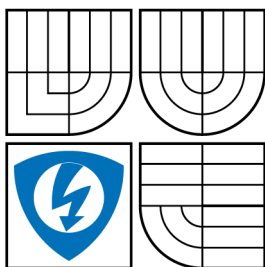


VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ  
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH  
TECHNOLOGIÍ  
ÚSTAV FYZIKY



FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION  
DEPARTMENT OF PHYSICS

# DIAGNOSTIKA PN PŘECHODU KŘEMÍKOVÝCH VYSOKONAPĚŤOVÝCH USMĚRŇOVACÍCH DIOD POMOCÍ ŠUMU MIKROPLAZMATU

MICROPLASMA NOISE AS A DIAGNOSTIC TOOL FOR PN JUNCTIONS OF HIGH-VOLTAGE  
RECTIFIER DIODES

DOKTORSKÁ PRÁCE  
DOCTORAL THESIS

AUTOR PRÁCE  
AUTHOR

Ing. MICHAL RAŠKA

VEDOUCÍ PRÁCE  
SUPERVISOR

Doc. Ing. PAVEL KOKTAVÝ, CSc., Ph.D.

BRNO 2009

## Abstrakt

Práce se zabývá diagnostikou lokálních defektů v PN přechodu a přináší nové poznatky v oblasti chování šumu mikroplazmatu a jeho využití k určení změny teploty uvnitř PN přechodu. Právě defekty v PN přechodech jsou zdrojem zmíněného typu šumu, šumu mikroplazmatu. Během měření byly u šumu mikroplazmatu pozorovány odchylky od běžně uváděných pravoúhlých impulzů. Tyto odchylky jsou zde dány do souvislosti se změnou teploty v defektní oblasti a jejím blízkém okolí. Součinitelé generace a rekombinace, jež jsou běžně uváděny v čase konstantní a slouží k popisu chování šumu mikroplazmatu, mají u zkoumaných diod v čase proměnlivý charakter, což je v práci také podrobně vysvětleno. Práce se dále zaměřuje na určení parametrů PN přechodu v případě, kdy jej není možné jednoznačně zařadit jak mezi strmé, tak mezi pozvolné PN přechody. K hlavním hledaným parametrům patří určení bariérové kapacity, difuzního napětí a šířky vyčerpané oblasti v závislosti na přiloženém závěrném napětí. Následně je v textu kvalitativně ověřena souvislost mezi lokálními lavinovými výboji v PN přechodu a vznikem oblasti záporného diferenciálního odporu na VA charakteristice pro závěrně pólovanou diodu. Posledním významným bodem obsaženým v práci je počítačové modelování chování teploty v defektní oblasti a v jejím blízkém okolí během lokálního lavinového průrazu, včetně navržení metodiky určení parametrů oblasti ohřevu u reálných diod.

## Abstract

The doctoral thesis deals with diagnostics of local defects in PN junctions and brings new information about microplasma noise behaviour and its usage for the temperature changes detection inside PN junctions. Defects in PN junctions are the source of microplasma noise. There were deviations observed in microplasma noise from the common known rectangle shape pulses during the measurements. These deviations were correlated with the temperature change directly in the defect area and in the defect area surroundings. Generation and recombination coefficients are commonly thought to be constant. However, these coefficients were observed to be not stable with time and this effect is explained in this work. The doctoral thesis then focuses on the PN junction parameters determination in the case when it is not possible to define unambiguously whether it is abrupt or linearly graded PN junction. The most significant parameters which are to be determined are barrier capacity, diffusion voltage and depleted area width in dependence on the voltage. The correlation between local avalanche discharge in PN junction and negative differential resistance appearance on VA characteristics of reverse-biased diode was qualitatively verified. The last important point in the work is computer modelling of temperature behaviour in the defect area and its surroundings during local avalanche breakdown. Thus the method of real diodes heating area parameters determination was introduced.

## **Klíčová slova**

Bariérová kapacita, defektní oblast, diagnostika PN přechodu, difuze, usměrňovací dioda, oblast ohřevu, ohřev, PN přechod, součinitel generace, součinitel rekombinace, šum mikroplazmatu, teplota, VA charakteristika, šířka vyčerpané oblasti.

## **Keywords**

Barrier capacity, defect, diagnostic of PN junction, diffuse, rectifier diode, heating region, heating, PN junction, generation coefficient, recombination coefficient, microplasma noise, temperature, VA characteristic, width of depleted layer.

RAŠKA, M. *Diagnostika PN přechodu křemíkových vysokonapěťových usměrňovacích diod pomocí šumu mikroplazmatu*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2009, 110 str. Vedoucí disertační práce Doc. Ing. Pavel Koktavý, CSc., Ph.D.

Prohlášení:

Prohlašuji, že disertační práci jsem v celém rozsahu vypracoval samostatně s použitím doporučené odborné literatury, kterou jsem všechnu citoval v seznamu literatury, a pod odborným vedením svého vedoucího práce, Doc. Ing. Pavel Koktavý, CSc., Ph.D.

V Brně dne 12.8.2009

.....  
Michal Raška

#### Poděkování:

V úvodu bych chtěl Doc. Ing. Pavlu Koktavému, CSc., Ph.D., vedoucímu disertační práce, poděkovat za cenné rady a připomínky, které mi poskytl během mé práce.

Rovněž bych chtěl poděkovat všem pracovníkům Ústavu fyziky FEK VUT v Brně za pomoc v průběhu prací.

# Obsah

|                                                                                                                         |    |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1. ÚVOD .....                                                                                                           | 6  |
| 2. SOUČASNÝ STAV.....                                                                                                   | 8  |
| 3. CÍLE .....                                                                                                           | 12 |
| 4. MĚŘENÉ VZORKY .....                                                                                                  | 13 |
| 5. POLOVODIČOVÉ DIODY.....                                                                                              | 14 |
| 5.1. Základní vlastnosti polovodičové diody .....                                                                       | 14 |
| 5.2. Dělení polovodičových diod v praxi.....                                                                            | 15 |
| 5.3. Usměrňovací polovodičové diody .....                                                                               | 16 |
| 5.4. Polovodičové přechody .....                                                                                        | 16 |
| 5.4.1. Homogenní přechody.....                                                                                          | 17 |
| 5.4.2. Heterogenní přechody .....                                                                                       | 17 |
| 5.5. Kvalitativní popis PN přechodu v rovnovážném stavu.....                                                            | 17 |
| 5.5.1. Propustně pólovaný PN přechod.....                                                                               | 19 |
| 5.5.2. Závěrně pólovaný PN přechod.....                                                                                 | 20 |
| 5.6. Teorie fluktuací v polovodičích.....                                                                               | 20 |
| 5.6.1. Tepelný šum.....                                                                                                 | 21 |
| 5.6.2. Výstřelový šum .....                                                                                             | 21 |
| 5.6.3. Generačně - rekombinační šum.....                                                                                | 21 |
| 5.6.4. Šum $1/f$ .....                                                                                                  | 22 |
| 5.6.5. Šum mikroplazmatu .....                                                                                          | 22 |
| 6. STRUKTURNÍ A CHEMICKÁ ANALÝZA .....                                                                                  | 23 |
| 6.1. Strukturní analýza diody A10 a D10.....                                                                            | 23 |
| 6.2. Chemická analýza diody A10.....                                                                                    | 26 |
| 7. PRŮBĚH PROUDOVÉHO ŠUMU MIKROPLAZMATU V ČASE .....                                                                    | 32 |
| 7.1. Metodika měření .....                                                                                              | 32 |
| 7.2. Pracoviště pro měření časových průběhů proudového šumu mikroplazmatu .....                                         | 32 |
| 7.2.1. Regulace vysokonapětového zdroje .....                                                                           | 33 |
| 7.2.2. Měřicí přípravek.....                                                                                            | 35 |
| 7.2.3. Určení přenosu měřicí aparatury.....                                                                             | 38 |
| 7.3. Změřené časové průběhy proudového šumu mikroplazmatu .....                                                         | 42 |
| 7.3.1. Lavinový šum.....                                                                                                | 44 |
| 7.3.2. Vzájemný vztah mezi výškou proudového impulsu a délkou mezery .....                                              | 44 |
| 7.3.3. Vnitřní ohřev .....                                                                                              | 46 |
| 8. STATISTICKÉ CHARAKTERISTIKY ŠUMU MIKROPLAZMATU.....                                                                  | 48 |
| 8.1. Šum mikroplazmatu jako dvouhladinový generačně rekombinační proces.....                                            | 48 |
| 8.2. Určení součinitelů $g$ a $r$ z hustoty rozdělení pravděpodobnosti délek mezer a délek impulsů .....                | 49 |
| 8.3. Určení časových průběhů $g(t)$ a $r(t)$ z experimentálně změřených dat .....                                       | 53 |
| 8.4. Určení ustálených hodnot součinitele generace $g_0$ a rekombinace $r_0$ .....                                      | 58 |
| 9. URČENÍ PARAMETRŮ PN PŘECHODU Z PRŮBĚHŮ CU CHARAKTERISTIK .....                                                       | 61 |
| 9.1. Měření CU charakteristik .....                                                                                     | 61 |
| 9.2. Odvození vztahu pro bariérovou kapacitu $C_B$ při závěrných napětí blížících se extrapolovanému napětí $U_B$ ..... | 63 |
| 9.3. Určení difúzního napětí $\psi_{bi}$ .....                                                                          | 66 |
| 9.4. Určení hodnoty bariérové kapacity $C_B$ pro závěrné napětí těsně před lokálním lavinovým průrazem .....            | 67 |

|         |                                                                                                                                              |     |
|---------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 9.5.    | Výpočet průběhu intenzity elektrického pole uvnitř PN přechodu .....                                                                         | 69  |
| 10.     | SIMULACE Vlivu LOKÁLNÍCH LAVINOVÝCH PRŮRAZŮ NA TVAR VA<br>CHARAKTERISTIKY ZÁVĚRNĚ POLARIZOVANÉ DIODY .....                                   | 72  |
| 10.1.   | Nalezení hodnot prvků obsažených v Haitzově modelu diody s defektními oblastmi PN<br>přechodu .....                                          | 74  |
| 10.1.1. | Určení bariérové kapacity PN přechodu pro napětí blízká extrapolovanému napětí $U_B$ ....                                                    | 74  |
| 10.1.2. | Určení konkrétních hodnot součinitele generace a rekombinace .....                                                                           | 75  |
| 10.1.3. | Extrapolované napětí $U_B$ a odpor kanálu $R_M$ .....                                                                                        | 77  |
| 10.2.   | Počítačová simulace průběhu VA charakteristiky diody polarizované v závěrném směru<br>vykazující šum mikroplazmatu .....                     | 79  |
| 10.2.1. | Určení okamžité hodnoty napětí $u_c(t)$ na bariérové kapacitě $C_B$ bez větve reprezentující<br>defektní oblast v PN přechodu .....          | 81  |
| 10.2.2. | Určení okamžité hodnoty napětí $u_c(t)$ na bariérové kapacitě $C_B$ se zapojenou větví<br>reprezentující defektní oblast v PN přechodu ..... | 82  |
| 10.2.3. | Výpočet průběhu VA charakteristiky pomocí počítačové simulace .....                                                                          | 83  |
| 10.3.   | Měření VA charakteristiky diody v závěrném směru vykazující šum mikroplazmatu .                                                              | 85  |
| 11.     | URČENÍ PŘÍRŮSTKU TEPLoty V OKOLÍ DEFEKTNÍ OBLASTI BĚHEM LOKÁLNÍHO<br>LAVINOVÉHO PRŮRAZU PN PŘECHODU .....                                    | 87  |
| 11.1.   | Hustota rozdělení pravděpodobnosti náhodné veličiny $\tau_1$ .....                                                                           | 87  |
| 11.2.   | Závislost rekombinačního součinitele $r$ na teplotě .....                                                                                    | 88  |
| 11.3.   | Tvar proudového impulsu během lokálního lavinového průrazu defektní oblasti .....                                                            | 89  |
| 11.4.   | Teplo generované uvnitř oblasti ohřevu .....                                                                                                 | 90  |
| 11.5.   | Určení parametrů oblasti ohřevu z průběhu součinitele rekombinace v čase .....                                                               | 95  |
| 12.     | ZÁVĚR .....                                                                                                                                  | 98  |
|         | POUŽITÁ LITERATURA.....                                                                                                                      | 101 |

## Seznam obrázků

|                  |                                                                                                                                                                                                                 |    |
|------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| <b>Obr. 5.1</b>  | Plošný řez a schématická značka diody.                                                                                                                                                                          | 13 |
| <b>Obr. 5.2</b>  | VA charakteristika polovodičové usměrňovací diody.                                                                                                                                                              | 14 |
| <b>Obr. 5.3</b>  | Schematické znázornění nepohyblivých iontů akceptorů a donorů a pohyblivých volných děr a elektronů.                                                                                                            | 17 |
| <b>Obr. 5.4</b>  | Schematické znázornění propustně pólovaného PN přechodu.                                                                                                                                                        | 18 |
| <b>Obr. 5.5</b>  | Schematické znázornění závěrně pólovaného PN přechodu.                                                                                                                                                          | 19 |
| <b>Obr. 6.1</b>  | Obraz podélného řezu diodou A10.                                                                                                                                                                                | 23 |
| <b>Obr. 6.2</b>  | Detail z podélného řezu diodou A10.                                                                                                                                                                             | 23 |
| <b>Obr. 6.3</b>  | Obraz podélného řezu diodou D10.                                                                                                                                                                                | 24 |
| <b>Obr. 6.4</b>  | Obraz příčného řezu diodou D10.                                                                                                                                                                                 | 24 |
| <b>Obr. 6.5</b>  | Výsledky spektrální analýzy pro BOD 1 – pouzdro diody, dioda A10.                                                                                                                                               | 26 |
| <b>Obr. 6.6</b>  | Výsledky spektrální analýzy pro BOD 2 – přívody k čipu, dioda A10.                                                                                                                                              | 27 |
| <b>Obr. 6.7</b>  | Výsledky spektrální analýzy pro BOD 3 – obal kolem čipu, dioda A10.                                                                                                                                             | 28 |
| <b>Obr. 6.8</b>  | Výsledky spektrální analýzy pro BOD 4 – kontakt, dioda A10.                                                                                                                                                     | 29 |
| <b>Obr. 6.9</b>  | Výsledky spektrální analýzy pro BOD 5 – čip, dioda A10.                                                                                                                                                         | 30 |
| <b>Obr. 7.1</b>  | Schéma zapojení obvodu pro měření průběhu proudového šumu mikroplazmatu v čase.                                                                                                                                 | 31 |
| <b>Obr. 7.2</b>  | Schematicky naznačený princip použité stabilizace vysokonapěťového zdroje pomocí počítače.                                                                                                                      | 33 |
| <b>Obr. 7.3</b>  | Průběh výstupního napětí vysokonapěťového zdroje v čase bez i s použitou regulací.                                                                                                                              | 34 |
| <b>Obr. 7.4</b>  | Princip měření vnitřního odporu zdroje $R_i$ .                                                                                                                                                                  | 35 |
| <b>Obr. 7.5</b>  | Zapojení RC článku jako dolní frekvenční propust.                                                                                                                                                               | 36 |
| <b>Obr. 7.6</b>  | Vypočtené přenosové frekvenční charakteristiky pro $R_i = 186 \text{ k}\Omega$ a $C = 0,5 \text{ }\mu\text{F}$ , <b>a)</b> amplitudová frekvenční charakteristika, <b>b)</b> fázová frekvenční charakteristika. | 37 |
| <b>Obr. 7.7</b>  | Obvod pro určení přenosu měřicí aparatury.                                                                                                                                                                      | 38 |
| <b>Obr. 7.8</b>  | Průběh vstupního a výstupního amplitudově a fázově zkresleného harmonického signálu, $f = 1 \text{ MHz}$ .                                                                                                      | 39 |
| <b>Obr. 7.9</b>  | Amplitudová frekvenční přenosová charakteristika měřicí aparatury.                                                                                                                                              | 40 |
| <b>Obr. 7.10</b> | Fázová frekvenční přenosová charakteristika měřicí aparatury.                                                                                                                                                   | 40 |
| <b>Obr. 7.11</b> | Ukázka časových průběhů proudového šumu mikroplazmatu v závislosti na velikosti závěrného napětí přivedeného ke zkoumané diodě.                                                                                 | 42 |
| <b>Obr. 7.12</b> | Závislost výšky impulzu na délce předchozí mezery, získané z časové realizace se střídou 1:1. a) s lineární časovou osou. b) s logaritmickou časovou osou.                                                      | 44 |
| <b>Obr. 7.13</b> | Část realizace proudového šumu mikroplazmatu použitého pro zjištění závislosti výšky proudových překmitů na době trvání mezery, dioda A04, $U = 1097,62 \text{ V}$ .                                            | 44 |
| <b>Obr. 7.14</b> | Model diody s vnitřním ohřevem defektní oblasti podle McIntyre.                                                                                                                                                 | 46 |
| <b>Obr. 7.15</b> | Model průběhu proudu defektní oblastí. Vlevo je průběh, kde $R_T$ je mnohem menší než $R_M$ . Vpravo je průběh pro odpory $R_M$ a $R_T$ srovnatelné velikosti.                                                  | 46 |
| <b>Obr. 8.1</b>  | Experimentálně získaná hustota rozdělení pravděpodobnosti délek mezer na diodě E03, $U = 1531,94 \text{ V}$ .                                                                                                   | 49 |
| <b>Obr. 8.2</b>  | Experimentálně získaná hustota rozdělení pravděpodobnosti délek mezer na diodě A04, $U = 1097,62 \text{ V}$ .                                                                                                   | 50 |
| <b>Obr. 8.3</b>  | Experimentálně získaná hustota rozdělení pravděpodobnosti délek impulzů na diodě E03, $U = 1531,94 \text{ V}$ .                                                                                                 | 52 |
| <b>Obr. 8.4</b>  | Časová závislost součinitele generace v průběhu trvání mezery, dioda E03, $U = 1532,15 \text{ V}$ .                                                                                                             | 55 |
| <b>Obr. 8.5</b>  | Časová závislost součinitele generace v průběhu trvání mezery, dioda A04, $U = 1097,62 \text{ V}$ .                                                                                                             | 56 |



|                   |                                                                                                                                                       |    |
|-------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| <b>Obr. 8.6</b>   | Časová závislost součinitele rekombinace v průběhu trvání impulzu, dioda E03, $U = 1532,15 \text{ V}$ .                                               | 56 |
| <b>Obr. 9.1</b>   | Schematické znázornění metody pro měření kapacitní charakteristiky usměrňovacích diod.                                                                | 60 |
| <b>Obr. 9.2</b>   | Proložení transformované CU charakteristiky, dioda A04.                                                                                               | 61 |
| <b>Obr. 9.3</b>   | Navržený průběh koncentrace náboje v PN přechodu.                                                                                                     | 62 |
| <b>Obr. 9.4</b>   | Výřez změřeného průběhu CU charakteristiky pro malá závěrná napětí a jeho proložení podle (9.1) s odečtením difúzního napětí $\psi_{bi}$ , dioda A04. | 66 |
| <b>Obr. 9.5</b>   | Změřená CU charakteristika po transformaci souřadnic proložená rovnicí (9.17), dioda A04.                                                             | 67 |
| <b>Obr. 9.6</b>   | Výřez proložené CU charakteristiky, dioda A04.                                                                                                        | 68 |
| <b>Obr. 9.7</b>   | Změřená CU charakteristika a proložená funkcí (9.1) a (9.17), dioda A04.                                                                              | 69 |
| <b>Obr. 9.8</b>   | Průběh intenzity elektrického pole v PN přechodu v závislosti na prostorových souřadnicích, dioda A04, $U_R = U_B = 1090,72 \text{ V}$ .              | 70 |
| <b>Obr. 10.1</b>  | Haitzův model diody pro $n$ oblastí s nižším průrazným napětím.                                                                                       | 72 |
| <b>Obr. 10.2</b>  | Proložení CU charakteristiky, dioda A04.                                                                                                              | 73 |
| <b>Obr. 10.3</b>  | Proložení závislosti součinitele generace na čase, dioda A04, $U = 1098,11 \text{ V}$ .                                                               | 74 |
| <b>Obr. 10.4</b>  | Proložení součinitele rekombinace v závislosti na čase, dioda A04, $U = 1098,11 \text{ V}$ .                                                          | 75 |
| <b>Obr. 10.5</b>  | Rozdělení relativních četností hladin šumu mikroplazmatu, dioda A04, $U = 1098,4 \text{ V}$ .                                                         | 77 |
| <b>Obr. 10.6</b>  | Závislost výšky impulzu na napětí, dioda A04.                                                                                                         | 78 |
| <b>Obr. 10.7</b>  | Obvod pro simulaci VA charakteristiky diody polarizované v závěrném stavu v době, kdy nedochází k lokálním lavinovým výbojům.                         | 79 |
| <b>Obr. 10.8</b>  | Obvod pro simulaci VA charakteristiky diody polarizované v závěrném stavu v době lokálního lavinového výboje.                                         | 79 |
| <b>Obr. 10.9</b>  | Průběh VA charakteristiky diody polarizované v závěrném stavu z počítačové simulace.                                                                  | 83 |
| <b>Obr. 10.10</b> | Principiální schéma obvodu pro měření VA charakteristiky diod, $R_s = 40 \text{ M}\Omega$ , $R_z = 1.8 \text{ k}\Omega$ .                             | 84 |
| <b>Obr. 10.11</b> | Změřený průběh VA charakteristiky diody polarizované v závěrném směru, dioda A04.                                                                     | 85 |
| <b>Obr. 11.1</b>  | Závislost součinitele rekombinace na teplotě, M10, $U_R = 21.4 \text{ V}$ , $T_0 = 293 \text{ K}$ .                                                   | 88 |
| <b>Obr. 11.2</b>  | Průběh proudového impulzu během lokálního lavinového průrazu.                                                                                         | 89 |
| <b>Obr. 11.3</b>  | Příklad vývoje teploty v čase uvnitř defektní oblasti, numerické řešení pro homogenní křemík.                                                         | 91 |
| <b>Obr. 11.4</b>  | Numerické řešení a proložení teplotní závislosti na čase pro defektní oblast, homogenní křemík.                                                       | 92 |
| <b>Obr. 11.5</b>  | Závislost časové konstanty růstu teploty uvnitř defektní oblasti na jejím poloměru, $U_R = 1097,13 \text{ V}$ .                                       | 93 |
| <b>Obr. 11.6</b>  | Závislost velikosti maximální dosažitelné teploty uvnitř defektní oblasti na jejím poloměru, $U_R = 1097,13$ .                                        | 93 |
| <b>Obr. 11.7</b>  | Závislost teploty na vzdálenosti od středu oblasti ohřevu pro $t = 1 \text{ }\mu\text{s}$ a $t = 66 \text{ }\mu\text{s}$ .                            | 94 |
| <b>Obr. 11.8</b>  | Závislost součinitele rekombinace na čase, vzorek A04.                                                                                                | 95 |
| <b>Obr. 11.9</b>  | Závislost velikosti závěrného napětí na teplotě, dioda A04.                                                                                           | 96 |

## Seznam tabulek

|                  |                                                                                                             |    |
|------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| <b>Tab. 4.1</b>  | Přehled vzorků použitých při měření.                                                                        | 12 |
| <b>Tab. 7.1</b>  | Přehled použitých frekvencí měřeného harmonického signálu a použitých vzorkovacích frekvencí u osciloskopu. | 39 |
| <b>Tab. 10.1</b> | Popis lomených čar pomocí rovnice přímky pro jednotlivá napětí u součinitele generace.                      | 75 |
| <b>Tab. 10.2</b> | Popis lomených čar pomocí rovnice přímky pro jednotlivá napětí u součinitele rekombinace.                   | 76 |

## 1. Úvod

Rozvoj elektroniky a její pronikání do většiny oblastí lidské činnosti si také žádá zvýšenou potřebu studia kvality použitých součástek a materiálů. Diagnostiku součástek a materiálů lze provádět mnoha metodami, přičemž těmi nejžádanějšími jsou v dnešní době metody nedestruktivní, pomocí kterých nedochází u zkoumaných objektů k trvalým změnám, jakkoliv ovlivňujících jejich správnou funkci.

Mezi nedestruktivní metody testování se v dnešní době také řadí šumové diagnostické metody, které vycházejí ze zkušenosti, že vzhledem k mikrostruktuře látky jsou všechny procesy probíhající v látce stochastické povahy a projevují se fluktuacemi makroskopicky měřitelných veličin, proto je můžeme hodnotit podle jejich středních hodnot, korelační funkce a nebo také pomocí spektrální výkonové hustoty. Třídění součástek a materiálů podle kvality a nebo jejich životnosti lze poté provést pomocí hodnot získaných ze změřených šumových charakteristik. To vše vychází z předpokladu, že poruchy ve struktuře, jež jsou zdrojem nadbytečného šumu, vedou k degradaci fyzikálních a technických parametrů.

Elektrony a díry v polovodičích tvoří termodynamickou soustavu, která fluktuuje kolem rovnovážného stavu. Fluktuace makroskopicky měřitelných veličin jsou projevem procesů stochastické povahy, probíhajících v polovodičích. Jsou to jednak procesy nezávislé na prostorových souřadnicích, jako například generace a rekombinace, a dále procesy závislé na prostorových souřadnicích, jako například transport nosičů.

Příčinou fluktuací jsou kvantové přechody nosičů. Kvantové přechody uvnitř pásu dovolených energií, v němž dochází k rozptylu nosičů, vedou ke vzniku tepelného šumu a šumu  $1/f$ . Kvantové přechody nosičů mezi pásy dovolených energií nebo přechody mezi pásem dovolených energií a hladinami lokalizovaných stavů vedou ke vzniku generačně-rekombinačního šumu.

Empiricky bylo pozorováno, že u součástek s přesně reprodukoványi makroskopickými parametry (proud, napětí, teplotní charakteristiky) mohou součástky vykazovat šumové úrovně, které jsou většinou rozdílné vzorek od vzorku. Obecně se v polovodičových součástkách může vyskytnout více šumových zdrojů.

Jedním z těchto šumových zdrojů je šum mikroplazmatu, pozorovatelný na PN přechodech, pólovaných v závěrném stavu, jež je způsoben nehomogenitami uvnitř přechodu, které lokálně snižují hodnotu závěrného průrazného napětí. Máme-li PN přechod s takovými defekty, pak po přivedení dostatečně vysokého závěrného napětí, ale menšího než je průrazné napětí celého PN přechodu, dojde k lokálnímu lavinovému průrazu. Průběh šumu mikroplazmatu je v čase charakterizován konstantní výškou amplitudy impulzů, náhodnou dobou vzniku impulzů a náhodnou dobou jejich trvání.

Práce je zaměřena na zkoumání právě šumu mikroplazmatu a jeho vlivu na PN přechod křemíkových usměrňovacích diod.

## 2. Současný stav

Pearson se v roce 1952 v literatuře [1] zmínil mezi prvními o existenci šumu mikroplazmatu v křemíkových PN přechodech. V roce 1954 publikoval McKay práci [2], kde popisuje bistabilní chování šumu mikroplazmatu. Uvádí, že proudový šum je tvořen posloupností impulzů konstantní amplitudy s náhodnou dobou vzniku impulzu a náhodnou dobou trvání impulzu, přičemž střední doba trvání impulzů pak závisí na závěrném napětí na PN přechodu. Při hodnotě závěrného napětí, kdy začíná docházet k lokálním lavinovým průrazům, což je příčinou vzniku šumu mikroplazmatu, jsou proudové impulzy velmi krátké. S rostoucím závěrným napětím roste i jejich délka až do stavu, kdy závěrné napětí překročí určitou mez a lokální oblasti pak protéká konstantní proud. V roce 1958 Chynoweth v práci [3] potvrzuje McKayovu teorii o lokálních lavinových průrazech, autoři zde pozorovali rekombinační záření z individuálních defektních oblastí v mělkých difuzních přechodech a její korelaci s bistabilním šumem. To potvrdil také Batdorf ve své práci [4], kde uvádí, že bezdefektní přechod vykazuje homogenní lavinový výboj v celé oblasti při vyšším napětí, než přechod s defekty. Další autoři se věnovali zkoumání experimentálně zjištěných statistických charakteristik, které podle nich v řadě případů odpovídají dvoustavovému stochastickému procesu generace-rekombinace.

McIntyre v roce 1960 ve své práci [5] píše, že oblast ve které dochází k lokálním lavinovým výbojům, nebo-li produkci šumu mikroplazmatu, vzniká například u difúzně vytvořených přechodů tak, že podél defektní oblasti má proces difuze vyšší rychlost než ve zbytku přechodu. Tím difuze pronikne lokálně dál do substrátu a vytvoří tam špičku s jinou koncentrací příměsí. To podle McIntyry vede ke zvýšení intenzity elektrického pole v blízkosti vzniklé koncentrační špičky, a tím i k výskytu lokálních lavinových průrazů při nižším závěrném napětí, než je požadováno k lavinovému průrazu celého přechodu. McIntyre zde též uvádí jistou spojitost mezi změnou teploty v průběhu trvání lokálního lavinového průrazu a zároveň výskytem překmitu v počátku každého impulzu.

Součinitele nárazové ionizace pro elektrony a díry v křemíkových PN přechodech jsou sledovány v [6] pro intenzity elektrického pole řádově  $10 \text{ MV.m}^{-1}$  a mají hodnotu řádově  $10^6 \text{ m}^{-1}$ .

Haitz ve své práci [7] ukazuje chování VA charakteristiky, změřené na PN přechodu vykazující šum mikroplazmatu, kde poukazuje, že část VA charakteristiky se záporným diferenciálním odporem je výsledkem měření střední hodnoty proudu a napětí na diodě. Ve skutečnosti jsou v napětovém rozsahu, kdy se vyskytuje šum mikroplazmatu, na VA charakteristice nespojitosti a každé hodnotě napětí zde odpovídají dvě hodnoty proudu.

Haitz v roce 1964 publikuje [8], kde navrhuje zlepšený model PN přechodu s defektní oblastí, který obsahuje extrapolované napětí  $U_B$ , sériový odpor  $R_S$  a pravděpodobnosti přechodu za jednotku času  $P_{01}$  ze stavu „off“ do stavu „on“ a  $P_{10}$  ze stavu „on“ do stavu „off“. Veličinu  $P_{10}$  měří v širokém rozsahu od  $10^{-2} \text{ s}^{-1}$  až po  $10^{-9} \text{ s}^{-1}$ , což odpovídá pulzům střední šířky 100 s až 1 ns. Na základě měření  $P_{10}$  se ukazuje, že není podstatný rozdíl mezi vznikem šumu mikroplazmatu v nehomogenních přechodech a lavinovým průrazem u homogenních přechodů. Pravděpodobnost ionizace defektních oblastí  $P_{01}$  závisí na rychlosti generace minoritních nosičů v blízkosti a nebo uvnitř průrazné oblasti a na pravděpodobnosti závislé na intenzitě elektrického pole, že nosič náboje uvnitř spustí lavinu. Rychlost generace minoritních nosičů je funkcí teploty, osvětlení, intenzity elektrického pole a koncentrace pastí. Dále je podrobně analyzován časový průběh proudových impulzů a napětí na diodě, v případě malé a velké zatěžovací impedance diody.

Další zpráva je o defektních oblastech v GaAs diodách v práci [9]. Autoři zjišťují, že se uvedené diody chovají v tomto směru obdobně jako PN přechody v Si. Experimentálně vyšetřují pravděpodobnost přechodu  $P_{01} = f(I)$  a na základě měření docházejí k závěru, že teorii zhášení lavinového výboje v Si lze aplikovat i pro GaAs. Protože je v GaAs silné rekombinační záření, předpokládají silnou interakci mezi defektními oblastmi. V práci [10] je sledován vztah mezi hustotou dislokací a hustotou defektních oblastí u GaAs a je zjištěno, že jsou téhož řádu. Práce ukazuje, že pro výskyt šumu mikroplazmatu v GaAs jsou nutné dislokace nebo srovnatelné mřížkové nedokonalosti. Podobně v práci [11] je zjištěno, že výskyt mikroplazmatických oblastí koreluje s kvalitou krystalu GaAs použitého k výrobě přechodu a že jejich počet narůstá exponenciálně s napětím na přechodu.

V dalších letech se pozornost začíná zaměřovat na chování součinitelů nárazové ionizace pro elektrony a díry, a také závislosti průrazného napětí na parametrech materiálu pro křemíkové přechody.

V práci [12] byl uveden popis bistabilního chování šumu mikroplazmatu v nízkoimpedančním obvodu, které bylo popsáno dvoustavovým procesem generace – rekombinace. Tento proces je určen následujícími postuláty:

- Jestliže se v čase  $t$  soustava nachází ve stavu 0, potom se pravděpodobnost, že v časovém intervalu  $(t, t + \Delta t)$  dojde k přechodu do stavu 1, rovná  $g \Delta t + o(\Delta t)$ .
- Jestliže se v čase  $t$  soustava nachází ve stavu 1, potom se pravděpodobnost, že v časovém intervalu  $(t, t + \Delta t)$  dojde k přechodu do stavu 0, rovná  $r \Delta t + o(\Delta t)$ .
- Pravděpodobnost, že v intervalu  $(t, t + \Delta t)$  nedojde ke změně stavu soustavy, je  $1 - (g + r) \Delta t + o(\Delta t)$ .

Zde veličiny  $g$  a  $r$  jsou nazvány součinitel generace a součinitel rekombinace. Pro stacionární případ jsou oba součinitelé nezávislé na čase, jsou však závislé na napětí na přechodu a teplotě, případně na dalších veličinách.

V roce 2000 autoři [13] popisují návrh teplotní závislosti efektivního ionizačního koeficientu v křemíku a zároveň se pokusili ukázat analytické vyjádření teplotní závislosti odporu vodivého kanálu.

Práce [14] v roce 1999 se pokouší dát do spojitosti záporný diferenciální odpor, objevující se na VA charakteristice během lokálních lavinových průrazů, s růstem teploty elektronů s rostoucím zpětným proudem přechodem blízko hrany vyčerpané oblasti.

Analýza a popis rychlého přechodového děje je rozebrána v roce 2002 v literatuře [15]. Zmíněný jev se projevuje během lokálních lavinových průrazů závěrně polarizovaných křemíkových usměrňovacích diod.

Marinov se ve své práci [16] v roce 2007 pokouší poskytnout komplexní fyzikální popis vzniku a zároveň i zániku lokálních lavinových výbojů v defektní oblasti PN přechodu. Dále se zde zaměřuje na návrh vztahů pro určení parametrů PN přechodu s defektem ve vyčerpané oblasti během náběhu lavinového průrazu.



### 3. Cíle

- Fyzikální popis PN přechodů studovaných diod.
- Ověření platnosti Haitzova modelu u zkoumaných diod a určení jeho parametrů.
- Kvalitativní ověření vlivu lokálních lavinových průrazů PN přechodu na tvar VA charakteristiky.
- Studium procesů ovlivňujících stacionaritu dějů v průběhu trvání lokálních lavinových průrazů a průběhu dob mezi nimi.
- Vytvoření statistického popisu šumu mikroplazmatu jako G-R procesu s časově proměnnými součiniteli  $g(t)$  a  $r(t)$  v průběhu trvání mezer a impulzů.
- Vytvoření metodiky určení parametrů oblasti ohřevu během lokálního lavinového průrazu.

## 4. Měření vzorky

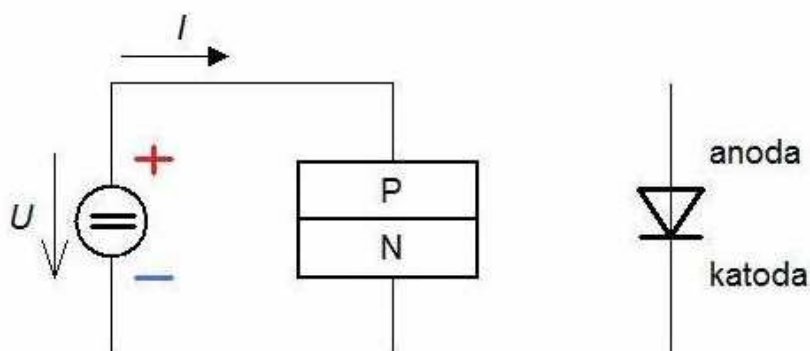
Meření bylo provedeno na několika různých typech komerčně dostupných vysokonapěťových usměrňovacích diodách. Podle katalogových listů a literatury [30] je PN přechod u zkoumaných diod vyroben difuzní technologií, závěrné napětí se pohybuje v rozpětí 600 – 1300 V, viz tab. 4.1. Podrobnější informace o zkoumaných diodách je možné najít v katalogových listech.

| Označení vzorku | Typ diody | Závěrné napětí / V |
|-----------------|-----------|--------------------|
| A               | 1N4937    | 600                |
| B               | 1N5062    | 800                |
| C               | 1N4007    | 1000               |
| D               | P600K     | 800                |
| E               | P600M     | 1000               |
| F               | BY255     | 1300               |
| G               | 1N5408    | 1000               |
| H               | BY299     | 800                |
| I               | BA159     | 1000               |
| J               | 1N5399    | 1000               |
| K               | BY133     | 1300               |
| L               | BY550     | 1000               |

Tab. 4.1 Přehled vzorků použitých při měření.

