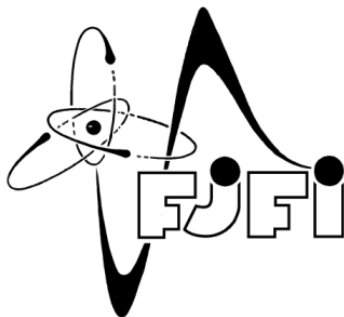


ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE  
Fakulta Jaderná a Fyzikálně Inženýrská  
Katedra Fyziky



# Technical Design Report

## Spektrometrický mionový detektor

PPRA kolaborace  
letní semestr 2012/2013

# Pracovní skupina

## Rozdělení experimentu

- Jana Crkovská – trigger
- Roman Lavička – návrh detekční části
- Jan Sasínek – koincidence
- Markéta Sedláčková – simulace
- Martin Schäfer – vyčítání
- Kamila Šramková – trigger

**Mluvčí projektu** – Kamila Šramková

**Koordinátor projektu** – Jana Crkovská

# Obsah

<b>Úvod</b>	<b>1</b>
<b>1 Detektor</b>	<b>3</b>
1.1 Návrh konstrukce detektoru . . . . .	3
1.2 Trigger . . . . .	5
1.2.1 Logické obvody . . . . .	7
1.2.2 Aplikace podmínek . . . . .	7
1.2.3 Monostabilní klopný obvod . . . . .	8
<b>2 Vyčítání</b>	<b>11</b>
2.1 Vyčítání scintilačních detektorů . . . . .	11
2.1.1 Vyčítání bočních scintilačních desek . . . . .	11
2.1.2 Vyčítání scintilační mřížky . . . . .	12
2.1.3 Vyčítání spektrometrických scintilačních detektorů . . . . .	18
<b>3 Simulace</b>	<b>19</b>
3.1 GEANT4 . . . . .	19
3.2 Výsledky . . . . .	19
<b>Závěr</b>	<b>20</b>
<b>Literatura</b>	<b>24</b>

# Úvod

Naší úlohou je sestavit průletový detektor na spektrometrii kosmického záření. Kosmické záření, jako nejlevnější zdroj částic, bude využíváno na kalibraci kalorimetru. Detekce vysokoenergetického kosmického záření je náročná vzhledem na nízkou četnost událostí. Naše určení energie prolétávající částice musí být dostatečně přesné, abychom mohli pomocí našeho zařízení kalibrovat kalorimetr, taktéž je potřeba, aby se měřená částice nezpomalila a nerozpadle během průletu kalibračním detektorem.

## Kosmické záření

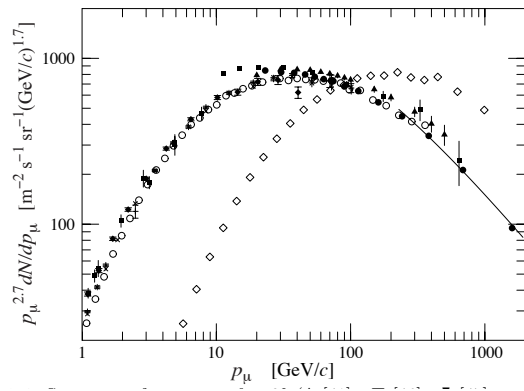
Nejčastěji se vyskytující nabitě částice na povrchu Země na úrovni moře jsou miony. Většina mionů vzniká v nejvyšších vrstvách atmosféry přibližně ve výšce 15km. Částice vznikají interakcí primárního kosmického záření s molekulami vzduchu v atmosféře. Primární kosmické záření jsou částice, které vnikají do zemské atmosféry z kosmického prostoru. Je tvořené úplně ionizovanými atomy. Hlavními složkami jsou jádra vodíku (protony, 90%), jádra hélia ( $\alpha$  částice, 9%) a zbytek tvoří těžší jádra. Mion svým průletem atmosférou přijde ionizačními ztrátami o energii přibližně 2 GeV. Střední hodnoty energie mionu na úrovni země jsou přibližně 4 GeV.

Integrální intenzita vertikálních mionů nad 1 GeV/c na úrovni moře je přibližně  $70 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ [1]. Při použití horizontálního detektoru můžeme intenzitu dopadajících mionů přibližně odhadnout hodnotou  $I \approx 1 \text{ cm}^{-2}\text{min}^{-1}$ .

Energetické spektrum mionů na úrovni moře pro dva různé úhly je na Obr. 1. Miony s nízkou energií dopadající pod velkými úhly se rozpadají ještě před dosažením zemského povrchu, takže je možné očekávat, že miony dopadající pod velkými úhly budou v části energetického spektra s vyšší energií. Na obrázku je vyznačená extrapolace, která platí pro miony s rozpadem, který můžeme považovat za zanedbatelný (tady také s dostatečně vysokou energií;  $E_\mu > 100/\cos\theta \text{ GeV}$ ), a taktéž jen do úrovně, kde můžeme zanedbat zakřivení Země ( $\theta < 70^\circ$ ), která je popsána

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu} \approx \frac{0,14E_\mu^{-2,7}}{\text{cm}^2\text{s sr GeV}} \times \frac{1}{1 + \frac{1,1E_\mu \cos\theta}{115\text{GeV}}} + \frac{0,054}{1 + \frac{1,1E_\mu \cos\theta}{850\text{GeV}}}, \quad (1)$$

, kde dva členy jsou příspěvky od pionů a nabitých kaonů. Ve vztahu (1) je zanedbaný malý příspěvek od půvabných a těžších vůní kvarků, které jsou očekávané v zanedbatelném množství při velmi vysokých energiích[3].



Obrázek 1: Spektrum mionů pro  $\theta = 75^\circ$   $\diamond$  a pro  $\theta = 0^\circ$   $\blacklozenge$ ,  $\blacktriangle$ ,  $\blacktriangledown$ ,  $\blacksquare$ ,  $\times$ ,  $+$ ,  $\circ$ ,  $\bullet$ , fit představuje aproximativní extrapolaci [2]

# Kapitola 1

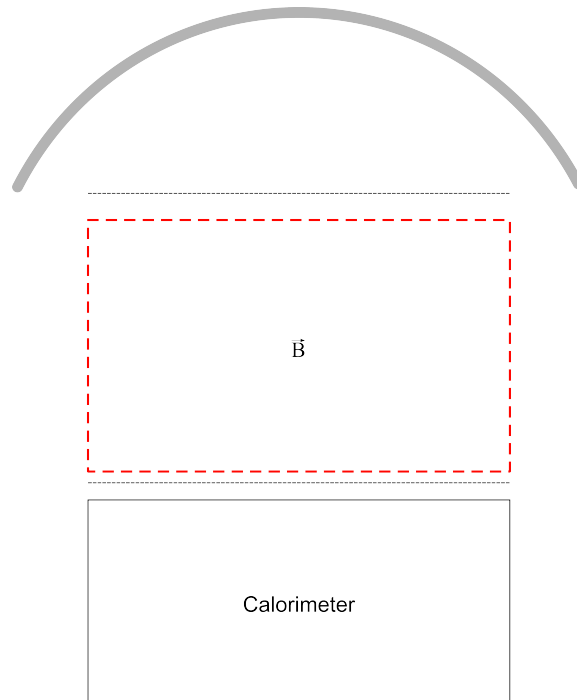
## Detektor

### 1.1 Návrh konstrukce detektoru

První návrh detektoru, ze kterého jsme vycházeli, je zobrazen na Obr. 1.1. Skládá se z malých scintilačních destiček, které tvoří zhruba půlkulový tvar nad magnetickým polem, nad a pod nímž se nachází scintilační mřížka. Vrchní polokulová část detektoru určí společně s horní mřížkou, jakým směrem se pohybuje prolétávající částice, jejíž trajektorie se dále zakříví díky působení magnetického pole uprostřed detektoru a následně proletí spodní scintilační mřížkou, která určí místo vletu částice. Z těchto informací se dále jednoduše dá zjistit energie takové částice. Tento návrh jsme dále museli modifikovat, jelikož sestavení půlkulového tvaru by bylo poněkud náročné a navíc by takovéto uspořádání scintilátorů nedosahovalo dostatečné jemnosti měření směru vletu částice. Upravený návrh (viz Obr. 1.2 vlevo) se skládal ze tří scintilačních mřížek (na obrázku označeny čárkovaně), jednoho scintilátoru a magnetického pole (červený čárkovaný obdélník). Vrchní dvě scintilační mřížky slouží k určení úhlu a polohy vletu přilétávající částice a společně s třetí scintilační mřížkou určují zakřivení trajektorie částice v magnetickém poli  $B$ . Prostřední scintilátor slouží k vyřazení nevhodných událostí a ke zpřesnění hodnoty energie. Bohužel pro magnetické pole o intenzitě  $0,1 \text{ T}$  a výšce  $0,1 \text{ m}$ , které jsme schopni vytvořit, je rozdíl zakřivení mionů nezaznamatelný. Dva miony dopadající pod stejným úhlem a o rozdílných energiích  $10 \text{ GeV}$  a  $15 \text{ GeV}$  dopadnou na spodní scintilační mřížku s rozstupem  $5 \mu\text{m}$ , takového rozlišení nejsme schopni scintilační mřížkou dosáhnout. Lepších výsledků by se dalo dosáhnout, pokud by magnetické pole bylo delší, ale to bychom nedokázali zachovat homogenní intenzitu magnetického pole.

