Konzeption, Aufbau und Test des Triggersystems für das EDDA-Experiment

Diplomarbeit

von

Florian Schwandt

April 1991

Referent: Prof. Dr. J. Bisplinghoff

Korreferent: Prof. Dr. F. Hinterberger

Zusammenfassung

Für das EDDA-Experiment zur Untersuchung der elastischen Proton-Proton-Streuung bei kinetischer Strahlenergie im Laborsystem von 0.5-2.5 GeV am Beschleuniger COSY der KFA Jülich wurde eine schnelle Triggerelektronik mit einer Verarbeitungszeit von etwa 70 ns zur Unterscheidung elastischer Ereignisse von Untergrundreaktionen entworfen, simuliert und getestet.

Die Monte-Carlo-Simulationen und Elektroniktest zeigen, daß mit Hilfe des Triggers für eine mögliche Detektorgeometrie eine hohe Unterdrückung des Untergrundes von 97% - 98% bei einer Effizienz > 77% -abhängig von der endlichen Detektorlänge und Strahleigenschaften- erreicht werden kann. Das Triggerkonzept ist dabei weitgehend unabhängig von der speziellen Geometrie des Detektors und leicht erweiterbar. Über das reine Triggersignal hinaus ist dabei die Möglichkeit der Aufnahme von 'Online'-Winkelverteilungen der elastischen Ereignisse gegeben. Mögliche Resonanzen mit Exkursionen in der Größenordnung von etwa 10 % lassen sich allein mit Hilfe des Triggers auffinden.

Die Ergebnisse der Elektroniktests stimmen sehr gut mit den reinen Rechnersimulationen überein.

Inhalt

1. Einleitung . . . . . - 1 -

1.1 Motivation . . . . . - 1 -

1.2 Das EDDA-Experiment . . . . . - 2 -

1.3 Thema . . . . . - 5 -

2. Triggerkonzept . . . . . - 7 -

2.1 Allgemeines . . . . . - 7 -

2.2 Koplanarer Trigger . . . . . - 7 -

2.3 Kinematischer Trigger . . . . . - 9 -

2.4 Online - Winkelspektren . . . . . - 12 -

2.5 Flexibilität . . . . . - 13 -

3. Simulationen . . . . . - 14 -

3.1 Ziel der Simulationen . . . . . - 14 -

3.2 FOWL als Eventgenerator . . . . . - 15 -

3.3 GEANT . . . . . - 18 -

3.4 Wirkungsquerschnitte im COSY-Energiebereich . . . . . - 18 -

3.5 Simulationen mit FOWL . . . . . - 20 -

3.5.1 Koplanarer Trigger . . . . . - 20 -

3.5.2 Einfluß der Strahlausdehnung auf den koplanaren Trigger . . . - 21 -

3.5.3 Kinematischer Trigger . . . . . - 27 -

3.5.4 Einfluß der Strahlausdehnung auf den kinematischen Trigger . - 36 -

3.5.5 Kombination von koplanarem und kinematischem Trigger . . . - 38 -

3.5.6 Falsche Strukturbildung durch Triggerlogik . . . . . - 40 -

3.5.7 Nachweis einer Resonanz . . . . . - 44 -

4. Elektronik . . . . . - 48 -

4.1 Aufbau . . . . . - 48 -

4.2 Beschreibung der verwendeten Elektronik . . . . . - 49 -

4.2.1 Diskriminatoren . . . . . - 49 -

4.2.2 Delays . . . . . - 49 -

4.2.3 Memory Lookup Units (MLUs) . . . . . - 50 -

4.2.4 3-fold Logic Units . . . . . - 50 -
4.2.5 16 to 64-fold OR Logic Unit . . . . . - 51 -
4.2.6 32-Channel Latching Scaler . . . . . - 51 -
4.3 Steuerprogramm . . . . . - 52 -
4.4 Ergebnisse . . . . . - 53 -

5. Zusammenfassung und Ausblick . . . . . - 56 -

Anhang: Technische Daten der Elektronik . . . . . - 57 -

Literatur . . . . . - 58 -

1. Einleitung

Im folgenden wird die experimentelle und theoretische Motivation sowie der Aufbau des EDDA-Experiments beschrieben. Der Trigger hat die Aufgabe, die zu untersuchende Reaktion - hier die elastische Proton-Proton-Streuung - während der Messung von Untergrundreaktionen zu unterscheiden und einen 'Auslöser' für die Datennahme zu liefern. Thema und Gliederung der Arbeit werden dargestellt.

1.1 Motivation

Über das Anregungsspektrum der elastischen Proton-Proton-Streuung bei Energien von einigen GeV liegen nur unvollständige Informationen vor. Mit diesem Spektrum ist jedoch die wichtige Frage verbunden, ob die Wechselwirkung zwischen Nukleonen in diesem Energiebereich durch Mesonenaustausch zwischen Zuständen mit strengem Confinement im Sinne der QCD vermittelt wird, oder ob Farbfreiheitsgrade des Multiquarksystems direkt sichtbar werden.
Trotz der hohen Relevanz der Fragestellung liegen im interessanten Energiebereich oberhalb 1.2 GeV nur lückenhafte Meßdaten vor; detaillierte Streuphasenanalysen konnten daher bislang nicht durchgeführt werden.
Aus diesem Grunde ist für den im Bau befindlichen Beschleuniger COSY (COoler SYnchrotron) der Kernforschungsanlage Jülich das EDDA-Experiment mit internem Target zur Messung der Anregungsfunktion der elastischen Proton-Proton-Streuung geplant [BIS 89]. Ziel ist die systematische Untersuchung von Observablen (differentieller Wirkungsquerschnitt, Analysierstärke, etc.) in Abhängigkeit von Einschußenergie und Streuwinkel für kinetische Energien von 0.5 - 2.5 GeV mit hoher Auflösung und Statistik. Durch die Verwendung eines internen Targets besteht die Möglicheit, die Anregungsfunktion in kleinen Energieschrittweiten (einige MeV) während der Hochbeschleunigung des Strahls über den gesamten Energiebereich zu messen. Ebenfalls denkbar ist die schnelle Energievariation durch die Computerkontrolle des COSY-Strahls.
Die angestrebte systematische Untersuchung soll über die Fragestellung der Streuphasenanalyse hinaus Aufschluß über mögliche exotische (d.h. energiescharfe) resonante Zustände, die theoretisch sowohl im Mesonen-Austauschbild als auch in Varianten des MIT-

bag-Modells vorhergesagt werden, liefern [LOC 86, HUB 85, HOF 87]. Die Vorhersagen dieser Modelle unterscheiden sich aufgrund der Stärke der Farbkräfte in Struktur und Lage dieser sogenannten dibaryonischen Resonanzen. Der experimentelle Nachweis von Resonanzen mit Breiten kleiner als 50 MeV kann so diese grundlegenden theoretischen Modelle prüfen.

Bislang gibt es einige experimentelle Hinweise [TAT 87, SAN 88, BOC 86, BER 85], jedoch keinen schlüssigen Beweis für Existenz oder Nichtexistenz dieser dibaryonischen Resonanzen. Eine Messung der Anregungsfunktion sollte sich auch dafür als empfindliches Instrument eignen, da in der Anregungsfunktion eine Verstärkung der evtl. schwachen Resonanzamplitude durch Interferenz mit der nichtresonanten Streuamplitude eintritt [MAY 84].

Die Aufgabe des Triggers innerhalb des Experiments liegt hier in der schnellen Unterscheidung zwischen Ereignissen der elastischen Proton-Proton-Streuung und dem Untergrund. Bei Identifizierung elastisch gestreuter Protonen im Detektor durch den Trigger wird dann die Registrierung des Ereignisses ausgelöst. Weiterhin liefert der Trigger des EDDA-Experiments bereits während der Messung eine grobe Winkelverteilung der elastischen Ereignisse.

1.2 Das EDDA-Experiment

Das EDDA-Experiment (**E**xcitation function **D**ata aquisition **D**esigned for **A**nalysis of phase shifts) ist für den internen Strahlplatz TP2 an COSY geplant. In der ersten Experimentierphase, bei der nur spinunabhängige Größen vermessen werden, ist als Target ein 14µm dickes Polypropylenfädchen (CH_2) vorgesehen, so daß bei geringer vertikaler Strahlausdehnung von einer nahezu punktförmigen Wechselwirkungszone ausgegangen werden kann. Der durch den Kohlenstoffanteil bedingte Untergrund wird außerhalb des Bereiches der kinematischen Proton-Proton-Koinzidenz simultan gemessen. Er kann deshalb im Bereich dieser Koinzidenzen anhand einer Vergleichsmessung an einem reinen ^{12}C-Targets korrigiert werden.

In der zweiten Phase des Experimentes sind dann durch Verwendung eines polarisierten Atomstrahltargets und/oder eines polarisierten Strahls spinabhängige Observablen wie Analysierstärke und Spinkorrelationsparameter Gegenstand der Messungen.

Die Detektorgeometrie ist auf den zu untersuchenden Reaktionskanal der elastischen Streuung

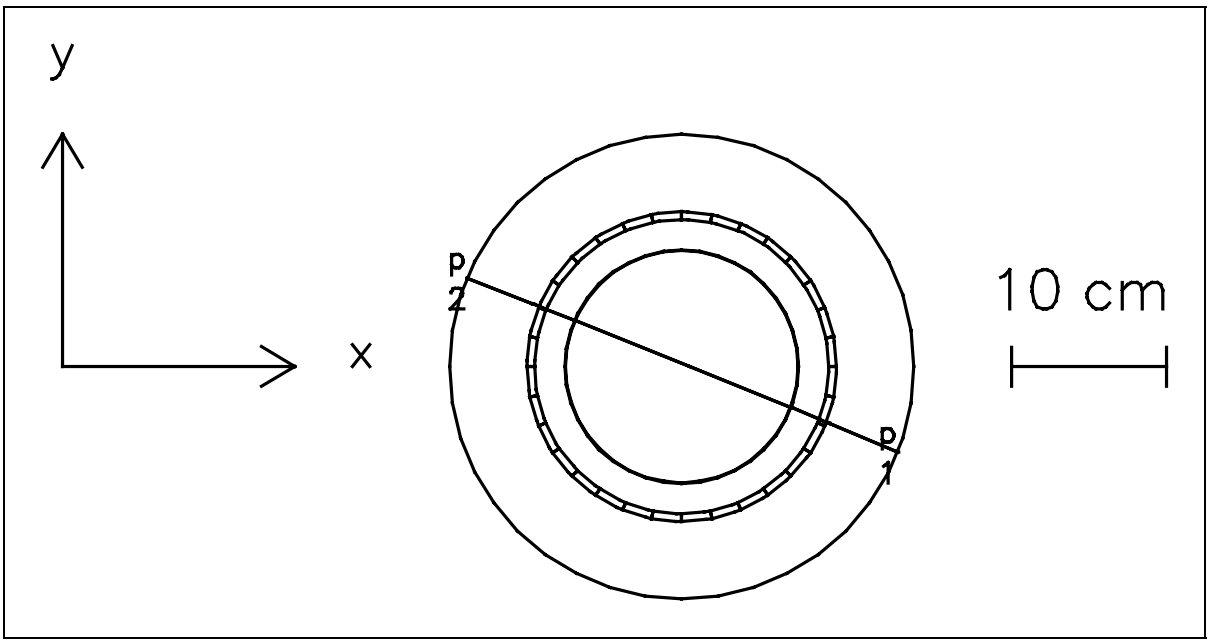


Abb. 1.1 Schnitt des Detektors senkrecht zur Strahlrichtung. Zu erkennen sind die Querschnitte der Szintillatorstäbe. p_1 und p_2 zeigen Trajektorien elastisch gestreuter Protonen.

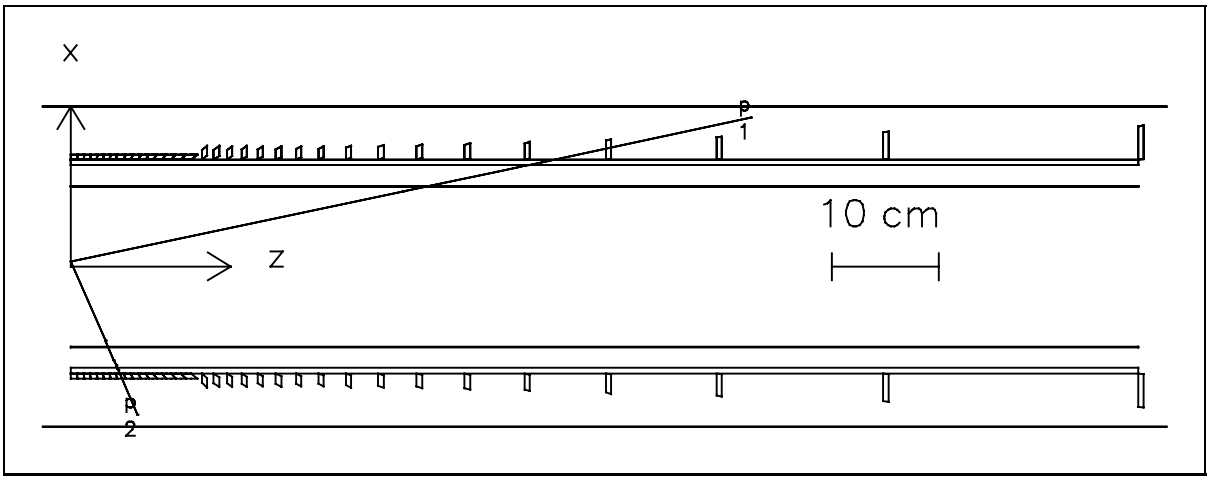


Abb. 1.2: Schnitt des Detektors längs zur Strahlachse. Erkennbar hier die Querschnitte der Szintillatorringe. p_1 und p_2 sind Trajektorien elastisch gestreuter Protonen.

zugeschnitten. Eine mögliche Anordnung zeigen die Abb. 1.1 und 1.2 [LAH 91]. Am internen Strahlplatz TP2 wird das Strahlrohr von 32 Plastik-Szintillatorstäben parallel zur Strahlachse umgeben, welche die Auflösung des Detektors im Azimuthwinkel φ bestimmen. Diese innere Detektorlage wird von 2 x 32 Plastik-Szintillatorhalbringen umschlossen, die die Detektorauflösung in z-Richtung (Strahlrichtung) und somit den Polarwinkel θ der nachzuweisenden Streuteilchen festlegen.

Die Detektorgeometrie ist eng mit der Identifikation der elastischen Proton-Proton-Streuung verknüpft. Die vorgesehene Anordnung nutzt zwei wesentliche kinematische Beziehungen:

1. Die elastische Streuung ist ein Zweikörper-Ausgangskanal und daher koplanar mit dem Strahl. Alle Konkurrenzreaktionen (außer pp -> $d\pi^+$) mit nennenswerten Wirkungsquerschnitten sind von höherer Multiplizität und daher i.a. nicht koplanar mit dem Strahl.

2. Bei der elastische Streuung gilt für die Polarwinkel θ_1, θ_2 der gestreuten Protonen im Laborsystem der einfache Zusammenhang:

$$\tan(\theta_1) * \tan(\theta_2) = (1 + \frac{T}{2m_p})^{-1} \qquad \textbf{(1.1)}$$

Dabei ist T die kinetische Energie des Strahls und m_p die Ruhemasse des Protons (c=1). Die möglichen Streuwinkel liegen zwischen 0° und 90° im Laborsystem.
Diese Beziehung ist für die angestrebte Zylindergeometrie äquivalent zu:

$$z_1 * z_2 = R^2 \ (1 + \frac{T}{2m_p}) \qquad \textbf{(1.2)}$$

wobei z_1,z_2 die Durchstoßkoordinaten in Strahlrichtung der Trajektorien der Ejektile mit einem Zylindermantel vom Radius R bedeuten.

Diese beiden kinematischen Bedingungen bilden die Grundlage für die entwickelte Triggeranordnung. Im folgenden heißt daher Bedingung 1 auch koplanarer Trigger, Bedingung 2 wird als kinematischer Trigger bezeichnet.
Die entworfene schnelle Elektronik bewertet Treffer in den Szintillatorelementen gemäß der koplanaren und kinematischen Bedingung und liefert dann ein Signal für die Registrierung des als elastisch gewerteten Ereignisses.
Um die Ortsauflösung des Detektors über die Granularität der einzelnen Szintillatoren hinaus zu erhöhen, sollen die Querschnitte der Szintillatorelemente wie in Abb. 1.3 für die Szintillatorstäbe gezeigt gestaltet werden (für die Szintillatorringe gelten analoge Überlegungen). Beim Durchgang ionisierender Teilchen entstehen aufgrund der unterschiedlichen Weglängen in benachbarten Szintillatoren unterschiedlich hohe Lichtausbeute und damit Amplituden im Photomultiplier. Das Verhältnis dieser Amplituden ist dann direkt ein Maß für den Ort des Durchgangs des Teilchens und ermöglicht so eine genauere Ortsauflösung als die reine Ja/Nein Information der diskriminierten Szintillatorpulse.

Die Amplituden müssen dazu prinzipbedingt digitalisiert d.h. die analogen Pulshöhen müssen zur Speicherung und weiteren Verarbeitung in digitale Werte umgewandelt werden. Für die erwartete hohe Luminosität bei Verwendung des Fadentargets und die damit verbundene Ereignisrate von etwa 200 Khz [HIN 90] ist aufgrund der relativ hohen Verarbeitungszeit der Digitalisierung diese verbesserte Orts- und Winkelauflösung nur offline, also bei der nachträglichen Auswertung zugänglich. Weiterhin ist es erforderlich, die Digitalisierung der Amplituden statistisch untersetzt, z.B. bei jedem hundertsten Ereignis, durchzuführen.

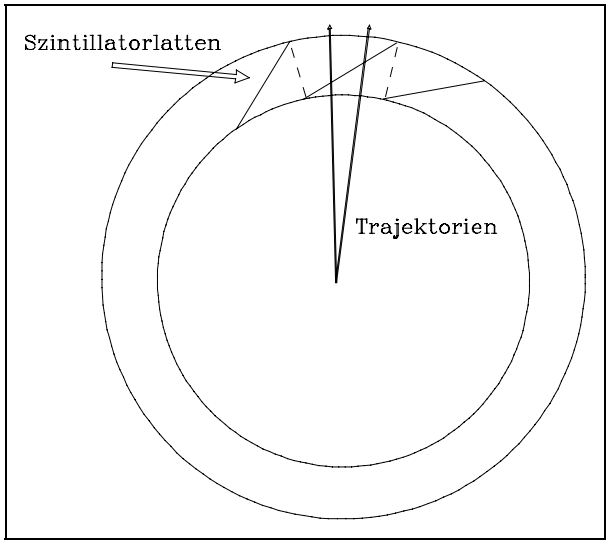


Abb. 1.3 Prinzip der Erhöhung der Ortsauflösung durch überlappende Szintillatorquerschnitte. Die Elementarzelle ist gestrichelt dargestellt.

Die Triggerelektronik ermöglicht jedoch bereits während der Messung die Aufnahme von Winkelverteilungen der als elastisch gewerteten Ereignisse (s. Kap. 2.4).

Der Trigger bleibt von der tatsächlichen Form der Szintillatoren weitgehend unberührt. Benachbarte Szintillatoren (Stäbe wie Ringe) definieren sogenannte Elementarzellen (s. Abb. 1.3, die Elementarzelle ist gestrichelt dargestellt). Beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens wird dann immer genau eine dieser Elementarzellen getroffen. Dies legt nahe, benachbarte Szintillatoren in Koinzidenz zu schalten. Auf der Basis der Elementarzellen läßt sich dann das Triggerkonzept wie für einfache Szintillatorelemente realisieren.

1.3 Thema

Inhalt dieser Arbeit ist der Entwurf, Aufbau und Test einer geeigneten Elektronik, die weitgehend unabhängig von der tatsächlichen Detektorgeometrie Ereignisse der elastischen Proton-Proton-Streuung schnell, d.h. mit einer Laufzeit im Bereich von 50-100 ns auch bei hohen Zählraten sicher erkennt. Der Aufbau soll flexibel in der Kanalzahl, modular aufgebaut und mit Standard-Elektronik realisiert sein. Die Ankopplung an die weitere Datenaufnahme soll über standardisierte Bussysteme erfolgen. Funktionsfähigkeit und Effizienz des Triggers sollen weitgehend durch Simulationsrechnungen und Elektroniktests abgesichert sein.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

Kapitel 2 beschreibt Aufbau und Funktionsweise des koplanaren unnd kinematischen Triggers. Die Flexibilität der Anordnung wird diskutiert.

Kapitel 3 zeigt die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulationen für einen exemplarisch gewählten Detektoraufbau. Die Abhängigkeit von Effizienz und Untergrundunterdrückung von Strahl- und Triggerparametern wird untersucht.

Kapitel 4 enthält den tatsächlichen Elektronikaufbau im Detail und zeigt die Ergebnisse der Elektroniktests im Vergleich mit den Simulationen.

Kapitel 5 enthält schließlich eine kurze Zusammenfassung sowie einen Ausblick auf mögliche Erweiterungen.

2. Triggerkonzept

In diesem Kapitel wird der schematische Aufbau von koplanarem und kinematischem Trigger erläutert. Das Konzept ermöglicht über das reine Triggersignal hinaus die Aufnahme einer groben Winkelverteilung der als elastisch gewerteten Ereignisse. Weiterhin wird die Flexibilität der Anordnung untersucht.

2.1 Allgemeines

Im folgenden werden die Grundprinzipien der Triggeranordnung für einen Detektoraufbau wie in Kapitel 1 erläutert. Der Detektor besitzt mit 32 Szintillatorstäben, die lediglich eine Ja/Nein Information über den Durchgang eines ionisierenden Teilchens liefern, eine Winkelauflösung von 11.25° im Azimuthwinkel φ.
Die Anzahl der Szintillatorringe beträgt 32. Die Ringe sind so geschnitten, daß eine Winkelauflösung von $\Delta\theta = 5°$ im Schwerpunktsystem bei einer Einschußenergie von T=1.5 GeV erreicht wird. Der durch die Ringe erfasste Polarwinkelbereich beträgt 10°-80° im Laborsystem. Das entspricht bei der Einschußenergie T=0.5 GeV etwa 22°-162°, bei der Maximalenergie T=2.5 GeV 30°-166° im Schwerpunktsystem. Zur Erklärung des Triggerprinzips wird weiter vereinfachend angenommen, daß die Ringe 1-16 den Bereich der Rückwärtswinkel, d.h. den Winkelbereich von θ = 90°-180° im Schwerpunktsystem, die Ringe 17-32 den Bereich der Vorwärtswinkel (θ_{CM} = 0°-90°) definieren.
Die verwendeten Elektronik-Module nutzen die schnelle ECL-Schaltungstechnik (**E**mitter-**C**oupled-**L**ogic) und sind als Standard-CAMAC-Einschübe erhältlich. Bei der Darstellung der Triggerlogik wird in diesem Kapitel auf elektronische Details verzichtet, um das Prinzip deutlich zu machen.

2.2 Koplanarer Trigger

Die elastische Proton-Proton-Streuung ist wie die Reaktion pp -> dπ^+ ein Prozeß mit zwei Teilchen im Ausgangskanal, die Trajektorien der Ejektile liegen in einer Ebene mit dem Strahl. Für die exemplarisch gewählte Detektoranordnung aus Kapitel 1 bedeutet das, daß jeweils gegenüberliegende Szintillatorstäbe koinzident Teilchen registrieren müssen. Daher

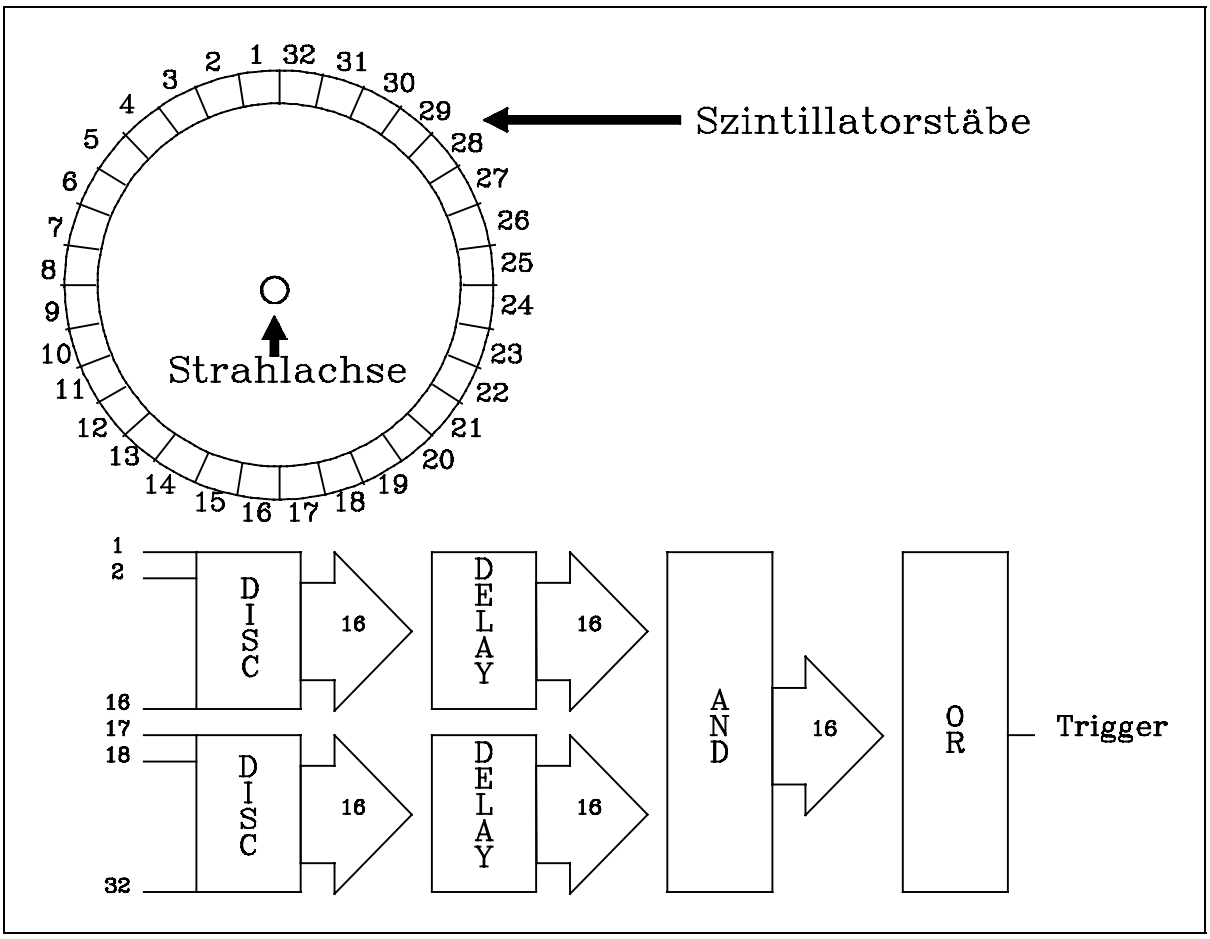


Abb. 2.1 Blockschaltbild des koplanaren Triggers

besteht die einfachste Version des koplanaren Triggers aus einer 32-fachen Koinzidenzschaltung gegenüberliegender Szintillatorstäbe.

