

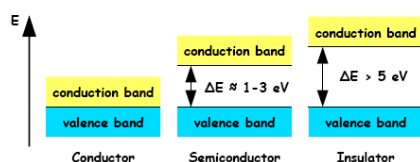
Transportní vlastnosti polovodičů 2

doc. Eduard Belas

belas@karlov.mff.cuni.cz, <http://semiconductors.mff.cuni.cz/people/downloads/>

29.10.2016

Při studiu transportních jevů v pevných látkách vycházíme z pásové teorie pevných látek. Podle této teorie se mohou elektrony v pevné látce nacházet pouze v určitých kvantových stavech. Soustavě diskrétních energetických hladin v izolovaném atomu zde odpovídá soustava pásů dovolených energií, které jsou od sebe odděleny pásem zakázaných energií. Podle šířky zakázaného pásu (energie E_g) mezi horním okrajem posledního zaplněného pásu (valenční pás - energie E_V) a dolním okrajem prvního nezaplněného pásu (vodivostní pás - energie E_C) se pevné látky rozdělují na izolanty ($E_g > 3\text{eV}$), polovodiče $E_g \sim 1\text{eV}$ a kovy. U kovů není valenční pás zcela zaplněn. Elektrony mohou snadno přecházet mezi jednotlivými energetickými stavy ve valenčním



pásu, čímž vzniká elektrický proud. U polovodičů a izolantů je valenční pás zcela zaplněn a vodivostní pás je prázdný. Zde je nutno dodat valenčním elektronům určitou energii, aby mohly překonat zakázaný pás a přejít do vodivostního pásu. Přechodem elektronů do vodivostního pásu vznikají zároveň

u horního okraje valenčního pásu neobsazené energetické hladiny, tzv. díry. Jsou to vlastní chybějící elektrony ve valenčních vazbách polovodiče, které se chovají podobně jako elektrony, avšak mají kladný elektrický náboj.

Elektrická vodivost polovodičů způsobená přechodem elektronů z valenčního do vodivostního pásu se nazývá *vlastní vodivost*. V tomto případě je elektrický proud vytvářen jak elektrony ve vodivostním pásu tak i dírami ve valenčním pásu. Vlastní vodivost polovodičů můžeme pozorovat většinou při vyšších teplotách. V reálných polovodičích jsou přítomny různé druhy krystalových poruch jako např. vakance po chybějících atomech, vlastní nebo cizí atomy v mezimřížkových polohách nebo cizí příměsi na místě vlastních atomů, které vytvářejí energetické hladiny uvnitř zakázaného pásu, které uvolňují nebo zachycují elektrony, jejichž koncentrace při nízkých teplotách podstatně převyšuje koncentraci vlastních elektronů.

Krystalová porucha, která je schopna dodat elektron do vodivostního pásu, se nazývá *donor* (např. pětimocná příměs v čtyřmocném polovodiči. Nejnižší energie potřebná k odtržení elektronu od příměsi se nazývá aktivační energie donorů E_D . Elektrická vodivost způsobená elektrony vybuzenými z donorových hladin do vodivostního pásu se nazývá *elektronová vodivost* nebo *vodivost typu N*.

Krystalová porucha, která je schopna zachytit elektron z valenčního pásu, se nazývá *akceptor* (např. třímocná příměs v čtyřmocném polovodiči). Aktivační energie akceptorů E_A jsou řádově stejné jako E_D . Elektrická vodivost způsobená dírami ve valenčním pásu vzniklými při zachycení elektronů akceptory se nazývá *děrová vodivost* nebo *vodivost typu P*.

Aktivační energie donorů a akceptorů je mnohem menší než šířka zakázaného pásu E_g , a proto k ionizaci, a tím k elektronové či děrové vodivosti, dochází při nižších teplotách než ke vzniku vlastní vodivosti. V reálných polovodičích bývají velmi často přítomny donory i akceptory současně. Tyto polovodiče se nazývají *kompensované*.

