

SLOVENSKÁ TECHNICKÁ UNIVERZITA V BRATISLAVE

Fakulta elektrotechniky a informatiky

Evidenčné číslo: FEI-5394-56097

Šírenie tepla v ochranných diódach s p-n priechodom

Diplomová práca

Študijný program: Fyzikálne inžinierstvo

Číslo študijného odboru: 3940

Názov študijného odboru: 5.2.48 fyzikálne inžinierstvo

Školiace pracovisko: Ústav jadrového a fyzikálneho inžinierstva

Vedúci záverečnej práce: doc. Ing. Peter Bokes, PhD.

Konzultant: Ing. Ján Halaj, Semikron

Bratislava 2013

Bc. Simona Zajkoska

SLOVENSKÁ TECHNICKÁ UNIVERZITA V BRATISLAVE
FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A INFORMATIKY

ANOTÁCIA

Autor: Bc. Simona Zajkoska

Študijný program: Fyzikálne inžinierstvo

Názov: Šírenie tepla v ochranných diódach s p-n priechodom

Vedúci práce: doc. Ing. Peter Bokes, PhD.

Mesiac a rok odovzdania: máj 2013

Ochranné (TVS) diódy sú súčiastky navrhnuté na ochranu obvodov pred prepäťovými špičkami využívajúc lavínový jav. Teplo, ktoré vzniká pri vysokých lavínových prúdoch a napätiach, ak nie je zabezpečený jeho dostatočný odvod, môže spôsobiť poškodenie diódy. Cieľom práce je vytvorenie simulácie na numerický výpočet rozloženia tepla v TVS dióde pomocou explicitnej metódy konečných diferencií. Referenčné konštanty prierazného napätia U_{BR0} , diferenciálneho odporu R_0 a ich teplotné koeficienty α , β využívané v programe boli získané z merania stacionárnych volt-ampérových charakteristík. Presnosť výpočtu bola overená porovnaním napäťových odoziev diódy na záťažový prúdový impulz získanými zo simulácie a z merania. Hlavnými príčinami veľkého rozdielu medzi výpočtom a simuláciou sú pravdepodobne nesprávne určená veľkosť diferenciálneho odporu diódy a tiež jeho závislosť od prúdovej hustoty. Pre správny výpočet teploty je kľúčovou aj teplotná závislosť koeficientu tepelnej vodivosti λ .

**SLOVAK UNIVERSITY OF TECHNOLOGY IN BRATISLAVA
FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND INFORMATION
TECHNOLOGY**

ANNOTATION

Author: Bc. Simona Zajkoska

Degree Course: Physical engineering

Title of the master theses: Heat Transfer in a TVS Diodes with a p-n Junction

Supervisor: doc. Ing. Peter Bokes, PhD.

Year of the submission: May 2013

TVS (Transient Voltage Suppressor) diodes are components designed to protect circuits from high transient voltage peaks using the avalanche effect. If the heat produced by the large avalanche current and voltage is not drained well, it may lead to a diode destruction. The aim of this work is to create a simulation for heat flow calculation in TVS diodes using the explicit finite-difference method. Reference constants of the breakdown voltage U_{BR0} , differential resistance R_0 and their temperature coefficients α , β applied in the simulation were gained from the steady-state I-V measurement. The calculation accuracy was checked by comparison of the diode voltage responses to the stress current pulse obtained from simulations and measurements. The large difference between the calculation and the measurement is probably caused by the incorrectly determined value of the diode differential resistance and also its dependence on the current density. Crucial for the correct temperature calculation is the temperature dependence of the coefficient of thermal conductivity λ .

Čestné prehlásenie

Prehlasujem, že som diplomovú prácu vypracovala samostatne s využitím uvedených zdrojov literatúry.

Simona Zajkoska

V Bratislave, dňa 24. 5. 2013

Pod'akovanie

Ďakujem Ing. Jánovi Halajovi a firme SEMIKRON s.r.o. za možnosť vypracovať túto tému a pomoc pri meraní, taktiež môjmu vedúcemu práce doc. Ing. Petrovi Bokesovi, Phd. za cenné rady a trpezlivosť.

1	<u>ÚVOD.....</u>	6
1.1	UNI- A BIDIREKCIÓNÁLNE DIÓDY.....	6
1.2	LAVÍNÓVÝ JAV.....	8
2	<u>ROVNICE VEDENIA TEPLA A ZAVEDENIE PRIRODZENÝCH JEDNOTIEK.....</u>	9
3	<u>ŠTRUKTÚRA TVS DIÓDY A JEJ MODEL.....</u>	11
4	<u>RIEŠENIE POMOCOU EXPLICITNEJ METÓDY KONEČNÝCH DIFERENCIÍ.....</u>	12
4.2	GENERÁCIE TEPLA NA P-N PRIECHODE.....	13
4.2	OKRAJOVÉ PODMIENKY.....	13
5	<u>IMPLEMENTÁCIA METODIKY A ŠTRUKTÚRA PROGRAMU.....</u>	15
6	<u>KONVERGENCIA.....</u>	18
7	<u>MERANIE.....</u>	20
7.1	SPRACOVANIE NAMERANÝCH DÁT.....	21
8	<u>POROVNANIE VÝSLEDKOV ZÍSKANÝCH ZO SIMULÁCIE A EXPERIMENTU.....</u>	23
8.1	VPLYV KAPACITY DIÓDY.....	28
8.2	VPLYV KOEFICIENTU TEPELNEJ VODIVOSTI.....	29
9	<u>ZÁVER.....</u>	31
	<u>LITERATÚRA.....</u>	32

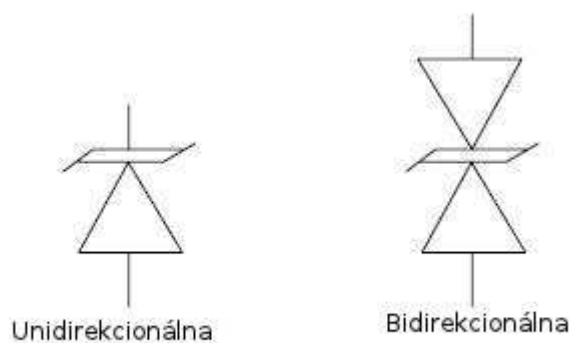
1 Úvod

Ochranné alebo TVS (Transient Voltage Suppressor) diódy sú polovodičové súčiastky s p-n priechodom navrhnuté tak, aby chránili zvyšok obvodu pred prepätím. Pracujú na princípe lavínového javu pri prieraznom napätí v závernom smere. Na prepätie reagujú oveľa rýchlejšie ako iné druhy ochrán. Lavínový jav sa objaví rádovo po pikosekundách [1]. Vďaka tomu sú ideálnou voľbou na ochranu pred krátkymi vysokonapäťovými špičkami spôsobenými napr. bleskami, indukčnými spínačmi alebo elektrostatickými výbojmi. TVS diódy sa zapájajú v sérii pred obvodom, ktorý majú chrániť.

Pri normálnych prevádzkových podmienkach v závernom smere, $V < V_{BR}$, predstavujú vysokú impedanciu a nemajú na činnosť obvodu žiaden vplyv. Ak priložené napätie prekročí hranicu prierazného napätia, $V > V_{BR}$, dióda sa zapne, spustí sa v nej lavínový jav, prepäťová špička sa uzemní a tým sa obvod ochráni.

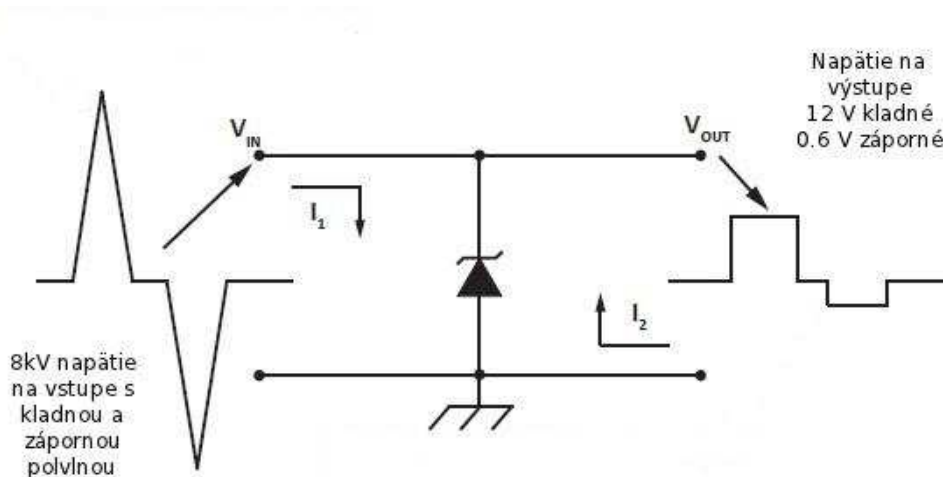
1.1 Uni- a bidirekcionálne diódy

Podľa toho, či sú TVS diódy aktívne v oboch napäťových polovlnách, kladnej aj zápornej, rozdelujeme ich na uni- a bidirekcionálne (Obr. 1) [2].



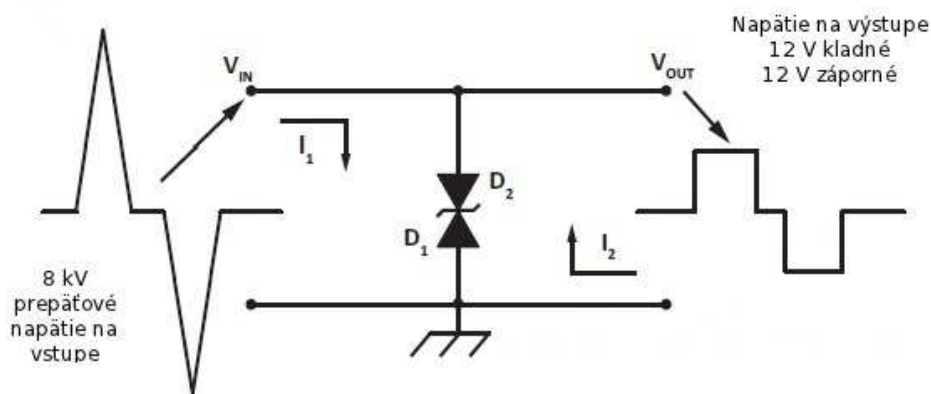
Obr. 1: Schematická značka uni- a bidirekcionálnej TVS diódy.

Unidirekcionálna dióda je zapojená v závernom smere ku kladnej napäťovej polovlne. To znamená, že uzemní prepätie v tomto smere a napätie na výstupe sa bude rovnať V_{BR} . V opačnom, priepustnom smere, je hodnota výstupného napätia rovná prahovému napätiu (Obr. 2).



Obr. 2: Princíp činnosti unidirekcionálnej TVS diódy.

Bidirekcionálna dióda sa skladá z dvoch proti sebe zapojených unidirekcionálnych. Takýmto spôsobom môže uzemniť prepätie v oboch napät'ových polovlnách. Pri kladnej prepät'ovej polovlnke je dióda D_1 zapojená v závernom smere a v lavínovom režime uzemní prepätie, zatiaľ čo dióda D_2 je v priepustnom smere. Pri zápornej polovlnke je to presne naopak (Obr. 3).



Obr. 3: Princíp činnosti bidirekcionálnej TVS diódy.

Oba typy TVS diód zabezpečujú ochranu obvodu pred prepätím. Unidirekcionálne sú však lacnejšie. Bidirekcionálne sa používajú v prípadoch, keď ochrana unidirekcionálnou nie je dostatočná. Ochranné diódy majú široký napät'ový rozsah, 5- 440V. Používajú sa na ochranu mikroprocesorov a MOS pamätí, pri napájaní zo siete a pri telekomunikačnom príslušenstve [1].

