

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE  
FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ

Katedra fyziky  
Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika



# Optické vyčítání elektromagnetického kalorimetru FoCal

## Optical readout of electromagnetic calorimeter FoCal

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Martin Bernád  
Vedoucí práce: RNDr. Petr Chaloupka, Ph.D.  
Rok: 2017

## **Prehlásenie**

Prehlasujem, že som svoju bakalársku prácu vypracoval samostatne a použil som len podklady (literatúru, projekty, SW atď.) uvedené v priloženom zozname.

Súhlasím s použitím tohto školského diela v zmysle §60 Zákona č.121/1200Sb., o autorskom práve, o právach súvisiacich s autorským právom a o zmene niektorých zákonov (autorský zákon).

V Praze dne .....

.....  
Martin Bernád

## **Pod'akovanie**

Ďakujem RNDr. Petrovi Chaloupkovi, Ph.D. za vedenie mojej bakalárskej práce a za podnetné návrhy, ktoré ju obohatili.

Martin Bernád

*Názov práce:*

## **Optické vyčítání elektromagnetického kalorimetru FoCal**

*Autor:* Martin Bernád

*Odbor:* Experimentální jaderná a částicová fyzika

*Druh práce:* BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

*Vedúci práce:* RNDr. Petr Chaloupka, Ph.D.  
Katedra fyziky,  
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská,  
České vysoké učení technické v Praze

*Abstrakt:* Práca sa zaoberá štúdiom vývoja elektromagnetického kalorimetra učného pre experiment ALICE. Hľadáme radiačne odolné riešenie pre vyčítací modul, a zároveň diskutujeme možnosti prepojenia Wavelength shiftra a opticky čistého vlákna. Táto rešeršná práca tiež odhaľuje možnosti tvaru scintilátora a vedenia WLS jeho objemom. Cieľom je odviesť signál z detektora pomocou vlákien napojených na optickú maticu, ktorej signál je zosilnený multikanálovým obrazovým zosilňovačom a vyčítaný vysokorýchlostnou kamerou podporovanou grabbrom. Bolo navrhnutých viacero typov optických konektorov. V budúcnosti vidíme perspektívu v 3D tlači konektorov s priamym vyčítaním pomocou SiPM ďaleko od interakčného bodu detektora.

*Kľúčové slová:* Kalorimetria, Moliérov polomer, Radiačná dĺžka, WLS, Optický konektor, FPGA, CMOS, FoCal

*Title:*

## **Optical readout of electromagnetic calorimeter FoCal**

*Author:* Martin Bernád

*Abstract:* Thesis deals with study of development electromagnetic calorimeter designed for the experiment ALICE. We are looking for radiation resistant solution of the readout and discuss possibilities of connection Wavelength shifter with optical clear fibre. This background research also reveals scintillator shape possibilities and WLS guiding. The main point is to escort a signal from the detector by fibres connected to the optical matrix. This signal is intensified by multichannel image intensifier that is readout by grabber encouraged high-speed camera. Subsequently variety of connectors were introduced. We see a step forward in 3D connector painting with direct readout via SiPM far from the interaction point of the detector in future.

*Key words:* Calorimetry, Moliere radius, Radiation length, WLS, Optical connector, FPGA, CMOS, FoCal

# Obsah

Úvod	7
<b>1 Častice a ich interakcia s látkou</b>	<b>8</b>
1.1 Interakcia nabitých častíc s látkou	9
1.1.1 Ionizačné straty	10
1.1.2 Brzdné žiarenie	11
1.1.3 Foto-jadrová interakcia	12
1.1.4 Čerenkovo žiarenie	12
1.1.5 Celková strata energie	13
1.2 Interakcia fotónu s látkou	14
1.2.1 Fotoelektrický jav a Augerov efekt	14
1.2.2 Comptonov jav	15
1.2.3 Produkcia párov elektrón-pozitrón	16
1.2.4 Totálna absorbcia gamma	17
1.3 Elektromagnetická kaskáda	18
1.3.1 Radiačná dĺžka	20
1.3.2 Kritická energia	21
1.3.3 Moliérov polomer	22
1.3.4 Rossi-Greisenova rovnica a mnohonásobný rozptyl	23
<b>2 Kalorimetria</b>	<b>24</b>
2.1 Vzorkovacie kalorimetre: sendvič a špagety	25
2.2 Energetické rozlíšenie	26
2.3 Scintilátor	27
2.3.1 Wavelength shifter	31

<b>3</b>	<b>Technický a fyzikálny popis zariadenia</b>	<b>32</b>
3.1	Kalorimetre v prostredí s veľkou multiplicitou častíc . . . . .	32
3.1.1	Vyčítanie: Obrazový zosilňovač . . . . .	35
3.2	CMOS a FPGA technológie . . . . .	36
3.2.1	Complementary Metal Oxide Semiconductor . . . . .	36
3.2.2	Field Programmable Gate Array . . . . .	38
3.3	Link Camera - FastCamera 13 . . . . .	38
3.4	FastVision Fast-Xe: Frame Grabber . . . . .	39
3.5	Softvér a hardvér . . . . .	40
<b>4</b>	<b>Vyčítací modul</b>	<b>41</b>
4.1	Architektúra a návrh tvaru scintilátora . . . . .	41
4.2	Návrh a spracovanie optického konektora . . . . .	46
	<b>Záver</b>	<b>54</b>
	<b>Literatúra</b>	<b>56</b>

# Úvod

V mojej práci sa venujem vývoju vyčítacieho zariadenia pre elektromagnetický dopredný kalorimeter určený pre vylepšenie experimentu ALICE v CERN.

Jednou z hlavných otázok, ktoré by mali byť vyriešené, je radiačná odolnosť komponentov, čím sa predĺži životnosť detektora a znížia sa náklady na údržbu. Jedným z riešených problémov je prepojenie Wavelength shiftra a opticky čistého vlákna kvôli útlmu signálu. S tým súvisí aj vhodná architektúra detektora a implementácia vlákien do aktívnej časti v prípade elektromagnetického vzorkovacieho kalorimetra FoCal. Pri tomto type kalorimetra máme veľkú mieru voľnosti pre usporiadanie a tvar jeho komponentov. Vzniklo viacero konceptov, ale dnes asi najznámejšími sú tzv. sendvičové a špagety kalorimetre.

Vyčítací modul by sa mal skladať z optických vlákien, optickej matice (Obr.3.4), pokročilého multikánalového zosilňovača a vysokorýchlostnej kamery s CMOS senzorom. Pre rýchlejšie vyčítanie signálu použijeme frame grabber - veľmi výkonnú kartu, ktorá je podporovaná technológiou FPGA. Tieto čipy predstavujú množstvo programovateľných hradlových polí s možnosťou preprogramovať systém aj za chodu.

Zoznámime sa s fundamentálnymi princípmi kalorimetrie a interakciou častíc s látkou, ktorej štúdium je základom pre vývoj kalorimetrov. Kľúčovými pojmami sa stanú radiačná dĺžka a moliérov polomer, ktoré sú nevyhnutné k popisu elektromagnetickej kaskády vytvorenej časticou v detektore. Pozornosť upriamime aj na scintilačné materiály používané pri konverzii energie častíc na svetelný signál. Vhodným scintilačným médiom by mohli byť organické kryštalické látky alebo plasty, ktorých výhody a nevýhody rozvineme v nasledujúcom texte.

# Kapitola 1

## Častice a ich interakcia s látkou

Naša príroda sa skladá z hmoty, ktorá je tvorená fundamentálnymi časticami a my ich prítomnosť dnes zaznamenávame prostredníctvom detektorov. V kozme pozorujeme častice s energiami s veľkosťou od niekoľko milielektrónvoltov až po veľmi energetické kozmické žiarenia, ktorých častice prenášajú energie dosahujúce až  $10^{20}$  eV. Jeden elektrónvolt je jednotkou energie (mimo SI) a predstavuje kinetickú energiu elektrónu, ktorú získal urýchlením pomocou elektrostatického poľa s rozdielom potenciálu 1 V vo vákuu, kde  $1 \text{ eV} = 1.602176565(35) \times 10^{-19} \text{ J}$  [4].

Začiatkom 20. storočia boli položené prvé základy modelu, ktorý zjednocuje tri základné interakcie - silnú, slabú a elektromagnetickú. Tento model je model slabých interakcií V-A máme podľa štandardného modelu (Obr. 1.1) hmotu rozdelenú na kvarky a leptóny, z ktorých je náš makrosvet vybudovaný. Súhrne ich nazývame fermióny. Vyznačujú sa veľkosťou spinu  $1/2$  a podliehajú Pauliho vylučovaciemu princípu. Dôsledkom je asymetrická vlnová funkcia, ktorá zmení znamienko pri virtuálnej zámene častíc a dôsledkom práve Pauliho princípu. Model zahŕňa aj tzv. intermediálne častice (bozóny) fotón,  $W^\pm$  a  $Z$  a gluóny, ktoré sprostredkujú elektromagnetickú (fotón) a slabú interakciu. Novo objaveným bozónom je aj Higgsov bozón zodpovedný za hmotnosť častíc. Bozóny sú popísané celočíselným spinom s veľkosťou 1 a práve opačnými vlastnosťami ako fermióny, nepodliehajú Pauliho vylučovaciemu princípu a môžu sa tak hromadiť v základnom stave.

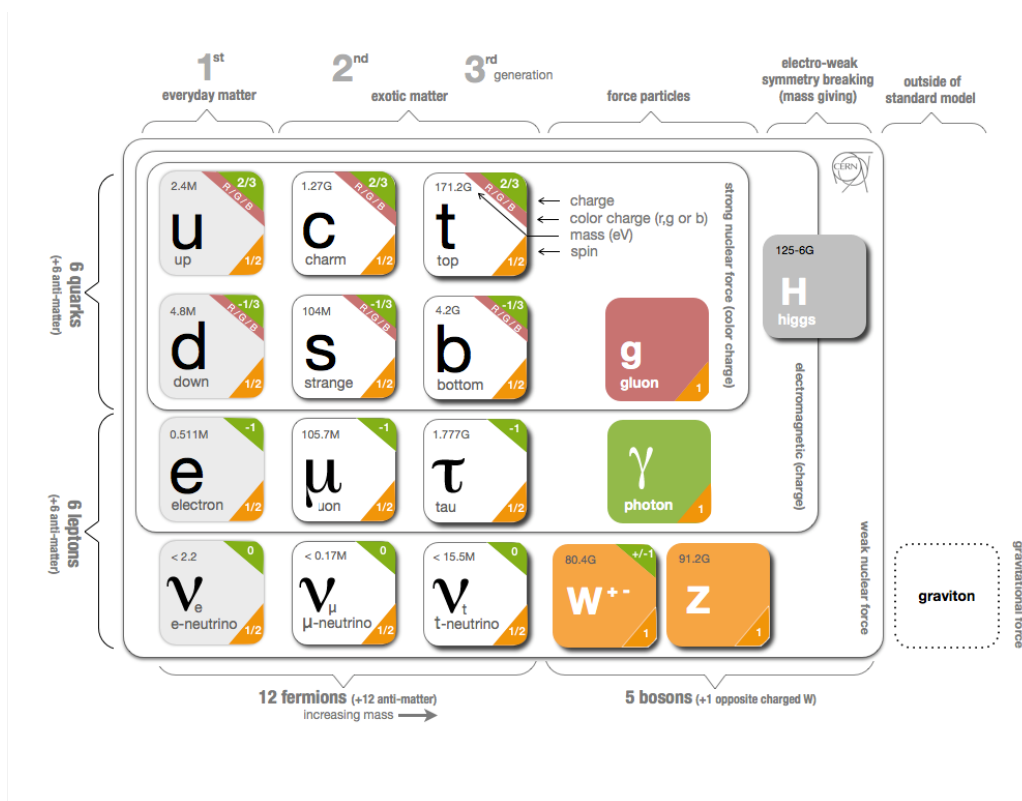
Kvarky, vzájomne viazané gluónovými poľami, vytvárajú vnútornú štruktúru väčších a ťažších objektov - hadrónov. Pokiaľ je hadrón z hľadiska zloženia tvorený jedným kvarkom a antikvarkom, hovoríme o mezónoch. V prípade systému zloženého z troch kvarkov (častice líšiac sa farebným nábojom farby Red, Green, Blue) ide o baryóny. Protón je kombináciou kvarkov (uud) a neutrón tvorí skupina (udd). Väčšina hmoty tak ako ju poznáme bežne, je kombináciou protónov a neutrónov vytvárajúcich jadrá atómov vďaka krátkodosahovým jadrovým silám. Vlastnosti atómov alebo napr. kovalentné väzby sú realizované elektrónmi.

Prejavom už spomínanej slabej interakcie je známy beta (mínus) rozpad neutrónu na protón, elektrón a antineutríno. Neutrína boli experimentálne potvrdené len nedávno a veľmi dôležitým objavom sa stalo potvrdenie ich existencie a malej kludovej avšak nenulovej hmotnosti. Model síce popisuje neutrína, ale nezahŕňa teóriu oscilácií neutrín. Jedným z najnovších objavov je existencia systému pentakvarku (2015) na LHCb, ktorý je slabou väzbou jedného mezónu a baryónu [5].

Dnes používame veľmi zložité detektory tvorené množstvom subdetektorov, ktoré sú konštruované podľa toho ako častice interagujú s látkou. Pokroky vo výskume sú dané ruka v ruke stále novými vylepšeniami detektorov a ďalšími detekčnými technikami. Jedným zo spôsobov merania energií je kalorimetria a detektory



nazývané kalorimetre, ktoré využívajú úplnú deštrukciu častice.



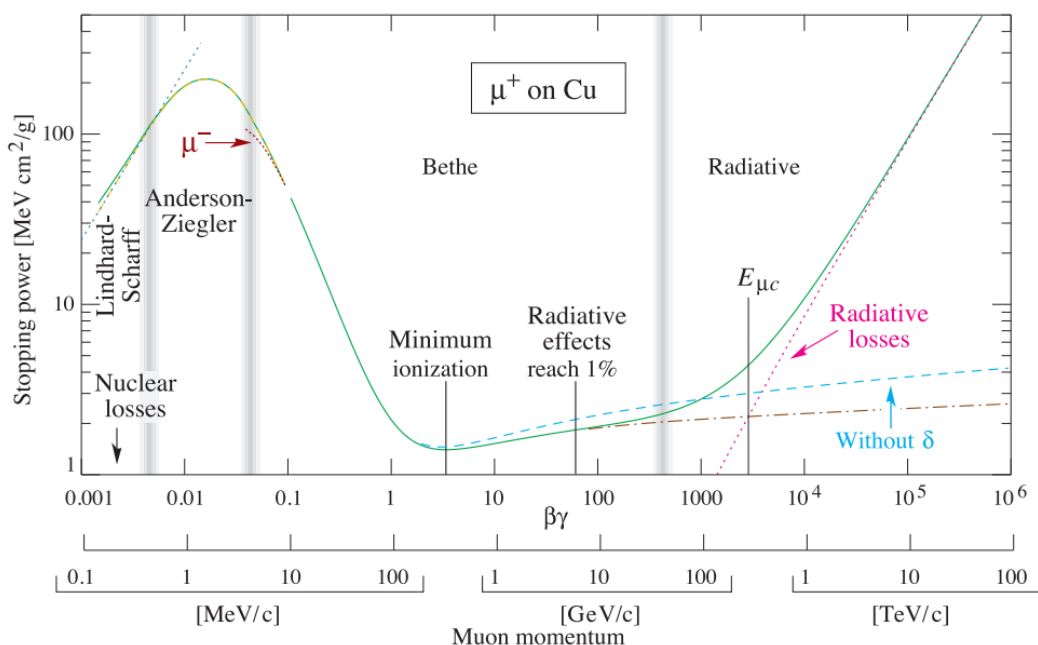
Obr. 1.1: Štandardný model popisujúci tri generácie kvarkov, leptónov a sil, ktoré medzi nimi pôsobia [1].

## 1.1 Interakcia nabitých častíc s látkou

Rôzne častice interagujú s látkou rôzne. V zásade podliehajú všetky štyrom fundamentálnym interakciám. Z hľadiska detekcie nabitých častíc je najdôležitejšou práve elektromagnetická interakcia. Podľa elektrického náboja vieme rozdeliť častice na elektricky nabité alebo neutrálne. Do prvej kategórie v poradí patria rýchle elektróny, mióny, nabité hadróny a atómové jadrá. Pod pojmom ťažké nabité častice máme na mysli ióny všetkých energetických škál, ktoré majú hmotnosť jednej atómovej jednotky  $u$  (v jednotkách kg, resp. MeV/c) alebo väčšiu. V závislosti na ich hmotnosti, hybnosti alebo náboji podliehajú pri interakcii s látkou rôznym stratám energie, predovšetkým inozácii, brzdnému žiareniu,... Vo svojej práci venujem pozornosť kalorimetrom, ktoré fungujú predovšetkým na princípoch elektromagnetickej interakcie. Stretáme sa so žiareniami pochádzajúcimi z atómového obalu alebo gamma žiareniami z jadra atómu. Kalorimetrami dokážeme merať aj energie neutrónov rozdelené z hľadiska ich kinetickej energie na pomalé ( $<1/2$  eV) a rýchle ( $\sim$  MeV). Príkladom je detektor ZEUS na experimente HERA, [43]. Pri kalorimetoch hrá veľkú rolu typ média, do ktorého častica vniká, kde jedným z veľmi dôležitých atribútov je (absolútna) atómová hmotnosť prvku  $m_u(A)$ .

### 1.1.1 Ionizačné straty

Elektricky nabitá častica interaguje pri vstupe do média s viacerými elektrónmi v atómovom obale súčasne. Pôsobenie častice na elektróny popisuje Coulombovský potenciál (predpokladáme zanedbateľnú interakciu jadra s časticou). Buď je elektrón excitovaný na vyššiu energetickú hladinu, alebo "vytrhnutý" priamo z obalu a vzniká jav nazývaný ionizácia. Všetky nabité častice podliehajú ionizačným energetickým stratám v dôsledku interakcie atómov látky s časticou. Častica predáva počas letu jednotlivým elektrónom len málo energie, ale týmto opakovaným procesom stratí všetku energiu. Maximálna (celková) energia na jeden nukleón, ktorú je častica schopná predať, charakterizuje vzťah  $4Tm_e/M$  [10], kde  $T$  je kinetická energia nalietajúcej častice,  $m_e$  je hmotnosť elektrónu a  $M$  predstavuje hmotnosť častice. Výsledkom interakcie sú iónové páry vytvorené voľným excitačným elektrónom a absorbérom alebo excitované atómy látky. Ionizované elektróny (z atómového obalu) s veľkou rýchlosťou majúce dostatočnú energiu, aby mohli znova ionizovať iné elektróny, nazývame  $\delta$ -lúče, resp. delta elektróny.



Obr. 1.2: Vyššie uvedený graf popisuje veľkosť straty energie (pozitívneho) miónu v látke na jednotku dĺžky v závislosti na jeho hybnosti ako funkcie  $\beta\gamma$  zo vzťahu (1.2). Plná čiara udáva celkovú stratu energie miónu. Bodkovaná červená čiara popisuje tzv. Barkov efekt spomaľovania nabitej anitičastice pri prechode látkou. Minimálny stupeň ionizácie udáva koeficient  $\beta\gamma \sim 3-4$ , kde vidíme, že je ešte možné použiť klasickú Betheho formulu bez korekcie. Bodkočiarkovaná hnedá čiara predstavuje korekciu na elektrónovom obale, kde už pozorujeme efekty spôsobené radiáciou. V bode  $E_{\mu c}$  dochádza k ekvivalentným stratám prostredníctvom radiácie a ionizácie, potom prevládajú už len radiačné efekty [2].

Energetická strata zahŕňajúca excitáciu a ionizáciu je popísaná Bethe-Blochovou rovnicou [10], ktorá udáva energetickú stratu nalietajúcej častice na

element dĺžky trajektórie.

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = a \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} [\ln(b\gamma^2 \beta^2) - 2\beta^2 - \delta - \frac{C}{Z}] \quad (1.1)$$

Definovali sme označenie pomocou symbolov  $a, b$  v (1.1), ktoré predstavujú súčin konštánt charakterizujúcich médium a časticu, kde  $a = 2\pi N_a r_e^2 m c^2 \rho$  a  $b = 2m \frac{c^2 W_{max}}{I^2}$ . Jednotlivé premenné sú popísané nižšie.

$Z \dots$ atómové číslo	$A \dots$ atómová hmotnosť materiálu
$z \dots$ náboj nalietajúcej častice	$\delta \dots$ korekcia hustoty
$C \dots$ korekcia obalu	$W_{max} \dots$ max. energ. prenos jednej kolízie
$N_a \dots$ Avogadrova konštanta	$I \dots$ hlavná energia excitácie
$r_e \dots$ klasický elektrónový polomer	$m \dots$ hmotnosť nalietajúcej častice

### 1.1.2 Brzdné žiarenie

Brzdné žiarenie (Bremstrahlung) je spôsobené prechodom rýchlej nabitaj častice látkou a v coulombickom poli jadra atómu látky stráca častica určitú frakciu svojej kinetickej energie, resp. celú, ktorá je emitovaná do prostredia röntgenovskými fotónmi (v rozmedzí 5-10 keV). Úbytok energie na jednotku dĺžky trajektórie uvažovanej častice s hmotnosťou  $m$  a nábojom  $z$  pri prechode médium s atómovým číslom  $Z$  závisí predovšetkým na veľkosti štvorca  $z, Z$  a na kvadráte prevrátenej hodnoty hmotnosti častice.

$$-\frac{dE}{dx} \approx 4\alpha N_a \frac{(Zz)^2}{A} \left( \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mc^2} \right) E \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \quad (1.2)$$

Aproximačný vzťah (1.2) vlastne "hovorí", že brzdné žiarenie budú emitovať skôr ľahšie častice ako napríklad elektrón alebo pozitron v rozmedzí niekoľko desiatok MeV. Premenná  $E$  vyjadruje celkovú energiu častice prenikajúcej do látky. Ľahké častice akou je elektrón môžeme popísať vzťahom (1.3), kde nahradíme hmotnosť  $m$  za hmotnosť elektrónu ( $m_e=0.511$  MeV) pokiaľ platí podmienka,  $E \gg \frac{m_e c^2}{\alpha Z^{1/3}}$ .

$$-\frac{dE}{dx} \approx 4\alpha N_a r_e^2 \frac{Z^2}{A} E \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \quad (1.3)$$

Túto emisiu (Bremstrahlung) väčšinou uvažujeme len pri pozitronoch, resp. elektrónoch v zmysle najľahších nabitých častíc, pretože v poradí ďalším leptónom je mión s hmotnosťou 106 MeV, ktorého pravdepodobnosť emisie je približne  $10^4$  krát menšia než pri elektróne. V prípade elektrónov ( $z=1$  a  $m=m_0$ ) je možné napísať rovnicu (1.2) pomocou Rossioho definície ekvivalencie strát v závislosti na tzv. radiačnej dĺžke  $X_0$ .

$$-\frac{dE}{dx_{brem}} \cong \frac{E}{X_0} \quad (1.4)$$

Po integrácii môžeme previesť vzťah (1.4) na rovnicu exponenciálneho útlmu energie nabitaj častice prostredníctvom tejto radiačnej straty. Brzdné žiarenie je sprevádzané charakteristickými fotónmi, ktoré vznikajú pri predaní energie elektrónu z K alebo L elektrónovej vrstvy atómu. Prázdna hladina je zaplnená iným elektrónom z vyššej vrstvy a dej následne sprevádzajú emitované fotóny s energiou rozdielu daných hladín. Spektrum charakteristického žiarenia je čiarové na rozdiel od brzdného žiarenia a určené charakteristickými píkmi intenzity gama žiarenia.

### 1.1.3 Foto-jadrová interakcia

Jadrová interakcia nabitých častíc predstavuje vzájomné pôsobenie jadra a častice prostredníctvom tzv. virtuálnej častice (fotónu), ktorá je zodpovedná za úbytok energie nalietajúcej častice. Energetické straty sú závislé na energii častice a funkcii  $b_{nucl}(Z, A, E)$  popisujúcej interakciu, kde  $Z$  je náboj,  $A$  charakterizuje materiál a  $E$  energia častice.

$$-\frac{dE}{dx_{\text{photonucl}}} = E \cdot b_{nucl}(Z, A, E) \quad (1.5)$$

Ako príklad môžeme uviesť 100 GeV mión, ktorého "úbytkový" parameter v železe je  $b_{nucl}(-e, 26, 100 \text{ GeV}) = 0.4 \cdot 10^{-6} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^2$ . Tento spôsob energetických strát je dôležitý pre leptóny a nezanedbateľný pre hadróny. Najčastejšie sa prejavuje pri vyšších hodnotách energií incidentnej častice.

### 1.1.4 Čerenkovo žiarenie

Čerenkovo žiarenie vzniká preletom dostatočne rýchlej nabitých častice opticky transparentnou dielektrickou látkou, ktorá sa vyznačuje indexom lomu  $n > 1$  (vhodný materiál na výrobu čerenkovho detektoru). Ide o prípad častice pohybujúcej sa v danom materiáli rýchlosťou  $v$  väčšou ako je rýchlosť svetla v médiu, tj.  $v > c/n$ , kde  $c$  je rýchlosť svetla ( $3 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$ ) a  $n$  je index lomu látky. Žiarenie je sprostredkované fotónmi, ktoré boli vyžiarené v tvare kužeľa. Pokiaľ by nalietajúca častica s dostatočnou energiou vytvorila elektromagnetickú kaskádu, môžu vzniknuté nabité častice vytvárať svoje vlastné Čerenkovo "subžiarenie". Vo všeobecnosti je možné z geometrickej úvahy napísať vzťah (1.6) pre uhol  $\theta$ , pod ktorým boli fotóny emitované [10].

$$\cos(\theta) = \frac{1}{\beta n} \Rightarrow \cos^2(\theta) = \frac{1}{\beta^2 n^2} \quad (1.6)$$

Hraničnú podmienku pre maximálny uhol emisie fotónov získame z predpokladu  $\beta = 1$ , resp.  $v = c$ . Potom pre  $\theta_{max}$  platí, že  $\cos(\theta_{max}) = 1/n$ , a navyše obdržíme podmienku pre index lomu prostredia  $1 \leq n$ , v ktorom sa častica pohybuje. Z toho vyplýva, že by sme chceli voliť opticky čo najčistejší materiál, aby sme mohli určiť maximálnu emisiu. Hraničná energia fotónov je určená vzťahom (1.8) pomocou hraničného Lorentzovského gama faktora  $\gamma_{bd}(m)$  (závislosť na hmotnosti pri fixovanej energii častice), pre ktorý platí,

$$\gamma_{bd} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{bd}^2}} = \frac{n}{n^2 - 1}, \quad (1.7)$$

$$E_{bd} = \gamma_{bd} m_0 c^2, \quad (1.8)$$

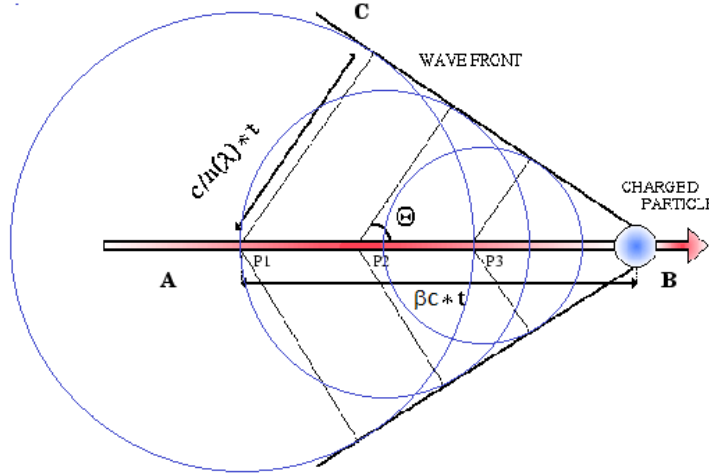
kde  $m_0$  predstavuje kludovú hmotnosť častice. Vzťah (1.9) určujúci počet vzniknutých fotónov na jednotku dĺžky hovorí, koľko kvánt v určitom energetickom intervale vzniklo prostredníctvom častice s nábojom  $ze$ , ktorá vyvolala v médiu Čerenkovo žiarenie.

$$\frac{d^2 N}{dE dx} = \frac{\alpha z^2}{r_e m_e c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(E)}\right) \quad (1.9)$$

Respektíve ekvivalentný vzťah (1.10), v ktorom vystupuje vlnová dĺžka a index lomu, ktorý je závislý práve na funkcii energie fotónov  $E = \hbar\omega$ .

