

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ
Fakulta elektrotechnická

Petr Voborník

19. května 2020



Charakterizace antiferomagnetických materiálů
Characterization of antiferromagnetic materials

Bakalářská práce

Studijní program: Elektronika a Komunikace
Vedoucí: Ing. Alexandr Laposa

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Voborník** Jméno: **Petr** Osobní číslo: **465912**
Fakulta/ústav: **Fakulta elektrotechnická**
Zadávající katedra/ústav: **Katedra mikroelektroniky**
Studijní program: **Elektronika a komunikace**

II. ÚDAJE K BAKALÁŘSKÉ PRÁCI

Název bakalářské práce:

Charakterizace antiferomagnetických materiálů

Název bakalářské práce anglicky:

Characterization of Antiferromagnetic Materials

Pokyny pro vypracování:

- 1) Popište princip metody MBE pro přípravu vrstev antiferomagnetických materiálů.
- 2) Seznamte se s litografickou metodou pro přípravu vodivých kontaktů.
- 3) Popište antiferomagnetické materiály, vysvětlíte jejich význam z hlediska budoucího vývoje zápisu informací do paměti a popište vlastnosti antiferomagnetických materiálů, jako je např. Neelova teplota.
- 4) Na oddělení spintroniky a nanoelektroniky Fyzikálního ústavu AVČR realizujete pomocí MBE a litografické metody sadu vzorků pro měření Neelovy teploty.
- 5) Na realizované sadě vzorků experimentálně změřte voltampérové charakteristiky a Neelovu teplotu a dosažené výsledky analyzujte a zhodnoťte.

Seznam doporučené literatury:

- [1] M. J. Madou, Fundamentals of Microfabrication. CRC Press, ISBN 9781315274225, 2002. <https://doi.org/10.1201/9781482274004>
- [2] T. Jungwirth, J. Sinova, A. Manchon, X. Marti, J. Wunderlich, and C. Felser, "The multiple directions of antiferromagnetic spintronics," Nat. Phys., vol. 14, no. 3, pp. 200–203, Mar. 2018. <https://doi.org/10.1038/s41567-018-0063-6>
- [3] P. Wadley et al., "Tetragonal phase of epitaxial room-temperature antiferromagnet CuMnAs," Nat. Commun., vol. 4, no. 1, p. 2322, Oct. 2013. <https://doi.org/10.1038/ncomms3322>
- [4] F. Krizek et al., "Molecular beam epitaxy of CuMnAs," Phys. Rev. Mater., vol. 4, no. 1, p. 014409, Jan. 2019.

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) bakalářské práce:

Ing. Alexandr Laposa, katedra mikroelektroniky FEL

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

Datum zadání bakalářské práce: **07.02.2020**

Termín odevzdání bakalářské práce: **22.05.2020**

Platnost zadání bakalářské práce: **30.09.2021**

Ing. Alexandr Laposa
podpis vedoucí(ho) práce

prof. Ing. Pavel Hazdra, CSc.
podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

prof. Mgr. Petr Páta, Ph.D.
podpis děkana(ky)

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

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

Datum převzetí zadání

Podpis studenta

Abstrakt

Bakalářská práce se věnuje antiferomagnetickým látkám, které jsou potenciálně využitelné v elektronických součástkách budoucnosti. Práce podrobně popisuje výrobu a měření vzorku, který je tvořen antiferomagnetem a na jehož rozhraní je polovodič. Jednotlivé postupy výroby jsou pak aplikovány pro přípravu sady vzorků, které jsou následně experimentálně měřeny.

V první části jsou popsány způsoby výroby antiferomagnetické části vzorku pomocí aparatury MBE (Molecular - beam epitaxy neboli epitaxe z molekulárních svazků). Tyto aparatury slouží obecně k růstu krystalů z různých látek. V případě této bakalářské práce je použit materiál, který v MBE vyrostl z materiálů mědi, manganu a arsenu (CuMnAs).

V této části jsou zároveň popsány existující litografické metody pro přípravu vzorků.

V druhé části je teoreticky popsáno rozhraní kov - polovodič a jevy, které se k tomuto přechodu vztahují jako například tunelování nebo vznik Schottkyho bariéry a s tím související posun Fermiho hladiny, který je úzce spjat s vodivostí ve vzorcích.

Zároveň je popsáno, co jsou antiferomagnety, jejich struktura, proč jsou významné a jak se liší od ostatních kovů.

Zatímco předešlé části jsou čistě teoretické, třetí část je věnována použitým vzorkům a jejich experimentálním měřením. Na těchto měřeních jsou ukázány základní elektrické vlastnosti připravených vzorků z antiferomagnetických materiálů.

Abstract

This Bachelor thesis is devoted to antiferromagnetic materials. Antiferromagnetic materials can be potentially used in future electronics. Bachelor thesis in detail describe preparation and measurement of made antiferromagnetic sample with semiconductor on its interface. Individual methods of manufacture are applied for preparation of set of samples. Samples were then experimentally measured.

In the first part are described methods for preparations of antiferromagnetic part of sample (Molecular - beam epitaxy or MBE). MBE apparatus is in general used for crystal growth of different materials. Material used in case of this Bachelor thesis grew in MBE apparatus from copper, manganese and arsenide (CuMnAs). In this part there are also described existing lithographic methods.

In second part there is theoretically described metal - semiconductor junction and phenomena which are related to the junction such as tunnelling effect or existence of Schottky barrier. Movement of Fermi level that relates to existence of Schottky barrier is connected to electrical conductivity.

It is also described what antiferromagnetic materials are, what is their structure, why are they important and how are they different from other metals.

While the previous section is purely theoretical the third part is devoted to used samples and their experimental measurement. On these measurement are shown basic electrical attributes of prepared samples.

Prohlašuji tímto, že jsem zadanou bakalářskou práci vypracoval samostatně pod vedením Ing. Alexandra Laposy a uvedl v seznamu literatury veškerou použitou literaturu a další zdroje.

V Praze dne 1. června 2020

Poděkování

Děkuji vedoucímu Ing. Alexandrovi Laposovi za podporu při psaní bakalářské práce a za jeho užitečné rady a odborné vedení. Dále děkuji Fyzikálnímu ústavu Akademie věd ČR, zejména oddělení spintroniky a nanoelektroniky za poskytnutí prostor a techniky k provedení experimentů. Jmenovitě děkuji Ing. Vítu Novákovi, CSc., Ing. Filipovi Křížkovi, Ph.D. a Mgr. Kamilovi Olejníkovu, Ph.D. za užitečné rady a připomínky k mé práci.

Obsah

Obsah

1	Úvod	6
2	<u>Teoretický rozbor</u>	8
2.1	MBE	8
2.1.1	Heteroepitaxiální růst	10
2.1.2	Výpočet energetických hladin v potenciálové jámě	10
2.2	Litografie	13
2.2.1	Fotolitografie	14
2.2.2	Elektronová litografie	14
2.3	Rozhraní kov - polovodič	16
2.3.1	Ideální podmínky	16
2.3.2	Fermiho hladina	17
2.3.3	Reálné podmínky	21
2.4	Magnetické vlastnosti látek	25
2.4.1	Dělení kovů podle magnetických vlastností	26
2.4.2	Kritická teplota	28
2.4.3	Vlastnosti AFM	28
3	<u>Experimentální část</u>	31
3.1	Příprava vzorků a popis metod charakterizace	31
3.2	Néelova teplota - naměřené hodnoty	33
3.3	VA charakteristika	41
3.4	Shrnutí výsledků	51
4	<u>Závěr</u>	53
5	Literatura	54

Seznam zkratek

MBE molekulární svazková epitaxe (molecular beam epitaxy)

GaAs gallium arsenid

GaP gallium fosfid

CuMnAs měď, mangan, arsen

UV ultrafialové

EBL elektronová litografie

E_C vodivostní pás (conduction band)

E_F Fermiho hladina (Fermi level)

E_V valenční pás (valance band)

Ir iridium

AFM antiferomagnetické materiály

VA Voltampérová

Al hliník

Zn zinek

PA parametrický analyzátor

1 Úvod

Nároky na velikost paměti a rychlost zápisu se stále zvyšují. To má za následek zmenšování velikosti tranzistorů. Avšak vlivem fyzikálních limit se tranzistory nemohou zmenšovat do nekonečna. Proto je potřeba místo křemíkové technologie, která se do této doby nejčastěji používá, nacházet nové materiály a principy, které by byly pro vývoj elektroniky vhodnější.

Jeden z těchto možných kandidátů je antiferomagnetická spintronika.

Je několik typů magnetických materiálů. Jsou to např. paramagnety, které při vložení do magnetického pole, magnetické pole slabě zesilují. Dalšími významnými materiály jsou feromagnety, které silně zesilují magnetické pole.

Antiferomagnety jsou naopak materiály, na které magnetické pole vůbec nepůsobí. Pokud by se antiferomagnetické materiály použily jako paměť, tak se uložené informace nedají vymazat magnetickým polem.

Další výhodou antiferomagnetů je jejich rychlý zápis. Mají až tisíckrát rychlejší zápis ([26]), než feromagnetické materiály použité v dnešních pamětech.

V bakalářské práci budu pracovat s antiferomagnetickým materiálem vytvořeným z mědi, manganu a arsenu (dále jen CuMnAs).

CuMnAs se vyrábí metodou Molecular beam epitaxy (MBE). Je to způsob růstu krystalů ve vysoce čistých, vakuovaných komorách o tlaku až 10^{-11} torr, což je přibližně $1.33 \cdot 10^{-14}$ bar, viz [4].

Růst je realizován na různých substrátech. Nejvhodnějšími materiály jsou GaAs a GaP, protože mřížkové konstanty jednotlivých prvků (Ga a As/Ga a P) jsou nejvíce kompatibilní.

V aparatuře MBE dojde k růstu vrstvy CuMnAs na základní substrát. Pro možnost měření elektrických vlastností jsou pak v následných krocích litograficky vytvořeny elektrodové struktury.

Cílem mé bakalářské práce je na takto realizovaných vzorcích provést sadu měření Néelovy teploty a změřit voltampérovou (VA) charakteristiku.

Experimentální část této práce byla realizovaná ve spolupráci s oddělením spintroniky a nanoelektroniky Fyzikálního ústavu Akademie Věd ČR (FZU AV ČR). Na tomto pracovišti se výzkumem antiferomagnetických materiálů dlouhodobě zabývají.

Podrobná specifikace cílů mé práce:

- Popsat princip metody MBE pro přípravu vrstev antiferomagnetických materiálů.
- Seznámit se s litografickou metodou pro přípravu vodivých kontaktů.
- Popsat antiferomagnetické materiály, vysvětlit jejich význam z hlediska budoucího vývoje zápisu informací do paměti a popsát vlastnosti antiferomagnetů, jako je např. Néelova teplota.
- Pomocí MBE a litografické metody realizovat sadu vzorků pro měření Néelovy teploty.
- Néelovu teplotu experimentálně změřit na realizované sadě vzorků. Experimentálně dosažené výsledky zanalyzovat.
- Změřit voltampérovou charakteristiku vytvořeného vzorku a získané výsledky zanalyzovat.

2 Teoretický rozbor

2.1 MBE

Molecular beam epitaxy (MBE), neboli molekulární svazková epitaxe, je metoda používaná pro růst velmi tenkých vrstev (řádově nm) různých materiálů.

Princip této metody spočívá v tom, že necháváme dopadat svazek atomů z extrémně čistého (až 99.999%) zdroje na substrát. Svazek atomů je získán zahřátím daného zdroje.

MBE metoda, jak už bylo zmíněno v úvodu, probíhá ve vysoce čistých komorách. MBE aparatury dosahují mezních tlaků až pod $1 \cdot 10^{-11}$ torr. MBE metoda je značně pomalý proces, rychlost růstu je např. $1 \text{ nm} \cdot \text{min}^{-1}$ ([1]).

Díky nízké rychlosti růstu krystalů máme nad samotným dějem růstu krystalu velmi dobrou kontrolu.

Existují dva hlavní růsty krystalů. Prvním růstem je homoepitaxní růst. Tato metoda se vyznačuje tím, že krystalická vrstva, která roste na substrátu, je ze stejného materiálu jako substrát.

Druhou metodou růstu je heteroepitaxní metoda. Tento postup spočívá v růstu krystalické vrstvy na substrátu z jiného materiálu.

Pro růst krystalů je důležitý poměr mřížkových konstant mezi narostlou vrstvou a substrátem. Pokud se jedná o homoepitaxní růst, tak mřížková konstanta substrátu a struktury se shodují, což vyplývá z faktu, že v homoepitaxní vrstvě, jak už bylo zmíněno, je použit stejný materiál pro substrát i pro růst krystalu na daném substrátu.

Jedná - li se však o heteroepitaxní růst, mřížková konstanta se neshoduje. To může mít za následek vznik napětí nebo defektů na rozhraní.

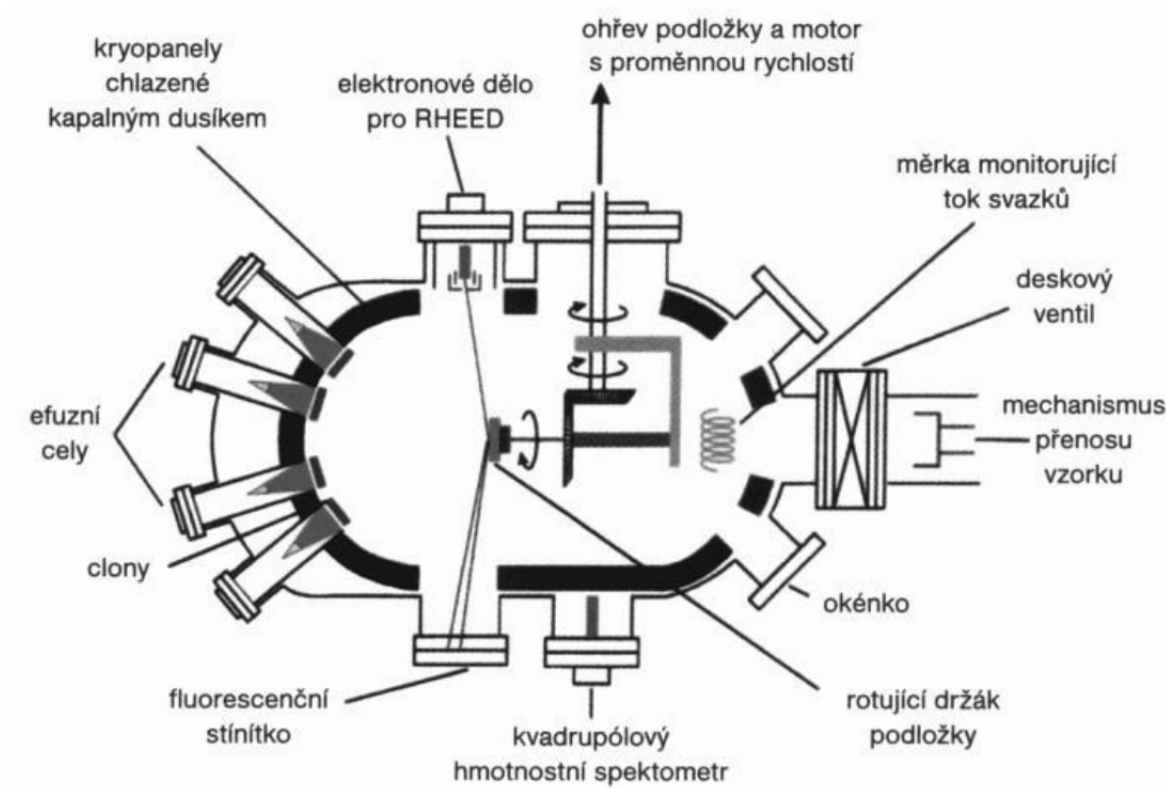
Typická experimentální sestava metody MBE se skládá z dvou či více Knudsenových efusních cel (K - cely). Další částí sestavy pro metodu MBE jsou ultra vysoké vakuové (UHV) komory.

Každá z daných K - cel je směřovaná do středu sestavy, kde je umístěn vzorek. Na tomto vzorku se pak nechávají růst krystalů vzniklé z dopadajících atomů, které jsou vystřelovány z K - cel. Navíc každá K - cely obsahuje různou látku extrémně vysoké čistoty.

Poslední nedílnou součástí sestavy je difrakce elektronů s vysokou energií na odraz (RHEED), která pomocí elektronového děla emituje elektrony dopadající pod malým úhlem na narostlý krystal. Difrakce elektronů způsobená difrakcí světla na krystalu pak pomáhá zjistit:

1. kvalitu povrchu narostlého materiálu
2. tloušťku daného materiálu.

Sestava je znázorněna na obrázku 1.



Obrázek 1: Schéma MBE komory, převzato z [3]

2.1.1 Heteroepitaxní růst

Cílem této práce je charakterizace vzorků, které vznikly růstem CuMnAs na substrátu z jiných látek, a proto je poslední částí teoretického popisu metody MBE věnována heteroepitaxnímu růstu.

Heteroepitaxní růst, jak už bylo zmíněno, s sebou nese jistá rizika, a to v podobě vznikajících napětí nebo defektů na rozhraní.

Pokud však rostou materiály, které mají podobné mřížkové konstanty, tak se těmto rizikům můžeme vyhnout. Když se navíc střídají vrstvy z různých materiálů, tak vzniklá struktura je popsána jako tzv. heterostruktura. Vezmeme - li např. kombinaci CuMnAs a GaAs, tak pomocí mikroskopie atomárních sil a transmisní elektronové mikroskopie je možné zjistit, že vzniklý krystal má zhrublý povrch a na rozhraní mezi materiály se vytvořily defekty, protože nesoulad mřížkových konstant CuMnAs a GaAs je $\sim 3\%$ (vypočítáno z tabulkových hodnot, viz [7]). Naopak CuMnAs na GaP má počet defektů menší, protože nesoulad mřížkových konstant CuMnAs a GaP je přibližně 0.3% ([6]).

