

Messung der Multimyonrate mit dem H1-Detektor

Salome Ryf

DIPLOMARBEIT

unter der Leitung von
Prof. Dr. Ralph Eichler

Institut für Teilchenphysik
ETH Zürich

März 1999

Inhaltsverzeichnis

1	Die kosmische Strahlung	5
1.1	Quellen der kosmischen Strahlung und Beschleunigungsmechanismen	5
1.1.1	Gamma-raybursts	7
1.2	Energiespektrum der kosmischen Strahlung	7
1.3	Ausgedehnte Luftschauer	9
1.4	Unterirdische Messung von kosmischen Teilchen	11
2	Physikalische Fragestellung	14
2.1	Multiplizitätsverteilung	14
2.2	Zeitliche Korrelationen zwischen Myonereignissen	15
3	Der H1-Detektor	16
3.1	HERA	16
3.2	Der H1-Detektor	16
3.3	Myonidentifikation	18
4	Trigger	21
4.1	Level 1 Trigger	21
4.1.1	MU_3_BAR	22
4.1.2	Auslesen der Eventinformation	23
4.2	Level 2 Trigger	24
4.3	Level 4 Finder	25
4.3.1	Spurrekonstruktion	26
4.3.2	H1REC	26
4.3.3	Selektionskriterien	28

5	Zeitmessung	32
5.1	Heraclock	32
5.2	Unixtime und lokale Uhrzeit	33
5.3	Ermittlung der absoluten Zeit mit Hilfe der Unixtime	33
5.3.1	Stabilität der Heraclock	35
5.4	GPS	37
5.4.1	Allgemeine Informationen zum GPS	37
5.4.2	Einrichten eines GPS beim H1-Detektor	38
5.4.3	Untersuchung der Heraclock	38
5.4.4	Ermittlung der absoluten Zeit mit Hilfe des GPS	40
6	Analyse	41
6.1	Bestimmung der Anzahl Myonen	41
6.1.1	Spurfindewahrscheinlichkeit	43
6.1.2	Multiplizitätsverteilung	45
6.2	Zeitliche Verteilung der Multimyonereignisse	46
6.3	Einfallsrichtung des Myonschauers	47
7	Schlussfolgerungen	50

Abstract

Although being discovered 80 years ago, there are still unsolved questions about cosmic radiation.

In this diploma thesis, an effort to measure the multiplicity distribution of cosmic muons and their arrival time with the H1 detector at DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron) was initiated. For this purpose, new Level 1 and Level 2 triggers, as well a new Level 4 filter were designed. In Level 1 a new trigger element, MU_3_BAR, was created to select events with at least three muon candidates. In addition, the topological Level 2 trigger selects events fulfilling some topological conditions. In Level 4 a filter, looking for events with multiple muon candidates, was installed. The total output of this triggering scheme is below 0.1 Hz. This allows to include the triggers also in normal *ep* running mode of the experiment. Since January 1999, H1 COSMO data are taken and analyzed.

Hints for time correlations between different extensive air showers (EAS), induced by primary cosmic particles exist. For further investigation, the arrival times of EAS at different places will be compared. Therefore a GPS was installed in the H1-detector, which gives the absolute time.

Zusammenfassung

Obwohl die kosmische Strahlung schon vor mehr als 80 Jahren entdeckt worden ist, gibt sie heute immer noch verschiedene Rätsel auf.

Beim H1-Detektor am DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) in Hamburg wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit ein Experiment eingerichtet, mit dem die Multiplizitätsverteilung von kosmischen Myonen und ihre Ankunftszeit gemessen werden kann.

Dafür mussten neue Level-1- und Level-2-Trigger und ein neuer Level-4-Filter entworfen werden. Auf Level 1 wurde das neue Triggerelement MU_3_BAR eingerichtet, das Ereignisse mit mindestens drei Myonkandidaten selektiert. Der topologische Level 2 Trigger selektiert Ereignisse, welche gewissen topologische Bedingungen genügen. Für Level 4 wurde ein Filter installiert, der nach Multimyonereignissen sucht. Die totale Ausgangsrate dieser Trigger ist unter 0.1 Hz . Deshalb können H1-COSMO-Daten auch während des normalen ep -Betriebs genommen werden. Seit Januar 1999 werden nun Daten genommen und ausgewertet.

Es existieren Hinweise darauf, dass es zeitliche Korrelationen zwischen verschiedenen durch primäre kosmische Teilchen ausgelösten Luftschauern gibt. Damit dies näher untersucht werden kann, sollen die Ankunftszeiten von Luftschauern an verschiedenen Orten verglichen werden. Die Ankunftszeiten müssen sehr genau bestimmt werden. Zu diesem Zweck richteten wir ein GPS beim H1-Detektor ein, mit dem die absolute Zeit gemessen wird.

Kapitel 1

Die kosmische Strahlung

Als kosmische Strahlung bezeichnet man Strahlung astrophysikalischen Ursprungs. Die Strahlung, die auf die Erdatmosphäre trifft, besteht hauptsächlich aus Protonen und Atomkernen. Elektronen machen ca. 1%, Photonen ca. 0.01% der Strahlung aus. Es werden aber alle Elemente des Periodensystems bis zum Eisen in der kosmischen Strahlung beobachtet [1].

Die lokale galaktische Energiedichte der kosmischen Strahlung beträgt etwa 1 eV/cm^3 , was mit der des Sternenlichts vergleichbar ist. Auf die Erdatmosphäre treffen pro Sekunde und Quadratmeter rund 1000 Teilchen.

Entdeckt wurde die kosmische Strahlung 1912 von Viktor Hess auf einem seiner Ballonflüge. Auch heute werden direkte Untersuchungen der kosmischen Strahlung mit Stratosphärenballonen durchgeführt und ausserhalb der Erdatmosphäre mit Satelliten. Es sind jedoch auch indirekte Messungen möglich. Dazu werden die durch kosmische Strahlung ausgelösten Luftschauer auf oder unter der Erdoberfläche untersucht.

1.1 Quellen der kosmischen Strahlung und Beschleunigungsmechanismen

Die Herkunft der kosmischen Strahlung ist bis heute noch nicht endgültig geklärt. Man unterscheidet zwischen geladener (Protonen und Atomkerne)

und neutraler Strahlung (Photonen und Neutrinos). Im Gegensatz zu den neutralen Teilchen, welche ihre Richtung beibehalten, werden die geladenen durch galaktische Magnetfelder abgelenkt, was zur Isotropie der kosmischen Strahlung führt [2].

Die geladenen Teilchen werden bei der Sternentstehung freigesetzt. Dabei werden folgende Energien erreicht:

- Sterne: 10^{11} eV
- Novae und Supernovae: 10^{14} eV
- Pulsare und Neutronensterne: 10^{15} eV
- Quasare und Blazare: 10^{17} eV
- X-Ray- oder Gamma-Ray-Bursts

Dies erklärt jedoch noch nicht die Existenz von Teilchen mit Energien von bis zu 10^{20} eV . Die Teilchen müssen nach ihrer Entstehung noch weiter beschleunigt werden. Dazu tragen im wesentlichen drei Mechanismen bei:

Synchrotronbeschleunigung: Geladene Teilchen können in einem sich zeitlich ändernden Magnetfeld \vec{B} eines Sternes beschleunigt werden. Das Teilchen der Ladung q gewinnt dabei die Energie E

$$E = q \cdot U$$

$$U = -\frac{d\phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \int \vec{B} \cdot \vec{n} \cdot dA .$$

Dabei ist ϕ der magnetische Fluss, dA ein Flächenelement und \vec{n} die Normale dazu.

Bei einer Supernova, bei der zum Beispiel aus einem Stern mit einem Radius von 10^6 km ein Reststern mit einem Radius von 1 km entsteht, steigt die magnetische Flussdichte um rund 12 Größenordnungen an.

Fermibeschleunigung 1.Art: Von einer Supernova gehen Schockwellen aus. Ein Teilchen, das in Richtung des Explosionszentrums einfällt, wird

durch vielfache Reflexion zwischen den Schockfronten beschleunigt.

Fermibeschleunigung 2.Art: Teilchen können auch durch Reflexion an sich bewegenden intergalaktischen Magnetfeldern beschleunigt werden. Das Teilchen der Geschwindigkeit \vec{v} gewinnt bei der Reflexion am Magnetfeld der Geschwindigkeit \vec{u} die Energie ΔE

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{u^2}{v^2} .$$

In der neuesten Forschung gibt es jedoch auch andere Theorien, die die Existenz von Teilchen mit Energien über 10^{19} eV erklären. Mehr darüber erfährt man in [3],[4],[5], [6] und [7].

1.1.1 Gammaraybursts

Eines der grössten Geheimnisse der modernen Astronomie sind Gammaraybursts. Es handelt sich dabei um Strahlungsausbrüche mit Gamma- und Röntgenstrahlung. In der Strahlung werden auch optische Anteile beobachtet. Unsere Erde erreicht zwei bis dreimal am Tag Strahlung aus einem Strahlungsausbruch. Die Strahlung kommt jedesmal aus einer anderen Richtung. Über den Ursprung dieser Strahlung weiss man noch nicht viel. Inzwischen weiss man aber, dass diese Quellen in sehr entfernten Regionen des Universums liegen müssen, Milliarden von Lichtjahren entfernt [8].

1.2 Energiespektrum der kosmischen Strahlung

Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung ist sehr gross, es reicht von einigen 10^3 eV bis 10^{20} eV. Die meisten niederenergetischen Teilchen stammen aus Sonnenflecken. Der Sonnenwind hält galaktische niederenergetische Teilchen grösstenteils vom Eintreten in unser Sonnensystem ab. Die geladene kosmische Strahlung mit einer Energie $E < 10$ GeV wird vom Erdmagnetfeld abgelenkt und kann als Nordlicht beobachtet werden.

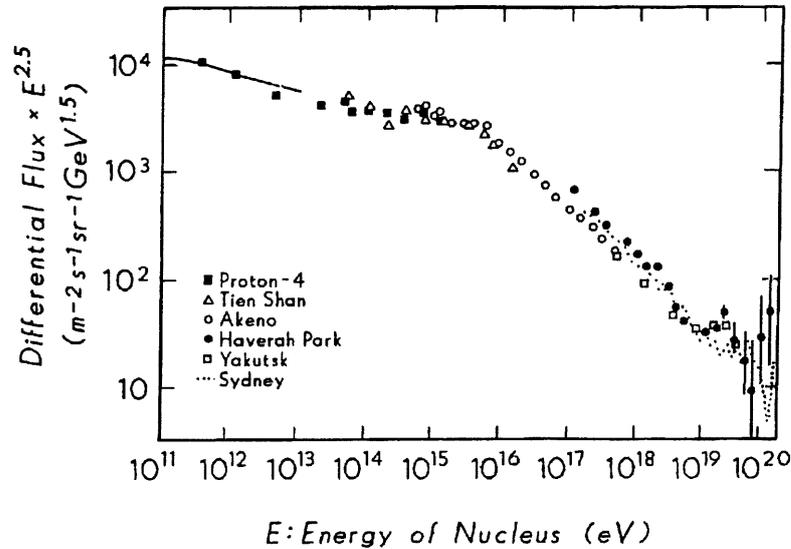


Abbildung 1.1: Energiespektrum der kosmischen Strahlung. Bei 10^{15} eV ändert sich der spektrale Index γ , die Verteilung fällt stärker ab. Dieser Bereich wird *Knie* genannt [9].

Abbildung 1.1 zeigt das differentielle Energiespektrum der kosmischen Strahlung oberhalb 10^{11} eV. Die Abhängigkeit des Teilchenflusses j von der Energie E kann näherungsweise durch ein Potenzgesetz beschrieben werden [1]

$$j \propto E^{-\gamma} .$$

Der *spektrale Index* γ beschreibt die Steilheit des Abfalls des differentiel- len Energiespektrums. Das Spektrum kann in drei Bereiche mit unterschied- lichem γ aufgeteilt werden:

- $10^{11} - 10^{15}$ eV: $\gamma = 2.7$
- $10^{15} - 10^{19}$ eV: Bei 10^{15} eV befindet sich das sogenannte *Knie*. Für Ener- gien oberhalb von 10^{15} eV lässt sich das Spektrum mit einem spektralen Index $\gamma = 3.0$ beschreiben. Eine Erklärung dieses Knicks im Spektrum

liefert das *Leaky-Box-Modell*. Die kosmischen Teilchen spiralen in der Galaxie auf Bahnen mit Radien $r \propto E$. Für Teilchen mit $E > 10^{15} \text{ eV}$ ist $r > 10 \text{ pc}$, also grösser als die Dicke unserer Milchstrasse. Solche Teilchen werden nicht mehr durch das galaktische Magnetfeld eingeschlossen und können die Milchstrasse verlassen.

- $10^{19} - 2 \cdot 10^{20} \text{ eV}$: Dieser Bereich wird *Knöchel* genannt, $\gamma \approx 2.5$. Es dominieren hier Beiträge extragalaktischer Quellen. Die Statistik ist in diesem Energiebereich jedoch sehr schlecht, da nur etwa 1 Teilchen dieser Energie pro Jahr und km^2 vorkommt.

1.3 Ausgedehnte Luftschauder

Tritt ein hochenergetisches Teilchen der kosmischen Strahlung in die Erdatmosphäre ein, so löst es eine Kaskade sekundärer Teilchen aus, einen ausgedehnten Luftschauder oder *Extensive Air Shower (EAS)*. Durch hadronische Wechselwirkung eines kosmischen Teilchens mit einem Atomkern der Atmosphäre entstehen vor allem Pionen und Kaonen. Die geladenen Hadronen zerfallen in Myonen und Neutrinos, die ungeladenen in Photonen. Abbildung 1.2 zeigt schematisch einen Luftschauder, aufgeteilt in elektromagnetische, hadronische und myonische Komponente [2].