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \quad (1.10)$$

Číslo  $\alpha$  predstavuje konštantu jemnej štruktúry popisujúcu elektromagnetickú interakciu a jej hodnota je  $\alpha \simeq 1/137$ .



Obr. 1.3: Elektricky nabitá rýchlo sa pohybujúca častica prechádzajúca látkou, ktorej rýchlosť je väčšia ako rýchlosť svetla v danom materiále, emituje gama žiarenie [6].

Často používaným materiálom sa je transparentný oxid olovnatý (PbO). Jeho nevýhodou je ale nízka radiačná odolnosť a produkcia fotónov bola pozorovaná až pri dávkach približne 100 Gy, [8] (1 Gy=1 J/kg  $\sim$  dávkový ekvivalent 1 Sv). S výhodou sa používa fluorid olovnatý (PbF<sub>2</sub>), ktorý je odľahčí, má lepší svetelný výťažok a kratšiu radiačnú dĺžku. Ako príklad častice môžeme uviesť protón s kinetickou energiou 1 GeV, ktorý prechádza vodou ( $n=1.33$ ) s hrúbkou 1 cm. Energetická strata bude  $\Delta E_{loss} \leq 1.25$  KeV, [3]. Je vidieť, že energetické straty Čerenkovým žiarením budú veľmi malé napr. oproti radiačným stratám. Používa sa skôr na detekciu rýchlych nabitých častíc, napr. pre identifikáciu a rozlíšenie neutrín, resp. kozmického žiarenia.

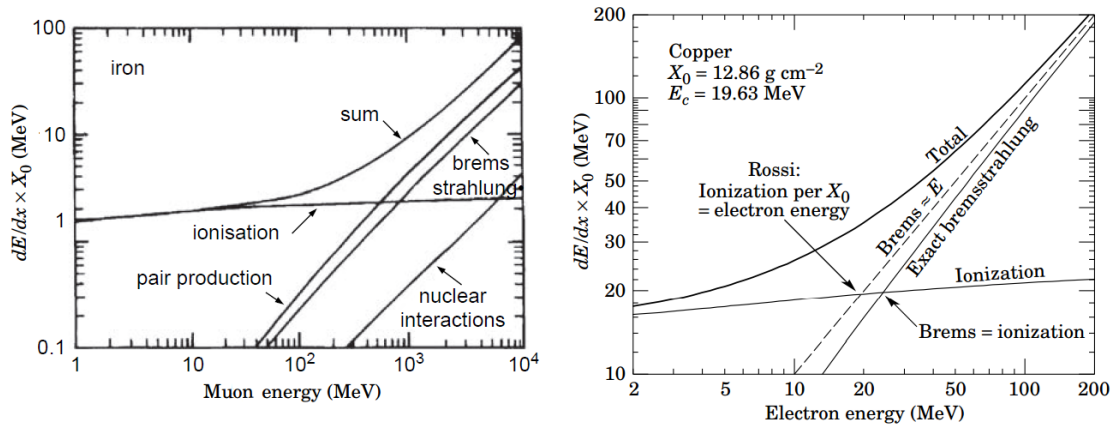
### 1.1.5 Celková strata energie

Celkovú energetickú stratu nabitaj častice je možné vyjadriť ako súčet jednotlivých úbytkov v tomto poradí: ionizačných strát, straty brzdným žiarením, párovou produkciou a fotojadrovými interakciami.

$$-\frac{dE}{dx}_{total} = -\frac{dE}{dx}_{ion/rad} - \frac{dE}{dx}_{brems} - \frac{dE}{dx}_{pair} - \frac{dE}{dx}_{photonucl} \quad (1.11)$$

$$-\frac{dE}{dx}_{total} = a(Z, A, E) + E b(Z, A, E) \quad (1.12)$$

Člen  $a(Z, A, E)$  popisuje energetické straty popísané vo vzťahu (1.1) a druhý člen  $b(Z, A, E)$  je suma strát brzdným žiarením, priamou produkciou párov a fotojadrovými interakciami.



Obr. 1.4: Graf vľavo popisuje jednotlivé príspevky do celkovej energetickej straty v závislosti na energii miónu v železe, kde je celková strata energie označená ako "sum". Plot vpravo udáva celkovú energetickú stratu energie elektrónu v závislosti na jeho energii v medi. Táto grafická schéma tiež vykresľuje dve definície criticalkej energie  $E_c$  - Rossiho, ktorá hovorí, že  $E_c$  je energia elektrónu rovná strate ionizačnej energie na jednotku radiačnej dĺžky (viď aprox. (1.4)). Druhá definícia dáva do ekvivalencie energetickej straty elektrónu vznikom brzdného žiarenia a straty prostredníctvom ionizácie, pokiaľ sa líšia len logaritmicky od energie elektrónu [10],[13].

## 1.2 Interakcia fotónu s látkou

Fotón interaguje s látkou viacerými procesmi napr. v závislosti na svojej energii. Fotoelektrický jav bol popísaný prvýkrát H.Herzom v 1887 a neskôr A. Einsteinom, ktorý za jeho kvantovú podobu v roku 1921 získal Nobelovu cenu. Fotoefekt sa prejavuje v médiach s nízkym atómovým číslom (tzv. jemné) už pri energii niekoľko eV až do  $Al \sim 50 \text{ KeV}$  (ťažké prvky -  $Pb \sim 500 \text{ KeV}$ ). Ak interaguje fotón s elektrónom atómu v danej látke s vyššou energiou dochádza k tzv. Comptonovmu javu, keď už nie je absorbovaná celá kinetická energia fotónu v dôsledku čoho je rozptýlený na elektróne. Tento jav je možné pozorovať približne do 10 MeV, kde gama kvantum deponuje svoju maximálnu energiu na Comptonovom okraji. Ak prekročí energia fotónu dvojnásobok kludovej hmotnosti elektrónu, môže dochádzať k vzniku páru elektrón-pozitrón.

### 1.2.1 Fotoelektrický jav a Augerov efekt

Fotoefekt predstavuje jav, keď interaguje atóm ako celok s prichádzajúcim fotónom, ktorý má dostatočnú energiu  $h\nu$  na to, aby mohol uvoľniť z atómového obalu elektrón. Fotón je kompletne absorbovaný atómom, ktorý následne emituje elektrón pochádzajúci z príslušnej energetickej hladiny. Aby sa mohol tento jav uskutočniť, musí byť energia fotónu väčšia než väzbová energia elektrónu  $B_e$  na danej vrstve a

v zmysle zachovania zákona energie tak, aby bola splnená rovnica (1.13), kde  $T_e$  je kinetická energia elektrónu.

$$T_e = h\nu - B_e, \quad kde \quad (1.13)$$

$$B_e(K) \simeq R(Z - 1)^2 ; B_e(L) \simeq \frac{R}{4}(Z - 5)^2 ; B_e(M) \simeq \frac{R}{9}(Z - 13)^2. \quad (1.14)$$

Voľné elektróny nie sú schopné absorbovať fotón, a tak predpokladáme absorpciu v elektrónovom obale a s veľkou pravdepodobnosťou na silnejšie viazaných vrstvách (K energetickej hladiny). Väzbová energia elektrónu závisí na Rydberg. energii (resp. hladine, kde sa tento leptón nachádza) a atómovom čísle  $Z$ . Približne je daná vzťahmi (1.14) a jej veľkosť klesá smerom od jadra k valenčnej vrstve.

Fotón svojím pôsobením uvedie atóm do excitovaného stavu tým, že nastane fotoefekt, napr. na K-hladine, z ktorej sa uvoľní elektrón. Atóm sa snaží dostať naspäť do stabilného stavu a zaplniť dieru po elektróne tým, že prijme iný elektrón z vyššej energetickej hladiny a vyžiari fotón (emisie radiáciou) s energiou rovnou rozdielu hladín. Niekedy sa však môže stať, že namiesto fotónu emituje jeden alebo viac elektrónov z vyšších vrstiev. Tento jav ja nazýva Augerov efekt. Elektrón z vyššej vrstvy napr. L, zaplní dieru na vrstve K, rozdiel energií predá elektrónu na vyššej energetickej hladine napr. M a následne nastáva jeho uvoľnenie von z obalu. Pravdepodobnosť emisie Augerových elektrónov je väčšia s klesajúcim atómovým číslom  $Z$ . Pre pomer pravdepodobnosti vzniku fotónov k Augerovým elektrónom platí, že  $Z \simeq 30$  ak  $P_\gamma/P_e \sim 1$ .

## 1.2.2 Comptonov jav

Comptonov rozptyl fotónu na kvazi-voľnom elektróne ktoréhokolvek atómu je popísaný pomocou korpuskulárnych vlastností častice a prejavuje sa väčšinou pri vyšších energiách, kde atóm už nie je schopný absorbovať celú energiu fotónu. Elektrón sa efektívne javí ako voľný, pretože jeho väzbová energia je zanedbateľná. Tento jav je neelastickým procesom, ale vyjadrenie formuly (1.15) uvažujeme elastickým zrážku. Proces teda podlieha zákonu zachovania hybnosti prichádzajúceho fotónu a na druhej strane vychýleného gamma kvanta a rozptýleného elektrónu. Fotón predá časť svojej energie statickému elektrónu, ktorý je vychýlený o uhol  $\theta_e$  vzhľadom na smer prichádzajúceho fotónu a ten sa zase odchýli od pôvodného smeru o uhol  $\theta_\nu$  (uhol, o ktorý sa vychýlil fotón vzhľadom na svoju pôvodnú trajektóriu). Gamma stratí kus svojej kinetickej energie, čo sa prejaví na zmene jeho vlnovej dĺžky, resp. frekvencie vid'. (1.16).

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos(\theta_\nu) + p \cos(\theta_e) \quad (1.15)$$

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda' = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos(\theta_\nu)) ; T_e = h(\nu - \nu') \quad (1.16)$$

$T_e$  predstavuje kinetickú energiu elektrónu a premenné s indexom čiarka reprezentujú rozptýlený fotón. Výrazom  $\Delta\lambda$  definujeme tzv. Comptonov posun a vlnová dĺžka fotónu je s jeho frekvenciou "previazaná" vzťahom  $\nu\lambda = c$ . Veľkosť Comptonovho

posunu je priamoúmerná rastu veľkosti uhla  $\theta_\nu$ . Maximálna hodnota tohto uhla je  $\theta_\nu = \pi$  pri spätnom odraze.

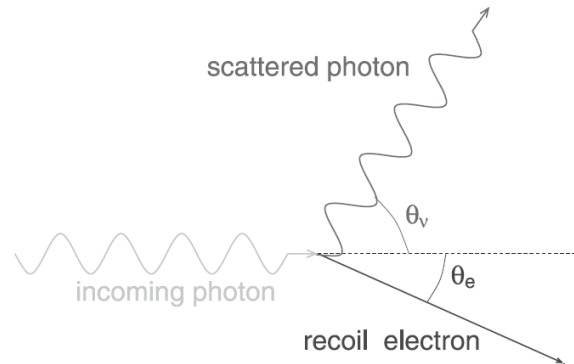
Energia, o ktorú fotón prišiel je tzv. redukovaná energia  $\varepsilon$  fotónu vstupujúceho do interakcie s elektrónom. Pomer energie odrazeného fotónu a energie gamma kvanta vstupujúceho do interakcie, ktorá závisí na uhle  $\theta_\nu$ , je daná vzťahom (1.17).

$$\frac{h\nu'}{h\nu} = \frac{1}{1 + \varepsilon(1 - \cos(\theta_\nu))} ; \varepsilon \equiv \frac{h\nu}{mc^2} \quad (1.17)$$

Maximálny uhol odrazu pre elektrón je  $\theta_e = \pi/2$ , ktorému zodpovedá maximálna energia  $T_{e,max}$  pri odraze fotónu.

$$T_{e,max} = h\nu \frac{2\varepsilon}{1 + 2\varepsilon} \quad (1.18)$$

Maximálnemu spätnému odrazu fotónu zodpovedá Comptonova hrana a po dosiahnutí tejto energie, klesne prudko na nulu. Tiež popisuje maximálnu uloženú energiu gamma kvanta.



Obr. 1.5: Comptonov rozptyl gama kvanta na kvazi-voľnom elektróne. Fotón s hybnosťou  $h\nu/c$  sa rozptýli pod uhlom  $\theta_\nu$  na statickom elektróne, ktorému predá časť hybnosti a ten je následne vychýlený o uhol  $\theta_e$  [9].

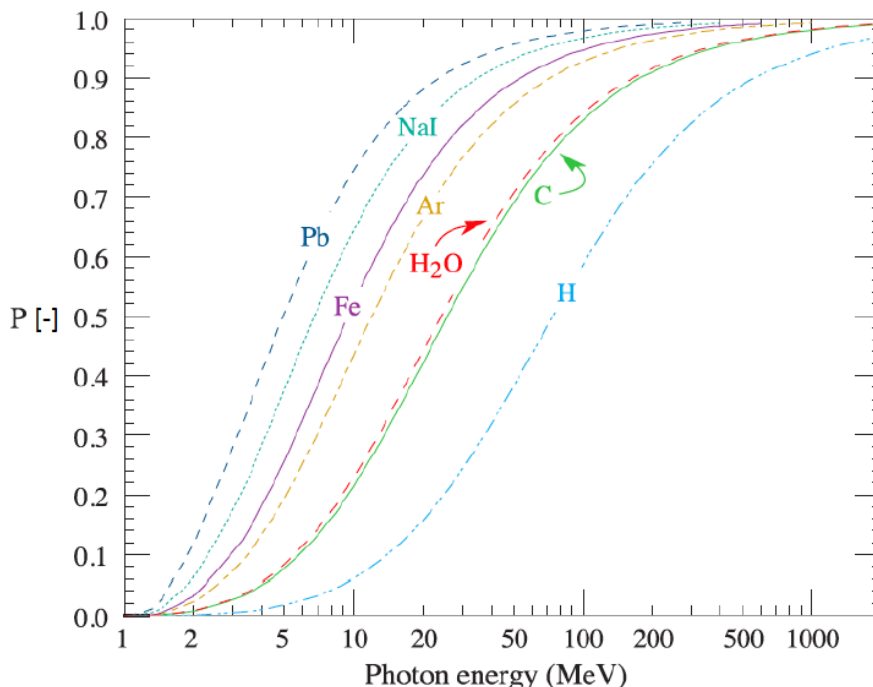
### 1.2.3 Produkcia párov elektrón-pozitrón

Rovnako ako pri brzdnom žiarení aj pri tvorbe párov elektrón-pozitrón (ďalej už len  $e + e^-$ ) dochádza k tomuto javu v oblasti jadra alebo v blízkosti inej častice, aby platili zákony zachovania. Aby bol splnený zákon zachovania hybnosti, keď fotón interaguje s atómovým obalom, jadro prevezme časť hybnosti a odpovedá "spätnou reakciou". Fotón vzniknutý môže vytvoriť  $e + e^-$  len v prípade ak má dostatočnú energiu  $h\nu \geq 2 \cdot 511 \text{ KeV}$ . Pokiaľ nesie fotón letiaci v poli jadra túto hraničnú energiu, je schopný produkcie párov. Pomocou zákonov zachovania energie a hybnosti môžeme vyjadriť vzťah (1.19), ktorý presne popisuje túto podmienku. Energia nalietajúceho fotónu musí byť aspoň rovná súčtu kludovej energie dvoch vznikajúcich elektrónov a energetickej spätnej reakcii, ktorá je prenesená do jadra atómu.

$$h\nu \geq 2m_e c^2 + 2 \frac{m_e^2}{m_{jadro}} c^2 \quad (1.19)$$



Je jednoduché si všimnúť, že ak budeme vychádzať z predpokladu  $m_e \ll m_{jadro}$ , potom dostávame priamo hraničnú podmienku tvorby  $e + e^-$ . Krátko po vzniku  $e + e^-$  pozitron anihiluje a zmení sa na dve gamma kvantá, takže väčšinou vznikajú sekundárne produkty interakcie.



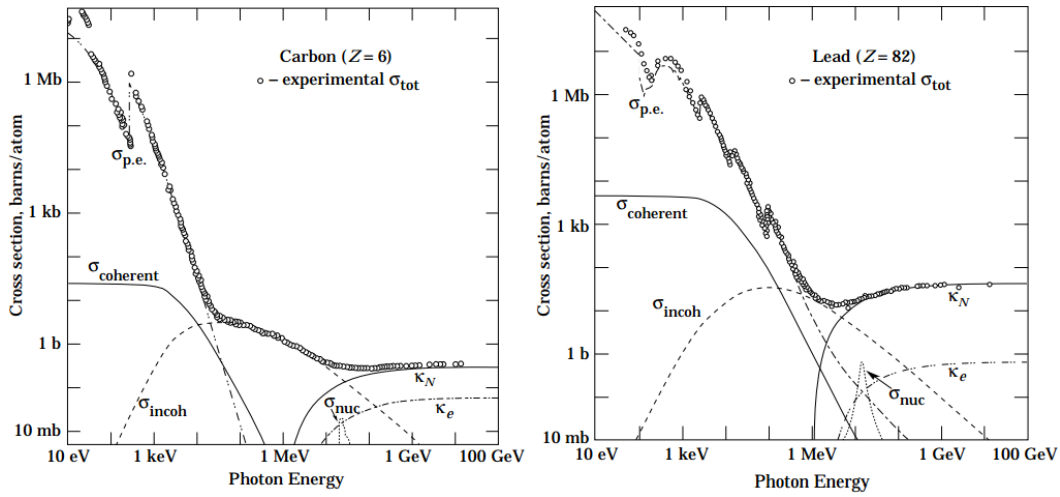
Obr. 1.6: Pravdepodobnosť párovej produkcie rastie s energiou fotónu a tento proces je pravdepodobnejší pre interakciu gamma žiarenia s prvkami vyšších atómových čísel. Pre niekoľko MeV fotóny je pravdepodobnosť tvorby veľmi malá, preto párovú produkciu pozorujeme najčastejšie pri vysokoenergetickom gama žiarení [13].

#### 1.2.4 Totálna absorbcia gamma

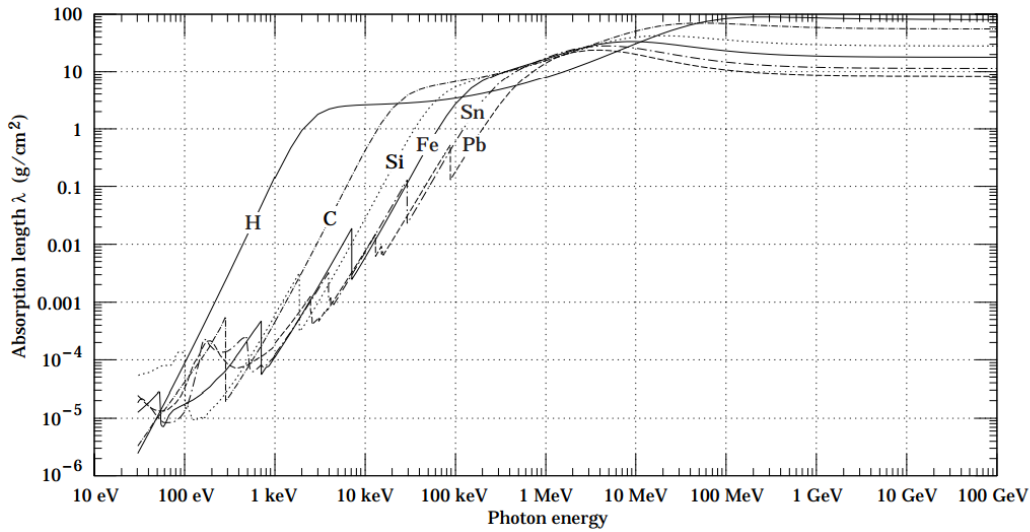
Po prechode fotónového zväzku materiálom je jeho pôvodná intenzita na vstupe  $I_0$  redukovaná. Nasledujúci vzťah (1.20) popisuje stratu práve  $1/e$  svojej pôvodnej intenzity prechodom vzdialenosti  $X_{0\gamma} = \frac{9}{7}X_0$  v danom materiále.

$$\langle I(x) \rangle = I_0 e^{-x/X_{0\gamma}} \quad (1.20)$$

Strata energie môže byť popísaná pomocou tzv. koeficientu útlmu  $\mu$  vzťahujúceho sa k danému prierezu, ktorý je zviazaný s radiačnou dĺžkou fotónu ako  $\mu=1/X_{0\gamma}$ . Nasledujúcim vzťahom  $\lambda = \rho/\mu$  je možné definovať tzv. fotónovú útlmovú vlnovú dĺžku, kde  $\rho$  je hustota materiálu a  $\mu$  koeficient útlmu definovaný vyššie. Týmto spôsobom je možné vyjadriť vzťah (1.20) trochu inak.



Obr. 1.7: Fotón interaguje s látkou viacerými procesmi, ktoré sú popísané rôznymi účinnými prierezmi. Grafy udávajúce celkový účinný prierez vzhľadom k energii fotónu pre uhlík (vľavo) a pre olovo (vpravo). Závislosti popisujú príspevky od rozličných dejov:  $\sigma_{p.e.}$  je fotoefekt,  $\sigma_{coherent}$  je Rayleighov rozptyl pre ionizáciu alebo excitáciu,  $\sigma_{incoherent}$  je Comptonov rozptyl,  $\kappa_N$  je párová produkcia (pre jadro),  $\kappa_e$  je párová produkcia (pre elektrón) a  $\sigma_{nuc}$  je fotojadrová absorpcia. Každý proces je popísaný vlastným koeficientom útlmu  $\mu$  a absorpcie [10].

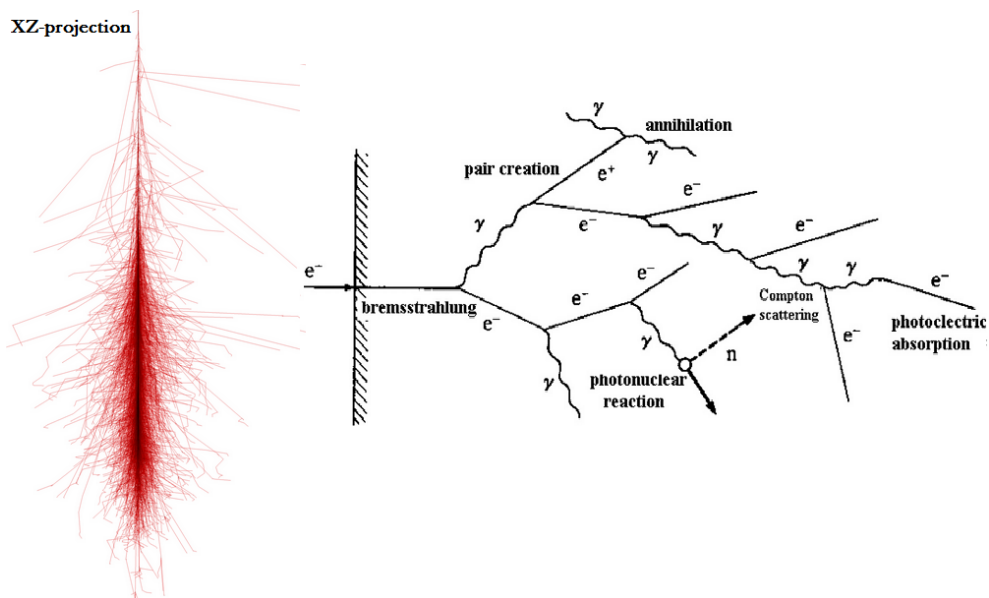


Obr. 1.8: Fotónová útlmová vlnová dĺžka  $\lambda$  v závislosti na energii interagujúceho fotónu v rôznych absorbéroch s hustotou  $\rho$ .  $I$  je intenzita, ktorá ostane zväzku po prechode vzdialenosti  $\rho x$  v danom materiále [12].

### 1.3 Elektromagnetická kaskáda

Elektromagnetická sprška častíc vzniká pri interakcii vysokoenergetickej častice s látkou. Pokiaľ je vstupujúcou časticou do absorbéra elektrón (resp. pozitron), začne "vnímať" polia jadier atómov materiálu a vzniká už spomínané brzdné žiarenie, ktoré je zdrojom energetických fotónov. Takýto fotón alebo externé gamma

kvantum, ktoré vstúpilo do objemu látky stráca v poli jadra energiu absorpciou, rozptýlením na atóme alebo tvorbou páru  $e + e^-$ , ktoré môžu proces ďalej rozširovať alebo pri dostatočnej energii anihilujú za vzniku dvoch gamma kvánt. Takto vzniknutému zhluku častíc hovoríme priestorová elektromagnetická kaskáda, ktorej veľkosť závisí na materiále média a na parametroch vstupujúcej častice.



Obr. 1.9: Vľavo vidíme červenou farbou umelo vytvorenú podobu elektromagnetickej kaskády vzniknutej z gamma kvanta pomocou simulačnej metódy Monte Carlo - CORSIKA pripravenej v laboratóriu inštitútu IKP. Na druhej polovici je jav znázornený schematicky a popisuje deje, ktoré v absorbéry prebiehajú [14], [15].

