

‘Leraar in Onderzoek’

Hoogenergetische Kosmische Straling

27 oktober 2011



Radboud Universiteit Nijmegen  één in weten



Op de voorpagina; Collage van portretten van de deelnemende docenten. Links boven met de klok mee: Niels Bosboom, Henk Buisman, Remon Kniest, Frans Marcelis, Hans Montanus, Niek Schultheiss en in het centrum Daniel Wilke de Souza.

Begeleiding: Bob van Eijk, David Fokkema, Jan-Willem van Holten, Jos Steijger en Charles Timmermans.

Coördinatie: Surya Bonam.

Eindredactie: Bob van Eijk.

Dit document is ook in pdf formaat beschikbaar [1]

Het project 'Leraar in Onderzoek' is financieel mogelijk gemaakt door de Stichting Fundamenteel Onderzoek der Materie (FOM). Docenten zijn bij Nikhef en de Radboud Universiteit Nijmegen werkzaam geweest.

Het onderzoek van twee docenten is met externe middelen gefinancierd.

Inhoud

1. Introductie: Leraar in Onderzoek	1
2. Deeltjes fysica en astrodeeltjes fysica	3
2.1 Deeltjes fysica	3
2.2 Astrodeeltjes fysica	4
2.3 Docenten en (astro)deeltjes fysica	5
2.4 Kosmische straling	6
2.4.1 Deeltjeslawine	6
2.4.2 Energie spectrum	7
2.4.3 De 'knie'	8
2.4.4 De 'enkel' en hoger	9
2.4.5 Detectie van kosmische straling	9
2.5 Docenten en HiSPARC	11
2.6 Deelprojecten	12
3. Rapportage Leraren in Onderzoek	15
3.1 Richting reconstructie van showers in de Science Park cluster	15
3.1.1 Onderzoeksopdracht	15
3.1.2 Introductie	15
3.1.3 Hoekreconstructie	16
3.1.4 Beschrijving opstelling per station: detector	17
3.1.5 Beschrijving opstelling per station: event	18
3.1.6 Beschrijving opstelling cluster: cluster	18
3.1.7 Beschrijving opstelling cluster: coïncidentie	19
3.1.8 Beschrijving opstelling cluster: dubbele events	19
3.1.9 Beschrijving opstelling cluster: GPS	19
3.1.10 Resultaten: tijdsverschillen tussen stations	20
3.1.11 Breedte van de verdeling en onderlinge afstand stations	22
3.1.12 Positie van stations	23
3.1.13 Invloed van de vorm van een clusterdriehoek op het tijdsgemiddelde	24
3.1.14 Aanpak hoekanalyse	24
3.1.15 Verwisseling van platen in station 502	25
3.1.16 Vorm van de grafiek	25
3.1.17 Simulatie	26
3.1.18 Fout op tijdsverschillen	26
3.1.19 Fout in afstanden en hoeken tussen stations	27
3.1.20 Vorm van clusterdriehoek	28
3.1.21 Conclusies en aanbevelingen	29
3.2 Intermediate models for longitudinal profiles of cosmic showers	31

3.2.1	Onderzoeksopdracht	31
3.2.2	Introduction	32
3.2.3	An intermediate shower model	32
3.2.4	Continuum limit	34
3.2.5	Absorption	35
3.2.6	The ratio of the number of particles	37
3.2.7	Expressions for the shower profile	38
3.2.8	The connection with Rossi and Greisen	40
3.2.9	Another intermediate model	42
3.2.10	Summary and conclusions	48
3.2.11	Acknowledgements	49
3.3	jSparc	51
3.3.1	Research assignment	51
3.3.2	HiSPARC	51
3.3.3	The measurement set-up	53
3.3.4	Data streams in HiSPARC	54
3.3.5	Software architecture	55
3.3.6	Using the interface	56
3.3.7	Adapting the client side	57
3.3.8	The future	57
3.4	Meetresultaten van een multi-pixel photon counter	59
3.4.1	Onderzoeksopdracht	59
3.4.2	Multi-pixel photon counter	60
3.4.3	MPPC testopstelling	60
3.4.4	Sperspanning en donkerstroom	60
3.4.5	MPPC meting	60
3.4.6	Drempelspanning van de MPPC	61
3.4.7	Analoog/digitaal omzetter	61
3.4.8	Monte Carlo simulatie	64
3.4.9	PMT en MPPC behuizing ontwerpen	65
3.4.10	Meetresultaten detector met rechthoekige lichtgeleider	66
3.4.11	Conclusie en aanbevelingen	67
3.5	Energierestructuur in de Nijmegen cluster	69
3.5.1	Onderzoeksopdracht	69
3.5.2	Bepalen van de MPV-waarde	70
3.5.3	Deeltjesdichtheid in de shower	71
3.5.4	Richtingbepaling	73
3.5.5	Energie van het primaire deeltje	74

3.5.6	Discussie en afsluiting	76
3.6	HiSPARC: lichtopbrengst en omgevingstemperatuur	79
3.6.1	Introductie	79
3.6.2	Onderzoeksopdracht	80
3.6.3	Materialen en methoden: scintillatieplaat	81
3.6.4	Resultaten	83
3.6.5	Invloed omgevingstemperatuur	89
3.6.6	Resultaten: ijken temperatuur sensoren	89
3.6.7	Resultaten: temperatuur skibox en PMT	91
3.6.8	Resultaten: temperatuur vs. pulshoogte	92
3.6.9	Conclusie en discussie	93
3.7	Kosmische straling en bliksem	95
3.7.1	Shower simulaties en bliksem	95
3.7.2	Definities, constanten en parameters	95
3.7.3	Interactie primaire deeltje	97
3.7.4	Dichtheid- en energieverdeling	99
3.7.5	Longitudinale ontwikkeling	100
3.7.6	Invloed zenithoek en aardmagnetisch veld	101
3.7.7	Bliksem	102
3.7.8	Atmosferische omstandigheden	104
3.7.9	Conclusies	105
4.	Conclusie	107
4.1	Evaluatie en vooruitblik	107
4.2	HiSPARC leerlingensymposium 2011	107
Appendix A	Coïncidenties tussen stations 1, 2 en 6	111
Appendix B	Coïncidenties tussen andere stations	112
Appendix C	Starten met AIRES	113
Appendix D	HiSPARC prijswinnaars naar CERN	114
	Trefwoordenlijst	119
	Literatuur	121

1. **Introductie: Leraar in Onderzoek**

Internationaal gezien heeft Nederland in de natuurwetenschappen een uitstekende reputatie. De sterke positie van het Nederlandse onderzoek in deze discipline wordt echter bedreigd. De instroom van studenten is reeds meer dan een decennium (te) laag.

Het probleem van de beperkte instroom is terug te voeren op diverse factoren, zoals de interesse die op een middelbare school voor een studie of beroep wordt gewekt, de maatschappelijke relevantie die studie en beroep uitstralen, de glamour van het beroep, alsmede het carrièreperspectief, de beloningsstructuur en onbekendheid van de betreffende docenten met het klimaat aan universiteit of wetenschappelijke instelling, in het bijzonder met het (fundamenteel) onderzoek.

Het FOM¹ [2] programma 'Leraar in Onderzoek' (LiO) stelt HAVO/VWO docenten natuurkunde in de gelegenheid om een jaar lang, 1 dag in de week, onderzoek uit te voeren bij een aan FOM gelieerde wetenschappelijke instelling. Op deze wijze komen docenten uit het voorgezet middelbaar onderwijs een jaar lang in nauw contact met de academies, nemen nader kennis van de huidige wetenschappelijke wijze van werken, ontwikkelen hun eigen onderzoeks vaardigheden en zullen hierdoor waarschijnlijk bewust en onbewust enthousiasme voor een universitaire studie natuurkunde aan scholieren weten over te brengen. Het onderzoek richt zich, naast een aantal didactische aspecten, vooral op het oplossen van moderne natuurwetenschappelijke vraagstukken.

Tijdens het academische jaar 2010/2011 hebben wederom docenten onderzoek uitgevoerd op het gebied van de subatomaire natuurkunde. Niek Schultheiss, Hans Montanus, Remon Kniest, Niels Bosboom, Henk Buisman en Daniel de Wilke Souza zijn werkzaam geweest bij Nikhef [3] in Amsterdam. Frans Marcelis heeft een tweede jaar de HEF groep bij de Radboud Universiteit [4] in Nijmegen bezocht.

In het volgende hoofdstuk wordt een korte introductie gegeven m.b.t. de deeltjes en astrodeeltjes fysica. Het kader van het docentenonderzoek wordt toegelicht. In hoofdstuk 3 geven de docenten een uitgebreide beschrijving van hun eigen wetenschappelijk onderzoek. Het hoofdstuk kent twee thema's; het fysisch wetenschappelijk onderzoek en de ontwikkeling van lesmateriaal voor het voortgezet onderwijs. Tenslotte wordt in hoofdstuk 4 een impressie gegeven van het HiSPARC Symposium 2011 [5] bij de Technische Universiteit Eindhoven (gastheren: Dr. Lex van Deurse en Henry van Bergen)...

Dit document (en rapporten uit 2008/2009 en 2009/2010) is ook elektronisch beschikbaar [1]).

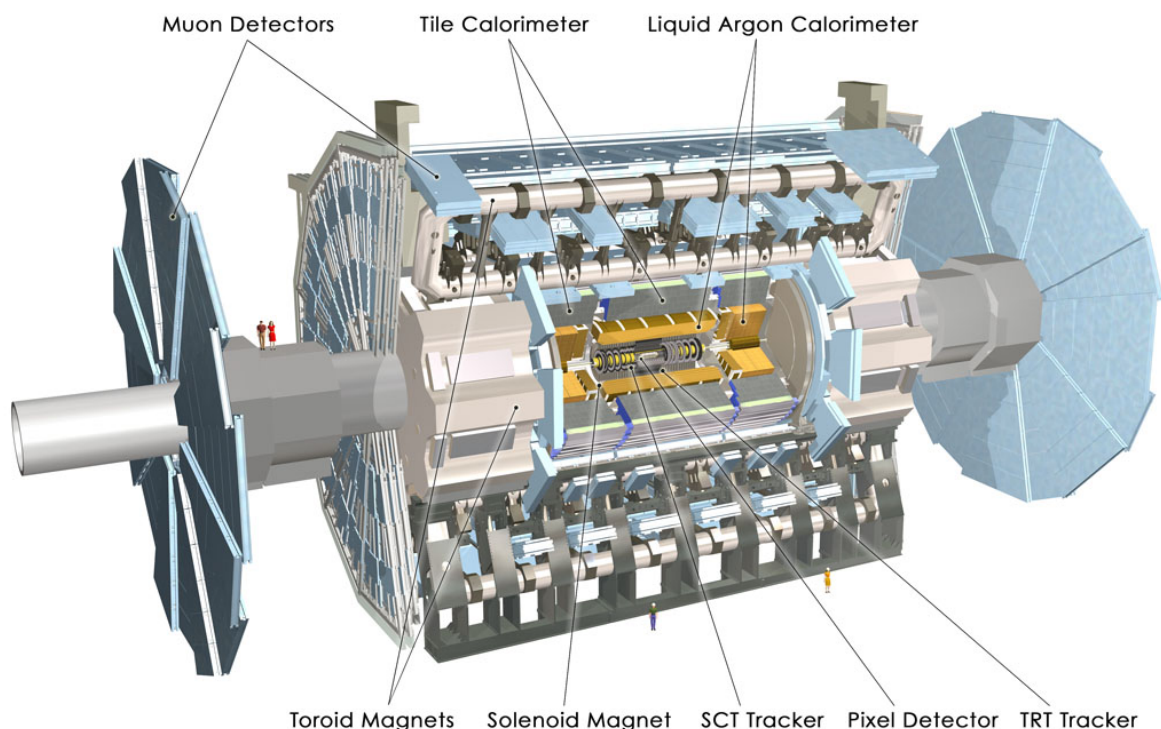
¹ Het project 'Leraar in Onderzoek' wordt financieel mogelijk gemaakt door de Stichting Fundamenteel Onderzoek der Materie (FOM). Twee docenten zijn afgelopen jaar extern gefinancierd.

2. Deeltjes fysica en astrodeeltjes fysica

2.1 Deeltjes fysica

Deeltjesfysica is een vakgebied waarbij met zeer grote detectoren naar zeer kleine deeltjes gekeken wordt (Figuur 2.1). Deeltjesversnellers vormen de basis van dit onderzoeksgebied. Door deeltjes zoals protonen te versnellen, kunnen zij bij een botsing met andere deeltjes veel energie vrijmaken om andere, nieuwe deeltjes te vormen volgens Einstein 's $E = mc^2$.

Op aarde zijn hiervoor verschillende versnellers gebouwd, bijvoorbeeld in Hamburg bij DESY [6], in Genève bij CERN [7] en in Chicago bij Fermilab [8]. In het heelal zijn 'kosmische' versnellers en deze worden steeds vaker gebruikt als welkome aanvulling op wat op aarde in het laboratorium mogelijk is. Kortom, astrodeeltjes fysica brengt natuur- en sterrenkunde samen.



Figuur 2.1: De ATLAS deeltjes detector [9] aan de 'Large Hadron Collider' bij het CERN in Genève, Zwitserland, is op jacht naar het Higgs deeltje.

Nikhef, RUN en RUG [10] hebben onderzoeksgroepen die zich bezig houden met experimenten in de (astro)deeltjes fysica. De theoriegroepen rekenen mee met de experimentele natuurkundigen. Technische afdelingen ondersteunen de implementatie van detectietechnieken, bouw van detectoren en ontwikkeling van data-analyse technieken.

Vandaag weten we dat moleculen uit atomen bestaan die op hun beurt weer deelbaar zijn (ondanks het feit dat het Griekse woord 'atomos' ondeelbaar betekent). Protonen, neutronen en elektronen vormen atomen. Elektronen lijken vooralsnog niet meer deelbaar, protonen en neutronen wel; deze bestaan uit een combinatie van verschillende soorten quarks en gluonen. Naast deze bouwstenen van materie bezitten deeltjes ook antideeltjes, die antimaterie vormen. Positronen zijn 'anti-elektronen' ter-

wijl alle quarks eveneens hun antideeltje hebben.

Hoe onderzoeken we deze minuscule deeltjes? Om op aarde onderzoek te doen zijn gigantische deeltjesversnellers nodig. Eigenlijk is een versneller een soort super microscoop; hoe kleiner de deeltjes zijn die we willen bestuderen, des te krachtiger de microscoop moet zijn. In de kosmos vormen bijzondere fenomenen en zeer grote magnetische velden als het ware 'natuurlijke' versnellers. Voor het astrofysische onderzoek hoeven we daarom 'alleen' nog de juiste detectoren te bouwen om onderzoek te doen.

2.2 Astrodeeltjes fysica

De aarde staat bloot aan een voortdurend bombardement van deeltjes uit het heelal: kosmische straling. Deze deeltjes zijn kleiner dan atomen en ze kunnen extreem veel energie bezitten. Sommige hebben tien miljoen keer meer energie dan deeltjes die met een versneller in het laboratorium zoals CERN bij Geneve kunnen worden gemaakt. Over de oorsprong van deze deeltjes weten we maar weinig.

Kosmische straling kan niet rechtstreeks worden waargenomen op aarde. Als een deeltje de dampkring binnenkomt, botst het met de kern van een atoom en veroorzaakt een zogenaamde deeltjes regen. Deze deeltjes regen bevat miljoenen deeltjes waarvan slechts een deel het aardoppervlak bereikt. Het zijn deze deeltjes die uiteindelijk kunnen worden waargenomen (Figuur 2.2).



Figuur 2.2: Het Auger experiment. Op de voorgrond een van de ruim 1600 deeltjesdetectoren. In het gebouw op de achtergrond bevindt zich een fluorescentiedetector waarmee het lichtspoor van een deeltjeslawine gemeten wordt. Bron: de Auger collaboratie [11].

Voor de detectie van de geladen deeltjes in een deeltjeslawine gebruiken we o.a. scintillatoren. Het materiaal waarvan deze detectoren gemaakt zijn, heeft als eigenschap een lichtflits te genereren als er een geladen deeltje passeert. De intensiteit van de lichtflits is afhankelijk van de hoeveelheid energie die door het inkomende geladen deeltje in het materiaal wordt afgegeven. De lichtpulsen worden door fotoversterkerbuizen omgezet in elektrische signalen. Deze worden met behulp van een digitale oscilloscoop in een PC opgeslagen.

Het aantal deeltjes dat per tijdseenheid de detector passeert is groot. We zijn alleen geïnteresseerd in die deeltjes die uit dezelfde (grote) lawine komen (en dus van hetzelfde inkomende kosmische deeltje stammen). Daarom wordt gebruik gemaakt van minstens twee scintillatorplaten (ieder 0.5 m^2) met een onderling afstand (gemeten in het platte vlak) van 5 of meer meter. Alleen als door beide platen tegelijkertijd deeltjes gaan worden ze geregistreerd. We spreken dan van een coïncidentie; de kans is dan groot dat ze afkomstig zijn van hetzelfde kosmisch deeltje.

Door nu de gegevens van de verschillende meetstations te correleren, kunnen deeltjeslawines onderzocht worden, die zich over een oppervlak van honderden vierkante kilometers uitstrekken!

Met behulp van de deeltjesdichtheid en hoek van inval kan uiteindelijk de energie en de richting van het kosmische deeltje bepaald worden dat de lawine veroorzaakt heeft.

2.3 Docenten en (astro)deeltjes fysica

Docenten worden bij instituten ingezet die een leidende positie innemen binnen de experimentele (astro)deeltjes fysica in Nederland: het Kernfysische Versneller Instituut (KVI [12] – Universiteit Groningen), de Radboud Universiteit Nijmegen en het Nikhef in Amsterdam. De docenten maakten afgelopen jaar deel uit van onderzoeksgroepen en hebben kunnen profiteren van een stimulerende academische omgeving. Kernvragen uit de astrodeeltjes fysica zoals:

- Wat is donkere energie?
- Waar bestaat donkere materie uit?
- Wat is kosmische straling en waar komt deze vandaan?
- Hoe is de grootschalige structuur van het heelal ontstaan?

zijn voor zowel de onderzoeker als een groot publiek aansprekend.

Een experiment als HiSPARC (High School Project on Astrophysics Research with Cosmics) [13] maakt gebruik van de belangstelling van de jeugd voor deze vraagstukken. Uiteraard onderzoekt HiSPARC niet alle bovengenoemde vragen, maar het biedt scholen wel de mogelijkheid om deel te nemen aan serieus wetenschappelijk onderzoek in de astrodeeltjes fysica. Het onderwerp van onderzoek betreft kosmische stralen met energieën boven de 10^{15} eV. Het mechanisme waardoor kosmische deeltjes zo een enorme energie krijgen is niet bekend. Daarnaast weet men ook niet precies om wat voor type deeltjes het gaat. Er ligt hier dus een zeer grote wetenschappelijke uitdaging!

2.4 Kosmische straling

*'How do cosmic accelerators work and what are they accelerating?'*²

Kosmische straling is de deeltjes- en fotonenregen uit het heelal die onophoudelijk de aardse atmosfeer binnendringt. Het verhaal van de ontdekking van kosmische straling voert terug tot het begin van de twintigste eeuw, kort na de ontdekking van radioactieve straling. Theodor Wulf, een Duitse jezuïet, bouwde een elektroscop waarmee de intensiteit van straling nauwkeurig bepaald kon worden. Hij gebruikte het instrument om een theorie te toetsen: de theorie dat natuurlijke achtergrondstraling afkomstig is van radioactieve mineralen in de aardkorst. Metingen in mergelgrotten in Limburg leidden tot een verrassing. Wulf vond een aanzienlijke *afname* in de intensiteit. Hij leidde hieruit af dat de straling mogelijk van boven moest komen. Wulf 's metingen op de top van de Eiffeltoren konden deze hypothese helaas niet bevestigen. In 1911 lukte dit een jonge, Oostenrijkse fysicus wel. In een reeks vluchten met een luchtballon, waarbij hij een hoogte van bijna 6 km bereikte, mat Victor Hess de stralingsintensiteit met een van Wulf 's elektrometers. Vanaf ongeveer 4000 m bleek dat met het stijgen van de ballon ook de mate van ionisatie toenam. Hij toonde hiermee aan dat het ioniserende straling betrof die van boven afkomstig was. Vijfentwintig jaar later kreeg Hess de Nobelprijs voor zijn bevindingen [14].

Hoewel er inmiddels al bijna honderd jaar onderzoek wordt gedaan, zijn de nevelen rondom het fenomeen kosmische straling slechts ten dele opgetrokken...

2.4.1 Deeltjeslawine

Bij de botsing van een hoogenergetisch kosmisch deeltje op atoomkernen in de atmosfeer worden nieuwe deeltjes gemaakt. Deze nieuwe deeltjes bewegen in dezelfde richting als het primaire deeltje; botsen vervolgens waarbij weer nieuwe deeltjes ontstaan. Dit leidt dus tot een kettingreactie waarin een cascade van secundaire en een grote hoeveelheid daarvan afgeleide deeltjes ontstaat. Bij toenemende multipliciteit wordt een pannenkoek gevormd die allengs in omvang toeneemt: de lawine ('shower'). Alle deeltjes, die in zo'n lawine naar beneden komen, bewegen met bijna de lichtsnelheid.

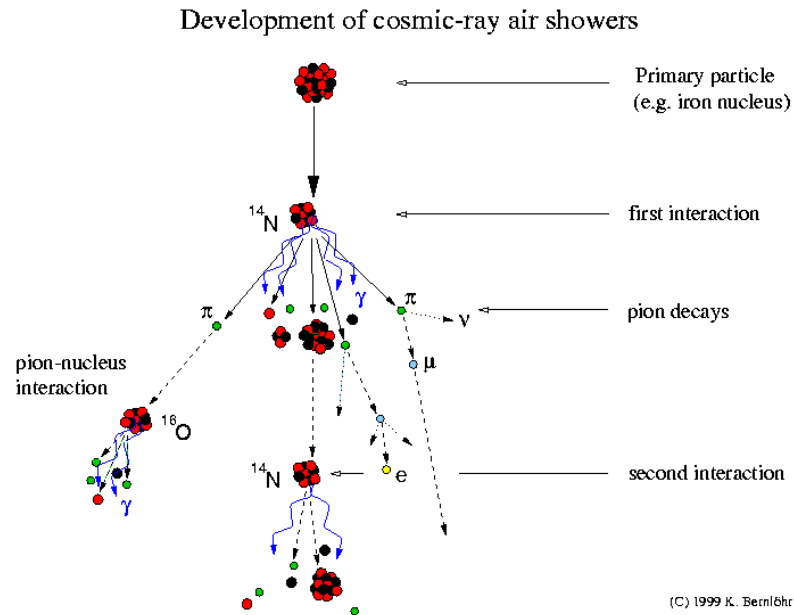
Figuur 2.3 illustreert het ontstaan van zo'n shower. Hadronische deeltjes (zoals o.a. protonen en neutronen) wisselwerken en produceren nieuwe hadronische deeltjes, waaronder pionen. Sommige van de nieuw gevormde deeltjes zijn instabiel en vallen na enige tijd spontaan uiteen in lichtere deeltjes. Zo ontstaan een groot aantal muonen via pionverval. Een deel van deze muonen vervalt in elektronen. Fotonen en elektronen/positronen kunnen regenereren in een elektromagnetische cascade.

Zolang de energie van de deeltjes groot genoeg is om nieuwe te maken, blijft de lawine groeien door inelastische botsingen. Daarna zijn er alleen nog elastische verstrooiingsprocessen en neemt het aantal deeltjes lager in de atmosfeer door absorptie af.

Het grootste deel van de energie van het primaire deeltje wordt zo geabsorbeerd in de atmosfeer. Een

² National Research Council: 'Connecting Quarks with the Cosmos' - Eleven Science Questions for the New Century -. The National Academies Press, Washington D.C.

beperkt deel bereikt het aardoppervlak. We zijn vooral geïnteresseerd in de muonen die het aardoppervlak bereiken!

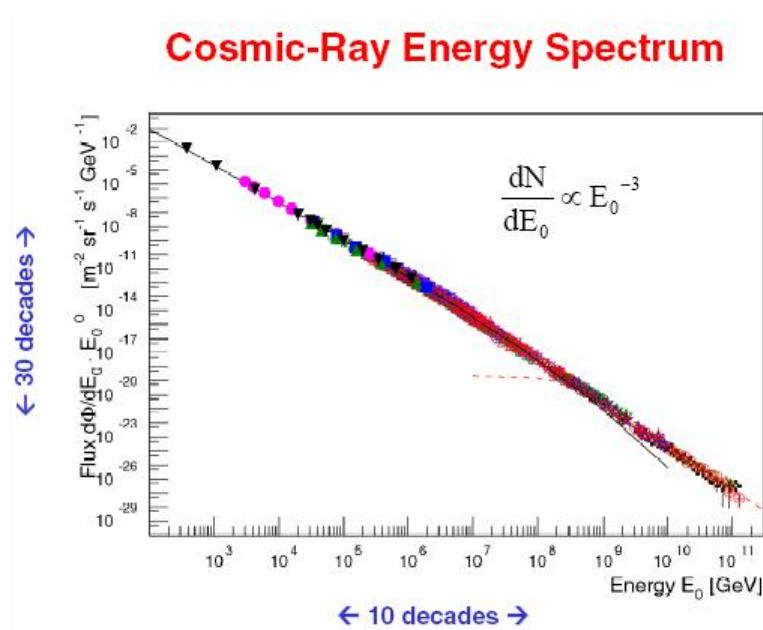


Figuur 2.3: Schematische weergave van de ontwikkeling van een deeltjeslawine ('cosmic ray air shower'). Het kosmische deeltje is hier een ijzerkern.

2.4.2 Energie spectrum

De energie van primaire kosmische deeltjes varieert sterk. Figuur 2.4 laat het volledige energiespectrum zien. In het gebied van 1 GeV tot ongeveer 50 EeV voldoet het spectrum aan een machtwet:

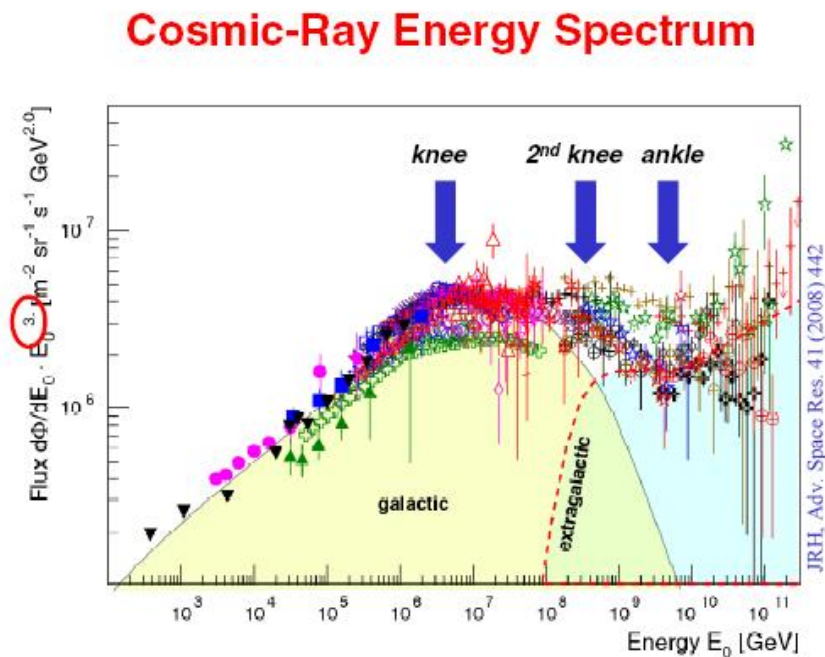
$$\frac{dN}{dE} \sim E^\gamma \quad (2.1)$$



Figuur 2.4: Energiespectrum van primaire kosmische deeltjes [15].

In dit energiegebied vindt een scherpe daling van de flux plaats met een factor 10^{30} . De helling van het spectrum lijkt tamelijk constant met een waarde van $y = -2.7$. Dit suggereert dat er sprake is van een universeel versnellingsmechanisme. Detail analyse leert dat de dimensieloze grootheid y geen constante is, maar varieert: $-4 < y < -2.7$.

In Figuur 2.5 is de deeltjesflux vermenigvuldigd met E^3 . Geringe afwijkingen van y worden zo beter in beeld gebracht. Inzicht in deze structuur lijkt de sleutel tot het begrijpen van de oorsprong van kosmische straling. Twee gebieden zijn onderwerp van intensief onderzoek: het gebied rond de 'knie' en het gebied rond en voorbij de 'enkel'.



Figuur 2.5: Het energiespectrum vermenigvuldigd met E^3 [15].

2.4.3 De 'knie'

De knie is het gebied dat ligt net boven een energie van 4×10^{15} eV met een spectrale index $y \sim -3.1$. Voor energieën boven de 4×10^{17} eV, wordt het spectrum nog steiler: $y \sim -3.3$. Dit noemt men de tweede knie. Aangenomen wordt dat de kniestructuur een weerslag is van de 'rigidity dependent cut-off'. Het galactisch magnetisch veld is bij toenemende energie niet sterk genoeg om kosmische deeltjes in te vangen. Kosmische deeltjes diffunderen uit het melkwegstelsel, te beginnen met de lichtste (de knie) om vervolgens een steeds grotere fractie te verliezen tot de tweede knie waar zelfs de zwaarste deeltjes voldoende energie hebben om aan het magneetveld te ontsnappen. Deze verklaring wordt bevestigd door metingen waaruit blijkt dat in het kniegebied de gemiddelde massa van kosmische deeltjes toeneemt als functie van de energie.

Hoewel aannemelijk, deze 'rigidity dependent cut-off' is niet boven iedere twijfel verheven. Er zijn nauwelijks data voorhanden in het belangrijke energiegebied tussen 10^{17} en 10^{19} eV, waar de galactische bijdrage aan kosmische straling zou moeten eindigen [16].

2.4.4 De ‘enkel’ en hoger

Voor deeltjes met een energie groter dan $1 \cdot 10^{18}$ eV wordt het spectrum weer vlakker: y neemt weer een waarde aan van ~ -2.7 . Men spreekt hier van de ‘enkel’. In dit gebied zou het aandeel van extragalactische straling domineren.

Boven de $4 \cdot 10^{19}$ eV is er sprake van een opnieuw steiler wordend spectrum; de spectrale index is hier -4 tot -5 . Dit steiler worden kan worden toegeschreven aan een fenomeen dat de GZK-limiet wordt genoemd. De GZK-limiet is voorspeld door Greisen & Kuzmin en Zatsepin [17]. Zij berekenden dat kosmische deeltjes met een energie groter dan $5 \cdot 10^{19}$ eV door wisselwerking met de microgolf achtergrondstraling in het heelal pionen zouden moeten produceren. Hierdoor verliezen de primaire deeltjes energie tot een niveau wordt bereikt beneden de limiet. Het feit dat de vrije weglengte van kosmische straling beknot wordt door deze interactie leidt tot de volgende conclusie. De kans dat kosmische straling met een energie groter dan de GZK-limiet de aarde bereikt is verwaarloosbaar, tenzij de bron binnen een straal van ongeveer 50 Mpc ligt. Omdat deeltjes met zulke hoge energieën schaars zijn, is het GZK-effect nog niet experimenteel bewezen. Recent onderzoek (het Auger experiment [11]) wijst wel in die richting.

2.4.5 Detectie van kosmische straling

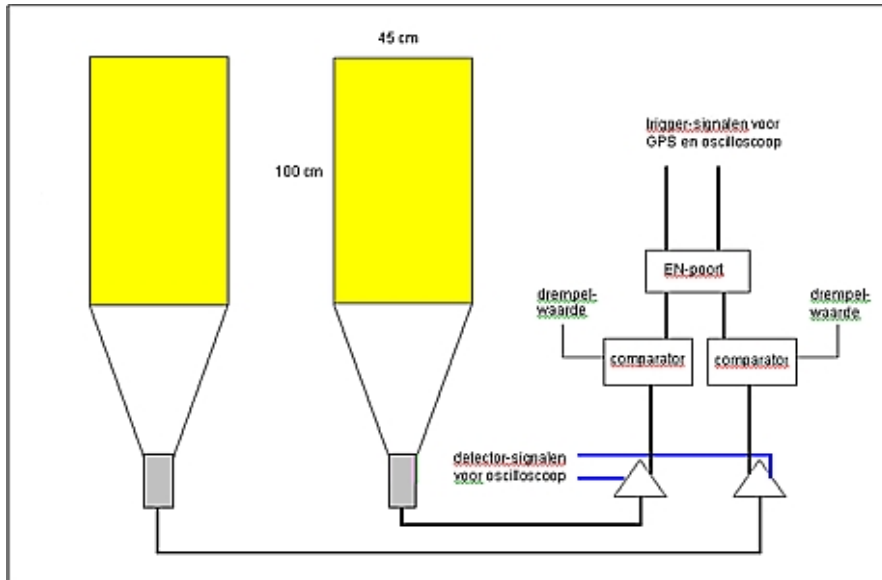
Uit het energiespectrum in Figuur 2.4 blijkt dat het aantal kosmische deeltjes dat de aardatmosfeer binnenkomt (de flux) met toenemende energie extreem sterk afneemt. Van de meest energierijke deeltjes is de flux beperkt tot één deeltje per vierkante kilometer per eeuw. Vanwege deze schaarste is het direct meten (d.w.z. buiten de atmosfeer) van hoogenergetische (≥ 1 PeV) kosmische deeltjes ondoenlijk: meettijd en detectieoppervlak zouden buitensporig lang c.q. groot moeten zijn. Eind jaren dertig in de vorige eeuw wisten Auger e.a. [18] dit probleem te omzeilen via indirecte metingen. Door uiterst nauwkeurige tijdmetingen wisten ze tijdscoïncidenties vast te stellen van op het aardoppervlak inslaande deeltjes. Zij concludeerden dat deze deeltjes afkomstig moesten zijn van een energierijk primaire deeltje. Door deeltjes uit een enkele lawine te observeren is het mogelijk om eigenschappen van het primaire deeltje te bepalen, zoals energie, massa en aankomstrichting. ‘Showerdeeltjes’ die het aardoppervlak bereiken, zoals muonen, elektronen en positronen en fotonen, kunnen op het aardoppervlak waargenomen worden met behulp van grote grondarrays van detectoren.

HiSPARC [13] is zo’n grondarray van detectoren. Een HiSPARC detector voor kosmische straling bestaat uit scintillatorplaat, een lichtgeleider en een fotoversterkerbuis (de photomultiplier tube of PMT). Scintillatiemateriaal produceert een lichtflits als er een geladen deeltje doorheen vliegt.

Omdat het onderzoek zich richt op secundaire deeltjes afkomstig van een energierijk kosmisch deeltje zijn dus alleen gelijktijdig doorkomende lawinedeeltjes relevant. Een station bestaat daarom uit minimaal twee scintillatorplaten (Figuur 2.6). We spreken van een ‘event’ als in 2 of meer platen op bijna precies hetzelfde tijdstip een signaal gemeten wordt!

Door nu de gegevens van de verschillende meetstations via de gebeurtenissen met hun individuele tijdstempels te correleren, kunnen deeltjeslawines onderzocht worden die zich over een oppervlak van

honderden vierkante kilometer uitstreken. Bovendien kan met behulp van de deeltjesdichtheid en hoek van inval uiteindelijk de energie van het primaire kosmische deeltje bepaald worden. Het HiSPARC onderzoek heeft al enkele spectaculaire resultaten opgeleverd, zoals duidelijk wordt uit o.a. publicatie in het Nederlands tijdschrift voor Natuurkunde [19] in Figuur 2.7.



Figuur 2.6: Principe schema van een HiSPARC detector met twee scintillatieplaten. De twee platen werken in coïncidentie. Bij een coïncidentie wordt een precisie GPS aangesproken om zo een uniek tijdstempel aan de gebeurtenis toe te kennen.

Metingen aan ultra-hoog energetische kosmische straling

De eerste resultaten van HiSPARC

De Nijmeegs Scholengemeenschap Groenewoud, het Stedelijk Gymnasium, het Dominicus College, het Kandinsky College, het Montessori College en de Radboud Universiteit Nijmegen (het NAHSA-cluster) hebben in 2003 en 2004 gezamenlijk metingen gedaan aan kosmische straling. Hierbij zijn deeltjes gevonden met energieën van meer dan 10^{18} eV. Dit zijn de hoogste deeltjes-energieën ooit in Nederland gemeten. Deze energie is honderdduizend maal groter dan de hoogst mogelijke energie die we met versnellers in de nabije toekomst op aarde kunnen creëren. C. Timmermans en anderen [7]

ve meentijd van het hele meetnetwerk, en alle mogelijke combinaties van stations.

COÏNCIDENTIE BEPALING

Indien een deeltjeslawine met de lichtsnelheid naar de aarde komt, wordt het maximale tijdsverschil tussen twee posities op aarde voor het passeren van het front gegeven door L/c , waarbij L de afstand tussen de posities is, en c de lichtsnelheid. In onze opstelling waren maximaal zeven stations aanwezig. Voor ieder mogelijk paar hebben we het aantal coïncidenties en de achtergrond bepaald. Een voorbeeld hiervan is te zien in de linkerhelft van figuur 1.

Figuur 2.7: Wetenschappelijke bijdrage aan het blad van de NNV [20] op basis van analyse van gegevens in de Nijmegen cluster.

2.5 Docenten en HiSPARC

Het project 'Leraar in Onderzoek' is op verschillende manieren in te bedden in bestaand deeltjes- en astrodeeltjes onderzoek. Toch is er binnen het Nikhef samenwerkingsverband voor gekozen om projecten te definiëren in het kader van HiSPARC. HiSPARC is een kleinschalig experiment met een klein team van wetenschappers en studenten en met een belangrijk 'outreach' aspect. Er liggen nog een groot aantal zowel technische en experimentele als theoretische uitdagingen. Docenten hebben daarom uitgebreide keuzemogelijkheden een project te definiëren dat aansluit bij hun affiniteit en hun achtergrond.

Binnen het HiSPARC project komen naast fundamentele natuurkundige vraagstukken, vele aspecten van (astro)deeltjes fysica aan bod. Bovendien is (astro)deeltjes fysica een gebied in de natuurkunde dat sterk tot de verbeelding spreekt van jongeren, wat zeker niet onbelangrijk is in de afweging van docenten om juist daarom mee te werken aan een dergelijk project!



Figuur 2.8: Leerlingen en technisch onderwijs assistent bij de door hen gebouwde HiSPARC detector op het dak van het Bonhoeffer College [21] in Castricum.

Binnen HiSPARC vormen middelbare scholen samen met wetenschappelijke instellingen een essentieel onderdeel van het netwerk dat kosmische straling met extreem hoge energie probeert detecteren. Deelname aan HiSPARC biedt dus zowel scholieren als docenten de gelegenheid om aan echt (kleinschalig) wetenschappelijk onderzoek deel te nemen. De resultaten worden daadwerkelijk gebruikt om meer over de mysterieuze en zeldzame hoogenergetische kosmische deeltjes te weten te komen (zie de NTVN artikelen in sectie 2.4.5). Niet alleen kunnen scholieren hun deelname aan het experiment gebruiken ter invulling van het profielwerkstuk voor hun eindexamen, de NLT module met straling als onderwerp, is recentelijk, na een periode van praktijk testen, gecertificeerd. Deze module sluit uitste-

kend aan bij de natuurkundige onderwerpen die bij HiSPARC van essentieel belang zijn.

Op de daken van de scholen staan door de scholieren zelf gebouwde meetopstellingen welke via het internet verbonden zijn met een centrale data-opslag bij een wetenschappelijke instelling (Figuur 2.8). Zo vormen zij lokale netwerken. In Nijmegen worden al sinds 2002 gegevens verzameld en in Amsterdam sinds 2004. Ook in de regio's Leiden, Utrecht, Groningen, Twente en Eindhoven staan HiSPARC detectoren. Stations zijn verder te vinden in Århus (Denemarken), Hanoi (Vietnam), Bristol (UK) etc. Het project wordt gecoördineerd vanuit het Nikhef in Amsterdam.

2.6 Deelprojecten

De docenten hebben aan een aantal onderzoeksvragen van het HiSPARC project gewerkt. Deze vragen hebben betrekking op de prestaties van sensoren, detectiestations en clusters. Simulaties zijn uitgevoerd en speciale meetopstellingen zijn samengebouwd. Daarnaast is theoretisch werk verricht om beter inzicht te krijgen in de ontwikkeling van een kosmische lawine.

De volgende onderzoeksprojecten zijn uitgevoerd:

1. Er is een gedetailleerde analyse gemaakt van de eigenschappen van detectiestations in het 'Science Park' cluster in Amsterdam. Meetnauwkeurigheden (GPS) etc. zijn in kaart gebracht. Hoekreconstructie op basis een meetstation met vier scintillatieplaten is vergeleken met hoekreconstructie op basis van coïncidenties tussen detectiestations in de cluster.
2. Met behulp van een wiskundige formulering is onderzocht wat het verband is tussen verschillende parametrisaties van longitudinale dichtheidistributies in kosmische lawines. Dit werk heeft geleid tot een wetenschappelijke publicatie dat ingezonden is naar een vakblad.
3. Na de ontwikkeling van 'RouteNet' [22], een serie lesbrieven voor het VO, werd de behoefte gevoeld om 'in het klaslokaal' zelf met meetgegevens van (eigen) HiSPARC stations aan de slag te gaan. Om dit mogelijk te maken is het interactieve 'jSparc' systeem [23] ontwikkeld dat leerlingen en docenten in de gelegenheid stelt om via internet direct toegang te krijgen tot meetgegevens.
4. Als alternatief voor de PMT is reeds vorig jaar een onderzoek gestart naar de eigenschappen en mogelijke toepassing van MPPCs. Deze halfgeleider sensoren zouden – op termijn – een serieuze (goedkopere) optie kunnen zijn om het lichtsignaal van de scintillator gecontroleerd om te zetten in een elektrisch signaal. Diverse metingen zijn dit jaar uitgevoerd en er is een gedetailleerde analyse gemaakt van de mogelijkheden en de prestaties in combinatie met scintillatoren.
5. In Nijmegen is een systematische analyse uitgevoerd met drievoudige coïncidenties tussen detectiestations. Signalen zijn nader onderzocht waarna de centra, afmetingen, richtingen en energieën van lawines gereconstrueerd zijn.
6. Tenslotte hebben twee projecten zich geconcentreerd op de relatie tussen atmosferische omstandigheden en kosmische lawines. Naast temperatuurafhankelijkheid van de meetopstellin-

gen, is onderzocht of er een directe correlatie te vinden is tussen kosmische straling en bliksem...

In het volgende hoofdstuk lichten de 'leraren in onderzoek' hun studies toe.

3. Rapportage Leraren in Onderzoek

3.1 Richting reconstructie van showers in de Science Park cluster



Figuur 3.1: Niels Bosboom - Minkema College te Woerden [24] -.

Niels Bosboom (Figuur 3.1) is sinds 2001 werkzaam in het onderwijs. In de eerste jaren gaf hij les in de onderbouw van het havo en vwo, zowel Natuur-Scheikunde als het vak Techniek. Sinds enkele jaren geeft hij les in de bovenbouw van het vwo.

3.1.1 Onderzoeksopdracht

In het kader van het HiSPARC-project [13] is in Watergraafsmeer in Amsterdam een cluster van meetstations voor kosmische straling neergezet. Elk station bestaat uit vier detectorplaten. Hierdoor is het mogelijk om op basis van één station de richting te bepalen waaruit een kosmisch deeltje afkomstig was. Het is ook mogelijk om een driehoek van stations in het cluster te gebruiken voor een hoekreconstructie. Beide resultaten kunnen dan vergeleken worden om inzicht te krijgen in de bijdrage van de resolutie van de hoekreconstructie door het gebruik van een cluster, de invloed van de selectie van hogere energie.

De volgende onderwerpen staan in dit onderzoek centraal:

1. Betrouwbaarheid van de data.
2. Hoekreconstructie en een verklaring van de resultaten.
3. Simulatie van de hoekreconstructie.

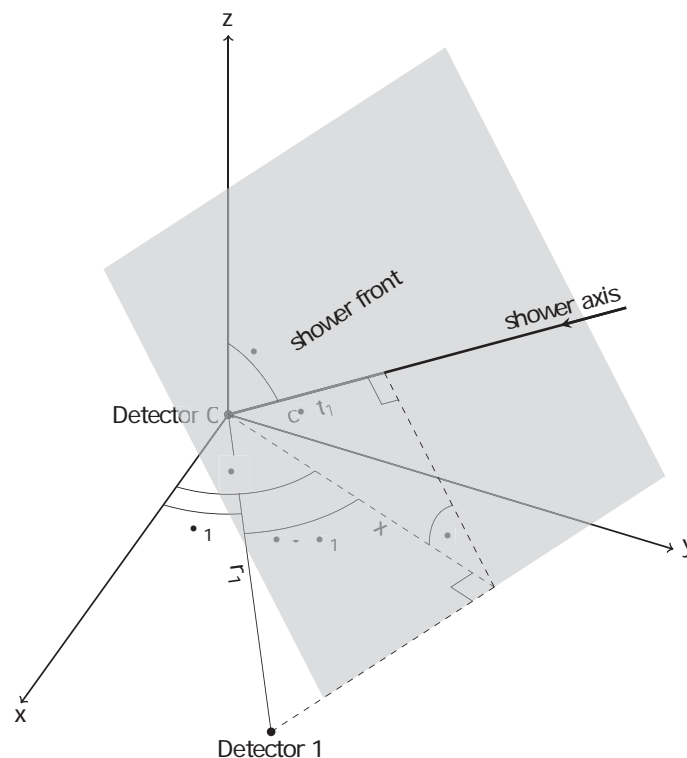
3.1.2 Introductie

Het HiSPARC-project stelt scholieren in staat om deel te nemen aan echt wetenschappelijk onderzoek naar kosmische straling. Het onderzoek richt zich op het meten aan deeltjeslawines ('airshowers'). Als er een hoogenergetisch kosmisch deeltje op de atoomkernen in de atmosfeer botst, worden nieuwe

deeltjes gevormd. Deze nieuwe deeltjes botsen weer op andere deeltjes waarbij opnieuw nieuwe deeltjes ontstaan. Zo ontstaat een deeltjeslawine die zich richting het aardoppervlak beweegt. Het front van de lawine ('showerfront') heeft dezelfde richting als het oorspronkelijke primaire kosmische deeltje. De lawine ondergaat twee fasen. In het begin groeit de lawine in omvang doordat steeds meer deeltjes door botsingen ontstaan. Doordat de nieuwe deeltjes de energie moeten delen krijgen zij steeds iets minder energie mee, en zal de lawine weer gaan afnemen in omvang en in aantal deeltjes. Dus de lawine groeit tot een bepaalde diepte in de atmosfeer. De meeste energie wordt geabsorbeerd door de atmosfeer, een beperkt aantal deeltjes komt op het aardoppervlak terecht.

3.1.3 Hoekreconstructie

Een deeltjeslawine wordt op aarde geregistreerd door detectorplaten in een HiSPARC-station. Omdat de lawine niet bij elke detector tegelijk aankomt, is uit de tijdsverschillen te reconstrueren uit welke richting de lawine is gekomen. In Figuur 3.2 is een situatie weergegeven van een vlak showerfront waarvan de normaal (shower axis) een zenithhoek θ heeft met het (x,y)-vlak en een azimuthhoek ϕ met de x-as.