Další z významných jevů heteroepitaxního růstu je vznik potenciálové jámy. Ta vzniká, když vrstvy, které na sobě narostly mají rozdílnou šířku zakázaných pásů. Rozdílná šířka zakázaných pásů způsobí, že ve vrstvě s užším zakázaným pásem se budou hromadit volné elektrony a díry. Vrstva pak působí jako jáma.

Nejčastěji používané materiály jsou GaAs, hliník arsenid (AlAs) a jejich ternární kombinace $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$.

Energie energetické hladiny potenciálové jámy se spočítá podle vzorce:

$$E_n = \frac{\hbar^2 n^2 \pi^2}{2mL^2} = \frac{h^2 n^2}{8mL^2} \quad (1)$$

Vzorec 1 je odvozen v následující části.

2.1.2 Výpočet energetických hladin v potenciálové jámě

Nejdříve je nutné uvést odvození Schrödingerovy stacionární rovnice, převzato z [9]:

Zadefinujeme si vlnovou funkci ψ jako

$$\psi = e^{j(kx - \omega t)}, \quad (2)$$

kde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ je vlnové číslo a λ je vlnová délka.

Pak zderivujeme rovnici 2 a získáme tak

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = jk \cdot e^{j(kx - \omega t)} = jk\psi. \quad (3)$$

Zderivujeme - li rovnici 3, tak získáme

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = (jk)^2 \cdot e^{j(kx - \omega t)} = -k^2\psi. \quad (4)$$

Z rovnice

$$\hat{p} = \frac{h}{\lambda} = \frac{hk}{2\pi} = \hbar k \quad (5)$$

vyjadřující hybnost částice \hat{p} víme, že

$$k = \frac{\hat{p}}{\hbar}. \quad (6)$$

Dosadíme - li rovnici 6 do rovnice 4, získáme

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -\frac{\hat{p}^2}{\hbar^2} \psi. \quad (7)$$

Přepíšeme - li rovnici součtu energií

$$E = \frac{1}{2}mv^2 + V = \frac{\hat{p}^2}{2m} + V \quad (8)$$

a rozšíříme - li rovnici 8 o ψ , dostaneme

$$E\psi = \frac{\hat{p}^2}{2m}\psi + V\psi. \quad (9)$$

Člen $\frac{1}{2}mv^2$ je kinetická energie a člen V je potenciální energie. Pokud člen $\hat{p}^2\psi$ z rovnice 7 dosadíme v rovnici, získáme

$$E\psi = \frac{-\hbar^2 \partial^2 \psi}{2m \partial x^2} + V\psi, \quad (10)$$

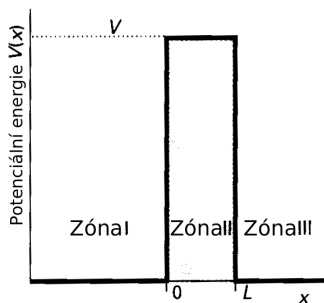
což je tzv. **stacionární (časově nezávislá) Schrödingeorva rovnice**.

Nyní lze odvodit rovnici 1.

Obečné řešení rovnice 10 jsou

$$\psi = Ae^{jkx} + Be^{-jkx} \quad k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}. \quad (11)$$

Potenciálovou jámu lze rozdělit do tří částí, jak je znázorněno na obrázku 2.



Obrázek 2: Schéma pravoúhlé potenciálové jámy, převzato z [10]

Pro tyto tři části jsou řešení vlnové funkce následující ([10])

$$\begin{aligned}
 \text{ZONE I}(x < 0) : \psi &= Ae^{jkx} + Be^{-jkx} & V(x) &= 0 \\
 \text{ZONE II}(0 \leq x \leq L) : \psi &= A'e^{jk'x} + B'e^{-jk'x} & V(x) &= V \\
 \text{ZONE III}(x > L) : \psi &= A''e^{jkx} + B''e^{-jkx} & V(x) &= 0
 \end{aligned} \tag{12}$$

Protože $e^{jx} = \cos x + j \sin x$, tak rovnici 11 lze přepsat jako

$$\psi = C \cos(kx) + D \sin(kx). \tag{13}$$

Pokud vezmeme krajní podmínky potenciálové jámy, což jsou $x = 0$ a $x = L$, tak rovnici 13 upravíme na

$$\psi = C \cos 0 \tag{14}$$

$$\psi = C \cos kL + D \sin kL. \tag{15}$$

Jelikož $\psi = 0$, tak z rovnice 14 víme, že $C = 0$.

Z rovnice 15 nám pak plyne, že

$$kL = n\pi. \tag{16}$$

Pokud aplikujeme definici vlnového čísla k z rovnice 11 na rovnici 16, získáme

$$\sqrt{\frac{2mE_n}{\hbar^2}} = \frac{n\pi}{L}, \tag{17}$$

což můžeme přepsat jako

$$E_n = \frac{\hbar^2 n^2 \pi^2}{2mL^2} = \frac{h^2 n^2}{8mL^2}. \tag{18}$$

Tímto jsme odvodili rovnici 1.

2.2 Litografie

Pro nanesení motivu na vzorek, který se narostl pomocí MBE metody, se používá litografická metoda. Proto se litografii věnuje následující sekce teoretického rozboru.

Litografie (z řeckého litos - kámen a grafein - psát) je metoda, která byla roku 1798 ([11]) vynalezena Aloisem Senefelderem. Princip této metody spočívá v tisku na hladké povrchy (v té době na kameny), na kterých byla vrstva rezistu.

V tehdejší době se litografie používala na tisk jakéhokoliv reliéfu. Dnes je litografie využita převážně pro tvorbu polovodičových součástek.

Litografická metoda se dá rozdělit do dvou hlavních skupin podle druhu záření, které na rezist dopadá, a to na fotalitografii a elektronovou litografii. Dále pak můžeme litografickou metodou dělit podle masky a podle substrátu.

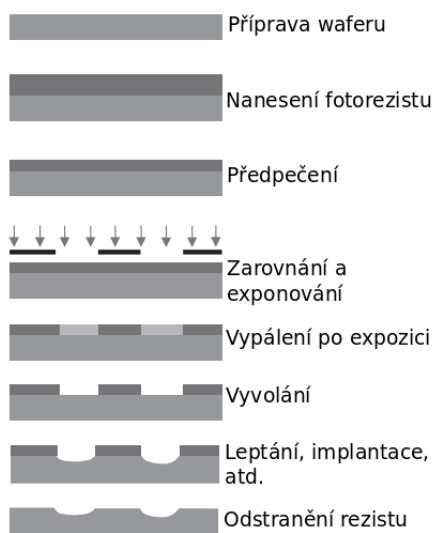
Každá z metod, jak fotalitografie, tak elektronová litografie mají své výhody a nevýhody. O jejich vlastnostech bude zmíněno v podsekcích věnovaných těmto metodám.

Princip je však ve všech metodách v zásadě stejný.

Na očištěný vzorek je nanášena tenká vrstva fotocitlivého materiálu (fotorezist). Vzorek s nanášeným rezistem se poté vysuší a po vysušení je možné exponovat požadovaný motiv.

Exponovat lze přímo nebo přes masku, která je připravena předem. Následně se daný rezist vyvolá. Záleží zda se použil pozitivní nebo negativní rezist. Při negativním rezistu se odstraní část, která byla neexponovaná, při pozitivním rezistu se však odstraní exponovaná část.

Princip litografie je znázorněn na obrázku 3.



Obrázek 3: Princip litografické metody, převzato z [13]

2.2.1 Fotolitografie

Fotolitografie je litografická metoda, která využívá světlo jako zdroj záření.

Rezist, který se v tomto případě nazývá fotorezist, je ozařován zdrojem elektromagnetického záření přes tzv. fotomasku. Pro tuto metodu se využívá UV záření o vlnových délkách 350 - 460nm nebo 200 - 260nm ([11]).

Pro nižší vlnové délky je pak nutné použít jiné materiály, které jsou ještě schopny zpracovávat vyšší frekvence. I přesto, že optické metody operující ve vlnových délkách UV záření dokáží vytvořit velice detailní snímky, tak mají spoustu nevýhod. Tyto nevýhody se hlavně týkají difrakce a interference světla. Kvůli těmto jevům dochází např. k rozmazávání okrajů čar.

Speciální optickou metodou fotolitografické metody je tzv. laserová projekční litografie využívající paprsek laseru. Největší výhodou této metody je zkrácení expoziční doby o jeden řád oproti ostatním metodám a snížení nákladu z důvodu nepoužívání litografické masky.

Mezi další metody fotolitografie se řadí tzv. rentgenová litografie využívající rentgenové záření o vlnových délkách v řádech 10^{-1} nm. Rentgenová metoda má oproti UV metodě jednu zásadní výhodu, a to takovou, že vzhledem k výšce rezistu, která je v řádech 1 μm , odpadají difrakční jevy. Další výhodou je, že rentgenový paprsek projde polovodičovým vzorkem téměř bez odrazu, čímž se snižuje riziko podleptání ([11]).

Rentgenová metoda má však i svá úskalí, např. nebezpečí poškození již vytvořených struktur na polovodičovém substrátu. Navíc kvůli dobré průchodnosti rentgenového záření musí být masky vytvořeny z tlusté vrstvy těžkého kovu. Další významnou nevýhodou je vysoká cena zdrojů rentgenového záření.

2.2.2 Elektronová litografie

Elektronová litografie (EBL) je litografická metoda využívající proudu urychlených elektronů s vlnovou délkou asi 10^{-3} - 10^{-5} nm ([11]).

EBL má oproti metodám fotolitografie několik významných výhod.

EBL se dá velmi dobře využít pro vytváření struktur sloužících k zkoumání kvantově - elektronických jevů nebo k tvorbě submikronových struktur, u kterých je možno zkoumat např. elektrické sensorické vlastnosti. Ohromná výhoda EBL je, že má obecně velmi dobré rozlišení (ve standardních aparaturách až 50 nm ([12])).

EBL je však oproti fotolitografii pomalá metoda, což je způsobeno malou výstupní kapacitou procesu.

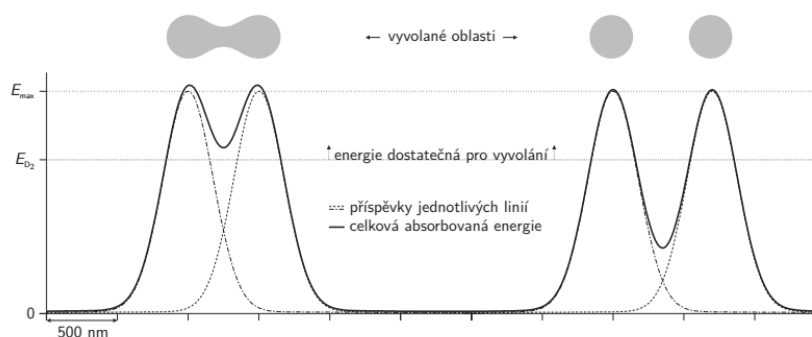
Dalšími význačnými nevýhodami EBL jsou:

- vysoká cena zařízení
- nedostačující rozlišení pro některé aplikace.

Poslední významnou nevýhodou je omezení tvaru struktur způsobené tzv. „proximity efektem“.

Proximity efekt vzniká při expozici dvou bodů, které jsou příliš blízko sebe. To má za následek, že se vyvolají i místa mezi exponovanými body.

Proximity efekt je znázorněn na obrázku 4.

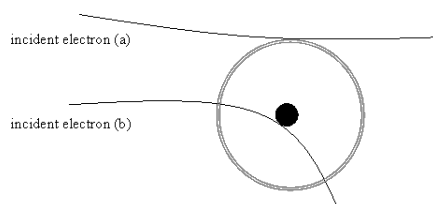


Obrázek 4: Průběh hustoty absorbované energie při expozici dvou bodů vzdálených 500 nm a 700 nm, převzato z [12]

Jsou dva typy rozptylu. Prvním typem je rozptyl dopředný, který vzniká, když elektron vrazí do jednoho z atomů rezistu. To má za následek, že většina energie vyslaného elektronu se přenesla do atomu, elektron mírně změnil svou dráhu a atom se dostane do excitovaného stavu.

Druhý typ rozptylu je zpětný rozptyl. Ten vzniká, když vystřelený elektron vrazí do jádra atomu. Následkem toho je, že elektron si většinu své energie ponechá, ale výrazně změnil svou dráhu. Tento jev se nazývá „Pružný rozptyl“. Pokud úhel změny dráhy elektronu je dostatečně velký, tak elektron může dopadnout zpátky na rezist v dostatečné vzdálenosti od zasaženého jádra atomu, což způsobuje proximity efekt.

Rozptyly jsou znázorněny na obrázku 5.



Obrázek 5: (a) dopředný rozptyl, (b) zpětný rozptyl, převzato z [15]

2.3 Rozhraní kov - polovodič

Materiály lze podle elektrických vlastností a šířky zakázaného pásu rozdělit do tří skupin, a to na izolanty, polovodiče a vodiče.

Izolant je druh materiálu, který má z tří jmenovaných typů největší zakázaný pás, což má za následek malé proudění elektronů a malou pravděpodobnost tunelování elektronů. Proto je potřeba silného zdroje elektrického proudu, aby izolanty dokázaly elektrický proud vézt.

Polovodiče jsou naopak materiály, jejichž zakázaný pás nemá tak velkou tloušťku jako izolanty. Navíc lze u polovodičů pomocí příměsí jiných materiálů vytvořit volné elektrony.

Vodiče se od zbylých dvou skupin liší tím, že žádný zakázaný pás nemají. Vlivem toho, že vodivostní pás je přímo připojen na valenční, jsou vodiče materiály s největší vodivostí při normálních podmínkách.

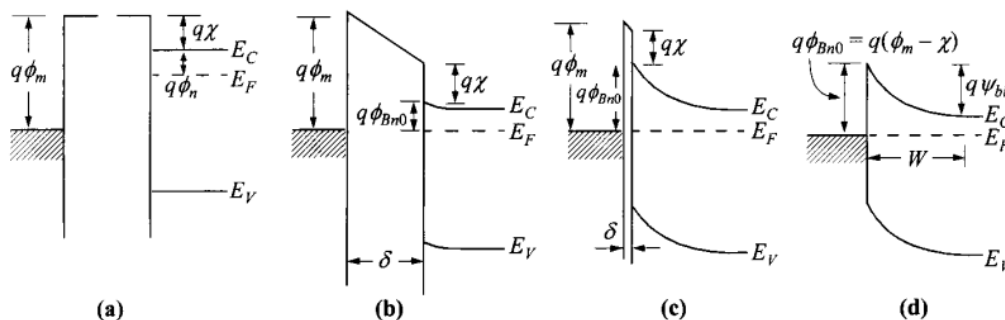
Když vodič utvoří kontakt s polovodičem, vytvoří se na rozhraní vodiče a polovodiče bariéra. Tato bariéra je zodpovědná jak za kontrolu vedení proudu, tak za to, jak se v nově vzniklém materiálu chová kapacita.

V následující podsekcí jsou znázorněny a vysvětleny vlastnosti energetických pásem, které vedou k různým výškám bariér a některé efekty, které mohou změnit vlastnosti bariéry.

2.3.1 Ideální podmínky

Je-li uvažován ideální případ, tedy případ, v kterém jsou zanedbány povrchové stavy a jiné anomality, tak existují čtyři různé případy energetických pásem a jim příslušné Fermiho hladiny (E_F).

Tyto případy jsou znázorněny na obrázku 6.



Obrázek 6: Energetické hladiny kontaktů kov - polovodičových. (a) oddělené kontakty, (b) spojené kontakty velkou mezerou, (c) spojené kontakty se zmenšenou mezerou, (d) spojené kontakty s nulovou mezerou, převzato z [16]

Jak je na Obrázku 6 vidět, tak se zmenšující se mezerou mezi vodičem a polovodičem energetické hladiny v polovodičích exponenciálně rostou směrem k rozhraní. E_F však zůstávají stejné. To je způsobeno tím, že se zmenšujícími se rozměry mezery se zvyšuje elektrické pole v dané mezeře a byť energetické pásy vodivostní (E_C) i valenční (E_V) exponenciálně vzrůstají směrem k rozhraní, tak pravděpodobnostní rozložení elektronů zůstává stejné.

Jediný případ, kdy je E_F jiná, je případ oddělených kontaktů mezi vodičem a polovodičem. Protože polovodič a vodič jsou oddělené, tak E_C , E_V a E_F zůstávají na vyšších pozicích. Vytvořením kontaktu se tyto pozice sníží a E_F se na obou stranách se vyrovnají. E_F polovodiče se vůči E_F ve vodiči sníží o množství, které je rovno rozdílu tzv. *výstupní práce*. Výstupní práce je rozdíl energií mezi energetickou hladinou vakua a Fermiho hladinou. V kovu je výstupní práce označena $q\phi_m$ a v polovodiči je tato funkce rovna $q(\chi + \phi_n)$, kde $q\chi$ je elektronová afinita měřená od spodu E_C a $q\phi_n$ je rozdíl energií mezi E_C a E_F .

Rozdíl potenciálů mezi oběma výstupními pracemi roven $\phi_m - (\chi + \phi_n)$ se nazývá *kontaktní potenciál*.