Další náš návrh byl velmi podobný, jen jsme chtěli na vyčítání polohy a úhlu vletu částice použít kvalitní kamery (viz Obr. 1.2 vpravo). Dokázali bychom touto aparaturou rozeznávat právě i rozdíly v řádu mikrometrů. Problém vznikl v tom, že by se do kamery nedostával potřebný počet scintilačních fotonů. Z našich výpočtů vychází, že by na kameru dopadaly jednotky fotonů, přičemž my bychom potřebovali alespoň řádově desítky fotonů, navíc bychom museli zajistit velmi kvalitní zatemnění.

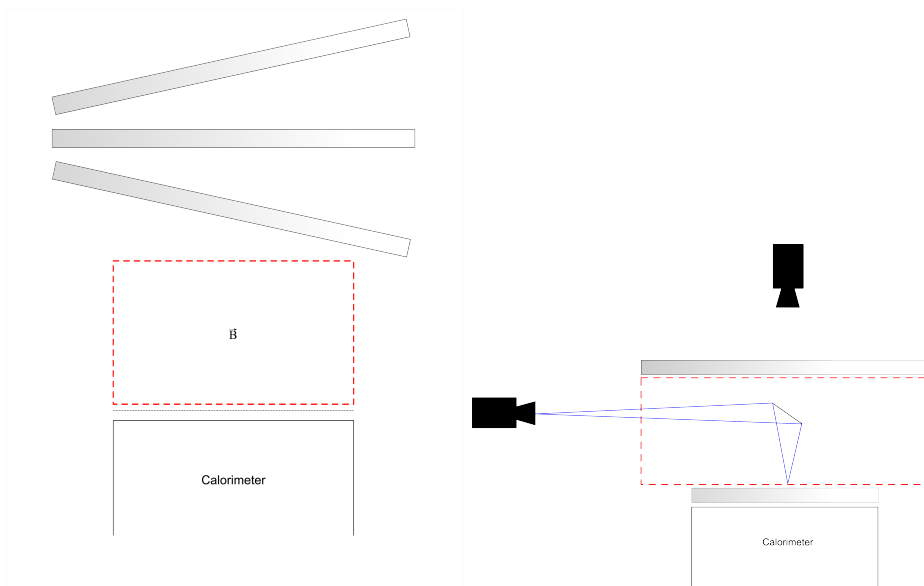
Následně jsme začali pracovat na návrhu vyobrazeném na Obr. 1.3. Skládá se ze sedmi klasických scintilátorů (B, C, D a  $4 \times F$ ) a dvou scintilačních mřížek (A, E), z materiálu BC - 400. Velkou výhodou tohoto materiálu je, že je levný a snadno dostupný. V této aparatuře jsme úplně vynechali magnetické pole, jelikož poloměr zakřivení takto vysokoenergetických mionů je velmi velký. Scintilační mřížky A a E sloužily ke zjištění trajektorie nalétávajících mionů a také by se



Obrázek 1.1: Původní zadání mionového detektoru. Šedý oblouk představuje "deštník" ze scintilačních destiček. Nad a pod magnetickým polem (vznačeno červeně) se nachází scintilační mřížky.

díky nim daly pomocí triggeru vyhodnotit události, při kterých do sestavy vletí dva miony najednou. Samotné scintilační mřížky se skládaly z propletených scintilačních vláken a průměru 0,5 mm. Scintilační destičky B, C a D by jsme využili přímo ke zjištění energie mionů. Tyto tři destičky byly k sobě natočeny o úhel  $\alpha$ , čehož by se využívalo při vyhodnocování špatných událostí. Čtyři scintilátory F byly sestaveny do čtverce a sloužily pouze k detekci mionů, které nalétávají z boku. Destičky B, C, D a všechny F byly tlusté 2 cm. Celá aparatura, bez elektroniky měla mít zhruba tvar krychle o délce strany 10cm.

Konečný návrh je znázorněn na Obr. 1.4 vlevo. Jedná se o sestavu velmi podobnou předešlému návrhu. Odstranili jsme scintilační destičky B, C a D. Ze simulací vyplynulo, že pomocí nich nedokážeme změřit dostatečně přesně energie nalétávajících mionů. Díky odstranění těchto scintilátorů odpadá nutnost vytvoření logického koincidenčního obvodu pro tyto destičky. Pro měření energie mionů jsme opět vrátili magnetické pole s tím, že se budeme soustředit na méně energetické částice s energií okolo 1 GeV, kvůli čemuž jsme museli přidat ještě jednu scintilační mřížku G na vrchní část aparatury. Dále jsme se rozhodli, že je zbytečné a nežádoucí proplétat scintilační vlákna u mřížek A a E, tak aby z nich vznikl jakýsi 'kobereček', ale raději tato vlákna položíme jen přes sebe na předem přichystanou konstrukci. Tato konstrukce je celá zobrazena na Obr. 1.4 vpravo, její rozměry budou zhruba 20cm na 20cm a bude umístěna do prostoru homogenního magnetu, který se bude dávat snadno odstranit, čímž z detektoru energie mionů dostaneme polohově a směrově citlivý detektor.



Obrázek 1.2: První (vlevo) a druhý (vpravo) návrh detektoru. V prvním návrhu by bylo pro určení místa průletu použito scintilačních mřížek. V druhém případě by scintilační bloky byly snímány kamerou. Kamery by mohlo magnetické pole poškodit, proto by byly umístěny mimo pole. Ze spodního bloku by bylo světlo na kameru přivedeno pomocí zrcadla.

## 1.2 Trigger

Ke správnému určení energie proletujících částic potřebujeme správně zjistit její dráhu.

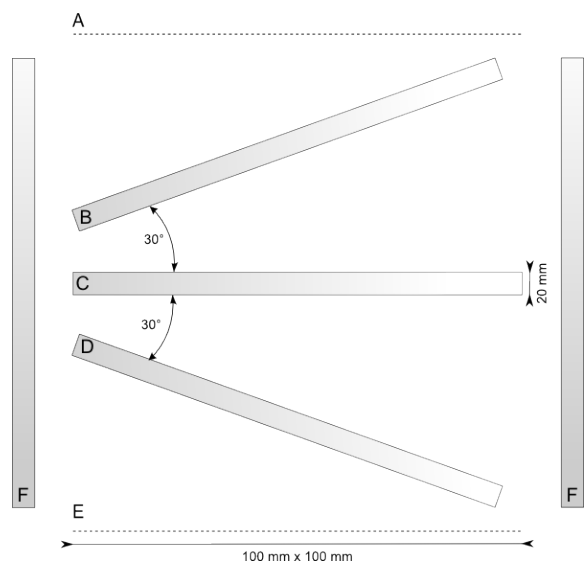
Pro návrh uvažovaný na začátku semestru jsme požadovali tyto podmínky:

1. Částice musí projít prvky ABCDE (viz. Obr. 1.3).
2. Částice nesmí proletět scintilátory po stranách detektoru (část F na Obr. 1.3).
3. V každé mřížce zaznamenáme právě jednu částici.
4. Částice bude mít energii alespoň 1 GeV.
5. Zanedbáme události, kde pro signály platí  $B < C$  a  $C > D$ .

Důvod pro podmínku 1 je zřejmý, jen tak může každá část detektoru plnit svou funkci. Kombinace podmínek 1, 2 a 3 nám zaručí, že v zaznamenaných událostech bude vždy pouze jedna částice. Podmínka 4 je opět zřejmá, chceme detekovat částice o energiích vyšších, než 1 GeV.

Poslední podmínka porovnává signály přijaté ze scintilátorů B, C a D při průletu částice. V Tab. 1.1 jsou shrnuty možné případy hierarchie signálů. V prvním případě, kdy částice prolétá kolmo k zemi, je dráha skrz prostřední scintilátor nejmenší (viz. Obr. 1.5). Ve druhém a třetím případě prolétá částice kolmo k podélné ose jednoho ze šikmo umístěných detektorů. Pro další





Obrázek 1.3: Návrh mionového detektoru. Písmeny BCDF jsou označeny scintilační desky, které budou zhotoveny z materiálu BC-400. Všechny desky mají stejné rozměry. Písmeny A a E jsou označeny scintilační mřížky z vláken ze stejného materiálu.

šikmé dráhy, které nebudou ideální jako 2 a 3, bude také platit 1. Toto pravidlo uplatníme až na již zaznamenaných datech.

1	$B > C$	$C < D$
2	$B > C$	$C > D$
3	$B < C$	$C < D$

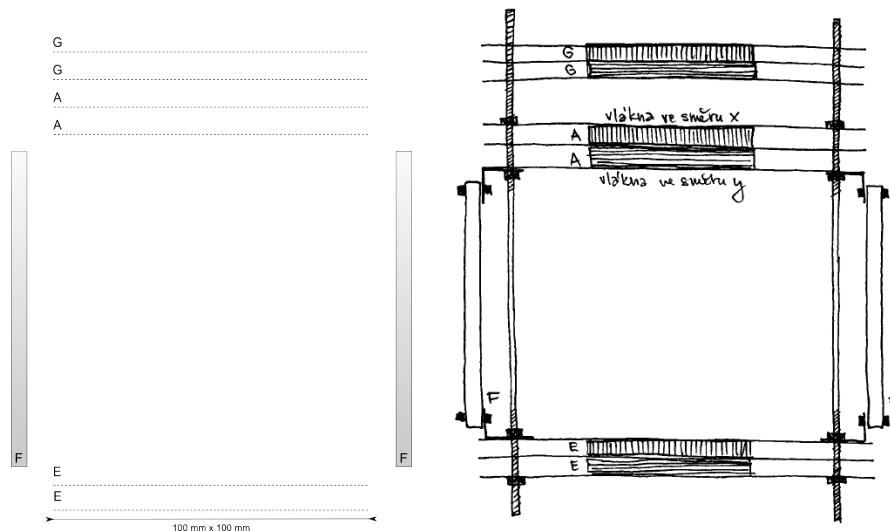
Tabulka 1.1: Možné případy seřazení signálu ze scintilačních detektorů.

