzátor zapojený v normálním režimu představuje strukturu typu MIS zapojenou v závěrném směru, kdy přiložené napětí zvyšuje potenciálovou bariéru mezi polovodičem – burelem a izolantem – Ta₂O₅. V normálním modu – při přiložení kladného napětí na Ta, je transport nosičů náboje izolační vrstvou určený Poole-Frenkelovým mechanismem a tunelováním.

Při nízké intenzitě elektrického pole je dominantní Poole-Frenkelův mechanismus transportu náboje, při vyšší intenzitě elektrického pole je proud určen tunelováním. Při nízké intenzitě elektrického pole se projeví i ohmická složka proudu určená odporem příměsového pásu vytvořeného v izolantu donorovými stavy kyslíkových vakancí.

Na základě modelování naměřených VA charakteristik lze odhadnout efektivní tloušťku dielektrika Ta₂O₅ a určit podíl Poole-Frenkelova a tunelového proudu na transportu náboje. V mé práci je popsáno rozložení náboje na tantalovém kondenzátoru v oblasti nízkých frekvencí a provedena analýza charakteristik kondenzátoru ve frekvenční oblasti.

Prvotním podmětem pro tuto práci je snaha vytvoření náhradního modelu tantalového kondenzátoru z hlediska jeho fyzikálního a elektrického chování. Na základě náhradního elektrického modelu lze pak dále zkoumat a stanovit rozložení a transport elektrického náboje v kondenzátoru. Změřením elektrických parametrů lze taktéž dospět k určení potenciálových bariér a rozložení potenciálu ve struktuře kondenzátoru. Tato metodika spočívá v analýze elektrických charakteristik kondenzátoru, pomocí nichž se vytvoří fyzikální model kondenzátoru popisující jeho funkci, vlastnosti a chování.

Abstract

The task of the thesis was studding of tantalum capacitors with solid electrolytes properties. Ta – Ta₂O₅ – MnO₂ capacitor by its construction represents MIS structure, where tantalum anode has metal conductivity and MnO₂ cathode is semiconductor. Isolation layer consists of tantalum pentoxide Ta₂O₅ with relative permittivity $\epsilon_r = 27$. Dielectric thickness is typically in range from 30 to 150nm.

The capacitor charge is not only stored and accumulated on electrodes but also in localised states (oxide vacancies) in isolation layer. The capacitor connected in normal mode represents MIS structure polarized in reveres direction when the applied voltage higher potential barrier between semiconductor - MnO₂ cathode and isolation of Ta₂O₅. The transport of charge carriers via isolation layer is determined by Poole-Frenkel mechanisms and tunnelling.

Poole-Frenkel mechanism of charge transport is dominant in low intensity of electric field. Tunnelling determines current at higher electric field intensity. During low intensity of electric field ohmic component is also presented which is determined by volume of resistance of impurities in isolation layer due to donor states of oxygen vacancies.

Based on the modelling of measured VA characteristics is possible to estimate determine dielectric thickness of Ta₂O₅ and determine share of Poole-Frenkelov and tunnel current and charge transportation. The thesis is described charge transport and charge concentration on tantalum capacitor in low frequency area and analysis of capacitor behaviour at frequency band.

The first impulse for the thesis was an effort to create equivalent circuit diagram of tantalum capacitor in respect of its physical and electrical behaviour. There is an opportunity to study and determine electric charge transport and its accumulation based on the equivalent circuit diagram structure. There is also a chance to define and trace potential barriers and charge distribution in the capacitor structure based on an measurement and carried out experiments. This methodology and analysis consists of electrical characteristic determination to create physical model of the capacitor describing it function, properties and behaviour.

Obsah

| | |
|--|------------|
| 1. ÚVOD | 13 |
| 2. SOUČASNÝ STAV | 14 |
| 2.1. Technologie výroby tantalového kondenzátoru | 14 |
| 2.1.1. Lisování tantalové anody | 14 |
| 2.1.2. Sintrování tantalové anody | 15 |
| 2.1.3. Formování dielektrika Ta ₂ O ₅ | 15 |
| 2.1.4. Manganizace a vytvoření separačních vrstev kontaktu katody | 17 |
| 2.1.5. Kontaktování | 18 |
| 2.1.6. Montáž a pouzdření | 18 |
| 2.1.7. Značení kondenzátoru | 19 |
| 2.1.8. Testování kondenzátoru | 19 |
| 2.2. Teoretický úvod | 20 |
| 2.2.1. Princip deskového kondenzátoru | 20 |
| 2.2.2. Elektrolytické kondenzátory | 21 |
| 2.2.3. Vývoj tantalového kondenzátoru | 22 |
| 2.2.4. MIS struktura | 24 |
| 2.2.5. Teorie struktury MIS | 39 |
| 2.2.6. CV charakteristiky – závislost kapacity na stejnosměrném napětí | 43 |
| 2.2.7. MIS struktura tantalového kondenzátoru | 45 |
| 2.2.8. Vodivostní mechanismy | 47 |
| 2.2.9. Zbytkový proud tantalového kondenzátoru | 53 |
| 2.2.10. Ohmická složka proudu | 54 |
| 2.2.11. Poole-Frenkelova složka proudu | 55 |
| 2.2.12. Tunelování | 56 |
| 2.2.13. Celková hodnota zbytkového proudu kondenzátoru | 58 |
| 2.2.14. Polarizační a svodový proud izolační vrstvy | 59 |
| 2.2.15. VA charakteristiky | 59 |
| 2.2.16. Reverzní režim | 61 |
| 2.2.17. Teplotně závislé VA charakteristiky | 62 |
| 2.2.18. Zbytkový proud v normálním režimu | 62 |
| 2.2.19. CV charakteristika | 64 |
| 2.2.20. Závislost kapacity na frekvenci | 65 |
| 2.2.21. Vlastnosti a parametry tantalového kondenzátoru | 66 |
| 3. CÍLE DISERTAČNÍ PRÁCE..... | 68 |
| 4. EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST..... | 69 |
| 4.1. Měřicí pracoviště a procedury..... | 69 |
| 4.1.1. Měřicí pracoviště pro měření VA charakteristik | 69 |
| 4.1.2. Princip a funkce měřícího zařízení frekvenčních charakteristik | 71 |
| 4.2. VA charakteristiky při pokojové teplotě | 74 |
| 4.2.1. VA charakteristiky v normálním režimu typu PV10-6 | 74 |
| 4.2.2. VA charakteristiky v reverzním režimu typu PV10-6 | 84 |
| 4.3. VA charakteristiky v teplotním rozsahu 298K-373K | 90 |
| 4.3.1. VA charakteristiky v normálním režimu PV10-6 | 90 |
| 4.3.2. VA charakteristiky v reverzním režimu typu PV10-6 | 108 |
| 4.4. Modelování náhradního obvodu Ta kondenzátoru | 122 |
| 4.4.1. Měření parametrů Ta kondenzátoru | 122 |
| 4.4.2. Tvorba náhradního modelu Ta kondenzátoru | 123 |
| 4.4.3. Výpočet prvků náhradního modelu kondenzátoru | 135 |
| 5. DOSAŽENÉ VÝSLEDKY | 139 |
| LITERATURA | 140 |

Seznam obrázků a grafů

| | |
|---|----|
| Obr. 2.1: Hodnoty CV/g pro různou zrnitost tantalového prachu před lisováním..... | 14 |
| Obr. 2.2: Houbovitá struktura tantalové anody po sintraci..... | 15 |
| Obr. 2.3: Dielektrikum Ta ₂ O ₅ vytvořené na povrchu anody | 16 |
| Obr. 2.4: Formování Ta ₂ O ₅ | 16 |
| Obr. 2.5: Formování Ta ₂ O ₅ | 17 |
| Obr. 2.6: Zobrazení anody po vytvoření vrstvy burelu (MnO ₂) | 17 |
| Obr. 2.7: Zobrazení vrstev ve struktuře tantalového kondenzátoru..... | 18 |
| Obr. 2.8: Struktura tantalového kondenzátoru s rozložením jeho vrstev..... | 19 |
| Obr. 2.9: Struktura ideálního deskového kondenzátoru | 20 |
| Obr. 2.10: Princip elektrolytického kondenzátoru – nakontaktování katody na dielektrikum pomocí elektrolytu | 21 |
| Obr. 2.11: Kov-izolant-polovodič (MIS struktura)..... | 24 |
| Obr. 2.12: Energetický pásový diagram ideální MIS struktury při předpětí $V=0$. a) polovodič n-typu, b) polovodič p-typu. | 25 |
| Obr. 2.13: Energetický pásový diagram ideální MIS struktury, kdy $V \neq 0$ v následujících případech a) akumulace, b) vyprázdnění, c) inverze. | 27 |
| Obr. 2.14: Energetický pásový diagram na povrchu polovodiče p-typu. | 28 |
| Obr. 2.15: Závislost hustoty prostorového náboje v polovodiči, jako funkce povrchového potenciálu ψ_s v polovodiči p-typu pro $N_A = 4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ | 30 |
| Obr. 2.16: a) Pásový diagram ideální MIS struktury, b) Distribuce náboje v inverzních podmínkách c) Rozložení elektrického pole, d) Rozložení potenciálu. | 32 |
| Obr. 2.17: Závislost kapacity na napětí MIS struktury a) nízká frekvence, b) vysoká frekvence, c) případ hlubokého vyprázdnění | 33 |
| Obr. 2.18: Příklad maximální šířky vyprázdněné oblasti ve srovnání s koncentrací nečistot polovodiče Ge, Si, a GaAs za podmínky silné inverze | 34 |
| Obr. 2.19: Závislost kapacity na stejnosměrném napětí MIS struktury při vysoké frekvenci | 35 |
| Obr. 2.20: Terminologie nábojů asociovaných s termálně oxidovaným polovodičem..... | 36 |
| Obr. 2.21: Náhradní obvod obsahující efekt rozhraní-past, kde C_s a R_s jsou spojeny s hustotou interface-trap. | 37 |
| Obr. 2.22: Rozproštění kapacity díky nábojům v rozhraní pastí. | 38 |
| Obr. 2.23: Základní struktura moderního tantalového kondenzátoru | 40 |
| Obr. 2.24: Základní součástka MIS struktury..... | 40 |
| Obr. 2.25: Planární struktura MIS kondenzátoru..... | 41 |
| Obr. 2.26: Indukovaná oblast prostorového náboje..... | 42 |
| Obr. 2.27: Rozdělený pásový diagram | 42 |
| Obr. 2.28: Pásový diagram v rovnováze..... | 43 |
| Obr. 2.29: CV křivka MIS kondenzátoru s p-type substrátem | 44 |
| Obr. 2.30: MIS struktura tantalového kondenzátoru | 45 |
| Obr. 2.31: a) Konstrukční provedení, b) Strukturální složení tantalového kondenzátoru | 45 |
| Obr. 2.32: Mechanismus zbytkového proudu TiN/Ta ₂ O ₅ /SiN/Si kondenzátoru | 46 |
| Obr. 2.33: Potenciálová past v přítomnosti elektrického pole | 48 |
| Obr. 2.34: Energetický pásový diagram a) bez elektrického pole, b) při přiložení vysokého elektrického pole. | 51 |
| Obr. 2.35: Snižující se Schottkyho bariéra díky obrazovému náboji bez/s přiloženým elektrickým polem. | 52 |
| Obr. 2.36: Časová závislost zbytkového proudu kondenzátoru při konstantním napětí | 54 |
| Obr. 2.37: Jednotlivé složky zbytkového proudu – ohmická, Poole-Frenkelova a tunelová. | 55 |
| Obr. 2.38: Schéma reprezentující kvantové tunelování skrz obdélníkovou potenciálovou bariéru..... | 57 |
| Obr. 2.39: Ukázka pásového diagramu tantalového kondenzátoru s katodou tvořenou vodivým polymerem | 57 |
| Obr. 2.40: Ukázka zbytkového proud v závislosti na převrácené hodnotě napětí | 58 |
| Obr. 2.41: Jednotlivé složky zbytkového proudu – ohmická, Poole-Frenkelova a tunelová..... | 59 |
| Obr. 2.42: Praskliny v dielektriku během procesu formování | 59 |
| Obr. 2.43: Pásová struktura kondenzátoru – struktury MIS – bez přiloženého vnějšího napětí..... | 60 |
| Obr. 2.44: Pásová struktura kondenzátoru s přiloženým vnějším napětím v normálním modu | 60 |

| | |
|--|----|
| Obr. 2.45: VA charakteristika Ta kondenzátoru v normální modu, fitovaná složka Poole-Frenkelova (PF) a tunelového (T) proudu..... | 61 |
| Obr. 2.46: Reverzní režim VA charakteristiky v lineární stupnici | 62 |
| Obr. 2.47: Příklad teplotní závislosti zbytkového proudu platného pro technologie tantalových kondenzátorů..... | 62 |
| Obr. 2.48: a) Nabíjecí a vybíjecí zbytkový proud v závislosti na čase b) VA charakteristika v lineárních souřadnicích..... | 63 |
| Obr. 2.49: Nabíjecí a vybíjecí VA charakteristika v normálním režimu s logaritmickou souřadnicí..... | 63 |
| Obr. 2.50: Kapacita v závislosti na aplikovaném napětí při nízké frekvenci (5Hz) | 64 |
| Obr. 2.51: C_i^{-2} v závislosti na aplikovaném napětí při frekvenci 5Hz | 65 |
| Obr. 2.52: Celková kapacita v závislosti na frekvenci při teplotě 125°C | 65 |
| Obr. 2.53: Kapacita depletiční vrstvy C_i v závislosti na frekvenci | 66 |
| Obr. 2.54: Základní náhradní schéma skutečného kondenzátoru | 66 |
| Obr. 2.55: Rozložení elementy R , C hodnot ve struktuře tantalového kondenzátoru | 67 |
| Obr. 4.1: Způsob uchycení vzorků a kontaktování na měřicí pracoviště..... | 70 |
| Obr. 4.2: Blokové schéma zapojení měřících přístrojů pro měření VA charakteristik..... | 70 |
| Obr. 4.3: Zobrazení pracoviště pro měření VA charakteristik..... | 70 |
| Obr. 4.4: Ukázka kontaktování měřených vzorků připravených pro připojení k měřicí aparatuře..... | 71 |
| Obr. 4.5: Měřicí stanice parametrů kondenzátoru – C , ESR , Z , DF | 72 |
| Obr. 4.6: Ukázka programu zpracovávajícího výstupní data..... | 73 |
| Obr. 4.7: Ukázka softwaru pro měření a zpracování dat a analýzu zbytkového proudu kondenzátoru v závislosti na normálním a reverzním napětí..... | 73 |
| Obr. 4.8: VA charakteristiky v normálním modu všech měřených vzorků | 75 |
| Obr. 4.9: Distribuce zbytkového proudu naměřených vzorků..... | 75 |
| Obr. 4.10: Distribuce zbytkového proudu správně naměřených vzorků..... | 76 |
| Obr. 4.11: Distribuce zbytkového proudu naměřených vzorků s vyloučením špatných..... | 76 |
| Obr. 4.12: VA charakteristiky pro vybrané vzorky v normálním modu..... | 77 |
| Obr. 4.13: VA charakteristiky v normálním režimu – 19 nejlepších, 12 středních, 17 nejhorších | 78 |
| Obr. 4.14: Korekční křivka kompenzace polarizačního proudu u vzorku 19 | 79 |
| Obr. 4.15: Korekce polarizačního proudu u vzorku 19 | 79 |
| Obr. 4.16: Zbytkový proud a jeho složky u vzorku 19 | 80 |
| Obr. 4.17: Korekce polarizačního proudu u vzorku 12 | 81 |
| Obr. 4.18: Zbytkový proud a jeho složky u vzorku 12 | 82 |
| Obr. 4.19: Zobrazení způsobu korekce polarizačního proudu u vzorku 17..... | 83 |
| Obr. 4.20: Zbytkový proud a jeho složky u vzorku 17 | 83 |
| Obr. 4.21: VA charakteristiky v reverzním režimu všech vzorků při pokojové teplotě 298K | 84 |
| Obr. 4.22: VA charakteristiky v reverzním modu při pokojové teplotě po vyloučení špatných vzorků | 85 |
| Obr. 4.23: VA charakteristiky v reverzním modu při pokojové teplotě po vyloučení špatných vzorků | 85 |
| Obr. 4.24: VA charakteristiky v normálním a reverzním režimu při pokojové teplotě 298K. | 86 |
| Obr. 4.25: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 19 při teplotě 298K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích | 86 |
| Obr. 4.26: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 19 při teplotě 298K a jeho aproximace v logaritmické stupnici proudu | 87 |
| Obr. 4.27: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12 při teplotě 298K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích | 88 |
| Obr. 4.28: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12 při teplotě 298K a jeho aproximace v logaritmickém zobrazení proudu | 88 |
| Obr. 4.29: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17 při teplotě 298K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích | 89 |
| Obr. 4.30: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17 při teplotě 298K a jeho aproximace v logaritmickém zobrazení proudu | 90 |
| Obr. 4.31: VA charakteristiky zbytkového proudu se složkou polarizačního proudu u vzorku 19 měřené v rozsahu teplot 298K až 373K..... | 91 |
| Obr. 4.32: VA charakteristiky závislosti zbytkového proudu vzorku 19 po kompenzaci polarizačního proudu měřené v rozsahu teplot 298K až 373K..... | 91 |
| Obr. 4.33: VA charakteristiky v normálním režimu vzorku 19 při 298K vykreslující zbytkový proud a jeho jednotlivé složky | 92 |
| Obr. 4.34: VA charakteristiky v normálním režimu vzorku 19 při 318K vykreslující zbytkový proud a jeho jednotlivé složky | 92 |

| | |
|--|-----|
| Obr. 4.35: VA charakteristiky v normálním režimu vzorku 19 při 348K vykreslující zbytkový proud a jeho jednotlivé složky | 93 |
| Obr. 4.36: VA charakteristiky v normálním režimu vzorku 19 při 373K vykreslující zbytkový proud a jeho jednotlivé složky | 93 |
| Obr. 4.37: Teplotní závislost aktivační energie odporové složky vzorku 19 při přiloženém napětí $U=9V$ | 94 |
| Obr. 4.38: Teplotní závislost aktivační energie Poole-Frenkelovy složky vzorku 19 při přiloženém napětí $U=9V$ | 95 |
| Obr. 4.39: Teplotní závislosti aktivační energie tunelové složky vzorku 19 při přiloženém napětí $U=9V$ | 95 |
| Obr. 4.40: Teplotní závislosti aktivační energie zbytkového proudu vzorku 19 při přiloženém napětí $U=9V$ | 96 |
| Obr. 4.41: VA charakteristiky zbytkového proudu vzorku 12 se složkou polarizačního proudu v rozsahu 298K až 373K | 97 |
| Obr. 4.42: VA charakteristiky zbytkového proudu vzorku 12 bez polarizačního proudu v rozsahu 298K až 373K | 97 |
| Obr. 4.43: VA charakteristiky zbytkového proudu a jeho složek vzorku 12 při 298K..... | 98 |
| Obr. 4.44: VA charakteristiky zbytkového proudu a jeho složek vzorku 12 při 318K..... | 98 |
| Obr. 4.45: VA charakteristiky zbytkového proudu a jeho složek vzorku 12 při 348K..... | 99 |
| Obr. 4.46: VA charakteristiky zbytkového proudu a jeho složek vzorku 12 při 373K..... | 99 |
| Obr. 4.47: Teplotní závislost aktivační energie odporové složky vzorku 12 při přiloženém napětí $U=6V$ | 100 |
| Obr. 4.48: Teplotní závislost aktivační energie odporové složky vzorku 12 při přiloženém napětí $U=9V$ | 100 |
| Obr. 4.49: Teplotní závislost aktivační energie Poole-Frenkelovy složky vzorku 12 při přiloženém napětí $U=9V$ | 101 |
| Obr. 4.50: Teplotní závislosti aktivační energie tunelové složky vzorku 12 při přiloženém napětí $U=6V$ | 101 |
| Obr. 4.51: Teplotní závislosti aktivační energie tunelové složky vzorku 12 při přiloženém napětí $U=9V$ | 102 |
| Obr. 4.52: Teplotní závislosti aktivační energie zbytkového proudu vzorku 12 při přiloženém napětí $U=9V$ | 102 |
| Obr. 4.53: VA charakteristiky zbytkového proudu se složkou polarizačního proudu u vzorku 17 měřené v rozsahu teplot 298K až 373K..... | 103 |
| Obr. 4.54: VA charakteristiky závislosti zbytkového proudu vzorku 17 po kompenzaci polarizačního proudu měřené v rozsahu teplot 298K až 373K..... | 103 |
| Obr. 4.55: VA charakteristiky v normálním modu vzorku 17 při 298K vykreslující zbytkový proud a jeho jednotlivé složky | 104 |
| Obr. 4.56: VA charakteristiky v normálním modu vzorku 17 při 318K vykreslující zbytkový proud a jeho jednotlivé složky | 104 |
| Obr. 4.57: VA charakteristiky v normálním modu vzorku 17 při 348K vykreslující zbytkový proud a jeho jednotlivé složky | 105 |
| Obr. 4.58: VA charakteristiky v normálním modu vzorku 17 při 373K vykreslující zbytkový proud a jeho jednotlivé složky | 105 |
| Obr. 4.59: Teplotní závislost aktivační energie odporové složky u vzorku 17 při přiloženém napětí $U=9V$ | 106 |
| Obr. 4.60: Teplotní závislost aktivační energie Poole-Frenkelovy složky u vzorku 17 při přiloženém napětí $U=9V$ | 107 |
| Obr. 4.61: Teplotní závislosti aktivační energie tunelové složky u vzorku 17 při přiloženém napětí $U=9V$ | 107 |
| Obr. 4.62: Teplotní závislosti aktivační energie zbytkového proudu u vzorku 17 při přiloženém napětí $U=9V$ | 108 |
| Obr. 4.63: Teplotní závislosti VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 19 při 298K, 318K a 373K v lineárních souřadnicích | 109 |
| Obr. 4.64: Teplotní závislosti VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 19 při 298K, 318K a 373K s logaritmickou souřadnicí proudu..... | 109 |
| Obr. 4.65: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 19 při teplotě 298K a jeho aproximace v logaritmickém zobrazení proudu | 109 |
| Obr. 4.66: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 19 při teplotě 298K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích | 110 |
| Obr. 4.67: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 19 při teplotě 318K a jeho aproximace s logaritmickým zobrazením proudu | 110 |

| | |
|--|-----|
| Obr. 4.68: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 19 při teplotě 318K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích | 111 |
| Obr. 4.69: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 19 při teplotě 373K a jeho aproximace v logaritmickém zobrazení proudu | 111 |
| Obr. 4.70: Teplotní závislosti VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12 při 298K, 318K, 348K a 373K v lineárních souřadnicích | 112 |
| Obr. 4.71: Teplotní závislosti VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12 při 298K, 318K, 348K a 373K s logaritmickou souřadnicí proudu | 112 |
| Obr. 4.72: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12 při teplotě 298K a jeho aproximace v logaritmickém zobrazení proudu | 113 |
| Obr. 4.73: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12 při teplotě 298K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích | 113 |
| Obr. 4.74: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12 při teplotě 318K a jeho aproximace s logaritmickým zobrazením proudu | 114 |
| Obr. 4.75: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12 při teplotě 318K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích | 114 |
| Obr. 4.76: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12 při teplotě 348K a jeho aproximace v logaritmickém zobrazení proudu | 115 |
| Obr. 4.77: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12 při teplotě 348K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích | 115 |
| Obr. 4.78: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12 při teplotě 373K a jeho aproximace v logaritmickém zobrazení proudu | 116 |
| Obr. 4.79: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12 při teplotě 373K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích | 116 |
| Obr. 4.80: Teplotní závislosti VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17 při 298K, 318K, 348K a 373K v lineárních souřadnicích | 117 |
| Obr. 4.81: Teplotní závislosti VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17 při 298K, 318K, 348K a 373K s logaritmickou souřadnicí proudu | 117 |
| Obr. 4.82: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17 při teplotě 298K a jeho aproximace v logaritmickém zobrazení proudu | 118 |
| Obr. 4.83: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17 při teplotě 298K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích | 118 |
| Obr. 4.84: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17 při teplotě 318K a jeho aproximace s logaritmickým zobrazením proudu | 119 |
| Obr. 4.85: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17 při teplotě 318K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích | 119 |
| Obr. 4.86: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17 při teplotě 348K a jeho aproximace v logaritmickém zobrazení proudu | 120 |
| Obr. 4.87: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17 při teplotě 348K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích | 120 |
| Obr. 4.88: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17 při teplotě 373K a jeho aproximace v logaritmickém zobrazení proudu | 121 |
| Obr. 4.89: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17 při teplotě 373K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích | 121 |
| Obr. 4.90: Frekvenční charakteristiky absolutní hodnoty impedance a fázového posuvu | 122 |
| Obr. 4.91: Dypočítané frekvenční charakteristiky jednotlivých složek kondenzátoru | 123 |
| Obr. 4.92: Základní náhradní schéma kondenzátoru | 124 |
| Obr. 4.93: Charakteristiky naměřených a vypočtených hodnot v závislosti na frekvenci | 125 |
| Obr. 4.94: Vypočtené hodnoty individuálních parametrů z naměřených hodnot a náhradního schématu kondenzátoru | 126 |
| Obr. 4.95: Struktura tantalového kondenzátoru | 126 |
| Obr. 4.96: Struktura tantalového kondenzátoru a zohlednění funkce jednotlivých vrstev a mechanických spojení | 127 |
| Obr. 4.97: Rozšířené náhradní schéma tantalového kondenzátoru popisující jeho elektrické vlastnosti vztaheny k jeho mechanické konstrukci a tvaru | 128 |
| Obr. 4.98: Jednoduché náhradní schéma tantalového kondenzátoru | 129 |
| Obr. 4.99: Modifikované náhradní schéma tantalového kondenzátoru | 129 |
| Obr. 4.100: Linearizovaná část zbytkového proudu a jeho VA charakteristika v provozním rozsahu kondenzátoru | 130 |

| | |
|--|-----|
| Obr. 4.101: Frekvenční závislosti a) jmenovité kapacity a b) ekvivalentního sériového odporu v závislosti na frekvenci..... | 131 |
| Obr. 4.102: Další modifikace náhradní schématu tantalového kondenzátoru | 131 |
| Obr. 4.103: Frekvenční závislosti a) jmenovité kapacity a b) ekvivalentního sériového odporu v závislosti na frekvenci..... | 132 |
| Obr. 4.104: V-A charakteristika tantalového kondenzátoru v Reversním režimu | 133 |
| Obr. 4.105: Náhradní ekvivalentní schéma popisující nelineárnost a polarizaci tantalového kondenzátoru | 133 |
| Obr. 4.106: Finální struktura náhradního modelu tantalového kondenzátoru s teplotně závislými komponenty | 134 |
| Obr. 4.107: Frekvenční závislost s parametrem teploty a) kapacity, b) sériového odporu kondenzátoru | 134 |
| Obr. 4.108: Teplotně závislá hodnota zbytkového proudu R_{LJ} | 135 |
| Obr. 4.109: Úvodní okno výpočetního programu a ukázka zadávání naměřených údajů | 136 |
| Obr. 4.110: Okno ukazující vykreslení naměřených charakteristik..... | 136 |
| Obr. 4.111: Provedení počítačové optimalizace | 137 |
| Obr. 4.112: Zobrazení teplotních závislostí modelu kondenzátoru | 137 |
| Obr. 4.113: Příklad výsledku kalkulace členů náhradního obvodu kondenzátoru..... | 138 |

Seznam tabulek

| | |
|--|-----|
| Tab. 2.1: Tabulka rovnic udávajících závislosti rozložení v režimu proudu omezeného prostorovým nábojem..... | 50 |
| Tab. 4.1: Tabulka vypočtených hodnot tloušťky dielektrika jednotlivých vzorků | 84 |
| Tab. 4.2: Tabulka vypočtených hodnot náhradního modelu kondenzátoru | 138 |

1. Úvod

Tantalové kondenzátory se řadí mezi moderní pasivní součástky používané v HiTech elektronických zařízeních. Stále se zdokonalující technologie výroby tantalových kondenzátorů nabízí možnosti další miniaturizace, zvyšování spolehlivosti, snižování parazitních parametrů a tím i zlepšení celkové funkčnosti kondenzátoru.

Tantalové kondenzátory vynikají svými výbornými elektrickými parametry a řadí se mezi nejstabilnější typy kondenzátorů jak z hlediska teplotního, tak i časového. Z důvodů použití pevného elektrolytu u nich nedochází k radikální změně elektrických parametrů za působení vnějších vlivů (času, změna teploty, vlhkosti, mechanického namáhání, napěťových podmínek, atd.), tak jak je tomu u jiných druhů kondenzátorů. Příkladem mohou být elektrolytické kondenzátory hliníkové, polymerové a nebo keramické vícevrstvé kondenzátory.

Výborných vlastností tantalového kondenzátoru je hlavně využito v zařízeních vyžadujících komponenty miniaturních rozměrů při dosažení vysokých kapacit v rozsahu stovek až tisíců mikrofaradů.

Soustavná miniaturizace má ovšem za následek zhoršování některých parazitních (nežádoucích) parametrů kondenzátorů, jako je sériový odpor a stejnosměrný zbytkový proud kondenzátoru. Tato změna parametrů může vést k celkové změně funkce zařízení, ve kterém jsou kondenzátory použity. Ze zmíněných důvodů se proto hledají způsoby redukce nežádoucích parametrů kondenzátorů. Pro jejich optimalizaci je třeba znát fyzikální vlastnosti, principy a chování tantalového kondenzátoru.

Změna a optimalizace parametrů kondenzátorů taktéž vyžadují vývoj nových technologických postupů a vylepšení, čehož může být dosaženo na základě správného pochopení fyzikálních jevů probíhajících v tantalovém kondenzátoru.

Mezi moderní metody zdokonalování parametrů tantalových kondenzátorů patří zavedení fyzikálního modelu kondenzátorů popisujícího jeho skutečnou funkci a chování. Toto chování je závislé na mnoha faktorech, jelikož reálný kondenzátor nemá pouze požadovanou kapacitu, ale taktéž další parazitní vlastnosti, kterými jsou například sériový odpor, parazitní indukčnost, paralelní odpor způsobující svodový proud a další. Tyto nežádoucí parametry negativně ovlivňují funkci kondenzátoru a tím mohou mít i znatelný vliv na chod celého obvodu, ve kterém se kondenzátor nachází.

Cílem této práce je zaměřením se na vysvětlení a pochopení podstaty a fyzikálního základu tantalového kondenzátoru pro zjištění principů transportu a akumulace náboje.

Výchozím bodem jsou experimentálně zjištěné charakteristiky kondenzátoru a vytvoření fyzikálního modelu a náhradního elektrického obvodu kondenzátoru v závislosti na přiloženém napětí, frekvenci a teplotě vzorku. Na základě srovnání teoretických závěrů a interpretace experimentálně získaných charakteristik bude objasněno rozdělení náboje. Znalost fyzikální struktury a reálného chování kondenzátoru

je taktéž požadováno pro správné pochopení jeho podstaty na čemž se dá dále provádět zdokonalení a přiblížení se ideálním parametrům a optimalizaci výrobních procesů.

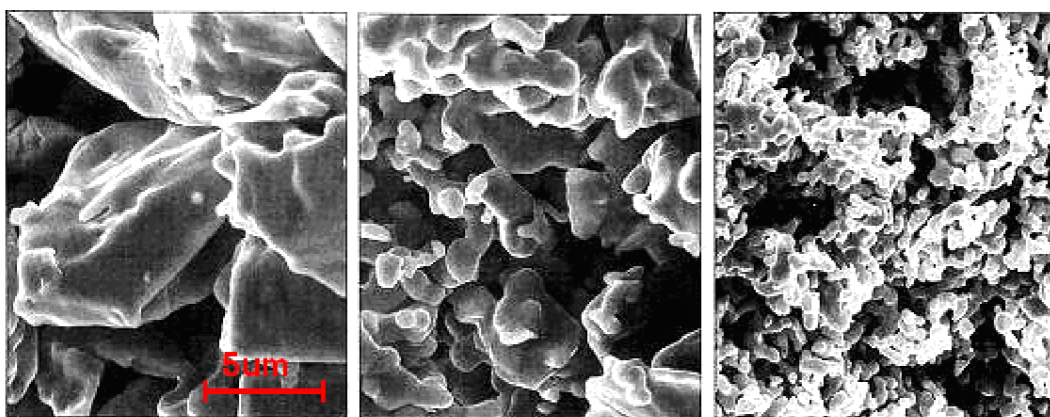
2. Současný stav

2.1. Technologie výroby tantalového kondenzátoru

Ve své práci analyzuji vzorky tantalových kondenzátorů od jedné z renomovaných firem, která patří mezi hlavní výrobce tantalových kondenzátorů s pevným elektrolytem. Technologický postup a technologie výroby tantalových kondenzátorů je popsána níže.

2.1.1. Lisování tantalové anody

Anoda kondenzátoru je vyrobena slisováním tantalového prachu různé zrnitosti. Jelikož tantalový prach obsahuje částice různé velikosti, je při lisování dosahováno lepší přilnavosti a kontaktování jednotlivých zrněk prachu. Tantalový prach je namíchaný s vhodným pojivem a za vysokého tlaku je slisován kolem anodového drátu do anody požadovaného tvaru. Anodový drát je rovněž vyroben z tantalového materiálu. Výsledná kapacita kondenzátoru je závislá na velikosti a tvaru kovových zrn. Kovový prach se charakterizuje tzv. objemovou účinností CV/g, která je dána součinem dosažitelné kapacity pro stanovené jmenovité napětí vztaženého na gram tantalového prachu. Velikost částic prachu bývá kolem 2 až 10 μm . Čím větší je velikost částic, tím má výsledný kondenzátor větší jmenovité napětí. Typické hodnoty CV/g jsou uváděny v rozsahu 8.000 až 70.000 $\mu\text{FV/g}$ v závislosti na jmenovitém napětí. Na Obr. 2.1 je houbovitá struktura Ta prachu zvětšená na skenovacím elektronovém mikroskopu (SEM), kde velikost částice odpovídá 2-10 μm [14].



8.000 $\mu\text{FV/g}$

15.000 $\mu\text{FV/g}$

27.000 $\mu\text{FV/g}$

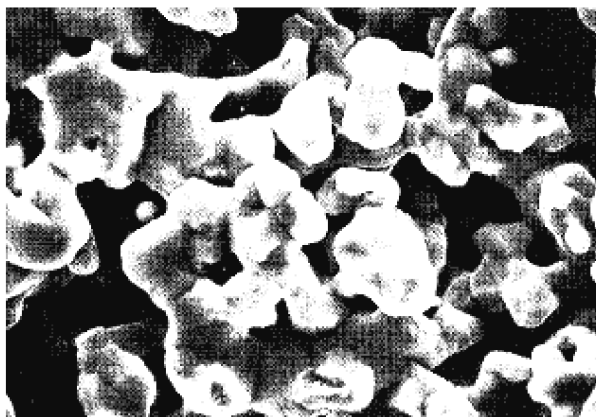
Obr. 2.1: Hodnoty CV/g pro různou zrnitost tantalového prachu před lisováním

Prach tvořený částicemi větších rozměrů se používá na kondenzátory s vysokým jmenovitým napětím až do 50 V. Vzhledem k tomu, že kapacita je úměrná povrchovému

objemu anody, je rozměr kovových zrněk tím menší, čím vyšší hodnota CV/g je požadována.

2.1.2. Sintrování tantalové anody

Sintrace je procesem, v němž se jednotlivé částice a kousky tantalového prachu spékají a spojují k sobě tak, že vzniká porézní a pevná struktura anody. Proces se provádí ve vakuu za teplot kolem 1500°C. Vzniklá struktura je odolná mechanickému namáhání a její složení je patrné z Obr. 2.2. Dochází k propojení jednotlivých zrn a vytvoření houbovitě struktury. Současně dojde ke zlepšení kontaktu mezi prachovými zrny a kovovým drátkem. Délka a teplota sintrování ovlivňuje řadu výsledných parametrů kondenzátoru. Proto musí být proces sintrování pečlivě monitorován a kontrolován, aby nedošlo k nežádoucímu způsobu sintrace, která by měla negativní vliv na funkci celého kondenzátoru. Pokud by například proces sintrování probíhal za vyšší teploty než je potřeba nebo příliš dlouho, jednotlivé prachové částice se příliš slíjí, zmenší aktivní plochu a pak bude mít výsledný kondenzátor podstatně nižší kapacitu. Analogicky pokud bude sintrování probíhat krátkou dobu nebo za nízké teploty, výsledná kapacita bude větší, nicméně se zase zhorší dlouhodobá spolehlivost kondenzátoru, jelikož jednotlivé částičky tantalového prachu nebudou mít patřičnou soudržnost. Pokud by v sintrační peci bylo nedostatečné vakuum, mohlo by taky docházet k nežádoucí oxidaci a vzniku nehomogenit na povrchu [14].



Obr. 2.2: Houbovitá struktura tantalové anody po sintraci

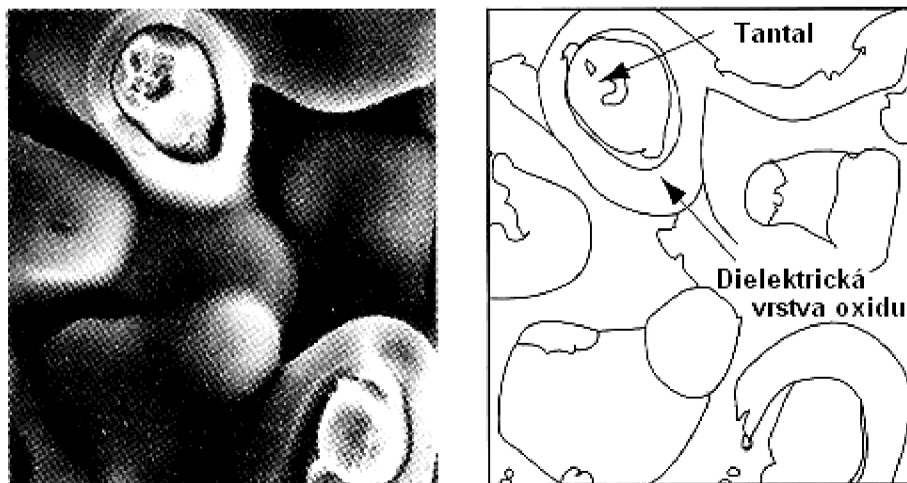
2.1.3. Formování dielektrika Ta₂O₅

Formování dielektrika slouží k vytvoření izolační vrstvy z pentoxidu tantalu (Ta₂O₅) na povrchu houbovitě struktury tantalové anody. Tento proces probíhá pomocí elektrochemické anodizace. Sintrovaná anoda se ponoří do slabého koncentráту kyseliny fosforečné. Anodou se nechá protékat stejnosměrný formovací proud. Teplotou lázně, velikostí napětí, proudu a dobou anodické oxidace se určuje výsledná tloušťka dielektrika, která zajišťuje kondenzátoru správnou nominální kapacitu a dielektrickou pevnost související s definovaným jmenovitým napětím kondenzátoru. Narůstající amorfnní oxid vytváří na tantalovém povrchu jednolitou homogenní vrstvu. Na Obr. 2.3 je snímek z elektronového mikroskopu, kde je zobrazen fragment tantalové anody, čímž je patrna její strukturu po formování. Dielektrická vrstva se formuje na anodě při teplotách v rozmezí 22°C až 85°C.

Tloušťku dielektrika lze vypočítat z následujícího vztahu:

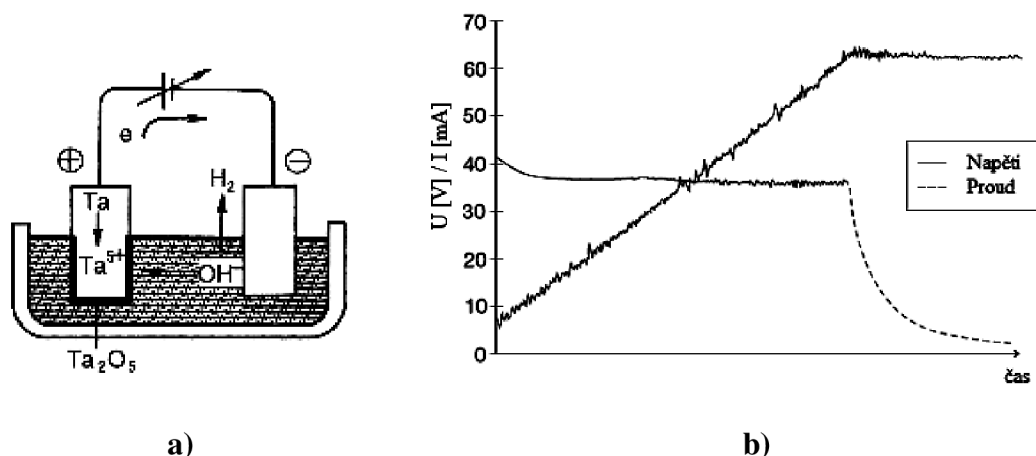
$$d = a \cdot U_f \quad (1)$$

kde d je tloušťka dielektrika [m], a je konstanta úměrnosti [$\text{m} \cdot \text{V}^{-1}$] a U_f je formovací napětí [V].



Obr. 2.3: Dielektrikum Ta_2O_5 vytvořené na povrchu anody

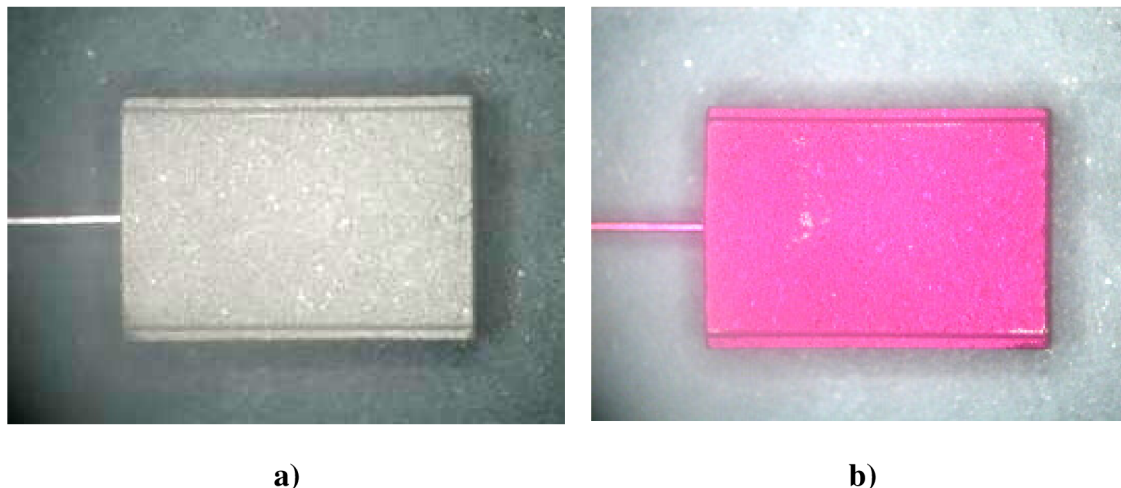
Pro formovací proces se používá řízeného stejnosměrného zdroje proudu. Formovací proud se udržuje na konstantní hodnotě, což má za následek lineární nárůst napětí na kondenzátoru jako důsledek vytváření dielektrické vrstvy. Toto napětí roste až dosáhne hodnoty formovacího napětí U_f . Po dosažení úrovně napětí U_f se tato napěťová úroveň po delší dobu udržuje konstantní, což má za následek exponenciální pokles formovacího proudu. Doba, po kterou je udržováno formovací napětí U_f na konstantní hodnotě odpovídá době, za kterou stejnosměrný proud klesne na minimální úroveň. Tím se zároveň zajistí dosažení minimálního zbytkového proudu tantalového kondenzátoru. Principiální schéma procesu formování je zobrazeno na Obr. 2.4. společně s průběhem napětí a proudu v procesu formování [7, 14].



Obr. 2.4: Formování Ta_2O_5

a) Principiální zapojení – schéma, b) Závislost proudu a napětí na čase

Na Obr. 2.5.a) je zobrazena tantalová anoda před formováním a na Obr. 2.5.b) je patrná změna barvy povrchu tantalové anody po procesu formování, který trvá v tomto případě 5 hodin, kdy formovací napětí dosáhne až pětinasobku jmenovitého napětí. Tloušťka anody se projevuje rozdílnou barvou, poněvadž na dielektriku vzniká difrakce světla, která má za následek zobrazení rozdílné barvy v závislosti na tloušťce dielektrika.

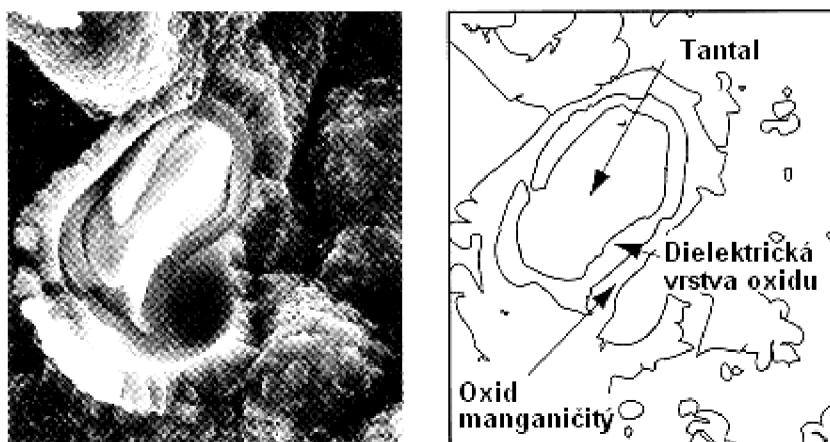


Obr. 2.5: Formování Ta_2O_5

a) Tantalová anoda před formováním, b) Tantalová anoda po formování

2.1.4. Manganizace a vytvoření separačních vrstev kontaktu katody

Dalším krokem je vytvoření katody kondenzátoru. Vodivá vrstva se vyrábí pyrolýzou dusičnanu manganatého $Mn(NO_3)_2$, při níž dochází ke vzniku burelu MnO_2 . Anoda se ponoří do vodního roztoku dusičnanu manganatého a pak v peci za teploty přibližně $250^\circ C$ dochází k vytvoření vrstvy MnO_2 . Ponoření anody do lázně se několikrát opakuje, tak aby burel co nejlépe vyplnil strukturu tantalového kondenzátoru a dokonale vytvořil povrch na kontaktování na dielektrickou vrstvu Ta_2O_5 . Proto má proces manganizace několik kroků, při nichž se postupně mění koncentrace $Mn(NO_3)_2$ ve vodním roztoku. Vypalováním pak při teplotě $250^\circ C$ dochází k chemické reakci, která má za následek vytvoření pevného skupenství MnO_2 .

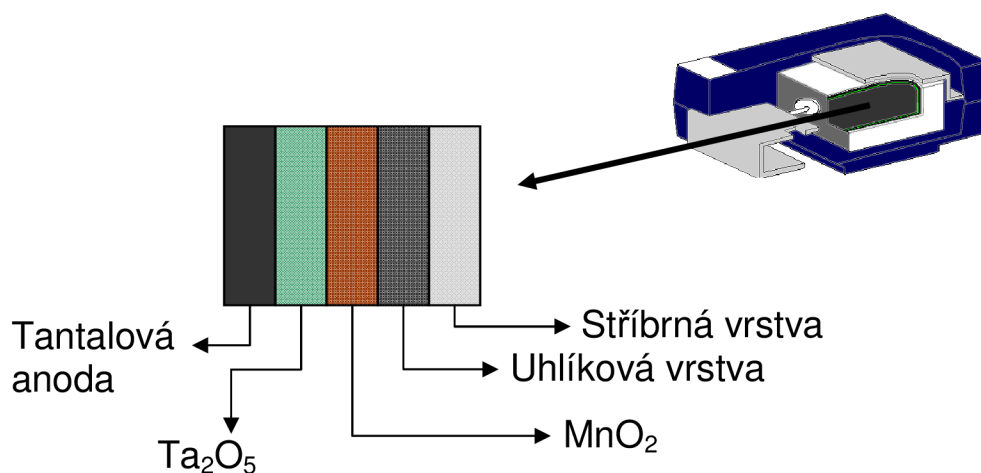


Obr. 2.6: Zobrazení anody po vytvoření vrstvy burelu (MnO_2)

V další fázi se vytvoří tenká grafitová vrstva. Anoda se namočí do grafitové disperse na povrchu burelu. Tato vrstva zlepšuje charakter povrchu a usnadňuje adhezi následné vrstvy. Vzniklá grafitová vrstva se usuší a vyžihá. Grafitová vrstva taktéž brání difúzi stříbra do burelu MnO_2 . Tato struktura je patrná z Obr. 2.6. Poslední operací je proces stříbření. Při tomto procesu vznikne vrstva stříbra, která slouží k optimálnímu kontaktování na vývody kondenzátoru.

Technologický proces vytváření vnějších vodivých vrstev výrazně ovlivňuje celkovou hodnotu ESRu (ekvivalentní sériový odpor), a proto se musí důsledně kontrolovat všechny parametry procesu jako je rozměr a tvar grafitových a stříbrných zrn v pastách, typ a množství použité hmoty, teplota a doba žihání atd.

Na Obr. 2.7 je patrný řez strukturou tantalového kondenzátoru, dielektrika Ta_2O_5 , vrstvy burelu a separační vrstvy grafitu a kontaktní vrstvy stříbra [7, 14].



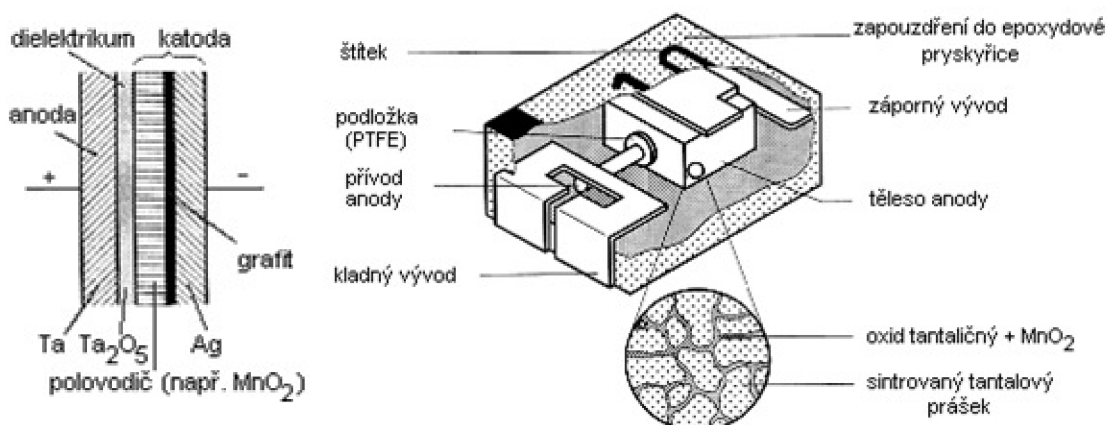
Obr. 2.7: Zobrazení vrstev ve struktuře tantalového kondenzátoru

2.1.5. Kontaktování

Tantalový drát vedoucí z anody je připevněn k SMD kontaktu pomocí laserového svařování. Druhý kontakt vzniká přilepením pomocí epoxidu stříbra k druhému kontaktu na katodu. Ke kontaktování se vesměs používá epoxidová vodivá pasta na bázi stříbra.

2.1.6. Montáž a pouzdření

Montáž je krok, při němž se spojuje vyrobená struktura kondenzátoru se svorkovými vývody. Anodový vývod (kladná svorka) se obvykle vytváří laserových svařením Ta/NbO drátku s plíškovým vývodem vyrobeným ze slitiny niklu a železa. Katodový vývod (záporná svorka) se vytvoří nalepením plíškového vývodu ke stříbrné vrstvě. K nalepení se obvykle používá vodivá pasta na bázi stříbra. K zapouzdření se používá epoxidová pryskyřice vtačovaná do formy pod vysokým tlakem. Hotový zapouzdřený tantalový kondenzátor je na Obr. 2.8. Proces pouzdření je jedním z posledních kroků výroby kondenzátoru. Slouží k vytvoření pevného obalu pro ochranu aktivní části součástky a vytvoření konečného tvaru SMD pouzdra.



Obr. 2.8: Struktura tantalového kondenzátoru s rozložením jeho vrstev

2.1.7. Značení kondenzátoru

Při poslední výrobní operaci je součástka očištěna, opískována a omyta vodou. Laserem jsou na ni pak vypáleny informace o parametrech kondenzátoru (polarita, kapacita, jmenovité napětí a výrobní číslo). Tyto informace se pak dále vkládají do systému. Kondenzátor je možno zpětně trasovat, kdy a jakým způsobem byl vyroben a spousta dalších informací.

2.1.8. Testování kondenzátoru

Pro Ta kondenzátory je charakteristická stále se snižující intenzita poruch a není znám žádný únavový mechanismu při provozu za běžných podmínek. Zkraty a zbytkový proud způsobují převážnou část poruch u těchto součástek. Díky důkladnému zahořování a testování se téměř všechny poruchy projeví a detekují během výrobního procesu. Základním požadavkem zahořování je ustálení elektrických vlastností a vyloučení součástek s nižší kvalitou díky zrychlené degradaci nestabilních struktur. Základní metodou zahořování je vystavení součástky napěťovému a teplotnímu namáhání. Principem zahořování je přiložení jmenovitého napětí na kondenzátor a vložení kondenzátoru do vysoké teploty (obvykle 125°C), kde se kondenzátor ponechá asi 10 hodin. Po této době a nastavených podmínkách se u vadných kondenzátorů mohou projevit nadlimitní hodnoty jeho elektrických parametrů (C , ESR , I_L a DF). Zvláštní kategorií v zahořování tvoří mechanismus „samouzdravování“ – self-healing – při němž dochází k lokálnímu posílení dielektrické vrstvy v místech s nedokonalým dielektrikem. Princip je takový, že místem s porušenou dielektrickou vrstvou protéká velký proud, dojde k lokálnímu zahřátí a v důsledku toho k lokální transformaci vodivého MnO_2 na Mn_2O_3 . Mn_2O_3 má vysoký odpor a tím dojde k izolaci poškozené oblasti. Na eliminaci vadných kusů se používá celá řada testovacích metod. Všechny kondenzátory se testují nárazovým proudovým pulsem. Před i po pulsu se měří základní elektrické parametry – kapacita, zbytkový proud, impedance a ESR . Po testech jsou vyřazeny všechny součástky, u kterých některý z parametrů překročí přípustnou hranici, která je dána katalogovými údaji kondenzátoru. Součástky, jež mají být použity pro speciální účely např. v automobilovém průmyslu, ve vojenství a v kosmu, musí mít maximální funkčnost a spolehlivost. U těchto součástek se provádí náročnější testy jako je měření nelinearity, šumu, rentgenová kontrola a další.

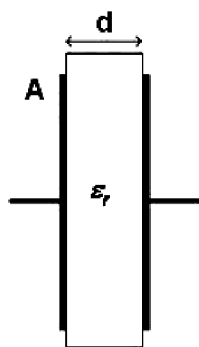
Technologie výroby tantalových kondenzátorů je poměrně složitý proces. Výsledkem tohoto procesu však je součástka s malými rozměry, která řadou vlastností, zejména nízkými hodnotami ekvivalentního sériového odporu a vynikající spolehlivostí

splňuje požadavky i těch nejnáročnějších aplikací v oblasti vesmírného, leteckého, zdravotnického a automobilového průmyslu.

2.2. Teoretický úvod

2.2.1. Princip deskového kondenzátoru

Základní fyzikální model kondenzátoru se skládá ze dvou paralelních kovových desek nebo elektrod, které jsou odděleny dielektrickým materiálem. Elektrický náboj je uložen na deskách kondenzátoru tak, že pozitivně nabitá deska se nazývá anoda a negativně nabitá deska je katoda kondenzátoru. Jestliže elektrické pole na dielektriku kondenzátoru roste, což odpovídá nárůstu elektrického náboje, má to za následek nárůst rozdílu napěťového potenciálu, který proporcionálně narůstá v závislosti na náboji. Podíl nárůstu velikosti náboje a rozdílu napěťového potenciálu mezi deskami kondenzátoru je definován jako kapacita kondenzátoru a tím pádem pro ideální deskový kondenzátor platí následující vzorec (2.1).



Obr. 2.9: Struktura ideálního deskového kondenzátoru

$$C = \frac{\Delta Q}{\Delta V} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 A}{d} \quad (2.1)$$

kde

ΔQ – je náboj uložený na desce

ΔV – rozdíl napěťového potenciálu mezi deskami kondenzátoru

d – vzdálenost mezi deskami a potažmo i tloušťka dielektrika kondenzátoru

ϵ_r – dielektrická konstanta

ϵ_0 – permitivita vakua

A – plocha desky kondenzátoru

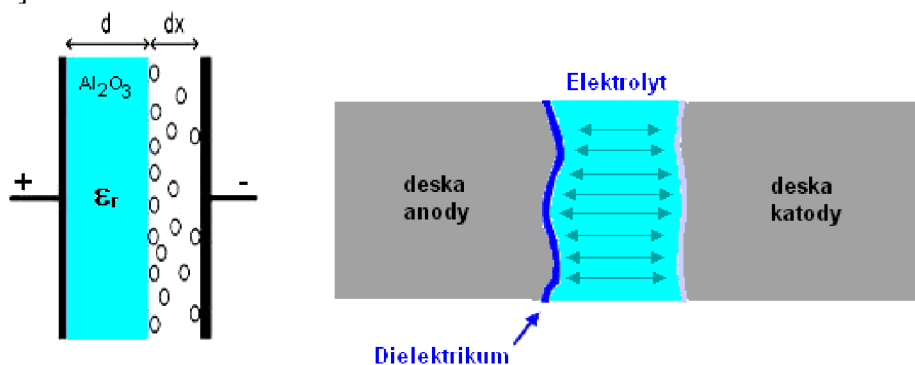
Jelikož rozdíl potenciálů roste proporcionálně vůči uloženému náboji, podíl dQ/dV je konstantní pro daný kondenzátor. Tudíž kapacita kondenzátoru je ukazatelem, jak moc kondenzátor dokáže nahromadit a uložit elektrický náboj. Velikost kapacity zejména závisí přímo úměrně na velikosti plochy desek kondenzátoru a vlastnostech dielektrika a

je nepřímo úměrná tloušťce dielektrika, tak jak je patrné z rovnice (2.1). Kvalitu dielektrika taktéž udává dielektrická konstanta izolačního materiálu oddělujícího desky kondenzátoru-permitivita dielektrika. Každý dielektrický materiál může být použit jen do určitého maxima elektrického pole, které může být na kondenzátoru vytvořeno. V případě překročení hodnoty elektrického pole by mohlo dojít k průrazu dielektrika a zániku jeho izolačních vlastností. Tím začne dielektrikum vést elektrický proud. Velikost napětí, při kterém ještě nedojde k průrazu, označujeme jako odolnost dielektrika. Napětí, při jehož překročení dojde k průrazu dielektrika se nazývá průrazné napětí. Při překročení průrazného napětí může dojít k trvalému zničení, totálnímu zničení kondenzátoru. Průrazné napětí reprezentuje horní limit provozování kondenzátoru. V případě normálních operačních podmínek, kondenzátor není provozován blízko bodu průrazného napětí, ale v rozsahu napětí známého jako pracovní napětí kondenzátoru. Pracovní napětí kondenzátoru je definováno výrobcem kondenzátorů v rozsahu do maximálního napětí, při kterém může být kondenzátor provozován a stále zůstane v definované úrovni funkčnosti [5].

2.2.2. Elektrolytické kondenzátory

Dalším běžným typem kondenzátorů je elektrolytický kondenzátor, který je běžně používán v aplikacích, kde je potřeba velkého množství náboje při relativně nízkém pracovním napětí kondenzátoru.

Kondenzátory jsou klasifikovány jako elektrolytické v případě, že buď jedna, nebo obě elektrody kondenzátoru jsou tvořeny elektrolytem. Elektrolyt je obecně tekutina, která je elektricky vodivá díky své iontové vodivosti. Dielektrikum v elektrolytických kondenzátorech je formováno z anodového materiálu pomocí oxidace. V průběhu formovacího procesu je anoda, která je typicky metalického původu, umístěna v nádrži elektrolytu protékána stejnosměrným proudem směrem k zemnímu pólu, tvořeným kontaktem nádrže. Průchod proudu způsobuje oxidaci povrchu anody a vytváření tenké vrstvy oxidového filmu, který přesně kopíruje obrysy povrchu anody. V ideálním případě výroby paralelně plátovaného kondenzátoru by byl povrch dielektrika (oxidační vrstvy) spojen s katodou mechanicky. Jelikož chemicky naformované dielektrikum elektrolytického kondenzátoru je velmi drsné, tenké a křehké, je přímé kontaktování dielektrické a metalické katody velmi složité. Proto kontakt katody s dielektrikem musí být vytvořen pomocí vhodného média, které může rovnoměrně kontaktovat celý povrch dielektrika s katodou. Nejčastěji používaným kontaktním materiálem je pro tento účel vhodný tekutý elektrolyt. Struktura elektrolytického kondenzátoru je ilustrována na Obr. 2.10 [1, 5].



Obr. 2.10: Princip elektrolytického kondenzátoru – nakontaktování katody na dielektrikum pomocí elektrolytu

Elektrolyt má nižší elektrickou vodivost než kovové materiály, proto se těchto typů kontaktování používá jen v případě, že je velmi složité přímé kontaktování dvou materiálů (izolant-kov). Výhoda, která vyplývá z použití tohoto typu spojení pomocí elektrolytu je, že iontový proud skrz elektrolyt pomáhá udržení integrity a neporušení dielektrika pomocí „samouzdravovacího“ procesu. Tento proces je vytvářen pomocí přiloženého napětí a funguje obdobně jako v případě výrobního procesu formování dielektrika [1], což taktéž pomáhá při snižování dielektrických defektů a tím i snižování zbytkového proudu kondenzátorem. Výhodou elektrolytických kondenzátorů je, že jsou schopny mít velkou kapacitu v relativně malém pouzdře, čemuž se říká objemová efektivita, která se uvádí v hodnotu CV/g. Tento typ kondenzátorů je také cenově efektivní ve srovnání s jinými technologiemi [1]. Zatímco elektrolytické kondenzátory jsou mnohem komplexnější než deskové, paralelně plátované kondenzátory, tak jak je patrné z Obr. 2.10. Deskové kondenzátory se svojí strukturou a konstrukcí více blíží ideálnímu kondenzátoru. V případě elektrolytických kondenzátorů je katoda efektivně spojena s dielektrikem za pomoci elektrolytu, takže závislost (2.1) je zde stále platná. V případě technologie elektrolytických kondenzátorů je patrné, že pokud se zvětší efektivní plocha každé elektrody a zmenší se tloušťka oxidační vrstvy, lze možno vytvořit kondenzátor značné kapacity [1, 5].

