Fizički fakultet
Univerziteta u Beogradu

**Iris Borjanović**

# Hadronski kalorimetri

seminarski rad

Beograd, oktobar 2001.

# Sadržaj

# 1 Uvod

Reč **detektor** se koristi kao opšti naziv za uređaj koji detektuje čestice ili zračenja. Ranije se u fizici čestica naglasak stavljao na klasičnu rekonstrukciju tragova, pomoću koje su se određivali četvorovektori impulsa svih čestica. U fizici visokih energija to je danas nemoguće jer je broj stvorenih čestica ogroman. Takođe, procesi koji se izučavaju obično imaju male efikasne preseke. Da bi se dobila zadovoljavajuća statistika, radi se sa snopovima velikih intenziteta i produkuje se veliki broj sudara. Svi događaji moraju biti brzo analizirani i samo oni koji su potencijalno zanimljivi moraju biti snimljeni radi daljih analiza. Ova analiza se bazira na karakterističnim signaturama izučavanih procesa kao što su ukupna energija, nedostajuća (transverzalna) energija, topologija džetova. Da bi rešili ove probleme i dobili pouzdane rezultate, u fizici se koristi nekoliko detektora inkorporiranih u jednu celinu koja ima tri glavna dela: **unutrašnji detektor, kalorimetarski deo i spoljni sistem**. Oni su slojevito postavljeni jedan oko drugog. Unutrašnji detektor čine drift komore ili komore sastavljene od malih poluprovodnih pločica koje se koriste za detekciju tragova naelektrisanih čestica. Magnetno polje savija putanju čestica i omogućava merenje impulsa. Sledeća struktura su kalorimetri koji služe za merenje energije i trajektorija pojedinih čestica ili džetova. Oni su postavljeni oko unutrašnjeg detektora i to prvo elektromagnetni pa zatim hadronski kalorimetar. Koristeći niz brojača, elektromagnetni (EM) kalorimetar detektuje kaskadu čestica iniciranu od strane elektrona, pozitrona ili fotona. Hadronski kalorimetar detektuje kaskadu koja potiče od hadrona. Mioni prolaze debeo sloj materijala, a da se pri tom ne apsorbuju pa ih je lako razlikovati od drugih vrsta čestica. Oko kalorimetara se postavljaju veliki mionski detektori i oni predstavljaju poslednji sloj detektora.

**Kalorimetar** je blok materije u kome čestica interaguje i deo svoje energije transformiše u merljiv signal. Signal može biti električni, optički, termalni ili akustički. Važno je da je signal proporcionalan deponovanoj energiji hadrona, što nije uvek lako postići. Osobine kalorimetara su :

- Kalorimetri mogu biti osetljivi i na naelektrisane i na neutralne čestice;
- Na osnovu karakterističnih razvoja kaskade moguća je identifikacija čestica;
- Pošto se kalorimetrija zasniva na statističkim procesima tačnost merenja se poboljšava sa porastom energije što nije slučaj sa drugim detektorima;
- Dimenzije kalorimetra neophodne da bi se obuhvatila kaskada rastu logaritamski sa porastom energije, pa se i na visokim energijama radi sa kompaktnim instrumentima;
- Mogu biti fino segmentisani, što daje precizna merenja pravca upadnih čestica;
- Informacija o energiji može biti iskorištena kao triger za interesantne događaje.

Po nameni kalorimetri se dele na **EM i hadronske** u zavisnosti od toga da li služe za detekciju EM ili hadronske kaskade. Po sastavu se dele na **homogene i sampling kalorimetre**. U homogenim kalorimetrima se sva energija deponuje u aktivnoj sredini. Sampling kalorimetri se sastoje od naizmenično poređanih pasivnih slojeva koji imaju velik redni broj ($Z$) i aktivnih slojeva malog rednog broja. Pasivni slojevi, gde dolazi do razvoja kaskade, su velike gustine (gvožđe, olovo) jer je dužina kaskade obrnuto srazmerna gustini, a cilj je da se dobije što kompaktniji kalorimetar. U aktivnom sloju se deponuje samo mali deo početne energije čestice pa se javljaju dodatne fluktuacije koje utiču na rezoluciju. Bez obzira na to sampling kalorimetri se sve više koriste iz sledećih razloga:

1. Pošto se koriste gusti apsorbujući materijali, kalorimetri mogu biti veoma kompaktni. Čak i na visokim energijama 2 $m$ olova ili urana je dovoljno da sadrži celu kaskadu;

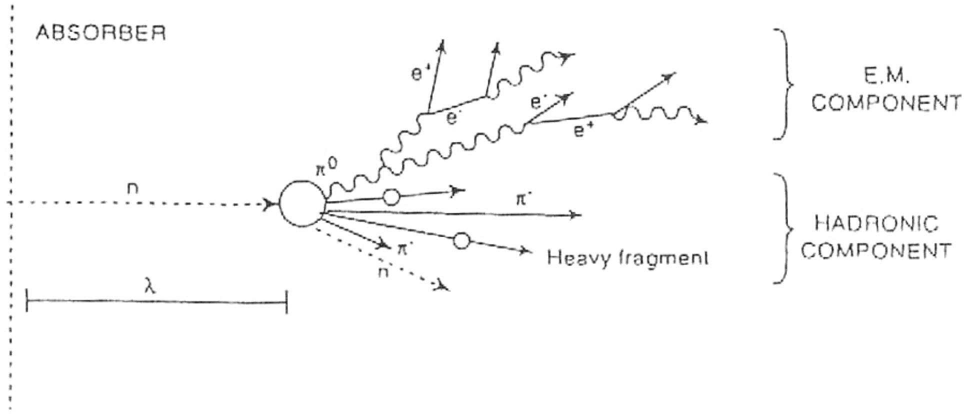
2. Na visokim energijama na rezoluciju najviše utiču sistematski efekti, a sampling efekti postaju manje važni;

3. Nasuprot homogenim kalorimetrima, sampling kalorimetri se mogu učiniti kompenzovanim.

Ovaj rad se bavi opisom rada hadronskih kalorimetara. U sledećoj glavi se govori o procesima koji dovode do razvoja kaskade i karakerističnim dimenzijama kaskade. Energetska rezolucija hadronskih kaolrimetara, faktori koji utiču na nju, kao i metode kojima se ona može popraviti opisani su u trećoj glavi. Različit odziv kalorimetra na EM i hadronsku komponentu su veliki problem u kalorimetriji i nešto više o tehnikama kojima se dobija kompenzovan kalorimetar nalazi se u četvrtoj glavi. U petoj glavi je opisan hadronski kalorimetar ATLAS detektora. Zaključak je u šestoj glavi.

# 2 Razvoj hadronske kaskade

Interakcija odgovorna za nastanak hadronske kaskade je najvećim delom **jaka interakcija**, a manjim delom **elektromagnetna**. Interakcija upadnih hadrona sa jezgrom apsorbera dovodi do višečestične produkcije. To su uglavnom **mezoni (pioni, kaoni,...), nukleoni i fragmenti jezgra**. Takođe može da dođe do ekscitacije jezgra. Ekscitovano jezgro oslobađa energiju emitovanjem određenog broja nukleona i (u poslednjem stadijumu) fotona. Ako sekundarne čestice stvorene u ovim reakcijama imaju dovoljno energije, one takođe indukuju nove interakcije i tako dovode do razvoja kaskade. Na Slici 1 je šematski prikazan razvoj hadronske kaskade.




Slika 1: Šematski prikaz razvoja hadronske kaskade.

Srednji broj, $n$, sekundarnih hadrona stvorenih u nuklearnoj reakciji zavisi od početne energije i raste logaritamski sa energijom, $n \propto \ln E$. Čestice kaskade svoju kinetičku energiju takođe gube na jonizaciju. Gubitak energije naelektrisanih čestica dat je Bete-Blohovom formulom

$$-\frac{dE}{dx}_{jon} = N_A \, \frac{Z}{A} \, \frac{4\pi\alpha^2(hc)^2}{m_e c^2 (2\pi)^2} \, \frac{Z_i^2}{\beta^2} \left[ \, \ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \, \right]$$

gde je $E$ kinetička energija upadne čestice brzine $\beta$ i naelektrisanja $Z_i$ , a $I$ srednji jonizacioni potencijal u sredini rednog broja $Z$. Iz formule sledi:

- Zbog zavisnosti $\frac{1}{m_e}$ energija se gubi isključivo na elektrone;
- Zbog zavisnosti $\frac{1}{\beta^2}$ sporije čestice gube više energije;
- Gubitak energije je srazmeran $Z_i^2$;
- Minimalan gubitak energije je za $\beta\gamma \approx 4$ (minimalno jonizujuće čestice).