### 1.2.1 Konečný návrh

Pro konečný návrh jsme podmínky upravili. V podmínce 1 jsme zohlednili přidání sady vláken G. Podmínky 4 a 5 jsme vzhledem k odebráním spektrometrických desek zcela vypustili. Požadavky jsou pak následující:

1. Částice musí projít prvky AEG (viz. Obr. 1.4).
2. Částice nesmí proletět scintilátory po stranách detektoru (část F na Obr. 1.4).
3. V každé mřížce zaznamenané právě jednu částici.

Uvedené podmínky budou do detektoru zakomponovány pomocí tzv. logických obvodů.



Obrázek 1.4: Konečný návrh detektoru (vlevo). Spektrometrické scintilátory byly odebrány, naopak byla přidána sada scintilačních vláken G. Vlákná v sadách A, E, G nebudou spletena do mřížek, ale budou přes sebe zafixována ve dvou vrstvách. Detektor bude upevněn v konstrukci (vpravo), kterou bude možné postavit do magnetického pole. Tím z pozicně citlivého detektoru získáme detektor spektrometrický.

### 1.2.2 Logické obvody

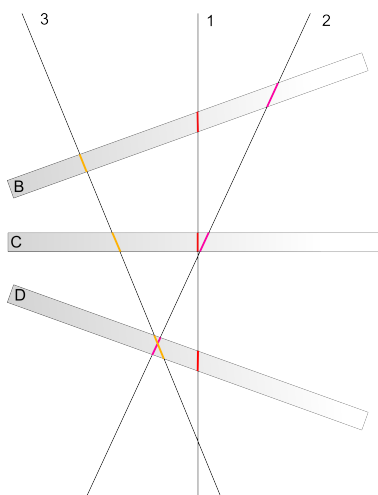
Pomocí logických obvodů lze realizovat příslušné logické funkce. Příkladem uveďme nejjednodušší funkce: negaci, logický součin a logický součet, kterým odpovídají hradla (obvody) NOT, AND a OR. K jejich vyhodnocení se používá dvouprvková Booleova algebra. Z Booleovy algebry víme, že kombinací negace a jedné z funkcí součinu nebo součtu můžeme vyjádřit libovolnou logickou funkci [4]. Často se také využívá prvků kombinujících tyto dvě funkce, tedy NAND a NOR.

Logické prvky tedy napětí na výstupu přiřazují hodnotu "0" nebo "1".<sup>1</sup> K přiřazení hodnoty je třeba porovnat výši signálu na výstupu. Podle toho rozlišujeme mezi pozitivní a negativní logikou. U pozitivní logiky je "1" přiřazena vyššímu (kladnějšímu) napětí a "0" nižšímu napětí. U negativní logiky je tomu naopak. Z důvodu menší citlivosti na vstupní podmínky jsou často uvažovány celé intervaly napětí. U TTL hradel je pro logickou "0" definován interval vstupního napětí 0 V – 0.8 V, zatímco pro logickou "1" je povolené vstupní napětí v rozmezí 2 V – 5 V. Zaručené výstupní hodnoty napětí pro "0" nepřekročí 0.4 V, v případě "1" neklesne pod hodnotu 2.4 V [5].

### 1.2.3 Aplikace podmínek

Trigger pro scintilační desky zkonstruujeme pomocí obvodu s logickými prvky. V původním návrhu (viz Obr. ??) bylo zapotřebí bude hradel AND a NOR (případně NOT a OR). Chtěli jsme, aby signál

<sup>1</sup>Někdy se místo 0/1 užívá F a T jako false/true nebo L a H znamenající low/high.



Obrázek 1.5: Hierarchie signálu z jednotlivých bloků při průletu částice pod úhlem.

A	B	OR	AND	NOR	NAND
1	1	1	1	0	0
1	0	1	0	0	1
0	1	1	0	0	1
0	0	0	0	1	1

Tabulka 1.2: Booleova logika pro dvouprvkovou množinu.

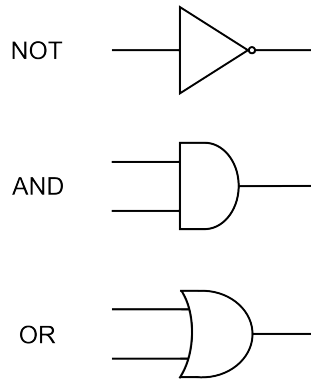
byl ve scintilátorech B, C a D a nebyl ve skupině scintilátorů značených písmenem F. K porovnání více než dvou signálů jedním hradlem jsme plánovali využít integrovaných obvodů. Potom v případě AND hradla bude na výstupu 1 pouze, pokud všechny vstupní signály budou 1. V případě OR stačí, aby jeden vstup byl 1. Schéma obvodu je znázorněno na Obr. 1.7 vlevo, vpravo je původní návrh se spektrometrickými scintilátory.

Scintilační vlákna bude vyčítána pomocí lineárního pole. Signál z vláken bude přiveden na čítač. S každým zaznamenaným signálem tak čítač zvýší výstupní napětí o danou hodnotu, amplituda tudíž odpovídala počtu částic zaznamenaných v mřížce. Signál by byl následně vyhodnocen pomocí diskriminátorů, čímž by byly vyloučeny události s více částicemi [6].

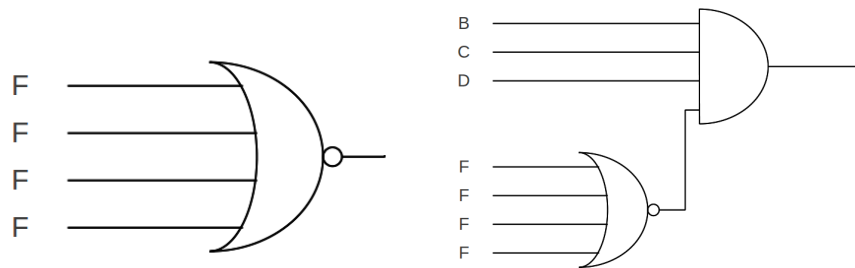
### 1.2.4 Monostabilní klopný obvod

Klopný obvod je elektronický obvod, který může nabývat právě dva odlišné napěťové stavy, přičemž ke změně z jednoho stavu do druhého dochází skokově. Tyto obvody se skládají z několika hradel nebo jiných aktivních prvků a lze je použít např. jako paměťové prvky, impulzní generátory nebo časovače.

Monostabilní klopný obvod (MKO) má jeden stabilní stav. Po příchodu sestupné hrany vstupního



Obrázek 1.6: Schematické znázornění hradel NOT, AND a OR.



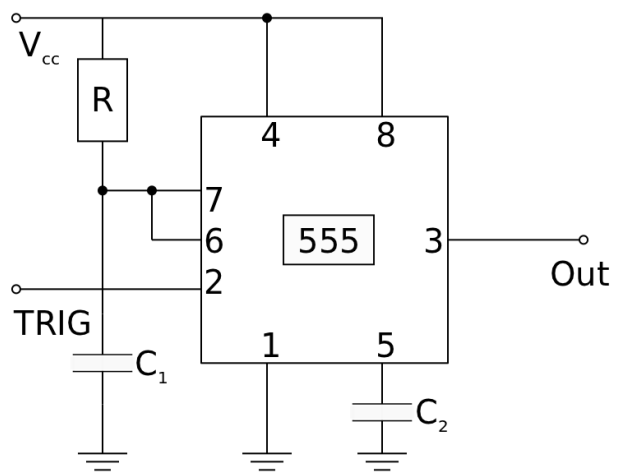
Obrázek 1.7: Schematické zapojení hradel na scintilátory (vlevo). Vpravo zapojení hradel při použití scintilátorů B, C, D a F.

impulzu se obvod přeploží do svého nestabilního stavu, ve kterém setrvá předem definovanou dobu. Poté se opět vrací zpátky do stabilního stavu. Schéma MKO je na Obr. 1.8.

Spouštěcí impuls je vždy kratší, než výstupní impuls. To znamená, že výstupní impuls má stejnou, nebo větší šířku, než impuls spouštěcí. Z toho vyplývá, že se obvod používá například pro prodloužení, nebo obnovení impulsu[8].

$$t_{nestab} = \ln 3 \cdot CR \approx 1,099 \cdot CR \tag{1.1}$$

Abychom mohli optimalizovat signál vedoucí z detektoru do logických hradel, použili jsme MKO. Doba, po kterou obvod setrvává v nestabilním stavu, tedy délka výstupní délka pulzu, je dána dobou nabíjení kondenzátoru. Šířku výstupního signálu tedy můžeme spočítat podle vzorce (1.1). V laboratořích jsme takovýto obvod zapojili a úspěšně otestovali. Základem byl obvod NE555 nasazený do destičky plošných spojů. Jednotlivé výstupy byly zapojeny podle schématu na Obr. 1.8. Celé zapojení bylo vyzkoušeno s pomocí napětového generátoru, který poskytoval vstupní impuls a napájecí napětí. Výstup byl vyveden na osciloskop.



Obrázek 1.8: Schéma zapojení monostabilního klopného obvodu.