## 5. Polovodičové diody

Polovodičové diody jsou elektronické součástky, které zpravidla obsahují jeden PN přechod. V určitých případech diody mohou obsahovat i více přechodů, ale pro určení vlastností součástky je rozhodující přechod jeden a ostatní mají jen pomocný význam. Na obr. 5.1 je nakreslena v řezu plošná dioda a její schématická značka. Na rozhraní polovodiče N a P vznikne polovodičový přechod. Bez přivedeného napětí je vnitřní potenciál styku dvou polovodičů vyrovnán a dioda se navenek chová jako kondenzátor s konečným svodovým odporem. Podstatou činnosti diod je usměrňovací jev. Tento jev je způsoben větší vodivostí součástky v jednom směru oproti směru druhému [18].



Obr. 5.1 Plošný řez a schématická značka diody.

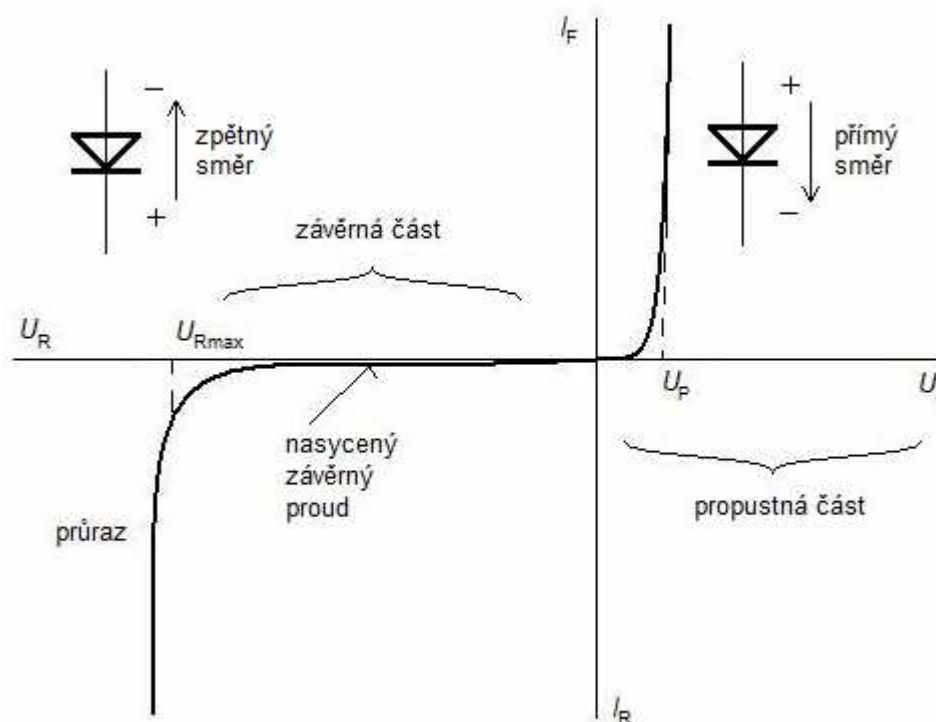
Připojí-li se k diodě vnější stejnosměrné napětí tak, že kladný pól je připojen k polovodiči typu N a záporný k polovodiči typu P, zvětší se potenciálová bariéra přechodu a diodou proud téměř neprochází. Dioda je polarizována v závěrném stavu. V opačném případě dioda vede. O takto zapojené diodě říkáme, že je polarizována v propustném stavu. Této vlastnosti polovodičové diody se užívá k usměrňování.

### 5.1. Základní vlastnosti polovodičové diody

Základní vlastnosti diody se dají nejlépe znázornit na jejich VA charakteristikách. Typický průběh statické VA charakteristiky je vidět na obr. 5.2. Charakteristika má dvě části - závěrnou a propustnou část. Zvyšuje-li se kladné napětí na anodě diody nad několik desetin voltů, hodnota napětí je závislá na konkrétním typu diody, proud diodou prudce roste. Je-li dioda polarizována v závěrném stavu, je její závěrný proud

o několik řádu menší než proud v přímém směru a se zvyšujícím se napětím roste. Proud ve zpětném směru je zanedbatelný ve srovnání s proudem v přímém směru až do doby, kdy dojde k překročení dovoleného závěrného napětí [18].

Obě části VA charakteristiky jsou kresleny v různých měřítcích se zřetelem k tomu, že jak závěrný proud k proudu propustnému, tak i propustné napětí k napětí závěrnému bývají ve vzájemném poměru více jak 1:100 [18].



Obr. 5.2 VA charakteristika polovodičové usměrňovací diody.

## 5.2. Dělení polovodičových diod v praxi

V praxi dělíme diody podle různých hledisek, které se vzájemně překrývají. Z hlediska konstrukce dělíme diody na:

- hrotové
- plošné
- mikroplošné (tyto diody jsou na rozhraní mezi hrotovými a plošnými).

Snad důležitější je dělení v závislosti na kombinaci dvou hledisek: funkce a možného použití, podle kterého rozeznáváme tyto diody [18]:

- usměrňovací (nizkovýkonové a výkonové)
- detekční a spínací
- stabilizační a referenční (tzv. Zenerovy)
- tunelové a inverzní
- kapacitní
- luminiscenční
- fotodiody
- speciální diody

### 5.3. Usměrňovací polovodičové diody

Usměrňovací diody jsou konstruovány pro usměrnění střídavého proudu, dříve pouze průmyslových kmitočtů, nyní i kmitočtů značně vyšších. U usměrňovacích diod se vyžaduje malý úbytek napětí v propustném směru a zároveň velké hodnoty pro závěrné napětí. Usměrňovací diody se z pravidla dělí na nizkovýkonové a na výkonové, neboli silové usměrňovací diody. V současné době se používají převážně diody křemíkové, výjimečně i germaniové [30].

Usměrňovací dioda v obvodu střídavého proudu musí splňovat určité nároky. V jedné půlperiodě je dioda polarizována v propustném stavu, diodou protéká proud. Následuje druhá půlperioda, kdy se směr střídavého proudu obrací a dioda se dostává do závěrného stavu pro takto protékající proud. Na uzavřeném polovodičovém přechodu roste intenzita elektrického pole, jenž zatěžuje polovodičový přechod. Při určité intenzitě elektrického pole, tj. při určitém závěrném napětí, dojde k průrazu, který může vést až ke zničení diody. Proto je důležité při výběru vhodné usměrňovací diody respektovat hodnoty průrazného napětí  $U_{BR}$ , resp. maximální povolené závěrné napětí  $U_{Rmax}$  [18].

### 5.4. Polovodičové přechody

Mezi polovodičové přechody řadíme rozhraní s různě dotovanými polovodiči, s různými typy polovodičů, a nebo s polovodičem a jiným materiálem. Polovodičové

přechody můžeme rozdělit do dvou velkých kategorií. Jedná se o homogenní a heterogenní přechody [29].

#### **5.4.1. Homogenní přechody**

Homogenním přechodem nazýváme přechod uvnitř stejnorodého materiálu, jako jsou například křemík a germanium. Jsou vytvořeny různou dotací stejného materiálu příměsemi. V energetickém pásovém diagramu je šířka zakázaného pásu na obou stranách tohoto přechodu stejná. Můžeme je rozdělit na [18]:

- Přechody PN, NP – přechody mezi stejnorodými materiály s různým typem vodivosti. Tyto přechody můžeme podle poměru koncentrace příměsí dále rozdělit na souměrné, kde koncentrace donorů na straně N a akceptorů na straně P je přibližně stejná ( $N_D \approx N_A$ ) a nesouměrné, kde dotace příměsí na straně jedné je výrazně vyšší.
- Přechody  $N^+N$ , a  $P^+P$  – přechody mezi stejnorodými materiály stejného typu vodivosti s různou koncentrací příměsí.
- Přechody PI, NI a jejich kombinace PIN – přechody mezi stejnorodými materiály s nevlastní a vlastní vodivostí.

Podle průběhu koncentrace tyto přechody můžeme rozdělit na strmé, kde ke změně koncentrace dochází skokově a přechody plynulé s konečným spádem koncentrace, jejichž zvláštním případem jsou přechody lineární [29].

#### **5.4.2. Heterogenní přechody**

Heterogenní přechody jsou přechody mezi dvěma nesterodými materiály s různou krystalovou strukturou. V energetickém pásovém diagramu je šířka zakázaného pásu na obou stranách přechodu různá [18].

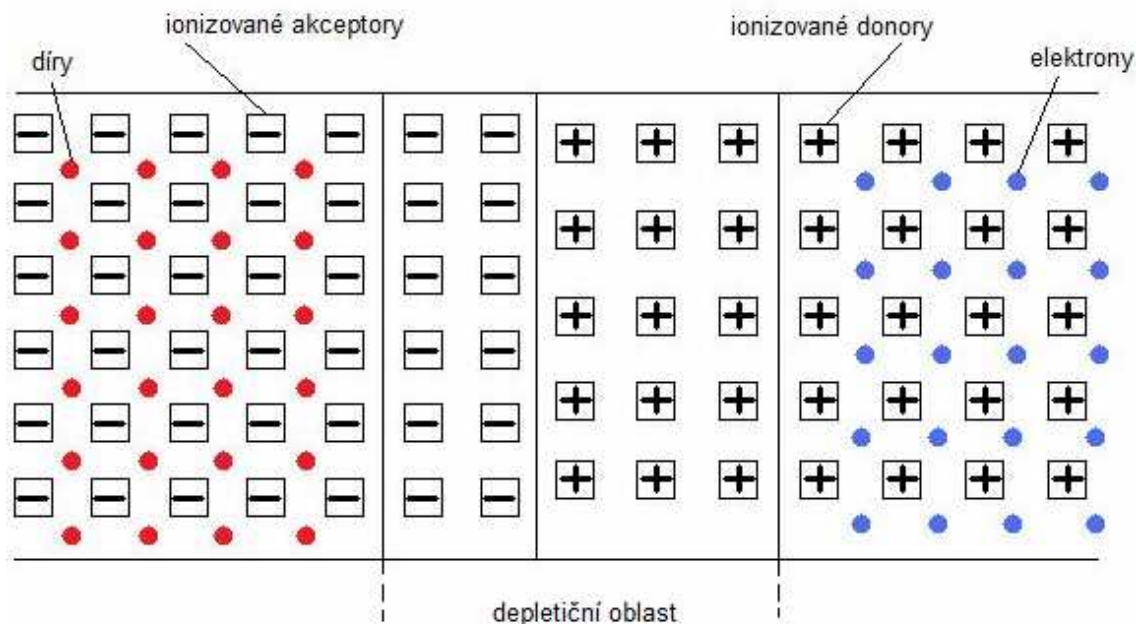
### **5.5. Kvalitativní popis PN přechodu v rovnovážném stavu**

Vezmeme-li krystal křemíku, jehož jedna část je dotována donory a druhá akceptory, pak na obr. 5.3 můžeme vidět schematicky znázorněny nepohyblivé ionty akceptorů a donorů a pohyblivé volné elektrony a díry. Vzhledem k tomu, že v místě metalurgického přechodu dochází k prudké změně koncentrací příměsí a tím i k prudké

změně koncentrace volných nosičů, difundují volné díry na straně P k místu metalurgického přechodu a zanechávají za sebou záporný prostorový náboj a volné elektrony na straně N difundují k metalurgickému přechodu a zanechávají za sebou kladný prostorový náboj [29].

V oblasti přechodu volné elektrony a volné díry rekombinují. Zároveň kladný prostorový náboj na straně N odpuzuje kladné volné díry difundující ze strany P a záporný prostorový náboj ze strany P odpuzuje záporné elektrony difundující ze strany N. Driftové síly elektrického pole vytvořeného prostorovým nábojem, které je kolmé na plochu metalurgického přechodu, tak působí proti difuznímu pohybu a v oblasti přechodu je nastolena rovnováha difuzních a driftových proudů [29].

V důsledku existence elektrického pole vznikne v oblasti přechodu rozdíl potenciálů tzv. kontaktní potenciál, často nazývaný též jako difuzní napětí, protože příčinou jeho vzniku je právě difuzní proud [18].

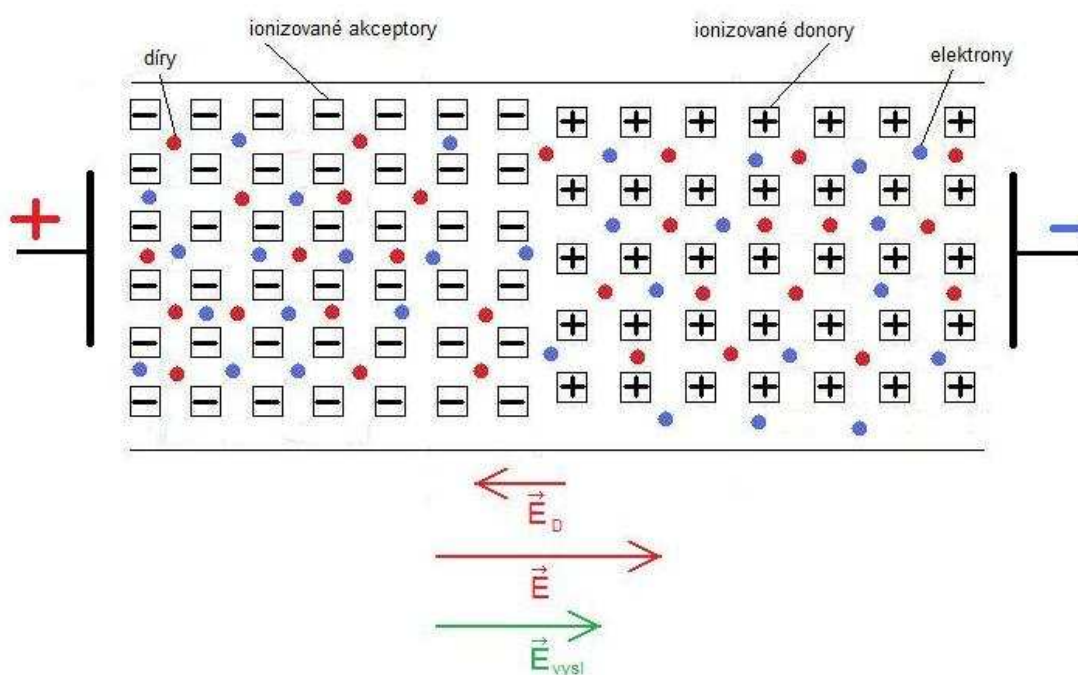


Obr. 5.3 Schematické znázornění nepohyblivých iontů akceptorů a donorů a pohyblivých volných děr a elektronů.

V oblasti přechodu PN je ve srovnání s oblastmi typu P a N velmi malá koncentrace volných nosičů a existuje v ní prostorový náboj. Proto je také nazývána jako depleční vrstva [18].

### 5.5.1. Propustně pólovaný PN přechod

Připojíme-li k PN přechodu vnější napětí s kladným pólem k oblasti P a záporným k oblasti N, pak přivedené napětí vytváří vnější intenzitu elektrického pole  $\vec{E}$ , které má směr proti difuzní intenzitě elektrického pole  $\vec{E}_D$ . Celková intenzita elektrického pole na přechodu je dána vektorovým součtem intenzit  $\vec{E}$  a  $\vec{E}_D$ . Bude-li tedy  $\vec{E}$  větší než  $\vec{E}_D$  z toho plyne, že přiložené napětí bude dostatečně velké, celková intenzita bude mít směr od oblasti P k oblasti N, kladně nabitě díry a záporně nabitě elektrony se budou pohybovat směrem k přechodu a přechodem bude protékat elektrický proud. PN přechod je v propustném stavu [29], obr. 5.4.

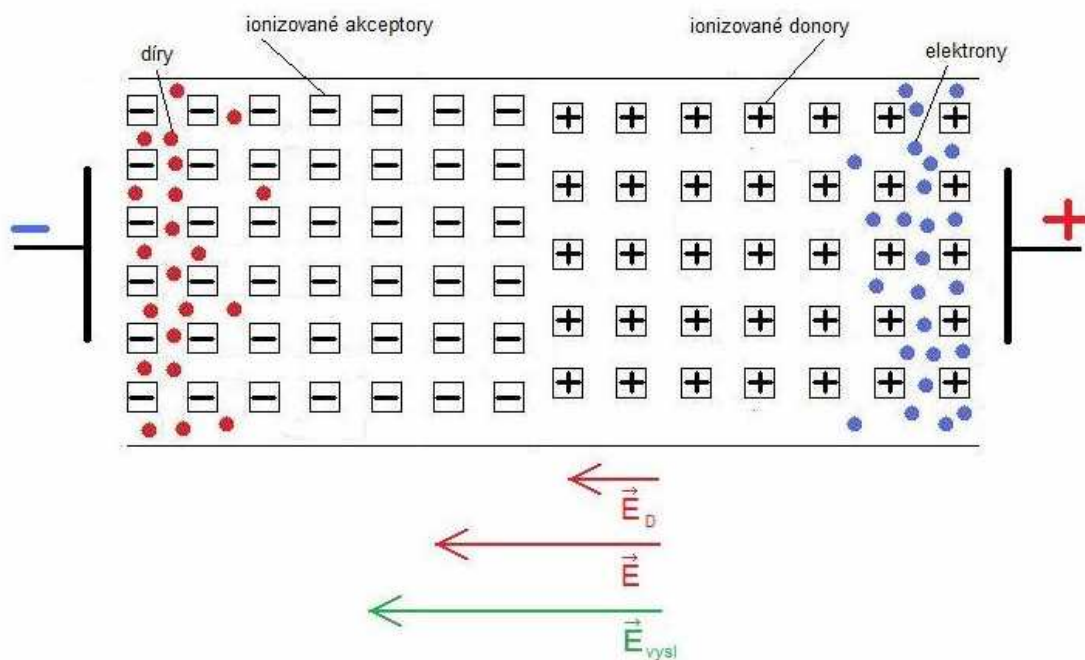


Obr. 5.4 Schematické znázornění propustně pólovaného PN přechodu.



### 5.5.2. Závěrně pólovaný PN přechod

Nyní přiložíme napětí k přechodu s opačnou polaritou, tj. kladným pólem k oblasti N a záporným k oblasti P. Intenzita vnějšího pole  $\vec{E}$  a intenzita  $\vec{E}_D$  mají stejný směr a "odtlačují" volné elektrony a díry ještě dále od přechodu. Přes přechod může téci jen proud způsobený minoritními nosiči. Přechod je v závěrném stavu [29], obr. 5.5.



Obr. 5.5 Schematické znázornění závěrně pólovaného PN přechodu.

### 5.6. Teorie fluktuací v polovodičích

Elektrické fluktuace v polovodičích přitáhly pozornost mnoha výzkumných pracovišť již koncem padesátých let a to zejména v souvislosti se studiem dokonalosti technologických postupů. Obecně se v polovodičových součástkách může vyskytnout několik zdrojů fluktuací. Uvedu zde ty nejznámější. Prvním důležitým zdrojem je tepelný šum, obvykle způsobený náhodnými srážkami nosičů s krystalovou mřížkou. Jako druhý uvádím výstřelový šum, který je způsobený náhodnou emisí elektronů nebo fotonů nebo náhodným průchodem nosičů přes potenciálovou bariéru. Třetím zdrojem je generačně rekombinační šum (G-R), který je způsoben náhodnou generací a rekombinací párů elektron - díra nebo náhodnou generací nosičů z pastí nebo náhodnou rekombinací s nezaplněnými pastmi. Čtvrtým zde uváděným typem je

$1/f$  šum, charakterizovaný typem spektra  $1/f^\alpha$  s  $\alpha \doteq 1$ . Jako posledním zde uvedeným je šum mikroplazmatu. Empiricky bylo pozorováno, že u součástek s přesně reprodukovánými makroskopickými parametry (proud, napětí, teplotní charakteristiky) mohou součástky vykazovat šumové úrovně, které jsou zpravidla rozdílné vzorek od vzorku.

### 5.6.1. Tepelný šum

Jde o jednoznačně první šumový projev, který byl předpovězen již v roce 1906 Albertem Einsteinem [19]. Ten popsal chování nosičů náboje, které v důsledku Brownova pohybu způsobí fluktuace potenciálu a to i u součástek v tepelné rovnováze. Tento šum je znám jako tepelný nebo jako Johnsonův šum [20]. Na matematickém popisu pracoval Nyquist v roce 1928 [21] a definoval jeho spektrální výkonovou hustotu. Tento šum ze své podstaty definuje fyzikální pozadí měřících aparatur.

### 5.6.2. Výstřelový šum

Výstřelový šum je druhým základním typem šumu, který vzniká v důsledku diskrétní povahy nosičů náboje [22]. Je pozorován ve strukturách obsahujících potenciálové bariéry. U usměrňovacích diod to představuje PN přechod. První vysvětlení tohoto šumu podal Schottky ve své práci "On spontaneous Current Fluctuation in Various Electricity Conductors" (1918) vztahující se k vakuovým elektronkám [23]. Ve své práci formuloval i matematický popis spektrální výkonové hustoty a zavedl pojem "shot effect". Tento šum je hojně používán k popisu potenciálové bariéry a studiu ovlivnění této bariéry.

### 5.6.3. Generačně - rekombinační šum

Generačně – rekombinační šum je obecně považován za výsledek statistické fluktuace nosičů náboje v důsledku náhodné *generace*, *rekombinace*, náhodného *zachycení* a *uvolnění* nosiče na hladině pasti v polovodiči [24]. Mluví se o hladinách pastí, které se vyskytují v zakázaném pásu a jsou přítomny kvůli různým druhům defektů a nečistot v polovodiči i na jeho povrchu. Tento šum je velmi často využíván právě pro hodnocení kvality, protože přímo souvisí s množstvím defektů, koncentrací nečistot a poruch krystalové mřížky.

#### 5.6.4. Šum 1/f

V předchozích odstavcích byly zmíněny počátky měření šumů pozorovaných ve vakuových elektronkách, které měly za úkol ověřit mechanismy, které předpověděl Einstein [19] a Schottky [23]. Šlo o tzv. bílé šumy, u kterých není spektrální výkonová hustota funkcí kmitočtu. Patrně první pokusy prováděl pravděpodobně C. A. Hartmann [25] ovšem nedospěl k hodnotným výsledkům. Až J. B. Johnson [26], [27] ověřil tehdejší předpoklady. Nicméně Johnson změřil i jakýsi nadbytečný šum v oblasti nízkých kmitočtů, později označený jako "růžový šum". Krátce na to se Schottky pokusil doplnit měření teoretickým vysvětlením [28]. Schottkyho vysvětlení bylo založeno na fyzice transportu elektronů uvnitř vakuové trubice. Nicméně časem se ukázalo, že tento šum se objevuje i v mnoha různých elektronických zařízeních, kde ovšem jeho vysvětlení nebylo možné aplikovat. Pozorovaná spektrální výkonová hustota se zdála velmi variabilní. Byl pozorován pokles se vzrůstajícím kmitočtem odpovídající  $1 / f^\alpha$ , kde  $\alpha = 0.1 \div 2$  přes mnoho dekad kmitočtu. Velmi zajímavou vlastností tohoto šumu je nezávislost na měřítku, což znamená, že výsledek pozorování je stejný pro všechny zvolené kmitočty či časové intervaly.

#### 5.6.5. Šum mikroplazmatu

Tento šum patří do kategorie impulsních šumů a je způsoben lavinovými průrazy v malých lokálních oblastech. Abychom mohli mluvit o průrazu, musí být přítomna potenciálová bariéra, která je namáhána vnějším elektrickým polem. Dochází-li k fluktuaci elektrické pevnosti této bariéry, při vzrůstajícím namáhání vznikají lokální průrazy. Tento druh šumu je přítomný i u námi zkoumaných vzorků usměrňovacích diod a ukazuje se, že studiem mikroplazmatického šumu lze získat velmi cenné informace o přechodu. Mikroplazmatický šum se projevuje ve formě dvou nebo více hladinových pravoúhlých impulsů. Pokud je pro měření použit napěťový zdroj, je mikroplazmatický šum charakteristický konstantní amplitudou, náhodným okamžikem vzniku a náhodnou dobou trvání. Více informací o šumu mikroplazmatu bylo uvedeno v kap. 2, kde je rozebrán současný stav zkoumané problematiky.

## 6. Strukturní a chemická analýza

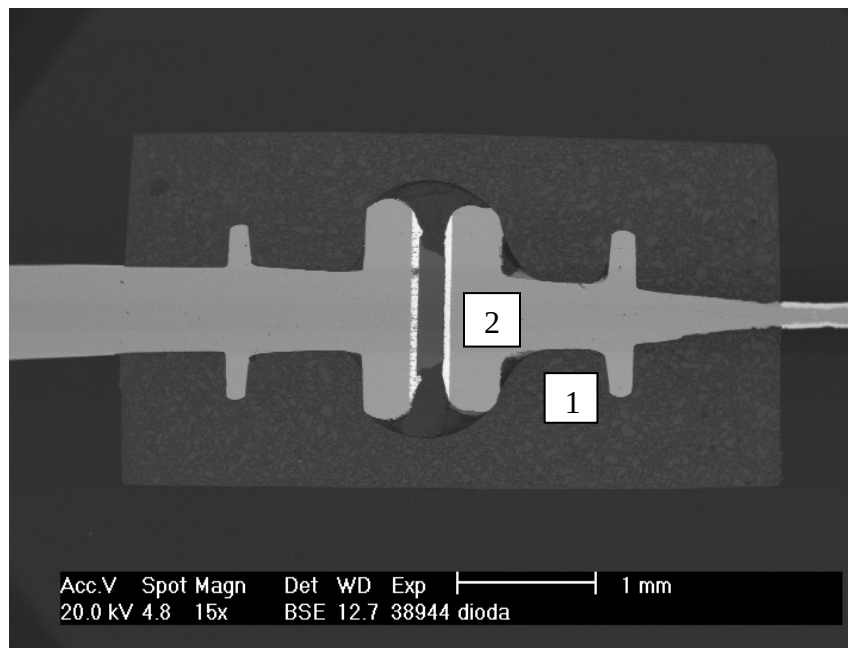
Byla provedena analýza u křemíkových vysokonapětových usměrňovacích diod, jež byly nejprve zality do pryskyřice a následně byly z části odbroušeny. V takto obnaženém těle diody byla provedena analýza. Analyzovány byly obal, kontakty, přívody a samotný čip. Měření bylo provedeno řádkovacím elektronovým mikroskopem Carl Zeiss DSM 940, vybaveným vlnově-disperzním spektrometrem Microspec WDX-3PC. Při analýzách vzorků byly využity následující metody.

### 6.1. Strukturní analýza diody A10 a D10

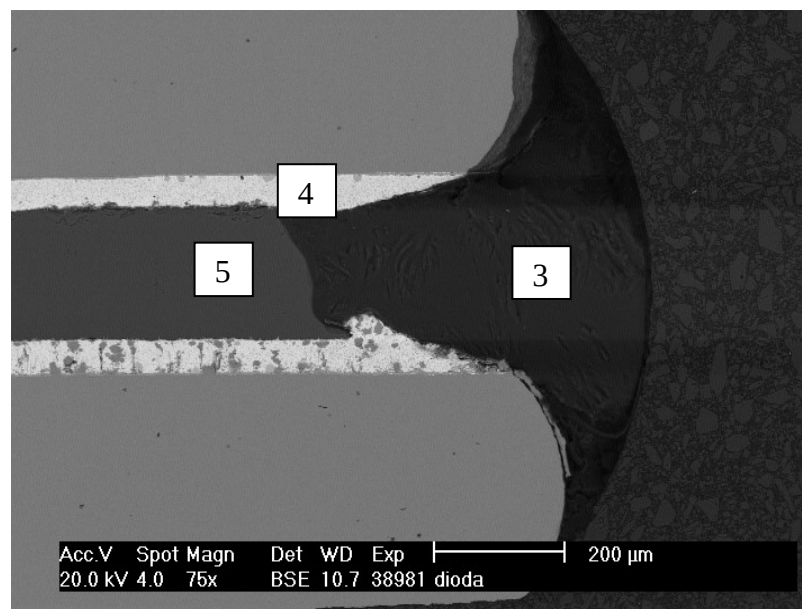
Pod strukturní analýzou si zde představíme získání obrazu pomocí odražených elektronů od zkoumaného povrchu vzorku a to z hloubky ne větší než několik desetin mikrometru. Jedná se o metodu označenou jako BSE, u které svazek primárních elektronů dopadá na povrch zkoumaného vzorku, kde dojde k odrazu a odtud putují zpět k detektoru. Limitující podmínkou je, že za odražené elektrony lze považovat jen ty, které ztratí při odrazu od zkoumaného povrchu maximálně 20 % ze své energie. Kontrast je z velké části dán rozdílem atomových hmotností přítomných prvků a s tím spojeným koeficientem odrazivosti elektronů na vzorku tak, že s rostoucím průměrným atomovým číslem, roste i hodnota signálu odražených elektronů. V typickém BSE obraze jsou tedy útvary s vyšší průměrnou atomovou hmotností zobrazeny světleji oproti útvarům s atomovou hmotností nižší [33].

Na obr. 6.1 a 6.2 je zobrazena dioda A10 v podélném řezu, přičemž čísla v bílých čtvercích reprezentují oblasti, zkoumané spektrální analýzou v následující podkapitole. Čip u vzorku A10 je ve tvaru čtverce o hraně 0,9 mm.

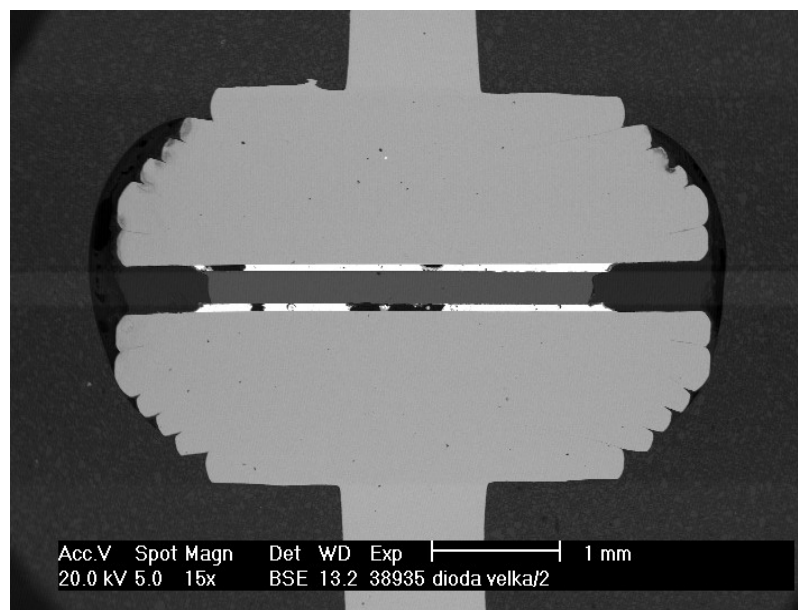
Na obr. 6.3 je zobrazena dioda D10 v podélném řezu a na obr. 6.4 v příčném, kde je možné vidět skutečné rozměry čipu uvnitř diodového pouzdra. Čip je přibližně ve tvaru čtverce o hranách 3,14 x 3,17 mm, obr. 6.4.



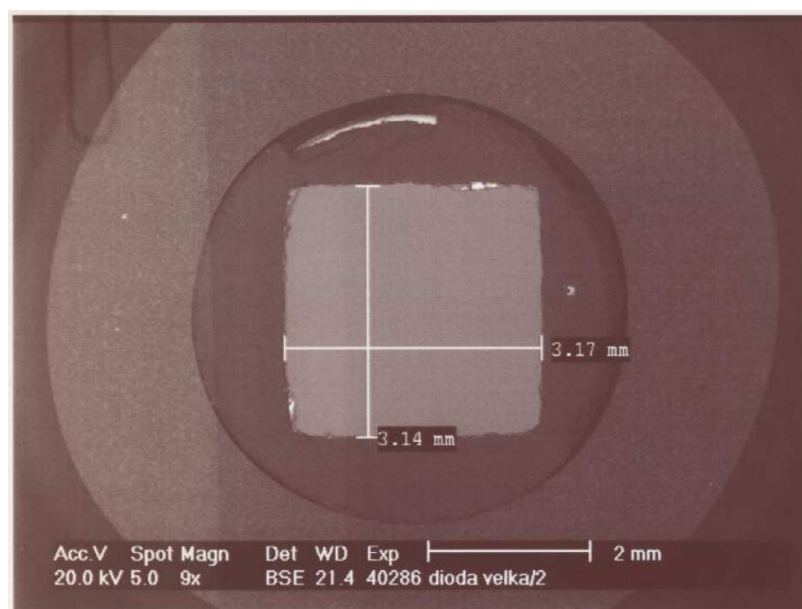
Obr. 6.1 Obráz podélného řezu diodou A10.



Obr. 6.2 Detail z podélného řezu diodou A10.



Obr. 6.3 Obráz podélného řezu diodou D10.



Obr. 6.4 Obráz příčného řezu diodou D10.

## 6.2. Chemická analýza diody A10

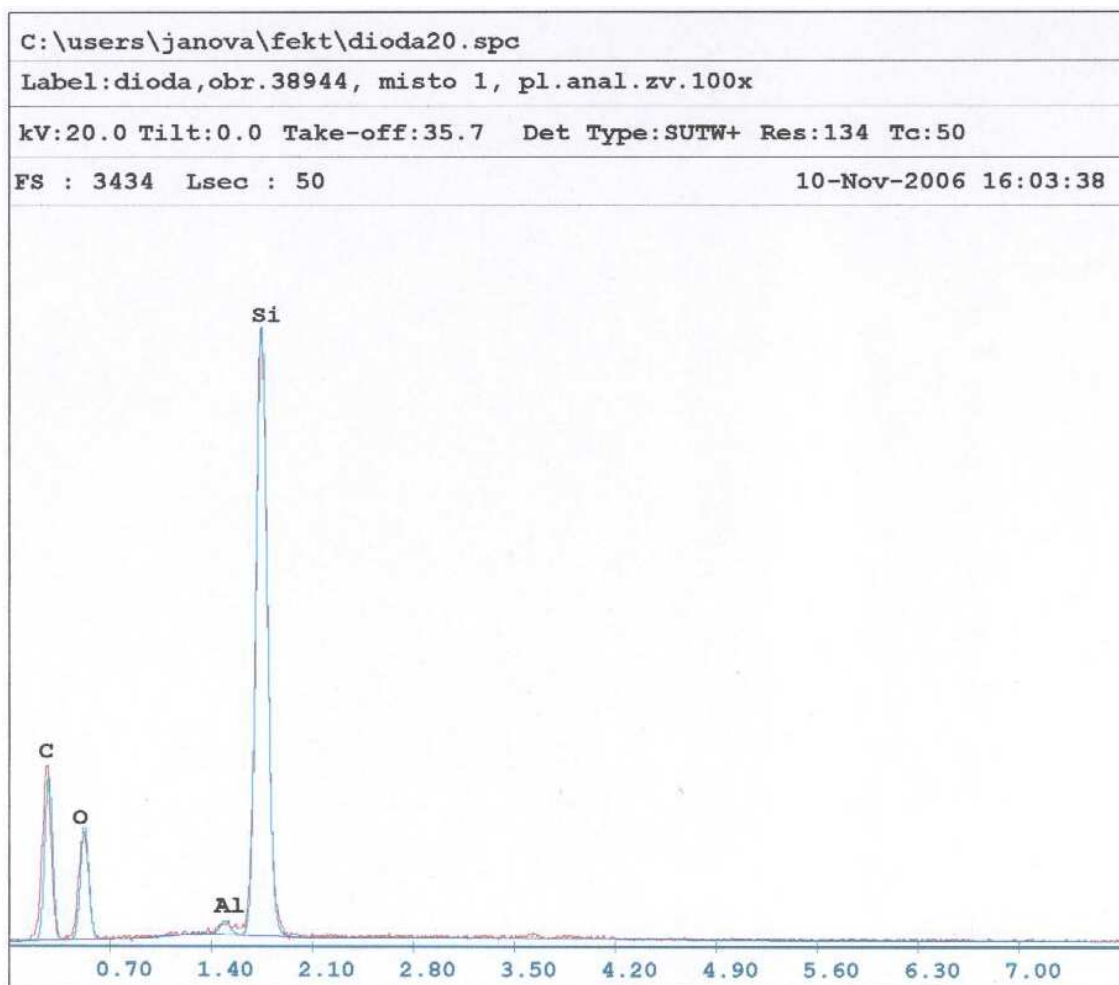
Chemickou analýzou zde rozumíme spektrální analýzu pomocí níž je možné stanovit chemické složení ve zvolené oblasti vzorku. V tomto režimu dopadá elektronový paprsek na vzorek a v důsledku interakce s jeho atomy vzniká charakteristické rentgenové záření. Elektronový paprsek vniká do hloubky až několika mikrometrů. Charakteristické rentgenové záření má danou vlnovou délku, jež je typická pro daný prvek. Vlnové délky charakteristického záření prvků jsou tabelovány a lze z naměřených hodnot určit, o jaký prvek se jedná [33].

