



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

**FAKULTA ELEKTROTECHNIKY
A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ**

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV MIKROELEKTRONIKY

DEPARTMENT OF MICROELECTRONICS

**STUDIUM TEPLOTNÍCH PARAMETRŮ
NANOSTRUKTUROVANÉHO SENZORU PRO DETEKCI IR**

THERMAL PARAMETERS STUDY OF NANOSTRUCTURED IR SENSOR

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Vojtěch Šalomoun

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Vojtěch Svatoš

BRNO 2016



VYSOKÉ UČENÍ FAKULTA ELEKTROTECHNIKY
TECHNICKÉ A KOMUNIKAČNÍCH
V BRNĚ TECHNOLOGIÍ

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor **Mikroelektronika**

Ústav mikroelektroniky

Student: Bc. Vojtěch Šalomoun **ID:** 136587 **Ročník:** 2 **Akademický rok:** 2015/16

NÁZEV TÉMATU:

Studium teplotních parametrů nanostrukturovaného senzoru pro detekci IR

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Prostudujte problematiku IR detekce. Provedte simulace teplotních a mechanických vlastností struktury bolometru. Realizujte závěrečný výrobní proces nutný k měření a charakterizace bolometru. Změřte teplotní vlastnosti (teplotní kapacitu, teplotní vodivost a časovou konstantu). Tyto měření proveďte bez i s nanostrukturami jako absorpční vrstvou. Provedte libovolné měření IR.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

Dle pokynů vedoucího práce.

Termín zadání: 8.2.2016

Termín odevzdání: 26.5.2016

Vedoucí práce: Ing. Vojtěch Svatoš

Konzultant diplomové práce:

doc. Ing. Lukáš Fujcik, Ph.D., předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Vysoké učení technické v Brně / Technická 3058/10 / 616 00 / Brno

ABSTRAKT

Úkolem této diplomové práce je studium problematiky detekce infračerveného záření termálními detektory a výzkum aplikace uhlíkových nanotubic jako absorpční vrstvy bolometru. Teoretická část práce poskytuje úvod do problematiky termálních detektorů IR záření. V praktické části je popsán návrh a výroba mikrobolometru s absorpční vrstvou z uhlíkových nanotubic. Závěrečnou část tvoří popis měřicí metody pro zjištění teplotních parametrů bolometru, jejich měření a vyhodnocení naměřených hodnot.

KLÍČOVÁ SLOVA

termální detektor, infračervené záření, bolometr, nanotubice, návrh, výroba, měření

ABSTRACT

Goal of this thesis is to study infrared detection by means of thermal detectors and possible application of carbon nanotubes as an absorption layer of bolometer. Theoretical part of this work gives an introduction to thermal detectors. In practical part design and manufacturing of microbolometer with carbon nanotubes absorption layer are described. Final part is based on description and performance of method for evaluation of thermal parameters of bolometer devices.

KEYWORDS

thermal detector, infrared radiation, bolometer, nanotubes, design, fabrication, measurement

ŠALOMOUN, V. Studium teplotních parametrů nanostrukturovaného senzoru pro detekci IR. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2016. 63 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Vojtěch Svatoš.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma „Design a simulace nanostrukturovaného senzoru pro detekci IR“ jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

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

V Brně dne 26. 5. 2016

.....

podpis autora

PODĚKOVÁNÍ

Děkuji vedoucímu své práce Ing. Vojtěchu Svatošovi za cenné rady, kterých se mi od něj dostalo a za jeho zkušenosti, které mi předal. Děkuji také své rodině, která mi umožnila studium na VUT v Brně. A děkuji své partnerce Daně Stiborové za podporu a pochopení.

V Brně dne 26. 5. 2016

.....

podpis autora



Výzkum popsany v této diplomové práci byl realizován v laboratořích podpořených z projektu SIX; registrační číslo CZ.1.05/2.1.00/03.0072, operační program Výzkum a vývoj pro inovace.



EVROPSKÁ UNIE
EVROPSKÝ FOND PRO REGIONÁLNÍ ROZVOJ
INVESTICE DO VAŠÍ BUDOUCNOSTI



OBSAH

Úvod	9
1 Teorie.....	10
1.1 Historie snímání infračerveného záření	10
1.2 Infračervené záření.....	11
1.3 Fyzika záření.....	12
1.3.1 Planckův vyzařovací zákon	12
1.3.2 Wienův posunovací zákon.....	13
1.3.3 Stefan-Boltzmannův zákon.....	14
1.3.4 Kirchhoffův zákon tepelného vyzařování.....	14
1.4 Technologie detektorů IR záření.....	14
1.4.1 Mikro-elektro-mechanické systémy	15
1.4.2 Termoelektrický senzor	15
1.4.3 Pyroelektrický senzor	16
1.4.4 Bolometr	17
1.4.5 Senzorické pole.....	18
1.4.6 Pouzdření termálních senzorů.....	19
1.5 Sledované parametry detektorů IR záření.....	19
1.5.1 Šířka pásma.....	19
1.5.2 Časová konstanta	19
1.5.3 Citlivost	20
1.5.4 Práh citlivosti	20
1.6 Model termálního detektoru.....	21
1.6.1 Ustálený stav.....	22
1.6.2 Přechodové děje.....	22
1.6.3 Parametry termálního detektoru	23
1.7 Fyzika bolometru	23
1.7.1 Parametry bolometru	23
1.7.2 Self-heating efekt a jeho kompenzace	25
1.8 Materiály pro výrobu mikrobolometru	26
1.8.1 Konvenční materiály.....	26

1.8.2	Uhlíkové nanotrubic.....	26
2	Návrh mikrobolometru	28
2.1.1	Volba materiálů	28
2.1.2	Layout čipu	28
2.1.3	Rozměry.....	30
2.1.4	Simulace	31
3	Výroba mikrobolometru	34
3.1.1	Výroba čipu	34
3.1.2	Příprava uhlíkových nanotubic.....	36
4	Měření parametrů mikrobolometru.....	38
4.1	Měření teplotních vlastností.....	38
4.1.1	Popis měřicího pracoviště.....	39
4.1.2	Měření časové konstanty	40
4.1.3	Měření tepelné kapacity a tepelné vodivosti	43
4.1.4	Vyhodnocení měření.....	51
4.2	Měření citlivosti	57
4.2.1	Měření odezvy na dopadající IR záření	57
4.2.2	Vyhodnocení měření.....	58
	Závěr	60
	Seznam informačních zdrojů	62

ÚVOD

Senzorická pole termálních detektorů infračerveného záření (IR) nabývají v posledních letech na významu. Dnes je již možné realizovat citlivé senzory IR záření, které nevyžadují kryogenické chlazení, jako tomu je u fotonových detektorů. Moderní technologie zobrazování IR záření je založená na termálních detektorech, ve většině případů na bolometrech. Absence nutnosti chlazení dává bolometrům velký potenciál pro komerční úspěch. Tlak na zlepšování jejich parametrů je tedy značný.

Unikátní možnost, jak zvýšit absorpční schopnost bolometru poskytují uhlíkové nanotrubic. Tato diplomová práce se zabývá studiem, výrobou a měřením bolometru s absorpční vrstvou z uhlíkových nanotubic. Práce je součástí déle trvajícího projektu vývoje termální kamery na VUT v Brně. Nelze proto očekávat, že výstupem diplomové práce bude finální produkt. Čip s mikrobolometry vyrobený v rámci diplomové práce má sloužit pro studium parametrů bolometru.

První kapitulu práce představuje teoretický úvod do problematiky IR detekce. Teoretický úvod se zaměřuje pouze na termální detektory a podává základní přehled o jejich parametrech. Na závěr je jedna podkapitola věnována teorii uhlíkových nanotubic.

V druhé kapitole je navrhován čip s mikrobolometry pro studium jejich parametrů. Je zde vysvětlena volba materiálu, popsán návrh layoutu čipu a návrh rozměrů membrány. Kapitulu uzavírají počítačové simulace pro zjištění chování struktury mikrobolometru při procesu růstu uhlíkových nanotubic.

Ve třetí kapitole je popsán krok za krokem výrobní proces čipu. Popis je doplněn fotografiemi dílčích výsledků a na konec i fotografií hotového čipu s absorpční vrstvou z uhlíkových nanotubic.

Závěrečnou kapitulu práce tvoří měření teplotních parametrů vyrobených mikrobolometrů metodou buzení můstkového zapojení s mikrobolometrem obdélníkovým pulsem napětí. Změřené hodnoty jsou okomentovány, zapsány do tabulek a vyneseny do grafických závislostí.

1 TEORIE

1.1 HISTORIE SNÍMÁNÍ INFRAČERVENÉHO ZÁŘENÍ

V roce 1800 William Herschel objevil infračervené (IR) záření. Učinil tak, když měřil teplotu barev ve spektru slunečního záření rozloženého optickým hranolem. Použil k tomu rtuťového teploměru se začerněnou jímkou. Když si povšiml, že teplota vzrůstá od modré barvy směrem k červené, posunul teploměr až za hranici viditelné červené barvy, kde naměřil ještě vyšší teplotu. Herschel tedy usoudil, že musí existovat další typ světla, který není vidět, ale projevuje se tepelnými účinky [1].

Tepelné projevy nového typu záření poskytly možnost, jak jej detekovat. Zpočátku vycházela konstrukce detektorů z konvenčních teploměrů. Jejich citlivost však nebyla dostatečná. Termoelektrický jev objevený roku 1821 T. J. Seebeckem otevřel cestu pro konstrukci citlivějšího zařízení, složeného z řady termočlánků, jak jej v roce 1831 představili Italové Nobili a Melloni. Citlivost a časová konstanta jejich přístroje (v angličtině běžně nazývaného thermopile) byla o řád větší než do té doby používaných teploměrů. IR záření vydávané lidským tělem bylo možné detekovat až na vzdálenost osmi metrů. Na druhé straně však přístroj ještě neumožňoval spektroskopické studium IR záření, protože rozměry a tvar jeho citlivé vrstvy nebyly kompatibilní s disperzním spektrometrem, potřebným pro rozklad světla [2].

To umožnil až roku 1880 S. P. Langley svým přístrojem, který nazval bolometr (což v řečtině znamená doslova měřič záření). Bolometr využíval závislosti elektrického odporu materiálu na teplotě, v tomto případě úzkého platinového pásku, zapojeného jako jedno rameno Wheatstoneova můstku. Otevřela se tím cesta pro měření závislosti intenzity záření připadající na konkrétní vlnové délky ve spektru slunečního záření. Citlivost bolometru byla mnohem větší než tehdy používaných termočlánků. Uvádí se, že Langley byl s pomocí bolometru schopen detekovat krávu až na 400 m. Na tehdejší dobu vysoká citlivost přístroje podnítila konstruktéry k dalšímu zvyšování citlivosti již dobře známých termočlánků [3].

V roce 1917 T. W. Case zkonstruoval nový typ IR detektoru, který na rozdíl od předchozích nevyužíval tepelných projevů záření. Namísto toho využíval jevu, který byl objeven v roce 1873 W. Smithem, fotovodivosti. Ta je důsledkem vnitřního fotoelektrického jevu a projevuje se změnou elektrické vodivosti materiálu, na který dopadá elektromagnetické záření. Podporován americkou armádou zkonstruoval Case IR signalizační zařízení, které umožňovalo předávat zprávy vzduchem až na vzdálenost 30 km. Toto zařízení však trpělo mnoha nedostatky, zejména pomalou odezvou a vysokou hodnotou šumu [4].

Přes své nedostatky ukázal Caseův detektor, kudy se bude ubírat technologie detektorů IR záření. Možnost přímé přeměny optického signálu na elektrický dala za vznik myšlenky konvertoru IR záření na viditelný obraz. Ve 30. letech 20. století se objevila zařízení založená na vakuových fotonkách, ve kterých se využilo vnějšího fotoelektrického

jevu. Na kovový materiál, zapojený jako katoda, se nechalo dopadat záření, důsledkem čehož dochází k emisi elektronů. Anodu zařízení pak tvořilo fluorescentní stínítko, na kterém vznikal viditelný obraz korespondující s dopadajícím IR zářením. Tím bylo umožněno noční vidění, o které měla enormní zájem armáda [4].

Vývoj po druhé světové válce podporovala nejen armáda. S využitím IR senzorů se počítalo i v protipožární ochraně a v telekomunikacích. Tlak na vývoj přinášel své výsledky v podobě využití nových materiálů pro konstrukci fotonových detektorů. Nejperspektivnějším materiálem se postupně ukázala sloučenina rtuti, kadmia a teluru HgCdTe, která má polovodivé vlastnosti.

Na konci 60. let 20. století se objevily první detektory IR záření, které využívaly pole senzorů umístěné v ohniskové rovině optické čočky (angl. Focal Plane Array – FPA). V FPA jsou jednotlivé senzory uspořádány maticovým způsobem a každý tak tvoří jeden pixel výsledného obrazu. Pozdější technologie CCD (z angl. Charge-coupled Device) pak umožnila integraci dvourozměrného maticového pole fotonových detektorů s elektronickými obvody. Vývoj těchto zařízení pokračuje dodnes.

V průběhu 20. století dominovaly ve vývoji IR detektorů fotonové detektory. Jejich velkým nedostatkem je, že vyžadují intenzivní chlazení, v konkrétních případech až na teplotu kapalného dusíku. To brání jejich širší komercializaci. Oproti tomu termální detektory záření, jakým je třeba výše zmíněný bolometr, mohou fungovat i za pokojových teplot.

Termální detektory IR záření našly uplatnění ve specifických aplikacích. Jedním z nich je spektrometr s Golayovými buňkami, ve kterých se využívá tepelného rozpínání plynu. Dále pyroelektrický vidikon (PEV), používaný v protipožární ochraně, který funguje podobně jako klasická televizní CRT obrazovka, ve které je však fotovodivé stínítko nahrazeno pyroelektrickým materiálem [5], [6].

Technologie mikro-elektro-mechanických systémů (MEMS) umožnily vytvořit na čipu tepelně izolovanou strukturu. Tím se otevřela možnost realizovat termální senzor IR záření integrovaný s elektronickým obvodem. Na čipu tak lze vyrobit jak bolometr, tak termočlánek a lze využít i dalších jevů jako třeba pyroelektrického.

Stejně jako s fotonovými detektory existují FPA termálních detektorů. Více jak 95 % termálních senzorů na trhu jsou pole mikrobolometrů. Tato zařízení nacházejí široké uplatnění ve sledovacích systémech, automobilovém průmyslu a samozřejmě v armádě [4].

1.2 INFRAČERVENÉ ZÁŘENÍ

Infračervené (IR) záření je elektromagnetické záření v intervalu vlnových délek větších než má viditelné světlo, za jehož hranici se považuje vlnová délka 700 nm, až po vlnovou délku 1 mm. Dále se dělí na jednotlivá pásma, která však nejsou jednotně standardizována. Jedno z používaných rozdělení je uvedeno v tab. 1:

pásmo IR	zkratka pásma	vlnová délka λ [μm]	frekvence f [THz]
blízké	NIR	0,7 - 1	$\approx 300 - 430$
krátké vlny	SWIR	1 - 3	$\approx 100 - 300$
střední vlny	MWIR	3 - 8	$\approx 37 - 100$
dlouhé vlny	LWIR	8 - 15	$\approx 20 - 37$
velmi dlouhé vlny	VLWIR	14 - 30	$\approx 10 - 20$
vzdálené	FIR	30 - 100	$\approx 3 - 10$

tab. 1 Rozdělení pásem IR záření [4]

Výše uvedené rozdělení pásem má vazbu na tzv. atmosférická okna. Jedná se o pásma, ve kterých zemská atmosféra téměř neovlivňuje šíření IR paprsků. Jedno okno se nachází v pásmu MWIR v intervalu vlnových délek 3 až 5 μm . Druhé okno leží v pásmu LWIR mezi vlnovými délkami 8 a 14 μm . Toto pásmo má velký význam pro termální zobrazovací technologie, protože objekty o pokojové teplotě 300 K vyzařují spektrum vlnových délek, jejichž maximum má hodnotu přibližně 10 μm [7].

1.3 FYZIKA ZÁŘENÍ

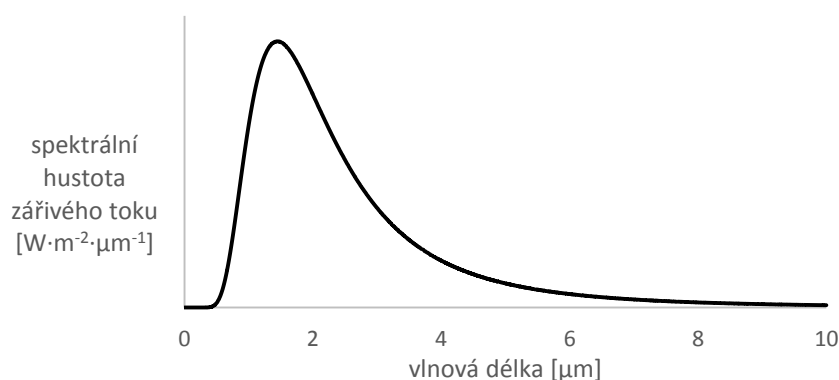
Z pohledu přenosu energie je chování záření popsáno čtyřmi fyzikálními zákony. Jedná se o Planckův vyzařovací zákon, Wienův posunovací zákon, Stefan-Boltzmannův zákon a Kirchhoffův zákon tepelného vyzařování.

1.3.1 PLANCKŮV VYZAŘOVACÍ ZÁKON

Všechna tělesa emitují za všech okolností záření na všech vlnových délkách. Jejich emisní spektrum je tedy spojitě (obr. 1). Spektrální hustota zářivého toku B dokonale černého tělesa je závislá na teplotě T tělesa a na vlnové délce λ záření podle vztahu v rovnici 1:

$$B = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, \quad (1)$$

kde c je rychlost světla, k je Boltzmannova konstanta a h představuje Planckovu konstantu [8].



obr. 1 Grafické znázornění Planckova vyzařovacího zákona pro teplotu $T = 2000 \text{ K}$

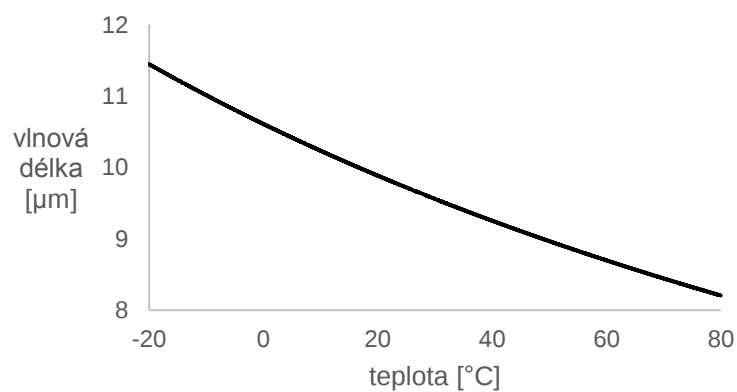
1.3.2 WIENŮV POSUNOVACÍ ZÁKON

Vlnová délka λ_{max} , se kterou je spektrální hustota zářivého toku B pro danou teplotu T maximální, je nepřímo úměrná teplotě T tělesa podle rovnice 2.

$$\lambda_{max} = \frac{b}{T}, \quad (2)$$

kde b je Wienova posunovací konstanta a má hodnotu $b = 2898 \text{ μm} \cdot \text{K}$ [8].

Z grafického znázornění Wienova zákona na obr. 2 lze zjistit, že objekt o pokojové teplotě $T = 20 \text{ °C}$ emituje zářivý tok, jehož spektrální hustota je maximální na vlnové délce $\lambda = 9,89 \text{ μm}$ a spadá tedy do IR záření.



obr. 2 Grafické znázornění Wienova posunovacího zákona

1.3.3 STEFAN-BOLTZMANNŮV ZÁKON

Celkový výkon P záření emitovaného tělesem je přímo úměrný čtvrté mocnině teploty T podle rovnice 3.

$$P = \sigma \varepsilon A T^4, \quad (3)$$

kde A je plocha tělesa a σ je Stefan-Boltzmannova konstanta, která má hodnotu $\sigma = 5,6704 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$. Emisivita ε , která má pro absolutně černé těleso hodnotu $\varepsilon = 1$, je definována rovnicí 4:

$$\varepsilon = \frac{M}{M_0}, \quad (4)$$

kde M je plošná hustota zářivého toku emitovaného z plochy tělesa A a M_0 je plošná hustota zářivého toku emitovaného ze stejné plochy A absolutně černým tělesem za stejné teploty T . Emisivita tedy vyjadřuje schopnost tělesa vyzařovat energii [8].

