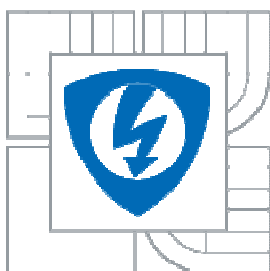




VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV ELEKTROTECHNOLOGIE

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF ELECTRONIC TECHNOLOGY

SLEDOVÁNÍ FYZIKÁLNÍCH VELIČIN V POLOVODIČOVÝCH MATERIÁLECH

PHYSICAL QUANTITIES MONITORING IN SEMICONDUCTORS

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
BACHELOR'S THESIS

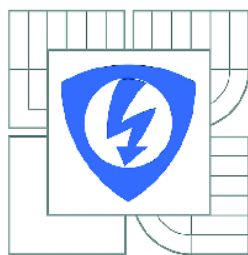
AUTOR PRÁCE
AUTHOR

TOMÁŠ JANKULÁR

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

ING. ZDENKA ROZSÍVALOVÁ

BRNO 2011



**VYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ**

**Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií**

Ústav elektrotechnologie

Bakalářská práce

bakalářský studijní obor
Mikroelektronika a technologie

Student: Tomáš Jankulár

ID: 106496

Ročník: 3

Akademický rok: 2010/2011

NÁZEV TÉMATU:

Sledování fyzikálních veličin v polovodičových materiálech

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Prostudujte vlastnosti a chování polovodičových materiálů a vytvořte souhrnnou tabulku jejich charakteristických materiálových hodnot. Zpracujte přehled diagnostických metod používaných ke stanovení základních fyzikálních veličin a detailně je popište.

S přihlédnutím k přístrojovému vybavení ústavu, realizujte laboratorní pracoviště pro měření vybraných vlastností polovodičových materiálů. Funkčnost pracoviště experimentálně ověřte na vzorcích polovodičového materiálu, při měření konduktivity a pohyblivosti nosičů elektrického náboje v teplotní, resp. napěťové závislosti. Dosažené výsledky porovnejte s tabulkovými údaji a vyhodnoťte je z pohledu určení typu polovodičového materiálu. K dané problematice vytvořte teoretický rozbor, v podobě elektronického textu, použitelný jako návod pro laboratorní cvičení.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

Podle pokynů vedoucího bakalářské práce.

Termín zadání: 7.2.2011

Termín odevzdání: 2.6.2011

Vedoucí práce: Ing. Zdenka Rozsivalová

doc. Ing. Jiří Háze, Ph.D.
Předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor bakalářské práce nesmí při vytváření bakalářské 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.

Abstrakt:

Bakalářská práce se zabývá sledováním fyzikálních veličin v polovodičových materiálech. Experiment byl zaměřen na měření pohyblivosti minoritních nosičů proudu a měření konduktivity pro vzorek křemíku a germania.

Abstract:

This thesis deals with the monitoring of physical parameters in semiconductor materials. The experiment was aimed at measuring the current minority carrier mobility and conductivity measurements for a sample of silicon and germanium.

Klíčová slova:

Polovodič, polovodič typu N, polovodič typu P, měřící metody, pohyblivost, konduktivita

Key Words:

Semiconductor, N-type semiconductor, P-type semiconductor, measurement methods, mobility, conductivity

Bibliografická citace:

JANKULÁR, T. *Sledování fyzikálních veličin v polovodičových materiálech*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2011. 68 s. Vedoucí bakalářské práce Ing. Zdenka Rozsivalová.

Prohlášení:

Prohlašuji, že svoji bakalářskou práci na téma *Sledování fyzikálních veličin v polovodičových materiálech* jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího bakalářské 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 bakalářské 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 2. 6. 2011

.....
podpis autora

Poděkování:

Děkuji vedoucímu bakalářské práce Ing. Zdence Rozsivalové za účinnou metodickou, pedagogickou a odbornou pomoc a další cenné rady při zpracování mé bakalářské práce.

V Brně dne 2. 6. 2011

.....
podpis autora

Obsah

1.	Teoretický úvod	8
1.3.1	Elementární polovodiče	10
1.3.2	Polovodičové sloučeniny typu $A^{III}B^V$	12
1.3.3	Polovodičové sloučeniny typu $A^{II}B^{VI}$ – chalkogenidy	13
1.3.4	Tuhé roztoky polovodičových sloučenin	14
1.3.5	Ostatní polovodičové sloučeniny	15
	Typ $A^{IV}B^{VI}$	15
	Typ $A^{IV}B^{IV}$	16
	Typ A^VB^{VI}	16
1.3.6.	Oxidické polovodiče	16
1.3.7.	Amorfní polovodiče	17
1.3.8	Organické polovodiče	18
1.4	Polovodiče vlastní a příměsové	19
1.4.1	Redukované pásové modely	19
1.6.1	Polovodič typu N	22
1.6.2	Polovodič typu P	23
1.7.1	Přechod P – N polarizovaný v propustném směru	25
1.7.2	Přechod P- N polarizovaný v závěrném směru propustném směru	25
1.9.1	Rozptyl volných nosičů náboje	27
2.	Zjišťování základních vlastností polovodičů	31
2.1.1	Přímá metoda	31
2.1.2	Metoda využívající dvouhrotové sondy	31
2.1.3	Metoda využívající čtyřhrotovou sondu	32
2.1.4	Metoda Van der Pauw	35
2.2.1	Stanovení typu polovodiče	37
2.2.2	Zjišťování koncentrace příměsí	38
2.2.3	Měření driftové pohyblivosti minoritních nosičů proudu impulsní metodou	39
3.	Praktická část	42
3.1.1	Experimentální uspořádání pracoviště pro měření driftové pohyblivosti minoritních nosičů proudu impulsní metodou	42
3.1.2	Parametry měřicího pracoviště	43
3.1.3	Použité přístroje	44
3.1.4	Měření pohyblivosti nosičů pomocí měřících hrotů	46
3.1.5	Vyhodnocení měření driftové pohyblivosti minoritních nosičů proudu pomocí měřících hrotů	47
3.1.6	Měření pohyblivosti nosičů pomocí čtyřhrotové měřicí sondy	50
3.1.7	Vyhodnocení měření	51
3.1.7	Poznatky pro zlepšení pracoviště pro měření driftové pohyblivosti minoritních nosičů	54
3.2.1	Teoretický rozbor	55
3.2.2	Měření konduktivity křemíkového vzorku	55
3.2.3	Vyhodnocení měření	56
3.2.4	Měření konduktivity germaniového vzorku	58
3.2.5	Vyhodnocení měření	59
	Zhodnocení měření	60
4.	Závěr	61
	Seznam použité literatury	62

Seznam použitých značek a symbolu	63
Příloha:	65
Cíl úlohy	65
Zadání	65
Teoretický úvod	65
Schéma zapojení pracoviště.....	66
Postup měření	67
Shrnutí.....	67

Úvod

Látky, které se v oblasti dostatečně nízkých teplot chovají jako izolanty a v oblasti náležitě vysokých teplot jako vodiče označujeme jako polovodiče. Vývoj polovodičů byl zahájen ve 20. letech 20. století. Přes 90 % polovodičových součástek vyrobených v současnosti vychází ze tří nejpoužívanějších materiálů, kterými jsou křemík, germanium a arzenid galia. Elektronická součástka, jejíž funkční částí je polovodič, se obecně nazývá polovodičová součástka. V současné době existuje nesmírné množství druhů a typů polovodičových součástek, od jednoduchých až k nejsložitějším – integrovaným obvodům. Z hlediska provozních vlastností mají polovodičové součástky tyto výhody, malé rozměry a malou hmotnost a umožňují integraci elektrických obvodů a tím miniaturizaci zařízení. Práce se zabývá rozdělením polovodičových materiálů z hlediska struktury a složení. Dále jednotlivými metodami zjišťování vlastností polovodičových materiálů. Experimentální část práce se zabývá měřením pohyblivosti minoritních nosičů proudu v polovodičích a měřením konduktivity polovodičů. Cílem je zefektivnění měření pohyblivosti, kdy je metoda měření pomocí měřicích hrotů nahrazena čtyřhrotovou sondou a také je přidán generátor pulsů pro nastavení libovolného pulsu. Všechny dosažené výsledky měření jsou shrnuty v tabulkách a grafech.

1. Teoretický úvod

1.1 Základní informace o polovodičích

Látky, které se v oblasti dostatečně nízkých teplot chovají jako izolanty a v oblasti náležitě vysokých teplot jako vodiče označujeme jako polovodiče. Na rozdíl od vodičů se elektrická vodivost polovodičů s rostoucí teplotou zvětšuje, na rozdíl od izolantů má elektronový charakter a na jejím využití je založena funkce polovodičových prvků.

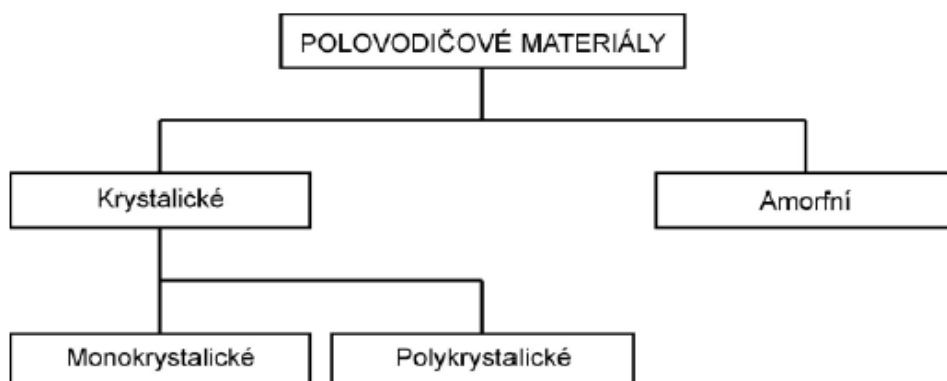
Vývoj polovodičů byl zahájen ve 20. letech 20. století objevem usměrňovacího účinku Cu_2O . Ve 40. letech 20. století objevili John Bardeen, Walter Houser Brattain a William Shockley princip funkce tranzistoru. K širšímu technickému využití polovodičů však došlo až po vypracování technologie pásmové rafinace křemíku a germania Williamem Pfannem v 50. letech 20. století. Tímto procesem bylo dosaženo potřebné čistoty materiálů, které jsou základem výroby polovodičových prvků.

Nezměrné úsilí vědců a vedlo k prozkoumání fyzikální podstaty jevů v polovodičích a vývoji řady materiálů a technologií výroby polovodičových materiálů, zejména pak polovodičových prvků, který je názorným příkladem úzkého a nezbytného spojení vědy s výrobou. Při zahájení výroby polovodičových prvků nebyly žádné empirické zkušenosti nashromážděné předchozími generacemi výrobců, jako tomu bylo u kovů, keramiky a dalších materiálů. Přípravou polovodičových materiálů bylo nutno budovat a rozvíjet na základě výsledků vědeckého poznání, a to nejen jevů důležitých pro funkci polovodičů, ale i jevů probíhajících v procesu výroby, jak základních materiálů, tak při zpracování na polovodičové prvky.

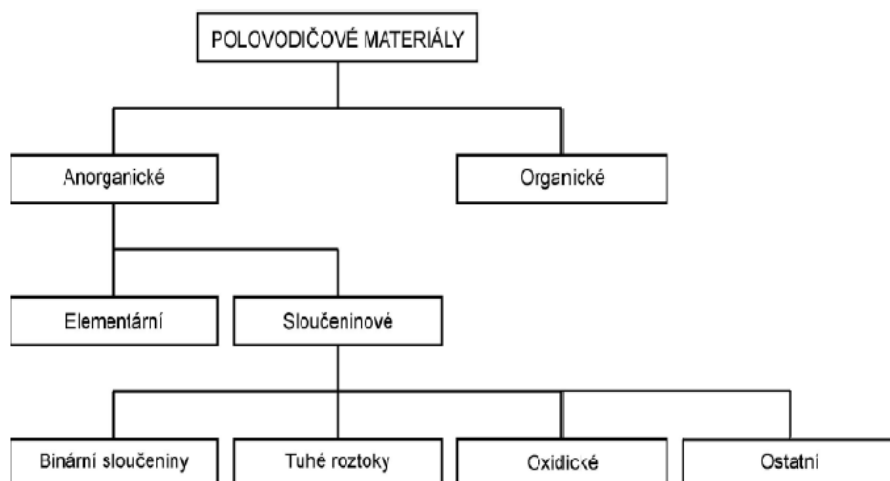
Správné pochopení vlastností polovodičů a jejich změn, jak v procesu výroby a zpracování, tak i při technickém využití vyžaduje znalost struktury a jejich změn vyvolaných změnou chemického složení a účinkem vnějších polí.

1.2 Základní členění polovodičových materiálů

Základní rozdělení polovodičových materiálů je možné provádět na základě jejich složení a struktury, zjednodušený přehled polovodičových materiálů je uveden na obr. 1 a 2.



Obr. 1: Členění polovodičových materiálů na základě jejich složení [2]



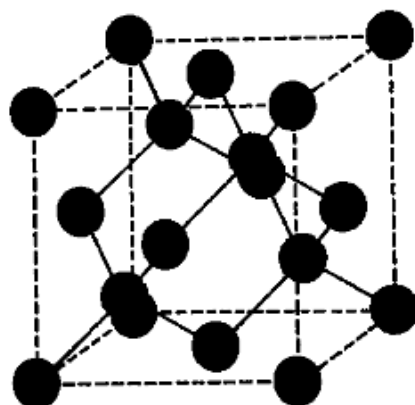
Obr. 2: Členění polovodičových materiálů na základě jejich struktury [2]

1.3 Základní polovodičové materiály

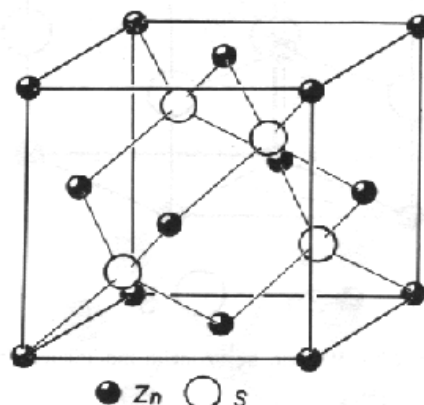
Přes 90 % polovodičových součástek, vyrobených v současnosti, vychází ze tří nepoužívanějších materiálů, kterými jsou v křemík, arzenid galia a germanium. V praxi se používají polovodičové materiály, jak s uspořádanou strukturou (krystalické, polykrytalické), tak materiály s méně uspořádanou až amorfni strukturou. Například křemík se používá nejčastěji ve formě monokrytalické, známé jsou však i aplikace využívající polykrytalický, resp. amorfni křemík (solární články). Struktura je v tomto případě určena technologií výroby polovodičového materiálu. Pro organické polovodiče, jejichž význam roste zejména v posledním období, je typická struktura s menší mírou vnitřního uspořádání, obvykle amorfni.

1.3.1 Elementární polovodiče

Skupinu elementárních materiálu tvoří 11 chemických prvků (Si, P, S, Ge, As, Se, Sn, Sb, Te, I, B), z nichž dnes nepoužívanější jsou křemík (Si) a germanium (Ge). Oba prvky krystalizují v kubické, plošně centrované mřížce diamantového typu. Mřížka je znázorněna na obr. 3 a). Z obrázku je vidět, že každý atom polovodičového prvku v mřížce je obklopen čtyřmi nejbližšími sousedními atomy.



a)



b)

Obr. 3: Mřížka kubická, plošně centrovaná a) diamantového b) sfaleritového typu [6]

Tab. 1: Vybrané fyzikální parametry Si, Ge Parametry závislé na teplotě jsou uvedeny pro 300 K

Parametr	Si	Ge
Mřížkový parametr a_0 (nm)	0,543	0,566
Hustota ρ_n (kg m ⁻³)	2330	5320
Šířka zakázaného pásu W_g (eV)	1,11	0,67
Efektivní hustota stavů v pásu vodivostním N_c (m ⁻³)	$2,8 \cdot 10^{25}$	$1,04 \cdot 10^{25}$
Efektivní hustota stavů v pásu valenčním N_v (m ⁻³)	$1,04 \cdot 10^{25}$	61 024
Intrinzická koncentrace nosičů n_i (m ⁻³)	$1,45 \cdot 10^{16}$	$2,40 \cdot 10^{19}$
Pohyblivost elektronů μ_n (m ² V ⁻¹ s ⁻¹)	0,135	0,39
Pohyblivost děr μ_p (m ² V ⁻¹ s ⁻¹)	0,048	0,19
Výstupní práce elektronů A_p (eV)	4,3	4,8
Relativní permitivita ϵ_r (-)	11,7	16,3
Teplota tavení ϑ_T (°C)	1415	937

Křemík krystalizuje v mřížce diamantového typu, počet atomů připadajících na jednu elementární buňku je 8 a jeho koordinační číslo je 4. Jeho elektronová konfigurace je 1s² 2s² 2p⁶ 3s² 3p². Má nepřímou pásovou strukturu. Dostatečně velká šířka zakázaného pásu umožňuje použití křemíku v teplotním intervalu do 400 K.

Z hlediska optických vlastností je transparentní pro elektromagnetické záření s vlnovou délkou nad 1,1 μm , fotodetektory na bázi Si vykazují maximum fotovodivosti na vlnové délce přibližně 0,85 μm .

Základním stavebním elementem elektronických součástek je PN přechod. Jako příměsi při výrobě PN přechodů jsou používány prvky III. (akceptory) a V. (donory) skupiny periodické soustavy prvků vytvářející v zakázaném pásu Si mělké hladiny jako např. P ($W_g = 0,045$ eV), As ($W_g = 0,049$ eV), Sb ($W_g = 0,039$ eV). Křemík je v přírodě velmi rozšířen, a to ve formě sloučenin (zejména jeho oxidů) v čisté formě se v přírodě téměř nevyskytuje.

Průmyslová výroba je založena na redukci křemičitého písku (SiO₂) koksem na ferosilicium (ferosilicium FeSi je předslitina sestávající z křemíku, železa a přibližně

1 až 2 % hliníku a vápníku používaná při výrobě oceli a litin). Další postup výroby spočívá v převedení ferosilicia na sloučeninu SiCl₄ (tetrachlorsilan) spalováním v chloru. Vzniklý produkt je čištěn destilací a extrakcí na vysokou

čistotu a dále se převádí na sloučeninu SiHCl_3 (trichlorsilan). V atmosféře vodíku se na Si zárodku, ohříváném průtokem elektrického proudu na teplotu asi 1000 °C, rozkládá trichlorsilan na polykrystalický křemík.

Získané polykrystalické ingoty se čistí fyzikálními metodami (pásmovou rafinací)

a převádějí se do monokrystalické formy Czochralského metodou tažením z taveniny nebo metodou letmé zóny. Výchozí materiál musí být prostý nežádoucích příměsí a strukturních poruch.

Oblast aplikací křemíku v elektrotechnice je velmi široká díky dnes již vysoce zvládnuté technologii přípravy objemových materiálů a PN přechodů. Je používán pro výrobu různých typu usměrňovacích diod, varikapů, integrovaných obvodů, snímačů tlaku atd. Významné uplatnění má křemík rovněž v oblasti konverze slunečního záření na elektrickou energii s účinností do 10 až 12 %.

1.3.2 Polovodičové sloučeniny typu $A^{III}B^V$

Polovodičové sloučeniny typu $A^{III}B^V$ jsou chemickými produkty prvků III. skupiny (nejčastěji B, Al, Ga, a In) a V. (typicky N, P, As, a Sb) skupiny periodické soustavy prvků. Podle prvku V. skupiny je nazýváme nitridy, popř. antimony.

