MYONEN

- i den kosmiske stråling

Et fysik 1 projekt 1996

Christian Holm Christensen
Karsten Farup Hansen
Troels Christian Petersen

22. April 1996

Abstrakt

Siden opdagelsen af den kosmiske stråling, har den givet indsigt i mange forskellige dele af partikelfysikken. Som tiden og den tekniske udvikling er skredet frem, er kosmisk stråling gået fra at være noget eksklusivt til at ligge indenfor studerenes måleområde, hvilket har muliggjort dette projekt. For at undersøge den kosmiske stråling, ville vi foretage en række målinger samt lave en simulation, og derigennem både få indsigt i, partikelfysikkens eksperimentelle metoder, men også få forståelse for de mekanismer der ligger til grund for den sekundære kosmiske stråling. Med disse tanker i baghovedet gik vi i november 1995 igang med dette projekt.
Vi bestemte myonernes gennemsnitlige hastighed til $(3.05 \pm 0.08) * 10^8 m/s$, og deres levetid til $(2.094^{+0.096}_{-0.087}) * 10^{-6} s$ Derudover lavede vi en kvalitativ sammenligning af målte og simulerede resultater med hensyn til tidsforskellen mellem to myoner fra samme shower. Ikke at vi med dette projekt forventede at kunne bidrage med noget nyt, men i retrospekt har det været meget lærerigt og vigtist af alt utroligt sjovt og udfordrende.

Indholdsfortegnelse

Del I

Indledning

1 Indledning

Kosmisk stråling er som navnet antyder en form for stråling, der forekommer i hele universet [1]. Myonen er en elementarpartikel på linie med kvarker og leptoner m.fl. Den er dog ikke en del af den primære (interstellare, og -galaktiske) kosmiske stråling, men dannes først, når den primære stråling rammer jordens atmosfære, og myonen er derfor en del af det, man kalder den sekundære kosmiske stråling. Denne stråling blev opdaget omkring 1912, ved opsendelse af balloner. Siden er fænomenet blevet studeret nøje, men man har endnu ingen sikker teori for, hvor denne stråling oprindelig stammer fra. Der findes en lang række teorier, men eksperimentel eftervisning af disse er i praksis meget vanskeligt.

1.1 Den primære kosmiske stråling

Den primære kosmiske stråling består hovedsageligt af protoner og heliumkerner men også tungere atomkerner [2]. Da ca. 90% er protoner, vælger vi i det følgende at lade som om, der kun er protoner. Hvor disse kommer fra ved man som sagt ikke nøjagtigt, men nogle teorier går på, at der ved Big Bang blev dannet nolge specielle partikler med høje energier, der desintegrerede til den kosmiske stråling nuværende form. Andre teorier vil, at den kosmiske stråling har sin begyndelse omkring sorte huller, hvorefter partiklerne "flyver rundt" og bliver accelererede til høje energier, bl.a. ved chokbølger fra supernovaeksplosioner [12]. Den såkaldte solvind, som er stråling af forskellige former udsendt af solen, giver også et bidrag til den stråling jorden modtager, men protonerne herfra har ikke energier, der er store nok til at trænge igennem jordens magnetfelt (se næste afsnit 1.2). Fordelingen af protoner med forskellige energier, kan i intervallet fra $100GeV < E < 100TeV$ udtrykkes ved følgende eksperimentelt bestemte potenslov ([13] p.346):

$$\frac{dN}{dE} = aE^{-\gamma}$$

hvor E måles i GeV, $a = 1.5 \pm 0.30cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}$ og $\gamma = 2.70 \pm 0.05$. Det vil sige, at antallet af protoner med den pågældende energi aftager potensielt med energien. Formlen er benyttet i Monte Carlo simuleringen (se afsnit III).

1.2 Sekundær stråling

Rammer en proton med en impuls højere end 15 GeV/c ([13] p.345) jorden, kan denne trænge gennem jordens magnetfelt og ind i atmosfæren. Her rammer den med stor sandsynlighed nukleoner i atmosfæren og i kollisionen dannes der nye partikler bl.a. pioner.

$$p + N \to p + N + r\pi^+ + r\pi^- + s\pi^0,$$

hvor p er en proton, N er en nukleon, π er pioner og hvor r, s er skalarer[2]. Antallet af ladede partikler (hovedsageligt pioner), dvs. ca. $2r$, afhænger af protonens energi, og sammenhængen mellem disse to

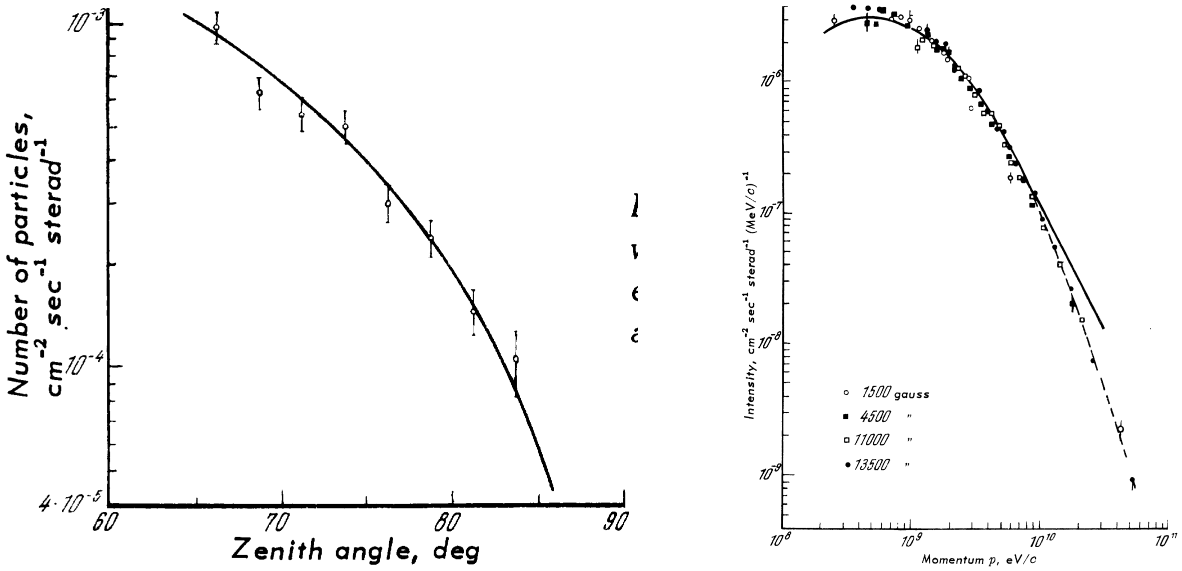
[1] Man har af gode grunde ikke målt denne udenfor solsystemmet

[2] At den samme skalar bruges foran π^+ og π^- skyldes ladningsbevarelse. Dette og de følgende henfald opfylder også de øvrige bevarelsessætninger

størrelser kan ses på figuren i appendix E.6 (se evt. del III). De ladede pioner henfalder ret hurtigt til myoner (μ):

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu$$

Disse kan så pga. deres forholdsvis lange levetid og høje hastighed (se 5 og 6), nå jordoverfladen. De udgør med andre ord størstedelen af den gennemtrængende kosmiske stråling. Myonen er som nævnt en elementarpartikel, nemlig en lepton, det vil sige at den ligner en elektron, den er blot *langt* tungere. Der dannes ved henfald af neutrale pioner gammakavnter, der starter kaskader af elektromagnetisk stråling, som kaldes den bløde komponent af den sekundære kosmiske stråling, men denne er i vores projekt uinteressant. Da der dannes mange pioner ved et protonsammenstød kommer myonerne også i større antal. Myonerne kommer i en kegleformet byge, en såkaldt shower, og i denne shower er intensiteten af partiklerne størst ved keglens centerakse og aftager jo længere man fjerner sig fra denne akse. Intensiteten som funktion af viklen med centeraksen ses på figur 1.2 [14] Den viste sammenhæng er eksperimentelt bestemt. Myonernes energi afhænger selvfølgelig af energien af de pioner, hvis henfald de er resultater af og dermed af de indkomne protoners energi. Figur 1.2 [14] viser intensiteten som funktion af energien, dels for myonerne i den kosmiske stråling (den optrukne linie), dels for myoner i acceleratorforsøg (Den stiplede linie).



Figur 1: Vinkel- og energifordeling for de indkommende protoner.

2 Formålet med dette projekt

Vores forsøg går i korthed ud på, at vi vha. såkaldte scintillationstællere kan registrere indkommende myoner. Dette udnytter vi så til måling af forskellige forhold: Myonens flyvehastighed, dens levetid, strålingsintensitet og tidsforskellen mellem to indkommende myoner fra samme shower. Der foruden vil vi betragte en såkaldt Monte Carlo simulation af myonstrålingen, og i et vist omfang sammenligne resultaterne fra denne med målingen af tidsforskelle.

Del II

Forsøgsrækken

3 Udstyr brugt i forsøgsrækken

Til forsøgsrækken blev følgende udstyr benyttet (se ordforklaringen på side I):

- 4 scintillatorplader med tilhørende fotomultipliceringsrør (PMT)
- Logisk elektronik (NIM)
- Dataopsamlingsmoduler (CAMAC)
- Oscilloskop & tæller
- Computer med tilhørende PASCAL-programmer.
- Programmel til databehandling (PAW)

Det skal bemærkes at selv om udstyret er en anelse forældet, så bruges udstyr af samme type ved uhyre store forsøgsopstillinger på laboratorier rundt om i verden (bla. ved ALEPH og DELHPI forsøgene på CERN).

4 Indledende målinger

De indledende målinger udgør ikke nogle egentlige forsøg, men er nødvendige for at få de følgende forsøgsopstillinger til at virke optimalt.

4.1 Plateau-kurver

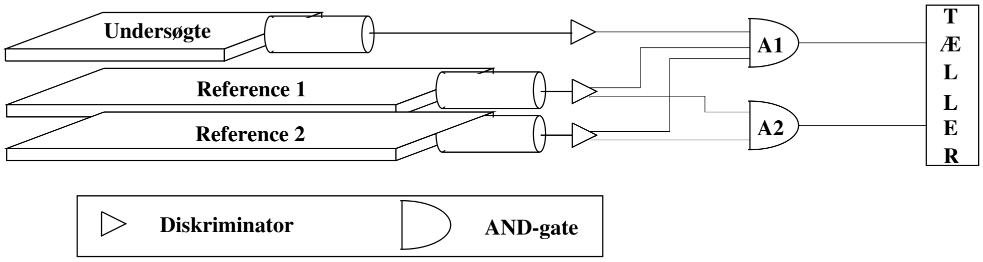
4.1.1 Teori for plateau-kurverne

Detektorernes effektivitet afhænger af den spænding (driftspændingen), som bruges i fotorørerne til at forstærke lyssignalerne med. Jo højere spænding desto højere effektivitet, men der er en grænse og samtidig øges støjen væsentligt, så derfor gælder det om at vælge disse spændinger med omhu. Driftspændingen vælges der, hvor effektiviteten har nået et plateau (deraf navnet!), dvs. at effektiviteten ikke stiger meget mere ved en øget spænding.

4.1.2 Forsøgsopstilling

En plades effektivitet bestemmes ved at kigge på forholdet mellem antallet af koincidenser (se appendix A) i to referenceplader plus den plade, der ønskes undersøgt (AND-gate A1) og så koincidenser mellem de to referenceplader alene (AND-gate A2). Når de to referenceplader danner koincidens, har en partikel med *meget* stor sandsynlighed[3] passeret, og det afhænger så af den plade der undersøges effektivitet, om også denne registrerer passagen. Derved giver forholdet mellem antallet af koincidenser den undersøgte plades effektivitet, dog skal man for at få den absolutte effektivitet korrigere for arealet af pladerne (se afsnit 4.2). Følgende opstilling blev brugt:

[3] Da der kommer i størrelsesordenen 500 støjmålinger fra hver plade pr. sekund, er sandsynligheden for støjkoincidens mellem to plader ca. 1/400 pr. sekund ($10ns/(500 * 1s)^2$).



Figur 2: Diagram over forsøgsopstilling for plateau-kurver

4.1.3 Resultat

Resultaterne af målingerne blev aflæst visuelt på en tæller (se appendix 2) og de fundne forhold blev plottet som funktion af spændingen (se appendix 13) hvorefter plateauet kunne aflæses. De valgte driftspændinger fremgår af tabel 1, hvilket også nogenlunde var spændingerne benyttet før vores forsøg.

4.2 Beregning af absolut effektivitet

En scintillators absolute effektivitet er sandsynligheden for, at den registrerer passagen af en partikel. Dette udregnes ved at gange de i det forrige forsøg fundne forhold med forholdet mellem den mindste referenceplades areal, og den undersøgte plades areal, *hvis altså dette er mindre!* Dette skyldes at nogle myoner, i det tilfælde at pladen til undersøgelse er mindre end den mindste af referencepladerne, godt kan gå igennem referencepladerne og ikke den plade, der undersøges og således give et falsk billede af den afsolutte effektivitet. Udregningen fremgår af nedenstående formel, og resultatet af beregningerne kan ses i tabel 1.

$$E_n = \frac{N(n \wedge r_1 \wedge r_2)A(min\{r_1, r_2\})}{N(r_1 \wedge r_2)A(n)}$$

hvor $N(x)$ er antalet af konicidensen x og $A(y)$ er arealet af y, n er den undersøgte plade og r_1, r_2 er referancepladerne.

Detektorenes effektivitet, pladeareal og driftspænding			
Detektor	Effektivitet	Areal(cm^2)	Driftspænding(V)
1	$(147 \times 3180)/(416 \times 1560) = 0.72$	$(51.1 \times 30.6) = 1560$	2250
2	$(360 \times 4080)/(778 \times 3180) = 0.59$	$((76.6 \times 42.2) - 50) = 3180$	2200
3	$(333 \times 3180)/(370 \times 4080) = 0.70$	$(101.2 \times 40.3) = 4080$	2000
4	$(372 \times 3180)/(464 \times 4080) = 0.63$	$(101.2 \times 40.3) = 4080$	2050

Tabel 1: Resultat af indledende målinger

4.3 Partikleintensitet

Intensiteten[4] af partikler er givet ved følgende udtryk:

$$\text{intensitet} = \frac{N}{T\ A\ E}$$

[4] antal myoner pr. kvadratmeter pr. sekund

hvor N er antal koincidenser, T tidsrummet hvor der måles, A det *fælles* pladeareal (dvs. arealet af den mindste, idet pladerne lå ovenpå hinanden) og E produktet af de absolutte effektiviteter (se 4.2) for de plader, der indgår i målingen.

Ved målingen (som var en del af plateaukurvemålingerne) brugtes koincidensen $2 \wedge 3 \wedge 4$ [5], og som antallet af koincidenser brugtes gennemsnittet af de tre af plateaukurvemålingerne, hvor driftspændingerne var de i forsøgene benyttede. Pladernes effektiviteter og arealer fremgår af tabel 1, antallet af koincidenser kan ses i appendix 2 og med de benyttede tal fås en intensiteten på:

$$I = \frac{355 \pm 20}{19.84s \cdot 3180\ cm^2 \cdot 0.60 \cdot 0.70 \cdot 0.63} = (0.022 \pm 0.004)\ cm^{-2}s^{-1}$$

Den opgivne tabelværdi, ligeledes fundet empirisk, er 0.018 $cm^{-2}s^{-1}$ [5], så vores bestemmelse af intensiteten ligger altså lige omkring en usikkerhed fra tabelværdien, hvilket tyder på, at resultatet af de hidtidige målinger er nogenlunde pålideligt. Beregningerne er også baseret på en forholdsvis lille datamængde, som vi sagtens kunne have øget, men da dette ikke rigtigt tjener noget formål, valgte vi at lade være.