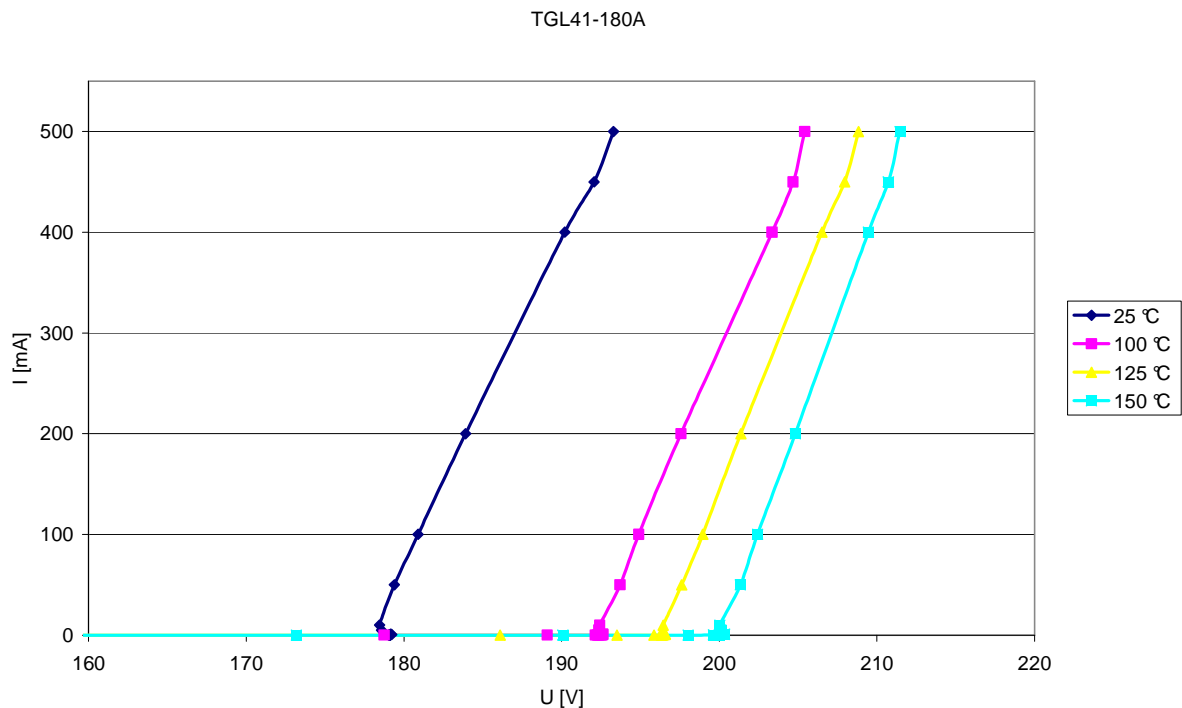
1.2 Lavínový jav

K lavínovému javu dochádza na slabo dopovaných p-n priedochoch so širokou ochudobnenou oblasťou. Pri prieraznom napätí elektróny a diery vchádzajúce do tejto oblasti získajú obrovské zrýchlenie ako dôsledok silného elektrického poľa. Ak je kinetická energia týchto častíc dostatočná, po kolízii s inými atómami vyvolajú sekundárnu ionizáciu. Následne sú aj sekundárne ióny v ochudobnenej oblasti urýchlené. Proces sa opakuje a počet ionizovaných častíc exponenciálne narastá. Účinnosť lavínového javu je vyjadrená takzvaným multiplikačným faktorom M pomocou nasledovného empirického vzťahu [3], [4]:

$$M = \frac{1}{1 - \left| \frac{V}{V_{BR}} \right|^n} \quad (1)$$

Pre $2 < n < 6$, kde V je priložené záverné napätie a V_{BR} je prierazné napätie diódy.

So zvyšujúcou sa teplotou sa zväčšuje rozptyl na kryštalickej mriežke a dochádza k strate energie nosičov elektrického náboja v ochudobnenej oblasti p-n priedochu. Časť svojej kinetickej energie odovzdávajú nosiče, elektróny a diery, kryštalickej mriežke. Dôsledok je, že nosiče elektrického náboja musia prekonávať väčší potenciálový rozdiel, alebo väčšie napätie pri generovaní elektrón- dierového páru [5]. So zvyšujúcou sa teplotou sa preto zvyšuje aj V_{BR} , ochranné diódy teda majú kladný teplotný koeficient (Obr. 4).



Obr. 4: Experimentálne odmeraná teplotná závislosť V-I krivky jednočipovej diódy, V_{BR} sa so zvyšujúcou teplotou zväčšuje.

Lavínový jav je nedeštruktívny, vratný proces. Vo svojej podstate nespôsobuje trvalé zmeny v kryštalickej mriežke, ktoré by mohli poškodiť činnosť elektrického prvku. Ak hodnota priloženého záverného napätia klesne pod hodnotu V_{BR} , lavínový jav sa zastaví a súčiastka sa vráti do normálneho prevádzkového režimu. Avšak, teplo vyprodukované veľkým prierazným prúdom a napätím, ak nie je zabezpečený jeho dostatočný odvod, môže zapríčiniť zničenie diódy.

Cieľom tejto práce je vytvoriť simuláciu na výpočet rozloženia teploty pozdĺž osi x , ktorá je kolmá na zdroj tepla, plošný p-n priechod.

2 Rovnice vedenia tepla a zavedenie prirodzených jednotiek

Prenos tepla medzi dvomi telesami alebo vnútri jedného, ktorého častice sa nepohybujú sa nazýva vedenie. Jeho základným vzťahom je Fourierova rovnica vedenia tepla (2). Vyjadruje množstvo tepla, ktoré prejde za čas dt plochou S , kolmou na smer šírenia tepla, a v dôsledku rozdielu teploty dT na dĺžke dx :

$$\frac{dQ}{dt} = -\lambda S \frac{dT}{dx} \quad (2)$$

Kde λ je koeficient tepelnej vodivosti látky. Realizáciou zákona zachovania energie je pri prenose tepla vzťah (3) vyjadrujúci zmenu teploty vrstvy spôsobenú zmenou tepla, ktoré ňou prechádza.

$$\frac{Q_x}{\Delta t} - \frac{Q_{x+\Delta x}}{\Delta t} = m \cdot c_p \cdot \frac{\Delta T}{\Delta t} \quad (3)$$

Pričom m je hmotnosť vrstvy a c_p jej merná tepelná kapacita. Q_x je teplo prechádzajúce plochou v mieste x a $Q_{x+\Delta x}$ teplo prechádzajúce plochou v mieste $x+\Delta x$. Ak do nej zahrnieme aj generáciu tepla vo vrstve, vzťah 3 prejde na tvar:

$$\dot{Q}_x + \dot{q} S \Delta x - \dot{Q}_{x+\Delta x} = \rho S \Delta x c_p \frac{\Delta T}{\Delta t} \quad (4)$$

kde ρ je hustota látky a \dot{q} je teplo generované jednotkou objemu p-n priechodu za jednotku času. Jeho okamžitá veľkosť je rovná

$$\dot{q}(t) = \frac{I(t)U(I(t))\delta(x - x_{pn})}{S} \quad (5)$$

kde delta funkcia predstavuje šírku ochudobnenej oblasti p-n priechodu na ktorej sa generuje teplo a jej šírka je zanedbateľná v porovnaní so šírkou kremíkového čipu. S je plocha p-n priechodu.

Tvar volt-ampérovej charakteristiky je daný nasledovným vzťahom (Obr.4) [6]:

$$U = U_{BR0}(T_{pn}^0) + \alpha \Delta T_{pn} U_{BR0} + R(T_{pn}) I(t) \quad (6)$$

kde $U_{BR0}(T_{pn}^0)$ je prierazné napätie diódy pri referenčnej teplote na p-n priechode, α - kladný teplotný koeficient, $R(T_{pn})$ je teplotne závislý odpor polovodiča a ΔT_{pn} je rozdiel teplôt na p-n priechode.

Po dosadení Fourierovho vzťahu (2) do rovnice 4 a jej nasledovnej úprave, dostaneme výslednú rovnicu vedenia tepla v smere x , kolmom na p-n priechod (7).

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + q \quad (7)$$

Na rozhraní dvoch prvkov sa zachováva hustota tepelného toku [7]:

$$-\lambda_1 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x+} = -\lambda_2 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x-} \quad (8)$$

V našom modeli je dióda zostavená z vrstiev kremíka, spájky a medi s p-n priechodom v kremíku. Vzhľadom k zloženiu spájky (92.5% Pb, 5% Sn, 2.5% Ag), je nahradená len olovom.

Na zjednodušenie výpočtu sme v simulácii použili tzv. prirodzené jednotky. Prenásobením prirodzených jednotiek vhodnou konštantou z SI sústavy dostaneme opäť jednotky SI sústavy. Zavedením prirodzených jednotiek do rovnice 7 pre prípad kremíka dostaneme:

$$\lambda_{Si} \frac{T_1}{(L_{SiR})^2} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + q_{max} \dot{q} = C_{Si} \rho_{Si} \frac{T_1}{\tau_{Si}} \frac{\partial u}{\partial \tau} \quad (9)$$

V rovnici 9 sme použili substitúciu pre teplotu $T = T_1 u$ a pre polohu $X = L_{SiR} x$, kde L_{SiR} je dĺžka pravej časti kremíka, meraná od p-n priechodu. Veličiny u a x sú bez rozmerné a konštanty L_{SiR} , T_1 sú udávané v jednotkách SI sústavy. Rovnicu 9 vydělíme q_{max} , výraz $(\lambda_{Si} T_1) / ((L_{SiR})^2 q_{max})$ položíme rovný 1, konštanta T_1 sa bude rovnať $((L_{SiR})^2 q_{max}) / \lambda_{Si}$. Konštantu τ_1 určíme keď výraz 10 položíme rovný 1.

$$\frac{\rho_{Si} c_{Si} T_1}{q_{max} \tau_1} = 1 \quad (10)$$

Rovnica vedenia tepla pre kremík v prirodzených jednotkách má tvar:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \dot{q} \quad (11)$$

Pre olovo rovnica 7 s použitím substitúcií pre X a T prejde na tvar:

$$c_{Pb} \rho_{Pb} \frac{T_1}{\tau_1} = \lambda_{Pb} \frac{T_1}{(L_{SiR})^2} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (12)$$

Dosadením výrazov za T_1 a τ_1 dostaneme vzťah vedenia tepla pre olovo v prirodzených jednotkách:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = \frac{\lambda_{Pb}}{\rho_{Pb} c_{Pb}} \frac{\rho_{Si} c_{Si}}{\lambda_{Si}} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (13)$$

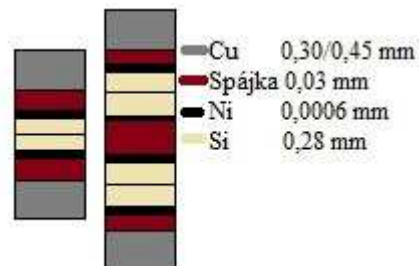
Materiálové konštanty spolu označíme ako premennú KPb .

$$KPb = \frac{\lambda_{Pb}}{\rho_{Pb} c_{Pb}} \frac{\rho_{Si} c_{Si}}{\lambda_{Si}} \quad (14)$$

Pre odvodenie rovnice vedenia tepla pre meď postupujeme podobne ako v prípade olova.

3 Štruktúra TVS diódy a jej model

Cieľom tejto práce je zostrojiť simuláciu na výpočet teploty jedno- a dvojčipovej ochrannej diódy. Dvojčipová dióda sa od jednočipovej líši tým, že má dva p-n priechody, ktoré sa nachádzajú v strede kremíkového čipu (Obr. 5).



Obr. 5: Štruktúra TVS jedno čipovej (v ľavo) a dvoj čipovej diódy.