Figuur 3.2: Showerfront passeert detector 1. Een bepaalde tijd Δt_1 later is het front bij detector 0.

Het front passeert detector 1. Een bepaalde tijd Δt_1 later is het front bij detector 0. Op een gelijke wijze kan ook een Δt_2 worden bepaald, het tijdsverschil tussen detector 0 en detector 2. Voor de hoekreconstructie zijn dus minimaal drie detectoren nodig. In de HiSPARC-opstelling zijn dit òf de drie buitenste detectorplaten in een station, òf drie stations in een stationscluster (zie sectie 3.1.4). Al eerder is een dergelijke hoekreconstructie uitgevoerd met de volgende vergelijkingen, afgeleid door David Fokkema [25]:

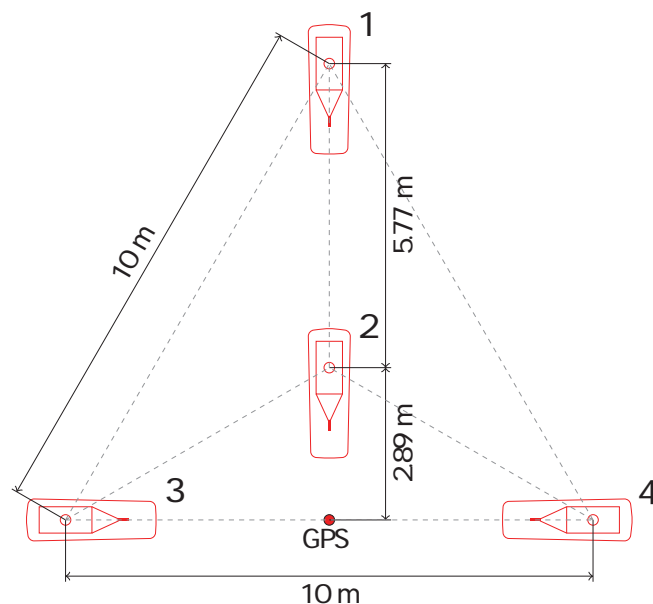
$$\tan \phi = \frac{r_1 \Delta t_2 \cos \phi_1 - r_2 \Delta t_1 \cos \phi_2}{r_1 \Delta t_2 \sin \phi_1 - r_2 \Delta t_1 \sin \phi_2} \quad (3.1)$$

$$\sin \theta = \frac{c \Delta t_1}{r_1 \cos(\phi - \phi_1)} \quad (3.2)$$

Hierin is ϕ_1 de hoek tussen detector 0 en detector 1 en r_1 de afstand tussen deze detectoren. ϕ_2 is de hoek tussen detector 0 en detector 2 en r_2 de afstand tussen deze detectoren. c is de lichtsnelheid.

3.1.4 Beschrijving opstelling per station: detector

Een HiSPARC meetstation bestaat uit twee of vier detectoren. In dit onderzoek is uitsluitend gebruik gemaakt van meetstations bestaande uit vier detectoren. De vier detectoren staan opgesteld in een sterconfiguratie, zie Figuur 3.3. De drie buitenste detectoren zijn opgesteld in een gelijkzijdige driehoek met een zijde van 10 meter. Elke detector bestaat uit een scintillatieplaat met een oppervlakte van ongeveer $0,5 \text{ m}^2$. Met behulp van een lichtgeleider is de plaat gekoppeld aan een fotoversterkerbuis (PMT). Wanneer een geladen deeltje door de scintillatieplaat beweegt, verliest het energie aan het materiaal waardoor er fotonen ontstaan. De frequentie van dit licht en de gevoeligheid van de PMT zijn op elkaar afgestemd. Door het foto-elektrisch effect worden er elektronen vrijgemaakt in de PMT. Deze elektronen worden versneld over verschillende dynodes. Hierdoor ontstaan op de verschillende elektrodes steeds meer elektronen en wordt het signaal versterkt. De gebruikte versnelspanning bepaalt in zekere mate het tijdsverschil tussen het passeren van het deeltje en het meten van het signaal. Dit levert een systematische fout op in het meten van de tijd. Daarnaast zal de inslagpositie van het geladen deeltje in de scintillatieplaat een willekeurige fout in het bepalen van de tijd opleveren omdat de reistijd van de fotonen naar de PMT een rol speelt.

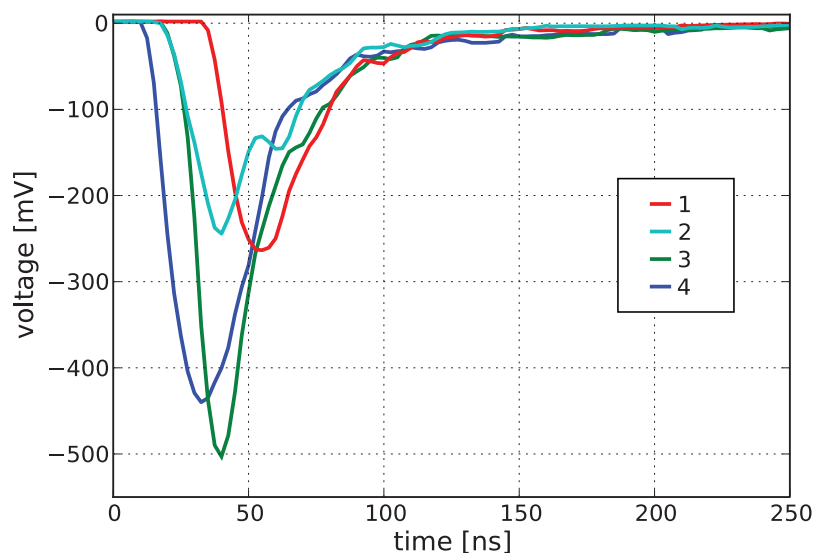


Figuur 3.3: De vier detectorplaten in een steropstelling vormen één HiSPARC meetstation. Een GPS antenne wordt gebruikt voor de tijdmeting.

3.1.5 Beschrijving opstelling per station: event

De signalen van de PMT worden doorgestuurd naar een HiSPARC meetkastje. De elektronica in dit kastje stuurt het signaal door naar een computer indien er twee of meer platen binnen een bepaalde tijd boven een bepaald triggerniveau uitkomen. Tegelijkertijd wordt een GPS-sigitaal door de elektronica uitgelezen om het tijdstip vast te kunnen leggen. Dit wordt een event genoemd. Software op de computer zorgt voor tijdelijke opslag van de data en het vervolgens doorsturen van de data naar de centrale database bij het Nikhef. Op deze wijze wordt er ongeveer elke 2-3 seconden een event geregistreerd.

Indien een event is geregistreerd, dan wordt de exacte tijd bepaald door middel van een GPS-uitlezing, zie paragraaf [sectie 3.1.9]. Van elk event is het signaal van de PMT van elke plaat beschikbaar. Dit signaal wordt de trace genoemd. Van elk event zijn er minimaal twee signalen die door een analoog-digitaal-converter wordt omgezet per tijdstap van 2,5 ns. In Figuur 3.4 zijn de traces te zien van een event waarbij alle vier de detectorplaten een signaal afgeven.



Figuur 3.4: Een event wordt vastgelegd door het HiSPARC meetkastje en doorgestuurd naar de centrale opslag. Er zijn vier signalen zichtbaar, elk van een andere detectorplaat.

3.1.6 Beschrijving opstelling cluster: cluster

De meetstations staan verspreid over Nederland opgesteld in clusters. Voor het onderzoek heb ik gebruik gemaakt van de meetstations die zijn opgesteld in Science Park in Amsterdam, zie Figuur 3.5. De afstand tussen de stations is vrij klein, in vergelijking tot andere clusters van meetstations. Dit heeft als voordeel dat er ook deeltjeslawines met een geringe doorsnede worden gedetecteerd in meerdere stations. Hierdoor neemt het aantal waargenomen lawines aanzienlijk toe. Van deze grote hoeveelheid lawines kan de richting bepaald worden door de opstelling in de cluster. Bovendien bestaat het cluster uit meetstations in de steropstelling met vier detectorplaten. Hierdoor is het ook mogelijk om de richting van een lawine op basis van één meetstation te bepalen.



Figuur 3.5: Een overzicht van de stations 501 t/m 505 in het cluster Watergraafsmeer, Amsterdam.

3.1.7 Beschrijving opstelling cluster: coïncidentie

Als binnen een tijdsduur van $200 \mu s$ in twee meetstations een event is gedetecteerd, dan wordt dit een tweevoudige coïncidentie genoemd. Er bestaan ook drie- vier- of vijfvoudige coïncidenties in dit cluster als meerdere stations binnen deze tijdsduur een event geregistreerd hebben. Een coïncidentie bestaat dus uit meerdere events van verschillende stations die vlak na elkaar vastgelegd zijn. Deze events horen waarschijnlijk bij dezelfde deeltjeslawine. Er kan ook bij toeval binnen $200 \mu s$ door twee stations een event worden vastgelegd. Het aantal van deze toevallige coïncidenties in Watergraafsmeer is ongeveer 4% van het totaal aantal coïncidenties [26]. Deze toevallige coïncidenties zijn verspreid over het gehele tijdsinterval van $200 \mu s$ en hebben daarom nauwelijks invloed op de tijdsverschillen tussen de werkelijke coïncidenties. Door de onderlinge afstanden tussen de stations in het cluster Watergraafsmeer bevinden de tijdsverschillen van de werkelijke coïncidenties zich in een interval van ongeveer $2 \mu s$.

3.1.8 Beschrijving opstelling cluster: dubbele events

Een station stuurt de data van een event op naar de centrale database. Dit gebeurt met meerdere events tegelijk. Als tijdens het versturen iets mis is gegaan en het station heeft geen bevestiging gekregen, dan stuurt het station later nog een keer dezelfde data op. Als de centrale database bij de eerste verzending al data heeft opgeslagen, dan ontstaat er dubbele data in de database van een event. Bij de analyse kan dit ondervangen worden, door bij een geselecteerd event te controleren of de tijdstempel één keer voorkomt, en niet meerdere keren.

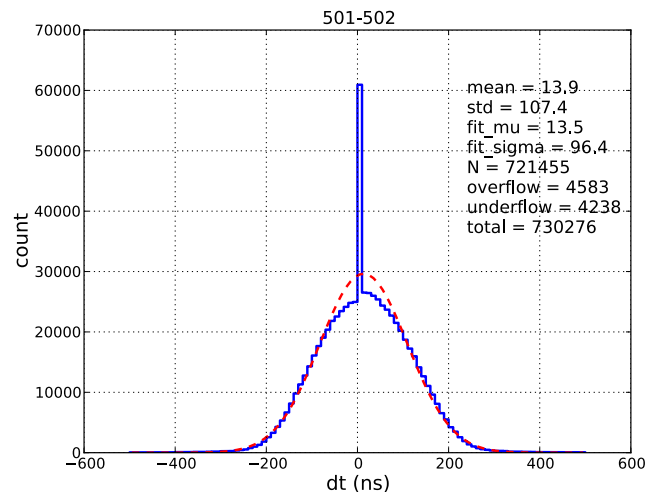
3.1.9 Beschrijving opstelling cluster: GPS

Zodra een station een event registreert, wordt de GPS-module uitgelezen om de exacte tijd te bepalen. Om de nauwkeurigheid te vergroten wordt de positie van de GPS-antenne eenmalig vastgezet. Hiervoor wordt eerst een zelfonderzoek ('self-survey') uitgevoerd om de positie zo nauwkeurig mogelijk te

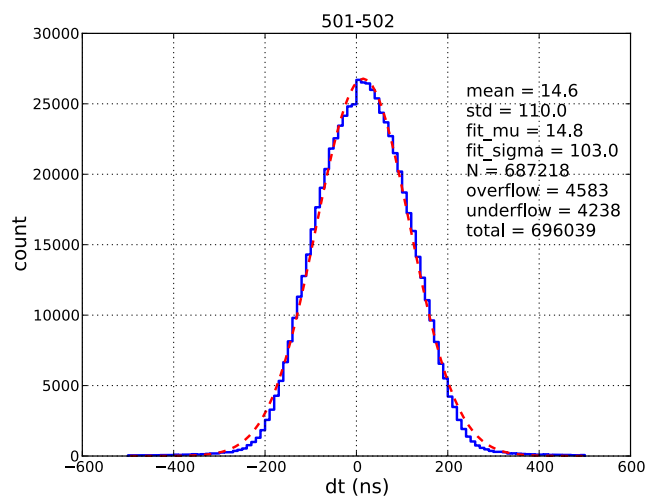
bepalen. Het station verzamelt zoveel mogelijk informatie van de beschikbare satellieten. Hierna berekent hij een gemiddelde en is de positie bekend. De GPS-module genereert vervolgens elke seconde een puls met een fout minder dan 15 ns (1σ) [27]. De klok van de elektronica kan op deze manier elke seconde worden gelijkgezet. De klok bepaalt de tijdstempel die wordt doorgegeven met het event aan de data acquisitie software op de computer.

3.1.10 Resultaten: tijdsverschillen tussen stations

Een manier om meer zicht te krijgen op de betrouwbaarheid van de data is het onderzoeken van de tijdsverschillen in een coïncidentie. Een coïncidentie bestaat uit minimaal twee events in verschillende stations. Het tijdsverschil tussen de events wordt gebruikt voor de hoekreconstructie. Als een deeltjeslawine vanuit alle richtingen even vaak voorkomt, dan is het te verwachten dat het gemiddelde van



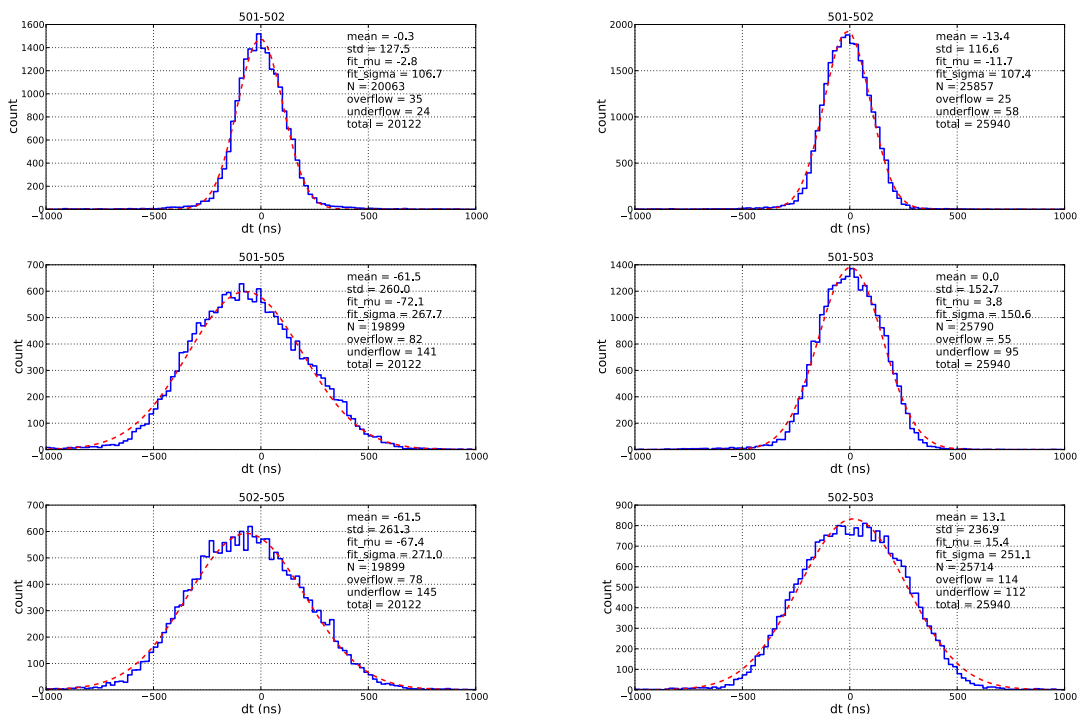
Figuur 3.6: De verdeling van de tijdsverschillen tussen stations 501 en 502 gemeten van 1 januari 2010 t/m 6 juli 2010. De piek bij $t = 0$ wordt veroorzaakt door opslag van dubbele data.



Figuur 3.7: De verdeling van de tijdsverschillen tussen stations 501 en 502 gemeten van 1 januari 2010 t/m 6 juli 2010, nu zonder dubbele data.

de tijdsverschillen van een grote hoeveelheid coïncidenties tussen twee stations 0 ns zal zijn. Als stations ver uit elkaar liggen, dan is het te verwachten dat de breedte van de verdeling toeneemt. In Figuur 3.6 is een verdeling te zien van alle tijdsverschillen tussen station 501 en 502 in de periode 1 januari 2010 tot en met 1 april 2011. De rode stippellijn is een fit voor een normale verdeling. Wat opvalt is de piek bij $t = 0$. Bij nadere bestudering van de dataset bleek dat van hetzelfde event meerdere toevoegingen in de database zitten. Met name station 502 heeft de neiging om de data meerdere keren toe te voegen aan de database. De oorzaak hiervan ligt bij een slechte internetverbinding waardoor tijdens het uploaden de verbinding wegvalt. In Figuur 3.7 is hiervoor gecorrigeerd.

In Figuur 3.8 zijn van dezelfde periode de verdelingen weergegeven van twee sets stations binnen de Science Park cluster. In beide sets komen stations 501 en 502 voor.



Figuur 3.8: De verdeling van de tijdsverschillen in de set 501 - 502 - 505 (links) en set 501 - 502 - 503 (rechts) voor de periode van 1 januari 2010 t/m 6 juli 2010.

Tijdsverschillen groter dan 1000 ns worden niet meegenomen in de berekening van het gemiddelde tijdsverschil. Deze tijdsverschillen noemen we de under- en overflow van de verdeling. Bij een uniforme, rechthoekige verdeling is de standaarddeviatie gelijk aan $\sqrt{12}$. De standaarddeviaties van de under- en overflow zijn vrijwel gelijk aan $\sqrt{12}$ van de breedte van de verdeling en bestaan dus uit toevallige coïncidenties.

Uit Figuur 3.7 en Figuur 3.8 valt het volgende te concluderen:

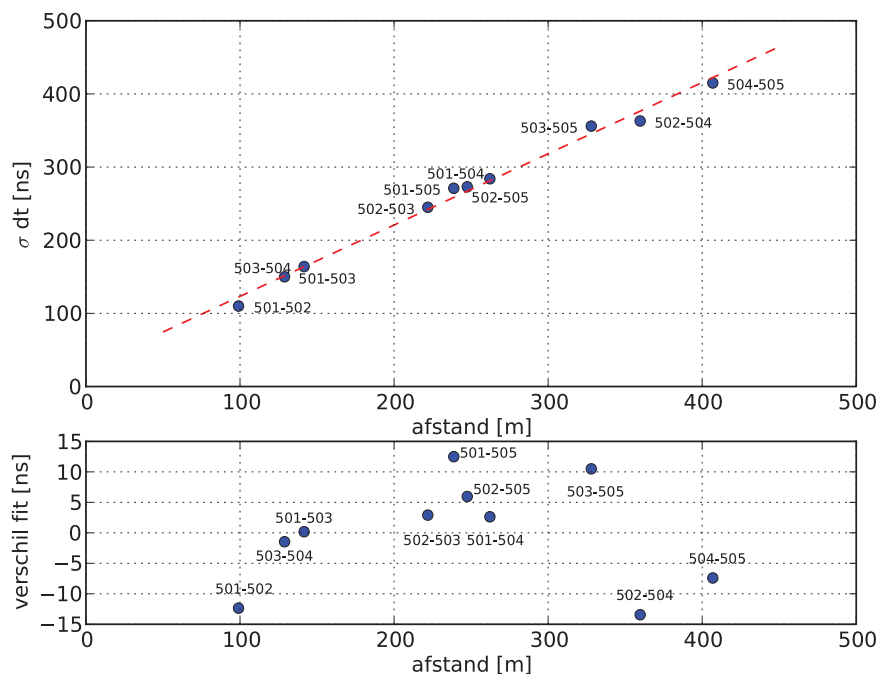
1. Zoals verwacht neemt de breedte van de verdeling toe met de afstand tussen de stations, zie Figuur 3.5 en sectie 3.1.11.

2. De tijdsverschillen blijken niet normaal verdeeld te zijn. De verdeling is niet symmetrisch en vertoont bij bredere verdelingen een afvlakking bij de gemiddelde waarde.
3. De gemiddelde tijdsverschillen blijken voor verschillende stationscombinaties niet gelijk te zijn aan 0 ns. Hiervoor kunnen verschillende redenen zijn:
 - a. de tijdmeting van de GPS loopt voor of achter door een onnauwkeurig vastgelegde positie, zie sectie 3.1.12.
 - b. uit bepaalde azimuth richtingen worden meer deeltjeslawines gedetecteerd zodat bepaalde tijdsverschillen vaker voorkomen, namelijk;
 - i. door de vorm van de driehoek ontstaat een voorkeursrichting, zie sectie 3.1.13.
 - ii. door objecten die een vrij zicht op de hemel verhinderen.

De laatste oorzaak lijkt vrij snel uit te sluiten. Bij alle stations in het cluster is een vrij zicht op de hemel tot een zenithoek van minimaal 60 graden mogelijk.

3.1.11 Breedte van de verdeling en onderlinge afstand stations

Zodra de afstand tussen stations in een cluster toeneemt, zal ook het tijdsverschil tussen de events bij een coïncidentie toenemen. Daarom is te verwachten dat de breedte van de verdeling van de tijdsverschillen toeneemt met de afstand tussen de stations. Als van alle tweevoudige coïncidenties het gemiddelde van het tijdsverschil wordt uitgezet tegen de standaarddeviatie van de tijdsverschillen dan blijkt uit Figuur 3.9 inderdaad dit verband.



Figuur 3.9: σ van de tijdsverschillen tussen twee stations tegen de afstand tussen de stations. In het onderste figuur is de afwijking tot de fit berekend. De grootte van deze afwijking lijkt op de fout in de GPS van 15 ns die de fabrikant (Trimble [27]) opgeeft.

3.1.12 Positie van stations

De verwachting voor de invloed van de positie op de tijdsstempel is als volgt: de GPS-ontvanger berekent een gemiddelde van de exacte tijd van de satellieten. Hier telt het station een tijdscorrectie voor zijn positie bij op. Als bijvoorbeeld in de GPS, voor de positiehoogte van de GPS een te lage waarde berekend is, dan wordt vervolgens een te grote correctie berekend. Hierdoor zou het tijdsverschil tussen het station en een ander station meer negatief worden als de hoogte te laag is. Het tijdsgemiddelde is per stationscombinatie dan dus niet gelijk aan 0 ns.

Voor de tijdsgemiddelden van station 505 lijken af te wijken van 0 ns. Daarom heb ik station 505 nader onderzocht en ontdekte een vreemde vastgelegde hoogte in GPS-coördinaten. In werkelijkheid ligt station 505 ongeveer 8 meter boven het maaiveld en station 501 ongeveer 13 meter. Volgens de GPS is 505 een stuk hoger gelegen dan in werkelijkheid. Tabel 3.1 geeft een overzicht van de hoogte van de stations. De meting van de GPS is gebaseerd op 1 januari 2011.

Station	Google-Earth [m]	Google-Sketchup [m]	GPS [m]	Meting [m]
501	14	15,8	53,8	16,1
502	16	15,9	54,6	(16,1)
503	8	8,9	48,8	-
504	15	15,5	56,2	-
505	9	7,8	56,2	8,0

Tabel 3.1: Een overzicht van de hoogte van de stations op basis van verschillende meetsystemen.

Van twee stations is de hoogte langs de gevel tot aan de grond met een meetlint bepaald. Station 502 ligt op hetzelfde dak als station 501 dus de verwachting is dat ook de hoogte van station 501 langs de gevel 16,1 m is. De hoogte m.b.v. Google-Earth [28] wordt bepaald door de cursor op het station te houden en het hoogteverschil af te lezen met het aanliggende maaiveld. De hoogte kan ook worden gemeten door gebruik te maken van 3D-modellen van gebouwen die zijn toegevoegd aan een open en vrije gebruikersruimte op internet, gemaakt met het programma Google-Sketchup [29].

Periode	van	t/m	GPS hoogte stat. 505 [m]	Tijdversch. [ns] stat. 501 – 505 van een n-voudige coïncidentie			
				n = 2	n = 3	n = 4	n = 5
1	1-1-2010	7-7-2010	48,7	-19,8	-68,6	-81,1	-70,0
2	8-7-2010	6-12-2010	53,3	4,6	-45,6	-56,9	-46,8
3	7-12-2010	31-3-2010	56,2	6,6	-57,1	-75,6	-54,5

Tabel 3.2: Hoogte van station 505 in de GPS en het bijbehorende tijdsverschil van een 2, 3, 4 en 5-voudige coïncidentie met station 501 in een bepaalde periode.

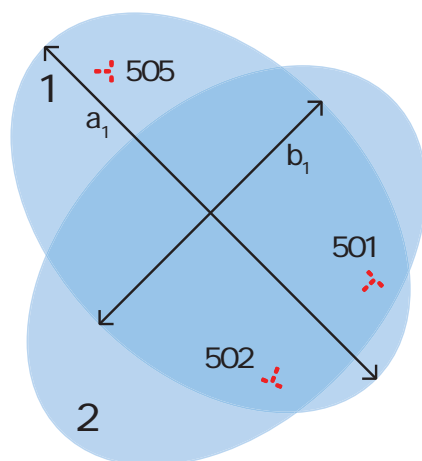
De GPS-hoogte van station 505 blijkt in de periode van 1 januari 2010 tot 1 april 2011 twee keer veranderd te zijn. Om de invloed van de hoogte in de GPS te onderzoeken op het tijdsverschil, heb ik de

data geanalyseerd in drie perioden, zie Tabel 3.2.

3.1.13 Invloed van de vorm van een clusterdriehoek op het tijdsgemiddelde

De stationscombinatie 501-502 heeft in elke drievoudige combinatie van stations een ander tijdsgemiddelde. Dit wijst erop dat de vorm van de clusterdriehoek van invloed zou kunnen zijn op het tijdsgemiddelde. Zo is de stationscombinatie 501-502-505 een ongeveer gelijkbenige driehoek met een scherpe punt.

Wanneer een deeltjeslawine loodrecht op de grond terechtkomt is de dichtheid van deeltjes in een cirkelvorm verdeeld. Zodra de deeltjeslawine onder een zenithhoek de grond raakt, wordt de cirkel vervormd tot een ellips. In Figuur 3.10 worden twee deeltjeslawines onder een bepaalde zenithhoek op de grond geprojecteerd. Lawine 1 komt uit een richting waarin het cluster 501-502-505 vaker deeltjeslawines zal detecteren. Lawine 2, met een vergelijkbaar grondoppervlak, komt uit een andere richting en zal niet door het cluster worden gedetecteerd omdat station 505 buiten het gebied ligt waarin meetbare deeltjes terecht komen. Een gelijkzijdige driehoeksofstelling van stations zal geen voorkeursrichting hebben. De exacte invloed van de vorm van de driehoek moet nog worden onderzocht in een Monte Carlo simulatie.



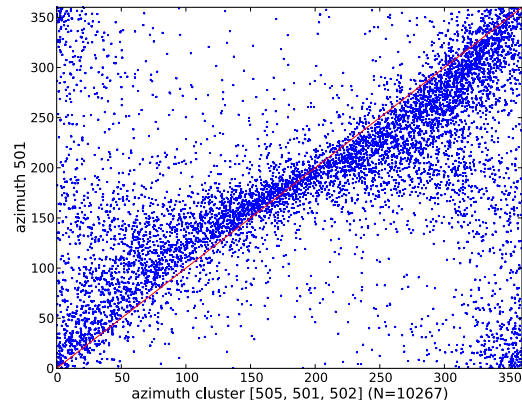
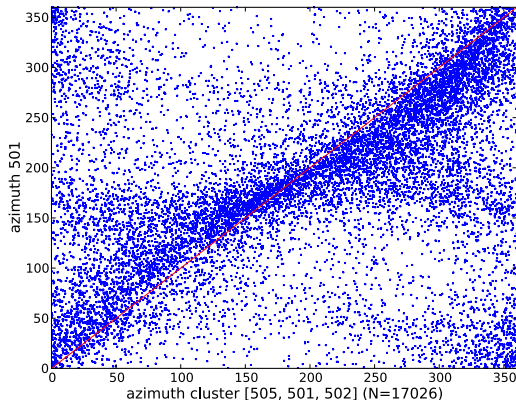
Figuur 3.10: Deeltjeslawines uit dezelfde richting als lawine 2 zullen minder vaak worden gedetecteerd dan lawines zoals lawine 1. De verhouding tussen de lengte van de assen a_1 en b_1 van lawine 1 is gelijk aan de cosinus van de zenithhoek.

3.1.14 Aanpak hoekanalyse

In sectie 3.1.3 is besproken hoe de azimuthhoek van de deeltjeslawine kan worden gereconstrueerd uit de tijdsverschillen tussen de detectoren. Dit kunnen de drie buitenste detectorplaten van één station zijn, of drie stations in een cluster. Om te bekijken of de hoekanalyse goed werkt, heb ik een geruime hoeveelheid data genomen in het cluster van station 501, 502 en 505, van 1 juni 2010 tot en met 31 januari 2011. Vervolgens zoek ik naar coïncidenties waarbij deze stations betrokken zijn en waarbij in de buitenste drie platen van station 501 een goede, stevige puls aanwezig is; hiervoor selecteer ik op de integraal van het signaal. De integraal van een signaal, zoals in Figuur 3.4, geeft informatie over de

energie die de deeltjes in de detectorplaat afgeven. Deze pulsintegraal moet groter zijn dan 3000 mVns.

De azimuthhoeken die worden gereconstrueerd met het cluster moeten uiteraard hetzelfde zijn als de hoeken die worden berekend met de drie platen in station 501. Zoals in Figuur 3.11 is te zien, is van een enkele coïncidentie niet te voorspellen welke reconstructie juist is geweest, àls deze al correct verlopen is. Er is wel een duidelijk verband te zien in meerdere coïncidenties wat er op duidt dat een station en het cluster kunnen samenwerken bij het bepalen van de richting van een deeltjeslawine.



Figuur 3.11: Drie buitenste platen van station 501 geven elk een signaal met een pulsintegraal boven de 3000 mVns. Figuur 3.12: Drie buitenste platen van station 501 geven elk een signaal met een pulsintegraal boven de 9000 mVns.

Indien de keuze voor de coïncidenties verder wordt beperkt door alleen nog sterkere signalen te gebruiken met een pulsintegraal van boven de 9000 mVns, dan wordt het verband nog beter zichtbaar, zie Figuur 3.12.

3.1.15 Verwisseling van platen in station 502

Na de eerste hoekanalyse bleek de gereconstrueerde azimuthhoek van station 502 afwijkingen te vertonen ten opzichte van de azimuthhoek van andere stations en van het stationscluster. Er ontstond een negatief verband tussen de azimuth van station 502 en van andere stations of cluster. Indien detectorplaat 3 en detectorplaat 4 van station 502 in de scripts werden omgedraaid ontstond wel hetzelfde patroon als bij de andere stations. Later bleek dat de kabels van plaat 3 en van plaat 4 verwisseld waren, ondanks de labelling aan beide kanten van de kabels.

3.1.16 Vorm van de grafiek

In de grafieken is het volgende waarneembaar:

1. Er zijn verdichtingen te zien; sommige azimuthhoeken worden meer waargenomen dan andere hoeken. Dit zou erop kunnen wijzen dat de vorm van de driehoek meer deeltjeslawines waarneemt uit een bepaalde richting dan uit andere richtingen. In de simulatie wordt dit effect verder onderzocht.

2. Er zit een grove slinger in de grafiek waardoor bij azimuthhoeken van het cluster kleiner dan 180 graden, het station een iets grotere waarde geeft. En bij hoeken van het cluster groter dan 180 graden, het station een iets kleinere hoek weergeeft. De tijdsverschillen tussen de stations in het cluster kunnen de platte opstelling als het ware laten kantelen: een station lijkt door het tijdsverschil hoger of lager te staan dan de andere stations. Als de gehele driehoek is gekanteld worden sommige azimuthhoeken te groot en andere te klein gemeten.

3.1.17 Simulatie

Om de grafieken van de hoekanalyse beter te begrijpen en om te onderzoeken hoe uit de vorm van een clusterdriehoek de tijdsverschillen verklaard kunnen worden, heb ik simulaties uitgevoerd. In een simulatie genereer ik een groot aantal lawines vanuit alle azimuth richtingen. Voor de zenit genereer ik een normale verdeling rondom een gemiddelde $21,5^\circ$ met $\sigma = 11,4^\circ$. Deze zenithoek komt het meest voor. In de simulatie wordt vervolgens berekend welke tijdsverschillen in de detectorplaten ontstaan voor een bepaalde driehoek van stations (of driehoek in één station). Aan de hand van deze tijdsverschillen wordt opnieuw een hoekreconstructie toegepast.

3.1.18 Fout op tijdsverschillen

Voordat er een gesimuleerde hoekreconstructie plaatsvindt, heb ik eerst een fout op de berekende tijdsverschillen geïntroduceerd. Deze totale fout is in een stationscluster groter dan een fout binnen één station doordat er in een cluster gebruik gemaakt wordt van tijdmeting volgens de GPS (zie sectie 3.1.9). Binnen een station wordt voor de tijdmeting gebruik gemaakt van de ADC. Er kunnen ook nog andere bijdragen aan een fout zijn.

Willekeurig:

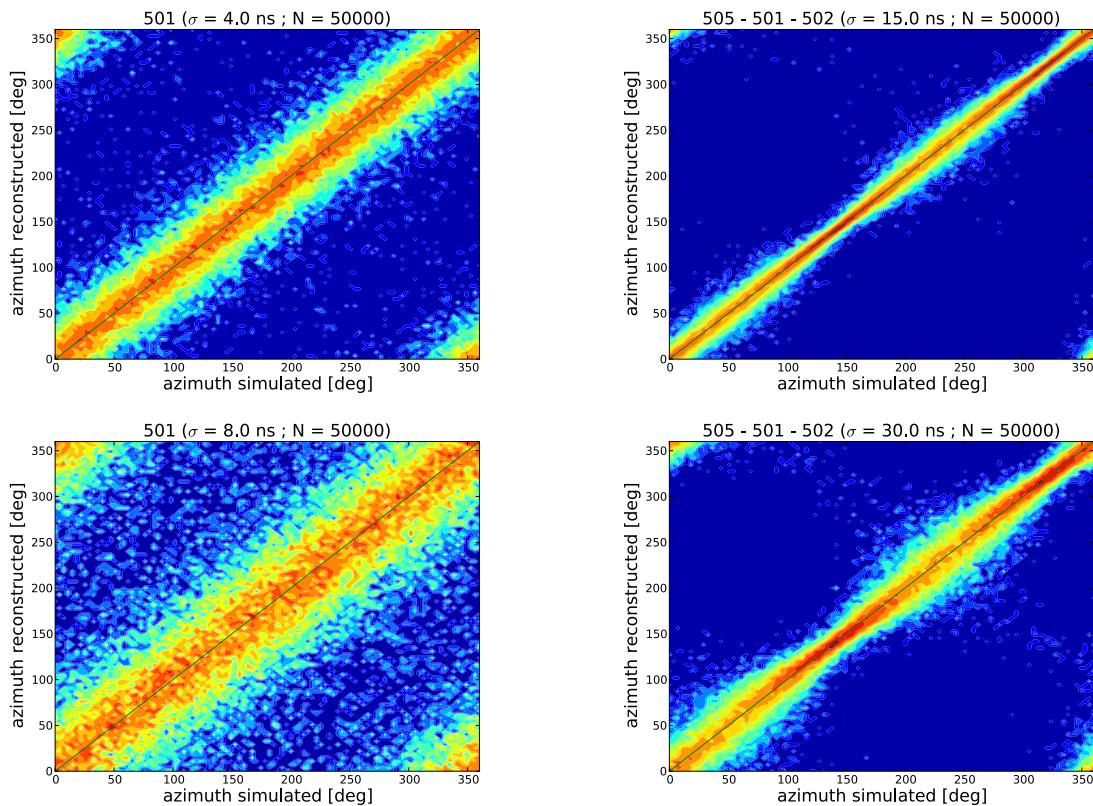
- verschil in looptijden in elke detectorplaat - de tijd die het kost voor de fotonen in de detectorplaat bij de PMT komen is afhankelijk van de inslagpositie van het elektron of muon in de detectorplaat; 2 à 3 ns.
- digitalisatiefout in de ADC; 1 à 2 ns.

Systematisch:

- looptijdverschillen in de PMT; elke buis staat onder een andere versnelspanning en kan van een ander type zijn waardoor de lawine van elektronen sneller of langzamer is dan in een andere buis; 1 à 2 ns.

Op basis hiervan heb ik gekozen voor een fout in de tijdmeting binnen één station van 4 ns. Voor de tijdmeting binnen een cluster heb ik gekozen voor een fout van 15 ns, dit is de opgegeven waarde van de fabrikant [27]. In Figuur 3.13 is in de bovenste grafieken het resultaat van een simulatie met deze fouten zichtbaar. In de onderste grafieken heb ik de fout verdubbeld. Het wordt duidelijk dat een hoekreconstructie minder nauwkeurig verloopt. Een verdubbeling van de fout van 4 ns in een station is

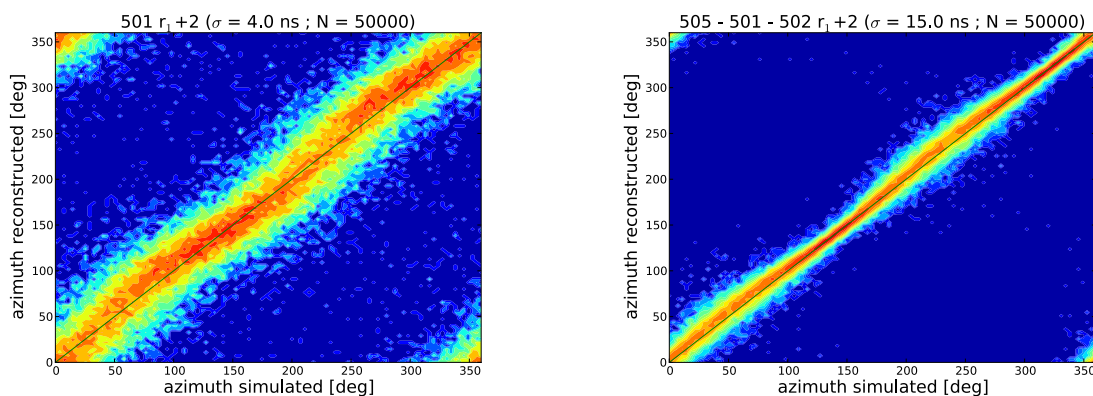
zelfs desastreus voor een betrouwbare reconstructie. Dit is ook logisch. De afstand tussen de buitenste drie detectorplaten bedraagt 10 meter bij één specifieke azimut. Met een zenithhoek van 21,5 graden is het showerfront dan in 12 ns gepasseerd.



Figuur 3.13: Gereconstrueerde azimut hoeken tegen gesimuleerde hoeken. Links op basis van één station en rechts op basis van cluster 501-502-505. Van boven naar onder is de fout in de gesimuleerde tijden verdubbeld.

3.1.19 Fout in afstanden en hoeken tussen stations

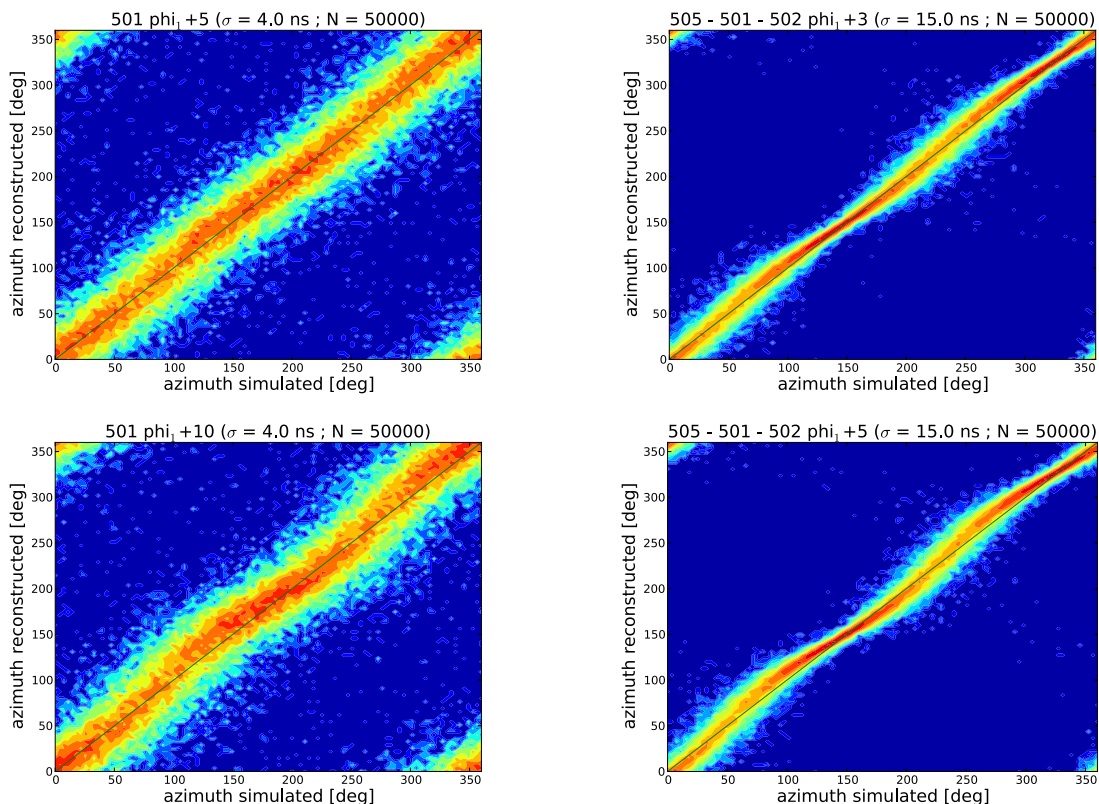
Voor de reconstructie van de hoek wordt gebruikt gemaakt van een driehoek (zie Figuur 3.2).



Figuur 3.14: Gereconstrueerde azimut hoeken tegen gesimuleerde hoeken. De driehoek is vervormd door r_1 langer te maken. Links op basis van één station ($r_1 + 2$ meter) en rechts op basis van cluster 501-502-505 ($r_1 + 10$ meter).

Als een zijde van deze driehoek, bijvoorbeeld r_1 , langer of korter wordt gemaakt om een meetfout in de geometrie te simuleren, heeft dit invloed op de hoekreconstructie. In Figuur 3.14 is de zijde r_1 langer gemaakt. Voor één station is r_1 2 meter langer gemaakt en in het cluster is zijde r_1 10 meter langer gemaakt. Er ontstaan verdichtingen en slingers in de grafieken van de hoekreconstructie.

Ook de hoek tussen stations kan groter worden gemaakt om een meetfout te simuleren. In Figuur 3.15 is ϕ_1 vergroot in zowel één station als binnen een stationscluster. Er ontstaan soortgelijke verdichtingen en slingers in de grafieken van de hoekreconstructie als bij de vervorming door een zijde van de driehoek te verlengen.



Figuur 3.15: Gereconstrueerde azimuth hoeken tegen gesimuleerde hoeken. De driehoek is vervormd door ϕ_1 groter te maken. Links op basis van één station en rechts op basis van cluster 501-502-505.

3.1.20 Vorm van clusterdriehoek

In sectie 3.1.10 is duidelijk geworden dat het gemiddelde van de tijdsverschillen van de coïncidenties, niet gelijk is aan 0 ns. De simulatie zoals hierboven beschreven voldoet nog niet om de invloed van de vorm van de driehoek op de tijdsverschillen te onderzoeken. Hiervoor is het nodig om de positie van de kern van de deeltjeslawine toe te voegen aan de simulatie. Bovendien moet de deeltjesdichtheid van de deeltjeslawine worden toegevoegd in de simulatie.

3.1.21 Conclusies en aanbevelingen

De fout op de tijdsverschillen tussen stations in een cluster blijkt erg groot. Dit belemmert een nauwkeurige hoekreconstructie van een enkele deeltjeslawine. De fout wordt met name veroorzaakt door de GPS. Doordat er een gering aantal stations betrokken is bij de hoekreconstructie kan de fout lastig statistisch worden verkleind. Bovendien is de afstand tussen de stations relatief klein waardoor de meetfouten relatief groot zijn. Door de kleine onderlinge afstand tussen de stations wordt wel een groot aantal deeltjeslawines gemeten.

De invloed van de vorm van de driehoek van een cluster kan nog nader onderzocht worden met een Monte Carlo simulatie. In Figuur 3.10 is duidelijk dat de vorm van invloed is op de mate waarin een bepaalde azimuthrichting gemeten kan worden. Omdat ik ook volgend jaar bij het HiSPARC-project betrokken blijf, wil ik starten met deze simulatie.

3.2 Intermediate models for longitudinal profiles of cosmic showers



Figuur 3.16: Hans Montanus - Oostvaarders College Almere [30] -.

Hans Montanus (Figuur 3.16) is na zijn afstuderen in de natuurkunde (UvA, 1987) al snel in het onderwijs terecht gekomen. Eerst als docent Natuurkunde, later als docent Wiskunde. Momenteel is hij werkzaam op het Oostvaarders College te Almere. Daar geeft hij wiskunde B en wiskunde D in de bovenbouw van het VWO. Hij grijpt het project 'Leraar in Onderzoek' (LIO) graag aan om onderzoek te kunnen verrichten.

3.2.1 Onderzoeksopdracht

Cosmic rays impacting on the atmosphere cause particle-showers. Several descriptions exist for the evolution of the shower size along the atmospheric depth. The well-known functions for shower profiles, Greisen, Gaisser-Hillas and 'Gaussian in Age', are intimately connected in that they all are approximate solutions of versions of the Rossi and Greisen diffusion equations.

The mathematical connection will be demonstrated by means of two simple models for the longitudinal electromagnetic shower profile. Both models can be regarded either as a generalization of the Heitler model or as a simplification of the diffusion model of Rossi and Greisen. These models are far closer to reality than the Heitler model, while they are not as close to reality as the model of Rossi and Greisen. Therefore, they will be referred to as intermediate models. For each intermediate model the evolution of the shower is governed by either a single differential equation or a single integro-differential equation. The solution of the differential equation is a special case of the Gaisser-Hillas function and can be adjusted such that it almost matches the Greisen profile. The solution of the integro-differential equation is a 'Gaussian in Age' function with a new functional form for the age parameter. After suitable adjustment the corresponding profile is in excellent agreement with the Greisen profile.

In particular the use of the new age parameter is of interest in the search for trial functions for observed shower profiles.

3.2.2 Introduction

The longitudinal development of electromagnetic showers can be described by the diffusion equations of Rossi and Greisen. They are solved by means of functional transforms and a second order saddle point approximation [31, 32]. The solution can be elaborated to what is known as the Greisen function [33]. For this some further approximations had to be made. Because of the inaccuracies involved in these approximations one may ask if a satisfying trial function can also be obtained from a less accurate approach [34]. This is valid as long as the inaccuracy in the model does not disturb too much the shape of the profile. Fortunately, as we will see, it does not. Deviations in height and width can be easily adjusted for. In this way we obtain a simple route to the construction of trial functions for shower profiles.