5 Flyvehastighed

5.1 Forsøgsbeskrivelse

Til bestemmelse af myonens flyvehastighed, benyttedes alle fire scintillatorer i koincidens. Scintillatorerne placeres ovenpå hinanden, og man kigger så på, hvor stor en tidsforskel der er mellem at en myon rammer den øverste plade (som altså giver startsignalet) og så de nederste, hvor en scintillator (som fremover vil refereres til som den nederste plade) vælges til at give stopsignalet. Denne tidsforskel skyldes både den indsatte forsinkelse, forskellige ledningslængder mm., men pointen er, at de samme forsinkelser også vil optræde, hvis man løfter den øverste scintillator (se figur 3), idet den *fuldstændig* samme opstilling benyttes. Da vil der dog også optræde en ekstra forsinkelse, som resultat af, at myonerne skal bevæge sig mellem pladerne, og denne ekstra tidsforskel giver, sammenholdt med den afstand man separerede scintillatorerne med, et udtryk for myonernes flyvehastighed, som ganske simpelt er givet ved:

$$v_\mu = \frac{\Delta h}{\Delta t} = \frac{h_{høj} - h_{lav}}{t_{høj} - t_{lav}}$$

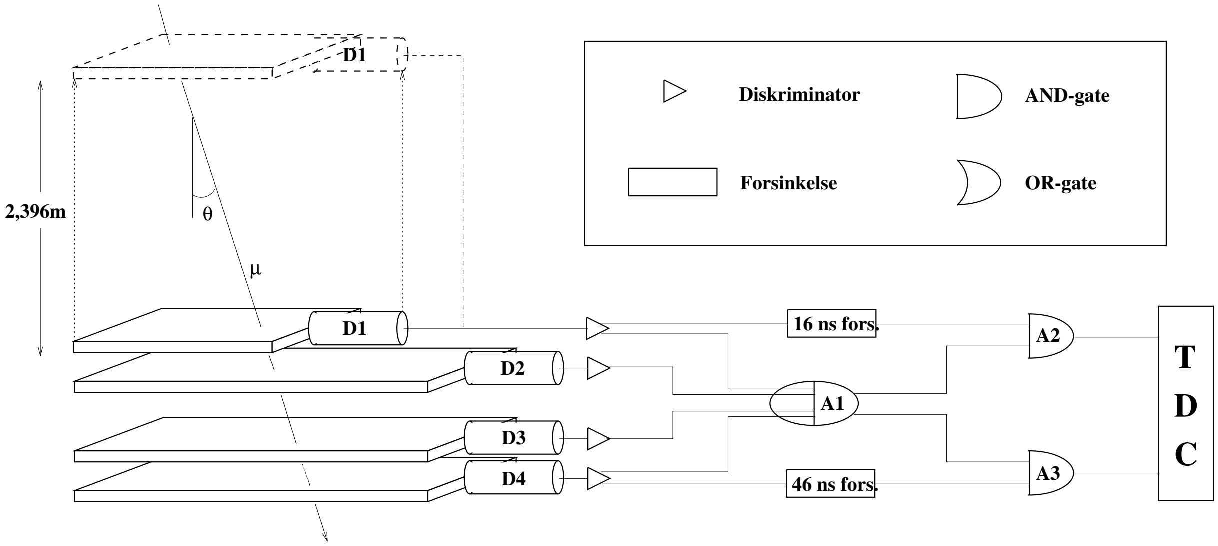
Når pladerne er separeret, vil en myon oftest ramme de to plader i forskellig længde fra fotorøret, hvilket resulterer i at man enten måler for kort tidsforskel eller for lang (afhængig af hvilken plade, der bliver ramt tæt på fotorøret). Det forholder sig dog sådan, at der vil ramme lige mange myoner på hver sin led, og derved vil ændringen i tidsforskel bidrage lige meget positivt som negativt, hvilket også giver sig udslag på figur 4 (th), som har en større bredte end 4 (tv), hvis bredte skyldes i det væsentlige udstyrets unøjagtighed[6]. Også flyvelængden ændres herved, men dette vil blive yderligere omtalt i databehandling og usikkerhedsberegninger. Følgende opstilling blev brugt til måling af tidsforskellen mellem registrering af myon i henholdsvis øverste og nederste plade, og tidsbasen på TDC'en (se appendix A) var på 475 ps [7].

Kun hvis myonen blev registreret i alle fire plader, blev målingen accepteret, hvilket AND- GATE A1 sørgede for, da der skulle dannes koincidens der. For at sikre denne koincidens, blev diskriminatorernes tidsbase sat til 25 ns i stedet for de sædvanlige 10 ns. TDC'ens start- og stopsignal blev taget fra pladerne 1 og 4, som havde henholdsvis 16 og 46 nanosekunders forsinkelse.

[5] dvs. koincidens mellem plade 2,3 & 4

[6] Da myonerne ikke kommer ind lodret, vil bredden også skyldes en forskel i afstand til fotorøret

[7] Se evt. noter vedrørende kalibrering af TDC B



Figur 3: Diagram over forsøgsopstilling for måling af flyvehastighed.

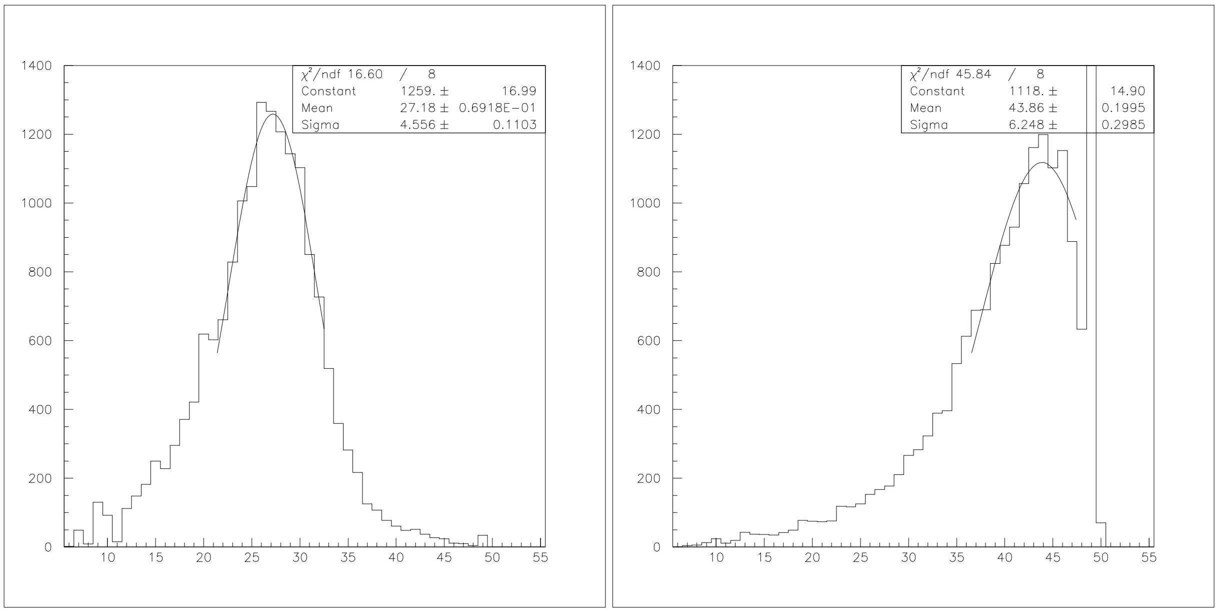
5.2 Akkumulerede data

Resultatet af målingerne fremgår af figur 4.

Intensiteten ved de to forsøg var: Samlet: ca. 17 reg/s Adskilte: ca. 0.25 reg/s Denne store forskel i intensitet er ganske naturlig, da der sættes krav til den vinkel myonen har i forhold til lodret, når pladerne separeres. Af samme grund lod vi forsøget med pladerne i loftet køre natten over, for at få lige så stor en mængde data, som vi fik på 10 minutter med pladerne samlet.

5.3 Databehandling

Som det kan ses af figur 4, så skete der faktisk en forskydning af grafen, og det er udfra denne, at man kan sige noget om myonernes hastighed. Graferne minder nogenlunde om gaussiske fordelinger, men når pladerne får en indbyrdes afstand, bliver grafen 'bredere' hvilket skyldes at pladeafstanden giver mulighed for både større og mindre tidsforskelle, idet en myon kan ramme tæt på den ene scintillatorers fotorøret og langt fra den andens. Grunden til at dette sker i retning af en mindre tidsforskel er, at 1. plade (hvis areal er mindre end halvdelen af 4. plades) ved opstillingen (figur 3) lå i de den fjerne ende af 4. plade. Derved er den del af 4. plade, som er tættest på fotorøret kun i brug, når pladerne er adskilte. Der er også en fejlagtig 'peak' i målingerne ved den 49 bin (2254 registreringer), hvor det lader til at være sket en ophobning. Cut-off'et ved den 49'erne bin hænger måske sammen med at diskriminatorernes gatetid var 25 ns (ca. 49 counts), men derfor burde man stadig kunne se tider over 25 ns. Der burde heller ikke ske nogen ophobning, og i det hele taget har vi et forklaringsproblem med denne del af kurven. Det eneste vi kan forestille os, er en fejl i softwaren, men dette synes dog heller ikke plausibelt. Vi kunne have valgt at gentage målingerne, men af principielle årsager valgte vi at lade være - man kan jo ikke bare droppe målinger, bare fordi man ikke kan forklare dem! For at bestemme de to kurvers tidsmæssige position, fittes målingerne med en gaussisk kurve, som gerne skulle have nogenlunde form som grafen. Dette kræver dog nogle overvejelser omkring intervallet man fitter i. Udfra størrelsen af chikvadratet og visse målingers pålidelighed, valgtes et lidt indsnævret område omkring kurvens maximum (se figur 4). Der kræves også lidt tankegang mht. den afstand myonerne tilbagelægger i løbet af tidsintervallet. Scintilatorerne blev adskilt med 2,395 m, men den gennemsnitlige tilbagelagte afstand vil ligge lidt højere, da myonerne kan have en vinkel på op til 20°, hvilket giver anledning til en afstand på 2,60 m.



Figur 4: Resultat af flyvetidsmålingerne. Pladerne samlet (tv) og adskilte (th).

5.4 Resultat

De to primære fejlkilder er bestemmelse af flyvelængden og flyvetiden. Selve målingen af den afstand 1. plade blev løftet, kunne gøres indenfor 3 mm, men så kommer spørgsmålet om vinklens indflydelse på den tilbagelagte afstand. En gennemsnitsvinkel på 10° giver en flyveafstand på 2,44m, men denne værdi må stadig anses for en anelse overvurderet, da en sådan forekommer mindre hyppigt. Udfra nogle grove geometriske overvejelser blev den gennemsnitlige flyvelængde vurderet til (2,42±0.03)m. Usikkerheden blev vurderet til 0,03 m (1,2%), og dette medtager over 2/3 af mulighederne vægtet efter deres sandsynlighed. Når først metoden til bestemmelse af toppe er valgt, er fejlen ganske minimal, men hvis denne metodes resultat svinger med det interval der fittes i, må dette angives som usikkerhed. Ved at ændre intervallet lidt frem og tilbage blev denne fejl vurderet til ± 0.2 count på hver fit, hvilket vil sige en usikkerhed på 2,5% på tidsforskellen. Ialt giver dette en relativ usikkerhed på 2,8%[8] hvilket er tilfredsstillende forholdene taget i betragtning.

Alt i alt er resultatet en gennemsnitlig hastighed for myonerne på:

$$v_\mu = \frac{\Delta h}{\Delta t} = \frac{2.42m}{(43.86-27.18)\cdot 0.475ns} = (3.05 \pm 0.08)\times 10^8\ m/s$$

Vi har dermed bestemt en nedre grænse for myonernes gennemsnitlige hastighed, idet vi ved at denne *aldrig* kan overstige lyshastigheden. Konklusion er, at myoner har relativistiske hastigheder, hvilket de også gerne skulle have, da de ellers ville henfalde før de nåede jordens overflade (se III).

[8] $(1.3\%)^2 + (2.5\%)^2 = (2.8\%)^2$

6 Myonens levetid

6.1 Teori om levetid og henfald

Når en myon bliver dannet i toppen af atmosfæren, har vi set, at den bevæger sig med relativistiske hastigheder, og kan således nå jorden, inden den henfalder. Myonen henfalder på følgende måde:

$$\mu^{\pm} \to e^{\pm} + \nu_{\mu/e} + \bar{\nu}_{e/\mu}$$

hvor henholdsvis ν og $\bar{\nu}$ er en neutrino og en anti-neutrino (masseløse partikler), og e en elektron eller positron. Når partikler henfalder sker det ved en stokastisk proces, dvs. at man kun kan udtale sig om sandsynligheden for, at der sker et henfald indenfor et bestemt tidsrum. Da denne sandsynlighed er proportinal med antallet af partikler, fører det følger det til følgende udtryk:

$$\frac{dN}{dt} = \lambda_{henfald} N(t) \;\; \to \;\; N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$$

hvor N_0 er mængden af radioktive kerner til tiden $t = 0$, og hvor τ er middellevetiden, eller bare levetiden. Vi kan betragte myonerne i den kosmiske stråling, som et radioktivt stof indeholdt i en kasse, og vi er så interesseret i at vide hvor hurtigt mængden af stoffet henfalder. Myonerne vil derfor henfalde efter ovenstående udtryk.

Hvis myonerene indfanges i et stof, f. eks aluminium, vil de positive myoner ligge og flyde rundt uden at vekselvirke med stoffet, indtil de henfalder. De negative myoner derimod indfanges på grund af deres negative ladning af en aluminiumskerne. Her vil myonen så at sige opføre sig som en elektron, men på grund af dens store masse vil dens bane omkring kernen have langt mindre radius - faktisk i samme størrelsesorden som selve kernens radius. Dette forårsager, at myonen kan vekselvirke med en proton i kernen, og henfalde til neutrale partikler:

$$\mu^{-} + p \to n + \nu_{\mu}$$

Her er p en proton, n en neutron og ν_{μ} en myons neutrino. Sandsynligheden for at dette sker er i aluminiun ca. den samme som sandsynligheden for at myonen henfalder, og den er ligeledes proportional med antallet af myoner.

For negative myoner gælder der så (på grund af vekselvirkning med en proton):

$$\frac{dn_{\mu^-}}{dt} = \frac{dn_{henfald}}{dt} + \frac{dn_{indfang}}{dt} = -(\lambda_{henfald} + \lambda_{indfang})N_{\mu^-}$$

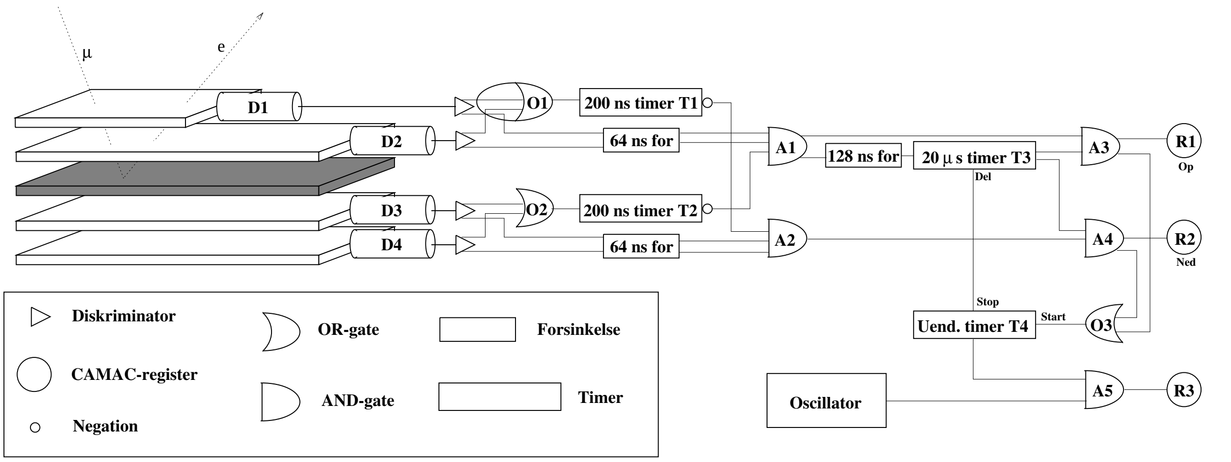
Antallet af elektroner per tidsenhed bliver da:

$$\frac{dn_{\mu^-} \to e^-}{dt} = -\lambda_{henfald} N_{0\ \mu^-} e^{-(\lambda_{henfald}+\lambda_{indfang})t}$$

hvor $\lambda_{henfald} = 1/\tau$. For aluminium gælder som sagt $\lambda_{henfald} \simeq \lambda_{indfang}$. Man vil altså eksperimentelt forvente at se to henfaldsfunktioner med forskellige levetider, hvor den fra de negative myoner, vil være halv så stor som fra de positive. Disse vil altså være forskellige idet eksponentens koefficient, i den eksponentielle funktion for den negative myon, vil være dobbelt så stor, og dermed vil den *tilsyneladende* levetid være halvt så kort.