Abb. 2.1 zeigt das Blockschaltbild einer solchen Anordnung. Die von Photomultipliern verstärkten Signale der Szintillatoren werden in Diskriminatoren (DISC) in logische Pulse umgewandelt und zunächst auf eine 16-fache Verzögerung (DELAY), dann auf ein 16-fach Koinzidenz (AND) gegeben. Die Verzögerungen dienen sowohl dazu, mögliche Laufzeitunterschiede in den einzelnen Kanälen auszugleichen, als auch die Gesamtverarbeitungszeit des koplanaren Triggers in Bezug auf andere Triggersignale anzupassen. Jeder Kanal der Koinzidenz entspricht dann einem gegenüberliegendem Paar von Szintillatorstäben. Szintillator 1 wird mit 17, 2 mit 18 usw. verknüpft. Um ein Triggersignal zu erhalten, werden diese 16 Koinzidenzen auf ein 16-faches Oder-Gatter (OR) gegeben, so daß, falls irgendein Szintillatorpaar die Koplanaritätsbedingung erfüllt, ein logischer Triggerpuls zur Verfügung steht. Dieser dient dann entweder schon als Auslöser für die weitere Datenaufnahme oder kann mit weiteren Triggersignalen verknüpft werden. Die

Gesamtverarbeitungszeit dieser Anordnung beträgt ab dem Analogeingang der Diskriminatoren ca. 45 ns. Hinzu kommen eventuell gewählte Ausgleichsverzögerungen in den einzelnen Kanälen.

2.3 Kinematischer Trigger

Wie aus Gleichung (1.2) ersichtlich, sind die z-Koordinaten der elastisch gestreuten Protonen korreliert, ihr Produkt ist für eine feste Einschußenergie eine Konstante. Daher könnte für fixe Energiewerte eine ähnliche Koinzidenzschaltung wie für den koplanaren Trigger elastische Ereignisse identifizieren.
Für die angestrebte Messung der Anregungsfunktion ist jedoch eine feste Verdrahtung korrespondierender Ringe nicht möglich, da die Energie ja gerade variiert werden soll. Ferner soll die Anregungsfunktion in der sogenannten 'multipass'-Technik gemessen werden, um zufällige, apparativ bedingte Anomalien durch statistische Mittelung der Einzelmessungen auszugleichen. Für eine Messung während der Hochbeschleunigung des Strahls ist daher eine statische Koinzidenz ungeeignet.
Eine flexiblere Möglichkeit bietet die Verwendung sogenannter Memory Lookup Units (MLUs). Dabei handelt es sich um frei programmierbare Speichereinheiten, die jeder Kombination von Eingangszuständen genau einen vom Benutzer vorgebenen Ausgangszustand zuordnen. Die Funktionsweise zeigt Abb 2.2 am Beispiel einer 8*8 MLU. Das Bitmuster, welches am Eingang der MLU anliegt, wird als Adresse eines linearen Speichers aufgefaßt. Der Speicherinhalt dieser Adresse - vom Benutzer programmierbar - wird dann auf den Ausgang gegeben.

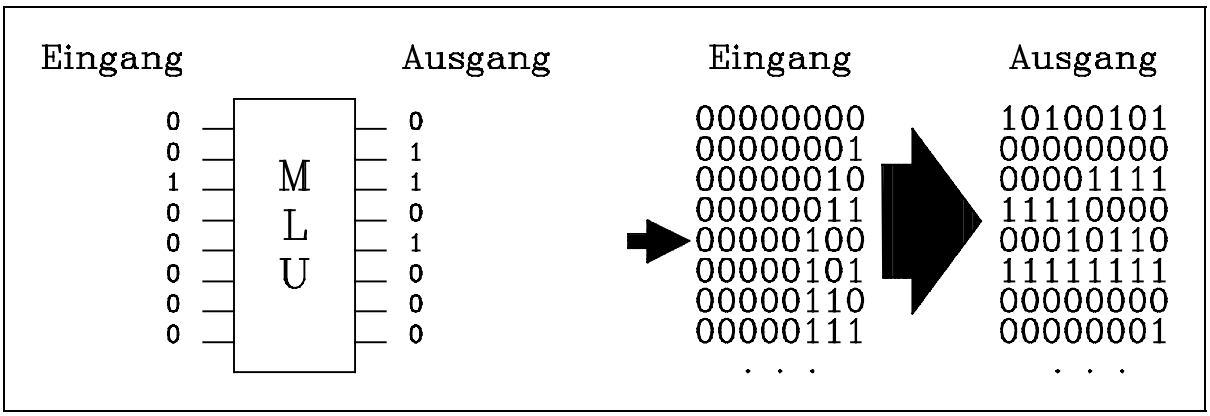


Abb. 2.2 Prinzip der Memory Lookup Unit. Die Speicherinhalte am Ausgang sind frei programmierbar.

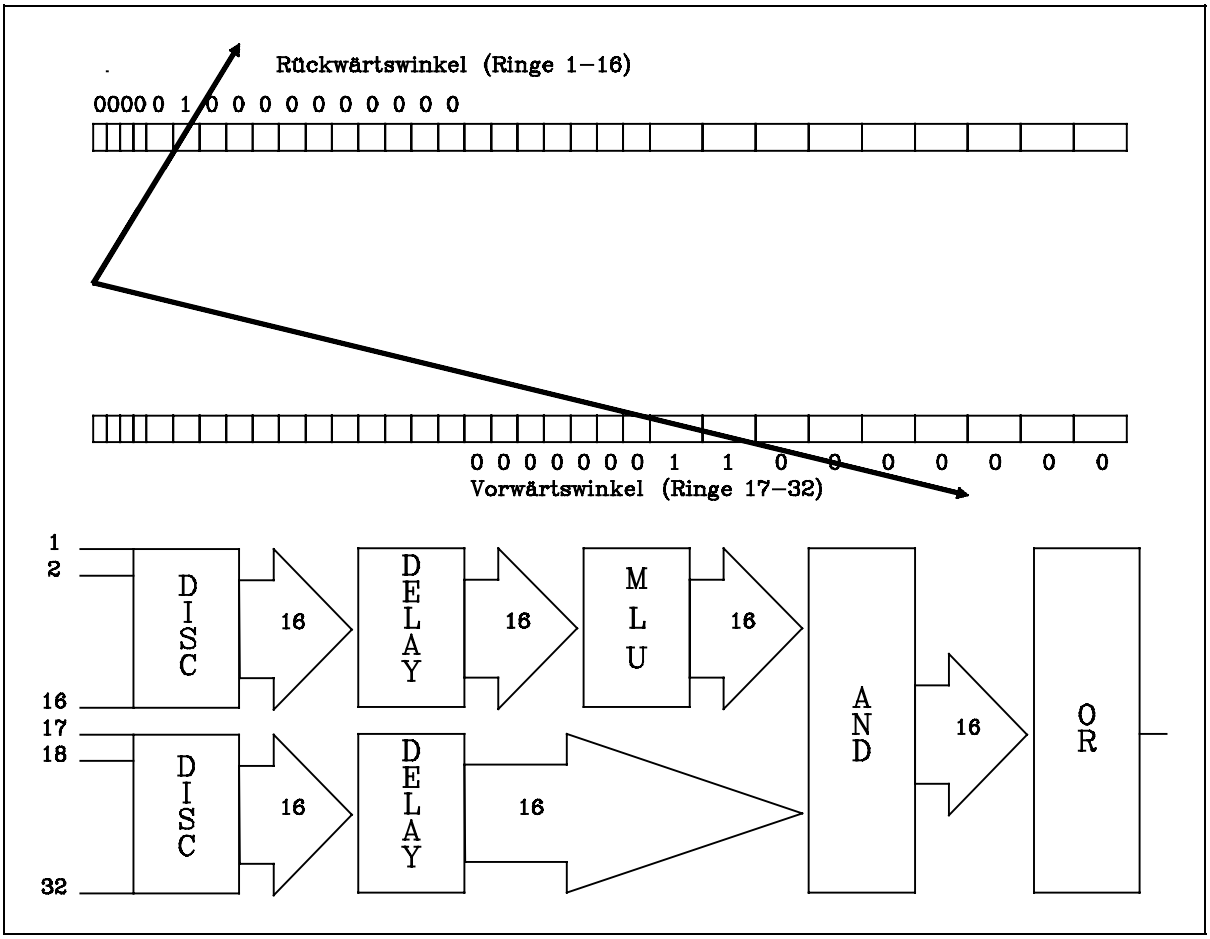


Abb. 2.3 Blockschaltbild des kinematischen Triggers. Dargestellt sind die Trajektorien zweier elastisch gestreuter Protonen mit ihren Treffern in den Szintillatorringen.

Mit Hilfe dieser Schaltungselemente ist es möglich, eine programmierbare, variable Koinzidenzschaltung, wie sie der kinematische Trigger erfordert, zu realisieren. Abb. 2.3 zeigt das Blockschaltbild einer solchen Anordnung.

Wie schon beim koplanaren Trigger werden die Szintillatorsignale durch Photomultiplier

verstärkt, in Diskriminatoren (DISC) in logische Pulse gewandelt und durch variable Verzögerungen (DELAY) in ihrer Laufzeit angeglichen. Die Szintillatorringe in Rückwärtswinkeln ($\theta > 90°$ im Schwerpunktsystem) bilden dann die Eingangssignale für eine geeignete MLU, deren Inhalt eine Vorhersage für die Treffer in Vorwärtswinkeln ($\theta < 90°$ im Schwerpunktsystem) ist.

Ein in den Ringen 1-16 registrierter Treffer führt so zu einem Bitmuster, welches dem Treffer des zweiten, elastisch gestreuten Protons in den Ringen 17-32 gemäß der kinematischen Bedingung (1.2) entspricht. Dieses Vorhersagemuster wird dann bitweise mit den tatsächlichen Treffern in den Vorwärtswinkelringen koinzident verglichen (AND), ein abschließendes Oder-Gatter (OR) liefert das Triggersignal, falls in irgendeinem Paar von Rückwärts- und Vorwärtswinkelringen eine Übereinstimmung zwischen Vorhersage und tatsächlichen Treffern besteht.

Aufgrund der Teilung der Szintillatoren in Halbringe muß, um den gesamten Zylindermantel zu erfassen, diese Anordnung dupliziert werden. Es entstehen so zwei gleichartige Koinzidenzen für die beiden Zylinderhälften.

Der Vorteil dieser Anordnung liegt in der Flexibilität der Koinzidenz. Abhängig vom gerade aktuellen Energieintervall kann die MLU so programmiert werden, daß prinzipiell jeder Vorwärtswinkelring mit jedem Rückwärtswinkelring in Koinzidenz geschaltet werden kann. Ereignisse höherer Multiplizität werden automatisch ausgeblendet, die entsprechenden Speicherzellen in der MLU enthalten dann eine ’0’, welches die anschließende Koinzidenz sperrt.

Die Zeit für das Laden eines komplett neuen Speicherinhalts in die MLU beträgt für das Beispiel von 16 Vorwärts- zu 16 Rückwärtswinkelringen (1024 Speicherstellen mit je 1 Byte) über den CAMAC-Bus etwa 1 ms. Tatsächlich müssen für eine neue Zuordnung von den Ringen 1-16 zu den Ringen 17-32 aber höchstens 32 Speicherstellen geändert werden (2 Zylinderhälften * 16 Speicherstellen). Die Zeit für das Umprogrammieren verkürzt sich so im Idealfall auf etwa 64µs (1 Adressierungs + 1 Ladebefehl), maximale Transferrate auf dem CAMAC-Bus (1MHz) vorausgesetzt.

Dies ermöglicht die Umprogrammierung der MLU ’online’, d.h. während der Messung und damit die optimale Anpassung kinematisch korrespondierender Ringe. Denkbar ist die Unterteilung des insgesamt zu messenden Energiebereichs in verschiedene Abschnitte, die jeweils eine neue Zuordnungstabelle für den kinematischen Trigger nutzen. Verschiedene ’Triggerschärfen’ (s. Kap. 3) sind so individuell wählbar, eine Diskussion der Effizienz und

Untergrundunterdrückung enthält Kapitel 3.5.3.
Die Verarbeitungszeit dieser Schaltung beträgt ab dem Analogeingang der Diskriminatoren ca. 65 ns zuzüglich Ausgleichsverzögerungen.

2.4 Online - Winkelspektren

Der skizzierte Aufbau des kinematischen Triggers ermöglicht über das reine Triggersignal hinaus die Aufzeichnung von Winkelverteilungen der als elastisch erkannten Ereignisse während der Messung:
Jeder Szintillatorring entspricht einem Polarwinkelintervall im Laborsystem. Grundlage für die Registrierung der Polarwinkelverteilung bilden die 16 Ausgänge der Koinzidenz (AND) zwischen Vorwärts- und Rückwärtswinkelringen (Abb. 2.3). Tritt eine solche Koinzidenz gemäß der Vorhersage der MLU ein, so enthalten die Nummern der beteiligten Ringe eine Information über die Polarwinkelintervalle der als elastisch gestreuten Protonen.
Aufgrund der kinematischen Beziehung 1.2 genügt es dabei, bei bekannter Strahlenergie T die z-Koordinate eines elastisch gestreuten Protons festzuhalten, die z-Koordinate des zweiten Teilchens ist dann festgelegt.
Die einzelnen Kanäle (1-16) der Koinzidenzstufe entsprechen aber gerade je einem Rückwärtswinkelring mit den ihm zugeordneten Vorwärtswinkelringen. Zählt man die Koinzidenzen nach diesen Kanälen getrennt, so erhält man die Verteilung der elastischen Ereignisse gemäß der Granulierung des Detektors in Strahlrichtung.
Die 16 Ausgänge der Koinzidenz werden daher auf einen 16-Kanal Zähler (SCALER) gegeben. Dieser akkumuliert dann in wählbaren Energieintervallen (einige MeV entsprechend einiger ms) während der Hochbeschleunigung des Strahls die Laborwinkelverteilung der Proton-Proton-Streuung und kann ’online’ im Abstand einiger ms ausgelesen werden. Man erhält so bereits während der Messung eine grobe Winkelverteilung der als elastisch gewerteten Ereignisse.
Analog ist es in der zweiten Experimentierphase möglich, die Azimuth-Winkelverteilung für Polarisationsexperimente während der Hochbeschleunigung aufzuzeichnen.
Die Totzeit des Scalers beträgt inklusive Löschen nur 330 ns, die Zählerinhalte werden in dieser Zeit mittels CAMAC-Kommando in einen internen Puffer übertragen und stehen bis zum Auslesen zur Verfügung. Nach dem Übertragen der Zählerinhalte in den Puffer kann dann bereits für das nächste Energieintervall gezählt und der Puffer ausgelesen werden.

2.5 Flexibilität

Eine wichtige Anforderung an die Triggerlogik ist die Vielseitigkeit. Die Triggerlogik darf nicht starr auf bestimmte Detektorgeometrien zugeschnitten sein, Erweiterungen und Änderungen des Detektors müssen sich ohne größeren Aufwand in das Triggerkonzept integrieren lassen.
Tatsächlich ist das beschriebene Konzept unabhängig von der speziellen Art und Geometrie der Szintillatoren (vgl. Kap. 1). Änderungen z.B. in der Aufteilung des abgedeckten Polarwinkelbereichs pflanzen sich zwar beim kinematischen Trigger in die Zuordnung korrespondierender Szintillatoren fort, durch das Prinzip der dynamischen Zuordnung mittels MLUs können individuelle Änderungen aber leicht berücksichtigt werden. Eine Änderung der Elektronik oder der Verkabelung ist nicht notwendig, die Geometrie kann bei fester Kanalzahl durch die Programmierbarkeit der MLU 'aufgefangen' werden.
Für die Ringe in Rückwärtswinkeln werden zum Teil sehr kleine Abmessungen erreicht, was die Verwendung von szintillierenden Fasern nahelegt. Diese sind bei niedrigem Preis und hoher mechanischer Flexibilität eine Alternative zu starren Szintillatorringen. Auch hier bleibt das Triggerkonzept unberührt.
Hinsichtlich der Kanalzahl ist das vorstellte Konzept in natürlicher Weise erweiterbar, bei etwa 100 Kanälen (32 Stäbe, 2*32 Halbringe = 96 Kanäle) ist eine Erweiterung auf 200 - 300 Kanäle leicht denkbar.
Limitierender Faktor ist dabei die Packungsdichte der CAMAC-Module, standardmäßig 16 Kanäle in einem Einschub. Der Elektronikaufwand steigt für den koplanaren Trigger linear, für den kinematischen Trigger allerdings quadratisch. Dies liegt am Prinzip der Vorhersage durch die MLU. Für eine Vorhersage von n Rückwärts- auf m Vorwärtswinkel benötigt man n Speicherzellen mit jeweils m Bit Breite. Für die erhältlichen MLUs (8 Bit Eingang - 8 Bit Ausgang = 256 Bytes wie in Abb.2.2) macht dies eine Aufteilung der Kanäle auf die kleinere Breite der Module notwendig. Für den oben skizzierten Fall von 16 Vorwärts- und 16 Rückwärtswinkeln bedeutet das schon eine Verwendung von 4 8*8 MLUs, die im Blockschaltbild Abb. 2.3 vereinfachend als MLU zusammengefasst sind.

Das Konzept wurde zunächst mit einer Reihe von Monte-Carlo-Simulationen geprüft (Kap. 3) und mit kommerziell erhältlicher Elektronik realisiert und getestet (Kap. 4).

3. Simulationen

Dieses Kapitel zeigt die Ergebnisse der Simulationsrechnungen für das Triggerkonzept. Auf der Grundlage des FOWL-Phasenraumprogramms wurde für den vereinfacht als Zylinder angenommenen Detektor die elastische Streuung und die Konkurrenzreaktionen getrennt untersucht. Anhand der Durchstoßpunkte der Trajektorien der Teilchen im Ausgangskanal wurden die Triggerbedingungen bewertet. Dabei zeigte sich, daß eine Untergrund-unterdrückung von 97-98 % bei einer Effizienz > 77 % erreicht werden kann. Weiterhin wurde der Nachweis einer angenommenen Resonanz simuliert.
Den reinen Rechnersimulationen sind die Elektroniktests in Kap. 4 gegenübergestellt.

3.1 Ziel der Simulationen

Ausgangspunkt der Simulationen sind die Programme FOWL und GEANT der CERN program library. Im folgenden werden zunächst die Funktionsweisen der Simulationsprogramme dargestellt und anschließend die Ergebnisse diskutiert. Die zentrale Fragestellung ist dabei immer, wie gut bei gegebener Detektorgeometrie zwischen elastischen und inelastischen Ereignissen unterschieden werden kann.

> Als Effizienz (efficiency) wird dabei der Anteil der tatsächlichen elastischen Ereignisse definiert, der vom Trigger erkannt wird. Die ideale Effizienz beträgt also 100%.
> Als Untergrundunterdrückung oder kurz Unterdrückung (suppression) wird der Anteil der vom Trigger verworfenen inelastischen Ereignisse (gemessen an der Gesamtzahl der inelastischen Ereignisse) definiert. Auch die Unterdrückung ist im Idealfall 100%, d.h. alle inelastischen Ereignisse werden unterdrückt.

Gegenstand der Untersuchungen sind die Auswirkungen von Strahlparametern, Detektorgeometrie und Triggerparametern auf Effizienz und Unterdrückung.

3.2 FOWL als Eventgenerator

Zentraler Baustein der Simulationen ist das Programm FOWL der CERN program library [CER 70, JAM 68]. Dabei handelt es sich um ein Monte-Carlo-Phasenraumprogramm, welches bei Vorgabe der Massen von Eingangs- und Ausgangsteilchen sowie Strahlimpuls eine wählbare Anzahl von Ereignissen nur gemäß dem zur Verfügung stehenden Phasenraum generiert. Die entstehenden Ereignisse berücksichtigen damit Energie- und Impulserhaltung, sind (im Schwerpunktsystem) aber isotrop im Raum verteilt. Das Targetteilchen wird dabei im Laborsystem als ruhend angenommen. Dem Benutzer stehen dann für jedes Ereignis die Impulse der Ejektile zunächst im Schwerpunktsystem, nach optionaler Koordinatentransformation auch im Laborsystem zur Verfügung.
Die Annahme der Isotropie ist dabei zumindest für die elastische Streuung eine starke Vereinfachung, tatsächlich steigt $d\sigma/d\Omega$ für θ_{CM} -> 0° (und 180°) deutlich an (vgl. Kap. 3.5.7). Für unpolarisiertes Target und unpolarisierten Strahl ist jedoch zumindest die Azimuth-Winkelverteilung isotrop, hier spielt die Abweichung keine Rolle.
Die tatsächliche Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts vom Polarwinkel θ macht sich jedoch für den Trigger nur in dem 'trivialen' Effizienzverlust bemerkbar, der durch die endliche Detektorgeometrie gegeben ist. Je nach der Winkelverteilung der Ereignisse werden in der begrenzten Detektorlänge unterschiedlich viele Teilchen nachgewiesen.

Der Aufbau des Programms ist schematisch in Abb. 3.1 dargestellt. REDATA liest die Parameter wie z.B. Anzahl zu generierender Ereignisse, Strahlimpuls, Massen von Ein-und Ausgangsteilchen ein. Die Programmteile START, USER und FINISH sind vom Benutzer zu erstellen. START und FINISH regeln benutzerspezifische Einstellungen und evtl. Ausgaben zu Beginn bzw. Ende des Programms. Die Routine USER wird nach Generierung jedes Ereignisses (GENEV) aufgerufen. Hier wurde der eigentliche Simulationscode eingebaut, der die Ereignisse gemäß der Triggerbedingungen bewertet.

