

Interner Bericht
DESY F32-81/02
Juni 1981

MYONENIDENTIFIKATION AM PLUTO-DETEKTOR

von

Harald Maxeiner

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	3. JULI 1981	
Leihfrist: Loan period:	7	Tage days

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

“Die Verantwortung für den Inhalt dieses Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser.“

Myonenidentifikation am PLUTO - Detektor

Experimentell - physikalische Diplomarbeit

vorgelegt dem
Fachbereich Physik der Gesamthochschule Wuppertal

von
Harald Maxeiner
Wuppertal, im April 1981

INHALTSVERZEICHNIS

Seite

1.	EINLEITUNG	1
1.1	Das Quark - Lepton - Schema	1
1.2	Die Bestimmung von R	2
1.3	Verhalten der Sphericity	3
1.4	Die Produktion von Myonen in hadronischen Ereignissen	4
2.	MOTIVATION	6
3.	DER PLUTO - DETEKTOR	6
4.	DIE MYONENIDENTIFIKATION AM PLUTO - DETEKTOR	9
4.1	Die Untergrundprozesse zum Myonsignal	9
4.2	Die Spurerkennung im Innendetektor	12
4.3	Das Kriterium für die Akzeptanz eines Myons	13
5.	DER ZERFALLS - PUNCH - THROUGH	19
5.1	Die Zerfallskanäle der Mesonen	19
5.2	Die Kinematik des Zweikörperzerfalls	19
5.3	Der Zerfall im PLUTO-Innendetektor	23
5.4	Ergebnisse	26
6.	DER HADRONISCHE PUNCH - THROUGH	28
6.1	Die Entstehung und Beschreibung eines Teilchenschauers	28
6.2	Der Wirkungsquerschnitt mit komplexen Kernen	30
6.3	Die Sekundärteilchen aus inelastischen Kernprozessen	35
6.4	Das Impulsspektrum der Sekundärteilchen	39
6.5	Die elastische Kernstreuung	41
6.6	Elektromagnetische Wechselwirkungen	43
6.7	Beschreibung des Monte-Carlo-Programmes	44
6.8	Test des beschriebenen Monte-Carlo-Programmes	50
6.9	Der hadronische Punch-Through für den PLUTO - Detektor	57

7. DER FREMD - PUNCH - THROUGH	60
7.1 : Die Ursachen des Fremd-Punch-Through	60
7.2 : Der äußere Untergrund	60
7.3 : Der Untergrund durch benachbarte Spuren	61
7.4 : Die Berechnung des Fremd-Punch-Through	61
7.5 : Ergebnisse	63
8. DAS MYONSIGNAL IN HADRONISCHEN EREIGNISSEN	66
8.1 : Der akzeptierte Punch-Through pro Ereignis	66
8.2 : Die Bestimmung des Myonsignales	68
8.3 : Evidenz für das Top - Quark ?	70
9. ZUSAMMENFASSUNG	73
ANHANG A : Partialwellenanalyse - optisches Modell	74
ANHANG B : Grundzüge der Monte-Carlo-Methode	78
LITERATURVERZEICHNIS	80
DANKSAGUNG	82

1. EINLEITUNG

1.1 : DAS QUARK - LEPTON - SCHEMA

Der Zugang zu immer höheren Energiebereichen bei Streuexperimenten erhöhte in den letzten Jahrzehnten ständig die Anzahl der bekannten Elementarteilchen. Eine Konsequenz dieser Entwicklung war eine wachsende Unübersichtlichkeit des Hadronenspektrums, sodaß der Wunsch nach einem Modell bestand, durch das die Vielzahl der Hadronen in ein möglichst einfaches Schema gebracht werden konnte.

Im Jahre 1964 stellten Gell-Mann und Zweig [GEL64,ZWE64] das Quarkmodell auf, in dem zur Erklärung des zu dieser Zeit bekannten Hadronenspektrums drei Quarks (up,u), (down,d) und (strange,s) benötigt wurden. Die Hadronen sind in diesem Modell gebundene Zustände dieser Quarks, wobei die Mesonen aus einem Quark-Antiquark-Paar (q \bar{q}) und die Baryonen aus drei Quarks (qqq) aufgebaut sind.

Andererseits waren vier Leptonen bekannt: das Elektron und das Myon mit ihren Neutrinos. In der Theorie der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung ist jedoch eine Symmetrie zwischen den Quarks und den Leptonen erwünscht; da aber zwei Leptonendubletts (e, ν_e), (μ , ν_μ) nur drei Quarks (d,u) und (s) gegenüberstanden, musste zur Herstellung der gewünschten Symmetrie ein viertes Quark (charm,c) postuliert werden.

Im Jahre 1974 fand man in Brookhaven und gleichzeitig in Stanford das J/ ψ -Teilchen, welches als gebundener c \bar{c} -Zustand gedeutet wird. Inzwischen ist das Charmmodell beispielsweise durch die Entdeckung weiterer Zustände mit einem Charminhalt bestätigt worden.

Die gerade hergestellte Symmetrie wurde jedoch schon im Jahre 1975 mit der Entdeckung eines neuen schweren Leptons "tau" bei SLAC und DESY wieder zerstört. Daraufhin verstärkte man die Suche nach einem dritten Quarkdublett und fand im Jahre 1977 bei FNAL ein neues Teilchen ("T") mit einer Masse von ~9.5 GeV. In Analogie zum J/ ψ als c \bar{c} -Zustand wurde es als ein gebundener Quark-Antiquark-Zustand eines neuen schweren Quarks gedeutet, das den Namen "bottom,b" erhielt. Damit war der erste Schritt zur Herstellung des folgenden Quark-Lepton-Schemas getan:

$$\begin{pmatrix} e & \mu & \tau \\ \nu_e & \nu_\mu & \nu_\tau \end{pmatrix} \longleftrightarrow \begin{pmatrix} d & s & b \\ u & c & t? \end{pmatrix}$$

TABELLE 1 : Ladungen und Massen der Quarks

Quark	u	d	s	c	b	t
Ladung	2/3	-1/3	-1/3	2/3	-1/3	2/3
Masse	~500 MEV			~1.8 GEV	~5 GEV	?

Über die Masse des Dublettpartners des b-Quarks ("top", t) gibt es keine einheitlichen Voraussagen. Wegen der aus TABELLE 1 ersichtlichen Regelmäßigkeit im Massenspektrum der bisher bekannten Quarks wird jedoch ein Massenbereich von ~14-20 GeV favorisiert, der am e⁺e⁻-Speicherring PETRA bei DESY mit einer maximal erreichbaren Strahlenergie von ~18 GeV in den Jahren 1979-80 erreichbar ist. Bei solchen e⁺e⁻-Streuexperimenten bieten sich im Wesentlichen drei Methoden zum Nachweis eines neuen schweren Quarks an, die kurz dargestellt werden sollen

1.2 : DIE BESTIMMUNG VON R

Die Erzeugung von Hadronen bei hochenergetischer e⁺e⁻-Streuung wird im Quark-Parton-Modell durch folgenden zweistufigen Prozess beschrieben :

$$e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$$

Die an das virtuelle Photon koppelnden Quarks treten wegen des Quark-Confinements nicht als freie Quarks auf, sondern fragmentieren durch Aufnahme von q \bar{q} -Paaren aus dem Vakuum in die experimentell beobachtbaren Hadronen.

Unter der Annahme, daß die Quarks Spin 1/2-Teilchen und punktförmig sind, kann der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines q \bar{q} -Paares vollkommen analog zum Wirkungsquerschnitt des Prozesses e⁺e⁻ → μ⁺μ⁻ berechnet werden. Dabei ist nur zu beachten, daß jedes Quark in 3 "Farbzuständen" auftreten kann. Außerdem können im Gegensatz zu nur einem Myon alle möglichen Arten von Quarks erzeugt werden, sodaß über diese und deren Farbquantenzahlen summiert werden muß. Daraus folgt für den Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{had} = 3 \cdot \sigma_{\mu\mu} \cdot \sum_q Q^2 = R \cdot \sigma_{\mu\mu} \tag{1.2.1}$$

Q = Quarkladung in Vielfachen der Einheitsladung

Durch Überschreiten einer neuen Quarkschwelle steigt also R sprunghaft an, was durch den Vergleich des gemessenen mit dem nach obiger Formel berechneten Wirkungsquerschnitt nachgewiesen werden kann.

1.3 : VERHALTEN DER SPHERICITY

Bei einer e⁺e⁻-Schwerpunktenergie oberhalb einer Quarkschwelle erhalten die erzeugten Quarks hohe Geschwindigkeiten. Messungen haben gezeigt, daß der mittlere Transversalimpuls eines durch die Fragmentation erzeugten Hadrons relativ zur Flugrichtung des Quarks auf einen Bereich von ~300-350 MeV beschränkt ist. Ausserdem wächst die mittlere Multiplizität der Hadronen nur logarithmisch mit der Schwerpunktenergie, sodaß die Hadronen auf einen begrenzten Kegel um die Flugrichtung der Primärquarks beschränkt sind: es entstehen sogenannte "Jet-Ereignisse".

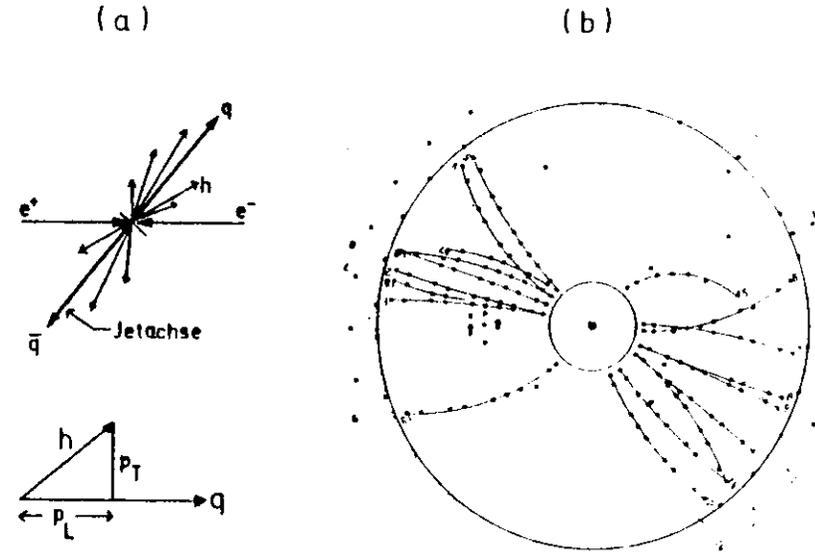


Abb. 1.1 : (a) In der Jetanalyse benutzte Parameter : p_L, p_T = Longitudinal- und Transversalimpuls des Hadrons "h" relativ zur Quarkrichtung "q".

(b) In der PLUTO - Analyse erkanntes Ereignis: die Punkte stellen die Kammeransichten des PLUTO-Innendetektors (KAP.3) dar, die durch Teilchendurchgänge erzeugt werden. An diese Signale werden Kreise angepasst (KAP. 4) . Die Nummern sind ein Maß für die vorhandene neutrale Energie.

Abb.1.1 zeigt die Definition des Longitudinal und Transversalimpulses eines Hadrons "h" relativ zur Quarkrichtung "q" sowie ein in der PLUTO Analyse erkanntes Ereignis

Ein Parameter zur Charakterisierung solcher Ereignisse ist zB die Sphericity:

$$S = \frac{3 \sum p_{Ti}^2}{2 \sum p_i^2} ; 0 \leq S \leq 1 \quad (1.3.1)$$

p_{Ti} = Transversalimpuls des i-ten Hadrons
 p_i = Gesamtimpuls des i-ten Hadrons

Die Extremwerte der Sphericity sind: $S=0$ (vollkommen kollineares Ereignis) und $S=1$ (isotropes Ereignis).

Tritt mit wachsender Energie keine neue Quarkschwelle auf, so nimmt die mittlere Sphericity der Ereignisse wegen der wachsenden Longitudinalimpulse der erzeugten Quarks ab. Eine Schwerepunktsenergie, die der doppelten Masse eines Quarks entspricht, wird dagegen vollkommen zur Produktion des $q\bar{q}$ -Paares verbraucht und die beiden "ruhenden" Quarks zerfallen praktisch isotrop.

Die Existenz eines neuen schweren Quarks würde sich also nach Glg.1.3.1 durch ein Anwachsen der mittleren Sphericity der hadronischen Ereignisse bemerkbar machen.

1.4 : DIE PRODUKTION VON MYONEN IN HADRONISCHEN EREIGNISSEN

Eine dritte Nachweismöglichkeit eines neuen schweren Quarks beruht auf dem schwachen Zerfall der Quarks bzw. der sie enthaltenden Mesonen. Im Kobayashi-Maskawa Modell [KOB73] geht der schwache Zerfall kaskadenartig vor sich: das zerfallende Quark geht in das jeweils nächstliegende leichtere Quark über: $t \rightarrow b \rightarrow c \rightarrow s$

Diese Zerfallskette ist in Abb.1.2 für ein $t\bar{t}$ -Paar dargestellt.

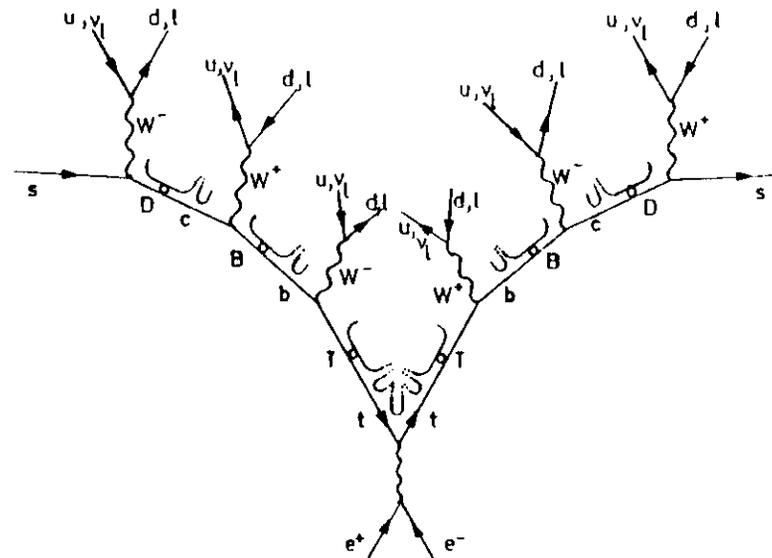


Abb. 1.2 : Modell für die Produktion eines $t\bar{t}$ -Paares und den schwachen Zerfall nach dem Kobayashi-Maskawa-Modell
 t, b, c, s, d, u = Quarks
 T, B, D = Mesonen mit Top-, Bottom-, Charminhalt.
 l, ν_l = Leptonen und ihre Neutrinos

Die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines (μ, ν_μ) -Paares (semileptonischer Zerfall) gegenüber der Erzeugung eines $q\bar{q}$ -Paares (hadronischer Zerfall) ist etwa 10% für jeden Zerfallsschritt. Der Zerfall geschieht innerhalb einer Zeit von $\sim 10^{-10}$ sec, so daß die Myonen als direkt beobachtbare inklusive Leptonen in den hadronischen Ereignissen auftreten.

Aus dem Ladungsverhältnis $t/b=2/1$ (s. TAB.1) und dem Verhalten des Wirkungsquerschnitts $\sigma \sim Q^2$ (s. Glg.1.2.1) folgt eine viermal häufigere t -Produktion gegenüber der b -Produktion, so daß sich das top-Quark durch einen starken Anstieg der Zahl von inklusiven Myonen in den hadronischen Ereignissen bemerkbar machen sollte.

Die hier dargestellte Methode liefert die Motivation für diese Arbeit, in der die Myonenidentifikation am PLUTO-Delektor untersucht wird.

2. MOTIVATION

Untersuchungen der Produktion inklusiver Myonen in den hadronischen Ereignissen insbesondere zum Nachweis des top-Quarks wurden in den Jahren 1977-1980 mit dem magnetischen Detektor PLUTO bei PETRA durchgeführt. Das Prinzip der Myonenidentifikation bei PLUTO beruht auf der größeren Reichweite von Myonen in Materie gegenüber Hadronen. Die Materie ist ein Filter, der nahezu alle Hadronen absorbiert und Myonen mit genügend hoher Energie durchläßt.

Das Ziel dieser Arbeit ist die Myonenidentifikation. Dabei müssen alle Prozesse studiert werden, die Myonen vortäuschen können. Zu diesem Zweck ist die Arbeit folgendermaßen gegliedert:

In KAP.3 wird der PLUTO-Detektor insbesondere unter Beachtung der für die Myonenidentifikation wichtigen Komponenten beschrieben.

In KAP.4 wird die Myonenidentifikation behandelt.

In KAP.5-7 werden die Prozesse untersucht, die Myonen vortäuschen, und der daraus resultierende Untergrund zum Myonsignal in Abhängigkeit vom Impuls eines Teilchens bestimmt.

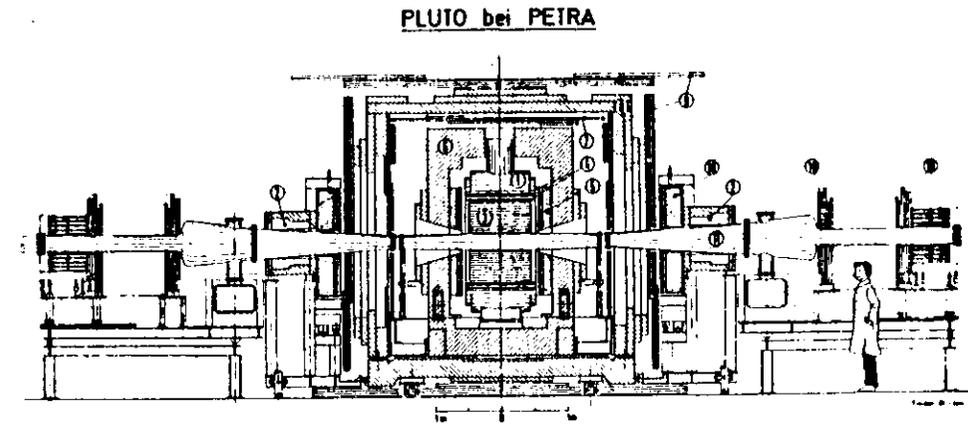
In KAP.8 werden diese Ergebnisse unter Berücksichtigung des Impulsspektrums der Teilchen in den Ereignissen zusammengefasst. Das Ergebnis ist der zu erwartende Untergrund pro Ereignis. Weiterhin wird das auf diesen Untergrund korrigierte Myonsignal bestimmt und untersucht, ob daraus auf die Existenz des "top"-Quarks geschlossen werden kann.

3. DER PLUTO - DETEKTOR

Die wichtigsten Anforderungen an einen Detektor zur Untersuchung der Reaktionsprodukte aus e^+e^- -Reaktionen sind:

- Nachweis geladener und neutraler Teilchen.
- Bestimmung der Teilchenimpulse und der Teilchenart.
- Überdeckung eines möglichst großen Raumwinkels.

Diese Bedingungen erfüllt PLUTO als magnetischer 4π -Detektor. Ein Querschnitt senkrecht und parallel zur Strahlachse ist in Abb.3.1 dargestellt.



- | | | | |
|-------------------------------------|--------------------------|-----------------------|---------------------|
| 1. Supraleitende Spule | 7 Myon-Kammern | Beitragige Institute: | |
| 2. Kompensationspulen | 8 Hadron Absorber | RWTH Aachen | UCLA Maryland (USA) |
| 3. Zylindrische Proportionalkammern | 9 Quillkammern | Univ. Bergen (Nor) | GMS Siegen |
| 4. Zylindrische Scherenzähler | 10 Torwants-Spektrometer | BESY Hamburg | GMS Wuppertal |
| 5. Endkappen-Scherenzähler | 11 Vakuumkammern | Univ. Hamburg | |
| 6. Errengsch | | | |

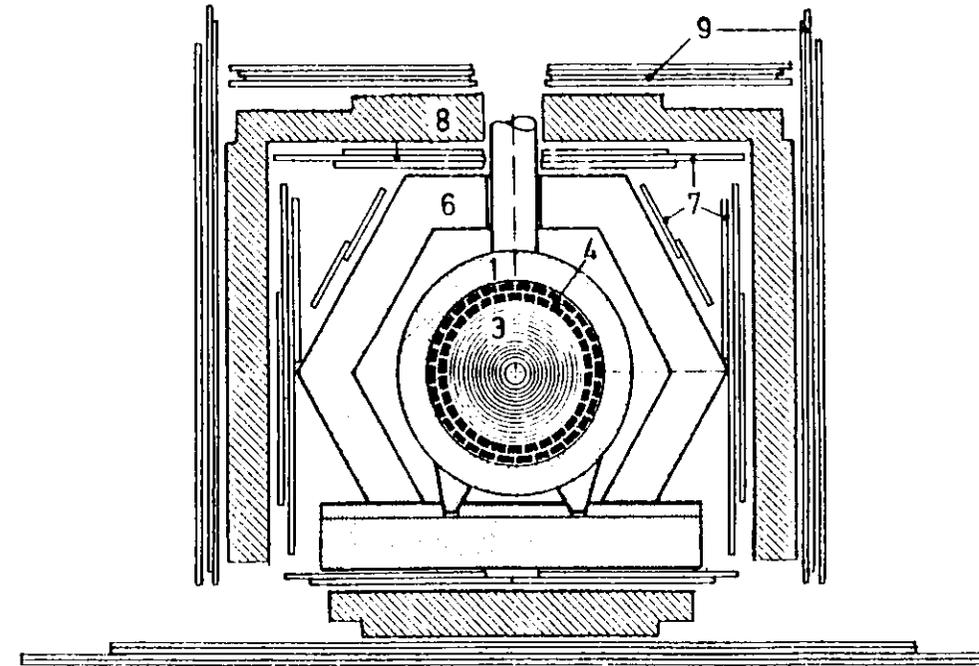


Abb.3.1 : Der magnetische Detektor PLUTO bei PETRA :
 (a) : Schnitt parallel zur Strahlachse.
 (b) : Schnitt senkrecht zur Strahlachse.

Das zum Strahl parallele und in guter Näherung homogene Magnetfeld mit einer Stärke von ~ 1.65 Tesla wird durch eine supraleitende Spule erzeugt, die den Innendetektor umgibt. Dieser besteht aus 11 zylindrischen Proportionalkammern (Kammern 2-8, 11-13) und zwei ebenfalls zylindrischen Driftkammern (9, 10). Der Durchgang eines geladenen Teilchens wird durch das Ansprechen der Signaldrähte angezeigt.

Elektronen und Photonen werden durch ihre Fähigkeit zur Bildung elektromagnetischer Schauer in einem Schauerzähler zwischen Innendetektor und Spule sowie durch die Endkappenschauerzähler an den Stirnseiten der Kammern nachgewiesen.

Es soll hier nicht näher auf die Wirkungsweise dieser Detektorkomponenten eingegangen werden, da sie in anderen Arbeiten ausführlich beschrieben worden sind [PLU74, BAE74]. Im Folgenden wird lediglich der für diese Arbeit wichtige Myondetektor eingehender behandelt.

Der Innendetektor ist nach Abb.3.1 von einem Eisenjoch umgeben, das die Rückführung des magnetischen Flusses ermöglicht. In Gemeinschaft mit dem Schauerzähler und der Magnetspule bildet das Eisenjoch die erste Stufe des Hadronabsorbers mit einer Dicke von ~ 70 cm Eisenäquivalent. Der Hadronabsorber dient zur Myonenidentifikation, die in KAP.4 behandelt wird.

Zum Nachweis der Myonen sind außerhalb des Joches Proportionalrohrkammern angebracht ("innere Myonkammern"), die in [NEU79] beschrieben sind.

In der bisher beschriebenen Form war der Hadronabsorber für Teilchenenergien aus e^+e^- -Reaktionen konzipiert, wie sie am DORIS-Ring bei DESY erzeugt werden konnten. Durch den Einsatz des Detektors bei PETRA und der damit verbundenen erhöhten Strahlenergie mußte jedoch auch mit einem erhöhten Untergrund des Myonsignales aus hadronischen Schauerprozessen gerechnet werden, die in KAP.6 behandelt werden.

Zur Reduktion des Untergrundes wurde dieser Hadronabsorber um weiteres Material erweitert, wobei wegen der einfacheren Datenauswertungen bei der Myonenidentifikation eine konstante Dicke für alle Richtungen angestrebt wurde. Da die Konfiguration des Absorbers durch das Eisenjoch bestimmt wird, mußte das zusätzliche Material entsprechend geformt werden (s. Abb.3.1). Alle geometrischen Randbedingungen (Versorgungszuführungen zum Innendetektor, Hydraulik und Halterungen des Hadronabsorbers) konnten jedoch nicht kompensiert werden.

Abb.3.2 zeigt die Materiedicke in Eisenäquivalent, die Teilchen mit verschiedenen Flugrichtungen auf dem Wege durch den Detektor durchqueren (die Flugwinkel sind im Phasenraum erzeugt). Die mittlere Absorberdicke beträgt danach ~ 103 cm.