2.3.2 Fermiho hladina

Energie Fermiho hladiny se spočítá podle vzorce 19, kde m_e je hmotnost elektronů a h je Planckova konstanta.

$$E_F = \left(\frac{3}{16\sqrt{2}\pi} \right)^{2/3} \frac{h^2}{m_e} \left(\frac{n}{V} \right)^{2/3} \quad (19)$$

Pro odvození tohoto vzorce musíme nejdříve odvodit Fermi - Diracovo rozdělení ([17]).

Fermi - Diracovo rozdělení se odvíjí od série možných energií E_i . V každé energii pak existuje série možných stavů g_i dané energie a počet stavů okupujících jednotlivé energie, které jsou rovny $g_i f_i$, kde f_i je pravděpodobnost obsazení daného energetického stavu E_i .

Definujeme - li si W_i jako množství možných stavů, které lze obsadit elektrony, pak

$$W_i = \frac{g_i!}{(g_i - g_i f_i)! g_i f_i!}, \quad (20)$$

kde $(g_i - g_i f_i)!$ jsou permutace volných stavů $g_i - g_i f_i$ a $g_i f_i!$ jsou permutace zaplněných stavů $g_i f_i$. Z rovnice 20 vyplývá, že

$$W = \prod_i W_i = \prod_i \frac{g_i!}{(g_i - g_i f_i)! g_i f_i!} \quad (21)$$

Pokud použijeme Stirlingovu aproximaci

$$n! = \sqrt{2\pi n} \cdot n^n \exp\left(-n + \frac{1}{12n}\right) \quad (22)$$

pro počítání faktoriálů, tak rovnici 21 můžeme upravit pomocí logaritmů na následující tvar.

$$\ln W = \sum_i \ln W_i = \sum_i (g_i \ln g_i - g_i f_i \ln g_i f_i - g_i(1 - f_i) \ln(g_i - g_i f_i)) \quad (23)$$

Celkový počet elektronů v systému můžeme popsat jako N , které je rovno

$$N = \sum_i g_i f_i \quad (24)$$

a celková energie těchto N elektronů je rovna energii U .
Celková energie může být tedy popsána jako

$$U = \sum_i E_i g_i f_i. \quad (25)$$

Ze statistické termodynamiky víme, že podle Postulátu o pravděpodobnosti, jsou všechny možné konfigurace stejně pravděpodobné. ([18]).

Velké množství konfigurací pro specifickou sadu konfigurací poskytuje multiplicitní funkce, která dosahuje nejvyššího bodu v termodynamické rovnováze. Pravděpodobnost obsazení můžeme tudíž získat nalezením maxima multiplicitní funkce W , přičemž budeme udržívat celkovou energii a počet elektronů konstantní.

Pro jednoduchost budeme maximalizovat přirozený logaritmus funkce W místo funkce samotné. Podle metody Lagrangeových multiplikátorů víme, že musíme najít maximum funkce

$$\ln W - a \sum_i g_i f_i - b \sum_i E_i g_i f_i, \quad (26)$$

kde a i b jsou známy. Maximum funkce 26 pak získáme z rovnice

$$\frac{\partial}{\partial g_i f_i} \left(\ln W - a \sum_i g_i f_i - b \sum_i E_i g_i f_i \right) = 0. \quad (27)$$

Po zderivování rovnice 27 získáme za použití pravidla $(\ln(u(x)))' = \frac{u'(x)}{u(x)}$ rovnici 29.

$$-1 - \ln g_i f_i + \frac{1}{g_i - g_i f_i} \frac{\partial}{\partial g_i f_i} (g_i - g_i f_i) \cdot (g_i - g_i f_i) + \ln(g_i - g_i f_i) - a - b E_i = 0 \quad (28)$$

$$-1 - \ln g_i f_i + \frac{g_i - g_i f_i}{g_i - g_i f_i} + \ln(g_i - g_i f_i) - a - b E_i = 0 \quad (29)$$

Rovnici 29 můžeme upravit jako

$$\ln \left(\frac{g_i - g_i f_i}{g_i f_i} \right) - a - b E_i = 0. \quad (30)$$

Rovnice 30 se dá zapsat jako

$$f_i = f_{FD}(E_i) = \frac{1}{1 + \exp(a + b E_i)}. \quad (31)$$

Pokud substituujeme $\frac{1}{b}$ za β a $\frac{a}{b}$ za $-E_F$, tak můžeme rovnici 31 zapsat jako

$$f_{FD}(E_i) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_i - E_F}{\beta}\right)}. \quad (32)$$

Pokud zderivujeme celkovou energii z rovnice 25, tak získáme

$$dU = \sum_i E_i d(g_i f_i) + \sum_i d(E_i) g_i f_i. \quad (33)$$

Rovnice 27 lze přepsat jako rovnice 35.

$$d(\ln(W)) - a \sum_i g_i f_i = b \sum_i E_i g_i f_i \quad (34)$$

$$\beta d(\ln(W)) + E_F dN = \sum_i E_i g_i f_i. \quad (35)$$

Pomocí upravené Lagrangeovy rovnice (rovnice 35) můžeme upravit rovnici 33 jako

$$dU = \beta d(\ln(W)) + E_F dN - \sum_i g_i f_i dE_i. \quad (36)$$

Porovnáme - li rovnici 36 s Termodynamickou identitou (rovnice 37),

$$dU = TdS - pdV + \mu dN \quad (37)$$

kde T je teplota, S je entropie, p je tlak, V je objem a μ je energie přidružená částicím, tak získáme rovnici

$$\beta d(\ln(W)) + E_F dN - \left(\sum_i g_i f_i \frac{dE_i}{dV} \right) dV = TdS - pdV + \mu dN. \quad (38)$$

Z rovnice 38 je vidět, že $E_F = \mu$ a $p = \sum_i g_i f_i \frac{dE_i}{dV}$, tudíž platí, že

$$\beta d(\ln(W)) = TdS \quad (39)$$

$$\beta d(\ln(W)) = Td(k \ln(W)) \quad (40)$$

$$\beta = kT. \quad (41)$$

Pokud rovnici 41 dosadíme do rovnice 32, tak dostaneme

$$f_{FD}(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}. \quad (42)$$

Rovnice 42 je tzv. *Fermi - Diracovo rozdělení*, k je Boltzmanova konstanta a T je termodynamická teplota.

Nyní si můžeme odvodit energii Fermiho hladiny ([19]).

Když krystal bude mít teplotu $T = 0$ K, tak elektrony obsadí všechny povolené stavy, tak aby systém měl co možná nejmenší energii. Rovnici 19 můžeme tedy přepsat ([20]) jako

$$E = \frac{\hbar^2}{2m_e} k^2, \quad (43)$$

kde $k = \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2$ je velikost vlnového vektoru.

Protože se jedná o ideální případ, kdy $T = 0$ K, tak jednotlivé povolené stavy o stejné energii leží na kulové ploše, kde poloměr koule je roven k_F . Každý elektron bude zabírat objem $\frac{8\pi^3}{L^3}$, tudíž krystal o N atomech bude mít objem všech obsazených stavů $\frac{8N\pi^3}{L^3}$.

Sférická plocha této koule je tzv. *Fermiho plocha* a energie této plochy je tzv. *Fermiho energie* dána vztahem

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m_e} k_F^2 \quad (44)$$

a současně víme, že objem celé Fermiho koule je

$$V_F = \frac{4}{3}\pi k_F^3. \quad (45)$$

Objem zároveň musí splňovat vztah

$$\frac{V_F}{\frac{8\pi^3}{L^3}} = 2N, \quad (46)$$

kde faktor 2 na pravé straně rovnice 46 vyjadřuje skutečnost, že v každém povoleném energetickém stavu jsou pouze 2 elektrony s opačným spinem.

Jako další krok je nutné odvodit hustotu stavů.

Hustotu stavů určíme z rovnice

$$dg = \frac{2V}{8\pi^3} dk dS, \quad (47)$$

kde dS je plošný element a dk je přírůstek vektoru \vec{k} ve směru normály k této ploše. Faktor 2 pochází z 2 možných spinových stavů elektronu.

Celkový počet stavů na ekvivalentní ploše je pak dán rovnicí 48.

$$g(E)dE = \frac{V}{4\pi^3} \int_S dS dk \quad (48)$$

Pokud na rovnici 48 aplikujeme rovnici 43 a přírůstek vlnového vektoru z rovnice 50

$$\frac{dE}{dk} = |\nabla_{\vec{k}}(E(\vec{k}))| \quad (49)$$

$$dk = \frac{dE}{|\nabla_{\vec{k}}(E(\vec{k}))|}, \quad (50)$$

tak získáme rovnici

$$g(E)dE = \frac{V}{4\pi^3} \int_S \frac{dS dE}{\frac{2\hbar^2}{2m_e} k}. \quad (51)$$

Když rovnici 51 zintegrujeme přes sférickou plochu ($S = 4\pi k^2$) a z rovnice 43 dosadíme za $k = \sqrt{\frac{2m_e E}{\hbar^2}}$, tak dostaneme rovnici 53.

$$g(E)dE = \frac{V 4\pi k^2 2m_e}{4\pi^3 2\hbar^2 k} dE = \frac{V(2m_e)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E} dE \quad (52)$$

$$N(E) = g(E) = \frac{V(2m_e)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E} \quad (53)$$

Rovnice 53 vyjadřuje hustotu stavů za $T = 0$ K, tedy za teploty, kdy povolené stavy jsou obsazeny až po E_F . Při této teplotě je tedy $P(E) = f_{FD}(E) = 1$. Při teplotách vyšších, jak $T = 0$ K jsou samozřejmě obsazeny i stavy nad E_F a $P(E) = \frac{1}{2}$.

Pokud při $T = 0$ K zintegrujeme funkci $N_0(E) = N(E)P(E)$ podle dE , tak získáme

$$n = \int_0^{E_F} N(E)dE = \frac{V(2m_e)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^{E_F} \sqrt{E}dE = \frac{8\sqrt{2}\pi V m_e^{3/2}}{h^3} \frac{2}{3} E_F^{3/2}, \quad (54)$$

kde n je koncentrace vodivostních elektronů.

Vytkneme - li z rovnice 54 E_F , získáme rovnici

$$E_F = \left(\frac{3}{16\sqrt{2}\pi} \right)^{2/3} \frac{h^2}{m_e} \left(\frac{n}{V} \right)^{2/3}. \quad (55)$$

Rovnice 55 je rovnice vyjadřující energii E_F , kterou jsme chtěli odvodit.

2.3.3 Reálné podmínky

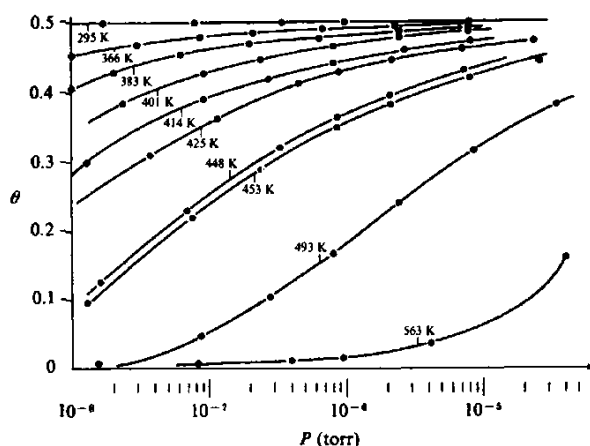
Výstupní práce uvedená v podsekcí *Ideální podmínky* zanedbává jevy jako jsou například povrchové jevy ale vztahuje se k nim. Mezi povrchové jevy patří katalytická aktivita, rekonstrukce povrchu, dopování polovodičů, zachycení náboje a koroze.

Většinu času, jak se okolní tlak působící na povrch substrátu zvyšuje, atomy látky plynného skupenství se na stabilním povrchu substrátu naakumulují. Lze očekávat, že atomy plynné látky se pak náhodně rozmístí na povrchu podle Langmuirovy izotermy, jak je vidět na obrázku 7.

Langmuirova izoterma se spočítá pomocí vzorce 56 ([22]).

$$\theta = \frac{bP}{1 + bP}, \quad (56)$$

kde θ je množství adsorbovaného plynu za rovnovážného tlaku P , b je rovnovážná konstanta.



Obrázek 7: Rozmístění atomů plynů na povrchu substrátu při různých teplotách ([23])

Vzorec 56 můžeme odvodit z následujícího vztahu ([22]), kde S je volný povrch substrátu, A jsou atomy plynu přichytávající se na povrch a SA jsou obsazená místa na povrchu.



Langmuirovu izotermu odvodíme pak následovně.

$$b = \frac{[SA]}{[S][A]} \quad (58)$$

$[SA]$ je pak úměrné pokrytí povrchu substrátu adsorbovaných molekul. $[SA]$ je tudíž i úměrné θ . $[S]$ je úměrné počtu volných míst na povrchu, $1 - \theta$ a $[A]$ je úměrné P .

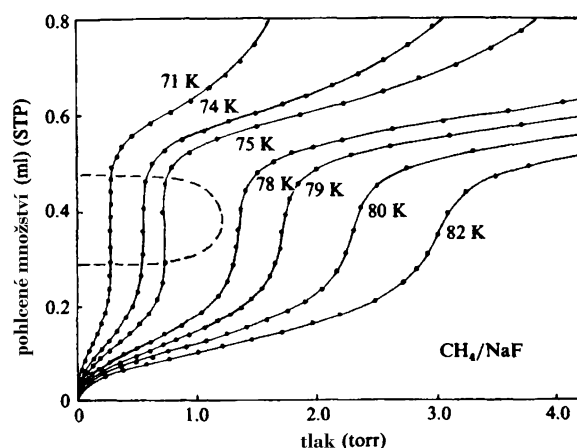
Rovnici 58 můžeme pak přepsat jako

$$b = \frac{\theta}{(1 - \theta)P} \quad (59)$$

$$\theta = \frac{bP}{1 + bP}. \quad (60)$$

Tím jsme odvodili rovnici 56.

Občas se však objeví isotermy podobné těm jako na Obrázku 8.



Obrázek 8: Adsorpční isotermy CH_4 na NaF, čárkovaná křivka je navrhovaná koexistenční křivka ([23])

Při vysokých teplotách vzniklé isotermy se doopravdy podobají těm Langmuirovým. Při nízkých teplotách se však vytváří vertikální skok a chemický potenciál (tlak) se při zvyšující se adsorpční hustotě nemění (obrázek 8). Toto chování signalizuje přítomnost koexistence dvou fází - přechodová fáze prvního řádu se odehrála. Druhá fáze (zhuštěná) se pak objeví, když jeden z atomů plynů umožní přitažlivé interakce mezi adsorbáty.

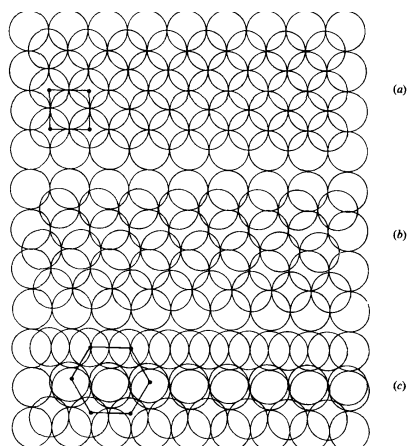
Pevné povrchy prochází množstvím rekonstrukčních fázových přechodů, jakožto funkce teploty. Z toho vyplývá dvojitý problém.

Za prvé, je těžké provést potřebnou krystalografii na povrchu pro stanovení pravých struktur. Za druhé, mnoho povrchových fází je ve skutečnosti v metastabilním stavu, např. povrch není pravým termodynamickým ekvilibriem. Důvodem pro to je, že štěpný proces osvobozuje pouze fixní množství energie, což nemusí stačit na přesunutí atomů na povrchu do konfigurace nejmenší volné energie.

Je velmi jednoduché dostat se do metastabilního stavu a aby bylo možné najít pravé ekvilibrium, tak je potřeba dodání výrazného množství tepelné energie.

Velmi dobrým příkladem povrchu s rekonstrukčním fázovým přechodem je např. povrch iridia (Ir). Ten totiž projde rekonstrukčním $1 \times 1 \rightarrow 1 \times 5$ transformací v teplotách nad 800 K ([23]). Metastabilní 1×1 struktura je navíc typickou kovovou povrchovou strukturou a struktura 1×5 je nejlépe popsána jako uspořádání atomů posazených velmi blízko sebe, které sedí na vrcholu ideální plošně centrované kubické struktury s geometrií (100).

Celý proces rekonstrukčního fázového přechodu na povrchu Ir je znázorněn na obrázku 9.



Obrázek 9: Fázový přechod $1 \times 1 \rightarrow 1 \times 5$ povrchu s geometrií (100), (a) je ideální 1×1 povrch, (b) je možná přechodná struktura, (c) je rekonstruovaná 1×5 kvazi - hexagonální struktura, převzato z [23]

Asi nejvýznamnějším povrchovým jevem je dopování polovodičů.

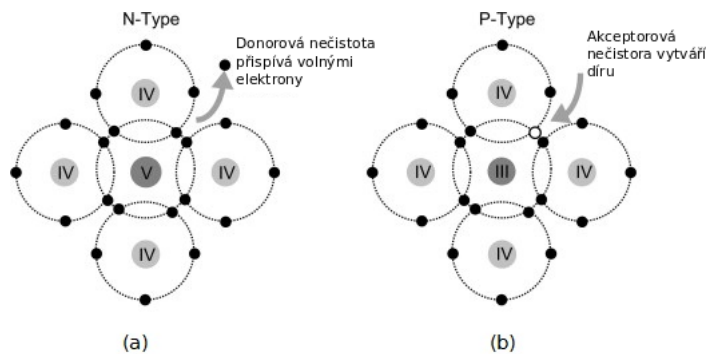
Dopování, jak je znázorněno na obrázku 10, spočívá ve vytvoření kontaktu mezi polovodičem a jiným materiálem s odlišným množstvím valenčních elektronů, což způsobí provázání dvou daných materiálů. To má za následek posunutí Fermiho hladiny u obou materiálů.