V našom modeli diódy, ktorý sme použili pri výpočte, boli použité nasledovné zjednodušenia:

- vzhľadom k zloženiu spájky (92.5% Pb, 5% Sn, 2.5% Ag), bola nahradená len olovom
- nikel, kvôli jeho zanedbateľnej šírke, mal na výpočet minimálny vplyv, preto sme ho do modelu nezahrnuli
- šírka p-n priechodu je v porovnaní so šírkou Si čipu zanedbateľná. O p- n priechode preto uvažujeme ako plošnom a nie objemovom elemente.

Model diódy je teda tvorený meďou, olovom a kremíkovým čipom s plošným p-n priechodom. Teplotu počítame pozdĺž diódy len v smere osi x , kolmej na p-n priechod. Pričom teplo je generované plošným zdrojom na p- n priechode.

4 Riešenie pomocou explicitnej metódy konečných diferencií

Vzťah 11, výsledná rovnica pre vedenie tepla v kremíku v prirodzených jednotkách, je parabolická diferenciálna rovnica druhého rádu. Numericky ju môžeme riešiť pomocou explicitnej metódy konečných diferencií [8].

Majme funkciu u , ktorá je funkcia len premennej x . Vychádzajúc z Taylorovho rozvoja si môžeme druhú deriváciu u , podľa x vyjadriť ako:

$$\left(\frac{d^2u}{dx^2}\right) \approx \frac{1}{h^2} \{u(x+\Delta x) - 2u(x) + u(x-\Delta x)\} \quad (15)$$

Teraz predpokladajme, že u je funkciou dvoch nezávislých premenných x a τ . Priestor, na ktorom chceme funkciu u riešiť si rozdelíme na pravidelnú obdĺžnikovú sieť so stranami Δx a Δt . Ľubovoľné súradnice bodu $P(x,t)$ budú dané ako $x=i\Delta x$, $\tau=j\Delta t$, kde i, j sú ľubovoľné celé čísla. Vychádzajúc zo vzťahu 15, hodnotu funkcie u v bode P , $u_P = u(i\Delta x, j\Delta t) = u_{i,j}$, vypočítame nasledovne:

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)_{i,j} \cong \frac{u\{(i+1)\Delta x, j\Delta t\} - 2u\{i\Delta x, j\Delta t\} + u\{(i-1)\Delta x, j\Delta t\}}{(\Delta x)^2} \quad (16)$$

Zjednodušene zapísané ako:

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)_{i,j} \approx \frac{u_{i+1,j} - 2u_{i,j} + u_{i-1,j}}{(\Delta x)^2} \quad (17)$$

Aplikáciou rovnice (17) na vzťah (11) dostaneme:

$$\frac{u_{i,j+1} - u_{i,j}}{\Delta t} = \frac{u_{i+1,j} - 2u_{i,j} + u_{i-1,j}}{(\Delta x)^2} + q(0, j) \quad (18)$$

Jeho úpravou odvodíme výsledný explicitný vzťah pre výpočet teploty v kremíku, v priestorovom bode x v časovom okamihu $\tau=(j+1)\Delta t$ pomocou 3 bodov z predchádzajúceho časového kroku $\tau=j\Delta t$:

$$u_{i,j+1} = \frac{\Delta t}{(\Delta x)^2} (u_{i+1,j} - 2u_{i,j} + u_{i-1,j}) + \Delta t q(0, j) + u_{i,j} \quad (19)$$

Keďže ku generácii tepla v dióde dochádza len v kremíku, vzťah 19 bude mať pre oblasť olova a medi tvar:

$$u_{i,j+1} = \frac{\Delta t}{(\Delta x)^2} (u_{i+1,j} - 2u_{i,j} + u_{i-1,j}) + u_{i,j} \quad (20)$$

V oboch prípadoch, (19) a (20), podiel $\Delta t/(\Delta x)^2$ označuje konštantu stability systému (21) a musí spĺňať podmienku

$$\frac{\Delta t}{(\Delta x)^2} < 0.5 \quad (21)$$

4.2 Generácie tepla na p-n priechode

Na p-n priechode je teplo generované joulovými stratami (4), (5). Kvôli jeho zanedbateľnej šírke môžeme teplo generované jednotkou objemu za jednotku času (5) prepísať na:

$$\dot{q}(t) = \int q(t) \delta(x - x_{pn}) \quad (22)$$

kde delta funkcia predstavuje šírku p-n priechodu a $q(t)$ je teplo generované jednotkou plochy za jednotku času so všeobecným zápisom $q(t) = (U(I(t))I(t))/S$. Elektrický prúd je v zápise pomocou prirodzených jednotkách vyjadrený ako $I(t) = I_{max} curr(t)$, keď I_{max} predstavuje maximálnu prúdovú hustotu pretekajúcu plochou p-n priechodu, $I_{max} = I_{PP}/S$. S využitím známeho vzťahu pre napätie na dióde (6), môžeme teplo $q(t)$ zapísať ako:

$$q(t) = I_{max} U_{BR0} curr(1, 0 + \alpha \Delta T_{PN} + (R(T_{PN}) I_{max} curr)/U_{BR0}) \quad (23)$$

V prirodzených jednotkách má vzťah 23 tvar $q(t) = q_{max} q'(t)$, keď $q_{max} = I_{max} U_{BR0}$.

V simulácii zodpovedá $q'(t)$ výstup z funkcie *heatPN*.

4.2 Okrajové podmienky

Rovnice (19) a (20) sme riešili pri 2 druhoch okrajových podmienok a síce, pri konštantnej teplote a pri zmiešanej okrajovej podmienke.

Pri prvom type okrajovej podmienky je teplota na okrajoch diódy v každom časovom okamihu fixovaná ako konštantná, rovnajúca sa teplote prostredia uRT .

$$\begin{aligned} T(L_{CuL}, \tau) &= uRT \\ T(L_{CuR}, \tau) &= uRT \end{aligned} \quad (24)$$

Pri druhom type okrajovej podmienky, tzv. zmiešanej okrajovej podmienke, dochádza k odvodu tepla prostredím, vzduchom.

$$\begin{aligned}
-\lambda_{Cu} \frac{\delta T}{\delta x} \Big|_{(L_{CuL}, t)} &= h[URT - T(L_{CuL}, t)] \\
-\lambda_{Cu} \frac{\delta T}{\delta x} \Big|_{(L_{CuR}, t)} &= h[T(L_{CuR}, t) - URT]
\end{aligned}
\tag{25}$$

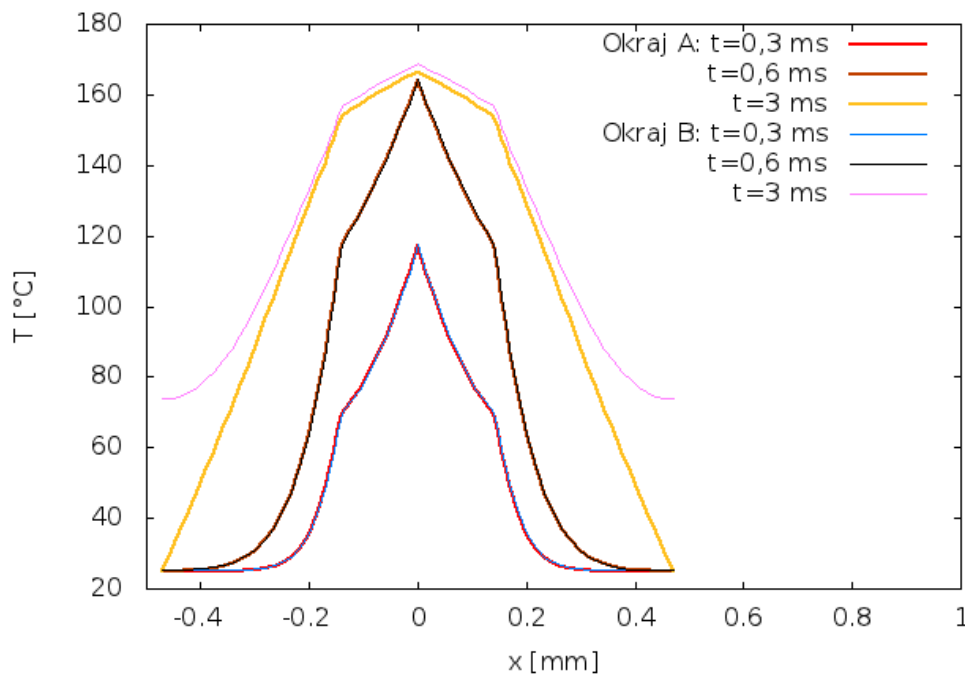
Kde h je koeficient prúdenia tepla pre vzduch je rovný $1.0 \text{ W}/(\text{m}^2\text{°C})$.

Po úprave a v prirodzených jednotkách budú mať teploty rozhraní med' vzduch nasledovný tvar:

$$\begin{aligned}
u_{CuL}[0] &= \frac{uRT + (\lambda_{Cu}/(\Delta x_{Cu} h))u_{CuL}[1]}{1.0 + (\lambda_{Cu}/(\Delta x_{Cu} h))} \\
u_{CuR}[NCu - 1] &= \frac{uRT + (\lambda_{Cu}/(\Delta x_{Cu} h))u_{CuR}[NCu - 2]}{1.0 + (\lambda_{Cu}/(\Delta x_{Cu} h))}
\end{aligned}
\tag{26}$$

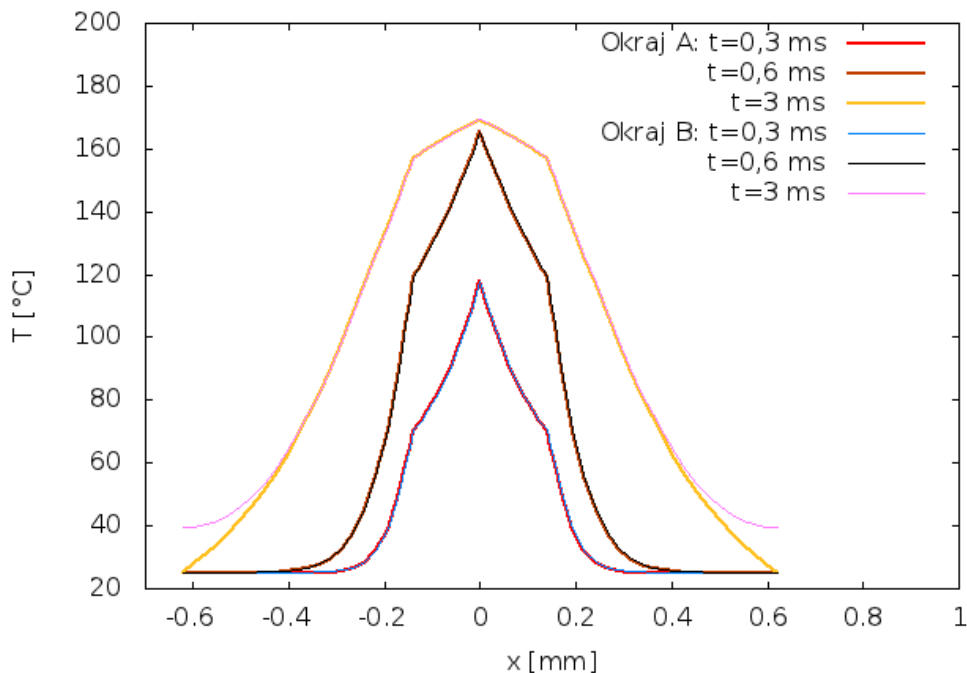
Pričom $u_{CuL}[0]$ je teplota ľavého rozhrania, $u_{CuR}[NCu - 1]$ je teplota pravého rozhrania a podiel $(\lambda_{Cu}/(\Delta x_{Cu} \text{°C}))$ bol vo funkcii *boundcon* označený ako *InterC*.