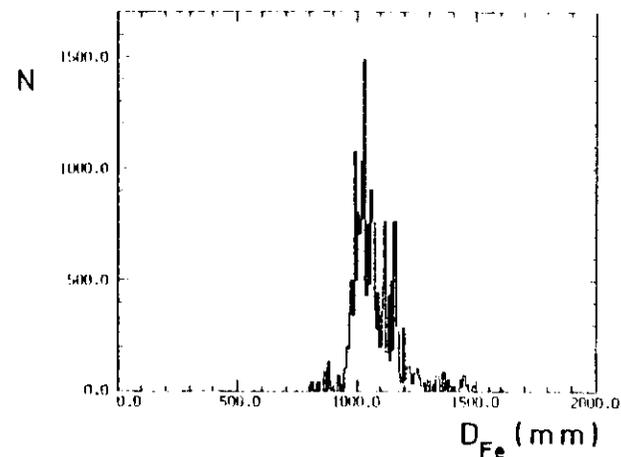


Abb.3.2 : Häufigkeitsverteilung "N" der Dicke D_{Fe} des Hadronabsorbers in Eisenäquivalent für im Phasenraum erzeugte Teilchenflugwinkel.

Außerhalb des äußeren Hadronabsorbers sind zur Myonenidentifikation großflächige Driftkammern ("Myonkammern") in 4 Schichten angebracht, die in [HEI81, LAU81] ausführlich beschrieben sind. Sie messen den Ort eines geladenen Teilchendurchganges in zwei Koordinaten mit einer Genauigkeit < 1 mm.

4. DIE MYONENIDENTIFIKATION AM PLUTO - DETEKTOR

4.1 : DIE UNTERGRUNDPROZESSE ZUM MYONSIGNAL

Es soll hier zunächst eine Übersicht über den Ablauf der Myonenidentifikation am PLUTO-Detektor und die Prozesse, die Myonen vorläuschen, gegeben werden. Diese Prozesse sind in Abb.4.1 skizziert.

Im Gegensatz zu Hadronen haben Myonen in Materie eine definierte Reichweite und können die Materie bei ausreichender Energie durchdringen. Durch die Coulomb-Vielfachstreuung erfahren Myonen jedoch Richtungsänderungen, die zu einer Gaussverteilung des Austrittsortes aus der Materie führen.

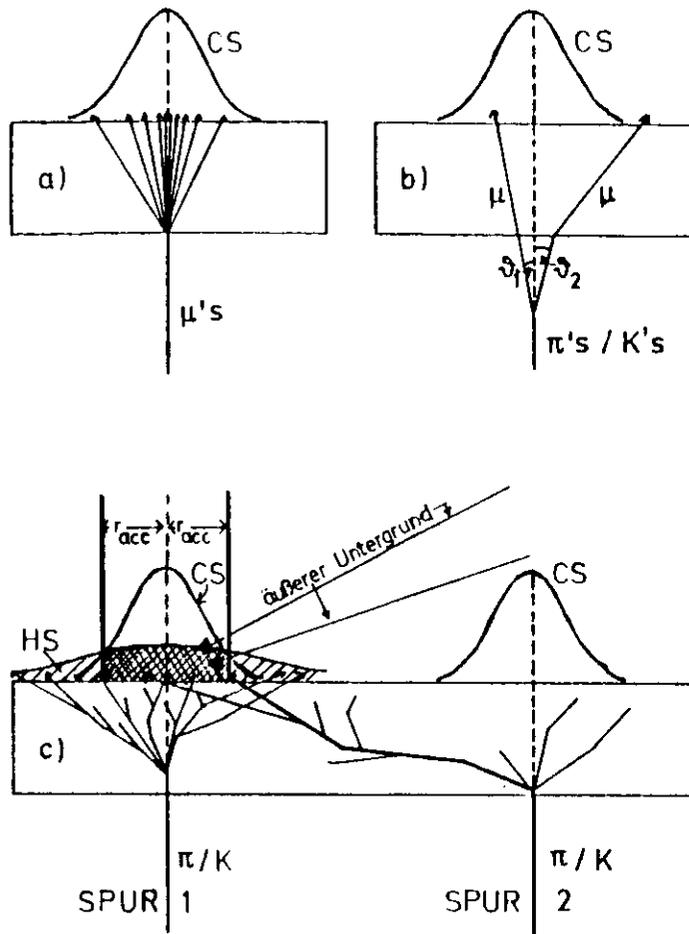


Abb. 4.1 : Skizze zur Myonenidentifikation :
 a) Verteilung der Myonen hinter dem Absorber (CS = Coulombstreukegel)
 b) Zerfall eines Hadrons vor dem Absorber und Austrittsorte der Zerfallsmyonen
 c) Emission von Schauerteilchen in den eigenen (Spur 1) und einen fremden Akzeptanzkegel (Spur 2) " r_{acc} " und Beitrag von außen einfallender Teilchen. HS = Verteilung der Teilchen aus diesen Prozessen.

Eine Teilchenspur wird daher als Myon akzeptiert, wenn ihr innerhalb der Grenzen dieser Verteilung ein Treffer ("Hit") in den Myonkammern zugeordnet werden kann (s. Abb. 4.1a).

Dieses Verfahren wäre problemlos, wenn alle Hadronen im Hadronabsorber absorbiert würden. Es besteht jedoch eine Wahrscheinlichkeit, daß auch Hadronen Treffer in den Myonkammern erzeugen und damit Myonen vortäuschen. Diese Wahrscheinlichkeit wird in der Literatur i.a. als "PUNCH-THROUGH" bezeichnet, was in dieser Arbeit übernommen werden soll. Die verursachenden Prozesse sind in Abb. 4.1 dargestellt und sollen kurz beschrieben werden.:

(a) Der Zerfalls-Punch-Through (Abb. 4.1b)

Das Hadron (π, K) zerfällt in ein Myon, bevor es den Hadronabsorber erreicht hat bzw. vor einer starken Wechselwirkung im Hadronabsorber. Das Zerfallsmyon erzeugt dann bei ausreichender Energie einen "Hit" in den Myonkammern.

Bei kleinen Zerfallswinkeln (ϑ_1 in Abb. 4.1b) tritt das Myon innerhalb des Coulombstreukegels des Hadrons aus und wird akzeptiert, während es bei größeren Zerfallswinkeln und wegen der Vielfachstreuung außerhalb des Kegels austreten kann (ϑ_2 in Abb. 4.1b).

(b) Der hadronische und der "Fremd-Punch-Through" (Abb. 4.1c)

Das Hadron löst in dem Hadronabsorber einen Teilchenschauer aus, sodaß es i.a. absorbiert wird. In einigen Fällen können jedoch hochenergetische Schauerteilchen aus dem Absorber austreten und die Myonkammern erreichen. Dieser "hadronische Punch-Through" wird von Spur 1 in Abb. 4.1c verursacht.

Die Ortsverteilung der aus hadronischen Schauern austretenden Teilchen ist wesentlich breiter als die Gaußverteilung der Myonen, wie es in Abb. 4.1c angedeutet ist und in KAP. 6 gezeigt wird. Zur Reduktion dieses Untergrundes führt man daher einen Schnitt im Akzeptanzkegel ein (r_{acc} in Abb. 4.1c). Er muß so gewählt werden, daß man möglichst wenig Myonen, aber möglichst viele Untergrundteilchen verliert. Alle Teilchen innerhalb r_{acc} werden als Myonen akzeptiert. Der verbleibende Untergrund aus hadronischen Schauern ist der dunkel schraffierte Bereich in Abb. 4.1c.

Der abschließend zu behandelnde Prozess, der Myonen vortäuscht, ist ebenfalls in Abb. 4.1c skizziert. Das Hadron "2" emittiert keine Schauerteilchen innerhalb des eigenen Akzeptanzkegels, jedoch innerhalb des Kegels des benachbarten Hadrons "1", das dadurch zum Myon wird.

Weiterhin können Teilchen, die außerhalb des Detektors entstanden sind, Myonen vortäuschen ("äußerer Untergrund"). Dieser äußere Untergrund und die Emission von Schauerteilchen in die Akzeptanzkegel

benachbarter Spuren in einem Ereignis (s Abb.1.1) erhält die Bezeichnung "Freind Punch Through".

Diese Beschreibung diente nur zur Übersicht über den Ablauf der Myonenidentifikation und der Untergrundprozesse. Der genaue Ablauf und die Kriterien zur Akzeptanz von Myonen am PLUTO-Detektor werden im weiteren Verlauf dieses Kapitels eingehend behandelt.

Die Beiträge zum Myosignal aus den erwähnten Untergrundprozessen werden in den Kapiteln 5-7 behandelt.

Die Myonenidentifikation basiert u.a. auf der Extrapolation der im Innendetektor erkannten Teilchenspuren (s Abb.1.1) in die Myonkammern und dem Versuch ihnen dort "Hits" zuzuordnen. Die Erzeugung und Parametrisierung dieser Spuren aus den Kammersignalen des Innendetektors wird im folgenden Abschnitt behandelt.

4.2 : DIE SPURERKENNUNG IM INNENDETEKTOR

Im PLUTO-Koordinatensystem ist die z-Achse als Strahlrichtung definiert und die Ebene senkrecht zum Magnetfeld als (x-y) oder (r,φ)-Ebene in Zylinderkoordinaten. Geladene Teilchen beschreiben in der Ebene senkrecht zu einem Magnetfeld eine Kreisbahn. In dieser Ebene wird an die Koordinaten der Signaldrähte des Innendetektors, die durch einen Teilchendurchgang angesprochen haben, ein Kreis angepasst und alle zur Spurbeschreibung notwendigen Spurparameter berechnet.

Die Bezeichnungen dieser Parameter sind im Folgenden aufgeführt und in Abb.4.2 dargestellt.

R_{rad} = Radius der Spur

R_{min} = Kleinster Spurbestand zum WWP. in der x-y-(r-φ)-Ebene

φ_{mit} = Mittelpunktswinkel der Kreisspur

Z_0 = Schnittpunkt der Spur mit der z-Achse

θ = Winkel der Spur mit der z-Achse in der r-z-Projektion

Δ_{zs} = dz/ds : Steigung in z (s=Weg entlang der Spur in der x-y-Projektion)

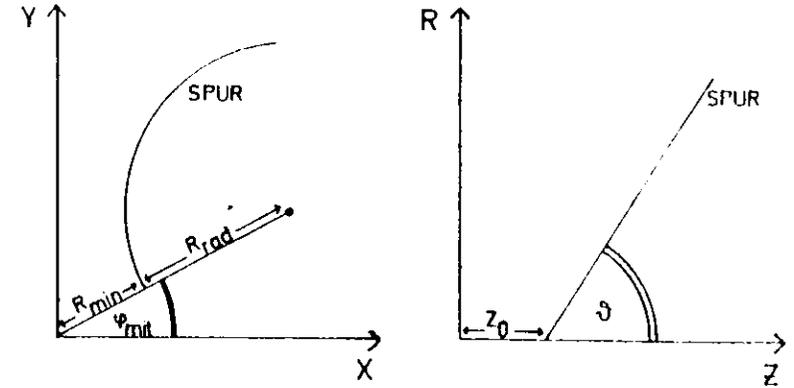


Abb. 4.2 : Parameter einer Spur im PLUTO-Koordinatensystem
 (a) Ebene senkrecht zum Magnetfeld (x-y-Ebene)
 (b) Ebene parallel zum Magnetfeld (r-z-Ebene)
 Dabei ist $r = \sqrt{x^2 + y^2}$

Der Impuls des Teilchens ist mit diesen Größen :

$$p_T = 3 \cdot 10^{-4} \cdot B \cdot R_{rad} ; \quad p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$$

$$p_z = -q \cdot \Delta_{zs} \cdot p_T \tag{4.2.1}$$

$$\begin{aligned} [p_T] &= [p_z] = \text{GEV}/c \\ [B] &= \text{TESLA} \\ [R_{rad}] &= \text{MM} \\ [q] &= \pm e \text{ (Ladung des Teilchens)} \end{aligned}$$

Ausführliche Beschreibungen ,insbesondere auch der Kovarianzen der berechneten Werte,sind in [BUR77,HEI81] zu finden.

4.3 : DAS KRITERIUM FÜR DIE AKZEPTANZ EINES MYONS

Die Aufgabe zur Unterscheidung zwischen Hadronen und Myonen übernimmt der Hadronabsorber,der in KAP 3 schon erwähnt wurde und dessen Wirkungsweise folgender Gedankengang zugrunde liegt. Myonen unterliegen als Leptonen nur den elektromagnetischen (die schwache Wechselwirkung kann vernachlässigt werden) Prozessen des Energieverlustes durch Ionisation und der Coulomb-Vielfachstreuung,

sodaß sie bei ausreichender Energie den Absorber durchdringen. Hadronen lösen durch ihre starke Wechselwirkung mit den Kernen des Materials hadronische Teilchenschauer aus, die bei einer genügenden Absorberdicke "aussterben" und somit die Hadronen absorbiert werden.

Der Energieverlust durch Ionisation in Materie wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = z^2 \frac{Z}{A} \left[\rho(\beta) - \ln(I) - \frac{C}{Z} - \frac{\delta}{2} \right] \left[\frac{\text{Mev}}{\text{g/cm}^2} \right] \quad (4.3.1)$$

- z = Ladung des Projektils
- Z = Kernladung der Materie
- A = Atommassenzahl der Materie
- $\beta = v/c$; v = Geschwindigkeit des Projektils, c = Lichtgeschwindigkeit
- I = mittleres Ionisationspotential ($\sim Z \cdot 10$ eV)
- C = Korrekturfaktor für Abschirmung der Elektronenhülle
- δ = "Dichtekorrektur" (für Flüssigkeiten und Festkörper)

$$K(\beta) = 0.307 / \beta^2$$

$$\rho(\beta) = \ln [1.022 \cdot 10^6 \cdot \beta^2 / (1 - \beta^2)] - \beta^2$$

Die Parameter C und δ sind z.B. in [RAN72] zu finden

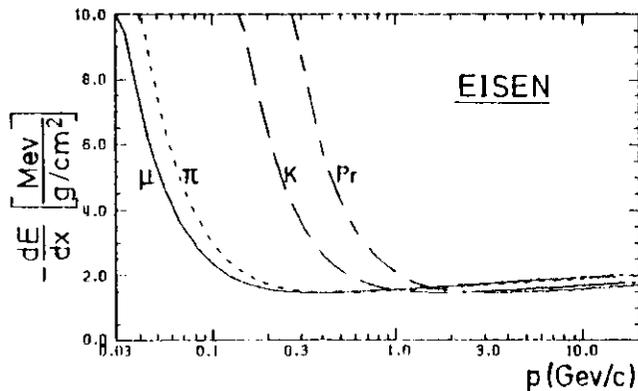


Abb. 4.3 : Energieverlust $-dE/dx$ gegen Impuls p für Myonen (μ), Pionen (π), Kaonen (K) und Protonen (Pr)

Nach der Integration über die Dicke des Hadronabsorbers von $\sim 10^3$ cm kommt man zu dem Ergebnis, daß Myonen mit einem mittleren Mindestimpuls von ~ 1.3 GeV/c die Myonkammern erreichen können.

Ein erstes Indiz für das Vorhandensein eines Myons ist nach diesen Überlegungen ein Signal in den Myonkammern. Dieses Kriterium ist jedoch zu schwach, da es Prozesse gibt (z.B. aus hadronischen Schauern austretende Sekundärteilchen), die ebenfalls ein solches Signal erzeugen und ein Myon vortäuschen (s.Kap.4.1). Das Kriterium für die Akzeptanz eines Teilchens als Myon wird durch die in Kap.4.1 schon erwähnte Coulomb-Vielfachstreuung bestimmt, die daher eingehend untersucht werden soll.

Durch eine Vielzahl von statistischen Einzelstreuungprozessen mit den Atomkernen der Materie werden geladene Teilchen aus ihrer ursprünglichen Bahn abgelenkt. Als Folge dieser Vielfachstreuung sind der Austrittswinkel und Austrittsort der Teilchen in guter Näherung gaussverteilt.

Es soll zunächst ein Block der Dicke "D" und der Strahlungslänge " X_0 " betrachtet werden.

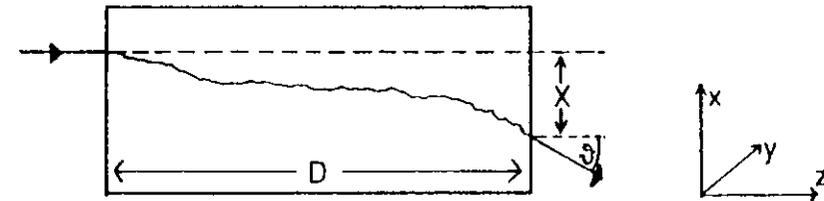


Abb. 4.4 : Coulomb-Vielfachstreuung eines geladenen Teilchens in einem Materieblock der Dicke "D". X und ϑ sind der laterale Versatz und der Austrittswinkel des Teilchens in einer Dimension.

In diesem Falle ist der Austrittswinkel (eindimensional) " ϑ " gaussverteilt mit

$$\langle \vartheta^2 \rangle = \frac{225}{p_1 p_2} \left(\frac{D}{X_0} \right) \quad (4.3.2)$$

- p_1 = Eingangsimpuls [MEV]
- p_2 = Ausgangsimpuls [MEV]

Der Austrittsort ist ebenfalls gaussverteilt

$$\langle x^2 \rangle = \langle y^2 \rangle = \frac{D^2}{3} \quad (4.3.3)$$

Daraus folgt als Verteilung der Teilchen am Blockende :

$$N(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \langle x^2 \rangle}} e^{-x^2/2 \langle x^2 \rangle} \quad (4.3.4)$$

Mit

$$\langle x^2 \rangle = \langle y^2 \rangle = \frac{\langle r^2 \rangle}{2} \quad (4.3.5)$$

führt die Erweiterung auf die Ebene senkrecht zur Teilchenbahn zu

$$N(x) N(y) = N(r) = \frac{1}{\pi \langle r^2 \rangle} e^{-r^2/\langle r^2 \rangle} \quad (4.3.6)$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}$$

Durch Integration erhält man den Bruchteil aller Teilchen, die innerhalb eines Radius r_0 aus dem Block austreten:

$$N(r_0) = \int_0^{r_0} \int_0^{2\pi} N(r) r dr d\theta \quad (4.3.7)$$

$$= 1 - e^{-r_0^2/\langle r^2 \rangle}$$

Ein Teilchen wird in der PLUTO - Analyse als Myon akzeptiert, wenn der aus dem Innendetektor in die Myonkammerebene extrapolierten Spur innerhalb eines bestimmten Radius r_0 ein "Hit" zugeordnet werden kann. Für $r_0 > \langle r \rangle$ erhält man praktisch alle Myonen, aber auch fast alle Untergrundteilchen, deren Verteilung sehr breit ist (s. Abb. 4.1c), was insbesondere in Kap. 6 gezeigt wird (vgl. Abb. 6.18).

Man muß r_0 daher so wählen, daß man möglichst wenig Myonen, aber möglichst viele Untergrundteilchen "wegschneidet". Wie in Kap. 4.1 schon erwähnt wurde, muß dazu die Ortsverteilung der Untergrundteilchen hinter dem Hadronabsorber studiert werden. Diese Berechnungen werden in Kap. 6 durchgeführt (s. Abb. 6.18). Der resultierende kritische Radius r_0 für die Myonenidentifikation bei PLUTO soll jedoch schon hier angegeben werden. Der Wert für r_0 wird so gewählt, daß man 96 % aller Myonen erhält. Nach Glg. 4.3.7 ergibt sich damit folgender Akzeptanzradius:

$$r_0 = 1.78 \cdot \sqrt{\langle r^2 \rangle} \quad (4.3.8)$$

Allerdings ist der Akzeptanzradius nicht nur eine Funktion der Materialdicke, wie es hier für einen festen Block dargestellt wurde, sondern wie bei PLUTO auch der Materialgeometrie. Die Berechnung von $\langle r^2 \rangle$ ist ebenfalls in [HE181] ausführlich dargestellt. In dieser Arbeit wird ausserdem der Extrapolationsfehler r_{err} der Spur bestimmt, der aufgrund der Kovarianzen der Spur im Innendetektor auftritt. Der Akzeptanzradius eines Teilchen setzt sich quadratisch aus beiden Grössen zusammen:

$$r_{acc} = \sqrt{r_0^2 + r_{err}^2} \quad (4.3.9)$$

Die Rechnungen führen auf folgende Werte für r_{acc} in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls:

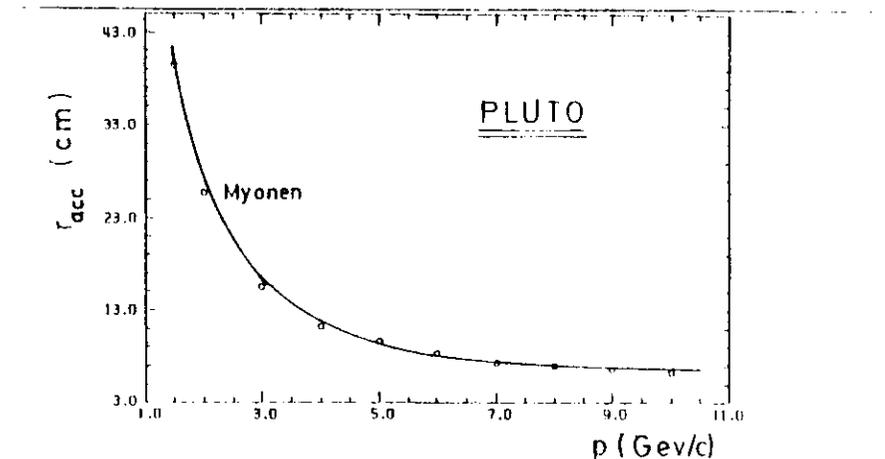


Abb. 4.5 : Mittlerer Akzeptanzradius r_{acc} gegen den Teilchenimpuls p für den PLUTO - Detektor

Da alle Überlegungen nur in der Ebene senkrecht zur Spur gelten, muß der Abstand zwischen der extrapolierten und der "Hit"-Koordinate schließlich noch aus der Myonkammerebene in diese Ebene transformiert werden (s. Abb. 4.6)

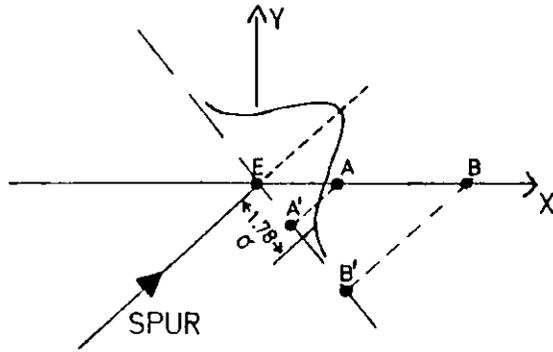


Abb. 4.6 : Transformation der Myonkammerkoordinaten in die Ebene senkrecht zur extrapolierten Spur. Teilchen A wird als Myon akzeptiert, Teilchen B nicht. "E" ist die extrapolierte Koordinate.

Das abgeleitete Kriterium für die Akzeptanz eines Teilchens als Myon ergab sich aus der Forderung, den Untergrund möglichst effektiv zu reduzieren. Eine vollständige Unterdrückung durch einen dickeren Hadronabsorber ist wegen des Verlustes an wirklichen Myonen (s. Bethe-Bloch-Formel) jedoch unmöglich. Zur Bestimmung der tatsächlichen Zahl von inklusiven Myonen in hadronischen Ereignissen müssen daher die Beiträge der Untergrundprozesse zum gemessenen Myonsignal bestimmt werden.

Wie in Kap. 4.1 schon erwähnt, werden diese Prozesse als "PUNCH-THROUGH" bezeichnet. Dabei unterscheidet man zwischen dem :

- (a) Gesamt-Punch-Through : Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines "Hits" in den Myonkammern durch ein Hadron.
- (b) Akzeptierter Punch Through : wie (a), aber für die Erzeugung eines "Hits" innerhalb des Myon-Akzeptanzkegels.

Die tatsächliche Zahl von inklusiven Myonen in den hadronischen Ereignissen ist die Differenz zwischen den nach den obigen Kriterien (Gleichen 4.3.2 - 4.3.9) akzeptierten Myonen und dem akzeptierten-Punch Through in einem Ereignis.

Als erster Beitrag zum Untergrund wird im folgenden Kapitel der in Abb. 4.1b skizzierte "Zerfalls-Punch Through" behandelt.

5. DER ZERFALLS - PUNCH-THROUGH

5.1 : DIE ZERFALLSKANALE DER MESONEN

Die wesentlichen Bestandteile des in e^+e^- -Streuprozessen erzeugten Hadronenspektrums sind Pionen und Kaonen, deren mittlere Lebensdauer τ und wichtigsten Zerfallskanäle in Tabelle 2 zusammengestellt sind :

Tabelle 2

Teilchen	τ [sec]	Zerfallskanal	Wahrscheinlichkeit
π^\pm	$2.6 \cdot 10^{-8}$	$\mu\nu$	$\sim 100\%$
K^\pm	$1.24 \cdot 10^{-8}$	$\mu\nu$	63.5 %
		$\pi^\pm \pi^0$	21.1 %
		sonstige	$\sim 15.4\%$

Bei einem Zerfall im PLUTO-Innendetektor oder vor der ersten Wechselwirkung im Hadronabsorber (s. Kap. 6) erreichen Zerfallsmyonen mit ausreichender Energie die Myonkammern und bilden somit einen Untergrund zum Myonsignal aus den in Kap. 1.4 beschriebenen Prozessen. Eine Abschätzung dieses Untergrundes setzt die Kenntnis der Zerfallswahrscheinlichkeit und der Kinematik des Zweikörperzerfalls voraus, die im folgenden Kapitel behandelt werden.