In this paper we will restrict ourselves to the longitudinal development of the electromagnetic cascade. The corresponding shower therefore consists of three particles: electrons, positrons and photons. According to the Heitler model each particle will split after travelling the same distance into two particles of half the energy of the parent particle. This distance is the splitting length $d = \lambda_r \ln 2$, where λ_r is the radiation length in the atmosphere. When the first collision occurs at atmospheric depth $X = 0$, there will be 2 particles at atmospheric depth $X = d$, 4 particles at $X = 2d$, 8 particles at $X = 3d$ and so on. At atmospheric depth nd there will be 2^n particles in the shower. At this depth the energy of each particle is $E_0 / 2^n$, where E_0 is the energy of the primary particle. This cascade continues until the energy of the particles falls below the critical value $E_c = 80$ MeV, the ionization energy of atomic constituents in the atmosphere. The shower then stops, according to the Heitler model, when $n > n_c$, where $n_c = \ln(E_0 / E_c) / \ln 2$.

3.2.3 An intermediate shower model

In reality particles do not travel equal distances before they split. To model this we cut the atmosphere into slices ΔX of equal atmospheric thickness. Travelling through a slice, a *step* from now on, each particle with certain energy has a chance p to split into 2 particles of half that energy, and a chance $q = 1 - p$ to continue as a single particle with the original energy. This is a generalization of the Heitler model. After n steps the energies $E(k)$ the particles can possess are

$$E(k) = \frac{1}{2^k} E_0, \quad (3.3)$$

where only the levels with $0 \leq k \leq n$ can be occupied. After n steps the expected number of particles in level k is $N(k, n)$. The conservation of energy then requires

$$\sum_{k=0}^n \frac{1}{2^k} N(k, n) = 1. \quad (3.4)$$

Now the expectation values $N(k, n+1)$ are related to the $N(k, n)$ as follows

$$N(k, n+1) = qN(k, n) + 2pN(k-1, n). \quad (3.5)$$

This relation obeys energy conservation:

$$\sum_{k=0}^n \frac{1}{2^k} N(k, n) = 1 \quad \Rightarrow \quad \sum_{k=0}^{n+1} \frac{1}{2^k} N(k, n+1) = 1. \quad (3.6)$$

As can be verified by induction, the solution of eqs. (3.5) and (3.6) is

$$N(k, n) = \binom{n}{k} (2p)^k q^{n-k}. \quad (3.7)$$

This is the same as having 2^k particles of energy $E_0 / 2^k$ with binomial probability

$$P(k, n) = \binom{n}{k} p^k q^{n-k}. \quad (3.8)$$

That is, the splittings are binomially distributed, while k splittings lead to 2^k particles. The *total* expected number of particles after n steps is

$$N(n) = \sum_{k=0}^n \binom{n}{k} (2p)^k q^{n-k} = (2p+q)^n \equiv (1+p)^n. \quad (3.9)$$

Thus $N(n)$ initially grows exponentially. The expected *fraction* of particles at energy level k after n steps then is

$$f(k, n) = \frac{N(k, n)}{N(n)} = \binom{n}{k} \frac{(2p)^k (1-p)^{n-k}}{(1+p)^n}. \quad (3.10)$$

This is actually a binomial distribution with redefined probability:

$$\bar{p} \equiv \frac{2p}{1+p} \quad \Rightarrow \quad f(k, n) = \binom{n}{k} (\bar{p})^k (1-\bar{p})^{n-k}. \quad (3.11)$$

As in each splitting the energy is conserved, $E_n = E_0$, the average energy per particle after n steps is

$$\varepsilon(n) \equiv \frac{E(n)}{N(n)} = \frac{E_0}{(1+p)^n}. \quad (3.12)$$

For the average number of steps it takes before a particle splits we consider the probability w_l for a particle to survive l steps, but not $l+1$ steps:

$$w_l = q^l p. \quad (3.13)$$

These probabilities are also properly normalized:

$$\sum_{l=0}^{\infty} w_l = p \sum_{l=0}^{\infty} q^l = \frac{p}{1-q} = 1. \quad (3.14)$$

For the average number of steps a particle survives without splitting we then obtain

$$\langle l \rangle = \sum_{l=0}^{\infty} l w_l = pq \frac{d}{dq} \sum_{l=0}^{\infty} q^l = pq \frac{d}{dq} \frac{1}{1-q} = \frac{pq}{(1-q)^2} = \frac{q}{p} = \frac{1}{p} - 1. \quad (3.15)$$

Since $(\langle l \rangle + 1)$ times ΔX is the splitting length d and since n times ΔX is the actual atmospheric depth X , we obtain for small values of p the following relation:

$$d = (\langle l \rangle + 1) \Delta X = \frac{\Delta X}{p} = \frac{X}{np}. \quad (3.16)$$

For $p = 1$ the original Heitler model is retained: $X = nd$. Our aim is to consider the situation in the limit $p \rightarrow 0$.

3.2.4 Continuum limit

In the continuum limit, $p \rightarrow 0$ and $n \rightarrow \infty$ satisfying (3.16), the difference eq. (3.5) turns into a differential equation, which can be written either as

$$\frac{\partial N(k, n)}{\partial n} = qN(k, n) + 2pN(k-1, n) - N(k, n) = 2pN(k-1, n) - pN(k, n) \quad (3.17)$$

or as

$$\frac{\partial N(k, X)}{\partial X} = \frac{2}{d} N(k-1, X) - \frac{1}{d} N(k, X). \quad (3.18)$$

Since the binomial distribution in the limit $p \rightarrow \infty$ equals the Poisson distribution, one can expect solutions of the form 2^k times a Poisson distribution. Indeed the equations (3.17) and (3.18) are solved by

$$N(k, n) = \frac{1}{k!} (2np)^k e^{-np} \quad (3.19)$$

and

$$N(k, X) = \frac{1}{k!} \left(\frac{2X}{d} \right)^k e^{-\frac{X}{d}} \quad (3.20)$$

respectively. These solutions satisfy the boundary condition $N(0, 0) = 1$. Notice that the number of particles in energy level $E(k) = E_0 / 2^k$ reaches its maximum at depth $X_{max} = kd$. Since $d = \lambda_r \ln 2$ this is $X_{max} = \lambda_r \ln(E_0 / E)$. The expression for $N(k, n)$ or $N(k, X)$ is the same as having 2^k particles of energy $E_0 / 2^k$ with Poisson distributed probability:

$$P(k, n) = \frac{1}{k!} (np)^k e^{-np}, \quad (3.21)$$

or

$$P(k, X) = \frac{1}{k!} \left(\frac{X}{d} \right)^k e^{-\frac{X}{d}}. \quad (3.22)$$

In other words, the splittings are Poisson distributed with average length d , while k splittings lead to 2^k particles. We will refer to (3.20) as the Poisson-related distribution.

Without absorption the *total* expected number of particles at atmospheric depth X , thus after n steps, is

$$N(X) = \sum_{k=0}^n \frac{1}{k!} \left(\frac{2X}{d} \right)^k e^{-\frac{X}{d}}, \quad (3.23)$$

which in practice becomes

$$N(X) \approx \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} \left(\frac{2X}{d} \right)^k e^{-\frac{X}{d}} = e^{\frac{X}{d}}. \quad (3.24)$$

That is, without absorption the total number of particles grows as $e^{X/d}$.

3.2.5 Absorption

The shower model presented above is applicable to the early stages of the shower, when all particles have relatively large energy. At later stages a particle will be absorbed or scattered out of the shower when its energy drops below a critical value $E_c \approx 80$ MeV. Then the energy of the shower is no longer conserved. The net growth of the number of particles will slow down. After reaching a maximum the number of particles will decrease and finally the shower will fade out as far as the particles have not reached the surface of the earth yet. Since the energy of a particle after k splittings is $E_0 \cdot 2^{-k}$, the particle is taken out of the shower when $k > n_c + 1/2$, where the stopping parameter n_c is given by

$$n_c = \frac{\ln(E_0 / E_c)}{\ln 2}. \quad (3.25)$$

In the discrete model we take $n_c + 1/2$ as the critical value since a particle whose energy is a little larger than E_c may still split, while a particle whose energy is a little smaller than E_c will be absorbed. On average the absorption will take place around $n_c + 1/2$. As a consequence the average total number of particles develops in time as

$$N(n) = \sum_{k=0}^n \theta\left(n_c + \frac{1}{2} - k\right) 2^k P(k, n), \quad (3.26)$$

where $\theta(x)$ is the Heaviside step function

$$\theta(x) = \begin{cases} 1, & \text{if } x \geq 0; \\ 0, & \text{if } x < 0. \end{cases} \quad (3.27)$$

As long as $n \leq n_c + 1/2$ the previous results for $N(n)$ are unchanged:

$$N(n \leq n_c + \frac{1}{2}) = \sum_{k=0}^n \frac{1}{k!} \left(\frac{2X}{d} \right)^k e^{-X/d}. \quad (3.28)$$

However, for $n > n_c + 1/2$ the summation is limited:

$$N(n > n_c + \frac{1}{2}) = \sum_{k=0}^{n_c + \frac{1}{2}} \frac{1}{k!} \left(\frac{2X}{d} \right)^k e^{-X/d}. \quad (3.29)$$

If $n_c + 1/2$ is not an integer, the nearest integer value should be taken. In practice we can use the latter equation for all depths. Since the summation of a Poisson distribution is approximately given by a gamma distribution, we expect the summation (3.29) becomes proportional to the following gamma-related distribution:

$$N(X) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi n_c}} \left(\frac{2eX}{n_c d} \right)^{n_c} e^{-\frac{X}{d}}. \quad (3.30)$$

The numerical evaluation of the expression (3.29) demonstrates that the maximum number of particles actually occurs at atmospheric depth

$$X_{\max} \approx \left(n_c - \frac{1}{2} \right) d. \quad (3.31)$$

When $n_c \gg 1$ this is approximately equal to the *elongation rate*:

$$X_{\max} \approx n_c d. \quad (3.32)$$

Numerical inspection also tells us that the maximum number of particles goes as

$$N_{\max} \approx \frac{c \cdot 2^{n_c}}{\sqrt{n_c}}, \quad (3.33)$$

where $c \approx 1.1$. Altogether we find that the shape of the truncated Poisson-related distribution is described quite accurately by the following expression:

$$N(X) = \frac{c \cdot 2^{n_c}}{\sqrt{n_c}} \left(\frac{eX}{\left(n_c - \frac{1}{2} \right) d} \right)^{n_c - \frac{1}{2}} e^{-\frac{X}{d}}. \quad (3.34)$$

This function is actually a special case of the Gaisser-Hillas function [35]:

$$N(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} e^{-\frac{X_{\max} - X}{\lambda}}. \quad (3.35)$$

Indeed, with the choice $\lambda = d$ and $X_0 = 0$ the Gaisser-Hillas function reduces to

$$N(X) = N_{\max} \left(\frac{X}{X_{\max}} \right)^{\frac{X_{\max}}{d}} e^{-\frac{X_{\max} - X}{d}}. \quad (3.36)$$

With the substitution of the expressions (3.31) and (3.33) the latter equals the eq. (3.34). We can ob-

tain a theoretical estimation of c by comparing the expression (3.34) with the truncated series (3.29):

$$\sum_{k=0}^{n_c + \frac{1}{2}} \frac{1}{k!} \left(\frac{2X}{d} \right)^k \approx \frac{c \cdot 2^{n_c}}{\sqrt{n_c}} \left(\frac{eX}{\left(n_c - \frac{1}{2} \right) d} \right)^{n_c - \frac{1}{2}}. \quad (3.37)$$

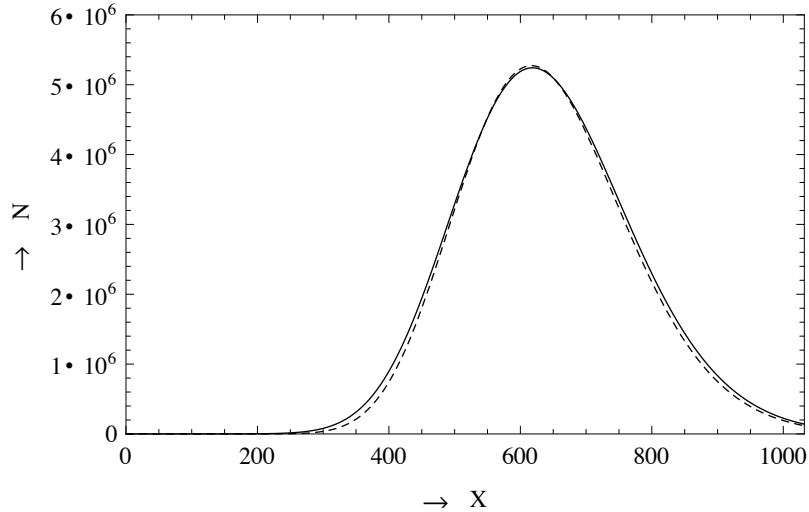
If the primary energy is twice as large, $n_{c'} = n_c + 1$, this is

$$\sum_{k=0}^{n_c + \frac{3}{2}} \frac{1}{k!} \left(\frac{2X}{d} \right)^k \approx \frac{c \cdot 2^{n_c + 1}}{\sqrt{n_c + 1}} \left(\frac{eX}{\left(n_c + \frac{1}{2} \right) d} \right)^{n_c + \frac{1}{2}}. \quad (3.38)$$

Subtracting (3.37) from (3.38), applying the Stirling approximation $k! \approx \sqrt{2\pi k} \cdot (k/e)^k$ and evaluating the result at the atmospheric depth $X = n_c d$, we obtain

$$c \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}} \approx 1.128. \quad (3.39)$$

To visualize the accuracy of the approximation both the exact summation (3.29) and the function (3.34) are plotted in Figuur 3.17.



Figuur 3.17: Longitudinal shower profiles according to the numerical summation (solid) as well as to the approximation (dashed) for an $1.9 \cdot 10^{15}$ eV shower. Vertical is the number of particles and horizontal is the atmospheric depth.

3.2.6 The ratio of the number of particles

Usually one works with an expression for the number of charged particles in the shower instead of the total number of particles. To this end we will distinguish the electrons and positrons from the photons. An electron/positron can split into an electron/positron and a photon, while a photon splits into an electron and a positron. It doesn't change the present model, while we can now look at the following system of difference equations:

$$\begin{aligned}
N_{e^\pm}(n+1) &= N_{e^\pm}(n) + 2pN_\gamma(n), \\
N_\gamma(n+1) &= pN_{e^\pm}(n) + (1-p)N_\gamma(n).
\end{aligned}
\tag{3.40}$$

Here N_{e^\pm} is the number of electrons and positrons and N_γ is the number of photons. For the ratio $\rho = N_{e^\pm} / N_\gamma$ we find

$$\begin{aligned}
\rho(n+1)N_\gamma(n+1) &= \rho(n)N_\gamma(n) + 2pN_\gamma(n), \\
N_\gamma(n+1) &= p\rho(n)N_\gamma(n) + (1-p)N_\gamma(n).
\end{aligned}
\tag{3.41}$$

The elimination of N_γ leads to

$$\rho(n+1) = \frac{\rho(n) + 2p}{1 - p + p\rho(n)}.
\tag{3.42}$$

The ratio ρ asymptotically approaches a limit value R , which satisfies $R^2 - R - 2 = 0$. The latter equation is solved by the stable stationary point $R = 2$. From $N_{e^\pm} = 2N_\gamma$ we obtain $N_\gamma = N/3$ and $N_{e^\pm} = 2N/3$. To obtain the number of charged particles we therefore have to multiply the expression (3.34) by $2/3$. So, under the assumption that the shower develops with the ratio in its equilibrium according to the intermediate model the number of charged particles is given by

$$N_{e^\pm}(X) = \frac{0.74 \cdot 2^{n_c}}{\sqrt{n_c}} \left(\frac{eX}{\left(n_c - \frac{1}{2}\right)d} \right)^{n_c - \frac{1}{2}} e^{-\frac{X}{d}}.
\tag{3.43}$$

3.2.7 Expressions for the shower profile

The shower profile according to the expression (3.43) turns out to be twice too large, twice too narrow and shifted by $d/2$ compared to, for instance, the Greisen profile. A deviation from the Greisen profile could be expected since in reality there will also be other than fifty-fifty splittings with different probabilities for different ratios. Moreover, for Bremsstrahlung these probabilities differ from the ones for pair creation. If this is taken into account, one arrives at a system of diffusion equations [31]. We will return to it in the next section. For the moment, we will modify the eq. (3.43) such that the height and width of the corresponding profile is in agreement with the Greisen profile. First we let the maximum occur at $n_c d$ instead of $(n_c - 1/2)d$ by suppressing the small shift:

$$N_{e^\pm}(X) = \frac{0.74 \cdot 2^{n_c}}{\sqrt{n_c}} \left(\frac{eX}{n_c d} \right)^{n_c} e^{-\frac{X}{d}}.
\tag{3.44}$$

Next, we halve the amplitude: $0.74 \rightarrow 0.37$. Finally we widen the profile by multiplying the powers by $2/3 \ln 2$. The result is

$$N_{e^\pm}(X) = \frac{0.74 \cdot 2^{n_c}}{\sqrt{n_c}} \left(\frac{eX}{n_c d} \right)^{n_c} e^{-\frac{X}{d}}.
\tag{3.45}$$

This still is a Gaiser-Hillas type of function as can be verified by substituting $X_{max} = n_c d$, $\lambda = 3d/2 \ln 2$ and $X_0 = 0$ into expression (3.35). The eq. (3.45) can also be written as

$$N_{e^\pm}(t) = 0.37 \frac{2^{n_c}}{\sqrt{n_c}} \left(\frac{et}{n_c \ln 2} \right)^{\frac{2}{3} n_c \ln 2} e^{-\frac{2}{3}t}, \quad (3.46)$$

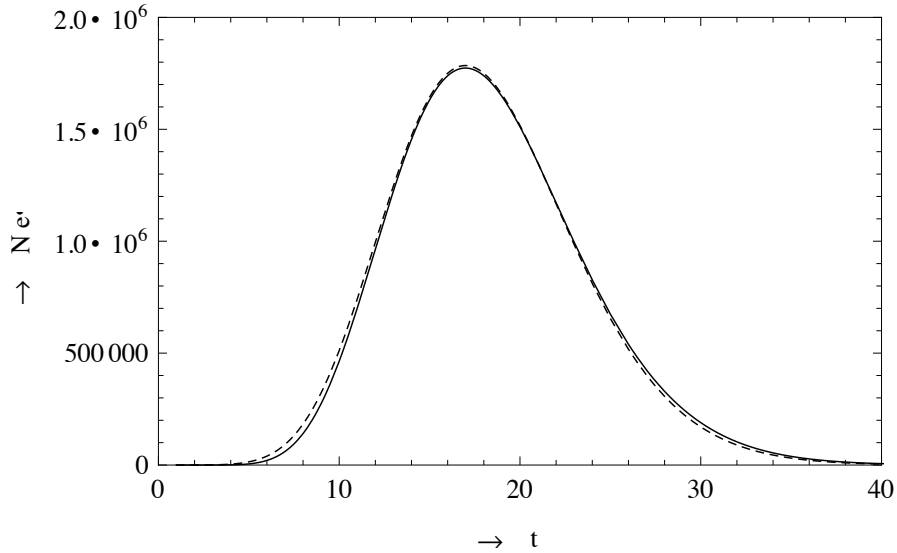
where $t = X/\lambda_r$ is the atmospheric depth in units of radiation length. Its maximum value

$$N_{max, e^\pm} = 0.37 \frac{2^{n_c}}{\sqrt{n_c}} \quad (3.47)$$

occurs at depth $t_{max} = n_c \ln 2$.

The well-known Greisen approximation formula reads [32]:

$$N_{e^\pm}(t) = \frac{0.31}{\sqrt{y_c}} e^{t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right)}, \quad (3.48)$$



Figur 3.18: Longitudinal shower profiles according to the present Gaiser-Hillas function (solid) and the Greisen function (dashed) for an $1.9 \cdot 10^{15}$ eV shower. Vertical is the number of electrons and positrons and horizontal the atmospheric depth (in units of radiation length).

where $s = 3t/(t + 2y_c)$ is the age-parameter and $y_c = \ln(E_0 / E_c) \equiv n_c \ln 2$. Completely in terms of t and n_c this is

$$N_{e^\pm}(t) = \frac{0.31}{\sqrt{n_c \ln 2}} \left(\frac{1}{3} + \frac{2}{3} \frac{n_c \ln 2}{t} \right)^{\frac{3}{2}t} e^t. \quad (3.49)$$

Its maximum value

$$N_{e^\pm, \max} = \frac{0.31}{\sqrt{\ln 2}} \frac{2^{n_c}}{\sqrt{n_c}} \approx 0.37 \frac{2^{n_c}}{\sqrt{n_c}} \quad (3.50)$$

also occurs at depth $t_{\max} = n_c \ln 2$. For a visual comparison both the present Gaisser-Hillas profile and the Greisen profile are plotted in Figure 3.18. We see that both profiles practically coincide.

3.2.8 The connection with Rossi and Greisen

In this section we will show the connection between the preceding model and the cosmic-ray theory of Rossi and Greisen [31]. For our purposes it suffices to consider the situation under what is known as the 'approximation A'. According to Rossi and Greisen the diffusion equations for the differential distributions n_{e^\pm} and n_γ then read

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{e^\pm}(E, t)}{\partial t} = & 2 \int_E^\infty n_\gamma(W, t) \frac{1}{W} \psi_0\left(\frac{E}{W}\right) dW \\ & + \int_E^\infty n_{e^\pm}(E', t) \frac{1}{E'} \phi_0\left(\frac{E' - E}{E'}\right) dE' - \int_0^E n_{e^\pm}(E, t) \frac{1}{E} \phi_0\left(\frac{W}{E}\right) dW, \end{aligned} \quad (3.51)$$

$$\frac{\partial n_\gamma(W, t)}{\partial t} = \int_W^\infty n_{e^\pm}(E, t) \frac{1}{E} \phi_0\left(\frac{W}{E}\right) dE - \int_0^W n_\gamma(W, t) \frac{1}{W} \psi_0\left(\frac{E}{W}\right) dE. \quad (3.52)$$

In these equations $\phi_0(W/E)/E dW$ is the differential probability per radiation length for an electron (or a positron) with energy between E and $E + dE$ to split a photon with energy between W and $W + dW$. Similarly, $\psi_0(W/E)/E dW$ is the differential probability per radiation length for a photon with energy between W and $W + dW$ to produce a pair with the electron energy between E and $E + dE$. They are given by [31]:

$$\psi_0(u) = u \phi_0(1/u) = \frac{4}{3} u^2 - \frac{4}{3} u + 1 + 2b(u^2 - u). \quad (3.53)$$

The last term on the rhs is of minor importance since $b \approx 0.013$. After a suitable change of variables the eqs. (3.51) and (3.52) take the form

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{e^\pm}(E, t)}{\partial t} = & 2 \int_0^1 n_\gamma\left(\frac{E}{u}, t\right) \frac{\psi_0(u)}{u} du + \int_0^1 n_{e^\pm}\left(\frac{E}{1-v}, t\right) \frac{\phi_0(v)}{1-v} dv \\ & - n_{e^\pm}(E, t) \int_0^1 \phi_0(v) dv, \end{aligned} \quad (3.54)$$

$$\frac{\partial n_\gamma(W, t)}{\partial t} = \int_0^1 n_{e^\pm}\left(\frac{W}{v}, t\right) \frac{\phi_0(v)}{v} dv - n_\gamma(W, t) \int_0^1 \psi_0(u) du. \quad (3.55)$$

By means of separation of the variables energy and depth one obtains the 'elementary' solutions: $n_{e^\pm}(E, t) = aE^{-(s+1)} e^{\lambda t}$ and $n_\gamma(W, t) = bW^{-(s+1)} e^{\lambda t}$. Upon substitution a quadratic equation for λ is obtained. One solution, $\lambda_2(s)$, corresponds to a quick adaptation to the equilibrium ratio between n_{e^\pm} and n_γ . The other solution, $\lambda_1(s)$, describes the main development of the shower, see section 27 of [31]. The connection of the intermediate model with the model of Rossi and Greisen follows when

delta-functions are substituted for the probabilities. The eqs. (3.51) and (3.52) then take the form

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{e^\pm}(E,t)}{\partial t} &= 2 \int_E^\infty n_\gamma(W,t) a \delta(W-2E) dW \\ &+ \int_E^\infty n_{e^\pm}(E',t) a \delta(E'-2E) dE' - n_{e^\pm}(E,t) \int_0^E a \delta(2W-E) dW, \end{aligned} \quad (3.56)$$

$$\frac{\partial n_\gamma(W,t)}{\partial t} = \int_W^\infty n_{e^\pm}(E,t) a \delta(E-2W) dE - n_\gamma(W,t) \int_0^W a \delta(2E-W) dE, \quad (3.57)$$

where $a = 1/\ln 2$ since the differential probabilities in the diffusion equations are per radiation length λ_r , while the splitting probability is a delta-function per splitting distance $d = \lambda_r \ln 2$. The system (3.56) and (3.57) reduces to

$$\frac{\partial n_{e^\pm}(E,t)}{\partial t} = 2an_\gamma(2E,t) + an_{e^\pm}(2E,t) - an_{e^\pm}(E,t) \quad (3.58)$$

$$\frac{\partial n_\gamma(W,t)}{\partial t} = an_{e^\pm}(2W,t) - an_\gamma(W,t). \quad (3.59)$$

In the hypothetical one-particle model there also is no difference between photons, electrons or positrons. Given the 1 : 2 ratio for the number of photons and electrons/positrons in our model, we take $n_{e^\pm}(E,t) = 2n(E,t)/3$ and $n_\gamma(W,t) = n(E,t)/3$. We can also set W equal to E . Then the system of equations further reduce to

$$\frac{2}{3} \frac{\partial n(E,t)}{\partial t} = \frac{2}{3} an(2E,t) + \frac{2}{3} an(2E,t) - \frac{2}{3} an(E,t) \quad (3.60)$$

$$\frac{1}{3} \frac{\partial n(E,t)}{\partial t} = \frac{2}{3} an(2E,t) - \frac{1}{3} an(E,t). \quad (3.61)$$

Obviously, these equations are identical. As it should, the one-particle model is governed by a single differential equation:

$$\frac{\partial n(E,t)}{\partial t} = 2an(2E,t) - an(E,t). \quad (3.62)$$

Substituting $a = 1/\ln 2$ we get

$$\frac{\partial n(E,t)}{\partial t} = \frac{2}{\ln 2} n(2E,t) - \frac{1}{\ln 2} n(E,t), \quad (3.63)$$

or

$$\frac{\partial n(E,X)}{\partial X} = \frac{2}{d} n(2E,X) - \frac{1}{d} n(E,X). \quad (3.64)$$

From $E(k) = E_0 \cdot 2^{-k}$ it follows that $E(k-1) = 2E(k)$. Hence,

$$\frac{\partial n(E(k), X)}{\partial X} = \frac{2}{d} n(E(k-1), X) - \frac{1}{d} n(E(k), X). \quad (3.65)$$

This is the same differential equation as in (3.18).

3.2.9 Another intermediate model

In the previous model we considered splittings with the energy equally divided between the decay particles. We obtain a little more accurate model by allowing other than fifty-fifty splittings, although all with equal probability. That is, we take the differential probabilities for the different splittings equal to a constant. It turns out that the maximum shower size occurs at the desired depth if the constant is taken equal to 2. So, for the following analysis we will restrict ourselves to the case $\psi_0(u) = \phi_0(v) = 2$.

Then the system of equations (3.54) and (3.55) take the form

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{e^\pm}(E, t)}{\partial t} &= 2 \int_0^1 n_\gamma \left(\frac{E}{u}, t \right) \frac{2}{u} du \\ &+ \int_0^1 n_{e^\pm} \left(\frac{E}{1-v}, t \right) \frac{2}{1-v} dv - n_{e^\pm}(E, t) \int_0^1 2 dv, \end{aligned} \quad (3.66)$$

$$\frac{\partial n_\gamma(W, t)}{\partial t} = \int_0^1 n_{e^\pm} \left(\frac{W}{v}, t \right) \frac{2}{v} dv - n_\gamma(W, t) \int_0^1 2 du. \quad (3.67)$$

After a suitable change of variables this is:

$$\frac{\partial n_{e^\pm}(E, t)}{\partial t} = 2 \int_0^1 n_\gamma \left(\frac{E}{u}, t \right) \frac{2}{u} du + \int_0^1 n_{e^\pm} \left(\frac{E}{u}, t \right) \frac{2}{u} du - 2n_{e^\pm}(E, t), \quad (3.68)$$

$$\frac{\partial n_\gamma(W, t)}{\partial t} = \int_0^1 n_{e^\pm} \left(\frac{W}{u}, t \right) \frac{2}{u} du - 2n_\gamma(W, t). \quad (3.69)$$

Also in this model we do not distinguish between photons and charged particles. By setting $n_{e^\pm}(E, t) = 2n_\gamma(W, t) = 2n(E, t)/3$ and $W = E$, we obtain

$$\frac{2}{3} \frac{\partial n(E, t)}{\partial t} = \frac{4}{3} \int_0^1 n \left(\frac{E}{u}, t \right) \frac{1}{u} du + \frac{4}{3} \int_0^1 n \left(\frac{E}{u}, t \right) \frac{1}{u} du - \frac{4}{3} n(E, t) \quad (3.70)$$

$$\frac{1}{3} \frac{\partial n(E, t)}{\partial t} = \frac{4}{3} \int_0^1 n \left(\frac{E}{u}, t \right) \frac{1}{u} du - \frac{2}{3} n(E, t). \quad (3.71)$$

Obviously, these equations are identical. Also this one-particle model is governed by a single diffusion equation:

$$\frac{\partial n(E, t)}{\partial t} = 4 \int_0^1 n \left(\frac{E}{u}, t \right) \frac{1}{u} du - 2n(E, t). \quad (3.72)$$

This equation allows for elementary solutions in which the variables E and t are separated. To be specific, solutions of the type

$$n(E,t) = A \left(\frac{E_0}{E} \right)^{s+1} e^{\lambda t}, \quad (3.73)$$

with $s \neq -1$, do satisfy the differential equation (3.72) if

$$\lambda(s) = \frac{4}{s+1} - 2. \quad (3.74)$$

Notice that if s does depend on t , we would have the additional requirement $y + \lambda' t = 0$, where $y = \ln(E_0 / E)$ and where the prime stands for the derivation with respect to s . This requirement is precisely the saddle point condition (3.83) as we will meet soon. Now we will construct the solution in an analogous manner as in the paper of Rossi and Greisen. To this end we consider the Mellin integral

$$M_n(s,t) = \int_0^\infty E^s n(E,t) dE \quad (3.75)$$

and its inverse transformation

$$n(E,t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} E^{-s-1} M_n(s,t) ds. \quad (3.76)$$

Multiplying both sides of eq. (3.72) by E^s and integrating with respect to energy from 0 to ∞ , we obtain:

$$\begin{aligned} \int_0^\infty E^s \frac{\partial n(E,t)}{\partial t} dE &= 4 \int_0^\infty E^s \int_0^1 n\left(\frac{E}{u}, t\right) \frac{1}{u} du dE \\ &\quad - 2 \int_0^\infty E^s n(E,t) dE. \end{aligned} \quad (3.77)$$

Since $n(E/u, t) = u^{(s+1)} n(E, t)$, the latter is reduced to

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^\infty E^s n(E,t) dE &= \frac{4}{s+1} \int_0^\infty (E)^s n(E,t) d(E) \\ &\quad - 2 \int_0^\infty E^s n(E,t) dE. \end{aligned} \quad (3.78)$$

Hence,

$$\frac{\partial}{\partial t} M_n(s,t) = \lambda(s) M_n(s,t), \quad (3.79)$$

with $\lambda(s)$ as given by (3.74). The solution of this equation is

$$M_n(s,t) = M_n(s,0) \cdot e^{\lambda(s)t}, \quad (3.80)$$

where

$$M_n(s,0) = \int_0^\infty E^s n(E,0) dE = \int_0^\infty E^s \delta(E - E_0) dE = E_0^s, \quad (3.81)$$

Next we apply the inverse Mellin transformation:

$$\begin{aligned}
n(E,t) &= \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} E^{-s-1} M_n(s,t) ds \\
&= \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} E^{-s-1} E_0^s e^{\lambda(s)t} ds \\
&= \frac{1}{2\pi i} \frac{1}{E_0} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \left(\frac{E_0}{E} \right)^{s+1} e^{\lambda(s)t} ds \\
&= \frac{1}{E_0} \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} e^{y \cdot (s+1) + \lambda(s)t} ds,
\end{aligned} \tag{3.82}$$

where $y = \ln(E_0 / E) = k \ln 2$ is the *lethargy*. The real constant c must be in the strip of analyticity, which is the positive half plane. We already saw in section 3.2.4 that the distribution in energy level E reaches a maximum at $t_{\max} = y$. At this depth the exponent $y \cdot (s+1) + \lambda(s)t$ is equal to $t_{\max} \cdot (s+1) + \lambda(s)t_{\max}$. For s along the real axis it has a minimum at \bar{s} given by $\lambda'(\bar{s}) = -1$, That is, for $\bar{s} = 1$ and thus $\lambda = 1$. Since an analytic function satisfies the Cauchy-Riemann equations and thus the Laplace equation, the exponential term should have a maximum at the point \bar{s} , along directions perpendicular to the real axis. Although one usually does not know in advance the relation between y and t_{\max} , the foregoing makes clear that we can require the integrand to have a saddle point at the point \bar{s} defined by

$$y + \lambda'(\bar{s})t = 0, \tag{3.83}$$

where the prime stands for differentiation with respect to s . A second order Taylor series of the exponent of the integrand around the point \bar{s} then yields

$$y \cdot (s+1) + \lambda(s)t \approx y\bar{s} + y + \lambda(\bar{s})t + \frac{1}{2} \lambda''(\bar{s})t(s - \bar{s})^2. \tag{3.84}$$

Taking the integration path through the saddle point, we obtain

$$n(E,t) = \frac{1}{E_0} \frac{1}{2\pi i} \int_{\bar{s}-i\infty}^{\bar{s}+i\infty} e^{y\bar{s} + y + \lambda(\bar{s})t + \frac{1}{2} \lambda''(\bar{s})t(s - \bar{s})^2} ds. \tag{3.85}$$

With the change of variables, $s = \bar{s} + ix$, this is

$$n(E,t) = \frac{1}{E_0} \frac{1}{2\pi} e^{y\bar{s} + y + \lambda(\bar{s})t} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2} \lambda''(\bar{s})t x^2} dx. \tag{3.86}$$

Evaluating the Gaussian integral, we obtain

$$n(E,t) = \frac{1}{E_0} \frac{e^{y\bar{s} + y + \lambda(\bar{s})t}}{\sqrt{2\pi \lambda''(\bar{s})t}}. \tag{3.87}$$

Next we require the solutions to reach a maximum. The function $e^{y\bar{s}+y+\lambda(\bar{s})t}$ reaches its maximum at depth t_{max} given by

$$\left[y + \lambda'(\bar{s})t_{max} \right] \left(\frac{d\bar{s}}{dt} \right)_{t=t_{max}} + \lambda(\bar{s}) = 0. \quad (3.88)$$

Because of the saddle point relation (3.83) the latter implies $\lambda(\bar{s}) = 0$. From (3.74) it is inferred that the maximum occurs at $\bar{s} = 1$. Since $\lambda'(1) = -1$ it follows from (3.83) that $t_{max} = y$ or $X_{max} = \lambda_r \ln(E_0 / E)$ as desired. From (3.83) and (3.74) it follows that

$$\lambda''(\bar{s})t = y \sqrt{\frac{y}{t}}, \quad (3.89)$$

$$\lambda(\bar{s})t = 2\sqrt{ty} - 2t \quad (3.90)$$

and

$$\bar{s} = 2\sqrt{\frac{t}{y}} - 1. \quad (3.91)$$

Hence,

$$n(E, t) = \frac{1}{E_0} \frac{e^{4\sqrt{ty}-2t}}{\sqrt{2\pi y}}. \quad (3.92)$$

For the integral distribution we can also make use of the Mellin transform:

$$\begin{aligned} M_N(s-1, t) &= \int_0^\infty E^{s-1} N(W > E, t) dE \leftrightarrow \\ N(W > E, t) &= \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} E^{-s} M_N(s-1, t) ds. \end{aligned} \quad (3.93)$$

As can be verified by means of partial integration and the property $d\left(\int_y^\infty f(x)dx\right)/dy = -f(y)$, there holds the following relation between the Mellin transforms of the integral and differential distribution:

$$M_N(s-1, t) = \frac{1}{s} M_n(s, t), \quad (3.94)$$

where $N = N(W > E, t) = \int_E^\infty n(E', t) dE'$. From this relation we obtain

$$N(W > E, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \frac{1}{s} E^{-s} M_n(s, t) ds. \quad (3.95)$$

Substitution of the expression (3.80) for M_n leads to

$$\frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} \frac{1}{s} \left(\frac{E_0}{E} \right)^s e^{\lambda(s)t} ds = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} e^{-\ln s + y \cdot s + \lambda(s)t} ds, \quad (3.96)$$

where again

$$\lambda(s) = \frac{4}{s+1} - 2. \quad (3.97)$$

From here we can proceed in a similar manner as for the differential distribution. The integrand has a saddle point at the point \bar{s} defined by

$$\frac{-1}{\bar{s}} + y + \lambda'(\bar{s})t = 0. \quad (3.98)$$

A second order Taylor series of the exponent of the integrand around the point \bar{s} then yields

$$-\ln s + y \cdot s + \lambda(s)t \approx -\ln \bar{s} + y \cdot \bar{s} + \lambda(\bar{s})t + \frac{1}{2}r(\bar{s},t)(s - \bar{s})^2, \quad (3.99)$$

where

$$r(\bar{s},t) = \left(\frac{1}{\bar{s}^2} + \lambda''(\bar{s})t \right). \quad (3.100)$$

Taking the integration path through the saddle point, we obtain to second order

$$N(W > E, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\bar{s}-i\infty}^{\bar{s}+i\infty} e^{-\ln \bar{s} + y \cdot \bar{s} + \lambda(\bar{s})t + r(\bar{s},t)\frac{1}{2}(s-\bar{s})^2} ds. \quad (3.101)$$

With the change of variables, $s = \bar{s} + ix$, this is

$$N(W > E, t) = \frac{1}{2\pi} e^{-\ln \bar{s} + y \cdot \bar{s} + \lambda(\bar{s})t} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}r(\bar{s},t)x^2} dx. \quad (3.102)$$

Evaluating the integral, we obtain

$$N(W > E, t) = \frac{e^{-\ln \bar{s} + y \cdot \bar{s} + \lambda(\bar{s})t}}{\sqrt{2\pi r(\bar{s},t)}}. \quad (3.103)$$

Next we require the solutions to reach a maximum. The function $e^{-\ln \bar{s} + y \cdot \bar{s} + \lambda(\bar{s})t}$ reaches its maximum at depth t_{\max} given by

$$\left[-\frac{1}{\bar{s}} + y + \lambda'(\bar{s})t_{\max} \right] \left(\frac{d\bar{s}}{dt} \right)_{t=t_{\max}} + \lambda(\bar{s}) = 0. \quad (3.104)$$

Because of the saddle point relation (3.98) the latter implies $\lambda(\bar{s}) = 0$. From (3.97) it is inferred that the maximum occurs at $\bar{s} = 1$. It follows from (3.97) and (3.98) that

$$r(\bar{s},t) \approx y \sqrt{\frac{y}{t}}, \quad (3.105)$$

$$\lambda(\bar{s})t \approx 2\sqrt{yt} - 2t \quad (3.106)$$

and

$$\bar{s} \approx 2\sqrt{\frac{t}{y}} - 1. \quad (3.107)$$

Hence,

$$N(W > E, t) = \sqrt{\frac{y}{t}} \frac{e^{4\sqrt{y}-2t}}{e^y 2\sqrt{2\pi y}}. \quad (3.108)$$

The influence of the factor $\sqrt{\sqrt{y}/t}$ is small and will be neglected. For $E = E_c$ and thus $y = y_c \equiv n_c \ln 2$ we then obtain for the age parameter, leaving the bar,

$$s = 2\sqrt{\frac{t}{n_c \ln 2}} - 1 \quad (3.109)$$

and for the shower size

$$N(t) = N(W > E_c, t) \approx \frac{e^{4\sqrt{n_c \ln 2} - 2t}}{2 \cdot 2^{n_c} \sqrt{2\pi n_c \ln 2}}. \quad (3.110)$$

For the charged part this is

$$N_{e^\pm}(t) = N(W > E_c, t) \approx \frac{e^{4\sqrt{n_c \ln 2} - 2t}}{3 \cdot 2^{n_c} \sqrt{2\pi n_c \ln 2}}. \quad (3.111)$$

Although the corresponding profile does have the right shape with a maximum at the right position, $t_{max} = n_c \ln 2$, it differs in height and width from the Greisen profile. However, after a suitable adjustment to

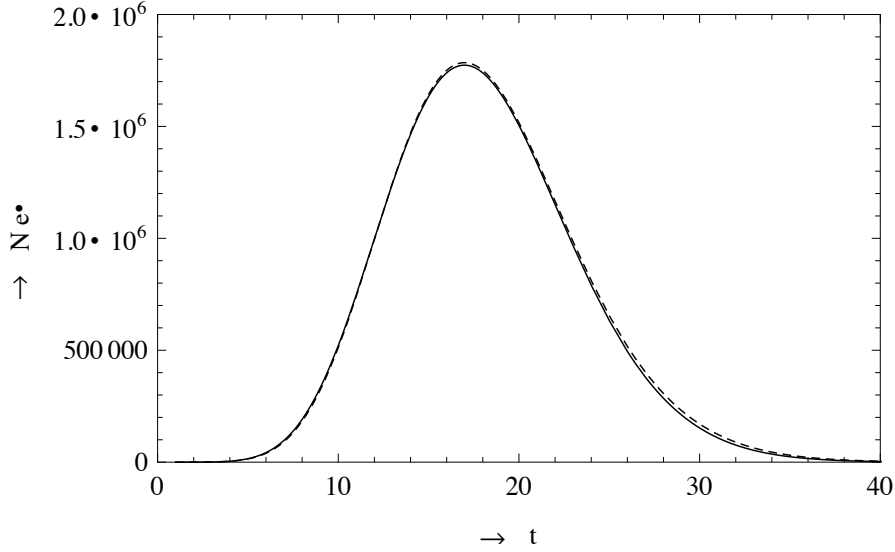
$$N_{e^\pm}(t) = \frac{0.37}{2^{n_c/3} \sqrt{n_c}} e^{\frac{8}{3}\sqrt{n_c \ln 2} - \frac{4}{3}t}, \quad (3.112)$$

the profiles match nicely, see Figuur 3.19.

By means of the age parameter (3.109) the latter equation can also be written as

$$N_{e^\pm}(t) = \frac{0.37 \cdot 2^{n_c}}{\sqrt{n_c}} e^{-\frac{n_c \ln 2}{3}(s-1)^2}, \quad (3.113)$$

which clearly is Gaussian in Age with standard deviation $\sigma = \sqrt{3}/\sqrt{2n_c \ln 2}$. Notice that for the present age parameter $s = -1$ if $t = 0$. From equation (3.39) it is inferred that the numerical value 0.37 in the expression for the shower size can also be written in a semi-theoretical way: $0.37 \approx 2/(3\sqrt{\pi})$. So, we can also write the Gaussian profile as



Figur 3.19: Longitudinal shower profiles according to the present 'Gaussian in Age' function (solid) and the Greisen function (dashed) for an $1.9 \cdot 10^{15}$ eV shower. Vertical is the number of electrons and positrons and horizontal the atmospheric depth (in units of radiation length).

$$N_{e^{\pm}}(t) = \frac{4\sqrt{\ln 2}}{3\sqrt{3}} 2^{n_c} \frac{\sigma}{\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{s-1}{\sigma}\right)^2}. \quad (3.114)$$

For practical purposes the Gaussian in Age profile can be generalized to a three parameter trial function

$$N_{e^{\pm}}(t) = N_{max} e^{-w(\sqrt{t} - \sqrt{t_{max}})^2}. \quad (3.115)$$

The parameter w determines the width of the profile. Its value will be close to $4/3$. As for the Gaiser-Hillas function, it can be generalized further to a four parameter function by means of the shift $t \rightarrow t - t_0$ and $t_{max} \rightarrow t_{max} - t_0$.

3.2.10 Summary and conclusions

By introducing the parameter $\mu = y_c \equiv n_c \ln 2$, we can write the expressions for the shower profile in a more elegant way. The Greisen function, the Gaiser-Hillas function and the Gaussian in Age function then respectively read

$$N_{e^{\pm}}(t) = \frac{0.31}{\sqrt{\mu}} \left(\frac{1}{3} + \frac{2}{3} \frac{\mu}{t} \right)^{\frac{3}{2}t} e^t, \quad (3.116)$$

$$N_{e^{\pm}}(t) = \frac{0.31}{\sqrt{\mu}} \left(\frac{t}{\mu} \right)^{\frac{2}{3}\mu} e^{\frac{5}{3}\mu - \frac{2}{3}t}, \quad (3.117)$$

and

$$N_{e^\pm}(t) = \frac{0.31}{\sqrt{\mu}} e^{-\frac{1}{3}\mu + \frac{8}{3}\sqrt{\mu} - \frac{4}{3}t}. \quad (3.118)$$

All three profiles reach a maximum $0.31 e^\mu / \sqrt{\mu}$ at depth $t_{max} = \mu$. It is of interest to observe that all three profiles practically coincide. This leads to the conclusion that the shape of the shower profile is mainly governed by statistics. The shape appears almost independent of the type of cross section used for the splitting probabilities and of absorption cut-off.

Because of its mathematical convenience the Gaisser-Hillas function is sometimes favored over the Greisen function [36]. The Gaussian in Age function is mathematically convenient as well. The Greisen function is less convenient. The points of inflection, for instance, are for the Gaisser-Hillas function the roots $\mu \pm \sqrt{3\mu/2}$ of the quadratic equation $t^2 - 2\mu t + \mu^2 - 3\mu/2 = 0$. For the Gaussian in Age function the points of inflection are two of the roots of the cubic equation $t^3 - 2\mu t^2 + (\mu^2 - 3\mu/2)t - 9\mu/64 = 0$. The degree of these polynomials expresses the hierarchy in the complexity of the corresponding expressions for the shower profiles. For the Greisen function the points of inflection cannot be derived analytically.

The Gaisser-Hillas function is often applied to fit longitudinal shower profiles. Recently, Gaussian in Age functions became of interest as well [37, 38, 39]. In these trial functions the Greisen age parameter

$$s = \frac{3t}{t + 2t_{max}} \quad (3.119)$$

is commonly used. However, one should be careful with regarding it as a universal age parameter since the functional form of the age parameter is model dependent [40]. With the use of the parameter μ the Gaussian in Age function reads

$$N_{e^\pm}(t) = \frac{0.31 \cdot e^\mu}{\sqrt{\mu}} e^{-\frac{1}{3}\mu(s-1)^2}, \quad (3.120)$$

while the present analysis suggests

$$s = 2\sqrt{\frac{t}{t_{max}}} - 1 \quad (3.121)$$

as the natural age parameter.

It is worthwhile to confront the different age parameters with experimental shower profiles. This subject is currently under research.

3.2.11 Acknowledgements

I wish to thank Prof. J.W. van Holten and Prof. B. van Eijk for their encouragement and support. I also wish to thank Nikhef for its hospitality. The work is supported by a grant from FOM (Foundation for Fundamental Research on Matter).

