

Auswertung der Eichmessungen
des Kieler Elektronenteleskopes
zur Erstellung von Energiespektren
an Bord der Raumsonde ULYSSES
(International Solar Polar Mission)

Experimentell-Physikalische Diplomarbeit

Eingereicht von

Holger Sierks

Institut für
Reine und Angewandte Kernphysik

Fachbereich Mathematik-Naturwissenschaften
der
Christian - Albrechts - Universität Kiel

Kiel 1988

Inhalt

	Seite
1. Einleitung	1
o Wissenschaftliche Zielsetzung des ULYSSES-Projektes	2
o Der Kieler Beitrag : Das Elektronen-Teleskop KET	4
o Aufgabenstellung und Übersicht der Arbeit	9
2. Physikalische Grundlagen	10
o Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie	10
o Die Energieverlust-Beziehung	11
o Streuung	14
o Kaskaden-Prozesse	15
o Halbleiterdetektoren	16
o Cherenkovdetektoren	17
o Szintillationsdetektoren	21
o Sekundärelektronenvervielfacher	22
3. Experimentbeschreibung KET	24
o Aufbau und Wirkungsweise des Teleskopes	24
o Energiebestimmung	33
o Teilchendiskriminierung	35
o Analoge Signalverarbeitung	41
o Digitale Signalverarbeitung	50
4. Messungen	60
o Übersicht über die durchgeführten Messungen	60
o Messungen an den Beschleunigern	61
o Präparatmessungen	64
o Untergrund an den verschiedenen Beschleunigern	65
o Diskussion der Messungen	66

	Seite
5. Auswertungen	69
o Response der Detektoren als Funktion der Energie	69
a. Die Halbleiterdetektoren D1 und D2	69
b. Der Cherenkovdetektor C1	75
c. Der Cherenkovdetektor C2	79
d. Der Szintillationsdetektor S2	83
o Elektronenstreuung : Das D1/D2-Verhältnis	87
o Effizienz der Instrumente	92
o Winkelabhängigkeit	99
o Trennung von Elektronen und hochenergetischen Protonen	125
o Bestimmung der Ansprechschwelle des C1-Detektors	140
o Wiedergewinnung der spektralen Verteilung	145
o Einfluß des RTG	148
6. Zusammenfassung und Diskussion	151
7. Anhang	160
o Fehlerberechnung	160
o Verzeichnis der ausgewerteten Meßläufe	164
o Abbildungs- und Tabellenverzeichnis	168
8. Literaturverzeichnis	172
9. Danksagungen	177

1. Einleitung

Das Studium der Sonne und der Heliosphäre ist ein zentraler Aspekt der Weltraumforschung. Zum einen, da die Sonne durch die Emission von elektromagnetischer Strahlung, Plasma, elektrischen und magnetischen Feldern sowie energiereicher Teilchen den sie umgebenden Weltraum und damit unsere Lebensbedingungen direkt beeinflusst und zum anderen ist die Sonne der einzige Stern, dessen Struktur und Vielfalt an Phänomenen wir 'in situ' untersuchen können. Die **Abb. 1-1** zeigt in schematischer Form eine Reihe der von der Sonne ausgehenden Wirkungen [ESA SP-1050, 1983].

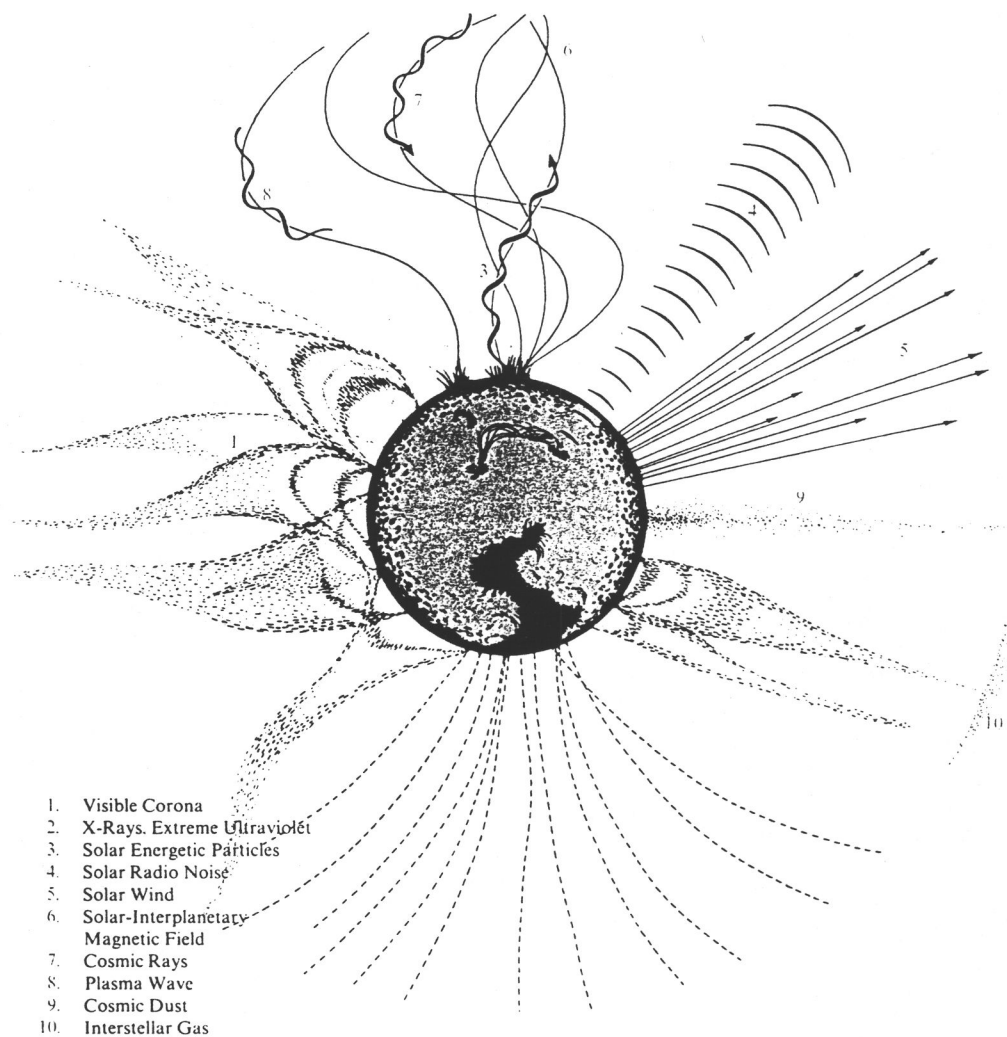


Abb. 1-1 : Die Aufgabenstellungen bei der Untersuchung der Sonne mit schematischer Darstellung der ausgehenden Wirkungen.

o Wissenschaftliche Zielsetzung des ULYSSES-Projektes

Die Mission ULYSSES (frühere Bez. : International Solar Polar Mission) erlaubt zum ersten Mal in der Geschichte der Weltraumfahrt die Erforschung der Sonne und der Heliosphäre in der dritten Dimension. Alle bisherigen Messungen wurden von der Ebene der Ekliptik (Erdbahn) aus durchgeführt und erreichten maximal $\delta = \pm 16^\circ$ heliografische Breite durch PIONEER 11. Die in Deutschland gebaute Raumsonde soll mit wissenschaftlichen Experimenten an Bord zunächst zum Jupiter reisen und dort unter Ausnutzung der Jupiter-Gravitation aus der Ebene der Ekliptik herausgelenkt werden, um eine Bahnebene zu erreichen, die nahezu senkrecht auf der Ekliptik steht und den Polen der Sonne möglichst nahe kommen soll. Der sonnennächste Punkt der elliptischen Bahn wird bei ca. 1.3 AE (AE: Abstand Erde-Sonne) liegen.

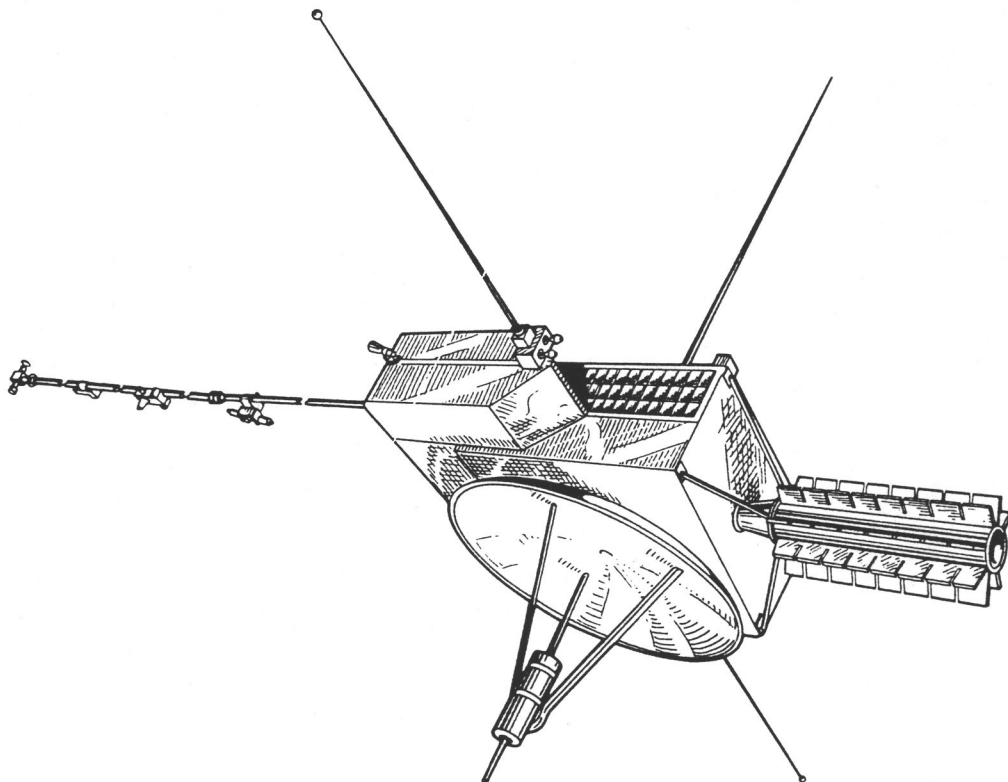


Abb. 1-2 : Die Flugkonfiguration der Raumsonde ULYSSES.

ULYSSES ist ein kooperatives Projekt zwischen der europäischen Weltraumorganisation ESA (European Space Agency) und der amerikanischen NASA (US National Aeronautics and Space Admistration). Der Start der Raumsonde war für Februar 1983 vorgesehen, wurde erst auf 1985, dann auf Mai 1986 und

nun aufgrund der Challenger-Katastrophe vom 28. Januar 1986 zunächst um weitere 26 Monate verschoben, da z.Z. nur ein Space-Shuttle den erforderlichen Schub in einen erdnahen Orbit liefern kann. Vom Shuttle aus erfolgt dann der eigentliche Start mit einer Festtreibstoff-Rakete vom Typ Centaur. Die Abb. 1-2 zeigt die Flugkonfiguration der 370 kg schweren Sonde, die spinstabilisiert ($f = 5 \text{ U/min}$) und mit der Spinachse zur Erhaltung des Funkverkehrs immer in Richtung zur Erde ausgerichtet sein wird. Deutlich ist rechts der 'Radio-isotope Thermoelectric Generator' (RTG) zu erkennen, der mit Hilfe der Kernspaltung die gesamte Energieversorgung übernimmt. Die wissenschaftliche Nutzlast an Bord beträgt für alle Experimente einschließlich ihrer Elektronik 55 kg. Die Mission wird vom Start an nahezu fünf Jahre dauern bis das Missionsziel, die Überquerung beider Sonnenpole, erreicht ist. Diese lange Reise und die hohe Belastung im Jupiter-Strahlungsgürtel erfordern eine sorgfältige Auswahl und umfangreiche Vorprüfungen von elektronischen und mechanischen Bauteilen. Die Abb. 1-3 zeigt die Flugbahn der Raumsonde mit dem 'swing-by' am Jupiter. Erst kurz vor Erreichen des Planeten wird über die endgültige Ablenkrichtung entschieden, die aus energetischen Gründen vermutlich zunächst zum Südpol der Sonne führen wird.

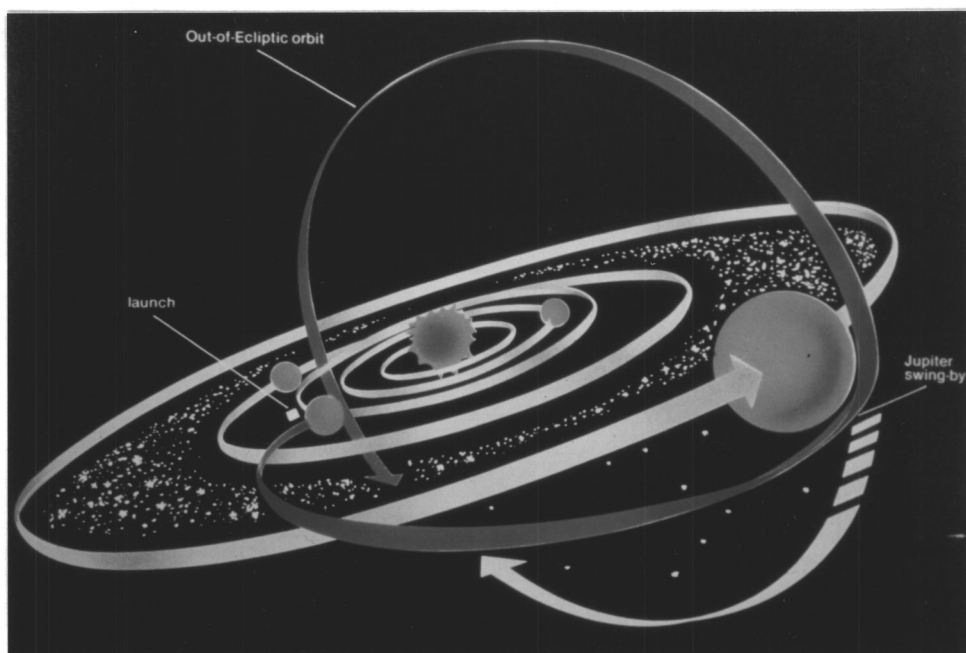


Abb. 1-3 : Flugbahn mit Ausnutzung der Gravitationskraft des Jupiters im 'swing-by' Verfahren zur Erreichung hoher solarer Breiten.

Wissenschaftliches Ziel der Mission ist die Untersuchung des interplanetaren Mediums und der Sonnenkorona als Funktion der solaren Breite. Zu diesem Zweck befinden sich insgesamt neun Experimente an Bord zur Messung von Sonnenwind, Magnetfeldern, solarer Radiostrahlung, Plasmawellen, Röntgenstrahlung, kosmischer Strahlung, neutralem Gas und Staubteilchen im interplanetaren Raum. Weitere Aufgabenbereiche beinhalten die Untersuchung und Lokalisierung von kosmischen Gamma-Strahlungsausbrüchen und die Suche nach Gravitationswellen. Ausführlich wurden die wissenschaftlichen Fragestellungen und die physikalischen Hintergründe von Wenzel [1980] niedergelegt.

o Der Kieler Beitrag : Das Elektronen-Teleskop KET

Der Kieler Beitrag im Rahmen des COSPIN-Experimentes (Cosmic Ray and Solar Particle Investigation) auf ULYSSES ist das Kieler Elektronen-Teleskop KET zur Erforschung der Beschleunigung und Ausbreitung energiereicher Elektronen, Protonen und Alphateilchen im interplanetaren Raum zwischen Erde und Jupiter sowie in der dritten Dimension außerhalb der Ebene der Ekliptik. Hauptziel dieses Instrumentes ist die Untersuchung der solaren Modulation der galaktischen kosmischen Strahlung, d.h. der Variation der Intensität mit dem 11jährigen Solarzyklus, bei der insbesondere die Breitenabhängigkeit von großem Interesse zur Überprüfung der Modulationsmodelle ist, und die genauere Bestimmung des unmodulierten galaktischen Elektronen- und Nukleonenspektrums. Sekundäre wissenschaftliche Ziele sind die Untersuchung von Jupiterelektronen und interstellaren Knock-On Elektronen sowie Untersuchungen an solaren Teilchen, der interplanetaren Beschleunigung und der anomalen Komponente der kosmischen Strahlung.

Ein zentrales wissenschaftliches Ziel des Experimentes, die zuverlässige Bestimmung des Spektrums von Elektronen der kosmischen Strahlung im Energiebereich von 4 MeV bis etwa 6 GeV, soll im folgenden kurz vorgestellt werden. Das Elektronenspektrum im interplanetaren Raum setzt sich aus drei Anteilen zusammen : einem Beitrag galaktischer Elektronen, der mit dem Zyklus der Sonnenaktivität zeitlich verändert (moduliert) wird, einem Anteil von Elektronen, die vom Planeten Jupiter stammen, und aus solaren Elektronen, die bei großen Teilchenausbrüchen (Flares) beschleunigt werden. Die Abtrennung dieser drei Beiträge geschieht im Falle der solaren Elektro-

nen durch die zeitliche Zuordnung zu optisch beobachteten Flares und bei den Jupiter-Elektronen durch die Intensitätsvariation, die durch die Änderung der relativen Lage des Beobachters zum Planeten Jupiter gegeben ist.

Die **Abb. 1-4A** zeigt exemplarisch das Elektronenspektrum eines solaren Flares im Jahre 1982, gemessen auf ISEE-3 im Abstand von 1 AE von der Sonne [Evenson et al., 1985]. Die Intensität fällt steil ab mit steigender Energie, der Beitrag zum Gesamtspektrum erstreckt sich bis maximal etwa 50-100 MeV. Das Energiespektrum der Jupiter-Elektronen in Abhängigkeit vom radialen Abstand vom Planeten ist in der **Abb. 1-4B** dargestellt. Diese Messung wurde durchgeführt beim Einflug von PIONEER 10 in die Jupiter-Magnetosphäre [McDonald, Trainor, 1976]. Deutlich ist neben dem rapiden Anstieg der Intensität bei Annäherung an den Planeten zu erkennen, daß im Wirkungsbereich des Jupiters die Elektronenintensität um Größenordnungen über der eines solaren Flares liegt. Als obere Energiegrenze kann hier etwa 30-50 MeV angegeben werden.

Die **Abb. 1-5** zeigt eine Übersicht über die während verschiedener Phasen des Solarzyklus gemessenen Elektronenspektren, wie sie in der Umgebung der Erde vorgefunden werden. Das vermutete interstellare Spektrum ist angedeutet. In der Nähe des Minimums der Sonnenaktivität von 1964 zeigt sich eine sehr hohe Intensität (1965), die dann mit Zunahme der Sonnenaktivität bis zum Maximum 1970 deutlich absinkt (Antikorrelation). Dieser Effekt wurde auch bei den anderen Anteilen der kosmischen Strahlung (wie H, He) festgestellt, daher wird von einer Abschirmung der kosmischen Strahlung in Zeiten hoher Sonnenaktivität gesprochen. Mit Zunahme der Energie findet ein Übergang zum unmodulierten galaktischen Spektrum statt, die Beiträge der Jupiter-Elektronen und aus den solaren Flares finden sich im niederenergetischen Bereich wieder.

Während des Fluges von ULYSSES sind zwei Typen von Änderungen zu erwarten. Zum einen bewegt sich die Sonde zunächst radial nach außen in Richtung Jupiter und stößt dabei auf einen Anstieg der Elektronenintensität aus dem interstellaren Raum, der auf Grund der z.Z. diskutierten Modulationsmodelle im Bereich von einigen Prozent/AE liegt. Auf dem Weg von der Erde zum Jupiter könnte sich also die absolute Intensität der galaktischen Elektronen um etwa 20 bis 30 % vergrößern. Hierzu kommt in der Nähe des Jupi-

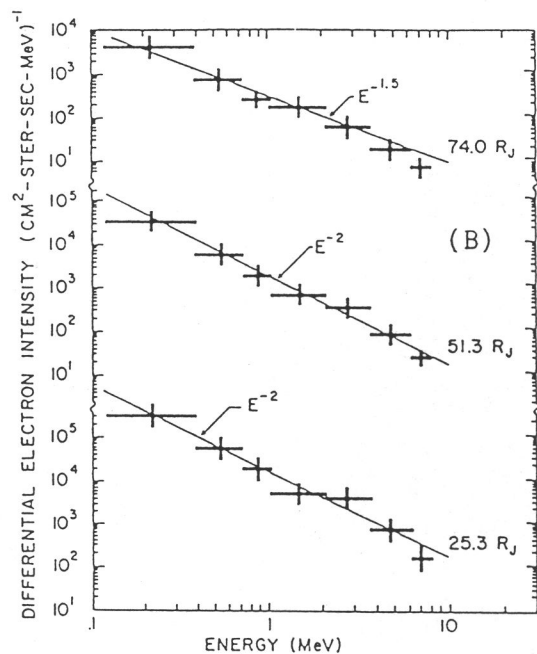
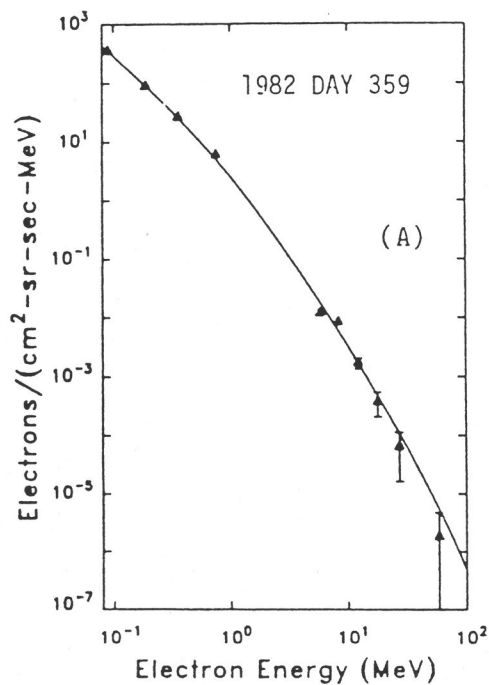
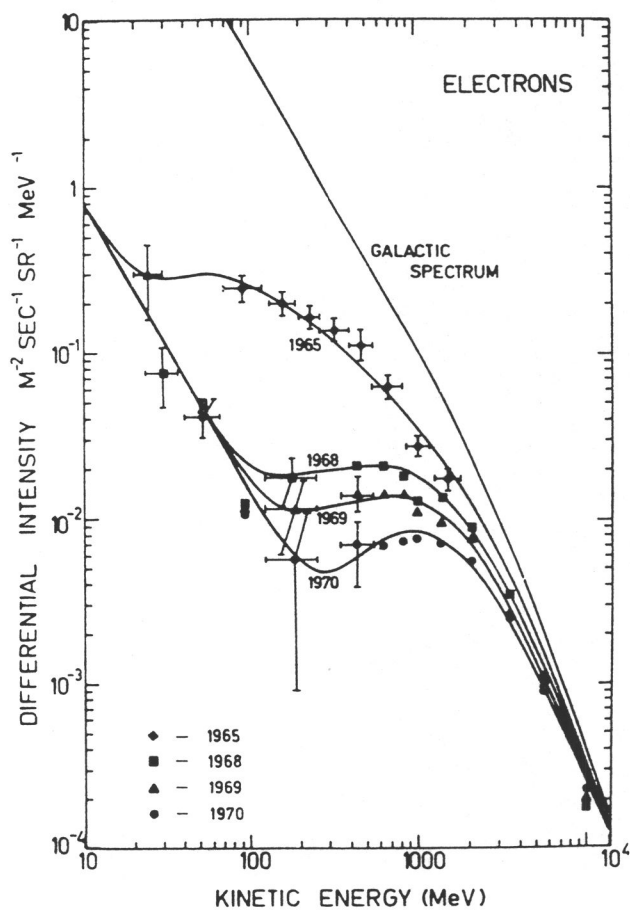


Abb. 1-4 : Elektronenspektren eines solaren Flares (A) und im Bereich der Jupiter-Magnetosphäre (B), gemessen auf ISEE-3 und PIONEER 10 nahe der Ekliptik.

Abb. 1-5 : Energiespektren von Elektronen während verschiedener Phasen des Solarzyklus (Minimum 1964, Maximum 1970). Das vermutete galaktische Spektrum ist rechts angedeutet. Für sehr hohe Energien findet ein Übergang zum unmodulierten Spektrum statt.



ters noch ein wesentlicher Anteil Elektronen, die dort ihren Ursprung haben. Im anschließenden Teil des Fluges wird die Variation der Intensität mit der heliografischen Breite bestimmt werden. Hier wird experimentell völliges Neuland betreten, da bisher auf keiner der ins äußere Sonnensystem oder in höhere Breiten vorgedrungenen Missionen (PIONEER, VOYAGER) ein Experiment zur Messung galaktischer Elektronen an Bord war. Daher muß hier auf theoretische Vorhersagen zurückgegriffen werden. Das Ergebnis wird davon abhängen, in welchem Maße die Struktur des Sonnenwindes über den Polen der Sonne von der in der Ebene der Ekliptik verschieden ist. Das sehr komplexe Thema der solaren Modulation der galaktischen kosmischen Strahlung kann hier nicht umfassend dargestellt werden. Es gibt z.Z. keine einheitliche Auffassung darüber, welcher von drei Effekten (Diffusion, Drift, Einfluß interplanetarer Schocks) die überwiegende Rolle spielt. Rein qualitativ kann aber gesagt werden, daß die Ausströmung des Sonnenwindes über den Polen der Sonne durch ein relativ konstantes zeitliches Verhalten charakterisiert ist, im Gegensatz zu dem starken Wechsel zwischen schnellen und langsamen Sonnenwindströmen in der Ebene der Ekliptik. Darüberhinaus ist das interplanetare Magnetfeld über den Polen nicht spiralförmig aufgewickelt und es besteht Grund zu der Annahme, daß die Effekte starker interplanetarer Schocks, die von aktiven Gebieten in niedrigen bis mittleren solaren Breiten ausgehen, nur selten bis in die Polgegenden vordringen. Zusammenfassend ergibt sich, daß mit hoher Wahrscheinlichkeit angenommen werden kann, über den Polen der Sonne eine Intensität der galaktischen kosmischen Strahlung vorzufinden, die sehr viel näher an dem interstellaren Spektrum liegt als in der Ebene der Ekliptik. Die Modulation über den Polen ist vermutlich sehr viel schwächer als in der Ekliptik.

Es ist eine der zentralen Aufgaben von ULYSSES, neue Beiträge zum Verständnis der Modulation und zum wahren interstellaren Spektrum der galaktischen kosmischen Strahlung zu liefern. Eine kritische Rolle wird dabei die Messung des Verhältnisses der Elektronen zu Protonenintensität als Funktion der solaren Breite spielen, da hieraus ein wesentlicher Schluß auf den relativen Beitrag von Driftprozessen gezogen werden kann [McKibben, 1986; Jokipii, 1986]. Damit wird ein zentraler Punkt für das Kieler Elektronen-Teleskop deutlich. Beide Komponenten der kosmischen Strahlung, nämlich die Elektronen- und die Protonenintensität, müssen zuverlässig bestimmt werden. Hierbei taucht das besondere Problem auf, daß im Energiebereich oberhalb von einigen Hundert MeV die Protonenintensität um etwa zwei Größenordnungen

über der der Elektronen liegt. Es wird also die wichtige Aufgabe zu lösen sein, einen sehr geringen Anteil von Elektronen eindeutig zu identifizieren aus einem hohen Anteil gleichzeitig einfallender Protonen. Hiermit ist eine der wesentlichen experimentellen Schwierigkeiten dargelegt und es ergibt sich daraus die Notwendigkeit sehr sorgfältiger Eichmessungen am Boden vor dem Flug der Instrumente.

Die Entwicklung des Kieler Elektronen-Teleskopes wurde in Zusammenarbeit mit dem Centre d'Études Nucléaires de Saclay, Frankreich, und Arbeitsgruppen in Heidelberg und in Italien, Dänemark und den USA vom Institut für Reine und Angewandte Kernphysik Kiel durchgeführt und betreut. Das COSPIN-Experiment steht unter der Führung der Universität Chicago, es sind weiterhin Institute aus Holland, England und Kanada beteiligt.

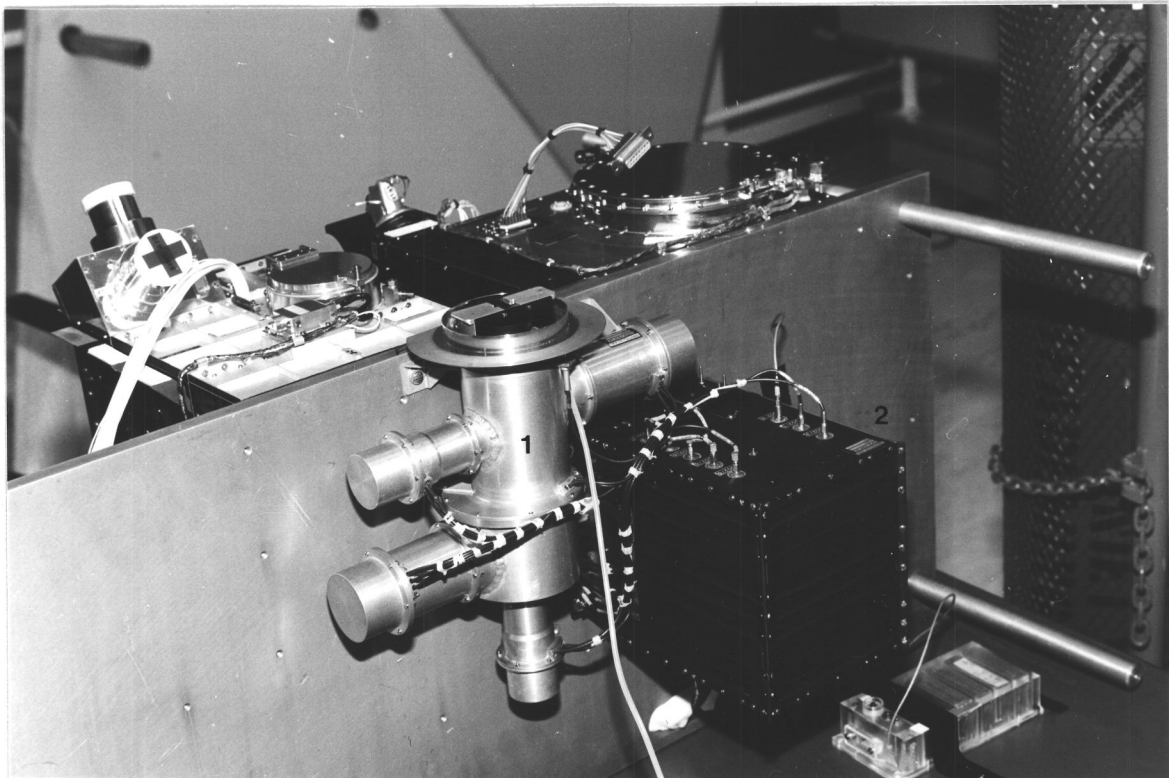


Abb. 1-6 : Das Kieler Elektronen-Teleskop KET
('1' Sensor, '2' Elektronik-Box).