Energijski gubitak relativističke čestice jediničnog naelektrisanja po jediničnoj površinskoj gustini ( jedinica površinske gustine je $\frac{g}{cm^2}$ ) je približno isti u svim materijalima:

$$\frac{1}{\rho}\frac{dE}{dx} \approx (1.5 - 2) \, \frac{MeV}{g(cm)^{-2}} \; .$$

Neke od stvorenih čestica u kaskadi, $\pi^0$ i $\eta$ , raspadaju se putem elektromagnetnih interakcija ( na primer: $\pi^0 \to 2\gamma$ , $\eta \to 2\gamma$ , $\eta \to 3\pi^0$ ). Zato kaskada pored **hadronske komponente** ( $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, $p$, $n$... ) sadrži i **elektromagnetnu komponentu** ( $\pi^0$, $\eta$, $\gamma$...). Deo početne energije hadrona koji se troši na stvaranje $\pi^0$ i $\eta$, varira od događaja do događaja jer to zavisi od detalja procesa u prvom delu kaskade gde je produkcija ovih čestica energetski moguća.

U proseku 1/3 mezona stvorenih u primarnoj interakciji čine $\pi^0$ mezoni ( broj $\pi^0$ , $\pi^+$ i $\pi^-$ mezona je približno jednak). Ako sekundarne čestice stvorene u drugoj generaciji imaju dovoljno energije one takođe produkuju pione. Multiplikacija čestica kaskade se nastavlja sve dok se ne dođe do energetskog praga ispod kog je nemoguće stvaranje piona. Pošto je produkcija piona iz hadronskih reakcija mezona ireverzibilan proces srednji udeo početne energije hadrona koji se troši na pione raste približno logaritamski sa porastom energije.

## 2.1 Dimenzije hadronske kaskade

Eksperimentalni podaci ukazuju na to da se longitudinalna i transverzalna komponenta kaskade mogu izraziti preko **interakcione dužine**, $\lambda_{int}$. Jednostavan model tretira jezgro masenog broja $A$ kao crn disk radijusa $R$ . Onda je

$$\sigma_{int} \ = \ \pi R^2 \propto A^{\frac{2}{3}}, \quad \text{gde je} \quad R \ \approx \ 1.2 \ \times \ A^{\frac{1}{3}} \ fm \ ,$$

u stvari je

$$\sigma_{inel} \ = \ \sigma_0 \ A^{0.7} \quad \text{gde je} \quad \sigma_0 \ = \ 35 \quad mb \ .$$

Interakciona dužina se definiše kao

$$\lambda_{int} \ = \ \frac{A}{N_A \ \sigma_{int}} \ \propto \ A^{\frac{1}{3}} \ ,$$

a aproksimira se sa

$$\lambda_{int} \ \approx \ 35 A^{\frac{1}{3}} \ \frac{g}{cm^2} \ .$$

**Promenjive** koje se koriste za opis hadronskih pljuskova su:

$$\nu \ = \ \frac{x}{\lambda_{int}} \qquad \text{i} \qquad E_{th} \approx 2 m_{\pi} = 0.28 \ \ GeV$$

gde je $x$ longitudinalni domet kaskade u kalorimetru, $\lambda_{int}$ nuklearna interakciona dužina (može se smatrati da je to dužina generacije), $\nu$ broj generacija u kaskadi na rastojanju $x$ , a $E_{th}$ energija praga za stvaranje piona. Multiplikacija traje sve dok sekundarne čestice u kaskadi imaju energiju veću od $E_{th}$.

Neka je $\langle n \rangle$ odnos broja sekundarnih i primarnih čestica u svakoj generaciji. Energija čestice u $\nu$-toj generaciji je:

$$e(\nu) \ = \ \frac{E}{\langle n \rangle^{\nu}} \ .$$

Energija čestice na vrhuncu kaskade je jednaka energiji praga za produkciju piona

$$e(\nu_{max}) \ = \ E_{th} \ , \qquad E_{th} \ = \ \frac{E}{\langle n \rangle^{\nu_{max}}} \ .$$

Odavde možemo da dobijemo broj nezavisnih čestica kaskade i broj generacija u kaskadi

$$\langle n\rangle^{\nu_{max}} \;=\; \frac{E}{E_{th}} \;\Rightarrow\; \nu_{max} \;=\; \frac{\ln\left(\frac{E}{E_{th}}\right)}{\ln\langle n\rangle} \;.$$

U EM kaskadi se broj čestica u svakoj generaciji uveća za 2 pa je posle $t$ generacija energija i broj čestica kaskade:

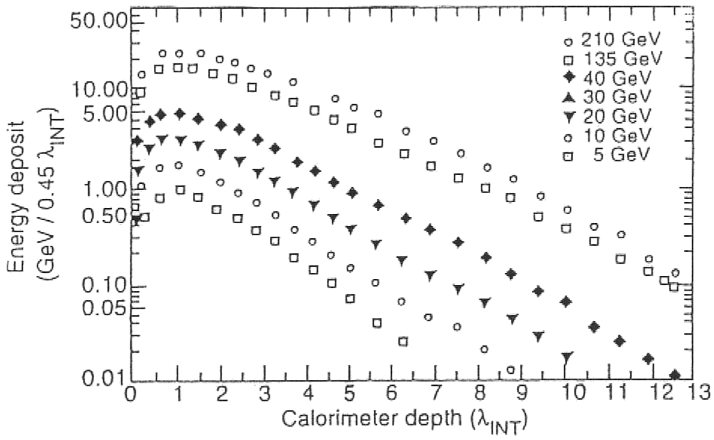
$$e(t) = \frac{E}{2^t} \quad \text{i} \quad n(t) = 2^t \;.$$

Na vrhuncu kaskade gde je energija čestica jednaka kritičnioj energiji $\varepsilon$ broj čestica je

$$n(t_{max}) \;=\; \frac{E}{\varepsilon} \;.$$

Kao što se može videti broj čestica u hadronskoj kaskadi je za faktor $\frac{E_{th}}{\varepsilon}$ manji nego u EM kaskadi, pa je unutrašnja energetska rezolucija lošija za faktor $\sqrt{\frac{E_{th}}{\varepsilon}} \approx 6$ .

Srednji **longitudinalni energijski depozit** karakteriše oštar pik u blizini prve interakcione tačke praćen eksponencijalnim padom sa porastom $\lambda$. Pik potiče od deponovane energije $\pi^0$ mezona nastalih u interakcijama naelektrisanih hadrona jer oni imaju mnogo kraće vreme života ($\tau(\pi^0) \;=\; 10^{-17}\; s$) nego $\pi^\pm$ mezoni ($\tau(\pi^\pm) = 10^{-8}\; s$). Na Slici 2 je prikazan longitudinalni energijski depozit pionskih pljuskova različitih energija.




Slika 2: Longitudinalni energijski depozit pionskih pljuskova različtih energija.

**Veličina detektora** koja je neophodna da bi se sadržalo 99% energije kaskade neznatno raste sa energijom, od 6 $\lambda_{int}$ za 5 $GeV$ , do 9 $\lambda_{int}$ za 9 $GeV$. Da bi bilo uhvaćeno bar 95% kaskade neophodna debljina kalorimetra parametrizovana je na sledeći način:

$$L_{0.95}(\lambda) \approx t_{max} + 2\lambda_{att}$$

gde su $t_{max}$ i $\lambda_{att}$

$$t_{max} \;=\; 0.2\ln E + 0.7 \;, \qquad \lambda_{att} \approx \lambda\; E^{0.13} \;.$$

Na debljini 9 $\lambda_{int}$ se deponuje skoro sva energija visoko energetskih hadrona (ipak postoje značajne varijacije od kaskade do kaskade).