S výjimkou nitridů krystalizují ve sfaleritové mřížce, která je složena ze dvou plošně centrovaných podmřížek obsazených rozdílnými typy atomů. Mezi atomy těchto sloučenin vzniká kovalentní, ale částečně i iontová vazba. S výjimkou dvou sloučenin (GaP a AlSb) mají přímou pásovou strukturu. Kombinací výše uvedených prvků dostaneme 9 nejrozšířenějších sloučenin typu $A^{III}B^V$, jejich základní fyzikální parametry jsou uvedeny v tab. 2

Pro dosažení P typu vodivost jsou používány nejčastěji prvky II. skupiny periodické tabulky (Be, Mg, Zn, Gd), které nahrazují prvek III. skupiny a v důsledku nižší valence se chovají jako akceptory. Stejně tak prvky IV. skupiny (S, Se, Te) nahrazují prvky v podmřížce obsazené atomy V. skupiny a působí jako donory. Atomy IV. skupiny mohou obsadit obě podmřížky a působit tak vodivost děrovou nebo elektronovou. Aktivační energie těchto příměsí leží v rozmezí 0,01

eV až 0,1 eV. Z pohledu technických aplikací polovodičových sloučenin má největší význam sloučenina GaAs (galium arsenid). Krystalizuje ve struktuře sfaleritu. Má poměrně velkou šířku zakázaného pásu, která umožňuje provoz součástek při teplotách do 400° C. GaAs se používá zejména v optoelektronice, kde vykazuje větší kvantovou účinnost, jak při konverzi optického záření na elektrickou energii, tak i při generaci optického záření.

V dnešní době je GaAs využíván pro přípravu diod, polem řízených tranzistorů

a mikrovlnných integrovaných obvodů dosahujících vyšších pracovních frekvencí než u křemíku. Polovodiče s malou šířkou zakázaného pásu např. InAs a InSb dosahují vysoké pohyblivosti nosičů a používají se při výrobě magnetorezistorů a součástek využívajících Hallova jevu.

Tab. 2: Vybrané fyzikální parametry sloučeninových polovodičů $A^{III}B^V$. Parametry závislé na teplotě jsou uvedeny pro 300 K

Parametr	AlP	GaP	InP	AlAs	GaAs	InAs	AlSb	GaSb	InSb
Mřížkový parametr a_0 (nm)	0,546	0,545	0,586	0,566	0,565	0,605	0,613	0,609	0,647
Hustota ρ_h (kg m ⁻³)	2370	4070	4780	3600	5320	5670	4280	5650	5780
Šířka zakázaného pásu W_g (eV)	2,45	2,26	1,35	2,16	1,43	0,36	1,58	0,72	0,18
Pohyblivost elektronů μ_n (m ² V ⁻¹ s ⁻¹)	0,008	0,019	0,46	0,028	0,95	3,3	0,02	0,4	7,8
Pohyblivost děr μ_p (m ² V ⁻¹ s ⁻¹)	0,003	0,012	0,015		0,045	0,046	0,055	0,14	0,075
Relativní permitivita ϵ_r (-)	9,8	11,1	12,4	10,1	13,1	14,6	14,4	15,7	17,7
Teplota tavení ϑ_T (°C)	2000	1467	1070	1770	1238	942	1060	710	525

1.3.3 Polovodičové sloučeniny typu $A^{II}B^{VI}$ – chalkogenidy

Z celé řady sloučenin patřících do této skupiny zmíníme pouze ty, které vznikají kombinací tří prvků II. skupiny (Zn, Cd, Hg) a tří prvků VI. skupiny (S, Se, Te) periodické tabulky.

K těmto sloučeninám lze přidat i ternární (třísloužkové) tuhé roztoky polovodičových sloučenin $Cd_xHg_{1-x}Te$ $Cd_xZn_{1-x}Te$ – fotodetektory záření

v širokém spektru vlnových délek (záření RTG, jaderné, γ -záření, ultrafialové, infračervené záření).

U těchto sloučenin se mění fyzikální parametry spojitě (šířka zakázaného pásu, pohyblivost nosičů). Obdobně existují kvaterní (čtyřsloužkové) tuhé roztoky.

Mají vyšší podíl iontové vazby na úkor kovalentní vazby s částečným podílem vazby kovové.

Sloučeniny tvoří vzájemně neomezené tuhé roztoky.

Krystalizují ve sfaleritové (kubické) nebo wurtzitové (hexagonální) struktuře.

Nelze vytvořit opačný typ vodivosti, který je nutný k vytvoření PN přechodu, protože se v těchto sloučeninách vyskytují strukturní poruchy hlavně u prvků VI. skupiny.

CdS - (sulfid kadmia, sirník kademnatý) - struktura sfaleritu - fotorezistory, fotodiody

CdSe - (selenid kademnatý, selenid kadmia) - struktura wurtzitu - fotorezistory, fotodiody

ZnS - (sulfid zinečnatý) - struktura sfaleritu - elektroluminiscenční displeje

ZnSe - (selenid zinečnatý) - struktura sfaleritu - elektroluminiscenční displeje

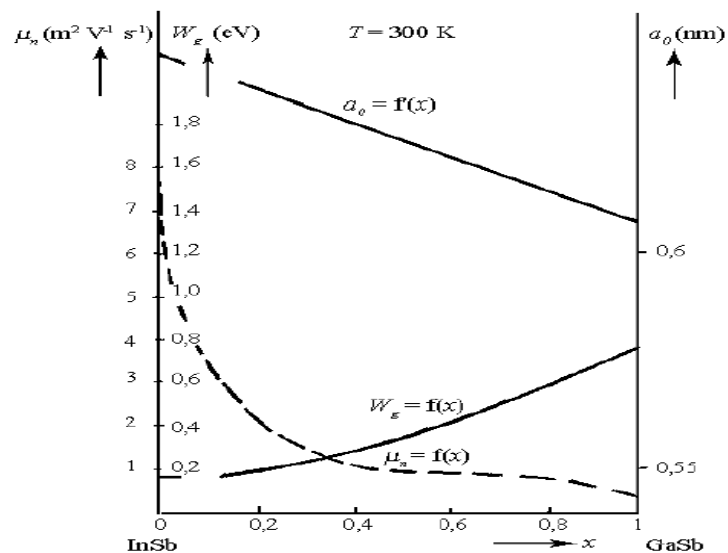
CdTe - (telurid kademnatý) - struktura sfalerit - lasery, detekční zařízení.

Tab. 3: Vybrané polovodiče skupiny $A^{II}B^{VI}$ [Lipt8k]

Parametr	ZnS	HgS	ZnSe	ZnTe	CdTe
Mřížkový parametr a_0 (nm)	0,541	0,584	0,566	0,61	0,648
Hustota ρ_h (kg m ⁻³)	4090	7730	5420	6340	5860
Teplota tavení ϑ_T (°C)	1020	1480	1520	1239	1041
Šířka zakázaného pásu W_g (eV)	3,67	3,74	2,73	2,23	1,51

1.3.4 Tuhé roztoky polovodičových sloučenin

Nejpoužívanější jsou roztoky binárních sloučeninových polovodičů $A^{III}B^V$ resp. $A^{II}B^{VI}$. Řízením složených tuhých roztoku můžeme nastavit požadovanou hodnotu vybraných fyzikálních parametrů, jak je vidět na obr. 4 u ternárního roztoku $GaxIn_{1-x}Sb$ dvou binárních sloučeninových polovodičů InSb a GaSb. V tomto případě je část atomů In v jedné z podmřížek InSb řízeně nahrazována atomy Ga. Cílem této záměny může být např. dosažení požadované hodnoty šířky zakázaného pásu polovodičového materiálu v mezích určených InSb (0,18 eV) a GaSb (0,72 eV). Řízenou změnou složení tuhého roztoku tak můžeme dosáhnout požadovaných vlastností polovodiče. Tuhé roztoky našly největší uplatnění v oblasti výroby optoelektronických součástek.



Obr. 4: Závislost šířky zakázaného pásu, pohyblivosti elektronů a mřížkového parametru na složení ternárního tuhého roztoku $\text{GaIn}_{1-x}\text{Sb}$ [2]

1.3.5 Ostatní polovodičové sloučeniny

Typ $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$

Nezanedbatelný význam, a to především v oblasti optoelektronických aplikací mají polovodičové sloučeniny typu $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$, a to PbS (sulfid olovnatý), PbSe (selenid olovnatý) a PbTe (telurid olovnatý). Jejich základní fyzikální parametry jsou uvedeny v tab 4.

Tab. 4: Základní fyzikální parametry polovodičů typu $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$

Parametr	PbS	PbSe	PbTe
Mřížkový parametr α_0 (nm)	0,594	0,612	0,646
Šířka zakázaného pásu W_g (eV)	0,39	0,27	0,32
Pohyblivost elektronů μ_n ($\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$)	0,06	0,12	0,18
Pohyblivost děr μ_p ($\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$)	0,07	0,1	0,09

Výše uvedené polovodiče krystalizují v mřížce typu NaCl, přičemž vazby mezi atomy mají převážně iontový charakter. Tuhé roztoky sloučenin $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ a

jejich polykrystalické vrstvy vykazují velkou fotovodivost v blízké infračervené oblasti spektra, proto se používají pro výrobu fotoodporů.

Typ $A^{IV}B^{IV}$

Zvláštní pozornost si zasluhuje další polovodičová sloučenina typu $A^{IV}B^{IV}$ -SiC. Ta se vyskytuje ve dvou modifikacích (se sfaleritovou a wurtzitovou mřížkou) jsou 3C

a 2H modifikace. Má velkou šířku zakázaného pásu $\Delta W_g = 2,9$ eV, je mimořádně tepelně odolný a vlastní vodivost se u něj uplatňuje při teplotách nad 1400 °C. Podobně jako u elementárních polovodičů příměsi - prvky III. skupiny (B, Al, Ga, In) působí vodivost typu P a příměsi V. skupiny (N, P, Sb, Bi) vodivost typu N. Polykrystalicky karbid křemíku, který je zpracován práškovou technologií, se používá pro výrobu napětově závislých odporů - varistorů.

Typ A^VB^{VI}

Z poslední skupiny polovodičových sloučenin typu $A_2^VB_3^{VI}$ je třeba zmínit telurid Bizmutu Bi_2Te_3 (telurid bismutitý) a selen Bi_2Se_3 nebo jejich tuhé roztoky. Jde o polovodiče s malou šířkou zakázaného pásu ($Bi_2Te_3 - W_g = 0,16$ eV, $Bi_2Se_3 - W_g = 0,27$ eV), s vysokou konduktivitou, vysokým termoelektrickým součinitelem a malou tepelnou vodivostí. Používají se zejména při konstrukci polovodičových termoelektrických článků, chladičů polovodičových součástek

1.3.6. Oxidické polovodiče

Do skupiny oxidických polovodičů patří oxidy přechodových prvků (Ti, Cr, Fe, Co, Ni, popř. Cu). Typickými představiteli jsou sloučeniny Cu_2O , NiO, TiO_2 , Fe_2O_3 . Vodivost v těchto materiálech se uskutečňuje přechodovými mechanismy mezi ionty kovů s rozdílným mocenstvím. Nejdéle používaným je Cu_2O , aplikovaný v usměrňovačích. Žíháním ve vhodné atmosféře dochází k poruše stechiometrie a tím vzniku P, resp. N typu vodivosti. Šířka zakázaného pásu stanovená měřením fotoelektrického jevu činí 1,56 eV. Cu_2O má vysoký termoelektrický součinitel $\alpha = 1,1$ mV K⁻¹.

Mnohem větší uplatnění nalézají v dnešní době tuhé roztoky oxidů, jako např. Fe_2O_3 , TiO_2 , NiO, Li_2O , HgO, Al_2O_3 , jako sintrované keramické materiály pro výrobu termistorů s negativním teplotním součinitelem (NTC).

Cu_2O – (oxid mědný)

Má vysoký termoelektrický součinitel (malá změna teploty => výrazná změna napětí). Používá se u termočlánků a usměrňovačů.

Fe_2O_3 , TiO – (tuhé roztoky Fe_2O_3 (oxid železitý), a TiO (oxid titanatý)

Jde o sintrované (prášková technologie) materiály => používají se pro termistory se záporným teplotním součinitelem.

BaTiO_3 – (titaničitan barnatý) – při kritické (Currieho) teplotě (120°C) přejde z feroelektrické do paraelektrické oblasti. Používá se k výrobě rezistorů a termistorů s pozitivním teplotním součinitelem, kondenzátorů.

1.3.7. Amorfni polovodiče

Amorfni materiály mají nejvyšší stupeň neuspořádanosti vnitřní struktury. Pouze v nejbližším sousedství atomů je možno sledovat pravidelné uspořádání mřížky, což může vést ke vzniku polovodivých vlastností látky. V důsledku neuspořádané struktury dochází k “rozmyšlení” okrajů vodivostního a valenčního pásu a zaplnění zakázaného pásu. Technologie přípravy těchto materiálu je podobně, jako u kovových skel, založena na velmi rychlém chlazení (105 až 106 K s^{-1}) elementárních polovodičů, případně jejich směsí, aby byl omezen růst krystalů.

Mezi nejznámější sklovité polovodiče patří kombinace $\text{As} - \text{Te} - \text{Si} - \text{Ge}$; $\text{As} - \text{Te} - \text{Ga} - \text{Ge}$; $\text{As} - \text{Te} - \text{Tl}$ a pod.

Sklovité polovodiče jsou používány pro přípravu skelných vláken pro CO a CO_2 lasery, zpožděvacích linek v ultrazvukové technice a spínacích součástek založených na působení elektrického impulsu.

Technicky významné jsou rovněž tenké (cca $1\text{ }\mu\text{m}$) amorfni vrstvy Si dotované vodíkem. Vyrábí se většinou technickým rozkladem silanu SiH_4 ve vodíkové atmosféře při současné dotaci B_2H_6 v procesu růstu vrstvy. Tyto vrstvy jsou výchozím materiálem pro výrobu levnějších solárních článků.

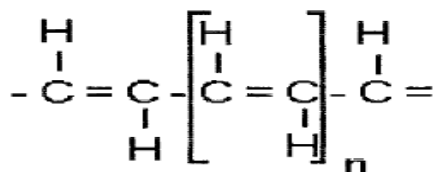
1.3.8 Organické polovodiče

Význam této skupiny polovodičových materiálů v posledním období stoupá. Přitom je známo, že řada organických materiálů vykazuje dobré polovodičové vlastnosti. Jsou to makromolekulární látky, u kterých se ve vazbách spojujících uhlíkové atomy střídají jednoduché a dvojné vazby. V současné době se organické polovodiče využívají ve výrobě luminiscenčních diod a barevných displejů. Ve fázi vývoje je výroba tranzistorů, avšak problémy jsou spojeny s malou pohyblivostí elektronů v organických polovodičích. Výhodou organických polovodičů je možnost využití jednodušších technologií při výrobě polovodičových součástek a tím jejich výrazné snížení cen.

Látky organického původu s vlastnostmi polovodičů jsou obvykle polymery, které členíme do tří základních skupin:

1. Základní polymery obsahující dvojné konjugované vazby s nelokalizovanými

π – elektrony, u kterých lze očekávat vyšší vodivost než u polymerů s nasycenými vazbami. Na obr. 5 je uveden příklad nejvíce studovaného polymeru – polyacetylenu $(C_2H_2)_n$, který dosahuje rezistivity $10^2 \Omega m$.



Obr. 5 : Polyacetylen [4]

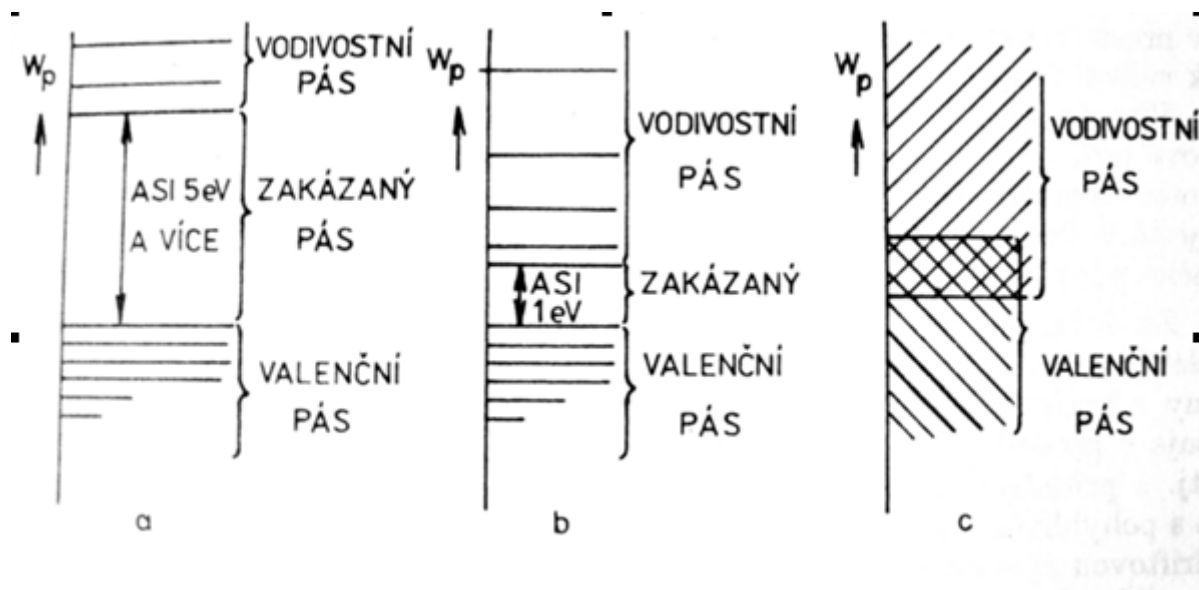
2. Polymery, jejichž molekuly jsou vázány koordinačním typem vazby prostřednictvím kationů kovů (např. Fe_2^+ , Al_2^+ , Ni_2^+), jež dosahují rezistivity řádu 10^{-1} až $10^{-6} \Omega m$.

3. Příčně vázané polymery mají rezistivitu 10^{-4} až $10^{-6} \Omega m$. Tyto syntetické polymery by mohly být ekvivalentem polovodičů z hlediska nákladů a výroby. Používají se při výrobě fotorezistorů, termoelektrických článků, vodivých vrstev.

1.4 Polovodiče vlastní a příměsové

1.4.1 Redukované pásové modely

Pásové modely znázorňují dovolené a zakázané hodnoty energií elektronů v pevné a krystalické látce. Většinou si vystačíme s představou tzv. redukovaného pásového modelu. Pro vlastní polovodič je znázorněn na obr. 6, na němž jsou pro porovnání zobrazeny i modely izolantu a kovu. Energie se v pásových redukovaných modelech vyjadřuje v eV ($1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$).



Obr. 6: Redukované pásové modely a) izolantu, b) polovodiče a c) kovu při teplotě $T \rightarrow 0 \text{ K}$. [1]

Pozn.: Šrafovaně jsou vyznačeny hladiny obsazené elektrony.

Z představy redukovaných pásových modelů vyplývá, že zatímco izolant a polovodič se liší jen vzdáleností mezi pásem valenčním, obsazeným valenčními elektrony, a jejich nejbližším vyšším pásem dovolených energií (u polovodičů pásem vodivostním), kov je charakterizován tím, že má buď neúplně obsazený nejvyšší energetický pás, jak je znázorněno na obr. 6 nebo se poslední plně zaplněný pás překrývá s nejbližším vyšším pásem dovolených energií. Elektrony v kovu tak z hlediska představy redukovaného pásového modelu mohou přijmout libovolně malou energii již při nejnižších teplotách a přispívat k vodivosti materiálu.