2.2.3. Vývoj tantalového kondenzátoru

Pro dosažení vysoké kapacity a malých rozměrů jsou elektrolytické kondenzátory ve většině případů optimálním řešením. Historicky byly elektrolytické kondenzátory používány ve velké míře pro blokování, filtraci a také jako vazební kondenzátory. Taktéž se v hojně míře používalo a stále používá kondenzátorů tohoto typu pro rozběh jednofázových elektromotorů. Nicméně, nižší kvalita a hlavně elektrická spolehlivost řadila klasické elektrolytické kondenzátory do nižší třídy a omezovala jejich použití v levných a komerčních aplikacích [5].

Proto v případě vývoje tantalové anody získal elektrolytický kondenzátor značného zdokonalení ve srovnání s klasickým hliníkovým elektrolytickým kondenzátorem, hlavně díky vysoké dielektrické konstantě oxidu tantalů a chemické stabilitě jak tantalové anody, tak i dielektrika vytvořeného za pomoci oxidace.

Přechod k tantalové technologii rozšířil teplotní rozsah použitelnosti a umožnil použití elektrolytu s vysokou vodivostí a nízkým bodem tuhnutí. Navzdory těmto zdokonalením tam zůstalo několik omezení spojeného se všemi typy elektrolytických kondenzátorů s tekutým elektrolytem, jako například velké množství objemu pouzdra kondenzátoru vyplněného elektrolytem. Dále je nutno pouzdro kondenzátoru utěsnit a chránit před únikem elektrolytu, nízká teplota je také nežádoucí z důvodu zmrznutí kapaliny a tím zvětšení jejího objemu a spousta další nežádoucích vlastností. Hlavním kladem pro používání kondenzátorů s tekutým elektrolytem je, že elektrolyt udržuje dielektrikum kondenzátoru v konformním stavu pomocí již dříve zmíněného samoopravování kondenzátoru. Tato výhoda měla svou stinnou stránku použitelnosti díky tekutině, která se při vyšších teplotách mění v plyn a tím pádem nedokáže snášet teplotní cykly. Další zdokonalení přišlo s lepším způsobem kontaktování katody. Technologie tantalových elektrolytických kondenzátorů byla novým průlomem v elektrolytických kondenzátorech. Pokračovalo se zde cestou použití stabilních anorganických pevných elektrolytických materiálů. Namísto tradičního tekutého elektrolytu bylo použito řešení pomocí burelu MnO_2 , který byl použit jako katodová vrstva, která byla přímo kontaktována na dielektrikum oxidu tantalů Ta_2O_5 . Výsledkem

bylo, že dielektrická vrstva byla pokryta oxidem manganu (MnO_2) jako tuhého elektrolytu. Chemické složení MnO_2 umožnilo kontaktování anodové vrstvy na dielektrickou vrstvu rovnoměrně a v pevném provedení. Tantalové kondenzátory tak od této chvíle potřebovaly menší objem pro pouzdření, už nebylo nutno používat hermetického uzavření a zároveň se pomocí tohoto procesu zlepšila i teplotní a elektrická stabilita kondenzátoru včetně prodloužení životnosti. Jakmile byly tantalové kondenzátory vyvinuty, zvětšil se na trhu požadavek na vývoj a výrobu kondenzátorů menších rozměrů s tlakem na cenu. Vylepšení pouzdřících technologií umožnilo zapouzdření tantalových kondenzátorů do epoxidové pryskyřice. Díky jejich skvělé funkčnosti ve srovnání s hliníkovými elektrolytickými kondenzátory a jejich malých rozměrů, dosáhli velkého vlivu na trhu se spotřební elektronikou. V průběhu vývoje tantalových kondenzátorů se ukázaly dva směry, kterými se vývoj ubíral. Prvním směrem bylo upřednostňování vývoje pouzdření a druhým byl vývoj a zdokonalování dielektrického filmu, kontaktování a krytí pomocí MnO_2 . Cena základního tantalového materiálu dramaticky rostla a nadále roste, což způsobilo cenové znevýhodnění ve srovnání s hliníkovými elektrolytickými kondenzátory a dalšími typy kondenzátorů. Reakcí výrobců na nárůst ceny tantalu byla redukce množství tantalu v kondenzátoru v co možná největší míře bez ztráty kapacity a udržení dobrých elektrických parametrů. Výsledkem bylo zdokonalení tantalového prachu s menšími částicemi, které umožnily výrobu kondenzátorů menších rozměrů se zachováním velké kapacity na úkor použití mnohem menšího množství tantalového materiálu. Benefitem byla znatelná redukce velikosti kondenzátoru a potažmo i jeho cena [5].

Redukce velikosti a ceny tantalových kondenzátorů zastavila jejich nahrazování jinými typy kondenzátorů. Nicméně vývojáři nových aplikací byli stále zdráhaví používat tantalové kondenzátory ve velké míře díky předchozímu zdražování a vysokým cenám tantalových kondenzátorů. Další technologická výhoda přišla s masivním nástupem SMD technologií, které vyžadovaly použití miniaturních bezvývodových kondenzátorů. Tato technologie umožnila tantalovým kondenzátorům další vývojový stupeň v SMD provedení. Jelikož mají tantalové kondenzátory daleko větší odolnost vůči teplotním ohřevům než hliníkové elektrolytické kondenzátory, tato vlastnost jim dala další přednosti pro použití k SMD osazování pomocí osazovacích automatů pick and place a následné zapájení pomocí reflow pecí, kde teplota pájení dosahuje až 260°C , se kterou mají již zmiňované hliníkové kondenzátory značné potíže. Pokračující výhodnou pro SMD technologie byla malá velikost pouzdra kondenzátoru i v případě dosažení podstatně větší kapacity v SMD pouzdře ve srovnání se standardní vývodovou versí.

Mobilní elektronika se na trhu stále víc a víc uplatňovala a rozšiřovala. Požadavek na technické možnosti byl stále větší, tak jako na spotřebu, bezpečnost a životnost zařízení. Tato kritéria nastavila nové možnosti tantalovým kondenzátorům a nastal další rozmach v miniaturizaci a kompaktnosti těchto komponentů. Aby tantalové kondenzátory mohli držet krok s tímto trendem, museli se značně přizpůsobit náročným požadavkům vývojářů a konstruktérů finálního hardwaru a mít tím pádem schopnost udržet větší náboj i za cenu miniaturizace. Také bylo nezbytné pracovat na vývoji kondenzátorů pracujících na nižším pracovním napětí, vyšších frekvencích majících vysokou spolehlivost a bezpečnost [1, 5].

S těmito novými výzvami začíná vývoj dalších typů tantalových kondenzátorů za použití amorfních organických látek, polymerních materiálů použitelných hlavně v oblasti katodové vrstvy.

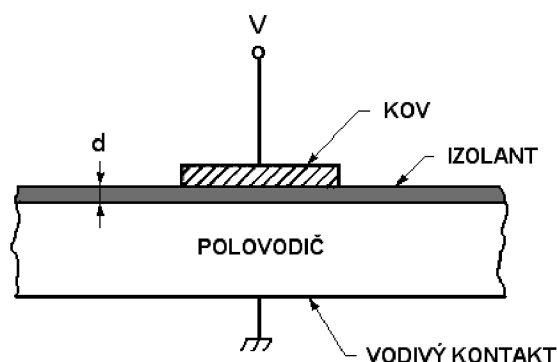
2.2.4. MIS struktura

MIS (kov-izolant-kov) struktura chovající se jako MIS dioda je nejvíce používanou strukturou pro studium povrchu. Spolehlivost a stabilita všech polovodičových součástek je přímo úměrná jejich povrchovým vlastnostem. Pro její funkčnost je důležité pochopení fyziky povrchu za pomoci MIS struktury. Dále je nutno se zabývat primárně problematikou MOS struktury (kov-oxid-polovodič), jelikož izolant v tantalových kondenzátorech představuje oxidová vrstva. Tento systém byl intenzivně studován, poněvadž je přímo spojený s planární součástkou a dalšími jejich seskupeními, kterými jsou tranzistory, integrované obvody a případně další komponenty na bázi polovodiče.

MIS struktura byla prvně navržena v roce 1959 (Moll, Pfann a Garrett) jako struktura kondenzátoru závislá na napětí (napětově závislý kondenzátor). Charakteristiky MIS kondenzátoru byly pak Franklem a Lindnerem analyzovány. MIS struktura a její funkce jako polovodičové diody byla prvně uplatněna Termanem, Lehovcem a Slobodskoyem ve studiu termálně oxidovaného povrchu křemíku [1].

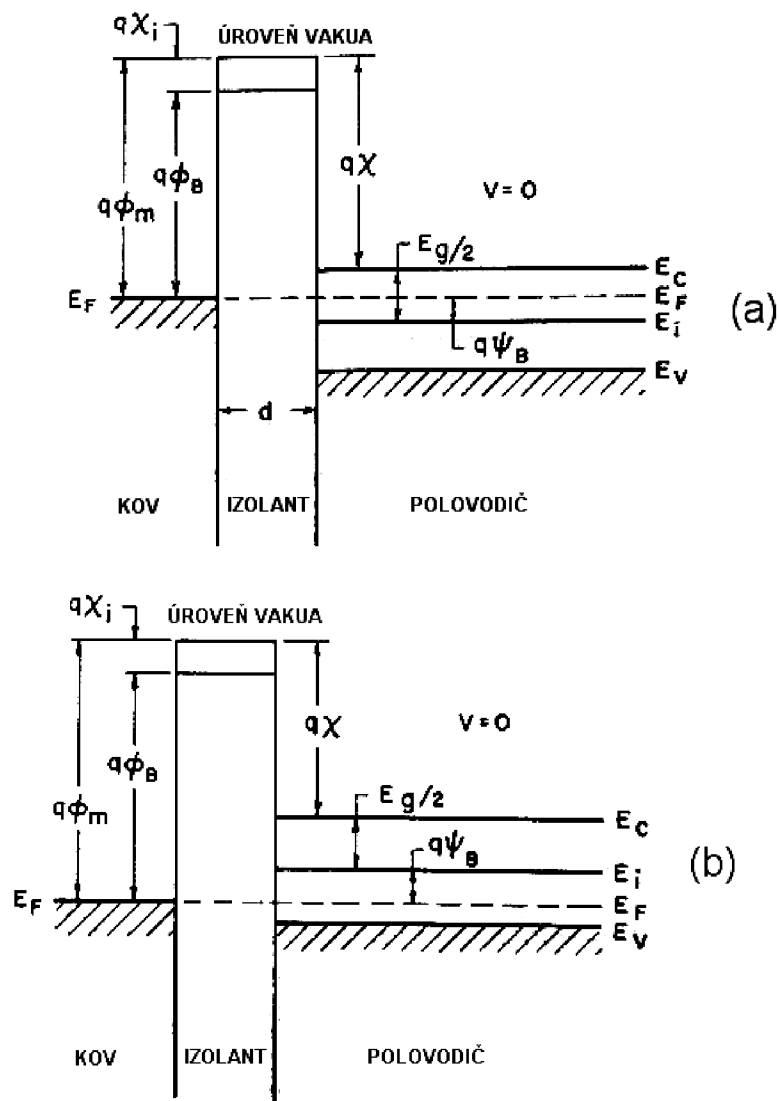
Princip vázaných nábojů byl prvně prezentován Boylem a Smithem v roce 1970.

2.2.4.1 Ideální MIS struktura



Obr. 2.11: Kov-izolant-polovodič (MIS struktura).

Na Obr. 2.11 je ukázána struktura MIS (kov-izolant-polovodič), kde d reprezentuje tloušťku izolační vrstvy a V je (přiložené) aplikované napětí přes MIS strukturu (na metalických deskách). Dále budeme používat značení, kde napětí V je kladné v případě, že je kladný potenciál na kovu a záporný potenciál na kontaktu polovodiče (ohmický kontakt). Označení napětí $-V$ je pro případ záporného tak, že potenciál má opačný charakter (záporný potenciál na kovu a kladný potenciál na ohmickém kontaktu) [1].



Obr. 2.12: Energetický pásový diagram ideální MIS struktury při předpětí $V=0$. a) polovodič n-typu, b) polovodič p-typu.

Energetický pásový diagram ideální MIS struktury pro napětí $V=0$ je zobrazen na Obr. 2.12, kde Obr. 2.12 na a) je zobrazen pásový diagram pro n-typ polovodiče a na b) je zobrazen p-typ polovodiče. Ideální MIS struktura je definována rovnicemi (2.1) a (2.2). V případě nulového napětí (potenciálu mezi elektrodami kov-ohmický kontakt), rozdíl mezi výstupní prací elektronu z kovu (metal work function) ϕ_m a výstupní prací z polovodiče (semiconductor work function) je nulová $\phi_{ms=0}$ pak platí:

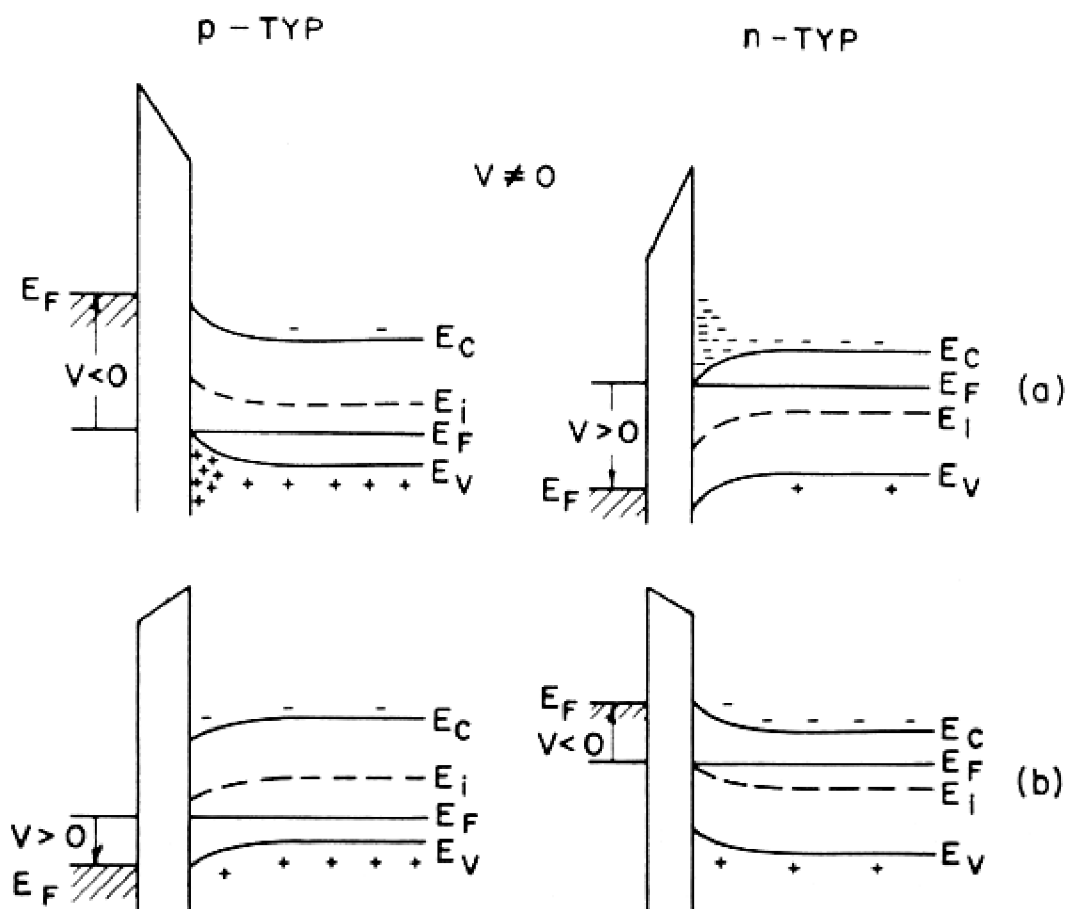
$$\phi_{ms} \equiv \phi_m - \left(\chi_i + \frac{E_g}{2q} - \psi_B \right) = 0, \text{ platí pro n-typ polovodiče} \quad (2.1)$$

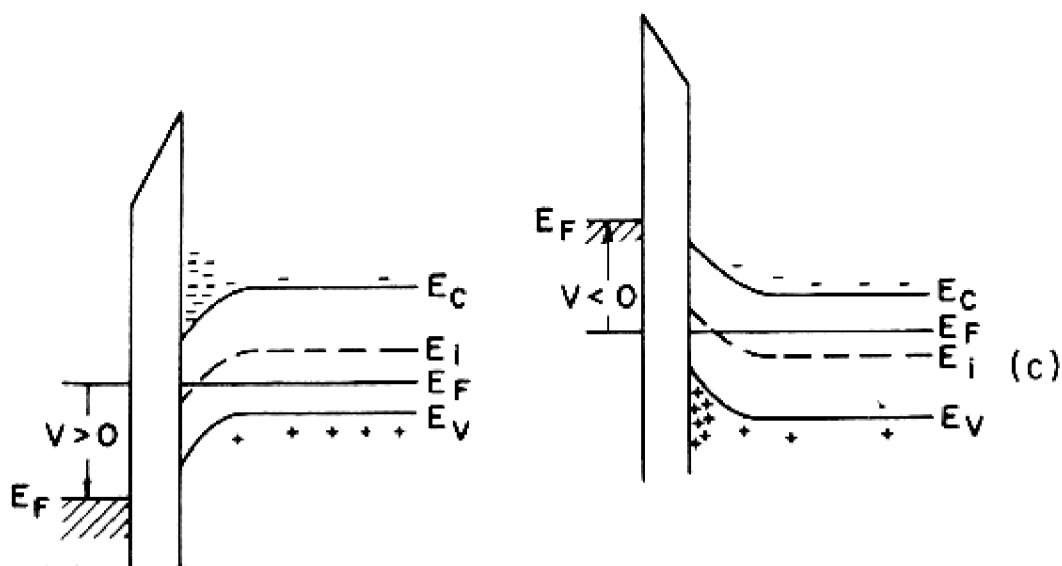
$$\phi_{ms} \equiv \phi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} + \psi_B \right) = 0, \text{ platí pro p-typ polovodiče} \quad (2.2)$$

kde ϕ_m je výstupní práce, χ je elektronová afinita polovodiče, χ_i je elektronová afinita izolantu. E_g zakázaný pás, ϕ_B je potenciálová bariéra mezi kovem a izolantem a tím i potenciálový rozdíl mezi Fermiho hladinou E_F a intrinsickou Fermiho hladinou E_i .

Jediné možné náboje, které mohou ve struktuře existovat v případě jakéhokoliv přiloženého napětí, jsou náboje v polovodiči a náboje s opačným znaménkem na povrchu kovu přiléhajících k izolantu (2). Přes izolant není žádný přenos náboje při přiloženém stejnosměrném napětí v případě, že je odpor izolační vrstvy nekonečný. Použití ideální MIS struktury slouží pro pochopení skutečné MIS struktury a fyzikální analýzy povrchů polovodiče (3).

Pokud je na ideální MIS strukturu přiloženo předpětí kladné nebo záporné, na povrchu polovodiče můžou nastat tři případy viz. Obr. 2.13. Nejdříve vezmeme v úvahu p-typ polovodiče. Pokud bude záporné napětí ($V < 0$) připojené na kovovou vrstvu, vrchol valenčního pásma se ohne směrem nahoru a je blízko Fermiho hladiny Obr. 2.13.a). V případě ideální MIS struktury jí neteče žádný proud a platí $d(I_{mref})/dx=0$. Úroveň Fermiho hladiny zůstává v polovodiči konstantní. Jelikož hustota nosičů náboje závisí exponenciálně na rozdílu energií ($E_F - E_V$), ohyb pásu způsobuje akumulaci majoritních nosičů (v tomto případě jsou to díry) blízko povrchu polovodiče. Pokud je přiloženo malé kladné napětí ($V > 0$), pás se ohne směrem dolů a majoritní nosiče jsou odvedeny, čímž se jedná o případ vyprázdnění, které je patrné z obrázku Obr. 2.13.b). V případě, že je přiloženo velké kladné napětí, pás se ohne ještě více směrem dolů, takže intrinsická úroveň E_i , na povrchu překoná Fermiho hladinu E_F Obr. 2.13.c). V této situaci počet elektronů (minoritních nosičů) na povrchu je větší než počet děr. Povrch je tím pádem invertován a proto se tento případ nazývá případem inverzním. Podobné výsledky můžou být obdrženy pro n-typ polovodiče. Polarita přiloženého napětí musí být opačná [1, 2, 5].





Obr. 2.13: Energetický pásový diagram ideální MIS struktury, kdy $V \neq 0$ v následujících případech a) akumulace, b) vyprázdnění, c) inverze.

2.2.4.2 Povrch prostorově nabitě oblasti

V této části se budeme věnovat závislosti mezi potenciálem povrchu, prostorovým nábojem a elektrickým polem. Vztahy jsou použity ke stanovení závislosti kapacity na stejnosměrném napětí v případě ideální MIS struktury.

Obr. 2.14 ukazuje detailnější pásový diagram na povrchu polovodiče p-typu. Potenciál ψ je definován s nulovou úrovní ve většinovém polovodiči (bulk of the semiconductor) a je měřen s ohledem na intrinsickou Fermiho hladinu E_i , tak jak je zobrazeno. Potenciál na povrchu polovodiče je potenciál $\psi = \psi_S$. Potenciál ψ_S je nazýván potenciálem povrchovým. Koncentrace elektronů a děr jako funkce ψ sou dány následujícími vztahy:

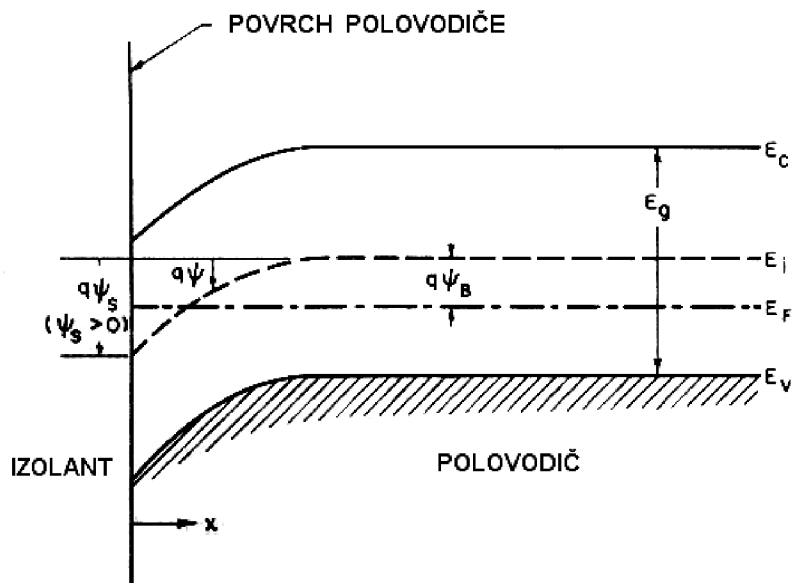
$$n_p = n_{p0} \exp(q\psi/kT) = n_{p0} \exp(\beta\psi) \quad (2.3)$$

$$p_p = p_{p0} \exp(-q\psi/kT) = p_{p0} \exp(-\beta\psi) \quad (2.4)$$

Povrchový potenciál ψ_S je kladný, tak jak je ukázáno na Obr. 2.13. Obr. 2.13 a) vznikne $\psi_S < 0$, Obr. 2.13 b) vyprázdnění vznikne, když $\psi_B > \psi_S > 0$, Obr. 2.13 c) Inverze vznikne, když $\psi_S > \psi_B$ kde ψ je kladné když se pás ohne směrem dolů, tak jak ukazuje Obr. 2.14, n_{p0} a p_{p0} je hustota elektronů a děr v rovnovážném stavu, respektive ve většinovém polovodiči a $\beta = q/kT$. Tudíž na povrchu platí následující funkce pro výpočet hustot.

$$n_s = n_{p0} \exp(\beta\psi_S) \quad (2.5)$$

$$p_s = p_{p0} \exp(-\beta\psi_S) \quad (2.6)$$



Obr. 2.14: Energetický pásový diagram na povrchu polovodiče p-typu.

Z předchozí diskuse a za pomoci rovnic (2.5) a (2.6), lze následovně rozdělit oblasti povrchového potenciálu:

| | |
|-----------------------|---|
| $\psi_S < 0$ | akumulace děr (pás je ohnut nahoru) |
| $\psi_S = 0$ | podmínka rovného pásu |
| $\psi_B > \psi_S > 0$ | vyprázdnění děr (pás je ohnut dolů) |
| $\psi_B = \psi_S$ | střední pás s $n_s = P_s = n_i$ (čistá koncentrace) |
| $\psi_S > \psi_B$ | inverze (elektronový vzestup, pás je ohnut směrem dolů) |

Potenciál ψ jako funkce vzdálenosti můžeme obdržet pomocí jednorozměrné Poissonovy rovnice:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s} \quad (2.7)$$

kde ϵ_s je permitivita polovodiče a $\rho(x)$ je celková hustota prostorového náboje dána rovnicí:

$$\rho(x) = q(N_D^+ - N_A^- + p_p - n_p) \quad (2.8)$$

N_D^+ a N_A^- jsou hustoty ionizovaných donorů a akceptorů. V objemu polovodiče, daleko od povrchu musí existovat neutralita nábojů. Musí platit: $\rho(x) = 0$ a $\psi = 0$, z čehož dostaneme:

$$N_D^+ - N_A^- = n_{po} - p_{po} \quad (2.9)$$

Pro jakoukoliv hodnotu ψ dostaneme z rovnic (2.3) a (2.4) následující:

$$p_p - n_p = p_{po} \exp(-\beta\psi) - n_{po} \exp(\beta\psi) \quad (2.10)$$

Tímto se pak dá vyjádřit výsledek Poissonovy rovnice ve tvaru:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} [p_{po} (e^{-\beta\psi} - 1) - n_{po} (e^{\beta\psi} - 1)] \quad (2.11)$$

Integrací rovnice (2.58) z většinového polovodiče na povrch:

$$\int_0^{\partial\psi/\partial x} \left(\frac{\partial\psi}{\partial x} \right) d \left(\frac{\partial\psi}{\partial x} \right) = -\frac{q}{\epsilon_s} \int_0^{\psi} [p_{po} (e^{-\beta\psi} - 1) - n_{po} (e^{\beta\psi} - 1)] d\psi \quad (2.12)$$

Následující vztah udává závislost mezi elektrickým polem ($\xi \equiv -d\psi/dx$) a potenciálem ψ :

$$\xi^2 = \left(\frac{2kT}{q} \right)^2 \left(\frac{qp_{po}\beta}{2\epsilon_s} \right) \left[(e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1) + \frac{n_{po}}{p_{po}} (e^{\beta\psi} - \beta\psi - 1) \right] \quad (2.13)$$

Dále zavedeme následující závislosti:

$$L_D \equiv \sqrt{\frac{kT\epsilon_s}{p_{po}q^2}} \equiv \sqrt{\frac{\epsilon_s}{qp_{po}\beta}} \quad (2.14)$$

$$F \left(\beta\psi, \frac{n_{po}}{p_{po}} \right) \equiv \sqrt{\left[(e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1) + \frac{n_{po}}{p_{po}} (e^{\beta\psi} - \beta\psi - 1) \right]} \geq 0 \quad (2.15)$$

Kde L_D je nazýváno vnější Debye délkou pro díry a pak elektrické pole bude popsáno:

$$\xi = -\frac{\partial\psi}{\partial x} = \pm \frac{\sqrt{2kT}}{qL_D} F \left(\beta\psi, \frac{n_{po}}{p_{po}} \right) \quad (2.16)$$

s kladným znaménkem pro $\psi > 0$ a negativním znaménkem pro $\psi < 0$. Pro stanovení elektrického pole vezmeme v úvahu, že $\psi = \psi_s$:

$$\xi_s = \pm \frac{\sqrt{2kT}}{qL_D} F \left(\beta\psi_s, \frac{n_{po}}{p_{po}} \right) \quad (2.17)$$

Podobně platí pro Gaussův zákon rozloženého náboje na jednotkovou plochu:

$$Q_s = -\epsilon_s \xi_s = \pm \frac{\sqrt{2}\epsilon_s kT}{qL_D} F \left(\beta\psi_s, \frac{n_{po}}{p_{po}} \right) \quad (2.18)$$

Hustoty náboje děr, Δp a hustoty elektronů Δn můžeme vyjádřit pomocí vztahů:

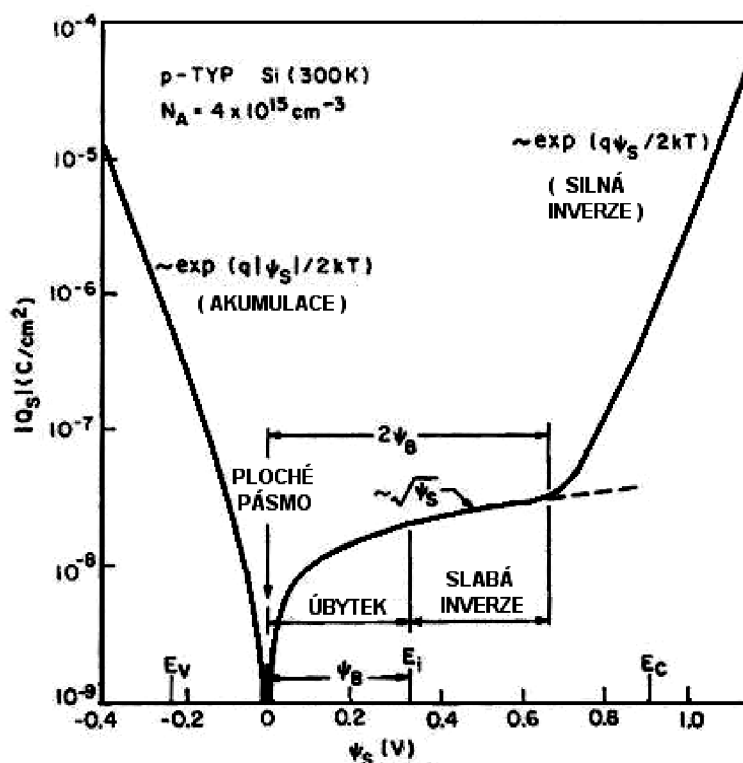
$$\Delta p = p_{po} \int_0^{\infty} (e^{-\beta\psi} - 1) dx = \frac{qp_{po}L_D}{\sqrt{2kT}} \int_{\psi_s}^0 \frac{e^{-\beta\psi} - 1}{F(\beta\psi, n_{po}/p_{po})} d\psi, \text{ cm}^{-2} \quad (2.19)$$

a

$$\Delta n = n_{po} \int_0^{\infty} (e^{\beta\psi} - 1) dx = \frac{qn_{po}L_D}{\sqrt{2kT}} \int_{\psi_s}^0 \frac{e^{\beta\psi} - 1}{F(\beta\psi, n_{po}/p_{po})} d\psi, \text{ cm}^{-2} \quad (2.20)$$

Na Obr. 2.15 je ukázka typické závislosti hustoty rozloženého náboje Q_s jako funkce povrchového potenciálu ψ_s při pokojové teplotě 300K pro p-typ křemíkového

polovodiče s $N_A = 4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Všimněme si, že pro záporné ψ_s je Q_s kladné a je v souladu s akumulací oblastí. Funkce $F\left(\beta\psi_s, \frac{n_{po}}{p_{po}}\right)$ je dominantní a odpovídá prvnímu členu rovnice (2.15), v ní je $Q_s \approx \exp(q|\psi_s|/2kT)$. V případě, že $\psi_s = 0$, dostaneme podmínku flat-band a pak je Q_s taktéž rovno nule ($Q_s = 0$). V případě, že $\psi_B > \psi_s > 0$, je Q_s záporné a jedná se o případ vyprázdnění. Funkce F je nyní určena druhým členem kdy $Q_s \approx \sqrt{\psi_s}$. Pro $\psi_s \gg \psi_B$ nastane inverzní případ s funkcí dominující se čtvrtým členem, kdy $Q_s \approx -\exp(q\psi_s/2kT)$ [1, 2].



Obr. 2.15: Závislost hustoty prostorového náboje v polovodiči, jako funkce povrchového potenciálu ψ_s v polovodiči p-typu pro $N_A = 4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$

Taky je zde nutno podotknout, že silná inverze vznikne hlavně díky existujícímu povrchovému potenciálu:

$$\psi_s(\text{inv}) \cong 2\psi_B = \frac{2kT}{q} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \quad (2.21)$$

Rozdílná kapacita polovodičové vyprázdněné oblasti je dána následující rovnicí:

$$C_D \equiv \frac{\partial Q_s}{\partial \psi_s} = \frac{\epsilon_s}{\sqrt{2}L_D} \frac{[1 - e^{-\beta\psi_s} + (n_{po}/p_{po})(e^{\beta\psi_s} - 1)]}{F(\beta\psi_s, n_{po}/p_{po})}, \quad \text{F/cm}^2 \quad (2.22)$$

Plochý stav (flat-band), nastane za podmínky $\psi_s = 0$. Po úpravě exponenciální složky obdržíme následující vyjádření:

$$C_D(\text{flat-band}) = \epsilon_s/L_D, \quad \text{F/cm}^2 \quad (2.23)$$

2.2.4.3 Ideální křivky MIS systému

Obr. 2.16 a) zobrazuje pásový diagram ideální MIS struktury s pásovým ohybem polovodiče totožným jaký je na obrázku Obr. 2.14. Distribuce náboje je ukázána na Obr. 2.16 b). Pro neutralitu náboje systému je požadováno aby:

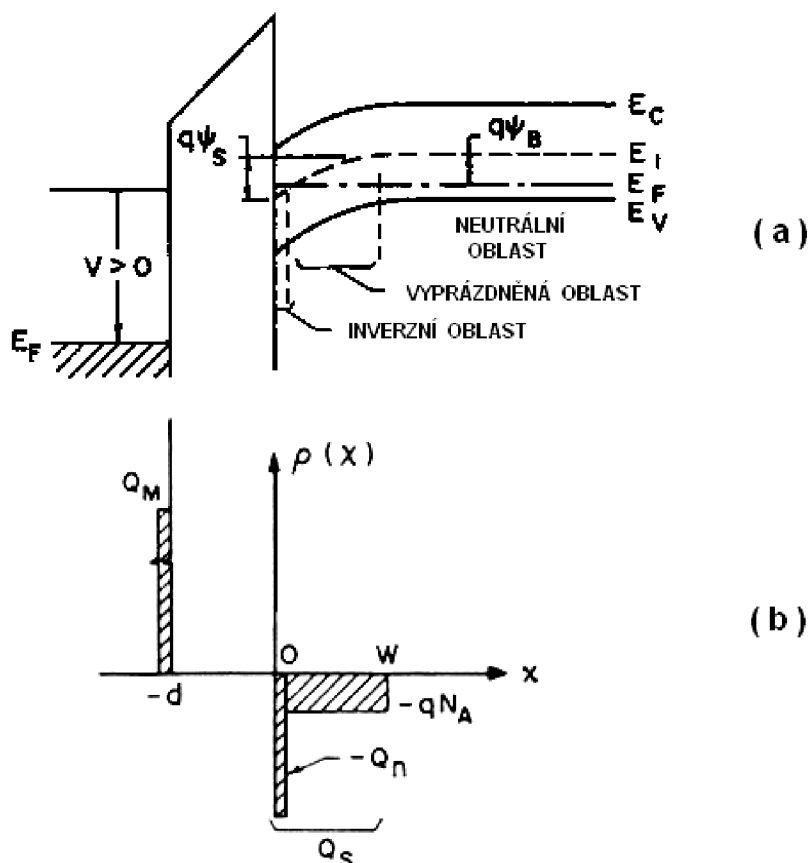
$$Q_M = Q_n + qN_A W = Q_s \quad (2.24)$$

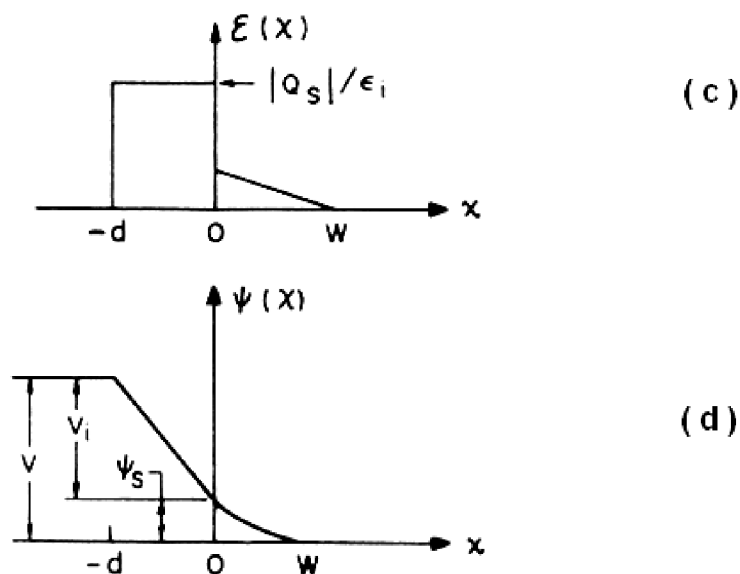
kde Q_M jsou náboje na jednotkovou plochu na kovové vrstvě, Q_n je náboj elektronů na jednotku plochy inverzní oblasti. Dále $qN_A W$ jsou ionizované akceptory na jednotku plochy v oblasti prostorového náboje s tloušťkou prostorového náboje W a Q_s je celkový náboje na jednotku plochy v polovodiči. Elektrické pole a potenciál se získají první a druhou integrací Poissonovy rovnice, jejichž výsledkem jsou křivky Obr. 2.16 c) a d).

Přiložené napětí se částečně objeví na izolantu a částečně na polovodiči v případě že výstupní práce jsou nulové a platí následující:

$$V = V_i + \psi_s \quad (2.25)$$

kde V_i je potenciál izolační vrstvy, který je dán vztahem (2.26) a je patrný z grafu na Obr. 2.16 c):





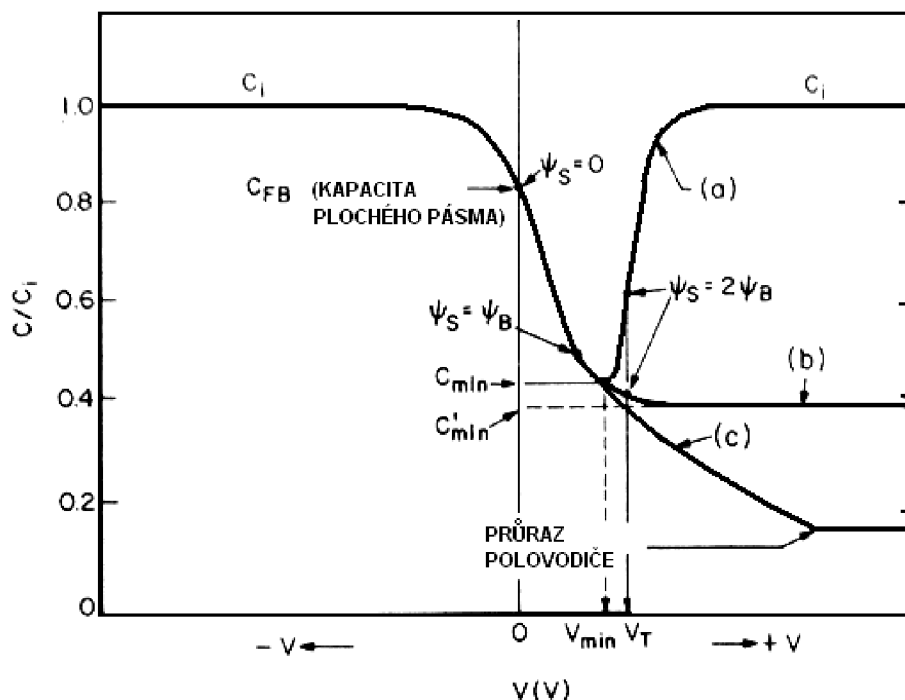
Obr. 2.16: a) Pásový diagram ideální MIS struktury, b) Distribuce náboje v inverzních podmínkách c) Rozložení elektrického pole, d) Rozložení potenciálu.

$$V_i = \xi_i d = \frac{|Q_s| d}{\epsilon_i} \left(\equiv \frac{|Q_s|}{C_i} \right) \quad (2.26)$$

Celková kapacita systému C je sériovou kombinací kapacity izolační vrstvy C_i a kapacity vyprázdněné oblasti C_D polovodiče:

$$C = \frac{C_i C_D}{C_i + C_D}, \quad \text{F/cm}^2 \quad (2.27)$$

V případě definované tloušťky izolační vrstvy d (dielektrická tloušťka) je hodnota kapacity izolační vrstvy C_i konstantní a odpovídá maximální hodnotě celkové kapacity systému. Kapacita vyprázdněné oblasti C_D dána rovnicí (2.22) je závislá na napětí. Kombinací rovnic (2.22), (2.25), (2.26) a (2.27) dostaneme celkový popis křivek kapacit ideální MIS struktury, tak jak je znázorněno na Obr. 2.17, křivka (a).



Obr. 2.17: Závislost kapacity na napětí MIS struktury a) nízká frekvence, b) vysoká frekvence, c) případ hlubokého vyprázdnění

Konkrétním zájmem je samozřejmě kapacita v podmínce flat-band, kdy $\psi_s = 0$ a z rovnic (2.23) a (2.27) dostaneme:

$$C_{FB}(\psi_s = 0) = \frac{\epsilon_i}{d + (\epsilon_i/\epsilon_s)L_D} = \frac{\epsilon_i}{d + (\epsilon_i/\epsilon_s)\sqrt{kT\epsilon_s/p_{po}q^2}} \quad (2.28)$$

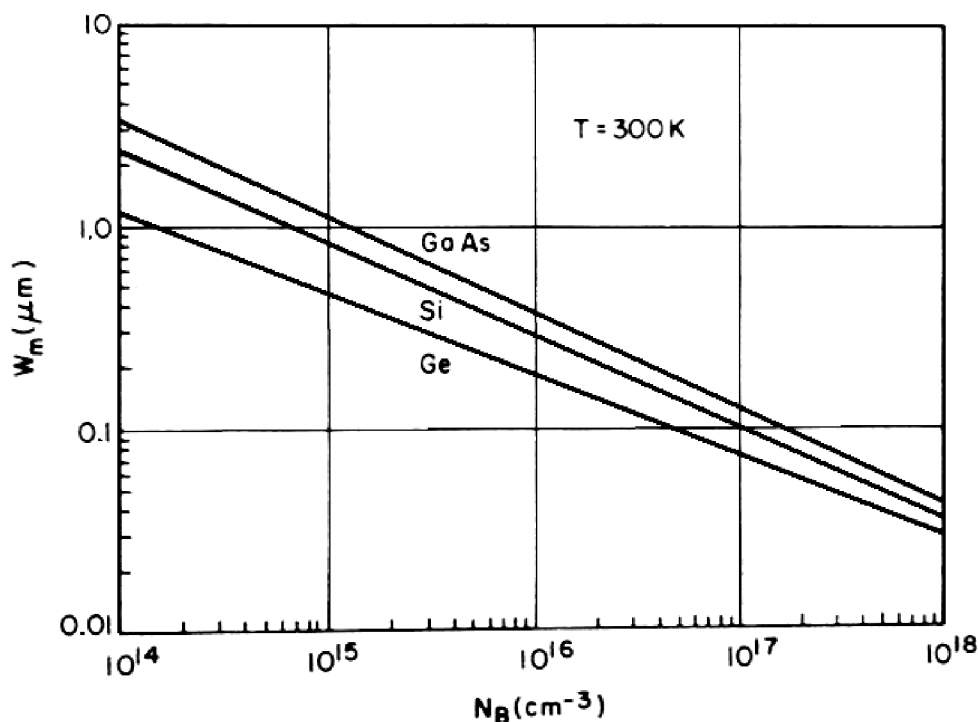
kde ϵ_i a ϵ_s jsou permitivity dielektrika izolační vrstvy a permitivity vyprázdněné oblasti polovodiče a L_D je vnější Debyeova délka dána rovnicí (2.14).

Při popisu výše zmíněných křivek začneme z levé strany (záporné napětí), kde se nám projevuje efekt akumulace děr a vznikne velká rozdílová kapacita polovodiče. Výsledkem je přiblížení celkové kapacity ke kapacitě izolační vrstvy. Pokud budeme znatelně redukovat záporné napětí směrem k nule, dojde k vytvoření vyprázdněné oblasti polovodiče, která se chová jako dielektrikum. Polovodič je zapojen v sérii s izolační vrstvou, což způsobuje redukcii celkové kapacity a její strmý pokles. Celková kapacita klesá na minimum a pak se znovu zvyšuje v závislosti na vytvoření inverzní elektronové vrstvy na povrchu. Minimální kapacita a tomu odpovídající minimální napětí jsou označeny C_{min} a V_{min} , tak jak je naznačeno na Obr. 2.17. Jakmile je polovodič vyprázdněn, ionizované akceptory ve vyprázdněné oblasti jsou dány vztahem $-qN_A W$, kde W je šířka vyprázdněné oblasti. Integrovaním Poissonovy rovnice získáme potenciálové rozložení ve vyprázdněné oblasti [1, 2, 5].

$$\psi = \psi_s \left(1 - \frac{x}{W}\right)^2 \quad (2.29)$$

kde je povrchový potenciál ψ_s dán vztahem:

$$\psi_s = \frac{qN_A W^2}{2\epsilon_s} \quad (2.30)$$



Obr. 2.18: Příklad maximální šířky vyprázdněné oblasti ve srovnání s koncentrací nečistot polovodiče Ge, Si, a GaAs za podmínky silné inverze

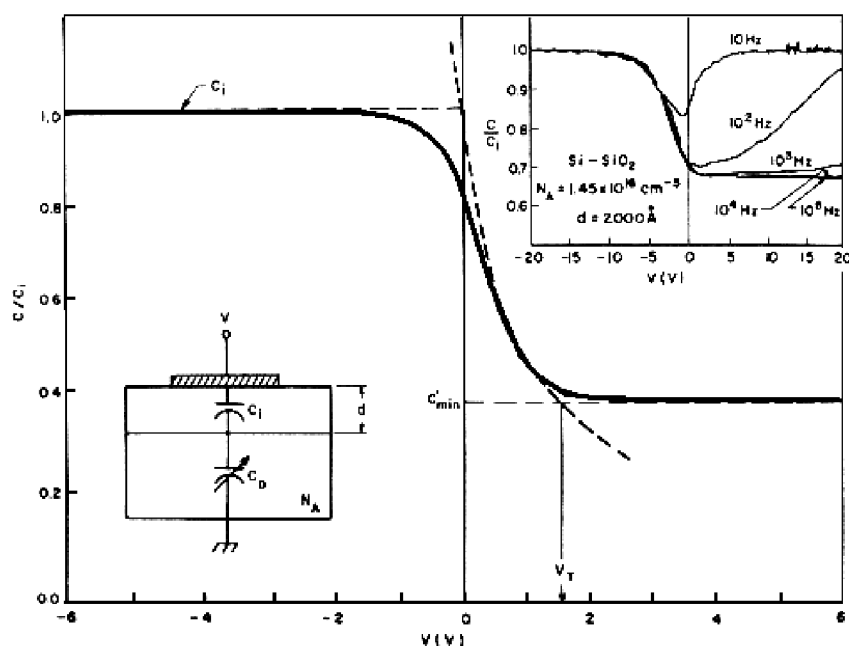
Zvyšování přiloženého napětí vede k tomu, že, ψ_s a i W se taktéž zvětší. Eventuálně vznikne silná inverze. Jak je ukázáno na Obr. 2.15, silná inverze začne v důsledku $\psi_s(inv) \cong 2\psi_B$. Když vznikne silná inverze, šířka vyprázdněné vrstvy dosáhne maxima. Pásky jsou ohnuty hodně dolů, tak že $\psi_s = 2\psi_B$, polovodič je efektivně zastíněn pro další penetraci elektrického pole díky inverzní vrstvě a dokonce velmi malé zvýšení v pásovém ohybu, které odpovídá velmi malému nárůstu šířky vyprázdněné oblasti, má za následek velmi velké zvýšení hustoty náboje v oblasti inverzní vrstvy. Následně maximální šířka W_m povrchu depletiční oblasti v ustáleném stavu se získá z rovnic (2.21) a (2.30), Dostaneme:

$$W_m \cong \sqrt{\frac{2\epsilon_s \psi_s(inv)}{qN_A}} = \sqrt{\frac{4\epsilon_s kT \ln(N_A/n_i)}{q^2 N_A}} \quad (2.31)$$

Vztah mezi W_m a koncentrací nečistot je ukázán na Obr. 2.18 a platí pro Ge, Si, a GaAs, kde N_B je rovno N_A v případě polovodiče p-typu a N_D pro polovodič n-typu.

Pro napětí V_T , vznikne silná inverze. Z rovnic (2.21) a (2.25) můžeme obdržet následující vztah:

$$V_T(strong_inversion) = \frac{Q_s}{C_i} + 2\psi_B \quad (2.32)$$



Obr. 2.19: Závislost kapacity na stejnosměrném napětí MIS struktury při vysoké frekvenci

Protože ve většině silných inverzí, kdy $Q_s = qNAW$, určené z rovnice (2.24), je napětí V_T , nazývané jako prahové napětí je dáno vztahem:

$$V_T = \frac{\sqrt{2\varepsilon_s q N_A (2\psi_B)}}{C_i} + 2\psi_B \quad (2.33)$$

Pro výpočet celkové kapacity dostaneme následující závislost:

$$C'_{\min} \cong \frac{\varepsilon_i}{d + (\varepsilon_i/\varepsilon_s)W_m} \quad (2.34)$$

Obr. 2.19 ukazuje křivku kapacity při vysoké frekvenci s jejími aproximovanými segmenty (čárkované křivky). Obrázek v příloze Obr. 2.19 ukazuje měřené křivky MIS struktury pro různé frekvence. Všimněte si, že počátek křivek nízké frekvence vznikne na frekvencích $f \leq 100\text{Hz}$ [1, 2, 5]

2.2.4.4 MOS STRUKTURA

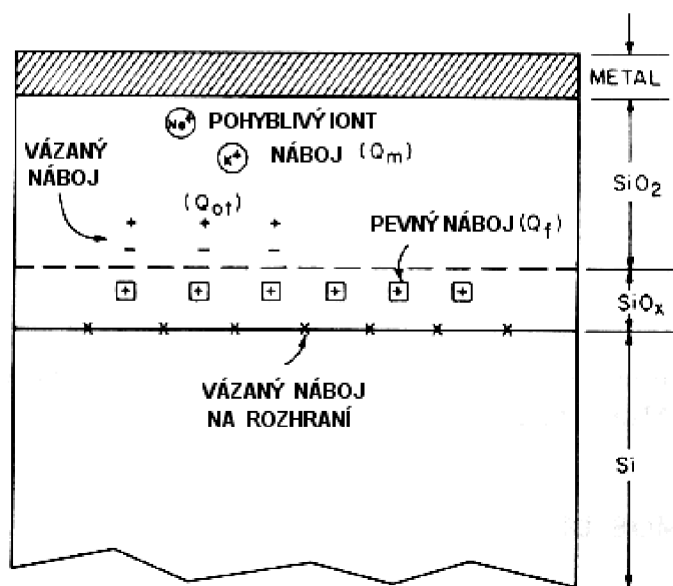
Ze všech typů MIS struktur je nejdůležitější MOS struktura. Reálná funkce přechodu polovodič-oxid je stále předmětem zkoumání jevů, které uvnitř probíhají. Nejlepší interpretací se jeví chemická kompozice plošné oblasti, jako následek termální oxidace, která je monokrystalickou strukturou následovanou rovnoměrnou vrstvou oxidu. Takto vytvořená oblast oxidu na povrchu polovodiče zůstává stechiometrická a amorfní. Ve skutečné MOS struktuře existují lokalizované pasti na obou stranách. Tato interpretace se nejvíce podobá ideální MOS struktuře.

Základní klasifikace těchto pastí je zobrazena na Obr. 2.20. Přechod nábojů Q_{it} , které jsou náboji lokalizovanými v přechodu polovodič-oxid s energetickými stavy v zakázaném pásu polovodiče a které můžou vyměňovat náboje s polovodičem ve velmi

krátkém časovém úseku. Pevné oxidové náboje Q_f , které jsou lokalizovány na přechodu a nebo blízko přechodu a jsou téměř nepohyblivé v případě přiložení elektrického pole, oxidem zachycené náboje Q_{ot} , můžou vzniknout, například díky rentgenové excitaci a nebo injekci horkých elektronů. Vzniklé pasti se pohybují uvnitř oxidové vrstvy, a pohyblivé ionty (4) Q_m j například ionty sodíku, se stávají pohyblivými v případě teploty a stárnutí oxidu.

Dříve zmíněné Q_s jsou efektivní náboje na jednotkovou plochu (C/cm^2). Můžeme použít index N , abychom převedli efektivní počet nábojů jednotky plochy, který pak je $N = Q/q$ jako počet nábojů na cm^2 . Pro hustoty přechodových pastí D_{it} platí:

$$D_{it} = \frac{1}{q} \frac{dQ_{it}}{dE}, \text{ počet nábojů/cm}^2 \cdot \text{eV} \quad (2.35)$$



Obr. 2.20: Terminologie nábojů asociovaných s termálně oxidovaným polovodičem

2.2.4.5 Rozhraní zachyceného náboje

Shockley a další studovali rozhraní zachyceného náboje Q_{it} a potvrdili existenci Q_{it} v oblasti zakázaného pásu díky přerušené parodické mřížkové struktuře na povrchu krystalického materiálu. Shockley a Pearson experimentálně objevili existenci Q_{it} při měření povrchové vodivosti. Měření na čistém povrchu v ultravysokém vakuu potvrdilo, že Q_{it} vykazuje vysoký řád hustoty povrchových atomů. Pro přítomnost MOS struktury, která měla termálně vytvořený oxid na polovodiči, většina rozhraní zachyceného náboje může být neutralizována při nízkých teplotách (450°C) vodíkového chlazení-temperování. Hodnota Q_{it} může být nízká 10^{10} cm^{-2} , což v přepočtu odpovídá 10^5 povrchových atomů [1, 2, 5].

Distribuční funkce donorových pastí:

$$F_{SD}(E_t) = \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right)} \right] = \frac{1}{1 + g \exp\left(\frac{E_F - E_t}{kT}\right)} \quad (2.36)$$

A akceptorových pastí:

$$F_{SA}(E_t) = \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right)} \quad (2.37)$$

kde E_t je energie rozhraní pasti a g je hustota základního stavu, která je 2 pro donory a 4 pro akceptory.

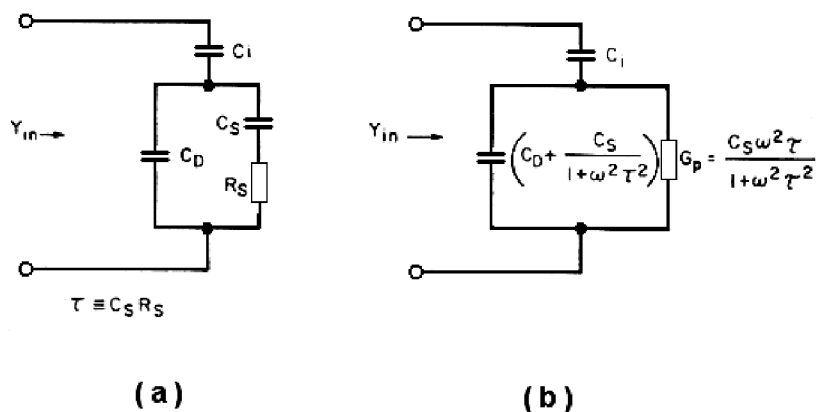
V případě, že je přiloženo napětí, úroveň rozhraní, hladina pastí se pohne směrem nahoru nebo dolů s valenčním nebo vodivostním pásem pokud zůstane zachována konstantní Fermiho hladina. Změna náboje je způsobena kapacitou MIS struktury a změni charakter ideálních MIS křivek. Základní náhradní obvod je zobrazen na Obr. 2.21 a).

Na obrázku C_i a C_D jsou kapacitami izolantu a kapacity vyprázdněné oblasti v polovodiči a jsou identické s těmi, které jsou uvedeny na Obr. 2.19. Složky R_s a C_s jsou definovány jako doba života rozhraní-past, které udává frekvenční závislost rozhraní pastí. Paralelní větev náhradního obvodu Obr. 2.21 a) může být převedena na frekvenční závislost kapacity C_p paralelního spojení s frekvenčně závislou vodivostí G_p , tak jak je patrné z Obr. 2.21 b), kde platí vztahy:

$$C_p = C_D + \frac{C_s}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2.38)$$

a

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{C_s \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2.39)$$



Obr. 2.21: Náhradní obvod obsahující efekt rozhraní-past, kde C_s a R_s jsou spojeny s hustotou interface-trap.

kde $\tau = C_s R_s$ a vstupní vodivost je pak dána vztahem:

$$Y_{in} = G_{in} + j\omega C_{in} \quad (2.40)$$

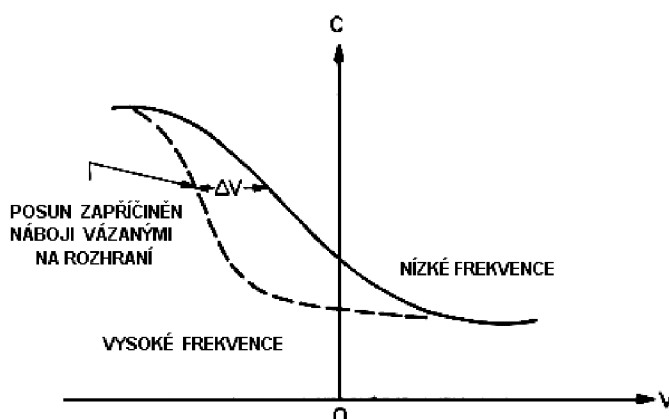
a následně):

$$G_{in} = \frac{\omega^2 \tau C_s C_i^2}{(C_i + C_D + C_s)^2 + \omega^2 \tau^2 (C_i + C_D)^2} \quad (2.41)$$

$$C_{in} = \frac{C_i}{C_i + C_D + C_s} \left[C_D + C_s \frac{(C_i + C_D + C_s)^2 + \omega^2 \tau^2 C_D (C_i + C_D)}{(C_i + C_D + C_s)^2 + \omega^2 \tau^2 (C_i + C_D)^2} \right] \quad (2.42)$$

2.2.4.6 Metodika výpočtu kapacity

. Na základě rovnic (2.41) a (2.42) lze ukázat, že vodivosti může dát mnohem přesnější výsledky hlavně v případě MOS systému s relativně nízkou hustotou rozhraní-past. Měření kapacity poskytne rychlé vyhodnocení posunu flat-band (plochého pásu) a celkového zachyceného náboje Q_{it} .



Obr. 2.22: Rozprostření kapacity díky nábojům v rozhraní pastí.

Obr. 2.22 ukazuje rozšíření CV v důsledku zachycených nábojů na rozhraní. Na vysoké frekvenci $\omega\tau \gg 0$ pasti rozhraní nemohou následovat pohyb střídavého napětí, takže se vyjádření kapacity v rovnici (2.42) redukuje na vyjádření dané rovnicí (2.27), čímž získáme vysokofrekvenční křivku (čárkovaně), volnou kapacitu vlivem pastí rozhraní. Rozhraní pastí na přiloženém napětí způsobuje posuv ideální křivky MOS struktury podél napěťové osy, jelikož pokud rozhraní pastí jsou přítomna, pro vytvoření povrchového potenciálu je nezbytné více nábojů na kovové vrstvě. Rozhraní pasti je dáno následujícím vztahem:

$$D_{it} = \frac{C_i}{q} \left[(d\psi_s/dV)^{-1} - 1 \right] - \frac{C_D}{q}, \quad \text{cm}^{-2} \text{ eV}^{-1} \quad (2.43)$$

Kde $d\psi_s/dV$ je strmost ψ_s oproti křivce kapacity C . C_D je počítáno ze známé hustoty dopování z rovnice (2.22). Metoda integrace je zapojena pro prozkoumání ψ_s oproti V , používajícího měření kapacity na nízkých frekvencích. V případě, že mohou být zanedbány zachycené náboje a pohyblivé ionty, obdržíme výsledný vztah po úpravě rovnic (2.25) a (2.27) a předpokladu, že $dQ = C_i dV_i = C dV$ dostaneme:

$$\left(\frac{\partial \psi_s}{\partial V}\right) = 1 - \frac{C}{C_i} \quad (2.44)$$

a

$$\left(\frac{\partial \psi_s}{\partial V_i}\right) = \frac{C_i}{C} - 1 \quad (2.45)$$

Integrací rovnice (2.44) od V_1 do V_2 získáme vztah:

$$\psi_s(V_1) - \psi_s(V_2) = \int_{V_2}^{V_1} \left[1 - \frac{C}{C_i}\right] dV \quad (2.46)$$

Rovnice (2.46) indikuje, že povrchový potenciál se v případě přiloženého napětí dá stanovit integrací křivek $(1 - C/C_i)$. Musíme vzít v potaz, že rovnice (2.46) je pouze platná, když rozhraní zachycených nábojů jsou v rovnováze v celém časovém období v průběhu měření CV charakteristiky. To znamená, že měřicí frekvence musí být dost nízká, tak aby všechny pasti rozhraní mohly sledovat jak stejnosměrné předpětí, tak i střídavý superponovaný signál. Požadavek nábojové neutrality v MIS systému nám umožní následnou závislost. V návaznosti na přírůstek hustoty prostorového náboje (Q_s) v polovodiči následně dostáváme $D_{it}(q\psi_s) = D_{it}^d(q\psi_s) + D_{it}^a(q\psi_s)$, kde D_{it}^d a D_{it}^a jsou hustota rozhraní pastí donorů a hustota rozhraní pastí akceptorů. Pro zachování nábojové neutrality dostaneme:

$$\frac{\epsilon_i V_i}{d} = q \int_{E_v}^{E_c} [D_{it}^d F_{SD}(E_t) - D_{it}^a F_{SA}(E_t)] dE_t + Q_s \quad (2.47)$$

Derivací rovnice (2.47) pak platí:

$$\frac{\partial \psi_s}{\partial V_i} = \frac{\epsilon_i / d}{(dQ_s / d\psi_s) + qD_{it}(q\psi_s)^*} \quad (2.48)$$

Z rovnice (2.45) a (2.46) můžeme přímo získat křivku $\partial \psi_s / \partial V$ srovnáním s ψ_s za použití kapacity MIS struktury naměřené na nízké frekvenci. Srovnáním naměřené křivky s křivkou stanovenou rovnicí (2.48) se dá přesně určit D_{it} , pokud je známa hustota dopování polovodiče a provozní teplota [1, 2].