Firma SEMIKRON vyrába TVS diódy v dvoch variantoch hrúbky medeného prívodu a síce 0,30 a 0,45 mm. Vplyv okrajových podmienok na výpočet sme skúmali tak, že pre oba prípady hrúbky Cu prívodu sme počítali priebeh teploty pozdĺž jednočipovej diódy v rôznych časových okamihoch a pre oba typy okrajových podmienok (Obr.6), (Obr.7). Teplotné priebehy boli generované konečným prúdovým impulzom popísaným v kapitole 8, (Obr. 12).



Okraj A zodpovedá teplotným, Okraj B zmiešaným okrajovým podmienkam

Obr.6: Priebeh teploty pre jednočipovú diódu v rôznych časových okamihoch pre oba typy okrajových podmienok a 0,30 mm hrúbku Cu prívodu.



Okraj A zodpovedá teplotným, Okraj B zmiešaným okrajovým podmienkam

Obr.7: Priebeg teploty pre jednočipovú diódu v rôznych časových okamihoch pre oba typy okrajových podmienok a 0,45 mm hrúbku Cu prívodu.

Z obrázkov 6 a 7 vyplýva, že okrajové podmienky zohrávajú dôležitú úlohu vo výpočte distribúcii teploty pri užšej verzii medeného prívodu vo väčších časoch. Pri druhej, 0,45 mm verzii Cu prívodu druh okrajových podmienok nezohráva až takú dôležitú rolu.

V nasledujúcich výpočtoch sme používali zmiešané okrajové podmienky.

5 Implementácia metodiky a štruktúra programu

Šírenie tepla v dióde je funkciou priestoru a času. Základnými vstupnými konštantami do programu sú šírky jednotlivých elementov diódy zadaných v jednotkách SI (napr. L_{SiR} , L_{PbR}) a počet priestorových diskretizácií týchto elementov (napr. NSi , NPb). Poloha (vzdialenosť) je v programe vyjadrená v násobkoch L_{SiR} , šírkou pravej časti kremíka. Začiatok súradnicovej sústavy sme zvolili na ľavom p-n priechole, ktorý sme aproximovali plošným zdrojom tepla. Šírku jednotlivých elementov diódy, ako napr. L_{PbR} , L_{PbL} , udávame od začiatku súradnicovej sústavy po koncový bod elementu. Momentálne sme zvolili symetrický systém, teda šírka jednotlivých elementov diódy napravo a naľavo od p-n priechole (L_{PbR} ; L_{PbL}) je rovnaká, rovnako ako aj veľkosť priestorovej diskretizácie. Veľkosť priestorovej diskretizácie v olove potom vypočítame ako :

$$\Delta x_{Pb} = \frac{(L_{PbR} - L_{SiR}) / L_{SiR}}{NPb - 1} \quad (27)$$

kde NPb je počet priestorových diskretizácií v spájke. Polohu v prirodzených jednotkách určíme ako $x = i \Delta x_{Pb}$ kde $i \in \langle 0; NPb - 1 \rangle$. Obdobne postupujeme aj pri určovaní počtu delení všetkých ostatných prvkov diódy.

Rovnica vedenia tepla v spájke a medi má v prirodzených jednotkách tvar:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = K \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (28)$$

Kde konštantu K_{Pb} vypočítame podľa vzťahu 14, obdobne aj K_{Cu} . V programe sa teplota v týchto častiach počíta podľa vzťahu 20. V kremíku má rovnica vedenia tepla podobu vzťahu 11. Výpočet teploty v Si prebieha v programe podľa vzťahu 19.

Na rozhraniach medzi jednotlivými časťami diódy musí platiť spojitosť hustoty tepelného toku (8). V prípade rozhrania Si- Pb rovnica (8) v prirodzených jednotkách prejde na tvar:

$$\lambda_{Si} \frac{u_{roz} - u_{Si} [NSi - 2]}{\Delta x_{Si}} = \lambda_{Pb} \frac{u_{Pb} [1] - u_{roz}}{\Delta x_{Pb}} \quad (29)$$

Označenie $u_{Si} [NSi - 2]$ zodpovedá teplote v mieste $x = (NSi - 2) \cdot \Delta x_{Si}$, podobne $u_{Pb} [1]$ pre $x = 1 \Delta x_{Pb}$. Zavedieme si novú premennú $InterCPbSi$.

$$InterCPbSi = \frac{\lambda_{Si} \Delta x_{Pb}}{\lambda_{Pb} \Delta x_{Si}} \quad (30)$$

Dosadením vzťahu 30 do rovnice 29 dostaneme výsledný výraz pre výpočet teploty na rozhraní Si-Pb:

$$u_{roz} = \frac{InterCPbSi (u_{Si} [NSi - 2]) + u_{Pb} [1]}{InterCPbSi + 1} \quad (31)$$

Podobne postupujeme pri odvodení vzťahov na výpočet teploty na všetkých rozhraniach okrem p-n priechodov.

Ako už bolo vysvetlené v časti 4.1, na každom p-n priechode sa v dôsledku joulových strát generuje teplo, preto vzťah na spojitosť hustoty tepelného toku má na priechode tvar:

$$-\left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{PN+} = -\left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{PN-} + q'(t) \quad (32)$$

Vychádzajúc zo vzťahu 32, s využitím obdobného postupu ako pri odvodení teploty rozhrania Si-Pb dostávame výraz pre výpočet teploty na p-n priechode

$$u_{roz} = \frac{u_{SiR} [1] + u_{SiL} [NSi - 2] + InterCq'(t)}{2} \quad (33)$$

Teplota na p-n priechode u_{roz} zodpovedá teplote v mieste $u_{SiL}[NSi-1]$ v ľavej časti kremíka, ako aj teplote v mieste $u_{SiR}[0]$ v pravej časti kremíka. Konštanta rozhrania *InterC* má v tomto prípade veľkosť Δx_{Si} .

Telo hlavného programu je tvorené súborom *system.c*. Výpočty prebiehajú vo funkciách, ktoré sa nachádzajú v súbore *fcie.c*. Všetky konštanty použité pri výpočtoch sú globálne, pričom ich deklarácia a inicializácia prebieha v súbore *cons.c*. Keďže ide o globálne konštanty, v každom súbore, ktorý ich používa, musí na ne byť aj referencia *konstant.h*. Súčasťou práce je program priložený na CD nosiči.

Pre lepšiu prehľadnosť v nasledujúcej tabuľke č. 1 sú uvedené názvy a vzťahy pre konštanty použité v texte a v programe.

V texte	V programe	Význam
$T_1 = \frac{(L_{SiR})^2 q_{max}}{\lambda_{Si}}$	$T1 = \frac{LSiR.LSiR.q_0}{tepVodSi}$	Výpočet teploty v Si $T = T_1 u$
$\tau_1 = \frac{\rho_{Si} c_{Si} (L_{SiR})^2}{\lambda_{Si}}$	$tau1 = \frac{roSi.cSi.LSiR.LSiR}{tepVodSi}$	výpočet času v Si $t = \tau_1 \cdot \tau$
$\Delta x_{Si} = \frac{1.0}{NSi - 1}$	$deltaXSi = \frac{1.0}{NSi - 1}$	veľkosť priestorovej diskretizácie v Si $X_{Si} = i \cdot \Delta x_{Si} \cdot L_{SiR}$
$\Delta x_{Pb} = \frac{L_{PbR} - L_{SiR}}{L_{SiR} (NPb - 1)}$	$deltaXPb = \frac{LPbR - LSiR}{LSiR.(NPb - 1)}$	veľkosť priestorovej diskretizácie v Pb $X_{Pb} = i \cdot \Delta x_{Pb} \cdot L_{SiR}$
$\Delta x_{Cu} = \frac{L_{CuR} - L_{PbR}}{L_{SiR} (NCu - 1)}$	$deltaXCu = \frac{LCuR - LPbR}{LSiR.(NCu - 1)}$	veľkosť priestorovej diskretizácie v Cu $X_{Cu} = i \cdot \Delta x_{Cu} \cdot L_{SiR}$
$\Delta t_{Si} = a(\Delta x_{Si})^2$	$deltaTSi = a \cdot deltaXSi \cdot deltaXSi$	veľkosť časovej diskretizácie v Si $\tau_{Si} = j \cdot \Delta t_{Si}$
$\Delta t_{Pb} = \frac{a(\Delta x_{Pb})^2}{\sqrt{KPb}}$	$deltaTPb = \frac{a \cdot deltaXPb \cdot deltaXPb}{sqrt(KPb)}$	veľkosť časovej diskretizácie v Pb $\tau_{Pb} = j \cdot \Delta t_{Pb}$
$\Delta t_{Cu} = \frac{a(\Delta x_{Cu})^2}{\sqrt{KCu}}$	$deltaTCu = \frac{a \cdot deltaXCu \cdot deltaXCu}{sqrt(KCu)}$	veľkosť časovej diskretizácie v Cu $\tau_{Cu} = j \cdot \Delta t_{Cu}$
$KPb = \frac{\lambda_{Pb} \rho_{Si} c_{Si}}{\rho_{Pb} c_{Pb} \lambda_{Si}}$	$KPb = \frac{tepVodPb.roSi.cSi}{roPb.cPb.tepVodSi}$	výpočet teploty v Pb $\frac{\partial u}{\partial \tau} = K_{Pb} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$
$KCu = \frac{\lambda_{Cu} \rho_{Si} c_{Si}}{\rho_{Cu} c_{Cu} \lambda_{Si}}$	$KCu = \frac{tepVodCu.roSi.cSi}{roCu.cCu.tepVodSi}$	výpočet teploty v Cu $\frac{\partial u}{\partial \tau} = K_{Cu} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$

V texte	V programe	Význam
$InterCPbSi = \frac{\lambda_{Si} \Delta x_{Pb}}{\lambda_{Pb} \Delta x_{Si}}$	$InterCPbSi = \frac{tepVodSi.deltaXPb}{tepVodPb.deltaXSi}$	konštanta rozhrania Si-Pb $u_{roz} = \frac{InterCPbSi(u_{Si} [NSi - 2]) + u_{Pb} [1]}{InterCPbSi + 1}$
$InterCCuPb = \frac{\lambda_{Pb} \Delta x_{Cu}}{\lambda_{Cu} \Delta x_{Pb}}$	$InterCCuPb = \frac{tepVodPb.deltaXCu}{tepVodCu.deltaXPb}$	konštanta rozhrania Pb-Cu $u_{roz} = \frac{InterCPbSi(u_{Pb} [NPb - 2]) + u_{Cu} [1]}{InterCPbSi + 1}$
$kSi = \frac{\Delta t}{(\Delta x_{Si})^2}$	$kSi = \frac{deltaT}{deltaXSi.deltaXSi}$	konštanta stability systému v Si $kSi < 0.5$
$kPb = \frac{\Delta t}{(\Delta x_{Pb})^2}$	$kPb = \frac{deltaT}{deltaXPb.deltaXPb}$	konštanta stability systému v Pb $kPb < 0.5$
$kCu = \frac{\Delta t}{(\Delta x_{Cu})^2}$	$kCu = \frac{deltaT}{deltaXCu.deltaXCu}$	konštanta stability systému v Cu $kCu < 0.5$

Tab.1: Ekvivalenty konštánt použitých v texte a v programe spolu s ich významom.

6 Konvergencia

Priebeh teploty pozdĺž diódy počítame explicitnou metódou konečných diferencií (19), (20). Aby bol systém výpočtu stabilný, konštanty stability (21) musia byť menšie ako 0,5. Pre priestorový krok v kremíku v prirodzených jednotkách platí vzťah $\Delta x_{Si} = 1,0 / (NSi - 1)$. Veľkosť časového kroku vypočítame z podmienky stability ako $\Delta t = a(\Delta x)^2$, pre $0 < a < 0.5$. Časový krok Δt má v každom prvku diódy inú veľkosť. Ako časový krok systému sa vyberá vždy najmenší z vypočítaných Δt .