5.2 : DIE KINEMATIK DES ZWEIKÖRPERZERFALLS

Die Zerfallswahrscheinlichkeit für ein Meson innerhalb einer freien Weglänge x ist:

$$P_D = 1 - e^{-x/\gamma c \tau} \quad (5.2.1)$$

$$\gamma = 1 / \sqrt{1 - \beta^2}$$

$$\beta = p / E$$

- p = Impuls des Mesons
- E = Energie des Mesons
- c = Lichtgeschwindigkeit

Der Zerfallsort folgt der Wahrscheinlichkeitsverteilung

$$w_D = A \cdot e^{-x/\gamma c\tau} \quad (5.2.2)$$

A = Normierungskonstante

Die Impulse und die Energien der Zerfallsteilchen im Laborsystem laufen (s Abb.5.1)

$$\begin{aligned} p \cos\theta &= p_L = \gamma (p' \cos\theta' + \beta \cdot E') \\ p \sin\theta &= p_T = p' \sin\theta' \\ \varphi &= \varphi' \\ E &= \gamma (E' + \beta p' \cos\theta') \end{aligned} \quad (5.2.3)$$

Dabei sind die entsprechenden Größen des Zerfalles "1→2+3" im Schwerpunktsystem (gestrichelte Größen in Glg 5.2.3) gegeben durch:

$$\begin{aligned} \vec{p}_2' &= \vec{p}_3' ; |\vec{p}_2'| = |\vec{p}_3'| = |\vec{p}'| \\ p'^2 &= \left[\frac{[m_1 - (m_2 + m_3)^2] \cdot [m_1 - (m_2 - m_3)^2]}{4 \cdot m_1^2} \right] \end{aligned} \quad (5.2.4)$$

$$E_{2/3}^{\prime 2} = p'^2 + m_{2/3}^2$$

$$-1 \leq \cos\theta' \leq +1$$

$$0 \leq \varphi' \leq 2\pi$$

Der Zerfallswinkel ist damit

$$\tan\theta = \frac{p_T}{p_L} = \frac{p' \sin\theta'}{\gamma (p' \cos\theta' + \beta \cdot E')} \quad (5.2.5)$$

Die soeben beschriebenen Größen sind in Abb 5.1 dargestellt

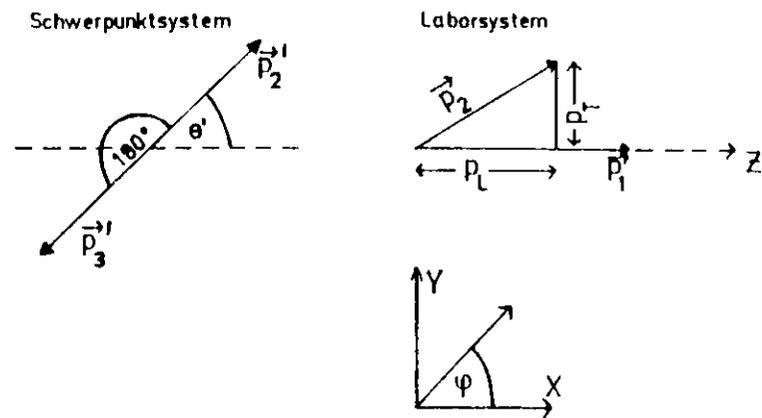


Abb. 5.1 : Die Kinematik des Zweikörperzerfalles

Den maximalen Zerfallswinkel für den Zerfall in Myonen in Abhängigkeit vom Impuls des Mesons zeigt Abb.5.2:

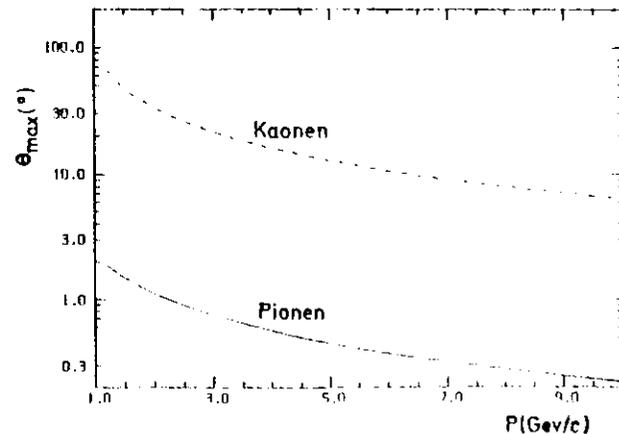


Abb. 5.2 : Maximaler Zerfallswinkel θ_{max} für Pionen und Kaonen gegen Impuls p

Ein wesentlicher Unterschied zwischen dem Pion- und dem Kaonzerfall besteht im Impulsspektrum der Zerfallsmyonen, das für einen Impuls von 2 GeV/c in Abb. 5.3 dargestellt ist.

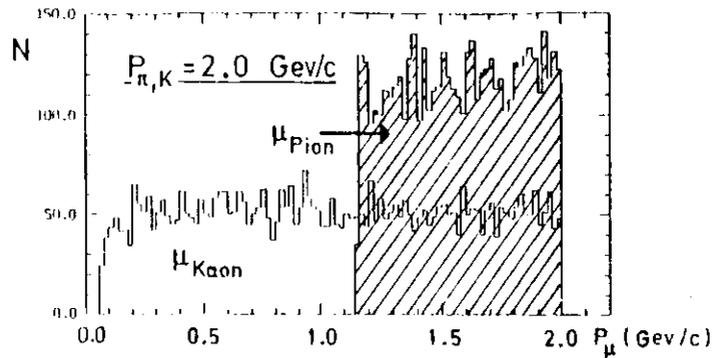


Abb. 5.3 : Impulsspektrum der Zerfallsmyonen aus dem Pion- und Kaonzerfall.

Das Verhältnis des minimalen Myonimpulses p_{\min} bei $\theta'=180^\circ$ und des maximalen Impulses p_{\max} bei $\theta'=0^\circ$ relativ zum Primärimpuls p_{Prim} zeigt Tabelle 3:

TABELLE 3

	p_{\min}/p_{Prim}	p_{\max}/p_{Prim}
π	0.572	1
K	~ 0.03	1

Damit sind alle notwendigen Beziehungen zur Berechnung des Untergrundes aus den Zerfällen der Mesonen für den PLUTO-Detektor bereitgestellt.

Zerfälle außerhalb des Innendetektors werden in Kap. 6 im Zusammenhang mit den Wechselwirkungen der Mesonen im Hadronabsorber behandelt, sodaß hier nur Zerfälle in den zylindrischen Proportionalkammern des Innendetektors interessieren.

5.3 : DER ZERFALL IM PLUTO-INNENDETEKTOR

Die Spurenerkennung im Innendetektor wurde in Kap. 4.2 beschrieben. Bei Zerfallswinkeln unterhalb ca. 5° erkennt das Spurrekonstruktionsprogramm den Zerfall nicht, sondern paßt an die vom Meson und Zerfallsmyon gesetzten Koordinaten der Proportionalkammern nur eine Spur an, für die ein Impuls nach Glg. 4.2.1 berechnet wird; diese Spur ist also in Wirklichkeit eine Mischung aus zwei Spuren mit zwei unterschiedlichen Impulsen. Bei größeren Zerfallswinkeln und zu unterschiedlichen Impulsen der beteiligten Teilchen mißlingt diese Anpassung und für beide Teilchen werden entsprechend der Zerfallskinetik Kreisspuren in der x-y-Ebene des PLUTO-Koordinatensystems angepaßt.

Unter Berücksichtigung dieser Tatsache und Verwendung der Gleichungen aus Kap. 5.2 kann der Zerfalls-Punch-Through bestimmt werden. Die Zerfallswahrscheinlichkeit P_D eines Teilchens ist durch Glg. 5.2.1 gegeben. Wegen der in Tabelle 3 angegebenen Impulsverhältnisse haben jedoch nicht alle Zerfallsmyonen eine ausreichende Energie zum Erreichen der Myonkammern. Außerdem weicht die Flugbahn der Myonen bei größeren Zerfallswinkeln stark von der angepaßten "Mutterspur" ab, sodaß sie ausserhalb deren Akzeptanzkegel (s. Kap. 4.3) einen Treffer in den Myonkammern erzeugen. Der gesuchte Zerfalls-Punch-Through ist daher kleiner als P_D und muß mit Hilfe einer Monte-Carlo-Rechnung (s. Anhang B: Grundzüge der MC-Methode) bestimmt werden, die in den folgenden Punkten (a-e) erläutert wird.

a)

Es werden Pionen und Kaonen gemäß der Winkelverteilung zur Strahlachse (Winkel ϑ in Kap. 4.2), die aus hadronischen Ereignissen bestimmt wird, erzeugt. Aus dem gewählten Impuls und den gewürfelten Winkeln " ϑ " und " φ_{mit} " werden die Spurparameter (Kap. 4.2) berechnet, die zur Extrapolation in die Myonkammern benötigt werden [HEIB1].

b)

Der Zerfallsort wird nach der Verteilung 5.2.2 simuliert. Zerfällt das Meson außerhalb des Innendetektors, trägt es nicht zum Zerfalls-Punch-Through bei (wie schon erwähnt, werden Zerfälle außerhalb des Innendetektors in Kap. 6 berücksichtigt) und ein neues Teilchen gemäß Punkt (a) wird erzeugt.

c)

Aus Tabelle 2 geht hervor, daß Kaonen mehrere Zerfallskanäle haben. Hier muß jedoch nur der Zerfall $K \rightarrow \mu\nu$ berücksichtigt werden. Der Zerfall $K \rightarrow \pi\pi^0$ sowie alle anderen Zerfälle tragen nicht zum Punch-Through bei, da der zusätzliche Zerfall $\pi \rightarrow \mu\nu$ des Pions auf der zur Verfügung stehenden Weglänge von durchschnittlich ca. 75 cm vernachlässigbar klein ist.

Bei dem Zerfall $Meson \rightarrow \mu\nu$ werden der Impuls und die Energie des Myons im Schwerpunktsystem nach Glg.5.2.4 berechnet sowie die Winkel θ' und φ' gewürfelt. Den Impuls und den Zerfallswinkel im Laborsystem liefert schließlich die Lorentztransformation der Glgen.5.2.3 bzw. Glg.5.2.5. Mit diesen Werten wird zunächst für das Myon eine Spur mit den entsprechenden Parametern erzeugt und die Materiedicke bis zum Erreichen der Myonkammern berechnet, die tabelliert ist (s. [HEI81]). Bei einem Impuls unterhalb des Schwellenwertes für diese Dicke kann das Myon keinen Treffer in den Myonkammern erzeugen und trägt nicht zum Untergrund bei.

d)

Bei ausreichender Myonenergie erfolgt die Berechnung der Schnittpunkte des Primärteilchens (bis zum Zerfall) und des Myons (ab Zerfallsort) mit den zylindrischen Proportionalkammern. An diese Koordinaten wird entsprechend den Überlegungen zu Beginn dieses Kapitels in der $x-y$ -Ebene (s. Kap.4.2) ein Kreis angepaßt und die Spurparameter für diese "gemischte" Spur berechnet. Dieses Verfahren ist wegen der kleinen Zerfallswinkel für Pionen (s. Abb.5.2) unproblematisch.

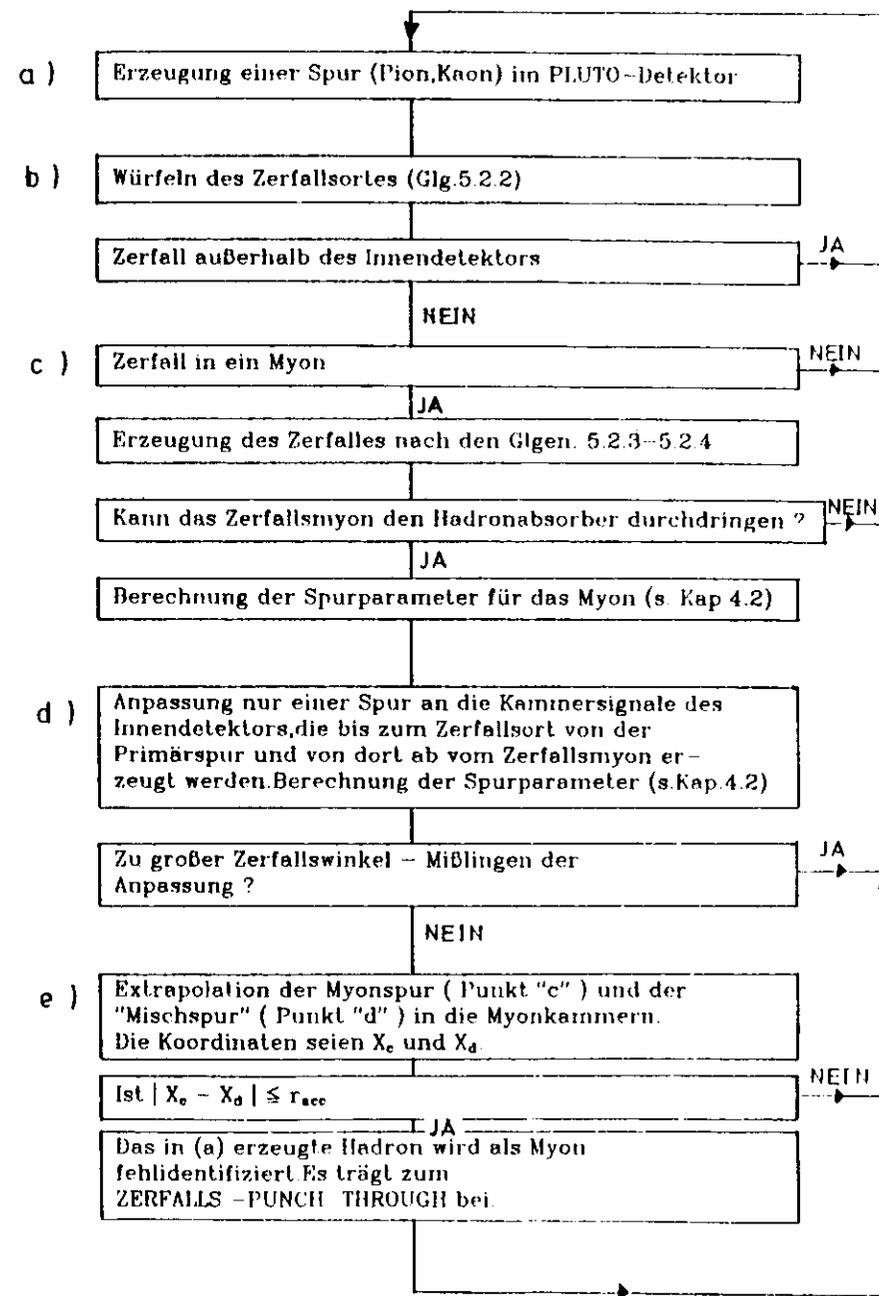
Wegen der grösseren Zerfallswinkel und Impulsdifferenzen (s. Tabelle 3) bei Kaonen kann jedoch die Anpassung nur einer Spur hier mißlingen. Solche Zerfallswinkel sind jedoch, insbesondere bei kleinen Primärimpulsen, mit Myonimpulsen unterhalb des Schwellenwertes von ca. 1.3 GEV verbunden, sodaß der entsprechende Zerfall ohnehin keinen Beitrag zum Untergrund liefert. In den restlichen Fällen kann die Myonspur wegen des grossen Wertes für " R_{min} " (Kap.4.2) i.a. nicht mit dem Wechselwirkungspunkt verbunden werden. Da aber bei der Auswertung der hadronischen Ereignisse, für die der Punch-Through bestimmt werden soll, nur solche Spuren herangezogen werden, für welche diese Bedingung erfüllt ist, tragen auch solche Zerfälle nicht zum Zerfalls-Punch-Through bei. Bei der Anpassung nur einer Spur erfüllt der Wert von " R_{min} " praktisch immer die gestellte Bedingung.

e)

Im letzten Schritt wird entschieden, ob das Myon akzeptiert wird und damit zum akzeptierten Zerfalls-Punch-Through beiträgt. In der Bezeichnungswiese von Kap.4.3 liefert die Extrapolation der aus dem Meson und dem Zerfallsmyon gebildeten Spur (Punkt d) die "extrapolierte Koordinate" in den Myonkammern. Die "Hit-Koordinate" erhält man hier durch die Extrapolation der Myonspur (Punkt c) unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung; der Austrittsort des Myons relativ zum geradlinigen Durchgang wird gemäß den in Kap.4.3 beschriebenen Verteilungen erzeugt. Das Myon wird akzeptiert, falls die Differenz der beiden Koordinaten kleiner als r_{acc} (Glg.4.3.9, Abb.4.5) ist.

Die in den Punkten a-e beschriebene Methode zur Berechnung des Zerfalls-Punch-Through für den PLUTO-Detektor ist in dem Flußdiagramm Abb.5.4 nochmals skizziert.

Abb. 5.4 : Flußdiagramm zur Berechnung des Zerfalls - Punch - Through



5.1 : ERGEBNISSE

Abb.5.5 zeigt die mittlere Zerfallswahrscheinlichkeit im Innendetektor, die mit Glg.5.2.1 berechnet und über alle Flugwinkel zur Strahlachse gemittelt wurde.

In Abb.5.6 ist der akzeptierte Zerfalls-Punch-Through in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls dargestellt.

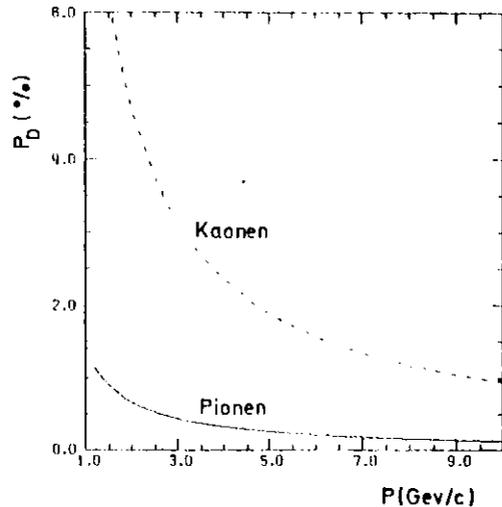


Abb. 5.5 : Zerfallswahrscheinlichkeit P_D für den PLUTO-Detektor gegen Impuls p . P_D ist über alle Flugwinkel gemittelt

Bemerkenswert ist der relativ zur Zerfallswahrscheinlichkeit P_D geringe Größenunterschied des Zerfalls-Punch-Through zwischen Pionen und Kaonen, der auf den folgenden Tatsachen beruht: im Gegensatz zu Pionen zerfallen nur 63,5 % der Kaonen in Myonen (Tab.2). Ein großer Anteil dieser Myonen hat gemäß Tab.3 einen zu geringen Impuls zum Erreichen der Myonkammern, während schon fast alle Zerfallsmyonen aus dem Zerfall von 3 GeV-Pionen mit einem minimalen Impuls von ca. 1,7 GeV den Hadronabsorber durchdringen können.

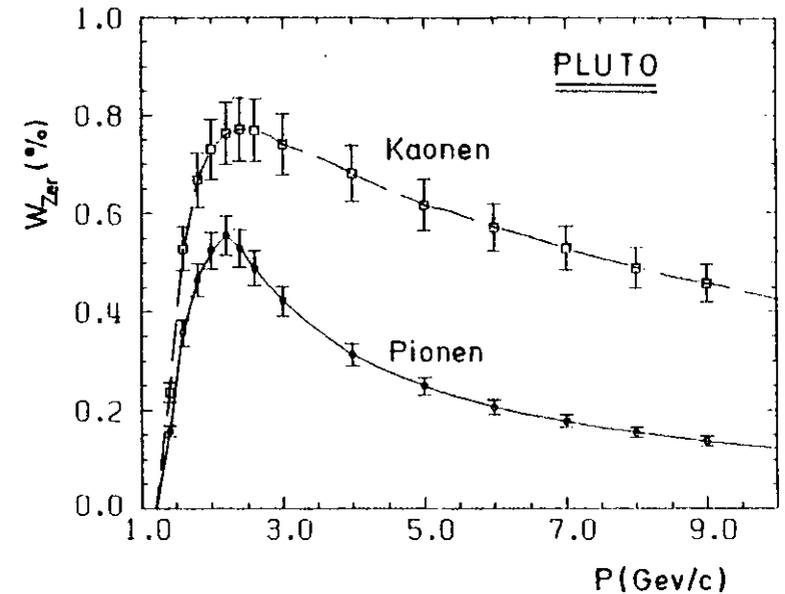


Abb. 5.6 : Akzeptierter Zerfalls-Punch-Through W_{Zer} für den PLUTO-Detektor gegen Impuls p

Aus den insbesondere bei kleinen Impulsen auftretenden unterschiedlich grossen Zerfallswinkeln folgt schließlich, daß im Mittel nur ca. 61 % bis 72 % (mit dem Impuls steigend) der Myonen aus dem Kaonzerfall gegenüber ca. 97 % aus dem Pionzerfall innerhalb des Akzeptanzkegels der angepaßten Spur (Kap.5.3d) austreten; dabei ist zu beachten, daß mit wachsendem Impuls sowohl die auftretenden Zerfallswinkel als auch die Akzeptanzkegel kleiner werden.

Damit ist die Wahrscheinlichkeit bekannt, mit der ein Pion bzw. Kaon aufgrund des Zerfalles als Myon identifiziert wird.

Verläßt das Hadron den Innendetektor ohne Zerfall, trifft es auf die Komponenten des Hadronabsorbers. Im folgenden Kapitel werden die Wechselwirkungen untersucht, denen es dort unterliegt und der "hadronische Punch-Through" (s. Kap.4.1, Abb.4.1c) berechnet, der neben dem "Zerfalls-Punch-Through" den zweiten Beitrag zum Untergrund des Myonsignales liefert.

6. DER HADRONISCHE PUNCH - THROUGH

6.1 : DIE ENTSTEHUNG UND BESCHREIBUNG EINES TEILCHENSCHAUERS

Im Gegensatz zu Myonen haben Hadronen in Materie keine definierte Reichweite, da sie zusätzlich der starken Wechselwirkung mit den Atomkernen unterliegen. Die bei inelastischen Kernstreuungen entstehenden Sekundärteilchen übernehmen die Primärenergie und erzeugen bei ausreichender Energie ihrerseits weitere Hadronen. Diese Folge von inelastischen Reaktionen erzeugt einen hadronischen Teilchenschauer in dem Absorber.

Neben geladenen Pionen, Protonen und Neutronen werden neutrale Pionen erzeugt. Sie initialisieren durch ihren Zerfall in Photonen zusätzlich einen elektromagnetischen Schauer, der sich durch wiederholte Bremsstrahlung und Paarbildung fortpflanzt.

Daraus ergibt sich folgende Wirkungsweise eines "Hadronabsorbers", wie er am PLUTO-Detektor eingesetzt wird: die Verteilung der Primärenergie auf eine wachsende Zahl von Schauerteilchen führt schließlich dazu, daß die Energie der einzelnen Teilchen nicht mehr zur Produktion weiterer Teilchen und damit zur Vergrößerung der Schauerintensität ausreicht. Sie verlieren ihre Energie dann hauptsächlich durch Ionisation, sodaß sie bei genügender Absorberdicke schließlich gestoppt werden. Die Absorption aller Schauerteilchen wiederum bedeutet die Absorption des Primärhadrons.

Die Schauerintensität steigt zunächst bis zu einem Maximum an, dessen Lage von der Primärenergie abhängt. Den grössten Beitrag zu dem schnellen Anstieg der Schauerintensität bis zum Maximum liefert die elektromagnetische Komponente. Sie stirbt jedoch wegen der geringen Strahlungslänge in schwerer Materie ($X_0 = 1.76$ cm für Eisen) schnell aus, sodaß in dem Abfall des Schauers nach dem Maximum die hadronische Komponente dominiert.

Dieser Abfall verläuft exponentiell und wird beschrieben durch die "longitudinale Abschwächungslänge λ_a ", wonach die Intensität folgenden Verlauf hat:

$$I(x) \sim e^{-x/\lambda_a} \quad (6.1.1)$$

Der Wert von λ_a für Energien zwischen 3 und 20 GEV beträgt ca. 15 bis 30 cm (s. Abb. 6.12). Glg. 6.1.1 fordert daher zur vollständigen Absorption aller Hadronen eine unendliche Dicke des Hadronabsorbers. Diese

Forderung ist wegen des daraus resultierenden Verlustes an Myonen nicht erfüllbar.

Die mittlere Dicke des PLUTO-Hadronabsorbers mit ca. 103 cm Eisenäquivalent (s. Abb. 3.2) ist ein Kompromiß zwischen den konkurrierenden Forderungen des Myondurchlasses und der Hadronabsorption. Die Wahrscheinlichkeit für den Durchstoß ("Punch-Through") von Schauerteilchen aus dem Absorber und der damit verbundenen Vortäuschung eines Myons kann daher nicht vollständig unterdrückt werden.

Die Bestimmung dieses "hadronischen Punch-Through" ist das Ziel dieses Kapitels. Als Lösungsmöglichkeit bietet sich zunächst eine Messung an, in der ein Hadronenstrahl die Materieanordnung des PLUTO-Detektors durchquert und das Verhältnis der austretenden Schauerteilchen zu der Zahl der einfallenden Hadronen gemessen wird. Eine solche Messung ist jedoch am PLUTO-Detektor aus technischen und zeitlichen Gründen nicht möglich.

In der Literatur (z.B. [HAR72, RÖS79]) liegen zwar Messungen vor, die jedoch wegen verschiedenartiger Zielsetzungen und Messanordnungen nicht auf das Punch-Through-Problem bei PLUTO anwendbar sind. Außerdem liegt das Hauptinteresse i.a. auf Primärenergien oberhalb ca. 10 GEV und eine Extrapolation der Daten auf den für die PLUTO-Analyse wichtigen Energiebereich unterhalb ca. 6 GEV birgt viele Unsicherheiten.