1.3.4 KIRCHHOFFŮV ZÁKON TEPELNÉHO VYZAŘOVÁNÍ

Spektrální emisivita vyjadřuje nejen schopnost tělesa záření o určité vlnové délce emitovat, ale také jej absorbovat. Zjednodušeně řečeno to znamená, že těleso, které je dobrým zářičem, je také dobrým absorbérem. [7]

1.4 TECHNOLOGIE DETEKTORŮ IR ZÁŘENÍ

Pro detekci IR záření se využívá jeho interakce s prostředím. Energie, kterou záření přenáší, může být transformována na elektrickou a takto pak dále zpracována jako elektrický signál. To je základním principem každého senzoru záření. Pro transformaci energie IR záření se v senzorech využívá fyzikálních jevů, které mají buď optický, nebo termální charakter.

V optických senzorech, nazývaných fotonové detektory, dochází k interakci fotonů záření s elektrony v detekčním materiálu. Použití fotonových detektorů je značně limitováno nutností je chladit. Oproti tomu termální detektory jsou schopny pracovat i za pokojové teploty. I přestože parametry termálních detektorů IR záření nejsou na takové úrovni, jako parametry fotonových detektorů, absence nutnosti intenzivního chlazení termálních detektorů umožňuje jejich širší komercializaci. Tato diplomová práce si klade za cíl popsat technologii termálních senzorů IR záření, a proto se v dalším textu už bude věnovat pouze těmto.

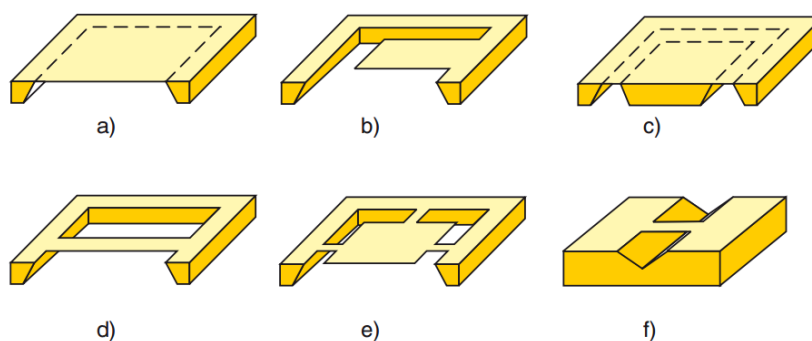
Termální detektor absorbuje IR záření, čímž se ohřeje. Změnu jeho teploty lze využít prostřednictvím některého tepelně-elektrického jevu pro generaci elektrického signálu korespondujícího s dopadajícím IR zářením.

Současné termální detektory se vyrábí jako diskrétní součástky i jako součásti větších elektronických systémů pro detekci, vyhodnocení a zobrazení IR záření. Využívá

se proto technologií, které jsou kompatibilní s technologiemi výroby elektronických obvodů.

1.4.1 MIKRO-ELEKTRO-MECHANICKÉ SYSTÉMY

Mikro-elektro-mechanický systém (MEMS) je struktura na čipu, vytvořená mikroobráběním, která umožňuje integraci senzorů s vyhodnocovacími obvody na jednom čipu. Typické tvary struktur ilustruje obr. 3.



obr. 3 Typické struktury realizované mikroobráběním: a) uzavřená membrána, b) mikronosník, c) membrána se seismickou hmotou, d) mikromůstek, e) zavěšená membrána, f) mikrokanálek [9]

Z pohledu konstrukce termálních detektorů je MEMS technologie důležitá, protože umožňuje na čipu vytvořit tepelně izolovanou strukturu. Toho se dosáhne podleptáním nosné vrstvy. Mikroobrábění zahrnuje celou škálu leptacích technik s různým stupněm sofistikovanosti vytvořené struktury. Pro realizaci termálního detektoru je nutná vysoká přesnost geometrie vzhledem k vyžadovanému rozlišení. Vhodné leptací techniky jsou: reaktivní leptání, případně reaktivní leptání asistované plazmou.

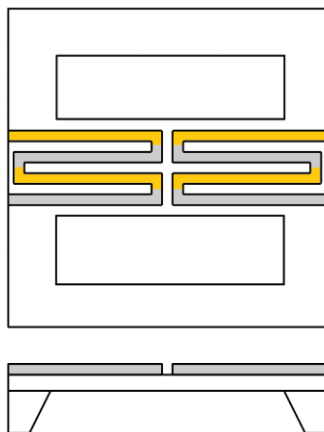
Depozice funkčních vrstev termálního detektoru probíhá pomocí standardních mikroelektronických technologií. Materiál a tvar citlivé vrstvy detektoru, která je absorberem tepla, závisí na fyzikálním jevu, kterého se pro tuto konverzi využije.

1.4.2 TERMOELEKTRICKÝ SENZOR

Vytvoření dvou vzájemných spojů dvou různých vodivých materiálů a uvedení těchto spojů na různé teploty vyvolá průtok elektrického proudu obvodem uzavřeným z těchto dvou vodičů. Tento jev, nazývaný jako Seebeckův, je základem termočlánku. Pokud se dva různé materiály zhotoví ve formě tenkých drátků, jejich spoje mají jen malou tepelnou kapacitu. Jen malá tepelná energie pak stačí k tomu, aby obvodem protékal elektrický proud.

Zapojením mnoha takových spojů za sebe do série vznikne citlivější přístroj, v angl. nazývaný thermopile. Tzv. horké spoje jsou vystaveny působení IR záření, zatímco tzv. chladné spoje jsou udržovány na teplotě okolí, nebo mohou být chlazeny.

V technologii MEMS lze realizovat termoelektrický senzor jako podleptanou strukturu, např. můstek (obr. 4). Horké spoje se umístí do středu podleptané, a tedy tepelně izolované části, zatímco chladné spoje jsou umístěním na substrát udržovány na teplotě okolí.

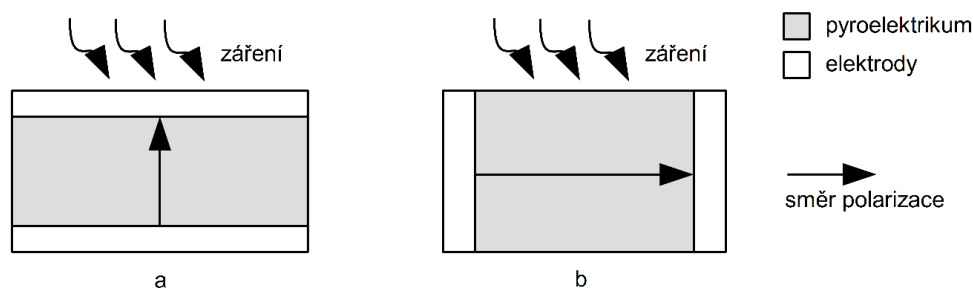


obr. 4 Schématické znázornění realizace termočlánku v technologii MEMS. Nahoře je pohled shora na podleptaný můstek, na němž jsou umístěny tzv. horké spoje termočlánku. Dole je řez strukturovou.

1.4.3 PYROELEKTRICKÝ SENZOR

Pyroelektrický senzor využívá závislosti spontánní polarizace materiálu na teplotě. Na zahřátém nebo ochlazeném pyroelektriku je generován potenciálový rozdíl, který je úměrný změně teploty.

MEMS pyroelektrický senzor se zhotovuje depozicí pyroelektrické vrstvy na podleptanou strukturu. Elektrody lze na pyroelektrikum umístit buď vertikálně, čímž vznikne tzv. sendvičová struktura, nebo horizontálně (obr. 5). Adekvátně k zvolené geometrii musí být orientována krystalografická mřížka pyroelektrika, aby směr polarizace souhlasil s umístěním elektrod [10].

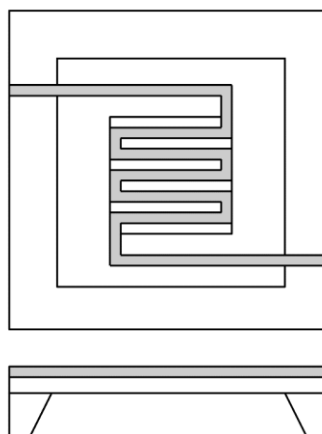


obr. 5 Typická konfigurace elektrod v pyroelektrickém mikrosenzoru: a) tenká vrstva pyroelektrika je vložena mezi dvěma vertikálně deponovanými elektrodami (tzv. sendvičová struktura) b) vrstva pyroelektrika je deponována mezi dvě horizontální elektrody [10].

1.4.4 BOLOMETR

Bolometr využívá k detekci IR záření závislosti elektrického odporu na teplotě. Jelikož je výstupní veličinou korespondující s dopadajícím zářením změna elektrického odporu, je nutné bolometr napájet. Na rozdíl od pyroelektrického, nebo termoelektrického senzoru, které generují napětí sami.

V MEMS technologii se mikrobolometr realizuje jako podleptaná membrána, jejíž plochu pokrývá meandr z materiálu s vysokou hodnotou teplotního součinitele odporu (TCR). Vytvořením meandru je maximalizována absorpční plocha bolometru, což má pozitivní vliv na jeho citlivost.



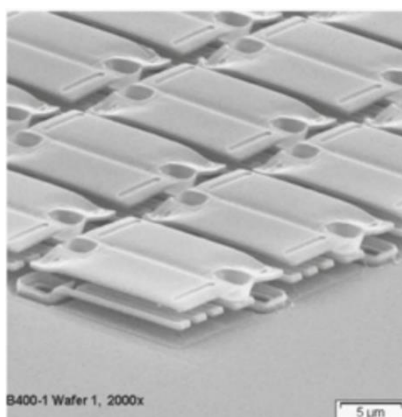
obr. 6 Schématické znázornění mikrobolometru. Nahoře je pohled shora na podleptanou membránu s meandrem z materiálu s vysokou hodnotou TCR. Dole je řez strukturou.

Bolometry jsou ze všech termálních detektorů nejpoužívanější technologií na trhu. Jsou totiž snáze vyrobitelné než pyroelektrické senzory a jsou citlivější než termočlánky [11].

Podrobněji je popis činnosti bolometru a volby materiálů pro jeho výrobu popsán v dalších kapitolách.

1.4.5 SENZORICKÉ POLE

Uspořádání jednotlivých termálních senzorů do matice, ve které každý senzor představuje jeden pixel (obr. 7), je nejpoužívanější technologií zobrazování IR záření. Maticové pole senzorů se umísťuje do ohniskové roviny optické čočky. Odtud pochází anglické označení této technologie: Focal Plane Array (FPA).



obr. 7 Mikroskopická fotografie pole bolometrů od firmy Raytheon [4]

Současná komerční pole termálních senzorů dosahují rozlišení 2048 x 1536 bodů. Jeden pixel je typicky tvořen bolometrem, jehož rozměry klesají až na 17 x 17 μm . Zmenšování rozměrů jednotlivých pixelů je hlavním vývojovým trendem současnosti, protože tak lze dosáhnout zvýšení citlivosti senzoru. Snímek pořízený polem bolometrů je na obr. 8 [4].



obr. 8 Termální snímek pořízený polem bolometrů s rozlišením 240 x 80 bodů (termální kamera FLIR Scout TS24) [12]

1.4.6 POUZDŘENÍ TERMÁLNÍCH SENZORŮ

Tepelná izolace termálního detektoru, která vzniká podleptáním struktury na čipu, není sama o sobě dostačující. Na zřetel je totiž třeba vzít, že tepelná energie je z detektoru předávána mechanismem vedení tepla do okolí, což je obecně nežádoucí. Proto se termální detektory vakuově zapouzdřují. Tlak uvnitř pouzdra je snížen na hodnoty řádově jednotek Pa [13].

Vstup optických paprsků do zapouzdřeného čipu se realizuje přes krycí sklíčko. To funguje jako filtr vlnových délek. Podle konkrétní aplikace se mohou filtrované délky lišit, typicky se však nachází v intervalu atmosférického okna $\lambda = 8 \div 14 \mu\text{m}$. K materiálům, ze kterých se krycí sklíčka vyrábí, patří germanium Ge, selenid zinku ZnSe, safír Al_2O_3 , křemenné sklo SiO_2 [14].

1.5 SLEDOVANÉ PARAMETRY DETEKTORŮ IR ZÁŘENÍ

1.5.1 ŠÍŘKA PÁSMO

Tepelné projevy záření, které jsou detekovány termálním senzorem, jsou obecně nezávislé na vlnové délce. Výstupní signál termálního detektoru proto závisí pouze na intenzitě dopadajícího záření, nikoliv na jeho spektrálním složení.

Jak bylo již uvedeno výše, detekované pásmo vlnových délek leží obvykle v oblasti atmosférického okna. Takže standardní šířka pásma termálního detektoru IR záření je $\lambda = 8 \div 14 \mu\text{m}$.

1.5.2 ČASOVÁ KONSTANTA

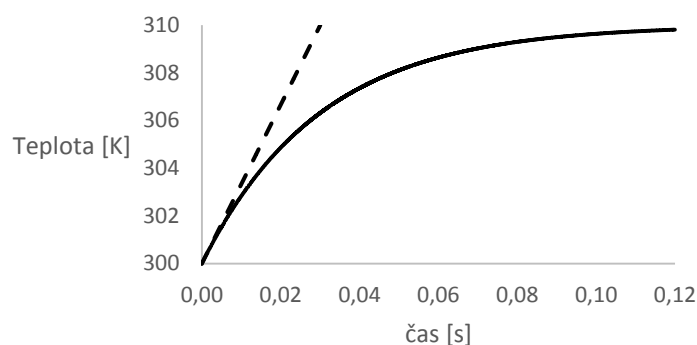
Nárůst teploty detektoru v důsledku dopadajícího záření má exponenciální průběh. Je to dáno tím, že časová odezva detektoru na změnu jeho teploty, je zpomalována jeho tepelnou kapacitou. Rovnice popisující změnu teploty detektoru má tvar:

$$T = T_0 + \Delta T \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right), \quad (5)$$

kde T je teplota detektoru, T_0 je teplota okolí, ΔT je oteplení v důsledku dopadajícího záření a τ je časová konstanta [15].

Časová konstanta τ udává dobu, za jakou by teplota detektoru dosáhla maximální hodnoty, pokud by nárůst teploty probíhal po celou dobu s počáteční strmostí (čárkovaný průběh na obr. 9). Maximální teploty ve skutečnosti detektor dosáhne až za dobu rovnou několikanásobku časové konstanty, standardně se počítá s pětinasobkem.

Typická hodnota časové konstanty mikrobolometru je v řádu 10^{-3} s [15].



obr. 9 Časová odezva termálního detektoru. Čárkovaně je zobrazen průběh odezvy s počáteční strmostí. Časová konstanta je v tomto případě 0,03 s.

1.5.3 CITLIVOST

Citlivost termálního detektoru udává, jak moc se změní elektrický signál na jeho výstupu, pokud na něj dopadá jednotkový výkon záření. Matematické vyjádření poskytuje rovnice 6:

$$K_V = \frac{\Delta V}{P}, \quad (6)$$

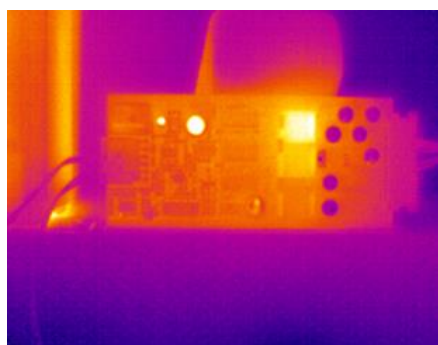
kde K_V je citlivost senzoru, ΔV je napětí na výstupu detektoru a P je výkon dopadajícího IR záření absorbovaný detektorem. Citlivý senzor je tedy takový, na němž malá změna dopadajícího výkonu záření vyvolá velkou napěťovou odezvu [16].

Změna teploty, kterou na detektoru vyvolá dopadající IR záření, je obvykle malá oproti teplotě okolního prostředí. Z tohoto důvodu je citlivost termálních detektorů malá. Dá se však zvýšit počtem senzorů, které jsou pro snímání použity. Trend vývoje proto směřuje k většímu rozlišení polí senzorů FPA [4].

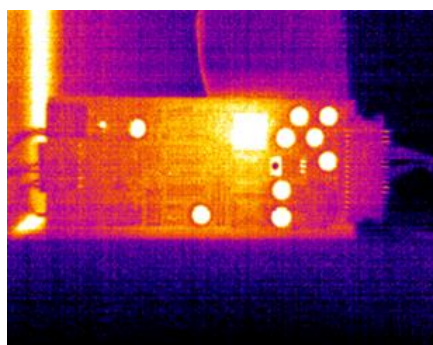
1.5.4 PRÁH CITLIVOSTI

Nejmenší oteplení, jaké je detektor schopen rozeznat, je udáno hladinou šumu. Změna teploty ekvivalentní šumu (z angl. noise equivalent temperature difference – NETD) udává hodnotu teploty, o jakou musí v důsledku dopadajícího záření vzrůst teplota detektoru, aby poměr šumu k užitečnému signálu na výstupu detektoru byl roven jedné. Tato hodnota je pak považována za nejmenší detekovatelnou a udává tím práh citlivosti senzoru [16].

Vliv NETD na výsledný termografický snímek ilustruje obr. 10. Na snímku vlevo (NETD = 60 mK), jsou patrné detaily, které na snímku vpravo (NETD = 80 mK) vůbec zachyceny nejsou.



NETD = 60 mK

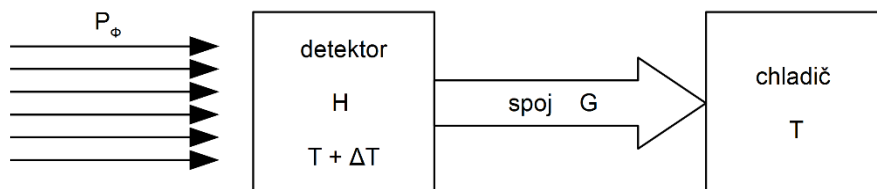


NETD = 80 mK

obr. 10 Srovnání termálních snímků pořízených termálními kamerami s různou hodnotou NETD [17]

1.6 MODEL TERMÁLNÍHO DETEKTORU

Chování bolometru může být popsáno pomocí schématu obecného termálního detektoru (obr. 11). Energie absorbovaná detektorem je skrz tepelnou vodivost G spoje přenášena do chladiče. Tato energie je následně z chladiče předána okolí, se kterým tak chladič setrvává ve stavu rovnováhy.



obr. 11 Schéma obecného termálního detektoru

Proces přeměny energie dopadajícího záření na tepelnou energii předávanou z detektoru do chladiče je popsán rovnicí tepelné bilance (rovnice 7), která je vyjádřením zákona zachování energie.

$$P_{\phi} = G\Delta T + H \frac{d\Delta T}{dt}, \quad (7)$$

kde P_{ϕ} je výkon dopadajícího záření, ΔT je změna teploty detektoru vyvolaná dopadajícím zářením, H je tepelná kapacita detektoru a G je tepelná vodivost spoje mezi detektorem a chladičem. Typické hodnoty tepelné kapacity a tepelné vodivosti mikrobolometru jsou $H = 10^{-9}$ J/K a $G = 10^{-7}$ W/K [13][15].