Napätie na TVS dióde je funkciou času a teploty, má tvar [6]:

$$U = U_{BR0}(T_{pn}^0) + \alpha \Delta T_{pn} U_{BR0} + R(T_{pn}) I(t) \quad (34)$$

kde U_{BR0} je jej prierné napätie pri referenčnej teplote p-n priedochu, α kladný teplotný koeficient a $R(T_{pn})$ je teplotne závislý odpor polovodiča. Diferenciálny odpor diódy v lavínovom režime so zvyšujúcou sa teplotou lineárne klesá:

$$R(T_{pn}) = (R_{pn}^0 + R_{pn}^0 \beta (T_{pn} - T_{pn}^0)) \quad (35)$$

Pričom R_{pn}^0 je odpor diódy pri referenčnej teplote p-n priedochu a β je záporný teplotný koeficient. Na základe rozptylu experimentálnych meraní sme si stanovili požadovanú presnosť hodnoty napätia ako $\pm 0,1V$. Dosadením vzťahu 35 do rovnice 34 následným upravením sme zistili presnosť určenia teploty.

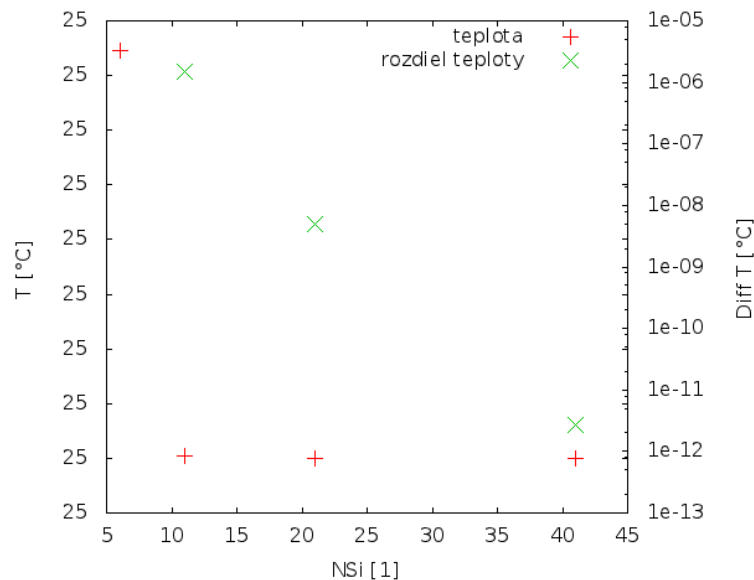
$$\Delta T = \frac{0,1V}{\alpha T_1 U_{BR}} \quad (36)$$

na ktorú sme dokonvergovali jej numerický výpočet.

Keďže teplota je funkciou priestoru a času, bolo treba postupne dokonvergovať veľkosť priestorového a následne aj časového kroku. Rozmery priestorovo- časovej mriežky sme konvergovali v kremíkovej časti jedno čipovej diódy.

Pri vhodne zvolenej, konštantnej, veľkosti časového kroku bola pomocou narastajúceho počtu priestorových diskretizácií NSi menená veľkosť priestorového kroku Δx_{Si} .

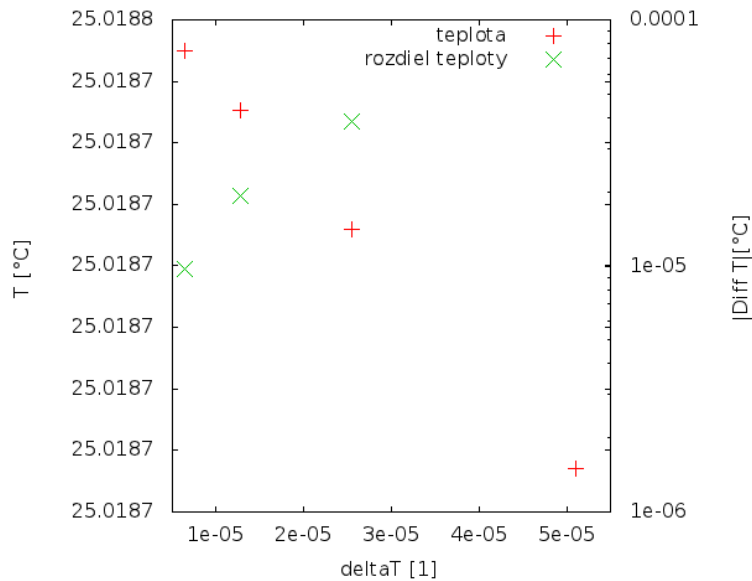
Výpočet teploty prebiehal vždy v rovnakom časovom okamihu a v rovnakej vzdialenosti od p-n priechodu. Už pri $NSi=11$ bolo dosiahnutá presnosť teploty o dva rády vyššia ako bolo požadované zo vzťahu 36 (Obr.8) . Rozdiel teplôt, $Diff T$, bol počítaný ako rozdiel dvoch za sebou idúcich teplôt pri dvojnásobnom zmenšení priestorového kroku.



Obr.8: Priebeh teploty a rozdiel teplôt ako funkcia počtu priestorových delení

Pre ďalší výpočet sme zvolili $NSi=10$. Počet delení v spájke a medi bol potom zvolený úmerne k ich šírke a NSi .

Konvergencia teploty podľa veľkosti časového kroku prebieha pri $NSi=10$ v rovnakom časovom okamihu τ a pri konštantnej vzdialenosti od p-n priechodu. Meníme len veľkosť koeficientu a a tým aj veľkosť časového kroku Δt . Už pri $a=0,494$ sme dostali o rád vyššiu presnosť ako bola vyžadovaná podľa vzťahu 36. Závislosť rozdielu teplôt od veľkosti časového kroku má klesajúcu tendenciu (Obr.9), pričom rozdiel teplôt je udávaný ako dvoch za sebou nasledujúcich teplôt pri polovičnom zmenšení časového kroku.



Obr.9: Priebeh teploty a rozdiel teplôt ako funkcia veľkosti časového kroku

Pre ďalší výpočet boli použité hodnoty $NSi=10$ a $a=0,494$.

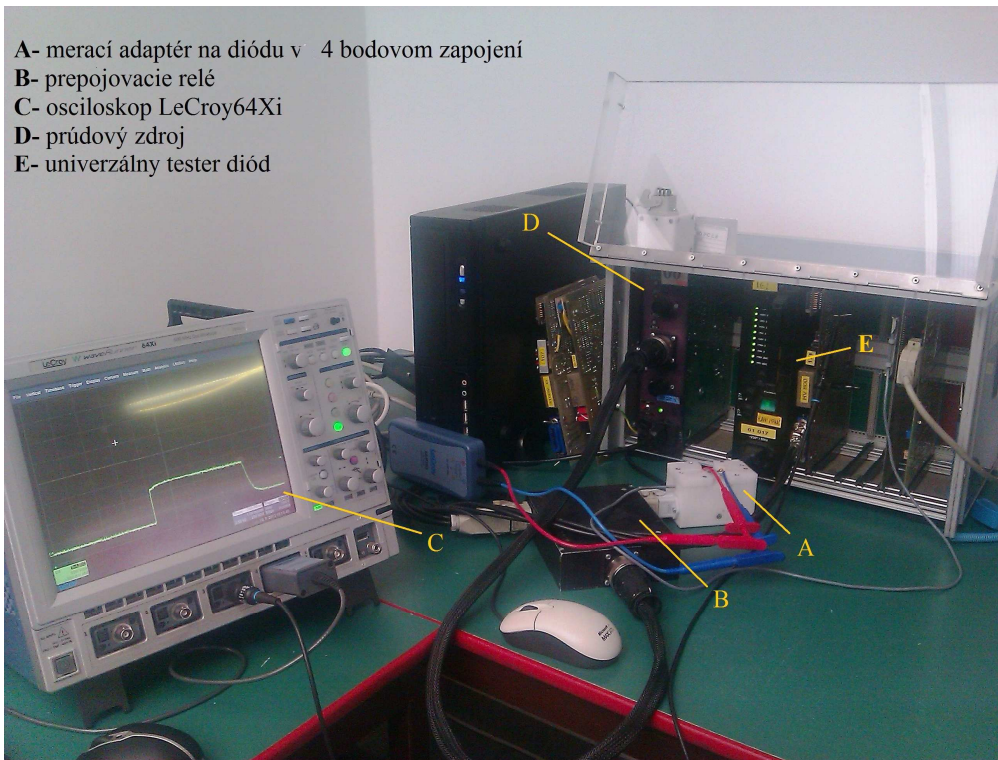
7 Meranie

Tvar volt-ampérovej charakteristiky TVS diódy je známy z literatúry [6], (Obr.4), kde sa vďaka kladnému teplotnému koeficientu α prierazné napätie diódy U_{BR} so zvyšujúcou sa teplotou zväčšuje. Konštanty U_{BR0} a α závisia od konkrétneho druhu diódy. Na presné určenie teplotnej závislosti V-I krivky v závernom smere boli merané tri vzorky jednočipových diód pri prúdoch v rozsahu $1\mu A$ -500mA pri teplotách prostredia 25, 100, 125 a 150 °C. Volt-ampérové charakteristiky diódy boli merané v teplovzdušnej komore S&A 4220A.

Jedným zo spôsobov ako overiť náš numerický model je meranie napäťovej odozvy diódy namáhanej výkonovým pulzom. Meranie sme uskutočnili na jedno-, dvoj- a trojčipových vzorkách, pričom záťažový pulz sme pomocou zmeny prúdu I_{PP} , menili pri každej dióde trikrát.

Obe merania, V-I krivky aj napäťové odozvy, boli realizované v testovacích laboratóriách firmy SEMIKRON vo Vrbovom pomocou 4 bodovej Calvinovej meracej metódy.

Napäťovú odozvu sme merali a zaznamenávali na univerzálnom testeri diód a na osciloskope *LeCroy64Xi* (Obr. 10).



Obr. 10: Zapojenie pri meraní napät'ovej odozvy diódy, ktorá sa zaznamenávala na osciloskope aj na univerzálnom testeri diód.

Presnosť napätia odmeraného na osciloskope sme určili pomocou etalónu trojčipovej diódy, ktorý má pri určitom záťažovom pulze známu hodnotu napätia. Porovnaním s etalónovou hodnotou napätia sme zistili ofset univerzálného testera diód, $-4,2$ V. Keďže hodnota napätia odmeraná testerom je výsledok z aritmetického priemeru 16 vzoriek zaznamenaných v poslednej tretine pulzu, nemôžeme ním presne merať záťažový pulz a preto ho meriame osciloskopom. Porovnaním nameranej hodnoty na osciloskope a testeri pre bežný pulz, sme zistili ofset osciloskopu voči testeru, $+6,8$ V. Skutočná hodnota napätia záťažového pulzu je teda *hodnota z osciloskopu* $+ 2,6$ V.

