



ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta elektrotechnická
Katedra mikroelektroniky

Vliv neutronového ozáření na charakteristiky výkonových PiN diod

**The influence of neutron irradiation on power PiN diode
characteristics**

Diplomová práce

Studijní program: Elektronika a komunikace

Studijní obor: Elektronika

Vedoucí práce: prof. Ing. Pavel Hazdra, CSc

Vypracoval: Bc. Petr Smrkovský

Praha 2019

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Smrkovský** Jméno: **Petr** Osobní číslo: **330365**
Fakulta/ústav: **Fakulta elektrotechnická**
Zadávací katedra/ústav: **Katedra mikroelektroniky**
Studijní program: **Elektronika a komunikace**
Studijní obor: **Elektronika**

II. ÚDAJE K DIPLOMOVÉ PRÁCI

Název diplomové práce:

Vliv neutronového ozáření na charakteristiky výkonových PiN diod

Název diplomové práce anglicky:

The influence on neutron irradiation on power PiN diode characteristics

Pokyny pro vypracování:

1. Seznamte se s principy činnosti a způsoby realizace výkonových diod PiN na křemíku a karbidu křemíku. Prostudujte vliv neutronového záření na elektrické vlastnosti těchto polovodičů.
2. Navrhněte a realizujte experiment, který by umožňoval charakterizaci radiační odolnosti vybraných PiN diod vůči ozáření rychlými neutrony.
3. Vyhodnoťte vliv fluence rychlých neutronů na degradaci elektrických parametrů součástek, diskutujte vliv základního materiálu a konstrukce součástky.

Seznam doporučené literatury:

- [1] T. Kimoto, J.A. Cooper, Fundamentals of Silicon Carbide Technology, Wiley, 2014
- [2] C. Claves, E. Simoen, Radiation Effects in Advanced Semiconductor Materials and Devices, Springer, 2002

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) diplomové práce:

prof. Ing. Pavel Hazdra, CSc., katedra mikroelektroniky FEL

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

Datum zadání diplomové práce: **12.02.2018**

Termín odevzdání diplomové práce: _____

Platnost zadání diplomové práce: **30.09.2019**

prof. Ing. Pavel Hazdra, CSc.
podpis vedoucí(ho) práce

podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

prof. Ing. Pavel Ripka, CSc.
podpis děkana(ky)

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

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

Datum převzetí zadání

Podpis studenta

Poděkování

Na tomto místě bych rád poděkoval prof. Ing. Pavlu Hazdrovi, CSc. za trpělivé vedení při zkoumání vlivu neutronového ozáření na PIN diody a za cenné rady při psaní této závěrečné práce. Dále bych rád poděloval Ing. Stanislavu Popelkovi za seznámení s laboratorním vybavením a užitečné rady pro samotná měření. Také bych rád poděkoval Ing. Vlastimilovi Juříčkovi, jako vedoucímu provozu Reaktoru LR-0, za chápavý a vstřícný přístup, Ing. Michalovi Košťálovi, Ph.D. za vyhodnocení neutronových toků a Ing. Janu Šimonovi za pomoc při měření aktivačních detektorů. V neposlední řadě, bych rád poděkoval mojí partnerce Veronice a našim dětem, Vojtěchovi a Anně, za trpělivost, díky které mohla tato práce vůbec vzniknout.

Závěrem bych rád konstatoval, že prezentované výsledky byly získány díky možnosti Otevřeného přístupu (Open Access) k infrastruktuře Reaktoru LR-0, která je ve vlastnictví Centra výzkumu Řež s.r.o.

Prohlášení

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

V Praze dne 20. května 2019

.....

Abstrakt

Tato práce porovnává vliv neutronového záření na statické charakteristiky výkonových PiN diod realizovaných na bázi křemíku a karbidu křemíku (polytyp 4H-SiC). Pro ozáření diod byl využit výzkumný reaktor LR-0 umístěný v Centru výzkumu Řež s.r.o.

Klíčová slova: Karbid křemíku; PiN dioda; Radiační poškození; Neutrony; Hluboké úrovně.

Abstract

This thesis deals with an effect of neutron irradiation on static characteristics power PiN diodes based on silicon and silicon carbide. For irradiation of diodes was used research reactor LR-0 located in Research Center Rez Ltd.

Keywords: Silicon carbide; PiN diode; Radiation defects; Neutrons; Deep levels.

Obsah

| | |
|---|-----------|
| 1. ÚVOD | 1 |
| 2. MATERIÁLOVÉ VLASTNOSTI SiC | 2 |
| 2.1. VLASTNOSTI KARBIDU KŘEMÍKU | 3 |
| 2.2. POROVNÁNÍ PARAMETRŮ Si A SiC..... | 4 |
| 3. PIN DIODA | 5 |
| 3.1. PROPUSTNÝ ÚBYTEK..... | 8 |
| 3.2. DOBA ŽIVOTA NOSITELŮ NÁBOJE..... | 10 |
| 3.3. ZÁVĚRNÝ PROUD | 15 |
| 4. MECHANISMY RADIAČNÍHO POŠKOZENÍ | 19 |
| 4.1. FOTOJADERNÁ REAKCE..... | 20 |
| 5. MÍRA RADIAČNÍHO POŠKOZENÍ | 21 |
| 5.1. DISPLACEMENT PER ATOM..... | 21 |
| 6. PORUCHY V POLOVODIČOVÉM MATERIÁLU | 22 |
| 6.1. RADIAČNÍ PORUCHY V KŘEMÍKU | 22 |
| 6.2. PORUCHY V KARBIDU KŘEMÍKU | 24 |
| 6.3. RADIAČNÍ PORUCHY V KARBIDU KŘEMÍKU | 26 |
| 6.4. DEGRADAČNÍ KOEFICIENTY..... | 28 |
| <i>Doba života</i> | 28 |
| <i>Koncentrace volných nositelů</i> | 29 |
| <i>Závěrný proud</i> | 29 |
| 7. POPIS EXPERIMENTU | 29 |
| 7.1. TESTOVANÉ SOUČÁSTKY | 29 |
| <i>Křemíkové diody</i> | 29 |
| <i>4H-SiC diody</i> | 30 |
| 7.2. REAKTOR LR-0..... | 31 |
| 7.3. NEUTRONOVÉ ZÁŘENÍ..... | 34 |
| 7.4. INTERAKCE NEUTRONU S HMOTOU | 35 |
| <i>Pružný rozptyl</i> | 35 |
| <i>Nepružný rozptyl</i> | 36 |
| <i>Radiační záchyt</i> | 36 |
| <i>Jaderná reakce</i> | 37 |
| 7.5. MĚŘENÍ NEUTRONOVÉHO TOKU | 37 |
| 7.6. DETEKTOR HPGE (HIGH-PURITY GERMANIUM) | 38 |
| 7.7. REAKTOROVÉ SPEKTRUM..... | 39 |
| 7.8. EKVIVALENTNÍ NEUTRONOVÝ TOK..... | 39 |
| 7.9. MĚŘENÉ PARAMETRY | 41 |
| <i>Propustná I-V charakteristika</i> | 41 |
| <i>Závěrná I-V charakteristika</i> | 41 |
| <i>Koncentrace volných nositelů náboje</i> | 41 |
| <i>Doby života nositelů náboje</i> | 43 |
| 7.10. PŘÍSTROJE A APARATURY | 45 |
| <i>I-V měření</i> | 45 |
| <i>C-V měření</i> | 46 |
| <i>OCVD měření</i> | 46 |
| <i>DLTS měření</i> | 48 |

| | | |
|------------|---|-----------|
| 8. | VÝSLEDKY A DISKUZE | 49 |
| 8.1. | VYPOČTENÉ EKVALENTNÍ NEUTRONOVÉ TOKY PRO JEDNOTLIVÉ MATERIÁLY | 49 |
| 8.2. | HLUBOKÉ ÚROVNĚ..... | 51 |
| | <i>Křemík</i> | <i>51</i> |
| | <i>Karbid křemíku</i> | <i>52</i> |
| 8.3. | KONCENTRACE VOLNÝCH NOSITELŮ | 54 |
| | <i>Křemík</i> | <i>54</i> |
| | <i>Karbid křemíku</i> | <i>55</i> |
| 8.4. | DOBA ŽIVOTA NOSITELŮ NÁBOJE..... | 56 |
| | <i>Křemík</i> | <i>56</i> |
| | <i>Karbid křemíku</i> | <i>57</i> |
| 8.5. | PROPUSTNÝ ÚBYTEK..... | 58 |
| 8.6. | BLOKOVACÍ VLASTNOSTI..... | 61 |
| | <i>Závěrný proud</i> | <i>61</i> |
| | <i>Karbid křemíku</i> | <i>63</i> |
| | <i>Průrazné napětí.....</i> | <i>64</i> |
| 9. | ZÁVĚR | 64 |
| 10. | CITOVANÁ LITERATURA | 65 |

Seznam obrázků

| | |
|---|----|
| OBRÁZEK 1: NÁKRES KRystalické STRUKTURY KARBIDU KŘEMÍKU [4]..... | 2 |
| OBRÁZEK 2: ROZLOŽENÍ KONCENTRACE NOSITELŮ NÁBOJE V ŘEZU KLASICKÉ KONCEPCE PIN DIODY [10]..... | 6 |
| OBRÁZEK 3: PIN DIODA: (A) ŘEZ STRUKTUROU, (B) KONCENTRACE PŘÍMĚSÍ, (C) ROZLOŽENÍ PROSTOROVÉHO NÁBOJE, (D) ELEKTRICKÉ POLE, (E) PÁSOVÝ DIAGRAM STRUKTURY A (F) KONCENTRACE NOSITELŮ PŘI PŘILOŽENÉM PROPUSTNÉM NAPĚTÍ [9] | 7 |
| OBRÁZEK 4: REKOMBINAČNÍ DĚJE PŘES ZÁCHYTNÉ CENTRUM [13]..... | 11 |
| OBRÁZEK 5: (A) PÁSOVÝ DIAGRAM ZÁVĚRNĚ POLARIZOVANÉHO PN PŘECHODU S NAZNAČENOU GENERACÍ PÁRU ELEKTRON-DÍRA, (B) ODPOVÍDAJÍCÍ ROZLOŽENÍ NEUTRONŮ n , OBSAZENOSTÍ HLUBOKÉ ÚROVNĚ F A GENERAČNÍM KOEFICIENTEM G [15] | 15 |
| OBRÁZEK 6: GENERAČNÍ A REKOMBINAČNÍ PROCES VYUŽÍVAJÍCÍ ENERGETICKOU HLADINU VE STŘEDU ZAKÁZANÉHO PÁSU [16] | 20 |
| OBRÁZEK 7: TYPICKÁ DRÁHA ATOMU ODRAŽENÉHO V KŘEMÍKU RYCHLÝM NEUTRONEM (POČÁTEČNÍ ENERGIE ATOMU 50 KEV) [19] | 22 |
| OBRÁZEK 8: DLTS SPEKTRUM EPITAXNÍ VRSTVY KŘEMÍKU OZÁŘENÉ 1,5MEV ELEKTRONY [21] | 23 |
| OBRÁZEK 9: SCHEMATICKE ZNÁZORNĚNÍ ENERGETICKÝCH HLADIN PORUCH V 3C-SiC [3]..... | 25 |
| OBRÁZEK 10: ENERGETICKÉ ÚROVNĚ HLUBOKÝCH ÚROVNÍ VZNIKAJÍCÍCH V 4H-SiC PŘI RŮSTU EPITAXNÍ VRSTVY [12] | 25 |
| OBRÁZEK 11: CELKOVÝ DPA ÚČINNÝ PRŮŘEZ PRO KARBID KŘEMÍKU S JEDNOTLIVÝMI PŘÍSPĚVKY OD KOMBINACÍ DOPADAJÍCÍ ATOM/CÍLOVÝ ATOM [18]..... | 26 |
| OBRÁZEK 12: DLTS SPEKTRUM ZMĚŘENÉ NA 4H-SiC N ⁻ EPITAXNÍ VRSTVĚ PO OZÁŘENÍ NEUTRONY A PO 30TI MINUTOVÉM ŽÍHÁNÍ NA TEPLITU 350°C [2] | 27 |
| OBRÁZEK 13: TESTOVANÉ KŘEMÍKOVÉ ČIPY V PŘEPRAVNÍM POUZDRU | 30 |
| OBRÁZEK 14: SCHÉMATICKÝ ŘEZ IMPLANTOVANÉ 4H-SiC PIN DIODOU [23]..... | 30 |
| OBRÁZEK 15: TESTOVANÝ 4H-SiC ČIP (DETAIL) | 30 |
| OBRÁZEK 16: AXIÁLNÍ ŘEZ AKTIVNÍ ZÓNOU REAKTORU [24] | 31 |
| OBRÁZEK 17: AKTIVNÍ ZÓNA ODSTAVENÉHO REAKTORU S VYPUŠTĚNÝM MODERÁTOREM (VLEVO) A SUCHÝ KANÁL S EXPERIMENTÁLNÍM DRŽÁKEM (VPRAVO) [25] | 32 |
| OBRÁZEK 18: ŘEZ AKTIVNÍ ZÓNOU REAKTORU, UPROSTŘED UMÍSTĚNÝ SUCHÝ EXPERIMENTÁLNÍ KANÁL S DRŽÁKEM (PÍSMENA A-D) [25] | 33 |
| OBRÁZEK 19: PRUŽNÝ ROZPTYL RYCHLÉHO NEUTRONU PŘI PRŮCHODU LÁTKOU [27]..... | 36 |
| OBRÁZEK 20: NEPRUŽNÝ ROZPTYL RYCHLÉHO NEUTRONU [27] | 36 |
| OBRÁZEK 21: INTERAKCE ZÁŘENÍ GAMA S LÁTKOU [27]..... | 36 |
| OBRÁZEK 22: RADIČNÍ ZÁCHYT POMALÉHO NEUTRONU [27] | 37 |
| OBRÁZEK 23: UCHYCENÍ TESTOVANÝCH DIOD NA EXPERIMENTÁLNÍ DRŽÁK..... | 38 |
| OBRÁZEK 24: HPGe DETEKTOR S POUZDREM AF-EGX..... | 38 |
| OBRÁZEK 25: MĚŘICÍ SESTAVA V LABORATOŘI NA OBJEKTU LR-0 | 38 |
| OBRÁZEK 26: NEUTRONOVÉ SPEKTRUM URANU S OBOHACENÍM 3,3% A LINEÁRNÍ OSOU ENERGIE | 39 |
| OBRÁZEK 27: NEUTRONOVÉ SPEKTRUM URANU S OBOHACENÍM 3,3% A LOGARITMICKOU OSOU ENERGIE..... | 39 |
| OBRÁZEK 28: PRŮBĚHY JEDNOTLIVÝCH ÚČINNÝCH PRŮŘEZŮ PRO POŠKOZENÍ KRystalOVÉ MŘÍŽE NORMOVANÝCH NA 1 MeV | 40 |
| OBRÁZEK 29: VÝSLEDNÝ PRŮBĚH NEUTRONOVÉHO SPEKTRA PO ZOHLEDNĚNÍ ÚČINNÉHO PRŮŘEZU PRO POŠKOZENÍ KŘEMÍKOVÉ KRystalOVÉ MŘÍŽE NORMOVANÝ NA 1 MeV | 41 |
| OBRÁZEK 30: PRINCIPÁLNÍ SCHÉMA ZAPOJENÍ METODY OCVD [6] | 43 |
| OBRÁZEK 31: MĚŘENÍ PROPUSTNÉHO ÚBYTKU (DUT - KŘEMÍKOVÁ DIODA) | 45 |
| OBRÁZEK 32: MĚŘENÍ ZÁVĚRNÉHO PROUDU (DUT - KŘEMÍKOVÁ DIODA) | 45 |
| OBRÁZEK 33: HEWLETT-PACKARD 4280A 1MHZ C METER/C-V PLOTTER | 46 |
| OBRÁZEK 34: OCVD MĚŘENÍ..... | 47 |
| OBRÁZEK 35: DETAIL PŘÍPRAVKU PRO MĚŘENÍ DOBY ŽIVOTA (DUT - KARBIDOVÁ DIODA)..... | 47 |
| OBRÁZEK 36: PŘÍPRAVEK PRO MĚŘENÍ DOBY ŽIVOTA U KŘEMÍKOVÝCH DIOD..... | 47 |
| OBRÁZEK 37: DLS-82E (VPRAVO), PŘÍPRAVEK PRO UCHYCENÍ A NÁSLEDNÉ PONOŘENÍ DUT DO TEKUTÉHO DUSÍKU (VLEVO) | 48 |

| | |
|--|----|
| OBRÁZEK 38: NEUTRONOVÁ SPEKTRA PRO DVOUHODINOVÉ OZAŘOVÁNÍ SE ZOHLEDNĚNÝMI ÚČINNÝMI PRŮŘEZY PRO POŠKOZENÍ KRYSTALOVÉ MŘÍŽE KŘEMÍKU A KARBIDU KŘEMÍKU..... | 50 |
| OBRÁZEK 39: DLTS SPEKTRUM PO PRVNÍM OZAŘOVÁNÍ PRO KŘEMÍK (ZONÁLNĚ TAVENÉM) | 51 |
| OBRÁZEK 40: RYCHLOST ZANÁŠENÍ KŘEMÍKOVÉ DIVAKANCE E4..... | 52 |
| OBRÁZEK 41: DLTS SPEKTRUM ZNÁZORŇUJÍCÍ RYCHLOST ZANÁŠENÍ PORUCH DO KARBIDU KŘEMÍKU..... | 53 |
| OBRÁZEK 42: RYCHLOST ZANÁŠENÍ UHLÍKOVÉ VAKANCE Z1/Z2 | 53 |
| OBRÁZEK 43: POKLES KONCENTRACE VOLNÝCH NOSITELŮ V KŘEMÍKU..... | 54 |
| OBRÁZEK 44: LINEÁRNÍ APROXIMACE POKLESU KONCENTRACE PRO KŘEMÍK..... | 54 |
| OBRÁZEK 45: POKLES KONCENTRACE VOLNÝCH NOSITELŮ V KARBIDU KŘEMÍKU | 55 |
| OBRÁZEK 46: LINEÁRNÍ APROXIMACE POKLESU NOSITELŮ PRO KARBID KŘEMÍKU | 55 |
| OBRÁZEK 47: ZÁVISLOST RECIPROKÉ DOBY ŽIVOTA NA DÁVCE PRO KŘEMÍKOVÉ DIODY..... | 56 |
| OBRÁZEK 48: ZÁVISLOST EFEKTIVNÍ REKOMBINACE NA DÁVCE PRO KARBIDOVÉ DIODY..... | 58 |
| OBRÁZEK 49: ZMĚŘENÉ V-A CHARAKTERISTIKY PRO VYBRANÉ SOUČÁSTKY | 58 |
| OBRÁZEK 50: PROPUSTNÝ ÚBYTEK PRO STEJNOU PROUDOVOU HUSTOTU | 59 |
| OBRÁZEK 51: PROPUSTNÝ ÚBYTEK PRO STEJNÉ POUDOVÉ ZATÍŽENÍ..... | 59 |
| OBRÁZEK 52: ZÁVĚRNÁ V-A CHARAKTERISTIKA PRVNÍ KŘEMÍKOVÉ DIODY | 61 |
| OBRÁZEK 53: ZÁVĚRNÁ V-A CHARAKTERISTIKA DRUHÉ KŘEMÍKOVÉ DIODY | 61 |
| OBRÁZEK 54: ZÁVĚRNÝ PROUD PŘI NAPĚTÍ 1000V | 61 |
| OBRÁZEK 55: ZÁVĚRNÝ PROUD REFERENČNÍ DIODOU | 62 |
| OBRÁZEK 56: KOEFICIENTY PRO TEPLOTNÍ KOREKCI..... | 62 |
| OBRÁZEK 57: ZÁVĚRNÝ PROUD PŘI NAPĚTÍ 1000V S KOREKCI NA 25°C..... | 62 |
| OBRÁZEK 58: ZÁVĚRNÁ V-A CHARAKTERISTIKA 4H-SiC DIODY | 63 |
| OBRÁZEK 59: SCHÉMA REAKTORU LR-0 [24]..... | 68 |
| OBRÁZEK 60: PRŮBĚHY JEDNOTLIVÝCH OZAŘOVÁNÍ ZAZNAMENANÝCH POMOCÍ PMV REAKTORU | 69 |
| OBRÁZEK 61: PRŮBĚHY ZMĚŘENÝCH KONCENTRACÍ VOLNÝCH NOSITELŮ NÁBOJE | 71 |
| OBRÁZEK 62: ZMĚŘENÉ PROPUSTNÉ V-A CHARAKTERISTIKY | 72 |
| OBRÁZEK 63: OCVD - ZMĚŘENÉ PRŮBĚHY NAPĚTÍ PRO 4H-SiC IMPLANTOVANÉ DIODY | 73 |
| OBRÁZEK 64: OCVD - ZMĚŘENÉ PRŮBĚHY NAPĚTÍ PRO KŘEMÍKOVOU DIODU Si 1 A), DETAIL..... | 74 |

Seznam tabulek

| | |
|---|----|
| TABULKA 1: PŘEHLED MATERIÁLOVÝCH VLASTNOSTÍ KŘEMÍKU A KARBIDU KŘEMÍKU [1] [3] [6] | 4 |
| TABULKA 2: HLUBOKÉ ÚROVNĚ VYVOLANÉ V EPITAXNÍ VRSTVĚ KŘEMÍKU OZÁŘENÍM ČÁSTICEMI ALFA [22] | 24 |
| TABULKA 3: HLUBOKÉ ÚROVNĚ VYVOLANÉ NEUTRONOVÝM OZÁŘENÍM V EPITAXNÍ VRSTVĚ MATERIÁLU 4H-SiC [2] [12] | 27 |
| TABULKA 4: PŘEHLED NEUTRONOVÝCH TOKŮ PRO 1MeV EKVIVALENT PRO Si A SiC | 49 |
| TABULKA 5: HLUBOKÉ ÚROVNĚ VYVOLANÉ NEUTRONOVÝM OZÁŘENÍM V KŘEMÍKU (ZONÁLNĚ TAVENÉM) | 51 |
| TABULKA 6: HLUBOKÉ ÚROVNĚ VYVOLANÉ NEUTRONOVÝM OZÁŘENÍM V 4H-SiC | 52 |
| TABULKA 7: ZJIŠTĚNÉ DOBY ŽIVOTA NOSITELŮ NÁBOJE V KŘEMÍKU | 56 |
| TABULKA 8: ZJIŠTĚNÉ DOBY ŽIVOTA NOSITELŮ NÁBOJE V KARBIDU KŘEMÍKU | 57 |
| TABULKA 9: HARMONOGRAM PROVEDENÝCH MĚŘENÍ | 70 |

Konstanty

| | | |
|--------------------------------|-----------------|--|
| Elementární náboj | q | $1,602 \cdot 10^{-19} \text{C}$ |
| Boltzmanova konstanta | k | $1,38 \cdot 10^{-23} \text{m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ |
| Permitivita vakua | ε_0 | $8,854 \cdot 10^{-12} \text{F} \cdot \text{m}^{-1}$ |
| Ludolfovo číslo | π | 3,14159265359 |
| Ångström | Å | 10^{-10}m |
| Tepelná energie | kT/q | $0,02586 \text{ eV} (T = 27^\circ\text{C})$ $0,02526 \text{ eV} (T = 20^\circ\text{C})$ |
| Planckova konstanta | h | $4,13567 \cdot 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}$ |
| Redukovaná Planckova konstanta | \hbar | $6,58212 \cdot 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{s}$ |
| Hmotnost protonu | m_p | $1,672623 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ |
| Hmotnost neutronu | m_N | $1,674954 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ |
| Hmotnost elektronu | m_e | $9,109382 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ |

Přehled symbolů a veličin

| | |
|---------------------|--|
| C | Kapacita |
| D_a | Ambipolární difúzní koeficient |
| $f(E)$ | Fermi-Diracova distribuční funkce |
| e_n | Pravděpodobnost emise elektronu do vodivostního pásu |
| e_p | Pravděpodobnost emise díry do valenčního pásu |
| E_C | Nejnižší energetická hladina vodivostního pásu |
| E_F | Fermiho energie, střed symetrie Fermi-Diracovy funkce |
| E_i | Fermiho intrinsická hladina |
| E_V | Nejvyšší energetická hladina valenčního pásu |
| E_t | Energetická hladina rekombinačního centra |
| $F_{D,mat}(E)$ | Funkce účinného průřezu pro poškození krystalové mříže |
| $F_{D,1MeV,mat}(E)$ | Hodnota účinného průřezu pro referenční energii |
| F_L | Parametrická funkce závislá na šířce báze a době života nositelů |
| F_n | Fermiho kvazihladina pro elektrony v nerovnovážném stavu |
| F_p | Fermiho kvazihladina pro díry v nerovnovážném stavu |
| g_n | Generační koeficient elektronů |
| g_p | Generační koeficient děr |
| q | Elementární náboj |
| h | Planckova konstanta |
| I_R | Závěrný proud |
| J_{diff} | Difúzní proud |
| J_f | Proudu procházející intrinsickou oblastí |
| J_g | Proud generovaný v oblasti prostorového náboje |
| J_{ig} | Proud vyvolaný srážkami urychlených nositelů s krystalem |
| J_{sg} | Proud tvořený nositeli z povrchu materiálu |
| k | Boltzmanova konstanta |
| K_{I_R} | Degradační koeficient pro závěrný proud |
| K_n | Degradační koeficient pro změnu koncentrace nositelů |
| K_τ | Degradační koeficient pro změnu doby života |
| L_a | Ambipolární difúzní délka |
| m_e | Hmotnost elektronu |
| m_n^* | Efektivní hmotnost elektronu |
| m_N | Hmotnost neutronu |

| | |
|----------------|---|
| m_p | Hmotnost protonu |
| m_p^* | Efektivní hmotnost díry |
| n | Koncentrace elektronů ve vodivostním pásu |
| n_i | Koncentrace elektronů v intrinsické oblasti |
| $n(t)$ | Koncentrace elektronů v N oblasti (N_D) |
| N_A | Koncentrace donorů |
| N_C | Efektivní hustoty stavů ve vodivostním pásu |
| N_D | Koncentrace akceptorů |
| N_t | Koncentrace rekombinačně-generačních center |
| N_t^0 | Koncentrace neobsazených center |
| N_t^- | Koncentrace ionizovaných (obsazených) center |
| N_V | Efektivní hustoty stavů ve valenčním pásu |
| p | Koncentrace děr ve valenčním pásu |
| p_i | Koncentrace děr v intrinsické oblasti |
| $p(t)$ | Koncentrace děr v P oblasti (N_A) |
| Q | Náboj |
| R | Rekombinační rychlost |
| r_a | Záchytná rychlost elektronu rekombinační hladinou |
| r_b | Emisní rychlost elektronu z rekombinační hladiny |
| r_c | Záchytná rychlost díry rekombinační hladinou |
| r_d | Emisní rychlost díry z rekombinační hladiny |
| S | Plocha PN přechodu |
| t | Čas |
| T | Absolutní teplota |
| U | Napětí |
| U_{BI} | Zabudovaný potenciál přechodu |
| U_{BR} | Průrazné napětí |
| U_f | Přiložené napětí na PN přechod |
| U_F | Propustný úbytek napětí na diodě |
| U_I | Úbytek napětí v intrinsické oblasti |
| $U_{N^+N^-}$ | Úbytek napětí na spojení N^+ a N^- polovodiče |
| $U_{P^+Kont.}$ | Úbytek napětí na kontaktu s P^+ oblastí |
| $U_{P^+N^-}$ | Úbytek napětí na spojení P^+ a N^- polovodiče |
| U_R | Přiložené závěrné napětí |
| U_{Sub} | Úbytek napětí způsobený odporem substrátu |

| | |
|--------------|---|
| v_n | Tepelná rychlost elektronů |
| v_p | Tepelná rychlost děr |
| v_t | Tepelná rychlost nositelů náboje |
| w | Tloušťka intrinsické vrstvy |
| λ | Prostorová souřadnice |
| γ | Degradační faktor hluboké úrovně |
| Δn | Změna koncentrace nositelů náboje |
| ϵ_0 | Permitivita vakua |
| ϵ_r | Relativní permitivita (Dielektrická konstanta) |
| μ_a | Ambipolární pohyblivost nositelů náboje |
| μ_n | Magnetický moment neutronu |
| μ_N | Jaderný magneton |
| μ_n | Pohyblivost minoritních elektronů |
| μ_p | Pohyblivost minoritních děr |
| ξ | Efektivní emisní koeficient pro danou hladinu |
| π | Ludolfovo číslo |
| σ_n | Účinný průřez pro záchyt elektronu |
| σ_p | Účinný průřez pro záchyt díry |
| τ | Doba života nositelů náboje |
| τ_{HL} | Doba života volných nositelů při vysoké injekci |
| τ_{LL} | Doba života volných nositelů při nízké injekci |
| $\Phi(E)$ | Neutronové spektrum |
| Å | Ångström |
| \hbar | Redukovaná Planckova konstanta |

1. Úvod

Polovodičové součástky na bázi křemíku jsou často využívány pro aplikace ve vysokých teplotách, výkonech či frekvencích. Díky velké šířce zakázaného pásu, mechanické a elektrické odolnosti zaznamenal karbid křemíku výrazný růst zájmu o tento materiál s očekáváním, že by právě v uvedených aplikacích mohl křemík překonat a nahradit. Pro svou vyšší radiační odolnosti je karbid křemíku vhodným polovodičovým materiálem pro elektroniku pracující v radiačním prostředí, např. při zvládnání mimořádných radiačních událostí (Fukušima) či ve vesmírných aplikacích. Teplotní odolnost nabízí své uplatnění v ropném či automobilovém průmyslu. V armádním sektoru najde své uplatnění například v radarové technice, kde umožní trvalé zvýšení výkonu vyšší maximální intenzita elektrického pole. První komerčně dostupné karbidové Schottkyho diody se objevily na začátku tohoto tisíciletí, před několika lety se na trhu objevily i polem řízené tranzistory [1] [2].