U polovodiče je k tomu, aby byl schopný vést elektrický proud, zapotřebí dodat elektronům ve valenčním pásu energii větší nebo rovnou šířce zakázaného pásu W_g , tedy energii potřebnou k tomu, aby elektron mohl přestoupit do pásu

vodivostního a stát se tzv. volným elektronem. Současně však po jeho přestupu zůstává neobsazené místo v pásu valenčním – tzv. volná díra.

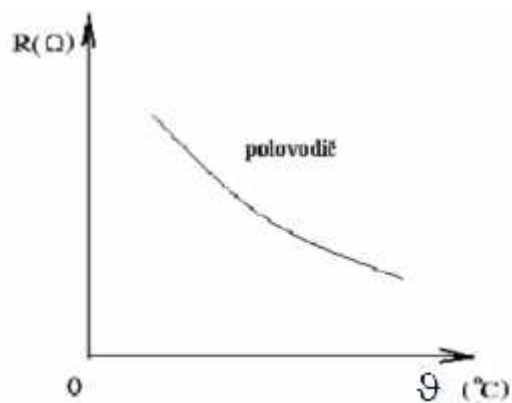
Podobná situace nastává u izolantů s tím rozdílem, že energie potřebná k uvolnění elektronu z valenčního pásu je velmi vysoká a srovnatelná s vazební energií atomů v pevné látce (alespoň 3 eV).

Reálná pásová struktura pevných látek je komplikovanější, než jak ji představují redukované pásové modely.

1.5 Vlastní polovodiče (intrinsické)

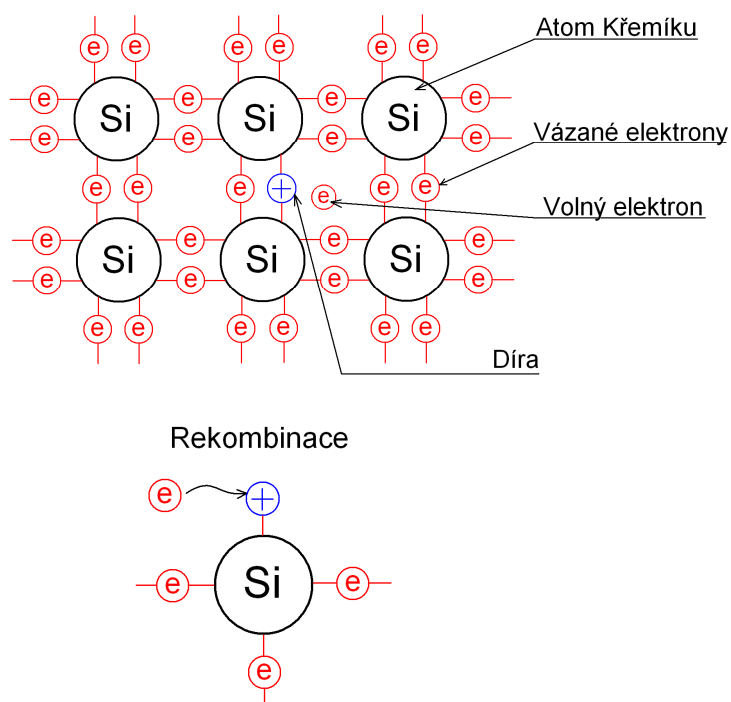
V dnešní době se pro výrobu polovodičových součástek používá velmi čistý monokrystalický křemík. Atom křemíku má 14 elektronů, z nichž 10 je pevně vázáno k jádru a zbylé čtyři vytvářejí elektronové vazební dvojice se čtyřmi sousedními atomy v krystalové mřížce. K uvolnění elektronu z kovalentní vazby v krystalu křemíku je zapotřebí energie 1,1 eV. Při teplotách blízkých nule termodynamické teplotní stupnice ($-273,15\text{ }^{\circ}\text{C}$) se všechny valenční elektrony zapojí do vazeb a křemík se chová jako izolant. Při teplotách okolo $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ dochází k „vytržení“ některých elektronů z vazeb. Na místě uvolněného elektronu vznikne prázdné místo, tzv. díra, v němž převládá kladný náboj atomového jádra nad nábojem zbývajících elektronů. Díra má tedy vlastnost kladné částice. Volné elektrony a díry se pohybují v krystalu chaoticky. Pohyb díry se uskutečňuje postupnými přeskoky elektronu ze sousední úplné vazby na místo s dírou. Setká-li se volný elektron náhodně s dírou, ztratí část energie, zaplní díru a zapojí se opět do vazebné dvojice. V polovodičích se tímto způsobem udržuje při stálé teplotě dynamická rovnováha mezi generací páru elektron-díra a jejich zánikem – tzv. rekombinací. Když zapojíme polovodič do elektrického obvodu, vznikne v něm elektrické pole, které způsobí uspořádaný pohyb děr ve směru intenzity elektrického pole, volných elektronů ve směru opačném. Výsledný proud v polovodiči je potom dán součtem proudu elektronového a děrového $I = I_e + I_d$.

Hustota volných elektronů je v čistém polovodiči stejná jako hustota děr, ale s rostoucí teplotou se rychle zvětšuje a proto rezistivita čistého polovodiče s rostoucí teplotou rychle klesá (obr. 7).



Obr. 7: Závislost elektrického odporu na teplotě u polovodiče

Výše popsáný typ elektrické vodivosti polovodiče způsobený vznikem páru elektron-díra se nazývá vlastní vodivost. Látky s touto vodivostí se nazývají vlastní polovodiče. Vlastní vodivost může vyvolat kromě tepelného pohybu krystalové mřížky také dopad záření na povrch polovodiče. Vlastní vodivost se využívá jen u některých typu součástek polovodičových součástek (termistor, fotorezistor).

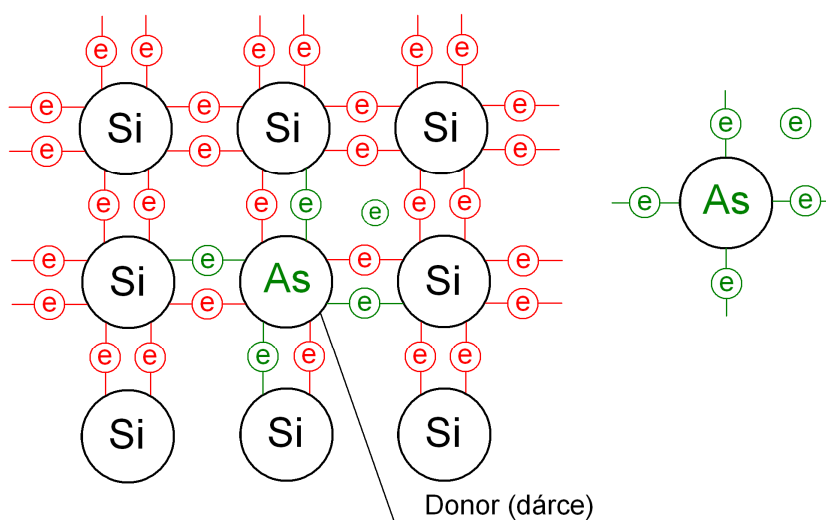


Obr 8: Struktura krystalu křemíku - vlastního polovodiče [1]

1.6 Příměsové polovodiče (extrinsické)

Příměsový polovodič můžeme získat tak, že v krystalu nahradíme část atomů křemíku prvkem, který má 3 nebo 5 valenčních elektronů. Mohou tak tedy vzniknout dva typy příměsových polovodičů, a to polovodič typu N a polovodič typu P.

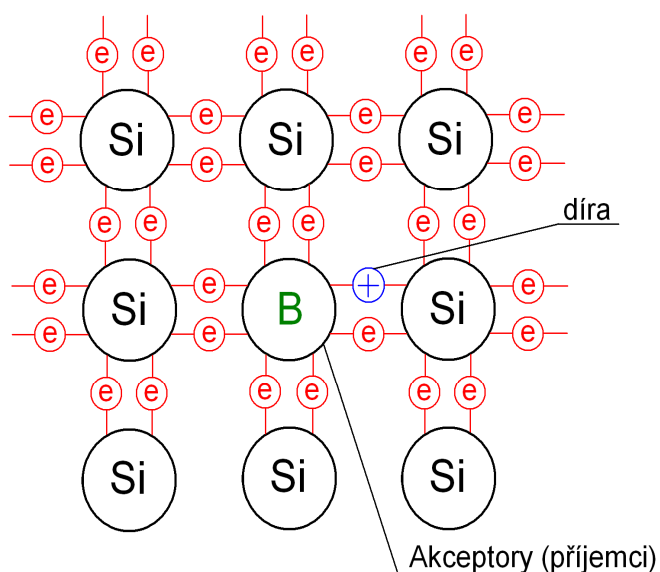
1.6.1 Polovodič typu N



Obr. 9: Polovodič typu N [1]

Příměsový polovodič typu N získáme tehdy, dodáme-li do krystalu křemíku (čtyřmocný prvek) nějaký pětimocný prvek (fosfor P, arsen As). Prvku příměši, jež má o jeden elektron více, říkáme donor (dárce). Volné elektrony donory zprostředkovávají svým pohybem záporných (negativních) nábojů elektronovou vodivost.

1.6.2 Polovodič typu P



Obr. 10: Polovodič typu P [1]

Je-li vlastní polovodič dotován prvkem obsahujícím pouze tři valenční elektrony (bor B, hliník Al, galium Ga), vznikne nevlastní polovodič, kterému u některých atomů chybí valenční elektron. Příměsí se třemi valenčními elektrony způsobí vznik míst s chybějícími elektrony. Díra je nositelem kladného náboje. Prvkům, které dotují polovodiče typu P, říkáme akceptory (příjemci – přijímají do své valenční sféry jeden volný elektron uvolněný např. tepelnou energií).

V polovodiči typu P je nevlastní vodivost děrová. Děry, které jsou do polovodiče typu P dodány, je mnohem více než vlastních nosičů náboje, a proto jsou díry většinovými nosiči náboje.

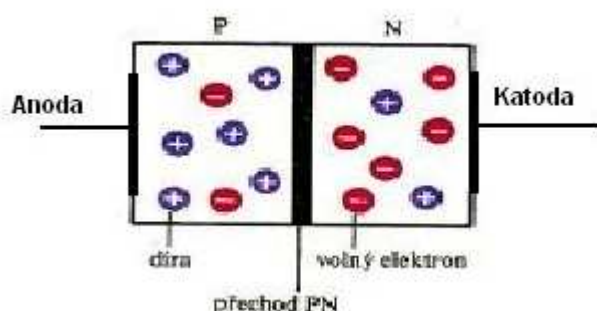
Vlastní a nevlastní vodivost

Vlastní vodivost je způsobena vlivem teploty a je tedy teplotně závislá.

Nevlastní vodivost je pevně stanovena množstvím příměsí, dotovaných do vlastního polovodiče. Je proto závislá pouze na množství příměsí, nikoli na teplotě.

1.7 Přejchod P - N

Jsou-li polovodiče typu N a typu P spojeny, je vytvořen velmi úzký přechod, řádově 10^{-3} mm, nazývaný přechod P – N.

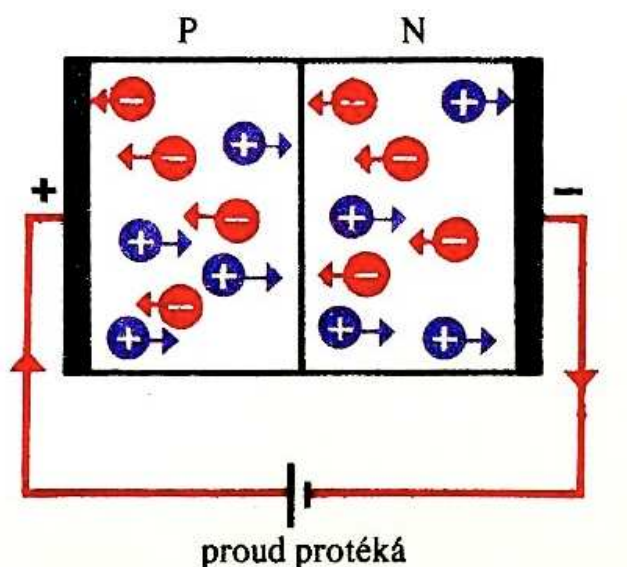


Obr. 11: Přejchod P – N [7]

Přejchod P - N se chová jako tzv. hradlo, to znamená, že propouští elektrický proud pouze jedním (propustný směr). Za předpokladu, že je na vývod spojený s polovodičem typu P (anoda) přiveden kladný potenciál (+) a na vývod spojený s polovodičem typu N (katoda) přiveden záporný potenciál (-). Jestliže dojde k přehození potenciálu na vývodech a na anodě bude záporný potenciál (-) a na katodě kladný potenciál (+) bude přechod P - N v závěrném směru.

1.7.1 Přechod P – N polarizovaný v propustném směru

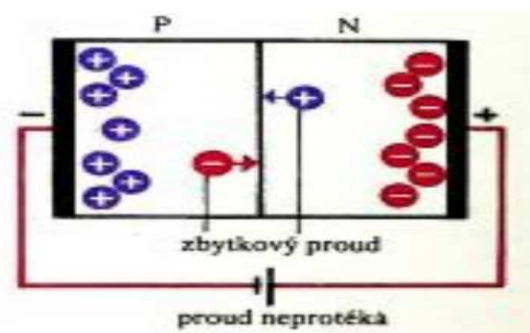
Připojíme-li na anodu kladné napětí (+) a na katodu záporné napětí (-), bude elektrostatické pole vybuzené tímto napětím působit proti elektrostatickému poli vytvořenému většinovými nosiči náboje. Kladný pól odpuzuje díry, záporný pól odpuzuje elektrony na přechodu. Dojde tím k rekombinaci kladných a záporných nábojů. Velikost proudu odpovídá množství rekombinujících párů nosičů.



Obr. 12: Přechod P – N polarizovaný v propustném směru [8]

1.7.2 Přechod P- N polarizovaný v závěrném směru propustném směru

Připojíme – li na anodu záporné napětí a na katodu kladné napětí, potenciálová bariéra se zvětší, dojde k rozšíření ochuzené oblasti a přechodem neprochází proud. Tomuto směru polarizace napětí na svorkách říkáme polarizace v závěrném směru. Elektrické pole vytvořené přiloženým napětím má stejný tvar jako původní elektrické pole vytvořené difúzí.



Obr. 13: Přechod P – N polarizovaný v závěrném směru [9]

1.8 Generace a rekombinace nosičů ve vlastním polovodiči

Vysvětlení dějů generace a rekombinace si ukážeme na polovodiči vlastním (intrinsickým), jehož redukovaný pásový model je znázorněn na obr. 6.

S rostoucí teplotou získá část elektronů dostatečnou energii k tomu, aby přestoupily z valenčního pásu do vodivostního. Ve valenčním pásu tak zůstane po elektronu, jež přejde do pásu vodivostního, nezaplněné místo – díra. Při konstantní teplotě a termodynamické rovnováze probíhá neustále generace elektronů. Tento proces se nazývá generace nosičů a jeho rychlost g ($\text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$) vyjadřuje koncentraci nosičů vzniklých za jednotku času. Současně probíhá děj opačný – rekombinace nosičů R ($\text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$), který je rovněž charakterizován rychlostí, kdy elektron z vodivostního pásu rekombinuje s dírou v pásu valenčním. Rekombinace závisí, jak na koncentraci volných elektronů, tak na koncentraci děr.

$$R = n p r \quad (1)$$

kde n a p jsou koncentrace volných elektronů a děr (m^{-3}) a r (-) je rekombinační koeficient, který vyjadřuje pravděpodobnost rekombinace volných nosičů náboje. Ve stavu termodynamické rovnováhy jsou si rychlosti generace a rekombinace rovny, takže platí

$$g = n p r \quad (2)$$

z čehož vyplývá

$$\frac{g}{r} = n p = n_i^2 \quad (3)$$

kde n_i (m^{-3}) je koncentrace volných elektronů ve vlastním polovodiči. Koncentrace n_i je závislá na teplotě a na druhu polovodiče. Vztah (3) je základním vztahem termodynamické rovnováhy v polovodičích.

1.9. Transportní jevy v polovodičích

1.9.1 Rozptyl volných nosičů náboje

Pokud na polovodič nepůsobí vnější elektrické pole, pohybují se volné nosiče náboje střední termickou rychlostí, kterou můžeme stanovit porovnáním výrazů pro kinetickou a termickou energii elektronového plynu. Pohyb nosičů je neuspořádaný chaotický pohyb jako u molekul plynu. Při působení vnějšího elektrického pole se k neuspořádanému pohybu přičítá uspořádaná složka orientovaná proti směru elektrického pole. U polovodičů dominuje v oblasti nízkých teplot rozptyl na ionizovaných příměsích a s rostoucí teplotou pak převládá rozptyl na tepelných kmitech mřížky. Každý z těchto mechanismů je charakterizován určitou relaxační dobou a celkovou relaxační dobu lze stanovit

z výrazu:
$$\frac{1}{\tau} = \sum_i \frac{1}{\tau_i}$$

1.10 Pohyblivost nosičů náboje v polovodičích

Při aplikaci elektrického pole o intenzitě E vyvolá působící Lorenzova síla přírůstek rychlosti obou typů nosičů náboje. Potom můžeme pohyblivost elektronů v polovodiči vyjádřit jako:

$$\mu_n = \frac{q \tau_n}{m_n^*} \quad (4)$$

a obdobně platí pro pohyblivost děr:

$$\mu_p = \frac{q \tau_p}{m_p^*} \quad (5)$$

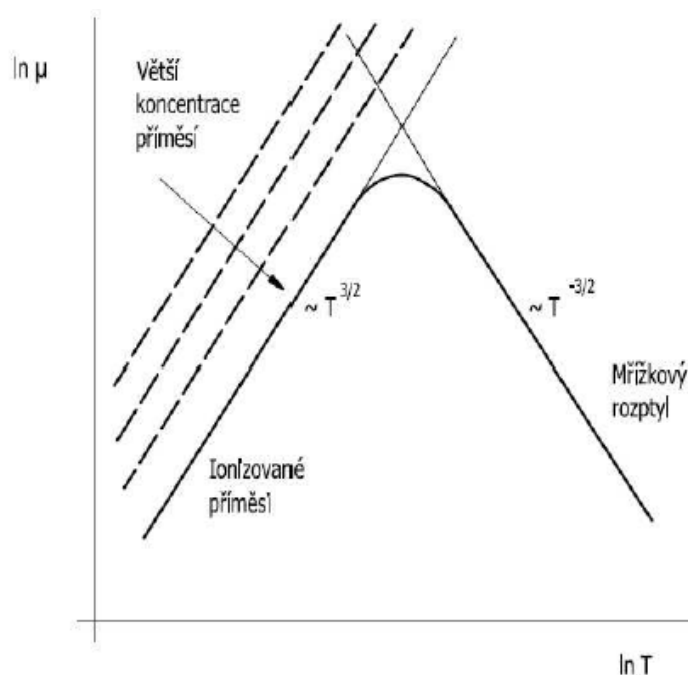
kde q je elementární náboj

kde $\tau_n \tau_p$ je relaxační doba elektronů respektive děr mezi dvěma následujícími srážkami

kde m_p^* a m_n^* jsou efektivní hmotnosti děr a elektronů

Díky různým efektivním hmotnostem děr a elektronů se podle druhu polovodiče liší i jejich pohyblivosti. Pokud uvažujeme pouze působení základních typů rozptylových mechanismů, tj. mřížkového rozptylu a rozptylu na ionizovaných příměsích, lze pro vyjádření teplotní závislosti pohyblivosti nosičů vycházet z obr. 14. V oblasti nízkých teplot, kdy je energie fotonu nízká, převládá rozptyl na ionizovaných příměsích a pohyblivost nosičů s rostoucí teplotou

vzrůstá. To je způsobeno rostoucí kinetickou energií, respektive rychlostí nosičů, které jsou elektrostatickým polem ionizovaných příměsí méně ovlivňovány. V oblasti vysokých teplot, kdy je energie fotonů vysoká, převládá mřížkový rozptyl a pohyblivost nosičů klesá. Oblast přechodu leží obvykle několik desítek stupňů pod pokojovou teplotou. Parametrem $\ln \mu = \ln T$ na obr. 14 je koncentrace příměsí. Je vidět, že s rostoucí koncentrací pohyblivost nosičů klesá, to je způsobeno vyšší energií fotonů a tedy vyšší pravděpodobností uskutečněné srážky.