7.1 Spracovanie nameraných dát

Priamka lineárnej interpolácie V-I krivky má tvar (Obr.11):

$$U(T_{pn}) = R(T_{pn})I + U_{BR}(T_{pn}) \quad (37)$$

Teplotu priamo na p-n priechode nepoznáme, preto v ďalšom spracovaní výsledkov bola nahradená teplotou prostredia. Každú z troch vzoriek diód sme merali pri teplotách prostredia 25, 100, 125 a 150 °C a zo vzťahu pre lineárnu interpoláciu V-I kriviek sme zistili aj prierné napätia U_{BR} pri týchto teplotách. Za referenčnú teplotu, pri ktorej sme počítali konštanty U_{BR0} a R_0 sme zvolili $T = 25^\circ\text{C}$. So zvyšujúcou sa teplotou sa prierné napätie zväčšuje a má tvar:

$$U_{BR}(T) = U_{BR0}(1 + \alpha(T - 25^{\circ}\text{C})) \quad (38)$$

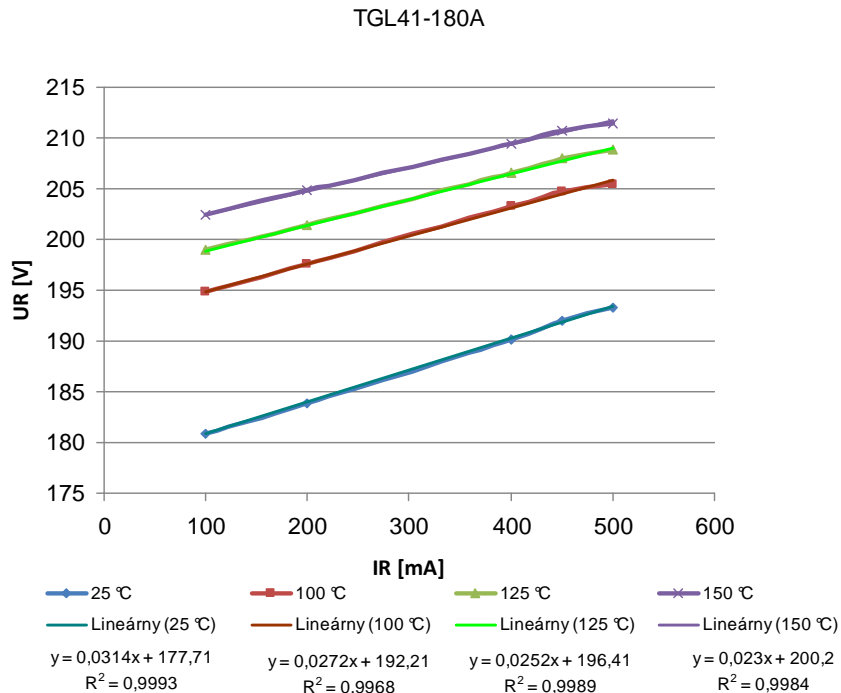
Potom priamka jeho lineárnej regresie v závislosti od teploty T je

$$U_{BR} = mT + b \quad (39)$$

Prierné napätie U_{BR0} pri referenčnej teplote 25°C a vypočítali zo súčtu

$$U_{BR0} = m25[^{\circ}\text{C}] + b \quad (40)$$

Teplotný koeficient α sme vypočítali ako $\alpha = m / U_{BR0}$.



Obr. 11: V-I krivky v závernom smere TVS diódy pre rôzne teploty prostredia spolu so vzťahmi pre ich lineárnu interpoláciu, ktoré majú tvar podľa vzťahu 34.

Odpor polovodičov je s teplotou klesajúca funkcia (35). Podobne ako pri napätí sme si za R_0 zvolili odpor pri 25°C . Vypočítali sme ho, rovnako ako U_{BR0} , z lineárnej regresie (39), (40) odporov, zistených zo vzťahov lineárnej interpolácie V-I kriviek meraných pri rôznych teplotách prostredia (37). Nakoniec, záporný teplotný koeficient β bol vypočítaný, rovnako ako α , z podielu smernice lineárnej regresie a R_0 .

Výsledné hodnoty U_{BR0} , R_0 a teplotné koeficienty α a β pre jednočipovú diódu, ktoré sme použili v simulácii, boli vypočítané z aritmetického priemeru troch meraných vzoriek. Priemerná hodnota prierného napätia pri 25°C je $U_{BR0} = 178 \pm 4 \text{ V}$, veľkosť odporu pri teplote prostredia 25°C použitom v simulácii je $R_0 = 31 \pm 4 \Omega$. Výsledná hodnota teplotných

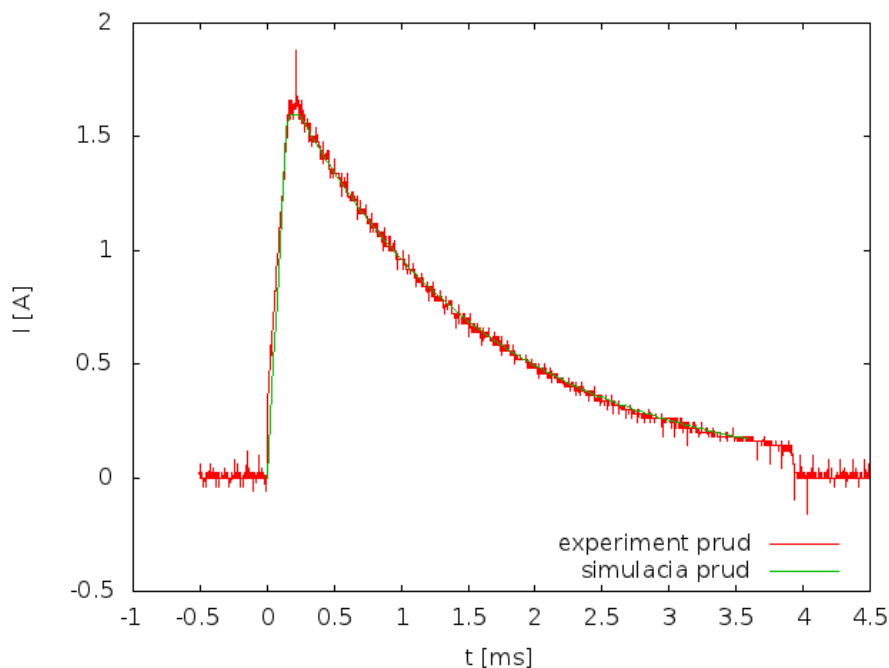
koeficientov vypočítaných z aritmetických priemerov je $\alpha=0,001 \pm 2,78 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ a $\beta=-0,002 \pm 0,00018 \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$.

8 Porovnanie výsledkov získaných zo simulácie a experimentu

Z odmeraných volt-ampérových charakteristík jedno a dvojčipových diód pri rôznych teplotách sme pomocou lineárnych interpolácií získali teplotne závislé hodnoty pre U_{BR} a R ako aj ich teplotné koeficienty α a β . Tvar prúdového pulzu získaného z merania bol v programe nahradený lineárnou a exponenciálnou funkciou (Obr.12) v tvare

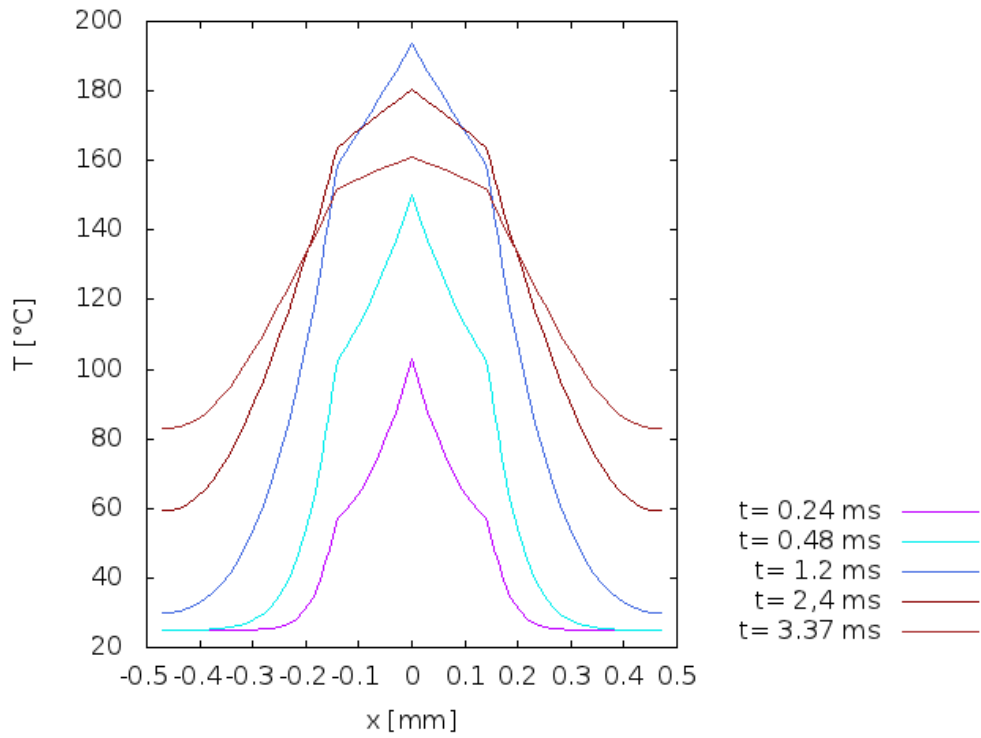
$$I(t) = \begin{cases} 0 < t < t_1 & a_1 t \\ t_1 \leq t \leq t_2 & I_{PP} \\ t_2 < t & a_2 \exp(-a_3(t-t_2)) \end{cases} \quad (41)$$

Pre jednočipovú diódu s $I_{PP}= 1,6 \text{ A}$ sme empiricky určili konštanty $a_1=1,0$, $a_2=1,06$, $a_3=1,0$

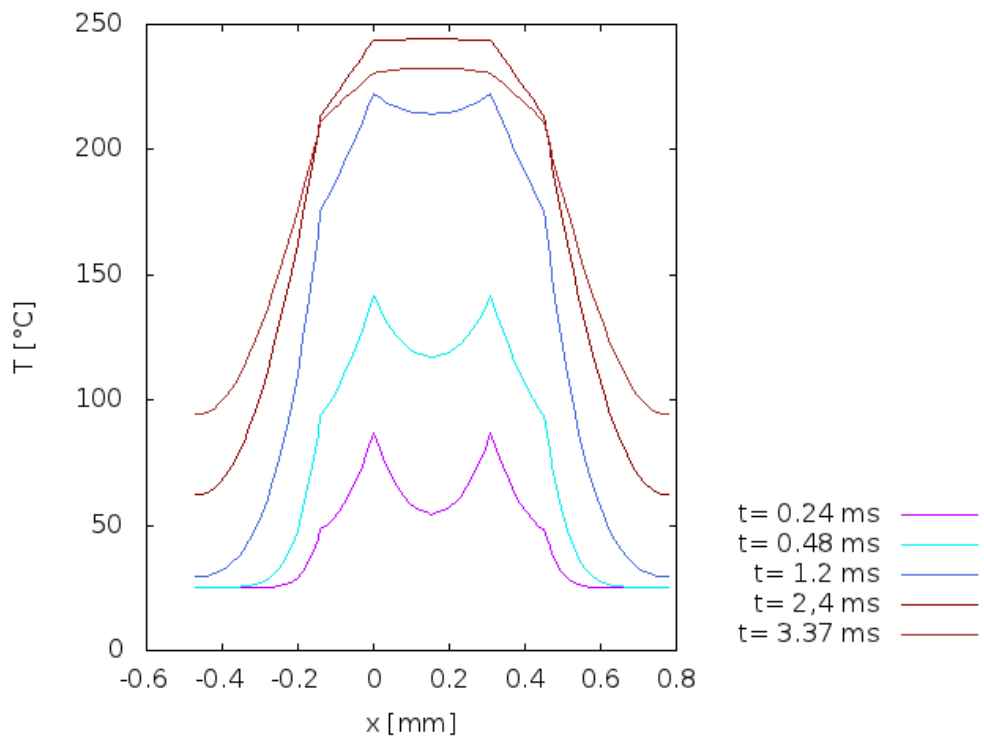


Obr.12: Náhrada prúdového impulzu pre jednočipovú diódu s $I_{PP}=1,6 \text{ A}$.

Pomocou konštánt získaných z merania počíta nami vytvorená simulácia priebeh teploty pozdĺž diódy s ľubovoľným počtom p-n priechodov (Obr.13), (Obr.14).