Die Wechselwirkung des primären Teilchens mit der Atmosphäre findet in einer Höhe von etwa 15 km statt. Myonen mit einer Energie von mehr als 3 GeV zerfallen auf dieser Strecke nicht und erreichen die Erdoberfläche. Niederenergetischere zerfallen und tragen zur elektromagnetischen Komponente des Schauers bei. Die Teilchen des Luftschauers werden in der Atmosphäre vielfach gestreut. Dies führt einerseits dazu, dass die Teilchen Energie verlieren. Auf dem Weg durch die Atmosphäre verliert ein Myon 2 GeV . Andererseits führt die Vielfachstreuung zu einer Verbreiterung des Luftschauers. Die laterale Ausdehnung eines EAS hängt vom Transversalimpuls der Myonen ab und kann für Myonen mit einer Energie von mehreren 10 GeV einige 100 m betragen.

Auf Meereshöhe besteht ein Schauer zu rund 80% aus Myonen, deren mittlere Energie $E \simeq 4 \text{ GeV}$ beträgt. Es überwiegen dabei die positiv gela-

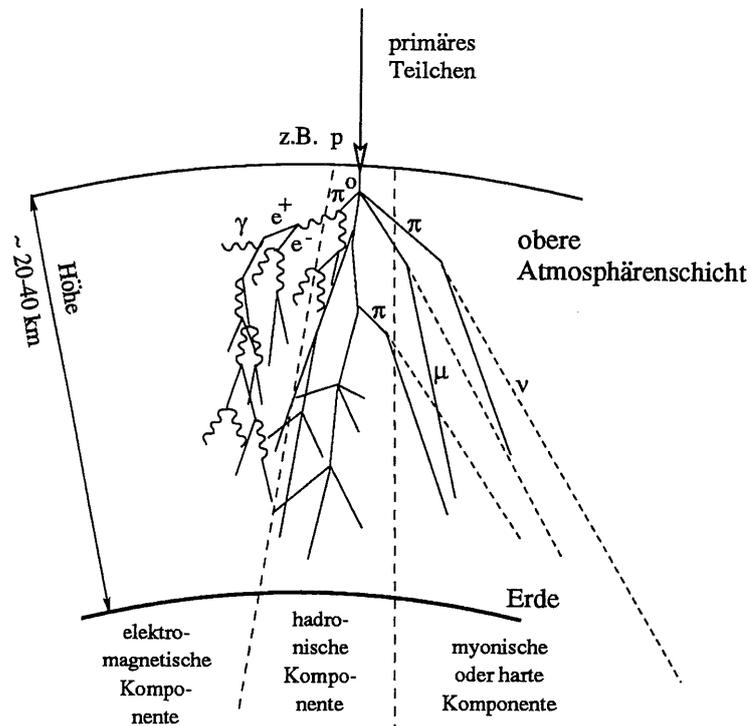


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung eines ausgedehnten Luftschauers, aufgeteilt in elektromagnetische, hadronische und myonische Komponente [2].

denen Myonen

$$\frac{N(\mu^+)}{N(\mu^-)} \simeq 1.25 .$$

Dies lässt sich damit erklären, dass bei den primären Teilchen, die den Luftschauer auslösen, die Protonen gegenüber den Neutronen überwiegen.

1.4 Unterirdische Messung von kosmischen Teilchen

In einem unterirdischen Experiment wie H1 kann nur der myonische Anteil der kosmischen Strahlung detektiert werden. Ausser den Myonen und den Neutrinos werden alle anderen kosmischen Teilchen schon durch eine dünne Erdschicht absorbiert.

Der H1-Detektor liegt rund 20 m unter der Erdoberfläche. Davon sind 2 m Erde. Zusammen mit dem einen Stockwerk, das sich noch oberhalb des Detektors befindet (6.Stock), sind dies etwa 3 m Material, das die Myonen mindestens durchqueren müssen. Für nicht senkrecht einfallende Teilchen kann dies auch wesentlich mehr sein. Als mittlere Dichte des Materials nimmt man diejenige von Standardgestein: $\rho = 2.65 \text{ g cm}^{-3}$. Die Energie der Myonen nach dem Durchqueren des Materials der Dicke X lässt sich folgendermassen berechnen [10]

$$E_\mu(X) \simeq E_\mu(0) - a \cdot X .$$

Die Gesteinsdicke X berechnet man aus der Materialdicke und der Dichte des Materials

$$X = 300 \cdot 2.65 \text{ g cm}^{-2} .$$

Der Parameter a beschreibt den Energieverlust und ist von der Energie selbst abhängig

- $E_\mu = 10 \text{ GeV} : a = 2.15 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$
- $E_\mu = 1000 \text{ GeV} : a = 2.76 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2 .$

So lässt sich der Energieverlust der Myonen auf ihrem Weg zum Detektor etwa abschätzen. Für eine Myonenergie von 10 *GeV* erhält man

$$E_{\mu}(0) - E_{\mu}(X) = a \cdot X = 1.6 \text{ GeV} .$$

Zusammen mit den 2 *GeV* Energieverlust durch die Atmosphäre verliert also ein senkrecht einfallendes Myon von seiner Entstehung bis zum H1-Detektor rund 4 *GeV*.

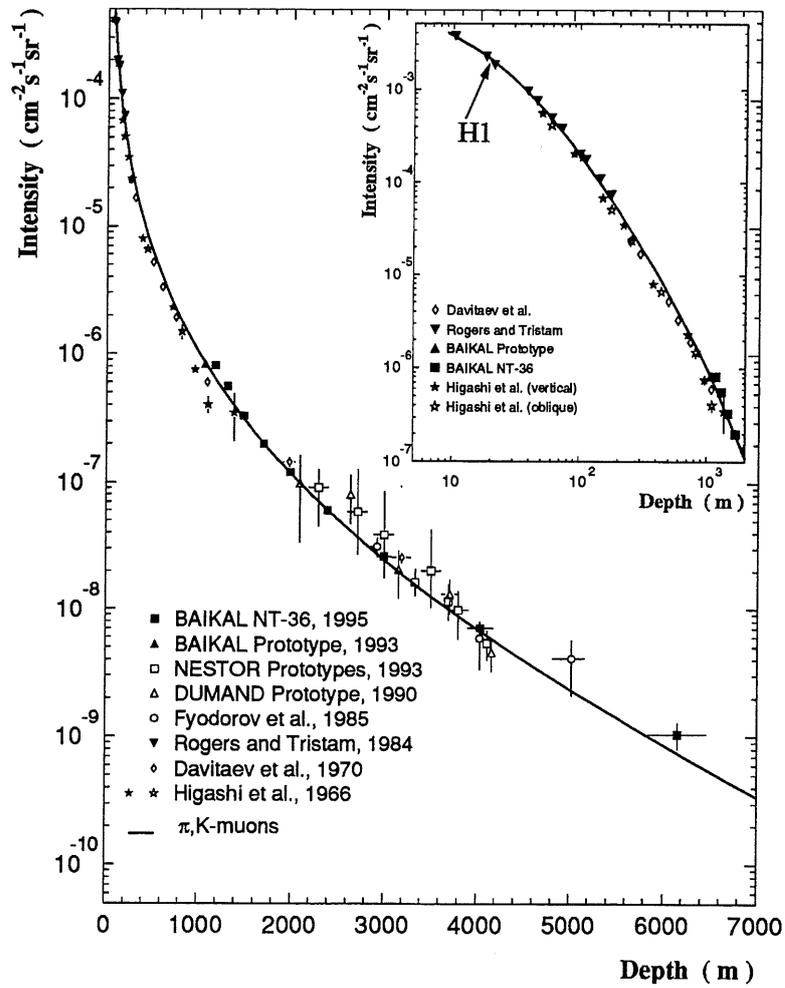


Abbildung 1.3: Unterirdischer Myonfluss [11]. Der H1-Detektor liegt nur 20 m unter der Erdoberfläche.

Kapitel 2

Physikalische Fragestellung

Durch die Untersuchung kosmischer Strahlung sollen Antworten auf verschiedene ungeklärte Fragen gefunden werden. Man möchte zum Beispiel mehr über die Quellen der kosmischen Strahlung und über die chemische Zusammensetzung der Strahlung erfahren.

2.1 Multiplizitätsverteilung

Die Myonmultiplizität in einem EAS hängt von der Masse des Primärteilchens ab. Betrachtet man einen Eisenkern mit der Energie E als 56 unabhängige Nukleonen, so besitzt jedes dieser Nukleonen nur noch die Energie $E/56$. Wechselwirken diese Nukleonen mit Atomkernen der Atmosphäre, so haben die entstehenden Pionen im Mittel weniger Energie, als wenn sie bei der Wechselwirkung eines Protons der Energie E mit der Atmosphäre entstanden wären. Die Zerfallswahrscheinlichkeit niederenergetischer Pionen ist höher, es entstehen mehr Myonen. So kann man durch das Messen der Myonmultiplizitäten auf die chemische Zusammensetzung der Primärstrahlung schliessen.

Interessant ist insbesondere die Zusammensetzung der Strahlung im Energiebereich des Knies. Das *Leaky-Box*-Modell sagt voraus, dass bei höheren Energien schwere Teilchen überwiegen. Ihr Larmorradius ist kleiner und so bleiben sie eher in unserer Galaxie als leichtere Teilchen.

2.2 Zeitliche Korrelationen zwischen Myonereignissen

Innerhalb eines Luftschauers sind die Myonen natürlich zeitlich korreliert. Ihre Ankunftszeiten unterscheiden sich höchstens um wenige Mikrosekunden [1]. Es ist jedoch noch nicht geklärt, ob auch zeitliche Korrelationen zwischen verschiedenen EAS bestehen.

Zeitlich korrelierte Luftschauer könnten zum Beispiel dadurch entstehen, dass ein primäres kosmisches Teilchen weit ausserhalb der Erdatmosphäre wechselwirkt und einen Superschauer auslöst. Die daraus entstandenen sekundären Teilchen lösen dann ihrerseits in der Erdatmosphäre zeitlich korrelierte EAS aus.

Es ist auch möglich, dass die primäre kosmische Strahlung schon eine zeitliche Abhängigkeit besitzt. Durch die Messung der zeitlichen Abhängigkeit von Multimyonereignissen liessen sich vielleicht Informationen über zeitlich veränderliche Strahlungsquellen wie Gammaraybursts oder sonstige Punktquellen gewinnen.

Es wurden schon experimentelle Hinweise auf eine zeitliche Korrelation zwischen verschiedenen EAS gefunden. Mehr darüber ist zu lesen in [12].

Gemäss bisherigen Beobachtungen ist die kosmische Strahlung isotrop. Durch die Bestimmung der Winkelverteilung der einfallenden Myonen können möglicherweise Anisotropien festgestellt werden. Dies wäre auch ein Hinweis auf Punktquellen oder Gammaraybursts.

Kapitel 3

Der H1-Detektor

3.1 HERA

Die Hadron-Elektron Ringanlage HERA am DESY in Hamburg ist ein Speicherring für 920 GeV Protonen und 27.5 GeV Elektronen und einer Schwerpunktsenergie von 320 GeV .

Die Protonen und Elektronen werden in entgegengesetzter Richtung im Ring beschleunigt und an zwei Wechselwirkungspunkten, H1 und ZEUS, zur Kollision gebracht. In jedem Strahl befinden sich 210 Bündel Protonen von je etwa 21 cm Länge, beziehungsweise Elektronen von ca. 1 cm Länge. Ungefähr alle 96 ns kreuzen sich zwei Bündel.

3.2 Der H1-Detektor

Da Protonen und Elektronen unterschiedliche Impulse haben, bewegt sich in einer ep -Kollision das Schwerpunktsystem relativ zum Laborsystem. Der H1-Detektor ist aus diesem Grund asymmetrisch gebaut und viel massiver in Richtung des Protonenstrahls.

Orte und Richtungen im H1-Detektor werden in H1-Koordinaten gemessen. Der Ursprung dieses Koordinatensystems liegt im Wechselwirkungspunkt. Die z-Achse des H1-Koordinatensystems weist in Richtung des Pro-

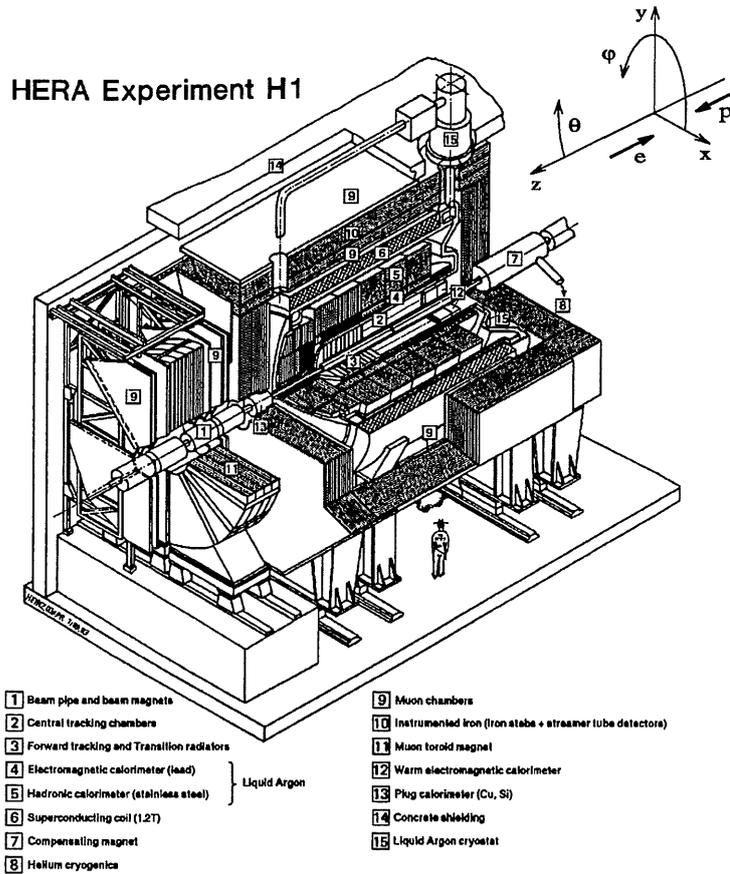


Abbildung 3.1: Der H1-Detektor und sein Koordinatensystem [14]

tonenstrahls, die x-Achse zur Mitte des Beschleunigerrings und die y-Achse aufwärts. Da der H1-Detektor azimutale Symmetrie besitzt, werden auch oft Zylinderkoordinaten verwendet.