Záření vygenerované z analyzovaného místa vzorku je však složeno z charakteristického záření všech přítomných prvků. Pro rozlišení jednotlivých složek záření je toto záření difraktováno na krystalu a do detektoru dopadá pouze záření z úzkého intervalu vlnových délek. Hodnota detekovaných vlnových délek závisí na konfiguraci spektrometru. Pro detekci záření o vlnové délce  $\lambda$  musí být splněn Braggův zákon:  $n\lambda = 2d \sin \theta$  ( $n$  je přirozené číslo,  $d$  je mezivrstevná vzdálenost krystalu a  $\theta$  je úhel, který svírá rtg. záření s rovinou krystalu) [33].

Spektrometr zpravidla obsahuje několik krystalů, jejichž pracovní intervaly pokryjí celé spektrum vlnových délek prvků. Použitý vlnově-disperzní spektrometr Microspec WDX-3PC obsahuje 4 krystaly a je schopen detekovat charakteristické rtg. záření prvků od atomového čísla 5 (bór).

Během spektrální analýzy se otáčením a výměnou krystalů provede detekce signálu všech vlnových délek a záznam je uložen a následně vyhodnocen pomocí počítače.

Na obr. 6.5, 6.6, 6.7, 6.8 a 6.9 jsou zobrazeny výsledky ze spektrální analýzy diody A10. Pokud vezmeme procentuální zastoupení prvků v objemu, pak pouzdro diody je složeno: 39 % uhlík, 33 % kyslík a 27 % křemík, obr. 6.5. Složení přívodů k čipu: 100 % měď, obr. 6.6. Složení kontaktů: 2 % stříbro, 3 % cín a 95 % olovo, obr. 6.8. Složení čipu: 100 % křemík, obr. 6.9.



**EDAX ZAF Quantification (Standardless)**

Element Normalized

SEC Table : Default

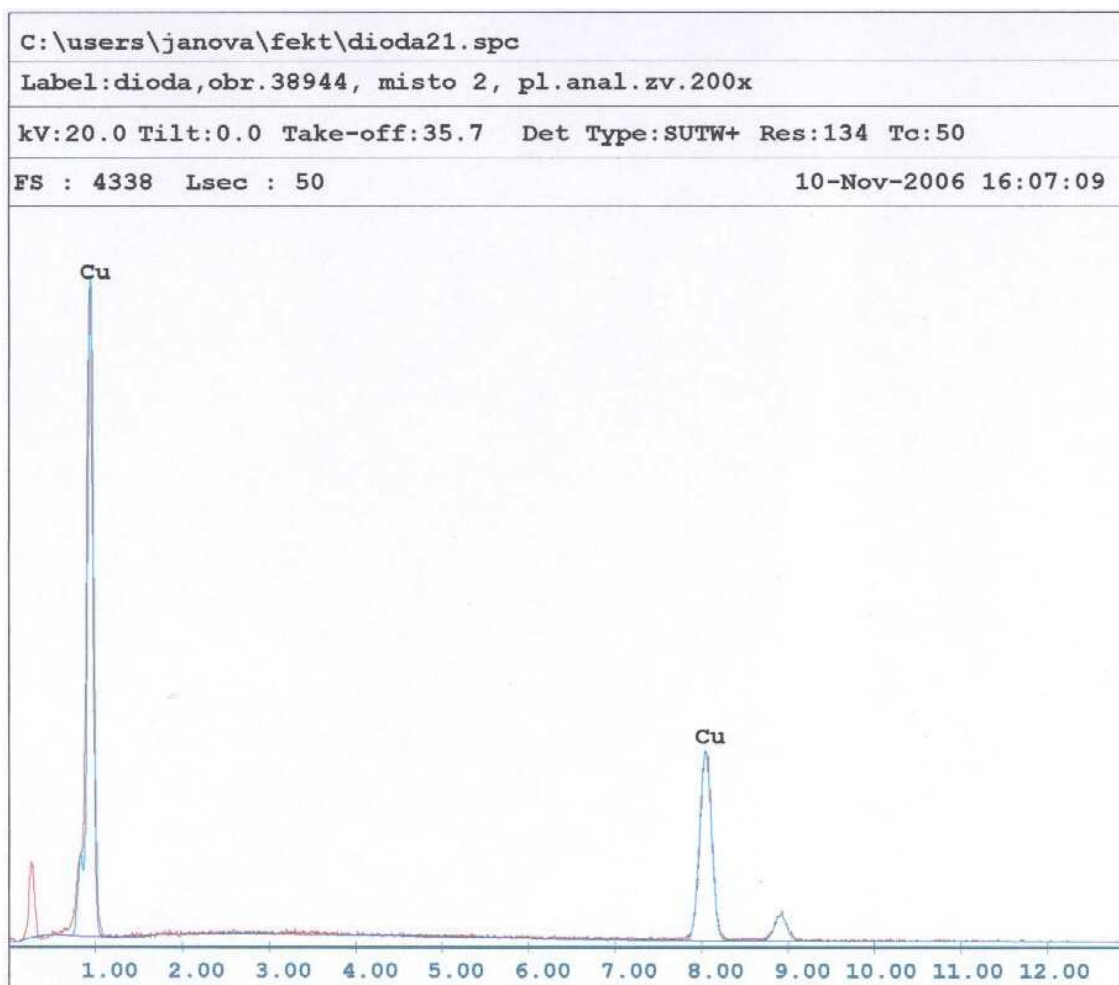
Coating Correction Used : Element : C , Factor : 14.00

| Element | Wt %   | At %   | K-Ratio | Z      | A      | F      |
|---------|--------|--------|---------|--------|--------|--------|
| C K     | 38.77  | 51.26  | 0.0736  | 1.0220 | 0.1857 | 1.0003 |
| O K     | 33.01  | 32.77  | 0.0731  | 1.0049 | 0.2203 | 1.0003 |
| AlK     | 0.68   | 0.40   | 0.0050  | 0.9362 | 0.7684 | 1.0147 |
| SiK     | 27.53  | 15.57  | 0.2297  | 0.9636 | 0.8656 | 1.0000 |
| Total   | 100.00 | 100.00 |         |        |        |        |

| Element | Net Inte. | Bkgd Inte. | Inte. Error | P/B    |
|---------|-----------|------------|-------------|--------|
| C K     | 82.94     | 0.48       | 1.56        | 172.79 |
| O K     | 64.00     | 0.90       | 1.79        | 71.11  |
| AlK     | 9.54      | 6.04       | 6.89        | 1.58   |
| SiK     | 415.00    | 4.40       | 0.70        | 94.32  |

Obr. 6.5 Výsledky spektrální analýzy pro BOD 1 – pozdro diody, vzorek A10.





**EDAX ZAF Quantification (Standardless)**

Element Normalized

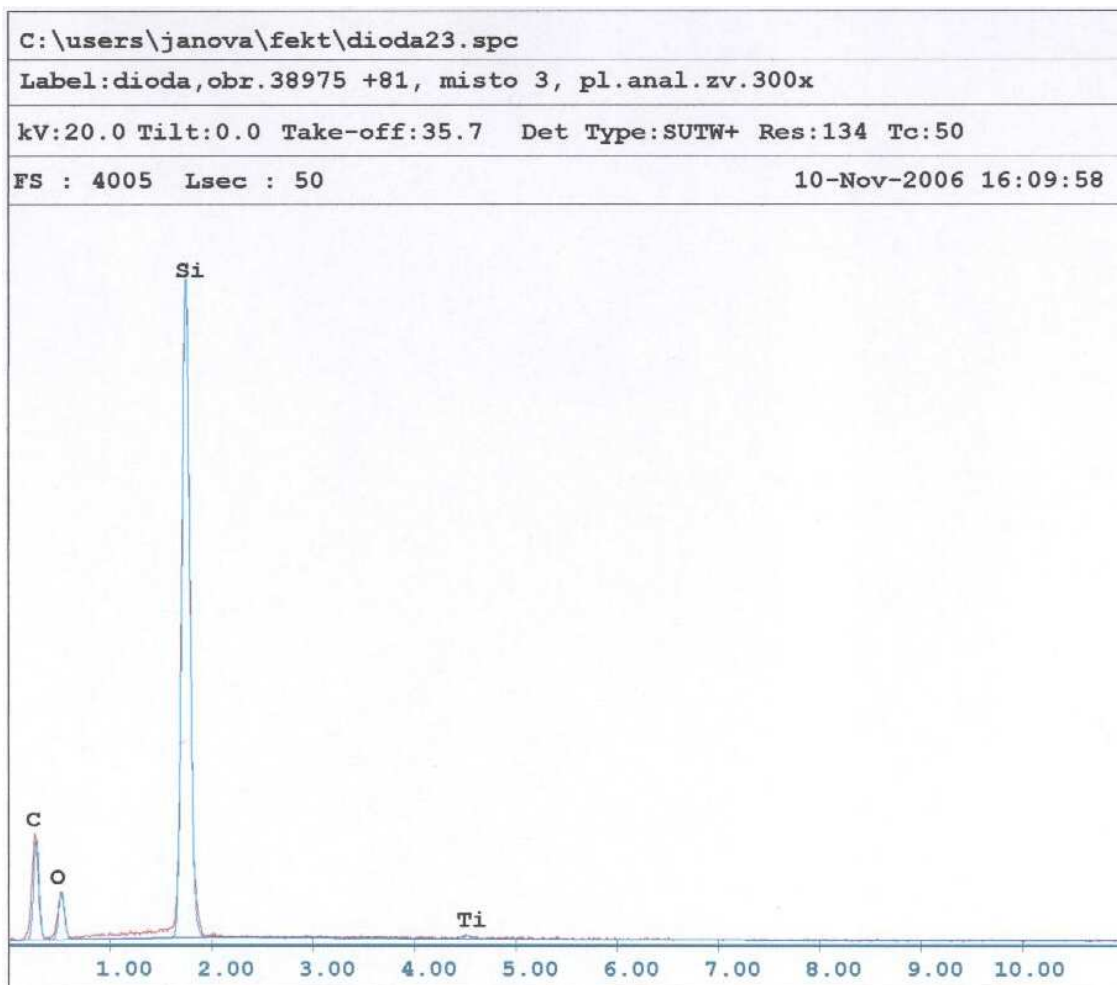
SEC Table : Default

Coating Correction Used : Element : C , Factor : 14.00

| Element | Wt %   | At %   | K-Ratio | Z      | A      | F      |
|---------|--------|--------|---------|--------|--------|--------|
| CuK     | 100.00 | 100.00 | 1.0000  | 1.0000 | 1.0000 | 1.0000 |
| Total   | 100.00 | 100.00 |         |        |        |        |

| Element | Net Inte. | Bkgd Inte. | Inte. Error | P/B   |
|---------|-----------|------------|-------------|-------|
| CuK     | 288.62    | 3.52       | 0.84        | 81.99 |

Obr. 6.6 Výsledky spektrální analýzy pro BOD 2 – přívody k čipu, vzorek A10.



**EDAX ZAF Quantification (Standardless)**

**Element Normalized**

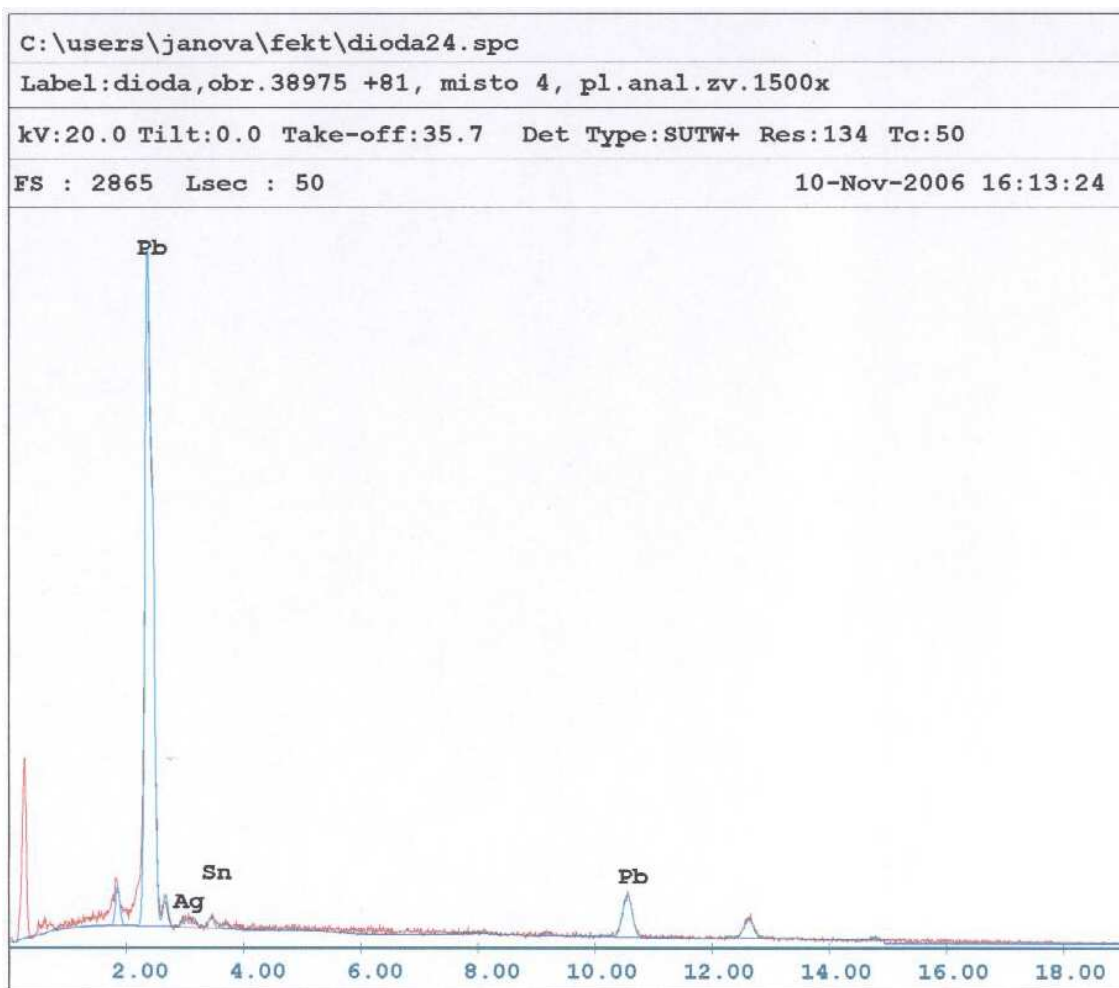
**SEC Table : Default**

**Coating Correction Used : Element : C , Factor : 14.00**

| Element | Wt %   | At %   | K-Ratio | Z      | A      | F      |
|---------|--------|--------|---------|--------|--------|--------|
| C K     | 39.93  | 55.20  | 0.0618  | 1.0267 | 0.1508 | 1.0002 |
| O K     | 21.10  | 21.90  | 0.0415  | 1.0096 | 0.1950 | 1.0004 |
| SiK     | 38.42  | 22.71  | 0.3374  | 0.9679 | 0.9074 | 1.0000 |
| TiK     | 0.56   | 0.19   | 0.0047  | 0.8568 | 0.9806 | 1.0000 |
| Total   | 100.00 | 100.00 |         |        |        |        |

| Element | Net Inte. | Bkgd Inte. | Inte. Error | P/B    |
|---------|-----------|------------|-------------|--------|
| C K     | 59.76     | 0.14       | 1.83        | 426.86 |
| O K     | 31.20     | 0.34       | 2.56        | 91.76  |
| SiK     | 523.04    | 2.50       | 0.62        | 209.22 |
| TiK     | 3.66      | 2.12       | 10.86       | 1.73   |

Obr. 6.7 Výsledky spektrální analýzy pro BOD 3 – obal kolem čipu, vzorek A10.



**EDAX ZAF Quantification (Standardless)**

Element Normalized

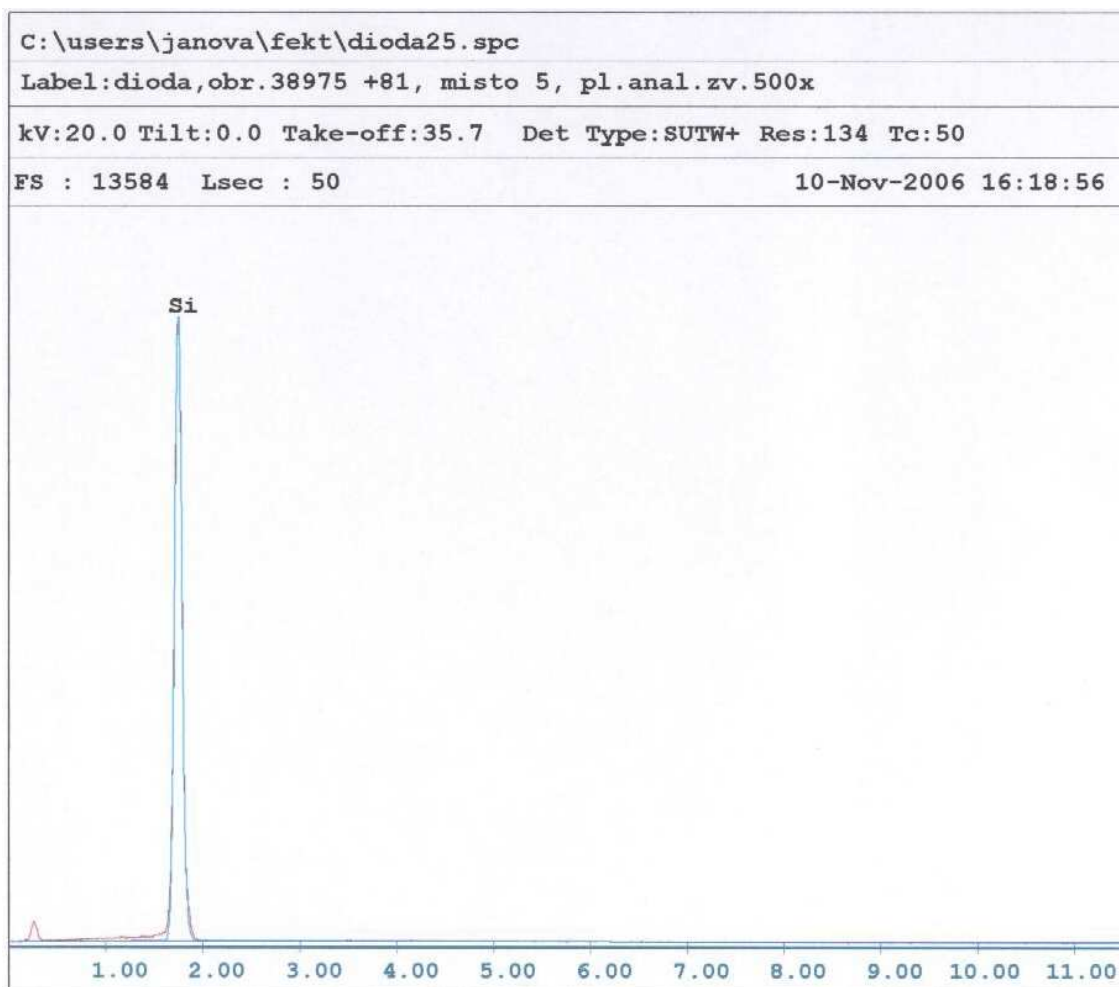
SEC Table : Default

Coating Correction Used : Element : C , Factor : 14.00

| Element | Wt %   | At %   | K-Ratio | Z      | A      | F      |
|---------|--------|--------|---------|--------|--------|--------|
| AgL     | 1.83   | 3.39   | 0.0114  | 1.1120 | 0.5600 | 1.0005 |
| SnL     | 2.58   | 4.35   | 0.0165  | 1.0646 | 0.6013 | 1.0000 |
| PbL     | 95.59  | 92.26  | 0.9485  | 0.9921 | 1.0001 | 1.0000 |
| Total   | 100.00 | 100.00 |         |        |        |        |

| Element | Net Inte. | Bkgd Inte. | Inte. Error | P/B  |
|---------|-----------|------------|-------------|------|
| AgL     | 6.94      | 13.20      | 11.76       | 0.53 |
| SnL     | 8.76      | 13.42      | 9.63        | 0.65 |
| PbL     | 51.40     | 8.56       | 2.28        | 6.00 |

Obr. 6.8 Výsledky spektrální analýzy pro BOD 4 – kontakt, vzorek A10.



EDAX ZAF Quantification (Standardless)  
 Element Normalized  
 SEC Table : Default  
 Coating Correction Used : Element : C , Factor : 14.00

| Element | Wt %   | At %   | K-Ratio | Z      | A      | F      |
|---------|--------|--------|---------|--------|--------|--------|
| SiK     | 100.00 | 100.00 | 1.0000  | 1.0000 | 1.0000 | 1.0000 |
| Total   | 100.00 | 100.00 |         |        |        |        |

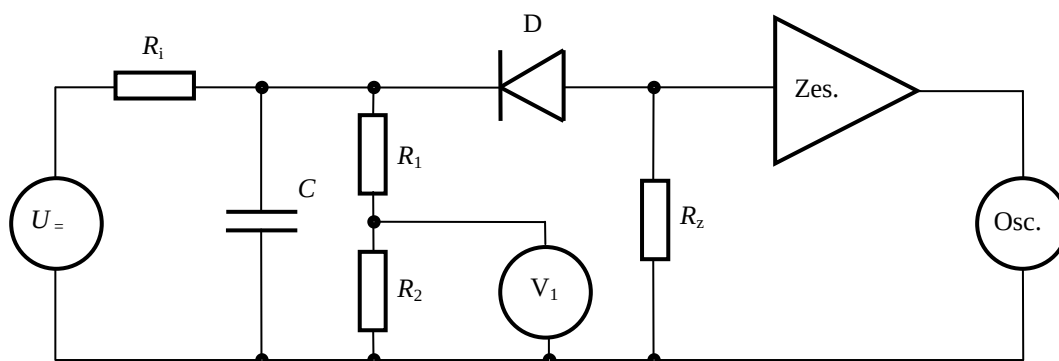
| Element | Net Inte. | Bkgd Inte. | Inte. Error | P/B    |
|---------|-----------|------------|-------------|--------|
| SiK     | 1679.82   | 2.38       | 0.35        | 705.81 |

Obr. 6.9 Výsledky spektrální analýzy pro BOD 5 – čip, vzorek A10.

## 7. Průběh proudového šumu mikroplazmatu v čase

### 7.1. Metodika měření

Časová závislost proudového šumu mikroplazmatu byla měřena pomocí obvodu na obr. 7.1. Jedná se o nízkoohmový obvod se zdrojem napětí. Stejnosměrný vysokonapěťový zdroj je připojen ke kondenzátoru s kapacitou  $C$  přes vlastní vnitřní odpor zdroje  $R_i$ . Zmíněné spojení odporu a kapacity tvoří filtr typu dolní propust. Díky tomuto filtru se dál do měřicího přípravku nešíří rušení vyšších kmitočtů než je  $f_{mez}$ , včetně rušení z rozvodné sítě 50 Hz. Zmíněný kondenzátor dále pomáhá zdroji napětí udržet požadovanou hodnotu napětí na diodě během lokálních lavinových průrazů. V obvodu následuje odporový dělič s voltmetrem  $V_1$ , který slouží k nepřímému měření hodnoty vstupního napětí. Dioda  $D$  polarizovaná v závěrném stavu je zkoumaným prvkem. Časové průběhy proudového šumu mikroplazmatu jsou měřeny jako průběh napětí na zatěžovacím rezistoru s odporem  $R_z$  pomocí osciloskopu připojeného přes nízkošumový předzesilovač, popř. měřicí karty od firmy National Instruments.



Obr. 7.1 Schéma zapojení obvodu pro měření průběhu proudového šumu mikroplazmatu v čase.

### 7.2. Pracoviště pro měření časových průběhů proudového šumu mikroplazmatu

Pracoviště je možné rozdělit do tří hlavních částí – vstupní, výstupní a řídicí. Vstupní část zahrnuje vysokonapěťový zdroj a měřicí přípravek. Výstupní potom nízkošumový předzesilovač PA31, voltmetr Agilent 34401A, osciloskop HP 54645A, popř.

osciloskopickou měřicí kartu od firmy National Instruments. Počítač tvoří řídicí část, která komunikuje s jednotlivými přístroji pomocí GPIB sběrnice, vyjma vysokonapěťového zdroje. Ten je řízen počítačem nepřímo, pomocí stejnosměrného laboratorního zdroje firmy Agilent E3631A, jehož výstupní napětí je řídicím napětím vysokonapěťového zdroje.

### 7.2.1. Regulace vysokonapěťového zdroje

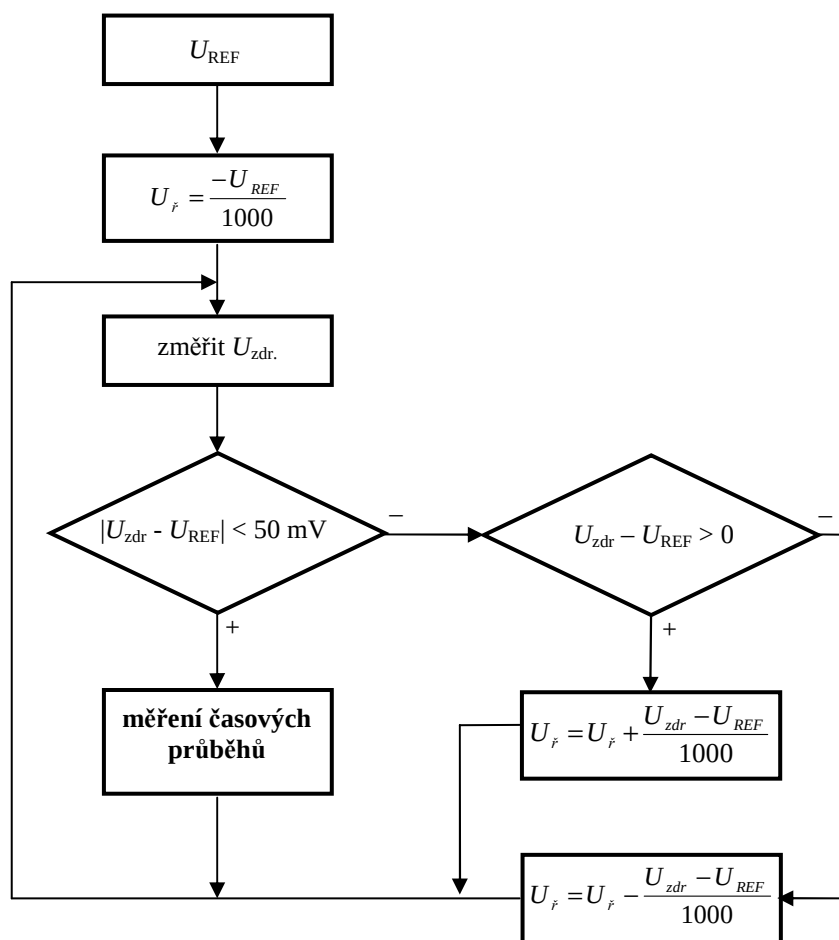
Pro měření časových průběhů šumu mikroplazmatu je nutná stálost napětí, přivedeného na vstupní svorky měřicího přípravku. Experimentálně bylo zjištěno, že kolísání výstupního napětí z vysokonapěťového zdroje je akceptovatelné maximálně o  $\pm 50$  mV. Tato hodnota byla určena z proudového šumu mikroplazmatu, obvykle se vyskytujícího jen ve velmi úzkém rozsahu napětí, řádově 1 ÷ 2 V. Pokud budeme chtít provést deset měření pro různá napětí ve zmíněném rozsahu od doby, kdy v defektní oblasti začne docházet k lokálním lavinovým průrazům, až po její trvale vodivý stav, pak právě  $\pm 50$  mV je rozumný kompromis, aby se získaná data z jednotlivých měření nepřekrývala.

Použitý vysokonapěťový zdroj dodává stejnosměrné napětí v rozsahu 0 ÷ 10 kV. Řízení vysokonapěťového zdroje je možné pomocí záporného předpětí 0 ÷ -10 V. Hodnota napětí na výstupních svorkách zdroje odpovídá hodnotě přibližně tisícinásobku vstupního řídicího napětí. Z důvodů časové nestálosti napětí vysokonapěťového zdroje bylo nutné provedení regulace výstupního napětí.

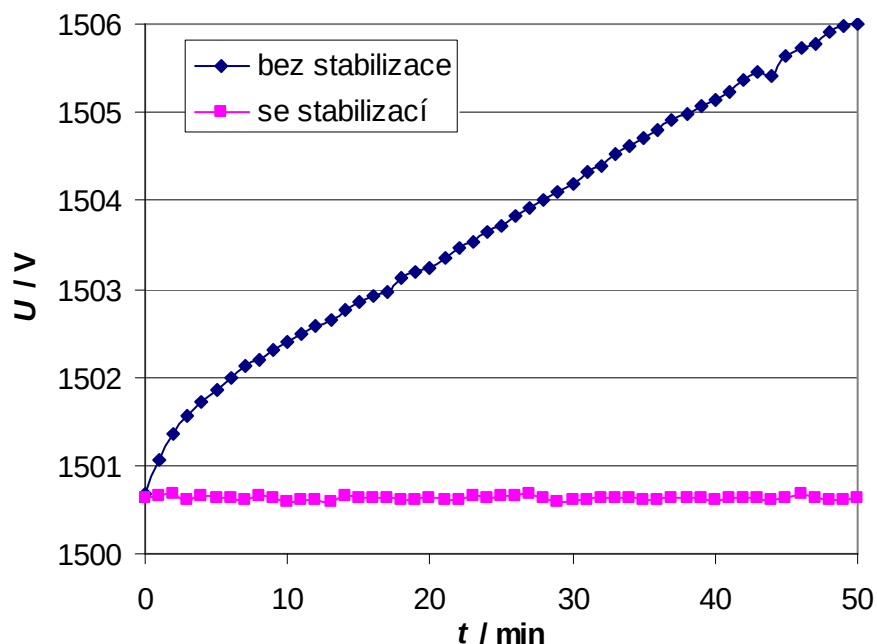
Princip navržené regulace je znázorněn na obr. 7.2. Po spuštění programu je nejprve zadána požadovaná hodnota napětí  $U_{REF}$ . Tato hodnota je následně vydělena tisícem. Zmíněnou úpravou je získáno řídicí napětí  $U_f$ . Řídicí napětí  $U_f$  je přeneseno laboratorním zdrojem Agilent E3631A na vstup vysokonapěťového zdroje. Z důvodu přibližného přepočtu mezi  $U_f$  a  $U_{zdr}$  a dále nestálosti  $U_{zdr}$  v čase na výstupu vysokonapěťového zdroje, je bezprostředně po nastavení hodnota  $U_{zdr}$  změřena voltmetrem a následně dorovnávána tak dlouho, dokud její skutečná hodnota nespadá do intervalu

$$U_{zdr} = (U_{REF} \pm 50 \text{ mV}). \quad (7.1)$$

Výsledný efekt použité stabilizace je vidět na obr. 7.3, kde je provedeno srovnání měření výstupního napětí zdroje  $U_{zdr}$  nejprve bez stabilizace. Průběh napětí je znázorněn modrou křivkou. V měřeném časovém intervalu byl zaznamenán jen rostoucí charakter výstupního napětí. Růžová křivka, pak reprezentuje výstupní napětí po stabilizaci, kdy tato hodnota odpovídá (7.1).



Obr. 7.2 Schematicky naznačený princip použité stabilizace vysokonapět'ového zdroje pomocí počítače.



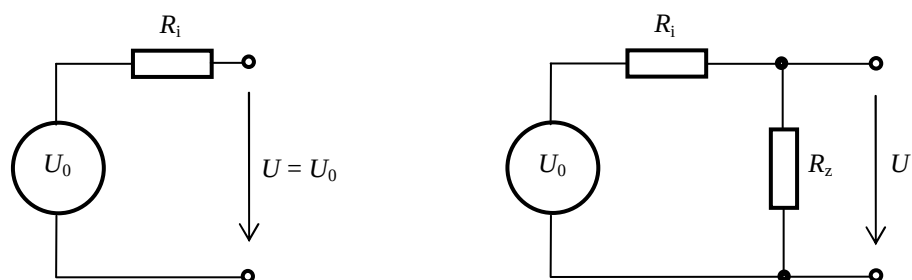
Obr. 7.3 Průběh výstupního napětí vysokonapěťového zdroje v čase bez i s použitou regulací.

### 7.2.2. Měřicí přípravek

Jedná se o desku plošného spoje, vybavenou kondenzátorem, odporovým děličem, svorkovnicí pro zkoumanou polovodičovou diodu a zatěžovacím odporem. Vodiče přivádějící vstupní napětí na přípravek jsou připájeny k vstupním svorkám přípravku. Stejně tak vodiče spojující přípravek s voltmetrem a osciloskopem jsou připájeny ke svorkám výstupním.

Pro navržení vstupního filtru typu dolní propust bylo nejprve nutné určit vnitřní odpor zdroje vysokého napětí  $R_i$ . Ten byl zjištěn běžným způsobem obr. 7.4, kdy je prvně změřeno na zdroji napětí naprázdno  $U_0$ , tj. napětí nezatíženého zdroje. Obvykle používané voltmetry mají svůj vnitřní odpor desítky až stovky megaohmů. Je důležité, aby vnitřní odpor voltmetru byl podstatně větší než vnitřní odpor měřeného zdroje. Čím větší bude rozdíl těchto odporů, tím i měřená hodnota napětí  $U$  se bude více blížit hodnotě napětí naprázdno  $U_0$ . Následně změříme napětí  $U$  na známém zatěžovacím rezistoru o hodnotě odporu  $R_z$ , připojeného k vstupním svorkám zdroje. Pokud by se podařilo odhadnout velikost zatěžovacího odporu  $R_z$  rovnu hodnotě vnitřního odporu  $R_i$ , pak by změřené napětí  $U$  bylo přesně poloviční, než napětí zdroje naprázdno  $U_0$ .





Obr. 7.4 Princip měření vnitřního odporu zdroje  $R_i$ .

Z toho plyne, že je vhodné volit zatěžovací odpor  $R_z$  srovnatelný s hledanou hodnotou vnitřního odporu  $R_i$ . Ze zjištěné hodnoty  $U$  a zatěžovacího odporu  $R_z$  je podle Ohmova zákona vypočten proud obvodem  $I$ ,

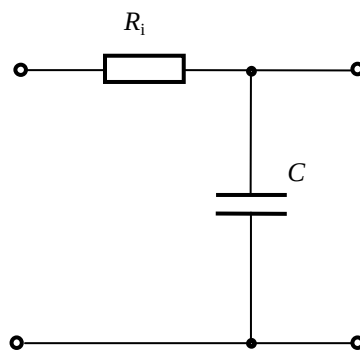
$$I = \frac{U}{R_z}. \quad (7.2)$$

Zjištěný proud prochází jak zatěžovacím odporem  $R_z$ , tak i vnitřním odporem zdroje  $R_i$ . Vnitřní odpor zdroje  $R_i$  je následně určen vztahem

$$R_i = \frac{U_0 - U}{I}. \quad (7.3)$$

Zjištěná hodnota vnitřního odporu zdroje je  $R_i = 186 \text{ k}\Omega$ .