6.2 Forsøgsbeskrivelse

I dette forsøg placeres aluminiumsplader mellem to par af detektorer, beregnet på at indfange myoner. Ideen i opstillingen, er at en myon, der sætter sig fast i aluminiumen (går kun igennnem de to øverste detektorer) starter en fastsat timer. Når så, under henfald, en elektron udsendes op eller ned[9], starter signalet fra detektorerne en uendelig timer, som sender et signal til en computer, indtil den stoppes igen af den fastsatte timer. Den tid som myonen har tilbragt i aluminiumen er givet ved den faste timers tid minus den tid som den uendelige timer har været aktiv. Det gøres på denne måde, idet der måles på utrolig små tider (størrelses orden 1 μs), hvilket ville være besværligt ved direkte måling. Selve opstillingen er lidt kringlet, (se figur 5).



Figur 5: Diagram over opstilling til måling af levetid.

Vi vil først vise, hvad der sker i et positivt tilfælde, altså hvor en myon indfanges og henfalder i aluminiumen (se også signaldiagram på figur 14 i appendix D.1).

1. Myonen passerer igennem plade D1 og D2, hvorved AND-gate A1 bliver sand, idet signalet fra OR-gate O2 er falsk, og derved er det negerede signal fra timer T2 sandt.
2. 20 μs timeren T3 bliver således startet 128 ns efter AND-gate A1 blev sand.
3. AND-GATE A3 er ikke sand, da det sande signal fra timer T3 først kommer 128 ns senere.
4. Nu henfalder myonen i aluminuimen, og udsender en elektron enten OP eller NED, som så henholsvis detekteres af detektor par D1 og D2, eller D3 og D4.

   Vi vil behandle tilfældet hvor elektronen bliver sendt OP, men tilfældet hvor den sendes NED er fuldstændigt analogt.
5. Når elektronen passerer igennem D1 og D2 bliver A2 falsk på grund af det negerede signal fra T1, og intet bliver registret i register R2 (CAMAC modul).
6. A1 bliver sand og dermed også A3, da T3 stadig er sand. En tælling bliver registreret i register R1.
7. O3 bliver ligeledes sand, og den uendelige timer T4 startes.
8. Signalet fra T4 AND'es i A5 med et jævn oscillerende signal fra en kreds, således at signalet bliver digitalt. Dette signal bliver registret i et register R3 i et CAMAC modul.
9. Den uendelige Timer T4, bliver stoppet, 20 μs efter at myonen blev indfanget, af timer T3.
10. PC'en kan nu læse informationerne i registerne R1, R2 og R3, og gemme dem på en fil. R1 og R2 beskriver om elektronen gik OP eller NED. R3 tæller antallet af svingninger og måler derved tiden.

[9] I det følgende vil dette blive refereret til som OP og NED

I det tilfælde at myonen passerer

- kun een af de øverste plader, og/eller
- mindst en af de nederste,

bliver A1 falsk og intet bliver registreret. Går myonen

- gennem begge de øverste plader, men sætter sig ikke fast i aluminiumen, eller
- henfalder senere end 20 μs senere,

når timer T3 at slukkes og intet registreres. Henfalder myonen inden 128 ns, så registres heller intet, idet der er en 128 ns forsinkelse før timer T3, og AND-gate A3 bliver ikke sand ved den næste registrering. Opstillignen måler altså i et område fra ca. 128 ns til 20 μs.

Der er fire umiddelbare kilder til støj! Den første skyldes støjkoincidenser i pladerne, og da denne er stokastisk fordelt, vil den være en flad baggrund. Det er også muligt, at de to scintillatorpar fyres af pga. to forskellige myoner fra to forskellige showere, hvilket der, til forskel fra forsøget med tidsforskelle (se afsnit 7), er en rimelig sandsynlighed for, idet tidsintervallet, i levetidsforsøget der kigges på er i μs[10]og ikke ns-området. Denne støj giver også en flad baggrund. Tredie kilde til støj er myoner fra samme shower. Som vi skal se i forsøget med tidsforskelle, så kan flere myoner fra samme shower godt ramme tæt på hinanden, og hvis disse passerer hvert sit scintillatorpar, så måles der en meget kort tidsforskel. Af samme grund bruger vi i levetidsforsøget ikke hele intervallet når vi fitter, og dette er heller ikke af afgørende betydning, da hældningen af kurven ikke er afhængig af tiden (i så fald er dette en systematisk fejl). Sidste fejlkilde skyldes at scintillatorernes effektivitet ikke er nær 100%, og dermed kan det godt ske, at en myon, som passerer lige igennem alle pladerne, ikke bliver registreret af de nederste plader. Sker dette igen indenfor 20 μs med bare et af scintillatorsættene, så bliver en levetid af tilfældig længde fejlregistreret, hvilket giver anledning til yderligere flad baggrund.

6.3 Databehandling

Det skulle være klart af forsøgsopstillingen, at computeren ikke registrerer tiden myonen er i aluminiumen i sekunder, men på en tidsbasis givet ved oscillatorens frekvens, således at den tid t er givet ved

$$t = 20\mu s - (\text{antal tællinger} \cdot \text{tidsbasis})$$

Målingerne som er blevet skrevet ind i en fil, kan nu laves om til et histogram (figur 6.3), som kan fittes til en given funktion. Da meget få myoner sætter sig fast i aluminiumen, får man meget lidt data over forholdsvis lang tid, så derfor lod vi forsøget stå og 'koge' weekenden over. På den måde lykkedes det os at samle 11540 målinger i vores største sæt målinger. Vi har i forsøget også registreret, om myonen henfaldte OP eller NED.

Sammenligner man histogrammerne for OP og NED på en logeritmisk skala (appendix G.3) ser man en afgørende forskel på de helt korte levetider. Fra 0-30 counts er der klart flere tællinger OP end NED. Der er altså en forskel i målingen af henfald OP eller NED, der resulterer i flere korte målinger på OP end korte målinger på NED. Dette kan skyldes følgende [11]: Når der kommer et signal fra fotorøret til diskriminatoren, er der i tiden kort efter det primære signal en række mindre signaler (en slags efterklang eller ræsonnans). Nogle af disse signaler kan godt være kraftige nok til at diskriminatoren sender et signal til elektronikken. Inden for de første ca. 128 ns vil disse signaler ikke have nogen indflydelse på

[10] $1\ \mu s = 10^{-6} s \quad 1\ ns = 10^{-9} s$ og $1\ ps = 10^{-12} s$

[11] Forklaret af Jørn Dines (NBI/BL)

de målinger vi laver (se 6.2). Det kan dog godt tænkes, at det tager lidt længere end 128 ns for disse signaler at "klinge ud", og her kan de, da stopsignalet for de øverste plader bruger samme elektronik som startsignalet, komme til at stoppe målingen. Da en sådan situation kun kan give anledning en måling OP, får vi således lidt flere af de meget korte tidsmålinger OP end NED. Den umiddelbare løsning på dette problem, kunne enten være, udelukkende at se på de data der svarer til henfald NED, eller man kunne udelade de aller korteste tider, når man fitter (se nedenfor).

Tilsyneladende er en del flere henfald OP end NED[12] - også flere end forventet fra den føromtalte ræsonnanseffekt. En mulig forklaring er, at nogle af de mindre energirige myoner kan blive indfanget i scintillator D2 (den næstøverste), men stadig give et startsignal. Når disse henfalder er kun en registrering OP mulig. Denne situation vil dog ikke bidrage til en anderledes levetid, så den får ingen indflydelse på fittet.

Vi prøvede at fitte NED-målingerne med to eksponentialfunktioner plus en konstant, som netop tager højde for den flade støj, men dette gav ikke noget resultat. Dernæst forsøgte vi at fitte NED-målingerne til følgende funktion:

$$F(t) = e^{C_1 + C_3 \times t} + e^{C_2 + 2 \times C_3 \times t} + C_4$$

Resultatet af dette blev: $C_3 = (-0.7019 \times 10^{-2} \pm 0.6986 \times 10^{-3}) counts^{-1}$ Dette svarer til en levetid på $\tau = (1.984 \pm 0.180)\mu s$ Dog var usikkerheden på C_1 så stor[13], at vi ikke kunne vide, hvordan de to var vægtet i forhold til hinanden, og resultatet må derfor siges at være mindre frugtbart. Det skal yderligere nævnes, at faktoren 2 mellem eksponenterne i eksponentialfunktionerne udelukkende er baseret på den uklare viden om, at $\mu_{vekselvirkning} \simeq \mu_{henfald}$.

Vi besluttede os derfor at fitte over hele datamængden, og så skære de korte levetider væk. Ikke kun for at komme den føromtalte støj til livs, men også for at ungå bidrag fra de negative myoner. Ved at udføre fit fra forskellige steder fandt vi, at jo mere af de korte tider vi skar væk, des højere levetid svarede resultatet til, hvilket stemmer fint overens med, at vi fjerner betydningen af de negative myoners tilsyneladende kortere levetid. En glimrende udvidelsesmulighed ville være at plotte levetiden som funktion af fitintervallets nedre grænse, og se hvad det konvergerer imod. Et problem er dog, at jo højere man sætter denne grænse, desto større usikkerhed har man, idet man fitter over mindre data, men dette skulle kunne overkommes.

Vi fittede så til een ekspotiential funktion plus en konstant, hvilket gav et tilfredstillende reduceret ki-kvadrat (χ^2/N). Parametrene fra fittet er at læse på figur 6.3.

X-aksen viser antallet korrigerede tællinger, svarende til tællinger på 20 μs minus antal tællinger. Y-aksen viser antallet af myoner registreret inden for et vist tælle-interval. Funktionen for fittet er altså givet ved $f(t) = e^{P1+P2*t} + P3$, og for at finde levetiden τ, skal vi altså gange den negative, reciproke P2 med tidsbasisen,$\tau = -P2^{-1} \cdot$ tidsbasis

Vi har i det hele gennemført tre forsøg (se appendix D.2, for alle forsøgs histogrammer), med myonens levetid, som alle har en god indbyrdes overensstemmelse. Med tidbaser i de tre forsøg på henholdsvis 30.30 ns, 29.24 ns & 27.84 ns, fik vi følgende værdier for levetiden:

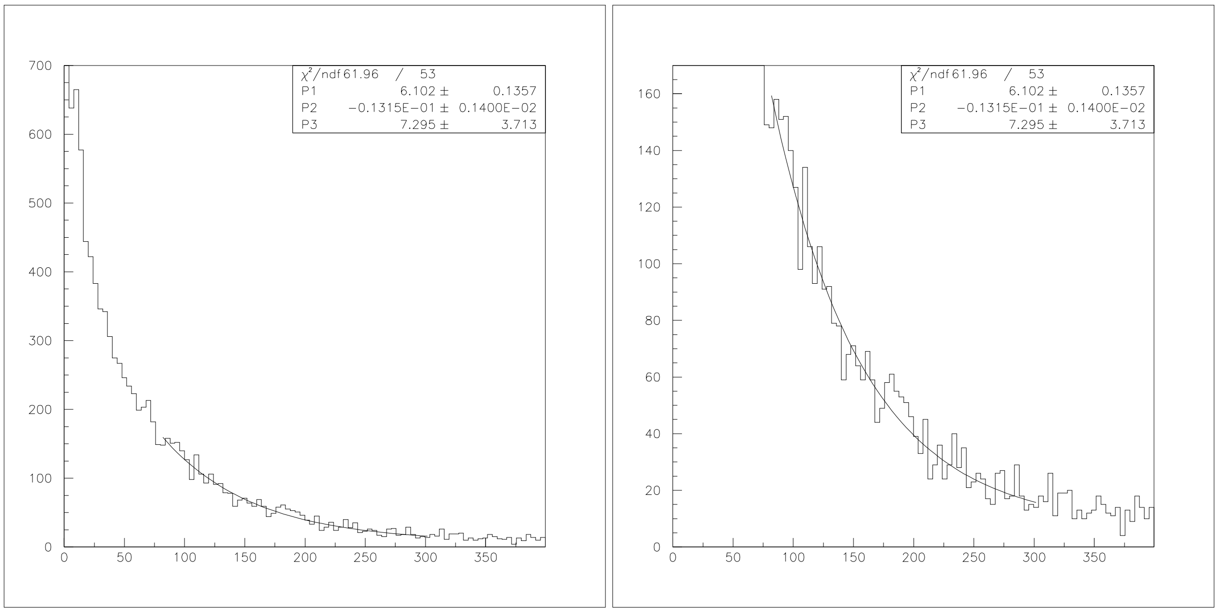
Forsøg 1 (4287 målinger)	$(2.15^{+0.21}_{-0.18})\mu s$
Forsøg 2 (7879 målinger)	$(2.03^{+0.16}_{-0.14})\mu s$
Forsøg 3 (11540 målinger)	$(2.12^{+0.15}_{-0.13})\mu s$

Gennemsnittet vægtet efter præcision (se appendix D.3):

$$\boxed{(2.0.94^{+0.096}_{-0.087})\mu s}$$

[12]Antallet af OP-registreringer var 4920 og tilsvarende 6620 for NED

[13]Både fordi datamængden var mere end halveret, men også (og nok af større betydning) fordi flere frihedsgrader på fittet giver en større usikkerhed på hver af parametrene.



Figur 6: Fit til histogram (forsøg 1) til en funktion givet ved $f(t) = e^{P1+P2*t} + P3$.

6.4 Konklusion og kommentare

Den opgivne værdi for τ_μ er $(2.19703 \pm 0.00004)\mu s$ [5], og vi kan derfor konkludere en rimelig overensstemelse med vores fundne værdi. At vi intet fik ud af at fite til to eksponentielle funktioner plus en konstant, kan skyldes mange ting. Den mest sandsynlige forklaring er dog, at usikkerheden i forhold til datamængden er for stor, og alene denne grund er nok til at fitte til kun een eksponentiel funktion plus en konstant.

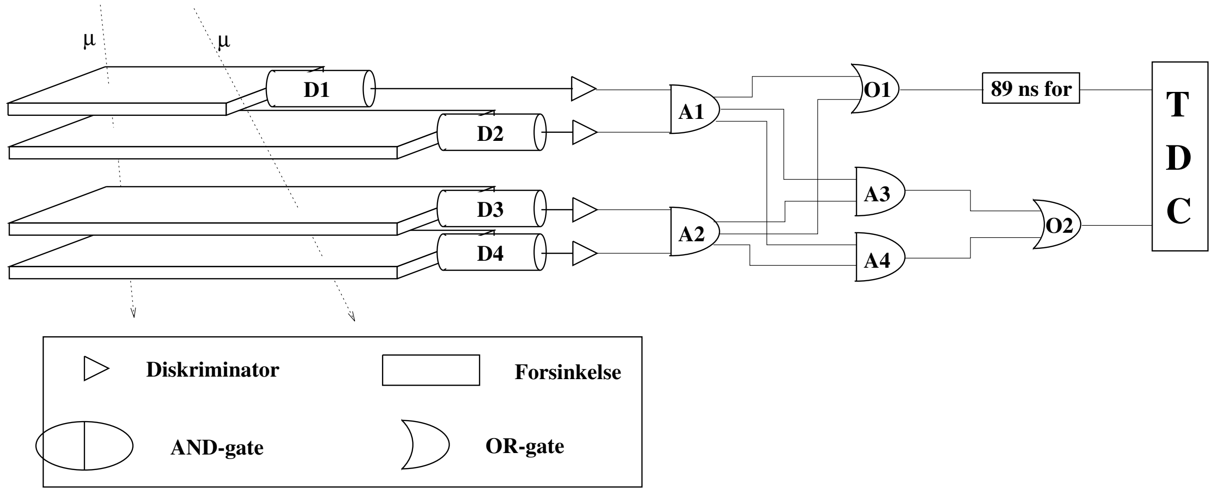
7 Tidsforskel

7.1 Forsøgsbeskrivelse

Tidsforskellen mellem myoner fra samme shower ligger i størrelsesordenen 0-10 ns, hvilket er nær grænsen for udstyrets præcision, da man, til forskel fra forsøget med flyvehastighed, ikke ser på en ændring i tidsforskel. Ligesom i de to øvrige forsøg, benyttes de fire scintillatorer parvis i koincidenser, og disse anbringes ved siden af hinanden i samme højde, så samme myon ikke kan passerer begge par af scintillatorer. Tidsmålingen startes, når det ene sæt plader rammes af en myon, og stoppes igen når en ny myon rammer det andet sæt plader. Man kan så spørge, hvordan vi sikrer os, at det ikke er to myoner fra forskellige showere, der rammer scintillatorerne på næsten samme tid, og svaret er, at det kan man heller ikke! Det er dog muligt at beregne sandsynligheden for, at pladerne rammes af en ny myon indenfor et bestemt tidsrum (0-10 ns) og den er i størrelsesordenen 1:100.000, idet der registreres ca. 30 partikler pr. sekund.[14] For at få en maximal intensitet, benyttes en opstilling (se figur 7), som tillader begge sæt plader at starte TDC'en. Der er dog en grænse for, hvor korte tidsrum TDC'en kan måle, og

[14] $1/100.000 pr.sekund = 10ns/(30 * 1s)^2$

derfor er man tvunget til at indskyde en forsinkelse. Vi valgte at forsinke det første signal, så det bliver stopsignalet, hvilket betyder at jo større en tidsforskel der er, des mindre er det (digitale) tal der sendes til computeren! TDC'en måler altså (ligesom i forsøget med myonernes levetid) tider fra forsinkelsens længde (svarende til en minimal tidsforskel) og nedefter. Dette fremgår dog ikke af resultaterne på figur 8, hvor tiderne er konverteret, så alt virker normalt. Den benyttede opstilling til forsøget var som følger:



Figur 7: Diagram over elektronikken til måling af tidsforskellen mellem to myoner.