1.6.1 USTÁLENÝ STAV

Když na detektor začne dopadat záření o konstantím výkonu P_ϕ , začne se naplňovat tepelná kapacita H detektoru a teplota detektoru T proto začne stoupat. Po čase rovném několikanásobku časové konstanty τ se tepelná kapacita H detektoru naplní a jeho teplota se ustálí na maximální hodnotě. Hodnotu změny teploty ΔT detektoru v důsledku dopadajícího záření pak lze popsat rovnicí 8 [15]:

$$\Delta T = \frac{P_\phi}{G} \quad (8)$$

1.6.2 PŘECHODOVÉ DĚJE

V okamžiku, kdy začne na detektor dopadat záření, začne jeho teplota narůstat s exponenciální křivkou. Časový průběh odezvy už byl ilustrován v podkapitole Časová konstanta na obr. 9. Rovnici, popisující změnu teploty, lze získat řešením rovnice tepelné bilance (rovnice 7). Řešení má tvar dle rovnice 9 [15]:

$$\Delta T = \frac{P_\phi}{G} \left(1 - e^{-\frac{t \cdot G}{H}} \right) \quad (9)$$

Porovnáním řešení rovnice tepelné bilance s rovnicí 5, popisující změnu teploty v podkapitole Časová konstanta, lze najít vztah udávající hodnotu časové konstanty (rovnice 10):

$$\tau = \frac{H}{G} \quad (10)$$

Rovnici 9 lze dosazením z rovnice 10 upravit do tvaru dle rovnice 11:

$$\Delta T = \frac{P_\phi}{G} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \quad (11)$$

Přestane-li po dosažení maximální tepoty na detektor dopadat záření, začne detektor chladnout. Průběh změny teploty lze najít řešením rovnice tepelné bilance (rovnice 7) pro $P_\phi = 0$. Jejím řešením je potom rovnice 12 [15]:

$$\Delta T = -\frac{P_H}{G} e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (12)$$

kde P_H představuje výkon, který bylo potřeba dodat, aby detektor dosáhl ustáleného stavu.

1.6.3 PARAMETRY TERMÁLNÍHO DETEKTORU

Citlivost termálního detektoru lze definovat jako poměr velikosti změny jeho teploty v důsledku dopadajícího IR záření k výkonu dopadajícího IR záření (rovnice 13) [13]:

$$K_T = \frac{\Delta T}{P_\phi}, \quad (13)$$

kde K_T je citlivost termálního detektoru a ΔT je změna teploty vyvolaná dopadajícím výkonem záření P_ϕ .

Pokud bude změna teploty odečítána až po dosažení ustáleného stavu, lze do rovnice 13 dosadit za ΔT výraz odvozený pro ustálený stav (rovnice 8). Z výsledného vztahu (rovnice 14) je patrné, že citlivost termálního detektoru je rovna převrácené hodnotě jeho tepelné vodivosti G :

$$K_T = \frac{1}{G} \quad (14)$$

Dosažením do rovnice 14 za G z rovnice 10 popisující časovou konstantu se získá závislost citlivosti termálního detektoru na jeho časové konstantě:

$$K_T = \frac{\tau}{H} \quad (15)$$

Z výše uvedeného vyplývá, že citlivost termálního detektoru je nepřímo úměrná rychlosti jeho odezvy. Citlivost termálního detektoru totiž roste s jeho časovou konstantou [13].

1.7 FYZIKA BOLOMETRU

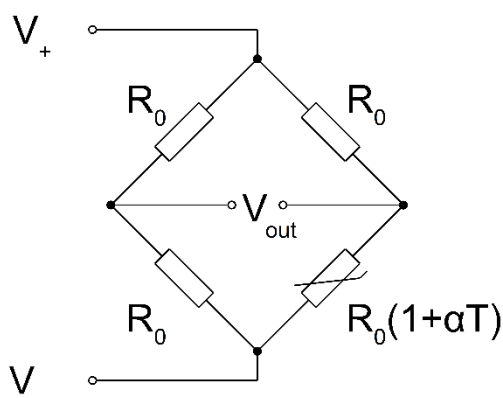
1.7.1 PARAMETRY BOLOMETRU

Bolometr je detektor IR záření, který funguje na principu změny elektrického odporu v závislosti na změně teploty. Schopnost bolometru měnit s teplotou elektrický odpor je popsána jeho teplotním součinitelem odporu (TCR). Hodnota TCR stanovuje odpor bolometru podle rovnice 16:

$$R(T) = R_0[1 + \alpha (T - T_0)], \quad (16)$$

kde $R(T)$ je odpor bolometru při teplotě T , R_0 je odpor bolometru při referenční teplotě T_0 a α je teplotní součinitel odporu [8].

Vyhodnocování změn odporu bolometru s teplotou obvykle neprobíhá na samotném bolometru. Pro větší přesnost vyhodnocení se bolometr zapojuje do Wheatstoneova můstku (obr. 12).



obr. 12 Bolometr zapojený ve Wheatstoneově můstku

Na výstupní napětí V_{out} můstku lze pohlížet jako na rozdíl napětí mezi dvěma děliči tvořenými dvěma větvemi můstku. Výstupní napětí V_{Wh} je pak dáno rovnicí 17:

$$V_{out} = (V_+ - V_-) \frac{\alpha \Delta T}{4}, \quad (17)$$

kde rozdíl napětí V_+ a V_- představuje napětí, kterým je napájen můstek [13][15].

Jak je patrné z rovnice 11, ΔT má v čase exponenciální průběh a je přímo úměrná absorbovanému výkonu záření. Proto i výstupní napětí V_{out} má v čase exponenciální průběh a je přímo úměrné absorbovanému výkonu záření.

Napěťová citlivost bolometru je definována rovnicí 6 jako poměr výstupního napětí k výkonu dopadajícího záření. V tomto případě je výstupním napětím výstupní napětí můstku V_{out} . Dosazením do rovnice 6 za výkon P výkon P_ϕ z rovnice 13, popisující teplotní citlivost termálního detektoru, se získá vztah mezi teplotní a napěťovou citlivostí bolometru, popsany rovnicí 18:

$$K_V = K_T (V_+ - V_-) \frac{\alpha}{4} \quad (18)$$

Pro teplotní citlivost K_T bylo odvozeno, že je převrácenou hodnotou tepelné vodivosti G . Proto napěťovou citlivost bolometru lze vyjádřit rovnicí 19:

$$K_V = (V_+ - V_-) \frac{\alpha}{4G}, \quad (19)$$

kde G je tepelná vodivost bolometru.

Dosazením do rovnice 19 za tepelnou vodivost G z rovnice 10 lze ukázat, že pro bolometr platí stejný závěr, jaký byl odvozen pro model termálního detektoru. Citlivost bolometru je nepřímo úměrná rychlosti jeho odezvy, protože citlivost roste s časovou konstantou, jak je patrné z rovnice 20:

$$K_V = (V_+ - V_-) \frac{\alpha}{4H} \tau, \quad (20)$$

kde H je tepelná kapacita bolometru a τ jeho časová konstanta.

1.7.2 SELF-HEATING EFEKT A JEHO KOMPENZACE

Dosud bylo na bolometr pohlíženo jako na obecný termální detektor. Pro ten platí, že jeho oteplení je vyvolané pouze absorpcí dopadajícího záření. Pro bolometr je však třeba vzít v úvahu jako zdroj oteplení také Joulovo teplo, které vzniká průchodem elektrického proudu bolometrem. Tento jev se označuje angl. termínem „self-heating“ efekt.

Pro výkon P_{Joule} , který na bolometru vzniká Joulovým teplem, lze odvodit vztah popsany rovnici 21:

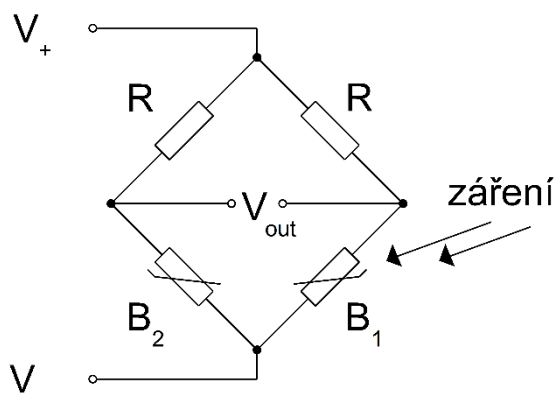
$$P_{Joule} = \frac{(V_+ - V_-)^2}{4R_0}, \quad (21)$$

kde R_0 je odpor bolometru za teploty okolí [15].

Celkový výkon P_ϕ pohlcený bolometrem je roven součtu výkonu absorbovaného záření a výkonu P_{Joule} elektrického proudu způsobující oteplení Joulovým teplem. Rovnici tepelné bilance (rovnice 7) lze potom přepsat do tvaru:

$$P_\phi + P_{Joule} = G\Delta T + H \frac{d\Delta T}{dt} \quad (22)$$

Výkon P_{Joule} proudu procházejícího bolometrem je mnohem větší než výkon P_ϕ záření absorbovaného bolometrem. Pro vyhodnocení dopadajícího záření je nutné z výstupního signálu Wheatstoneova můstku odstranit složku vyvolanou „self-heating“ efektem. Toho je možné dosáhnout zapojením referenčního bolometru do můstku způsobem, jaký ilustruje obr. 13 [13][15].



obr. 13 Wheatstoneův můstek s bolometrem B_1 a referenčním bolometrem B_2

Na referenční bolometr (bolometr B_2 na obr. 13) nedopadá IR záření. Do můstku je zařazen pouze proto, aby jím procházel stejný proud, jako detekčním bolometrem (bolometr B_1 na obr. 13).

Změna odporu, kterou vyvolává změna teploty způsobená Joulovým teplem, je pro oba bolometry stejná. Proto se do výstupního napětí můstku nepromítne. Výstupní napětí můstku je tak udáno pouze výkonem dopadajícího záření.

1.8 MATERIÁLY PRO VÝROBU MIKROBOLOMETRU

Mikrobolometry se vyrábí jako součásti integrovaných elektronických obvodů. Proto se materiály na jejich výrobu volí takové, které jsou kompatibilní s technologií výroby integrovaných obvodů. Pro dosažení vysoké citlivosti senzoru se používají materiály s vysokou hodnotou teplotního součinitele odporu (TCR). Zároveň se při volbě materiálu zohledňují jeho šumové vlastnosti. Všeobecným požadavkem na elektronické systémy je nízká spotřeba. Proto materiál bolometru má mít nízký elektrický odpor [4].

1.8.1 KONVENČNÍ MATERIÁLY

Nejpoužívanějšími materiály citlivé vrstvy bolometru jsou oxid vanadu VO_x , amorfni křemík aSi a barium-stroncium-titanát BST.

První komerčně úspěšnou technologií byly BST bolometry. Jejich citlivost však již nedostačuje moderním trendům. Navíc možnost zmenšování rozměrů jednoho BST bolometru je omezená a senzorické pole BST bolometrů nejde integrovat s elektronickým obvodem [18].

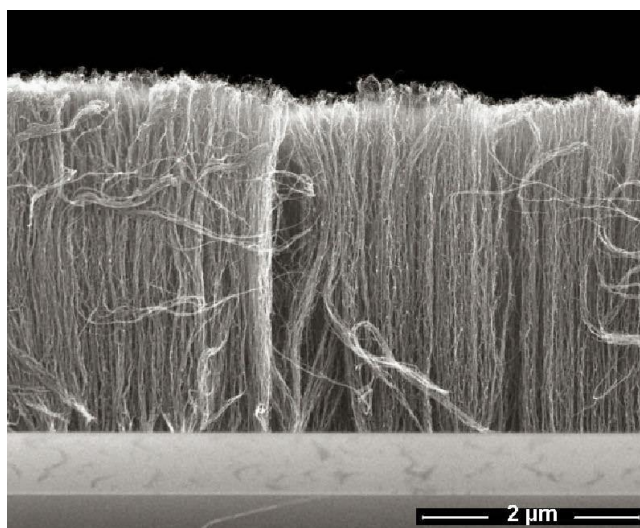
Kvůli těmto omezením byl BST nahrazen oxidem vanadu VO_x , jehož TCR dosahuje hodnot 3%/K. Pole VO_x mikrobolometrů se vyrábí mikroobráběním jako integrovaná součást elektronických obvodů. VO_x technologie je v současnosti nejpoužívanější [18][19].

Parametry amorfniho křemíku aSi byly zpočátku považovány za nedostatečné. Výzkum postupně ukazuje, že hodnoty TCR amorfniho křemíku mohou dosáhnout až 5%/K. Proto se očekává, že v nejbližší budoucnosti bude VO_x nahrazen amorfni křemíkem aSi [18].

1.8.2 UHLÍKOVÉ NANOTRUBICE

Je všeobecně známo, že uhlík se v přírodě vyskytuje ve dvou formách, jako diamant a grafit. Méně známé už je, že uhlík v přírodě nabývá ještě další formy, fullerenu. Molekuly uhlíku jsou ve fullerenu uspořádány do uzavřené klecovité struktury tvořené sudým počtem atomů [20][21].

Na počátku 90. let se podařilo fullereny protáhnout do formy trubice a tím se datuje objev uhlíkové nanotrubičky (CNT). Jedná se o strukturu, jejíž průměr se pohybuje v řádu jednotek až stovek nanometrů. Je možné si ji představit jako arch grafitu stočený do trubice, přičemž na koncích jsou vazby, které trubici uzavřou [20][21].



obr. 14 Fotografie uhlíkových nanotubic pořízená rastrovacím elektronovým mikroskopem [22]

Uhlíkové nanotrubice lze připravit metodou depozice z plynné fáze (angl. chemical vapour deposition – CVD), přičemž se rozkládá hydrokarbonový plyn. Tím může být třeba metan CH_4 nebo acetylén C_2H_2 . Nanotrubice připravené metodou CVD mají otevřené konce [20][21].

Při rozkladu plynu vzniknou atomy uhlíku, které následně kondenzují na chladnějším místě, kde se nachází katalyzátor. Vhodnými katalyzátory jsou kovy kobalt Co, železo Fe, molybden Mo, nebo nikl Ni. Pokud by nebyl přítomen katalyzátor, vznikly by vícestěnné trubice. Mají-li však vzniknout trubice jednostěnné je zapotřebí katalyzátoru. Současný stav znalostí zatím neumožňuje přesné vysvětlení, jak se atomy kovů podílejí na růstu jednostěnných nanotubic [20][21].

Metoda CVD přípravy nanotubic má potenciál pro použití v masové výrobě, protože umožňuje kontinuální výrobu nanotubic a poskytuje dobrou reprodukovatelnost [20][21].

Aplikace nanotubic v této diplomové práci využívá výborných absorpčních vlastností tzv. lesa jednostěnných vertikálních nanotubic. Bylo zjištěno, že jeho absorpční vlastnosti jsou velmi blízké teoretickému modelu černého tělesa. CNT les by proto mohl být výbornou absorpční vrstvou mikrobolometru [22][23].

2 NÁVRH MIKROBOLOMETRU

Mikrobolometr je navrhován jako mikro-elektro-mechanický systém (MEMS). Jedná se o zavěšenou membránu vytvořenou mikroobráběním na křemíkovém čipu.

Tato diplomová práce je součástí projektu vývoje termální kamery, který na VUT v Brně probíhá již delší dobu. Návrh čipu je proto uzpůsoben potřebám tohoto projektu. Neočekává se od něj nasazení v komerční praxi. Účelem navrhovaného čipu je studium teplotních parametrů mikrobolometru a výzkum chování mikrobolometru s absorpční vrstvou z uhlíkových nanotrubic (CNT).

2.1.1 VOLBA MATERIÁLŮ

Jako materiál podleptané membrány byl zvolen oxid křemíku SiO_2 připravený plazmochemickou depozicí z plynné fáze (PECVD). Oproti termálnímu oxidu křemíku totiž PECVD SiO_2 vykazuje menší hodnotu reziduálního mechanického napětí. Struktura je potom odolnější vůči tepelnému namáhání, kterému bude vystavena.

Materiálem citlivé vrstvy byl zvolen titan. Hlavním důvodem volby titanu je jeho vysoká teplotní odolnost, která je nutná, aby nedošlo k poškození vrstvy při růstu nanotrubic. Dalším důvodem pro volbu titanu je jeho nízká měrná teplotní vodivost v porovnání s ostatními kovy [11].

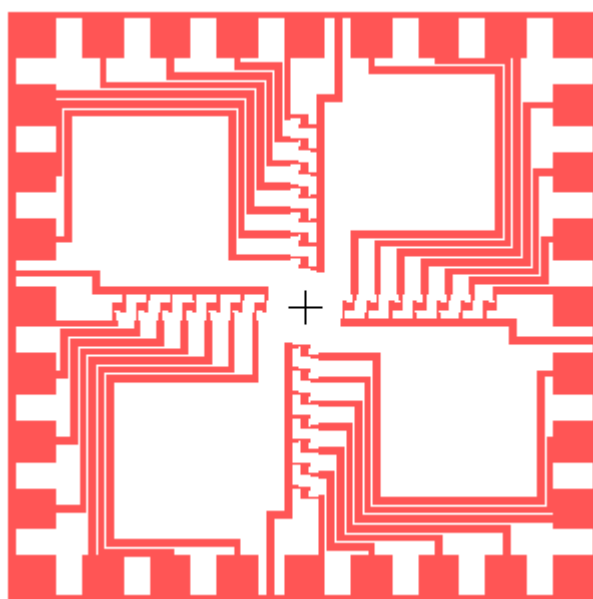
Elektrický odpor vodivých cest z mikrobolometru na kontaktní plochy je snížen přidáním vrstvy hliníku pod titanovou vrstvu.

Jako materiál katalytické vrstvy pro růst jednostěnných nanotrubic bylo zvoleno železo Fe.

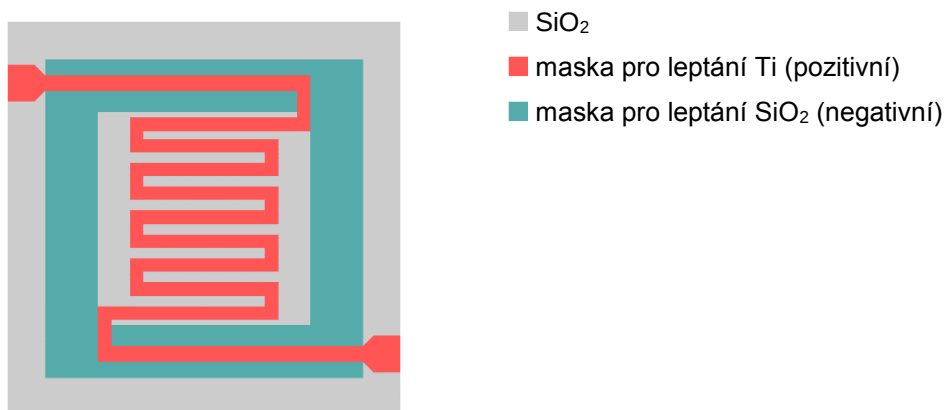
2.1.2 LAYOUT ČIPU

Navrhovaný čip s rozměry 3 x 3 mm je tvořen 28 mikrobolometry. Kontaktování mikrobolometru je možné přes vodivé plošky na okrajích čipu. Na čipu jsou navrženy jednak mikrobolometry s reflexní vrstvou, které mohou sloužit jako referenční, jak bylo popsáno v teoretickém úvodu. Jednak jsou na čipu mikrobolometry, na nichž může být vytvořena katalytická vrstva pro růst nanotrubic, které mají sloužit jako absorbér IR záření.

Návrh litografických masek pro výrobu čipu probíhal v počítačovém software KLayout. Navržená maska pro vyleptání titanové vrstvy je na obr. 15. Detail masky pro vyleptání titanového meandru na membráně a masky pro podleptání membrány je na obr. 16.



obr. 15 Litografická maska pro leptání titanové vrstvy



obr. 16 Detail litografických masek pro leptání titanového meandru na membráně a pro její podleptání

Mikrobolometr je navržen jako sendvičová struktura. Znamená to, že je vytvořen postupnou depozicí několika materiálových vrstev na sebe. Nejprve je vytvořena spodní oxidová vrstva tloušťky 300 nm, na kterou se pak nanese vrstva titanu tloušťky 30 nm. Membrána se potom shora uzavře depozicí druhé oxidové vrstvy, opět o tloušťce 300 nm. Citlivá titanová vrstva je tím umístěna uvnitř oxidové membrány.