Die **Abb. 1-6** zeigt die COSPIN-Experimentgruppe mit dem KET im Vordergrund in einer Zusammenstellung, die der nach der Integration in die Raumsonde entspricht. Unser Instrument besteht aus dem Sensor mit der Bezeich-

nung SIM3B ('1') mit Szintillationszählern, Cherenkovzählern und Halbleiterdetektoren, und der Elektronik-Box SIM3A ('2') und ist sowohl im Gewicht als auch in der Leistungsaufnahme streng limitiert. Der gesamten Kieler Experimentgruppe wurde ein Gewicht von 2.4 kg zugestanden. Die Detektorsignale werden bereits an Bord weitgehend aufbereitet und in komprimierter Form zur weiteren Datenverarbeitung zur Erde übertragen. Der Sensor ist derart montiert, daß er senkrecht zur Spin-Achse der Raumsonde mißt.

o Aufgabenstellung und Übersicht der Arbeit

Ziel meiner Arbeit ist es, durch die Auswertung der Eichmessungen an den Beschleunigern in Hamburg, Bonn, Orme und Genf eine Teilchenidentifizierung zu ermöglichen und eine Aussage über die Teilchenenergie zu gewinnen.

Zunächst will ich nach einer Einführung in die physikalischen Grundlagen der Energiebestimmung und der Detektoren auf das Experiment eingehen und dann eine Übersicht über die durchgeführten Messungen an den Beschleunigern geben, hieran anschließend werden die Messungen diskutiert.

Die Auswertungen enthalten die Detektorantworten als Funktion der Energie und Art der einfallenden Teilchen, die Effizienzbestimmung für Elektronenmessungen (Untersuchung des Ansprechvermögens) mit einer Behandlung der Elektronenstreuung im Sensor und eine Abhandlung über die Winkelabhängigkeit des Instrumentverhaltens bei schrägem Teilchendurchgang, wie er unter Flugbedingungen bei isotropem Teilcheneinfall zu erwarten ist. Das im vorigen Abschnitt diskutierte Problem der zuverlässigen Messung von Elektronen bei wesentlich höheren Protonenraten wird untersucht und Gedanken zur Rückgewinnung der spektralen Elektronenverteilung aus den Flugdaten dargelegt. Daneben wird die Ansprechschwelle des Detektors C1 als Meßbeginn der integralen Nukleonenzählkanäle ermittelt und der Einfluß des RTG 'Radioisotope Thermoelectric Generator' auf die durchzuführenden Messungen an Bord behandelt.

Nach der Zusammenfassung werden die Ergebnisse diskutiert und noch offene Fragestellungen dargelegt. Der Anhang enthält die Grundzüge der für alle kernphysikalischen Auswertungen wichtigen Fehlerberechnungen und ein Verzeichnis der in dieser Arbeit ausgewerteten Meßläufe.

2. Physikalische Grundlagen

Zum Verständnis des Detektorsystems und als Basis meiner Arbeit möchte ich nun auf die physikalischen Grundlagen eingehen, soweit diese die Teilchenwechselwirkungen im Instrument mit den dahinterstehenden Prozessen und die einzelnen Detektortypen betreffen. Weitergehende Hintergründe sind bei Marmier und Sheldon [1971] zu finden.

o Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie

Der Nachweis elektrisch geladener Teilchen beruht darauf, daß diese beim Durchgang durch Materie die Atome und Moleküle der Substanz ionisieren und anregen. Die bei einem Teilchendurchgang gebildete Anzahl von Ionen und Elektronen und die Anregungszustände der Atome hängen dabei vom durchsetzten Medium und der Energie des einfallenden Teilchens ab.

Unter der Primärionisation eines Teilchens wird die pro g/cm^2 oder pro Zentimeter Wegstrecke in einem Medium erzeugte Anzahl von Ionenpaaren verstanden. Die so produzierten Elektronen verlassen die Atome oder Moleküle mit unterschiedlicher Energie, sie haben eine Energieverteilung, die sich für nicht allzu große Energieübertragungen nach der Rutherford-Formel berechnet

$$\phi(E, E') dE' dx = 0.3 \frac{m_e c^2 Z}{A \beta^2} \frac{1}{E'^2} dE' dx \quad . \quad (2.1)$$

$\phi(E, E') dE' dx$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein geladenes Teilchen der kinetischen Energie E , welches eine Materieschicht der Dicke dx durchsetzt, einem Elektron in einem Atom einen Energiebetrag zwischen E' und $E' + dE'$ überträgt. Z und A bedeuten die Kernladungszahl und das Atomgewicht des durchsetzten Mediums, m_e ist die Elektronenmasse und $\beta = v/c$ die Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für den Energieübertrag ist der Kernladungszahl der durchsetzten Materie proportional und deren Atomgewicht, der Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens und der Endenergie des ioni-

sierten Teilchens umgekehrt proportional. Aus der quadratischen Abhängigkeit dieser beiden Terme folgt, daß schnelle Teilchen wesentlich weniger stark ionisieren und daß es bei der Ionisierung nicht sehr wahrscheinlich ist, daß Elektronen mit hoher Energie entstehen. Trotzdem können einige Elektronen Energien im keV und sogar im MeV-Bereich erhalten. Die Elektronen im keV-Bereich werden δ -Strahlen und die im MeV-Bereich 'Knock-On'-Elektronen genannt.

Die so entstandenen Elektronen können nun ihrerseits wieder Ionisierungen durchführen, so daß zur primären Ionisation des einfallenden Teilchens noch ein sekundärer Anteil hinzukommt. Die totale spezifische Ionisation bezeichnet daher die mittlere Anzahl von Ionenpaaren pro g/cm^2 , die insgesamt gebildet wird, hier sind auch die nächst folgenden Generationen enthalten.

o Die Energieverlust-Beziehung

Durchsetzt ein geladenes Teilchen Materie, so erfährt es aufgrund der durchgeführten Ionisation und Anregung einen Energieverlust. Bei der Herleitung der Energieverlust-Beziehung muß zwischen leichten Teilchen, wie Elektronen und Positronen und schweren, wie Myonen, Pionen, Protonen und Nukleonen mit $Z \geq 2$ unterschieden werden. Im ersten Fall erfolgt die Wechselwirkung zwischen gleichschweren Teilchen, hier spielen zusätzliche Effekte eine Rolle. Für schwere Teilchen der Ladung $z \cdot e$ wird der mittlere Energieverlust durch die Bethe-Bloch-Formel wiedergegeben

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 ZN}{m_e v^2} \left(\ln\left(\frac{2m_e v^2}{\langle I \rangle}\right) - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 - \frac{C_i}{Z} \right) \left[\frac{\text{erg}}{\text{cm}} \right] \quad (2.2)$$

Der zweite und dritte Term in der Klammer berücksichtigen relativistische Effekte, $\langle I \rangle$ ist die mittlere Ionisationsenergie der Materie, N die Anzahl der Atome pro cm^3 und Z die Kernladungszahl des Absorbermaterials; v bezeichnet die Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens und m_e ist die Elektronenmasse. Die Korrekturfaktoren C_i ($i=K,L,M,\dots$) berücksichtigen die Nicht-Teilnahme der Elektronen der inneren Schalen am Ionisationsvorgang bei niedrigen Energien des einfallenden Teilchens. Die Bethe-Bloch-

Formel ist nur bei großen Teilchengeschwindigkeiten gegenüber der Umlaufgeschwindigkeit der Elektronen im Absorberatom gültig.

Wichtige Essenz der Bethe-Bloch-Formel ist die Unabhängigkeit des Energieverlustes von der Masse des einfallenden Teilchens. Der Energieverlust wächst quadratisch mit der Ladung des Teilchens und nimmt quadratisch mit seiner Geschwindigkeit ab. Bei langsamen Teilchen ist der Term vor der Klammer bestimmend und damit $-dE/dx \sim 1/v^2$. Dies resultiert daraus, daß nach klassischer Betrachtungsweise mit zunehmender Geschwindigkeit die Wechselwirkungszeit abnimmt und sich damit die Möglichkeit zur Energieübertragung verringert. Bei relativistischen Teilchen ist die Wechselwirkungszeit konstant, hier trägt der logarithmische Term zu einem schwachen Anstieg des Energieverlustes mit zunehmender Geschwindigkeit bei.

Formuliert man die Energieverlust-Beziehung als Funktion der Energie des einfallenden Teilchens, so ergeben sich aufgrund der unterschiedlichen Massen verschiedene Verläufe für die einzelnen Teilchentypen. In der **Abb. 2-1** ist dieser Zusammenhang graphisch dargestellt.

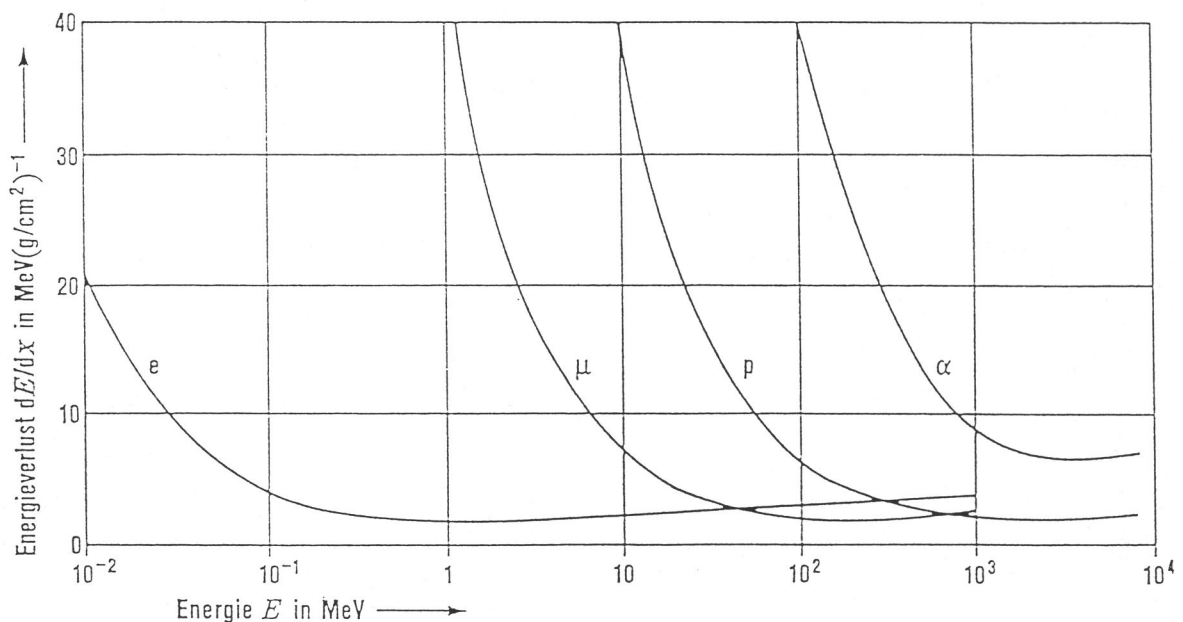


Abb. 2-1 : Energieverlust in Abhängigkeit von der Energie des Teilchens.

Für jeden Teilchentyp gibt es folglich eine Energieschwelle, ab der es als minimal-ionisierend anzusehen ist. Diese Schwelle liegt bei etwa zwei

bis dreifacher Ruheenergie. Durch eine Polarisierung der Absorbermaterie tritt bei hohen Einfallsenergien in festen Medien ein Dichte-Effekt auf, der dazu führt, daß der logarithmische Anstieg des Energieverlustes abgeschwächt wird.

Der Energieverlust relativistischer Elektronen mittels Anregungs- und Ionisationsprozessen ist bei Hertz [1966] niedergelegt. Das einfallende Elektron verliert demnach aus klassischer Sicht seine Energie durch eine Impulsübertragung auf die Atomelektronen, dessen Größe proportional zur wirkenden Coulomb-Kraft und der Zeitdauer ihrer Einwirkung ist. Da die Atomelektronen gebunden sind, erfolgt die Impulsübertragung nur auf kleine Entfernungen. Durch die relativistische Kontraktion des elektrischen Feldes des Primärelektrons wird eine Impulsübertragung auch über größere Entfernungen bewirkt, daher nimmt der spezifische Energieverlust bei hohen Energien wieder zu. Der mittlere Energieverlust dE/dx relativistischer Elektronen ist gegeben durch

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi z^2 e^4 ZN}{m_e v^2} \left(\ln \left(\frac{m_e v^2 E}{2 \langle I \rangle^2 (1-\beta^2)} \right) - \ln 2 (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + (1-\beta^2) + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right) \left[\frac{\text{erg}}{\text{cm}} \right] \quad (2.3)$$

Durchdringt ein elektrisch geladenes Teilchen Materie, so wird es als Folge des ständigen Energieverlustes nach genügender Schichtdicke schließlich zur Ruhe kommen. Mit Hilfe der Energieverlust-Beziehung kann die Restenergie und damit die Reichweite R für relativistische Teilchen bestimmt werden

$$R = \text{const } E \quad (2.4)$$

Eine Folge der Energieverlust-Beziehung ist die Zunahme der spezifischen Ionisation am Ende der Reichweite der Teilchen. Hier wächst der Energieverlust und es werden mehr Ionenpaare pro Zentimeter Wegstrecke erzeugt. Die Zunahme der Ionisationsdichte wird durch die Bragg-Beziehung beschrieben.

o Streuung

Durchsetzen geladene Teilchen Materie, so erfolgen neben den inelastischen Prozessen der Anregung und Ionisation auch elastische, die nur zu einer Ablenkung des Teilchens von seiner Bahn führen. Das wirksame Wechselwirkungsfeld ist das je nach Stoßparameter mehr oder weniger durch das Feld der Hülle abgeschirmte Coulomb-Feld des Kernes. Der Wechselwirkungsquerschnitt pro Raumwinkeleinheit $d\sigma/d\Omega$ für den elastischen Einzelprozeß ist durch die Streuformel von Rutherford gegeben, die sich für kleine Streuwinkel θ approximieren läßt zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{2 Z z e^2}{p v} \right)^2 \frac{1}{\theta^4} . \quad (2.5)$$

Aufgrund der vielen Streuprozesse, die sich zumeist kompensieren, wird das Teilchen im Mittel seine Bahn beibehalten, jedoch ist eine Versetzung der Bahn um ein Δx oder der Austritt unter einem Streuwinkel $\Delta\theta$ möglich.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Streuwinkels nach einer Vielzahl von Einzelstreuprozessen kann bei Elektronen durch eine statistische Auswertung als Gauß-Verteilung erhalten werden. Es ergibt sich eine Abhängigkeit des mittleren quadratischen Ablenkungswinkels von der Teilchenenergie E , der Dicke d des Streumediums und dessen Kernladungszahl Z

$$\sqrt{\langle\theta\rangle^2} \sim \frac{Z}{E} \sqrt{d} . \quad (2.6)$$

Die Elektronenstreuung ist bei unserem Sensor von großer Bedeutung, da in den niederenergetischen Meßbereichen ein Großteil der einfallenden Elektronen im ersten Halbleiterdetektor derart gestreut werden, daß sie den zweiten Halbleiter nicht mehr erreichen und das Instrument durch den Antikoinzidenzszintillator wieder verlassen, somit also nicht registriert werden. Dieser Aspekt wird im Abschnitt 'Elektronenstreuung : Das D1/D2-Verhältnis' näher behandelt, dort befinden sich die Meßergebnisse mit niederenergetischen Elektronen und Abschätzungen für den Streuwinkel in Abhängigkeit von der Einfallenergie. Die Streuung der schweren geladenen Teilchen kann vernachlässigt werden.

o Kaskaden-Prozesse

Es gibt zwei unterschiedliche Kaskaden-Prozesse, die zu einer lawinenartigen Vermehrung von hochenergetischen geladenen Teilchen führen : die durch Elektronen ausgelösten elektromagnetischen Kaskaden und die durch Protonen induzierten Kern- oder Hadronenkaskaden. Im PbF_2 Cherenkovdetektor C2 wird auf der Grundlage der elektromagnetischen Kaskade die Einfallsenergie von Elektronen unter Anwendung der dE/dx -C Methode bestimmt.

Die elektromagnetische Kaskade beruht im wesentlichen auf zwei abwechselnd auftretenden Prozessen : das Entstehen eines Elektronenpaares aus einem γ -Quant durch Paarbildung und das Entstehen eines Quants und eines energieärmeren Elektrons beim Bremsstrahlungsprozeß durch die Geschwindigkeitsänderung eines Elektrons in einem Kernfeld. Elektronen und Positronen verhalten sich dabei kaum unterschiedlich. Die Abb. 2-2 zeigt die schematische Darstellung einer elektromagnetischen Kaskade.

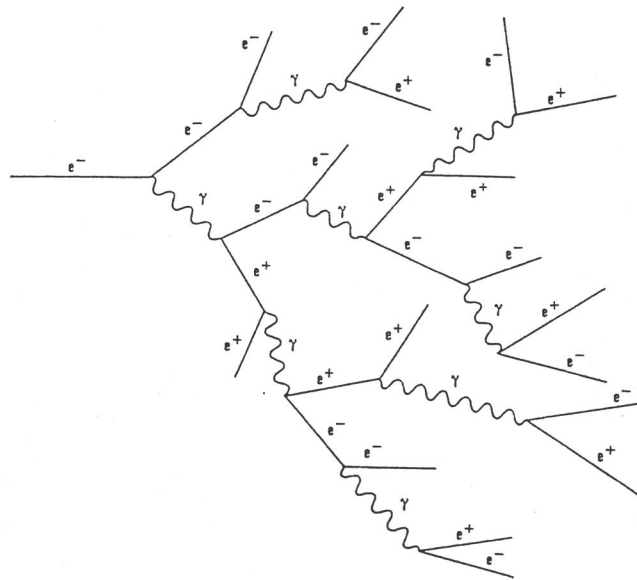


Abb. 2-2 : Die Ausbildung einer elektromagnetischen Kaskade.

Die typische Strecke, auf die sich eine Teilchenvervielfachung vollzieht, ist die Strahlungslänge $\kappa_0 = \kappa_0(Z)$, die vom durchsetzten Medium abhängt. Nach Durchlaufen einer Strahlungslänge ist die Energie des Elektrons auf $1/e$, also um 63 %, abgefallen. Die Restenergie E nach Durchsetzen einer Schichtdicke x infolge der Bremsstrahlungsverluste kann angegeben

werden zu

$$E = E_0 \exp(x/\kappa_0) . \quad (2.7)$$

Bremsstrahlungsverluste erleiden im Grunde alle geladenen Teilchen. Dieser Verlust ist jedoch umgekehrt proportional zum Quadrat der Teilchenmasse und daher nur für Elektronen und Positronen von Bedeutung.

o Halbleiterdetektoren

Halbleiterzähler lassen sich in ihrer Wirkungsweise am besten als Festkörperionisationskammern charakterisieren. Ein geladenes Teilchen erzeugt auf seinem Weg durch den Halbleiterkristall Elektronen-Loch-Paare. Der Kristall befindet sich zwischen zwei Elektroden, die ein elektrisches Feld erzeugen, um die Ionisationskammer in der Grenzschicht zwischen einer p- und einer n-leitenden Zone entstehen zu lassen und die produzierten Ladungen abzusaugen. In der **Abb. 2-3** ist das Prinzip des Halbleiterdetektors vereinfacht dargestellt. Beim Ionisationsprozeß erhalten die Elektronen durch Stöße des geladenen Teilchens Anregungsenergien bis zu 20 keV. Dabei werden sie aus den Valenzbändern weit über das Leitfähigkeitsband gehoben und hinterlassen im Valenzband jeweils ein Loch. Dieser hochangeregte Zustand geht nach etwa 10^{-12} sec in einen stabileren über: die Elektronen sammeln sich an der unteren Grenze des Leitfähigkeitsbandes und die Löcher an der oberen Grenze des Valenzbandes. Durch die freiwerdende Energie werden weitere Elektronen-Loch-Paare (Exzitonen) erzeugt und Gitterschwingungen (Phononen) angeregt. Der entstehende Plasmaschlauch entlang der Bahn des primären geladenen Teilchens weist eine hohe Konzentration von Elektronen und Löchern (10^{15} bis 10^{17} cm⁻³) auf. Gelingt es, die Elektronen auf der Anode zu sammeln, bevor sie ihre Energie vollständig abgegeben haben oder mit Löchern rekombinieren, so erhält man dort eine Ladungsmenge, mit der das primäre Teilchen nachgewiesen und die durch Ionisation freigesetzte Energie gemessen werden kann. Um ein Elektron-Loch-Paar in Silizium zu erzeugen, wird nur 3.6 eV Ionisationsenergie benötigt gegenüber 20 bis 40 eV in Gasen. In Szintillationszählern sind sogar 400 bis 1000 eV nötig, um über den optischen Szintillationsprozeß ein Fotoelektron in der Fotokathode herauszulösen.

Herausragende Eigenschaft des Halbleiterdetektors ist seine sehr gute Energieauflösung $\Delta E/E$. Da die benötigte Ionisationsenergie sehr gering ist, stehen viele Ladungsträger pro absorbierten Teilchenenergie zur Verfügung. Hieraus resultieren entsprechend kleine Fluktuationen der Ausgangsimpulse bei Teilchen gleicher Energie mit der Folge, dass die Impulshöhenverteilungen fast scharfe Linien aufweisen. Die Linienbreiten liegen in der Größenordnung von nur $\Delta E \leq 10 \text{ keV}$. Weitere Eigenschaften sind die Energieproportionalität des Ausgangspulses und die weitgehende Unabhängigkeit von der einfallenden Teilchensorte. Auch ist die Empfindlichkeit gegen einen Untergrund an γ -Strahlung wegen der kleinen Kernladungszahl des Detektormediums nur gering. Das gute zeitliche Auflösungsvermögen erlaubt die Verarbeitung von Zählraten bis zu 10^6 pro Sekunde.

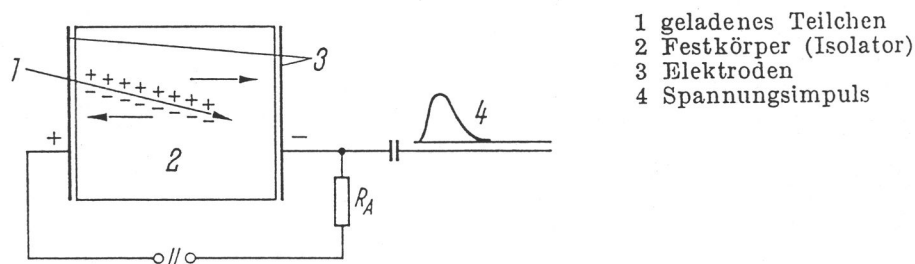


Abb. 2-3 : Prinzip der Festkörperionisationskammer.

Als Material für solche Festkörperzähler dienen hochreine Halbleiter-Einkristalle aus Silizium oder Germanium. Diese Halbleiter werden als Dioden in Sperrichtung betrieben, um im Kristall hohe elektrische Feldstärken zu erzeugen, damit das empfindliche Volumen möglichst groß und die Zeit zur Sammlung der Elektronen klein wird.

o Cherenkovdetektoren

Neben den Halbleiterdetektoren bilden die zwei Cherenkovdetektoren den Kern unseres Teleskops. Die Physik dieser Detektoren geht auf die elektromagnetische Cherenkov-Strahlung zurück, die entsteht, wenn die Geschwindigkeit eines geladenen Teilchens in einem transparenten Medium mit dem Brechungsindex n größer ist als die Phasengeschwindigkeit des Lichtes in die-

sem Medium :

$$v > c_n \equiv c/n \quad . \quad (2.8)$$

Die Ursache dieser Strahlung liegt in der Polarisierung des um die Teilchenbahn liegenden dielektrischen Mediums. Die **Abb. 2-4a** veranschaulicht den Durchgang eines langsamen geladenen Teilchens, hier eines Elektrons, mit einer symmetrischen Polarisierung des Dielektrikums. Die Atome des Mediums wurden als nahezu kugelförmig angenommen, durch den Einfluß des Coulombfeldes des Elektrons erhalten sie in der unmittelbaren Umgebung des momentanen Aufenthaltsortes eine nichthomogene Ladungsverteilung. Die Atome sind dann als elektrische Dipole anzusehen, jedoch ohne ein resultierendes Dipolfeld, da die Polarisierung symmetrisch ist in axialer und azimuthaler Richtung. Das ändert sich beim Durchgang eines schnellen Elektrons (**Abb. 2-4b**), hier bleibt zwar die azimuthale Symmetrie erhalten, aber die axiale Symmetrie geht infolge der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen Feldes verloren mit der Konsequenz, daß sich vorübergehend ein resultierendes Dipolfeld ausbildet und damit die Emission der Cherenkov-Strahlung entlang der Teilchenbahn bewirkt. Die so polarisierte Stelle der Bahn wirkt wie ein in Bahnrichtung mit einer kontinuierlichen Folge von Frequenzen schwingender Dipol.

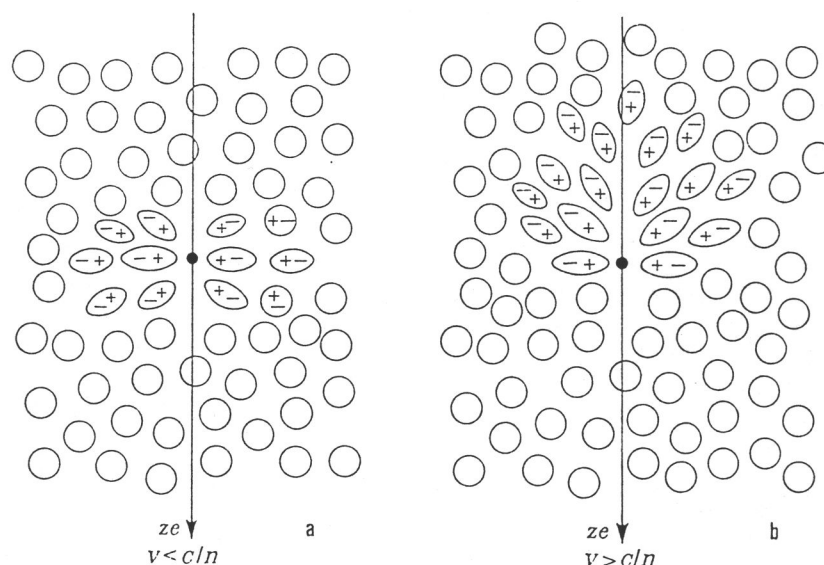


Abb. 2-4 : Schematische Darstellung der Polarisierung eines Mediums mit Produktion von Cherenkov-Strahlung durch Abregung eines Dipolfeldes in (b) bei Erfüllung der Gl.(2.8) .

Charakteristisch ist die auf einen Konus mit dem halben Öffnungswinkel θ begrenzte Lichtemission mit

$$\cos \theta(\lambda) = \frac{1}{\beta n(\lambda)} \quad , \quad (2.9)$$

in allen übrigen Richtungen wird die Strahlung durch Interferenz ausgelöscht.

Die Cherenkov-Strahlung besitzt ein kontinuierliches Spektrum, es treten alle Wellenlängen auf, für die sich ein reeller Wert für $\theta(\lambda)$ ergibt. Bei gegebener Teilchengeschwindigkeit, also bei festem β , finden sich alle Wellenlängen, für die $n(\lambda)$ den Wert $1/\beta$ übersteigt. Das Cherenkovlicht ist darüberhinaus polarisiert, der Vektor des elektrischen Feldes liegt in der Ebene, die durch die Teilchenbahn und die Strahlungsrichtung gegeben ist.

Nach Marmier und Sheldon [1971] kann die Anzahl der durch ein hochenergetisches Teilchen der Ladung z und der Geschwindigkeit $v = \beta c$ produzierten Cherenkov-Quanten im Wellenlängenintervall $[\lambda_1, \lambda_2]$ pro Zentimeter durchsetzten Materials (Brechungsindex n) berechnet werden aus

$$I(z, \beta, n, \Delta\lambda) = \frac{2\pi z^2}{137} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right) \quad . \quad (2.10)$$

Der Nutzen, der ausschlaggebend für die Wahl von Cherenkovdetektoren in unserem Instrument war, wird aus der **Abb. 2-5** deutlich. Hier wurde die theoretische Anzahl produzierter Cherenkov-Quanten pro Zentimeter Wegstrecke für Elektronen und Protonen in den Materialien des C1 und des C2 nach Gl.(2.10) über der Energie aufgetragen. Da diese Anzahl bei bekanntem Brechungsindex n nur von der Ladung und der Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens abhängt, eignen sich diese Detektoren hervorragend zur Unterscheidung zwischen Elektronen und Protonen über einen weiten Energiebereich.