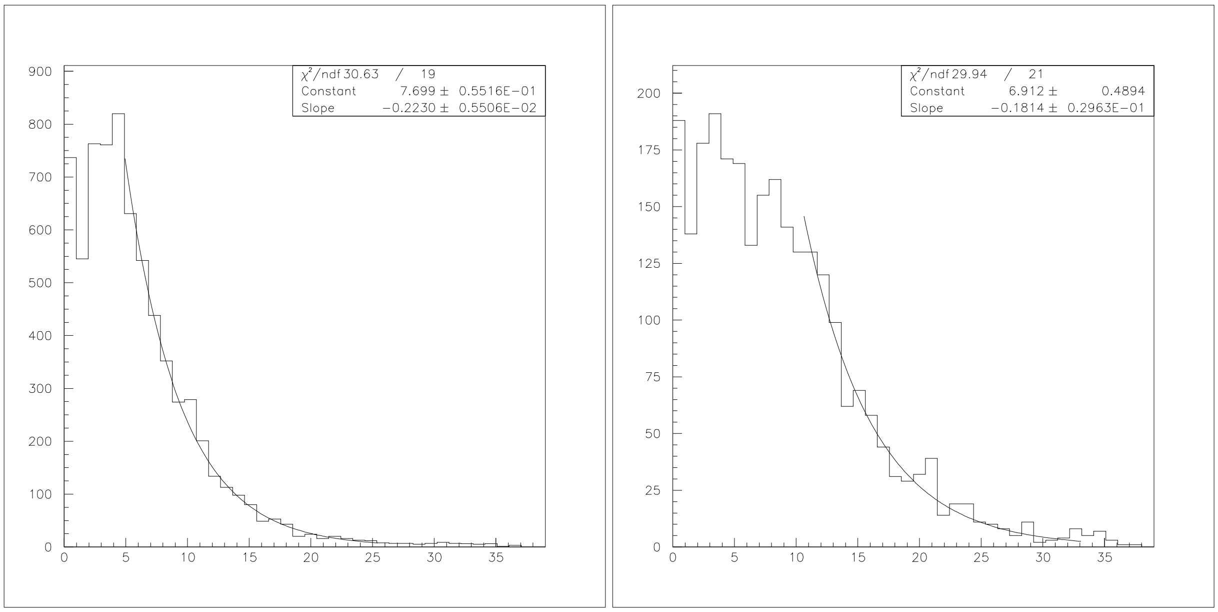
Når der dannes koincidens i et sæt af plader, sendes et signal til OR-GATE O2, som starter timeren. Samtidig kommer der så i de følgende 100 *ns* et signal til en af de to AND-gates (A3 eller A4), og hvis det andet sæt af plader rammes af en myon indenfor dette tidsrum, så sker der koincidens i denne AND-gate. Dette signal sendes til TDC'ens start, og stopsignalet kommer så, når det første signal er 'nået igennem' forsinkelsen. Da timeren startes hver gang der kommer en myon, kommer der en masse stopsignaler, men dette gør ikke noget, idet TDC'en ignorerer alle stopsignaler, så længe den ikke har fået noget startsignal, og hvis der er et startsignal, så er der nødvendigvis også et stopsignal!

7.2 Forsøgsrække og resultat

Der blev taget to sæt af målinger - et hvor pladerne lå umiddelbart ved siden af hinanden, og et hvor de var separeret 1,9 m. Resultatet af disse to forsøg fremgår af figur 8.

Som det kan ses, ligger næsten alle tidsforskelle på nogle få nanosekunder ($1\ ns \approx 2\ counts$), hvilket er på grænsen til udstyrets præcision, og vi kan derfor ikke rigtig udtale os om denne fordeling, men blot dens størrelse. Det er derfor svært rigtig at udtale sig kvantitativt om disse fordelinger, dog er det ved sammenligning rimeligt tydeligt, at der er større tidsforskelle mellem myoner der rammer i en større afstand. Hvor stor denne forskel er, kan vi ikke sige noget om udfra disse data, idet vi ikke ved, hvor meget skyldes henholdsvis reelle tidsforskelle og udstyrets begrænsninger. Disse observationer er der ikke umiddelbart noget teoretisk belæg for (eller imod!), og vores resultat kan derfor ikke verificeres teoretisk ad nogen simpel vej - og dog!

Det er faktisk muligt ad teoretisk vej at sandsynliggøre disse målinger, idet man kender alle de nødvendige love og fordelinger der skal til. Dette ville dog være et uoverskueligt arbejde at skulle sammenfatte al denne viden til en fordeling for tidsforskellene mellem myoner, hvis ikke det var for computeren og en teknik kaldet Monte Carlo teknikken.



Figur 8: Tidsforskellen i TDC counts mellem to myoner fra samme shower.

Del III

Computersimulation

8 Monte Carlo simulationen

8.1 Monte Carlo teknikken

Selv om man kender alle de fysiske love for en situation, så kan det stadig være stort set umuligt at gøre forudsigelser om udfaldet af situationen, hvis den er tilstrækkelig kompleks. Et klassisk eksempel er tre-legeme-problemet, og situationen besværliggøres betydeligt, hvis de fysiske love kun siger noget om sandsynligheder. Tag fx. 10 forskellige terninger, hvor der ikke er lige stor sandsynlighed for at slå 1-6, og spørg så dig selv, hvor stor en sandsynlighed der er for at slå 42 (!!!) [15]. Selv om man får oplyst de forskellige terningers sandsynlighedsfordeling, så vil det stadig være et enormt arbejde, og situationen ville nemt kunne kompliceres yderligere.

En måde at løse dette problem på, er rent faktisk at tage 10 terninger og så udføre forsøget tilstrækkelig mange gange! Dette ville dog både være svært og tidskrævende, hvis ikke det var for computeren, for hvilken det er en simpel opgave. Forsøget udføres mange gange, og man kan så til sidst sammenligne hvor mange af ens slag gav 42 ud af det samlede antal kast. Denne teknik kaldes Monte Carlo teknikken opkaldt efter rouletten i Monte Carlo, og den benyttes ivrigt i partikelfysikken, hvor man kender de grundlæggende love[16] men ikke kan overskue kompleksiteten af dem.

[15] Dette tal er naturligvis ikke tilfældigt valgt, da det faktisk er *svaret på alting [1]*

[16] Man må sige, at standardmodellen synes at stemme godt overens med virkeligheden.

Dette er også tilfældet i vores situation; vi kender udgangspunktet og alle de fysiske love bag skabelsen af myonerne i den kosmiske stråling, men alligevel er det os ikke muligt alene på grundlag af dem at sige noget om den endelige situation. Derfor har vi lavet en computersimulation af de processer, der foregår i atmosfæren, og udfra denne kan vi så sandsynliggøre (eller det modsatte) nogen af de målinger vi har foretaget, primært tidsforskellen mellem to myoner fra samme shower. Monte Carlo metoden er beskrevet dybere i [4].

8.2 Hit/Miss-metoden

Når man udfra en givet sandsynlighedsfordeling skal vælge en tilfældig værdi, så skal sandsynligheden for at vælge en værdi være proportional med højden på sandsynlighedskurven ved den værdi. Dette kan måske umiddelbart synes svært, men klares nemt ved at vælge en værdi, og så derefter 'trække lod om' hvorvidt denne værdi skal bruges udfra sandsynligheden for denne værdi. Dette kan gøres forholdsvist smertefrit, ved at se om sandsynlighedskurvens værdi i det punkt er større end den maximale værdi gange et tilfældigt tal mellem 0 og 1! Jo større funktionsværdi, des større sandsynlighed for at blive accepteret. Denne metode kaldes Hit/Miss-metoden, da det kommer an på, om det tilfældige tal rammer over eller under sandsynlighedskurven. Metoden er nem at benytte og kan bruges i mange situationer, dog kan den være langsommelig, hvis sandsynligheden for at få et tal, som ligger under kurven er meget lille, idet for mange tilfældige tal vil blive kasseret forinden.

8.3 Fysikken bag simulationen

De fysiske love bag partikelfysik er både komplicerede og til dels uigennemskuelige. Derfor er man oftest tvunget til at gøre sig nogle tilnærmelser i sin simulation, og jo flere man gør sig, des mindre pålideligt bliver resultatet. Simulationen består af en algoritme for gennemregning af den fysiske situation. Denne algoritme kan sammenlignes med en generalisering af den fremgangsmåde man ville bruge, hvis man fik en konkret opgave i hånden, blot bliver nogle værdier valgt tilfældigt i stedet for at være givet. Selve kildeteksten til programmet findes i appendix E.7.

Til at starte med, skal man vide, hvilken energi den indkomne proton har (se 1.1). Derefter kan man så udregne den konstant (som faktisk udtrykker temperaturen i kollisionen!), der skal bruges i forbindelse med bestemmelsen af pionernes transversale impulsfordeling[17]. Man skal også vide i noget om i hvilken højde kollisionerne sker, og dette kræver at man kender atmosfærens sammensætning og molekyletætheden som funktion af højden[18]. Udfra dette kan man så udregne tværsnittet[19] af et interval i atmosfæren, og ved at sende et stor antal protoner gennem denne model for atmosfæren, finder man ud af, hvor mange der laver kollisioner i hvert interval, og hvormange der fortsætter til næste interval. Som det fremgår af appendix E.3, ser man at for en proton der kommer lodret ind sker de fleste kollisioner i 13-18 km's højde, og at kun ca. 30 ppm (Parts Per Million) af protonerne rammer jorden.

Derefter genererer man een pion ad gangen, og udfra kendskab til dens transversale impuls og vinkel, som findes ved henholdsvis Hit/Miss-metoden og kendskab til pseudorapiditetsintervallet [20], kan man udregne dens energi. Man genererer så en ny, og dette bliver man ved med indtil den samlede energi, brugt til at producere pioner med, overstiger den energi, der var til rådighed i kollisionens CM.

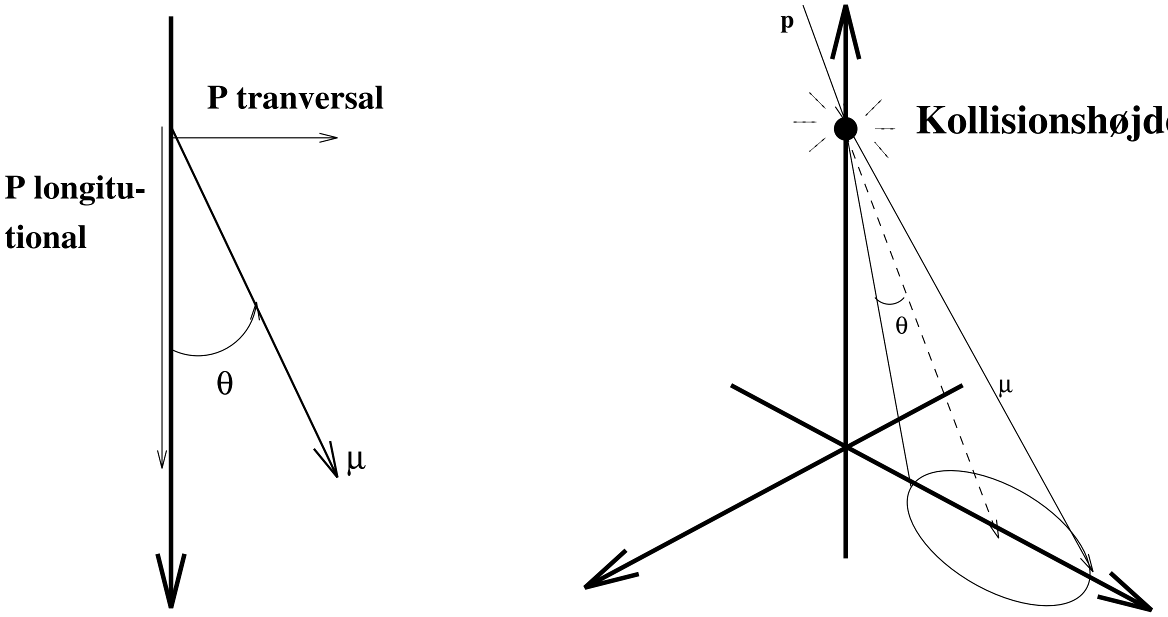
[17] Opgivet af John Renner Hansen (NBI/BL)

[18] Man kunne have brugt modellen i Finn Berg's "Noter til varmelære" [7], men istedet valgte vi at lave et fit til en reference atmosfære fra geofysiks kompendie 5 [9]. Se note vedrørende atmosfæremodel E.1

[19] Faktisk er tværsnittet et direkte mål for nukleonernes tværsnit, når de projiceres ind på en flade, og dermed også proportionalt med sandsynligheden for en kollision.

[20] Eksponentiel vinkelfordelingsinterval, som bruges indenfor partikelfysikken. En pseudorapiditet på fx. 3 betyder en vinkel på atan(exp(3))=5,7. I Monte Carlo'en blev en pseudorapiditetsintervallet sat til $3 + E/10$ (hvor E er protonens energi i TeV), se appendix E.5 som reference

Dette er ikke det endelige antal pioner, idet man skal fratrække den sidstproducerede samt de to nukleoner, som jo også 'overlever' kollisionen. Ydermere skal så 1/3 trækkes stokastisk [21] fra, da denne del udgøres af neutrale pioner, som ikke henfalder til myoner. Tilbage er så en liste over ladede pioner, og man kigger så på deres henfald i deres CM-system. Som beskrevet i 1.2, så henfalder pionen til en myon ved udsendelse af en neutrino, og udfra energi- og impulsbevarelse kan myonens energi bestemmes (se appendix E.2). Da pionen ingen spin har, vil retningen myonen henfalder i være fuldstændig tilfældig. Når denne er valgt, kan man transformere myonen over i jordens koordinatsystem vha. lorentztransformationen og en drejning, da pionen kommer ud med en vinkel i forhold til lodret (se figur 9). Dermed har man myonens



Figur 9: Myonens vinkel i forhold til showeraksen.

energi og retning i jordens reference, og man kan så kigge på, hvor stor en tidsforskel der er mellem to myoner, der rammer indenfor en given afstand. Denne fordeling kan man sammenligne med det man har målt og så konstatere, om der er overensstemmelse eller ej.

8.4 Metodens pålidelighed

Metodens pålideligehed er en af dens svagheder; det er nemlig meget svært at sige noget om usikkerheder, idet konsekvensen af en approximation kan være ganske uoverskuelig. Vores Monte Carlo kan nok ikke forventes at være særlig pålidelig, da der er gjort mange approksimationer og set på nogle indsnævrede energi- og vinkelintervaller. En fuldstændig liste over antagelser og approximationer være uoverskuelig, men de mest betydende er anført i det følgende.