# Kapitola 2

## Vyčítání

### 2.1 Vyčítání scintilačních detektorů

V případě výsledné geometrie kalibračního detektoru kosmických mionů byly scintilační detektory rozděleny zpočátku do tří a následně do dvou skupin v závislosti na jejich účelu nebo geometrii. První skupinou jsou čtyři boční scintilační desky, kde je potřeba zjistit informaci o průletu kosmického mionu. Druhou skupinou jsou dvě scintilační mřížky sloužící k určení polohy nalétávajícího mionu. Zde je potřeba určit pouze informaci o existenci signálu ve dvou vláknech k získání polohy (x,y). Třetí skupina byla uvažována pouze v počátku projektu, dokud nebylo na základě simulací zjištěno, že spektrometrické rozlišení signálu z mionů není při této geometrii možné. Skupinu tvoří tři natočené scintilační desky představující spektrometrické scintilační detektory. Z důvodu konzistence reportu je odstavec o této skupině uveden.

#### 2.1.1 Vyčítání bočních scintilačních desek

Při průletu mionu bočním scintilačním detektorem o šířce scintilační desky 2 cm bude minimální počet fotonů vytvořen právě při kolmém dopadu mionu na boční stěnu. V tomto případě při uvážení středních energetických ztrát mionu na jednotku délky [10]

$$-\left\langle \frac{dT}{dx} \right\rangle_{tot} = 1.66 \text{ MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2 \quad (2.1)$$

je po započtení hustoty použitého scintilačního materiálu BC-400  $1.03 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$  [11] a šířce stěny 2 cm minimální deponovaná energie právě při kolmém dopadu 3.42 MeV. Světelný výtěžek scintilačního materiálu je 11 310 fotonů/MeV (65% antracenu)[11]. Po kolmém průletu kosmického mionu vznikne tedy ve scintilátoru přibližně 38 500 fotonů o vlnové délce 423 nm. Při průletu v jiném směru než kolmém vznikne fotonů více.

V případě bočních scintilátorů je dodavatelem scintilačního materiálu navržen systém vedení fotonů skrz světlovody o délce 0.5 m (ztráty přechodu scintilační materiál-světlovod 1%) na vyčítací prvek. Jako vyčítací prvek jsou uvažovány lavinové fotodiody. Při určování počtu fotonů dopadlých na lavinovou fotodiodu je nutno brát v úvahu, že do světlovodu se reálně dostane pouze 29.8% fotonů vzniklých ve scintilátoru [11]. Potenciálně vhodné lavinové fotodiody pro použití při vyčítání jsou uvedeny v Tab.2.1.

Výrobce	Typ	Ef. plocha [mm <sup>2</sup> ]	Min. $\lambda$ [nm]	Max. $\lambda$ [nm]	Max. citlivost [nm]
Hamamatsu	S8664-10K	0.78	320	1000	600
Hamamatsu	S8664-30K	3.14	320	1000	600
Hamamatsu	S8664-50K	7.00	320	1000	600
$E(\lambda)$ [A/W]	Průrazné napětí [V]	Temný proud (M=50) [nA]	Napětí (M=50, $\lambda = 420\text{nm}$ ) [V]		
0.24(420nm)	400	0.20	350		
0.24(420nm)	400	0.35	350		
0.24(420nm)	400	1.50	350		

Tabulka 2.1: Tabulka lavinových fotodiod s možným použitím při vyčítání signálu z bočních scintilátorů s uvedenými vlastnostmi a produktovým číslem výrobce [12].

Doba vysvícení scintilačního materiálu BC-400 je výrobcem tabulkově dána jako 2.5 ns. Můžeme tedy předpokládat, že za tuto dobu dopadne na efektivní plochu lavinové fotodiody (po započtení ztrát) přibližně 11 500 fotonů o vlnové délce 423 nm. Po započtení multiplikačního faktoru lavinové fotodiody  $M=50$  a spektrální zářivé citlivosti  $E(\lambda = 420\text{nm})=0.24$  A/W, je velikost vzniklého proudu v důsledku světelného impulsu ve scintilátoru přibližně  $26 \mu\text{A}$ . Za účelem zvýšení multiplikačního faktoru na hodnotu  $M=100$  je nutno zvednout pracovní napětí lavinové fotodiody na 370 V. V Tab.2.2 je pak možno vidět vzniklý proud v důsledku světelného impulsu ve scintilátoru pro jednotlivé typy lavinových fotodiod při multiplikačním faktoru  $M=100$  a temný proud vznikající ve fotodiodě při napětí náležící tomuto zisku.

Typ	$I_d$ [nA]	$I_s$ [nA]
S8664-10K	0.25	252 000
S8664-30K	0.50	52 000
S8664-50K	1.70	52 000

Tabulka 2.2: Tabulka temného proudu procházejícím lavinovou fotodiodou  $I_d$  při pracovním napětí 370 V a multiplikačním faktoru  $M=100$  a velikosti proudového signálu  $I_s$  při kolmém dopadu mionu na boční stěnu scintilátoru při těchto parametrech pro jednotlivé typy lavinových fotodiod [13].

Jako nejvhodnější řešení pro použití lavinové fotodiody se jeví typ S8664-30K, u kterého je možno zvýšit pracovní napětí až na hodnotu 400 V při temném proudu 1 nA a zisku  $M=300$ . U zbylých dvou typů dochází při takové hodnotě napětí již k průrazu a temný proud rychle narůstá.

### 2.1.2 Vyčítání scintilační mřížky

Součástí detektoru je dále dvojice scintilačních mřížek opět z materiálu BC-400. Jedna mřížka je tvořena 400 vláknů, kde 200 vláken určuje souřadnici  $x$  a zbylých 200 souřadnici  $y$ . Průměr scintilačních vláken je  $d=0.5$  mm. Na scintilační vlákna jsou poté natavena optická vlákna, kterými jsou vedeny scintilační fotony do vyčítací části. Při další diskuzi je brán v potaz počet fotonů, který vznikne při prošlé vzdálenosti  $d=0.5$  mm mionem ve scintilačním vlákně. Je nutno dodat, že vzdálenost, kterou mion projde ve scintilátoru závisí na úhlu dopadu kosmického mionu na mřížku, popřípadě na reálném místě dopadu, kdy se kosmický mion může trefit poblíž prázdného prostoru mezi dvěma vlákny. Z tohoto důvodu bude kladena při výběru vyčítací metody důležitost na posunutí spodní hranice pro detekovatelnost počtu fotonů k co nejmenší možné hodnotě.

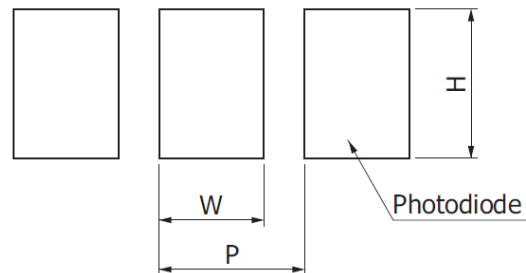
Použitím vztahu (2.1), hustoty scintilačního materiálu a průměru  $d$  dostaneme hodnotu energie deponované ve scintilátoru 85.5 keV. Započítáním hodnoty světelného výtěžku scintilátoru 11 310 fotonů na MeV a ztrát v samotném scintilátoru (29.8%) dostaneme přibližně 950 fotonů o vlnové délce 423 nm. Seznam vyčítacích prvků je v Tab.2.3.

Výrobce	Název	Senzor
Allied Vision Technologies	Guppy F-503 B	CMOS (Aptina MT9P031)
Allied Vision Technologies	Guppy F-503 C	CMOS (Aptina MT9P031)
Allied Vision Technologies	Pike F-100C	CCD (Kodak KAI 1020)
Allied Vision Technologies	Pike F-505C	HAD CCD (SONY ICX625)
Hamamatsu	S8865-256	lineární fotodiodové pole

Tabulka 2.3: Tabulka dostupných vyčítacích prvků s uvedeným výrobcem, modelovým typem a principem vyčítání [14] [15] [16] [17].

### Lineární fotodiodové pole

Jako první přichází do úvahy lineární fotodiodové pole, které se skládá z 256 jednotek o spektrální zářivé citlivosti  $E(420\text{nm})=0.2 \text{ A/W}$ . Při vyčítání budeme potřebovat zajistit příchod signálu z 800 scintilačních vláken, z tohoto důvodu by bylo nutno dokoupit další tři. Při bližším prozkoumání vlastností tohoto pole bylo zjištěno, že velikost efektivní plochy jedné fotodiody neumožňuje napojení optického vlákna kruhového průřezu s průměrem 0.05 mm. Z Obr.2.1 lze vidět, že efektivní plochu jedné fotodiody tvoří obdélník o výšce  $H=0.3 \text{ mm}$ , šířce  $W=0.1 \text{ mm}$  s roztečí mezi dvěma fotodiodami  $P=0.2 \text{ mm}$ .



Obrázek 2.1: Schéma lineárního fotodiodového pole s výškou fotodiody  $H$ , šířkou  $W$  a roztečí  $P$  [14].

V takovém případě je napojení optických vláken o průměru  $d=0.5 \text{ mm}$  nemožné a nejde zajistit příslušnost jedno vlákno-jedna fotodioda. Diskuzi o velikosti temného proudu a možnosti vyčíst relativně malé množství fotonů ze scintilační mřížky tak není nutno dále rozvádět.

### CCD a HAD CCD kamery

Při vyčítání optických vláken prostřednictvím CCD kamery je základní postup takový, že jsou optická vlákna o průměru  $d=0.5 \text{ mm}$  umístěna do čtvercové matice a zalita pryskyřicí. Tímto



vznikne čtverec 20x20 vláken o straně 1 cm. V Tab.2.4 jsou uvedeny parametry jednotlivých CCD čipů.