Kaskáda môže rásť do priestoru, pokiaľ majú elektróny a pozitrony dostatočnú energiu, a to väčšiu ako je kritická energia. Keď ich energia klesne pod hodnotu  $E_c$ , kaskáda sa zastaví. Pre zjednodušenie pracujeme s priemernými hodnotami. Predstavme si, že do absorbéru vstupuje fotón s určitou intenzitou, resp. energiou  $E_0$ , ktorý sa rozpadá na pár elektrón a pozitron, každý pre jednoduchosť s rovnakou pravdepodobnosťou rozdelenia energie. Táto tvorba páru je iniciovaná na vzdialenosti  $9/7 \cdot X_0$  a dej sa opakuje. Vzniknutý elektrón a pozitron emituje gamma, ktorý sa zasa rozpadá a vznikajú tak ďalšie dva páry, teda štyri častice. Celý proces je možné aproximovať výpočtom a určiť počet vzniknutých  $e + e^-$ , určiť deponovanú energiu. Po  $N$  krokoch, ktorých bude  $N_{\#e} = 2^N$ , kde  $N_{\#e}$  je počet vzniknutých elektrónov. Potom priemerná hodnota energie každej častice bude  $E_0/2^N$  a pre hraničnú podmienku bude platiť (1.21).

$$\frac{E_0}{2^{K_{max}}} = E_c \Rightarrow K_{max} = \frac{\ln(y)}{\ln(2)}, \quad kde \quad (1.21)$$

$$y = \frac{E_0}{E_c}. \quad (1.22)$$

Vzťah popísaný vyššie udáva maximálny možný počet krokov  $K_{max}$ , a tým aj hraničný počet vzniknutých elektrónov, ktoré daná častica svojím pôsobením vyprodukuje.  $y$  označíme pomer jej vstupujúcej  $E_0$  a kritickej energie. Číslo  $N$  pomáha určiť

dĺžku  $x$  definovanú  $N$ -tým násobkom radiačnej dĺžky  $X_0$  v danom materiále, ktorú častica s energiou  $E_0$  prekonala a deponovala tak všetku svoju energiu.

$$N = \frac{x}{X_0} \Rightarrow x_{max} \cong X_0 \frac{\ln(y)}{\ln(2)} \quad (1.23)$$

### 1.3.1 Radiačná dĺžka

Veľmi dôležitým parametrom je radiačná dĺžka  $X_0$  [g cm<sup>-2</sup>] popisujúca hĺbku penetrácie spôsobenú buď vysokoenergetickými elektrónmi vplyvom brzdného žiarenia v danej látke, alebo vysoko energetickými fotónmi pri párovej produkcii pozitronu a elektrónu. Je definovaná ako stredná hodnota vzdialenosti, na ktorej elektrón stratí brzdným žiarením  $1/e$  svojej pôvodnej energie, a zároveň je to  $7/9$  strednej voľnej dráhy (tj.  $7/9 \cdot X_0$ ) pri párovej produkcii (pre fotóny), [4], [8]. Taktiež je to veličina, ktorou popisujeme elektromagnetické kaskády. Radiačná dĺžka úzko závisí na materiále a bola spočítaná Y.S. Tsaiom [4] ako

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha r_e^2 \frac{N_A}{A} \{Z^2[L_{rad} - f(Z)] + ZL'_{rad}\} . \quad (1.24)$$

Pre  $A=1\text{g}\cdot\text{mol}^{-1}$  platí, že  $4\alpha r_e^2 N_A/A = (716.408 \text{ g cm}^{-2})^{-1}$ . Funkcia  $f(Z)$  je konečná suma a môžeme ju pre prvky až do uránu aproximovať takto

$$f(Z) \cong a^2[(1 + a^2)^{-1} + 0.20206 - 0.0369a^2 + 0.0083a^4 - 0.002a^6], \quad (1.25)$$

kde  $a=\alpha Z$ . Výraz v zložených zátvorkách vo vzťahu (1.24) udáva korekciu v závislosti na danom prvku, z ktorého je absorpčný materiál zložený. Premenná  $Z$  udáva náboj jadra atómu prvku, resp. počet protónov v jadre,  $r_e$  je klasický elektrónový polomer,  $N_A$  Avogadrovo číslo v jednotkách mol<sup>-1</sup> a  $\alpha$  je konštanta jemnej štruktúry. Momentálne  $A$  predstavuje relatívnu atómovú hmotnosť prvku, preto je v chemickom názvosloví bezrozmernou veličinou (viď. Sec.1.1).

Prvok	$Z$	$L_{rad}$ [-]	$L'_{rad}$ [-]
H	1	5.31	6.144
He	2	4.79	5.621
Li	3	4.74	5.805
Be	4	4.71	5.924
ostatné	>4	$\ln(184.15 \times Z^{-1/3})$	$\ln(1194 \times Z^{-2/3})$

Tabuľka 1.1: Tabuľka udáva hodnoty koeficientov (definované Y. S. Tsaiom) pre výpočet radiačnej dĺžky vo vzťahu (1.24) v závislosti na príslušnom chemickom prvku charakterizovaného číslom  $Z$ .  $L_{rad}$  a  $L'_{rad}$  sú naozaj bezrozmerné konštanty, čo sa dá overiť rozmerovou skúškou po dosadení za  $A$  [g·mol<sup>-1</sup>] a  $N_A$  [mol<sup>-1</sup>] do (1.24), [2].

Keď je absorpčná látka zmesou viacerých prvkov, jej radiačnú dĺžku je možné aproximovať pomocou hmotnostných zastúpení jednotlivých prvkov  $w_l$  a príslušnej radiačnej dĺžky prvku  $X_l$ .

$$\frac{1}{X_0} = \sum_{l=1}^N \frac{w_l}{X_l} \quad (1.26)$$

Stredná hodnota energie popisujúca energetické straty nalietajúcej častice s energiou  $E_0$  je potom daná nasledujúcou rovnicou, kde  $X_0$  je radiačná dĺžka v danom materiáli a  $L$  je penetračná vzdialenosť.

$$\langle E(L) \rangle \cong E_0 \cdot e^{-L/X_0} \quad (1.27)$$

### 1.3.2 Kritická energia

Kritická energia systému  $E_c$  je často definovaná ako energia, pri ktorej sú energetické straty spôsobené ionizáciou a radiáciou (brzdým žiarením) rovnaké, [8]. Z tejto definície je odvodený napr. vzťah (1.4), kde dochádza k ich rovnosti. Existuje ešte ekvivalentná Rosiho definícia, ktorá hovorí, že kritickou energiou nazveme takú energiu, keď sú ionizačné straty vzhľadom na radiačnú dĺžku identické s pokojovou energiou elektrónu, [7], Tab.1.2. Hodnotu kritickej energie pre prvky s  $Z > 6$  v pevných látkach a kvapalinách udáva približný vzťah (1.28), pre plyny je to (1.29).

$$E_c \approx \frac{610}{Z + 1.24} \text{ MeV} \quad (1.28)$$

$$E_c \approx \frac{710}{Z + 0.92} \text{ MeV} \quad (1.29)$$

Materiál	$Z$ [-]	$A$ [ $\text{g}\cdot\text{mol}^{-1}$ ]	$X_0$ [ $\text{g}\cdot\text{cm}^2$ ]	$X_0$ [cm]	$R_m$ [cm]	$E_c$ [MeV]
Al(s)	13	26.9815	24.01	8.897	4.419	42.70
Si(s)	14	28.0855	21.82	9.370	4.944	40.19
Fe(s)	26	55.8452	13.84	1.757	1.719	21.68
W(s)	74	183.8410	6.76	0.350	0.933	7.97
Pb(s)	82	207.2100	6.37	0.561	18.18	7.43
PbO(s)	-	-	7.87	1.265	1.848	10.41
PbWO4(s)	-	-	7.39	0.890	1.959	9.64
H2O(l)	-	-	36.08	36.08	9.720	78.33
Vzduch(g)	-	-	36.62	30390.00	7330.000	87.92
BGO	-	-	7.97	1.118	2.259	10.50
NaI	-	-	9.49	2.588	4.105	13.37
PVT	-	-	43.90	42.54	9.586	94.11

Tabuľka 1.2: Tabuľka udáva hodnoty radiačných dĺžok  $X_0$  daných materiálov, ich príslušnú kritickú energiu  $E_c$  pre elektróny a Moliérov polomer  $R_m$ . Hodnoty pre pozitrony sú nižšie a líšia sa len málo. Kritické energie pre mión sa pohybujú rádovo v jednotkách GeV, pretože kludová hmotnosť miónu je približne  $207\times$  väčšia. Hodnoty podielu  $Z/A$  pre materiály začínajúce PbO a končiacie PVT sú dané v poradí takto: 0.42101; 0.41315; 0.42697; 0.55509; 0.49919; 0.42065; 0.42697; 0.54141. Parametre sú uvádzané pre suchý vzduch pri 1 atm a BGO, NaI su anorganické scintilačné materiály, [2].

Pre rýchly a jednoduchší výpočet radiačnej dĺžky môžem uviesť vhodnú aproximáciu (1.30) závislú na len číslach  $Z$  a  $A$  (atómová hmotnosť), ktoré reprezentujú

daný materiál, [49].

$$X_0 \approx \frac{716.4 \text{ A g} \cdot \text{cm}^{-2}}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \quad (1.30)$$

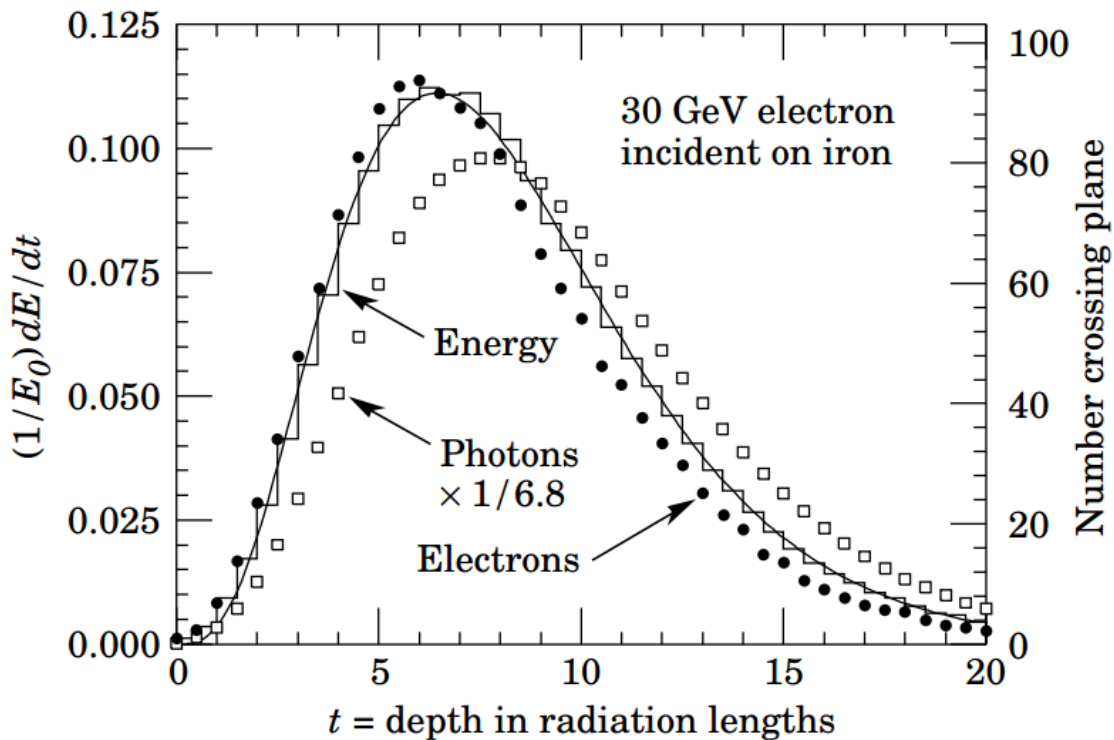
### 1.3.3 Moliérov polomer

Moliérov polomer  $R_m$  charakterizuje priečný rozmer elektromagnetickej kaskády. Tento polomer je nepriamo úmerný kritickej energii a zväčšuje sa priamoúmerné s rastúcou radiačnou dĺžkou.  $E_s$  je odhadovaná energia a je definovaná ako  $E_s = \sqrt{4\pi/\alpha} m_e c^2$ .

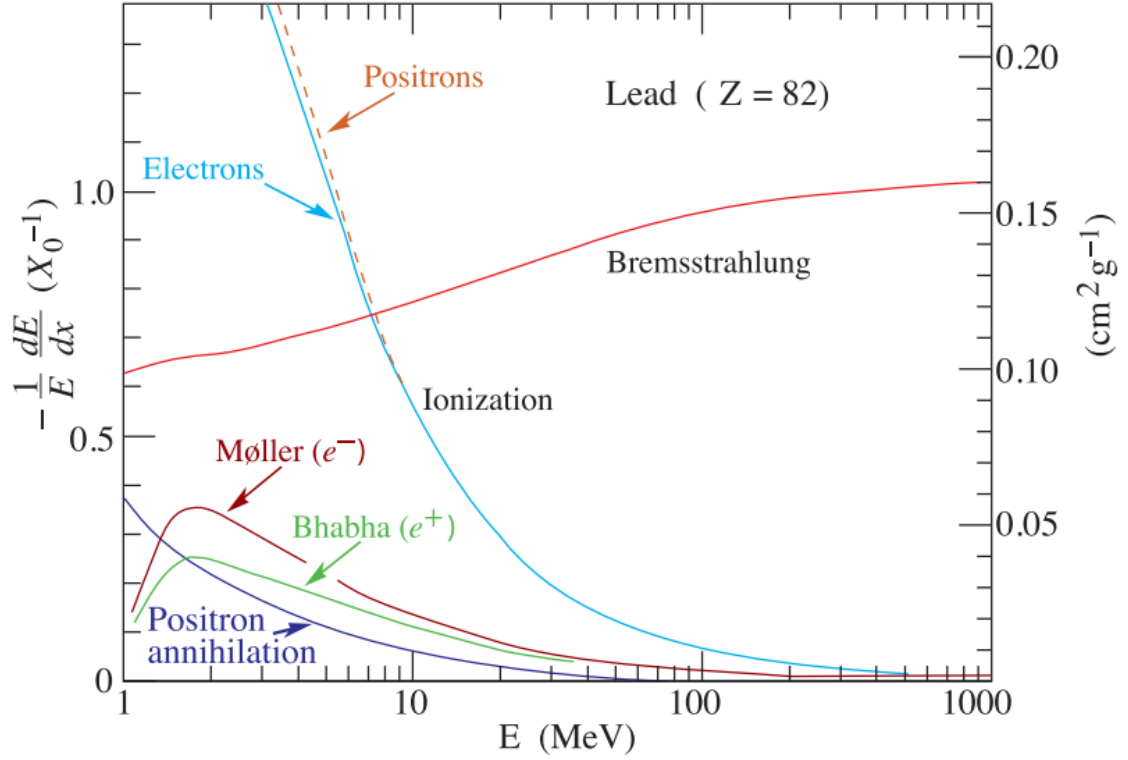
$$R_m = X_0 \frac{E_s}{E_c} \cong X_0 \frac{21.2 \text{ MeV}}{E_c} \quad (1.31)$$

Táto aproximácia ukazuje, že po maximálnom počte radiačných dĺžok bude viac ako 90% spršky v kuželi s priemerom  $2R_m$ , [11]. Ak sa pozrieme na  $m$  (preznač. na  $t$ ) v Obr.1.32 inými očami, uvidíme, že táto premenná popisuje hĺbku, do ktorej sa častica dostala a je reprezentovaná radiačnou dĺžkou s rozmerom  $[t] = g/cm^3$ . Pre maximálny počet vzniknutých subčastíc môžeme (1.23) spresniť nasledovným vzťahom (1.32), kde  $t_0$  je  $-0.5$  pre elektrón, resp.  $0.5$  pre fotón.

$$t_{max} \cong \frac{\ln(y)}{\ln(2)} + t_0 \quad (1.32)$$



Obr. 1.10: EGS4 simulácia 30 GeV elektónu vytvárajúceho elektromagneticnú kaskádu v železnom absorbéri. Graf popisuje dielčie energie deponované v médiu dané na radiačnú dĺžku. Hodnoty sú preložené gamafunkciou danou rozdelením, ktorá v grafe reprezentuje fitovacia krivku. Čierne body popisujú elektróny s celkovou energiou väčšou než 1.5 MeV a biele štvorce predstavujú fotóny s  $E \geq 1.5$  MeV [2].



Obr. 1.11: Energetické straty udané na radiačnú dĺžku v olove ako funkcia energie elektrónov alebo pozitronov [2].

### 1.3.4 Rossi-Greisenova rovnica a mnohonásobný rozptyl

Rovnica popisuje strednú hodnotu kvadrátu uhla, o ktorý sa častica odchyľila po vstupe do absorbéra, kde prekonal vzdialenosť  $x$ .

$$\langle \theta^2 \rangle = \int_0^x 4 \frac{\pi}{\alpha} \frac{1}{X_0} \left( \frac{zmc}{\beta p} \right)^2 dx = E_s^2 \frac{x}{X_0} \left( \frac{z}{vp} \right)^2 \quad (1.33)$$

Premenná  $z$  charakterizuje náboj nalietajúcej častice a  $v, p$  sú za sebou v poradí jej rýchlosť a hybnosť. Následne je možné učiť odmocninu štvorca strednej hodnoty rozptylového uhla rovnicou,

$$\theta^{rms} = \sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = E_s \frac{z}{vp} \sqrt{\frac{x}{X_0}}. \quad (1.34)$$

Pomocou "rms" (stredná kvadratická odchýlka) rovinného uhla môžeme približne vyjadriť odchýlku, ktorá vzniká pri nalietavaní častice v poli jadra, najmä cez Coulombovské (pružné) rozptyly.

$$\sigma_\theta = \sqrt{\langle \theta^2 \rangle} \approx \frac{20 \text{ MeV}}{p\beta c} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} (1 + 0.038 \ln(\frac{x}{X_0})) \quad (1.35)$$

# Kapitola 2

## Kalorimetria

Kalorimeter je typ detektora, ktorý meria častice deštrukčnou metódou. Kinetická energia častice je pohltená absorpčným materiálom, do ktorého nalieta. Častica zastaví (napr. elektrón zostane v obale atómu) a zanechá celú svoju energiu v detektore. Energia je premenená na detekovateľný signál pomocou aktívneho média, napríklad scintilátoru. Vhodným vyčítacím zariadením je potom takýto signál zozbieraný. Podľa druhu častíc, ktoré meriame rozdeľujeme kalorimetre na elektromagnetické a hadrónové. Tieto detektory nedokážu veľmi určiť typ častíc, ale predovšetkým ich energiu. Hadrónovými kalorimetrami meriame energie protónov, kaónov, piónov alebo neutrónov. Elektromagnetické kalorimetre sa využívajú k meraniu hlavne fotónov, elektrónov a pozitónov v GeV oblasti.

Elektróny dosahujúce približne 1 GeV interagujú brzdovým žiarením, produkujú brzdové fotóny, ktoré podliehajú párovej produkcii. Po dosiahnutí kritickej energie sa kaskády zastavia a prevláda ionizácia [21], Obr.1.10. Ak máme dostatočne citlivý detektor môžeme zaznamenať rozvoj dvoch spršiek tesne vedľa seba a detekovať tak dva rôzne fotóny, ktoré vznikli  $\pi_0$  rozpadom. Kalorimetre závisia hlavne na hustote a teda hodnote  $Z$  prvku absorbéra. S rastúcim  $Z$  v oblasti ťažších prvkov sa dokáže sprška rozvinúť na veľmi krátkej vzdialenosti. Z tohto dôvodu pristupujeme k materiálom ako je napr. olovo alebo wolfrám. Typicky sa radiačná dĺžka pohybuje v milimetroch.

Z hľadiska zloženia môžeme elektromagnetické kalorimetre rozdeliť na homogénne a vzorkovacie. Homogénny detektor je tvorený z jedného homogénneho citlivého materiálu, ktorým sú rôzne an/organické zmesi, scintilátory alebo polyméry. Ako príklad môžeme uviesť BGO, PbO, BGO (Tab.1.2) a iné. Druhou kategóriou sú vzorkovacie kalorimetre, ktoré sú zložené z dvoch typov segmentov - aktívny a pasívny. Aktívna časť slúži na vyčítanie (napr. scintilátor) a pasívny absorpčný materiál má za úlohu rozvíjať kaskádu. Častice stratia svoje energie na určitej vzdialenosti v médiu, preto je dôležité určiť správnu dĺžku komponentov a detektora. Dôležitými parametrami sú Moliérov polomer, radiačná dĺžka a kritická energia. Moliérov polomer spolu s radiačnou dĺžkou popisujú rozvoj 3D kaskády. Detektor je tiež charakterizovaný granularitou. Tá popisuje strednú vzdialenosť medzi vyčítacími elementami detektora. Granularita udáva priestorové rozlíšenie detektora.

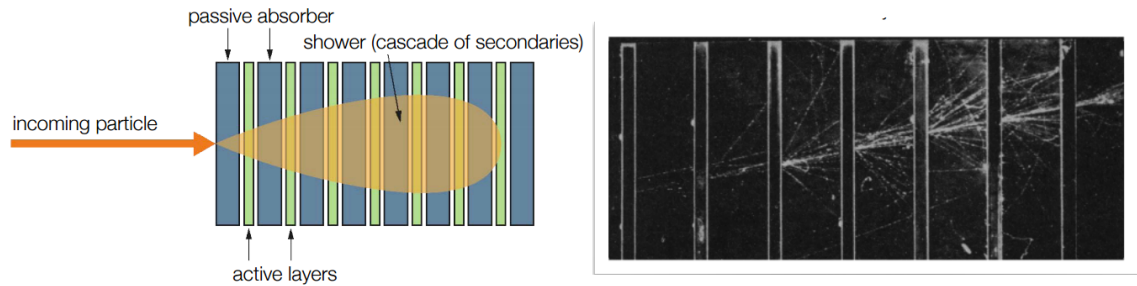


## 2.1 Vzorkovacie kalorimetre: sendvič a špagety

Vzorkovacie elektromagnetické kalorimetre môžeme rozdeliť na viaceré typy práve vďaka tomu, že segmenty kalorimetra sa dajú ľubovoľne upraviť a poskladať. Asi najjednoduchšiu konfiguráciu predstavujú tzv. sendvičové kalorimetre. Takýto detektor je vytvorený striedaním aktívnej a pasívnej časti (viď. Obr.2.1), a produkuje tak v každom aktívnom médiu signál.

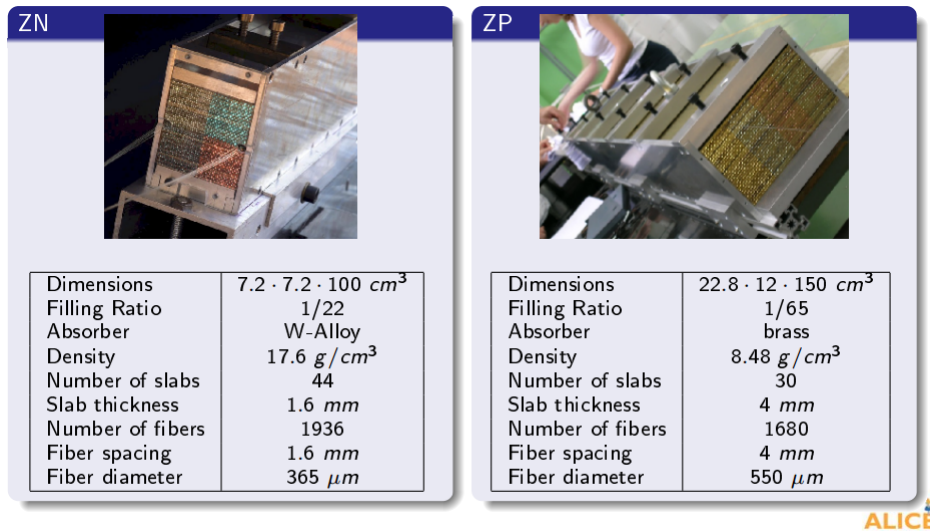
Pasívna časť je tvorená obvykle ťažkým kovom, aby bolo možné rýchlo rozvinúť elektromagnetickú kaskádu. Príkladom aktívnej časti môžu byť kremíkové detektory, čerenkovove detektory, alebo aj scitilátor, ktorým sa budeme zaoberať vo svojej práci. Ten môže byť tvorený plastom alebo dokonca môžeme využiť plyn či tekutinu. Plastové scintilačné materiály ponúkajú dobrú odolnosť, a zároveň sú málo nákladné. Energia je meraná po segmentoch, a preto celková fluktuácia energie je ovplyvnená fluktuáciou jednotlivých častí.

Veľmi zaujímavou architektúrou sú tzv. "spaghetti"kalorimetre, ktoré využívajú napríklad experiment ALICE v CERN. Aktívna časť detektora vedie cez pasívnu zložku kovu (wolfrám) s veľkým  $Z$  vodorovne a sprška sa tak môže rozvíjať do veľkej vzdialenosti v jednom segmente na rozdiel od sendvičových kalorimetrov. Aktívnym elementom sú vlákna, ktoré sú vytvorené zo scintilačného materiálu, kryštálu, čistých optických vlákien alebo ich kombináciou. Tieto typy kalorimetra sa vyznačujú vysokou vyčítacou rýchlosťou, a tak môžu byť použité na experimentoch v urýchľovačoch s obrovskou luminozitou. Špagety kalorimetre vyriešili aj problém so vzduchovými medzerami a poskytujú dokonalé hermetické prostredie. Týmto spôsobom môžeme dosiahnuť veľmi precízne vzorkovacie detektory, ktoré limitujú energetické fluktuácie. Tie sú dané množstvom aktívneho média (viď. 2.3) a jeho hrúbkou. Špagety kalorimetre využíva napr. kalorimeter "shashlik" v experimente KOPIO alebo KLOE, [25],[10].

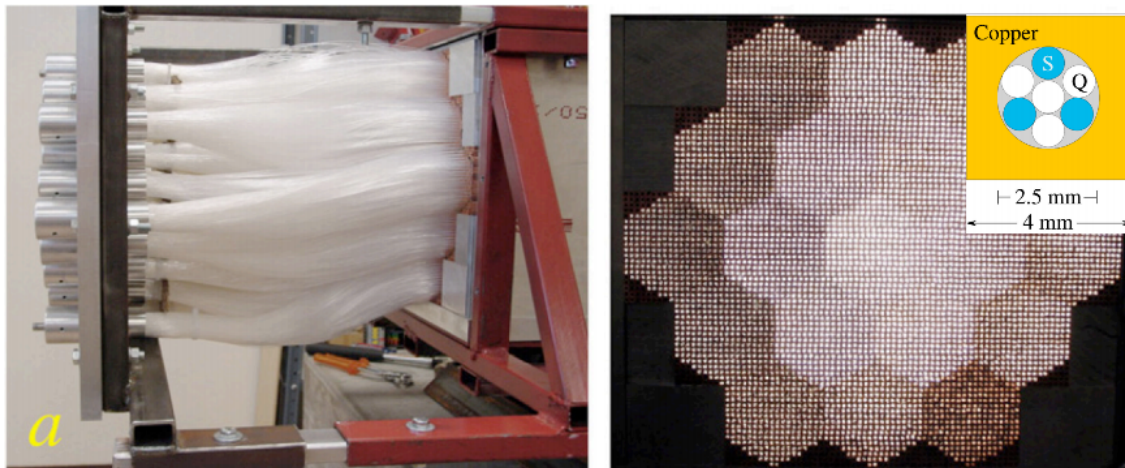


Obr. 2.1: Obrázok vľavo ukazuje usporiadanie aktívnej a pasívnej časti kalorimetra, do ktorého nalietava častica a vytvára kaskádu. Druhý obrázok je fotografia skutočnej častice a spršky, ktorú v detektore zanechala [11].