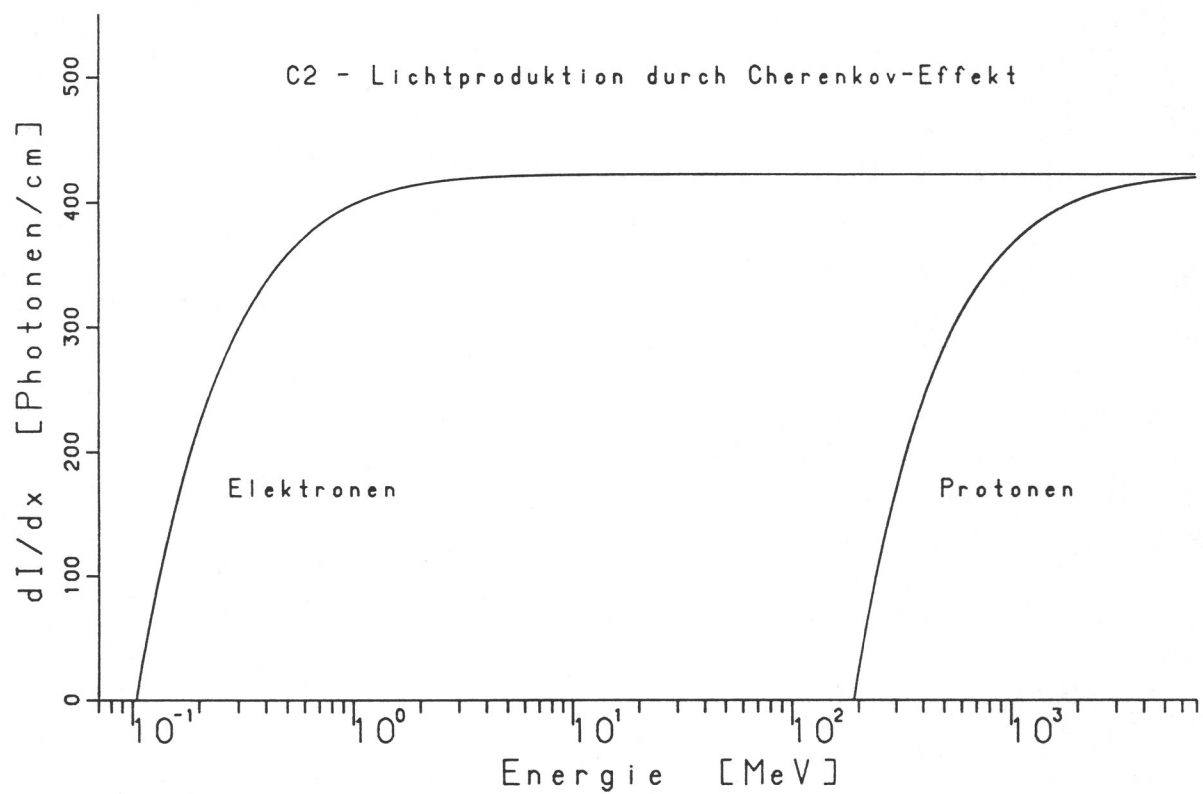
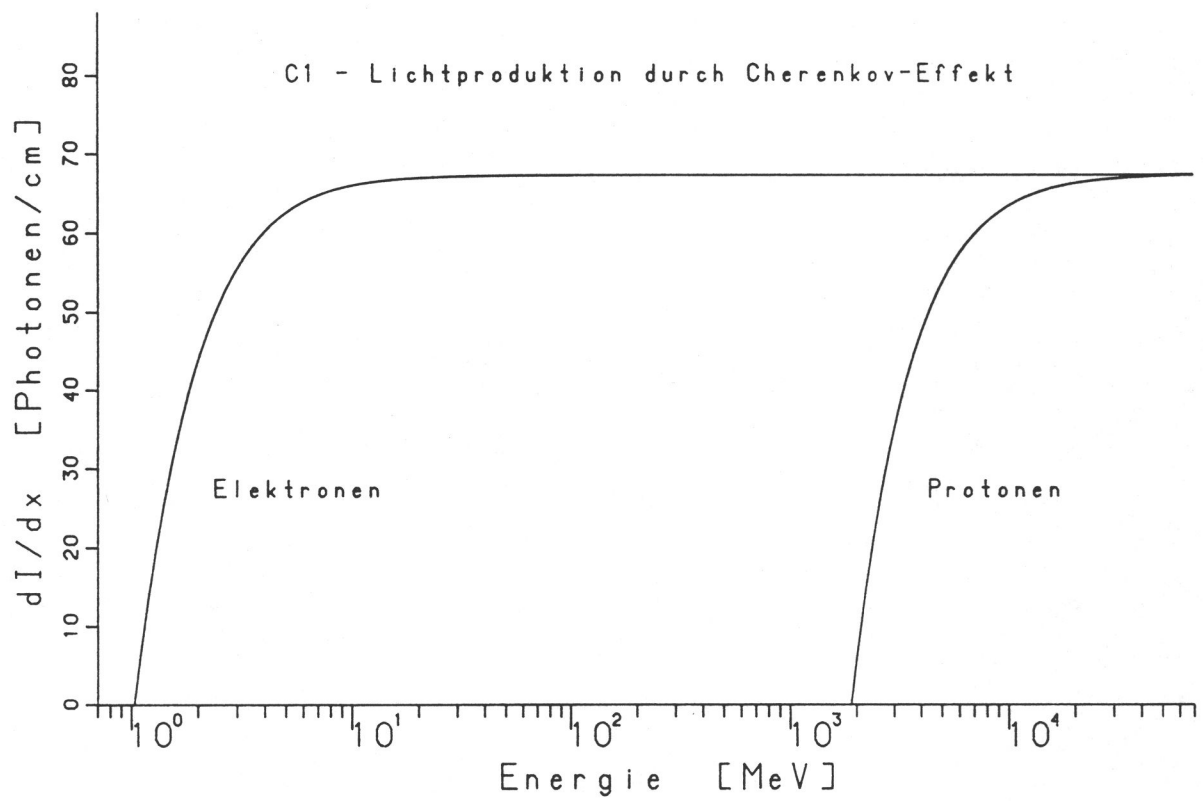


Abb. 2-5 : Theoretische Lichtproduktion der beiden Cherenkovdetektoren in Abhängigkeit von der Teilchenenergie und Teilchenart nach (2.10).

o Szintillationsdetektoren

Im Szintillationszähler wurde das in den Anfängen der Detektortechnik benutzte Verfahren, geladene Teilchen durch die Lichtblitze nachzuweisen, die sie beim Auftreffen auf bestimmte Kristalle erzeugen, wieder aufgegriffen. Diese Lichtblitze werden elektronisch registriert. Dem Szintillator, der meist aus anorganischen Verbindungen wie NaJ oder wie in unserem Falle aus organischen Plastikmaterialien besteht und in dem bei einem Teilchendurchgang Lumineszenzlicht erzeugt wird, ist zu diesem Zweck ein Fotovervielfacher nachgeschaltet.

Das Szintillatormaterial muß für das entstehende Lumineszenzlicht durchlässig sein und Licht in einem Frequenzband produzieren, in dem es aus der Fotokathode Elektronen herauslösen kann. Da ein homogenes Material das erzeugte Licht auch wieder absorbiert, werden Aktivatoren beigemischt, die Licht in einem anderen Frequenzbereich generieren, als das Trägermedium absorbiert. Durch diese Frequenz-'Shifter' kann der im Szintillator erzeugte Lichtblitz von der Fotokathode gesehen werden.

Beim Szintillationsmechanismus werden durch das einfallende ionisierende Teilchen Elektronen vom Valenzband ins Leitfähigkeitsband gebracht, der Kristall ist elektrisch leitend geworden. Sowohl das Elektron, als auch das Loch, können nun durch den Kristall wandern. Kehrt das Elektron in das Valenzband zurück, so kann die freiwerdende Energie abgestrahlt werden. Bei der Anregung kann es aber auch zur Entstehung von Exzitonen kommen. Hier erreicht das Elektron das Leitfähigkeitsband nicht und bleibt elektrostatisch an das Loch gebunden. Exzitonen können ebenfalls durch den Kristall wandern, sie tragen jedoch wegen ihrer elektrischen Neutralität nicht zur Leitfähigkeit bei. Elektronen, Löcher und Exzitonen diffundieren nun durch den Kristall und geben ihre Energie an ein Aktivator-Zentrum ab. Das Aktivator-Zentrum reagiert dann durch Anregung von Phononen oder Emission von Licht. Nur ein Bruchteil der vom eingefallenen ionisierenden Teilchen dem Kristall übertragenen Energie erscheint als Lumineszenzstrahlung der Aktivatoren und löst einen Elektronenstrom im Fotovervielfacher aus.

Im Prinzip besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der im Szintillator abgegebenen Energie dE/dx und der Höhe des Ausgangsimpulses. Teilchen gleichen Energieverlustes sollten deshalb als scharfe Linie in einem Im-

pulshöhen-Intensitätsdiagramm erscheinen. Insbesondere sollten relativistische einfach geladene Teilchen alle denselben Ausgangsimpuls liefern. Schwankungen im Szintillator und im Fotovervielfacher und die von der im Szintillator zurückgelegten Wegstrecke abhängige Lichtproduktion sorgen dafür, daß dies in der Praxis nicht so ist. Durch Umhüllung der Szintillatoren mit reflektierenden Materialien kann zumindest eine weitgehende Unabhängigkeit des Ansprechvermögens vom Ort des Teilchendurchganges erreicht werden, so daß diese Detektoren wenn nicht zur Energiebestimmung so doch meist als Triggerdetektoren zu Koinzidenzerkennung eingesetzt werden.

o Sekundärelektronenvervielfacher

Eines der gebräuchlichsten Instrumente zur Registrierung eines Teilchendurchganges ist der Photomultiplier (PM) oder Sekundärelektronenvervielfacher (SEV). Der Lichtimpuls aus einem Szintillator oder einem Cherenkovdetektor wird zunächst in einer fotoempfindlichen Schicht, der Fotokathode, in einen elektrischen Impuls umgewandelt, der dann anschließend nach dem Prinzip der Sekundärelektronenvervielfachung um einige Größenordnungen verstärkt wird.

Die Fotokathode wird meist als halbdurchlässige Schicht auf der Innenseite des Glaseintrittsfensters eines evakuierten Gefäßes aufgetragen. Neben einer hohen integralen Empfindlichkeit, die über die ganze Kathodenfläche konstant sein sollte, ist die spektrale Verteilung der Quantenausbeute von Wichtigkeit; die Quantenausbeute bezeichnet die Anzahl der ausgelösten Fotoelektronen pro 100 einfallenden Photonen bei einer festen Wellenlänge. Die spektrale Verteilung muß das Emissionsspektrum des Lichtlieferanten möglichst breit überdecken, wenn eine maximale Ausnutzung des Lichtsignales gewährleistet werden soll.

Häufige Verwendung finden Alkali-Metall-Fotokathoden und Gemische von zwei Alkalimetallen (Cs-K mit Sb, 'Bialkali-Kathoden'), die eine Quantenausbeute von $\eta = 25\%$ bei einer Lichtwellenlänge von 400 nm ermöglichen. Der empfindliche Bereich der Fotokathoden liegt im Sichtbaren zwischen 300 und 500 nm in unmittelbarer Nähe des Effizienzmaximums, da die spektralen Verteilungen steile Anstiegs- und Abfallsflanken um ein ausgeprägtes Maximum aufweisen.

Die von der Fotokathode durch Fotoeffekt herausgelösten Elektronen müssen möglichst vollständig zur ersten Elektrode (Dynode) des Vervielfachersystems geführt werden. Hierzu werden elektrostatische Felder verwandt, die durch geeignet geformte Fokussierungselektroden erzeugt werden. Das Dynodenmaterial (z.B. BeO oder Mg-O-Cs) zeichnet sich durch einen hohen Sekundäremissionskoeffizienten aus, so daß pro einfallendem Elektron mit 100 bis 200 eV kinetischer Energie die Emission von 3-5 Sekundärelektronen erreicht wird. Das Vervielfachersystem muß hinsichtlich der Form und der Anordnung der einzelnen Dynoden und eventueller Hilfselektroden so ausgebildet sein, daß die Sekundärelektronen ohne große Verluste von Dynode zu Dynode gelangen und bei den zwischen den Elektroden zu erwartenden Stromdichten keine Verzerrungen der Fokussierungsfelder durch Raumladungseffekte auftreten. Für eine Anordnung von 10 bis 14 solcher aufeinanderfolgender Dynoden mit jeweils ca. 150-200 V Potentialdifferenz zwischen zwei Dynoden wird eine Vervielfachung des Elektronenstromes von $V = 10^6 - 10^8$ erreicht. Die Gesamtspannung hat dabei Werte zwischen 1000 und 2000 V und kann zwecks Einstellung der Verstärkung variiert werden.

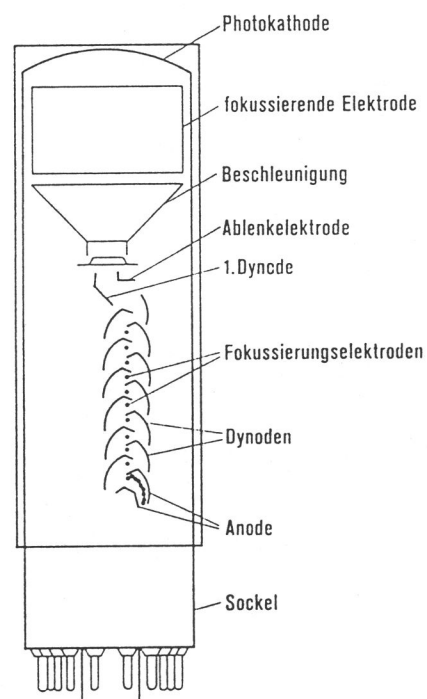


Abb. 2-6 : Aufbau eines Fotovervielfachers.

Die im vorangehenden Kapitel vorgestellten theoretischen Grundlagen der Teilchenwechselwirkungen und der Detektortypen sollen nun ihre Anwendung in der Wirkungsweise des Kieler Elektronen-Teleskopes finden.

Im Laufe seiner Entwicklung hat sich das Kieler Elektronen Teleskop KET zu einer sehr komplexen Struktur entwickelt. Aufgrund der frühen Tests der



einzelnen Detektoren und Detektor-Kombinationen wurden viele Design-Änderungen durchgeführt. Das Resultat ist in der **Abb. 3-1** und im Faltblatt am Ende der Arbeit schematisch dargestellt. Beschreibungen der ersten Versionen befinden sich bei Kunow, Müller-Mellin und Green [1979], auf den endgültigen Sensor wird von Iwers [1987] eingegangen.

Das Detektorsystem besteht aus einem Eingangsteleskop (gebildet durch den D1, C1 und D2) und einem Kalorimeter (C2), dem sich zur Erfassung hieraus entweichender Teilchen ein Szintillationsdetektor (S2) anschließt. Zur Abschirmung gegenüber seitlich einfallenden oder entweichenden Teilchen und zur Definition der Geometrie des Sensors (Öffnungswinkel) wurde das Teleskop mit einem Szintillator (A) umgeben, der in Antikoinzidenz betrieben wird, d.h. der mit seinem Signal bei einem unerwünschten Teilchendurchgang die Analyse und Registrierung des Ereignisses ausschließt. Da die generierten Lichtsignale aus Szintillatoren und Cherenkovdetektoren nicht direkt (elektronisch) ausgewertet werden können, werden Fotovervielfacher zur Wandlung in einen Ladungsimpuls verwandt. Mit Hilfe von Schwellenwertüberschreitungen im Cherenkovlichtsignal, der Registrierung von Energieverlusten in der durchsetzten Materie, und der quantitativen Analyse der Ausbildung elektromagnetischer Kaskaden im Kalorimeter, sowie der Klassifizierung der Detektorsignale durch Diskriminatorschwellen und der Impulshöhenanalyse aller signalgenerierenden Detektoren werden einfallende Teilchen identifiziert und ihre Energie erfaßt.

Die zwei Oberflächensperrschichtdetektoren D1 und D2 bilden zusammen mit dem Cherenkovdetektor C1 aus Silica-Aerogel das Eingangsteleskop des Sensors. Der Cherenkovdetektor registriert nur Teilchendurchgänge, deren Geschwindigkeit größer als die Phasengeschwindigkeit des Lichtes in diesem Medium (Brechungsindex n) ist

$$v > c_n \equiv c/n ,$$

und kann daher bei einfach geladenen Teilchen gleicher Energie, aber unterschiedlicher Masse und damit unterschiedlicher Geschwindigkeit, zur Unterscheidung herangezogen werden. Da Elektronen wegen ihrer im Vergleich mit Protonen wesentlich geringeren Masse bei gleicher Energie höhere Geschwindigkeiten besitzen, erreichen sie schon mit deutlich niedrigerer Energie die kritische Geschwindigkeit, daher ist mit Hilfe des Lichtsignales dieses

Detektors über einen weiten Energiebereich eine effektive Trennung von Elektronen und Protonen möglich (s. **Abb. 2-5** in graphischer Darstellung).

Um die einfallenden Teilchen in ihrem Typ und Energiebereich zu klassifizieren, prüft eine Logik die Gleichzeitigkeit (Koinzidenz) aller generierten Detektorsignale und erlaubt so das Einsortieren der Ereignisse in verschiedene Zählkanäle. In der **Tabelle 3-1** wurde das für die Registrierung der Protonen und Elektronen notwendige Detektoransprechen zusammengestellt. Das Akronym des Zählkanals enthält neben der Bezeichnung des Teilchentypes eine Information über den Energiebereich, der aus der Eindringtiefe in den Sensor oder dem Ansprechen eines weiteren Detektors abgeleitet werden kann; z.B. bedeutet Kanal P116, daß hier Protonen ab 116 MeV registriert werden, dieser Kanal endet mit dem Beginn des nächsten, also mit P190 bei 190 MeV. Die jeweils höchsten Zählkanäle sind integral zu verste-

	PROTONEN						ELEKTRONEN		
	P1	P4	P32	P116	P190	P4000	E4	E12	E300
Det. D1	*	*	*	*	*	*	*	*	*
Det. C1						*	*	*	*
Det. D2			*	*	*	*	*	*	*
Det. C2					*	*		*	*
Det. S2				*	*	*			*

* = Detektor spricht an

Tabelle 3-1 : Zuordnung der Zählkanäle zur Gleichzeitigkeit (Koinzidenz) der generierten Detektorsignale.

hen, sie zählen alle Ereignisse ab einer Schwellenenergie. Aus der Tabelle ist deutlich das Verhalten der Teilchen im Sensor zu erkennen. Protonen erreichen ab 32 MeV den Detektor D2 (P32), ab 116 MeV den S2 und erzeugen ab 190 MeV im Cherenkovdetektor C2 ein Lichtsignal. Im obersten Kanal sind die Protonen dann schnell genug, um auch im Cherenkovdetektor C1 ein Signal zu verursachen. Bei gleicher Signatur zweier Kanäle (wie bei P4000/ E300) muß die Amplitude der Detektorimpulse zur Unterscheidung hinzugezogen werden. Die Energieangaben, die zur Bildung dieser Akronyme geführt haben, entstammen der Konzeption des Instrumentes und stimmen daher nicht exakt

mit den aktuellen Werten des realisierten Sensors überein. Im Abschnitt 'Teilchendiskriminierung' werden die zugeordneten Energiebereiche genau bestimmt. Hier wird auch auf die vorhandenen Alphakanäle ($Z \geq 2$) eingegangen, die sich von denen der Protonen nur durch die Höhe der Signalamplituden unterscheiden.

Die Ansprechschwelle des C1-Detektors (in Geschwindigkeit oder Energie der Teilchen), die den Meßbeginn der integralen Nukleonenkanäle vorgibt und für die Trennung der Elektronen von den Protonen (Nukleonen) von großer Bedeutung ist, läßt sich aus der oben angegebenen Gleichung für die Mindestgeschwindigkeit der Partikel als Phasengeschwindigkeit des Lichtes im Medium bestimmen, wenn der Brechungsindex n bekannt ist. Aus der vorhandenen Dichtemessung des Aerogels ($\rho = 0.26 \text{ g/cm}^3$) kann der Brechungsindex angegeben werden zu

$$n = 1.0 + 0.25 \cdot \rho = 1.065 .$$

Es ist eine Aufgabe dieser Arbeit, den Brechungsindex zu verifizieren und damit die reale Ansprechschwelle aus den Messungen zu belegen. Der hier für die Konzipierung des Sensors mit einer empirischen Gleichung aus der Dichte bestimmte Wert führt auf eine Angabe der Schwellengeschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit von

$$\beta \equiv \frac{v}{c} \geq \frac{1}{n} = \frac{1}{1.065} = 0.94 .$$

Ab etwa 94 % der Lichtgeschwindigkeit produzieren die Teilchen bei ihrem Durchgang im C1 folglich Lichtquanten und können somit registriert werden. Aus dieser Geschwindigkeitsschwelle lassen sich die Energieschwellen für relativistische Elektronen und Protonen (Nukleonen) ableiten mit

$$E_{\text{kin}} = E_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \quad (3.1)$$

zu

$$\begin{aligned} E_e &\geq 1.0 \text{ MeV} \\ E_n &\geq 1800 \text{ MeV/nuc} . \end{aligned}$$

Hier tritt deutlich der Trennungsscharakter dieses Detektors hervor, über einen weiten Energiebereich lassen sich die Elektronen und Protonen klar

voneinander unterscheiden. Erst ab 1800 MeV/nuc bedarf die Trennung eines weiteren Kriteriums, hierzu wurde der Cherenkovdetektor (Kalorimeter) C2 angefügt, in dem Elektronen einen elektromagnetischen Schauer induzieren (Vielfachsignal) und Protonen lediglich das Signal eines einzigen Teilchendurchganges erzeugen.

Der Vorteil des Aerogels gegenüber anderen Materialien ist seine leichte Handhabung und das extrem geringe Gewicht im Vergleich z.B. mit Gas-Cherenkovzählern mit schweren Druckgehäusen. Das Aerogel besteht aus vernetzten Siliziumdioxidmolekülen, es entsteht aus Orthosiliziumhydroxyd durch Polykondensation [Cantin et al., 1974].

Der Cherenkovwinkel θ , der den Ausbreitungskegel des Cherenkovlichtes im Detektor bestimmt und somit für die Lichtregistrierung interessant ist, läßt sich für das Material des C1 nach Gl.(2.9)

$$\cos \theta(\lambda) = \frac{1}{\beta n(\lambda)}$$

für relativistische Teilchen ($\beta \approx 1$) zu $\theta = 20^\circ$ bestimmen. Da der C1-Fotovervielfacher von der Seite auf den Detektor sieht und somit den Lichtkegel nicht direkt auswerten kann, wurde das Aerogel in Reflektorpapier mit einem Reflektionskoeffizienten von $\kappa = 96\%$ eingeschlagen um das entstehende Licht über Mehrfachreflektionen auf die Fotokathode zu leiten. Trotzdem führt die Reabsorption von Lichtquanten im Aerogel und die Quanteneffizienz der Fotokathode zu hohen Signalverlusten, so daß vom Lichtsignal relativistischer Teilchen nur etwa $n_e \approx 6$ Fotoelektronen zur Signalauswertung zur Verfügung stehen.

Wegen der Öffnung im Antikoinzidenzszintillator A zur Aufnahme der C1-Detektorsignale mit einem Fotovervielfacher mußte die Abschirmung gegen unerwünschte Teilchendurchgänge weiterhin gewährleistet werden, daher wurde der Plastiksintillator S1 vor die Fotokathode des C1-Fotovervielfachers gesetzt, damit nicht seitlich einfallende Teilchen durch diese Öffnung verschwinden können, ohne eine Antikoinzidenz zu verursachen. Durch die unterschiedlichen Amplituden der Detektorsignale des C1 und des S1 wird auf elektronischem Wege eine Signaltrennung durchgeführt, da nun ja beide Detektoren von einem gemeinsamen Fotovervielfacher ausgewertet werden müssen. Eine obere C1-Diskriminatorschwelle C11 wurde als Trennschwelle zwischen

den beiden Detektoren eingerichtet, da ein einfach geladenes minimal-ionisierendes Teilchen im S1 ein etwa 8-fach größeres Signal verursacht als ein relativistisches Alphateilchen im C1 (Annahme des maximalen C1-Detektorsignales).

Die Oberflächensperrschichten der beiden Halbleiterdetektoren D1 und D2 wurden durch Aufdampfen einer Goldschicht auf das Basismaterial Silizium gewonnen. Um den elektronischen Abgriff und den Feldaufbau im Kristall zu ermöglichen, wurde auf der anderen Seite der Detektoren Aluminium aufgetragen. Die effektive Sperrschichtfläche beträgt nach dem Einbau in das Instrument 750 mm^2 beim D1 und 500 mm^2 beim D2, die Detektoren haben eine Dicke von jeweils 1 mm. Die Orientierung der Halbleiter im Sensor wurde zum Schutz der sehr empfindlichen Oberflächensperrschicht derart gewählt, daß sich die goldbedampften Seiten der Detektoren an der Unterseite befinden. Die Energieauflösung kann für den D1 zu besser als 40 keV und für den D2 zu besser als 35 keV angegeben werden.

Der PbF_2 Cherenkovdetektor C2 bildet mit dem Szintillator S2 das Kalorimeter des KET Sensors, wobei der Szintillator der Erfassung der aus der elektromagnetischen Kaskade im C2 eventuell entweichenden sekundären Elektronen und der hochenergetischen durchdringenden Nukleonen dient. Der Begriff Kalorimeter soll darauf hindeuten, das in diesem Detektor die Energie der einfallenden Elektronen bestimmt werden soll. Die Elektronen verursachen im C2 eine elektromagnetische Kaskade und hinterlassen über ihre Spurlängen und die Spurlängen der gebildeten sekundären Elektronen ein Cherenkovlichtsignal, das der Einfallenergie äquivalent ist. Kann der sich ausbildende Schauer nicht im Material wieder vollständig absorbiert werden (mit steigender Energie), so muß der umgebende S2-Szintillator zusätzlich Auskunft über die Anzahl entweichender Sekundärelektronen geben, da deren Beitrag zum Gesamtlicht nun fehlt.

Das PbF_2 -Material des C2 hat eine Dichte von 7.77 g/cm^3 und einen Brechungsindex von $n = 1.8$. Es hat sich als das beste Medium zur Registrierung und Energiebestimmung von Nukleonen und Elektronen herausgestellt, da es wenig empfindlich auf den γ -Untergrund des RTG (Energiequelle der Raumsonde mittels Kernspaltung) reagiert und zum Erreichen der gleichen Strahlungslänge (Maß für die Multiplizität bei einer Kaskade) nur halb so groß und etwa 30 % leichter als vergleichbares Bleiglas ist. Aus dem Brechungs-

index läßt sich die Ansprechschwelle des C2 (Mindestgeschwindigkeit der Teilchen) bestimmen zu

$$\beta \geq \frac{1}{n} = 0.56 \quad .$$

Nach Gl.(3.1) ergeben sich daraus folgende Energieschwellen zur Cherenkov-Lichtproduktion für Elektronen und Protonen (Nukleonen)

$$\begin{aligned} E_e &\geq 110 \text{ keV} \\ E_n &\geq 190 \text{ MeV/nuc} \quad . \end{aligned}$$

Also erzeugt praktisch jedes einfallende Elektron, das den C2 erreicht, auch ein Lichtsignal in diesem Detektor, nur muß die Energie genügend hoch sein, um eine Spurlänge zu erhalten, die ausreicht, das Lichtsignal bis in den Bereich der Wahrnehmung hinein wachsen zu lassen, bevor die Energie durch Ionisationsverluste verbraucht ist. Hier liegt auch der Grund dafür, weshalb die durch die Ionisation freigesetzten Elektronen nicht registriert werden, ihre Spurlänge reicht mangels Energie für ein Signal nicht aus.

Die tatsächliche Ansprechschwelle des C2-Detektors für Protonen wird wegen der Lichtverluste durch Reabsorption von Lichtquanten im Material, der Verluste durch die Lichtsammlung über die Diffusionsbox und durch die Konversion in der Fotokathode des registrierenden Fotovervielfachers deutlich höher als oben angegeben liegen. Da bisher keine Messungen mit niederenergetischen Protonen in diesem Bereich durchgeführt wurden, konnte die Ansprechschwelle im Rahmen dieser Arbeit nicht genauer bestimmt werden. Eine Möglichkeit hierzu ergibt sich aber aus den vorhandenen parasitären Pionen aus dem Beschleunigungsprozeß bei den Elektronenmessungen in ORME, die aus den Pulshöhenverteilungen des C2 extrahiert werden könnten und dadurch, das sie schwerer sind als Elektronen und so über ihre Geschwindigkeit in den Bereich der Ansprechschwelle geraten, Aufschluß über die Lage der C2-Schwelle geben würden. Dieser Weg wurde bisher jedoch nicht weiter verfolgt.

Der Ausbreitungswinkel kann für die obige Schwellenenergie wiederum nach Gl.(2.9) bestimmt werden. Es ergibt sich ein Wert von $\theta_{\min} = 1.5^\circ$ und für relativistische Teilchen mit $\beta \approx 1$ von $\theta_{\max} = 56^\circ$, es kommen also mit steigender Energie oberhalb der Schwelle alle Ausbreitungswinkel in diesem Be-

reich vor. Der Konus des Detektors mit $\zeta = 12.4^\circ$ wurde dem maximalen Ausbreitungswinkel angepaßt um das Lichtsignal zu optimieren. Die gesamte Oberfläche des Kristalls wurde poliert um unter Ausnutzung von Totalreflexionen das gewonnene Licht in Richtung der Diffusionsbox zu leiten. Die Lichtverluste wurden auch durch eine Umhüllung mit Reflektorpapier gering gehalten, da dadurch entweichende Photonen zurückgestreut werden. Die Diffusionsbox ist notwendig, weil das Lichtsignal von der Seite durch eine Öffnung im S2-Szintillator vom zugehörigen Fotovervielfacher betrachtet wird. Ein Reflektionskoeffizient von $\kappa = 96\%$ wird auch hier durch das spezielle Reflektorpapier auf der Innenseite der Diffusionsbox erreicht. Die Effizienz der Diffusionsbox beträgt annähernd 28% , so daß mit einer Quanteneffizienz der Fotokathode von etwa 20% das Lichtsignal eines minimal-ionisierenden relativistischen schweren Teilchens zu $n_e = 16-20$ Fotoelektronen führt.