Z důvodu možného šíření rušivých signálů ze zdroje vysokého napětí do měřicího přípravku, bylo vhodné zařadit na vstup filtr typu dolní propust. Dolní propust je obvod, jehož úkolem je propouštět všechny nízké frekvence až po námi určenou horní mezní frekvenci  $f_{\text{mez}}$ . Je určena poklesem přenosu o 3 dB z maxima frekvenční charakteristiky. Frekvence za  $f_{\text{mez}}$  jsou filtrem potlačeny. V přípravku bylo použito základní zapojení s rezistorem a kondenzátorem, obr. 7.5. Rezistor byl nahrazen vnitřním odporem zdroje  $R_i$  a kondenzátor byl připojen paralelně k výstupním svorkám vysokonapěťového zdroje.



Obr. 7.5 Zapojení RC článku jako dolní frekvenční propust.

Funkci použité dolní propusti popisují amplitudové a fázové frekvenční charakteristiky. Dobrou představu o chování tohoto dvojbranu nám dá grafické znázornění frekvenční závislosti jeho přenosu. Přenos se zde obvykle vyjadřuje v decibelech

$$a = -10 \log \left[ 1 + \left( \frac{f}{f_{\text{mez}}} \right)^2 \right]. \quad (7.4)$$

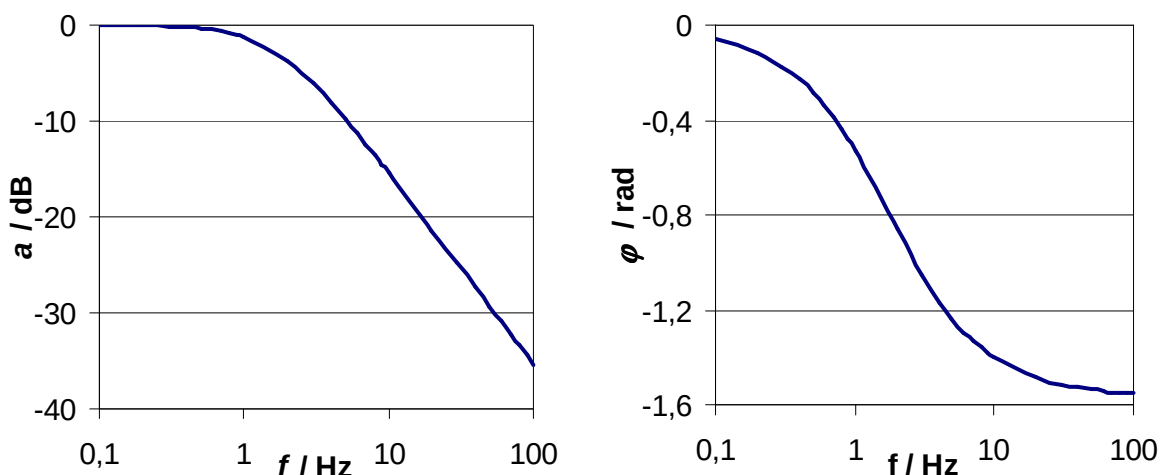
Mezní horní frekvenci  $f_{\text{mez}}$  dolní propusti získáme ze vztahu

$$f_{\text{mez}} = \frac{1}{2\pi R_i C}. \quad (7.5)$$

Druhou důležitou charakteristikou popisující funkci dolní propusti je fázová charakteristika. Tato charakteristika je dána vztahem

$$\varphi = -\text{arctg} \left( \frac{f}{f_{\text{mez}}} \right). \quad (7.6)$$

Grafickou podobu přenosové a fázové frekvenční charakteristiky je možné vidět na obr. 7.6. Tyto charakteristiky byly vypočteny z hodnot odporu a kapacity použitých přímo v měřicím obvodu.



Obr. 7.6 Vypočtené přenosové frekvenční charakteristiky pro  $R_i = 186 \text{ k}\Omega$  a  $C = 0,5 \text{ }\mu\text{F}$ ,  
**a)** amplitudová frekvenční charakteristika, **b)** fázová frekvenční charakteristika.

Poslední součástí měřicího přípravku je odporový dělič. Ten musel být zařazen z důvodů potřeby odečítat hodnoty napětí dodávaného vysokonapětovým zdrojem. Napětí se během měření pohybovalo v závislosti na zkoumaných diodách řádově do 3 kV, kdežto použité voltmetry jsou schopny měřit jen v rozsahu 0 – 1 kV. Vzhledem k ceně a částečné nedostupnosti vysokonapětových rezistorů, byly místo nich použity běžně prodávané uhlíkové rezistory o hodnotě 10 M $\Omega$ . Maximální doporučené napětí je podle katalogového listu prodejce 300 V na rezistor. Z tohoto důvodu bylo spojeno 15 rezistorů o celkové hodnotě 150 M $\Omega$  do série. K těmto rezistorům byl připojen ještě rezistor o hodnotě 150 k $\Omega$ , na kterém bylo pomocí voltmetru měřeno napětí přibližně tisíckrát menší než napětí na zkoumané diodě. Přesný přepočtení nebyl určen výpočtem děliče, ale byl změřen. Na odporový dělič byla přivedena známá hodnota napětí a voltmetrem byla změřena hodnota napětí na rezistoru o odporu 150 k $\Omega$ . Poměr těchto dvou napětí je roven převodnímu poměru děliče.

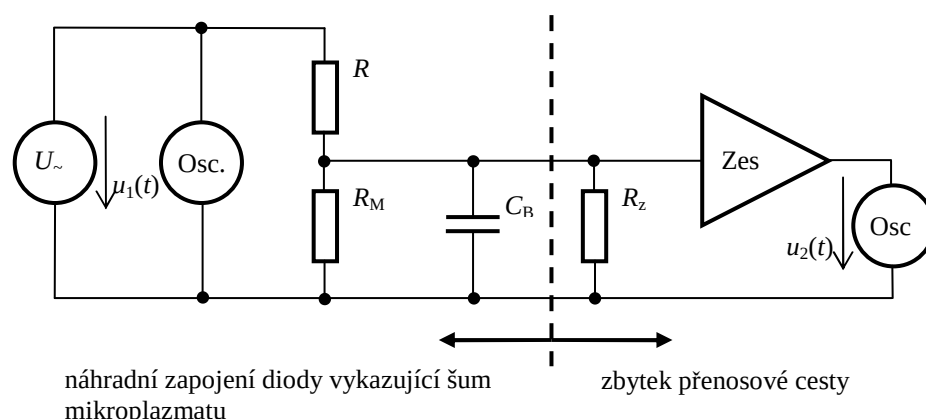
### 7.2.3. Určení přenosu měřící aparatury

Prvním řešením bylo aplikovat celý měřicí obvod tak, jak byl použit při měření časových průběhů. Zvýšit hodnotu napětí na diodě až k bodu, kdy je oblast vykazující lokální lavinové průrazy trvale ionizována a následně připojit zdroj signálu definovaného tvaru. Přenos celé měřicí soustavy by byl zjištěn z porovnání vstupního

a výstupního signálu. Tato myšlenka ztroskotala právě na vysoké hodnotě napětí potřebné k trvalému ionizování defektní oblasti. Hodnoty závěrného napětí na měřených vysokonapětových diodách se pohybují přibližně do 3 kV.

Nakonec se jako nepoužitelnější řešení jevílo částečně modifikované zapojení, kde byl odpojen vysokonapětový zdroj a usměrňovací dioda byla nahrazena proudovým zdrojem harmonického signálu, zapojeného do série s odporem, odpovídající svou hodnotou odporu defektní oblasti a k této celé větvi paralelně připojené bariérové kapacitě přechodu  $C_B$ . Zbytek měřícího obvodu včetně přívodů, nízkošumového předzesilovače a osciloskopu zůstal totožný s původním zapojením.

Šum mikroplazmatu je brán jako proudový šum, proto bylo nutné v modifikovaném zapojení použít střídavý zdroj proudu. Realizace takového zdroje byla s použitím laboratorního generátoru Agilent 33220A a odporu  $R = 80 \text{ k}\Omega$ . Odpor  $R$  byl volen tak, aby se v měřicím obvodu choval jako dominantní. Z generátoru byl harmonický signál



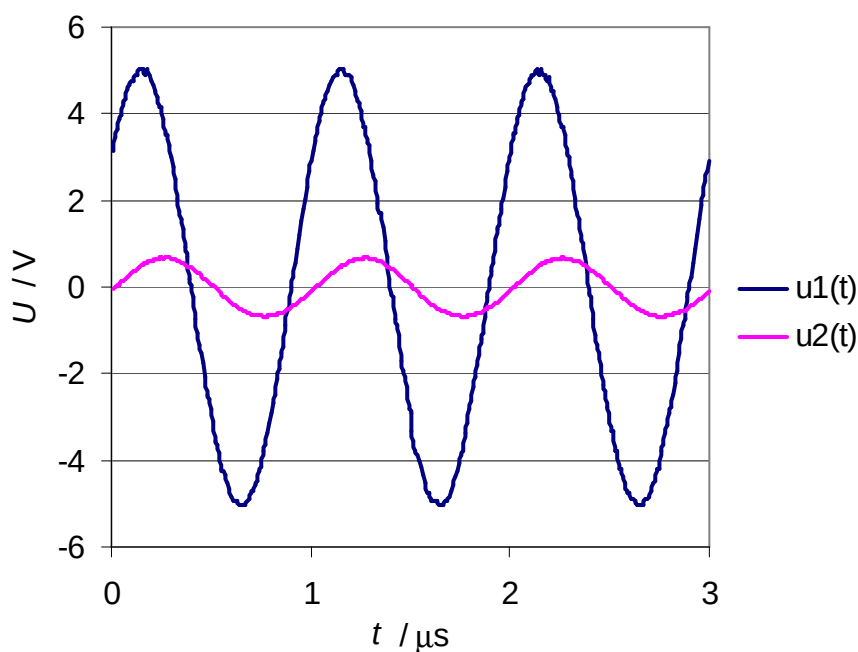
Obr. 7.7 Obvod pro určení přenosu měřicí aparatury.

v rozpětí frekvencí od 1 kHz do 5 MHz veden jednak rovnou na první kanál osciloskopu a zároveň do měřicí aparatury přes zmíněný odpor  $R$ , z odporu  $R_z$  byl přes nízkošumový předzesilovač PA31 přiveden k druhému kanálu osciloskopu, obr. 7.7.

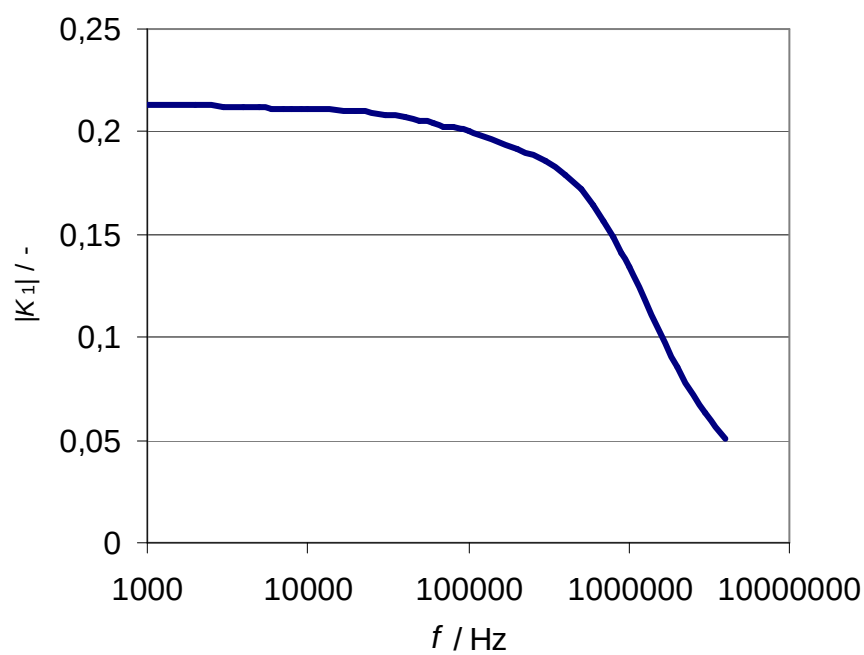
Osciloskop ve stejném okamžiku načte data z obou kanálů a po GPIB sběrnici je odešle do počítače. Hodnoty frekvencí použitých harmonických signálů, včetně vzorkovacích frekvencí osciloskopu, jsou uvedeny v tab. 7.1. Pro měření byly použity tři vzorkovací frekvence, které byly voleny tak, aby měřený signál měl minimálně 100 vzorků na periodu. Podmínka nebyla dodržena jen u signálů nad 1 MHz, kde nás limitovala maximální vzorkovací frekvence osciloskopu odpovídající hodnotě 100 MHz.

|                            |      |        |          |            |
|----------------------------|------|--------|----------|------------|
| Vzorkovací frekvence [MHz] | 1    | 10     | 100      | 100        |
| Frekvence [kHz]            | 1-10 | 10-100 | 100-1000 | 1000-10000 |
| Krok [kHz]                 | 0,5  | 5      | 50       | 500        |

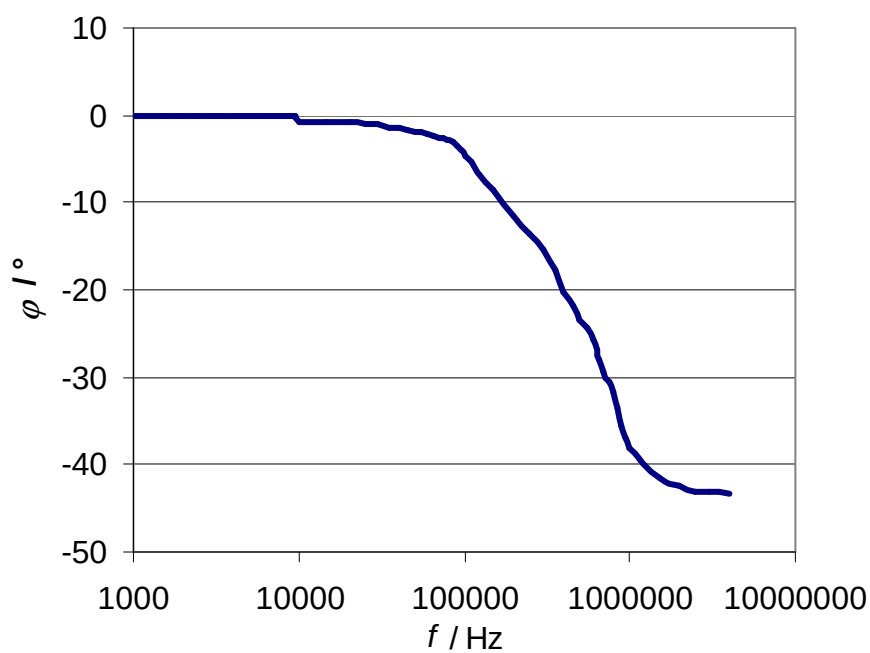
Tab. 7.1. Přehled použitých frekvencí měřeného harmonického signálu a použitých vzorkovacích frekvencí u osciloskopu.



Obr. 7.8 Průběh vstupního a výstupního amplitudově a fázově zkresleného harmonického signálu,  $f = 1$  MHz.



Obr. 7.9 Amplitudová frekvenční přenosová charakteristika měřicí aparatury.



Obr. 7.10 Fázová frekvenční přenosová charakteristika měřicí aparatury.

Ukázka průběhů napětí získaných z měření dle zapojení, obr. 7.7, je na obr. 7.8. Zde je vidět, že u zobrazeného harmonického signálu o frekvenci 1 MHz došlo již k výraznému snížení amplitudového přenosu, ale taky i k posunutí fáze.

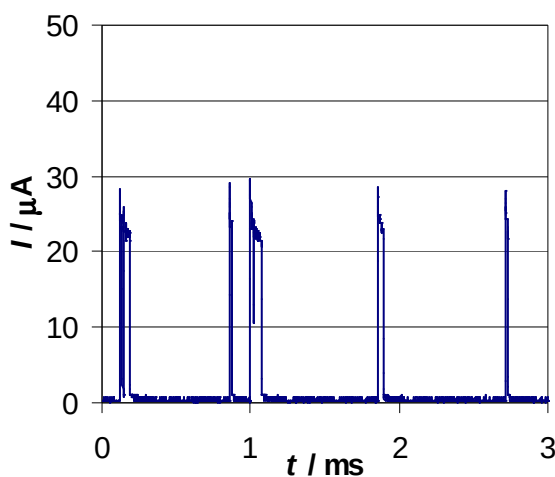
Výsledný přenos byl určen z dílčích přenosů měřených podle tab. 7.1. Výsledek je zobrazen na obr. 7.9 a 7.10. Z přenosové charakteristiky je možno určit maximální mezní frekvenci  $f_{mez}$ , jež přibližně odpovídá hodnotě 770 KHz.

Vezmeme-li v potaz zjištěnou mezní frekvenci přenosu měřicí aparatury, pak vzorkovací kmitočet pro měření šumu mikroplazmatu musí být minimálně dvakrát větší. V našem případě, kdy je pro vzorkování dlouhých časových realizací použita vzorkovací frekvence 6 MHz, je tato podmínka bohatě splněna. Z uvedeného dále plyne, že doby trvání nejkratších změřených impulzů, popř. dob mezi nimi, budou větší než 1  $\mu$ s.

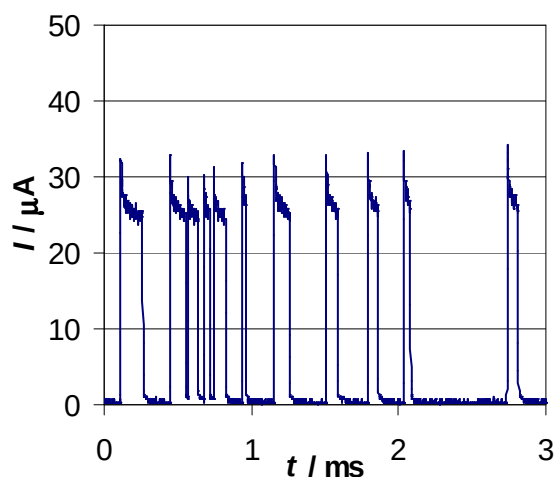
### **7.3. Změřené časové průběhy proudového šumu mikroplazmatu**

Lokální lavinové výboje úzce souvisí s defekty v PN přechodech, připojených k dostatečně vysoké hodnotě závěrného napětí. Tyto lavinové průrazy dávají vzniknout šumu mikroplazmatu. Chování, resp. projev tohoto typu šumu je závislý na zvoleném měřicím obvodu. Pro měření časových průběhů se volí nízkoimpedanční měřicí obvod, kdy je použit zdroj konstantního napětí. V takovémto případě by časový průběh šumu mikroplazmatu měl mít přibližně obdélníkový tvar s konstantní amplitudou proudových impulzů a zároveň náhodnou dobou vzniku a dobou trvání impulzů.

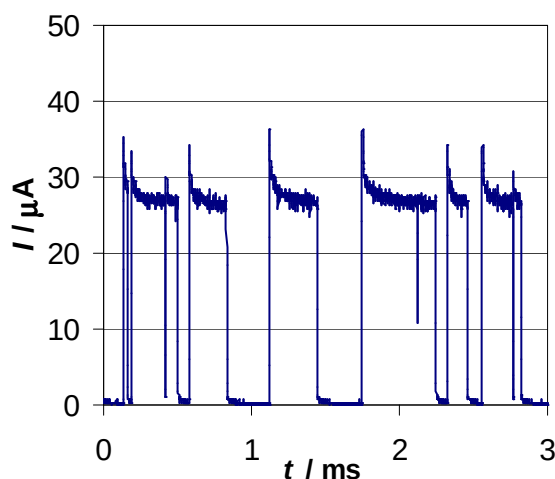
Pro případ, kdy se v PN přechodu vyskytuje jedna defektní oblast produkující šum mikroplazmatu, bude časový průběh proudového impulzního šumu vypadat podobně, jak je uvedeno na obr. 7.11. Jsou zde uvedeny čtyři různé průběhy šumu mikroplazmatu získané pro odlišné hodnoty závěrného napětí, přivedeného ke zkoumané diodě.



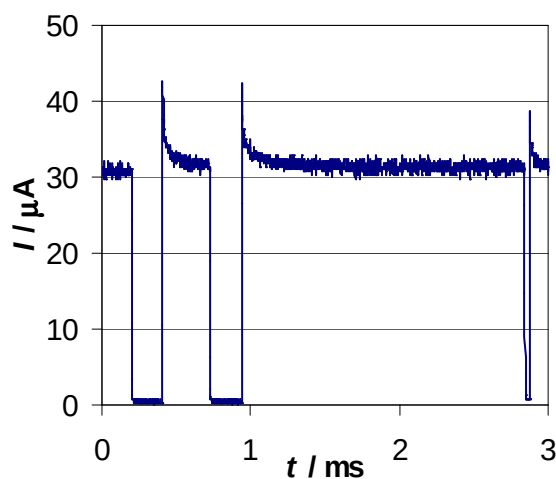
dioda E03,  $U = 1530,92V$



dioda E03,  $U = 1531,29V$



dioda E03,  $U = 1531,94V$



dioda E03,  $U = 1532,41V$

Obr. 7.11 Ukázka časových průběhů proudového šumu mikroplazmatu v závislosti na velikosti závěrného napětí, přivedeného ke zkoumané diodě.

Pro nízká napětí se dioda nachází ve stabilním stavu, defektní oblast není aktivní a proud diodou neprochází. Při zvyšování závěrného napětí na diodě se začínají objevovat úzké impulzy s malou četností. Při dalším zvýšení závěrného napětí roste jak šířka a výška impulzů, tak i jejich četnost. Četnost ovšem roste jen do středy 1:1, poté začne opět klesat, kdežto šířka a výška impulzu roste stále. Při překročení určité hranice napětí se defektní oblast dostane do trvale ionizovaného stavu a diodou protéká konstantní proud, tzn. dioda je opět ve stabilním stavu.



### 7.3.1. Lavinový šum

Při bližším pohledu na časové průběhy šumu mikroplazmatu jsou patrné odchylky od pravidelného obdélníkového tvaru. První z nich je relativně výrazný šum během trvání doby impulzu. Jedná se o lavinový šum, který je běžně pozorován u struktur, ve kterých dochází k lavinovému průrazu v důsledku nárazové ionizace v silných elektrických polích, např. PN přechody ve zpětném směru. Vznik šumu je podmíněn fluktuací koncentrace generovaných vodivostních elektronů a děr v důsledku nárazové ionizace [40].

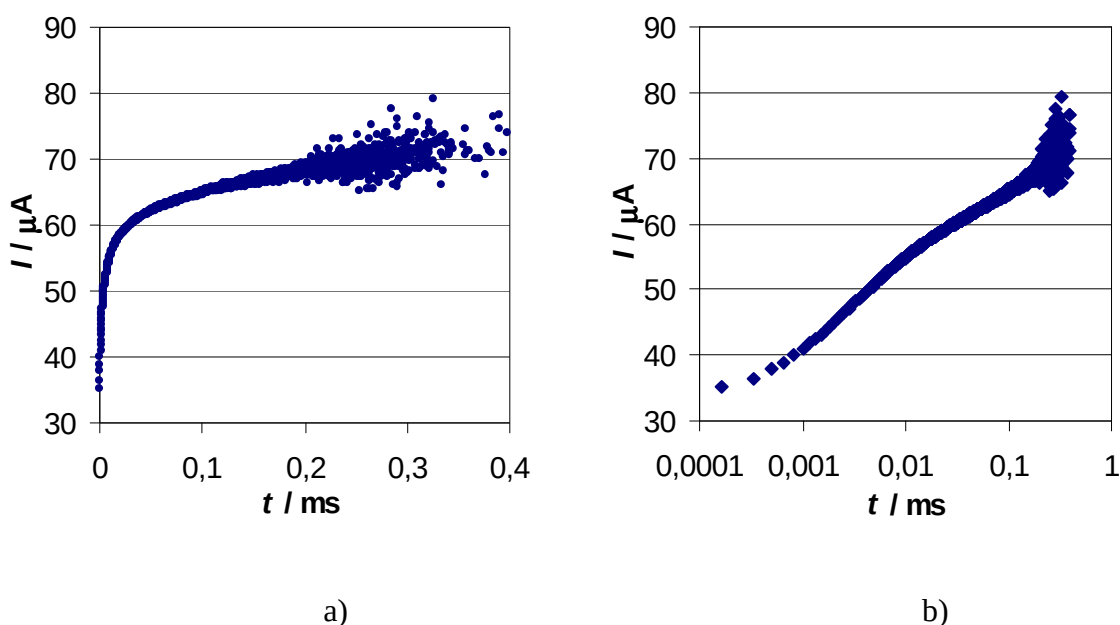
### 7.3.2. Vzájemný vztah mezi výškou proudového impulzu a délkou mezery

V minulé podkapitole byl zmíněn lavinový šum jako jedna z odchylek od teoretického obdélníkového průběhu šumu mikroplazmatu, kdežto zde se zaměřím na proudový překmit v počátku impulzu.

Jako první byl vyloučen vliv vnějšího měřicího obvodu na deformaci obdélníkového průběhu, respektive na vznik proudových překmitů v počátku každého impulzu. Jednalo se hlavně o vliv zatěžovacího rezistoru a kapacity přívodů, které by mohly způsobit překmit v počátku každého impulzu, proto byly nejdříve měněny hodnoty odporu zatěžovacího rezistoru a zkoumány změny na časovém průběhu. V případě snížení hodnoty odporu zatěžovacího rezistoru došlo jak k poklesu proudového překmitu, tak i k poklesu celého impulzu. Poměr výšky proudového překmitu a výšky impulzu zůstal stejný. Průběhy byly zkoumány pro čtyři hodnoty zatěžovacího odporu  $R_z = 480 \Omega$ ,  $1 \text{ k}\Omega$ ,  $1,8 \text{ k}\Omega$  a  $4,7 \text{ k}\Omega$ . Pro zmíněné hodnoty zatěžovacího odporu jsem vyzkoušel i porovnání časových konstant. Výsledkem byly srovnatelné hodnoty časových konstant. Dále byla měněna hodnota kapacity přívodů. S rostoucí kapacitou docházelo k zaoblení překmitů. To bylo způsobeno posunem horní mezní frekvence výstupního parazitního filtru typu dolní propust. Ze zjištěného plyne, že ani zatěžovací rezistor, ani kapacita přívodů nemají přímý vliv na vznik proudového překmitu na začátku impulzu.

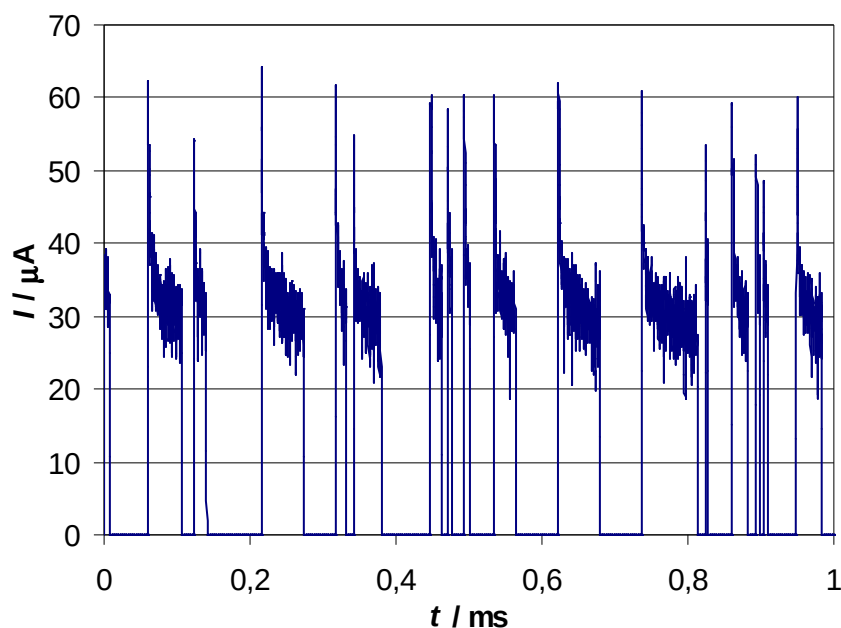
Jednou z dalších příčin proudového překmitu v počátku impulzu může být vliv teploty [38]. Zkoumané defektní oblasti je možné nahradit odporem, stochastickým spínačem a zdrojem extrapolovaného napětí. Pokud dojde k sepnutí spínače, pak touto

větší protéká proud a na odporu dochází k výkonovým ztrátám. Uvažujeme-li, že PN přechod diody je uzavřen v pouzdru, které nepropouští generované záření, pak veškerý ztrátový výkon bude přeměněn na teplo, které bude vyzářeno do okolí defektní oblasti uvnitř PN přechodu. Teplo se generuje během doby trvání impulzu a naopak ochlazování je během doby trvání mezi impulzy. Pokud bereme v úvahu zjištěný fakt, že v průběhu lavinového průrazu při konstantním napětí klesá proud v kanále se vzrůstající teplotou, pak můžeme říci, že po delší mezeře bude defektní oblast chladnější a tím při stejném závěrném napětí bude proud protékající defektní oblastí vyšší a naopak. Ověření tohoto tvrzení je na obr. 7.12, kde je vidět experimentálně zjištěná



Obr. 7.12 Závislost výšky impulzu na délce předchozí mezery, získané z časové realizace se střídou 1:1. a) s lineární časovou osou. b) s logaritmickou časovou osou.

závislost výšky proudového překmitu na době trvání bezprostředně předcházející mezery. Ze stejného obrázku lze konstatovat, že proud při lavinovém průrazu roste se snižující se teplotou. Tyto charakteristiky byly získány z průběhu šumu mikroplazmatu, kdy doba trvání impulzu byla přibližně rovna době trvání mezery se vzorkovací frekvencí  $f_{vz} = 6$  MHz. Délka celé použité realizace je  $3,6 \cdot 10^8$  vzorků. Krátká část realizace je zobrazena na obr. 7.13.



Obr. 7.13 Část realizace proudového šumu mikroplazmatu použitého pro zjištění závislosti výšky proudových překmitů na době trvání mezery, dioda A04,  $U = 1097,62$  V.

### 7.3.3. Vnitřní ohřev

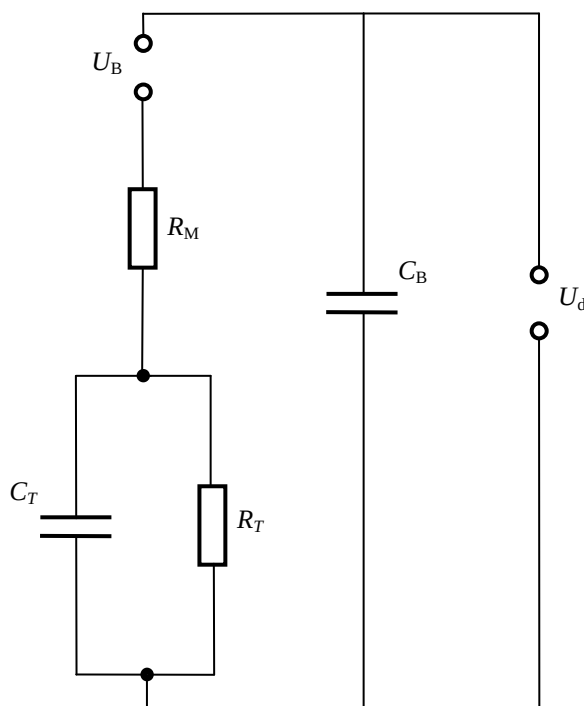
Potvrzení předchozí domněnky, že překmity jsou ovlivněny teplotou, najdeme v článku [5]. Uvádí, že když teplota mřížky vzroste, vzroste i tepelný rozptyl a ionizační pravděpodobnost klesá. Veškerá energie ionizovaných nosičů je rozptýlena velmi blízko defektní oblasti. Proto teplota v okolí defektu bude výrazně vyšší než zbytek nedefektního přechodu. Při dostatečně dlouhém ohřevu způsobeného vedením proudu defektní oblastí se začne zahřívat i zbytek PN přechodu. Autor uvádí, že napětí na diodě je rovno součtu napětí podle vztahu

$$U(I) = U_B + \Delta U_M(I) + \Delta U_T(I), \quad (7.7)$$

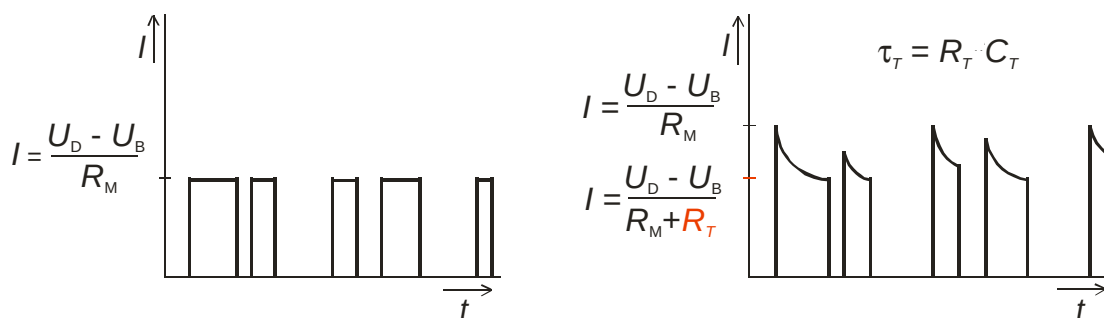
kde  $U_B$  je napětí, které bude právě udržovat lavinu s nulovým proudem,  $\Delta U_M$  je úbytek napětí na odporu defektní oblasti a  $\Delta U_T$  je způsobené tepelným ohřevem. Model diody počítající s vnitřním ohřevem způsobeným průchodem proudu defektní oblastí je na obr. 7.14. Zapojení je převzato z [5]. Je složeno z odporu defektní oblasti  $R_M$

a dále z odporu  $R_T$  a kapacity  $C_T$ . Přičemž velikost odporu  $R_T$  je závislá na použitém tepelném spojení mezi substrátem a okolím diody.  $C_B$  je bariérová kapacita PN přechodu.

U komerčně vyráběných nízkovýkonových diod, obsahujících malou vrstvu substrátu zalitou ve skle, se vyskytuje velká hodnota odporu  $R_T$ . U takových diod se diferenciální odpor na začátku impulsu jeví jako  $R_M$  a v čase přechází na hodnotu  $R_M + R_T$ . Příklad průběhu impulsu v čase je na obr. 7.15 [5].



Obr. 7.14 Model diody s vnitřním ohřevem defektní oblasti podle McIntyre.



Obr. 7.15 Model průběhu proudu defektní oblasti. Vlevo je průběh, kde  $R_T$  je mnohem menší než  $R_M$ . Vpravo je průběh pro odpory  $R_M$  a  $R_T$  srovnatelné velikosti.

## 8. Statistické charakteristiky šumu mikroplazmatu

Kapitola je zaměřena na studium statistických charakteristik šumu mikroplazmatu. Vychází se z časových průběhů obdélníkového tvaru šumu mikroplazmatu, získaných z měření v nízkoimpedančním obvodu. Tyto obdelníky mají náhodnou dobu vzniku a zároveň i náhodnou dobu trvání. Dále se vyznačují konstantní výškou amplitudy při konstantní hodnotě závěrného napětí přivedeného k diodě a konstantní teplotě.

Z experimentálního měření je možné získat například následující statistické charakteristiky šumu mikroplazmatu: pravděpodobnosti  $P_0$  a  $P_1$  jevu, že se soustava nachází ve stavu 1 nebo 0, součinitelů  $g$  a  $r$ , které určují pravděpodobnosti přechodu ze stavu 0 do stavu 1 a naopak, hustoty pravděpodobnosti doby trvání impulsu  $\tau_1$  a doby mezi dvěma sousedními impulsy  $\tau_0$ . Tyto veličiny je možné měřit v závislosti na přiloženém závěrném napětí a na teplotě diody.

### 8.1. Šum mikroplazmatu jako dvouhladinový generačně rekombinační proces

Literatura uvádí, že bistabilní chování šumu mikroplazmatu lze popsat dvoustavovým stochastickým procesem generace a rekombinace. Zmíněný proces je markovským procesem a platí pro něj, podle literatury [12], následující postuláty:

- Jestliže se soustava nachází v čase  $t$  ve stavu  $x = 0$ , potom pravděpodobnost přechodu do stavu  $x = 1$  v časovém intervalu  $(t, t + \Delta t)$  je  $g(t) \cdot \Delta t + o(\Delta t)$ .
- Jestliže se soustava nachází v čase  $t$  ve stavu  $x = 1$ , potom pravděpodobnost přechodu do stavu  $x = 0$  v časovém intervalu  $(t, t + \Delta t)$  je  $r(t) \cdot \Delta t + o(\Delta t)$ .
- Pravděpodobnost, že v intervalu  $(t, t + \Delta t)$  nedojde ke změně stavu soustavy, je  $1 - (g + r) \Delta t + o(\Delta t)$ .