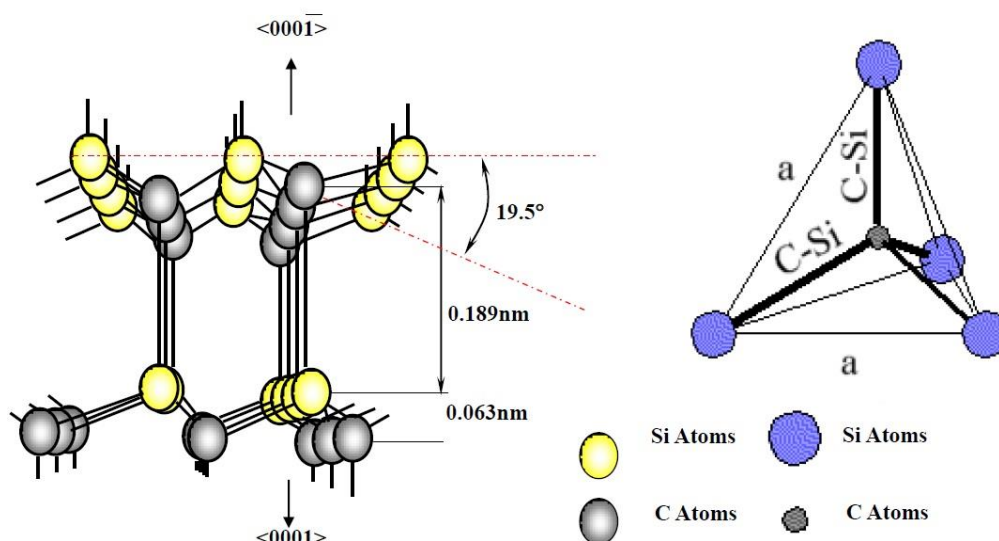
Diplomová práce je zaměřena na srovnání vlivu neutronového ozáření na činnost dvou výkonových PiN¹ diod, které mají shodné konstrukce i napětovou třídu, ale jsou vyrobeny ze dvou různých materiálů: křemíku (Si) a karbidu křemíku polytypu 4H (4H-SiC). Cílem práce je pak vyhodnocení vlivu neutronového toku a identifikace základních degradačních mechanismů, které ovlivňují statické charakteristiky těchto diod. V případě karbidu křemíku literární data o radiačním poškození PiN diod chybí a vzorky PiN diod pochází z vývoje. V případě křemíku pochází vzorky ze zaběhnuté komerční výroby a také vědecká literatura obsahuje řadu dat o vlivu ozáření neutrony z dřívějších experimentů. Práce poskytuje příležitost k vzájemnému srovnání vlivu ozáření na charakteristiky diod vyrobených z odlišných materiálů. Zároveň použitý Reaktor LR-0 v Centru výzkumu Řež je uznaným zdrojem referenčního neutronového pole. Na něm provedená měření je tedy možné využít i pro kalibrační účely.

Text práce je rozdělen do tří částí: první se zabývá fyzikálními vlastnostmi diod a radiačním poškozením způsobeným neutronovým ozářením; ve druhé je popsán plán experimentu, testované součástky a použité měřicí metody; třetí část se pak věnuje prezentaci změřených výsledků a jejich diskuzi, srovnání vlivu materiálu diody a její konstrukce. Práce je zakončena závěrečným shrnutím.

¹ Dioda s vrstvou intrinsického (vlastního) polovodiče mezi vrstvami polovodiče typu P a N. Intrinsický polovodič má ve všech uzlových bodech krystalové mřížky výhradně tytéž atomy, můžeme se setkat s označením „čistý“ polovodič [5].

2. Materiálové vlastnosti SiC

Karbid křemíku byl prvně popsán již na začátku 19. století. V přírodě se vyskytuje vzácně, hlavně v úlomcích meteoritů. V SiC je každý křemíkový atom vázán na čtyři sousední atomy uhlíku a naopak (Obrázek 1). Postup pro jeho syntetickou výrobu byl popsán roku 1892. Pro svou vysokou tvrdost byl nejprve využíván jako brusný materiál, dále byl SiC uvažován jako vhodný konstrukční materiál pro fúzní reaktory nebo jako keramický povlak paliva pro jaderné reaktory. Tomu odpovídal i směr výzkumu, tedy vysoké teploty (nad 1000°C) a vysoké neutronové toky (nad $10^{20} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2}$). Výzkum a vývoj prováděný v posledních dvou dekádách minulého století vedl k vyvinutí epitaxních² metod nanášení karbidu křemíku, které eliminovaly nežádoucí dislokace v krystalové mřížii natolik, že umožnily použití SiC v běžné polovodičové technice. Jako první komerčně dostupné součástky se objevily Schottkyho diody s přechodovou bariérou SBD³ v roce 2001, následoval vertikální výkonový JFET⁴ v roce 2008 a výkonový DI-MOSFET⁵ v roce 2010 [1] [3].



Obrázek 1: Nákres krystalické struktury karbidu křemíku [4]

² Epitaxe je výrobní postup, při kterém nejčastěji z plynné fáze na zvolený substrát roste tenká krystalická vrstva, jejíž krystalová mřížka přímo navazuje na mřížku substrátu.

³ Schottky barrier diod – Schottkyho dioda

⁴ Junction field effect transistor – Polem řízený tranzistor s přechodovým hradlem

⁵ Double-implanted metal-oxide-semiconductor field effect transistor – Unipolární tranzistor s izolovaným hradlem

2.1. Vlastnosti karbidu křemíku

Karbid křemíku je schopný krystalovat do více než dvou set různých polytypů⁶, ale pouze několik z nich je vhodných pro využití v polovodičové technice. Konkrétně kubická forma 3C-SiC, také označovaná jako β -SiC, dále pak hexagonální formy 4H-SiC a 6H-SiC nebo α -SiC. Pro epitaxní růst je dominantní formou karbidu křemíku 3C-SiC, která má ve všech třech souřadných osách stejné elektrické vlastnosti. Z pohledu výroby je možné konstatovat, že čím tenčí je epitaxní vrstva, tím lépe, protože s přibývajícemi vrstvami roste šance vzniku defektů v krystalové mříži. Běžně používanými dopanty jsou hliník (Al) a bór (B) pro dotaci typu P, pro N dotaci pak dusík (N) [3].

Pro dopování epitaxní vrstvy karbidu křemíku se využívá iontová implantace, která pomocí urychlovače (implantátoru) urychluje ionty akceptorů nebo donotů. Iontový svazek je pak rozmítán po povrchu polovodiče a dochází k rovnoměrnému nastřílení (implantaci) atomů dopantu do objemu polovodiče. Volbou doby expozice urychlujícího napětí a proudu částic je možné dosáhnout velmi přesného koncentračního profilu. Na rozdíl od difúze, při které koncentrace dopantů klesá směrem od povrchu vzorků, iontová implantace poskytuje možnost vytvářet i velmi dobře ohraničené dopované oblasti v objemu polovodiče. Po implantaci je nutné provést žíhání, které odstraní radiační poškození krystalu vzniklé implantací [5] [4].

Karbid křemíku patří mezi materiály se širokým zakázaným pásem, což je způsobeno velikostí vazební energie atomů křemíku a uhlíku. Hodnoty šířky zakázaného pásu pro pokojovou teplotu (300 K) jsou pro vybrané polytypy SiC uvedeny v Tabulka 1. Velká šířka zakázaného pásu má za následek velmi nízkou intrinsickou koncentraci volných nositelů náboje. Závěrný proud je proto při pokojové teplotě výrazně menší než u křemíku, což dělá karbid křemíku vhodným materiálem pro vysokoteplotní aplikace [3].

Kromě šířky zakázaného pásu patří mezi vítané vlastnosti SiC vysoká pohyblivost nositelů náboje a saturační rychlost. Je to způsobeno symetrií tohoto kubického polytypu, tedy malými srážkami nositelů s fonony krystalové mříže. Díky své chemické netečnosti se karbid křemíku také výborně hodí do chemicky agresivních prostředí [3].

Díky již výše zmíněné větší vazební energii atomů křemíku a uhlíku má karbid křemíku značnou radiační odolnost, která se projevuje výší prahové energie potřebné pro vyražení atomu z jeho místa v krystalové mříži. Při ozařování elektronovým svazkem je prahová energie dopadajících elektronů nutná k vytvoření uhlíkových vakancí (vyražení

⁶ Jednotlivé polytypy vznikají různými způsoby uspořádání dvourozměrných strukturních jednotek. Jednotlivé polytypy se různí svou strukturou, takže často patří do různých krystalových struktur.

2 Materiálové vlastnosti SiC

atomu uhlíku z uzlové polohy) rovna energiím $108 \pm 7 \text{ keV}$ a pro křemíkové vakance pak přesahuje hodnotu jednoho MeV [3].

2.2. Porovnání parametrů Si a SiC

| Polovodič | | Si | 3C-SiC | 4H-SiC | 6H-SiC (Hexagonal) |
|--|------------------------|------------------------|------------------------|----------------------------|--|
| Šířka zakázaného pásu | (eV) | 1,12 | 2,30 | 3,26 | 3,03 |
| Pohyblivost elektronů | (cm ² /V/s) | 1500 | 800 | osa z: 900 ⊥ osa z: 800 | osa z: 60 ⊥ osa z: 400 |
| Pohyblivost děr | (cm ² /V/s) | 470 | 40 | 115 | 100 |
| Relativní permitivita | (-) | 11,7 | 9,6 | 9,7 | 9,7 |
| Mřížková konstanta | (Å) | 5,43 | 4,36 | a = 3,08 c = 15,12 | a = 3,08 c = 10,05 |
| Hustota | (g/cm ³) | 2,328 | 3,200 | 3,200 | 3,200 |
| Bod tání | (K) | 1685 | >2800 | >2800 | >2800 |
| Intrinsická koncentrace nositelů | (cm ⁻³) | 9,65 x 10 ⁹ | 1,5 x 10 ⁻¹ | 5 x 10 ⁻⁹ | 1,6 x 10 ⁻⁶ |
| Ionizační energie donorů | (meV) | P: 45 As: 54 | N: 55 | N: 61, 126 P: 60, 120 | N: 85, 140 P: 80, 130 |
| Ionizační energie akceptorů | (meV) | B: 45 Al: 67 | Al: 250 B: 350 | Al: 191 B: 390 | Al: 200 B: 400 |
| Tepelná vodivost | (W/cm/K) | 1,31 | 3,2 | 4,9 | 4,9 |
| Maximální intenzita elektrického pole | (MV/cm) | 0,3 | > 1,5 | osa z: 3,0 | osa z: 3,2 ⊥ osa z: > 1 |
| Minimální energie pro vyražení atomu z mříže | (eV) | 12 | | 20 ~ 41 ⁷ | |
| Saturační driftová rychlost | (10 ⁷ cm/s) | 1 | 2,5 | 2 | 2 |

Tabulka 1: Přehled materiálových vlastností křemíku a karbidu křemíku [1] [3] [6]

⁷ V závislosti na kombinaci interagujících atomů (viz. kapitola 6.3)

Vlivem různého uspořádání atomů křemíku a uhlíku v krystalové mřížce, se každý polytyp karbidu křemíku vyznačuje trochu jinými elektrickými a optickými vlastnostmi. Dokonce u konkrétního polytypu se mohou některé vlastnosti lišit v závislosti na krystalografickém směru [7].

Tabulka 1 také srovnává vybrané materiálové vlastnosti nejužívanějších polytypů SiC s parametry křemíku. Tři zásadní parametry, ve kterých má karbid křemíku výraznou výhodu nad křemíkem, jsou tepelná vodivost, šířka zakázaného pásu a s ní spojená o řád vyšší elektrická odolnost. Velká anizotropní⁸ závislost elektronové pohyblivosti u polytypu 6H-SiC je hlavním důvodem dominantního využívání polytypu 4H-SiC [7] [8].

Příměsi používané pro karbid křemíku jsou dusík pro polovodič typu N a hliník, bór, berilium, galium, kyslík a skandium pro polovodič typu P. Nejpoužívanější příměsí je hliník, protože má nejnižší hodnotu energie nutné pro ionizaci akceptorové energetické hladiny, zhruba 200 meV. Nedotovaný karbid křemíku je obvykle typu N kvůli zbytkovým příměsím dusíku [7].

Skutečnost, že ionizační energie pro hliník a bór jsou poměrně vysoké, znamená, že při pokojové teplotě nejsou všechny akceptorové příměsi plně ionizovány [3].

3. PiN dioda

Poté co byl na konci čtyřicátých let minulého století objeven PN přechod, byla zkoumána i p-i-n struktura, kde je mezi oblasti typu P a N vložena intrinsická vrstva i, a první PiN dioda byla použita jako nízko frekvenční výkonový usměrňovač v roce 1952. Přítomnost intrinsické vrstvy je hlavním důvodem zvýšení průrazného napětí oproti klasickému PN přechodu, neboť optimalizuje průběh intenzity elektrického pole. Intrinsická oblast také snižuje kapacitu diody, což umožňuje součástce pracovat na vyšších frekvencích až do řádu GHz [9].

Pro výrobu takovýchto tenkých epitaxních vrstev se využívají horko-stěnné epitaxní reaktory⁹, které umožňují dobrou kontrolu nad rozložením tepla v komoře [1] [8].

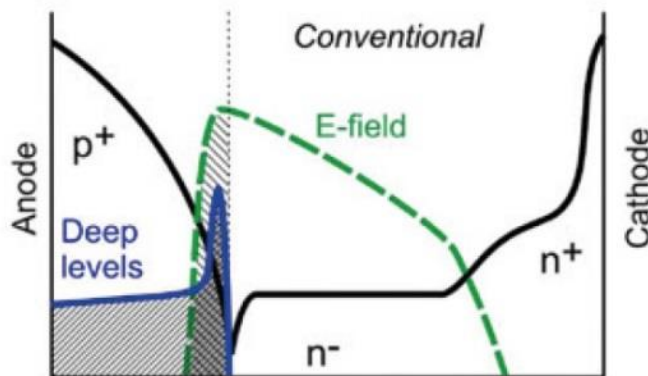
Samotná PiN struktura je tvořena dvěma silně dotovanými oblastmi s opačnou vodivostí (P a N), mezi které je vložena vrstva intrinsického polovodiče (I). Vrstva vlastního

⁸ Závislá na zvoleném směru

⁹ Hot-wall chemical vapor deposition (Hot-wall CVD)

3 PiN dioda

polovodiče má v případě křemíku velmi nízkou koncentraci příměsí, kolem 10^{13} cm^{-3} a rezistivitu řádově $k\Omega \cdot \text{cm}$. Tloušťka intrinsické vrstvy (báze) w závisí na napěťové třídě a konstrukci součástky. Společně s donorovou dotací báze N_D ovlivňuje tloušťka báze hodnotu průrazného napětí U_{BR} . Typicky je součástka vytvořená na degenerovaném substrátu typu N^+ , na který je epitaxním růstem vytvořena slabě dotovaná intrinsická vrstva N^- . Difúzí nebo iontovou implantací akceptorů je pak vytvořen anodový P^+ emitor (přechod PN) [9].

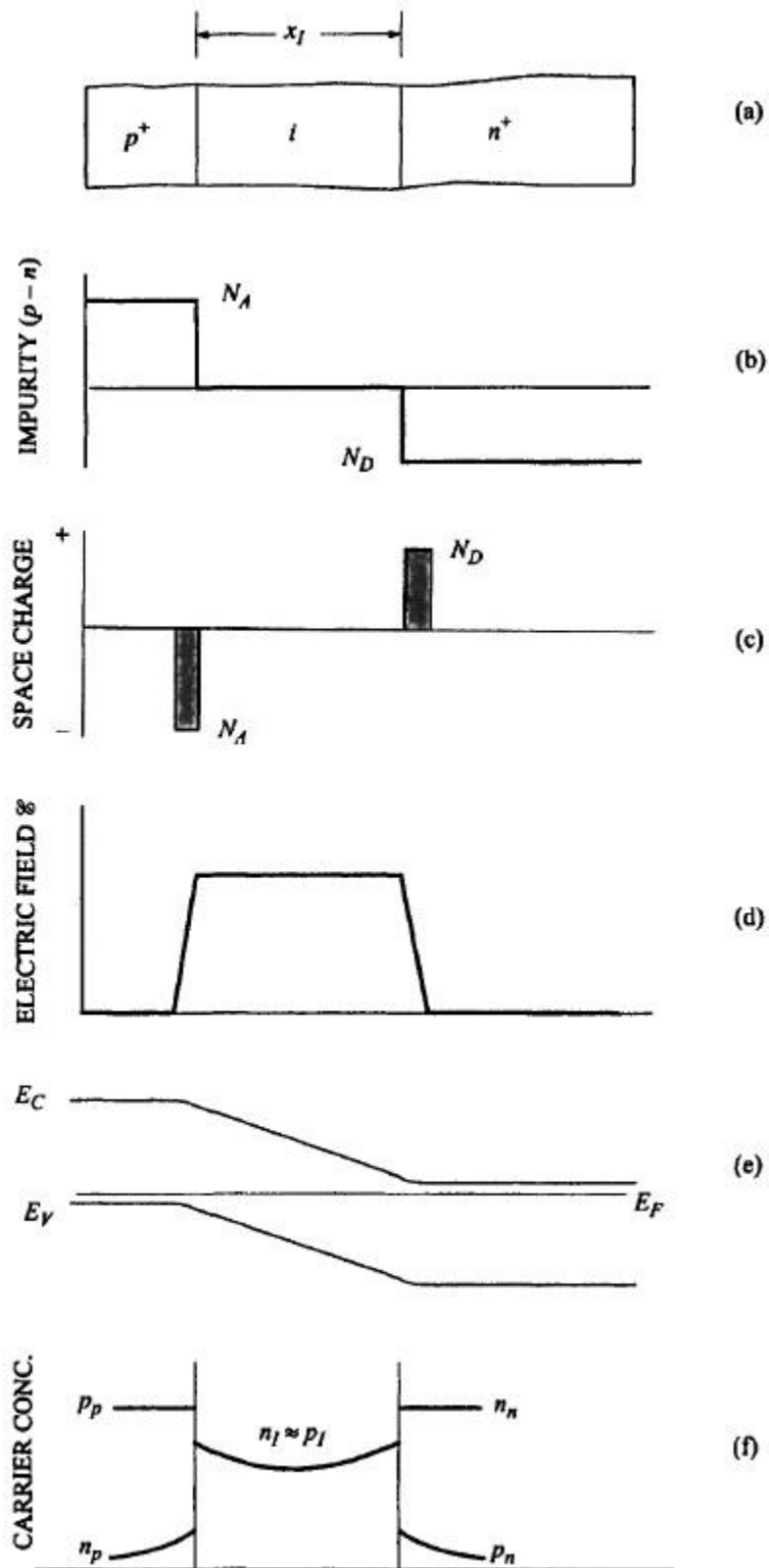


Obrázek 2: Rozložení koncentrace nositelů náboje v řezu klasické koncepce PiN diody [10]

V momentě, kdy přivedeme na PiN strukturu propustně polarizované napětí přesahující zabudovaný potenciál, začnou se vstříkovat jak elektrony, tak díry do intrinsické oblasti. PiN dioda je obvykle provozována ve stavu tzv. vysoké injekce. Dioda se do tohoto stavu dostane v okamžiku, kdy se vyrovná počet elektronů a děr ($n_I = p_I$) [9].

V tomto případě nadbytečná koncentrace minoritních nositelů řádově překračuje jejich rovnovážný stav a zároveň je mnohem vyšší než je rovnovážná koncentrace majoritních nositelů dané oblasti (Obrázek 3 (f)). Vzhledem k nutnosti zachování nábojové neutrality, také výrazně roste koncentrace majoritních nositelů, a to nad jejich rovnovážnou hodnotu ($n, p \gg N_D^-$). Tímto způsobem dochází k nárůstu vodivosti intrinsické vrstvy (tzv. modulaci vodivosti). To je hlavní rozdíl oproti unipolárním součástkám (Schottkyho dioda), které modulaci vodivosti nemají. Díky tomu lze u PiN diody dosáhnout velmi nízkých propustných úbytků při velkých propustných proudových hustotách [11].

Z pohledu výkonové techniky plní PiN dioda funkci spínače. Pracuje vždy jen ve dvou režimech. Propustném režimu (ON-state), ve kterém je schopná spínat proudové hustoty řádu stovek A/cm^2 a blokovacím režimu (OFF-state), ve kterém je schopná blokovat napětí v řádu kV .



Obrázek 3: PiN dioda: (a) řez strukturou, (b) koncentrace příměsí, (c) rozložení prostorového náboje, (d) elektrické pole, (e) pásový diagram struktury a (f) koncentrace nositelů při přiloženém propustném napětí [9]

3.1. Propustný úbytek

Výkonové diody jsou určeny k propouštění velkých proudů v propustném směru. Pro omezení ztrátového výkonu na součástce, je nutné, aby propustný úbytek napětí byl co nejmenší. Tomu je uzpůsobena i samotná konstrukce diody, a plocha PN přechodu je pak dána maximální přípustnou proudovou hustotou (pro křemík 200 A/cm^2) [11].

Hlavní složky podílející se na propustném úbytku jsou difúzní napětí přechodů P^+N^- a N^+N^- a úbytek napětí v bázi U_I , daný pohyblivostí elektronů μ_n a děr μ_p , dobou života τ_{HL} a tloušťkou intrinsické vrstvy w . Celkově ho můžeme vyjádřit jako [8]

$$U_F = U_{P^+Kont.} + U_I + U_{P^+N^-} + U_{N^+N^-} + U_{Sub} \quad (3.1)$$

kde

| | |
|----------------|--|
| U_F | propustný úbytek PiN diody, |
| $U_{P^+Kont.}$ | úbytek na odporu kontaktu s oblastí P^+ , |
| U_I | napěťový úbytek v intrinsické oblasti, |
| $U_{P^+N^-}$ | úbytek napětí na spojení P^+ a N^- polovodiče, |
| $U_{N^+N^-}$ | úbytek napětí na spojení N^+ a N^- polovodiče, |
| U_{Sub} | úbytek způsobený odporem substrátu. |

Hodnota U_I je úměrná tloušťce intrinsické oblasti (báze) a množství injekovaných nositelů, které je závislé na jejich difúzní délce [8].

Hodnota úbytku se pak liší pro tzv. vysokou injekci (driftová oblast je plně zaplavena nositeli náboje)

$$U_I = \frac{3 \cdot k \cdot T}{q} \left(\frac{w}{2 \cdot L_a} \right)^2 \quad \text{pro } w \leq 2L_a \quad (3.2)$$

a nízkou injekci, kdy je difúzní délka nositelů krátká a nedochází k úplnému zaplavení báze

$$U_I = \frac{3 \cdot \pi \cdot k \cdot T}{8 \cdot q} \cdot \exp\left(\frac{w}{L_a}\right) \quad \text{pro } w \geq 2L_a \quad (3.3)$$

kde

| | |
|-----|------------------------------------|
| w | tloušťka intrinsické vrstvy (báze) |
| k | Boltzmanova konstanta, |
| T | absolutní teplota, |

L_a ambipolární difúzní délka.

Ambipolární difúzní délka je dána vztahem

$$L_a = \sqrt{D_a \cdot \tau_{HL}} \quad (3.4)$$

kde

τ_{HL} doba života nositelů při vysoké injekci (high level),

D_a ambipolární difúzní koeficient,

který se vypočítá podle vztahu

$$D_a = \mu_a \cdot \frac{k \cdot T}{q} \quad (3.5)$$

ve kterém ambipolární pohyblivost nositelů μ_a určíme ze vztahu

$$\mu_a = \frac{\mu_p \cdot \mu_n}{\sqrt{\mu_p + \mu_n}} \quad (3.6)$$

kde μ_p a μ_n představují pohyblivost minoritních elektronů a děr v napětí blokuující driftové oblasti [8].

Hodnoty $U_{P^+N^-}$ a $U_{N^+N^-}$ (potenciálové bariéry anodového P^+N^- a katodového N^-N^+ přechodu) jsou odvislé od koncentrace minoritních nositelů na obou hranicích driftové oblasti N^- . Při dostatečně velké injekci se tyto dva úbytky vyrovnají napěťovému úbytku $U_{P^+N^+}$ u PN přechodu. Úbytky způsobené odporem substrátu a spojení polovodiče s kovem nejsou, vlivem vysokých proudových hustot tekoucích diodou, jednoduše popsatelné [8].

Experimentálně bylo ukázáno [8], že rostoucí hodnota doby života nositelů náboje vede k poklesu propustného úbytku až na úroveň zabudovaného úbytku napětí P^+N^+ přechodu.

Při vysoké injekci je proudová hustota procházející PiN diodou dán rekombinací nositelů náboje a můžeme ho vyjádřit jako [9]

$$J_f = \int_0^w q \cdot R \, dx = \frac{q \cdot n_l \cdot w}{\tau} \quad (3.7)$$

kde

q elementární náboj,

R rekombinační rychlost

3 PiN dioda

- n_I koncentrace volných elektronů v intrinsické oblasti,
 w šířka intrinsické oblasti,
 τ doba života nositelů náboje.

V tomto vztahu byla rekombinační rychlost R vyjádřena z rovnice kontinuity jako změnu koncentrace nositelů náboje v čase.

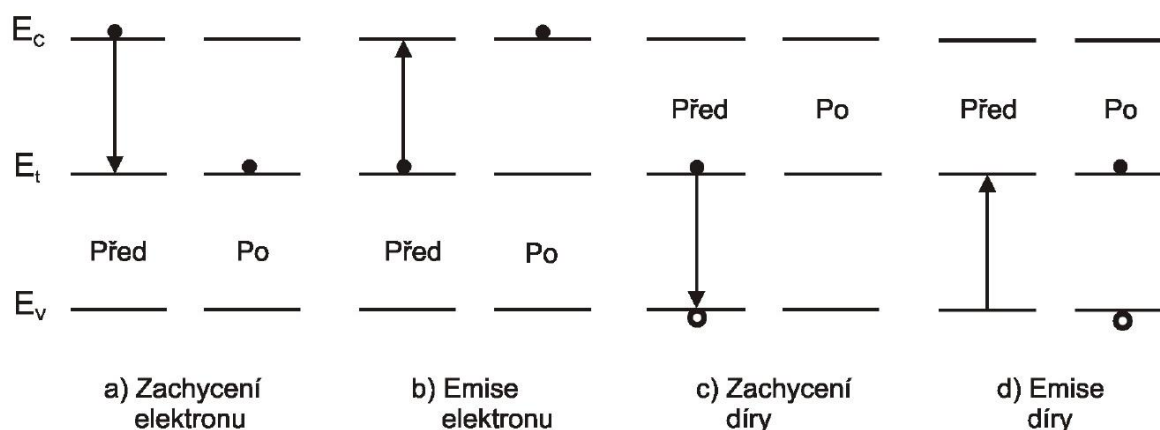
$$R = \frac{dn}{dt} = \frac{\Delta n}{\tau} \quad (3.8)$$

Ze vztahu (3.7) vidět dominantní vliv tloušťky báze a doby života na velikost proudu procházejícího PiN diodou.

3.2. Doba života nositelů náboje

U součástek určených pro vysoká blokovací napětí řádu kV je dlouhá doba života nadbytečných nositelů náboje důležitý parametr, který umožní modulaci vodivosti široké intrinsické vrstvy, která blokuje přivedené napětí. Pro získání nízkého propustného úbytku u vysokonapěťových PiN diod je tedy nejdůležitější docílit co nejdelší doby života nositelů náboje v intrinsické vrstvě (bázi, driftové oblasti). Mezi základní skutečnosti, které omezují dobu života, patří především zvolený druh dopantu a jeho koncentrace, a dále pak přítomnost nežádoucích rekombinačních center, která mohou být spojena např. s kontaminací během výrobního procesu (přechodové kovy) nebo radiací (radiační poruchy) [12].

Doba života je mírou rekombinace elektronů a děr v polovodiči. Je dána pohybem náboje mezi vodivostním a valenčním pásem (jeho generací a rekombinací). V nepřímém polovodiči při nízké koncentraci příměsí je přímá rekombinace elektronu z vodivostního pásu s volnou dírou ve valenčním páse velmi nepravděpodobná. Proto prakticky veškerá rekombinace nositelů náboje je realizována přes rekombinační (generační) centra mající charakter hlubokých úrovní uvnitř zakázaného pásu polovodiče. Možnosti jednotlivých přechodů elektronu mezi pásy přes centrum na energii E_t jsou znázorněny na Obrázek 4 [13].



Obrázek 4: Rekombinační děje přes záchytné centrum [13]

Vlivem zbytkových nečistot, převážně metalických (Au, Pt, Fe, B), je dosahovaná hodnota doby života v intrinsickém křemíku na úrovni $10^{-3} \div 10^{-4}$ s. V ideálně čistém polovodiči by se blížila hodnotě jedné sekundy. Zbytkové nečistoty totiž vytváří rekombinační centra v blízkosti středu zakázaného pásu, která usnadňují rekombinaci nositelů a tím zkracují dobu života [5] [12].

Množství volných nositelů náboje také ovlivňují tzv. pasti. Podobně jako rekombinační centra mají charakter energetické hladiny uvnitř zakázaného pásu polovodiče s tím rozdílem, že umožňují záchyt a následnou emisi pouze jednoho typu nositele náboje [5].

Rekombinaci nositelů v polovodičové součástce může také výrazným způsobem ovlivnit rekombinace na jejím povrchu a v oblasti substrátu [12].

Dlouhá doba života může naopak vést k dlouhým dobám závěrného zotavení, což zpomaluje vypnutí součástky, zvyšuje spínací ztráty a celkově omezuje maximální pracovní frekvenci diody. Proto je důležité dobu života ovládat, a zajistit tak její optimální hodnotu a vhodné rozložení (profil) uvnitř součástky [12].

Doba života nadbytečných nositelů náboje je dána rychlostí jednotlivých generačních a rekombinačních dějů. Rychlost záchytu elektronu na rekombinační hladině (Obrázek 4 a)) je úměrná koncentraci elektronů ve vodivostním pásu (n) a množství neobsazených center. Určené ze vztahu [13]

$$N_t^0 = N_t - N_t^- = N_t(1 - f(E)) \quad (3.9)$$

kde

N_t koncentrace center,

N_t^- koncentrace ionizovaných (obsazených) center,

$f(E)$ Fermi-Diracova distribuční funkce.

3 PiN dioda

$$f(E) = \frac{N_t^-}{N_t} = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_t - E_F}{k \cdot T}\right)} \quad (3.10)$$

kde

- E_t Energetická hladina rekombinačního centra,
- E_F Fermiho energie – hladina s pravděpodobností obsazení $\frac{1}{2}$,
- k Boltzmanova konstanta,
- T teplota.

Pro záchytnou rychlost elektronu platí úměra [13]

$$r_a \sim n \cdot N_t (1 - f(E)) \quad (3.11)$$

Konstantu úměrnosti je možné vyjádřit jako součin $v_t \cdot \sigma_n$, takže

$$r_a = v_t \cdot \sigma_n \cdot n \cdot N_t (1 - f(E)) \quad (3.12)$$

kde

- v_t tepelná rychlost nositelů náboje,
- σ_n záchytný účinný průřez.

$$v_t = \sqrt{\frac{3 \cdot k \cdot T}{m_n^*}} \approx 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1} \quad (3.13)$$

kde

- m_n^* efektivní hmotnost elektronu.

Pro stanovení rychlosti emise elektronu z rekombinační hladiny do vodivostního pásu (Obrázek 4 b)) platí vztah [13]

$$r_b = e_n \cdot N_t \cdot f(E) \quad (3.14)$$

kde

- e_n pravděpodobnost emise elektronu do vodivostního pásu.