Wichtige Parameter für die Entwicklung eines Schauers sind die Orte der Wechselwirkungen sowie die Art, Zahl und das Impulsspektrum der bei einer Kernstreuung erzeugten Sekundärteilchen, die alle statistischen Verteilungen folgen. Eine analytische Behandlung des Punch-Through-Problems ist nicht möglich, da sie insbesondere die benötigte Orts- und Winkelverteilung der austretenden Schauerteilchen nicht liefern kann.

Die einzig sinnvolle Möglichkeit zur Berechnung des hadronischen Punch-Through für den PLUTO-Detektor ist aus den oben genannten Gründen die Monte-Carlo-Methode: es werden Schauer simuliert und die erzeugten Teilchen bis zur Absorption bzw. dem Austritt aus dem Absorber verfolgt.

Die richtige Behandlung des Schauers setzt die richtige Berücksichtigung der physikalisch relevanten Prozesse voraus. Als Eingabegrößen in das Monte-Carlo-Programm dienen Verteilungen aus Anpassungsrechnungen an experimentelle Daten. Die Simulation der Prozesse aus solchen Verteilungen ist in Anhang B beschrieben.

Die entscheidenden Parameter und Prozesse sind in der folgenden Übersicht zusammengestellt und werden in den Kapiteln 6.2-6.6 beschrieben.

- (a) Der Gesamtwirkungsquerschnitt σ_{tot} und der inelastische Wirkungsquerschnitt σ_{in} der Hadronen mit den Kernen des Absorbermaterials.
- (b) Inelastische Kernprozesse: Zahl, Art und das Impulsspektrum der bei einer inelastischen Wechselwirkung erzeugten Teilchen.
- (c) Die elastische Kernstreuung, die den "akzeptierten hadronischen Punch-Through" beeinflusst.
- (d) Elektromagnetische Wechselwirkungen: Bremsstrahlung und Paarbildung.

6.2 : DER WIRKUNGSQUERSCHNITT MIT KOMPLEXEN KERNEN

Die Kenntnis des Wirkungsquerschnittes eines Hadrons mit den Kernen des Absorbermaterials ist notwendig für die Simulation eines hadronischen Schauers, da die Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Orte der Wechselwirkungen des Primärteilchens und aller erzeugten Sekundärteilchen vom Wirkungsquerschnitt abhängig ist. Über die Wirkungsquerschnitte an komplexen Kernen liegen jedoch nur wenige Messungen vor. Es soll daher versucht werden, mit einem möglichst einfachen Modell die Wechselwirkung zu beschreiben. Unter Ausnutzung aller Kenntnisse über die Kernstruktur und das Verhalten der Kernnukleonen werden dann Korrekturen so vorgenommen, daß die gewonnenen Ergebnisse mit den wenigen verfügbaren Messungen übereinstimmen und eine Extrapolation in Bereiche ohne Messungen zulassen. Diese Möglichkeit bietet das "OPTISCHE MODELL", dessen Grundzüge in Anhang A dargestellt sind.

Für einen völlig absorbierenden Kern ("schwarze Scheibe") mit dem Radius R_k liefert das optische Modell (Glg. Anhang A.15) für den elastischen und inelastischen Wirkungsquerschnitt eines Teilchens mit dem Kern :

$$\sigma_{el} = \sigma_{in} = \pi R_k^2 \quad (6.2.1)$$

Mit dem bekannten Kernradius

$$R_k = r_0 A^{1/3} \quad (6.2.2)$$

r_0 = Radius eines Nukleons
 A = Massenzahl des Kernes

ist der inelastische Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{in} = \sigma_{nuk} \cdot A^{2/3} \quad (6.2.3)$$

Der Übergang vom Modell der "schwarzen Scheibe" zu einem physikalischeren Modell, das die Einteilchenwirkungsquerschnitte von Hadronen mit Protonen und Neutronen berücksichtigt, liefert für σ_{nuk} :

$$\sigma_{nuk} = \frac{Z \cdot \sigma_p + (A-Z) \cdot \sigma_n}{A} \quad (6.2.4)$$

σ_p, σ_n = Wirkungsquerschnitte eines Hadrons mit einem freien Proton bzw. Neutron

Glg. 6.2.3 kann so gedeutet werden: bei den hier betrachteten hohen Energien ist die Wellenlänge des Projektils sehr viel kleiner als der Abstand zweier Kernnukleonen. Für ein π^- mit einer Energie von 10 GeV ist $\lambda \sim 0.12$ Fermi, während der Abstand zweier Nukleonen voneinander etwa 1 Fermi beträgt.

Dies berechtigt zu der Annahme, daß das Hadron in erster Näherung mit nur einem Nukleon wechselwirkt.

Natürlich sind die hier gemachten Modellannahmen zu naiv und bedürfen einiger Modifikationen.

- Der Kern ist keine vollständig schwarze Scheibe, sondern besitzt eine Transparenz. Dies ist verständlich, da der Kern keine festen Umrisse hat und die Nukleonenzahl nach aussen hin abnimmt. Es ist daher sinnvoll, realistischere Modelle für das Kernpotential anzusetzen (z.B. [WIL55]).
- Die Glauber-Korrektur: das "Vielfachstreumodell" von Glauber [GLA70] geht davon aus, daß keine reine Einteilchenwechselwirkung im Kern vorliegt. Das Projektil wird an mehreren Streuzentren (Nukleonen) gestreut und spürt daher die Potentiale aller dieser Nukleonen.
- Die Fermibewegung der Nukleonen: für ein Projektil mit einem Impuls p ist nach den bisherigen Annahmen der Einteilchenwirkungsquerschnitt $\sigma_{nuk}(E_{cm})$ (E_{cm} = Schwerpunktsenergie des Projektil-Nukleon-Systems) leicht aus den gut bekannten Wirkungsquerschnitten mit freien Nukleonen bestimmbar. Wegen des statistischen Fermiimpulses der Nukleonen bis zu einem Wert von ca. 250 MEV ist E_{cm} jedoch nicht bekannt. Es muß daher über das Impulsspektrum der Nukleonen gemittelt werden.

Diese Korrekturen zerstören bei hohen Energien jedoch nicht das Einteilchenmodell, sodaß Glg. 6.2.3 lediglich modifiziert werden muß:

$$\sigma(A) = \sigma_0 \cdot A^\alpha \quad (6.2.5)$$

Diese Abhängigkeit gilt für σ_{tot} und σ_{in} . Die Parameter σ_0 und α müssen an Messwerte angepaßt werden und ergeben eine gute Übereinstimmung [IG67] (Abb. 6.1):

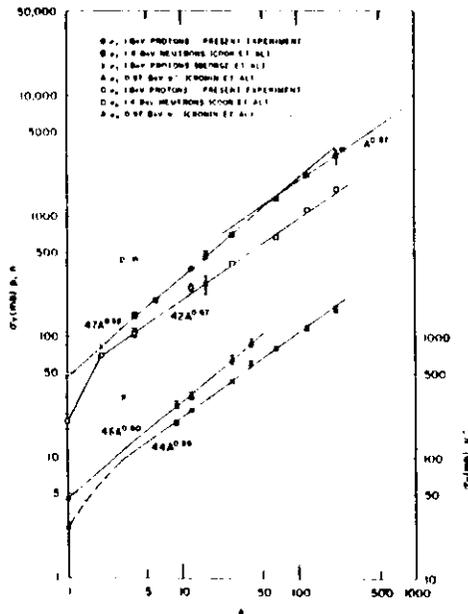


Abb. 6.1 : Gesamtwirkungsquerschnitt σ_t und inelastischer Wirkungsquerschnitt $\sigma_R = \sigma_{in}$ für Protonen, Neutronen und Pionen gegen Kernmassenzahl A.

Es muß jedoch beachtet werden, daß diese Überlegungen nur für Energien größer als ca 1 GEV gelten. Der Resonanzbereich unterhalb 1 GEV kann durch dieses Modell nicht beschrieben werden, sondern verlangt einen

eigenen Formalismus (z.B. [LOH78]). Insbesondere führt die Fermibewegung der Nukleonen zu einer Verschmierung der Resonanzstrukturen im Wirkungsquerschnitt für freie Nukleonen, was in der Abbildung 6.2 deutlich wird.

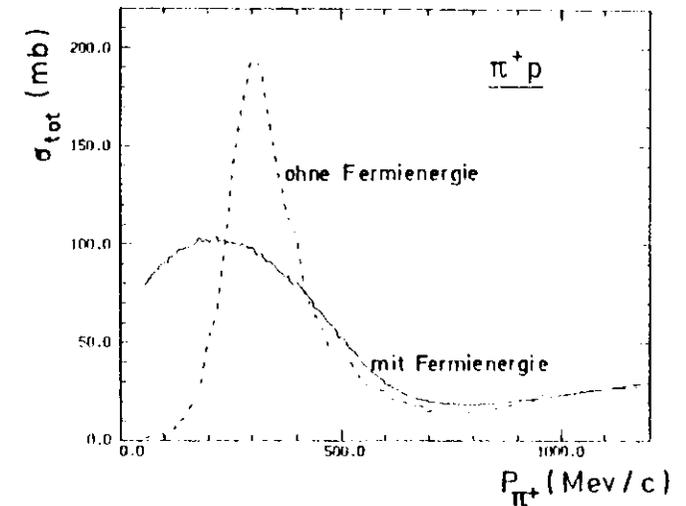


Abb. 6.2 : Gesamtwirkungsquerschnitt σ_{tot} für die Reaktion π^+p gegen Impuls des π^+ mit und ohne Fermienergie des Protons.

In diesem Bereich sind Messungen die Quelle für die Kenntnis der Wirkungsquerschnitte. In der Abb. 6.3 sind die Wirkungsquerschnitte für Pionen, Kaonen, Protonen und Neutronen mit Eisenkernen dargestellt.

Der Verlauf unterhalb $p \sim 2$ GEV ist Messungen entnommen, während für $p > 2$ GEV Messungen und Anpassungsrechnungen zur Extrapolation auf Eisen benutzt wurden.

Die Kurven stellen Anpassungen an diese Messwerte und Modellrechnungen aus folgenden Arbeiten dar: [ALS63, CAR76, DEN73, DOV77, GAL67, ABR71, DOV80, IG67, BAR69, NED54, ALS68, GRE60, BEL66, ALS67].

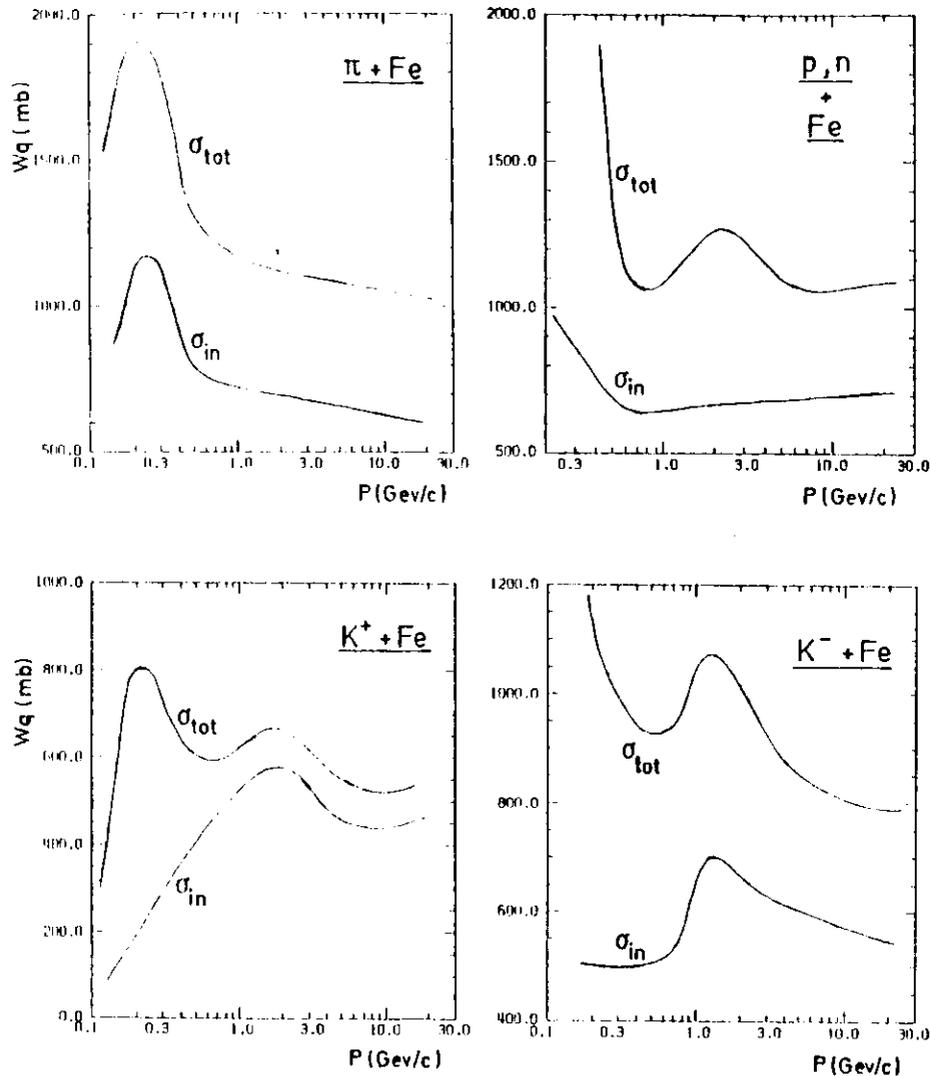


Abb. 6.3 : σ_{tot} und σ_{in} für π, p, n, K mit Eisen gegen Teilchenimpuls.

Das Monte-Carlo-Programm zur Simulation des Schauers muß an jeder Stelle in der Materie nach der Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung (elastisch oder inelastisch) abfragen; sie kann aus dem Wirkungsquerschnitt und Materialkonstanten abgeleitet werden.

Die Zahl der Atomkerne in einer dünnen Materieschicht d ist

$$N = \frac{\rho}{A} \cdot N_L \cdot d \quad (6.2.6)$$

ρ = Dichte des Materials
 N_L = Loschmidtzahl
 A = Massenzahl

Mit dem Lambert'schen Schwächungsgesetz erhält man für die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen innerhalb der Schichtdicke d mit einem Kern wechselwirkt:

$$w_t = 1 - e^{-\sigma_{tot} N} \quad (6.2.7)$$

Die Wahrscheinlichkeit für eine inelastische und eine elastische Streuung verhält sich wie die Wirkungsquerschnitte:

$$w_{in} = \frac{\sigma_{in}}{\sigma_{tot}} \cdot w_t \quad (6.2.8a)$$

$$w_{el} = \frac{\sigma_{el}}{\sigma_{tot}} \cdot w_t \quad (6.2.8b)$$

6.3 : DIE SEKUNDÄRTEILCHEN AUS INELASTISCHEN KERNPROZESSEN

Nach der Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung interessieren nun die dabei entstehenden Kernprozesse und deren Beiträge zur Ausbildung des Teilchenschauers durch Emission von Sekundärteilchen.

Bei Energien im GeV-Bereich ist die De-Broglie-Wellenlänge λ_D des Primärteilchens wesentlich kleiner als der Abstand zweier Kernnukleonen. Der inelastische Prozess "Hadron+Kern" kann daher als inkohärenter Stoß des Hadrons mit einem oder mehreren isolierten Targetnukleonen angesehen werden (s. Kap. 6.2: Glauber-Theorie). Dabei muß zwischen zwei Möglichkeiten unterschieden werden :

(a) Die periphere Wechselwirkung :

Die Nukleonenzahl nimmt am Kernrand ab, sodaß die mittlere freie Weglänge eines Hadrons in diesem Bereich größer ist als der Abstand zweier Nukleonen. Es ist daher sehr wahrscheinlich, daß ein in diesen Bereich eindringendes Hadron mit nur einem Nukleon wechselwirkt.

(b) Die zentrale Wechselwirkung :

Das Hadron trifft den Kern zentral und wechselwirkt mit mehreren (einzelnen) Nukleonen, da die mittlere freie Weglänge im Kerninnern wegen der hohen Nukleonenzahl kleiner ist als der mittlere Nukleonabstand. Die Nukleonen, die während des Stosses als frei betrachtet werden können, erfahren ihrerseits einen hohen Rückstossimpuls und reagieren wie die im Kern erzeugten Sekundärteilchen auf ihrem Weg durch den Kern mit anderen Nukleonen. Es entsteht eine "intranukleare Kaskade", an der wegen des durch die Lorentztransformation stark in Vorwärtsrichtung gerichteten Schauers nur Nukleonen in einer "Röhre" um die Einfallsrichtung des Primärhadrons beteiligt sind.

Diese beiden Prozesse sind in Abb. 6.4 dargestellt:

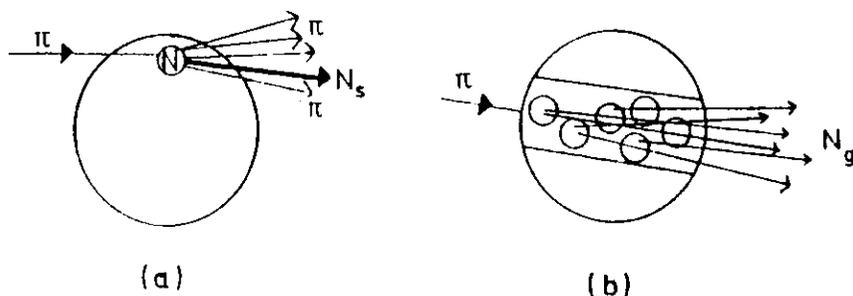


Abb. 6.4 : Skizze der peripheren (a) und der zentralen Wechselwirkung (b)

Während im Falle des peripheren Stosses die Zahl und das Spektrum der aus dem Kern austretenden Sekundärteilchen dem Stoss mit einem freien Nukleon entsprechen, tragen bei einem zentralen Stoss alle an der intranuklearen Kaskade beteiligten Teilchen zur Erzeugung von beobachtbaren Sekundärteilchen bei.

Zur Bestimmung der aus dem Kern austretenden Teilchenzahl müsste die Kaskade durch eine Monte Carlo-Rechnung simuliert und alle Teilchen solange verfolgt werden, bis sie im Kern gestoppt werden oder ihm verlassen. Solche Rechnungen wurden von [BER63, BER69] durchgeführt. Sie sind jedoch sehr aufwendig und für das Punch-Through-Problem, das eine Abschätzung des Schauers außerhalb des Kerninnern verlangt, nicht notwendig. Die meisten Kaskadenteilchen sind nämlich wegen der hohen Nukleonenzahl mehreren Stößen unterworfen und besitzen beim Austritt aus dem Kern niedrige Energien. Sie tragen daher unwesentlich zum Transport des Teilchenschauers durch den Absorber bei. Dies wird durch folgende Klassifizierung nach der Energie deutlich: "schwarze Spuren" sind stark ionisierende Teilchen mit $\beta < 0.3$ und minimalionisierende Spuren haben $\beta > 0.6$. Alle anderen Teilchen erzeugen "graue Spuren". Minimalionisierende Spuren entstehen hauptsächlich durch den peripheren Stoß mit einem Nukleon ohne Ausbildung einer intranuklearen Kaskade, während die "grauen" Spuren aus einer solchen Kaskade stammen und wegen ihrer hohen Ionisationsverluste nicht sehr tief in den Absorber eindringen können. Der Ursprung der "schwarzen" Spuren wird am Ende dieses Kapitels besprochen.

Aus diesen Überlegungen folgt, daß periphere Ereignisse den Hauptbeitrag zur Erzeugung der schnellen Schauerteilchen liefern, sodaß die mittlere Multiplizität der erzeugten Teilchen aus dem Prozess "Hadron + freies Nukleon" abgeleitet werden kann.

Die mittlere Multiplizität $\langle n \rangle$ in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie für πN -Reaktionen ist in [GAL79] angegeben.

$$\begin{aligned} \langle n \rangle &= 1 && ; \sqrt{s} \leq 1.25 \text{ GEV} \\ \langle n \rangle &= -0.31 + 1.1 \cdot \sqrt{s} && ; 1.25 < \sqrt{s} < 4.0 \text{ GEV} \\ \langle n \rangle &= -1.83 + 4.25 \cdot \ln \sqrt{s} && ; \sqrt{s} \geq 4.0 \text{ GEV} \end{aligned} \quad (6.31)$$

Aus Isospinüberlegungen folgt ein Verhältnis 1/2 zwischen neutralen und geladenen Sekundärpionen.

Nach der Substitution $\sqrt{s} \rightarrow \sqrt{s} - m_{\text{Hadron}}$ können für die Reaktionen anderer Hadronen dieselben Gleichungen benutzt werden [GAL79]. Unterhalb einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} < 1.25 \text{ GEV}$ ist keine Teilchenerzeugung aus den bisher besprochenen Prozessen möglich, da dieser Wert gerade der Mindestenergie zur Erzeugung eines Pions entspricht: $m_N + m_\pi + m_\pi \sim 1.25 \text{ GEV}$. Der leichten Vergrößerung von $\langle n \rangle$ durch Beiträge aus der intranuklearen Kaskade wird durch einen empirischen Multiplikationsfaktor Rechnung getragen [DAR72].

$$\langle n \rangle_{\text{PK}} = 1.2 \cdot \langle n \rangle_{\pi N} \quad (6.32)$$

Die Zahl der erzeugten Teilchen wird gemäß [CZY72] als poissonverteilt mit dem Mittelwert $\langle n \rangle$ angenommen.

Die hier beschriebenen Prozesse sind der "schnelle" Teil der Kaskade, die sich im Absorber ausbreitet. Die Serie der inkohärenten Wechselwirkungen im Kern läßt einen angeregten Compound-Kern zurück, der diese Anregungsenergie durch Emission von Nukleonen und schweren Kernfragmenten abgibt. Analog zur Betrachtungsweise der Thermodynamik spricht man von einer "Erhitzung" des Kernes und von der Abgabe der Energie in Form von "Verdampfungsnukleonen". Diese Teilchen bilden die oben erwähnten "schwarzen" Spuren.

Die Anregungsenergie ist im Gegensatz zur Zahl der erzeugten schnellen Teilchen nicht stark energieabhängig und strebt für Primärenergien "E" im GeV-Bereich einem Grenzwert zu. Sie kann durch folgende empirische Formel angenähert werden, die in [RAN70] angegeben wird:

$$E_{ex} = \frac{A}{100} \quad [\text{GEV}] \quad E > 3 \text{ GEV} \quad (6.3.3)$$

$$E_{ex} = E_{th} + \frac{(E - E_{th}) \cdot (B - E_{th})}{(3 - E_{th})} \quad E_{th} \leq E \leq 3 \text{ GEV}$$

E_{th} = Minimalenergie für die weitere Verfolgung eines Teilchens
 $B = \max (E_{th} , A/100)$
 A = Massenzahl des Kernes

Die verdampften Nukleonen haben Energien zwischen $\sim 10-300$ MeV und sind gleichermaßen Protonen und Neutronen. Schwerere Kernfragmente erfahren so hohe Energieverluste, daß sie für das Punch-Through-Problem vernachlässigt werden können. Die Emission erfolgt im Gegensatz zu der schnellen Komponente praktisch isotrop und das Energiespektrum folgt einer empirischen Formel [GRA75]:

$$f(T) \sim T \cdot e^{-100 T^2} \quad (6.3.4)$$

T = kinetische Energie [MeV]

Unterhalb der Schwelle für die Teilchenerzeugung sind für die inelastischen Reaktionen neben der Kernanregung nur Ladungsaustauschprozesse möglich, wie z.B.:



Neben der Zahl und Art der in einem inelastischen Stoß erzeugten Sekundärteilchen müssen nun deren Impulse und Streuwinkel zur Verfolgung durch den Absorber bestimmt werden

6.4 : DAS IMPULSSPEKTRUM DER SEKUNDÄRTEILCHEN

Die in der Literatur angegebenen empirischen Formeln für das Impuls- und Winkelspektrum der erzeugten Teilchen sind i.a. nur in einem Energiebereich des Primärhadrons von ≥ 10 GeV verifiziert, sodaß eine Extrapolation auf niedrige Energien notwendig ist. Für Primärenergien von $E \geq 8$ GeV kann eine von Grant [GRA75] angegebene Methode benutzt werden.