Typ	Kodak KAI 1020	SONY ICX625
Velikost	(H)8.90x(V)8.20 mm	(H)9.93x(V)8.70 mm
Počet pixelů	1000x1000	2452x2054
Rozměr pixelu	7.40x7.40 $\mu\text{m}$	3.45x3.45 $\mu\text{m}$
Kvantová efektivita (423nm)	0.40	0.65
Počet snímků za s	60	15
Temný proud	0.2 nA/cm <sup>2</sup>	?
Celkový hluk	42 e <sup>-</sup>	?

Tabulka 2.4: Tabulka vlastností CCD čipů Kodak KAI 1020 a SONY ICX625, které jsou obsazeny v kamerách Pike F-100C(Kodak KAI 1020) a Pike F-505C(SONY ICX625). [18] [19]

Můžeme vidět, že ani jeden z čipů nesplňuje potřebnou velikost efektivní plochy pro plné pokrytí matice obsahující optická vlákna. Pokud bychom tento problém považovali za irelevantní například z důvodu zakoupení čipu o větší efektivní ploše a tedy větším celkovém počtu pixelů, mohli bychom diskutovat efektivní plochu čipu příslušnou jednomu vláknu a tedy i počet pixelů. U čipu typu Kodak KAI 1020 je hodnota 3426 pixelů/vlákno, u typu SONY ICX625 14 575 pixelů/vlákno. Z toho vyplývá, že i přes neuvažování kvantové efektivy je počet scintilačních fotonů příslušných jednomu pixelu menší než 1 foton na pixel a signál by tedy nebyl detekován.

### CMOS kamery

Jako další alternativou se jeví CMOS kamery Guppy F-503 B a Guppy F-503 C. Jediná odlišnost mezi těmito kamerami je ta, že první kamera má výstup pouze v černo-bílé barvě, kdežto druhá je barevná. Pokud bychom se zajímali o typ CMOS čipu nacházející se v obou kamerách, došli bychom k závěru, že se jedná o stejný model Aptina MT9P031. Parametry tohoto čipu jsou uvedeny v Tab.2.5.

Typ	Aptina MT9P031
Velikost	(H)5.70x(V)4.28 mm
Počet pixelů	(H)2592x(V)1944
Rozměr pixelu	2.20x2.20 $\mu\text{m}$
Kvantová efektivita (423nm)	0.35
Počet snímků za s	60
Temný proud	25 e <sup>-</sup> /pixel (55°C)

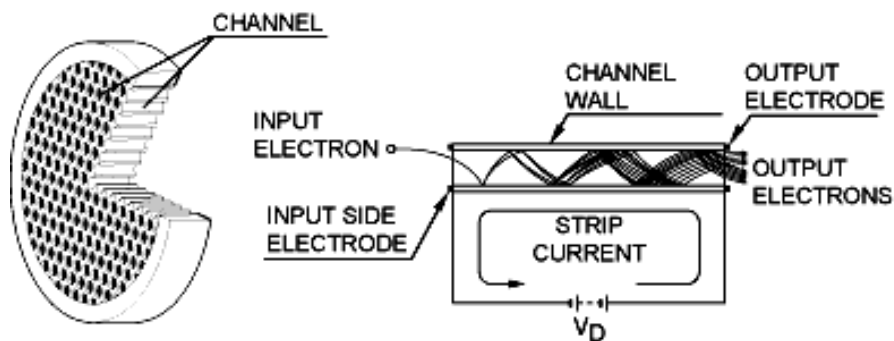
Tabulka 2.5: Tabulka vlastností CMOS čipu Aptina MT9P031 kamer Guppy F-503 B a Guppy F-503 C [20].

Jak můžeme vidět, tak se setkáváme se stejnými problémy jako v případě CCD čipů. Velikost samotného čipu je daleko menší, než velikost svazku optických vláken, která by byla zalita v pryskyřici. Tento problém by se dal vyřešit tak, že by byla mezi optická vlákna a CMOS čip umístěna čočka. Takové řešení na první pohled sice soustředí scintilační fotony na čip, ale zároveň ubere na intenzitě

(pár fotonů se při průchodu ztratí). Tento problém můžeme opět brát jako irelevantní například zvětšením povrchu čipu. Jak vidíme z hodnoty počtu pixelů a jejich velikosti Tab.2.5, přísluší na plochu jednoho optického vlákna přibližně 40 555 pixelů a na jeden pixel tedy přísluší daleko méně než jeden foton a signál by se ztratil v šumu samotného CMOS čipu. Za předpokladu, že by se nám podařilo soustředit čočkou scintilační fotony na povrch CMOS čipu (strana matice optických kabelů by po průchodu čočkou odpovídala jeho šířce 4.28 mm), připadalo by na jedno vlákno 7429 pixelů, což je opět příliš velké množství. Tento problém bychom mohli vyřešit soustředěním světla z matice na ještě menší plochu, až by počet pixelů na jedno vlákno dával rozumnější výsledek. Při výběru konkrétní čočky bychom museli tedy postupovat tak, abychom vybrali tu, která bude pohlcovat fotony tvořící signál z optických vláken co nejméně. Protože se však při vlnové délce scintilačních fotonů 423 nm blížíme k UV oblasti, musela by být taková čočka tvořena pravděpodobně ze speciálního materiálu.

### MCP-MicroChannel Plate detektor

Jako další možností, která může být použita při vyčítání jsou MicroChannel Plate detektory (MCP). MicroChannel Plate je speciálně opracovaný kovový plát, ve kterém se nacházejí malé paralelní otvory kruhového, šestiúhelníkového nebo jiného průřezu (záleží na výrobci) jdoucí skrze jeho objem. Šířka plátu se pohybuje v intervalu 0.2-3.0 mm, jeho plocha se může znatelně lišit a neexistuje žádná mez udávající její maximální hodnotu. Průměr jednotlivých kanálků vedoucích skrz plát se pohybuje v oblasti 5-15 $\mu$ m. Mezi horní a spodní vrstvou plátu je přivedeno vysoké napětí, jehož vlivem se elektrony dopadající na MCP dostávají do objemu kanálků a jsou urychlovány směrem k anodě. Při průchodu kanálkem narazí elektrony do stěn, kde vyráží další elektrony a dochází k zesílení signálu Obr. 2.2. Princip MCP je tedy velice podobný tomu fotonásobiče, narozdíl od něj však nabízí možnost prostorového rozlišení.

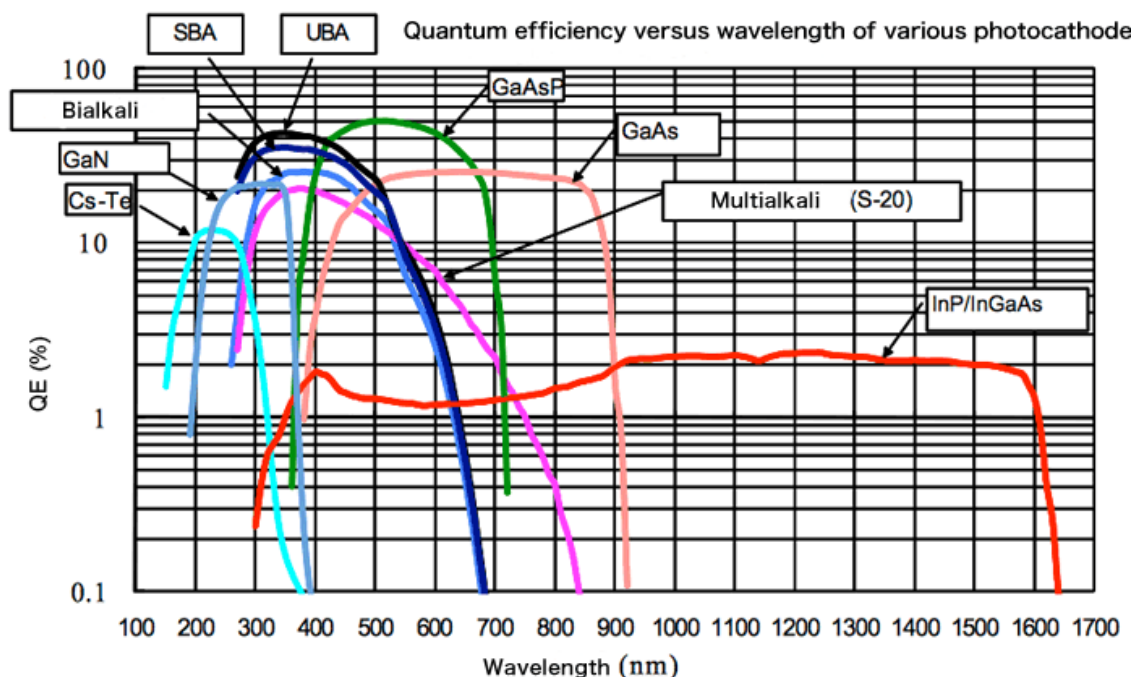


Obrázek 2.2: Princip zesílení signálu prostřednictvím MCP [?].

V porovnání s předešlými návrhy vyčítání, které jsou na bázi polovodiče, se tentokrát jedná o zcela odlišný přístup. MCP detektory se vyznačují velice nízkým šumem a ziskem řádu  $10^3$  až  $10^6$  podle počtu použitých stupňů. Nedostatkem tohoto způsobu vyčítání je nutnost převedení fotonů o vlnové délce 423 nm na fotoelektrony za použití fotokatody. Běžné použití MCP detektorů je pro těžké nabitě částice, lehké nabitě částice, neutrony a fotony ultrafialového či rentgenovského spektra, kdy není fotokatoda nutná. Pro fotony viditelného spektra, konkrétně 423 nm, bude nutností umístit

mezi scintilační vlákna a MCP detektor fotokatodu ze speciálního materiálu.