Ďalším zaujímavým dizajnom elektromagnetického kalorimetra je detektor DREAM s medeným absorbérom [54]. Študuje hadrónové spršky pomocou simultálneho merania vznikajúceho scintilačného a Čerenkového žiarenia. Porovnávaním týchto dvoch signálov je možné merať príspevky od spršky event po evente. Fluktuácie v týchto príspevkoch sú hlavným zdrojom energetického rozlíšenia a spôsobujú nelinearitu a deformujú gausovskú odozvu signálu kalorimetra. Dvojitým vyčítaním signálu sa podarilo eliminovať tieto nežiadúce fluktuácie.



Obr. 2.2: Dva "zero degree"kalorimetre na experimente ALICE v CERN. Oba sú špagetového typu, ZN je predstavuje 2 kalorimetre pre neutróny a ZP 2 pre protóny [22],[23],[24].



Obr. 2.3: Detektor DREAM a vyvedenie zväzkov optických vlákien z jednotlivých blokov (a). Pohľad na detektor z frontálnej strany pri osvetlení zo zadnej strany (b). Žltý štvorec (b) ukazuje schému jedného segmentu v bloku. Medený 4×4 mm<sup>2</sup> segment dlhý 2 m obsahuje dieru s polomerom 2.5 mm, ktorá je vyplnená tromi tzv. Wavelength shiterom (WLS) a štyrmi optickými vláknami každé s priemerom 0.8 mm [54].

## 2.2 Energetické rozlíšenie

Energetické rozdelenie reálnych elektromagnetických kalorimetrov môžeme načrtnúť vzťahom,

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c. \quad (2.1)$$

Prvý sčítanec popisuje stochastický koeficient, druhý udáva energetický šum (strata napr. v optickom vyčítaní) a  $c$  je konštanta, ktorá hovorí o kvalite kalorimetra (geometria, štruktúra, radiačné poškodenie a i.). Celkovo do energetického rozlíšenia vzorkovacích kalorimetrov prispieva okrem fluktuácií od jednotlivých segmentov aj Landauova fluktuácia a fluktuácia spájaná s dĺžkou stopy. Každé prispieva približne ako  $1/\sqrt{E}$ , [10],[26]. Príspevok k energii vo vzorku je spôsobený fluktuáciou nízkoenergetických elektrónov, ktoré prenikajú do aktívnej zložky detektora. Je daná maximálnym počtom častíc v detektore  $N_{max} = E_\gamma/E_c$ . Nasledujúci vzťah popisuje počet nabitých častíc  $N$ , ktoré prenikajú do aktívnej časti,

$$N = \frac{N_{max}}{d} = \frac{E_\gamma}{E_c \cdot d}, \quad (2.2)$$

kde  $E_\gamma$  je energia častice a  $d$  hrúbka absorbéra v násobkoch radiačnej dĺžky. Podrobnejšie sa do korekcie zavádza aj vzorkovacia funkcia  $f_{samp}$ , ktorá je pomerom energetických strát máloionizujúcich častíc v aktívnom médiu a energetickej straty v aktívnej a pasívnej časti, tj.

$$f_{samp} = \frac{E_{low}}{E_{low} + E_{abs}}. \quad (2.3)$$

Celkovo je energetické rozlíšenie dané empirickým vzťahom [10],

$$\frac{\sigma_{samp}}{E} = \frac{2.7\%}{\sqrt{E[GeV]}} \sqrt{\frac{d[mm]}{f_{samp}}}, \quad (2.4)$$

ale začína dominovať až pri  $d \ll 1 \cdot X_0$ . Tento vzťah je odvodený z Poissonovho rozdelenia. Častica môže prechádzať detektorom pod rôznymi uhlami  $\theta$  vzhľadom na jeho os. Potom musíme brať do úvahy aj korekcie dĺžky absorbéra  $d$ , tj.  $d \cos(\theta)$  (tzv. "track length fluctuations"). V prípade, že používame tenké detekčné vrstvy, môže dochádzať pri prenose veľkých energií (pri ionizácii) k znehodnoteniu signálu. Uvažujeme  $\delta$  ako energetickú stratu na každej vrstve. Potom Landauove fluktuácie budú popisovať stratu pri ionizácii k celkovému signálu,

$$\left( \frac{\sigma(E)}{E} \right)_{Landau} = \frac{1}{\sqrt{N} \cdot \ln(k \cdot \delta)}, \quad (2.5)$$

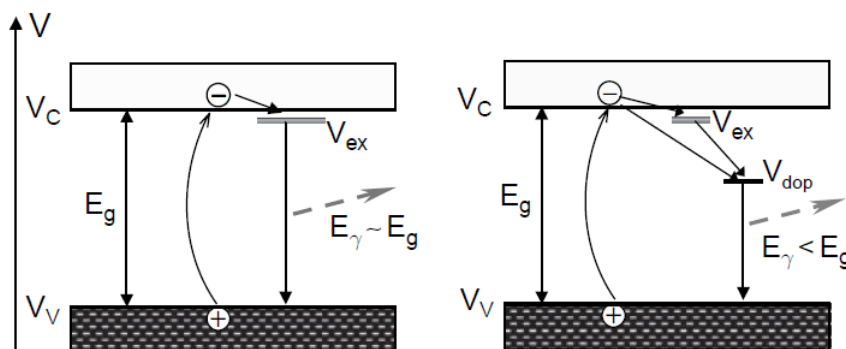
kde  $k$  je konštanta a  $\delta$  je strata závislá na materiále.

## 2.3 Scintilátor

Scintilátor je látka, ktorá po zásahu ionizujúceho žiarenia produkuje svetelné pulzy. Na základe materiálu, z ktorého sú vyrobené, delíme scintilátory na organické a anorganické. Medzi organické scintilačné materiály radíme aj plasty. Tiež sem patria kvapaliny a niektoré kryštalické látky.

Funkcia anorganického scintilátora sa opiera o absorpciu energie, ktorú častica po prelete v detektore zanechala. Médium je tvorené kryštalickou mriežkou, v ktorej sa nachádza valenčný pás. Ten je postupne zaplňaný až po zakázané pásmo.

Ak je materiálu dodaná dostatočná energia, môže sa excitovať elektrón z valenčného pásma do vodivostného pásu, v ktorom môže stráviť určitý čas alebo ihneď rekombinovať. Týmto pomyselnými pásmi rozumieme energetické hladiny. Týmto procesom vytvorí elektrón dieru a pokiaľ nerekombinoval, môže vytvoriť viazaný stav s inou dierou tesne pod vodivostným pásmom. V tomto stave putuje po kryštále až kým deexcituje v dôsledku zrážky s fotónom alebo vlastnou rekombináciou jeden fotón vyžiari. Tento fotón ma charakteristickú de/excitačnú energiu a vlnovú dĺžku.



Obr. 2.4: Schématický náčrt funkcie anorganického scintilátora. Vľavo je klasická excitácia a obrázok vpravo ukazuje novo pridané aktivačné centrum (prímes) ako hladinu  $V_{dop}$  [10].

Scintilačná efektívnosť sa dá zlepšiť pridaním nečistôt v podobe aktivačných centier, ktoré sú lokalizované v zakázanom pásme. Následne vytvárajú ďalšie zachytne miesta v podobe energetických hladín. Ak trafia voľné elektróny alebo excitované elektróny aktivačné centrum, ich väzbová energia je predaná kryštálu vo forme vibrácií prostredníctvom fonónov alebo emituje svetlo. Potom je určité množstvo energie kryštálu emitované v podobe luminiscenčného žiarenia.

Scintilátory využívané v kalorimetroch slúžia na prevod energetického výťažku interagujúcich častíc na fotóny v oblasti viditeľného svetla alebo aspoň vlnenia s blízkou frekvenciou. V scintilačných materiáloch prebiehajú dva fundamentálne procesy - fluorescencia a fosforescencia. Zásadný rozdiel je hlavne v dĺžke deja. Pri fluorescencii dochádza k emitácii viditeľného fotónu v priebehu niekoľkých nanosekúnd až mikrosekúnd prostredníctvom excitácie v atómovom obale. Pri fosforescencii sa stretávame rádovo s časmi mikrosekundy až milisekundy, niekedy dokonca hodiny v závislosti od materiálu. Dôležitou črtou je aj tepelná závislosť. Pri fluorescencii musí byť materiál tepelne zahriaty, aby bol schopný emisie. Vďaka rýchlosti fluorescenčného deja a produkcie fotónov s kratšou vlnovou dĺžkou, je výhodný pre detekciu častíc žiarenia. Ešte existuje dej nazývaný podmienená fluorescencia, ktorý sa líši od promptnej len v dlhšom časovom nábehu. Jedným z kritérií dobrého scintilátora by mala byť aj kratšia časová odozva podmienenej fluorescencie, a teda rýchlejšie generovanie užitočného signálu.

Ideálny scintilátor by mal spĺňať niekoľko logických kritérií. Napríklad by sme chceli, aby prevod kinetickej energie častíc na viditeľné fotóny dosahoval maximálnu scintilačnú účinnosť  $\epsilon_s$ , ktorú definujeme takto:

$$\epsilon_s = \frac{\langle N_\gamma \rangle}{T_i}, \quad (2.6)$$

kde  $\langle N_\gamma \rangle$  predstavuje strednú hodnotu počtu emitovaných fotónov a  $T_i$  je energia pohltená scintilačným médiom. Celkovú scintilačnú účinnosť získame pomocou celkovej energie emitovaných fotónov  $h\nu$ .

$$\epsilon_r = \epsilon_s \cdot h\nu \quad (2.7)$$

Svetelný výstup scintilátora  $L_{ph}$  definujeme ako počet fotónov na 1 MeV energie absorbovanej scintilátorom. Pre emisné spektrum platí, že má charakteristický pík určený charakteristickou vlnovou dĺžkou. Maxim v spektre môže byť aj viac. Index lomu je veličina závislá na vlnovej dĺžke  $n(\lambda)$  a spolu s útlmovou vlnovou dĺžkou  $\lambda_{att}$  sú dôležitými parametrami pre zber svetla. Každý scintilačný materiál je charakterizovaný tzv. časom rozpadu  $\tau_D$ . Ide o jeden z komponentov, ktoré popisujú tvar pulzu. Nasledujúcou podmienkou by mohla byť lineatia konverzie energie na fotón. Svetelný výťažok by mal byť úmerný deponovanej energii. Táto podmienka nie je splnená napríklad pri organických scintilátoroch a bližšie ju popisuje tzv. Briksov zákon. Určite by scintilačný materiál nemal obmedzovať pohyb vzniknutých fotónov (vhodná vlnová dĺžka) a mal by mať určité použiteľné rozmery. V poslednom rade, ak sme boli schopní získať maximálny svetelný výťažok, mal by byť prevedený bez strát do ďalších optických vyčítacích zariadení. Tu zohráva dôležitú úlohu index lomu materiálov. K ďalším problémom pri prenose signálu medzi optickými časťami by sme mohli prirátať nájdenie správnej vlnovej dĺžky svetla zo scintilátora na rozsah citlivosti detektora. Absorpčnú silu scintilátora vieme popísať fotoelektrickou účinnosťou  $R_\gamma$  udávajúcou pomer medzi celkovým počtom absorbovaných fotónov  $N_a$  k celkovému počtu detekovaných fotónov  $N_d$ .

$$R_\gamma = \frac{N_a}{N_d} \quad (2.8)$$

Táto účinnosť závisí od rozmerov média a energií dopadajúceho žiarenia. Pre svetelný výstup organických scintilátorov  $L$  môžeme použiť semi-empirický vzťah

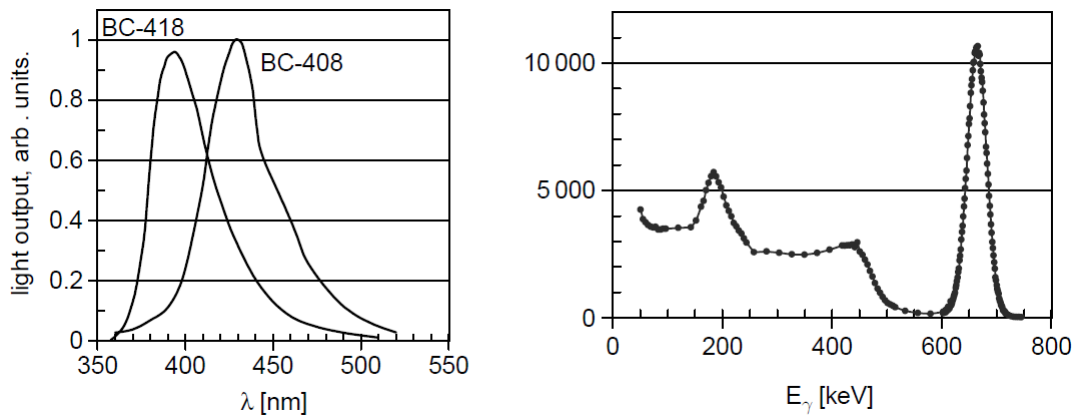
$$L = \frac{L_0}{1 + k_B \cdot dE/dx}, \quad (2.9)$$

kde  $dE/dx$  MeV/g cm<sup>-2</sup> sú ionizačné straty,  $L_0$  udáva nedegenerovaný svetelný výstup scintilátora a  $k_B$  je tzv. Briksova konštanta charakterizujúca scintilačný materiál. Pevné a tekuté scintilačné materiály majú nelineárnu odozvu vzhľadom k deponovanej energii pri veľkých ionizačných hustotách. V porovnaní s plynovými scintilátormi je svetelný výťažok oveľa väčší, pretože plyny majú nižšiu hustotu. Problémom je emisné spektrum, ktorého vlnové dĺžky sú nízke a pohybujú sa medzi 100–200 nm.

Najčastejšie využívanými scintilačnými materiálmi sú alkalické halogénové kryštály (NaI), organické kvapalné scintilátory alebo plasty. Výhodou organických scintilátorov je rýchlosť (krátka doba  $[\tau_D] = ns$ ), ktorá je vykúpená slabým výťažkom. Organické scintilátory sa využívajú pri meraní spektier napr. beta rozpadu a detekcii rýchlych neutrónov od 1–100 MeV, [10]. Anorganické scintilátory ponúkajú skvelý svetelný výťažok a linearitu, ale majú pomalú časovú odozvu. Pri voľbe materiálu je podstatné zamerať sa na účel scintilátora. Pre prípad gama spektrometrie

je vhodné použiť anorganické materiály s vysokým atómovým číslom. Celková scintilačná účinnosť anorganických scintilátorov sa zvyšuje poklesom teploty. Svetelný výstup scintilátora rastie a predlžuje sa rozpadový čas svetelného záblesku.

Dnes najpoužívanejšie sú asi plastové scintilátory, ktoré sú založené na polyvinyltoluéne (PVT) a polystyrene (PS) alebo ešte na polymethyl methacryláte (PMMA). Výhodou PMMA je výborná priehľadnosť voči vlastným fotónom. Plasty majú dobrú radiačnú odolnosť a sú cenovo prístupné, a zároveň nekladú až také veľké požiadavky na hmotnosť detektora. Problémom je svetlo emitované v UV oblasti a tiež majú krátku absorpčnú vlnovú dĺžku. Vlnová dĺžka sa typicky pohybuje v oblasti 400 nm, preto sa často využívajú WLS. Pri väčších rozmeroch scintilátora je veľmi dôležité vyhladenie a vyleštenie povrchu z dôvodu vnútorného totálneho odrazu, aby nedochádzalo k strate signálu. Plastové scintilátory sú často v podobe kvádra a scintilačné svetlo vychádza zo strán takejto platne [10].



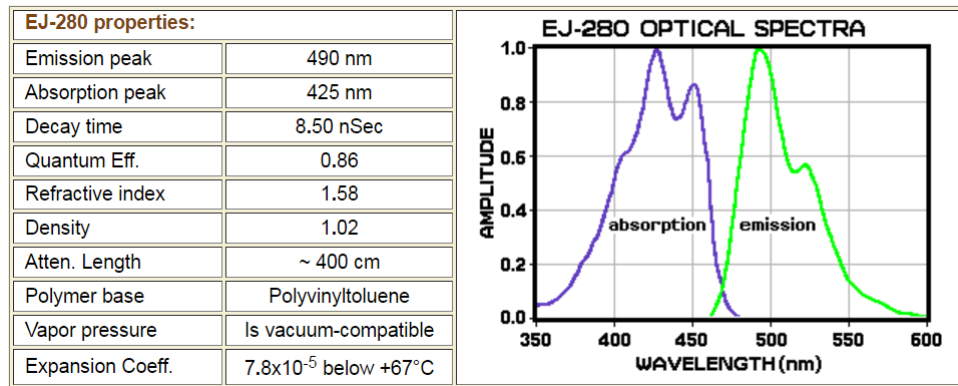
Obr. 2.5: Graf vľavo znázorňuje luminiscenčné spektrá plastických scintilátorov. Druhý graf popisuje energetické spektrum cézia 137 merané pomocou CsI(Tl) s viditeľným píkom plného pohltienia fotónu v oblasti 662 keV. Tesne pred fotopíkom sa nachádza Comptonova hrana, ktorá zakončuje Comptonovo plateau. Fotopík nemusí byť v spektre jediný. Ďalším je pík v mieste 184 keV, ktorý vznikol fotoelektrickým javom a je príspevkom od odrazených fotónov v materále. Energia tohto píku zodpovedá rozdielu píku plného pohltienia a Comptonovej hrany [10].

Scintillator	base	density $\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	$\tau_D$ [ns]	$L_{ph}, N_{ph}$ [per MeV]	$\lambda_{em}$ [nm]	$n(\lambda_{em})$
Anthracene		1.25	30	16 000	440	1.62
BC-408 (BICRON)	PVT	1.032	2.1	10 000	425	1.58
BC-418 (BICRON)	PVT	1.032	1.5	11 000	391	1.58
UPS-89 (AMCRYS-H)	PS	1.06	2.4	10 000	418	1.60
UPS-91F (AMCRYS-H)	PS	1.06	0.6	6 500	390	1.60

Obr. 2.6: Tabuľka porovnáva organický antracén s ďalšími najčastejšie používanými plastovými scintilátormi typu PVT a PS.  $\tau_D$  je doba rozpadu (decay time),  $L_{ph}$  predstavuje svetelný výstup scintilátora s príslušným počtom fotónov  $N_{ph}$ ,  $\lambda_{em}$  je charakteristická vlnová dĺžka spektra a  $n(\lambda_{em})$  je príslušný index lomu [10].

### 2.3.1 Wavelength shifter

Wavelength shifter je fotofluorescenčný materiál schopný pohltiť fotóny určitej vlnovej dĺžky v oblasti UV a následne ich izotrópne emitovať s väčšou vlnovou dĺžkou. Tá je už vhodná pre fotonásobič, ktorý je v tejto oblasti senzitívnejší. Ako príklad WLS môžeme uviesť EJ-280, ktorý absorbuje modré svetlo a výsledné spektrum je posunuté do zelenej. Po určitej vzdialenosti žiaľ dochádza k útlmu signálu (viď. ??).



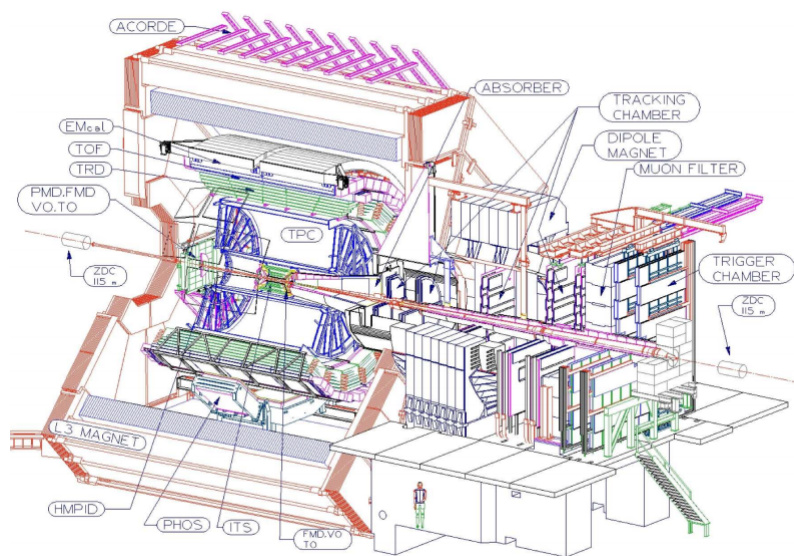
Obr. 2.7: Fluorescenčný materiál EJ-280 založený na PVT a schopný emisie vo vlnových dĺžkach zeleného spektra [27].

# Kapitola 3

## Technický a fyzikálny popis zariadenia

### 3.1 Kalorimetre v prostredí s veľkou multiplicitou častíc

ALICE (A Large Hadron Collider Experiment) je jedným z hlavných experimentov na LHC (Large Hadron Collider ring) pre výskum zrážok ťažkých jadier. Detektor sa skladá z 18 rôznych subdetektorov zameraných na rôzne oblasti fyziky. Dôležitou informáciou je meranie centrality zrážky. Jednou z predností ALICE je aj určenie identity častíc alebo záchyt fotónov pomocou EMCal detektoru PMD (Photon Multiplicity Detector).



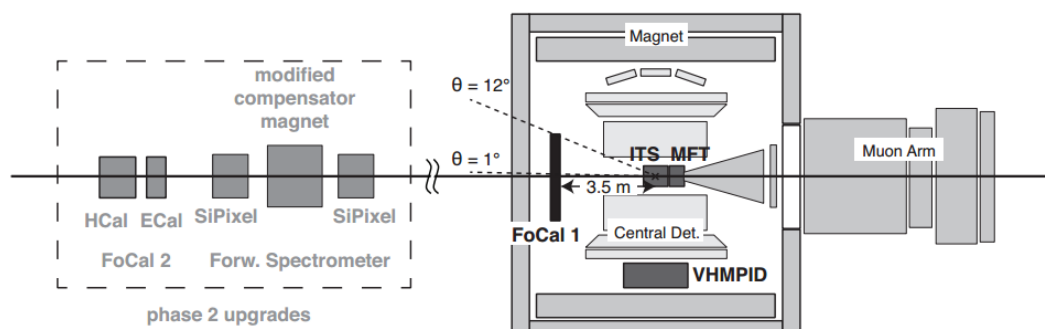
Obr. 3.1: Obrázok experimentu ALICE v CERN popisujúci všetky jeho hlavné a súčasné detektory [29].

Detektor FoCal je elektromagnetickým vzorkovacím kalorimetrom a mal by v blízkej budúcnosti nahradiť už nie tak výkonný PMD. Uvažuje sa o jeho umiestnení do vzdialenosti 3.5 m (priama náhrada PMD) alebo až 8 m od interakčného bodu. Energetické nároky v tomto mieste nemusia byť tak vysoké ako rozlíšenie pozície v



oblasti vysokej hustoty zrážky a malého uhla výletu. Z týchto požiadavok vyplýva hlavný dizajn kalorimetra a zníženie Molierovho polomeru na minimum. Jedným z uvažovaných materiálov je wolfrám, ktorého Moliérov polomer je uvedený v Tab.1.2. Tento materiál je vhodným kandidátom a vyhovuje aj požiadavke granularity detektoru  $1 \times 1 \text{ mm}^2$ . Od vylepšenia sa požaduje chod pri vyššom energetickom rozlíšení a funkcia v oblasti väčších hybností. FoCal by mal zlepšiť schopnosť identifikovať neutrálne hadróny a rozlíšiť ich od fotónov napríklad z  $\pi^0$  rozpadu.

FoCal by mal byť schopný merať v oblasti pseudorapidít do max. 4.5 pre lokáciu vo vzdialenosti 3.6 m a pseudorapiditu 3.2 až 5.3 pre vzdialenosť 7 m. Všeobecne by mal byť detektor schopný merať elektróny, pozitrony, fotóny a jety v oblasti rapidít  $\eta > 3$ .

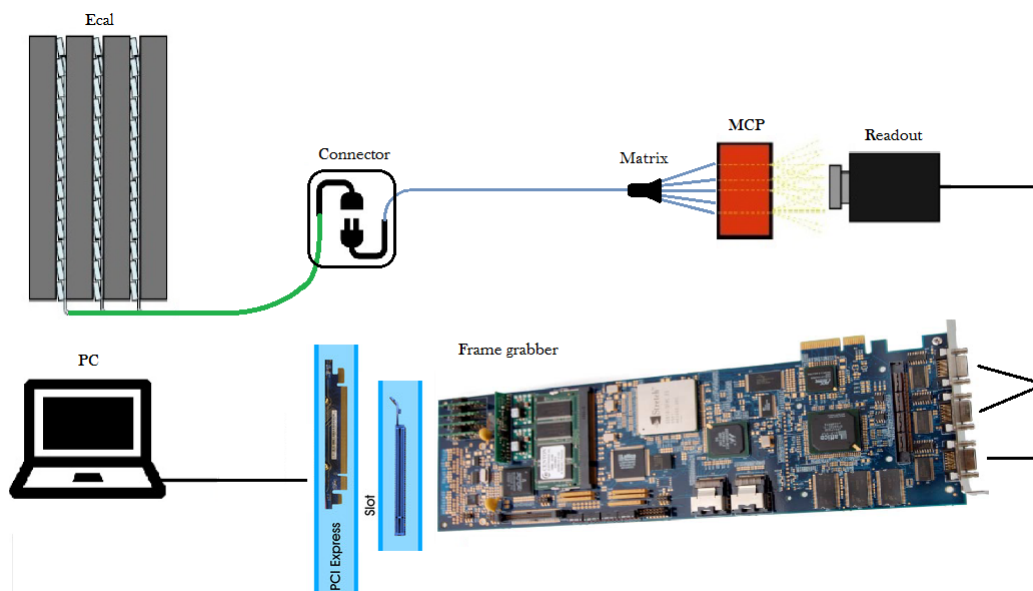


Obr. 3.2: Označenie FoCal 1 ukazuje prvú možnú pozíciu detektoru pri výmene PMD a FoCal 2 je vzdialenejšie riešenie takéhoto umiestnenia. Na obrázku vidíme aj iné typy detektorov inštalovaných vo fáze 1 pravdepodobne v časovom rozpätí 2017/2018 a tiež uvažovanú fázu vylepšenia č.2 [30].