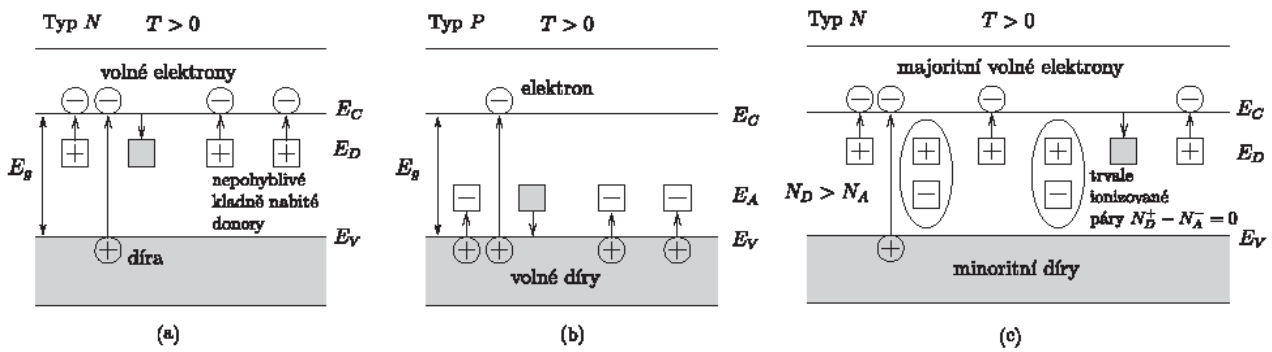


Fig.2. Pásové schéma polovodiče

2. Ionizující záření

2.1. RTG záření

Jestliže elektrony urychlené elektrickým polem na vysokou energii dopadají na kovovou anodu rentgenové trubice, vzniká tzv. **brzděné rentgenové záření** a **charakteristického rentgenového záření**.

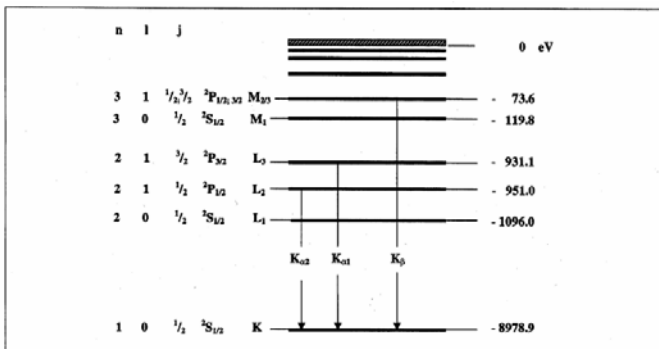
Brzděné rtg-záření

Brzděné záření je důsledkem zákonitostí Maxwellovy elektrodynamiky, podle nichž při každém zrychleném pohybu elektrického náboje dochází k vyzařování elektromagnetických vln. Tedy i při zabrzdění elektronu po dopadu na anodu vzniká elektromagnetické záření tím intenzivnější a tvrdší, čím prudší je zabrzdění. Brzděné X-záření produkované rentgenkou má **spojité spektrum** od energií blízkých nule až k maximální energii dané téměř hodnotou anodového napětí. Energie brzděného záření závisí na rychlosti (zrychlení), s jakou dochází k zabrzdění elektronů při dopadu na povrch anody. Jednotlivé elektrony proniknou různě blízko k jádrům materiálu anody, čímž vyzařují různé vlnové délky, či energie fotonů. Ty elektrony, které se opakovanými mnohonásobnými rozptyly na vnějších elektronových slupkách atomů anody "měkce" brzdí, vysílají X-záření o nízké energii. Čím hlouběji elektrony proniknou do nitra atomů anody, blíže k jádru, tím rychleji se intenzivními Coulombovskými silami mění vektor jejich rychlosti a tím tvrdší brzděné X-záření je produkováno. Nejkratší vlnové délky vznikají u elektronů, které pronikly na úroveň slupky K a byly zabrzděny jednorázově. V závislosti na impaktním faktoru jednotlivých elektronů vůči atomům anody se průběžně realizují všechny možnosti - taková různá míra brzdění elektronů vyvolává směs záření různých vlnových délek či energií fotonů - výsledkem je **spojité spektrum** brzděného záření. Mezní (nejmenší) vlnová délka odpovídá situaci, kdy je elektron ubrzděn na nulovou rychlost v rámci jedné interakce. Hodnota mezní vlnové délky závisí na anodovém napětí a nespojuje s materiálem anody.