3.3 jSparc



Figuur 3.20: Niek Schultheiss - Zaanlands Lyceum Zaandam [41] -.

After a decade of research in the field of fibre optic communication, Niek Schultheiss (Figuur 3.20) became physics teacher in the year 1990/1991 and started to work at 'het Zaanlands Lyceum'. He also qualified to teach computing and ANW (science). In the year 2009/2010 he developed RouteNet as a self-learning method to introduce HiSPARC and related physics topics for curious pupils.

3.3.1 Research assignment

During the evaluation of RouteNet the need was felt to work with HiSPARC in a classroom environment. At this moment a detector station (for instance at a school) supplies experimental data to the 'Frome' data repository at Nikhef. For both HiSPARC and schools it is important to make this data available for analysis. Using a client computer it is possible with jSparc to analyse and retrieve the data from the repository via the 'Pique' server at Nikhef. Because jSparc is developed as open source client-server software, the client side is flexible and can easily be adapted.

3.3.2 HiSPARC

The aim of the HiSPARC project is to detect and analyse UHECRs (Ultra-High Energy Cosmic Rays). The particles in UHECR's may collide in outer space with photons (light particles) and in the atmosphere with almost static atomic nuclei respectively. Through energy conversion, $E = mc^2$ part of the available energy in the collision will be used to create new particles. This has two consequences:

- The cosmic particles loose energy while travelling trough space.
- The number of cosmic particles increases provided there is sufficient energy.

Because space outside the atmosphere is rather empty collisions are rare [42]. However, for UHECRs travelling from far, the interaction probability with the cosmic microwave background increases and

imposes is an upper limit to the energy of cosmic radiation reaching earth (see K. Greisen in [17]). In the atmosphere the number of static particles increases dramatically towards the earth's surface. Therefore, the collision probability of cosmic particles increases rapidly and a cosmic air shower evolves. Of course the energy of the particles decreases when the shower develops. At the earth's surface a number of particles still has enough energy to reach the HiSPARC detectors. The size of the shower (or number of particles generated in the shower) is proportional to the energy of the primary cosmic particle.

In a physical experiment there are two sets of data. The first set is condensed in the physical world and can experimentally be determined. So an impression of the physical world enters the cerebral world as a set of quantitative measurements. Each measurement has a value and in addition, a validity or 'error'. Latter forms the second data set.

From the experimental observations, a pattern or model may emerge. When the model fits the observed values in detail within experimental errors, we may consider the model valid. The physical world and the model (a cerebral world of information) may match, but they will never be exactly the same.

Physical world:	Cerebral World:
Elementary particle physics (UHECR)	Theory of relativistic collisions
Generation of a particle shower	Statistics
Detection of shower particles	Fluorescence
	Optical transmission in the detector
	Optical detection in the photomultiplier tube
Electric signals/GPS system	A/D conversion/Time and position information
Data acquisition computer	Buffering and transmission of information
Internet:	
Frome data repository	Flat files with measurement data
	Server for scripts
Pique data server	Experimental parameters database
Internet:	
Client computer	Execution of scripts for analysis

Tabel 3.3: The HiSPARC experiment stack.

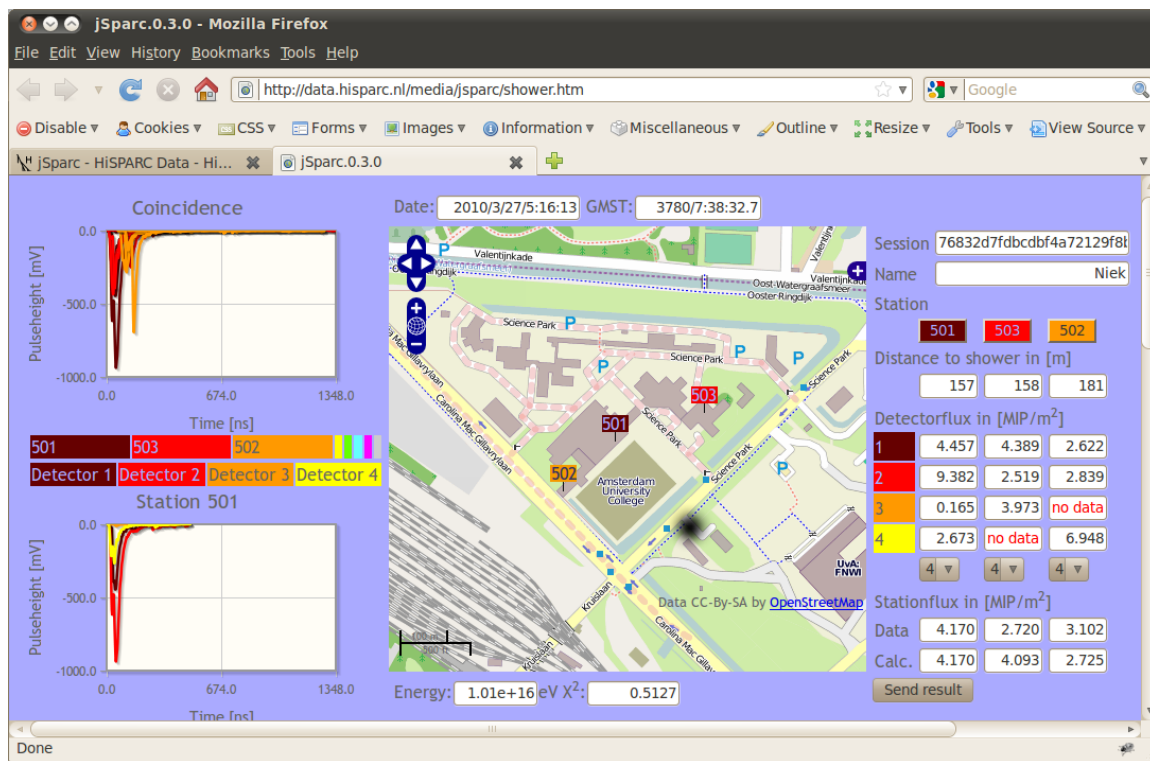
In Tabel 3.3 the HiSPARC-project is shown as a stack of experiments. During the measurements the stack is followed from top to bottom. During the interpretation of the experimental data, the stack is followed from the bottom to the top. The total error (the mismatch between the physical and cerebral world) is the cumulative error of all the levels of the stack. When information flows from level to level, the state of information (form and content) changes. The datasets and jSparc scripts are placed in the three lowest levels of the stack.

3.3.3 The measurement set-up

HiSPARC uses a network of detection stations. Each station consists of 2 or 4 scintillators and a GPS antenna. An event occurs when at least 2 detectors detect one or more particles. A coincidence between stations occurs when at least 3 stations detect an event at the same time (within $2 \mu s$). These coincidences can be collected in a data set, which can be analyzed at school.

A client-server environment has been chosen, so that no installation of software at school is necessary. The client software is developed using jQuery [43, 44], jQplot [45] and OpenLayers [46, 47]. All these JavaScript libraries are open source and well documented.

On the client computer a geographical map with the locations of the detector stations, graphs and additional experimental data are shown (Figuur 3.21). The graphs present the traces for both the coincidence and individual scintillators of each detection station. Each trace can be inspected in detail.



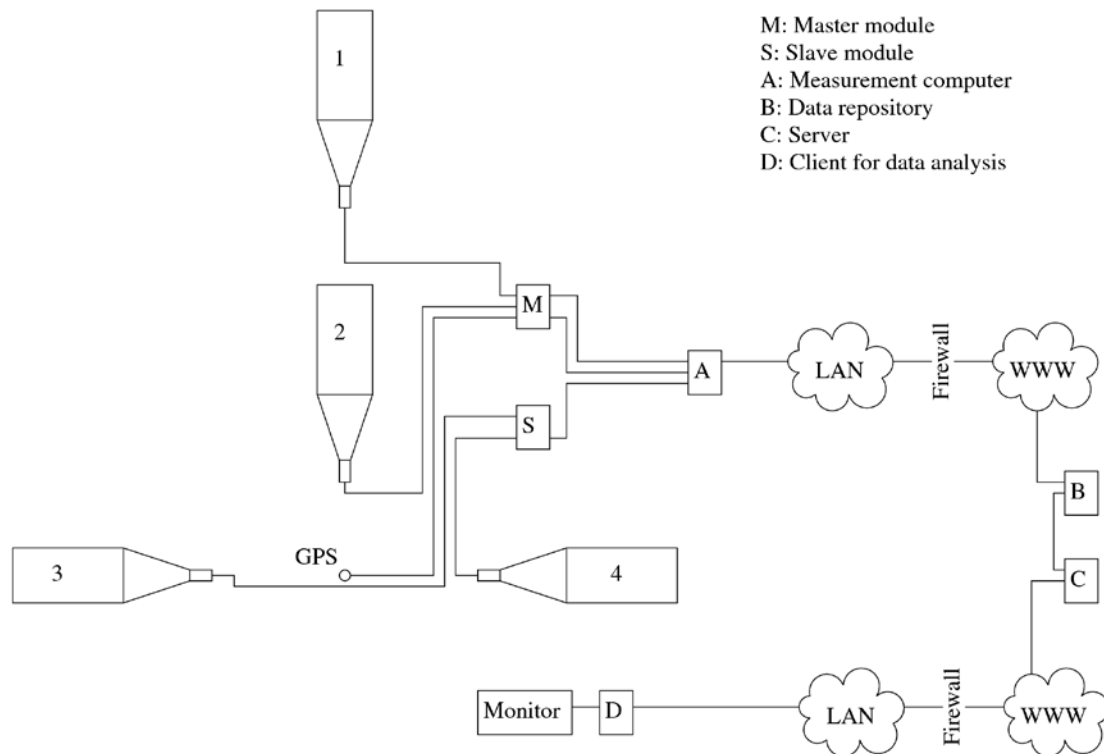
Figur 3.21: Geographical locations and experimental data are displayed at the client computer.

Furthermore, experimental conditions (histograms for pulse heights and pulse integrals) for each station integrated over the day the event occurred, may be displayed. The number of active scintillators that take part in the analyses can be selected so malfunctioning scintillators can be excluded.

On the map the core of a cosmic air shower is depicted as a 'stain'. This core can be moved across the area. The flux of MIPs (Minimal Ionizing Particles) that crosses the scintillators is calculated dynamically as the shower core moves over the map. When calculated (predicted) and measured values equal with the smallest possible error, the most likely core position of the shower is found and the corresponding energy of the primary particle is estimated.

3.3.4 Data streams in HiSPARC

In Figuur 3.22 a typical HiSPARC station within its Internet environment is shown.



Figuur 3.22: The HiSPARC experimental set-up, data acquisition and data streams.

The data flow forces the functionality:

- The GPS antennae and the scintillators 1 and 2 send analogue signals to the Master module. When available, scintillators 3 and 4 send analogue signals to the Slave module.
- The Master (and Slave) module is (are) connected to the data acquisition computer (A). An event is recorded when at least 2 detectors detect a particle ("fired"). Data is compressed.
- Events are broadcasted to the Frome data repository (B) using a VPN (virtual private network) connection.
- The Pique server (C) is asked by a user to select a subset of the Frome (B) data. This data is published to the client (D).
- A coincidence (of at least three events) is loaded into the client computer (D) (for instance at a school) using the analysis software.

Because jSparc is running on the client computer (D), we focus on the client-server connection. Event details have to be retrieved from the server (C) and analysis results have to be broadcasted back to the same server. Both sets of data use a JSON (JavaScript Object Notation) variable. A JSON variable is in fact a set of variables (comparable with the ROOT [48] idea of chains, trees, branches and leaves).

A JSON always starts with "{" and ends with "}". A JSON (ROOT: tree) may contain one or more other

JSONs or arrays (ROOT: branches). An array starts with “[” and ends with “]”. The information flow from the server to the client (computer D) uses a JSON as shown in Figuur 3.23. In this particular case the JSON contains a number of arrays. If the JSON is loaded in a variable called ‘data’, we can retrieve information from the array ‘traces’ by calling “data.events[2].traces[1][0]”. We obtain the first measurement (0) from the second trace (1) from the event of the third station (2) (counting starts at ‘0’).

```
{timestamp:"coincidence timestamp",
nanoseconds:"nanoseconds of coincidence timestamp",
events:[status:"statusinformation",
        timestamp:"event timestamp",
        lon:"longitude of station",
        lat:"latitude of station",
        alt:"altitude of station",
        number:"number of station",
        pulseheights:["the pulseheights of the trace 0/3 in mV"],
        integrals:["the area above the trace 0/3 in mVns"],
        mips:["number of mips for each station"],
        traces:[["arrays of data of the traces 0/3"]]
        ]
}
```

Figuur 3.23: The JSON sending data from the server to the client.

Results are transferred from the client to the server in a similar way. JSONs are also used to send layout information to jSparc.js and jQplot.

3.3.5 Software architecture

The client script has been split into two parts using externally developed libraries.

- The script shower.htm, which contains a dedicated inline javascript.
- The script jsparc.js, which contains more global javascripts.
- The jQuery, jQplot and OpenLayers javascript libraries.

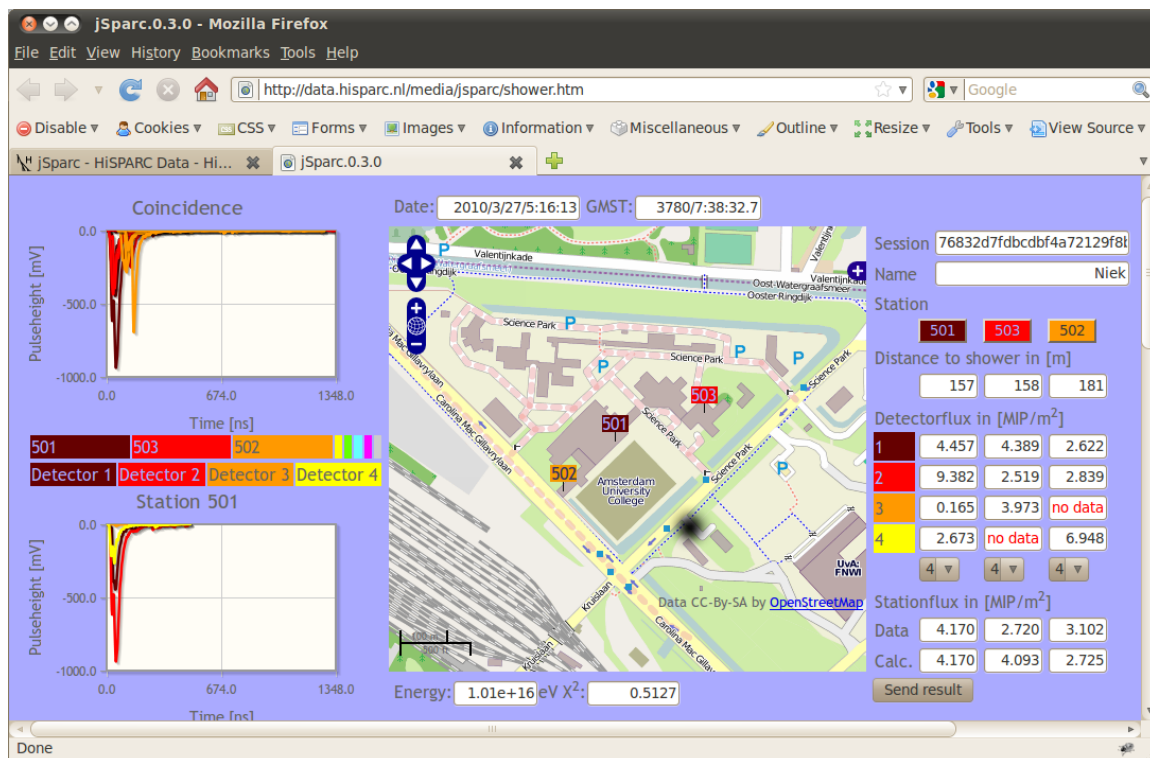
The interface between client and server uses the jQuery \$.getJSON() method and is used twice. In the shower.htm script it calls functions of the jsparc.js script and loads data from the server. On the server side a cross-domain header [49] has to be added to make sure the data can be retrieved under all circumstances.

If the data is required in a method, this method must be placed in the callback function of \$.getJSON(). When the method is placed outside the callback function, the possibility occurs that the function is executed before the data becomes available.

When the data has been analyzed, results are returned to the server using the same \$.getJSON(). The graphs are made using jQplot and the map is constructed with OpenLayers.

3.3.6 Using the interface

The screen of shower.htm is again shown in Figuur 3.24.



Figuur 3.24: The screen of the shower.htm; an interactive tool for data analysis.

An analysis session follows the procedure:

- Open <http://data.hisparc.nl/media/jsparc/shower.htm> in a browser.
- Fill in the session code and name at the top right of the screen and click 'Get data' (not shown in Figuur 3.24). After a short while the traces, a geographical map with station locations and a table with experimental data and calculated data are shown.
- At the top left of the screen, a graph with the (coincidence) event is shown. The first station is brown, the second red etc. It is now possible to directly compare the signals from all stations that are part of the event. Sometimes, scintillators show more than 1 hit well separated in time.
- In the center the map is displayed. The black stain shows the core position of the shower. When the core is moved, the calculated MIP flux in each scintillator is updated.
- At the bottom right, the measured and calculated fluxes for the full station are shown. When the measured and calculated values become more or less equal, the shower core is at its most likely position.
- Below the map, the energy of the primary particle that initiated the shower is estimated and the χ^2 value of the match between experimental result and (model-dependent) prediction is given. Obviously, the χ^2 value should be as small as possible.
- After 'Send result' is activated the ranking of the event analysis is shown in a pop-up screen. Therefore, the browser must support/allow pop-ups.

3.3.7 Adapting the client side

Before `shower.htm` can be adapted, it is necessary to understand its functionality. There are several HTML-instances like the map, the graphs and the fields in the table. These instances have names, which are placed in the JSON `htmlInfo` (Figuur 3.25).

```
var htmlInfo={mapId:"map-id",distId:"dist",chartId:"chartdiv",
mipId:"MIP",mipCalcId:"MIPcalc",energyId:"showEn",
stationEr:"showEr",showerEr:"measEr"};
```

Figuur 3.25: Declaration of the global variable `htmlInfo`.

The names can be recognized in the html-script, take for instance: `<div id="map-id"></div>`. This id can also be found in `htmlInfo.mapId`. The `htmlInfo` variable has to be passed onto several functions to ensure that they can write to the instances. So the map is made with the function `makeShowerMap(htmlInfo,data)`. The information of the HTML-scripts is in the parameter `htmlInfo`. The JSON data contains the information of the coincidence and is also passed onto the function. The function puts a map with the stations and the shower in `<div id="map-id"></div>`.

Therefore, when a new file is made which should generate a map, we need a division with a name, for instance: `<div id="newMap"></div>`. When this is done, we need to place this id in `htmlInfo` (or a new JSON with another name). A line in the `htmlInfo` has to be changed from `mapId:"map-id"` to `mapId:"newMap"` (or this line has to be added to the new JSON). Now we can pass `htmlInfo` (or the new JSON) into the function and a map is made in the division `newMap`.

In the same way the graphs are plotted into the divisions `chartdiv`, `chartdiv0`, `chartdiv1` etc. To plot the functions we use the function `plotGraph(htmlInfo,data)`. If we want to plot a graph of for instance the air pressure, wind speed, or rainfall, we need to pass the names of the divisions to the function. We could for instance make a set div's called `weathergraph`. We plot the graphs in the div's `chrtDiv`, `chrtDiv0`, `chrtDiv1` etc. Instead of passing `htmlInfo`, we pass `weathergraph` into the function `plotGraph()`. Of course we also need to pass a JSON `weatherData` onto the function.

The file `shower.htm` also contains a script that generates a table with new instances and active links from the JSON data. This script generates HTML-code that is appended to a division. All scripts can of course be modified or adapted.

3.3.8 The future

With a good Application Programming Interface (API) pupils can develop their own applications, for instance:

- An application displaying the last events in the HiSPARC network. Events of all stations can be published.
- An application to display correlations between cosmic events and weather data.

- An application to display correlations between cosmic events and measurements carried out at school. The JSON for the local gathered data must be written and appended to a new application.

The API (and it's tutorial) also needs to be written.

3.4 Meetresultaten van een multi-pixel photon counter

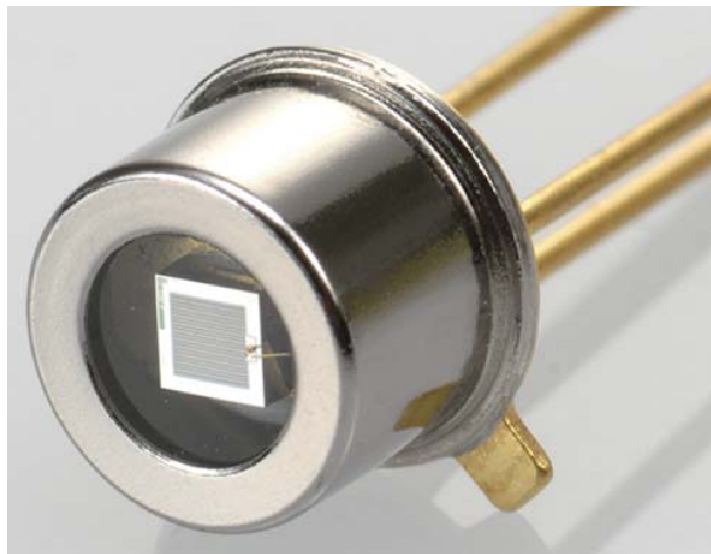


Figuur 3.26: Daniël Wilke de Souza - Trinitas College Han Fortmann Heerhugowaard [50] -.

Daniël Wilke de Souza (Figuur 3.26) is docent natuurkunde aan het Trinitas College Han Fortmann in Heerhugowaard. Zijn voorkeur gaat uit naar het verkennen van de hardware van de HiSPARC detector. De LiO-plek vindt hij een verdieping van de cursus elementaire deeltjes van de lerarenopleiding natuurkunde. De opgedane ervaring gaat hij gebruiken om zijn leerlingen te motiveren bij het maken van een keuze voor het wetenschappelijk onderwijs.

3.4.1 Onderzoeksopdracht

Het onderzoek van Wim Meeuwsen [51], leraar in onderzoek in 2009/2010, naar een alternatief voor de 'photomultiplier tube' (PMT) heeft mogelijk een bruikbare detector opgeleverd: de multi-pixel photon counter (MPPC) van de Japanse fabrikant Hamamatsu [52] (zie Figuur 3.27).



Figuur 3.27: Close-up van een 'multi-pixel photon counter' (MPPC).

Er zijn echter nog een aantal onbeantwoorde vragen die vervolgonderzoek rechtvaardigen. Het vervolgonderzoek concentreert zich op:

1. De constructie van een meetopstelling waarbij twee MPPCs en een PMT worden verbonden met een en dezelfde scintillator.
2. Het vergelijken van de meetresultaten van de MPPCs en PMT.

3.4.2 Multi-pixel photon counter

De toegepaste MPPCs bestaan ieder uit 3600 afzonderlijk fotodioden met een totale oppervlakte van 9 mm². De werking van een MPPC berust op het bedienen van een halfgeleiderdiode in sperrichting. De hier toegepaste uitvoering vereist een gelijkspanning van ongeveer 70 V. Bij deze spanning slaat de MPPC net niet door, maar er is weinig vrije lading nodig om een doorslag te initiëren. Detectie van een enkel foton is al voldoende om een diode in de MPPC matrix door te laten slaan; de MPPC zal een 'puls' genereren. Het totale signaal van de MPPC wordt bepaald door de som van de signalen van alle dioden samen. Dit maakt het mogelijk om meerdere fotonen op hetzelfde tijdstip te detecteren.

3.4.3 MPPC testopstelling

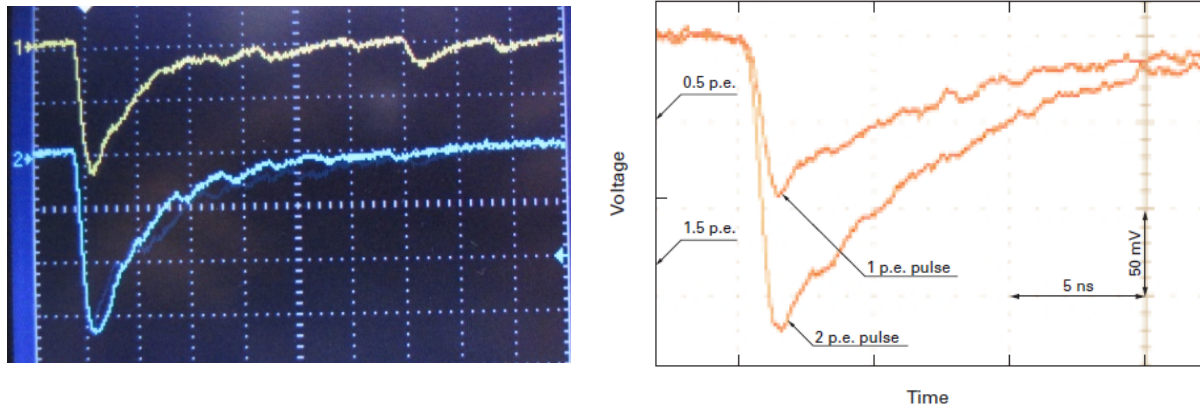
Het hart van de HiSPARC detector is de scintillator. Een groot aantal fotonen wordt geproduceerd wanneer een hoog energetisch (elektrisch geladen) deeltje de scintillator passeert. De MPPC testopstelling is opgebouwd uit een kleine scintillatieplaat van 150 x 80 x 5 mm waarop 2 MPPCs zijn gemonteerd. Dit geheel is met aluminiumfolie, (zwart) kunststoffolie en tape lichtdicht verpakt.

3.4.4 Sperspanning en donkerstroom

In sperrichting aangesloten zal door de MPPC een kleine stroom vloeien welke de donkerstroom genoemd wordt. Voor het instellen van de juiste waarde van de sperspanning is een radioactieve bron Ruthenium 106 met een activiteit van 500 kBq gebruikt welke boven op de scintillator in de testopstelling is geplaatst. De bron zorgt er voor dat in scintillator constant fotonen geproduceerd worden die door de MPPCs vervolgens gedetecteerd kunnen worden. Door de uitgang van MPPCs aan te sluiten op een digitale oscilloscoop is de sperspanning nauwkeurig af te regelen. Resultaat is dat MPPC-1 optimaal werkt bij een sperspanning van 70,990 V. De gemeten donkerstroom is dan 0,40 μ A. MPPC-2 wordt afgeregeld op een sperspanning van 70,855 V en heeft dan een donkerstroom van 0,32 μ A.

3.4.5 MPPC meting

Na het afregelen van de MPPCs is de detector geschikt voor het meten van fotonen. Om het digitale oscilloscoopbeeld van beide MPPC-signalen gelijktijdig te meten is het B-kanaal als trigger ingesteld. Door de grote hoeveelheid aan kleine signalen zijn alleen signalen groter dan 200 mV weergegeven. In de linker afbeelding van Figuur 3.28 is een foto weergegeven van het oscilloscoopbeeld van een meting. Hamamatsu, de fabrikant van de MPPC, heeft in de specificaties een oscilloscoopbeeld (rechts, [53]) afgedrukt dat zeer goed overeenkomt met de meting.



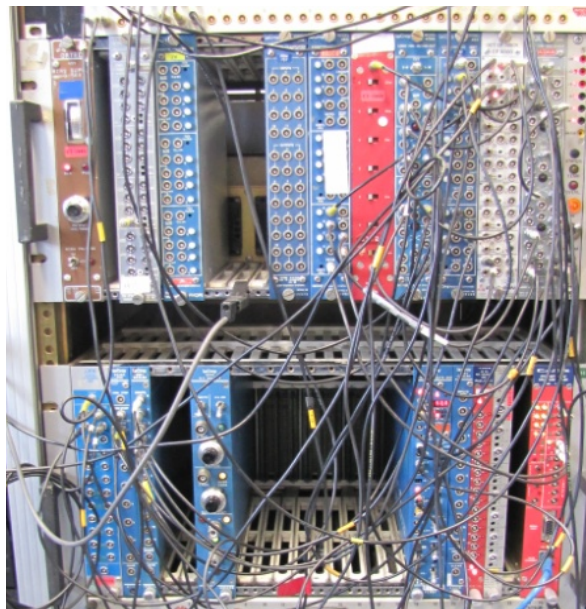
Figuur 3.28: Oscilloscoopbeeld meting MPPC-detector (links) en een vergelijkbaar oscilloscoopbeeld gepubliceerd door Hamamatsu [53] (rechts).

3.4.6 Drempelspanning van de MPPC

De donkerstroom veroorzaakt een constante ruis bovenop het signaal van de MPPC. Door het instellen van een drempelspanning voorkomen we dat er teveel of te weinig data verzameld wordt. Bij teveel data zal er in grote mate donkerstroom gemeten worden. Bij te weinig data worden bruikbare signalen niet opgeslagen.

3.4.7 Analooq/digitaal omzetter

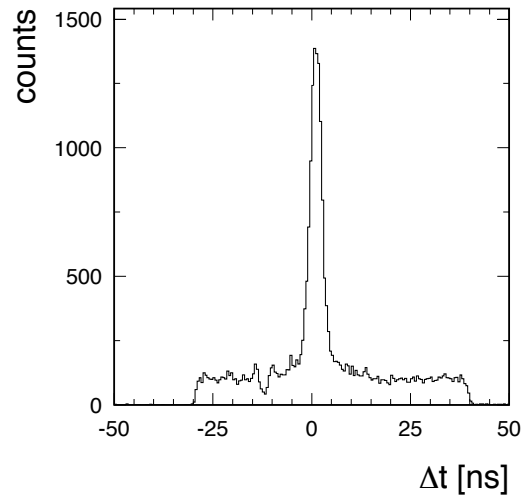
Met behulp van een analooq/digitaal omzetter hebben we over een langere periode meetresultaten verzameld en na analyseren de noodzakelijke drempelspanning van de MPPC detectoren vastgesteld. De benodigde onderdelen voor de analooq/digitaal omzetter zitten in een systeemkrat (Figuur 3.29).



Figuur 3.29: De analooq/digitaal omzetter (en aanvullende elektronica) is modulair opgebouwd.

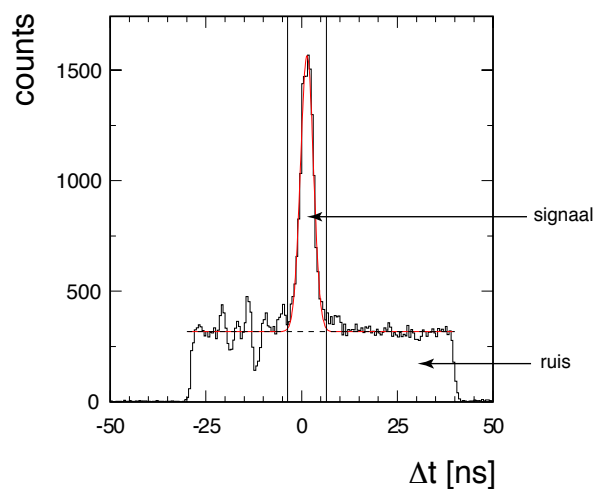
Hierin zijn diverse elektronica-modules geschoven en volgens het schematisch overzicht van Figuur 3.30 aangesloten. Dit krat kan door de flexibele indeling voor diverse doeleinden worden toegepast.

een bepaalde drempelspanning meetresultaten te verzamelen en te analyseren, kunnen we de meest gunstige drempelspanning bepalen. Met gebruikmaking van PAW [54], een interactieve methode om experimentele data uit een computer te visualiseren is onderstaande grafiek (Figuur 3.31) gemaakt.



Figuur 3.31: Histogram van het tijdsverschil tussen de signalen van MPPC1 en MPPC2 bij een drempelspanning van 65 mV. De coïncidenties zijn duidelijk te onderscheiden van de achtergrond t.g.v. donkerstromen.

De horizontale as geeft het verschil in tijd aan tussen de signalen van MPPC 1 en MPPC 2. De verticale as is de maat voor het aantal keer dat een signaal voorkomt. In de grafieken zijn twee componenten in het signaal te herkennen. Het eerste is de Gaussische piek. De signalen in deze piek vinden bijna gelijktijdig plaats en hebben één gemeenschappelijke oorzaak. Het vlakke gedeelte van de grafiek wordt veroorzaakt door de aanwezige donkerstroom in de twee MPPCs. De donkerstroom in de ene MPPC correspondeert niet met die in de andere MPPC, waardoor alle tijdsverschillen even waar

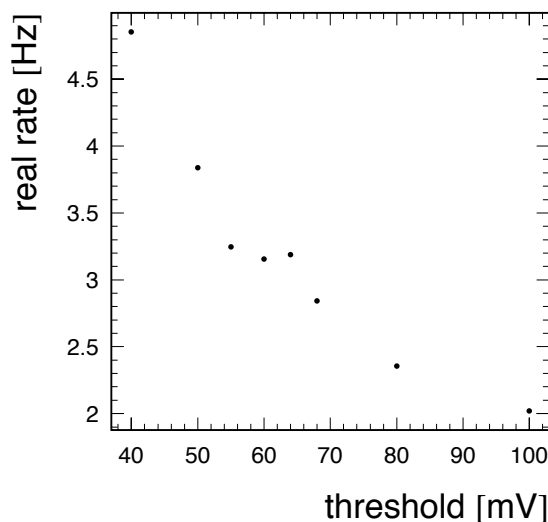


Figuur 3.32: Tijdsverschil tussen de signalen van MPPC1 en MPPC2 bij een drempelspanning van 70 mV. Binnen het coïncidentievenster (verticale lijnen) wordt de signaal/ruis verhouding bepaald door aan te nemen dat het ruisspectrum vlak in de tijd verloopt.

schijnlijk zijn. De verhouding tussen het signaal en de donkerstroom wordt groter naarmate de drempelspanning hoger ingesteld wordt.

Met gebruikmaking van PAW is de frequentie per ingestelde drempelspanning te bepalen. Dit wordt gerealiseerd door de grafiek te fitten (Figuur 3.32). Binnen de verticale lijnen bevindt zich het bruikbare signaal inclusief de donkerstroom (ruis). Door de donkerstroom van het signaal af te trekken kan de frequentie van het signaal worden berekend.

Deze frequentie wordt in Figuur 3.33 aangeduid als de 'real rate'. In dit diagram is de real rate uitgezet bij verschillende drempelspanningen. Er is een afnemende functie zichtbaar die onderbroken wordt door een horizontaal gedeelte ook wel 'plateau' genoemd. De waarde van de meest gunstige drempelspanning ligt in het midden van dit plateau en bedraagt 60 mV.



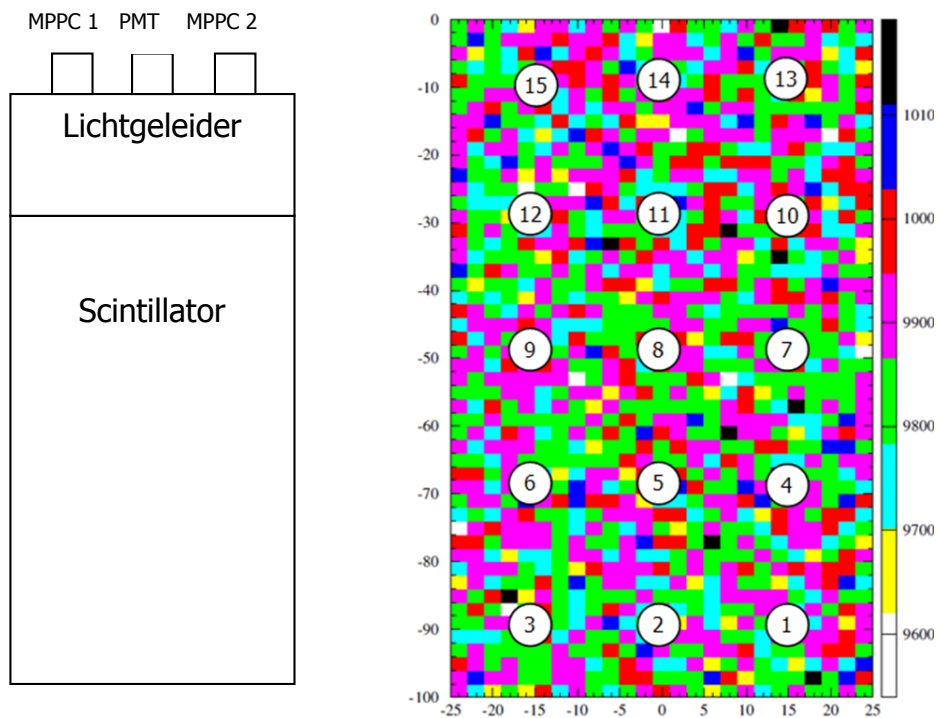
Figuur 3.33: Signaalfrequentie (real rate) als functie van de drempelspanning [mV]. Rond een drempelspanning van ~60 mV ontstaat een 'plateau'.

3.4.8 Monte Carlo simulatie

Jos Steijger heeft een Monte Carlo simulatie gemaakt waarbij een detector aangesloten wordt op een rechthoekige lichtgeleider van perspex met de afmetingen 300 x 500 x 20 mm waaraan een plastic scintillator is gelijmd met de afmetingen van 1000 x 500 x 20 mm (linker afbeelding in Figuur 3.34).

Monte Carlo simulatie is een techniek waarbij door vele herhalingen, elke keer met een andere startwaarde, een responsfunctie wordt verkregen. De term Monte Carlo [55] is afgeleid van het beroemde casino in Monte Carlo. De uitkomst van de Monte Carlo simulatie (Figuur 3.34, rechts) geeft in kleuren het aantal fotonen dat gedetecteerd wordt nadat een hoog energetisch deeltje op een bepaalde positie op de scintillatorplaat valt.

In de rechter afbeelding zijn 15 genummerde cirkels zichtbaar die later als referentiepunten gebruikt zullen worden. De simulatie laat een zeer gunstige detectie zien over het gehele oppervlak van de scintillatieplaat. Met deze vorm van de lichtgeleider, is de detectiekans uniform verdeeld over de scintillator dan die voor de trechtersvorm toegepast in de huidige HiSPARC detectiestations. Het aantal

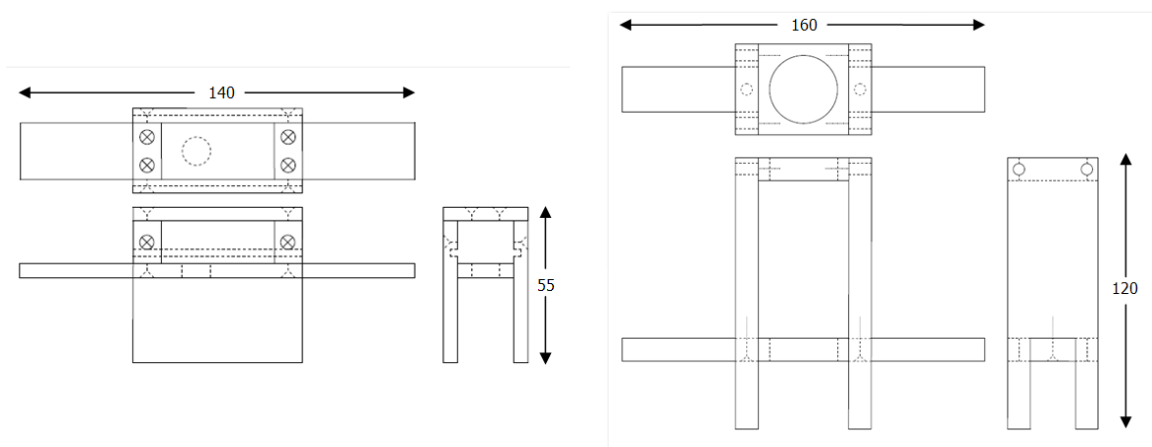


Figuur 3.34: Schematische weergave opstelling scintillator/lichtgeleider en uitleessensoren (links). Rechts is de lichtopbrengst (Monte Carlo simulatie) gemeten op de positie van de PMT als functie van de positie waar het licht in de plaat gegenereerd wordt weergegeven.

fotonen dat de MPPC bereikt is echter ~ 25 keer kleiner met de rechthoekige lichtgeleider dan wanneer de trechtersvorm met PMT toegepast wordt. Het verschil wordt veroorzaakt door het kleinere frontale oppervlak aan de zijde waar de MPPCs gemonteerd zijn. Voor de huidige HiSPARC detector met PMT is het frontale oppervlak 100 cm^2 ($500 \times 20 \text{ mm}$) terwijl voor de test detector (MPPCs) het frontale oppervlak slechts 4 cm^2 ($80 \times 5 \text{ mm}$) bedraagt.

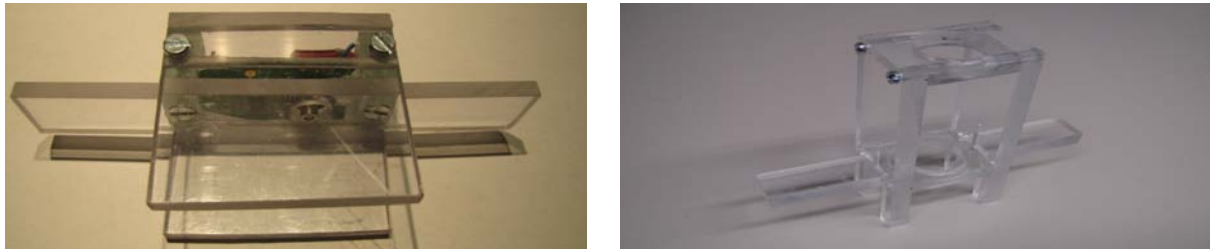
3.4.9 PMT en MPPC behuizing ontwerpen

Voor de MPPC detector met printplaat en de PMT heb ik een behuizing ontworpen (Figuur 3.35).



Figuur 3.35: Ontwerp MPPC- (links) en PMT (rechts) -behuizing.

Deze behuizing is in transparant kunststof uitgevoerd (Figuur 3.36) en wordt op de rechthoekige lichtgeleider gemonteerd.



Figuur 3.36: MPPC behuizing (links) en de behuizing voor de PMT (rechts).

In verhouding tot de afmetingen van de perspexplaat is de MPPC detector klein, en stabiel gemonteerd om storingen tijdens het meten en beschadiging tijdens het vervoer te voorkomen. De MPPC en de PMT zijn zo dicht mogelijk tegen de lichtgeleider gemonteerd om verliezen in de lichtoverdracht zo klein mogelijk te houden. Omdat het een proefopstelling betreft zijn de MPPC- en de PMT-bevestiging demontabel.

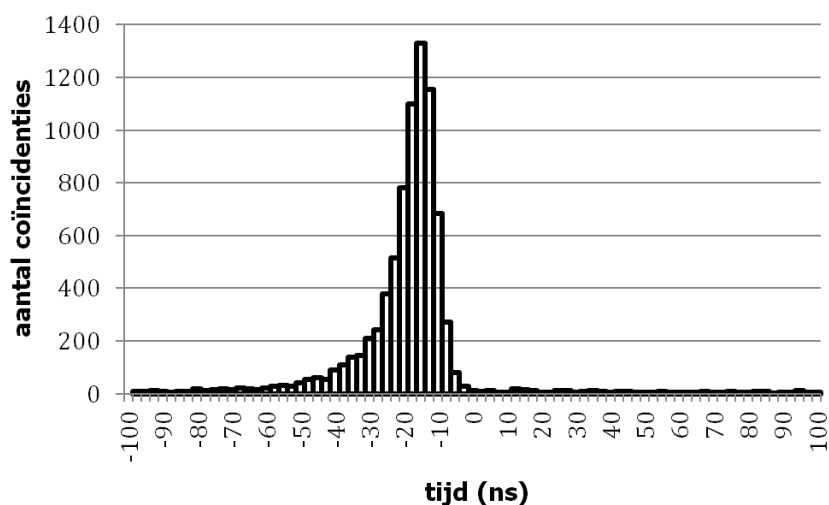
3.4.10 Meetresultaten detector met rechthoekige lichtgeleider

De twee MPPCs zijn gezamenlijk met een PMT op de rechthoekige lichtgeleider gemonteerd. De PMT in het midden van de geleider en de MPPCs links en recht daarvan (zie linker afbeelding in Figuur 3.34). De dichtheid van de hoogenergetische deeltjes is ongeveer 1 event per minuut per cm^2 [56]. Het aantal deeltjes dat door de scintillatieplaat van $0,5 \text{ m}^2$ gaat is ongeveer 5000 per minuut. De frequentie is dan ongeveer 80 tot 85 Hz. De HiSPARC-II elektronica kan data verwerken met een maximale frequentie van ~ 30 Hz. Door een externe PMT detector met een scintillatieplaat van $2,3 \text{ cm}^2$ bovenop de detector met rechthoekige geleider te plaatsen en alleen bij een gelijktijdig signaal van zowel de externe PMT als de PMT op de detector met rechthoekige geleider als event te laten registreren, wordt de frequentie teruggebracht naar ~ 3 Hz. Deze methode wordt een coïncidentieschakeling genoemd en wordt mogelijk gemaakt door de PMT-signalen van beide detectoren op een AND-poort aan te sluiten [13]. Op een tweede HiSPARC unit zijn de twee MPPCs aangesloten; hierbij worden alleen die events geregistreerd die in coïncidentie zijn met de signalen van de PMTs.

De eerste verkennende metingen geven een veel te lage opbrengst van de individuele MPPCs (oppervlakte: 9 mm^2) in vergelijking met die van de PMT (oppervlakte: 400 mm^2). Door de signalen van de MPPCs samen te voegen wordt de resolutie vergroot.

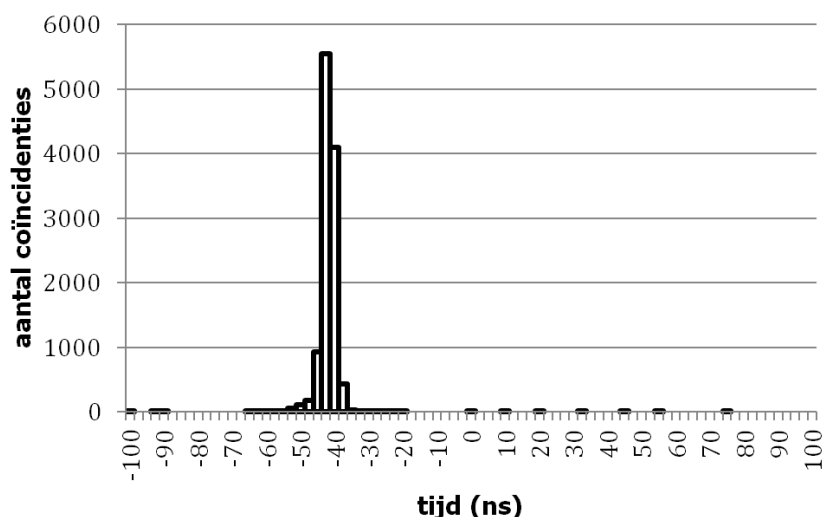
Op de scintillatieplaat zijn 15 meetpunten gedefinieerd (rechts in Figuur 3.34) en per punt is er gedurende tenminste 48 uur data verzameld. Voor ieder meetpunt wordt de kleine PMT-detector bovenop de grote scintillatorplaat geplaatst. Registratie van een event vindt alleen plaats als er sprake is van een coïncidentie tussen de kleine en de grote PMT. In Figuur 3.37 is de signaalgrootte van de MPPCs weergegeven waarbij de kleine scintillator op punt 8 is geplaatst. Het signaal van de PMT gekoppeld aan de grote scintillatorplaat, dus gemeten t.o.v. hetzelfde punt van inslag van het deeltje, wordt in Figuur 3.38 gepresenteerd.