2.2.5. Teorie struktury MIS

Tantalové kondenzátory s pevným elektrolytem jsou velmi komplexním řešením, pokud vezmeme v úvahu všechny typy materiálu a jejich geometrické struktury s tím spojené. Vývoj a lepší pochopení jejich struktury a funkčnosti jsou hlavní složkou pro neustálé zdokonalování jejich funkčnosti. Zatímco jsme se v předchozích kapitolách dozvěděli více o jejich komplexním složení, základní struktura moderního tantalového kondenzátoru může být stále schematicky reprezentována Obr. 2.23. Z pohledu geometrického složení, je tato reprezentace značně zjednodušená. Pokud se na to podíváme z pohledu materiálového složení, má daná struktura vhodný tvar popisující funkční kondenzátor. Tato struktura překvapivě vypadá jako model paralelně vrstveného kondenzátoru popsaného rovnicí (2.1) s tantalovou anodou, dielektrikem Ta_2O_5 a následnou katodovou vrstvou tvořenou burelem MnO_2 .

Nicméně, je zde jedna výjimka. Burel (MnO_2) je dopován na úroveň polovodičového materiálu s vlastní vodivostí typu N. Tantalové kondenzátory s pevným elektrolytem jsou ve skutečnosti popsány modelem MIS struktury (kov-izolant-polovodič). Avšak, tato jejich MIS struktura je relativně nová a mezi výrobci tantalových kondenzátorů poměrně neznámá [5].

| | |
|--------------------|--------------------------------|
| Vývod | Cu vodič |
| | Ta vodič |
| Anoda - M | Ta struktura |
| Dielektrikum - I | vrstva Ta_2O_5 |
| Katoda - S | povlak MnO_2 |
| Připojovací systém | povlak C |
| | povlak Ag |
| Vývod | Ag pasta |
| | Cu vodič |

Obr. 2.23: Základní struktura moderního tantalového kondenzátoru

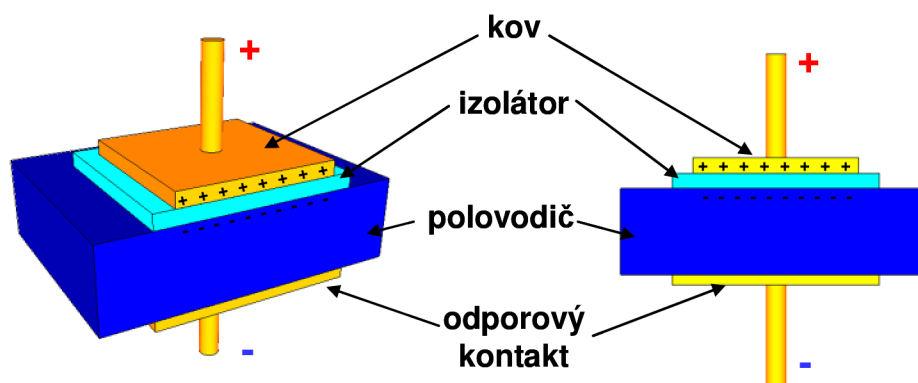
Jestliže je katoda tvořena sloučeninou burelu MnO_2 , což lze považovat za polovodičový materiál, tak jak je popsáno na Obr. 2.24, stává se tato struktura MIS strukturou.

| | |
|---|--------------------------------|
| M | Ta struktura |
| I | Ta_2O_5 vrstva |
| S | MnO_2 povlak |

Obr. 2.24: Základní součástka MIS struktury

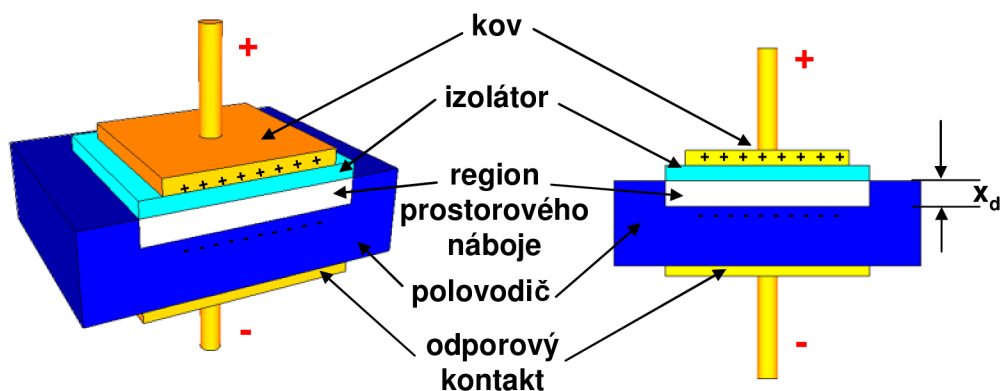
Pokud se zamyslíme nad shodou v nákresech Obr. 2.23 a Obr. 2.24, pak můžeme předpokládat, že je možno tantalové kondenzátory charakterizovat jako součástku se strukturou MIS a provést na nich stejná měření, tak jako je to mu na jakémkoliv jiné součástce MIS struktury. Do té doby, než se pustíme do detailního pohledu na tantalový kondenzátor z pohledu MIS struktury, musíme prvně zrevidovat strukturu, na které je tento předpoklad založen a prozkoumat tak MIS kondenzátor. V základní podstatě je MIS kondenzátor planární strukturou vytvořenou vrstvením vhodných materiálů. Základní vrstva a v podstatě celá struktura je anorganický polovodič. V běžných případech, týkajících se aktivních součástek je polovodičová struktura katody postavena na základním materiálu, kterým je křemík a jeho dotovaných p-typech nebo n-typech v závislosti na použití. Ohmický kontakt musí být vyroben na začátcích a koncích MIS struktury, který ve finále slouží jako skutečná kontaktní vrstva. Na povrchu polovodiče se oxidová vrstva vytváří typicky pomocí termálního růstu, čímž je docíleno provedení dielektrika. Metalická vrstva je obvykle tvořena vysoce vodivým materiálem polykrystalického křemíku a je deponována na povrchu oxidové vrstvy dielektrika a zároveň tím pádem slouží jako anodový kontakt.

Na rozdíl od tantalových kondenzátorů, které jsou diskrétními součástkami, obecný MIS kondenzátor může být vybudován ve velkém počtu jednotlivých součástek na jednom polovodičovém materiálu/substrátu. Tento planární substrát je vykreslen na Obr. 2.25 [1, 2, 5].



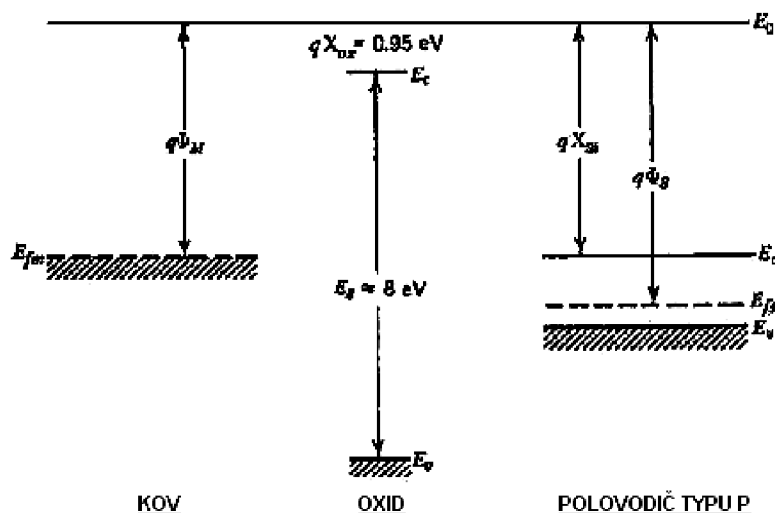
Obr. 2.25: Planární struktura MIS kondenzátoru.

Funkčnost MIS součástky jako kondenzátoru může být jednoduše vysvětlena díky jejímu srovnání se standardním paralelním deskovým kondenzátorem. V případě, že v paralelní deskové struktuře bude negativní napětí přiloženo na anodu kondenzátoru, vytvoří se vrstva negativně nabitých nábojů podél anodové desky a naopak vrstva pozitivně nabitých nábojů se objeví podél desky katody, což způsobí indukci elektrického pole mezi těmito dvěma elektrodami. Kapacita této struktury je pak rovněž dána dříve uvedeným základním vztahem (2.1). Jestliže je katodová deska nahrazena polovodičovým substrátem typu P, dostaneme MIS kondenzátor popsany na Obr. 2.25. Pokud znovu budeme aplikovat na anodu negativní napětí, dostaneme negativní náboj podél anodové desky a elektrické pole bude indukováno přes dielektrickou vrstvu. Pokud je toto elektrické pole dostatečně silné, aby prostoupilo do polovodičového substrátu, většinové nosiče díry budou vystaveny síle, která je bude posouvat směrem k přechodu polovodič-oxid. Tato akumulace náboje v oxidu na straně katody se chová jako katodová deska, skoro jako příklad paralelně plátovaného kondenzátoru. Pokud se změní polarita tak, že pozitivní náboj bude existovat na anodové desce a indukované elektrické pole bude opačně orientováno. V případě, že elektrické pole pronikne do polovodičového substrátu, většinové nosiče díry budou tlačeny silou elektrického pole z rozhraní polovodič-izolant (oxid). Jelikož jsou díry vytlačeny pryč, negativně prostorově-nabitá oblast, známá jako vyprázdňená oblast, je vytvořena díky pevným ionizovaným akceptorovým atomům. Prostorově nabitá oblast posune katodovou desku z rozhraní pomocí šířky vyprázdňěného pásma x_d , tak jak je znázorněno na Obr. 2.26, což má za následek změnu efektivní tloušťky dielektrika a celkové kapacity struktury [1]. Závislost kapacity kondenzátoru na stejnosměrném napětí je klíčová vlastnost, která odlišuje MIS kondenzátoru od klasického deskového MIM kondenzátoru a zároveň vede k rozdílným modelům funkčnosti MIS komponentů. MIS komponenty lze zkoumat v modech přímého pásu, akumulace, vyprázdňení a inverze. Každý režim zobrazuje unikátní charakteristiku, která je dána komplexní distribucí náboje spojenou s šířkou vyprázdňení a v opačném případě aplikovaného napětí. Detaily provozních režimů budou dále diskutovány.



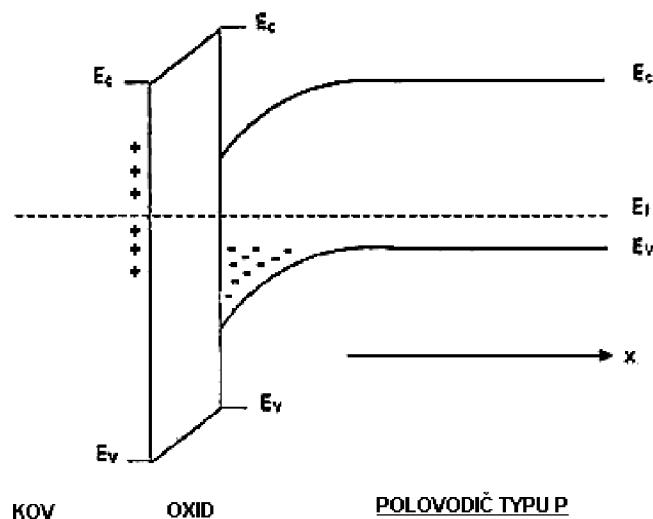
Obr. 2.26: Indukovaná oblast prostorového náboje

V prvním případě pro vyšetřování provozních režimů MIS kondenzátoru je třeba nejdříve vzít v úvahu pásový diagram popisující tento typ kondenzátoru.



Obr. 2.27: Rozdělený pásový diagram

Na Obr. 2.27 je ilustrace samotného komponentu pásového diagramu MIS. Tento samotný systém se sestává z hliníku jako metalické vrstvy, křemíkového polovodiče typu P a izolační vrstvy SiO_2 , která zde zastává funkci dielektrika. Je zde třeba poznamenat, že výstupní práce elektronů u hliníku (Φ_M) je zde menší než výstupní práce z polovodiče typu P (Φ_S). Rozdíly ve výstupních pracích kovu ve srovnání s polovodiči způsobují přenos elektronů z kovu do polovodiče, pokud jsou tyto materiály v těsném kontaktu. Bez externího napětí vznikne nábojový přenos pouze po Fermiho úroveň (E_f), která je konstantní skrze všechny materiály a systém je v rovnovážném stavu.



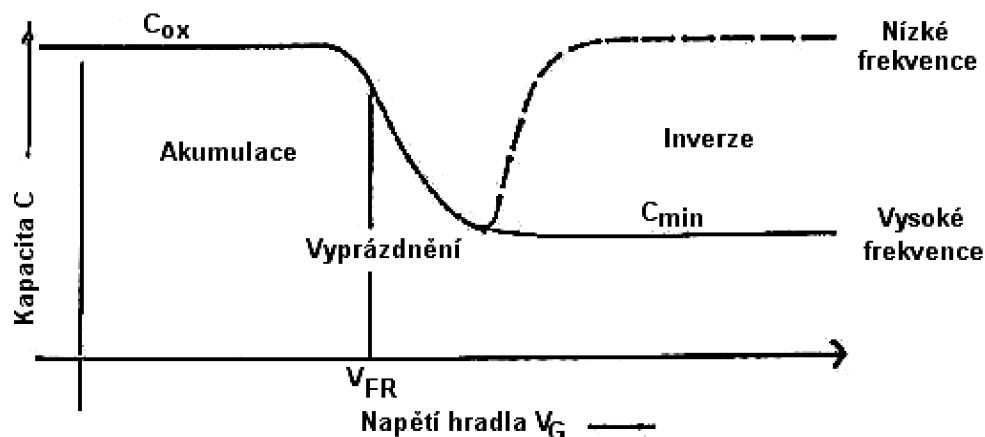
Obr. 2.28: Pásový diagram v rovnováze

Výsledky, které jsou znázorněny na Obr. 2.28, jsou tenké vrstvy pozitivních nábojů na kovové vrstvě a region prostorového náboje ionizovaných akceptorů v křemíku a ohyb pásů tak, aby byla Fermiho úroveň konstantní [1, 2, 5].

2.2.6. CV charakteristiky – závislost kapacity na stejnosměrném napětí

Provozní režimy, které byly právě popsány, ukazují, že kapacita MIS struktury je závislá na přiloženém stejnosměrném napětí. Grafická reprezentace této závislosti je vykreslena na Obr. 2.29 jako závislost kapacity na napětí nebo jinak řečeno CV křivka. Tato CV charakteristika je vyjádřena dvěma nezávislými měřeními. Jedno měření je provedeno na nízké frekvenci a druhé na vysoké frekvenci, kde frekvence je vlastně parametrem jednotlivých CV křivek. Aby se provedlo toto měření, je třeba měnit stejnosměrné napětí od záporných hodnot přes nulové napětí a následně do kladných hodnot. Toto napětí je aplikováno na měřený kondenzátor tak, že je na stejnosměrném měřicím napětí superponována konstantní střídavá složka napětí požadované frekvence a malého napětí řádově stovek milivoltů. Toto malé střídavé napětí je použito pro měření kapacity komponentu pro různé hodnoty stejnosměrného napětí. Uvedená metoda měření CV charakteristik je konzistentní s tím, jak se CV měření provádí na tradičních MIS součástkách.

Dalším krokem je vysvětlit, proč křivky vypadají tak, jak jsou naměřeny a kde se skrývají hlavní rozdíly pro měření na nízkých frekvencích ve srovnání s vysokými frekvencemi [1, 5].



Obr. 2.29: CV křivka MIS kondenzátoru s p-type substrátem

Prvním měřením je měření při nízké frekvenci neboli při kvazistatickém střídavém signálu. Když je stejnosměrné předpětí záporné, křivky ukazují, že je celý systém v akumulacím režimu. Systém se chová jako konvenční deskový kondenzátor s konstantní kapacitou C_{ox} . Pokud se stejnosměrné předpětí dále zvyšuje, povrch přechodu začíná být vyprázdňovaný a změna aplikovaného předpětí indukuje změnu vyprázdňovaného náboje. Celková kapacita je určena sériovou kombinací C_{ox} a C_D . Jelikož se parametry součástky díky přiloženému napětí mění, depletiční šířka se zvětšuje, což má za následek zmenšování C_D a tím pádem i celkové kapacity. Stejněsměrné napětí se dále zvětšuje a inverzní vrstva se začíná měnit. Změna předpětí má za následek změnu v inverzním náboji, eventuálně vracení náboje zpět do kondenzátoru s kapacitou C_{ox} .

Druhé měření tradiční MIS součástky je realizováno zvyšováním stejnosměrného předpětí od záporných hodnot do kladných za použití střídavého měřicího signálu vysokých frekvencí, typicky 1MHz superponovaného na měřicí stejnosměrné napětí. Toto měření změní CV charakteristiky pro vysokou frekvenci (1MHz). Měření je znázorněno částí křivky, ve které je součástka měřena v akumulacím a depletičním režimu, které jsou identické měřením provedeným na nízkých frekvencích. Minoritní nosiče, které obsazují inverzní vrstvu, jsou generovány termálně, což je relativně pomalý proces probíhající při pokojové teplotě. Pokud se používá vysokofrekvenční signál, termální generace nemůže vytvořit minoritní nosiče dostatečně rychle tak, aby podpořila změnu náboje v inverzní vrstvě. Změna náboje se změnou aplikovaného napětí není tím pádem již platná, ale uplatňuje se zde depletiční náboj. Depletiční vrstva podporuje změnu náboje tak, že se projevuje zvýšení měřené kapacity a celková kapacita pak zůstává sériovou kombinací C_{ox} a C_D , což se vznikne jen při měření na vysoké frekvenci a při relativně velkém kladném stejnosměrném předpětí. Závislost CV charakteristiky klesá s rostoucím stejnosměrným předpětím, což má za následek dosažení minimální hodnoty kapacity korespondující s maximální šířkou depletiční vrstvy x_{dmax} , která je popsána následujícím vyjádřením:

$$x_{dmax} = \sqrt{\frac{4\epsilon_{Si}|\Phi_B|}{qN_a}} \quad (2.49)$$

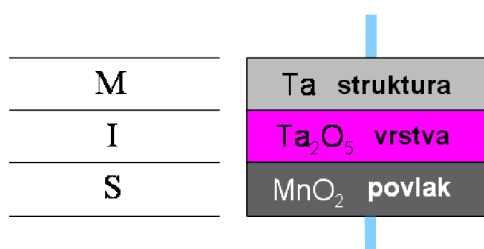
Depletiční šířka součástky dosáhne maximální hodnoty, pokud celkový ohyb pásu je roven dvojnásobku objemového potenciálu, což je podmínka známá jako silná inverze [1, 5].

2.2.7. MIS struktura tantalového kondenzátoru

Tantalové kondenzátory s pevným dielektrikem jsou velmi komplexním systémem, pokud zvážíme jejich materiálové spojení a geometrickou strukturu. Vývojem lepšího chápání těchto součástí a pochopení jejich funkce je jedním z klíčových parametrů ve stálém zdokonalování a optimalizaci jejich vlastností.

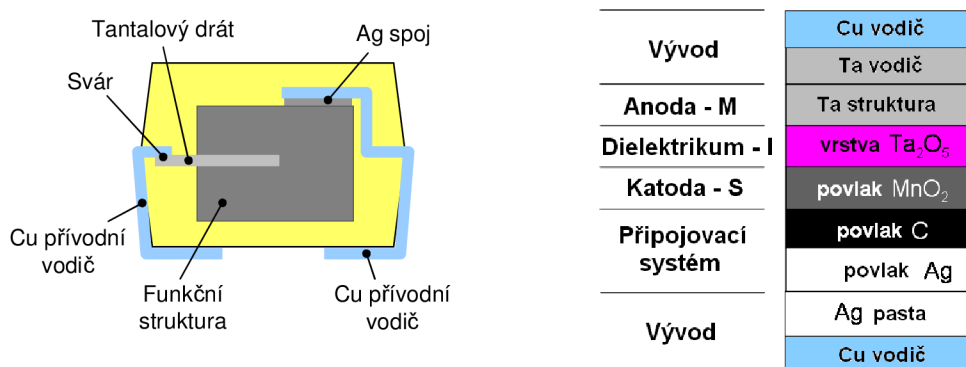
Pokud se podíváme na složení tantalového kondenzátoru, tak zjistíme, že má specifickou strukturu, která se svým složením nepochodá klasickému popisu lineárních kondenzátorů (MIM struktura).

Pokud si strukturu nakreslíme, zjistíme, že svým složením a topologií odpovídá již zmiňované struktuře MIS polovodiče, jak je patrné na Obr. 2.30.



Obr. 2.30: MIS struktura tantalového kondenzátoru

U kondenzátoru představuje kovovou elektrodu anoda-tantalový drátek s nalisovaným kovovým prachem. Na anodě je naformována izolační vrstva izolantu – Ta_2O_5 a na ní pomocí manganizace vytvořena polovodičová vrstva z burelu MnO_2 . Na Obr. 2.31 je schematicky znázorněno mechanické složení tantalového kondenzátoru a znázorněna struktura MIS kondenzátoru s úvahou všech kontaktních vrstev včetně přívodních vodičů a kontaktních bariér.

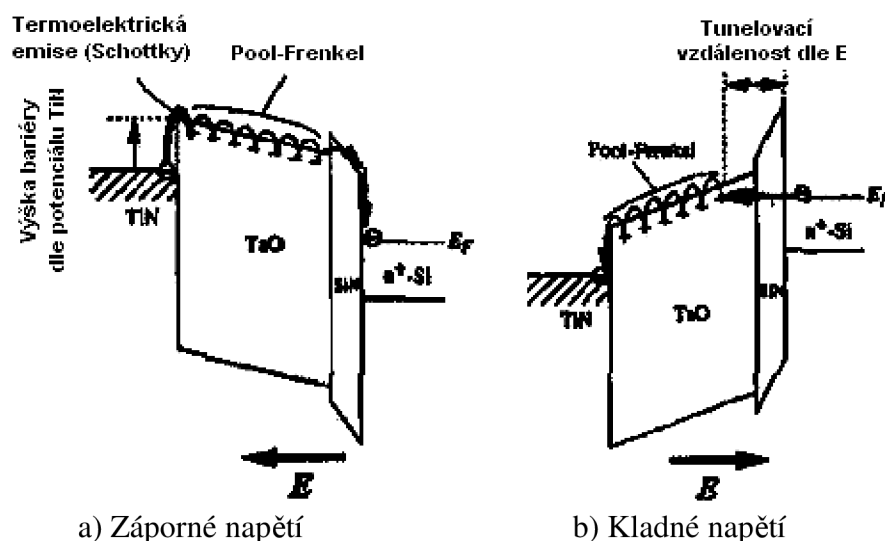


Obr. 2.31: a) Konstrukční provedení, b) Strukturální složení tantalového kondenzátoru

VA charakteristiky MIS struktury v normálním a reverzním režimu jsou nesymetrické, čímž se vysvětluje odlišnost od MIM struktury, která má VA charakteristiky symetrické k počátku souřadnic. Z tohoto důvodu lze usoudit, že nesymetričnost pramení z polovodičové katody, tvořící druhou elektrodu a tím i úplnou MIS strukturou kondenzátoru.

Studium struktury a fyzikálního chování tantalových kondenzátorů ve výrobním průmyslu není tak časté. Zatímco materiály součástky jsou často vyvíjeny různými výrobci, fyzikální podstatu jejich funkčnosti nikdo detailněji nezkoumá. V poslední době získal velkou pozornost oxid tantal Ta_2O_5 pro použití v polovodičovém průmyslu jako komponent vhodný pro tvorbu dielektrika s vysokou dielektrickou konstantou. Dielektrická konstanta Ta_2O_5 je relativně vysoká $\epsilon_r=27$. Tento typ materiálu může být použit jako vhodný materiál tenké tloušťky dokonce i v integrovaných obvodech [1, 5].

Hlavní použití Ta_2O_5 bylo studováno jako náhrada paralelního deskového kondenzátoru MIM struktury kov-izolant-kov. MIM kondenzátory jsou typicky sestaveny z amorfni vrstvy Ta_2O_5 deponované pomocí MOCVD (Metallo-Organic Chemical Vapor Deposition) a Physical Vapor Deposition TiN elektrod. Ta_2O_5 je taktěž studován jako planární MIS struktura i jako vhodný materiál pro paměťové buňkové kondenzátory DRAM. Struktura, která se zde hlavně používá je víceméně podobná MIM struktuře s tím rozdílem, že druhý kov je nahrazen polovodičovým materiálem, kterým může být např. TiN/ Ta_2O_5 /SiN/Si. Pozorovaný mechanismus zbytkového proudu ukazuje komponentu jako planární systém. V normálním napěťovém provozním režimu, kdy je kladné napětí přiloženo na anodu se proud projeví jako Poole-Frenkel podporovaný Fowler-Nordheim tunelováním postupujícím od základní Si elektrody. V reverzním režimu, kdy je negativní napětí připojeno na anodu, byl taktěž Poole-Frenkelův mechanismus pozorován, byl ovšem způsobený Schottkyho injekcí z TiN elektrody [1]. Tyto mechanismy jsou shrnuty na Obr. 2.32.



Obr. 2.32: Mechanismus zbytkového proudu TiN/ Ta_2O_5 /SiN/Si kondenzátoru

Tyto studie Ta_2O_5 v součástkách MIM a MIS ukazují vhodný pohled na mechanismus zbytkového proudu v dielektriku. MIM a MIS jsou stále zjednodušenými strukturami ve srovnání se zapouzdřenými tantalovými kondenzátory. Studium zapouzdřených jednotlivých kondenzátorů s burelovou MnO_2 katodou prozradí vodivý mechanismus malého pole iontové vodivosti a omezeného toku proudu prostorovým nábojem [30]. Jiný studijní případ na podobné součástce zobrazuje vodivost v normálním režimu pozitivního předpětí Poole-Frenkelových a Schottkyho mechanismů. Abychom charakterizovali výše zmíněné typy součástek, budeme vyšetřovat a analyzovat jejich kapacitu, tak abychom potvrdili, že i když se jedná

o diskrétní součástky, vykazují stejné napěťové závislosti jako je tomu u integrovaných MIS struktur. Dodatečně budeme dále vyšetřovat VA charakteristiky, abychom identifikovali dominantní mechanismy zbytkového proudu. Dále je třeba prodiskutovat detailněji vodivostní mechanismus přispívající k hodnotě celkového proudu v moderním tantalovém kondenzátoru, tak jak již bylo dříve nastíněno [1, 5].

2.2.7.1 Moderní typ katody

Přestože tantalové kondenzátory s pevným dielektrikem fungují velmi dobře, je potřeba je dále zdokonalovat, aby udržely krok s konkurenčními technologiemi v aplikacích, kde se v současné době používají. Jedním z klíčových atributů vyžadujícím vylepšení, je zvětšování povrchu kondenzátoru a s tím související zvětšování objemového využití. Dále je to odolnost vůči mechanickému poškození, s čímž souvisí i odolnost vůči vibracím, což jde ruku v ruce s redukcí nežádoucího hoření tantalového materiálu. Dalšími parametry, na kterých je třeba zapracovat je snižování sériového odporu *ESR*, zmenšení poklesu kapacity s frekvencí a taktéž úprava kontaktů kondenzátoru tak, aby toto přispělo ke snížení sériové indukčnosti. Tyto vlastnosti se snaží výrobci zlepšovat pomocí lepší penetrace peletu anody pomocí burelu MnO_2 . Čím je kontaktní burelová vrstva homogennější, tím se snižuje i sériový odpor kondenzátoru a má to i pozitivní vliv na velikost a stabilitu kapacity v závislosti na frekvenci. Další možnou redukcí nežádoucích elektrických parametrů je změna konstrukce kondenzátoru a to hlavně do provedení multianodových typů, což má pozitivní vliv zejména na snižování sériového odporu. Dalšími konstrukcemi jako je „face down“ alternativa lze ještě dále upravit velikost ekvivalentní sériové indukčnosti *ESL*. Dalšími metodami pak může být přechod k jiným typům materiálů použitých pro vytváření katodové vrstvy, jako jsou polymerické materiály, které mají poněkud nižší vodivost ve srovnání s burelem MnO_2 , za jejichž použití je možno docílit dalšího snížení odporu a případně dalších vlastností. Touto problematikou se v této práci zabývat nebudeme.

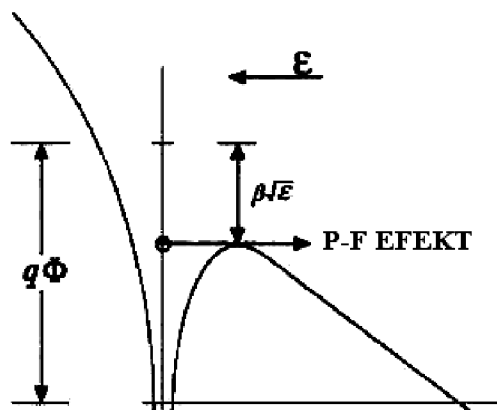
2.2.8. Vodivostní mechanismy

V dřívějších kapitolách bylo nastíněno několik vodivostních mechanismů oxidu tantalu Ta_2O_5 v MIM a MIS struktury jak v individuálním, tak i integrovaném tantalovém kondenzátoru. Abychom lépe pochopili a rozuměli tantalovým kondenzátorům jako struktuře MIS, musíme nejdříve pořádně pochopit jejich vodivostní mechanismy. V průběhu této práce byla zmíněna široká škála vodivostních mechanismů, a proto se v této sekci soustředíme na dominantní typy mechanismů, zejména Poole-Frenkelův jev, prostorový náboj limitovaného proudu, Fowler-Nordheimovo tunelování a Schotkyho jev.

2.2.8.1 Poole-Frenkelův mechanismus

Poole-Frenkelův jev je skupinově omezený (bulk-limited) vodivostní mechanismus, který se často používá pro vysvětlení vodivosti v dielektrických materiálech tenkých filmů. Poole-Frenkelův (PF) jev je termální emisí nosičů náboje z pastí do bulku dielektrika nebo polovodiče zvýšeného aplikací externího elektrického pole. Pasti, které prodělaly Poole-Frenkelův jev Poole-Frenkelův jev, musí být neutrální, pokud byly obsazeny a nabity a pokud byly posléze vyprázdněny. Pasti, které jsou neutrální a jsou vyprázdněné, neprodělají Poole-Frenkelův jev kvůli nedostatku potenciálu. Poole-Frenkelův mechanismus je řízen aplikovaným elektrickým polem.

Pole redukuje výšku bariéry na straně pastí, na druhou stranu zvyšuje pravděpodobnost úniku elektronu z pastí. Tento proces je ilustrován na Obr. 2.33, kde může být taktéž vidět potenciálovou studnu v přítomnosti aplikovaného elektrického pole. Obr. 2.33, $q\Phi$ je ionizační potenciál pastí, což je vlastně nezbytná energie pro únik elektronu z přitahující pastí [1, 2, 5].



Obr. 2.33: Potenciálová past v přítomnosti elektrického pole

$\beta\sqrt{E}$ udává množství, o jaké je redukována bariéra díky působení elektrického pole E . Strana pastí, která byla redukována-snížena je nyní v efektivním ionizačním potenciálu $q\Phi_{eff}$, který je popsán rovnicí [1, 5, 7]:

$$q\Phi_{eff} = q\Phi - \beta\sqrt{E} \quad (2.50)$$

Konstanta β redukce bariérové výšky je dána vztahem:

$$\beta = \sqrt{\frac{q^3}{\pi\epsilon_0\epsilon_r}} \quad (2.51)$$

kde ϵ_0 je permitivita vakua a ϵ_r je materiálová dielektrická konstanta. Jak můžeme vidět, β je striktně materiálovým parametrem beroucím v potaz bariérovou redukcí $\beta\sqrt{E}$ závislou na velikosti elektrického pole. Taktéž tyto materiály, které mají vyšší dielektrickou konstantou, budou méně citlivé na snížení pole indukované bariéry. Materiály, ve kterých je tento efekt přítomen, jsou pevné amorfnní látky, které nemají tradiční pásovou strukturu. Pouze v případě, že elektron unikne z efektivní bariérové výšky, vstoupí elektrony do kvazivodivostního pásu materiálu. Tato kvazivodivostní pás a základní stav pastí může být analogicky přirovnán k vodivostním a valenčnímu pásu krystalické pevné látky. Vodivost kvůli termální ionizaci pastí byla aproximována Frankelem tak, aby byla přímo-úměrná koncentraci volného nosiče kvazi-vodivostního pásu.

Frenkel taktéž použil Boltzmannovu aproximaci a předpokládal, že Fermiho hladina byla umístěna uprostřed pásové mezery. Za těchto předpokladů může být vodivost popsána funkcí elektrického pole, tak jak popisuje rovnice:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left[\frac{\beta\sqrt{E}}{2kT}\right] \quad (2.52)$$

kde

$$\sigma_0 = C \exp\left[-\frac{q\Phi}{2ktT}\right] \quad (2.53)$$

a C je a proporcionálně konstantní. Úpravou rovnic (2.52) a (2.53) dojdeme k vytvoření Frenkelova modelu prvního řádu termální ionizace elektronu z pasti za podpory elektrického pole, který je nyní známý jako Poole-Frenkelův jev. Po vynásobení rovnice (2.52) pomocí přiloženého elektrického pole E , proudové hustoty J je vztah za pomoci Poole-Frenkelova efektu dán vztahem:

$$J = CE \exp\left[-\frac{q\Phi - \beta\sqrt{E}}{2kT}\right] \quad (2.54)$$

Dosažení této rovnice bylo dosaženo na základě Boltzmannovy aproximace a předpokladu, že Frediho hladina byla vždy uprostřed mezery (mid-gap). Fremiho hladina může být rozdílná mezi mezerou (mid-gap) a základním stavem závisícím na úměrné akceptorové koncentraci [1, 4,]. Po zvážení předchozího lze vyjádřit Poole-Frenkelovu proudovou hustotu mnohem obecněji pomocí rovnice:

$$J = CE \exp\left[-\frac{q\Phi - \beta\sqrt{E}}{\xi kT}\right] \quad (2.55)$$

kde ξ je parametr strmosti a mění se v rozmezí limitních případů $\xi=1$ and $\xi=2$ závisících na množství akceptorové kompenzace. V případě, že se upraví rovnice (2.55), můžeme obdržet následující výsledek daný rovnicí:

$$\ln\left(\frac{J}{E}\right) = \frac{\beta}{\xi kT} \sqrt{E} + \left[\ln C - \frac{q\Phi}{\xi kT}\right] \quad (2.56)$$

Z rovnice (2.56) je patrný diagram $\ln(J/E)$ oproti \sqrt{E} , což by mohlo mít za následek získání přímé závislosti v případě, že je Poole-Frenkelův jev dominantní. Tato závislost je známá jako Poole-Frenkelův diagram (Poole-Frenkel plot). Kterákoliv oblast linearity na digramu experimentálně získaných dat může být brána v potaz jako důkaz existence Poole-Frenkelovy vodivosti. Strmost M , Poole-Frenkelova diagramu je úměrná β a je zapsána následujícím vztahem:

$$M = \frac{\beta}{\xi kT} \quad (2.57)$$

Hodnota strmosti M je závislá na typu materiálu a teplotě, což tím pádem může sloužit k dalšímu ověření Poole-Frenkelovy vodivosti [1, 5, 7].

2.2.8.2 Proud omezený prostorovým nábojem

Obecně uváděným termínem jako je prostorový náboj je obecně znám jako prostorově obsazený náboj pozitivního nebo negativního nábojového charakteru. Vznik tohoto fenoménu je možný jen v případě velmi kvalitního propojení polovodiče s izolantem. Vodivost proudu omezeného prostorovým nábojem (SCLC) vznikne v případě, že je kontaktní elektroda schopná uvolňovat buď elektrony do vodivostního pásu nebo díry do valenčního pásu polovodiče nebo izolátoru. Pokud je počáteční rychlost injekce nosičů náboje větší než rychlost rekombinace, injektované nosiče budou

vytvářejí formace prostorově nabitě oblasti, která bude omezovat průtok proudu. Tím pádem se dá říct, že SCLC je skupinově (bulk) omezený proces. Childův zákon, popisující proudovou hustotu emise omezeného prostorového náboje (space-charge-limited current) do vakua, je jednou z nejzákladnějších rovnic vakuové elektroniky [38]. Analogicky platí, že proudy omezeného prostorového náboje ve vakuu jsou rovny proudům v izolační látce. The Mott-Gurney zákon předpokládá proudovou hustotu díky SCLC v izolátoru v případě absence jakéhokoliv efektu pastí, tak jak je vyjádřeno pomocí rovnice:

$$J = \frac{9}{8} \mu \epsilon_r \epsilon_0 \frac{V^2}{L^3} \quad (2.58)$$

kde μ je pohyb volných nosičů materiálu, ϵ_r je dielektrická konstanta materiálu, ϵ_0 je permitivita vakua, V je přiložené předpětí a L je tloušťka izolační vrstvy.

V samotné krystalové úrovni pasti jsou obecně diskrétní. Ve skutečné izolační pasti jsou distribuovány v souladu s konkrétní distribuční funkcí a můžou zcela ovlivnit tok proudu. V ideálním materiálu bez pastí je průchod proudu omezen prostorovým nábojem kvadraticky. V materiálech obsahujících distribuci pastí, může být VA charakteristika deformována a vykazovat mnohem větší výkonovou závislost na napětí [1, 2, 19]. Úprava rovnice proudové hustoty ukazuje různé druhy případů rozložení pastí, tak jak je znázorněno v tabulce Tab. 2.1.

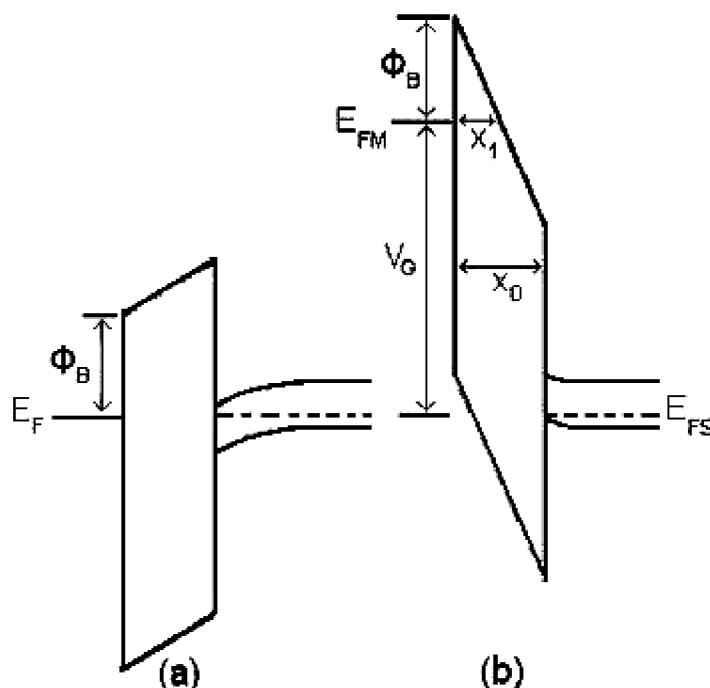
Ve všech zmíněných rovnicích rozdílných rozložení pastí se vychází ze základního zákona výkonové závislosti mezi proudovou hustotou a napětím. [1, 2, 5].

| | |
|---|--|
| Žádná past | $J = \frac{9}{8} \epsilon \mu_p \frac{V^2}{d^3}$ |
| Past na jedné energetické hladině | $J = \frac{9}{8} \epsilon \mu_p \Theta_d \frac{V^2}{d^3}$ |
| Exponenciálně rozdělené pasti v zakázaném pásu | $J = q^{1-l} \mu_p N_v \left(\frac{2l+1}{l+1} \right)^{l+1} \left(\frac{l}{l+1} \frac{E}{H_d} \right)^l \frac{V^{l+1}}{d^{\frac{2l+1}{2}}}$ |
| Pastí rozložené dle Gaussova rozdělení v zakázaném pásu | $J = \frac{9}{8} \epsilon \mu_p \Theta_d \frac{V^2}{d^3} \quad (\text{pro malé pasti})$ $J = q^{1-m} \mu_p N_v \left(\frac{2m+1}{m+1} \right)^{m+1} \left(\frac{m}{m+1} \frac{E}{H_d} \right)^m \frac{V^{m+1}}{d^{\frac{2m+1}{2}}} \quad (\text{pro velké pasti})$ |
| Pastí rozložené rovnoměrně uvnitř zakázaného pásu | $J = 2q \mu_p N_v \epsilon_p \frac{V}{d_{eff}} \exp \left[-\frac{E_n - E_v}{kT} \right] \exp \left[\frac{2eV}{qH_d kT d_{eff}^2} \right]$ |

Tab. 2.1: Tabulka rovnic udávajících závislosti rozložení v režimu proudu omezeného prostorovým nábojem

2.2.8.3 Fowler-Nordheimovo tunelování

Fowler-Nordheimovo tunelování je proces, díky kterému nosiče tunelují skrz bariéru dotovanou přítomností elektrického pole vysoké intenzity [1, 2]. Mnohem více nosičů má vysokou pravděpodobnost tunelování díky zřetelně ztenčené efektivní bariéře, než je tomu v případě plné bariéry. Kvalitativní vysvětlení tohoto procesu je ukázáno na Obr. 2.34, kde Φ_B je výška bariéry, x_0 je lichoběžníková tloušťka a x_1 je trojúhelníková bariérová tloušťka.



Obr. 2.34: Energetický pásový diagram a) bez elektrického pole, b) při přiložení vysokého elektrického pole.

Proudovou hustotu Fowler-Nordheimova tunelování můžeme v souvislosti s nejjednodušším modelem vyjádřit následujícím vztahem:

$$J = AE^2 \exp\left(-\frac{B}{E}\right) \quad (2.59)$$

kde

$$A = \frac{m}{m^*} \frac{q^3}{8\pi\hbar\phi_B} \quad (2.60)$$

$$B = \frac{8\pi}{3} \left(2 \frac{m^*}{h^2}\right)^{1/2} \frac{\phi_B^{3/2}}{q} \quad (2.61)$$

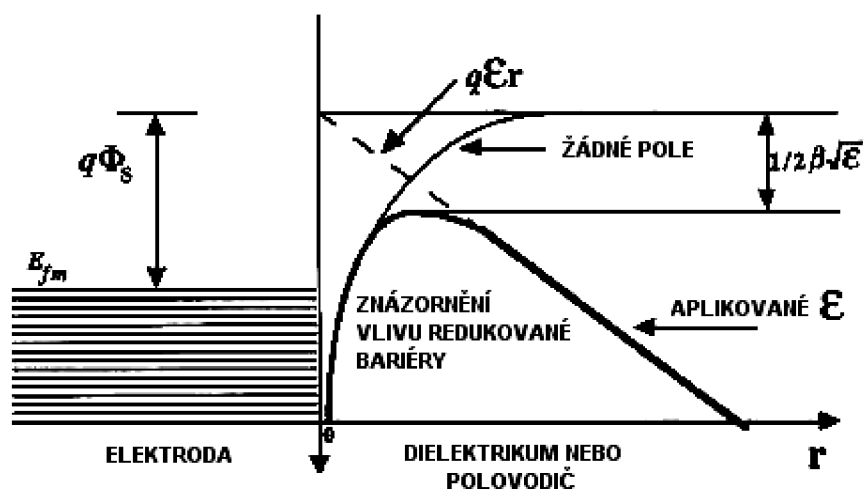
a E , m , m^* , g , h a Φ_B (příslušně značené jsou elektrické pole, elektronová hmota, efektivní hmota elektronu v dielektriku, elektronový náboj, Planckova konstanta, a výška bariéry v injekční elektrodě) [45].

Podle rovnice (2.59) a logaritmičké závislosti $\log(J/E^2)$ ve srovnání s $1/E$ by měla být lineární oblast se strmostí B , jestliže je Fowler-Nordheimovo tunelování

dominantním mechanismem. Tento typ závislosti se nazývá Fowler-Nordheimův diagram. Neznámé parametry A a B v modelu se dá experimentálně zjistit z Fowler-Nordheim závislosti [1, 2, 5].

2.2.8.4 Schotkyho jev

Schotkyho jev je velmi podobný dříve zmíněnému Poole-Frenkelovu efektu. Jako v případě Poole-Frenkelova efektu, Schotkyho jev je také závislý na nábojové emisi díky snížení potenciálové bariéry za přispění přiloženého elektrického pole. Namísto pevného kladného náboje jako v Poole-Frenkelově efektu, Schotkyho jev závisí na pohyblivém kladném náboji. Zatímco Poole-Frenkelův jev je řízen bariérou pastí Schotkyho jev je spojován s meziplošnou bariérou mezi kovem a polovodičem a proto je Schotkyho jev elektronově limitovaným procesem. Schotkyho bariéra se snižuje kvůli náboji, tak jako je znázorněno na Obr. 2.35. Trojúhelníková bariéra je nejen redukována díky obrazovému náboji (image charge), ale na snížení má také vliv přiložené elektrické pole [1, 7, 15].



Obr. 2.35: Snižující se Schotkyho bariéra díky obrazovému náboji bez/s přiloženým elektrickým polem.

Proudová hustota J_S je díky Schotkyho jevu dána Richardson- Dushmanovou rovnicí

$$J_S = A^* T^2 \exp \left[- \frac{q\phi_s - \frac{1}{2} \beta \sqrt{E}}{kT} \right] \quad (2.62)$$

kde A je Richardsonova konstanta, která je stanovena podle následujícího vztahu [1]:

$$A^* = \frac{4\pi e m^* k^2}{h^3} \quad (2.63)$$

Po úpravě vztahu (2.62) pak platí rovnice:

$$\ln(J_s) = \frac{\beta}{2kT} \sqrt{E} + \left[\ln(A^* T^2) - \frac{q\phi_s}{kT} \right] \quad (2.64)$$

Z rovnice (2.64) je vidět, že závislost logaritmické hodnoty proudové hustoty $\ln(J_s)$ je přímo úměrná velikosti elektrického pole \sqrt{E} . Tato závislost je známa jako Schottkyho závislost. Lineární oblast Schottkyho závislosti ukazuje, že je v této oblasti je Schotkyho jev převládajícím mechanismem nad ostatními typy. V podobném stylu jako je Poole-Frenkelův jev se dá říct, že strmost M_s dána Schottkyho diagramem je úměrná konstantě β a je dána vztahem:

$$M_s = \frac{\beta}{2kT} \quad (2.65)$$

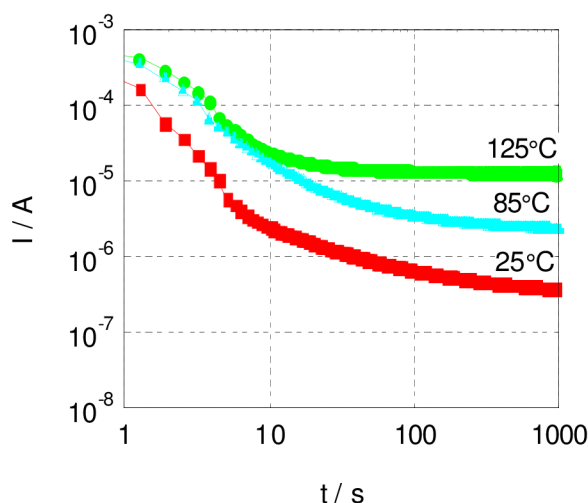
Strmost Schottkyho diagramu je odlišná od Poole-Frenkelova diagramu v závislosti na množství akceptorové kompenzace přítomné v případě Poole-Frenkelovy emise. M_s je odlišný faktorem dva, pokud je Fermiho hladina blízko základního stavu pastí pro Poole-Frenkelův jev. Jestliže je Fermiho hladina ve středu mezery, není zde žádný rozdíl ve strmosti. Strmostní faktor diagramu je použit proto, aby bylo možno rozlišit, který mechanismus je mechanismem převládajícím [17].

2.2.8.5 Další možné typy mechanismů

Již dříve diskutované mechanismy nejsou považovány za jediné typy možných mechanismů popisujících zbytkový proud tantalového kondenzátoru. Literatura uvádí další sekundární mechanismy zbytkového proudu, jako jsou například polarizační proud vznikající díky relaxaci dielektrika [1, 3] a degradace odporu zapříčiněné iontovou difusí [1, 3, 7]. Nicméně Poole-Frenkelův jev, proud omezený prostorovým nábojem (Space-Charge-Limited Current), Fowler-Nordheimovo tunelování a Schotkyho jev se jeví dominantnějšími mechanismy, hlavně v oblasti velkých elektrických polí. Tím pádem tyto modely mechanismů budou hlavní pozorností při zkoumání vlastností zbytkového proudu tantalového kondenzátoru.

2.2.9. Zbytkový proud tantalového kondenzátoru

Kvalitu dielektrické vrstvy Ta_2O_5 je možno ověřit pomocí stanovení velikosti zbytkového proudu a strmosti VA charakteristiky. Velikost zbytkového proudu taky reprezentuje tloušťku dielektrika, jeho homogenitu a počet příměsí, které jsou zodpovědné za velikost a změnu velikosti zbytkového proudu v čase. Zbytkový proud je výsledkem náhodného procesu přenosu nábojových nosičů. Stejnoseměrná složka proudu dává informaci o prvním momentu náhodného procesu transportu nábojových nosičů. Následná informace o procesech spojených s přenosem elektrických nosičů náboje je obdržena z druhého momentu náhodného procesu, kterým je spektrální hustota šumu. Na Obr. 2.36 je vidět závislost zbytkového proudu na čase s parametrem teploty. Jak je patrné z grafu, velikost zbytkového proudu je závislá na teplotě. Hodnota zbytkového proudu je tím větší, čím je teplota okolí vyšší [19].



Obr. 2.36: Časová závislost zbytkového proudu kondenzátoru při konstantním napětí

2.2.9.1 Časová závislost zbytkového proudu kondenzátoru

Časová závislost zbytkového proudu tantalového kondenzátoru je ukázána na obrázku 1. Jsou tam minimálně dvě časové konstanty. Konstanta τ_1 je dána velikostí RC konstanty nabíjecího obvodu a konstanta τ_2 je dána pomalým relaxačním mechanismem v kondenzátoru. Abychom dosáhli hodnoty zbytkového proudu v ustáleném stavu, potřebujeme dlouhý časový interval.

Po separaci ustálené hodnoty zbytkového proudu můžeme stanovit druhou časovou konstantu τ_2 . Tato časová konstanta je v prvním případě dána procesem generování-rekombinace mezi elektronovými lokalizovanými stavy a valenčním pásem v amorfní isolační vrstvě. Dalšími procesy je vliv jonického proudu kyslíkové difuze a vznik-zánik polaronů. Hodnota této časové konstanty se snižuje s rostoucí teplotou a v případě dosažení teploty 125°C je již minimální a není sledovatelná.

Pro vyjádření časové závislosti zbytkového proudu tantalového kondenzátoru můžeme použít následující matematického vyjádření:

$$I(t) = I_{01} \exp(-t/\tau_1) + I_{02} \exp(-t/\tau_2) + I_{ST} \quad (2.66)$$

Kde velikost proudu I_{01} je dána úrovní aplikovaného stejnosměrného napětí a hodnot zatěžovacího odporu R_L . Velikost složky proudu I_{02} charakterizuje nabíjení-vybíjení lokalizovaných stavů nebo pastí vytvořených za pomoci non-stoichiometry iontového proudu a dalších pomalých mechanismů a také za přispění časové relaxační konstanty τ_2 toho procesu tak, aby bylo dosaženo podmínky ustáleného stavu [6, 10, 11].

2.2.10. Ohmická složka proudu

Ohmický proud je první složkou zbytkového proudu při intenzitě elektrického pole menší než 1 MV/cm, kdy platí:

$$I_{\Omega} = G_{\Omega} U \quad (2.67)$$

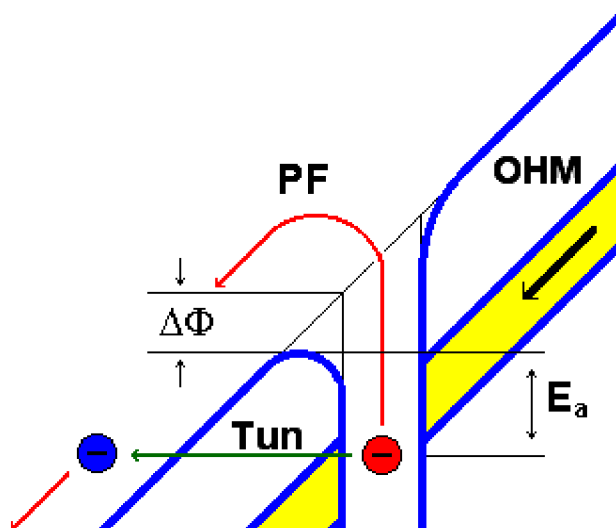
kde G_{Ω} je ohmická vodivost, kterou lze pro nízkou intenzitu elektrického pole definovat vztahem:

$$G_{\Omega} = Aen\mu/d \quad (2.68)$$

kde A je plocha kondenzátoru, e je elementární náboj, n je koncentrace nosičů, μ je pohyblivost nosičů náboje a d je tloušťka dielektrika. Transport nosičů náboje v izolačních vrstvách se liší od transportu náboje v polovodičích, takže koncentrace a pohyblivost je třeba chápat jako efektivní hodnoty odpovídající přeskokovému mechanismu nosičů náboje mezi jednotlivými centry [7, 12, 13]

2.2.11. Poole-Frenkelova složka proudu

Současně mohou být elektrony z příměsového pásu emitovány do vodivostního pásu a přejít do anody, jak je schematicky zobrazeno na Obr. 2.37. Elektrony přechází tepelnou excitací z příměsového pásu do vodivostního pásu izolantu. Tento jev se nazývá Poole-Frenkelův a tvoří významnou složku zbytkového proudu, protože na hladině příměsového pásu je koncentrace elektronů asi 10^6 až 10^9 krát vyšší než na hladině vodivostního pásu. Je tomu tak proto, že příměsový pás je asi 0,4 až 0,6 eV pod vodivostním pásem Ta_2O_5 , takže při teplotě 300 K je příměsový pás o 16 až 24 kT pod vodivostním pásem.



Obr. 2.37: Jednotlivé složky zbytkového proudu – ohmická, Poole-Frenkelova a tunelová.

Na základě Maxwell-Boltzmannovy statistiky platí, že ve vodivostním pásmu izolantu Ta_2O_5 je koncentrace elektronů nižší než v příměsového pásu. Označíme-li koncentraci elektronů ve vodivostním pásmu n_c , potom je koncentrace elektronů n_p na energetické hladině příměsového pásu:

$$n_p = n_c \cdot \exp(E_A/kT) \quad (2.69)$$

kde n_p je koncentrace elektronů v příměsového pásu, n_c je koncentrace elektronů ve vodivostním pásmu a E_A je aktivační energie.

V našem případě pro $E_A = 0,4 \text{ eV} = 16 \text{ kT}$ dostaneme $n_p = n_c \cdot e^{16}$, takže veškerý zbytkový proud při pracovním napětí protéká příměsovým pásem.

Transport elektronů prostřednictvím Poole-Frenkelova jevu je popsán rovnicí:

$$I_{PF} = G_{PF} U \exp(\beta_{PF} \sqrt{U}) \quad (2.70)$$

kde G_{PF} je vodivost Poole-Frenkelova jevu, β_{PF} je Poole-Frenkelův součinitel.

Poole-Frenkelův součinitel závisí na relativní permitivitě izolantu a tloušťce izolační vrstvy a je dán vztahem:

$$\beta_{PF} = (e^3 / \pi \epsilon_0 \epsilon_r d)^{1/2} / kT \quad (2.71)$$

kde e je elementární náboj, ϵ_0 je permitivita vakua, ϵ_r je relativní permitivita izolantu, d je tloušťka izolační vrstvy a kT je tepelná energie.

Příměsový pás je v Obr. 2.37 vyznačen žlutou barvou. $\Delta\Phi$ značí snížení potenciálové bariéry v důsledku Poole-Frenkelova jevu. Jsou tam také znázorněny kvantové přechody elektronu vázaného v izolační vrstvě. Při nižší intenzitě vnějšího elektrického pole přechází elektron přes bariéru s aktivační energií E_A , při vyšší intenzitě vnějšího elektrického pole dojde k dalšímu zúžení bariéry a pravděpodobnost tunelování přes bariéru se zvýší [7, 8, 13].

2.2.12. Tunelování

Pro popis chování tantalových kondenzátorů lze použít teorie vycházející s popisem kvantových dějů. Nacházejí se zde základní kvantové děje, kterým jsou tunelování elektronů a kvantový přenos elektronů mezi pásy energetických úrovní a vodivostními pásy. Kvantové tunelování je právě případem takových efektů, jako je studená a plošná emise elektronů, což je relevantní fyzice polovodičů a supervodičů. Tunelování je hlavním zdrojem velikosti zbytkového proudu v případě velmi širokého rozsahu integrace elektronů a má za následek výkonovou ztrátu a tepelný efekt.

Kvantový tunelový model popisuje elektronový transport skrz bariéru mezi katodou a vrstvou dielektrika Ta₂O₅. Bariérová energie je vyšší energie než energie elektronu v katodě. Tento typ případu je nemožný z pohledu klasické fyziky.

Pro kondenzátor polarizovaný v normálním režimu, kde je tantalová elektroda spojena s pozitivním potenciálem stejnosměrného napětí a děj se odehrává při pokojové teplotě, ohmická, Schottkyho, Poole-Frenkelova a tunelová složka jsou dominantními vodivostními mechanismy.

Velikost složky proudu je závislá na Boltzmannově distribuci poklesu nosičů náboje při zvyšující se teplotě, což se hlavně týká Schottkyho, Poole-Frenkelovy a ohmické složky proudu. Pro teplotu, která je nižší než 100 K jsou tyto složky proudu nižší než tunelová složka a VA charakteristika může být popsána pouze za pomoci přenosu nosičů náboje tunelováním [5,6].

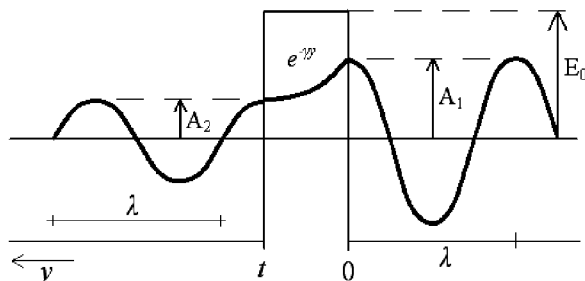
Transport proudu v tantalovém kondenzátoru, s Ta elektrodou orientovanou pozitivně, má pozorovatelnou tunelovou složku proudu, pro elektrické pole na vrstvě Ta₂O₅, vyšší než MV/cm. V tomto případě elektrony tunelují z lokalizovaných stavů v pásu nečistot do vodivostního pásu izolační vrstvy. Můžeme zde předpokládat hodnotu potenciálové bariéry mezi Ta/Ta₂O₅ rozhraní, která je patrná na měření VA charakteristiky. Hodnoty jsou použity pro odhad kondenzátorové struktury energetického pásmového diagramu [7, 10, 11].

2.2.12.1 Pravděpodobnost tunelování

Zbytkový proud je popsán jako cestování elektronové vlny s amplitudou A_1 v katodě MnO₂ a amplitudě A_2 ve vodivostním pásu Ta₂O₅.

Tato vlnová amplituda se exponenciálně snižuje s tloušťkou t potenciálové bariéry mezi anodou/katodou a dielektrickou (izolační) vrstvou.

Schematická reprezentace kvantového tunelování obdélníkové potenciálové bariéry je ukázáno na Obr. 2.38.

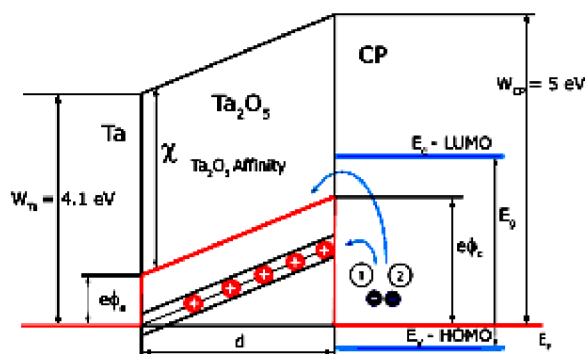


Obr. 2.38: Schéma reprezentující kvantové tunelování skrz obdélníkovou potenciálovou bariéru

Tunelování může být popsáno řešením Schrödingerovy rovnice a fyzikální podstatě tohoto procesu získaného z jednoduchého modulu tunelové bariéry jako je obdélníková bariéra ukázána na Obr. 2.38. Z řešení rovnice obdržíme koeficient D tunelového transportu:

$$D = D_o \exp\{-2t(2m_{eff} E_0)^{1/2} / \hbar\} \quad (2.72)$$

Kde D_o je konstanta a v první aproximaci $D_o = 1$, t je tloušťka potenciálové bariéry, m_{eff} je efektivní elektronovou hmotou, $\hbar = 6.6 \times 10^{-34}$ Js je Planckova konstanta a E_0 je bariérová energie.



Obr. 2.39: Ukázka pásového diagramu tantalového kondenzátoru s katodou tvořenou vodivým polymerem

Výška bariéry mezi anodou/katodou a izolační vrstvou závisí na funkci práce materiálu anoda/katoda W_{Ta} nebo W_{CP} a jejich afinitě χ izolační vrstvy Ta_2O_5 , tak jak je ukázáno na Obr. 2.39 [10, 11, 13]

2.2.12.2 Tunelová složka proudu

Při napětí vyšším než je pracovní se u Ta kondenzátorů objevuje vedení elektrického proudu prostřednictvím tunelového jevu. Elektrony, které jsou

transportovány z příměsového pásu, mohou při dostatečně vysoké intenzitě pole přejít do vodivostního pásu tunelováním. Tunelový proud je popsán rovnicí [6]:

$$I_T = I_{T0} U^a \exp(-U_T / U) \quad (2.73)$$

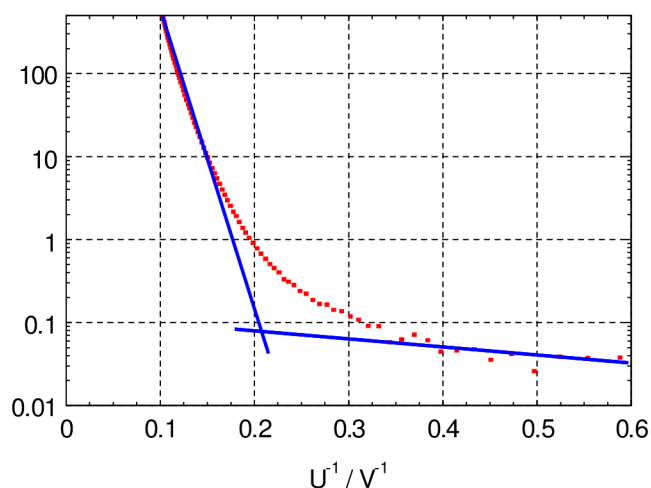
kde I_{T0} je součinitel tunelového proudu závisující na tvaru bariéry a U_T je charakteristická hodnota tunelového napětí. Exponent a , který zahrnuje vliv intenzity elektrického pole na tunelový proud, se pohybuje v rozsahu 0 až 2 a v našem případě jsme dostali nejlepší shodu naměřených charakteristik s teoretickým vyjádřením VA charakteristiky pro součinitel $a = 0$.