Der Vorteil des Programms liegt in der relativ kurzen Rechenzeit, Simulationen mit einer Statistik von 10^5 Teilchen können bei durchschnittlicher Rechenleistung in wenigen Minuten erstellt werden. FOWL dient damit auch als schneller Eventgenerator für andere Simulationsprogramme, z.B. GEANT. Auch das Steuerprogramm der Triggerrealisierung

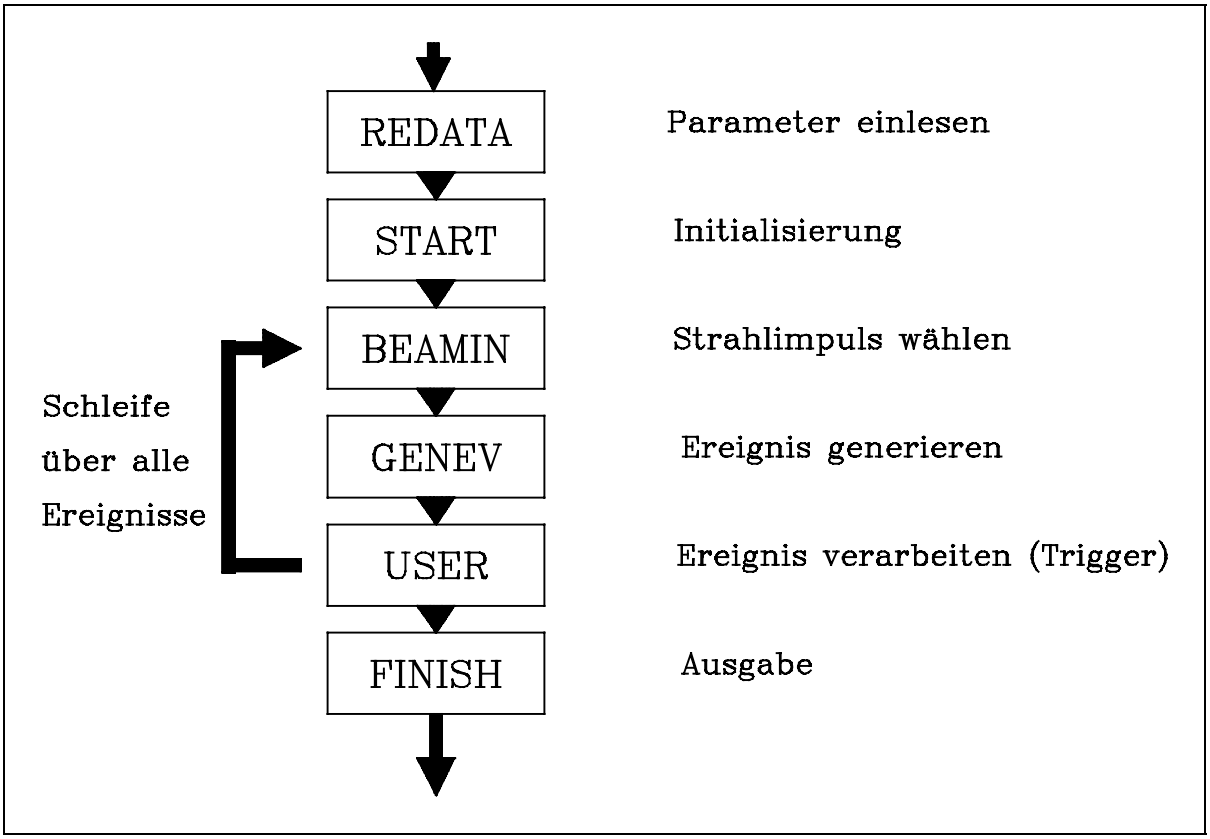


Abb. 3.1 Struktur des FOWL-Simulationsprogramms

durch CAMAC-Elektronik bedient sich eines modifizierten FOWL-Programms.
Vorteilhaft ist auch die Selektivität in Bezug auf die betrachteten Reaktionen, der elastische Kanal sowie die Konkurrenzreaktionen können so getrennt untersucht werden.
Nachteilig ist, daß kein echtes Verfolgen der Trajektorien der Ausgangsteilchen in der Detektorgeometrie (tracking) erfolgt (außer es wird vom Benutzer in der USER-Routine selbst programmiert). Einflüsse des Detektors wie Kleinwinkelstreuung (straggling) oder Energieverlust der Teilchen beim Durchgang durch die Detektorlagen bleiben also unberücksichtigt. Ebenso wird die Erzeugung von Sekundärteilchen vernachlässigt.
Ein Vergleich der Simulationen mit GEANT (s. Kap. 3.3) bei ausgewählten Energien zeigt jedoch die Gültigkeit der FOWL-Ergebnisse. Die oben genannten Effekte sind für einen realistischen Detektoraufbau klein und können vernachlässigt werden.
Die folgenden Ergebnisse wurden mit einer leicht modifizierten Version des ursprünglichen FOWL-Programms errechnet. Statt von festem Strahlimpuls auszugehen, wurde ein Inkrement-Parameter eingebaut, der es ermöglicht, den Strahlimpuls für jedes Ereignis um einen gewissen Betrag zu erhöhen. Dies enspricht der Messung während der

Hochbeschleunigung des COSY-Strahls und damit der Anregungsfunktion. Eine Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Energie wurde dabei vernachlässigt. In jedem Impulsintervall finden sich gleichviele Ereignisse, der tatsächliche Verlauf der Anregungsfunktion ist für den Trigger unerheblich. Die totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen werden allerdings bei der Auswertung durch gewichtete Addition der Kanäle näherungsweise berücksichtigt.

Die Detektorgeometrie wurde vereinfachend als Zylindermantel angenommen, der - wie in Kapitel 2 beschrieben - gemäß der Segmentierung in φ und θ in Stäbe und Ringe unterteilt ist. Die Dicke der Szintillatoren wurde dabei vernachlässigt. Auch enthält die Simulation keine Berücksichtigung der Funktionsweise und Effizienz der Szintillatoren. Jedes betrachtete Teilchen wird mit 100% Wahrscheinlichkeit nachgewiesen.

Ferner wurde ein Programmteil eingebaut, der das Fädchentarget der ersten Experimentierphase simulieren soll. Der von FOWL als punktförmig angenommene Wechselwirkungspunkt zwischen Strahlteilchen und Target wird entlang der y-Achse mit einem Gaußprofil 'verschmiert'. Dies entspricht dem Überlapp des näherungsweise gaußförmigen Strahlprofils mit dem 14 μm dicken Targetfaden. Der tatsächliche Ort der Wechselwirkung wird dann gemäß dieser Verteilung zufällig ausgewählt. Eine Erweiterung zur Simulation des Atomstrahltargets mit Ausdehnung der Wechselwirkungszone auch in x- bzw. z-Richtung ist hier leicht integrierbar.

Für die Breite dieses Gaußprofils wurde hier σ = 0.34 cm gewählt, dies entspricht einer realistischen Strahlausdehnung am Strahlplatz TP2 von COSY [HIN 91].

Die Detektorgeometrie wurde dabei ähnlich wie in Kapitel 2 angenommen. 32 Szintillatorstäbe decken je 11.25° Azimuthwinkel ab, die Segmentierung der Ringe ist so gewählt, daß eine in etwa gleichmäßige Aufteilung von θ_{CM} in 5° Intervalle entsteht. Die Anzahl der Ringe beträgt hier 29. Dies resultiert aus maximaler Ausnutzung der 16-Kanal-Module und dem abgedeckten Energiebereich. Bei der Hochbeschleunigung 'wandert' der symmetrische Winkel der Proton-Proton-Streuung (beide Ausgangsteilchen haben denselben Streuwinkel θ_{Lab}) gemäß der Beziehung

$$\theta_{sym} = \sqrt{(1+\frac{T}{2m_p})^{-1}} \qquad \textbf{(3.1)}$$

als Funktion der kinetischen Strahlenergie T. Dies erfordert ein Überschneiden von Vorwärts-

und Rückwärtswinkelbereich. Eingang für die MLU sind die Ringe 1-16, die Vorhersage wird jedoch für die Szintillatoren 14-29 (also wieder die maximal möglichen 16 Kanäle) getroffen. Dabei ergibt sich eine Detektorlänge von 76 cm.
Die Schnittpunkte der Trajektorien mit dem als Zylindermantel angenommenen Detektor mit Radius R=10 cm werden im Programmteil USER errechnet und anhand der Koordinaten die getroffenen Szintillatorstäbe und -ringe bestimmt. Anhand dieser werden dann die Triggerbedingungen gebildet, 'gute' und 'schlechte' Ereignisse in Histogrammen festgehalten.

3.3 GEANT

Bei dem Programm GEANT (hier GEANT 3) der CERN program library [CER 89] handelt es sich um ein komplexes Programm zur Simulation von Detektorgeometrien. Die Vielfalt von GEANT steht in Form einer Sammlung von Routinen (library) zur Verfügung. Der Benutzer kann damit auch komplizierte Geometrien und unterschiedliche Materialien leicht definieren, das Programmgerüst von GEANT übernimmt dann das Verfolgen der Trajektorien der Teilchen im Detektor (tracking). Nach jedem Schritt der Teilchenverfolgung stehen dem Benutzer dann alle Parameter des Trackings wie aktuelle geometrische Position des Teilchens, sein Energieverlust, Impuls, evtl. generierte Sekundärteilchen etc. zur Verfügung. Nachteilig ist die enorme Rechenzeit, die das Tracking verbraucht. Bei gleicher Teilchenzahl und Rechenleistung ist das Programm je nach Komplexität der Geometrie um Faktoren 20-100 langsamer als FOWL. Dabei werden die im Target stattfindenden Ereignisse schon vorab von FOWL generiert, auf Datei geschrieben, von GEANT wieder eingelesen und lediglich in der definierten Geometrie verfolgt.
Simulationen bei festen, ausgewählten Energiewerten decken sich sehr gut mit den Ergebnissen der FOWL-Simulationen, liefern aber für die Fragestellungen der Triggerlogik keine zusätzlichen Informationen. Aus diesem Grunde wurde auf eine ausführliche Simulation der Anregungsfunktion mit GEANT verzichtet. Für das Testen verschiedener Detektorgeometrien bleibt GEANT aber ein wichtiges Hilfsmittel.

3.4 Wirkungsquerschnitte im COSY-Energiebereich

Für den für das Experiment zur Verfügung stehenden Energiebereich von 0.5-2.5 GeV kinetischer Strahlenergie (das entspricht einer Gesamtenergie im Schwerpunktsystem von 2.1-

2.9 GeV) ist in Abb. 3.2 der ungefähre Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts für die elastische Proton-Proton-Streuung sowie für die konkurrierenden Reaktionen dargestellt (teilweise gerundet und interpoliert).

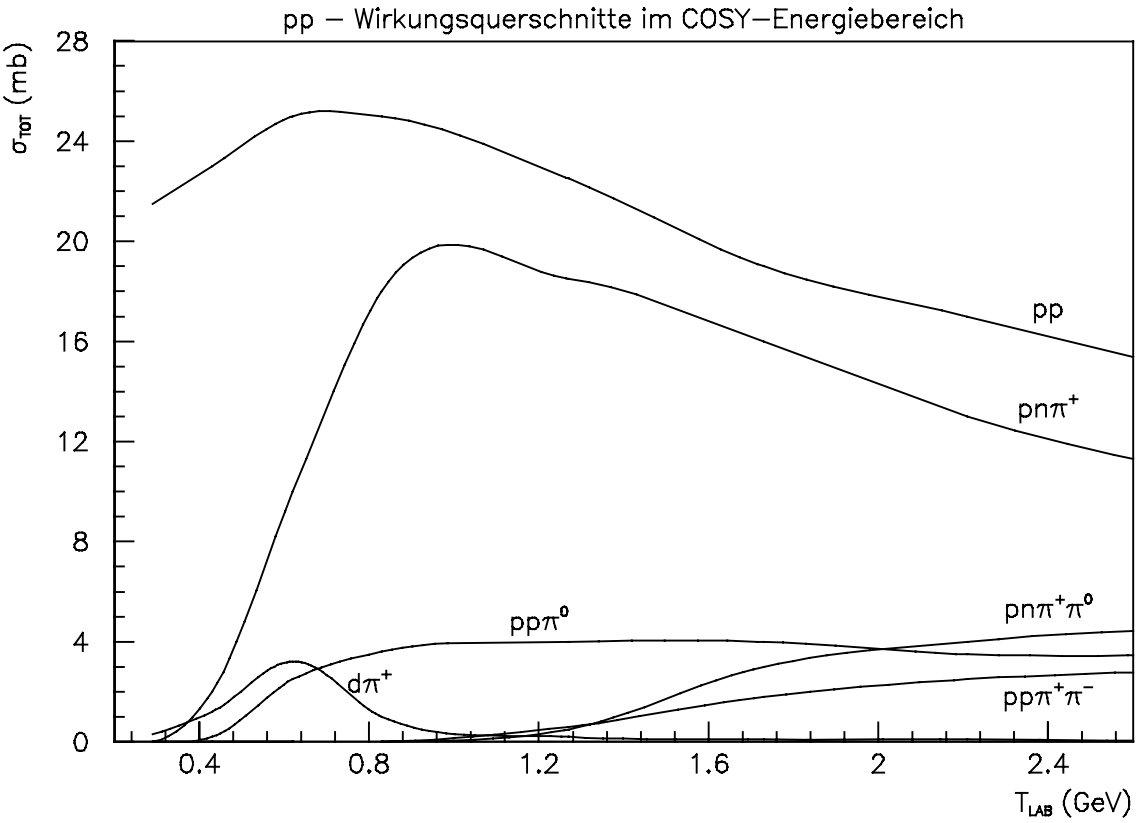


Abb. 3.2 Elastische Streung und Konkurrenzreaktionen

Die experimentellen Daten sind dem CERN/HERA report: compilation of cross sections, 84-01 [FLA 84] entnommen und etwa auf 10% genau.

Deutlich zu erkennen ist der Abfall des elastischen Wirkungsqsuerschnitts mit zunehmender Energie, das Anwachsen der pionenproduzierenden Prozesse oberhalb der Schwelle sowie die Erhöhung der Reaktion pp -> $d\pi^+$ innerhalb der Δ-Resonanz.

3.5 Simulationen mit FOWL

Untersucht wurde die Effizienz bzw. Unterdrückung für die Ereignisse:

1. pp -> pp
2. pp -> $d\pi^+$
3. pp -> $pn\pi^+$, dabei wurde angenommen, daß das Neutron im Szintillator nicht nachgewiesen wird.
4. pp -> $pp\pi^0$, hier wird das Pion im Nachweis vernachlässigt.
5. pp -> $pn\pi^+\pi^0$, Neutron und neutrales Pion vernachlässigt.

Die Reaktion pp -> $pp\pi^+\pi^-$ ist aufgrund der hohen geladenen Multiplizität leicht diskriminierbar und wird hier nicht betrachtet.
Ferner bleibt der Kohlenstoff-Untergrund des Plastik-Fadentargets hier unberücksichtigt. Quasielastische ^{12}C-Ereignisse lassen sich mit FOWL nicht erzeugen. Der entstehende Untergrund läßt sich jedoch mit einem reinen Kohlenstoffaden messen und kann so von den Daten des CH_2-Targets subtrahiert werden.
Ausgangspunkt der Simulationen war immer eine feste Zahl (10^6) von Ereignissen jedes Typs.

3.5.1 Koplanarer Trigger

Zur Simulation des koplanaren Triggers wurden die getroffenen Szintillatorstäbe betrachtet. Treffer in gegenüberliegenden Stäben (1*17, 2*18, etc.) definieren ein koplanares Ereignis. Der Detektor wird dabei als unendlich lang angenommen, eine Einschränkung auf die tatsächliche Detektorlänge wird erst beim kinematischen Trigger berücksichtigt.
Die Ergebnisse für je 10^6 Teilchen sind in Tab. 3.1 und Abb. 3.3 dargestellt. Abb. 3.3 zeigt die Ergebnisse, gewichtet mit dem totalen Wirkungsquerschnitt (s. Abb. 3.2) . Dabei wurde für die elastische Streuung ein mittlerer Wirkungsquerschnitt von 20 mb angenommen, die Konkurrenzreaktionen jedoch (pessimistisch) mit ihrem maximalen Wirkungsquerschnitt gewichtet und -in Spalte 4 der Tabelle- auf die elastische Streung normiert.
Der leichte Abfall der koplanaren Ereignisse (bei allen Reaktionen) zu höheren Energien hin ist auf die Nichtlinearität der Energie-Impulsbeziehung zurückzuführen. Der Strahlimpuls wächst während der Simulation linear, die kinetische Strahlenergie T ist jedoch durch

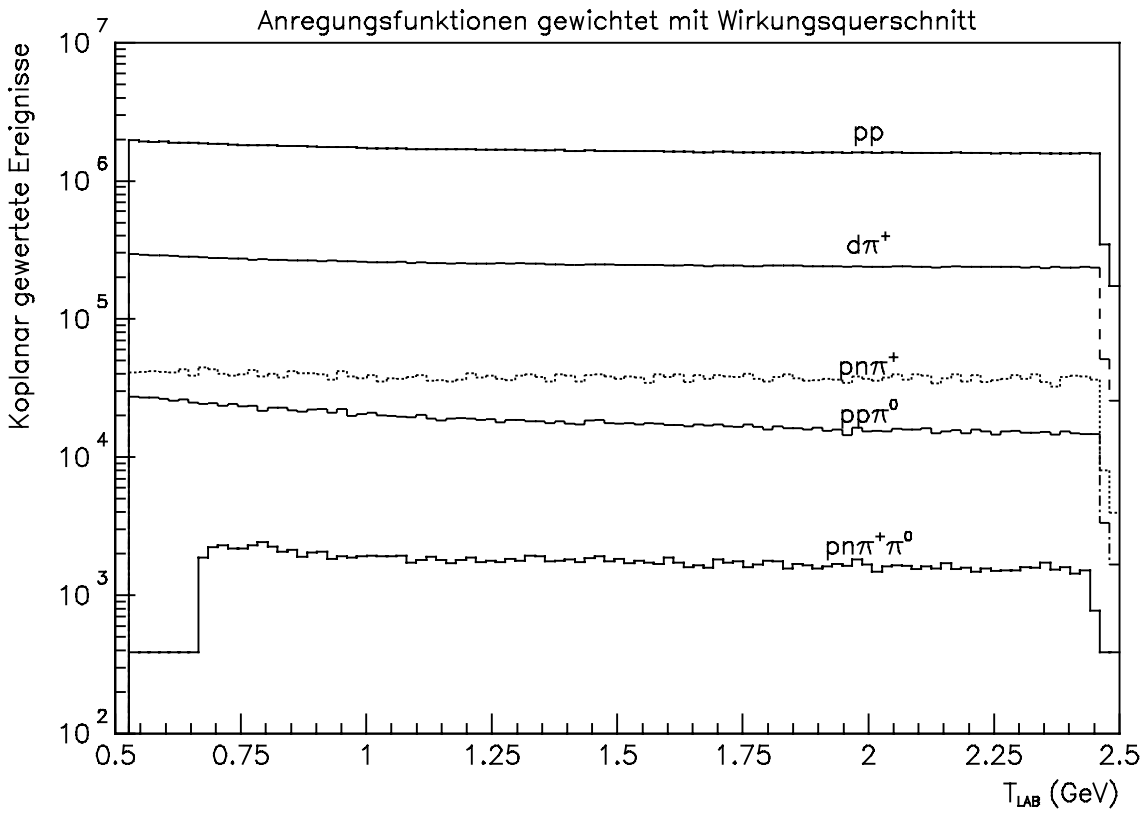


Abb. 3.3 Koplanarer Trigger für pp -> pp und Konkurrenzreaktionen

$$T = \sqrt{p_{Beam}^2 + m_p^2} - m_p$$

gegeben, wobei p_{Beam} der Strahlimpuls und m_p die Proton-Ruhemasse ist (c=1).
Daher existieren nur in jedem Impulsintervall gleichviele Ereignisse, in äquidistanten Energieintervallen (Abb. 3.3) finden sich zu höheren Energien weniger Teilchen.
Schon für die ungünstige Abschätzung der Wirkungsquerschnitte zeigt sich die hohe Selektivität des Triggers. Der gesamte Untergrund - ohne die Reaktion pp -> $d\pi^+$, die mit dem koplanaren Trigger nicht zu diskriminieren ist - beträgt 13 % der als 100% gesetzten elastischen Ereignisse. Am deutlichsten ähnelt dabei die Reaktion pp -> $pp\pi^0$ mit zwei nachgewiesenen Protonen den tatsächlich koplanaren Ereignissen, die Reaktionen mit einem geladenen Pion zeigen aufgrund der Massenunterschiede der Nachweisteilchen (p und π^+) deutlich höhere Unterdrückung von etwa 95 %.
Die relativ niedrige Effizienz von 82.5% rührt vom Einfluß der nicht punktförmigen Wechselwirkungszone her, eine detaillierte Untersuchung findet sich in Kap 3.5.2.

Reaktion	Koplanar gewertete Ereignisse von 10^6	Effizienz	Angenommenes σ_{TOT} (mb)	Als koplanar gewertete Ereignisse gewichtet mit σ_{TOT} normiert auf pp->pp
pp->pp	824799	82.5 %	20	100 %
		Unterdrückung		
pp->dπ^+	824779	17.5 %	3	15 %
pp->pnπ^+	61930	93.8 %	20	8 %
pp->ppπ^0	166173	83.4 %	4	4 %
pp->pn$\pi^+\pi^0$	50419	95.0 %	4	1 %

Tab. 3.1 Effizienz und Unterdrückung des koplanaren Triggers bei σ_{Strahl}=0.34 cm

3.5.2 Einfluß der Strahlausdehnung auf den koplanaren Trigger

Die Wechselwirkungszone des Strahls mit dem Fadentarget ist nicht punktförmig, sondern kann in guter Näherung als Gaußprofil in vertikaler Richtung, also längs des Fadens angenommen werden. Daher können sowohl nicht koplanare Ereignisse mit einer leichten Exzentrizität von der Zylinderachse Koplanarität vortäuschen, als auch echt koplanare Ereignisse, die nicht vom gerechneten Ursprung ausgehen, verworfen werden (Abb. 3.4).
Der Effekt der vorgetäuschten Koplanarität für Konkurrenzreaktionen führt jedoch nicht zu einer Erhöhung des Untergrundes. Auch Ereignisse auf der Strahlachse können zufällig koplanar sein. Bei isotroper Azimuthwinkelverteilung ist die Anzahl der als koplanar gewerteten Ereignisse, die von der Strahlachse ausgehen gleich der Anzahl exzentrischer pseudokoplanarer Ereignisse. Als koplanar gewertete Ereignisse sind also rein zufällig und hängen in erster Näherung nur vom für den Trigger geöffneten Raumwinkel ab.
Dies stimmt gut mit der Simulation überein: 5-6% falsche koplanare Ereignisse entsprechen dem geöffneten Raumwinkel (2 von insgesamt 32 Szintillatorstäben, die 360° abdecken, entsprechen 6% des Raumwinkels). Die Unterdrückung ändert sich für variierendes σ des Strahls praktisch nicht (Abb. 3.5). Dargestellt ist die Azimuth-Winkelverteilung der als

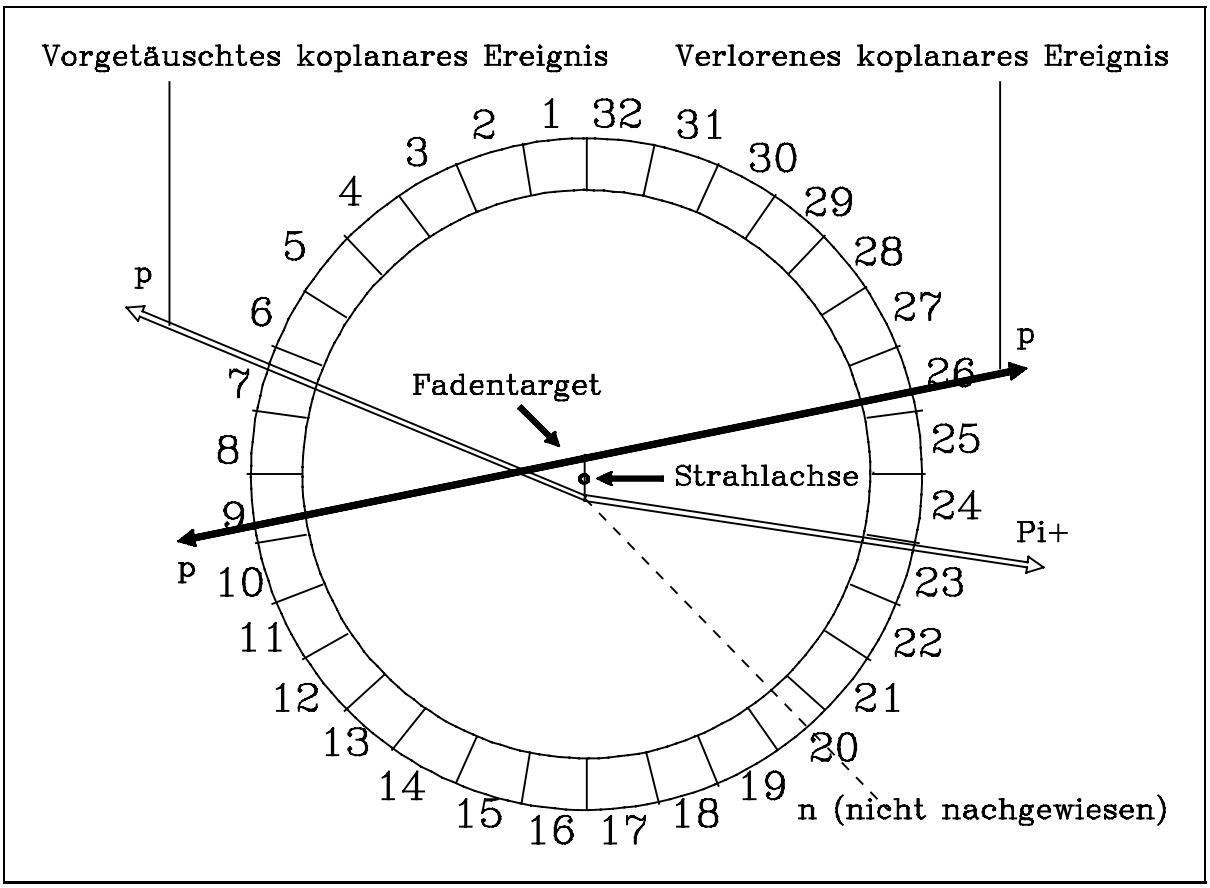


Abb. 3.4 Effekte bei nicht punktförmiger Wechselwirkungszone

koplanar gewerteten Ereignisse der Reaktion pp -> pnπ^+ für verschiedene Strahlausdehnungen (charakterisiert durch den Parameter σ der Gaußverteilung), die Verteilung und die integrale Anzahl der Ereignisse sind auch bei extremen σ-Werten praktisch konstant.