- *Pionerne hendfalder øjeblikkeligt*, hvilket de egentlig ikke gør, idet de for det meste når at flyve nogle hundrede meter, inden de henfalder. I jordens reference ændrer henfaldet dog ikke retningen betydeligt.
- *De to nukleoner* kommer ud med *pion energi*, hvilket nok er for lavt sat, men den sidste pion vi trækker fra, for ikke at overstige den energi der er til rådighed, kan opfattes som energi tildelt disse to nukleoner.

[21] sådan forstået, at der er 1/3 chance for at hver enkelt myon kasseres. Således spørger vi altså hver enkelt myon om den er neutral eller ej

- *At pionernes vinkel* i keglen er tilfældig, og at der derfor *ikke* er impulsbevarelse i transversal retning[22].
- *Efter kollisionen* laver de nukleoner, der fortsætter, ikke flere sammenstød.
- *Vi ser kun på protoner* med energier mellem 1 og 10 TeV samt vinkler op til 40°, da disse giver anledning til hovedparten af simulationsresultatet.

Disse tilnærmelser giver anledning til upålidelighed[23], og Monte Carlo'ens resultater skal derfor tages for det den er, nemlig en *simulation* og *ikke* en slags facit. Alligevel skulle der gerne være en hvis overensstemmelse mellem nogle af grafernes mere fremtrædende karakteristika, og man må så udfra omstændighederne vurderer, om de to resultater støtter eller modsiger hinanden.

Det er dog til en hvis grad muligt at checke Monte Carlo'ens resultater, ved at sammenligne de resultater den giver med resultater fra andre og mere pålidelige kilder. Hvis der her er overensstemmelse, så øger det sandsynligheden for at Monte Carlo'ens forudsigelser også er korrekte på andre punkter bla. dem man skal bruge. I vores tilfælde har det været muligt at checke på eet punkt, nemlig antallet af ladede partikler, der bliver produceret ved kollisionen. Her er der god overensstemmelse med de resultater man får på CERN (se appendix E.6), og på det grundlag kan man så diskuterer om andre resultater fra Monte Carlo'en er pålidelige. Det punkt, hvor vi ønsker at sammenligne Monte Carlo'ens resultater med de målte, er ved forsøget med tidsforskel. For det forsøg foreligger der nemlig ikke umiddelbart nogle tidligere resultater, og derfor kan vi ikke vide, om vores målinger giver et realistisk billede af virkeligheden eller ej.

9 Simulationens resultat

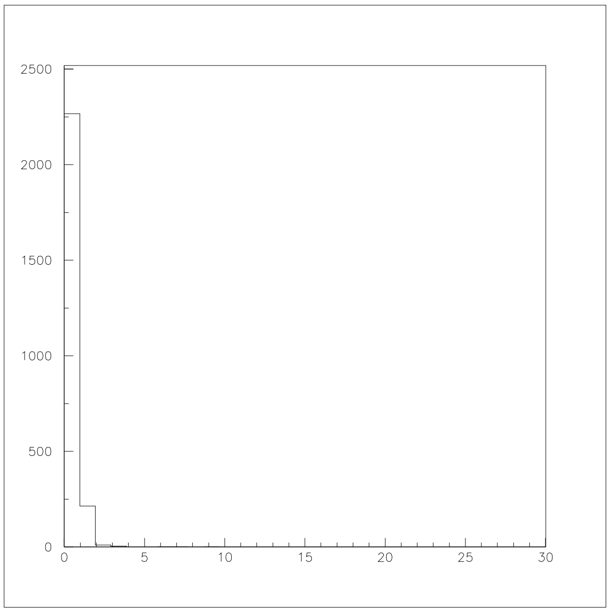
Simulationens resultat kan ses på figur 10. Tidsforskellen mellem to forskellige myoner i de pladeafstande, som vi havde ved vores forsøg, får Monte Carlo'en *ikke*, men det er der dog en plausibel forklaring på. Som nævnt i forsøget med tidsforskelle, så er det svært at sige noget om denne fordeling,... "idet vi ikke ved, hvor meget skyldes henholdsvis reelle tidsforskelle og udstyrets begrænsninger." (s.13, afsnit 7.2). Derfor er det muligt at de tidsforskelle vi ser, når pladerne ligger tæt på hinanden, næsten udelukkende er udstyrets begrænsninger. Ser man på figur 4 (til venstre), så har grafen her også en hvis bredte, som i høj grad må skyldes apparaturets begrænsede præcision. Bredten af denne er endda i samme størrelsesorden, som den fra figur 8, hvilket kunne tyde på, at en meget stor del af tidsforskellen skyldes apparaturet. Hvis man går ud fra denne antagelse, kan man vurderer, hvor stor en del af de tidsforskelle, der er målt ved en pladeafstand på 1.9 meter, er reelle (og ikke bare udstyrets usikkerhed), og det lader til at der her er nogenlunde overensstemmelse med Monte Carlo'ens resultat.

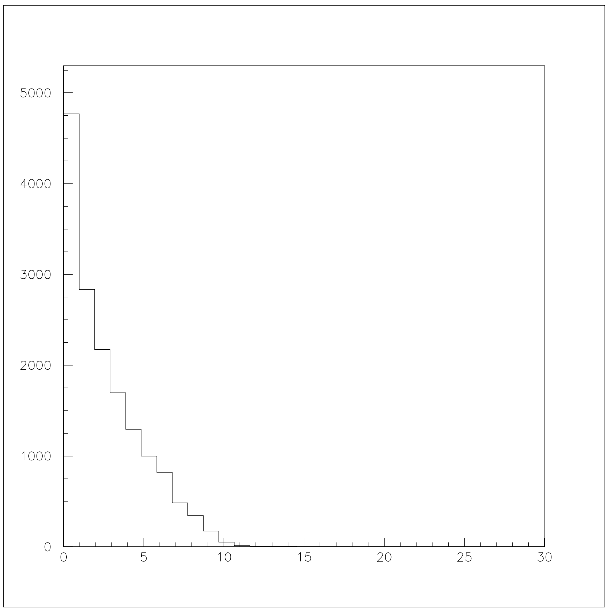
Vi ser vi i begge tilfælde en tendens mod en eksptiontiel fordeling, ligesom, at der i begge tilfælde optræder større tidsforskelle, når afstanden mellem pladerne vokser. Kvalitativt ser vi altså en nogenlunde overensstemmelse, hvis man tager apparaturets begrænsninger i betragtning. Dette kunne undersøges med en ny Monte Carlo, hvor man simulerer apperaturets indflydelse på resultatet, og så bruger dette på Monte Carlo'ens resultat ved pladeafstand 1.9 m.

Vi kan derfor se os tilfredse, da vi med forholdsvis simple metoder har pseudoteoretisk underbygget resultaterne af vores forsøg, og dermed opnået det i abstrakten beskrevne.

[22] Vores mekaniklærer Jens Martin Knudsen ville have fornægtet os!

[23] Dette må man formode, men det er svært at finde ud af, hvilket som før nævnt er en af metodens svagheder





Figur 10: Resultat af Monte Carlo simulation. Til venstre ligger pladerne i simulationen ved siden af hinanden, til højre ligger de simulerde plader 1.9m fra hinanden.

Del IV

Konklusion

Selv om vores resultater ikke er særligt bemærkelsesværdige, så er vi godt tilfredse med det vi har opnået. Med de scintillationstællere vi havde til rådighed, må vi sige, at vi har fået noget nær det maksimale ud af udstyret. Ved sammenligning af målinger på tidsforskellen mellem to myoner fra samme shower med Monte Carlo simuleringer, har vi i begge tilfælde set en tilfredstillende sammenhæng mellem de empiriske data og Monte Carlo'ens forudsigelser. Udstyret og mængden af tilnærmelser i Monte Carlo simuleringen taget i betragtning, er vi godt tilfredse med, at vi overhovedet kunne sammenligne disse resultater med forsøgene på fornuftig måde. I det hele taget, har dette projekt lært os utroligt meget - ikke bare om partikelfysik og relativitetsteori, men også om udstyret bag målingerne og computerers muligheder både mht. databehandling og simulering.

Del V

Oversigt over materiale

10 Figurliste

11 Tabelliste

12 Litteraturliste

[1] Adams, Douglas, The Hitchikers Guide to the Galaxy

[2] Friedlander, M. W., Cosmics Rays, 1989, Harvard University Press, Cambridge.

[3] Ne'eman, Y. & Kirsh Y., The Particle Hunters, 1986, Cambridge University Press, Cambridge.

[4] Bevington, P. R., Data Analysis and Error Reduction for Physical Sciences, 1994, McGraw-Hill Inc., Singapore.

[5] Montanet, L., "Particle physics booklet", Physical Review D, vol.50, nr.1173, 1994, http://www-pdg.lbl.gov/.

[6] Feynmann, R.P. & Leighton, R.B. & Sands, M. The Feynmann Lectures on Physics, 1977, Addision-Wesley Publishing Company, Reading.

[7] Rasmusen, F.B. Noter til varmelære, 1994, HCØ tryk, København.

[8] Dines, J. Store Øvelser, 1995, NBI.

[9] Dansgård, W. 5. Termodynamik, 1992, Københavns Universitet, København.

[10] Proceedings of the 1980 CERN school of physics, 1981, CERN, Geneva.

[11] Third Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics, ed. C. Bacci & G. Salvini, 1983, CERN, Geneva

[12] Sørensen, S. O. "Opprinnelsen til kosmisk stråling, del I+II", Fra fysikkens verden, nr. 2+3, 1995, s.37-43 + s.70-77, Oslo.

[13] Adair, R.K. & Kasha, H., "Cosmic-Ray Muons", Muon Physics, vol.1, ed.V.W. Hughes & C.S. Wu, 1977, Academic Press, New York.

[14] Weissenberg, A.O., Muons, 1967, North-Holland Publishing Company, Amsterdam.

13 Tak til

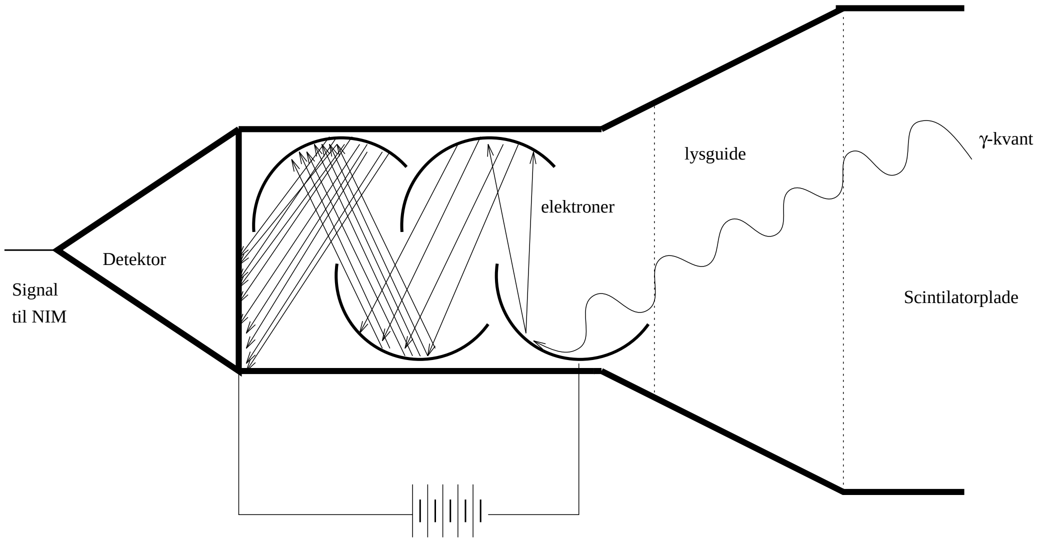
Vi vil gerne rette en stor tak til vores vejleder John Renner Hansen (NBI/BL), som ikke blot har været meget hjælpsom og tålmodig, men også været i stand til hele tiden at give os nye ideer og udfordringer. Derudover vil vi gerne sige tak til Jørn Dines (NBI/BL) for hans hjælp i forbindelse med selve apperaturet, og sidst men ikke mindst en tak til de Ph.D studerende, som undervejs har ydet os undværlig bistand, især med programmet PAW. Det har været en glæde at færdes på Niels Bohr Instituttet, og vi håber i fremtiden at kunne benytte de rigt høstede erfaringer vi har erhvervet derfra.

Del VI

Appendix

A Ordforklaring

- Detektor
  - **Scintilatorplader** er plader af en særlig type plast, der når en ladet partiel (som myoner) passere igennem, afgiver et lysglimt.
  - **Fotomultipliceringsrør** (eller bare fotorør (PMT)[24]) er ekstremt følsomme lysdetektorer, som ofte benyttes i forbindelse med scintilatorer. Disse kan opfange helt ned til enkelte fotoner, og via den fotoelektriske effekt, starte en signalmultiplicering, som vist på figur 11). For at gøre dette behøver fotorøret en højspænding, og denne **driftspænding** bestemmer således effektiviteten af scintillator-fotorør koblingen (også kaldet en scintillatordetektor, eller bare detektor).



Figur 11: Fotomultipliceringsrør (PMT)

- Logisk elektronik (NIM)[25]
  - Signalet fra et fotorør sendes gennem en **diskriminator**, som laver et vilkårligt signal logisk, dvs. sætter det enten sandt (-800 mV) eller falskt (0 mV), alt efter om signalet når over en hvis grænse. Dermed afgør de, om et signal skal tolkes som en passage af en ladet partikel, samtidig med at det videre signal har en fast længde (gatetid[26]). Dette signal kan nu behandles videre ved hjælp af andre logiske kredse.
  - En OR-**gate** er et stykke logisk elektronik, som videresender signal, hvis bare der kommer et signal på en af indgangene[27], og på den måde virker den som en signalsamler. Signalerne adderes altså, og da de benyttede OR-gates har fire outputs, kan disse også bruges til at kopiere signaler.

[24] Photo Multiplier Tube
[25] Nuclear Interface Modules
[26] Denne gatetid er normalt på 10 ns, men kan ændres efter behov (se flyvehastighedsforsøg
[27] De benyttede OR-gates havde fire indgange

  - En AND-**gate** er ligesom OR-gate en logisk kreds, som videresender signal, hvis der sker et sammenfald (**koincidens**) mellem de indkomne signaler. Kredsen så at sige multiplicerer signalerne, så kun hvis alle de indkomne signaler er forskellige fra nul, altså at signalerne er sande på samme tid, sendes der er signal videre. Ligesom OR-gates har de her benyttede også fire output, men disse er ikke ens. To af dem er 'lin.out', som giver en signallængde svarende til koincidenstiden, mens de to andre er 'out', som giver et signal på 100 ns.
  - En **timer** er her en kombination af en forsinkelse og en tidsindstilling, med flere forskellige udgange. Når den får et signal, venter den i det tidsrum den er sat til, og udsender så et signal på den udgang der hedder 'del'. I dette tidsrum er der signal på udgangen 'nim' og når timeren ikke er aktiveret, er der signal på udgangen '$\overline{\text{nim}}$'. Dermed kan en timer bruges som en forsinkelse, hvor man under forsinkelsen skal bruge et signal fra den.

- Ud over disse komponenter, brugtes der i forbindelse med signalbehandling også et **oscilloskop** til at checke og undersøge signalerne med samt en **tæller** til at registrere antallet af signaler fra forskellige udgange.

- **Dataopsamlingsmoduler (CAMAC)**[28]

  - Et **register** kan, som navnet antyder, registrere et signal, denne viden kan så bruges i den videre databehandling. Dette blev kun benyttet i levetidsforsøget, hvor henfaldets retning blev registreret.
  - En **TDC**[29] er en ekstrem hurtig svingningskreds, som bruges til at måle meget korte tidsrum med. Tidsforskellen måles ved, at mellem to signaler (start- og stopsignal), oplades en kondensator med en bestemt strømstyrke. Derefter aflades kondensatoren igen med en strømstyrke, der er fx. 100 gange mindre, og ved at måle denne tid, kan man bestemme tider der er 100 gange så korte. Dette betyder, at man kan måle meget korte tidsintervaller, men det forårsager ligeledes en dødtid for TDC'en, hvor den ikke kan lave nye målinger. Afladningstiden måles ved at tælle, hvor mange svingninger TDC'en når at gennemløbe, mens kondensatoren aflades, og dette (digitale) tal sendes så videre til en computer. Udfra viden om forholdet mellem op- og afladningsstrøm samt svingningskredsens frekvens, kan man bestemme, hvor lang tid hver 'count' svarer til, og dette kaldes TDC'ens tidsbase.