3.3 Myonidentifikation

Myonen sind sehr durchdringende Teilchen. Deshalb befindet sich der Myondetektor von H1 im instrumentierten Eisen (*instrumented iron return yoke*). Der Eisendetektor ist in vier Subdetektoren aufgeteilt: Forward- und Backward-Endcaps und Forward- und Backward-Barrel. Jeder der vier Subdetektoren besteht aus 16 Modulen, die aus zehn übereinandergeschichteten Eisenplatten von je 7.5 cm Dicke aufgebaut sind [13], [14].

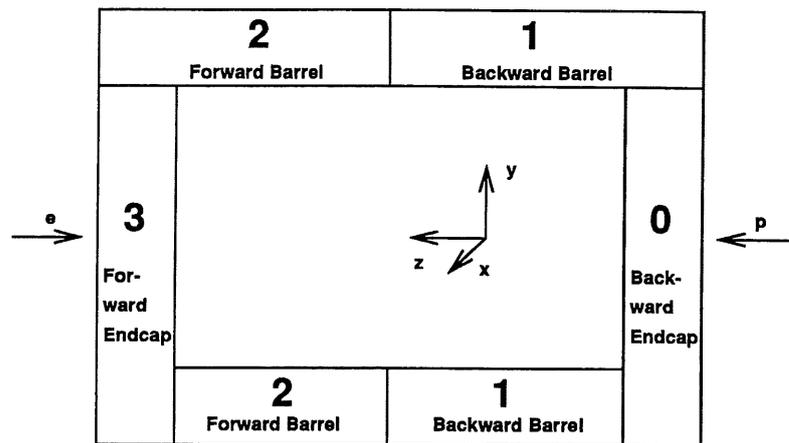


Abbildung 3.2: Der Eisendetektor ist in vier Subdetektoren aufgeteilt [13].

Die einzelnen Eisenplatten werden durch 2.5 cm breite Schlitzte getrennt. In diesen Schlitzten und auf der Oberfläche des Eisenmagnets befinden sich rund 103'000 LST (*Limited Streamer Tubes*) in 16 Lagen.

Ein LST besteht aus acht 10 mm × 10 mm grossen Zellen. Im Zentrum jeder Zelle befindet sich ein geerdeter silberüberzogener Cu-Be-Draht. Die mit Graphitfarbe gestrichenen Zellwände dienen als Kathode und werden auf 4.5 kV Hochspannung gehalten. Je zwei LST befinden sich in einer Luranylbox. Auf die Schachtel werden Streifen und Pads als Elektroden geklebt. Die Streifen sind 17 mm breit und haben einen Abstand von 3 mm zueinander. Die Pads sind 25 cm × 25 cm beziehungsweise 50 cm × 50 cm gross. Die

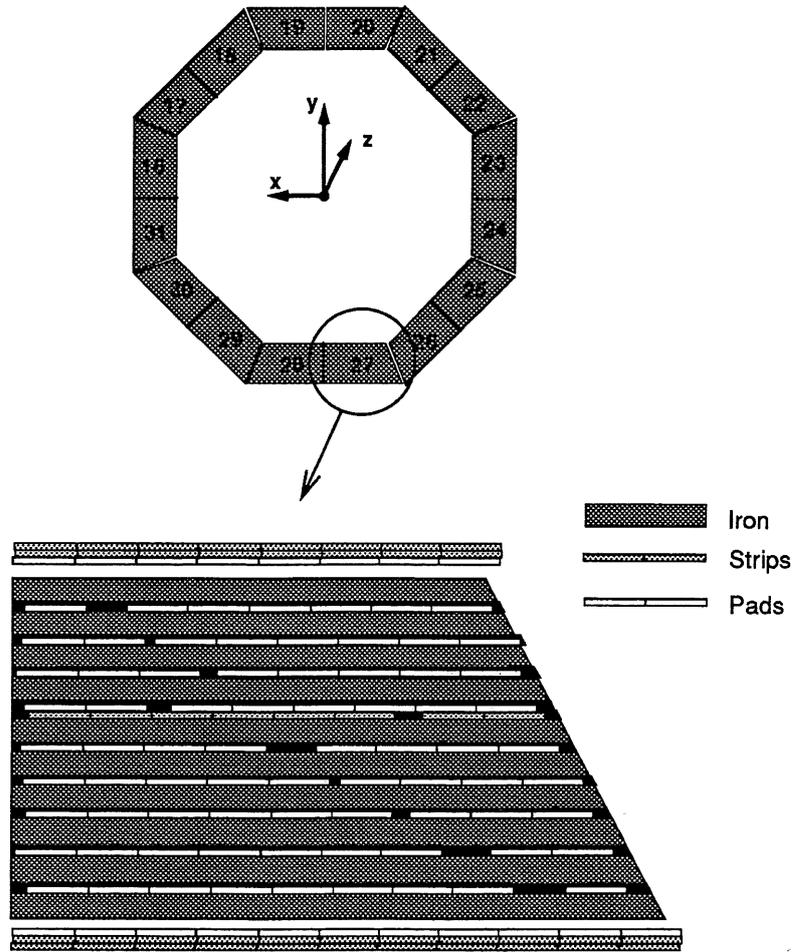


Abbildung 3.3: Jeder der Subdetektoren ist in 16 Module aufgeteilt. In jedem Modul befinden sich 16 Lagen mit *Limited Streamer Tubes*, *Strips* und *Pads* [13].

digitalen Draht- und Streifensignale werden mit den analogen Padsignalen zu einem sogenannten Turmsignal zusammengefasst.

Die Drähte sind parallel zur z -Achse gespannt, die Streifen liegen in der xy -Ebene. Dies ermöglicht eine zweidimensionale Ortsmessung.

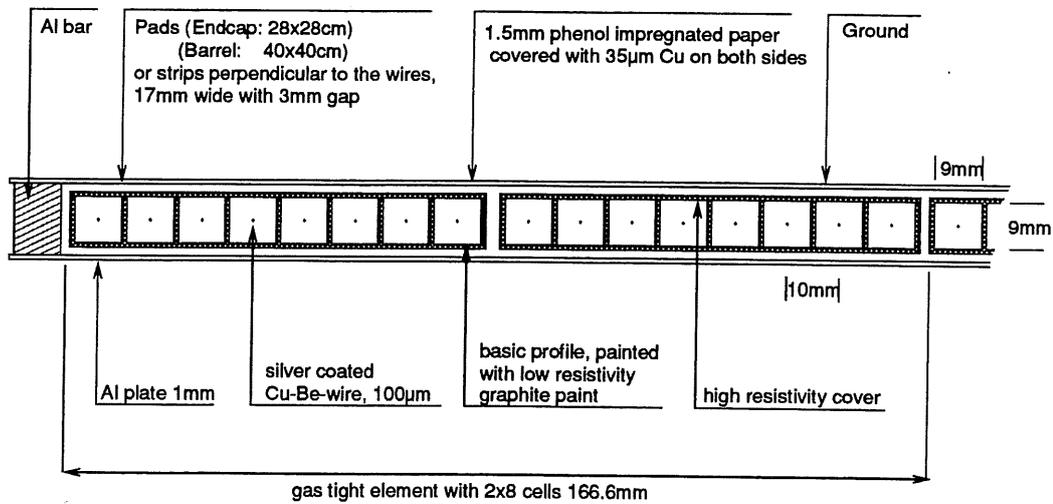


Abbildung 3.4: Limited Streamer Tube [13]

Kapitel 4

Trigger

Ein Trigger dient dazu, aus einer grossen Menge von Ereignissen die interessantesten zu selektieren. Die Zeit zwischen zwei Strahlkreuzungen ist bei H1 mit ca. 96 ns nur sehr kurz. Deshalb wird ein mehrstufiger Trigger verwendet. Jede Triggerstufe wird nur gestartet, wenn die vorherige Stufe das Ereignis akzeptiert hat.

4.1 Level 1 Trigger

Die H1-Subdetektoren produzieren 256 *Fast Trigger Signals*. Dies sind rohe Informationen über Energie und Topologie eines Ereignisses. In einer *Look-Up-Table* werden die Signale logisch kombiniert und zu 128 Triggerelementen zusammengefasst.

Für verschiedene physikalische Fragestellungen existieren diverse Subtrigger. Der Subtrigger schaut in der Look-Up-Table nach, ob das Ereignis für seine Zwecke interessant sein könnte, und akzeptiert oder verwirft es.

Der Level-1-Trigger soll für H1-COSMO Ereignisse selektieren, die mindestens zwei Myonen haben. Dies geschieht folgendermassen: Wie oben beschrieben, bestehen die vier Eisensubdetektoren aus je 16 Modulen mit je 16 Layerboardlagen. Fünf dieser Lagen (3, 4, 5, 8, 12) sind Triggerlagen. Ein Modul spricht an, wenn ein oder zwei Layerboards, je nach Lage

des Moduls, von einem Teilchen getroffen worden sind. In der Look-Up-Table steht dann die Information, wieviele Module in jedem Eisensubdetektor angesprochen haben. Die beiden Barrel werden dazu noch in einen oberen und unteren Teil aufgeteilt. Hat zum Beispiel ein Modul in der oberen Hälfte des Forwardbarrels angesprochen, so steht in der Look-Up-Table die Information $FUBA > 0$ (Forward Upper BARrel). Oder haben in der unteren Hälfte des Backwardbarrels zwei oder mehr Module angesprochen, so steht in der Look-Up-Table $BLBA > 1$ (Backward Lower BARrel). Diese Informationen können nun kombiniert und zu einem L1-Triggerelement zusammengefasst werden.

Vom 30. Oktober 1998 bis 29. Januar 1999 verwendeten wir für H1-COSMO den Subtrigger S37. Dieser bestand aus dem L1-Triggerelement MU_2_BAR, welches verlangte, dass mindestens zwei Module im Barrel angesprochen hatten. Dieser Subtrigger konnte aber auch schon durch ein Myon, das den Detektor ganz durchquerte, ausgelöst werden und hatte eine Ausgangsrate von 750 Hz. Diese Rate ist viel zu gross und führt zu einer Totzeit von 2 % auf Level 2. Seit dem 29. Januar 1999 existiert ein neues L1-Triggerelement. MU_3_BAR verlangt drei getroffene Module im Barrel, davon zwei oben und eines unten oder umgekehrt. H1-COSMO hat nun auf Level 1 den Subtrigger S73, der aus diesem Element MU_3_BAR besteht. Der Trigger kann nur noch durch mindestens zwei Myonen ausgelöst werden. Dies bringt eine Reduktion der Rate auf 15 Hz.

4.1.1 MU_3_BAR

Das L1-Triggerelement MU_3_BAR verlangt mindestens drei getroffene Module. Es akzeptiert ein Ereignis, falls eine der folgenden Kombinationen in der Look-Up-Table gefunden wird:

- $FUBA > 1$ & $FLBA > 0$
- $FUBA > 0$ & $FLBA > 1$
- $FUBA > 1$ & $BLBA > 0$

- $FUBA > 0 \ \& \ BLBA > 1$
- $BUBA > 1 \ \& \ BLBA > 0$
- $BUBA > 0 \ \& \ BLBA > 1$
- $BUBA > 1 \ \& \ FLBA > 0$
- $BUBA > 0 \ \& \ FLBA > 1$
- $FUBA > 0 \ \& \ BUBA > 0 \ \& \ FLBA > 0$
- $FUBA > 0 \ \& \ BUBA > 0 \ \& \ BLBA > 0$
- $FUBA > 0 \ \& \ BLBA > 0 \ \& \ FLBA > 0$
- $BUBA > 0 \ \& \ BLBA > 0 \ \& \ FLBA > 0$

Der neue Subtrigger soll Ereignisse mit nur einem Myon nicht selektieren. Die Gefahr besteht aber, dass er auch interessante Ereignisse mit zwei und mehr Myonen verwirft. Um die Effizienz des neuen Subtriggers zu ermitteln, konnten für ein paar Runs die H1-COSMO-Ereignisse sowohl durch den Einmyontrigger MU_BAR als auch durch MU_3_BAR getriggert werden. Von 410 durch den L4-Finder endgültig selektierten Ereignissen, die MU_BAR akzeptiert hatte, wurden 406 auch von MU_3_BAR selektiert. Dies entspricht einer Effizienz von 99% .

4.1.2 Auslesen der Eventinformation

Bis der Level-1-Trigger eine Entscheidung trifft, dauert es 23 Strahlkreuzungen (bc). Die Daten gelangen deshalb zuerst in eine Pipeline mit einer Länge von 32 bc . Wird ein Ereignis akzeptiert, so wird die entsprechende Information aus der Pipeline ausgelesen. Da eine gewisse Unsicherheit darüber besteht, wo in der Pipeline sich die Eventinformation befindet, wird nicht nur die Information der selektierten Strahlkreuzung ausgelesen, sondern die gesamte Information von 2 bc vor der fraglichen Strahlkreuzung bis 2 bc nachher [15].