Dopování polovodičů lze rozdělit na dva typy, a to na p - typ a n - typ.

P - typová dotace spočívá v dopování polovodiče materiálem s menším počtem valenčních elektronů (méněmocným). To způsobí, že v nově vzniklém polovodiči je větší množství děr než valenčních elektronů.

N - typová dotace naopak spočívá v dopování polovodiče s vícemocným materiálem. Výsledkem je, že v nově vzniklém polovodiči je větší množství valenčních elektronů než děr.

Typické příklady materiálů vzniklých dotací jsou křemík fosfor (SiP) nebo křemík bór (SiB). Dopování je znázorněno na obrázku 10.



Obrázek 10: Dopování polovodiče, (a) dopování čtyřmocného prvku pětimocným, (b) dopování čtyřmocného prvku třímocným, převzato z ([24])

2.4 Magnetické vlastnosti látek

Základní objekt pro popis magnetických látek je tzv. magnetický moment, který je v klasické teorii elektromagnetismu ([28]) definovaný jako

$$\mu = I \cdot \int dS, \quad (61)$$

kde μ značí magnetický moment a I značí elektrický proud procházející elementem plochy dS .

Tato práce je však zaměřena na změny magnetických vlastností látek na atomární úrovni, proto je nutné definovat magnetický moment v atomech ([28]). Ten je definovaný jako

$$\mu = \gamma \cdot \mathbf{L}, \quad (62)$$

kde \mathbf{L} je moment hybnosti a γ je tzv. *gyromagnetický poměr*.

Nejjednodušší popis magnetických vlastností látky, ve které magnetické momenty atomů interagují, je tzv. Isingův model, který se dá pro N atomů zapsat jako ([29])

$$E = -J \sum_{\langle ij \rangle} s_i s_j - \mu H \sum_{i=1, N} s_i, \quad (63)$$

kde E značí energii, J značí energii výměny, $\langle ij \rangle$, které jsou pod sumou, vyjadřují nejbližší pár sousedních atomů, H je intenzita vnějšího magnetického pole přiloženého ve směru osy z a s_i je spin i -tého atomu, přičemž s_i může nabývat hodnot ± 1 .

Definice Isingova modelu nám říká, že pokud bude J kladné, tak jsou spiny sousedních atomů natočeny stejným směrem. Shodný směr spinů způsobuje, že nově vzniklé uskupení atomů se stává feromagnetickou látkou.

Když je J naopak záporné, tak jsou spiny sousedních atomů rozdílné ve směru, což způsobuje, že nově vzniklá látka vykazuje antiferomagnetické vlastnosti.

2.4.1 Dělení kovů podle magnetických vlastností

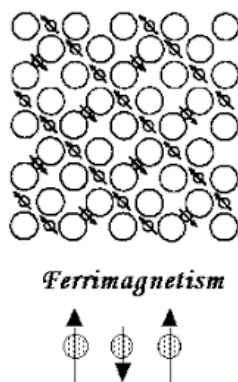
Kovy lze podle magnetických vlastností dělit do pěti skupin, a to diamagnetické, paramagnetické, feromagnetické, antiferomagnetické a ferimagnetické.

Diamagnety jsou látky, které při vložení do magnetického pole, toto pole zeslabují, čímž jsou v magnetickém poli slabě odpuzovány, což je způsobeno otočením magnetických momentů proti směru působícího magnetického pole. Ve skutečnosti, každá látka vykazuje určitou formu diamagnetismu, každá látka totiž vykazuje slabou, zápornou magnetickou susceptibilitu.

Paramagnety jsou naopak kovy, které se při vložení do magnetického pole, chovají jako magnety. Při vložení paramagnetů dojde tedy k zesílení daného magnetického pole, což je způsobeno tím, že paramagnety mají kladnou magnetickou susceptibilitu. Kladná magnetická susceptibilita způsobí, že při aplikování magnetického pole se magnetické momenty otočí po směru působení daného magnetického pole. Typickým příkladem paramagnetu je hliník.

Feromagnety jsou kovy, které stejně jako paramagnety zesilují magnetické pole, avšak mnohonásobně více, než paramagnety. Je to způsobeno tím, že při vložení feromagnetu do (i slabého) magnetického pole, se všechny magnetické domény ve feromagnetických materiálech orientují souhlasným směrem. Typickým příkladem feromagnetu je např. železo.

Zvláštním případem magnetického uspořádání jsou tzv. **ferimagnetické látky**, jejichž spiny částic, jak je znázorněno na obrázku 11, jsou rozdílné velikosti.

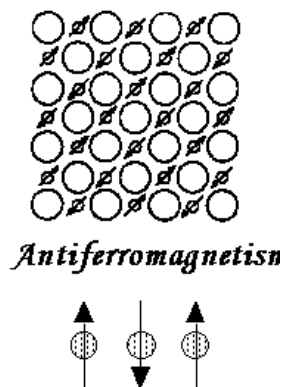


Obrázek 11: Znázornění spinů elektronů ve ferimagnetických látkách ([25])

Magnetické momenty ferimagnetických látek mohou směřovat jak opačně, tak mít i shodné směry.

Posledním typem magnetických materiálů jsou antiferomagnety.

Antiferomagnety jsou materiály, které mají magnetické momenty stejné velikosti a rozdílného směru. To má za následek to, že i když antiferomagnet může mít jisté vnitřní magnetické vlastnosti, tak při vložení do magnetického pole se tento materiál navenek jeví jako magneticky inertní. Magnetické momenty antiferomagnetických materiálů jsou znázorněny na obrázku 12.



Obrázek 12: Magnetické momenty antiferomagnetických materiálů ([25])

2.4.2 Kritická teplota

Antiferomagnetické materiály (AFM) jsou tvořeny tzv. magnetickými doménami, což jsou oblasti elementárních magnetických momentů, které jsou v AFM, jak bylo uvedeno dříve, v opačných směrech.

Počet a tudíž i velikost jednotlivých magnetických domén je závislá na teplotě AFM. Jinými slovy, čím větší teplotu AFM má, tím více je magnetických domén v AFM a zároveň velikost jednotlivých domén se zmenšuje se zvyšující se teplotou.

Aby byly zachovány magnetické vlastnosti AFM, tak nelze zvyšovat teplotu donekonečna. Pokud je totiž překročena tzv. kritická teplota, která se u AFM nazývá Néelova teplota, tak AFM ztrácí své magnetické vlastnosti a stává se pak paramagnetickou látkou.

Je to způsobeno tím, že pokud je překonána Néelova teplota, tak se magnetické domény rozpadnou a magnetické momenty jednotlivých částic se naprosto nahodile uspořádají a pouze pokud je přiloženo magnetické pole, tak jsou dané momenty jistým způsobem uspořádány.

2.4.3 Vlastnosti AFM

AFM jsou materiály, které jsou v porovnání s tradičně použitými magnetickými materiály atypické. Jak už bylo zmíněno, tak na rozdíl od feromagnetů, které se typicky používají pro zápis v počítačových pamětech, směřují magnetické momenty v AFM vzájemně opačným směrem, což má za následek, že AFM se navenek jeví jako nemagnetický materiál. Jinými slovy pokud je AFM vloženo do magnetického pole, tak AFM na magnetické pole nereaguje.

Následkem toho je, že pokud se AFM použije jako paměť, tak se do něj nedá zapsat pomocí magnetického pole, ale vzhledem k tomu, že paměť v AFM je uchovávána pomocí vzájemného natočení spinů částic, tak je nutno použít elektrický proud či proud fotonů.

Z takovéto technologie vyplývá jedna velká výhoda. V klasických pamětech je pro ukládání dat totiž využít princip elektromagnetické indukce, z čehož plyne, že při přiložení dostatečně velkého magnetického pole je možno data vymazat. To ale díky absenci reakce AFM s magnetickým polem možné není.

Nejzajímavější vlastnost antiferomagnetických pamětí však není odolnost vůči vnějšímu magnetickému poli, nýbrž jejich extrémně rychlý zápis. Rezonance AFM je v rozsahu THz, tudíž zápis do antiferomagnetických pamětí je tisíckrát rychlejší než do normální paměti ([26]), což má svou výhodu i nevýhodu.

Výhodou je již zmíněná rychlost zápisu. K takto vysoké rychlosti se však váže nevýhoda, která spočívá v energii bariéry.

Pokud se zapisují data do paměti, tak daná informace může nabývat pouze dvou možných stavů. Mezi danými stavy je jistá energetická bariéra, proto pokud je potřeba informaci přepsat, tedy dostat informaci do jiného stavu, je nutné paměti dodat energii pro překonání bariéry.

Pravděpodobnost uchování informace v jednom stavu je nepřímo úměrně závislá na uplynulém čase. To znamená, že po uplynutí určitého času se informace přepíše sama vlivem okolního tepla. Z této skutečnosti vyplývá, že čím rychlejší zápis, tím kratší doba změny stavu při konstatní energii bariéry. To znamená, že u antiferomagnetických pamětí se bariéra překoná za kratší dobu, než u pamětí feromagnetických. Tento problém se dá vyřešit velmi jednoduše, a to tak, že se zvýší energie bariéry.

Na obrázku 13 je vidět dvoustavový systém paměti, který byl právě popsán.



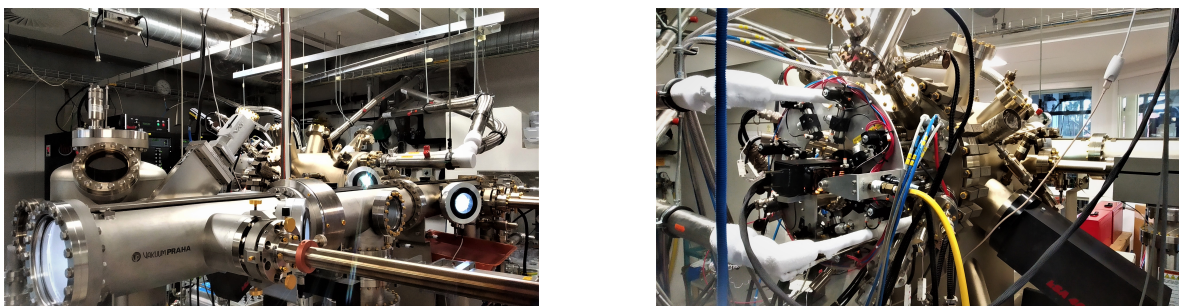
Obrázek 13: Dvoustavový systém paměti

3 Experimentální část

V této části budou popsány způsoby charakterizace vytvořených vzorků, následně popsány měřené vzorky a specifikované způsoby výroby daných vzorků. Pak budou prezentovány výsledky měření Néelovy teploty na daných vzorcích a nakonec budou prezentovány výsledky měření voltampérové charakteristiky a měření tranzistorového jevu na daných vzorcích.

3.1 Příprava vzorků a popis metod charakterizace

Vzorky, které byly vytvořeny a na kterých se provádí měření, byly vytvořeny růstem CuMnAs na GaAs a na GaP a následnou litografií. Krystaly vyrostly pomocí metody MBE v přístroji „Veeco Gen II system“. Sestava je zobrazena na obrázku 14.



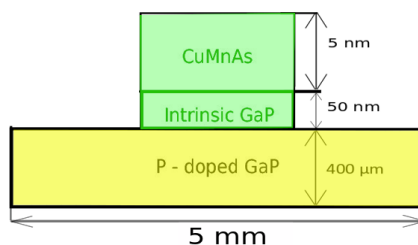
Obrázek 14: Přístroj pro MBE (Veeco Gen II system)

Na vzniklé krystaly byla aplikována litografická metoda. Byl použit optický litograf a elektronový litograf „Raith eLine“.

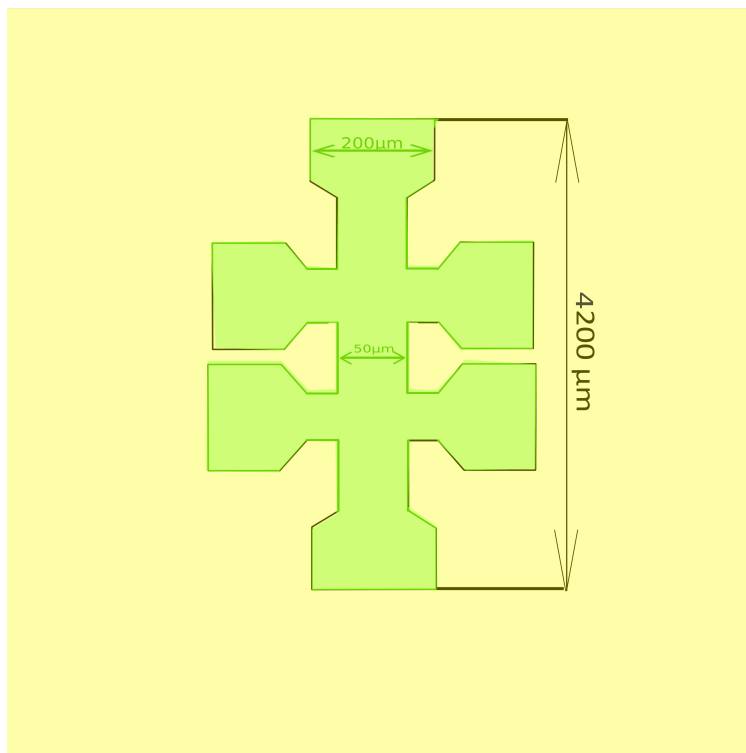
Celý proces přípravy vzorku optickou litografií probíhal následovně:

1. byla odříznutá destička 5x5 mm z waferu
2. vyniklá destička byla vyčištěna a byl na ní nanesen pozitivní rezist A8
3. destička se s naneseným fotorezistem vložila do spincoateru, v kterém se točila po dobu 20 s o rychlosti $5000 \text{ ot.} \cdot \text{min}^{-1}$
4. vzniklá destička byla vysušena na peci Stuart SD160 po dobu 90 s při teplotě $100 \text{ }^\circ\text{C}$
5. na destičce byla provedena litografie přes masku (obrázek 16)
6. na závěr byl vzorek vyleptán pomocí K2 a položen do Tetramethylammonia hydroxidu (TMAH)

Pro měření voltampérové charakteristiky byl použit princip založený na dvoubodovém měření. Na obrázku 17 je znázorněn princip dvoubodového měření vzorku P098 (CuMnAs na GaP).

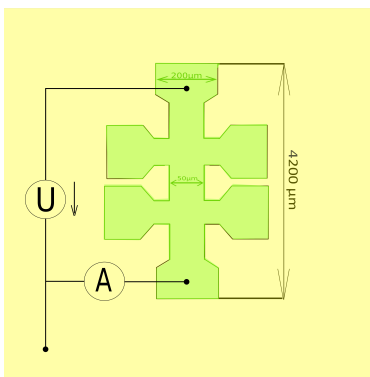


Obrázek 15: Struktura měřeného vzorku - řez



Obrázek 16: Maska používaná pro realizaci vzorků - pohled shora

Voltampérová charakteristika byla měřená při jedenácti teplotách ve vakuu o tlaku $P = 10^{-11}$ bar. Nejprve byla voltampérová (VA) charakteristika měřena za teploty $T = 50$ K. Pak byla VA charakteristika změřena vždy, když se teplota zvětšila o 25 K. Těchto teplot bylo dosahováno pomocí kryostatu. VA charakteristika byla měřena pomocí parametrického analyzátoru (PA) "Agilent 5100A" a pomocí multimetru "Keithley 2000". Pro hradlování (myšleno řízení tranzistru elektrickým polem) byl použit sourcemeter "Keithley 2400".



Obrázek 17: Měření voltampérové charakteristiky pomocí principu dvoubodového měření. Zelená oblast je oblast, na které zůstal CuMnAs, žlutá oblast je oblast, kde je pouze polovodič.

Pro měření Néelovy teploty byl použit přístroj založený na čtyřvodičovém měření, jehož princip je stejný jako princip čtyřbodového měření s tím rozdílem, že čtyřvodičové měření se provádí na vzorcích na kterých byla již provedena litografie (např. obrázek 19). Princip čtyřbodového měření spočívá v přivedení proudu na vnější kontakty a následné měření napětí na kontaktech vnitřních. Néelova teplota byla měřena při tlaku $P = 10^{-9}$ bar.

Z rovnice 64 ([30]) pro dvoubodové měření a z rovnice 65 ([30]) pro čtyřbodové měření lze vypočítat, že čtyřbodové měření má oproti dvoubodovému nespornou výhodu, a to že odpor přívodů k proudovým kontaktům ani přechodový odpor daných kontaktů se neuplatní. Jednotlivé hroty byly od sebe vzdáleny 1 mm. Princip čtyřbodového měření je znázorněn na obrázku 18.

$$V_{meas} = I(R_{contact} + R_{sample} + R_{lead}) \quad (64)$$

$$V_{meas} = (I + i)R_{sample} + i(R_{contact} + R_{lead}) \quad (65)$$

V_{meas} je měřené napětí, I a i jsou proudy procházející měřeným vzorkem, $R_{contact}$ je odpor kontaktů, R_{sample} je odpor samotného vzorku a R_{lead} je odpor přívodů.