Histogram 8649 coïncidenties MPPC punt 8



Figuur 3.37: Signalen van de MPPCs gemeten in coïncidentie met de signalen van beide PMTs, waarbij de kleine detector zich op punt 8 bevindt.

Histogram 12228 coïncidenties PMT punt 8



Figuur 3.38: Signaal van de PMT op de grote scintillator, gemeten in coïncidentie met het signaal van de kleine scintillator. De kleine detector bevindt zich op punt 8.

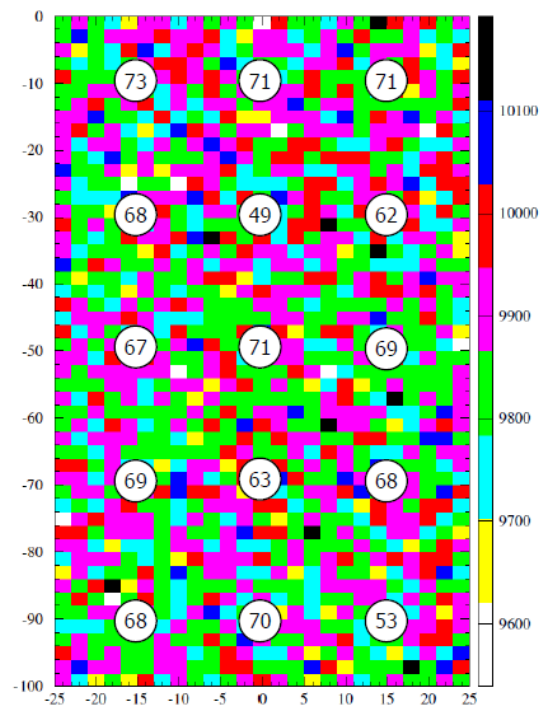
Door het aantal door de MPPCs en de PMTs geregistreerde events met elkaar te vergelijken hebben we de opbrengst bepaald van de MPPCs t.o.v. die van de PMTs. In Tabel 3.4 worden de resultaten gegeven voor de 15 meetpunten. De verhouding tussen beide aantallen (%) is vervolgens voor ieder punt in de cirkels (positie van het meetpunt) in Figuur 3.39 genoteerd.

3.4.11 Conclusie en aanbevelingen

In het slechtste geval is de opbrengst van de MPPCs t.o.v. de PMT 49 %. De kans voor het invangen van fotonen door de PMT, is door het oppervlakte verschil van 400 mm² voor de PMT detector en 18 mm² voor de MPPC detectoren veel groter. De opbrengst in geval van toepassing van MPPCs kan

Positie	# events MPPC	# events PMT	Vershil [%]
1	6341	11875	53
2	11376	16181	70
3	8288	12127	68
4	5565	8135	68
5	5089	8023	63
6	5428	7897	69
7	8380	12089	69
8	8649	12228	71
9	8262	12262	67
10	4976	8011	62
11	12276	24822	49
12	8284	12195	68
13	8278	11704	71
14	5829	8172	71
15	5980	8141	73

Tabel 3.4: Aantal events in MPPCs en PMTs, met de kleine scintillator op punten 1 t/m 15.



Figuur 3.39: # events in MPPCs t.o.v. # events in PMTs [in %].

eenvoudig vergroot worden door meerdere MPPCs parallel te schakelen.

Het signaal van de MPPC verschilt van het signaal van de PMT. Een nader onderzoek naar de oorzaak en mogelijke aanpassing is gewenst.

3.5 Energiereconstructie in de Nijmegen cluster



Figuur 3.40: Frans Marcelis - Dr. Moller College Waalwijk [57] -.

Frans Marcelis (Figuur 3.40) is in 1979 afgestudeerd in de vakgroep theoretische kernfysica van de TU/e (Technische Universiteit Eindhoven) en is sinds 1982 docent natuurkunde aan het Dr. Moller College te Waalwijk.

3.5.1 Onderzoeksopdracht

Energiebepaling van een kosmisch stralingsdeeltje uit data van showers gemeten in de HiSPARC cluster Nijmegen. Het onderzoek bestaat uit vier stappen:

1. Bepaal de MPV-waarde.

Om de deeltjesdichtheid te kunnen berekenen uit de gemeten traces van een coïncidentie, moet eerst de most probable value (MPV) zo nauwkeurig mogelijk bepaald worden uit alle traces van een station van één dag. Het histogram van de piekhoogtes moet een Landauverdeling opleveren als de energie uitsluitend afgegeven zou worden door muonen. Energieafgifte door andere processen geven een niet te verwaarlozen bijdrage aan het histogram. Dit wordt benaderd met een Gaussverdeling.

Met kleinste-kwadraten-aanpassing worden de parameterwaarden bepaald van een som van een Landauverdeling en een Gaussverdeling. Dit levert een MPV op voor elk station voor elke dag dat het station in bedrijf is geweest.

2. Bepaal de deeltjesdichtheid in een shower.

De vorm van de piek in een trace blijkt goed benaderd te kunnen worden door een aangepaste Moyalverdeling die een extra parameter krijgt, zodat de opgaande en neergaande flank onafhankelijk gevarieerd kunnen worden. Door het fitproces te herhalen met het restant van de trace na aftrek van de hoogste piek, kan het aantal deeltjes van deze shower dat de detectorplaat treft,

berekend worden. Daartoe moet de som van alle piekhoogtes gedeeld worden door de MPV van deze detectorplaat van dit station.

3. Bepaal de richting van het primaire deeltje.

Voor het berekenen van de energie van het primaire deeltje, is de richting van de as van de shower nodig. De richting van de as van de shower kan bepaald worden uit de verschillen in aankomsttijd bij de 3 (of meer) verschillende stations.

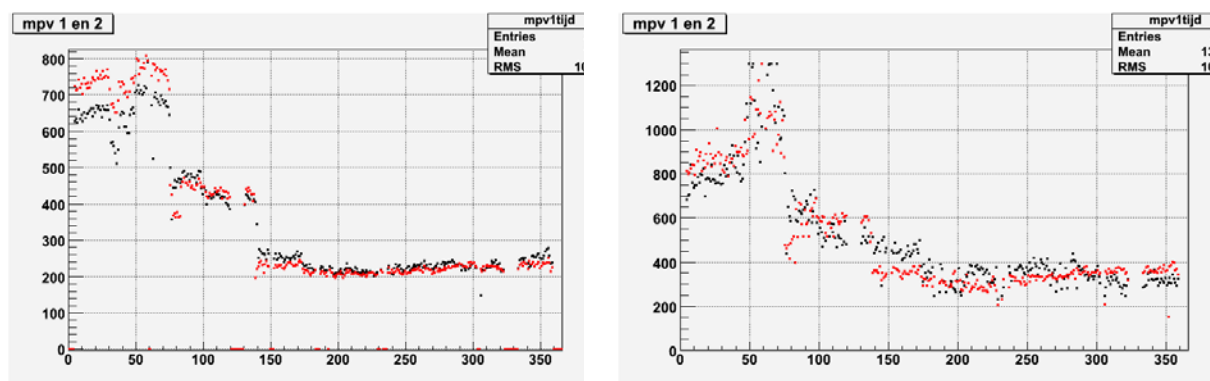
4. Reconstrueer de energie van het primaire deeltje.

Vervolgens kan uit de deeltjesdichtheden van 3 stations die betrokken zijn bij een 3-voudige coïncidentie met een minimalisatie-procedure uit het pakket ROOT de plaats van de inslag van de shower-kern bepaald worden. Met de NKG-functie [33, 58] kan nu de energie van het primaire deeltje dat de shower heeft veroorzaakt berekend worden.

Van de jaren 2004 tot en met 2009 zijn 34 3-voudige coïncidenties van dezelfde 3 stations geschikt gebleken om de energie van het primaire deeltje te bepalen. Uit de resultaten kan van deze combinatie van 3 stations afgeleid worden in welk energiegebied showers geregistreerd worden volgens de verwachte deeltjesflux van kosmische deeltjes.

3.5.2 Bepalen van de MPV-waarde

Ter bepaling van de MPV-waarde is gebruik gemaakt van de scripts beschreven in Appendix C van het LiO rapport [59], dat het onderzoek tijdens het schooljaar 2009 - 2010 beschrijft. Er valt een onderscheid te maken tussen histogrammen met een tweetal maxima en histogrammen met een maximum. Bij de laatste is het bepalen van de MPV-waarde lastiger omdat de fitprocedure vooral uit de rechterflank van het histogram moet bepalen wat het aandeel is van de Landauverdeling van de energieafgifte door muonen. In dit geval maakt het groot verschil voor de uitkomst van de MPV-waarde als in plaats van een Gaussfunctie een andere verdeling wordt gekozen. Voor Figuur 3.41 zijn alle traces van beide scintillatoren van een detectiestation station voor een dag geanalyseerd. De fit links is uitgevoerd met een convolutie van een Landau- en een Gaussverdeling. De MPV-waarden in de rechter



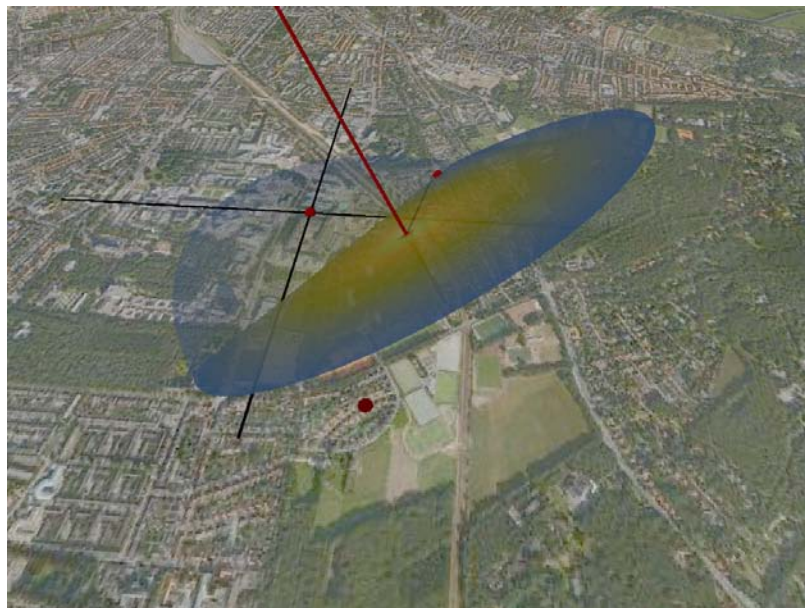
Figuur 3.41: Pieken in de trace van twee scintillatoren (rood, zwart) van een station gefit met de convolutie van Landau en Gauss (links), en Landau en 'aangepaste Moyalverdeling' (rechts). De fits zijn toegepast op alle traces die gedurende 1 dag verzameld zijn.

figuur zijn verkregen door te fitten met een convolutie van een Landau- en Moyalverdeling. Hoewel de fits een grotere chi-kwadraat hebben, is toch gekozen voor de Gaussverdeling als tweede functie in de fit (links in Figuur 3.41). De MPV-waarden zijn stabiel over langere periodes waarin de instelling van de apparatuur gelijk is gebleven. Een Moyalverdeling lijkt te veel op een Landauverdeling zodat hun aandeel in het histogram waarschijnlijk enigszins inwisselbaar is. Dat is waarschijnlijk de oorzaak van de grotere spreiding in het rechter figuur in vergelijking met de spreiding in het linker figuur.

3.5.3 Deeltjesdichtheid in de shower

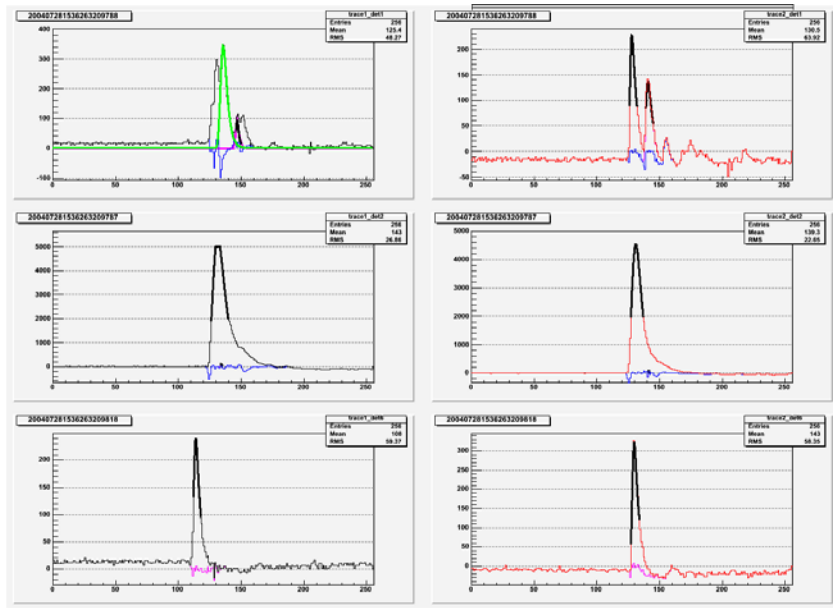
Een trace geeft het verloop van de spanning weer die de fotoversterkerbuis (PMT) afgeeft gedurende $(256 \times 20 =) 5120$ ns. Uit de hoogte van de spanningspuls kan het aantal deeltjes bepaald worden door de spanning te delen door de gemiddelde waarde van de spanning die een muon bij het passeren van de detectorplaat veroorzaakt in de PMT. Als de trace meerdere pieken bevat die elkaar (eventueel) overlappen, bestaat het risico dat bij optellen van de piekwaarden teveel deeltjes berekend worden. Elke puls heeft een bepaalde breedte, waardoor een tweede puls op de flank van een eerdere puls kan liggen. De tweede puls heeft een deel van zijn hoogte dan te danken aan de eerste puls. Door een fitprocedure aan de grootste puls uit te voeren en de trace te verminderen met de berekende fit, houden we de eigen hoogte over van de tweede puls. Dit procedé kan meerdere malen herhaald worden tot er geen significante pulsen meer te onderscheiden zijn.

In Figuur 3.42 wordt een 'artist impression' van een shower over de stad Nijmegen gegeven. Deeltjes worden geregistreerd in stations 1, 2 en 6. De hierboven geschetste fitprocedure wordt vervolgens toegepast op traces van deze stations. In Figuur 3.43 wordt de procedure geïllustreerd met in blauw en magenta het restant na aftrek van de fit op de piek. De fitfunctie is dezelfde 'aangepaste' Moyalverdeling die eerder ook gebruikt is bij de bepaling van de maximaal afgegeven spanning uit de



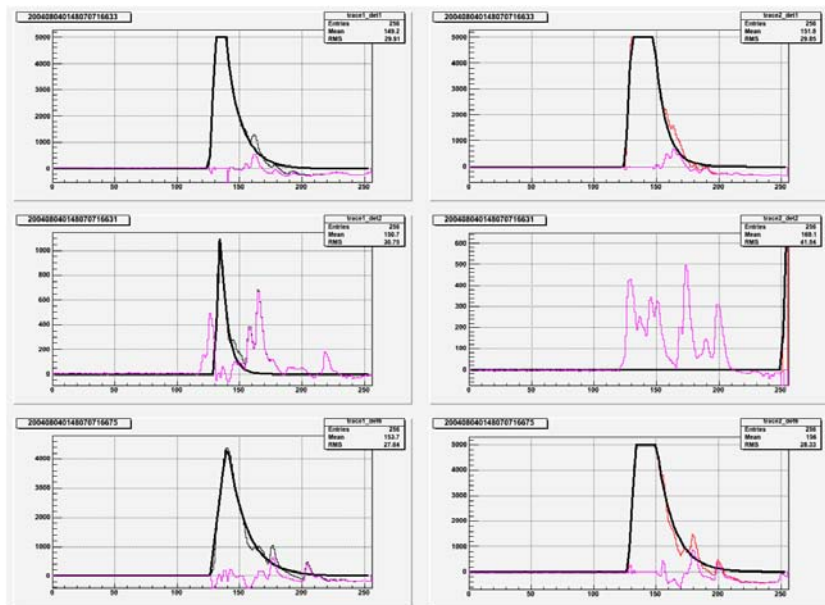
Figuur 3.42: 'Artist impression' van een door stations 1, 2 en 6 (deeltjes hebben dit station nog niet bereikt) geregistreeerde shower over Nijmegen.

histogrammen voor het berekenen van de MPV-waarden.



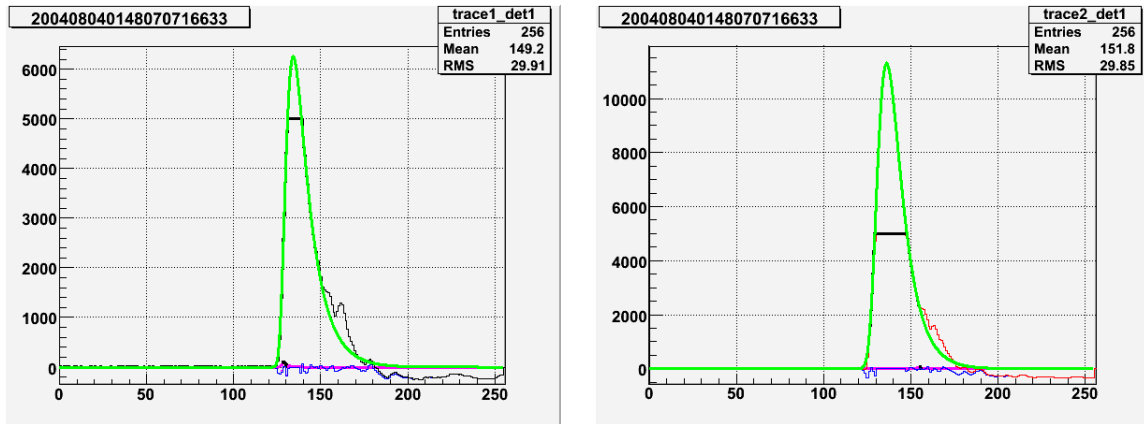
Figuur 3.43: Traces van beide scintillatoren (links – zwart, rechts – rood) in - van boven naar beneden - de stations 1, 2 en 6 tijdens een coïncidentie geregistreerd op 28 juli 2004. De subtractie-procedure (zie tekst) wordt geïllustreerd door de residuen in magenta en blauw. De pieken zijn gefit met een aangepaste Moyalverdeling (dikke zwarte curve).

In sommige traces is de maximaal afgegeven spanning gelijk aan de verzadigingsspanning van de PMT. De PMT wordt overstuurd en komt ver buiten het gebied van zijn lineaire respons. In Figuur 3.44 is een voorbeeld te zien waarbij in totaal 3 PMTs overstuurd worden (stations 1, 2 en 6, gebeurtenis geregistreerd op 8 augustus 2004).



Figuur 3.44: Traces van de scintillatoren in (van boven naar beneden) stations 1, 2 en 6 waargenomen op 8 augustus 2004. Drie PMTs zijn volledig in verzadiging getreden. De fits zijn wederom uitgevoerd op de hoogste piek in de trace.

Ondanks dat een PMT in verzadiging treedt, kan op basis van de fit op beide flanken van het signaal, de vorm en hoogte van de puls gereconstrueerd worden. Dit wordt geïllustreerd in Figuur 3.45. Reconstructie van de pieken in de traces van station 1 in Figuur 3.45 is gerealiseerd met behulp van het script <maketraceconvfit3.c>.



Figuur 3.45: Reconstructie van de pieken in de traces van station 1 (8 augustus 2004). Hoewel beide PMTs in verzadiging zijn gekomen, kan op basis van de fitprocedure op de flanken van de pieken, de pulshoogte geschat worden.

3.5.4 Richtingbepaling

De richting van het primaire deeltje wordt afgeleid m.b.v. de meetgegevens van drie detectiestations (1, 2 en 3). De positie van station 1 wordt in de oorsprong van het coördinatenstelsel gekozen. De coördinaten van station 1 zijn dan (L_{1x}, L_{1y}) en van station 2 (L_{2x}, L_{2y}) . De verschillen in de aankomsttijden t_1 , t_2 en t_3 van de shower bij de 3 stations zijn $T_1 = t_1 - t_2$ en $T_2 = t_2 - t_3$. Het verticale vlak waarin de shower-as ligt, maakt een hoek ϕ met de x-richting. Deze hoek kan berekend worden met:

$$\tan \phi = \frac{L_{1x}T_2 - L_{2x}T_1}{L_{2y}T_1 - L_{1y}T_2} \quad (3.122)$$

In programmeertaal C++ is de functie $\text{atan2}(x, y)$ beschikbaar die de hoofdwaarde van het argument geeft:

$$\phi = \text{atan2}(L_{1x}T_2 - L_{2x}T_1, L_{2y}T_1 - L_{1y}T_2) \quad (3.123)$$

Dit vereenvoudigt de procedure vergeleken met die van Teun van Heesch en Sjaak Wolst in het LIO-rapport 2008/2009 [60] aanmerkelijk. Als hoek ϕ bekend is, kan de hoek met de verticaal θ berekend worden volgens:

$$\sin \theta = \frac{cT_1}{L_{1x} \cos \phi + L_{1y} \sin \phi} = \frac{cT_2}{L_{2x} \cos \phi + L_{2y} \sin \phi} \quad (3.124)$$

Wanneer $T_1 = 0$ dan wordt de noemer in de eerste formule ook 0 en moet de tweede formule gekozen worden en vice versa. Omdat de hoek θ met de verticaal, als bolcoördinaat, tussen 0° en 180° moet

liggen, moet bij een eventuele negatieve waarde van θ het minteken verwijderd worden met de gelijktijdige aanpassing van ϕ in $\phi + 180^\circ$. Dit levert de juiste waarden van de richtingscoördinaten θ en ϕ van de shower-as. In het script <energie_dir.C> wordt de richting op deze manier berekend.

3.5.5 Energie van het primaire deeltje

In het script <energie_dir.C> wordt ook de plaats waar de as van de shower het aardoppervlak treft, berekend. De laterale deeltjesdichtheidcontributie, de NKG-functie [61], luidt:

$$S(r) = g(E) f(r) \quad (3.125)$$

met

$$f(r) = \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\alpha} \left(1 + \frac{r}{r_0}\right)^{-(\eta-\alpha)} \left(1 + \frac{r^2}{2000^2}\right)^{-0.6} \quad (3.126)$$

In het AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) experiment worden de volgende waarden toegepast:

$$\begin{aligned} \alpha &= 1,2 \\ \eta &= 3,97 - 1,79 \left(\frac{1}{\cos \theta} - 1\right) \end{aligned} \quad (3.127)$$

terwijl voor de Molièrestraal $r_0 = 91,6$ meter gebruikt wordt. De afstand tot de shower-kern, gemeten in het shower-vlak, is r . Van de 3 stations waartussen de 3-voudige coïncidentie plaatsvindt, moet de afstand tot deze shower-kern uitgedrukt kunnen worden. Het script definieert eerst de richting van de eenheidsvector $\vec{n} = (n_x, n_y, n_z)$ loodrecht op het shower-vlak. Uitgedrukt in θ en ϕ is dit $\vec{n} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$. Definieer de coördinaten van een station $\vec{r}_{\theta=0} = (x, y, 0)$. De component van $\vec{r}_{\theta=0}$ in de richting van \vec{n} is dan het inproduct $(\vec{r}_{\theta=0}, \vec{n}) \vec{n}$. De component in het shower-vlak is $\vec{r} = \vec{r}_{\theta=0} - (\vec{r}_{\theta=0}, \vec{n}) \vec{n}$. De lengte van r wordt dan $r = |\vec{r}|$.

Definieer de gemeten deeltjesdichtheid in station i , d_i . Minimalisatie van

$$\sum_i (g(E) \cdot f(r))_i^2 - d_i^2 \quad (3.128)$$

levert een waarde van de energieafhankelijke factor $g(E)$. In het artikel van Nagano en Watson [61] wordt op pagina 710 beschreven hoe de waargenomen deeltjesdichtheid afhangt van de invalshoek θ . De energie van het primaire deeltje wordt nu berekend volgens

$$E(eV) = 4 \cdot 10^{17} \cdot \left[f(600) \cdot g(E) \cdot e^{\left(1013 \cdot (\sec(\theta)-1) \cdot \left(\frac{1}{500} + \frac{\sec(\theta)-1}{594}\right)\right)} \right]^{1,015} \quad (3.129)$$

Het observatorium in Akeno ligt op 900 m boven zeeniveau. In plaats van 920 g/cm^2 in Akeno, is hier in Nijmegen voor de atmosferische diepte 1013 g/cm^2 gekozen. In plaats van $2,3 \cdot 10^{17} \text{ eV}$ is gekozen voor $4 \cdot 10^{17} \text{ eV}$. Dit wordt gemotiveerd door de waarde die in Yakutsk [62] gehanteerd wordt. Dit experiment ligt ook op zeeniveau.

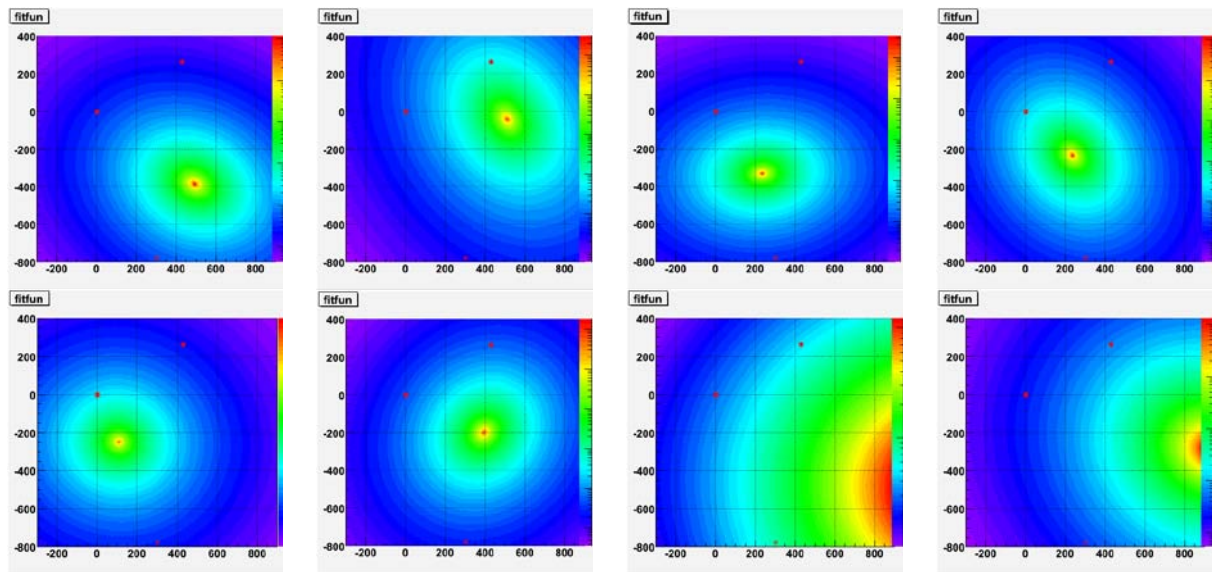
De resultaten van de berekeningen voor 3-voudige coïncidenties tussen de detectorstations 1, 2 en 6 in de jaren 2004 t/m 2009 zijn vermeld in Tabel 3.5. Voor iedere gebeurtenis wordt de datum, de berekende energie [eV], de gemeten deeltjesdichtheden, de MPV-waarden van de betreffende dag van elk betrokken station en de richting (θ, ϕ) van de shower-as aangegeven.

Datum	Energie [eV]	d_1	d_2	d_3	MPV- 1	MPV- 2	MPV-6	θ	ϕ
20040718	5.11×10^{17}	2,8	1,5	4,9	144 - 240	210 - 207	122 - 292	37,2	148,2
20040728	1.24×10^{18}	8,0	60,6	3,1	143 - 236	220 - 208	120 - 298	42,4	-61,7
20040804	9.90×10^{18}	122	30	82	141 - 224	211 - 203	134 - 316	41,4	5,4
20040815	3.83×10^{17}	15,0	2,2	3,3	132 - 229	208 - 202	133 - 304	38,6	122,4
20040908	1.37×10^{18}	52,4	3,1	2,4	172 - 241	227 - 212	234 - 289	14,8	149,1
20040910	5.28×10^{17}	4,1	5,0	2,7	143 - 232	217 - 211	237 - 293	30,2	237,2
20040924	9.57×10^{18}	2,6	4,3	7,5	166 - 248	235 - 219	232 - 296	35,2	172,9
20040925	2.95×10^{18}	2,1	5,3	3,3	181 - 245	233 - 219	229 - 296	29,1	152,2
20041005	3.99×10^{17}	11,7	11,3	0,7	120 - 237	231 - 225	231 - 301	42,9	-14,3
20041015	7.93×10^{17}	7,9	4,5	3,9	126 - 241	234 - 231	226 - 298	48,6	-28,1
20041024	1.28×10^{18}	13,2	12,9	27,1	106 - 234	226 - 231	218 - 306	55,3	78,4
20041105	1.31×10^{18}	46,9	13,8	3,1	173 - 248	224 - 229	215 - 299	56,7	20,7
20041115	6.69×10^{17}	4,8	3,4	2,5	170 - 253	236 - 221	211 - 292	15,1	-53,5
20041213	1.08×10^{19}	12,3	20,4	23,1	153 - 266	261 - 234	205 - 298	32,8	162,5
20041216	1.78×10^{18}	6,0	2,6	29,4	150 - 261	250 - 230	205 - 304	18,5	190,8
20050112	5.50×10^{17}	32,1	11,9	0,8	143 - 254	239 - 222	205 - 301	27,1	24,8
20050125	3.23×10^{17}	15,7	2,9	0,8	146 - 269	275 - 243	203 - 283	28,8	22,1
20050125	5.75×10^{17}	2,0	1,4	4,0	146 - 269	275 - 243	203 - 283	10,0	113,4
20050704	5.93×10^{17}	14,9	2,2	2,4	255 - 369	219 - 221	235 - 297	24,1	190,0
20050712	6.66×10^{17}	38,3	3,8	2,2	240 - 342	207 - 210	222 - 284	37,0	197,1
20050720	6.42×10^{17}	27,7	1,6	2,3	263 - 356	224 - 227	230 - 292	15,2	131,8
20051003	5.91×10^{17}	5,7	30,4	1,9	239 - 374	224 - 227	224 - 270	43,9	115,4
20080130	1.72×10^{19}	3,5	3,1	12,1	87 - 228	306 - 273	166 - 238	66,9	155,1
20080613	7.09×10^{17}	4,0	2,0	2,9	85 - 208	289 - 271	193 - 253	58,0	174,5
20080724	2.41×10^{18}	3,5	1,8	3,2	72 - 204	284 - 258	186 - 246	38,1	201,2
20080804	3.65×10^{17}	1,9	2,1	1,5	80 - 197	279 - 275	193 - 247	27,9	24,7
20080918	5.41×10^{18}	1,7	3,3	8,3	85 - 209	292 - 266	185 - 246	30,9	206,8
20081129	3.64×10^{18}	0,9	2,4	1,5	86 - 233	313 - 290	174 - 254	50,6	160,5
20081212	1.80×10^{17}	1,7	2,0	1,8	83 - 226	303 - 268	170 - 248	41,2	105,6
20090124	4.28×10^{18}	1,6	2,2	2,8	80 - 236	304 - 277	171 - 247	63,5	201,2
20090328	8.85×10^{17}	3,8	4,5	2,8	82 - 232	315 - 278	171 - 248	13,1	214,1
20090328	4.67×10^{17}	4,1	6,8	1,6	82 - 232	315 - 278	171 - 248	41,8	209,9
20090719	2.80×10^{17}	2,0	1,3	2,3	78 - 203	280 - 276	185 - 245	48,1	137,1
20090921	8.99×10^{17}	2,9	2,0	6,4	75 - 198	272 - 261	182 - 250	10,7	194,5

Tabel 3.5: Datum, berekende energie, deeltjesdichtheden, MPV-waarden en hoeken van showers die gedetecteerd zijn door stations 1, 2 en 6 in Nijmegen. De stations hadden in de jaren 2004 t/m 2009 het volgende aantal gemeenschappelijk meetperioden: in 2004, 152 dagen; in 2005, 111 dagen; in 2006, 194 dagen en in 2008, 256 dagen. Vet gedrukte data hebben de shower-as ver buiten driehoek gevormd door de 3 stations.

In Figuur 3.46 wordt de 'hoogte kaart' (laterale dichtheidsverdeling) van een achttal coïncidenties tussen stations 1, 2 en 6 grafisch (rode stippen) weergegeven. Vanaf het centrum van de shower (rood, hoge dichtheid) reduceert de deeltjesdichtheid (donkerblauw, lage dichtheid) als functie van de afstand tot de shower-kern. In Appendix A zijn de andere coïncidenties uit Tabel 3.5 grafisch weergegeven.

De gegevens van 3-voudige coïncidenties tussen andere combinaties van detectiestations worden in Appendix B in Tabel 4.1 getabelleerd en grafisch weergegeven in Figuur 4.4. T.g.v. beperkte statistiek

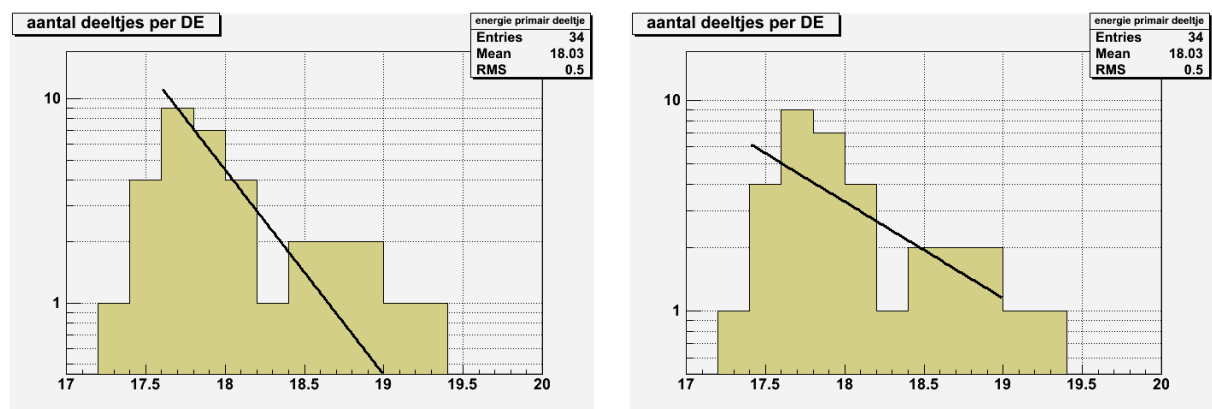


Figuur 3.46: Laterale deeltjesdichtheidistributies van showers uit coïncidenties tussen stations 1, 2 en 6 op (van links naar rechts) 18 en 28 juli, 4 en 15 augustus, en 8, 10, 24 en 25 september 2004. Het centrum van de showers verloopt van rood hoge dichtheid) naar geel (lage dichtheid). De drie rode stippen geven de positie van de detectiestations.

kon, voor de resterende coïncidenties die zijn waargenomen in de periode van 2004 t/m 2009, geen richting etc. herleid worden.

3.5.6 Discussie en afsluiting

Over de jaren 2004 t/m 2009 zijn voor 34 3-voudige coïncidenties tussen de stations 1, 2 en 6 de showers gereconstrueerd. Vervolgens is voor deze combinatie de energie van het primaire deeltje berekend. Nu kan de flux van kosmische deeltjes als functie van hun energie geanalyseerd worden. In Figuur 3.47 wordt het aantal coïncidenties als functie van de berekende energie (bins van $0,2 \log E$) van de primaire deeltjes gepresenteerd.



Figuur 3.47: Aantal showers als functie van hun energie met een fit over het energie-interval van $10^{17,6}$ tot $10^{19,0}$ eV (links) en rechts met een fit-interval van $10^{17,4}$ tot $10^{19,0}$ eV.

Een lineaire fit tussen $10^{17,6}$ en $10^{19,0}$ eV (linker histogram, op dubbel logaritmische schaal!) geeft een

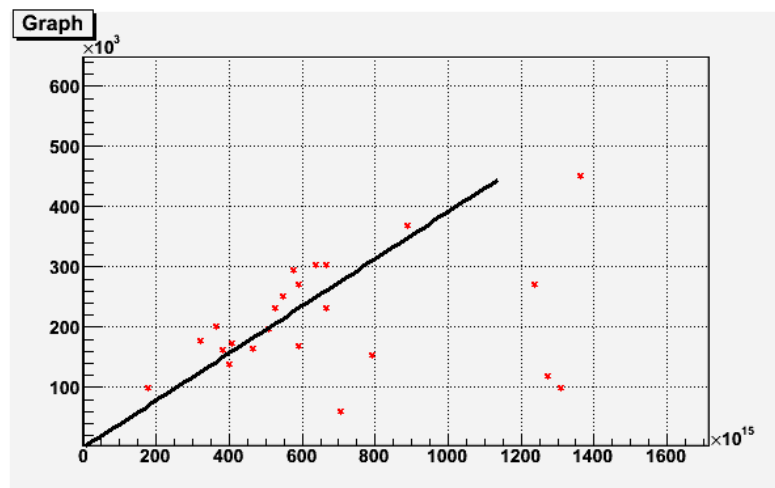
helling van $-2,3$. Beneden dit energiegebied is de flux lager dan op basis van het energie spectrum gepresenteerd in Nagano en Watson [61], verwacht kan worden (Tabel 3.6). De reden is de te grote afstand tussen de stations (500 m tussen 1 en 2, en 830 m tussen 1 en 6 resp.) zodat de kans op het registreren van deze 'laag energetische' showers te nihil is. Voor grote waarde van de energie is de energiebepaling niet erg betrouwbaar omdat het centrum van de showers erg ver buiten de driehoek van de 3 stations komt te liggen. In Tabel 3.5 zijn de data van deze coïncidenties vetgedrukt. De enige coïncidentie boven $10^{19,0}$ eV (2008-01-30) lijkt erg onwaarschijnlijk en wordt dan ook niet meegenomen in de fit. De lineaire fit over het energie-interval van $10^{17,6}$ tot $10^{19,0}$ eV (rechter histogram) levert een helling van $-1,1$.

TABLE V. Comparison of differential intensities at 10^{19} eV for different experiments.

Experiment	Flux at 10^{19} eV $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{eV}^{-1}$	Slope ($< E_{\text{ankle}}$)	Slope ($> E_{\text{ankle}}$)
Haverah Park	2.22×10^{-33}	3.24 ± 0.07 ($10^{17.6} \sim 10^{18.6}$)	$2.70^{+0.18}_{-0.17}$ ($\geq 10^{19.0}$)
Yakutsk	3.31×10^{-33}	3.15 ± 0.03 ($10^{17.5} \sim 10^{18.8}$)	2.78 ± 0.2 ($10^{18.9} \sim 10^{19.6}$)
Fly's Eye	2.23×10^{-33}	3.27 ± 0.02 ($10^{17.6} \sim 10^{18.5}$)	2.71 ± 0.1 ($10^{18.5} \sim 10^{19.6}$)
AGASA	2.51×10^{-33}	$3.23^{+0.10}_{-0.12}$ ($10^{17.6} \sim 10^{19.0}$)	$2.78^{+0.25}_{-0.33}$ ($\geq 10^{19.0}$)

Tabel 3.6: Flux als functie van de energie van het primaire deeltje (uit [61], pagina 714).

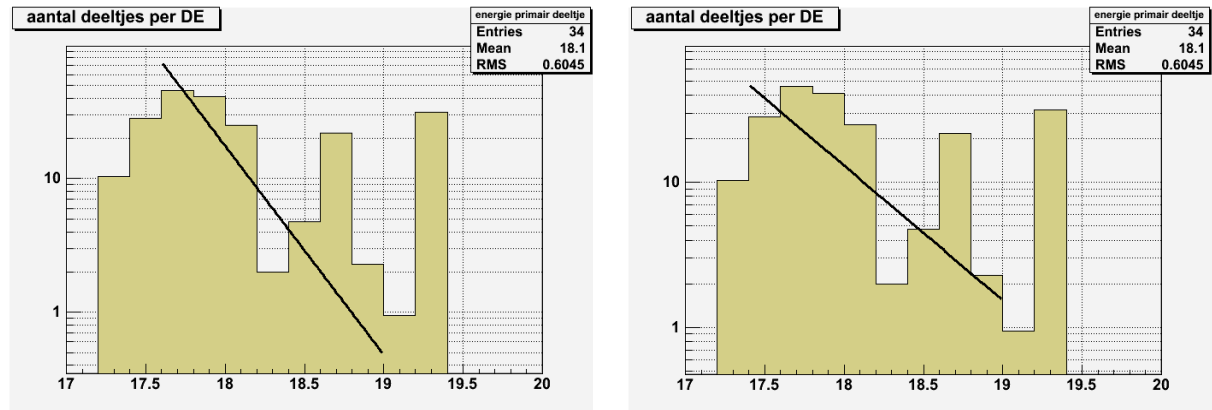
In Figuur 3.48 is het kwadraat van de afstand tot de as van de shower (R) waarbuiten minder dan 1 deeltje per detectorplaat verwacht wordt, uitgezet tegen de energie van het primaire deeltje. Zoals uit de distributie blijkt, wordt tot 10^{18} eV, R^2 , en dus ook de oppervlakte van de shower evenredig groter met de energie E van het primaire deeltje.



Figuur 3.48: Het kwadraat van de afstand (\sim oppervlakte) tot het centrum van de shower (R^2) waarbij nog maar 1 deeltje per detectorplaat verwacht wordt, als functie van de energie van de shower.

In de histogrammen van Figuur 3.49 is het aantal deeltjes in de platen van stations 1, 2 en 6 gedeeld door het kwadraat van hun afstand tot het centrum van de shower (R^2), uitgezet als functie van de

energie van het primaire deeltje. Evenals in Figuur 3.47, wordt helling voor twee intervallen gefit. Een lineaire fit tussen $10^{17,6}$ en $10^{19,0}$ eV (linker histogram, op dubbel logaritmische schaal) geeft nu een helling van $-3,6$. Blijft nog de vraag in hoeverre de afhankelijkheid van de ruimtehoek een rol speelt. Uit Tabel 3.5 blijkt dat hoge energieën oververtegenwoordigd zijn bij grote waarden van θ . De oorzaak hiervan kan de exponentiële correctiefactor zijn die uit [61] verkregen is. De exponentiële correctiefactor loopt bij $\theta = 60^\circ$ op tot ruim 50. De maximumwaarde voor θ die [61] geeft is 50° en de waarde van $\lambda_2 = 594$ heeft een grote foutenmarge. De lineaire fit over het energie-interval van $10^{17,6}$ tot $10^{19,0}$ eV (rechter histogram) levert een helling van $-2,1$.



Figuur 3.49: Aantal deeltjes in de platen van stations 1, 2 en 6 gedeeld door het kwadraat van hun de afstand tot het centrum van de shower, als functie van de energie van de shower met een fit over het energie-interval van $10^{17,6}$ tot $10^{19,0}$ eV (links) en rechts met een fit-interval van $10^{17,4}$ tot $10^{19,0}$ eV.

3.6 HiSPARC: lichtopbrengst en omgevingstemperatuur



Figuur 3.50: Henk Buisman - HiSPARC coördinator Leiden [63] -.

Henk Buisman (Figuur 3.50) studeerde biologie en natuurkunde. Hij is gepromoveerd op een onderwerp in de elektrofysiologie. Na een korte carrière in de ICT koos hij voor het onderwijs (computers praten niet terug). Sinds 2000 geeft hij les aan het VWO (voornamelijk natuurkunde en tegenwoordig ook NLT). Hij coördineert de aansluiting tussen het VWO en de afdelingen natuur- en sterrenkunde aan de universiteit Leiden, waar hij ook de HiSPARC werkzaamheden voor de regio Z-W Nederland coördineert. Het LiO-schap heeft hem veel inzicht gegeven in de verrassende wereld van de hoge energiefysica, en zal hem helpen bij de werkzaamheden voor het HiSPARC steunpunt in Leiden.

3.6.1 Introductie

HiSPARC [13] onderzoekt kosmische straling. Het project is een samenwerking tussen universiteit en voorgezet onderwijs (VWO). Scholen zorgen voor een detectornetwerk, leerlingen kunnen kennis maken met hoge energiefysica [64].

Zeer hoogenergetische deeltjes (snelle protonen, ijzernuclei) botsen hoog in de atmosfeer met een kern van bijvoorbeeld een stikstofatoom. Hierbij ontstaan nieuwe deeltjes die door nieuwe botsingen of door intern verval weer nieuwe deeltjes vormen. Dit proces herhaalt zich vele malen, waarbij de energie per deeltje afneemt, maar hun aantal groter wordt. Als de energie per deeltje onder de rustmassa van een zeker deeltje komt, kan dit niet meer gevormd worden, en komt er geleidelijk een eind aan dit proces. Het aantal deeltjes neemt vanaf hier langzaam af door absorptie. Uiteindelijk wordt op zeeniveau een 'shower' van voornamelijk muonen, elektronen en gamma's waargenomen. Zie [65] voor een uitgebreide beschrijving van dit proces. Neutrino's die in deze processen ook veelvuldig geproduceerd zijn, worden niet door de HiSPARC detectoren geregistreerd. De doorsnede van het showerfront is groter naarmate de energie van het primaire deeltje groter is. Voor metingen aan deze showers maakt

HiSPARC gebruik van de detectorstations die op daken van deelnemende scholen staan geplaatst.

HiSPARC stations staan in clusters verspreid over heel Nederland. Als detectorstations niet te ver uit elkaar staan kunnen zij dezelfde shower waarnemen. Een shower komt bijna tegelijkertijd in verschillende stations aan. Door deze zogenaamde coïncidenties tussen verschillende meetstations te vergelijken kunnen richting en energie van het oorspronkelijke, primaire deeltje worden berekend. Het is daarvoor nodig dat plaats (eenmalig), aankomsttijd en deeltjesdichtheid (voor elke gebeurtenis) nauwkeurig worden bepaald.

Een HiSPARC station bestaat uit minimaal twee detectorplaten (de eigenlijke sensoren) die enkele meters van elkaar worden geplaatst. Alleen gebeurtenissen die door beide platen worden waargenomen, worden geregistreerd. Elektronica bemonstert beide kanalen met intervallen van 2,5 ns (400 MHz). Een GPS zorgt voor het tijdstempel. Data worden gebufferd op een lokale PC en via een internetverbinding verzonden naar een centrale server voor latere analyse en verwerking.

3.6.2 Onderzoeksopdracht

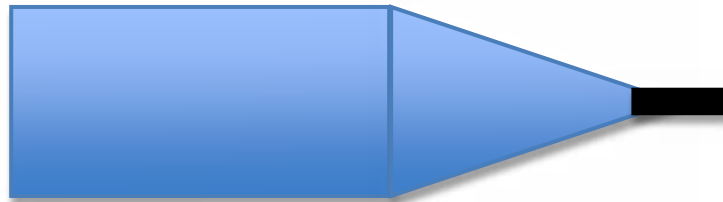
Het eerste deel van het onderzoek richt zich op de gevoeligheid en tijdsresolutie van een HiSPARC detectorplaat. Deze detector (sensor) bestaat uit een scintillatorplaat, een lichtgeleider en een PMT. De vorm van de lichtgeleider zorgt er voor dat de gevoeligheid van de detector meer of minder van de positie van de inslag op de plaat afhangt. De PMT blijft in deze analyse grotendeels buiten beschouwing, maar een deel van de metingen worden ook gebruikt in het onderzoek van een collega LiO [66]: in hoeverre kunnen halfgeleiders (MPPCs) als vervanging dienen voor de vertrouwde, maar dure en kwetsbare PMTs?