Zur Vervollständigung der Abschirmung durch den S2-Szintillator befindet sich unterhalb des Sichtfensters des C2-Fotovervielfachers ein halbkreisförmiger Steg am S2, den alle Teilchen passieren müssen, die den Sensor durch die Öffnung für den Fotovervielfacher verlassen. Auch der S2-Detektor wurde zur Verbesserung der Lichtsammlung in der Form optimiert und wegen der Lichtleitung durch Totalreflexionen poliert. Ebenso wie der Abschirmszintillator A steht auch der S2 über eine dünne Schicht Silikonkautschuk in direktem Kontakt mit dem Frontfenster des Fotovervielfachers. Wegen der Gewichtsbeschränkungen konnten nur kleine Fotovervielfacher zur Registrierung der Lichtsignale aus den beiden großen Szintillatoren A und S2 verwandt werden, daher treten aufgrund der langen Wege zwischen dem Ort der Lichtentstehung und der Detektion hohe Lichtverluste auf.

Ein schwieriges Problem beim Aufbau dieses sehr leichten Elektronenteleskopes war die harte Gewichtsbeschränkung von $m = 2.0$ kg, da ein großer Anteil des Gewichtes schon für das aus physikalischen Gründen notwendige Detektorsystem verwendet werden mußte. Die Mechanik und die verschiedenen elektronischen Systeme sind die einzigen Baugruppen, bei denen Einsparungen möglich waren. Nur durch den Einsatz von Hybridbausteinen sowohl im Analog- als auch im Digitalteil, der Verwendung kleinster Bauteile, extrem dünner Platinen (nur etwa 0.5 mm) und Miniatursteckern konnte die Gewichtsbeschränkung eingehalten werden. Die Mechanik besteht fast ausschließlich aus Leichtmetallen und mußte zum Teil auf nur 0.3 mm Wandstärke ausgedreht

werden. In der **Abb. 3-2** ist sowohl der komplettierte Sensor als auch ein Klarsichtmodell mit einigen Bausteinen der Mechanik und den beiden Szintillationsdetektoren A und S2 abgebildet.

Zur Sicherheit wurden zwei flugtaugliche Sensorsysteme einschließlich ihrer Elektronik hergestellt und vermessen, so daß jederzeit bis zum endgültigen Einbau in die Raumsonde aufgrund neuer Erkenntnisse aus den Eichauswertungen oder Degradationen an einzelnen Detektoren oder Fotovervielfachern das Flugmodell ausgewählt werden kann. Die beiden Modelle werden mit SFM für 'Selected Flight Model' und SFS für 'Selected Flight Spare' bezeichnet.

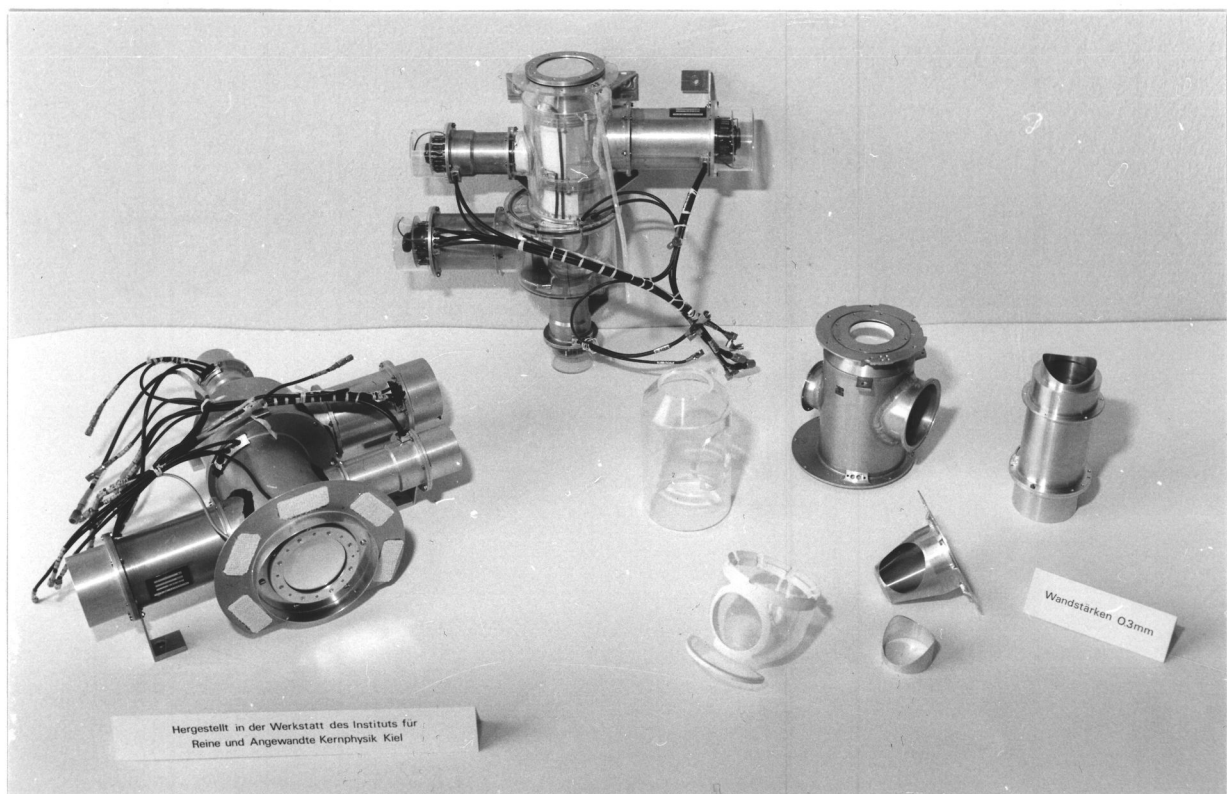


Abb. 3-2 : Photographie des Sensors mit einigen Elementen der Mechanik.

Der Geometriefaktor des Teleskopes (Maß für den beobachtbaren Raumwinkel) ist durch den Aperturwinkel und den für die Registrierung maßgeblichen Detektor bestimmt. Bei gegebenem Aperturhalbmesser R_1 und Detektorhalbmesser R_2 und l als Abstand zwischen Aperturöffnung und Detektor kann der Geometriefaktor nach Sullivan [1971] bestimmt werden durch

$$G = \frac{\pi^2}{2} (R_1^2 + R_2^2 + \ell^2 - ((R_1^2 + R_2^2 + \ell^2)^2 - 4R_1^2 R_2^2)^{\frac{1}{2}}) . \quad (3.2)$$

Für die Registrierung der Teilchen, die bereits im ersten Halbleiterdetektor steckenbleiben, beträgt der volle Öffnungswinkel $\alpha = 106^\circ$ und der Geometriefaktor berechnet sich aus der freien Sperrschichtfläche des D1 und der lichten Aperturöffnung zu

$$G_{D1} = 6.29 \text{ cm}^2 \text{sr} .$$

Der Geometriefaktor für die Ereignistypen, für die das Erreichen des Detektors D2 erforderlich ist, ergibt sich entsprechend zu

$$G_{D2} = 0.69 \text{ cm}^2 \text{sr} ,$$

der Öffnungswinkel beträgt hier $\alpha = 44.6^\circ$. In den Energiebereichen, in denen durchdringende Elektronen und Nukleonen registriert werden, verdoppelt sich dieser Geometriefaktor, da hier auch rückwärtig einfallende Teilchen gemessen werden.

o Energiebestimmung

Das Kieler Elektronen-Teleskop erlaubt die Messung von Elektronen mit Energien von etwa 4 MeV bis hin zu nahezu 6 GeV und die Aufnahme von Elektronenspektren im Energieband von etwa 9 bis 500 MeV. Darüberhinaus können Protonen und Nukleonen mit Ladungen $Z \geq 2$ in verschiedenen Energiefenstern im Bereich von 1 bis $>1800 \text{ MeV/nuc}$ registriert werden. Über die Sektorsierung zweier ausgewählter Elektronen- und Nukleonenkanäle kann eine Information über die Richtungsverteilung der einfallenden Teilchen gewonnen werden. Im nächsten Abschnitt 'Teilchendiskriminierung' wird auf die Einteilung der verschiedenen Zählkanäle des KET auf die Energiebereiche und Teilchentypen eingegangen, hier soll zunächst das Prinzip der Energiebestimmung im Sensor erläutert werden.

Die Energiebestimmung der langsamen Protonen und Nukleonen oberhalb des Meßbeginns des Instrumentes bei etwa 1 MeV wird durch die Messung des Ener-

gieverlustes im ersten Halbleiterdetektor D1 durchgeführt, in dem diese steckenbleiben. Erreichen die Protonen bzw. Nukleonen den Detektor D2 und geben dort ihre Restenergie ab (Koinzidenztyp P32 und A32), so läßt sich ihre Einfallenergie in einem schmalen Energiefenster aus dem Energieverlust im D1, in dem durchquerten C1 und der Restenergieabgabe im D2 bestimmen. Mit steigender Energie verlassen die Teilchen dann den D2 wieder, sie werden jedoch bis zum Erreichen des S2-Detektors bei 116 MeV/nuc noch im Kanal P32 (A32) gezählt und verlieren bis dahin im C2-Kristall durch Ionisation ihre Energie (ohne dabei aber dort ein Signal zu liefern). Bei Energien oberhalb von 116 MeV/nuc verlassen die Protonen bzw. Nukleonen den Sensor durch den S2 wieder und es kann nicht mehr zwischen frontal und rückwärtig einfallenden Teilchen unterschieden werden. Bis zum Ansprechen des Detektors C2 durch die Induktion von Cherenkovlicht bei etwa 190 MeV/nuc werden die Teilchen im Kanal P116 (A116) registriert, ab hier ist die Energiebestimmung über den Energieverlust und der Energie-äquivalenten Signalthöhe im Cherenkovdetektor C2 möglich (dE/dx-C Methode), jedoch geht das C2-Signal schon bald in die Sättigung (siehe **Abb. 2-5**). Daher sind Energiespektren sowohl für Protonen als auch für Alphateilchen und schwere Kerne bis auf nur schmale Bereiche nur über die Zählraten in den Koinzidenzkanälen zu gewinnen. (Die doppelte Energieverlustmessung in beiden Halbleiterdetektoren kann zur Reduzierung des Untergrundes herangezogen werden.)

Die Energie langsamer Elektronen vom Meßbeginn bei etwa 4 MeV bis zu 9 MeV kann nicht im Sensor bestimmt werden. Das Ansprechen der Koinzidenzlogik zu Kanal E4 trägt nur die Information, das ein Elektron mit der Mindestenergie zum Erreichen des D2-Detektors eingefallen ist, ohne die Schwelle des nachfolgenden C2-Detektors zu überschreiten. Hier kann aus keinem Detektorsignal auf die Primärenergie zurückgeschlossen werden. Bei höheren Einfallenergien erzeugen die Elektronen im C2 Cherenkovlicht und verursachen durch Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozesse elektromagnetische Kaskaden, die zu einer Vervielfachung des Lichtsignales führen. Der Szintillator S2 unterscheidet zwischen vollständig reabsorbierten und, bei Energien ab $E \approx 50$ MeV, nur teilabsorbierten Schauern. Das Maximum des Lichtsignales ist wegen der daraus resultierenden Anzahl an Sekundärelektronen jetzt ein Maß für die Energie des eingefallenen Primärelektrons. Da hier zu den gemessenen Energieverlusten im D1 und D2 das produzierte Cherenkovlicht im C2 als Energie-proportionaler Wert ausgewertet wird, ist

eine Bestimmung der Gesamtenergie durch die Anwendung der dE/dx-C Methode möglich.

o Teilchendiskriminierung

Der Unterscheidung von Elektronen und Protonen bzw. Nukleonen dient der C1 Cherenkovdetektor bis zu Energien von etwa 1800 MeV. Ab dieser Energieschwelle führt auch ein Protonendurchgang im C1 zur Emission von Cherenkovlicht, jedoch bleibt das Proton aufgrund seines niedrigen Cherenkovsignales im C2 im Vergleich zur vielfachen Lichtemission der Schauerausbildung durchdringender Elektronen erkennbar. Die Alphateilchen und schweren Nukleonen unterscheiden sich von den Protonen lediglich durch die höheren Energieverluste in den Halbleiterdetektoren wegen ihrer größeren Kernladung.

Kanal	Name	Typ	[MeV/nuc]	Koinzidenzbedingung
K1	P1	Proton	2.7 - 5.4	D11 $\overline{D12}$ $\overline{C10}$ D20 $\overline{C20}$ $\overline{S20}$ $\overline{A0}$
		Proton	23.1 - 34.1	
		Alpha	2.3 - 2.7	
K21-28	P4	Proton	5.4 - 23.1	D12 $\overline{D13}$ $\overline{C10}$ D20 $\overline{C20}$ $\overline{S20}$ $\overline{A0}$
		Alpha	2.7 - 6.0	
		Alpha	20.4 - 34.2	
K3	P32	Proton	34.1 - 116	D11 $\overline{D12}$ $\overline{C10}$ D20 $\overline{C20}$ $\overline{S20}$ $\overline{A0}$
K34	P116	Proton	116 - 190	D10 $\overline{D12}$ $\overline{C10}$ D20 $\overline{C20}$ $\overline{S20}$ $\overline{A0}$
		Alpha	126 - 190	
K12	P190	Proton	190 - 1880	D10 $\overline{D11}$ $\overline{C10}$ D20 $\overline{D21}$ $\overline{C20}$ $\overline{C21}$ $\overline{S20}$ $\overline{A0}$
K10	P4000	Proton	> 1880	D10 $\overline{D11}$ $\overline{C10}$ $\overline{C11}$ D20 $\overline{D21}$ $\overline{C20}$ $\overline{C21}$ $\overline{S20}$ $\overline{A0}$
K2	A4	Alpha	6.0 - 20.4	D13 $\overline{C10}$ $\overline{D20}$ $\overline{C20}$ $\overline{S20}$ $\overline{A0}$
K33	A32	Alpha	34.2 - 116	D12 $\overline{D13}$ $\overline{C10}$ D21 $\overline{C20}$ $\overline{S20}$ $\overline{A0}$
K29	A116	Alpha	116 - 126	D12 $\overline{D13}$ $\overline{C10}$ D21 $\overline{C20}$ $\overline{S20}$ $\overline{A0}$
K31	A190	Alpha	190 - 1880	D11 $\overline{D12}$ $\overline{C10}$ D21 $\overline{C20}$ $\overline{S20}$ $\overline{A0}$
K30	A4000	Alpha	> 1880	D11 $\overline{D12}$ $\overline{C10}$ $\overline{C11}$ D21 $\overline{C20}$ $\overline{S20}$ $\overline{A0}$
K13-20	E4	Elektron	4 - 9	D10 $\overline{D11}$ $\overline{C10}$ $\overline{C11}$ D20 $\overline{D21}$ $\overline{C20}$ $\overline{S20}$ $\overline{A0}$
K11	E12	Elektron	9 - 500	D10 $\overline{D11}$ $\overline{C10}$ $\overline{C11}$ D20 $\overline{D21}$ $\overline{C20}$ $\overline{S20}$ $\overline{A0}$
K32	E300	Elektron	> 500	D10 $\overline{D11}$ $\overline{C10}$ $\overline{C11}$ D20 $\overline{D21}$ $\overline{C21}$ $\overline{S20}$ $\overline{A0} / \overline{A1}$

Tabelle 3-2 : Die Meßbereiche des KET mit den zur Registrierung notwendigen Koinzidenzbedingungen, aktualisiert und mit Eintrag der Überschneidungen; Diskriminatorschwellen s. Tab. 3-5.

Die **Tabelle 3-2** gibt einen Überblick über die vorhandenen Zählkanäle, Energiebereiche und die notwendigen Koinzidenzbedingungen (Anzahl und Lage

der Diskriminatorschwellen siehe **Tabelle 3-5**). Zur Gewinnung von Informationen über die Richtungsverteilung der einfallenden Teilchen messen die Kanäle E4 und P4 in jeweils acht Sektoren durch Aufteilung einer Spinperiode in acht Meßintervalle. Die erwarteten Teilchenflüsse in den einzelnen Energiebereichen sind in der **Tabelle 3-8** im Abschnitt 'Digitale Signalverarbeitung' zusammengestellt.

Die Meßschwellen der Nukleonenkanäle habe ich mit Hilfe einer modifizierten Version des Programmes RNGENG [Kinsey, NASA/GSFC, 1967] zur Bestimmung des mittleren Energieverlustes unter Verwendung der aktuellen Werte für die Absorberschichten des SFM gewonnen. Dazu wurden die Energieverluste für Protonen und Alphateilchen in insgesamt zwölf Absorberschichten im Energiebereich von 0.5 MeV/nuc bis 1800 MeV/nuc berechnet. Es ergeben sich deutliche Überschneidungen in den Protonenkanälen durch äquivalente Energieverluste von Alphateilchen und schweren Kernen. Die Registrierung von Elektronen im Kanal P4000 über einen weiten Energiebereich wegen einer Schauerausbildung im C2, die zu einem zu niedrigen Signal unterhalb der C21-Schwelle führt, wurde nicht in die Tabelle eingetragen, hierauf wird bei der Behandlung der Effizienz der Instrumente näher eingegangen.

Schicht	Material	A/Z	Dicke [mm]	Dicke [g/cm ²]	Dichte [g/cm ³]	Ionisations- potential [eV]
1	Alum. Folie	2.0754	0.050	0.0135	2.699	163.0
2	Silizium D1	2.0061	1.000	0.2330	2.330	170.0
3	Alum. Folie	2.0754	0.015	0.0041	2.699	163.0
4	Milliporpaper	0.7720	0.100	0.0166	1.660	122.9
5	SiAerogel C1	2.0028	39.800	1.0428	0.262	130.1
6	Milliporpaper	0.7720	0.100	0.0166	1.660	122.9
7	Alum. Folie	2.0754	0.015	0.0041	2.699	163.0
8	Silizium D2	2.0061	1.000	0.2330	2.330	170.0
9	Alum. Absorb	2.0754	0.500	0.1349	2.699	163.0
10	PbF2-Kri. C2	2.4758	22.300	16.5501	7.770	579.3
11	Alu.Diff-Box	2.0754	0.500	0.1349	2.699	163.0
12	NE104-Sz. S2	1.7070	4.000	0.4128	1.032	62.6

Tabelle 3-3 : Die Absorberschichten zur Berechnung der Meßschwellen.

Als erster Absorber wurde bei den Berechnungen die Aperturfolie aus Aluminium angegeben, sie legt die unterste Meßschwelle fest und dient als Schutzschild vor Staubteilchen im interplanetaren Raum und während der Mes-

sungen am Boden. Weiter verhindert die Folie den direkten Lichteinfall bei Messungen in Richtung Sonne und schließt das elektrische Massepotential zur Reduzierung von elektrischen Störungen nach vorne ab. Der Halbleiterdetektor D1 bildet den zweiten Absorber, hierauf folgt die Aluminiumhülle und Reflektorfolie des C1 Cherenkovdetektors. Die fünfte Schicht ist das Aerogel des C1, das auch auf der Unterseite von Reflektorpapier und Alufolie eingefasst ist. Erst nach Passieren dieser Schichten wird der Halbleiter D2 erreicht, danach folgen die Aluminiumhalterung des C2-Detektors und nach diesem das Material der Diffusionsbox, bevor die Teilchen zum zwölften Absorber, dem Szintillator S2 gelangen. In der **Tabelle 3-3** sind die Daten der Absorber aufgeführt.

Die Energieschwellen der beiden jeweils höchsten Nukleonenkanäle sind durch die Ansprechschwellen der Cherenkovdetektoren C1 und C2 bestimmt. Die Meßschwellen für die Elektronen-Kanäle ergeben sich aus der Mindestenergie zum Erreichen des D2-Detektors (E4) und aus den Schnittpunkten der Effizienzkurven der Kanäle E4/E12 (Überschreiten der C20-Schwelle) und E300/P4000 (Lage der C21-Schwelle), die die Energie angeben, bei der jeweils gleich viele Teilchen gleicher Energie unterhalb und oberhalb der betreffenden Trennschwelle liegen.

Zur Veranschaulichung der Energieverluste in den beiden Halbleiterdetektoren, der Lage der Diskriminatorschwellen und der Zuordnung zu den Zählkanälen habe ich das Diagramm **Abb. 3-3** und die **Tabelle 3-4** erstellt. Im rechten Teil der Abbildung ist der Energieverlust von Protonen und Alphateilchen im Detektor D1 über der Einfallsenergie aufgetragen, im linken Teil der Energieverlust im D1 über dem Energieverlust im D2 mit der Einfallsenergie als Laufparameter. Die gestrichelten Linien geben die Ansprechschwellen der Diskriminatoren wieder.

Der Energieverlust in der Aperturfolie (50 μm) bedingt die zum Erreichen des D1-Detektors notwendige Minimalenergie für Nukleonen von 2.2 MeV/nuc. Überschreitet die Einfallsenergie im Falle der Protonen 2.7 MeV/nuc in Pkt (A), so liegt das D1-Signal oberhalb der D11-Schwelle und die Teilchen werden bis zum Erreichen der D12-Schwelle bei 5.4 MeV/nuc (B) im Kanal P1 gezählt. Die Protonen können in diesem Kanal nicht von den schweren Kernen (E bis F) getrennt werden. Mit dem Ansprechen der D12-Schwelle beginnt der Zählbereich des Kanals P4, das Maximum des Energieverlustes wird bei

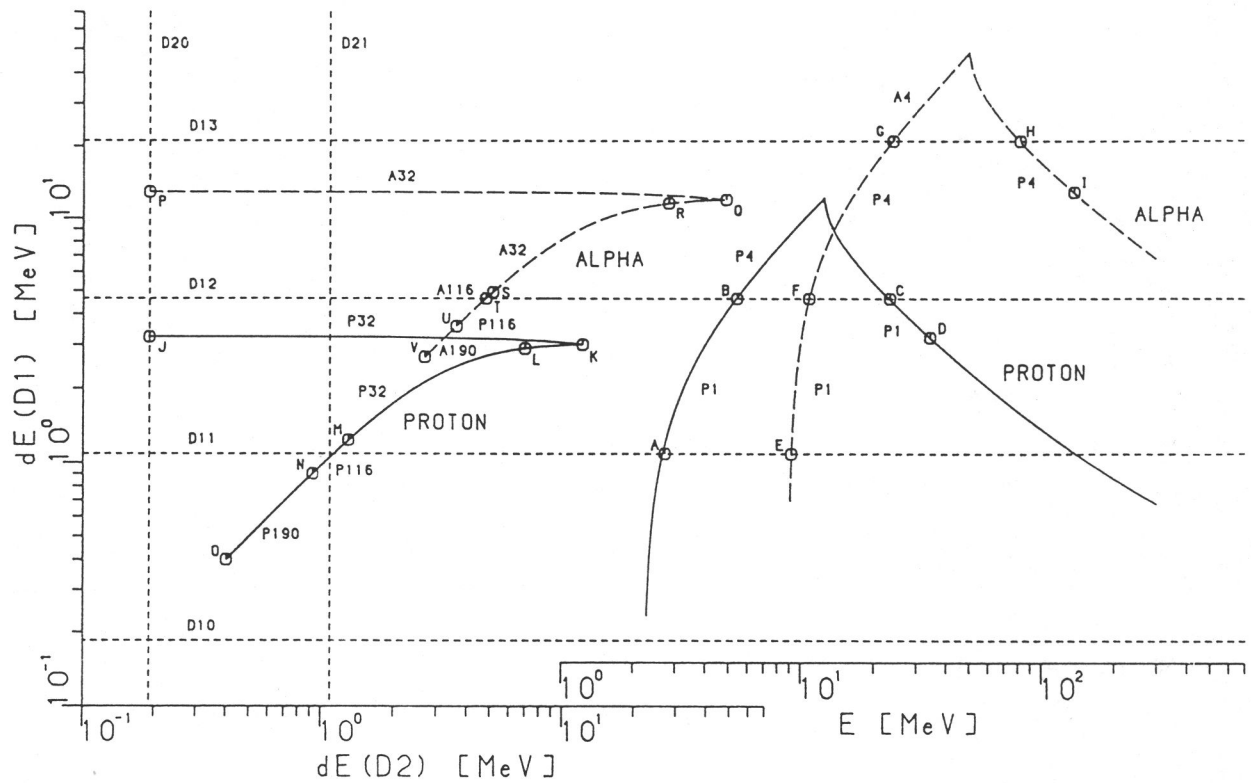


Abb. 3-3 : Diagramm des Energieverlustes von Protonen und Alphateilchen über der Energie (rechts) und des Energieverlustes im D1 über dem Energieverlust im D2 mit der Einfallsenenergie als Laufparameter (links) und die relative Lage der Diskriminatorschwellen für die Zuordnung zu den Koinzidenzkanälen (Koinzidenzbedingungen siehe **Tabelle 3-2**).

Pkt	[MeV/nuc]	Pkt	[MeV/nuc]	Pkt	[MeV/nuc]
A	2.7	E	2.3	J,P	34.1
B	5.4	F	2.7	K,Q	37.1
C	23.1	G	6.0	L,R	38.7
D	34.1	H	20.4	M,S	116
		I	34.1	T	126
				N,U	190
				O,V	1800

Tabelle 3-4 : Energieangaben zum Gebrauch der Abbildung 3-3.

12.5 MeV/nuc erreicht, wenn die Nukleonen gerade noch im Detektor D1 steckenbleiben. Mit Verlassen des D1 sinkt der Energieverlust wieder. Ab 23.1 MeV/nuc (C) sinkt das D1-Signal unter die D12-Schwelle und die Protonen werden abermals im Kanal P1 registriert. Nur im Bereich oberhalb der D13-Schwelle (G-H) können einfallende Alphateilchen klar erkannt werden, sie werden im Kanal A4 registriert. Die Alphateilchen im Kanal P4 von 4.0 bis 6.0 MeV/nuc (Höhe Maximum der Protonenkurve bis (G)) und nach Unterschreiten der D13-Schwelle (H-I) können durch die Analyse der D1-Pulshöhe von den Protonen dieses Kanals unterschieden werden, da ihr Signal größer ist als das Maximalsignal der Protonen. In (D) und (I) reicht die Energie der Nukleonen zum Erreichen des D2-Detektors, sie benötigen hierfür mindestens 34.1 MeV/nuc.

Mit weiter zunehmender Einfallsenergie steigt der Energieverlust im D2 an (J-K, P-Q), bis die Teilchen bei 37.1 MeV/nuc (K,Q) den D2 wieder verlassen und schließlich ab 38.7 MeV/nuc den C2-Detektor erreichen (L, R). Bis zum Erreichen des S2-Szintillators mit 116 MeV/nuc (M,S) werden die Nukleonen in den Kanälen P32 bzw. A32 registriert. Überschreiten sie die C20-Schwelle, die durch ihre Cherenkovlicht-Produktion gegeben ist und eine Mindestenergie von 190 MeV/nuc erfordert (N, U), so endet der Meßbereich der Kanäle P116 und A116 und die Teilchen werden als P190 und A190 gezählt. Hier ist jedoch eine Unstimmigkeit durch die Wahl der Koinzidenzbedingungen vorhanden, der Kanal A116 endet schon mit Erreichen der D12-Schwelle (siehe Tab. 3-2 : Koinzidenzbedingungen) bei 126 MeV/nuc (T), dadurch fallen die schweren Kerne bis zum Überschreiten der C20-Schwelle (U) ebenfalls in den Protonenkanal P116. Durch eine Pulshöhenanalyse der beiden Halbleiterdetektorsignale wird eine weitgehende Trennung nachträglich möglich sein, da die Energieverluste der schweren Kerne in beiden Halbleitern deutlich höher als die der Protonen sind. Der minimale Energieverlust relativistischer Teilchen ist durch (O) und (V) gegeben, mit Ansprechen des C1-Detektors bei etwa 1800 MeV/nuc werden diese Nukleonen dann als P4000 und A4000 gezählt.

In der Tabelle 3-5 sind die Diskriminatorschwellen des SFM und des SFS aufgeführt. Neben den justierten Spannungsschwellen sind die zugehörigen Werte der logarithmischen A/D-Wandlung und die resultierenden Eingangsladungen für die Vorverstärker zum Erreichen des entsprechenden Spannungshubes eingetragen. Bei den Halbleiterdetektoren kann über den Ladungspuls direkt auf die Energieabgabe eines Teilchens zurückgeschlossen werden, für

die optischen Sensoren ist die Mindestzahl an aus der Fotokathode des Fotovervielfachers herausgelösten Fotoelektronen (Nph) als Maß für das Lichtsignal angegeben.

K E T - S F M Diskriminatorschwellen

Schwelle	U [mV]	Kanal	Q [pC]	E [MeV]	Nph
D10	3.46	18	0.00824	0.185	-
D11	20.36	82	0.0485	1.089	-
D12	86.82	130	0.207	4.643	-
D13	394.16	181	0.938	21.081	-
D20	3.38	31	0.00845	0.190	-
D21	19.43	84	0.0486	1.092	-
C10	23.38	62	0.0512	-	2.2
C11	681.35	211	1.492	-	63.8
C20	33.19	24	0.0797	-	3.1
C21	713.65	168	1.712	-	66.8
S20	101.03	28	0.247	-	51.7
A0	65.42	-	0.157	-	25.2
A1	1311.52	-	3.147	-	505.0

K E T - S F S Diskriminatorschwellen

Schwelle	U [mV]	Kanal	Q [pC]	E [MeV]	Nph
D10	3.13	31	0.00808	0.181	-
D11	18.54	85	0.0478	1.075	-
D12	82.80	133	0.214	4.801	-
D13	373.60	183	0.964	21.660	-
D20	2.97	29	0.00784	0.176	-
D21	18.28	84	0.0483	1.085	-
C10	20.02	61	0.0511	-	1.5
C11	603.23	212	1.538	-	45.9
C20	25.23	24	0.0626	-	1.2
C21	687.77	168	1.706	-	33.1
S20	61.66	25	0.154	-	44.7
A0	60.94	-	0.153	-	21.8
A1	1263.44	-	3.159	-	450.2

Tabelle 3-5 : Die Diskriminatorschwellen des KET.

o Analoge Signalverarbeitung

Die KET - Elektronik läßt sich funktionell aufgliedern in den Analogteil und den Digitalteil. Die Analogelektronik dient der Aufbereitung der Detektorsignale und ist für die Generierung der Hochspannungen verantwortlich. Die **Abb. 3-4** zeigt das Blockschaltbild der Analogelektronik; die Strichpunkt-Linien kennzeichnen die Funktionsgruppen und die Aufteilung auf die Platinen. Der analoge Teil besteht aus den sechs den Detektoren zugeordneten Eingangsstufen mit den ladungsempfindlichen Vorverstärkern, den Amplitudendiskriminatoren, den Peakdetektoren und dem Analog/Digital-Wandler. Außerdem enthalten ist der 'Inflight'-Testgenerator IFTG und die Stromversorgung mit der 'Housekeeping'-Erfassung (Überwachung der Kenndaten des Sensors). Rechts im Blockschaltbild sind die Übergabesignale zur Digitalelektronik eingetragen. Eine tiefergehende Analyse der Analogelektronik befindet sich bei Freudenberg und Pittermann [1985], Timingdiagramme und Schaltungsanalysen zur Digitalelektronik bei Crétolle und Jaquemin [1980]. Die Elektronik wurde für eine Arbeitstemperatur von -20 bis +50 °C konzipiert.