Kalorimeter má viacero dizajnov. Súčasný návrh detektora, o ktorom sa uvažuje by mal byť sendvičový SiW typ kalorimetra. Dopredný kalorimeter by mal byť zložený z veží, ktoré budú tvorené doštičkami s aktívnou časťou, ktoré sú prekladané pasívnym absorbérom z wolfrámu s hrúbkou 3.5 mm, čo zodpovedá zhruba jednej radiačnej dĺžke. Priestor medzi pasívnou časťou budú by mali vyplňať Si senzory. Takýchto vrstiev by malo byť za sebou dvadsať. Aktívna časť bude tvorená dvoma typmi senzorov. Pôjde o senzory určené pre veľkú (CMOS senzor - MAPS) a malú granularitu. Ukázalo sa, že voľba senzora s vysokou granularitou má dobrú citlivosť. Tento koncept je výhodný na meranie veľkých  $p_T$  pre priame meranie fotónov. Môžeme uviesť jeden prototyp postavený so senzorom CMOS (MIMOSA23) vysokej granularity. Približné rozmery kalorimetra sú  $4 \times 4 \times 10 \text{ cm}^3$ . Počet wolfrámových vrstiev so šírkou 3.3 mm (+senzor: cca. 1 mm) je 24. Približné parametre kalorimetra sú 11 mm pre Molierov polomer a 4 mm pre radiačnú dĺžku [31]. Takýto koncept nie je z hľadiska umiestnenia CMOS senzorov veľmi trvácny. Sensory budú v radiačne namáhanej oblasti, a preto uvažujeme vyviesť vyčítanie do bezpečnej zóny.

Vzorkovací kalorimeter by mal pozostávať z dvoch hlavných častí. Predovšetkým ide o primárnu štruktúru, ktorá bude schopná prostredníctvom scintilátorov a pokročilého hardvéru detekovať požadované častice. Tento signál bude pomocou optických vlákien odvedený do určitej radiačne odolnej vzdialenosti, kde bude vyčítaný vysokorýchlostnou kamerou. Jednou z častí mojej práce bude práve aj vývoj vyčítacieho modulu, ktorá je zastúpená predovšetkým už vyššie spomínanou kame-

rou alebo grafickou kartou, tzv. grabberom a počítačom s pokročilou architektúrou (Obr.3.3). Vizuálna technika sa vyznačuje hlavne vyspelými technológiami ako sú hradlové polia FPGA a vysokorýchlostné snímače CMOS, resp. sCMOS. Cieľom práce je vývoj vyčítacieho modulu, ktorý by okrem koncepcie FoCalu mal univerzálne využitie rýchleho a radiačne odolného vyčítania v ktoromkoľvek technickom odvetví. Súčasťou modulu je aj optický konektor pre spojenie WLS a čistých vlákien. Dôležitou časťou vyčítacieho systému bude určenie tvaru a spracovania scintilátora s implementáciou WLS ako vyčítacieho prvku.



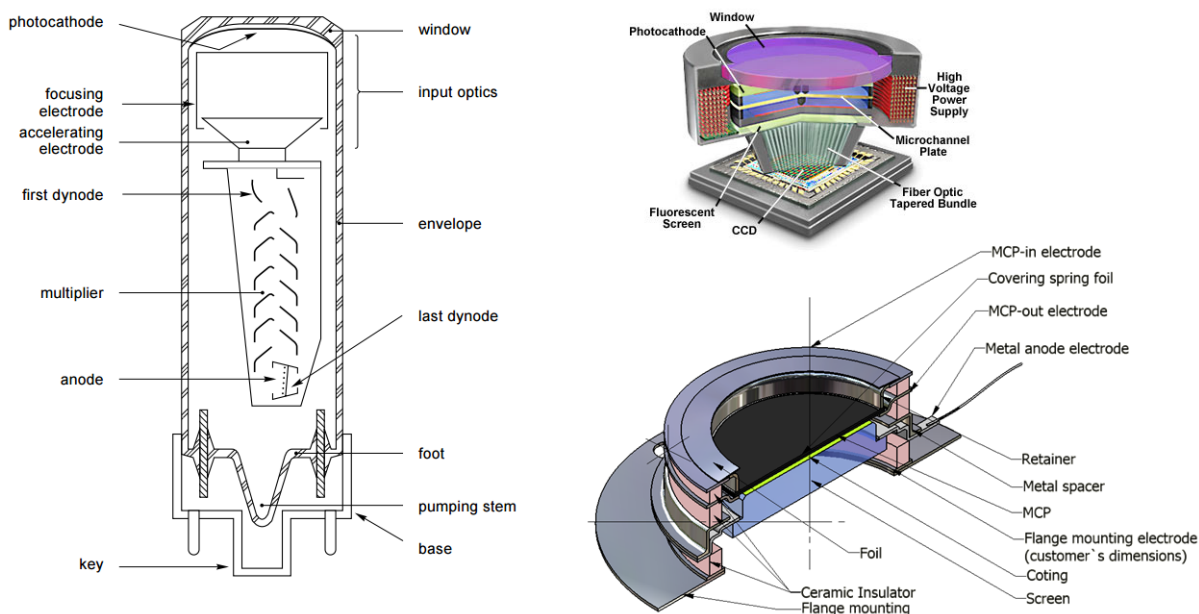
Obr. 3.3: Ilustračný obrázok schémy optického vyčítacieho zariadenia a detektora.



Obr. 3.4: Optická matica spája veľké množstvo opticky čistých vlákien a vytvára vyčítaciu plochu, ktorú sníma kamera.

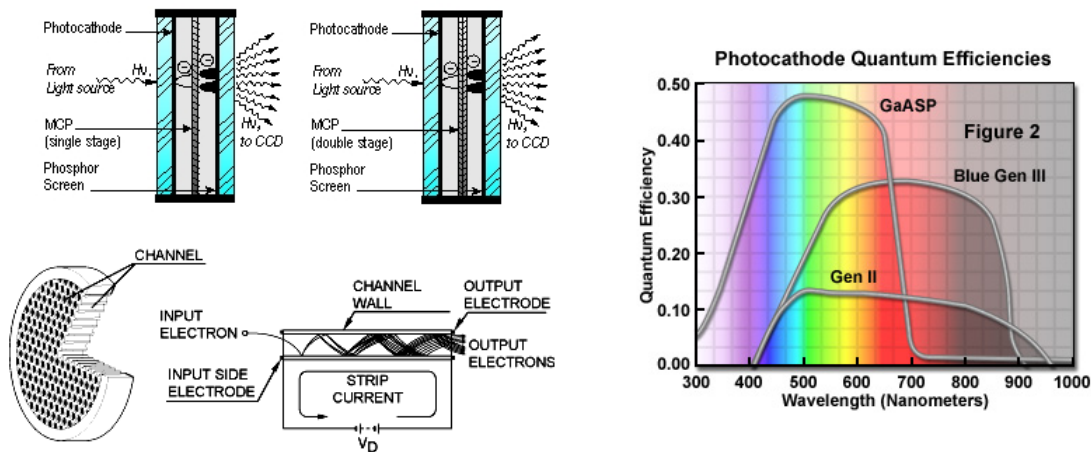
### 3.1.1 Vyčítanie: Obrazový zosilňovač

Aktívna časť kalorimetra - plastický scintilátor bude vyčítaný pomocou WLS vlákien, ale signál bude nutné ešte pred zozbieraním zosilniť. Na to nám slúži tzv. fotonásobič, ktorého úlohou je previesť svetlo na elektrický signál prostredníctvom emisie sekundárnych elektrónov. Aparatúra sa vyznačuje dvoma základnými dejmi: fotoemisiou a sekundárnou emisiou. Dopadajúce fotóny na fotokatódu konvertujú na tok elektrónov, ktorý je pomocou optických súčastí nasmerovaný na dynódy. Dynóda je elektróda vytvárajúca sekundárnu emisiu elektrónov pomocou akcelerácie elektrického poľa medzi dynódami. Znásobuje tak počet elektrónov. Celkový elektrónový tok je vyzbieraný nakoniec anódou v podobe výstupného signálu. Fotonásobiče vieme rozdeliť na viacero druhov vzhľadom k ich architektúre a komponentom.



Obr. 3.5: Vnútorná schéma fotonásobiacej aparatúry a jej základné elementy (vľavo). Schéma multikanálového zosilňovača (vpravo) [28], [51], [52].

Vyčítacie zariadenie bude obsahovať mikrokanaľový obrazový zosilňovač umiestnený pred kamerou, ktorý je vlastne zariadením zloženým z množstva malých fotonásobičov. Multikanálový zosilňovač bol pôvodne vyvinutý pre armádu ako súčasť nočného videnia. Zariadenie sa skladá z fotokatódy, ktorá absorbuje dopadajúce fotóny a tie sú urýchlené pomocou mikrokanaľových plátov (MCP) elektrickým poľom (Obr. 3.6). Priemer platničky sa pohybuje medzi 4 až 6  $\mu\text{m}$ . Jedna takáto platnička dokáže vyrobiť z jedného elektrónu vzniknutého dopadom fotónu na katódu až  $10^3$  elektrónov. MPC sa do zariadenia inštalujú v počte po jednom, dvoch alebo troch kusoch. Dvojitý systém dokáže vyrobiť  $10^6$  elektrónov a pri troch platniach už len  $10^8$  kvôli saturácii elektrónov. Takýto tok elektrónov dopadá na fluorescenčnú vrstvu a získaný signál vyčíta CCD senzor.



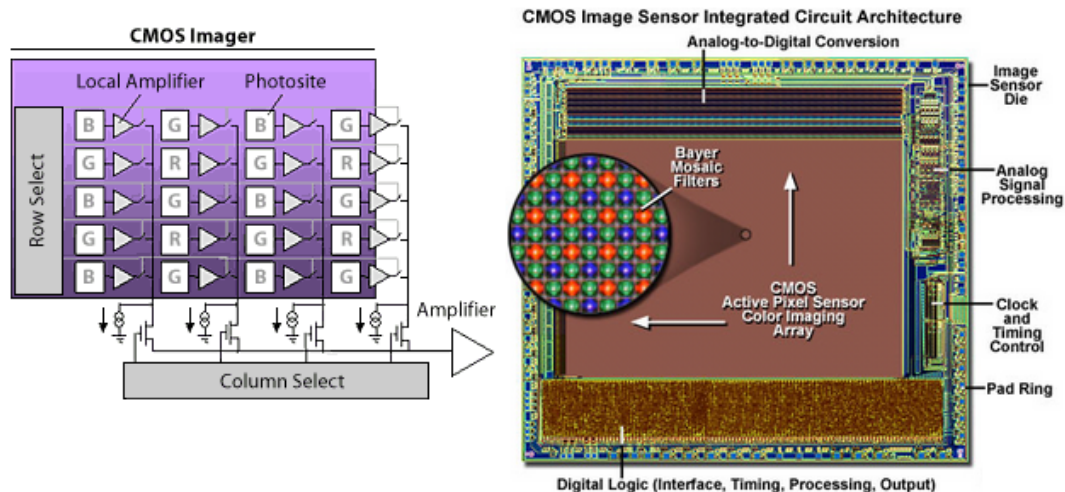
Obr. 3.6: Princíp funkcie mikrokanálového zosilovača (vľavo) a kvantová účinnosť poslednej generácie obrazových zosilňovačov (v prvkovom zastúpení) [50], [51], [52].

## 3.2 CMOS a FPGA technológie

### 3.2.1 Complementary Metal Oxide Semiconductor

Snímače CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) používané vysokorýchlostnou kamerou od firmy FastVision sa vyznačujú veľkou rýchlosťou snímania obrazu a dobrou svetelnou citlivosťou. V porovnaní s dlho používanými technológiami CCD (charge-coupled device) sú snímače CMOS rapídne menšie, čo kamere poskytuje možnosť realizácie menších rozmerov a zníženie výrobných nákladov. Rozmery čipu CMOS dávajú tejto technológii výhodu, ktorá sa prejaví na cene, ale aj v spotrebe elektrickej energie. Oba typy čipov obsahujú pole pokryté fotodiódami, ktoré reagujú na svetlo vytvorením rozdielu napätia na čipe, ktorý je pomocou zosilňovača a tzv. A/D prevodníka (trojica tranzistorov v jednej bunke) konvertovaný na digitálny signál. Presnejšie dochádza po dopade fotónov (a ich fokusácii) na diódu k fotoelektrickému javu na kremíkovej mriežke. Tok fotónov uvoľní niekoľko elektrónov, ktorých počet je funkciou vlnovej dĺžky tejto viditeľnej časti spektra. Následne dochádza ku kolekcii elektrónov a nakoniec k ich transportu. Čipy sa líšia predovšetkým spôsobom vyčítania poľa. V prípade CCD je signál zbieraný po riadkoch a musí byť teda vždy celé pole vyčítané znova pri novom signále. CMOS dokážu vyčítať každý pixel zvlášť (tzv. "windowing"), a tak zvýšiť niekoľkokrát rýchlosť oproti CCD. Windowing je podporovaný ďalšími funkciami ako časovanie, či spracovanie, ktoré sú integrované spolu inými logickými funkciami (viď. Obr. 3.7) priamo na čipe (CCD nepodporuje). Datový tok je pri technológii CMOS zariadený prostredníctvom výstupov na každej svetlocitlivej bunke zvlášť a nie postupne po zbernici. Tento aspekt výrazne prispieva k omnoho lepšiemu sekvenčnému snímaniu CMOS než pri CCD. Ďalšou jeho výhodou je väčšie množstvo pixelov v danom poli. CMOS sa delia na pasívne a aktívne čipy (APS), kde aktívny čip (naš prípad) obsahuje okrem fotodiód v každej bunke zosilňovač a obvod, ktorý odstraňuje šum (tzv. "dark current"). Tento šum vzniká kvôli spomínaným obvodom umiesteným v tesnej blízkosti fotodiódy, a preto klesá citlivosť oproti CCD. Tento problém je v moderných CMOS čipoch vyriešený presunutím elektroniky za svetlocitlivú vrstvu,

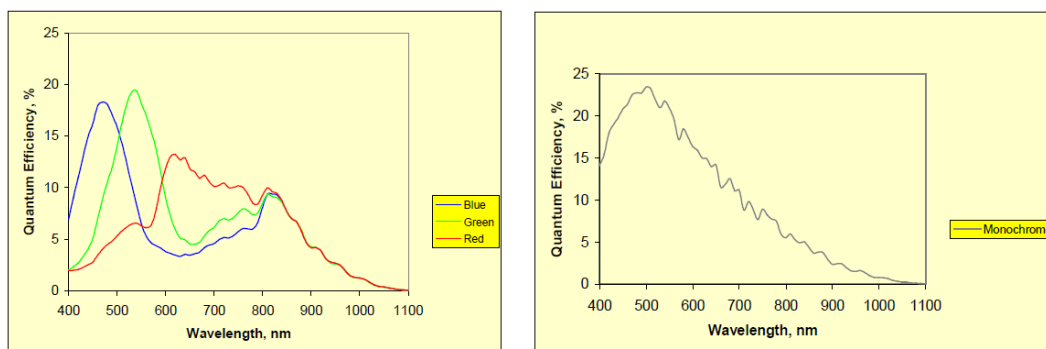
čím dochádza k podstatnému nárastu účinnej plochy (Fill factor) čipu. CMOS čipy a nakoniec aj CCD sú výhradne monochromatické zariadenia a pokiaľ požadujeme farebný obraz, je nutné zahrnúť do konštrukcie takéhoto čipu tzv. RGB filtre v podobe priesvitného veľmi tenkého polyméru (Bayer Mosaic Filters).



Obr. 3.7: Ľavý obrázok reprezentuje schému APS CMOS čipu. Základné rozdelenie jednotlivých fotodiód, zosilňovačov a prevodníkov v maticovom (riadkovo - stĺpcovom) usporiadaní. Obrázok vpravo popisuje architektúru jednotlivých funkcií na čipe, ktorý je pokrytý tenkou vrstvou mozaikového RGB filtra [16], [17].

### MI-MV13 CMOS Image Sensor

Vyčítací modul tvorený vysokorýchlostnou kamerou je podporovaný 1.31 MPix CMOS APS digitálnym snímačom s uhlopriečkou 19.67 mm zabudovaným práve v tejto kamere. Pole čipu je tvorené 1280x1024 (HxV) svetlomitlivými bunkami (1 310 720 pixelov) a dokáže snímať 500 obrázkov za sekundu (fps) pri maximálnom rozlíšení. Voľbou čítania jedného radu (tj. 1x1280) docielime až 500 000 fps. MI-MV13 dokáže snímať monochromaticky alebo dokáže pracovať aj vo farebnom móde. Rozmery jednej bunky predstavujú  $12 \times 12 \mu\text{m}^2$ . Zariadenie obsahuje integrované 10-bitové ("analog to digital") prevodníky, ktoré je možné samostatne kalibrovať. Priemerná spotreba sa pohybuje od 150 mW pre 60 fps do 500 mW pri 500 fps pri operačnom napätí 3.3 V. Čip sa vyznačuje tzv. otvorenou architektúrou, čím je povolený prístup k jeho vnútorným operáciám. Aby bol chod senzoru plynulý, kooperuje s inými externými čipmi ako sú napr. FPGA, CPLD, ASIC a i. Sekvenčný mód poskytuje užívateľovi výber riadku, resp. ich počet, ktorý bude zahrnutý pri nasledujúcom skene. Pri dátovom toku s vnútornou frekvenciou 66 MHz predstavuje časový údaj riadku cca  $2 \mu\text{s}$ . Parciálny sken môže vyzeráť napr. takto: 1 riadok - 500 000 fps, 2 riadky - 250 000 fps, 10 riadkov - 50 000 fps, 100 riadkov - 5000 fps, atď.



Obr. 3.8: Kvantová účinnosť senzoru CMOS PB-MV13. Dobrú účinnosť poskytuje senzor práve v zelenej oblasti spektra, čo sa hodí práve pre vyčítanie WLS [18].

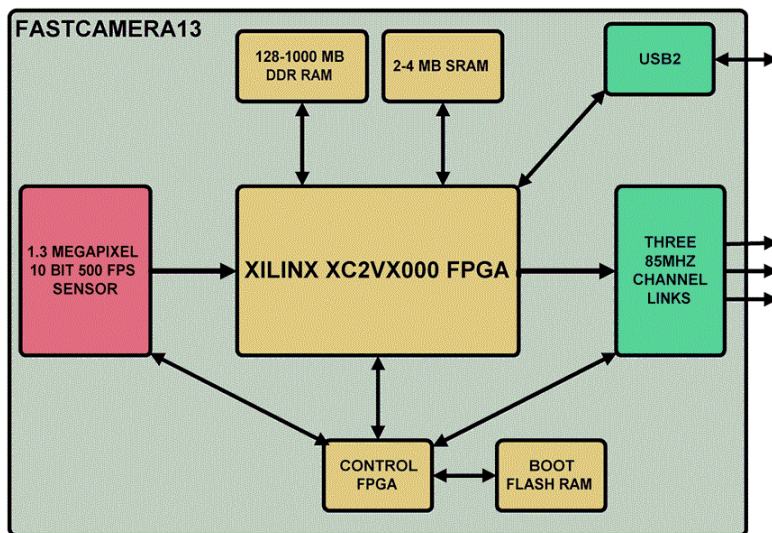
### 3.2.2 Field Programmable Gate Array

Programovateľné hradlové polia predstavujú integrované logické obvody, ktoré sa odlišujú od štandardných čipov predovšetkým tým, že sú programovateľné za chodu a poskytujú paralelné spracovanie dát. Pri spracovaní video záznamu, a teda vlastne jednotlivých obrázkov (frame) je nutné každý zaznamenať, filtrovať, komprimovať a poslať ďalej. Pri obyčajných integrovaných obvodoch (IO) nemusí takýto čip operáciu zvládnuť a nasledujúci obrázok môže byť stratený. FPGAs obvod zvláda všetky tieto operácie v tom istom momente pre viacero framov. Napríklad, počas spracovania druhého framu, vyčíta nasledujúci a zároveň posiela tretí, ktorý je už spracovaný. Hlavnou prednosťou je aj možnosť preprogramovať jednotlivé bunky prostredníctvom jazyka VHDL (Vhsic Hardware definiton language, kde VHSIC - Very High Speed Integrated Circuit) a predefinovať tak funkcie obvodu alebo jeho časti. Užívateľ je sám schopný nastaviť prepojenia medzi logickými bunkami vďaka vnútornej architektúre obsahujúcej tzv. Routing Channels. Ide o množstvo do siete zavedených drôtikov riadených elektrickým signálom, ktoré sú tak schopné spájať jednotlivé bloky. Logické jednotky integrované na čipe sa líšia predovšetkým počtom tranzistorov, ktoré definujú jednotlivé vstupy a výstupy na hranici matice tvorenej týmito jednotkami. Pre vyčítaciu schopnosť FoCalu je podstatná práve rýchlosť spracovania a odosielania dát. Hradlové polia tak poskytujú rýchly a veľký objemový tok dát na rozdiel napr. od CPU, ktorý je limitovaný bitovou procesorovou zbernicou. FPGA nám tak dáva priestor nekonečných možností vystavať si vždy originálny IO ako "stavebnicu LEGO".

## 3.3 Link Camera - FastCamera 13

Kamera má zabudovaný optický senzor CMOS MI-MV13, ktorý pomocou vnútorných FPGA polí dovoľuje vyvinúť veľkú rýchlosť snímania a zaznamenať tak signály z PMT. Na zadnej strane kamery sa nachádzajú linkové výstupy J1 a J2 pre dva káble prepájajúce kameru a frame grabber. Kamera komunikuje prostredníctvom RS-644 sériovej komunikácie. Tretím linkom táto kamera nie je vybavená. Každý má rýchlosť až 85 MHz (800-900 MB/sec) a zapájajú sa na grabber do troch vstupov (jeden kábel rozdelený na dva). Ďalej je na kamere výstup pre USB2.0 (30-40

Mbytes/sec). Tento port má dve základné použitia. Môžeme cez neho ovládať nastavenie kamery alebo vyťahovať dáta z kamery (viď. obojstranné šípky na Obr.3.9). USB sa na základnej doske kamery nenachádza. Zvyšné piny vedľa J1 slúžia k programovaniu FPGA poľa. Vnútna pamäť DDR RAM zvyšuje veľkosť FPGA pre nadštandardné použitie. Pamäť SRAM podporuje ultra rýchle spracovávanie údajov. Kamera zvláda pri plnom rozlíšení (1280x1024) 500 snímok za sekundu. Pre rozlíšenie 1x1280 pixelov je to dokonca 500.000 framov. Softvér kamery predstavuje Xilinx Vertex 2 FPGAs programovateľný pomocou VHDL jazyka [32].



Obr. 3.9: Schematické znázornenie vnútorných súčastí FastCam 13 v plnej konfigurácii [32].

Aplikácia pre kameru (Camera Link API) má predpripravené .dll súbory pripravené na prácu s grabbrom a kamerou.

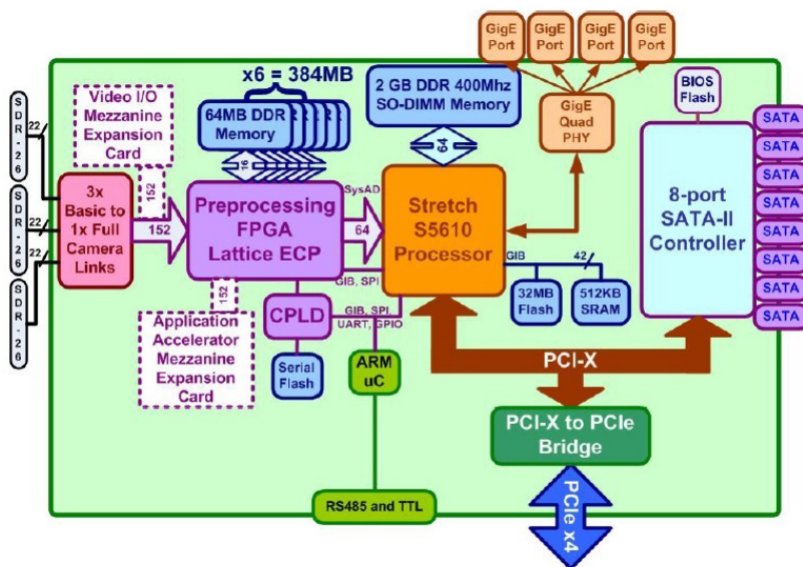


Obr. 3.10: Kamera FastCam 13 má dva z troch možných linkových pripojení, ktorými je napojená na grabber pomocou troch linkov (dva spárované). Vstup P2 slúži na napájanie a hneď nad ním sa nachádza vstup na USB. Posledný obrázok ukazuje súhrn údajov popisujúcich kameru. Zakrúžkované piny slúžia pre vnútorné napájanie.

### 3.4 FastVision Fast-Xe: Frame Grabber

Frame grabber pomenúva veľkú výpočtovú logickú jednotku, ktorá podporuje FastCam 13 pri spracovávaní údajov. Grabber disponuje dvoma výkonnými proce-

sormi. Kombinuje rýchle FPGA (paralelné bitové spracovávanie) so Stretch S5610 procesorom, ktorého funkcie môžu byť prispôbené potrebnej situácii. Fast-Xe dokáže dodávať dáta priamo do PC, na priložený disk, kompilovať alebo spracovávať video za chodu. Po vytvorení priameho vstupu pre grabber do PC na disk, bude schopný ukladať spracované súbory priamo bez akéhokoľvek spomalenia alebo zásahu do systému (neobmedzuje PC RAM ani ROM). Ukladanie je možné aj cez I/O do SATA diskov. Tieto údaje je možné spracovávať dodatočne pomocou FPGA a Stretch SCP procesora. Vysokorychlostné linky sú schopné prijímať tok aj z viacerých zariadení súčasne.



Obr. 3.11: Schéma frame grabbera od firmy Alacron v plnej výbave.

### 3.5 Softvér a hardvér

Počiatočným krokom bol výber materskej dosky počítača tak, aby pracoval v súlade so softvérom. To nebola ľahká úloha, pretože zo všetkých možných vyskúšaných operačných systémov bol vhodný len Windows XP 32 bit. Kamera podporovala len tento typ OS a aby bežala plynule, museli sme vymeniť grafickú kartu s vhodným PCI pre grabbera. Zároveň sme boli limitovaný veľkosťou grabbera v počítačovej skrini a tiež OS pre kartu. Nasledovala inštalácia softvéru AFML a DVRP (stretch) od firmy Alacron, ktorý slúži k modifikácii a ovládaniu grabbera. Pre využitie grabbera a kamery bolo nutné vyhradiť určitú časť pamäte z OS len pre grabber, inak grabber nepracoval. Pomocou príkazu /burnmemory=128 v BIOSe boot.ini bolo grabberu vyhradených zopár MB. Potom bolo možné nainštalovať grabber a drivery. Aplikácia od firmy FastVision slúži k práci s kamerou a jej funkciami. K dispozícii bola len základná knižnica pre ovládanie grabbera a kamery, preto sme sa snažili upraviť ovládanie prepísaním kódu pomocou Visual Studia od Windows. Kameru sa nám nakoniec podarilo spojazdniť, ale prepojenie z grabberom pre získanie vyššej dátovej rýchlosti bolo problematické.