Uitgangspunt voor de experimenten die aan de analyse ten grondslag liggen, zijn Monte Carlo simulaties [67]. Er wordt een model geïntroduceerd dat de interactie van een muon dat de detectorplaat passeert, in vijf stappen beschrijft. Deze simulaties leveren een interne gevoeligheid- en looptijdverdeling (alleen voor driehoekige geleider). De simulaties worden aan metingen getoetst.

De HiSPARC detectoren staan op daken van scholen bloot aan de elementen. In de zomer in de volle zon, in de winter in de vrieskou. De skibox beschermt tegen wind en regen. Tegen temperatuurswisselingen biedt de skibox geen bescherming. De skibox zou zelfs als een broeikas kunnen werken. Temperatuurschommelingen in de skibox kunnen dan heftiger zijn dan veranderingen in de omgevingstemperatuur. Extreme temperaturen en temperatuurschommelingen kunnen mechanische problemen veroorzaken. Zo kan het plastic van de scintillator beschadigen (craqueleren), de lijmverbindingen kunnen breken en de bevestiging van de fotobuis (PMT) aan de lichtgeleider kan degraderen. Misschien nog wel belangrijker; temperatuurswisselingen kunnen de werking van de PMT systematisch beïnvloeden [68, 69]. Voldoende aanleiding om de temperatuur in de skiboxen en de temperatuur van de PMT onder de loep te nemen. In het tweede deel van het onderzoek presenteer ik verkennde metingen over het verloop van de temperatuur en het effect op het PMT-signaal.

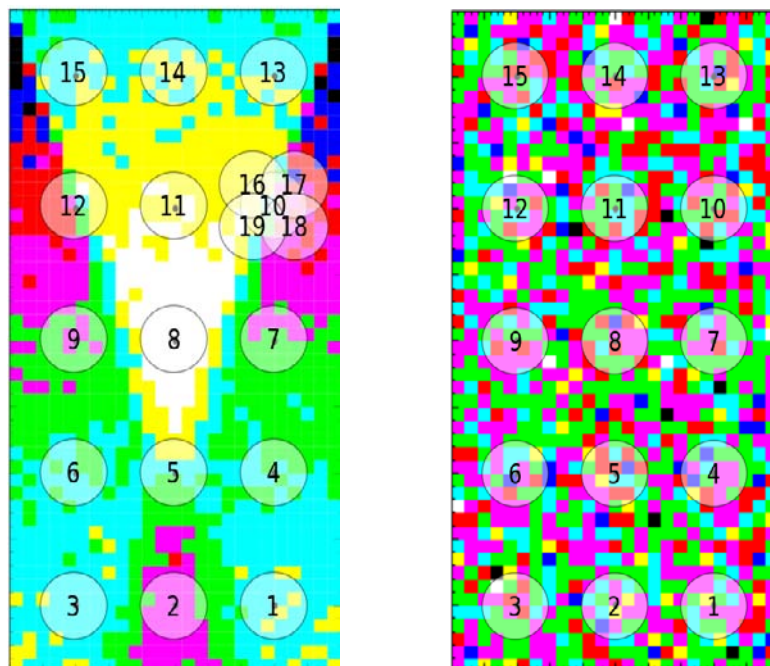
3.6.3 Materialen en methoden: scintillatieplaat

De HiSPARC sensor (Figuur 3.51) bestaat in essentie [70] uit een plastic scintillator ($50 \times 100 \times 2 \text{ cm}^3$), een driehoekige perspex lichtgeleider en een PMT. De lichtgeleider plaatst de PMT op een afstand van 58 cm van de scintillator.



Figuur 3.51: Een HiSPARC sensor bestaat uit een rechthoekige scintillator, driehoekige lichtgeleider en PMT.

In de opstelling met de MPPCs is de lichtgeleider een rechthoek die de PMT/MPPCs op 30 cm [66] van de scintillatorplaat plaatst. Zowel voor de huidige driehoekige lichtgeleider als voor een rechthoekige lichtgeleider zijn Monte Carlo simulaties uitgevoerd. Hiermee wordt de gevoeligheid van de sensor voor beide opstellingen op 15 posities in een gebied van $2 \times 2 \text{ cm}$ voorspeld (Figuur 3.52).



Figuur 3.52: Raster met simulatiepunten en meetconfiguratie voor detectoren met driehoekige (station S98, links) en rechthoekige (station S97, rechts) lichtgeleider. Donkere vlakken representeren een hoge gevoeligheid (arbitraire eenheden). Voor simulaties werden de platen verdeeld in een netwerk met meetpunten van $2 \times 2 \text{ cm}^2$. Voor de metingen is op beide platen een grid van 15 punten aangebracht (afstand tussen de rijen 15 cm, afstand tussen de kolommen 20 cm). Op S98 zijn bovendien vier punten rond meetpunt 10 bemeeten (zie tekst).

De simulaties zijn als volgt aan de metingen getoetst. Er zijn twee opstellingen gebruikt. De eerste (station S98) is een standaard HiSPARC plaat. In de tweede configuratie (station S97) is de driehoekige lichtgeleider vervangen door een rechthoekige. De PMT werd zo op 30 cm afstand van de scintillator langs de hoofdas geplaatst (rechter afbeelding in Figuur 3.52). In deze opstelling werd ook aan weerszijden van de PMT een MPPC gemonteerd [66]. In beide opstellingen werd op de afscherming van de scintillator met tape een raster van 15 meetpunten aangebracht. Een probe bestaande uit een scintillatorplaatje van $1,5 \times 1,5 \text{ cm}^2$ en (kleine) PMT, werd telkens op een meetpunt geplaatst. Alleen coïncidenties tussen probe en HiSPARC scintillator werden geregistreerd.

Met drempelwaarden van -20 mV en -30 mV voor de signalen van de probe en de PMT aan de grote plaat resp. wordt een triggerconditie gedefinieerd zodat bijna alleen op coïncidenties getriggered wordt. De trigger-rate is evenredig met het detectoroppervlak. De probe heeft een oppervlakte van maar $2,25 \text{ cm}^2$ zodat slechts $4,6 \times 10^{-2}$ gebeurtenissen per seconde (2 per minuut) geregistreerd worden. Dit komt redelijk overeen met de waarde die in de literatuur [71] gevonden wordt: $1 \text{ cm}^2 \text{ min}^{-1}$. Om voldoende statistiek te krijgen (meer dan 10000 'events' per punt) moet meer dan 3,5 dag op ieder punt gemeten worden. Wegens tijdgebrek is voor S97 de meettijd per punt verkort.

Het LabVIEW data acquisitie programma bezit default een datareductie algoritme. Dit algoritme zorgt ervoor dat alleen de puls(en) en een klein gebied daar omheen geregistreerd wordt. In S98 werd de datareductie optie uitgezet, zodat ook de volledige trace geanalyseerd kon worden. In S97 is de registratie iets anders verlopen, de datareductie stond hier wel aan. Het analysescript moest hiervoor enigszins aangepast worden. In S98 werd de pulshoogte in het pulshoogtehistogram in mV weergegeven; in S97 werd in eerste instantie met ADC eenheden gerekend. Pas na het fitten van de Landauverdeling werd de piek naar mV geschaald (omrekenfactor 0.57 mV/ADC-stap).

Bij alle metingen werden positie, start- en eindtijd (horlogetijd) met een volgnummer (`exnr`) genoteerd in een 'Python list' [72]. Deze list is met de hand aan te passen. Door deze list als module in scripts te laden zijn alle start- en eindtijden beschikbaar. Met behulp van functies uit de Python HiSPARC framework library [73] werd een kopie van de data lokaal opgeslagen. Data werden met additionele scripts geanalyseerd. Pythonscript `<s98clean.py>` en `<s97oei.py>` werden gebruikt om de data uit de centrale database te lezen en te filteren (alleen s97). De pulshoogtehistogrammen werden in CSV files geschreven. Voor alle meetpunten werd uit pulshoogtehistogrammen in PAW [54] met de routine `<convlan.f>` de energie in de Landaupiek berekend [74].

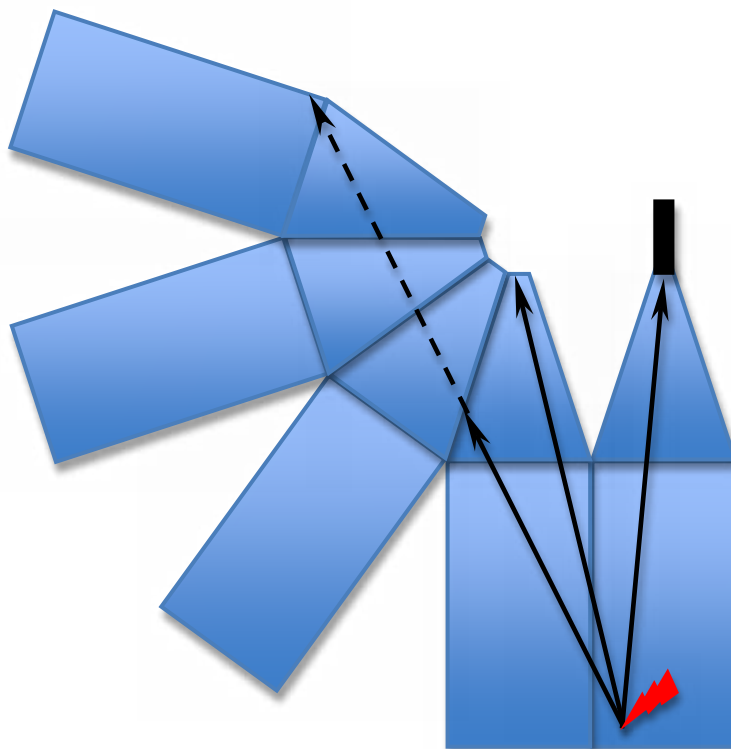
De routine `<convlan.f>` berekent de meest waarschijnlijke energie die een deeltje bij doorgang van de detector afstaat. De gemeten pulshoogte wordt beschreven door de convolutie van een Landau verdeling en een Gauss [75]. Een fit met deze verdelingen levert drie parameters:

- P1: wordt verkregen uit de Landau fit en is het aantal mV/kanaal. $3.38/P1$ levert de meest waarschijnlijke waarde voor de energie die een MIP in de plaat afgegeven heeft.
- P2: intensiteit, oppervlakte van de Landau fit
- P3: breedte (resolutie) van de Gauss fit

Het zware werk in de analyse in PAW werd door de routine <convlan.f> uitgevoerd. Het script <cmd.lst> verzorgt de parameters voor <convlan.f>. Deze statistische bewerking is voor alle meetpunten uitgevoerd zodat de Monte Carlo simulatie direct met de metingen vergeleken kon worden.

3.6.4 Resultaten

Het is een misverstand te veronderstellen dat de driehoekige lichtgeleider een verzamel functie zou hebben. Dit wordt geïllustreert door de afbeelding in Figuur 3.53. Een foton dat buiten de grenshoek de wand raakt vervolgt zijn weg na totale reflectie in de detector. Als de spiegelregel herhaald wordt toegepast lijkt het foton het pad te volgen als weergegeven door de linker doorgetrokken zwarte lijn. Als het foton in de lichtgeleider is, liggen de (virtuele) lichtgeleiders die het foton doorloopt als een rozet. Het foton zal de top van de lichtgeleider niet bereiken als het daar al niet direct op afstevent.



Figuur 3.53: Voorbeelden van paden van een foton door scintillator en lichtgeleider. De linker lichtweg bereikt de PMT niet, ook al wordt de spiegelwet herhaald toegepast. De middelste en rechter lichtwegen leiden wel naar de PMT. De lichtgeleider werkt niet zozeer als trechter, maar als ruimtelijk middelaar.

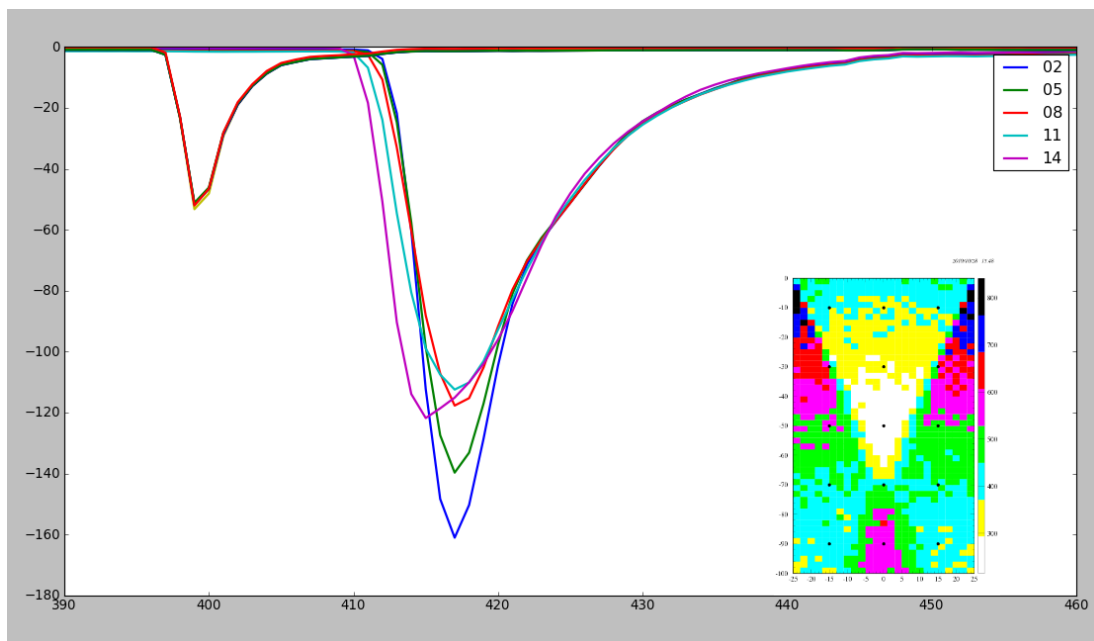
In de figuur is het pad van het foton na de derde spiegeling gestippeld. De spiegeling ligt nu binnen de grenshoek en het foton kan de plaat verlaten. In simulaties wordt het foton nu als verloren beschouwd. In de praktijk kan het foton nu min of meer spiegelend werkaatsen tegen de laag aluminiumfolie die de detector omhult. Er is nu een kans dat het foton weer intreedt. Dit onderzoekje geeft ondermeer een antwoord op de vraag of fotonen inderdaad herintreden en zo een bijdrage leveren aan de totale lichtopbrengst van de detector. De middelste en de rechter lichtstraal bereiken de PMT wel. Vanuit het inslagpunt zijn er tenminste twee lichtwegen mogelijk. Voor de interne gevoeligheidsverdeling zullen

de grenshoek en de vorm van de lichtgeleider een rol spelen. In Figuur 3.53 worden een aantal simpele spiegelingen weergegeven. Het aantal mogelijke spiegelingen neemt echter snel toe.

Een grote brekingsindex zorgt ervoor dat fotonen bij spiegelingen in het verticale vlak binnen de detectorplaat blijven. De totale lichtopbrengst is dus direct afhankelijk van de positie waarop de MIP de scintillator raakt (zie linker afbeelding in Figuur 3.52). De simulaties laten zien dat ongeveer 28% van de fotonen de lichtgeleider zullen bereiken [67]. Tevens zal de looptijd van de fotonen van de inslagplaats van de MIP afhangen.

In S97 werd de data gefilterd binnen een coïncidentie-interval van -20 tot +10 ADC samples. Als de trigger buiten dit interval valt wordt de trace verworpen. Voor dit onderzoek leidde dat alleen tot een kleine verlaging van het gammaspectrum; op de MIP piek heeft dit filter geen invloed. Voor het onderzoek gepresenteerd in [66] was dit filter wel van belang.

Het is niet mogelijk om het inslagpunt op een HiSPARC plaat te lokaliseren. De positie-afhankelijke looptijd van de fotonen in combinatie met de verschillende lichtpaden veroorzaakt een intrinsieke onzekerheid op de tijdsregistratie van de inslag [67]. M.b.v. de probe kunnen de looptijden in de plaat wel gemeten worden en kan de afwijking t.o.v. de 'theoretische' looptijd afgeleid worden. De metingen zijn uitgevoerd op de hoofdas (meetpunten 2, 5, 8, 11 en 14 in Figuur 3.52; punt 14 bevindt zich het dichtste bij de lichtgeleider). Voor ieder meetpunt is de 'karakteristieke' pulsform bepaald door te middelen over meer dan 10000 metingen, zie Figuur 3.54.



Figuur 3.54: Gemiddelde pulsform (>10000 metingen) in de tijd (2.5 ns sampling) voor punten 2, 5, 8, 11 en 14 op de hoofdas van de scintillatorplaat. Punt 2 is het verste van de PMT verwijderd. De kleine puls links representeert het 'karakteristieke' signaal van de probe. Pulshoogten in mV.

De probe geeft voor alle meetpunten een absolute (gemiddelde) tijdsbepaling. Vervolgens definiëren we het verschil in looptijd tussen de punten t.o.v. punt 14 (het dichtste bij de PMT). Tijden worden ge-

definieerd door het moment waarop de signalen een vaste drempel (-20 mV voor de probe en -30 mV voor de plaat) overschrijden. In Tabel 3.7 wordt voor de verschillende meetpunten het gemeten en berekende verschil in looptijd t.o.v. punt 14 en de gemiddelde pulshoogte gegeven. De berekende waarden zijn verkregen door de kortste afstand tussen de meetpunten te delen door de lichtsnelheid in de scintillator ($n = 1,58$).

Meetpunt	Looptijd t.o.v. 14 [ns]	Berekend [ns]	Pulshoogte [mV]
14	0	0	121
11	1,98	1,05	112
8	3,69	2,11	117
5	4,54	3,16	138
2	4,54	4,21	161

Tabel 3.7: Gemiddelde looptijden gemeten t.o.v. van punt 14 ($t = 0$ ns) voor meetpunten op de hoofdas van de detectorplaat links in Figuur 3.52 (afgelezen uit de grafieken in Figuur 3.53) vergeleken met de berekende waarden. In de kolom uiterst rechts zijn de gemiddelde pulshoogten voor ieder meetpunt vermeld.

PMT en elektronica van de probe verschillen sterk van die van de HiSPARC opstelling. Dit is een van de redenen dat het signaal van de probe 33,79 ns vroeger arriveert dan het signaal uit de plaat (Figuur 3.54). In een PMT worden elektronen uit de fotokathode vrijgemaakt. Deze worden een aantal malen versneld over een hoogspanning, over een afstand van meerdere centimeters. De tijd die nodig is om deze afstand te overbruggen is de transittijd. Afhankelijk van het type is deze tijd 20 - 110 ns [76]. De transittijd is de dominante term waarmee het verschil in aankomsttijd tussen signalen uit de probe en plaat verklaard kunnen worden. Aangezien de scintillator van de probe slechts een klein oppervlak bezit, is de spreiding in looptijden in de probe te verwaarlozen. De probe produceert een gemiddelde (MIP) pulshoogte van 52 mV.

Uit Tabel 3.7 volgt dat hoe verder het meetpunt van de PMT verwijderd is, des te groter de vertraging. De looptijdverschil tussen punten 11 en 14 is 1,98 ns. Dit is veel groter dan op grond van de kortste afstand tussen de punten verwacht kan worden (20 cm, brekingsindex 1,58): 1,05 ns. Ook voor de andere punten is het looptijdverschil groter dan die op grond van de brekingsindex verwacht wordt. Bij het verste punt neemt het looptijdverschil niet meer toe. Reflecties aan de achterwand zullen daar waarschijnlijk een rol bij spelen.

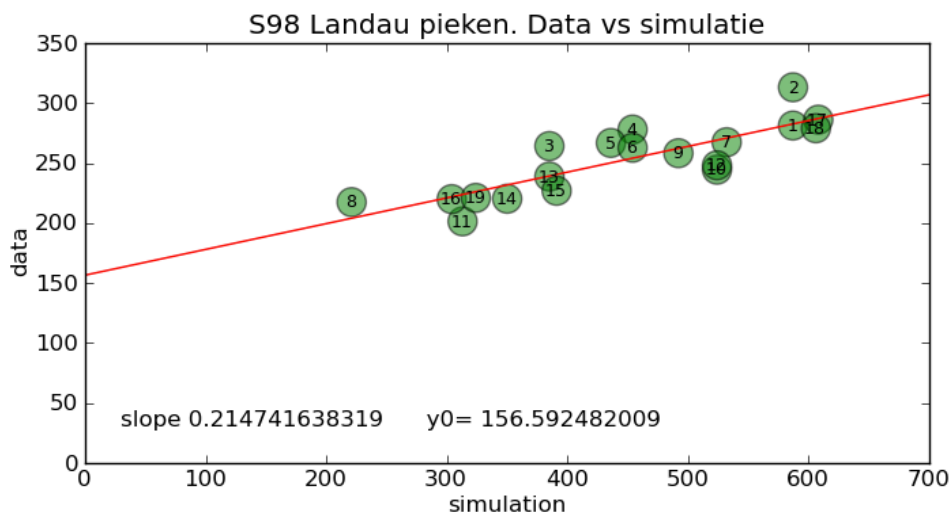
In de laatste kolom van Tabel 3.7 worden de pulshoogten vermeld. Deze geven een indicatie van de gevoeligheidsverdeling over de plaat. De gevoeligheid werd nauwkeuriger geanalyseerd. Hiertoe werden voor alle meetpunten de Landau pieken van de pulshoogtehistogrammen met PAW berekend zoals beschreven in sectie 3.6.3. De intensiteitsplot van de simulatie (Figuur 3.52) heeft een veel grotere ruimtelijke resolutie ($2 \times 2 \text{ cm}^2$ per meetpunt) dan de experimentele data. De Landau pieken van de experimentele data vertonen echter overeenkomstige gevoeligheid. Dit is in twee figuren weergegeven. Figuur 3.55 toont de ruimtelijke verdeling van de experimentele data in een contourplot. De vermin-

derde gevoeligheid rond punt 11 en de verhoogde gevoeligheid rond punt 2 vallen op.



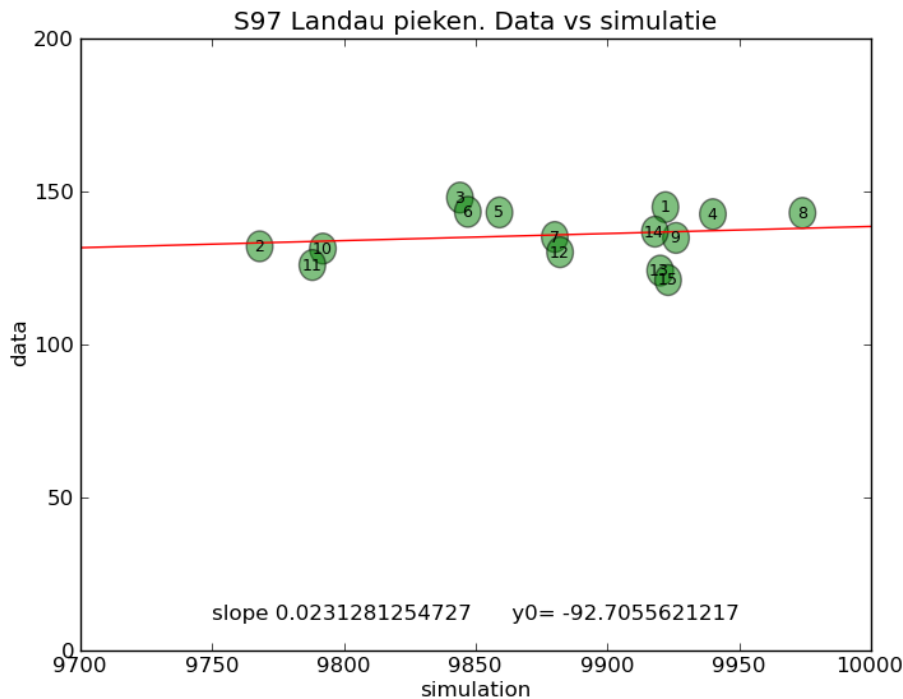
Figuur 3.55: Contourplot voor de hoogte van de Landau pieken van 15 meetpunten op de HiSPARC detector (S98). De verdeling komt overeen met de simulaties in linker afbeelding van Figuur 3.52 (schaal is arbitrair).

In Figuur 3.56 worden de data van simulatie en experiment puntsgewijs gecorreleerd. De helling van de correlatie is afhankelijk van schalingsfactoren (gevoeligheid van de PMT, instelling van de hoogspanning etc.) en is daarom niet interessant. De offset laat een verhoogde opbrengst van de HiSPARC plaat t.o.v. de simulatie zien. De reflecties van het aluminiumfolie die in simulaties niet zijn meegenomen, maar in werkelijkheid wel een rol spelen, kunnen deze offset verklaren.



Figuur 3.56: Gevoeligheidsverdeling van scintillator met driehoekige lichtgeleider (S98). X-as: gesimuleerde lichtopbrengst (willekeurige eenheden). Y-as: experimenteel gemeten lichtopbrengst in (mV, MIP-piek).

In de simulatie van S98 (Figuur 3.52) is rond punt 12 een sterke gradiënt in de lichtopbrengst te zien. Rond dit punt werden vier extra meetpunten bemonsterd. In simulaties laten meetpunten 16 en 19 een lagere gevoeligheid zien dan meetpunten 17 en 18. Deze gradiënt wordt ook experimenteel waargenomen: punten 16 en 19 in Figuur 3.56 liggen aan de lage kant, terwijl punten 17 en 18 zich beide aan de hoge kant bevinden. Op de x-as van Figuur 3.56 staat het aantal fotonen dat de PMT bereikt. Langs de x-as van Figuur 3.57 staat het aantal fotonen dat uit de plaat treedt voor de rechthoekige lichtgeleider (S97).



Figuur 3.57: Gevoeligheidsverdeling van scintillator met rechthoekige lichtgeleider (S97). X-as: gesimuleerde lichtopbrengst (willekeurige eenheden). Y-as: experimenteel gemeten lichtopbrengst in (mV, MIP-piek).

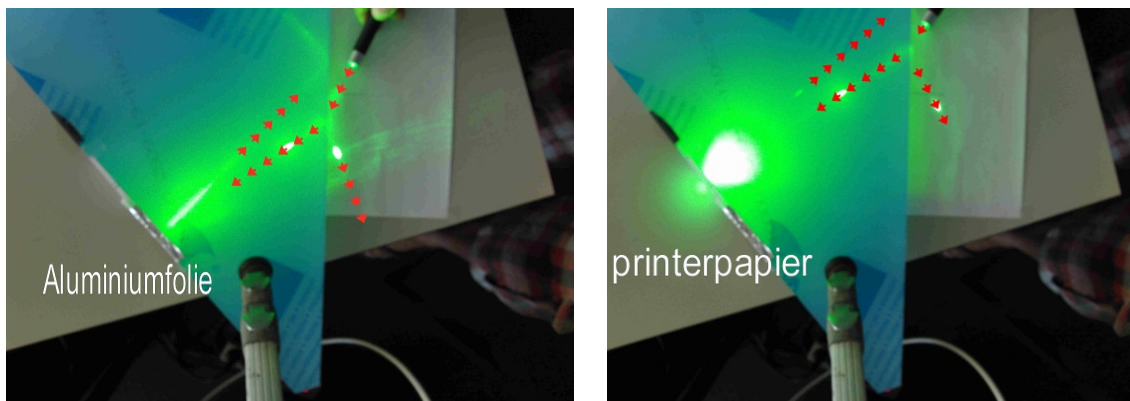
De oppervlakte van het uitgelezen vlak van de plaat is 25 keer zo groot als de oppervlakte van de PMT. Aangezien ook hier weer de schaal van de x-as arbitrair is, is hier niet voor gecorrigeerd. Ook een directe vergelijking van de y-waarden tussen Figuur 3.56 en Figuur 3.57 is niet mogelijk. De registraties zijn gemaakt met verschillende PMTs en verschillende instellingen van de hoogspanning. Een genormeerde standaarddeviatie geeft informatie over het gedrag van de twee platen. De beschrijvende statistiek wordt samengevat in Tabel 3.8. De simulaties voorspellen een 35 keer vlakkere respons voor de rechthoekige lichtgeleider. De metingen aan S97 laten echter slechts een twee keer vlakkere respons zien.

De offset in Figuur 3.56 en Figuur 3.57 laat zien dat de configuratie in S97 systematisch gevoeliger is dan met de simulatie voorspeld wordt. In de simulaties werden lichtwegen binnen de grenshoek als verloren beschouwd. In de praktijk kan een foton via het aluminiumfolie min of meer spiegelen terug in de detector treden. Dit kan een belangrijke reden zijn voor de verbeterde lichtopbrengst.

	S98		S97	
	Simulatie	Meting	Simulatie	Meting
Gemiddelde	442	253	9880	136
Stand. dev.	99,8	27,9	5930	8,35
Stand. dev./gem.	0,226	0,110	0,006	0,0616

Tabel 3.8: Gemiddelde, standaard deviatie en genormeerde standaard deviatie van simulatie en 15 meetpunten voor S98 en S97.

Als alternatief voor het aluminiumfolie, wordt de detector bekleed met (wit) papier of PTFE [77, 78]. Figuur 3.58 illustreert het verschil in 'herintredend vermogen' met aluminiumfolie (links, glanzende kant) en (wit) printerpapier (rechts). De reflecterende materialen worden op de zijkant van de lichtgeleider aangebracht en met een groene laser beschenen. In de detector komen zulke hoge lichtintensiteiten natuurlijk niet voor, maar de intensiteit van de lichtstraal geeft een indruk van het pad dat individuele fotonen na reflectie kunnen volgen. Een lichtstraal die onder een kleine hoek (met de normaal) vanuit het plastic de rand van de detector raakt, treedt grotendeels uit. Het aluminiumfolie brengt het licht weer redelijk gefocuseerd terug in de detector (links). Een deel van het licht weerspiegelt ook in een brede bundel in een andere richting. Papier (rechts) verstrooit de herintredende fotonen in alle richtingen. Het gespiegelde licht kan zo een plaatsafhankelijke gevoeligheid bevorderen omdat herintredende fotonen hun pad in een voorspelbare richting vervolgen. Bij wit papier is er wellicht maar een enkele spiegeling nodig om een foton in de richting van de PMT te sturen.



Figuur 3.58: Herintredende lichtstralen bij aluminium folie (links) en wit papier (rechts). De gang van de lichtstralen is aangegeven met rode pijlen.

Om een betere overeenstemming tussen experiment en Monte Carlo simulatie te bewerkstelligen, moeten reflectiefactoren in de simulaties worden opgenomen. Naast dat de rechthoekige lichtgeleider voor meer mechanische stabiliteit zou kunnen zorgen, laat deze geometrie ook een vlakker verdeling van de lichtopbrengst zien. Of een bekleding met papier of PTFE de lichtopbrengst kan bevorderen dient nader onderzocht te worden.

3.6.5 Invloed omgevingstemperatuur

Voor dit onderzoek zijn twee dataloggers aangeschaft [79]. Een met een interne temperatuur sensor en een met een externe sensor. In Tabel 3.9 worden hun specificaties samengevat.

Type datalogger	Bereik [$^{\circ}\text{C}$]	Stapgrootte [$^{\circ}\text{C}$]	Opm.	Meetplek
EL-USB1	$-35 \rightarrow + 80 \pm 1$	0.5	interne sensor	bodem skibox
EL-USB-TC-LCD	$0 \rightarrow + 400 \pm 1$	0.5	externe sensor	PMT

Tabel 3.9: Samenvatting van de specificaties van de dataloggers.

Merk op dat het type van het bijgeleverde thermokoppel van de logger met externe sensor niet gespecificeerd is voor temperaturen $< 0^{\circ}\text{C}$. Er zijn andere sensoren verkrijgbaar [79], bijvoorbeeld T-type thermokoppel ($-85 \rightarrow + 400^{\circ}\text{C}$). Het grotere bereik zal ten koste gaan van de resolutie van de sensor. Met de bijgeleverde software (voor MS-Windows™) is het mogelijk de dataloggers in te stellen, te starten en uit te lezen. Het maximale bemonsteringsinterval van beide loggers is 10 seconden. Dit interval is gebruikt voor de onderlinge ijking. De temperaturen in de skibox zijn om de 5 minuten bemonsterd. De loggers kunnen zo ongeveer 50 dagen aaneengesloten meten.

De tijd van de logger wordt bij het starten van de meting gesynchroniseerd met de tijd van de computer waarop hij is aangesloten. Elke meting in elke logger heeft zijn eigen 'time stamp'. De logger produceert een CSV-file met records die datum, tijd en temperatuur bevatten (Tabel 3.10).

Skibox #	Datum	Tijd [h, m, s]	Temperatuur [$^{\circ}\text{C}$]	Serienummer
1	01/02/2011	00:27:09	33.5	000070052
2	01/02/2011	00:27:19	33.5	
3	01/02/2011	00:27:29	33.0	

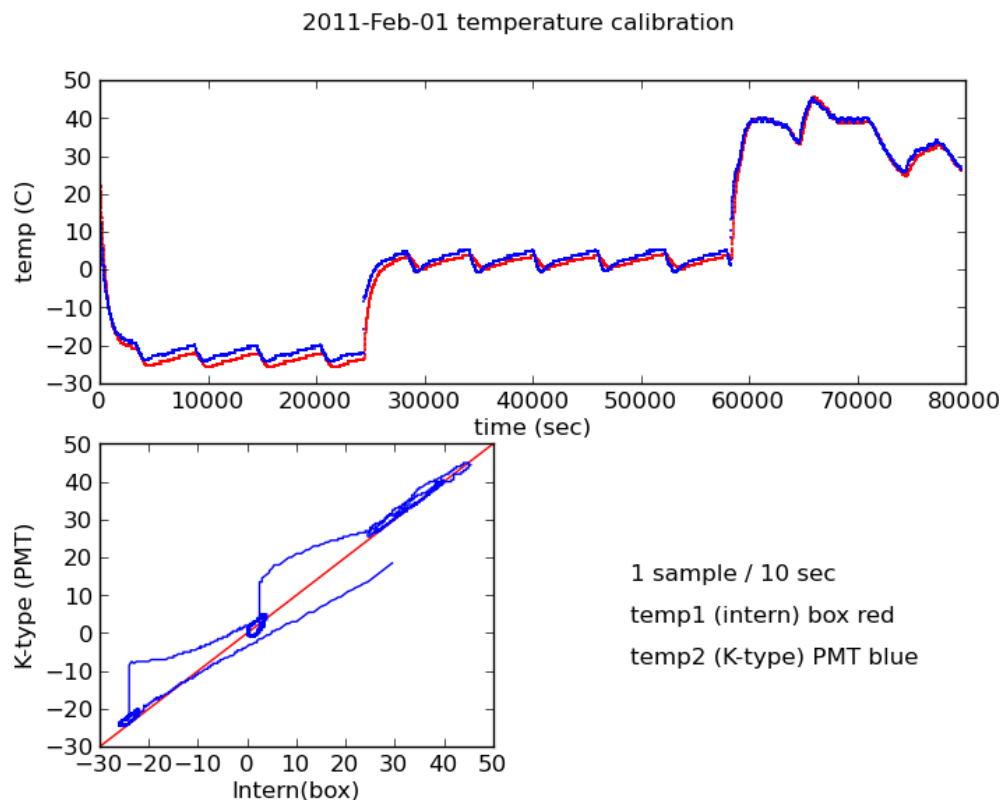
Tabel 3.10: Voorbeeld van een logfile.

De meegeleverde software bezit een preview optie. De data kunnen vervolgens eenvoudig in Excel verwerkt worden. Ik heb de data ingelezen en geanalyseerd m.b.v. python scripts [80], zodat de data ook in de HiSPARC omgeving bewerkt kunnen worden. Er zijn drie typen metingen verricht. Een onderlinge ijking van de dataloggers, in situ metingen van de temperatuur in een HiSPARC skibox en op de PMT. Vervolgens is de temperatuursafhankelijkheid van het PMT-sigitaal (pulshoogte histogram) onderzocht.

3.6.6 Resultaten: ijken temperatuur sensoren

De loggers zijn ten opzichte van elkaar geijkt in de diepvries, koelkast en bij de verwarming bij mij thuis. In Figuur 3.59 wordt in de bovenste figuur de temperatuur van beide loggers als functie van de tijd weergegeven over een periode van 22 uur. De metingen van de interne sensor zijn weergegeven in rood, de data van de logger met het extern thermokoppel worden in blauw gepresenteerd. In de onderste grafiek van Figuur 3.59 staan de gemeten temperaturen tegen elkaar uitgezet bij wijze van 'ijkgrafiek'. De rode lijn geeft de situatie weer wanneer beide sensoren een identieke temperatuursme-

ting geven. Tijdens snelle temperatuursveranderingen is de grafiek niet betrouwbaar omdat de loggers verschillende tijdconstanten bezitten.



Figuur 3.59: IJking van dataloggers. Boven: registratie van de temperatuur [$^{\circ}\text{C}$] (rood: interne sensor, blauw: externe sensor) tegen de tijd (aantal seconden sinds start van experiment) in drie temperatuurgebieden (diepvries, koelkast en verwarming). Onder: gemeten temperatuur van interne sensor en externe sensor tegen elkaar uitgezet (blauw). De rode lijn geeft aan wanneer beide metingen een identiek resultaat zouden geven. De overgang tussen de temperatuurgebieden verloopt snel en leidt daarom niet tot betrouwbare ijkdata.

In Tabel 3.11 wordt de temperatuurmetingen van beide loggers op de uitersten van het meetinterval gegeven. De onderlinge afwijking bij lage temperatuur bedraagt maximaal -1.5°C , bij de hoge temperaturen valt de afwijking binnen de nauwkeurigheid van de specificatie (0.5°C). Bij lage temperatuur geeft het externe thermokoppel dus een iets hogere waarde.

Type datalogger	Min. Temp. [$^{\circ}\text{C}$]	Max. Temp. [$^{\circ}\text{C}$]
EL-USB1	-26.0	45.5
EL-USB-TC-LCD	-24.5	45.0

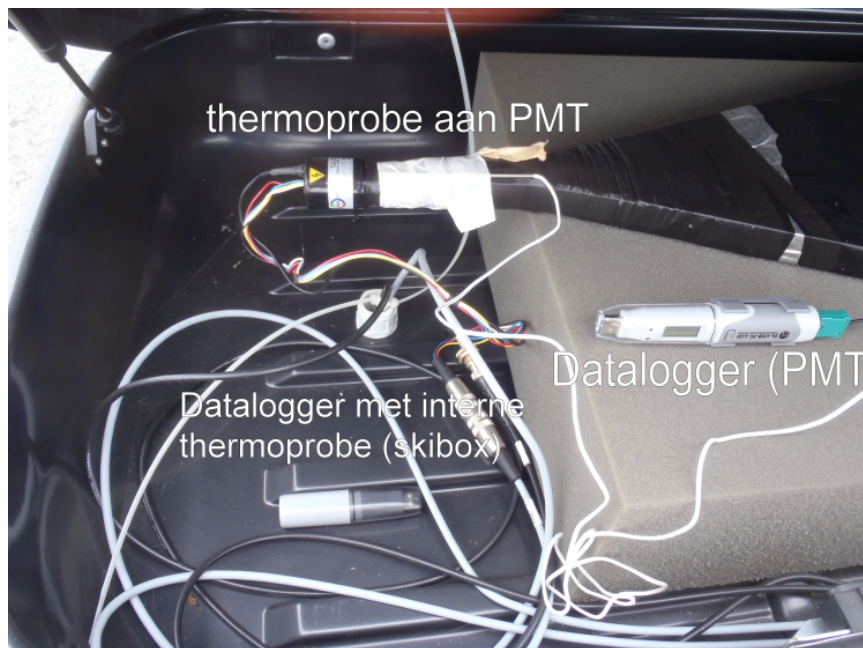
Tabel 3.11: Vergelijking meetresultaten van beide sensoren bij lage – en hoge temperatuur.

De externe sensor is niet gespecificeerd voor $T < 0^{\circ}\text{C}$. De probe werkt wel, de afwijking kan worden geijkt. Bij 'koelkasttemperatuur' (4°C) geven de sensoren binnen de meetnauwkeurigheid hetzelfde

resultaat. Ook bij hoge temperaturen geven beide loggers binnen de specificaties dezelfde temperatuur aan.

3.6.7 Resultaten: temperatuur skibox en PMT

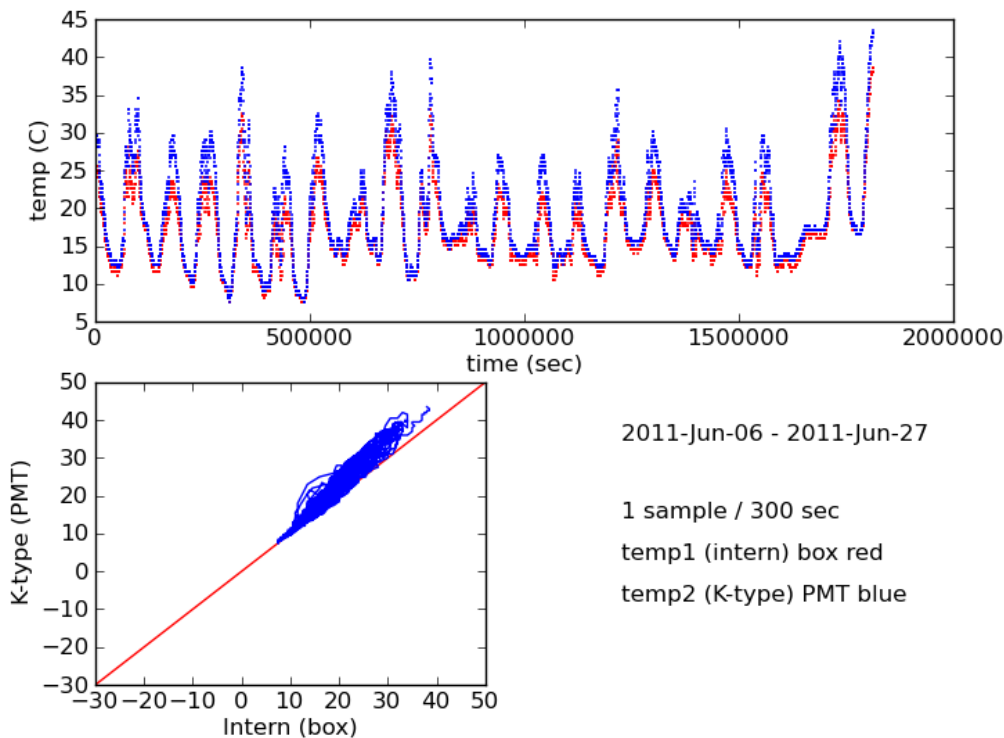
Het temperatuursverloop is gemeten in skibox 1 van station 502 (Anton Pannekoek) onderdeel van de 'Science Park' subcluster in Amsterdam. Er is op twee posities in de skibox gemeten. De logger met interne sensor ligt op de bodem van de skibox. De sensor van de andere logger is met tape aan de buitenkant van de isolatie van de PMT bevestigd (Figuur 3.60). N.B. bij het uitlezen van de datalogger kan de sensor bevestigd blijven; datalogger en sensor zijn via een connector gekoppeld.



Figuur 3.60: Datalogger EL-USB1 op de bodem van de skibox en sensor en datalogger van EL-USB-TC-LCD van detector 502 – 1 in de 'Science Park' subcluster in Amsterdam. De thermoprobe is met afplakband aan de PMT bevestigd.

Tussen 6 juni en 27 juni is de temperatuur in de box en op de PMT gemeten (Figuur 3.61). Beide metingen volgen de dag/nacht cyclus. In de nacht lijkt de temperatuur van de box de omgevingstemperatuur te volgen. Bij extreem hoge buitentemperaturen (26 en 27 juni 2011) kan de temperatuur in de box oplopen tot rond $40\text{ }^{\circ}\text{C}$. De temperatuur van de PMT is altijd gelijk aan of hoger dan die gemeten op de bodem van de box. 's Nachts zijn de temperatuurverschillen tussen de PMT en box kleiner. De laagste gemeten temperaturen zijn voor beide $7.5\text{ }^{\circ}\text{C}$. De hoogste gemeten temperatuur is $38.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ (box) en $43.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ (PMT). Deze box-temperatuur is ongeveer 10 graden hoger dan de maximum temperatuur gemeten door het KNMI in De Bilt [81]. Helaas kon voor deze dagen geen pulshoogtehistogram gemaakt worden als gevolg van een crash van de centrale HiSPARC data-server. De laagste temperaturen deden zich voor vlak voor zonsopgang (05:20 lokale tijd). Vervolgens stijgt de temperatuur snel. Maximale temperatuur werd ongeveer tien uur na het minimum bereikt. De ijkgrafiek is vooraf gemaakt en blijkt het bereik van de metingen te bestrijken. De data vallen in het lineaire

gedeelte van de ijkgrafiek. De temperatuurmeting in de box en op de PMT zijn daarom binnen $0.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ nauwkeurig.



Figuur 3.61: Temperatuurregistratie in skibox 502 - 1. Boven: temperatuur [$^{\circ}\text{C}$] van beide loggers tegen de tijd (seconden sinds start van experiment). Onder: temperatuur interne sensor vs. externe sensor (als in Figuur 3.59).

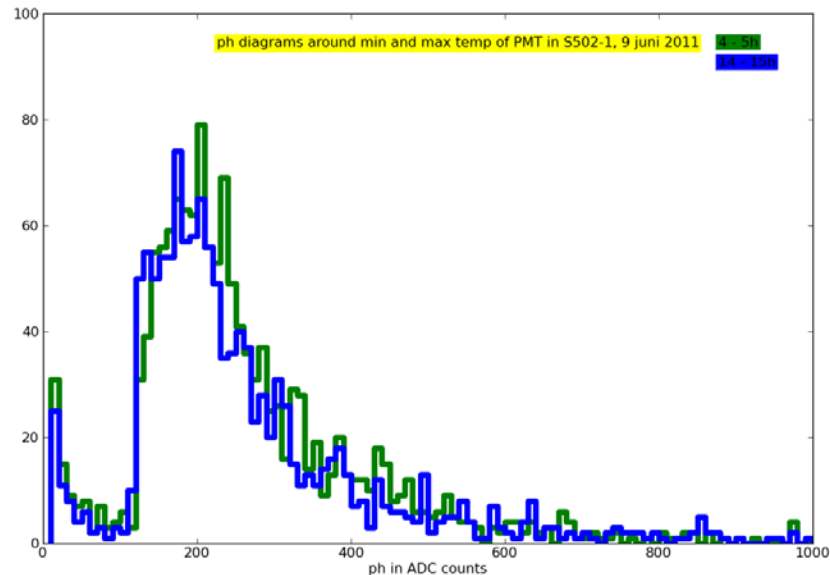
De invloed van de omgevingstemperatuur op de PMT is beschreven in een brochure van de fabrikant [82]. Koelen verkleint de donkerstroom, bij de signaaldrempels die binnen HiSPARC gangbaar zijn, wellicht minder belangrijk. De versterking (alles bij elkaar) neemt $0.2 - 0.3\%$ af bij een toename van de temperatuur met $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ [69]. Volgens deze temperatuurcoëfficiënt zou het pulshoogte histogram bij toenemende temperatuur dus naar links verschuiven. Bij de temperatuurschommelingen in deze verkennende metingen ($\sim 30\text{ }^{\circ}\text{C}$) is een variatie van 6 tot 9 procent te verwachten.