Kako se pljusak razvija, on sve više raste u širinu (**transverzalni razvoj**) zbog nuklearnih procesa čiji produkti izleću pod velikim uglom kao i zbog višestrukih rasejanja. Da su samo nuklearni procesi uključeni pljusak bi se konstantno širio sve dok energija ne padne ispod neke vrednosti posle čega pljusak postepeno nestaje. Međutim širina pljuska prvo raste, a onda opada. Zbog kasnijih razvoja EM procesa koji se odvijaju pod malim uglom prisutni su uži profili duboko u pljusku. Sekundarni hadroni obično imaju transverzalni impuls[1] $\langle p_t \rangle \approx 300\ MeV$ . Po modelu toliko energije čestice izgube na putu 1 $\lambda$. Na vrhuncu kaskade, gde je srednja energija čestica $E_{th} \approx 0.28\,GeV$, radijalni domet kaskade je $R_\pi \approx \lambda_{int}$ .

Longitudinalni i transverzalni razvoj su veoma slični elektromagnetnom, ali je domet kaskada različit. Razlika u deponovanju energije se može iskoristiti za **identifikaciju čestica**. Za razvoj $\pi^-$ kaskade energije 300 $GeV$ u uranu treba 80 $cm$, a kada bi elektroni imali tu energiju njima bi trebalo 10 $cm$ (95% kaskade). Radijacioni gubici elektrona u materijalu su

$$-\frac{dE}{dX}_{rad} = [\ 4n\,\frac{Z^2\ \alpha^3\ h^2\ c^2}{4\pi^2\ m_e^2\ c^4} \ln\,\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}}\ ]\,E\ ,$$

odakle dobijamo

$$E\ =\ E_0\ \exp\ (-Bx)\ \ .$$

Radijaciona dužina , $X_0$ , se definiše se kao rastojanje na kom elektron izgubi $\frac{1}{e}$ deo svoje energije

$$X_0\ =\ \frac{1}{B}\,, \qquad X_0 = [\ 4n\,\frac{Z^2\ \alpha^3\ h^2\ c^2}{4\pi^2 m_e^2 c^4} \ln\,\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}}\ ]^{-1}\ .$$

Radijaciona dužina može biti aproksimirana sa

$$X_0 = \frac{180A}{Z^2}\,\frac{g}{cm^2}$$

gde je $A$ maseni broj. Možemo videti da je interakciona dužina $\lambda_{int}$ proporcionalna $A^{\frac{1}{3}}$ , a radijaciona dužina $X_0 \propto \frac{A}{Z^2}$. Razdvajanje čestica koje EM intereaguju ( $e$ , $\gamma$ , $\pi^0$ ) i hadrona je najefikasnije kod materijala sa velikim rednim brojem gde odnos $\frac{\lambda_{int}}{X_0}$ ima vrednosti veće od 30.

# 3 Energetska rezolucija

Detekcija čestica kaskade u kalorimetrima zasnovana je na **statističkim procesima**: stvaranje naelektrisnih čestica jonizacijom, scintilacija ili Čerenkovljevi fotoni, fononi ili parovi elektron-šupljine u poluprovodnicima. Energetska rezolucija detekcije čestica je između ostalog određena brojem primarnih, nekorelisanih procesa $n$. Širina distribucije signala za detekciju monoenergetskih čestica energije $E$ povezana je sa $n$ sledećim zakonom $\frac{\sigma_S}{S} \propto \frac{\sqrt{n}}{n}$ što dovodi do poznate relacije $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{c}{\sqrt{E}}$ , za linearne kalorimetre. Zbog statističke prirode kalorimetrije, relativna energetska rezolucija, $\frac{\sigma_E}{E}$ , se popravlja sa porastom energije. Ova privlačna osobina je jedan od glavnih razloga popularnosti ovih instrumenata.

[1] Impuls $\vec{p}$ ima dve komponente: longitudinalnu $p_l$ i transverzalnu $p_t$. Ako se čestica kreće duž $z$-ose transverzalna komponenta je $p_t\ =\ \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$, a longitudinalna $p_l = p_z$

Fluktuacije broja primarnih procesa koji daju signal kalorimetra su glavno ograničenje za energetsku rezoluciju. U većini detektora na nju utiču i drugi faktori koji mogu da izazovu odstupanje od zakona $\frac{1}{\sqrt{E}}$. Ove devijacije su najviše prisutne na visokim energijama. Među faktorima koji izazivaju odstupanje od zavisnosti $\frac{1}{\sqrt{E}}$ su instrumentalni faktori : šum, neodređenost kalibracije i neuniformnost.

Kod kalorimetara je **energetska rezolucija**, $\frac{\sigma}{E}$ , parametrizovana na sledeći način

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{b}{E}\right)^2 + c^2}$$

gde je $a$ **stohastički član** (predstavlja statističku fluktuaciju broja čestica koje daju signal), $b$ opisuje **šum**, a $c$ je **konstantan član** koji potiče od:

- nesavršenosti kvaliteta konstrukcije kalorimetra,
- neuniformnosti prikupljanja signala,
- međućelijske kalibracione greške,
- fluktuacije gubitaka energije kroz prednju i zadnju stranu zapremine u kojoj merimo energiju,
- fluktuacije EM komponenete ($\pi^0$) u hadronskoj kaskadi.

**Odziv** elektromagnetnog kalorimetra se izražava kao

$$E_{vis} = e\, E$$

gde je $E$ ukupna deponovana energija, $E_{vis}$ izmerena energija ili odziv (energija deponovana u aktivnom sloju), a $f_{samp} = e$ odnos izmerene i ukupne deponovane energije. Slično se odziv hadronskog kalorimetra izražava kao

$$E_{vis} = e\, E_{em} + \pi\, E_{ch} + n\, E_n + N\, E_{nucl}$$

gde su $E_{em}$ , $E_{ch}$ , $E_n$ , $E_{nucl}$ respektivno deponovana energija elektromagnetne komponente, deponovana energija naelektrisanih hadrona i nisko energetskih neutrona i gubitak energije zbog fragmentacije jezgra[2]. Svaka komponenta ima drugačiji odnos deponovane i izmerene energije $f_{samp}$ . $N$ je malo, ali zato $E_{nucl}$ može biti veoma veliko (kod olovnih kalorimetara čak 40%). Zato je odnos odziva na elektromagnetnu i hadronsku kaskadu, $\frac{e}{h}$ , obično veći od 1 pa se za hadronske kalorimetre kaže da su **nekompenzovani**.

[2]Osobina hadronske kaskade je da se u nekim procesima deo disipirane energije ne može izmeriti. Pored neutrina i visoko energetskih miona, koji se mogu produkovati u hadronskoj kaskadi i koji će generalno pobeći iz detektora, misli se na energiju koju je potrebno uložiti da bi nukleoni napustili jezgro. Deo izgubljene energije se može obnoviti kada neutron zahvati neko drugo jezgro. Tom prilikom oslobodjeni protoni, alfa čestice i drugi teži fragmenti jezgra energiju gube samo na jonizaciju i ta energija se može detektovati. Deo nedetektovane tzv. "nevidljive" energije može biti jako velik, čak do 40% disipirane energije u neelektromagnetnom obliku. Na niskim energijama ( $< 2\, GeV$ ) verovatnoća da hadroni gube energiju samo na jonizaciju, a ne i na nuklearne interakcije naglo raste. U ovim slučajevima kao kod miona i EM kaskade, nema nedetektabilnih gubitaka.