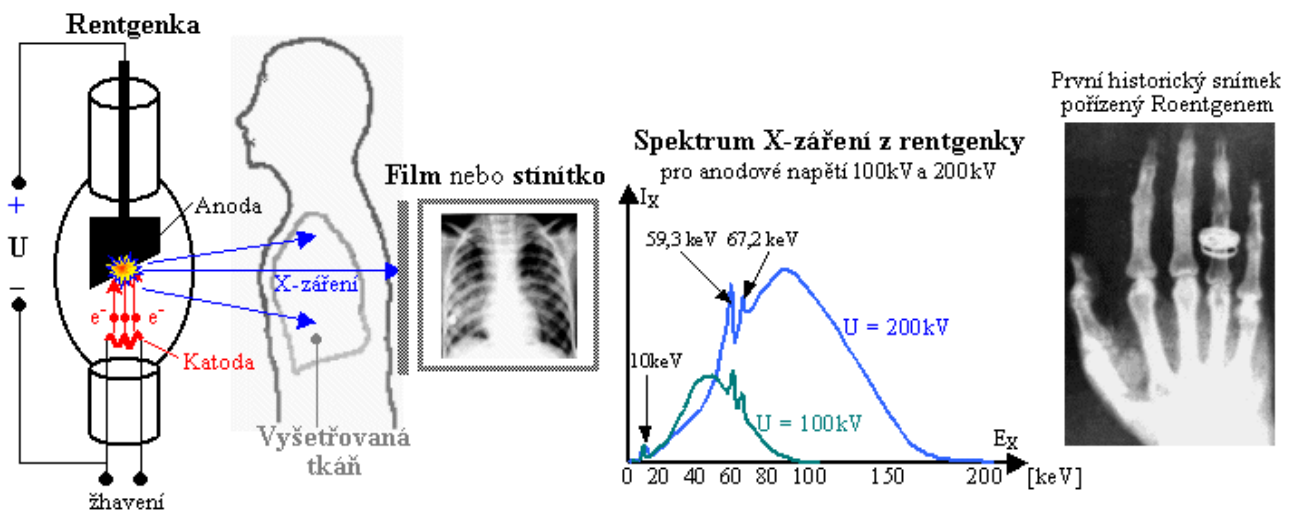
Charakteristické rtg-záření

Kromě spojitého spektra se však navíc objevují úzké spektrální čáry, jejichž poloha naopak nezávisí na anodovém napětí, ale souvisí s procesy probíhajícími v atomových obalech anodového materiálu. Vysokoenergetický elektron může například způsobit vytržení elektronu z vnitřní K slupky atomu anody a takto vytvořená „díra“ je následně zaplněna elektronem z vyšší hladiny energie (L, M, ...). Deexcitační proces je doprovázen vznikem fotonu. Spektrální čára související s

přechodem elektronu ze slupky L do slupky K se označuje $K\alpha$, ze slupky M do slupky K se označuje $K\beta$ atd. Schéma energetických hladin atomu mědi je na obr. 3, přitom hladiny L a M jsou dále jemně rozštěpeny. V souladu s výběrovými pravidly kvantově mechanického modelu však nejsou přípustné přechody M_1-K a L_1-K . Charakteristické spektrální čáry mědi jsou pak určeny jako



Obr. 3. Energetické hladiny mědi (Z = 29).



Obr.4. Schéma rentgenky, její spektrum pro dvě anodová napětí a rtg snímek

2.2. Radioaktivní záření

Radioaktivní záření vzniká při rozpadu jader a dělí se na několik druhů:

Záření α představuje svazek rychle letících jader atomu helia ^4_2He (helionů), tvořených dvěma **protony** a dvěma **neutrony**. Částice α se pohybují poměrně pomalu a mají malou pronikavost. Mají kinetickou energii v rozmezí 2-8MeV a mají silné ionizační účinky na okolí. Na první pohled se může zdát zvláštní, že z např. z jádra $^{238}_{92}\text{U}$ vylétají jádra ^4_2He . Jádro ^4_2He je ovšem název pro určitou prostorovou konfiguraci dvou protonů a dvou neutronů, která má určité vlastnosti. A při radioaktivní přeměně, která se označuje symbolem α , vylétávají z daného nuklidu částice, které mají stejnou prostorovou konfiguraci a vlastnosti, jako nuklid označený symbolem ^4_2He . Vzhledem k tomu, že jádra helia - částice α jsou nabitá, při interakci s hmotou reagují s elektronovými obaly

atomů. Při srážce částice α s atomem dochází k vytržení valenčního elektronu z atomu, čímž se atom ionizuje. K vytržení elektronu se spotřebují řádově desítky elektronvoltů z kinetické energie letící částice α (ve vzduchu to je 32,5 eV). Částice α je tedy schopna ionizovat podél své trajektorie řádově 10^5 atomů, než ztratí svoji energii. Jestliže částice α nepředá elektronu dostatečně velkou energii, nedojde k jeho vytržení z obalu, ale pouze k jeho excitaci (tj. k přeskoku na vyšší energetickou hladinu).