Na membránu je následně deponována buď hliníková IR reflexní vrstva pro vytvoření kompenzačního bolometru, nebo železná katalytická vrstva pro růst jednotěnných uhlíkových nanotrubic.

2.1.3 ROZMĚRY

S rostoucími rozměry titanové vrstvy roste elektrický odpor bolometru. Proto se tloušťka titanové vrstvy zvolila 30 nm, což je tloušťka, o které se předpokládá, že je ještě dostatečně tlustá, aby parametry tenké vrstvy titanu nebyly ovlivněny nijak významně.

Membránu je titanem nutné pokrýt co možná nej hustěji, protože na její ploše bude docházet k absorpci IR záření a je žádoucí, aby absorpce byla maximální možná. Proto je titanová vrstva na membráně navržena do tvaru meandru. Technologií kontaktní litografie, která je použita pro výrobu čipu, je teoreticky možné dosáhnout nejmenšího rozměru 2,2 μm . S ohledem na rozměrové omezení byla šířka cesty titanového meandru zvolena 2,6 μm .

Při návrhu rozměrů zavěšené membrány byl brán ohled na mechanické a tepelné vlastnosti struktury. Tvar zavěšené membrány vychází ze standardních řešení používaných v MEMS technologii.

Volbou rozměrů membrány je možné ovlivnit tepelné parametry výsledné struktury. Její tepelná vodivost G se vypočítá podle vzorce:

$$G = 2 \frac{W}{L} (\lambda_{Ti} T_{Ti} + \lambda_{SiO_2} T_{SiO_2}), \quad (23)$$

kde W je šířka nosníku membrány, L jeho délka, T_{Ti} je tloušťka titanové vrstvy, T_{SiO_2} je tloušťka oxidové vrstvy, λ_{Ti} je měrná tepelná vodivost titanu a λ_{SiO_2} je měrná tepelná vodivost oxidu křemíku SiO_2 .

Tepelná kapacita H struktury se vypočítá podle vzorce:

$$H = A^2 T_{SiO_2} \rho_{SiO_2} c_{SiO_2}, \quad (24)$$

kde A je délka strany čtvercové membrány, T je její tloušťka, ρ_{SiO_2} je hustota oxidu křemíku SiO_2 a c_{SiO_2} je jeho měrná tepelná kapacita.

strana membrány	tloušťka titanové vrstvy	tloušťka oxidové vrstvy	šířka nosníků	délka nosníků
A	T_{Ti}	T_{SiO_2}	W	L
[μm]	[nm]	[nm]	[μm]	[μm]
30 ÷ 50	30	600	3,2	50

tab. 2 Zvolené rozměry membrán na navrženém čipu

měrná tepelná vodivost Ti	měrná tepelná vodivost SiO_2	hustota SiO_2	měrná tepelná kapacita SiO_2
λ_{Ti}	λ_{SiO_2}	ρ	c
[W/m.K]	[W/m.K]	[kg/m ³]	[J/m.K]
≈ 22	$\approx 1,1$	$\approx 2,3 \cdot 10^3$	$\approx 1 \cdot 10^3$

tab. 3 Hodnoty materiálových parametrů ovlivňujících teplotní vlastnosti mikrobolometru [24]

Z tab. 2 a tab. 3 lze dosadit do rovnic 23 a 24 a tím zjistit hodnotu tepelné vodivosti G a tepelné kapacity H v závislosti na velikosti membrány navrhovaných mikrobolometrů. Poměr kapacity H a vodivosti G pak udává hodnotu časové konstanty τ . Vypočítané hodnoty tepelných parametrů navrženého mikrobolometru jsou v tab. 4. Jejich skutečné hodnoty se budou lišit s tím, jak se budou lišit materiálové parametry vyrobeného mikrobolometru od hodnot dle tab. 3.

membrána	tepelná vodivost	tepelná kapacita	časová konstanta
A	G	H	τ
[μm]	[W/K]	[J/K]	[ms]
30	$1,7 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-9}$	7
40		$2 \cdot 10^{-9}$	13
50		$4 \cdot 10^{-9}$	20

tab. 4 Teplotní parametry navrhovaných mikrobolometrů vypočítané z rozměrů jejich struktury

2.1.4 SIMULACE

Počítačové simulace navržené struktury mikrobolometru byly provedeny za účelem prozkoumání chování struktury při přípravě absorpční vrstvy z uhlíkových nanotrubic (CNT). Materiálové konstanty použité v simulaci jsou v

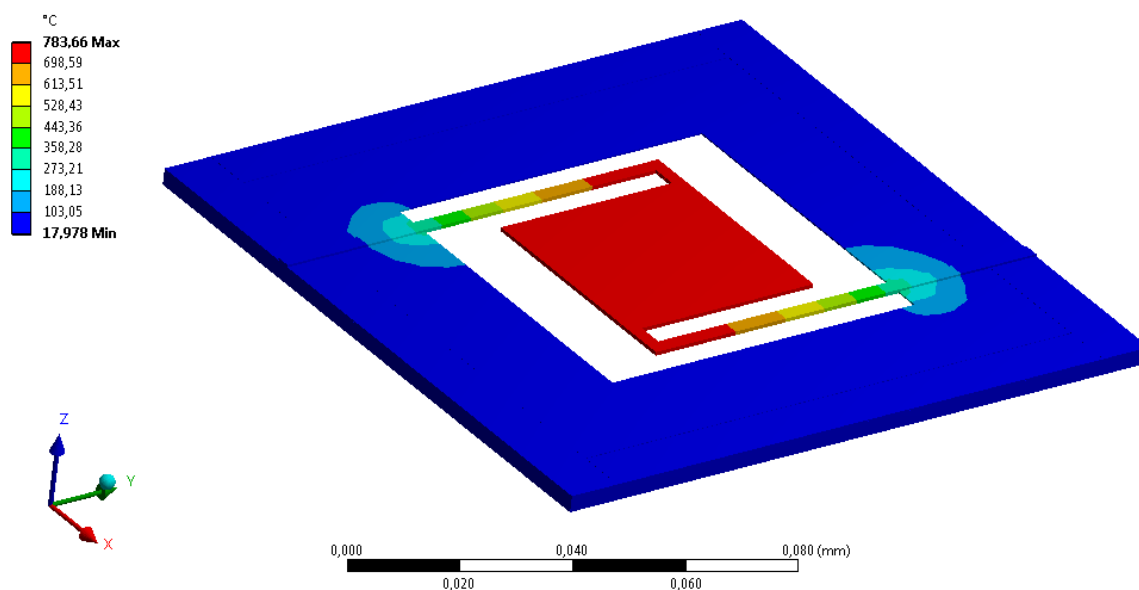
		SiO ₂	Titan
hustota	[kg/m ³]	2300	4510
Youngův modul pružnosti	[Pa]	$8,5 \cdot 10^{10}$	$1,5 \cdot 10^{11}$
Poissonův poměr	[-]	0,25	0,33
koeficient teplotní roztažnosti	[K ⁻¹]	$5,67 \cdot 10^{-7}$	$9,5 \cdot 10^{-6}$
Měrná tepelná vodivost	[W/m.K]	1,1	21,9
Měrná tepelná kapacita	[J/kg.K]	1000	528
Rezistivita	[$\Omega\cdot\text{m}$]	$1,43 \cdot 10^{12}$	$3,91 \cdot 10^{-7}$

tab. 5 Materiálové konstanty použité v simulaci [24]

Metoda přípravy CNT je založena na zahřívání membrány Joulovým teplem vznikajícím při průchodu proudu titanovou vrstvou. Na membráně, kde má narůst tzv. les nanotrubic, je potřeba dosáhnout teploty přibližně $T \approx 600 \text{ }^{\circ}\text{C}$.

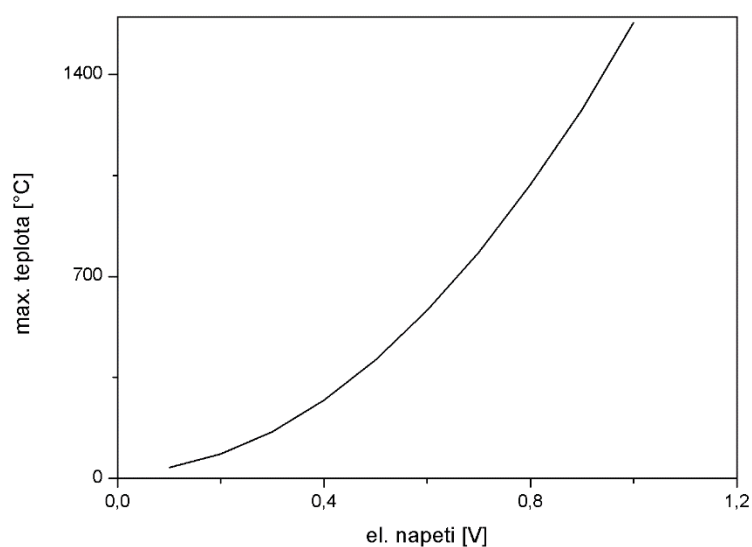
Distribuci teploty na membráně při buzení titanové vrstvy konstantním napětím $V = 0,7 \text{ V}$ ukazuje obr. 17. Je z něj patrné, že maximální teploty je dosaženo rovnoměrně

po celé ploše membrány. Teplota na nosnících směrem od membrány postupně klesá a na substrátu klesne až k teplotě okolí.



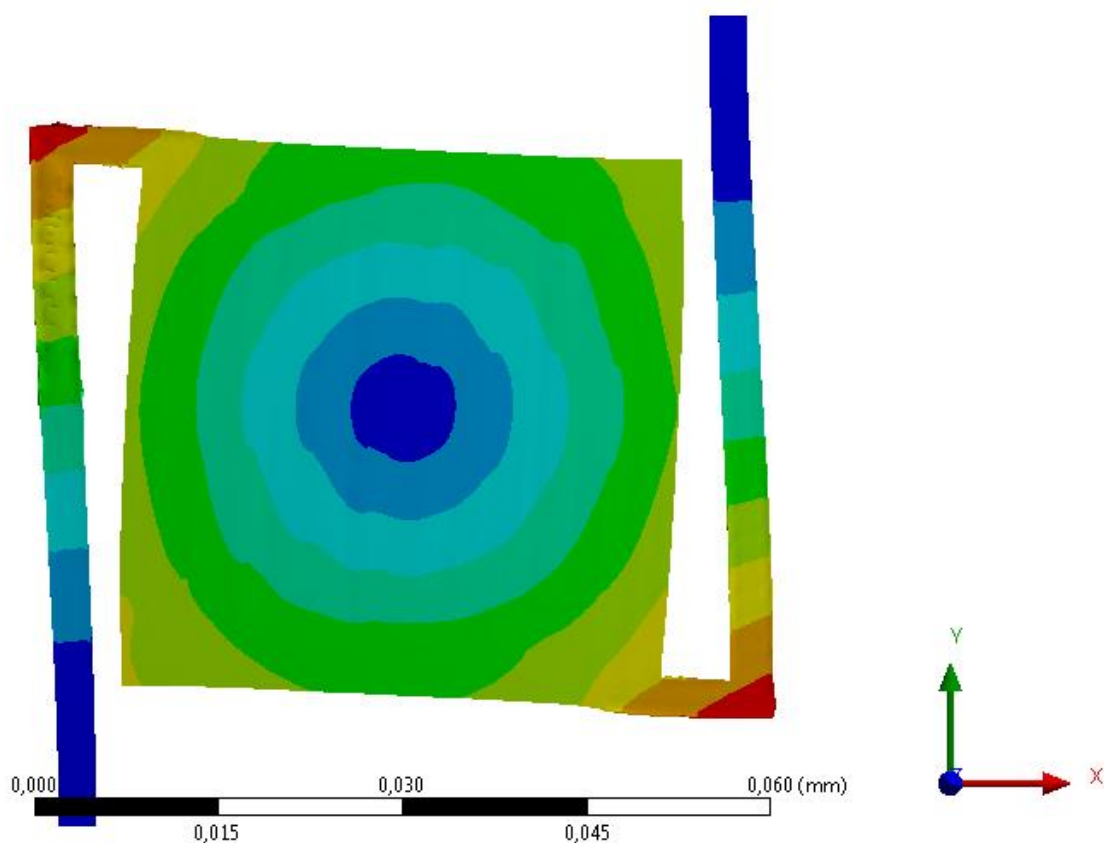
obr. 17 Distribuce teploty na membráně při buzení napětím $V = 0,7 \text{ V}$

Simulacemi byla zjištěna závislost maximální teploty membrány na přiloženém stejnosměrném napětí. Graf závislosti je na obr. 18. Zjištěná závislost je v souladu s kvadratickou závislostí výkonu Joulova tepla na budícím napětí, která byla popsána v teoretickém úvodu.



obr. 18 Závislost maximální teploty membrány na přiloženém stejnosměrném elektrickém napětí

Simulací tepelného zatížení membrány byla zobrazena deformace membrány při teplotě $T = 600\text{ }^{\circ}\text{C}$. Z grafického znázornění na obr. 19 je patrné, že membrána má spíše tendenci otáčet se v ose x, než se prohýbat. To je důležité pro stabilitu podmínek při růstu uhlíkových nanotrubic.



obr. 19 Grafické znázornění deformace membrány při zatížení teplotou $T = 600\text{ }^{\circ}\text{C}$.

3 VÝROBA MIKROBOLOMETRU

Výroba mikrobolometru zahrnuje operace standardního procesu výroby integrovaných obvodů. Vzhledem k tomu, že pro výrobu čipu je zapotřebí celkem šesti litografických masek, které musí všechny být sesazeny s maximální přesností 50 nm, byla část výroby čipu provedena vedoucím diplomové práce v National Institute of Standards and Technology (NIST) ve Washingtonu ve Spojených státech amerických.

V laboratoři na VUT v Brně byla realizována depozice katalytické vrstvy pro růst nanotrubic, podleptání membrán a depozice uhlíkových nanotrubic.

3.1.1 VÝROBA ČIPU

Základem čipu je křemíkový substrát orientovaný podle krystalografické roviny (100). Na něj je metodou plazmochemické depozice z plynné fáze (PECVD) nanесena 300 nm vrstva oxidu křemíku SiO_2 .

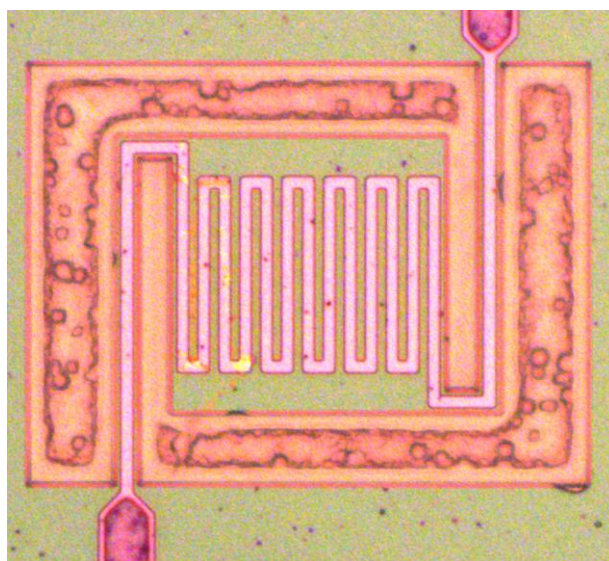
V následujícím kroku je na oxidové vrstvě vytvořena metodou magnetronového naprašování vrstva hliníku tloušťky 1 μm . Litograficky je pak přes masku na vrstvu hliníku nanесena vrstva fotorezistu, která je následně využita jako krycí vrstva při leptání hliníku. Leptání hliníku probíhá pomocí kyseliny fosforečné H_3PO_4 . Hliník je vyleptán tak, že tvoří vodivou cestu od kraje nosníků membrán bolometrů na kontaktní plochy na okraji čipu. Na závěr tohoto kroku je z čipu odebrána vrstva fotorezistu (tzv. striping rezistu).

Dále je na čip deponována metodou magnetronového naprašování vrstva titanu tloušťky 30 nm. Titan bude sloužit jako citlivá vrstva bolometru. Proto je nutné, aby byla vytvořena co nejčistší vrstva. Pak následuje fotolitografie, aby mohla titanová vrstva být vyleptána. Leptání bylo realizováno technologií plazmového reaktivního leptání v Cl_2 s průtokem 60 ml/min a Ar 5 ml/min.

Potom je na čip znovu nanесena metodou PECVD vrstva oxidu křemíku SiO_2 stejné tloušťky, jako první vrstva, tedy 300 nm. Na ní je následně vytvořena metodou magnetronového naprašování reflexní hliníková vrstva tloušťky 100 nm. Po fotolitografii se druhá hliníková vrstva vyleptá kyselinou fosforečnou H_3PO_4 .

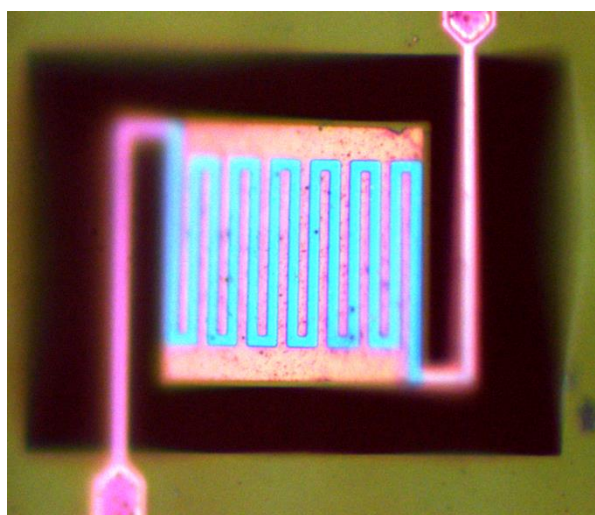
Čip je následně metodou vakuového napařování opatřen vrstvou železa tloušťky 10 nm. Metodou lift-off je železo odstraněno z daných ploch čipu tak, že zůstane pouze na absorpčních bolometrech. Tím je vytvořena katalytická vrstva pro růst nanotrubic.

Následuje fotolitografie, aby pak mohla být vyleptána oxidová vrstva. Ta je nyní tvořena dvěma dříve deponovanými vrstvami SiO_2 . Ve druhé kapitole na obr. 16 je vidět, jakým způsobem je oxidová vrstva vyleptána. Leptání probíhá ve fluoroformu CHF_3 , který z materiálových vrstev na čipu leptá pouze SiO_2 . Vyleptáním vzniknou na čipu kolem membrán bolometrů okna, kterými je odhalen křemíkový substrát, jak je vidět na fotografii na obr. 20. Díky tomu může následně být membrána podleptána, čímž se na čipu vytvoří tepelně izolovaná struktura, která může fungovat jako termální detektor.