Ein einzelnes detektiertes Teilchen produziert im Sensor beim jeweiligen Detektordurchgang kleine elektronische Signale, die im Falle der Halbleiterdetektoren direkt verwertbar sind und die für die Cherenkov- und Szintillationsdetektoren über Fotovervielfacher zu meßbaren Ladungsmengen konvertiert werden müssen.

Die Größe des Ladungsstoßes am Ausgang eines Fotovervielfachers ist abhängig von der Größe des Eingangssignales (Anzahl der Lichtquanten) und der eingestellten Verstärkung. Die Verstärkung kann über die angelegte Hochspannung in weiten Bereichen (über mehrere Dekaden) variiert werden und stellt somit ein einfaches Mittel dar, das Vervielfachersignal an die nachfolgende Elektronik anzupassen.

Die Eingangsstufen der sechs den einzelnen Detektoren zugeordneten Analogkanäle D1, C1, D2, C2, S2 und A werden durch die ladungsempfindlichen Vorverstärker (LEV) gebildet, die die von den Detektoren ggf. über Fotovervielfacher gelieferten Ladungsmengen in proportionale Spannungswerte umsetzen. An die Eingangsstufen werden hohe Anforderungen gestellt. Die Verstärkung muß groß sein und das kleinste Nutzsignal deutlich über den Stör-



pegel angehoben werden. Außerdem ist genügend Aussteuerreserve erforderlich, damit Signale über dem maximalen Nutzpegel nicht zur Übersteuerung führen. Zur Begrenzung der Signalbandbreite (geringeres Rauschen) und zur Erzeugung von bipolaren 'Normimpulsen' aus den Detektorsignalen folgen dem LEV zwei Filterstufen. Ein Verstärker zwischen den beiden Filtern gleicht die Filterdämpfung aus und dient der Entkopplung. Das Rauschen der Analogkanäle ist abhängig von der angeschlossenen Eingangskapazität und liegt bei etwa 40 keV.

Die Halbleiterdetektoren liefern Ladungen im Bereich von 0.005 pC entsprechend einem Energieverlust von $\Delta E = 113 \text{ keV}$ bis hin zu etwa 10 pC entsprechend $\Delta E = 225 \text{ MeV}$; im Mittel werden pro 3.6 eV Energieverlust in Silizium eine Elementarladung freigesetzt. Diese Ladungen könnten mit einem Kondensator gesammelt und über einen Widerstand abgeführt werden. Die nach der Beziehung $U = Q/C$ erhaltene Spannung wäre aber von der Kabelkapazität und den verschiedenen inneren Kapazitäten abhängig und daher auch wegen des großen Dynamikbereiches sehr ungenau. Deshalb wird hier der ladungsempfindliche Vorverstärker benutzt, der einen Ausgangssprung von $U_a = I dt/C$ liefert und die Eingangsstufe damit von vorhandenen Kapazitäten entkoppelt.

Elektronisch aufgebaut wurde der LEV mit einem Hybridbaustein CSA 200 (Charge Sensitive Amplifier). Der CSA 200 besteht aus einem FET Impedanzwandler, einem Zwischenverstärker und einer Gegentaktendstufe. Die äußere Beschaltung ist die eines Integrators. Über die Rückkopplung mittels eines Kondensators liefert der Operationsverstärker einen Spannungssprung am Ausgang, der proportional zur Eingangsladung ist. Der Spannungssprung klingt e-förmig über ein Entladeglied ab, die Zeitkonstante beträgt 58 μs .

Die Eingangsstufen weisen eine enorme Empfindlichkeit auf, denn die zum Erreichen z.B. der D10-Schwelle erforderliche Eingangsladung von nur 0.00824 pC (vergl. **Tabelle 3-5** : Lage der Diskriminatorschwellen des KET) entspricht noch nicht einmal 50000 gemessenen Elementarladungen! Zum Erreichen der C10-Schwelle sind nur etwa 300000 Elementarladungen notwendig, diese werden jedoch einem Fotovervielfacher entnommen, der bei einer Verstärkung von etwa $V = 2 \cdot 10^5$ betrieben wird. Somit wird bei Eintreffen von nur 2(!) Lichtquanten aus dem Cherenkovdetektor C1 diese Schwelle schon überschritten.

Eine schnelle Klassifizierung der Ereignisse im Detektorsystem wird über dreizehn Amplitudendiskriminatoren mit unterschiedlichen Ansprechschwellen gewonnen. Deren Angaben über die Größenordnung der einzelnen Signalamplituden werden hierzu von der Digitalelektronik ausgewertet und zur Feststellung eines regulären Teilchendurchganges mit einer Koinzidenztafel verglichen, bevor eine weitere Auswertung erfolgen kann.

Die Diskriminatoren wurden als Nulldurchgangs-Diskriminatoren aufgebaut, d.h. sie geben ihr Ausgangssignal beim Nulldurchgang des Bipolarsignales des zugehörigen Analogkanals ab. Dadurch wird ein sehr genauer, amplitudenunabhängiger Zeitbezug zwischen dem Detektorsignal und dem Diskriminator-Ausgangssignal gewonnen und ein ungewöhnlich schmales Koinzidenzfenster zur Erkennung kohärenter Signale in den unterschiedlichen Detektoren gewonnen. Die Digitalelektronik greift auf die Diskriminatorsignale über CMOS-Flipflops zu, die durch Überschreiten der Schwellen gesetzt und von der Digitalelektronik zurückgesetzt werden. Dadurch wird die Breite des Koinzidenzfensters nur von der Steuerelektronik im Digitalteil bestimmt und so unabhängig von äußeren Einflüssen.

Nach der Klassifizierung der Signale über die Amplitudendiskriminatoren wird in der Koinzidenz-Antikoinzidenz-Logik entschieden, ob eine reguläre Koinzidenz vorliegt und die Amplituden genauer ausgemessen werden sollen. Analoge Verzögerungsstufen halten bis dahin die Bipolarsignale, damit die Peakdetektoren zur Erkennung des Signalmaximums bei positiver Entscheidung aktiviert werden können. Hierzu ist eine Verzögerung von etwa 3 μ s erforderlich. Das Bipolarsignal am Ausgang des betreffenden Analogkanals wird durch einen zweifachen LRC-Tiefpaß gedehnt und von einem nachfolgenden Verstärker invertiert. Die Zeitkonstanten wurden so gewählt, daß der Nulldurchgang des invertierten Signales zeitlich hinter dem PHA-Start Signal liegt, durch das die Peakdetektoren eingeschaltet werden und die Pulshöhenanalyse PHA eingeleitet wird. Da beide Hälften des Bipolarsignales proportional zur Signalamplitude sind, wird nun nicht der erste, sondern der zweite Teil des Signales, der durch die Invertierung positiv wurde, ausgemessen und digitalisiert.

Für alle Analogkanäle außer dem nur der Antikoinzidenz dienenden Szintillator A steht jeweils ein Peakdetektor zur Verfügung, so daß die Maxima der Signalamplituden solange anstehen, bis alle Digitalisierungen abge-

geschlossen sind. Die Ausgangssignale der Peakdetektoren werden hierzu über einen Analogmultiplexer nacheinander zum Analysieren auf den Eingang des Analog/Digital-Wandlers (ADC) durchgeschaltet.

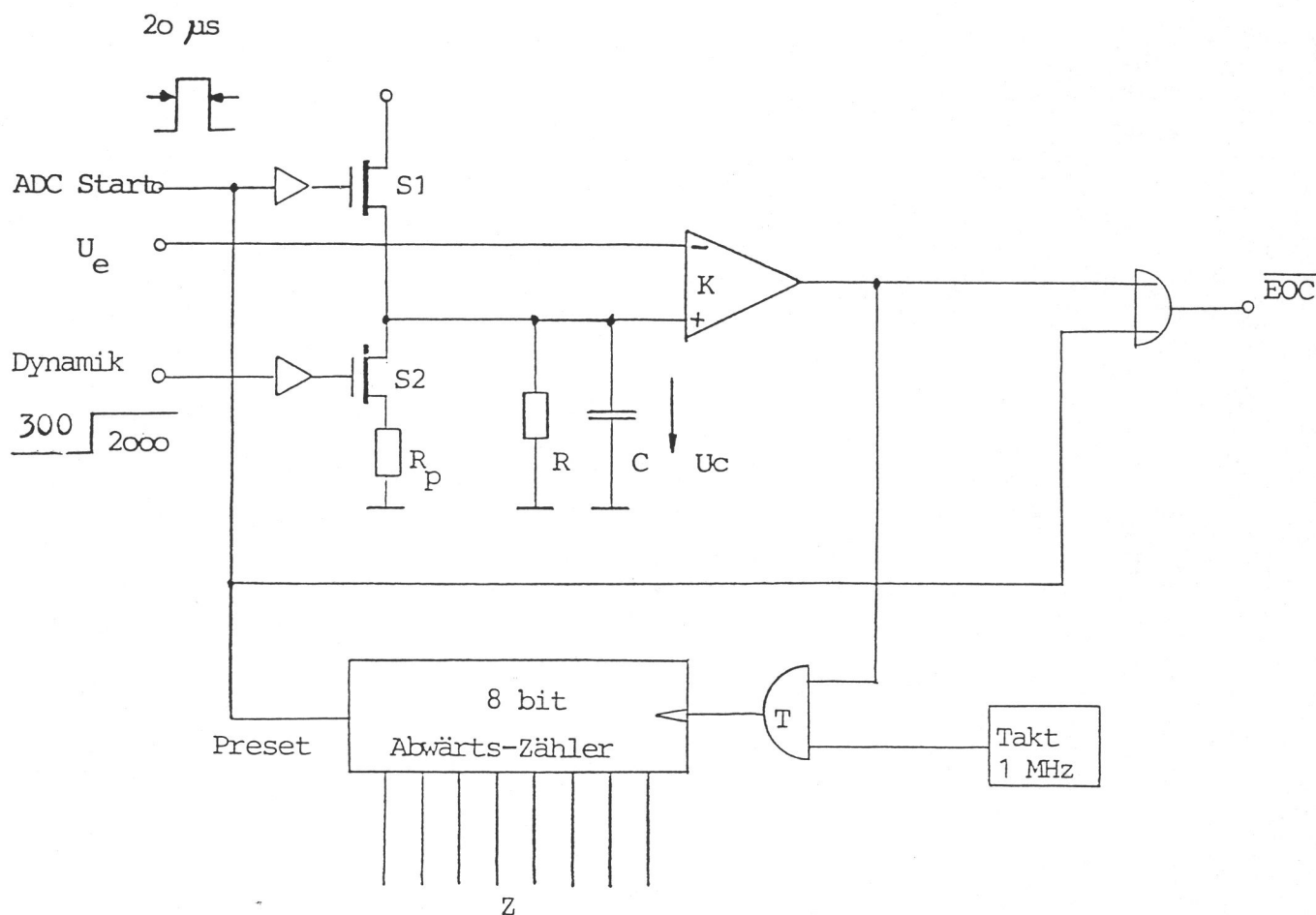


Abb. 3-5 : Prinzipschaltbild des logarithmischen A/D-Wandlers.

Der logarithmische ADC digitalisiert die gehaltenen Signalamplituden mit einer Auflösung von 8-bit. Die Besonderheit des Wandlers liegt in seiner Kennlinie, bei der 1 bit nicht einen festen Spannungswert darstellt, sondern einen konstanten Faktor zum nächsten benachbarten Wert beinhaltet. Die Steigung der Kennlinie ist durch den Dynamikbereich für die beiden Halbleiterdetektoren zu 2000:1 und für die Cherenkov- und Szintillationsdetektoren zu 300:1 festgelegt. Der Dynamikbereich wird durch ein Steuersignal bestimmt (Abb. 3-5). Ein Schalttransistor mit einem Parallel-Widerstand dient zur Umschaltung der Zeitkonstanten eines RC-Glieds, damit in beiden vorkommenden Dynamikbereichen die volle Auflösung erreicht werden

kann. Die Werte der Signalamplituden werden in fünf Registern bis zur Übernahme vom Digitalteil gespeichert. Eine Steuerlogik sorgt für den synchronen Funktionsablauf von Peakdetektor, Analogmultiplexer, ADC und den fünf Registern.

Der ADC arbeitet nach dem Prinzip des Vergleiches der unbekannten Spannung mit einer variablen vorgegebenen Spannung. Das Herzstück ist ein Abwärts-Zähler, der zur A/D-Wandlung auf den Höchstwert 255 vorgesetzt wird. Während der Zeit des Presets wird ein RC-Glied aufgeladen, das sich dann nach Freigabe der Wandlung entlädt. Parallel zur Entladung zählt der Abwärts-Zähler bis ein Komparator die Gleichheit zwischen der unbekannten und der Restspannung des RC-Gliedes feststellt. Der Zählerstand ist dann ein Maß für den Wert der unbekannten Spannung. Die Zeit, die für die Analyse benötigt wird, hängt von der Anzahl der durchgeführten Zählschritte N und der Taktfrequenz ab und kann angegeben werden zu $t = (255 - N) \mu s$ bei einem Takt von 1 MHz. Insgesamt wird für eine PHA die fünffache Zeit plus fünf RC-Ladezeiten, also höchstens 1.5 ms gebraucht; nicht enthalten in dieser Zeitangabe ist die Diskriminierung, die Verzögerung mit Erkennung des Maximums und Speicherung und die Entscheidungszeit der Koinzidenzlogik für eine PHA. Die Nichtkonformität des ADC kann für den Dynamikbereich 300:1 zu ± 1 bit und für den Bereich 2000:1 zu ± 2 bit angegeben werden. Die Digitalisierungsunsicherheit beträgt $\pm 1/2$ bit.

Zum Prüfen der Funktion der gesamten Elektronik kann mit dem Inflight-Testgenerator eine definierte Sequenz von Testimpulsen verschiedener Amplituden und Kombinationen erzeugt werden. Auf das Telekommando (Befehl von der Bodenstation) IFTG-ON wird mit der nächsten steigenden PSW4-Flanke (Zeittakt), also mit Beginn der nächsten Meßperiode, 16-mal eine Sequenz von Testsignalen gestartet. Jedem Analogkanal ist dabei eine triggerbare Signalquelle zugeordnet, die eine jeweils entsprechende Anzahl unterschiedlicher Amplituden zum Überschreiten aller zugehörigen Diskriminatoren produziert. Die verschiedenen Kombinationen von Testsignalen werden vom einem CMOS-Zähler vorgegeben, der sowohl die Signale, die die Amplitudenhöhe steuern, als auch die Triggersignale als binäre Sequenz erzeugt. Eine komplette IFTG-Sequenz dauert 96 sec und beinhaltet 64·544 Testschritte, der Testgenerator wird dann automatisch abgeschaltet.

Die Aufbereitung der Versorgungsspannungen, d.h. Strombegrenzung bei Überstrom, Spannungskonstanthaltung, 'Housekeeping' und die Trennung der intern erzeugten Störungen nach außen u.u. gehören ebenfalls zu den Aufgaben der Analogelektronik. Die Sicherung der Eingangsverstärker vor Überspannung und Überstrom, hervorgerufen z.B. durch Hochspannungsüberschläge oder Kabeldefekte sind daneben ein wichtiger Bestandteil.

Zum Schutz der von extern kommenden Versorgungsleitungen gegen Überlastung im Fehlerfall sind aktive Strombegrenzungen vorhanden. Die internen Versorgungsspannungen werden mit der erforderlichen Genauigkeit unterschiedlich generiert. Allen Schaltungen gemeinsam ist ein Fühlwiderstand mit einem nachgeschalteten Differenzverstärker zum Erfassen der Versorgungsströme. Eine dem jeweiligen Strom proportionale 'Housekeeping'-Spannung steht am Ausgang der Differenzverstärker zur Überwachung zur Verfügung. Um die Verlustleistung im Kurzschlußfall zu begrenzen, besitzt die Strombegrenzung eine zeitabhängige rückläufige Kennlinie ('folded back' Charakteristik). Hat die Strombegrenzung aufgrund eines zeitlich begrenzten Ereignisses angesprochen, kann der Ausgangszustand durch Aus- und Wiedereinschalten der Versorgungsspannungen wiederhergestellt werden. Dieser Schaltvorgang kann im Flug über ein Telekommando eingeleitet werden (siehe 'Digitale Signalverarbeitung').

Der Hochspannungsgenerator bildet eine eigenständige Baugruppe. Hier werden aus einer +80 V-Versorgung sowohl die Hochspannungen für die Fotovervielfacher (HV2) als auch die für die Halbleiterdetektoren (HV1) gewonnen. Die Hochspannungen werden durch Spannungsvervielfachung aus einer 24-stufigen und einer 8-stufigen Villard-Kaskade erzeugt und sind geregelt. Über einstellbare Widerstände können die Hochspannungen festgelegt werden, für die Betriebsspannung der Fotovervielfacher besteht die Möglichkeit der nachträglichen Regelung über ein Telekommando in acht Schritten durch eine Parallelschaltung von Widerständen zum Spannungsteiler einer hochstabilen Referenzspannungsquelle. Die Fotovervielfacherspannungen (HV2) sind im nominellen Betrieb auf die dritte Stufe eingestellt (also auf 'HV2 Step 2'). Mit den unteren fünf Betriebsspannungsstufen wurde an den Beschleunigern experimentiert, die **Tabelle 3-6** gibt eine Übersicht über die Hochspannungen an den einzelnen Fotovervielfachern bei diesen Meßläufen und über die Verstärkung des C2-Fotovervielfachers PM2. In der **Abb. 3-6** wird der Zusammenhang zwischen der Hochspannung und der Verstärkung am Beispiel des Foto-

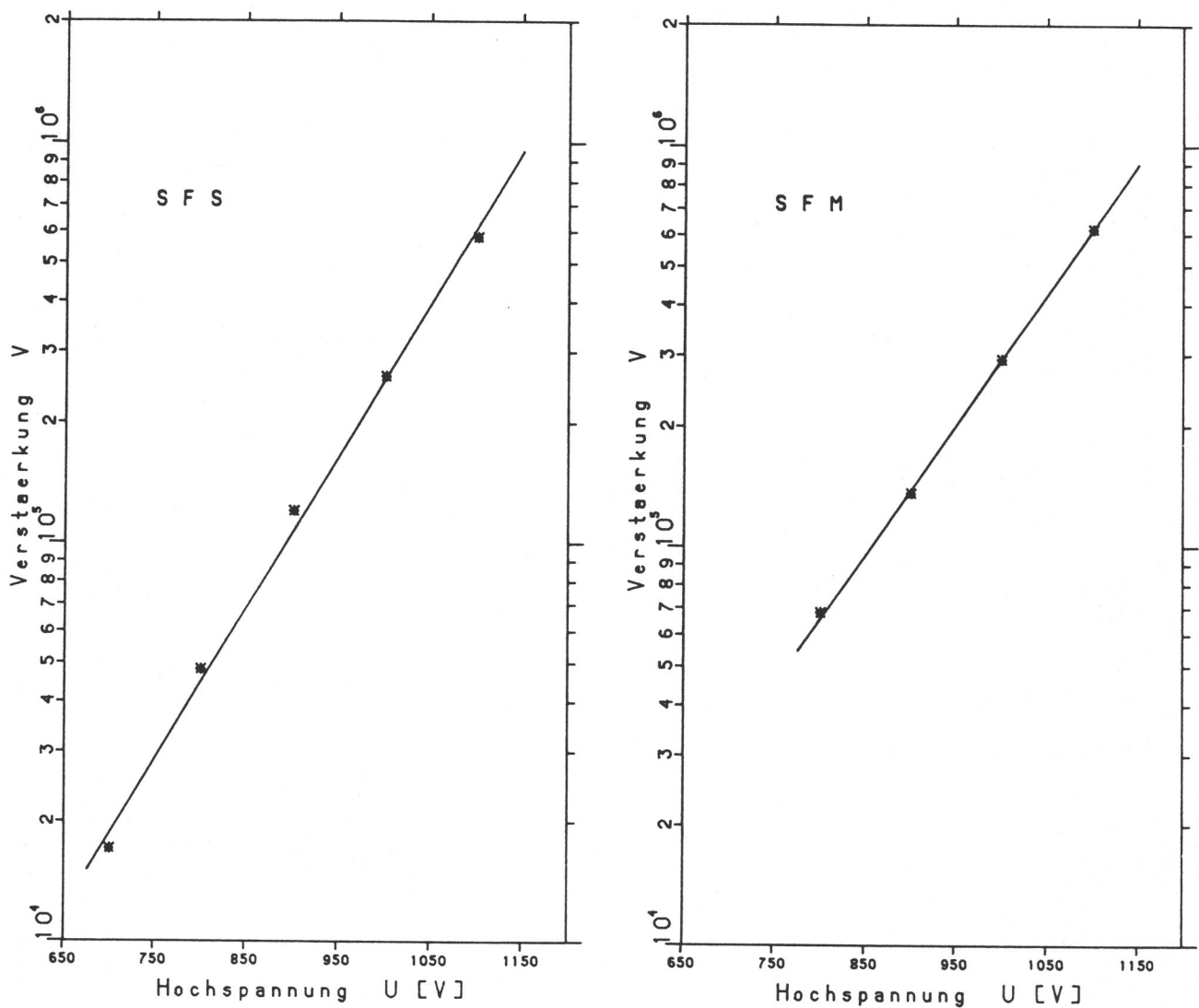


Abb. 3-6 : Ergebnis der Verstärkungseichung der C2-Fotoovervielfacher.

S F M					S F S			
Step	PM1[V]	PM2[V]	PM3&4[V]	V(PM2)	PM1[V]	PM2[V]	PM3&4[V]	V(PM2)
0	893	857	820	$1.0 \cdot 10^5$	916	967	820	$1.9 \cdot 10^5$
1	908	870	836	$1.1 \cdot 10^5$	931	988	837	$2.3 \cdot 10^5$
2	946	906	869	$1.6 \cdot 10^5$	965	1022	868	$3.1 \cdot 10^5$
3	974	936	898	$1.9 \cdot 10^5$	1000	1060	899	$4.4 \cdot 10^5$
4	1007	965	928	$2.3 \cdot 10^5$	1035	1097	930	$6.0 \cdot 10^5$

Tabelle 3-6 : Abhängigkeit der Verstärkung des C2-Fotoovervielfachers PM2 (exemplarisch) von der im Fluge einstellbaren Hochspannung. (SFM = Selected Flight Model, SFS = Selected Flight Spare)

vervielfachers PM 2 #111438 des SFS und des PM 2 #111533 des SFM aus der Verstärkungseichung dargestellt. Die Hochspannungen der Halbleiterdetektoren können für den D1 zu 460 V und für den D2 zu 417 V angegeben werden. Der Hochspannungskonverter wurde wegen der hohen Ausgangsspannungen und der speziellen Arbeitsweise (Verarbeitung hochfrequenter Leistung) in ein extra Gehäuse eingebaut, da er große Störimpulse generiert.

Die drei Ausgangsspannungen für die Fotovervielfacher und der Summensperrstrom der beiden Halbleiterdetektoren werden überwacht und über die Telemetrie der Bodenstation übersandt. Weiterhin kann der Strom auf allen Versorgungsleitungen und die Temperatur des Sensors ständig eingesehen werden. Hierzu werden die analogen 'Housekeeping'-Signale mit einem Analogmultiplexer auf einen speziellen (gemeinsamen) 'Housekeeping'-Kanal dem Spacecraft-ADC des Data Handling Systems zur Auswertung und Abspeicherung zur Verfügung gestellt.

Die Oberflächensperrschichtdetektoren müssen, um Degradationen vorzubeugen, immer unter einer Vorspannung stehen. In einer Phase, in der entweder das Instrument keine Versorgungsspannung erhält (z.B. Transport), oder die Hochspannung per Telekommando ausgeschaltet worden ist, werden die Detektoren von einer Batterie mit einer Spannung von 110 V über eine Diode und einen Widerstand versorgt. Übersteigt die generierte Hochspannung die Batteriespannung, so sperrt die Diode und entkoppelt die Batteriebox von der Hochspannungsversorgung.

o Digitale Signalverarbeitung

Die Verbindung zwischen der COSPIN-Experimentgruppe und der bordseitigen Datenverarbeitung der Raumsonde stellt die DPU (Digital Processing Unit) her. Die DPU steuert den Ablauf zur Sammlung und Übertragung der wissenschaftlichen Daten und Statusinformationen sowie die Beeinflussung der Experimente durch das Telekommandosystem und ist mechanisch integriert im SIM-1 Experiment zusammen mit dem AT und dem LET Sensor. Funktionell kann die DPU unterteilt werden in zwei redundante CPUs (Central Processing Unit), die UIUs (User Interface Unit) und der Schnittstelle zur Raumsonde (S/C Interface).

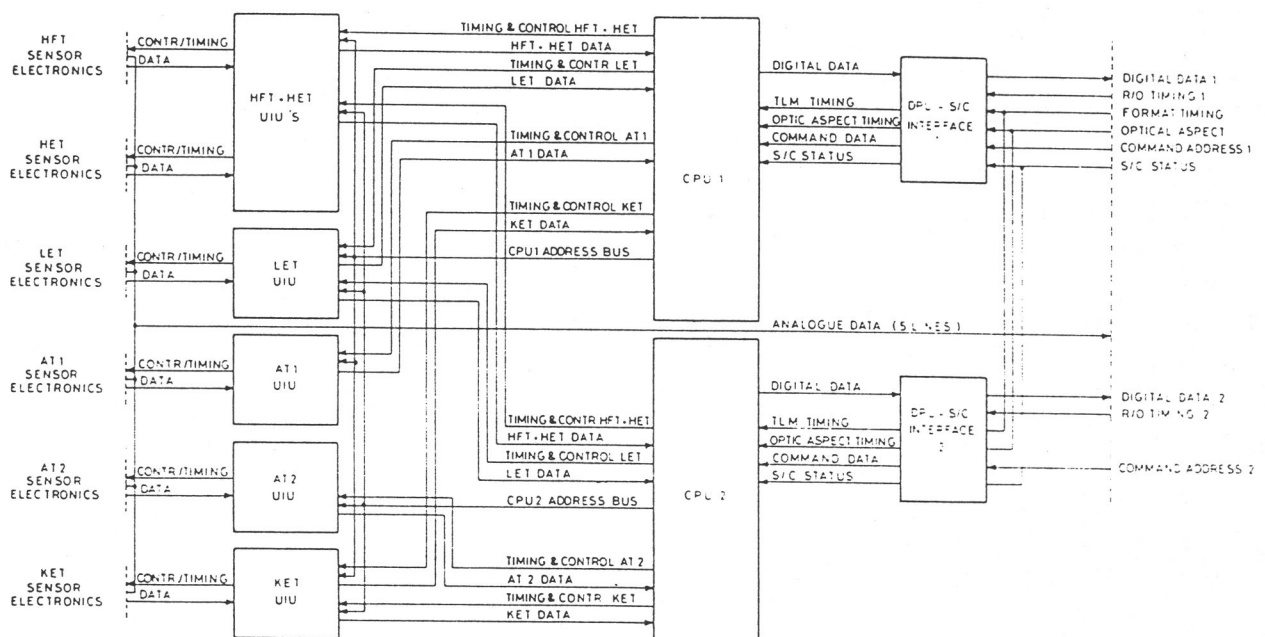


Abb. 3-7 : Blockdiagramm der COSPIN DPU.

Eine CPU besteht aus einem Mikroprozessor RCA CDP 1802, der den speziellen Anforderungen bezüglich Strahlungsfestigkeit, hoher Lebensdauer und geringem Leistungsbedarf (~10 mW) genügt, dem Speicher für das Steuerprogramm (ROM), dem Datenzwischenspeicher (RAM) und den Steuerleitungen zu den UIUs und zur Elektronik der Raumsonde. Beide CPUs sind im elektronischen Aufbau identisch und werden unabhängig voneinander vom Telekommandosystem der Raumsonde bedient. Der normale Betrieb geschieht programmgemäß derart, daß beide im Zeittakt alternierend eingesetzt werden, jedoch kann im Falle der

Fehlfunktion einer CPU diese abgeschaltet werden und die verbleibende CPU übernimmt die gesamte Datenverarbeitung unter Halbierung der Zeitauflösung.

Die UIUs enthalten eine Anzahl Register, die die Zählraten der Experimentsysteme und die Ergebnisse der PHA (Pulse Height Analysis) der letzten Akkumulationsperiode zwischenspeichern, bis sie von einer CPU angefordert werden. Hier wird auch das letzte Telekommando abgespeichert und der Zustand des Instrumentes kann über die acht zur Verfügung stehenden Housekeeping-Kanäle eingesehen werden. Jede UIU steht mit jeder CPU über einen 8-bit Steuerbus in Verbindung, die Daten werden seriell übertragen.