Veličiny  $g$  a  $r$  nazýváme součinitelem generace a součinitelem rekombinace.

Markovským procesem rozumíme náhodný proces, u kterého pravděpodobnost přechodu ze stavu  $x(s)$  do jednoho z možných stavů  $\zeta$  pro  $t = s + 1$  nezávisí na tom, jakých stavů bylo dosaženo v předchozí okamžiky  $t < s$ .

## 8.2. Určení součinitelů $g$ a $r$ z hustoty rozdělení pravděpodobnosti délek mezer a délek impulzů

Veličiny  $g$  a  $r$ , které se nazývají součinitelem generace a rekombinace, jsou pro stacionární proces závislé na přiloženém napětí a teplotě.

Předpokládejme stacionární proces s konstantními hodnotami součinitelů  $g$  a  $r$ . Označme  $P_0(t)$  pravděpodobnost jevu, že v intervalu  $(0, t)$  nedojde ke vzniku impulzu. Potom platí

$$P_0(t + \Delta t) = (1 - g\Delta t)P_0(t). \quad (8.1)$$

Rovnici (8.1) upravíme a aplikujeme na ni limitu pro  $\Delta t$  jdoucí k 0

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{P_0(t + \Delta t) - P_0(t)}{\Delta t} = -gP_0(t). \quad (8.2)$$

Odtud vyplývá diferenciální rovnice

$$\frac{dP_0(t)}{dt} = -gP_0(t). \quad (8.3)$$

Pokud je součinitel  $g$  v průběhu trvání mezery konstantní, lze nalézt řešení rovnice (8.3) ve tvaru

$$P_0(t) = Ce^{-gt}, \quad (8.4)$$

kde  $C$  je integrační konstanta. Z počáteční podmínky

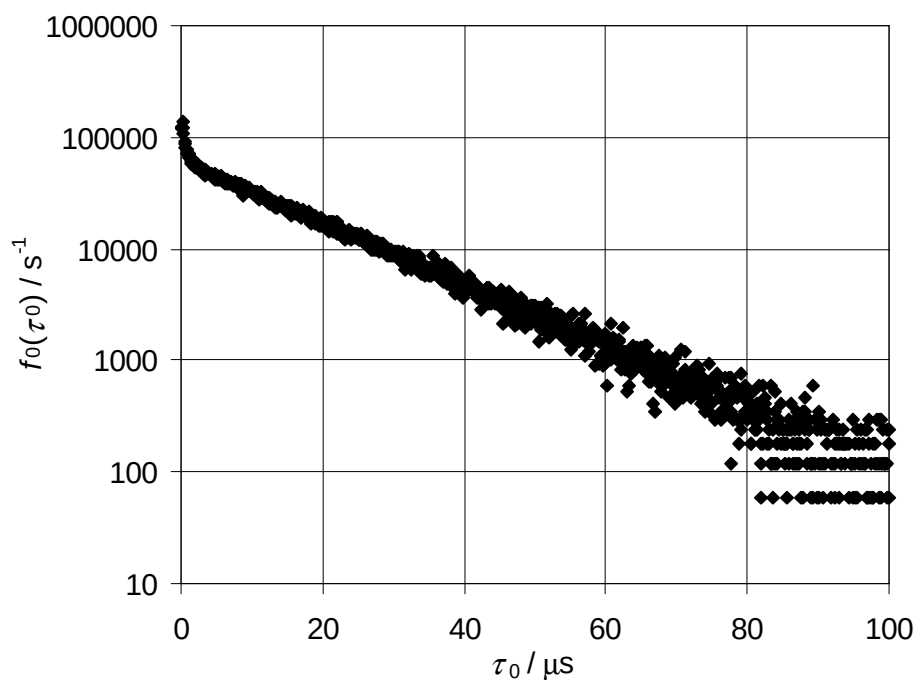
$$P_0(0) = 1 \quad (8.5)$$

plyne, že  $C = 1$ . Označíme-li dobu trvání mezery jako náhodnou veličinu  $\tau_0$ , potom pro distribuční funkci náhodné veličiny  $\tau_0$  platí

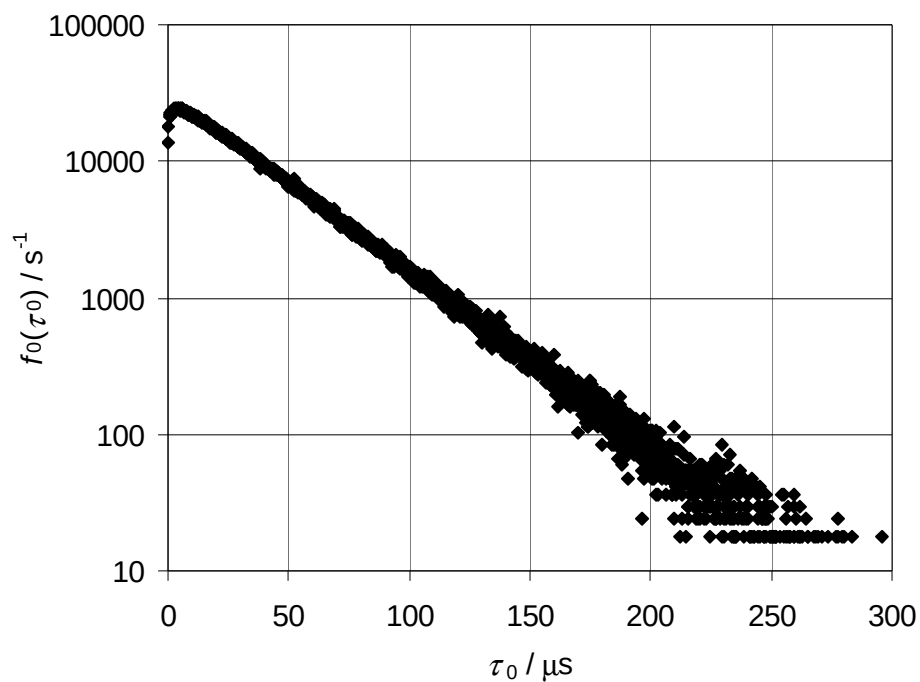
$$F_0(\tau_0) = P_0\{t \leq \tau_0\} = 1 - P_0(\tau_0) = 1 - e^{-g\tau_0}. \quad (8.6)$$

Hustota rozdělení pravděpodobnosti náhodné veličiny  $\tau_0$  je

$$f_0(\tau_0) = \frac{dF_0(\tau_0)}{d\tau_0} = ge^{-g\tau_0}. \quad (8.7)$$



Obr. 8.1 Experimentálně získaná hustota rozdělení pravděpodobnosti délek mezer na diodě E03,  $U = 1531,94$  V.



Obr. 8.2 Experimentálně získaná hustota rozdělení pravděpodobnosti délek mezer na diodě A04,  $U = 1097,62$  V.

Obdobným způsobem odvodíme vztah pro hustotu rozdělení pravděpodobnosti doby trvání impulsu. Označme  $P_1(t)$  pravděpodobnost jevu, že v intervalu  $(0, t)$  nedojde k zániku impulsu. Potom platí

$$P_1(t + \Delta t) = (1 - r\Delta t)P_1(t). \quad (8.8)$$

Rovnici (8.8) upravíme a aplikujeme na ni limitu pro  $\Delta t$  jdoucí k 0

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{P_1(t + \Delta t) - P_1(t)}{\Delta t} = -rP_1(t). \quad (8.9)$$

Odtud vyplývá diferenciální rovnice

$$\frac{dP_1(t)}{dt} = -rP_1(t). \quad (8.10)$$



Pokud je součinitel  $r$  v průběhu trvání impulzu konstantní, lze nalézt řešení rovnice (8.10) ve tvaru

$$P_1(t) = Ce^{-rt}, \quad (8.11)$$

kde  $C$  je konstanta. Z počáteční podmínky

$$P_1(0) = 1 \quad (8.12)$$

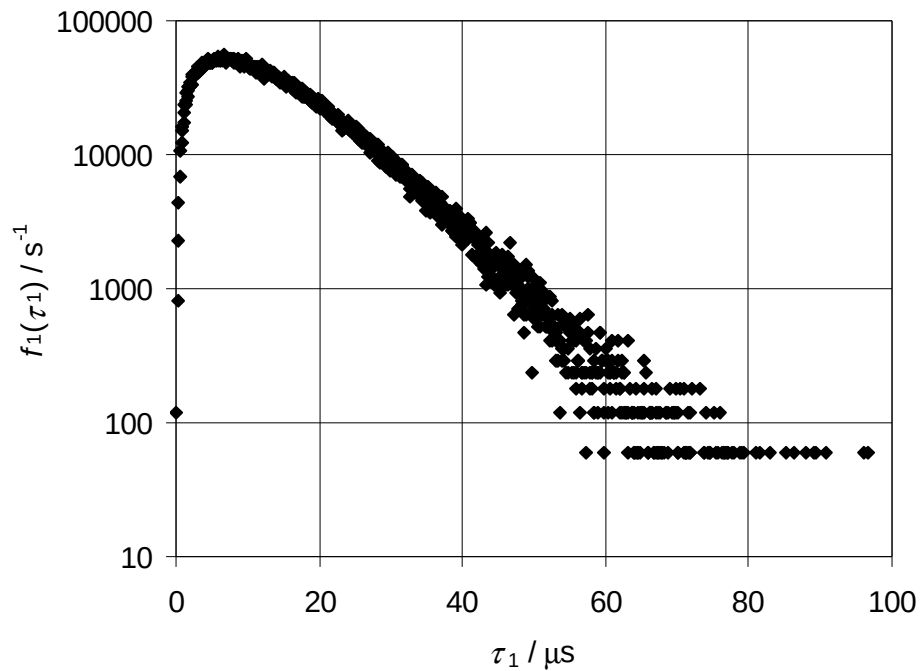
plyne, že  $C = 1$ . Označíme-li dobu trvání impulzu jako náhodnou veličinu  $\tau_1$ , potom pro distribuční funkci náhodné veličiny  $\tau_1$  platí

$$F_1(\tau_1) = P_1\{t \leq \tau_1\} = 1 - P_1(\tau_1) = 1 - e^{-r\tau_1}. \quad (8.13)$$

Hustota rozdělení pravděpodobnosti náhodné veličiny  $\tau_1$  je

$$f_1(\tau_1) = \frac{dF_1(\tau_1)}{d\tau_1} = re^{-r\tau_1}. \quad (8.14)$$

Z průběhů hustoty pravděpodobnosti délek impulzů a mezer, obr. 8.1, 8.2 a 8.3, je patrné, že zde dochází k odchýlení od exponenciálního průběhu. To je způsobeno tím, že se nejedná o stacionární proces a součinitelé generace a rekombinace jsou v průběhu trvání mezery respektive impulzu, funkcí času. Z tohoto důvodu je pro určení distribučních funkcí a hustot rozdělení pravděpodobnosti nutné provést řešení rovnice (8.3) a (8.10) s dosazením časových průběhů  $g(t)$  a  $r(t)$ .



Obr. 8.3 Experimentálně získaná hustota rozdělení pravděpodobnosti délek impulzů na diodě E03,  $U = 1531,94$  V.

### 8.3. Určení časových průběhů $g(t)$ a $r(t)$ z experimentálně změřených dat

Hustoty rozdělení pravděpodobnosti doby trvání impulsu  $f(\tau_1)$  a doby mezi impulzy, resp. mezery  $f(\tau_0)$  je možné získat z měřených časových průběhů proudového šumu mikroplazmatu. Odtud je dále možné určit časovou závislost součinitelů generace  $g(t)$  a rekombinace  $r(t)$  v průběhu trvání doby mezi impulzy, respektive impulzů. Pro distribuční funkci platí podle (8.7)

$$F_0(t) = \int_0^t f_0(\tau_0) d\tau_0. \quad (8.15)$$

Pravděpodobnost jevu, že v intervalu  $(0, t)$  nedojde ke vzniku impulsu, bude potom podle rovnice (8.6)

$$P_0(t) = 1 - F_0(t). \quad (8.16)$$

Podle rovnice (8.3) platí

$$g(t) = -\frac{1}{P_0(t)} \frac{dP_0(t)}{dt}. \quad (8.17)$$

Úpravou rovnic (8.15), (8.16) a (8.17) dostáváme pro časovou závislost součinitele generace v průběhu doby trvání mezi impulzy

$$g(t) = \frac{1}{1 - \int_0^t f_0 \tau_0 d\tau_0} f_0(t). \quad (8.18)$$

Obdobně lze získat časovou závislost součinitele rekombinace v průběhu trvání impulzu. Pro distribuční funkci platí podle (8.14)

$$F_1(t) = \int_0^t f_1(\tau_1) d\tau_1. \quad (8.19)$$

Pravděpodobnost jevu, že v intervalu  $(0, t)$  nedojde k ukončení impulzu bude potom podle rovnice (8.13)

$$P_1(t) = 1 - F_1(t). \quad (8.20)$$

Podle rovnice (8.10) platí

$$r(t) = -\frac{1}{P_1(t)} \frac{dP_1(t)}{dt}. \quad (8.21)$$

Úpravou rovnic (8.19), (8.20) a (8.21) dostáváme pro časovou závislost součinitele rekombinace v průběhu trvání doby impulzu

$$r(t) = \frac{1}{1 - \int_0^t f_1 \tau_1 d\tau_1} f_1(t). \quad (8.22)$$

Časové průběhy součinitelů generace a rekombinace určené podle rovnic (8.18) a (8.22) z experimentálně zjištěných hustot rozdělení pravděpodobnosti délek mezer a impulzů podle obr. 8.1, 8.2 a 8.3 jsou uvedeny na obr. 8.4, 8.5 a 8.6. Zde je vidět, že se obě veličiny v průběhu trvání mezery resp. impulzu s časem mění.

V případě součinitele rekombinace může být tato závislost během trvání impulzu vysvětlena lokálním ohřevem PN přechodu v oblasti lokálního defektu, který způsobuje nárůst hodnoty součinitele rekombinace. Výsledný průběh je pak možné zapsat ve tvaru

$$r(t) = r_0 - r_T(t), \quad (8.23)$$

kde  $r_0$  značí ustálenou hodnotu součinitele rekombinace po dostatečně dlouhém čase od vzniku impulzu a  $r_T(t)$  je časově závislý člen vyjadřující vliv teploty ve výbojové oblasti.

V případě součinitele generace zde předpokládáme dva jevy s opačným vlivem. Prvním je lokální ochlazování v průběhu trvání doby mezi impulzy, které by mělo způsobit nárůst součinitele generace v čase. Druhým vlivem je zvýšení koncentrace volných nosičů náboje v okolí oblasti průrazu těsně po ukončení impulzu, která je způsobena volnými nosiči náboje vzniklými při výboji nárazovou ionizací. Tato koncentrace v důsledku návratu systému do rovnovážného stavu s časem klesá. Pravděpodobnost vzniku impulzu  $P$  lze vyjádřit jako

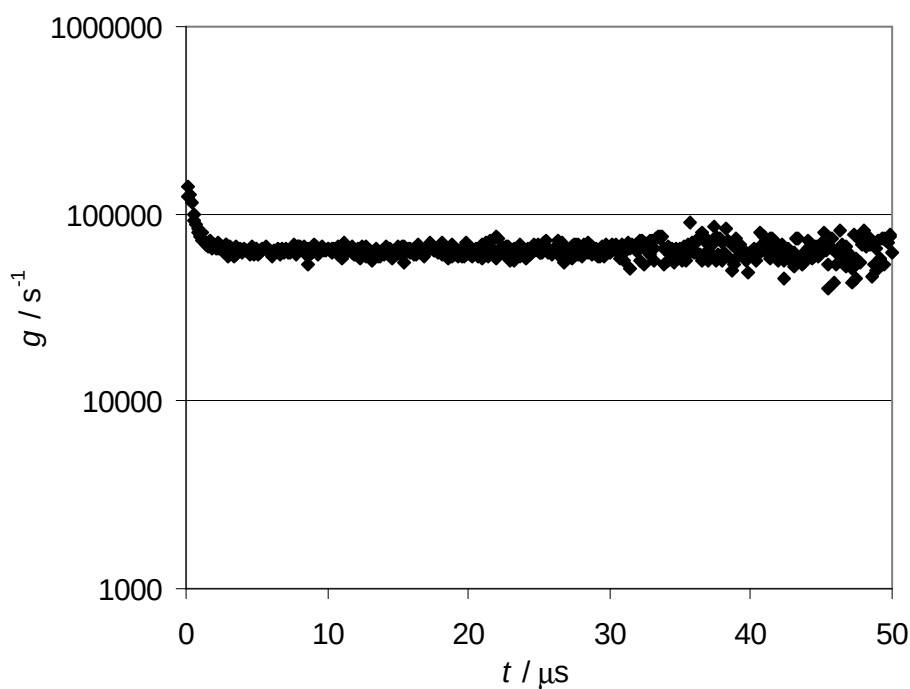
$$P = P_A \cdot P_B, \quad (8.24)$$

kde  $P_A$  vyjadřuje pravděpodobnost dopadu nosiče náboje do oblasti s nižším průrazným napětím než je ve zbytku PN přechodu nebo jeho generaci uvnitř této oblasti a  $P_B$  vyjadřuje schopnost tohoto nosiče náboje vyvolat nárazovou ionizaci. Protože pravděpodobnost  $P_A$  klesá se zmíněnou koncentrací volných nosičů náboje v okolí

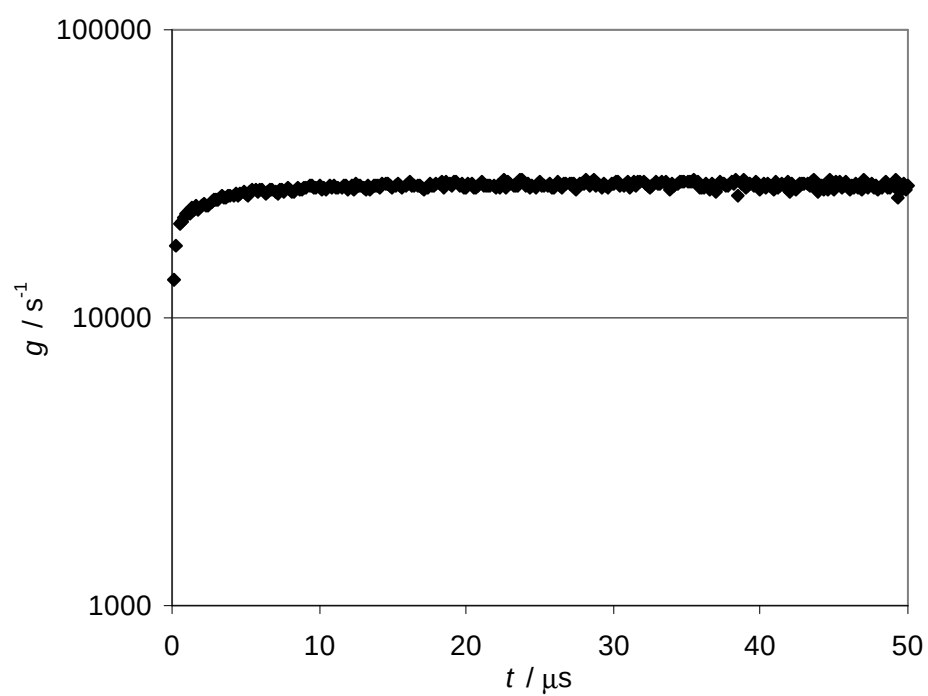
sledované oblasti, bude pravděpodobnost  $P$  v čase klesat a tedy bude klesat i součinitel generace. Výsledný průběh generace je pak možné zapsat ve tvaru

$$g(t) = g_0 - g_T(t) + g_c(t), \quad (8.25)$$

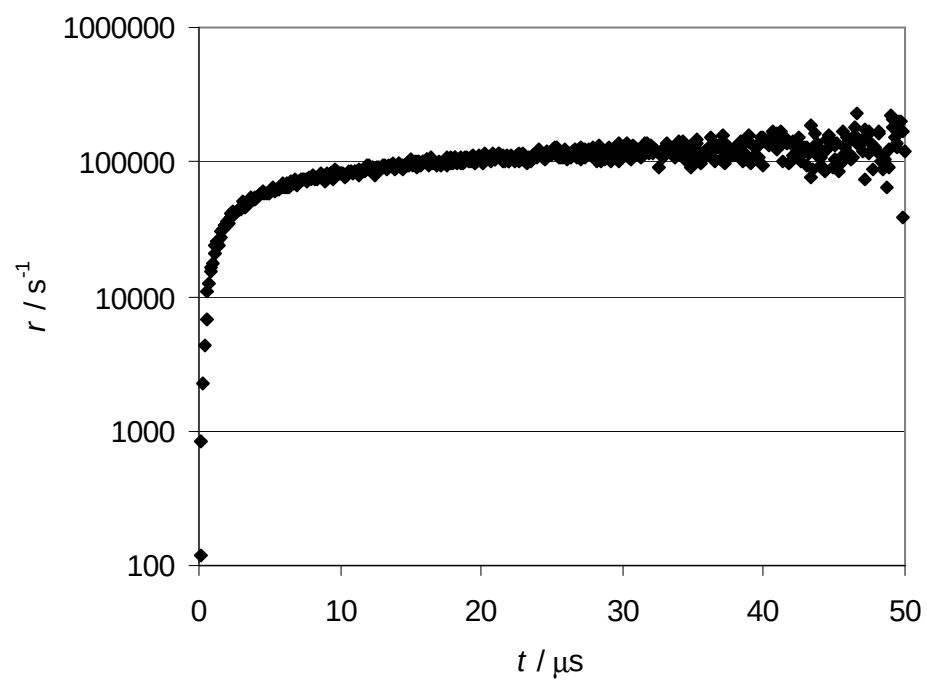
kde  $g_0$  značí ustálenou hodnotu součinitele generace po dostatečně dlouhém čase po zániku impulzu,  $g_T(t)$  je časově závislý člen vyjadřující vliv teploty ve výbojové oblasti a  $g_c(t)$  je časově závislý člen vyjadřující vliv proměnné koncentrace volných nosičů náboje v okolí defektní oblasti. Na experimentálně získaných charakteristikách usměrňovacích diod podle obr. 8.1 je zřejmě člen  $g_T(t)$ , popisující vliv teploty, překryt členem  $g_c(t)$ . U obr. 8.2 je tomu právě naopak, vodivostní člen  $g_c(t)$  je překryt členem  $g_T(t)$ , popisující vliv teploty.



Obr. 8.4 Časová závislost součinitele generace v průběhu trvání mezery, dioda E03,  $U = 1532,15$  V.



Obr. 8.5 Časová závislost součinitele generace v průběhu trvání mezery, dioda A04,  $U = 1097,62 \text{ V}$ .



Obr. 8.6 Časová závislost součinitele rekombinace v průběhu trvání impulsu, dioda E03,  $U = 1532,15 \text{ V}$ .

#### 8.4. Určení ustálených hodnot součinitele generace $g_0$ a rekombinace $r_0$

Předpokládejme nestacionární proces s proměnnou hodnotou součinitele  $g(t)$ , danou vztahem (8.25) a  $r(t)$  danou vztahem (8.23). Označme  $P_0(t)$  pravděpodobnost jevu, že v intervalu  $(0, t)$  nedojde ke vzniku impulsu. Potom platí

$$P_0(t + \Delta t) = (1 - (g_0 - g_T(t) + g_c(t))\Delta t)P_0(t). \quad (8.26)$$

Rovnici (8.26) upravíme a aplikujeme na ni limitu pro  $\Delta t$  jdoucí k 0

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{P_0(t + \Delta t) - P_0(t)}{\Delta t} = -(g_0 - g_T(t) + g_c(t))P_0(t). \quad (8.27)$$

Odtud vyplývá diferenciální rovnice

$$\frac{dP_0(t)}{dt} = -(g_0 - g_T(t) + g_c(t))P_0(t). \quad (8.28)$$

Vzhledem k tomu, že součinitel  $g(t)$  v průběhu trvání mezery není konstantní, řešení rovnice (8.28) nalezneme ve tvaru

$$P_0(t) = Ce^{-g_0 t} e^{\int g_T(t) dt} e^{-\int g_c(t) dt}. \quad (8.29)$$

kde  $C$  je konstanta. Z počáteční podmínky

$$P_0(0) = 1 \quad (8.30)$$

plyne, že  $C = 1$ . Dobu trvání mezery označíme opět jako náhodnou veličinu  $\tau_0$ , potom pro distribuční funkci náhodné veličiny  $\tau_0$  platí

$$F_0(\tau_0) = P_0\{t \leq \tau_0\} = 1 - P_0(\tau_0) = 1 - e^{-g_0 \tau_0} e^{\int g_T(t) dt} e^{-\int g_c(t) dt}. \quad (8.31)$$

Hustota rozdělení pravděpodobnosti náhodné veličiny  $\tau_0$  je

$$f_0(\tau_0) = \frac{dF_0(\tau_0)}{d\tau_0} = e^{-g_0\tau_0} e^{\int g_T(t)dt} e^{-\int g_c(t)dt} (g_0 - g_T(\tau_0) + g_c(\tau_0)). \quad (8.32)$$

Předpokládáme-li, že oba integrály umístěné v exponentu ve vztahu (8.32) mají konečnou hodnotu, pak je možné je nahradit konstantou. Dále předpokládáme, že hodnoty teplotního součinitele generace  $g_T(t)$  a vodivostního součinitele generace  $g_c(t)$  pro velké hodnoty  $t$  půjdou k nule, poté vztah (8.32) pro dlouhé časy přepíšeme následovně

$$f_0(\tau_0) = K_1 K_2 g_0 e^{-g_0\tau_0} = K e^{-g_0\tau_0}. \quad (8.33)$$

Obdobným způsobem odvodíme vztah pro hustotu rozdělení pravděpodobnosti doby trvání impulzu. Označme  $P_1(t)$  pravděpodobnost jevu, že v intervalu  $(0, t)$  nedojde k zániku impulzu. Potom platí

$$P_1(t + \Delta t) = (1 - (r_0 - r_T(t))\Delta t)P_1(t). \quad (8.34)$$

Rovnici (8.34) upravíme a aplikujeme na ni limitu pro  $\Delta t$  jdoucí k 0

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{P_1(t + \Delta t) - P_1(t)}{\Delta t} = -(r_0 - r_T(t))P_1(t). \quad (8.35)$$

Odtud vyplývá diferenciální rovnice

$$\frac{dP_1(t)}{dt} = -(r_0 - r_T(t))P_1(t). \quad (8.36)$$

Vzhledem k tomu, že součinitel  $r(t)$  v průběhu trvání impulzu není konstantní, lze nalézt řešení rovnice (8.36) ve tvaru



$$P_1(t) = Ce^{-r_0 t} e^{\int g_T(t) dt}, \quad (8.37)$$

kde  $C$  je konstanta. Z počáteční podmínky

$$P_1(0) = 1 \quad (8.38)$$

plyne, že  $C = 1$ . Označíme-li dobu trvání impulzu jako náhodnou veličinu  $\tau_1$ , potom pro distribuční funkci náhodné veličiny  $\tau_1$  platí

$$F_1(\tau_1) = P_1\{t \leq \tau_1\} = 1 - P_1(\tau_1) = 1 - e^{-r_0 \tau_1} e^{\int r_T(t) dt}. \quad (8.39)$$

Hustota rozdělení pravděpodobnosti náhodné veličiny  $\tau_1$  je

$$f_1(\tau_1) = \frac{dF_1(\tau_1)}{d\tau_1} = e^{-r_0 \tau_1} e^{\int r_T(t) dt} (r_0 - r_T(\tau_1)). \quad (8.40)$$

Pokud budeme předpokládat, že integrál v exponentu ve vztahu (8.40) je konečný, pak jej můžeme nahradit konstantou  $K_1$ . Teplotní součinitel rekombinace  $r_T(t)$  je pro velmi dlouhé časy roven konstantě  $K_2$ . Jeho konstantní hodnota pro dlouhé časy je způsobena tím, že teplota v oblasti ohřevu roste jen po určitou hodnotu do hodnoty označené  $T_M$ . Ze zmíněného vyplývá, že pokud se přestane měnit teplota, přestane se měnit i teplotní člen  $r_T(t)$ , ovlivňující součinitel rekombinace  $r(t)$ . Vztah (8.40) pro dlouhé časy je upraven následovně

$$f_1(\tau_1) = e^{-r_0 \tau_1} e^{\int r_T(t) dt} (r_0 - r_T(\tau_1)) = K_1(r_0 + K_2) e^{-r_0 \tau_1} = K e^{-r_0 \tau_1}. \quad (8.41)$$

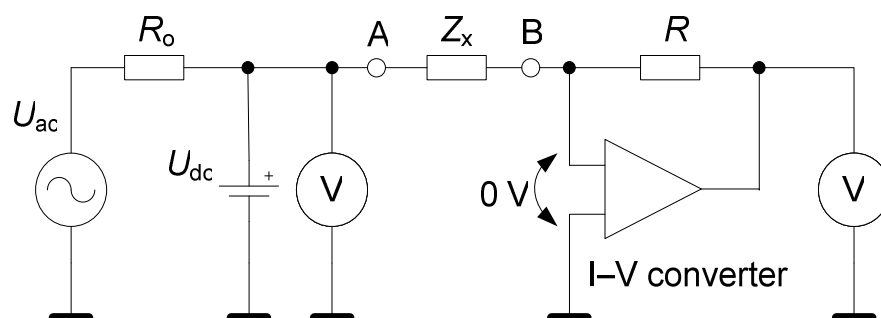
Z uvedeného vyplývá, že ustálené hodnoty součinitelů generace  $g_0$  a rekombinace  $r_0$  lze určit proložením průběhů hustoty rozdělení pravděpodobnosti délek mezer  $f(\tau_0)$  a hustoty rozdělení pravděpodobnosti délek impulzů  $f(\tau_1)$ , pro velké časy odvozenými funkcemi (8.33), resp. (8.41).

## 9. Určení parametrů PN přechodu z průběhů CU charakteristik

Úkolem této kapitoly je získat informace o PN přechodech zkoumaných diod. Především se jedná o určení difuzního napětí  $\psi_{bi}$  a bariérové kapacity  $C_B$  pro závěrné napětí, odpovídající extrapolovanému napětí  $U_B$  v PN přechodu a určení průběhu intenzity elektrického pole  $E(x)$  PN přechodem.

### 9.1. Měření CU charakteristik

Pro měření kapacitních charakteristik je možné využít např. mostové metody, rezonanční metody, VA metody apod. [18]. Použitá metoda měření je na obr. 9.1 a je známa pod termínem *Auto Balancing Bridge Method*.



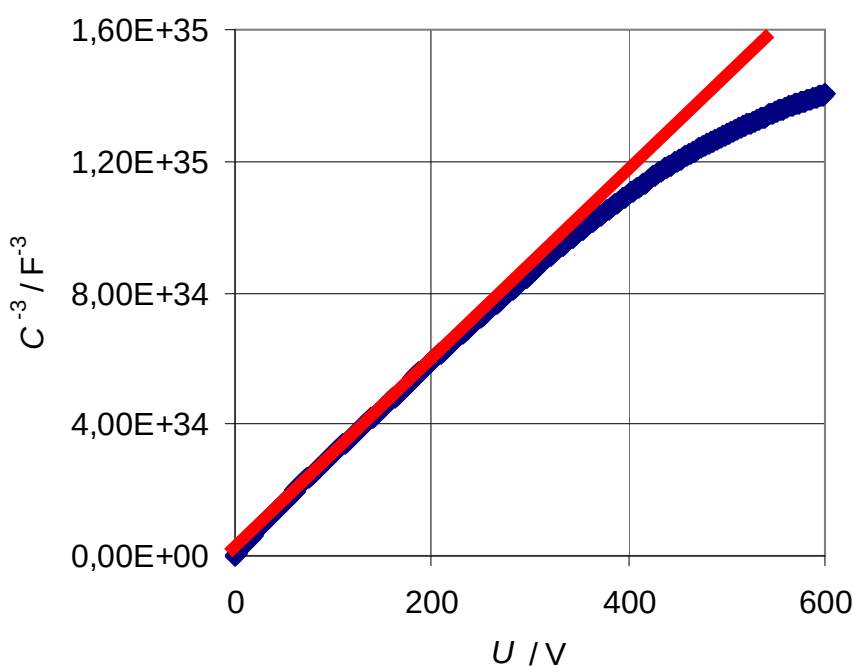
Obr. 9.1 Schematické znázornění metody pro měření kapacitní charakteristiky usměrňovacích diod.

Měřená usměrňovací dioda představuje impedanci  $Z_x$ . Tou protéká stejný proud jako zpětnovazebním rezistorem  $R$ . Bod označený v obrázku jako B je na nulovém potenciálu (virtuální zem) a zesilovač je použit jako transimpedanční konvertor. Na jeho výstupu je tedy napětí úměrné proudu měřenou impedancí. Ta je určena numericky z napětí měřeného v bodu A a výstupního napětí zesilovače. Omezení tohoto přístupu je často v kmitočtovém rozsahu, nicméně v případě měření usměrňovacích diod se pohybujeme v rozmezí kmitočtů  $100\text{ Hz} \div 100\text{ kHz}$ , což není kritické. Předpětí vzorku je realizováno stejnosměrným zdrojem, na nějž je superponováno malé harmonické napětí.

Vrátím-li se k PN přechodům, tak zde uvedu dva krajní případy v závislosti na koncentraci vázaného náboje: strmé a pozvolné. U strmých dochází k téměř skokové změně koncentrací příměsí, přičemž jsou velice mělké. Přechody pozvolné jsou oproti předchozím hlubší a mají, jak už z názvu vyplývá, pozvolný průběh změny koncentrací příměsí. Literatura [29] uvádí, že CU charakteristika strmého přechodu bude lineární pro převrácenou hodnotu druhé mocniny bariérové kapacity, v závislosti na napětí. U vysokonapěťových usměrňovacích diod předpokládám spíše pozvolný a hluboký přechod, u něhož je podle literatury CU charakteristika lineární po transformaci na převrácenou hodnotu třetí mocniny bariérové kapacity, v závislosti na napětí. Vzájemný vztah mezi bariérovou kapacitou a závěrným napětím je odvozen v textu [29] a odpovídá rovnici (9.1)

$$C = S \left( \frac{qa\epsilon_s^2}{12(\psi_{bi} - U)} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (9.1)$$

kde  $S$  je efektivní plocha přechodu,  $q$  elementární hodnota náboje,  $a$  gradient koncentrace příměsí,  $\epsilon_s$  permitivita prostředí,  $\psi_{bi}$  difuzní napětí a  $U$  je přivedené závěrné napětí.

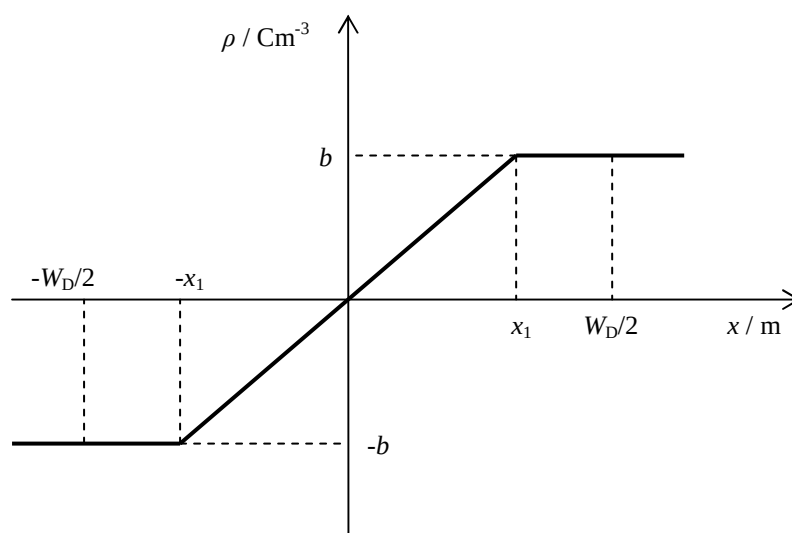


Obr. 9.2 Proložení transformované CU charakteristiky, dioda A04.

Změřená CU charakteristika je na obr. 9.2, byla zde použita transformace pro pozvolný přechod. Modrá čára popisuje změřený průběh, kdežto červená je proložením podle vztahu (9.1). Oba průběhy si velice dobře odpovídají přibližně pro hodnoty závěrného napětí, pohybujícího se do 300 V. Pak již dochází k odchýlení vypočteného průběhu od změřeného. Z uvedeného vyplývá, že změna koncentrace náboje ve zkoumaném PN přechodu je pozvolná a lineární jen do určité hodnoty závěrného napětí.