Kosmische Myonen treffen kontinuierlich auf den Detektor. Die Ankunftszeiten von Myonen aus demselben Luftschauer können sich durchaus über

1 μs verteilen. Kommen mehrere Myonen gleichzeitig, also innerhalb eines Zeitfensters zwischen zwei Strahlkreuzungen, an, so wird das Ereignis akzeptiert und ausgelesen. Es wird aber die Information von insgesamt vier Zeitfenstern ausgelesen. Für die Myonmultiplizität bedeutet das, dass die gezählten Myonen innerhalb eines Zeitfensters von rund 385 ns angekommen sind.

4.2 Level 2 Trigger

Auf Level 2 werden die Ereignisse durch einen topologischen Trigger weiterselektiert. Die Module des Eisendetektors werden hier durch eine 4×16 Matrix repräsentiert. Durch eine *Digimucell* wird gezeigt, welches Modul angesprochen hat. In Abbildung 4.1 wird eine Digimucell durch einen schwarzen Punkt dargestellt.

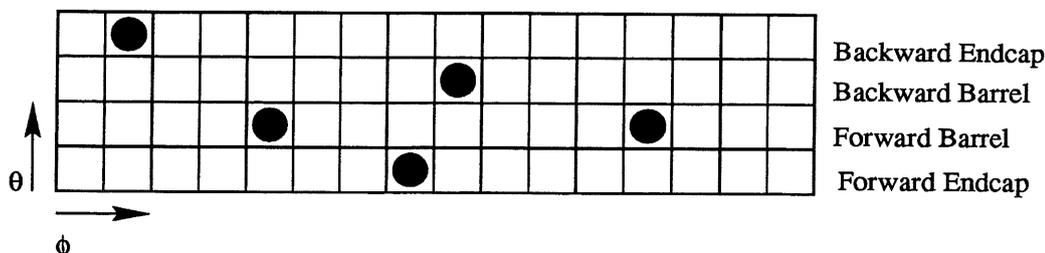
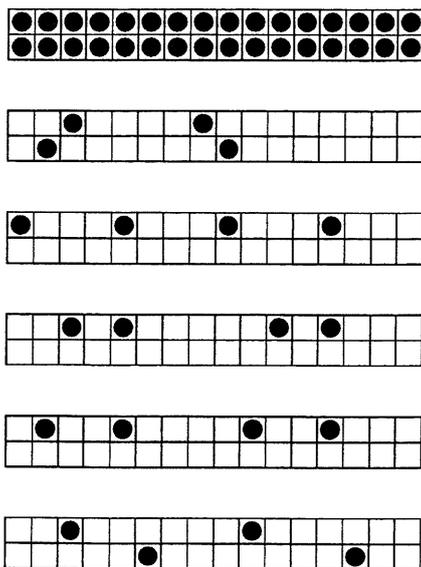


Abbildung 4.1: L2 Topologischer Trigger: Die Module des Eisendetektors werden durch eine 4×16 -Matrix dargestellt. Die schwarzen Punkte zeigen, welche Module angesprochen haben.

H1-COSMO-Events werden beim topologischen Level-2-Tigger durch die *Machine 25* selektiert. Diese verlangt mindestens vier nicht zusammenhängende Digimucells im Barrel, damit ein Ereignis akzeptiert wird. Ein Ereignis kann aber auch verworfen werden, wenn die vier Zellen in derselben ϑ -Region (Forward-, Backwardbarrel) liegen und sich in φ zu wenig unterscheiden. Der Abstand zwischen zwei Zellen muss in φ mindestens drei Zellen betragen, damit diese als nicht zusammenhängend gelten. Es spielt jedoch

auch eine Rolle, wo die getroffenen Module liegen. In Abbildung 4.2 sind Beispiele von akzeptierten und verworfenen Ereignissen zu sehen. Die Rate nach Level 2 beträgt 0.2 Hz .

Accepted



Rejected

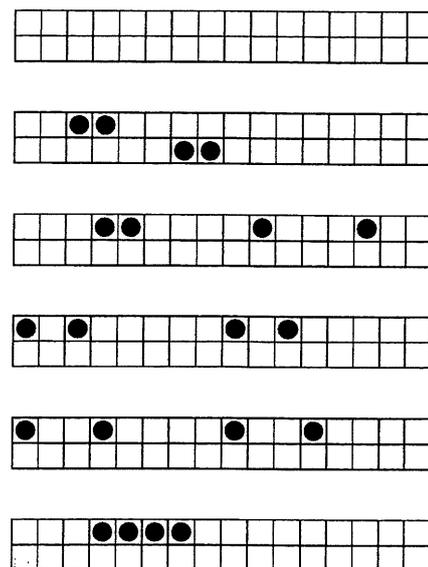


Abbildung 4.2: Beispiele von akzeptierten und verworfenen Ereignissen [16]. Es spielt nicht nur eine Rolle, wie viele Module getroffen wurden, sondern auch, wo die getroffenen Module liegen.

4.3 Level 4 Finder

Nachdem ein Ereignis vom Level-2-Trigger akzeptiert worden ist, wird die ganze Eventinformation ausgelesen. Die *L4-Filter-Farm*, bestehend aus 38

Prozessoren, rekonstruiert das Ereignis. Dazu wird das Rekonstruktionsprogramm H1REC verwendet.

4.3.1 Spurrekonstruktion

Durch die Signale, die ein geladenes Teilchen in verschiedenen Drähten und Streifen auslöst, kann seine Spur im Eisendetektor rekonstruiert werden. Die Treffer, welche zu einer Spur gehören, werden durch ein *Pattern-Recognition*-Programm bestimmt und zu Assoziationen gruppiert. Wurde eine Assoziation gefunden, so werden die zugehörigen Treffer vom Sample entfernt und es werden neue Spuren mit den übriggebliebenen Treffern gesucht [13].

Das Pattern-Recognition-Programm läuft unabhängig im Barrel und in den Endcaps. Spuren, die vom Barrel in ein Endcap führen, werden nicht als solche erkannt und gehen meistens verloren, da sie als einzelne Spuren zu kurz sind.

Es gibt verschiedene Kategorien von Assoziationen, darunter die Myonassoziation. Damit aus einer Myonassoziation eine Spur gefittet wird, müssen mindestens drei Drähte und ein Streifen oder Pad getroffen sein und es müssen mindestens 15 *cm* zwischen dem ersten und dem letzten getroffenen Draht liegen.

Ein Teilchen kann Treffer auf mehreren benachbarten Drähten auslösen. Dies führt zu Ambiguitäten und einer Trefferauflösung von 2 *cm* für die Drähte und 4 *cm* für die Streifen. Diese Auflösung ist gut genug, so dass in φ -Richtung die Spuren zuverlässig gefunden werden. In ϑ -Richtung werden die Spuren mit Hilfe der Turminformation gefunden. Diese haben eine Auflösung von 20 *cm*. Bei Ereignissen mit vielen Myonen kann die Richtung in ϑ deshalb nicht korrekt bestimmt werden.

4.3.2 H1REC

Das Rekonstruktionsprogramm von H1 ist darauf ausgerichtet, Spuren von Teilchen zu finden, die bei der Kollision der Protonen und Elektronen entste-

hen. Das Programm macht deshalb verschiedene Annahmen, die für kosmische Myonen falsch sind. Deshalb gehen bei der Rekonstruktion von Ereignissen mit kosmischen Myonen durch das ursprüngliche H1REC-Programm viele Myonspuren verloren.

Damit die H1-COSMO-Ereignisse korrekt analysiert werden können, musste das offizielle H1REC-Programm leicht modifiziert werden.

Aufheben der Vertexbedingung: Die ursprüngliche H1-Rekonstruktion geschieht unter der Annahme, dass alle Teilchen vom Wechselwirkungspunkt kommen. Die rekonstruierten Spuren müssen also durch den Vertex führen. Dies ist für kosmische Teilchen natürlich nicht der Fall. Mit einem neuen Steering-Programm wird erreicht, dass auch Spuren akzeptiert werden, die bis zu 400 *cm* am Vertex vorbeiführen.

Maximale Anzahl Spuren: Ereignisse mit kosmischen Myonen können wesentlich mehr Spuren haben als Ereignisse aus einer Kollision. Das modifizierte H1REC-Programm kann eine maximale Anzahl von 1000 Assoziationen verarbeiten statt nur 100 wie das ursprüngliche Programm. Die maximale Anzahl von Linkkandidaten wurde von 500 auf 5000 erhöht, die maximale Anzahl Turmgruppen von 8 auf 30.

Geradenfit: Die Spuren der geladenen Teilchen werden im Detektor durch das Magnetfeld gekrümmt. Das Rekonstruktionsprogramm fittet die Teilchenspuren deshalb als Parabeln. Die kosmischen Myonen besitzen einen sehr grossen Impuls und werden durch das Magnetfeld praktisch nicht abgelenkt. Das neue Programm fittet eine Myonspur als Gerade.

Diese Modifikationen haben eine wesentliche Verbesserung in der Spurrekonstruktion von kosmischen Myonen gebracht. Dies illustrieren die Abbildungen 4.4 und 4.5 .

Momentan ist es noch nicht möglich, dass schon auf Level 4 die spezielle H1REC-Rekonstruktion für die H1-COSMO-Events durchgeführt wird. Die Ereignisse können erst in der Offlineanalyse mit dem neuen H1REC rekonstruiert werden.

4.3.3 Selektionskriterien

Um die Multiplizitätsverteilung der Myonen zu messen, müsste man möglichst alle Myonereignisse behalten und auswerten. Die Einmyonereignisse scheiden schon auf Level 1 aus. Die Zweimyonrate ist für Level 4 auch noch zu hoch. Der L4-Finder soll also Ereignisse mit drei und mehr Myonen selektieren.

Als Grundlage zur Bestimmung der Anzahl Myonen dient die Anzahl Myonspuren im Eisen. Ein Myon, das den Detektor ganz durchquert, produziert zwei Myonspuren. Deshalb sucht der L4-Finder nach Ereignissen mit fünf und mehr Myonspuren im Eisen.

H1-COSMO-Daten werden auch während *ep*-Runs genommen. Bei solchen Runs lassen sich immer sehr viele Spuren in den Endcaps finden, die vom Vertex aus kommen und nichts mit kosmischen Myonen zu tun haben. Aus diesem Grund werden von unserem L4-Finder nur Spuren im Barrel berücksichtigt.

Es kommt vor, dass Drähte ansprechen, obwohl kein Teilchen den Detektor durchquert hat. In solchen Noise-Ereignissen findet das H1REC-Programm meistens nur sehr kurze Spuren. Damit diese Ereignisse nicht auch selektiert werden, fordert der L4-Finder, dass die erste und letzte getroffene Drahtlage einer Spur mindestens sechs Drahtlagen auseinanderliegen.

Die Ereignisse, die durch den L4-Finder selektiert worden sind, gelangen in einen eigenen Datenstrom für H1-COSMO-Events und werden gespeichert. Die Ausgangsrate nach Level 4 liegt unter 0.08 Hz .

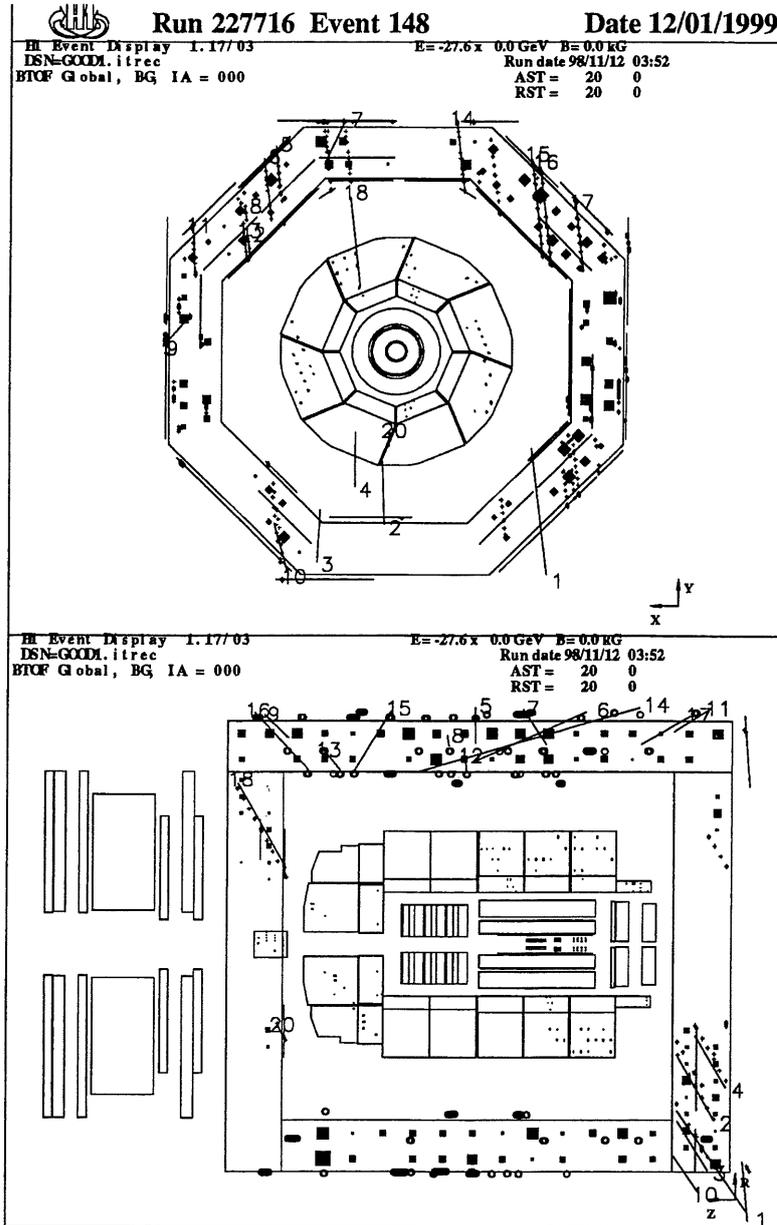


Abbildung 4.3: *Bild oben:* In φ -Richtung werden die Spuren gut gefittet. *Bild unten:* In ϑ -Richtung werden die Spuren zum Teil sehr schlecht gefittet.