Obr. 14: Teplotní závislost pohyblivosti nosičů náboje v polovodičích [2]

1.11 Konduktivita Polovodičů

Všechny vodiče i polovodiče jsou charakterizovány měrnou elektrickou vodivostí – konduktivitou. Konduktivita je převrácenou hodnotou měrného elektrického odporu. Její jednotkou je $[S \cdot m^{-1}]$. Konduktivitou se zabýváme u příměsových polovodičů, kde potřebujeme dosáhnout požadované hodnoty konduktivity a určit množství příměsí, které je třeba dodat do polovodiče.

Základní vztah pro určení konduktivity:

$$\gamma = \frac{1}{\rho} = \sum q n \mu \quad (6)$$

ρ je rezistivita materiálu $[\Omega \cdot m]$

n je koncentrace nosičů náboje

q je velikost elementárního náboje $[C]$

μ je pohyblivost nosičů náboje [$\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$]

Pro polovodiče potom platí vztah:

$$\gamma = q (n \mu_n + p \mu_p) \quad (7)$$

μ_n je pohyblivost elektronů [$\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$]

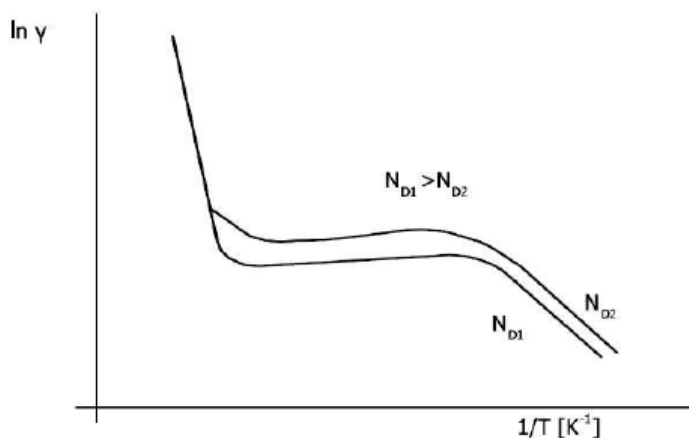
μ_p je pohyblivost děr [$\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$]

Závislost koncentrace většinových nosičů na teplotě v příměsovém polovodiči typu N je znázorněna na obr. 15. V příměsovém polovodiči nastává postupná ionizace příměsí, koncentrace nosičů s teplotou exponenciálně roste.

Při určité teplotě jsou již všechny příměsi ionizovány (nastává stav plné ionizace příměsí) a koncentrace nosičů nabude konstantní hodnoty. Teplota, kdy dochází ke stavu plné ionizace, se mění podle typu polovodičového materiálu, ale i s koncentrací příměsí v něm.

Koncentrace nosičů začne opět prudce stoupat při vyšších teplotách, kdy se v příměsovém polovodiči začne uplatňovat mechanismus vlastní vodivosti polovodiče. Příměsi jsou již vyčerpány a koncentrace párů elektron – díra, jež jsou generovány mechanismem vlastní vodivosti polovodiče, převyšuje koncentraci příměsí. Směrnice křivky v této oblasti je úměrná šířce zakázaného pásu.

Konduktivita polovodiče je značně závislá jak na koncentraci elektronů a děr a také na jejich pohyblivosti a také na teplotě, jak je vidět na obr.15 s rostoucí teplotou roste konduktivita polovodiče.



Obr. 15 : Teplotní závislost konduktivity příměsového polovodiče typu N [2]

$N_{D2} > N_{D1}$ udává, že při vyšší koncentraci příměsí v polovodiči má polovodič vyšší konduktivitu (pro dané teploty). $\ln \gamma [-]$

1.12 Difúzní délka

Difúzní délka udává střední vzdálenost, do níž se částice přemístí difúzí za dobu odpovídající jejich době života.

Doba života udává časový interval od vzniku nosiče ionizací po jeho zánik rekombinací.

Difúzní délka elektronů a děr:

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \quad (8)$$

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad (8)$$

L_n je difúzní délka elektronu

L_p je difúzní délka díry

τ_n je doba života elektronů

τ_p je doba života děr

D je difúzní konstanta – charakterizuje rychlost difúze (samovolného přemísťování částic)

2. Zjišťování základních vlastností polovodičů

Studujeme-li vlastnosti polovodičů, jedná se téměř vždy o nepřímou metodu měření. Tak že nejprve změříme hodnoty určité veličiny a potom provádíme vlastní výpočet. Zkoumáme tak například velikost konduktivity, dobu života nosičů náboje apod. polovodičového materiálu.

2.1 Základní měřicí metody pro zjišťování základních vlastností polovodičů

Mezi základní měřicí metody pro zjišťování vlastností polovodičů patří metoda využívající hrotové sondy, a to buď dvouhrotové sondy, a nebo čtyřhrotové sondy,

a metoda Van der Pauw., případně další metody, u nichž se využívá světelných paprsků. Jednotlivé metody budou dále přiblíženy.

2.1.1 Přímá metoda

Přímá metoda je nejjednodušší metodou měření elektrického odporu v elektrotechnické praxi. Měřený objekt zapojený v sérii s ampérmetrem je připojen ke zdroji stejnosměrného napětí. Potom celkový odpor získáme z Ohmova zákona. V případě polovodičů má však tato metoda jen omezený význam. Lze jí totiž uplatnit jen tehdy, má – li měřený vzorek jednoduchou geometrii s konstantními a známými rozměry (délkou, průřezem) a je tedy možnost vypočítat rezistivitu ze změřeného elektrického odporu R . Při aplikaci této metody je vzorek opatřen na koncích dvěma proudovými kontakty, jejichž odpor se započítá do změřeného elektrického odporu R . Proto je potřeba, aby tyto kontakty byly provedeny co nejkvalitněji.

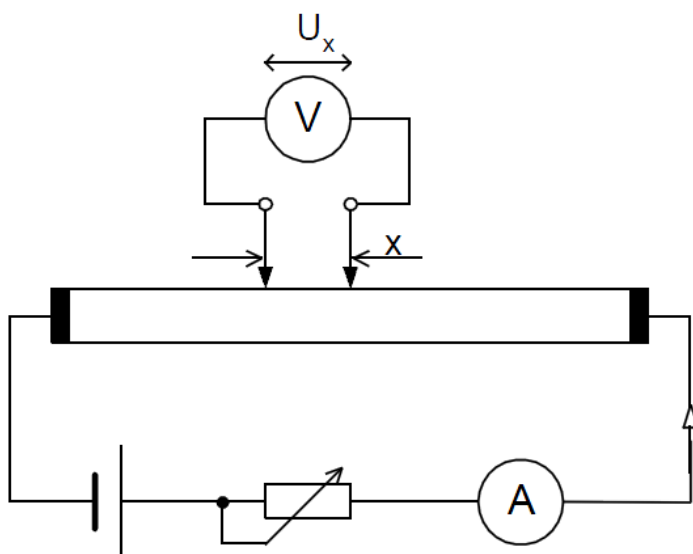
2.1.2 Metoda využívající dvouhrotové sondy

Metoda využívající dvouhrotové sondy je znázorněna na obr. 16. Vzorek konstantního průřezu S je zapojen do elektrického obvodu pomocí plošných proudových kontaktů. Vzorkem bývá nejčastěji monokrystalický ingot válcového tvaru, který je připraven pro další operaci, tj. rozřezání na destičky. Před touto operací je třeba ingot proměřit podél celé jeho délky a potom se podle průběhu rezistivity rozhodnout o jeho dělení. Pro zjištění rezistivity se použije měřicí hlavice se dvěma hrotovými potenciálovými sondami, které mají stálou vzdálenost x . Hroty se dotýkají polovodiče na rovinné plošce ve tvaru pásku o různé šířce, z pravidla několik málo milimetrů, která byla podél povrchové

přímky vyrobena broušením. Při známém průřezu S , vzdálenosti hrotů x , proudu I a napětí U_x mezi hroty, je rezistivita dána vztahem:

$$\rho = \frac{U_x}{I} \frac{S}{x} \quad (9)$$

Popsaná metoda není experimentálně náročná a její hlavní výhoda spočívá v možnosti zjistit rozložení rezistivity podél vzorku a při malé vzdálenosti hrotů též velmi podrobně vyšetřovat případné nehomogenity polovodiče.



Obr. 16 : Měření rezistivity pomocí dvouhrotové sondy [5]

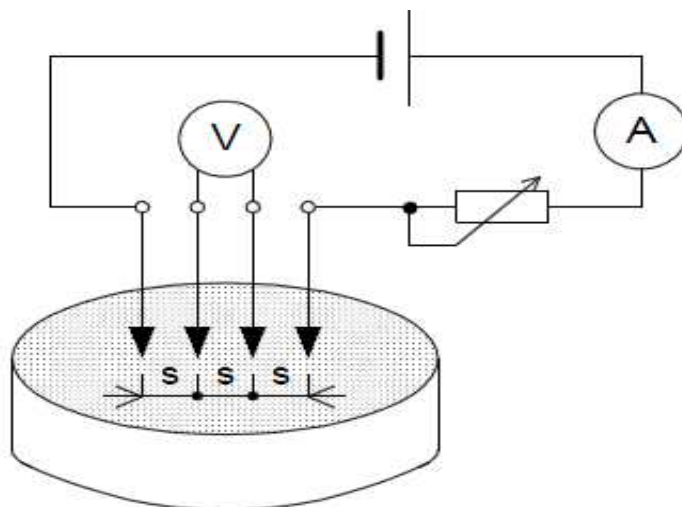
2.1.3 Metoda využívající čtyřhrotovou sondu

Metoda, využívající čtyřhrotovou sondu, je znázorněna na obr. 17. Tato metoda byla vyvinuta pro měření rezistivity masivních vzorků polovodičů, které nemají jednoduchý geometrický tvar. Základem měření je měřicí hlava se čtyřmi hrotovými kontakty uspořádanými v přímce, přičemž dva krajní jsou proudové a dva vnitřní jsou napěťové. Vzdálenost mezi jednotlivými hrotovými kontakty bývá stejná, aby byl výpočet jednodušší. Její velikost se pohybuje kolem 1 mm. Rezistivitu lze potom určit ze vztahu:

$$\rho = 2 \pi s \frac{U}{I} \quad (10)$$

kde: s - je vzdálenost mezi kovovými hroty

U, I - jsou změřené velikosti napětí a proudu.



Obr. 17 : Měření rezistivity pomocí čtyřhrotové sondy [5]

Popsaná čtyřbodová metoda se hodí pro běžná orientační i kontrolní měření rezistivity, je jednoduchá a pohotová a v polovodičovém průmyslu nejpoužívanější. Zásahu na tom má i ta skutečnost, že měřicí hlavice, tvořící základ měřicího pracoviště, je profesionálně vyráběna a zájemce ji může získat podobně jako nějaký jiný specializovaný přístroj. Příklad čtyřhrotové sondy je na obr. 18.



Obr. 18 : Čtyřhrotová měřicí sonda

Polovodičové prvky (diody, tranzistory atd.) se vyrábějí z destiček (výhradně křemíkových), jejichž tloušťka je desetiny milimetru. I u těchto destiček je také potřeba měřit rezistivitu. Použít čtyřbodovou metodu a vztah (10) nelze. Avšak zajímavost toho způsobu měření byla však tak velká, že sama praxe si u teoretiku vynutila odvození pro rezistivitu, který by byl použitelný i při uplatnění čtyřbodové měřicí hlavy u těchto tenkých destiček. Pro měření rezistivity tenkých destiček čtyřbodovou metodou tedy platí:

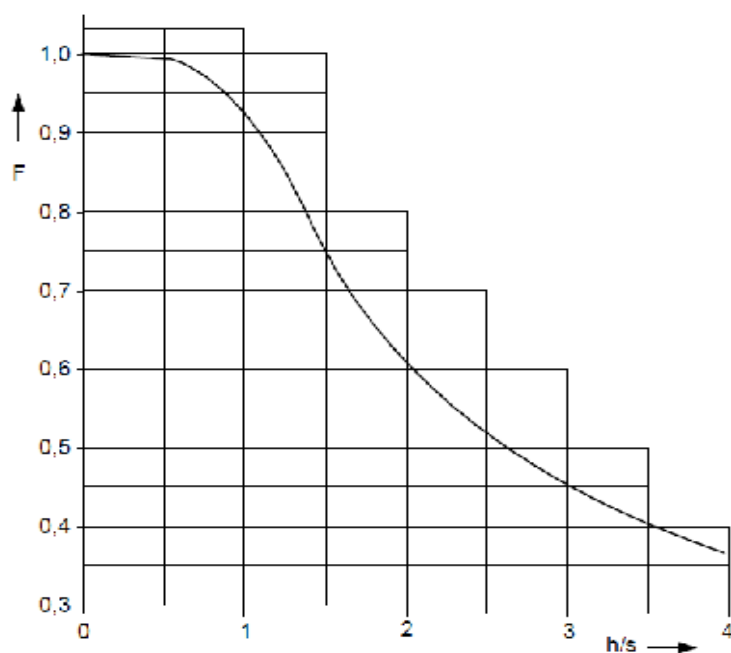
$$\rho = \frac{\pi}{\ln 2} \frac{U}{I} h F(h/s) \quad (11)$$

kde: U je napětí mezi vnitřními hroty

I je proud procházející obvodem

h je tloušťka destičky

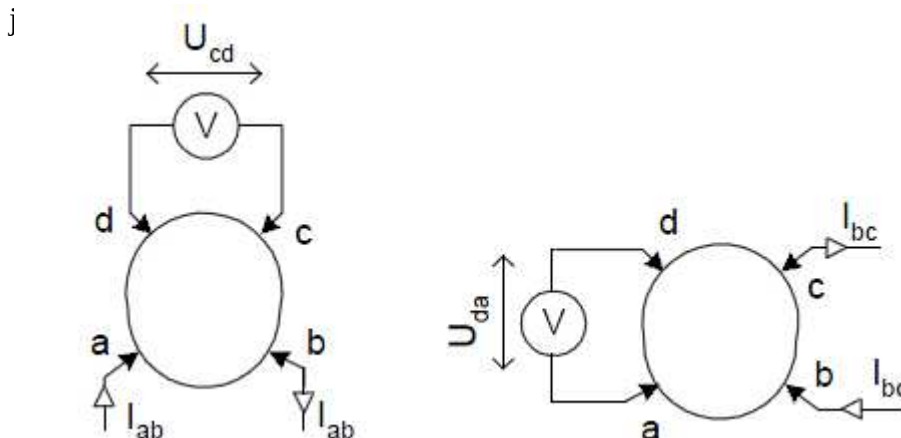
$F(h/s)$ je údaj korekčního faktoru, který je vyjádřen graficky na obr. 19.



Obr. 19 : Číselná velikost korekčního faktoru $F(h/s)$ [5], F [-], h/s [-]

2.1.4 Metoda Van der Pauw

Metoda Van der Pauw se používá u vzorků, jež mají o mnoho menší tloušťku než šířku a délku. Umožňuje určit rezistivitu destiček polovodiče při splnění požadavku, aby celé uspořádání, tzn. destička s elektrodovým systémem, bylo ploché. Destička musí mít stejnou tloušťku, ale nemusí mít jednoduchý pravidelný tvar. Bývá vybavena čtyřmi bodovými (břitovými nebo i difúzními) kontakty, vytvořenými na jejím obvodu. Měření se skládá ze dvou samostatných kroků, což



Obr. 20 : Měření metodou Van der Pauw [5]

V prvním kroku se změří velikost $R_1 = \frac{U_{cd}}{I_{ab}}$, v druhém kroku se význam kontaktů zamění a změří se velikost $R_2 = \frac{U_{da}}{I_{bc}}$. Z těchto údajů a známé tloušťky destičky se vypočítá rezistivita ze vztahu:

$$\rho = \frac{\pi h}{\ln 2} \frac{R_1 + R_2}{2} f(R_1 / R_2) \quad (12)$$

v němž $f(R_1/R_2)$ je číselná velikost korekčního faktoru, kterou můžeme odečíst z grafu na obr. 21. Korekční faktor přihlíží k rozdělení kontaktů po obvodu destičky. Kdyby destička byla kruhová a měla rozmístěné kontakty symetricky proti sobě, byly by odpory R_1 a R_2 u homogenního materiálu stejně velké a $f(R_1/R_2) = 1$.

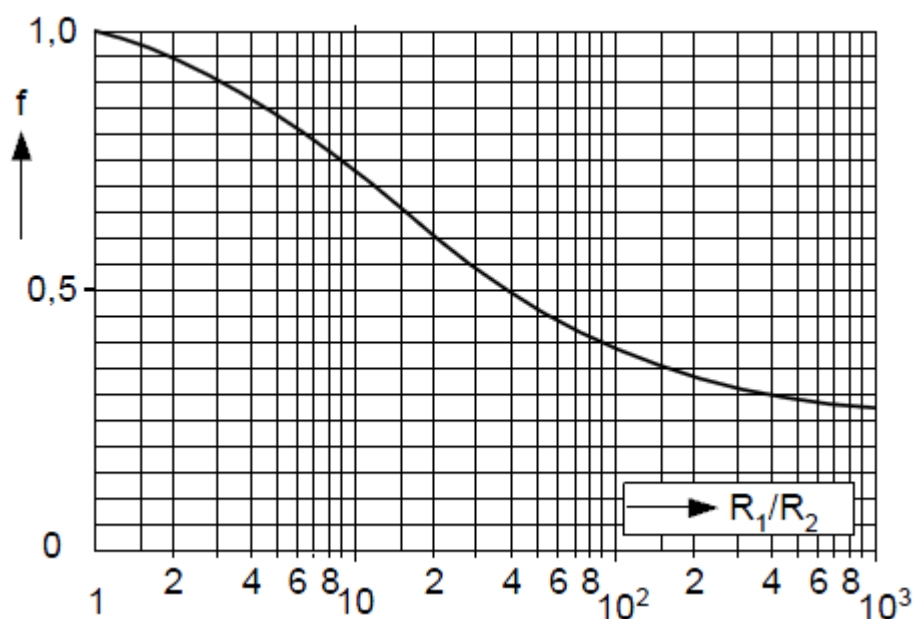
Metoda se využívá u křemíkových desek (waferů).

Aby bylo měření dostatečně přesné, jsou na kontakty kladeny tyto požadavky:

Ohmické kontakty musí být umístěny na okrajích vzorku.