Anders sieht der Effekt für die Effizienz aus. Die Simulationen zeigen, daß der Effizienzverlust für die elastische Streuung (s.o.: Effizienz = 82.5%) genau von der simulierten endlichen Targetausdehnung herrührt, für ein punktförmiges Target beträgt die Effizienz exakt 100%. Der koplanare Trigger 'sieht' also nur einen Bereich von 1.3 * 0.34cm (82.5% des Flächeninhalts der Gaußkurve entspricht dem Integral von -1.3 * σ bis +1.3 * σ um den Mittelwert) zu beiden Seiten des Targetmittelpunkts. Das entspricht einer Zone von etwa 9 mm entlang des Fädchens, innerhalb derer koplanare Ereignisse vom Trigger erkannt werden.

Diese Rechnung ist nicht ganz exakt. Unter $\varphi = 0°$ und $\varphi = 180°$ erscheint das vertikal gespannte Fädchen punktförmig, unter 90° bzw. 270° ist die Wechselwirkungszone der gesamte Überlapp des Strahlprofils mit dem Faden. Alle anderen Winkel bedeuten eine Projektion der eindimensionalen Gaußverteilung entlang der y-Achse auf den betrachteten

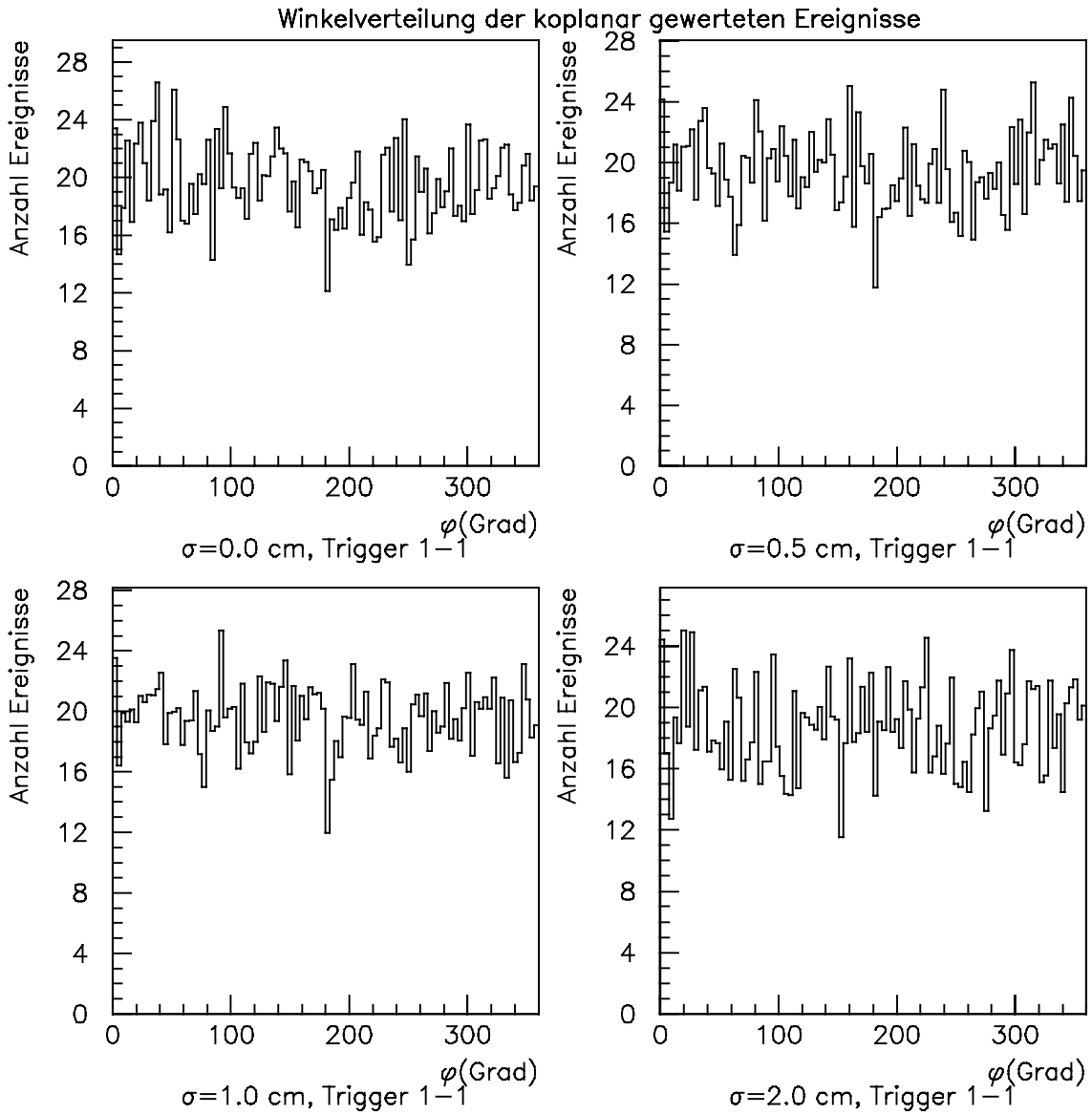


Abb. 3.5 Einfluß der Strahlausdehnung auf die Reaktion pp->pnπ^+

Winkel.

Der Effekt des Effizienzverlustes aufgrund der Targetausdehnung ist daher nicht isotrop in φ. Für 90° und 270° ist er maximal, für 0° und 180° jedoch gar nicht vorhanden. Deshalb ist die sensitive Targetzone für den koplanaren Trigger kleiner als die o.a. 9 mm. Der in φ nicht isotrope Effekt muß stärker sein, um denselben Verlust an Effizienz zu produzieren. Das entspricht einer noch größeren Einschränkung des vom Trigger erkannten Bereichs um die Zylinderachse herum und damit einer kleineren Zone, innerhalb derer koplanare Ereignisse als solche erkannt werden. Die Simulationsergebnisse dazu zeigt Abb. 3.6. Dargestellt ist

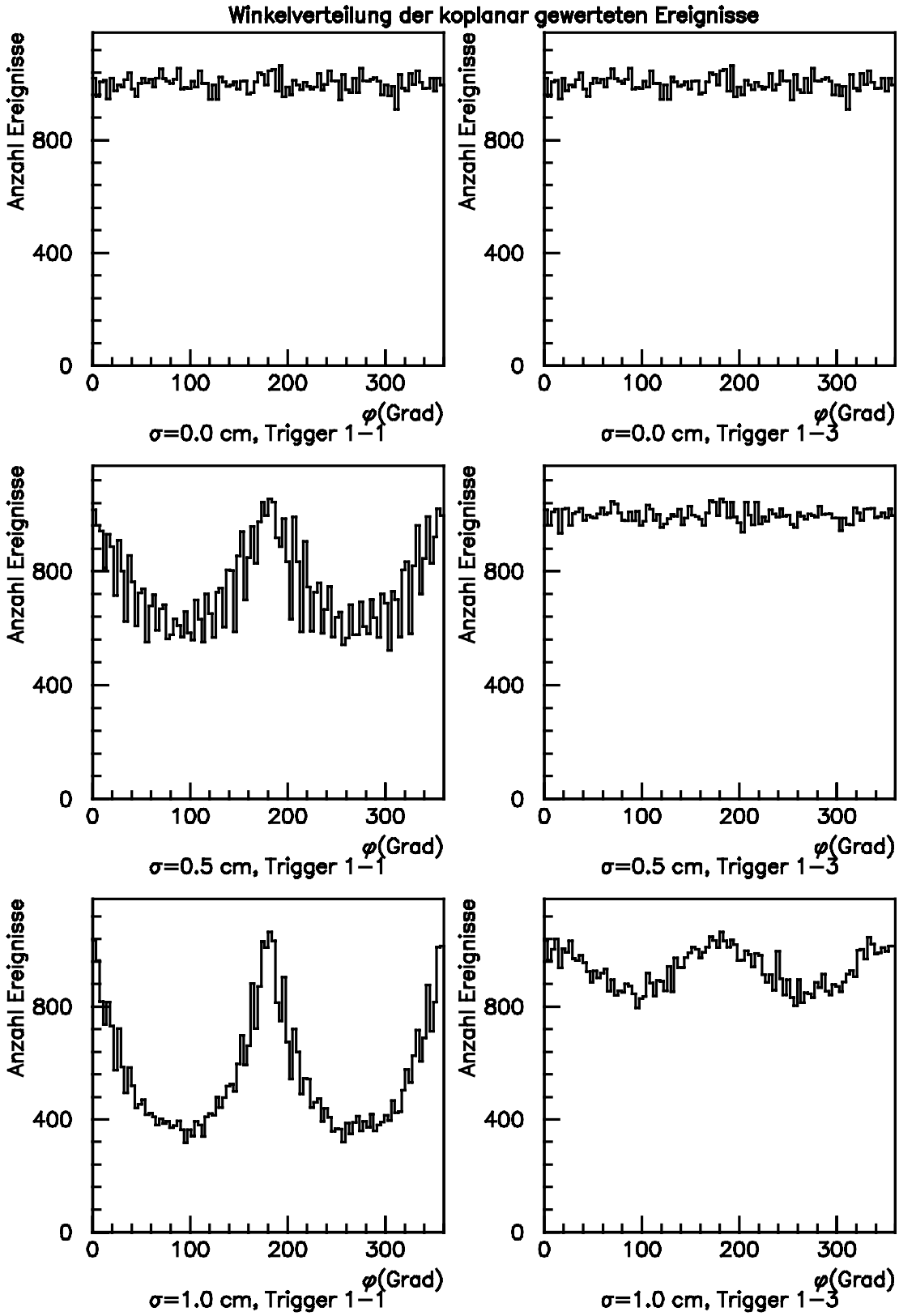


Abb. 3.6 Einfluß der Strahlausdehnung auf den koplanaren Trigger

jeweils die Azimuth-Winkelverteilung der als koplanar gewerteten Ereignisse. Dabei wurde σ der strahlbeschreibenden Gaußkurve von 0.0 cm bis 1.0 cm variiert. Die Ergebnisse für den koplanaren Trigger einfach gegenüberliegender Szintillatorstäbe (1*17, 2*18 etc.)-kurz Trigger 1-1 genannt- sind in der linken Spalte dargestellt, rechts finden sich die Ergebnisse für eine mögliche Alternative zu der oben beschriebenen Einfachzuordnung.

Bei einem Treffer in einem Szintillatorstab werden die drei gegenüberliegenden Stäbe untersucht, bei einem Treffer in irgendeiner der drei Stäbe wird das Ereignis als koplanar gewertet: 1*(16+17+18), 2*(17+18+19), usw.. Dabei bedeutet '*' wieder logisches UND (Koinzidenz), '+' bezeichnet das logische ODER. Mit Hilfe eines zusätzlichen Elektronik-Moduls zur Bildung des 3-fach ODERs ist auch dieses Konzept mit der verwendeten Elektronik leicht realisierbar, die Laufzeit des Triggers wächst dabei um etwa 10 ns. Dieser Trigger wird in Abb. 3.6 als 'Trigger 1-3' bezeichnet.

Der nicht gleichförmige Effizienzverlust macht sich in Form einer 'Girlande' bemerkbar. Das 'Durchhängen' bei 90° und 270° wächst mit größer werdender Strahlausdehnung wie oben diskutiert. Die Triggeralternative '1-3' ist bei realistischen Strahlausdehnungen jedoch wesentlich unempfindlicher gegen exzentrische echt koplanare Ereignisse, erst bei σ=1.0 cm zeigen sich deutliche Effizienzverluste.

Der Gewinn an Effizienz ist jedoch mit einer deutlich schlechteren Unterdrückung nicht koplanarer Ereignisse verbunden. Für das Triggerkonzept '1-3' werden bei 3-Teilchen-Reaktionen etwa dreimal soviele koplanare Ereignisse gezählt wie mit dem einfachen '1-1'-Trigger. Dies legt es nahe, den inhomogenen Effizienzverlust des '1-1'-Triggers in Kauf zu nehmen, angesichts der erwarteten hohen Ereignisrate von insgesamt 200 KHz im Detektor [HIN 90] ist der Verlust an Statistik sicher tolerierbar. Die Zählrate bleibt (auch bei schwankendem σ_{Strahl}) trotzdem normierbar. Unter 0° und 180° ändert sich die Effizienz nicht und bietet so ein sicheres Maß für die Normierung auf Strahlintensität.

Im folgenden wird daher immer das Triggerkonzept '1-1'verwendet.

3.5.3 Kinematischer Trigger

Zur Simulation des kinematischen Triggers wurde das Prinzip der Vorhersage korrespondierender Szintillatorringe benutzt (s. Kap. 2). Für die Zuordnung von Rückwärts- zu Vorwärtswinkeln ist es praktisch, Gleichung (1.2) umzuschreiben:

$$z_2 = \frac{R^2 \left(1 + \frac{T}{2m_p}\right)}{z_1} \qquad \textbf{(3.3)}$$

Im folgenden bezeichnen z_{low} und z_{upp} die z-Koordinaten der Grenzflächen eines Szintillatorrings (die radiale Ausdehnung ist dabei vernachlässigt). Jeder Ring deckt also den Bereich von z_{low} bis z_{upp} entlang der Strahlachse ab.

Bei fester Energie werden durch die kinematische Beziehung (1.2) die Koordinaten z_{low} und z_{upp} jedes Rings in Rückwärtswinkeln auf z-Werte in Vorwärtswinkeln abgebildet. Im allgemeinen stimmen diese zugeordneten Koordinaten nicht mit den Ringgrenzen überein, sondern überlappen in der Regel zwei Vorwärtswinkelringe. Für feste Energien wäre also bei einem Treffer in Rückwärtswinkeln Triggerkriterium, ob ein koinzidenter Treffer in einem der zwei zugeordneten Vorwärtswinkelringe feststellbar ist.

Variiert die Energie, so wandert der Bereich der zugeordneten Vorwärtswinkel zu größeren z-Werten, denn gemäß der Kinematik verkleinert sich ja der Öffnungswinkel der elastisch gestreuten Protonen. Dabei wird je nach Größe des Energieintervalls ein Bereich von Vorwärtswinkeln 'überstrichen'. Die dabei maximal erreichbare z-Koordinate (kleinster Vorwärtswinkel) z_{max} errechnet sich durch (1.2) bei der maximalen Energie $T = T_{max}$ für $z_1 = z_{low}$ (für kleineres z_1 ergibt sich das größere z_2). Die minimale z-Koordinate z_{min} errechnet sich analog bei minimaler Energie $T = T_{min}$ sowie $z_1 = z_{upp}$.

Daraus ergibt sich folgendes Verfahren zur Ermittlung der Triggerbedingung für ein beliebiges Energieintervall $[T_{min},T_{max}]$ (Die Ringe sind mit wachsender z-Koordinate durchnummeriert):

1. Berechne für das Energieintervall $[T_{min},T_{max}]$ die Konstanten

$$C_{min} = R^2 \left(1 + \frac{T_{min}}{2m_p}\right) \qquad \textbf{(3.4)}$$

sowie

$$C_{\max} = R^2 \left(1 + \frac{T_{\max}}{2m_p}\right) \quad \textbf{(3.5)}$$

2. Berechne für alle Rückwärtswinkelringe die zugeordneten Vorwärtswinkel:

$$z_{\min} = \frac{C_{\min}}{z_{upp}} \quad \textbf{(3.6)}$$

und

$$z_{\max} = \frac{C_{\max}}{z_{low}} \quad \textbf{(3.7)}$$

3. Ermittle dann die Vorwärtswinkelringe, die von z_{min} und z_{max} getroffen werden und trage die Nummern als V_{min} bzw. V_{max} (Vorhersage) für jeden Rückwärtswinkelsring ein.

Wird beispielsweise Ring 3 getroffen, die so liefert die kinematische Abbildung (1.2): z_{low} wird bei maximaler Energie auf Ring 20 abgebildet, z_{upp} wird bei minimaler Energie auf Ring 24 abgebildet. Für die bitweise Realisierung in der MLU enthält die Speicherstelle 4 (entspricht Ring 3: drittes Bit gesetzt) den Wert, der gesetzte Bits an den Positionen hat, die den Ringen 20-24 entsprechen. Die Ringe 1-16 entsprechen dabei den Bits 1-16 in der Adresse, die Ringe 17-32 entsprechen den Bits 1-16 im Inhalt der Speicherzelle.

Adresse		Inhalt
0000000000000100	->	0000011111000000
Ring 3 = Bit 3		Ringe 20-24 = Bits 7-11

Mit diesen Hilfsmitteln ist dann die Triggerbedingung sehr einfach. Für einen Treffer in Rückwärtswinkeln lautet sie:

1. Ermittle die Nummer des getroffenen Rings in Rückwärtswinkeln
2. Betrachte das zugeordnete Intervall $[V_{min},V_{max}]$
3. Falls die Nummer eines in Vorwärtswinkeln getroffenen Rings in diesem Intervall liegt, war es ein kinematisch richtiges Ereignis, sonst wird es verworfen.

Dieses Verfahren ist äquivalent zur 'bitweisen' Treffervorhersage der MLU und wird bei der reinen Rechnersimulation des Triggers verwendet.
Der insgesamt zu simulierende Energiebereich von T = 0.5-2.5 GeV kinetischer Strahlenergie wird nach dem oben beschriebenen Verfahren in kleinere Intervalle unterteilt, für jedes Teilintervall die zugeordneten Ringe berechnet und abgespeichert. Bei jedem Ereignis wird dann zunächst die der aktuellen Energie entprechende Zuordnungstabelle ermittelt und innerhalb dieser die Triggerbedingung bewertet.
Die dabei entstehenden Anregungsfunktionen sind in Abb. 3.7- 3.9 für einige Reaktionen dargestellt. Aufgetragen ist für jede kinetische Strahlenergie im Laborsystem (x-Achse) und Ringnummer (y-Achse) die Anzahl der Ereignisse, die den kinematischen Trigger passieren (z-Achse) bzw. unterdrückt werden. Der Energiebereich ist dabei 'einfach unterteilt', es existiert nur eine Vorhersagetabelle $[V_{min},V_{max}]$ für den gesamten Energiebereich von 0.5-2.5 GeV. Die MLU würde hier nur einmal vor Beginn der Hochbeschleunigung programmiert. Es handelt sich also um die 'schwächste' Version des kinematischen Triggers. In den Histogrammen wurden jeweils alle Treffer eines Ereignisses (z.B. beide elastisch gestreuten Protonen) festgehalten. Zu beachten ist dabei die unterschiedliche Skalierung der z-Achse. Deutlich zu erkennen sind die kinematischen Charakteristiken der einzelnen Reaktionen.

1. pp -> pp (Abb. 3.7): Die dargestellte Verteilung ergibt sich im wesentlichen aus der Transformation der im Schwerpunktsystem gleichförmig verteilten Ereignisse von θ_{CM} nach θ_{Lab}. Man erkennt ferner den Grund für den Effizienzverlust (unteres Bild in Abb. 3.7). Die den registrierten Teilchen in großen Rückwärtswinkeln kinematisch zugeordneten Protonen fliegen in extreme Vorwärtswinkel (jenseits Ring Nr. 29) und und können aufgrund der endlichen Detektorlänge nicht detektiert werden.

2. pp -> $d\pi^+$ (Abb. 3.8): Zu erkennen ist das deutliche Maximum bei hohen Ringnummern, das von der scharfen Kinematik der Deuteronen herrührt. Aufgrund der hohen Masse fliegen alle Deuteronen in einen eng begrenzten Bereich in Vorwärtswinkeln, der mit wachsender Energie zu größeren θ wandert, da dem System mit wachsender Gesamtenergie auch mehr Transversalimpuls zur Verfügung steht. Die zugehörigen Pionen verteilen sich dagegen im Bereich θ_{Lab} = 0°-180°. Wie man sieht, spielt diese Reaktion außerhalb des Deuteronen-Peaks - insbesondere beim symmetrischen Winkel der elastischen Streuung - keine Rolle.

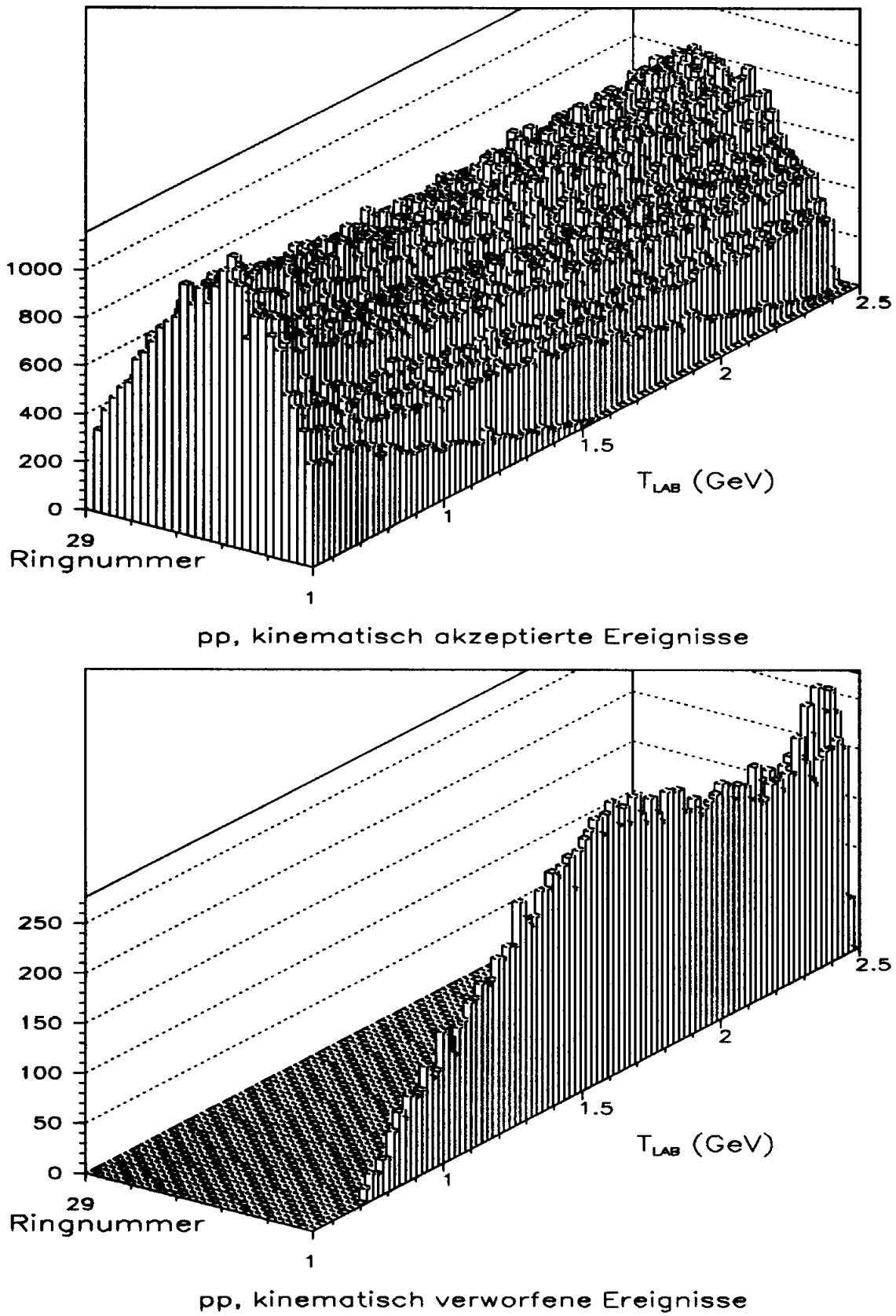
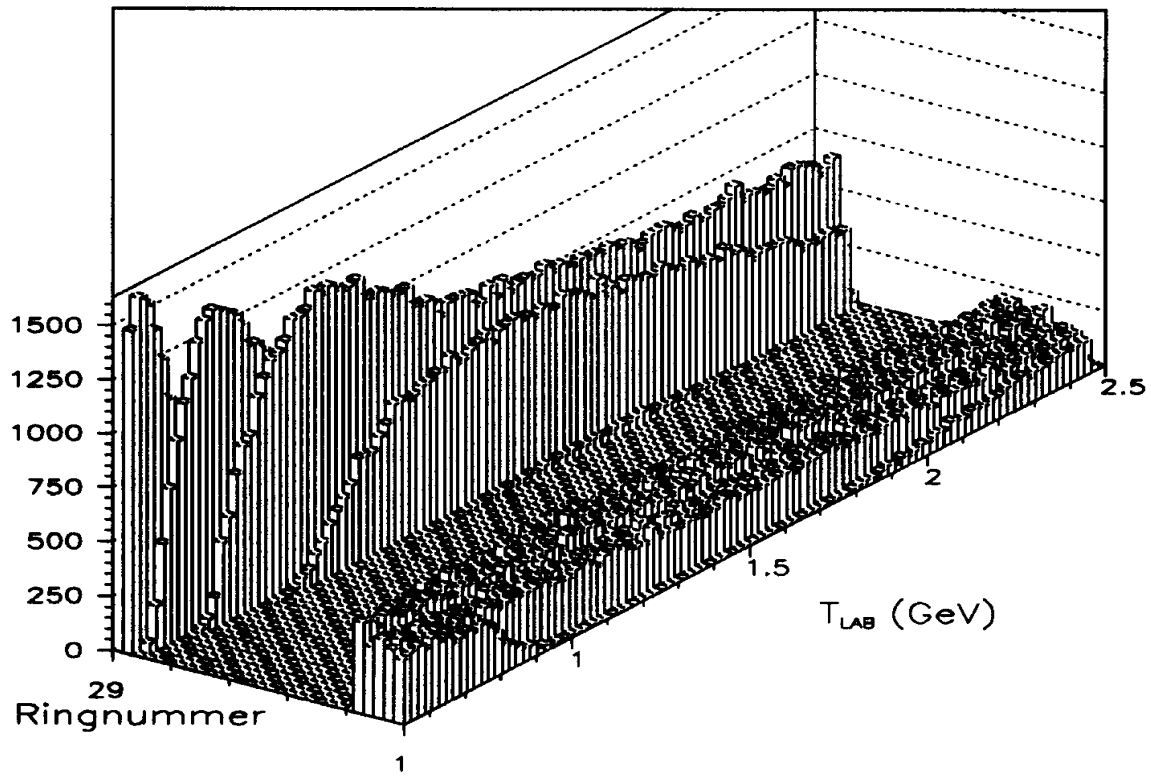
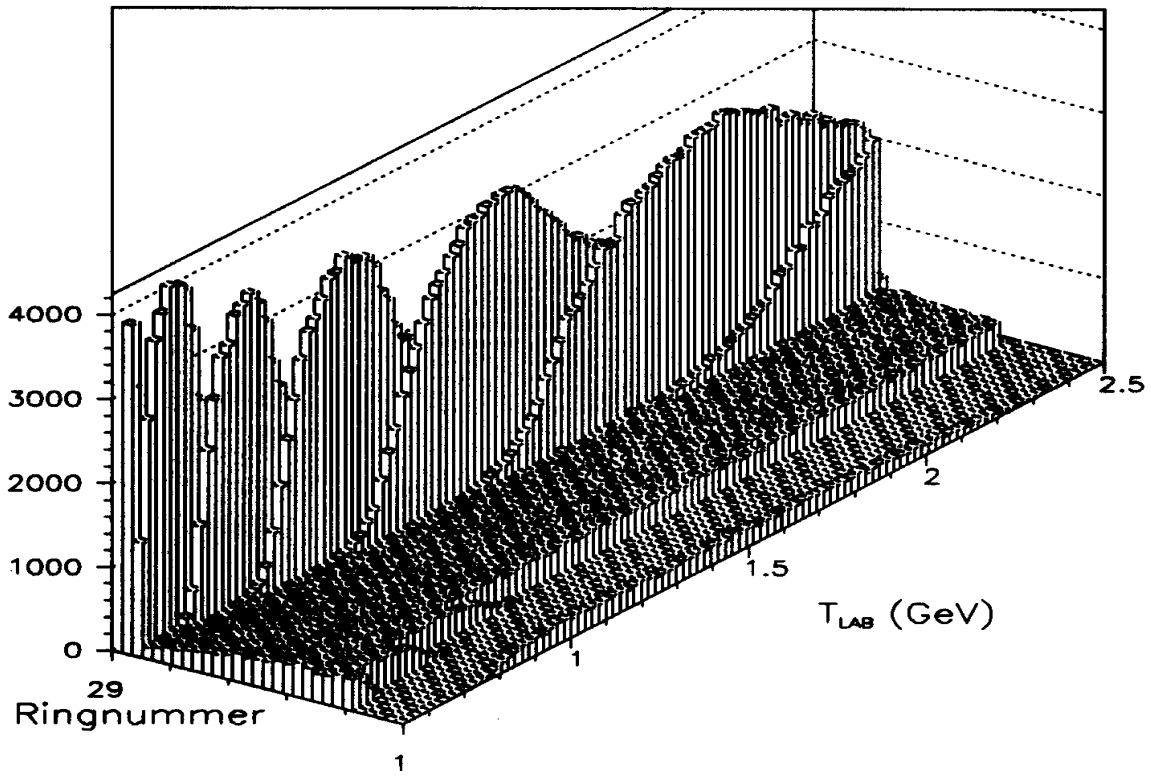