Na energetsku rezoluciju sampling kalorimetra često utiče to da periodično dolazi do razvoja kaskade. Priroda **sampling fluktuacija**, tj. fluktuacija energije deponovane u aktivnoj sredini, je čisto statistička i zato daje doprinos $\frac{c}{\sqrt{E}}$. Nemoguće je izračunati doprinos sampling fluktuacija energetskoj rezoluciji jednom formulom. Doprinos sampling fluktuacija energetskoj rezoluciji zavisi od odnosa energije deponovane u aktivnim i pasivnim slojevima ("sampling fraction") pošto neke čestice kaskade svu energiju deponuju u pasivnom sloju i ne daju vidljiv signal. Doprinos sampling fluktuacija energetskoj rezoluciji takođe zavisi od broja aktivnih slojeva u jediničnoj zapremini detektora tj. sampling frekvencije. Doprinos sampling fluktuacija energetskoj rezoluciji, za dati odnos energije deponovane u aktivnim i pasivnim slojevima, zadovoljava izraz $\frac{\sigma_{samp}}{E} = \frac{1}{\sqrt{f}}$ gde je $f$ sampling frekvencija. U kalorimetrima sa gustom aktivnom supstancom (plastični scintilatori, tečni argon) doprinos sampling fluktuacija EM energetskoj rezoluciji zadovoljava izraz $\frac{\sigma_{samp}}{E} = \sqrt{(\frac{t_{abs}}{E})}$ za datu kombinaciju aktivnih i pasivnih slojeva, fiksnu debljinu aktivnih ploča i debljinu $t_{abs}$ pasivnih ploča. Sampling fluktuacije zavise i od debljine aktivnih slojeva, $t_{act}$ . Konverzija fotona daje član srazmeran $\frac{c}{\sqrt{t_{act}}}$ za fiksno $t_{abs}$ . Relativan doprinos ovog člana zavisi od rednog broja, Z, aktivnih i pasivnih slojeva. Na primer za kombinaciju gvožđe-tečni argon $\frac{\sigma_{samp}}{E}$ zadovoljava zavisnost $t_{act}^{-\frac{1}{4}}$ za fiksno $t_{abs}$. Pažlivim izborom aktivnog i pasivnog materijala, odnosom njihovih zapremina i sampling frekvencije uticaj sampling fluktuacija se može redukovati na prihvatljiv nivo. Ovo sa druge strane onemogućava postizanje kompenzacije, druge veoma važne karakteristike kalorimetara. Kada elektrone i hadrone detektujemo sa istim kalorimetrom, sampling fluktuacije su za hadrone znatno veće . Broj različitih čestica kaskade koje daju doprinos signalu je manji zbog toga što pojedine čestice kaskade mogu da prođu kroz mnogo aktivnih i pasivnih slojeva, a u nekim slučajevima je veća deponovana energija pojedinačnih čestica u aktivnim slojevima ("meki" protoni).

U **hadronskim kalorimetrima** postoje dva dodatna izvora fluktuacija koja nemaju ekvivalente za EM kalorimetar i koji dominiraju energetskom rezolucijom svih do sada konstruisanih kalorimetara. To su prvo negausovske fluktuacije $\pi^0$ komponente kaskade koje daju konstantan član u izrazu za energetsku rezoluciju ( koji se ne pojavljuje samo kod kompenzovanih kalorimetara ). Drugo, to su unutrašnje fluktuacije u delu početne energije koji se transformiše u jonizujuće (detektabilne) čestice. Ova dva izvora fluktuacija daju granicu za moguću vrednost rezolucije kalorimetra. U hadronskim kalorimetrima, koji su uvek sampling kalorimetri zbog zahtevanih dimenzija, pored unutrašnjih fluktuacija postoje i sampling fluktuacije pa je stohastički član dat sa

$$a_h = \sqrt{a_{samp}^2 + a_{intr}^2}$$

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{samp} = \frac{a_{samp}}{\sqrt{E}} \qquad \text{gde je} \qquad a_{samp} = 10\% \sqrt{\Delta E_{cell}}$$

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{intr} = \frac{a_{intr}}{\sqrt{E}} + c$$

gde je $\Delta E_{cell}$ deponovana energija u jednoj ćeliji aktivnog i pasivnog sloja, a $c$ konstantan član koji zavisi od odnosa $\frac{e}{h}$ i koji se ne pojavljuje kod kompenzovanog kalorimetra. Izraz za $a_{samp}$ je dobijen empirijski.

# 4 Kompenzacija

**Kompenzacija** je mogućnost dobijanja jednakog odziva kalorimetra na EM i hadronsku kaskadu sa istom početnom energijom.

## 4.1 Uloga $\frac{e}{h}$ količnika

U datom kalorimetru hadronska kaskada se detektuje sa rezolucijom koja je lošija od EM rezolucije. To se dešava zbog fluktuacija dela početne energije koju nose jonizujuće čestice u hadronskoj kaskadi. Gubici na energiju potrebnu za oslobađanje nukleona iz jezgra mogu ići do 40% upadne energije, sa velikim fluktuacijama oko ove vrednosti. Posledica svega toga je da je distribucija monoenergetskih piona šira nego distribucija elektrona iste energije i ima manju srednju vrednost $\left(\frac{e}{\pi} > 1\right)$. Odziv kalorimetra na EM i neelektromagnetnu komponentu hadronske kaskade je slično $\left(\frac{e}{h}\right) > 1$ . Pošto su, od događaja do događaja, fluktuacije dela energije koji se troši na produkciju $\pi_0$ , $(F_0)$ , velike i negausovske i pošto $\langle F_0 \rangle$ raste logaritamski sa energijom očekuju se sledeći efekti ako je $\frac{e}{h} \neq 1$ :

1. Distribucija signala monoenergetskih hadrona je negausovska;
2. Fluktuacije u $F_0$ daju dodatni doprinos energetskoj rezoluciji;
3. Energetska rezolucija $\frac{\sigma}{E}$ se ne ponaša kao $\frac{1}{\sqrt{E}}$;
4. Signal iz kalorimetra nije proporcionalan energiji hadrona (nelinearnost);
5. Odnos signala $\frac{e}{\pi}$ zavisi od energije.

Zbog poslednje stavke poređenje odnosa $\frac{e}{\pi}$ sa različitim kalorimetrima ima smisla samo za iste energije. Zato se koristi energetski nezavisan odnos $\frac{e}{h}$ koji se ne može direktno meriti, ali se može dobiti iz fita $\frac{e}{\pi}$ odnosa za različite energije. U praksi je razlika $\frac{e}{\pi}$ i $\frac{e}{h}$ mala i nestaje za $\frac{e}{h}$ jednako jedinici.
Neka je $E$ početna energija, $E_e$ odziv za elektrone, $E_\pi$ odziv za naelektrisane pione, onda iz

$$E_e \;=\; e\,E \quad \text{i} \quad E_\pi = [eF_0 + h(1 - F_0)]E$$

dobijamo

$$\frac{e}{\pi} = \frac{\frac{e}{h}}{\left[\frac{e}{h}F_0 + (1 - F_0)\right]} \; .$$

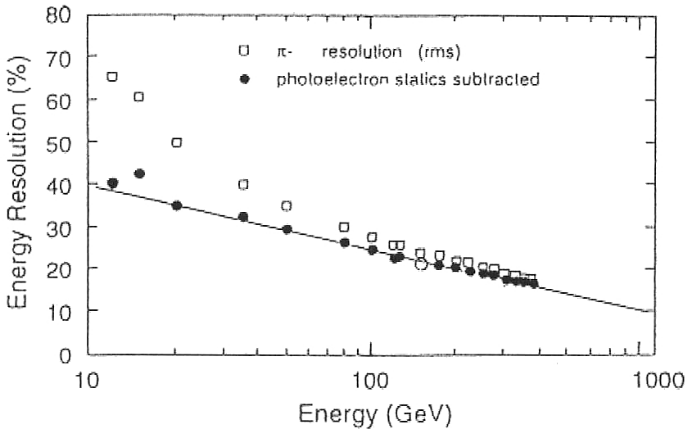
Ako je $\frac{e}{h} = 1$ kaže se da je kalorimetar **kompenzovan**. Pošto je $dE_\pi = [(e - h)dF_0]\,E$ , sledi

$$\frac{dE_\pi}{E_\pi} = \frac{dF_0|\frac{e}{h} - 1|}{\left[\frac{e}{h}F_0 + (1 - F_0)\right]} \; .$$

Stoga relativna greška zavisi od $\frac{e}{h}$, $F_0$ , i $dF_0$ . Za $\frac{e}{h} = 1$ nema doprinosa fluktuacije $dF_0$.