## 9.2. Odvození vztahu pro bariérovou kapacitu $C_B$ při závěrných napětí blízcích se extrapolovanému napětí $U_B$

Změřené CU charakteristiky na vysokonapěťových usměrňovacích diodách jsou linearizovatelné po transformaci bariérové kapacity na převrácenou hodnotu její třetí mocniny jen do určité hodnoty připojeného závěrného napětí, pak se průběh začíná měnit. Předpokládám, že tato změna v CU charakteristice je způsobena změnou průběhu koncentrace příměsí, kdy díky vysoké hodnotě přivedeného závěrného napětí se vyčerpaná oblast rozšiřuje až za hranici přechodu, kde změna koncentrace příměsí konverguje k nule. Na obr. 9.3 je navržené znázornění průběhu koncentrace náboje aproximovaného lomenou čarou, kdy uvnitř oblasti PN přechodu dochází k lineární změně koncentrace prostorového náboje a mimo něj je pak změna koncentrace nulová.



Obr. 9.3 Navržený průběh koncentrace náboje v PN přechodu.

Pro odvození vztahu pro výpočet bariérové kapacity  $C_B$  v závislosti na napětí budu vycházet z Poissonovy rovnice (9.2)

$$-\frac{d^2\psi_i}{dx^2} = \frac{dE}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} = \frac{q}{\epsilon_s}(p - n + ax) \approx \frac{qax}{\epsilon_s}, \quad (9.2)$$

kde  $q$  je elementární hodnota náboje,  $a$  gradient koncentrace příměsí,  $x$  prostorová souřadnice,  $\epsilon_s$  permitivita prostředí,  $\rho$  hustota vázaného náboje,  $E$  intenzita elektrického pole a  $\psi$  elektrický potenciál [29]. Jako průběh koncentrace náboje využiji model navržený na obr. 9.3. Integrujeme po částech. Nejprve v mezích pro  $x \in \left\langle -\frac{W_D}{2}, -x_1 \right\rangle$

$$E_1(x) = \int_{-\frac{W_D}{2}}^x \frac{-b}{\epsilon_s} dx, \quad (9.3)$$

$$E_1(x) = -\frac{b}{\epsilon_s} \left[ x + \frac{W_D}{2} \right]. \quad (9.4)$$

Dále pak v mezích pro  $x \in \langle -x_1, x_1 \rangle$

$$E_2(x) = \int_{-\frac{W_D}{2}}^{-x_1} \frac{-b}{\epsilon_s} dx + \int_{-x_1}^x \frac{qax}{\epsilon_s} dx, \quad (9.5)$$

$$E_2(x) = \frac{b}{\epsilon_s} \left[ \frac{b}{qa} - \frac{W_D}{2} \right] + \frac{qa}{2\epsilon_s} \left[ x^2 - \left( \frac{b}{qa} \right)^2 \right]. \quad (9.6)$$

Nakonec v mezích pro  $x \in \left\langle x_1, \frac{W_D}{2} \right\rangle$

$$E_3(x) = \int_{\frac{-W_D}{2}}^{-x_1} \frac{-b}{\epsilon_s} dx + \int_{-x_1}^{x_1} \frac{qax}{\epsilon_s} dx + \int_{x_1}^x \frac{b}{\epsilon_s} dx, \quad (9.7)$$

$$E_3(x) = \frac{b}{\epsilon_s} \left[ x - \frac{W_D}{2} \right]. \quad (9.8)$$

Nyní jsem získal tři dílčí průběhy intenzit elektrického pole  $E_1(x)$ ,  $E_2(x)$  a  $E_3(x)$  v závislosti na souřadnici  $x$ . Hledanou hodnotu závěrného napětí závislou na šířce vyčerpané oblasti získáme z následující rovnice

$$U = \int_{\frac{-W_D}{2}}^{-x_1} E_1(x) dx + \int_{-x_1}^{x_1} E_2(x) dx + \int_{x_1}^{\frac{W_D}{2}} E_3(x) dx. \quad (9.9)$$

Pokud budeme rovnici (9.9) integrovat, dojdeme ke vztahu

$$U = \frac{b}{\epsilon_s} \left( \frac{b^2}{3q^2 a^2} - \left( \frac{W_D}{2} \right)^2 \right). \quad (9.10)$$

Vztah pro výpočet dynamické kapacity je dán podílem změny elektrického náboje k změně elektrického napětí

$$C = \frac{dQ}{dU}. \quad (9.11)$$

Změna elektrického náboje je dána

$$dQ = S\rho(x)dx, \quad (9.12)$$

kde  $S$  je plocha a  $\rho(x)$  hustota vázaného náboje. V oblasti, kde změna koncentrace náboje konverguje k nule, můžeme rovnici (9.12) přepsat do tvaru

$$dQ = Sb dx, \quad (9.13)$$

kde  $b$  podle obr. 9.3 určuje konstantní hodnotu hustoty elektrického náboje. Změnu polohy ve směru osy  $x$  můžeme vyjádřit následovně

$$dx = d\left(\frac{W_D}{2}\right) = \frac{1}{2} dW_D. \quad (9.14)$$

Z rovnice (9.10) si vyjádříme  $W_D$

$$W_D = \sqrt{\frac{4b^2}{3q^2 a^2} - \frac{4\varepsilon_s}{b} U}, \quad (9.15)$$

celou rovnici (9.15) derivujeme a dostaneme

$$dW_D = \frac{-dU}{\frac{b}{\varepsilon_s} \frac{W_D}{2}}. \quad (9.16)$$

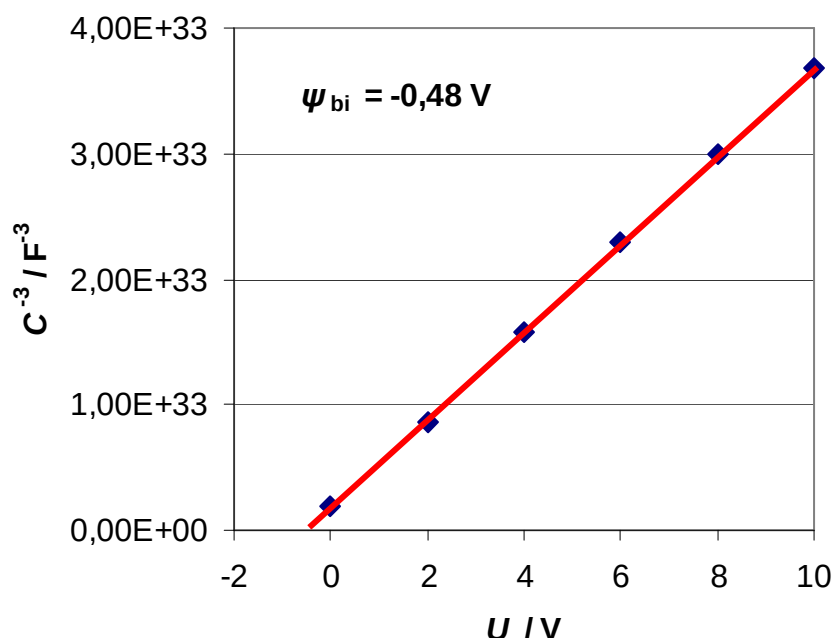
Dosazením do rovnice (9.11) z rovnic (9.13), (9.14), (9.15) a (9.16), získáme vztah pro výpočet bariérové kapacity v případě, že vyčerpaná oblast, díky vysoké hodnotě závěrného napětí, překročí šířku samotného přechodu a dostane se do oblasti, kde změna koncentrace příměsí konverguje k nule

$$C = \varepsilon_s \frac{S}{\sqrt{\frac{4b^2}{3q^2 a^2} - \frac{4\varepsilon_s}{b} U}}. \quad (9.17)$$

### 9.3. Určení difúzního napětí $\psi_{bi}$

V důsledku existence elektrického pole vznikne v oblasti přechodu rozdíl potenciálů, tzv. kontaktní potenciál, často nazývaný jako difúzní napětí  $\psi_{bi}$ , protože příčinou jeho vzniku je difúzní proud. Hodnotu difúzního napětí jsme schopni odečíst právě z CU

charakteristik, kde odpovídá hodnotě napětí, při hodnotě bariérové kapacity přechodu jdoucí k nule. Na obr. 9.4 je vidět výřez průběhu CU charakteristiky v okolí nulové hodnoty napětí.



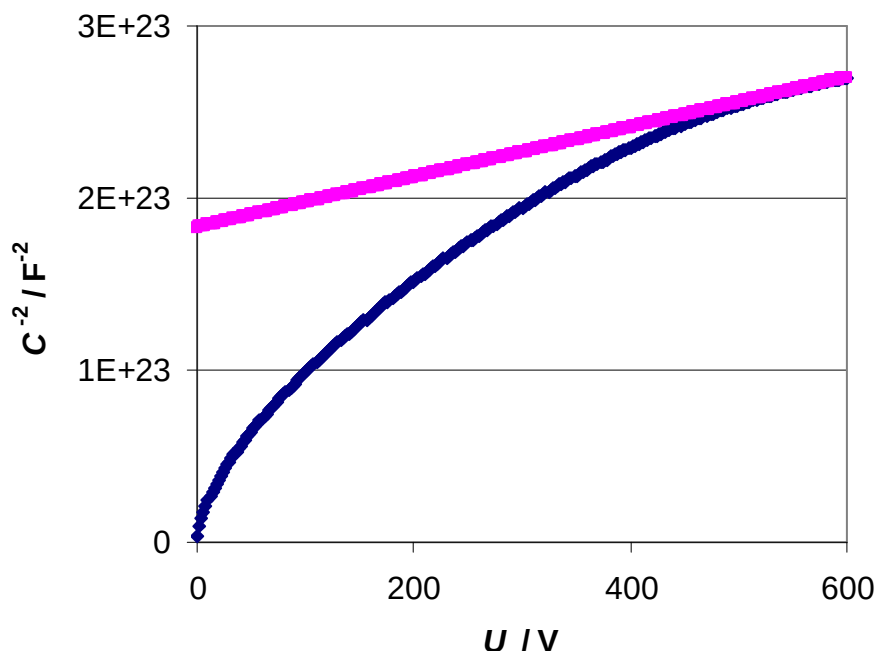
Obr. 9.4 Výřez změřeného průběhu CU charakteristiky pro malá závěrná napětí a jeho proložení podle (9.1) s odečtením difúzního napětí  $\psi_{bi}$ , dioda A04.

#### 9.4. Určení hodnoty bariérové kapacity $C_B$ pro závěrné napětí těsně před lokálním lavinovým průrazem

Na dostupné měřicí aparatuře jsem byl schopen změřit CU charakteristiky pro hodnoty závěrných napětí do 600 V. Vzhledem k tomu, že k lokálním lavinovým průrazům PN přechodu u zkoumaných diod docházelo při závěrných napětích větších než 1 kV, bylo nutné pro přesnější určení bariérovou kapacitu  $C_B$  dopočítat. Dopočtenou hodnotu jsem získal na základě odvozeného vztahu pro bariérovou kapacitu (9.17) a změřených dat CU charakteristiky prezentovaných na obr. 9.2. Vezmeme-li v úvahu, že rovnice (9.17) byla odvozena pro vzájemný vztah mezi přivedeným závěrným napětím a bariérovou kapacitou v přechodu, kde je již konstantní hodnota hustoty prostorového náboje, pak je zřejmé, že průběh vypočtené CU charakteristiky



bude odpovídat jejímu změřenému ekvivalentu jen pro vyšší hodnoty závěrného napětí, jak je vidět na obr. 9.5.



Obr. 9.5 Změřená CU charakteristika po transformaci souřadnic, proložená rovnicí (9.17), dioda A04.

V grafu na obr. 9.5 byla vynesena závislost převrácené druhé mocniny bariérové kapacity na napětí, oproti průběhu na obr. 9.2, kde byl vykreslen průběh převrácené hodnoty třetí mocniny. Je to z toho důvodu, že podle navrženého modelu se pro vysoká závěrná napětí již nebude měnit koncentrace příměsí a tím i hustota prostorového náboje, čímž jsme se pro tyto vyšší hodnoty závěrného napětí přiblížili k chování strmých PN přechodů, které mají lineární průběh CU charakteristiky po transformaci na převrácenou druhou mocninu bariérové kapacity. Pro přesnější určení koeficientů obsažených v rovnici (9.17) jsem pracoval jen s výřezem CU charakteristiky pro napětí od 540 V do 600 V, uvedené na obr. 9.6. Mezi tyto koeficienty patří gradient koncentrace příměsí  $a$  a hodnota hustoty prostorového náboje  $b$ . Hodnoty získané po proložení změřeného průběhu odvozenou funkcí (9.17) jsou následující

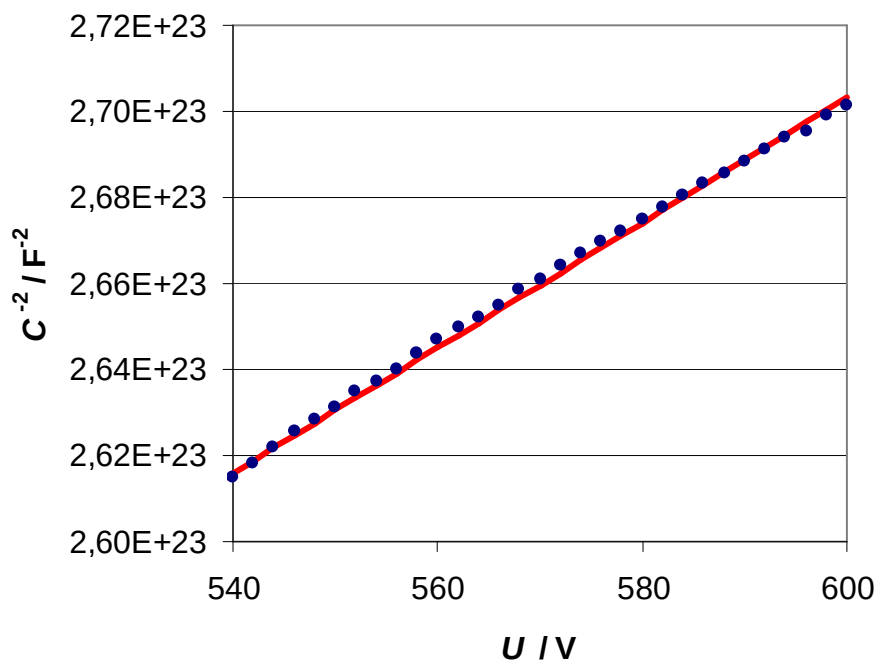
$$a = 4,1 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-4}, \quad (9.18)$$

$$b = 259 \text{ C.m}^{-3}. \quad (9.19)$$

Vezmu-li získané číselné hodnoty gradientu koncentrace příměsí, hustoty prostorového náboje, plochy přechodu  $S = 1 \text{ mm}^2$  určeného v kap. 6 a extrapolovaného napětí  $U_B = 1090,72 \text{ V}$ , jehož hodnota je určena v kap. 10, pak bariérová kapacita při tomto napětí je rovna

$$C_B = \epsilon_s \frac{S}{\sqrt{\frac{4b^2}{3q^2 a^2} - \frac{4\epsilon_s}{b} U_B}}, \quad (9.20)$$

$$C_B = 1,705 \cdot 10^{-12} \text{ F}. \quad (9.21)$$

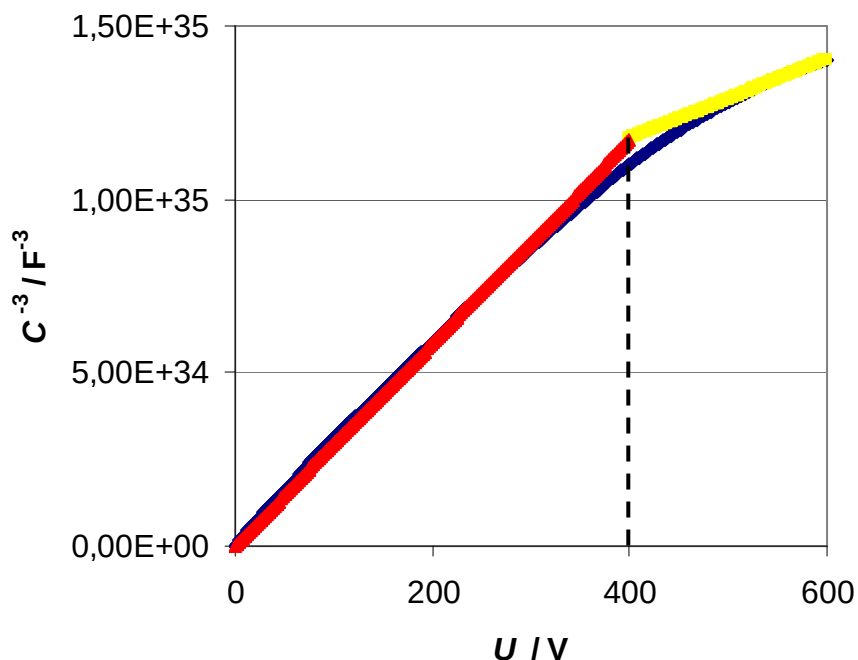


Obr. 9.6 Výřez proložené CU charakteristiky, dioda A04.

## 9.5. Výpočet průběhu intenzity elektrického pole uvnitř PN přechodu

Pro výpočet průběhu intenzity odvozeného v kap. 9.2 je nutné zjistit další parametry z navrhnutého modelu průběhu koncentrace náboje v PN přechodu, zobrazeného

na obr. 9.3. Těmi parametry jsou šířka vyčerpané oblasti  $W_D$  a souřadnice  $x_1$ , jež určuje



Obr. 9.7 Změřená CU charakteristika a proložená funkcí (9.1) a (9.17), dioda A04.

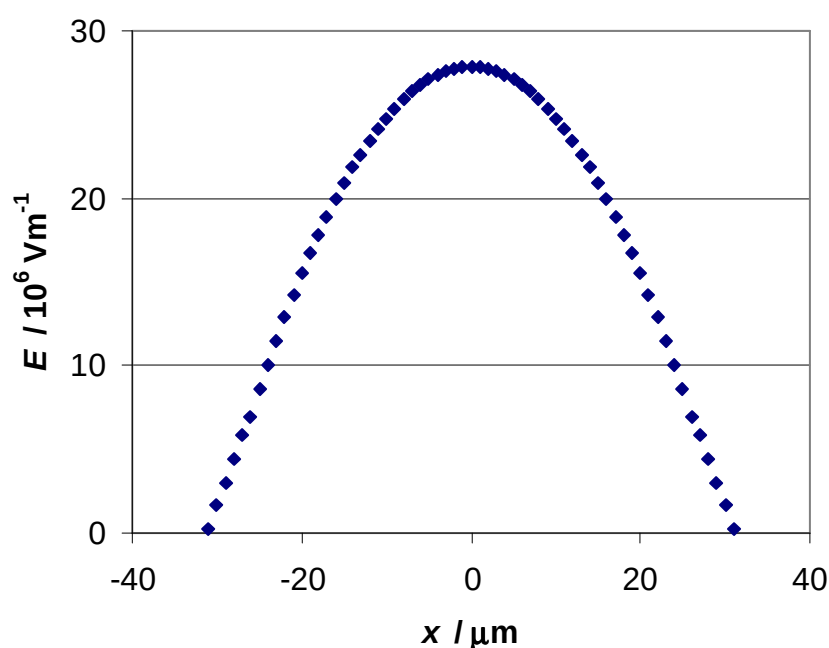
v přechodu místo, odkud se zvyšujícím závěrným napětím již nedochází ke změně koncentrace náboje v PN přechodu. Napětí potřebné k šířce vyčerpané oblasti  $W_D = x_1$ , podle obr. 9.7, odpovídá přibližně hodnotě  $U = 400$  V. Parametr  $x_1$  pak pro napětí odečtené z grafu určíme z rovnice (9.15)

$$x_1 = 26,1 \cdot 10^{-6} \text{ m} . \quad (9.22)$$

Podobně určíme podle (9.15) parametr  $W_D$  při závěrném napětí odpovídajícímu extrapolovanému napětí  $U_B$

$$W_D = 62,3 \cdot 10^{-6} \text{ m} . \quad (9.23)$$

Průběh intenzity elektrického pole je dán v intervalu hodnot  $x \in \left\langle -\frac{W_D}{2}, -x_1 \right\rangle$  vztahem (9.4), v intervalu  $x \in \langle -x_1, x_1 \rangle$  vztahem (9.6) a v intervalu  $x \in \left\langle x_1, \frac{W_D}{2} \right\rangle$  vztahem (9.8). Vypočtený průběh intenzity elektrického pole je pak zobrazen na obr. 9.8.



Obr. 9.8 Průběh intenzity elektrického pole v PN přechodu, v závislosti na prostorových souřadnicích, dioda A04,  $U_R = U_B = 1090,72 \text{ V}$ .

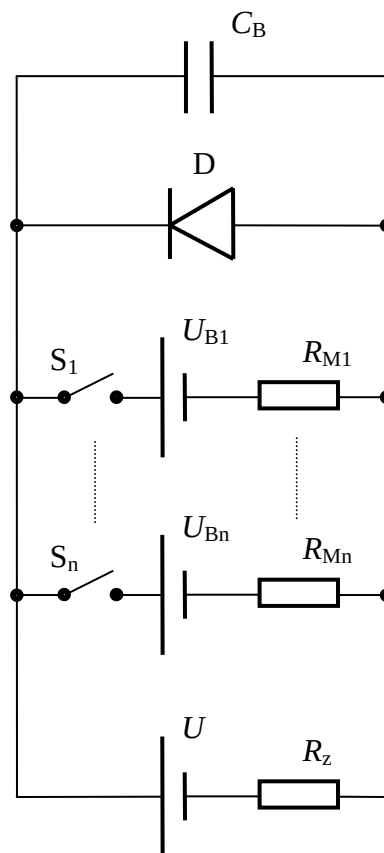
Vzhledem k velmi silné závislosti součinitele nárazové ionizace  $\alpha$  na průběhu intenzity elektrického pole  $E(x)$  bude k nárazové ionizaci docházet především v oblasti kolem středu přechodu. Dále můžeme z průběhu  $E(x)$  zobrazeného na obr. 9.8 konstatovat, že se jedná o nárazovou ionizaci v silných elektrických polích.

## 10. Simulace vlivu lokálních lavinových průrazů na tvar VA charakteristiky závěrně polarizované diody

Běžně se v literatuře uvádí spojitost mezi časovými průběhy šumu mikroplazmatu a vznikem oblasti se záporným diferenciálním odporem na VA charakteristice v nepropustném směru, např. literatura [7]. Tato spojitost byla doposud založena na faktech, že jak časový průběh šumu mikroplazmatu, tak i deformace VA charakteristiky byly pozorovány při přibližně stejných hodnotách závěrného napětí u konkrétního zkoumaného prvku. Tato teorie byla dále podpořena spojitostí mezisamotným výskytem časových průběhů šumu mikroplazmatu a výskytem oblasti se záporným diferenciálním odporem na VA charakteristice, které pozorujeme jen u zkoumaných vzorků, u kterých byl pozorován i šum mikroplazmatu. Během této kapitoly se pokusím ověřit popř. vyvrátit pravdivost tvrzení o spojitosti mezi šumem mikroplazmatu a oblastí záporného diferenciálního odporu na VA charakteristice diody polarizované v závěrném stavu.

Pro zkoumání vlivu lokálních lavinových průrazů na tvar VA charakteristiky jsem použil Haitzův model ideální diody s  $n$  oblastmi, vykazující šum mikroplazmatu v PN přechodu, obr. 10.1 [8]. Model je složen z ideální diody  $D$ , paralelně připojené bariérové kapacity  $C_B$  a  $n$  větví reprezentujících oblasti s nižším průrazným napětím, které jsou právě zdrojem šumu mikroplazmatu. Tyto větve jsou složeny ze stochastického spínače  $S_i$ , zdroje extrapolovaného napětí  $U_{Bi}$  a odporu kanálu  $R_{Mi}$ . K tomuto modelu je dále připojen externí zdroj napětí  $U$  v sérii se zatěžovacím odporem  $R_z$ .

Funkce stochastického spínače je pak reprezentována pravděpodobností přechodu ze sepnutého stavu do stavu rozepnutého za daný časový úsek  $\Delta t$ , což je určeno součinitelem rekombinace  $r$  a pravděpodobností přechodu ze stavu rozepnutého do stavu sepnutého za tentýž časový úsek  $\Delta t$ , což je určeno součinitelem generace  $g$ . Odpor kanálu  $R_M$  je hodnota, získaná při lokálním lavinovém průrazu PN přechodu, jako rozdíl externího připojeného napětí  $U$  a napětí extrapolovaného  $U_B$  poděleného proudem větví procházející.



Obr. 10.1 Haitzův model diody pro  $n$  oblastí s nižším průrazným napětím [8].

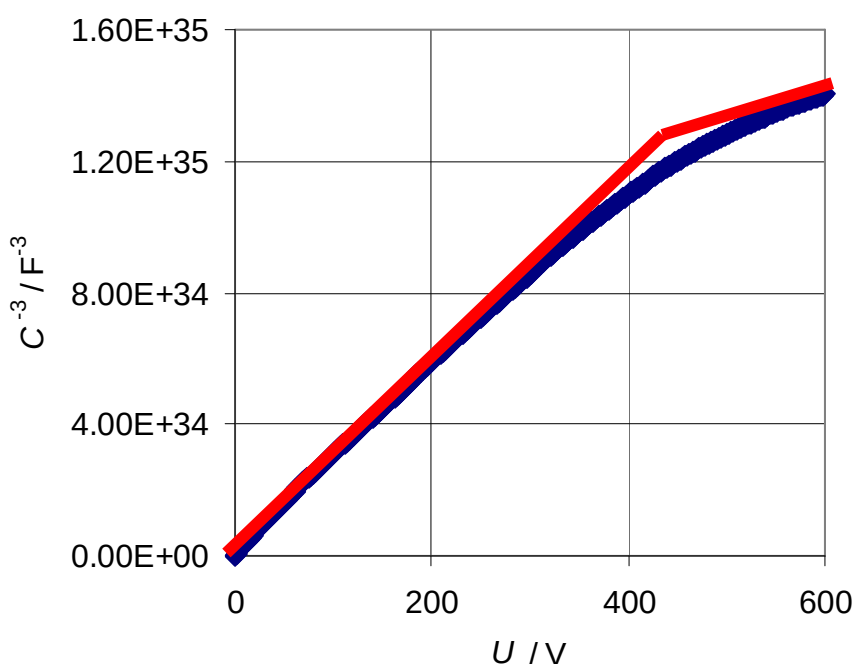
Celá metoda ověření souvislosti mezi šumem mikroplazmatu a zkrácením průběhu VA charakteristiky je založena na nalezení jednotlivých prvků Haitzova modelu z měření časových průběhů v nízkoohmovém zapojení a jejich použití při počítačové simulaci chování diody ve vysokoohmovém zapojení, používaného pro měření VA charakteristiky. Hlavním rozdílem mezi nízkoohmovým a vysokoohmovým obvodem pro měření je v tom, že nízkoohmový obvod je Markovský, kdežto ve vysokoohmovém obvodu nám výsledná hodnota v čase  $t_1$  nezáleží jen na aktuálních podmínkách, ale i na hodnotách stavů předchozích.

## 10.1. Nalezení hodnot prvků obsažených v Haitzově modelu diody s defektními oblastmi PN přechodu

Pro simulaci průběhu VA charakteristiky je nutné nejdříve určit parametry Haitzova modelu z časových průběhů. Předpokláme-li diodu právě jen s jednou oblastí vykazující nižší průrazné napětí než zbytek homogenního PN přechodu, pak bude nutné určit bariérovou kapacitu PN přechodu  $C_B$ , součinitele generace  $g$  a rekombinace  $r$  určující pravděpodobnost přechodu a extrapolované napětí  $U_B$  s odporem kanálu  $R_M$ . Pro získání parametrů simulace byl zvolen měřený vzorek s označením A04. Jedná se o vysokonapětěvou usměrňovací diodu 1N4937.

### 10.1.1. Určení bariérové kapacity PN přechodu pro napětí blízka extrapolovanému napětí $U_B$

Podrobný popis určení bariérové kapacity přechodu  $C_B$  byl uveden v kapitole 10, „Určení parametrů PN přechodu z CU charakteristik“. Zde na obr. 10.2 je zobrazen jen průběh převrácené třetí mocniny bariérové kapacity  $C_B^{-3}$  v závislosti na závěrném napětí  $U$  s jeho proložením lomenou křivkou. Vzhledem k tomu, že pro modelování VA charakteristiky je zapotřebí znalost bariérové kapacity těsně před lokálním lavinovým průrazem, tak je pro určení její hodnoty použita jen druhá část lomené aproximace.

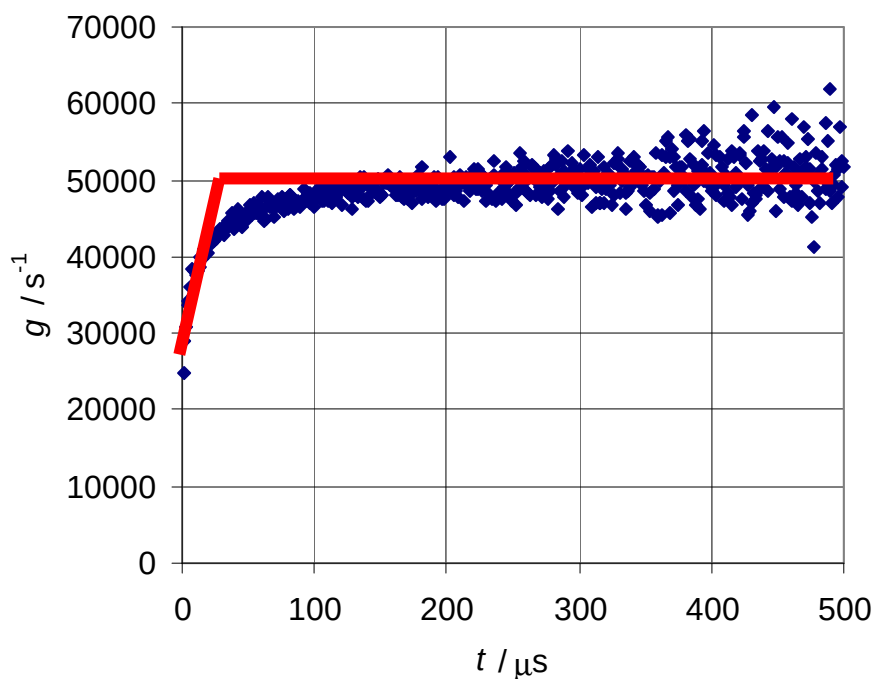


Obr. 10.2 Proložení CU charakteristiky, dioda A04.

### 10.1.2. Určení konkrétních hodnot součinitele generace a rekombinace

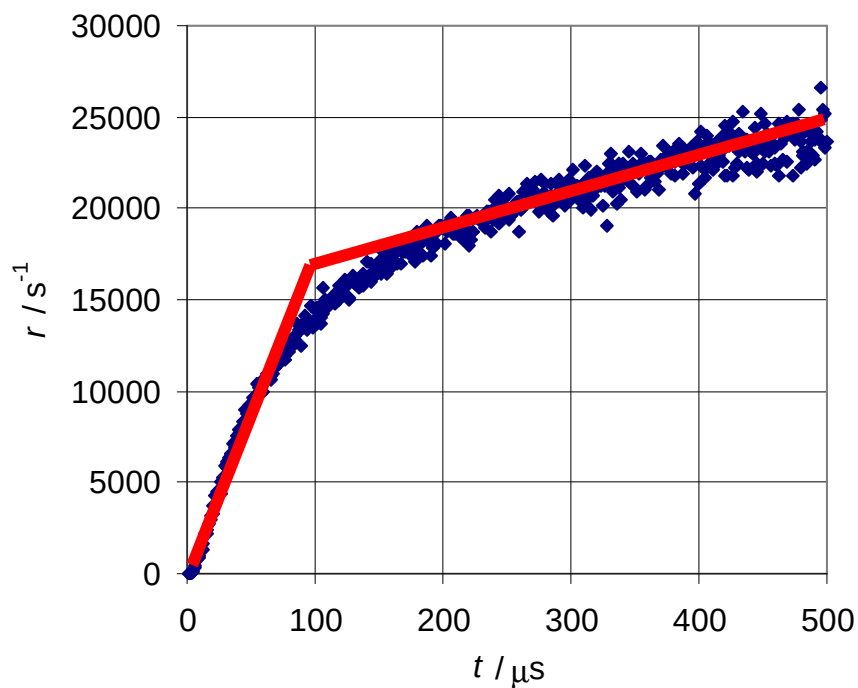
V kapitole statistických průběhů jsem ukázal, že součinitelé generace a rekombinace jsou pro měřené vysokonapěťové diody v čase nestacionární. Z toho samého důvodu byla ve stejné kapitole matematicky odvozena závislost součinitelů generace a rekombinace na čase.

U diody A04 jsem provedl sedm měření pro různá závěrná napětí, pohybující se v rozpětí, kdy dochází k lokálním lavinovým výbojům v PN přechodu. Pro každý z těchto průběhů jsem získal závislost součinitelů generace a rekombinace na čase. Vybrané ukázky průběhů součinitelů generace a rekombinace v závislosti na čase jsou uvedeny na obr. 10.3 a obr. 10.4. Průběhy jsem proložil lomenou čarou, což přinese výrazné zjednodušení při následné simulaci. Průběh o velikosti 500 vzorků je nahrazen dvěma rovnicemi přímky. Stejného postupu bylo využito i u ostatních nalezených průběhů součinitele generace a rekombinace v závislosti na čase, viz tab. 10.1 a 10.2.



Obr. 10.3 Proložení závislosti součinitele generace na čase, dioda A04,  
 $U = 1098,11$  V.





Obr. 10.4 Proložení součinitele rekombinace v závislosti na čase, dioda A04,  
 $U = 1098,11$  V.

| $U / \text{V}$             | $g / \text{s}^{-1}$ pro $t \leq 30 \mu\text{s}$ | $g / \text{s}^{-1}$ pro $t > 30 \mu\text{s}$ |
|----------------------------|-------------------------------------------------|----------------------------------------------|
| $U < 1097,22$              | 10658                                           | 10658                                        |
| $1097,22 \leq U < 1097,42$ | $100 * t + 11500$                               | 14643                                        |
| $1097,42 \leq U < 1097,62$ | $200 * t + 15000$                               | 21089                                        |
| $1097,62 \leq U < 1097,83$ | $400 * t + 18000$                               | 29890                                        |
| $1097,83 \leq U < 1098,11$ | $433 * t + 24000$                               | 37784                                        |
| $1098,11 \leq U < 1098,4$  | $833 * t + 25000$                               | 49997                                        |
| $1098,4 \leq U$            | $933 * t + 30000$                               | 58687                                        |

Tab. 10.1 Popis lomených čar pomocí rovnice přímky pro jednotlivá napětí u součinitele generace.

| $U / V$                    | $r / s^{-1}$ pro $t \leq 100 \mu s$ | $r / s^{-1}$ pro $t > 100 \mu s$ |
|----------------------------|-------------------------------------|----------------------------------|
| $U < 1097,22$              | $2000 * t + 900$                    | $250 * t + 170000$               |
| $1097,22 \leq U < 1097,42$ | $1300 * t + 800$                    | $350 * t + 100000$               |
| $1097,42 \leq U < 1097,62$ | $800 * t + 800$                     | $200 * t + 70000$                |
| $1097,62 \leq U < 1097,83$ | $550 * t + 750$                     | $75 * t + 42000$                 |
| $1097,83 \leq U < 1098,11$ | $330 * t + 200$                     | $55 * t + 27000$                 |
| $1098,11 \leq U < 1098,4$  | $170 * t + 40$                      | $20 * t + 14000$                 |
| $1098,4 \leq U$            | $95 * t + 10$                       | $7,5 * t + 8500$                 |

Tab. 10.2 Popis lomených čar pomocí rovnice přímky pro jednotlivá napětí u součinitele rekombinace.

### 10.1.3. Extrapolované napětí $U_B$ a odpor kanálu $R_M$

Z časových průběhů šumu mikroplazmatu, získaných pro různé hodnoty závěrného napětí, je možné získat závislost výšky impulzu na velikosti přiloženého závěrného napětí. Šum mikroplazmatu je podle literatury dvouhladinovým šumem, což je dáno tím, že defektní oblast v závislosti na pravděpodobnostech přechodu buď vede a nebo nevede elektrický proud. Z tohoto důvodu jsem vytvořil grafy relativních četností proudových hladin z časových průběhů šumu mikroplazmatu pro všechna změřená napětí. Příklad jednoho z grafů relativních četností je na obr. 10.5. Jako výšku impulzu jsem považoval rozdíl hladin mezi dvěma vzniklými vrcholy. Výslednou závislost výšky impulzu na napětí je možno vidět na obr. 10.6.