Dalším krokem je tedy výběr vhodné fotokatody, která není obvykle dodávána společně s MCP, ale po domluvě s výrobcem je možné její přidání. Vlastnost určující výběr vhodné fotokatody pro použití MCP detektoru je její kvantová efektivita. Na Obr.2.3 můžeme vidět závislost kvantové efektivity materiálů používaných při výrobě fotokatody na vlnové délce dopadajícího viditelného světla.



Obrázek 2.3: Logaritmičský graf závislosti kvantové efektivity QE [%] nejpoužívanějších materiálů při výrobě fotokatody na vlnové délce  $\lambda$  [nm] dopadajících fotonů [?].

Pro vlnovou délku vyzářenou scintilačními vlákny jsou vybrány jako nejvhodnější materiály fotokatody ultra-Bialkali, super-Bialkali, Bialkali a na polovodičové bázi založený materiál GaAsP. Kvantová efektivita těchto materiálů pro vlnovou délku 423 nm je udána v Tab.2.6.

Materiál	Kvantová efektivita [%]
ultra-Bialkali	36
super-Bialkali	32
Bialkali(KScSb,RbCsSb)	26
GaAsP	38

Tabulka 2.6: Tabulka uvažovaných materiálů pro MCP vyčítací fotokatodu [?].

Ultra-Bialkali a super-Bialkali materiály byly vyrobeny teprve nedávno a dosud jsou vyráběny pouze firmou Hamamatsu, což výrazně zvyšuje jejich cenu. Stejný problém se dotýká na polovodiči

založeném materiálu GaAsP. Jelikož nanášení fotokatody je obvykle prováděno výrobcem na ob-  
jednávku, bylo by nutno zvolit taktéž MCP výrobce Hamamatsu, které jsou oproti jiným dražší. Z  
tohoto důvodu je volen materiál fotokatody typu Bialkali, kde kvantová efektivita o velikosti 26% je  
pro účel detektoru naprosto dostačující a dává větší volnost pro výběr samotného MCP modulu od  
jiných výrobců. Na konkrétním výběru mezi materiály KScSb a RbCsSb nezáleží. Vlastnosti těchto  
materiálů jsou při vlnové délce 423nm shodné a liší se pouze v oblasti infračerveného spektra.

Při vyčítání prostřednictvím MCP jednotky budou konce scintilačních vláken přiloženy na fo-  
tokatodu. S ohledem na již dříve uvedený celkový počet scintilačních vláken (800) a jejich průměr  
0.05 mm, je potřeba vyčíst MCP modulem plochu o velikosti 200mm<sup>2</sup>. V Tab.2.7 je uveden přehled  
použitelných modelů výrobce DelMar Photonis s výrobními parametry.

Typ	MCP 25-10E	MCP 33-10E	MCP 34-10
Průměr efektivní plochy [mm]	20	26	30
Průměr celkové plochy [mm]	24.8	32.8	34.0
Tloušťka [mm]	0.46	0.46	0.46
Průměr kanálků-rozteč [ $\mu$ m]	10-12	10-12	10-12
Zisk (1 modul)	$10^3 - 10^4$	$10^3 - 10^4$	$10^3 - 10^4$
Zisk (2 moduly)	$10^6 - 10^7$	$10^6 - 10^7$	$10^6 - 10^7$

Tabulka 2.7: Tabulka vlastností MCP modelů 25-10E, 33-10E a 34-10 [?].

Pracovní napětí jednoho modulu je 700-1000 V. Celý systém včetně případné fotokatody a  
zesíleného signálu je nutno udržovat při neustálém tlaku  $6.5 \times 10^{-4}$ Pa, při těchto parametrech je  
velikost temného proudu  $0.5 \frac{\text{pA}}{\text{cm}^2}$ .

Z Tab.2.7 připadá na 1mm<sup>2</sup> efektivní plochy každého z MCP modulů 83 násobících kanálků.  
Na jedno vlákno jich tedy připadá přibližně 16. Pokud neuvažujeme žádné ztráty na rozhraní  
vlákno-fotokatoda připadá na jeden kanálek po započítání kvantové efektivity bialkalické fotokatody  
přibližně 14 fotonů. Při této hodnotě bude potřeba dvou-stupňového MCP modulu se ziskem řádu  
 $10^6$ . Vyčítaný signál bude tedy řádu 10 mA (započtena doba průchodu signálu modulem řádu 100  
ps). Signál může být dále vyčítán elektronicky nebo prostřednictvím fosforescenční vrstvy opět  
převeden na světlo a detekován dříve uvedenými kamerami.

### Řešení vyčítání scintilační mřížky

Při studiu problému vyčítání scintilační mřížky docházíme k závěru, že signál z vláken může být  
spolehlivě vyčítán pouze prostřednictvím MCP modulu. Celková plocha tvořena 800 vlákny, tvořící  
horní a spodní scintilační mřížku, je 200mm<sup>2</sup>. Pro vyčtení této plochy nám bude stačit model MCP  
25-10E Tab.2.7 o efektivní ploše 314mm<sup>2</sup>. V dalším textu se již uvažuje pouze tento typ modulu  
není-li řečeno jinak. Signál vedoucí optické kabely napojeny na jednotlivá scintilační vlákna tak již  
nebudou zataveny do dvou čtverců o straně 10 mm, jako u fotodiodového pole nebo kamer, ale je  
nutno je zatavit do jednoho společného celku o kruhovém průřezu, tak aby správně dosedl na MCP  
modul o průměru efektivní oblasti 20 mm.

Pro správnou funkčnost MCP modulu, je nutno v oblasti mezi fotokatodou a vyčítací anodou  
udržovat neustále velice nízký tlak o hodnotě  $6.5 \times 10^{-4}$ Pa. Zisk násobícího systému je postačující  
při použití dvou za sebou jdoucích stupňů a jeho hodnota je  $10^6$  až  $10^7$ . Světelný signál z optických  
vláken je přeměněn bialkalickou fotokatodou o kvantové efektivitě 26% na elektrony, které jsou

následně znásobeny. Jako anoda je použita fosforescenční deska, která převádí signál opět na fotony, které je již možné detekovat výše uvedenými kamerami.

Z důvodu předpokládané vysoké technické náročnosti udržení vakua v oblasti mezi fotokatodou a fosforescenční deskou při vlastní výrobě je doporučeno zakoupit od výrobce již sestavený dvou-stupňový modul typu MCP 25-10E s fosforescenční anodou a přidanou bialkalickou fotokatodou. V průběhu studia tohoto návrhu se ještě vyskytly úvahy o vyčítání bočních scintilátorů prázdnými místy MCP modulu. Této realizaci však brání nutnost zakoupení modelu o větším průměru MCP 33-10E, jehož cenový rozdíl je oproti MCP 25-10E znatelný a levnější zůstává vyčítání bočních stěn za pomoci lavinových fotodiod.

### 2.1.3 Vyčítání spektrometrických scintilačních detektorů

Spektrometrické scintilační detektory jsou tvořeny vzájemně natočenými scintilačními deskami o šířce 2 cm. Při průletu kosmického mionu nastane situace, kdy bude deponovaná energie minimální právě při kolmém dopadu na povrch scintilátoru a vzdálenosti uražené ve scintilátoru rovné šířce. Pokud opět uvažujeme scintilační materiál BC-400, bude počet scintilačních fotonů stejně jako v situaci bočních detektorů (dráha v materiálu 2 cm a ztráty) 38 500.

Pro vyčítání budeme používat fotonásobič zatím neznámého typu. V následujícím odstavci proto bude diskutováno vyčítání pouze v obecné rovině, bez konkrétních hodnot vlastností fotokatody a násobícího systému.

Vlastnosti fotonásobiče by měly být voleny s ohledem na co největší kvantovou efektivitu tak, aby výsledný anodový proud scintilačního signálu byl nepoměrně větší než proud temný, na který bude signál superponován. Za tímto účelem by měl být zisk co nejvyšší. Proudový signál z fotonásobiče bude následně veden přes logický prvek, který předá informaci o existenci signálu do ADC převodníku, kde bude proudový impuls převeden do digitální podoby. Otázkou k další diskuzi zůstává, zda-li bude potřeba pouze informace o hodnotě celkového náboje (počtu scintilačních fotonů) nebo také o časovém průběhu signálu. V prvním případě by součet náboje probíhal analogově a jeho hodnota by byla převedena do digitální podoby. Ve druhém případě, by hodnota celkového náboje (počtu scintilačních fotonů) byla zjištěna až po AD převodu při zachování časového průběhu proudu.

# Kapitola 3

## Simulace

K simulaci našeho detektoru byl využit softwarový nástroj GEANT 4 [21] sloužící k simulaci průchodu částic hmotou.

### 3.1 GEANT4

V našem programu byly využity následující třídy (v hranatých závorkách jsou názvy virtuálních tříd, které si uživatel následně upraví sám, tak, jak jsou definovány GEANTem):

**Geometrie [G4VUserDetectorConstruction]** : Tato třída obsahuje veškeré informace o konstrukci detektoru včetně tvaru, rozmístění, materiálu a – v našem případě – scintilačních vlastností materiálu. V této části je také obsažena vizualizace, kde si uživatel může detektor vykreslit a navolit si, jak se budou jednotlivé části zobrazovat ve zvoleném vykreslovacím programu (v našem případě Open GL).