Měrný odpor ρ čtyřbodového měření se pak spočítá pomocí rovnice ([30])

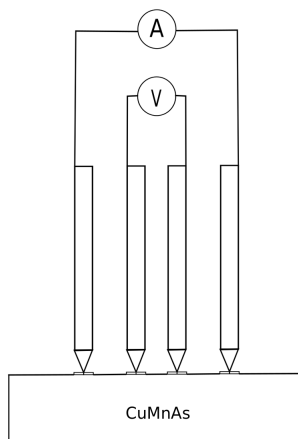
$$\rho = 2\pi s \frac{V}{I} F, \quad (66)$$

kde s je vzdálenost mezi jednotlivými hroty, V je napětí změřené na vzorku, I je proud protékající vzorkem a F se koriguje pro tloušťku a průměr vzorku, hranové efekty a teplotu.

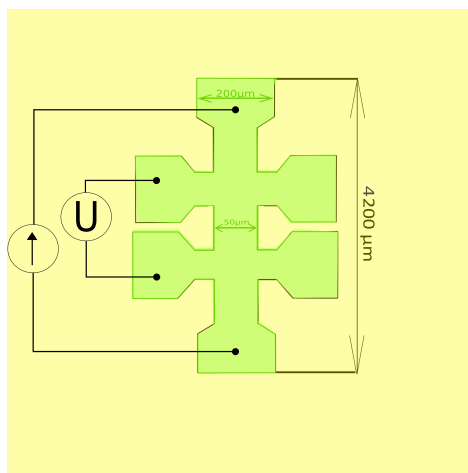
3.2 Néelova teplota - naměřené hodnoty

Při měření Néelovy teploty byla zjišťována změna odporu v závislosti na změně teploty při konstantním proudu $I = 100 \mu A$. Jak už bylo uvedeno, tak byly měřeny dvě sady vzorků. Jedna sada byly vzorky vzniklé z růstu CuMnAs na GaAs a druhá sada byly vzorky vzniklé z růstu CuMnAs na GaP.

Néelova teplota byla měřena tak, že se zahrála spodní vrstva vzorku (GaAs/GaP) a napětí se měřilo na Hall baru (obrázek 19). Teplota byla měřena v $^{\circ}\text{C}$ a odpor byl měřen v Ω .

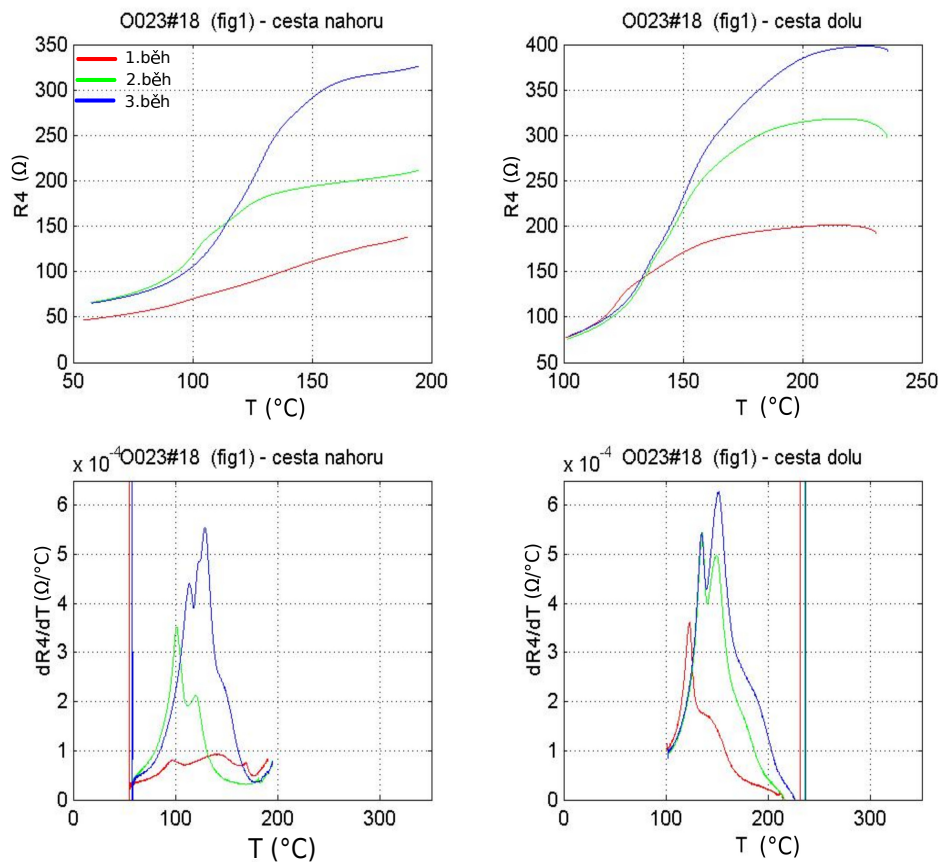


Obrázek 18: Princip sestavy pro měření čtyřbodového napětí. Krajní hroty měří napětí a prostřední hroty měří proud.



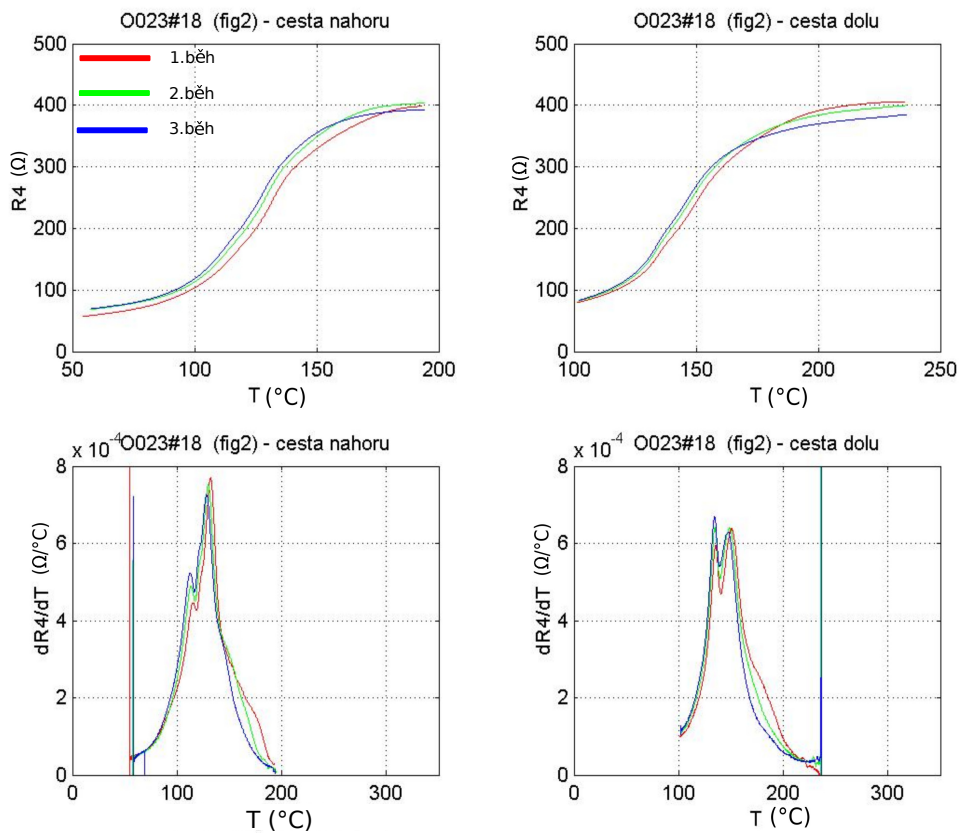
Obrázek 19: Princip měření Néelovy teploty na vzorcích připravených metodou MBE a litografickou metodou

Byly měřeny maximálně tři běhy, kde první běh je označen červenou, druhý běh je označen zelenou a třetí běh je označen modrou. K měření byl použit multimetr "Keithley 2000" a sourcemeter "Keithley 2400". Výsledky z měření Néelovy teploty vzorku CuMnAs na GaP jsou zobrazené na obrázku 20, na obrázku 21 a na obrázku 22.



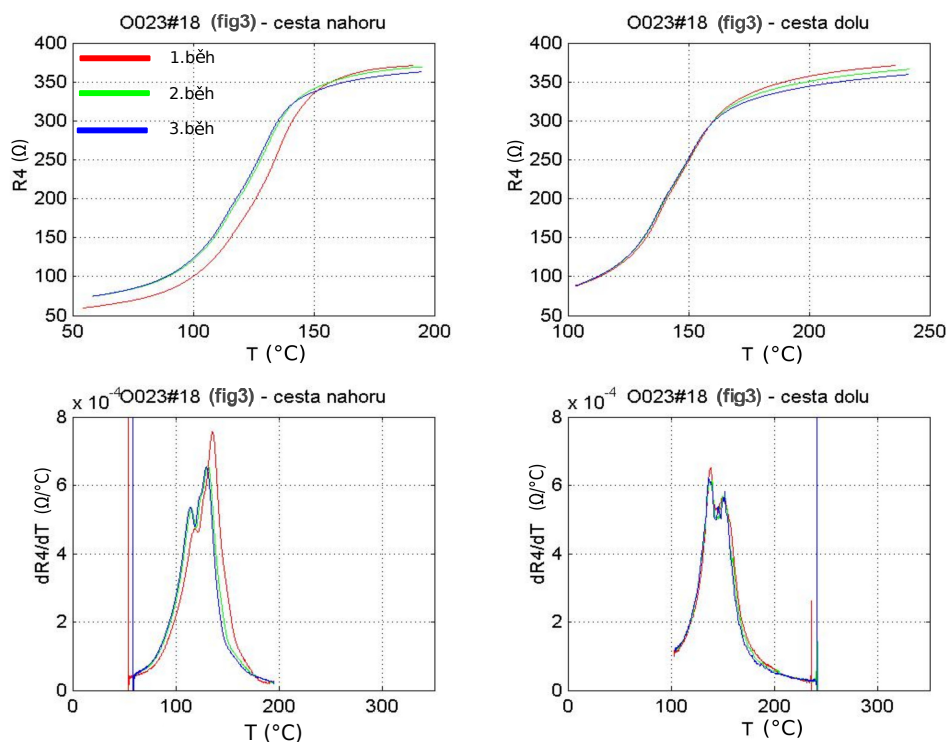
Obrázek 20: První měření CuMnAs na GaP. Horní dva grafy jsou čtyřbodové měření odporu (R_4) v závislosti na teplotě. Dolní dva grafy jsou $\frac{dR}{dT}$ v závislosti na teplotě.

Z prvního měření je vidět, že s každým během se zvyšuje odpor vzorku vlivem zahřívání. Zvyšuje se jak odpor po přesáhnutí kritické teploty, tak i odpor po ochlazení systému. Z grafů závislosti $\frac{dR}{dT}$ na T je navíc vidět, vznik dvou píků.



Obrázek 21: Druhé měření CuMnAs na GaP. Horní dva grafy jsou čtyřbodové měření odporu (R_4) v závislosti na teplotě. Dolní dva grafy jsou $\frac{dR}{dT}$ v závislosti na teplotě.

Z druhého měření je vidět ustálení vzorku. Zároveň je na grafech závislosti $\frac{dR}{dT}$ na T vidět, že při zahřívání (cesta nahoru) vznikají dva píky, přičemž první pík je menší než druhý. Při chlazení (cesta dolů) jsou oba píky přibližně stejné.

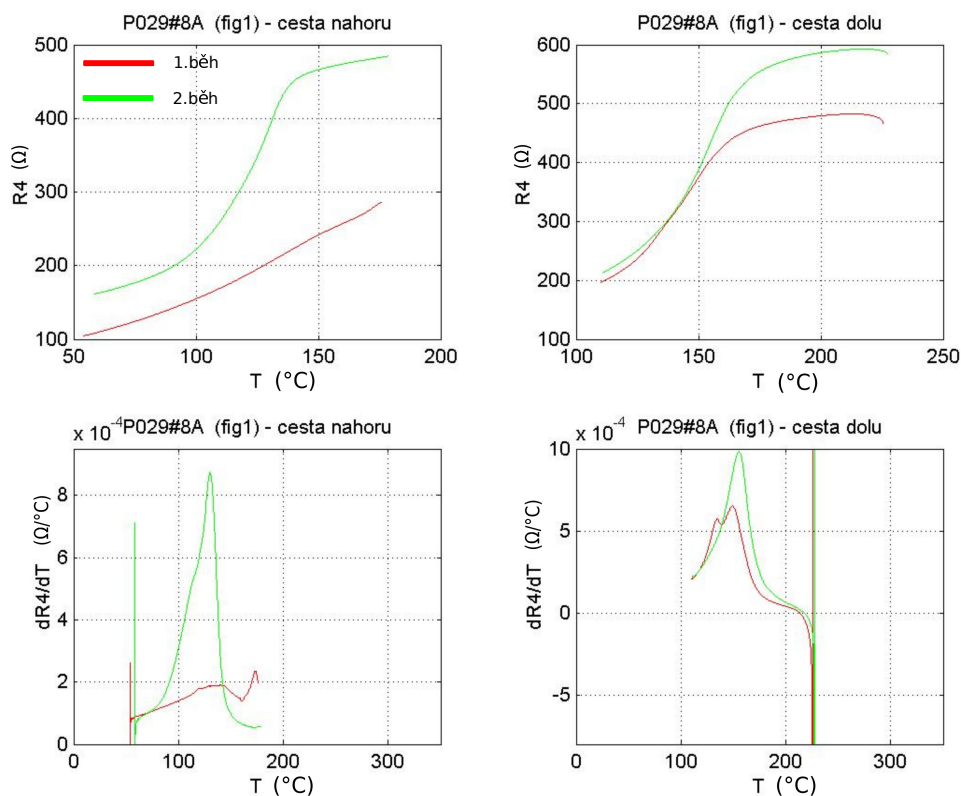


Obrázek 22: Třetí měření CuMnAs na GaP. Horní dva grafy jsou čtyřbodové měření odporu (R_4) v závislosti na teplotě. Dolní dva grafy jsou $\frac{dR}{dT}$ v závislosti na teplotě.

Třetí měření bylo provedeno proto, aby se ukázalo, jestli odpor vzorku relaxuje. Z měření je vidět, že odpor vzorku opravdu zrelaxoval.

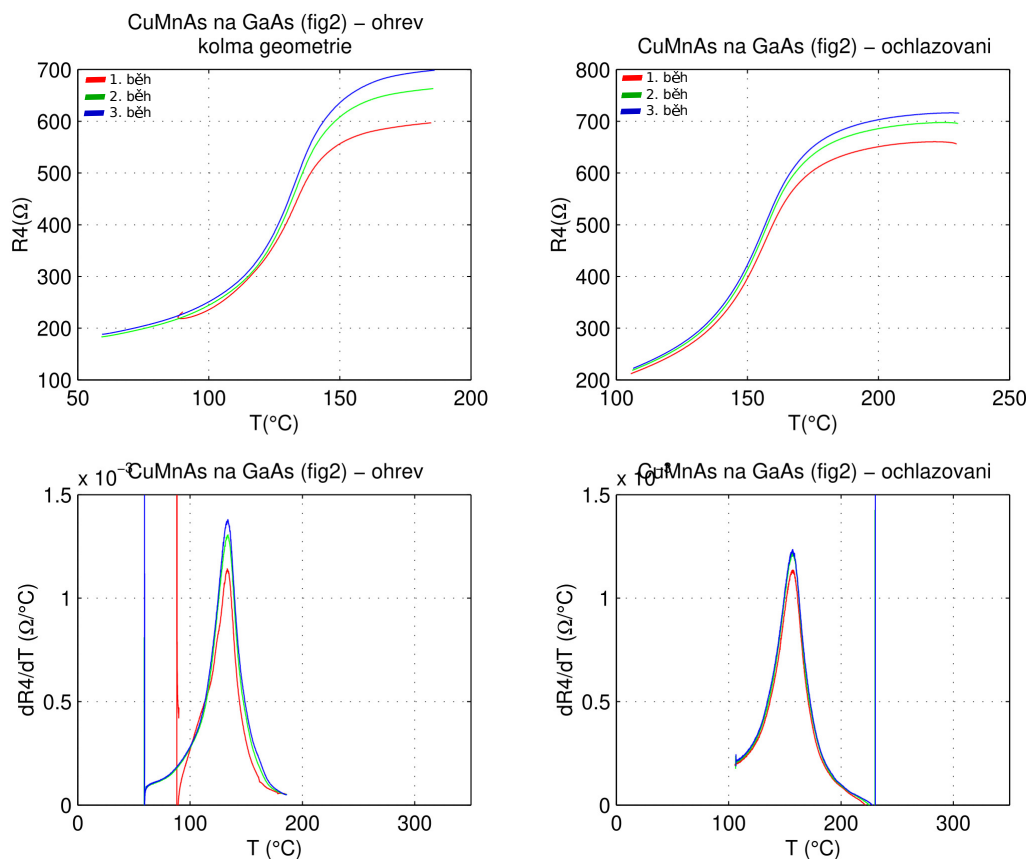
Z grafu závislosti R na T je vidět, že v teplotách nižších než kritická teplota je odpor v prvním běhu zahřívání vzorku přibližně o 20 °C nižší, než v ostatních bězích. Zároveň je z grafu závislosti $\frac{dR}{dT}$ na T vidět, že se oproti prvnímu běhu zahřívání zmenšila změna odporu na teplotě.

Změřené výsledky CuMnAs na GaAs jsou zobrazené na obrázku 23, na obrázku 24 a na obrázku 25.