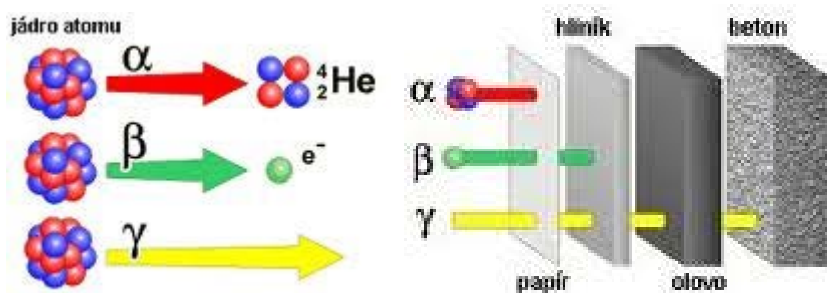
Z právě popsané interakce vyplývá, že částice α ztrácí velkou část své energie na poměrně malé vzdálenosti. Odstínění toho typu záření je tedy obecně dáno počtem elektronů v jednotce objemu, s nimiž mohou částice α interagovat, tedy hustotou látky. S rostoucí hustotou látky klesá tloušťka vrstvy této látky, která stačí k odstínění α záření. Proto se lze před zářením α snadno chránit. Záření α je pohlcováno již listem papíru a ve vzduchu se pohltí na dráze asi 40 cm. Zářič α může být ovšem nebezpečný při vdechnutí či požití, kdy bude působit uvnitř organismu.

Záření beta mínus je proud elektronů, které vyletují z jádra atomu. Malá hmotnost částic se projevuje výrazným zakřivením trajektorie částic jak v magnetickém tak v elektrickém poli, avšak na opačnou stranu než záření alfa. Energie elektronů záření dosahuje 10 MeV a jejich rychlost se blíží rychlosti světla. Elektrony v jádře vznikají přeměnou z neutronu, za vzniku protonu a antineutrína. K jeho zastavení nebo pohlcení už papír nestačí. Pomůže nám však např. hliníková deska.

Záření beta plus je proud pozitronů e^+ vyzařovaných některými radionuklidy při jaderných přeměnách. Toto záření je však v praxi velmi vzácné a v drtivé většině případů se setkáme s prvním typem záření.

Záření gama je vysokoenergetické elektromagnetické vlnění o energii fotonu nad 10 keV, což odpovídá vlnové délce kratší než 124 pm (pikometrů). Zdrojem záření je jádro izotopu, který vznikl radioaktivní přeměnou. Toto jádro je excitované, v krátké době však přechází do základního stavu a tento přechod je spojen s vyzářením fotonů záření gama. Protože fotony nemají elektrický náboj, neodchyluje se záření gama v elektrickém ani magnetickém poli. Záření gama neexistuje samostatně, ale vždy provází jaderné děje, při nichž vzniká záření alfa nebo beta. Záření gama proniká do materiálů lépe než záření alfa nebo záření beta, která jsou korpuskulární (ani jedno není elektromagnetické záření), ale je méně ionizující.

Na pohlcení záření γ je třeba velké masy materiálu. Vhodnější jsou materiály s vyšším atomovým číslem a s vysokou hustotou. Čím energetičtější je záření, tím tlustší stínění je zapotřebí. Schopnost materiálu pohlcovat záření zpravidla vyjadřujeme polotloušťkou materiálu, tj. tloušťkou, po jejímž průchodu se původní intenzita záření sníží na polovinu. Například záření γ , jehož intenzitu 1 cm olova zredukuje na 50 %, bude mít poloviční intenzitu také po průchodu 6 cm betonu.



Obr.5. Schéma pohlcení ionizujícího záření

2.3. Rozpadové řady

Uranová řada

Člen řady	Z	A	Záření	$t_{1/2}$
U	92	238	α	$4,49 \cdot 10^9$ r
Th	90	234	α (99,85 %), β	24,1 d
Pa	91	234	β	1,17 min
U	92	234	α	$2,48 \cdot 10^5$ r
Th	90	230	α	$8,3 \cdot 10^4$ r
Ra	88	226	α	$1,602 \cdot 10^3$ r
Rn	86	222	α	3,825 d
Po	84	218	α (99,96 %), β	3,05 min
Pb	82	214	β	28,6 min
At	85	218	α (99,9 %), β	1,5 s
Bi	83	214	α (0,04 %), β	19,7 min
Rn	86	218	α	0,02 s
Tl	81	210	β	1,32 min
Po	84	214	α	0,000 16 s
Pb	82	210	β	22 r
Bi	83	210	α, β (≈ 100 %)	50,2 d
Tl	81	206	β	4,19 min
Po	84	210	α	138,3 d
Pb	82	206	stabilní	