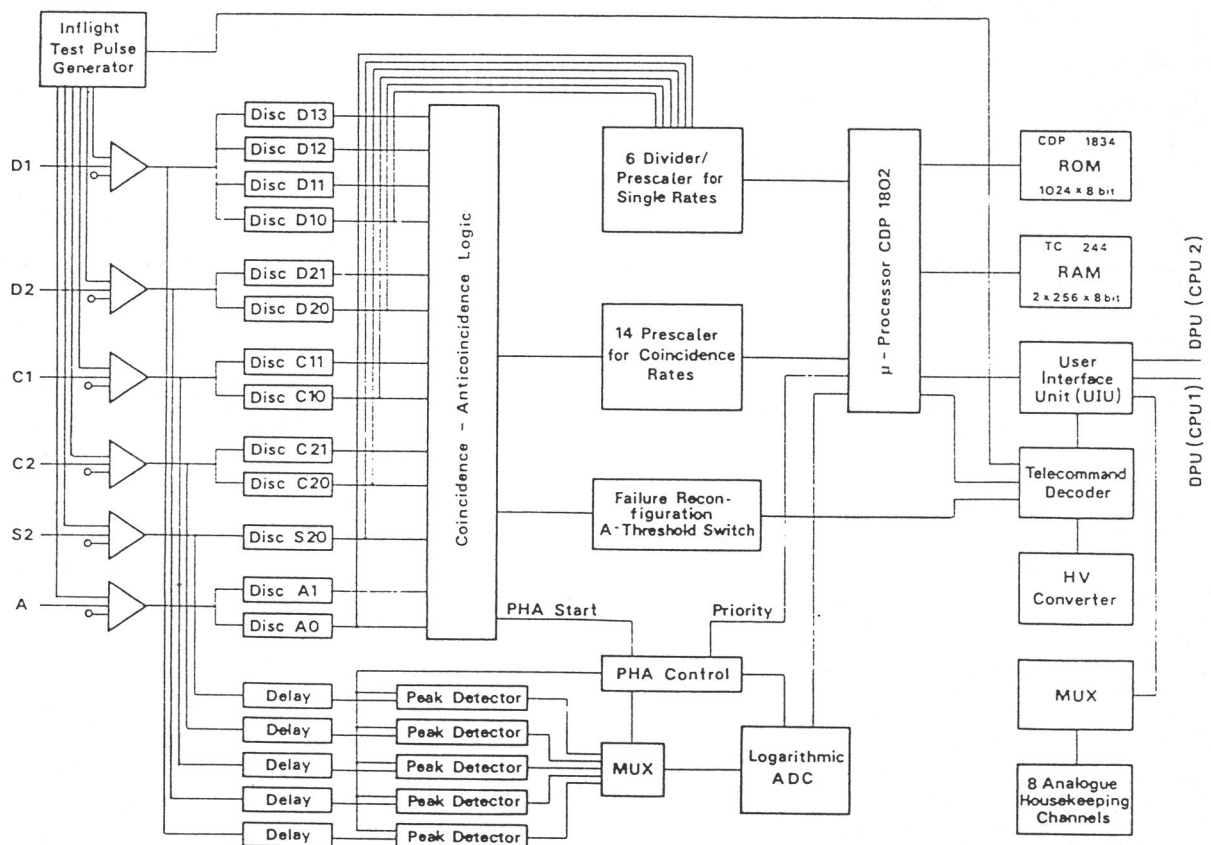


Abb. 3-8 : Blockdiagramm der KET Digitalelektronik.

Die Digitalelektronik des KET-Sensors ist in Abb. 3-8 schematisch dargestellt. Sie steht über die KET UIU mit der COSPIN DPU in Verbindung und enthält ebenfalls den CMOS Mikroprozessor RCA CDP 1802. Der Arbeitstakt des Mikroprozessors beträgt 1.1 MHz, für die Ausführung einer Instruktion

wird im Mittel eine Zeit von 15.1 μ s benötigt; dies ist als ein guter Kompromiß zwischen hoher Arbeitsgeschwindigkeit und der damit steigenden Leistungsaufnahme anzusehen.

Der Mikroprozessor steuert den gesamten Instrument-internen Datenverkehr. Zyklisch bedient er die Vorzähler, addiert deren Werte zu den RAM-Zählern und speichert die in Registern verfügbaren Ergebnisse der letzten PHA ab. Unterbrochen wird dieser Zyklus nur durch die Anfrage der DPU nach wissenschaftlichen Daten über die UIU oder durch den Wechsel des PSW4-Zeittaktes, der das Ende der Akkumulationszeit und damit den Beginn der nächsten festlegt und ein Umschalten zweier Speicherbanken bewirkt. Für die Firmware wird ein CMOS ROM (Read Only Memory) vom Typ CDP 1834 benutzt. Dieser Baustein ist 1024 $\times$ 8 bit organisiert und erfüllt bezüglich der Strahlungsfestigkeit die JPL-Spezifikation. Das Kriterium 'Strahlungsfestigkeit' war für die Auswahl sämtlicher Halbleiter von ausschlaggebender Bedeutung, da eine sehr hohe Belastung im Jupiter-Strahlungsgürtel erwartet wird. Zur temporären Datenspeicherung für die gewonnenen PHA-Daten und als Speicher für die Zählerstände dient ein RAM (Random Access Memory) vom Typ TC 244, das in zwei Datenbanken von je 256 $\times$ 8 bit aufgeteilt ist. Die beiden RAM-Banken sind derart verdrahtet, daß im Takt des PSW4-Signales (Zeittakt, die normale Akkumulationszeit beträgt 128 Sekunden) immer eine Bank mit dem Experiment verbunden ist und die Meßdaten aufnimmt, während die andere für eine der beiden CPUs der COSPIN DPU zum Auslesen zur Verfügung steht. Auf diese Weise kann in der Ereigniserfassung die Totzeit durch den Datentransfer vermieden werden.

Die Koinzidenz-Antikoinzidenz-Logik bestimmt den Typ und den Energiebereich eines einfallenden Teilchens. Das Ansprechen und Nicht-Ansprechen der dreizehn Schwellenwertdiskriminatoren der Detektoren wird zu vierzehn Koinzidenzkanälen verarbeitet :

Protonen	P1, P4, P32, P116, P190, P4000
He ($Z \geq 2$)	A4, A32, A116, A190, A4000
Elektronen	E4, E12, E300

Tabelle 3-7 : Die Zählkanäle der Koinzidenzlogik.

Eine detaillierte Aufstellung der Energiebereiche und der dafür notwendigen Koinzidenzbedingungen befindet sich im Abschnitt 'Teilchendiskriminierung' .

Die Zähler für die Einzeldetektorzählraten registrieren die Impulse des untersten Schwellenwertdiskriminators eines Detektors. Hierfür wurden klassische Zähler aufgebaut, sie bestehen aus Zählerbausteinen mit Tristate Ausgängen zum Datenbus des Mikroprozessors, damit sie zu gegebener Zeit von diesem ausgelesen werden können. Um die sehr hohen erwarteten Einzeldetektorzählraten von bis zu 500 000 c/s verarbeiten zu können, werden die Zählerstände alle 16 ms gelesen und der Inhalt zu einem jeweils korrespondierenden RAM-Bereich von 24-bit Breite hinzugezählt; der eigentliche Zähler wird deswegen auch als Vorzähler bezeichnet, da der gültige Zählerstand im RAM zu finden ist. So kommt man mit einer maximalen Zählertiefe von 13 bit entsprechend 8192 für den eigentlichen Zählerbaustein aus.

Für die Koinzidenzzählraten sind die Zähler als RAM-Zähler realisiert, für alle Koinzidenzkanäle ist aus Gründen der Gewichts- und Stromersparnis nur ein gemeinsamer Zählerbaustein vorhanden. Der Zählvorgang verläuft derart, daß die Koinzidenz-Antikoinzidenz-Logik für ein Ereignis ein zu dem Koinzidenzkanal gehörendes Byte im RAM adressiert, der momentane Zählerstand wird dann vom RAM in den Zählerbaustein übertragen, dort inkrementiert und danach wieder abgespeichert. Vierzehn Byte des Arbeits-RAM sind so direkt mit den Koinzidenzkanälen und dem Mikroprozessor gekoppelt. Da die Zähler aber nur ein Byte tief sind, also höchstens 255 Ereignisse in einer Akkumulationsperiode von 128 sec, oder im Mittel zwei pro Sekunde, verarbeiten können, werden die Zählerstände zur Bewältigung auch der hohen maximalen Zählraten für die Kanäle P1, P4, P32, P190, P4000, A4, E4 und E12 alle 16 ms ausgelesen und zu jeweils einem 24-bit RAM-Zähler hinzugezählt. Auf diese Weise wird für diese Koinzidenzkanäle eine maximale Zählertiefe von $255/16 \text{ c/ms} = 16\,000 \text{ c/s}$ erreicht. Nur für die Kanäle P116, A32, A116, A190, A4000 und E300 liegen die erwarteten Teilchenflüsse deutlich unter zwei Teilchen pro Sekunde, so daß die Summation entfällt. Da im Kanal P1 jedoch eine Zählrate von ungefähr 10^5 c/s erwartet wird, muß dieser Kanal gesondert behandelt werden. Hier wird bei Erreichen des Zählerstandes 255 eine Flagge gesetzt, die den Mikroprozessor während der Behandlung der anderen Zähler, auch der für die Einzeldetektorzählraten, veranlaßt, den P1 RAM-Zähler zurückzusetzen und 255 zum P1-Gesamtzähler zu addieren. Die Ab-

frage der P1-Flagge wird alle 1.8 ms vorgenommen, so daß eine maximale Zählrate von $255/1.8 \text{ c/ms} = 142\,000 \text{ c/s}$ registriert werden kann.

Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht über die maximal registrierbaren und die maximal erwarteten Zählraten in den vierzehn Koinzidenzkanälen und den sechs Einzeldetektorkanälen.

Zählkanal	max. registrierbare Zählrate [c/s]	max. erwartete Zählrate [c/s]	Telemetrie [bit]
P1	142 000	100 000	8+4
P4	16 000	2 000	4+4
P32	16 000	600	8+4
P116	2	60	8
P190	16 000	40	4+4
P4000	16 000	4	4+4
A4	16 000	100	8+4
A32	2	1	8
A116	2	0.1	8
A190	2	0.1	8
A4000	2	0.01	8
E4	16 000	200	4+4
E12	16 000	1	4+4
E300	2	0.01	8
D10	256 000	100 000	8+4
D20	32 000	2 000	4+4
C10	32 000	5 000	4+4
C20	128 000	50 000	4+4
S20	128 000	50 000	4+4
A0	512 000	500 000	4+4

Tabelle 3-8 : Maximale Zählraten und Telemetrie der einzelnen Kanäle.

Die Spalte Telemetrie gibt die Anzahl der bit an, die nach der Durchführung einer logarithmischen Datenkompression von der Raumsonde zur Bodenstation übertragen werden (die erste Zahl steht für die Mantisse, die zweite für den Exponenten). Da die Kanäle E4 und P4 in jeweils acht Sektoren messen, ergeben sich insgesamt 288 bit, die von der Telemetrie für jeden Meßzyklus allein für die Zählerstände gesendet werden müssen. Die Ergebnisse der Pulshöhenanalyse (s.u.) benötigen dazu 800 bit, so daß das KET einer Telemetrierate von 1088 bit pro Meßzyklus bedarf. Die Datenübertra-

gung übernimmt das Spacecraft im X-Band bei einer Frequenz von 8.408 GHz mit einer Sendeleistung von 20 W. Da eine kontinuierliche Datenerfassung erforderlich ist, eine durchgehende Sichtbarkeit der Raumsonde von der Bodenstation aus jedoch nicht möglich ist, werden alle wissenschaftlichen Daten an Bord mit zwei redundanten Tape-Rekordern von je 45 Mbit Kapazität gespeichert und in Zeiten guter Sichtbarkeit zusammen mit den momentanen Meßdaten gesendet. Die normale Sendezeit liegt bei 8 h alle 24 h, der Empfang geht über das 34 m-DSN (Deep Space Network) der NASA. Die Steuerung der Raumsonde und der Experimente wird im S-Band auf einer Frequenz von 2.111 GHz durchgeführt.

Zusätzlich zur Information über den Typ und den Energiebereich des einfallenden Teilchens mit Hilfe der Koinzidenz-Antikoinzidenz-Logik wird die Pulshöhe in jedem Detektor bestimmt. Die Pulshöhenanalyse (PHA) wird von der Koinzidenz-Antikoinzidenz-Logik ausgelöst und nacheinander von einem logarithmischen ADC (Analog to Digital Converter) durchgeführt (siehe **Abb. 3-5**). Hierzu müssen die Signale der Detektoren solange festgehalten werden bis alle über einen Multiplexer digitalisiert worden sind. Der logarithmische ADC liefert ein der anliegenden Pulshöhe entsprechendes 8-bit Datum, das dann im Arbeits-RAM abgelegt wird. In der **Abb. 3-9** sind die Kennlinien für die Wandlung der Detektorsignale dargestellt. Deutlich sind die unterschiedlichen Dynamikbereiche für die beiden Halbleiter und die optischen Detektoren zu erkennen. Der für die PHA-Werte reservierte Bereich des RAM, der PHA-Puffer, hat eine Tiefe von 100 Byte entsprechend 800 bit. Da pro Teilchen fünf Byte Speicherplatz benötigt werden, können pro Zyklus 20 Ereignisse durch die Pulshöhenanalyse ausgewertet und abgespeichert werden, wobei jeweils vier Byte die Ergebnisse der Analog/Digital-Wandlung für vier Detektoren enthalten und ein Code-Byte Aufschluß gibt über den Koinzidenzkanal, in dem dieses Teilchen registriert wird, über die Priorität des Ereignisses und, für den Kanal E4, über die betreffende Sektornummer des Einfalls. Es werden zwar immer alle fünf Detektorsignale vom ADC analysiert, jedoch für die Kanäle E4 und E12 nur die Pulshöhen der Detektoren D1, D2, C2 und C1 und für alle anderen Kanäle die des D1, D2, C2 und des S2 ins RAM übertragen, da nur in diesen Detektoren wirklich Signale erzeugt werden.

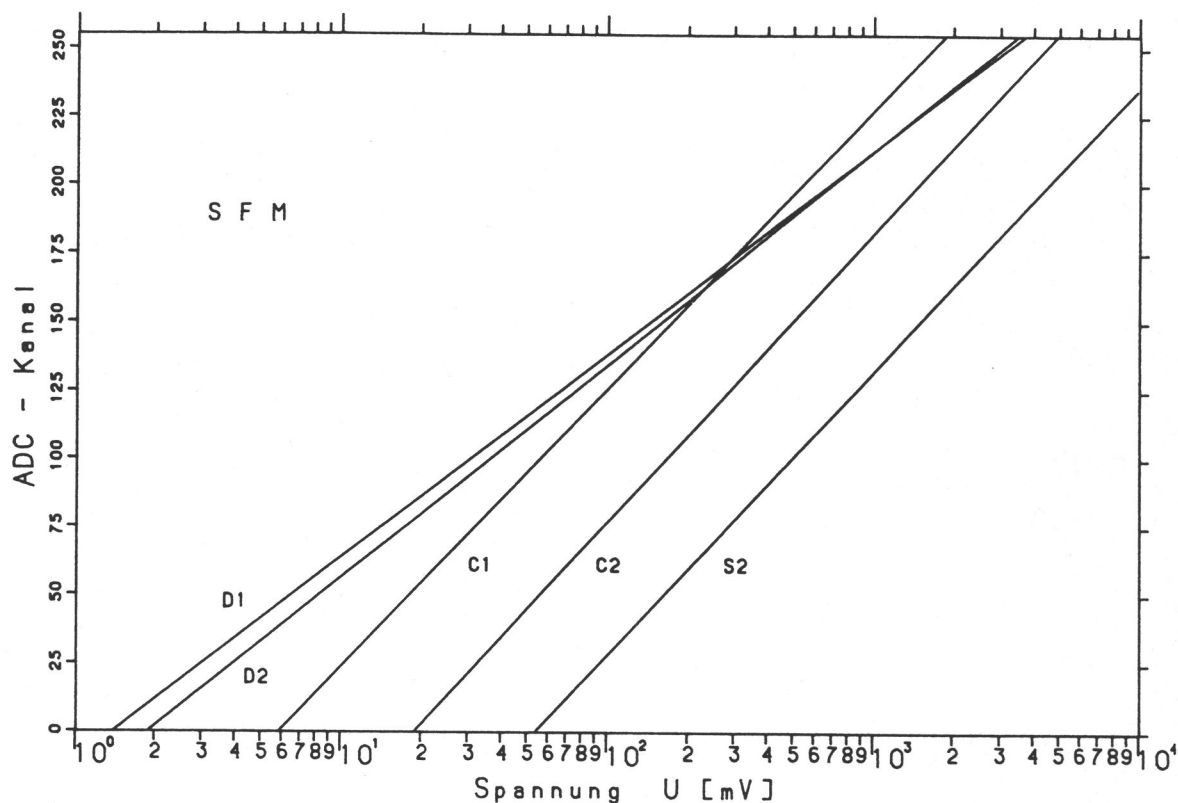


Abb. 3-9 : Die Kennlinien für die logarithmische Analog/Digital-Wandlung.

Nach Abschluß einer kompletten Analyse wird das nächste Teilchen untersucht, das registriert wird und von der Koinzidenz-Antikoinzidenz-Logik einsortiert werden kann. Für den Fall, daß schon 20 Ereignisse ausgewertet wurden, wurde die Möglichkeit eingerichtet, jeweils eines der letzten zehn aufgrund höherer Priorität zu überschreiben. Auf diese Weise ist gewährleistet, daß seltene Ereignisse nicht in einer Vielzahl gewöhnlicher Ereignisse untergehen. Eine Übersicht über die Prioritäten gibt die folgende Tabelle.

Priorität 0 :	P190, P4000, A190
Priorität 1 :	P32, P116, A32, A116, A4000, E4
Priorität 2 :	E300
Priorität 3 :	E12

Tabelle 3-9 : Prioritäten der Koinzidenzkanäle
(3 = hohe, 0 = geringe Priorität).

Ereignisse mit der Koinzidenz P1, P4 und A4 werden nicht durch die PHA untersucht, da bei den Messungen mit einem simuliertem RTG (Radio-isotope Thermoelectric Generator) festgestellt wurde, daß dieser viele Ereignisse in diesen Einzeldetektorkanälen induziert. Durch deren Analyse würde nicht nur der PHA-Puffer sehr schnell gefüllt werden, auch wäre der ADC oft für die Analyse seltener Ereignisse blockiert. Das Sperren der PHA wurde durch die Einführung eines PHD-Signales (Pulse Height Analysis Disable) ermöglicht, das nur bei gleichzeitigem Überschreiten der D10- und der D20-Schwelle inaktiv bleibt und damit die Durchführung einer PHA erlaubt.

Die Totzeit der Zähler ist durch den Arbeitszyklus des Mikroprozessors gegeben. Das Auslesen eines jeden Zählers dauert 32 μ s, während dieser Zeit ist der betreffende Kanal für kommende Impulse gesperrt, da er erst nach dem Lesen wieder freigegeben wird. Für die Registrierung durch die Koinzidenzlogik ergibt sich also für die acht Kanäle, die alle 16 ms ausgelesen werden, darunter auch der P1, der im Höchstfall auch alle 1.8 ms bedient werden kann, eine maximale Totzeit von

$$\tau = 7 \cdot 32[\mu\text{s}] / 16[\text{ms}] + 32[\mu\text{s}] / 1.8[\text{ms}] = 0.032 \text{ oder } 3.2\% .$$

Die Totzeit der anderen sechs Koinzidenzkanäle kann vernachlässigt werden, da sie nur alle 128 sec gelesen werden.

Die Einzeldetektorzählraten werden durch die Impulse der untersten Diskriminatorschwelle gezählt. Diese Zähler werden auch alle 16 ms gelesen, der Lese- und Rücksetzvorgang dauert wiederum 32 μ s. Es ergibt sich also eine Totzeit für die Registrierung der Einzeldetektorzählraten von

$$\tau = 32[\mu\text{s}] / 16[\text{ms}] = 0.002 \text{ oder } 0.2\% .$$

Bei Ausfall eines einzelnen Detektors oder des jeweils untersten Schwellenwertdiskriminators können über Telekommando sog. 'Failure-Modes' FM gesetzt werden, um zumindest noch einen Teil der Informationen vom Experiments zu erhalten. Es gibt sechs Möglichkeiten der Beeinflussung durch das Setzen von 'Failure-Modes', die das Überschreiten bzw. Unterschreiten der untersten Diskriminatorschwelle simulieren und sich auf jeweils einen Detektor beziehen :

FM1	-D1-	:	D10-Signal wird simuliert für alle Koinzidenzkanäle
FM2	-D2-	:	D20-Signal wird simuliert für alle Koinzidenzkanäle
FM3	-C1/S1-	:	C10-Signal wird simuliert für die Koinzidenzkanäle P190, P4000, A190, A4000, E4, E12, E300 $\overline{C10}$ -Signal wird simuliert für die Koinzidenzkanäle P1, P4, P32, P116, A4, A32, A116
FM4	-C2-	:	C20-Signal wird simuliert für die Koinzidenzkanäle P116, P190, P4000, A116, A190, A4000, E4, E12, E300 $\overline{C20}$ -Signal wird simuliert für die Koinzidenzkanäle P1, P4, P32, A4, A32
FM5	-S2-	:	$\overline{S20}$ -Signal wird simuliert für alle Koinzidenzkanäle
FM6	-A-	:	$\overline{A0}$ -Signal wird simuliert für alle Koinzidenzkanäle .

Tabelle 3-10 : Einfluß der 'Failure-Modes' auf die Koinzidenzlogik.

Den Einfluß eines gesetzten 'Failure-Modes' will ich am Beispiel des FM6 erläutern. In der **Tabelle 3-2** sind die Koinzidenzbedingungen für die Zuordnung eines Teilchens zu einem Kanal aufgeführt. Dort kann entnommen werden, daß für alle Kanäle die Antikoinzidenz mit dem Detektor A benötigt wird. Sollte dieser ausfallen, also die Detektor/Fotovervielfacherkombination oder der Schwellenwertdiskriminator kein Signal mehr liefern, wäre die Antikoinzidenz nicht mehr sicher gewährleistet, oder aber, falls ständig das Signal generiert würde, wäre das Instrument überhaupt nicht mehr in der Lage, Ereignisse den Koinzidenzkanälen zuzuordnen. Durch das feste Setzen der A-Antikoinzidenz wird das Instrument in einen definierten Zustand gebracht, so daß der weitere Betrieb, wenn auch unter Informationsverlust, gewährleistet ist.

Die **Tabelle 3-11** gibt einen Überblick über die Möglichkeiten der Beeinflussung des fliegenden Experimentes durch Telekommandos vom Erdboden aus. Außer der Selektierung von 'Failure-Modes' kann für den Kanal E300 zwischen zwei Schwellen der A-Antikoinzidenz gewählt werden, um so dem Einfluß entweichender Teilchen der Kaskade im C2-Detektor entgegenzuwirken. Ferner können die beiden Hochspannungsversorgungen an- und abgeschaltet werden, für die Hochspannung der Fotovervielfacher besteht dazu die Möglichkeit der Einstellung in acht Schritten. Das Schalten der +10 V-Versorgungsleitung ist ebenso durchführbar wie ein gemeinsames Rücksetzen aller

'Failure-Modes'. Im Falle des Fehlverhaltens des Mikroprozessors kann dieser zurückgesetzt werden, so daß der Programmablauf der Firmware wie beim Einschalten des Instrumentes bei der Adresse Null beginnt und eine komplette Neuinitialisierung erfolgt. Ein 'Reset' wird automatisch eingeleitet, falls der Mikroprozessor sich im ROM verläuft, also nicht mehr dem vorgeschriebenen Programmablauf folgt. Dies kann durch eine Störung des Adressbusses wie etwa durch den Einfluß eines durchgehenden oder steckenbleibenden hochenergetischen Teilchens auf den ROM-internen Adressdekoder oder andere externe Adressierbausteine bewirkt werden.

Telekommandobit								Funktion	
X	0	0	1	0	0	0	0/1	FM1	-D1-
X	0	0	1	0	0	1	0/1	FM2	-D2-
X	0	0	1	0	1	0	0/1	FM3	-C1/S1-
X	0	0	1	0	1	1	0/1	FM4	-C2-
X	0	0	1	1	0	0	0/1	FM5	-S2-
X	0	0	1	1	0	1	0/1	FM6	-A-
X	0	0	0	0	0	0	0/1	A1	aus/an
X	0	0	0	0	0	1	0/1	HV1	aus/an
X	0	0	0	0	1	0	0/1	HV2	aus/an
X	0	0	0	0	1	1	0/1	+10 V	aus/an
X	0	1	0	X	0/1	0/1	0/1	HV2	Einstellung
X	1	0	0	X	X	X	X	alle FM	aus
X	1	0	1	X	X	X	0/1	IFTG	aus/an
X	1	1	0	X	X	X	X	Reset Mikroproz.	

Tabelle 3-11 : Die Telekommando-Funktionen.

Um die korrekte Funktion aller analogen und digitalen Bausteine des Instrumentes zu überprüfen, kann der IFTG (In-Flight Test Pulse Generator) eingeschaltet werden. Der IFTG erlaubt allerdings keine nachträgliche Kalibrierung. Der einzige Einfluß dieser Art ist durch die Änderung der Verstärkung der Fotovervielfacher durch Variation der Hochspannung HV2 gegeben.

4. Messungen

Zum Verständnis der Meßdaten, die ein Weltraumexperiment liefert, gehört ein möglichst vollständiges Wissen um das Verhalten des Sensors bei allen in Betracht kommenden Teilchenenergien und Teilchenarten, da ein nachträglicher Eingriff ausgeschlossen ist. Dies ist besonders wichtig bei einem Instrument, das die einmalige Gelegenheit bietet, bisher völlig unerforschte Gebiete der Heliosphäre zu untersuchen.

o Übersicht über die durchgeführten Messungen

Da das KET in erster Linie zur Untersuchung von Elektronen entwickelt wurde, lag der Schwerpunkt der durchgeführten Messungen bei der Reaktion des Sensors auf Elektronen über ein breites Energieband. Daher wurden mit beiden flugtauglichen Einheiten drei Elektronenbeschleuniger und nur ein Protonenbeschleuniger aufgesucht. Die Auswertung der so gewonnenen Daten geben einen sehr genauen Aufschluß über das Instrumentverhalten und sind die Grundlage zur Interpretation der späteren Flugdaten.

Insgesamt wurden mehr als 600 Meßläufe aufgenommen, die sich in mindestens einem Parameter unterscheiden

- o Teilchenart
- o Energie des einfallenden Teilchens
- o Einfallswinkel
- o Instrumentkonfiguration (FM, HV2)
- o externer Triggerdetektor
- o Hauptstrahlenergie und Kollimatorgröße .

Zusätzlich zu den Messungen an den Beschleunigern wurde die Reaktion des Sensors auf die γ -Strahlung und die Neutronen aus der Energiequelle der Raumsonde, dem RTG, untersucht. Außerdem wurden und werden auch weiterhin Messungen an den Myonen der kosmischen Strahlung durchgeführt, um Veränderungen der Detektoren und Fotovervielfacher bis zum Starttermin zu erkennen und ggf. entgegenzuwirken. Die **Tabelle 4-1** gibt eine Übersicht über die durchgeführten Messungen mit den zugehörigen Meßbereichen.

Jahr	Datum	Sensor	Ort	Teilchenart und Energiebereich
1982	12.10.-14.10.	SFS	JPL	sim. RTG : γ -Strahlung, Neutronen
1984	22.10.-23.10.	SFM	ORME	e^+ : 20 - 200 MeV
1984	28.10.-05.11.	SFM	DESY	e^- : 300 - 5000 MeV
1984	01.11.-05.11.	SFS	DESY	e^- : 200 - 5000 MeV
1985	21.01.-27.01.	SFM	BONN	e^- : 50 - 1200 MeV
1985	27.01.-30.01.	SFS	BONN	e^- : 30 - 1200 MeV
1985	11.03.-15.03.	SFM	MOUND	RTG : γ -Strahlung, Neutronen
1985	11.03.-15.03.	SFS	MOUND	RTG : γ -Strahlung, Neutronen
1985	26.03.-02.04.	SFM	ORME	e^+ : 7.5 - 200 MeV
1985	20.03.-03.04.	SFS	ORME	e^+ : 7.5 - 175 MeV
1985	18.04.-23.04.	SFM	CERN	p^+ : 2 - 5 GeV/c
1985	09.08.-16.08.	SFM	CERN	p^+ : 2 - 5 GeV/c
1985	12.08.-15.08.	SFS	CERN	p^+ : 2 - 5 GeV/c

Tabelle 4-1 : Durchgeführte Messungen mit Energiebereich und Teilchenart
(SFM = Selected Flight Model, SFS = Selected Flight Spare).

Leider enthält der Strahl an den Beschleunigern bei so hohen Energien nicht nur die gewünschte Teilchensorte, mit veränderlichen Anteilen sind auch Pionen (π^+) und Myonen (μ^+) vorhanden, die später im Weltraum nicht zu finden sind. Diese parasitären Teilchen können nicht immer durch einen externen Triggerdetektor erkannt oder später in den Spektren identifiziert werden. Zudem wird die Datenqualität durch den Untergrund aus der Beschleuniger-Meßumgebung sowie aus dem Strahl-'Halo', den Targets und den Fokussier- und Ablenkmagneten beeinflusst.

o Messungen an den Beschleunigern

An den Beschleunigern herrschen keine optimalen Meßbedingungen, der Strahl trägt nicht nur parasitäre Teilchen und unterliegt Streuungen in der Luft, der Meßumgebung sowie im Triggerdetektor, auch ändert sich die Strahlintensität und Strahlachse mit der Energie und der Belastung durch weitere Benutzer. Daher ist die genaue Orientierung des Sensors zur Strahlmitte und Strahlrichtung oft nur ungenau gegeben. Außerdem sind die

Strahlausmaße zu bedenken. Der Protonenstrahl am CERN z.B. hatte eine Ausdehnung von horizontal ca. 150 mm und vertikal ca. 100 mm bis zum Abfall der Intensität auf $1/e$ vom Maximum, bei einem Aperturdurchmesser von nur 31 mm wird folglich der gesamte Sensor mit einfallenden Teilchen geflutet. An den Elektronenbeschleunigern kann wegen der Möglichkeit der Absorption dieser Teilchen mit Kollimatoren gearbeitet werden, um eine Strahlintensität und einen festen Strahldurchmesser zu selektieren. Hierdurch steigt jedoch wiederum der Anteil an unerwünschten Teilchen, da Wechselwirkungen zwischen den Strahlpartikeln und dem Kollimatormaterial auftreten können.