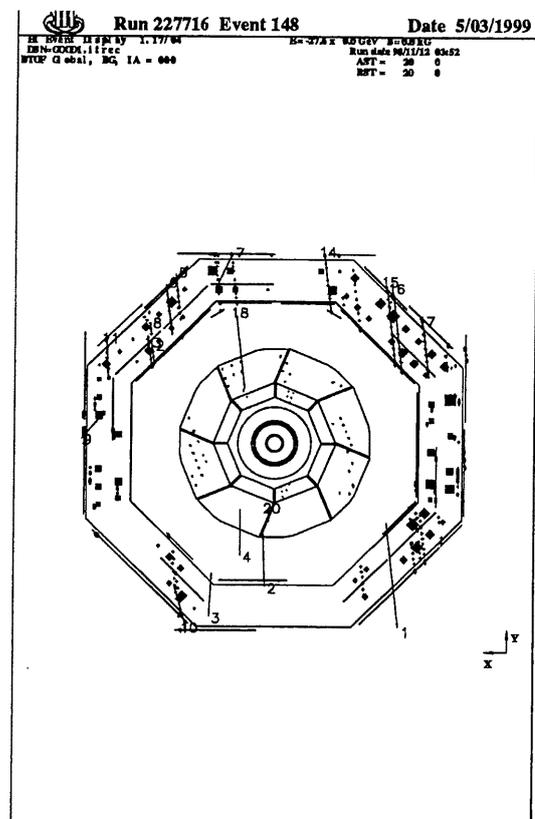
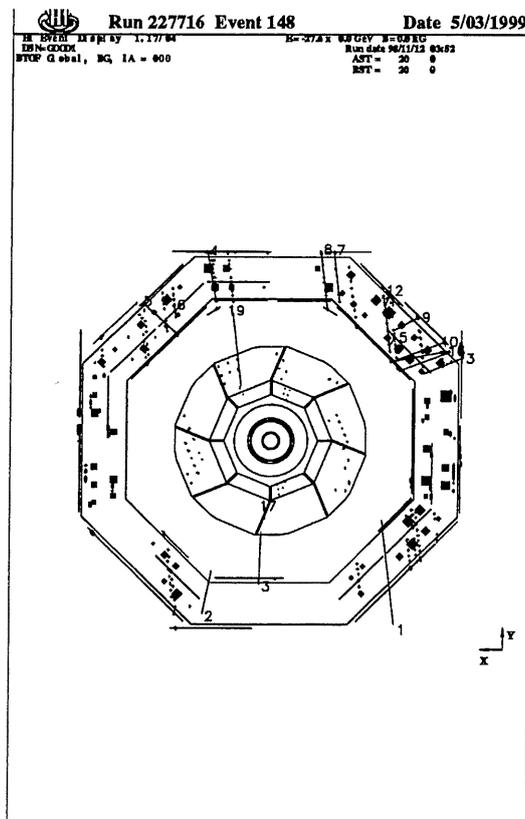


Abbildung 4.4: *Linkes Bild:* Rekonstruktion mit herkömmlichem Steering. Das Programm sucht Spuren, die vom Wechselwirkungspunkt her kommen. Dies führt zu falsch gefitteten Spuren, wie rechts oben im Eisendetektor. *Rechtes Bild:* Rekonstruktion mit neuem Steering. Die Spuren müssen nicht mehr durch den Vertex führen. Die Spuren rechts oben im Eisendetektor werden besser gefittet.

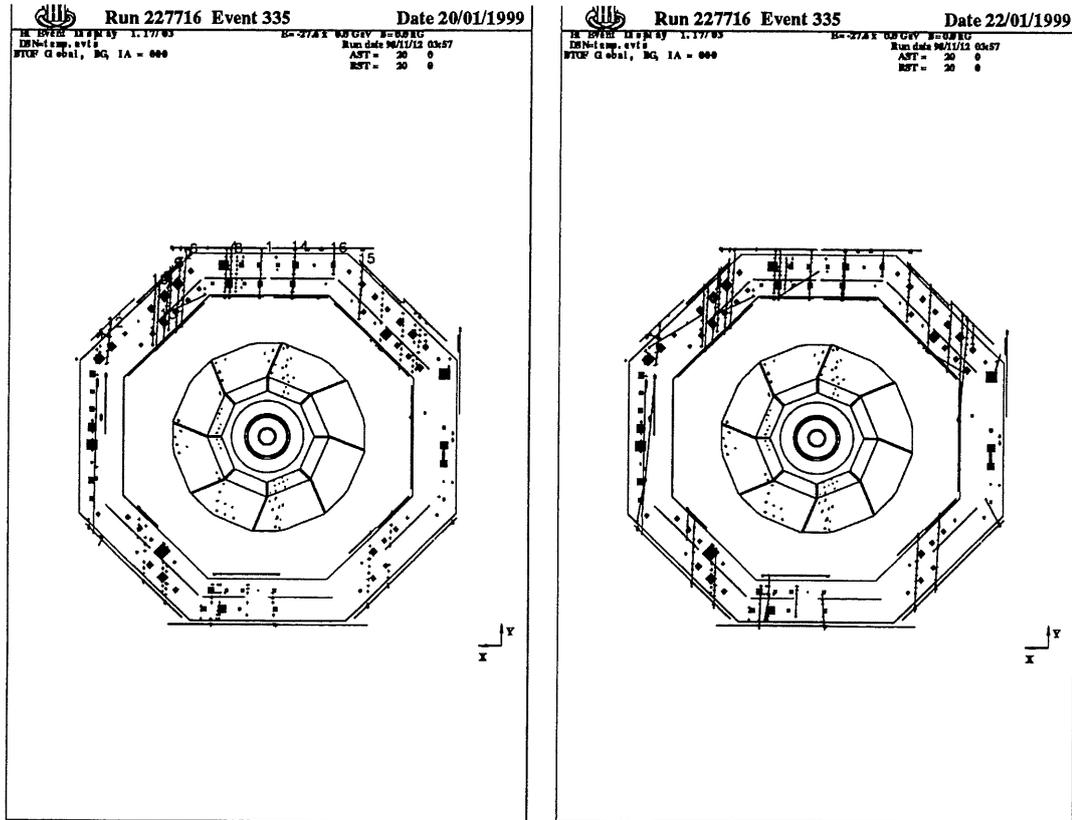


Abbildung 4.5: *Linkes Bild:* Spurrekonstruktion mit offiziellem H1REC-Programm. Da nicht mehr als 100 Assoziationen möglich sind, hört das Programm nach einer gewissen Anzahl gefundener Spuren auf, nach weiteren Spuren zu suchen. Die Spuren oben rechts im Eisendetektor und unten werden nicht gefunden. *Rechtes Bild:* Spurrekonstruktion mit modifiziertem H1REC-Programm. Es sind bis zu 1000 Assoziationen möglich. Das Programm sucht im ganzen Eisendetektor nach Spuren. Auch die Spuren oben rechts im Eisendetektor und unten werden gefunden.

Kapitel 5

Zeitmessung

Man möchte zeitliche Korrelationen zwischen verschiedenen Luftschauern untersuchen. Dazu ist es erforderlich, die absolute Zeit eines Ereignisses sehr genau zu bestimmen.

5.1 Heraclock

Die Zeit eines Events innerhalb eines Runs wird mit der Heraclock gemessen. Diese zählt die Anzahl Strahlkreuzungen seit Anfang des Runs. Die Frequenz der Heraclock ist mit der Radiofrequenz des Beschleunigungsfeldes gekoppelt.

Um die Zeit eines Events innerhalb des Runs zu ermitteln, multipliziert man die Heraclock mit der Zeit *bct* zwischen zwei Strahlkreuzungen.

$$\text{heratime} = \text{herack} \cdot \text{bct} .$$

Es gibt verschiedene Runmodi, für die jeweils die Umlaufzeiten verschieden sind. Werden *ep*-Daten genommen, so müssen die Umlauffrequenzen der Protonen und der Elektronen synchronisiert werden, damit die Kollisionen am Wechselwirkungspunkt stattfinden. Befinden sich jedoch nur Elektronen oder nur Protonen im Ring, so ist die jeweilige Umlaufzeit verschieden. Die Elektronen haben einen grösseren Bahnradius als die Protonen und so auch

eine grössere Umlaufzeit. Die Umlaufzeit hängt auch von der Energie der Teilchen ab. Die Protonen haben im Injektionsmodus eine Energie von 40 *GeV*. Danach werden sie zuerst auf 400 *GeV* beschleunigt und dann auf 920 *GeV* für den *ep*-Modus.

Der Heraclockwert wird exakt gemessen und in die TSTC-Bank geschrieben.

5.2 Unixtime und lokale Uhrzeit

Die Unixtime zählt die Anzahl Sekunden, die seit Anfang des Jahres 1970 vergangen sind. Für jedes H1-Event wird neben dem Heraclockwert auch die Unixtime festgehalten.

Alle 0.1 s wird die aktuelle Unixtime in einen Puffer geschrieben. Für jedes Event wird die Zeit aus dem Puffer ausgelesen. Die Unixtime des Ereignisses wird dann einerseits in die HEAD-Bank geschrieben, andererseits in die lokale Uhrzeit und das Datum umgewandelt und in diesem Format in die HEAR-Bank geschrieben.

Der Puffer kann nur ausgelesen werden, wenn genügend Rechenzeit zur Verfügung steht. Es kann also durchaus vorkommen, dass, wenn der Puffer ausgelesen wird, die Ankunftszeit des Events schon durch eine aktuellere Zeitinformation überschrieben worden ist. Die Zeitinformation kann sich auch zwischen dem Auslesen der Unixzeit für die HEAD-Bank und dem Auslesen der Zeit für die HEAR-Bank ändern. Dabei ist die Zeitangabe in der HEAD-Bank die verlässlichere [17].

5.3 Ermittlung der absoluten Zeit mit Hilfe der Unixtime

Wir möchten die absolute Zeit eines Ereignisses auf sehr genau kennen. Dazu ist die Unixtime alleine zu ungenau. Zusammen mit der Heraclock lässt sich

aber die Zeit recht gut bestimmen.

Als erste Näherung kann man für die Zeit bct zwischen zwei Strahlkreuzungen diejenige bei ep -Betrieb verwenden. Für die Ereignisse eines Runs werden $Heratime$ und $Unixtime$ gegeneinander aufgetragen. Durch die Punkte wird eine Gerade gefittet. Als Fehler für die $Heratime$ wird ein Wert von 10^{-9} s angenommen, da der $Heraclock$ wert exakt ist und der Fehler allein aus bct stammt

$$heratime = a \cdot unixtime + b .$$

Als $unixtime$ wird hier die $Unixtime$ eines Ereignisses minus derjenigen des ersten Ereignisses des Runs $umin$ genommen. Dasselbe gilt für $heratime$. So gibt der Achsenabschnitt b des Fits an, wann innerhalb der Sekunde das erste Ereignis des Runs stattgefunden hat.

Da die Zeit zwischen den Strahlkreuzungen je nach Runtyp verschieden sein kann, wird für jeden Run bct mit Hilfe der Steigung der gefitteten Geraden bestimmt

$$bct_{korr} = bct/a .$$

Nun kann man jedem $Heraclock$ wert innerhalb dieses Runs einen absoluten Zeitwert $abstime$ zuordnen

$$abstime = umin + heraclock \cdot \frac{bct}{a} - \frac{b}{a} .$$

Der Fit wird mit dem Analyseprogramm PAW gemacht. Das Programm gibt für den Fehler des Fits sehr kleine Werte an: $error(a) < 10^{-9}$ und $error(b) < 10^{-12}$

Der Fitparameter b dürfte eigentlich nur Werte zwischen -1 und 1 annehmen, da $Heratime$ und $Unixtime$ für das erste Event des Runs auf Null

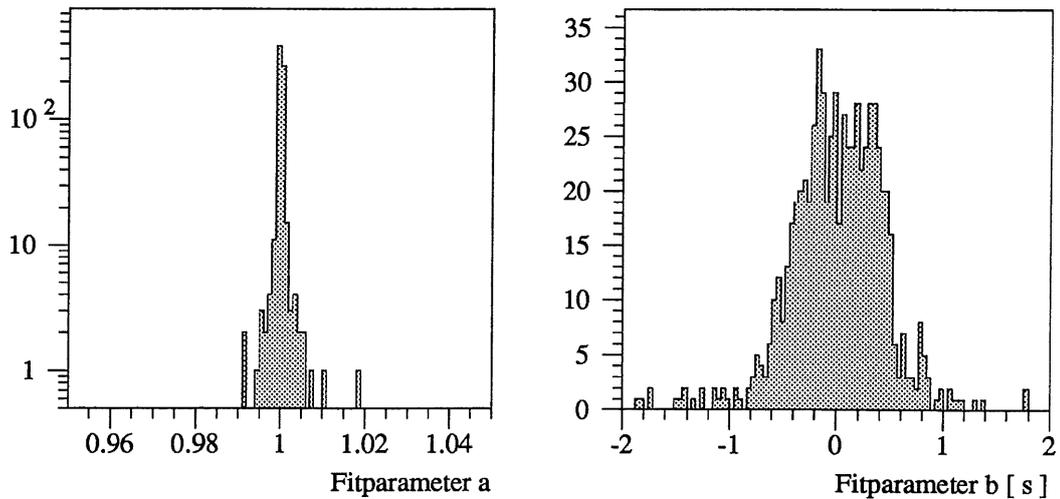


Abbildung 5.1: Steigung a und Achsenabschnitt b des Fits

gesetzt werden. In Abbildung 5.1 ist zu sehen, dass b zum Teil auch Werte ausserhalb dieses Bereichs annimmt. Dies kann einerseits davon kommen, dass die Unixtime sehr unzuverlässig ausgelesen wird und durchaus auch ein falscher Wert in der HEAD-Bank stehen kann. Andererseits kann es auch ein Hinweis darauf sein, dass der Fit in diesem Fall schlecht ist. Die Runs sind zum Teil sehr kurz und ein Fit ist wenig sinnvoll. Die Steigung des Fits weicht in den meisten Fällen nur sehr wenig von 1 ab. Grössere Abweichungen von 1 kommen vor allem bei kurzen Runs vor. Eine wesentliche Verbesserung der Zeitbestimmung bringt das GPS. Mehr dazu im nächsten Kapitel.