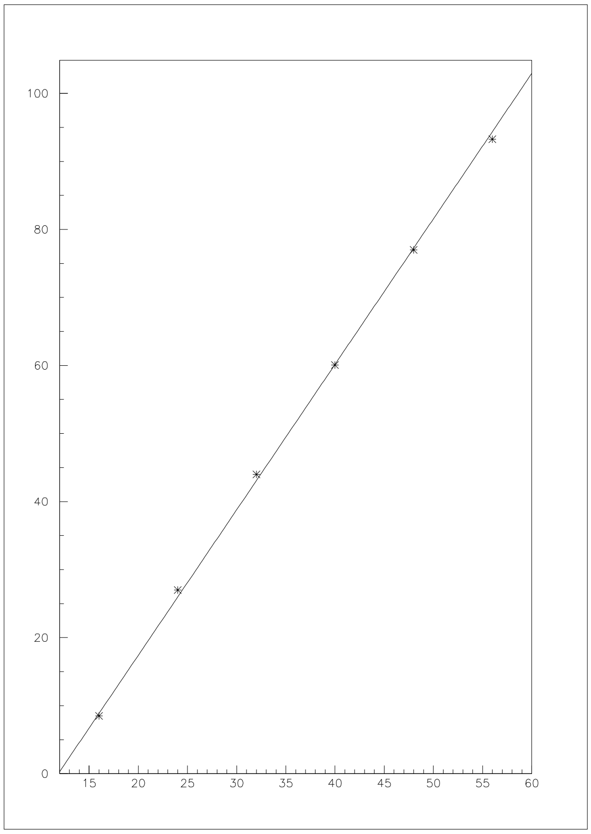
- I dataopsamlingsprocessen brugtes varianter af de PASCAL-programmer, som Jørn Dines har skrevet til 'Store øvelser'. Disse programmer vil ikke blive yderligere kommenteret, blot skal det bemærkes at de er nødvendige for forsøget, og at de eksisterer.

- I databehandlingen har vi brugt **PAW**[30], der er et specielt velegnet program til at databehandle, histogrammere og fitte i. Programmet er udviklet ved CERN, og de fleste grafer i denne rapport stammer derfra.

[28] CAMAC er underligt nok *ikke* en forkortelse for noget!
[29] Time to Digital Converter
[30] Physics Analysis Workstation

B Note vedrørende kalibrering af TDC

For at finde TDC'ens tidsbase, lavede vi en række målinger af tællinger, over en række kendte tidsperioder, se figur B.



TDC tællinger vs tidsperiode	
Tidsperiode (ns)	Tællinger
16	8.49
24	27.00
32	44.00
40	60.06
48	77.00
56	93.24

Figur 12: TDC kallibrering

Disse målinger fittede vi til en lineær funktion, og grunden til at linien ikke skærer i origo (læg mærke til, at x-aksen *ikke* starter med 0), skyldes TDC'ens *indre* forsinkelse.

$$tællinger = (2.106 \pm 0.022) \times tid(-24.2 \pm 0.9)$$

Tidsbasen bliver da den reciprokke hældingskoificent.

$$tidsbase = (2.106)^{-1} = (475 \pm 5)\ ps\ tællinger^{-1}$$

Usikkerheden vil influere på samtlige målinger med TDC'en, men da denne er rimelig lille, og kan skyldes variationer i de tidsperioder (benyttede forsinkelser), har vi valgt at se bort fra denne.

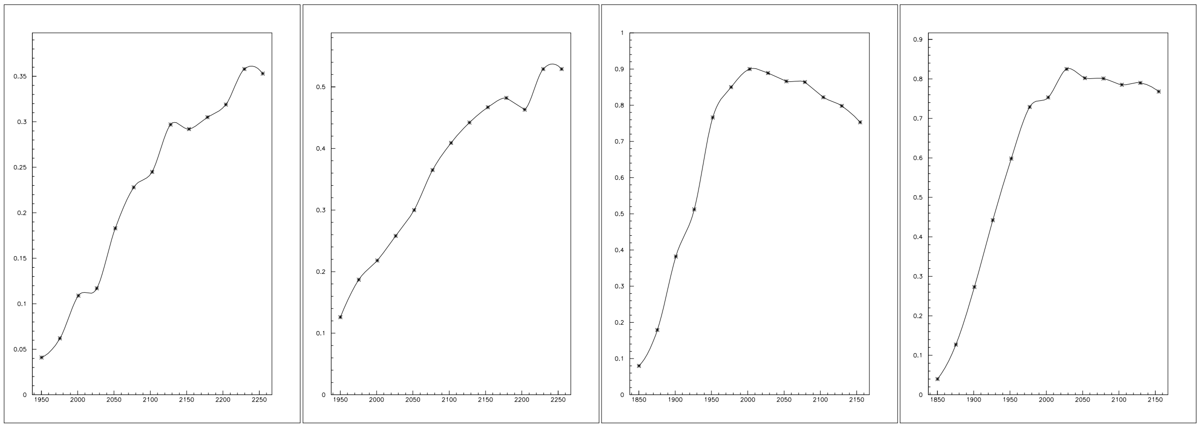
C Appendix til indledende målinger

C.1 Måledata fra plateaukurvebestemmelse

Måleresultater af plateau måling, over en tidsperiode på 19.8 s								
U/koincidens	$1 \wedge 2 \wedge 3$ (det1)	$2 \wedge 3$ ref	$2 \wedge 3 \wedge 4$ (det 2)	$3 \wedge 4$ ref	$2 \wedge 3 \wedge 4$ (det 3)	$2 \wedge 4$ ref	$2 \wedge 3 \wedge 4$ (det 4)	$2 \wedge 3$ ref
1850	-	-	-	-	33	411	18	450
1875	-	-	-	-	72	402	57	450
1900	-	-	-	-	148	387	119	436
1925	-	-	-	-	200	391	217	491
1950	20	483	94	746	294	384	289	483
1975	27	437	146	780	341	401	306	420
2000	44	402	171	785	**333**	370	333	442
2025	48	412	198	767	353	397	348	422
2050	81	442	217	723	369	426	**372**	464
2075	98	430	267	732	318	368	402	502
2100	102	416	320	782	309	376	397	506
2125	124	418	321	726	320	401	373	472
2150	112	384	371	794	295	392	360	469
2175	130	426	379	786	-	-	-	-
2200	136	427	**360**	778	-	-	-	-
2225	149	416	425	803	-	-	-	-
2250	**147**	416	425	803	-	-	-	-

Tabel 2: Plateau målinger

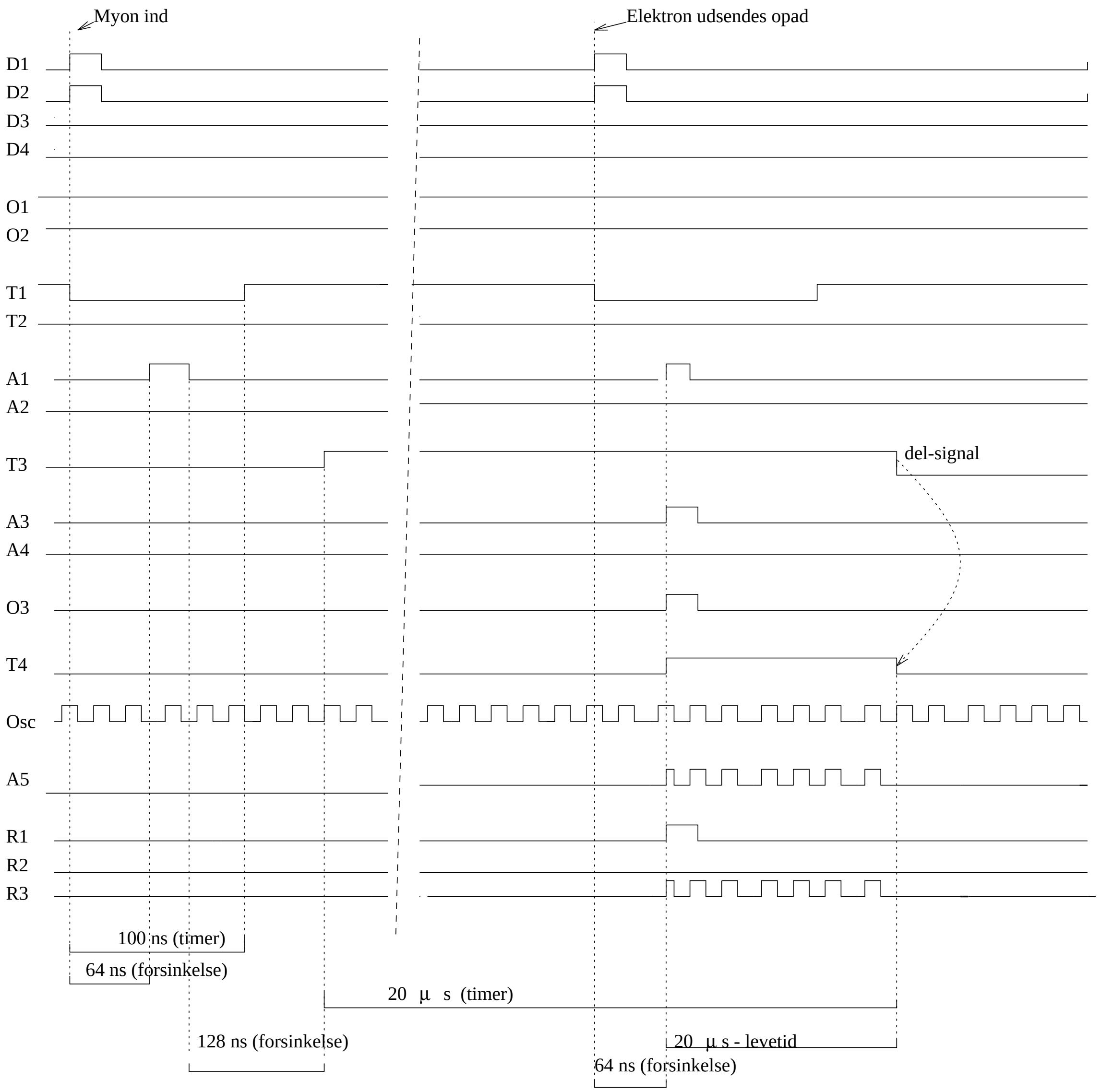
C.2 Plateau kurver



Figur 13: Plateaukurver for henholdsvis fotorør 1,2,3 & 4.

D Appendix til Levetid

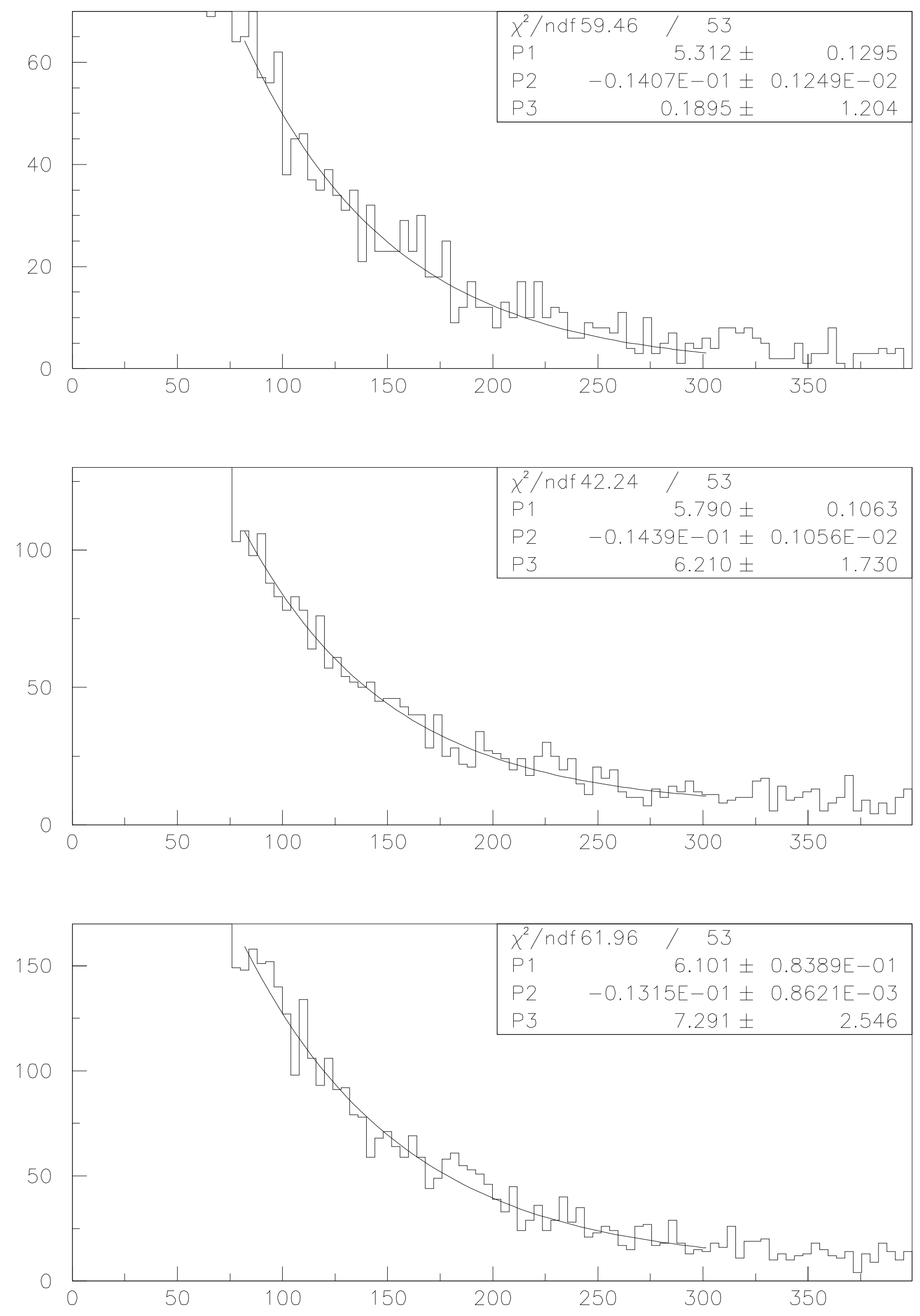
D.1 Signalgennemgang af elektronikken bag levetidsforsøget



Figur 14: Skematisk gennemgang af forsøgsopstillibngen til måling af levetid.

En top svare til et sandt signal. Tids-aksen ligger horizontalt, mens hver linie er en NIM enhed, numrene henviser til numrene på figur 5 side 9. Forholdene mellem tidernes længde er *ikke* korrekt.

D.2 Fit til $f(t) = e^{P1+P2*t} + P3$



Figur 15: Fit til histogram (forsøg 1, 2 og 3) til funktionen $f(t) = e^{P1+P2*t} + P3$.