Charakteristická hodnota tunelového napětí U_T je dána vztahem [6]:

$$U_T = (8\pi\sqrt{2m^* / 3eh})(e\Phi_0)^{1.5} t_0 \quad (2.74)$$

Kde m^* je efektivní hmotnost elektronů, $h = 6.6 \times 10^{-34}$, J_s je Planckova konstanta, $e\Phi_0$ udává výšku potenciálové bariéry na rozhraní polovodič-izolant.

Standardně užívaná grafická metoda určení hodnoty U_T je uvedena na obr. Obr. 2.40, kde je vynesena závislost zbytkového proudu na převrácené hodnotě napětí U . Hodnota U_T je dána směrnici závislosti pro $U^{-1} \rightarrow 0$.

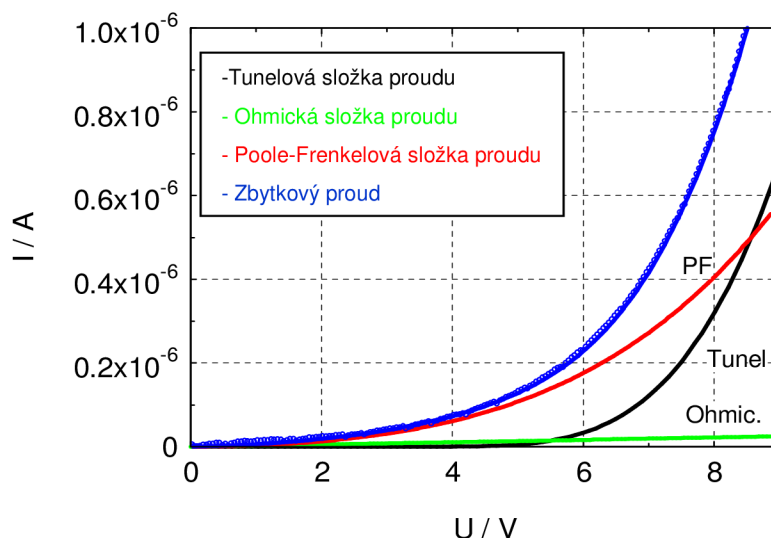


Obr. 2.40: Ukázka zbytkového proudu v závislosti na převrácené hodnotě napětí

2.2.13. Celková hodnota zbytkového proudu kondenzátoru

Celková hodnota zbytkového proudu závisí na intenzitě elektrického pole přiloženého na izolační vrstvu. Jednotlivé složky zbytkového proudu jsou pro kondenzátor zobrazeny na Obr. 2.41. Celkový zbytkový proud kondenzátoru je dán součtem jednotlivých složek a vyjádřeny následujícím vztahem součtu jednotlivých složek [13, 14]:

$$I_L = G_{\Omega} U + G_{PF} U \exp(\beta_{PF} \sqrt{U}) + I_T \exp(U_T / U) \quad (2.75)$$

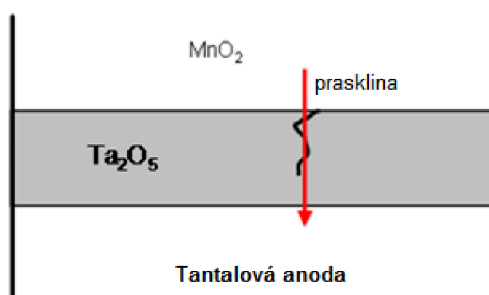


Obr. 2.41: Jednotlivé složky zbytkového proudu – ohmická, Poole-Frenkelova a tunelová

2.2.14. Polarizační a svodový proud izolační vrstvy

Při experimentálním sledování zbytkového proudu se uplatňuje polarizační proud určený nabíjením elektrod. Složka tohoto proudu závisí na rychlosti měření, a jak ukážeme dále, tuto složku jsme od zbytkového proudu odečetli.

Během procesu formování dielektrika roste na zesintrované anodě vrstva pentoxidu tantalu. Aby tato vrstva měla lepší elektrické vlastnosti, žihá se při vysoké teplotě. Během žhání však v důsledku různé teplotní roztažnosti materiálů může docházet v dielektriku k vytváření prasklin a ty potom mohou výrazně ovlivnit šum součástky a případně i celkovou hodnotu zbytkového proudu. V okolí prasklin dojde ke zvýšení intenzity elektrického pole a k lokálnímu nárůstu proudové hustoty, jak je schematicky zobrazeno na Obr. 2.42 [14].

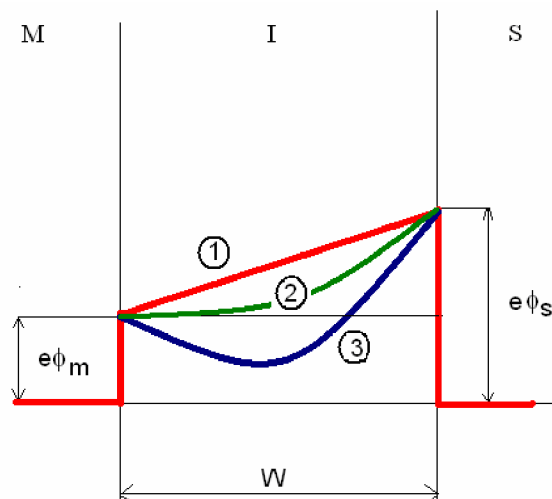


Obr. 2.42: Praskliny v dielektriku během procesu formování

2.2.15. VA charakteristiky

Amorfní oxidové vrstvy jako je Ta_2O_5 , se řadí mezi izolátory. Při přiložení dostatečně vysoké intenzity elektrického pole roste proud zhruba exponenciálně s přiloženým napětím. Abychom získali více informací o transportu elektrického náboje

ve struktuře, je třeba změřit VA charakteristiky v obou režimech, tj. v normálním režimu pro Ta anodu připojenou ke kladnému napětí a v reverzním režimu, kdy je kladné napětí připojeno na katodu, tvořenou MnO₂. Na základě širokého souboru experimentů se došlo k závěru, že transport náboje v Ta kondenzátoru lze modelovat pomocí struktury MIS, jak již bylo i dříve zmíněno Obr. 2.43 [9, 14]

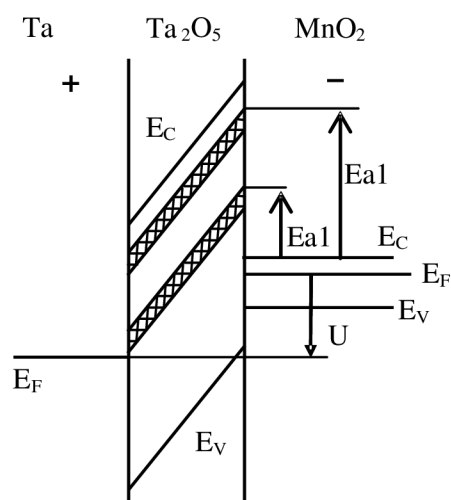


Obr. 2.43: Pásová struktura kondenzátoru – struktury MIS – bez přiloženého vnějšího napětí

Při přiložení kladného napětí na polovodič – reverzní režim – se snižuje potenciálová bariéra na rozhraní polovodič-isolant a VA charakteristika kondenzátoru v reverzním režimu je obdobná jako charakteristika diody v přímém směru.

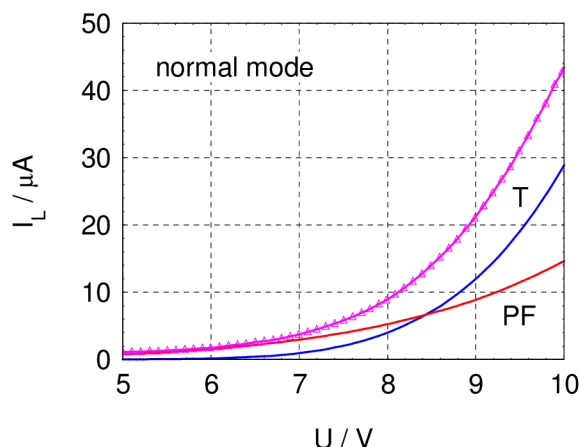
Pásová struktura kondenzátoru zapojeného v normálním režimu, kdy je kladné napětí připojeno na anodu kondenzátoru je znázorněna na Obr. 2.44.

Z měřených CV charakteristik vyplývá, že koncentrace příměsí v izolační vrstvě dosahuje tak vysokých hodnot, že při nich v této vrstvě dochází k vytvoření příměsových pásů [6, 9].



Obr. 2.44: Pásová struktura kondenzátoru s přiloženým vnějším napětím v normálním modu

Základní mechanismy transportu náboje ve struktuře kondenzátoru v normálním modu jsou Poole-Frenkelův mechanismus a tunelování. Poole-Frenkelův mechanismus se uplatňuje při nižších hodnotách intenzity elektrického pole v isolační vrstvě, tunelování je dominantním mechanismem transportu náboje při vyšších hodnotách intenzity pole.



Obr. 2.45: VA charakteristika Ta kondenzátoru v normální modu, fitovaná složka Poole-Frenkelova (PF) a tunelového (T) proudu

VA charakteristika Ta kondenzátoru v normální modu a fitovaná složka Poole-Frenkelova a tunelového proudu jsou na Obr. 2.45. Pro nízké hodnoty intenzity elektrického pole je VA charakteristika v normálním režimu popsána Poole-Frenkelovým mechanismem:

$$I_p = G_p U \exp(\beta_p U^{1/2}) \quad (2.76)$$

kde G_p je vodivost a β_p závisí na tloušťce izolační vrstvy d a relativní permitivitě ϵ_r izolační vrstvy:

$$\beta_p = (e^3 / \pi \epsilon_0 \epsilon_r d)^{1/2} / kT \quad (2.77)$$

Tunelování je dominantní pro vysokou intenzitu elektrického pole. VA charakteristika je popsána rovnicí:

$$I_T = G_T U \exp(h/U) \quad (2.78)$$

kde G_T a h jsou konstanty [9, 14, 19].

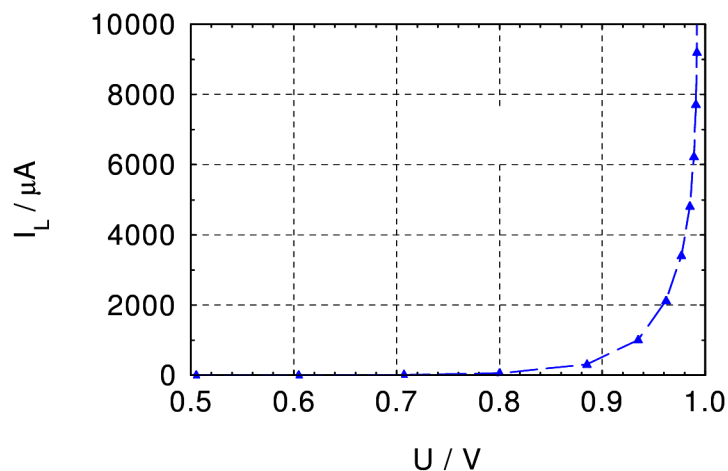
2.2.16. Reverzní režim

Informaci o charakteru daného průběhu je možno získat z Obr. 2.46, kde odporová a potenciálová složka je oddělena a charakteristika může být tím pádem aproximována exponenciální funkcí proudu v závislosti na přiloženém stejnosměrném napětí [2].

V reverzním režimu má v tomto důsledku VA charakteristika nelineární závislost odpovídající aproximaci exponenciálního charakteru popsaného následující rovnicí, která popisuje závislost proudu a napětí.

$$I = I_0 (\exp(\beta U) - 1) \quad (2.79)$$

kde β je hodnota od 20 do 25 V^{-1} . Tato hodnota parametru β koresponduje faktoru vysoké idealizace $n \geq 2$. I_0 je saturační proud, ze kterého se dá stanovit Schottkyho potenciálová bariéra [6, 19].



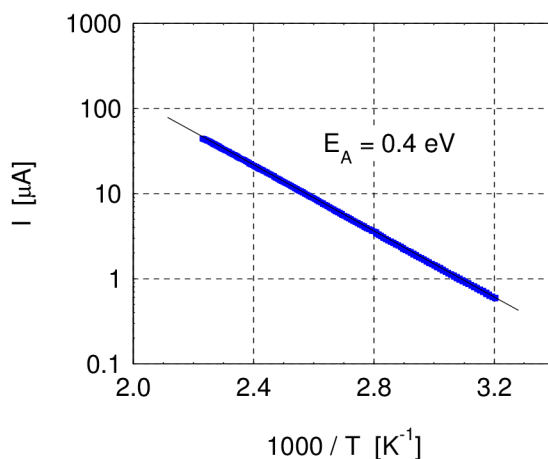
Obr. 2.46: Reverzní režim VA charakteristiky v lineární stupnici

2.2.17. Teplotně závislé VA charakteristiky

Závislost zbytkového proudu na teplotě v normálním a reverzním režimu se dá popsat pomocí Arrheniusovy aproximace:

$$I = I_0 \exp(E_A/kT) \quad (2.80)$$

kde, E_A je aktivační energie. Na Obr. 2.47 je příklad typické závislosti proudu na teplotě, která je v tomto případě dána parametrem aktivační energie $E_A=0.4$ eV [11, 14, 17].



Obr. 2.47: Příklad teplotní závislosti zbytkového proudu platného pro technologie tantalových kondenzátorů

2.2.18. Zbytkový proud v normálním režimu

Kvalita dielektrika je obvykle stanovena měřením zbytkového proudu, přičemž časová závislost zbytkového proudu obsahuje více složek z pohledu stacionárního a dynamického chování kondenzátoru.

- a) Stacionární složka I_{ST}

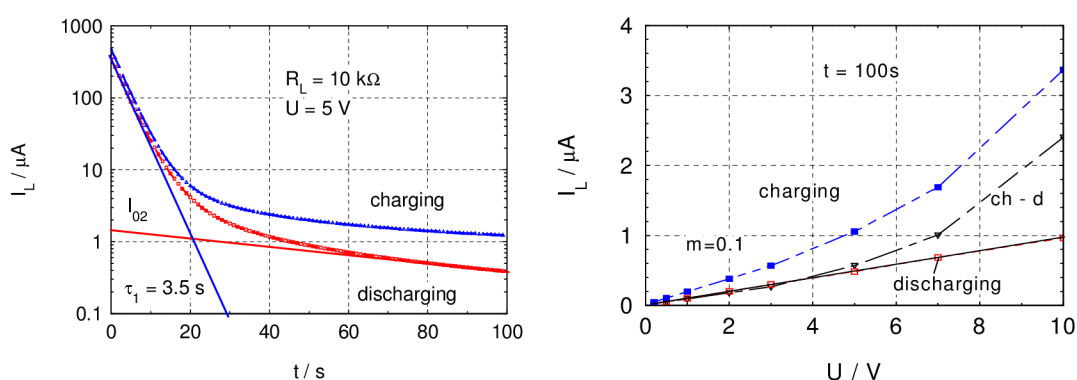
b) Složka charakterizující obsazení lokalizovaných stavů v izolační vrstvě
 $I_{02}e^{-t/\tau_2}$

c) Složka $I_{01}e^{-t/\tau_1}$ korespondující s nabíjením vodivých elektrod

Za těchto předpokladů lze pak obdržet celkový zbytkový proud s ohledem na výše popsané stavy.

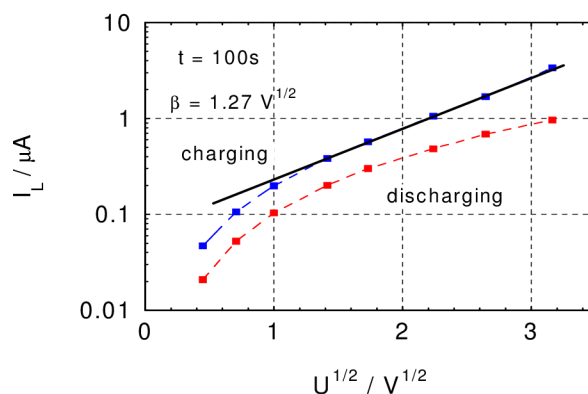
$$I(t) = I_{01}e^{-t/\tau_1} + I_{02}e^{-t/\tau_2} + I_{ST} \quad (2.81)$$

VA charakteristika v normálním režimu pro nabíjení a vybíjení kondenzátoru musí být měřena z pohledu dlouhého časového intervalu umožňujícího zachycení ustáleného stavu odpovídajícího stacionární složce I_{ST} (Obr. 2.48) [3].



Obr. 2.48: a) Nabíjecí a vybíjecí zbytkový proud v závislosti na čase b) VA charakteristika v lineárních souřadnicích

Nabíjecí charakteristika kondenzátoru je lineární funkcí aplikovaného napětí za použití logaritmické souřadnice proudu I_L (Obr. 2.49).



Obr. 2.49: Nabíjecí a vybíjecí VA charakteristika v normálním režimu s logaritmickou souřadnicí

Zbytkový proud v normálním režimu je kontrolován v případě napětí nad 1V z pohledu Poole-Frenkelova mechanismu.

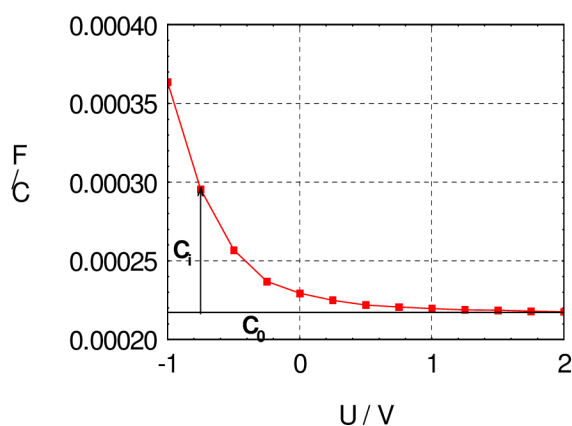
$$I = G.U.e^{bU^{1/2}} \quad (2.82)$$

kde G je vodivost a konstanta b je dána následujícím vztahem

$$b = \left(e^3 / \pi \epsilon_0 \epsilon_r d \right)^{1/2} / kT \quad (2.83)$$

2.2.19. CV charakteristika

Nárůst kapacity nastává v reverzním režimu na nízké frekvenci a může být popsán za předpokladu existence potenciálové bariéry v systému kondenzátoru, jmenovitě v dielektrické vrstvě blízko spojení s katodovou vrstvou tvořenou MnO₂ jak je znázorněno na Obr. 2.50.



Obr. 2.50: Kapacita v závislosti na aplikovaném napětí při nízké frekvenci (5Hz)

Celková kapacita kondenzátoru je dána superponováním C_0 (odpovídající složce vysokého napětí) a C_i je kapacita v důsledku existence depleční oblasti v dielektriku.

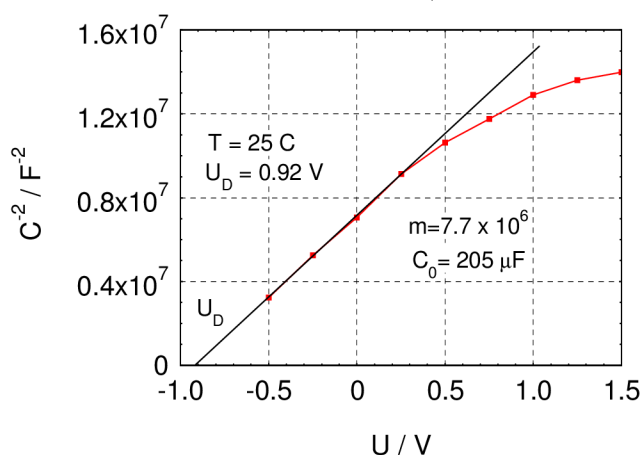
$$C = C_0 + C_i \quad (2.84)$$

Kapacita depleční oblasti v dielektriku může být vysvětlena na základě zjednodušeného vztahu

$$C_i = A \left[\frac{e \epsilon_r \epsilon_0 N_D}{2(U_D + U)} \right]^{1/2} \quad (2.85)$$

kde N_D je donorová koncentrace, U_D difusní napětí a A plocha kondenzátoru.

V případě funkce kvadrátu inverzní kapacity dostaneme lineární závislost na aplikovaném napětí U (2.86), jak je patrné z následujícího Obr. 2.51. Kapacita C_i při 5Hz závisí na teplotě s aktivační energií asi 0.15eV [3, 6].

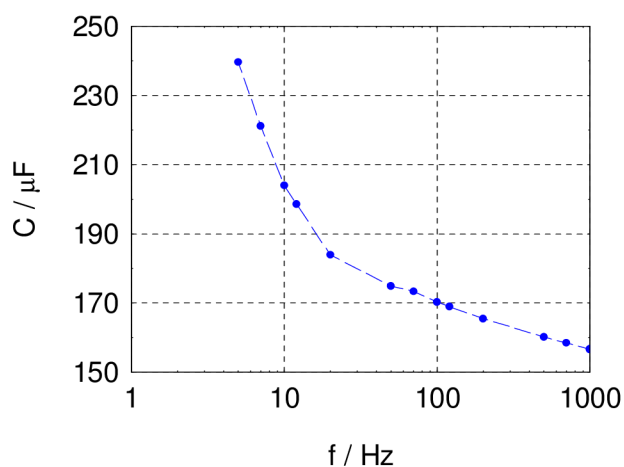


Obr. 2.51: C_i^{-2} v závislosti na aplikovaném napětí při frekvenci 5Hz

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2}{A^2 e \epsilon_r \epsilon_0 N_D} (U_D + U) \quad (2.86)$$

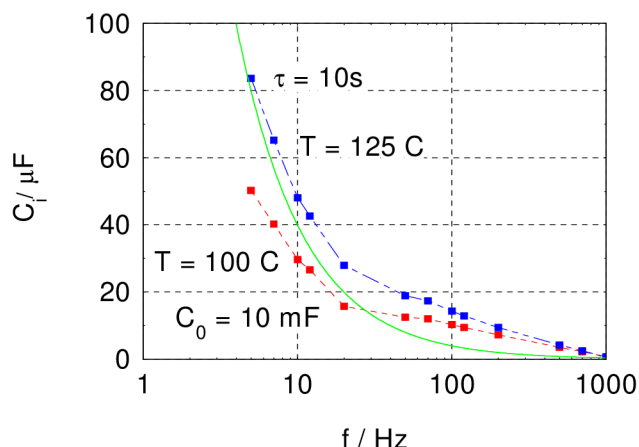
2.2.20. Závislost kapacity na frekvenci

Celková kapacita kondenzátoru je inverzně propořční na frekvenci (Obr. 2.52).



Obr. 2.52: Celková kapacita v závislosti na frekvenci při teplotě 125°C

Kinetika nabíjecího a vybíjecího procesu pozitivní a negativní elektrody je kontrolována RC konstantou elektrického obvodu τ_1 . Náboj uložený v dielektriku se mění s relaxační konstantou τ_2 , která je dána procesem generace a rekombinace. Tato časová konstanta je dlouhá desítky až tisíce sekund. Kapacita dána lokalizovanými náboji v dielektriku závisí na frekvenci, jak je ukázáno na Obr. 2.52.



Obr. 2.53: Kapacita depletiční vrstvy C_i v závislosti na frekvenci

Kapacita depletiční vrstvy C_i je dána rozdílem celkové kapacity C a kapacity C_{hf} na vysokých frekvencích.

Předpokládáme, že ionizovaná donorová koncentrace N_D závisí na frekvenci a přiloženém napětí na základě následujícího vztahu.

$$N_D = N_{D0} / (1 + \omega^2 \tau^2) \quad (2.87)$$

Kde ω je frekvence obdélníkového průběhu aplikovaného napětí, τ je relaxační časová konstanta

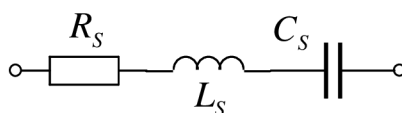
Kapacita depletiční vrstvy C_i na frekvenci závisí na základě následujícího vztahu v návaznosti na rovnici (2.87):

$$C_i = C_{i0} / (1 + \omega^2 \tau^2)^{1/2} \quad (2.88)$$

Srovnáním teoretických (spojitých křivek) a experimentální závislosti na teplotě při 100°C a 125°C jsou taktéž zaznamenány v grafu na Obr. 2.53 [3, 6].

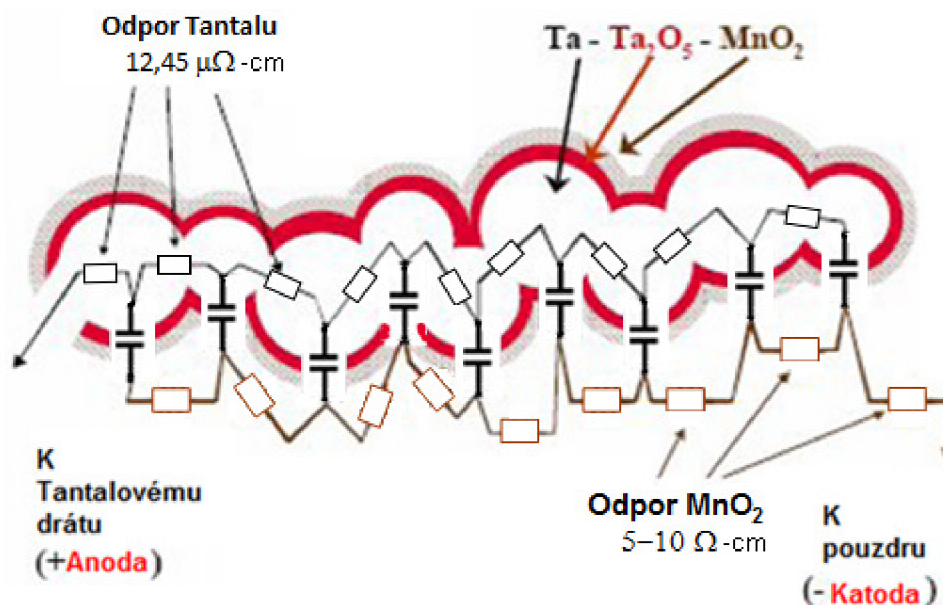
2.2.21. Vlastnosti a parametry tantalového kondenzátoru

Všechny typy kondenzátorů mají nežádoucí parazitní vlastnosti. Ekvivalentní sériový odpor (ESR) se ve všech typech kondenzátorů uplatňuje z důvodu, že desky kondenzátoru nejsou dokonalým vodičem elektrického proudu, mají konečný odpor daný vodivostí použitého materiálu. Taktéž dielektrikum není dokonalým izolantem a má vodivost, která se dá v praxi vyjádřit odporem řádově v oblasti 10-1000M Ohmů. Tato parazitní vodivost se podílí na parametru udávající ztráty v dielektriku a je součástí vztahu popisujícího ztrátový činitel dielektrika. Ekvivalentní sériová indukčnost (ESL) je vytvořena konstrukčním provedením desek kondenzátoru a dalších kontaktních přívodních vodičů, které taktéž markantně ovlivňují celkovou parazitní indukčnost kondenzátoru. Obecně se dá říct, že základní elektrické chování kondenzátoru se dá popsat jeho sériovým zapojením kapacity kondenzátoru se sériovým odporem ESR a sériovou indukčností ESL , tak jak je patrné z Obr. 2.54.



Obr. 2.54: Základní náhradní schéma skutečného kondenzátoru

Většina parazitních členů/elementů nejsou stanoveny jenom typem materiálu, ale taky konstrukcí celého provedení kondenzátoru a i samotnými výrobními procesy. Výběry vhodných materiálů, zdokonalování konstrukčního provedení a vylepšování výrobních procesů jsou součástí stálého zdokonalování vlastností kondenzátorů a snižování parazitních vlastností kondenzátoru [4]. V průběhu konstrukce tantalových kondenzátorů je tantalový prach lisován a následně sintrován do kvádřového tvaru anody. Tato struktura vytváří rozloženou kapacitní síť, tak jak je ilustrováno na **Obr. 2.55**. Části tantalového prachu jsou spojeny ve tvaru anody. Na povrchu je vytvořeno dielektrikum Ta_2O_5 , vytvářející kapacitu kondenzátoru. Toto dielektrikum má taktéž ztrátový odpor R_L , který může být demonstrován jako odpor připojený paralelně k elementům kapacity kondenzátoru.



Obr. 2.55: Rozložené elementy R , C hodnot ve struktuře tantalového kondenzátoru

Další síť odporových elementů může být vyjádřeno kontaktování MnO_2 na povrchu dielektrika. Tato reprezentace elektrických členů kondenzátoru se tím pádem stává komplexním RC „žebříkem“ kondenzátorů a odporů vytvořených z individuálních tantalových členů asociovaných jejich odporem. Za předpokladu, že jednotlivé elementy kapacity budou rozděleny rovnoměrně, se dá říci, že časová konstanta bude delší pro elementy blízko centra anodové struktury než časová konstanta blízko povrchu spojení s katodovou vrstvou. Při nízké frekvenci jsou schopny reagovat všechny členy kapacity a odporu. V případě, že bude frekvence růst, přídavný odpor členů, které jsou hlouběji ve struktuře, vytvoří situaci, při které RC časová konstanta je tak nízká, že nereaguje na odezvy způsobené touto vyšší frekvencí. Zvyšováním frekvence dále efektivně eliminují kapacitní elementy z obvodu pohybujícího se z hlubších vrstev pelety do vrstev v blízkosti postříbeného povrchu katodového kontaktu. Tento efekt je znám jako „roll-off“ kapacity a je jeden z nejvíce převládajících způsobů pozorování negativního efektu hodnoty sériového odporu ESR v těchto typech součástek [4, 5].

3. Cíle disertační práce

Tantalový kondenzátor je kvalitní moderní součástka elektronických obvodů s širokým použitím v praxi. Nicméně při neustálém tlaku na miniaturizaci se zvyšují problémy s projevením některých parazitních vlastností součástek tohoto druhu. V současné době jsou k dané problematice publikovány materiály, řešící jen dílčí hlediska a neposkytující dostatečně komplexní nástroje pro optimalizaci výroby.

Cílem této práce je analýza fyzikálních vlastností MIS struktury tantalového kondenzátoru za účelem zjištění transportu a akumulace náboje v kondenzátoru. Je taktéž nutné zaměřením se na vytvoření náhradního obvodu kondenzátoru popisujícího jeho reálné chování.

Výchozím bodem jsou experimentálně zjištěné charakteristiky kondenzátoru a vytvoření fyzikálního modelu kondenzátoru v závislosti na přiloženém napětí, frekvenci a teplotě vzorku. Na základě srovnání teoretických závěrů a interpretace experimentálně zjištěných charakteristik bude objasněno rozdělení náboje na elektrodách a lokalizovaných stavech amorfního izolantu. Analýza vlastností tantalového kondenzátoru a jeho modelování s cílem vytvoření vhodných teoretických nástrojů pro zlepšování jeho reálných vlastností a pro optimalizaci jeho výroby.

Dalším dílčím výsledkem práce bude návrh a výpočet prvků náhradního obvodu reprezentujícího frekvenční a teplotní závislost impedance, ekvivalentního sériového odporu, ekvivalentní sériové kapacity a ztrátového úhlu.

Skutečné elektronické součástky mají poněkud odlišné vlastnosti než je tomu v případě ideálních pasivních komponentů. Nicméně, pro zjednodušení výpočtů při návrhu elektronických obvodů se počítá s použitím ideálních součástek, v jejichž důsledku vzniká dosažení ne zcela přesných a reálu odpovídajících výsledků. Tudíž tato kalkulace je jen předběžná a požaduje detailní ověření na základě použití skutečných součástek.

Znalost fyzikální struktury a reálného chování kondenzátoru je taktéž požadováno pro správné pochopení jeho podstaty, na jejímž základě se dá dále provést zdokonalení a přiblížení se ideálním parametrům z hlediska výrobních postupů.

Z důvodu těchto podnětů se hledají řešení ke zjištění náhradního modelu popisujícího skutečné fyzikální a elektrické chování kondenzátorů.

Mnoho simulačních programů (OrCAD PSpice, atd.) sloužících k návrhu elektronických obvodů používá knihovní prvky aktivních součástek sloužících pro vytváření obvodových zapojení. Žádný z těchto softwarů však neobsahuje skutečné knihovny pasivních komponentů, jako jsou odpory, kondenzátory a cívky. Tyto součástky jsou v programech obsaženy pouze v idealizované podobě bez obsažení jejich parazitních parametrů, které mají vliv na jejich celkové chování. Elektrické parametry ideálních součástek jsou bohužel odlišné od chování skutečných pasivních součástek, čímž vznikají nepřesnosti při modelování chování obvodu v simulačních programech. Tyto nepřesnosti mohou mít markantní vliv na očekávaný výsledek chování obvodu.

Práce je zaměřena na optimalizaci náhradního obvodu tantalového kondenzátoru. Výchozím bodem studia je fyzikální model kondenzátoru a experimentálně zjištěné charakteristiky kondenzátoru (kapacita, ekvivalentní sériový a paralelní odpor a ztrátový činitel) v závislosti na přiloženém napětí, frekvenci a teplotě vzorku. Na základě srovnání teoretických závěrů a interpretace experimentálně zjištěných charakteristik bude objasněno rozdělení náboje na elektrodách a lokalizovaných stavech amorfního izolantu.

Dalším dílčím výsledkem práce bude návrh a výpočet prvků náhradního obvodu reprezentujícího frekvenční a teplotní závislost impedance, ekvivalentního sériového odporu, ekvivalentní sériové kapacity a ztrátového úhlu.

Jádro problému řešení této problematiky je hledání vhodného náhradního schématu tantalového kondenzátoru s kmitočtově nezávislými parametry prvků, které umožňuje nejsnazší a nejefektivnější analýzu vlastností i s tím ohledem, že tyto hodnoty jsou funkcemi dalších veličin. Dále je ale třeba, aby toto náhradní schéma co nejlépe odpovídalo co nejvíce skutečné struktuře uspořádání a poměrně složité fyzikální funkci tohoto kondenzátoru a s tím i zjevné souvislosti elektrických parametrů s technologií výroby. Na druhou stranu je třeba podotknout, že vytvoření vhodného náhradního schématu není jednoduchou úlohou, protože je nutné modelovat poměrně složitou strukturu, která má při detailním přístupu charakter obvodu s rozloženými parametry. Proto bude model poměrně složitý a bude nutné vyhodnotit míru vlivu jednotlivých prvků tohoto složitějšího schématu na přesnost pro získání přijatelného kompromisu z hlediska dostatečné přesnosti a na druhou stranu přijatelné složitosti z hlediska vyhodnocení pro optimalizaci výroby.

4. Experimentální část

4.1. Měřící pracoviště a procedury

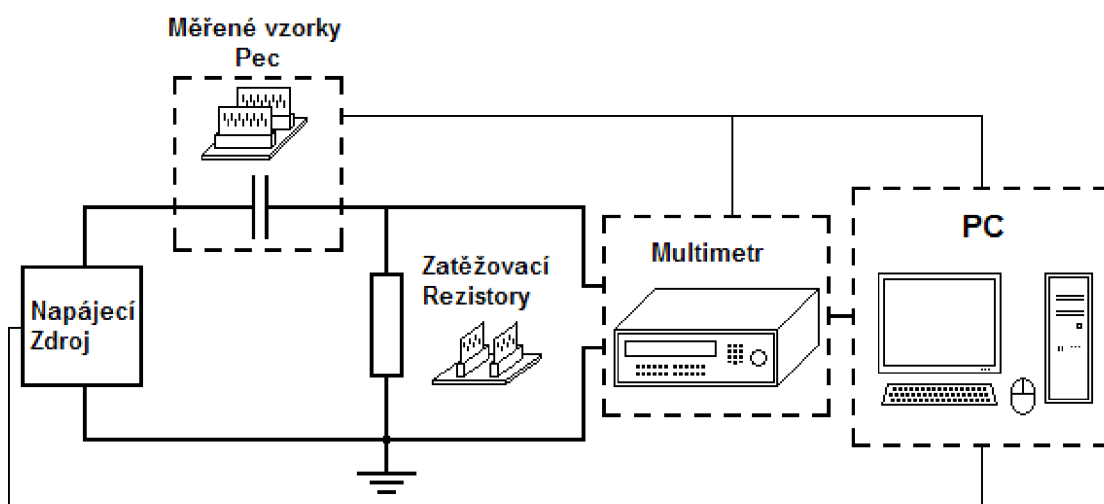
4.1.1. Měřící pracoviště pro měření VA charakteristik

Pro měření V-A charakteristik bylo vybudováno automatizované pracoviště sestávající s měřících přístroji řízených počítačem, který taktéž slouží ke sběru dat a vyhodnocování měření do grafické podoby. Program, přes který je počítač ovládán byl vytvořen v programovém prostředí Matlab. Pomocí Matlabu byla data zformátována do podoby, která je vhodná pro další počítačové zpracování v příslušných tabulkových a grafických kalkulátorech.

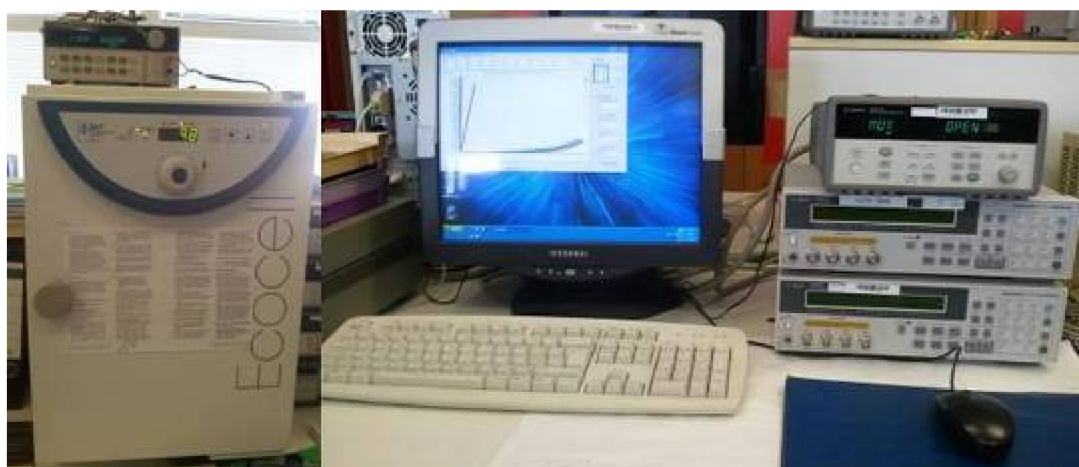
Z obrázku Obr. 4.2 je patrné schéma zapojení jednotlivých přístrojů měřícího pracoviště pro měření VA charakteristik. Na dalším Obr. 4.3 je zobrazení fyzického provedení měřícího pracoviště. Jako zdroj stejnosměrného napětí byl použit Agilent 6624A, který je pro nastavení napětí řízen počítačem umožňujícím měření v normálním a reverzním režimu. Pro uchycení a kontaktování vzorků je použito měřících přípravků v provedení PCB desek (Obr. 4.1). Měření je prováděno v jedné sekvenci po 5 kusech, tak že se proměří první vzorek při stanovených podmínkách teploty a pak následuje automatické/programované přepnutí na druhý a následný vzorek, dokud není provedeno proměření všech testovaných součástí. Flexibilně je možno měnit připojení zatěžovacích odporů, které se provádí kontaktováním pomocí konektorů s kabely. Takto je pak možno měnit hodnoty odporů pro měření různých průběhů zbytkového proudu [7].



Obr. 4.1: Způsob uchycení vzorků a kontaktování na měřící pracoviště

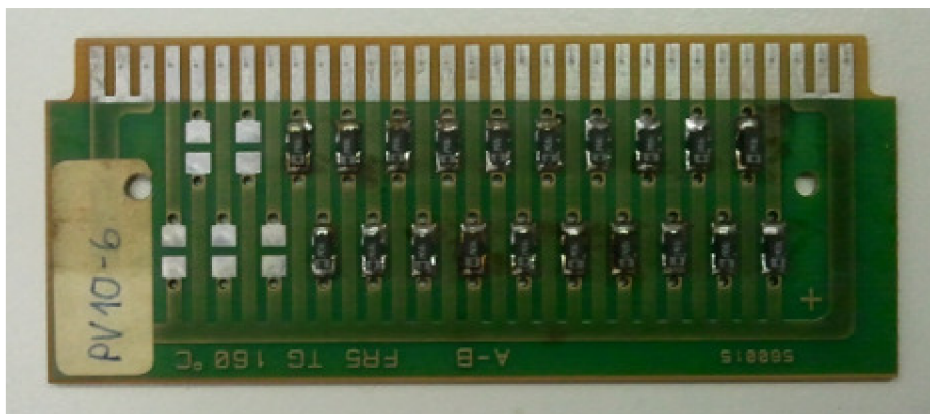


Obr. 4.2: Blokové schéma zapojení měřících přístrojů pro měření VA charakteristik



Obr. 4.3: Zobrazení pracoviště pro měření VA charakteristik

Pro měření na teplotách odlišných od pokojové teploty je použita teplotní komora, ve které je možno provádět měření na kladných i záporných teplotách. Vzorky jsou uchyceny v měřicí komoře za pomoci speciálního držáku, který je konstrukčně těmto teplotám přizpůsoben. V průběhu měření VA charakteristik se na měřené vzorky přivádí napětí, tak aby bylo možno za pomoci zatěžovacích rezistorů snímat proud, který měřeným kondenzátorem v průběhu měřicího procesu prochází. Měřené hodnoty napětí a proudu jsou detekovány měřicí aparaturou a přeneseny do programu v počítači, který je převede do grafického zobrazení. Výsledná výstupní data jsou pak transformovatelná do tabulkových kalkulátorů typu Excel a další. Všech pět průběhů daného měření je pak vloženo do jedné tabulky a zobrazeno v grafech [7].



Obr. 4.4: Ukázka kontaktování měřených vzorků připravených pro připojení k měřicí aparatuře

4.1.2. Princip a funkce měřicího zařízení frekvenčních charakteristik

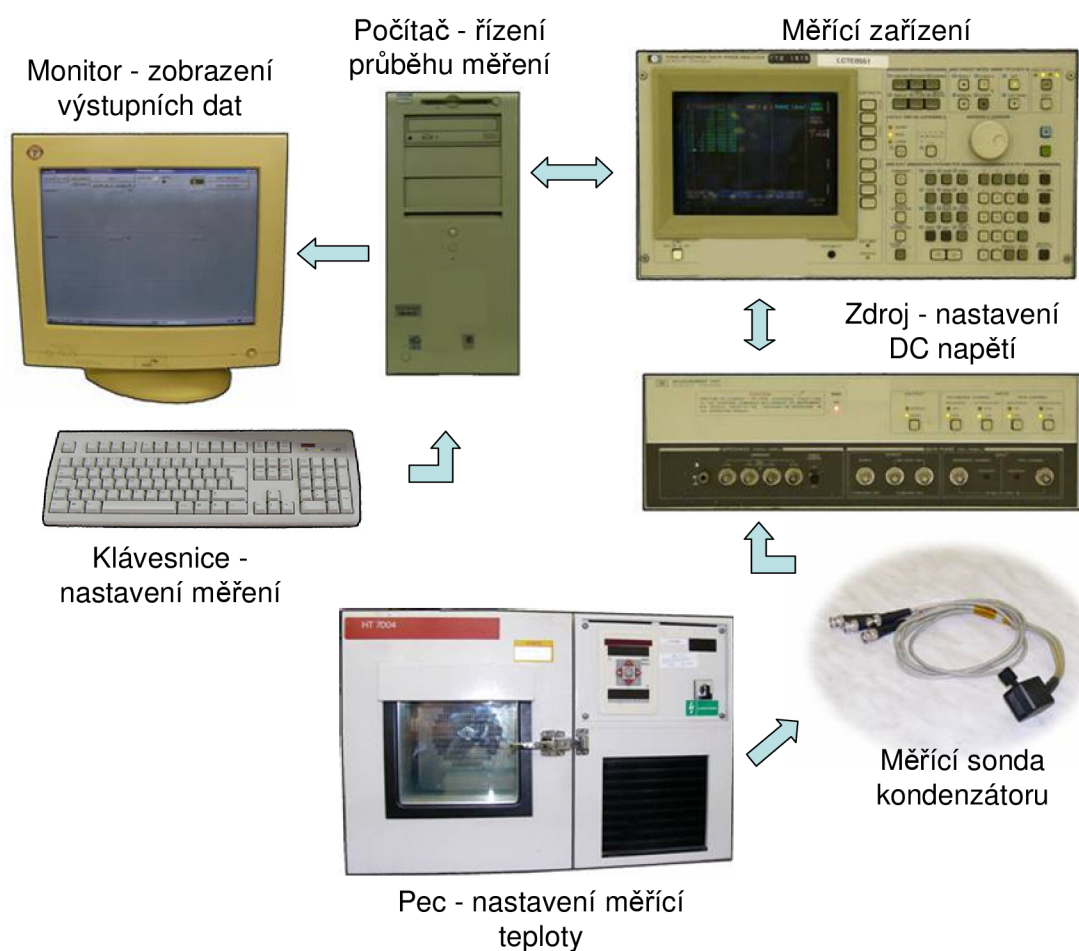
Měření elektrických frekvenčních charakteristik tantalového kondenzátoru je založeno na detekci střídavého napětí na měřené diskrétní součástce (v našem případě tantalového kondenzátoru), střídavého proudu procházejícího prvkem a fázového posuvu mezi veličinami napětí a proudu. Z těchto naměřených hodnot lze pak stanovit absolutní hodnotu impedance Z a fázového posuvu φ při dané frekvenci, z čehož je pak možné spočítat reálnou a imaginární složku měřené součástky.

Po sestavení automatizovaného měřicího pracoviště je možno získat frekvenční závislosti elektrických parametrů – sériové kapacity C_S , sériového odpor R_S , absolutní hodnoty impedance Z a ztrátového činitele $tg\delta$ v závislosti na teplotě okolí a přiloženém stejnosměrném napětí (DC bias voltage). Tyto veličiny jsou získány na základě matematického rozkladu jednotlivých složek impedance. Z parametrů Z a φ lze taktéž dále stanovit celkovou hodnotu sériové indukčnosti L_S .

Pracoviště je složeno z RLC mostu připojeného přes IEEE-488 (GPIB sběrnice) k řídicímu a vyhodnocovacímu počítači. Měřený kondenzátor se připojí pomocí sondy čtyřvodičového zapojení k měřicímu mostu přes zdroj napětí umožňující nastavení stejnosměrného předpětí. Čtyřvodičové zapojení sondy se používá z důvodu snímání střídavého napětí na kondenzátoru a střídavého proudu protékajícího kondenzátorem, což umožňuje stanovení velikosti napětí, proudu a fázového posuvu mezi těmito veličinami, na jejichž základech se pak provádí vyhodnocení jednotlivých reálných a imaginárních složek kondenzátoru. Další výhodou čtyřvodičového měření je možnost použití delších přívodů, které jsou nezbytné k umístění kondenzátoru do teplotní komory potřebné pro nastavení podmínek okolní teploty. Vliv délky přívodu se značně omezí nebo takřka eliminuje kalibrací před začátkem měření.

Pro měření závislostí elektrických parametrů kondenzátoru na teplotě a stejnosměrného napětí je zapotřebí nastavení požadovaných počátečních podmínek. Vliv teploty kondenzátoru je zkoumán v teplotní komoře, která umožňuje plynulé nastavení okolní teploty a tím chlazení nebo ohřev kondenzátoru v rozsahu od -55°C do 125°C . K nastavení stejnosměrného předpětí (DC bias voltage) slouží zdroj napětí, který je připojen k sondě.

Průběh měření je automatizován, obsluha je omezena pouze na vložení měřeného vzorku, nastavení počátečních napěťových/teplotních podmínek a spuštění měření. Počítač po spuštění řídí průběh měření, zaznamenává a vyhodnocuje měřená data automaticky, jak je patrné z principu zapojení zobrazeného na obrázku Obr. 4.5). Jediným parametrem, který se musí manuálně nastavit na požadovanou hodnotu, je teplota okolí. Tato teplota se nastavuje na termizační peci, která vyhřívá součástku na požadovanou hodnotu v daném rozsahu.

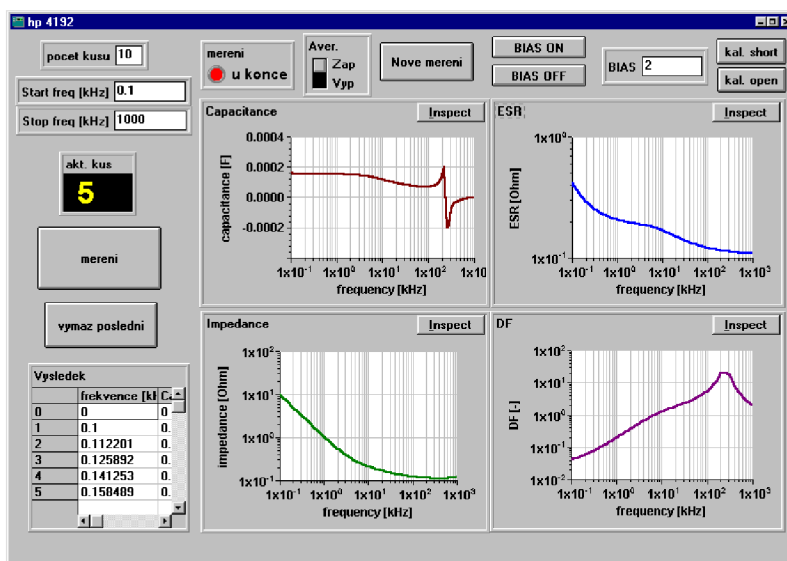


Obr. 4.5: Měřicí stanice parametrů kondenzátoru – C , ESR , Z , DF

Na Obr. 4.6 je ukázka programového prostředí sloužícího k měření požadovaných parametrů kondenzátoru. Je zde možno vidět způsob nastavení, zpracování a zobrazení měřených dat.

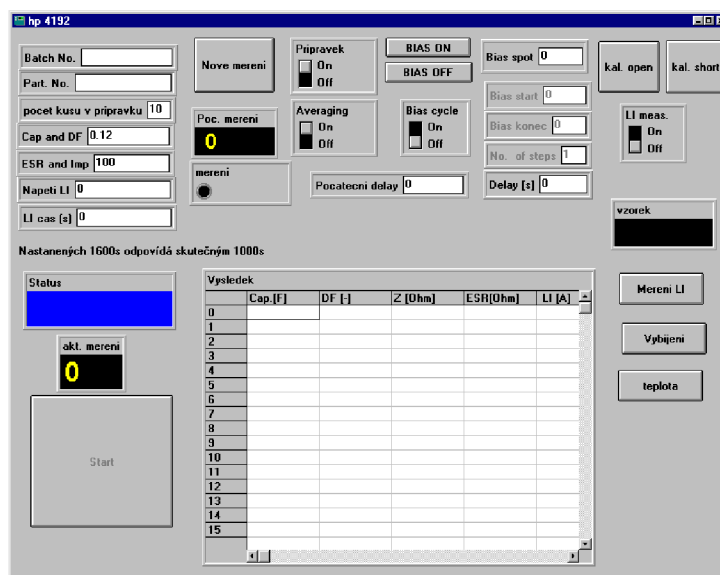
Dalším nezbytným měřením sloužícím ke zjištění chování kondenzátoru v reverzním a normálním směru je měření zbytkového proudu I_{LI} kondenzátorem.

Využívá se stejného měřicího pracoviště jako pro měření frekvenčních charakteristik, ale přístroj pracuje ve stejnosměrném režimu umožňujícím plynulé nastavení napětí na kondenzátoru a snímání hodnot stejnosměrného proudu protékajícím kondenzátorem, čímž se získá závislost proudu na napětí a tím i požadovaná VA charakteristika.



Obr. 4.6: Ukázka programu zpracovávajícího výstupní data

Velikost zbytkového proudu je závislá na velikosti přiloženého stejnosměrného napětí na kondenzátoru. Změnou napětí (v kladném nebo záporném směru), lze měřit zbytkový proud v obou polaritách, na jehož základech lze pak získat stejnosměrné podmínky/parametry náhradního modelu kondenzátoru. Způsob zpracování a zobrazení dat v programu je patrný z Obr. 4.7.



Obr. 4.7: Ukázka softwaru pro měření a zpracování dat a analýzu zbytkového proudu kondenzátoru v závislosti na normálním a reverzním napětí

4.2. VA charakteristiky při pokojové teplotě

Jak již bylo dříve zmíněno, tantalový kondenzátor se skládá z tantalové anody, amorfni dielektrické vrstvy tvořené Ta_2O_5 a polovodičové katody MnO_2 . Kondenzátorová struktura může být v první fázi považována za ideální MIS strukturu. Mechanismus transportu nosičů náboje a uložení náboje v izolační vrstvě jsou důležitými parametry pro použití těchto součástek. Ta_2O_5 dielektrická vrstva vykazuje velmi dobré elektrické a dielektrické vlastnosti pro použití v elektronických obvodech jako diskretní kondenzátorové součástky. Tato součástka taktéž vykazuje velmi nízký zbytkový proud řádově $4 \cdot 10^{-8} A/cm^2$ při elektrickém poli 2 MV/cm a při pokojové teplotě 300K.

Dominantními mechanismy transportu nosičů náboje je ohmická vodivost pro nízká elektrická pole, zatímco dominantním mechanismem na větších napětích a tím i vyšších elektrických polích v rozsahu 1-2.5 MV/cm je Poole-Frenkelův mechanismus.

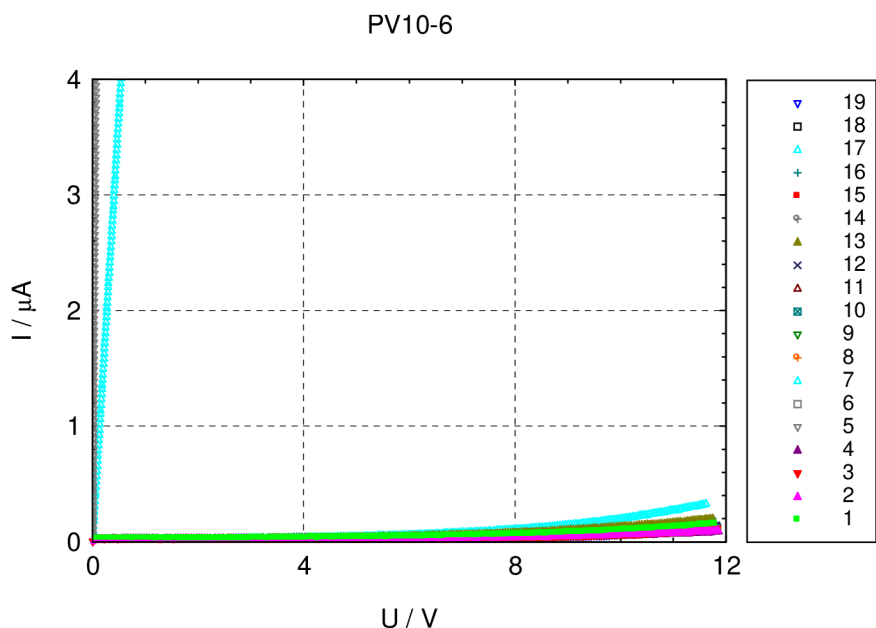
Dielektrikum oxidační vrstvy obsahuje kyslíkové vakance s koncentracemi v oblasti $10^{18}/cm^3$, které zde působí jako donorové hluboké pasti a jsou nabitě v průběhu aplikace elektrického pole přiložením stejnosměrného napětí. Než se začne s měřením VA charakteristik kondenzátoru, je třeba měřený kondenzátor zcela vybit. Pro prozkoumání vlastností pak může být MIS struktura modelu reálného kondenzátoru vhodně modifikována v souladu s výsledky měření a analýzy zbytkového proudu kondenzátoru.

Experimentální analýza v teplotním rozsahu může poskytnout informace o rozdílné velikosti složek zbytkového proudu, kterými jsou ohmická složka, Poole-Frenkelova a tunelová složka. Byly změřeny VA charakteristiky tantalových kondenzátorů PV10-6 v teplotním rozsahu 250K až 400K. Výsledky měření budou použity pro podrobnou analýzu. Tloušťka dielektrika d u PV vzorků od dvou různých výrobců je v rozmezí $d = 30-33$ nm. Dále zde počítáme s relativní permitivitou Ta_2O_5 dielektrika kondenzátoru $\epsilon_r = 27$, která je vytvořena anodickou oxidací Ta anody. V případě zkoumané kapacity 10uF zde získáme plochu elektrody která je $A = 14$ cm².

Na již dříve popsané aparatuře byla provedena řada měření vzorků PV10-6 jak v normálním, tak i v reverzním režimu, které byly následně podrobeny detailní analýze jejich parametrů.

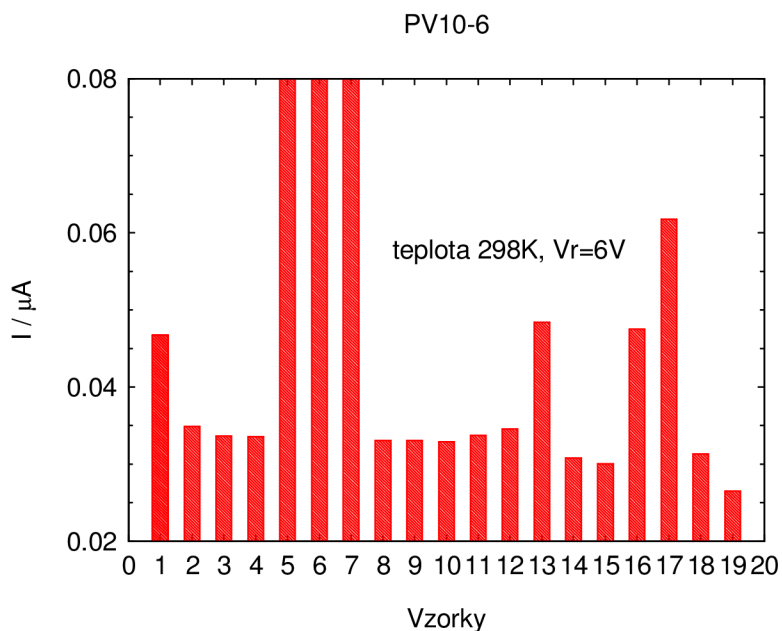
4.2.1. VA charakteristiky v normálním režimu typu PV10-6

V následujícím grafu Obr. 4.8 jsou zobrazeny průběhy proudu vzorků kondenzátorů závislých na přiloženém napětí v normálním režimu. Toto měření bylo prováděno při pokojové teplotě 298K. Jak je z grafu patrné, tak vzorky 5, 6 a 7 jsou zcela mimo rozsah měření všech ostatních zbývajících měřených vzorků.

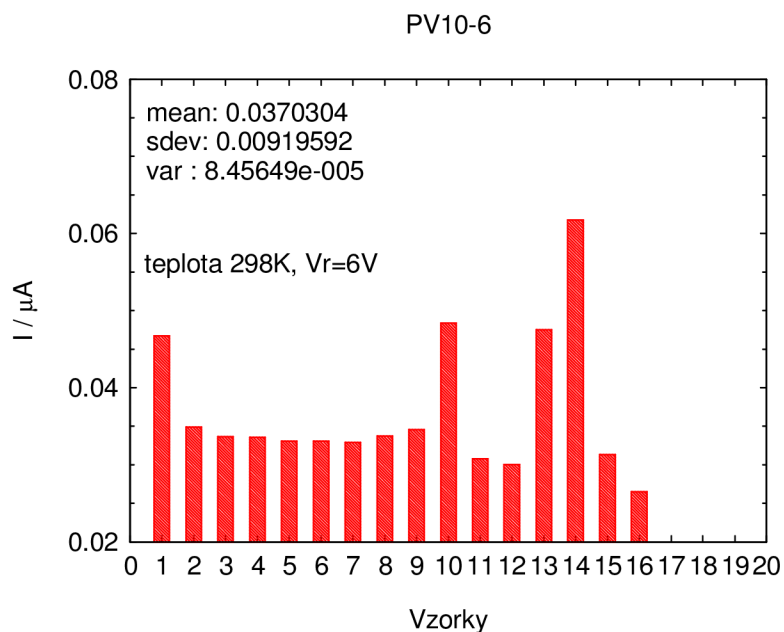


Obr. 4.8: VA charakteristiky v normálním modu všech měřených vzorků

Na následujícím Obr. 4.9 je patrná distribuce zbytkového proudu měřených vzorků. Odečtené hodnoty zbytkového proudu histogramu jsou platné pro jmenovité napětí $V_R=6\text{V}$. Z obrázku je patrné, že většina vzorků byla v rozsahu běžných hodnot proudu, až na tři vzorky, které se nachází mimo měřený rozsah. Z toho vyplývá, že je v důsledku špatných hodnot těchto tří vzorků (vzorek 5, 6 a 7) nutno tyto vzorky nadále z měření vyloučit.

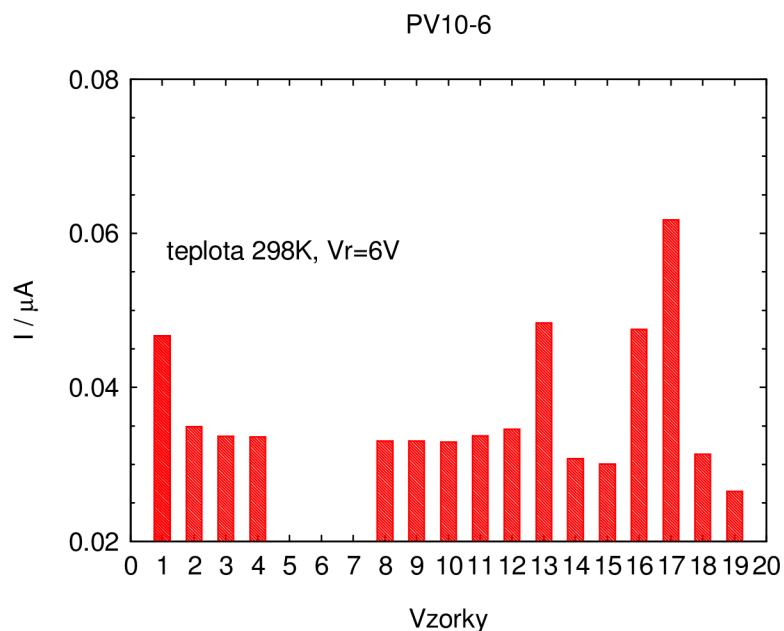


Obr. 4.9: Distribuce zbytkového proudu naměřených vzorků



Obr. 4.10: Distribuce zbytkového proudu správně naměřených vzorků

Ze sloupcového diagramu Obr. 4.10 je dále patrné distribuční rozložení vzorků. Střední hodnota proudu kondenzátorů v normálním režimu při přiloženém napětí $U=6\text{V}$ po zaokrouhlení odpovídá $0.037\mu\text{A}$, disperse je $0.0092\mu\text{A}$ a směrodatná odchylka odpovídá $8.46\text{e-}5\mu\text{A}$. Z histogramu vybereme tři typy vzorků, tak aby odpovídaly distribučnímu rozložení, jako nejlepší vzorek s nejnižším zbytkovým proudem, střední hodnotou a vzorek s nejhorším zbytkovým proudem, které budeme dále analyzovat a zjišťovat příčiny, které k hodnotám jejich parametrů.