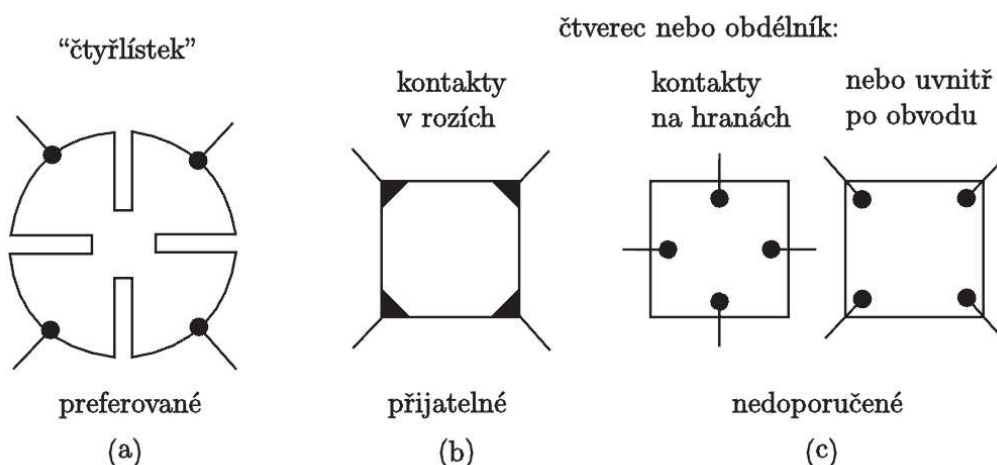
Ploška kontaktů musí být teoreticky nekonečně malá prakticky se snažíme dosáhnout co nejmenších rozměrů kontaktů.

Kontakty by měly být ze stejného materiálu, aby se eliminoval vliv termoelektrického napětí.



Obr. 21 : Průběh faktoru f (R_1/R_2), f [-], R_1/R_2 [-] [5]

Geometrické uspořádání vzorků, používané při metodě Van der Pauw si přiblížíme na obr. 22.



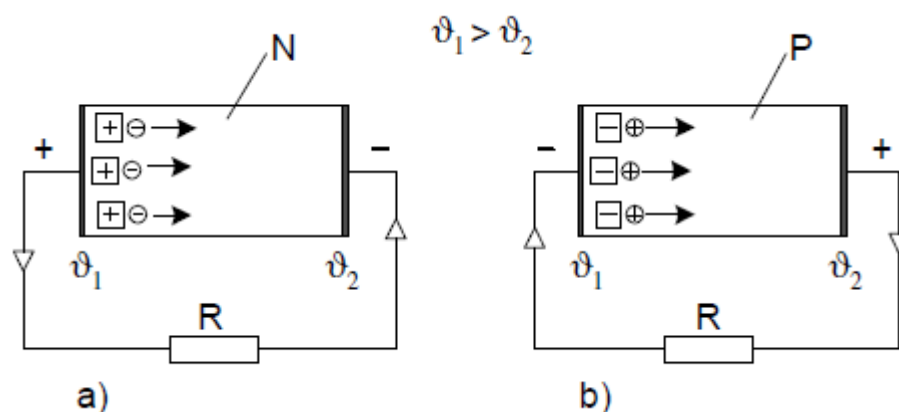
Obr. 22 : Geometrické uspořádání vzorků, používané při metodě Van der Pauw [5]

2.2. Zjišťování základních vlastností polovodičů

2.2.1 Stanovení typu polovodiče

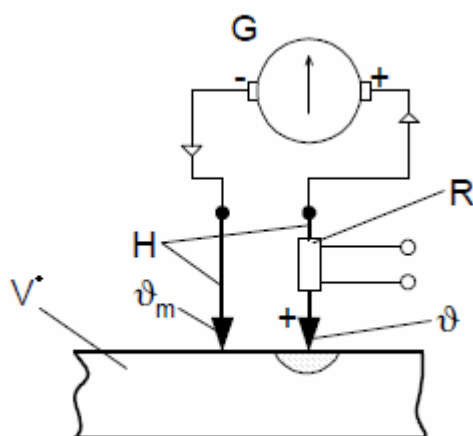
Stanovení typu vodivosti patří mezi základní informace o každém polovodiči. Typ vodivosti ovlivňuje chování polovodičových součástek, jejich výrobu i aplikační vymezení. Zjistit typ vodivosti není experimentálně složité. Lze to učinit prostřednictvím termoelektrických jevů (Seebeckova i Peltierova) nebo galvanomagnetického jevu Hallova. Bude popsáno zjištění vodivosti pomocí termoelektrického (Seebeckova) jevu.

Na obr. 23 jsou znázorněny vzorky polovodiče obou typů vodivosti, připojené pomocí bočních kovových elektrod ke spotřebiči. Nejprve se zaměříme na polovodič typu N (obr. 23a), u kterého si princip termoelektrického jevu vysvětlíme zjednodušeným způsobem. Předpokládejme, že menší část objemu, dotýkající se levé elektrody, je nějakým způsobem ohřátá na vyšší teplotu ϑ_1 než na které se nachází zbývající část objemu vzorku. V takovém případě se přesune část majoritních nosičů (u typu N elektronů) do oblasti chladnější a v ohřátém miniobjemu zůstanou ionizované donory. Ty jsou kladné a nepohyblivé. Z hlediska pozorovatele bude mít pak levá (teplejší) elektroda kladnější potenciál než elektroda pravá (chladnější). Vzorek polovodiče se tedy stane zdrojem termoelektrické síly a zajistí, že obvodem bude protékat proud v naznačeném směru. U polovodiče typu P (obr. 23 b) proběhne tento proces v zásadě stejně, jen polarita a smysl proudu budou obrácené. To je dáno kladnou polaritou děr a zápornou polaritou jejich ionizovaných zdrojů – akceptorů.



Obr. 23 : Znázornění Seebeckova jevu u polovodiče typu N a P [5]

K odhalení typu vodivosti polovodiče, jak je vidět z obr. 24, stačí citlivý galvanometr (nejlépe s nulou uprostřed) a pohyblivé přívody zakončené hroty. Jeden hrot (chladnější) má teplotu místnosti ϑ_m druhý musí mít teplotu vyšší (např. ϑ). Při styku těchto hrotů s povrchem vzorku se malý objem polovodiče pod teplým hrotem ohřeje. V případě polovodiče N získá tedy ohřátý hrot kladný potenciál. Za předpokladu, že je teplý hrot propojen s kladnou svorkou galvanoměru, ručička přístroje se vychýlí doprava. U polovodiče typu P je smysl výchylky opačný. Velikost výchylky není při tomto měření důležitá (závisí na teplotě a konduktivitě materiálu), rozhodující je pouze smysl výchylky.



Obr. 24 : Zjišťování typu vodivosti polovodiče pomocí galvanometru [5]

kde G je galvanoměr, H je měřicí hroty, R je vyhřívací tělísko, ϑ_m , ϑ jsou teploty hrotů, V je vzorek polovodiče

2.2.2 Zjišťování koncentrace příměsí

Informace o počtu substitučních poruch krystalové mřížky polovodiče (žádaných a vytvářených určitou technologií během výroby polovodiče), neboli o úrovni dotace polovodiče, lze získat jednoduše, změří – li se v daném místě rezistivita ρ respektive konduktivita $\gamma = 1/\rho$.

U polovodičů je konduktivita vyjádřena základním vztahem:

$$\gamma = q (n \mu_n + p \mu_p) \quad (13)$$

Při výrobě polovodičových součástek vycházíme z polovodiče typu P nebo polovodiče typu N. Polovodič typu P má určitou koncentraci N_A bodových substitučních poruch, zvaných akceptory, u polovodiče typu N jsou to donory s koncentrací N_D . Protože atomy běžně používaných dopandů (tzv. mělká

příměsová centra) jsou při teplotě místnosti zcela izolovány, potom u polovodiče, který obsahuje jeden typ příměsí, s dostatečnou přesností napsat.

$$n_n = N_D \quad \text{resp.} \quad p_p = N_A \quad (14)$$

Je – li v čistém polovodičovém křemíku nahrazen každý stý atom Si např. pětímocným atomem fosforu (vzniká polovodič typu N), pak koncentrace volných elektronů je vyšší než koncentrace děr. Proto u příměsových polovodičů, v souladu s rovnicí (13) můžeme s vysokou přesností psát.

$$\gamma = q n_n \mu_n \quad \text{resp.} \quad \gamma = q p_p \mu_p \quad (15)$$

Spojením rovnic (14) a (15) získáme pro rezistivitu $\rho = 1/\gamma$ důležitý vztah

$$\rho = \frac{1}{q N_{D,A} \mu_{n,p}} \quad (16)$$

který vyjadřuje významnou souvislost mezi makroskopickou a snadno měřitelnou rezistivitou a koncentrací atomů dopantu. Vztah platí pro oba typy vodivosti. V případě typu polovodiče typu N počítáme s údaji N_D, μ_n , v případě polovodiče typu P s údaji N_A, μ_p .

2.2.3 Měření driftové pohyblivosti minoritních nosičů proudu impulsní metodou

V reálném krystalu polovodiče se vodivostní elektrony se v nepřítomnosti vnějších polí pohybují chaoticky. Střední hodnota proudu se tedy rovná v libovolném směru nule. Dobu mezi dvěma srážkami označíme τ , délku mezi dvěma srážkami označíme L (volná dráha).

Při působení elektrického pole se budou elektrony pohybovat proti směru než pole, pohyb zůstane ovšem chaotický. Střední hodnota složek rychlostí elektronů ve směru elektrického pole se nazývá driftová rychlost v_{drift} . Driftovou pohyblivost potom definujeme

$$v_{\text{drift}} = \mu_{\text{drift}} E.$$

Driftová pohyblivost μ_{drift} je číselně rovna driftové rychlosti v jednotkovém elektrickém poli. Pohyblivost nosičů nábojů je určena charakterem rozptylu elektronů (na kmitech, nečistotách, defektech mříže apod.) U polovodičů se

uplatňuje především rozptyl na kmitech mříže (μ) a rozptyl na iontových nečistotách (μ_i). Výsledná pohyblivost může být přibližně vyjádřena vztahem:

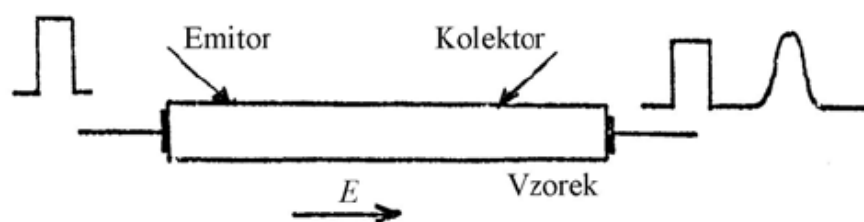
$$\frac{1}{\mu_{drift}} = \frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_i} \quad (17)$$

Pohyblivost μ odpovídá rozptylu nosičů na tepelných kmitech mříže, závisí na teplotě podle vztahu:

$$\mu \approx T^{\frac{3}{2}} \quad (18)$$

Metoda měření

Dlouhým oleptaným vzorkem polovodiče necháme protékat proud. Podél vzorku vznikne elektrické pole E . Ke vzorku přiložíme dva wolframové hroty, editor a kolektor, zobrazené na obr. 25.



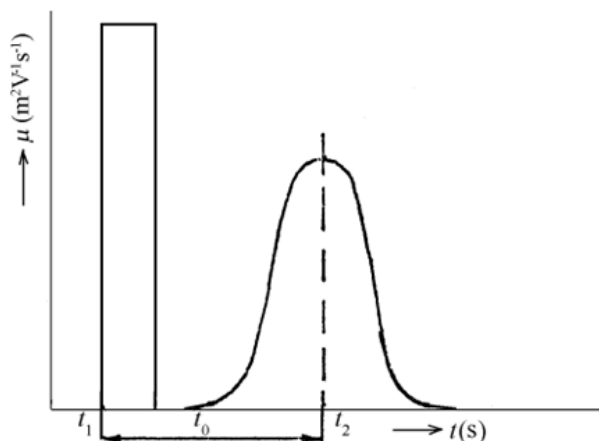
Obr. 25 : Uspořádání vzorku [3]

Na emitor přivedeme pravoúhlý impuls o šířce $0,1 - 20 \mu s$. Signál na kolektoru je pozorován osciloskopem. Na obrazovce se objeví obraz pravoúhlého pulsu se zpožděním daným rychlostí světla, což však můžeme zanedbat. Po čase t_0 se objeví další puls, přenesený minoritními nosiči. Tento puls má tvar naznačený na obr. 26. Deformace vznikne vlivem difúze a vlivem konečné doby života minoritních nosičů. Známe – li vzdálenost hrotů d , intenzitu elektrického pole E a časovou vzdálenost pulsů t_0 , platí pro driftovou pohyblivost vztah:

$$\mu = \frac{d}{E t_0} \quad (19)$$

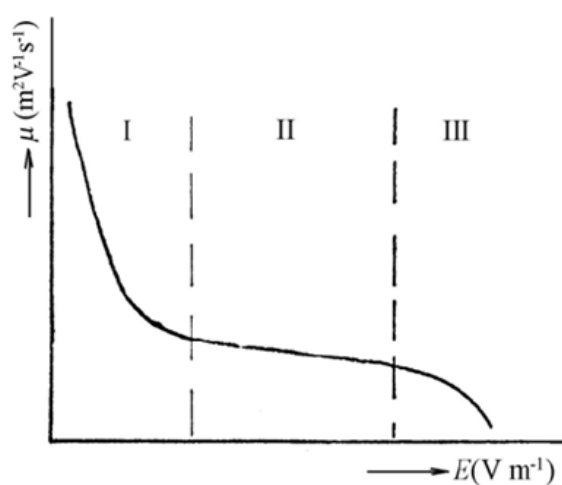
Intenzitu elektrického pole určíme ze vztahu:

$$E = \frac{U}{d} = \frac{R I}{d} = \frac{\rho \frac{d}{S} I}{d} = \frac{\rho I}{S} \quad (20)$$



Obr. 26 : Časové vzdálenosti pulsů [3]

Z tvaru pulsů lze dále určit, při velmi přesném měření, dobu života a difúzní konstantu. Měřením závislosti $\mu = F(E)$ dostaneme křivku na obr. 27.



Obr. 27 : Závislost pohyblivosti nosičů nábojů na intenzitě elektrické pole [3]

V oblasti I je závislost pohyblivosti na intenzitě elektrického pole silně zkreslena vlivem difúze. V oblasti II jeví křivka tendenci nasycení a blíží se ke skutečné hodnotě μ . V oblasti III je potom další zkreslení způsobeno zahříváním vzorku.

3. Praktická část

Cílem experimentální části práce bylo sestavení pracoviště pro měření konduktivity a pohyblivosti nosičů elektrického náboje v teplotní, respektive napěťové závislosti. A vyhodnocené výsledky poté porovnat s tabulkovými údaji a určit typ polovodičového materiálu.

3.1. Měření driftové pohyblivosti minoritních nosičů proudu impulsní metodou

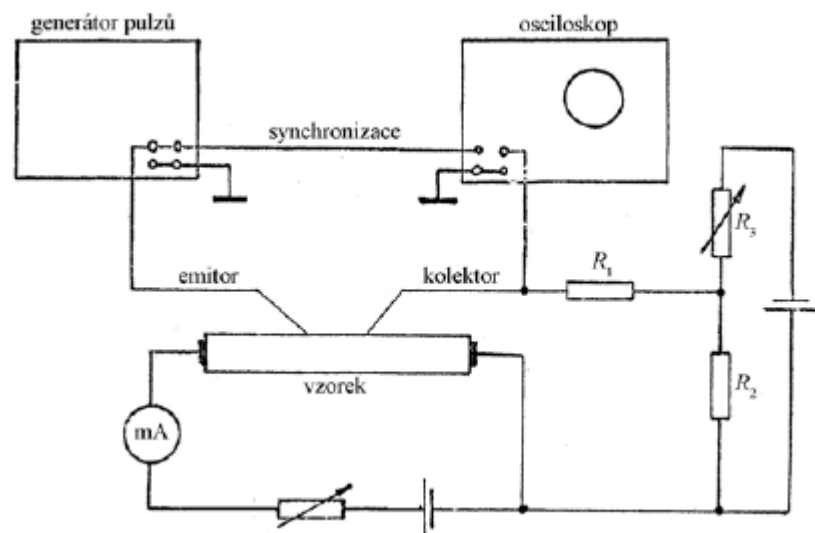
Dlouhým oleptaným vzorkem polovodiče necháme protékat proud. Podél vzorku vznikne elektrické pole E . Ke vzorku přiložíme dva wolframové hroty, emitor a kolektor, viz obr. 28.

Na emitor přivedeme pravoúhlý puls o šířce $0,1 - 20 \mu s$. Signál kolektoru pozorujeme oscilografem. Na obrazovce se objeví pravoúhlý puls se zpožděním daným rychlostí světla, což můžeme zanedbat. Po čase t_0 se objeví další puls, přenesený minoritními. Tento puls má tvar naznačený na obr. 26. Deformace vznikne vlivem difúze a vlivem konečné doby života minoritních nosičů. Známe – li vzdálenost hrotů d , intenzitu elektrického pole E a časovou vzdálenost pulsů t_0 , platí pro driftovou pohyblivost vztah 19.

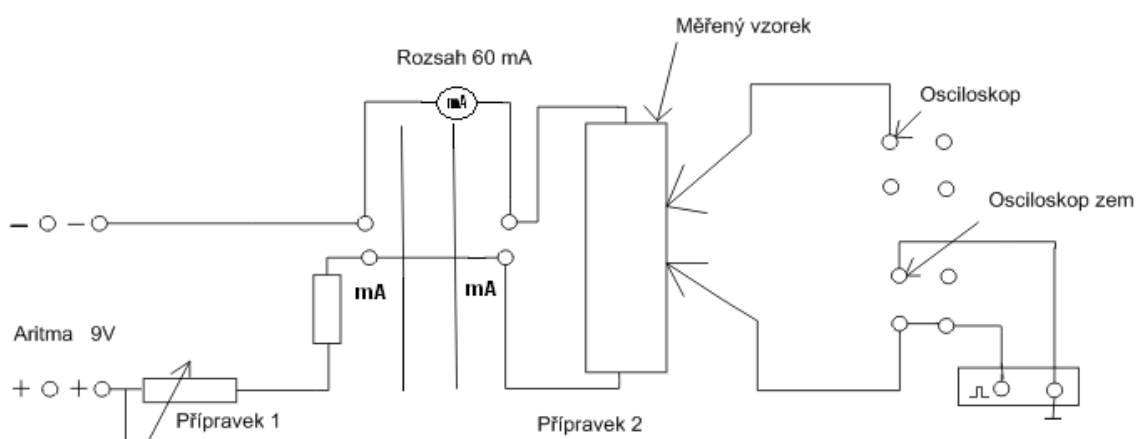
Intenzitu elektrického pole potom určíme ze vztahu (20).

3.1.1 Experimentální uspořádání pracoviště pro měření driftové pohyblivosti minoritních nosičů proudu impulsní metodou

Oleptaný vzorek polovodiče vložíme do držáku a necháme jím protékat stejnosměrný proud $10 - 15 \text{ mA}$. Přiložíme měřicí hroty (emitor, kolektor). Na emitor přivedeme pulsy z pulsního generátoru. Šířka pulsu je $0,1 - 10 \mu s$, amplituda 10 V . Studujeme – li například pohyblivost děr, přiložíme na kolektor záporné napětí a signál přivedeme na osciloskop. Spuštění časové základny osciloskopu synchronizujeme pulsním generátorem. Časovou vzdálenost pulsů odečítáme pomocí známé šířky primárního pulsu nebo pomocí časových značek na osciloskopu. Vzdálenost hrotů odečteme např. pomocí mikroskopu, komparátoru. Napětí na hrotech spočítáme z procházejícího proudu a odporu vzorku.