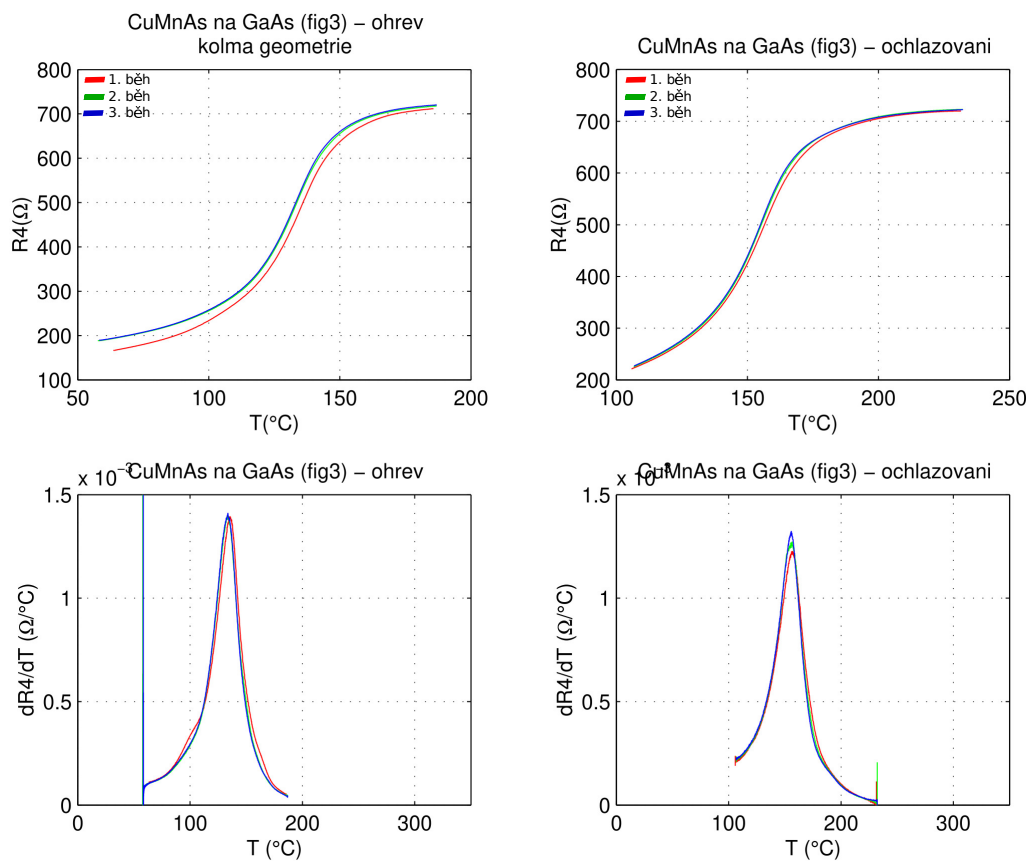
Obrázek 23: První měření CuMnAs na GaAs. Horní dva grafy jsou čtyřbodové měření odporu (R_4) v závislosti na teplotě. Dolní dva grafy jsou $\frac{dR}{dT}$ v závislosti na teplotě.

Z prvního měření je opět vidět velký rozdíl odporů při stejných teplotách mezi prvním a druhým během. Zvýšila se i změna odporu, což je vidět na grafech popisující závislost $\frac{dR}{dT}$ na T .



Obrázek 24: Druhé měření CuMnAs na GaAs. Horní dva grafy jsou čtyřbodové měření odporu (R_4) v závislosti na teplotě. Dolní dva grafy jsou $\frac{dR}{dT}$ v závislosti na teplotě.

Z druhého měření je vidět, že změna odporu téměř vymizela a vzorek se stabilizoval. Nejvýraznější rozdíl je mezi konečným odporem prvního a třetího běhu, což je zřetelné z grafů popisující závislost R na T . Kritická teplota, jak je zřejmé z grafů popisující závislost $\frac{dR}{dT}$ na T , se nijak nemění, pouze se zvyšuje odpor píku. Je vidět, že při chlazení systému je změna odporu menší, než při zahřívání systému.



Obrázek 25: Třetí měření CuMnAs na GaAs. Horní dva grafy jsou čtyřbodové měření odporu (R_4) v závislosti na teplotě. Dolní dva grafy jsou $\frac{dR}{dT}$ v závislosti na teplotě.

Z třetího měření je už patrné, že se vzorek naprosto ustálil. Jediný viditelný rozdíl je zvýšení odporu před zahřátím vzorku mezi prvním během a ostatními běhy, což je zřetelné z grafů popisující závislost R na T . Změna odporu při chlazení vzorku je, stejně jako při druhém měření, menší než při ohřívání vzorku.

3.3 VA charakteristika

Struktura vzorků, na kterých byla prováděna VA charakteristika, byla pro všechny vzorky stejná.

Tato struktura je znázorněna na obrázku 15.

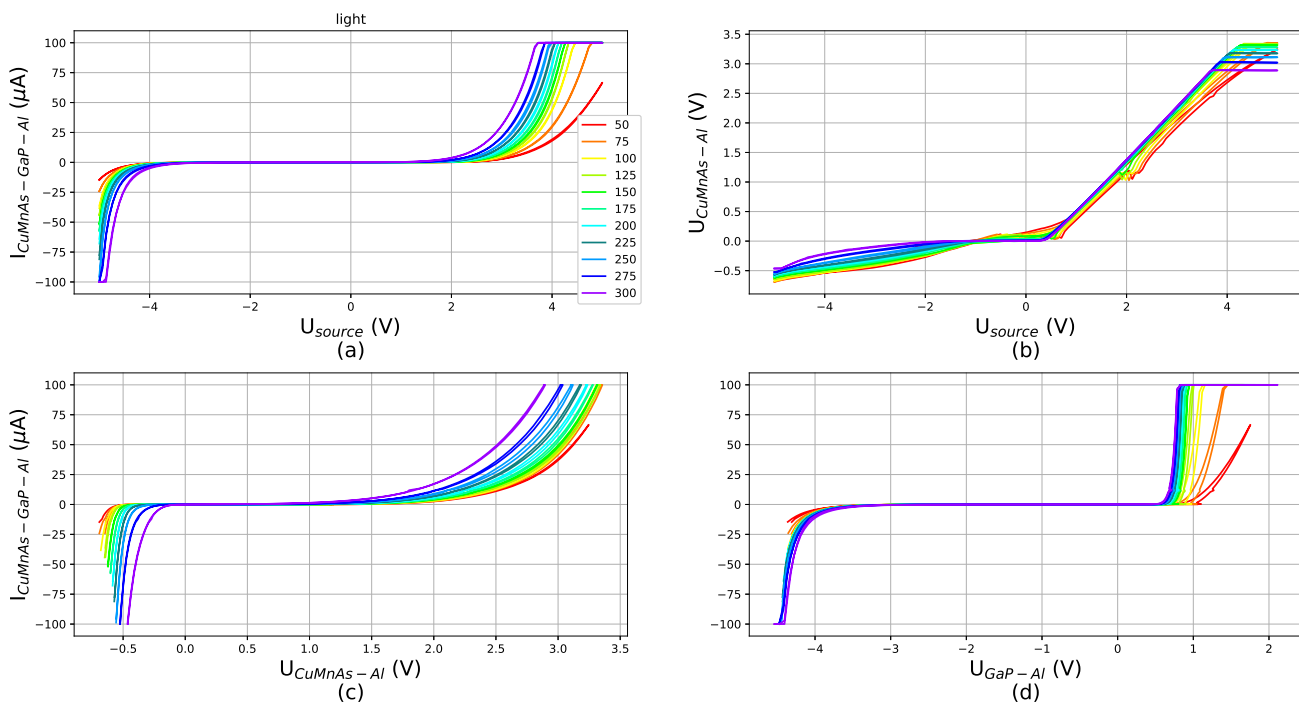
Vzorky byly realizovány pomocí litografie přes masku, jejíž tvar byl tzv. "Hall bar" (viz obrázek 16). První VA charakteristiky byly měřeny pomocí multimetrů "Keithley 2000" na vzorku P098, který vznikl růstem CuMnAs na GaP, kde CuMnAs měl tloušťku 5 nm, izolační vrstva měla tloušťku 50 nm a na GaP byl hliníkový (Al) kontakt.

GaP byl v případě vzorku P098 dopovaný Zinkem (Zn) a tloušťka této oblasti byla 400 μm .

Motivace pro měření VA charakteristiky vzorků tvořených z AFM bylo zjištění, zda se AFM nedá použít pro tvorbu tranzistorů, proto bylo nejdříve zjišťováno, jestli P098 má VA charakteristiku typickou pro diody.

Takovéto VA charakteristiky byly změřeny za podmínek běžného osvětlení pracovních prostor (dále "za světla") a za tmy. VA charakteristiky je možné vidět na obrázcích 26 a 27.

Měření probíhalo v teplotách 50 K - 300 K.

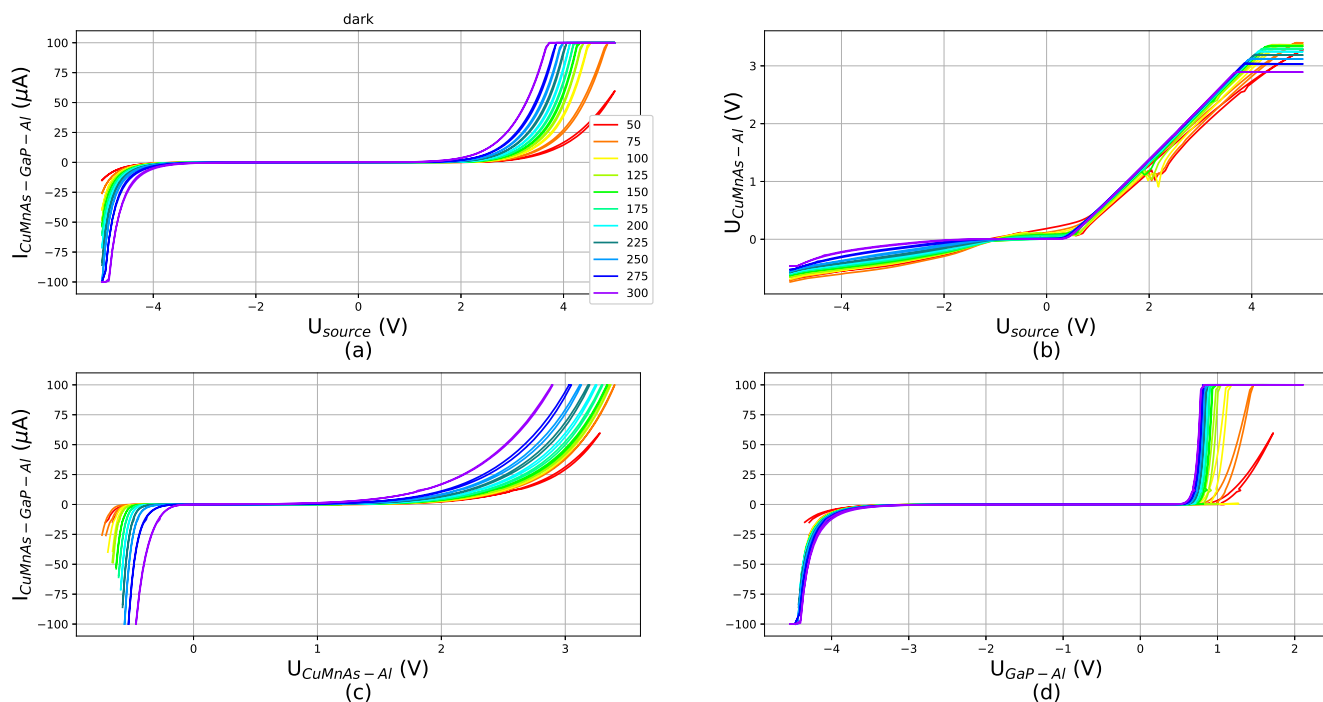


Obrázek 26: VA charakteristika vzorku P098 měřená při osvětlení v rozmezí teplot 50 K - 300 K s krokem 25 K

Tato VA charakteristika byla měřena tak, že se na CuMnAs přiložilo napětí U_{source} a za světla byl měřen proud, který protékal celým vzorkem, tedy přes CuMnAs, GaP a Al. Dále bylo změřeno napětí mezi CuMnAs a Al a napětí mezi GaP a Al.

Z VA charakteristiky je patrné, že nejlepší vlastnosti má vzorek při $T = 50$ K a nejhroší vlastnosti má naopak při $T = 300$ K.

Z VA charakteristiky je též vidět, že v propustném směru má vzorek menší prahové napětí, než ve směru závěrném.

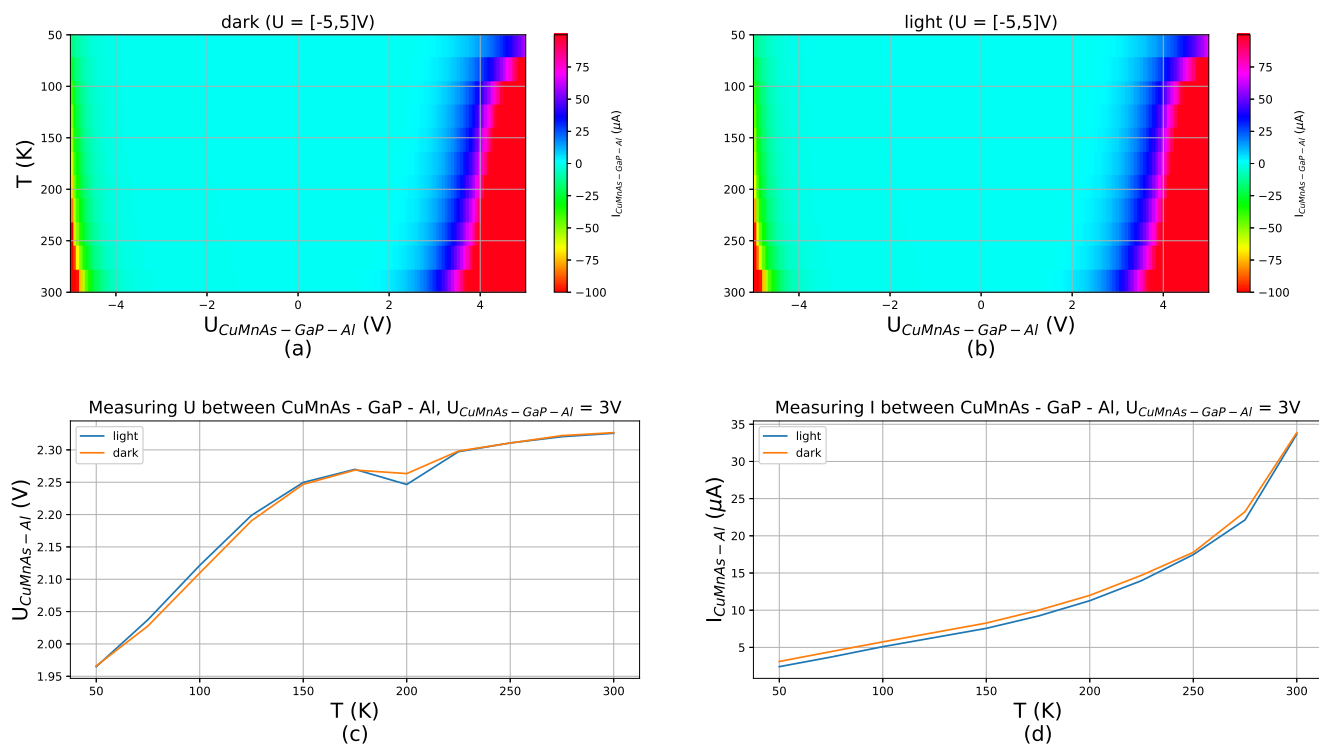


Obrázek 27: VA charakteristika vzorku P098 měřená za tmy v rozmezí teplot 50 K - 300 K s krokem 25 K

Z obrázku 27 je patrné, že když byl vzorek změřen za tmy, tak změřená VA charakteristika byla velmi podobná VA charakteristice změřené za světla. Je opět vidět, že za $T = 50$ K má vzorek nejlepší vlastnosti. Naopak nejhorší vlastnosti měl vzorek opět při $T = 300$ K.

U měření vzorku P098 za tmy je, stejně jako u měření za světla, vidět, že vzorek se otevře mnohem dříve pokud přiložíme kladné napětí místo záporného.

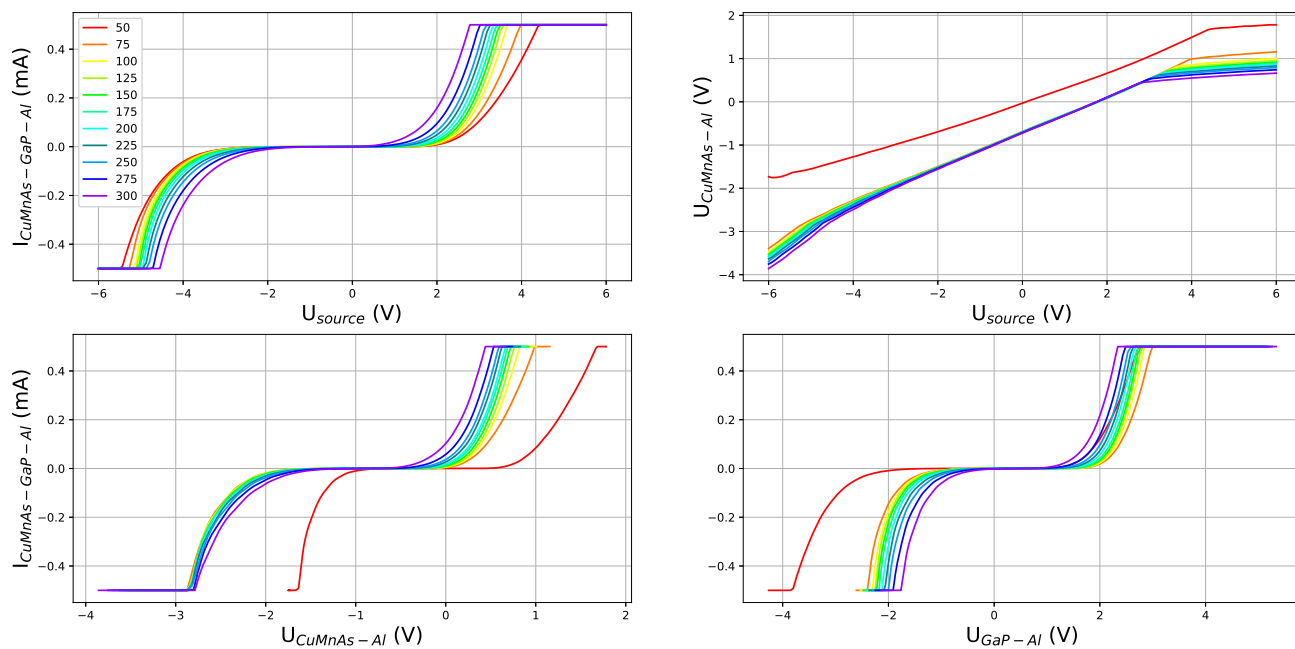
Na obrázku 28 je znázorněno porovnání obou měření, tedy změření VA charakteristiky za světla a za nepřímého osvětlení.