5.3.1 Stabilität der Heraclock

Beim Vergleich von Unixtime und Heratime muss auch untersucht werden, wie stabil die Heraclock läuft. Die Heraclock könnte zum Beispiel während eines Runs immer langsamer werden. Dann wäre der Fit zur Ermittlung von bct ziemlich sinnlos, da man damit nur den Wert in der Mitte des Runs bestimmen würde.

Subtrahiert man *unixtime* und *heratime* voneinander, so erhält man im Idealfall eine Stufenfunktion, $h(x)$, zwischen 0 und 1, da die Unixzeit nur die Sekunden misst, die Herazzeit jedoch in der Genauigkeit von 100 ns misst. Da *heratime* und *unixtime* beim ersten Ereignis des Runs, das ja nicht gerade zu einem Sekundenwechsel stattfinden muss, als Null definiert werden, wird $h(x)$ um den Wert b verschoben. Dazu wird $h(x)$ noch mit der Auslesefunktion der Unixzeit, $f(x)$, gefaltet. Die Unixzeit wird alle 0.1 s ausgelesen.

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-x^2/2\sigma^2}$$

$$\sigma = \frac{0.1}{\sqrt{12}}$$

Durch die Faltung erhält man eine Stufenfunktion mit weniger steilen Flanken.

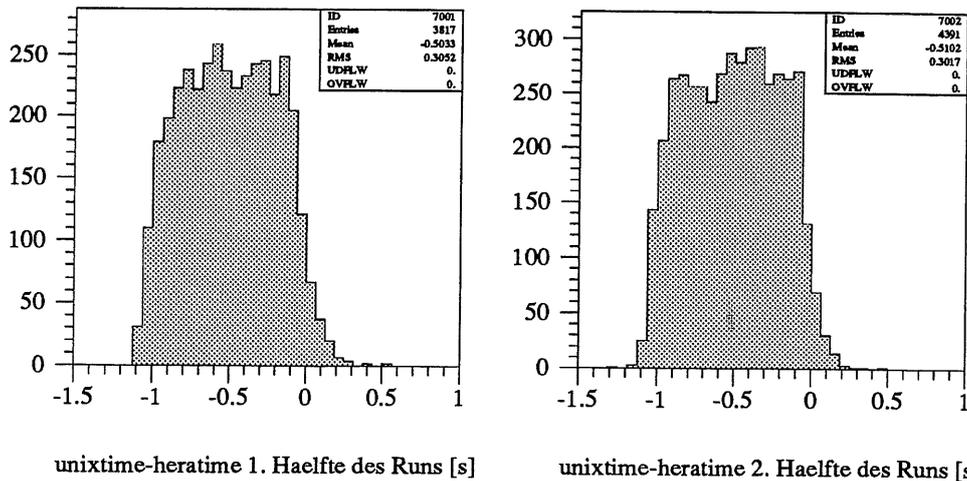


Abbildung 5.2: Überprüfung der Stabilität der Heraclock wurde die Differenz zwischen Heratime und Unixtime in der ersten und der zweiten Hälfte eines Runs verglichen.

Die Stabilität der Heraclock wird überprüft, indem man *unixtime* – *heratime* für verschiedene Abschnitte des Runs betrachtet. Würde die Heraclock im Verlaufe des Runs immer langsamer werden, so wäre die Stufe für die erste Hälfte des Runs steigend und für die zweite Hälfte des Runs fallend.

Durch diese Untersuchungen konnte wir abschätzen, dass die Heraclock stabil läuft und die Bestimmung von *bct* mit Hilfe des Fits berechtigt ist. Genauere Messungen konnten später mit Hilfe des GPS gemacht werden.

5.4 GPS

5.4.1 Allgemeine Informationen zum GPS

Das Global Positioning System (GPS) ist ein satellitengestütztes System zur Radioortung, Navigation und Zeitübertragung. 21 aktive GPS-Satelliten umkreisen die Erde auf sechs Orbitalbahnen in 20'000 *km* Höhe einmal in zwölf Stunden. Dadurch wird sichergestellt, dass zu jeder Zeit an jedem Punkt der Erde mindestens vier Satelliten in Sicht sind, damit jeder Empfänger seine Position im Raum und die Abweichung seiner Uhr von der GPS-Systemzeit ermitteln kann.

Jeder Satellit führt an Bord eine Atomuhr mit. Kontrollstationen auf der Erde vermessen die Bahn des Satelliten und registrieren die Abweichung seiner Uhr von der GPS-Systemzeit. Die ermittelten Daten werden zum Satelliten hinaufgefunkt und von diesem an die Empfänger weitergesendet.

Das Prinzip der Orts- und Zeitbestimmung mit Hilfe eines GPS-Empfängers beruht auf einer möglichst genauen Messung der Signallaufzeit von den einzelnen Satelliten zum Empfänger. Unterschiedliche Laufzeiten der Signale von den Satelliten zum Empfänger werden durch die Bestimmung der Empfängerposition automatisch kompensiert. Die GPS-Systemzeit kann so mit einer Abweichung von weniger als 250 *ns* reproduziert werden.

Die GPS-Systemzeit ist eine lineare Zeitskala, die bei der Inbetriebnahme

des Satellitensystems im Jahr 1980 mit der internationalen Zeitskala UTC gleichgesetzt wurde. Da in der UTC inzwischen mehrere Schaltsekunden eingefügt wurden, weicht die GPS-Zeit von der UTC ab. Die Anzahl Differenzsekunden ist jedoch im Datenstrom der Satelliten enthalten, so dass der Empfänger intern synchron zur internationalen Zeitskala UTC läuft.

5.4.2 Einrichten eines GPS beim H1-Detektor

Damit die absolute Zeit eines Ereignisses noch genauer gemessen werden kann, richteten wir ein GPS beim H1-Detektor ein.

Die Idee ist, einmal in der Minute die exakte absolute Zeit eines Heraclockwertes zu bestimmen. Die entsprechende absolute Zeit der Heraclockwerte dazwischen wird durch Interpolation gefunden.

Das GPS besitzt einen Ausgang, der zum Minutenwechsel ein TTL-Signal erzeugt (*P-out-min*). Mit diesem Signal wird im *Central-Trigger* die Heraclock und die Unixzeit getriggert und in die TGPS-Bank geschrieben. Der Heraclockwert ist der exakte Wert zum Minutenwechsel. Die Unixzeit dient nur zur Orientierung darüber, um welchen Minutenwechsel es sich handelt. Ihr Wert ist meistens um eine bis zwei Sekunden falsch.

Die GPS-Zeit muss noch korrigiert werden, da das Signal von der Antenne bis zum Empfänger eine Laufzeit von 517 ± 10 ns hat. Es muss auch berücksichtigt werden, dass das GPS die Heraclock ohne Verzögerung triggert, wo hingegen ein Ereignis im Detektor erst 22 ns später die Heraclock triggern kann, da seine Laufzeit durch Kabel und elektronische Elemente so gross ist. Vom Heraclockwert des Event muss also noch 22 subtrahiert werden [17].

5.4.3 Untersuchung der Heraclock

Mit Hilfe des GPS konnte einerseits die Stabilität der Heraclock untersucht werden und andererseits die Zeit zwischen zwei Strahlkreuzungen genau bestimmt werden.

Jeweils zur vollen Minute wird die Heraclock getriggert und ihr Wert wird in die TGPS-Bank geschrieben. Abbildung 5.3 zeigt, dass die Heraclock über

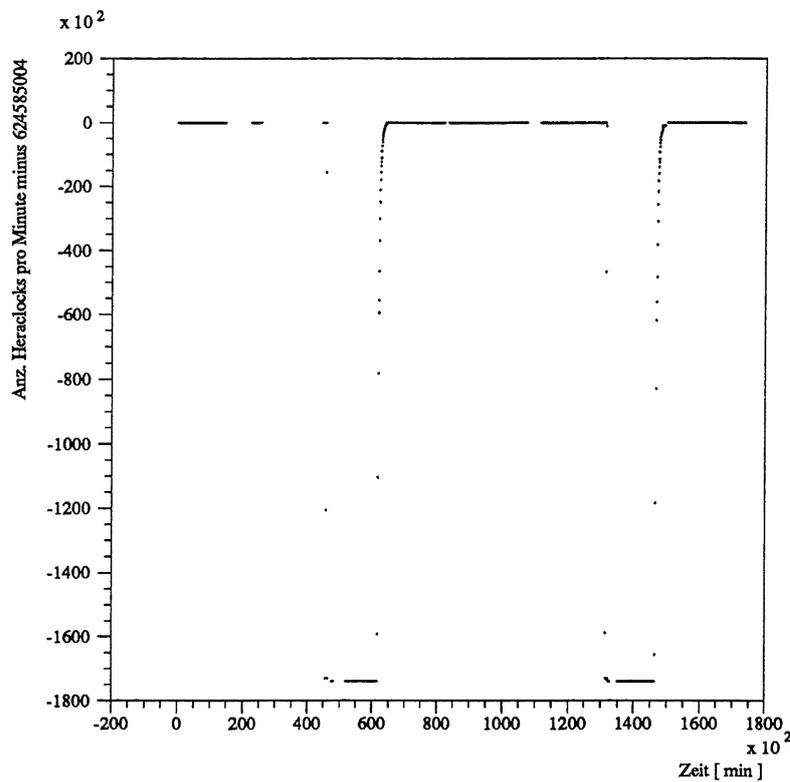


Abbildung 5.3: Überprüfung der Stabilität der Heraclock mit Hilfe des GPS: Die Zeit zwischen zwei Strahlkreuzungen hängt vom Runmodus ab. Innerhalb eines Runmodus ist die Heraclock stabil. Beim Beschleunigen der Protonen von 40 GeV auf 400 GeV verändert sich die Anzahl Heraclocks pro Minute.

lange Strecken sehr stabil ist. Wechselt aber der Modus des Runs, so ändert sich auch die Anzahl Heraclocks pro Minute. Danach ist die Uhr wieder stabil. Die grösste Veränderung in der Anzahl Heraclocks pro Minute tritt bei der Beschleunigung der Protonen von 40 GeV auf 400 GeV auf. Die Beschleunigung auf die endgültigen 920 GeV bringt keine grosse Veränderung in der Geschwindigkeit der Teilchen mit sich.

Für die Zeit zwischen zwei Strahlkreuzungen bei *ep*-Betrieb wird der Wert 96.06378 *ns* angegeben. Mit Hilfe des GPS konnte dieser Wert überprüft und korrigiert werden.

In einem Run (run 233115) wurde während 1.5 Stunden die Heraclock mit der GPS-Zeit verglichen. Dabei wurde der korrigierte Wert für *bct* gefunden

$$bct = 96.06379765 \pm 0.00000013 \text{ ns} .$$

Die mittlere quadratische Abweichung der Anzahl Heraclocks pro Minute von der mittleren Anzahl pro Minute beträgt 0.867. Umgerechnet in eine Zeit erhält man $bct \cdot 0.867 = 83.3 \text{ ns}$. Die Zeit kann also genauer gemessen werden, als auf die vom GPS angegebenen 250 *ns* [17].

5.4.4 Ermittlung der absoluten Zeit mit Hilfe des GPS

Da die Heraclock wirklich sehr stabil läuft und die Zeit zwischen zwei Strahlkreuzungen bei *ep*-Datennahme sehr genau bekannt ist, kann die Zeit eines Events innerhalb eines Runs aus seinem Heraclockwert bestimmt werden

$$heratime = bct \cdot heraclock .$$

Der Wert *bct* muss nicht mittels eines Fits korrigiert werden.

Um das Ereignis in einer absoluten Zeitskala zu lokalisieren, orientiert man sich an den benachbarten Heraclockwerten in der TGPS-Bank. Von denen weiss man, dass sie zur vollen Minute getriggert worden sind. Die Unixtime in der Bank zeigt an, um welchen Minutenwechsel es sich handelt. Zwischen den Minutensignalen kann linear interpoliert werden, sofern nicht gerade der Runmodus wechselt. So kann jedem Heraclockwert eine absolute Zeit zugeordnet werden.

Kapitel 6

Analyse

6.1 Bestimmung der Anzahl Myonen

Zur Messung des Multiplizitätsspektrums der Myonen zählt man die Anzahl Myonen pro Ereignis. Als Grundlage dazu dient die Anzahl Myonspuren im Eisen.