Uvedená pravděpodobnost se odvíjí od polohy rekombinačního centra v zakázaném pásu a hustotě neobsazených stavů ve vodivostním pásu. Obdobným postupem získáme i vztahy pro zachycení a emisi díry [13]

$$r_c = v_t \cdot \sigma_p \cdot p \cdot N_t \cdot f(E) \quad (3.15)$$

$$r_d = e_p \cdot N_t(1 - f(E)) \quad (3.16)$$

V rovnovážném stavu jistě platí, že [13]

$$r_a = r_b \quad r_c = r_d \quad (3.17)$$

a je tak možné stanovit hodnoty pravděpodobnostní emise e_n, e_p s využitím rovností

$$n = N_C \cdot \exp\left(-\frac{E_C - F_n}{k \cdot T}\right) = n_i \cdot \exp\left(\frac{F_n - E_i}{k \cdot T}\right) \quad (3.18)$$

$$p = N_V \cdot \exp\left(-\frac{F_p - E_V}{k \cdot T}\right) = n_i \cdot \exp\left(\frac{E_i - F_p}{k \cdot T}\right) \quad (3.19)$$

jako

$$e_n = v_t \cdot \sigma_n \cdot N_C \cdot \exp\left(-\frac{E_C - E_t}{k \cdot T}\right) = v_t \cdot \sigma_n \cdot n_i \cdot \exp\left(\frac{E_t - E_i}{k \cdot T}\right) \quad (3.20)$$

$$e_p = v_t \cdot \sigma_p \cdot N_V \cdot \exp\left(-\frac{E_t - E_V}{k \cdot T}\right) = v_t \cdot \sigma_p \cdot n_i \cdot \exp\left(\frac{E_i - E_t}{k \cdot T}\right) \quad (3.21)$$

kde

N_C, N_V efektivní hustoty stavů ve vodivostním a valenčním pásu.

$$N_C = 2 \cdot \left(\frac{2\pi \cdot m_n^* \cdot k \cdot T}{h^2}\right)^{3/2} \quad (3.22)$$

$$N_V = 2 \cdot \left(\frac{2\pi \cdot m_p^* \cdot k \cdot T}{h^2}\right)^{3/2} \quad (3.23)$$

kde

h Planckova konstanta,

m_n^*, m_p^* efektivní hmotnost elektronu, respektive díry.

Z uvedených vztahů (3.20) a (3.21) je možné dovodit, že emisní účinnost roste, pokud se energetická hladina rekombinačního centra přibližuje vodivostnímu pásu pro elektrony, respektive k valenčnímu pásu pro díry [13].

V ustáleném nerovnovážném stavu je možné celkovou rekombinační rychlost formulovat vztahem [13]

3 PiN dioda

$$R = r_a - r_b = r_c - r_d \quad (3.24)$$

Po dosazení vztahů pro jednotlivé dílčí rychlosti a následným vyjádřením Fermi-Diracovy distribuční funkce společně s předpokladem $\sigma_n = \sigma_p = \sigma$ pak získáme vztah [13]

$$R = \sigma \cdot v_t \cdot N_t \frac{p \cdot n - n_i^2}{n + p + 2 \cdot n_i \cdot \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{k \cdot T}\right)} \quad (3.25)$$

Zlomek ve výrazu (3.25) představuje změnu koncentrace nositelů náboje a pokud ho porovnáme se vztahem (3.8) můžeme vyjádřit dobu života jako

$$\tau = \frac{1}{\sigma \cdot v_t \cdot N_t} \quad (3.26)$$

Dobu života za podmínky vysoké injekce ($n \gg n_0, p \gg p_0, n = p$) je dána součtem dvou příspěvků [14]

$$\tau_{HL} = \tau_{n_0} + \tau_{p_0} \quad (3.27)$$

Ty můžeme vyjádřit za pomoci vztahu (3.25) jako

$$\tau_{n_0} = \frac{1}{\sigma_n \cdot v_n \cdot N_t} \quad (3.28)$$

$$\tau_{p_0} = \frac{1}{\sigma_p \cdot v_p \cdot N_t} \quad (3.29)$$

kde

σ_n, σ_p účinný průřez pro záchyt elektronu respektive díry,

v_n, v_p střední tepelná rychlost elektronu respektive díry,

N_t koncentrace jednoduchého generačně-rekombinačního centra.

Jestliže koncentrace nositelů v diodě poklesne tak, že nadbytečných minoritních nositelů bude méně, než je rovnovážný stav s majoritní koncentrací ($p < n$ pro N oblast), začnou platit podmínky pro nízkou injekci ($p \gg p_0, n \approx n_0$). Vztah pro dobu života se zjednoduší na [14]

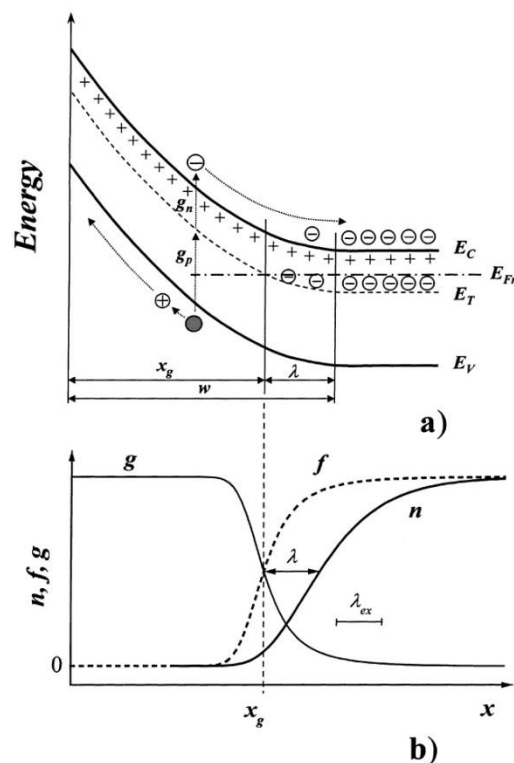
$$\tau_{LL} = \tau_{p_0} \quad (3.30)$$

3.3. Závěrný proud

Proudová hustota závěrného proudu PN přechodem je tvořena součtem několika dílčích příspěvků:

- i. Difúzním proudem J_{diff} tvořeným nositeli vzniklými mimo oblast prostorového náboje, načež do ní následně difundují.
- ii. Proudem J_{sg} tvořeným nositeli generovanými na povrchu materiálu v oblasti prostorového náboje.
- iii. Proudem J_g představujícím nositele náboje generované v oblasti prostorového náboje
- iv. Proudem J_{ig} vyvolaným nárazovou ionizací při průchodu urychlených nositelů s krystalovou strukturou polovodiče.

Proudy z bodů (i)-(iii) jsou vyvolané nositeli, kteří mohou vzniknout jak na ozářením vzniklých poruchách, tak i na poruchách vzniklých již při výrobě materiálu. Poslední složka (iv) se začne výrazně projevovat až při vysokých závěrných napětích, blízkých se průraznému napětí, kdy silné elektrické pole urychlí volné nositele na tolik, že mohou svým rozptylem generovat další nositele. U výkonových součástek, kde v případě křemíku jejich plocha přesahuje 1 cm^2 a závěrná napětí jsou vyšší než 10 V, je možné difúzi volných nositelů (i) a povrchovou generaci (ii) zanedbat [15].



Obrázek 5: (a) Pásový diagram závěrně polarizovaného PN přechodu s naznačenou generací páru elektron-díra, (b) odpovídající rozložení neutronů n , obsazenosti hluboké úrovně f a generačním koeficientem g [15]

3 PiN dioda

Hluboké úrovně E_t v zakázaném pásu usnadňují tepelnou generaci volných nositelů v oblasti prostorového náboje. Pokud elektron ve valenčním pásu E_V získá energii odpovídající alespoň rozdílu $E_t - E_V$, dojde k jeho emisi na neobsazenou hlubokou úroveň. Následně se pak může posunout do vodivostního pásu E_C , pokud opět získá odpovídající energii ($E_C - E_t$). Elektron tak nemusí „čekat“, až nasbírá energii odpovídající šířce zakázaného pásu. Takto vzniklý pár elektron díra je pak působením elektrického pole odveden z vyprázdněné oblasti a jeho náboj se přičte k závěrnému proudu (Obrázek 5) [15].

V oblasti prostorového náboje se prakticky nevyskytují žádné volné nositele náboje, takže šance na jejich rekombinaci je zanedbatelná. Proto je generační koeficient elektronů g_n a děr g_p přímo úměrný koncentraci hlubokých úrovní N_t , emisnímu koeficientu děr e_p a elektronů e_n pro danou hlubokou úroveň a funkci f představující pravděpodobnost obsazení energetické hladiny elektronem. Během měření je přechod v dynamické rovnováze, pravděpodobnostní funkce je v čase konstantní a generační koeficienty děr a elektronů jsou si rovny [15].

$$\begin{aligned}g_n &= g_p \\e_n \cdot f \cdot N_t &= e_p \cdot (1 - f) \cdot N_t\end{aligned}\tag{3.31}$$

Obsazenost hluboké úrovně pak ze vztahu (3.31) vyjádříme snadno jako [15]

$$e_n \cdot f + e_p \cdot f = e_p\tag{3.32}$$

$$f = \frac{e_p}{e_n + e_p}\tag{3.33}$$

Celkový generační koeficient nositelů náboje má pak podobu [15]

$$g = g_n = g_p = N_t \cdot \frac{e_p \cdot e_n}{e_n + e_p} = N_t \cdot \xi\tag{3.34}$$

kde

ξ efektivní emisní koeficient pro danou hladinu.

$$\xi = \frac{e_p \cdot e_n}{e_n + e_p}\tag{3.35}$$

Emisní koeficienty elektronů e_n a děr e_p pro danou energetickou hladinu definujeme jako [15]

$$e_n = \frac{v_n \cdot \sigma_n \cdot N_C}{\gamma} \cdot \exp\left(\frac{E_t - E_C}{k \cdot T}\right), \quad (3.36)$$

$$e_p = v_p \cdot \sigma_p \cdot N_V \cdot \gamma \cdot \exp\left(\frac{E_V - E_t}{k \cdot T}\right), \quad (3.37)$$

kde

v_n, v_p tepelná rychlost elektronů a děr,

γ degradační faktor hluboké úrovně,

N_C, N_V efektivní hustota stavů ve vodivostním a valenčním pásu,

σ_n, σ_p účinné průřezy pro záchyt elektronů a děr,

E_t energie hluboké úrovně,

k Boltzmanova konstanta,

T teplota.

Na rozhraní mezi vyprázdněnou oblastí a neutrální částí báze postupně roste množství elektronů až na úroveň koncentrace dopantu (Obrázek 5 (b)). V této oblasti už nejde zanedbat opětovný záchyt nositelů a hodnota generačního koeficientu g postupně klesá. Střed tohoto poklesu označený jako x_g představuje bod, kdy se energie hluboké úrovně E_t vyrovná hodnotě Fermiho hladiny E_{Fn} . Pozice x_g není shodná s polohou okraje oblasti prostorového náboje w , která je pro asymetrický přechod popsána jako [15]

$$w = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot (U_R + U_{BI})}{q \cdot N_D}}, \quad (3.38)$$

kde

U_{BI} představuje zabudovaný potenciál přechodu.

Je posunutá o hodnotu λ blíže k přechodu

$$x_g = w - \lambda \quad (3.39)$$

Využitím Poissonovy rovnice je možné λ vyjádřit jako na napětí nezávislou hodnotu následovně

$$\lambda = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot (E_{Fn} - E_t)}{q \cdot N_D}} \quad (3.40)$$

3 PiN dioda

Určení λ je důležité pro zjištění šířky oblasti generující volné nositele [15].

Proudovou hustotu generovaných nositelů získáme jako integrál přes tu část oblasti prostorového náboje, ve které generace probíhá. V případě asymetrického přechodu generace probíhá jen v nízko dotované oblasti, takže proudovou hustotu získáme jako

$$J_g = q \cdot \int_0^{x_g} g(x) dx = q \cdot \int_0^{x_g} N_t(x) \cdot \xi dx \quad (3.41)$$

kde

- q elementární náboj,
- x prostorová souřadnici.

Šířka oblasti, která se efektivně účastní na generování volných nositelů, x_g je dána přiloženým závěrným napětím U_R . Za předpokladu, že donorová dotace je v materiálu rozprostřena homogenně je možné U_R přepočítat na w a x_g podle vztahů (3.38) - (3.40) [15].

Derivováním vztahu (3.41) podle x_g získáme vztah

$$\frac{dJ_g}{dx_g} = q \cdot N_t(x_g) \cdot \xi \quad (3.42)$$

ukazující přímou závislost na koncentraci hlubokých úrovní a efektivním emisním koeficientu. V případě, že se v oblasti prostorového náboje vyskytuje vícero generačních hladin, je nezbytné uvažovat příspěvky od všech jednotlivých hladin. V případě, že dominantně převládne jedna hluboká úroveň, je pak možné vyjádřit koncentraci defektů jako [15]

$$N_t(x_g) = \frac{1}{q \cdot \xi} \cdot \frac{dJ_g}{dx_g} \quad (3.43)$$

Měření závěrného proudu I_R tvořeného nositeli náboje generovanými v oblasti prostorového náboje je vhodné pro sledování radiačního poškození PN přechodu. Vytvořené poruchy představují v pásové struktuře polovodiče hluboké hladiny v okolí středu zakázané oblasti, které mají přímý vliv na koncentraci a generaci respektive rekombinaci volných nositelů náboje. Dřívější vědecké výsledky pak ukazují, že závěrný proud lineárně závisí na toku dopadajících částic [15].

4. Mechanismy radiačního poškození

Polovodičové součástky a jejich činnost mohou být ovlivněny dvěma základními způsoby radiačního poškození:

- **Strukturními poruchami** – dopadající částice vyrazí atom z jeho místa v krystalové mříži. Výsledný defekt změní elektrické vlastnosti krystalu. Závisí na velikosti předané energie mezi dopadající částicí a atomem krystalové mříže, která nezpůsobila ionizaci. V anglické literatuře označovaná zkratkou NIEL (Non-ionizing energy loss).
- **Ionizačními poruchami** – částicí předaná energie se využije na ionizaci izolačních vrstev, kde uvolní nositele náboje, které difúzí nebo driftem putují do sousedních vrstev, kde tyto nekompenzované nositele vytváří parazitní elektrické pole. Ionizační poruchy primárně závisí na energii dopadající částice nikoliv na typu oné částice.

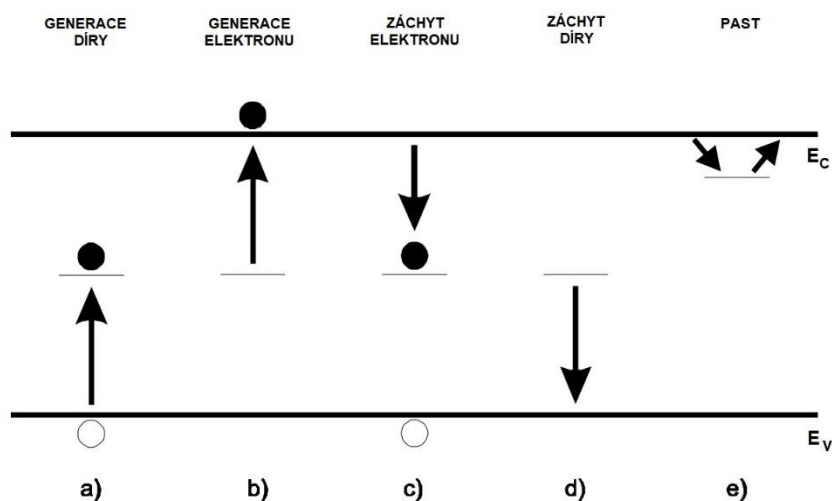
Při měření bychom měli uvažovat oba způsoby radiačního poškození, protože i neionizující záření může způsobit ionizaci, nicméně příspěvek je velmi malý. Mírou ozáření je absorbovaná dávka, která je vyjádřena jako energie absorbovaná při průchodu částice v jednotkovém množství hmoty, obvykle se udává v jednotkách gray¹⁰ [16].

Vzniklé strukturní poruchy významně ovlivňují elektrické vlastnosti daného polovodiče a projevují se třemi základními způsoby [16]:

- Vznikem energetických pastí v zakázaném pásu blízko valenčního nebo vodivostního pásu, které váží nositele náboje, které tak nemohou driftovat krystalem. (Obrázek 6 e)
- Vznikem energetických hladin ve středu zakázaného pásu (hluboké úrovně), které usnadňují transport elektronů mezi valenčním a vodivostním pásem, rekombinují a tím zkracují dobu života volných nositelů (kapitola 3.2) a zvyšují závěrný proud (kapitola 3.3) (Obrázek 6 a-d).
- Změnou hustoty akceptorů nebo donorů.

¹⁰ 1 Gy = 1 J/kg = 100 rad. Odpovídá energii záření jednoho joulu absorbované jedním kilogramem látky

4 Mechanismy radičního poškození



Obrázek 6: Generační a rekombinační proces využívající energetickou hladinu ve středu zakázaného pásu [16]

4.1. Fotojaderná reakce

Pokud s atomovým jádrem reaguje foton, jehož energie je vyšší, než je vazbová energie neutronu v jádře, může dojít k fotojaderné reakci. Ta je pak zdrojem neutronů pro své okolí. Tyto reakce jsou vyvolané fotony s relativně vysokými energiemi ($> 1,5$ MeV). Pro tuto práci je vhodné zmínit reakci $^{13}\text{C}(\gamma, n)^{12}\text{C}$ s prahovou energií fotonu 4,9 MeV. S ohledem na nízké zastoupení fotonů s energiemi nad uvedeným prahem a vzhledem k nízkému účinnému průřezu této reakce, je možné považovat vliv tohoto jevu za zanedbatelný [17].

5. Míra radiačního poškození

Abychom byli schopni správně vyjadřovat a vzájemně srovnávat míru radiačního poškození vzniklého v materiálu nezávisle na ozařovacím spektru, zavádí se veličina DPA (Displacement per atom). Představit si ji můžeme jako průměrný počet posuvů atomů v krystalové mřížce vyvolaných srážkou s dopadající částicí při ozařování. Spolu s údaji o tvaru neutronového spektra a intenzitě neutronového toku nám dává ucelenou informaci o reakci materiálu na dané záření. Původně byl tento ukazatel vyvinut pro jednoprvkové materiály, ale v současné době je již možné ho používat pro víceprvkové sloučeniny, kde různé prvky potřebují různé energie pro vytvoření poruchy [18].

5.1. Displacement per atom

Poškození na atom (DPA) je vztažené k množství energie předané v materiálu dopadajícími částicemi. Udává množství atomů, které mohli, v závislosti na množství předané energie primárnímu atomu, být trvale vyraženi ze svých pozic v krystalové mřížce do intersticiálních poloh (tvoří Frenkelův pár vakance – intersticiál). Díky samoopravným mechanismům mřížky, není možné používat DPA jako přímý ukazatel výsledného počtu poškození vzniklých v materiálu. Dopadající částicí primárně zasažený atom (PKA¹¹), předá část získané kinetické energie sousedním atomům, a může tak způsobit kaskádní poškození. To vše za podmínky, že předaná energie byla dostatečná. V takovém případě může vysokoenergetická částice způsobit téměř lokální rozpad krystalové mříže. Nicméně v řádu pikosekund se většina vyražených atomů vrátí na své původní pozice a tím zacelí většinu způsobeného poškození. Výsledné množství trvale vyražených atomů je tak jen malá část z celkového počtu původně vyražených atomů. To je často označováno jako efektivita tvorby poruch vztažená k hodnotě DPA. Bývá značně závislá na materiálu, zdroji záření a podmínkách ozařování. Ukazuje se, že DPA je velmi vhodné použít při srovnávání výsledků stejných materiálů vystavených různým radiačním podmínkám [18].

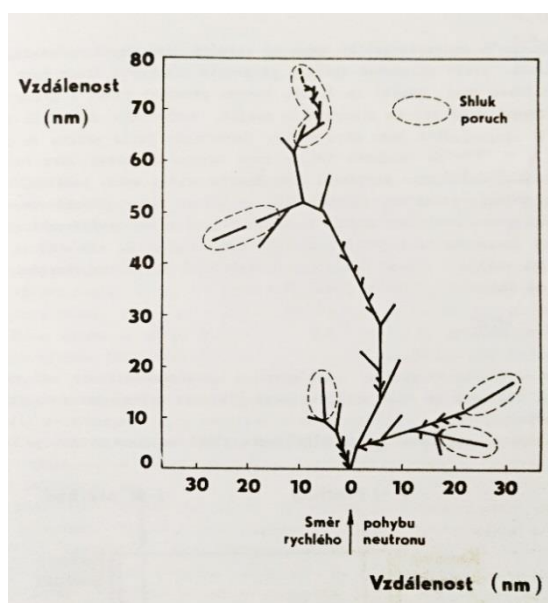
¹¹ Primary knock-on atom – atom, který obdržel kinetickou energii pružným rozptylem s neutronem nebo jinou vysoko energetickou částicí.

6. Poruchy v polovodičovém materiálu

6.1. Radiační poruchy v křemíku

Přírodní křemík obsahuje tři stabilních nuklidů ^{28}Si , ^{29}Si , ^{30}Si . Z nich nejvíce je zastoupen první, a to 92,27 %. Při interakci s tepelnými neutrony se uplatňují hlavně reakce (n, γ) . Pokud předaná energie překročí prahovou hodnotu asi 12 eV, dojde k rozptylu a odražené jádro s sebou odnáší i elektronový obal, pouze slabě vázané elektrony ve vnějších vrstvách elektronového obalu mají větší pravděpodobnost, že budou odtrženy [19] [20].

Obdrží-li atom energii nepřilíš přesahující prahovou, tak při vhodném směru dopadající částice, může dojít ke srážce odraženého atomu s atomem sousedním a po něm vzniklou vakanci zaujme první vyražený atom. Kolize se takto může šířit podél řady atomů, aniž by vytvořila defekt až k místu kontaktu dvou prostředí nebo jiné defektní oblasti [19] [20].

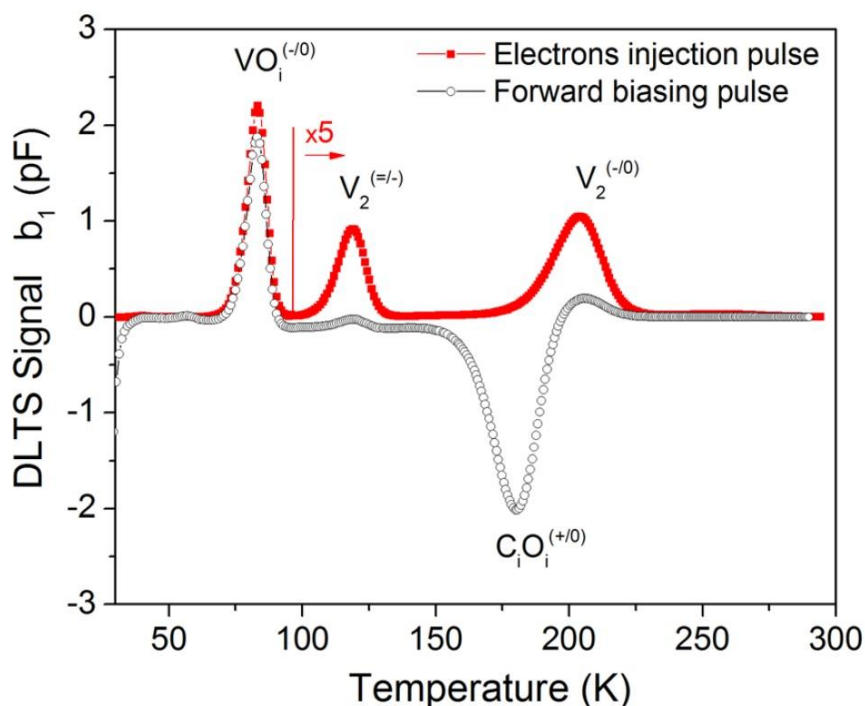


Obrázek 7: Typická dráha atomu odraženého v křemíku rychlým neutronem (počáteční energie atomu 50 keV) [19]

Získá-li atom v krystalové mříži srážkou s dopadající částicí vyšší energii, bude sám působit jako dopadající částice a způsobí sekundární defekty. Při srážkách dochází k předávání energie po malých částech a tím dochází ke kaskádnímu efektu, který ustane, až předávaná energie klesne pod energii prahovou. Většina poruch vzniká přibližně ve směru počátečních odražených atomů (Obrázek 7). Interakce rychlých neutronů s jádry křemíku předává výrazně více energie než je prahová hodnota, takže přemístěné křemíkové atomy vytvářejí hlavně shluky poruch. Tyto shluky pak ovlivňují dobu života minoritních nositelů výrazně více než bodové poruchy. Změna doby života je tak funkcí absorbované dávky [17] [19] [20].

Při interakci letící částice s polovodičovým materiálem dochází na krátké vzdálenosti k velké ztrátě energie, což u rychlých neutronů způsobuje lokální roztavení a následné opětovné zchlazením materiálu. Vzniká tak celá oblast poruch, tzv. teplotní klín [20].

Bodové poruchy v krystalu křemíku mají izolovaný charakter. Lze je rozdělit na intrinzičné poruchy (vakance a intersticiály) a poruchy extrinzičné (atomy příměsí v substituční či intersticiální pozici). Přítomnost těchto poruch ovlivňuje elektrické vlastnosti polovodiče, např. v křemíku typu P bude izolovaný defekt donorového typu zachytávat díry a stane se kladně nabitým. Tím se odstraní jedna díra z valenčního pásu a vznikne efektivní rekombinační centrum (past pro minoritní elektrony).



Obrázek 8: DLTS spektrum epitaxní vrstvy křemíku ozářené 1,5MeV elektrony [21]

Bylo ukázáno [21] (Obrázek 8), že elektronové ozáření o energii dopadajících elektronů 1,5 MeV, vyvolá v epitaxní vrstvě křemíku několik druhů bodových poruch. Jsou to divakance ($V_2^{=/-}$, $V_2^{-/0}$), pár vakance-kyslík ($VO^{-/0}$) a intersticiální pár uhlík-kyslík ($C_iO_i^{+/0}$). Nejvýznamnější z nich je popsána akceptorová hladina tvořená párem vakance-kyslík $VO^{-/0}$, která představuje nejúčinnější rekombinační centrum při vysoké injekci. Ve stavu nízké injekce se nejvíce projeví akceptorová úroveň tvořená divakancí $V_2^{-/0}$ (E4), která způsobuje rekombinaci volných nositelů náboje [22].

Přehled parametrů poruch vytvořených v epitaxní vrstvě křemíku ozařováním částicemi alfa je uveden v Tabulka 2.

| Úroveň | Hladina v zakázaném pásu (eV) | Účinný průřez pro záchyt (cm ²) | Označení |
|--------|-------------------------------|---|--|
| E1 | E _C -0,163 | 1 × 10 ⁻¹⁴ | VO ^{-/0} |
| E2 | E _C -0,229 | 8 × 10 ⁻¹⁶ | V ₂ ^{=/-} |
| E3 | E _C -0,308 | 1 × 10 ⁻¹⁵ | H-rel. (VO-H ?) |
| E4 | E _C -0,421 | 1 × 10 ⁻¹⁵ | V ₂ ^{-/0} |
| E5 | E _C -0,457 | 3 × 10 ⁻¹⁶ | H-rel. |
| H1 | E _V +0,270 | 1 × 10 ⁻¹⁴ | H-rel. (C _i O _i -H) |
| H2 | E _V +0,361 | 3 × 10 ⁻¹⁵ | C _i O _i ^{+/0} |

Tabulka 2: Hluboké úrovně vyvolané v epitaxní vrstvě křemíku ozářením částicemi alfa [22]

Poruchy vzniklé při interakci s rychlými neutrony jsou však mnohem složitější. Neutron o kinetické energii 1 MeV předá krystalu dostatek energie k vytvoření několika set vyražených atomů v oblasti o průměru asi 50 nm. Uvnitř těchto shluků bude hustota defektů mnohem vyšší než hustota atomů příměsi v křemíku. Shluky defektů mohou pak mít odlišné chování než izolované bodové poruchy. Mají zejména vliv na dobu života minoritních nositelů náboje, protože představují rekombinační centra a usnadňují záchyt nositelů náboje [19].

Poruchy vytvořené v krystalové mřížce křemíku rychlými neutrony nejsou za pokojové teploty zcela stabilní a dochází k samo-opravným mechanismům mřížky (fading), kdy 13% vzniklých poruch zaniká za dva týdny od ozáření a 15% zaniká do měsíce. Krátkodobý fading je možné eliminovat ohřátím diod na 100°C po dobu dvou minut. K úplnému odstranění defektů je nutný ohřev na teplotu asi 500°C, pokud to umožňuje konstrukční řešení součástky [19].

6.2. Poruchy v karbidu křemíku

Aby bylo možné úspěšně nasadit SiC součástky v aktivním prostředí jaderných zařízení, je nezbytné dobře popsat poruchy vyvolané neutronovým ozářením. Tyto poruchy vytvářejí v zakázaném pásu karbidu křemíku hluboké úrovně, které přes svůj relativně malý počet výrazně ovlivňují parametry ozářených součástek [2].

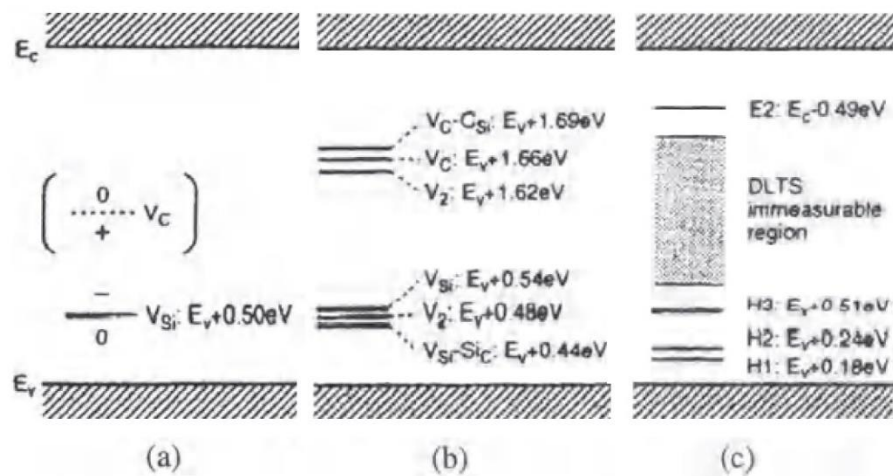
V polovodiči tvořeném dvěma prvky, jako je SiC, je u vnitřních defektů nutné uvažovat i možnost, že krom vakancí¹² (V) a intersticiálních poruch¹³ (I) jednotlivých prvků, může materiál rovněž obsahovat párové poruchy obou složek podobné Frenkelovým pářům (I_{Si} – V_{Si} a I_C – V_C). Rovněž je možný stav, kdy v mřížce chybí jak atom křemíku, tak

¹² Bodová porucha – neobsazený uzel krystalové mřížky.

¹³ Bodová porucha – atom mimo uzel krystalové mřížky.

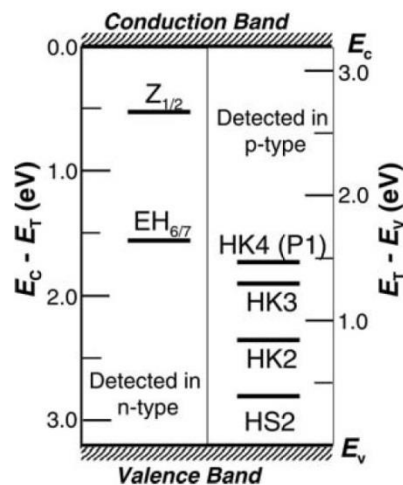
sousední atom uhlíku, v takovém případě mluvíme o divakanci $V_C - V_{Si}$. Ze skutečnosti, že různé polytypy mají jinak široké zakázané pásy lze očekávat, že vnitřní poruchy budou mít jiné vlastnosti pro kubické formy a jiné pro hexagonální formy SiC [3].