**Fyzikální procesy [G4VUserPhysicsList]** : Zde jsou popsány veškeré fyzikální procesy, které jsou v experimentu využívány, tj. elektromagnetické (včetně mionů), optické a obecné.

**Generátor částic [G4VUserPrimaryGeneratorAction]** : V této třídě si uživatel nastaví vlastnosti vygenerovaných nalétavajících primárních částic.

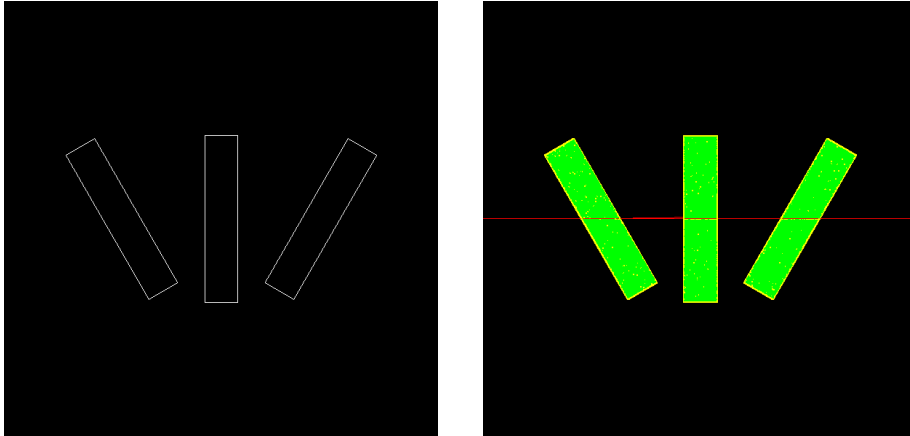
**Run a Event [G4UserRunAction & G4UserEventAction]** : Tato kategorie tříd se vztahuje k řízení běhu simulace a vytváření událostních kroků simulace, např. tvorba sekundárních částic.

### 3.2 Výsledky

Na Obr. 3.1 lze vidět nasimulovaný detektor před a po proběhnutí. Tři scintilátory jsou umístěny ve vnější (neviditelné) krabici, která definuje prostor ve kterém se dá simulovat. Její souřadnice jsou  $(-30, \dots, 30) \times (-15, \dots, 15) \times (-15, \dots, 15)$  cm. Velikost detektoru uloženém uvnitř tohoto mateřského objemu jsou  $(-10, \dots, 10) \times (-5, \dots, 5) \times (-5, \dots, 5)$  cm. Nasimulovány jsou pouze tři scintilátory bez scintilační mřížky, neboť polohu a směr vletující částice si lze v programu zvolit a je tedy známa

od začátku. Optické (tj. nízkoenergetické) fotony jsou zobrazeny zeleně, ačkoliv z námi zvoleného scinilačního materiálu vylétají modré, a prolétávající mion je zobrazen červeně.

Ke generování primárních částic slouží tzv. "particle gun", které se určí kde má být umístěna, v jakém směru střílet, druh částic, které bude střílet, a jejich energii.



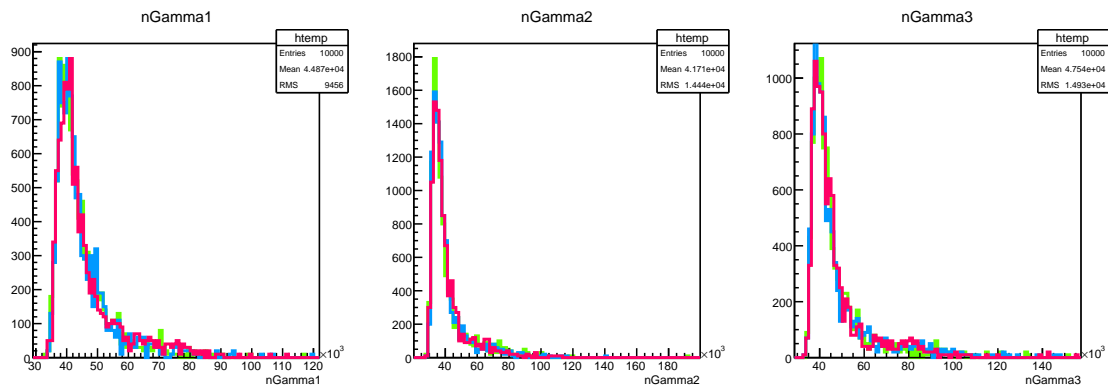
Obrázek 3.1: Nasimulovaný detektor před (vlevo) a po (vpravo) proběhnutí

Výstupní hodnoty ze simulace jsou buď deponované energie nebo počet vytvořených fotonů. Na Obr. 3.2 a 3.3 lze vidět výsledky simulací pro dvě různé výchozí pozice. Standardním nastavením se rozumí situace, kdy mion letí ve směru svazku (tj. kolmo na prostřední scintilátor) a vylétá z kraje simulace, tedy generátor částic je umístěn u kraje měřeného objemu  $(-20, 0, 0)$  cm a směr střílených mionů je  $(1, 0, 0)$ . Pozměněné souřadnice druhého případu jsou napsány v popisku Obr. 3.3.

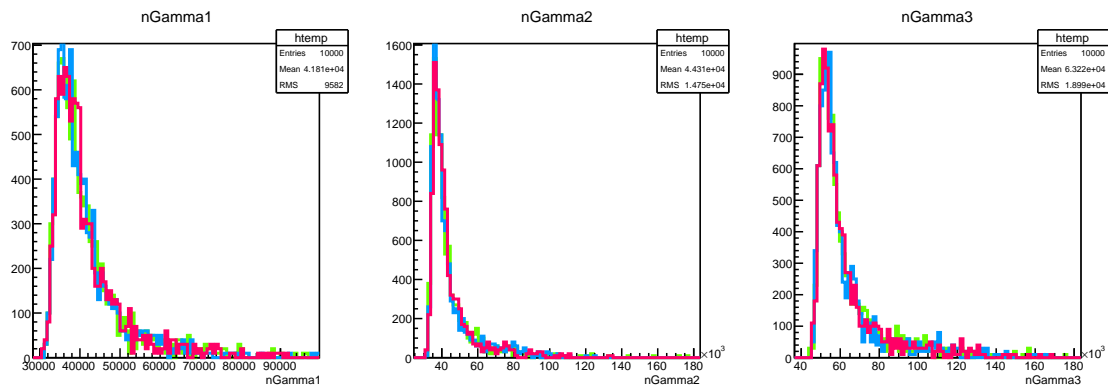
Eventy jsou nasimulovány pro energie mionů 5, 10 a 15 GeV. Jak lze snadno nahlédnout, tak z počtu optických fotonů nelze určit energii prolétávajících mionů. Ačkoliv se střední hodnota fotonů mění, tak díky fluktuacím se jejich počet přesně určit nepodaří. V druhém případě je vidět, že v třetím scintilátoru vzniklo nejvíce fotonů, neboť prošel nejdélší trasou v souladu s předpoklady.

Dalším cílem bylo zjistit, zdali při nějakém jiném rozložení detektoru energie nalétávajících mionů bude určitelná. Teoreticky by mělo být možné pro dostatečně velký počet detektorů ze spektra vzniklých fotonů fitováním Landaua určit hodnotu nalétávajícího mionu – fitovanými hodnotami v tomto případě je počet vylétnutých fotonů z každého detektoru.

Jako příklad uvádíme systém, který obsahuje 40 detektorů. Na Obr. 3.4 lze vidět rozložení vzniklých fotonů pro několik událostí pro nalétávající miony s energií 10 GeV. Opět lze vidět, že energie mionů je z výsledků neurčitelná. Dalším problémem tohoto rozložení je jeho finanční a prostorová náročnost.

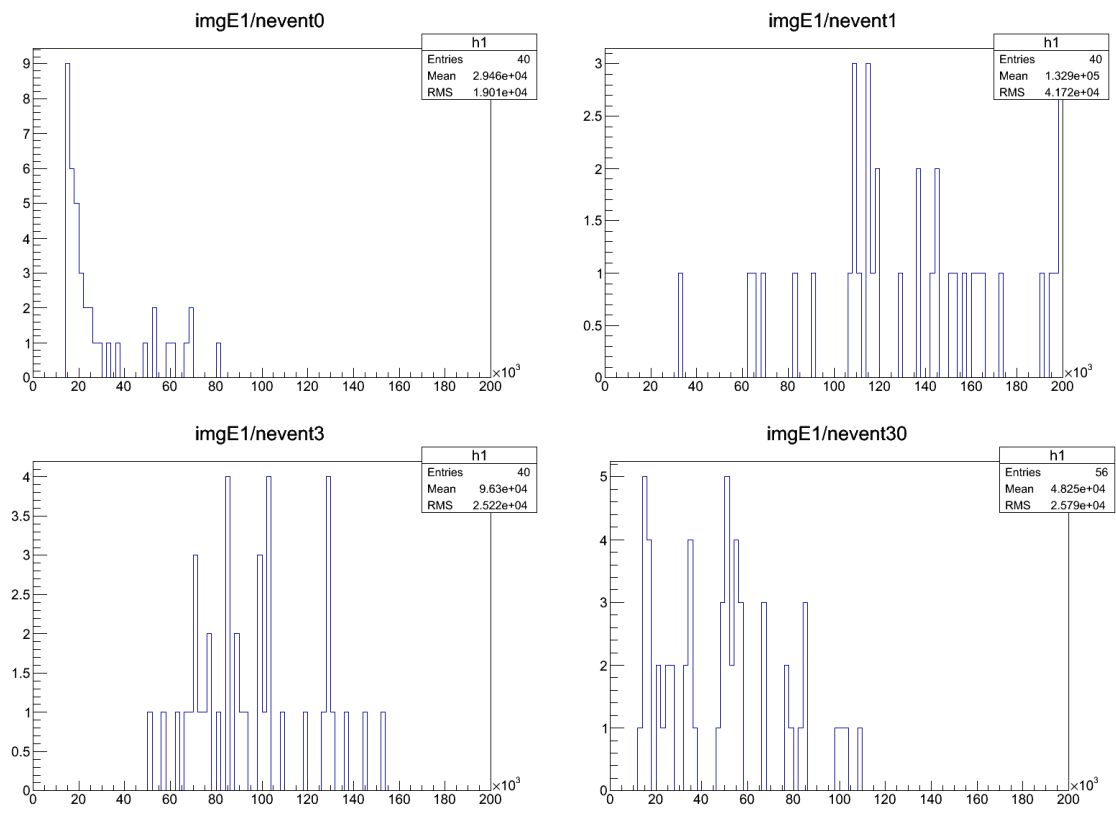


Obrázek 3.2: Nasimulovaná data pro standardní nastavení



Obrázek 3.3: Pozice generátoru částic: -20 -5 -5 cm, Směr vyletujících částic: 1 0.3 0.3