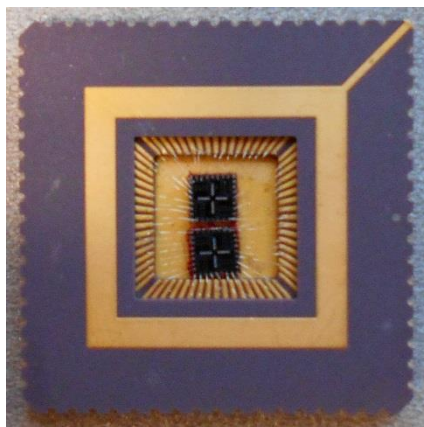
obr. 20 Fotografie membrány bolometru před podleptáním

Předtím, než může být membrána podleptána, je zapotřebí pokrýt vrstvou fotorezistu boční strany čipu. Pokud by nebyly kryté, došlo by k podleptávání okrajových částí čipu. Čip je potom umístěn do vakuové komory, ve které je vytvořena atmosféra z dusíku N_2 a fluoridu xenonového XeF_2 , které dohromady mají tlak 2 Torry. Vzájemným poměrem jejich tlaků lze kontrolovat rychlost leptání křemíkového substrátu. Leptání probíhá v několika krocích, kdy po každém je opticky kontrolován stav čipu. Tím je dosaženo optimalizace procesu a nedochází k nadbytečnému leptání, které by zhoršovalo vlastnosti membrán. Fotografie podleptané membrány bolometru je na obr. 21



obr. 21 Fotografie podleptané membrány bolometru

Vyrobené čipy jsou na závěr přilepeny do pouzdra. S kontaktními plochami pouzdra jsou vodivě spojeny mikrodrátky metodou wire-bonding.



obr. 22 Vyrobené čipy v pouzdře

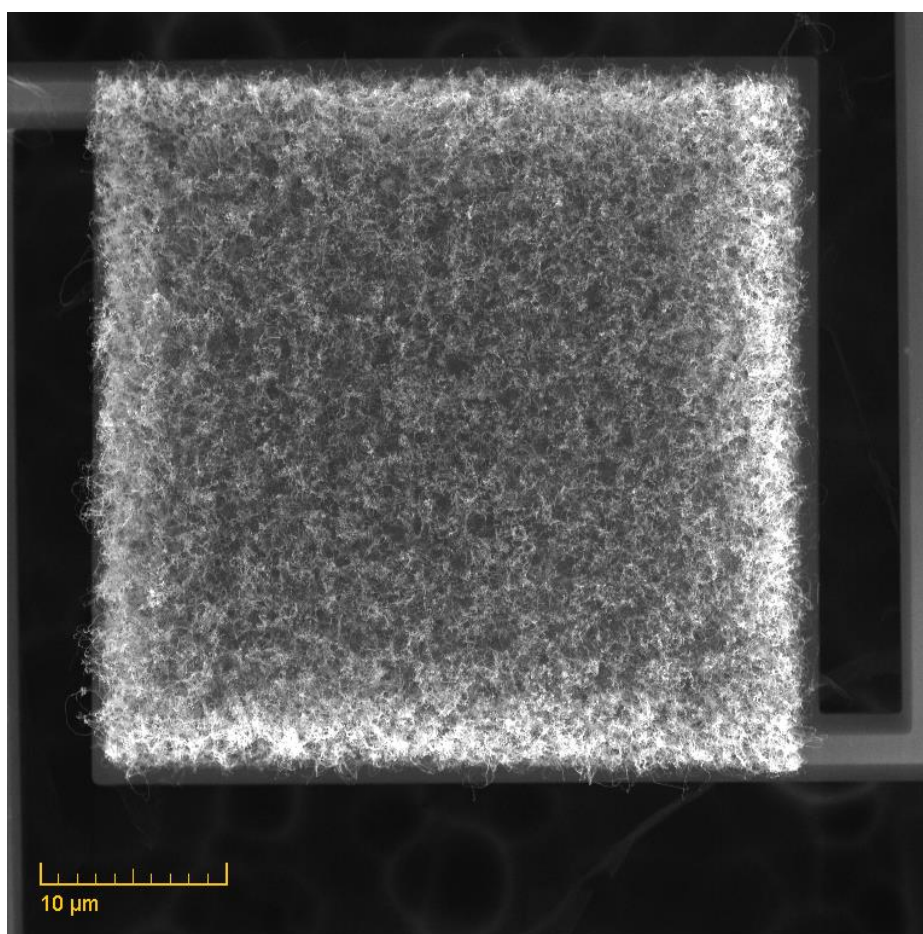
3.1.2 PŘÍPRAVA UHLÍKOVÝCH NANOTRUBIC

Zapouzdřený čip byl uzavřen do vakuové komory, ve které byla vytvořena atmosféra složená z acetylénu C_2H_2 a z tzv. forming gas, tvořeného z 95 % dusíkem N_2 a z 5 % vodíkem H_2 . Tlak plynů dohromady měl hodnotu $p_{celk} = 3,9$ Pa, z čehož tlak $p_{C_2H_2} = 3,5$ Pa tvořil acetylén.

Mikrobolometry byly přes kontaktní plošky na čipu vodivě spojeny s CAN konektory na vnější straně vakuové komory. Připojením mikrobolometru na zdroj napětí bylo dosaženo zahřívání membrány, na které se potom rozkládal acetylén. Přítomnost katalytické vrstvy ze železa na membráně měla za následek růst jednostěnných nanotrubic.

Elektrický výkon dodávaný zdrojem do mikrobolometru měl hodnotu $P_{max} = 0,6 \pm 0,01$ mW. Byl dosažen postupně z nulové hodnoty rychlostí 0,02 mW/s. Maximální výkon byl na mikrobolometr dodáván po dobu 10 min, a pak byl postupně snižován opět s rychlostí 0,02 mW/s na nulovou hodnotu.

Fotografie nanotrubic, které tímto způsobem narostly na membráně mikrobolometru, je na obr. 23. Fotografie byla pořízena pomocí rastrovacího elektronového mikroskopu Mira2 (Tescan) s In-Beam detektorem, pracovní vzdáleností 5 mm a urychlovacím napětím 15 kV.



obr. 23 Fotografie nanotubic na membráně mikrobolometru

4 MĚŘENÍ PARAMETRŮ MIKROBOLOMETRU

4.1 MĚŘENÍ TEPLOTNÍCH VLASTNOSTÍ

Jak již bylo uvedeno dříve, teplotní chování bolometru je popsáno třemi vzájemně provázanými parametry. Je to časová konstanta τ , tepelná kapacita H a tepelná vodivost G . Závislost mezi nimi byla odvozena v teoretickém úvodu a má tvar dle rovnice 25:

$$\tau = \frac{H}{G} \quad (25)$$

Znalost hodnot těchto parametrů je důležitá pro návrh elektronického obvodu pro vyhodnocování signálu z mikrobolometru.

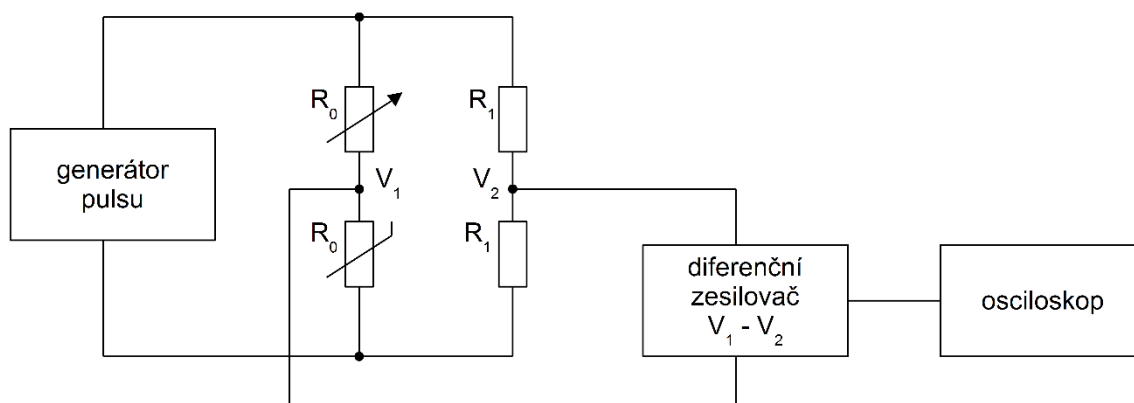
Pro měření časové konstanty τ byly vybrány bolometry s různou velikostí membrán. Dá se očekávat, že jejich časové konstanty se budou v závislosti na velikosti membrány lišit.

Pro měření teplotních vlastností bolometrů existují postupy, jejichž principem je sledování časové odezvy bolometru na obdélníkový napěťový puls. Přiložené napětí vyvolá průchod proudu bolometrem, což má za následek růst jeho teploty, jak bylo popsáno v teoretickém úvodu.

Teplotní součinitel odporu (TCR) bolometru způsobí, že se jeho odpor v důsledku „self-heating“ efektu změní. V případě vyrobeného titanového bolometru je TCR pozitivní. To znamená, že s rostoucí teplotou poroste odpor bolometru.

Parametry pulsu je nutné volit s ohledem na Jouleovo teplo vydané průchodem proudu, protože vysoké hodnoty tepelné energie by mohly zničit strukturu bolometru. Zároveň je žádoucí, aby amplituda pulsu byla velká. Tím je dosaženo vysokých úbytků napětí na bolometru a tedy vysoké citlivosti, čímž je dosaženo dobré přesnosti měření.

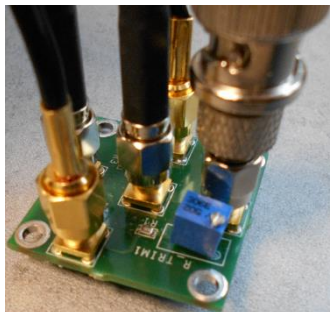
Vyhodnocovaný bolometr se pro účely měření zapojí do Wheatstoneova můstku podle schématu na obr. 24, na kterém je bolometr reprezentovaný termistorem. Pro možnost vyvážení můstku je ve větvi bolometru zapojený proměnný rezistor. Odezva můstku na napěťový puls z generátoru je zesílena rozdílovým zesilovačem a její časový průběh je potom zobrazen na osciloskopu.



obr. 24 Schéma zapojení pro měření teplotních vlastností bolometru

4.1.1 POPIS MĚŘICÍHO PRACOVISTĚ

Wheatstoneův můstek z obr. 24 je zhotoven jako deska plošných spojů (obr. 25). Rezistory s pevnou hodnotou odporu jsou v provedení pro povrchovou montáž, rezistor s proměnnou hodnotou odporu je realizován jako trimr. Deska plošných spojů je osazena konektory pro připojení generátoru pulsů, výstupního zesilovače a čipu s bolometrem.



obr. 25 Deska plošných spojů s Wheatstoneovým můstkem

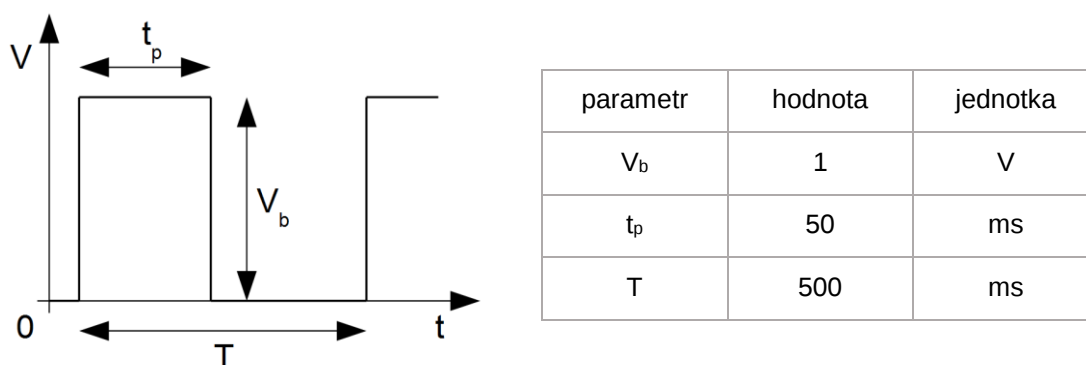
Pouzdro s vyrobenými čipy je po celou dobu měření uzavřeno ve vakuové komoře, ve které je tlak snižován na hodnotu řádově 10^{-3} Pa, aby byl minimalizován vliv vedení tepla z bolometru do okolního prostředí. Vývody pouzdra jsou připojeny na CAN konektory na vnější straně vakuové komory. Pomocí přívodních kabelů je tak možné zapojit zvolený bolometr do můstku.

Zdrojem vstupního signálu je funkční generátor Agilent 33250A. Pro zesílení výstupního napětí můstku je použit nízkošumový rozdílový zesilovač Stanford SR560. Zesílený signál je zobrazen na osciloskopu Agilent MSO6014A.

4.1.2 MĚŘENÍ ČASOVÉ KONSTANTY

Aby mohla být zjištěna časová konstanta τ , vstupní obdélníkový puls musí trvat dostatečně dlouhou dobu. Tato doba by měla být několikanásobkem časové konstanty.

Ve druhé kapitole byla z rozměrů navrhovaných struktur vypočtena časová konstanta bolometru s největší membránou $\tau = 20$ ms. Délka pulsu byla proto zvolena $t_p = 50$ ms. Aby měl bolometr dostatek času vychladnout zpět na teplotu okolí, byla perioda opakování pulsu zvolena $T = 500$ ms. Amplituda pulsu byla zvolena $V_b = 1$ V. Tyto parametry pulsu zajistí, že vydané Jouleovo teplo nezničí strukturu bolometru a měření přitom nebude příliš zatíženo šumem. Zvolené parametry v přehledu zobrazuje tab. 6.



tab. 6 Parametry napěťového pulsu pro měření časové konstanty τ

Pro model termálního detektoru byla v teoretickém úvodu odvozena exponenciální závislost jeho teploty na čase. Proto také závislost rozdílu napětí výstupního napětí můstku na čase je exponenciální. Tuto závislost popisuje rovnice 26:

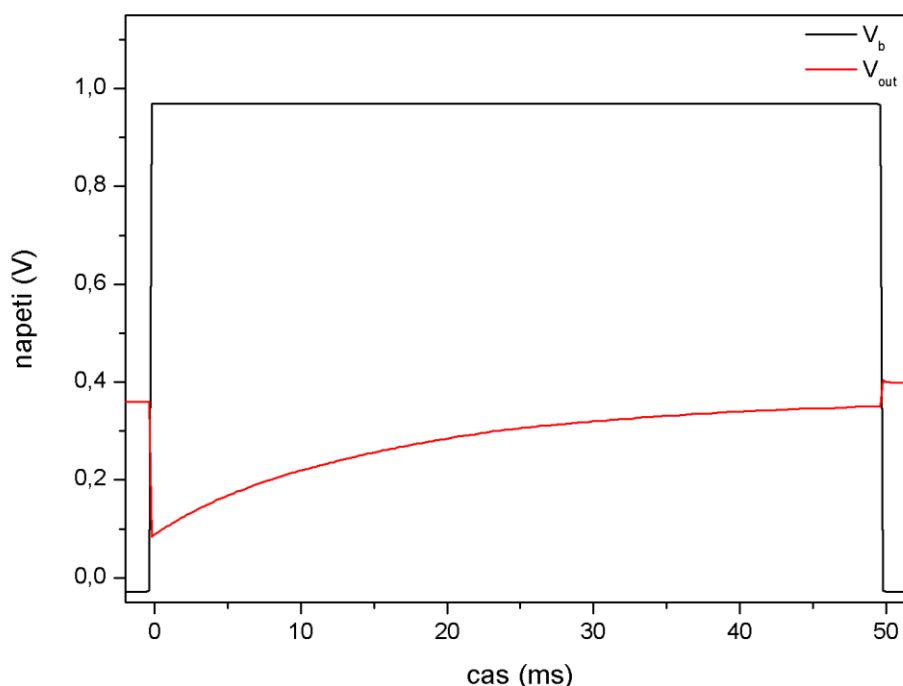
$$V_{out} = V_0 + \Delta V \cdot (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}), \quad (26)$$

kde V_{out} je napětí na výstupu můstku, ΔV je napětí, kterého dosáhne výstup můstku v ustáleném stavu, V_0 je napětí na výstupu můstku před začátkem pulsu a τ je časová konstanta bolometru.

Měřením lze zjistit hodnoty V_{out} odpovídající časovým okamžikům t . Dosazením naměřených hodnot do rovnice 26 pak lze vypočítat časovou konstantu τ .

Časové průběhy napětí V_{out} měřených bolometrů byly zobrazeny na osciloskopu. Pro každý bolometr byla provedena čtyři nezávislá měření. Následně byla data z osciloskopu exportována do počítače.

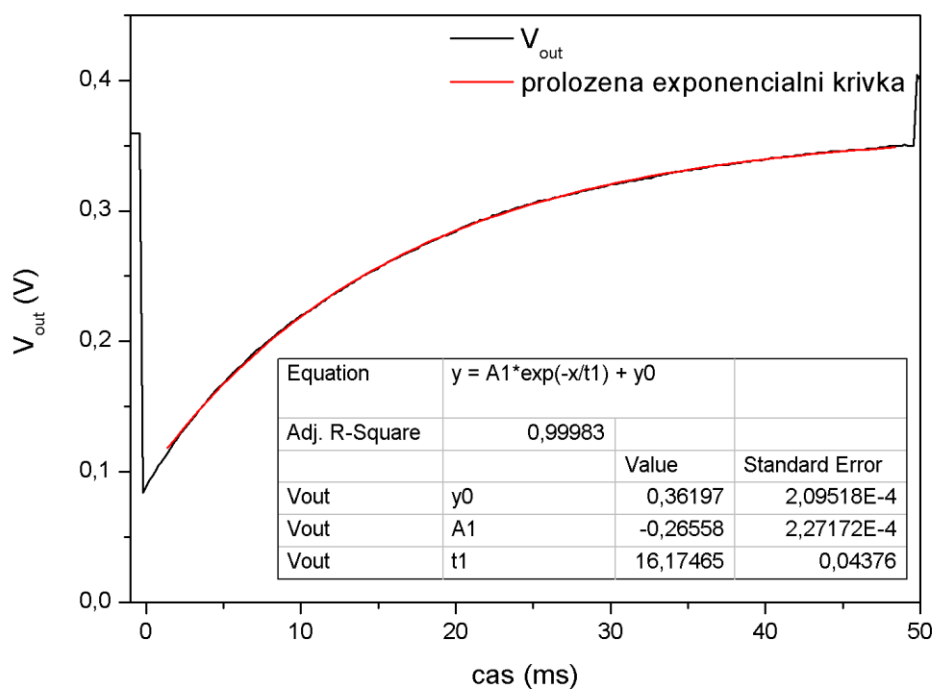
Časový průběh vstupního napětí V_b a desetinásobně zesíleného výstupního napětí V_{out} můstku s bolometrem s velikostí membrány $40 \times 40 \mu\text{m}$ je na obr. 26. Je na něm patrný exponenciální růst napětí V_{out} vyvolaný pulsem V_b .



obr. 26 Změřený časový průběh vstupního napětí V_b a výstupního napětí V_{out} (10x zesíleno) můstku s bolometrem (velikost membrány 40 x 40 μm)

Na průběhu napětí V_{out} je vidět, že v čase $t = 0$ s, kdy vstupní napětí V_b dosáhlo úrovně 1 V, došlo k strmému poklesu napětí V_{out} . To je dáno nevyvážeností můstku, takže při buzení napětím dává na svém výstupu rozdíl napětí, i když tepelné účinky průchodu proudu se na bolometru ještě nestihly projevit. Velikost časové konstanty to neovlivní, protože to způsobí pouze posun naměřených hodnot na ose napětí, jak je patrné z rovnice 26.

Pro hodnotu časové konstanty je irelevantní, že bylo napětí na výstupu můstku zesíleno. To vyplývá z charakteru exponenciální funkce, jak lze ukázat na rovnici 26. Ze stejného důvodu jsou irelevantní nepřesnosti v hodnotě amplitudy pulsu V_b .



obr. 27 Exponenciální křivka proložená průběhem výstupního napětí můstku buzeného 50 ms obdélníkovým pulsem napětí $V_b = 1$ V

Změřený průběh výstupního napětí byl pomocí počítače proložen exponenciální křivkou (obr. 27). Rovnice proložené exponenciální křivky je následující:

$$V_{out} = \left(-0,27 \cdot e^{\frac{-t}{16,2}} + 0,36 \right) V \quad (27)$$

Časová konstanta dle rovnice 27 vychází $\tau_1 = 16,2$ ms. Za změřenou hodnotu časové konstanty τ je považován průměr ze čtyř měření. Jeho směrodatná odchylka s byla stanovena ze známého vzorce:

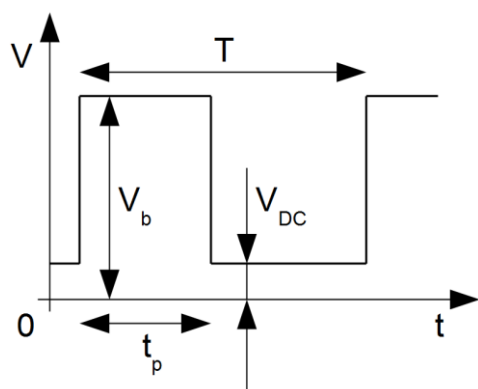
$$s = k \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (\tau_i - \bar{\tau})^2}, \quad (28)$$

kde n je počet měření, i je pořadí pokusu a k je korekce závislá na počtu měření. Pro čtyři měření má hodnotu $k = 1,7$.