Nejjednodušším případem je kubická forma SiC, kde existuje pouze jeden rozměr krystalové mřížky, tedy je možné očekávat jednu energetickou hladinu pro každý defekt. Jednotlivé poruchy pro 3C-SiC jsou znázorněny na Obrázek 9, kde a) představuje energetickou hladinu křemíkové vakance V_{Si} a předpokládanou polohu uhlíkové vakance V_C , b) znázorňuje teoreticky předpovězené úrovně vakancí V_{Si} , V_2 a V_C společně s jejich párovými protějšky a část c) představuje některé energetické hladiny získané metodou DLTS po neutronovém ozáření materiálu 3C-SiC [3].



Obrázek 9: Schematické znázornění energetických hladin poruch v 3C-SiC [3]

Nicméně díky nedávným pokrokům ve výrobě polytypu 4H-SiC, se tento stal dominantním materiálem pro výrobu komerčních součástek, protože má lepší parametry než polytyp 3C-SiC (Tabulka 1).

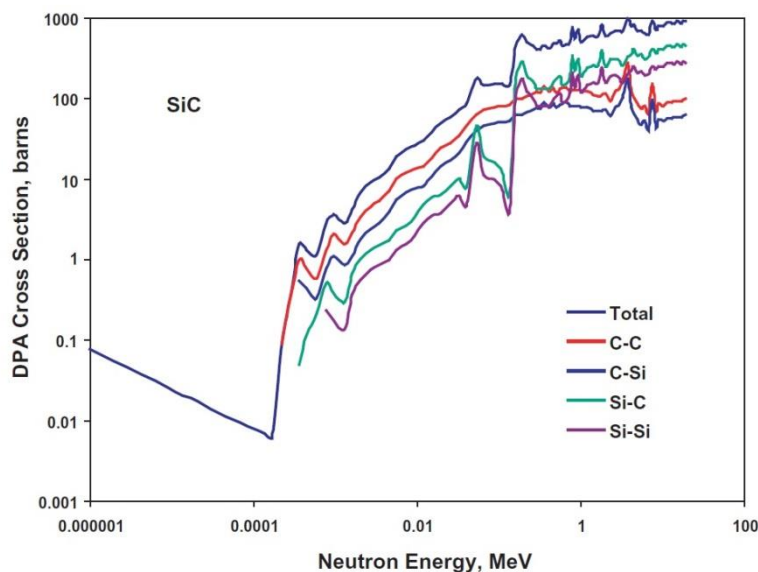


Obrázek 10: Energetické úrovně hlubokých úrovní vznikajících v 4H-SiC při růstu epitaxní vrstvy [12]

Při výrobě tenké epitaxní vrstvy na polytypu 4H-SiC (n-tyt) se hlavní měrou projevují dvě hluboké úrovně, a to Z1/Z2 s energií $E_C - 0,69\text{eV}$ a EH6/EH7 také označovaná jako $EH_{6/7}$ s energií $E_C - 1,55\text{eV}$ (Obrázek 10), které fungují jako rekombinační centra a zkracují tak dobu života. Jedná se o dvě tepelně velmi stabilní centra, která se odžihávají až při teplotách vyšších než 1500°C . Nicméně bylo zjištěno, že obě hluboké úrovně je možné prakticky eliminovat implantací iontů uhlíku do materiálu a následným žháním [12].

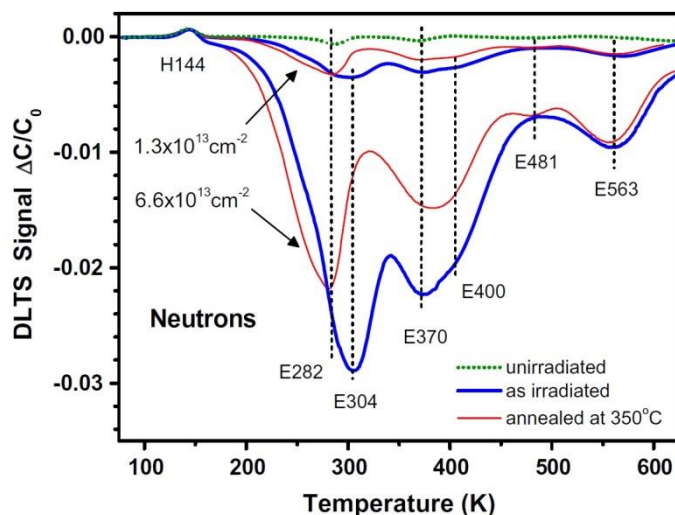
6.3. Radiační poruchy v karbidu křemíku

Energie potřebné k vyrazení atomu z jeho místa v krystalové mříži může být pro jednoprvkové materiály zjištěna experimentálně, ale pro více prvkové materiály je již vhodné použít vhodnou počítačovou simulaci. Energie, potřebné k vyrazení atomu křemíku a uhlíku z jejich uzlových pozic v krystalové mříži SiC do pozic intersticiálních, byly určeny v závislosti na kombinaci *dopadající atom / cílový atom* na 41 eV pro (C/Si), 35 eV pro (Si/Si), 24 eV (Si/C) a 20 eV pro (C/C). Například 1 MeV neutron předá 60 až 70 keV odraženému atomu křemíku, který následně vyrazí zhruba tisíc dalších atomů v okruhu $0,1\ \mu\text{m}$ [16] [18].



Obrázek 11: Celkový DPA účinný průřez pro karbid křemíku s jednotlivými příspěvky od kombinací dopadající atom/cílový atom [18]

Efekty neutronového ozáření na 4H-SiC materiál již byly zkoumány dříve [2]. Testované součástky byly vystaveny neutronovému toku $1,3 \times 10^{13}\ \text{cm}^{-2}$ respektive $6,6 \times 10^{13}\ \text{cm}^{-2}$ a následně byla sledována stabilita vzniklých poruch (hlubokých úrovní) při žháním materiálu při teplotě 350°C . Výsledky toho experimentu jsou zobrazeny na Obrázek 12. Výsledky ukázaly, že poruchy vznikající v důsledku neutronového ozáření jsou v materiálu distribuovány homogenně [2].



Obrázek 12: DLTS spektrum změřené na 4H-SiC N- epitaxní vrstvě po ozáření neutrony a po 30ti minutovém žhání na teplotu 350°C [2]

Prezentované DLTS spektrum dokládá vznik několika různých defektů, které jsou představovány jednotlivými vrcholy ve spektru. Kladný vrchol v DLTS spektru označený H144 je vyvolán záchytem díry na akceptorové hladině bóru. Vrcholy na teplotách 304, 370 a 563 K jsou pravděpodobně výsledkem superpozice několika energeticky blízkých defektů. Některé z poruchy vytvořených neutronovým ozářením jsou nestabilní, jak ukazuje porucha E304, která se při žhání zcela vytrácí. Již teploty přesahující 50°C vedou jejímu vymizení. Pravděpodobně se jedná o uvolnění napětí v krystalové mřížce vyvolané ozářením, které mohlo vyvolat vytvoření 3C polytypu s menší šířkou zakázaného pásu v místě poškození. Ostatní označené vrcholy je možné považovat za stabilní defekty a jejich parametry jsou uvedeny v Tabulka 3 [2].

| Úroveň | Hladina v zakázaném pásu (eV) | Účinný průřez pro záchyt (cm ²) | Označení |
|--------|-------------------------------|---|------------------------|
| E304 | $E_C - 0,61$ | 5×10^{-14} | S3 |
| E282 | $E_C - 0,69$ | 9×10^{-14} | Z1/Z2, SN3 |
| E370 | $E_C - 0,88$ | 3×10^{-14} | SN5, RD _{1/2} |
| E400 | $E_C - 1,03$ | 6×10^{-13} | EH4 |
| E481 | $E_C - 1,08$ | 3×10^{-15} | EH5, SN7 |
| E563 | $E_C - 1,55$ | 1×10^{-12} | EH6/EH7, SN7 |
| H144 | $E_V + 0,31$ | 2×10^{-14} | B |

Tabulka 3: Hluboké úrovně vyvolané neutronovým ozářením v epitaxní vrstvě materiálu 4H-SiC [2] [12]

Jedna z hlavních úrovní E370 je přisuzována kladně nabitě křemíkové vakanci V_{Si}^+ . Po vyžhání úrovně E304 je patrná úroveň E282, která je viditelná již v neozářeném materiálu a je označovaná jako Z1/Z2 elektronová past, někdy označovaná jako Z_{1/2}. Tento defekt se chová jako akceptor a vzniká již při epitaxním růstu materiálu, ozářením materiálu je pak výrazně umocněn. U Z1/Z2 pasti je pozorováno uvolnění dvou

elektronů, takže se ve spektru projevuje jako dvakrát větší vrchol než u ostatních pastí. Pravděpodobně se jedná o uhlíkovou vakanci V_C chovající se jako akceptor [2].

Většina vzniklých poruch má charakter hlubokých akceptorů, což má za následek pokles počtu volných nositelů ve slabě dotované epitaxní vrstvě a následný nárůst nárůstu sériového odporu. Zároveň s rostoucí dávkou stoupá počet vzniklých defektů, a to se projeví na poklesu pohyblivosti nositelů náboje. Nárůst množství rekombinačních center taktéž snižuje dobu života nadbytečných nositelů náboje. Všechny tyto efekty pak vedou k nárůstu propustného úbytku. Efekt deaktivace dusíkového dopantu, ke kterému může docházet při vysokých dávkách ozáření, je možné pozorovat také v silně dotovaném substrátu, kde taktéž dochází ke zvýšení odporu materiálu. Zde pak už nedochází ke snížení pohyblivosti, protože substrát je již silně degenerovaný před ozářením. Pro karbidové součástky tak představuje nízko dotovaná tenká epitaxní vrstva hlavní limitující faktor pro jejich využití v radiačním prostředí [2] [12] [23].

Vliv neutronového ozáření na závěrný proud karbidových součástek je velmi malý. To je způsobeno velkou šířkou zakázaného pásu karbidu křemíku, která úspěšně potlačuje generování nositelů na ozáření vzniklých hlubokých úrovních. Úrovně se pak chovají jako pasti na místo, aby představovali generační centra. Akceptorová povaha vzniklých defektů snižuje slabou donorovou dotaci (N^-) epitaxní vrstvy a tím snižuje intenzitu elektrického pole v oblasti prostorového náboje. Důsledkem toho může docházet k slabému zvýšení průrazného napětí [2] [23].

6.4. Degradáčnı koeficienty

Radiačním ozářením se do materiálu zanášejı poruchy, které se pak projevují degradací parametrů součástky. Tento vliv je možné vyjádřit pomocí degradačních koeficientů.

Doba života

Vliv neutronového ozáření na dobu života volných nositelů náboje může být vyjádřen prostřednictvím koeficientu poškození K_τ , definované vztahem [20]

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + K_\tau \cdot \Phi \quad (6.1)$$

kde

τ_0, τ doba života minoritních nositelů před a po ozáření,

Φ neutronový tok.

Koncentrace volných nositelů

Podobným způsobem je také možné definovat degradační koeficient K_n , představující míru odstraňování volných nositelů z materiálu jako [24]

$$n = n_0 - K_n \cdot \Phi \quad (6.2)$$

kde

n_0, n koncentrace volných nositelů před a po ozáření.

Závěrný proud

Přiložením závěrného napětí vzniká oblast prostorového náboje poslouží jako detektor nositelů vzniklých tepelnou generací na poruchách vyvolaných ozářeními. Při konstantním závěrném napětí tak závěrný proud I_R představuje informaci o celkovém počtu poruch v oblasti prostorového náboje [15].

Rovněž pro závěrný proud si zavedeme degradační koeficient K_I jako

$$I_R = I_{R0} - K_{I_R} \cdot \Phi \quad (6.3)$$

kde

I_{R0}, I_R závěrný proud před a po ozáření.

7. Popis experimentu

7.1. Testované součástky

Pro srovnání vlivu neutronového ozáření na charakteristiky PiN diod vyrobených na dvou různých materiálech, křemíku a 4H-SiC, byly vybrány diody shodné napěťové třídy a konstrukce. Výsledky měření tak bylo možné vzájemně dobře porovnávat.

Křemíkové diody

V experimentu bylo použito pět křemíkových PiN diod pro blokovací napětí 4,5 kV, maximální proud 100 A a s plochou čipu 110 mm² (Obrázek 13). Diody byly vyrobeny na substrátu vyrobeném metodou visuté zóny (FZ¹⁴), který měl parametry 360 Ωcm a tloušťku 560 μm. Jednalo se o klasický koncept PiN diody bez tvarování rozložení

¹⁴ Floating Zone – metoda zonální tavby, způsob výroby monokrystalu křemíku. Z pohledu nečistot dosahuje lepších výsledků než metoda Czochralskiho [39]

7 Popis experimentu

nositelů náboje pomocí úmyslně zanešených rekombinačních center. P^+ -typ anoda byla hluboká zhruba $20\mu m$ a N^+ typ katoda (buffer) byla hluboká $25\mu m$.

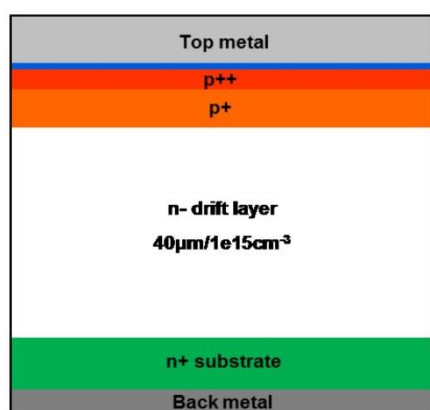


Obrázek 13: Testované křemíkové čipy v přepravním pouzdru

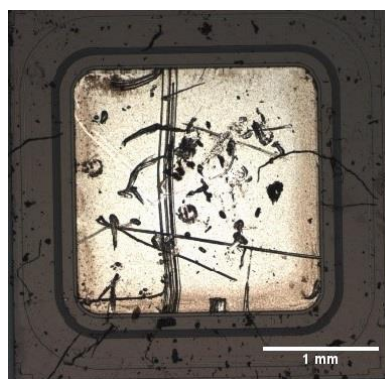
V měřeních před začátkem ozařování dosahovalo všech pět diod velmi podobných výsledků, takže pro samotné ozáření byly vybrány první dvě diody plus pátá dioda. Zbylé dvě diody byly ponechány jako referenční a jejich charakteristiky byly měřeny opakovaně, při měření ozářených kusů.

4H-SiC diody

Pro účely experimentu byly k dispozici dvě karbidové PiN diody s implantovanou anodou a šest diod s neimplantovanou anodou, všechny pro blokovací napětí $4.5 kV$, maximální proud $20 A$ a s plochou čipu $4,5 mm^2$. Během úvodní sady měření, před začátkem ozařování bylo měřeno i závěrné zotavení diod. V pořadí třetí neimplantovaná dioda toto měření nevydržela a kromě sebe zničila i testovací přípravek. Po následné konzultaci s vedoucím práce, bylo od měření závěrného zotavení upuštěno a pro ozařování byly vybrány obě implantované diody a druhá a čtvrtá dioda neimplantovaná.



Obrázek 14: Schématický řez implantované 4H-SiC PiN diodou [25]



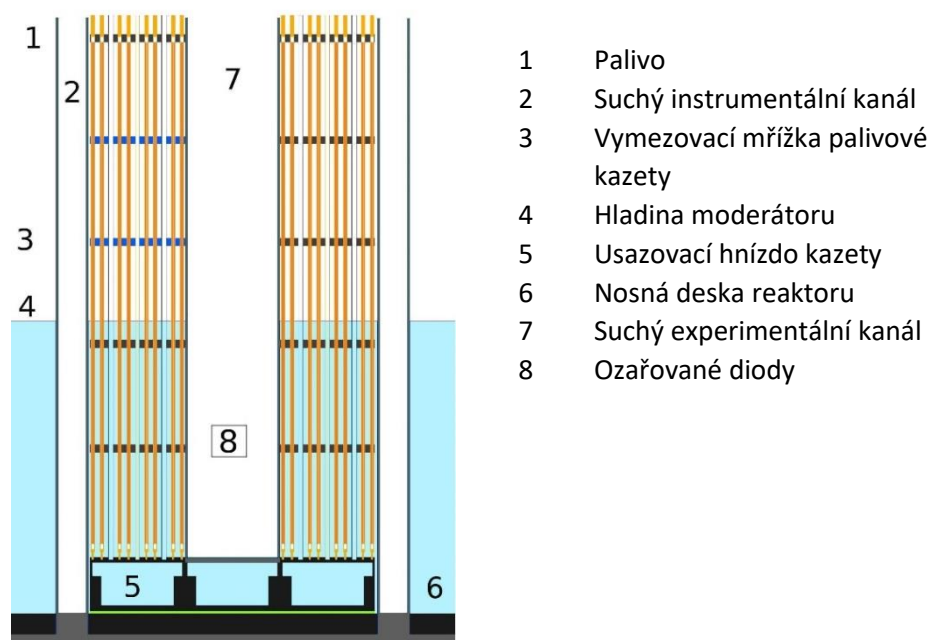
Obrázek 15: Testovaný 4H-SiC čip (detail)

Součástky byly vyrobeny na $350\mu m$ tlustém substrátu zakončeném $1\mu m$ tlustou silně dusíkem dotovanou N^+ vrstvou ($10^{18} cm^{-3}$) tvořící katodu (buffer). Následovala epitaxi

vytvořená $40\mu\text{m}$ tlustá slabě dusíkem dotovaná N vrstva (10^{15}cm^{-3}), na kterou byla epitaxiálně vytvořena, hliníkem silně dotovaná, P^+ vrstva ($5 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3} \div 2 \cdot 10^{19}\text{cm}^{-3}$) tvořící anodu. Ve dvou případech byla ještě anoda zakončena dodatečně implantovanou P^{++} vrstvou pro zlepšení kontaktní vodivosti (Obrázek 14).

7.2. Reaktor LR-0

Pro ozáření zkoumaných diod byl využit experimentální reaktor LR-0 provozovaný ve společnosti Centru výzkumu Řež s.r.o. (Příloha A, Obrázek 59). Jedná se o lehkovodní reaktor nulového výkonu bazénového typu původně vybudovaného pro zkoumání vlastností aktivních zón reaktorů VVER¹⁵ a vhodných způsobů uložení vyhořelého paliva. Hlavní výhodou reaktoru je variabilita nosných desek, do kterých jsou usazovány palivové kazety. To umožňuje velkou variabilitu prováděných experimentů s prakticky libovolným uspořádáním paliva. Reaktor je možné řídit dvěma způsoby, jednak pomocí řídicího klastru¹⁶, což lokálně ovlivňuje rozložení neutronového toku nebo je možné regulovat výkon reaktoru pomocí výšky hladiny moderátoru. (Obrázek 16) [26]



Obrázek 16: Axiální řez aktivní zónou reaktoru [26]

¹⁵ Zkratka pro vodo-vodní energetický reaktor, v anglosaských zemích se pro tento typ tlakovodních reaktorů používá zkratka PWR, tedy Pressurized Water Reactor.

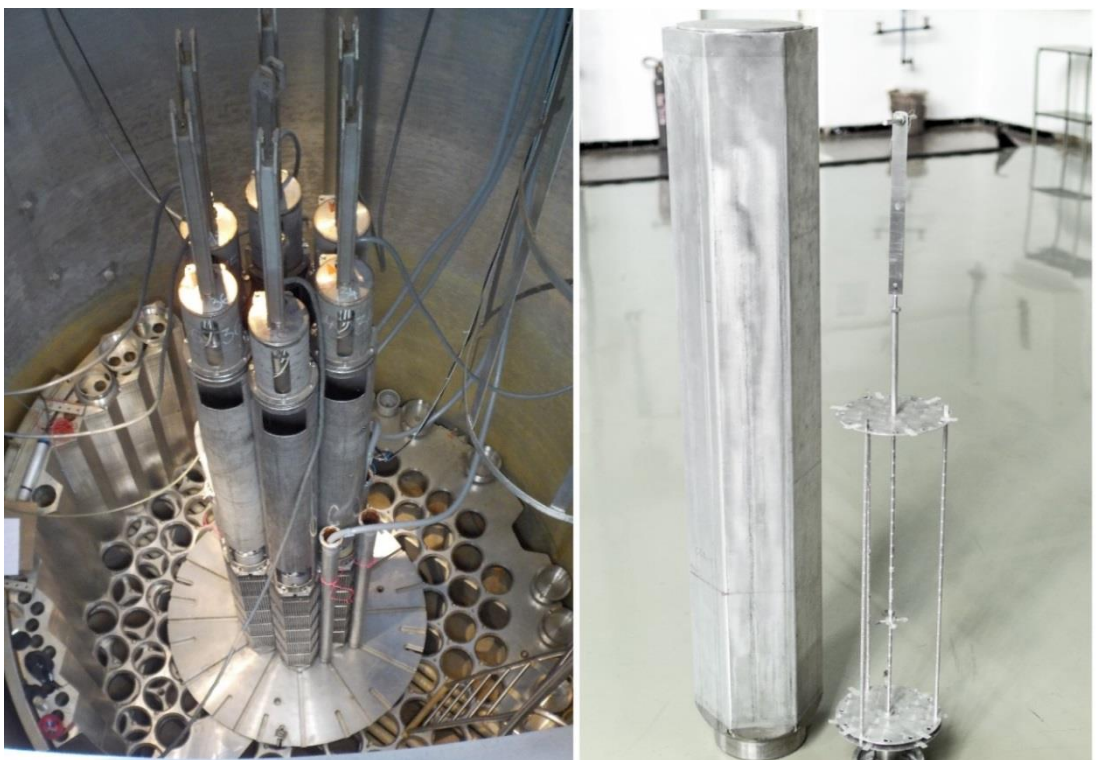
¹⁶ Regulační tyč složená z 18 prutů karbidu bóru (B_4C), který slouží jako silný absorbátor neutronů.

7 Popis experimentu

Druhý jmenovaný způsob řízení je poměrně ojedinělý a je možný díky nulovému výkonu reaktoru. Energetické a výzkumné reaktory s výkonem řádu MW již musí své palivo mít zaplavené celé kvůli stínění záření unikajícího z aktivní zóny [26].

Již z označení nulový reaktor plyne, že testované součástky byly vystaveny relativně malým dávkám, což umožňuje postupné sledování změn parametrů s velkou přesností. Maximální dlouhodobý výkon reaktoru je technickými opatřeními omezený na 1 kW s tokem tepelných neutronů kolem $10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ a tokem rychlých neutronů (nad 1 MeV) o hodnotě $2 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [27].

Palivové kazety reaktoru LR-0 jsou totožné s palivovými kazetami reaktorů VVER-1000 v radiálním směru, v axiálním směru jsou pak zkrácené zhruba na třetinu. Ani tak nebyla využita celá délka palivového sloupce. Dosavadní experimenty ukazují, že použitá konfigurace aktivní zóny dosahuje kritického stavu kolem 56cm zaplavení paliva [26] [27].



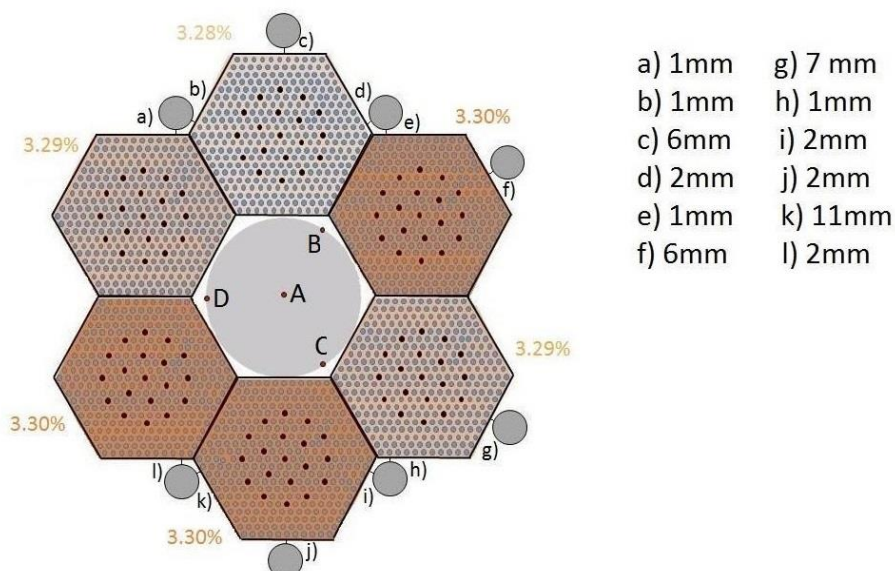
Obrázek 17: Aktivní zóna odstaveného reaktoru s vypuštěným moderátorem (vlevo) a suchý kanál s experimentálním držákem (vpravo) [27]

Jedná se o zónu s dobře popsáním rozložením výkonu, reaktivitou a neutronovým spektrem uvnitř experimentálního kanálu, takže můžeme o reaktoru hovořit jako o

zdroji referenčního neutronového pole¹⁷. To je základní předpoklad pro ověřování jaderných dat a testování spektrometrických a dozimetrických detektorů [26] [27].

Pro účely experimentu bylo využito speciálně navržené sestavení aktivní zóny tvořené z šesti palivových kazet s obohacením 3,3 % ²³⁵U (Obrázek 17 – vlevo). Kolem kterých byly umístěny suché instrumentální kanály, které slouží pro sondy provozního měření výkonu (PMV), komory nezávislé výkonové ochrany (NVO) a experimentální měřící aparatury. Ve středu zóny je umístěn hliníkový experimentální kanál, do kterého jsou na speciálním držáku umísťovány ozařované vzorky (Obrázek 17 – vpravo). Spolu s diodami byly na držák umístěny i aktivační detektory (zlato a nikl) pro přesné určení neutronového toku, kterému byly součástky vystaveny.

Nikl, s prahovou aktivační energií 0,64 MeV, je vhodným aktivačním detektorem pro měření rychlých neutronů, kdežto zlato je jedním ze základních materiálů pro měření tepelných a nadteplných neutronů [17].



Obrázek 18: Řez aktivní zónou reaktoru, uprostřed umístěný suchý experimentální kanál s držákem (písmena A-D) [27]

Během dříve provedených experimentů na reaktoru, bylo zjištěno, že použité palivové kazety mají drobné odchylky od nominálního obohacení. Z výrobní dokumentace byly následně dopočteny přesné hodnoty obohacení ²³⁵U, ty jsou pak uvedeny v zobrazení řezu aktivní zóny (Obrázek 18). Kružnice umístěné nepravidelně po obvodu palivových kazet představují instrumentální kanály sloužící pro umístění provozních a experimentálních měřících komor používaných pro monitorování neutronového toku

¹⁷ Neutronové pole nerozlišitelné od izotropního neutronového pole.

7 Popis experimentu

během provozu reaktoru. Zároveň jsou v obrázku uvedeny i konkrétní vzdálenosti těchto kanálů od paliva [27].

Bylo ukázáno [27], že ve vertikálním (axiálním) rozložení výkonu existuje homogenní oblast vhodná pro umístění ozařovaných součástek. Pro kritickou hladinu 56 cm se tato oblast vyskytuje zhruba v rozsahu 20 – 35 cm výšky palivového sloupce.

7.3. Neutronové záření

Neutron jako částice byl objeven v roce 1932, kdy James Chadwick realizoval experiment, při kterém pomocí alfa částic bombardoval lehké prvky. Vzniklé záření zprvu pokládal za gama radiaci, ale protože to neodpovídalo teoretickým předpokladům, rozhodl se realizovat sérii dalších experimentů, ve kterých se mu podařilo ukázat, že se jedná o nový druh radiace, tvořený proudem nenabitých částic se zhruba stejnou hmotností jako protony. Tyto částice pojmenoval neutrony a za tento objev obdržel v roce 1935 Nobelovu cenu za fyziku [28] [17].

Protože má neutron nulový elektrický náboj, nepůsobí mezi ním a ostatními nabitými částicemi coulombovské síly, takže při průchodu látkou interaguje prakticky výhradně jadernými silami. Proto také není vychylován elektrickým polem a není možné určit jeho hmotnost pomocí hmotnostní spektrometrie. Můžeme ji určit například měřením energie protonu a elektronu při beta rozpadu. Dnes používaná hmotnost neutronu odpovídá hodnotě $939,565 \text{ MeV}/c^2$, což je lehce nad hmotností protonu $938,272 \text{ MeV}/c^2$ [28].

Jako fermion má spin roven $1/2$ a podléhá Pauliho vylučovacímu principu. Neutron má nenulový magnetický moment $\mu_n = -1,913\mu_N$, kde μ_N představuje jaderný magneton určený podle

$$\mu_N = \frac{q \cdot \hbar}{2 \cdot m_p} \quad (7.1)$$

kde

q elementární náboj

\hbar redukovaná Planckova konstanta

m_p hmotnost protonu

Měřitelné efekty magnetické interakce neutronů je možné pozorovat u rozptylu neutronů v paramagnetických a feromagnetických látkách [28] [17].

Volný neutron je částice nestabilní s poločasem rozpadu $881,5\text{s}$ a rozpadá se beta rozpadem na proton, elektron a anti-neutrino [28].

Podle kinetické energie dělíme neutrony následovně [17]:

- chladné neutrony (0,0 – 0,025 eV)
- tepelné neutrony (0,025 eV)
- epitermální neutrony (0,025 – 0,4 eV)
- kadmiové¹⁸ neutrony (0,4 – 0,6 eV)
- epikadmiové neutrony (0,6 - 1 eV)
- pomalé neutrony (1 - 10 eV)
- rezonanční neutrony (1 eV - 300 eV)
- neutrony středních energií (300 eV - 1 MeV)
- rychlé neutrony (1 keV - 20 MeV)
- neutrony s vysokými energiemi (> 20 MeV) [28]

Zároveň je možné interakční procesy rozdělit na [17]:

- pružný jaderný rozptyl (n, n),
- nepružný jaderný rozptyl (n, n'),
- jaderné reakce s emisí částic (n, p), (n, α), (n, 2n), (n, pn) atd.,
- radiační záchyt (n, γ),
- štěpení jader (n, f).

7.4. Interakce neutronu s hmotou

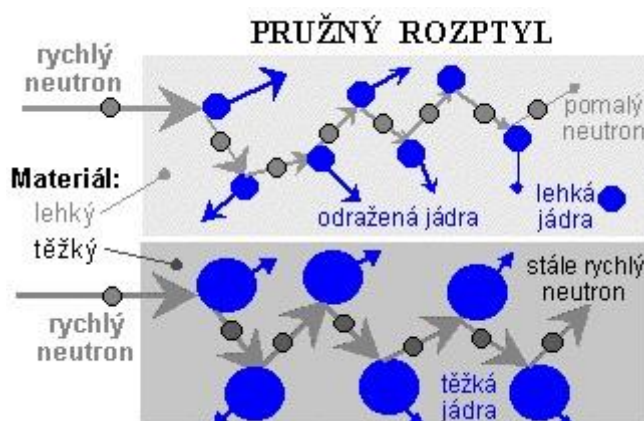
Neutron, jako částice elektricky neutrální, interaguje po vstupu do látky výhradně s atomovými jádry. Rozlišujeme čtyři základní druhy interakce [29] [29].