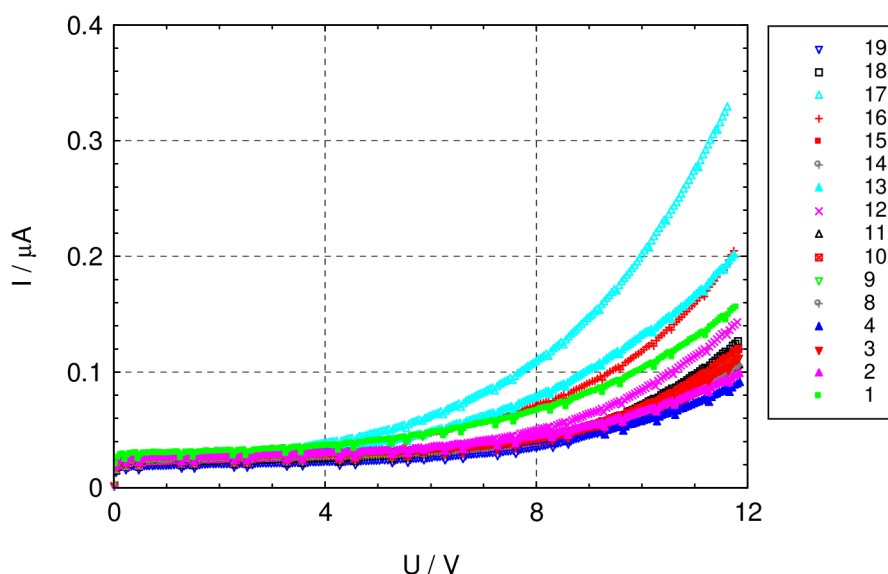


Obr. 4.11: Distribuce zbytkového proudu naměřených vzorků s vyloučením špatných

Po vyloučení špatných vzorků (Obr. 4.11) je dále možno zpracovat a analyzovat dobré vzorky. Měřený soubor vzorků se nám tímto zúžil na 16 použitelných výsledků

měření. Z dříve uvedených statistických hodnot vycházejících z histogramu Obr. 4.11 vybereme vzorek 19, který má nejnižší zbytkový proud odpovídající hodnotě 0.0265uA. Dále vzorek nejvíce se blíží střední hodnotě 0.037uA, kterým je vzorek 12 se zbytkovým proudem 0.355uA. A posledním vzorkem s nejvyšším zbytkovým proudem z distribuce měřených vzorků je vzorek 17 se zbytkovým proudem o hodnotě 0.0618uA.

PV10-6

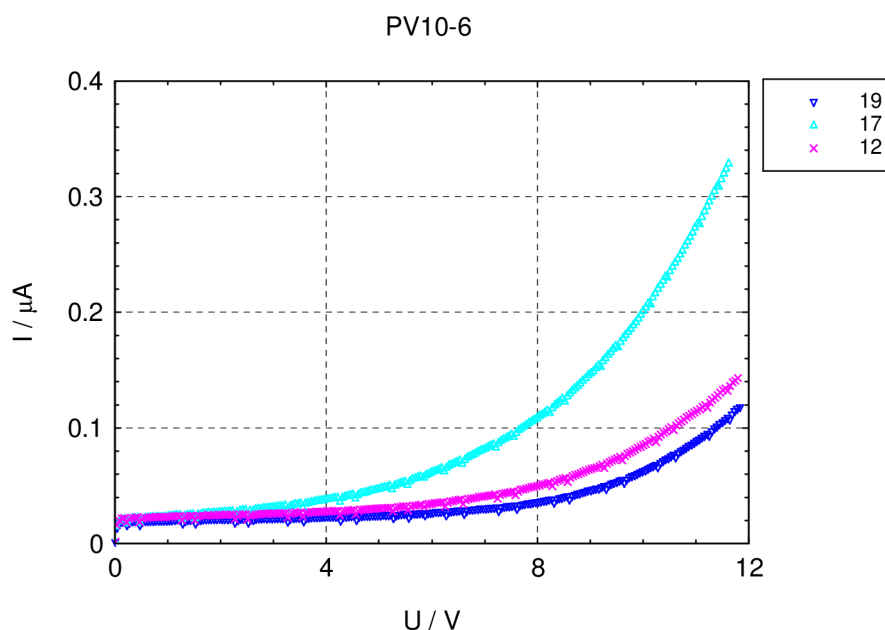


Obr. 4.12: VA charakteristiky pro vybrané vzorky v normálním modu

V následujícím grafu Obr. 4.12 jsou všechny použitelné naměřené průběhy, ze kterých je možno vybrat nejvhodnější alternativy (12, 17 a 19) na základě již dříve zmíněných statistických vyhodnocení. Dále je zde patrné, že se hodnoty zbytkového proudu více rozcházejí při vyšších napětích než je jmenovité napětí. Rozložení histogramu se začíná víc lišit. Čím je přiložené napětí na kondenzátoru větší, tím se hodnoty zbytkového proudu jednotlivých vzorků víc od sebe liší.

Po vybrání vhodných vzorků 12, 17 a 19 tak dostáváme tři průběhy zbytkového proudu v závislosti na přiloženém napětí, tak jak je vyznačeno v grafu na Obr. 4.13. Charakteristiky jasně ukazují odlišný sklon směrnice zbytkového proudu pro vzorek 17 – největší zbytkový proud, u kterého můžeme i nadále očekávat podstatnější odlišnosti ve srovnání se vzorkem 12 a 19. Závislosti proudu na napětí jak v normálním, tak i v reverzním směru budou u nich dále detailněji prozkoumány následnou analýzou.

Na Obr. 4.13. jsou naměřené VA charakteristiky sady vzorků (12, 17 a 19). Měření probíhalo u vzorků na zatěžovacích odporech 1MΩ. Průběhy VA charakteristiky jsou měřeny v časovém kroku 10s. Časový krok udává časový interval od nastavení napětí na vzorku a jeho zpoždění při odečtu hodnoty napětí a proudu. Tento interval je použit kvůli stabilizaci přiloženého napětí na vzorku. Z grafu Obr. 4.13. je patrné, že se na vzorku vyskytuje polarizační proud, který je způsobený vlivem polarizace dielektrika. Jeho hodnota klesá s dobou prodlevy mezi přiloženým napětím a odečtem jeho hodnoty. Pro získání měření zbytkového proudu bez polarizačního proudu bychom potřebovali velmi dlouhý měřicí krok a tím pádem by proces měření trval i několik dní, případně i týdnů. Abychom se tomuto zdlouhavému procesu vyhnuli, použijeme kratší měřicí krok (řádově jednotky až desítky sekund) s tím, že musíme brát v potaz kompenzaci polarizačního proudu.



Obr. 4.13: VA charakteristiky v normálním režimu – 19 nejlepší, 12 střední, 17 nejhorší

Pro dosažení správné hodnoty průběhu VA charakteristiky bez polarizačního proudu, je nutno složku polarizačního proudu v měření kompenzovat odečtením velikosti polarizačního proudu z průběhu. Polarizační proud je vyjádřen následujícím vztahem:

$$I_{pol} = I_{P_0} \left(1 - \exp\left(\frac{-U}{\tau}\right) \right) \quad (4.1)$$

kde I_{P_0} odpovídá ustálené hodnotě proudu a časová konstanta τ je dána hodnotou R a C měřicího obvodu.

Limitní hodnota zbytkového proudu bývá udávána ve specifikaci tantalových kondenzátorů. Tato hodnota charakterizuje ustálenou hodnotu zbytkového proudu bez polarizačního proudu, který je vytvořen v důsledku přechodového děje při připojení napětí na strukturu kondenzátoru. Polarizační proud je proto nutno od hodnoty celkového proudu v normálním režimu zohlednit, tak abychom dostali jen skutečný zbytkový proud. Tato skutečnost nám pak umožní provést následnou analýzu jednotlivých složek zbytkového proudu, kterými jsou ohmická složka, Poole-Frenkelova složka a tunelová složka proudu, jakožto dominantní mechanismy vedení elektrického náboje v tantalovém kondenzátoru.

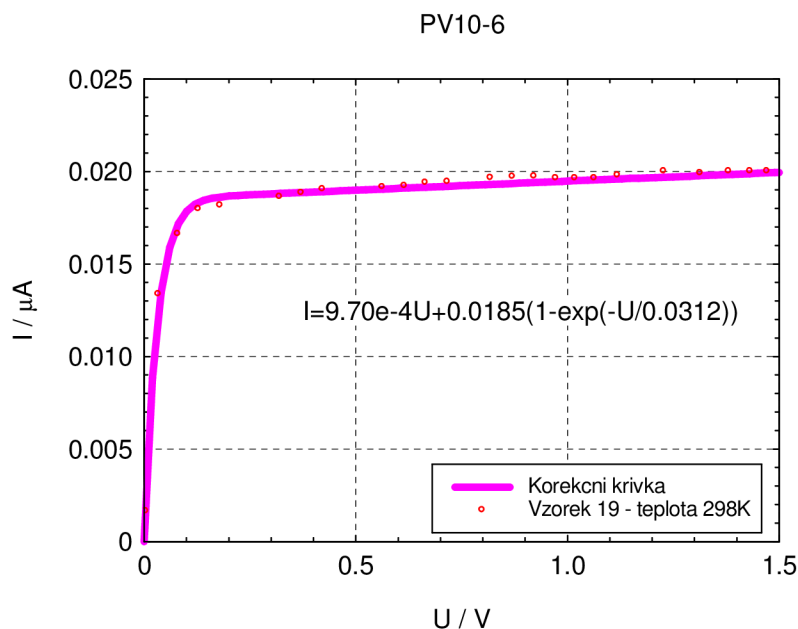
4.2.1.1 VA charakteristiky v normálním režimu vzorku 19

Nejprve je provedena analýza vzorku 19, který měl z měřených vzorků nejlepší a tudíž nejnižší zbytkový proud při jmenovitém napětí 6V.

Postup při vyhodnocení a kompenzaci polarizačního proudu je demonstrován na Obr. 4.14. Vzorek 19, který je v grafu vyneseno červenými body znázorňující část VA charakteristiky pro rozsah napětí do 1.5V, kde se zejména efekt polarizačního proudu uplatňuje. V tomto rozsahu napětí se projeví pouze polarizační proud a částečně i ohmický proud. Další složky zbytkového proudu jsou zanedbatelné.

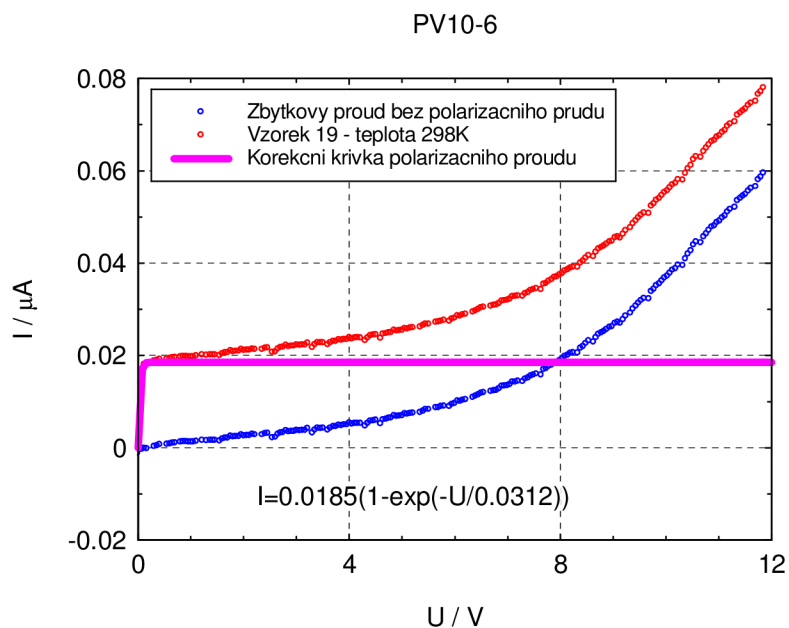
Růžovou aproximační křivkou je znázorněn průběh polarizačního proudu. Z charakteru křivky vyplývá popis polarizační proud následující rovnicí:

$$I_{pol} = 1.85 \cdot 10^{-2} \left(1 - \exp\left(\frac{-U}{3.12 \cdot 10^{-2}}\right) \right) \quad (4.2)$$



Obr. 4.14: Korekční křivka kompenzace polarizačního proudu u vzorku 19

V následujícím grafu obrázku Obr. 4.15 je patrné, jak bude již vypadat průběh zbytkového proudu bez polarizační složky, který vznikne odečtením korekční křivky polarizačního proudu znázorněné růžově od naměřeného průběhu (červená křivka).



Obr. 4.15: Korekce polarizačního proudu u vzorku 19

Pro další analýzu budeme již pracovat s korigovaným průběhem znázorněným modře v grafu na Obr. 4.15. Tento průběh budeme dále rozkládat na jeho jednotlivé

složky, kterými jsou již výše zmíněná ohmická, Poole-Frenkelova a tunelová složka. Z toho vyplývá, že celkový proud se dá popsat součtem jednotlivých složek, tak jak je vyjádřeno rovnicí:

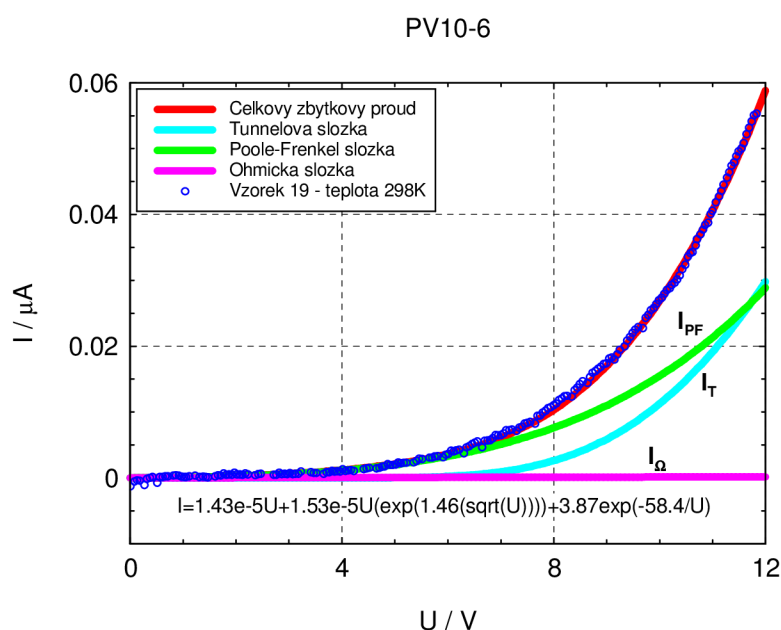
$$I_L = I_\Omega + I_{PF} + I_T \quad (4.3)$$

Jejím rozvinutím dostaneme detailní vyjádření:

$$I_L = G_\Omega U + G_{PF} U \exp(\beta_{PF} \sqrt{U}) + I_{T0} U^\alpha \exp(U_T / U) \quad (4.4)$$

kde I_{T0} je součinitel tunelového proudu, který závisí na tvaru bariéry, přičemž U_T je charakteristická hodnota tunelového napětí. Exponent α zahrnuje vliv intenzity elektrického pole na tunelový proud. Tento koeficient se pohybuje v rozmezí 0 až 2. V našem případě byla nejlepší shoda optimalizace křivky s koeficientem $\alpha=0$ z čehož následně vyplývá finální vztah:

$$I_L = G_\Omega U + G_{PF} U \exp(\beta_{PF} \sqrt{U}) + I_T \exp(U_T / U) \quad (4.5)$$



Obr. 4.16: Zbytkový proud a jeho složky u vzorku 19

Na Obr. 4.16 je patrná VA charakteristika vzorku 19 po kompenzaci polarizačního proudu (modrý průběh). Tento zbytkový proud budeme v měřeném rozsahu napětí modelovat závislostí podle vztahu (4.5). Po jejich vyjádření pak dostaneme finální podobu průběhu popsanou rovnicí:

$$I_L = 1.43 \cdot 10^{-5} U + 1.53 \cdot 10^{-5} U \exp(1.46 \sqrt{U}) + 3.87 \exp(-58.4 / U) \quad (4.6)$$

Kde hodnota $G_\Omega = 1.43 \cdot 10^{-5}$ odpovídá velikosti ohmické vodivosti, $G_{PF} = 1.53 \cdot 10^{-5}$ odpovídá vodivosti Poole-Frenkelova jevu, $\beta_{PF} = 1.46 \text{ V}^{-1}$ je velikost Poole-Frenkelova součinitele. $I_T = 3.87 \mu\text{A}$ je součinitel tunelového proudu a $U_T = 58.4 \text{V}$ je charakteristická hodnota tunelového napětí.

Korekcí vztahu vyjádření Poole-Frenkelova součinitele β_{PF} dostaneme:

$$\beta_{PF} = (e^3 / \pi \epsilon_0 \epsilon_r d)^{1/2} / kT \quad (4.7)$$

z čehož pak lze vyjádřit tloušťku dielektrika kondenzátoru:

$$d = \frac{e^3}{\pi \epsilon_0 \epsilon_r (kT \beta_{PF})^2} \quad (4.8)$$

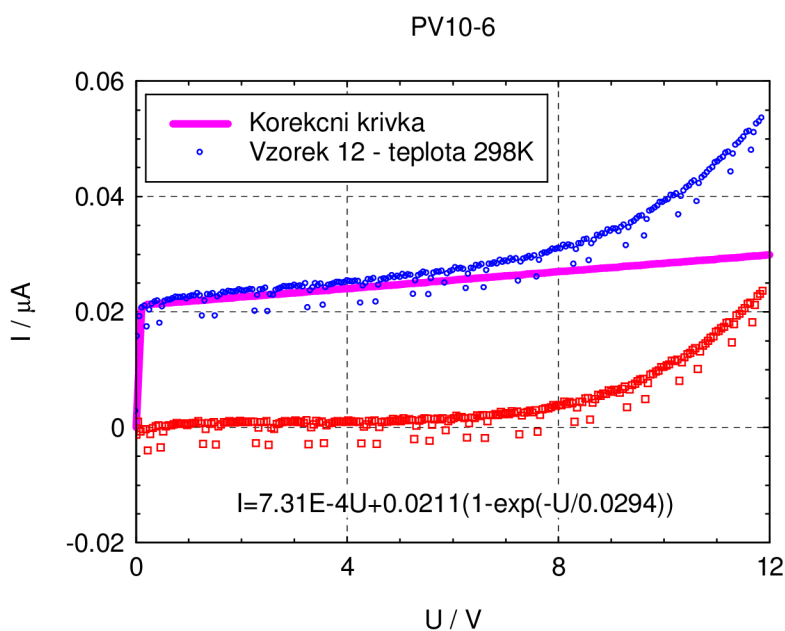
kde e je elementární náboj, ϵ_0 je permitivita vakua, ϵ_r je relativní permitivita izolantu (v našem případě $\epsilon_r=27$), d je tloušťka izolační vrstvy a kT je tepelná energie.

Po dosazení hodnot do vztahu dostáváme tloušťku dielektrika tantalového kondenzátoru vzorku 19:

$$d = \frac{e^3}{\pi \epsilon_0 \epsilon_r (kT \beta_{PF})^2} = \frac{(1.6 \cdot 10^{-19})^3}{\pi \cdot 8.85 \cdot 10^{-12} \cdot 27 \cdot (1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 298 \cdot 1.46)^2} = 151.4 \text{ nm} \quad (4.9)$$

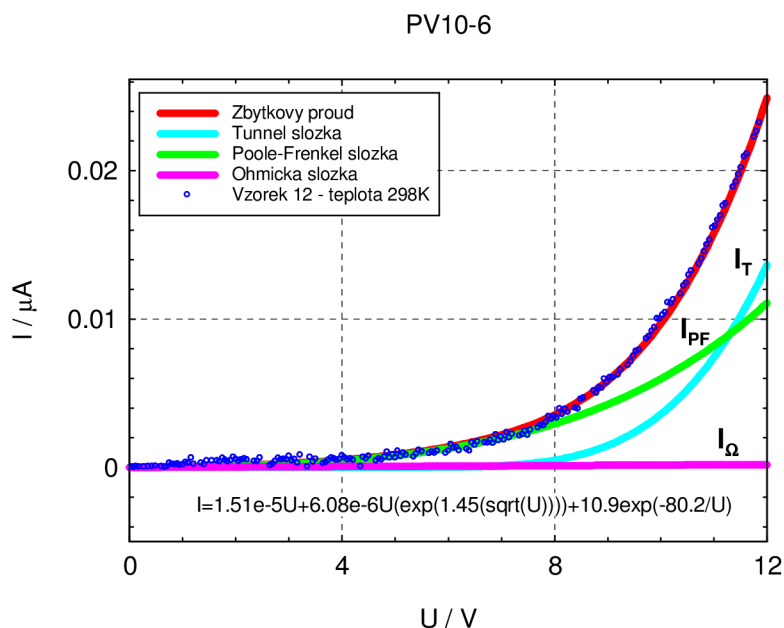
4.2.1.2 VA charakteristiky v normálním režimu vzorku 12

Stejným způsobem, jako tomu bylo v předchozí kapitole postupujeme i u vzorku 12. Zde je taktéž provedena korekce polarizačního proudu, která je naznačena na následujícím Obr. 4.17.



Obr. 4.17: Korekce polarizačního proudu u vzorku 12

Po korekci polarizačního proudu dostáváme průběh zbytkového proudu (Obr. 4.18), kterému je potřeba přizpůsobit a optimalizovat funkci odpovídající popisu zbytkového proudu, tak jak tomu bylo v předchozí kapitole.



Obr. 4.18: Zbytkový proud a jeho složky u vzorku 12

Po procesu optimalizace a výpočtu zbytkového proudu a jeho složek z naměřených dat dostáváme následující rovnici popisující jednotlivé složky vzorku 12:

$$I_L = 1.51 \cdot 10^{-5} U + 6.08 \cdot 10^{-6} U \exp(1.45\sqrt{U}) + 10.9 \exp(-80.2/U) \quad (4.10)$$

ohmická vodivost odpovídá hodnotě $G_{\Omega} = 1.51 \cdot 10^{-5}$, dále vodivost Poole-Frenkelova jevu má hodnotu $G_{PF} = 6.08 \cdot 10^{-6}$ a velikost Poole-Frenkelova součinitele je $\beta_{PF} = 1.45 \text{ V}^{-1}$. Součinitel tunelového proudu I_T má hodnotu $10.9 \mu\text{A}$ a charakteristická hodnota tunelového napětí je v tomto případě $U_T = 80.2 \text{ V}$.

Další korekcí vztahu vyjádření Poole-Frenkelova součinitele β_{PF} obdržíme:

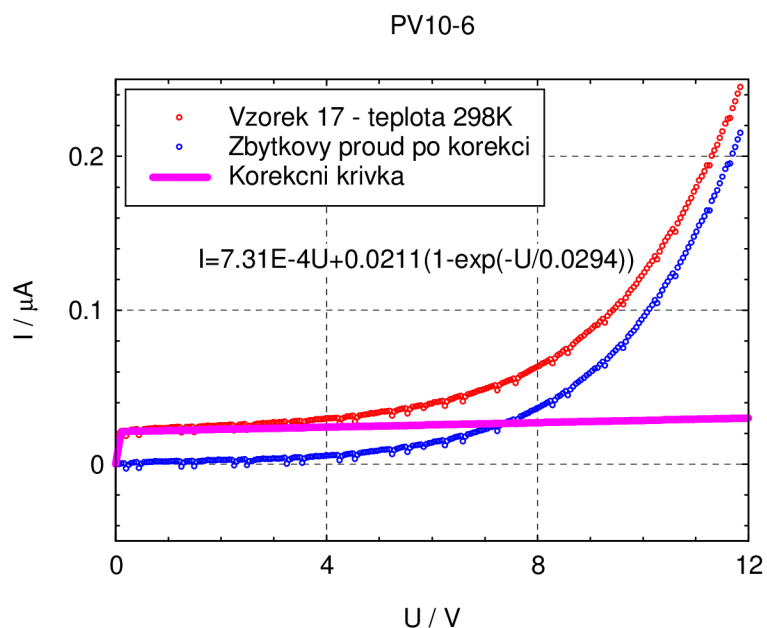
$$\beta_{PF} = (e^3 / \pi \epsilon_0 \epsilon_r d)^{1/2} / kT \quad (4.11)$$

Ze vztahu pro výpočet β_{PF} a jeho úpravou získáme rovnici pro výpočet dielektrické tloušťky a po dosazení dostaneme:

$$d = \frac{e^3}{\pi \epsilon_0 \epsilon_r (kT \beta_{PF})^2} = \frac{(1.6 \cdot 10^{-19})^3}{\pi \cdot 8.85 \cdot 10^{-12} \cdot 27 \cdot (1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 298 \cdot 1.45)^2} = 153.5 \text{ nm} \quad (4.12)$$

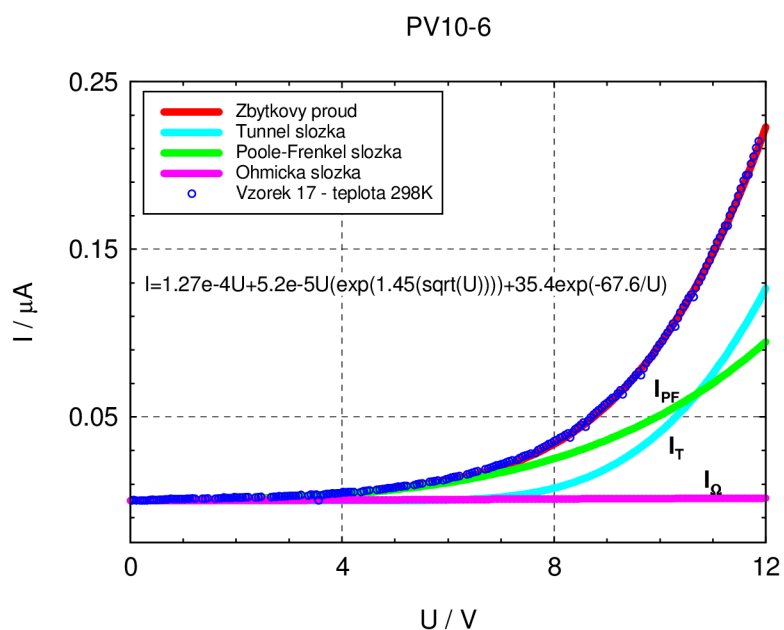
4.2.1.3 VA charakteristiky v normálním režimu vzorku 17

U vzorku 17, reprezentujícího kondenzátor s největším zbytkovým proudem postupujeme stejným způsobem, tak jako tomu bylo u vzorků 19 a 12. Nejdříve se na základě aplikace rovnice polarizačního proudu a její optimalizací a přizpůsobení se naměřeným datům kompenzujeme tento proud, tak abychom mohli jeho účinky v dalších fázích zanedbat a mohli uvažovat jen čistou složku zbytkového proudu (Obr. 4.19).



Obr. 4.19: Zobrazení způsobu korekce polarizačního proudu u vzorku 17

Dále je nutné pomocí rovnice celkového proudu aplikované na naměřená data optimalizovat jejich jednotlivé členy pomocí grafického a optimalizačního programu počítačícího nejlepší přizpůsobení křivce zbytkového proudu. Touto optimalizací pak dostáváme rovnici a aproximované průběhy, které jsou zobrazeny v grafu na Obr. 4.20.



Obr. 4.20: Zbytkový proud a jeho složky u vzorku 17

Na základě těchto výsledků plynoucích z procesu optimalizace zbytkového proudu a jeho složek dostáváme aproximační rovnici:

$$I_L = 1.27 \cdot 10^{-4} U + 5.2 \cdot 10^{-5} U \exp(1.45\sqrt{U}) + 35.4 \exp(-67.6/U) \quad (4.13)$$

zde ohmická vodivost odpovídá hodnotě $G_{\Omega} = 1.27 \cdot 10^{-4}$, dále vodivost Poole-Frenkelova jevu má hodnotu $G_{PF} = 5.2 \cdot 10^{-5}$ a velikost Poole-Frenkelova součinitele je

$\beta_{PF}=1.45 \text{ V}^{-1}$. Součinitel tunelového proudu I_T má hodnotu $35.4\mu\text{A}$ a charakteristická hodnota tunelového napětí $U_T=67.6\text{V}$.

Ze vztahu pro výpočet β_{PF} a jeho úpravou potom získáme vztah pro výpočet dielektrické tloušťky a po dosazení známých hodnot dostáváme:

$$d = \frac{e^3}{\pi \epsilon_0 \epsilon_r (kT \beta_{PF})^2} = \frac{(1.6 \cdot 10^{-19})^3}{\pi \cdot 8.85 \cdot 10^{-12} \cdot 27 \cdot (1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 298 \cdot 1.45)^2} = 153.5 \text{ nm} \quad (4.14)$$

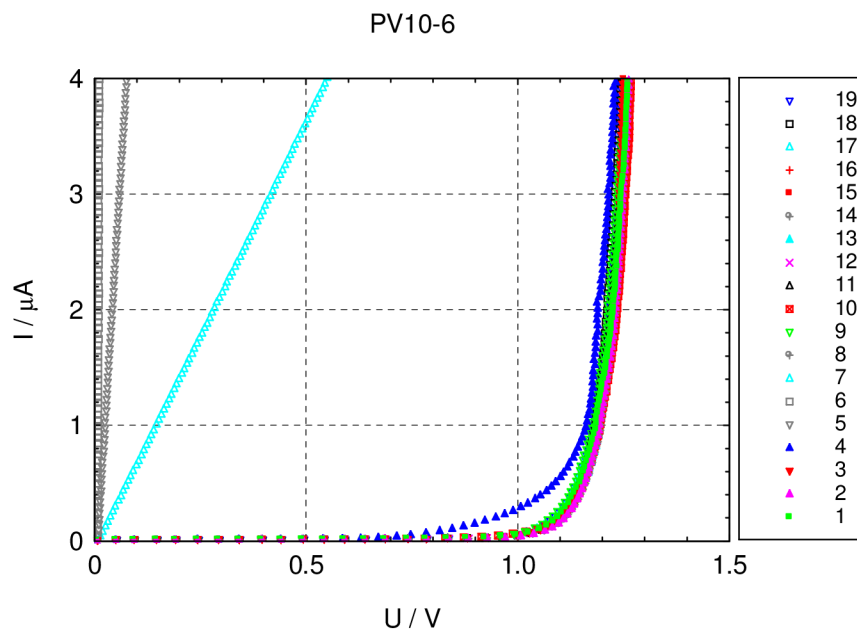
Tab. 4.1: Tabulka vypočtených hodnot tloušťky dielektrika jednotlivých vzorků

| Vzorek | Koeficient β_{PF} | tloušťka dielektrika d [nm] |
|-----------|-------------------------|-------------------------------|
| PV10-6-19 | 1.46 | 151.4 |
| PV10-6-12 | 1.45 | 153.5 |
| PV10-6-17 | 1.45 | 153.5 |

V Tab. 4.1 je souhrn tloušťky dielektrika zkoumaných vzorků. Aritmetickým průměrem byla zjištěna průměrná tloušťka dielektrika 152.8nm udávající tak typickou hodnotu tloušťky dielektrika PV10-6 kondenzátoru.

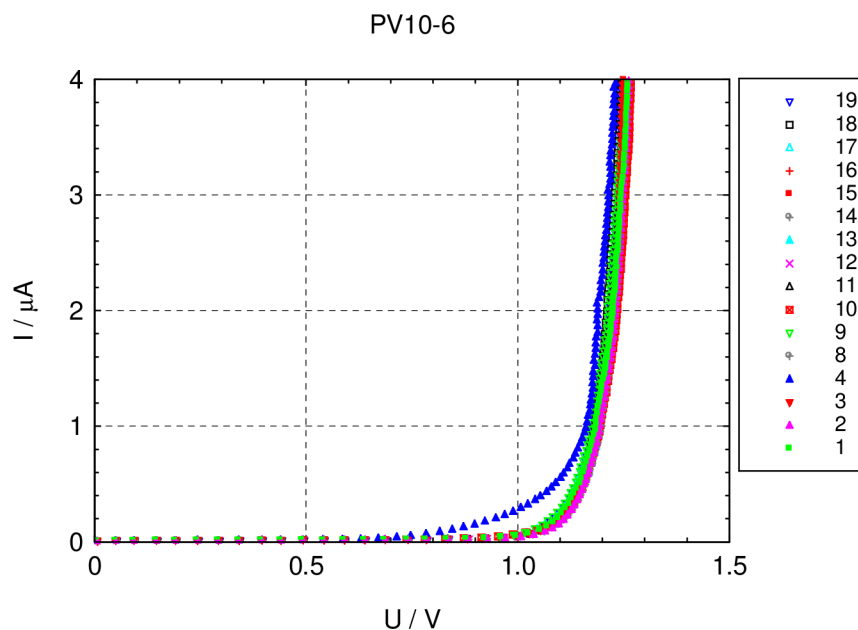
4.2.2. VA charakteristiky v reverzním režimu typu PV10-6

V reverzním režimu je situace obdobná. Také je zde patrný rozdíl vzorku 5, 6 a 7 od ostatních výsledků měření, tak jak je naznačeno na Obr. 4.21.



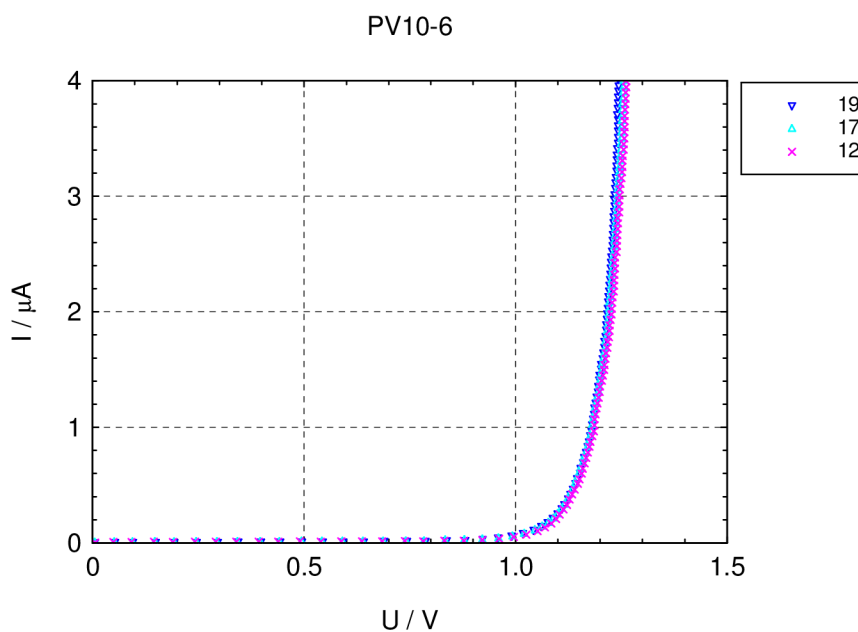
Obr. 4.21: VA charakteristiky v reverzním režimu všech vzorků při pokojové teplotě 298K

Po redukci vzorků dostáváme použitelnou skupinu naměřených hodnot tak, jak je patrné z obrázku Obr. 4.22.



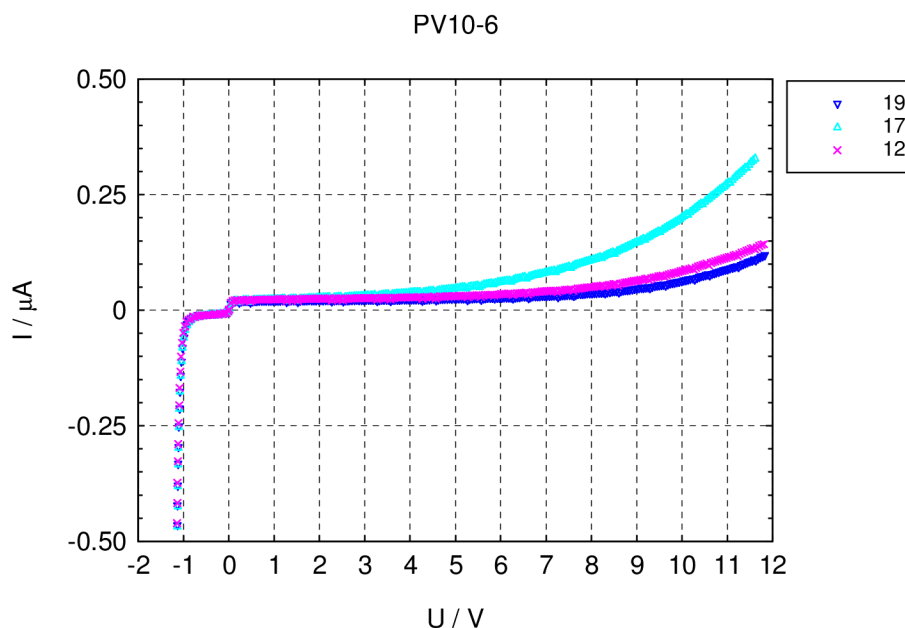
Obr. 4.22: VA charakteristiky v reverzním modu při pokojové teplotě po vyloučení špatných vzorků

Na Obr. 4.23 je finální sada vzorků odpovídající střední hodnotě (vzorek 12), nejhoršímu zbytkovému proudu (vzorek 17) a nejlepšímu zbytkovému proudu odpovídajícímu vzorku 19.



Obr. 4.23: VA charakteristiky v reverzním modu při pokojové teplotě po vyloučení špatných vzorků

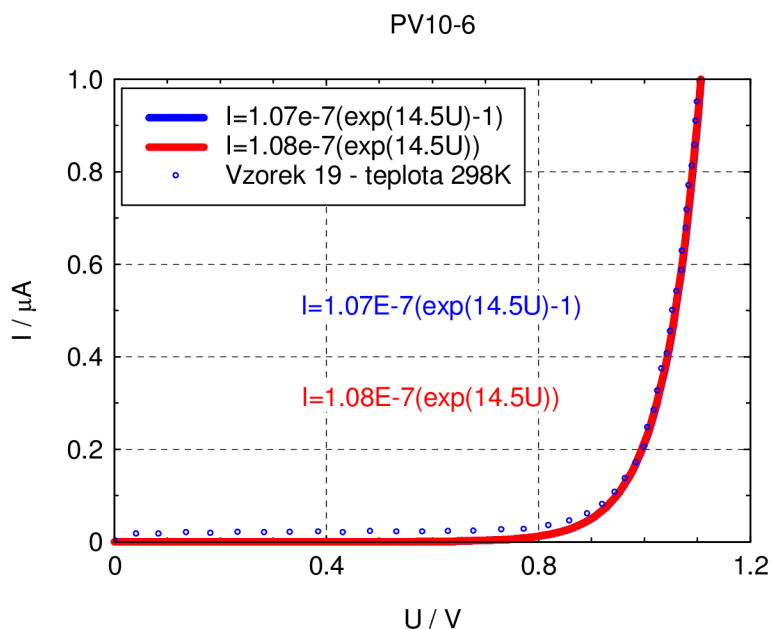
Propojením normálního a reverzního režimu VA charakteristik do jedné charakteristiky dostaneme charakteristiku průběhů v prvním a třetím kvadrantu grafu, tak jak ji vykresluje Obr. 4.24. Tato charakteristika vykresluje chování tantalového kondenzátoru v obou režimech v provozních podmínkách zobrazených grafem.



Obr. 4.24: VA charakteristiky v normálním a reverzním režimu při pokojové teplotě 298K.

4.2.2.1 VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 19

VA charakteristika v reverzním režimu je zobrazena na Obr. 4.25. Modrými tečkami jsou zde vyneseny hodnoty reverzního proudu v závislosti na napětí.



Obr. 4.25: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 19 při teplotě 298K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích

Z grafu je patrné, že průběh proudu má exponenciální charakter. Tento průběh má velkou podobnost s polovodičovými diodami a také se zde uplatňuje exponenciální

průběh funkce popisující reverzní proud v závislosti na napětí aplikovaném na diodovou MIS strukturu.

$$I = I_0 \exp(\beta \cdot U) \quad (4.15)$$

Po odečtení z grafu dostáváme konstantu $\beta = 14.5 \approx 20 \text{ V}^{-1}$. Tato hodnota parametru β zhruba odpovídá faktoru ideality $n=2$.

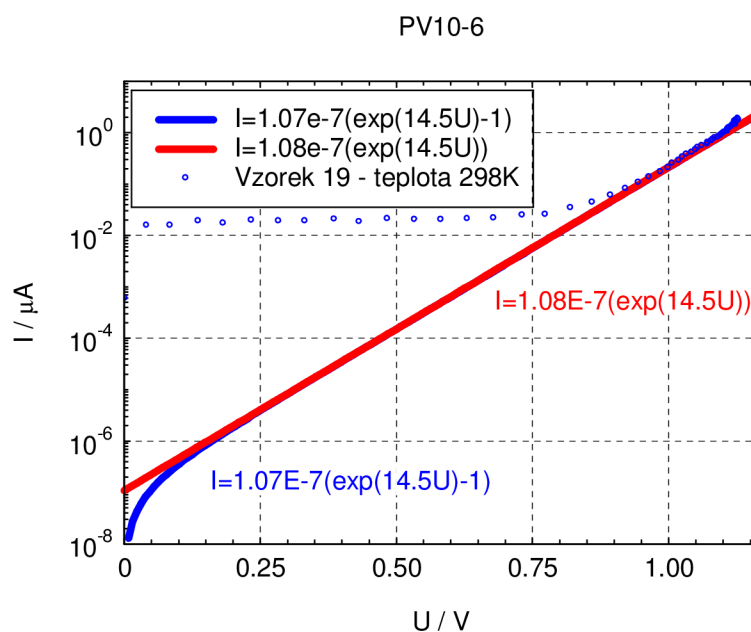
Při popisu průběhu reverzního proudu ze vzorce (4.15) dále dostáváme výslednou aproximaci:

$$I = 1.07 \cdot 10^{-7} \exp(14.5 \cdot U) \quad (4.16)$$

a obdobně pak platí i následující vztah:

$$I = 1.08 \cdot 10^{-7} (\exp(14.5 \cdot U) - 1) \quad (4.17)$$

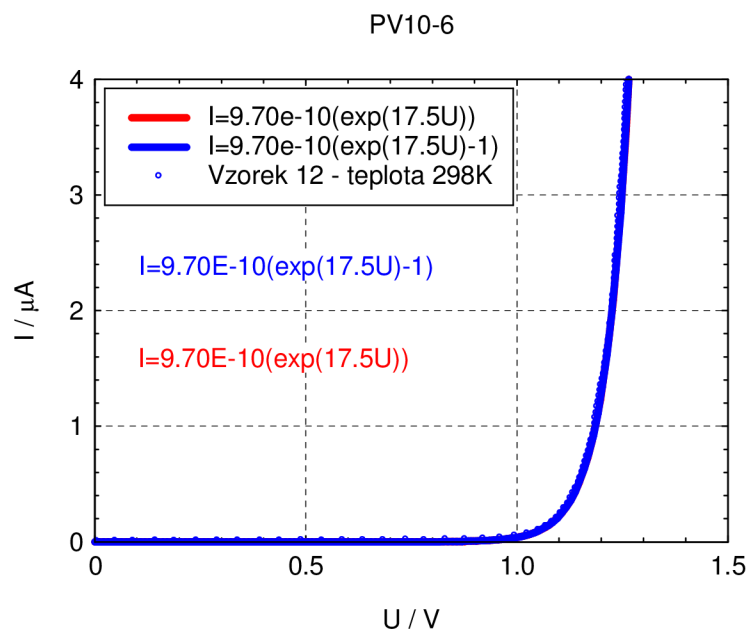
Z výsledků měření převedených do lineárně-logaritmických souřadnic odpovídajících průběhu viditelného z grafu na Obr. 4.26 je patrné, že ideální hodnota proudu by byla $I_0 = 1.07 \cdot 10^{-7} \mu\text{A}$, což v praxi ovšem není možné dosáhnout, jelikož se zde uplatňují parazitní vlastnosti materiálů a zejména pak vliv úbytku napětí na vrstvě burelu MnO_2 , která je dána ohmickou složkou proudu. Velikost konstanty $\beta = 14.5 \text{ V}^{-1}$ odpovídá faktoru ideality $n \geq 2$. Je zde ovšem nutno podotknout, čím je vyšší kvalita izolační vrstvy v našem případě vrstvy Ta_2O_5 , tím je konstanta β při teplotě 300K vyšší.



Obr. 4.26: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 19 při teplotě 298K a jeho aproximace v logaritmické stupnici proudu

4.2.2.2 VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12

VA charakteristika v reverzním režimu je měřena a následně analyzována stejným způsobem jako tomu bylo u vzorku 19. Aproximace průběhu je zobrazena na Obr. 4.27. Jsou zde taky vyneseny hodnoty reverzního proudu v závislosti na napětí (modré body měření).



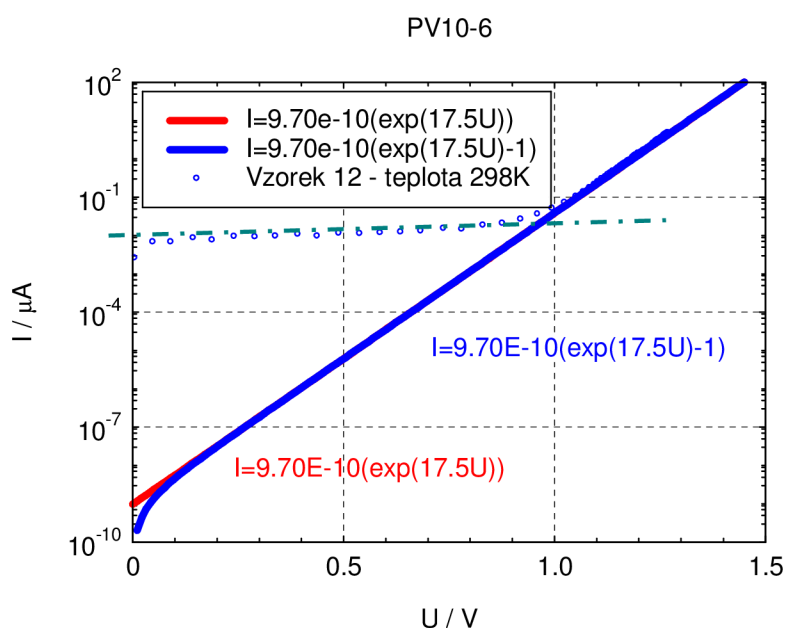
Obr. 4.27: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12 při teplotě 298K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích

Ze zmiňovaného grafu je taktéž patrný exponenciální charakter reverzního proudu v závislosti na reverzním napětí stejného charakteru, tak jak tomu bylo v případě analýzy vzorku 19. Při popisu průběhu reverzního proudu ze vzorce (4.15) pak dostáváme výslednou aproximaci:

$$I = 9.07 \cdot 10^{-10} \exp(17.5 \cdot U) \quad (4.18)$$

a obdobně pak platí i následující vztah:

$$I = 9.07 \cdot 10^{-10} (\exp(17.5 \cdot U) - 1) \quad (4.19)$$

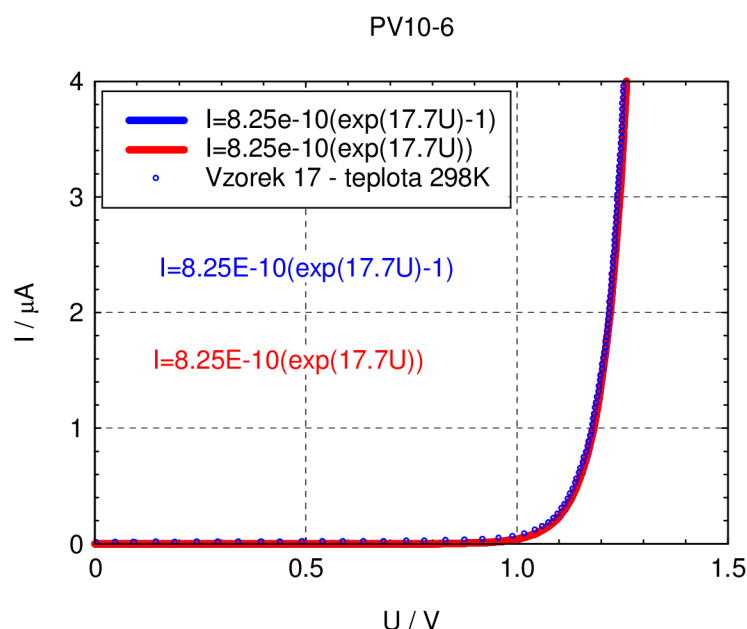


Obr. 4.28: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12 při teplotě 298K a jeho aproximace v logaritmickeém zobrazení proudu

Z výsledků měření převedených do lineárně-logaritmických souřadnic odpovídajících průběhu viditelného z grafu na Obr. 4.28 je patrné, že by se hodnota proudu v ideálním případě blížila $I_0=9.07 \cdot 10^{-10} \mu\text{A}$. V praxi se tato hodnota dosáhnout nedá a proud se nedostane na nižší hodnotu než 10nA v důsledku ohmické vodivosti Ta_2O_5 . Velikost konstanty $\beta=17.5 \approx 20 \text{ V}^{-1}$ odpovídá faktoru ideality $n \geq 2$. Pokud je konstanta β při teplotě 300K vyšší, tím je kvalita dielektrické izolační vrstvy Ta_2O_5 kondenzátoru lepší. Na Obr. 4.28 je patrná ohmická složka zbytkového proudu (zelená čerchovaná přímka).

4.2.2.3 VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17

V řadě třetím a posledním vzorkem měření je vzorek 17, který má nejvyšší zbytkový proud v normálním režimu. VA charakteristika v reverzním režimu je taktěž změřena a analyzována. Výsledky měření a aproximace exponenciální funkcí jsou znázorněny v grafu na Obr. 4.29, kde jsou obě veličiny napětí a proudu zobrazeny v lineárních souřadnicích.



Obr. 4.29: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17 při teplotě 298K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích

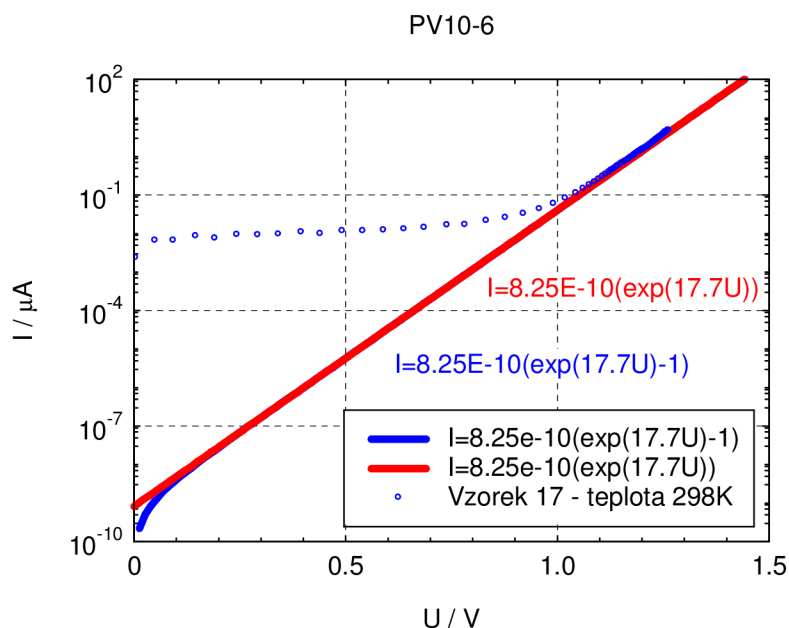
I zde platí, že je průběh proudu exponenciální a lze ho popsat následujícími funkcemi na základě vzorce (4.15):

$$I = 8.25 \cdot 10^{-10} \exp(17.7 \cdot U) \quad (4.20)$$

a obdobně pak platí i následující vztah:

$$I = 8.25 \cdot 10^{-10} (\exp(17.7 \cdot U) - 1) \quad (4.21)$$

Z výsledků měření převedených do lineárně-logaritmických souřadnic odpovídajících průběhu viditelného z grafu na Obr. 4.30 je patrné, že ideální hodnota proudu by měla být $I_0=8.25 \cdot 10^{-10} \mu\text{A}$ a velikost konstanty $\beta=17.7 \approx 20 \text{ V}^{-1}$ odpovídá faktoru ideality $n \geq 2$.



Obr. 4.30: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17 při teplotě 298K a jeho aproximace v logaritmickeém zobrazení proudu

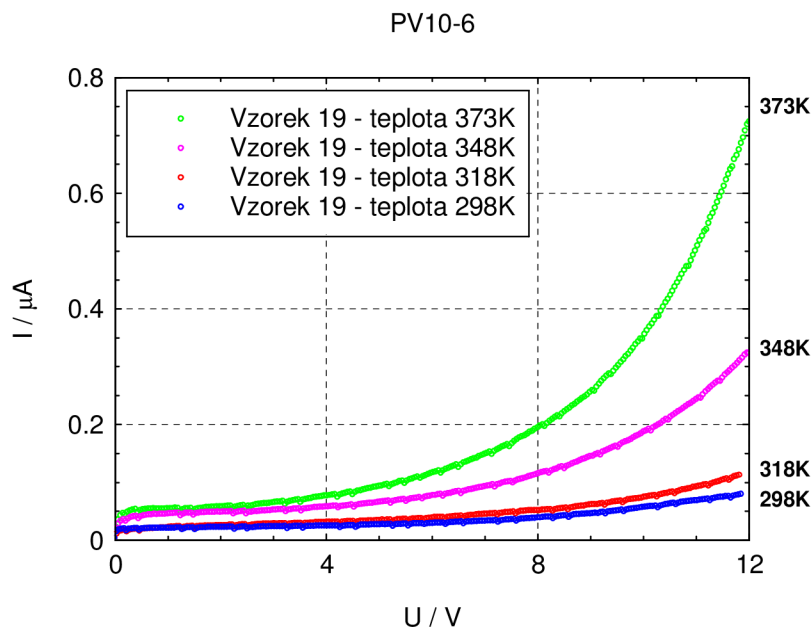
4.3. VA charakteristiky v teplotním rozsahu 298K-373K

4.3.1. VA charakteristiky v normálním režimu PV10-6

VA charakteristiky sad kondenzátorů typu PV10 byly měřeny v teplotním rozsahu 298K – 373K v normálním režimu. Pro zkoumání teplotně závislých charakteristik budeme vycházet z VA charakteristiky při pokojové teplotě. Další informace získáme proměřením VA charakteristik vytypovaných vzorků na dalších teplotách, kterými jsou včetně 298K také 318K, 348K a 373K.

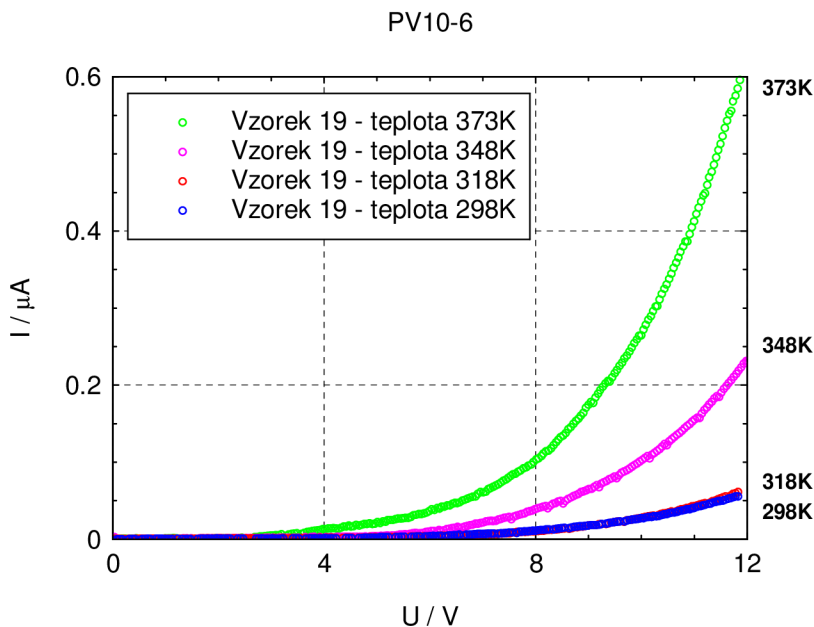
4.3.1.1 VA charakteristiky v normálním režimu vzorku 19

Na Obr. 4.31 jsou zobrazeny teplotně závislé charakteristiky zbytkového proudu včetně polarizačního proudu. Z obrázku je patrné, že zbytkový proud kondenzátoru je přímo úměrný růstu teploty, čím je teplota vzorku, potažmo teplota okolí vyšší, roste i zbytkový proud včetně polarizačního proudu kondenzátoru. Dá se předpokládat, že tento fakt bude mít i efekt na teplotní závislost a změnu velikosti jednotlivých složek zbytkového proudu (ohmická složka, Poole-Frenkelova složka a tunelová složka zbytkového proudu).



Obr. 4.31: VA charakteristiky zbytkového proudu se složkou polarizačního proudu u vzorku 19 měřené v rozsahu teplot 298K až 373K

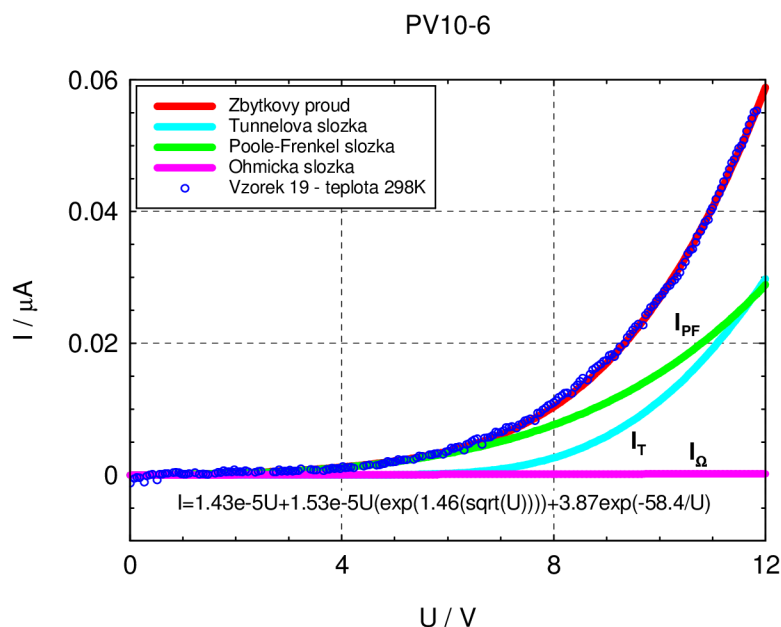
Na Obr. 4.32 jsou zobrazeny hodnoty zbytkového proudu po kompenzaci polarizačního proudu. Kompenzace polarizačního proudu byla provedena na stejném principu, tak jak bylo popsáno v kapitole 4.2.1.1. Je patrné, že si zbytkový proud zachoval růstový charakter s ohledem na změnu teploty, která je parametrickou hodnotou proudu zobrazené VA charakteristiky.



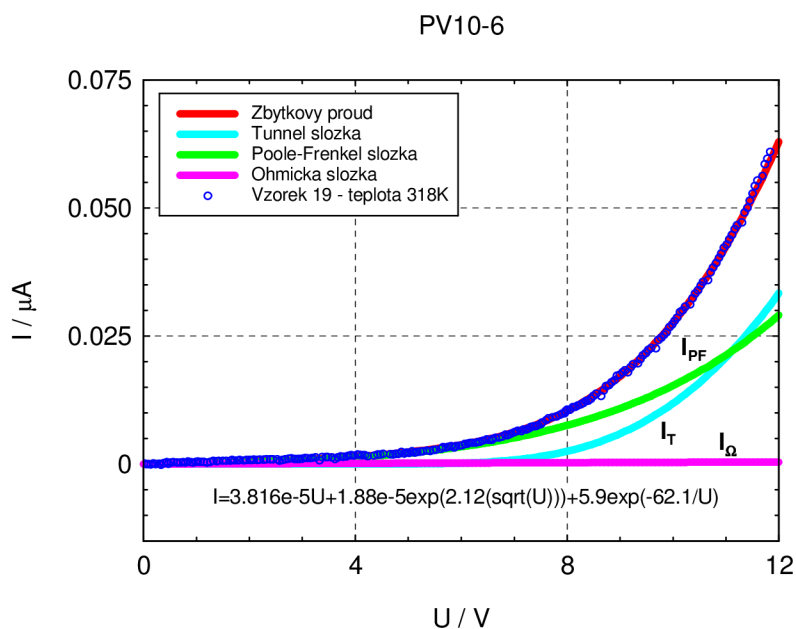
Obr. 4.32: VA charakteristiky závislosti zbytkového proudu vzorku 19 po kompenzaci polarizačního proudu měřené v rozsahu teplot 298K až 373K

Pro prozkoumání velikosti aktivační energie v normální režimu, která je závislá na teplotě je nutno nejprve provést rozložení zbytkového proudu zbaveného složky polarizačního proudu na jednotlivé složky (ohmická, Poole-Frenkelova a tunelování),

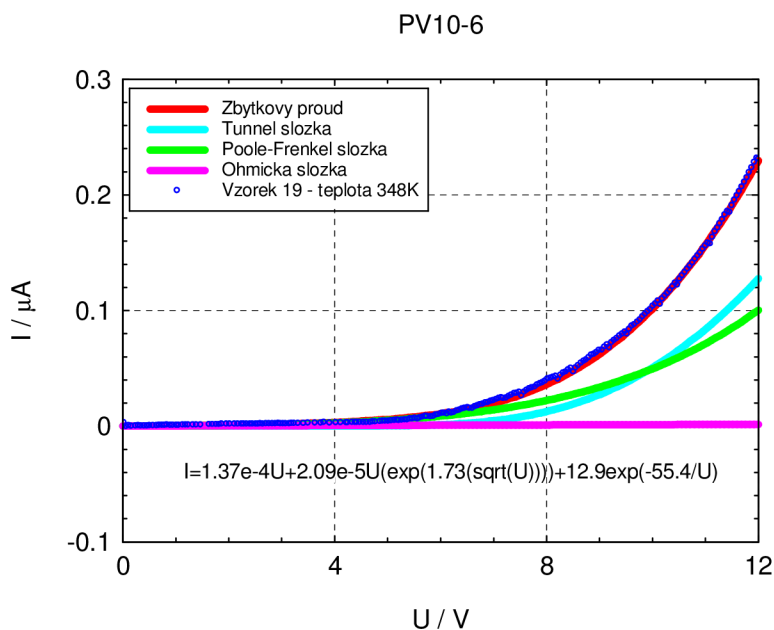
tak jak tomu bylo v předchozí kapitole při analýze chování zbytkového proudu při pokojové teplotě. Zde budeme podrobně zkoumat velikosti jednotlivé složky pro různé teploty v rozsahu 298K až 373K. Díky aproximaci zbytkového proudu pomocí vzorce popisujícího jeho funkci dostaneme rovnice, které vycházejí z naměřených a analyzovaných grafů na Obr. 4.33 až Obr. 4.36.