Bei der Offlineanalyse werden die Spuren noch einmal mit dem modifizierten H1REC-Programm rekonstruiert. Die so gefundenen Spuren werden in der ITKR-Bank festgehalten. Obwohl die Myonspuren recht zuverlässig gefunden werden, kommen immer wieder falsch gefittete Spuren vor.

Die zu einem Schauer gehörenden Myonen kommen alle ziemlich parallel im Detektor an. Falsche Spuren oder solche, welche nicht vom Myonschauer stammen, werden ausgeschlossen, indem man nur die parallelen Spuren als Myonspuren zählt. Dies geschieht folgendermassen:

Für jede Spur wird die Anzahl der Spuren gezählt, die zu ihr innerhalb eines Fehlers $err = 0.1 \text{ rad}$ parallel in φ sind. Ist jede Spur mit jeder verglichen worden, so wird die Gruppe mit den meisten parallelen Spuren als die Myongruppe genommen.

In der oberen Hälfte des Detektors findet man mehr Spuren als in der unteren. Dies hängt einerseits damit zusammen, dass der obere Teil des Barrels grösser ist als der untere. Der obere Teil des Barrels ist 9.65 m lang,

der untere 7.25 m. Andererseits verlieren die Myonen im Detektor Energie und können steckenbleiben. Ein Myon mit dem Einfallswinkel ϑ verliert auf seinem Weg in der oberen Hälfte des Detektors bis zum Vertex $2 \text{ GeV}/\sin\vartheta$.

Die Fläche, die durch den Eisendetektor abgedeckt wird, ist $8.9 \text{ m} \times 9.65 \text{ m}$ gross. Das modifizierte H1REC-Programm findet Spuren, die bis zu 4 m am Vertex vorbei führen. Fällt ein Myonschauer senkrecht ein, so reduziert sich die aktive Detektorfläche auf $8 \text{ m} \times 8 \text{ m}$. Die meisten Myonschauer fallen jedoch schräg ein, so dass die Spuren gut gefunden werden.

Zur Bestimmung der Anzahl Myonen wird die Anzahl paralleler ITKR-Spuren in der oberen Hälfte des Detektors gezählt. Abbildung 6.1 zeigt eine so bestimmte, unkorrigierte Multiplizitätsverteilung. Es werden nur Spuren im Barrel gezählt, die sich über mindestens sechs Drahtlagen erstrecken. Die Daten dafür wurden von Mitte Januar bis Mitte März 1999 genommen.

Wie erwartet, fällt die Verteilung exponentiell ab. Das Spektrum wird jedoch bei 50 abgeschnitten. Dies geschieht, weil im Central Trigger grosse Myonereignisse nicht mehr verarbeitet werden können.

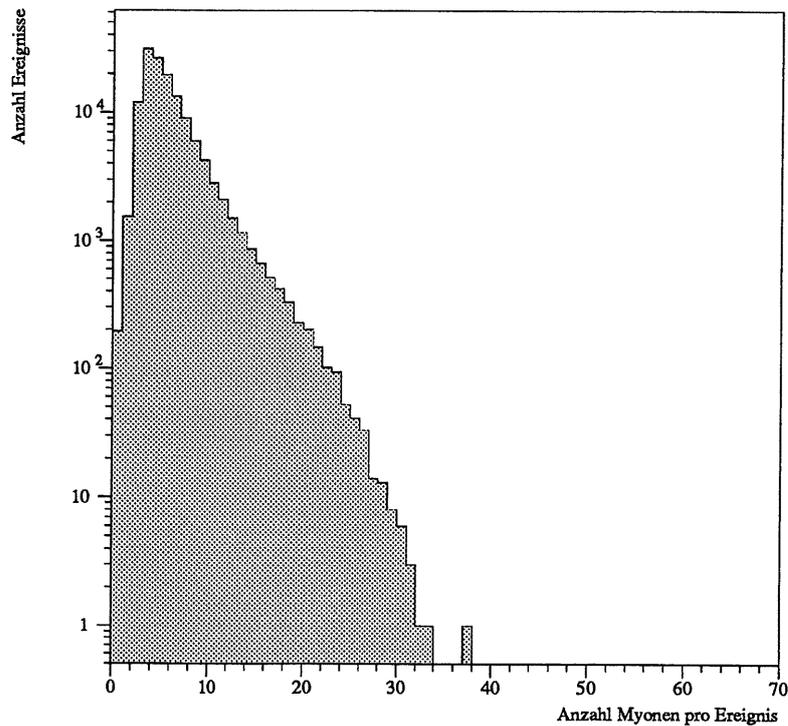


Abbildung 6.1: Multiplizitätsverteilung, die das Analyseprogramm anhand der Anzahl paralleler Myonspuren in der oberen Hälfte des Eisendetektors findet.

6.1.1 Spurfundewahrscheinlichkeit

Die vom Analyseprogramm gefundene Anzahl Myonen in einem Ereignis muss nicht mit der wahren Anzahl Myonen übereinstimmen. Es können auf verschiedenen Ebenen Ineffizienzen auftreten. Das gefundene Multiplizitätsspektrum muss deshalb noch korrigiert werden.

Für 166 Multimyonereignisse bestimmte ich die Effizienz dafür, dass das Programm dieselbe Anzahl Myonen findet, wie man von Auge auf dem Eventdisplay zählt.

Effizienz des Detektors: Erste Voraussetzung, damit eine Spur gefunden werden kann, ist, dass der Detektor überhaupt anspricht. Es ist jedoch schwierig, die Effizienz des Detektors mit Hilfe des Eventdisplays zu bestimmen, da man bei diesem ja auch darauf angewiesen ist, dass der Detektor angesprochen hat. Man untersucht deshalb Spuren von Myonen, die den Detektor ganz durchquert haben. Für diese müsste eine Spur in der oberen Detektorhälfte und eine in der unteren zu finden sein. Befindet sich in der unteren Detektorhälfte eine Spur und fehlt die entsprechende Spur in der oberen Hälfte, so ist dies eine Ineffizienz der oberen Detektorhälfte. In 99% der Fälle hat eine Spur in der unteren Hälfte des Detektors die entsprechende Spur in der oberen Detektorhälfte. Nur in 88% der Fälle hat eine Spur in der oberen Hälfte auch eine Fortsetzung in der unteren. Dies kommt aber davon, dass die Teilchen im Detektor Energie verlieren und zum Teil steckenbleiben. Die Effizienz des Detektors entspricht also derjenigen der oberen Detektorhälfte von 99%.

Effizienz von H1REC: Beim Fitten der Spuren kommt es vor, dass Spuren im Detektor nicht gefunden werden. Dies ist eine Ineffizienz von H1REC. Es können aber auch zwei ITKR-Spuren in eine Detektorspur gelegt werden, was auch eine Ineffizienz ist. Die Spurfindeeffizienz von H1REC ist 94%.

Effizienz des Analyseprogramms: Wurde sowohl vom Detektor als auch von H1REC eine Spur des Myonschauers korrekt gefunden und wird diese trotzdem vom Analyseprogramm verworfen, so handelt es sich Ineffizienz des Programms. Dies kommt vor, wenn sich der φ -Wert einer Myonspur um mehr als 0.1 *rad* vom mittleren φ der bestimmten Myongruppe unterscheidet. Die Effizienz des Programms ist 92%.

Vergleich der Anzahl vom Programm gezählten Myonen mit der von Auge gezählten: Zu Fehlern beim Finden der korrekten Anzahl Myonen tragen alle erwähnten Ineffizienzen bei. Die Ineffizienz beim Zählen der Myonen kann darin liegen, dass zu wenig Myonen gefunden werden, oder aber darin, dass zu viele gefunden werden. In 66% der Fälle wird die exakte Anzahl Myonen gefunden, bei 20% werden zu wenig Myonen gefunden und in 14% zu viele. Abbildung 6.2 zeigt die Verteilung der Effizienzen. Die gemittelte Effizienz ist 100%.

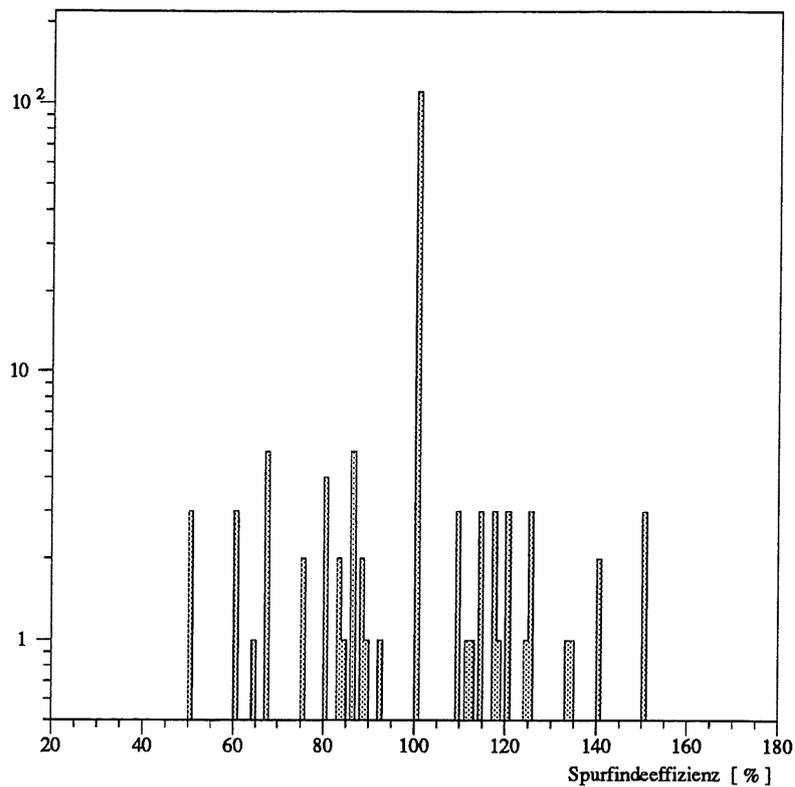


Abbildung 6.2: Effizienz beim Bestimmen der Anzahl Myonen. Die Anzahl der vom Programm gezählten Myonen wurde mit der von Auge gezählten verglichen.

6.1.2 Multiplizitätsverteilung

Die durch das Programm gefundene Multiplizitätsverteilung muss nun mit Hilfe der Effizienzverteilung korrigiert werden. In 4% der Fälle findet das Programm zum Beispiel nur die Hälfte der Myonen. Das Myonspektrum wird korrigiert, indem 4% der bestimmten Zahlen durch 0.5 dividiert werden. Ein Zufallsgenerator bestimmt, ob und um wie viel eine Zahl korrigiert wird. Abbildung 6.3 zeigt die korrigierte Multiplizitätsverteilung.

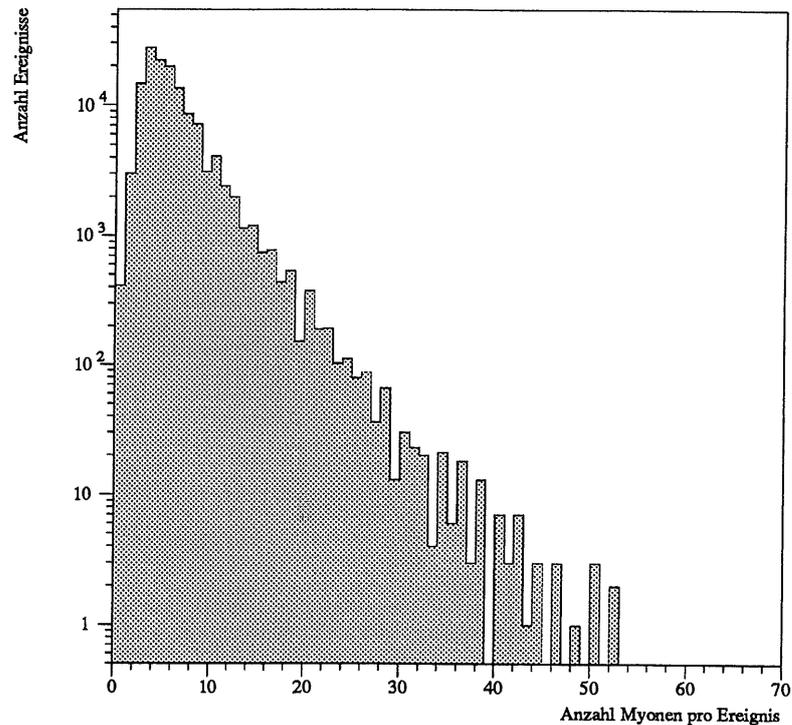


Abbildung 6.3: Mit Hilfe der Effizienzverteilung korrigierte Myonmultiplizitätsverteilung

6.2 Zeitliche Verteilung der Multimyonereignisse

Eine Fragestellung ist die zeitliche Abhängigkeit der kosmischen Strahlung. In Abbildung 6.4 ist die Zeit der Ereignisse gegen die Anzahl Myonen im Ereignis aufgetragen. Die Zeit erstreckt sich von Mitte Januar bis Mitte März. Während der meisten Zeit wurden Daten genommen. Eine Zeitabhängigkeit der Myonmultiplizitäten lässt sich nicht erkennen.