D.3 Note vedr. udregning af resultat og usikkerhed i levetidsforsøget

Når resultatet af de tre levetidsmålinger skal sammenfattes, så skal de enkelte resultater vægtes *omvendt propotional med kvadradet på usikkerheden.* Denne vægtningsfaktor kaldes W, og derved fås for den øvre og nedre usikkerhed:

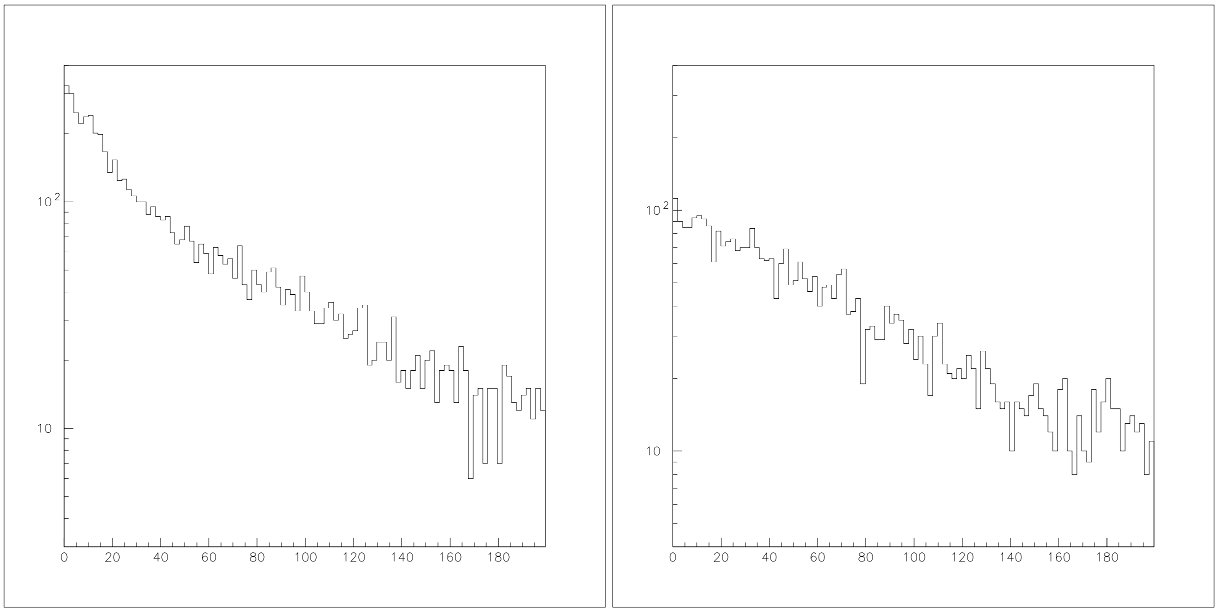
$$W_i = \frac{1}{\sigma_i^2} \quad , \quad W_{øvre} = \frac{1}{\sigma_{øvre}^2} = \sum \frac{1}{\sigma_{i,øvre}^2}, \quad W_{nedre} = \frac{1}{\sigma_{nedre}^2} = \sum \frac{1}{\sigma_{i,nedre}^2}$$

$$\sigma_{øvre} = \frac{1}{\sqrt{W_{øvre}}} = \frac{1}{\sqrt{468}} = 0.046 \quad , \quad \sigma_{nedre} = \frac{1}{\sqrt{W_{nedre}}} = \frac{1}{\sqrt{577}} = 0.042$$

hvor σ_i er usikkerheden på hver enkelt måling og σ er den endelige usikkerhed. Den vægtede levetid $\bar{\tau}$ bliver:

$$\bar{\tau} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\sqrt{W_{øvre}}}\sum \tau_{i,øvre}W_{i,øvre} + \frac{1}{\sqrt{W_{nedre}}}\sum \tau_{i,nedre}W_{i,nedre}\right) = \frac{1}{2}(2.097{+}2.092)\mu s = (2.094^{+0.096}_{-0.087})\mu s$$

D.4 Levetidsmålinger delt op mellem OP og NED.



Figur 16: Forskellen mellem OP (th) og NED (tv)

E Appendix til Monte Carlo

E.1 Atmosfæremodel

Fra F.B. Rasmussens "Noter til varmelære" s.41-42 [7] fås ligningerne til venstre, mens dem til højre udledes på forholdsvis simpel måde:

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{\gamma-1}{\gamma}\frac{mg}{k} \quad \Rightarrow \quad T(z) = -Az + T_0 \ , \quad A = \frac{\gamma-1}{\gamma}\frac{mg}{k}$$

$$\frac{T^\gamma}{T_0^\gamma} = \frac{p^{\gamma-1}}{p_0^{\gamma-1}} \quad \Rightarrow \quad p(z) = p_0\frac{(T_0-Az)^B}{T_0^B} \ , \quad B = \frac{\gamma}{\gamma-1}$$

$$pV = \nu RT \quad \Rightarrow \quad \frac{\nu(z)}{V} = p_0 T_0^{-B} R^{-1} (T_0 - Az)^{\frac{1}{\gamma-1}}$$

Hvis vi i den sidste ligning indsætter (under samme antagelser som gøres af F.B. Rasmussens, og med fornuftige antagelser om temperatur- og trykforhold på NBI i januar):

$$p_0 = 1atm = 101325Pa \qquad T_0 = 273K \qquad \gamma = 1.4 \qquad R = 8,3145\frac{J}{mol\cdot K}$$

fås:

$$\frac{\nu(z)}{V}\cdot N_A = 2.19\cdot 10^{19}\frac{1}{m^3\cdot K^{2.5}}\cdot(273K - 9.79\frac{K}{km}\cdot z)^{2.5}$$

Da vi ved, at antagelserne i denne udledning forårsager nogen usikkerhed, valgte vi at fitte en funktion af typen:

$$\frac{\nu(z)}{V}\cdot N_A = C_1\cdot(273K - C_2\cdot z)^{2.5}$$

til nogle målte data taget fra en reference atmosfære [9] s.22. Dette gav flg. konstanter, som vi derefter brugte i vores Monte Carlo:

$$C_1 = (2.066\pm 0.019)\cdot 10^{19}\frac{1}{m^3\cdot K^{2.5}} \qquad C_2 = (9.41\pm 0.11)\frac{K}{km}$$

Vi antager ligeledes at der gælder $Vol_{kerne} = n\cdot Vol_{nukleon}$ og regner som følger:

$$r_{nukleon} = \sqrt{\frac{\sigma_{nukleon}}{\pi}} \quad og \quad Vol_{nukleon} = \frac{4}{3}\cdot\pi(r_{nukleon})^3 = \frac{1}{n}\frac{4}{3}\cdot\pi(r_{kerne})^3 \quad \Rightarrow$$

$$r_{kerne} = n^{\frac{1}{3}}\cdot\sqrt{\frac{\sigma_{nukleon}}{\pi}} \quad \Rightarrow \quad \sigma_{kerne} = \pi\cdot(r_{kerne})^2 = n^{\frac{2}{3}}\cdot sigma_{nukleon}$$

Her er $\sigma = tværsnitsarealet$, og n er antallet af nukleoner i kernen. I [11] s.247 fandt vi for pp-kollisioner med CM-energier mellem 50 og 150 GeV, at $\sigma_{nukleon} = 48barn = 48\cdot 10^{-31}m^2$ Idet vi antager at der kun er oxygen (20%) og nitrogen (80%) i atmosfæren, og da der er to kerner i hvert molekyle, bliver sandsynligheden for et proton-nukeleonsammenstød i højden mellem z og $z+dz$ over jorden:

$$P(z) = \frac{\nu(z)}{V}\cdot N_A\cdot 0.8\cdot 14^{\frac{2}{3}}\cdot 0.2\cdot 16^{\frac{2}{3}}\cdot\sigma_{nukleon}dz = 1.18\frac{1}{m\cdot K^{2.5}}\cdot 10^{-9}(273K - 9.41\frac{K}{km}\cdot z)^{2.5}\cdot dz$$

E.2 Udregning af myons energi og impuls ved pions henfald

$$\text{Pionens firevektor } \tilde{P}_\pi = (M_\pi c^2, 0, 0, 0)$$

$$\text{Myonens firevektor } \tilde{P}_\mu = (\sqrt{(M_\mu c^2)^2 + (p_x c)^2}, p_x c, 0, 0)$$

$$\text{Neutrinoens firevektor } \tilde{P}_\nu = (E_\nu, p_\nu c, 0, 0) = (p_x c, p_x c, 0, 0)$$

Af firevektorenes længdebevarelse $\tilde{P}_\pi^2 = (\tilde{P}_\mu + \tilde{P}_\nu)^2$ fås:

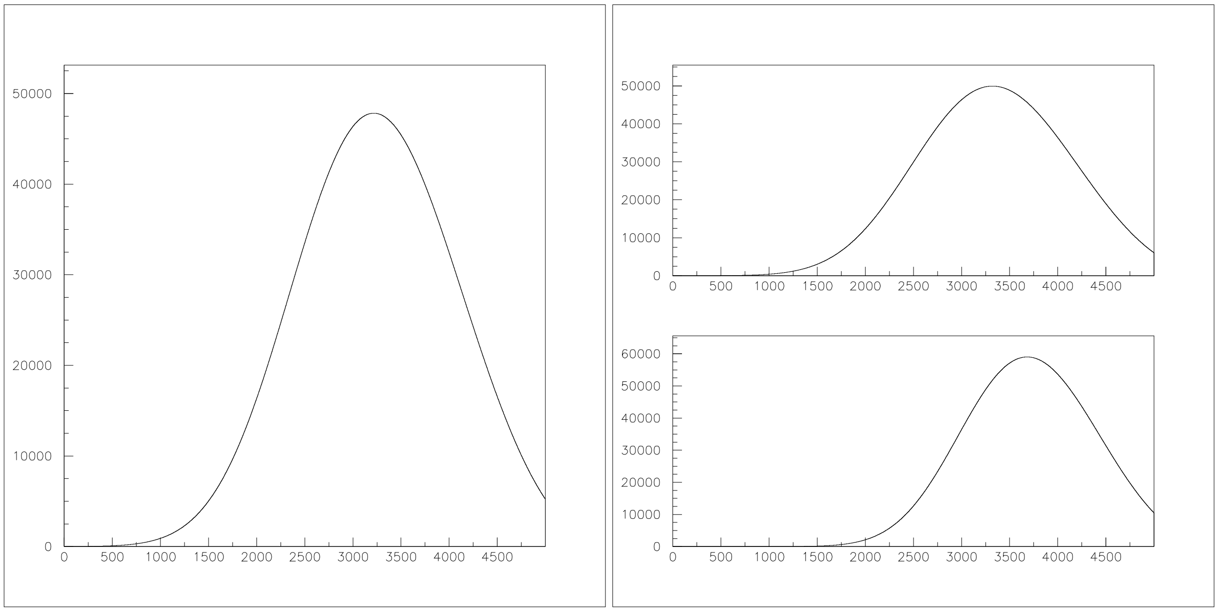
$$M_\pi^2 c^4 = (M_\mu^2 c^4 + p_x^2 c^2) + p_x^2 c^2 + \sqrt{(M_\mu c^2)^2 + (p_x c)^2} p_x c \ \Rightarrow$$

$$(M_\pi^2 c^4 - M_\mu^2 c^4) - 2p_x^2 c^2 = 2\sqrt{(M_\mu c^2)^2 + (p_x c)^2} p_x c \ \Rightarrow$$

$$(M_\pi^2 c^4 - M_\mu^2 c^4) + 4p_x^4 c^4 - 4p_x^2 c^2 (M_\pi^2 c^4 - M_\mu^2 c^4) = 4((M_\mu c^2)^2 + (p_x c)^2) p_x^2 c^2 \ \Rightarrow$$

$$\boxed{p_x c = \frac{M_\pi^2 c^4 - M_\mu^2 c^4}{M_\pi c^2}}$$

E.3 Graf over kollisionshøjde



Figur 17: Graf over antallet af protoner der kollidere i et højdeinterval.

Intervallerne går ud af x-aksen, og da hvert interval er på 5 m, vil det sige, at højden findes ved at gange intervalnummeret med 5. Antallet af kollisioner går ud af y-aksen. Graf til venstre er for protoner med en vinkel på 0° i forhold til lodret, mens den øverste til højre er for 30° og den til nederste for 60° i forhold til lodret.

E.4 Note vedr. temperatur i kollision

I [11] fandt vi flg. værdier for temperaturen i proton-nukleonsammenstød:

$$Ved\ E_{CM} = 63\ \ GeV\ er\ T = 0.357GeV$$

$$Ved\ E_{CM} = 540\ GeV\ er\ T = 0.424GeV$$

For at have noget at gå ud fra, når vi i Monte Carlo'en skal bruge denne temperatur til at finde pionernes transversale impuls, valgte vi at fitte disse to målinger (som var de eneste vi kunne finde) til en eksponentialfunktion:

$$E_{CM}(T) = e^{C_1 + C_2 \cdot T}$$

Ved isolering af T fandt vi følgende sammenhæng:

$$T(E_{CM}) = 0.0312GeV \cdot ln(1487\frac{1}{GeV} \cdot E_{CM})$$

E.5 CERNs resultater vedr. pseudorapiditetsinterval)

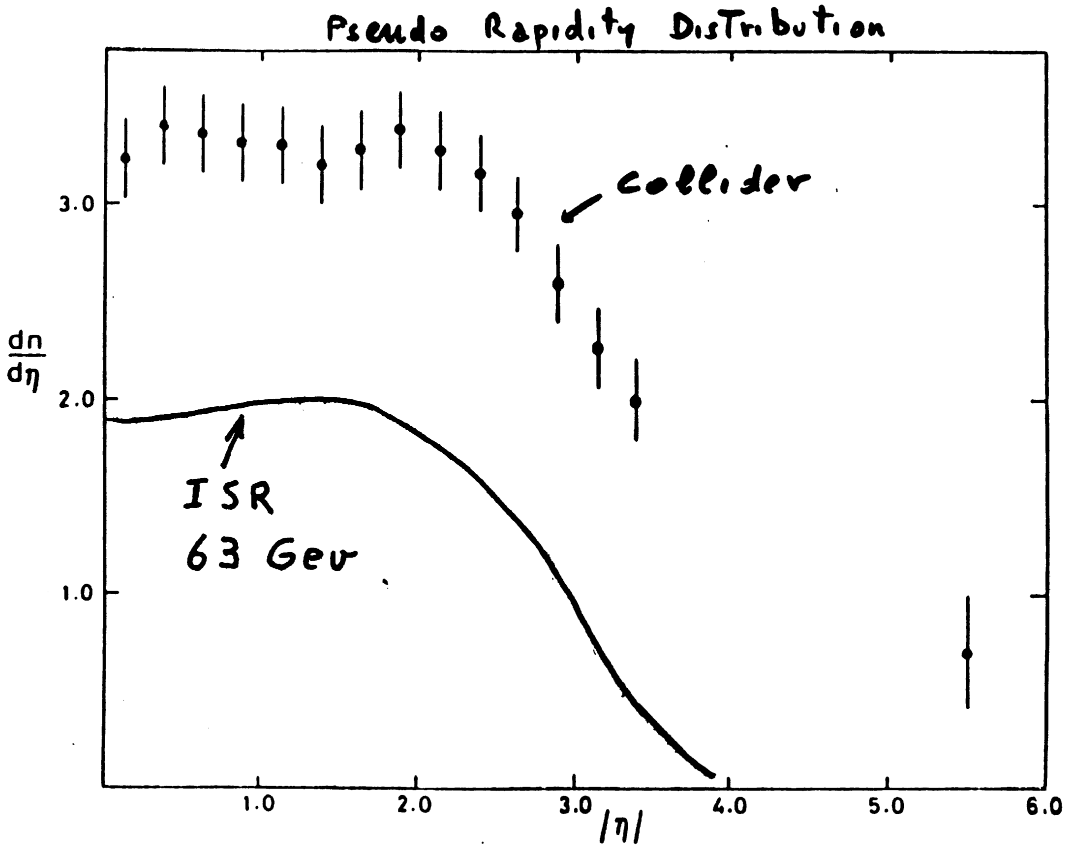


Fig. 5

Figur 18: pseudorpaiditet fordelling.

E.6 CERNs resultater mht. antal ladede partikler sammenlignet med Monte Carlo resultater

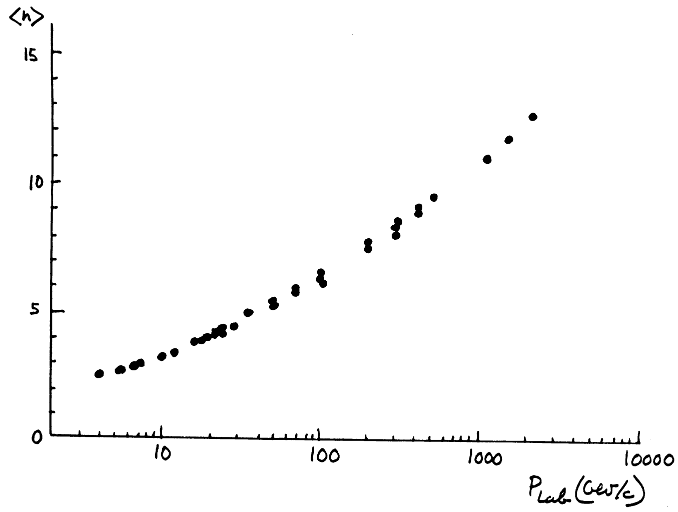


Fig. 3.11 Mean charged multiplicity as a function of energy for pp collisions. The ISR results are from the CERN-Munich Collaboration.