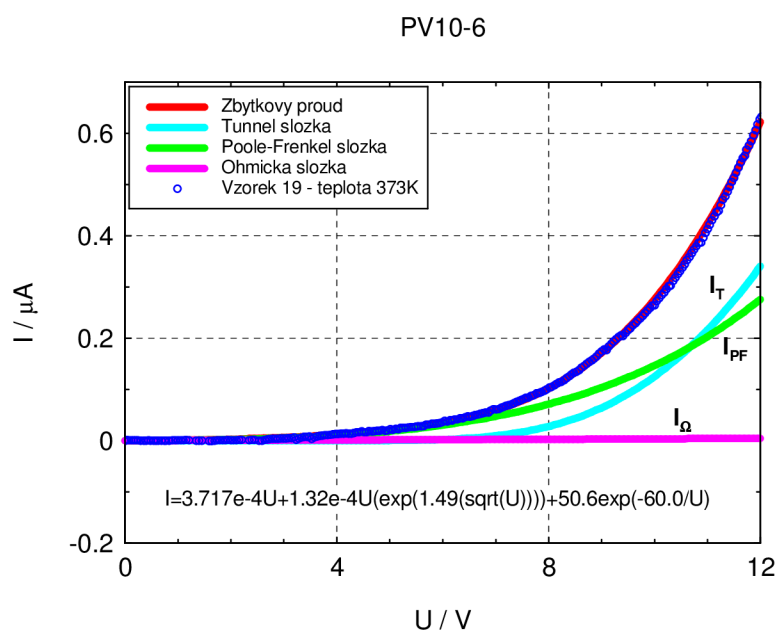
Obr. 4.33: VA charakteristiky v normálním režimu vzorku 19 při 298K vykreslující zbytkový proud a jeho jednotlivé složky



Obr. 4.34: VA charakteristiky v normálním režimu vzorku 19 při 318K vykreslující zbytkový proud a jeho jednotlivé složky



Obr. 4.35: VA charakteristiky v normálním režimu vzorku 19 při 348K vykreslující zbytkový proud a jeho jednotlivé složky



Obr. 4.36: VA charakteristiky v normálním režimu vzorku 19 při 373K vykreslující zbytkový proud a jeho jednotlivé složky

Z aproximací z již zmiňovaných grafů budeme dále pracovat na vytvoření teplotní závislosti aktivační energie E_A ohmické, Poole-Frenkelovy a tunelové složky proudu a zároveň i aktivační energie E_A zbytkového proudu. Nejdříve ovšem separujeme jednotlivé složky proudu, tak jak je popsáno v rovnici (4.3), čímž obdržíme složky platné pro napětí U s parametrem teploty a tím pádem obdržíme vztahy s koeficienty:

$$I_L = 1.43e-5U + 1.53e-5U \exp(1.46(\sqrt{U})) + 3.87 \exp(-58.4/U) \quad \text{při } 298\text{K} \quad (4.22)$$

$$I_L = 3.816e-5U + 1.88e-5 \exp(2.12(\sqrt{U})) + 5.9 \exp(-62.1/U) \quad \text{při } 318\text{K} \quad (4.23)$$

$$I_L = 1.37e^{-4U} + 2.09e^{-5U} \exp(1.73(\sqrt{U})) + 12.9 \exp(-55.4/U) - \text{při } 348\text{K} \quad (4.24)$$

$$I_L = 3.71e^{-4U} + 1.32e^{-4U} \exp(1.49(\sqrt{U})) + 50.6 \exp(-60.0/U) - \text{při } 373\text{K} \quad (4.25)$$

kde v každé složce dosadíme za $U=9\text{V}$. Bylo zvoleno napětí 9V , protože při tomto napětí se již uplatňuje charakter všech tří složek. Při napětí $U=U_R=6\text{V}$ byla tunelová složka proudu minimální a tím pádem nedostatečná pro její analýzu.

Po dosažení $U=9\text{V}$ do rovnice dostaneme hodnoty jednotlivých složek proudu včetně celkového zbytkového proudu. Složky zbytkového proudu jsou pak vyneseny do grafů v závislosti na $1000/T$ (K^{-1}), z čehož obdržíme směrnici, ze které lze vypočítat hodnoty aktivačních energií těchto složek.

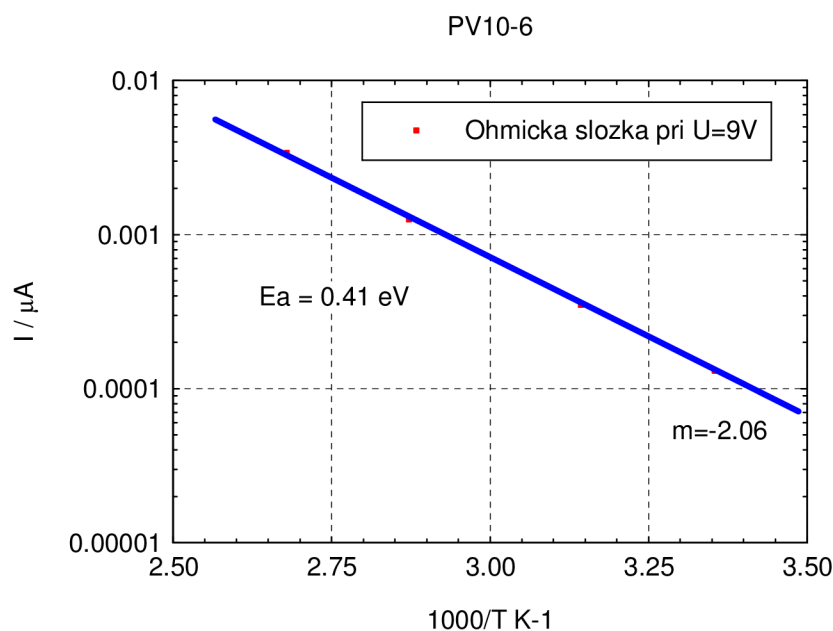
Závislost zbytkového proudu na teplotě v normálním a reverzním režimu se dá popsat pomocí Arrheniusovy aproximace:

$$I = I_0 \exp(E_A/kT) \quad (4.26)$$

kde, E_A je aktivační energie. Logaritmickou úpravou této rovnice pak dostaneme vyjádření, kde pro výpočet aktivační energie platí vztah:

$$E_A = m \cdot 0.2 \text{ (eV)} \quad (4.27)$$

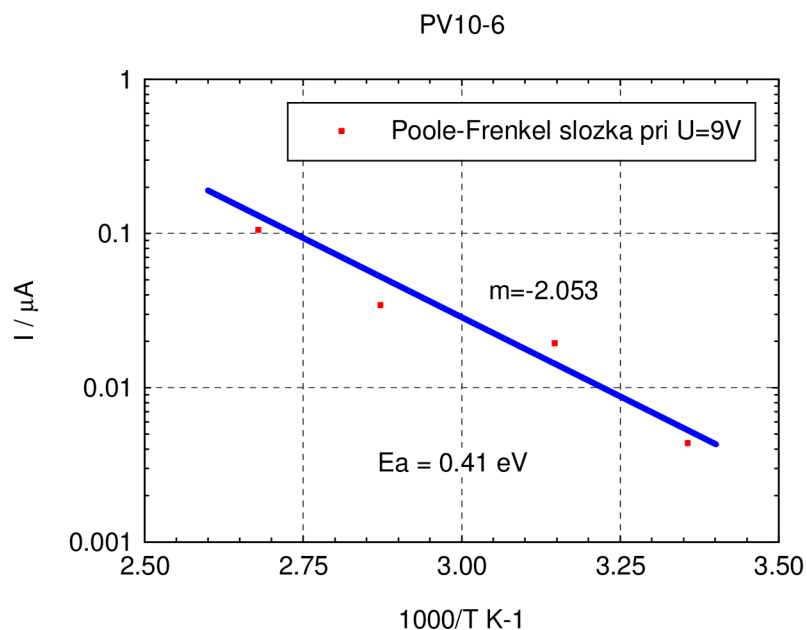
hodnotu m udává směrnice přímky v logaritmických souřadnicích, kdy na ose x je vynesena tisíckrát zvýšená převrácená hodnota teploty $1000/T$ (K^{-1}) a na ose y pak vynášíme proud (μA) jednotlivých složek zbytkového proudu.



Obr. 4.37: Teplotní závislost aktivační energie odporové složky vzorku 19 při přiloženém napětí $U=9\text{V}$

Po dosažení do vztahu (4.27) dostáváme hodnotu aktivační energie pro ohmickou složku:

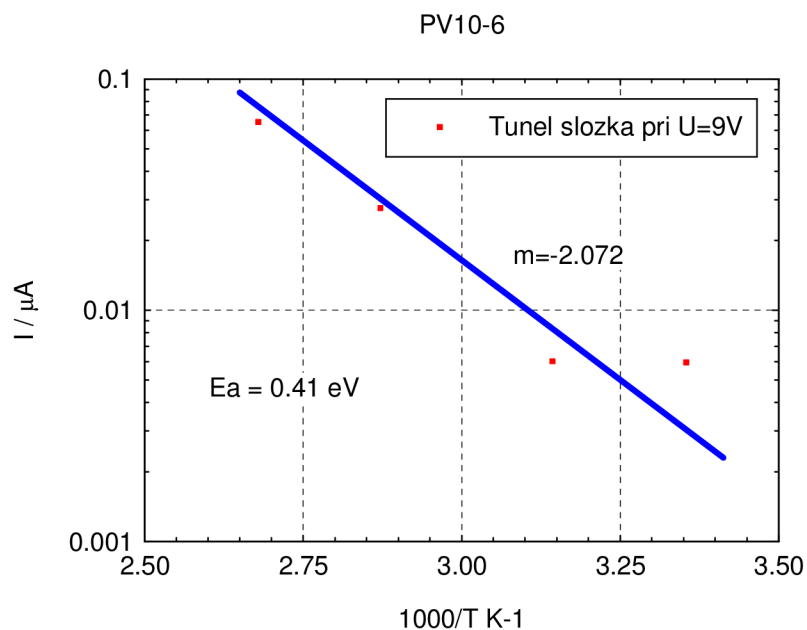
$$E_A = m \cdot 0.2 = -2.06 \cdot 0.2 = 0.41 \text{ (eV)} \quad (4.28)$$



Obr. 4.38: Teplotní závislost aktivační energie Poole-Frenkelovy složky vzorku 19 při přiloženém napětí $U=9V$

Stejný vztah (4.27) je použit pro výpočet aktivační energie Poole-Frenkelovi složky, kdy obdržíme hodnotu po dosazení $m=-2.053$:

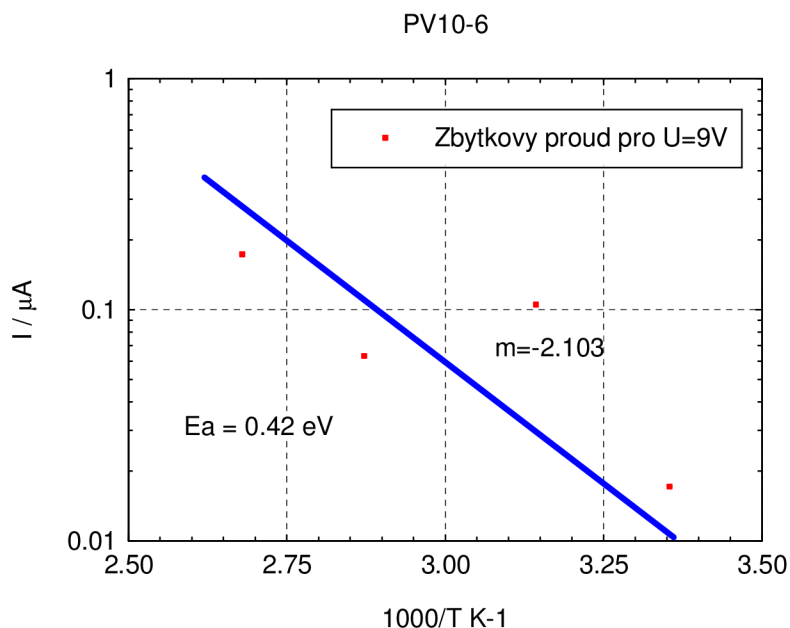
$$E_A = m \cdot 0.2 = -2.053 \cdot 0.2 = 0.41 \text{ (eV)} \quad (4.29)$$



Obr. 4.39: Teplotní závislosti aktivační energie tunelové složky vzorku 19 při přiloženém napětí $U=9V$

Dalším výpočtem aktivační energie E_A tunelové složky podle vztahu (4.27), kdy po dosazení hodnoty $m=-2.072$ obdržíme:

$$E_A = m \cdot 0.2 = -2.072 \cdot 0.2 = 0.41 \text{ (eV)} \quad (4.30)$$



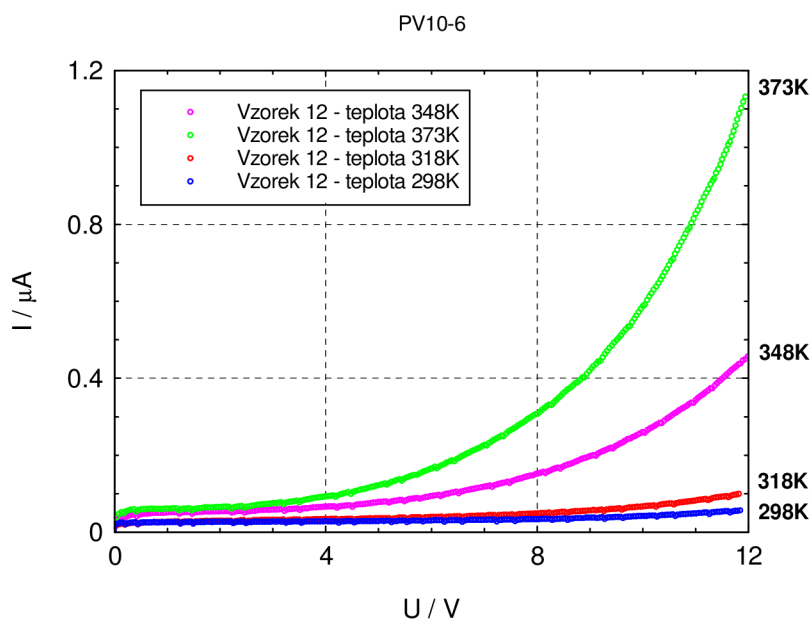
Obr. 4.40: Teplotní závislosti aktivační energie zbytkového proudu vzorku 19 při přiloženém napětí $U=9V$

Aktivační energie E_A zbytkového proudu, kdy směrnice přímky $m=-2.103$ dostaneme:

$$E_A = m \cdot 0.2 = -2.103 \cdot 0.2 = 0.42 \text{ (eV)} \quad (4.31)$$

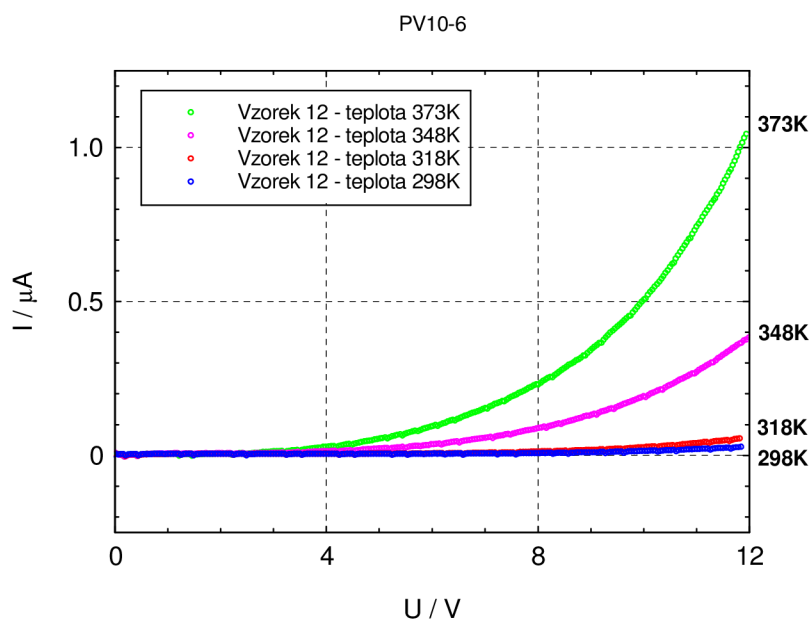
4.3.1.2 VA charakteristiky v normálním režimu vzorku 12

Na Obr. 4.41 jsou zobrazeny teplotně závislé charakteristiky zbytkového proudu včetně polarizačního proudu. Z obrázku je patrné, že zbytkový proud kondenzátoru je přímo úměrný růstu teploty.



Obr. 4.41: VA charakteristiky zbytkového proudu vzorku 12 se složkou polarizačního proudu v rozsahu 298K až 373K

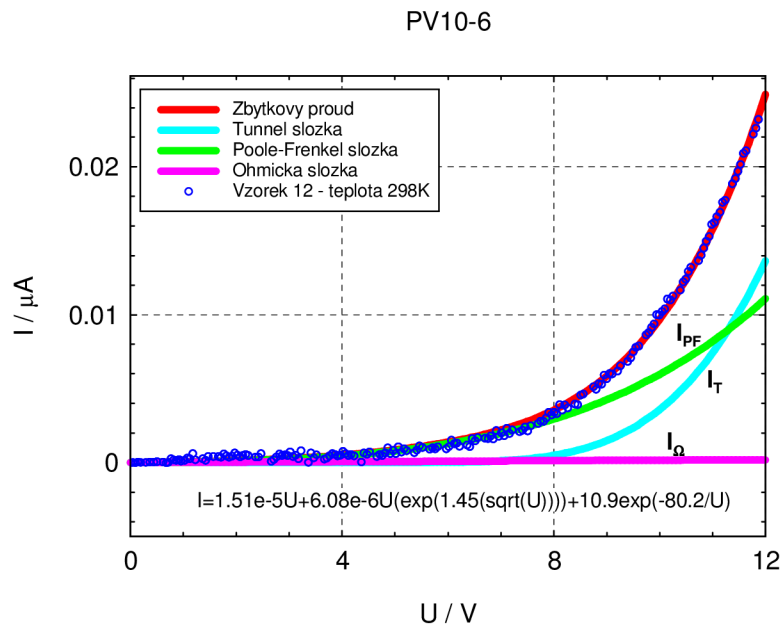
Na dalším Obr. 4.42 jsou zobrazeny hodnoty zbytkového proudu po odečtení polarizačního proudu.



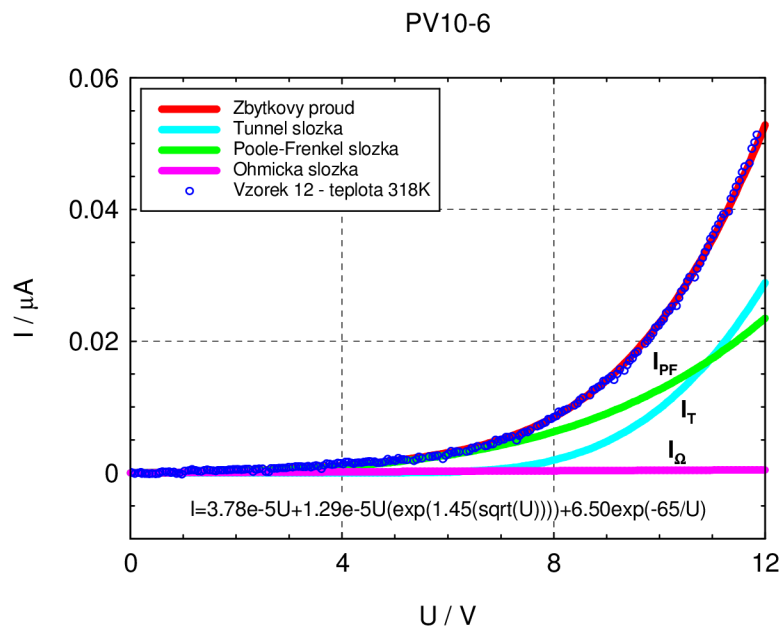
Obr. 4.42: VA charakteristiky zbytkového proudu vzorku 12 bez polarizačního proudu v rozsahu 298K až 373K

Pro prozkoumání velikosti aktivační energie v normální režimu, která je závislá na teplotě je nutno zase nejdříve provést rozložení zbytkového proudu na jednotlivé složky (ohmické, Poole-Frenkelovi a tunelové složky), tak jak tomu bylo v předchozí kapitole při prozkoumávání chování zbytkového proudu při pokojové teplotě. Zde je použit stejný princip, který je aplikovaný na vzorky, které byly měřeny při různých teplotách okolí. V grafu Obr. 4.43 je zobrazen rozklad zbytkového proudu a aproximační rovnice udávající parametry jednotlivých složek pro teplotu 298K. V následujícím grafu Obr.

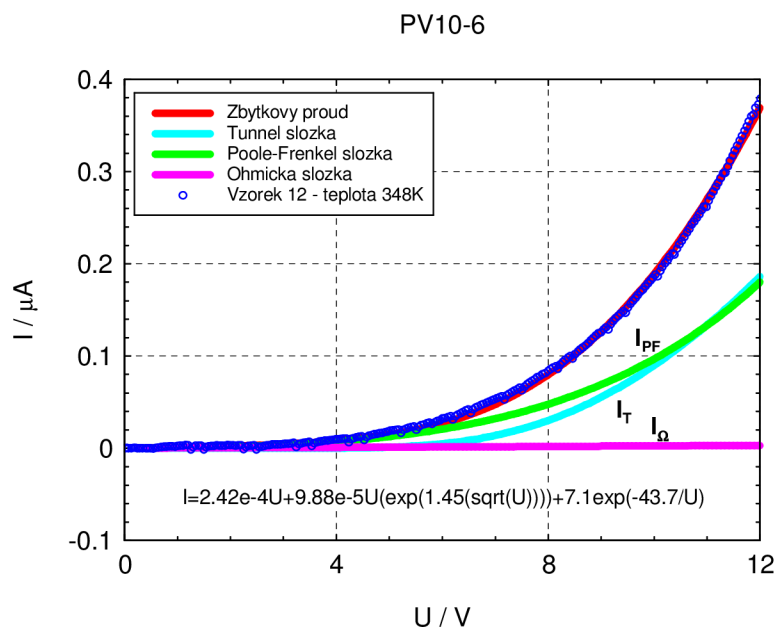
4.44 je zobrazen a analyzován průběh zbytkového proud při teplotě 318K a na následujících grafech Obr. 4.45 a Obr. 4.46 jsou VA charakteristiky naměřené při teplotách 348K a 373K.



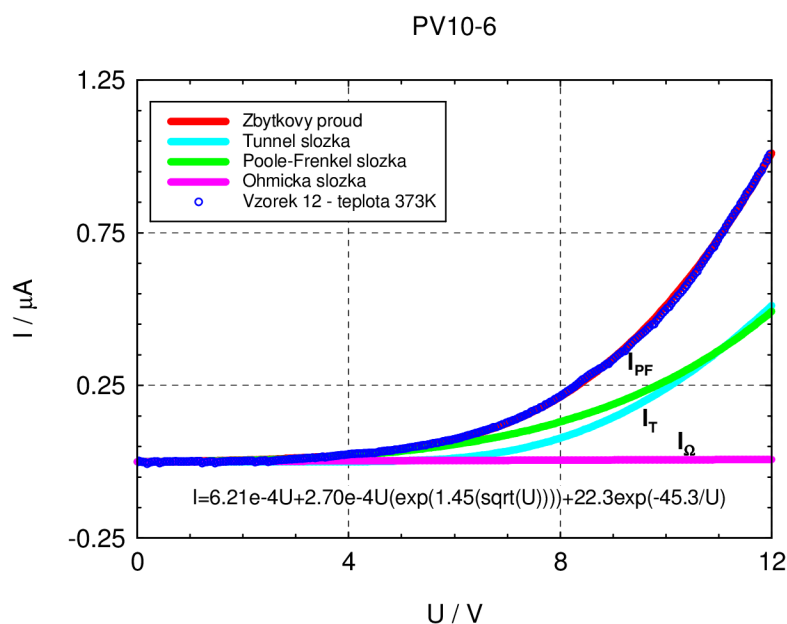
Obr. 4.43: VA charakteristiky zbytkového proudu a jeho složek vzorku 12 při 298K



Obr. 4.44: VA charakteristiky zbytkového proudu a jeho složek vzorku 12 při 318K



Obr. 4.45: VA charakteristiky zbytkového proudu a jeho složek vzorku 12 při 348K



Obr. 4.46: VA charakteristiky zbytkového proudu a jeho složek vzorku 12 při 373K

Z aproximací a jí vzniklých vzorců z grafů na Obr. 4.43 až Obr. 4.46 budeme dále pracovat na vytvoření teplotní závislosti aktivační energie E_A ohmické, Poole-Frenkelovy a tunelové složky proudu a zároveň i aktivační energie E_A zbytkového proudu. Nejdříve ovšem separujeme jednotlivé složky proudu tak, jak uvádí rovnice (4.3), čímž obdržíme složky platné pro napětí $U=9V$ s parametrem teploty a tím pádem obdržíme následující hodnoty, kde do každé složky za U dosadíme zmiňovaných 9V:

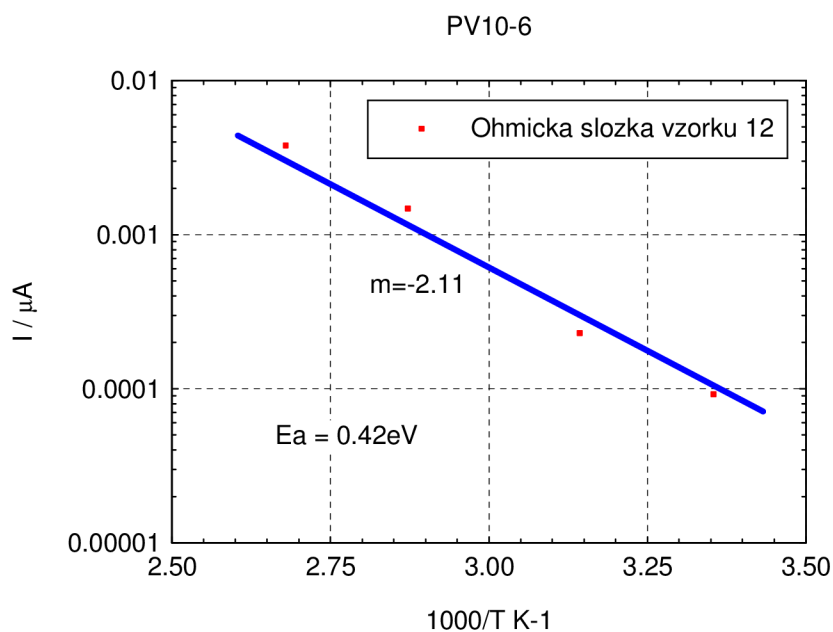
$$I_L = 1.51e-5U + 6.08e-6U(\exp(1.45(\sqrt{U}))) + 10.9\exp(-80.2/U) - \text{při } 298K \quad (4.32)$$

$$I_L = 3.78e-5U + 1.29e-5U(\exp(1.45(\sqrt{U}))) + 6.50\exp(-65/U) - \text{při } 318K \quad (4.33)$$

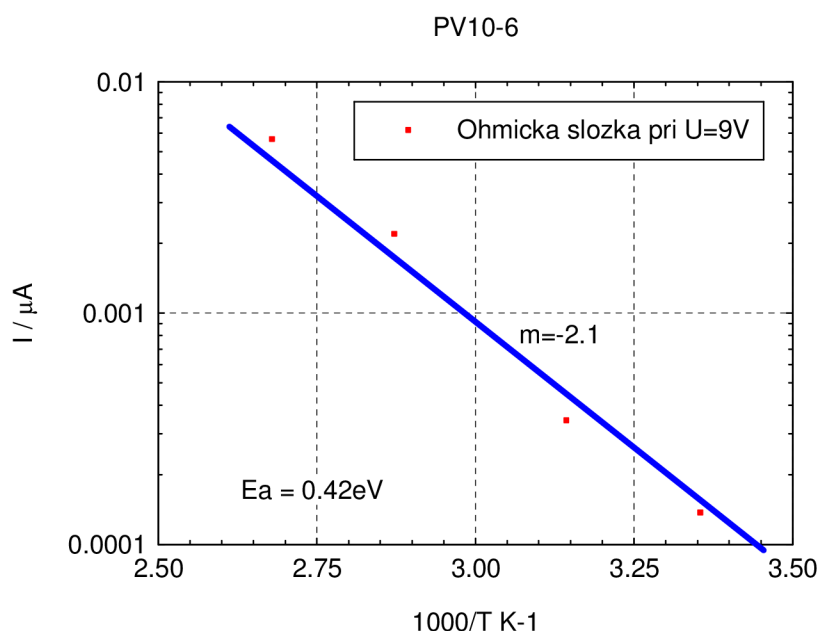
$$I_L = 2.42e-4U + 9.88e-5U(\exp(1.45(\sqrt{U}))) + 7.1\exp(-43.7/U) - \text{při } 348K \quad (4.34)$$

$$I_L = 6.21e-4U + 2.70e-4U(\exp(1.45(\sqrt{U}))) + 22.3\exp(-45.3/U) \text{ -- při } 373\text{K} \quad (4.35)$$

Po dosazení do rovnic dostaneme hodnoty složek proudu včetně celkového zbytkového proudu. Jednotlivé složky jsou pak vyneseny do grafů v závislosti na $1000/T$ (K^{-1}), čímž obdržíme směrnici aproximační přímky, ze které lze vypočítat hodnoty aktivačních energií jednotlivých složek pro námi zvolené napětí.



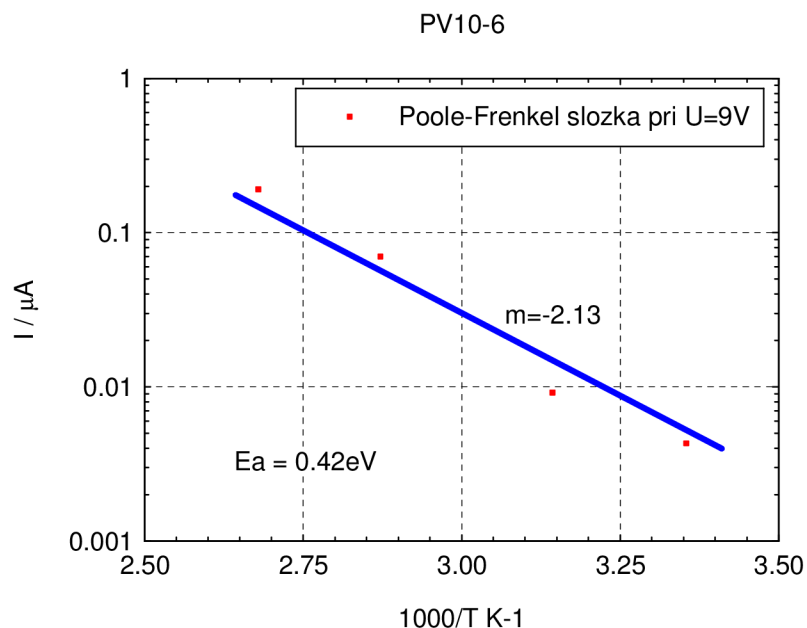
Obr. 4.47: Teplotní závislost aktivační energie odporové složky vzorku 12 při přiloženém napětí $U=6\text{V}$



Obr. 4.48: Teplotní závislost aktivační energie odporové složky vzorku 12 při přiloženém napětí $U=9\text{V}$

Po dosazení do vztahu (4.27) dostáváme hodnotu aktivační energie ohmické složky proudu:

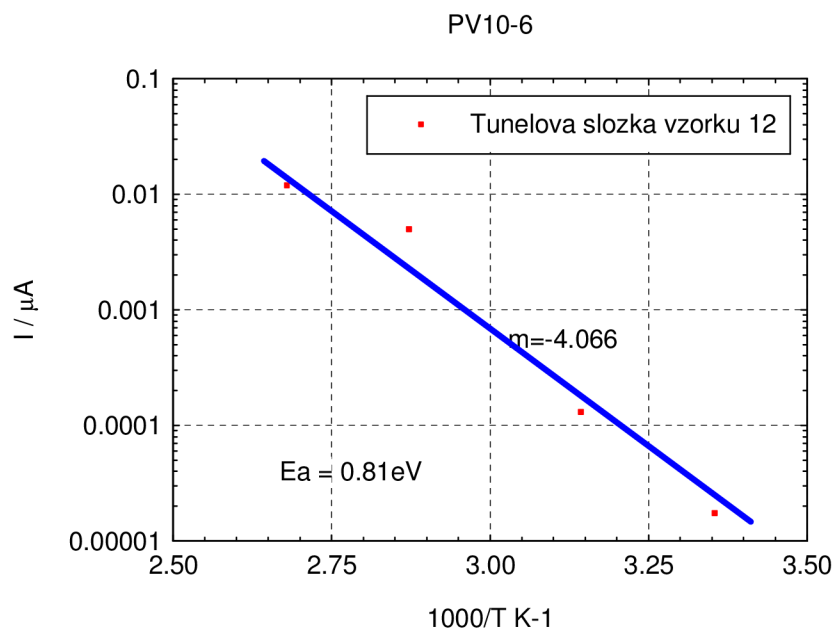
$$E_A = m \cdot 0.2 = -2.1 \cdot 0.2 = 0.42 \text{ (eV)} \quad (4.36)$$



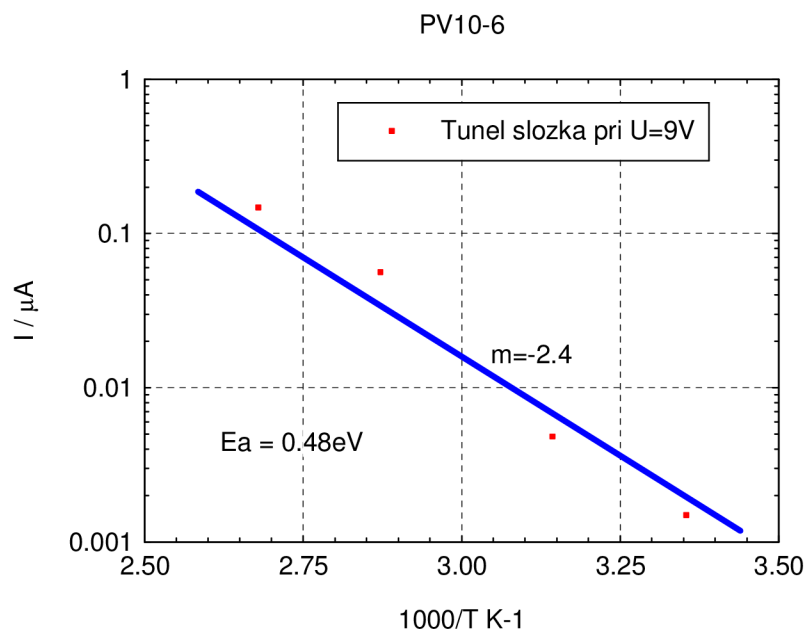
Obr. 4.49: Teplotní závislost aktivační energie Poole-Frenkelovy složky vzorku 12 při přiloženém napětí $U=9V$

Dosazení do vztahu (4.27) dále obdržíme hodnotu aktivační energie E_A Poole-Frenkelovi složky:

$$E_A = m \cdot 0.2 = -2.13 \cdot 0.2 = 0.42 \text{ (eV)} \quad (4.37)$$



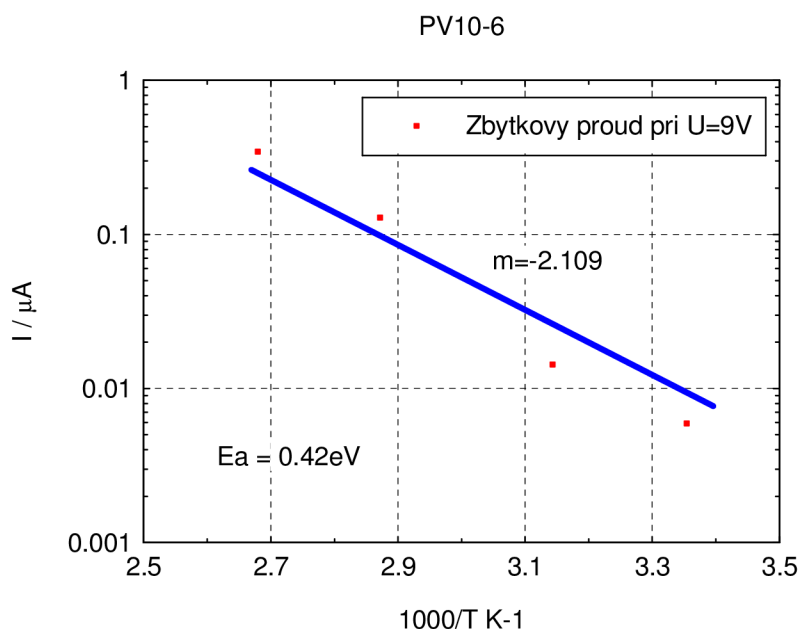
Obr. 4.50: Teplotní závislosti aktivační energie tunelové složky vzorku 12 při přiloženém napětí $U=6V$



Obr. 4.51: Teplotní závislosti aktivační energie tunelové složky vzorku 12 při přiloženém napětí $U=9\text{V}$

Pro výpočet tunelové složky ze vztahu (4.27) dostaneme aktivační energie E_A :

$$E_A = m \cdot 0.2 = -2.4 \cdot 0.2 = 0.48 \text{ (eV)} \quad (4.38)$$



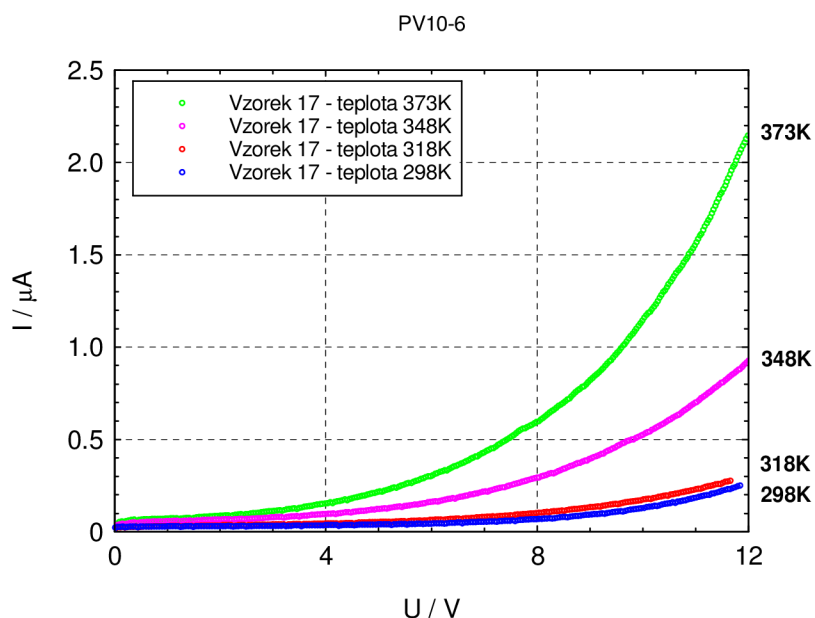
Obr. 4.52: Teplotní závislosti aktivační energie zbytkového proudu vzorku 12 při přiloženém napětí $U=9\text{V}$

Pro výpočet zbytkového proudu dostaneme aktivační energie E_A :

$$E_A = m \cdot 0.2 = -2.109 \cdot 0.2 = 0.42 \text{ (eV)} \quad (4.39)$$

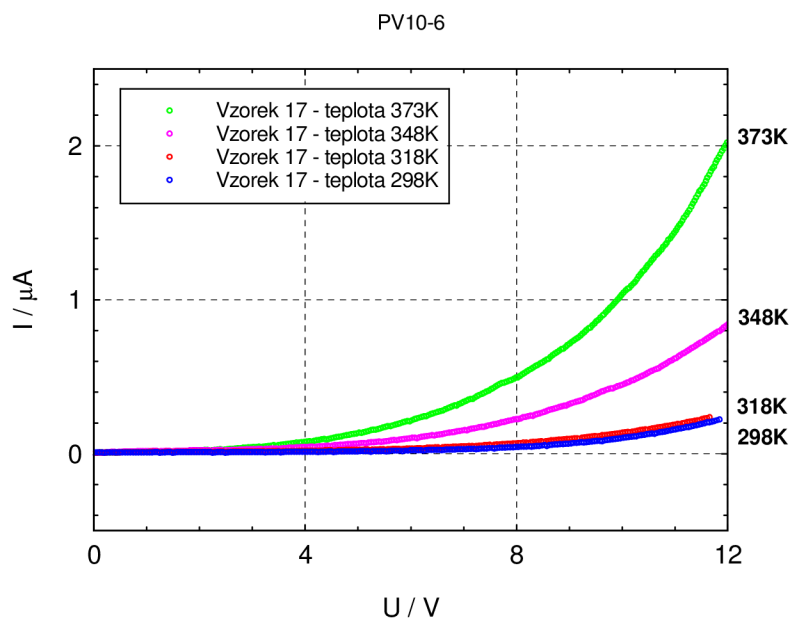
4.3.1.3 VA charakteristiky v normálním režimu vzorku 17

Na obr (dole) jsou zobrazeny teplotně závislé charakteristiky zbytkového proudu včetně polarizačního proudu. Z obrázku je patrné, že zbytkový proud kondenzátoru je přímo úměrný růstu teploty.



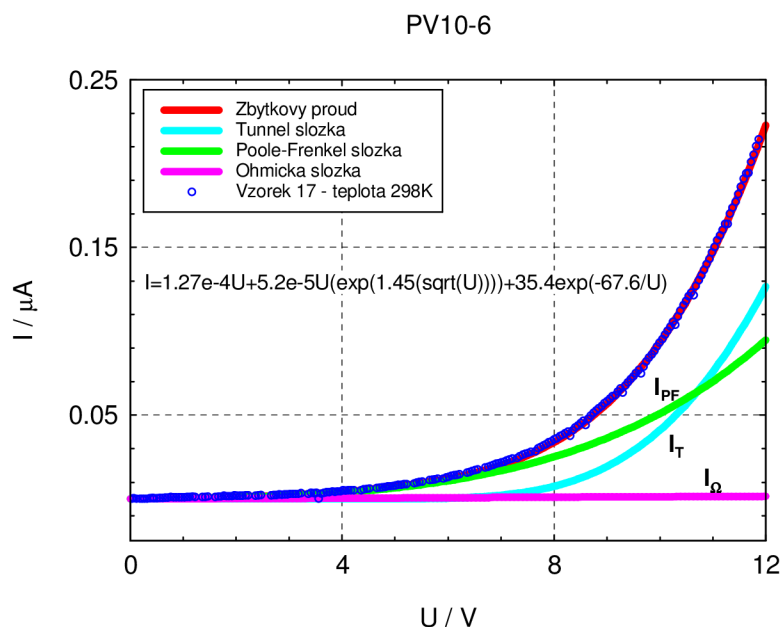
Obr. 4.53: VA charakteristiky zbytkového proudu se složkou polarizačního proudu u vzorku 17 měřené v rozsahu teplot 298K až 373K

Na další obrázku (dole) jsou zobrazeny hodnoty zbytkového proudu po odečtení polarizačního proudu.

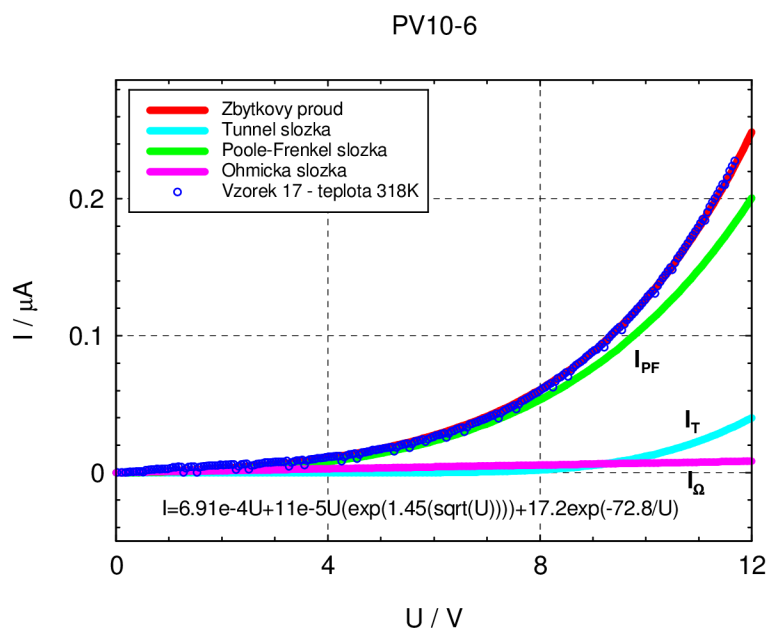


Obr. 4.54: VA charakteristiky závislosti zbytkového proudu vzorku 17 po kompenzaci polarizačního proudu měřené v rozsahu teplot 298K až 373K

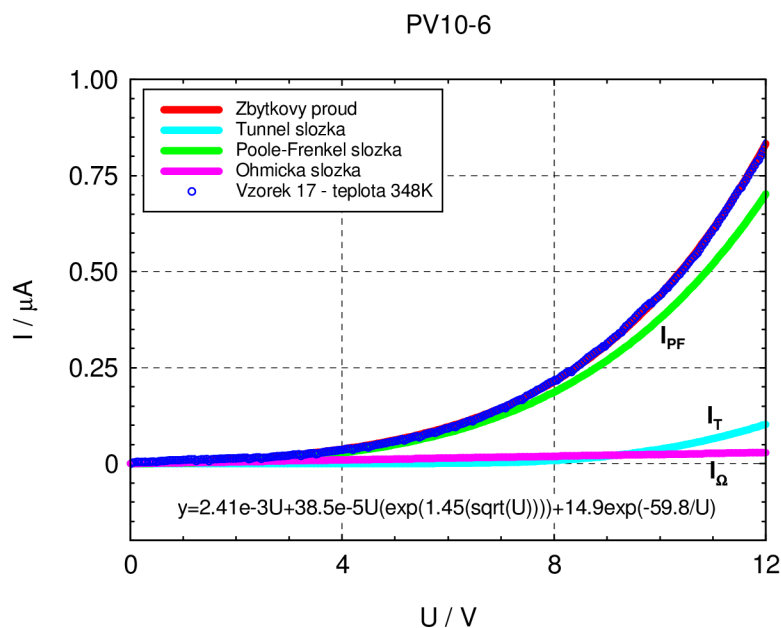
Pro prozkoumání velikosti aktivační energie v normální režimu, která je závislá na teplotě je nutno nejprve provést rozložení zbytkového proudu zbaveného složky polarizačního proudu na jednotlivé složky (ohmická, Poole-Frenkel, tunelová), tak jak tomu bylo v předchozí kapitole při prozkoumávání chování zbytkového proudu při pokojové teplotě.



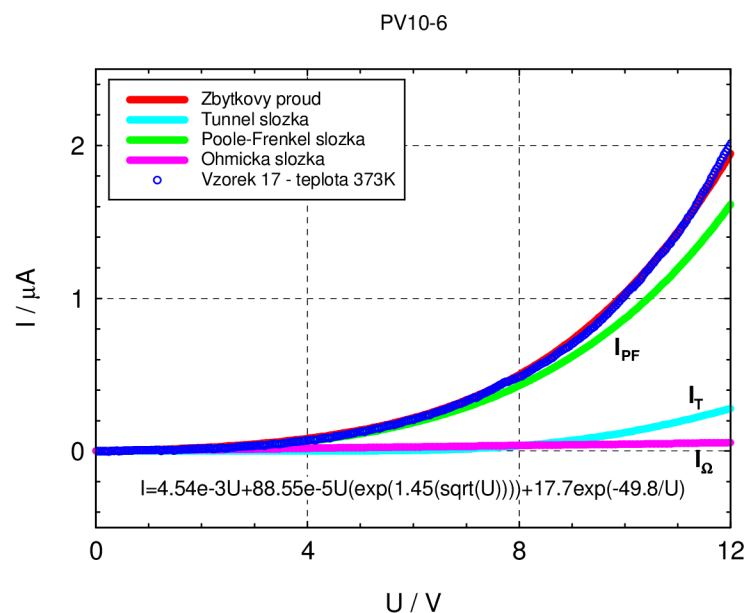
Obr. 4.55: VA charakteristiky v normálním modu vzorku 17 při 298K vykreslující zbytkový proud a jeho jednotlivé složky



Obr. 4.56: VA charakteristiky v normálním modu vzorku 17 při 318K vykreslující zbytkový proud a jeho jednotlivé složky



Obr. 4.57: VA charakteristiky v normálním modu vzorku 17 při 348K vykreslující zbytkový proud a jeho jednotlivé složky



Obr. 4.58: VA charakteristiky v normálním modu vzorku 17 při 373K vykreslující zbytkový proud a jeho jednotlivé složky

Z grafů na Obr. 4.55 až Obr. 4.58 dále vytvoříme teplotní závislost ohmické, Poole-Frenkelovy a tunelové složky proudu a zbytkového proudu, tak jak tomu bylo u předchozích vzorků 19 a 12. Nejdříve separujeme jednotlivé složky proudu tak, jak je popsáno v rovnici (4.3), čímž po dosazení za proměnnou $U=9V$ obdržíme složky platné pro napětí 9V s parametrem teploty

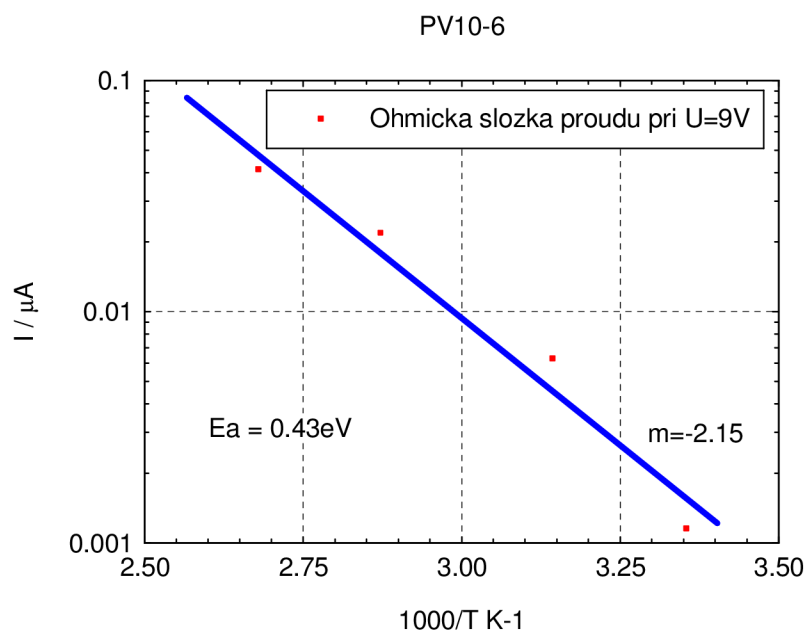
$$I_L = 1.27e-4U + 5.2e-5U(\exp(1.45(\sqrt{U}))) + 35.4\exp(-67.6/U) - \text{při } 298K \quad (4.40)$$

$$I_L = 6.91e-4U + 11e-5U(\exp(1.45(\sqrt{U}))) + 17.2\exp(-72.8/U) - \text{při } 318K \quad (4.41)$$

$$I_L = 2.41e-3U + 38.5e-5U(\exp(1.45(\sqrt{U}))) + 14.9\exp(-59.8/U) - \text{při } 348K \quad (4.42)$$

$$I_L = 4.54e-3U + 88.55e-5U(\exp(1.45(\sqrt{U}))) + 17.7\exp(-49.8/U) - \text{při } 73\text{K} \quad (4.43)$$

Po dosazení $U=9\text{V}$ do rovnice dostaneme hodnoty jednotlivých složek proudu včetně celkového zbytkového proudu. Jednotlivé složky zbytkového proudu jsou pak vyneseny do grafů v závislosti na $1000/T$ (K^{-1}), kde obdržíme směrnici, ze které lze vypočítat hodnoty aktivačních energií složek platné pro přiložené napětí.



Obr. 4.59: Teplotní závislost aktivační energie odporové složky u vzorku 17 při přiloženém napětí $U=9\text{V}$

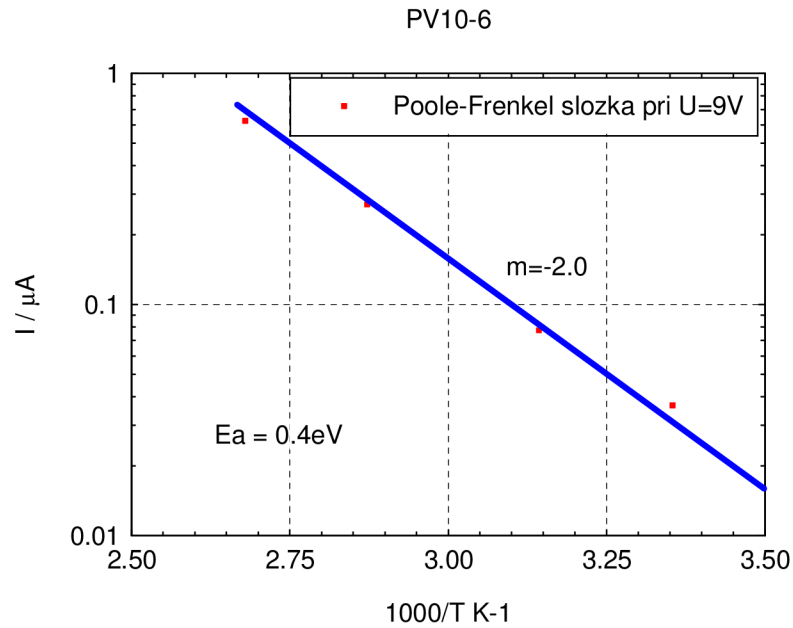
Dosazení do vztahu (4.27) obdržíme hodnotu aktivační energie E_A ohmické složky:

$$E_A = m \cdot 0.2 = -2.15 \cdot 0.2 = 0.43 \text{ (eV)} \quad (4.44)$$

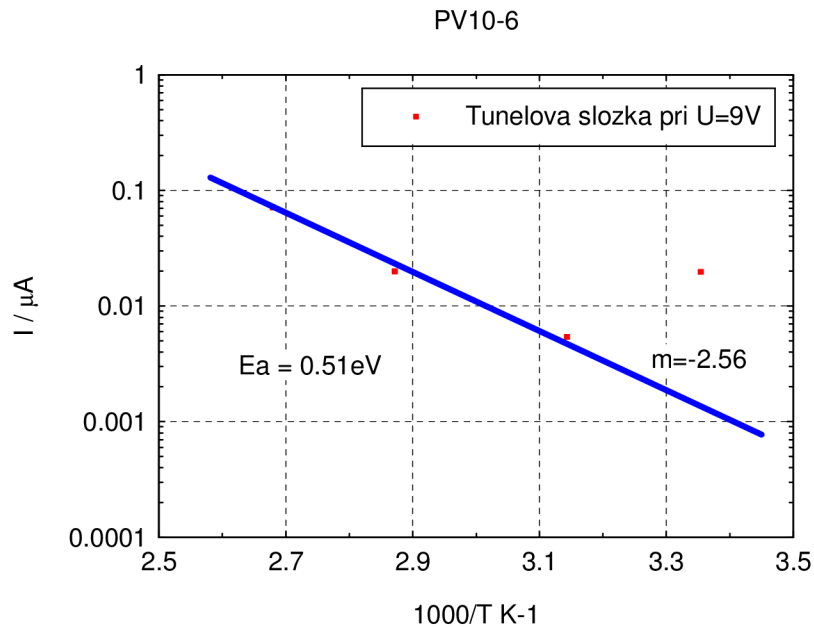
Dalším krokem je stanovení aktivační energie E_A Poole-Frenkelovi složky zbytkového proudu. V tomto případě taktéž vycházíme z teplotních závislostí Poole-Frenkelovi složky při napětí $U=9\text{V}$. Tyto hodnoty vyneseme do grafu, který je patrný na Obr. 4.60.

Dosazení do vztahu (4.27) obdržíme hodnotu aktivační energie E_A Poole-Frenkelovi složky:

$$E_A = m \cdot 0.2 = -2 \cdot 0.2 = 0.4 \text{ (eV)} \quad (4.45)$$



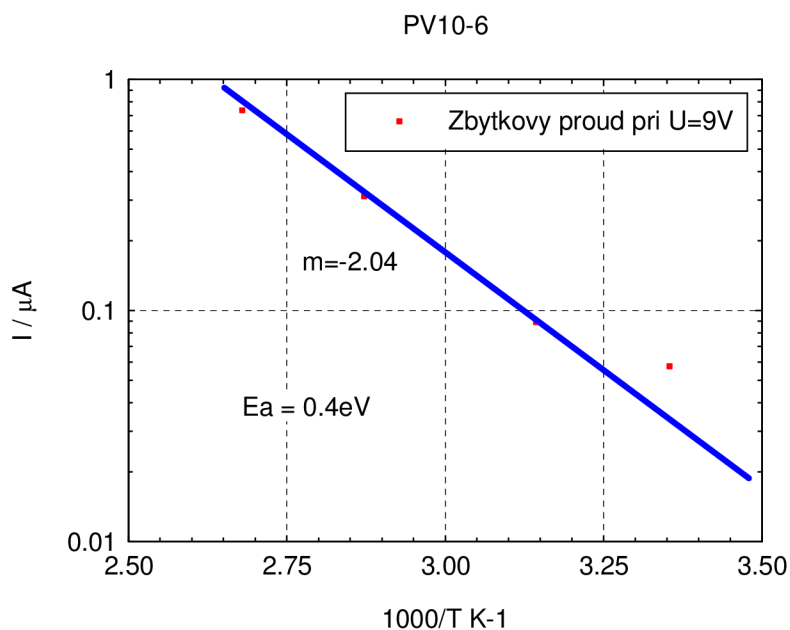
Obr. 4.60: Teplotní závislost aktivační energie Poole-Frenkelovy složky u vzorku 17 při přiloženém napětí $U=9V$



Obr. 4.61: Teplotní závislosti aktivační energie tunelové složky u vzorku 17 při přiloženém napětí $U=9V$

Dosazení do vztahu (4.27) taktéž obdržíme hodnotu aktivační energie E_A tunelové složky:

$$E_A = m \cdot 0.2 = -2.56 \cdot 0.2 = 0.51 \text{ (eV)} \quad (4.46)$$



Obr. 4.62: Teplotní závislosti aktivační energie zbytkového proudu u vzorku 17 při přiloženém napětí $U=9\text{V}$

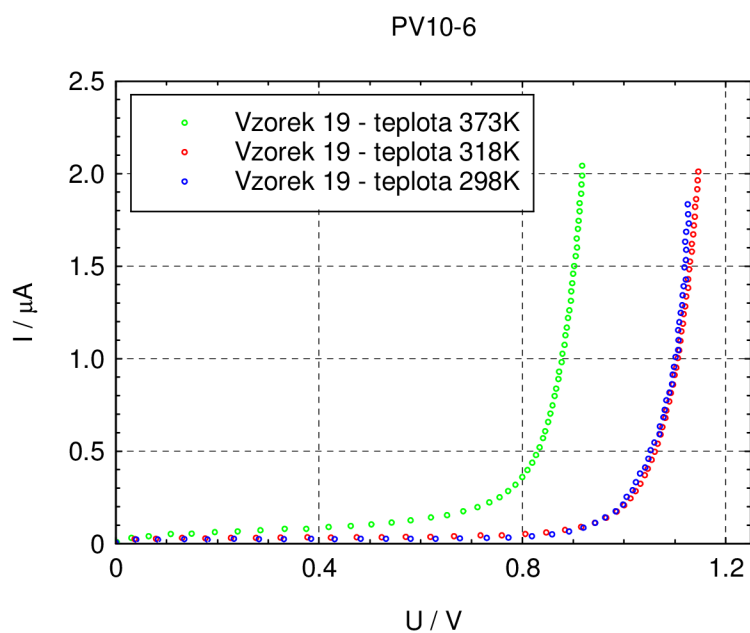
Aktivační energie E_A zbytkového proudu je pak po dosazení do vztahu (4.27):

$$E_A = m \cdot 0.2 = -2.04 \cdot 0.2 = 0.4 \text{ (eV)} \quad (4.47)$$

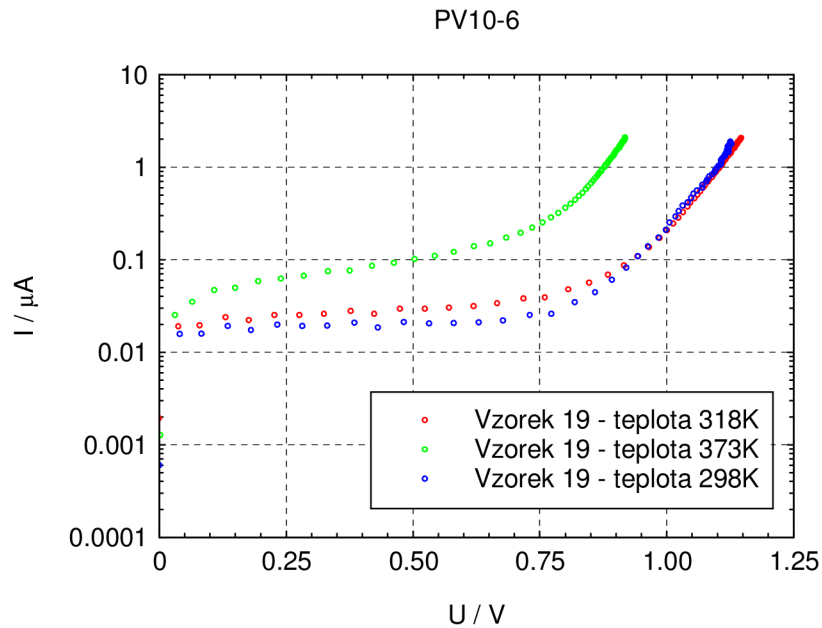
Zkoumáním teplotní závislosti zbytkového proudu a jeho složek byla nalezena aktivační energie E_A pro jednotlivé typy mechanismů při přiloženém napětí 9V, která je blízká hodnotě 0,4eV.