Uranová-Actiniová řada

Člen řady	Z	A	Záření	$t_{1/2}$
U	92	235	α	$7,13 \cdot 10^8$ r
Th	90	231	β	24,6 h
Pa	91	231	α	$3,4 \cdot 10^4$ r
Ac	89	227	α (1,2 %), β	22 r
Fr	87	223	α, β (≈ 100 %)	21 min
Th	90	227	α	18,6 d
Ra	88	223	α	11,2 d
At	85	219	α (97 %), β	0,9 min
Bi	83	215	β	8 min
Rn	86	219	α	3,92 s
Po	84	215	α (≈ 100 %), β	0,001 83 s
Pb	82	211	β	36,1 min
At	85	215	α	10^{-4} s
Bi	83	211	α (99,68 %), β	2,16 min
Tl	81	207	β	4,79 min
Po	84	211	α	0,52 s
Pb	82	207	stabilní	

Neptuniová řada

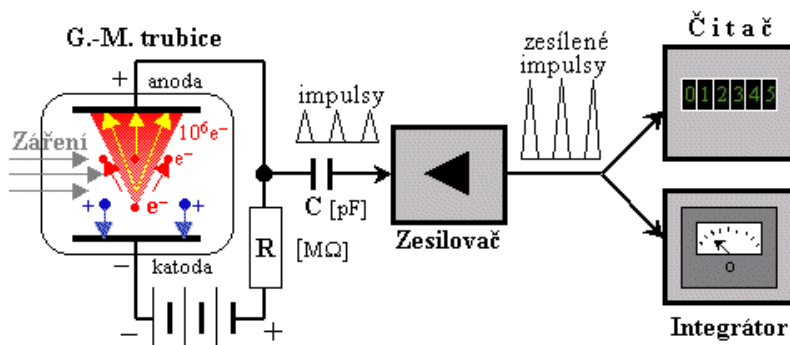
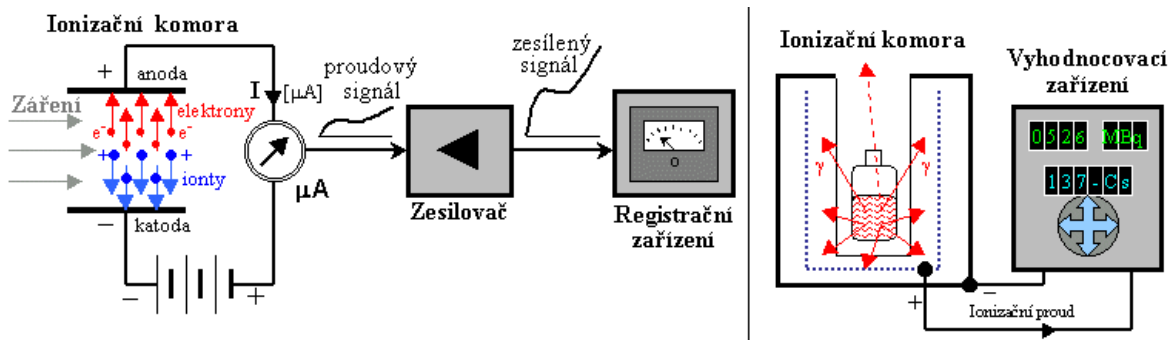
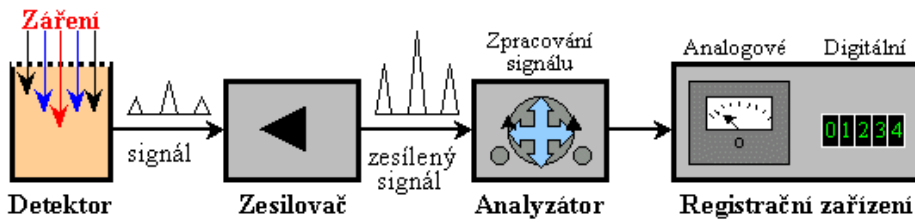
Člen řady	Z	A	Záření	$t_{1/2}$
Pu	94	241	α (10^{-3} %), β	10 r
U	92	237	β	6,8 d
Am	95	241	α	475 r
Np	93	237	α	$2,25 \cdot 10^6$ r
Pa	91	233	β	27,4 d
U	92	233	α	$1,63 \cdot 10^5$ r
Th	90	229	α	$7,34 \cdot 10^3$ r
Ra	88	225	β	14,8 d
Ac	89	225	α	10,0 d
Fr	87	221	α	4,8 min
At	85	217	α	0,032 s
Bi	83	213	α (2 %), β	47 min
Tl	81	209	β	2,2 min
Po	84	213	α	$4,2 \cdot 10^5$ s
Pb	82	209	β	3,2 h
Bi	83	209	stabilní	