# Kapitola 4

## Vyčítací modul

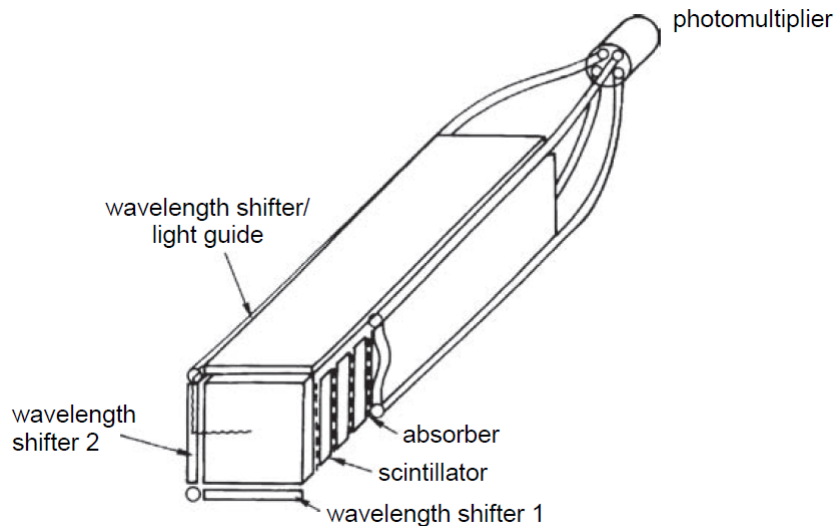
Vyčítací modul FoCalu je založený na použití scintilátoru. Účelom návrhu by malo byť dosiahnutie maximálnej radiačnej odolnosti a zachovanie dobrých vlastností kalorimetra, ktoré ponúka napríklad aktuálny návrh. Snímače CMOS zabudované priamo v segmentoch detektora nie sú vôbec chránené a vyžadujú tiež mohutné chladenie. Preto je výhodné použiť scintilátory a odviesť signál z detektora do radiačne odolnej oblasti. Kalorimeter bude umiestnený v predpokladanom mieste experimentu a energetický výťažok pozbieraný WLS bude odvádzaný pomocou optických káblov do zóny s minimálnou radiáciou. Tam bude zozbieraný signál vyčítaný pomocou kamerového zariadenia z matice vytvorenej optickými káblami. Tým sa vyrieši problém s chladením a zvýši sa životnosť detektora.

### 4.1 Architektúra a návrh tvaru scintilátora

Celkom schodnou cestou sa zdá byť použitie wolfrámu ako absorbéra. Wolfrám nie je bežne dostupný kov (vysoká cena) a oproti olovu sa zle opracováva (veľmi tvrdý materiál), a preto je práca s ním fyzicky náročná. Najvýhodnejším scintilátorom bude pravdepodobne plast na báze PVT alebo PS. Ide o ľahký, relatívne radiačne odolný a hlavne lacný materiál. Najideálnejším riešením by bol kryštalický organický scintilátor, ale tie sú pomerne drahé a veľmi ťažké. Samotné vyčítanie sa začína už pri scintilátore a voľbe jeho tvaru ako najoptimálnejšej konfigurácie z hľadiska usporiadania detektora a tiež maximálneho svetelného výťažku. Predovšetkým by sme chceli, aby dochádzalo totálnemu odrazu vo vnútri scintilačného materiálu tak, aby sme nestrácali signál. Túto podmienku môžeme vyjadriť zo Snellovho zákona ak požadujem, aby bol uhol lomu na optických prostrediach  $\pi/2$ , potom

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right), \quad (4.1)$$

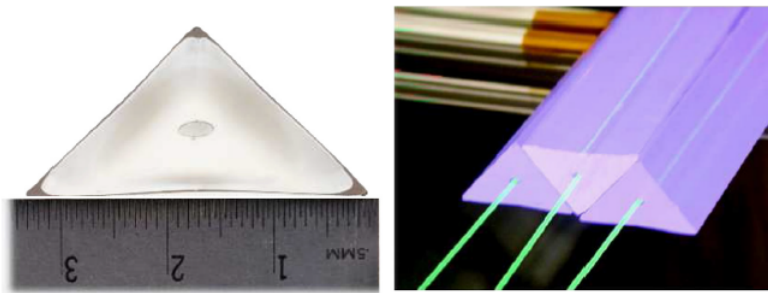
kde  $\alpha$  je uhol, pod ktorým sa lúč láme z opticky hustejšieho prostredia  $n_1$  do redšieho (vzduch)  $n_2$ . Detektor so sendvičovou architektúrou je výhodné vyčítať na krajoch scintilátorov pomocou pásov WLS naň kolmých. Môžeme zvoliť konfiguráciu vyobrazenú napr. na Obr.4.1.



Obr. 4.1: Schéma možného vyčítania kalorimetra pomocou WLS umiestneného po stranách scintilátora, kde je najväčší únik signálu. Vzialenosť WLS a scintilátora by mala byť minimálna, aby nevznikali vzduchové medzery [10].

V závislosti na tvare scintilátora musíme uvažovať aj najvýhodnejšie polohy WLS. Ponúkajú sa viaceré koncepty. WLS môže byť priložený na povrchu scintilátora alebo vsadený do vnútra, resp. len do povrchu.

Jeden z návrhov by sa mohol inšpirovať tvarom scintilátora vyvinutého pre experiment MINERvA. Zošíkmené plochy (viď. Obr.4.2) scintilátora, ktorý bude v tvare trojhranu, budú vyčítané pomocou WLS vedeného stredom. Takáto konfigurácia by mohla byť výhodná ak pridáme absorbér medzi vyskladané scintilátory, čím by sa vďaka náklonu zväčšila aktívna hrúbka absorbéra.



Obr. 4.2: Prierez trojuholníkového scintilátora experimentu MINERvA (vľavo). Vpravo je už poskladaná časť detektora, kde každý scintilátor je vyčítaný pomocou WLS vedúceho jeho stredom [33].

Ďalším typom by mohol byť scintilátor, ktorý by mal WLS vsadený, resp. zatiaľ vo vnútri v podobe slučiek (CDF experiment [47]). V tomto prípade musíme zistiť optimálny počet slučiek a ich zakrivenie tak, aby sme nepoškodili vnútorný odraz WLS. Experiment CDF skúšal dva až štyri a pre LHCb (Pad Preshower Detector) sa stanovil počet na tri a pól slučky,[35].

Veľmi dôležitou časťou práce bola analýza elementov vyčítacieho zariadenia. V prvom rade je dôležité určiť správny tvar scintilačného média, výber a umiestnenie

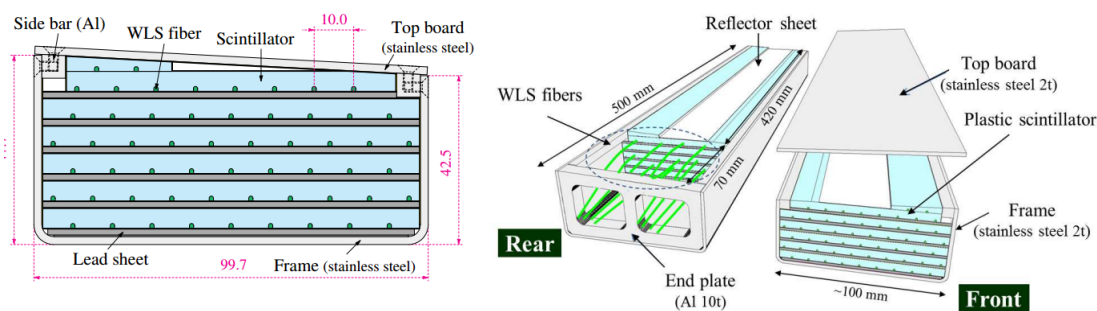
WLS. Pre tento modul sú vhodné WLS vlákna od firiem Kuraray a Saint-Gobain (v minulosti Bicon)[57], [58]. Kuraray ponúka vlákna s priemerom 0.2 mm až 2.0 mm s útlmom 1.5 m až 4.0 m v štyroch spektrálnych farbách, a teda s vlnou dĺžkou rgb alebo v oranžovej oblasti. Lacnejším variantom je Saint-Gobain, ktorý disponuje priermi 0.25 mm až 5.0 mm a útlmom 2.2 m až 3.5 m. Výrobca však ponúka len modré a zelené vlnové dĺžky WLS. Pokiaľ by sme potrebovali iné tvary WLS ako vlákna, firma ELIJEN má v ponuke napr. WLS v tvare kvádra [70]. S odbornou konzultáciou ohľadom optických vlákien nám pomohla česká firma SQS, ktorej sme poslali dáta na analýzu nášho 1.0 mm širokého Y-11(200)M WLS.

V nasledujúcom texte som zisťoval a porovnával rôzne architektúry a zapojenia WLS a scintilátora, ktoré už boli v rôznych experimentoch uskutočnené. Prvým je simulácia v programe GEANT [59]. Ide o vyčítanie PBO a plastického scintilátora v tvare kvádra s rozmermi  $6 \times 6 \times 30 \text{ mm}^3$ , kde 1 mm WLS (Bicon) je umiestnený v drážke prechádzajúcej stredom na povrchu dlhšej strany. Svetelný výťažok sa pri plaste pohyboval okolo 14% v prípade experimentu a pri simulácii to bolo cca 10%.

Experimenty T2K a MINERvA testovali dva typy WLS Y7 a Y11 pre dva rôzne tvary scintilátorových barov - obdĺžnik a trojuholník [60]. WLS s dĺžkou 16 cm a priemerom 1.2 mm sú len o 2 cm kratšie ako dĺžka scintilátorov. Plošné rozmery média sú  $19 \times 15 \text{ mm}^2$  a  $33 \times 33 \times 33 \text{ mm}^3$ . Diera bola do média vyvrtaná a nebol použitý optický gel. Výsledky merania sú zhrnuté v Tab.č.1 v tomto dokumente [60].

Nasledujúce simulácie porovnávajú konfigurácie WLS do tvaru Y, O a S. WLS (Bicon) s priemerom 1.2 mm bolo umiestnené do scintilačnej dosky kryštalického scintilátora s rozmermi  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ . Priemerný svetelný výťažok tohto usporiadania je O:S:Y = 1.0:9.9:11.4 [61].

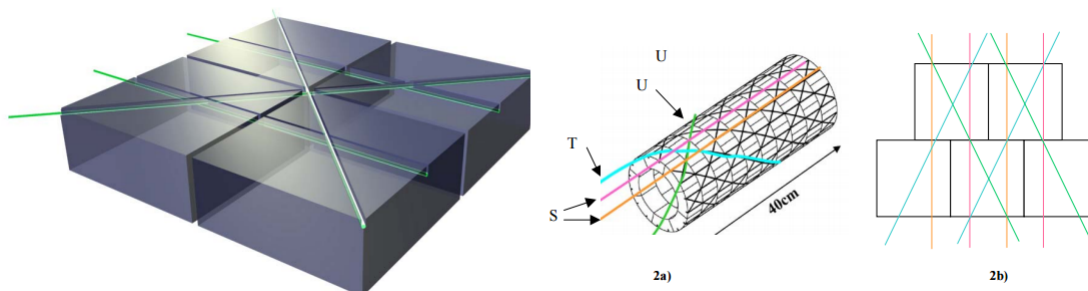
KOTO je ďalším experimentom s unikátnou architektúrou kalorimetra, ktorý je uložený vo vákuu. Priemerný výťažok takéhoto detektora je  $(20.9 \pm 2.8) \text{ p.e./MeV}$  [62].



Obr. 4.3: Ľavý obrázok popisuje usporiadanie jednotky detektora OEV (Outer-Edge Veto) v priereze v experimente KOTO a jeho vyčítanie pomocou WLS. Jednotka je tienená hliníkovou vrstvou. Vpravo vidíme prednú, zadnú časť detektora a vývody WLS. [62].

POLDI je experiment určený na detekciu pomalých neutrónov a je vyčítaný 0.25 mm WLS, ktoré sú napojené na SiPM. Základný prvok detektora je vytvorený zo štyroch WLS vsadených drážok  $0.3 \times 0.3 \text{ mm}^2$ , ktoré sú vyplnené optickým lepm. Jeden blok pozostáva z takýchto 12 jednotiek s rozmermi  $2.0 \times 2.5 \text{ mm}^2$ . Blok je prekladaný tromi vrstvami scintilačného materiálu. Hodnota priemerného svetelného výťažku sa pohybuje okolo 23.5 p.e./MeV [63].

GDH na SPring-8 je 8 GeV synchrotron, ktorý využíva vnútorný detektor gamma a POP detektor. Blok gamma detektoru pozostáva z 18 plátov olova s hrúbkou 1.6 mm, ktoré sa sendvičovo striedajú s 8 mm scintilačného plastického materiálu. Scintilátor v tvare kvádra má do povrchu vsadené dve vrstvy 1 mm WLS stočených do elipsy. Druhý detektor pokrýva cylindrický povrch 80 kusmi organických scintilátorov v tvare kvádra s rozmermi 50x50x20 mm<sup>3</sup>. WLS sú uložené v 2-3 mm hlbokých zárezoch. Detektor má účinnosť približne 32% [64].



Obr. 4.4: Vnútorný detekčný systém experimentu SPring-8. Systém je tvorený 80 kusmi organického scintilátora dookola po obvodu. WLS sú vsadené do povrchu kvádrov tak, aby vytvorili dokonalé vyčítanie. Obrázok 2b) popisuje logickú jednotku a schému umiestnenia WLS. Na obrázku 2a) je popis plášťa pokrytého týmito jednotkami a vstupujúcim vyčítaním pomocou WLS [71].

DANSS je projekt neutrínového detektora pre reaktor WWER-1000 atómovej elektrárne Kalinin. Rozmery detektora sú 20x20x100 cm<sup>3</sup> dlhé. Jednotlivé stripy detektora majú 1x4x100 cm<sup>3</sup>, do ktorých sú zapustené tri WLS s polomerom 1.2 mm a zaliate optickým lepidlom. Detektor je tvorený 50 modulmi a každý obsahuje 50 stripov. DANSS ponúka tzv. x,y geometriu vyčítanú pomocou SiPM. Efektivita detektora je približne 10% [66].

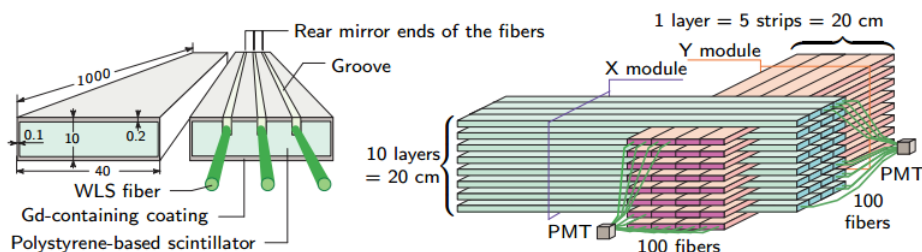


Figure 2: The basic element (left) and two of fifty intersecting modules (right) of the DANSS detector.

Obr. 4.5: Vľavo je ukážka hlavného elementu detektora DANSS, ktorý má vsadené tri WLS do povrchu scintiátora a ten bol vsadený do teflónových túb. Vpravo je zostava dvoch modulov vyčítacieho systému detektora využívajúca x,y architektúru. Signál v každom smere je zozbieraný pomocou moderných SiPM [66].

Veto detektor experimentu COMPASS je určený na hadrónovú spektrometriu. Ide o detektor s rozmermi 2x2 m<sup>2</sup> tvorený základnou scintilačnou jednotkou 80x20

cm<sup>2</sup>, ktorou prechádza osem párov WLS s priemerom 1 mm. 120 cm dlhé WLS sú uložené v drážkach 1.4x2.2 mm<sup>2</sup>. Detektor má približne odozvu 18.7 p.e [65].

Nasledujúci projekt je zameraný na testovanie piatich druhov WLS s hrúbkou 1 mm. WLS sú zakomponované do scintilátora s plochou 50x20 cm<sup>2</sup> a hrúbkou 2.54 cm prostredníctvom U-drážok, ktoré sú 1 mm široké a 3 mm hlboké. Vlákna boli stočené do oblúkov a vsadené do povrchu scintilačného materiálu. Simulácia kombinuje rôzne druhy vlákien a tiež päť druhov scintilátorov [67].

Detektor BATATA pozostáva z troch x-y vyčítacích rovín s rozmerom 2x2 m<sup>2</sup> tvorených plastovými scintilátormi. Plocha je tvorená jednotlivými scintilačnými hranolmi 4x4x200 cm<sup>3</sup>. WLS vlákna s priemerom 1.5 mm sú vsadené do stripov podľa vzoru experimentu MINOS [68].

Experimentmi s pokročilou architektúrou, ktorej informácie z meraní by sa mohli stať základom pre náš detektor sú napr. Phenix na RHICu [73], [74], [75], Electron Muon Ranger [76], HL-LHC [77], V-Zero [78] alebo Calice [79].

Counter #	Design	Sizes, mm <sup>3</sup> Scintillator	N <sub>pho</sub> on center	Non- uniform- ity	Timing	
					$\sigma_t$ , ns	$\Delta t$ ns
7		241x241x22 PMMA scintillator	62	±12%	1.1	2.0
13		137x137x12.7 Bicron 404A	184	±5%	0.7	0.3
14		465x325x12.7 Bicron 404A	99	±9% σ=5.5%	0.9	3.2
15		465x325x12.7 Bicron 404A	115	±7% σ=4.9%	0.8	3.1
19		1054x597x12.7 Bicron 404A	61	±10% σ=7.1%	1.2- -1.6	7.5
21		236x163x12.7 Bicron 404A	75	±10%	0.9	1.5
23		326x236x12.7 Bicron 404A K30 WLS bars	194	±9%	0.7	1.9
5		465x325x12.7 PMMA scintillator	36	±18%	1.1 (> 2 with bund- les)	1.2
8		465x305x12.7 Bicron 404A	40	±11%	1.1	1.2
6		229x152x12.7 Bicron 404A	55	±5%	0.7	1.1
10		470x356x12.7 Bicron 404A	60	-	1.1	2
12		457x305x12.7 Bicron 404A	54	±7%	-	-
17		914x318x12.7 Bicron 404A	64	±21%	0.8	4.7

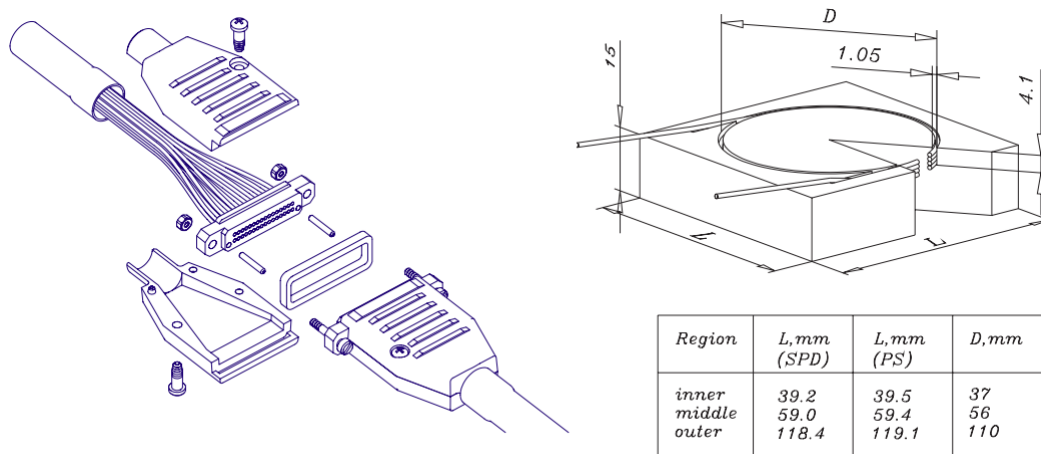
Counter #	Design	Sizes, mm <sup>3</sup> Scintillator	N <sub>pho</sub> on center	Non- uniform- ity	Timing	
					$\sigma_t$ , ns	$\Delta t$ ns
11		465x325x12.7 Bicron 404A	54	±3.5%	1.0	1.5
4		200x200x3.3 Bicron 404A	17	σ=4.2%	-	-
18		1054x597x12.7 Bicron 404A	37	±7%	1.3- 1.9	3.7
18a		1054x597x12.7 Bicron 404A	52. (43 worst point)	±11%	1.5	3.2
20		914x318x12.7 Bicron 404A	51	±10% σ=8%	0.8	4.5

Obr. 4.6: Tabuľky popisujú štúdiu, ktorá sa zaoberá usporiadaním WLS v scintilátore v závislosti na jeho tvare a testuje usporiadanie s optimálnym svetelným výťažkom [72].

## 4.2 Návrh a spracovanie optického konektora

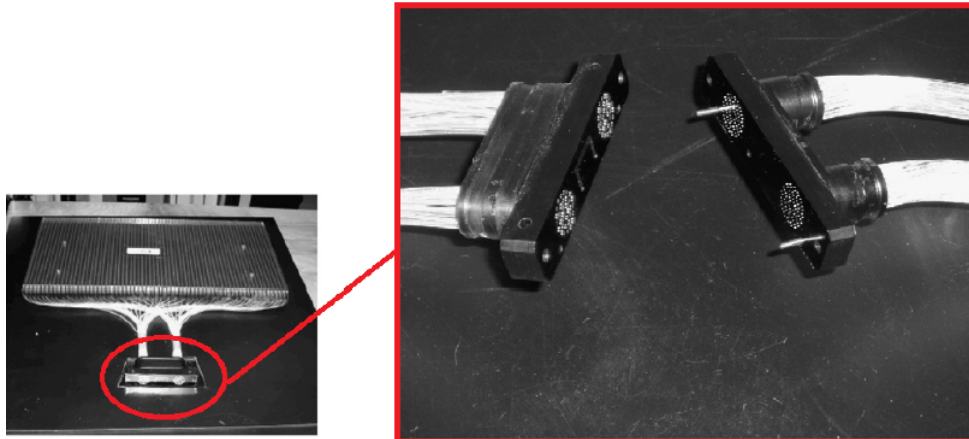
Radiačne odolná zóna môže byť vzdialená od mesta experimentu aj niekoľko metrov. WLS nedokážu odvádzať signál na tak veľkú vzdialenosť, pretože už po pár centimetroch dochádza k útlmu. Prakticky na vzdialenosti pár metrov by sme úplne stratili signál. Tento signál sme sa preto rozhodli viesť ďalej pomocou optických vlákien. WLS a čisté optické vlákno nemajú zhodný priemer a tiež majú trochu odlišnú architektúru. Je teda nutné vymyslieť vhodný konektor, ktorý by ich spojil s minimálnou stratou signálu. Základný náhľad na požiadavky a koncepciu mi poskytli experimenty LHCb [35], GLAST Large Area Telescope [37], MINERvA [33], OPAL [38], MINOS [39], hadrónový kalorimeter pre CDF [41] a D0 [40].

Konektor vyvíjaný pre LHCb (viď. Obr.4.7) subdetektor spája 1.0 mm široké Y11 Kurraray multiplášťové WLS s čistými optickými vláknami dĺžky 0.7 až 3.5 m. Do scintilátora boli vyrezané drážky, kam sa vlepili WLS v podobe slučiek pomocou optického lepidla BC-600. Stanovil sa najvýhodnejší počet slučiek a to 3.5 na blok. Nakoniec sa takéto "pady" zabalili do 0.15 mm materiálu TYVEK alebo teflóna. Zmenšil sa tak nevyužitý priestor medzi padmi na minimum a zvýšila sa reflektivita. Všetky vlákna, WLS a plochy scintilátora boli precízne vyleštené vlastne navrhnutým leštiacim zariadením [53]. Návrh bol inšpirovaný experimentom OPAL. Ďalším je Experiment GLAST (viď. Obr.4.8), ktorý vyšetroval tepelné



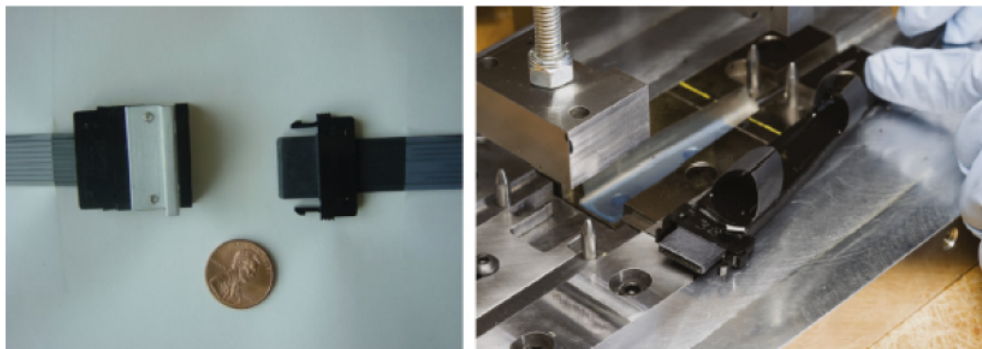
Obr. 4.7: Vľavo sa nachádza konektor (LHCb) spájajúci 32 vlákien. Upevnenie a spojenie konektora je prevedené pomocou dvoch bočných skrutiek. Vpravo je návrh scintilátora a zavedenie WLS v podobe slučiek [35].

spojenie vlákna a WLS pomocou fúzie a mechanické spojenie. Bol vyvinutý optický konektor. Prednosťou konektora je možnosť ho rozpojiť a spojiť kedykoľvek to je potrebné. Navyše tepelné spojenie dvoch vlákien rôzneho materiálu neposkytuje až tak spoľahlivé výsledky. Boli použité lacnejšie 1 mm hrubé WLS BFC-91A od firmy Saint-Gobain, ktorých útlmová vlnová dĺžka bola 1.6 m. Ako čisté optické vlákno boli vybrané 1.2 mm hrubé BC-F89 s útlmom 6 m. Emisné spektrum predstavuje 425 nm. Konce vlákien boli perfektne vyhladené. Technika využíva pokročilé chladenie, aby nedochádzalo k topeniu scintilátora. Pre zvýšenie reflektivity sa na konce vlákien naniesla zrkadliaca vrstva hliníka. Vlákna sa nakoniec potiahli ochrannou chemikáliou a očistili UV žiarením.



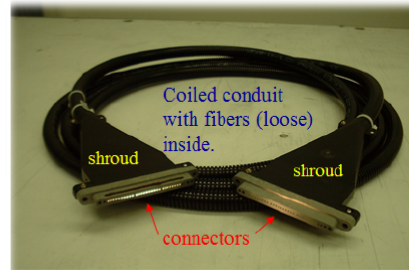
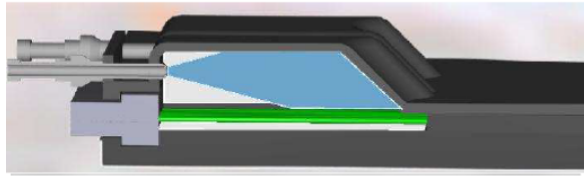
Obr. 4.8: Obrázok ukazuje zozbierané WLS do konektora a ďalej jeho napojenie pomocou pinov na opticky čisté vlákna v experimente GLAST [37],[45].

Optický konektor využíva aj experiment MINERvA a to konkrétne Fujikura-DDK konektor. Najskôr boli konektory vyrobené pre CDF experiment Fermilabom za spolupráce s "Tsukuba University", [33]. WLS Y11 (Kurraray) s hrúbkou 1.2 mm sú kaplované s 1.2 mm opticky čistými vláknami. Konektor spája osem WLS a osem vlákien. Vzďialenosť vyčítacieho zariadenia sa stanovila na 1.08 m, 1.38 m, 3.13 m alebo 6 m.