4.1.3 MĚŘENÍ TEPELNÉ KAPACITY A TEPELNÉ VODIVOSTI

Teplnou kapacitu H a tepelnou vodivost G lze, podobně jako časovou konstantu, zjistit z časové odezvy bolometru na obdélníkový napěťový puls. K dosažení dobré přesnosti měření je zapotřebí větší amplitudy pulsu, aby odezva bolometru byla vysoká. Puls tedy může být jenom krátký, v řádu desítek mikrosekund, aby nedošlo ke zničení struktury. Použití krátkého vysokonapěťového pulsu je ve shodě s tím, jak probíhá vyhodnocování změn teploty v komerčně používaných bolometrech [25].

Parametry pulsu byly zvoleny dle tab. 7:



parametr	hodnota	jednotka
V_b	$0,5 \div 5$	V
V_{DC}	$0 \div 300$	mV
t_p	60	μs
T	300	ms

tab. 7 Parametry napěťového pulsu pro měření tepelné kapacity H a tepelné vodivosti G

Délka pulsu je mnohonásobně menší než časová konstanta bolometru. Uplatní se tedy pouze počáteční část exponenciálního průběhu. Proto lze na výstupu můstku očekávat lineárně rostoucí napětí V_{out} , jehož průběh je popsán rovnicí přímky:

$$V_{out} = V_0 + St, \quad (29)$$

kde V_0 je napětí na výstupu můstku před začátkem pulsu a S je směrnice přímky.

Bolometr je pro účely měření opět zapojen do Wheatstoneova můstku podle obr. 24. Teplota bolometru se zvýší o hodnotu ΔT jednak kvůli předpětí V_{DC} , které je na můstek připojeno a vytváří ztrátový tepelný výkon P_{DC} , jednak kvůli napěťovému pulsu V_b , který vytvoří ztrátový tepelný výkon P_b . Rovnice tepelné bilance (rovnice 30) potom vypadá:

$$H \frac{d\Delta T}{dt} + G\Delta T = P_{DC} + P_b \quad (30)$$

V teoretickém úvodu byl odvozen vztah pro ztrátový tepelný výkon, který vzniká na bolometru Joulovým teplem. Výkon P_{DC} souvisí s předpětím V_{DC} podle rovnice 31:

$$P_{DC} = \frac{V_{DC}^2}{4R_0}, \quad (31)$$

kde R_0 je odpor bolometru.

Řešením rovnice 30 se získá rovnice 32, popisující časovou závislost ΔT :

$$\Delta T = \frac{V_b^2}{4 G R_0} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) + \frac{P_{DC}}{G} \quad (32)$$

Rozvojem rovnice 32 do Taylorovy řady, užitím pouze její lineární části a dosazením P_{DC} z rovnice 31 se získá vztah popisující časovou závislost výstupního napětí můstku ΔV_{out} (rovnice 33):

$$\Delta V_{out} = \frac{\alpha V_b^3}{16 H R_0} t + \frac{\alpha V_b P_{DC}}{4 G}, \quad (33)$$

kde α je teplotní součinitel odporu (TCR) [25].

Derivací rovnice 33 podle času se získá závislost (rovnice 34) směrnice S časového průběhu napětí ΔV_{out} na tepelné kapacitě H :

$$S = \frac{d\Delta V_{out}}{dt} = \frac{\alpha V_b^3}{16 R_0 H} \quad (34)$$

Odtud je možné úpravou rovnice 34 získat vztah pro výpočet tepelné kapacity H (rovnice 35):

$$H = \frac{\alpha V_b^3}{16 R_0 S} \quad (35)$$

Napětí $\Delta V_{out,DC}$ představuje výstupní napětí můstku buzeného konstantním nenulovým předpětím V_{DC1} a napěťovým pulsem V_b .

Napětí $\Delta V_{out,0}$ je výstupní napětí můstku, který je buzen pouze pulsním napětím V_b bez konstantního předpětí, tedy $V_{DC0} = 0$ V.

Rozdíl těchto dvou napětí je závislý na tepelné vodivosti G podle rovnice 36:

$$\Delta V_G = \Delta V_{out,DC} - \Delta V_{out,0} = \frac{\alpha V_b}{16 R_0 G} (V_{DC1}^2 - V_{DC0}^2) \quad (36)$$

Vzhledem k tomu, že $V_{DC0} = 0$ V, lze rovnici 36 přepsat do tvaru rovnice 37:

$$\Delta V_G = \frac{\alpha V_b V_{DC1}^2}{16 R_0 G} \quad (37)$$

Odtud je možné úpravou rovnice 37 získat vztah (rovnice 38) pro výpočet tepelné vodivosti G :

$$G = \frac{\alpha V_b V_{DC}^2}{16 R_0 \Delta V_G} \quad (38)$$

Rovnice 35 a 38 poskytují návod, jak změřit hodnoty tepelné kapacity H a tepelné vodivosti G . Pro výpočet je nutná znalost materiálových konstant titanu, ze kterého je vyrobena citlivá vrstva bolometru. Hodnoty těchto konstant jsou uvedeny v tab. 8.

rozměr membrány	odpor	teplotní součinitel odporu
	R_0	α
$[\mu\text{m}]$	$[\Omega]$	$[\text{K}^{-1}]$
30	7649 ± 1	$\approx 5 \cdot 10^{-4}$
40	7791 ± 1	
50	8129 ± 1	

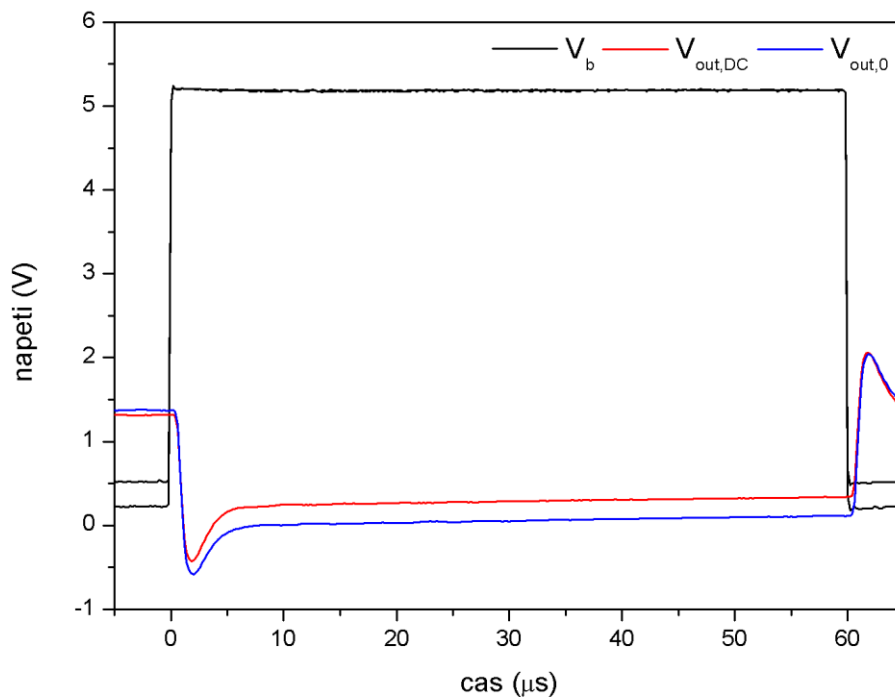
tab. 8 Materiálové vlastnosti titanové vrstvy

Odpor titanové vrstvy bolometru byl zjištěn jak před započítím měření H a G , tak po skončení měření. Pokud by se zjištěné hodnoty odporu od sebe lišily, znamenalo by to, že měření H a G vyvolalo v titanové vrstvě změny a výsledek měření by tím byl neprůkazný. Zjištěné hodnoty odporu titanu se však od sebe nelišily a měření se proto z tohoto pohledu dá prohlásit za průkazné.

Pro měření tepelné kapacity H byla amplituda pulsu nastavována postupně v rozmezí $V_b = 0,5 \div 5 \text{ V}$ s krokem $0,5 \text{ V}$, bez konstantního předpětí, tedy $V_{DC} = 0 \text{ V}$.

Měření tepelné vodivosti G bylo provedeno s amplitudou pulsu $V_b = 5 \text{ V}$ a předpětím nastavovaným postupně v rozsahu $V_{DC} = 20 \div 300 \text{ mV}$. Aby mohl být odečten rozdíl ΔV_G (rovnice 38), byla po každém měření odezvy můstku na obdélníkový puls s předpětím V_{DC} změřena odezva můstku na obdélníkový puls s nulovým předpětím $V_{DC} = 0 \text{ V}$.

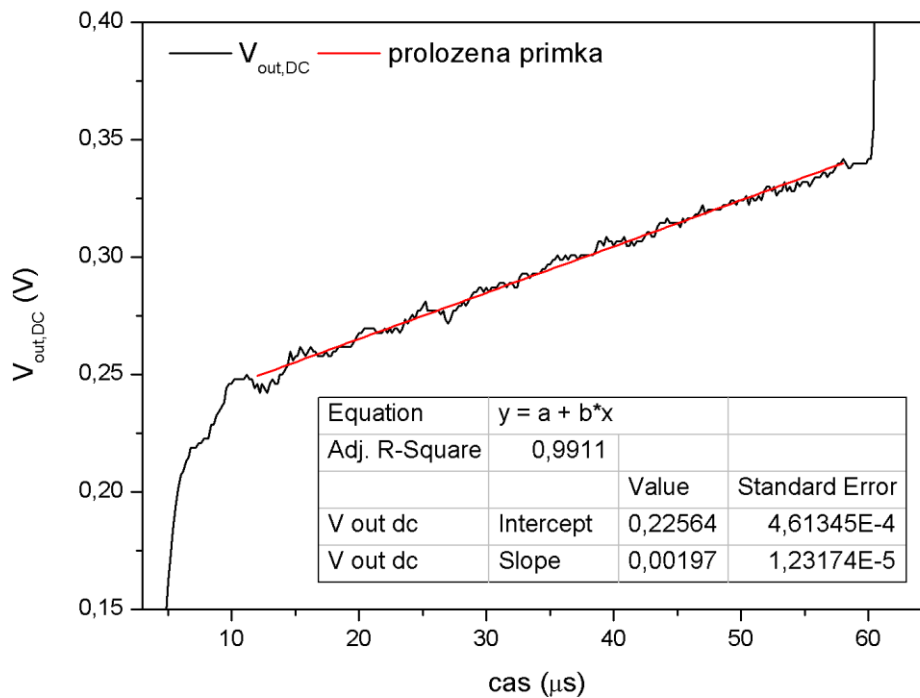
Změřené odezvy můstku na puls s amplitudou $V_b = 5 \text{ V}$ jsou na obr. 28.



obr. 28 Zesílená odezva V_{out} můstku na napěťový puls $V_b = 5\text{ V}$ s předpětím $V_{DC} = 300\text{ mV}$ (průběh $V_{out,DC}$) a bez předpětí (průběh $V_{out,0}$)

Na průběhu odezvy V_{out} můstku (obr. 28) je vidět strmý pokles napětí v momentu, kdy vstupní puls napětí dosáhl úrovně $V_b = 5\text{ V}$. Jak už bylo napsáno v podkapitole Měření časové konstanty, tento strmý pokles je důsledkem nevyváženosti můstku, která však nemá na měření vliv.

Z průběhů napětí na obr. 28 je patrné, že vstupní signály jsou posunuty na napěťové ose směrem vzhůru oproti hodnotám, které byly nastaveny na pulsním generátoru. To je dáno interním offsetem pulsního generátoru. Při vyhodnocení měření je proto potřeba provést příslušnou korekci.



obr. 29 Přímka proložená lineární částí průběhu odezvy můstku na 60 μ s obdélníkový puls

Směrnice S_A lineární části odezvy můstku na 60 μ s napěťový puls bez předpětí se získá proložením přímkou (obr. 29). Rovnice proložené přímkou (rovnice 39) má následující tvar:

$$V_{out,DC} = (0,2256 + 0,00197 \cdot t) V \quad (39)$$

Pro určení hodnoty směrnice S je třeba vzít v úvahu, že výstup můstku byl zesílen. Pro nalezení skutečné hodnoty je tedy zjištěnou směrnicí S_A potřeba vydělit zesílením, jak ukazuje rovnice 40:

$$S = \frac{S_A}{A_V} = \frac{1970}{10} V_S^{-1} = 197,0 V_S^{-1} \quad (40)$$

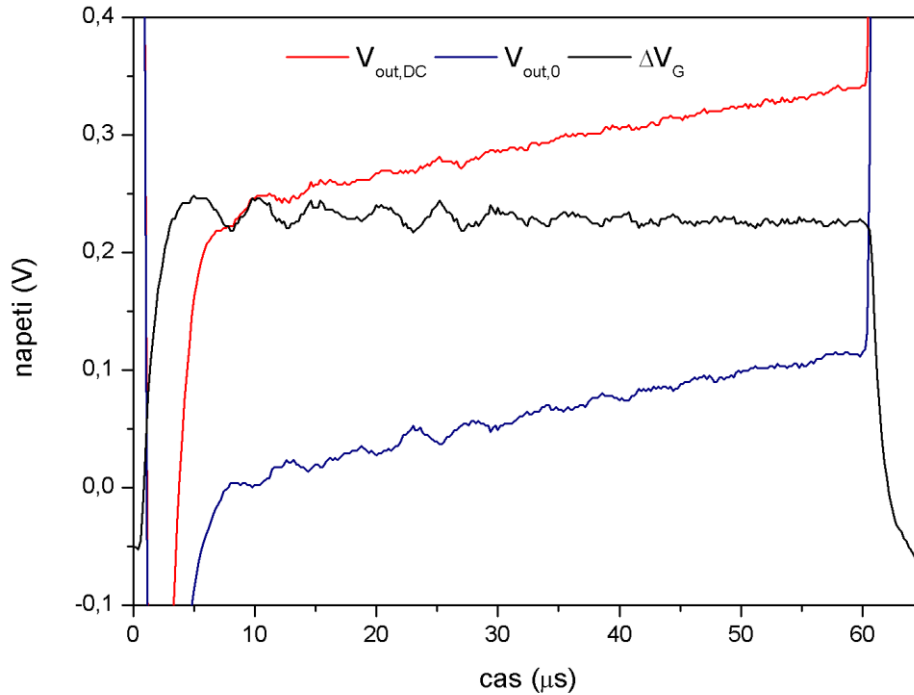
Za změřenou hodnotu směrnice S se považuje průměr ze čtyř měření. Jeho směrodatná odchylka byla stanovena podle stejného vzorce, jako v případě měření časové konstanty (rovnice 28).

Tepelná kapacita H , která odpovídá průměrné směrnicí S , se vypočítá dosazením S do rovnice 35:

$$H = \frac{\alpha V_b^3}{16 R_0 S} = \frac{5 \cdot 10^{-4} \cdot 5,2^3}{16 \cdot 7791 \cdot 201,2} J \cdot K^{-1} = 2,843 \cdot 10^{-9} J \cdot K^{-1} \quad (41)$$

Do rovnice 41 byla dosazena za napětí V_b skutečná hodnota napětí, kterou pulsní generátor budil můstek.

Velikost napětí ΔV_G , které odpovídá rozdílu mezi odezvou můstku na puls s předpětím a odezvou můstku na puls bez předpětí ilustruje obr. 30. Jedná se o průběhy změřené na bolometru bez CNT absorpční vrstvy.



obr. 30 Napětí ΔV_G (10x zesíleno): rozdíl odezvy můstku na napěťový puls $V_b = 5 \text{ V}$ s předpětím $V_{DC} = 300 \text{ mV}$ (průběh $V_{out,dc}$) a bez předpětí (průběh $V_{out,0}$); průběh změřený na bolometru bez CNT absorpční vrstvy

Pro výpočet hodnoty ΔV_G lze vyjít ze znalosti průniku přímky, proložené lineární částí odezvy můstku, s osou napětí. Odečtením průníků odpovídajících odezvám s předpětím a bez předpětí se získá hodnota napětí $\Delta V_{G,A}$, která odpovídá zesílenému rozdílu napětí mezi nimi.

Pro odezvu na puls $V_b = 5 \text{ V}$ a $V_{DC} = 300 \text{ mV}$ byl zjištěn průnik proložené přímky s osou napětí $V_{i1,A} = 0,2256 \text{ V}$ (rovnice 39). Pro odezvu na puls $V_b = 5 \text{ V}$ a $V_{DC} = 0 \text{ mV}$ byl zjištěn průnik proložené přímky s osou napětí $V_{i0,A} = -8,810 \cdot 10^{-3} \text{ V}$. Jejich rozdíl odpovídá napětí $\Delta V_{G,A}$ (rovnice 42):

$$\Delta V_{G,A} = V_{i1,A} - V_{i0,A} = (0,2256 - (-8,810 \cdot 10^{-3}))V = 0,2344 \text{ V} \quad (42)$$

Stejně, jako při určování hodnoty směrnice S , je potřeba vzít v úvahu, že výstup můstku byl zesílen. Skutečná hodnota napětí ΔV_G se získá dělením hodnoty $\Delta V_{G,A}$ hodnotou zesílení:

$$\Delta V_G = \frac{\Delta V_{G,A}}{A_V} = \frac{0,2344 \text{ V}}{10} = 2,344 \cdot 10^{-2} \text{ V} \quad (43)$$

Za změřenou hodnotu napětí ΔV_G se považuje průměr ze čtyř měření. Jeho směrodatná odchylka byla stanovena podle stejného vzorce, jako v případě měření časové konstanty a tepelné kapacity (rovnice 28).

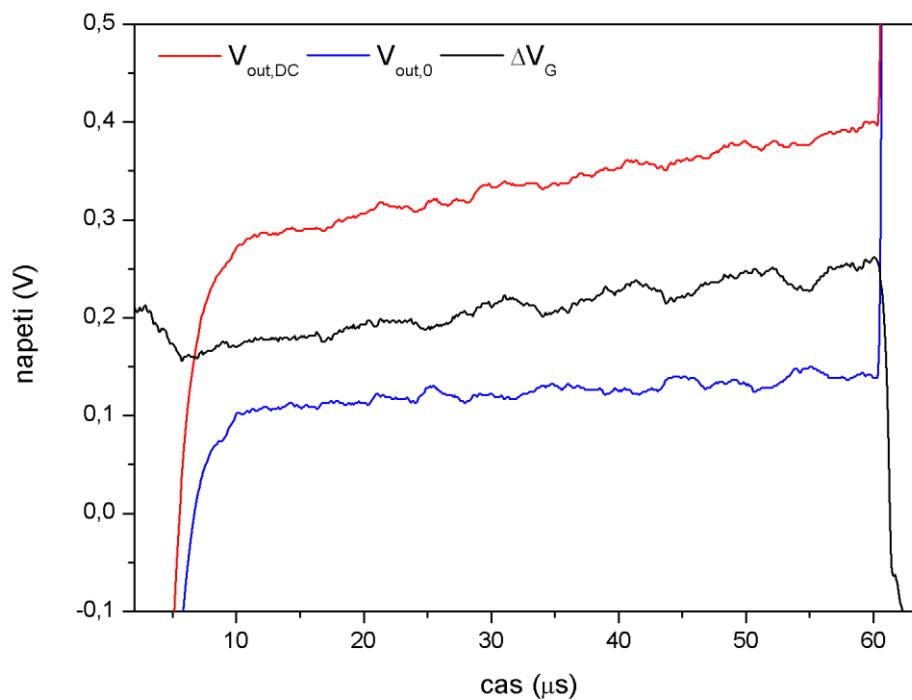
Průměrnou hodnotu napětí ΔV_G pak lze dosadit do rovnice 36 a vypočítat tepelnou vodivost G :

$$G = \frac{\alpha V_b}{16 R_0 \Delta V_G} (V_{DC1}^2 - V_{DC0}^2) = \frac{5 \cdot 10^{-4} \cdot 5,2 \cdot (0,53^2 - 0,22^2)}{16 \cdot 7791 \cdot 2,310 \cdot 10^{-2}} \text{ W} \cdot \text{K}^{-1} \quad (44)$$

$$G = 2,121 \cdot 10^{-7} \text{ W} \cdot \text{K}^{-1}$$

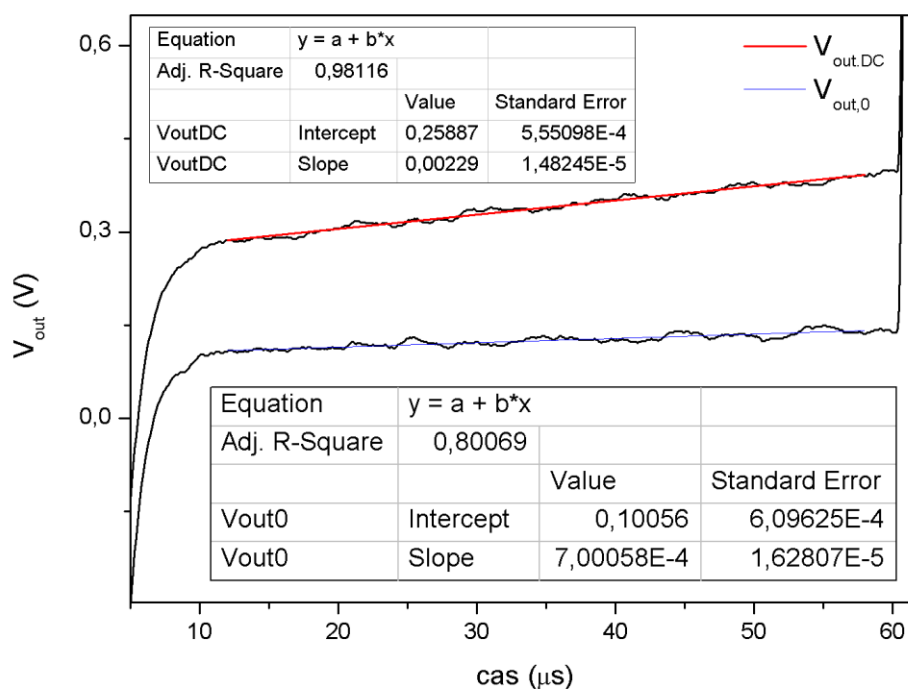
Do rovnice 44 byla dosazena skutečná hodnota napětí V_b a skutečné hodnoty napětí V_{DC} , kterými pulsní generátor budil můstek.