Body výsledné závislosti výšky impulzu na velikosti přiloženého závěrného napětí jsem proložil přímkou, která je dána rovnicí

$$y = 4.4873x - 4894.4 . \quad (10.1)$$

Extrapolované napětí  $U_B$  je pak určeno bodem, kde přímka, na obr. 10.6, protíná napětíovou osu při nulové hodnotě závěrného proudu

$$0 = 4.4873U_B - 4894.4 . \quad (10.2)$$

Hodnota extrapolovaného napětí je pak rovna

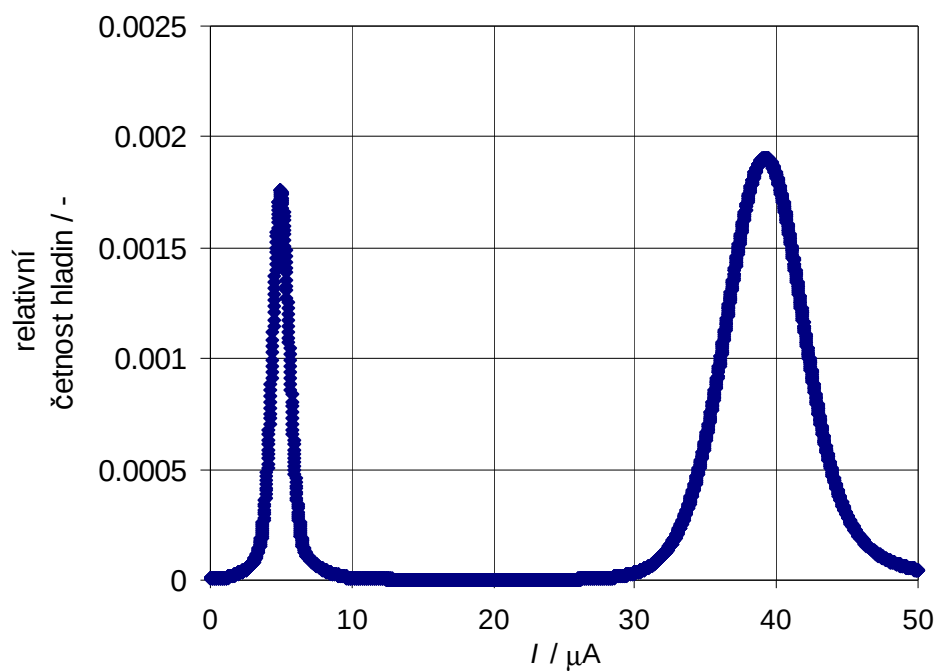
$$U_B = 1090.72 \text{ V} \quad (10.3)$$

Hodnotu odporu kanálu  $R_M$  pak vyčíslíme podle Ohmova zákona jako podíl napětí na odporu a proudu jím protékajícím, během trvání impulsu

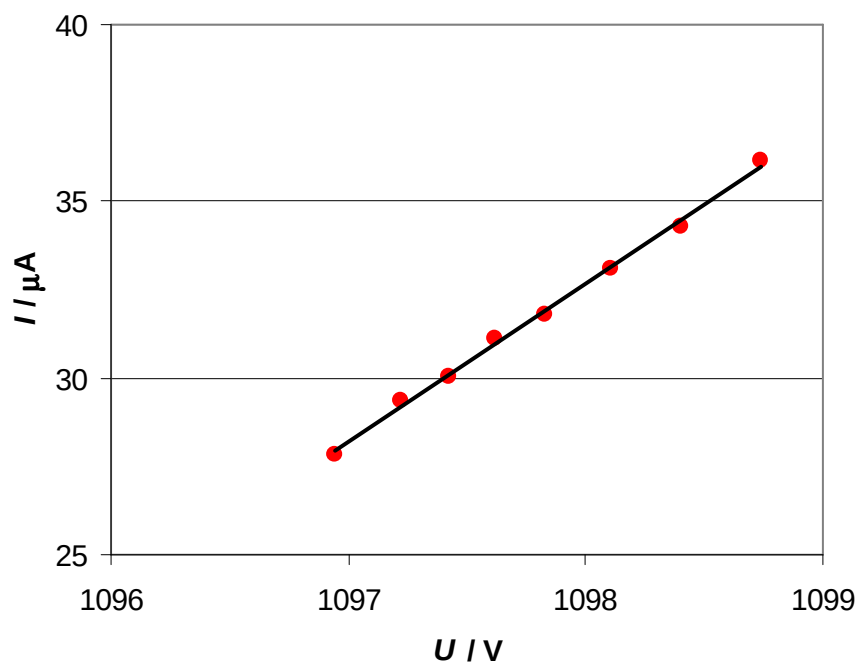
$$R_M = \frac{U - U_B}{I} . \quad (10.4)$$

Výsledná hodnota odporu je pak rovna

$$R_M = 222.8 \text{ k}\Omega \quad (10.5)$$



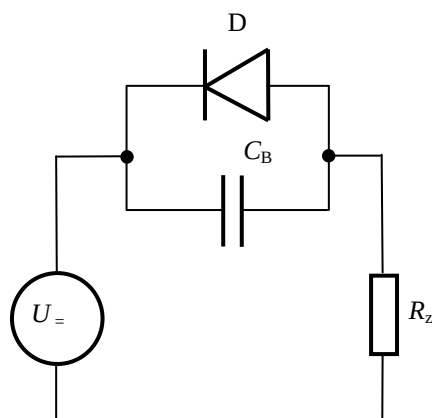
Obr. 10.5 Rozdělení relativních četností hladin šumu mikroplazmatu, dioda A04,  
 $U = 1098.4 \text{ V}$ .



Obr. 10.6 Závislost výšky impulzu na napětí, dioda A04.

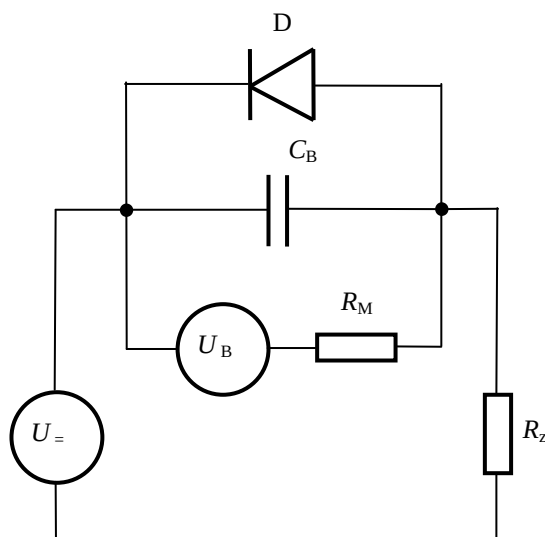
## 10.2. Počítačová simulace průběhu VA charakteristiky diody polarizované v závěrném směru vykazující šum mikroplazmatu

Po získání všech parametrů Haitzova modelu, obr. 10.1, se budu zabývat počítačovou simulací VA charakteristiky diody polarizované v závěrném směru. V případě, že simulovaná dioda obsahuje jen jednu defektní oblast, to je oblast s nižším průrazným závěrným napětím než má zbytek PN přechodu, pak mohou nastat dva případy. První z nich nastává v okamžiku, kdy spínač S je rozepnut a trvá po celou dobu, dokud nedojde k jeho sepnutí. Výsledný obvod pak vychází z obecného Haitzova modelu zobrazeného na obr. 10.1, ze kterého je vyřazena větev charakterizující oblast s nižším průrazným závěrným napětím a odpovídá měřicímu zapojení diody s homogenním PN přechodem, obr. 10.7.



Obr. 10.7 Obvod pro simulaci VA charakteristiky diody polarizované v závěrném stavu v době, kdy nedochází k lokálním lavinovým výbojům.

Druhý případ nastane v okamžiku, kdy stochastický spínač  $S$  na obr. 10.1 sepne a trvá až do okamžiku, kdy dojde k jeho rozepnutí. Sepnutí spínače představuje lokální lavinový průraz v PN přechodu diody  $D$ . Obvod je oproti předchozímu rozšířen o větev se zdrojem extrapolovaného napětí  $U_B$ , zapojeného v sérii s odporem vodivého kanálu  $R_M$ . Vodivý kanál vznikl při lokálním lavinovém průrazu v PN přechodu diody. Extrapolované napětí  $U_B$  má opačnou polaritu než vstupní napětí  $U$ . Schéma zapojení takového obvodu je uvedeno na obr. 10.8.



Obr. 10.8 Obvod pro simulaci VA charakteristiky diody polarizované v závěrném stavu v době lokálního lavinového výboje.

### 10.2.1. Určení okamžité hodnoty napětí $u_c(t)$ na bariérové kapacitě $C_B$ bez větve reprezentující defektní oblast v PN přechodu

Uvážíme-li, že dioda D je polarizovaná v závěrném směru, pak z uvedeného modelu vyplývá, že hodnota napětí na diodě je rovna hodnotě napětí na bariérové kapacitě  $C_B$ . Okamžitou hodnotu napětí  $u_c(t)$  pak vypočteme jako nabíjení kapacity  $C_B$  přes zatěžovací odpor  $R_z$ . Napětí na bariérové kapacitě  $C_B$  je dáno vztahem

$$u_c(t + dt) = u_c(t) + dU. \quad (10.6)$$

Je známo, že hodnota proudu je definována jako změna náboje za čas

$$i(t) = \frac{dq}{dt} \quad (10.7)$$

a pro přírůstek napětí na kapacitě platí vztah

$$dU = dq \frac{1}{C}. \quad (10.8)$$

Kapacitu  $C$  považujeme v časovém intervalu  $dt$  za konstantní. Spojíme-li rovnice (10.7) a (10.8), tak dostáváme vztah

$$dU = \frac{1}{C} Idt. \quad (10.9)$$

Podíváme-li se na obr. 10.7, uvidíme, že okamžitá hodnota proudu je dána rozdílem napětí vstupního  $U$  a okamžité hodnoty napětí na bariérové kapacitě  $u_c(t)$ , podělených hodnotou zatěžovacího odporu  $R_z$

$$i(t) = \frac{U - u_c(t)}{R_z}. \quad (10.10)$$

Dosadíme-li do (10.9) z (10.10) dostáváme hledaný přírůstek napětí  $dU$  pro případ kdy je stochastický spínač  $S$  rozepnut

$$dU = \frac{1}{C_B} \frac{U - u_c(t)}{R_z} dt. \quad (10.11)$$

Rovnice popisující průběh napětí na bariérové kapacitě podle obr. 10.7 má pak tvar

$$u_c(t + dt) = u_c(t) + \frac{1}{C_B} \frac{U - u_c(t)}{R_z} dt. \quad (10.12)$$

### 10.2.2. Určení okamžité hodnoty napětí $u_c(t)$ na bariérové kapacitě $C_B$ se zapojenou větví reprezentující defektní oblast v PN přechodu

Nyní vycházíme z obr. 10.8. Opět předpokládáme, že každá následující hodnota napětí na bariérové kapacitě  $u_c(t+dt)$ , potažmo na diodě, je dána součtem okamžité hodnoty napětí  $u_c(t)$  a přírůstku  $dU$  (10.6). Podle prvního Kirchhofova zákona, který popisuje zákon zachování náboje platí, že součet proudů do uzlu vstupujících, je roven součtu proudů z uzlu vystupujících, proto celkový proud  $i(t)$  je dán součtem proudů

$$i(t) = i(t)_1 + i(t)_2. \quad (10.13)$$

Proud  $I_1$  popisuje průběh proudu bariérovou kapacitou. Vztah pro výpočet  $i_1(t)$  je získán z (10.9)

$$i_1(t) = C_B \frac{dU}{dt}. \quad (10.14)$$

Proud  $i_2(t)$  je podle zapojení definován jako podíl rozdílu okamžité hodnoty napětí na bariérové kapacitě  $u_c(t)$  a hodnoty extrapolovaného napětí  $U_B$  ku odporu vodivého kanálu  $R_M$

$$i_2(t) = \frac{u_c(t) - U_B}{R_M}. \quad (10.15)$$

Celkový proud  $i(t)$  je pak dán jako podíl rozdílu vstupního napětí  $U$  a okamžité hodnoty napětí na bariérové kapacitě  $u_c(t)$  ku zatěžovacímu odporu  $R_z$

$$i(t) = \frac{U - u_c(t)}{R_z}. \quad (10.16)$$

Hodnotu přírůstku napětí získáme dosazením rovnic (10.14), (10.15) a (10.16) do rovnice (10.13), odkud pak vyjádříme přírůstek napětí  $dU$

$$dU = \frac{1}{C_B} \left( \frac{U - u_c(t)}{R_z} - \frac{u_c(t) - U_B}{R_M} \right) dt. \quad (10.17)$$

Každá následující hodnota napětí na bariérové kapacitě pro případ sepnutého stochastického spínače je pak dána vztahem

$$u_c(t + dt) = u_c(t) + \frac{1}{C_B} \left( \frac{U - u_c(t)}{R_z} - \frac{u_c(t) - U_B}{R_M} \right) dt. \quad (10.18)$$

### 10.2.3. Výpočet průběhu VA charakteristiky pomocí počítačové simulace

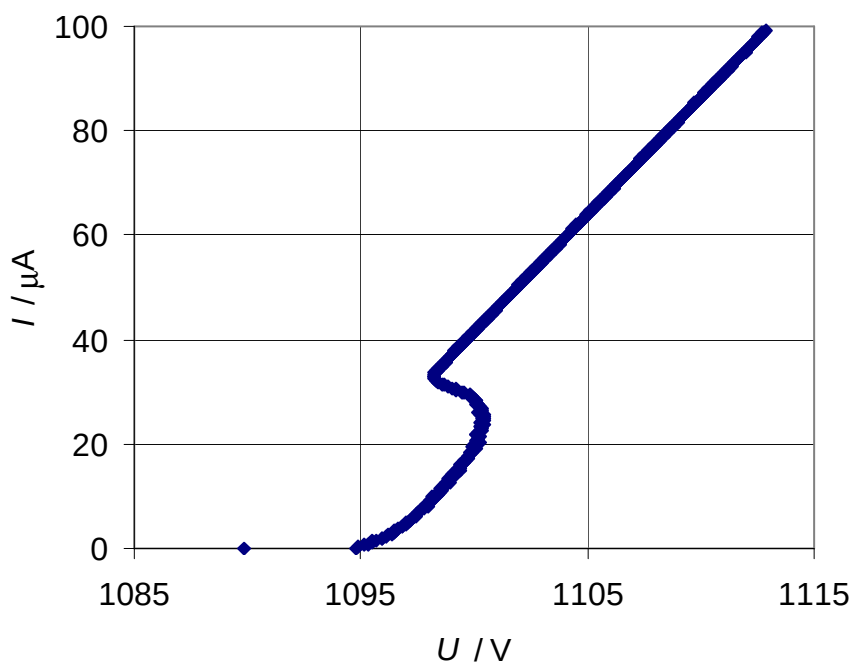
Při počítačové simulaci jsou nastavovány postupně hodnoty vstupních napětí, přičemž pro každou hodnotu vstupního napětí je spočtena jedna časová realizace průběhu napětí na diodě a jeden průběh proudu diodou. Z časových realizací jsou pak dále určeny střední hodnoty napětí a proudu, jež se pak stávají souřadnicemi pro body simulované VA charakteristiky diody s jednou defektní oblastí v PN přechodu.

Pro určení, zda je stochastický spínač  $S$  sepnut a nebo rozepnut, jsem použil generátor náhodných čísel v kombinaci s průběhy součinitelů generace a rekombinace. Před použitím generátoru náhodných čísel jsem ověřil jeho rovnoměrné rozdělení pravděpodobnosti, teprve poté jsem ho použil v programu pro simulaci VA



charakteristiky, kde dochází k porovnání součinitelů generace a rekombinace s vygenerovaným náhodným číslem, výsledek pak určuje, zda dojde k sepnutí, resp. rozepnutí spínače S. Součinitel generace představuje pravděpodobnost přechodu ze stavu rozepnutého do stavu sepnutého za daný časový interval. Součinitel rekombinace pak reprezentuje pravděpodobnost přechodu ze stavu sepnutého do stavu rozepnutého za stejný časový interval. Vzhledem k tomu, že průběhy součinitelů generace i rekombinace nebyly v čase stacionární, byly nahrazeny lomenými čarami, které byly použity jako aproximace zmíněných průběhů, jak je vidět na obr. 10.3 a 10.4. Z těchto čar byly určeny směrnice a zaznamenány do tab. 10.1 a tab. 10.2. Hodnota součinitele generace, popř. rekombinace, je v mém případě závislá jednak na okamžité hodnotě závěrného napětí na diodě  $u_c(t)$  a také době  $t$ , po kterou nedošlo ke změně stavu. Pro hodnoty napětí, pro něž nebyly součinitele generace a rekombinace změřeny, byly dopočítány ze dvou hodnot sousedních změřených napětí.

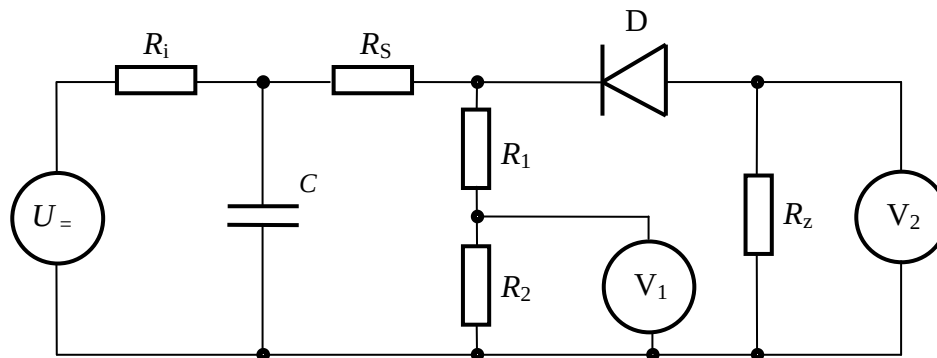
Výsledný průběh VA charakteristiky získané z počítačové simulace je vidět na obr. 10.9. Na průběhu je jasně zřetelná oblast záporného diferenciálního odporu, způsobená chováním šumu mikroplazmatu ve vysokoimpedančním obvodu, který je zejména charakteristický tím, že je zde použit zdroj proudu a je ne-Markovský.



Obr. 10.9 Průběh VA charakteristiky diody polarizované v závěrném stavu z počítačové simulace.

### 10.3. Měření VA charakteristiky diody v závěrném směru vykazující šum mikroplazmatu

VA charakteristika diody byla měřena v podobném zapojení jako časové průběhy šumu mikroplazmatu s tím rozdílem, že zde byl místo zdroje napětí použit zdroj proudu

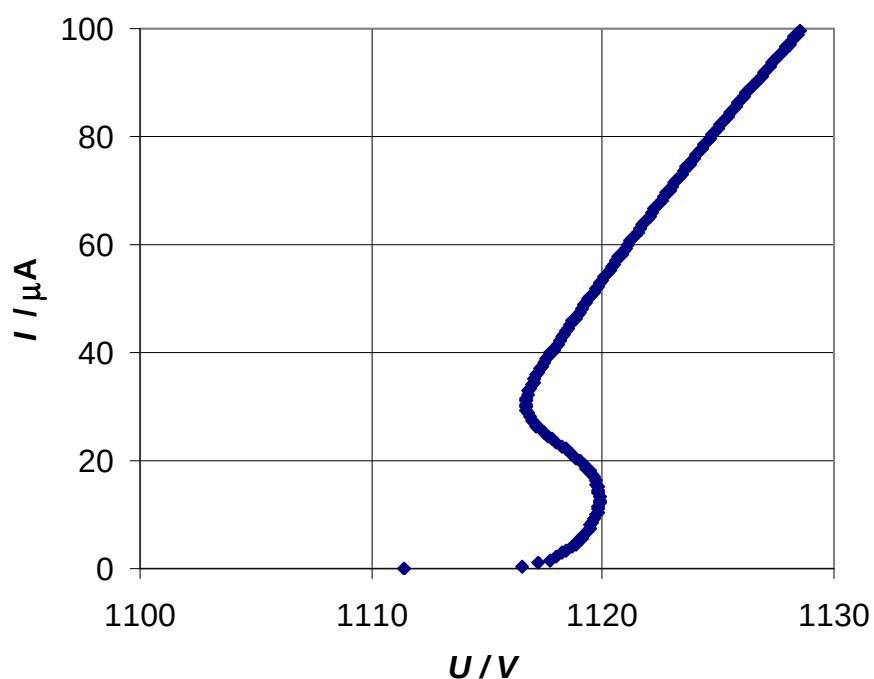


Obr. 10.10 Principiální schéma obvodu pro měření VA charakteristiky diod,  
 $R_s = 40 \text{ M}\Omega$ ,  $R_z = 1.8 \text{ k}\Omega$ .

obr. 10.10. Toho bylo docíleno opět použitím vysokonapětového zdroje stejnosměrného napětí 0 až 10 kV, který se ve spojení se sériovým odporem  $R_s = 40 \text{ M}\Omega$  chová vůči diodě jako poměrně dobrý zdroj proudu, protože  $R_s \gg R_M$ , kde  $R_M$  je odpor oblasti vedoucí proud během lokálního lavinového průrazu. Voltmetr  $V_1$  slouží k určení napětí na soustavě dioda  $D$  – zatěžovací odpor  $R_z$ . Odporový dělič  $R_1$ ,  $R_2$  bylo nutné použít z důvodu příliš vysokého přivedeného závěrného napětí na zkoumanou diodu. Použitý voltmetr Agilent 34401A podle výrobce umožňuje měřit stejnosměrné napětí do 1 kV, kdežto napětí potřebné k aktivaci šumu mikroplazmatu se u zkoumaných diod pohybovalo mezi 1 – 2 kV. Voltmetr  $V_2$  potom měří napětí na zatěžovacím odporu  $R_z$ , z kterého se určuje proud diodou. Oba voltmetry měřily střední hodnotu napětí za určitý časový úsek. Průběh získaný takovýmto měřením je zobrazen na obr. 10.11.

Při porovnání výsledků, získaných z měření a simulace lze konstatovat, že bylo prokázáno, že bistabilní chování defektních oblastí vykazujících šum mikroplazmatu popsané Haitzovým modelem a uvedenými postuláty stochastického generačně-rekombinačního procesu vede k výskytu oblastí záporného diferenciálního odporu na VA charakteristice pro závěrný směr. Body VA charakteristiky v těchto

oblastech jsou pak určeny středními hodnotami napětí a proudů na diodě. Jisté odlišnosti mezi změřeným a simulovaným průběhem jsou pravděpodobně způsobeny skutečností, že součinitelé generace a rekombinace byly experimentálně určeny pro nízkoimpedanční obvod, zatímco aplikovány byly ve výpočtu pro obvod vysokoimpedanční, u kterého dochází v chování diody k určitým odlišnostem.



Obr. 10.11 Změřený průběh VA charakteristiky diody polarizované v závěrném směru, dioda A04.

## 11. Určení přírůstku teploty v okolí defektní oblasti během lokálního lavinového průrazu PN přechodu

Uvážíme-li, že velikost defektní oblasti je poměrně malá, pak proudová hustota při lokálním lavinovém průrazu bude dosahovat vysokých hodnot [39]. Tyto vysoké lokální proudové hustoty povedou k ohřevu v oblastech průrazu. Úkolem této kapitoly je zjistit, zda zmíněný ohřev může vést až k destrukci přechodu či nikoliv. Výpočet bude vycházet ze zjištěné spojitosti mezi teplotou a statistickými charakteristikami.

### 11.1. Hustota rozdělení pravděpodobnosti náhodné veličiny $\tau_1$

Vycházíme z kapitoly 8, kde byly rozebrány statistické charakteristiky šumu mikroplazmatu. Pokud je součinitel rekombinace funkcí času, pak je ovlivněn průběh hustoty rozdělení pravděpodobnosti délek impulzů. Rovnice (8.10) pak nemůže být řešena pro  $r$  konstantní, ale musí zde být zahrnuta jeho proměnlivost v čase

$$\frac{dP_1(t)}{dt} = -r(t)P_1(t). \quad (11.1)$$

Za předpokladu, že  $r(t)$  není konstantní po dobu trvání impulzu, pak rovnici (11.1) přepíšeme do podoby

$$P_1(t) = Ce^{-\int r(t)dt}. \quad (11.2)$$

Z počáteční podmínky

$$P_1(0) = 1 \quad (11.3)$$

vyplývá, že  $C = 1$ . Proto rovnici (11.2) můžeme napsat ve tvaru

$$P_1(t) = e^{-\int r(t)dt}. \quad (11.4)$$

Dobu trvání impulzu opět označíme jako náhodnou veličinu  $\tau_1$ , přičemž pro distribuční funkci náhodné veličiny  $\tau_1$  platí

$$F_1(\tau_1) = P_1\{t \leq \tau_1\} = 1 - P_1(\tau_1) = 1 - e^{-\int r(\tau_1) d\tau_1}. \quad (11.5)$$

Hustota rozdělení pravděpodobnosti náhodné veličiny  $\tau_1$  je pak rovna

$$f_1(\tau_1) = \frac{dF_1(\tau_1)}{d\tau_1} = r(\tau_1)e^{-\int r(\tau_1) d\tau_1}. \quad (11.6)$$

## 11.2. Závislost rekombinačního součinitele $r$ na teplotě

Na zkoumaných vysokonapěťových usměrňovacích diodách byl problém určit závislost součinitele rekombinace na teplotě. Tato závislost se měří tak, že je nastaveno závěrné napětí na hodnotu, kdy v defektní oblasti dochází k lokálním lavinovým průrazům. Hodnota závěrného napětí zůstává po celou dobu měření neměnná, mění se jen teplota diody. Pro každou hodnotu teploty je zaznamenána časová realizace, ze které je určen součinitel rekombinace.

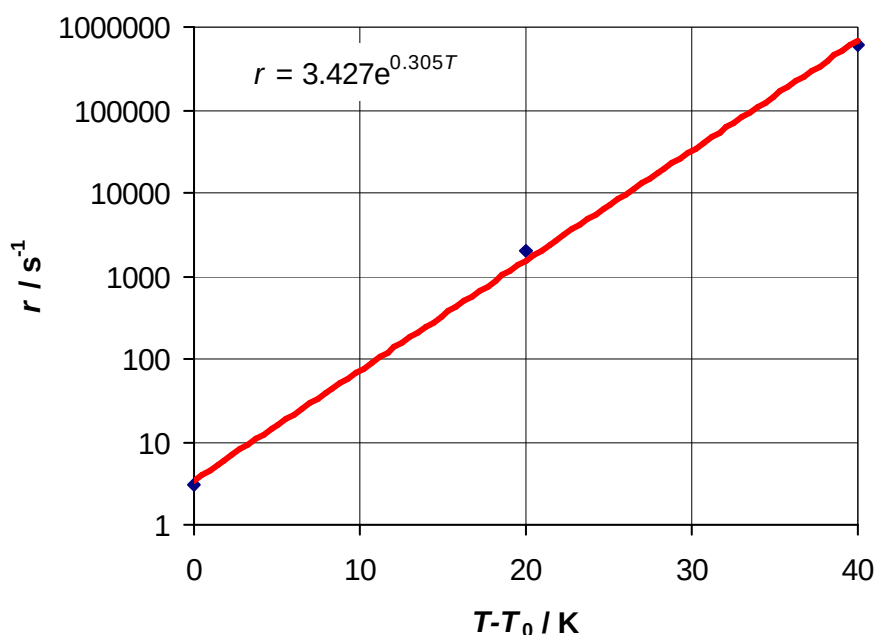
Změna teploty měřené diody byla prováděna pomocí vodního chlazení. Měřená dioda byla vsazena do mosazného chladiče, kterým protékala voda přiváděná ze zásobníku ohřívaného termostatem. Potíže nastaly při nastavování kroku teploty na termostatu. Termostat nabízel nejmenší krok po jednotkách stupňů Celsia, kdežto pro získání potřebných výsledků byl zapotřebí krok podstatně jemnější, alespoň desetiny stupňů Celsia. Je to z toho důvodu, že změna teploty o jeden stupeň Celsia znamenala na zkoumaných diodách posun napětí potřebného k lokálním lavinovým průrazům přibližně o jeden volt. Přičemž aktivita defektní oblasti u zkoumaných vysokonapěťových diod, kdy je produkován šum mikroplazmatu, byla v rozpětí právě jednoho voltu. Z toho plyne, že nebylo možno získat ani dvě různé hodnoty součinitele rekombinace pro jedno závěrné napětí.

V literatuře [12] jsem našel experimentální studii, pojednávající o vlivu teploty na statistické charakteristiky šumu mikroplazmatu u GaAsP LED. V tomto článku je

prezentována závislost součinitele rekombinace na teplotě jako průběh exponenciálního tvaru

$$r(T) = ae^{bT}, \quad (11.7)$$

kde  $a > 0$  a  $b > 0$  jsou konstanty. Zmíněná závislost zde byla měřena v rozsahu teplot  $0^\circ\text{C} - 40^\circ\text{C}$ , jak je vidět na obr. 11.1.



Obr. 11.1 Závislost součinitele rekombinace na teplotě, M10,  $U_R = 21.4\text{ V}$ ,  $T_0 = 293\text{ K}$  [12].

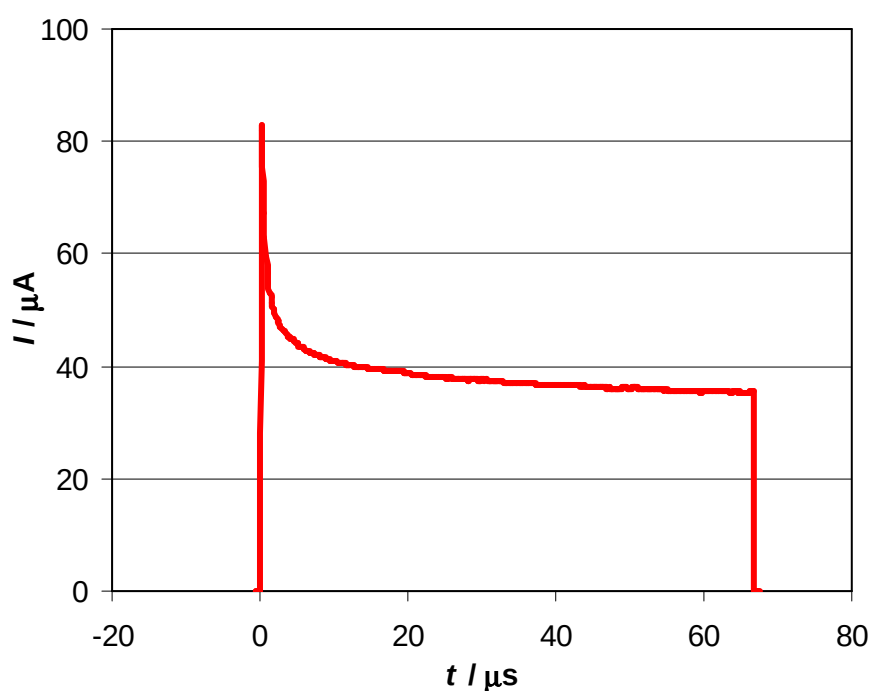
### 11.3. Tvar proudového impulsu během lokálního lavinového průrazu defektní oblasti

Šum mikroplazmatu je obvykle prezentován proudovými impulzy obdélníkového tvaru. Tyto obdélníky mohou být deformovány v závislosti na růstu teploty uvnitř oblasti ohřevu [5]. Do oblasti ohřevu náleží defektní oblast v PN přechodu a zároveň i její nejbližší okolí, kde dochází také k průchodu nosičů náboje.

Při měření na vysokonapětových usměrňovacích diodách jsem pozoroval v počátku každého proudového impulsu výrazný překmit. Tyto překmity jsou závislé na délce

mezery, předcházející bezprostředně před zkoumaným impulzem. Zmíněná závislost je prezentována v kapitole časových průběhů na obr. 6.8. V publikaci [34] popisují vztah mezi tvarem impulsu a lokálním ohřevem v defektní oblasti.

Na obr. 11.2 je možné vidět impuls získaný průměrováním velkého počtu (~500) změřených proudových impulsů šumu mikroplazmatu. Vybíral jsem impulsy následující jen po velmi dlouhých mezerách ( $>100 \mu\text{s}$ ). Takto dlouhý interval jsem zvolil jako kompromis mezi dostatečnou dobou nutnou k zchladnutí defektní oblasti a zároveň délkou mezer, které se ve změřených průbězích ještě vyskytují v dostatečném počtu. Jejich počet v závislosti na délce trvání klesá přibližně exponenciálně. Na základě průběhu proudu v impulsu mohu určit celkový výkon dodávaný do defektní oblasti během lokálního lavinového průrazu.



Obr. 11.2 Průběh proudového impulsu během lokálního lavinového průrazu.

#### 11.4. Teplo generované uvnitř oblasti ohřevu

Předpokládáme nárůst určitého množství tepla uvnitř oblasti ohřevu během lokálního lavinového průrazu. Zmíněné teplo je pravděpodobně rozptýleno do okolního

homogenního materiálu. Teplota se v oblasti ohřevu bude zvedat během doby trvání impulsu, kdy oblastí protéká proud. Proces je popsán rovnicí pro vedení tepla

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho_m c} \nabla^2 T + \frac{w}{\rho_m c}, \quad (11.8)$$

kde  $T$  je hledaná teplota,  $t$  je čas,  $\lambda$  je měrná tepelná vodivost materiálu,  $\rho_m$  je hustota,  $c$  je měrná tepelná kapacita a  $w$  je hustota dodávaného výkonu zdroje tepla. Hodnoty pro křemík jsou následující  $\lambda = 149 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ,  $\rho_m = 2330 \text{ kg.m}^{-3}$ ,  $c = 703 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .

Předpokládáme, že dodávaný výkon je rovnoměrně rozprostřen v oblasti ohřevu a okolo je nulový. Pokud oblast ohřevu budeme prezentovat jako kouli, pak je nutné rovnici (11.8) převést do sférických souřadnic

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho_m c} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial \rho^2} + \frac{2}{\rho} \frac{\partial T}{\partial \rho} \right) + \frac{w}{\rho_m c}, \quad (11.9)$$

kde  $\rho$  je poloměr oblasti ohřevu.