Abb. 3.7 pp->pp: Anzahl Ereignisse gegen kinetische Strahlenergie und Ringnummer

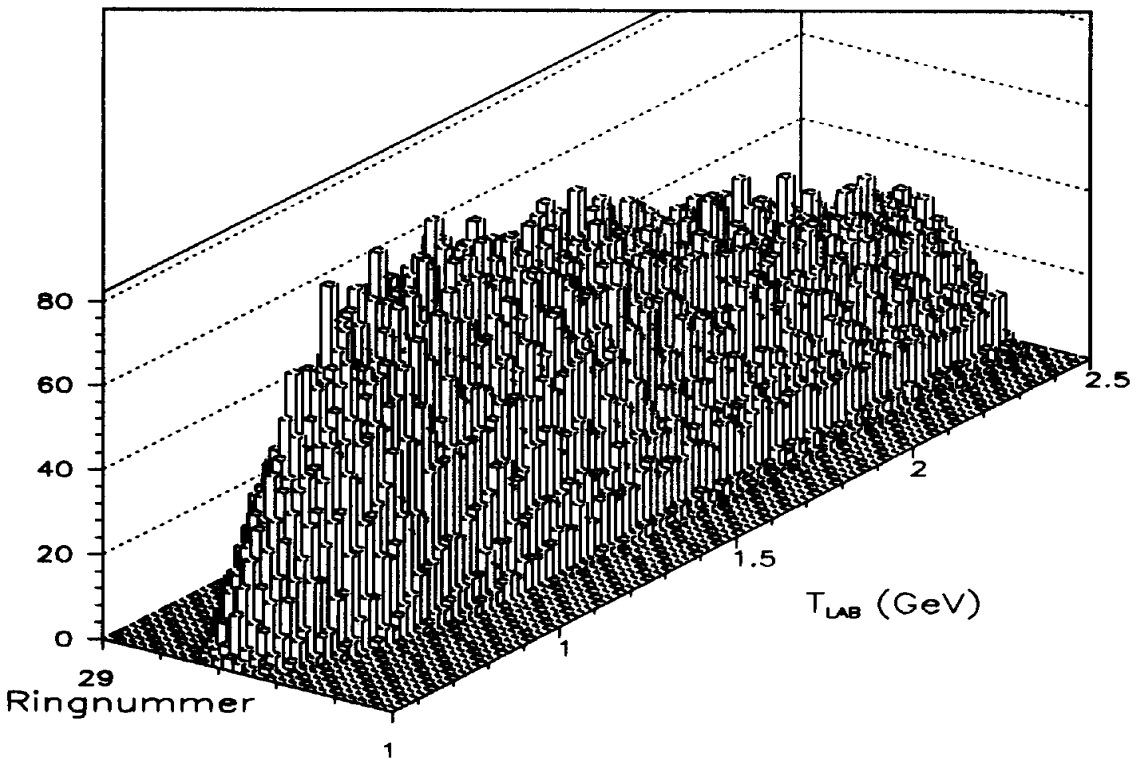


$d\pi^+$, kinematisch akzeptierte Ereignisse

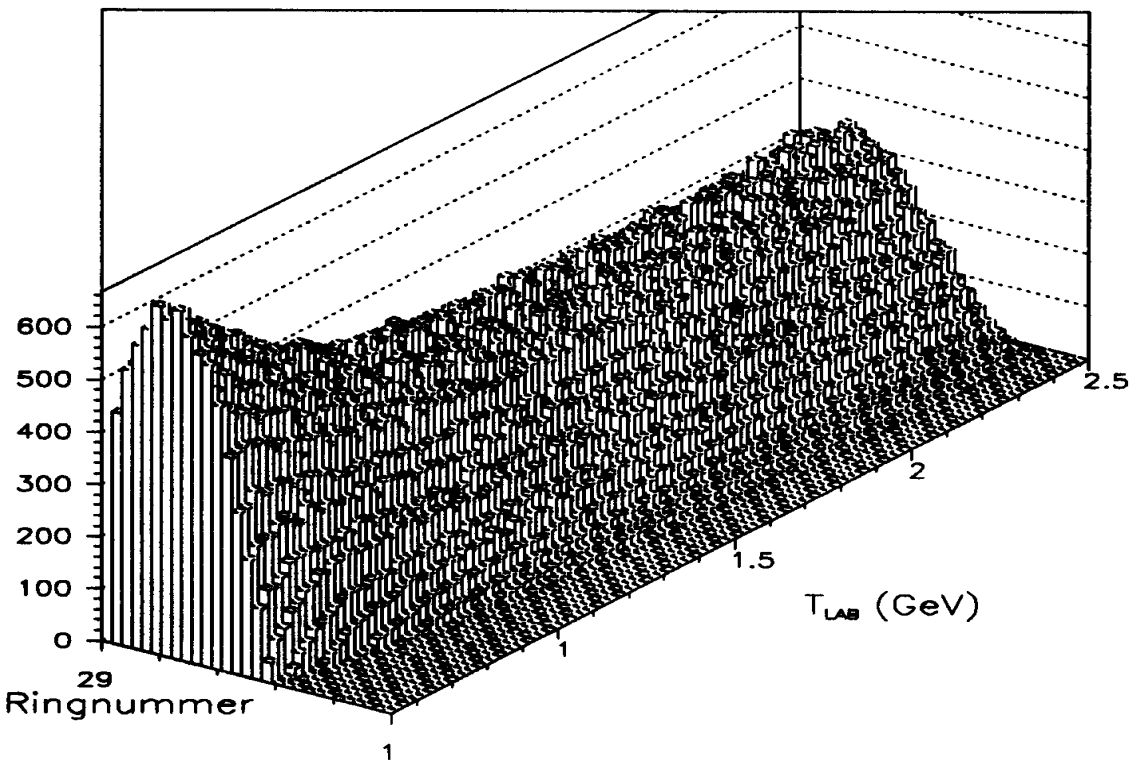


$d\pi^+$, kinematisch verworfene Ereignisse

Abb. 3.8 pp->$d\pi^+$: Anzahl Ereignisse gegen kinetische Strahlenergie und Ringnummer



ppπ°, kinematisch akzeptierte Ereignisse



ppπ°, kinematisch verworfene Ereignisse

Abb. 3.9 pp->ppπ^0: Anzahl Ereignisse gegen kinetische Strahlenergie und Ringnummer

3. pp -> ppπ^0 (Abb. 3.9): Hier sind die fälschlicherweise als kinematisch richtig gewerteten Ereignisse auf einen engeren Bereich um mittlere Ringe begrenzt, nur dort 'sieht' der Trigger einen Ausschnitt der im wesentlichen nach vorne orientierten Protonen. Diese besondere Verteilung hat Auswirkungen auf höhere Triggerschärfen, der registrierte Untergrund ändert sich hier sprunghaft. Eine nähere Diskussion findet sich in Kap. 3.5.6.

Die Anregungsfunktionen der Reaktionen pp -> pnπ^+ und pp -> pn$\pi^+\pi^0$ zeigen keine Besonderheiten und werden hier nicht weiter betrachtet.

Die über den gesamten Energiebereich und alle Winkel summierten Ergebnisse (bei 10^6 Ereignissen pro Reaktion) zeigt Tabelle 3.2 sowie Abb. 3.10. Wieder wurde jede Reaktion separat untersucht. Die Tabelle zeigt für jede Reaktion die als kinematisch richtig gewerteten Ereignisse in Abhängigkeit von der Anzahl der Unterteilungen des Energiebereichs wie oben bereits dargestellt (Hier kurz als 'Schärfe' bezeichnet). Eine 4fach-Schärfe bedeutet also, daß der gesamte Energiebereich von 0.5-2.5 GeV in 4 Abschnitte unterteilt wird. Für jeden Abschnitt (0.5-1.0 GeV, 1.0-1.5 GeV, 1.5-2.0 GeV, 2.0-2.5 GeV) existiert dann eine neue Zuordnungstabelle von Vorwärts- zu Rückwärtswinkeln. Für die Elektronik bedeutet dies, daß die MLU (siehe Kap.2) hier viermal programmiert wird.
Die Effizienz (Spalte pp->pp) beträgt hier nicht 100% aufgrund der endlichen Detektorlänge. Integriert über den gesamten Energiebereich gehen etwa 6% der elastischen Ereignisse verloren, dies entspricht dem fehlenden Raumwinkel von im Mittel 5.5%. Tatsächlich liegen hier bei den verworfenen elastischen Ereignissen die Zylinderdurchstoßpunkte eines oder beider Protonen außerhalb der Detektorlänge. Dieser Effizienzverlust kann also im Prinzip noch durch zusätzliche Szintillatorringe verringert werden.
Abb. 3.10 zeigt die Abhängigkeit der Unterdrückung von der Triggerschärfe für die einzelnen inelastischen Kanäle. Man erkennt, daß die Unterdrückung einem Grenzwert zustrebt (etwa 10% des elastischen Kanals), der durch die endliche Granulierung und damit Ortsauflösung des Detektors gegeben ist. In diesem Grenzwert wird dann immer die minimale Zahl von Ringen (1 oder 2) zugeordnet, eine weitere Verbesserung ist nur durch kleinere Ringe möglich. Das bedeutet, daß für Triggerschärfen etwa größer als 8 der Gewinn an Unterdrückung minimal ist. Der dafür getriebene Aufwand und die Totzeit des Detektors (während der Umprogrammierung - etwa 1ms - ist der Trigger 'blind') wächst jedoch überproportional.

Reaktion:	pp->pp	pp->dπ^+	pp->pnπ^+	pp->ppπ^+	pp->pn$\pi^+\pi^0$	Σkin.akzept. Inelast.*σ_{tot}/ kin.akzept. Elast.*σ_{tot}
σ_{tot} (mb):	20	3	20	4	4	
Schärfe ↓						
1fach	939617	204073	246874	123076	155822	35.5 %
2fach	939617	129852	164181	66954	102504	23.2 %
4fach	939616	105878	116852	46380	75651	16.7 %
8fach	939615	88977	93347	33510	62256	13.4 %
16fach	939614	80046	81007	27560	54915	11.7 %
32fach	939606	76082	74908	24370	51171	10.8 %
64fach	939599	74179	72024	23295	49522	10.4 %
128fach	939583	73901	70487	22816	48598	10.2 %

Tab. 3.2 Kinematisch akzeptierte Ereignisse von je 10^6 für verschiedene Unterteilungen des Energiebereichs (Schärfe) bei σ_{Strahl}=0.34 cm

In der Praxis wäre eine Schärfe von etwa 4 oder 8 sinnvoll. Die Unterdrückung verbessert sich danach nur noch wenig, die Unterteilungen des Energiebereichs haben noch angenehme Größe.

Die Spalte ganz rechts in Tab 3.2 und die Abb. 3.11 zeigen die Summe aller als kinematisch richtig gewerteten Ereignisse für die inelastischen Prozesse, jeweils gewichtet mit ihrem maximalen totalen Wirkungsquerschnitt (s. Kap. 3.5.1) und anschliessend normiert auf die kinematisch akzeptierten Ereignisse des elastischen Kanals, gewichtet mit einem mittleren σ_{tot} von 20 mb. Man erkennt, daß der Grenzwert an Unterdrückung für den kinematischen Trigger alleine bei etwa 90 % (normiert auf den elastischen Kanal) liegt.

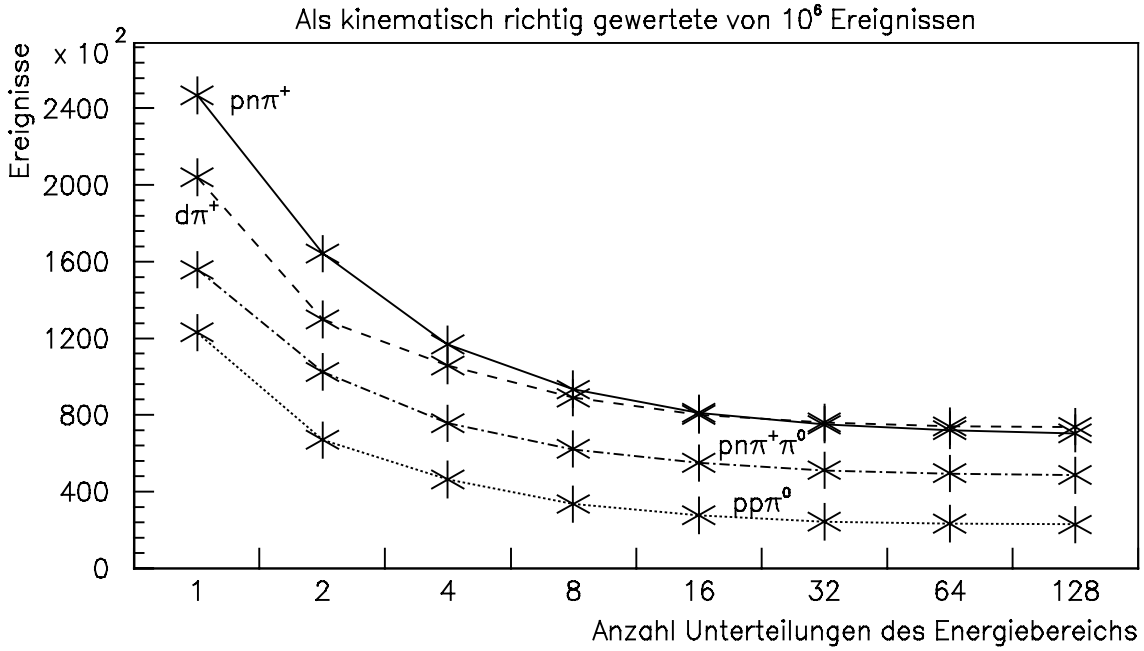


Abb. 3.10 Kinematischer Trigger: Untergrund gegen Triggerschärfe

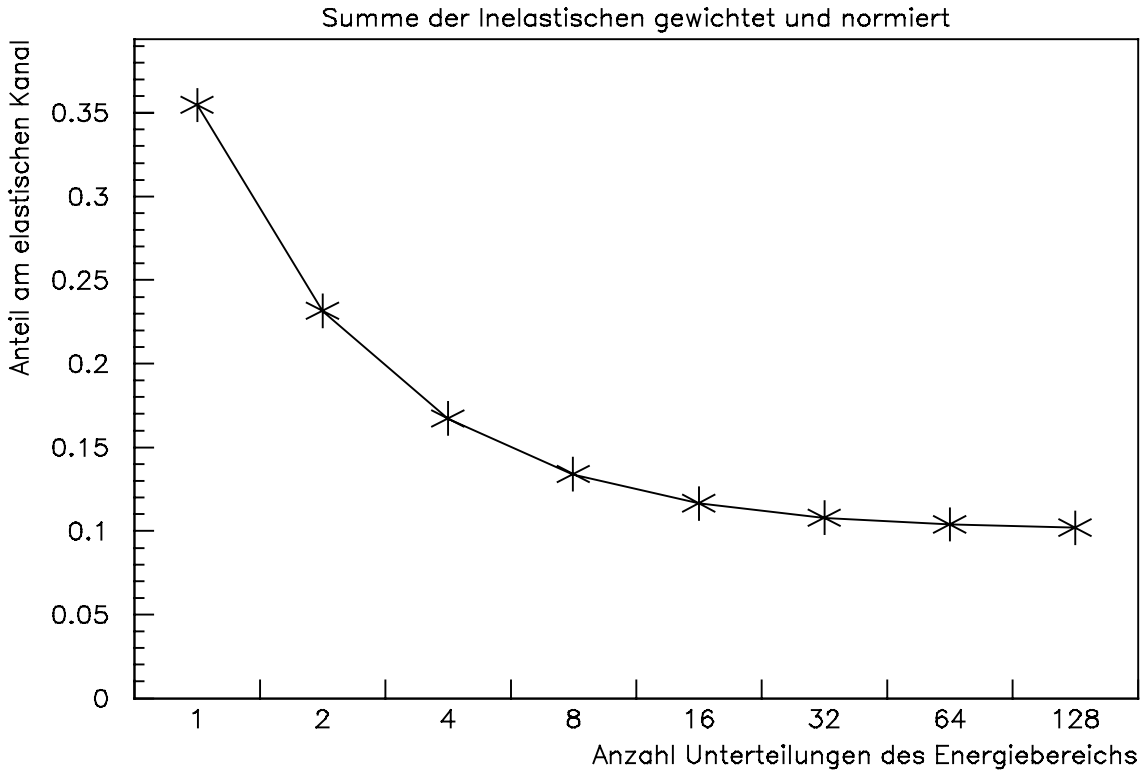


Abb. 3.11 Kinematisch akzeptierter gewichteter Untergrund normiert auf elastischen Kanal

3.5.4 Einfluß der Strahlausdehnung auf den kinematischen Trigger

Die nicht punktförmige Wechselwirkungszone wirkt sich auch auf den kinematischen Trigger aus, allerdings ist der Effekt hier weniger gravierend als beim koplanaren Trigger. Wie das angenommene Gaußprofil des Strahls in Wechselwirkung mit dem Fadentarget die Zuordnung von Vorwärts- und Rückwärtswinkeln beeinflußt, zeigt Abb. 3.12. Dargestellt ist hier ein schematischer Längsschnitt durch den als Zylindermantel mit Radius R idealisierten Detektor. Betrachtet werden hier zwei elastische Ereignisse, eines auf der Strahlachse (= z-Achse) mit den Durchstoßpunkten z_1 und z_2 sowie eines mit der Exzentrizität s von der Strahlachse.

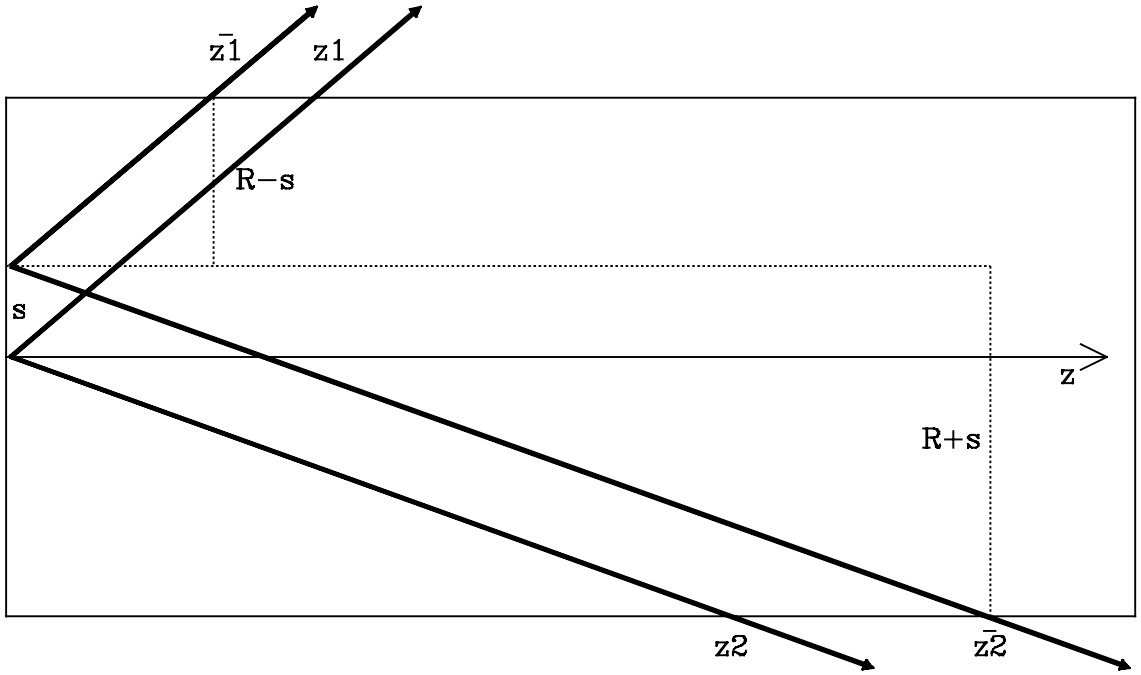


Abb. 3.12 Schnitt des Detektors längs der Strahlachse

Für jedes elastisch gestreute pp-Paar gilt die Relation (1.1):

$$\tan(\theta_1) * \tan(\theta_2) = (1 + \frac{T}{2m_p})^{-1} \qquad \textbf{(3.8)}$$

Das ist äquivalent zu

$$\frac{z_1}{R} * \frac{z_2}{R} = 1 + \frac{T}{2m_p} \qquad \textbf{(3.9)}$$

falls der Startvertex auf der Strahlachse liegt. Ist das nicht der Fall, so gilt für die

Exzentrizität s:

$$\frac{\overline{z_1}}{R-s} * \frac{\overline{z_2}}{R+s} = 1 + \frac{T}{2m_p} \qquad \textbf{(3.10)}$$

$$\Rightarrow \quad \overline{z_1} * \overline{z_2} = (R^2 - s^2)(1 + \frac{T}{2m_p}) \qquad \textbf{(3.11)}$$

Mit der Randbedingung, daß trotz s>0 derselbe Durchstoßpunkt z_1 getroffen werden soll, gilt dann:

$$\overline{z_2} = \frac{R^2 - s^2}{z_1} \; (1 + \frac{T}{2m_p}) \qquad \textbf{(3.12)}$$

d.h in Abhängigkeit von s ändert sich die kinematisch zugeordnete z-Koordinate immer zu kleineren z-Werten hin ($z \sim (R^2 - s^2)$).