Mit der Kenntnis des Longitudinalimpulses p_L und des Transversalimpulses p_T aller erzeugten Teilchen im Schwerpunktsystem ist die Kinematik eines Stoßprozesses nach der Lorentztransformation vollständig bekannt. In [LAW72] ist der invariante Wirkungsquerschnitt $\{(2E^*/\pi\sqrt{s})d\sigma/dx\}$ für die Feynman-Variable $x = p_L/p_{L,max}$ angegeben. Dabei ist $p_{L,max}$ der maximal mögliche Longitudinalimpuls im Schwerpunktsystem, sodaß gilt: $-1 \leq x \leq 1$

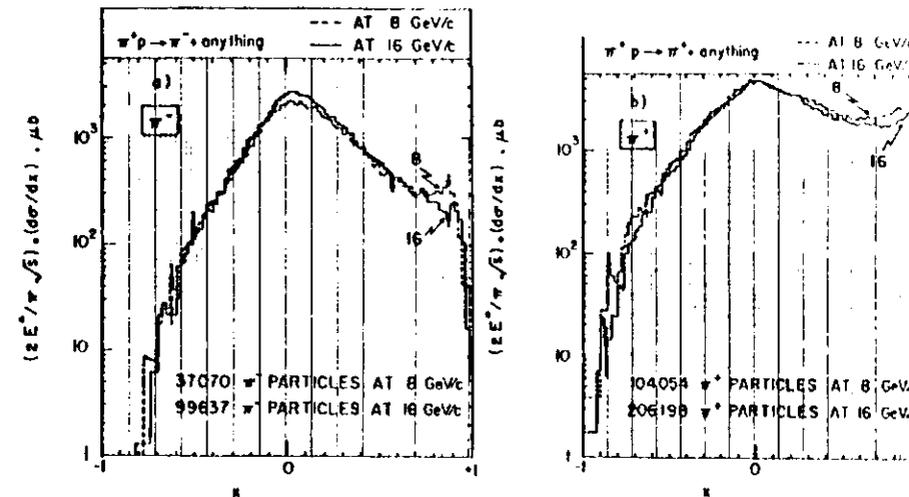


Abb. 6.5 : Invarianter Wirkungsquerschnitt $\{(2E^*/\pi\sqrt{s})d\sigma/dx\}$ gegen $x = p_L/p_{L,max}$ [LAW72]

Der Transversalimpuls hat folgende Wahrscheinlichkeitsverteilung [GRA75]:

$$f(p_T) = \frac{p_T}{\langle p_T \rangle} e^{-p_T / \langle p_T \rangle} \quad (6.4.1)$$

Der mittlere Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ ist eine Funktion von x [LAW72]:

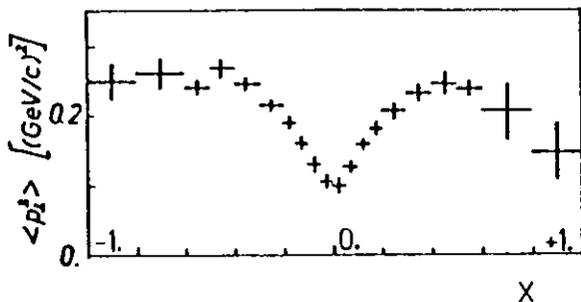


Abb.6.6 : $\langle p_T^2 \rangle$ gegen x [LAW72]

Diese Darstellung der Impulsverteilung gilt nur für hohe Energien (Feynman-Scaling Bereich). Für kleinere Energien müssen andere Verteilungen benutzt werden. Baroncelli [BAR74] benutzt für Energien unterhalb 6 GeV folgende Verteilung für den Longitudinalimpuls im Laborsystem:

$$f_L(p_L) = C \cdot e^{-(N \cdot p_L) / (0.6 \cdot p_0)} \quad (6.4.2)$$

- C = Normierungskonstante
- p_0 = Primärimpuls
- N = Zahl der erzeugten Sekundärpionen

Für die Verteilung des Transversalimpulses wird dort benutzt:

$$f_2(p_T) = e^{-B \cdot p_T} + C \cdot e^{-D \cdot p_T^2} \quad (6.4.3)$$

- $B_{\text{Eisen}} = 6.037 \text{ (GeV/c)}^{-1}$
- $C_{\text{Eisen}} = 0.78$
- $D_{\text{Eisen}} = 3.823 \text{ (GeV/c)}^{-2}$

6.5 : DIE ELASTISCHE KERNSTREUUNG

Die richtige Behandlung der elastischen Kernstreuung bei der Simulation des hadronischen Schauers ist wichtig für die Berechnung des "akzeptierten Punch-Through" (s. Kap.4.3). Neben einer Wahrscheinlichkeit für den Austritt von Sekundärteilchen aus dem Absorber kann auch das Primärhadron selbst ohne inelastische Wechselwirkung das Material durchdringen. Dabei haben eventuelle elastische Wechselwirkungen neben der Coulomb-Vielfachstreuung entscheidenden Einfluß auf die Flugbahn.

Nach Glg. Anhang A.14a wird für die kohärente elastische Streuung (Streuung am gesamten Kern im Gegensatz zur inkohärenten inelastischen Streuung an einzelnen Nukleonen) folgender differentielle Wirkungsquerschnitt gefordert:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma_{el}}{\pi} \cdot \left[\frac{J_1(kR_k \vartheta)}{\vartheta} \right]^2 \quad (6.5.1)$$

- σ_{el} = Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung
- k = Wellenzahl des Teilchens
- R_k = Kernradius
- ϑ = Streuwinkel
- J_1 = Besselfunktion 1. Ordnung

Abb.6.7 zeigt eine Messung für die elastische Streuung von Protonen an Bleikernen [BJO57]. Für Eisen ergibt sich prinzipiell derselbe Verlauf.

Aus der Abbildung ist eine Beugungsstruktur des Wirkungsquerschnittes zu erkennen, die durch die Besselfunktion in Glg. 6.5.1 beschrieben wird. Man spricht daher von "Diffraktionsstreuung". Weiterhin ist zu erkennen, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt bis zum ersten Minimum um etwa drei Zehnerpotenzen abnimmt, sodaß für das Monte-Carlo-Programm nur dieser Bereich interessant und wo folgende Näherung erlaubt ist:

$$\left[\frac{J_1(kR_k \vartheta)}{\vartheta} \right]^2 \sim \frac{k^2 R_k^2}{4} e^{-R_k^2 \cdot t/4} \quad (6.5.2)$$

$$|t| \sim k^2 \vartheta^2$$

Man erhält also eine Gaussverteilung für die elastische Streuung.

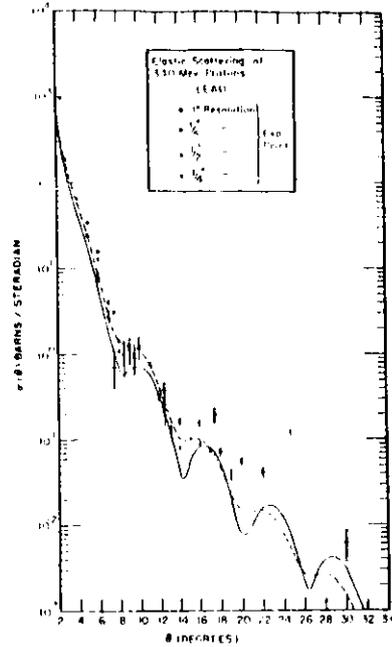


Abb. 6.7 : Differentieller Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung von Protonen mit einer Energie von 340 MEV an Blei. Die Punkte sind Messwerte [BJ057]. Die Kurven stammen aus Rechnungen für zwei verschiedene Potentialmodelle des Kernes [BJ057].

In dem Monte-Carlo-Programm wird eine empirische Formel benutzt, die in [RAN72] angegeben ist :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A \cdot e^{-1.63 \cdot 14.5 \cdot A^{0.66} \cdot t} + 1.4 \cdot A \cdot e^{-0.33 \cdot 10 \cdot t} \quad (6.5.3)$$

Bei sehr kleinen Streuwinkeln (sehr geringer Impulsübertrag) liegt eine Interferenz dieser Kernstreuung mit der Coulombstreuung vor, die hier jedoch vernachlässigt werden kann.

Die aus dem Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ stammenden Photonen initialisieren eine elektromagnetische Kaskade, die durch die Prozesse der Bremsstrahlung und Paarbildung gekennzeichnet ist. Die Photoproduktion von Hadronen wird wegen des kleinen Wirkungsquerschnittes vernachlässigt.

(a) Bremsstrahlung

Die mittlere freie Weglänge eines Elektrons für den Prozess $e + \text{Kern} \rightarrow e\gamma$ ist nach [BAR74] in guter Näherung durch folgende Gleichung gegeben (bei einer Minimalenergie des abgestrahlten Photons von 1 MEV)

$$\lambda_{Br} = \frac{X_L}{\ln E_0} \quad (6.6.1)$$

X_L = Strahlungslänge des Materials ($X_L(\text{Fe}) = 176 \text{ cm}$)
 E_0 = Energie des Elektrons [MEV]

Die Photonenenergie verteilt sich dabei gemäß [BAR74] nach:

$$f(k) = \frac{A}{k} \quad (6.6.2)$$

A = Normierungskonstante

(b) Paarbildung

Photonen mit einer Energie größer als 1 MEV können im Coulombfeld der Kerne e^+e^- -Paare erzeugen. Die mittlere freie Weglänge für eine Energie über 250 MEV ist gegeben durch:

$$\lambda_P = \frac{9}{7} \cdot X_L \quad (6.6.3)$$

Unterhalb dieses Grenzwertes wird eine empirische Formel benutzt [GAL79], die für Eisen die in Abb.6.8 dargestellte Abhängigkeit der mittleren freien Weglänge vom Photonimpuls liefert.

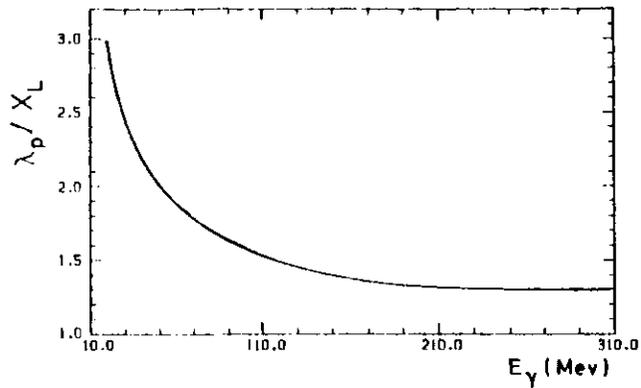


Abb. 6.8 : λ_p/X_L gegen den Photonenimpuls E_γ .
Empirische Formel nach [GAL79].

Die Wahrscheinlichkeit für einen der beiden Prozesse innerhalb einer Strecke x des Materials ist damit:

$$w_{BR,P}(x) = 1 - e^{-x / \lambda_{BR,P}} \quad (6.6.4)$$

6.7 : BESCHREIBUNG DES MONTE-CARLO-PROGRAMMES

Abb.6.9 zeigt ein Flußdiagramm des Simulationsprogrammes. Das Programm wird zum Vergleich mit vorhandenen Messungen zunächst auf einen Materieblock angewandt, der in der Flugrichtung des bei $x=0$ einfallenden Primärhadrons in Intervalle von $dx=1$ cm eingeteilt wird.

Jedes Teilchen der Kaskade wird schrittweise durch diese Intervalle verfolgt und der Impuls entsprechend den Ionisationsverlusten (Bethe-Bloch-Formel, Glg.4.3.1) reduziert; weiterhin werden der Ort und der Austrittswinkel am Ende jedes Intervalles nach den Verteilungen für die Vielfachstreuung (Kap.4.3) zufällig ausgewählt.

Neutrale Teilchen sind diesen beiden Prozessen nicht unterworfen Teilchen mit einem Impuls unterhalb von 1 MEV werden gestoppt.

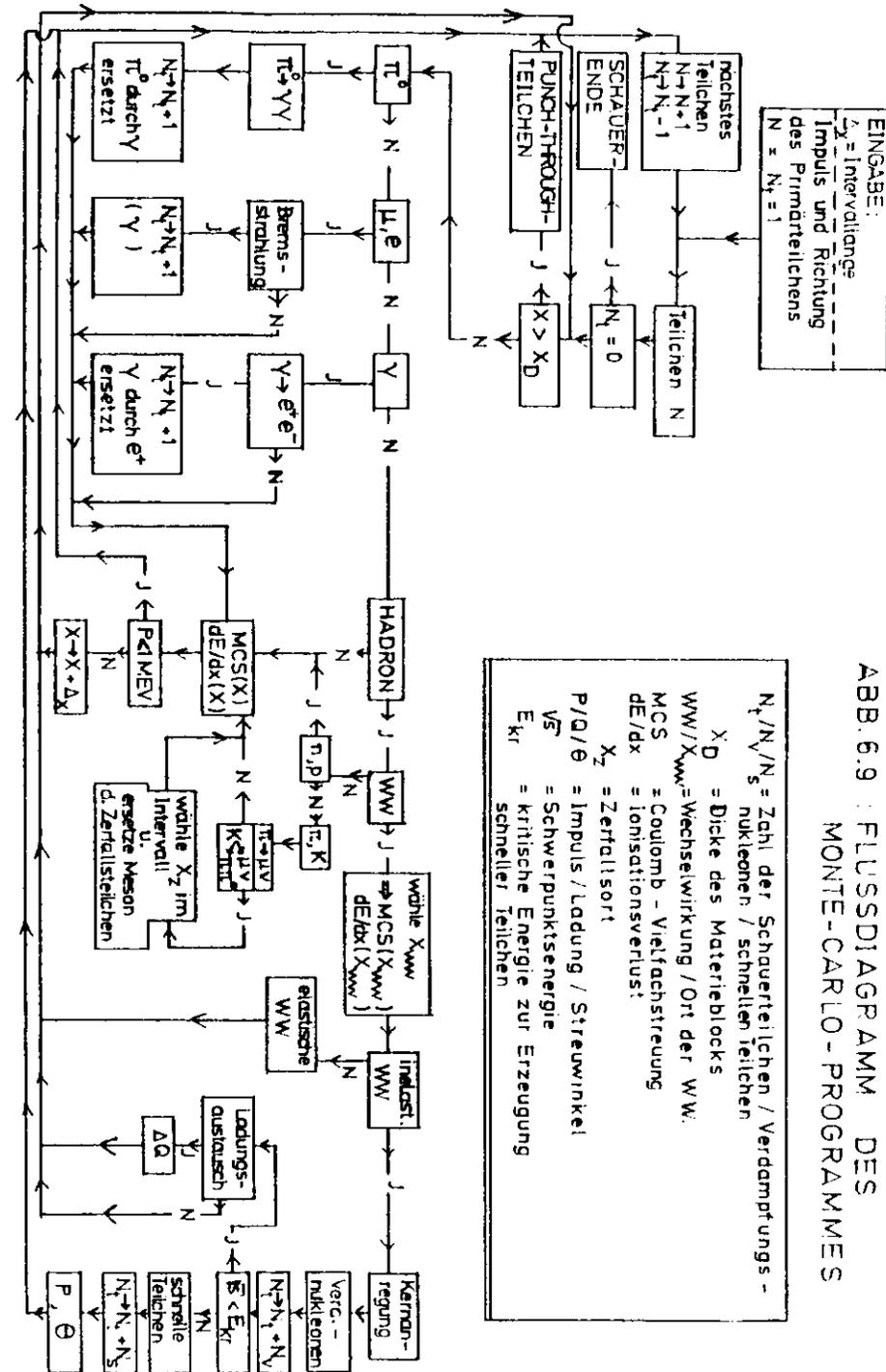


ABB. 6.9 : FLUSSDIAGRAMM DES
MONTE-CARLO-PROGRAMMES

Neutrale Pionen, deren Entstehung in Stossprozessen in Kap.6.3 beschrieben wurde, haben eine sehr kurze Lebensdauer, sodaß an ihrem Entstehungsort nach der in Kap.5 beschriebenen Methode für den Zweikörperzerfall sofort der Zerfall in zwei Photonen erzeugt wird.

Jedem der durch den π^0 -Zerfall erzeugten Photonen wird die Möglichkeit der Paarbildung gegeben, deren Wahrscheinlichkeit innerhalb des Intervalles dx durch Glg.6.6.4 gegeben ist. Es wird eine Zufallszahl im Intervall $[0,1]$ "gewürfelt" und untersucht, ob diese kleiner ist als die Wahrscheinlichkeit $w_p(x)$. In diesem Falle erzeugt das Programm ein e^+e^- -Paar.

Für jedes erzeugte Elektron und Positron muß in dem jeweiligen Intervall der Prozess der Bremsstrahlung getestet werden. Ist die Abfrage (die analog zur Paarbildung geschieht) positiv, wird ein Photon gemäß Glg. 6.6.2 erzeugt.

Handelt es sich bei dem Schauereteilchen um ein Pion oder Kaon, wird in jedem Intervall die Zerfallswahrscheinlichkeit getestet und gegebenenfalls entsprechend der Kinematik des 2-Körper-Zerfalls folgende Zerfälle erzeugt (Kap.5.1):



Das Neutrino wird nicht verfolgt, da es wegen seines geringen Wirkungsquerschnittes vernachlässigt werden kann, während das Myon unter Ionisationsverlusten, Vielfachstreuung und Bremsstrahlungsverlusten den Absorber durchquert.

Für Hadronen wird in jedem Intervall untersucht, ob eine Wechselwirkung stattgefunden hat. Diese Abfrage ist analog zu derjenigen der Paarbildung und Bremsstrahlung, wobei die Wahrscheinlichkeiten durch die Glgen.6.2.8a,b gegeben sind. Im Falle einer Wechselwirkung wird der Wechselwirkungspunkt zufällig in dem Intervall ausgewählt sowie der Impulsverlust und die Vielfachstreuung bis zu diesem Punkt bestimmt.

Bei einer elastischen Streuung wird der Streuwinkel nach Glg.6.5.3 gewürfelt und außerdem ein Rückstossimpuls auf den Kern zugelassen.

Im Falle einer inelastischen Wechselwirkung wird die Schwerpunktsenergie des Hadron-Nukleon-Systems berechnet. Der Fermiimpuls des Kernnukleons wird dabei betrags- und richtungsmäßig zum Impuls des Hadrons addiert:

$$s = m_N^2 + m_H^2 + 2m_H E_H \quad (6.7.2)$$

m_H = Masse des Hadrons
 E_H = Energie des Hadrons mit Fermienergie des Nukleons
 m_N = Masse des Nukleons
 s = Quadrat der Schwerpunktsenergie

Liegt \sqrt{s} unterhalb der Schwelle für die Erzeugung eines Sekundärpions, so können lediglich Ladungsaustauschreaktionen auftreten. Unabhängig von der Schwerpunktsenergie wird nach Glg.6.3.3 die Kernanregungsenergie berechnet und gemäß Gleichung 6.3.4 Verdampfungsnukleonen (gleichermaßen Protonen und Neutronen) solange isotrop erzeugt, bis die Anregungsenergie verbraucht ist.

Für $\sqrt{s} > 1.25$ GEV werden unter Berücksichtigung der Erhaltungssätze für die Energie, Ladung, Baryonenzahl und Strangeness Sekundärteilchen mit einer mittleren Multiplizität nach Glg.6.3.1,6.3.2 erzeugt, wobei die Anzahl nach einer Poissonverteilung mit diesem Mittelwert zufällig ausgewählt wird. Die Mindestforderung ist ein Pion mit einem Impuls $p > 15$ Mev. Die Teilchenerzeugung beinhaltet folgende Prozesse:



N = Neutron oder Proton
 K = K^+ oder K^-
 π = π^+ oder π^-

Kaonen werden bei einem Ereignis in so geringer Zahl erzeugt, daß ihre Erzeugung vernachlässigt werden kann. Das Verhältnis der Zahl der neutralen zu den geladenen Pionen in einem Ereignis wird beeinflusst durch den Ladungserhaltungssatz, muß jedoch so berechnet werden, daß im Mittel die Hälfte der erzeugten Pionen neutral ist. Entspricht die Schwerpunktsenergie einer Resonanzenergie, wird die entsprechende Resonanz und deren Zerfall erzeugt. Als wichtigstes Beispiel sei hier die $\Delta(1236)$ -Resonanz genannt.

Für jedes erzeugte Teilchen müssen der Impuls und die Flugrichtung zur Verfolgung durch den Absorber bestimmt werden. Die Erzeugung dieser Größen soll am Beispiel der πN -Streuung erläutert werden, wobei alle Berechnungen im Schwerpunktsystem erfolgen.

Die Erzeugung von Teilchen aus dem πN System kann wie ein Zweikörperzerfall betrachtet werden. Die Massen der beteiligten Teilchen sind:

$$\begin{aligned}
 1. \text{ Teilchen} & : m_1 = m_\pi \text{ oder } m_N \\
 2. \text{ "Teilchen"} & : m_2 = (n-1) m_\pi + m_N \quad , \text{ falls } m_1 = m_\pi \\
 & \quad m_2 = 0 + m_N \quad , \text{ falls } m_1 = m_N
 \end{aligned}
 \tag{6.7.4}$$

Teilchen 1 ist also das betrachtete Sekundärteilchen und das fiktive "Teilchen" 2 das Restsystem. Analog zu Glg. 5.2.4 ist der Impuls des 1. Teilchens (gleichzeitig der maximale Longitudinalimpuls):

$$p' = p_{Lmax}' = \left[\frac{[s - (m_1 + m_2)^2] \cdot [s - (m_1 - m_2)^2]}{4s} \right]
 \tag{6.7.5}$$

Durch Würfeln der Feynman-Variablen x nach differentiellen Wirkungsquerschnitten (s. Abb. 6.5) erhält man sofort den Longitudinalimpuls:

$$p_L' = x \cdot p_{Lmax}'
 \tag{6.7.6}$$

Für das gewürfelte x wird nach Abb. 6.6 der mittlere Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ berechnet und der Transversalimpuls des Teilchens nach Glg. 6.4.1 gewürfelt, sodaß die Kinematik durch die Kenntnis von p_L' und p_T vollständig bekannt ist. Die Summe der Teilchenenergien muß nach jeder Erzeugung eines neuen Teilchens kleiner sein als die verfügbare Schwerpunktsenergie. Bei einer Verletzung des Energiesatzes wird das gesamte Ereignis verworfen und neu erzeugt.

Diese Methode wird für $(n-1)$ -Teilchen benutzt. Der Longitudinalimpuls des n -ten Teilchens wird ebenfalls zufällig erzeugt und der Transversalimpuls ergibt sich direkt aus der noch verfügbaren Energie, wobei dieser berechnete Wert allerdings mit der Verteilung der Glg. 6.4.1 verträglich sein muß. Die Impulse und Richtungen im Laborsystem erhält man durch eine Lorentztransformation.

Für Primärenergien unterhalb 6 GeV werden p_L und p_T gemäß den Glgen. 6.4.2, 6.4.3 erzeugt; diese gelten schon im Laborsystem, sodaß die Lorentztransformation entfällt.

Alle Teilchen des Schauer werden solange durch den Absorber verfolgt, bis sie gestoppt werden oder als "Punch-Through"-Teilchen austreten. Abb. 6.10 zeigt einen durch ein π^- mit einer Energie von 10 GeV erzeugten Schauer, wie er durch das Monte-Carlo-Programm simuliert wurde.

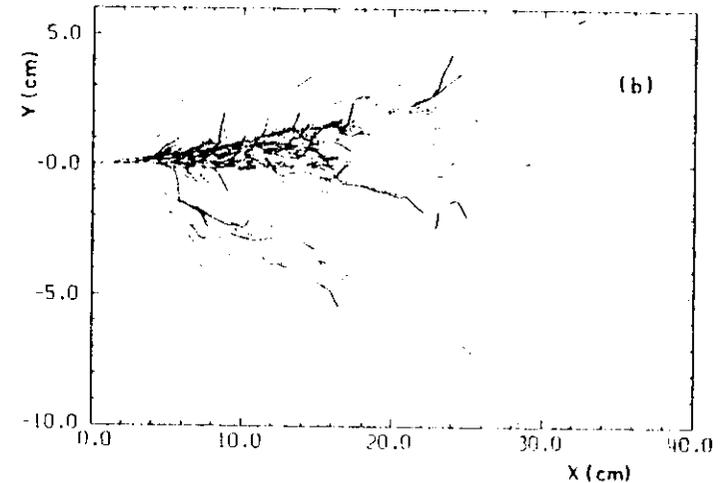
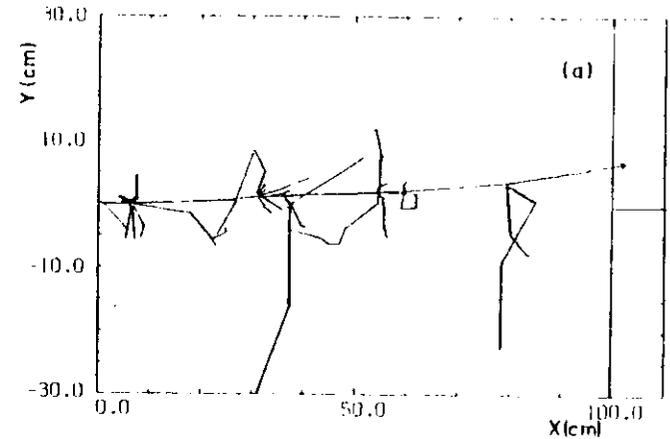


Abb. 6.10 : Hadronischer (a) und elektromagnetischer Schauer (b) in der x - y -Ebene (x =Flugrichtung des Primärhadrons), ausgelöst durch ein 10 GeV π^- . Der Unterschied zwischen den punktierten und durchgezogenen Spuren in (b) ist lediglich rechen-technisch bedingt.

6.8 : TEST DES BESCHRIEBENEN MONTE-CARLO-PROGRAMMES

Vor der Berechnung des hadronischen Punch-Through für den PLUTO-Detektor sind Vergleiche der von dem Monte-Carlo-Programm gelieferten Ergebnisse mit Simulationsrechnungen und Messungen anderer Autoren notwendig. Diese Berechnungen werden bei den gleichen Parametern vorgenommen, wie man sie in der Literatur findet. Es liegen hauptsächlich Vergleichsmöglichkeiten für Pionen verschiedener Energien vor, die auf einen kompakten Eisenblock auftreffen (was jedoch nicht der PLUTO-Konfiguration entspricht).