Pružný rozptyl

Pružný rozptyl je nejčastější způsob interakce rychlých neutronů při průchodu materiálem. Letící neutron při pružném rozptylu předá část své kinetické energie atomovému jádru, od kterého se zároveň odrazí a pokračuje ve svém pohybu po změněné dráze. Odražené jádro díky svému kladnému náboji ionizuje a excituje atomy v okolí dráhy svého pohybu [29].

Předaná energie při pružném rozptylu závisí na nukleonovém čísle interagujícího atomu. Téměř polovinu své energie předá neutron při srážce s atomem vodíku. S rostoucím počtem částic v jádře, předaná energie klesá. Rychlé neutrony nejlépe zpomalují látky obsahující lehké prvky (vodík, beryllium, uhlík) (Obrázek 19 nahoře). To jsou zároveň látky, které se používají pro moderaci v jaderných reaktorech (voda, grafit). Při pružném rozptylu na těžkých jádrech v moderaci neutronu nedochází (Obrázek 19 dole) [29].

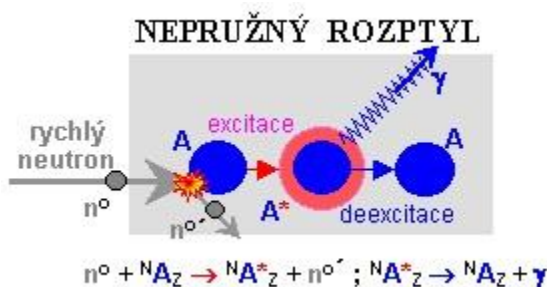
¹⁸ Neutrony silně absorbované kadmíem



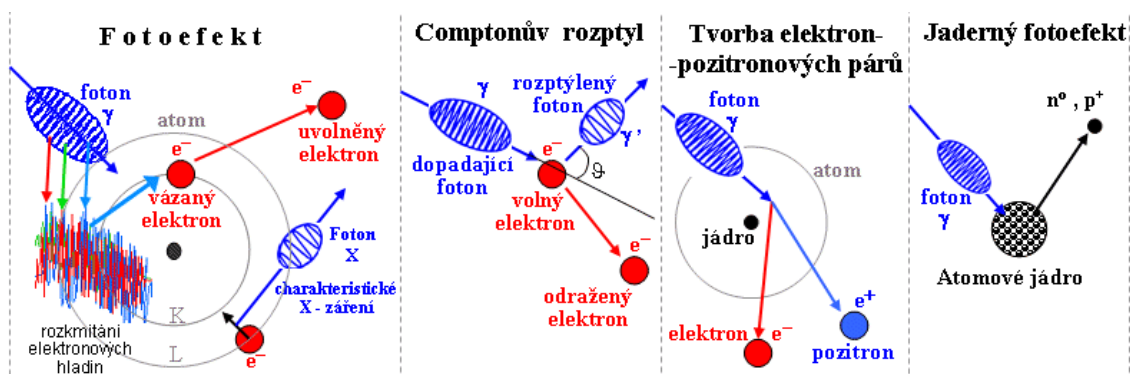
Obrázek 19: Pružný rozptyl rychlého neutronu při průchodu látkou [29]

Nepružný rozptyl

U nepružného rozptylu neutron rovněž předá část své kinetické energie jádru A (Obrázek 20). Předaná energie se místo pohybu atomu projeví zvýšením jeho vnitřní energie. Dojde k excitaci jádra. Při deexcitaci vybuzeného jádra se vyzáří foton záření gama, který způsobuje další ionizaci (Obrázek 21) [29].



Obrázek 20: Nepružný rozptyl rychlého neutronu [29]

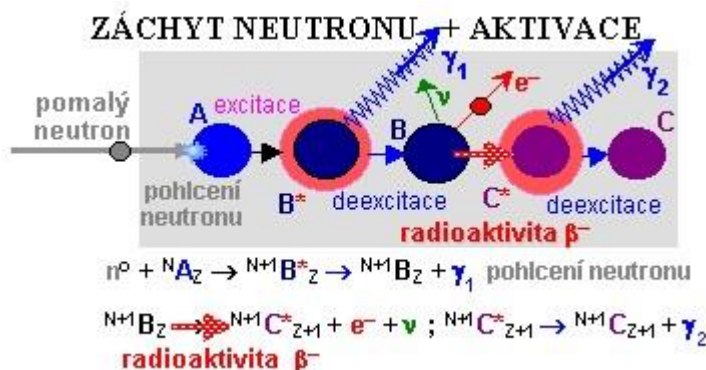


Obrázek 21: Interakce záření gama s látkou [29]

Radiační záchyt

Při radiačním záchytu dochází k pohlcení neutronu jádrem atomu. Bývá následováno emisí fotonů záření gama při deexcitaci vybuzených hladin z absorpce neutronu. Jádra,

kteřá pohltila neutron, jsou často nestabilní a dále se rozpadají β^- rozpadem doprovázeným emisí γ (Obrázek 22). Nejúčinnější je radiační záchyt v oblasti tepelných neutronů. Každý prvek má jiný účinný průřez pro radiační záchyt. Mezi nejúčinněji zachycující prvky patří bór a kadmium [29].



Obrázek 22: Radiační záchyt pomalého neutronu [29]

Jaderná reakce

Podobně jako u radiačního záchytu, i zde je neutron absorbován do jádra atomu. Na rozdíl od radiačního záchytu je vzápětí emitována jiná částice, která ionizuje okolí (reakce (n, p) , (n, α)). Dochází k transmutaci atomu na jiný izotop nebo jádro jiného prvku [29].

7.5. Měření neutronového toku

Pro přesné určení deponované energie do materiálu bylo nezbytné vedle ozařovaných součástek umístit neutronové aktivační detektory (tzv. aktivační fólie), které patří do kategorie pasivních detektorů. Měří se u nich aktivita nuklidů vzniklých ozařováním. Jako vhodné materiály byly zvoleny zlato s reakcí ${}^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ a nikl s reakcí ${}^{58}\text{Ni}(n, p)$ pro měření rychlých neutronů. Přitom bylo důležité zajistit izotopickou čistotu použitých materiálů. Jedná se o integrální detektory, které měří přes celé neutronové spektrum [27] [30].

Ozářené aktivační fólie byly pak následně měřeny na gama spektrometru HPG a z velikosti špičky ve spektru a předem změřené váhy fólie pak určena její aktivita, což zpětně umožnilo vypočítat, jakému toku byly fólie vystaveny. U zlata se jedná o gama linku o energii 411 keV a u niklu pak gama linka 810 keV [30].

Před každým ozařováním byly diody a aktivační detektory zabaleny do hliníkové fólie a upevněny na experimentální držák, který se pak v suchém kanálu zavezl do středu aktivní zóny reaktoru.

7 Popis experimentu

Při plánování experimentu bylo uvažováno vystavit testované součástky neutronovému toku v menších krocích s celkovou uvažovanou dávkou kolem $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, aby bylo možné pozorovat počáteční projevy jednotlivých defektů v krystalové struktuře.



Obrázek 23: Uchycení testovaných diod na experimentální držák

7.6. Detektor HPGe (High-purity germanium)

Jedná se o polovodičový gama spektrometr, který měří energetické spektrum γ -kvant. Citlivou částí detektoru, která slouží k registraci fotonů, je monokrystal germania. Materiál krystalu je prakticky intrinsické Ge, kdy na jeden atom příměsi připadá 10^{12} atomů germania. Primární γ -kvanta a vznikající sekundární částice interagují v citlivé části detektoru a produkují páry elektron-díra. Ty pod vlivem přiloženého napětí tvoří měřený elektrický proud. Elektronové pulzy jsou předzesilovačem a zesilovačem zesíleny a převedeny do MCA (multikanálový analyzátor), kde je k energii přiřazen kanál a vzniká gama spektrum. Celý detektor je chlazen kapalným dusíkem, aby se zmenšil šum. Je odstíněn od okolního prostředí olověným stíněním s měděným potahem kvůli eliminaci RTG čar (Obrázek 20) [17] [5].



Obrázek 24: HPGe detektor s pouzdem AF-EGX

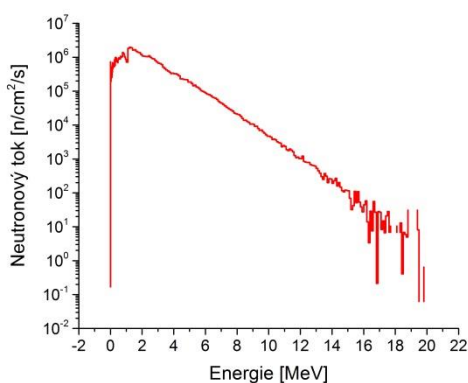


Obrázek 25: Měřicí sestava v laboratoři na objektu LR-0

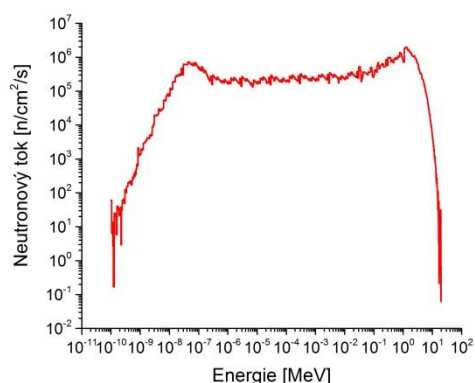
I přes použití stínění proniknou do detektoru linky některých přírodních izotopů (hlavně 40 – 1480 keV a špičky z rozpadových řad U a Th), proto je nutné před vlastním měřením změřit pozadí a to následně odečíst od měřeného spektra. K následnému vyhodnocení byl použit program Genie 2000 [17] [5].

7.7. Reaktorové spektrum

Konkrétní tvar neutronového spektra pro aktivní zónu složenou z palivových kazet obsahující uran obohacený na 3,3% ^{235}U je pro ilustraci uveden jak s lineárním (Obrázek 26), tak i logaritmickým měřítkem (Obrázek 27).



Obrázek 26: Neutronové spektrum uranu s obohacením 3,3% a lineární osou energie



Obrázek 27: Neutronové spektrum uranu s obohacením 3,3% a logaritmickou osou energie

Z neutronového spektra při maximálním povoleném výkonu (Obrázek 26 a Obrázek 27) je možné vypočítat celkový neutronový tok v aktivní zóně reaktoru prostým sečtením hodnot toků pro jednotlivé energetické grupy. Získáme hodnotu $1,59 \times 10^8 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

7.8. Ekvivalentní neutronový tok

Používáme proto, aby bylo možné jednoduše srovnávat jednotlivé experimentální výsledky mezi různými pracovišti bez ohledu na to, s jakým druhem a spektrem energií ionizujícího či nepřímo ionizujícího záření pracují. Neutronové spektrum jsem tedy pronásobil průběhem účinného průřezu pro poškození krystalové mříže (Displacement Damage Function), který jsem nejprve nanormaloval na hodnotu pro 1 MeV. Tím získáme efektivní tvar neutronového spektra pro jednotlivé testované materiály a následně pak celkový ekvivalentní neutronový tok získáme podle vztahu [31]

$$\Phi_{ekv,1MeV,mat} = \frac{\int_0^{\infty} \Phi(E) \cdot F_{D,mat}(E) \cdot dE}{F_{D,1MeV,mat}(E)} \quad (7.2)$$

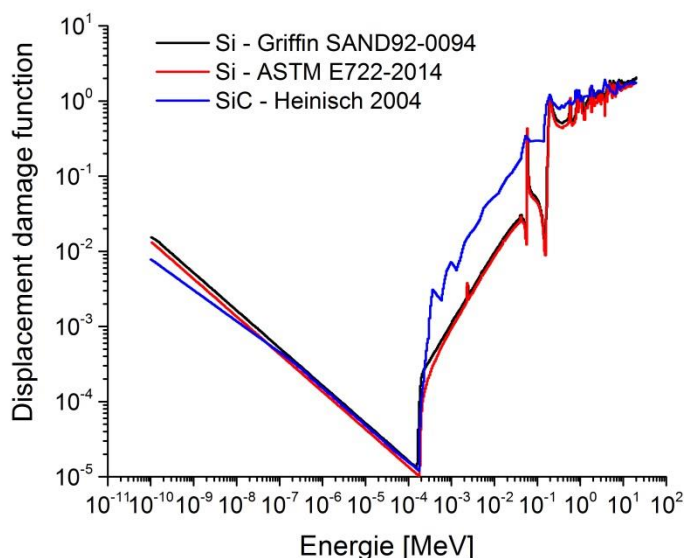
kde

7 Popis experimentu

- $\Phi(E)$ neutronové spektrum,
 $F_{D,mat}(E)$ funkce účinného průřezu pro poškození krystalové mříže,
 $F_{D,1MeV,mat}(E)$ hodnota účinného průřezu pro poškození krystalové mříže pro referenční energii.

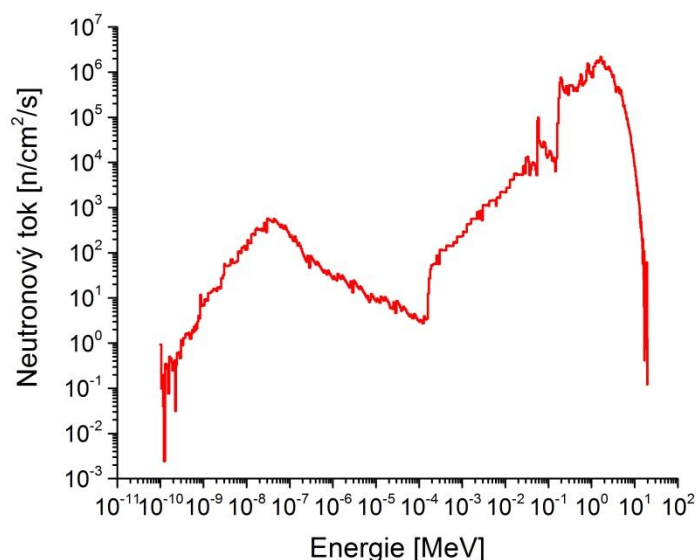
Pro výpočet ekvivalentního neutronového toku pro křemík jsem použil dva zdroje. První byla data publikovaná výzkumnou skupinou RD50, jejíž členové spojili hodnoty několik nezávislých experimentů do jednoho přehledného celku [32]. Stěžejní část, která se týká rozsahů energií neutronů vylétujících ze zóny lehkovodního reaktoru, byla od kolektivu vedeného P. J. Griffinem. [33] [34] Jako druhý zdroj jsem použil standardy vydávané The American Society of Mechanical Engineers (ASTM), konkrétně pak standard E722 z roku 2014 [31].

Pro výpočet ekvivalentního neutronového toku pro karbid křemíku jsem použil hodnoty účinných průřezů publikovaných v práci *Displacement damage in silicon carbide irradiated in fission reactor* publikované v roce 2004 autory Heinisch, Greenwood, Weber a Williford [18].



Obrázek 28: Průběhy jednotlivých účinných průřezů pro poškození krystalové mříže normovaných na 1 MeV

Pro naplánování experimentu jsem použil hodnoty publikované P. J. Griffinem a kol. [34] pro křemík. Integrací získaného průběhu (Obrázek 29) jsem dostal hodnotu ekvivalentního neutronového toku pro křemík $6,5 \times 10^7 \text{ neutronů} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Po konzultaci s vedoucím práce jsem stanovil délky prvních ozařování na dvě hodiny ($4,68 \times 10^{11} \text{ neutronů} \cdot \text{cm}^{-2}$) s tím, že po změření několika opakování se ozařovací doba bude prodlužovat.



Obrázek 29: Výsledný průběh neutronového spektra po zohlednění účinného průřezu pro poškození křemíkové krystalové mříže normovaný na 1 MeV

7.9. Měřené parametry

Propustná I-V charakteristika

Propustná voltampérová charakteristika byla měřena čtyřbodovou pulzní metodou, aby nedocházelo k ohřívání součástek. Křemíkové součástky byly měřeny v proudovém rozsahu 0 A – 20 A, karbid křemíkové v rozsahu proudu 0 A – 9 A. Realizováno přímo, pomocí aparatury popsané v kapitole 7.10.

Závěrná I-V charakteristika

Měřena dvoubodovou pulzní metodou, aby nedocházelo k ohřívání součástek. Na oba typy diod bylo přivedeno závěrné napětí v rozsahu 0 V – 1000 V. Charakteristika měřena přímo, pomocí aparatury popsané v kapitole 7.10.

Koncentrace volných nositelů náboje

Pro měření koncentrace volných nositelů náboje jsem zvolil měření závislosti kapacity na napětí (C-V), což je jedna z elektrických metod umožňujících zjištění koncentrací nositelů náboje. Pro přímé měření koncentrace příměsí je možné využít metod jako neutronová aktivační analýza (NAA), sekundární iontovou spektroskopii (SIMS), či fotoluminiscenci (PL), která měří fotony vyzářené po excitaci atomů příměsí. Koncentrace volných nositelů náboje odpovídá absolutní hodnotě rozdílu koncentrací ionizovaných donorů a akceptorů [6].

Vysokofrekvenční C-V metoda využívá pro stanovení koncentrace volných nositelů náboje měření bariérové kapacity závěrně polarizovaného přechodu PN. Je založena na skutečnosti, že kapacita přechodu je nepřímo úměrná šířce oblasti prostorového náboje,

7 Popis experimentu

kteřá se mění s přiloženým napětím. Kapacita přechodu je měřena pomocí vysokofrekvenčního signálu (typicky je měřicí frekvence rovna 1 MHz) o malé amplitudě (jednotky až desítky mV), který je superponován na stejnosměrné napětí [6].

Vyjdeme ze základního vztahu pro výpočet kapacity. Záporné znaménko znamená záporný náboj v oblasti prostorového náboje, jeho zdrojem jsou záporně nabitě akceptory.

$$C = -\frac{dQ}{dU} \quad (7.3)$$

Náboj akumulovaný v PN přechodu vypočítáme jako

$$Q = q \cdot S \cdot \int_0^w (p - n + N_D^+ - N_A^-) dx \cong -q \cdot S \cdot \int_0^w N_A dx \quad (7.4)$$

Dosazením rovnice (7.4) do výrazu (7.3) získáme

$$C = q \cdot S \cdot \frac{d}{dU} \int_0^w N_A dx = q \cdot A \cdot N_A(w) \cdot \frac{dw}{dU} \quad (7.5)$$

Kapacitu závěrně polarizovaného přechodu si můžeme představit jako deskový kondenzátor a vypočítat jí podle vztahu

$$C = \frac{\varepsilon_r \cdot \varepsilon_0 \cdot S}{w} \quad (7.6)$$

Z rovnice (7.6) vyjádříme šířku oblasti prostorového náboje a zderivujeme ji podle napětí

$$\frac{dw}{dU} = -\frac{\varepsilon_r \cdot \varepsilon_0 \cdot S}{C^2} \cdot \frac{dC}{dU} \quad (7.7)$$

Provedeme substituci do výrazu (7.5) a získáme

$$N_A(w) = -\frac{C^3}{q \cdot \varepsilon_r \cdot \varepsilon_0 \cdot S^2 \cdot \frac{dC}{dU}} \quad (7.8)$$

Případně můžeme vztah (7.8) upravit pomocí rovnosti

$$\frac{d}{dU} \left(\frac{1}{C^2} \right) = -\frac{2}{C^3} \cdot \frac{dC}{dU} \quad (7.9)$$

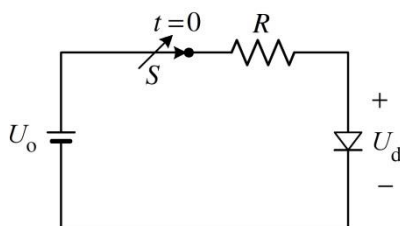
na výraz

$$N_A(w) = \frac{2}{q \cdot \varepsilon_r \cdot \varepsilon_0 \cdot S^2 \cdot \frac{d}{dU} \left(\frac{1}{C^2} \right)} \quad (7.10)$$

Jak ve vztahu (7.8), tak i (7.10) se vyskytuje druhá mocnina plochy čipu, takže pro správné určení koncentrace příměsí je důležité znát tyto hodnoty s dostatečnou přesností [6].

Doby života nositelů náboje

Dobu života nositelů náboje (recombination lifetime) je možné mimo jiné určit pomocí měření poklesu napětí na PN přechodu při rozpojení obvodu s přechodem polarizovaným v propustném směru (OCVD – Open Circuit Voltage Decay). Schématické zapojení je uvedeno na Obrázek 30. Na diodu je přivedeno napětí v propustném směru, což způsobí injekci nositelů náboje do PN přechodu. V čase $t = 0$ dojde k rozpojení spínače S . Následně je pak měřeno napětí na přechodu odpovídající rozdílu kvazi-Fermiho hladin, které klesá v důsledku rekombinace nadbytečných nositelů náboje. Na rozdíl od metody závěrného zotavení, při měření OCVD odezvy všichni nositelé náboje zrekombinují. Díky rozpojenému obvodu (spínači) je proud obvodem nulový, a nedochází tak k odsátí nositelů náboje závěrným proudem [6].



Obrázek 30: Principiální schéma zapojení metody OCVD [6]

Při formulaci vztahu pro výpočet doby života nositelů náboje vyjdeme ze vztahu pro časově závislou složku napětí na nositeli zaplavaném přechodu. Toto napětí je možné získat jako součet tepelného napětí $U_L(t)$ a napětím $U_R(t)$ mezi anodovým přechodem a katodovým emitorem. Vztah pro výpočet vypadá následovně [14]

$$U(t) = U_L(t) + U_R(t) = \frac{k \cdot T}{q} \left[\ln \frac{p(t)}{n_i} + \ln \frac{n(t)}{n_i} \right] \quad (7.11)$$

kde

- k Boltzmanova konstanta,
- T absolutní teplota,
- q elementární náboj,

7 Popis experimentu

- $p(t)$ koncentrace děr v P oblasti (N_A),
 $n(t)$ koncentrace elektronů v N oblasti (N_D),
 n_i intrinsická koncentrace nositelů.

Za podmínky vysoké injekce ($n \gg n_0$, $p \gg p_0$, $n = p$) můžeme vztah (7.11) zjednodušit následovně

$$U(t) = \frac{k \cdot T}{q} \left[2 \cdot \ln \frac{\Delta n}{n_i} \right] \quad (7.12)$$

Následně výraz (7.11) derivujeme podle času a získáme výraz

$$\frac{dU(t)}{dt} = \frac{2 \cdot k \cdot T}{q} \cdot \frac{1}{\frac{\Delta n}{n_i}} \cdot \frac{1}{n_i} \cdot \frac{d\Delta n}{dt} \quad (7.13)$$

Z předpokladu zjednodušené rovnice kontinuity pro díry (7.14) a elektrony (7.15) [14]

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{p}{\tau} \quad (7.14)$$

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau} \quad (7.15)$$

dosadíme do vztahu (7.13)

$$\frac{dU(t)}{dt} = -\frac{2 \cdot k \cdot T}{q} \cdot \frac{1}{\frac{\Delta n}{n_i}} \cdot \frac{\Delta n}{\tau_{HL}} \quad (7.16)$$

a po prosté úpravě získáme vztah pro určení doby života nositelů náboje z lineární části průběhu změřeného napětí jako [6] [14]

$$\tau_{HL} = -\frac{2 \cdot k \cdot T}{q} \cdot \left(\frac{dU(t)}{dt} \right)^{-1} \quad (7.17)$$

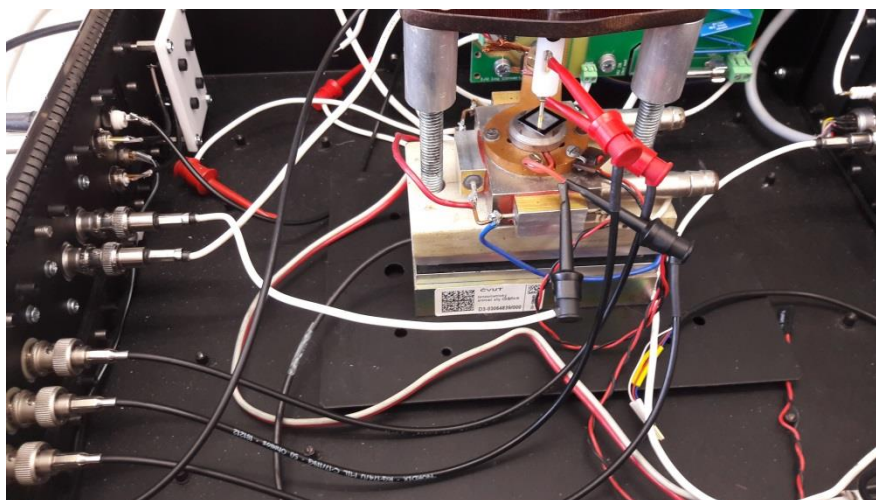
Pro případ nízké injekce ($p \gg p_0$, $n \approx n_0$) se předchozí odvození o něco zjednoduší, protože z výrazu (7.11) vypadne jeden z logaritmů. Výsledný vztah pro výpočet doby života z časové závislosti napětí při nízké injekci má pak podobu [6] [14]

$$\tau_{LL} = -\frac{k \cdot T}{q} \cdot \left(\frac{dU(t)}{dt} \right)^{-1} \quad (7.18)$$

7.10. Přístroje a aparatury

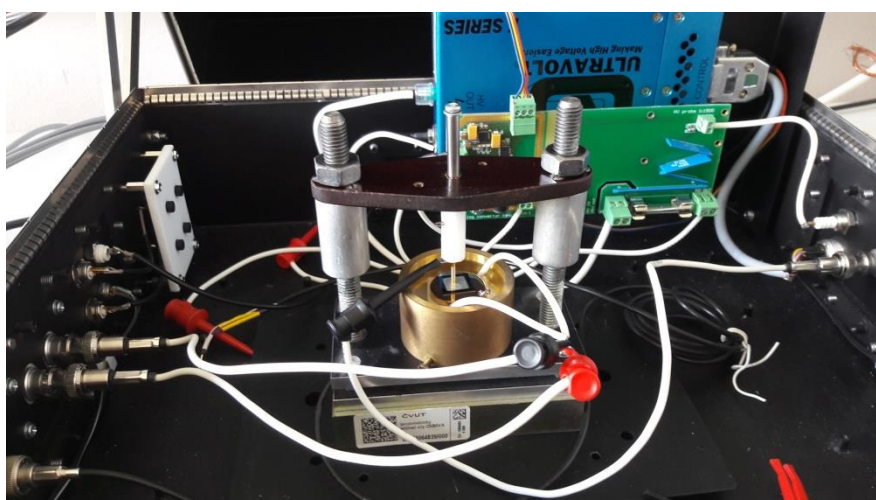
I-V měření

Měření propustné a závěrné Volt-Ampérové (I-V) charakteristiky bylo realizováno pomocí přístroje *Agilent Technologies B1505A*, který byl pomocí periférií *Agilent 16493S Opt 010* a *Agilent N1261A Opt 004* připojen ke stíněnému boxu, ve kterém byl umístěn přípravek pro uchycení testovaných čipů. Diody byly připojeny dvěma páry vodičů, jeden pro signál a druhý pro měření odezvy, aby se odstranil případný vliv přívodů. Práce se sestavou pak probíhala pomocí dodaného softwaru *Easyexpert*.



Obrázek 31: Měření propustného úbytku (DUT - Křemíková dioda)

Při měření závěrného proudu byly součástky z důvodu zamezení průrazu a svodu zality nevodivou kapalinou FC-40. Jedná se tekutinu ze skupiny výrobků označované jako Fluorinert™ vyráběné firmou 3M™. Tato sloučenina uhlíku a fluoru tvoří čirou, elektricky nevodivou, tepelně a chemicky stabilní kapalinu, která je vhodná pro přenos tepla bez změny fáze [35].



Obrázek 32: Měření závěrného proudu (DUT - Křemíková dioda)

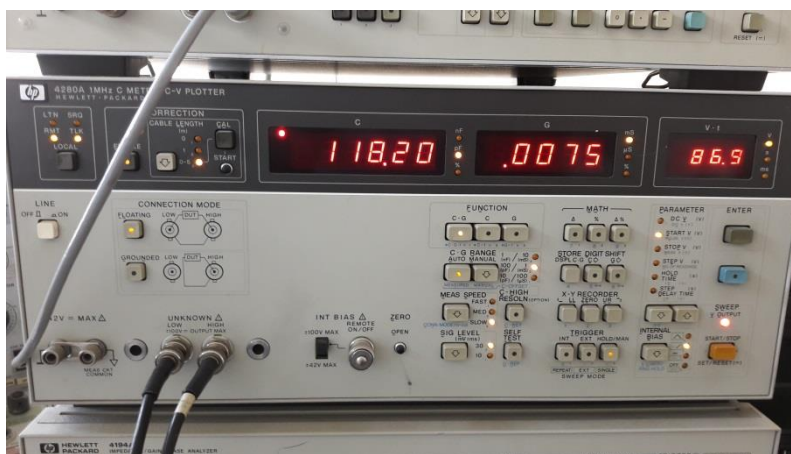
7 Popis experimentu

Zapojeno přes předřadný, ochranný odpor $10\text{k}\Omega$, který způsoboval úbytek napětí, o který byla provedena korekce.

C-V měření

Měření bylo realizováno pomocí přístroje *Hewlett-Packard 4280A 1MHz C meter/C-V plotter*. Před každým měřením bylo nutné v obslužném programu provést nejprve kalibraci, která provedla korekci kapacity vodičů mezi přístrojem a přípravkem pro nakontaktování čipů.

Kapacita závěrně polarizovaného PN přechodu u křemíkových diod byla měřena v rozsahu napětí od $-0,4\text{ V}$ do $100,0\text{ V}$ a u křemíkově karbidových pak od $-2,0$ do $100,0\text{ V}$ vždy s krokem $0,4\text{ V}$.