Dies beeinflußt die Berechnung der Zuordnungstabellen. Die kinematische Konstante C_{min} (s. Kap. 3.5.3) lautet nun:

$$C_{\min} = (R^2 - \sigma^2)(1 + \frac{T}{2m_p}) \qquad \textbf{(3.13)}$$

Für alle Ereignisse innerhalb der Exzentrizität σ. Diese Korrektur erweist sich i.a. als ausreichend, auch wenn Ereignisse mit noch größerer Exzentrizität auftreten. Die Korrektur mit $1*\sigma_{Strahl}$ berücksichtigt zwar theoretisch nur etwa 68 % der Ereignisse (Gaußkurve), in den meisten Fällen deckt die so korrigierte kinematische Zuordnung aufgrund der endlichen Ringdicke einen noch größeren Bereich ab.

Für C_{max} tritt keine Korrektur auf, da die Verschiebung immer zu kleineren z-Werten erfolgt. Tatsächlich zeigt sich dieser Effekt in der Simulation an den Umschaltenergien für die Neuzuordnung der kinematischen Tabellen. Für die kleinste Energie des aktuellen Intervalls sind die zugeordneten z-Werte am kleinsten. Liegt das Ereignis nun außerhalb der Strahlachse, so durchstößt das Teilchen den Detektor bei einer kleineren z-Koordinate. Liegt diese nun gerade schon außerhalb des ersten zugeordneten z-Rings, so geht das Ereignis verloren. Durch die Korrektur von C_{min} (3.12) können auch diese Ereignisse registriert werden, die Ergebnisse aus 3.5.3 berücksichtigen diesen Effekt bereits. Dies erklärt auch den leichten Effizienzverlust bei zunehmender Triggerschärfe in der Größenordnung 10^{-6}. Bei

jedem Übergang auf ein neues Energieintervall gehen einige Teilchen verloren, die Exzentrizitäten größer als σ_{Strahl} aufweisen und bei denen die kinematische Zuordnung gerade nahe der Untergrenze eines Rings verläuft.
Die kinematische Unterdrückung der inelastischen Kanäle bleibt durch die Strahlausdehnung praktisch unbeeinflußt.

3.5.5 Kombination von koplanarem und kinematischem Trigger

Die Kombination beider Trigger führt nochmals zu deutlich stärkerer Unterdrückung unerwünschter Ereignisse, wie in Tab 3.3 und Abb. 3.13 zu erkennen ist.

Reaktion	pp->pp	pp->dπ^+	pp->pnπ^+	pp->ppπ^0	pp->pn$\pi^+\pi^0$	Σ akzeptiert. Inelast.*σ_{tot} /akzeptierte Elast. * σ_{tot}
σ_{tot} (mb)	20	3	20	4	4	
Schärfe ↓						
1fach	774823	167954	19715	57546	10401	7.5 %
2fach	774823	106835	13337	31647	6917	4.8 %
4fach	774822	87305	9497	23070	5135	3.6 %
8fach	774822	73434	7562	16476	4222	2.9 %
16fach	774822	66104	6583	13647	3748	2.6 %
32fach	774818	62818	6114	12075	3487	2.4 %
64fach	774814	61241	5869	11505	3365	2.3 %
128fach	774806	61007	5747	11275	3307	2.3 %

Tab. 3.3 Von koplanarem und kinematischem Trigger akzeptierte Ereignisse von je 10^6 für verschiedene Unterteilungen des Energiebereichs (Schärfe) bei σ_{Strahl}=0.34 cm

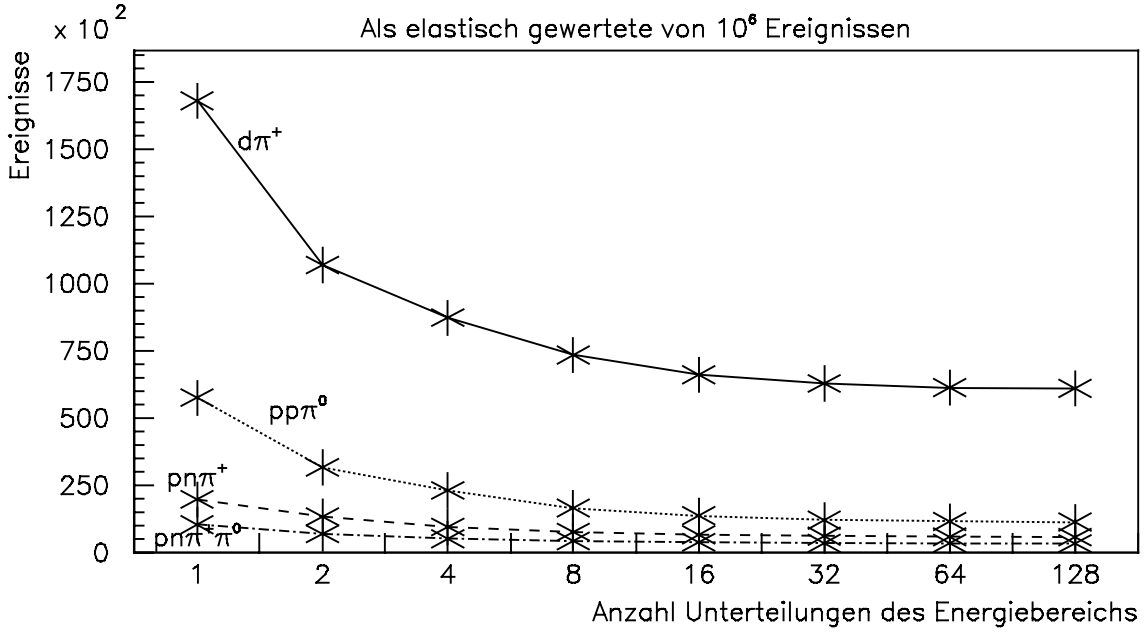


Abb. 3.13 Koplanarer und kinematischer Trigger: Untergrund gegen Triggerschärfe

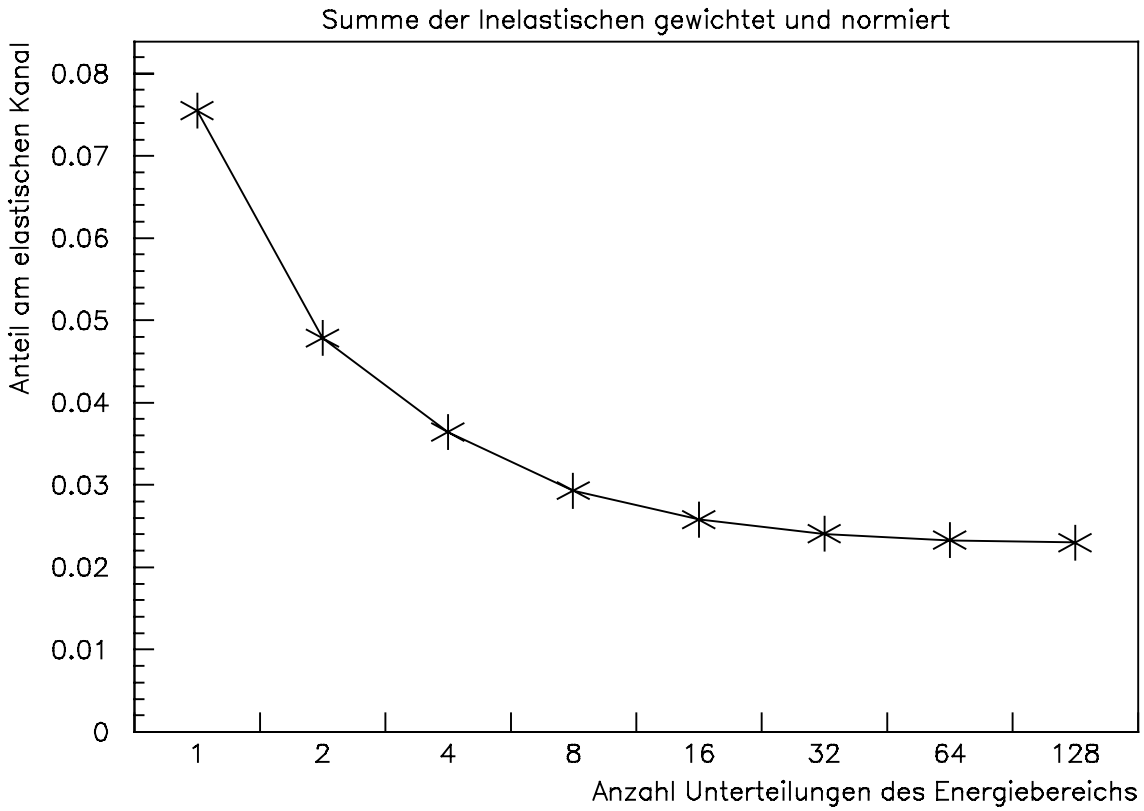


Abb. 3.14 Als elastisch akzeptierter gewichteter Untergrund normiert auf elastischen Kanal

Die rechte Spalte der Tabelle enthält wieder die mit maximalem Wirkungsquerschnitt gewichteten inelastischen Ereignisse, die beide Triggerbedingungen erfüllen, normiert auf den elastischen Kanal gewichtet mit dem durchschnittlichen Wirkungsquerschnitt von 20 mb. Der so gewichtete Untergrund ist in Abb. 3.14 dargestellt.
Wieder erkennt man den asymptotischen Grenzwert für die Unterdrückung der inelastischen Kanäle. Mit der pessimistischen Abschätzung der Wirkungsquerschnitte ist der Untergrund zu 97-98% diskriminierbar.
Tatsächlich ist aber z.B. der Kanal pp -> $d\pi^+$ stark überschätzt, die Reaktion spielt überhaupt nur im Bereich der Δ-Resonanz eine Rolle (s. Abb. 3.2). Dort beträgt der Wirkungsquerschnitt für die Konkurrenzreaktionen pp -> $pn\pi^+$ sowie pp -> $pp\pi^0$ jedoch nur 12 bzw. 3 mb, die elastische Streuung hat dort ihr Maximum (etwa 25 mb), so daß dort der Untergrund auf 1.5% diskriminiert werden kann. Außerhalb dieses Bereiches tragen nur Reaktionen bei, die deutlich besser als pp->$d\pi^+$ unterdrückt werden können. Daher bewegt sich auch dort der Untergrund bei etwa 1.5%.
Die Effizienz des Triggers beträgt dabei allerdings nur etwa 77%. Dies ist hauptsächlich auf den Effizienzverlust des koplanaren Triggers '1-1' (etwa 18%) aufgrund der ausgedehnten Wechselwirkungszone zwischen Target und Strahl zurückzuführen (Kap. 3.5.2). Von den 82% Effizienz nach dem koplanaren Trigger gehen dann noch 6% aufgrund der endlichen Detektorlänge verloren, so daß schließlich 77% Effizienz nach beiden Triggern verbleiben.
Angesichts der hohen zu erwartenden Zählrate im elastischen Kanal ist dies zumindest für die Statistik unproblematisch, die Einschränkung des koplanaren Triggers auf einen kleinen Bereich um die Strahlachse kann sich in der zweite Experimentphase sogar als nützlich erweisen. Bei der Verwendung eines polarisierten Atomstrahltargets ist das polarisierte Zentrum des Strahls immer von einer Zone unpolarisierter Wasserstoffatome umgeben, die auch vom Strahl getroffen werden und so unerwünschte unpolarisierte elastische Streuung verursachen. Der koplanare Trigger kann dann helfen, die Wechselwirkungszone auf wenige mm um die Detektormitte zu begrenzen und so unpolarisierten Untergrund zu vermeiden.

3.5.6 Falsche Strukturbildung durch Triggerlogik

Für den Nachweis möglicher Strukturen in der Anregungsfunktion, die auf exotische resonante Zustände hindeuten, ist es wichtig, die Anregungsfunktion möglichst unverzerrt zu messen. Der Detektor darf den zu messenden Verlauf nicht durch apparative Inhomogenitäten

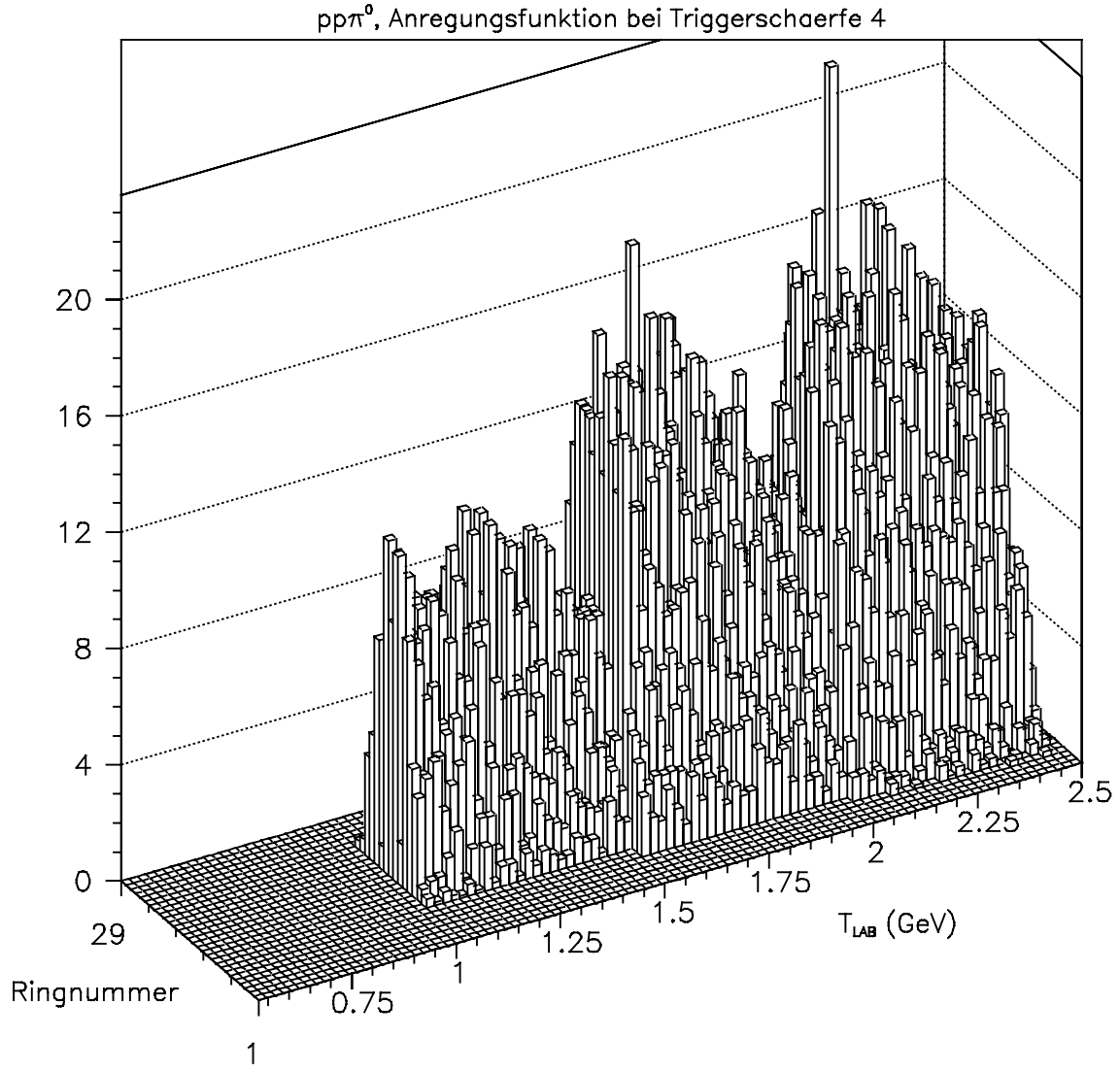


Abb. 3.15 pp->ppπ^0: Kinematisch akzeptierte Ereignisse gegen kinetische Strahlenergie und Ringnummer. Erkennbar das sprunghafte Ansteigen des Untergrundes an den Umschaltenergien der MLUs.

beeinflussen.

Durch das Prinzip der dynamischen Zuordnung korrespondierender Szintillatorringe könnten im ungünstigen Fall künstliche Strukturen in der Anregungsfunktion erzeugt werden. Diese Möglichkeit besteht immer dann, wenn eine Reaktion eine sich stark ändernde Winkelverteilung im Bereich der variierenden kinematischen Zuordnung aufweist. Einen potentiellen Beitrag zu diesen falschen Strukturen liefert die Reaktion pp -> ppπ^0, wie in Abb. 3.15 am Beispiel der 4-fach Unterteilung des Energiebereichs dargestellt ist (auch für andere Triggerschärfen läßt sich dieser Effekt beobachten).

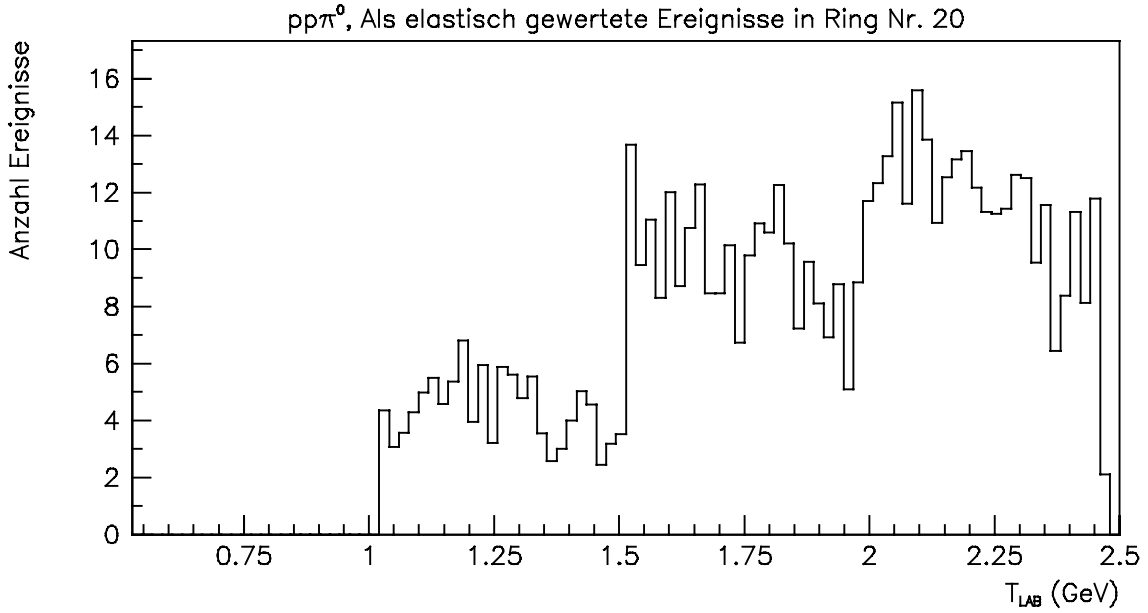


Abb. 3.16 Sprünge in der Unterdrückung in Ring 20

Abb. 3.16 zeigt den Effekt für den ausgewählten Ring Nr. 20. Das Umschalten zwischen den Zuordnungstabellen geschieht prinzipbedingt nicht kontinuierlich, sondern an den Umschaltenergien werden plötzlich neue Raumwinkel für die Koinzidenz und damit für Untergrundreaktionen geöffnet. Insbesondere wandert hier die Koinzidenz der Ringe um den symmetrischen Winkel der elastischen Streuung mit wachsender Energie zu höheren Ringnummern.

Dort steigt jedoch der Untergrund durch die beiden Protonen der Reaktion pp -> $pp\pi^0$ stark an, so daß bei jedem Wechsel der Zuordnungstabelle die Koinzidenz mehr in diesen Untergrund hineinragt.

Diese Sprünge in der Unterdrückung könnten zu falschen Exkursionen in der Gesamt-Anregungsfunktion führen. Den tatsächlichen Effekt zeigt Abb. 3.17. Hier sind alle Anregungsfunktionen für die 4-fache Triggerschärfe wie oben beschrieben mit ihrem partiellen Wirkungsquerschnitt (pessimistisch) gewichtet addiert.

Der Effekt der starken Sprünge an den Umschaltenergien ist hier (im Rahmen der Statistik) nicht mehr sichtbar, die hohe Gesamtunterdrückung dämpft das Fortpflanzen der Strukturen in die Gesamt-Anregungsfunktion. Auch die Angeregungsfunktion in Ring Nr.20 (Abb 3.18) zeigt den erwarteten glatten Verlauf. Plötzliche Schwankungen in der Untergrundzählrate aufgrund des Triggerprinzips können sich maximal mit ihrem partiellen Wirkungsquerschnitt

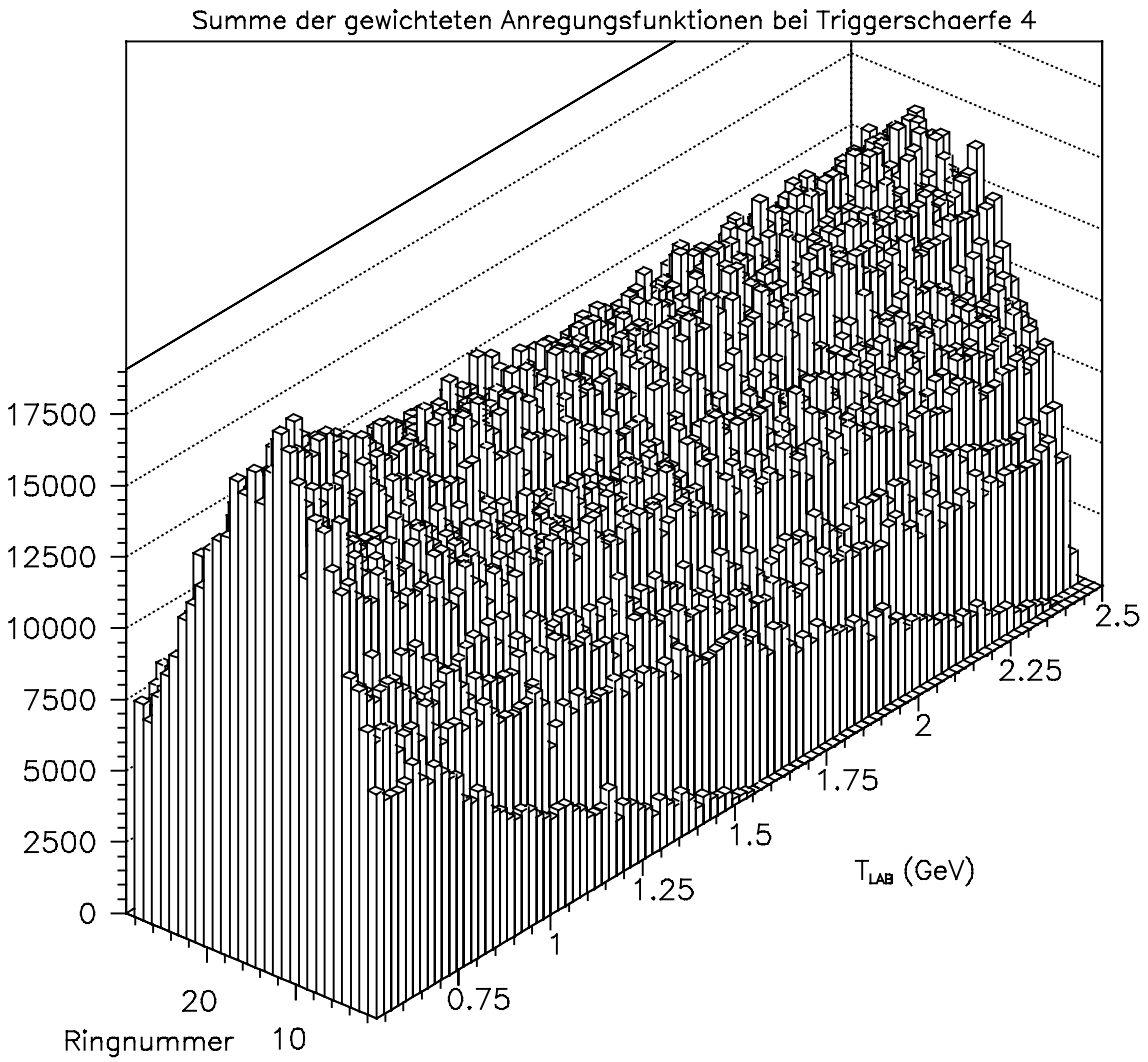


Abb. 3.17 Gewichtete Summe aller Reaktionen: Als elastisch akzeptierte Ereignisse gegen kinetische Strahlenergie und Ringnummer.

auswirken, bei einer Gesamt-Untergrundrate von < 2.5% ist dieser Effekt stark begrenzt. Unterhalb dieser Schwelle können sich die Schwankungen in der Unterdrückung allerdings bemerkbar machen.

Durch die 'Offline'-Analyse der als elastisch gewerteten Ereignisse kann dieser Effekt jedoch eliminiert werden. Bei genauer Kenntnis des Strahlimpulses und damit der Energie jedes Ereignisses ist es möglich, die kinematisch korrespondierenden Szintillatorringe exakt für eine Energie und nicht für einen Energiebereich zu bestimmen.

Zweckmäßig ist aber auf jeden Fall eine Variation der Triggerschärfen und Umschaltenergien, um den Effekt schon während der Messung zu minimieren. Die Parameter der Zuordnungstabellen sind auch während der Messung beliebig veränderbar.