Obr. 28 : Uspořádání měřicího pracoviště [3]



Obr. 29 : Schéma zapojení měřicího pracoviště

3.1.2 Parametry měřicího pracoviště

Pulsy přiložené na emitor $t = (5 - 20 \mu s)$

Steady-state current through the sample $I = (10 - 25 \text{ mA})$

Resistivity of the silicon sample $\rho = 0,464 \Omega \text{ m}$

Cross-section of the sample $S = (1,5 \times 5) \text{ mm}^2$

The input pulse of the pulse generator has the following values :

Frequency $f = 9,9 \text{ kHz}$

Pulse width $t = 10,40 \mu s$

Pulse amplitude $U = 1,5 \text{ V}$

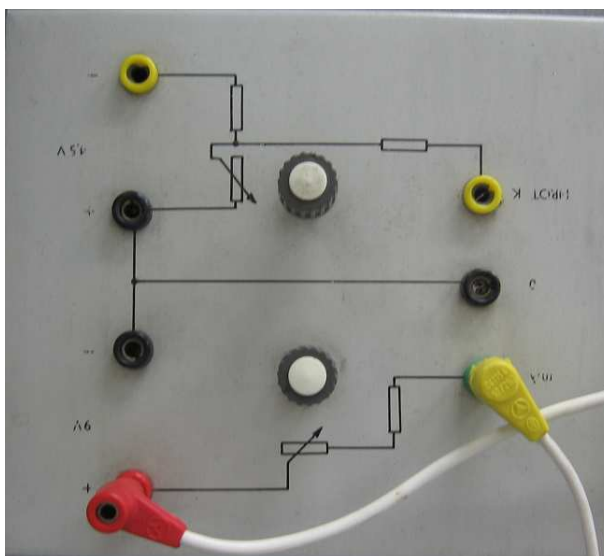
3.1.3 Použité přístroje

- Hewlett Packard 54603B Osciloscope 60MHz



Obr. 30 : Hewlett Packard 54603B Osciloscope 60 MHz

- Přípravek pro nastavení hodnoty proudu



Obr. 31 : Přípravek pro nastavení hodnoty proudu

- Miliampérmetr ML1060MA

Generátor pulsu s pevným pulsem $f = 9,9 \text{ kHz}$, $t = 10,40 \text{ } \mu\text{s}$, $U = 1,5 \text{ V}$



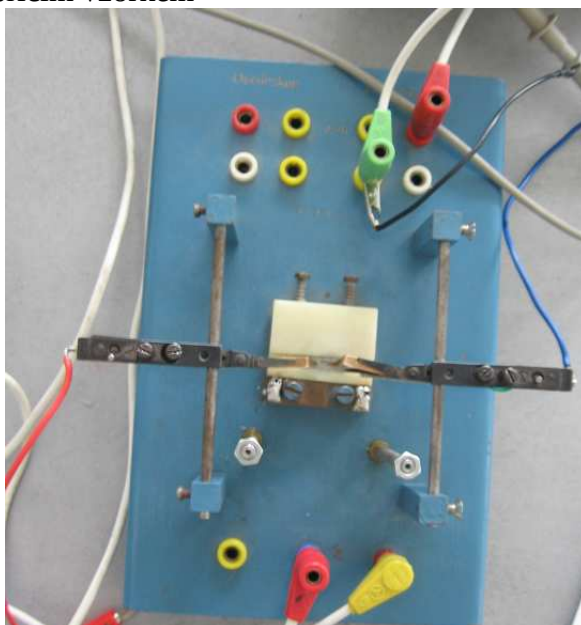
Obr. 32 : Generátor pulsu s pevným pulsem

- Měřicí hroty



Obr. 33 : Měřicí hroty

- Stabilizovaný zdroj napětí
- Přípravek s měřícím vzorkem



Obr. 34 : Přípravek s měřícím vzorkem

- Generátor Agilent 33220A 20 MHz Function / Arbitrary Waveform



Obr. 35 : Generátor Agilent 33220A 20 MHz

- Čtyřhrotová měřicí sonda viz obr. 18

3.1.4 Měření pohyblivosti nosičů pomocí měřicích hrotů

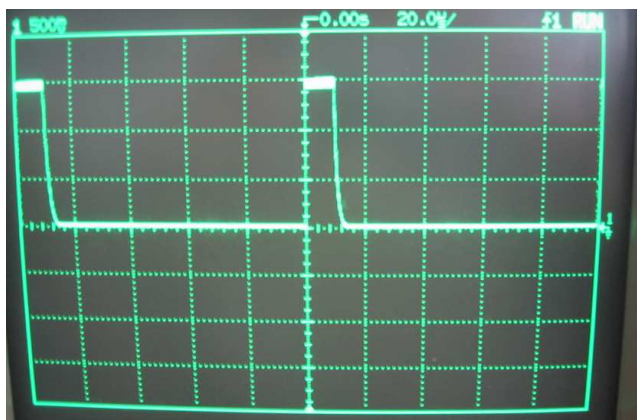
Zapojení pracoviště je na obr. 34. Samotné měření probíhá tak, že měřicí hroty přiložíme na měřený vzorek polovodiče, (kterým je křemík). Měřicí hroty můžeme nastavit do vzdálenosti 1 – 5 mm. Po přiložení měřicích hrotů a spuštění pulsního generátoru (viz obr. 32), jenž má pevně nastavené parametry pulsu, a to $f = 9,9 \text{ kHz}$, $t = 10,40 \text{ } \mu\text{s}$ $U = 1,5 \text{ V}$ viz. obr. 36. Po zapojení měřicích hrotů do přípravku, jak je naznačeno na obrázku, můžeme po přiložení měřicí sondy na osciloskopu odečíst časovou vzdálenost pulsů t_0 . Příklad, jak by měl puls t_0 vypadat je na obr. 37. Po změření časové vzdálenosti pulsu t_0 můžeme přejít k výpočtu pro driftovou pohyblivost nosičů náboje μ ze vztahu

$$\mu = \frac{d}{E t_0} .$$

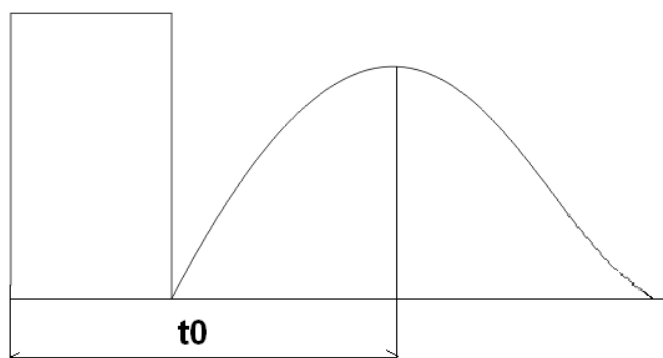
Pro samotný výpočet driftové pohyblivosti musíme ještě znát intenzitu elektrického pole E , kterou vypočítáme ze vztahu:

$$E = \frac{\rho I}{S}$$

a poté určíme o jaký typ polovodiče se jedná.



Obr. 36 : Puls pulsního generátoru



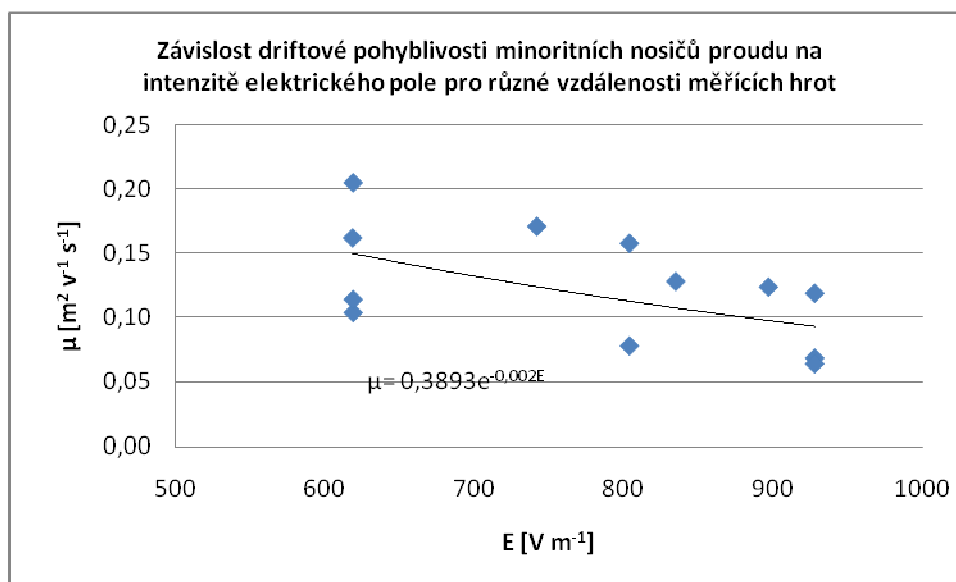
Obr. 37 : Příklad pulsu při měření vzorku

My ale bohužel takový puls na výstupu nikdy nedostaneme, což je způsobeno přechodovými vlivy a zejména délkou propojovacích kabelů. Díky tomu dochází ke zkreslení výstupního signálu a měření není natolik přesné, ale můžeme se takovému průběhu, alespoň přiblížit.

3.1.5 Vyhodnocení měření driftové pohyblivosti minoritních nosičů proudu pomocí měřících hrotů

Tab. 5: Naměřené hodnoty pro různé vzdálenosti měřících hrotů

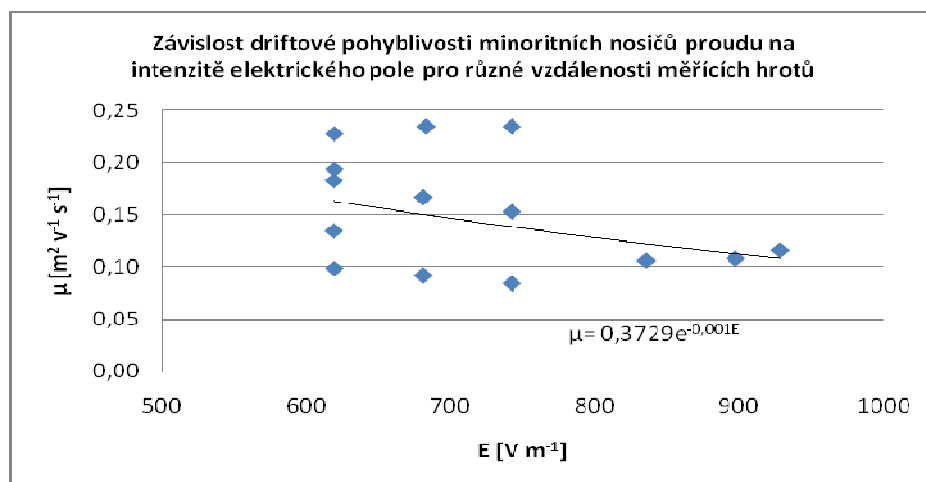
číslo měření	I [A]	t_0 [s]	E [V m ⁻¹]	μ [m ² v ⁻¹ s ⁻¹]	d [m]
1	1,00E-02	1,50E-05	619	0,162	1,50E-03
2	1,00E-02	1,56E-05	619	0,104	1,00E-03
4	1,00E-02	1,42E-05	619	0,114	1,00E-03
5	1,00E-02	1,58E-05	619	0,204	2,00E-03
6	1,20E-02	1,58E-05	742	0,171	2,00E-03
7	1,30E-02	1,58E-05	804	0,157	2,00E-03
8	1,30E-02	1,60E-05	804	0,078	1,00E-03
9	1,35E-02	3,28E-05	835	0,128	3,50E-03
10	1,45E-02	3,16E-05	897	0,123	3,50E-03
11	1,50E-02	3,18E-05	928	0,119	3,50E-03
12	1,50E-02	1,58E-05	928	0,068	1,00E-03
12	1,50E-02	1,69E-05	928	0,064	1,00E-03



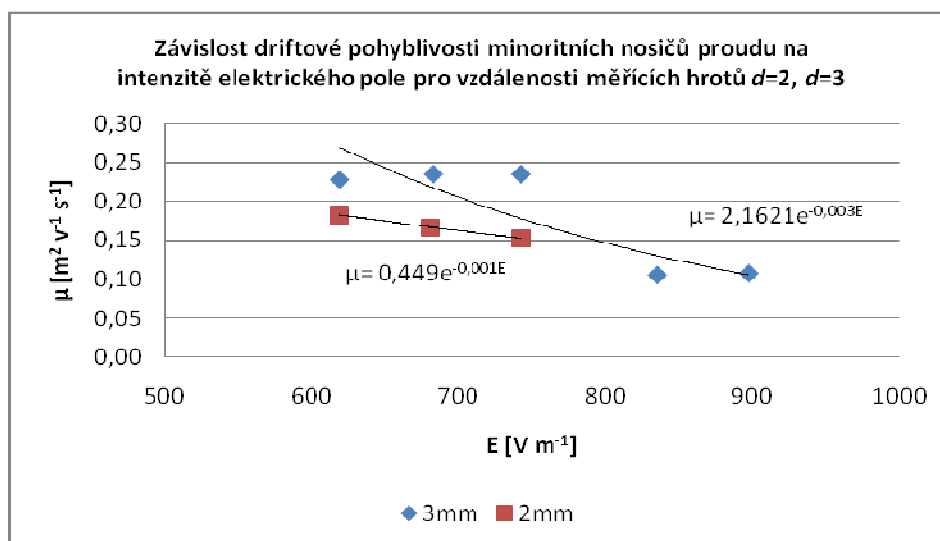
Obr. 38 : Závislost driftové pohyblivosti minoritních nosičů proudu na intenzitě elektrického pole pro různé vzdálenosti měřících hrotů

Tab. 6: Naměřené hodnoty pro různé vzdálenosti měřících hrotů, opakování měření

číslo měření	I [A]	t_0 [s]	E [V m ⁻¹]	μ [m ² v ⁻¹ s ⁻¹]	d [m]
1	1,00E-02	1,80E-05	619	0,135	1,50E-03
2	1,00E-02	1,64E-05	619	0,099	1,00E-03
4	1,00E-02	2,12E-05	619	0,228	3,00E-03
5	1,00E-02	2,08E-05	619	0,194	2,50E-03
6	1,00E-02	1,76E-05	619	0,183	2,00E-03
7	1,20E-02	1,76E-05	742	0,153	2,00E-03
8	1,10E-02	1,76E-05	681	0,167	2,00E-03
9	1,10E-02	1,60E-05	681	0,092	1,00E-03
10	1,20E-02	1,60E-05	742	0,084	1,00E-03
11	1,20E-02	1,72E-05	742	0,235	3,00E-03
12	1,10E-02	1,72E-05	683	0,235	3,00E-03
12	1,35E-02	3,28E-05	835	0,106	3,00E-03
13	1,45E-02	3,07E-05	897	0,108	3,00E-03
14	1,50E-02	3,25E-05	928	0,116	3,50E-03



Obr. 39 : Závislost driftové pohyblivosti minoritních nosičů proudu na intenzitě elektrického pole pro různé vzdálenosti měřících hrotů



Obr. 40 : Závislost driftové pohyblivosti minoritních nosičů proudu na intenzitě elektrického pole pro vzdálenosti měřících hrotů $d=2$ mm, $d=3$ mm

Příklad výpočtu pro 1. řádek tab. 5 a pro 3. řádek tab. 6

Výpočet intenzity elektrického pole tab. 5:

$$E = \frac{\rho I}{S} = \frac{0,464 \cdot 1 \cdot 10^{-2}}{7,5 \cdot 10^{-6}} = 618,67 \text{ V m}^{-1}$$

Výpočet driftové pohyblivosti tab. 5:

$$\mu = \frac{d}{E t_0} = \frac{1,5 \cdot 10^{-3}}{619 \cdot 1,5 \cdot 10^{-5}} = 0,162 \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

Výpočet intenzity elektrického pole tab. 6:

$$E = \frac{\rho I}{S} = \frac{0,464 \cdot 1 \cdot 10^{-2}}{7,5 \cdot 10^{-6}} = 619 \text{ V m}^{-1}$$

Výpočet driftové pohyblivosti tab. 6:

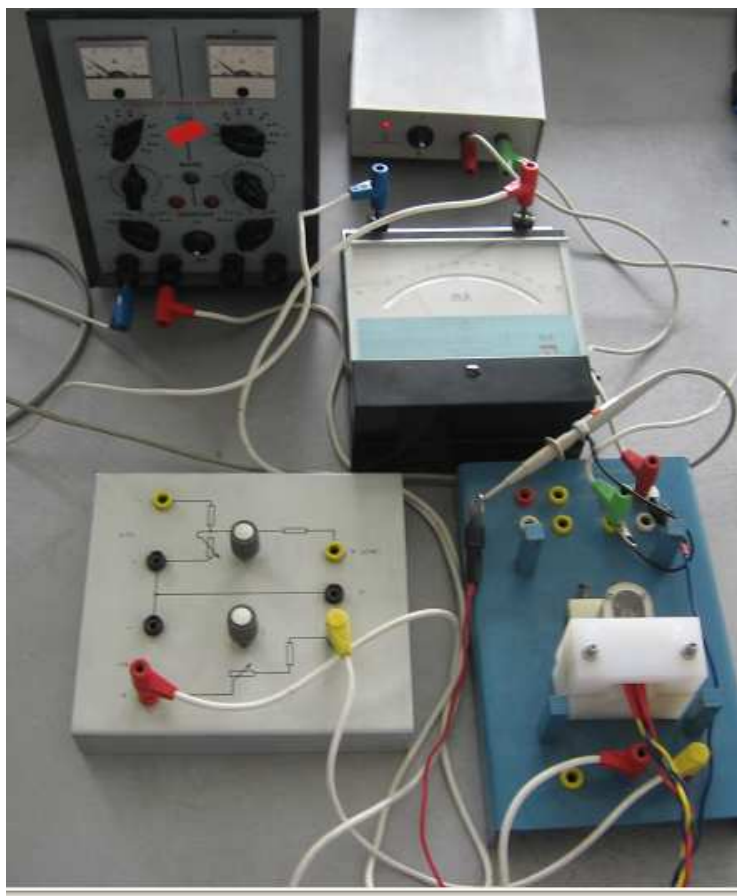
$$\mu = \frac{d}{E t_0} = \frac{3 \cdot 10^{-3}}{619 \cdot 2,12 \cdot 10^{-5}} = 0,228 \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

Zhodnocení měření a grafů

Měření probíhalo při různé vzdálenosti měřících hrotů a pro různé hodnoty proudu. Po odečtení odezvy t_0 jsme vypočítali hodnotu intenzity elektrického pole, která se pohybuje v rozmezí od 600 až 950 V m⁻¹ a její hodnota se řídí nastavením proudu. Po vypočítání hodnoty intenzity elektrického pole, můžeme vypočítat driftovou pohyblivost, která se pohybuje v rozmezí 0,060 až 0,240 m² V⁻¹ s⁻¹. Grafy na obrázcích 38 a 39 jsou proloženy spojnici trendů (exponenciálním průběhem), aby byla lépe vidět závislost driftové pohyblivosti na intenzitě elektrického pole. Jak jde vidět z obou grafů pohyblivost se s vzrůstající intenzitou klesá. Rovnice regrese pro obr. 38 ($\mu = 0,3893e^{-0,002E}$) a pro obr. 39 ($\mu = 0,3729e^{-0,001E}$). Na obr. 40 máme porovnání dvou vzdáleností měřících hrotů při různých hodnotách proudu. Nakonec podle tabulkových hodnot můžeme určit o jaký typ polovodiče se jedná. Vypočtené hodnoty driftové pohyblivosti minoritních nosičů se blíží nejvíce hodnotě $\mu = 0,135 \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$, potom se jedná o polovodič typu P.

3.1.5 Měření pohyblivosti nosičů pomocí čtyřhrotové měřicí sondy

Zapojení pracoviště je na obr. 41. Samotné měření pak probíhá stejně, jako u měření pomocí měřicích hrotů. Jen s tím rozdílem, že u čtyřhrotové sondy je přesně daná vzdálenost měřicích hrotů, která se pohybuje v rozmezí 1 až 3 mm. Přiložíme měřicí hlavici, hlavice musí mít dostatečný přítlak, aby došlo k dobré odezvě. Poté spustíme pulsní generátor a podle toho, které měřicí hroty jsou zapojeny na vzorku, pozorujeme na osciloskopu odezvu. Odečteme opět časovou vzdálenost pulsu t_0 . Po změření časové vzdálenosti t_0 můžeme přejít k výpočtům intenzity elektrického pole E a driftové pohyblivosti μ . Získané hodnoty zapíšeme do tabulky, vyneseme do grafu a určíme, o jaký typ polovodiče se jedná.