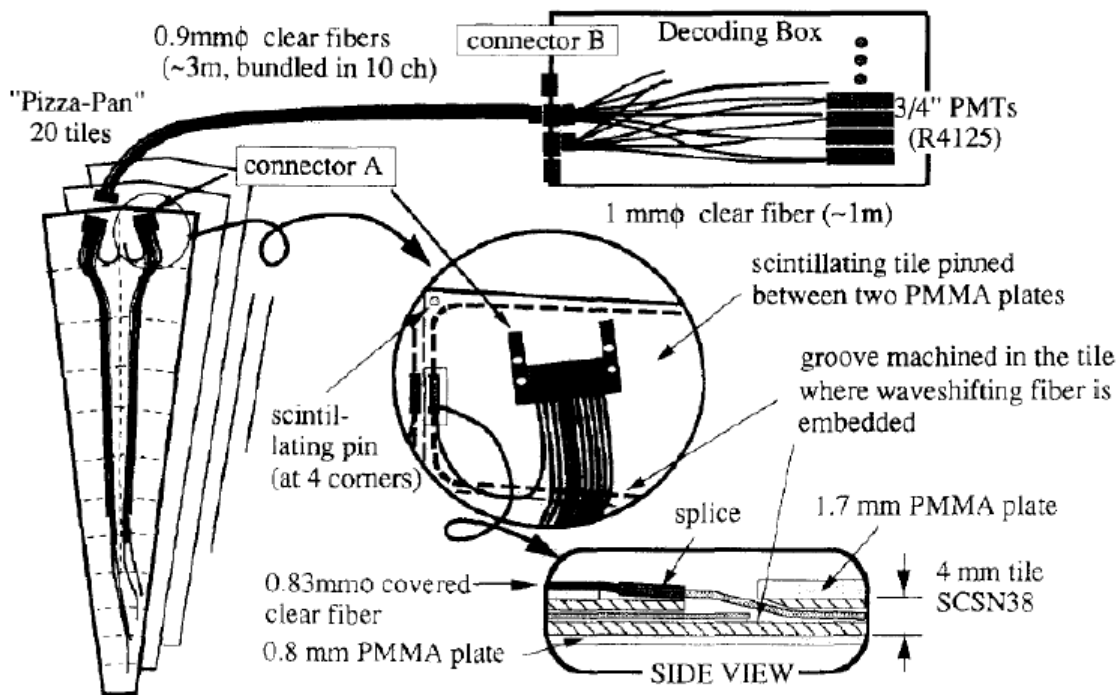
Obr. 4.9: Konektor DDK (MINERvA) spája osem WLS a osem čistých vlákien (vľavo) a alumíniová forma, ktorá ho drží pohromade (vpravo) [33].

Experiment MINOS využíva zaujímavú techniku vyčítania. Používa Mylarov kužeľ, ktorý zozbiera svetlo z opticky čistých vlákien a sústreďuje ho na fotodiódu. Projekt MINOS používa 1.2 mm WLS (Y11), ktoré sú spojené s optickými vláknami rovnakej hrúbky a sú vytiahnuté až do cca 6.5 m vzdialenosti. Pre účely detektora bol navrhnutý tzv. LIM (aluminium Light Injection Module). Čisté vlákno je zasadené do LIM modulu spolu s WLS a privádzané svetlo z vlákien je v dutine a dopadá na WLS. Tento systém je veľmi zaujímavý a podobná technológia by mohla byť použitá k testovaniu účinnosti konektora.



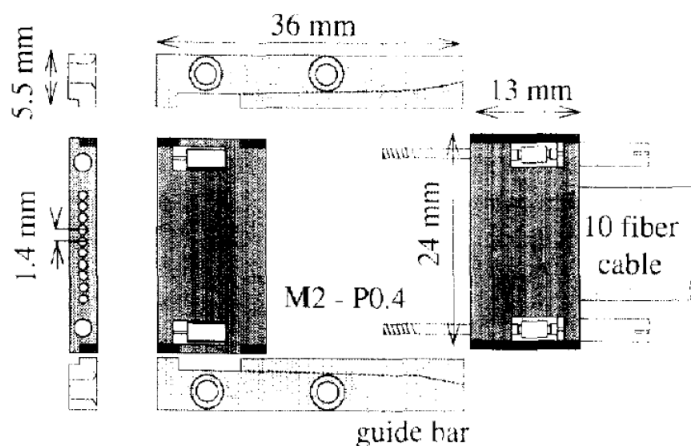
Obr. 4.10: Svetelný injekčný modul LIM (vľavo) projektu MINOS sústreďí svetlo z vlákien na konce WLS idúce zľava doprava. Vpravo je návrh konektora pre vlákna a WLS, ktorý nasleduje D0 experiment [39],[46].

Hadrónový kalorimeter pre CDF experiment ponúka techniku dvoch optických konektorov A a B, a zároveň bolo otestované spojenie termálnou fúziou. Opticky čisté vlákna s priemerom 0.9 mm boli spojené s 0.83 mm WLS. Konektor typu A je komerčne dostupný DDK 905D konektor s rozmermi  $36.0 \times 34.0 \times 3.2 \text{ mm}^3$ . Experiment využíva napájanie a vyčítanie aj koncept, kde WLS vychádzajúci priamo zo scintilátora napája na optické vlákno a všetko je zafixované alumíniovým krytom.



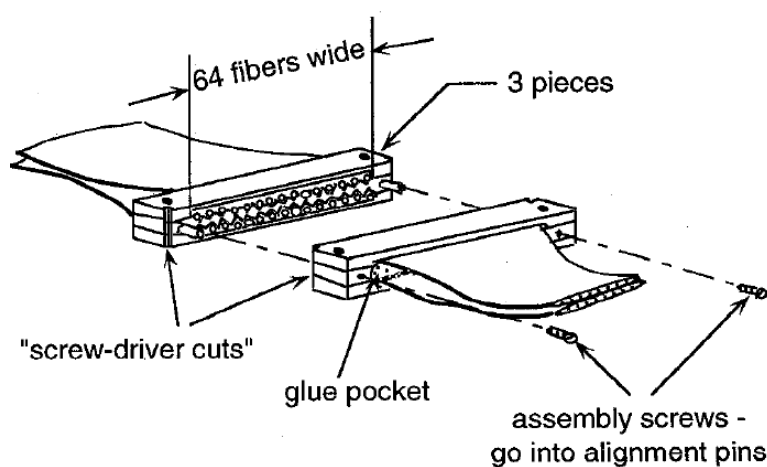
Obr. 4.11: Optický systém vylepšenia kalorimetra pre CDF. Na "pizza" bloku je uložených 20 scintilačných jednotiek, ktoré sú vyčítané optickými káblami a pospájané konektormi A a B [47].





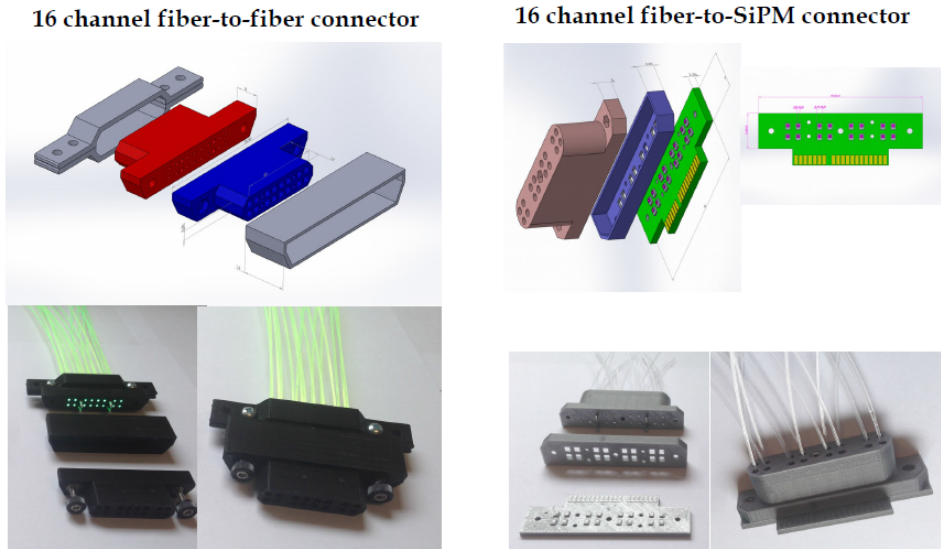
Obr. 4.12: Konektor typu A pre 10 vláken, ktorý upevňujú dve skrutky. Celý konektor je pripevnený na blok detektora [47].

Problematikou vlákno-vláknových konektorov sa zaoberá priamo experiment D0, konkrétne jedno z vylepšení. Konektor má dve vrstvy po 64 vláken. Boli vytvorené dva typy drážok v konektore v tvare "V" pre 0.835 mm a 0.965 mm vlákna. Konektor využíva plast (Delrin) a bol dimenzovaný na  $8.5 \times 1.4 \times 1.4 \text{ cm}^3$ . Každé spojenie nie je úplne presné a pre  $25 \mu\text{m}$  nepresnosť sa odhaduje strata signálu na 3.3%. Pre dosiahnutie 95% účinnosti musí byť nepresnosť menšia ako  $38 \mu\text{m}$ . Pri tejto architektúre sa minimalizuje problém s centrovaním vláken. Strata signálu pre rôzne hrubé vlákna sa odhaduje na 2%. Pre vybrúsenie koncov vláken sa použila diamantová brúska. Pomocou Fresnelovho vzťahu [55] bola vypočítaná prípustná medzera pre spojenie. Vlákno na báze polystyrénu s indexom lomu 1.59 má podľa tohto vzorca 90% priepustnosť vo vzduchu a 99% pre optický lep s indexom lomu 1.4. Konektor bol premeraný tak, že sa odmeral signál v každom štvrtom vlákne a zistilo sa, či bol všade približne rovnaký. Útlmová vlnová dĺžka opticky čistých vláken bola 9.2 m pre dĺžky od 1 m až po 20 m, ale pre použité vzdialenosti 18 cm až 36 cm, bol útlm nameraný len okolo 230 cm. Celkový priemerný svetelný výťažok, ktorý sa namerá predstavoval 98%, [40].



Obr. 4.13: Optický V-konektor experimentu D0 využívajúci dva rady po 64 vláken, ktorý je uchytený a upevnený bočnými skrutkami [40].

Najnovším a najpokrokovějším konceptom je 3D tlačenie konektorov pre vy-  
lepšenie na experimente STAR. Dizajn bloku detektora je podobný ako pre CDF.  
Tento experiment vyčíta scintilačné jednotky pomocou WLS zahnutých do elíps.  
Konektor sa skladá z niekoľkých segmentov, tie sa vytlačia a môžu byť zhotovené  
dva typy konektora. Vlákno-vlákňový konektor (kaplovanie) alebo WLS vyčítané  
pomocou SiPM, ktoré sú integrované na dosku pripojenú ku koncu konektora.



Obr. 4.14: 3D konektor experimentu STAR prepájajúci vlákna (vľavo) a vlákno-SiPM konektor, pripravený na vyčítanie pomocou SiPM [48].

Spojenie WLS a čistého optického vlákna je možné ešte pomocou tepelnej fúzie, ale pre rôzne typy materiálu bude lepšie vytvoriť optický konektor. Vznikli tri návrhy pre použitie valcových alebo hranatých WLS, pričom predpokladáme, že diameter WLS je o niečo väčší a tretí by mohol využívať šošovky ako optické kolimátory. Správny konektor by mal spĺňať niekoľko nasledujúcich požiadaviek. Optické vlákna a WLS musia byť na konci opracované, kolmé, hladké a vyleštené. Ak je medzi vláknami vzduchová medzera snažíme sa ju eliminovať alebo použijeme optický lep. Ak pasujeme na seba samotné vlákna, mali by byť centrovane na svojej osi a čo najbližšie ako je možné. Záleží na samotných vláknach. Môžu mať dvojité plášť a tiež rozdielny priemer jadra. Následne môžeme pristúpiť aj k nanieseniu hliníkovej vrstvy na konce vlákien, čím by sme mohli zvýšiť reflektivitu vlákna. Pri opracovaní vlákna je dôležitá aj rýchlosť brúsenia a tiež materiál. WLS vlákna sa dajú ohýbať len do určitého bodu, inak sa môže narušiť vnútorná štruktúra. Pri spájaní dvoch vlákien rôznej hrúbky musíme minimalizovať stratu signálu.

Optický konektor riešený optickými guľovými šošovkami by mohol poskytnúť odpoveď na to, ako spárovať optické vlákno a priemerovo širší WLS s minimálnou stratou signálu. Jedno WLS a vlákno bude prepojené sústavou dvoch guľičiek. Každá šošovka vieme priradiť vzdialenosti  $BFL$  (Back Focal Length),  $EFL$  (Effective Focal Length).

$$BFL = EFL - \frac{D}{2} = \frac{4 \cdot n}{n - 1} - \frac{D}{2} = \frac{D}{4} \cdot \left( \frac{2 - n}{n - 1} \right) \quad (4.2)$$

$D$  priemer guľovej šošovky a  $n$  je jej index lomu. Nasledujúcim dôležitým parametrom pre kaplovanie bude tzv.  $NA$  (Numerical Aperture) parameter udávaný pre vlákna a tiež šošovky. Pre výpočet  $NA$  akéhokoľvek vlákna použijeme,

$$NA_{fiber} = \sqrt{n_{core}^2 - n_{cladding}^2}, \quad (4.3)$$

kde  $n_{core}$  je index lomu materiálu jadra vlákna a  $n_{cladding}$  je index lomu materiálu vnútorného plášťa. Pre výpočet  $NA$  guľičky používame vzťah, ktorý závisí na polomere svetelného kužeľa pre svetlo emitované z vlákna.

$$NA_{ball} = \frac{2d}{D} \cdot \left( \frac{n-1}{n} \right) \quad (4.4)$$

Aby nám nedochádzalo k strate signálu, musíme zistiť presné vzdialenosti medzi WLS, dvoma guľičkami a čistým optickým vláknom. Ak by sme chceli realizovať prechod z užšieho WLS na širšie vlákno, stačila by nám na to len jedna šošovka. V našom prípade je nutné použiť dve, pretože každá bude popísaná inou vzdialenosťou BFL a EFL, aby bolo nakaplovanie presné. Navyše budeme limitovaní zopár podmienkami. Základnou podmienkou sú priemery, pre ktoré platí  $d \leq D$ , a zároveň  $D_{WLS} \leq D_{clear}$ . Je to logická požiadavka na to, aby sme nestratili signál. Ďalšia už menej triviálna podmienka, ktorá zaručuje skoro to isté, požaduje, aby

$$NA_{WLS} \leq NA_{clear}. \quad (4.5)$$

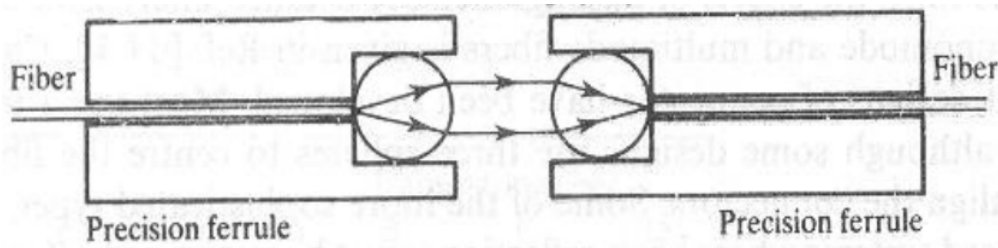
Táto nerovnosť bude použitá pre výpočet dvoch rôznych vecí. Po prvé pôjde o kaplovanie WLS na prvú guľičku, a po druhé druhú guľičku spojíme s čistým vláknom.

$$D_i \geq \frac{2d_i}{NA_j} \cdot \left( 1 - \frac{1}{n_i} \right) \quad (4.6)$$

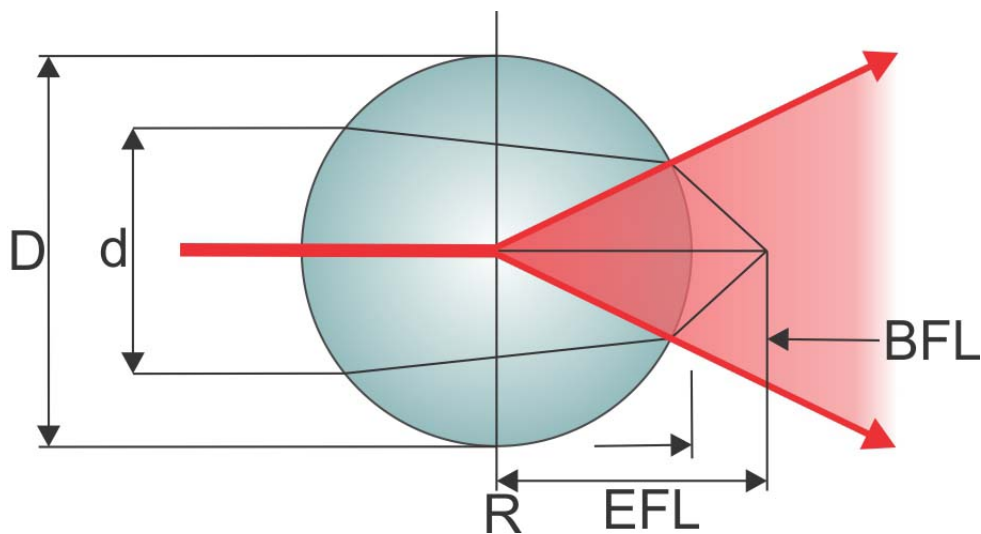
Pre kaplovanie WLS a prvej guľičky použijeme  $(i,j)=(1,WLS)$  a pre spojenie druhej a čistého vlákna máme  $(i,j)=(2,clear)$ . Z nerovnosti 4.6 vyplývajú ďalšie požiadavky na vzdialenosti,

$$BFL_i \leq \frac{d_i}{2NA_j} \cdot (2 - n_i), \quad (4.7)$$

kde pre  $(i,j)$  platí to isté ako vyššie. Parametre guľičiek - index lomu a priemer - je možné zmeniť ľubovoľne, čím by bolo teoreticky možné dosiahnuť rovnaké vzdialenosti BFL a EFL pre prvú a druhú guľičku, ale mechanická výroba by bola zložitejšia. Ak by sme použili guľičky zhodné v oboch parametroch, môžeme vyrobiť dva nezávislé komponenty detektora - časť s WLS a prvou guľičkou a druhú časť s vláknom a druhou guľičkou. Každá časť by bola pevne zlepená a odolná, potom by bolo možné takýto detektor vždy spojiť a rozpojiť. Vzdialenosť medzi guľičkami by pravdepodobne mohla byť ľubovoľne veľká, pretože dopadajúce lúče na šošovku sa lámu vodorovne. Vodorovné svetlo vychádzajúce z guľičky nebude úplne vodorovné, ale bude poznačené tzv. DA (Divergence Angle). DA je uhol, o ktorý sa svetlo odchýli od svojho vodorovného smeru. Mohli by sme rátať s uhlom v miliradiánoch. Aby sme obmedzili stratu signálu v prípade, keď používame guľičky rovnakého polomeru, budeme chcieť medzi nimi minimálnu možnú vzdialenosť. Opticky čisté vlákno a WLS budú nakoniec vsadené presne do vypočítanej vzdialenosti BFL.



Obr. 4.16: Obrázok ukazuje princíp funkcie optického konektora. Dve optické guľové šošovky spájajú dve rôzne vlákna. Systém môže byť vložený do sklennej ferule, aby sa zlepšila priechodnosť signálu [44].



Obr. 4.15: Schematický obrázok popisujúci parametre optickej šošovky v tvare gule [42].

Najdôležitejšou úlohou pre vytvorenie konektora a scintilačného modulu je určenie tvaru a veľkosti scintilátora tak, aby bolo možné získať maximálny svetelný výťažok. Na to je potrebný výber správneho WLS a jeho umiestnenie v súvislosti so scintilátorom. Pre optimálnu architektúru zariadenia by bolo potrebné vyskúšať viacero priemerov WLS v kombinácii s rôznymi tvarmi scintilačného média. Priemer čistých optických vlákien by sme nechceli meniť, pretože chceme zachovať malé rozmery detektora. Veľmi sľubným variantom by bolo spojenie vlákien optickej matice s vláknami WLS identického priemeru. Použili by sa teda vlákna s priemerom oveľa menším ako 1 mm. Týmto spôsobom by sme zachovali rozmery optickej matice a zmenšil by sa celkový rozmer detektora. Dosiahli by sme výrazné zlepšenie granularity detektora, čo by prispelo k zvýšeniu citlivosti. Vyriešili by sme aj otázku konektora a problém napájania optických vlákien menšieho priemeru na väčšie WLS, kde vzniká nasledujúca strata signálu [69] vid'. Obr.4.17.

$$Loss_{NA} = -10 \log_{10} \left( \frac{NA_2}{NA_1} \right) \quad (dB), \text{ kde } NA_2 < NA_1 \quad (4.8)$$

$$Loss_{NA} = 0 \quad (dB), \text{ kde } NA_2 \geq NA_1. \quad (4.9)$$

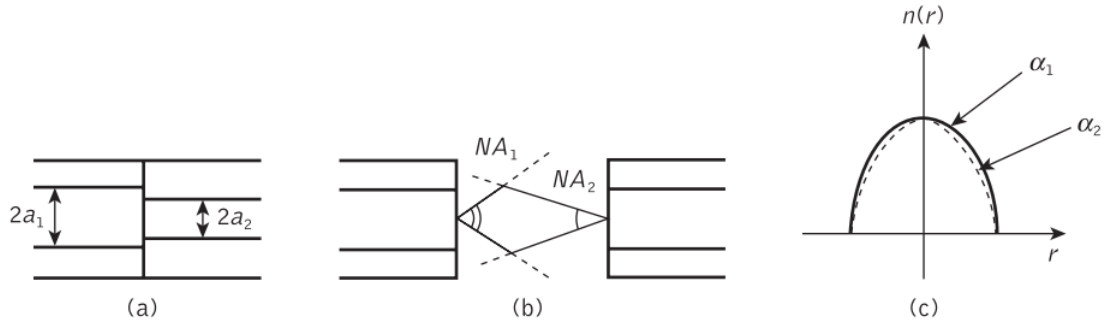
$NA_1$  a  $NA_2$  sú numerické apertúry jadier vlákien. Strata v podobe nerovnakého

priemeru jadier je daná vzťahmi,

$$Loss_{CD} = -10 \log_{10} \left( \frac{a_2}{a_1} \right) \quad (dB), \text{ kde } a_2 < a_1 \quad (4.10)$$

$$Loss_{CD} = 0 \quad (dB), \text{ kde } a_2 \geq a_1. \quad (4.11)$$

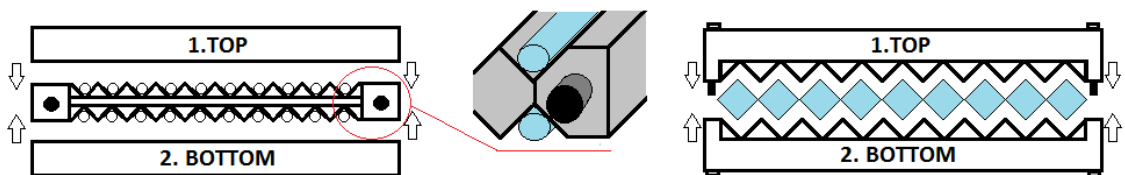
Premenné  $a_1$  a  $a_2$  vyjadrujú polomery vlákien uvedené na Obr.4.17 v časti (b).



Obr. 4.17: Napájanie rôznych optických káblov. Obrázok a) popisuje spojenie dvoch rôznych priemerov jadra, b) ukazuje rozdiely v numerickej apertúre a c) je rozdiel v indexe lomu vlákna [69].

Optický konektor by zároveň dosahoval veľmi malé rozmery a bol by realizovaný pomocou V-drážok miesto drahých optických šošoviek. Túto technológiu má k dispozícii firma SQS a ide o veľmi precízne, mikrónové a lacné rezanie drážok do akéhokoľvek materiálu za pár minút [56]. Firma poskytuje aj diagnostiku a presné spojenie jadier vlákien, leštenie a odstraňovanie nečistôt. Pre dokonalosť detektoru by bol vhodný výber viacvrstvových WLS od Kuraray. Na určenie najvhodnejších rozmerov jedného bloku scintilátora a jeho tvaru by bolo dobré použiť simuláciu napr. v programe Slitrani.

Zvyšné dva návrhy (Obr.4.18) využívajú tvary WLS a vlákien tak, aby sme mohli obmedziť mechanické nepresnosti pri výrobe a dokázali presne centrovať vlákna. Prvý by využíval optický cement, ktorý sa aplikuje do prázdneho priestoru medzi vlákna a utesní sa vrchným a spodným krytom. Druhý by mohol využiť tvar WLS a vytvoriť tak veľmi stabilný konektor.



Obr. 4.18: Návrh optického konektora. Obrázok vľavo popisuje návrh s v-výrezom pre guľatý WLS, ktorý zapadne do výrezu. WLS sa dotýka len tromi bodmi plášťa. Obrázok vpravo je návrhom konektora s hraným WLS, ktorý je jednoduchší na výrobu a centrovanie vlákien.

# Záver

V práci som sa zoznámil s princípmi kalorimetrie a popísal som funkciu elektromagnetických vzorkovacích kalorimetrov. Takýmto detektorom je aj plánovaný dopredný kalorimeter FoCal na experimente ALICE. Návrh kalorimetra predstavuje sendvičový vzorkovací typ, ktorý používa vyčítanie pomocou CMOS senzorov. Sensory sú veľmi citlivé, a preto ako variant navrhujeme presunúť vyčítacie zariadenie do radiačne odolnej oblasti. Aktívnym médiom kalorimetra bude pravdepodobne plastický scintilátor. Signál zozbieraný pomocou WLS budú odvádzať čisté optické vlákna, ktoré budú vyčítané pomocou optickej matice a vysokorýchlostnej kamery.

Oboznámil som sa s linkovou kamerou - FastCamera 13 a jej vlastnosťami. Pre kameru sme našli a zostavili vhodný hardvér (PC) a tiež softvér (OS). Pre rýchle vyčítanie, komprimáciu a spracovávanie dát sme využili (Fast-Xe) frame grabber, ktorý potreboval vlastné miesto na disku a priamy vstup do pamäte. Programy AFML a DVRP slúžia na ovládanie grabbera a kamera má vlastný FastVision program pre prácu s ňou. Grabber využíval dva typy polí FPGA (Stretch procesor a Lattice ECP), ktorých unikátnou vlastnosťou bolo ich preprogramovanie aj za chodu systému. V práci som sa oboznámil s princípy FPGA polí a tiež funkciou CMOS senzorov využívaných interne aj kamerou. Rozobral som v texte výhody i nevýhody v porovnaní s CCD a konkrétne použitie senzora MI-MV13 pre kameru.