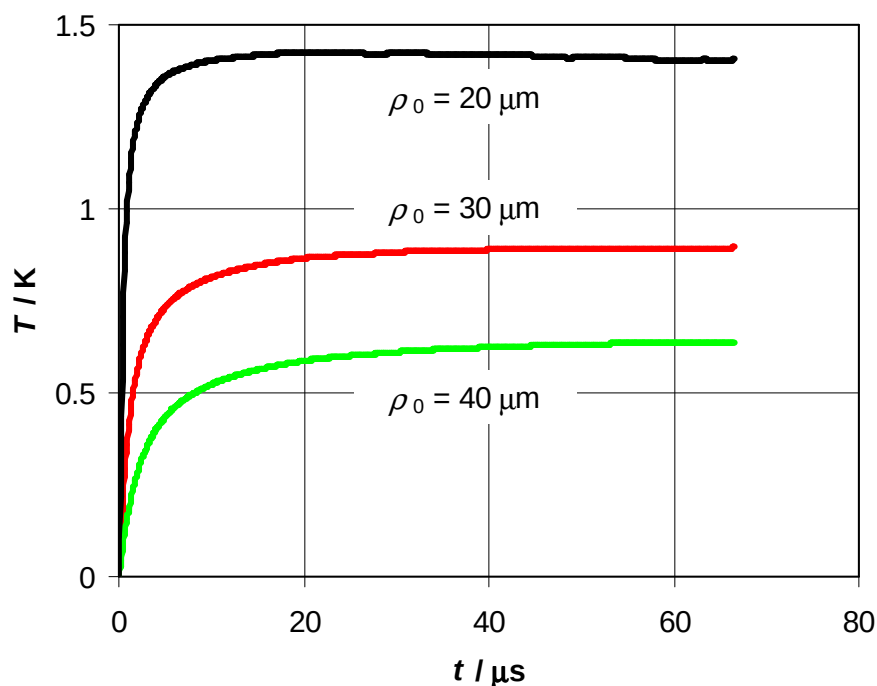
Výsledek numerického řešení (11.9) je uveden na obr. 11.3. Jedná se o závislost teploty generované v oblasti ohřevu během lavinového průrazu na čas. Průběhy jsou počítány pro různé velikosti oblastí ohřevu. Můžeme předpokládat, že veškerá dodávaná energie je transformována na teplo, které je rovnoměrně generováno uvnitř celé oblasti ohřevu. Pak vstupní výkon vyjádříme jako

$$P_i = U_R i(t), \quad (11.10)$$

kde  $U_R = 1097,13 \text{ V}$  je závěrné napětí připojené k PN přechodu a  $i(t)$  je proudový impuls uvedený na obr. 11.2. Výkonová hustota v kulové oblasti produkující teplo o poloměru  $\rho_0$  bude

$$w = \frac{P_i}{\frac{4}{3}\pi\rho_0^3}. \quad (11.11)$$





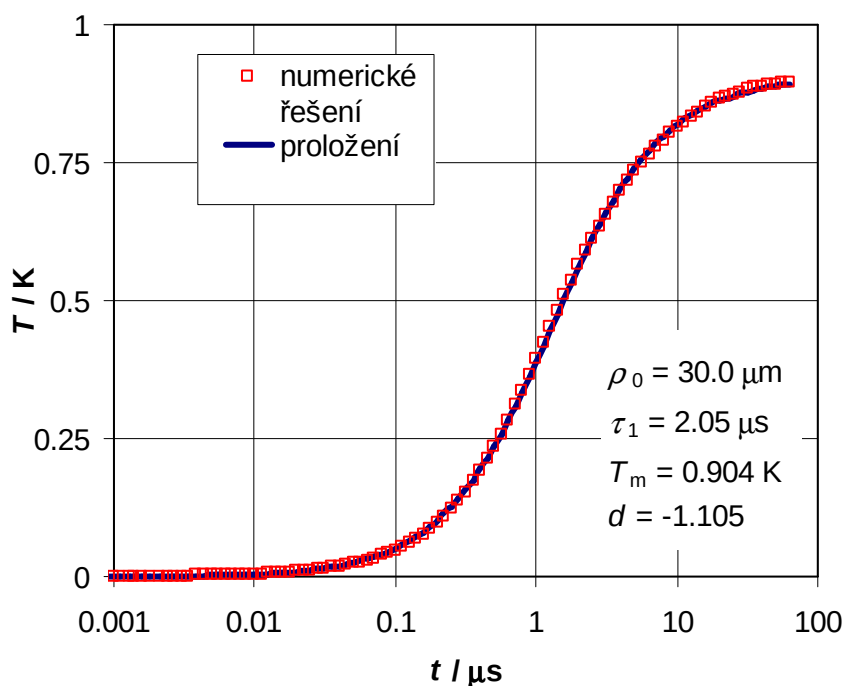
Obr. 11.3 Příklad vývoje teploty v čase uvnitř defektní oblasti, numerické řešení pro homogenní křemík.

Inicilizační teplotu jsem položil rovnu nule,  $T_0 = 0$  a výpočet provedl pro kulový vzorek křemíku o poloměru 1 mm, což přibližně rozměrově odpovídá PN přechodu zkoumaných diod. Logaritmická stupnice použitá pro časovou osu u následujícího grafu, obr. 11.4., byla použita pro lepší zobrazení. V grafu je vybrána jedna ze tří křivek zobrazených výše na obr. 11.3.

Následující funkce (11.12) není analytickým řešením rovnice (11.9), ale je to funkce, která se svým průběhem velmi přibližuje k průběhu z numerického řešení rovnice (11.9), jak je vidět na obr. 11.4, a proto byla použita pro analytické vyjádření získaného průběhu.

$$T = \frac{T_m}{\left(\frac{t}{\tau_{th}}\right)^d + 1}, \quad (11.12)$$

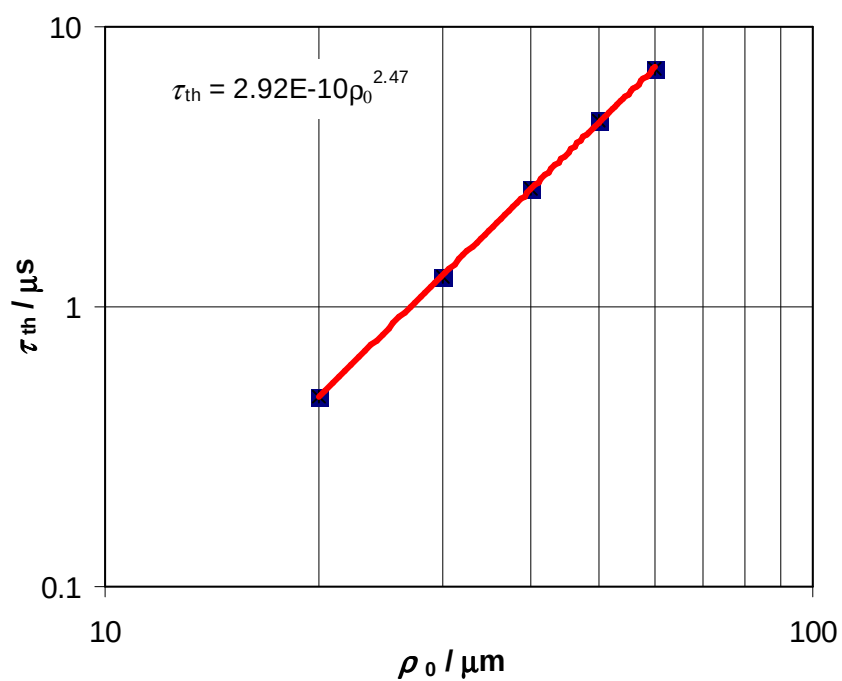
kde  $T_m > 0$ ,  $\tau_{th} > 0$  a  $d < 0$  jsou parametry získané aproximací jednotlivých řešení. Zde  $T_m$  je maximální přírůstek teploty nad teplotu okolí, dosažený po dostatečně dlouhé době trvání impulzu a časová konstanta  $\tau_{th}$  vyjadřuje čas, za který teplota vzroste na  $T_m/2$ . Na obr. 11.4. je jasně vidět téměř dokonalá shoda mezi numerickým řešením a navrženou analytickou funkcí reprezentovanou rovnicí (11.12).



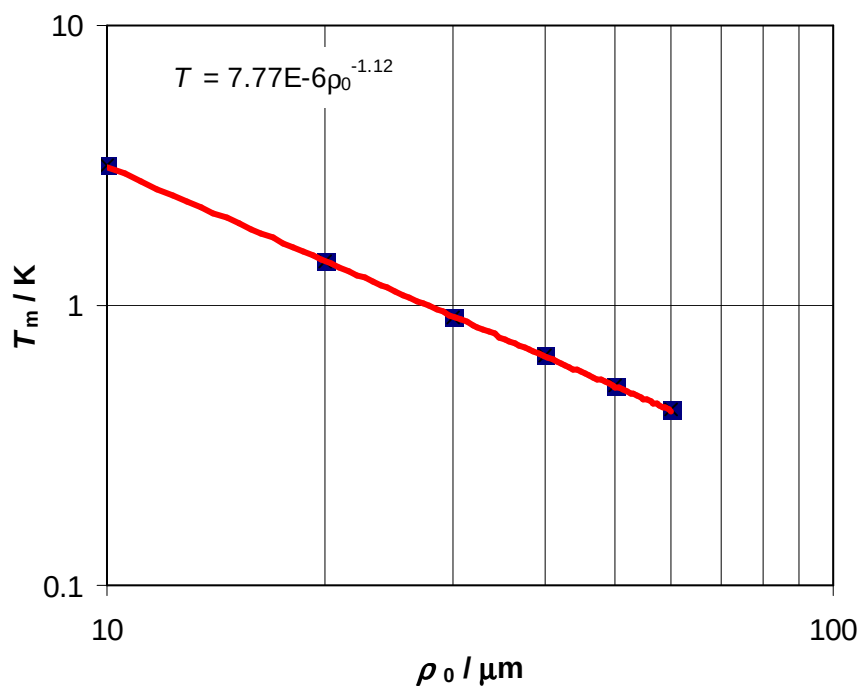
Obr. 11.4 Numerické řešení a proložení teplotní závislosti na čase pro defektní oblast, homogenní křemík.

Obr. 11.5 ukazuje růst časové konstanty  $\tau_{th}$  na růstu poloměru defektní oblasti  $\rho_0$  a obr. 11.6 závislost maximálně dosažitelné teploty  $T_m$  uvnitř defektní oblasti na jejím poloměru  $\rho_0$ . Z obr. 11.5 a obr. 11.6 je vidět, že chování teploty uvnitř oblasti ohřevu závisí pouze na velikosti této oblasti, respektive na jejím poloměru  $\rho_0$ . Uvedené hodnoty jsou získány z numerického řešení.

Obr. 11.7 ukazuje vývoj teploty jako funkci vzdálenosti od středu oblasti ohřevu. Tyto průběhy byly zjištěny pro křemík v časech  $t = 1 \mu s$  a  $t = 66 \mu s$ . Z průběhů je evidentní, že pro jeden proudový impuls typické délky v rámci desítek mikrosekund, vzniklý během lokálního lavinového průrazu v defektní oblasti, zůstane veškeré



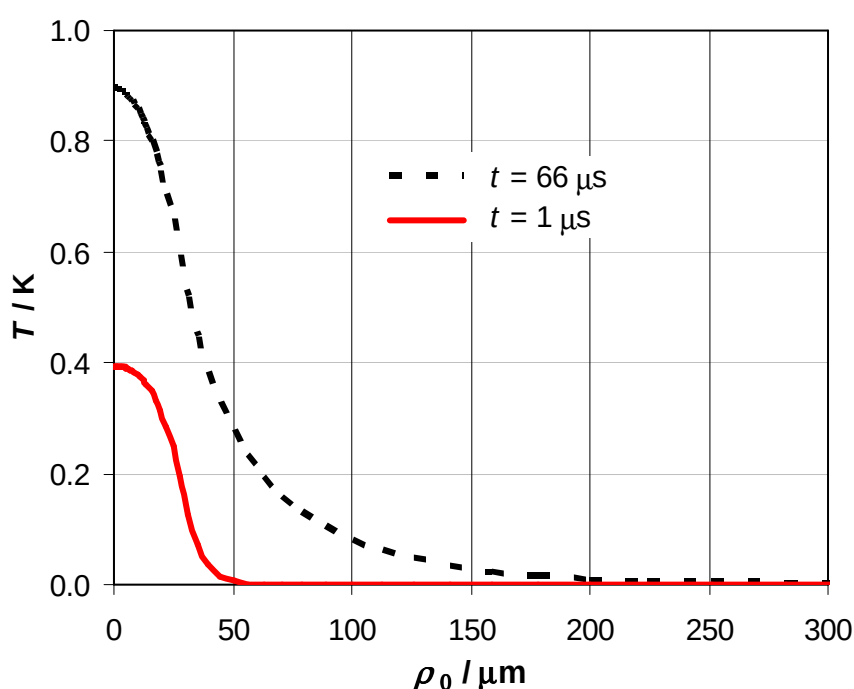
Obr. 11.5 Závislost časové konstanty růstu teploty uvnitř defektní oblasti na jejím poloměru,  $U_R = 1097,13$  V.



Obr. 11.6 Závislost velikosti maximální dosažitelné teploty uvnitř defektní oblasti na jejím poloměru,  $U_R = 1097,13$ .

vygenerované teplo uvnitř materiálu. Přičemž počáteční podmínky na rozhraní křemíku a okolí, mezi zkoumanými délkami impulzů, nemají vliv na chování teploty uvnitř oblasti ohřevu.

Zcela odlišná situace může nastat, jestliže je křemíková oblast uvnitř zkoumané součástky, vystavené vysokému závěrnému napětí, vystavena velmi často se opakujícím a dlouho trvajícím proudovým impulzům a nebo pokud je trvale ionizována. V tomto případě začne hrát roli ohřev celé součástky a tím i rozptyl tepla na rozhraní povrchu součástky a prostředí, který byl v minulém případě zanedbán.

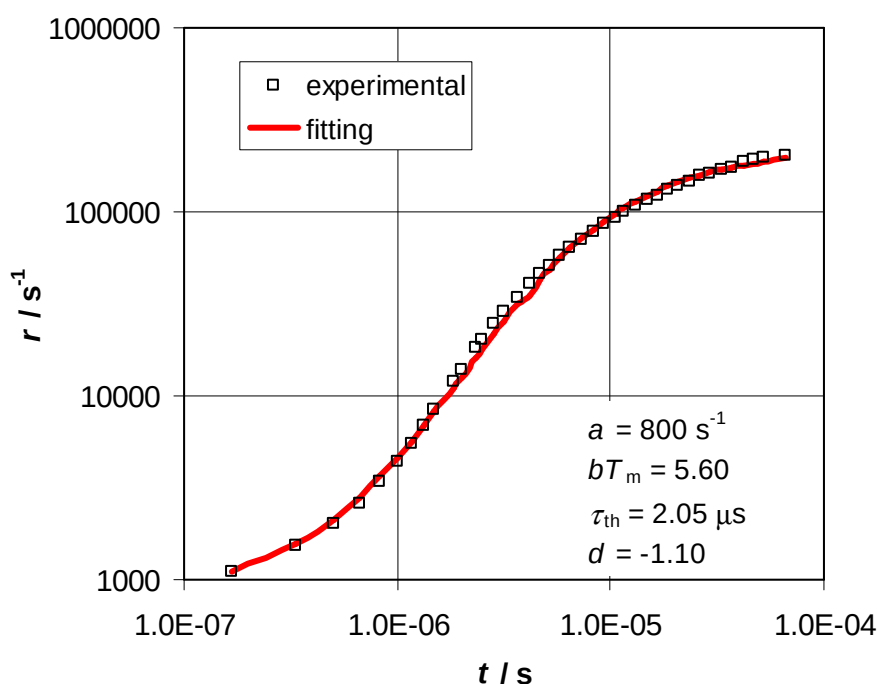


Obr. 11.7 Závislost teploty na vzdálenosti od středu oblasti ohřevu pro  $t = 1 \mu\text{s}$  a  $t = 66 \mu\text{s}$ .

### 11.5. Určení parametrů oblasti ohřevu z průběhu součinitele rekombinace v čase

Budeme vycházet ze vztahu (7.22), odvozeného v kapitole statistických charakteristik a popisujícího průběh součinitele rekombinace v závislosti na čase. Získaný průběh je zobrazen na obr. 11.8. Můžeme zde vidět, že součinitel rekombinace

v čase roste, což odpovídá závislosti na teplotě a hypotéze zaměřené na lokální lavinové průrazy. Průběh součinitele rekombinace, obr. 11.8, je zobrazen v logaritmických souřadnicích, přičemž tvarem odpovídá průběhu teploty uvnitř oblasti ohřevu, obr. 11.4, který je podpořen aplikací vztahu (11.7), určující závislost mezi součinitelem rekombinace a teplotou. Tím dochází k zdůvodnění použití rovnic (11.7) a (7.22) k určení součinitele rekombinace během doby trvání impulsu.



Obr. 11.8 Závislost součinitele rekombinace na čase, vzorek A04.

Proložení experimentálně zjištěné závislosti součinitele rekombinace v čase funkcí

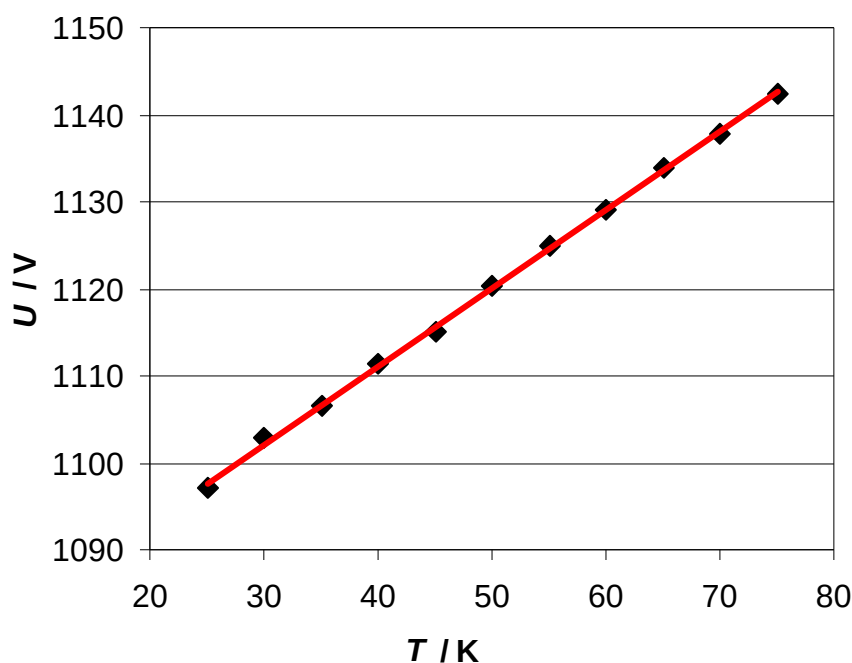
$$r(t) = a \exp \left( \frac{bT_m}{\left( \frac{t}{\tau_{th}} \right)^d + 1} \right) \quad (11.13)$$

je ukázáno na obr. 11.8. Na první pohled je vidět, že experimentálně zjištěný průběh a navržená funkce si navzájem velice dobře odpovídají. Zmíněný výsledek skvěle

dokazuje naši vyslovenou hypotézu, že lokální ohřev má vliv na statistické charakteristiky šumu mikroplazmatu.

Z proložení průběhu, obr. 11.8, funkcí (11.13) jsme získali časovou konstantu  $\tau_{th} = 2,05 \mu s$ . Z obr. 11.5 a znalosti časové konstanty  $\tau_{th}$  již bylo snadné určit poloměr oblasti ohřevu  $\rho_0 = 36,1 \mu m$ . Posledním údajem byla teplota  $T_m = 0,741 K$ , zjištěná z obr. 11.6.

Hodnota  $T_m = 0,741 K$  je poměrně malá, ale její správnost se dá ověřit teplotním měřením. Lavinový průraz má kladný teplotní součinitel a tak s rostoucí teplotou roste i velikost průrazného napětí, jak je vidět na obr. 11.9. U měřených vysokonapětových diod při vzrůstu teploty o jeden Kelvin se zvedlo i závěrné napětí, potřebné k lokálním lavinovým průrazům, přibližně o jeden Volt. Vezmeme-li fakt, že zkoumaný šum mikroplazmatu je pozorovatelný jen ve velmi úzkém rozpětí závěrných napětí pohybujícího se v rozmezí desetin až jednotek voltů, pak zvýšení teploty byť jen o jeden Kelvin může znamenat posun závěrného napětí mimo rámec bistability a okamžitému uhašení lokálního lavinového výboje.



Obr. 11.9 Závislost velikosti závěrného napětí na teplotě, dioda A04.

## 12. Závěr

Nakonec bych rád shrnul všechny dosažené výsledky během práce na diagnostice PN přechodu křemíkových vysokonapěťových usměrňovacích diod, pomocí šumu mikroplazmatu. Jedním z prvních dílčích výsledků bylo vytvoření měřicí aparatury s regulací vysokonapěťového zdroje, díky které bylo možné udržet výstupní napětí zdroje stálé s tolerancí  $\pm 50$  mV. Pro vytvořenou měřicí aparaturu byly také změřeny přenosové frekvenční charakteristiky, jejichž výsledkem je poznatek, že měřicí aparatura se jeví jako filtr typu dolní propust s mezní frekvencí 770 kHz.

Při měření časových průběhů šumu mikroplazmatu byly pozorovány odchylky od běžně uváděných obdélníkových impulzů v literatuře. Jednalo se o proudové špičky na začátku každého z impulzů, proto byl hned na začátku vyloučen vliv měřícího obvodu na vznik zmíněných proudových špiček a dále byla ukázána jejich souvislost s teplotou. Defektní oblasti v PN přechodu můžeme nahradit kanálem, u něhož při určitém napětí dochází k lokálnímu lavinovému průrazu. Během průrazu procházejí tímto kanálem elektrony s vysokou energií, urychlené elektrickým polem, a interagují s atomy krystalické mřížky. Uvažujeme-li, že PN přechod diody je uzavřen v pouzdru, které nepropouští ven vznikající záření, pak veškerý ztrátový výkon bude přeměněn na teplo, které způsobí ohřev okolí defektní oblasti uvnitř PN přechodu. Teplo se generuje během doby, kdy dochází k lokálnímu lavinovému průrazu přechodu a naopak ochlazování je během doby, kdy dojde k uhašení lokálního lavinového průrazu.

Z experimentálně získaných průběhů hustoty pravděpodobnosti délek impulzů a mezer šumu mikroplazmatu lze konstatovat, že dochází k odchýlení od běžně uváděného exponenciálního průběhu. To je způsobeno tím, že se nejedná o stacionární proces a součinitele generace a rekombinace jsou v průběhu trvání mezery, respektive impulzu, funkcí času. Z tohoto důvodu jsem odvodil vztahy umožňující z experimentálně získaných statistických charakteristik určit časové průběhy součinitelů generace  $g(t)$  a rekombinace  $r(t)$  v čase. V případě součinitele rekombinace může být tato závislost vysvětlena lokálním ohřevem PN přechodu v oblasti lokálního defektu během trvání impulzu, který způsobuje nárůst hodnoty součinitele rekombinace. V případě součinitele generace zde předpokládáme dva jevy s opačným vlivem. Prvním je lokální ochlazování v průběhu trvání doby mezi impulzy, které by mělo způsobit

nárůst součinitele generace v čase. Druhým vlivem je vyšší koncentrace volných nosičů náboje v okolí oblasti průrazu těsně po ukončení impulzu, vzniklými při výboji nárazovou ionizací, které zvyšují pravděpodobnost vzniku dalšího impulzu. Tato koncentrace v důsledku návratu systému do rovnovážného stavu s časem klesá.

Ze změřených CU charakteristik vyplývá, že se nejedná jak o strmý, tak ani o lineární PN přechod. Z tohoto důvodu nelze použít již v literatuře odvozené vztahy pro určení bariérové kapacity, šířky vyčerpané oblasti, koncentrace příměsí a difuzního napětí. Proto jsem odvodil průběh intenzity elektrického pole v PN přechodu. Při tomto odvození byl běžně uváděný lineární průběh koncentrace náboje nahrazen lomenou čarou. Dále jsem určil vztah pro výpočet bariérové kapacity PN přechodu a vztah pro určení šířky vyčerpané oblasti pro napětí, blížíící se svou hodnotou k napětí extrapolovanému. Posledními určenými parametry byly difuzní napětí a šířka PN přechodu, ve které dochází k lineární změně koncentrace náboje ze změřených CU charakteristik a odvozených vztahů.

Kvalitativně jsem ověřil spojitost mezi lokálními lavinovými výboji v PN přechodu a vznikem oblasti záporného diferenciálního odporu na VA charakteristice, získané z měření ve vysokoohmovém obvodu. Pro ověření jsem vytvořil počítačovou simulaci chování diody polarizované v závěrném směru s jednou defektní oblastí v PN přechodu. Parametry chování diody jsem získal z měření časových průběhů šumu mikroplazmatu, kdy byla dioda zapojena v nízkoohmovém obvodu a použil je pro simulaci obvodu, kdy je dioda zapojena ve vysokoohmovém obvodu, tj. v sérii s odporem o velikosti řádu desítek megaohmů.

Pomocí počítačové simulace jsem namodeloval závislost teploty, generované v oblasti ohřevu, během lokálního lavinového průrazu na čase. Oblast ohřevu není totožná s defektní oblastí, nicméně je její určení pro diagnostiku velmi důležité, protože právě tato oblast je namáhána a může dojít vlivem teploty k jejímu zničení, a tím i k selhání celé soustavy, proto byla navržena metodika určení parametrů této oblasti ohřevu v závislosti na změřených datech v kombinaci s daty, získanými z počítačového modelování. Mezi nejdůležitější získané parametry lze zařadit přírůstek teploty a velikost oblasti ohřevu.



Celá práce se zabývá diagnostikou lokálních defektů v PN přechodech. Na základě získaných poznatků a postupů je možné určit přítomnost těchto defektů, určit některé jejich parametry a vyhodnotit jejich potenciální nebezpečnost při provozu PN přechodu.

## Použitá literatura

- [1] PEARSON, G.,L., SAWYER, B., Proc. Inst. Radio Engrs., 1952, vol. 40, 1348
- [2] McKAY, K.,G., Avalanche breakdown in silicon, Phys. Rev., 1954, vol. 94, no.4, p. 877-884
- [3] CHYNOWETH, A.,G., PEARSON, G.,L., Effect of dislocations on silicon p-n junctions, J. Appl. Phys., 1958, vol. 29, no. 7, p. 1103-1110
- [4] BATDORF, R.,L., et al. J. Appl. Phys., 1960, vol. 31, p. 1153
- [5] McINTYRE, R.,J., Theory of microplasma instability in silicon, J. Appl. Phys., 1961, vol. 32, no. 4, p. 983-995
- [6] MOLL, J.,L., VAN OVERSTRAETEN, R., Charge multiplication in silicon p-n junctions, Sol. St. El., 1963, vol. 6, no. 2, p. 147-157
- [7] HAITZ, R., H., Avalanche effects in silicon PN junction, J. Appl. Phys., 1963, vol. 34, p. 1581-1590
- [8] HAITZ, R.,H., Model for electrical behavior of a microplasma, J. Appl. Phys., 1964, vol. 35, no. 5, p. 1370-1376
- [9] RUGE, J., KEIL, G., Microplasma in GaAs diodes, J. Appl. Phys., 1965, vol. 36, no. 8, p. 2600 – 2602
- [10] McCARTHY, J.,P., Microplasma in reverse-biased PN junctions in epitaxial GaAs, J. Appl. Phys., 1965, vol. 36, no. 1, p. 436
- [11] LOGAN, R.,A., et al. Avalanche breakdown in gallium arsenide p-n junctions, Phys. Rev., 1962, vol. 128, no. 6, p. 2518 – 2523
- [12] KOKTAVÝ, P., ŠIKULA, J., Reverse biased p-n junction noise in GaAsP diodes with avalanche breakdown induced microplasmas. Fluctuation and Noise Letters, ISSN 0219-4775, 2002, roč. 2, č. 2, s. L65 – L70
- [13] CHUNG, Y., PARK, I., CHOI, Y., CHUNG, S., Temperature dependent effective ionization coefficient for Si, Microelectronic Engineering, 2000, 51–52 (2000) 535–540
- [14] HONG, S., KIM, J., PARK, Y., Analysis of the spurious negative resistance of PN junction avalanche breakdown, IEEE Transaction on Electron Devices, 1999, vol. 46, no. 1
- [15] PAPEŽ, V., KOJECKÝ, B., KOŽÍŠEK, J., HEJHAL, J., Transient effects on high voltage diode stack under reverse bias, Microelectronics Reliability, 2003, 43 (2003) 557–564
- [16] MARINOV, O., DEEN, M.,J., TEJADA, J.,A.,J., Theory of microplasma fluctuations and noise in silicon diode in avalanche breakdown, J. Appl. Phys., 2007, 101, 064515
- [17] SINGH, J. Semiconductor Devices: Basic Principles. John Wiley & Sons, Inc. 200. 576 pages. ISBN: 978-0-471-36245-6
- [18] BOUŠEK, J., Elektronické součástky, Skriptum VUT, Brno
- [19] EINSTEIN, A. A new determination of the molecular dimensions. Annals of Physics 19. 289 – 306, Feruary 1906
- [20] JOHNSON, J.,B. Thermal agitation of electricity in conductors. Physical Review B 29, 367 – 368, Feruary 1927
- [21] NYQUIST, H. Thermal agitation of electric charge in conductors. Physical Review B 32, 110 – 113, July 1928

- [22] HoWARD, R., M. Principles of random signal analysis and low noise design, Wiley Interscience, ISBN0-471-22617-3, 2002
- [23] SCHOTTKY, W., On spontaneous current fluctuations in various electricitiz conductors. Annals of Physics 57. 541 – 567, December 1918
- [24] Van der Ziel, A.: Noise: Sources, Characterization, Measurements. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1970
- [25] Hartmann, C., A. Ann. der Phys. 65, p. 51, 1921
- [26] KURTZ, S. Current status of the concentrating photovoltaic power industry. Photovoltaic International .Vol. 1, 2008. s. 121-125
- [27] Johnson, J., B. The Schottky effect in low frequency circuits. Physical Review, Vol. 26, pp. 71 - 5, 1925
- [28] Schottky, W. Small-Shot effect and flicker effect. Physical Review, Vol. 28 (1926), pp. 74 – 103, 1926
- [29] SZE, S.,M., Physics of semiconductor devices, John Wiley & Sons, 2007, ISBN-I 3: 978-0-47 1-1 4323-9
- [30] SZE, S.,M., Fundamentals of semiconductor fabrication, John Wiley & Sons, 2007, ISBN 0-471-23279-3
- [31] LEVIN, B., R., Teorie náhodných procesů a její aplikace v elektrotechnice, 1965, DT 519.217:621.396
- [32] CHAMPLIN, KS., Microplasma fluctuations in silicon. J. Appl. Phys., July 1959, vol. 30, no. 7, p. 1039-1050
- [33] PTÁČEK, L. a kol., Nauka o materiálu 1., Akadamecké nakladatelství CERM, s.r.o., Brno, 2003, ISBN 80-7204-283-1
- [34] RAŠKA, M., KOKTAVÝ, P., ANDREEV, A. Determination of temperature in microplasma region. In New Trends in Physics. Brno, Czech Republic, 2007, ISBN 978-80-7355-078-3.
- [35] KOKTAVÝ, P., RAŠKA, M., SADOVSKÝ, P., KRČÁL, O., Noise diagnostics of solar cells, AIP, Melville, New York 2007, ISSN 0094-243X.
- [36] KOKTAVÝ, P., RAŠKA, M., Effect of local heating on statistical characteristics of microplasma noise. In New Trends in Physics. Brno, Czech Republic, 2007, ISBN 978-80-7355-078-3.
- [37] RAŠKA, M., PN junction local avalanche breakdown influence on course of VA characteristic, EEICT 2006, Brno, ISBN 80-214-3162-8.
- [38] RAŠKA, M., KOKTAVÝ, P., ANDREEV, A., HOLCMAN, V., Behaviour of temperature inside PN junction during microplasma switching, ISSE 2008, ISBN 978-963-06-4915-5.
- [39] RAŠKA, M., KOKTAVÝ, P., Application of microplasma statistical characteristics to studying the PN junction heating in the neighbourhood of local defects, WSEAS 2008, USA, ISSN 1109-9445
- [40] KOKTAVÝ, P., Nedestruktivní diagnostika a fyzika dielektrik, Skriptum VUT, 2006, Brno

## Seznam použitých symbolů

|             |                                                                                                      |
|-------------|------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| $a$         | zesílení                                                                                             |
| $a$         | gradient koncentrace příměsí                                                                         |
| $b$         | ustálená hodnota hustoty elektrického náboje                                                         |
| $c$         | měrná tepelná kapacita                                                                               |
| $C$         | kapacita                                                                                             |
| $C$         | integrální konstanta                                                                                 |
| $C_B$       | bariérová kapacita PN přechodu                                                                       |
| $d$         | mezirovinná vzdálenost krystalu                                                                      |
| $D$         | křemíková usměrňovací dioda                                                                          |
| $E$         | vnější intenzita elektrického pole                                                                   |
| $E_D$       | difuzní intenzita elektrického pole                                                                  |
| $f$         | frekvence                                                                                            |
| $f_{vz}$    | vzorkovací frekvence                                                                                 |
| $f_{mez}$   | mezní frekvence                                                                                      |
| $f(\tau_1)$ | hustota rozdělení pravděpodobnosti trvání impulzů                                                    |
| $f(\tau_0)$ | hustota rozdělení pravděpodobnosti trvání mezer                                                      |
| $g$         | součinitel generace                                                                                  |
| $g_0$       | ustálená hodnota součinitele generace                                                                |
| $g_c(t)$    | časově závislý člen součinitele generace vyjadřující vliv proměnné koncentrace volných nosičů náboje |
| $g_T(t)$    | časově závislý člen součinitele generace vyjadřující vliv teploty                                    |
| $I, i(t)$   | proud obvodem                                                                                        |
| $I_F$       | proud diodou v přímém směru                                                                          |
| $I_R$       | proud diodou ve zpětném směru                                                                        |
| $K$         | konstanta                                                                                            |
| $N_A$       | koncentrace akceptorů                                                                                |
| $N_D$       | koncentrace donorů                                                                                   |
| $P_i$       | výkon dodávaný do oblasti ohřevu                                                                     |
| Osc.        | osciloskop                                                                                           |
| $P_0$       | pravděpodobnost, že soustava nachází ve stavu off                                                    |
| $P_1$       | pravděpodobnost, že soustava nachází ve stavu on                                                     |
| $P_{01}$    | pravděpodobnost přechodu ze stavu off do stavu on                                                    |
| $P_{10}$    | pravděpodobnost přechodu ze stavu on do stavu off                                                    |
| $q$         | elementární náboj elektronu                                                                          |
| $Q$         | elektrický náboj                                                                                     |
| $r$         | součinitel rekombinace                                                                               |
| $r_0$       | ustálená hodnota součinitele rekombinace                                                             |
| $r_T(t)$    | časově závislý člen součinitele rekombinace vyjadřující vliv teploty                                 |
| $R$         | odpor                                                                                                |
| $R_i$       | vnitřní odpor zdroje                                                                                 |
| $R_M$       | odpor kanálu v PN přechodu vzniklého lokálně nižší hodnotou průrazného napětí                        |

|              |                                                                                                            |
|--------------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| $R_s$        | sériový odpor                                                                                              |
| $R_Z$        | zatěžovací odpor                                                                                           |
| $S$          | plocha                                                                                                     |
| $S_n$        | stochastický spínač                                                                                        |
| $t$          | čas                                                                                                        |
| $T$          | přírůstek teploty                                                                                          |
| $T_m$        | maximální hodnota přírůstku teploty                                                                        |
| $U_0$        | napětí naprázdno                                                                                           |
| $u_c(t)$     | okamžitá hodnota napětí na bariérové kapacitě přechodu                                                     |
| $U_B$        | extrapolované napětí                                                                                       |
| $U_{BR}$     | průrazné napětí PN přechodu                                                                                |
| $U_P$        | prahové napětí PN přechodu                                                                                 |
| $U_R$        | závěrné napětí                                                                                             |
| $U_{Rmax}$   | maximální povolené závěrné napětí                                                                          |
| $U_f$        | řídící napětí                                                                                              |
| $U_{zdr.}$   | hodnota napětí na zdroji                                                                                   |
| $V_1, V_2$   | voltmetry                                                                                                  |
| $w$          | hustota dodávaného výkonu zdroje tepla                                                                     |
| $W_D$        | šířka vyčerpané oblasti                                                                                    |
| $x$          | prostorová souřadnice                                                                                      |
| $x_1$        | prostorová souřadnice označující místo v PN přechodu do kterého je gradient koncentrace příměsí konstantní |
| Zes.         | zesilovač                                                                                                  |
| $\epsilon_0$ | permitivita vákua                                                                                          |
| $\epsilon_s$ | permitivita prostředí                                                                                      |
| $\varphi$    | fázový posun                                                                                               |
| $\lambda$    | vlnová délka                                                                                               |
| $\lambda$    | měrná tepelná vodivost materiálu                                                                           |
| $\rho$       | hustota vázaného náboje                                                                                    |
| $\rho$       | poloměr oblasti ohřevu                                                                                     |
| $\rho_m$     | hustota materiálu                                                                                          |
| $\tau_{th}$  | doba za kterou teplota vztoste na $T_m / 2$                                                                |
| $\psi$       | elektrický potenciál                                                                                       |
| $\psi_{bi}$  | difuzní napětí                                                                                             |

## Curriculum Vitae

Jméno: Ing. Michal Raška  
Narozen: 9.6. 1981 v Krnově, Česká Republika.  
Contact: xrasa@centrum.cz

### Dosažené vzdělání:

- 1999–2005 **VUT v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií**, obor Elektrotechnika a sdělovací technika. Diplomová práce na téma Měření intenzity ultrazvuku zobrazovacích systémů. Státní závěrečná zkouška složena v červnu 2005.
- 2005–2009 **VUT v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav fyziky**.  
Ph.D. studium na téma Šumová diagnostika PN přechodů usměrňovacích diod. Státní doktorská zkouška složena v červnu 2007.

### Praxe:

- 2007–2008 Řešitel projektu FRVŠ - Nedestruktivní šumová diagnostika elektronických součástek a materiálů
- 2008–2009 Řešitel projektu FRVŠ - Diagnostika elektronických součástek s použitím šumových signálů
- 2006–2009 VUT v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav fyziky – Technicko hospodářský pracovník

### Cizí jazyky:

Angličtina