3.6.8 Resultaten: temperatuur vs. pulshoogte

Om een eerste indruk te krijgen van het effect van de temperatuur op het PMT-signaal, heb ik over de periode van 7 t/m 11 juni een uur voor zonsopgang en tien uur later, pulshoogte histogrammen gemaakt. Histogrammen zijn gemaakt door de pulshoogte gedurende een uur te meten. Een voorbeeld is weergegeven in Figuur 3.62. Het histogram laat zien dat de PMT-signalen bij hogere temperatuur naar lagere waarde verschuiven.

Station 502 bestaat uit vier scintillatorplaten. De event rate in 502 bedraagt 2500/uur. Niet alle gebeurtenissen slaan alle vier de platen aan. Voor deze pulshoogte histogrammen zijn alleen de gebeurtenissen in plaat 1 beschouwd. De histogrammen bevatten ongeveer 1300 events. Ook de overige puls-

hoogte histogrammen (20 stuks) laten voor de groene curven (lage temperatuur) systematisch grotere pulshoogten zien. Deze metingen bevestigen de negatieve temperatuurcoëfficiënt voor het uitgangssignaal van de PMT [69].



Figuur 3.62: Pulshoogte histogrammen gemeten op 9 juni 2011 bij lage (groen) en hoge (blauw) temperatuur. Voor het temperatuurverloop gedurende de dag zie Figuur 3.61.

3.6.9 Conclusie en discussie

De reden om deze metingen te doen is om enig idee te krijgen van het temperatuurverloop in de HiSPARC skibox. Deze metingen geven een eerste inzicht. De temperatuur in de skibox blijft niet stijgen op een zonnige dag, maar blijft binnen redelijke grenzen ($< 50\text{ }^{\circ}\text{C}$, zie Figuur 3.61). 's Nachts zal de temperatuur in de skibox de buitentemperatuur volgen. Overdag kan de temperatuur van de PMT hoger worden dan die in de skibox. De verschuiving van het pulshoogte histogram is overeenkomstig de richting die de negatieve temperatuurcoëfficiënt van de PMT voorspelt, dus naar kleinere pulshoogten bij hogere temperaturen. Dit effect heb ik niet systematisch gekwalificeerd. Deze data kunnen bijdragen in het verklaren van mechanische en elektronische eigenschappen van de sensor.

- Mechanische effecten

Het materiaal van de detectorplaten is kwetsbaar. Bij ontmanteling van oudere detectorplaten zijn sporen van craquelé zichtbaar. Deze craquelering is nadelig voor de lichtgeleiding in de plaat. Craquelering kan het gevolg zijn van het verlies aan weekmaker, etsen (vuile vingers!) of van herhaalde strain-stress cycli, als gevolg van temperatuurswisselingen. De lijm tussen perspex lichtgeleider en scintillator verbindt twee verschillende materialen. De thermische uitzettingscoëfficiënten zijn echter vergelijkbaar (plastic scintillator – polyvinyltolueen $-7.8 \times 10^{-5} \text{ m/K}$ ($< 67^{\circ}\text{C}$) en perspex - polymethylmethacrylaat $-7.7 \times 10^{-5} \text{ m/K}$ respectievelijk). Het is niet waarschijnlijk dat schommelingen in de temperatuur hierdoor een breuk veroorzaken. Een derde mechanisch effect: bij de bevestiging van de PMT

aan de lichtgeleider wordt veel gebruik gemaakt van dubbelzijdig optisch 'plakband', i.h.b. bij de bevestiging van de PMT aan de lichtgeleider. Als er bij dergelijke verbindingen sprake is van schuifkrachten zullen deze het op termijn altijd winnen. Hoge temperaturen bevorderen het 'uitzakken'.

- Elektronische effecten

Er is een verband tussen temperatuur, donkerstroom en versterking van de PMT. Flinke koeling kan de donkerstroom verminderen. In de huidige configuratie van de HiSPARC opstelling speelt donkerstroom of de verlaging daarvan niet zo'n rol. De fabrikant van de PMTs specificeert een temperatuureffect op de overall gain van -0.2 % tot -0.3 % per graad Celsius temperatuursverhoging [69]. Binnen het temperatuurbereik van onze metingen varieert de versterking 6 - 9 %. Over het tijdsverloop van een jaar zal de versterking van de PMT mogelijk maximaal 10% kunnen variëren.

- Temperatuurmetingen

Het bereik van de ijkgrafiek overlapt volledig met de temperatuurmetingen in de skibox. De resolutie is $\sim 0.5^\circ\text{C}$. Pushhoogte histogrammen laten een kleine verschuiving zien in de zelfde richting als voorspeld door de negatieve temperatuurcoëfficiënt (kleiner bij hogere temperatuur) van de PMT. Een kwantificering op grond van een fit van het pulshoogte histogrammen laat ik aan een opvolger.

Bij hoge temperatuur wordt het verschil in temperatuur tussen box en PMT groter (Figuur 3.61). Het lijkt of het gedissipeerde vermogen van de PMT ($9\text{ mA} \times 12\text{ V} \approx 0.1\text{ W}$) een rol speelt. Door bij relatief hoge temperatuur de PMT een tijdje uit te zetten kan het effect van de dissipatie op de temperatuur van de buis onderzocht worden.

Op een dak kan de temperatuur flink oplopen. Data van het KNMI geven een (te) lage schatting van de werkelijke temperaturen op het dak. De hoogste temperatuur in de skibox ligt zo'n 10°C hoger dan de dagwaarde in De Bilt [81]. De temperatuur van de skibox blijft redelijk in de pas met de omgevingstemperatuur. Weerparameters zoals regen, wind en bedekkinggraad zullen verantwoordelijk zijn voor de schommelingen in temperatuur van skibox en PMT. Met gegevens uit het weerstation zijn de fluctuaties in de registratie van Figuur 3.61 wellicht te verklaren.

De resolutie van een HiSPARC detector is ongeveer 50% [74]. De fouten ten gevolge van temperatuurschommelingen vallen daarbij in het niet. Echter, wanneer bijvoorbeeld jaarlijkse cycli van temperatuursverandering (zomer en winter) onderzocht worden, kan een instrumenteel effect voor een systematische afwijking zorgen. In zulke gevallen zullen de meetgegevens voor invloeden van de temperatuur op de PMT gecorrigeerd moeten worden.

3.7 Kosmische straling en bliksem



Figuur 3.63: Remon Kniest - Kennemer College Beverwijk [83] -.

Het onderzoek in mijn HiSPARC-jaar bestaat uit twee delen: shower simulaties en de relatie tussen kosmische straling en bliksem. De laatste is feitelijk een onderzoek naar weersomstandigheden. Voor simulaties vond ik het lastig direct relevantie te vinden met de HiSPARC metingen. Voor onweer daarentegen niet: hier wordt ook bij de TU/e [84] naar gekeken naar aanleiding van meetwaarden ten tijde van onweer. Het doen van onderzoek zelf is een traag proces geweest, het is niet anders. In het verschiet ligt nog een lesbrief showervorming. Ik herinner me dit jaar als vruchtbaar: veel ideeën opgedaan en vooral fijn om met collega's kennis uit te wisselen.

3.7.1 Shower simulaties en bliksem

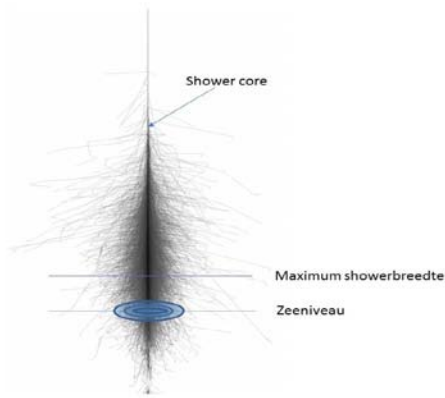
Doelen:

- Beeld krijgen van typische dichtheden van de elektronen (op zeeniveau).
- Beeld krijgen van typische energieën van de elektronen (op zeeniveau).
- Invloed van zenithoek en aardmagnetische veld onderzoeken.
- Beeld krijgen van invloed van bliksem op detectorsignalen.

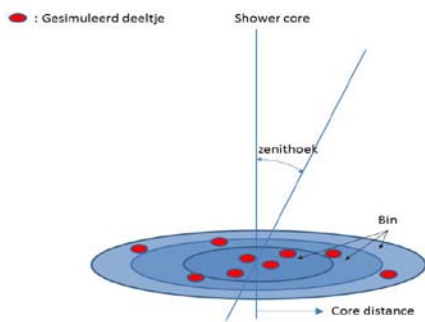
De simulaties zijn uitgevoerd met het software pakket 'AIRES' [85] (zie Appendix C).

3.7.2 Definities, constanten en parameters

Wanneer een kosmisch deeltje een ander deeltje in de atmosfeer treft, kunnen er afhankelijk van de energie van het kosmisch deeltje en eigenschappen van de deeltjes verschillende interacties plaatsvinden. Deze verlopen via kerninteracties (sterke wisselwerking) of elektromagnetische interacties. Daarnaast vervallen deeltjes tijdens showervorming. In Figuur 3.64 worden een aantal definities geïntroduceerd die noodzakelijk zijn om shower en schouwerontwikkeling te kunnen beschrijven.



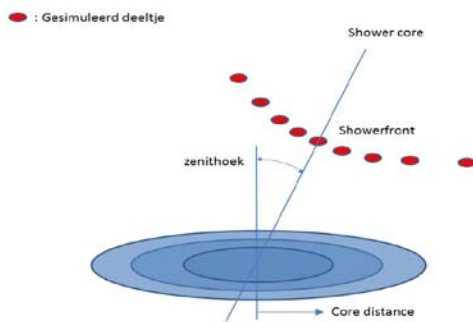
Showerkern (shower core): pad met de hoogste deeltjesdichtheid. De detectorplaten bevinden zich op zeeniveau. Hoever een shower ontwikkeld is bij de platen, is afhankelijk van het inkomend deeltje, de energie ervan en de atmosferische omstandigheden.



Bij de simulaties worden deeltjes geteld in een ring rond de shower core. De deeltjesdichtheid is dan het deeltjesaantal gedeeld door de oppervlakte van de ring. De 'verzamelbakken' waarin deeltjes geteld worden, worden 'bins' genoemd. Bij een dichtheidsfunctie $\rho(r)$ is het aantal counts per bin:

$$N = 2\pi \int \rho(r)rdr \quad (3.130)$$

De zenithhoek wordt aangegeven met symbool θ .



Merk op dat een showerfront een zekere dikte heeft. Voor het gemak zijn in de figuur de frontdeeltjes op één curve weergegeven. Dit is niet werkelijk het geval.

Figuur 3.64: Definities om de eigenschappen (geometrie) van een shower te karakteriseren.

Deeltje	Cut-off energie
Foton	80 keV
Elektron/positron	80 keV
Muon	1 MeV
Mesonen	1,5 MeV
Baryonen	120 MeV

Tabel 3.12: Standaardwaarden (defaults) van cut-off energieën in AIREs.

Interactie processen tussen nucleonen vereisen typisch een factor 1000 meer energie dan die tussen elektronen. Deze hadronische interacties vinden voornamelijk in het begin van de shower plaats als de energie van de deeltjes nog toereikend is. Naarmate de shower vordert, neemt de energie per deeltje af zodat de shower eindigt met deeltjes/fotonen met de laagste cut-off energie gedefinieerd in de si-

mulatie/analyse. In Tabel 3.12 zijn de cut-off energieën voor de diverse deeltjes weergegeven. De opbouw van de atmosfeer is volgens het model van Linsley [86], gebaseerd op VS atmosfeerdata. Voor de dichtheid als functie van de hoogte geldt [87],

$$\rho(h) = \rho_0 e^{-\frac{gMh}{RT}} \quad (3.131)$$

Met hierin $\rho_0 = 1,225 \text{ kg/m}^3$, $M = 28,966 \text{ kg/mol}$ en $T = 288 \text{ K}$. De atmosferische diepte (massa per oppervlakte-eenheid) volgt uit integratie over de atmosfeerhoogte:

$$\text{atmosferische diepte} = \int_0^{\infty} \rho(h) dh \approx 10320 \text{ kg/m}^2 \quad (3.132)$$

De atmosferische diepte wordt ook optische diepte ('optic depth') genoemd. Op zeeniveau bedraagt de optische diepte dus $10320 \text{ kg/m}^2 = 1032,0 \text{ g/cm}^2$. Wanneer een shower schuin door de atmosfeer gaat wordt van 'slant depth' gesproken: het pad van de shower door de atmosfeer is langer naarmate deze schuiner loopt ten opzichte van onze verticaal (zie sectie 3.7.6). De atmosferische diepte is gedetailleerder in AIRE5 ingebracht door opdeling in enkele lagen met ieder een eigen functie en bijbehorende parameters. De atmosfeer is voorts (willekeurig gekozen, maar niet laag) opgedeeld in 400 simulatielagen, die lineair verdeeld zijn over de hoogte van de eerste interactie en het zeeniveau. Een aantal parameters is in Tabel 3.13 weergegeven en wordt voor alle simulaties constant gehouden.

Parameter/grootheid	Waarde
Thinning (relatief)	1:10.000
Aantal showers per simulatie	100 of 1000
Optische diepte op zeeniveau	1000 g/cm^2 (bij 1000 runs 1030 g/cm^2)
Aantal atmosferische lagen	400
Aardmagnetisch veld (indien van toepassing)	$2,0 \cdot 10^{-5} \text{ T} = 20 \mu\text{T}$

Tabel 3.13: Simulatieparameters die tijdens de simulaties onveranderd blijven.

De relatieve thinning van 1:10000 houdt in dat een deeltje alleen verder meedoet in de simulatie als de energie van dat deeltje groter is dan 1/10000 deel van de energie van het primaire deeltje:

$$\text{energie gecreëerde deeltje/energie primaire deeltje} < 10^{-4} \quad (3.133)$$

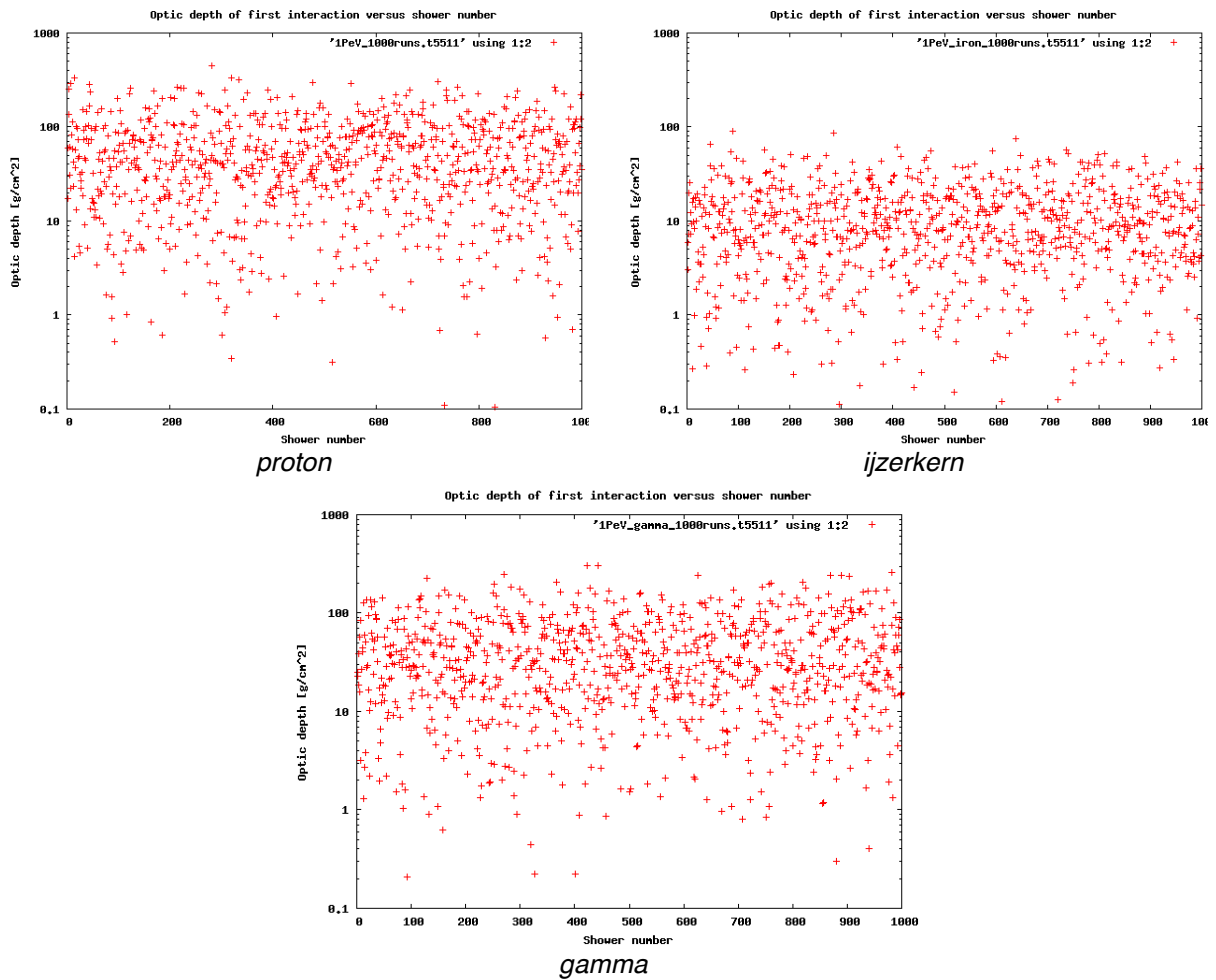
Een thinning van 1:10.000 geeft rekentijden voor 100 showers van enkele minuten. Een thinning van 1:106 geeft rekentijden van enkele uren bij gangbare primaire energieën en 1000 showers³.

3.7.3 Interactie primaire deeltje

De eerste interactie betreft de botsing van een primair deeltje met een atoom/molecuul in de atmosfeer. Figuur 3.65 geeft de simulatieresultaten voor de bepaling van de interactiediepte van een primair

³ Voor gedetailleerde informatie raadpleeg de AIRE5 [85] handleiding.

proton, ijzernucleon en gamma weer.



Figuur 3.65: Interactiediepte (1^e interactie) van een 1 PeV proton, ijzernucleon en gamma resp. bij penetratie in de atmosfeer.

Om de energie-afhankelijkheid van de optische diepte te bepalen is de simulatie uitgevoerd voor twee verschillende energieën van het primaire deeltje. Voor de drie typen deeltjes zijn de resultaten samengevat in Tabel 3.14.

proton		ijzernucleon		gamma	
Energie [PeV]	Opt. dpt [g/cm^2]	Energie [PeV]	Opt. dpt [g/cm^2]	Energie [PeV]	Opt. dpt [g/cm^2]
0,1	403	0,1	376	0,1	406
1	409	1	372	1	384

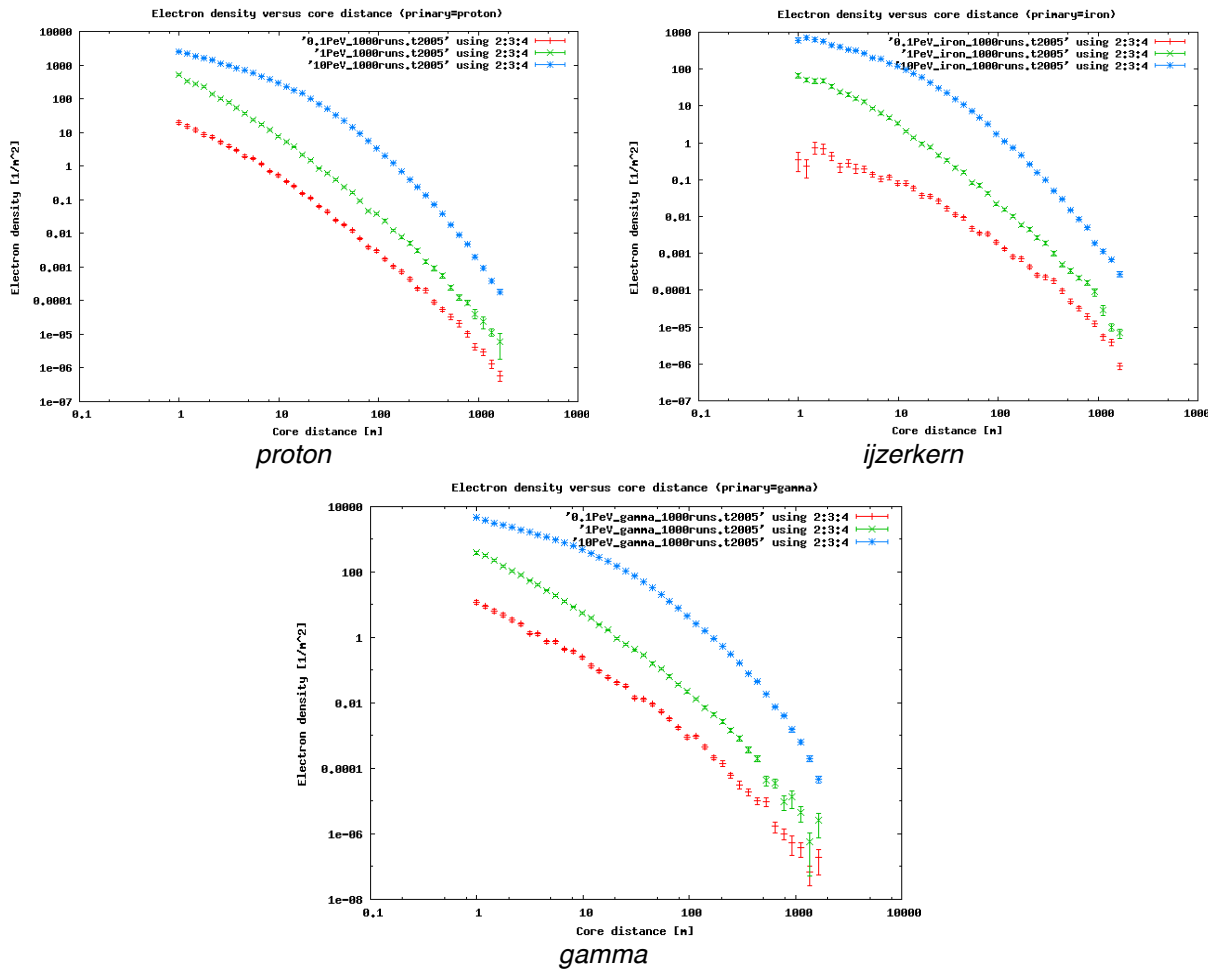
Tabel 3.14: Optische diepte in g/cm^2 bij eerste interactie van een proton, ijzernucleon en gamma, verkregen uit middeling van de uitkomst van 1000 interactie-simulaties per punt.

De diepte van eerste interactie voor een proton met energie 1,0 PeV is $409 \text{ g}/\text{cm}^2$. Dit komt overeen met een hoogte van ongeveer 35 tot 40 km. De eerste interactiediepte is voor een deeltje niet of nauwelijks afhankelijk van de energie van het deeltje. De kans op een treffen met een atmosferedeeltje

wordt bepaald door de afmeting van de deeltjes en atmosfeerdichtheid. Een ijzerkern zal gemiddeld eerder een interactie hebben dan een proton aangezien de werkzame doorsnede groter is.

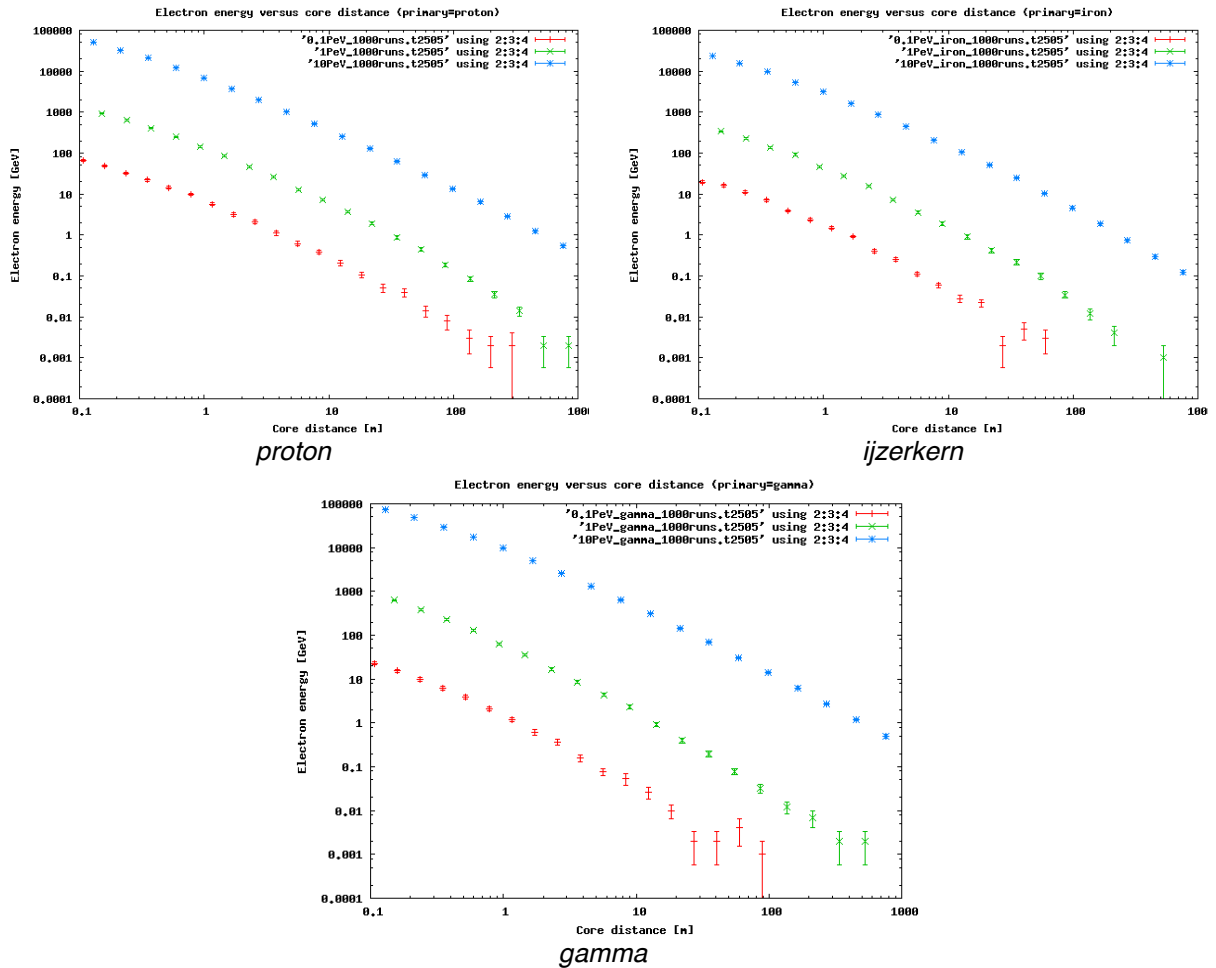
3.7.4 Dichtheid- en energieverdeling

Voor verschillende energieën van het inkomende kosmische deeltje is bekeken welke elektronenverdeling deze op zeeniveau geeft. In Figuur 3.66 is de elektronendichtheid per m^2 op de verticale as uitgezet en op de horizontale as de afstand tot de showerkern (core distance). Bij alle simulaties geldt dat het primaire deeltje loodrecht de aardatmosfeer invalt ($\theta = 0^0$).



Figuur 3.66: Elektronendichtheid per m^2 op zeeniveau uitgezet tegen de core distance in meter (1000 simulaties).

Voor een proton met een energie van 1 PeV vindt men typisch in de orde van enkele tientallen tot honderden elektronen per m^2 op enkele meters van de shower core. Op grotere afstanden daalt dit snel naar ~ 1 per m^2 , ~ 1 per $100 m^2$ (electron density $0,01 m^{-2}$) etc. Voor 10 PeV bereiken grofweg 10 keer meer elektronen de grond op enkele meters van de shower core en voor 100 PeV grofweg 100 maal zoveel. Verder van de shower core af blijft deze verhouding ongeveer hetzelfde. Hieruit kan worden opgemaakt dat als vuistregel geldt dat de energie van het primaire deeltje en de elektronendichtheid recht evenredig zijn.



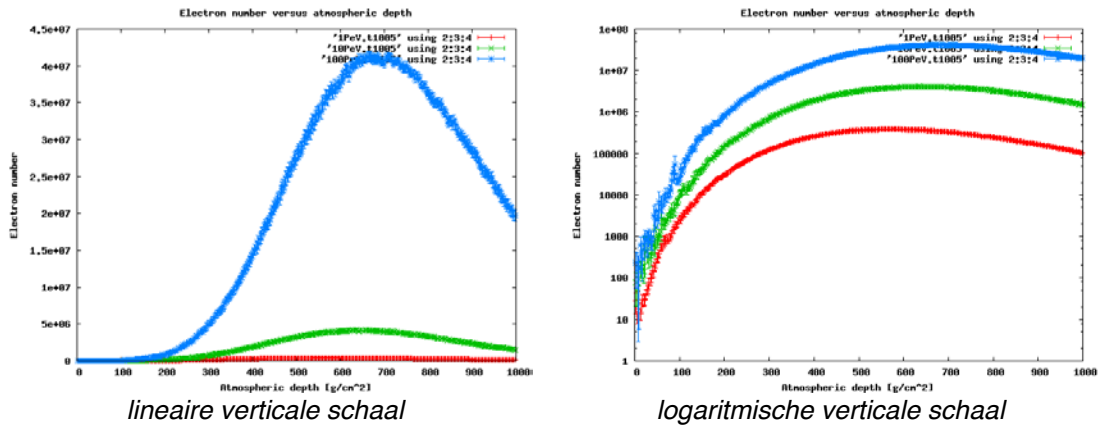
Figuur 3.67: Totale elektronenergie [GeV] uitgezet tegen core distance in meter (1000 simulaties).

Elektronen in een shower worden ‘geproduceerd’ via ionisatie van moleculen/atomen of middels paarproductie. Ionisatie van moleculen of atomen wordt veroorzaakt door opvallende röntgen/gamma/UV-straling. Ook langs scherpende deeltjes, geproduceerd in de shower, kunnen een molecuul/atoom ioniseren. Elektronen die zeeniveau bereiken hebben nabij de core gemakkelijk een factor 10.000 meer energie dan zij die veraf (ongeveer 100 m) van de core het zeeniveau halen. Dit is te verklaren door het feit dat elektronen dichtbij de core gemiddeld genomen de minste interacties met de omgeving hebben gehad. Een ijzernern, met zijn relatief grootste werkzame doorsnede, veroorzaakt niet veel meer elektronen in een shower (Figuur 3.67).

3.7.5 Longitudinale ontwikkeling

De longitudinale verdeling van de elektronen geeft een asymmetrische klokvormige curve (Figuur 3.68). Het maximum aantal elektronen ligt bij grotere energieën van het primaire deeltje bij grotere optische diepte (oftewel dicht bij zeeniveau).

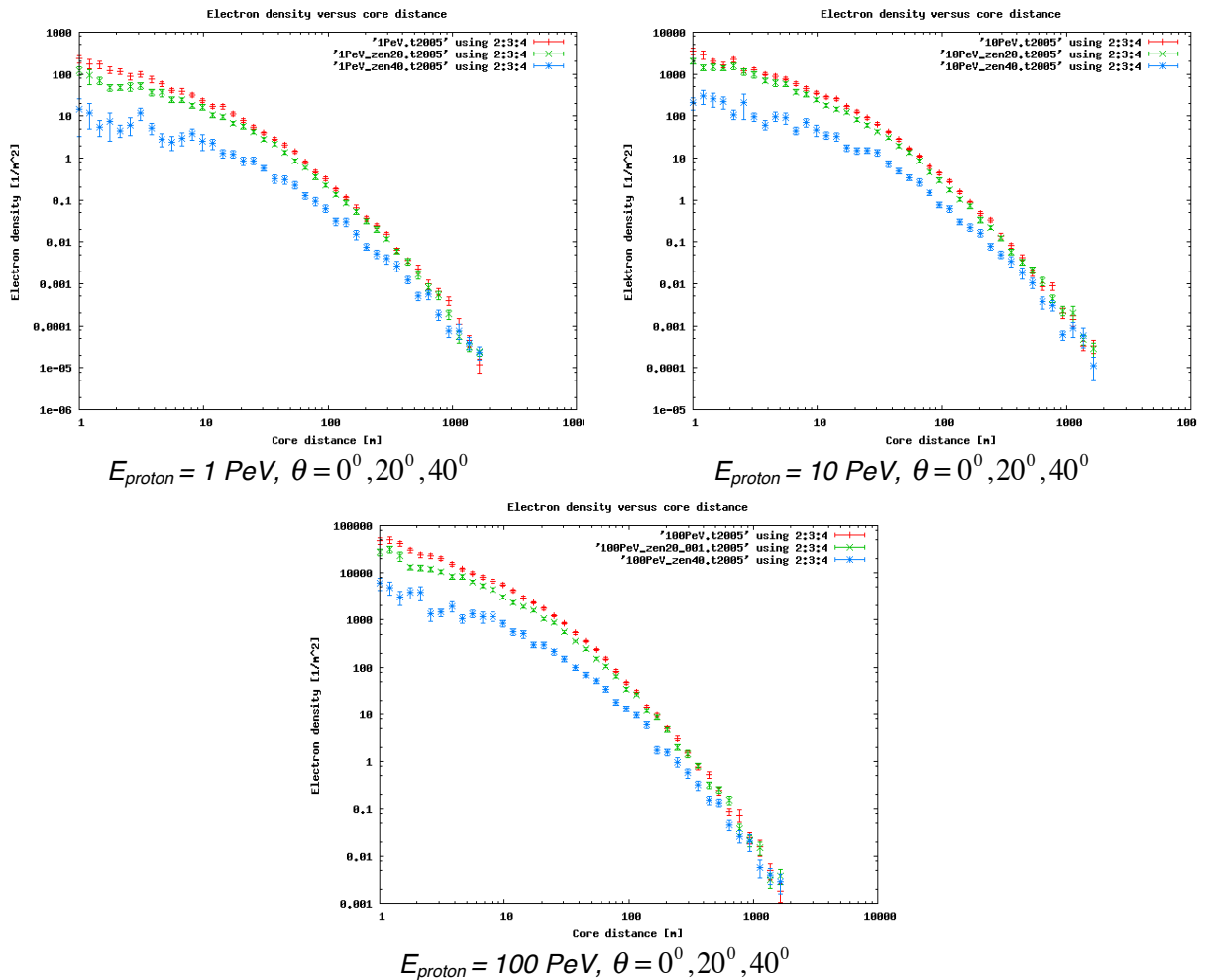
Typische aantallen van elektronen die de grond treffen ligt rond de 100.000 voor een 1 PeV proton shower. De totale energie van de grondelektronen kan geschat worden op 70 GeV zodat de gemiddelde energie per elektron hiermee in orde van grootte ligt van een paar honderd eV tot enkele keV.



Figuur 3.68: Longitudinale ontwikkeling van het elektronenaantal uitgezet tegen de optische diepte ($E_{\text{primaar}}^{\text{proton}} = 1, 10 \text{ en } 100 \text{ PeV resp.}$).

3.7.6 Invloed zenithoek en aardmagnetisch veld

Een shower afkomstig van een deeltje dat onder een hoek de atmosfeer binnenkomt, legt een langere weg door de atmosfeer af eer het de grond treft. De lagere energieën van de elektronen corresponde-



$$E_{\text{proton}} = 1 \text{ PeV}, \theta = 0^{\circ}, 20^{\circ}, 40^{\circ}$$

$$E_{\text{proton}} = 10 \text{ PeV}, \theta = 0^{\circ}, 20^{\circ}, 40^{\circ}$$

$$E_{\text{proton}} = 100 \text{ PeV}, \theta = 0^{\circ}, 20^{\circ}, 40^{\circ}$$

Figuur 3.69: Elektronendichtheid per m^2 op zeeniveau uitgezet tegen de zenithoek als functie van de energie van het primaire proton.

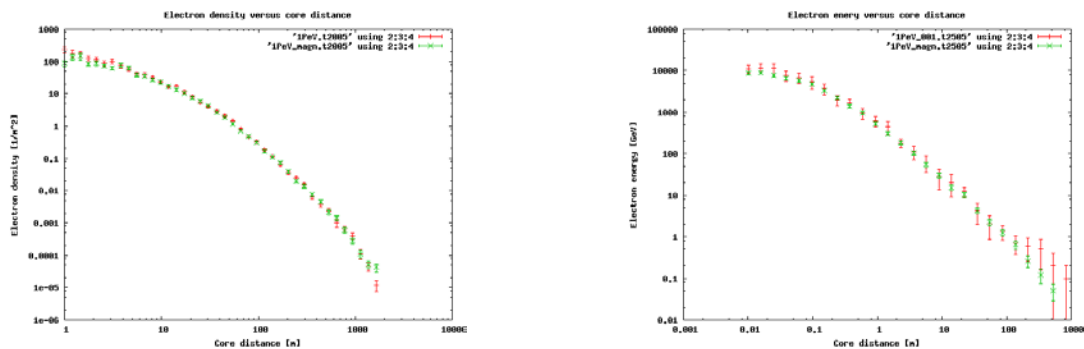
ren hiermee. Het effect op de elektronen dichtheid bij verminderde energie van de elektronen wordt bij grotere zenithoeken sterker (Figuur 3.69). Het effect van de zenithoek is alleen nabij de showerkern significant bij grotere hoeken. Voor kleine hoeken (minder dan 10 graden) is geen duidelijk verschil met loodrechte inval.

Het aardmagnetisch veld parallel aan de horizon heeft invloed op de baan van geladen deeltjes (bui-ging/spiraliseren). De sterkte van het horizontaal gerichte magnetisch veld is $B = 20 \mu T$ voor Midden-Europa. Nabij de geografische polen loopt de sterkte op tot $B = 60 \mu T$ verticaal [88]. Voor de hoekverandering geldt [87]:

$$\alpha = \frac{\ell Z(p \times B)}{p^2} \quad (3.134)$$

met Z de lading en p de impuls van het deeltje. Voor kleine hoeken α is de padlengte ℓ bij benade-ring gelijk aan de dikte van de atmosfeer. De snelheid van deeltjes ligt dusdanig hoog dat de horizon-tale afwijking op zeeniveau uiteindelijk klein is.

Het aardmagnetisch veld heeft een (theoretisch) effect op de baan van geladen deeltjes (als er een component van de veldsterkte is die loodrecht op de bewegingsrichting van het geladen deeltje staat). Uit de grafieken in Figuur 3.70 blijkt dat elektronen afkomstig van een 1 PeV primair deeltje geen ener-gieverlies hebben (naar men mag verwachten!) ten opzichte van een deeltje dat niet is afgebogen door het aardmagnetisch veld. Uit de dichtheidsverdeling blijkt tevens dat een shower niet wordt uit-gewaaid door het magnetisch veld; daarvoor is de tijd te kort en is de kracht te klein.



Figuur 3.70: Elektronen dichtheid (links) en energieverdeling (rechts) als functie van de afstand tot de shower core met [GeV] zonder (in rood) en met (groen) horizontaal aardmagnetisch veld ($B = 20 \mu T$).

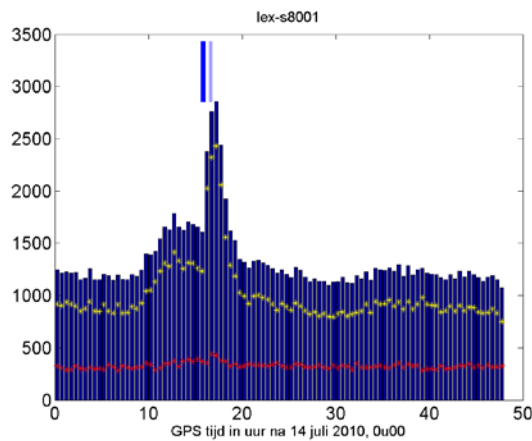
3.7.7 Bliksem

Een bliksem is een ontlading van de atmosfeer richting aarde (of vice versa) of tussen wolken onder-ling. De vraag is: 'reageren de detectoren op deze ontladingen?'. Dit is denkbaar aangezien bij een bliksem röntgenstraling, elektronen en wellicht andere deeltjes worden geproduceerd (o.a. antimaterie). De mate waarin dit gebeurt, hangt af van het potentiaalverschil tussen wolk en aarde [89]⁴. Aanleiding voor dit onderzoek is de opvallende toename van de count rate (aantal events per uur) tijdens (of iets

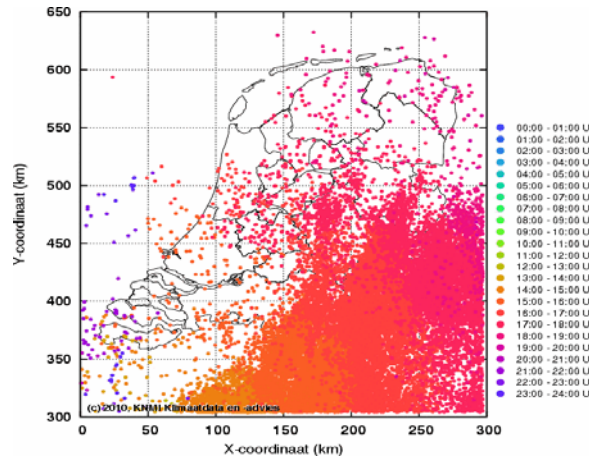
⁴ M.b.t. antimaterie zie: http://www.nasa.gov/mission_pages/GLAST/news/fermi-thunderstorms.html.

na) een onweersbui bij Eindhoven op 14 juli 2010. Onderzocht is hier in hoeverre deze toename in count rate verklaard kan worden door weersomstandigheden.

Op 14 juli 2010 is bij station 8001 (TU Eindhoven) een aanzienlijke stijging van de count rate waargenomen (links in Figuur 3.71) ten tijde van of net na een onweersbui [84]. Bliksemgegevens van uur tot uur zijn verkregen via de KNMI-databank [90] (rechts in Figuur 3.71).



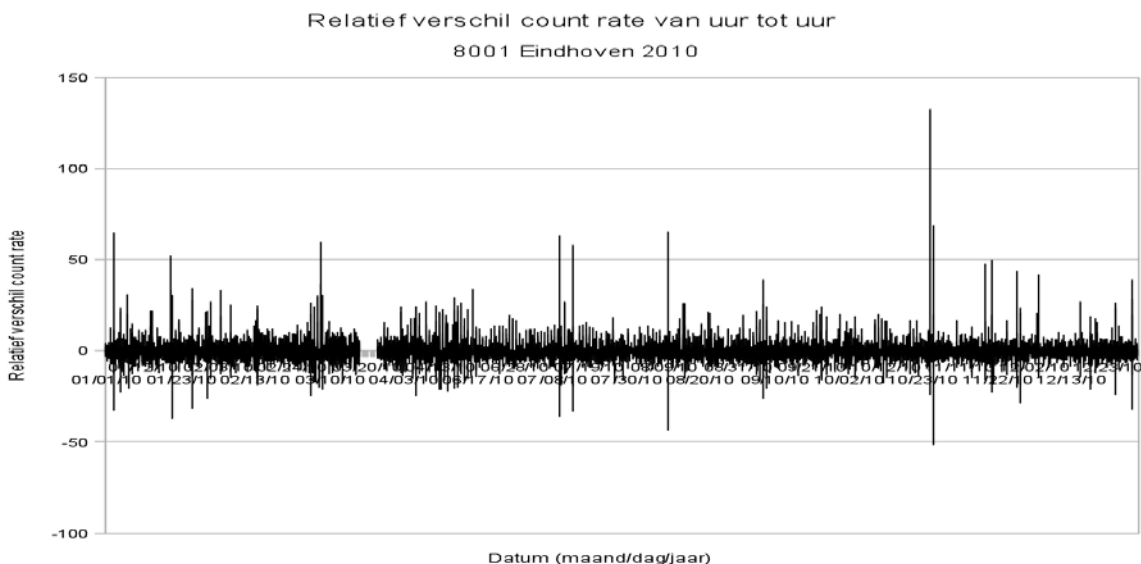
Count rate station 8001 [84]



Ontladingen van uur tot uur [90]

Figuur 3.71: Opmerkelijke toename count rate in station 8001 ten tijde van onweer.

Indien dergelijke count rate toenames door onweer (beter ontladingen) zijn veroorzaakt, ligt het in de verwachting dat deze toenames zich bij andere onweersbuien weer manifesteren. Hiertoe is van station 8001 de relatieve variatie in count rate van uur tot uur bekeken (Figuur 3.72).



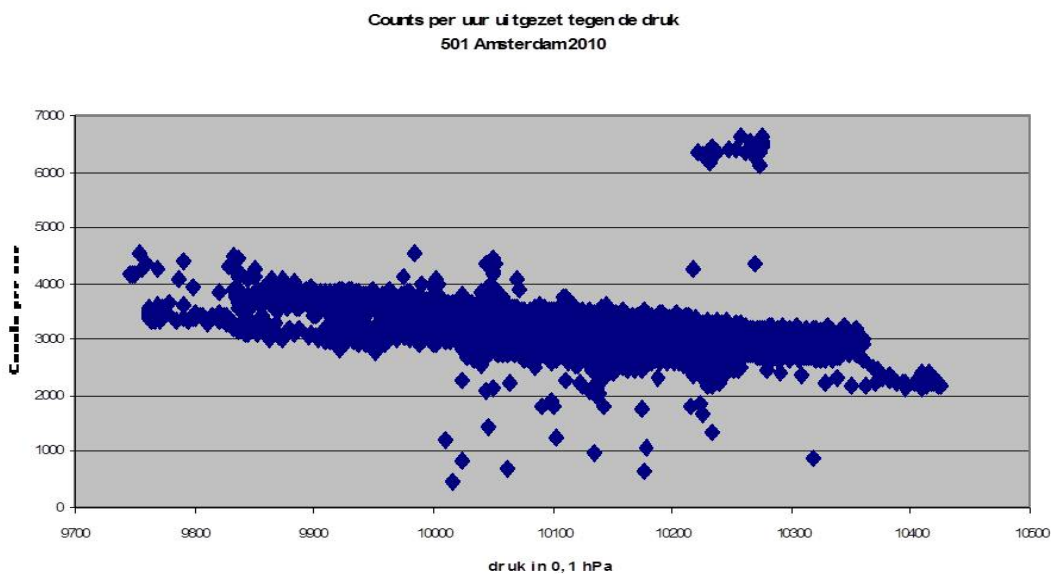
Figuur 3.72: Relatieve count rate variaties (per uur) in station 8001.

Opvallend is dat weliswaar op 14 juli 2010 de count rate enorm is gestegen, maar dat de relatieve stijging niet bijzonder is. Stijgingen van 50% komen vaker voor zonder dat er ontladingen in de omgeving plaatsvinden (in de maanden januari, februari, maart, juni, oktober t/m december is er geen tot niet noemenswaardige onweer geweest in de directe omgeving van Eindhoven). De oorzaak van een

snelle stijging of daling in count rate kan aan andere weersomstandigheden liggen. De invloed van luchtdruk, bewolking en neerslag op de count rate is daarom onderzocht. Omwille van ruime beschikbaarheid van data is dit gedaan voor station 501 in Amsterdam in combinatie met de weergegevens gemeten bij Schiphol. Voor het bekijken van ruwe HiSPARC data (opgeslagen in 'Hierarchical Data Format') kan een HDF-viewer [91] gebruikt worden.