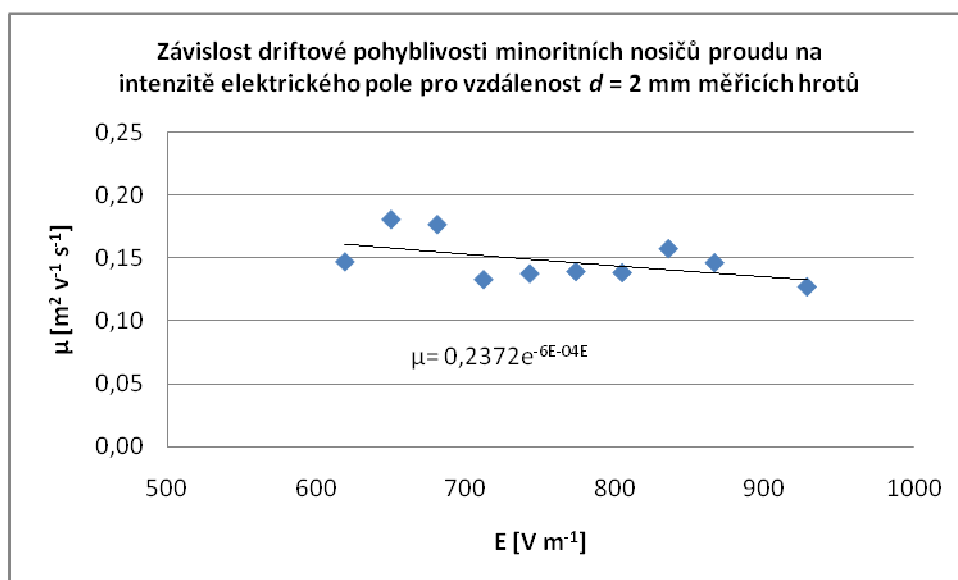
Obr. 41 : Zapojení pracoviště pro měření pohyblivosti pomocí čtyřhrotové sondy

3.1.6 Vyhodnocení měření

a) Vzdálenost měřicích hrotů $d = 2 \text{ mm}$

Tab. 7: Naměřené hodnoty pro vzdálenost hrotů $d = 2 \text{ mm}$

číslo měření	$I [\text{A}]$	$t_0 [\text{s}]$	$E [\text{V m}^{-1}]$	$\mu [\text{m}^2 \text{v}^{-1} \text{s}^{-1}]$	$d [\text{m}]$
1	1,00E-02	2,20E-05	619	0,147	2,00E-03
2	1,05E-02	1,70E-05	650	0,181	2,00E-03
3	1,10E-02	1,66E-05	681	0,177	2,00E-03
4	1,15E-02	2,12E-05	711	0,133	2,00E-03
5	1,20E-02	1,96E-05	742	0,137	2,00E-03
6	1,25E-02	1,86E-05	773	0,139	2,00E-03
7	1,30E-02	1,80E-05	804	0,138	2,00E-03
8	1,35E-02	1,52E-05	835	0,158	2,00E-03
9	1,40E-02	1,58E-05	866	0,146	2,00E-03
10	1,45E-02	1,70E-05	928	0,127	2,00E-03

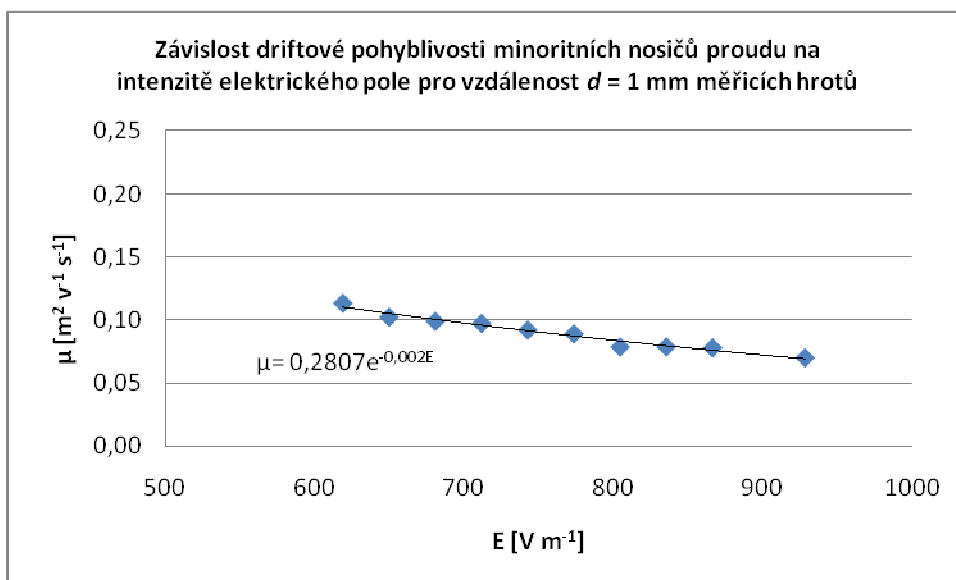


Obr. 42: Závislost driftové pohyblivosti minoritních nosičů proudu na intenzitě elektrického pole pro vzdálenost $d = 2 \text{ mm}$ měřicích hrotů

b) Vzdálenost měřicích hrotů $d = 1 \text{ mm}$

Tab. 8: Naměřené hodnoty pro vzdálenost hrotů $d = 1 \text{ mm}$

číslo měření	$I [\text{A}]$	$t_0 [\text{s}]$	$E [\text{V m}^{-1}]$	$\mu [\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}]$	$d [\text{m}]$
1	1,00E-02	1,42E-05	619	0,114	1,00E-03
2	1,05E-02	1,50E-05	650	0,103	1,00E-03
3	1,10E-02	1,48E-05	681	0,099	1,00E-03
4	1,15E-02	1,44E-05	711	0,098	1,00E-03
5	1,20E-02	1,46E-05	742	0,092	1,00E-03
6	1,25E-02	1,45E-05	773	0,089	1,00E-03
7	1,30E-02	1,58E-05	804	0,079	1,00E-03
8	1,35E-02	1,52E-05	835	0,079	1,00E-03
9	1,40E-02	1,48E-05	866	0,078	1,00E-03
10	1,45E-02	1,54E-05	928	0,070	1,00E-03

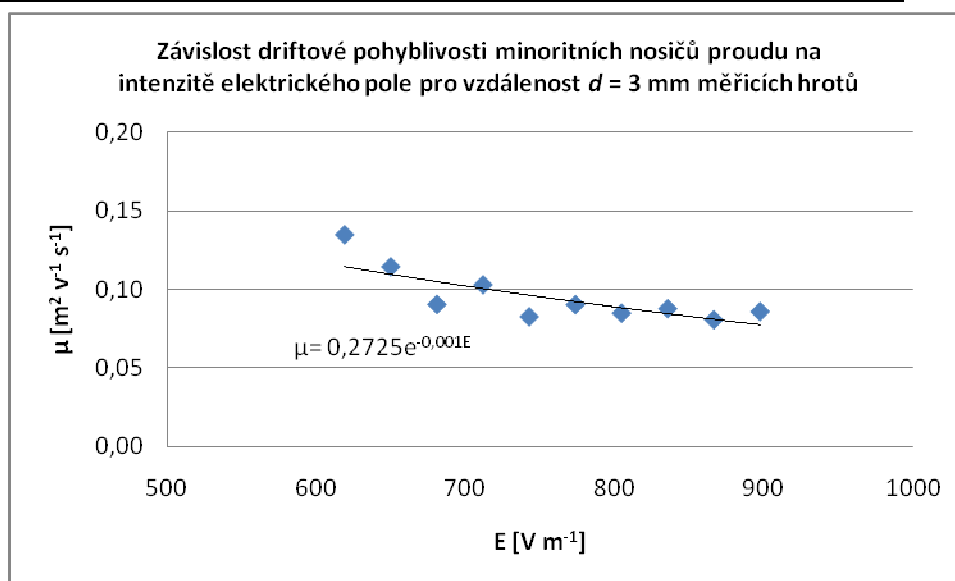


Obr. 43: Závislost driftové pohyblivosti minoritních nosičů proudu na intenzitě elektrického pole pro vzdálenost $d = 1 \text{ mm}$ měřicích hrotů

c) Vzdálenost měřicích hrotů $d = 3 \text{ mm}$

Tab. 9: Naměřené hodnoty pro vzdálenost hrotů $d = 3 \text{ mm}$

číslo měření	$I [\text{A}]$	$t_0 [\text{s}]$	$E [\text{V m}^{-1}]$	$\mu [\text{m}^2 \text{v}^{-1} \text{s}^{-1}]$	$d [\text{m}]$
1	1,00E-02	3,60E-05	619	0,135	3,00E-03
2	1,05E-02	4,04E-05	650	0,114	3,00E-03
3	1,10E-02	4,88E-05	681	0,090	3,00E-03
4	1,15E-02	4,10E-05	711	0,103	3,00E-03
5	1,20E-02	4,90E-05	742	0,082	3,00E-03
6	1,25E-02	4,30E-05	773	0,090	3,00E-03
7	1,30E-02	4,40E-05	804	0,085	3,00E-03
8	1,35E-02	4,10E-05	835	0,088	3,00E-03
9	1,40E-02	4,30E-05	866	0,081	3,00E-03
10	1,45E-02	3,90E-05	897	0,086	3,00E-03



Obr. 44: Závislost driftové pohyblivosti minoritních nosičů proudu na intenzitě elektrického pole pro vzdálenost $d = 3 \text{ mm}$ měřicích hrotů

Příklad výpočtu pro 3. řádek tab. 9:

Výpočet intenzity elektrického pole:

$$E = \frac{\rho I}{S} = \frac{0,464 \cdot 1,1 \cdot 10^{-2}}{7,5 \cdot 10^{-6}} = 680,53 \text{ V m}^{-1}$$

Výpočet driftové rychlosti:

$$\mu = \frac{d}{E t_0} = \frac{3 \cdot 10^{-3}}{681 \cdot 4,88 \cdot 10^{-5}} = 0,090 \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

Zhodnocení měření a grafů

Měření probíhalo pomocí čtyřhrotové měřicí sondy v rozmezí 1 až 3 mm. Při měření jsme měnili hodnotu proud v rozmezí 10 až 14,5 mA. Na osciloskopu jsme odečítaly hodnotu t_0 , potřebnou pro výpočet intenzity elektrického pole, která se pohybuje v rozmezí 600 až 950 V m⁻¹, díky které opět můžeme vypočítat driftovou pohyblivost. Grafy jsme opět proložili spojnicí trendů (exponenciálním průběhem), aby byla lépe vidět závislost driftové pohyblivosti na intenzitě elektrického pole. Opět vidíme, že při vzrůstající intenzitě elektrického pole, driftová pohyblivost minoritních nosičů klesá. Rovnice regrese pro následující grafy jsou pro obr. 42 ($\mu = 0,2372e^{-6E-04E}$) pro obr. 43 ($\mu = 0,2807e^{-0,002E}$) a pro obr. 44 ($\mu = 0,2725e^{-0,001E}$). Podle tabulkových hodnot můžeme určit o jaký typ polovodiče se jedná. Vypočtené hodnoty driftové pohyblivosti minoritních nosičů se blíží nejvíce hodnotě $\mu = 0,135 \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$, potom se tedy jedná o polovodič typu P.

Když srovnáme měření pomocí měřících hrotů a čtyřhrotové sondy, můžeme říci, že měření pomocí čtyřhrotové sondy je lepší pro výslednou odezvu, protože měřicí hlavice je umístěna ve speciálním držáku, díky kterému je na měřicí hlavici vyvíjen tlak a dojde tak k lepšímu kontaktu než při použití u měřících hrotů. Výhodou měřících hrotů je ta, že si lze nastavit libovolnou vzdálenost hrotů,

3.1.7 Poznatky pro zlepšení pracoviště pro měření driftové pohyblivosti minoritních nosičů

Pro zefektivnění měření pohyblivosti (minoritních) nosičů impulsní metodou, můžeme použít místo generátoru pulsů s pevným pulsem Generátor Agilent 33220A 20 MHz Function / Arbitrary Waveform. Potom můžeme nastavovat libovolnou délku pulsu v rozmezí 5 – 20 μs a můžeme nastavovat libovolnou amplitudu a zkoumat jak se bude měnit výstupní puls t_0 na osciloskopu. Dále uvažujeme o možnosti zařadit do měření osciloskopický modul a změřená data rovnou odesílat do PC, pro ulehčení práce. A ještě bychom do budoucna mohli vyrobit nový přípravek pro upevnění vzorku a připojení jednotlivých přístrojů k přípravku, a stejně jeho zkrácení přírodních kabelů pro odstranění přechodových jevů a potlačení šumu.

3.2 Měření konduktivity

Úkolem je změřit teplotní závislost rezistivity, respektive konduktivity monokrystalu polovodiče N typu, v teplotním rozsahu 20 – 140 °C. Na vzorcích křemíku a germania. Závislost vynést do grafu a průběh popsat.

3.2.1 Teoretický rozbor

Konduktivita polovodičů závisí na koncentraci volných nosičů a jejich pohyblivosti viz vztah (7).

Koncentrace i pohyblivost nosičů jsou teplotně závislé. Teplotní závislost konduktivity ukazuje obr. 15.

Teplotní závislost koncentrace nosičů je v oblasti nižších teplot určována postupnou ionizací příměsí. Stavů plné ionizace příměsí odpovídá přibližně konstantní úroveň koncentrace volných nosičů. Ta se opět zvyšuje až při vyšších teplotách, kdy se začíná uplatňovat uvolňování párů elektron – díra mechanismem vlastního polovodiče.

Na pohyblivost nosičů nábojů mají vliv srážkové mechanismy. Při nižších teplotách dochází ke srážkám nosičů s ionizovanými příměsemi, pohyblivost nosičů nábojů v této oblasti s teplotou roste. Při vyšších teplotách se uplatňují srážky s tepelnými kmity krystalové mřížky, pohyblivost nosičů v této oblasti s teplotou klesá. Teplotní závislost pohyblivosti nosičů se výrazněji uplatňuje na teplotní závislosti konduktivity v oblasti, kdy je koncentrace nosičů na teplotě přibližně nezávislá, tj. v oblasti plné ionizace příměsí.

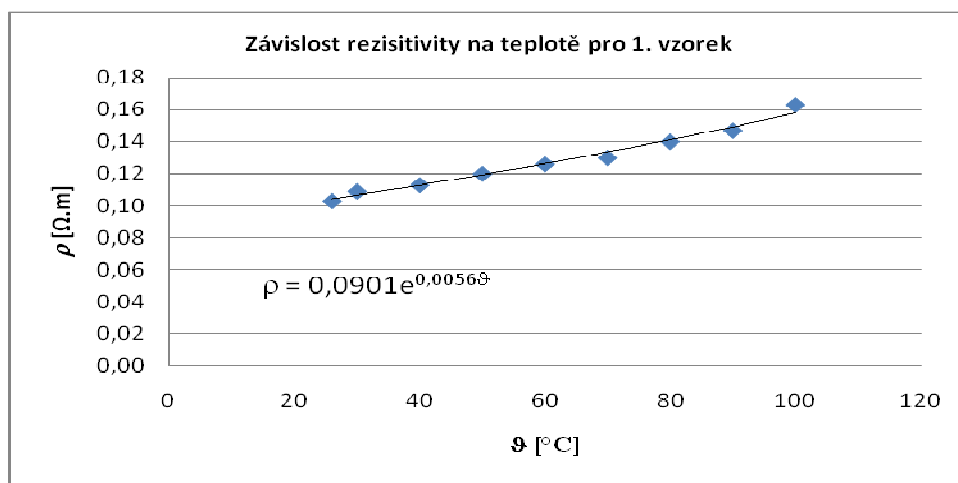
3.2.2 Měření konduktivity křemíkového vzorku

Měření probíhá tím způsobem, že nastavíme konstantní hodnotu proudu $I = 500 \mu\text{A}$. A poté odečítáme hodnotu napětí v teplotní závislosti. Měření probíhá v teplotním rozsahu 20 – 100 °C. Při každé teplotě necháme vzorek dostatečně prohřát, aby nedošlo k nepřesnostem. Vzorek křemíku má rozměry 1,5 x 4,5 x 16 mm.

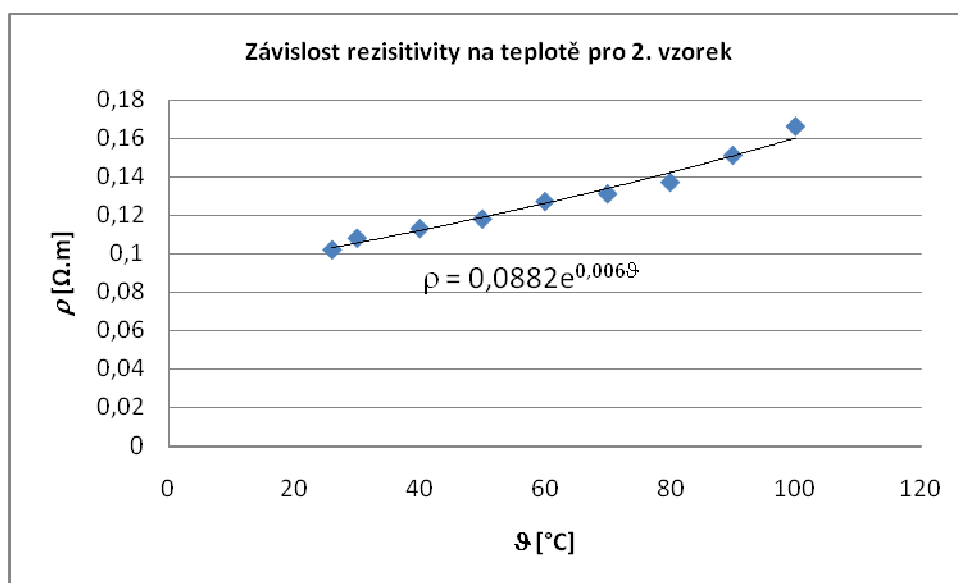
3.2.3 Vyhodnocení měření

Tab. 10: Naměřené a vypočtené hodnoty

$\vartheta [^{\circ}\text{C}]$	$U_1 [\text{mV}]$	$U_2 [\text{mV}]$	$R_1 [\Omega]$	$\rho_1 [\Omega \cdot \text{m}]$	$\gamma_1 [\text{S} \cdot \text{m}^{-1}]$	$R_2 [\Omega]$	$\rho_2 [\Omega \cdot \text{m}]$	$\gamma_2 [\text{S} \cdot \text{m}^{-1}]$
26	122	121	244	0,103	9,709	242	0,102	9,803922
30	130	128	260	0,109	9,174	256	0,108	9,259259
40	135	134	270	0,113	8,850	268	0,113	8,849558
50	143	141	286	0,120	8,333	282	0,118	8,474576
60	150	151	300	0,126	7,937	302	0,127	7,874016
70	155	156	310	0,130	7,692	312	0,131	7,633588
80	166	163	332	0,140	7,143	326	0,137	7,29927
90	175	179	350	0,147	6,803	358	0,151	6,622517
100	194	197	388	0,163	6,135	394	0,166	6,024096



Obr. 45: Závislost rezistivity na teplotě pro 1. vzorek



Obr. 46: Závislost rezistivity na teplotě pro 2. Vzorek

Příklad výpočtu pro 1. řádek tabulky:

Výpočet odporu:

$$R_1 = \frac{U_1}{I} = \frac{122 \cdot 10^{-3}}{500 \cdot 10^{-6}} = 244 \, \Omega$$

Výpočet rezistivity:

$$\rho_1 = R_1 \frac{S}{l} = 244 \cdot \frac{7,5 \cdot 10^{-6}}{16 \cdot 10^{-3}} = 0,103 \, \Omega \, m$$

Výpočet konduktivity:

$$\gamma_1 = \frac{1}{\rho_1} = \frac{1}{0,103} = 9,709 \, S \, m^{-1}$$

Výpočet koncentrace příměsí:

$$N_{d1} = \frac{\gamma_1}{q W_g}$$

počítáme s průměrem hodnot v rozmezí teplot 20 – 80 °C.

$$N_{d1} = \frac{8,405}{1,60 \cdot 10^{-19} \cdot 1,78 \cdot 10^{-19}} = 3,89 \cdot 10^{20} \, m^{-3}$$

Zhodnocení měření:

Měřený vzorek křemíku je polovodič typu N. Když se zaměříme na zhodnocení průběhu, můžeme říci, že v rozmezí teplot, ve kterém měření probíhá, se u příměsového polovodiče nacházíme v části grafu podle obr. 15, kde je změna konduktivity na teplotě minimální, což je způsobeno plnou ionizací příměsí, nedochází ke srážkám nosičů s ionizovanými příměsemi, jak je tomu v oblasti nízkých teplot, ani ke srážkám s tepelnými kmity krystalové mřížky, jak je tomu při vyšších teplotách. Přiložené grafy jsou proloženy rovnicí trendů pro lepší viditelnost závislosti rezistivity na teplotě. Pokud známe konduktivity vzorku, můžeme vypočítat další veličiny polovodičové vzorku jako je například šířka zakázaného pásu, koncentrace příměsí a také můžeme určit teplotu, kdy dochází k přechodu mezi oblastí vlastní vodivosti do oblasti příměsové vodivosti.