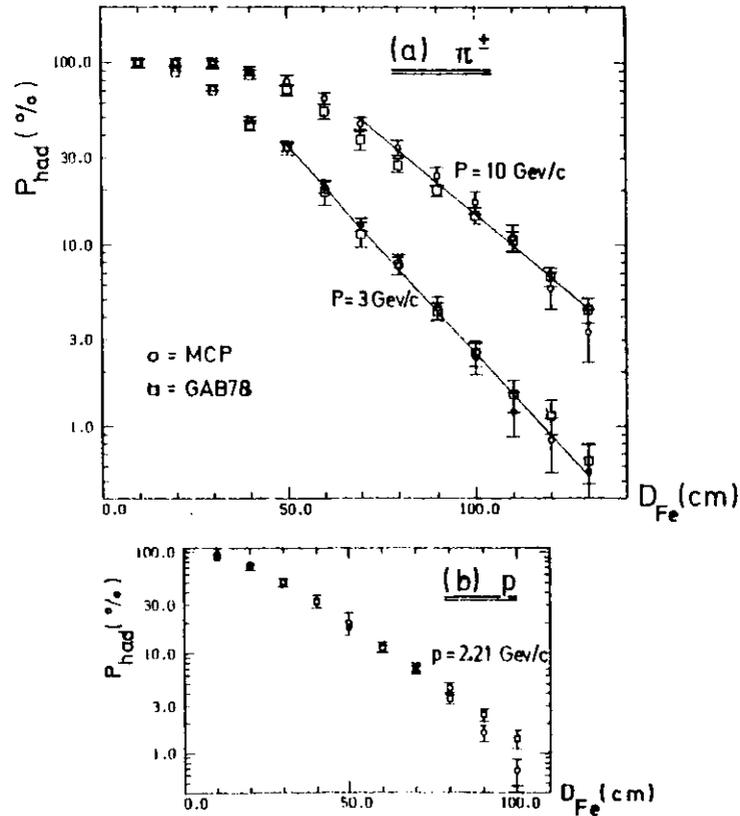


Abb. 6.11 : Wahrscheinlichkeit P_{had} für den Nachweis eines oder mehrerer geladener Teilchen gegen Eisendicke D_{Fe} für einen kompakten Eisenblock. MCP= Daten des beschriebenen Monte-Carlo Programmes.

Während für Pionen die Daten des Monte-Carlo-Programmes und aus [GAB78] innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen (Abb.6.11a), weichen sie für Protonen bei großen Eisendicken ($D_{Fe} > 90 \text{ cm}$) voneinander ab. Der Punch-Through für Protonen ist jedoch für die PLUTO-Datenanalyse nicht wichtig (Kap.8). Abb.6.11b soll daher lediglich die richtige Behandlung der Nukleonenkomponente in einem Schauer verdeutlichen.

An die Daten der Abb.6.11a sind Exponentialfunktionen nach Glg.6.11 angepaßt, woraus die Abschwächungslänge λ_a (s. Abb.6.12) bestimmt werden kann.

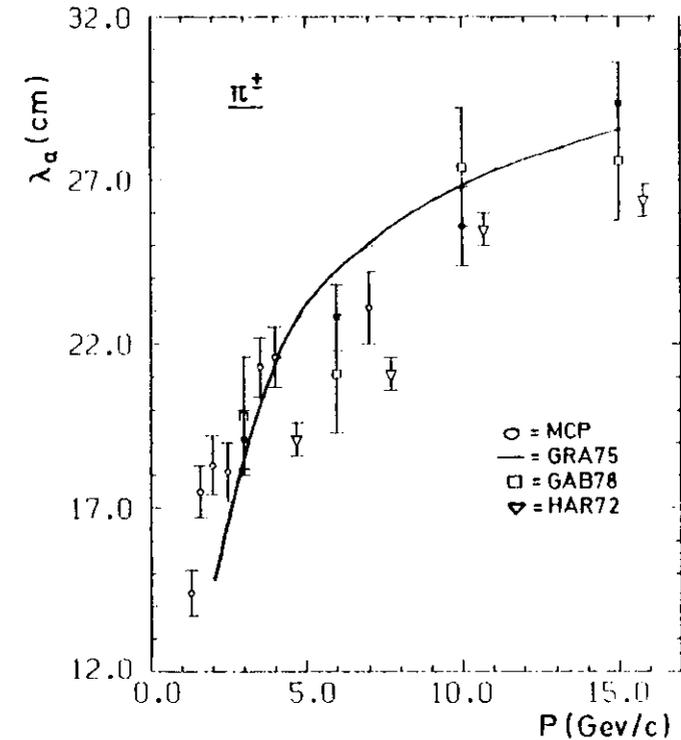


Abb. 6.12 : Longitudinale Abschwächungslänge λ_a gegen Teilchenimpuls p .

Auch die Daten des Monte-Carlo-Programmes in Abb.6.12 stimmen innerhalb der statistischen Fehlergrenzen gut mit den berechneten bzw. gemessenen Werten in der angegebenen Literatur überein.

In der nächsten Abb.6.13 wird der Gesamt-Punch-Through P_{had} (s. Abb.6.11) als Funktion des Primärimpulses für Pionen untersucht.

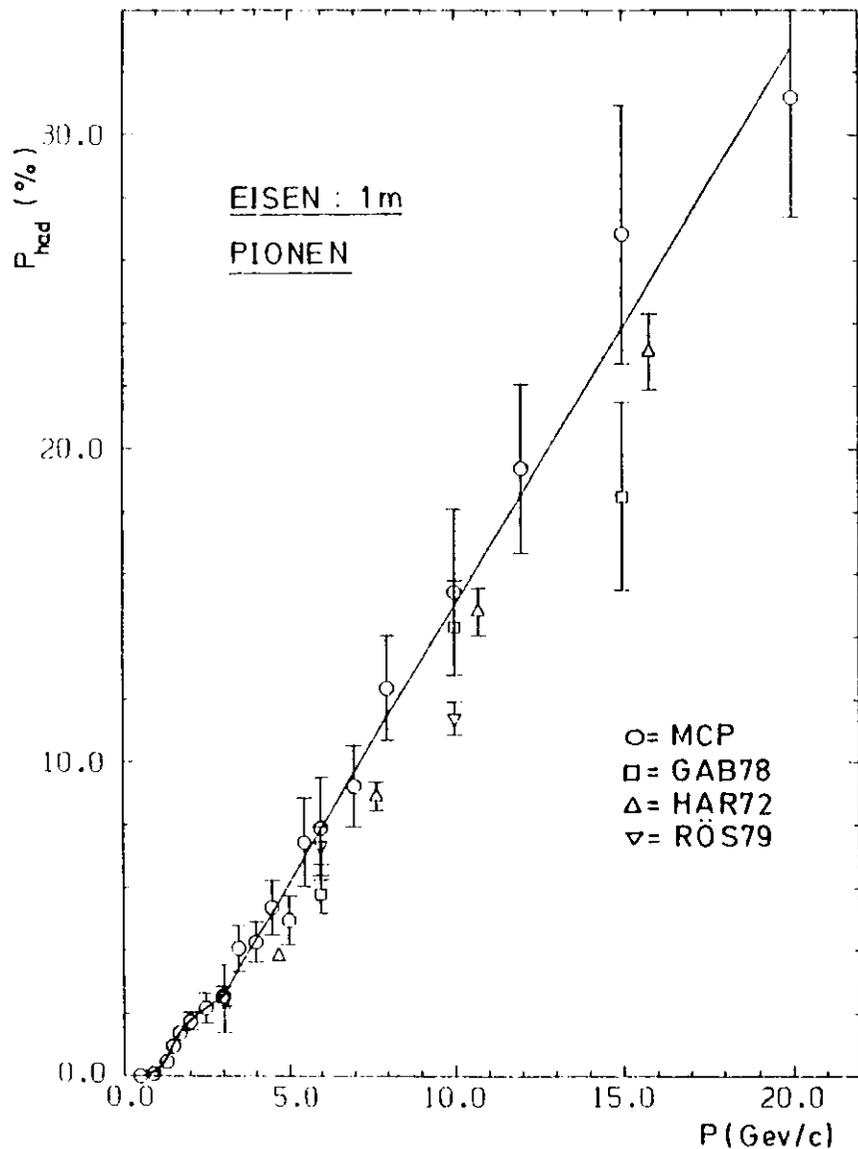


Abb. 6.13 : Gesamt Punch-Through P_{had} gegen Teilchenimpuls für Pionen und eine Eisendicke von 1 m.

Die Punch-Through-Werte für eine Eisendicke von 1 m (Abb. 6.13) sind wegen der äquivalenten mittleren Dicke (Abb. 3.2) des Hadronabsorbers von PLUTO besonders wichtig. Sie ermöglichen zusammen mit λ_n die Extrapolation auf beliebige andere Absorbertiefen. Auch hier ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit den Werten der Literatur.

Für Impulse unterhalb 3 GeV liegen keine Vergleichswerte für Pionen vor.

Da aufgrund des Energieverlustes durch Ionisation nur Pionen mit einem Mindestimpuls von ~ 1.3 GeV diese Materieschicht durchdringen können, überraschen zunächst die Punch-Through-Werte im Bereich 0.9–1.5 GeV und bedürfen einer näheren Untersuchung (Abb. 6.14).

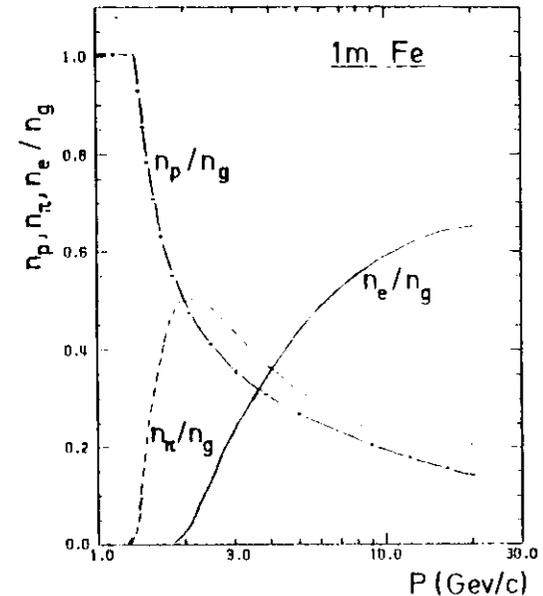


Abb. 6.14 : Art der Punch-Through-Teilchen nach 1 m Eisen gegen den Impuls eines Primärpions. Dabei sind $n_e, n_\pi, n_p, n_g =$ Zahl der Elektronen, Pionen und Myonen, Protonen, Gesamtzahl.

Unterhalb eines Pionenimpulses von ~ 1.3 GeV sind Protonen die einzigen aus dem Absorber austretenden Teilchen. Eine genaue Analyse der Schauer in diesem Energiebereich hat den folgenden Prozess (der in $\sim 0.3\%$ aller von dem Monte-Carlo-Programm erzeugten Schauer gefunden wurde) als Ursache dieses Punch-Through identifiziert: das Primärpion wechselwirkt kurz nach dem Eintritt in die Materie und ist wegen des hohen

Restimpuls zur Erzeugung eines schnellen Neutrons befähigt. Dieses Neutron wandelt sich in einem Ladungsaustauschprozess in ein Proton um. Das erzeugte Proton wird i.a. wegen des hohen Ionisationsverlustes schon nach einem kurzen Flugweg absorbiert. Nur ein im letzten Teil des Absorbers (in einer Tiefe von $\sim 95-99$ cm) erzeugtes Proton hat die Möglichkeit, den Absorber zu verlassen und somit auch für einen Primärimpuls unterhalb 1.3 GeV einen Punch-Through zu erzeugen.

Wie aus Abb.6.14 hervorgeht, setzt bei ~ 1.4 GeV zusätzlich die Pionenkomponente ein und verursacht den starken Anstieg im Punch-Through bis ca. 2 GeV, während für höhere Primärenergien eine Geradenanpassung an die Daten möglich ist. Hier dominiert die elektromagnetische Komponente.

Für Kaonen liegen keine Vergleichswerte vor, sodaß hier nur die Daten des beschriebenen Monte-Carlo-Programmes dargestellt werden können. Die Differenz zwischen den Punch-Through-Werten für Pionen und Kaonen wird in Kap.6.9 diskutiert.

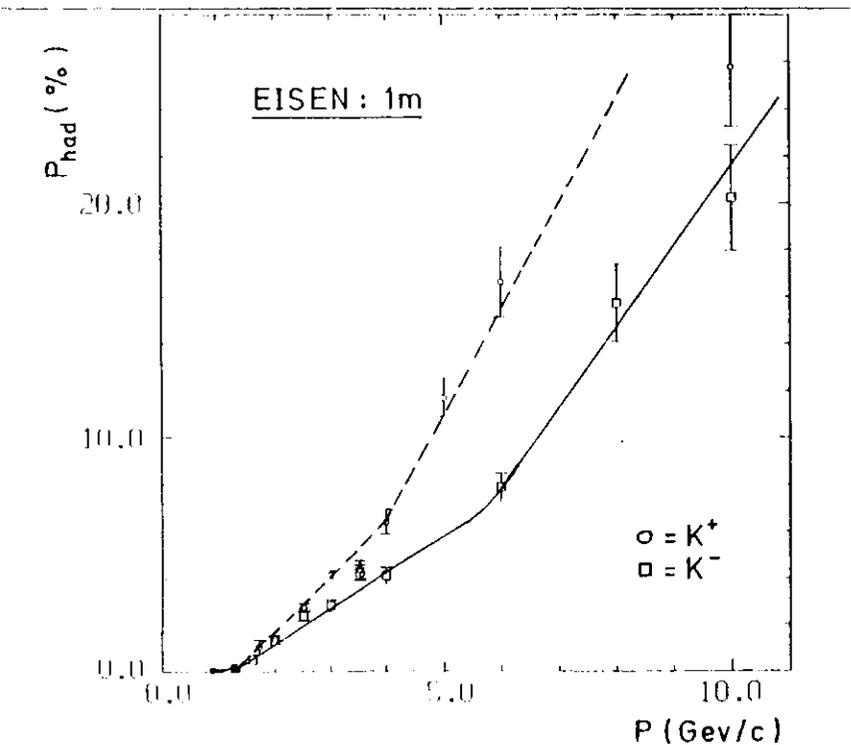


Abb. 6.15 : Gesamt-Punch-Through P_{had} gegen Teilchenimpuls p für Kaonen und eine Eisendicke von 1 m.

Die abschließenden Tests sollen nun zeigen, daß das Monte-Carlo-Programm nicht nur den Gesamt-Punch-Through, sondern auch den "akzeptierten-Punch-Through" richtig berechnet, dh. die Wahrscheinlichkeit des Nachweises eines oder mehrerer geladener Teilchen innerhalb des Coulomb-Streuegels eines äquivalenten Myons (s. Kap.4.3).

Abb.6.16 zeigt die mittlere Teilchenzahl innerhalb einer Umgebung von 30×30 cm senkrecht zur Primärspur. Die Daten des Monte-Carlo-Programmes weichen bei einem Primärimpuls von 3 GeV/c von den Daten aus [GRA75] ab. Diese Tatsache kann damit erklärt werden, daß das Programm von Grant hauptsächlich für höhere Primärenergien entwickelt wurde. Die Daten bei $p=10$ GeV/c stimmen auch gut überein.

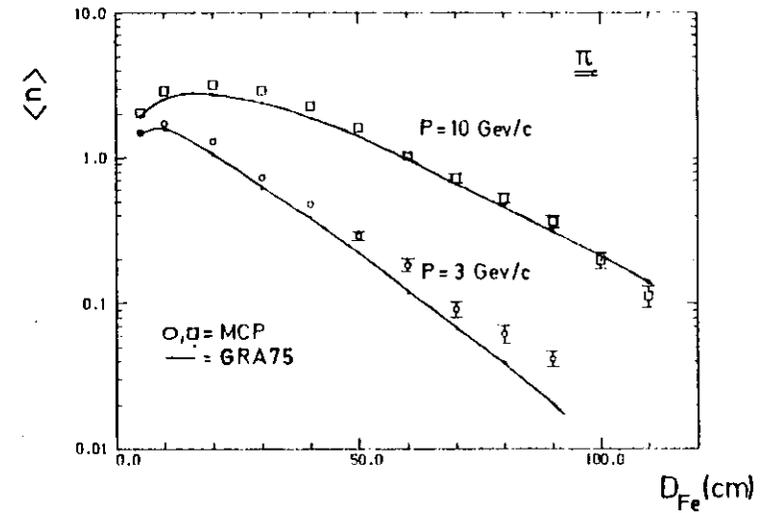


Abb. 6.16 : Mittlere Teilchenzahl $\langle n \rangle$ innerhalb eines Radius von 30 cm senkrecht zur Richtung des Primärteilchens gegen Eisendicke D_{Fe} für Pionen mit einem Impuls von 3 und 10 GeV/c.

In Abb.6.17 ist der akzeptierte Punch-Through für Pionen dargestellt.

Die Daten des akzeptierten Punch-Through des Monte-Carlo-Programmes stimmen ebenfalls mit den Daten aus der Literatur überein. Daher kann im folgenden Kapitel mit diesem Programm der akzeptierte hadronische Punch-Through (s. Kap.4.1) für die Konfiguration des PLUTO-Detektors bestimmt werden.

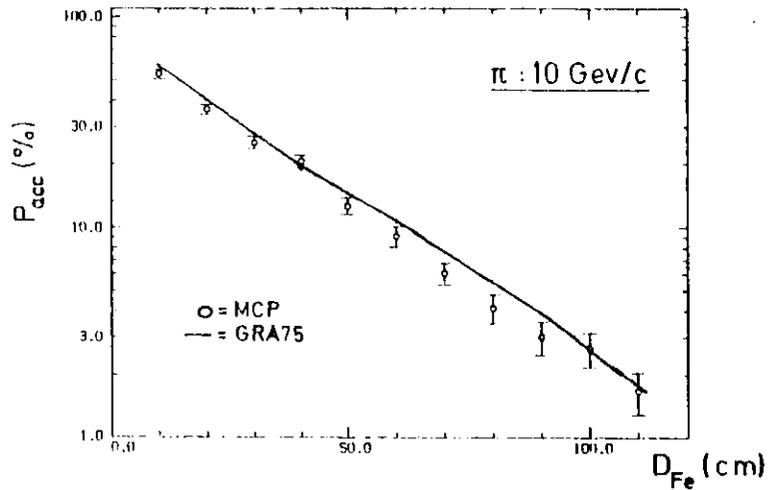
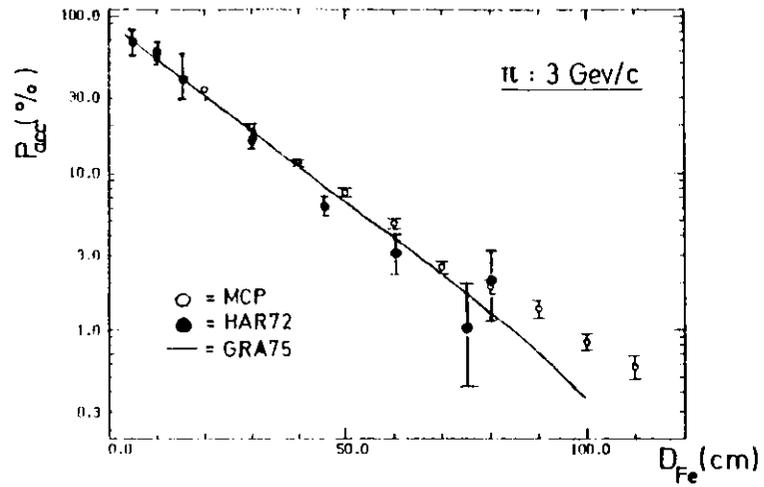


Abb. 6.17 : Akzeptierter Punch-Through P_{acc} gegen Eisendicke D_{Fe} für 3 und 10 GEV - Pionen.

Es werden Pionen und Kaonen wie in Kap.5.3.a erzeugt und für die gewürfelten Winkel die Materialgeometrie [HEI81] sowie der Abstand der getroffenen Myonkammer vom äußeren Hadronabsorber bestimmt. Für jedes Teilchen wird ein Schauer simuliert und die Durchstosspunkte aller austretenden Teilchen in der Myonkammer berechnet. Die Berechnung des akzeptierten Punch-Through erfolgt nach den Überlegungen des Kap.4.3 für die jeweilige Spur und Mittelwertbildung über alle erzeugten Spuren.

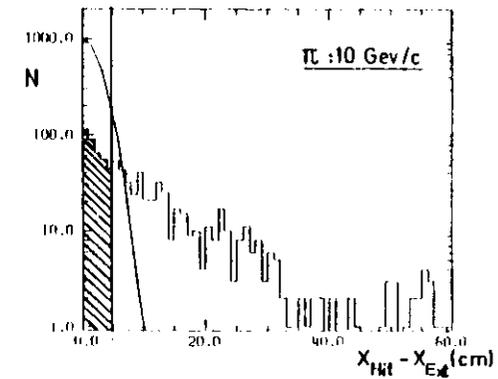
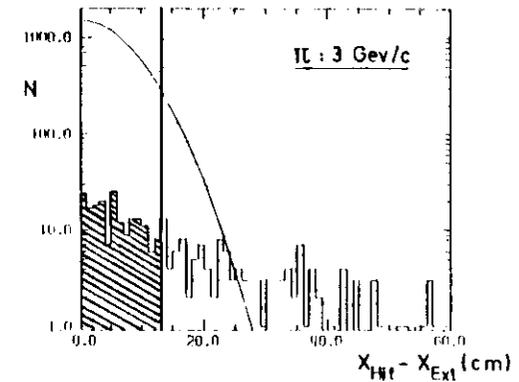


Abb. 6.18 : Eindimensionale Ortsverteilung $X_{Hit} - X_{Ext}$ der Punch-Through-Teilchen in den PLUTO Myonkammern für 3 und 10 GEV-Primärpionen und die Gaussverteilung einer äquivalenten Zahl von Myonen. Der schraffierte Bereich ist der akzeptierte hadronische Punch Through.

Für Pionen mit einem Impuls von 3 und 10 GeV ist in Abb.6.18 die eindimensionale laterale Verteilung der aus dem simulierten Schauer austretenden geladenen Teilchen in den Myonkammern von PLUTO dargestellt. Die durchgehenden Kurven bedeuten die Gaussverteilung einer äquivalenten Zahl von Myonen mit denselben Impulsen. Der schraffiert gezeichnete Anteil der Schauerteilchen ist der akzeptierte Punch-Through.

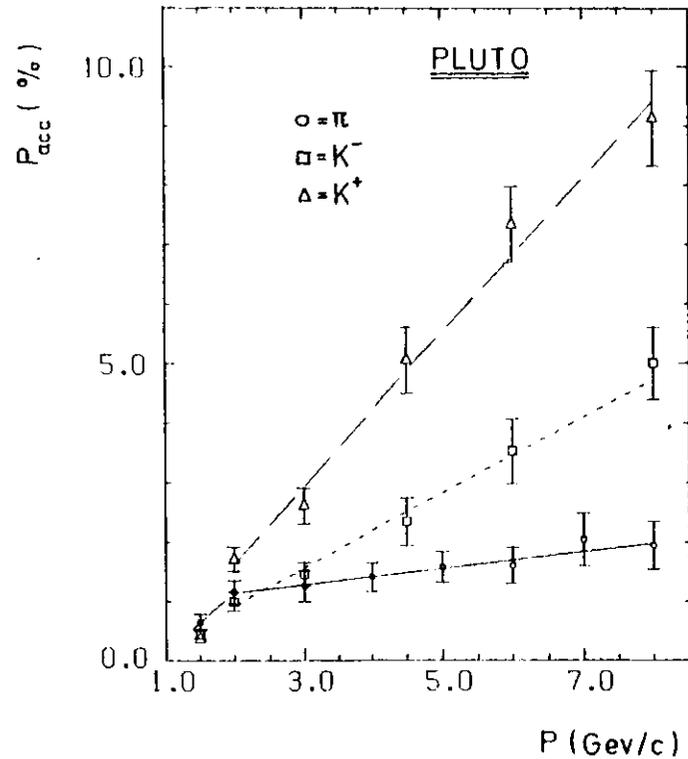


Abb. 6.19 : Akzeptierter hadronischer Punch-Through P_{acc} gegen Teilchenimpuls für den PLUTO-Detektor. Die Geraden sind eine Anpassung an die Daten

gerechtfertigt: wegen der breiteren Ortsverteilung der Schauerteilchen gegenüber der Verteilung der Myonen schneidet man viele Untergrundteilchen weg, verliert aber mit 4% nur wenige Myonen (s. Abb. 6.18). Der Schnitt ist daher ein Kompromiß zwischen den konkurrierenden Forderungen nach maximaler Akzeptanz für die Myonen und möglichst starker Reduktion des Untergrundes.

Abb. 6.19 zeigt den akzeptierten Punch-Through für Pionen und Kaonen in Abhängigkeit vom Impuls.

Besonders auffällig ist die große Differenz zwischen den Punch-Through-Werten für Pionen und positiven Kaonen, deren Ursachen durch die folgende grobe Abschätzung exemplarisch für einen Impuls von 6 GeV und eine Absorberdicke von 1 m aufgezeigt werden soll

Der Unterschied wird durch den inelastischen Wirkungsquerschnitt verursacht. Der inelastische Wirkungsquerschnitt für positive Kaonen ist nach Abb. 6.3 ca. 450 mb gegenüber 660 mb für Pionen. Mit Glg. 6.27, 6.28 erhält man als Wahrscheinlichkeit für die Durchquerung des Absorbers ohne inelastische Wechselwirkung $P(K^+) = 2.2\%$ bzw. $P(\pi) = 0.37\%$. Allein aufgrund elastischer Prozesse, denen Teilchen ohne inelastische Wechselwirkung noch unterliegen können, ist daher eine Differenz von ca. 1.7% zwischen dem Punch-Through für positive Kaonen und Pionen zu erwarten.