4.3.2. VA charakteristiky v reverzním režimu typu PV10-6

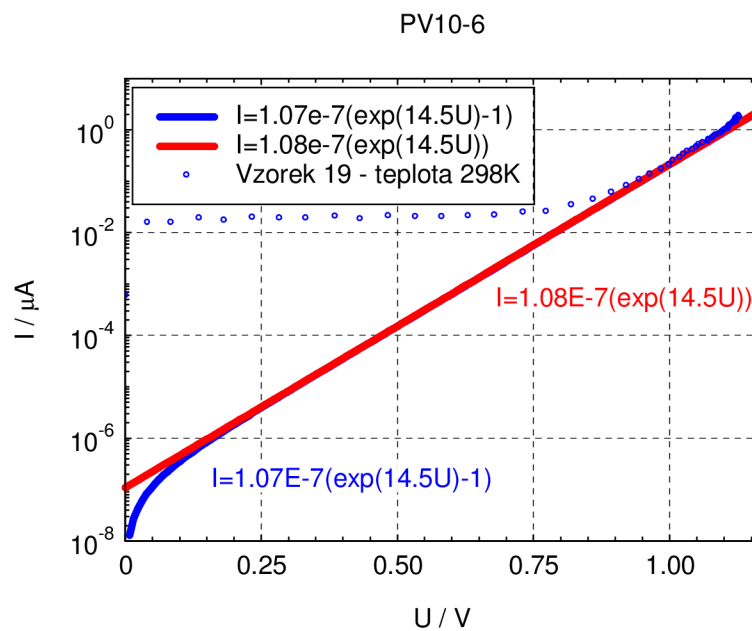
4.3.2.1 VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 19



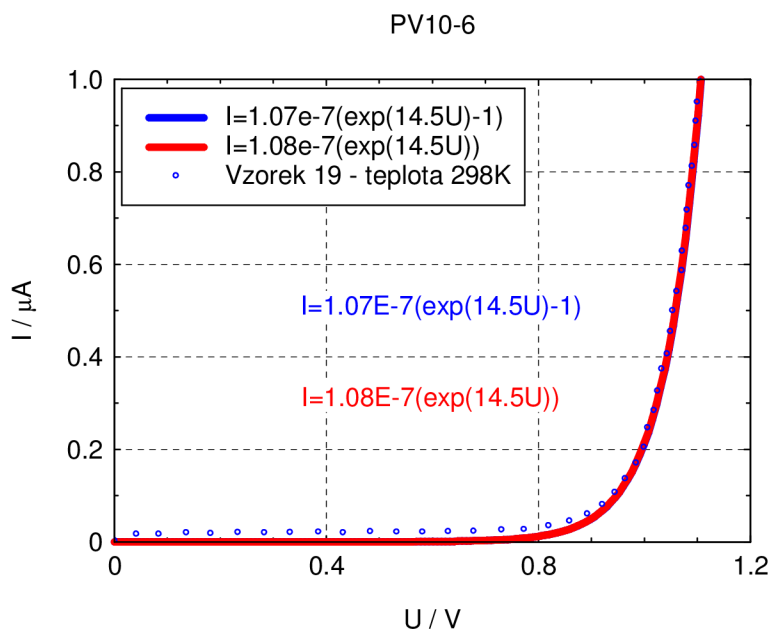
Obr. 4.63: Teplotní závislosti VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 19 při 298K, 318K a 373K v lineárních souřadnicích



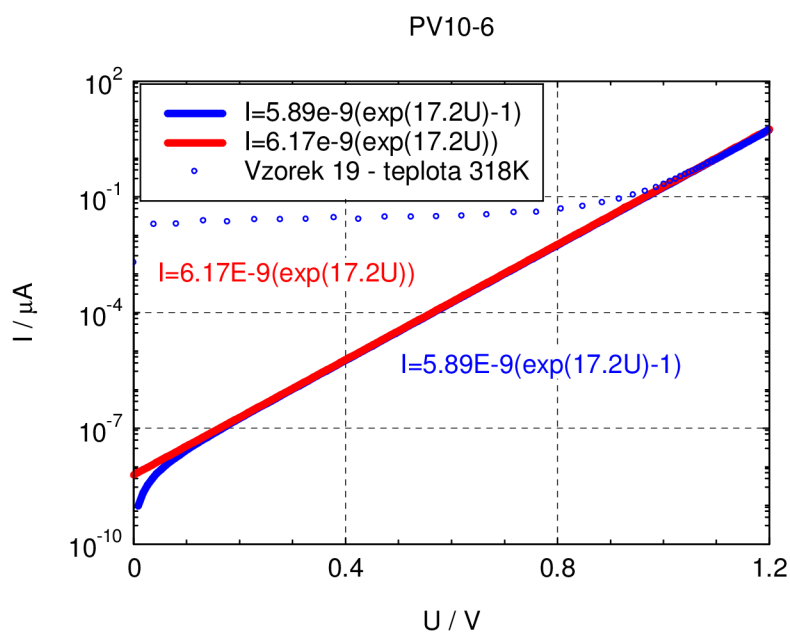
Obr. 4.64: Teplotní závislosti VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 19 při 298K, 318K a 373K s logaritmickou souřadnicí proudu



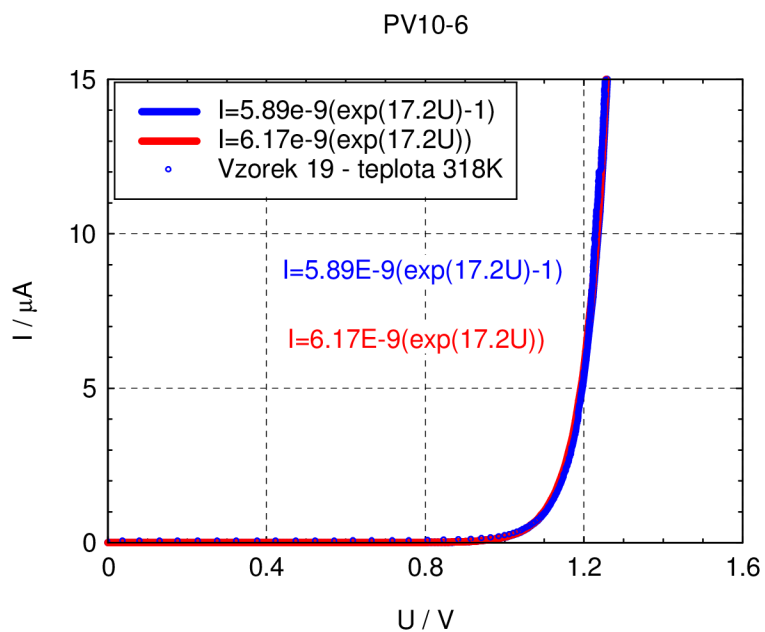
Obr. 4.65: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 19 při teplotě 298K a jeho aproximace v logaritmickém zobrazení proudu



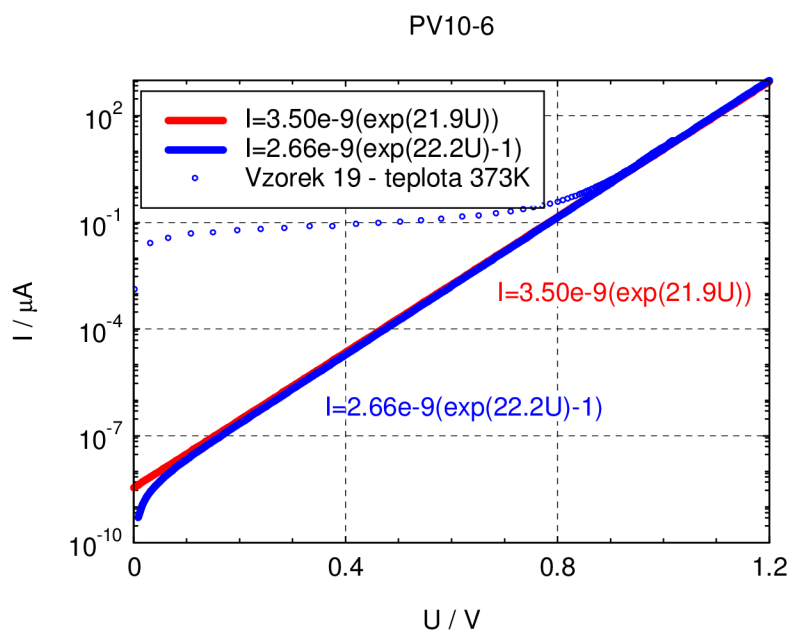
Obr. 4.66: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 19 při teplotě 298K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích



Obr. 4.67: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 19 při teplotě 318K a jeho aproximace s logaritmickým zobrazením proudu

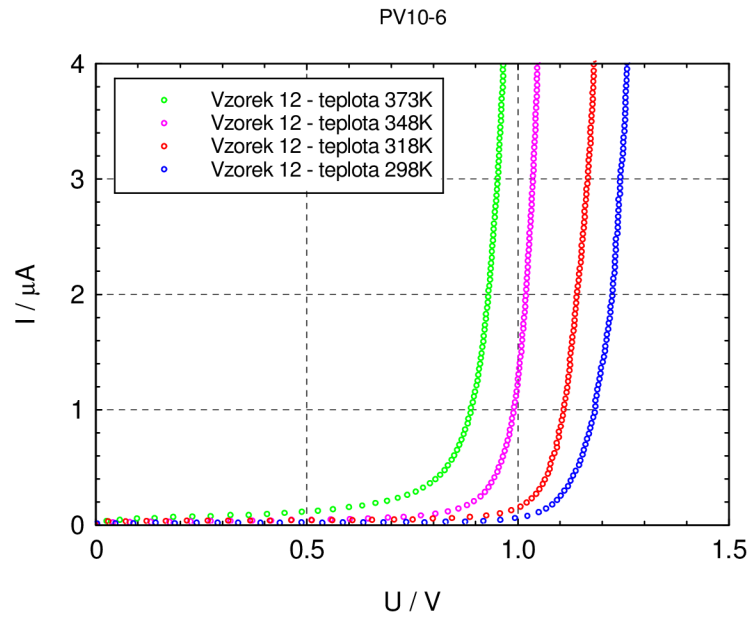


Obr. 4.68: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 19 při teplotě 318K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích

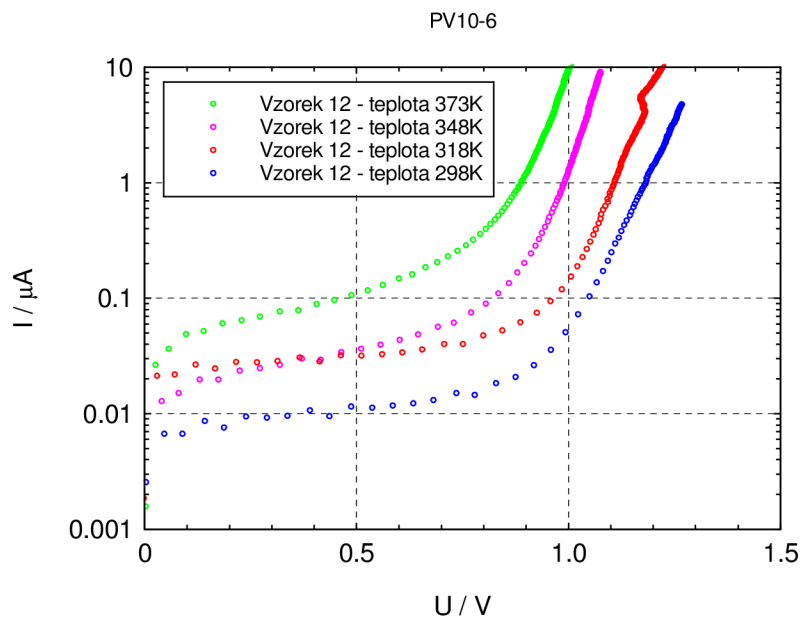


Obr. 4.69: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 19 při teplotě 373K a jeho aproximace v logaritmicím zobrazení proudu

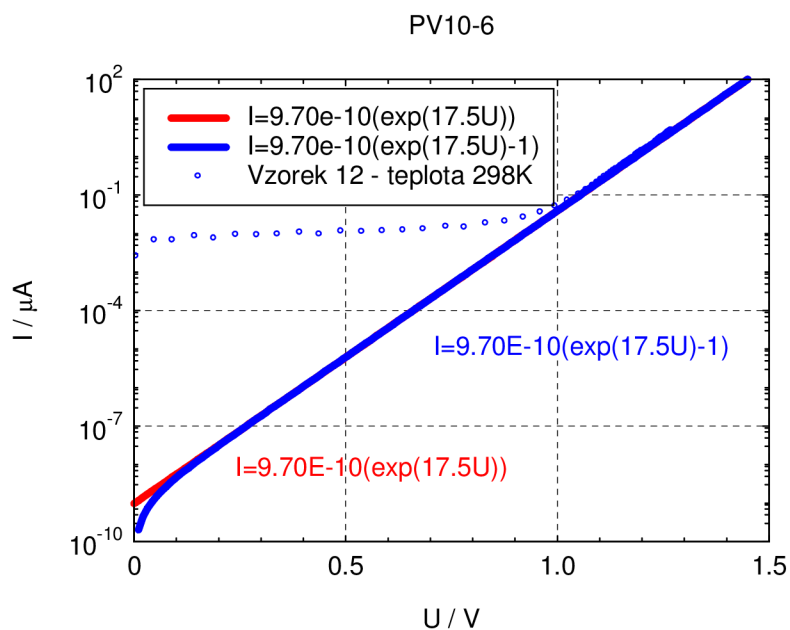
4.3.2.2 VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12



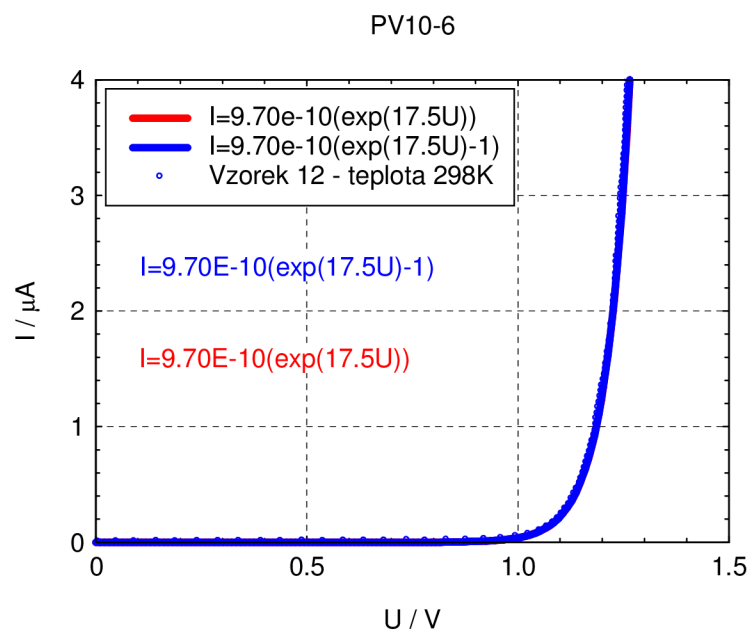
Obr. 4.70: Teplotní závislosti VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12 při 298K, 318K, 348K a 373K v lineárních souřadnicích



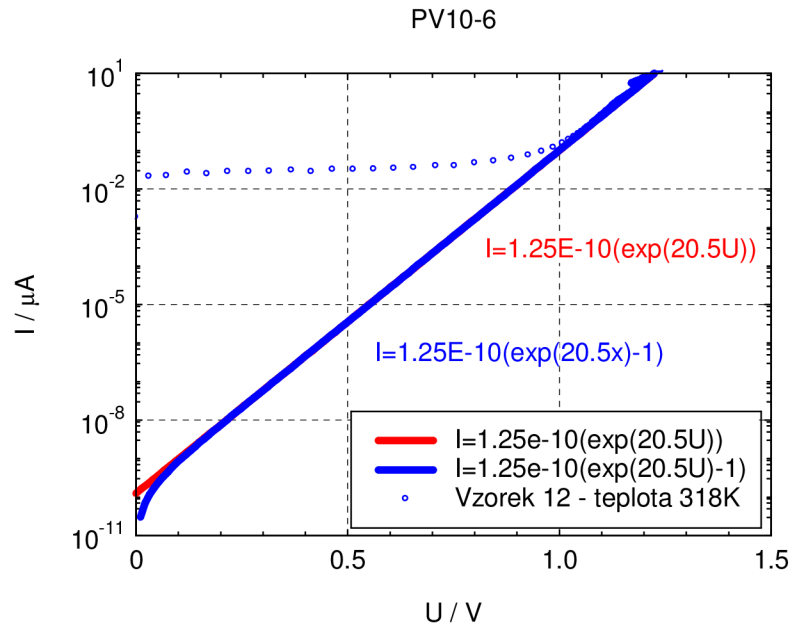
Obr. 4.71: Teplotní závislosti VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12 při 298K, 318K, 348K a 373K s logaritmickou souřadnicí proudu



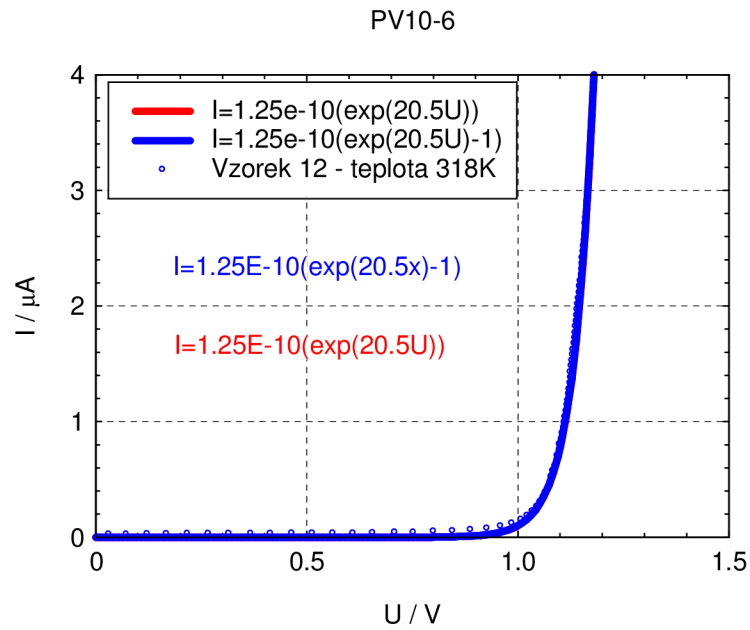
Obr. 4.72: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12 při teplotě 298K a jeho aproximace v logaritmickeém zobrazení proudu



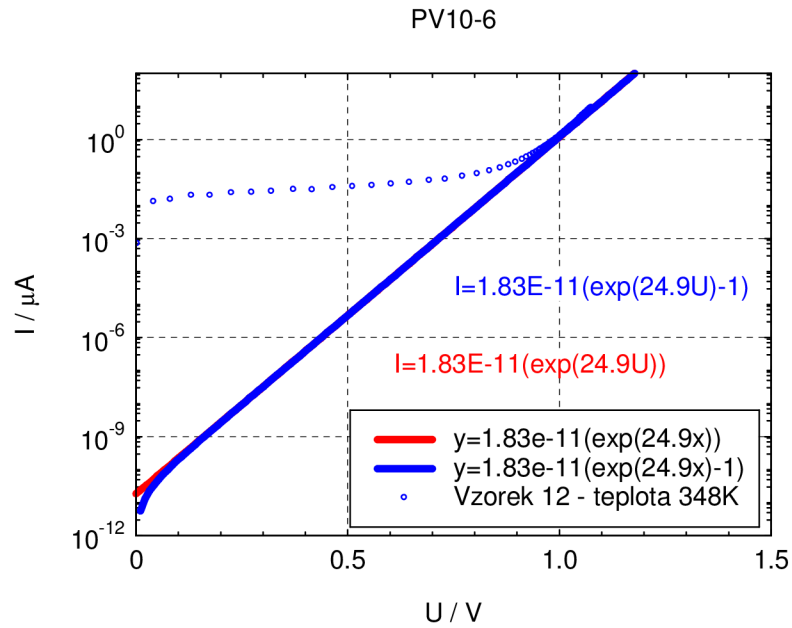
Obr. 4.73: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12 při teplotě 298K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích



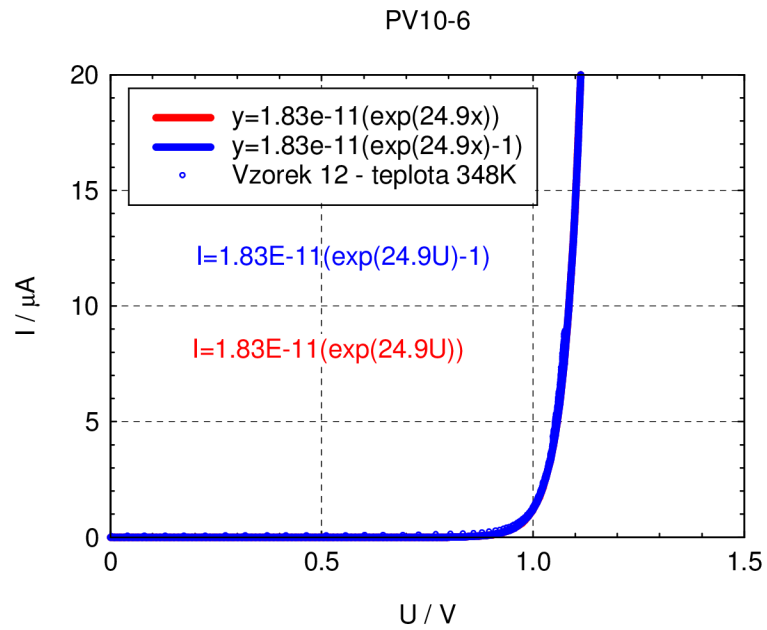
Obr. 4.74: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12 při teplotě 318K a jeho aproximace s logaritmičným zobrazením proudu



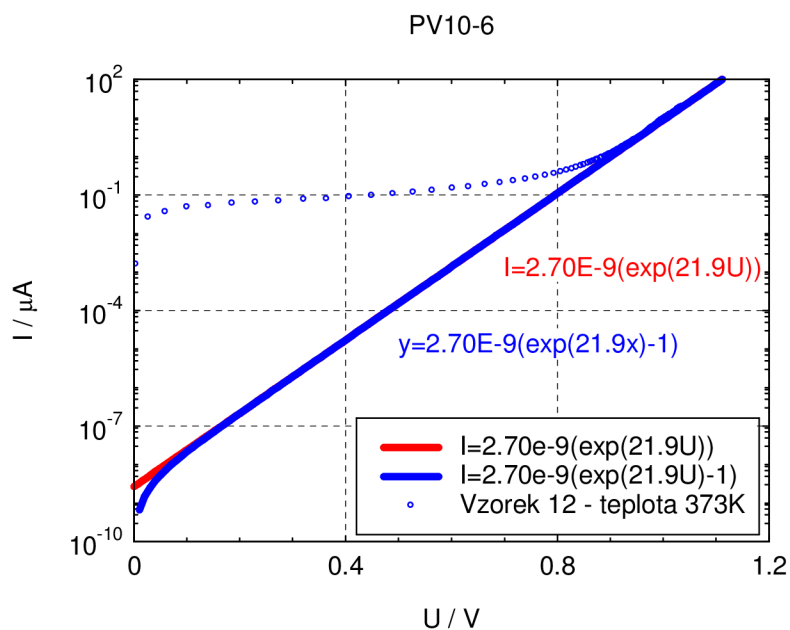
Obr. 4.75: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12 při teplotě 318K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích



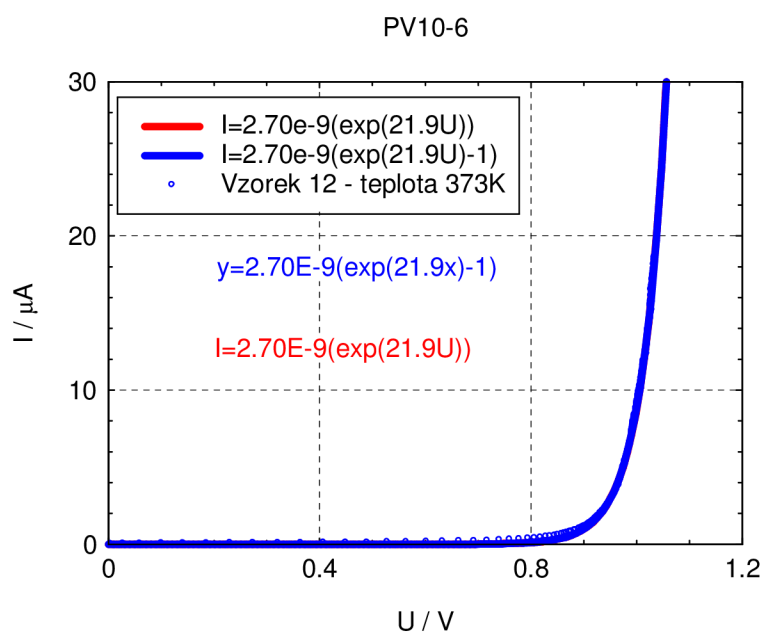
Obr. 4.76: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12 při teplotě 348K a jeho aproximace v logaritmickeém zobrazení proudu



Obr. 4.77: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12 při teplotě 348K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích

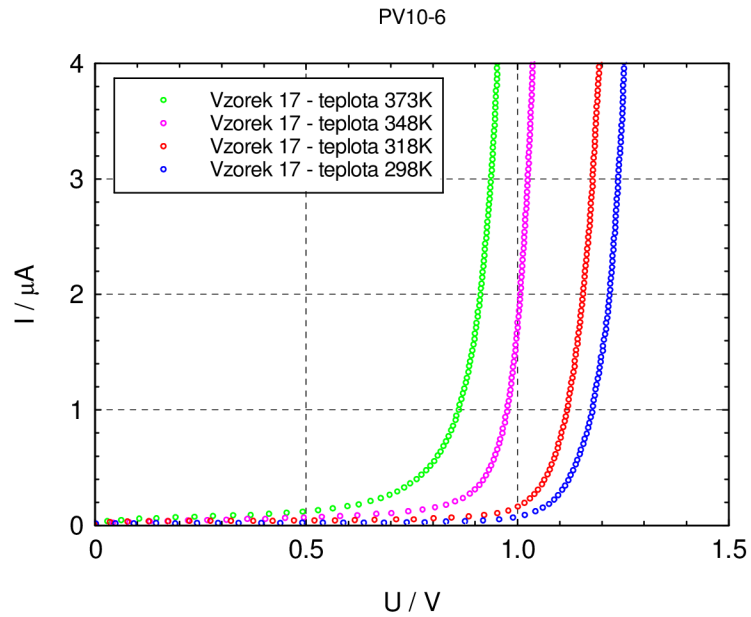


Obr. 4.78: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12 při teplotě 373K a jeho aproximace v logaritmickeém zobrazení proudu

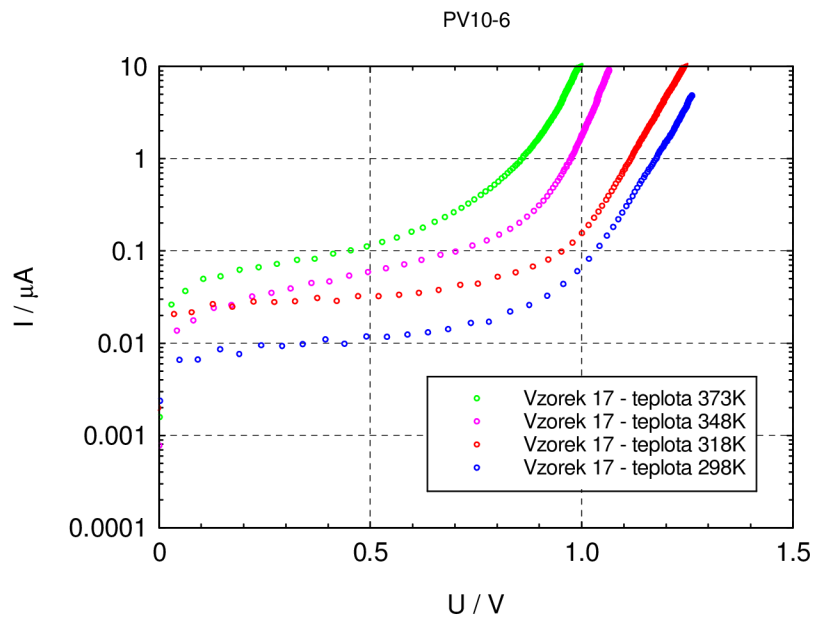


Obr. 4.79: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 12 při teplotě 373K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích

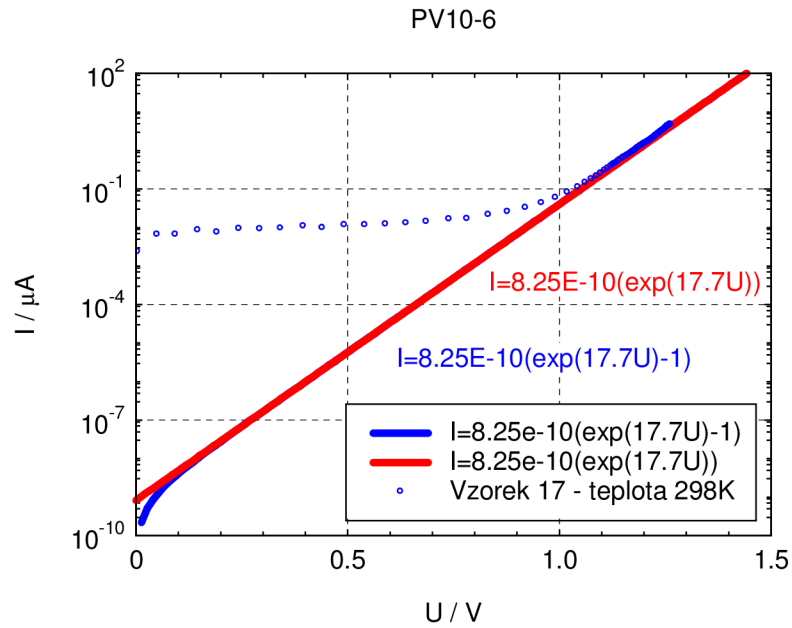
4.3.2.3 VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17



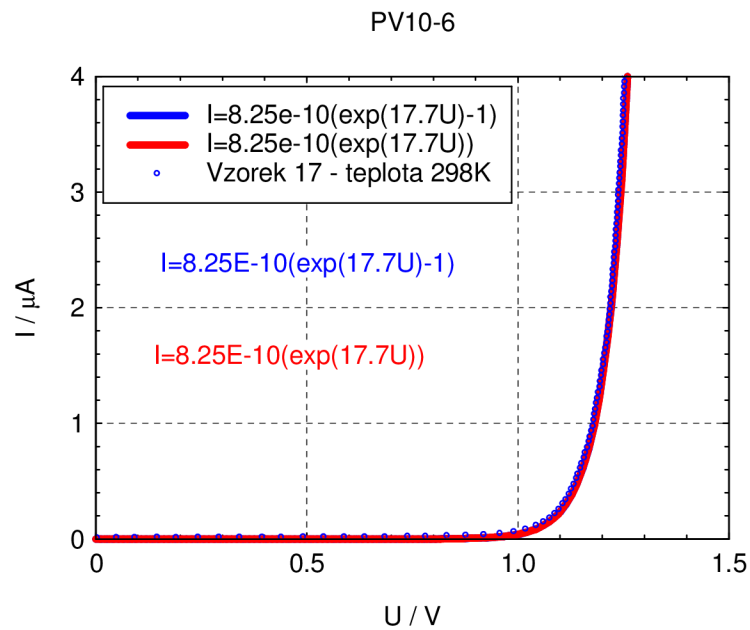
Obr. 4.80: Teplotní závislosti VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17 při 298K, 318K, 348K a 373K v lineárních souřadnicích



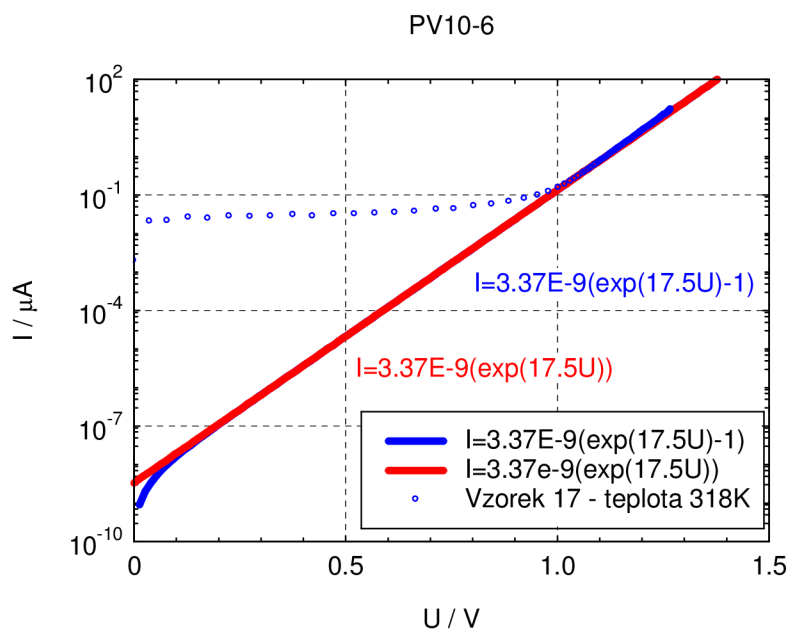
Obr. 4.81: Teplotní závislosti VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17 při 298K, 318K, 348K a 373K s logaritmickou souřadnicí proudu



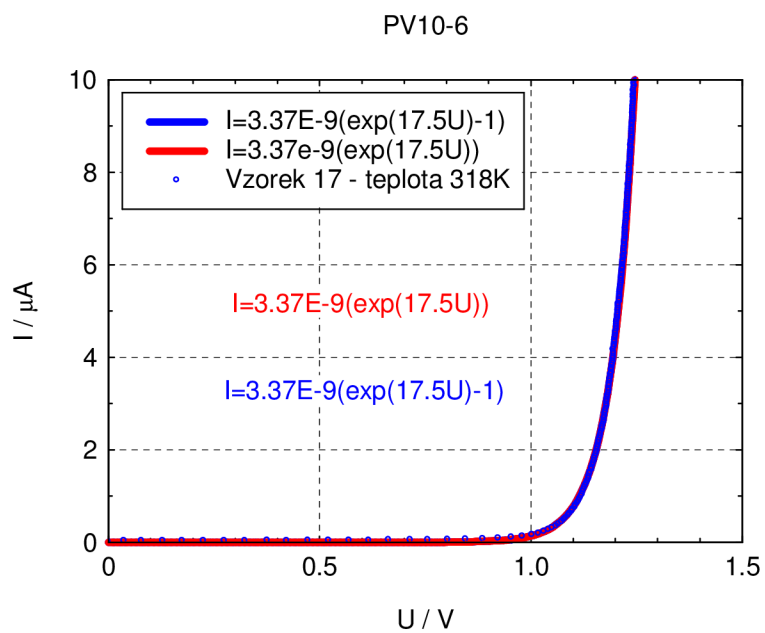
Obr. 4.82: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17 při teplotě 298K a jeho aproximace v logaritmickeém zobrazení proudu



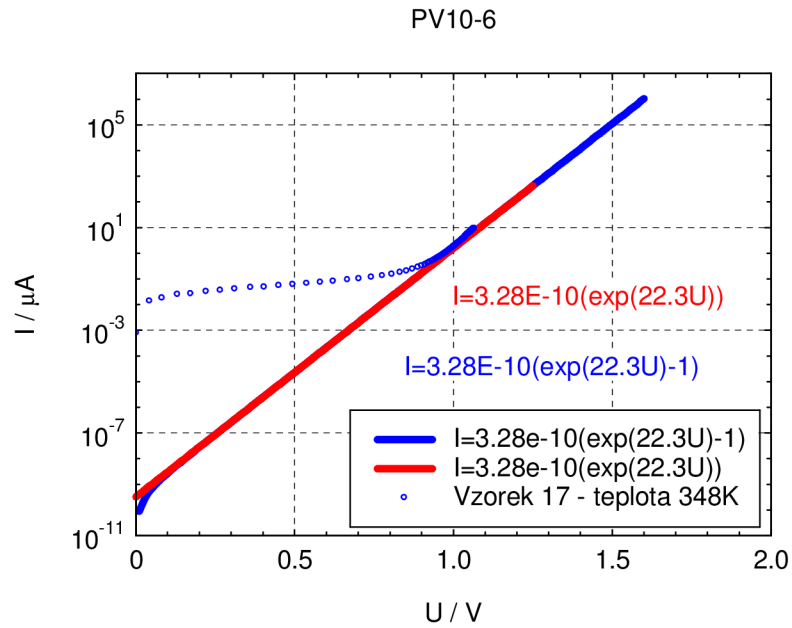
Obr. 4.83: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17 při teplotě 298K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích



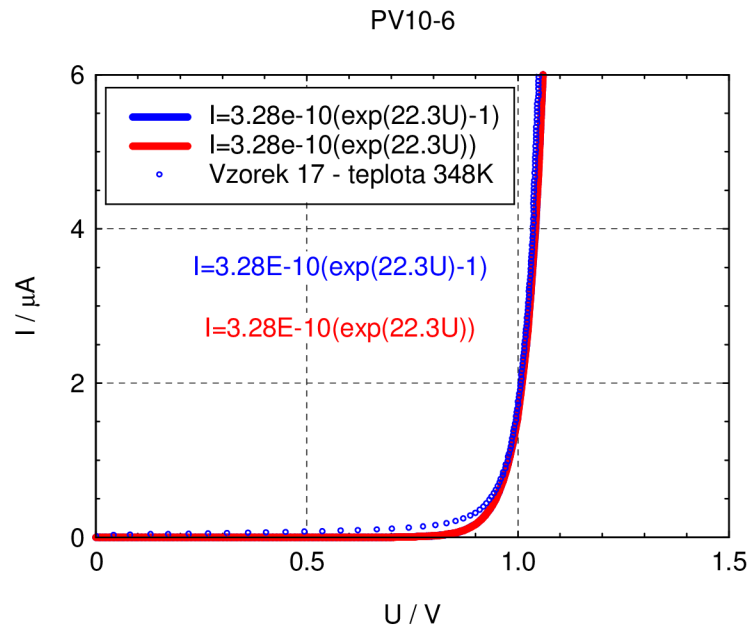
Obr. 4.84: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17 při teplotě 318K a jeho aproximace s logaritmičným zobrazením proudu



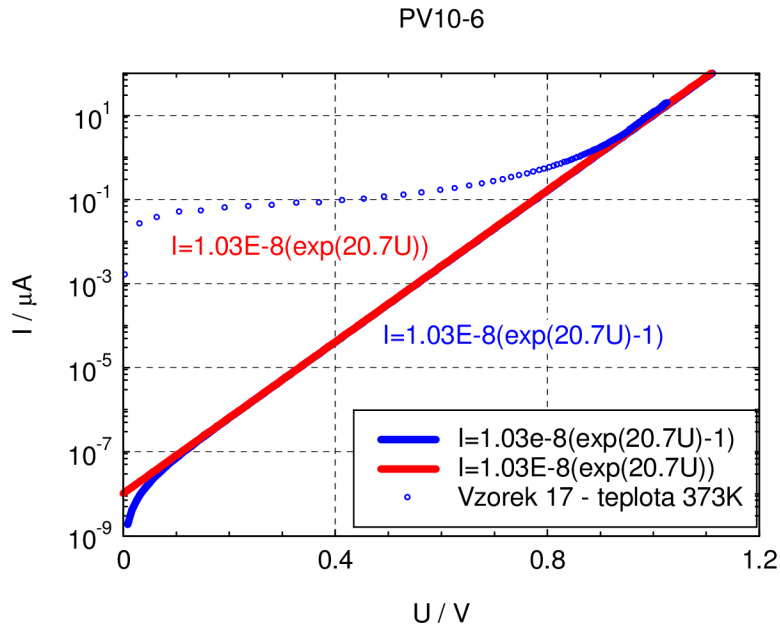
Obr. 4.85: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17 při teplotě 318K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích



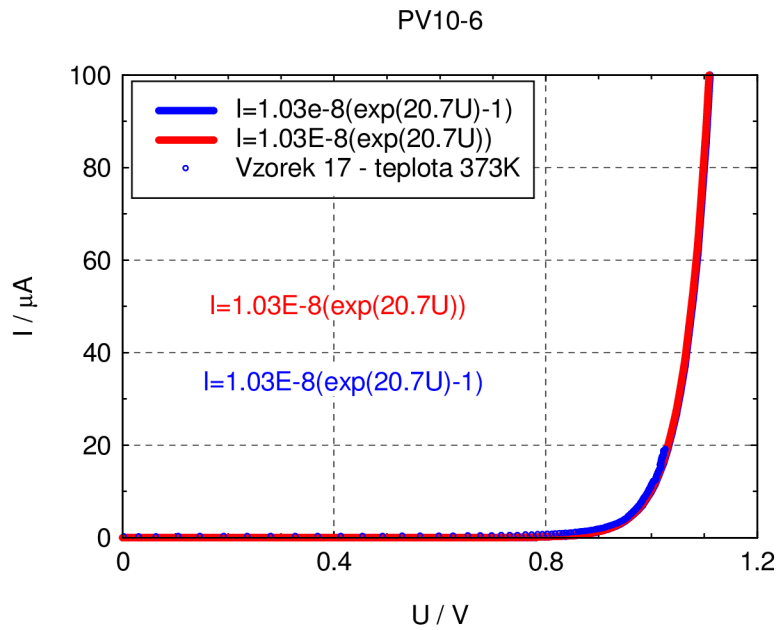
Obr. 4.86: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17 při teplotě 348K a jeho aproximace v logaritmickeém zobrazení proudu



Obr. 4.87: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17 při teplotě 348K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích



Obr. 4.88: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17 při teplotě 373K a jeho aproximace v logaritmickém zobrazení proudu



Obr. 4.89: VA charakteristiky v reverzním režimu vzorku 17 při teplotě 373K a jeho aproximace v lineárních souřadnicích

4.4. Modelování náhradního obvodu Ta kondenzátoru

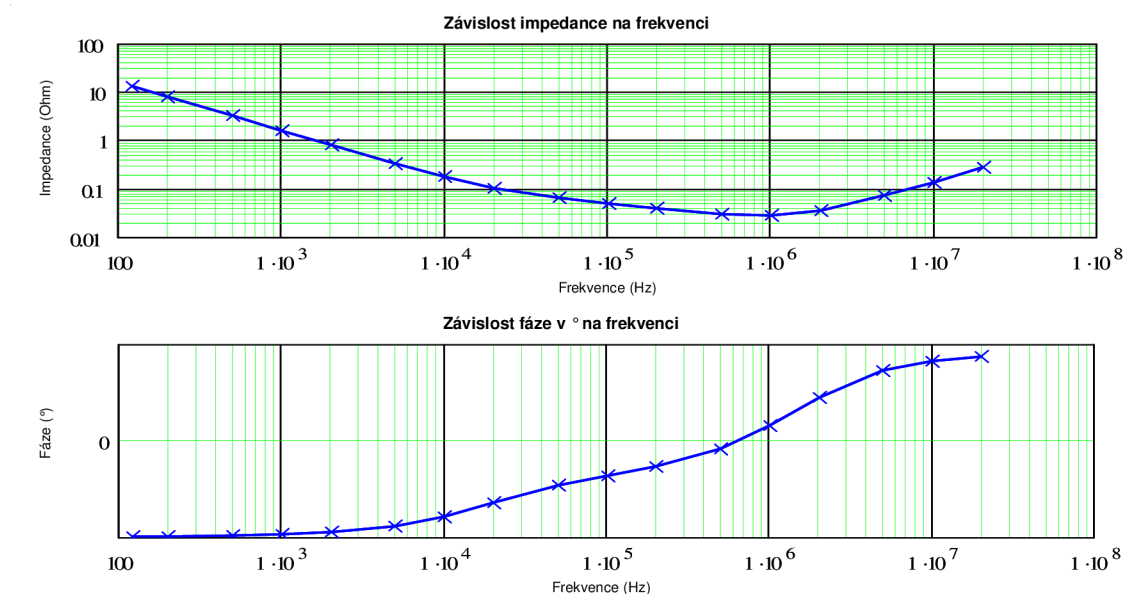
4.4.1. Měření parametrů Ta kondenzátoru

Po sestavení zařízení pro měření frekvenčních charakteristik je pak možné provést požadovaná měření parametrů kondenzátoru pro tvorbu náhradního schématu/modelu a analýzy rozložení elektrického náboje na elektrodách kondenzátoru.

Měření frekvenčních charakteristik sestává s testování 10 kusů vzorků pro obdržení požadovaných frekvenčních charakteristik závislých na zadaných vstupních parametrech teploty a napětí. Počet vzorků byl stanoven z důvodu získání průměrných hodnot parametrů kondenzátoru sloužících k eliminaci výrobních a technologických nepřesností.

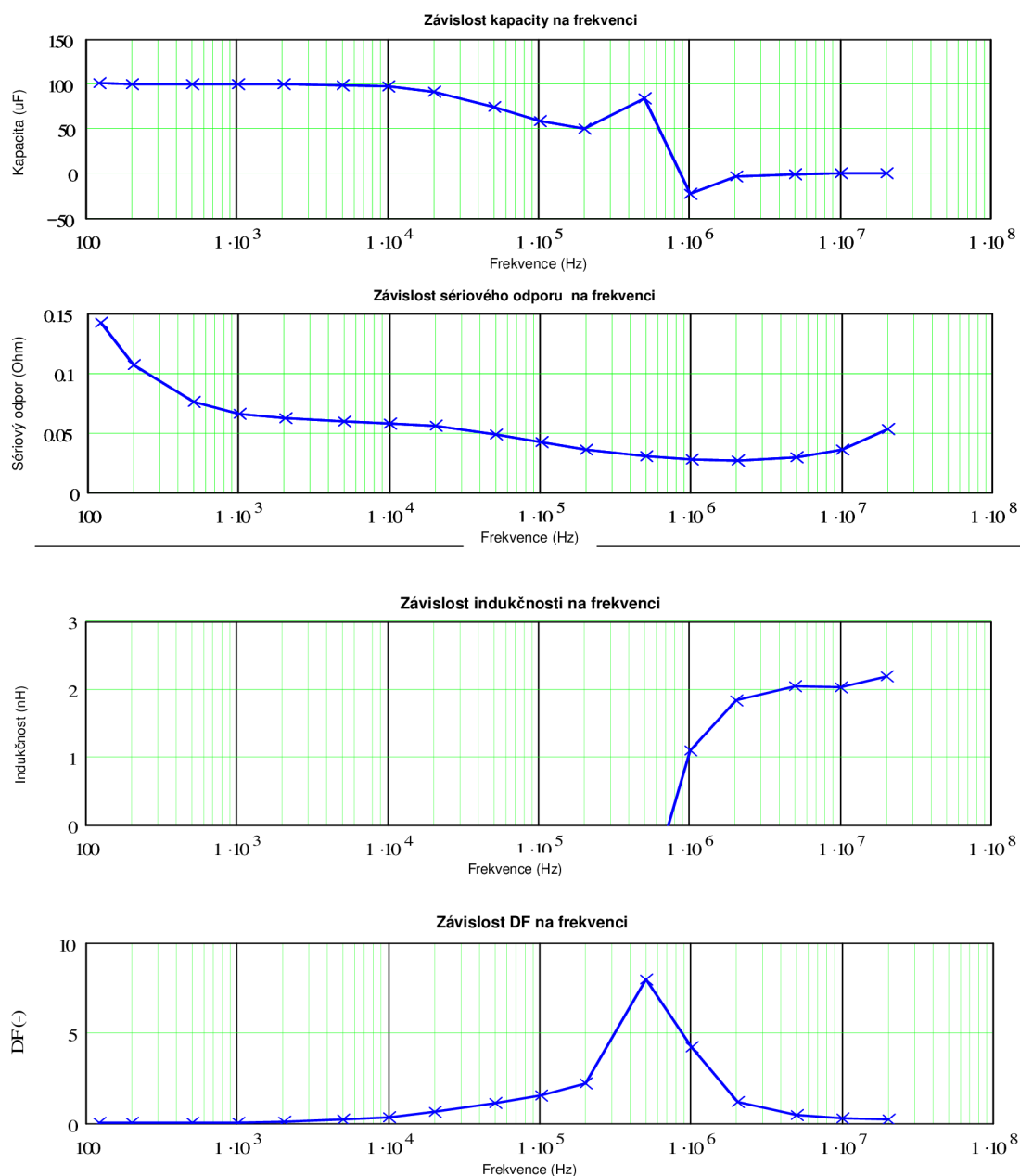
Hlavními objekty zkoumání jsou tantalové kondenzátory vyráběné dvěma firmami, které patří mezi leadery ve výrobě tantalových kondenzátorů (100 μ F/10V, tolerance kapacity +/-10% (K) a velikosti D).

Frekvenční závislost impedance $|Z(f)|$ a fázového posuvu $\varphi(f)$ jsou znázorněny na Obr. 4.90, patří mezi základní parametry, na jejichž podstatě lze pak dále získat rozšířené parametry kondenzátoru.



Obr. 4.90: Frekvenční charakteristiky absolutní hodnoty impedance a fázového posuvu

Frekvenční závislosti hodnot jednotlivých složek, jakož jsou sériová kapacita $C_S(f)$, sériový odpor $R_S(f)$, sériová indukčnost $L_S(f)$ a ztrátový činitel $tg\delta(f)$ jsou znázorněny v následujících grafech na Obr. 4.91.

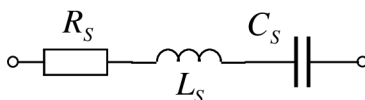


Obr. 4.91: Dopočítané frekvenční charakteristiky jednotlivých složek kondenzátoru

4.4.2. Tvorba náhradního modelu Ta kondenzátoru

Za předpokladu zjištěných frekvenčních charakteristik parametrů kondenzátoru a znalosti strukturálního a konstrukčního složení je možné vytvořit náhradní model kondenzátoru popisující jeho fyzikální a elektrické chování, přičemž jednotlivé prvky náhradního obvodu určují směrnice frekvenčních charakteristik a udávají závislost parametrů kondenzátoru na teplotě a napětí [4].

K získání tohoto modelu je nejprve nutné vyjít ze základního náhradního modelu kondenzátoru Obr. 4.92. Tento model zanedbává zbytkový proud kondenzátorem a tudíž i ztráty dielektrika a proto je popsán na základě impedanční rovnice (4.48).



Obr. 4.92: Základní náhradní schéma kondenzátoru

$$Z = R_s + jX_{L_s} - jX_{C_s} = R_s + j2\pi f L_s - j \frac{1}{2\pi f C_s} \quad (4.48)$$

Na základě naměřených hodnot kondenzátoru D 100uF/10V je možné stanovit parametry základního náhradního obvodu, kde hodnoty $R_s(100kHz)=0.028\Omega$, $C_s(120Hz)=100.23\mu F$ a $L_s(10MHz)=2.035nH$ jsou odečteny z tabulky naměřených hodnot. Jsou taktéž stanoveny na různých frekvencích, kde mají dominantní charakter. To znamená, že na nízkých kmitočtech má impedance převládající kapacitní charakter a sériový odpor R_s se konstantní nebo se takřka nemění. Na vysokých kmitočtech se kondenzátor začíná chovat jako indukčnost s převládající induktivní složkou, která je patrná hlavně v oblasti kmitočtů 10MHz.

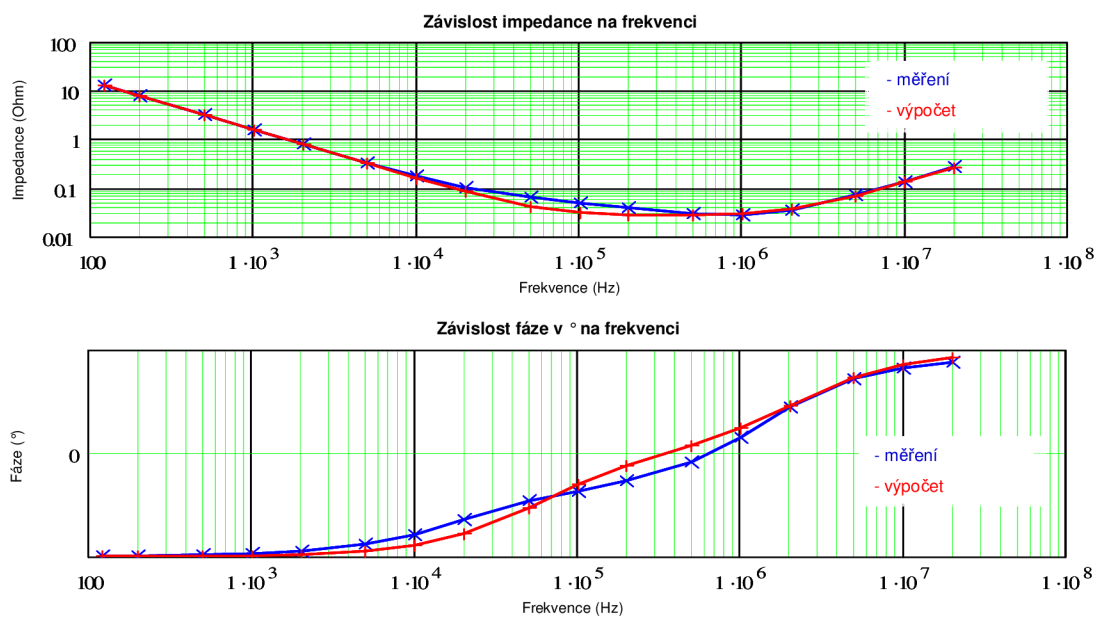
Dosazením jednotlivých parametrů do vzorce (4.48) lze vyjádření přepsat do tvaru

$$\begin{aligned} Z(f) &= R_s + j2\pi f L_s - j \frac{1}{2\pi f C_s} = \\ &= 0.028 + j(2\pi f \cdot 2.035 \cdot 10^{-9} - \frac{1}{2\pi f \cdot 100.23 \cdot 10^{-6}}) \end{aligned} \quad (4.49)$$

kde $Z(f) = |Z|e^{j\varphi}$

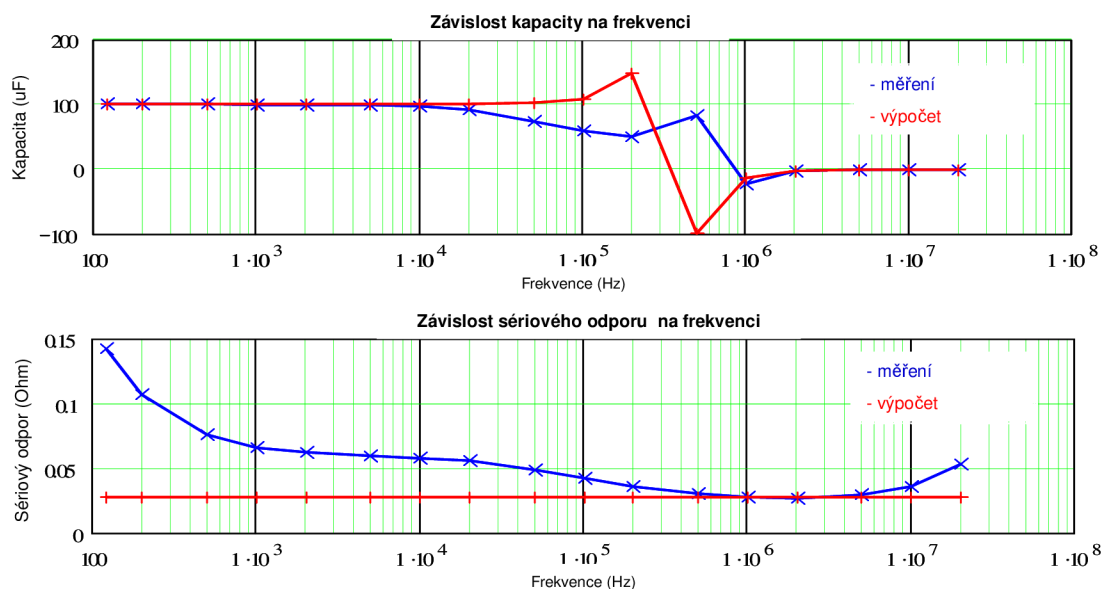
Z vytvořené funkce se dá nalézt matematická závislost $|Z(f)|$ a $\varphi(f)$ na frekvenci. Po vynesení těchto závislostí do grafů naměřených hodnot $|Z(f)|$ a $\varphi(f)$ lze provést srovnání vypočtených parametrů se skutečnými.

Na první pohled se zdá, že náhradní schéma dostatečně přesně popisuje chování kondenzátoru (viz Obr. 4.93.).

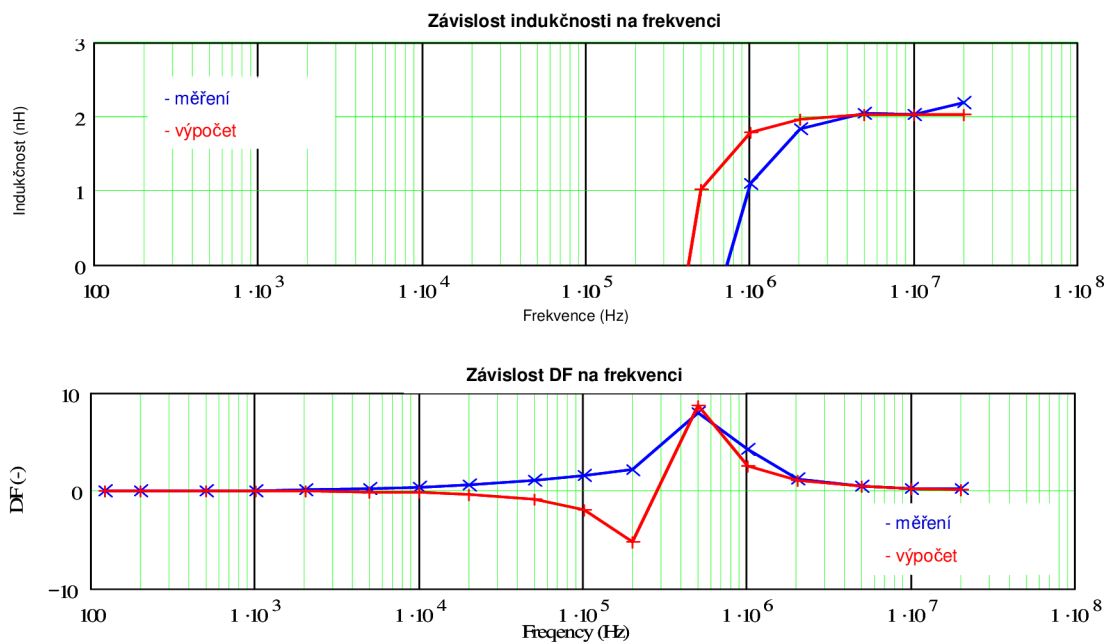


Obr. 4.93: Charakteristiky naměřených a vypočtených hodnot v závislosti na frekvenci

Avšak po podrobnějším prozkoumání individuálních parametrů kondenzátoru jsou zde již patrné nepřesnosti/aproximace, z důvodu neobsazení všech potřebných parametrů v základním náhradním schématu (Obr. 4.94), čímž dochází k chybě zobrazení výsledků a jen hrubý popis chování kondenzátoru. Nejvíce je patrná tato nedokonalost náhradního modelu na chování sériového odporu R_S , který je u náhradního modelu lineární a nezávislý na frekvenci. V praxi je tato situace ovšem značně odlišná, tak jak je patrné na výsledcích měření.

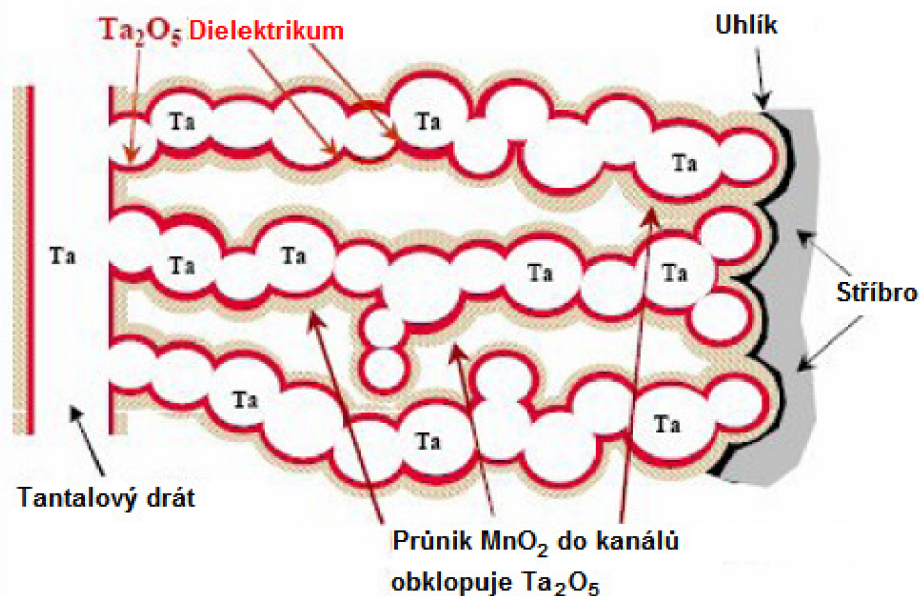


Transport elektrického náboje v tantalovém kondenzátoru



Obr. 4.94: Vypočtené hodnoty individuálních parametrů z naměřených hodnot a náhradního schématu kondenzátoru

Abychom do náhradního obvodu zakomponovali všechny vlivy a parazitní vlastnosti kondenzátoru, je potřeba model dále rozšířit o další diskretní prvky obvodu odpovídající jeho reálnému chování skutečné konstrukce tantalového kondenzátoru.