Obrázek 28: Porovnání VA charakteristik vzorku měřeného za tmy a za podmínek běžného osvětlení pracovních prostor

Z grafů (a) a (b) je patrné, že se vzorek P098 otevírá při téměř stejných napětích jak za tmy, tak za světla. V grafu (c) je už patrný rozdíl mezi měřením napětí za světla a za tmy. Za nepřímého světla má vzorek v teplotách $T = 50$ K - 150 K vyšší napětí. Zároveň je v tomto grafu vidět pokles v napětí při $T = 200$ K. Tento pokles se vyskytl v obou případech a při měření za světla byl tento pokles větší. V grafu (d) je vidět, že za světla má vzorek P098 menší proud při stejné teplotě než vzorek P098 měřený za tmy. Tento rozdíl mizí v teplotách blízkých $T = 300$ K.

První VA charakteristiky, které byly změřeny pomocí PA a multimetru, byly měřeny též na vzorku P098. Měření probíhalo, stejně jako při měření pomocí pouze multimetru, v teplotách 50 K - 300 K s krokem 25 K.

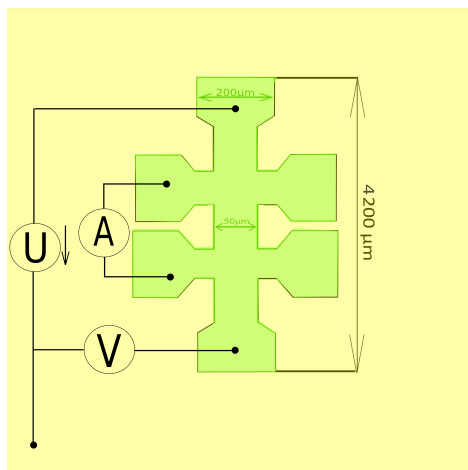


Obrázek 29: VA charakteristika vzorku P098 měřená při teplotách 50 K - 300 K s krokem 25 K

VA charakteristika byla měřena tak, že se na CuMnAs přiložilo napětí U_{source} a byl měřen proud, který protékal celým vzorkem, tedy přes CuMnAs, GaP a Al. Dále bylo změřeno napětí mezi CuMnAs a Al a napětí mezi GaP a Al.

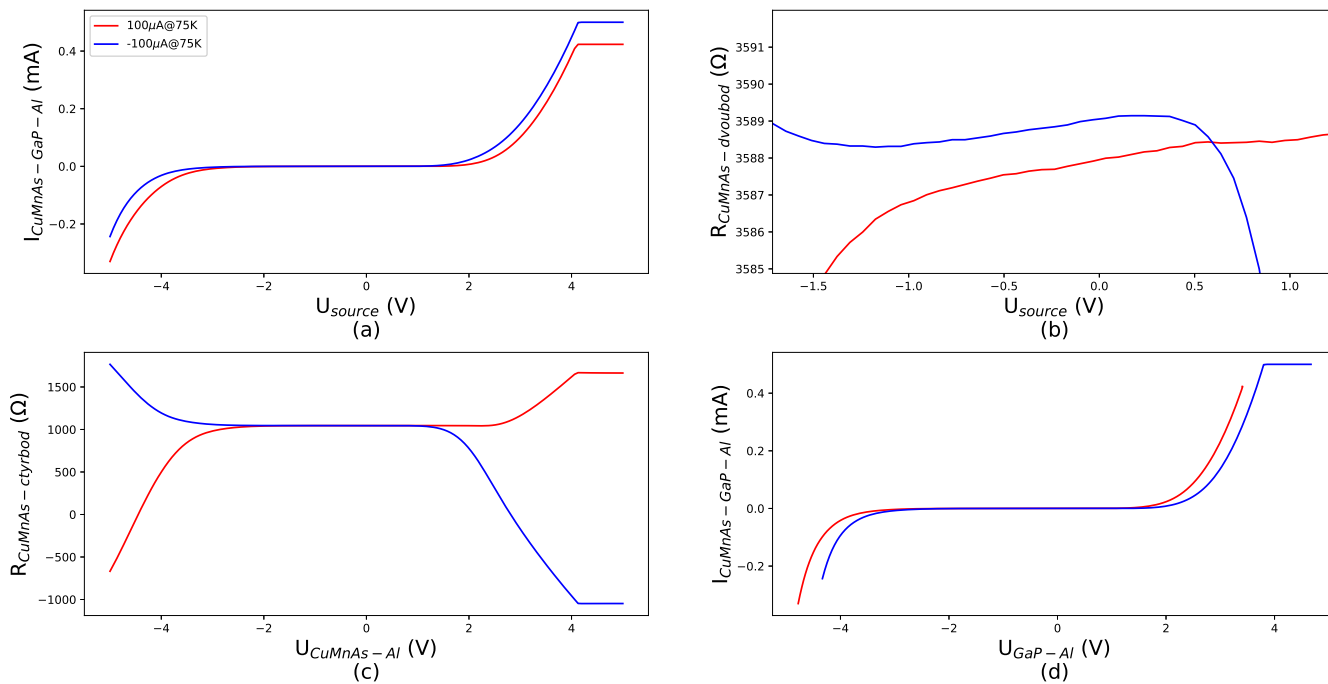
Měření nám ukázalo, že takto vytvořená struktura má kromě VA charakteristiky diody i větší prahové napětí v závěrném směru. Jediným překvapivým výsledkem tohoto měření byl posun změřených křivek při teplotě $T = 50$ K oproti ostatním teplotám.

Poslední experiment, který se na vzorku P098 provedl bylo hradlování AFM (v tomto případě CuMnAs). Motivace pro tento pokus byla, jak je uvedeno v úvodu, hledání nových materiálů a technologií pro tvorbu tranzistorů. Princip hradlování je zobrazen na obrázku 30.



Obrázek 30: Princip hradlování vzorku

První pokus o hradlování byl proveden při teplotě $T = 75$ K a vzorkem protékaly proudy $I = \pm 100 \mu A$. Výsledek experimentu je zobrazen na obrázku 31.

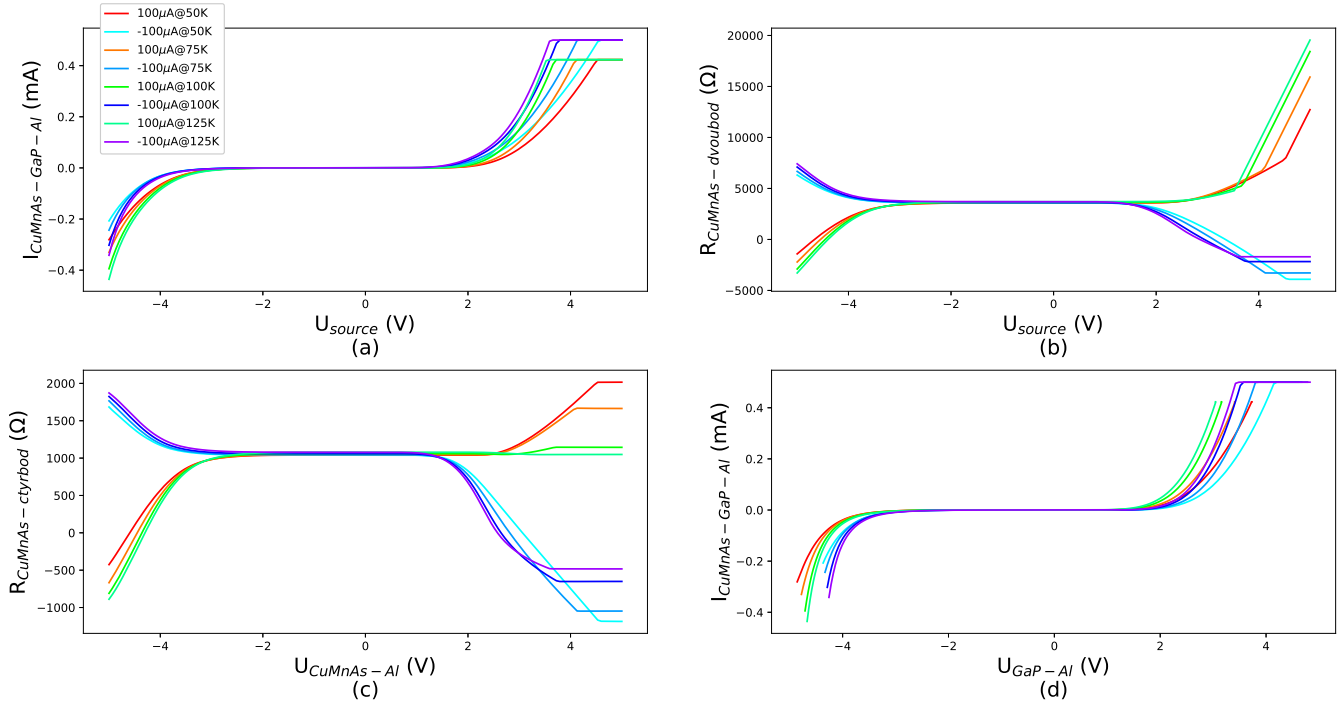


Obrázek 31: Hradlování vzorku P098 měřené za teploty 75 K, při procházejícím proudu $\pm 100 \mu A$

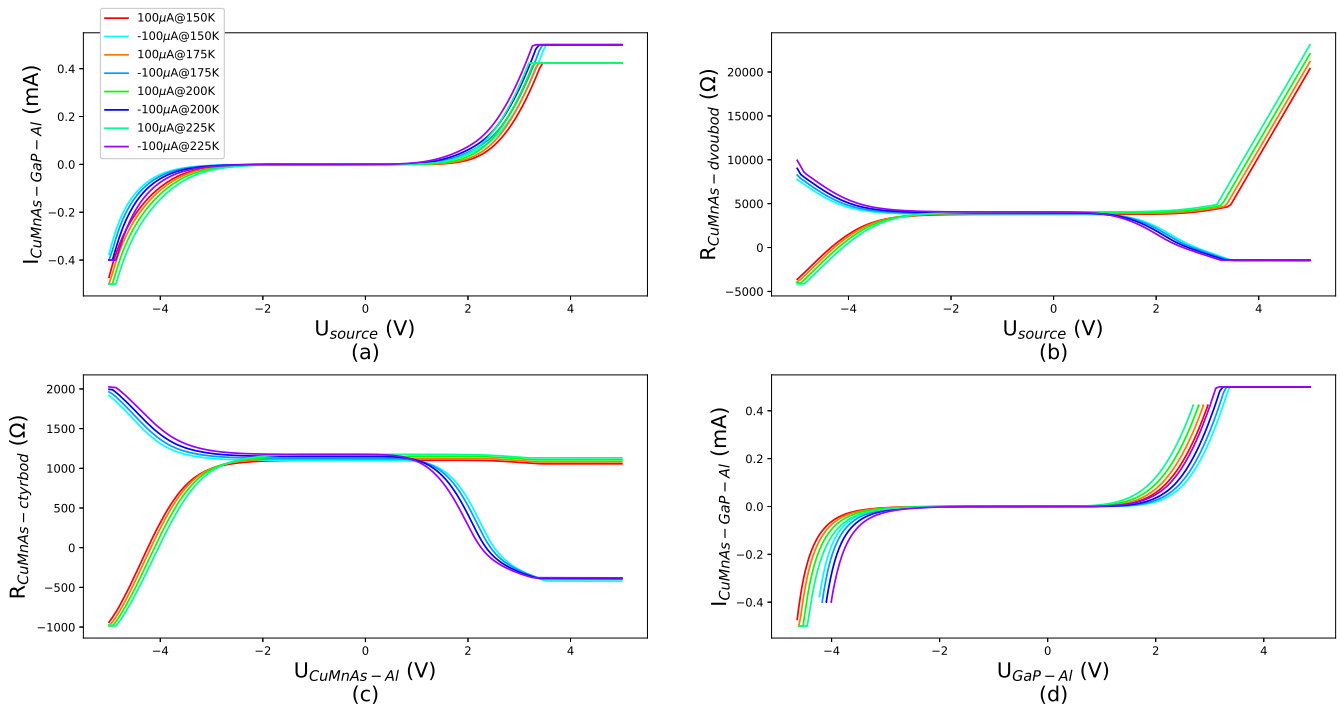
Jak je vidět z obrázku 31, tak vzorek P098 je možné hradlovat. Hradlování dokazuje hlavně graf (b), na kterém je vidět, že i v oblasti pod prahovým napětím odpor vzorku roste, když zvyšujeme napětí. Tento nárůst je procentuálně stejný jak pro proud $I = -100 \mu A$, tak pro proud $I = 100 \mu A$.

V případě proudu $I = -100 \mu A$ je záporné prahové větší jak kladné. V případě $I = 100 \mu A$ je to naopak.

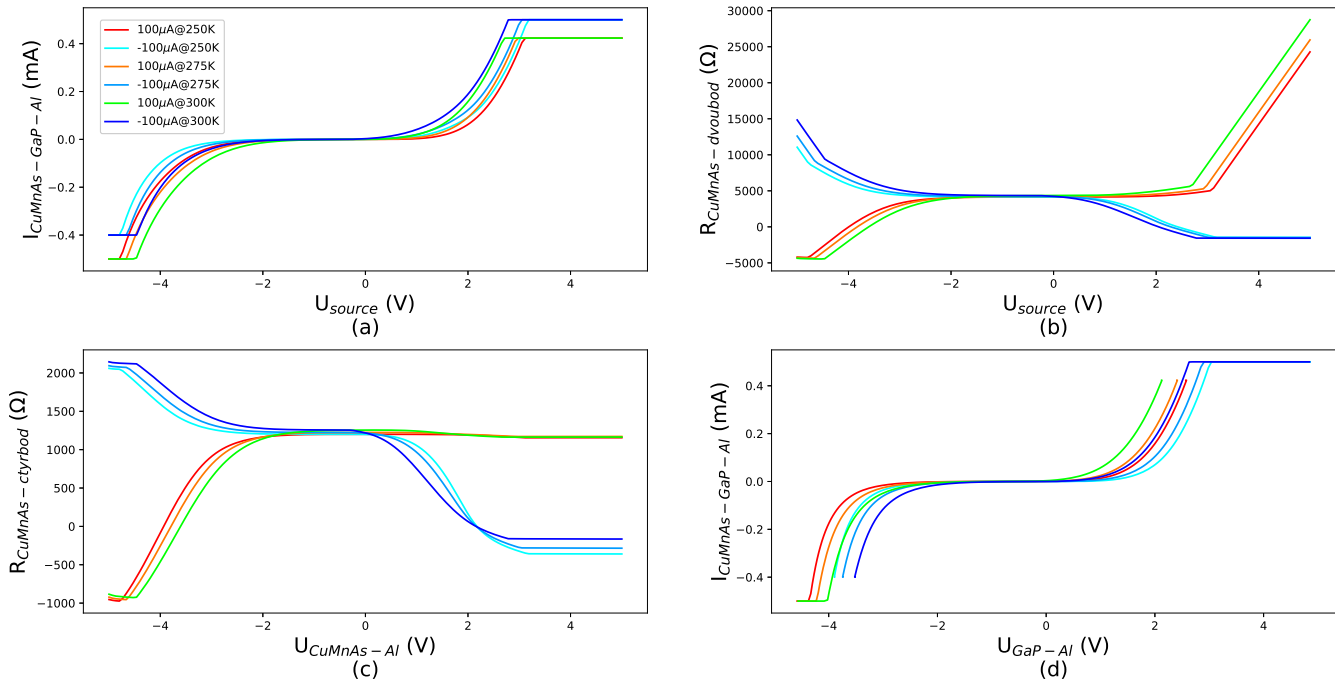
Na obrázcích 32a, 32b a 32c je výsledek hradlování vzorku P098 při teplotách $T = 50$ K až $T = 300$ K s krokem $T = 25$ K.



Obrázek 32a: Hradlování vzorku P098 měřené za teplot 50 K až 125 K s krokem 25 K



Obrázek 32b: Hradlování vzorku P098 měřené za teplot 150 K až 225 K s krokem 25 K



Obrázek 32c: Hradlování vzorku P098 měřené za teplot 250 K až 300 K s krokem 25 K

Jak je z grafů patrné, tak výsledky hradlování byly pro měřené teploty podobné. Za teploty $T = 50$ K měl vzorek nejlepší vlastnosti. Naopak nejhorší vlastnosti měl vzorek za teploty $T = 300$ K. V teplotách nad 225 K už nebylo pozorováno zvýšení odporu v oblasti, kde napětí bylo menší jak prahové napětí. Prahové napětí se s zvyšující se teplotou zmenšovalo (jak pro záporný, tak i pro kladný směr).