Obrázek 3.4: Nasimulované hodnoty se 40 detektory pro několik eventů

# Závěr

Cílem našeho snažení bylo sestavit detektor, který by byl schopen nedestruktivním způsobem změřit energii kosmických mionů. Jako takový by detektor měl mimo jiné posloužit k prvotní kalibraci jiných detektorů, především pak pro vyvíjený prototyp detektoru FoCal, který by měl zaznamenávat částice o příčné hybnosti do 100 GeV/c. Proto jsme se soustředili na kosmické mionové záření o energiích řádu desítek GeV. Na základě těchto požadavků vzniklo několik návrhů.

První návrhy počítaly se zakřivením dráhy částice pomocí magnetického pole, ze kterého bychom dále dokázali spočítat energii částice. V našich laboratorních podmínkách jsme schopni vyvinout magnetické pole o intenzitě řádu 0.1T. Z teoretických výpočtů ale vyplynulo, že miony o energiích, které bychom rádi zaznamenávali, budou dopadat na spodní scintilační mřížku v rozestupech řádově  $\mu\text{m}$ . To na nás vyvíjí požadavek velice velkého rozlišení, kterého nejsme schopni dosáhnout. Ani využitím citlivých kamer s velkým rozlišením bychom nedosáhli kýženého výsledku, neboť světelný výtěžek ze scintilátorů je řádově několik desítek tisíc fotonů a ztráty fotonů na cestě mezi scintilátorem a kamerou příliš velké.

Další návrh již nepočítal s magnetickým polem a naopak jsme se rozhodli do střední části přidat 3 scintilační destičky o různém natočení vůči horizontálnímu směru, sloužící k měření energie částic. K lokalizaci dráhy částice slouží 2 scintilující mřížky, jedna na vrchní straně detektoru a druhá na spodní. K eliminaci částic nalétávajících z bočních stran jsou využity scintilační destičky na všech čtyřech bocích detektoru. O tomto návrhu a způsobu výběru získaných dat z měření pojednává druhá část kapitoly 1.

V dalších kapitolách se věnujeme poslední zmíněnému návrhu. Při použití scintilačního materiálu BC-400 a započtení všech ztrát při přenosu signálu zmíněných v sekci 2.1.1 můžeme očekávat, že z bočních destiček se do fotonásobiče dostane přibližně 11 500 fotonů o vlnové délce 423nm. Z dostupných fotonásobičů byla vybrána lavinová fotodioda S8664-30K u které lze použít pracovní napětí až 400V, což zvyšuje zisk na  $M = 300$ . Pro spektrometrické scintilační destičky jsme učinili stejný závěr. V případě scintilační mřížky ze stejného materiálu se ve fotonásobiči očekává kolem 950 fotonů. Protože je třeba vyčítat 400 scintilačních vláken naráz, je třeba využít CCD nebo CMOS čipů. Abychom zajistili, že na jeden pixel dopadne dostatečné množství fotonů, je třeba na konce vláken umístit čočku, která bude soustředit fotony do jednoho místa.

Důležitou částí našeho projektu jsou také simulace v programu GEANT 4, kterým se věnuje 3. kapitola. Do simulací byly uvažovány pouze spektrometrické scintilační destičky, protože polohu a směr částice lze při simulacích zvolit. Celkem byly připraveny 3 simulace pro miony o energiích 5, 10 a 15 GeV. Výsledky se nacházejí na Obr 3.2 a Obr 3.3. Z nich lze vyčíst velká fluktuace v počtu získaných fotonů z jednoho mionu a střední energie mionu se tak dá získat pouze s velkou chybou. Navíc pro všechny tři případy dochází k zhruba podobným výsledkům. Proto jsme se pokusili nasimulovat případ, kdybychom místo tří spektrometrických detektorů použili sadu 10 scintilačních

plátů. Dle našich předpokladů mělo toto uspořádání potlačit fluktuace a umožnit nám změřit energii prolétající částice. V simulacích bylo uvažováno 40 vrstev. Opět jsme však zaznamenali značné fluktuace. Toto řešení se tak ukázalo jako nevhodné.

Nakonec jsme tedy dospěli k návrhu pozičně citlivého detektoru, který bude schopen přesně zaznamenat proletující miony. Konstrukci bude možné vložit do magnetického pole a tím získat spektrometrický detektor pro miony do energie 1 GeV.

# Literatura

- [1] P.K.F. Grieder, Cosmic Rays at Earth, Elsevier Science (2001)
- [2] J. Beringer et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D86, 010001 (2012)
- [3] J.C.G.S. Costa, Astropart. Phys. 16, 193 (2001)
- [4] WIKIPEDIA, *Booleova algebra*, [cs.wikipedia.org/wiki/Booleova\\_algebra](http://cs.wikipedia.org/wiki/Booleova_algebra), 10. 1. 2013
- [5] *Elektrina a magnetizmus*, stránky pro výuku fyziky na GJN, [elektross.gjn.cz/skripta/kap6/6\\_2\\_3.html](http://elektross.gjn.cz/skripta/kap6/6_2_3.html), 10. 1. 2013
- [6] osobní konzultace, 7. 1. 2013
- [7] Wikipedia, NE555, <http://cs.wikipedia.org/wiki/NE555>, 23. 6. 2013
- [8] Wikipedia, Klopný obvod, [http://cs.wikipedia.org/wiki/Klopny\\_unhbox\\_voidb@x\\_bgroup\\_let\\_unhbox\\_voidb@x\\_setbox@tempboxa\\_hbox{y\\_global\\_mathchardef\\_accent@spacefactor\\_spacefactor}\\_accent19y\\_egroup\\_spacefactor\\_accent@spacefactor\\_obvod](http://cs.wikipedia.org/wiki/Klopny_unhbox_voidb@x_bgroup_let_unhbox_voidb@x_setbox@tempboxa_hbox{y_global_mathchardef_accent@spacefactor_spacefactor}_accent19y_egroup_spacefactor_accent@spacefactor_obvod), 23. 6. 2013
- [9] J. Hájek, Časovač 555 - praktická zapojení, BEN - technická literatura, 2002
- [10] C. Amsler et al. (Particle Data Group), Physics Letters B667, 1 (2008) and 2009 partial update for the 2010 edition
- [11] G.F. Knoll, Radiation Detection And Measurement, Oxford Univ. Press, third edition (2000)
- [12] Hamamatsu, Technical information SD-28 : Characteristics and use of Si APD, Cat. No. KAPD9001E03 (2004)
- [13] Hamamatsu, Si APD S8664 series, Cat. No. KAPD1012E04 (2005)
- [14] Hamamatsu, Photodiode arrays with amplifier S8865-68/-128/-256 S8866-64-02/-128-02, Cat. No. KMPD107E07 (2012)
- [15] Allied Vision Technologies, Pike F-100, [www.alliedvisiontec.com/emea/products/cameras/firewire/pike/f-100bc.html](http://www.alliedvisiontec.com/emea/products/cameras/firewire/pike/f-100bc.html) (2013)
- [16] Allied Vision Technologies, Pike F-505, [www.alliedvisiontec.com/emea/products/cameras/firewire/pike/f-505bc.html](http://www.alliedvisiontec.com/emea/products/cameras/firewire/pike/f-505bc.html) (2013)

- [17] Allied Vision Technologies, Guppy F-503, [www.alliedvisiontec.com/emea/products/cameras/firewire/guppy/f-503bc.html](http://www.alliedvisiontec.com/emea/products/cameras/firewire/guppy/f-503bc.html) (2013)
- [18] Truesence imaging, inc., Kodak KAI-1020 Image Sensor Summary, [www.truesenseimaging.com/products/interline-transfer-ccd/27-KAI-1020](http://www.truesenseimaging.com/products/interline-transfer-ccd/27-KAI-1020) (2013)
- [19] Sony, Sony ICX652ALA, [www.1stvision.com/cameras/camera\\$\\_\\$matrix.htm](http://www.1stvision.com/cameras/camera$_$matrix.htm) (2013)
- [20] Micron Technology Inc., MT9P031 Image Sensor, MT9P031\_5100\_PB\_2.fm - Rev. B 8/07 EN (2006)
- [21] GEANT 4, a simulation toolkit, [www.geant4.cern.ch](http://www.geant4.cern.ch), 4.1.2013