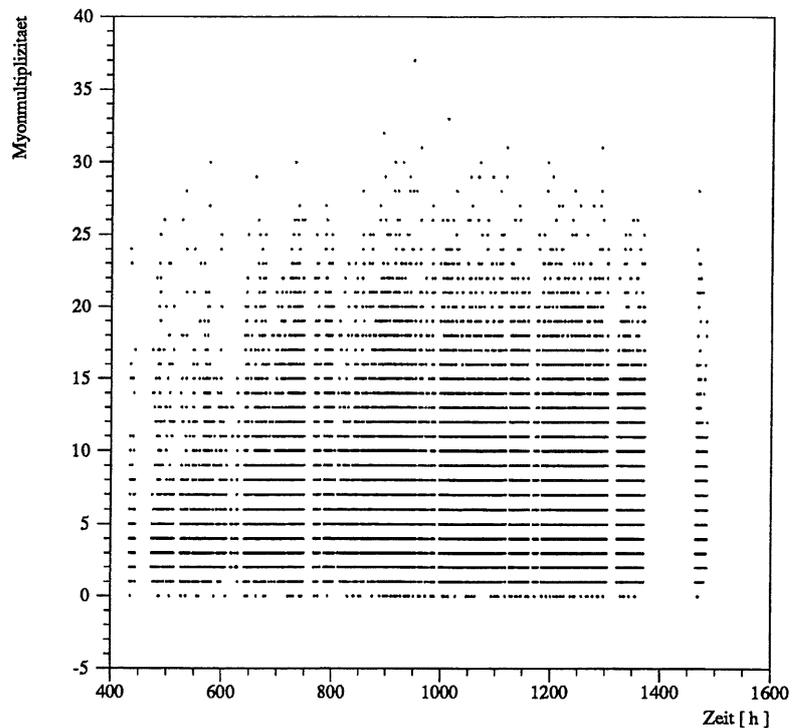


Abbildung 6.4: Zeitabhängigkeit der Multimyonereignisse

6.3 Einfallsrichtung des Myonschauers

Für jede gefittete Spur steht in der ITKR-Bank der Richtungsvektor in φ und ϑ , der Ortsvektor in ϕ , ρ und z für das Barrel. Die Angabe der Myoneinfallsrichtung in φ ist zuverlässig und kann für die Analyse verwendet werden. Die ϑ -Information ist oft nicht korrekt und kann nicht verwendet werden. Bei der Überprüfung der Parallelität der Spuren wird deshalb nur ihre Parallelität in φ geprüft.

Die Einfallsrichtung des Myonschauers in φ ist der gemittelte φ -Wert aller Spuren der Myongruppe

$$\varphi_{av} = \frac{\sum_{\text{Myongruppe}} \varphi}{\text{Anzahl Spuren in der Myongruppe}} .$$

Der Wert $err = 0.1 \text{ rad}$ zur Bestimmung der Parallelität der Myonen wird aus der Abweichung der φ -Werte von φ_{av} bestimmt. In Abbildung 6.5 ist die Abweichung der φ -Werte der Spuren vom gemittelten Wert gezeigt, und zwar in grau für alle Spuren, in weiss für Spuren aus Ereignissen mit mehr als fünf Myonen und in schwarz für solche mit mehr als zehn Myonen. Die totale Anzahl Spuren ist jeweils auf eins normiert.

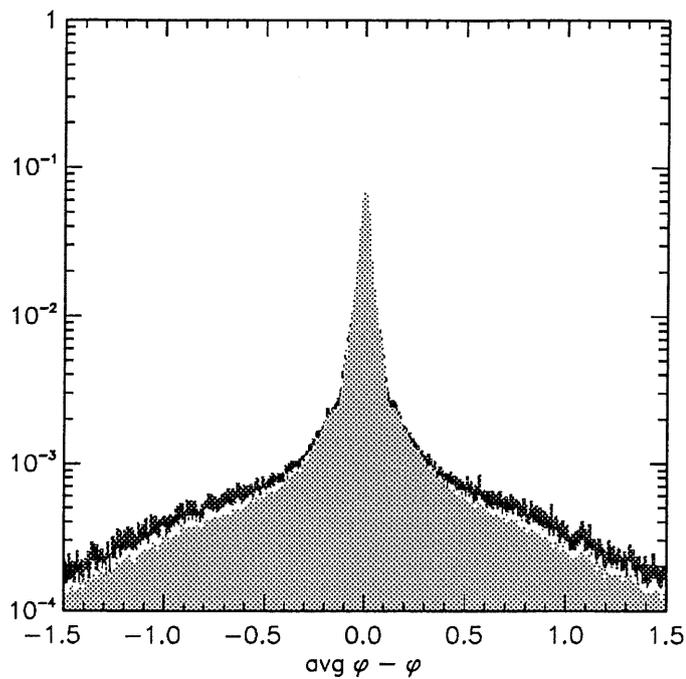


Abbildung 6.5: Abweichung der φ -Werte der Myonspuren vom gemittelten φ_{av} der Myongruppe. Grau: Alle Ereignisse. Weiss: Nur Ereignisse mit mehr als 5 Myonen berücksichtigt. Schwarz: Nur Ereignisse mit mehr als 10 Myonen berücksichtigt. Die Verteilungen sind auf 1 normiert. Das Analyseprogramm akzeptiert diejenigen Myonspuren als parallel, deren φ nicht mehr als 1 *rad* vom gemittelten Wert φ_{av} abweicht.

Kapitel 7

Schlussfolgerungen

Das H1-COSMO-Experiment zur Messung der Multiplizitätsverteilung von Myonen und ihren Ankunftszeiten ist nun eingerichtet und es werden seit Ende Januar 1999 Daten genommen, und zwar auch während des *ep*-Betriebs.

Die Daten wurden ausgewertet, es müssen jedoch noch weiterführende Analysen gemacht werden.

Effizienz der Trigger: Die Effizienz des Level-1-Triggers wurde für die durch den L4-Finder akzeptierten Ereignisse schon bestimmt. Es müssen nun noch die Effizienzen des Level-2-Triggers und des L4-Finders bestimmt werden.

Bestimmung der Myoneinfallrichtung in Himmelskoordinaten: Um mehr Informationen über den Ursprung der kosmischen Strahlung zu erhalten, möchte man die Richtung, aus der die primären Teilchen kommen, in Himmelskoordinaten bestimmen.

Als erstes muss man die Richtung der Myonspuren im H1-Detektor exakt kennen. Momentan ist es noch nicht möglich, die ϑ -Richtung zu bestimmen. Dazu muss die Spurrekonstruktion für H1-COSMO modifiziert werden.

Wenn man die Richtung der Myonen in H1-Koordinaten kennt, so rechnet man diese in Erdkoordinaten um. Dazu muss bekannt sein, wie das H1-Koordinatensystem im Verhältnis zum Erdkoordinatensystem liegt. Es wurde ein Antrag an HERA gestellt, dies zu bestimmen. Die Einfallrichtung der Myonen wird zuerst in Zenit- und Azimutwinkel bestimmt. Daraus und

aus der geographischen Länge und Breite des H1-Detektors und der lokalen Sternzeit kann dann die Myonrichtung in Rektaszension und Deklination bestimmt werden.

Monte-Carlo-Simulationen: Damit aus den Multimyonereignissen Aufschlüsse über die kosmische Strahlung gewonnen werden können, braucht es Monte-Carlo-Simulationen, erstens zur Modellierung der Luftschauer und zweitens zur Bestimmung des Energieverlusts der Myonen auf ihrem Weg von der Erdoberfläche bis zum Detektor. Die Luftschauer können mit dem Programm CORSIKA modelliert werden, das noch für die H1-Umgebung implementiert werden muss.

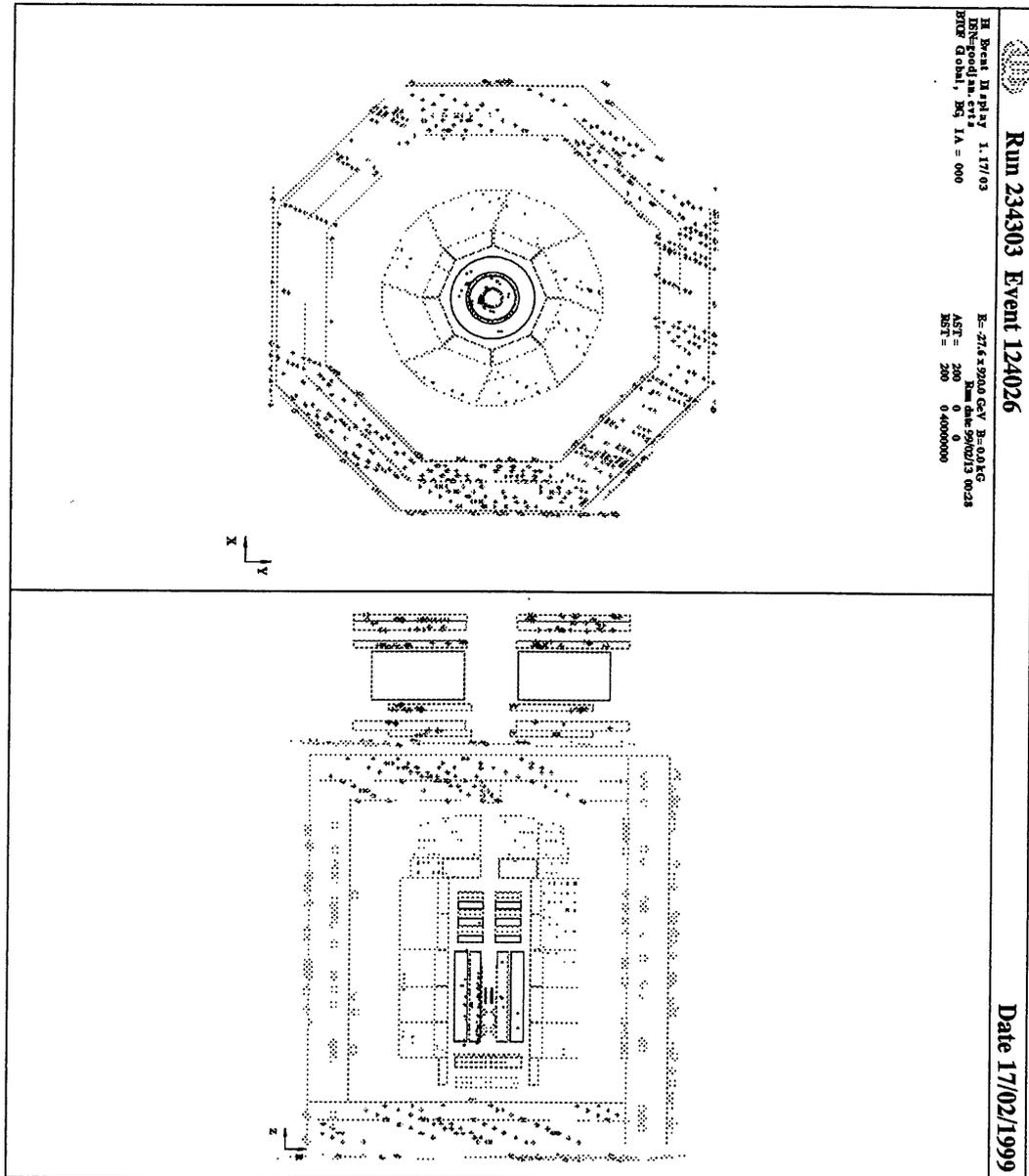


Abbildung 7.1: Ereignis mit grosser Myonmultiplizität

Literaturverzeichnis

- [1] Anke-Susanne Müller, *Erste Untersuchungen ausgedehnter Luftschauer im LEP-Tunnel (COSMOALEPH)*, Diplomarbeit, 1996
- [2] Detlev Maier, *Zeitkorrelationen im erweiterten ALEPH-Experiment*, Diplomarbeit, 1996
- [3] Pasquale Blasi, *Gamma Rays from Super-Heavy Relic Particles in the Halo*, astro-ph/9901390, 1999
- [4] Graciela Gelmini, Alexander Kusenko, *Highest-energy cosmic rays from Fermi-degenerate relic neutrinos consistent with Super-Kamiokande results*, hep-ph/9902354, 1999
- [5] K.-H. Kampert et al., *First Results from the Cascade Air Shower Experiment*, astro-ph/9902113, 1999
- [6] Karl Mannheim, *Frontiers in High-Energy Astroparticle Physics*, astro-ph/9902185, 1999
- [7] Thomas J. Weiler, *Cosmic-Ray Neutrino Annihilation on Relic Neutrinos Revisited: A Mechanism for Generating Air Showers above the Greisen-Zatsepin-Kuzmin Cutoff*, hep-ph/9710431, 1998
- [8] <http://science.nasa.gov/newhome/headlines>
- [9] A. M. Hillas, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **22**(1984)425
- [10] The European Physical Journal, *Review of Particle Physics*, 1998
- [11] E.V. Bugaev, *Atmospheric Muon Flux at Sea Level, Underground and Underwater*, hep-ph/9803488, 1998

- [12] O. Carrel, M. Martin, *Observation of time correlations in cosmic rays*, 1994
- [13] Heiko Itterbeck, *Techniques and Physics of the Central- μ -Trigger System of the H1-Detector at HERA*, Doktorarbeit, 1997
- [14] Urs Langenegger, *A Measurement of the Beauty and Charm Production Cross Sections at the ep Collider HERA*, Doktorarbeit ETH 12676, 1998
- [15] Frieder Niebergall, Persönliche Mitteilung
- [16] Jean-Claude Bizot, Persönliche Mitteilung
- [17] Eckhard Elsen, Persönliche Mitteilung

Danke an:

- Prof. Dr. Ralph Eichler für die spannende Fragestellung und weiterführende Anregungen
- Dr. Georgios Tsipolitis für die Betreuung der Arbeit und seine Hilfe und Unterstützung dabei
- Dr. Christoph Grab für die Betreuung der Arbeit und seine Hilfe und Unterstützung dabei
- Dr. Eckhard Elsen für seine Hilfe beim Einrichten und Testen des GPS und seine Antworten auf viele Fragen
- Torsten Külper für seine Hilfe beim Einrichten des GPS
- Dr. Jean-Claude Bizot für die Informationen über den Level-2-Trigger
- Dr. Claus Kleinwort für seine Hilfe beim neuen H1REC-Programm
- Alle, die mich mit Rat und Tat unterstützt haben.