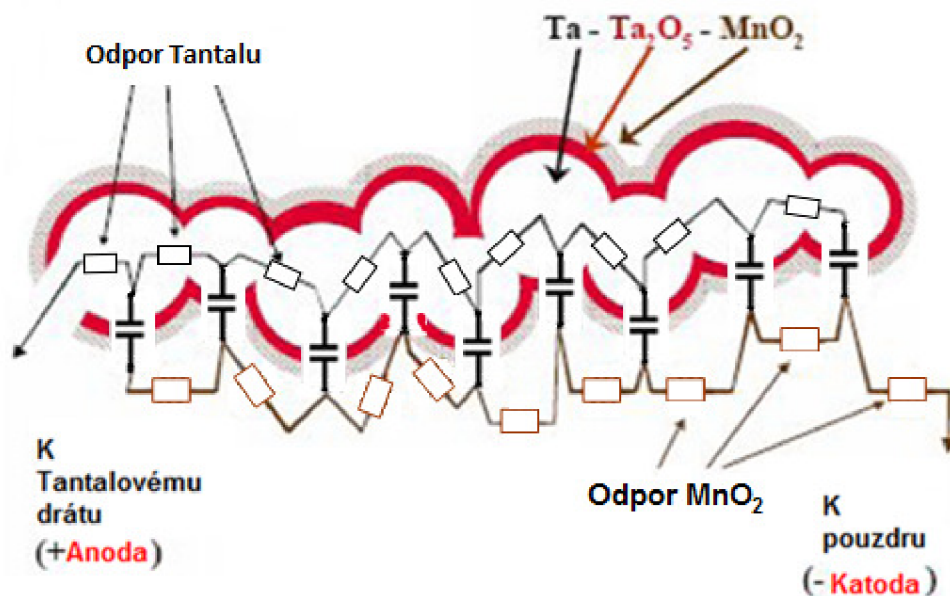
Obr. 4.95: Struktura tantalového kondenzátoru

Jelikož je tantalový kondenzátor nelineární součástka s chováním polovodičové MIS struktury. Tantalový kondenzátor je potřeba zkoumat ze dvou pohledů a to jak z pohledu lineárního modelu, tak i z nelineární podstaty tantalového kondenzátoru.

Pro úvahu týkající se popisu lineárního chování kondenzátoru lze počítat jen s diskretními lineárními prvky (odpor, kapacita, indukčnost). Další parametry nelineárního charakteru jsou zanedbány. Na Obr. 4.95 je patrná struktura tantalového

kondenzátoru, kde je patrna konstrukce kondenzátoru a velikosti hodnot jednotlivých veličin.

Pokud se budeme zabývat hlubším zkoumáním struktury kondenzátoru je pak možno tento útvar rozvinout do tvaru reprezentujícího elektrické chování kondenzátoru, jak nám naznačuje Obr. 4.96.

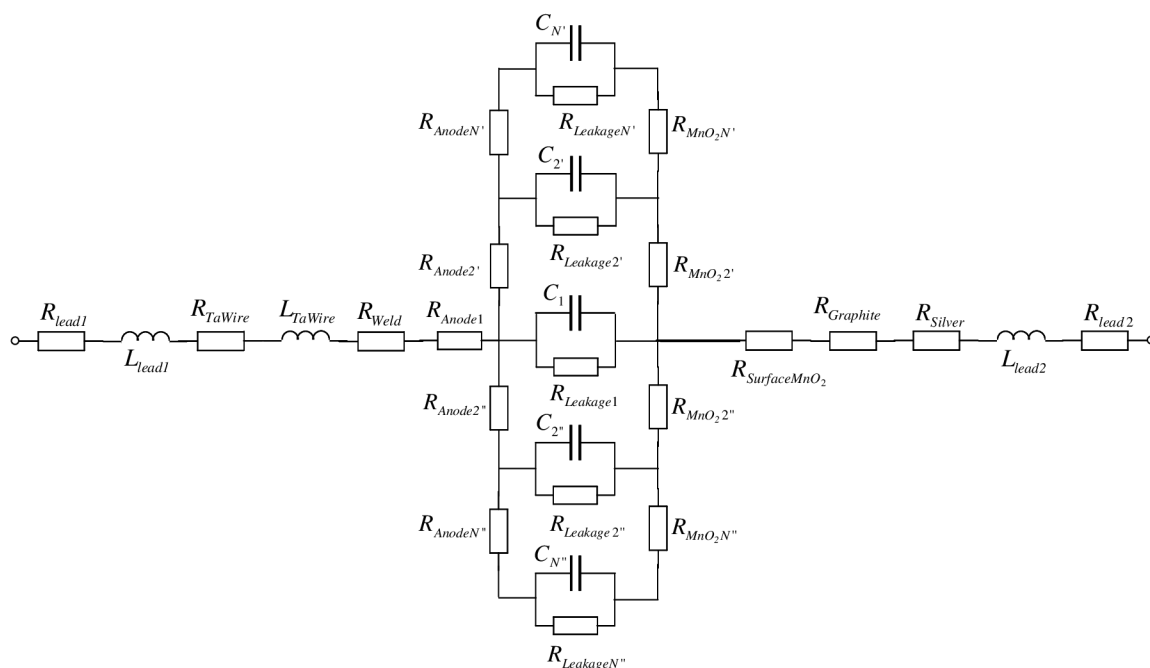


Obr. 4.96: Struktura tantalového kondenzátoru a zohlednění funkce jednotlivých vrstev a mechanických spojení

Mechanická konstrukce tantalového kondenzátoru reprezentuje strukturu, která svým tvarem odpovídá náhradnímu spojení jednotlivých diskretních členů. V této struktuře je možno najít souvislost mezi fragmenty sériového odporu, kapacity, svodového odpor, potažmo zbytkového proudu. Vlastní indukčnost kondenzátoru se hlavně projevuje svou velikostí na parazitních vlastnostech kontaktování celé struktury (L_{lead1} , L_{lead2}) a taky zde velkou měrou přispívá velikost indukčnosti tantalového drátu L_{TaWire} .

Na základě znalostí konstrukce a obvodového zapojení jednotlivých prvků náhradního modelu lze dále vytvořit náhradní schéma, které odpovídá reálnému chování tantalového kondenzátoru popisující rozložení náboje ve struktuře.

Rozšířením modelu na základě výše zmíněné hypotézy a následné analýzy se dojde k lineární struktuře popisující fyzikální chování kondenzátoru, tak jak to naznačuje obrázek (Obr. 4.97), kterou budeme nadále podrobně zkoumat.



Obr. 4.97: Rozšířené náhradní schéma tantalového kondenzátoru popisující jeho elektrické vlastnosti vztažené k jeho mechanické konstrukci a tvaru

Chování linearizovaného modelu kondenzátoru je v prvním případě popisováno jako řešení, které je pro počáteční zjednodušení nezávislé na teplotě. Tudiž jednotlivé náhradní fragmenty kondenzátoru jsou v tomto případě taktéž nezávislé na teplotě.

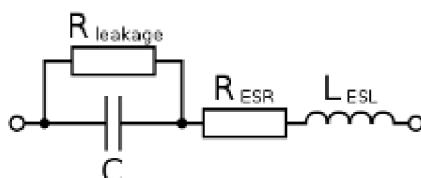
Dále si popíšeme skladbu modelu a význam jednotlivých prvků v obvodu. Náhradní schéma se skládá ze sérioparalelního řazení diskretních prvků obvodu, které tvoří fragmenty ideálních odporů, indukčností a kondenzátorů, které jsou nezávislé na teplotě.

Odpor R_{Lead1} reprezentuje v obvodu velikost odporu kontaktního přívodu. Indukčností L_{Lead1} je popsána hodnota indukčnosti přívodního kontaktu, která má nezanedbatelnou hodnotu o velikosti řádově desetin nH. L_{TaWire} taktéž značnou mírou přispívá k celkové hodnotě sériové indukčnosti I_{ESL} . L_{TaWire} demonstruje svou hodnotou velikost indukčnosti tantalového drátku, který má taktéž hodnotu odporu R_{TaWire} . Jelikož dochází k mechanickému spojení tantalového drátku s kontaktním přívodem, tato hodnota je popsána velikostí odporu R_{Weld} . Na opačné straně tantalového drátku je kontakt vytvořen s odporem R_{Anode1} . Dále následuje rozvětvená struktura tvořená hodnotami $R_{Anode2'}$ až $R_{AnodeN'}$, která popisuje vliv a rozložení fragmentů odporu tantalového materiálu. Hodnoty C_2' až $C_{N'}$ a jim zrcadlově symetrické hodnoty C_2'' až $C_{N''}$ určují velikost celkové kapacity kondenzátoru. Obdobně tomu je i v případě hodnot zbytkového proudu, který je hlavně určen izolačním odporem dielektrika Ta_2O_5 . Celková hodnota zbytkového proudu je vyjádřena konečným počtem prvků $R_{Leakage2'}$ až $R_{LeakageN'}$ a jim taktéž symetricky totožným prvkům $R_{Leakage2''}$ až $R_{LeakageN''}$. Obdobným způsobem, tak jako je tomu při popisu fragmentů odporu tantalové anody $R_{Anode2'}$ až $R_{AnodeN'}$ a jim zrcadlově symetrickým $R_{Anode2''}$ až $R_{AnodeN''}$, tak se dá popsat i nakontaktování burelu MnO_2 . Který je tvořen řadou fragmentů odporu $R_{MnO22'}$ až $R_{MnO2N'}$ a symetricky ekvivalentních $R_{MnO22''}$ až $R_{MnO2N''}$. $R_{SurfaceMnO2}$ popisuje povrchový kontaktní odpor burelu. Stejnou funkci má $R_{Graphite}$ a R_{Silver} , jejichž hodnoty taktéž popisují hodnoty kontaktních odporů grafitové a stříbřené vrstvy, které jsou na burel nanášeny před kontaktováním. Jedním z posledních parametrů náhradního obvodu je velikost

indukčnosti druhého kontaktu L_{lead2} a R_{lead2} , odpovídající hodnotě odporu kontaktního materiálu. Tantalový kondenzátor je svojí podstatou a fyzikálními vlastnostmi tepelně závislou součástí, takže pro popis tohoto parametru by bylo nutno uvážit i tepelnou závislost jednotlivých prvků modelu (Obr. 4.97).

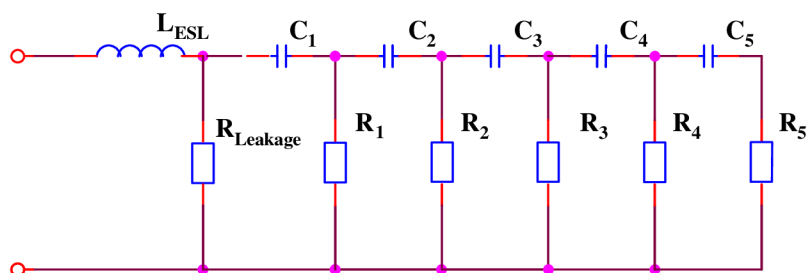
Model kondenzátoru je svou strukturou tvořen řadou prvků/fragmentů, které mají velký ale konečný počet. Tento počet členů obvodu je značně velký a hodící se pouze pro popis fyzikálního chování kondenzátoru korespondujícího s reálným komponentem. Díky své komplikovanosti je výše popsáný model zcela nevhodný pro matematickou analýzu a syntézu a vytvoření náhradního schématu tantalového kondenzátoru hodícího se do počítačové simulace obvodů. Je tudíž nutno vytvořit jinou, jednodušší strukturu náhradního zapojení, i napříč značné rozdílnosti a odlišnosti od reálné konstrukce kondenzátoru.

Je zde nedostačující použití základního náhradního obvodu (Obr. 4.98) popisující parazitní vlastnosti kondenzátoru, jako jsou R_{ESR} (ekvivalentní sériový odpor), L_{ESL} (ekvivalentní sériová indukčnost) a $R_{leakage}$ (odpor reprezentující velikost zbytkového proudu). Toto náhradní schéma nepřesně aproximuje charakteristiky absolutní impedance Z , fázového posuvu, sériového odporu, kapacity a indukčnosti v závislosti na frekvenci, tak jak je ostatně patrné na obrázcích Obr. 4.93 a Obr. 4.94.



Obr. 4.98: Jednoduché náhradní schéma tantalového kondenzátoru

Zde se bylo potřeba zamyslet nad rozdílným konceptem a vytvořením modifikovaného zapojení R , L a C členů. Modifikovaná verze ekvivalentního obvodu byla zkonstruována z ideálních R , L , C členů tak, aby lépe popisovala elektrické parametry tantalového kondenzátoru a současně se co nejvíce blížila jeho konstrukčnímu provedení a topologii. Toto náhradní schéma je patrné na Obr. 4.99, kde je vidět “žebříková” struktura R a C členů obvodu.



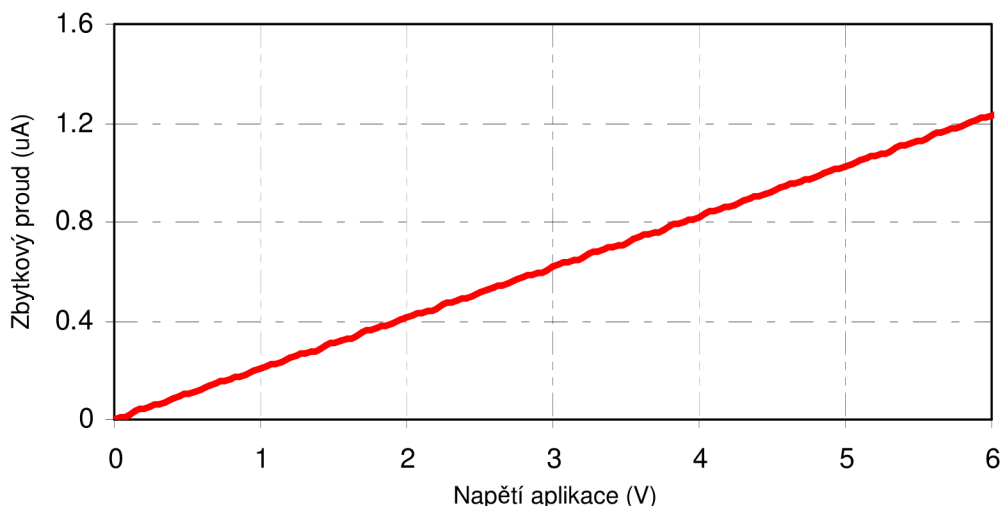
Obr. 4.99: Modifikované náhradní schéma tantalového kondenzátoru

Náhradní obvod je složen ze “žebříku” rezistorů R_1 , R_2 , R_3 , R_4 , R_5 a kondenzátorů C_1 , C_2 , C_3 , C_4 , C_5 , tak aby bylo možno popsat závislost jmenovité kapacity C_R a sériového odporu na frekvenci. Pokles kapacity s frekvencí až do bodu vlastní resonance, kde kapacita strmě vzroste, což je charakteristickou vlastností, která platí pro všechny typy kondenzátorů. Vlastní resonance kondenzátoru je způsobena resonancí

jmenovité kapacity kondenzátoru a vlastní indukčnosti L_{ESL} , kde platí vztah pro výpočet rezonanční frekvence.

$$f_{rez} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_{ESL} \cdot C_R}} \quad (4.50)$$

Dále je stanovena velikost odporu $R_{Leakage}$ tak, aby korespondovala se skutečnou hodnotou zbytkového proudu I_{LI} . Odpor $R_{Leakage}$ popisuje průběh velikosti zbytkového proudu I_{LI} , jelikož ohmická hodnota odporu $R_{Leakage}$ reprezentuje lineární změnu proudu v modelovaném kondenzátoru v závislosti na aplikovaném napětí (Obr. 4.100).

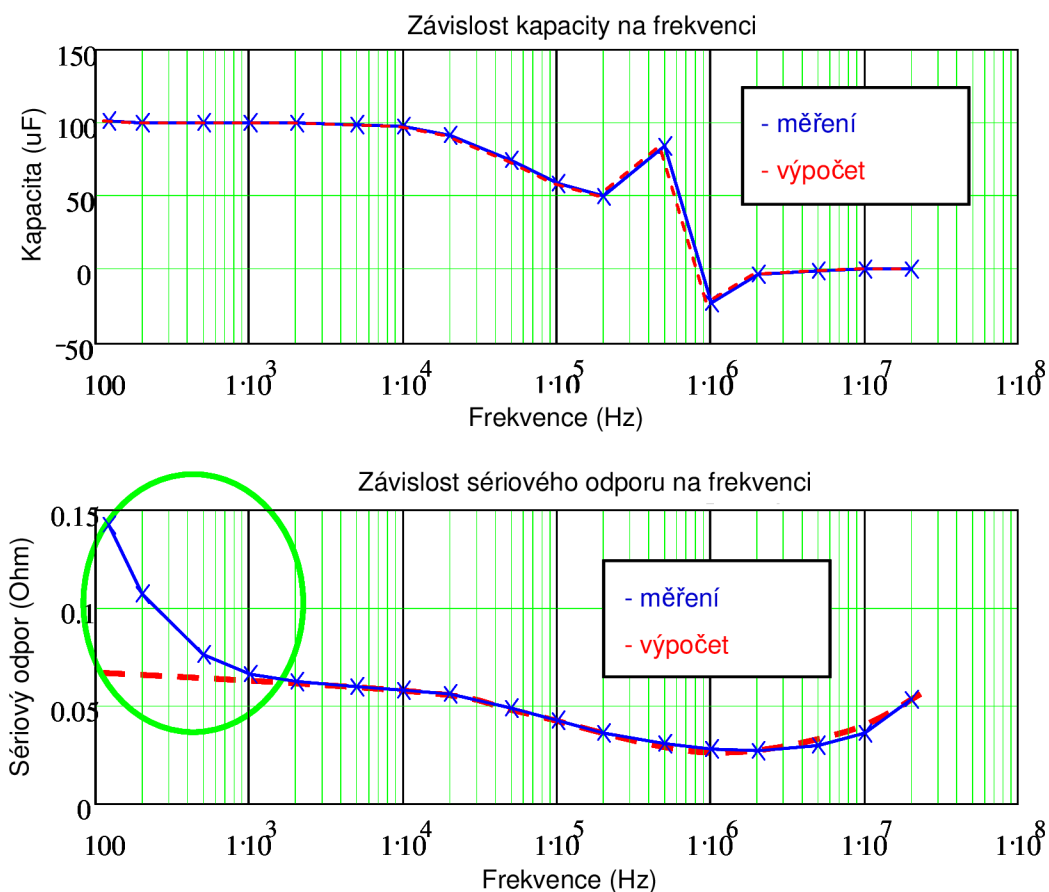


Obr. 4.100: Linearizovaná část zbytkového proudu a jeho VA charakteristika v provozním rozsahu kondenzátoru

Ekvivalentní odpor zbytkového proudu se tím pádem spočítá z Ohmova zákona (4.51), kde V_A je hodnota stejnosměrného aplikačního napětí na kondenzátoru a I_{LI} je hodnota stejnosměrného zbytkového proudu kondenzátorem.

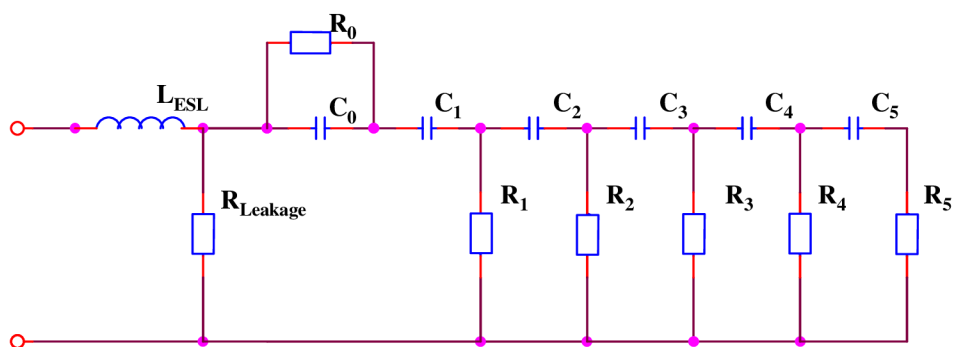
$$R_{Leakage} = \frac{V_A}{I_{LI}} \quad (4.51)$$

Po této úpravě náhradního schématu jmenovitá kapacita dokonale kopíruje naměřené frekvenčně závislé hodnoty. Nicméně v tomto zapojení stále ještě není dostatečně obsažena závislost sériového odporu na frekvenci a jsou zde patrné rozdíly ve srovnání se skutečným kondenzátorem a to zejména v oblastech nízkých frekvencí, kde je skutečný sériový odpor stále vyšší než je možno realizovat pomocí sestaveného náhradního obvodu, což vystihuje graf na Obr. 4.101.b).



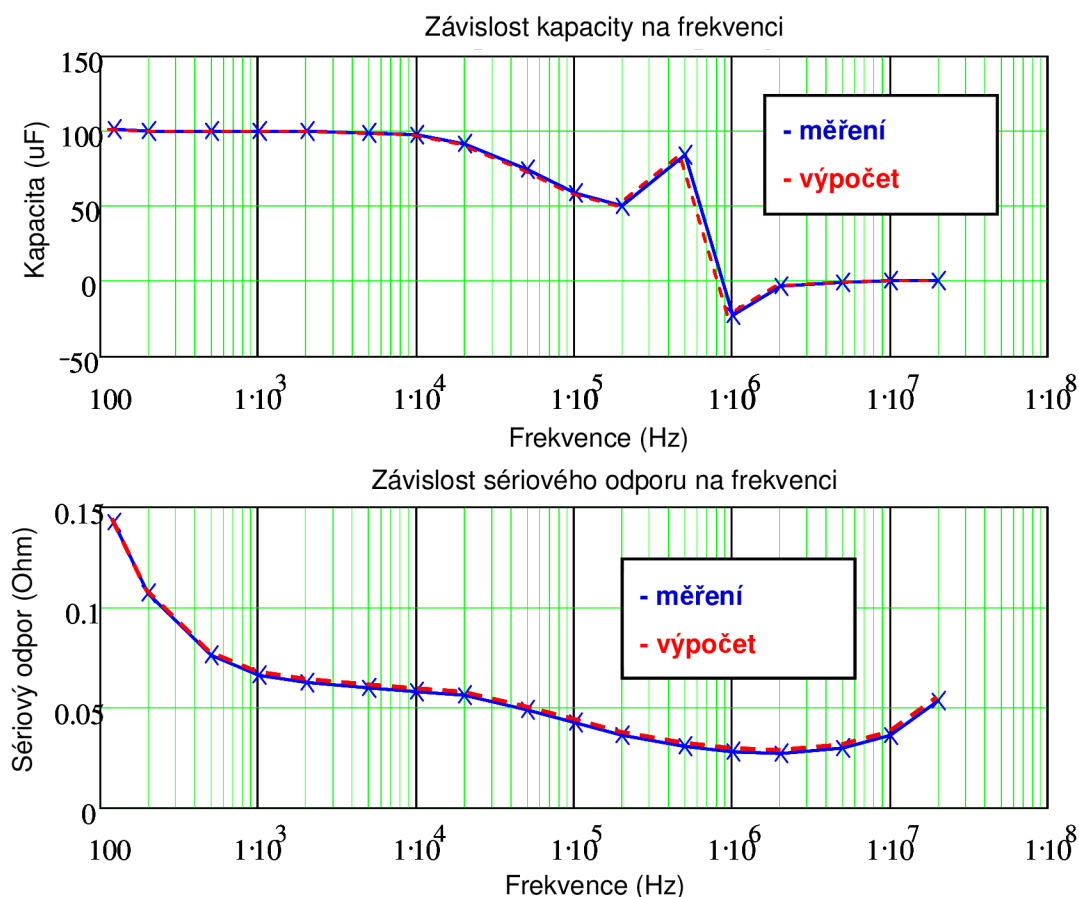
Obr. 4.101: Frekvenční závislosti a) jmenovité kapacity a b) ekvivalentního sériového odporu v závislosti na frekvenci

Pro odstranění této nežádoucí vlastnosti je nutno náhradní schéma dále modifikovat a pokusit se tuto chybu odstranit za použití minimálního množství přídavných komponentů. Aby se zvětšil sériový odpor R_{ESL} na nízkých frekvencích, je nutno do obvodu vložit paralelní spojení rezistoru R_0 společně s kapacitou C_0 . Kapacita C_0 je mnohonásobně větší než jmenovitá kapacita C_R . Kapacita C_0 reprezentuje statický elektrický náboj na kondenzátoru (v oblastech blízkých nulové frekvenci). Vlastní indukčnost kondenzátoru L_{ESL} je stanovena tak, aby s celkovou kapacitou kondenzátoru vytvářela na rezonanční frekvenci tak, jak je tomu v případě skutečného kondenzátoru (Obr. 4.102).



Obr. 4.102: Další modifikace náhradní schématu tantalového kondenzátoru

Touto modifikací za použití lineárních součástek můžeme velmi přesně popsat chování tantalového kondenzátoru v širokém frekvenčním spektru. Jak je patrné z následujícího Obr. 4.103, vypočtená aproximace velmi přesně kopíruje naměřené výsledky, jak v případě závislosti kapacity, tak i sériového odporu na frekvenci. Tímto se dá říct, že pokud bude součástka použita pro lineární analýzu/syntézu, může být náhradní model tantalového kondenzátoru plně použit.



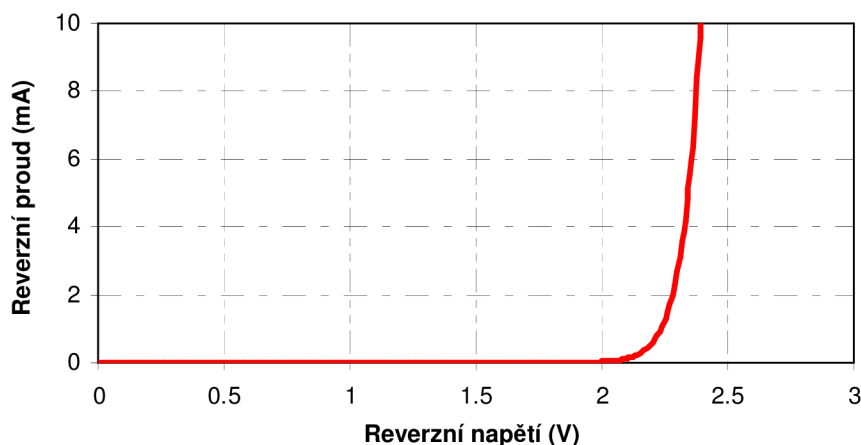
Obr. 4.103: Frekvenční závislosti a) jmenovité kapacity a b) ekvivalentního sériového odporu v závislosti na frekvenci

Nicméně jelikož je tantalový kondenzátor polární součástkou a tudíž musí být v obvodech i správně polarizován (kladná a záporná elektroda). V opačném případě by došlo k jeho zničení, případně poškození celého elektronického obvodu, ve kterém se tento kondenzátor nachází.

Jelikož jsou tantalové kondenzátory polární součástky se strukturou MIS (Metal Insulator Semiconductor), elektrické chování kondenzátoru je rozdílné v reverzním zapojení (reverse mode) ve srovnání s normální polarizací.

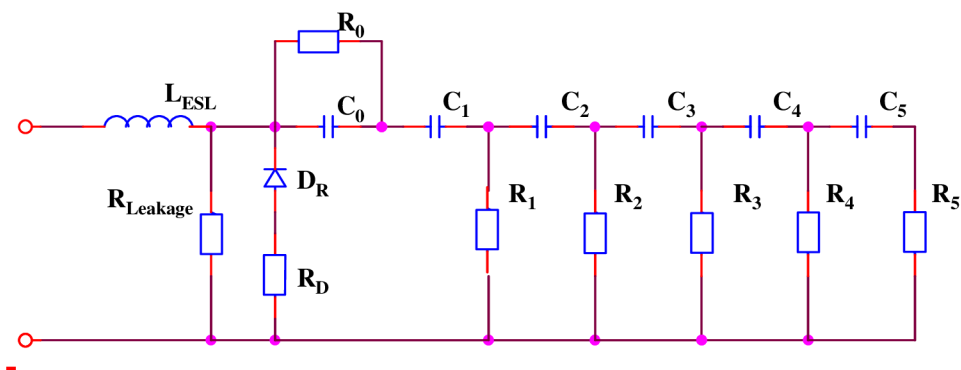
V tomto případě je zapotřebí lineární náhradní schéma tantalového obvodu rozšířit o další komponenty/prvky popisující jeho chování v nelineárním režimu a taky zohlednit jeho chování polární součástky. Jelikož se kondenzátor v opačném režimu (reverse mode) chová jako dioda v propustném režimu (forward mode), lze tento prvek do obvodu vhodným způsobem zakomponovat pomocí vhodně navržené diskretní diody. Tím pádem je MIS struktura tantalového kondenzátoru modelována pomocí diody D_R a rezistorů R_D zakomponovaného do náhradního obvodového diagramu. Dioda D_R má ohyb VA charakteristiky na napětí, které odpovídá zhruba 10% jmenovitého napětí

kondenzátoru. Hodnota sériového odporu R_D popisuje strmost dV/dI VA charakteristiky (Obr. 4.104).



Obr. 4.104: V-A charakteristika tantalového kondenzátoru v Reversním režimu

Dioda D_R a s ní v sérii zapojený odpor R_D nemají žádný vliv na zbytkový proud tantalovým kondenzátorem, protože závěrný zbytkový proud diodou je v oblasti jednotek nA, což je ve srovnání s proudem skutečného tantalového kondenzátoru, který se pohybuje v oblasti uA a je tudíž zanedbatelné hodnoty. Celkové náhradní schéma tantalového kondenzátoru, které bere v úvahu i nelineárnost a polární závislost součástky je patrné z Obr. 4.105.

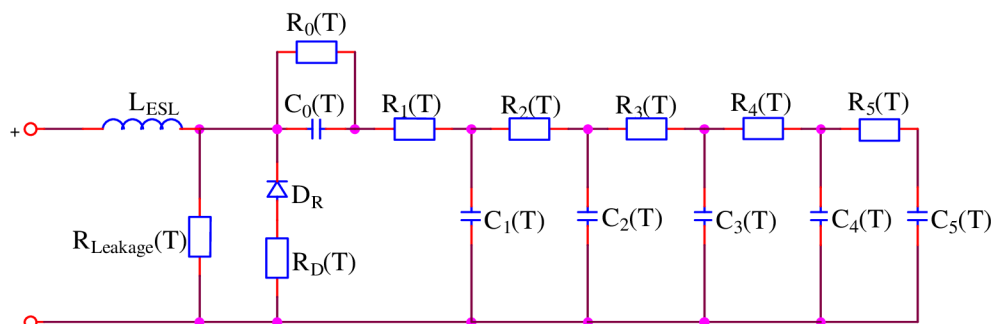


Obr. 4.105: Náhradní ekvivalentní schéma popisující nelineárnost a polarizaci tantalového kondenzátoru

Do této doby jsme brali v úvahu to, že tantalový kondenzátor není teplotně závislý a jeho parametry se tudíž s teplotou nemění. V reálném případě to ovšem není pravdou.

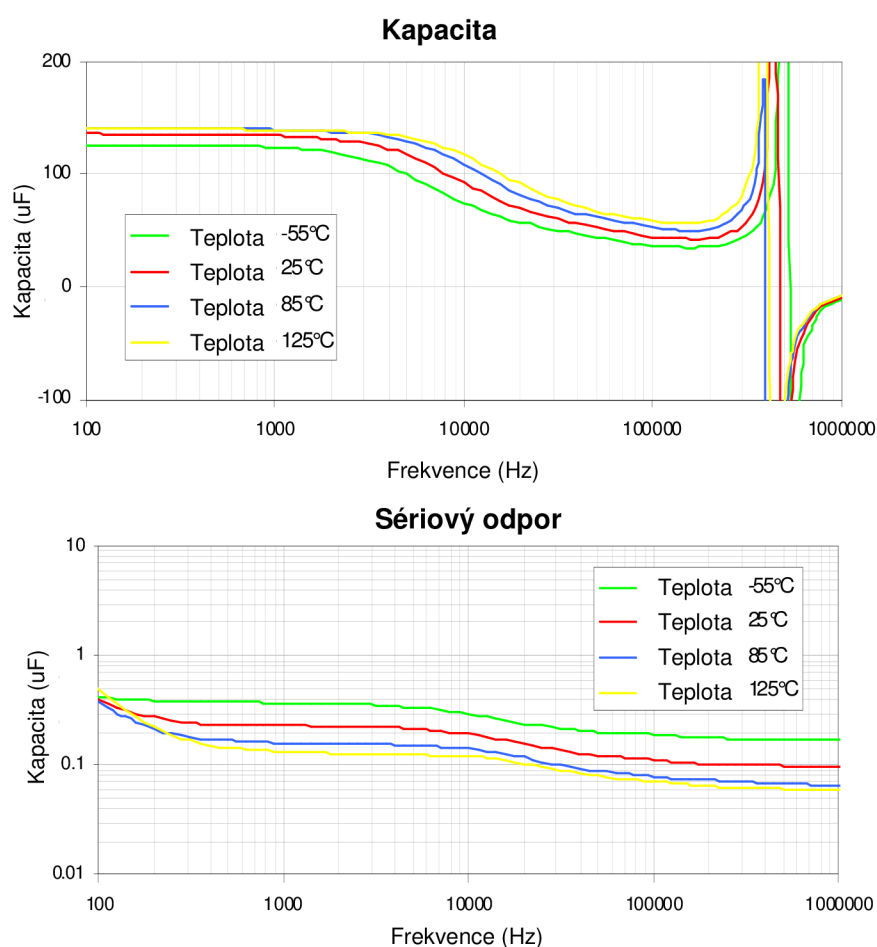
I když tantalové kondenzátory patří do kategorie součástek s velkou tepelnou stabilitou ve srovnání s Low ESR tantalum polymer, Low ESR aluminium polymer, elektrolytickými a vysokokapacitními keramickými kondenzátory, jsou stále částečně teplotně závislé.

Do modelu je tudíž nutno ještě zakomponovat vliv i teplotních závislostí parametrů, přičemž počáteční vstupní podmínky a hodnoty prvků jsou stanoveny na základě měření při okolní teplotě $T = 300\text{K}$. Jednotlivým prvkům obvodu bude nutno přiřadit teplotní koeficienty korespondující s reálným chováním kondenzátoru při změně okolních pracovních podmínek. Pro sestavení těchto koeficientů je potřeba využít počítačové optimalizace za pomoci metodiky výpočtu metodou konečných prvků.



Obr. 4.106: Finální struktura náhradního modelu tantalového kondenzátoru s teplotně závislými komponenty

Tantalové kondenzátory při rovnovážných stejnosměrných podmínkách napětí a proudu nejsou svými parametry závislé na těchto veličinách.



Obr. 4.107: Frekvenční závislost s parametrem teploty a) kapacity, b) sériového odporu kondenzátoru

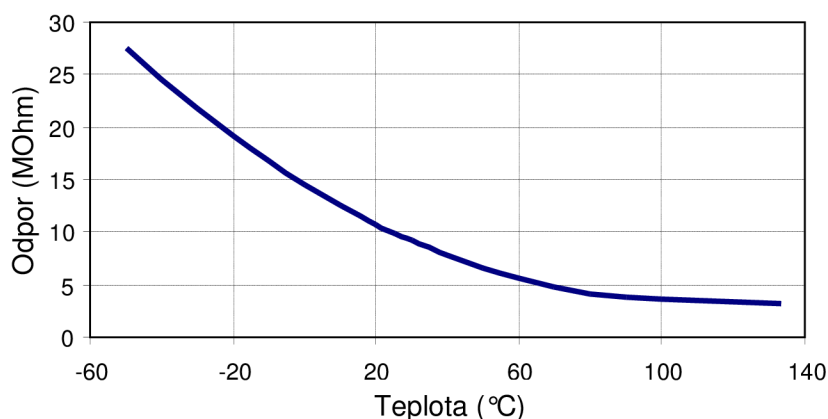
Reálné kondenzátory jsou teplotně závislé, a proto jednotlivé elementy náhradního obvodu musí být taky funkcí teploty, tak jako je patrné na Obr. 4.106. Prakticky všechny členy náhradního obvodu jsou teplotně závislé. Teplotní závislost však můžeme omezit jen na členy R a C , jelikož v jejich teplotní závislosti je již zahrnuta závislost celého systému a není tudíž nutné do těchto závislostí zahrnovat hodnoty D_R a L_{ESL} . Tímto

fyzikálně-matematickým vyjádřením teplotních koeficientů lze pak vypočítat teplotní závislost kapacity, sériového odporu, impedance a dalších parametrů v závislosti na frekvenci (Obr. 4.107) a lze je taktéž zahrnout i do analýzy časové.

Jelikož je zbytkový proud I_{LI} závislý na teplotě logaritmicky, je nutno funkci teploty přiřadit logaritmické koeficienty pro výpočet aproximace a modelování jeho teplotní závislosti. Zbytkový proud je možno pomocí vztahu $R_{LI}(T)=V_A/I_{LI}(T)$ transformovat do podoby R_{LI} , který je funkcí teploty T .

$$R_{LI}(T) = R_{LI25^{\circ}C} \cdot 1.39 \cdot e^{-0.013 \cdot T} \quad (4.52)$$

Tuto funkci lze následně graficky znázornit, tak jak je patrné z Obr. 4.108.



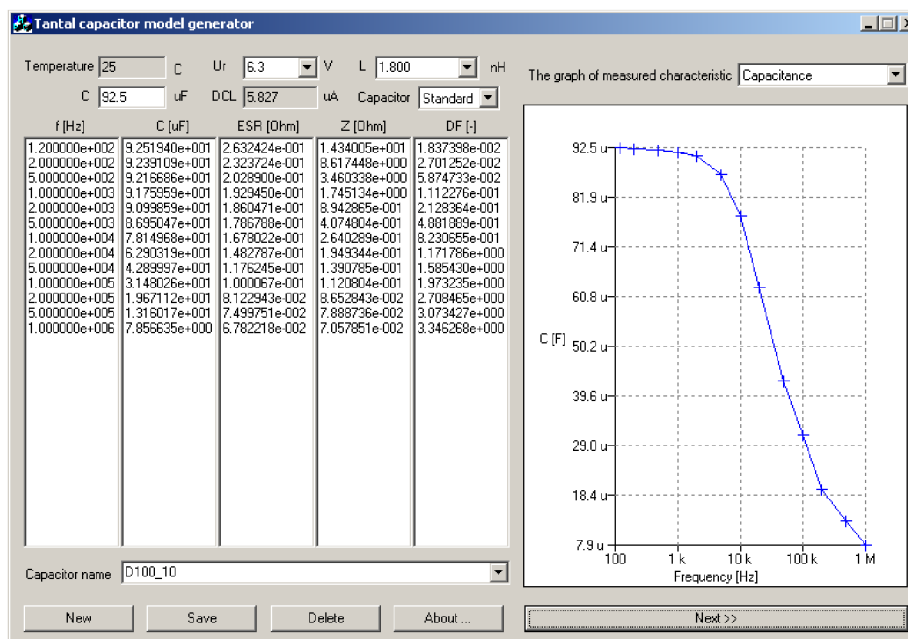
Obr. 4.108: Teplotně závislá hodnota zbytkového proudu R_{LI}

Všechny výše zmiňované parametry a vlastnosti tantalového kondenzátoru lze matematicky vyjádřit a spočítat pomocí optimalizačních a syntézových metod. V tomto případě, jak již bylo zmíněno, bylo použito výpočetní metody konečných prvků. Tato metoda je již dnes běžně aplikovatelná v počítačových a není proto potřeba se jí dále podrobně zabývat.

4.4.3. Výpočet prvků náhradního modelu kondenzátoru

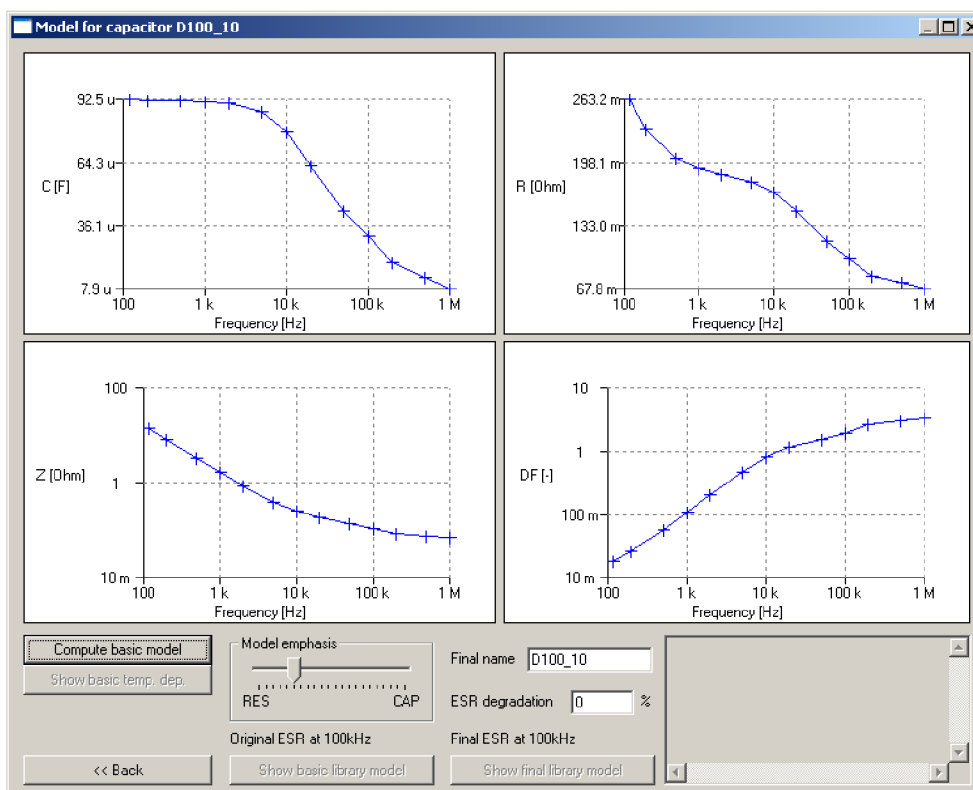
Všechny výše zmiňované parametry a vlastnosti tantalového kondenzátoru lze matematicky vyjádřit a vypočítat pomocí optimalizačních a syntézových metod. V tomto případě, bylo použito výpočetní metody konečných prvků. Tato metoda se používá v počítačových systémech, kde jsou pro ni vytvořeny vlastní algoritmy. Pro výpočet diskrétních prvků obvodu bylo použito vývojové prostředí C++, ve kterém byl vytvořen optimalizační program, za jehož pomoci lze optimalizovat prvky náhradního obvodu zmíněnou metodou konečných prvků.

Na Obr. 4.109 až Obr. 4.113 je vidět výpočetní prostředí programu, do kterého se vkládají naměřené hodnoty kondenzátoru, jako jsou kapacita, sériový odpor, impedance a ztrátový úhel. Výpočetní program pak provede celou optimalizaci a kalkulaci podle naprogramovaných algoritmů. Na Obr. 4.109 ukazuje vložení naměřených hodnot do tabulky programu a vykreslení jednotlivých zvolených parametrů ve vedlejším grafu.



Obr. 4.109: Úvodní okno výpočetního programu a ukázka zadávání naměřených údajů

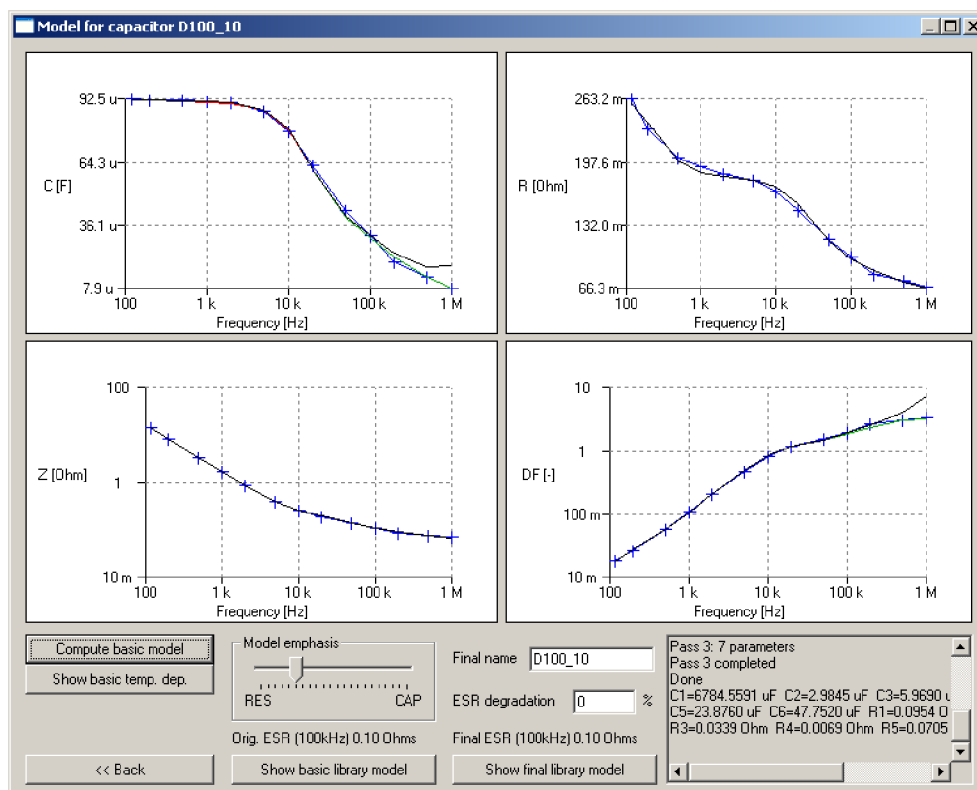
Vykreslení všech naměřených hodnot parametrů kondenzátoru je zobrazeno na Obr. 4.110. V okně jsou vidět průběhy všech měřených parametrů, kterými jsou závislost kapacity, sériového odporu, impedance a ztrátového činitele v závislosti na frekvenci.



Obr. 4.110: Okno ukazující vykreslení naměřených charakteristik

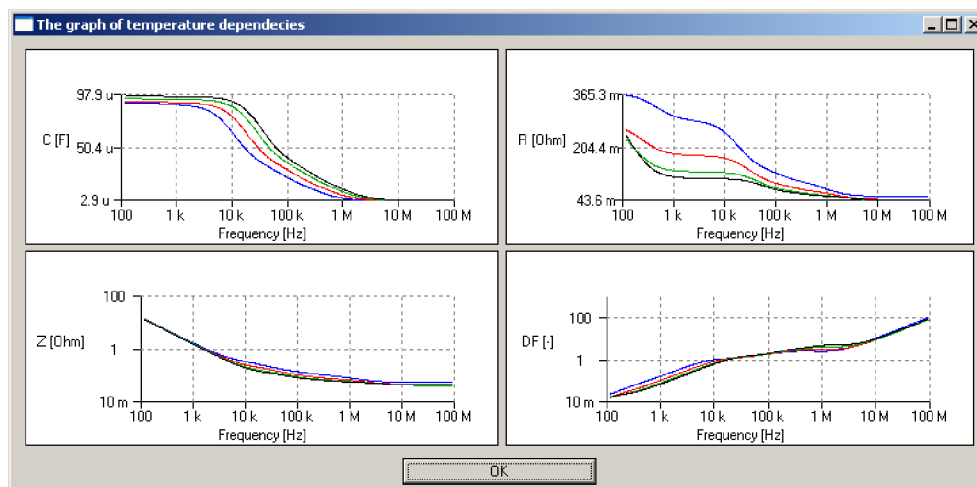
Ve stejném okně pak probíhá samotná simulace a optimalizace, jejímž výsledkem je co nejlepší přizpůsobení matematicky definovaných průběhů reálně naměřeným

hodnotám. Na obrázku Obr. 4.111 je modře zobrazen průběh naměřených hodnot jednotlivých parametrů. Zeleně je zobrazen výsledek optimalizace optimalizačního programu. Z obrázku je patrné, že optimalizace takřka dokonale kopíruje naměřený průběh.



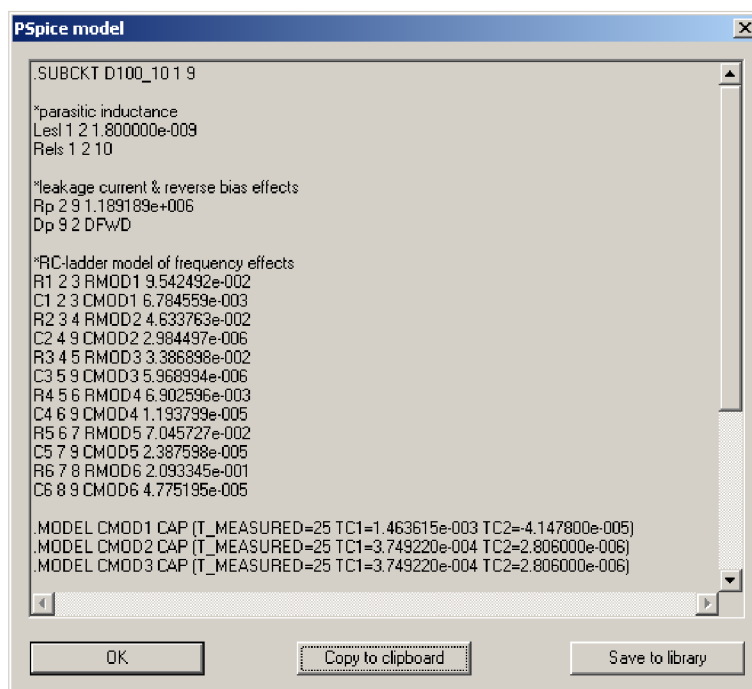
Obr. 4.111: Provedení počítačové optimalizace

Na následujícím obrázku Obr. 4.112 je již výsledek optimalizace včetně teplotně závislých parametrů ve frekvenční oblasti. Z grafu je patrné, že nejvíce závislým parametrem je sériový odpor, který s teplotou roste v celé frekvenční oblasti. Tento fakt se u tohoto kondenzátoru projevuje zejména ve střední oblasti frekvenční charakteristiky průběhu impedance.



Obr. 4.112: Zobrazení teplotních závislostí modelu kondenzátoru

Jak už bylo dříve zmíněno, tak výsledkem optimalizace je tabulka hodnot parametrů R , L a C prvků a jejich teplotní závislosti, tak jak je ukázáno na Obr. 4.113.



Obr. 4.113: Příklad výsledku kalkulace členů náhradního obvodu kondenzátoru

Výpis parametrů optimalizovaného prvku je patrný níže:

Tab. 4.2: Tabulka vypočtených hodnot náhradního modelu kondenzátoru

```
.SUBCKT D100_10 1 9

*parasitic inductance
Lesl 1 2 1.800000e-009
Rels 1 2 10

*leakage current & reverse bias effects
Rp 2 9 1.189189e+006
Dp 9 2 DFWD

*RC-ladder model of frequency effects
R1 2 3 RMOD1 9.542492e-002
C1 2 3 CMOD1 6.784559e-003
R2 3 4 RMOD2 4.633763e-002
C2 4 9 CMOD2 2.984497e-006
R3 4 5 RMOD3 3.386898e-002
C3 5 9 CMOD3 5.968994e-006
R4 5 6 RMOD4 6.902596e-003
C4 6 9 CMOD4 1.193799e-005
R5 6 7 RMOD5 7.045727e-002
C5 7 9 CMOD5 2.387598e-005
R6 7 8 RMOD6 2.093345e-001
C6 8 9 CMOD6 4.775195e-005

.MODEL CMOD1 CAP (T_MEASURED=25 TC1=1.463615e-003 TC2=-4.147800e-005)
.MODEL CMOD2 CAP (T_MEASURED=25 TC1=3.749220e-004 TC2=2.806000e-006)
.MODEL CMOD3 CAP (T_MEASURED=25 TC1=3.749220e-004 TC2=2.806000e-006)
.MODEL CMOD4 CAP (T_MEASURED=25 TC1=3.749220e-004 TC2=2.806000e-006)
.MODEL CMOD5 CAP (T_MEASURED=25 TC1=3.749220e-004 TC2=2.806000e-006)
.MODEL CMOD6 CAP (T_MEASURED=25 TC1=3.749220e-004 TC2=2.806000e-006)
```



```
.MODEL RMOD1 RES (T_MEASURED=25 TC1=5.948893e-003 TC2=5.337100e-005)
.MODEL RMOD2 RES (T_MEASURED=25 TC1=-1.770874e-003 TC2=1.281300e-005)
.MODEL RMOD3 RES (T_MEASURED=25 TC1=-7.138201e-003 TC2=2.153200e-005)
.MODEL RMOD4 RES (T_MEASURED=25 TC1=-7.138201e-003 TC2=2.153200e-005)
.MODEL RMOD5 RES (T_MEASURED=25 TC1=-7.138201e-003 TC2=2.153200e-005)
.MODEL RMOD6 RES (T_MEASURED=25 TC1=-7.138201e-003 TC2=2.153200e-005)
.MODEL DFWD D (RS=0.1 IS=8e-7 N=2.5 XTI=0 EG=0.1)
```

.ENDS

Stejným způsobem lze pak postupovat v případě dalších hodnot tantalových kondenzátorů. Lze tak vytvořit knihovní prvek všech náhradních obvodů kondenzátorů s jejich indexovými parametry. Tuto knihovnu je pak možno integrovat do návrhových programů a použít pro komplexní návrh a simulaci elektronických obvodů a celých systémů v těchto simulačních programech.

5. Dosazené výsledky

Ve své práci jsem prostudoval transportní charakteristiky MIS struktury s aplikací modelu MIS struktury na tantalové kondenzátory. Na základě výsledků měření VA charakteristik v normálním a reverzním režimu bylo možno podrobněji prozkoumat mechanismy transportu náboje MIS struktury tantalového kondenzátoru. Těmito mechanismy jsou převážně ohmický, Poole-Frenkelův a tunelový mechanismus.

Experiment transportu tantalového kondenzátoru byl prověřen na sadě devatenácti vzorků PV 10–6, kterými jsou výrobky jednoho světového výrobce tantalových kondenzátorů. Pro tantalové kondenzátory je znám technologický postup na základě čehož bylo možno taktéž stanovit tloušťku dielektrika. Na všech vzorcích byly proměřeny VA charakteristiky v normálním i reverzním režimu. Ze sady vzorků byly vybrány tři vzorky (12, 17 a 19), které byly podrobeny detailnějšímu prozkoumání.

Na základě VA charakteristik byly namodelovány složky zbytkového proudu v normálním režimu a to hlavně složka ohmická, Poole-Frenkelova a tunelová složka, které jsou hlavními mechanismy transportu elektrického náboje v tantalovém kondenzátoru. Jako další složka zbytkového proudu, která má nezanedbatelnou velikost je polarizační proud. Velikost složky polarizačního proudu závisí na rychlosti měření a době ustálení přiloženého napětí. Tento proud je způsobený polarizací dielektrika a rychlostí depolarizace přechodového děje vybíjení kondenzátoru. Zbytkový proud, který udává výrobce, reprezentuje ustálenou hodnotu proudu bez polarizačního proudu.

Analýza zbytkového proudu byla provedena s kompenzací polarizačního proudu a jednotlivé složky proudu byly vypočteny optimalizačním programem tak, aby byly nalezeny jednotlivé parametry složek. Modelování VA charakteristik stanovilo ohmickou vodivost G_{Ω} , vodivost Poole-Frenkelova jevu G_{PF} , Poole-Frenkelův, součinitel β_{PF} , tunelový proud I_T a charakteristickou hodnotu tunelového napětí U_T . Z těchto hodnot bylo následně možno vypočítat tloušťku dielektrika, která má tloušťku 151.4nm v případě vzorku 19 a 153.5nm u vzorku 12 a 17. Celkový zbytkový proud závisí na intenzitě elektrického pole, která je aplikována na dielektrickou vrstvu kondenzátoru. Při nízké intenzitě elektrického pole převažuje ohmická složka. Při

intenzitě do 1 MV/cm je transport elektronů realizován prostřednictvím Poole-Frenkelova jevu. Pokud je intenzita elektrického pole vyšší jak 0.5 MV/cm, uplatňuje se zde tunelový jev, který má za následek nárůst zbytkového proudu díky tunelové složce.

Pro měření teplotních závislostí byla použita komora, ve které bylo provedeno měření v rozsahu 300K-373K pro měření devatenácti vzorků na jedné kontaktní patici. Z provedených modelování pomocí fitovacího programu je patrné, že pracovní napětí je obvykle nižší než napětí, kdy se markantněji začíná projevovat tunelová složka proudu. Tyto výsledky byly zjištěny ze závislosti zbytkového proudu na napětí, které bylo dvojnásobné (12V) než jmenovité napětí kondenzátoru.

Dále byla zkoumána aktivační energie a její teplotní závislosti u všech tří vyšetřovaných vzorků pro přiložené napětí rovné napětí 9V v případě všech analyzovaných složek zbytkového proudu. Bylo zjištěno, že aktivační energie E_A všech složek zbytkového proudu je ve většině případů blízká hodnotě 0.4eV, což je typickou hodnotou tantalových kondenzátorů.

Dalším krokem této práce byla realizace náhradního ekvivalentního obvodu matematicky popisující fyzikální chování, které umožní získání informace o rozložení a transportu elektrického náboje v kondenzátoru. Na základě dat a poznatků získaných z měření bylo vybráno řešení lineární rovnice popisující chování parametrů kondenzátorů. Tyto lineární rovnice byly pak dále integrovány do nelineárního systému popisujícího nelinearity v normální i reverzním režimu.

V programu C++ byl vyvinut algoritmus popisu modelu kondenzátoru i s jeho optimalizačním procesem. Získané výsledky nám umožňují další zkoumání parametrů kondenzátoru, aniž bychom museli přistupovat ke zdlouhavému a časově i technicky náročnému měření vzorků. Nalezený náhradní model tantalového kondenzátoru je taktéž vhodný pro použití v simulačních programech, které přistupují při simulaci elektronického zařízení jako ke komplexnímu systému zahrnujícímu veškeré reálné parametry jednotlivých komponentů.

Nalezením náhradního modelu kondenzátoru může vést taky k možnosti vylepšení technologických postupů (volba vhodných materiálů, úprava struktury kondenzátoru, atd.) a zdokonalení dosavadních parametrů tantalových kondenzátorů.

Literatura

- [1] S. M. SZE, *Physics of Semiconductor Device*, Wiley-Interscience, New York, 1981
- [2] A. TEVEROVSKY, *Reverse Bias Behavior of Surface Mount Solid Tantalum Capacitors*. CARTS USA 2002
- [3] J. SIKULA, *Conductivity Mechanisms and Breakdown of NbO Capacitors*. CARTS USA 2004
- [4] J. PRIMAK, *New SPICE[®] Models*. VOL. 8, NO. 2, Kemet Electronics Corp., Greenville, July 1998
- [5] B. HOLMAN, *The electrical characterization of tantalum capacitors as MIS device*

- [6] J. SIKULA, J. HLAVKA, V. SEDLAKOVA, P. HOESCHL, R. GRILL, Z. SITA, T. ZEDNICEK, M. TACANO, *Niobium Oxide and Tantalum Capacitors: M-I-S Model Parameters Comparison, CARTS USA 2005*
- [7] M. KUPAROWITZ, *Studium degradace isolační vrstvy Ta₂O₅ za zvýšené teploty v elektrickém poli*
- [8] J. SIKULA, J. PAVELKA, V. SEDLAKOVA, J. HLAVKA, P. VASINA, T. ZEDNICEK, *Tantalum capacitors as a metal insulator – semiconductor structure*
- [9] M. KOPECKY, *Electron transportation in Ta nanolayers: Application to tantalum capacitors*
- [10] J. SIKULA, V. SEDLAKOVA, J. HLAVKA, Z. SITA, *Charge Carrier Transport in NbO and Ta Capacitors in Temperature Range 100 to 300 K*
- [11] J. SIKULA, V. SEDLAKOVA, H. NAVAROVA, J. HLAVKA, TACANO, Z. SITA, *NIOBIUM Oxide and Tantalum Capacitors: Leakage Current and M-I-S Model Parameters*
- [12] J. SIKULA, V. SEDLAKOVA, J. HLAVKA, Z. SITA, P. HOESCHL, M. TACANO, *Niobium Oxide and Tantalum Capacitors: Quantum Effects in Charge Carrier Transport*
- [13] J. SIKULA, J. HLAVKA, V. SEDLAKOVA, L. GRMELA, P. HOESCHL, T. ZEDNICEK, Z. SITA, *Conductivity mechanisms and breakdown characteristics of niobium oxide capacitors*
- [14] M. KUPAROWITZ, *Transportní a šumové charakteristiky MIS struktury s aplikací na niob-oxidové kondenzátory*
- [15] KWAN CHI KAO, *Dielectric phenomena in solids*
- [16] C. CHANELIERE, J.L. AUTRAN, R.A.B. DEVINE, B. BALLAND, *Tantalum pentoxide (Ta₂O₅) thin films for advanced dielectric applications*
- [17] J. PAVELKA, J. SIKULA, P. VASINA, V. SEDLAKOVA, M. TACANO, S. HASHIGUCHI, *Noise and transport characterisation of tantalum capacitors*
- [18] P. VASINA, T. ZEDNICEK, J. SIKULA, J. PAVELKA, *Failure modes of tantalum capacitors made by different technologies*
- [19] J. SIKULA, J. PAVELKA, L. GRMELA, P. DOBIS, *Charge carriers transport and noise of niobium capacitors*

Seznam symbolů a zkratk

| | |
|---------------|---|
| A | Plocha desky kondenzátoru |
| C | Kapacita |
| c_n | Míra zachycení elektronu v prázdné pasti |
| c_p | Míra zachycení díry v plné pasti |
| d | Vzdálenost mezi deskami – tloušťka dielektrika kondenzátoru |
| D | Difusní koeficient |
| ΔQ | Náboj uložený na desce |
| ΔV | Rozdíl napěťového potenciálu mezi deskami kondenzátoru |
| E | Energie |
| E, ξ | Elektrické pole |
| E_C | Spodní hladina vodivostního pásu |
| E_F | Fermiho energetická hladina |
| E_g | Energetický pás |
| E_V | Vrchol valenčního pásu |
| ϵ_0 | Permitivita vakua |
| ϵ_i | Permitivita izolátoru |
| ϵ_r | Dielektrická konstanta |
| ϵ_s | Permitivita polovodiče |
| f | Frekvence |
| $F(E)$ | Fermi-Diracova distribuční funkce |
| h | Planckova konstanta |
| I | Proud |
| I_L, I_{LI} | Zbytkový proud |
| J | Proudová hustota |
| k | Boltzmannova konstanta |
| kT | Termální energie |
| L | Indukčnost |
| L_{ESL} | Ekvivalentní sériová indukčnost |
| m^* | Efektivní hmotnost nosiče |
| m_n | Elektronová hmotnost |
| N | Koncentrace dopování |
| n | Koncentrace elektronů |
| N_A | Hustota akceptorových nečistot |
| N_C | Efektivní hustota stavů ve vodivostním pásu |
| N_D | Hustota donorových nečistot |
| n_i | Intrinsická hustota |
| N_v | Efektivní hustota stavů ve valenčním pásu |
| p | Koncentrace volných děr |
| q | Velikost elektrického náboje |
| Q_{it} | Hustota přechod-past |
| R | Odpor |
| R_{ESR} | Sériový ekvivalentní odpor |

| | |
|-----------|------------------------------|
| T | Teplota |
| V, U | Napětí |
| V_B | Průrazné napětí |
| X | Reaktance |
| Z | Impedance |
| $\rho(x)$ | Hustota prostorového náboje |
| τ | Časová konstanta |
| φ | Fázový posuv proudu a napětí |
| χ | Elektronová afinita |