Velikost napětí ΔV_G , které odpovídá rozdílu mezi odezvou můstku na puls s předpětím a odezvou můstku na puls bez předpětí ilustruje obr. 31. Jedná se o průběhy změřené na bolometru s CNT absorpční vrstvou.



obr. 31 Napětí ΔV_G (20x zesíleno): rozdíl odezvy můstku na napěťový puls $V_b = 5$ V s předpětím $V_{DC} = 300$ mV (průběh $V_{out,dc}$) a bez předpětí (průběh $V_{out,0}$); průběh změřený na bolometru s CNT absorpční vrstvou

Proložením lineárních částí odezev můstku s bolometrem s CNT absorpční vrstvou lze zjistit, že směrnice přímk pro různě nastavené V_{DC} pulsu nejsou stejné. To znamená, že rozdíl mezi odezvami můstku ΔV_G není v čase konstantní.



obr. 32 Přímky proložené lineárními částmi průběhů odezvy můstku na 60 μ s obdélníkový puls; průběhy pro bolometr s CNT absorpční vrstvou

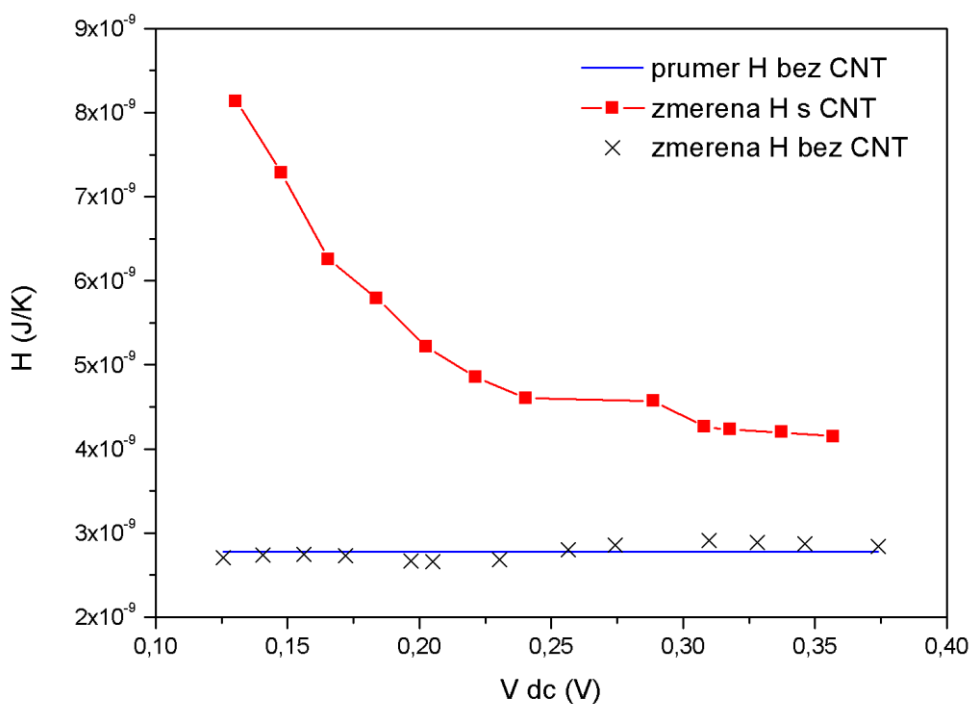
Pro výpočet tepelné vodivosti G bolometru s CNT absorpční vrstvou se za hodnotu ΔV_G považuje rozdíl mezi průniky přímek, proložených lineárními částmi odezev, s napětíovou osou tak, jak to bylo popsáno v odstavcích výše. Důsledky tohoto postupu vyhodnocení jsou rozebrány v následující podkapitole.

4.1.4 VYHODNOCENÍ MĚŘENÍ

Měření tepelné kapacity H a tepelné vodivosti G probíhalo na bolometru s velikostí membrány 40 x 40 μ m. Pro měření byl použit jak bolometr s CNT absorpční vrstvou, tak bolometr bez CNT absorpční vrstvy, aby mohly být porovnány rozdíly. Byla sledována závislost kapacity a vodivosti na hodnotě amplitudy budícího napětíového pulsu V_b a hodnotě stejnosměrného předpětí V_{DC} .

Měřením bylo zjištěno, že tepelná kapacita H bolometru bez CNT nezávisí na hodnotě stejnosměrného předpětí V_{DC} . To je v souladu se vztahem, který byl odvozen v předchozí podkapitole (rovnice 35). Pro hodnotu $V_b = 5,2$ V, má tepelná kapacita bolometru bez CNT absorpční vrstvy hodnotu $H = (2,78 \pm 0,03) \cdot 10^{-9}$ J/K. Tato hodnota je v dobré shodě s hodnotou tepelné kapacity $H = 2 \cdot 10^{-7}$ J/K, která byla vypočtena ve druhé

kapitole. Změřený průběh závislosti H na V_{DC} s vyznačením průměrné hodnoty H pro bolometr bez CNT absorpční vrstvy je na obr. 33.



obr. 33 Změřené závislosti tepelné kapacity H na stejnosměrném předpětí V_{DC} při $V_b = 5,2$ V. Modře je vyznačena průměrná hodnota pro bolometr bez CNT absorpční vrstvy. Červeně je vykreslen lineárně interpolovaný průběh závislosti H bolometru s CNT absorpční vrstvou na předpětí V_{DC}

Z grafu na obr. 33 je patrné, že tepelná kapacita H bolometru s CNT absorpční vrstvou je větší, než tepelná kapacita bolometru bez CNT absorpční vrstvy. Pro $V_b = 5,2$ V a $V_{DC} = 0,20$ V má tepelná kapacita H bolometru s CNT absorpční vrstvou hodnotu $H = (5,21 \pm 0,03) \cdot 10^{-9}$ J/K. Srovnání vybraných hodnot H změřených v závislosti na V_{DC} poskytuje tab. 11.

V_b	V_{DC}	H s CNT	H bez CNT
[V]	[V]	[nJ/K]	[nJ/K]
5,2	0,20	$5,21 \pm 0,03$	$2,78 \pm 0,03$
	0,25	$4,60 \pm 0,03$	
	0,35	$4,15 \pm 0,02$	

tab. 9 Vybrané hodnoty tepelné kapacity H změřené v závislosti na V_{DC} při $V_b = 5,2$ V

Důsledkem větší tepelné kapacity bolometru s CNT absorpční vrstvou je menší rychlost jeho odezvy na dopadající IR. Vyplyvá to ze samotné definice tepelné kapacity H . Ta je konstantou úměrnosti mezi změnou teploty tělesa ΔT a tepelnou energií Q , která ji způsobuje, podle rovnice 45:

$$Q = H\Delta T \quad (45)$$

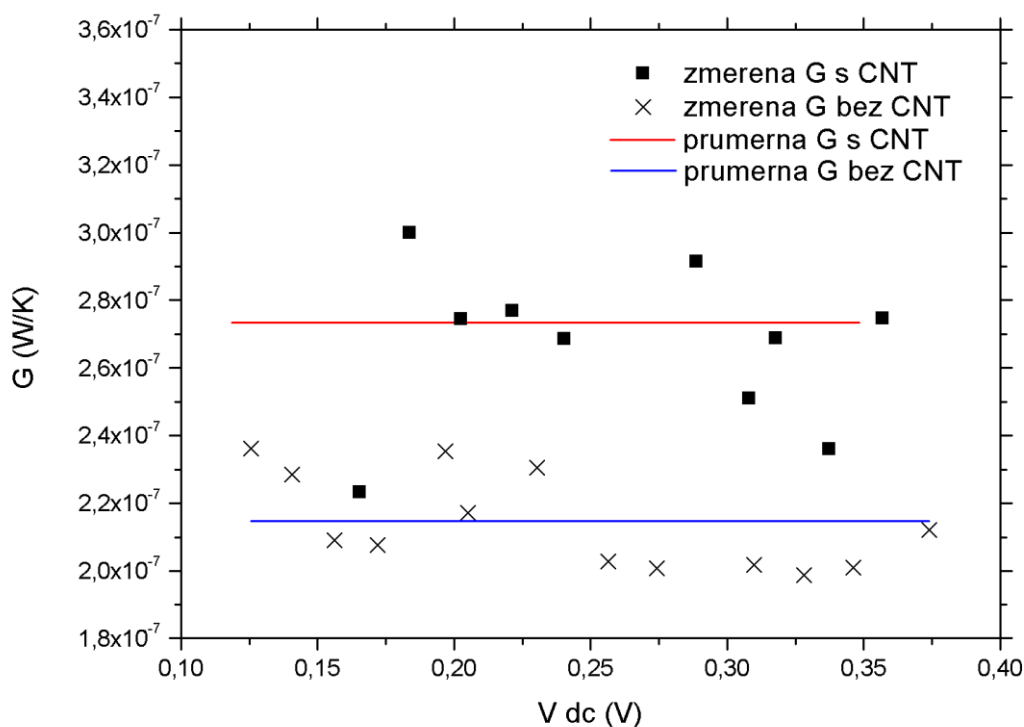
Derivací rovnice 45 podle času se získá vztah mezi tepelným výkonem P na bolometru a rychlostí změny jeho teploty (rovnice 46):

$$P = H \frac{d\Delta T}{dt} \quad (46)$$

Z rovnice 46 je patrné, že větší tepelná kapacita H má při stejném výkonu záření P za důsledek pomalejší změnu teploty ΔT . Z toho lze usoudit, že časová konstanta bolometru s CNT absorpční vrstvou by měla být větší než bez CNT absorpční vrstvy.

Jak je patrné z grafu na obr. 33, tepelná kapacita H bolometru s CNT absorpční vrstvou klesá s rostoucím napětím V_{DC} . Lze tedy předpokládat, že rychlost odezvy bolometru s CNT absorpční vrstvou bude větší pro větší výkon dopadajícího IR záření. Časová konstanta CNT bolometru by tedy měla s rostoucím výkonem dopadajícího záření klesat.

Ověření tohoto předpokladu lze provést vyhodnocením závislosti tepelné vodivosti G na V_{DC} . Změřené závislosti G na V_{DC} jsou zobrazeny v grafu na obr. 34. Z grafu je patrné, že tepelná vodivost G bolometru s CNT absorpční vrstvou je větší než bez absorpční vrstvy. Pro $V_b = 5,2$ V má tepelná vodivost CNT bolometru hodnotu $G_{CNT} = (2,66 \pm 0,17) \cdot 10^{-7}$ W/K a tepelná vodivost bolometru bez CNT má hodnotu $G = (2,15 \pm 0,12) \cdot 10^{-7}$ W/K.



obr. 34 Změřené závislosti tepelné vodivosti G na stejnosměrném předpětí V_{DC} . Modře je vyznačena průměrná hodnota pro bolometr bez CNT absorpční vrstvy, červeně průměrná hodnota pro bolometr s CNT absorpční vrstvou.

Větší tepelná vodivost CNT bolometru je důsledkem většího tepelného vyzařování díky vrstvě CNT. Jak bylo nastíněno v teoretickém úvodu, vrstva uhlíkových nanotrubic je výborným absorberem záření. To dle Kirchhoffova zákona tepelného vyzařování také znamená, že záření je z vrstvy CNT na membráně bolometru vyzařováno ve větší míře, než když CNT vrstva na membráně není. CNT vrstva se tak vlastně chová jako chladič.

Na tomto místě je třeba zmínit se o omezeních metody, která byla použita pro měření tepelné vodivosti G . Jak bylo ukázáno výše, tepelná kapacita H CNT bolometru klesá s rostoucím V_{DC} . Tato závislost byla zjištěna měřením směrnice S lineární části odezvy Wheatstoneova můstku s bolometrem na napěťový puls mnohem kratší než předpokládaná časová konstanta bolometru, jak bylo popsáno v předchozí podkapitole.

Měřicí metoda popsaná v podkapitole Měření tepelné kapacity a tepelné vodivosti počítá s tím, že směrnice S se s napětím V_{DC} nemění. Ze změřené závislosti tepelné kapacity H mikrobolometru s CNT absorpční vrstvou na obr. 33 je možné pomocí vztahu mezi směrnicí S a tepelnou kapacitou H dle rovnice 34 ukázat, že směrnice S s rostoucím napětím V_{DC} roste. Rozdíl ΔV_G mezi výstupním napětím můstku buzeným krátkým pulsem napětí V_b s nenulovou hodnotou V_{DC} a následně pulsem V_b s nulovou hodnotou V_{DC} proto není v čase konstantní, nýbrž narůstá, jak bylo ilustrováno na obr. 32. Je tedy otázka, jakou hodnotu napětí ΔV_G pro výpočet tepelné vodivosti G použít.

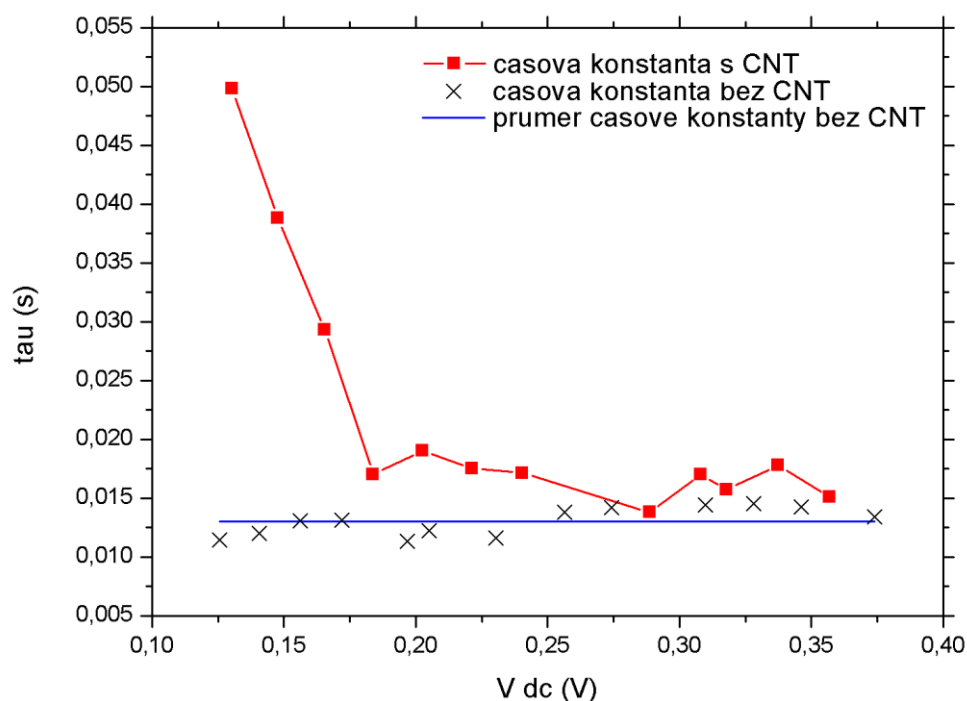
Už v přechozí podkapitole bylo uvedeno, že pro výpočet tepelné vodivosti G bolometru s CNT absorpční vrstvou se za hodnotu ΔV_G považuje rozdíl mezi průniky přímek, proložených lineárními částmi odezev s různým V_{DC} , s napětíovou osou. O takto spočítané tepelné vodivosti lze předpokládat, že její hodnota odpovídá hodnotě tepelné vodivosti G_{DC} , kterou má bolometr buzený pouze napětím V_{DC} . V průběhu pulsu V_b pak hodnota G_{DC} postupně klesá s tím, jak roste napětíový rozdíl ΔV_G (rovnice 38).

Ze změřených hodnot H a G lze dopočítat časovou konstantu τ podle rovnice 25. Vypočítané hodnoty τ v závislosti na napětí V_{DC} jsou v tab. 10 a graficky jsou vyneseny na obr. 35.

Je patrné, že hodnota časové konstanty τ CNT bolometru je při nízkých hodnotách V_{DC} vysoká a s rostoucím V_{DC} se snižuje. Nalezená závislost tedy odpovídá předpokladu, který byl uveden v odstavci výše. Při vysoké hodnotě napětí V_{DC} se časová konstanta τ CNT bolometru blíží hodnotě časové konstanty bolometru bez CNT absorpční vrstvy, která se s měnícím se napětí V_{DC} nemění nijak výrazně a je možné ji považovat za konstantní s průměrnou hodnotou $\tau = 13$ ms.

V_b	V_{DC}	bez CNT			s CNT		
		H	G	$\tau = H/G$	H	G	$\tau = H/G$
[V]	[V]	10^{-9} [J/K]	10^{-7} [W/K]	[ms]	10^{-9} [J/K]	10^{-7} [W/K]	[ms]
5,2	0,20	$2,66 \pm 0,03$	$2,17 \pm 0,06$	12,2	$5,21 \pm 0,03$	$2,74 \pm 0,35$	19,0
	0,23	$2,68 \pm 0,02$	$2,30 \pm 0,06$	11,7	$4,60 \pm 0,02$	$2,69 \pm 0,07$	17,1
	0,31	$2,91 \pm 0,01$	$2,02 \pm 0,03$	14,4	$4,26 \pm 0,05$	$2,93 \pm 0,12$	14,5
	0,35	$2,87 \pm 0,02$	$2,01 \pm 0,02$	14,3	$4,15 \pm 0,02$	$2,75 \pm 0,04$	15,0

tab. 10 Hodnoty časové konstanty τ vypočítané ze změřených hodnot tepelné kapacity H a tepelné vodivosti G bolometru s membránou $40 \times 40 \mu\text{m}$ a šířkou jejích nosníků $3,2 \mu\text{m}$



obr. 35 Závislost časové konstanty τ , vypočítané z naměřených hodnot H a G , na napětí V_{DC} obdélníkového pulsu $V_b = 5,2$ V. Modře je vyznačena průměrná hodnota τ bolometru bez CNT absorpční vrstvy. Červeně je vykreslen lineárně interpolovaný průběh závislosti τ bolometru s CNT absorpční vrstvou na předpětí V_{DC}

Hodnoty časových konstant byly zjištěny také měřením za použití dlouhotrvajícího pulsu $V_b = 1$ V, $V_{DC} = 0$ V. Výsledné změřené hodnoty časových konstant v závislosti na velikosti membrány a typu absorpční vrstvy jsou v tab. 11. Rozměr membrány udává, jak dlouhá je její strana (membrána je čtvercová) a rozměr nosníku udává jeho šířku

membrána	nosník	bez CNT	s CNT
		časová konstanta	časová konstanta
[μm]	[μm]	[ms]	[ms]
30	3,2	$12,40 \pm 0,11$	<i>neměřeno</i>
40		$16,20 \pm 0,13$	$12,63 \pm 0,20$
50		$19,78 \pm 0,16$	<i>neměřeno</i>

tab. 11 Změřené hodnoty časových konstant v závislosti na rozměru membrány a materiálu absorpční vrstvy

Hodnoty změřených časových konstant dle tab. 11 lze srovnat s hodnotami vypočtenými ze změřených hodnot H a G dle tab. 10. Hodnota τ bolometru bez CNT vrstvy změřená dlouhotrvajícím pulsem $V_b = 1$ V je větší, než hodnota vypočtená z hodnot H a G změřených použitím krátkého pulsu $V_b = 5,2$ V. Na druhé straně hodnota τ CNT bolometru

změřená dlouhotrvajícím pulsem $V_b = 1$ V je menší, než hodnota vypočtená z hodnot H a G změřených použitím krátkého pulsu $V_b = 5,2$ V.