Thoriová řada

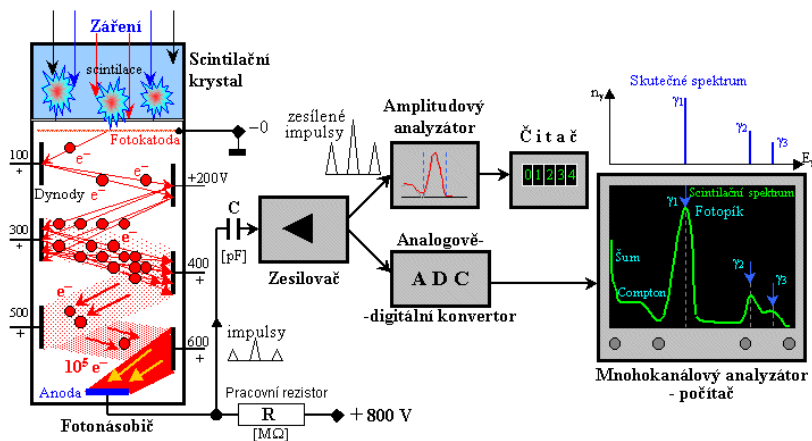
Člen řady	Z	A	Záření	$t_{1/2}$
U	92	236	α	$2,4 \cdot 10^4$ r
Th	90	232	α	$1,39 \cdot 10^{10}$ r
Ra	88	228	β	6,7 r
Ac	89	228	α, β (≈ 100 %)	6,13 h
Fr	87	224	β	2 min
Th	90	228	α	1,90 r
Ra	88	224	α	3,64 d
Rn	86	220	α	54,5 s
Po	84	216	α (≈ 100 %), β	0,158 s
Pb	82	212	β	10,6 h
At	85	216	α	0,000 3 s
Bi	83	212	α (33,7 %), β	60,5 min
Tl	81	208	β	3,1 min
Po	84	212	α	$3 \cdot 10^7$ s
Pb	82	208	stabilní	

3. Detekce záření

3.1. Detektory ionizujícího záření



Scintilační detektor



Polovodičový detektor

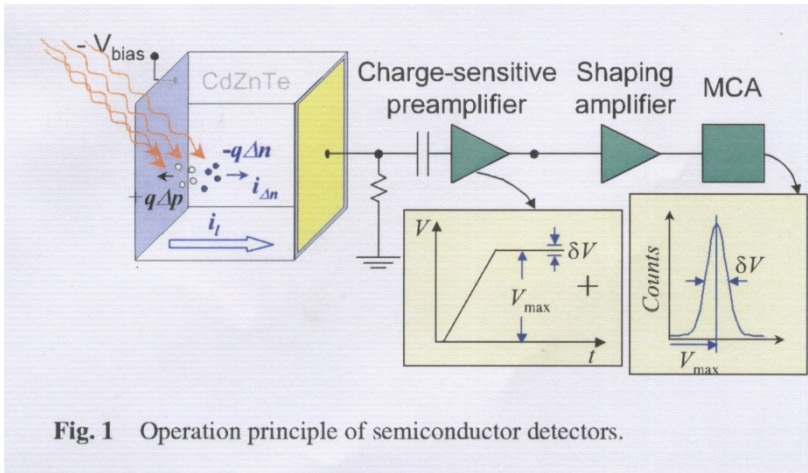
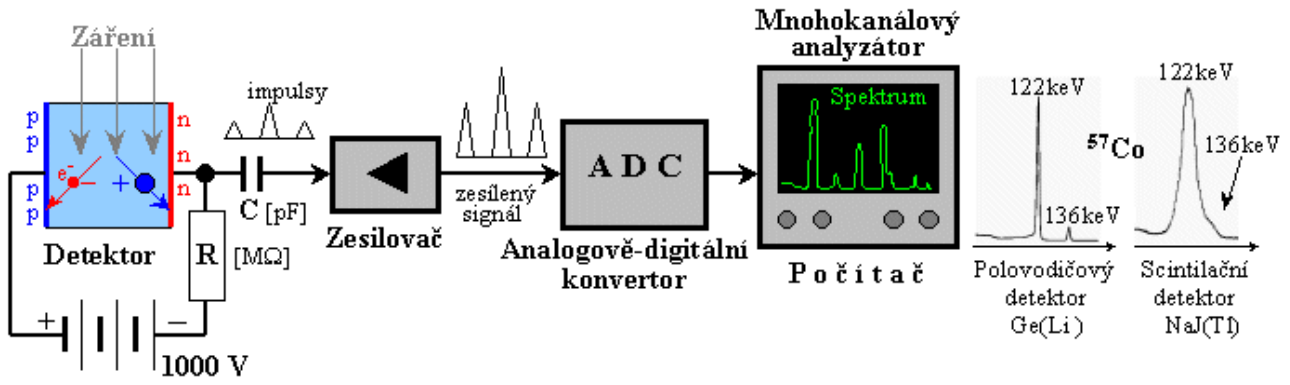
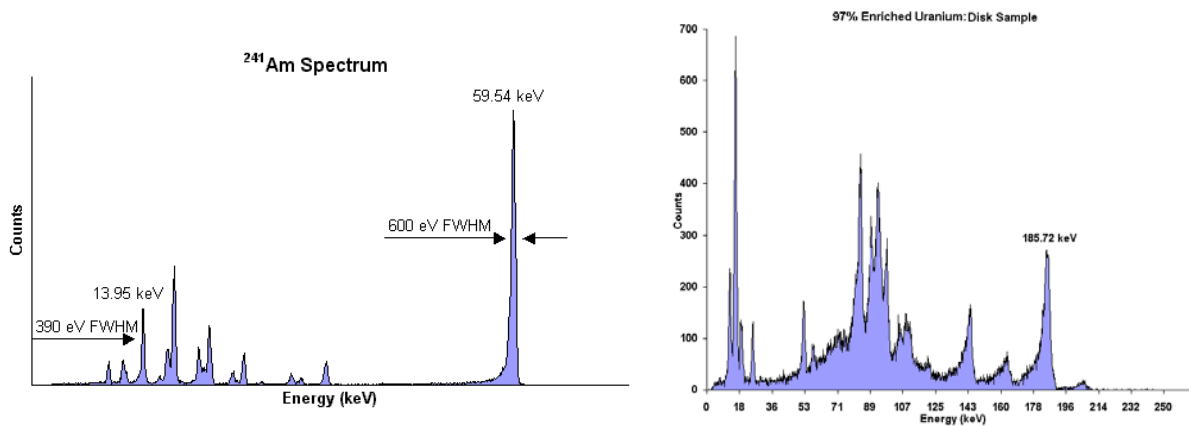