3.2.4 Měření konduktivity germaniového vzorku

Měření probíhá stejným způsobem jako měření křemíkového vzorku. Jen s tím rozdílem, že je použita jiná měřicí metoda, a to metoda čtyřbodová. Poté opět nastavíme konstantní hodnotu proudu $I = 500 \mu\text{A}$ a odečítáme hodnotu napětí v teplotní vzdálenosti. Tentokrát měření probíhá v rozsahu teplot $20 - 140 \text{ }^{\circ}\text{C}$. Vzorek necháme opět pořádně prohřát, aby se zamezilo případným nepřesnostem. Rozměry vzorku jsou stejné, jako u křemíku $1,5 \times 4,5 \times 16 \text{ mm}$.

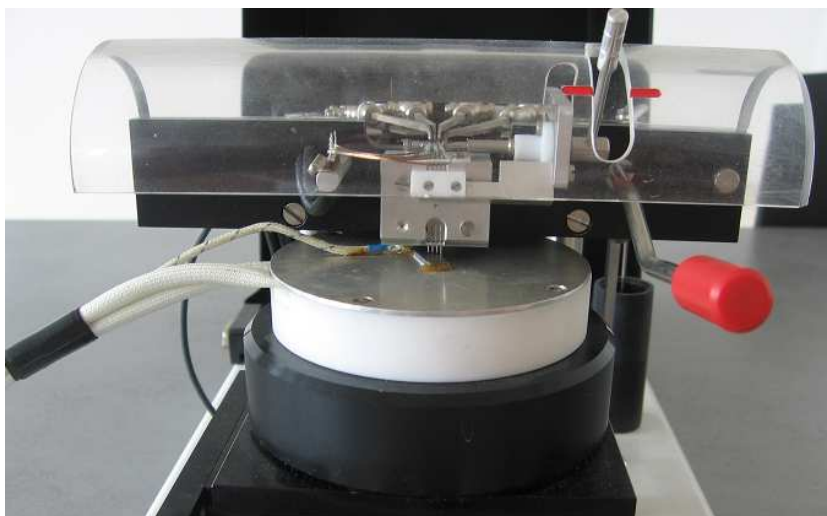
Použité přístroje

- Multimetr Jandel Model RM3



Obr. 47: Multimetr Jandel Model RM3

- Zdroj Diametral P230R51D-C-BL
- Digitální multimetr DT-830C (měříme teplotu)
- Přípravek se vzorkem Ge Jandel

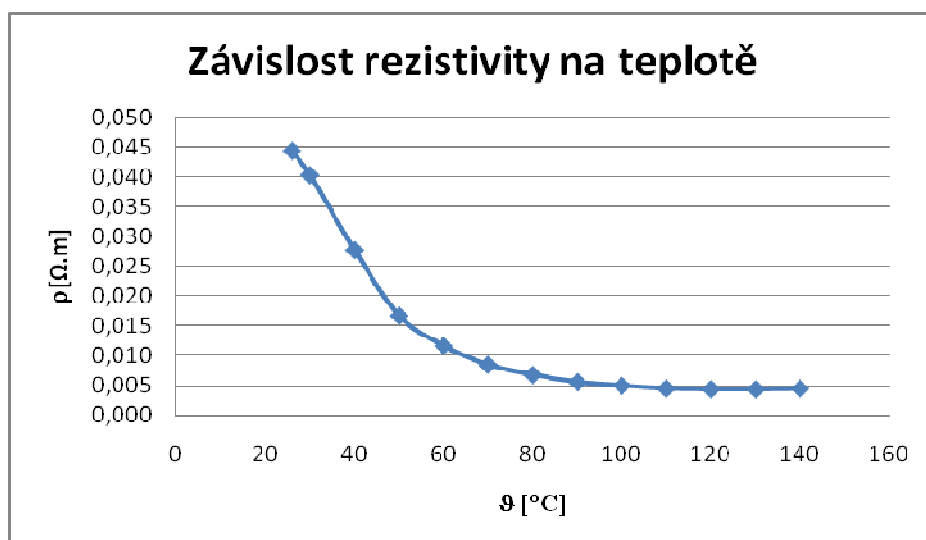


Obr. 48: Přípravek se vzorkem Ge Jandel

3.2.5 Vyhodnocení měření

Tab. 11: Naměřené a vypočtené hodnoty

$\vartheta [^{\circ}\text{C}]$	$U_1 [\text{mV}]$	$R_1 [\Omega]$	$\rho [\Omega \cdot \text{m}]$	$\gamma [\text{S} \cdot \text{m}^{-1}]$
26	52,67	105,34	0,044	22,50
30	47,86	95,72	0,040	24,76
40	32,91	65,82	0,028	36,01
50	19,80	39,60	0,017	59,86
60	13,84	27,68	0,012	85,63
70	10,04	20,08	0,008	118,05
80	8,06	16,12	0,007	147,05
90	6,60	13,20	0,006	179,57
100	5,89	11,78	0,005	201,22
110	5,34	10,68	0,005	221,94
120	5,21	10,42	0,004	227,48
130	5,18	10,36	0,004	228,80
140	5,32	10,64	0,004	222,78



Obr. 49: Závislost rezistivity na teplotě

Příklad výpočtu pro 1. řádek tabulky 11:

Výpočet odporu:

$$R = \frac{U}{I} = \frac{52,67 \cdot 10^{-3}}{500 \cdot 10^{-6}} = 105,34 \Omega$$

Výpočet rezistivity:

$$\rho = R \frac{S}{l} = 105,34 \cdot \frac{7,5 \cdot 10^{-6}}{16 \cdot 10^{-3}} = 0,044 \Omega \cdot \text{m}$$

Výpočet konduktivity:

$$\gamma = \frac{1}{\rho} = \frac{1}{0,044} = 22,502 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$$

Zhodnocení měření

Měření probíhalo na germaniovém vzorku, v našem případě se jedná o vlastní polovodič. Jak můžeme vidět z průběhu grafu, rezistivita se vzrůstající teplotou klesá a tím pádem konduktivita roste. Ze známe konduktivity, můžeme výpočtem zjistit další veličiny polovodiče, jako jsou například velikost šířky zakázaného pásu, koncentraci příměsí a dále teplotu přechodu mezi oblastí vlastní vodivosti a oblastí příměsového polovodiče.

4. Závěr

Předložená bakalářská práce se zabývá sledováním fyzikálních veličin v polovodičových materiálech. První část práce se skládá z oblasti teoretické, kde je základní rozdělení polovodičových materiálů a popis metod zjišťování základních fyzikálních veličin v polovodičových materiálech. Druhá část práce z oblasti experimentální. Ve které bylo úkolem sestavení pracoviště pro měření driftové pohyblivosti minoritních nosičů proudu impulsní metodou a pracoviště pro měření konduktivity v teplotní respektive napěťové závislosti. U měření pohyblivosti jsme vycházeli ze stávajícího pracoviště pro měření driftové pohyblivosti, které skládá s přístrojového vybavení a přípravku se vzorkem a s měřicími hroty, které byly poté nahrazeny čtyřhrotovou měřicí sondou pro přesnější měření. Všechny výsledky a grafy jsou obsaženy v práci. Případné nepřesnosti jsou způsobeny chybou měřících přístrojů a zejména pak přechodovými jevy, které jsou spojeny s délkou propojovacích kabelů mezi jednotlivými přístroji. Do budoucna se plánuje doplnit pracoviště doplnit o generátor pulsu, který nahradí stávající generátor, který má pevné nastavený puls. S novým generátorem pulsu můžeme přesněji zkoumat driftovou pohyblivost, při různém nastavení vstupního pulsu (změna šířky pulsu, amplitudy, frekvence). Dále je možnost přidání osciloskopického modulu pro odesílání měřených výsledků do PC a celkově efektivnější a snadnější práci na tomto pracovišti.

Druhé části experimentu zkoumáme konduktivitu polovodičových materiálů v teplotní závislosti. Měření probíhalo na vzorcích křemíku (příměsový polovodič) a vzorku germania (polovodič vlastní) u vzorku germania jsme vzorek měřili čtyřhrotovou sondou. Všechny výsledky a grafy jsou obsaženy a zhodnoceny v práci.

Seznam použité literatury

- [1] DRÁPAL, S. Materiály a technologie II. Praha: Ediční středisko ČVUT. 1982. Dotisk. 161 s.
- [2] JIRÁK, J.,AUTRATA, R.,LIEDERMANN, K., ROZSÍVALOVÁ, Z., SEDLARÍKOVÁ, M.: Materiály technická dokumentace, část Materiály v elektrotechnice. Elektronické texty, Brno 2002
- [3] KAZELLE, J. Elektrotechnické materiály a výrobní procesy, elektronické texty. Brno:2003. s 1-272. ISBN: ETE 101
- [4] LIPTÁK, J. Úvod do elektrotechnických materiálů. Praha: ČVUT. 2005. 1.vyd. 168s. ISBN 80-01-03-119-8.
- [5] Metody měření odporů. In Vlastnosti polovodičového křemíku [online]. CVUT: CVUT, 2009-10-07 [cit. 2010-05-31]. Dostupné z WWW: <martin.feld.cvut.cz/~koblizek/XT13MTV-lab_soubory/uloha_2.pdf>.
- [6] Mřížka kubická plošně centrovaná. Dostupné z WWW: <http://www.xray.cz/kryst/str08c.html>
- [7] Přechod P- N. Dostupné z WWW: http://www.gymv.cz/vyuka/fyzika/prechod_pn_small.jpg
- [8] Přechod P- N propustný směr. Dostupné z WWW: http://www.gymcv.cz/vyuka/fyzika/prechod_pn_propustny.jpg
- [9] Přechod P- N nepropustný směr. Dostupné z WWW: http://www.gymcv.cz/vyuka/fyzika/prechod_pn_nepropustny.jpg

Seznam použitých značek a symbolů

Symbol	Jednotka	Význam symbolu
A_p	eV	Výstupní práce elektronu
D	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	Difuzní konstanta
E	V m^{-1}	Intenzita elektrického pole
f	Hz	Frekvence
G	-	Galvanoměr
g	$\text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$	Generace nosičů
h	cm	Tloušťka destičky
I	A	Proud obvodem
I_d	A	Děrový proud
I_e	A	Elektronový proud
L_n	m	Difuzní délka elektronů
L_p	m	Difuzní délka děr
m_n	kg	Efektivní hmotnost elektronů
m_p	kg	Efektivní hmotnost děr
n	m^{-3}	Koncentrace nosičů náboje
n_i	m^{-3}	Intrinzická koncentrace nosičů
N_C	m^{-3}	Efektivní hustota stavů v pásu vodivostním
N_V	m^{-3}	Efektivní hustota stavů v pásu valenčním
p	m^{-3}	Koncentrace volných děr
q	C	Elementární náboj
R	Ω	Elektrický odpor
r	$\text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$	Rekombinace nosičů
S	m^2	Průřez
t_0	s	Časová vzdálenost pulsů
U_x	V	Napětí mezi hroty
x	mm	Vzdálenost hrotů
W_g	eV	Šířka zakázaného pásu
α	m V K^{-1}	Termoelektrický součinitel
α_0	nm	Mřížkový parametr
γ	S m^{-1}	Konduktivita
ϵ_r	-	Relativní permitivita
ρ	$\Omega \text{ m}$	Rezistivita
μ_n	$\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$	Pohyblivost elektronů
μ_p	$\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$	Pohyblivost děr

ρ_h	kg m^{-3}	Hustota
τ_n	s	Relaxační doba elektronů
τ_p	s	Relaxační doba děr
ϑ_m	$^{\circ}\text{C}$	Teplota hrotu
ϑ_t	$^{\circ}\text{C}$	Teplota tavení

Příloha:

Měření driftové pohyblivosti minoritních nosičů proudu impulsní metodou

Cíl úlohy

Cílem úlohy je seznámit se s vlastnostmi polovodičových materiálu a to zejména s driftovou pohyblivostí minoritních nosičů proudu impulsní metodou. A u vybraného vzorku křemíku stanovit o jaký typ polovodiče se jedná.

Zadání

Určete driftovou pohyblivost minoritních nosičů a sledujte její změnu s měnící se intenzitou elektrického pole. Graficky znázorněte závislost pohyblivosti minoritních nosičů proudu na intenzitě elektrického pole. Nejprve proveďte měření pomocí měřících hrotů a poté pomocí čtyřhrotové sondy.

Na emitor přiložte impulsy $t = (5-20) \mu s$

Stejnoseměrný proud vzorkem nastavujte v rozmezí $I = (10-20) mA$

Rezistivita vzorku křemíku je $\rho = 0,464 \Omega m$

Průřez vzorku $S = (1,5 \times 5) mm^2$

Teoretický úvod

V reálném krystalu polovodiče se vodivostní elektrony se v nepřítomnosti vnějších polí pohybují chaoticky. Střední hodnota proudu se tedy rovná v libovolném směru nule. Dobu mezi dvěma srážkami označíme τ , délku mezi dvěma srážkami označíme L (volná dráha).

Při působení elektrického pole se budou elektrony pohybovat proti směru než pole, pohyb zůstane ovšem chaotický. Střední hodnota složek rychlostí elektronů ve směru elektrického pole se nazývá driftová rychlost v_{drift} . Driftovou pohyblivost potom definujeme

$$v_{drift} = \mu_{drift} E.$$

Driftová pohyblivost μ_{drift} je číselně rovna driftové rychlosti v jednotkovém elektrickém poli. Pohyblivost nosičů nábojů je určena charakterem rozptylu elektronů (na kmitech, nečistotách, defektech mříže apod.) U polovodičů se uplatňuje především rozptyl na kmitech mříže (μ) a rozptyl na iontových nečistotách (μ_i). Výsledná pohyblivost může být přibližně vyjádřena vztahem:

$$\frac{1}{\mu_{drift}} = \frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_i}$$

Pohyblivost μ odpovídá rozptylu nosičů na tepelných kmitech mříže, závisí na teplotě podle vztahu:

$$\mu \approx T^{\frac{3}{2}}$$

Metoda měření

Dlouhým oleptaným vzorkem polovodiče necháme protékat proud. Podél vzorku vznikne elektrické pole E . Ke vzorku přiložíme dva wolframové hroty, editor a kolektor.

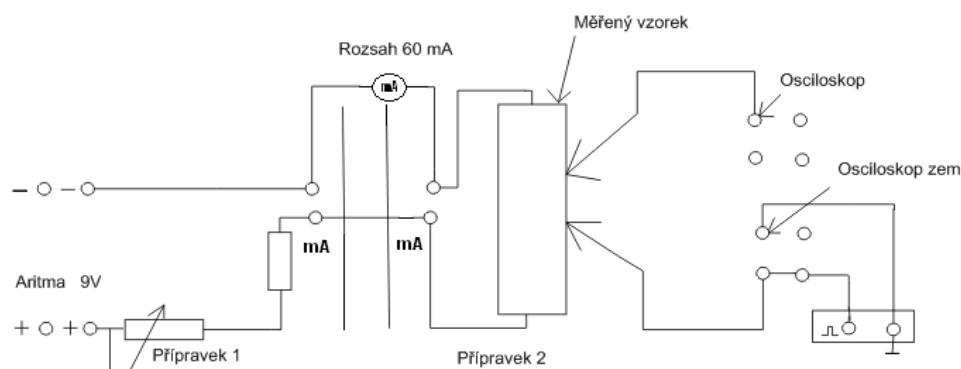
Na emitor přivedeme pravoúhlý impuls o šířce $0,1 - 20 \mu s$. Signál na kolektoru je pozorován osciloskopem. Na obrazovce se objeví obraz pravoúhlého pulsu se zpožděním daným rychlostí světla, což však můžeme zanedbat. Po čase t_0 se objeví další puls, přenesený minoritními nosiči. Deformace vznikne vlivem difúze a vlivem konečné doby života minoritních nosičů. Známe – li vzdálenost hrotů d , intenzitu elektrického pole E a časovou vzdálenost pulsů t_0 , platí pro driftovou pohyblivost vztah:

$$\mu = \frac{d}{E t_0}$$

Intenzitu elektrického pole určíme ze vztahu:

$$E = \frac{U}{d} = \frac{R I}{d} = \frac{\rho \frac{d}{S} I}{d} = \frac{\rho I}{S}$$

Schéma zapojení pracoviště



Postup měření

1. Stanovte driftovou pohyblivost nosičů proudu.
2. Zapojte pracoviště podle schématu
3. Nejprve proveďte měření pomocí měřících hrotů pro různé vzdálenosti.
4. Měřící hroty přiložíme ke vzorku a necháme jim protékat proud. Poté přivedeme pravoúhlý puls z generátoru o šíře 0 – 20 μs . Signál pozorujeme na osciloskopu a odečteme vzdálenost pulsu t_0 přenesený minoritními nosiči.
5. Poté vypočítáme intenzitu elektrické pole ze vztahu $E = \frac{\rho I}{S}$
6. Známe – li vzdálenost hrotů d , intenzitu elektrického pole E a časovou vzdálenost pulsů t_0 , vypočítáme driftovou pohyblivost ze vztahu
$$\mu = \frac{d}{E t_0}$$
7. Vyneseme Závislost driftové pohyblivosti minoritních nosičů proudu na intenzitě elektrického pole pro různé vzdálenosti měřících hrotů
8. Určíme o jaký typ polovodiče se jedná
9. Body 1 – 8 opakujeme po připojení čtyřhrotové měřící sondy

Shrnutí

Absolvováním měření se student seznámí s průběhem teplotní závislosti rezistivity (konduktivity) polovodičového materiálu; na základě výpočtu si student ověří metodu stanovení koncentrace příměsí a teploty, od níž se uplatňuje mechanismus vlastní vodivosti polovodičového materiálu.