Pro pochopení závislostí časových konstant bolometru na napětí budícím Wheatstoneův můstek s bolometrem je zapotřebí ověřit měřením, jak se liší tepelná časová konstanta τ_t bolometru od časové konstanty τ_e celého elektrického obvodu, do kterého je bolometr při měření zapojen. Tato měření jsou předmětem dalšího výzkumu v rámci projektu vývoje termální kamery na VUT.

4.2 MĚŘENÍ CITLIVOSTI

4.2.1 MĚŘENÍ ODEZVY NA DOPADAJÍCÍ IR ZÁŘENÍ

Napěťová odezva bolometru na IR záření dopadající na membránu bolometru je jeho důležitým parametrem, protože určuje citlivost bolometru

Pro měření odezvy na dopadající IR záření byl vybrán bolometr s velikostí membrány $40 \times 40 \mu\text{m}$. Měření bylo provedeno pouze na bolometru bez CNT absorpční vrstvy.

Měřicí metoda spočívá v sledování výstupního napětí na Wheatstoneově můstku, do kterého je bolometr zapojen dle obr. 24, když je bolometr vystaven výkonu dopadajícího IR záření.

Pro účely měření je pouzdro s bolometrem opět uzavřeno do vakuové komory, ve které je tlak snížen na hodnoty řádově 10^{-3} Pa. Kontaktování bolometru probíhá přes CAN konektory na vnější straně vakuové komory. IR záření do komory vstupuje přes germaniové sklíčko, které propouští pouze vlnové délky z intervalu $\lambda = 8 \div 14 \mu\text{m}$.

Zdrojem IR záření je černé těleso Omega BB703, s emisivitou $\varepsilon = 0,95$. Jeho teplota je nastavena na $T = 400$ °C. Od čipu s bolometrem je vzdálené $d = 29,39$ mm. Podle Planckova vyzařovacího zákona tedy dodává na membránu bolometru výkon $P = 6,476 \cdot 10^{-7}$ W.

Na vstupy Wheatstoneova můstku bylo přivedeno pulsní obdélníkové napětí s průběhem stejným jako při měření tepelné kapacity H a tepelné vodivosti G (tab. 7). Amplituda pulsu V_b byla nastavována postupně v rozsahu $V_b = 2 \div 10$ V. Stejnoseměrné předpětí V_{DC} pulsu bylo ponecháno nulové.

Pro každé nastavení parametrů pulsu byla nejprve změřena odezva můstku s bolometrem, na který nedopadalo žádné IR záření. Následně byla provedena čtyři měření výstupního napětí V_{out} můstku s bolometrem, na který přes germaniové sklíčko dopadalo IR záření, a to pro každé nastavení pulsu. Za změřenou hodnotu V_{out} je považován průměr ze čtyř měření, jehož směrodatná odchylka je stanovena podle rovnice 28. Napěťovou odezvou K_V můstku je rozdíl hodnot V_{out} mezi výstupním napětím V_{IR} můstku, kdy na bolometr dopadalo IR záření, a výstupním napětím V_0 můstku, když byl bolometr před IR zářením chráněn.

Napětíová odezva K_V můstku na dopadající IR záření se pak vypočte podle rovnice 47:

$$K_V = \frac{V_{IR} - V_0}{A_V \cdot P}, \quad (47)$$

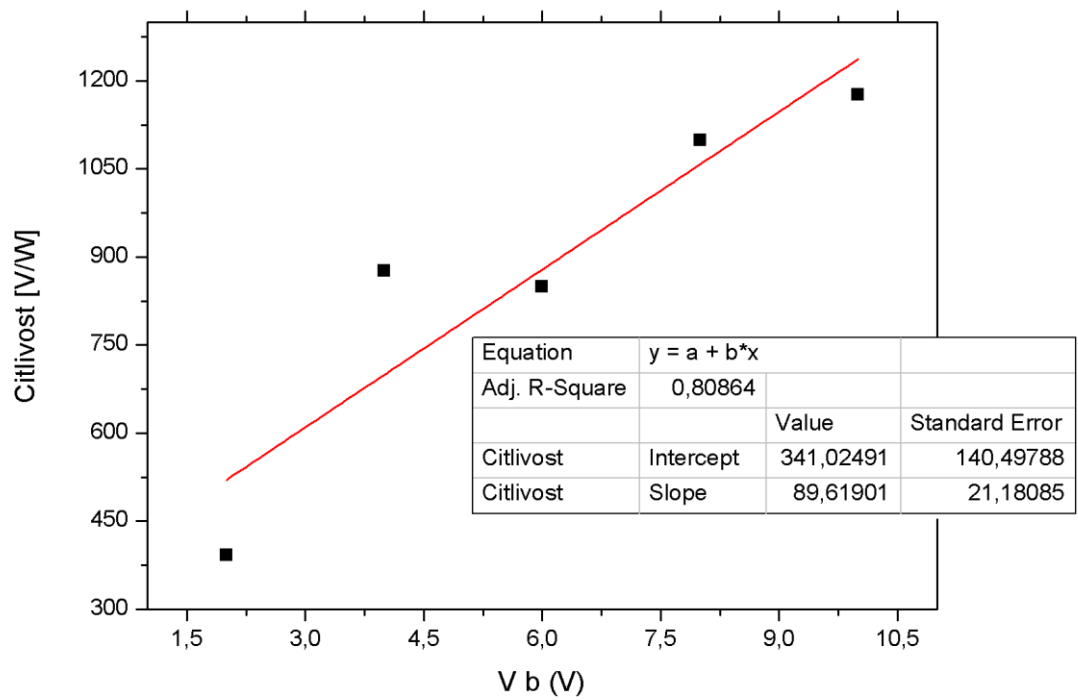
kde $P = 6,476 \cdot 10^{-7} \text{ W}$ je výkon záření absorbovaný bolometrem a A_V je napětíové zesílení zesilovače na výstupu můstku.

4.2.2 VYHODNOCENÍ MĚŘENÍ

Měřením byla nalezena lineární závislost napětíové odezvy K_V bolometru ozařovaného IR zářením, na amplitudě V_b budícího obdélníkového pulsu. Změřené hodnoty jsou v tab. 12. Grafická závislost K_V na V_b je na obr. 36. Změřené hodnoty byly proloženy přímkou. Zjištěná lineární závislost je v souladu se vztahem mezi K_V a V_b odvozeným v teoretickém úvodu (rovnice 19).

V_b	K_V
[V]	[V/W]
10	1177 ± 49
8	1099 ± 27
6	849 ± 30
4	876 ± 32
2	392 ± 22

tab. 12 Změřené hodnoty napětíové citlivosti K_V bolometru na dopadající záření v závislosti na amplitudě budícího obdélníkového pulsu V_b



obr. 36 Grafická závislost změřených hodnot napěťové citlivosti K_V bolometru na dopadající záření v závislosti na amplitudě budícího obdélníkového pulsu V_b . Červeně je vyznačena přímka proložená změřenými body.

ZÁVĚR

Úkolem diplomové práce bylo studium teplotních parametrů nanostrukturovaného senzoru pro detekci IR záření. Unikátní senzor IR záření, bolometr s absorpční vrstvou z uhlíkových nanotrubic (CNT), je vyvíjen v rámci projektu termální kamery na Ústavu mikroelektroniky VUT v Brně. Hlavním cílem této diplomové práce bylo změřit teplotní parametry bolometru. Měření probíhalo na bolometru s absorpční CNT vrstvou i bez ní.

V rámci diplomové práce byla nastudována problematika IR detekce. Témata, která byla shledána důležitými pro pochopení klíčových aspektů detekce IR záření, byla zpracována do formy rešerše a tvoří teoretický úvod této diplomové práce. Teoretický úvod poskytuje vhled do detekce IR záření termálními detektory. Jejich velkou výhodou oproti fotonovým detektorům je absence kryogenického chladicího systému. Termální detektory mají proto velký potenciál na komerčním trhu. Nejperspektivnější a také nejpoužívanější technologií termálních detektorů IR záření integrovaných na elektronickém čipu jsou bolometry. Přínosem této diplomové práce je výzkum možností zvýšení absorpčních schopností bolometru pomocí uhlíkových nanotrubic.

Bolometr byl navržen jako mikro-elektro-mechanický systém (MEMS). Tato technologie umožňuje vytvořit na čipu tepelně izolovanou strukturu. Tak může být termální detektor integrován s obvody pro zpracování signálu. Bolometr je tvořen závěsnou membránou, jejíž rozměry na vyrobeném čipu jsou v řádu desítek μm . Membrána samotná je vytvořena jako sendvičová struktura z oxidu křemíku SiO_2 , do níž je uzavřena tenká vrstva titanového meandru, který slouží jako citlivá vrstva bolometru. Titan byl zvolen především proto, že má vysokou teplotní odolnost, která je nutná, aby bolometr vydržel vysoké teploty při růstu nanotrubic na jeho membráně. Dalším důvodem pro volbu titanu bylo, že jeho měrná tepelná vodivost je v porovnání s ostatními kovy malá, a tak se hodí pro aplikaci v termálním detektoru.

Tloušťka titanové vrstvy byla zvolena 30 nm. Původně se předpokládalo, že takto zvolená tloušťka vrstvy bude dostatečná, aby to nemělo negativní dopad na její parametry. Avšak na vyrobeném čipu se ukázalo, že hodnota teplotního součinitele elektrického odporu titanové vrstvy má hodnotu $\alpha = 5 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$. Tak malá hodnota není žádoucí pro účely snímání IR záření, protože snižuje citlivost bolometru. Není to však kritická závada, protože hlavním účelem vyrobeného čipu je výzkum přínosu uhlíkových nanotrubic jako absorpční vrstvy bolometru.

Při návrhu rozměrů membrány byl brán zřetel na její tepelné parametry. Byly zvoleny takové rozměry struktury, které poskytují adekvátní hodnoty tepelných parametrů. Zároveň byly provedeny počítačové simulace, jejichž hlavním smyslem bylo prozkoumat chování membrány pod tepelným zatížením. Cílem bylo zjistit, jak se struktura bude chovat při procesu růstu uhlíkových nanotrubic.

Navržený čip má sloužit pouze pro účely měření parametrů bolometrů. Tomu byl přizpůsoben jeho layout. Na čipu je celkem 28 bolometrů, které je možné připojit do

vnějšího obvodu přes kontaktní plochy na okrajích čipu. Rozměry membrán bolometrů na čipu jsou různé, aby mohl být zkoumán jejich vliv na tepelné parametry.

Výroba čipu probíhala zčásti v National Institute of Standards and Technology (NIST) ve Washingtonu ve Spojených státech amerických, kde disponují dostatečně přesnou technologií potřebnou k vytvoření čipu. Výrobní operace v NIST byly provedeny vedoucím práce. Ve školní laboratoři na VUT v Brně byla na membrány bolometrů deponována katalytická vrstva pro růst nanotubic a lokálním ohřevem membrány bylo dosaženo růstu jednostěnných uhlíkových nanotubic. Membrány byly potom podleptány a tím byla na čipu vytvořena tepelně izolovaná struktura.

K měření teplotních parametrů (tepelné kapacity H , tepelné vodivosti G , a časové konstanty τ) byla použita metoda buzení můstkového zapojení s bolometrem pulsním obdélníkovým signálem. Tato metoda byla popsána pro konvenční bolometry a byly pomocí ní získány relevantní hodnoty parametrů bolometru bez absorpční vrstvy z uhlíkových nanotubic.

Měřením byly potvrzeny některé předpoklady týkající se bolometru s CNT absorpční vrstvou. Bylo zjištěno, že tepelná kapacita H bolometru s CNT vrstvou je vyšší než bez CNT vrstvy. Následně bylo potvrzeno, že vyšší tepelná kapacita CNT bolometru má za následek zvětšení jeho časové konstanty τ . Měřením s postupně nastavovanou hodnotou stejnosměrného předpětí můstku V_{DC} bylo zjištěno, že tepelná kapacita H bolometru s CNT absorpční vrstvou klesá s rostoucím V_{DC} .

Dalším měřením bylo zjištěno, že tepelná vodivost G CNT bolometru na V_{DC} nezávisí. K tomuto závěru se došlo jinou interpretací měřicí metody, než jak bylo původně zamýšleno. Bylo nutno rozhodnout, jak vypočítat adekvátní hodnotu G , protože měřicí metoda nepočítala s tím, že tepelná kapacita by mohla s rostoucím V_{DC} klesat. Proto se za hodnotu vodivosti CNT bolometru považuje vodivost, kterou bolometr vykazuje na samém počátku budicího pulsu. Bylo však diskutováno, že tato vodivost G v průběhu pulsu postupně klesá.

Časová konstanta bolometru byla změřena jak samostatným měřením, tak byla vypočtena z naměřených hodnot kapacity a vodivosti. Bylo zjištěno, že časová konstanta τ bolometru s CNT vrstvou klesá s rostoucím napětím V_{DC} , což zároveň znamená, že intenzivnější IR záření by mělo být bolometrem s CNT absorpční vrstvou detekováno rychleji, než záření s menší intenzitou. Při měření a vyhodnocování časové konstanty τ však vyvstala otázka, zda zvolená měřicí metoda skutečně poskytuje hodnotu tepelné časové konstanty, nebo jestli se do hodnoty τ nepromítá také elektrická časová konstanta obvodu, do kterého je bolometr zapojen. Zodpovězení této otázky je úkolem dalších měření, které budou v rámci vývoje unikátní termální kamery na VUT v Brně pokračovat.

Bylo provedeno měření napěťové odezvy bolometru bez CNT vrstvy na dopadající IR záření. Tímto měřením byla potvrzena teoreticky odvozená lineární závislost odezvy na amplitudě V_b budicího obdélníkového pulsu.

SEZNAM INFORMAČNÍCH ZDROJŮ

- [1] HERSCHEL, W. Experiments on the refrangibility of the invisible rays of the Sun, Philos.Trans.Roy.Soc.London. 1800, roč. 90, str. 284-292. Dostupné z: <http://rstl.royalsocietypublishing.org/content/90/284.full.pdf+html>
- [2] BRAND, J. C. D. Lines of Light. Vyd. 1, CRC Press, 1995, 266 s. ISBN 978-2884491631.
- [3] LANGLEY, S. P. Bolometer. Vyd 1, Gregory Bros. Printers, New York, 7 s.
- [4] ROGALSKI, A. History of Infrared Detectors, Opto-electronics Review. 2012, roč. 20, č. 3, str. 279-308. ISSN 1896-3757.
- [5] GOLAY, M. J. E. Pneumatic infrared detector, Review of Scientific Instruments. 1947, roč. 18, str. 357-362. ISSN 0034-6748.
- [6] GOSS, A. J. The pyroelectric vidicon – A review, Proceedings of SPIE. 1987, roč. 807, str. 25-32. ISSN 1996-756X.
- [7] GOODY, R. M., YUNG, Y. L. Atmospheric Radiation: Theoretical Basis. Vyd. 2, Oxford University Press, 1995, 544 s. ISBN 978-0195102918.
- [8] WALKER, J. Fundamentals of Physics. Vyd. 10, John Wiley & Sons, 2013, 1368 s. ISBN 978-1118230725.
- [9] HUSÁK M. MEMS a mikrosystémové technologie, Automa. 2008, č. 11, str. 7-11. ISSN 1210-9592.
- [10] ALLARD M. E. Characterization of Polymer-based MEMS Pyroelectric Infrared Detector. Air Force Institute of Technology, 2007, 174 s. Dostupné z: <http://www.dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/a469505.pdf>
- [11] TANAKA A. et al. Infrared Focal Plane Array Incorporating Silicon IC Process Compatible Bolometer, IEEE Transactions on Electron Devices. 1996, roč. 43, č. 11, str. 1844-1850. ISSN 0018-9383.
- [12] FLIR Scout TS24 [online]. (cit. 26. 5. 2016). Dostupné z: <http://www.survivalgigant.nl/flir-scout-ts24-warmtebeeldcamera>
- [13] DERENIAK E. L., BOREMAN G. D. Infrared Detectors and Systems. John Wiley & Sons, New York, 1996, 592 s. ISBN 978-0-471-12209-8.
- [14] HENINI M. RAZEGHI M. Handbook of Infra-red Detection Technologies. Elsevier, 2002, 532 s. ISBN 9781856173889.

- [15] STETSON S. W. PSpice Modelling and Parametric Study of Microbolometer Thermal Detectors. Naval Postgraduate School, Monterey, 2001, 74 s. Dostupné z: <http://www.dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/a396272.pdf>
- [16] BASS M et al. Handbook of Optics, Vol 2: Design, Fabrication and Testing, Sources and Detectors, Radiometry and Photometry. Vyd 2. McGraw-Hill Education, 2009, 1264 s. ISBN 978-0071498906.
- [17] What does Sensitivity (NETD) mean when applied to a Thermal Imager? [online]. 2012 (cit. 26. 5. 2016). Dostupné z: <http://irinformir.blogspot.co.ke/2012/05/what-does-sensitivity-netd-mean-when.html>
- [18] HANSON C. IR DETECTORS: Amorphous-silicon bolometers could surpass IR focal-plane technologies, Laser Focus World. 2011, č. 4. ISSN 1043-8092. Dostupné z: <http://www.laserfocusworld.com/articles/2011/04/ir-detectors-amorphous-silicon-bolometers-could-surpass-ir-focal-plane-technologies.html>
- [19] LI C. et al. Uncooled VOx infrared sensor development and application, Proceedings of SPIE, 2011, č. 8012 8 s.
- [20] POOLE CH. P., OWENS F. J. Introduction to Nanotechnology, Wiley, 2003, 400 s. ISBN 978-0-471-07935-4.
- [21] WOLF E. L. Nanophysics and Nanotechnology: An Introduction to Modern Concepts in Nanoscience. Wiley, 2006, 308 s. ISBN 978-3-527-40651-7.
- [22] The blackest material in the entire world is very weird to look at [online]. 2014 (cit. 26. 5. 2016). Dostupné z: <http://www.techly.com.au/2014/07/15/blackest-material-entire-world-weird-look/>
- [23] MIZUNO K. et al. A black body absorber from vertically aligned single-walled carbon nanotubes, Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America. 2009, roč. 106, č. 15, str. 6044–6047. ISSN 1091-6490.
- [24] MIT Material Properties Database [online] (cit. 26. 5. 2016). Dostupné z: <http://www.mit.edu/~6.777/matprops/matprops.htm>
- [25] NEUŽIL P., MEI T. Evaluation of thermal parameters of bolometer devices, Applied Physics Letters. 2002, roč. 80, č. 10, s. 1838-1840. ISSN 1077-3118.