3.7.8 Atmosferische omstandigheden

Er is een lineair verband tussen de druk en de count rate zoals uit Figuur 3.73 af te lezen valt. In het uiterste geval kan de druk van ongeveer 1035 Pa naar 980 Pa dalen. De count rate zou dan kunnen toenemen van 2500 naar 3500; een toename van bijna 50 %.

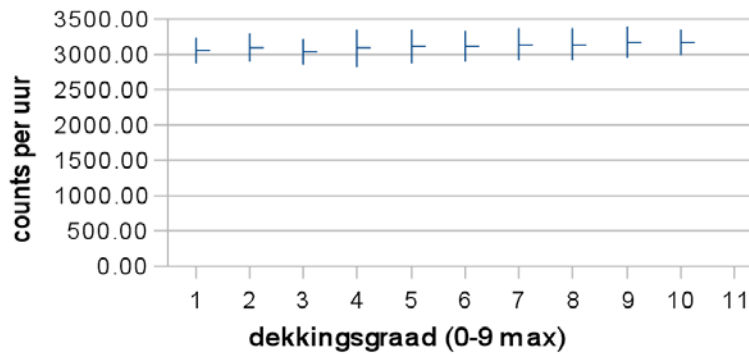


Figuur 3.73: Count rate van station 501 in Amsterdam als functie van de luchtdruk.

Dergelijke drukdalingen hebben op 14 juli 2010 niet plaatsgevonden; de minimale druk bedroeg 1000 Pa en de maximale druk 1009 Pa (uur tot uur data KNMI). De vraag is of het mogelijk is dat de druk lokaal (gebied met een straal van enkele honderden meters) zeer sterk kan veranderen. Dan is de piek in de count rate in Figuur 3.73 wellicht verklaarbaar. Aannemelijk lijkt dit scenario niet.

Door wolken kan een shower beïnvloed worden. Het KNMI registreert bewolking aan de hand van de dekkingsgraad: het gedeelte aan de hemel dat bedekt is door wolken. Dekkingsgraad 0 correspondeert met een volledig zonnige dag, bij dekkingsgraad 9 is het volledig bewolkt. Niet opgenomen in dit kenmerk is de dikte van de bewolking. Echter, gedurende een jaar zal voor iedere dekkingsgraad zich een zeker stabiel gemiddelde ontwikkelen. In Figuur 3.74 is de count rate van station 501 weergegeven als functie van de dekkingsgraad. Met enige goede wil is hier een licht verband te herkennen: toename van count rate bij meer bewolking. De verandering in count rate als gevolg van bewolking is in ieder geval gering, hooguit zo'n 5 % uitgaande van gemiddelden.

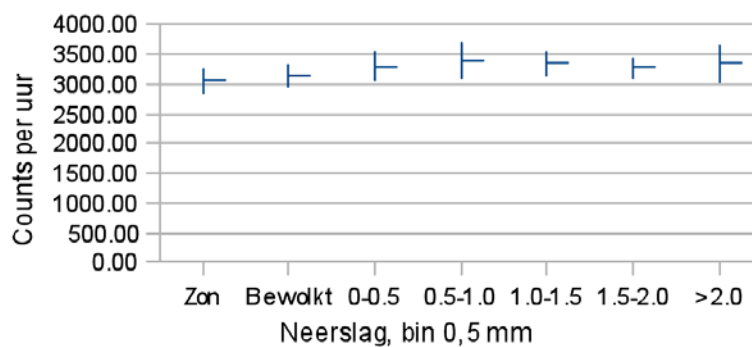
Counts uitgezet tegen de dekkingsgraad 501 Amsterdam 2010



Figuur 3.74: Count rate van station 501 in Amsterdam als functie van de dekkingsgraad.

Een vergelijkbare trend wordt zichtbaar wanneer de count rate als functie van de neerslag geanalyseerd wordt (Figuur 3.75). De grafiek is ontstaan door alle dagen te verzamelen met een dekkingsgraad van 8 of 9 waarbij regen is gevallen. De neerslag per uur is ingedeeld in bins van 0,5 mm/uur

Counts per uur uitgezet tegen neerslag 501 Amsterdam 2010



Figuur 3.75: Count rate van station 501 in Amsterdam als functie van neerslag (per uur).

Bij neerslag stijgt de count rate, die onafhankelijk lijkt te zijn van de hoeveelheid neerslag. De toename vergeleken met een zonnige dag kan zo'n 10% zijn. Een belangrijke kanttekening bij de grafieken van Figuur 3.74 en Figuur 3.75 is dat de druk niet constant is. Als het regent is de druk lager, resulterend in een toename van de count rate. Ook bij toename van bewolking zal de druk lager zijn. Verzamelen van meer data kan hierover uitkomst bieden.

3.7.9 Conclusies

Wanneer de hoeveelheid en energie van elektronen op het aardoppervlak beschouwd wordt, leiden de shower simulaties tot volgende conclusies:

- Invloed van het aardmagnetisch veld is verwaarloosbaar.
- invloed van de zenithoek is voor kleinere hoeken verwaarloosbaar.
- karakteristieke getallen, zie Tabel 3.15.

Primair deeltje (E = 1 PeV)	Typisch aantal grondelektronen	Typische energie grondelektronen
Proton, ijzernucleon, gamma	1 m van de core: 100.000 10 m van de core: 10 100 m van de core: 1	100 eV – 1 keV

Tabel 3.15: Voor verschillende primaire deeltjes worden vergelijkbare waarden gevonden.

In tegenstelling tot het type primaire deeltje, is de energie bepalend voor het aantal grondelektronen. Wanneer vervolgens de atmosferische omstandigheden in de studie van de fluctuaties in de elektronenflux worden meegenomen, levert dit (nog) geen eenduidig antwoord. Druk heeft invloed op de count rate van een detector. De invloed van neerslag en bewolking moet verder onderzocht worden naar drukafhankelijkheid. Wel is duidelijk dat bij bewolking en/of neerslag de count rate stijgt. De mate van stijging is echter niet toereikend om plotselinge veranderingen van 50% te verklaren zoals die bij station 8001 in Eindhoven zijn waargenomen. Mogelijk komt dit doordat de eigenschappen van opstellingen 501 en 8001 van elkaar verschillen.

De invloed van wind is in de analyse niet meegenomen en dient verder onderzocht te worden. Meer statistiek m.b.t. correlaties met ontladingen in de atmosfeer is noodzakelijk evenals de calibratie van de HiSPARC stations die in de analyse betrokken worden.

4. Conclusie

4.1 Evaluatie en vooruitblik

Ook dit jaar zijn docenten uit het voorgezet onderwijs in Amsterdam en Nijmegen in de gelegenheid gesteld 1 dag in de week wetenschappelijk onderzoek te bedrijven. Een volledig overzicht van docentenonderzoeken is te vinden op [1].

Er is uitdrukkelijk gekozen om onderzoek te organiseren binnen het kader van het HiSPARC project. Alle aspecten komen aan bod; hardware en software ontwikkeling, data analyse, verdieping theoretisch begrip en bestuderen van actuele wetenschappelijke vraagstukken ('journal club'). Het goed omlijnde kader en het deelnemen aan een gemeenschappelijk project, heeft ook geleid tot veelvuldig overleg tussen deelnemers en begeleiders. Frequente bijeenkomsten bij het FOM bureau in Utrecht hebben naar aanleiding van de door de deelnemers gepresenteerde voortgangsrapporten, uitgebreide en inspirerende discussies opgeleverd. Docenten hebben elkaar dan ook vaak getroffen als 'sparring partners'; verschillende vraagstukken zijn voor het voetlicht gebracht en besproken.

Met betrekking tot het onderzoek zelf zijn in Amsterdam en Nijmegen de eigenschappen van individuele detectoren binnen een HiSPARC opstelling in verder detail bestudeerd. De studie is bovendien uitgebreid naar het bepalen van systematische onzekerheden in timing binnen een (sub-) cluster van detectiestations (Science Park - Amsterdam). De studie m.b.t. het vervangen van PMTs door moderne halfgeleider technologie (MPPCs) is afgerond. Conclusies worden in dit rapport gepresenteerd.

Het wiskundige modelleren van de kosmische lawine-ontwikkeling heeft geleid tot een volwaardige publicatie. De methode om het centrum van een lawine uit experimentele meetgegevens is in groter detail uitgewerkt. Resultaten van de analyse van meetgegevens binnen de Nijmegen cluster laten zien dat een energiespectrum voor de primaire deeltjes afgeleid kan worden.

Met de introductie van jSparc, een interactief systeem dat via internet toegang tot data en data-analyse tools verschaft, is een volgende stap gezet om docenten en leerlingen in het VO te faciliteren. Voor het eerst zijn nu ook meetresultaten van de HiSPARC weerstations geïntegreerd. Het komende jaar zal het meetsysteem verder uitgebreid worden met een landelijke dekking van bliksemdetectoren Tenslotte, heeft het onderzoek geleid tot twee aanvragen voor promotiebeurzen bij NWO...

4.2 HiSPARC leerlingensymposium 2011

Op vrijdag 1 april vond het jaarlijkse HiSPARC Symposium plaats. Dit maal bij de TU/e (Eindhoven) en mede georganiseerd door dr. Lex van Deursen en dhr. Henry van Bergen. In plaats van alleen een middag, besloeg het programma in tegenstelling tot voorgaande jaren, een gehele dag. Na een warm welkom van de decaan Prof. Ton Backx, volgden lezingen van diverse sprekers zoals Prof. Jos Engelen (NWO/UvA) en Prof. Stan Bentvelsen (Nikhef/UvA) (Figuur 4.1), presentaties van leerlingen, een hands-on opdracht en een apart programma voor docenten.



Figuur 4.1: Tijdens de plenaire ochtendsessie geeft Jos Engelen (links) een gedetailleerd overzicht van onderzoeksgebieden die door NWO ondersteund worden. In de middagsessie presenteert Stan Bentvelsen (rechts) de eerste resultaten van het Atlas experiment aan de LHC bij CERN in Genève.

Voordrachten, foto's en achtergrondmateriaal m.b.t. het programma:

- 09.30 Ontvangst
- 10.00 'Opening' - Ton Backx, Decaan Electrical Engineering, TU/e
- 10.10 'Betawetenschappen in Nederland' - Jos Engelen, NWO/UvA
- 11.00 'Gerasimova-Zatsepin Effect' - Margot Peters, Masteronderzoek Natuurkunde, RUN
- 11.20 Koffiepauze
- 11.40 Parallelsessie I
 - Filmzaal: Leerlingen Groep 1 - Presentatie profielwerkstukken
 - Presentatie 1 - Rico Giling, Rinske Roeleveld, Het Zaanlands Lyceum
 - Presentatie 2 - Niels Berger, Coen Corstjens, Anouk Scholtens en Stijn Zanders, Philips van Horne
 - Zaal 1.03: Leerlingen Groep 2 - HiSPARC Workshop
 - Zaal 1.04: Docenten Presentaties -
 - 'NLT Module Kosmische Straling', Henk Buisman en Cor Heesbeen
 - 'HiSPARC Weerstation', Loran de Vries
- 12.30 Lunch & postersessie
- 13.15 'Wat registreerde HiSPARC op 14 juli 2010?', Lex van Deursen, TU/e
- 13.35 Parallelsessie II
 - Filmzaal: Leerlingen Groep 2 - Presentatie profielwerkstukken
 - Presentatie 3 - Frans Slaats en Iris Verboven, Pleincollege Sint Joris
 - Presentatie 4 - Steven Asselman, Het Zaanlands Lyceum
 - Zaal 1.03: Leerlingen Groep 1 HiSPARC Workshop
 - Zaal 1.04: Docenten Presentaties -
 - 'HiSPARC Nieuws' - Bob van Eijk
 - 'HiSPARC in de Klas' - Niek Schultheiss
- 14.30 'De Big Bang in het Laboratorium' - Stan Bentvelsen, Nikhef/UvA
- 15.20 Parallelsessie III
 - Filmzaal: Leerlingen Groep 1 en 2 Presentatie profielwerkstukken
 - Presentatie 5 - Floris Keizer, Het Amsterdams Lyceum
 - Uitleg poster Philips van Horne SG
 - Uitleg poster Pleincollege Sint Joris
 - Zaal 1.03: Docenten HiSPARC Workshop
- 16.10 Drankjes
- 16.30 Prijsuitreiking
- 16.40 Drankjes

zijn beschikbaar via [92].

Zoals ieder jaar werd een prijs uitgereikt aan leerlingen met het beste profielwerkstuk. Geen eenvoudige opgave voor de jury, die concludeerde dat de werkstukken dit jaar van bijzonder hoog niveau waren (Figuur 4.2)!

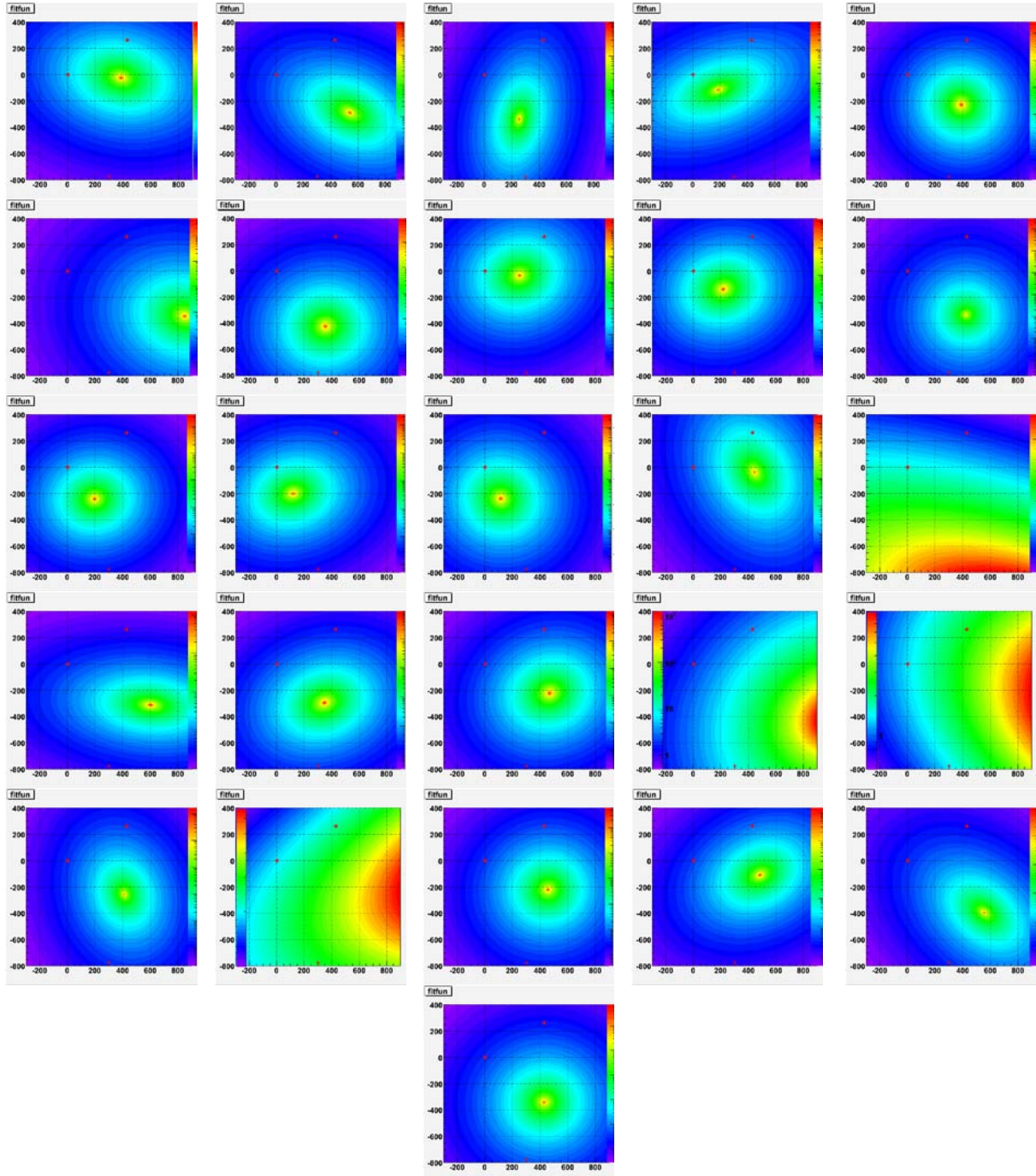


Figuur 4.2: Prof. Jan-Willem van Holten bereidt het publiek voor op het oordeel van de jury.

De presentatie van Niels Berger, Coen Corstjens, Anouk Scholtes en Stijn Zanders van de Philips van Horne Scholengemeenschap in Weert [93] kwam als beste uit de bus. Zij wonnen een 1-daagse reis naar CERN. Een bijzondere vermelding ging naar Floris Keizer van 'Het Amsterdams Lyceum' [94] voor zijn onderzoek aan de universiteit van Cambridge. Ook Floris werd beloond met een bezoek aan CERN. Voor zijn reisverslag zie Appendix D.

Appendix A Coïncidenties tussen stations 1, 2 en 6

In Figuur 4.3 worden de laterale deeltjesdichtheiddistributies van showers uit Tabel 3.5 over de periode 5 november 2004 t/m 21 september 2009 grafisch weergegeven. De rode stippen representeren de positie van stations 1, 2 en 6 resp. De deeltjes dichtheid in de shower-kern verloopt van rood (hoog) naar geel (lager).



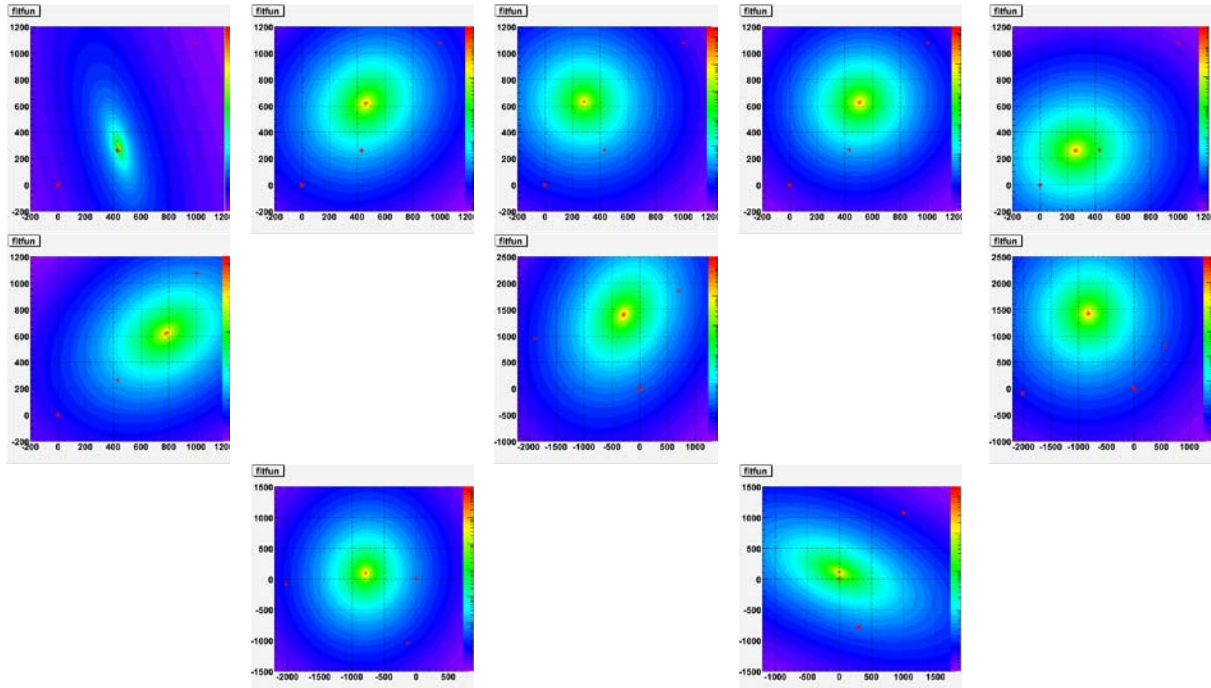
Figuur 4.3: Laterale deeltjesdichtheiddistributies van showers uit de 3-voudige coïncidenties tussen stations 1, 2 en 6 (Tabel 3.5). De shower-kern verloopt van hoge (rood) naar lage dichtheid (geel). Drie rode stippen geven de positie van de detectiestations.

Appendix B Coïncidenties tussen andere stations

In Tabel 4.1 worden de gegevens samengevat van 3-voudige coïncidenties tussen detectiestations anders dan de combinatie 1 - 2 - 6. In Figuur 4.4 worden de afgeleide shower-eigenschappen grafisch voorgesteld. De rode stippen representeren opnieuw de positie van de stations, terwijl de shower-kern wederom verloopt van rood (hoge dichtheid) naar geel (lagere dichtheid).

Datum	Energie [eV]	d_1	d_2	d_7	MPV- 1	MPV- 2	MPV-7	θ	ϕ
20041013	1.86×10^{19}	1,4	21,3	1,4	128 - 241	234 - 228	126 - 198	70,4	-75,6
20041215	1.56×10^{18}	3,5	35,3	5,2	148 - 266	252 - 223	138 - 200	33,6	230,1
20050202	2.44×10^{18}	3,3	25,6	1,7	137 - 260	249 - 233	132 - 198	11,1	128,4
20050522	4.73×10^{17}	4,5	66,9	10,2	250 - 387	226 - 221	119 - 203	18,2	220,1
20060421	1.40×10^{17}	2,8	28,9	3,3	54 - 447	224 - 262	129 - 185	29,0	200,4
20061205	1.13×10^{18}	1,4	17,7	14,5	54 - 391	299 - 278	124 - 161	44,8	215,9
		d_6	d_7	d_8	MPV- 6	MPV- 7	MPV-8	θ	ϕ
20060124	5.61×10^{18}	2,3	5,1	1,0	180 - 275	138 - 183	153 - 141	44,8	66,0
		d_2	d_7	d_8	MPV- 2	MPV- 7	MPV-8	θ	ϕ
20060126	1.14×10^{20}	6,6	8,5	4,0	255 - 261	142 - 182	145 - 144	22,1	260,6
		d_2	d_6	d_8	MPV- 2	MPV- 6	MPV-8	θ	ϕ
20060206	$4,96 \times 10^{18}$	6,6	1,5	1,4	244 - 277	190 - 277	152 - 141	29,6	322,2
		d_1	d_6	d_7	MPV- 1	MPV- 6	MPV-7	θ	ϕ
20060903	2.03×10^{18}	145,3	2,5	1,3	53 - 415	195 - 261	115 - 162	59,7	156,1

Tabel 4.1: Gemeten- en afgeleide shower gegevens voor coïncidenties tussen diverse stations.



Figuur 4.4: Laterale deeltjesdichtheidistributies in showers (Tabel 4.1). De hoogste dichtheid wordt in de shower-kern gemeten. Drie rode stippen geven de positie van de detectiestations.

Appendix C Starten met AIRES

Installeer de AIRES software en download de bijbehorende handleiding [85]. Om AIRES onder Windows™ te kunnen executeren is de installatie van het programma 'PuTTY' [95] vereist. Start een eerste simulatie (Nikhef omgeving). Onder Windows™:

- PuTTY configuratie, start EXCEED.
- Host Name: frome.
- Connection type: ssh.
- Typeset: x11.

Onder LINUX (zie afbeelding; handige LINUX commando's zie Tabel 4.2):

- Login op 'frome'.
- Ga naar directory 'demos': AIRES/2-8-a/demos. In deze directory staat een voorbeeld-simulatie.
- Open een input file, 'xxx.inp'. Deze file vermeldt de taken die uitgevoerd moeten worden en de bijbehorende startgegevens
- Alleen lezen: less 'file name'/lezen en schrijven: nano 'file name'.

Commando	Actie
ls	List
mkdir	make directory
less	bekijk de inhoud van een file
nano	bewerk de inhoud van een file
screen	opent een nieuwe console
↑	toont eerdere comando's
↓	terug naar latere comando's
rm	verwijder
cd	verander directory
echo	zoek bestanden
q	verlaat editor

Tabel 4.2: Korte lijst van handige Linux commando's.

Appendix D HiSPARC prijswinnaars naar CERN

Het HiSPARC leerlingen symposium leverde dit jaar vijf prijswinnaars op. Het 'Philips van Horne' [93] uit Weert' mocht met vier leerlingen op 'VIP-reis' naar CERN, in Geneve. Floris Keijzer van 'Het Amsterdams Lyceum' [94] (en inmiddels student in Cambridge), completeerde het vijftal en doet hier verslag van het bezoek aan het grootste natuurkunde laboratorium ter wereld.

'Buigen, buigen, buigen en knijpen... zo simpel is het'

Op een vroege maandagmorgen verzamelden Anouk Scholtes, Coen Corstjens, Stijn Zanders, Niels Berger en ik ons op Schiphol, om de hoofdprijs van het HiSPARC symposium 2011 in ontvangst te nemen: een reis naar Genève. Daar namen we een kijkje achter de schermen van 's werelds grootste deeltjesversneller, de Large Hadron Collider in CERN. De techniek achter de 27 kilometer aan supergeleidende magneten is al even indrukwekkend als de kennis achter de datastroom van 15 petabyte (15 miljoen gigabytes) die jaarlijks van de LHC af komt. Een drietal Nederlandse onderzoekers aan CERN vertelden ons er alles over.

CERN-land

Bij aankomst werden we ontvangen door dhr. Gerjan Bobbink. Hij nam ons mee over het terrein van CERN, dat haast een aparte staat leek, zoveel CERN-fietsen, CERN-auto's, CERN-nummerborden en CERN-logo's als er waren. Al snel bereikten we de kamer van dhr. Herman Ten Kate, professor aan de Universiteit van Twente en projectleider van de magneetinstallatie in één van de grote detectieruimtes, de 'ATLAS'. Hij legde ons de organisatie van de onderzoeksinstelling kort uit: 'De deeltjesversneller is gebouwd door iedereen, en voor iedereen. De miljarden die nodig zijn voor de bouw en het onderhoud van de LHC kunnen onmogelijk door één land worden opgebracht; daarom levert elk deelnemend land een som geld en een aantal experts om voor het onderhoud te zorgen. In ruil daarvoor krijgt men onderzoekstijd, en worden de grote opdrachten voor onderdelen uitbesteed in de desbetreffende landen.'

'...CERN is uniek, omdat hier alles draait op samenwerking', besloot Ten Kate, want hij had nog veel meer te vertellen over zijn magneetproject voor de LHC.

Supermagneten

Zonder supergeleidende magneten geen deeltjesversneller. We kunnen de boodschap inmiddels dromen. Naast de enorme spoelen, die in de ATLAS zorgen voor het magneetveld dat geladen deeltjes afbuigt, bestaat de grote ondergrondse ring om Genève uit meer dan 1700 magneten, elk 15 meter lang. 'Om de protonbundels tot bijna de lichtsnelheid te versnellen, is ongelooflijk veel energie nodig', vertelde Herman. 'Wij geven de deeltjes die energie door ze in een grote cirkelbaan te versnellen, maar 'gewone' magneten zijn daar lang niet sterk genoeg voor. Daarom gebruiken we supergeleiders, maar dat betekent wel dat we dit pakketje' (ten Kate legde zijn hand op één van de dikke stalen buizen

- Figuur 4.5 -, terwijl we in de assemblagehal van de magneten rondliepen) ‘...met vloeibaar helium tot een paar Kelvin moeten koelen.’



Figuur 4.5: Herman ten Kate laat ons een dwarsdoorsnede van de deeltjesversneller zien.

Terwijl professor Ten Kate met ons het bouwtraject van de versneller in de assemblagehal doornam, kregen wij langzaam het beeld dat de theorie achter de versneller niet zo ingewikkeld is als we dachten. Veel moeite om dat idee bij ons weg te nemen, deed Ten Kate niet: ‘Als we eenmaal een protonenbundel aan het versnellen zijn, hoeven we maar voor twee dingen te zorgen: ten eerste mag de bundel niet divergeren en ten tweede moet deze netjes in zijn cirkelbaan blijven, om te voorkomen dat we gaten in ons bouwwerk schieten. Dat doen we door met een serie van drie magneten de bundel af te buigen, en hem met een vierde magneet samen te knijpen. Zevenentwintig kilometer lang buigen, buigen, buigen en knijpen... zo simpel is het.’

De uitvoering van dit principe bleek een heel ander verhaal te zijn: aan technische hoogstandjes is 90 meter onder de grond van Genève geen gebrek. Op de millimeter nauwkeurig passende stalen ringen en een blauwgekleurde stalen mantel houden de versnelbuis op zijn plaats, wanneer deze bijvoorbeeld dreigt krom te trekken door de sterke Lorentzkracht die de supergeleidende spoelen opwekken. Er zijn speciale kanalen in de buis aangebracht, waardoor vloeibare helium kan stromen, en een slim systeem van warmtewisselaars voorkomt een nog hogere energierekening voor CERN. ‘Toch gaat niet alles goed’, vertelde Herman ten Kate, ‘... zo draait de LHC nog steeds op halve kracht door een fout in de verbindingen tussen de magneten. Sommige van deze waren kort nadat de LHC in gebruik was genomen doorgebrand, waardoor de temperatuur steeg en een deel van de vloeibare helium weggleekte. De installatie was duidelijk nog niet robuust genoeg.’ CERN heeft alle beschadigde onderdelen vervangen, maar niet de beslissing genomen om preventief alle koppelingen te verbeteren: ‘voor deze klus zou de LHC anderhalf jaar stil moet liggen, terwijl over heel de wereld wetenschappers staan te springen om data. Daarom gaan we de komende tijd gewoon door met de experimenten, al is het niet op volle kracht.’

Under Control

Veel meer dan de assemblagehal was er van de deeltjesversneller echter niet te zien. De voorstelling die wij ons hadden gemaakt om met een helmpje op naar de ATLAS detector af te mogen dalen, bleek veel te optimistisch: pas in 2013 gaat de tunnel weer open voor bezoekers. Tot die tijd staat de LHC aan, wat een hoge dosis radioactiviteit en allerlei andere gevaren veroorzaakt: een no-go area.

Boven de grond is daarentegen alles volop in bedrijf, en we vonden het erg interessant om een van de ruimtes te bekijken, waar de ATLAS-experimenten in de gaten worden gehouden. Op grote schermen voorin de zaal werden uitgefilterde gegevens over de deeltjesbotsingen geprojecteerd. Ook aan de langwerpige tafels waar men aan het rekenen was, stonden enkel beeldschermen; de bijbehorende computers zaten achter slot en grendel. 'Het mag duidelijk zijn dat CERN het risico dat iemand met de gegevens knoeit niet kan nemen', vertelde Gerjan Bobbink, '... bovendien kunnen virussen via USB-stickjes zo het systeem insluipen. Alle laptops die je dus ziet, hebben de onderzoekers, die elk toegewezen zijn om een specifiek deel van de LHC in de gaten te houden, zelf meegebracht.' En uiteraard moesten ook die laptops geregistreerd worden...

Data transport

We vervolgden onze weg over het terrein, begeleid door wegwijzers als 'A. Einsteinroute' en 'Square Galileo Galilei', richting het CERN Computer Centre. Voor de ingang van dit gebouw vormde een groot hok het bewijs dat ook op CERN ruimte is voor (zeer, zeer droge) humor, want het opschrift luidt: 'CERN Animal Shelter for Computer Mice'. Direct na het entree van het gebouw was een tentoonstelling gemaakt van de (nog korte) geschiedenis van de computer, met als hoogtepunt een enorm en onherkenbaar apparaat, goed voor het verwerken en opslaan van zo'n vijftig woorden.



Figuur 4.6: V.l.n.r.: Floris, Anouk, Coen, Stijn en Niels op een replica van de LHC-magneet.

Hier werden we ontvangen door dhr. Maarten Litmaath, die al jaren meewerkt aan de ontwikkeling van

het Grid. Hij sloot voor ons de dag af met een uitleg over dit wereldwijde netwerk voor informatieverwerking van de LHC-data: 'In de Large Hadron Collider vinden 100 miljoen botsingen per seconde plaats; de data hiervan worden verwerkt, waarbij filters de "bruikbare" botsingen selecteren en opslaan. Die gegevens worden vervolgens over de hele wereld verspreid naar instituten die klaarstaan om ermee aan de slag te gaan. Je snapt wel dat het Grid daarom een grote capaciteit moet hebben; naast de bestaande internetverbindingen gebruiken we dan ook eigen glasvezelkabels voor het transport. Vanaf het CERN Computer Centre, ook wel "Tier 0" genoemd, worden de data gestuurd naar elf "Tier-1" centra, verspreid over de hele wereld; één van deze elf computercentra staat in Amsterdam, waar SARA en Nikhef samenwerken om de datastroom vanuit CERN te verwerken.' Vervolgens nam Litmaath ons mee naar een ruimte die leek op een kleine gymzaal gevuld met computers, kasten, computers, kabels en nog meer computers. Hier kreeg de omvang van het project pas echt gestalte, en werd ons de wedloop rondom het Grid duidelijk: met een grotere efficiëntie méér data in kortere tijd overbrengen. Sinds de 50-woorden-computer zijn we al flink wat opgeschoten.

Het meer van Genève

De tweede dag bezochten we op eigen gelegenheid de stad Genève, waar we ons tussen dure auto's, fietsende zakenmannen, banken en horlogewinkels een weg zochten over glibberige stenen richting de 'Jet d'Eau'. Deze fontein schiet met een snelheid van 200 kilometer per uur een waterstraal 140 meter de lucht in, waarna het water weer terug klettert in het meer van Genève. Dapper gingen Coen en Stijn ons voor over de pier, richting de waterstraal, om enkele minuten later volledig gedouched terug te keren. Met twee paar natte en drie paar droge schoenen zijn we met een goed gevoel weer richting het vliegveld vertrokken. We hebben twee leerzame en plezierige dagen in Genève gehad.

Au revoir!

Trefwoordenlijst

A

Antimaterie: de negatieve energie oplossingen van de Dirac vergelijking worden gerepresenteerd door antideeltjes zoals het positron - 'elektron met positieve eenheidslading' -. Met andere woorden: ieder deeltje bezit een antideeltje dat een groot aantal eigenschappen gemeen kan hebben. Wanneer een deeltje op zijn antideeltje botst, kan annihilatie optreden.

Atomen: de oude Grieken poneerden dat de materie samengesteld is van elementaire bouwstenen 'atomen'. Een atoom bezit een kern opgebouwd uit positief geladen protonen en elektrisch neutrale neutronen. De kern wordt omgeven door elektronen zodat de netto lading van het atoom 0 is.

D

Diffunderen: in dit verband wordt bedoeld dat kosmische deeltjes voldoende energie bezitten om te ontsnappen aan de elektromagnetische velden (en gravitatie) die binnen een melkwegstelsel heersen

Donkere energie: de snelheid waarmee het heelal uitdijt, is in tegenspraak met de aanname dat alleen gravitatie hiervoor verantwoordelijk is. De oorsprong van de extra 'donkere' energie die nodig is om experimentele observaties te verklaren is onduidelijk.

Donkere materie: o.a. uit de omlooptijd van sterren in melkwegstelsels, kan afgeleid worden hoeveel materie een melkwegstelsel bevat. De gemeten snelheden komen echter niet overeen met de zichtbare hoeveelheid materie. Er lijkt zich 'onzichtbare materie' binnen melkwegstelsels te bevinden: de donkere materie.

E

Elektronen: ondeelbare – elementaire - deeltjes met negatieve elektrische eenheidslading.

Elektroscoop: relatief eenvoudig apparaat om de aanwezigheid van elektrische lading aan te tonen.

F

Fotoversterkerbuizen: de werking van de fotoversterkerbuis is gebaseerd op het principe van het foto-elektrische effect, het vrijmaken van een of meer elektronen uit het rooster van (metaal)atomen. Vervolgens worden deze elektronen versneld m.b.v. een elektrische potentiaal en botsen op hun beurt weer op een metalen vlak waarbij per elektron meerdere elektronen vrijkomen. Herhaalde versnelling levert zo een goed meetbaar elektrisch signaal.

G

Gluonen: krachtdeeltjes die ervoor zorgen dat quarks, en dus protonen en neutronen, binnen de kern gebonden worden. De kernkracht is vele malen groter dan de elektromagnetische kracht.

H

Hadronische deeltjes: in tegenstelling tot het elektron, dat behoort tot de groep 'leptonen' en een elementair deeltje is, zijn alle hadronische deeltjes samengesteld uit (anti)quarks. Het proton en neutron zijn voorbeelden van hadronen; beide zijn een gebonden toestand van 3 quarks.

I

Ionisatie: beschrijft het verschijnsel dat bijvoorbeeld een atoom kan ondergaan na interactie of voldoende energietoevoer zodat een elektron zich uit het atoom vrij kan maken. Het atoom 'mist' vervol-

gens een elektron en wordt dan 'ion' genoemd. Anderzijds kunnen atomen ook extra elektronen opnemen.

N

Neutronen: hadron opgebouwd uit twee 'down'-quarks en een 'up'-quark. Neutronen zijn elektrisch neutraal. Bouwsteen van de kern van een atoom.

O

Oscilloscoop: m.b.v. een oscilloscoop (kathodestraalbuis) kunnen elektrische signaalveranderingen in de tijd zichtbaar gemaakt worden.

P

Protonen: hadron opgebouwd uit twee 'up'-quarks en een 'down'-quark. Protonen zijn elektrisch positief geladen (eenheidslading). Bouwsteen van de kern van een atoom.

Q

Quarks: elementaire bouwstenen van protonen en neutronen. Er bestaan 6 verschillende 'smaken' quarks georganiseerd in 3 families: 'up' en 'down', 'charm' en 'strange', en 'top' en 'bottom'.

S

Scintillator: (an)organisch materiaal waarin, door interactie met geladen deeltjes, atomen in aangeslagen toestand gecreëerd kunnen worden. Na interactie, keren de atomen weer in de grondtoestand terug onder emissie van fotonen.

Spallatie: opdelen van de kern van een atoom in 2 of meer delen.

T

Tijdscoïncidentie: door vast te stellen dat op exact hetzelfde tijdstip op verschillende plekken geladen deeltjes detectoren passeren, kan vastgesteld worden dat deze deeltjes bij een en dezelfde deeltjeslawine behoren en niet het gevolg zijn van 'toevallige coïncidenties'.

Literatuur

- [1] <http://www.hisparc.nl/docent-student/de-fysica/achtergrond-informatie-wetenschappelijk/>
- [2] <http://www.fom.nl/>
- [3] <http://www.nikhef.nl/>
- [4] <http://www.ru.nl/>
- [5] <http://www.hisparc.nl/docent-student/hisparc-symposium/2011/>
- [6] <http://www.desy.de/>
- [7] <http://public.web.cern.ch/public/>
- [8] <http://www.fnal.gov/>
- [9] <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/index.html>
- [10] <http://www.rug.nl/>
- [11] Pierre Auger Observatorium: <http://www.auger.org/>
- [12] <http://www.rug.nl/kvi/>
- [13] <http://www.hisparc.nl/>
- [14] http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1936/hess-lecture.html
- [15] J. Horändel, Radboud Universiteit Nijmegen, interacademiaal college 2008.
- [16] J. Blümer et al., Prog. in Particle and Nuclear Physics (2009, in print).
- [17] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. 16 (17) (1966) 748–750,
G.T. Zatsepin and V. A. Kuz'min, Journal of Experimental and Th. Phys. Lett. 4 (1966) 78–80.
- [18] P. Auger and R. Maze, Comptes rendus, Acad. Sci. 207 (1938) 228.
- [19] C. Timmermans et. al., Nederlands tijdschrift voor Natuurkunde, december 2004,
D. Pennink, Nederlands tijdschrift voor Natuurkunde, december 2011, (in voorbereiding),
zie: <http://www.ntvn.nl/>
- [20] <http://www.nnv.nl/>
- [21] Bonhoeffer College, Castricum: <http://www.bonhoeffer.nl/>
- [22] <http://www.hisparc.nl/docent-student/lesmateriaal/routenet-lesbrieven/>
- [23] <http://www.hisparc.nl/hisparc-data/jsparc/>
- [24] <http://www.minkema.nl/>
- [25] David B.R.A. Fokkema, 'Study of the sensitivity of a single hisparc station to shower angle',
HiSPARC interne publicatie, 2010.
- [26] Dorrieth Pennink in LiO rapport 2008/2009, 'Analyse data Watergraafsmeercluster', zie [1].
- [27] <http://www.trimble.com/timing/resolution-t.aspx>
- [28] <http://www.google.com/earth/>
- [29] <http://sketchup.google.com/>
- [30] <http://www.ovc.nl/>
- [31] B. Rossi and K. Greisen, Rev. Mod. Phys. 13, 240 (1941).
- [32] J. Nishimura, Handbuhder Physik, XLVI/2, 1 (1967).

- [33] K. Greisen in Prog. Cosmic Ray Physics vol III, ed. J.G.Wilson (North Holland, Amsterdam, 1956).
- [34] R.W. Schiel and J.P. Ralston, Phys. Rev. D 75, 016005 (2007).
- [35] T. Gaisser and A.M. Hillas, Proc. 15th ICRC, Plovdiv, Bulgaria 8, 353 (1977).
- [36] J. Linsley, 19th ICRC, NASA Conf. Publ. 7, 167 (1985).
- [37] C. Song, Astropart. Phys. 22, 151 (2004).
- [38] T. Abu-Zayyad et al., Astropart. Phys. 16, 1 (2001).
- [39] J.A.J. Matthews et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 37, 025202 (2010).
- [40] P. Lipari, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 196, 309 (2009).
- [41] Zaanlands Lyceum, Zaandam: <http://portal.ovo-zaanstad.nl/sites/ZaanlandsLyceum>.
- [42] G.A. Medina-Tanc and A.A. Watson, 'The photodisintegration of cosmic ray nuclei by solar photons: The Gerasimova-Zatsepin effect revisited', Astropart. Phys. 10 (1999) 157-164.
- [43] <http://jquery.com/>
- [44] Bibeault and Katz, 'jQuery in Action', Manning, ISBN 978-1-935182-32-0.
- [45] <http://www.jqplot.com/>
- [46] <http://openlayers.org/>
- [47] Ramm, Topf and Chilton, 'OpenStreetMap', UIT Cambridge, ISBN 978-1-906860-11-0.
- [48] <http://root.cern.ch/drupal/>
- [49] D.B.R.A Fokkema, private communication.
- [50] Trinitas College Han Fortmann Heerhugowaard: <http://pr.trinitascollege.nl/>
- [51] Wim Meeuwsen in LiO rapport 2009/2010, pag. 97, 'MPPC versus PMT', zie [1].
- [52] <http://sales.hamamatsu.com/en/support/technical-notes.php>
- [53] http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/SSD/mppc_kapd9003e02.pdf
- [54] Physics Analysis Workstation (PAW), <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/paw/>
- [55] <http://nl.wikipedia.org/wiki/Monte-Carlosimulatie>
- [56] <http://pdg.lbl.gov/>
- [57] <http://www.drmollercollege.nl/>
- [58] J. Nishimura in Prog. Cosmic ray Physics vol III, ed. J.G.Wilson (North Holland, Amsterdam, 1956), K. Kamata & J. Nishimura in Prog. Theor. Phys. Suppl. 6 (1958) 93.
- [59] Frans Marcelis in LiO rapport 2009/2010, 'Data analyse cluster Nijmegen', zie [1].
- [60] Teun van Heesch en Sjaak Wolst in LiO rapport 2008/2009, 'Data analyse cluster Nijmegen', zie [1].
- [61] M. Nagano & A. A. Watson, Rev. of Mod. Phys. 72 (2000), 689 – 732.
- [62] <http://eas.ysn.ru/>
- [63] http://www.physics.leidenuniv.nl/people_detail.asp?id=658
- [64] Lesmodule NLT: <http://www.hisparc.nl/docent-student/lesmateriaal/nlt/>

- [65] J.W. van Holten:
http://www.hisparc.nl/fileadmin/HiSPARC/Lesmateriaal_fysica__jan-willem_/shower.pdf
- [66] D. Wilke de Souza in LIO rapport 2010/2011, 'Meetresultaten van een multi-pixel photon counter', zie [1].
- [67] J. Steijger, private communication.
- [68] Electron Tube Enterprises:
<http://www.et-enterprises.com/files/file/technical-information/rp081colour.pdf>
- [69] Andrew T. Young, 'Temperature Effects in Photomultipliers and Astronomical Photometry', Applied Optics, Vol. 2, Issue 1, pp. 51-60 (1963).
- [70] Voor een volledige detectorbeschrijving zie: <http://www.hisparc.nl/downloads/handleidingen/>
- [71] Particle Data Group: <http://pdg.lbl.gov/2011/reviews/rpp2011-rev-cosmic-rays.pdf>
- [72] <http://www.python.org/>
- [73] David B.R.A. Fokkema: <http://www.nikhef.nl/~davidf/framework/>
- [74] Dorrieth Pennink in LIO rapport 2009/2010, 'Analyse van het pulsehoogte histogram', zie [1].
- [75] W.R. Leo, 'Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments', 2nd ed. p 50.
- [76] Electron Tube Enterprises:
<http://www.et-enterprises.com/photomultipliers/understanding-photomultipliers>
- [77] Millipore papier lijkt hier bij uitstek geschikt voor te zijn, J. Steijger, interne communicatie.
- [78] A Buzykaev et. al. in 'Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment', Nucl. Instr. and Meth A, 379, 453 - 456 (1996).
- [79] Lascar dataloggers (leverancier Vego): <http://www.vego.nl/>
- [80] Er zijn voor deze experimenten twee pythonscripts ontwikkeld. Voor het inlezen van temperatuurdata: <temperatureprobe.py> en voor het verwerken van pulshoogte histogrammen: <station502temp.py>.
- [81] KNMI maandoverzichten:
http://www.knmi.nl/kd/maand_en_seizoenoverzichten/maand/jun11.html
- [82] http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/SSD/mppc_kapd9003e02.pdf
- [83] <http://www.kennemercollege.nl/>
- [84] L. van Deursen (TU/e), private communication.
- [85] <http://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires/>
- [86] We were not able to find official references related with Linsley's standard atmosphere model, however, information about parametrisation data can be found in:
 A. M. Hillas, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), 52B, 29 (1997); A. M. Hillas, Proc. 19th ICRC (La Jolla), 1, 155 (1985). Also see: [87].
- [87] D. Heck, J. Knapp, J.N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw, Forschungszentrum Karlsruhe, Report FZKA 6019 (1998).

- [88] Informatie m.b.t. de eigenschappen van het aardmagnetisch veld zie:
http://nl.wikipedia.org/wiki/Aardmagnetisch_veld
- [89] Zie U. Ebert: <http://homepages.cwi.nl/~ebert/> en <http://event.cwi.nl/tle-tgf2010/>
- [90] KNMI databank met weergegevens: <http://www.knmi.nl/>
- [91] <http://www.hdfgroup.org/>
- [92] <http://www.hisparc.nl/docent-student/hisparc-symposium/2011/>
- [93] <http://www.philipsvanhorne.nl/>
- [94] <http://www.amsterdamslyceum.nl/>
- [95] <http://www.chiark.greenend.org.uk/~sgtatham/putty/download.html>