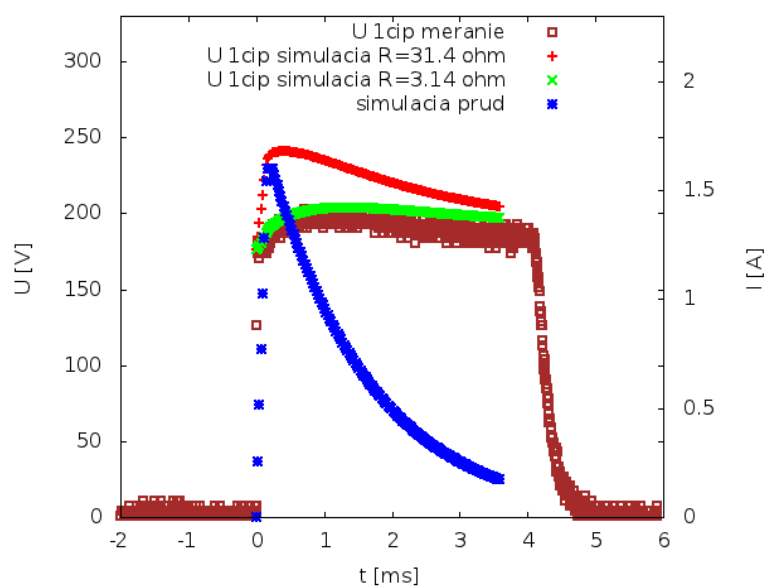
Obr.13: Teplotný profil pozdĺž jednočipovej diódy s p-n priechodom umiestneným v bode 0 v rôznych časoch.



Obr.14: Teplotné priebehy pozdĺž dvojčipovej diódy s $I_{pp}=1,4A$.

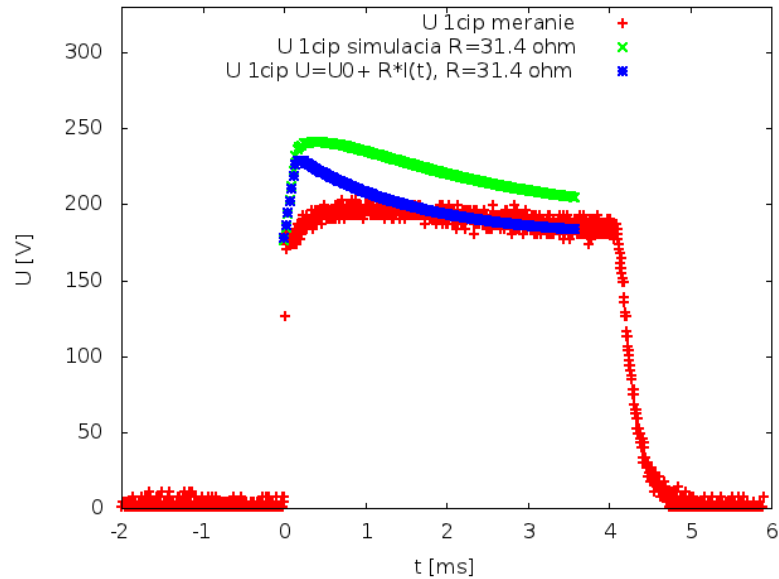
Podľa tvaru prúdového impulzu (Obr. 12), teplota na p-n priechodoch stúpa v oblasti lineárne narastajúceho prúdu. Maximálnu hodnotu dosiahne pri I_{PP} , pri nasledujúcom exponenciálnom poklese prúdového impulzu teplota na p-n priechodoch klesá a teplo sa šíri pozdĺž diódy. Na rozhraní dvoch prvkov diódy dochádza k zlomu teplotných priebehov, ktoré zodpovedajú zmene tepelnej vodivosti pri zmene materiálu.

Za účelom overenia presnosti simulácie sme porovnali vypočítané priebehy napätia s experimentálne nameranými napät'ovými odozvami jednočipovej diódy (Obr.15). Vplyv veľkosti odporu diódy na jej napätie sme overili zmenou z výsledkov merania vypočítaného odporu $R_0 = 31,4 \Omega$ na $R_0 = 3,14 \Omega$.



Obr.15: Vplyv veľkosti diferenciálneho odporu na vypočítané napätie. Zhoda simulácie s nameranou napät'ovou odozvou nastane pri desaťnásobnom zmenšení veľkosti diferenciálneho odporu vypočítaného zo stacionárnej V-I charakteristiky.

Aby sme vylúčili chybu v simulácii bol jej výsledok, okrem porovnania s nameranou napät'ovou odozvou, porovnaný aj s teplotne nezávislým napätím, získaným zo vzťahu: $U = U_0 + RI(t)$, kde odpor R a prirazné napätie U_0 sú teplotne nezávislé konštanty (Obr. 16).

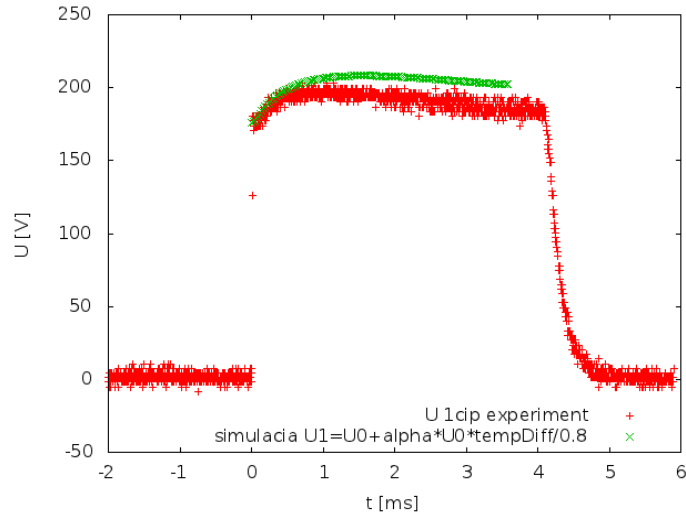


Obr. 16: Porovnanie napät'ových odoziev jednočipovej diódy získaných z merania, simulácie a vzťahu pre teplotne nezávislé napätie s konštantnou veľkosťou odporu.

Domnievame sa, že hlavnou príčinou veľkého rozdielu medzi experimentálnym a simuláciou vypočítaným napätím je nesprávne určený diferenciálny odpor diódy. Je to tiež v súlade s [9]. V ňom autori najprv overili, že napät'ová odozva diódy namáhanej pulzným prúdovým impulzom zodpovedá zmene teploty na p-n priedochde, pretože dĺžka prúdového impulzu bola príliš krátka na to, aby sa dióda dostala do rovnováhy s okolitým prostredím. Z grafu porovnania pulznej V-I charakteristiky s dvoma stacionárnymi, meranými pri dvoch rôznych teplotách prostredia a neznámych teplotách p-n priedochdu, vyplýva, že pulzná V-I krivka je izoterma, pretože pretína obe stacionárne V-I krivky v bodoch, ktoré majú rovnakú teplotu. Zo sklonu stacionárnej a pulznej krivky vyplýva, že diferenciálny odpor pulznej, izotermickej, V-I krivky je oveľa menší ako odpor získaný zo stacionárnej V-I krivky. Autori tiež odhadli, že nárast napätia na dióde pri lavínovom jave je z 80% spôsobený zvýšením teploty na p-n priedochde. Využitím tohto faktu a zanedbaním vplyvu odporu na zmenu napätia na p-n priedochde, prejde vzťah 6 na tvar

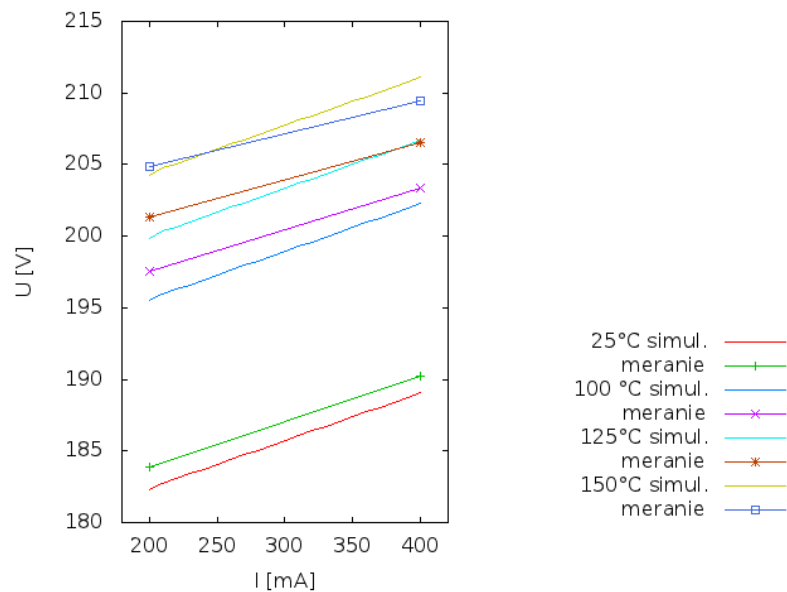
$$U_{BR}(T_{pn}) = U_{BR}(T_{pn}^0) + \alpha U_{BR}(T_{pn}^0) (T - T_{pn}^0) / 0,8 \quad (42)$$

Obrázok 17 potvrdzuje, že zmena teploty na p-n priedochde hrá významnú úlohu pri zvýšení napätia na dióde a tiež, že jednou z príčin rozdielu medzi meraním a simuláciou je nesprávne určenie diferenciálneho odporu diódy.



Obr. 17: Nárast napätia na dióde v lavínovom jave je z približne 80% zapríčinený nárastom teploty na p-n priechode.

Konštanty U_{BR0} , R_0 a teplotné koeficienty α , β boli vypočítané pomocou nameraných údajov zo stacionárnych V-I charakteristík, ktoré boli merané pre rôzne teploty prostredia. Napätie na dióde (6), rovnako ako jej odpor (35) a konštanty R_0 , β priamo závisia od teploty na p-n priechode a nie od teploty prostredia. Zjednodušenie použité pri analýze dát v ktorom sme uvažovali, že teplota na p-n priechode sa rovná teplote prostredia, pri ktorej bola meraná V-I krivka môže byť zdrojom chyby. Predstavu o jej veľkosti pri výpočte napätia na p-n priechode sme získali z porovnania nameraných V-I kriviek so simuláciou vypočítanými, kde boli použité konštanty R_0 a β vypočítané pomocou spomínaného zjednodušenia (Obr. 18).



Obr. 18: Porovnanie V-I charakteristík získaných z merania a zo simulácie, v ktorej boli použité konštanty R_0 a β vypočítané z nameraných údajov použitím zjednodušenia, v ktorom je teplota na p-n priechode rovnaká ako teplota prostredia, pri ktorej bola V-I charakteristika meraná.

Hoci použitie zjednodušenia nemá veľký vplyv na výpočet napätia na p-n priechode (Obr. 18), podľa obrázka 6 môže byť rozdiel teplôt medzi okrajom, prostredím a p-n priechodom aj 170 °C. Na odstránenie možných chýb pri výpočte teploty alebo napätia spôsobených použitím zjednodušenia kde sa namiesto teploty p-n priechodu využíva teplota prostredia T_0 je potrebné použiť transformáciu medzi týmito dvoma teplotami:

$$T_{pn} = T_0 + U(t)I(t)R^T \quad (43)$$

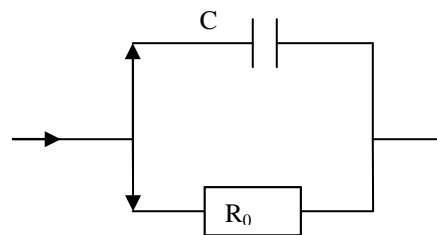
kde R^T je tepelný odpor diódy a z jej geometrie a fyzikálnych vlastností je preň odvodený vzťah:

$$R^T = \frac{2}{S} \left(\frac{L_{Cu}}{\lambda_{Cu}} + \frac{L_{Si}}{\lambda_{Si}} \right) \approx 1,5^\circ CW^{-1} \quad (44)$$

Vzťah 44 platí pre okrajovú podmienku s konštantnou teplotou na okraji a zhruba korešponduje s rozdielom teplôt na okraji a na p-n priechode v Obr. 6, pre teplotnú okrajovú podmienku pre čas 3 ms (I cca. 0,5 A, U cca. 200V, ΔT cca 150 C).