3.4 Shrnutí výsledků

V následující tabulce jsou vypsány všechny vytvořené vzorky. V práci byly použity grafy měření pouze vzorků O023#18 (vzorek č. 8), P029#8A (vzorek č. 9) a P098#4 (vzorek č. 12), protože tyto vzorky byly nejreprezentativnější.

číslo vzorku	vzorek	použitý substrát	typ měření	Hall bar	litografie
1.	O023#9	GaP	Néelova teplota	ano	optická
2.	O023#27	GaP	Néelova teplota	ano	optická
3.	O028#21	GaP	Néelova teplota	ano	optická
4.	J023#2	GaAs	Néelova teplota	ano	optická
5.	P029#7	GaAs	Néelova teplota	ano	optická
6.	P029#6	GaAs	Néelova teplota	ano	optická
7.	P029#5	GaAs	Néelova teplota	ano	optická
8.	O023#18	GaP	Néelova teplota	ano	optická
9.	P029#8A	GaP	Néelova teplota	ano	optická
10.	P076#4	GaP	VA charakterisika	ne	optická
11.	P076#5	GaP	VA charakteristika	ne	optická
12.	P098#4	GaP	VA charakteristika a hradlování	ano	elektronová

Pro měření byly použity tři vzorky, vzorek P029 (CuMnAs narostlý na GaAs), vzorek O023 (CuMnAs narostlý na GaP) a vzorek P098 (CuMnAs narostlý na GaP).

Néelova teplota, která byla měřena na vzorcích P029 a O023 se dle naměřených dat pohybuje v rozmezí teplot $T = 135 - 150$ °C. Jak je z měření vidět, tak vzorek byl postupně vyžehán. Toto je zřetelné na prvním měření v grafu znázorňující závislost $\frac{dR}{dT}$ na T (obrázek 20), kde největší pík prvního běhu je několiknásobně menší jak největší pík třetího běhu. To může být způsobeno "rozbitím" magnetických domén vzorku vlivem proudu a překročením kritické teploty.

Stále však není jisté, jestli je odpor vzorku způsoben zvětšením počtu magnetických domén, proto je toto vysvětlení zatím jen domněnkou, jejíž potvrzení či vyvrácení je předmětem dalšího zkoumání.

Při měření vzorku O023 (obrázky 20, 21 a 22) se na grafu objevují dva vrcholy, přičemž je levý vrchol při zahřívání znatelně menší než pravý. Při ochlazování vzorku O023 byly však oba vrcholy téměř stejné.

Toto bylo změřeno na obou vzorcích.

Cílem třetího měření bylo určit časovou stálost, a proto byl před měřením vzorek O023 po dobu třiceti tří dnů ponechán v běžných laboratorních podmínkách. Jak je vidět z třetího měření (obrázek 22), tak odpor vzorku relaxoval (navrátil se k původní hodnotě), což by mohlo být způsobeno samovolným zmenšením počtu domén s časem.

Z grafu závislosti $\frac{dR}{dT}$ na T je vidět, že hlavní vrchol byl při prvním zahřátí větší než ostatní píky. Navíc hlavní vrchol se při prvním zahřátí třetího měření vzorku O023 objevil na teplotě o přibližně 10 °C vyšší než ostatní vrcholy.

Rozdíly mezi prvním zahřátím a zbytkem měření by mohly být právě způsobeny tím, že během třiceti tří dní, kdy nebyl vzorek O023 nijak měřen, vzorek dostatečně zrelaxoval a magnetické domény byly větší, takže musela být dodána vyšší energie pro "rozbití" daných domén.

Dále lze z grafů vyzorovat, že na vzorku P029 je pouze jeden pík (obrázky 23, 24 a 25), což je překvapivé, protože P029 je vzorek, který má více defektů než vzorek O023.

Z grafů je také vidět, že Néelova teplota je při ohřívání vzorku menší než při ochlazování, což ale může být způsobeno tím, že je zahřívána pouze spodní strana vzorku, a to vytváří určitou časovou prodlevu.

U VA charakteristik nehradlovaného vzorku P098 měřených pomocí multimetru "Keithley 2000" (obrázky 26 a 27), byl v grafu (b) naměřen záporný pík kolem napětí $U = 2$ V. Při stejném měření provedeném pomocí PA se již zmíněný vrchol neobjevil. Vrchol byl tedy způsoben měřením.

Při měření VA charakteristik vzorku P098 pomocí PA (obrázek 29) byl objeven již zmíněný posun křivek při teplotě 50 K. Tento posun mohl být způsoben tím, že při takto nízké teplotě nevznikají téměř žádné páry elektron - díra, a tudíž vzorkem při této teplotě neteče skoro žádný proud.

Při zkoumání hradlování vzorku P098 (obrázky 32a, 32b a 32c) byl změřen rostoucí odpor se zvyšujícím se napětím v oblasti pod prahovým napětím. Zvyšování odporu v této oblasti je způsobeno tím, že když je přikládáno stále větší kladné napětí, tak počet p-typových nosičů ve vrstvě CuMnAs klesá.

Hradlování vzorku se zdařilo z důvodu malé tloušťky vrstvy CuMnAs. CuMnAs je kov s relativně malou hustotou nosičů a aby byl efekt hradlování patrný je důležité použití velice tenké vrstvy.

4 Závěr

V této práci jsem studoval využití metody MBE pro přípravu antiferomagnetických vrstev a jejich základní elektrickou charakterizaci. Metoda MBE byla popsána v podkapitole 2.1, v teoretické části. V teoretické části (v podkapitole 2.2) jsem také popsal dostupné litografické metody, pomocí kterých je možné připravit vzorky na FZÚ AV ČR. Pro vlastní přípravu antiferomagnetických vzorků v této práci byla zvolena metoda fotolitografie. Konkrétní postup je popsán v podkapitole 3.1.

Připravené vzorky z antiferomagnetických materiálů jsem shrnul v podkapitole 2.4. Zároveň jsem v této podkapitole shrnul jejich vlastnosti (např. Néelova teplota), jejich význam z hlediska budoucího vývoje zápisu informací do paměti a rozdíl mezi antiferomagnetickými materiály a ostatními kovy.

Experimentálně zjištěná data z měření Néelovy teploty jsem uvedl v podkapitole 3.2, kde byla tato data také následně zanalyzována. V následující podkapitole (podkapitola 3.3) jsou grafy změřené voltampétové charakteristiky. Výsledky z měření VA charakteristiky byly i zanalyzovány. V této kapitole jsou navíc grafy hradlovaného vzorku. Výsledky hradlování byly též zanalyzovány.

Néelova teplota byla měřena na vzorku O023, který vznikl růstem CuMnAs na GaP metodou MBE a na vzorku P029, který vznikl růstem CuMnAs na GaAs metodou MBE.

Tyto vzorky byly měřeny ve speciální vakuové komoře pro měření vysokých teplot při podtlaku až 10^{-9} bar. Napěťový rozsah ohřívání byl 0 - 20 V.

Vzorky byly měřeny čtyřbodovou metodou.

Néelova teplota byla zjištěna v rozmezí 135 - 150 °C.

Na vzorku P098 (CuMnAs na GaP) byla měřena VA charakteristika, aby se zjistilo zda je možné CuMnAs hradlovat. Nejdříve byl vzorek P098 měřen pomocí multimetru "Keithley 2000" a následně pomocí parametrického analyzátoru "Agilent 5100A". Vzorek byl uložen v kryostatu a byl měřen při teplotách 50 – 300 K s krokem 25 K. VA charakteristika byla měřena při podtlaku až 10^{-11} bar. Z grafů je zřejmé, že změřená VA charakteristika odpovídá VA charakteristice diody.

Jedno měření vzorku P098 pomocí multimetru "Keithley 2000" probíhalo za denního světla a druhé měření probíhalo, když na vzorek nedopadalo žádné světlo. Tím bylo ověřeno, že měření za světla i za tmy byla téměř totožná.

Vzorek P098 byl pak následně hradlován a měřen pomocí parametrického analyzátoru, přičemž hradlování bylo ovládáno sourcemetrem "Keithley 2400". Z grafů je zřejmé, že hradlování proběhlo úspěšně.

Grafy 32a, 32b a 32c ukázaly, že CuMnAs je možné hradlovat, což zvyšuje aplikační možnosti tohoto materiálu. Předmětem budoucích experimentů bude optimalizace hradlování CuMnAs.

5 Literatura

- [1] ČALKOVSKÝ, M.: PŘÍPRAVA GRAFENOVÝCH VRSTEV METODOU MBE [online]. Bakalářská práce. VUT. Vedoucí práce Ing. Jindřich Mach, PhD. Brno, 2015. Dostupné z: <https://dspace.vutbr.cz/handle/11012/40830>
- [2] Molecular Beam Epitaxy (MBE) [online]. 2015 [cit. 2019-10-16]. Dostupné z: <https://capricorn.bc.edu/wp/zeljkoviclab/research/molecular-beam-epitaxy-mbe/>
- [3] Škola růstu krystalů ...: sborník přednášek [online]. Praha: Maxdorf, 2000 [cit. 2020-04-22]. Dostupné z: https://csacg.fzu.cz/func/viewpdf.php?file=2008_34Cukr.pdf
- [4] FARROW, R.F.C.: ed. Materials Science and Process Technology Series. 6. Mill Road, Park Ridge, New Jersey 07656, USA: Noyes Publications, 1996. Dostupné z: https://books.google.cz/books?id=wToPhW5TZosC&pg=PR4&lpg=PR4&dq=ISBN+0-8155-1371-2&source=bl&ots=IQHAio9o2U&sig=ACfU3U2xtfZZ_zmUDNgh5wjLuch8JKB37g&hl=cs&sa=X&ved=2ahUKEwjnpNuK8L_pAhWP6aQKHSa6De0Q6AEwAHoECAoQAQ#v=onepage&q=doi&f=false.
- [5] BENNING, L.G. a WAYCHUNAS, G.A.: "Nucleation, Growth, and Aggregation of Mineral Phases: Mechanisms and Kinetic Controls," Kinetics of Water-Rock Interaction [online]. New York, NY: Springer New York, 2008, ppt. 259-333, doi:10.1007/978-0-387-73563-4.7.
- [6] WADLEY, P., NOVÁK, V., CAMPION, R.P., et al., "Tetragonal phase of epitaxial room-temperature antiferromagnet CuMnAs," *Nat. Commun.*, vol. 4, no. 1, p.2322, Oct. 2013, doi:10.1038/ncomms3322.
- [7] HILLS, V.A.: MBE Growth, Characterisation and Physics of Antiferromagnetic Copper Manganese Arsenide [online]. Disertační práce. University of Nottingham. Vedoucí práce Bryan Gallagher a Richard Campion. Nottingham, 2016. Dostupné z: <http://eprints.nottingham.ac.uk/id/eprint/38467>
- [8] ORLITA, M. et al., "Luminescence of double quantum wells subject to in-plane magnetic fields," *Phys. Rev. B*, vol. 72, no. 16, p. 165314, Oct. 2005, doi:<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.165314>
- [9] Jednoduché odvození Schrödingerovy rovnice [online]. Dostupné z: <http://fyzika.klusik.cz/2015/07/27/jednoduche-odvozeni-schrodingerovy-rovnice/>
- [10] ATKINS, P.W. a FRIEDMAN, R.S.: Molecular Quantum Mechanics. 3rd Ed. Oxford: Oxford University Press, 1997, pp. 545. ISBN 978-019-8559-474.
- [11] KRÁTKÝ, S.: Studium vlastností periodických mřížek vytvořených elektronovou litografií [online]. Bakalářská práce. VUT. Vedoucí práce Ing. Milan Matějka. VUT, Brno, 2010. Dostupné z: <https://dspace.vutbr.cz/handle/11012/17918>

- [12] *HAVIAR, S.*: Elektronová litografie v rádkovacím elektronovém mikroskopu. Diplomová práce. Vedoucí práce Prof. RNDr. Vladimír Matolín, DrSc.. Matematicko - fyzikální fakulta Univerzity Karlovy. Praha, 2010. Dostupné z: https://dspace.cuni.cz/bitstream/handle/20.500.11956/30631/DPTX_2008_1_11320_0_259077_0_62231.pdf?sequence=1&isAllowed=y
- [13] *MACK, C.A.*: Fundamental principles of optical lithography: the science of microfabrication. Hoboken, NJ, USA: Wiley, c2007. ISBN 978-0-470-01893-4. Dostupné z: https://books.google.cz/books?id=nHm4e7rFNfgC&pg=PR4&lpg=PR4&dq=ISBN+978-0-470-01893-4&source=bl&ots=AU6gxKcJcZ&sig=ACfU3U2455u6sKSMFNip0WCyo0bLTD578Q&hl=cs&sa=X&ved=2ahUKEwjtlYC08L_pAhU03qQKHQ_C-kQ6AEwAAnoECA0QAQ#v=onepage&q=ISBN%20978-0-470-01893-4&f=false
- [14] *MADOU, M.J.*: Fundamentals of microfabrication: the science of miniaturization. 2nd ed. Boca Raton: CRC Press, c2002. ISBN 08-493-0826-7. Dostupné z: https://books.google.cz/books?id=9bk3gJeQKBYC&printsec=copyright&redir_esc=y#v=onepage&q&f=false
- [15] *VAN DE KRAATS, A., MURALI, R., ed.*: Proximity Effect in E-beam Lithography [online]. [cit. 2019-11-01]. Dostupné z: <http://www.nanolithography.gatech.edu/proximity.pdf>
- [16] *SZE, S.M. a NG, K.K.*: Physics of semiconductor devices. 3rd ed. Hoboken, N.J.: Wiley-Interscience, c2007. ISBN 978-047-1143-239.
- [17] *Derivation of the Fermi-Dirac distribution function* [online]. 1998 [cit. 2019-11-05]. Dostupné z: https://ecee.colorado.edu/~bart/book/fermi-dirac_derivation.htm
- [18] *MALIJEVSKY, A.*: Klasická a statistická termodynamika. , 457. Dostupné z: <http://webcache.googleusercontent.com/search?q=cache:Wg0o9n0EiWoJ:www.chemicke-listy.cz/ojs3/index.php/chemicke-listy/article/download/2759/2747/+&cd=1&hl=cs&ct=clnk&gl=cz>
- [19] *JANA, J.*: Úvod do fyziky pevných látek. 3 - 17. Dostupné z: <https://ufmt.vscht.cz/index.php/cs/elektronicke-pomucky/12-skripta>
- [20] *PROCHÁZKA, V.*: Fyzika pevných látek: studijní modul. Olomouc: Univerzita Palackého v Olomouci, 2012. ISBN 978-80-244-3300-4. Dostupné z: http://mofy.upol.cz/vystupy/02_texty/modul_fpl.pdf
- [21] *RELI, M.*: Materiály na bázi TiO₂ modifikované kovy pro fotokatalytickou redukci oxidu uhličitého. Diplomová práce. Vysoká škola Báňská - Technická Univerzita Ostrava. Vedoucí práce Doc. Ing. Kamila Kočí, Ph.D. Ostrava, 2013. Dostupné z: https://dspace.vsb.cz/bitstream/handle/10084/101367/REL0008_FMMI_P2106_2807V003_2013.pdf?sequence=1&isAllowed=y
- [22] Derivation of the Langmuir isotherm [online]. [cit. 2019-11-13]. Dostupné z: <https://pages.jh.edu/~chem/fairbr/teach/BET/derive.html>
- [23] *ZANGWILL, A.*: Physics at surfaces. Cambridge: Cambridge University Press, 1988. ISBN 978-052-1347-525.
- [24] *CHEN, W., QI, D. GAO, X. a WEE, A.T.S.*. Surface transfer doping of semiconductors: Lecture Notes from the 2nd ERCOFTAC Summerschool held in Stockholm, 10-16 June, 1998. Progress in Surface Science. 2009, 1999, 84(9-10), 279-321. doi:10.1016/j.progsurf.2009.06.002. ISSN 00796816.

- [25] Classes of Magnetic Materials [online]. [cit. 2019-11-25]. Dostupné z: http://www.irm.umn.edu/hg2m/hg2m_b/hg2m_b.html
- [26] *JUNGWIRTH, T., SINOVA, J., MANCHON, A., MARTI, X., WUNDERLICH, J. a FELSER, C.:* The multiple directions of antiferromagnetic spintronics. *Nature Physics* [online]. 2018, 14(3), 200-203 [cit. 2019-12-04]. doi:10.1038/s41567-018-0063-6. ISSN 1745-2473.
- [27] *KŘÍŽEK, F., KAŠPAR, Z., VETUSHKA A., et al.* Molecular beam epitaxy of CuMnAs. *Physical Review Materials* [online]. 2020, 4(1) [cit. 2020-04-13]. doi:10.1103/PhysRevMaterials.4.014409. ISSN 2475-9953
- [28] *BLUNDELL, S.,* 1967-. *Magnetism In Condensed Matter.* Oxford ; New York :Oxford University Press, 2001
- [29] *FITZPATRICK, R.* The Ising Model. *Computational Physics: An introductory course* [online]. The University of Texas at Austin: Fitzpatrick, 2006 [cit. 2020-04-14]. Dostupné z: <http://farside.ph.utexas.edu/teaching/329/lectures/node110.html>
- [30] *HARADA, D.* Presentace, In: „docs.google“ [online]. 18. srpna 2010 [cit. 2020-05-14]. Dostupné z https://docs.google.com/presentation/d/189Nx0U001IZ21KeBk922mBk4imT61AWIuRUo_SneAiI/edit#slide=id.p1