Aus Abb. 6.13 und Abb. 6.15 ergibt sich annähernd eine Verdopplung des Gesamt-Punch-Through für positive Kaonen gegenüber Pionen, die ebenfalls aus den unterschiedlichen Wirkungsquerschnitten folgt. Das Zusammenwirken dieser höheren Durchstosswahrscheinlichkeit aus inelastischen mit der oben erläuterten Differenz aus den rein elastischen Prozessen führt schließlich auf die in Abb. 6.19 dargestellten Größenunterschiede.

Als letzter Beitrag zum Untergrund des Myonsignales wird nun im nächsten Kapitel der "Freind-Punch-Through" untersucht, der zum Teil ebenfalls durch Emission von Teilchen aus hadronischen Schauern in die PLUTO-Myonkammern verursacht wird.

Dieser akzeptierte Punch-Through ergibt sich durch einen Schnitt bei $r_{acc} = 1.78\sigma$ der Gaussverteilung der Myonen. Er wurde schon in Kap. 4.1 und Kap. 4.3 erwähnt und wird nun durch Abb. 6.18

7. DER FREMD-PUNCH-THROUGH

7.1 : DIE URSACHEN DES FREMD-PUNCH-THROUGH

Der bisher behandelte Untergrund zum inklusiven Myonsignal wurde von Hadronen erzeugt, die durch Zerfall oder Emission geladener Teilchen aus durch sie initialisierten Schauern im Hadronabsorber ein Myonkammersignal innerhalb des eigenen Akzeptanzkegels erzeugen. Darunter sind der in Kap.5 behandelte "Zerfalls-Punch-Through" sowie der "hadronische Punch-Through" (Kap.6) zu verstehen.

Wie in Kap.4.1 (s auch Abb.4.1c) schon erwähnt wurde, besteht zusätzlich eine Wahrscheinlichkeit für eine Fehlidentifikation eines Hadrons als Myon aufgrund von Einflüssen ausserer Prozesse sowie anderer (fremder) Spuren in einem hadronischen Ereignis. Diese Beiträge vervollständigen die Abschätzung des gesamten Untergrundes und sind der Inhalt dieses Kapitels.

7.2 : DER ÄUßERE UNTERGRUND

Signale in den Myonkammern werden nicht nur durch die vom Wechselwirkungspunkt ausgehenden Teilchen erzeugt, sondern auch durch Prozesse, die ausserhalb des Detektors initialisiert worden sind. Die Elektronen und Positronen, die in Paketen ("Bunchs") am Wechselwirkungspunkt aufeinandertreffen, werden im Strahlrohr durch Magnete kollimiert, wodurch eine möglichst hohe Dichte und eine scharfe Energie erreicht werden soll. Insbesondere muß der Kontakt mit den Wänden des Strahlrohres vermieden werden. Dies gelingt jedoch nicht für alle Elektronen eines solchen Paketes, so daß gelegentlich eine Wechselwirkung mit dem Strahlrohr stattfindet und ein elektromagnetischer Schauer ausgelöst wird (s. Kap.6.6).

Wegen der hohen Primärenergie wird eine Vielzahl von hochenergetischen Sekundärteilchen und Photonen erzeugt, die aus der Wand des Strahlrohres austreten und auf die Myonkammern treffen, die ja die äußere Begrenzung des Detektors darstellen. Wird gleichzeitig durch das Elektronenpaket, aus dem der Schauer initialisiert wurde, der Trigger für ein hadronisches Ereignis und die Driftzeitmessung der Myonkammern gestartet, werden die durch den Schauer erzeugten Signale den Spuren des hadronischen Ereignisses zugeordnet. Von diesem Untergrund sind ausschließlich die Kammern mit der Flächennormale parallel zum Strahlrohr betroffen.

Einen weiteren Beitrag zum äußeren Untergrund, von dem hauptsächlich die oben liegenden ("top"-) Kammern betroffen sind, liefern kosmische Teilchen; falls diese den Innendetektor durchfliegen, wird das Ereignis als

"kosmisches Ereignis" erkannt und verworfen, da wie bei einem hadronischen Ereignis getriggert wird. Der Trigger wird jedoch nicht in Gang gesetzt, wenn die kosmischen Myonen den Detektor nur "streifen", d.h. nur die Myonkammern und die Ecken des Hadronabsorbers durchqueren. Tritt eine solche Konstellation während der Erkennung eines hadronischen Ereignisses auf, werden auch diese Signale dem Ereignis zugeordnet.

7.3 : DER UNTERGRUND DURCH BENACHBARTE SPUREN.

Aus der Abbildung 6.18 geht eine breite Ortsverteilung der Punch-Through-Teilchen aus einem hadronischen Schauer in den Myonkammern hervor. In Kap.6 interessierte der Beitrag aus dem schraffierten Bereich, der den akzeptierten "Eigen Punch Through" bildet. Die Teilchen des unschraffierten Bereiches können zwar nicht dem erzeugenden Hadron selbst zugeordnet werden, aber es besteht eine Wahrscheinlichkeit für die Emission in die Akzeptanzkegel benachbarter hadronischer Spuren (s. auch Abb.4.1c).

Aus unmittelbar verständlichen Gründen kann der in Kap.7.2 und hier erwähnte Untergrund als "Fremd-Punch-Through" bezeichnet werden.

7.4 : DIE BERECHNUNG DES FREMD-PUNCH-THROUGH

Wegen der Konzentration der Hadronen in einem begrenzten Bereich um die Jetachse (s. Kap.1.3 und Abb.1.1) ist eine Abhängigkeit des Fremd-Punch-Through für eine Spur von deren Neigungswinkel zur Jetachse zu erwarten. Der Beitrag des von außen verursachten Untergrundes (Kap.7.2) ist dagegen isotrop relativ zur Jetachse.

Der Fremd-Punch-Through für eine Spur muß daher in Abhängigkeit vom Impuls und vom Winkel der Spur zur Jetachse berechnet werden. Im Gegensatz zu den Berechnungen in den Kapiteln 5 und 6, wo Monte-Carlo-Rechnungen das Ergebnis lieferten, kann hier die Information aus echten Ereignissen benutzt werden.

Zunächst werden für ein vom PLUTO-Detektor erkanntes hadronisches Ereignis (s. Abb.1.1) die Richtungscosinus der Jetachse durch Minimierung der Summe der Quadrate der Transversalimpulse (s. Glg.13.1) berechnet. Weiterhin werden die Koordinaten aller in dem Ereignis gesetzten Signale der Myonkammern, die durch eventuell vorhandene Myonen sowie von Schauerprozessen und äußeren Prozessen erzeugt werden, berechnet.

Diesem Ereignis wird nun eine künstliche hadronische (nicht wirklich vorhandene) Spur hinzugefügt. Diese fiktive Spur, die natürlich selbst keine Signale in den Myonkammern erzeugen kann, wird in die Myonkammern extrapoliert.

Es wird dann untersucht, ob ihr innerhalb ihres Akzeptanzkegels ein Signal aus dem echten Ereignis zugeordnet werden kann. Wäre in diesem Falle die künstliche Spur ein echtes Hadron, würde sie aufgrund des Fremd-Punch-Through als Myon fehlidentifiziert. Andere Möglichkeiten für die Vortäuschung der künstlichen Spur als Myon existieren nicht, da sie als fiktive Spur keinen "Eigen-Punch Through" (Untergrund in den eigenen Streukegel) erzeugen kann.

Dabei ist zu beachten, daß der Akzeptanzkegel der erzeugten künstlichen Spur nicht mit den Streukegeln echter Spuren des Ereignisses überlappt, da in diesem Falle der "Eigen-Punch-Through" berechnet würde.

Wegen der zu erwartenden Abhängigkeit des Fremd-Punch-Through vom Winkel einer Spur zur Jetachse muß dieses Verfahren erweitert werden. Das Prinzip bleibt jedoch unverändert. Es werden lediglich mehrere künstliche Spuren für verschiedene Neigungswinkel θ zur Jetachse erzeugt. Für jeden Winkel θ wird zusätzlich der Azimutwinkel φ auf einem Kreis, dessen Normale parallel zur Jetachse gerichtet ist, variiert. Diese Winkel laufen in folgenden Grenzen:

$$\begin{aligned} 0 &\leq \theta \leq \pi & (7.4.1) \\ 0 &\leq \varphi \leq 2\pi \end{aligned}$$

Die Schrittweite wird so gewählt, daß durch den Vektor der Richtungs cosinus $\vec{r} = (\cos x, \cos y, \cos z)$ die Einheitskugel gleichmäßig dicht belegt wird. Die hier beschriebene Methode veranschaulicht Abb. 7.1.

Für einen festen Impuls ist der Fremd-Punch-Through in Abhängigkeit von θ :

$$w(\theta) = \frac{1}{n_1} \sum_{n_1}^{s_1} \frac{s_2}{n_2} \quad (7.4.2)$$

n_1 = Zahl aller ausgewerteten Ereignisse.

s_1 = Zahl der künstlichen Spuren, die in Abhängigkeit von θ und φ als Myon identifiziert werden.

s_2 = Zahl der für ein festes θ , aber verschiedene φ erzeugte künstliche Spuren.

Die Summation muß natürlich auch über solche Ereignisse ausgeführt werden, in denen keine Myonkammern angesprochen wurden.

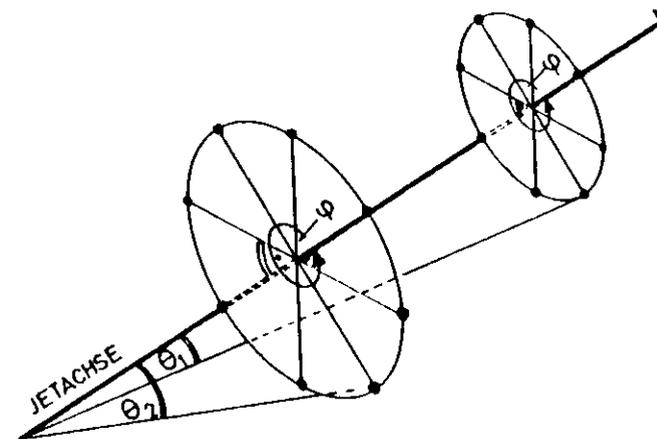


Abb. 7.1 : Erzeugung der künstlichen Spuren relativ zur Jetachse am Beispiel zweier Neigungswinkel θ_1, θ_2 .

7.5 : ERGEBNISSE

Die Güte der Strahlkollimation und somit der Beitrag aus elektromagnetischen Schauern zum Fremd-Punch-Through ist variabel für die verschiedenen Strahlenergien, bei denen die hadronischen Ereignisse genommen wurden. Die Datennahme erfolgte bei Schwerpunktsenergien von $E_{cm} = 12, 22, 27, 30.6$ und 31.6 GEV; für jede dieser Energien muß der Fremd-Punch-Through getrennt berechnet werden.

Die Untersuchung hat gezeigt, daß in der Umgebung der Jetachse ($\theta \sim 0^\circ, 180^\circ$) der Fremd-Punch-Through erwartungsgemäß größer ist als in den Gebieten senkrecht ($\theta \sim 90^\circ$) dazu. Zwischen dem größten Wert bei $\theta = 0^\circ, 180^\circ$ und dem kleinsten Wert bei $\theta = 90^\circ$ nimmt der Fremd-Punch-Through kontinuierlich ab. Die θ -Abhängigkeit ist jedoch für alle Impulse nicht sehr stark. Den dominierenden Beitrag zum Fremd-Punch-Through liefert daher offenbar der äußere Untergrund und nicht die Schauerteilchen benachbarter Spuren des Ereignisses.

Zur Veranschaulichung zeigt Abb.7.2 das Verhältnis $w(\theta=0^\circ,180^\circ)/w(\theta=90^\circ)$ der beiden Extremwerte für einen Impuls der künstlichen Spur von 3 GEV.

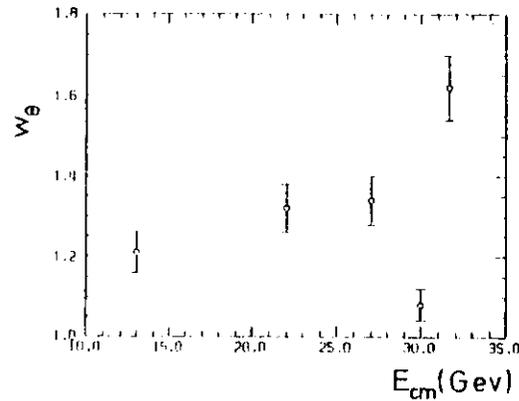


Abb. 7.2 : $w_\theta = w(\theta=0^\circ,180^\circ)/w(\theta=90^\circ)$ gegen e^+e^- -Schwerpunktsenergie E_{cm} für einen Impuls der künstlichen Spur von 3 GEV.

Wegen der schwachen θ -Abhängigkeit kann nun über alle Winkel integriert werden, wodurch sich der Fremd-Punch-Through in Abhängigkeit vom Impuls ergibt.

Abb.7.3 zeigt den Fremd-Punch-Through der künstlichen Spur bei e^+e^- -Schwerpunktsenergien von $E_{cm}=27,30,31.6$ GEV. Die Werte für $E_{cm}=22$ GEV liegen in der Größenordnung derjenigen für $E_{cm}=27$ GEV, während der Fremd-Punch-Through für $E_{cm}=13$ GEV mit ca. 0.03 % vernachlässigbar ist.

Die Daten der Abb.7.3 zeigen eine $1/p$ -Abhängigkeit (durchgezogene Kurven), die mit der Abhängigkeit des Akzeptanzkegels vom Impuls einer Spur erklärt werden kann (s. Abb.4.5).

Durch diese Daten wird die obige Annahme, daß äussere Prozesse den Hauptbeitrag zum Fremd-Punch-Through liefern, bekräftigt. Die Größenunterschiede können nicht mit dem Impulsspektrum der bei den verschiedenen e^+e^- -Schwerpunktsenergien erzeugten Hadronen und damit verbundenen unterschiedlichen hadronischen Punch-Through-Wahrscheinlichkeiten (Kap.6) erklärt werden; hier bestehen im Bereich $E_{cm}=27-31.6$ GEV keine entscheidenden Unterschiede.

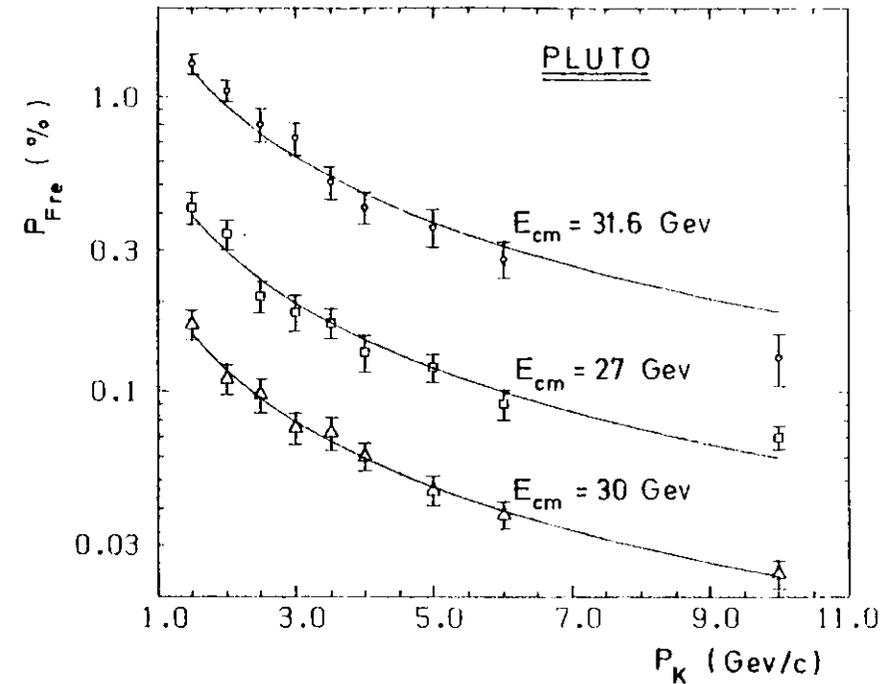


Abb.7.3 : Fremd-Punch-Through gegen Impuls p_K der künstlichen Spur für e^+e^- -Schwerpunktsenergien von $E_{cm} = 27,30$ und 31.6 GEV. Die Anpassungskurven sind von der Form $f(p_K) = a/p_K$.

Bemerkenswert ist insbesondere, daß der Fremd-Punch-Through bei $E_{cm}=27$ GEV grösser ist als bei $E_{cm}=30$ GEV, was auf eine unterschiedliche Güte der Strahlkollimation und der Abschirmung des Detektors gegen äusseren Untergrund schließen läßt. Tatsächlich wurde diese Abschirmung bei $E_{cm}=27,30$ GEV verbessert, um den bei $E_{cm}=31.6$ GEV aufgetretenen Untergrund aus Strahlrohrprozessen (s. Kap.7.2) zu reduzieren.

Mit der Berechnung des Fremd-Punch-Through ist die Berechnung des Untergrundes des Myonsignals in Abhängigkeit vom Impuls einer Spur abgeschlossen. Die Auswertung dieser Ergebnisse unter Berücksichtigung des gemessenen Impulsspektrums der Hadronen führt zur Berechnung des gesuchten Untergrundes pro Ereignis. Diese ist der Inhalt des letzten Kapitels.

B. DAS MYONSIGNAL IN HADRONISCHEN EREIGNISSEN

8.1 : DER AKZEPTIERTE PUNCH-THROUGH PRO EREIGNIS

Zur Berechnung des Untergrundes zum Myonsignal pro Ereignis benötigt man zunächst den akzeptierten Punch-Through für jede erkannte Spur. Der PLUTO-Detektor kann eine Spur jedoch nicht als Pion oder Kaon identifizieren, sodaß Annahmen über den Kaon- und Pionanteil am gemessenen Hadronenspektrum gemacht werden müssen.

Dieser Anteil ist impulsabhängig [TAS80] :

$$f_K(p) = \begin{cases} 0.08 + p/p_{\text{Strahl}} & \text{für } f_K(p) \leq 0.35 \\ 0.35 & \text{für } f_K(p) > 0.35 \end{cases} \quad (8.1.1)$$

p = Impuls der Spur
 p_{Strahl} = e^+e^- -Strahlenergie
 $f_K(p)$ = Wahrscheinlichkeit, daß die Spur ein Kaon ist

Für den akzeptierten Punch-Through einer Spur ergibt sich mit den Ergebnissen aus den Kapiteln 5-7:

$$w_{\text{acc}}(p) = \frac{f_K(p)}{2} \cdot w_{K^+}(p) + \frac{f_K(p)}{2} \cdot w_{K^-}(p) + [1-f_K(p)] \cdot w_{\pi}(p) \quad (8.1.2)$$

$w_{\pi}(p)$, $w_{K^+}(p)$ und $w_{K^-}(p)$ sind die Werte für den akzeptierten Punch-Through für Pionen und Kaonen. Sie ergeben sich durch Addition der Beiträge aus dem Zerfalls-Punch-Through (Abb. 5.6), dem hadronischen Punch-Through (Abb. 6.19) und dem Fremd-Punch-Through (Abb. 7.3).

Abb. 8.1 zeigt den akzeptierten Punch-Through $w_{\text{acc}}(p)$ für die Daten bei e^+e^- -Schwerpunktenergien von $E_{\text{cm}}=30$ und 31.6 GEV.

Die Überhöhung bei $E_{\text{cm}}=31.6$ GEV gegenüber $E_{\text{cm}}=30$ GEV kommt durch den höheren Fremd-Punch-Through bei $E_{\text{cm}}=31.6$ GEV zustande (s. Abb. 7.3), der durch die schlechte Abschirmung des Detektors gegen äußeren Untergrund verursacht wird (s. Kap. 7). Die Werte für $E_{\text{cm}}=12, 22, 27$ GEV sind aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet, da sie sich kaum von den Werten bei $E_{\text{cm}}=30$ GEV unterscheiden.

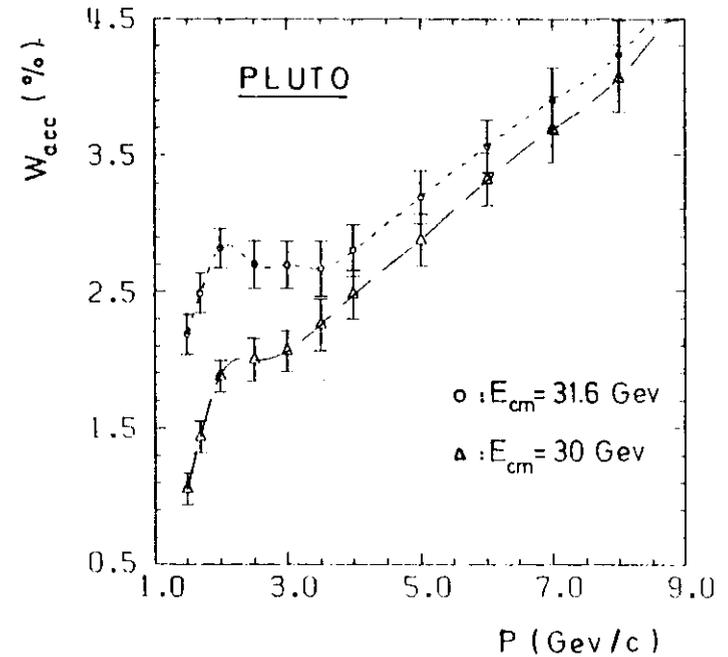


Abb. 8.1 : Akzeptierter Punch-Through pro Spur (= w_{acc}) gegen den Impuls einer Spur für e^+e^- -Schwerpunktenergien $E_{\text{cm}} = 30$ und 31.6 GEV.

Der akzeptierte Untergrund zum Myonsignal pro Ereignis ergibt sich durch Summation der Punch-Through-Werte aller Spuren in dem Ereignis:

$$b = \sum_{i=1}^{N_s} w_{\text{acc}}(p_i) \quad (8.1.3)$$

N_s = Zahl der Spuren in dem Ereignis
 b = akzeptierter Punch-Through des Ereignisses

Die Suche nach Myonen in den hadronischen Ereignissen erstreckt sich nur auf Spuren mit einem Impuls über 2 GEV; denn nur oberhalb dieses Schwellenwertes ist gewährleistet, daß alle Myonen den Hadronabsorber durchdringen [HEIB1]. Diese Tatsache beruht auf der unregelmäßigen Dichte des Hadronabsorbers (vgl. Abb. 3.2). Die Summation in Glg. 8.1.3 wird daher nur über Spuren mit einem Impuls $p_i > 2$ GEV ausgeführt.

Abb 8.2 zeigt den über alle Ereignisse der jeweiligen e^+e^- Schwerpunktsenergie gemittelten akzeptierten Untergrund pro Ereignis für Spuren mit $p > 2$ GEV.

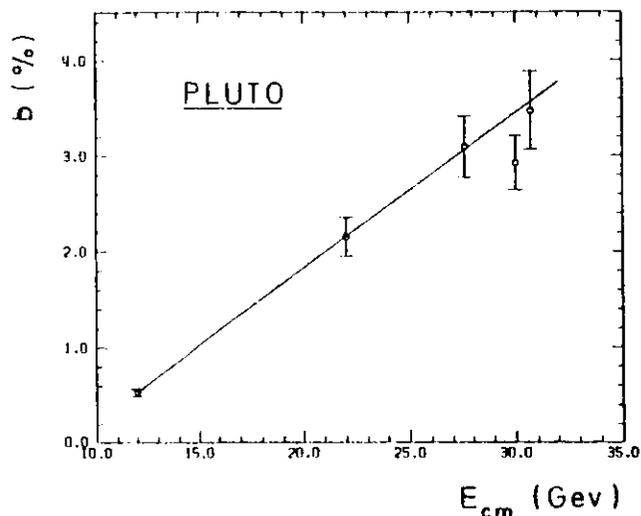


Abb. 8.2 : b = Akzeptierter Untergrund zum Myonsignal pro Ereignis in Abhängigkeit von der e^+e^- - Schwerpunktsenergie E_{cm} . Es wurden nur Spuren mit einem Impuls $p > 2$ GEV benutzt.

8.2 : DIE BESTIMMUNG DES MYONSIGNALES

Nach der Kenntnis von b (= akzeptierter Punch Through pro Ereignis) ist nun die Berechnung der durch Hadronen in einem Ereignis "vorgetäuschten" Anzahl von Myonen möglich. Die Subtraktion dieses Wertes von der Zahl der "Myonkandidaten", die mit den Kriterien des Kap.4.3

gefunden wurden, ergibt die Zahl der "echten" Myonen:

$$\mu_{sig} = \mu_{can} - N_{eve} \cdot b \quad (8.2.1)$$

N_{eve} = Zahl der hadronischen Ereignisse

μ_{can} = Zahl der Myonkandidaten in N_{eve}

μ_{sig} = Zahl der echten Myonen (Myonsignal) in N_{eve}

Die Zahl der echten Myonen pro Ereignis ist dann :

$$\mu_{ave} = \frac{\mu_{sig}}{N_{can} \cdot \epsilon} \quad (8.2.2)$$

N_{can} = Zahl der "Kandidaten" für ein hadronisches Ereignis

ϵ = Akzeptanzparameter für den PLUTO-Detektor (s.u)

ϵ ist ein detektorabhängiger Parameter, der die Wahrscheinlichkeit für die Erkennung eines hadronischen Ereignisses angibt. Er beträgt für den PLUTO-Detektor $\epsilon = 0.65$ [PLU80].