8.1 Vplyv kapacity diódy

Rozdiely zistené porovnaním napätia získaného zo simulácie a z merania, Obr. 15 a Obr. 16, evokovali, že môžu byť spôsobené aj kapacitným nabíjaním diódy. Veľkosť kapacity meraných diód sme nemali k dispozícii, preto sme vychádzali z predpokladu, že ak sa dióda kapacitne nabíja, má nasledovnú náhradnú schému (Obr. 19).



Obr. 19: Náhradná schéma zapojenia kapacitne nabíjajúcej sa diódy

Kde C je kapacita diódy a R_0 je jej teplotne nezávislý odpor. Z obrázka 15 sme odčítali približnú veľkosť časovej konštanty RC obvodu ako $\tau \approx 1ms$. Približnú veľkosť kapacity diódy sme vypočítali ako

$$C = \frac{\tau}{R_0} \approx \frac{10^{-3}s}{31,44\Omega} = 31,8mF \quad (45)$$

Meranie napät'ových odoziev bolo uskutočnené na diódach od firmy SEMIKRON, typu TGL41- 180A a TGL41-350A. Tie by mali mať približne rovnaké vlastnosti ako TVS diódy

zo série P4KE od firmy Littelfuse [10]. V katalógu TVS diód od firmy Littelfuse je uvedené, že séria P4KE má pri frekvencii $f=1\text{MHz}$ a pri prieraznom napätí $U_{BR}\approx 100\text{-}200\text{V}$ kapacitu $C\approx 10\text{-}20\text{ pF}$. Z toho usudzujeme, že rozdiel medzi napätiami získanými zo simulácie a z experimentu nie je spôsobený kapacitným nabíjaním diódy.

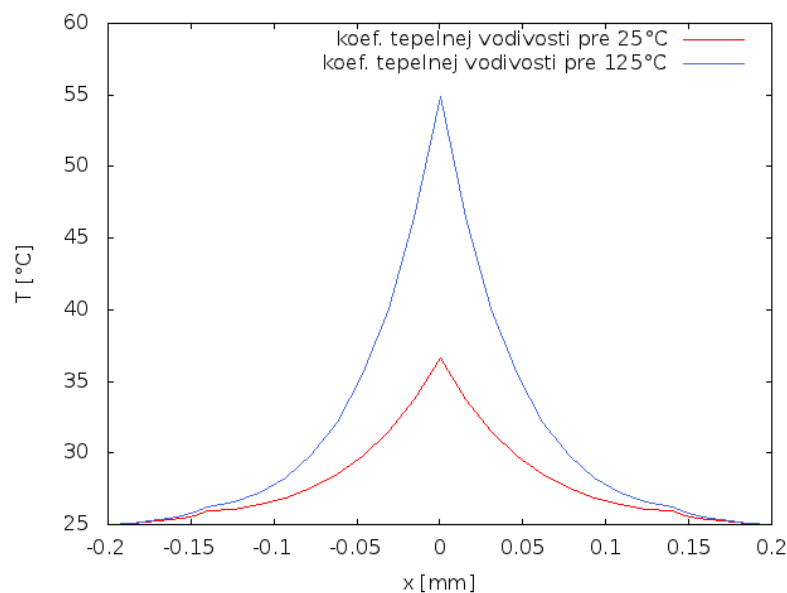
8.2 Vplyv koeficientu tepelnej vodivosti

Koeficient, súčiniteľ, tepelnej vodivosti λ vyjadruje množstvo tepla, ktoré musí za jednotku času prejsť telesom aby bol na jednotku dĺžky jednotkový teplotný spád. Vo všeobecnosti koeficient tepelnej vodivosti nie je konštanta. Vo väčšine kovov je to napr. s narastajúcou teplotou mierne klesajúca funkcia. Ak však rozdiel teplôt nie je veľký, zmena λ sa pri kovoch zanedbáva. Kryštalické tuhé látky ako diamant a polovodiče, napr. kremík sú dobrými tepelnými a zlými elektrickými vodičmi. Toto je jeden z dôvodov, prečo je kremík vhodný napr. na výrobu integrovaných obvodov. V tabuľke 2 je uvedený prehľad teplotných vodivostí λ pre všetky prvky diódy pri izbovej teplote a pri 125°C [11].

T [°C]	λ_{Si} [W/m/°C]	λ_{Pb} [W/m/°C]	λ_{Cu} [W/m/°C]
25	148	35,3	40,1
125	76,2	32,8	38,6

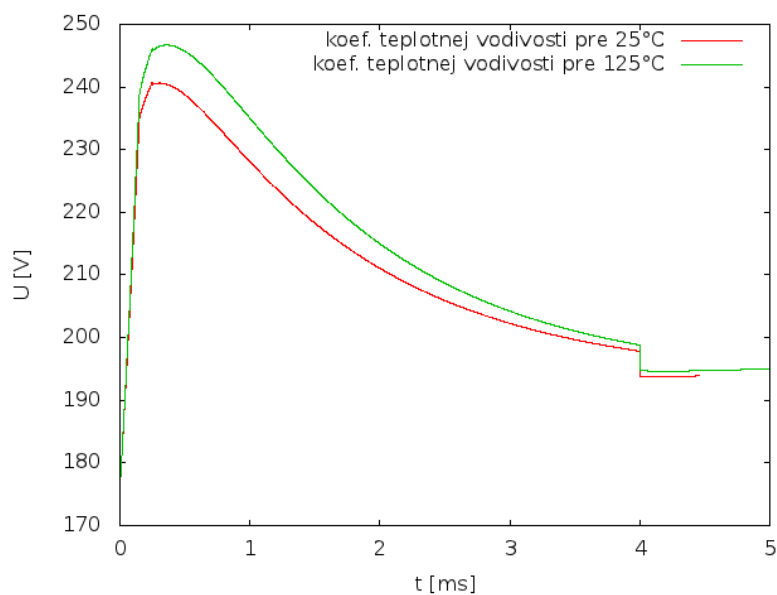
Tab. 2: Koeficienty tepelnej vodivosti pre všetky prvky diódy pre 25°C a 125°C .

Výsledný priebeh teploty v dióde závisí aj od koeficientu tepelnej vodivosti (9), (12). Vplyv λ na výpočet teploty pozdĺž diódy je vidno na obrázku 20, kde je porovnanie teplotných profilov počítaných v rovnakom časovom okamihu s λ pre 25°C a tiež pomocou λ pre 125°C .



Obr. 20: Porovnanie teplotných profilov jednočipovej diódy počítaných v rovnakom časovom okamihu pomocou λ pre 25 °C a λ 125 °C.

Veľkosť koeficientu tepelnej vodivosti má na výpočet teploty jednoznačný vplyv (Obr. 20). Napätie na dióde je tiež teplotne závislá funkcia (6), preto sme overili vplyv λ na jeho veľkosť (Obr. 21).



Obr. 21: Vplyv veľkosti λ na výpočet napätia na p-n priechode.

Podľa obrázka 21, kde rozdiel v napäťových píkoch na p-n priechode je cca. 2,5 %, sme usúdili, že rozdiel medzi napätím získaným zo simulácie a z experimentu (Obr. 16), nie je spôsobený tým, že sme v simulácii použili konštantnú veľkosť koeficientu λ .

9 Záver

Vytvorili sme simuláciu, ktorá na základe konštant získaných z nameraných stacionárnych volt-ampérových charakteristík počíta distribúciu teploty pozdĺž diódy s ľubovoľným počtom p-n priedchodov. V práci sme popísali návrh a implementáciu programu na výpočet priebehu teploty pozdĺž jedno- a dvojčipovej diódy pomocou explicitnej metódy konečných diferencí pri 2 druhoch okrajových podmienok. Simuláciou vypočítané hodnoty napätia sa nezhodujú s experimentálne odmeranými napät'ovými odozvami diódy (Obr. 15), (Obr. 16).

Kvôli vylúčeniu chyby v simulácii sme napät'ové odozvy diódy získané z merania a výpočtu porovnali s teplotne nezávislým napätím v ktorom bola veľkosť odporu konštantná (Obr. 16). Zát'azový prúdový pulz bol v simulácii tiež modelovaný správne (Obr. 12). Pri zmenšení odporu diódy sa simulácia (modrá krivka) priblížila k teplotne nezávislému napätiu (zelená krivka). Zhoda simulácie s nameranou napät'ovou odozvou nastala pri desaťnásobnom zmenšení diferenciálneho odporu R_0 (Obr. 15). Z toho usudzujeme, že jednou z hlavných príčin veľkej odchýlky simulácie od merania je nesprávne určená veľkosť diferenciálneho odporu diódy. Ten bol vypočítaný zo stacionárnej V-I charakteristiky diódy. Naše tvrdenie je v súlade s [9] v ktorom sa uvádza, že diferenciálny odpor izotermickej V-I charakteristiky je oveľa menší ako odpor stacionárnej V-I charakteristiky meranej pri konštantnej teplote prostredia a neznámej teplote p-n priedchodu.

Namerané volt-ampérové charakteristiky diódy pri rôznych teplotách prostredia naznačujú, že odpor diódy je nielen teplotne závislá funkcia, ale aj pri veľkých prúdových hustotách klesajúca funkcia (Obr.4). Kvôli výkonovému obmedzeniu prúdového zdroja sa nám žiaľ, toto tvrdenie nepodarilo overiť. Ďalším možným dôvodom výrazného rozdielu medzi simuláciou vypočítanou a odmeranou napät'ovou odozvou diódy, preto môže byť nezodpovedajúci model V-I charakteristiky v lavínovom režime pre vyššie prúdové hustoty.

Na zvýšenie presnosti výpočtu teploty je potrebné v simulácii počítať s odporom diódy, ktorý by bol odvodený z nameraných izotermických V-I charakteristík a so známou závislosťou od prúdovej hustoty. Tiež treba brať do úvahy zmenu koeficientu tepelnej vodivosti s teplotou, čo bolo kvôli zachovaniu prehľadnosti v tejto práci vynechané.

Literatúra

- [1] What are TVS Diodes? K dnu 10.4. 2013 dostupné na:
http://www.semtech.com/images/promo/What_are_TV_S_Diodes.pdf
- [2] I.G. Lawson: The Differences Between Unidirectional and Bidirectional TVS Devices. K dnu 10.4. 2013 dostupné na:
http://www.protekdevices.com/Assets/Documents/Technical_Articles/ta1003.pdf
- [3] B. Van Zeghbroeck, Principles of Semiconductor Devices, 2011. K dnu 10.4. 2013 dostupné na:
<http://ecee.colorado.edu/~bart/book/book/contents.htm>
- [4] R. Victor Jones: Electronic Devices and Circuits-Zener and Avalanche Breakdown/ Diodes, 2001. K dnu 10.4. 2013 dostupné na:
http://people.seas.harvard.edu/~jones/es154/lectures/lecture_2/breakdown/breakdown.html
- [5] S. M. Sze: Principles of Semiconductor Devices, Wiley, N.Y. (2007).
- [6] R. H. A. Haitz: Method for Heat Flow Resistance Measurements, *IEEE Transactions on Electron Devices* **3**, 438-444 (1969).
- [7] Y. Shabany: Heat Transfer- Thermal Managment of Electronics, CRC Press (2010).
- [8] G. D. Smith: Numerical Solution of Partial Differential Equations, Oxford University Press (1975).
- [9] B. Senitzky and P. D. Radin, *J. App. Phys.* **30**, 1945 (1959).
- [10] Littelfuse: Transient Voltage Suppression (TVS) Diode Products. K dnu 10.4. 2013 dostupné na:
http://www.littelfuse.com/~media/Files/Littelfuse/Technical%20Resources/Documents/Product%20Catalogs/Littelfuse_TV_S_Diode_Catalog.pdf
- [11] D. R. Lide: Handbook of chemistry and physics, CRC Press (2004).