Fig. 1 Operation principle of semiconductor detectors.

Nejčastějšími materiály pro výrobu polovodičových detektorů jsou Si, Ge, CdTe, GaAs, GaN a jiné.

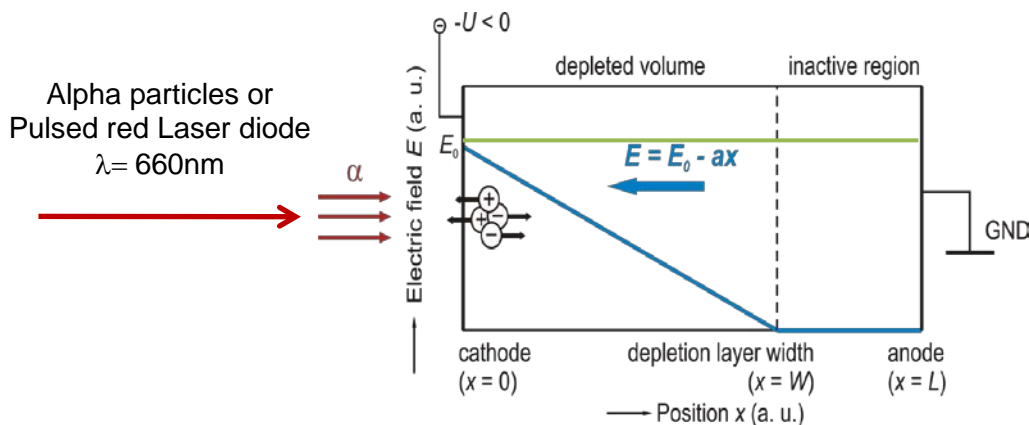


Obr.4. Spektrum měřené Ge detektorem

4. Pracovní úkol

Změřte driftovou pohyblivost a doby života elektronů v polovodiči CdZnTe metodou Transientních proudů (Transient Current Technique-TCT).

Jestliže ozáříme povrch polovodičového detektoru s dvěma protilehlými elektrodami alfa částicemi nebo zářením o vlnové délce menší než je vlnová délka odpovídající energii šířky zakázaného pásu, dochází k pohlcení dopadající alfa částice nebo fotonů blízko pod povrchem elektrody. Při pohlcení dochází těsně pod povrchem ke generaci určitého množství elektron-děrových párů vlivem přechodu elektronů z valenčního do vodivodního pásu. V závislosti na polaritě přiloženého napětí jeden z nosičů zaniká prakticky okamžitě na ozářené elektrodě, druhý putuje (driftuje) v elektrickém poli k protilehlé elektrodě driftovou rychlostí v .