$$\left(\frac{dE}{E}\right)_{comp} \propto \frac{1}{\sqrt{\ln E}} \to 0 \quad \text{za} \quad E \to \infty \quad \text{jer je} \quad \langle n \rangle \propto \ln E \; .$$

Ovo je ilustrovano na kalorimetrima sa kvarcnim vlaknima kao aktivnom sredinom. Pri prolasku naelektrisanih čestica kroz vlakna stvara se Čerenkovljevo zračenje koje se odvodi na fotomultiplikatore. Ova tehnika se koristi na CMS detektoru u prednjem delu kalorimetra ($3 < \eta < 5$). Cilj je izmeriti energiju visoko energetskih džetova nastalih u procesu $WW$ fuzije. Signal u kalorimetru dominantno potiče od EM komponente, jer naelektrisani hadroni imaju mnogo veći prag za Čerenkovljevo zračenje nego elektroni. Zato je odnos $\frac{e}{h}$ jako velik i rezolucija energije na ovako visokim energijama dominantno zavisi od fluktuacije $F_0$ . Rezolucija se ponaša po zakonu $\frac{1}{\ln E}$ , pre nego kao $\frac{1}{\sqrt{E}}$ . Na Slici 3 je prikazana izmerena energetska rezolucija piona u bakarnom kalorimetru sa kvarcnim vlaknima.




Slika 3: Energetska rezolucija piona u bakarnom kalorimetru sa kvarcnim vlaknima.

## 4.2 Metode za postizanje kompenzacije

Opis odziva sampling kalorimetra je komplikovana tema koja zavisi od mnogo detalja. Kaskada se može smatrati za skup minimalno jonizujućih čestica koje distribuiraju svoju energiju između aktivnih i pasivnih slojeva. Signal kalorimetra u velikoj meri zavisi od niskoenergetskih čestica iz poslednjeg stadijuma kaskade jer su one mnogobrojne. Simulacije visokoenergetskih EM kaskada u olovnim ili uranijumskim sampling kalorimetrima su pokazale da je 40% energije deponovano jonizacijom od strane elektrona energije manje od 1 $MeV$ . Merenja signala piona u fino uzorkovanim olovno-plastičnim scintilacionim kalorimetrima su otkrila da nema korelacije između čestica koje daju doprinos signalu iz uzastopnih aktivnih slojeva. Ovo dokazuje da čestice koje dominantno daju signal prelaze mali deo nuklearne interakcione dužine.

Za tačno dobijanje odnosa $\frac{e}{h}$ mora se dobro razumeti poslednji stadijum razvoja kaskade. Čestice koje presudno utiču na odziv kalorimetra su nisko energetski fotoni u EM kaskadi i nisko energetski protoni i neutroni iz nuklearnih reakcija u hadronskoj kaskadi. Mnogi drugi faktori takođe utiču na signal komponenti kaskade i na odnos $\frac{e}{h}$ . Među njima su osobine materijala: redni broj $Z$ aktivne i pasivne komponente, sadržaj vodonika u aktivnim slojevima (vodonik usporava neutrone), struktura nuklearnih nivoa, efikasni presek za termalni zahvat neutrona. To su i osobine detektora: veličina, vreme integracije signala, debljina aktivnog i pasivnog sloja i odnos debljina ova dva sloja.

Odnos $\frac{e}{h}$ koji ne zavisi od energije. se ne može direktno meriti, ali se može dobiti iz odnosa $\frac{e}{\pi}$ koji zavisi od energije. Groom i Wigmans su dali dve relacije koje povezuju $\frac{e}{\pi}$ i $\frac{e}{h}$ :

$$\frac{e}{\pi} = \frac{\frac{e}{h}}{1 + \left(\frac{e}{h} - 1\right) F_0} ,$$

$$F_0 = 1 - \left(\frac{E}{0.76}\right)^{-0.13} \quad \text{Groom} ,$$

$$F_0 = 0.11 \ln E \quad \text{Wigmans} .$$

Korisno je videti kako se energija hadrona disipira u olovu:

- 42% ide na raspad jezgra (ne može se izmeriti),
- 43% odnose naelektrisane čestice,
- 12% ide na neutrone kinetičke energije $\approx 1\ MeV$,
- 3% odnose fotoni energije $\approx 1\ MeV$.

Zaključak je da se veliki deo gubitaka energije se ne vidi i kalorimetar je nekompenzovan.
Da bi se **postigla kompenzacija** koristi se nekoliko tehnika.

1. Ne-elektromagnetni odziv može biti povećan korišćenjem apsorpcionih ploča od osiromašenog uranijuma $^{238}U$, pa zahvat niskoenergetskih neutrona iz kaskade može indukovati fisiju. Fisioni procesi daju dodatnu energiju u vidu nisko energetskih fotona i neutrona, odnosno dolazi do kompenzacije gubitaka na energiju utrošenu na oslobadjanje nukleona iz jezgra.

2. Elektromagnetni odziv se selektivno može kompenzovati pomoću specifičnosti deponovanja energije nisko energetskih komponenti EM kaskade. Ispod 1 $MeV$ , fotoni interaguju sa materijom i putem fotoefekta, čiji je efikasan presek srazmeran $Z^5$. To znači da postoji značajna verovatnoća da će se niskoenergetski fotoni u potpunosti apsorbovati u materijalu koji ima veliku $Z$ vrednost. Oni će dati doprinos signalu ako se interakcija desi blizu aktivnog sloja tako da fotoelektron uspe da pobegne u aktivan sloj. Ovaj efekat može da dovede do značajnog smanjenja EM odziva. On se može povećati zaklanjanjem aktivnog sloja štitom od pasivnog materijala velikog rednog broja Z.

3. Povećava se detektabilnost odziva nisko energetskih neutrona. Razlika EM i hadronske kaskade je da u hadronskoj kaskadi znatan deo energije nose nejonizujuće čestice tj. neutroni malih energija (nekoliko $MeV$) iz nuklearnih evaporacionih procesa. Neutroni trenutno gube energiju kroz sudare sa atomskim jezgrima, pa njihov doprinos signalu kalorimetra zavisi od osobina materijala kalorimetra. Zna se da je vodonik veoma uspešan u usporavanju neutrona. Pokazano je da u kalorimetrima sa vodonikom kao aktivnim materijalom, neutroni stvoreni u kaskadi deponuju velik deo energije u aktivnom sloju pa se time povećava detektabilnost odziva nisko energetskih neutrona.

Kompenzacija nije fenomen ograničen samo na uranijumske kalorimetre niti je upotreba uranijumskog apsorbera garancija za postizanje kompenzacije. I aktivan i pasivan materijal određuju $\frac{e}{h}$ odnos. Kompenzacija se lakše postiže sa apsorberima velikog rednog broja $Z$ zbog velike produkcije neutrona. Čak i kod lakih materijala, poput gvožđa, kompenzacija je moguća u kombinaciji sa plastičnim scintilatorom, mada su apsorpcione ploče nepraktično debele.

Produkcija neutrona u olovu je znatno manja nego u uranu. Da bi odnos $\frac{e}{h}$ u olovu doveli do jedinice mora biti povećan signal neutrona u odnosu na naelektrisane čestice. Zato je optimalan odnos debljina apsorbera i aktivnog materijala veći za olovo. Račun je pokazao da olovne ploče moraju biti 4 puta deblje od scintilatora da bi odnos $\frac{e}{h}$ bio 1, dok je kod urana taj odnos 1:1. Ova pretpostavka je eksperimentalno potvrđena od strane **ZEUS** kolaboracije. Našli su da je $\frac{e}{h} = 1.05(4)$, da se hadronska rezolucija ponaša po zakonu $\frac{1}{\sqrt{E}}$ za interval energija $3 - 75\ GeV$ i da nema odstupanja od gausovog oblika krive. Oni su takođe dobili sledeće vrednosti za $\sigma_{samp}$ i $\sigma_{intr}$ za hadrone i elektrone:

<u>hadroni</u>

$$\text{Pb} \quad \sigma_{samp} = 41.2 \pm 0.9\%/\sqrt{E} \qquad \sigma_{intr} = 13.4 \pm 4.7\%/\sqrt{E}$$

$$\text{U} \quad \sigma_{samp} = 31.1 \pm 0.9\%/\sqrt{E} \qquad \sigma_{intr} = 20.4 \pm 2.4\%/\sqrt{E}$$