In Tabelle 4 sind die Werte für die bei verschiedenen e^+e^- -Schwerpunktsenergien gemessenen hadronischen Ereignisse aufgeführt.

Tabelle 4

E_{cm} (GEV)	N_{can}	N_{eve}	μ_{can}	b (%)	μ_{sig}	μ_{ave} (%)
12.0	227	199	3	0.53 ± 0.04	1.79	1.43 ± 1.38
22.0	32	28	1	2.15 ± 0.20	0.31	1.77 ± 5.68
27.6	168	157	10	3.09 ± 0.32	4.80	4.86 ± 3.24
30.0	223	209	11	2.92 ± 0.28	4.49	3.41 ± 2.56
30.7	699	612	32	3.47 ± 0.41	7.74	2.00 ± 1.64

B.3 : EVIDENZ FÜR DAS TOP - QUARK ?

Wie in Kap.1.4 beschrieben, sollte sich das top-Quark durch ein Ansteigen der Myonenzahl in den hadronischen Ereignissen bemerkbar machen. Die Ergebnisse des Kap.8.2 sollen daher abschließend die Frage der t-Existenz im Energiebereich $E_{cm}=12-31.6$ GEV klären.

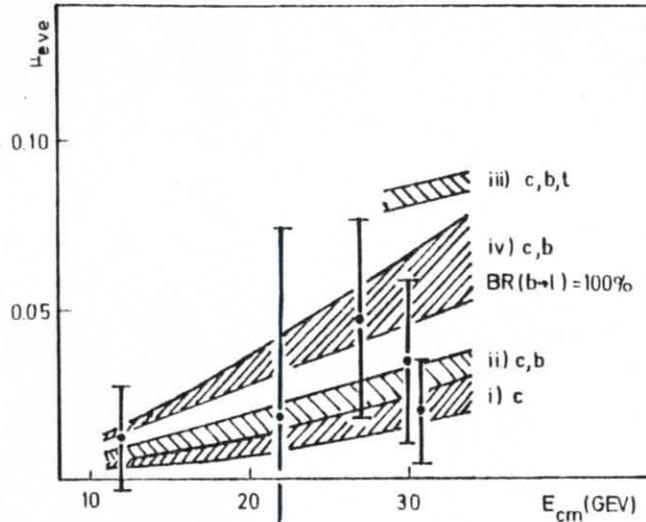


Abb. 8.3 : μ_{eve} = Zahl der Myonen mit einem Impuls $p > 2$ GEV in einem hadronischen Ereignis gegen e^+e^- -Schwerpunktsenergie E_{cm} . Die schraffierten Bereiche sind Vorhersagen verschiedener Modelle (s. Text).

Die Daten werden verglichen mit der zu erwartenden Anzahl von Myonen aus semileptonischen Zerfällen von Mesonen mit einem c,b,t-Inhalt. Dabei wird ein Verzweungsverhältnis für den semileptonischen Zerfall in Myonen von 10 % (s. auch Kap.1.4) angenommen. Weiterhin werden nur Spuren mit einem Impuls $p > 2$ GEV ausgewertet (Kap.8.1).

Dem Vergleich liegen die folgenden Modelle zugrunde:

- (i) c - Modell (ujsc - Quark - Existenz)
- (ii) c,b - Modell (ujscb - Quark - Existenz)
- (iii) c,b,t - Modell (ujscbt - Quark - Existenz)
- (iv) wie (ii), aber mit 100 % semileptonischer Zerfallswahrscheinlichkeit

Das aufgrund dieser Modelle zu erwartende Myonsignal in hadronischen Ereignissen liegt innerhalb der schraffierten Bereiche in Abb.8.3. Die untere und obere Grenze des jeweiligen Bereiches wird durch verschiedene Annahmen über die Fragmentationsfunktion der Quarks (s.Kap.1.2) festgelegt. Dabei entspricht die obere Grenze einer konstanten, die untere Grenze der "Feynman-Field-Fragmentationsfunktion" [PLUBO].

Abb.8.3 zeigt, daß das in Kap.8.2 bestimmte Myonsignal mit den Modellen (i),(ii) und (iv) verträglich ist. Eine Evidenz für das top-Quark (Modell iii) im e^+e^- -Energiebereich $E_{cm}=12-31.6$ GEV liegt dagegen nicht vor.

Die Richtigkeit dieser Aussage wird durch alternative Meßmethoden, die in den Kapiteln 1.2 und 1.3 beschrieben wurden, bestätigt.

(a) Die Bestimmung von $R = \sigma_{had} / \sigma_{\mu\mu}$ (Kap.1.2)

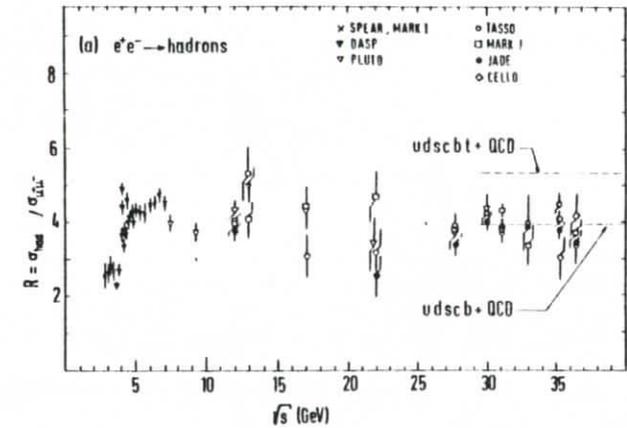


Abb. 8.4 : Verhältnis des hadronischen Wirkungsquerschnittes σ_{had} zum Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\mu\mu}$ gegen e^+e^- -Schwerpunktsenergie \sqrt{s} . Die gestrichelten Linien geben die Vorhersagen aus dem ujscb- bzw. ujscbt - Modell unter Berücksichtigung von QCD-Effekten an.

Messungen bis zu einer e^+e^- -Schwerpunktsenergie von ca. 36 GeV führten zu den Ergebnissen in Abb.8.4 [COR80].

(b) Die mittlere Sphericity der hadronischen Ereignisse (Kap.1.3)

Die mittlere Sphericity der hadronischen Ereignisse sollte bei der Erzeugung eines neuen schweren Quarks ansteigen (s.Kap.1.3). Es muß allerdings beachtet werden, daß dieser Effekt auch durch die Abstrahlung eines Gluons ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$) auftritt.

Abb.8.5 zeigt die schon auf den Untergrund durch Gluonbremsstrahlung korrigierten Werte der mittleren Sphericity in Abhängigkeit von der e^+e^- -Schwerpunktsenergie [TAS79].

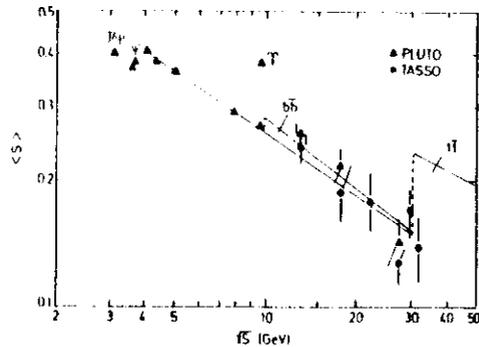


Abb. 8.5 : Mittlere Sphericity $\langle S \rangle$ in Abhängigkeit von der e^+e^- -Schwerpunktsenergie \sqrt{s} . Die Kurven geben die aufgrund des udsch- und udsbt-Modelles erwarteten Werte an. Die Daten stammen von den Detektoren PLUTO und TASSO.

Aus den Abbildungen 8.4 und 8.5 geht hervor, daß auch aufgrund dieser Messungen die Existenz des top-Quarks in dem e^+e^- -Energiebereich $E_{cm}=12-32$ GEV ausgeschlossen werden kann.

Die nicht vorhandene Evidenz für das top-Quark aufgrund der in dieser Arbeit durchgeführten Myonenidentifikation in hadronischen Ereignissen wird damit bestätigt.

9. ZUSAMMENFASSUNG

Diese Arbeit befaßt sich mit der Identifikation von inklusiven Myonen in hadronischen e^+e^- -Ereignissen, die mit dem Detektor PLUTO am Speicherring PETRA gemessen wurden. Die Anzahl von Myonen in hadronischen Ereignissen ist ein Kriterium für die Existenz eines (neuen) schweren Quarks ("top"-Quark).

Der Myondetektor von PLUTO besteht aus einem Hadronabsorber mit dahinter befindlichen Myonkammern. Myonen werden durch die Zuordnung von erkannten Teilchenspuren zu Signalen der Myonkammern identifiziert, da sie nur dem Energieverlust durch Ionisation und der Coulomb-Vielfachstreuung unterliegen. Hadronen dagegen bilden in dem Absorber hadronische Schauer und werden größtenteils absorbiert. Es besteht jedoch eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß Hadronen Myonen vorläuschen. Die Beiträge der verschiedenen Untergrundprozesse werden bestimmt.

(a) Der Untergrund durch den Zerfall "Hadron $\rightarrow \mu\nu$ ":

Die Kinematik des Zweikörperzerfalles ist gut bekannt. Wegen der Besonderheiten der Teilchenbahnrekonstruktion bei PLUTO werden jedoch nicht alle Zerfallsmyonen akzeptiert. Der Beitrag aus dem Zerfall wird daher mit einer Monte-Carlo-Rechnung berechnet, die den Zerfall im PLUTO-Detektor und die anschließende Bahnerkennung simuliert.

(b) Der Untergrund aus hadronischen Schauern:

In einigen Fällen treten Sekundärteilchen aus den oben erwähnten hadronischen Schauern aus und erzeugen Signale in den Myonkammern. Die Austrittswahrscheinlichkeit von Teilchen aus dem Absorber wird mit einem Monte-Carlo-Programm bestimmt, das hadronische Schauer simuliert.

(c) Der äußere Untergrund:

Er wird verursacht durch elektromagnetische Schauer, die durch schlecht kollimierte e^+e^- -Teilchen in den Wänden des Strahlrohres initialisiert werden und den Detektor von außen treffen.

Aus dem Untergrund (a-c) wird die Zahl der durch Hadronen vorgetäuschten Myonen in hadronischen Ereignissen bestimmt. Die Subtraktion dieses Wertes von der Zahl der "Myonkandidaten" ergibt die Zahl der echten inklusiven Myonen.

Aufgrund des in hadronischen Ereignissen gefundenen Myonsignales sowie der Messungen des hadronischen Wirkungsquerschnittes und der Sphericity kann die Existenz des top-Quarks im e^+e^- -Schwerpunktsenergiebereich $E_{cm}=12-36$ GEV ausgeschlossen werden. Weiterhin liegt keine Evidenz für ein neues schweres Lepton oberhalb der τ -Schwelle [MEY81] vor.

Es soll die Streuung eines spinlosen Teilchens an einem rotationssymmetrischen Potential mit endlicher Reichweite beschrieben werden. Wegen der kurzreichweitigen Kernkräfte ist diese Bedingung für das Kernpotential gegeben.

Die Wellenfunktion vor der Streuung lautet :

$$\Psi_e(r) = e^{ikr} \quad (A.1)$$

Nach der Streuung läßt sich die Wellenfunktion als eine Superposition aus der einlaufenden ebenen Welle und einer auslaufenden Kugelwelle schreiben :

$$\Psi(r) = \Psi_e(r) + \frac{e^{ikr}}{r} \cdot f(\vartheta) \quad (A.2)$$

k = Wellenzahl
 $f(\vartheta)$ = Streuamplitude

Da ein rotationssymmetrisches Potential vorliegt, bleibt der Drehimpuls erhalten, sodaß die Wellenfunktion nach Eigenfunktionen des Drehimpulses entwickelt werden kann (Partialwellenzerlegung s.[LOH78]). Die physikalisch interessante Größe ist die Streuamplitude, die dann folgendes Aussehen hat :

$$f(\vartheta) = \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) \cdot (a_l - 1) \cdot P_l(\cos\vartheta) \quad (A.3)$$

$P_l(\cos\vartheta)$ = l-tes Legendre-Polynom
 $a_l - 1$ = Amplitude der gestreuten l-ten Partialwelle

a_l ist eine Funktion des Impulses und der Energie und enthält die gesamte Physik des Streuvorganges, insbesondere die Information über das Streupotential.

Falls keine inelastischen Reaktionen möglich sind (z.B. bei einer Energie unterhalb der Schwelle für Teilchenerzeugung), können nur elastische Reaktionen auftreten, sodaß die Amplituden der auslaufenden Wellen nicht

geschwächt werden, sondern nur eine Phasenverschiebung erhalten, dh.:

$$|a_l| = 1 \quad ; \quad a_l = e^{2i\delta_l} \quad (A.4)$$

Sind inelastische Kanäle offen, so ist $|a_l| < 1$ und :

$$a_l = e^{2i(\delta_l + i\eta_l)} = e^{2i\delta_l} \cdot e^{-2\eta_l} \quad (A.5)$$

δ_l und η_l sind beide reell und haben folgende Bedeutung :

δ_l = Streuphase
 η_l = Absorptionskoeffizient
 $t_l = 1 - a_l$ = Undurchsichtigkeit der l-ten Partialwelle.

Der Kern als Target soll nun als eine undurchsichtige Kugel mit dem Radius R und konstanter Undurchsichtigkeit in der gesamten Kugel betrachtet werden.

Bei hohen Energien (GEV-Bereich) sind sehr viele Partialwellen an der Streuung beteiligt. Es ist möglich, eine quasiklassische Verbindung zwischen l und dem Stossparameter b herzustellen. Die Bedeutung von b ist aus Abb.A.1 ersichtlich.

In der Quantenmechanik ist der Drehimpuls gegeben durch

$$|\vec{L}| = \sqrt{l(l+1)} \sim l \quad (A.6)$$

Die klassische Beschreibung ist

$$|\vec{L}| = |\vec{r} \times \vec{p}| = p \cdot b \quad (A.7)$$

Mit $\hbar = 1$ (was in Glg.A.6 schon benutzt wurde) ergibt sich durch Gleichsetzen der Glgen.A.6. und A.7 :

$$l = k \cdot b \quad (A.8)$$

$$dl = k \cdot db$$

Außerdem kann für grosse l-Werte folgende Näherung gemacht werden:

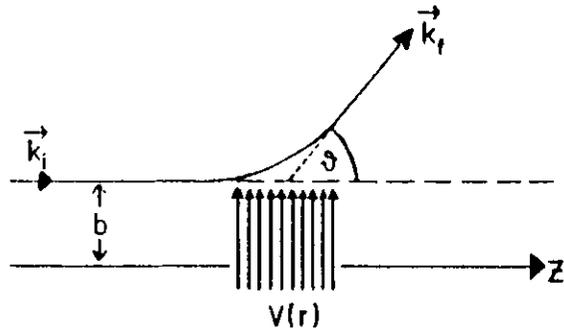


Abb. A.1 : Streuung eines Teilchens an einem Potential $V(r)$
 \vec{k}_i, \vec{k}_f = Impuls des einlaufenden und des
auslaufenden Teilchens.
 ϑ = Streuwinkel, b = Stoßparameter

$$\lim_{l \rightarrow \infty} P_l(\cos \vartheta) \sim J_0(l\vartheta) \sim J_0(kb\vartheta) \quad (\text{A.9})$$

J_0 = Besselfunktion 0ter Ordnung

Einsetzen der Glgen. A.7, A.8, A.9 in Glg. A.3 und der Übergang $\sum \rightarrow \int$ führt schließlich auf die folgende Gleichung für die Streuamplitude:

$$f(\vartheta) = -ik \cdot \int_0^R b(a_b - 1) J_0(kb\vartheta) db \quad (\text{A.10})$$

Die Bedingung einer undurchsichtigen Kugel mit dem Radius R bedeutet, daß nur Teilchen mit einem Stoßparameter $b < R$ gestreut bzw. nur Partialwellen mit $l < kR$ beeinflusst werden. Die Undurchsichtigkeit ist also

$$\begin{aligned} |1 - a_b| &= \text{const} = 1 - a \quad \text{für } b < R \\ |1 - a_b| &= 0 \quad \text{für } b > R \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

Die Glg. A.10 reduziert sich damit auf

$$f(\vartheta) = ik \cdot (1 - a) \cdot \int_0^R b J_0(kb\vartheta) db \quad (\text{A.12})$$

Dies ist eine Aussage des "optischen Modells": Die Streuamplitude hängt nicht von der Energie ab ($b \neq b(E)$), sondern ist für alle Wellen, die auf das Target treffen, konstant. Der Name hat seinen Ursprung in der Optik, wo die hier beschriebene Streuung der Brechung und Absorption einer Lichtwelle an einer trüben Glaskugel entspricht. Das wirkende Potential erhält einen komplexen Anteil, der die Absorption beschreibt: $V(r) = U(r) + iW(r)$. Dieser Potentialansatz steckt bei der hier beschriebenen Behandlung in Glg. A.5.

Die Integration von Glg. A.12 führt zu

$$f(\vartheta) = i(1 - a) kR^2 \left[\frac{J_1(kR\vartheta)}{kR\vartheta} \right] \quad (\text{A.13})$$

Aus der Streuamplitude lassen sich nun die physikalisch interessanten Größen wie der differentielle Wirkungsquerschnitt und der Gesamtwirkungsquerschnitt berechnen.

$$\begin{aligned} \text{diff. Wq.} : \frac{d\sigma}{d\Omega} &= |f(\vartheta)|^2 \\ &= (1 - a)^2 k^2 R^4 \left[\frac{J_1(kR\vartheta)}{kR\vartheta} \right]^2 \end{aligned} \quad (\text{A.14a})$$

$$\text{el. Wq.} : \sigma_{el} = \pi R^2 (1 - a)^2 \quad (\text{A.14b})$$

$$\text{incl. Wq.} : \sigma_{in} = \pi R^2 (1 - a^2) \quad (\text{A.14c})$$

$$\text{tot. Wq.} : \sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{in} = 2\pi R^2 (1 - a) \quad (\text{A.14d})$$

Für eine vollkommen schwarze Scheibe (völlige Absorption) ist $a = 0$. Dann ist

$$\sigma_{el} = \sigma_{in} = \pi R^2 \quad (\text{A.15})$$

ANHANG B : GRUNDZÜGE DER MONTE-CARLO-METHODE

Es soll eine Methode zur Simulation von Prozessen, deren Wahrscheinlichkeitsverteilungen gegeben sind, dargestellt werden. Sei "z" eine bestimmte Grösse und f(z) ihre Verteilung. Um den die Grösse "z" betreffenden Prozess richtig zu simulieren, muß z wiederholt zufällig ausgewählt ("gewürfelt") werden. Die so entstehende Häufigkeitsverteilung muß die Wahrscheinlichkeitsverteilung annähern.

Man definiert zunächst eine "Verteilungsfunktion F(z)":

$$F(z_0) = \frac{\int_{-\infty}^{z_0} f(t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} f(t) dt} \quad (\text{B.1})$$

$F(z_0)$ = Wahrscheinlichkeit für $z < z_0$

$F(-\infty) = 0$

$F(+\infty) = 1$

Abb.B.1 zeigt f(z) und F(z) für eine Gaussverteilung.

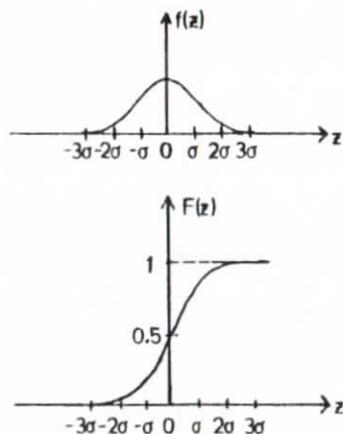


Abb. B.1 : f(z) und F(z) für eine Gaussverteilung

Man wählt eine gleichverteilte Zufallszahl a im Intervall [0,1], sodaß $a = F(z')$. Die Umkehrfunktion liefert den zufälligen Wert z': $z' = F^{-1}(a)$. Das Problem der zufälligen Erzeugung von Werten nach einer vorgegebenen Wahrscheinlichkeitsdichte ist damit auf die Erzeugung von Zufallszahlen im Intervall [0,1] reduziert worden.

In der Praxis ist es insbesondere für komplizierte empirische Verteilungen selten möglich, die Funktionen F(z) und $F^{-1}(z)$ aus einer geschlossenen Integration von f(z) zu gewinnen. Um den hier dargestellten Formalismus beibehalten zu können, wird die Integration numerisch ausgeführt und man erhält die gesuchten Zufallszahlen durch Interpolation.

LITERATURVERZEICHNIS

- ABR71 : R.J. Abrams et al. : Phys. Rev. D4 , 3235 (1971)
- ALS63 : R.G. Alsmiller,F.S. Alsmiller,J.E. Murphy :
Oak Ridge Nat. Lab. - 3365 (1963)
- ALS67 : R.G. Alsmiller,M. Leimdorfer,J.Barish :
Oak Ridge Nat. Lab. - 4046 (1967)
- ALS68 : R.G. Alsmiller,J.Barish : Oak Ridge Nat. Lab. - 4220 (1968)
- BAE77 : A. Bäcker , Dissertation : DESY F33-77/03 (1977)
- BAR69 : V.S. Barashenkov : Fortschr. d. Phys. 17 , 683 (1969)
- BAR74 : A. Baroncelli : Nucl. Instr. and Meth. 118 , 445 (1974)
- BEL66 : G. Bellettini et al. : Nucl. Physics 79 , 609 (1966)
- BER63 : H.W. Bertini : Phys. Rev. 131 , 1801 (1963)
- BER69 : H.W. Bertini : Phys. Rev. 188 , 1711 (1969)
- BJO57 : F. Bjorklund,J. Blandford,S. Fernbach :
Phys. Rev. 108 , 795 (1957)
- BUR77 : J. Burmester , Diplomarbeit : DESY F33-77/02 (1977)
- CAR76 : A.S. Carroll et al. : Phys. Rev. C14 , 835 (1976)
- COR80 : D. Cords : DESY 80/92 (1980)
- CZY72 : O. Czyzewski,K. Rybicki : Nucl. Physics B47 , 633 (1972)
- DAR72 : A. Dar,J. Vary : Phys. Rev. D6 , 2412 (1972)
- DEN73 : S.P. Denisov et al. : Nucl. Physics B61 , 62 (1973)
- DOV77 : C.B. Dover,P.J. Moffa : Phys. Rev. C16 , 1087 (1977)
- DOV80 : C.B. Dover : Brookhaven Nat. Lab. 11973 (1980)
- GAB78 : T.A. Gabriel, B.L. Bishop: Nucl. Instr. and Meth. 155 , 81 (1978)
- GAL67 : W.Galbraith et al. : Brookhaven Nat. Lab. 11598 (1967)
- GAL79 : D. Gall : interne Mitteilung
- GEL64 : M. Gell-Mann :Phys. Letters 8 , 214 (1964)
- GLA70 : R.J. Glauber,G. Matthiae : Nucl. Physics B21 , 135 (1970)
- GRA75 : A. Grant : Nucl. Instr. and Meth. 131 , 167 (1975)
- GRE80 : K.R. Greider,A.E.Glassgold : Ann. of. Phys. 10 , 100 (1960)
- HAR72 : F.A. Harris,S.I. Parker,V.Z. Peterson,D.E.Yount,M.L. Stevenson :
Nucl. Instr. and Meth. 103 , 345 (1972)
- HEI81 : C. Hein , Diplomarbeit , GH Wuppertal , in Vorbereitung
- IGO67 : G.J. Igo et al. : Nucl. Physics B3 , 181 (1967)
- KOB73 : M. Kobayashi,K. Maskawa : Progr. Theor. Phys. 49 , 652 (1973)
- LAU81 : K.H. Lau,Ph.D. Thesis,Univ. Maryland 1981,in Vorbereitung
- LAW72 : M.E.Law,J.Kasman,R.S.Parvini,W.H.Sims,T.Ludlam :
A COMPILATION OF DATA ON INCLUSIVE REACTIONS : LBL-80 (1972)
- LOH78 : E. Lohrmann : Hochenergiephysik (Teubner-Taschenbuch) (1978)
- MEY81 : O. Meyer ,Dissertation , DESY PLUTO-81/01,1981
- NED54 : V.A. Nedzel : Phys. Rev. 94 , 174 (1954)
- NEU79 : B. Neumann , Diplomarbeit : DESY F33-79/01 (1979)
- PLU74 : PLUTO - Handbuch : DESY 1974
- PLU80 : PLUTO - Kollaboration : DESY 80/47 (1980)
- RAN70 : J. Ranft : Nucl. Instr. and Meth. 81 , 29 (1970)
- RAN72 : J. Ranft : Particle Accelerators 3 , 129 (1972)
- RÖS79 : M. Rössler,H. Meyer : interne Mitteilung
- TAS79 : TASSO-Kollaboration : DESY 79/61 (1979)
- TAS80 : TASSO-Kollaboration : DESY 80/49 (1980)
- WIL55 : R.W. Williams : Phys. Rev. 98 , 1387 (1955)
- ZWE64 : G. Zweig : CERN - TH 412 (1964),unveröffentlicht

Danksagung

Ich danke Herrn Professor Dr. D. Schmitt für die Stellung des Themas sowie den Mitgliedern der Gruppe F32 bei DESY für ihre Unterstützung.

Ich versichere, daß ich diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen aufgeführten Quellen und Hilfsmittel selbständig angefertigt habe.