Zostavili sme vyčítacie zariadenie v podobe kamery, grabbera a PC. Pre funkciu a pokročilé ovládanie grabbera sme boli nútení preprogramovať vo Windows Visual studiu základné ovládacie prvky, čo sa podarilo, ale softvérové prepojenie grabbera a kamery bolo bohužiaľ problematické.

Vyčítací modul sa bohužiaľ nezaobíde bez konektora. Ten bude spájať priemerovo širšie WLS s užšími opticky čistými vláknami. Veľmi dobré informácie na vývoj konektora nám poskytol predovšetkým experiment D0 a jeho aplikáciu sme mohli vidieť na experimente STAR v podobe 3D konektorov (s vlastným SiPM). V texte uvádzam niekoľko vlastností spoľahlivého konektora, ktorými sú predovšetkým pokročilá technológia opracovania a leštenia vlákien, tzv. "mirroring", veľmi tesné a presné spojenie určené chybou na niekoľko  $\mu\text{m}$ , použitie optického cementu a samozrejme samotná architektúra. Veľmi dôležitou sa stáva aj otázka tvaru samotnej scintilačnej časti a umiestnenia WLS. Vo väčšine prípadov pri nových kalorimetroch sme sa stretli hlavne s usporiadaním WLS do slučiek, preto som diskutoval aj tvar scintilačného média.

V práci som navrhol viacero typov konektoru, ktoré by využívali vhodnú konfiguráciu tak, aby sme sa mohli vyhnúť manuálnym a technicky náročným úpravám. Možnosťou je aj spájanie vlákien pomocou tepelnej fúzie, ale všetky súčasné experimenty dávajú prednosť manuálnemu spojeniu, práve kvôli možnosti spojenia/rozpojenia konektora, a navyše ide o dva rôzne materiály. Za kľúčovú podmienku

považujem do budúcnosti použiť zariadenie, ktoré bude schopné presne opracovávať a leštiť vlákna. Ďalej je nutné dodržať čo najmenšiu odchýlku pri centrovaní a spájaní konektora, na čo by mohla odpovedať dobrá architektúra konektora, ktorá by sa zaobišla aj bez náročného technického prístupu. Veľkú výhodu vidím v guľčikovom konektore, ktorý rieši problém napojenia vlákien dvoch rôznych diametrov.

# Literatúra

- [1] *Infografika štandardného modelu* [online]. 2012 [cit. 2014-11-08]. Dostupné z: [http://www.isgtw.org/sites/default/files/Standard\\_model\\_infographic.png](http://www.isgtw.org/sites/default/files/Standard_model_infographic.png)
- [2] *Muon figure* [online]. 2014 [cit. 2014-11-30]. Dostupné z: <http://pdg.lbl.gov/2014/download/rpp-2014-booklet.pdf>
- [3] *Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg Kirchhoff-Institut für Physik lectures* [online]. 2007 [cit. 2014-11-30]. Dostupné z: [http://www.kip.uni-heidelberg.de/~coulon/Lectures/Detectors/Free\\_PDFs/](http://www.kip.uni-heidelberg.de/~coulon/Lectures/Detectors/Free_PDFs/)
- [4] *The 2012 edition of Review of Particle Physics* [online]. University of California: 10.1103/PhysRevD.86.010001, 2012 [cit. 2016-06-22]. Dostupné z: <https://cds.cern.ch/record/1481544/files/PhysRevD.86.010001.pdf>
- [5] *CERN's LHCb experiment reports observation of exotic pentaquark particles*. CERN press office [online]. CERN, the European Organization for Nuclear Research, 2015 [cit. 2016-06-22]. Dostupné z: <http://press.cern/press-releases/2015/07/cerns-lhcb-experiment-reports-observation-exotic-pentaquark-particles>
- [6] *Grupo de Altas Energías - UCM* Grupo de Altas Energías (UCM-GAE) at Universidad Complutense de Madrid [online]. [cit. 2014-12-04]. Dostupné z: <http://cta.gae.ucm.es/gae/>
- [7] *Critical energy for electrons and positrons*. Atomic Nuclear Properties [online]. University of California, 2013 [cit. 2016-06-23]. Dostupné z: [http://pdg.lbl.gov/2013/AtomicNuclearProperties/critical\\_energy.html](http://pdg.lbl.gov/2013/AtomicNuclearProperties/critical_energy.html)
- [8] *FABJAN, Christian W. a Fabiola GIANOTTI. Calorimetry for Particle Physics. CERN, 1211 Geneva 23, Switzerland, 2003. Thesis. CERN-EP.[cit. 2015-06-15].*
- [9] *LEROY, Claude, Carlos GRANJA, Claude LEROY, Claude LEROY, Pier-Giorgio RANCOITA, Claude LEROY, Pier-Giorgio RANCOITA, Claude LEROY, Pier-Giorgio RANCOITA, Claude LEROY, Pier-Giorgio RANCOITA, Claude LEROY, Pier-Giorgio RANCOITA, Claude LEROY, Pier-Giorgio RANCOITA, Claude LEROY a Pier-Giorgio RANCOITA. Radiation interaction in matter and principles of detection. Singapore: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2009. ISBN 10.1142/9789812818294\_fmatter. [cit. 2015-05-04].*



- [10] *GRUPEN, Claus, Boris A SHWARTZ a Helmuth SPIELER. Particle detectors. 2nd ed. New York: Cambridge University Press, 2008, xxxiii, 651 p. ISBN 05-218-4006-6.*[cit. 2015-09-22].
- [11] *Calorimetry 1: Electromagnetic Calorimeters.* Kirchhoff-Institute for Physics [online]. Universität Heidelberg, 2015 [cit. 2016-06-23]. Dostupné z: [http://www.kip.uni-heidelberg.de/~coulon/Lectures/Detectors/Free\\_PDFs/Lecture9.pdf](http://www.kip.uni-heidelberg.de/~coulon/Lectures/Detectors/Free_PDFs/Lecture9.pdf)
- [12] *Photon and electron interactions with matter* [online]. 1998 [cit. 2014-12-11]. Dostupné z: <http://pdg.lbl.gov/1998/photonelecrppbook.pdf>
- [13] *Passage of particles through matter* [online]. 2013 [cit. 2014-12-11]. Dostupné z: <http://pdg.lbl.gov/2013/reviews/rpp2013-rev-passage-particles-matter.pdf>
- [14] *CORSIKA – COsmic Ray SIMulations for KAscade* [online]. 2013 [cit. 2014-12-11]. Dostupné z: <http://www.ikp.kit.edu/corsika/>
- [15] *Studie dopředného elektromagnetického kalorimetru pro experiment ALICE. R. Lavička. Praha, 2013. Bakalárska práca. České vysoké učení technické v Praze.*[cit. 2015-03-17].
- [16] *CMOS senzor* [online]. 2001 [cit. 2015-03-05]. Dostupné z: <http://www.pcmag.com/article2/0,2817,1156453,00.asp>
- [17] *CMOS image senzor* [online]. 2012 [cit. 2015-03-05]. Dostupné z: <http://www.olympusmicro.com/primer/digitalimaging/cmosimagesensors.html>
- [18] *MICRON TECHNOLOGY. 1.3-Megapixel CMOS Active-Pixel Digital Image Sensor. 2004.* [cit. 2015-22-06].
- [19] *Xilinx* [online]. 2015 [cit. 2015-04-02]. Dostupné z: <http://www.xilinx.com/fpga/>
- [20] *Electronics. POOLE, Ian. FPGA Tutorial* [online]. 2014 [cit. 2015-04-28]. Dostupné z: <http://www.radio-electronics.com/info/data/semicond/fpga/fpga.php>
- [21] *Introduction to Calorimetry* [online]. STFC - Rutherford Appleton Laboratory, 2011 [cit. 2016-06-24]. Dostupné z: <https://www2.warwick.ac.uk/fac/sci/physics/staff/academic/gershon/gradteaching/warwickweek/material/detectors/calorimetry.pdf>
- [22] *The Zero Degree Calorimeters for the ALICE experiment* [online]. CERN, 2009 [cit. 2016-06-24]. Dostupné z: <http://www.ippp.dur.ac.uk/old/export/sites/IPPP/Workshops/09/SUSSP65/Posters/Luparello.pdf>
- [23] *The ALICE Zero Degree Calorimeters* [online]. CERN, 2008 [cit. 2016-06-24]. Dostupné z: [http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2\\_ZDC-en.html](http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2_ZDC-en.html)

- [24] *Physics performance and status of the ALICE Zero Degree Calorimeters* [online]. CERN, 2008 [cit. 2016-06-24]. Dostupné z: <http://personalpages.to.infn.it/~luparell/presentazioni/bormio.pdf>
- [25] *Simulation Testing of Proposed CMS Forward Electromagnetic Calorimeter Under High Pileup* [online]. CERN, 2015 [cit. 2016-06-24]. Dostupné z: <http://diginole.lib.fsu.edu/islandora/object/fsu:263966/datastream/PDF/view>
- [26] *Energy Resolution*. Kirchhoff-Institute for Physics [online]. Universität Heidelberg, 2015 [cit. 2016-06-23]. Dostupné z: [http://www.kip.uni-heidelberg.de/~coulon/Lectures/DetectorsSoSe10/Free\\_PDFs/Lecture10.pdf](http://www.kip.uni-heidelberg.de/~coulon/Lectures/DetectorsSoSe10/Free_PDFs/Lecture10.pdf)
- [27] *EJ-280 (green) and EJ-284 (red) wavelength shifting plastics* [online]. Sayamagahara, Iruma-shi, Japan, 2011 [cit. 2016-06-26]. Dostupné z: [http://www.ggg-tech.co.jp/maker/eljen/ej-280\\_4.html](http://www.ggg-tech.co.jp/maker/eljen/ej-280_4.html)
- [28] *PHOTOMULTIPLIER TUBES principles & applications* [online]. Brive, France, 2002 [cit. 2016-06-26]. Dostupné z: [http://www2.pv.infn.it/~debari/doc/Flyckt\\_Marmonier.pdf](http://www2.pv.infn.it/~debari/doc/Flyckt_Marmonier.pdf)
- [29] *Alignment of the ALICE Inner Tracking System with cosmic-ray tracks*. In: Inspire [online]. Universitetet i Oslo - Fysisk institutt, 2010 [cit. 2016-06-26]. Dostupné z: <http://arxiv.org/pdf/1001.0502.pdf>
- [30] *ALICE detector upgrades*. In: Inspire [online]. National Institute for Subatomic Physics (NIKHEF), 2011 [cit. 2016-06-26]. Dostupné z: <https://arxiv.org/pdf/1106.5807.pdf>
- [31] *PEITZMANN, T. Prototype studies for a forward EM calorimeter in ALICE*. In: Inspire [online]. Utrecht University and National Institute for Subatomic Physics (NIKHEF), 2013 [cit. 2016-06-26]. Dostupné z: <http://arxiv.org/pdf/1308.2585.pdf>
- [32] *FastCamera13* [online]. New Hampshire, U.S.A: Fast-Vision Media, 2010 [cit. 2016-06-26]. Dostupné z: <http://fast-vision.com/index.php?submenu=cameras&src=gendocs&ref=FastCamera13>
- [33] *ALIAGA, L., L. BAGBY, B. BALDIN, et al. Design, calibration, and performance of the MINERvA detector. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2014, 743, 130-159. DOI: 10.1016/j.nima.2013.12.053. ISSN 01689002. Dostupné také z: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900214000035>
- [34] *A New Scintillator Tile/Fiber Preshower Detector for the CDF Central Calorimeter* [online]. IEEE Trans.Nucl.Sci.52:879-883, 2005 [cit. 2016-06-27]. Dostupné z: <https://arxiv.org/pdf/physics/0411056.pdf>

- [35] *Design and Construction of the LHCb Scintillator Pad/Preshower Detector* [online]. Institute for Nuclear Research Russian Academy of Sciences, 2000 [cit. 2016-06-27]. Dostupné z: <http://cds.cern.ch/record/691521/files/lhcb-2000-042.pdf>
- [36] *Measurement of the exit characteristics of light from optical multimode plastic fibres* [online]. der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 2014 [cit. 2016-06-27]. Dostupné z: [https://web.physik.rwth-aachen.de/~hebbeker/theses/nieswand\\_master.pdf](https://web.physik.rwth-aachen.de/~hebbeker/theses/nieswand_master.pdf)
- [37] *The Anti-Coincidence Detector for the GLAST Large Area Telescope* [online]. NASAs Goddard Space Flight Center, Greenbelt and University Space Research Association, Columbia, 2007 [cit. 2016-06-27]. Dostupné z: <https://arxiv.org/ftp/astro-ph/papers/0702/0702581.pdf>
- [38] AGUILLION, G., B. ANDERSON, D.J. ATTREE, et al. *Thin scintillating tiles with high light yield for the OPAL endcaps*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment [online]. 1998, 417(2-3), 266-277 [cit. 2016-06-27]. DOI: 10.1016/S0168-9002(98)00774-8. ISSN 01689002. Dostupné z: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900298007748>
- [39] ANDERSON, B., A. ANJOMSHOAA, P. DERVAN, et al. *Ultra bright LED light injection calibration system for MINOS*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment [online]. 1999, 423(2-3), 320-327 [cit. 2016-06-27]. DOI: 10.1016/S0168-9002(98)01367-9. ISSN 01689002. Dostupné z: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900298013679>
- [40] CHUNG, M., S. MARGULIES, M. ADAMS, et al. *Development of a multi-channel fiber-to-fiber optical connector for the D0 upgrade tracker*. IEEE Transactions on Nuclear Science [online]. 1999, 43(3), 1153-1156 [cit. 2016-06-27]. DOI: 10.1109/23.506654. ISSN 00189499. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=506654>
- [41] *The CDF-II detector: Technical design report* [online]. FERMILAB, 1996 [cit. 2016-06-27]. Dostupné z: [http://www-cdf.fnal.gov/upgrades/tdr\\_driver\\_5apr02.pdf](http://www-cdf.fnal.gov/upgrades/tdr_driver_5apr02.pdf)
- [42] *Understanding Ball Lenses* [online]. Edmund Optics Inc. — 101 East Gloucester Pike, Barrington, NJ 08007-1380 USA, 2016 [cit. 2016-06-30]. Dostupné z: <http://www.edmundoptics.com/resources/application-notes/optics/understanding-ball-lenses/>
- [43] BHADRA, S., I. BOHNET, M. CARDY, et al. *Design and test of a forward neutron calorimeter for the ZEUS experiment*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment [online]. 1997, 394(1-2), 121-135 [cit. 2016-06-30]. DOI: 10.1016/S0168-9002(97)00647-5. ISSN 01689002. Dostupné z: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900297006475>

- [44] *OPTICAL FIBER JOINTS and CONNECTIONS* [online]. NITTTR, Sector-26, Chandigarh, 2007 [cit. 2016-07-03]. Dostupné z: [http://www.nitttrchd.ac.in/sitenew1/app\\_sc/ppts/fiber/OpticalFibe-Joints&Connections.pdf](http://www.nitttrchd.ac.in/sitenew1/app_sc/ppts/fiber/OpticalFibe-Joints&Connections.pdf)
- [45] *MOISEEV, A.A., P.L. DEERING, R.C. HARTMAN, T.E. JOHNSON, T.R. NEBEL, J.F. ORMES a D.J. THOMPSON. High efficiency plastic scintillator detector with wavelength-shifting fiber readout for the GLAST Large Area Telescope.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2007, 583(2-3), 372-381.[cit. 2015-01-20]. DOI: 10.1016/j.nima.2007.09.040. ISSN 01689002. Dostupné také z: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900207020827>
- [46] *ADAMSON, P, J ALNER, B ANDERSON, et al. The MINOS light-injection calibration system.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment [online]. 2002, 492(3), 325-343 [cit. 2016-07-03]. DOI: 10.1016/S0168-9002(02)01293-7. ISSN 01689002. Dostupné z: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900202012937>
- [47] *AOTA, S., R.C. BOSSERT, S. FUKUDA, et al. Development of fiber-to-fiber connectors for scintillating tile/fiber calorimeters.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 1995, 357(1), 71-77. [cit. 2014-11-07]. DOI: 10.1016/0168-9002(94)01523-6. ISSN 01689002. Dostupné také z: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0168900294015236>
- [48] SCHMAH, Alexander. STAR Upgrades and Physics Program. Berkeley Lab, 2016. [cit. 2016-07-03].
- [49] *RADIATION PHYSICS FOR PERSONNEL AND ENVIRONMENTAL PROTECTION* [online]. Fermi National Accelerator Laboratory, 2007 [cit. 2016-07-05]. Dostupné z: [https://www-esh.fnal.gov/TM1834\\_PDF\\_Files/TM\\_1834\\_Revision\\_9B.pdf](https://www-esh.fnal.gov/TM1834_PDF_Files/TM_1834_Revision_9B.pdf)
- [50] *Concepts in Digital Imaging Technology: Proximity-Focused Image Intensifiers* [online]. National High Magnetic Field Laboratory, The Florida State University, Tallahassee, Florida, 2006 [cit. 2016-07-05]. Dostupné z: <http://hamamatsu.magnet.fsu.edu/articles/proximity.html>
- [51] *Del Mar Photonics: Microchannel Plates* [online]. San Diego, CA, 2009 [cit. 2016-07-05]. Dostupné z:[http://www.dmpotonics.com/MCP\\_MCPImageIntensifiers/microchannel\\_plates.htm](http://www.dmpotonics.com/MCP_MCPImageIntensifiers/microchannel_plates.htm)
- [52] *Image intensifier: Multi-channel plate - MCP* [online]. Stanford Computer Optics, Inc, 2013 [cit. 2016-07-05]. Dostupné z: <http://www.stanfordcomputeroptics.com/technology/image-intensifier/multi-channel-plate.html>

- [53] *F. Adamian et al., ATLAS Internal Note TILECAL-NO-126, 1997, [cit. 2016-03-07].*
- [54] *Hadron and jet detection with a dual-readout calorimeter* [online]. University of California at San Diego, Texas Tech University, Iowa State University, INFN Trieste, 2004 [cit. 2016-07-06]. Dostupné z: [http://highenergy.phys.ttu.edu/dream/resources/publications/537\\_537.pdf](http://highenergy.phys.ttu.edu/dream/resources/publications/537_537.pdf)
- [55] *Fresnels Equations* [online]. Paper presented to AAPT, Guelph, Canada, 2000 [cit. 2016-07-04]. Dostupné z: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/phyopt/freseq.html>
- [56] *SQS: vláknová optika* [online]. Praha: Radoberský Tomáš, 2015 [cit. 2016-12-31]. Dostupné z: [www.sqs-fiberoptics.com](http://www.sqs-fiberoptics.com)
- [57] *Kuraray: Plastic Scintillating Fibers* [online]. Japan: Kuraray, 2010 [cit. 2016-12-31]. Dostupné z: <http://kuraraypsf.jp/pdf/all.pdf>
- [58] *Organic Scintillation Materials and Assemblies* [online]. La Défense, Courbevoie, France: Saint-Gobain, 2016 [cit. 2016-12-31]. Dostupné z: <http://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/organics-brochure.pdf>
- [59] *Simulation of optical processes in GEANT4* [online]. DESY - ZEUTHEN: Ralph Dollan, 2005 [cit. 2016-12-31]. Dostupné z: [https://www-zeuthen.desy.de/lcdet/Feb\\_05\\_WS/talks/rd\\_lcdet\\_sim.pdf](https://www-zeuthen.desy.de/lcdet/Feb_05_WS/talks/rd_lcdet_sim.pdf)
- [60] BEZDOSKO, DYSHKANT, JUNG, MCGREW, PLA-DALMAU a RYKALIN. MRS Photodiode Coupling with Extruded Scintillator via Y7 and Y11 WLS Fibers [online]. FERMILAB, 2007 [cit. 2016-12-31]. Dostupné z: <http://lss.fnal.gov/archive/test-fn/0000/fermilab-fn-0796.pdf>
- [61] *Quartz plate simulations studies* [online]. The University of Iowa: F. Duru, 2005 [cit. 2016-12-31]. Dostupné z: <http://slideplayer.com/slide/9444537/>
- [62] MATSUMURA, T., T. SHINKAWA, H. YOKOTA, et al. Photon-veto counters at the outer edge of the endcap calorimeter for the KOTO experiment. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment [online]. 2015, 795, 19-31 [cit. 2016-12-31]. DOI: 10.1016/j.nima.2015.05.036. ISSN 01689002. Dostupné z: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900215006762>
- [63] MOSSET, J-B, A STOYKOV, V DAVYDOV, M HILDEBRANDT, H VAN SWYGENHOVEN a W WAGNER. Upgrade of the POLDI diffractometer with a ZnS(Ag)/ 6 LiF scintillation detector read out with WLS fibers coupled to SiPMs. Journal of Physics: Conference Series [online]. 2014, 528, 012041- [cit. 2016-12-31]. DOI: 10.1088/1742-6596/528/1/012041. ISSN 1742-6588. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/1742-6596/528/i=1/a=012041?key=crossref.506c5ce6b4245cb082e8c0de3cca5c36>

- [64] IWATA, Takahiro. Status of SPring-8 LEPS project and the GDH experiment [online]. Genova, 2002 [cit. 2016-12-31]. Dostupné z: [https://www.quark.kj.yamagata-u.ac.jp/~iwata/gdh-sp8/gdh2002\\_iwata\\_talk.pdf](https://www.quark.kj.yamagata-u.ac.jp/~iwata/gdh-sp8/gdh2002_iwata_talk.pdf)
- [65] SCHLÜTER, T., W. DÜNNWEBER, K. DHIBAR, M. FAESSLER, R. GEYER, J.-F. RAJOTTE, Z. ROUSHAN a H. WÖHRMANN. Large-area sandwich veto detector with WLS fibre readout for hadron spectroscopy at COMPASS. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment [online]. 2011, 654(1), 219-224 [cit. 2016-12-31]. DOI: 10.1016/j.nima.2011.05.069. ISSN 01689002. Dostupné z: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900211010552>
- [66] ALEKSEEV, I., V. BELOV, V. BRUDANIN, et al. DANSSino: a pilot version of the DANSS neutrino detector. Physics of Particles and Nuclei Letters [online]. 2014, 11(4), 473-482 [cit. 2016-12-31]. DOI: 10.1134/S1547477114040050. ISSN 1547-4771. Dostupné z: <http://link.springer.com/10.1134/S1547477114040050>
- [67] BUGG, W., Yu. EFREMENKO a S. VASILYEV. Large plastic scintillator panels with WLS fiber readout: Optimization of components. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment [online]. 2014, 758, 91-96 [cit. 2016-12-31]. DOI: 10.1016/j.nima.2014.05.055. ISSN 01689002. Dostupné z: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900214005877>
- [68] MEDINA-TANCO, Gustavo. BATATA: A device to characterize the punch-through observed in underground muon detectors and to operate as a prototype for AMIGA [online]. Univ. Nacional Autonoma de Mexico, 2009 [cit. 2016-12-31]. Dostupné z: <http://icrc2009.uni.lodz.pl/proc/pdf/icrc0137.pdf>
- [69] SENIOR, John M. a M. Yousif. JAMRO. Optical fiber communications: principles and practice. 3rd ed. New York: Financial Times/Prentice Hall, 2009. ISBN 013032681X.
- [70] *Eljen Technology* [online]. USA and Canada: 1300 W. Broadway Sweetwater, Texas 79556, United States, 2016 [cit. 2017-01-02]. Dostupné z: <http://www.eljentechnology.com/products/wavelength-shifting-plastics/ej-280-ej-282-ej-284-ej-286>
- [71] BEVERIDGE, Toby. Proof of Principle of the Inner Detector System for the GHD Experiments at SPring-8: An Attempt to Resolve the Nucleon Spin Crisis. University of Melbourne, 2002.
- [72] EVDOKIMOV, V. Light Collection from Scintillation Counters using WLS Fibers and Bars: Workshop on Scintillating Fiber Detectors [online]. The American Institute of Physics, 1998 [cit. 2017-01-02]. Dostupné z: [http://www-eng.lbl.gov/~shuman/NEXT/MATERIALS&COMPONENTS/WLS\\_materials/bar\\_fiber\\_systems.pdf](http://www-eng.lbl.gov/~shuman/NEXT/MATERIALS&COMPONENTS/WLS_materials/bar_fiber_systems.pdf). InstituteforHighEnergyPhysics, Protvino, Russia142284.

- [73] *Prototype sPHENIX Calorimeters* [online]. Brookhaven National Laboratory: BNL, 2013 [cit. 2017-01-02]. Dostupné z: <http://slideplayer.com/slide/1512429/>
- [74] *The PHENIX Experiment at RHIC: Decadal Plan 2011–2020* [online]. Brookhaven National Laboratory: Barbara Jacak, 2010 [cit. 2017-01-02]. Dostupné z: [https://www.bnl.gov/npp/docs/phenix\\_decadal10\\_full\\_refs.pdf](https://www.bnl.gov/npp/docs/phenix_decadal10_full_refs.pdf)
- [75] *A new detector at RHIC, sPHENIX goals and status* [online]. Lehigh University: Rosi Reed, 2010 [cit. 2017-01-02]. Dostupné z: [https://indico.cern.ch/event/385771/contributions/919171/attachments/1208831/1762435/RReedHEP2016\\_sPhenix0verviewv2.pdf](https://indico.cern.ch/event/385771/contributions/919171/attachments/1208831/1762435/RReedHEP2016_sPhenix0verviewv2.pdf)
- [76] DRIELSMA, Francois. Electron Muon Ranger (EMR) Hardware Characterization [online]. Geneva, 2014 [cit. 2017-01-02]. Dostupné z: [http://mice.iit.edu/phd/EMR\\_hardware\\_characterization.pdf](http://mice.iit.edu/phd/EMR_hardware_characterization.pdf). DiplomovÃ¡ práce. University of Geneva D.P.N.C. VedoucÃ­ pr. Alain BLONDEL.
- [77] BECKER, R, G DISSERTORI, A GENDOTTI, et al. Proof-of-principle of a new geometry for sampling calorimetry using inorganic scintillator plates. *Journal of Physics: Conference Series* [online]. 2015, 587, 012039- [cit. 2017-01-02]. DOI: 10.1088/1742-6596/587/1/012039. ISSN 1742-6588. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/1742-6596/587/i=1/a=012039?key=crossref.91b120a8398d1b84076d9692e0164f93>
- [78] *COLLABORATION, The ALICE. Performance of the ALICE VZERO system.* *Journal of Instrumentation* [online]. 2013, 8(10), P10016-P10016 [cit. 2017-01-02]. DOI: 10.1088/1748-0221/8/10/P10016. ISSN 1748-0221. Dostupné z: <http://stacks.iop.org/1748-0221/8/i=10/a=P10016?key=crossref.a310c909def37a7039ab2d3058a4d816>
- [79] TERWORT, Mark. Realization and Test of the Engineering Prototype of the CALICE Tile Hadron Calorimeter [online]. Nuclear Science Symposium, Knoxville, TN, USA, 2010 [cit. 2017-01-02]. Dostupné z: <https://arxiv.org/pdf/1011.4760v1.pdf>