<u>elektroni</u>

$$\text{Pb} \quad \sigma_{samp} = 23.5 \pm 0.5\%/\sqrt{E} \qquad \sigma_{intr} = 0.3 \pm 5.1\%/\sqrt{E}$$

$$\text{U} \quad \sigma_{samp} = 16.5 \pm 0.5\%/\sqrt{E} \qquad \sigma_{intr} = 2.2 \pm 4.8\%/\sqrt{E}\ .$$

Unutrašnje fluktuacije u kompenzovanom Pb kalorimetru su manje nego u uranijumskom. Odnos debljina pasivnog i aktivnog sloja je za Pb kalorimetar mnogo veći što dovodi do mnogo lošije EM rezolucije. Zbog toga ZEUS koristi uran kao apsorpcioni materijal. Za kompenzovane Pb i U kalorimetre na energetsku rezoluciju najviše utiču "sampling" fluktuacije

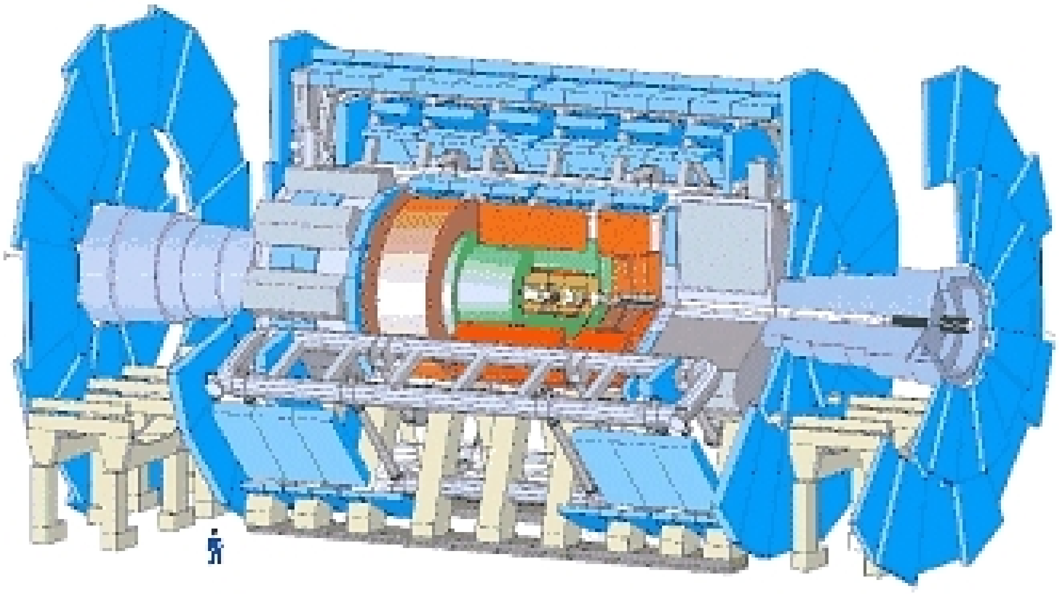
$$\sigma_{samp} = \frac{11.5\% \sqrt{\Delta E_{cell}\ (MeV)}}{\sqrt{E\ (GeV)}}\ .$$

"Sampling" fluktuacije su za hadrone duplo veće nego za EM kaskadu. Odatle se vidi da je dobra EM rezolucija nekompatibilna sa $\frac{e}{h} = 1$ .

Opisani mehanizam kojim se dobija kompenzovan kalorimetar može se primeniti samo na **sampling kalorimetre**. Ovo se zasniva na činjenici da se samo deo energije kaskade deponuje u aktivnom sloju, pa se pogodnim izborom parametara mogu izjednačiti odzivi EM i ne-elektromagnetne komponente kaskade. Ovo ne važi za homogene kalorimetre gde se gubici ne-elektromagnetne komponente ne mogu kompenzovati.

# 5 Hadronski kalorimetar ATLAS detektora

Na Velikom Hadronskom Kolajderu (LHC) nalaziće se dva detektora: **CMS i ATLAS detektor**. ATLAS detektor je dugačak 46 $m$, prečnik mu je 22 $m$ , a težak je 7000 $tona$ . Prikazan je na Slici 4



Slika 4: Glavne komponente ATLAS detektora su: unutrašnji detektor, elektromagnetni kalorimetar, hadronski kalorimetar, mionski sistem i magnetni sistem.

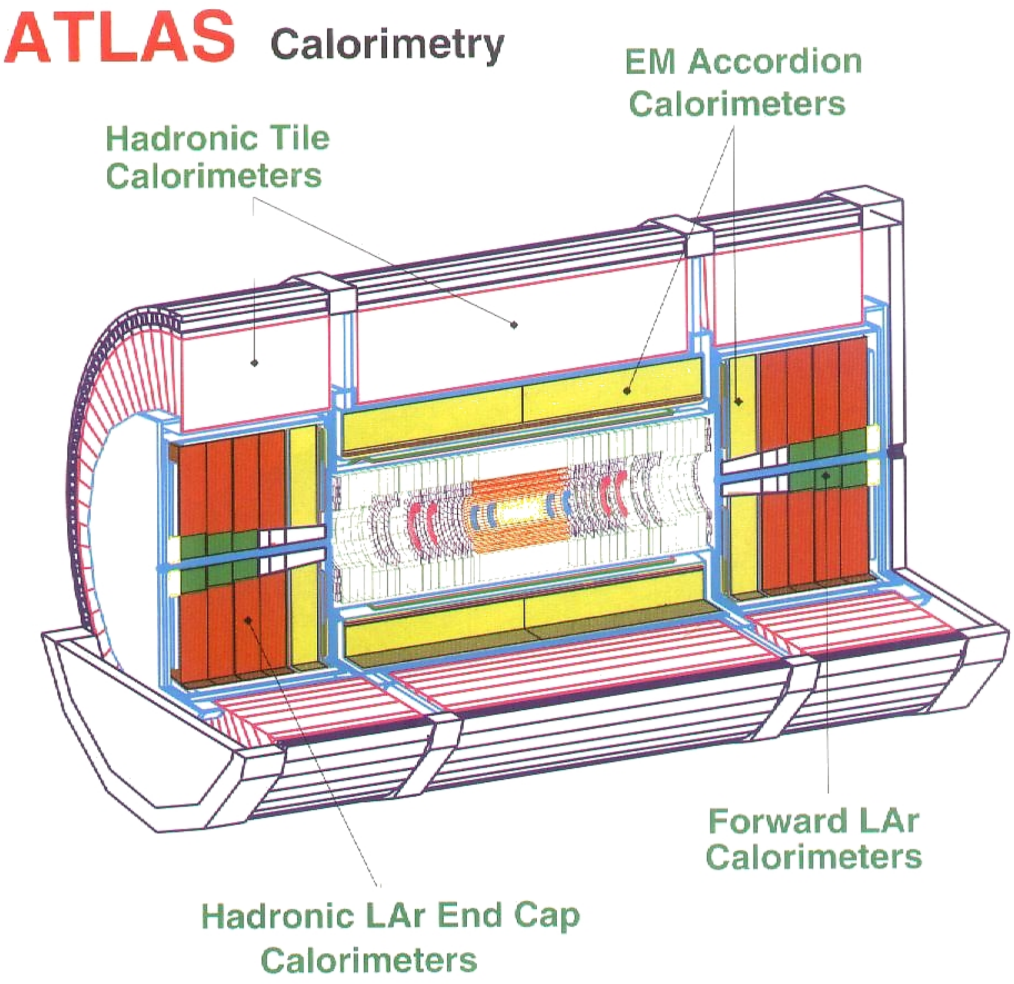
Četri glavne komponente ATLAS detektora su

- unutrašnji detektor,
- elektromagnetni i hadronski kalorimetarski sistem,
- mionski sistem,
- magnetni sistem.

Izgled ATLAS kalorimetra prikazan je na Slici 5.