Figur 19: Antallet af ladet partikler som funktion af impulsen i LAB-systemet.

Som det fremgår af ovenstående figur (fra [11], så hænger det gennemsnitlige antal ladede partikler, der kommer ud ved en proton-proton-kollision, sammen med CM-energien. Sammenligner vi vores Monte Carlos resultater med de eksperimentelt bestemte værdier fra CERN, så er der god overensstemmelse:

Ladede partikler dannet ved pp-kollision		
Protonenergi (TeV)	CERN resultater	Monte Carlo resultater
1	10.8	10.5
2	12.7	13.6
3	13.5	15.4
4	14.1	16.4
5	15.0	17.0
6	15.7	17.4
7	16.2	17.3
8	16.6	17.2
9	17.1	16.7
10	17.5	16.2

Tabel 3: Sammenligning af resultater fra henholdsvis CERN (tv) og fra Monte Carlo (th)

E.7 Monte Carlo kildetekst

```
Program Monte_Carlo;


Uses

  crt;


Const

  nc=100000;            {Antal protonsammenstd pr. vinkel}

  i=5000;               {Antal intervaller}

  atm=25000;            {Atmosfrens tykkelse}

  npm=100;              {Antal testprotoner i millioner}

  c=3e8;                {Lysets hastighed}

  mp=0.1395675;         {Pionens masse i GeV}

  mm=0.109;             {Myonens masse i GeV}


Var

  nh : array[0..i] of real;                 {Antal kollisioner i hjden}

  theta,theta2 : array[0..80] of real;      {Vinkel for pioner og myoner}

  e,p : array[0..80] of real;               {Energi og impuls}

  dx,dy : array[0..80] of real;             {Koord. fra protons jordhit}

  th,ft : array[0..80] of real;             {Myons vinkel og flyvetid}


  d_np : array[0..80] of longint;           {Dist. # pioner pr. sammenstd}

  d_e1,d_e2,d_e3 : array[0..25] of longint; {Dist. myonernes energi}

  d_dt : array[0..10,0..30] of word;        {Dist. af tidsforskelle}

  sdt,edt : array[0..10] of longint;        {Sum og for stor dt}

  d_dm : array[0..50] of longint;           {Dist. af myonafstand}

  d_ecm : array[0..200] of longint;         {Dist. af CM energier}


  data1,data2,data3 : text;                 {Datafiler}


  phimy : real;                             {Myons vinkel i keglen}

  d1,d2 : real;                             {Ellipsebestemmelse}

  dm,dt : real;                             {Myonafstand, dt i TDC-counts}
```

```
  phi1,phi2 : real;                         {Retning for myon i piCM}
  px,py,pz : real;                          {Impuls for myon i piCM}
  pxj,pyj,pzj,ptj : real;                   {Impuls for myon i JR}
  np,npt,eh : longint;                      {#pioner,#p.ialt,#jord-hits}
  v,vp : real;                              {Aktuel partik.fart (dummy)}
  kh,t,g : real;                            {Koll.h,levetid,gammafaktor}
  il,pb,n : real;                           {Int.lngde,sandsynl,#protoner}
  pt,et : real;                             {Transv.impuls, total energi}
  ep,ecm : real;                            {Proton energi, CM energi}
  emax,epmax,ecmmax : real;                 {Max. energi for myon,proton,CM}
  jv,temp : real;                           {Prot.indfaldsv rad,temp i koll.}
  psi : real;                               {Pseudorapiditetsintervallet}
  j1,j2,j,k,l,pc,ehc : longint;             {Dummyvariable}
  f : real;                                 {Dummyvariabel}
  m : char;                                 {Dummyvariabel}
  s : string;                               {Dummyvariabel}
  hit : boolean;                            {Dummyvariabel}

Procedure Collision;
begin
  il:=atm/i;                                {Intervallngde}
  n:=npm*1000000;                           {Antal protoner til start}
  for j:=i downto 1 do                      {Intervalgennemgang}
  begin
    pb:=1.18e-9*exp(ln(273-9.4*j*il/1000)*2.5)*il/cos(jv);  {Sandsynl.}
    nh[j]:=n*pb;                            {Antal kollisioner i hjden}
    n:=n-nh[j];                             {Antal protoner tilbage}
  end;
end;

Procedure Initialization;                   {Nulstiller variable}
begin
  npt:=0; eh:=0; emax:=0; epmax:=0; ecmmax:=0;
```

```
  for j:=0 to 80 do d_np[j]:=0;
  for j:=0 to 25 do d_e1[j]:=0;
  for j:=0 to 25 do d_e2[j]:=0;
  for j:=0 to 25 do d_e3[j]:=0;
  for j:=0 to 10 do for k:=0 to 30 do d_dt[j,k]:=0;
  for j:=0 to 10 do sdt[j]:=0;
  for j:=0 to 10 do edt[j]:=0;
  for j:=0 to 50 do d_dm[j]:=0;
  for j:=0 to 200 do d_ecm[j]:=0;
end;


Procedure Pion_distribution;
begin
  pc:=0; et:=0;
  v:=sqrt(1-1/sqr(ep/0.938*1000));        {Protons fart i Jord-Ref (JR)}
  g:=v/sqrt(2*(sqr(v)+sqrt(1-sqr(v))-1)); {PpCM's gammafaktor til JR}
  repeat
    inc(pc);                              {Antal partikler efter kollision}
    hit:=false;
    repeat                                {Hit/Miss for transversal impuls}
      pt:=random*3;                       {Pions transversale impuls}
      if pt*exp(-(pt+mp)/temp)>random*0.081 then hit:=true;
    until hit;
    psi:=3+ep/10;
    theta[pc]:=2*arctan(exp(psi-random*psi*2)); {Pions vinkel}
    p[pc]:=pt/sin(theta[pc]);             {Pions impuls i ppCM}
    e[pc]:=sqrt(sqr(mp)+sqr(p[pc]));      {Pions energi i ppCM}
    v:=p[pc]/e[pc];                       {Pions fart i ppCM}
    p[pc]:=p[pc]*cos(theta[pc]);          {Pions horisontal impuls i ppCM}
    p[pc]:=g*(p[pc]+v*e[pc]);             {Pions horisontal impuls i JR}
    theta[pc]:=arctan(pt/p[pc]);          {Vinkel i JR i protons retning}
    p[pc]:=sqrt(sqr(p[pc])+sqr(pt));      {Pions impuls i JR}
    et:=et+e[pc];   {Energisumation}
  until (et>ecm);                         {Dan nye partikler intil et>ecm}
```

```
  np:=0;                                  {Antal ladede pioner ialt}
  if pc>3 then for k:=1 to pc-3 do if 1<random*3 then inc(np); {Tilf. optl.}
end;

Procedure Pion_decay;
begin
  ehc:=0;                                 {Antal jord-hit}
  hit:=false;
  repeat           {Hit/Miss for kollisionshjde}
    kh:=random*i;
    if nh[trunc(kh+1)]>random*52000 then hit:=true;
  until hit;
  kh:=kh*il;                              {Hjdeudregning}
  for k:=1 to np do                {Gennemgang af np pioner}
  begin
    hit:=false;
    repeat                                {Hit/Miss for frste vinkel}
      phi1:=random*Pi;
      if sin(phi1)>random then hit:=true;
    until hit;
    phi2:=random*Pi*2;                    {Valg af anden vinkel}
    px:=0.03*cos(phi1);                   {Myons impuls i piCM}
    py:=0.03*sin(phi1)*cos(phi2);
    pz:=0.03*sin(phi1)*sin(phi2);

    v:=p[k]/sqrt(sqr(mp)+sqr(p[k]));      {PiCM's v i JR i proton retn.(JRd)}
    g:=1/sqrt(1-sqr(v));                  {PiCM's gammafaktor i JRd}
    e[k]:=g*(mm+v*px);                    {Energitrans. til JR i pions retn.}
    px:=g*(px+v*mm);                      {Impulstrans. til JR i pions retn.}
    pxj:=cos(theta[k])*px-sin(theta[k])*py; {Drejning af x-impuls til JRd}
    pyj:=sin(theta[k])*px+cos(theta[k])*py; {Drejning af y-impuls til JRd}
    pzj:=pz;
    ptj:=sqrt(sqr(pyj)+sqr(pzj));         {Transversal impuls}
```

```
  theta2[k]:=arctan(ptj/pxj);           {Myonens vinkel til JRd}
  if e[k]>emax then emax:=e[k];         {Bestemmelse af maximal energi}
  v:=sqrt(sqr(pxj)+sqr(ptj))/e[k];      {Myonens fart i JRd}
  g:=1/sqrt(1-sqr(v));                  {Myonens gammafaktor i JRd}


  hit:=false;
  repeat   {Hit/Miss for levetid}
    t:=random*10;
    if exp(-t/2.2)>random then hit:=true;
  until hit;
  t:=t*g*1e-6;                   {Levetid i JR i microsekunder}
  v:=v*c;                               {'Rigtig fart'}
  if (t*v>kh/cos(jv)) and (jv+theta2[k]<Pi/2) then {Afgrelse om jord ns}
  begin
    inc(eh);                            {Jord-hit ialt}
    inc(ehc);                           {Jord-hit ved denne kollision}
    d1:=kh*(sin(jv)/cos(jv)-sin(jv-theta2[k])/cos(jv-theta2[k]));
    d2:=kh*(sin(jv+theta2[k])/cos(jv+theta2[k])-sin(jv)/cos(jv));
    phimy:=random*2*Pi;                 {Vinkel for myonen i keglen}
    dx[ehc]:=cos(phimy)*(d1+d2)/2+kh*sin(jv)/cos(jv); {X-afst. fra prot.hit}
    dy[ehc]:=sin(phimy)*sqrt(d1*d2);                 {Y-afst. fra prot.hit}
    th[ehc]:=arctan(sqrt(sqr(dx[ehc])+sqr(dy[ehc]))/kh); {Myons vink. i JR}
    ft[ehc]:=kh/v*1e9/cos(th[ehc]);                     {Flyvetid for myon}
    if trunc(e[k])<22 then inc(d_e1[trunc(e[k])]);       {Energifordeling}
    if trunc(e[k])<220 then inc(d_e2[trunc(e[k]/10)]);   {Energifordeling}
    if trunc(e[k])<2200 then inc(d_e3[trunc(e[k]/100)]); {Energifordeling}
  end;
end;
for k:=1 to ehc-1 do for l:=k+1 to ehc do     {Gennemgang af myonpar}
begin
  dm:=sqrt(sqr(dx[k]-dx[l])+sqr(dy[k]-dy[l]));{Afstand mellem myon k og l}
  dt:=abs(ft[k]-ft[l])/0.475;                 {Tidsforskel i TDC counts}
  if dm<50 then inc(d_dm[trunc(dm/1)]);
  if (dm<5) and (dt<30) then                  {Er dm og dt indenfor grnsen}
```

```
    begin
      inc(d_dt[trunc(dm*2),trunc(dt)]);         {Dt sum. for pladeafs. d}
      inc(sdt[trunc(dm*2)]);                    {Total sum. for pladeafs. dm}
    end
    else if dm<5 then inc(edt[trunc(dm*2)]);
  end;
end;

Begin
  Randomize;
  Initialization;
  for j:=1 to 25 do writeln;
  gotoxy(2,3);

  for j1:=0 to 39 do                    {Vinkelgennemgang}
  begin
    jv:=j1/180*Pi;                      {Vinkel i radianer}
    Collision;                          {Udregning af kollisionshjder}
    for j2:=1 to nc do                  {Kollisioner pr. vinkel}
    begin
      hit:=false;
      repeat                            {Hit/Miss for protonens energi}
        ep:=1+9*random;
        if exp(-2.7*ln(ep))>random then hit:=true;
      until hit=true;
      if ep>epmax then epmax:=ep;
      ecm:=sqrt(2*0.938*(ep*1000+0.938)); {Energi til rdighed i CM}
      temp:=0.0311855*ln(1486.9665*ecm);
      inc(d_ecm[trunc(ecm)]);
      if ecm>ecmmax then ecmmax:=ecm;
      Pion_distribution;                {Finder antal pioner og deres p & e}
      inc(d_np[np]);                    {Fordeling af antal pioner pr. koll.}
      npt:=npt+np;                      {Sum. af pioner}
```

```
    if np>0 then Pion_decay;          {Hvis der er pioner, s lad dem henf.}
    gotoxy(2,2);
    writeln(j1:10,j2:10,npt:10,eh:10); {Skriv hvor langt prog. er net}
  end;
end;
m:=readkey;

writeln;                              {Antal pioner pr. kollision}
writeln;
writeln('Number of pions per collision:');
for j:=0 to 19 do
begin
  writeln(j:6,d_np[j]:8,j+20:16,d_np[j+20]:8,j+40:16,d_np[j+40]:8);
end;
write('Average number of pions per 100 collisions: ');
writeln(trunc(npt*100/(nc*(j1+1))));
m:=readkey;

writeln;                              {Energifordeling i CM system}
writeln('Energy in CM (GeV):');
for j:=43 to 65 do
begin
  write(j:3,' -',j+1:3,d_ecm[j]:7);
  write(j+23:9,' -',j+24:3,d_ecm[j+23]:7);
  write(j+46:9,' -',j+47:3,d_ecm[j+46]:7);
  writeln(j+69:9,' -',j+70:3,d_ecm[j+69]:7);
end;
writeln('Maximum CM energy (MeV): ',trunc(ecmmax*1000));
m:=readkey;

writeln;                              {Energifordeling for myoner}
writeln('Energy of muons (GeV):');
for j:=0 to 21 do
begin
```

```
  write(j:3,' -',j+1:3,d_e1[j]:8);
  write(j*10:14,' -',(j+1)*10:4,d_e2[j]:8);
  writeln(j*100:15,' -',(j+1)*100:5,d_e3[j]:8);
end;
writeln('Maximum muon energy: ',trunc(emax),' GeV');
m:=readkey;

writeln;                              {Fordeling af myonafstande}
writeln('Distance between muons (m):');
for j:=0 to 22 do
begin
  write(j*1:3,' -',(j+1)*1:3,d_dm[j]:8);
  writeln((j+23)*1:15,' -',(j+24)*1:3,d_dm[j+23]:8);
end;
m:=readkey;

writeln;                              {Tidsforskelsfordeling}
writeln('Time difference distribution for seperated plates (cm & ns):');
write('Sep: ');
for j:=0 to 7 do write(j*50:4,'-',50+j*50:3);
writeln((j+1)*50:4,'-',50+(j+1)*50:3);
write('Sum: ');
for j:=0 to 7 do write(sdt[j]:8);
writeln(sdt[j+1]:8);
for j:=0 to 19 do
begin
  write(j:2,'-',j+1:2);
  for k:=0 to 7 do write(d_dt[k,j]:8);
  writeln(d_dt[k+1,j]:8);
end;
write('Rest:');
for j:=0 to 7 do write(edt[j]:8);
writeln(edt[j+1]:8);
```

```
  m:=readkey;
  for j:=0 to 25 do writeln;
  gotoxy(1,1);
  f:=64/d_dt[4,0];
  for j:=0 to 19 do
  begin
    write(j:2,'-',j+1:2,d_dt[4,j]:4,'-');
    for k:=1 to trunc(d_dt[4,j]*f) do write('#');
    writeln;
  end;
  m:=readkey;

  assign(data1,'c:\tp\mcdata1.dat');
  rewrite(data1);
  assign(data2,'c:\tp\mcdata2.dat');
  rewrite(data2);
  assign(data3,'c:\tp\mcdata3.dat');
  rewrite(data3);
  writeln('Writting data to file.');
  for j:=0 to 30 do
  begin
    str(d_dt[0,j],s);
    writeln(data1,s);
    str(d_dt[4,j],s);
    writeln(data2,s);
    str(d_dt[8,j],s);
    writeln(data3,s);
  end;
  close(data1);
  close(data2);
  close(data3);
end.
```