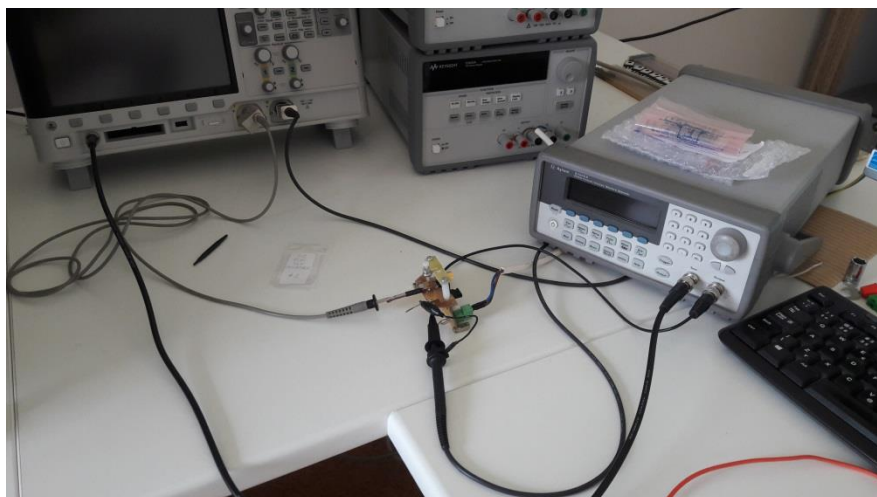


Obrázek 33: Hewlett-Packard 4280A 1MHz C meter/C-V plotter

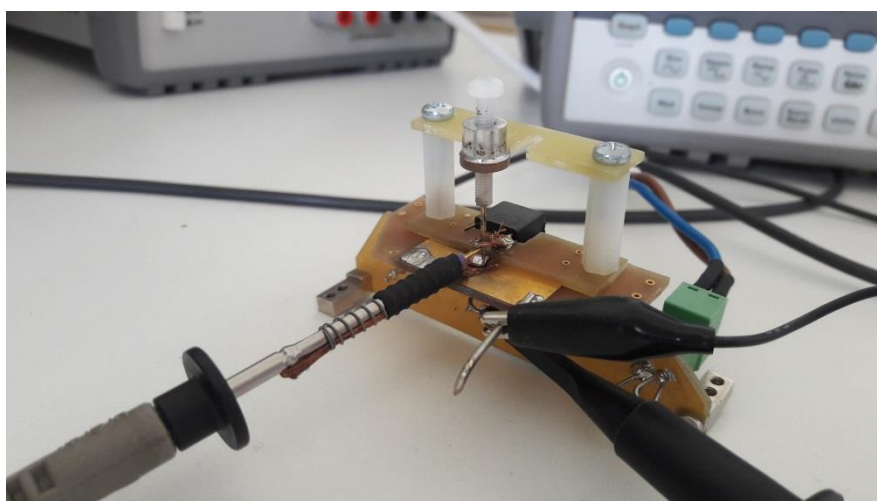
OCVD měření

Pro měření byl použit generátor tvarových kmitů *Agilent 33250A 80MHz Function / Arbitrary Waveform Generator*, obvod byl napájen z laboratorního zdroje *Keysight E3633A DC Power Supply* a výsledný průběh napětí byl zaznamenán pomocí osciloskopu *Keysight InfiniiVision DSOX2012A Digital Storage Oscilloscope*, který umožňuje zobrazovaný průběh uložit na flash disk pro další zpracování.

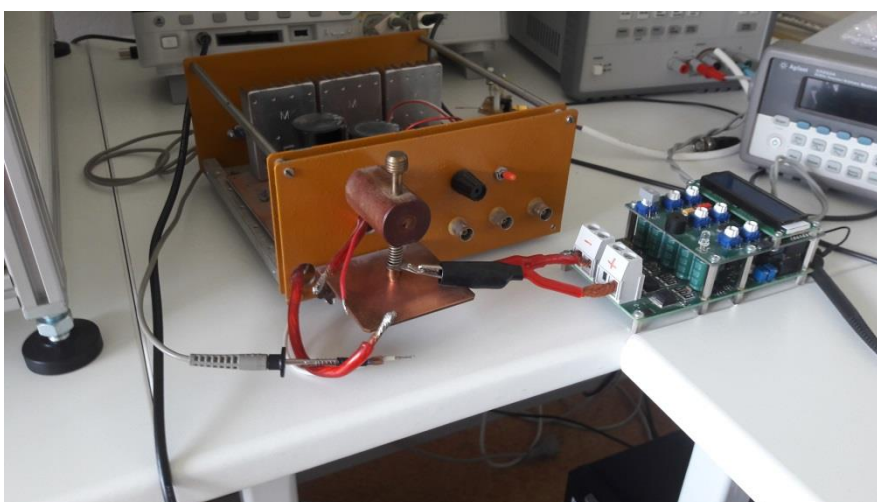
Použitá frekvence kmitů byla 2 Hz , jednotlivé kmity měli amplitudu 5 V s nulovým offsetem a délkou trvání 10 ms , s náběžnou a sestupnou hrana o délce trvání 5 ns .



Obrázek 34: OCVD měření



Obrázek 35: Detail přípravku pro měření doby života (DUT - Karbidová dioda)



Obrázek 36: Přípravek pro měření doby života u křemíkových diod

7 Popis experimentu

DLTS měření

Měření DLTS¹⁹ (přechodová spektroskopie hlubokých úrovní) představuje způsob detekce elektricky aktivních defektů v polovodiči, konkrétně v oblasti prostorového náboje. Poskytuje informaci o koncentraci hlubokých úrovní, které zapříčiňují generaci volných nositelů náboje [15].

Závěrně polarizované diody se při měření ochladili na teplotu kapalného dusíku²⁰, která se pak postupně zvyšovala, až na pokojovou teplotu 300 K. Během měření je periodicky vysílán nulový či propustně polarizovaný napěťový pulz, který krátkodobě zúží (zaplaví) oblast prostorového náboje, a umožní tak obsazení hlubokých úrovní volnými nositeli náboje. Po obnovení elektrického pole dojde k uvolnění zachycených nositelů náboje vlivem termální emise a následná kapacitní odezva je vzorkována a analyzována.

Samotné měření kapacitní DLTS bylo realizováno pomocí přístroje DLS-82E společnosti Semilab s.r.o. připojeného ke spektrometru 83D od stejné společnosti. (Obrázek 37)



Obrázek 37: DLS-82E (vpravo), přípravek pro uchycení a následné ponoření DUT do tekutého dusíku (vlevo)

¹⁹ Deep Level Transient Spectroscopy

²⁰ 77 K = -196°C

8. Výsledky a diskuze

V následujících odstavcích jsou prezentovány vypočtené případně odečtené hodnoty a průběhy získané z naměřených dat uvedených na konci práce v přílohách D-F. Časový harmonogram všech provedených ozařování a měření je uveden v příloze C.

8.1. Vypočtené ekvivalentní neutronové toky pro jednotlivé materiály

Zvolená konfigurace aktivní zóny neměla osazený žádný regulační klastr, pouze šest klastrů havarijních, které sloužili výhradně pro bezpečné odstavení reaktoru v případě nestandardní události. Po celou dobu experimentu byl výkon řízen pouze drobnými změnami výše hladiny moderátoru. Ozařování probíhalo za atmosférického tlaku a pokojové teploty.

| Datum ozařování | Doba ozařování (h:mm:ss) | Neutronový tok LR-0 (10^{12} n/cm ²) | Ekvivalentní tok 1MeV pro Si Griffin 1993 (10^{11} n/cm ²) | Ekvivalentní tok 1MeV pro Si ASTM 2014 (10^{11} n/cm ²) | Ekvivalentní tok 1MeV pro SiC Heinisch 2004 (10^{11} n/cm ²) |
|-----------------|-----------------------------|--|---|--|---|
| 22. 6. 2018 | 2:03:33 | 1,10053 | 4,51012 | 3,79193 | 5,63871 |
| 2. 8. 2018 | 2:01:45 | 1,15134 | 4,71822 | 3,96679 | 5,89897 |
| 9. 8. 2018 | 2:01:36 | 1,15754 | 4,74303 | 3,98798 | 5,93045 |
| 23. 8. 2018 | 2:03:32 | 1,17862 | 4,82977 | 4,06085 | 6,03892 |
| 6. 9. 2018 | 2:02:49 | 1,17160 | 4,80051 | 4,03614 | 6,00177 |
| 12. 9. 2018 | 2:03:55 | 1,17960 | 4,83498 | 4,06505 | 6,04470 |
| 19. 9. 2018 | 3:03:24 | 1,74963 | 7,17062 | 6,02880 | 8,96490 |
| 26. 9. 2018 | 5:06:11 | 2,92810 | 11,9993 | 10,0884 | 15,0019 |

Tabulka 4: Přehled neutronových toků pro 1MeV ekvivalent pro Si a SiC

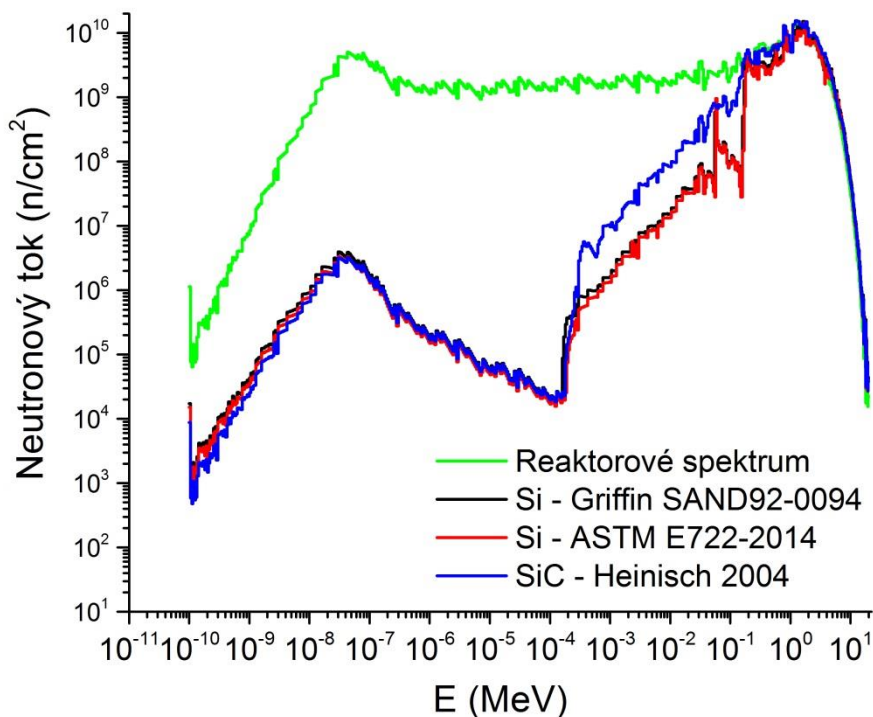
Toky jsou stanovené na základě [26], neutronové a fotonové spektrum na základě [27]. Věrohodnost celé experimentální konfigurace zaručuje to, že ve stejné pozici jsou měřené účinné průřezy [36].

Ozářené aktivační detektory byly změřeny pomocí gama spektrometrického detektoru a poskytly základní informaci pro určení hodnot neutronových toků. Pro další zpřesnění

8 Výsledky a diskuze

byla tato data také porovnána s údaji z provozních měření výkonu reaktoru (PMV) (Příloha B, Obrázek 60) a experimentální komory (Mk²¹).

Skladba aktivačních detektorů při jednotlivých ozařováních byla 4x Ni (100%), 2x Au (100%) a 2x Au (1%). Naměřené neutronové toky jsou stanoveny s nejistotou 5%. Snížit takto relativně vysokou nejistotu měření by bylo možné použitím většího počtu aktivačních detektorů na jedno ozařování. Ideálně na dvou až trojnásobek, což ale z kapacitních důvodů nebylo možné.



Obrázek 38: Neutronová spektra pro dvouhodinové ozařování se zohledněnými účinnými průřezy pro poškození krystalové mřížky křemíku a karbidu křemíku

Při samotném vyhodnocování změřených charakteristik testovaných diod, jsou v grafech použity hodnoty vypočtené pomocí standardu ASTM E722-14, protože je novější a poskytuje konzervativnější výsledky než druhá sada hodnot účinných průřezů pro poškození krystalové mřížky. Příklad přepočítaných neutronových toků po dvou hodinách ozařování je znázorněna na Obrázek 38.

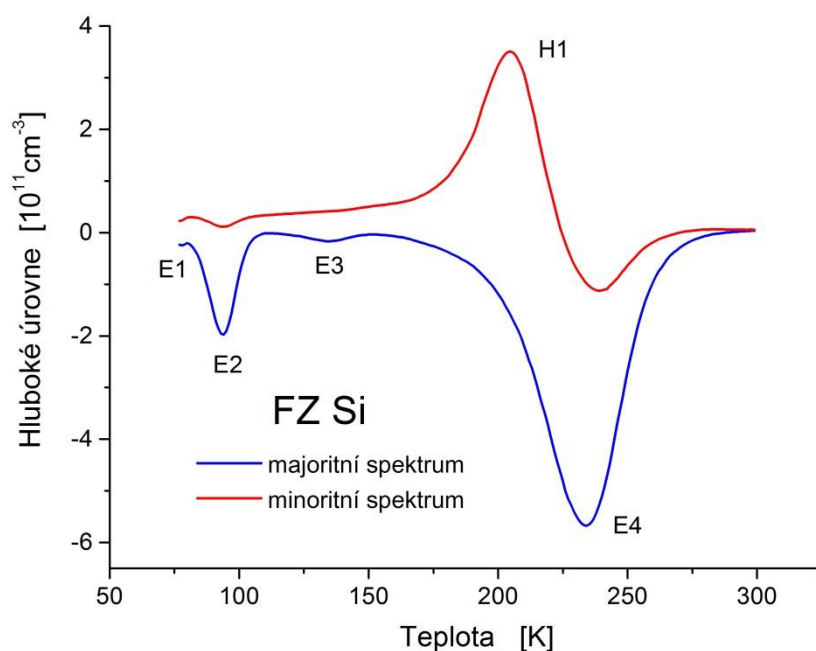
²¹ Kompenzovaná ionizační komora KNK56

8.2. Hluboké úrovně

Měření pomocí uvedené aparatury DLTS realizoval vedoucí práce, profesor Hazdra. Měření probíhalo od teploty kapalného dusíku (77 K) po maximální teplotu 300 K tak, aby nedošlo k vyžhání vzniklých defektů.

Křemík

Následující graf (Obrázek 39) zobrazuje DLTS spektra změřená při injekci majoritních (elektronových) a minoritních (děrových) nositelů náboje do křemíkové diody ozářené prvním ekvivalentním tokem $3,79 \cdot 10^{11} \text{ n/cm}^2$.



Obrázek 39: DLTS spektrum po prvním ozařování pro křemík (zonálně taveném)

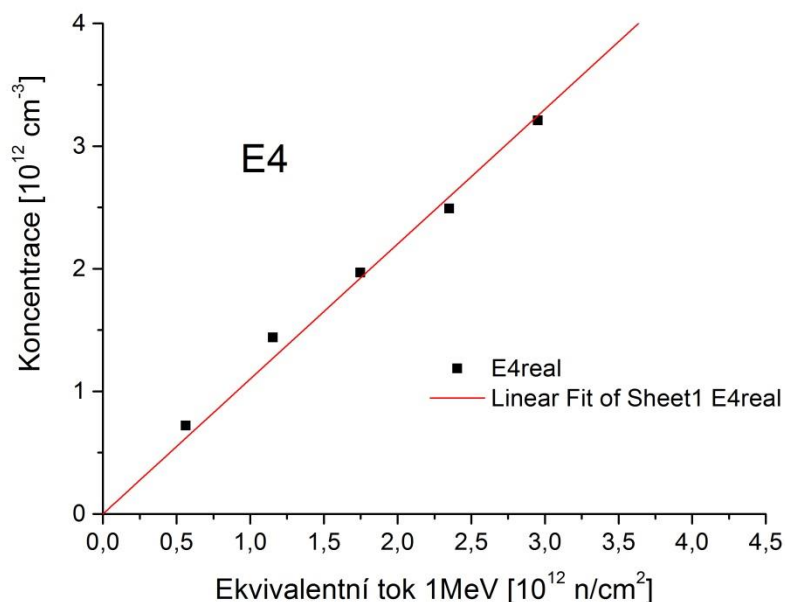
Ve spektru lze spatřit čtyři vrcholy (E1 až E4) způsobené emisí elektronů a jeden dominantní vrchol H1 odpovídající emisi děr z hlubokých úrovní uvnitř zakázaného pásu křemíku. Zjištěné hluboké úrovně a jejich parametry jsou shrnuty v Tabulka 5. Z hlediska rekombinace mají největší význam hluboké úrovně E2 a E4, odpovídající akceptorové úrovni páru vakance-kyslík (A-centrum) a akceptorové hladině divakance. E2.

| Úroveň | Hladina v zakázaném pásu (eV) | Účinný průřez pro záchyt (cm^2) | Označení |
|--------|-------------------------------|--|------------------------|
| E1 | $E_C - 0,10$ | 7×10^{-16} | C_i |
| E2 | $E_C - 0,18$ | 4×10^{-14} | $VO^{-/0}$ |
| E3 | $E_C - 0,23$ | 3×10^{-15} | $V_2^{=/-}$ |
| E4 | $E_C - 0,43$ | 4×10^{-15} | $V_2^{=/-} + VP^{-/0}$ |
| H1 | $E_V + 0,36$ | 3×10^{-15} | $C_i O_i^{+/0}$ |

Tabulka 5: Hluboké úrovně vyvolané neutronovým ozářením v křemíku (zonálně taveném)

8 Výsledky a diskuze

Rychlost zanášení dominantního rekombinačního centra E4, je vynesena v grafu na Obrázek 40. Pomocí lineárního proložení byla zjištěna směrnice představující rychlost zanášení křemíkové divakance. Jeden neutron o ekvivalentní energii 1MeV vytvoří v krystalové struktuře průměrně 1,10 divakance. Rychlost zanášení A-center je nižší (úměrně poměru velikostí vrcholů E2 a E4 ve spektru na Obrázku 34).



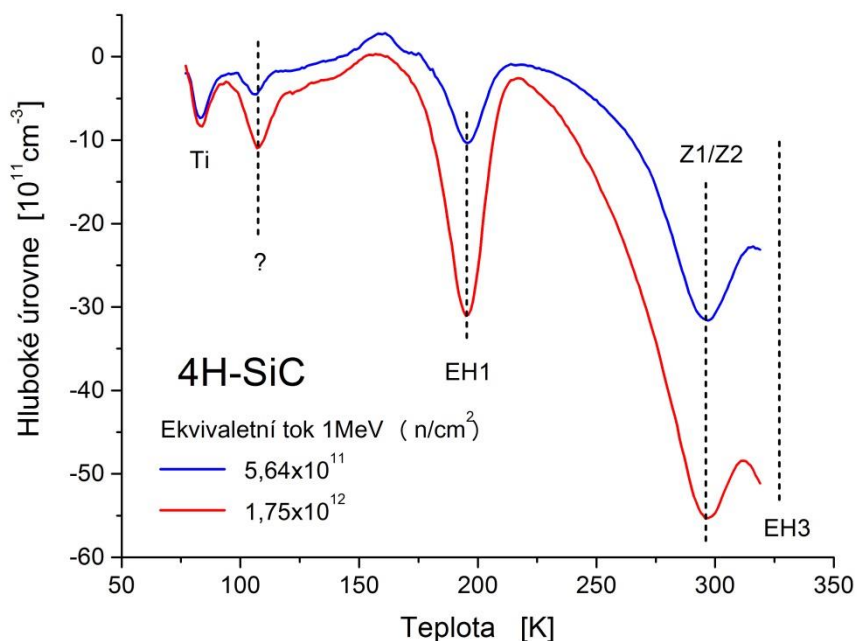
Obrázek 40: Rychlost zanášení křemíkové divakance E4

Karbid křemíku

DLTS spektrum (Obrázek 41) získané z měření na implantované 4H-SiC diodě *Imp 2* znázorňuje postupné zanášení poruch do karbidu křemíku po vystavení ekvivalentnímu toku $5,64 \cdot 10^{11}$ n/cm 2 (první ozáření) a $1,75 \cdot 10^{12}$ n/cm 2 (třetí ozáření). Všechny zanášené hluboké úrovně mají akceptorový charakter a jejich záchytné průřezy pro elektrony jsou uvedeny níže (Tabulka 6).

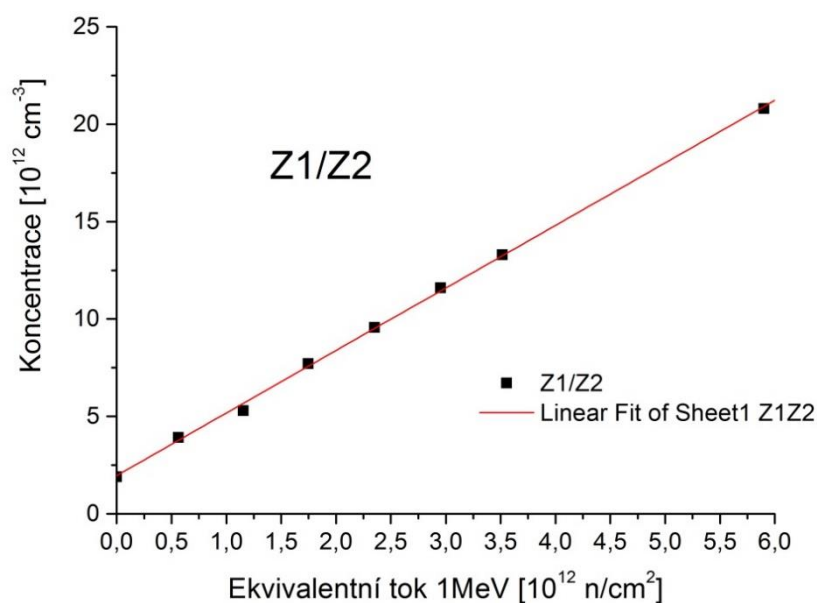
| Úroveň | Hladina v zakázaném pásu (eV) | Účinný průřez pro záchyt (cm 2) |
|--------|-------------------------------|-------------------------------------|
| EH1 | $E_C - 0,39$ | 6×10^{-15} |
| Z1/Z2 | $E_C - 0,69$ | 6×10^{-14} |
| EH3 | $E_C - 0,72$ | 7×10^{-14} |

Tabulka 6: Hluboké úrovně vyvolané neutronovým ozářením v 4H-SiC



Obrázek 41: DLTS spektrum znázorňující rychlost zanášení poruch do karbidu křemíku

Graf na Obrázek 42 znázorňuje rychlost zanášení uhlíkové vakance - centra $Z1/Z2$ ($Z_{1/2}$). Pomocí lineárního proložení byla zjištěna směrnice představující rychlost zanášení této poruchy. Jak bylo uvedeno v kapitole 6.3, vznik této poruchy je doprovázen uvolněním dvou elektronů, takže se ve spektru projevuje dvojnásobnou intenzitou. Skutečná rychlost zanášení je tedy poloviční a udává, že jeden neutron o ekvivalentní energii 1MeV vytvoří v krystalové struktuře 1,61 uhlíkové vakance $Z1/Z2$ ($Z_{1/2}$).



Obrázek 42: Rychlost zanášení uhlíkové vakance $Z1/Z2$

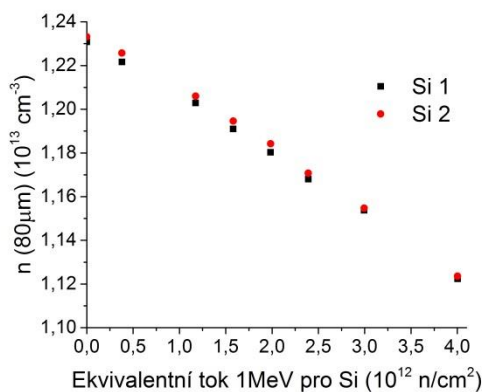
8 Výsledky a diskuze

Rychlost zanášení dalších center (EH1, EH3, atd.) je úměrná poměru velikostí vrcholů ve spektru na Obrázku 35. V případě SiC spekter zvolený teplotní rozsah měření (omezení v důsledku možného vyžhání poruch) neumožnil detekci a charakterizaci všech hlubokých úrovní (poruch) vzniklých v důsledku ozáření.

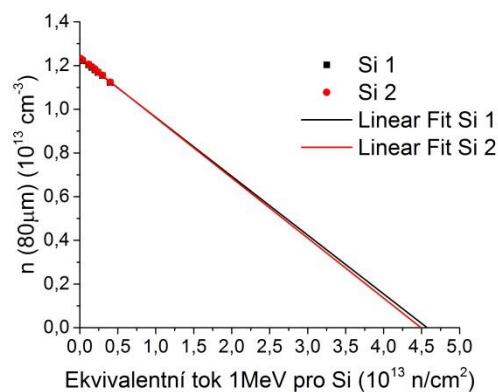
8.3. Koncentrace volných nositelů

Získané průběhy byly přepočítány podle vztahu (7.10) uvedeného v kapitole 7.9. Výsledné charakteristiky jsou součástí práce jako Příloha D. Ve výsledcích je vynecháno měření z 2. 8. 2018 (druhé ozařování), protože jsem při měření špatně provedl kalibraci a získané hodnoty byly chybné a zavádějící.

Křemík



Obrázek 43: Pokles koncentrace volných nositelů v křemíku



Obrázek 44: Lineární aproximace poklesu koncentrace pro křemík

Graf poklesu koncentrace volných nositelů zobrazený na Obrázek 43 představuje pokles koncentrace volných nositelů náboje, který je způsoben nárůstem rozdílu koncentrací ionizovaných donorů a akceptorů v závislosti na dávce ($n \approx N_D^+ - N_A^-$). Donory, představované atomy fosforu, jsou za pokojové teploty ionizovány kompletně, kdež to akceptory, představované zanášenou křemíkovou divakancí E4 jsou ionizované jen částečně. Proto je degradační koeficient nižší než rychlost zanášení hluboké úrovně E4. Při poklesu teploty, by došlo ke snížení počtu ionizovaných donorů a rychlost poklesu volných nositelů by stoupla. K úplnému odstranění volných nositelů by došlo při dávce asi $4,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ekvivalentního 1MeV neutronového toku, jak ukazuje lineární extrapolace uvedená na Obrázek 44.

Degradační koeficient stanovený jako směrnice lineární aproximace se rovná

$$K_{n,si} = 0,272 \pm 0,003 \text{ cm}^{-1}.$$

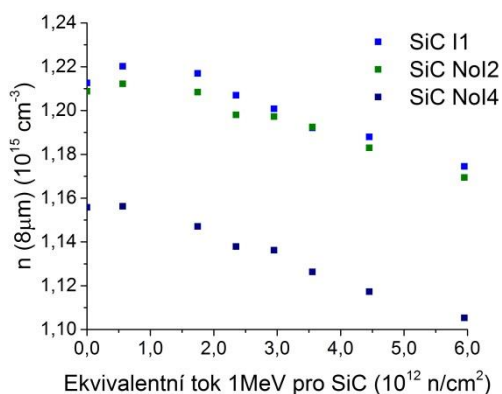
Karbíd křemíku

V průběhu měření probíhajících po druhém ozáření došlo k mechanickému poškození jedné ze zkoumaných diod, konkrétně implantované karbidové diody číslo dvě. Došlo k odlomení rohu diody, to se při měření projevilo poklesem změřené kapacity. Dioda proto byla z vyhodnocení C-V měření vyřazena.

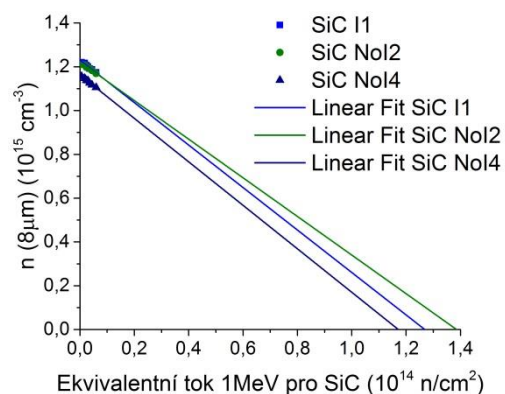
Graf poklesu koncentrace nositelů náboje (Obrázek 45) znázorňuje výsledky zbylých tří měřených karbidových diod. Degradanční koeficient stanovený jako směrnice lineární aproximace je roven

$$K_{n,SiC} = 9,48 \pm 0,48 \text{ cm}^{-1}.$$

V tomto případě je směrnice poklesu koncentrace nositelů vyšší než dříve prezentovaná rychlost zanášení akceptorových hlubokých úrovní Z1/Z2, EH1 a EH3. To je způsobeno tím, že se uplatní i další ozářením vyvolané poruchy akceptorového charakteru, jejichž energetická poloha leží hlouběji v zakázaném pásu, které díky své poloze, blíže středu zakázaného pásu, můžeme uvažovat jako plně ionizované.



Obrázek 45: Pokles koncentrace volných nositelů v karbidu křemíku



Obrázek 46: Lineární aproximace poklesu nositelů pro karbid křemíku

K úplnému odstranění volných nositelů by došlo při dávce asi $1,3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ekvivalentního 1MeV neutronového toku, jak ukazuje lineární extrapolace na Obrázek 46. Z grafu jasně patrný větší rozptyl degradačního koeficientu je možné vysvětlit pro karbid křemíku typickým větším rozptylem parametrů součástek, který je způsoben tím, že technologie výroby základního materiálu, epitaxních vrstev a součástek není u SiC na takové úrovni, jako je tomu v případě křemíku.

Přestože má karbid křemíku řádově vyšší degradační koeficient než křemík, protože v něm vlivem ozáření vzniká více poruch, tak díky o dva řády vyšší donorové dotaci, je karbid křemíku z pohledu koncentrace volných nositelů radiačně odolnější než křemík.

8.4. Doba života nositelů náboje

Změřené OCVD odezvy pro křemíkové diody jsou uvedeny v příloze F (Obrázek 64), pro diody z karbidu křemíku jsou uvedeny v příloze F (Obrázek 63).

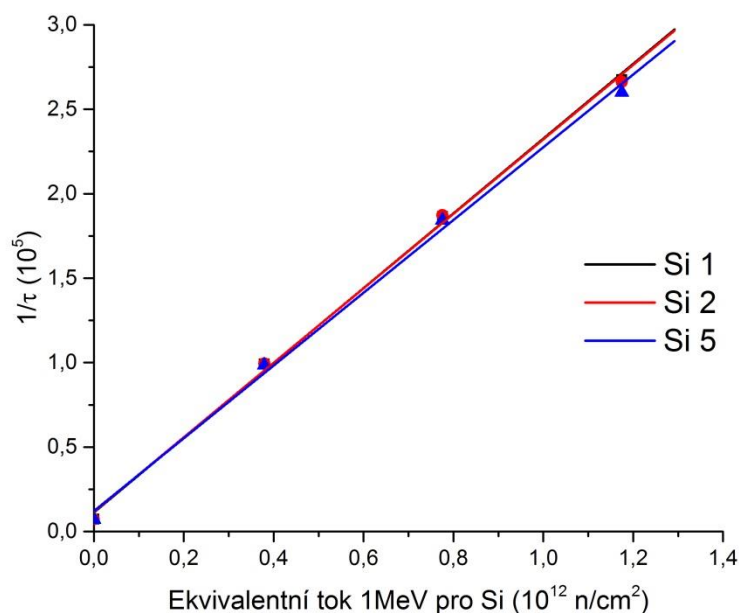
Křemík

Měření doby života nositelů náboje bylo provedeno na třech vzorcích (*Si 1, Si 2, Si 5*). Ze změřených napěťových průběhů byly vypočteny doby života nositelů náboje a jejich průměrné hodnoty jsou uvedeny níže v Tabulka 7.

| Ekvivalentní tok 1MeV pro Si (n/cm ²) | Doba života nositelů náboje pro Si (μs) | Ambipolární difúzní délka L_a (μm) |
|---|---|--|
| 0 | 139,50 ± 1,88 | 358,9 |
| 3,79 × 10 ¹¹ | 10,10 ± 0,04 | 96,6 |
| 7,76 × 10 ¹¹ | 5,38 ± 0,04 | 70,5 |
| 1,17 × 10 ¹² | 3,78 ± 0,05 | 59,1 |

Tabulka 7: Zjištěné doby života nositelů náboje v křemíku

Ke změřeným dobám života nositelů náboje byla dopočítána ambipolární difúzní délka podle vztahů (3.4) a (3.5). Následně byla vynesena reciproká hodnota změřených dob života v závislosti na ekvivalentním neutronovém toku (Obrázek 47).