Kalorimetarski sistem se sastoji od elektromagnetnog kalorimetra koji pokriva oblast pseudorapiditeta $|\eta| < 3.2$ , hadronskog "barrel" kalorimetra koji pokriva oblast $|\eta| < 1.7$, hadronskog "end-cap" kalorimetra koji pokriva oblast $1.7 < |\eta| < 3.2$ i "forward" kalorimetra koji pokriva oblast $3.1 < |\eta| < 4.9$. Osnovni zadatak hadronskog kalorimetra je da:

- identifikuje džetove i izmeri im energiju,
- rekonstruiše masu koristeći kinematičke karakteristike džetova,
- prepozna džetove koji se kreću pod malim uglom u odnosu na osu snopa ("forward" džetovi),




Slika 5: ATLAS kalorimetar se sastoji od elektromagnetnog kalorimetra, hadronskog "barrel" kalorimetra, hadronskog "end-cap" kalorimetra i "forward" kalorimetra.

- rekonstruiše nedostajuću transverzalnu energiju.

Da bi ovo postigao kalorimetar mora da ispunjava sledeće zahteve:

1. **Opseg rapiditeta**. Džetovi se moraju detektovati sve do pseudorapiditeta $|\eta| = 5$ $\left(\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)\right)$, $\theta$ je ugao između $z$-ose i vektora impulsa $\vec{p}$ ;

2. **Segmentacija**. U oblasti $|\eta| \leq 3$ transverzalna segmentacija ćelija kalorimetra je $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.1 \times 0.1$ ( $\varphi$ je polarni ugao). U oblasti većih $\eta$ segmentacija $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.2 \times 0.2$ je zadovoljavajuća;

3. **Energetska rezolucija**. Energetska rezolucija kalorimetra za oblasti različitog pseudorapiditeta je:
$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% \;\; \text{za} \;\; |\eta| < 3 \, ,$$

$$\frac{\Delta E_T}{E_T} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% \text{ za } 3 < |\eta| < 5 \, ;$$

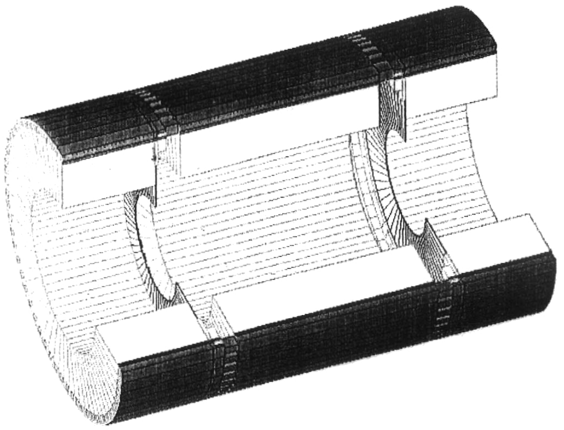
4. **Energijska linearnost**. Energijska skala mora biti linearna do na 2% sve do transverzalne energije od 4 $TeV$;

5. **Ukupna debljina**. Noeophodna ukupna debljina ( EM i hadronskog ) kalorimetra je oko 10 interakcionih dužina;

6. **Šum**. Elektronski šum u hadronskom kalorimetru je značajan na niskoj luminoznosti jer utiče na kvalitet rekonstrukcije niskoenergetskih džetova. Na visokoj luminoznosti "pile-up" (nasedanje signala) je značajan kod tečnog argonskog hadronskog kalorimetra;

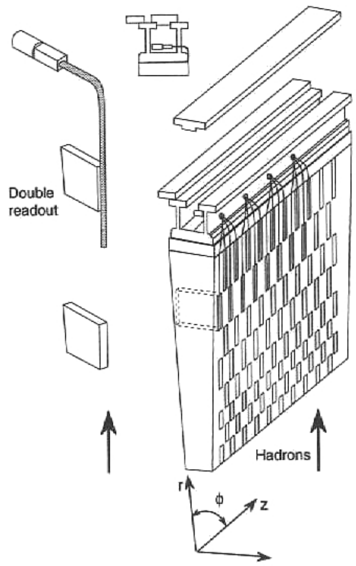
7. **Brzina odziva** Vreme formiranja signala od $\approx$ 40 $ns$ je neophodno u tečnom argonskom hadronskom kalorimetru radi minimizovanja ukupnog šuma (elektronski i "pile-up") na visokoj luminoznosti.

**Hadronski "barrel" kalorimetar** je sampling kalorimetar u kom su plastične scintilacione ploče aktivna supstanca, a gvozdene ploče imaju ulogu pasivnog sloja. Ima oblik cilindra i podeljen je na tri dela: centralni "barrel" koji je dugačak 5.64 $m$ (pokriva oblast $|\eta| < 1$ ) i dva identična "barrel" produžetka dugačka 2.65 $m$ (pokrivaju oblast $0.8 < |\eta| < 1.7$ ). Svaki od njih je azimutalno izdeljen na 64 nezavisna modula. Između njih je vertikalni prorez debljine 68 $cm$ koji obezbeđuje prostor za kablove iz unutrašnjeg detektora i cevi iz EM kalorimetra i solenoida. Tu je smeštena i elektronika EM kalorimetra. Prikazan je na Slici 6.



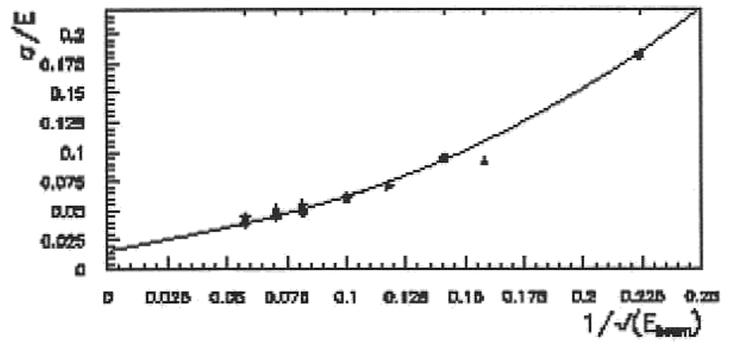
Slika 6: Hadronski "barrel" kalorimetar ima tri dela, centralni "barrel" i dva identična "barrel" produžetka.

Radijalne dimenzije kalorimetra idu od 2.28 $m$ koliko iznosi unutrašnji radijus do 4.25 $m$ koliko je spoljašnji radijus. Radijalno je kalorimetar takođe podeljen na tri dela debljine 1.4, 4.0 i 1.8 interakcionih dužina u oblasti $\eta = 0$. Scintilacione ploče su debele 3 $mm$, a gvozdene ploče 14 $mm$. Ploče su postavljene normalno na osu snopa, a struktura je periodična duž $z$ -ose (Slika 7).




Slika 7: Ploče aktivnog i pasivnog sloja su postavljene normalno na osu snopa, a struktura je periodična duž $z$-ose.

Segmantacija ćelija je $\Delta\eta \ \times \ \Delta\varphi \ = \ 0.1 \ \times \ 0.1$. Kalorimetar je smešten iza EM kalorimetra i solenoida. Ukupna debljina spoljašnjeg zida kalorimetra je 9.2 $\lambda$ u oblasti $\eta \ = \ 0$ . Na Slici 8 je prikazana izmerena energetska rezolucija piona dobijena iz testiranja jednog modula "barrel" kalorimetra.

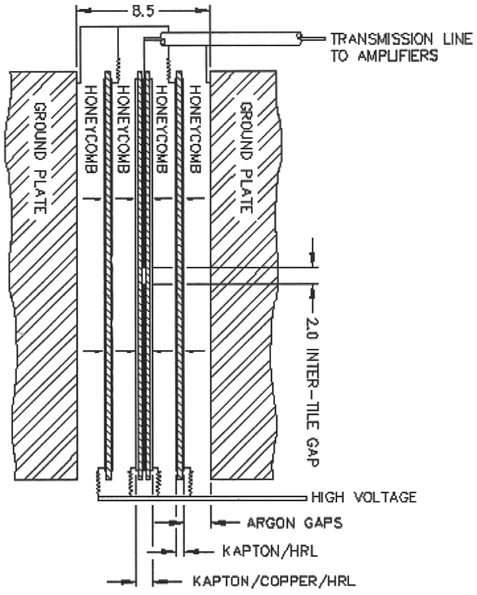


Slika 8: Izmerena energetska rezolucija piona dobijena puštanjem test snopa na jednom modulu "barrel" kalorimetra.