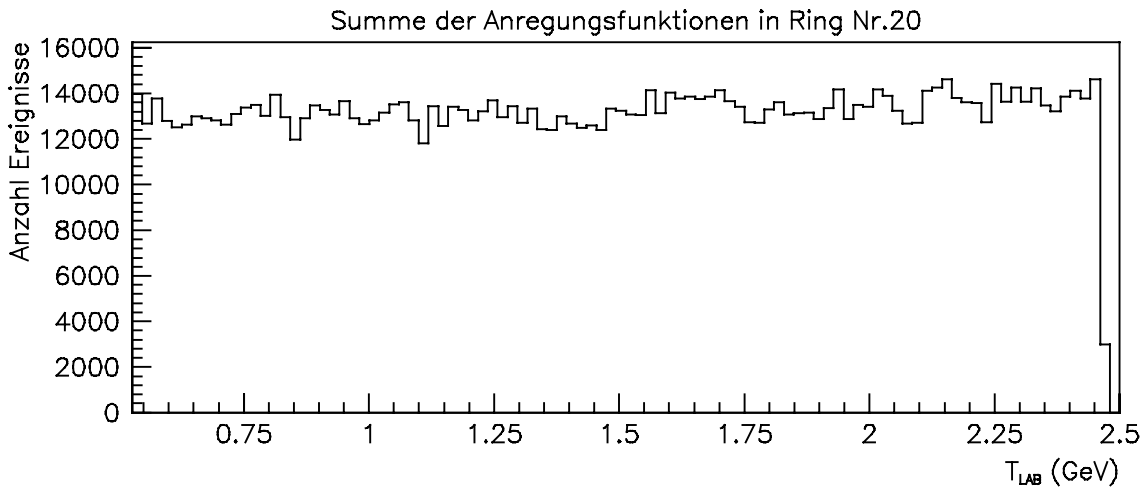


Abb. 3.18 Summe der als elastisch gewerteten Ereignisse nach gewichteter Addition aller Reaktionen

Für den Nachweis eventueller Resonanzen mit kleinen Breiten (einige MeV) ist es überdies sinnvoll, die Umschaltenergien außerhalb der vermuteten Resonanz zu wählen und durch systematische bzw. statistische Veränderungen von Triggerschärfe und abgedecktem Energiebereich mögliche Inhomogenitäten zu vermeiden bzw. auszumitteln.

3.5.7 Nachweis einer Resonanz

Der Nachweis einer Resonanz bei T=1.5 GeV mit den Breiten Γ_{tot}=10 MeV sowie Γ_{el}=1 MeV ist im folgenden dargestellt. Die elastischen Ereignisse wurden gemäß dem differentiellen Wirkungsquerschnitt für eine angenommene Resonanz in der $^1D_2$-Partialwelle mit den o.a. Parametern verteilt simuliert und mit der koplanaren und kinematischen Triggerbedingung bewertet. Dabei stammt der verwendete Wirkungsquerschnitt aus einer modifizierten Version des SAID-Programms [ARN 83, THE 91]. In Abb. 3.19 dargestellt ist $d\sigma/(dE\ d\theta_{CM})$ als Funktion der kinetischen Strahlenergie (T=1.2-1.8 GeV) und des Polarwinkels (θ_{CM}=0°-180°) für je 100fache Unterteilung der Achsen. Man erkennt die resonante Exkursion in der Anregungsfunktion von etwa 10-20% bei 1.5 GeV, die sich in alle Winkelbereiche erstreckt.
Die Simulation des Wirkungsquerschnitts geschieht mit Hilfe des sogenannten 'Hit or Miss'-Verfahrens. Dabei wird zunächst eine Pseudo-Zufallszahl im Bereich von 0-1 erzeugt und durch Multiplikation mit dem maximalen Wirkungsquerschnitt ein 'zufälliger' Wirkungsquerschnitt berechnet. Ist der Wirkungsquerschnitt für das tatsächliche Ereignis kleiner oder gleich dieser Zufallsgröße, so wird das Ereignis akzeptiert (und entsprechend der

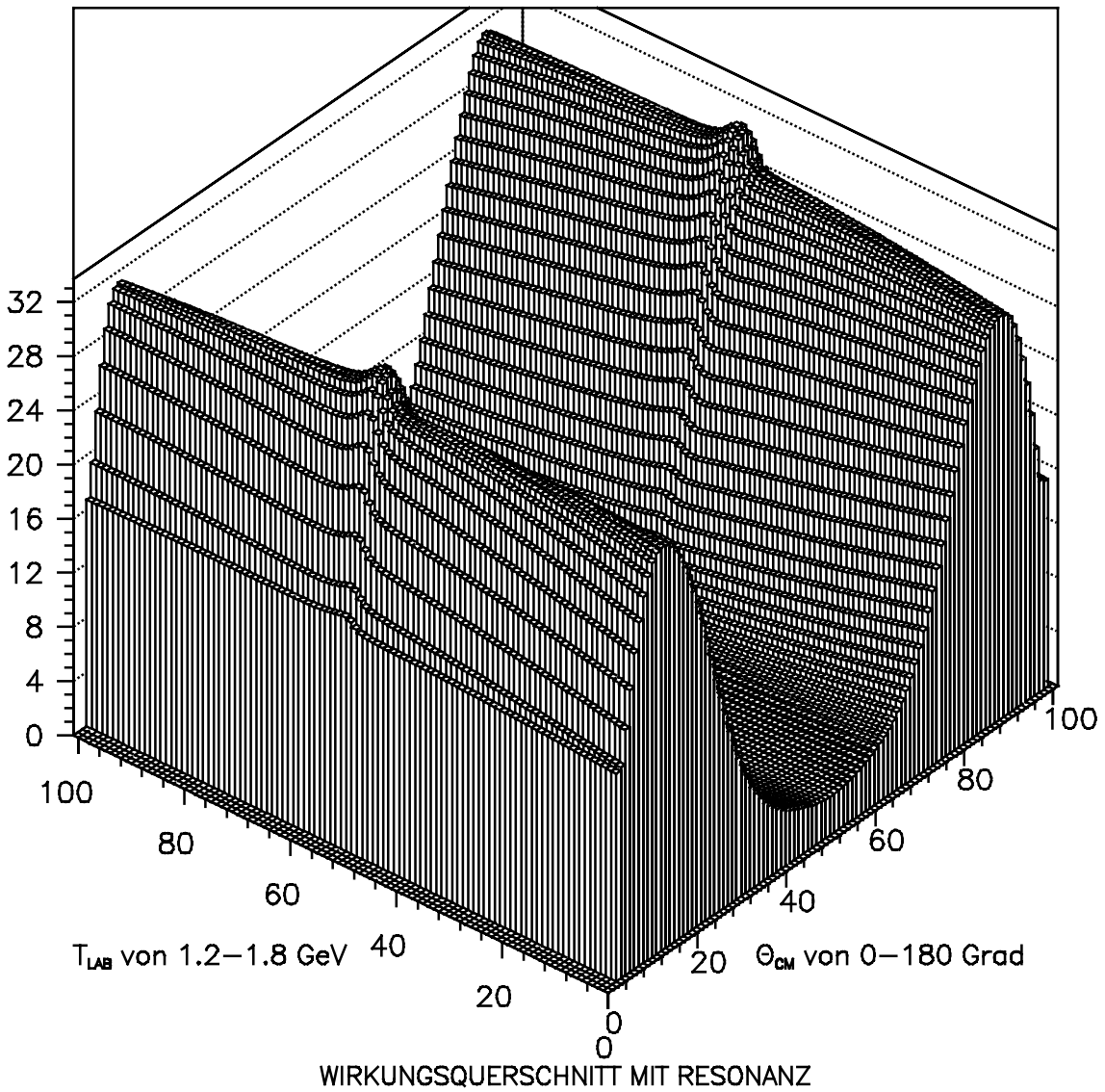


Abb. 3.19 $\sigma(T,\theta)$ in mb für die elastische Proton-Proton-Streuung mit einer angenommenen Resonanz in der $^1D_2$-Partialwelle bei T=1.5 GeV

Triggerbedingung bewertet), ansonsten wird es verworfen.

Dieses Verfahren ist naheliegend, bei stark variierenden Zufallsgrößen jedoch ineffizient. Ein Großteil der Ereignisse wird generiert und anschließend wieder verworfen. Die Anzahl der verworfenen Ereignisse ist also direkt dem Verhältnis der Flächen von Rechteck unter der maximalen Gewichtung und Gewichtungsfunktion (hier: $d\sigma/d\theta dE\ (\theta,E)$) proportional. Trotzdem bietet diese Methode bei geringer Rechenzeit pro Ereignis ein leicht handhabbares Verfahren. Hier wurde mit 10^8 Primärereignissen simuliert, davon gehen aufgrund des 'Hit or Miss'-Verfahrens etwa 60% verloren.

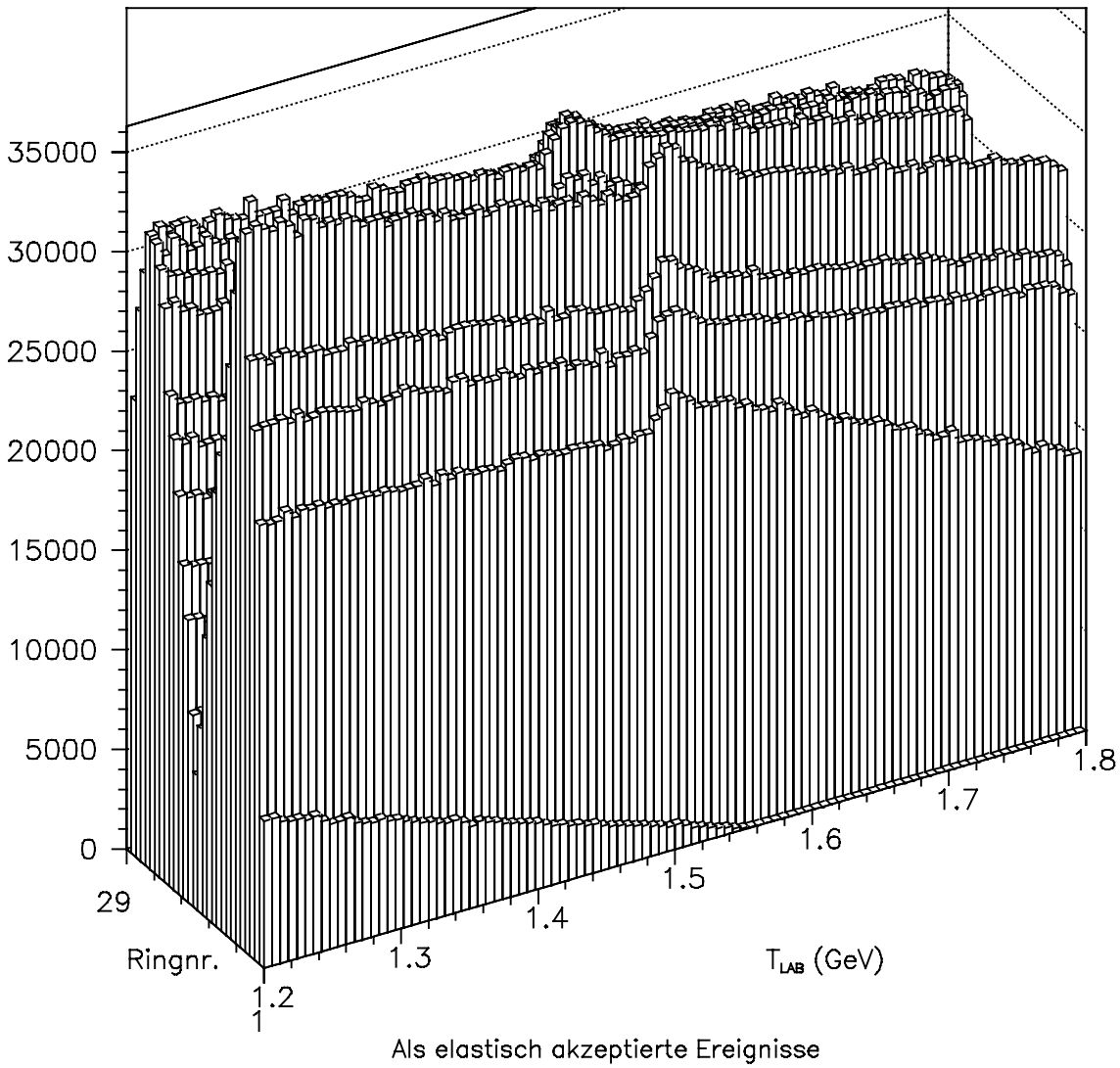


Abb. 3.20 Nachweis der Resonanz: Als elastisch gewertete Ereignisse gegen kinetische Strahlenergie und Ringnummer

In Abb. 3.20 ist die Gesamt-Anregungsfunktion nach dem Passieren der Trigger dargestellt. Man erkennt die Überhöhung des Wirkungsquerschnitts zu extremen Vorwärts- und Rückwärtswinkeln wie in Abb. 3.19, hier jedoch für die Laborwinkelverteilung. Schon hier zeigt sich die Resonanz bei T=1.5 GeV als Exkursion in der Anregungsfunktion bei einigen Ringen. Deutlicher wird der Nachweis bei Betrachten eines Rings (Nr.15) in Abb. 3.22. Dabei ist θ_{Lab}=37°, dies entspricht θ_{CM}=90° bei T=1.5 GeV - vgl. Abb. 3.23). Die leichte Abweichung vom Wirkungsquerschnitt in Abb. 3.23 rührt von der Betrachtung des festen Laborwinkelintervalls - durch Ring 15 definiert - her. Bei wachsender Energie wächst auch der betrachtete Winkel im Schwerpunktsystem und damit auch der Wirkungsquerschnitt.

Es zeigt sich, daß die angenommene Resonanz mit der hier vorgestellten Detektorgeometrie

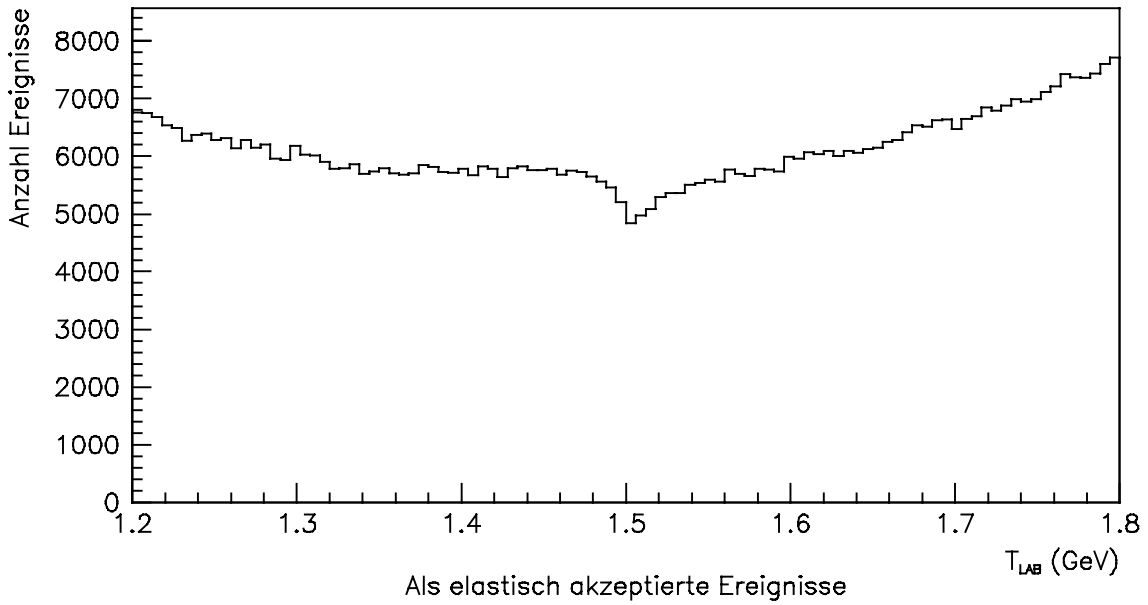


Abb. 3.21 Als elastisch gewertete Ereignisse mit Resonanz bei T=1.5 GeV für Ring Nr.15

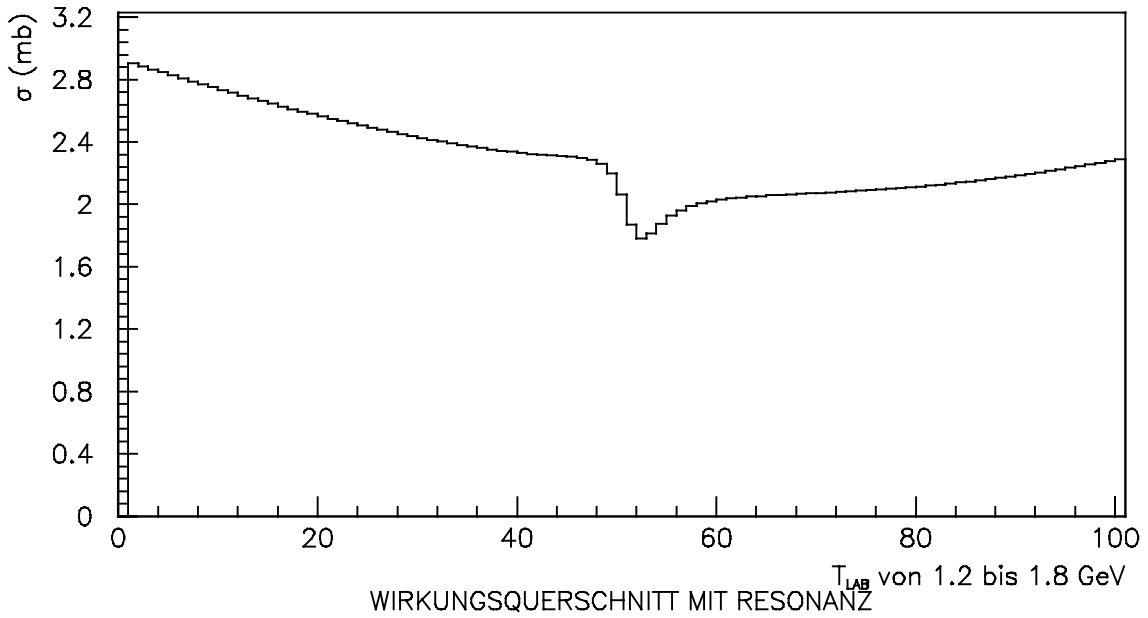


Abb. 3.22 Wirkungsquerschnitt für θ_{CM}=90° mit angenommener Resonanz bei T=1.5 GeV

allein mit Hilfe des Triggers sicher aufgefunden werden kann. Diese Identifizierung ist also schon während der Messung zugänglich und kann so schnell Hinweise auf exotische Zustände geben, die dann bei der nachträglichen Datenanalyse näher untersucht werden können.

4. Elektronik

In diesem Kapitel ist die Realisierung des Triggerkonzepts mit kommerziell erhältlicher Elektronik beschrieben. Auf der Basis des Simulationsprogramms aus Kap. 3 wurde ein Steuer- und Testprogramm für die Triggerelektronik geschrieben. Die mit den Elektroniktests erzielten Ergebnisse decken sich sehr gut mit den reinen Monte-Carlo-Simulationen aus Kapitel 3.

4.1 Aufbau

Der Aufbau des Triggerlogik-Teststands ist schematisch in Abb. 4.1 dargestellt. Die verwendeteten Komponenten sind als Standard-CAMAC-Module in **E**mitter-**C**oupled-**L**ogic (ECL) erhältlich. Die Steuerung des CAMAC-Systems erfolgt über einen speziellen CAMAC-Controller mit Schnittstelle zu einem Personalcomputer (PC). Die Steuer-und Testprogramme sind auf dem PC in der Programmiersprache 'C' entwickelt und getestet worden. Dabei konnte für die Verbindung zum CAMAC-Controller auf vom Hersteller mitgelieferte Programmroutinen zurückgegriffen werden.

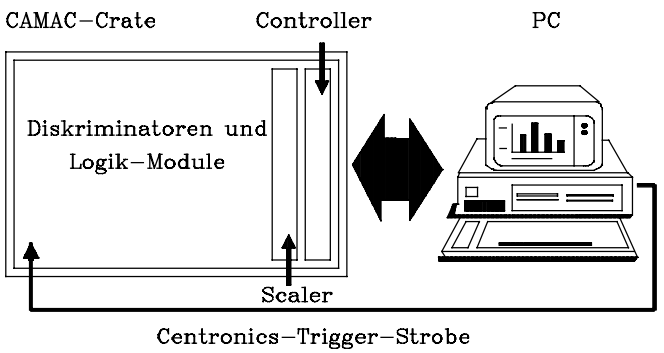


Abb. 4.1 Schematischer Aufbau des Teststandes

Aufgrund der Programmierbarkeit der verwendeten CAMAC-Module war es weiterhin möglich, die Simulationsrechnungen zum Teil auf die Elektronik zu verlegen. Das ermöglicht realitätsnähere Tests als die reine Funktionskontrolle der Module. Dieses Prinzip ist erweiterbar: Bei Fertigstellung der weiteren Datenaufnahme-Systeme kann der Test des Datenflusses mit simulierten 'realen' Ereignissen durchgeführt werden.

Die simulierten Ereignisse wurden über CAMAC in die Diskriminatoren geladen und mit Hilfe der Druckerschnittstelle des PCs (Centronics) zu einem definierten Zeitpunkt ausgelöst. Die Triggerbedingungen werden dann von den Logik-Modulen bewertet und bei einem gültigen Ereignis die entsprechenden Zählerkanäle inkrementiert. Jeder Kanal entspricht dabei

einem Laborwinkelintervall = Szintillatorring. In wählbaren Abständen wurden die entstandenen Winkelspektren über CAMAC ausgelesen und im PC gespeichert.

4.2 Beschreibung der verwendeten Elektronik

Eine Übersicht der technischen Daten findet sich im Anhang.

4.2.1 Diskriminatoren

Bei den Diskriminatoren (LeCroy 4413) handelt es sich um 150 MHz 16-Kanal-Module in Leading-Edge-Ausführung. Die Diskriminatorschwelle ist für alle 16 Kanäle gemeinsam zwischen -15 mV und -1 mV über ein Potentiometer oder über CAMAC-Befehl einstellbar. Die Einheit verfügt über verschiedene Operationsmodi (Burst Guard, Updating und Retiming Mode), einen Test- und Veto-Eingang und liefert ECL-Signale von 3.5 - 100 ns Breite (einstellbar).
Der Test-Eingang spielt für den hier verwendeten Aufbau eine entscheidende Rolle. Über CAMAC-Befehl kann jede Kombination von Diskriminator-Kanälen aktiviert werden, ein anschließender Puls auf dem Test-Eingang erzeugt ein logisches Diskriminatorsignal für alle gewünschten Kanäle. Damit lassen sich vom Rechner steuerbar alle Kombinationen von Treffern im Detektor simulieren, ohne auf Analogsignale angewiesen zu sein.

4.2.2 Delays

Die verwendeten Verzögerungsmodule (LeCroy 4418) haben wieder eine Packungsdichte von 16 Kanälen in einer einzigen Einheit. Die Verzögerungen sind in Schritten von 2 ns über einen Bereich von 30 ns mittels CAMAC-Befehl für jeden Kanal separat einstellbar. Dazu kommt die feste Verarbeitungszeit des Moduls von 15 ns, so daß die insgesamt einstellbare Verzögerung im Bereich von 15-35 ns liegt.
Die Delays gleichen im testweisen Triggeraufbau Laufzeitunterschiede zwischen den Kanalgruppen aus, so können z.B. Rückwärts- und Vorwärtswinkel-Laufzeiten oder die unterschiedliche Verarbeitungszeit von koplanarem und kinematischem Trigger angeglichen werden. Im realen Experiment können hier dann noch einzelne Kanäle für die Koinzidenzen in ihrer Laufzeit angepasst werden.

4.2.3 Memory Lookup Units (MLUs)

Die MLUs der Triggerelektronik (LeCroy 4508) bestehen aus je 2 8-Bit-Eingang/8-Bit-Ausgang Einheiten pro Modul, so daß jede Einheit 256 Bytes Speicher zur Verfügung stellt (Der 8-Bit-Eingang kann maximal 256 verschiedene Speicherplätze adressieren, jeder dieser Speicher ist 8 Bit - also 1 Byte - breit).

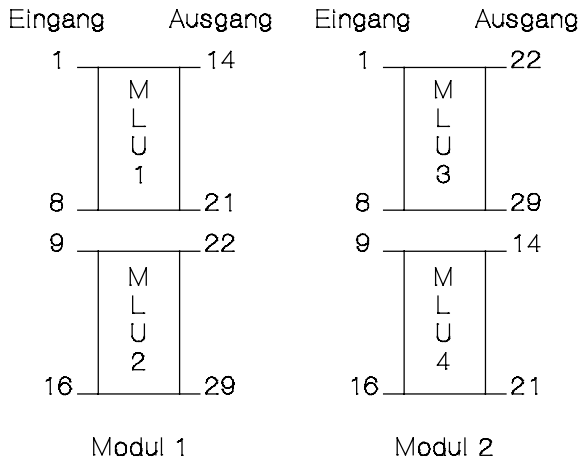


Abb. 4.2 Aufteilung der je 16 Kanäle auf die 8 Bit breiten Memory-Lookup-Module

Aufgrund der kleineren Breite der Module (8 Bit) ist es notwendig, 4 8*8 Bit MLUs - also zwei Module - zu verwenden, um auf die gewünschte Funktion der Vorhersage von 16 Rückwärts- auf 16 Vorwärtswinkel zu kommen. Dabei wurde wie in Abb. 4.2 für 29 Szintillatorringe verfahren. MLU 1 stellt die Vorhersagemuster der Ringe 1-8 (Rückwärtswinkel) für die Ringe 14-21 (Vorwärtswinkel), MLU 2 speichert die Vorhersage korrespondierender Ringe für die Rückwärtswinkelringe 9-16 auf die Vorwärtswinkelringe 22-29. Da im allgemeinen auch eine Vorhersage der Ringe 1-8 auf 22-29 sowie 9-16 auf 14-21 möglich ist - hier liegt sogar der Hauptteil der kinematischen Abbildung -, bildet zwei weitere 8-Bit-MLUs (MLU 3 und 4) diese komplementäre Vorhersageeinheit. Deren Ausgänge sind mit den Ausgängen von MLU 1 und 2 bitweise 'verodert'.