Obr.4. Schéma TCT aparatury

Driftová rychlost v je vyjádřena vztahem

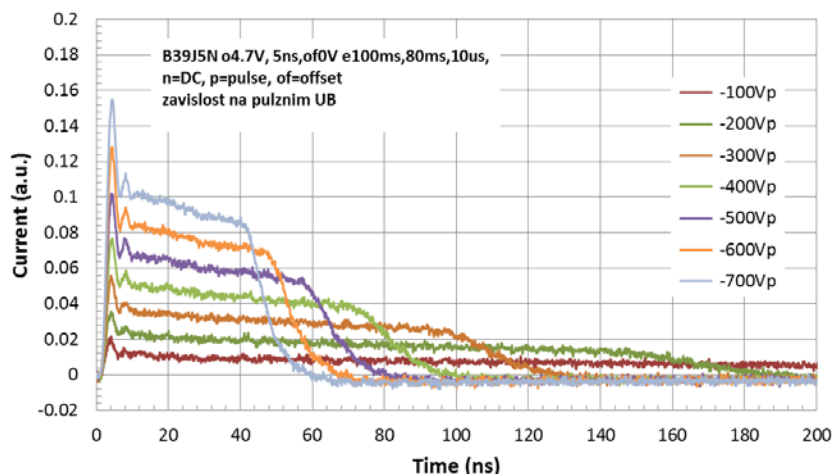
$$v = \mu E. \quad 1$$

Označíme-li tloušťku detektoru L , dobu driftu elektronů skrz vzorek od jedné elektrody ke druhé t_r (transit time) v přiloženém elektrickém poli $E=U/L$, potom driftovou pohyblivost je možné vyjádřit vztahem

$$\mu = \frac{L^2}{U t_r} \quad 2$$

Průběh proudu způsobený pohybem náboje v detektoru můžeme zaznamenat pomocí digitálního osciloskopu a ze zaznamenaného proudového pulsu odečteme dobu driftu τ_r . Doba driftu je definována jako doba mezi poloviční výškou náběžné hrany a poloviční výškou sestupné hrany každého pulsu.

A. Vyneste do grafu z naměřených hodnot závislost driftové rychlosti a driftové pohyblivosti na přiloženém poli. Určete střední velikost driftové pohyblivosti.



Obr.5. Závislost proudových transient na přiloženém napětí získaná metodou TCT.

Transport náboje po ozáření detektoru energetickou částicí je možno charakterizovat Hechtovou relací

$$Q = eN_0 \left\{ \frac{v_h \tau_h}{w} \left[1 - \exp\left(\frac{-x_i}{v_h \tau_h}\right) \right] + \frac{v_e \tau_e}{w} \left[1 - \exp\left(\frac{x_i - w}{v_e \tau_e}\right) \right] \right\} \quad 3$$

kde v_e, v_h jsou rychlosti nosičů náboje, $\tau_{e,h}$ jejich doba života a x_i reprezentuje místo interakce záření měřené od katody a eN_0 maximální vytvořený náboj Q_0 . Podíl Q/Q_0 vyjadřuje účinnost sběru náboje η (charge collection efficiency-CCE).

Při ozáření povrchu polovodiče alfa částicemi nebo fotony s energií větší než je šířka zakázaného pásu je jejich hloubka vniku do materiálu minimální. Je-li alfa částicemi ozářena katoda detektoru (elektroda polarizovaná záporně), lze ve vztahu (3) zanedbat člen odpovídající dířám a s využitím vztahů (1) a (2) dostáváme tvar:

$$Q = eN_0 \left\{ \frac{\mu_e \tau_e U}{L^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{L^2}{\mu_e \tau_e U}\right) \right] \right\} \quad 4$$

Součin $\mu_e \tau_e$ proto charakterizuje účinnost sběru náboje detektoru. Jestliže pro různá napětí získáme hodnotu Q , můžeme ze vztahu (4) vypočítat součin $\mu_e \tau_e$.

Jestliže dosadíme pohyblivost elektronů μ_e získanou metodou TCT do součinu $\mu_e \tau_e$, získáme dobu života elektronů v materiálu.

B. Vyneste do grafu z naměřených hodnot závislost sebraného náboje na přiloženém napětí pro tloušťku vzorku 1,2mm a určete hodnotu součinu $\mu_e \tau_e$. Ze znalosti driftové pohyblivosti a součinu $\mu_e \tau_e$ určete dobu života elektronů ve vzorku.