Während der Messungen befand sich das KET unter einer Schutzhaube in einer konstanten Stickstoffatmosphäre, da Messungen im Vakuum nicht möglich waren. Um definierte Drehungen um das Zentrum des Öffnungskegels zu ermöglichen, wurde das Instrument auf eine Plattform montiert, die Veränderungen in 1° -Schritten erlaubte, um das Winkelverhalten zu untersuchen und den Sensor zu justieren.

Die Untersuchungen an Elektronen am DESY wurden in der Testarea F36 des DESY I Synchrotrons durchgeführt. Die Teilchen wurden von zwei Linear-Beschleunigern (LINAC I und II) eingeschossen und im Synchrotron auf die Maximalenergie von 7.9 GeV beschleunigt. Über Magnete oder Targets werden die Teilchen aus dem Ring extrahiert und mit zwei Ablenkmagneten in der gewünschten Energie selektiert. Der benutzte Meßbereich umfaßt Energien von 200-5000 MeV. Diese Messungen können nur eingeschränkt in die vorliegenden Auswertungen eingehen, da wegen den dort festgestellten Sättigungseffekten in den Detektorsignalen des C2 und des S2 die Experimenteinstellung (Hochspannung) später verändert wurde und danach an diesem Beschleuniger keine erneuten Messungen durchgeführt wurden.

Am physikalischen Institut der Universität BONN wurden anschließend Untersuchungen an Elektronen des 2.5 GeV Synchrotrons im Energiebereich von 30-1200 MeV vorgenommen. Diese Messungen tragen den Hauptteil der Auswertungen und werden nach unten durch die Meßläufe in ORME vervollständigt. Die Elektronen werden hier durch ein Target im Hauptstrahl gewonnen und über einen Ablenkmagneten selektiert. Wegen der geringen Entfernung zum Hauptstrahl ist ein hoher Untergrund an γ -Strahlung und Neutronen zu verzeichnen, der zu zusätzlichen Koinzidenzzählungen und hohen Einzeldetektorzählraten führt. Durch einen Bleiabsorber im Strahl von 15 cm Dicke

konnte der Untergrund bestimmt werden. Ein weiterer Anteil an unerwünschten Teilchen (γ , n , e^-) ist durch Wechselwirkungen der hochenergetischen Elektronen an den Innenseiten der Strahlkollimatoren bedingt, daher wurden, wenn möglich, die Messungen mit den größten zur Verfügung stehenden Kollimatordurchmessern zur Auswertung herangezogen.

Die Messungen am AL600 in ORME des Merisiers sind durch parasitäre Teilchen (wie Pionen und Myonen) bestimmt, deren Anzahl mit steigender Energie schon bald die der zu messenden Elektronen übersteigt. Die Energie des Hauptstrahles wurde durch die Betreiber vorgegeben, so daß einige Messungen bei 200 MeV und viele bei 500 MeV bzw. 320 MeV (SFS) Strahlenergie vorliegen. Die Meßläufe bei 500 MeV sind so stark verunreinigt, daß möglichst auf die 200 MeV Messungen zurückgegriffen werden muß, die im benutzten Bereich praktisch noch frei von parasitären Teilchen sind. Die Energieauswahl aus dem Hauptstrahl des Linearbeschleunigers wurde mit zwei Anlenkmagnete durchgeführt, die Strahlintensität über Fokussiermagnete und 'Shutter' geregelt. Wegen der erhöhten Streuwahrscheinlichkeit und der dadurch bedingten Auffächerung des Strahles bei niedrigen Energien wurden nur wenige Messungen mit einem zusätzlichen Monitor-Teleskop zur Bestimmung der tatsächlichen Strahlintensität durchgeführt. Die **Abb. 4-1** zeigt die Feinstruktur der AL600 Strahlcharakteristik. Während einer Sekunde stand ein durchgehender Zug von 40 Beschleunigerzyklen zur Verfügung, die Elektronen kamen nur während der 20 μ s-Phasen.

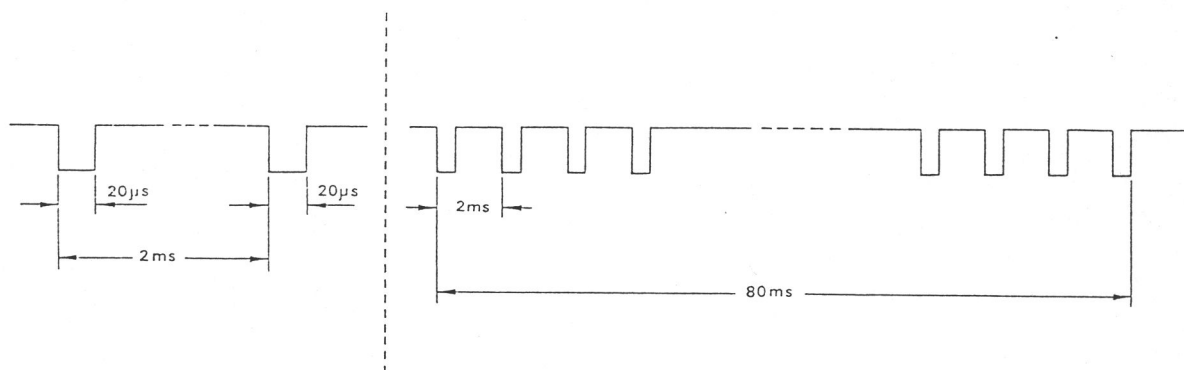


Abb. 4-1 : Strahlcharakteristik am AL600 in ORME des Merisiers.

Die Untersuchungen in ORME im Meßbereich von 7.5-200 MeV schließen die Elektronenmessungen nach unten ab. Für Elektronen mit Energien zwischen einigen bis einigen 10 MeV war kein Beschleuniger verfügbar, jedoch wären

derartige Messungen wegen der im niederenergetischen Bereich auftretenden Streuung im Sensor sinnvoll gewesen.

Zur genauen Kenntnis der Sensorantwort auf Protonendurchgänge wurden am Protonen-Synchrotron CERN bei Genf in der Halle 157 Messungen mit hochenergetischen Protonen im Bereich von 2-5 GeV/c (Impuls) durchgeführt. Der Protonenstrahl ist gepulst, die gewünschte Energie wird durch acht Magnete aus dem Hauptstrahl mit 24 GeV/c selektiert. Der Pulsbetrieb hat zur Folge, daß über lange Zeit gar keine und dann wieder sehr viele Teilchen über einen kurzen Zeitraum zur Verfügung stehen und dadurch bedingt ein 'Pile-up', eine Übersteuerung der Signale durch Aufstockung, auftreten kann. Die Energieauflösung des Strahles kann für alle Messungen zu besser als 1 % (Auskunft der Betreiber) angegeben werden. Zur Unterscheidung der vorhandenen Positronen, Myonen und Pionen im Strahl wurde ein Gas-Cherenkovdetektor von 5 m Länge benutzt, der in Antikoinzidenz betrieben wurde und eine Analyse der dort registrierten leichten Teilchen ausschloß. Der maximal erreichbare Gasdruck begrenzte jedoch den Arbeitsbereich, so daß Pionen bei 3 GeV/c und unterhalb ebenfalls ausgewertet werden und daher aus den Spektren eliminiert werden müssen.

o Präparatmessungen

Die Halbleiterdetektoren wurden schon in der frühen Phase des Sensoraufbaus einzeln mit einer ^{241}Am -Quelle vermessen. Die vom Präparat emittierten Alphateilchen mit einer Energie von 5.482 MeV wurden mit einer Energieauflösung $\Delta E/E$ von 0.7% oder 40 keV HWB (Halbwertsbreite) beim D1 und 0.6% oder 35 keV HWB beim D2 nachgewiesen.

Die Detektor-Fotovervielfacherkombinationen der beiden Szintillatoren S2 und A wurden mit einer ^{106}Ru -Quelle auf ihre Fotoelektronenproduktion beim Durchgang minimal-ionisierender Teilchen untersucht. ^{106}Ru ist ein β^- -Strahler mit einer Energie von 39.2 keV, es zerfällt mit einer Halbwertszeit von 373 Tagen in ^{106}Rh , welches dann in einer Vielzahl von Übergängen weiter zerfällt. Der β -Übergang mit $E_\beta = 3540$ keV ist der intensivste. Wegen der Form und Ausmaße der Detektoren und der kleinen Fotovervielfacher ist die Signalamplitude stark vom Ort des Teilchendurchganges abhängig, daher kann eine Energieauflösung hier nicht sinnvoll angegeben werden. Von

Schulz [1982] wurden Messungen mit Leuchtdioden unterschiedlicher Wellenlänge mit variablem Einstrahlort an den beiden Szintillatoren durchgeführt um diese Abhängigkeit näher zu untersuchen und zu vermessen. Es ergaben sich Schwankungen in der Signalamplitude über mehr als eine Dekade. Die Form und Oberflächenbehandlung der beiden Detektoren ist später verändert worden, wodurch eine bessere Uniformität erreicht wurde.

Die Cherenkovdetektoren C1 und C2 wurden nicht einzeln mit radioaktiven Quellen untersucht, da sie nicht direkt von ihrem Fotoervielfacher gesehen werden. Nach Einbau in den Sensor waren Präparatmessungen wegen der Lage der Detektoren nicht mehr möglich, doch geben die Beschleunigermessungen Aufschluß über die Energieauflösung und das Energieverhalten der Detektorsignale.

o Untergrund an den verschiedenen Beschleunigern

Auf die Ursache des Untergrundes bei den Messungen wurde bei der Beschreibung der Beschleuniger eingegangen, zur Ermittlung der wahren Zählraten wurde in ORME die Nullrate bei abgeschaltetem Beschleuniger und in BONN mit einem 15 cm dicken Blei-Absorber im Strahl bestimmt. Aus den Meßläufen am DESY stehen die Myonen-Messungen vor Ort zur Verfügung.

	ORME	BONN	DESY	CERN
D10 [c/s]	0.1840	1.8277	0.2908	48.373
D20 [c/s]	0.1384	1.0428	0.2018	30.629
C10 [c/s]	6.4910	18.5328	6.7143	210.103
C20 [c/s]	2.0560	9.7448	6.1215	149.185
S20 [c/s]	2.0555	17.1010	5.0076	480.732
A0 [c/s]	5.4220	63.1198	8.0305	1864.664

Tabelle 4-2 : Nullraten an den Beschleunigern.

Zur Bestimmung der Nullrate am CERN wurden mit dem SFM Messungen 30 cm unter dem Strahl durchgeführt, der Vergleich mit den Meßläufen mit dem SFS bei geschlossenem 'Shutter', also ohne Strahl, zeigt beim SFM jedoch noch

einen sehr hohen Anteil an P4000-Koinzidenzen, der darauf zurückzuführen ist, daß hier noch im Randbereich des Strahles gemessen wurde. Bei geschlossenem 'Shutter' fielen 70% der Untergrund-Ereignisse in den Kanal P1 (0.1187 c/s), 8% in den Kanal P190 (0.0132 c/s) und nur 22% in den Kanal P4000 (0.0368 c/s), die Messungen 30 cm unter dem Strahl zeigen eine Verteilung von 12% P1, 12% P190 und 76% P4000. Die Bestimmung der Nullrate wurde daher aus der Messung mit dem SFS abgeleitet. Die **Tabelle 4-2** zeigt die Nullraten an allen Beschleunigern durch Auswertung der Überschreitung der jeweils untersten Diskriminatorschwelle.

o Diskussion der Messungen

Da in den Messungen in ORME die untere Meßgrenze bei 7.5 MeV lag, ist die Bestimmung des genauen Meßbeginns des Elektronenkanals E4, der durch das Erreichen des zweiten Halbleiterdetektors D2 gegeben ist und bei etwa 4 MeV zu suchen wäre, nicht möglich. Auch zur Untersuchung der ausgeprägten Elektronenstreuung im Sensor bei niedrigen Einfallsenergien wären daher weitere Messungen mit feiner Auflösung ab etwa 1 MeV sinnvoll gewesen, die darüberhinaus eine Bestimmung der Ansprechschwelle des C1-Detektors erlaubt hätten und Auskunft über den C1-Signalanstieg nach dem Überschreiten der Schwelle gegeben hätten (siehe **Abb. 2-5**). Außerdem wurden in ORME keine Messungen mit eingestelltem 'Failure-Mode' FM5 ($\overline{S20}$ gesetzt) bei nomineller Hochspannung durchgeführt, die der Aufnahme vollständiger C1-Spektren im Koinzidenzkanal E12 gedient hätten. Durch diesen 'Failure-Mode' können alle Ereignisse im Kanal E12 gesammelt werden, da hierdurch auch die Kanäle E300 und P4000 die E12-Signatur aufweisen und nicht mehr Untergruppen der einfallenden Elektronen aufgrund statistischer Effekte in unterschiedlichen Kanälen gezählt werden (siehe **Tab. 3-2** : Koinzidenzbedingungen und **Tab. 3-10** : Einfluß der 'Failure-Modes' auf die Koinzidenzlogik). Der hohe Untergrund an Pionen und Myonen in ORME führt weiter dazu, daß die Messungen ab 100 MeV und alle Messungen mit 500 MeV bzw. 320 MeV Hauptstrahlenergie nur sehr eingeschränkt in die Auswertungen miteinbezogen werden konnten.

Im Vergleich des mittleren C2- und S2-Responses von ORME und BONN im überlappenden Energiebereich findet sich eine fehlerhafte Energieangabe in BONN, die durchweg um etwa 10 MeV zu hoch angegeben wurde. Hier wird von

genauen Angaben in ORME ausgegangen, da die Betreiber des Beschleunigers in BONN schon die ungenaue Energieangabe angedeutet haben und das Detektorverhalten nach der Energiekorrektur mit dem Ergebnissen der Modellrechnungen von Julliot [1980] übereinstimmen. Die **Abb. 4-2A** zeigt zur Veranschaulichung den mittleren S2-Response des SFS in ORME und BONN ohne Korrektur der Bonner Energieangabe, die **Abb. 4-2B** zeigt die gleichen Messungen mit um -10 MeV verschobenen Werten. Zur Führung des Auges wurden die Meßpunkte durch Geraden miteinander verbunden. Auch in BONN wurden keine Messungen unter FM5 bei nomineller Hochspannung durchgeführt, um die C1-Spektren in Abhängigkeit von der Einfallsenergie zu untersuchen.

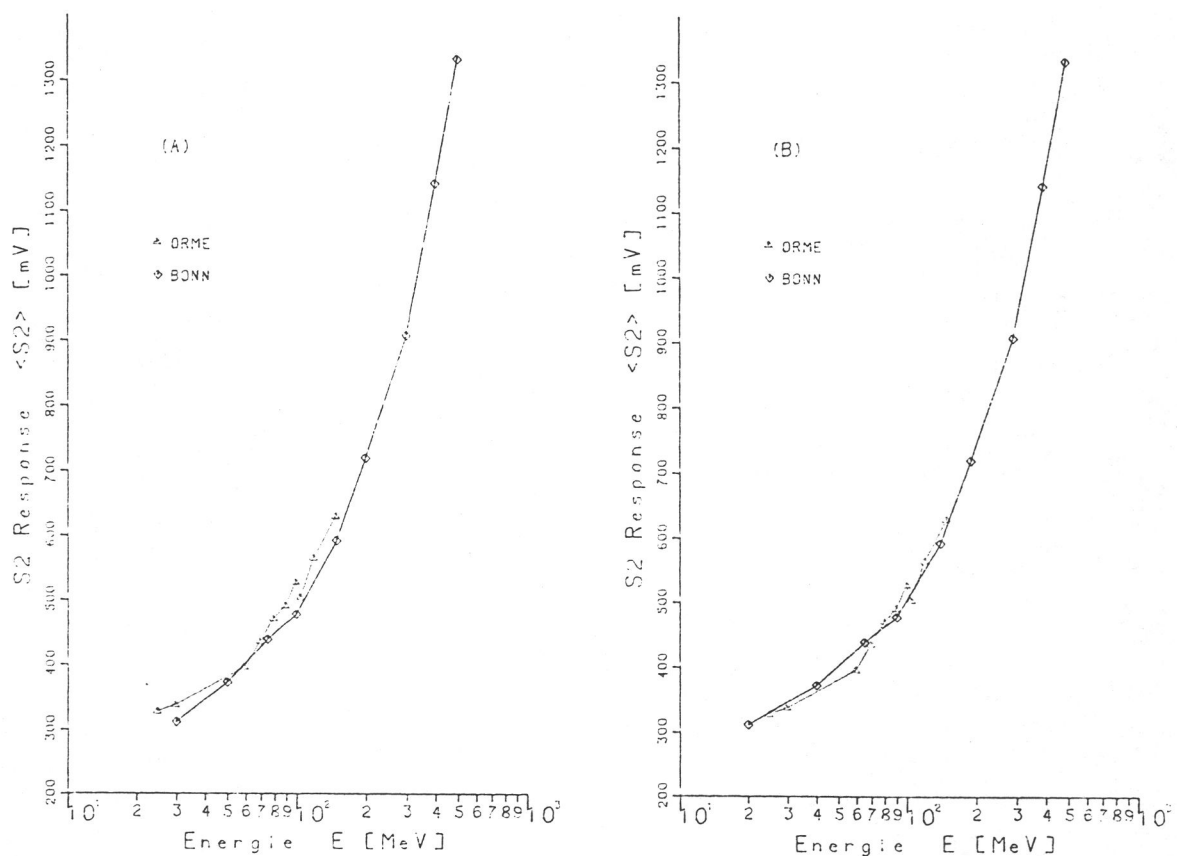


Abb. 4-2 : S2-Response ohne (A) und mit Korrektur der Bonner Energieangabe zur Demonstration der Notwendigkeit der Energieeichung vor Ort.

Die Energie der einfallenden Teilchen war an allen Beschleunigern durch die Verfahren zur Energieselektierung sehr einheitlich und unterlag nur geringen Streuungen, jedoch konnte die tatsächliche Energie wie im obigen Fall in BONN von der eingestellten durch eine Magnethysterese oder andere Ungenauigkeiten deutlich abweichen. Für die durchgeführten Messungen wäre daher eine genaue Energiekalibrierung vor und nach jedem Meßlauf z.B. mit

geeichten Szintillatoren notwendig gewesen.

Nach der Feststellung von Sättigungseffekten im S2- und C2-Detektor bei den frühen Messungen am DESY wurden nach der Neueinstellung der Hochspannungen und Vorverstärker keine erneuten Messungen durchgeführt, so daß keine genauen Aussagen zu den tatsächlichen Detektorsignalen bei Energien oberhalb von 1.2 GeV gemacht werden können.

Aus den Protonen-Messungen am CERN stehen nur zwei Meßenergien bei 4 GeV/c und 5 GeV/c zur Verfügung, die Messungen bei 3 GeV/c können nach Abzug der vorhandenen Pionen nur bedingt ausgewertet werden. Unterhalb von 3 GeV/c können in den Spektren die gemessenen Protonen nicht mehr identifiziert werden. Eine Bestimmung der C1-Ansprechschwelle kann hierdurch nicht exakt durchgeführt werden, im Bereich der Schwellenenergie wären weitere Messungen unter Verwendung eines leistungsfähigeren Trigger-Teleskopes zur Diskriminierung der leichten Teilchen hilfreich gewesen. Weiterhin wurde bei diesen Messungen zusätzlich zum 'Failure-Mode' FM5 ($\overline{S20}$ gesetzt) fälschlicherweise der Mode FM3 (C10 gesetzt) eingeschaltet, der dazu führt, daß durch die Registrierung auch des Untergrundes, der zu niederenergetisch ist, um im C1 Cherenkovlicht zu erzeugen, die Sammelspektren im Kanal E12 verschmutzen. Als Folge hiervon konnte die Ansprechschwelle des C1 für das SFS nicht bestimmt werden, da die Spektren nicht auswertbar sind.

Unterhalb von 1270 MeV bzw. 2 GeV/c wurden keine Protonenmessungen durchgeführt, mit dem Argument, das Instrumentverhalten bei Protoneneinfall wäre leicht berechenbar. Dies führt dazu, daß die Schwellenenergien aller Protonenkanäle (außer P4000) und auch aller Alphakanäle (außer A4000) nur auf der Grundlage von Modellrechnungen mit einem Energieverlust-Programm bestimmt werden konnten; mit Alphateilchen und schweren Kernen wurden gar keine Messungen durchgeführt. Meßläufe mit niederenergetischen Protonen mit sehr feiner Auflösung im Bereich der Meßschwellen der einzelnen Kanäle wären notwendig gewesen, um die Berechnungen zu verifizieren. Auch wäre dadurch die Bestimmung der C2-Ansprechschwelle möglich gewesen, die jetzt nur aus der Schwelle der Lichtproduktion aus den optischen Messungen des Brechungsindex bekannt ist und sicherlich durch die Umstände der Registrierung von dieser verschieden ist. Weitere Messungen zwischen 190 und 1000 MeV hätten eine Energiezuordnung durch die Höhe des C2-Signales erlaubt und so die Aufnahme von Energiespektren in diesem Bereich gestattet.

5. Auswertungen

Bei der Auswertung der dargelegten Messungen an den Teilchenbeschleunigern ist zunächst die Reaktion der einzelnen Detektoren in Abhängigkeit von der Energie und vom Typ der einfallenden Teilchen von großem Interesse. Ist dieser Aspekt auch im Vergleich zur theoretischen Erwartung hinreichend beleuchtet, so muß die Effizienz (Ansprechvermögen) des Instrumentes untersucht werden, um über die Wahrscheinlichkeit des Nachweises von Teilchendurchgängen eine Aussage zu finden. Herrscht hierüber befriedigende Klarheit, so stellt sich die Frage, wie gut unterschiedliche Teilchenarten über einen großen Energiebereich tatsächlich getrennt werden können, und wie gut ein Energiespektrum einfallender Teilchen aus den Meßergebnissen rekonstruiert werden kann. In diesem letzten Punkt endet das Aufgabenfeld dieser Arbeit, hierzu kann nur ein Verfahren, ein Modell angeboten werden, das aus der Erfahrung des realen Sensorverhaltens resultiert und an Hand der gewonnenen Flugdaten oder einer umfassenden Experimentsimulation im Rechner vollendet werden muß.

o Response der Detektoren als Funktion der Energie

Als erste Näherung bei der Untersuchung des Sensorverhaltens auf einfallende Elektronen und Protonen will ich nun die Antwort der einzelnen Detektoren in Abhängigkeit von der Energie und Art der Teilchen bei senkrechtem Einschuß untersuchen.

a. Die Halbleiterdetektoren D1 und D2

Das Experiment liefert sowohl bei den Beschleunigermessungen, als auch später im Fluge, zu einer Untergruppe aller registrierten (erlaubten) Teilchendurchgänge, die innerhalb des Öffnungkegels liegen und somit von der Koinzidenz-Antikoinzidenz-Logik einsortiert (klassifiziert) werden können, zusätzlich zur Information über den Koinzidentzyp, also Teilchenart und Energiebereich, die genaue, digitalisierte Signalhöhe in allen durchlaufenen Detektoren (Pulshöhenanalyse). Durch Auftragen der Anzahl der Ereignisse gleicher Amplitude über der gemessenen Amplitude können Pulshöhenverteilungen gewonnen werden, die nicht nur über das mittlere Verhalten aller Teil-

chen, sondern darüberhinaus über jedes einzelne vermessene Teilchen mit einem Eintrag Auskunft geben.

In der **Abb. 5-1** wurden die Pulshöhenverteilungen der beiden Halbleiterdetektoren D1 und D2 von Messungen mit Elektronen bei 7.5 MeV in (**A,B**), 98.6 MeV in (**C,D**) und 990 MeV (**E,F**) und Protonen unter 4150 MeV (**G,H**) Einfallensenergie zusammengestellt. Die Elektronen werden zunächst im Kanal E4 registriert, fallen dann in den Kanal E12 und mit weiter steigender Energie in den E300. Die Spektren der Protonen wurden durch Setzen der 'Failure-Modes' FM5 ($\overline{S20}$ gesetzt) und FM3 (C10 gesetzt) gewonnen, da auf diese Weise der Koinzidenzlogik die eingeklammerten Diskriminatorzustände vorgegeben werden und damit die Unterscheidung zwischen den Kanälen P190/P4000 (wegen der nicht 100%igen Effizienz des Detektors C1 werden auch hochenergetische Protonen zum Teil im P190 gezählt) und den Kanälen P4000/E300 aufgehoben wird und eine gemeinsame Registrierung aller einfallenden Teilchen mit einer jetzt E12-Signatur (siehe **Tab. 3-2** : Koinzidenzbedingungen) erzwungen wird. Auf die Zählung von Protonen auch im Elektronenkanal E300 wird im Abschnitt über die Trennung beider Teilchenarten eingegangen.

In den Spektren ist unten links der untersuchte Detektor, der Koinzidenzkanal und die Einfallensenergie mit Teilchentyp und Meßort eingetragen, oben links befinden sich die Summe aller Einträge, die berechneten Angaben über den Mittelwert der Verteilung in mV oder Kanallage und die ermittelte Standardabweichung als Maß für die Verteilungsbreite. Zu beachten ist, daß die Abszisse trotz der linearen Skala in ADC-Werten die Eingangsimpulshöhe logarithmisch darstellt, und daß die Ordinate zur Bildausnutzung der unterschiedlich gefüllten Verteilungen willkürlich skaliert ist und daher nur in Verbindung mit den absoluten Werten aussagekräftig ist.