4.2.4 3-fold Logic Units

Diese variablen 16-Kanal-Module (LeCroy 4516) verfügen über 3 Gruppen von je 16 Eingangskanälen (A,B,C), die miteinander programmierbar auf logisches Und bzw. Oder geschaltet werden können. Dabei gilt die Verknüpfung für alle 16 Kanäle gleichermaßen. Möglich sind also die Verknüpfungen ('*': Und, '+': Oder): A*B*C, (A+B)*C; A*B+C sowie A+B+C (Abb. 4.3). Dies ermöglicht die Bildung von 16-fach-Koinzidenzen oder 16-fach ODER-Gattern von Kanälen. Zusätzlich bietet das Modul die Möglichkeit, die Kanäle 1-8 sowie 9-16 auf je eine Oder-Schaltung zu geben.

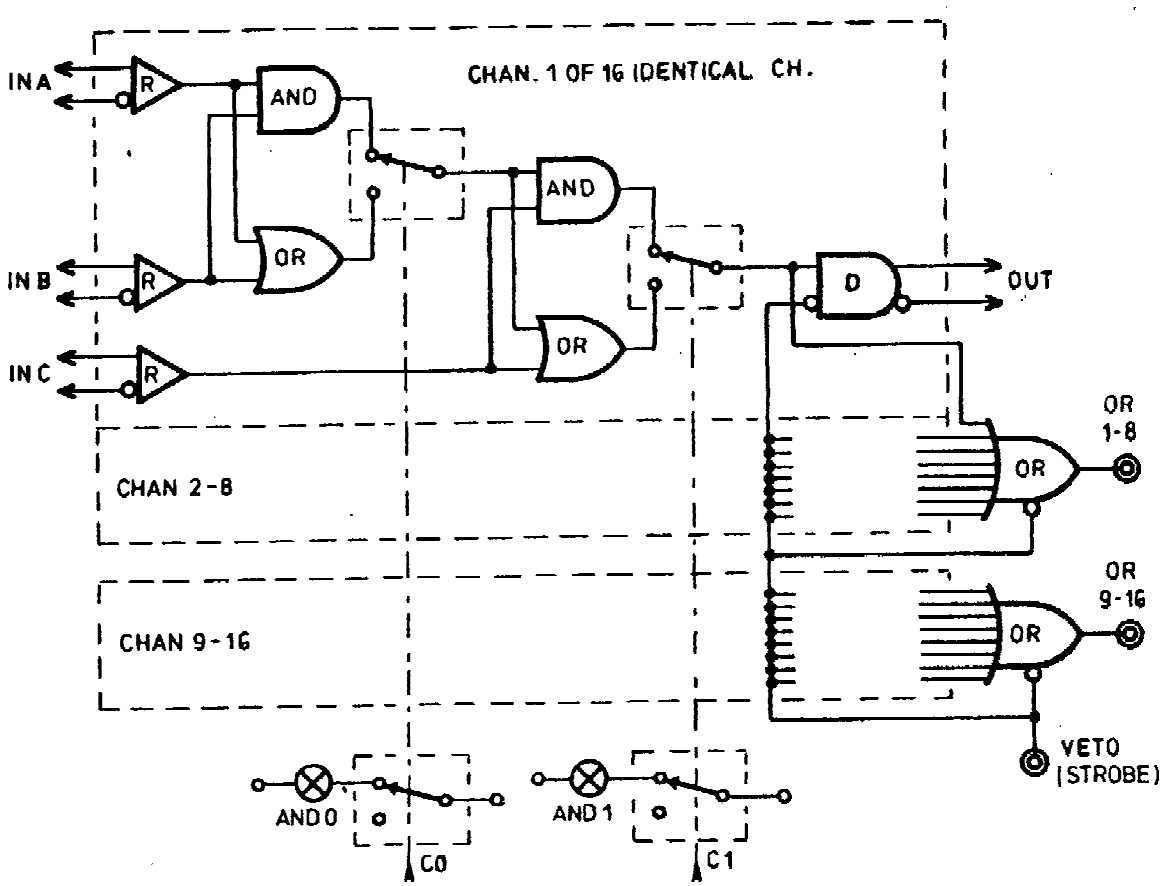


Abb. 4.3 Blockschaltbild 3-fold Logic Unit

4.2.5 16 to 64-fold OR Logic Unit

Hierbei handelt es sich um ein Logik-Modul (LeCroy 4564), welches vier Gruppen (A,B,C,D) von je 16 Eingangssignalen jeweils zunächst durch ein logisches Oder zusammenfasst und anschließend alle logischen Verknüpfungen der 4 Zusammenfassungen zur Verfügung stellt (Abb. 4.4). Mit diesem Modul können leicht alle gewünschten Kombinationen von Triggersignalen, z.B. koplanarer und kinematischer Trigger alleine, beide kombiniert oder verknüpft mit zusätzlichen Informationen, erzeugt werden.

4.2.6 32-Channel Latching Scaler

Der verwendete Zählerbaustein (LeCroy 4434) enthält 32 24-bit Zähler, deren Inhalt mit einem CAMAC-Befehl innerhalb von 300 ns in einen internen Pufferspeicher übertragen werden können und dort zum Auslesen bereitsteht. Nach dem Übertragen der Zählerinhalte

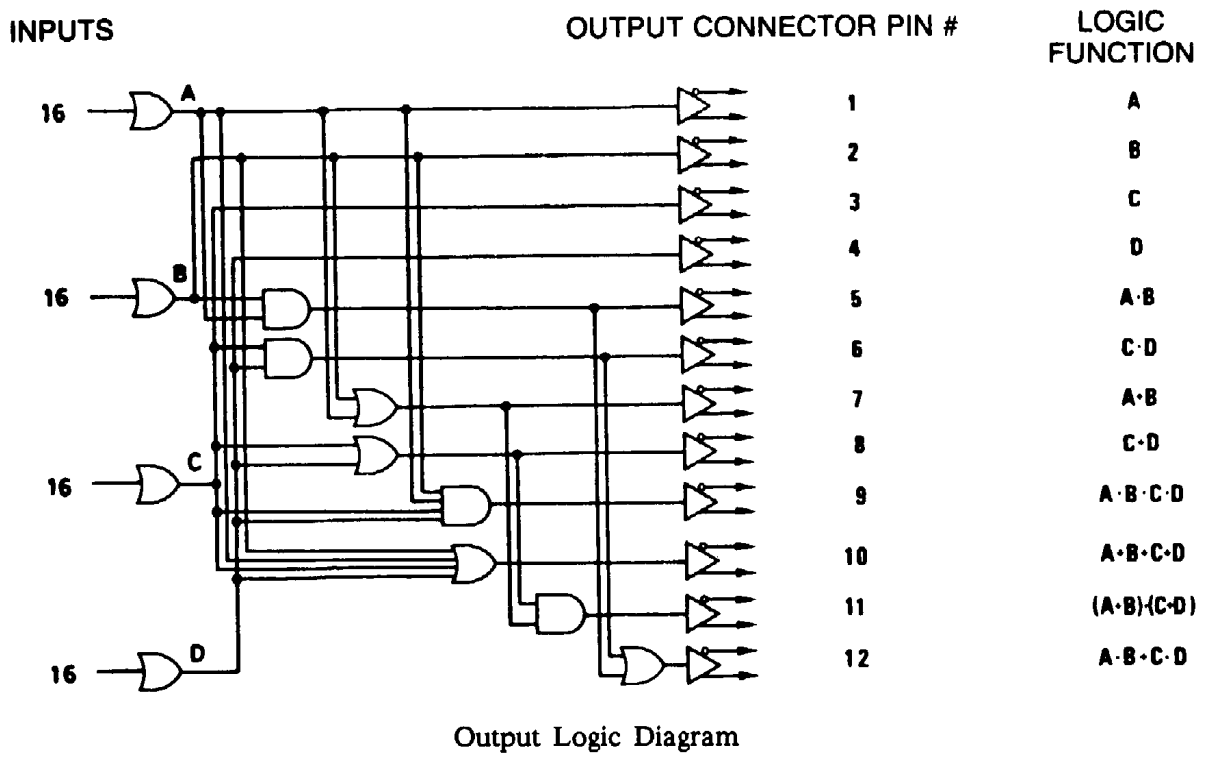


Abb. 4.4 Blockschaltbild 16 to 64-fold OR Logic Unit

in den Puffer ist das Modul wieder aktiv und kann neue Pulse akkumulieren. Der Pufferspeicher kann so mit geringer Totzeit des Zählers in den Rechner übertragen werden. Das Modul dient zur Aufnahme der Zählraten von koplanarem und kinematischem Trigger (i. e. Winkelspektren, s. Kap. 2.4). Zusätzliche LOAD, CLEAR und VETO Eingänge ermöglichen das Steuern des Moduls auch über externe Signale.

4.3 Steuerprogramm

Der schematische Ablauf des Steuerprogramms ist in Abb. 4.5 dargestellt. Über ein Menüprogramm sind die einzelnen Funktionen wie Konfigurierung, Test der CAMAC-Module sowie Starten der Simulation erreichbar.

Für die Simulation wurde der relevante Teil des FOWL-Phasenraumprogramms von FORTRAN nach C umgeschrieben und in das Steuerprogramm integriert. Ferner ist die Möglichkeit vorgesehen, von anderen Simulationsprogrammen gerechnete Ereignisse (z.B. Streuung an ^{12}C) über eine Dateischnittstelle einzulesen und die Elektronik damit zu testen. Nach Eingabe der Simulationsparameter werden zunächst die benötigten Module initialisiert. Nach der Generierung jedes Ereignisses und der Bestimmung der getroffenen Ringe und

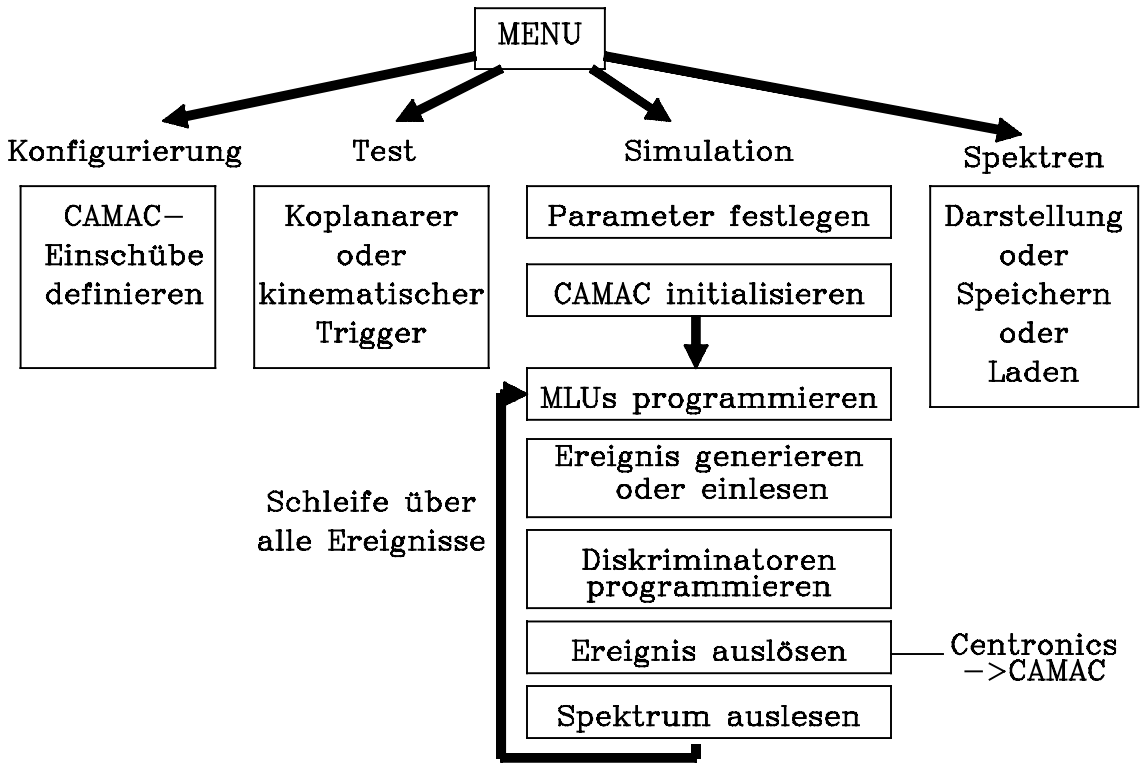


Abb. 4.5 Schematischer Programmablauf des Steuerprogramms

Stäbe im Detektor werden vom Programm die Bitmasken für die selektive Ansteuerung der einzelnen Diskriminatorkanäle errechnet und über CAMAC in die Diskriminatoren übertragen. Dann wird mit Hilfe der Centronics-Schnittstelle ein Triggerpuls erzeugt und nach einer Pegelanpassung von TTL nach NIM auf den TEST-Eingang der Diskriminatoren gegeben, damit alle Diskriminatoren koinzidente Logikpulse in den programmierten Kanälen auslösen. Die logischen Signale werden dann gemäß der Triggerbedingungen in der Elektronik bewertet und bei Erfüllen von Koplanarität und/oder kinematischer Vorhersage im Zähler registriert. Dieser wird vom Programm in vorwählbaren Abständen während der 'Hochbeschleunigung' ausgelesen. Die Spektren können nach Ende der Simulation gespeichert, geladen und angezeigt werden.

4.4 Ergebnisse

Alle mit dem auf den PC übertragenen FOWL-Algorithmus und der Elektronik erzielten Ergebnisse für koplanaren und kinematischen Trigger sowie deren Kombination decken sich

sehr gut mit den reinen Rechnersimulationen unter VAX/VMS (s. Kap. 3). Exemplarisch sind hier die Ergebnisse für die Kombination von koplanarem und kinematischem Trigger über den gesamten Energiebereich integriert (vgl. Kap. 3.5.5) dargestellt. Simuliert wurde auch hier mit je 10^6 Primärereignissen, die fälschlicherweise als elastisch erkannten Ereignisse für die Konkurrenzreaktionen sind in Abb. 4.6 dargestellt.
Ein Vergleich mit Tab. 3.3 zeigt die sehr gute Übereinstimmung im Rahmen der Monte-Carlo-Statistik. Ein direkter grafischer Vergleich ist nicht möglich. Im Rahmen der Zeichengenauigkeit liegen die mit der Elektronik erzielten Ergebnisse genau auf den Ergebnissen der reine Rechnersimulation.

Reaktion -> Schärfe ↓	pp->pp	pp->dπ^+	pp->pnπ^+	pp->ppπ^0	pp->pn$\pi^+\pi^0$
1fach	771664	167994	19711	55492	10172
2fach	771664	107275	13450	30862	6739
4fach	771664	88127	9659	22984	5016
8fach	771664	73826	7732	16343	4077
16fach	771663	66702	6815	13501	3608
32fach	771662	63424	6326	12019	3385

Tab. 4.1 Test der Elektronik: Als elastisch gewertete Ereignisse von je 10^6 für verschiedene Unterteilungen des Energiebereichs (Schärfe) bei σ_{Strahl}=0.34 cm

Die technische Realisierung der Kombination beider Trigger stützt sich auf die Möglichkeit, mit Hilfe des VETO-Eingangs am 32-Kanal-Zähler die Registrierung eines Ereignisses zu verhindern. Das Triggersignal des koplanaren Triggers (der 16-fach verODERte Ausgang der Koinzidenz für die 32 Szintillatorstäbe) wird zunächst logisch invertiert und dann nach einer Pegelanpassung von ECL nach NIM auf den VETO-Eingang des Scalers gegeben. So kann ein Ereignis, das die kinematische Triggerbedingung erfüllt, nur dann im entsprechenden Zählerkanal registriert werden, wenn koinzident die koplanare Triggerbedingung erfüllt ist.
Die Laufzeit der Simulationen auf dem 20 Mhz-PC mit nachgeschalteter CAMAC-Elektronik beträgt dabei für 10^6 Teilchen etwa 40 Minuten - 1 Stunde je nach Anzahl der Teilchen im

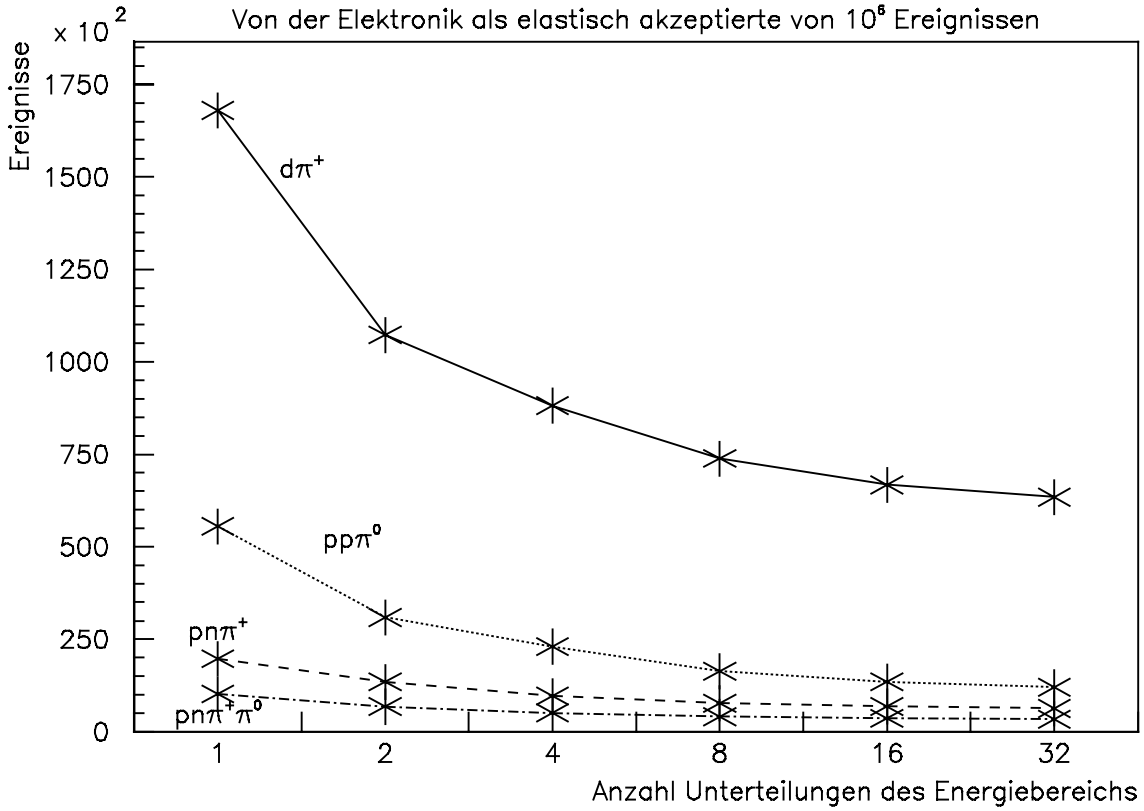


Abb. 4.6 Test der Elektronik: Als elastisch akzeptierte Ereignisse von 10^6, σ_{Strahl}=0.34 cm

Ausgangskanal und liegt damit in derselben Größenordnung wie die CPU-Zeiten des Fortran-Simulationsprogramms unter VAX/VMS (VAX 3000, VAX 3100 M76).

5. Zusammenfassung und Ausblick

Die Simulationen und Elektroniktest zeigen, daß mit der hier vorgestellten Triggerelektronik für ein mögliches Detektorkonzept eine hohe Unterdrückung der Konkurrenzreaktionen zur elastischen Streuung von 97% - 98% bei einer Effizienz > 77 % - abhängig von der endlichen Detektorgeometrie und Strahleigenschaften - erreicht werden kann. Das Triggerkonzept ist dabei weitgehend unabhängig von der speziellen Geometrie des Detektors und leicht erweiterbar. Über das reine Triggersignal hinaus ist dabei die Möglichkeit der Aufnahme von Online-Winkelverteilungen der elastischen Ereignisse gegeben, mögliche Resonanzen mit Exkursionen im Bereich von 10-20 % lassen sich allein mit Hilfe des Triggers auffinden.

Die Laufzeit des Triggers liegt bei etwa 70 ns, die verwendete Elektronik ist für Eingangszählraten > 100 MHz und eine elastische Zählrate von 20 MHz geeignet.

Das PC-Steuer- und Testprogramm liefert Ergebnisse in sehr guter Übereinstimmung mit den reinen Rechnersimulationen und kann als Ausgangspunkt für eine weitergehende Simulation des Experimentes und insbesondere der Datenaufnahme dienen. Denkbar ist hier die Ankopplung der CAMAC-Elektronik an ein Front-End-Rechnersystem auf VME-Basis, womit die den Trigger passierten simulierten Ereignisse weiterverarbeitet und gespeichert werden.

Anhang

Technische Daten der Elektronik

Typ (LeCroy)	Bezeichnung	Eingangskanäle/ Ausgangskanäle	Verarbeitungszeit (ns)	Max. Frequenz (MHz)
4413	Updating Discriminator	16 / 2 * 16	18	150
4418	Programmable Logic Delay	16 / 3 * 16	15-45	100
4508	Memory Lookup Unit	2 * 8 / 2 * 8	21	65
4516	3-fold Logic Unit	3 * 16 / 16	8-11	150
4564	16 to 64 OR Logic Unit	4 * 16 / 16	12	100
4434	Latching Scaler	32 / -	-	20

Literatur

[ARN 83] R. A. Arndt et al., Phys. Rev.D28, 97 (1983), Computer Code 'SAID'

[BER 85] R. Bertini et al., Phys. Lett. 162B, 77 (1985)

[BIS 89] J. Bisplinghoff, F. Hinterberger, A High Resolution Study of p+p Excitation Functions, ISKP Bonn, April 89, vorgelegt dem Program Advisory Committee COSY, KFA Jülich

[BOC 86] B. Bock et al.,Nucl. Phys. A459, 573 (1986)

[CER 70] Data Handling Division, Computer Code 'FOWL', CERN Program Library (1970)

[CER 87] Data Handling Division, Computer Code 'GEANT 3', CERN Program Library DD/EE/84-1 (1987)

[FLA 84] Flaminio et al., Compilation of Cross Sections, CERN-HERA 84-01 (1984)

[HIN 90] F. Hinterberger, interne Mitteilung, ISKP Bonn (1990)

[HIN 91] F. Hinterberger, D. Prasuhn, Synchrotron Beam Properties with an Internal Fiber Target, 14.02.1991 (to be published)

[HOF 87] H. Hofestädt, S. Merk, H. R. Petry, Z. Physik A 326, 391 (1987)

[HUB 85] M.G. Huber, B.C. Metsch, H.G. Hopf, Lecture Notes in Physics 243, 499 (1985)

[JAM 68] F. James, Monte Carlo Phase Space. CERN 68-15 (1968)

[LAH 91] U. Lahr, interne Mitteilung, ISKP Bonn (1991)

[MAY 84] T. Mayer-Kuckuk, Kernphysik, Teubner Studienbücher, 4.Auflage (1984)

[LOC 86] M.P. Locher, M.E. Saino and A. Svarc, Adv. Nucl. Phys 17, 47 (1986) and references therein

[SAN 88] L. Santi et al., Phys. Rev. C38, 2466 (1988)

[TAT 87] B. Tatischeff et al., Phys. Rev. C36, 1995 (1987)

[THE 91] D. Theis, interne Mitteilung, ISKP Bonn (1991)

Danksagungen

Ich danke Prof. Dr. T. Mayer-Kuckuk für die Möglichkeit, die Arbeit am Institut für Strahlen- und Kernphysik durchführen zu können,

Prof. Dr. J. Bisplinghoff, unter dessen Leitung die Arbeit entstand, für seine ständige Diskussionsbereitschaft und vielfältige Unterstützung,

Prof. Dr. F. Hinterberger für zahlreiche Anregungen,

Dipl. Phys. U. Lahr, mit dessen Zusammenarbeit ein Großteil der Simulationen entstand, für seine ständige Hilfsbereitschaft und guten Ideen,

Dipl. Phys. D. Theis für die Bereitstellung der ’Resonanz’,

den Mitgliedern der Gruppe: Dr. P. D. Eversheim, Prof. Dr. R. Jahn, F. Mosel, Dipl. Phys. R. Gebel, Dipl. Phys. H. Scheid, Dipl. Phys. W. Schmitt, Dipl. Phys. W. Wiedmann für gute Zusammenarbeit,

Dr. J. Weber für stete Hilfsbereitschaft bei Fragen zum Rechnersystem,

den Angehörigen der Werkstätten und des Elektroniklabors, insbesondere Herrn D. Wolf.

Darüberhinaus danke ich meinen Eltern, die mir das Studium der Physik ermöglicht haben.