Obrázek 47: Závislost reciproké doby života na dávce pro křemíkové diody

Z uvedených průběhů je patrná lineární závislost a je také možné stanovit koeficient poškození pro dobu života K_{τ} , vypočítaný podle vztahu (6.1). Pro testované křemíkové diody má hodnotu

$$K_{\tau, Si} = 2,19 \pm 0,03 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}.$$

Karbid křemíku

V případě karbidu křemíku bylo měření provedeno na obou implantovaných vzorcích (*SiC Imp1, SiC Imp2*) a byly získány následující hodnoty průměrných dob života nositelů náboje (Tabulka 8).

| Ekvivalentní tok 1MeV pro SiC (n/cm ²) | Doba života nositelů náboje pro SiC (ns) | Ambipolární difúzní délka L_a (μm) |
|--|--|---|
| 0 | 1021,78 \pm 4,49 | 16,4 |
| 5,64 x 10 ¹¹ | 261,22 \pm 18,15 | 8,3 |
| 1,15 x 10 ¹² | 162,46 \pm 0,27 | 6,5 |
| 1,75 x 10 ¹² | 116,94 \pm 1,28 | 5,5 |
| 2,35 x 10 ¹² | 88,25 \pm 0,95 | 4,8 |
| 2,95 x 10 ¹² | 69,31 \pm 0,47 | 4,3 |
| 3,56 x 10 ¹² | 61,74 \pm 0,78 | 4,0 |
| 4,45 x 10 ¹² | 51,49 \pm 0,00 | 3,7 |
| 5,95 x 10 ¹² | 37,79 \pm 0,93 | 3,2 |

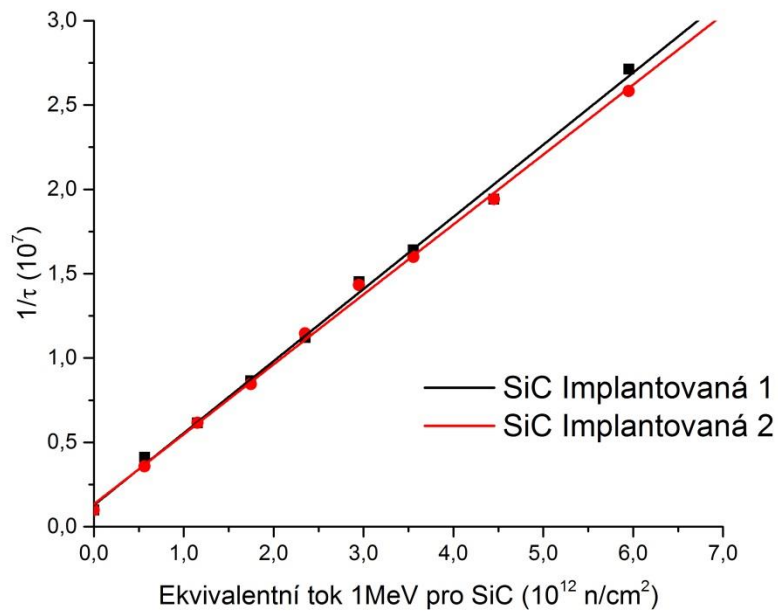
Tabulka 8: Zjištěné doby života nositelů náboje v karbidu křemíku

Shodně jako u křemíku byla spočítána ambipolární difúzní délka. Rovněž je vynesena reciproká doba života v závislosti na ekvivalentním neutronovém toku (Obrázek 48). Koeficient poškození pro dobu života K_{τ} má pro karbid křemíku hodnotu

$$K_{\tau, SiC} = 4,45 \pm 0,08 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}.$$

Z prezentovaných koeficientů poškození vyplývá, že degradace doby života u karbidu křemíku probíhá rychleji, protože záření vytváří v materiálu více defektů. Z pohledu degradace doby života volných nositelů náboje je karbid křemíku méně odolný než křemík.

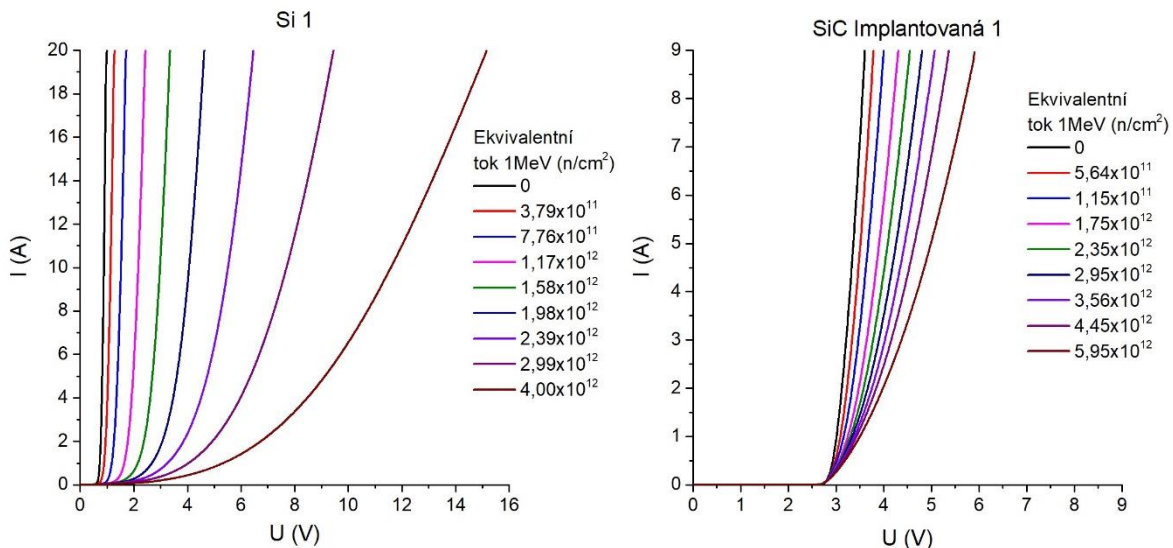
8 Výsledky a diskuze



Obrázek 48: Závislost efektivní rekombinace na dávce pro karbidové diody

8.5. Propustný úbytek

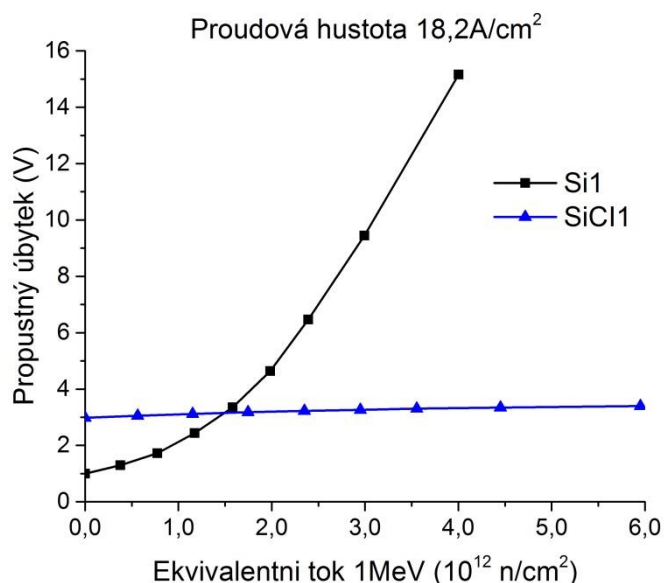
Charakteristiky měřených součástek jsou k práci přiloženy jako Příloha E (Obrázek 62). Pro porovnání byla zvolena implantovaná karbidová dioda (*SiC Imp1*) a křemíková dioda (*Si 1*).



Obrázek 49: Změřené V-A charakteristiky pro vybrané součástky

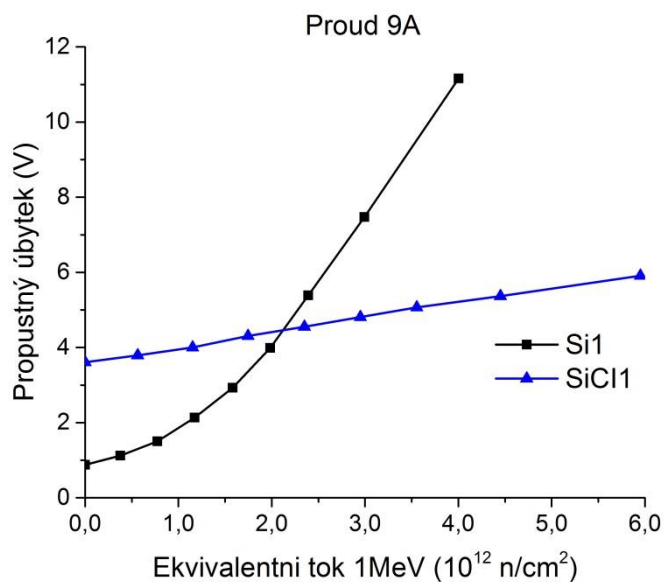
Z prezentovaných V-A charakteristik (Obrázek 49) je možné odečíst propustné úbytky pro stejné proudové hustoty (Obrázek 50), které vypovídají o vlastnostech materiálu

nebo pro stejná proudová zatížení (Obrázek 51), což umožní porovnat součástky z pohledu praktického použití.



Obrázek 50: Propustný úbytek pro stejnou proudovou hustotu

Prezentovaná proudová hustota 18,2A/cm² představuje pro křemíkovou diodu procházející proud 20A, pro karbidovou diodu 0,82A.



Obrázek 51: Propustný úbytek pro stejné proudové zatížení

Druhý prezentovaný graf s propustným úbytkem znázorňuje jeho závislost při protékajícím proudu 9A (Obrázek 51). Tento proud představuje pro křemík proudovou hustotu 8,18A/cm² a pro karbid křemíku 200A/cm².

8 Výsledky a diskuze

Z rovnic (3.2) a (3.3) je patrná nepřímá závislost úbytku napětí v intrinsické oblasti na ambipolární difúzní délce, která je závislá na době života nositelů náboje, podle vztahu (3.4). Protože má součástka z karbidu křemíku doby života nositelů náboje příliš krátkou, pracuje již v neozářeném stavu v oblasti nízké injekce, při které nedochází k modulaci vodivosti intrinsické oblasti. Tudíž rychlejší pokles doby života u karbidu křemíku nemá dopad na propustný úbytek součástky. Vodivost báze diody je dána množstvím donorů, tedy koncentrací dotace, kterou má karbid křemíku o dva řády vyšší než křemík.

Další efekt, který má vliv na ambipolární difúzní délku je skutečnost, že s rostoucím množstvím defektů, klesá ambipolární pohyblivost nositelů μ_a . V tomto případě jsou použité dávky z tohoto pohledu nízké, množství zanášených defektů relativně malé, takže se na změně pohyblivosti neprojeví, a je tak možné ji uvažovat konstantní.

Zvyšování propustného úbytku ve stavu nízké injekce je způsobeno kompenzováním donorové koncentrace, která je způsobena postupným zanášením hlubokých úrovní akceptorového charakteru. Zjištěné rychlosti zanášení hlubokých úrovní do karbidu křemíku ukazují oproti křemíku rychlejší kompenzování donorové dotace. To je však vykompenzováno o dva řády vyšší počáteční koncentrací donorů v intrinsické oblasti.

Z pohledu propustného úbytku je hlavní nevýhoda karbidu křemíku u neozářené diody zabudovaný úbytek napětí, způsobený větší šířkou zakázaného pásu než má křemík (Tabulka 1). Naopak sériový odpor báze je u karbidu nižší díky její menší tloušťce. Zmiňovaná tloušťka intrinsické oblasti je u karbidu křemíku o řád nižší v porovnání s křemíkem, a to díky desetkrát vyšší elektrické pevnosti karbidu křemíku (Tabulka 1).

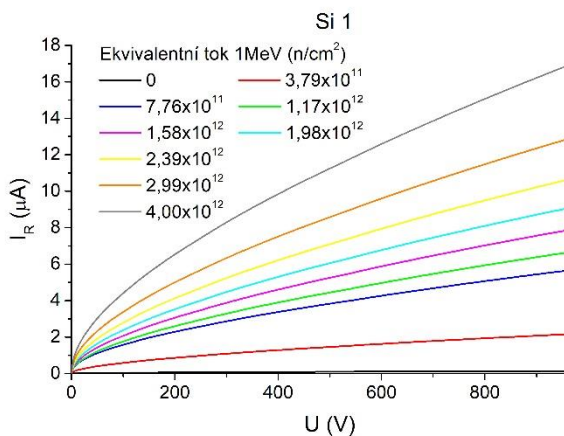
V případě karbidu křemíku se uplatní i složka U_{sub} představující úbytek způsobený odporem substrátu, která je ale vlivem silné dotace poměrně zanedbatelná. U křemíkové diody se toto neuplatní, protože díky své větší tloušťce je součástka prakticky samonosná, tedy bázi křemíkové diody tvoří celý substrát.

Z uvedeného vyplývá, že karbid křemíku je z pohledu propustného úbytku radiačně odolnější materiál než křemík. Je to způsobeno vyšší dotací a menší tloušťkou intrinsické oblasti.

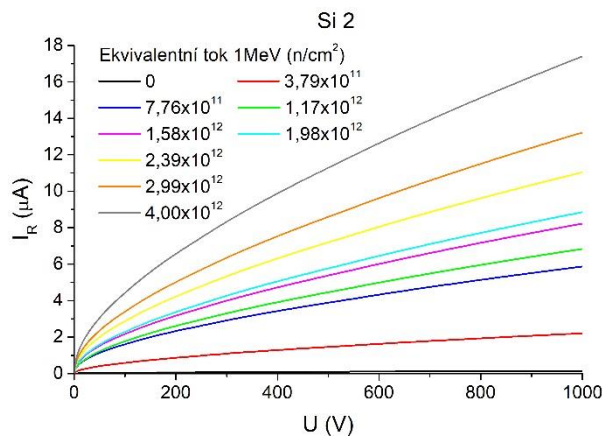
8.6. Blokovací vlastnosti

Závěrný proud

Průběhy závěrných voltampérových charakteristik byly měřeny v rozsahu 0 V až 1000 V a pro křemíkové diody vyšli následovně.

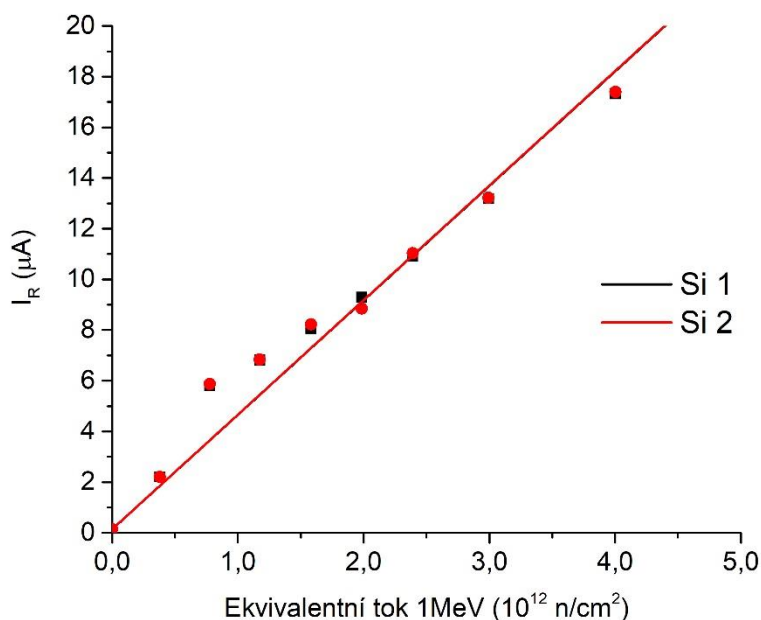


Obrázek 52: Závěrná V-A charakteristika první křemíkové diody



Obrázek 53: Závěrná V-A charakteristika druhé křemíkové diody

Z nich pak byly odečteny a dále v samostatném grafu vyneseny hodnoty ilustrující změnu závěrného proudu s dávkou při přiloženém napětí 1000 V (Obrázek 54).

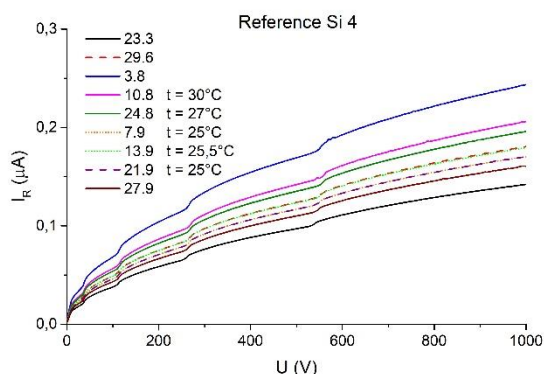


Obrázek 54: závěrný proud při napětí 1000V

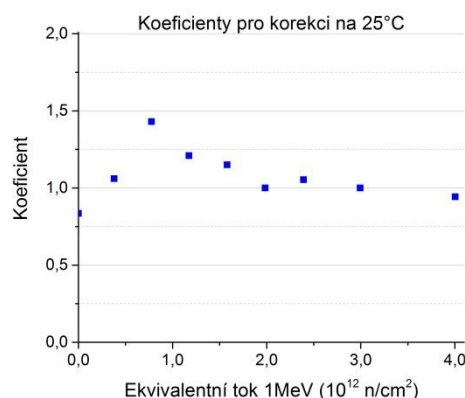
U prezentovaných výsledků je patrný odklon od lineárního proložení, které by měli hodnoty sledovat, protože zanášení poruch do materiálu má lineární závislost. To je způsobeno kolísáním teploty okolí při jednotlivých měřeních.

8 Výsledky a diskuze

Bylo změřeno [8], že závěrný proud roste exponenciálně s teplotou. Zhruba každých 10°C představuje zdvojnásobení závěrného proudu. Protože laboratoř nedisponovala řízenou ventilací, byla jednotlivá měření prováděna při různých teplotách okolí. Proto byla paralelně s ozařovanými diodami měřena jedna referenční křemíková dioda (Obrázek 55), jejíž výsledky posloužily pro získání korekčních koeficientů na 25°C, které v laboratoři panovali během měření po pátém a sedmém ozáření (Obrázek 56).

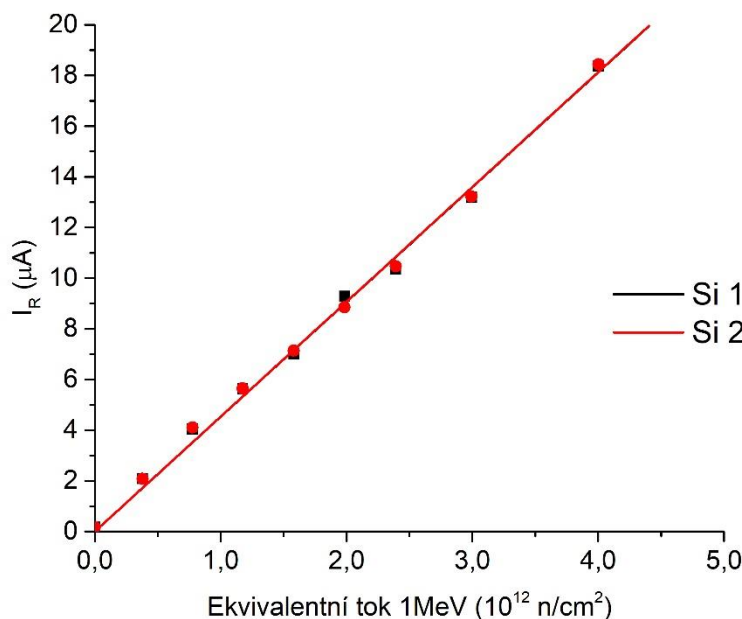


Obrázek 55: Závěrný proud referenční diody



Obrázek 56: Koeficienty pro teplotní korekci

U referenční diody jsou patrné drobné odskoky na charakteristice, kterou jsou způsobeny rozšiřováním oblasti prostorového náboje přes zakončení přechodu (Junction termination extension – JTE), které je typické pro výkonové diody, aby rozložilo intenzitu elektrického pole na okrajích přechodu.



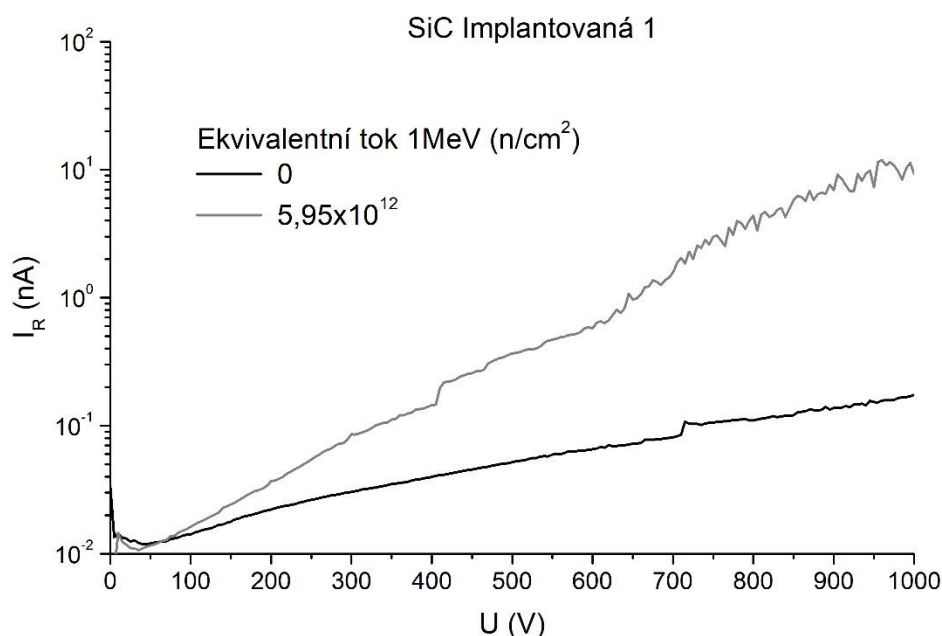
Obrázek 57: Závěrný proud při napětí 1000V s korekcí na 25°C

Získaný graf (Obrázek 57) již odpovídá očekávané lineární závislosti závěrného proudu na dávce. Poškození diod můžeme popsat degradačním koeficientem pro závěrný proud při teplotě 25°C, který má hodnotu

$$K_{I_R, Si} = \frac{dI_R}{d\Phi} = 4,53 \pm 0,06 \cdot 10^{-12} \mu A \cdot cm^2.$$

Karbid křemíku

Závěrný proud 4H-SiC diody v neozářeném stavu se pohybuje o tři řády níže než u diody křemíkové. Při takto nízkých hodnotách závěrného proudu již bylo obtížné vyvarovat se ovlivnění měření samotnými podmínkami měření. Měření bylo realizováno přímo na čipu, se kterým se manipulovalo a přes veškerou snahu mohlo dojít k jeho zašpinění a poškození, což mohlo efekt generování nositelů nábojů na vzniklých poruchách překrýt dalšími mechanismy, jako je vznik povrchového proudu po obvodu součástky.



Obrázek 58: Závěrná V-A charakteristika 4H-SiC diody

Na prezentovaném grafu (Obrázek 58) je vyobrazen průběh závěrného proudu pro neozářenou diodu v porovnání s průběhem po finální dávce, který se po důkladném očištění podařilo změřit bez ostatních efektů a svým tvarem odpovídá neozářené charakteristice.

Stejně jako v předchozím případě, můžeme dopočítat degradační koeficient pro závěrný proud, který má hodnotu

$$K_{I_R, SiC} = \frac{dI_R}{d\Phi} \cong 1,53 \cdot 10^{-12} nA \cdot cm^2.$$

9 Závěr

Kromě skutečnosti, že závěrný proud u karbidu křemíku je o tři řády nižší než v případě křemíku, tak také jeho gradient růstu s fluencí je o tři řády nižší. To je způsobeno větší šířkou zakázaného pásu, která i přes vznik hlubokých úrovní, které energetickou vzdálenost mezi valenčním a vodivostním pásem zkracují, brání tepelné generaci nosičů.

Průrazné napětí

Průrazné napětí u testovaných součástek měřeno nebylo, a to vzhledem k vysokému průraznému napětí, které by u nezapouzdřených vzorků mohlo vést ke zničení diod a ohrožení realizace celého experimentu. Je všeobecně známo, že radiační poruchy v případě Si i SiC zanášejí akceptorové hladiny, které snižují dotaci N epitaxní vrstvy. Dochází tak ke snížení maximální intenzity elektrického pole v oblasti přechodu. Ozářené křemíkové i karbidové součástky proto vykazují malé zvýšení průrazného napětí [37].

9. Závěr

V práci se podařilo naplánovat a realizovat experiment s cílem zkoumat radiační odolnost výkonových PiN diod shodné konstrukce, určených pro shodnou napěťovou třídu (4,5 kV), vyrobených z křemíku a karbidu křemíku 4H-SiC.

Z pohledu získaných hodnot degradačních koeficientů pro pokles koncentrace volných nositelů K_n a zkrácení doby života volných nositelů K_τ , je jasně patrné, že křemík je z pohledu radiační odolnosti řádově lepším materiálem než karbid křemíku. Tato skutečnost je však kompenzována výrazně větší šířkou zakázaného pásu a maximální intenzitou elektrického pole karbidu křemíku. To nám umožňuje materiál při výrobě výrazně více dotovat a současně postačuje desetinový rozměr intrinsické oblasti oproti křemíku. Vliv radiačních poruch v karbidových součástkách je proto výrazně nižší. Výsledkem, z hlediska radiační odolnosti, je jasná převaha karbidu křemíku 4H-SiC, který tak vychází jako vhodný materiál do kosmického či jaderného odvětví.

Z pohledu realizace experimentu se ukázala nevýhodou větší šířka zakázaného pásu karbidu křemíku. Plán experimentu, po malých krocích kumulovat deponovanou dávku, které byly testové čipy vystaveny, předpokládal vyhnutí se tepelnému namáhání součástek tak, aby nedocházelo k vyžihání vzniklých defektů. To se ukázalo jako výrazná překážka při měření metodou DLTS. Ta by pro měření poruch blíže ke středu zakázaného pásu vyžadovala použití výrazně vyšších teplot (~ 700 K). Takto se podařilo popsat jen relativně mělké hluboké úrovně.

Práce nepokrývá problematiku možných samo-opravných mechanismů, které byly pro křemík zmíněny v teoretické části a pro karbid křemíku je vhodné je také předpokládat. Tímto směrem je možné zaměřit další výzkum.

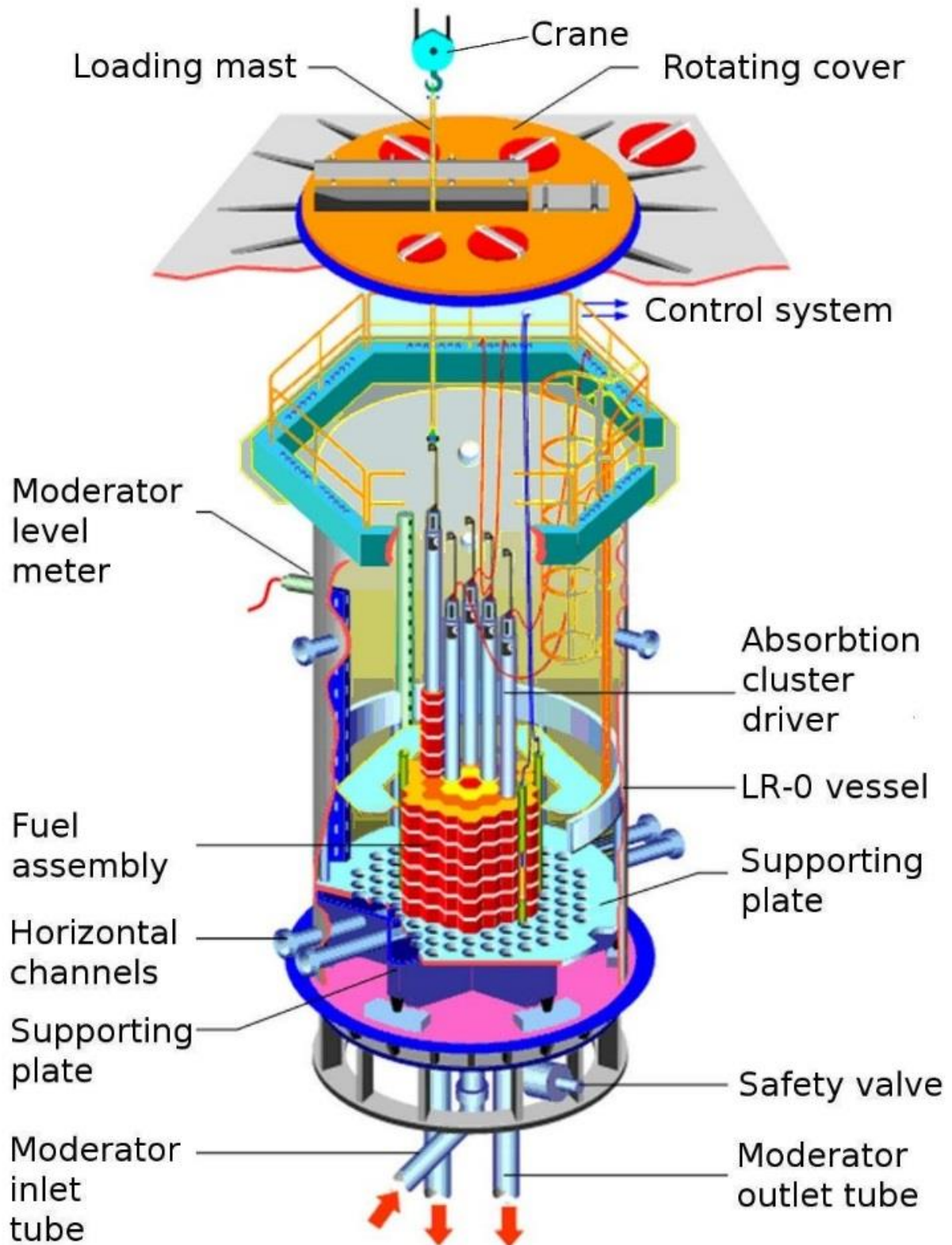
10. Citovaná literatura

1. **Kimoto, Tsunenobu a Cooper, James A.** *Fundamentals of silicon carbide technology: growth, characterization, devices and applications*. Singapore : John Wiley & Sons, 2014. 978-1-118-31355-8.
2. **Hazdra, Pavel, Záhlava, Vít a Vobecký, Jan.** Point defects in 4H-SiC epilayers introduced by neutron irradiation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2014, Sv. 327, stránky 124 - 127.
3. **Claeys, Cor a Simoen, Eddy.** *Radiation effects in advanced semiconductor materials and devices*. Springer series in materials science. Verlag Berlin Heidelberg : Springer, 2002. Sv. 57. ISBN 3-540-43393-7, ISSN 0933--33X.
4. **Mawby, P. A.** Moodle fakulta Elektrotechnická ČVUT v Praze. [Online] 31. Srpen 2010. <https://moodle.fel.cvut.cz/mod/resource/view.php?id=42751>.
5. **Gerndt, Josef a Průša, Petr.** *Detektory ionizujícího záření*. Praha : Nakladatelství ČVUT, 2011. 978-80-01-04710-1.
6. **Schroder, Dieter K.** *Semiconductor Material and Device Characterization*. Hoboken, New Jersey : Published by John Wiley & Sons, Inc., , 2006. 978-0-471-73906-7.
7. **Ayalew, Tesfaye.** SiC Semiconductor Devices Technology, Modeling, and Simulation. [Online] leden 2004. Dizertační práce. <http://www.iue.tuwien.ac.at/phd/ayalew/mythesis.html>.
8. **Singh, Ranbir, a další.** Large area, ultra-high voltage 4H-SiC p-i-n rectifiers. *IEEE Transactions on Electron Devices*. 2002, Sv. 49, 12, stránky 2308-2316.
9. **Kwok, Kwok Ng.** *Complete guide to semiconductor devices*. United States : IEEE Press, 2002. 978-0471202400.
10. **ABB.** *Power semiconductors, Product brochure 2017*. Lenzburg : ABB s.r.o. Semiconductors.
11. **Vaníček, František.** *Elektrické součástky: Principy, vlastnosti, modely*. Praha : Vydavatelství ČVUT, 2004. 80-01-03112-8.
12. **Kimoto, Tsunenobu, Danno, Katsunori a Suda, Jun.** Lifetime-killing defects in 4H-SiC epilayers and lifetime control by low-energy electron irradiation. *Physica Status Solidi (b)*. Special Issue: Silicon Carbide: Current Trends in Research and Applications, 2008, Sv. 245, 7, stránky 1327-1336. <https://doi.org/10.1002/pssb.200844076>.
13. **Lenhard, Radomír.** *Fyzika polovodičů - Přechod PN*. Brno : Masarykova Univerzita, Přírodovědecká fakulta, Ústav fyziky kondenzovaných látek, 2013.
14. **Vobecký, Jan, Hazdra, Pavel a Záhlava, Vít.** Open circuit voltage decay lifetime of ion irradiated devices. *Microelectronics Journal*. 1999, Sv. 30, 6, stránky 513-520.
15. **Hazdra, P, Rubeš, J a Vobecký, J.** Divacancy profiles in MeV helium irradiated silicon from reverse I-V measurement. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 1999, Sv. 159, 4, stránky 207-217. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X99005650>.