Iz fita eksperimentalnih rezultata dobijena je rezolucija:

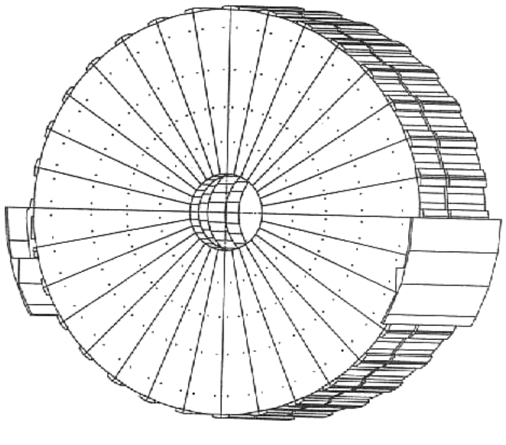
$$\frac{\sigma}{E} = \left(\frac{38.3 \pm 4.6}{\sqrt{E}}\% + (1.62 \pm 0.29)\%\right) \oplus \frac{30.6 \pm 0.18}{E} \quad (E \text{ u } GeV)\,.$$

Za veće pseudorapiditete, gde je neophodna veća otpornost na zračenja koristi se tečni argon kao aktivna supstanca. Da bi bila obuhvaćena cela kaskada hadronski **"end-cap" kalorimetar**, skrađeno HEC, mora da sadrži oko 10 interakcionih dužina na prostoru dužine 1.9 $m$, pa se kao apsorber uzima bakar koji ima manju interakcionu dužinu nego gvožđe. Između paralelnih bakarnih ploča je tečni argon kao aktivna supstanca. U njemu su smeštene 3 elektrode koje dele aktivnu oblast na 4 dela (Slika 9).




Slika 9: Između paralelnih bakarnih ploča je tečni argon u kom su smeštene tri elektrode koje dele aktivnu oblast na četiri dela.

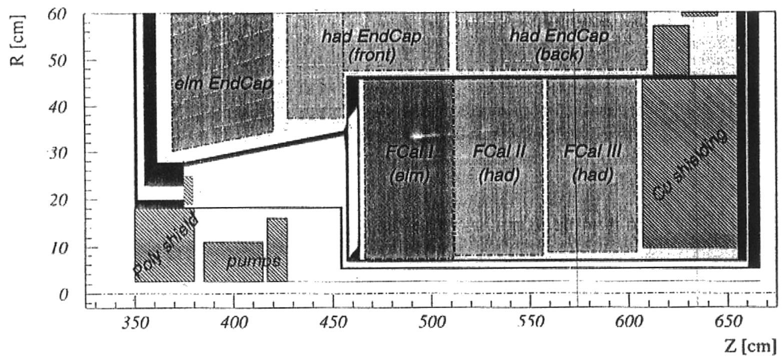
Svaki "end-cap" kalorimetar sastoji se od 2 nezavisna točka spoljašnjeg radijusa 2.03 $m$. Točak je sastavljen od 32 identična sektora (modula) (Slika 10).



Slika 10: Svaki "end-cap" se sastoji od dva nezavisna točka azimutalno izdeljena na 32 modula.

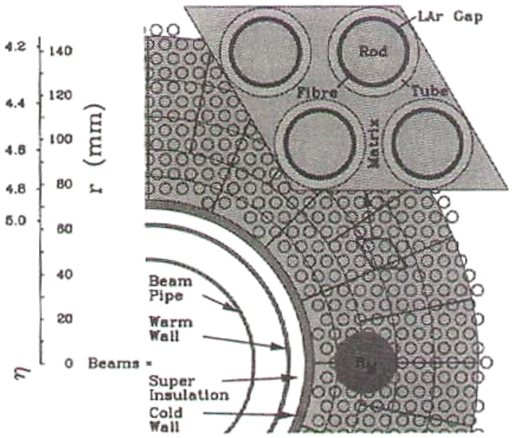
Takođe je svaki točak podeljen na dva longitudinalna segmenta. U prvom točku su bakarne ploče debljine 25 $mm$, dok je drugi točak, dalji od interakcione tačke, sastavljen od bakarnih ploča debljine 50 $mm$. Rastojanje između bakarnih ploča u oba točka je 8.5 $mm$. Težina prvog (drugog) točka je 69 (90) *tona*. Ukupna debljina uključujući i EM deo je oko 13 $\lambda_{int}$ . Segmentacija ćelija je $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.1 \times 0.1$.

**"Forward" kalorimetar** (EM i hadronski), skraćeno FCAL, radi u prisustvu velikog čestičnog i energetskog fluksa. Sastoji se od tri modula, jednog elektromagnetnog i dva hadronska. U prva dva modula dolazi do razvoja kaskade. Na Slici 11 je predstavljen longitudinalni presek FCAL.




Slika 11: "Forward" kalorimetar se sastoji iz tri modula: jednog elektromagnetnog i dva hadronska.

EM deo se nalazi na 5 $m$ od tačke interakcije. Spoljašnji radijus kalorimetra je 45 $cm$. Pasivan sloj je bakar u slučaju prvog modula (EM) da bi se EM kaskada dovoljno razvila. Legura volframa, koji ima manju interakcionu dužinu od bakra, je pasivan sloj u dva hadronska modula da bi ograničila transverzalni razvoj hadronske kaskade. Brzina i otpornost na zračenja se postižu novom strukturom elektrode. Metalne tube od nerđajućeg čelika koje su uzemljene sadrže elektrode u obliku šipki koje su na pozitivnom visokom naponu. Između metalne tube i elektrode je tečni argon. Važno je da je debljina aktivnog sloja što manja. Ove tube su ravnomerno raspoređene u metalnoj masi koja ima ulogu pasivnog sloja. To je predstavljeno na Slici 12.




Slika 12: Elektrode u obliku šipki su smeštene u metalne tube ravnomerno raspoređene u pasivnom materijalu. Između elektrode i tube je tečni argon.

Ukupna debljina kalorimetra je oko 10 $\lambda_{int}$.

# 6 Zaključak

Upotreba kalorimetarskih detektora u fizici visokih energija evoluirala je od upotrebe u tehnikama korišćenim za neke uže specijalizovane primene do uloge glavnog eksperimentalnog oruđa u modernim tehnikama. Ova evolucija je išla paralelno sa razvojem kalorimetarske tehnologije. U pogledu rastućih zahteva na performanse kalorimetara u eksperimentima fokus je stavljen na sledeće osobine kalorimetara:

- hermecitet,
- energetska rezolucija,
- brzina očitavanja signala,
- kalibracija i monitoring,
- otpornost na zračenja,
- sposobnost razlikovanja elektrona/piona/miona.

Na LHC-u osnovni cilj je potraga za higs bozonom. ATLAS detektor i CMS detektor su optimizovani za detekciju higs bozona. ATLAS kalorimetar je sampling kalorimetar, a CMS kalorimetar je homogen. Glavni cilj hadronskih kalorimetara na LHC-u je da identifikuju džetove, izmere energiju i pravac džetova i da izmere nedostajuću transverzalnu energiju. Osobine ATLAS i CMS hadronskih kalorimetara su prilagođene tim zahtevima.

# LITERATURA


- Virdee T. S. , Experimental Techniques, EP Division, CERN
- Wigmans R. , Advances in Hadron Calorimetry, CERN-PPE/91-39
- Fernow R. C. , Introduction to experimental particle physics, Cambridge University Press, 1990.
- Fabjan C.W. , Detectors for elementary particle physics, CERN-PPE/94-61
- Fabjan C. W. , Ludlam T. , Calorimetry in high energy physics, CERN-EP/82-37
- ATLAS Collaboration, ATLAS Detector and Physics Performance, Technical Design Report, Volume 1, 1999.
- ATLAS Collaboration, Calorimeter Performance, Technical Design Report, 1997.
- ATLAS Collaboration, ATLAS Technical Proposal, CERN/LHCC/94-43