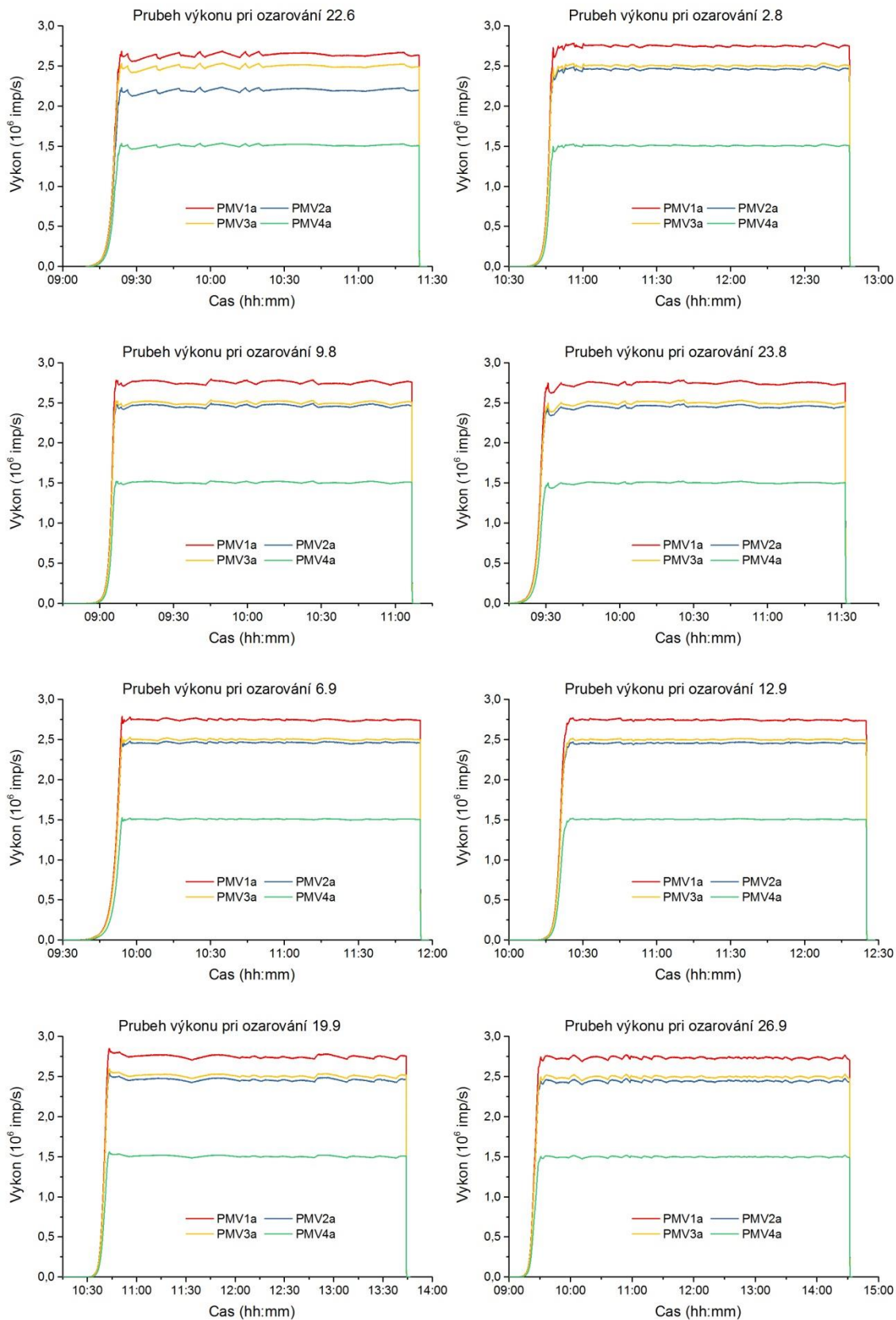
10 Citovaná literatura

16. **Spieler, Helmuth.** Introduction to Radiation-Resistant Semiconductor Devices and Circuits. *Lecture Notes by Helmuth Spieler.* [Online] 1996. http://www-physics.lbl.gov/~spieler/radiation_effects/rad_tutor.pdf.
17. **Musílek, Ladislav.** *Dozimetrie neutronů.* Praha : Vydavatelství ČVUT, 1998. 80-01-01750-8.
18. *Displacement damage in silicon carbide irradiated in fission reactors.* **Heinisch, H. L., a další.** 2004, Journal of Nuclear Materials, Sv. 327, stránky 175-181. ISSN: 0022-3115.
19. **Musílek, Ladislav, Šeda, Josef a Trousil, Jaroslav.** *Dozimetrie ionizujícího záření (Integrované metody).* Praha : Vydavatelství ČVUT, 1992. 80-01-00812-6.
20. **Šeda, Josef, a další.** *Dozimetrie ionizujícího záření.* Praha : SNTL - Nakladatelství technické literatury, 1983.
21. **Radu, R., a další.** Investigation of point and extended defects in electron irradiated silicon - Dependence on the particle energy. *Journal of Applied Physics.* 2015, Sv. 117.
22. *Effect of defects produced by MeV H and He ion implantation on characteristics of power silicon P-i-N diodes.* **Hazdra, P, Brand, K. a Vobecký, J.** Alpbach, Austria : International Conference on Ion Implantation Technology Proceedings, September 17-22, 2000. stránky 135-138. 0-7803-6462-7.
23. **Vobecký, Jan, a další.** Impact of Electron Irradiation on the ON-State Characteristics of a 4H-SiC JBS Diode. *IEEE Transactions on Electron Devices.* 2015, Sv. 62, 6, stránky 1964 - 1969.
24. **Harris, Richard D.** SiC vs. Si for High Radiation Environments. *2007 IEEE Radiation Effects Data Workshop.* 2007.
25. *Deep Level Characterization of 5 MeV proton irradiated SiC PiN diodes.* **Alfieri, Giovanni, a další.** 05 2016, Materials Science Forum, Sv. 858, stránky 308-311. DOI: 10.4028/www.scientific.net/MSF.858.308.
26. *Measurement and calculation of fast neutron and gamma spectra in well defined cores in LR-0 reactor.* **Košťál, Michal, a další.** 2017, Applied Radiation and Isotopes, Sv. 120, stránky 45-50. ISSN: 0969-8043.
27. *Measurement of various monitors reaction rate in a special core at LR-0 reactor.* **Košťál, Michal, a další.** 112, místo neznámé : Annals of Nuclear Energy, 2018, Annals of Nuclear Energy, stránky 759-768. ISSN: 0306-4549.
28. **Wikipedia.** *Neutron.* [Online] 25. Leden 2019. [Citace: 28. Leden 2019.] [https://en.wikipedia.org/wiki/Neutron.](https://en.wikipedia.org/wiki/Neutron)
29. **Ullmann, Vojtěch.** *Jaderná fyzika a fyzika ionizujícího záření.* *Astro Nukl Fyzika.* [Online] [http://astronuklfyzika.cz/strana2.htm.](http://astronuklfyzika.cz/strana2.htm)
30. **Burianová, Nikola.** Cross section measurement in reactor spectrum: $^{55}\text{Mn}(n,2n)$, $^{90}\text{Zr}(n,2n)$, $^{127}\text{I}(n,2n)$. *Diplomová práce.* Praha : autor neznámý, 2018.
31. **ASTM, E722-14.** *Standard Practice for Characterizing Neutron Fluence Spectra in Terms of an Equivalent Monoenergetic Neutron Fluence for Radiation-Hardness Testing of Electronics.* West Conshohocken, PA : ASTM International, 2014.
32. **Lindstroem, Gunnar a Vasilescu, Angela.** Displacement Damage in Silicon. *CERN.* [Online] Srpen 2000. [https://rd50.web.cern.ch/rd50/NIEL/.](https://rd50.web.cern.ch/rd50/NIEL/)

33. Vasilescu, A. (INPE Bucharest) a Lindstroem, G. (University of Hamburg). Displacement Damage in Silicon. [Online] 2000. <https://rd50.web.cern.ch/rd50/NIEL/>.
34. Griffin, P. J., a další. *SNL RML recommended dosimetry cross section compendium*. Albuquerque, NM (United States) : Sandia National Labs., 1993. SAND-92-0094.
35. 3M™ Fluorinert™ Electronic Liquid FC-40. *3M.com*. [Online] https://www.3m.com/3M/en_US/company-us/all-3m-products/~ /3M-Fluorinert-Electronic-Liquid-FC-40/?N=5002385+3290667380&rt=rud.
36. *Measurement of $^{75}\text{As}(n,2n)$ cross section in well-defined spectrum of LR-0 special core*. Košťál, Michal, a další. 100, Elsevier : Annals of Nuclear Energy, 2017, stránky 42-49.
37. Sharma, Rupendra Kumar, Hazdra, Pavel a Popelka, Stanislav. The Effect of Light Ion Irradiation on 4H-SiC MPS Power Diode Characteristics: Experiment and Simulation. *IEEE Transactions on Nuclear Science*. 2015, Sv. 62, 2.
38. *A SIMPLE METHOD TO CALCULATE THE DISPLACEMENT DAMAGE CROSS SECTION OF SILICON CARBIDE*. CHANG, J. O. N. G. H. W. A., a další. 2014, Nuclear Engineering and Technology, Sv. 46, stránky 475-480. ISSN: 1738-5733.
39. Pánek, Petr, a další. Fyzikální principy technologie výroby polovodičů. [Online] 2013. https://is.muni.cz/www/limu/trans/navody/skripta_technologie.pdf.



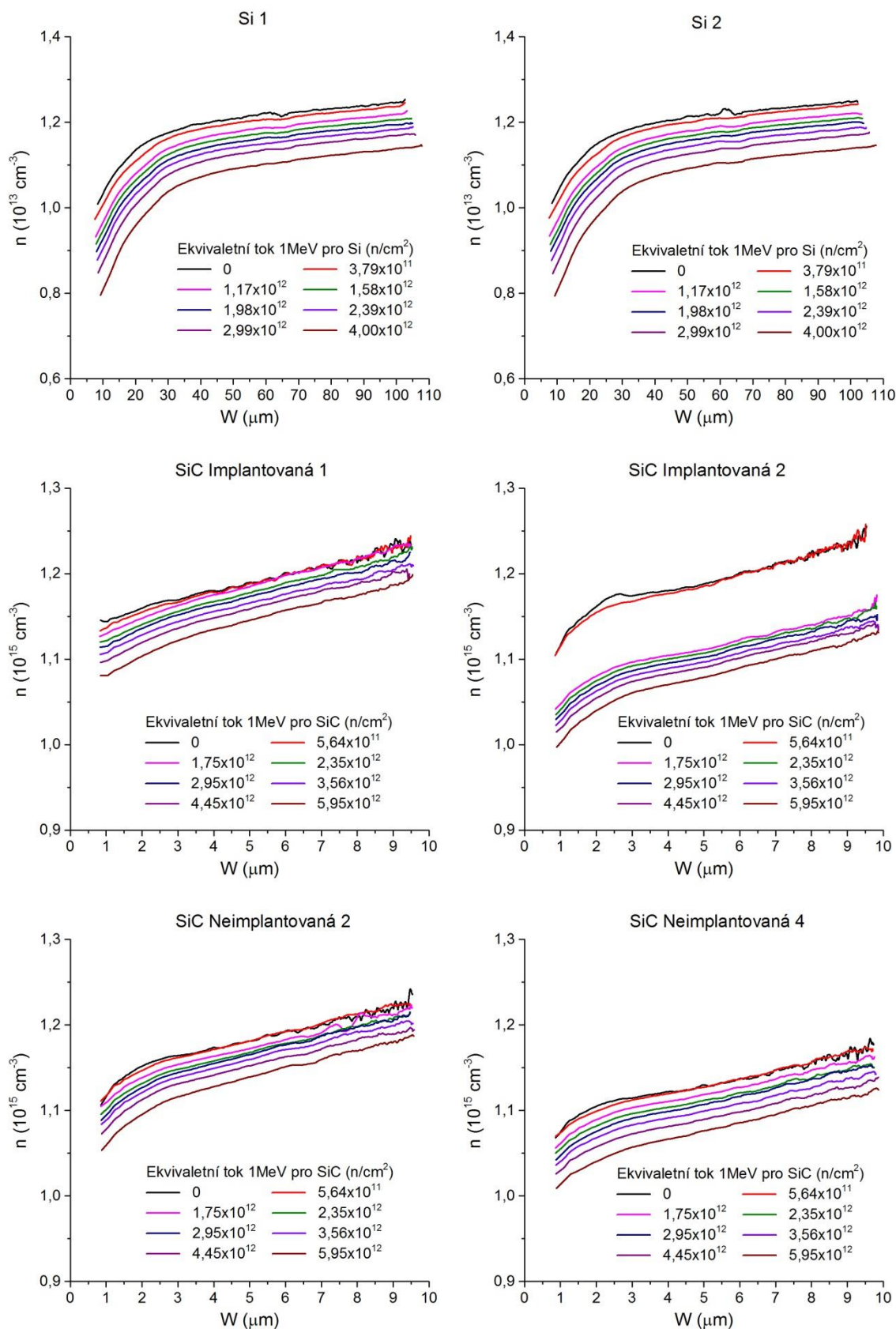
Obrázek 59: Schéma reaktoru LR-0 [26]



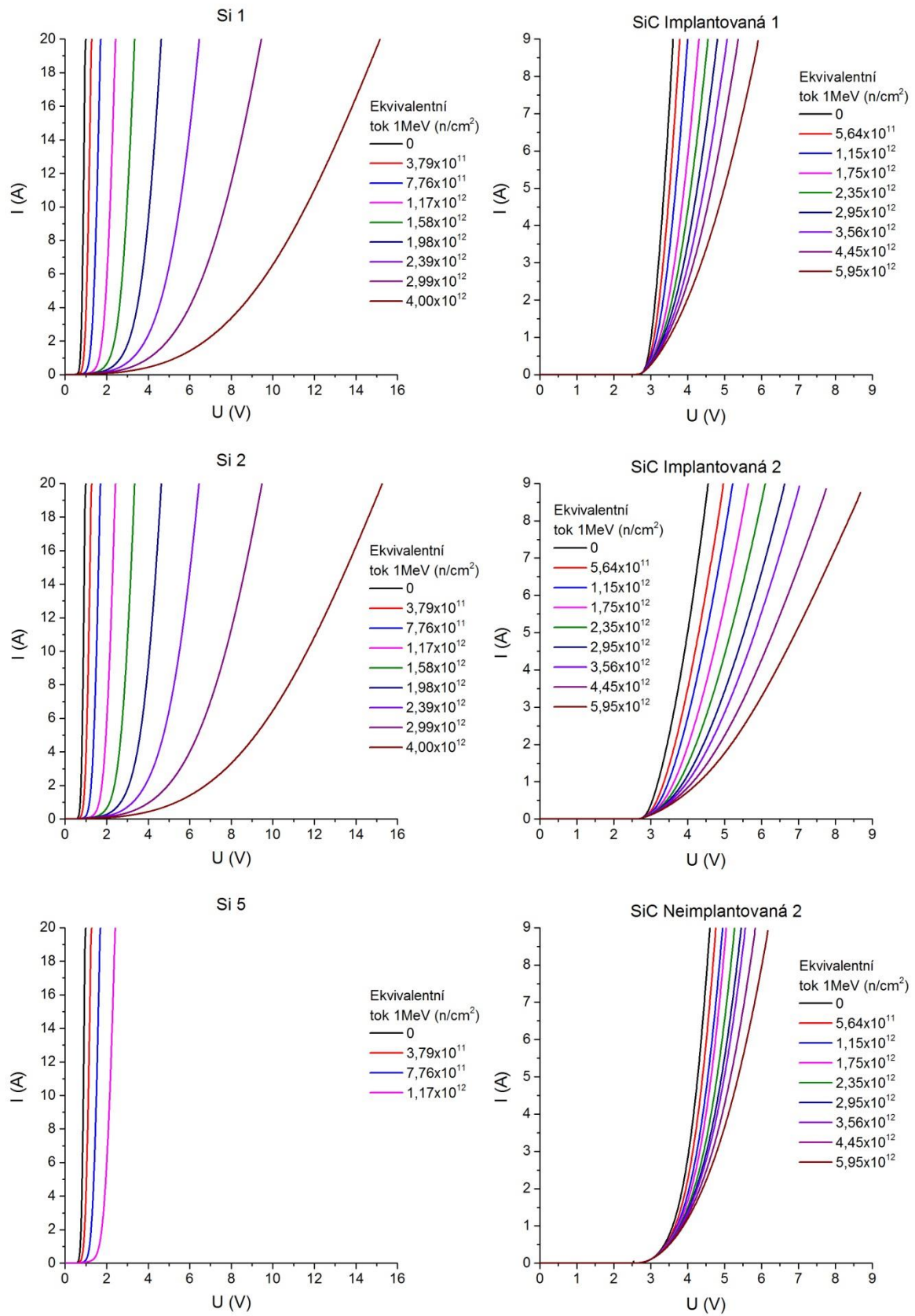
Obrázek 60: Průběhy jednotlivých ozařování zaznamenaných pomocí PMV reaktoru

| PiN diody | | Křemík | | | | | 4H-SiC | | | | | | | |
|-----------|------------------|--------|-----|-----|-----|-----|--------|------|------|------|------|------|------|------|
| Datum | Měření | Si1 | Si2 | Si3 | Si4 | Si5 | Imp1 | Imp2 | No11 | No12 | No13 | No14 | No15 | No16 |
| 9.2 | V-A char. | | | | | | | | | | | | | |
| 16.2 | C-V char. | | | | | | | | | | | | | |
| 9.3 | Reverse recovery | | | | | | | | | | | | | |
| 16.3 | OCVD | | | | | | | | | | | | | |
| 23.3 | Závěrný proud | | | | | | | | | | | | | |
| 23.3 | V-A char. | | | | | | | | | | | | | |
| 22.6 | Ozářeni (hod.) | 2 | 2 | | | 2 | 2 | 2 | | 2 | | 2 | | |
| 25.6 | V-A char. | | | | | | | | | | | | | |
| 25.6 | C-V char. | | | | | | | | | | | | | |
| 29.6 | OCVD | | | | | | | | | | | | | |
| 29.6 | Závěrný proud | | | | | | | | | | | | | |
| 29.6 | DLTS | | | | | | | | | | | | | |
| 2.8 | Ozářeni (hod.) | 2 | 2 | | | 2 | 2 | 2 | | 2 | | 2 | | |
| 3.8 | V-A char. | | | | | | | | | | | | | |
| 3.8 | C-V char. | | | | | | | | | | | | | |
| 3.8 | OCVD | | | | | | | | | | | | | |
| 3.8 | Závěrný proud | | | | | | | | | | | | | |
| 3.8 | DLTS | | | | | | | | | | | | | |
| 9.8 | Ozářeni (hod.) | 2 | 2 | | | 2 | 2 | 2 | | 2 | | 2 | | |
| 10.8 | V-A char. | | | | | | | | | | | | | |
| 10.8 | C-V char. | | | | | | | | | | | | | |
| 10.8 | OCVD | | | | | | | | | | | | | |
| 10.8 | Závěrný proud | | | | | | | | | | | | | |
| 10.8 | DLTS | | | | | | | | | | | | | |
| 23.8 | Ozářeni (hod.) | 2 | 2 | | | | 2 | 2 | | 2 | | 2 | | |
| 24.8 | V-A char. | | | | | | | | | | | | | |
| 24.8 | C-V char. | | | | | | | | | | | | | |
| 24.8 | OCVD | | | | | | | | | | | | | |
| 24.8 | Závěrný proud | | | | | | | | | | | | | |
| 24.8 | DLTS | | | | | | | | | | | | | |
| 6.9 | Ozářeni (hod.) | 2 | 2 | | | | 2 | 2 | | 2 | | 2 | | |
| 7.9 | V-A char. | | | | | | | | | | | | | |
| 7.9 | C-V char. | | | | | | | | | | | | | |
| 7.9 | OCVD | | | | | | | | | | | | | |
| 7.9 | Závěrný proud | | | | | | | | | | | | | |
| 7.9 | DLTS | | | | | | | | | | | | | |
| 12.9 | Ozářeni (hod.) | 2 | 2 | | | | 2 | 2 | | 2 | | 2 | | |
| 13.9 | V-A char. | | | | | | | | | | | | | |
| 13.9 | C-V char. | | | | | | | | | | | | | |
| 13.9 | OCVD | | | | | | | | | | | | | |
| 13.9 | Závěrný proud | | | | | | | | | | | | | |
| 13.9 | DLTS | | | | | | | | | | | | | |
| 19.9 | Ozářeni (hod.) | 3 | 3 | | | | 3 | 3 | | 3 | | 3 | | |
| 21.9 | V-A char. | | | | | | | | | | | | | |
| 21.9 | C-V char. | | | | | | | | | | | | | |
| 21.9 | OCVD | | | | | | | | | | | | | |
| 21.9 | Závěrný proud | | | | | | | | | | | | | |
| 21.9 | DLTS | | | | | | | | | | | | | |
| 26.9 | Ozářeni (hod.) | 5 | 5 | | | | 5 | 5 | | 5 | | 5 | | |
| 27.9 | V-A char. | | | | | | | | | | | | | |
| 27.9 | C-V char. | | | | | | | | | | | | | |
| 27.9 | OCVD | | | | | | | | | | | | | |
| 27.9 | Závěrný proud | | | | | | | | | | | | | |
| 27.9 | DLTS | | | | | | | | | | | | | |

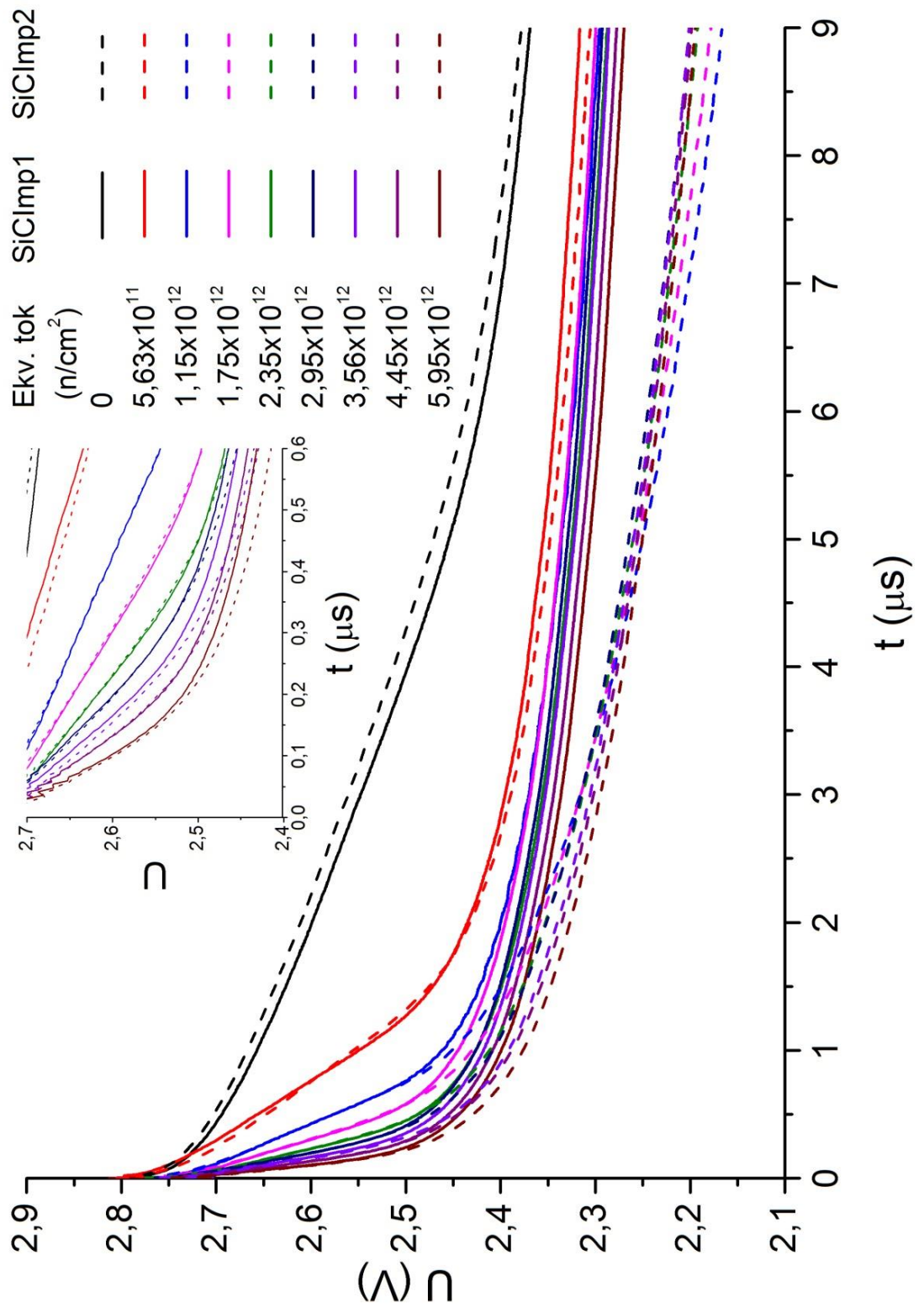
Tabulka 9: Harmonogram provedených měření



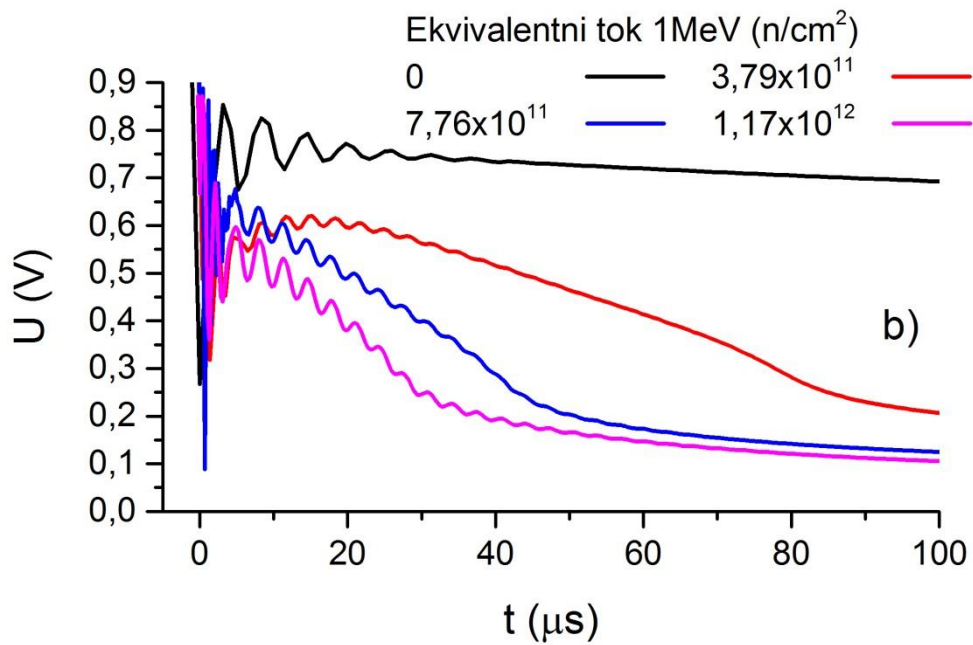
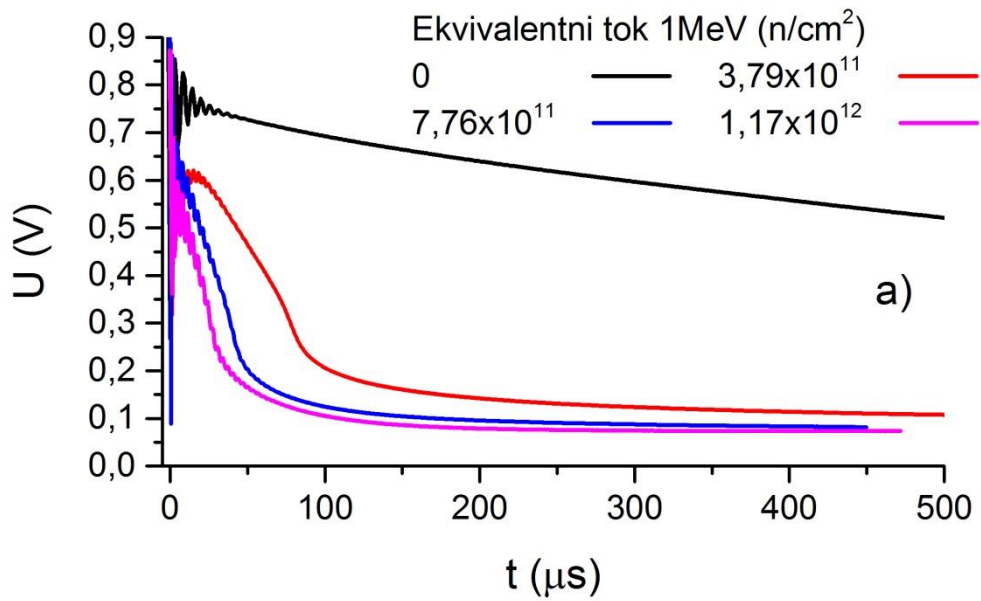
Obrázek 61: Průběhy změřených koncentrací volných nositelů náboje



Obrázek 62: Změřené propustné V-A charakteristiky



Obrázek 63: OCVD - Změřené průběhy napětí pro 4H-SiC Implantované diody



Obrázek 64: OCVD - Změřené průběhy napětí pro křemíkovou diodu Si 1 a), detail