Die gemessenen Verteilungen weichen leicht von der erwarteten Landau-Symon-Verteilung ab, vor allem zu hohen Amplituden hin, was dafür spricht, daß erhöhte Energieverluste infolge von Wegverlängerungen durch schräge Teilchendurchgänge stattgefunden haben. Für eine genauere Analyse der Verteilungen müßten diese (in linearer Skalierung) direkt mit der theoretischen Landau-Symon-Verteilung verglichen werden, um auch eventuell auftretende Randeffekte bei den Halbleiterdetektoren aufzuspüren. Dies konnte aber im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden. Deutlich ist jedoch schon im qualitativen Vergleich die Verbreiterung der D2-Verteilung

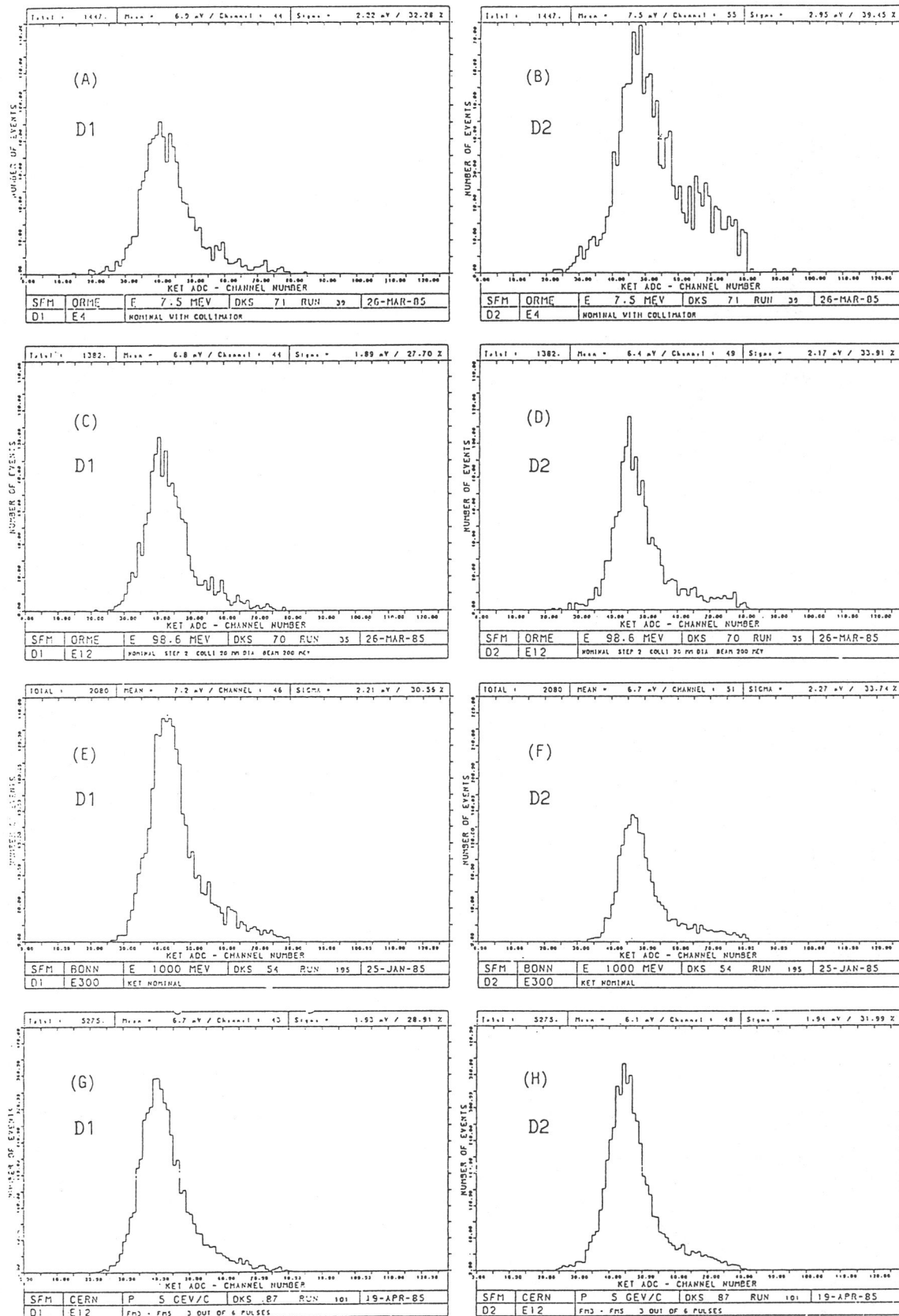
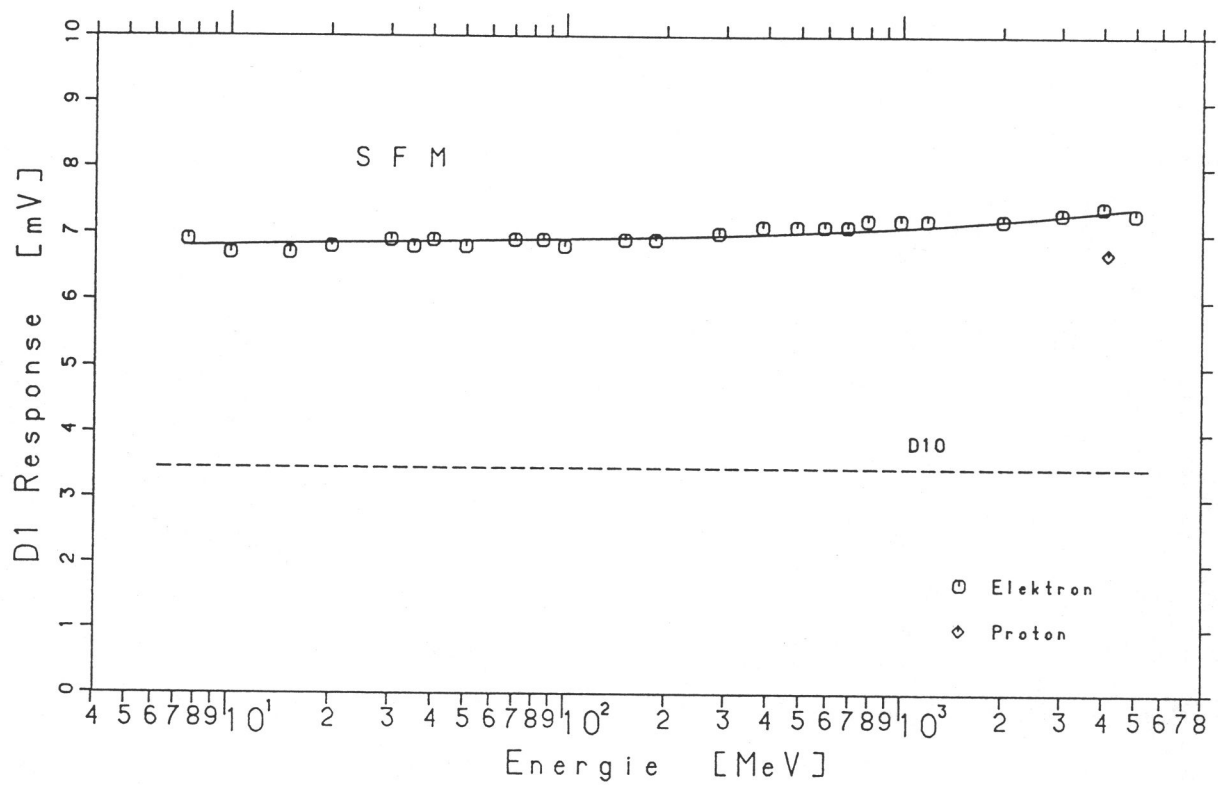


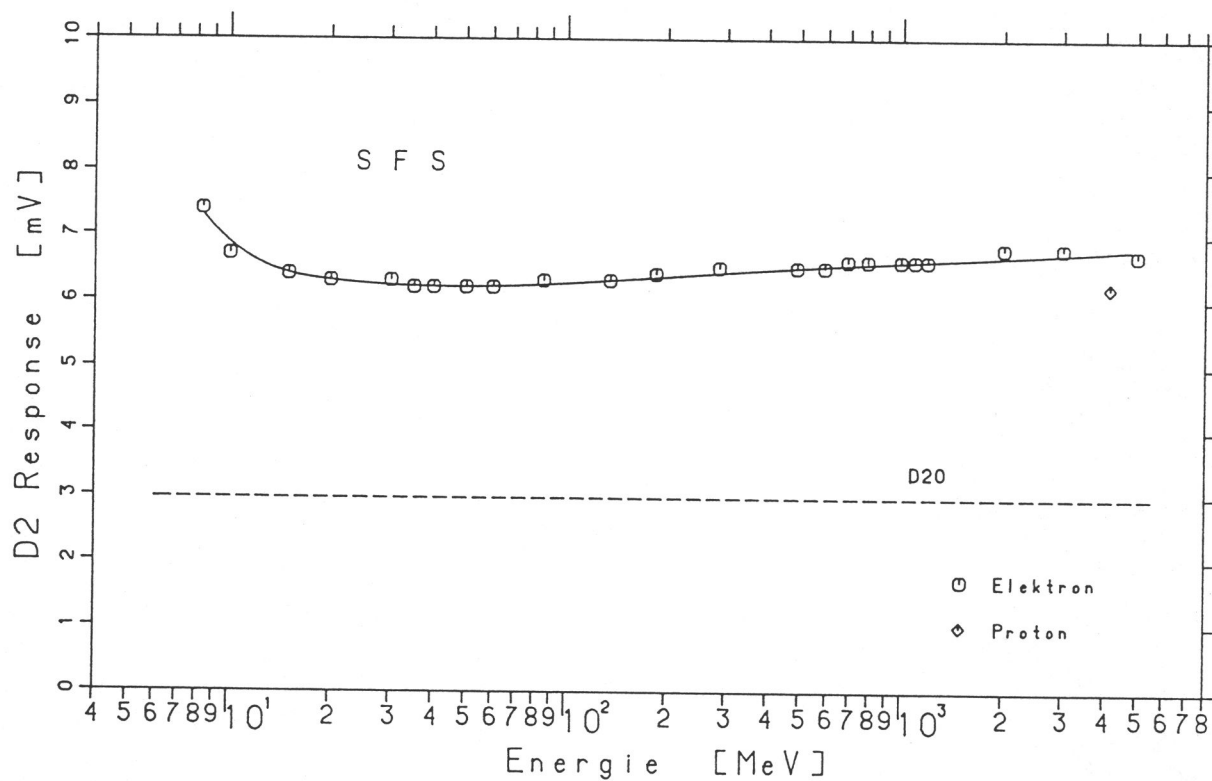
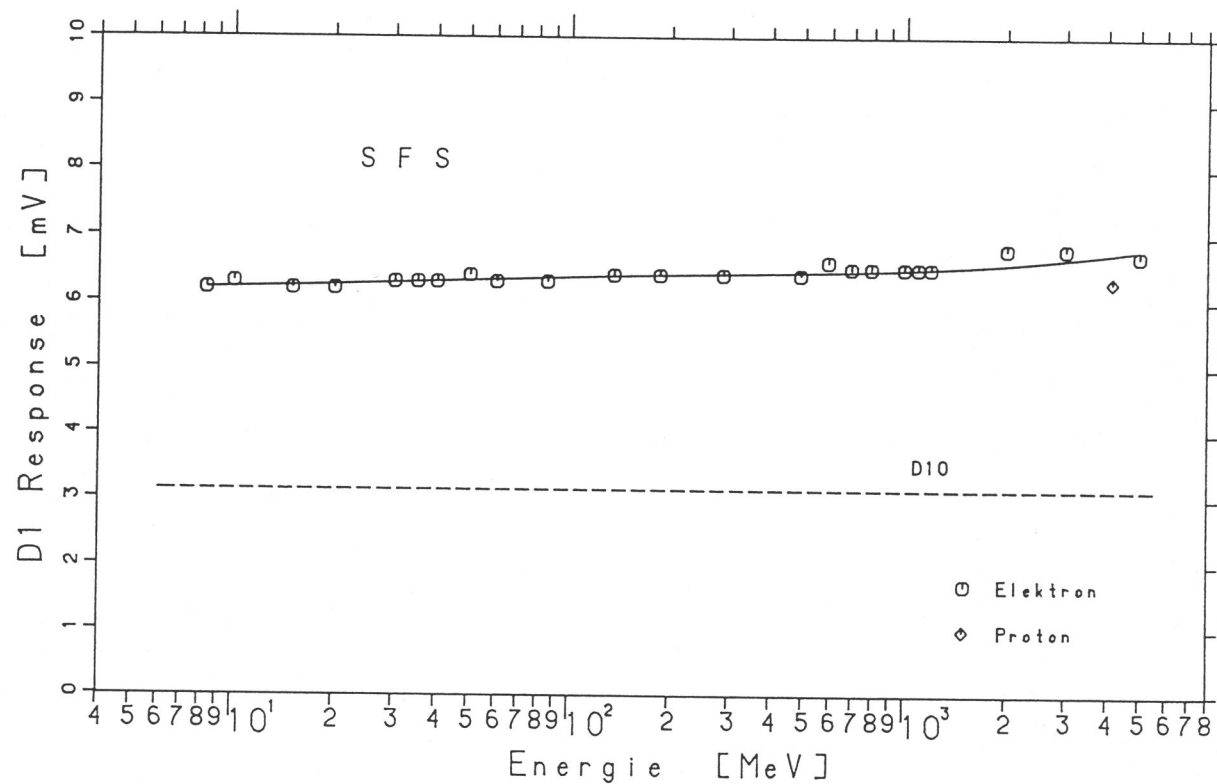
Abb. 5-1 : Die Pulshöhenverteilungen der Halbleiterdetektoren D1 und D2 für Elektronen (A-F) und Protonen (G,H). Die Einfallsenergie befindet sich in der Spalte unter den Verteilungen, die Anzahl Ereignisse und der Mittelwert mit Standardabweichung in der oberen Spalte.

in (B) bei der Messung von Elektronen mit 7.5 MeV zu erkennen, die eine Folge der Elektronenstreuung im Eingangsteleskop ist. Aufgrund der unterschiedlich langen Wege, den die niederenergetischen Elektronen wegen ihrer Vielfachstreuung bis zum Erreichen des D2-Detektors durchlaufen, und der daraus resultierenden Variation im Auftreffwinkel und damit der Länge des Weges im D2-Material, treten dort vermehrt hohe Energieverluste und damit hohe Signalamplituden auf. Dieser Punkt wird im nächsten Abschnitt dieser Untersuchung noch verdeutlicht, indem die Energieabhängigkeit der Halbleiterdetektorsignale überprüft wird. Dort zeigt sich, was den Verteilungen nicht sofort anzusehen ist, nämlich eine signifikante Erhöhung der mittleren Amplitude bei niedrigen Einfallsenergien, wodurch die obige These der Wegverlängerung durch Streuung gestützt werden kann. Der Schnitt in den D1-Spektren bei Kanal 82 und in den D2-Spektren bei Kanal 84 beruht auf der Lage der D11- bzw. D21-Diskriminatorschwelle, deren Überschreitung bei Elektronen und bei hochenergetischen Protonen zum Verwerfen des Ereignisses wegen einer unerlaubten Koinzidenz führt.

Zur Untersuchung der Energieabhängigkeit der Halbleiterdetektorsignale wurden in der **Abb. 5-2** für das SFM (Selected Flight Model) und in **Abb. 5-3** für das SFS (Selected Flight Spare) die Peakmaxima der Verteilungen von Elektronen mit 7.5 MeV bis 5000 MeV und Protonen mit 4150 MeV (viereckiges Symbol) über der Energie aufgetragen. Die Fehlerbalken wurden nicht mit-eingezeichnet, der Fehler des Mittelwertes liegt unter 1 % und somit innerhalb der Zeichensymbole. Die Breite der Verteilungen beträgt typisch 2 mV oder 30 % im Abstand 1σ vom Peakmaximum. Die durchgezogene Kurve wurde mit einem 'Fit' durch eine Optimierung mit der Methode der kleinsten Quadrate unter Benutzung von Polynomen gewonnen.

Signifikant ist außer dem erwarteten Anstieg des mittleren Detektorsignales mit steigender Energie aufgrund des langsam wachsenden Energieverlustes relativistischer Teilchen (vergl. **Abb. 2-1** : die theoretisch erwartete Kurve für den Energieverlust in Abhängigkeit von der Energie der Teilchen) auch der durch die Streuung verursachte Zuwachs des D2-Signales bei niedrigen Energien. Weiterhin tritt der Unterschied von etwa 0.5 mV im mittleren Halbleitersignal von hochenergetischen Elektronen und Protonen deutlich hervor (dieser Unterschied ist in der **Abb. 2-1** im GeV-Bereich ersichtlich), hier liegt ein Aspekt des später ausgeführten Trennverfahrens von Elektronen und Protonen im Kanal E300 begründet.





Unterschiede zeigen sich auch im Vergleich der mittleren Peaklage der beiden Sensoren, das D1-Signal des SFS liegt um mehr als 0.5 mV tiefer als das des SFM. Die Ursache hierfür kann sowohl an einer ungleichen Einstellung der Betriebshochspannungen als auch in der Qualität der Sperrschichten liegen. Für beide Instrumente wurden die Lagen der untersten Diskriminatorschwellen eingezeichnet, die Signale liegen auch im Abstand von 1σ noch deutlich oberhalb dieser Schwellen, die nächsthöheren Schwellen wurde wegen der Asymmetrie der Landau-Verteilung um einen Faktor drei über die mittlere Peaklage gelegt, sie befinden sich bei etwa 20 mV.

b. Der Cherenkovdetektor C1

Der Cherenkovdetektor C1 aus Silica-Aerogel dient über einen weiten Energiebereich der Trennung zwischen Elektronen und Protonen, da Elektronen aufgrund ihrer weit geringeren Masse bei wesentlich niedrigeren Energien als Protonen in diesem Medium die Schwelle zur Cherenkovlichtproduktion überschreiten. Die Pulshöhenverteilungen dieses Detektors sind in der **Abb. 5-4** für das SFM (linke Spalte) und für das SFS (rechte Spalte) zusammengestellt. Aufgenommen wurden diese Spektren mit Elektronen von 7.5 MeV in (A,B), 290 MeV in (C,D) und Protonen von 4150 MeV (E,F) Einfallsenegie. Auffällig sind die großen Schwankungen in der Amplitude, die eine Folge der Statistik in der Lichtregistrierung mittels Fotovervielfacher und der unterschiedlichen Wege vom Ort der Lichtentstehung bis zur Detektion wegen auftretender Selbstabsorptionen im Material sind. Die Peakbreite kann mit typisch etwa $\sigma \approx 50\%$ angegeben werden.

Die Werte für die Peaklage und -breite, die an den Spektren oben vermerkt sind, bedürfen einer Korrektur, da die hohen Amplituden oberhalb des Kanals 180 wie in Bild (A) mit Zählungen auch im integralen Kanal 255 fehlerhaft sind, aber bei der Bestimmung dieser Werte miteinbezogen wurden. Mit Erreichen des Kanals 211 hätte zumindest der C11-Diskriminator ansprechen müssen, um ein derartiges Ereignis zu verwerfen (siehe **Tab. 3-5** : Lage der Diskriminatorschwellen und **Tab. 3-2** : Koinzidenzbedingungen). Der C11-Diskriminator wurde so eingerichtet, daß er nur durch das Signal des S1-Szintillators ansprechen kann (dieser dient der Vervollständigung der Abschirmung wegen der Öffnung im A für den C1-Fotovervielfacher) und daher durch reguläre Lichtsignale aus dem Cherenkovdetektor C1 bei weitem nicht

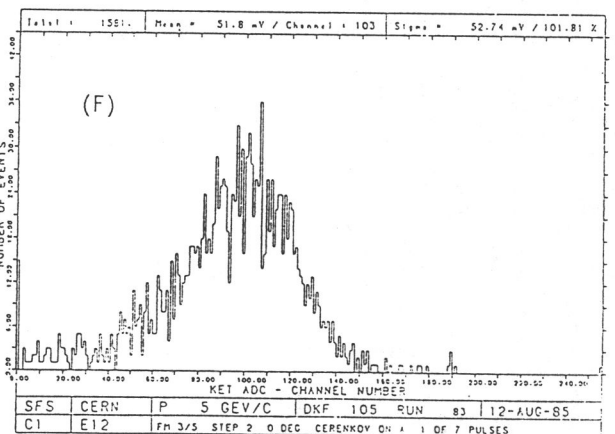
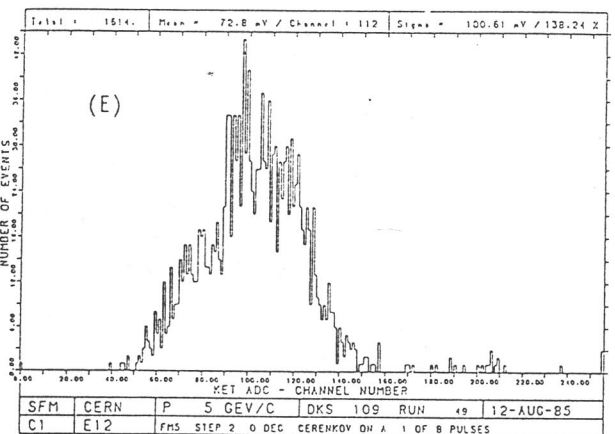
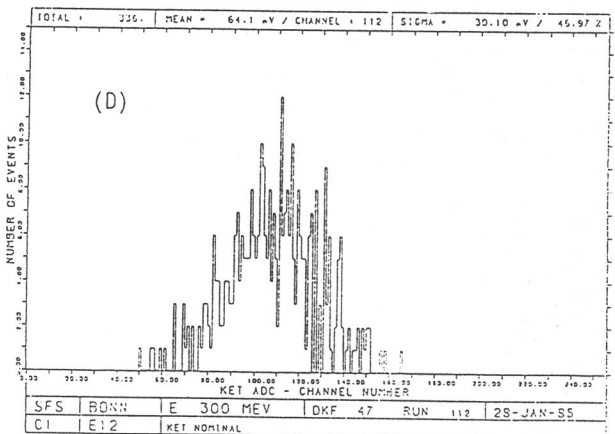
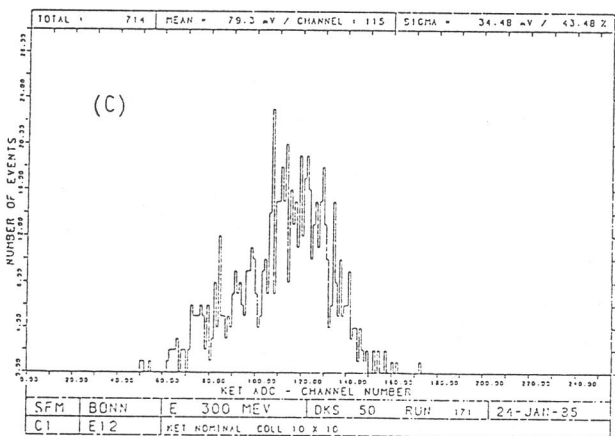
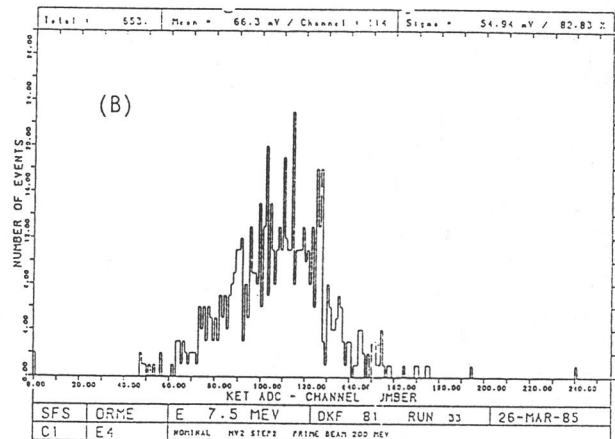
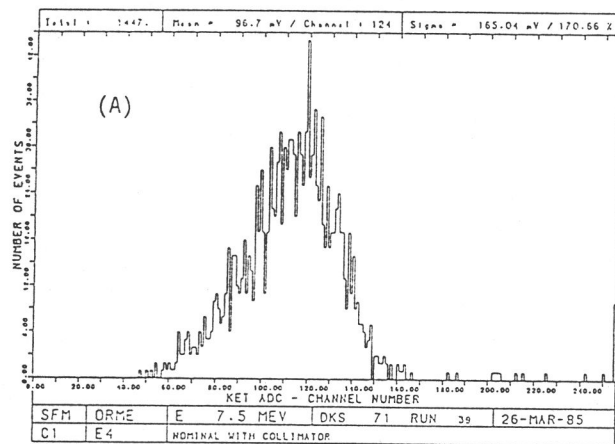


Abb. 5-4 : Die Pulshöhenverteilungen des Cherenkovdetektors C1 für SFM (linke Spalte) und SFS (rechte Spalte) beim Einfall von Elektronen (A-D) und hochenergetischen Protonen (E,F). Die Einfallsenergie befindet sich unter der Verteilung (berechnete Werte oben nicht korrekt).

erreicht wird. Daher sind auch die Amplituden oberhalb von Kanal 180 sehr fragwürdig. Die Ursache dieses Verhaltens ist vermutlich elektronisch bedingt. Nach einer erneuten Berechnung dieser Werte unter Ausschluß der Amplituden oberhalb des Kanals 180 konnte die mittlere C1-Amplitude für beide Sensoren in der **Abb. 5-5** für Elektronen von 7.5 MeV bis 990 MeV und Protonen von 4150 MeV (viereckiges Symbol) über der Energie aufgetragen werden. Die Fehler der Mittelwerte liegen wegen der großen Anzahl an Registrierungen im Bereich der Zeichensymbole. Die gestrichelte Kurve gibt den auf das Plateau der Elektronenmessungen angepaßten Verlauf der theoretischen Cherenkovlichtproduktion im C1 nach Gl.(2.10) wieder, die in der **Abb. 2-5** graphisch dargestellt ist. Auffällig ist, neben der leichten Abweichung vom Plateau beim SFS bei hohen Energien, der abweichende Meßwert bei der Protonenkurve beim SFM, wofür bisher noch keine Erklärung gefunden werden konnte (eventuell stand der Sensor schief zum Strahl, so daß sich der Cherenkovlichtkegel in Richtung zum Fotovervielfacher ausbilden konnte, um so wegen einer verminderten Selbstabsorption zu einer erhöhten Amplitude zu führen, oder es liegt ein Fehler im Meßprotokoll oder den Strahlbedingungen am Beschleuniger vor). Die Abweichung des einzigen Meßwertes mit Protonen beim SFS ist nicht verwunderlich, da hier die theoretische Kurve mangels weiterer Messungen durch die Ansprechschwelle des SFM festgelegt wurde, die wegen Materialunterschieden im C1 von der des SFS verschieden sein kann. Daher kann diese Diskrepanz als Indiz dafür benutzt werden, die Ansprechschwelle des C1 beim SFS niedriger als beim SFM anzunehmen, um damit den theoretischen Verlauf zu niedrigen Energien in diesen Meßpunkt zu verschieben.

Deutlich ist auch hier der Unterschied in der mittleren Amplitude beider Sensoren, der auf kleine Differenzen zwischen den Detektormaterialien und -maßen und der zugehörigen Auswertelektronik zurückzuführen ist. Die eingetragene C10-Schwelle zeigt einen weiten Abstand zu den Verteilungsmaxima der Messungen. Durch ihre Lage legt sie den Meßbeginn des integralen Protonenkanals P4000 fest, der bei etwa 2000 MeV durch Überschreiten dieser Schwelle gegeben ist. Die C11-Schwelle, die nur durch das Ansprechen des S1-Szintillators erreicht wird, liegt um einen Faktor 8.5 oberhalb der mittleren Elektronensignale. Der S1-Detektor dient der Vervollständigung der Antikoinzidenzabschirmung.

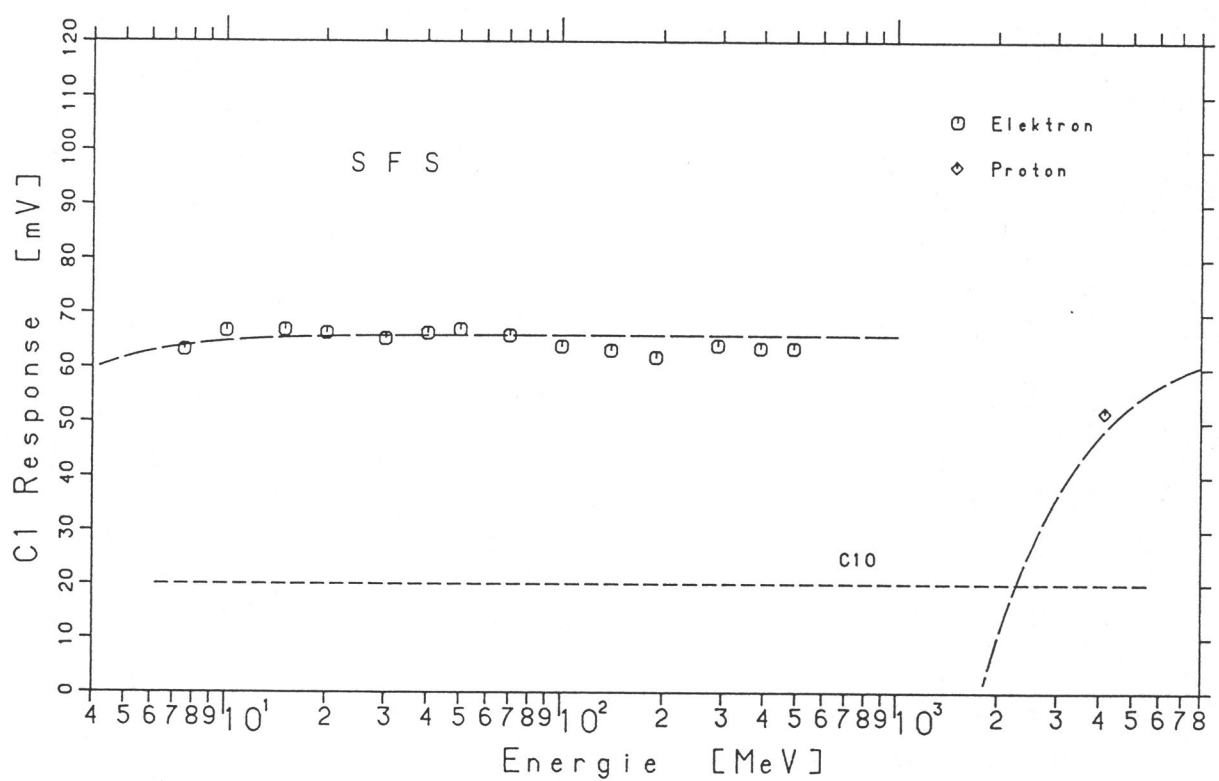
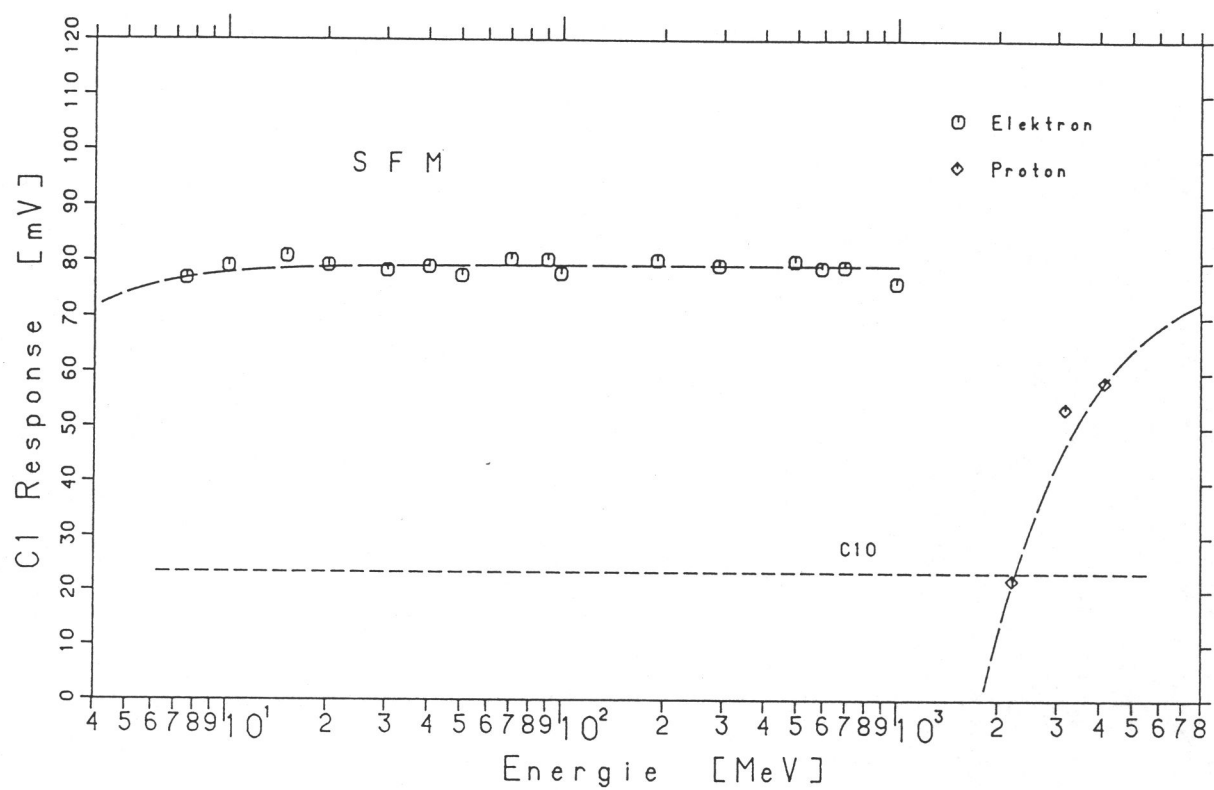


Abb. 5-5 : Die Energieabhängigkeit des mittleren C1-Cherenkovdetektorsignales für einfallende Elektronen und Protonen in beiden Instrumenten SFM und SFS. Die gestrichelte Kurve gibt den theoretischen Verlauf des Lichtsignales nach Anpassung an das Plateau der Elektronen wieder.

c. Der Cherenkovdetektor C2

Von großem Interesse ist das Verhalten des C2-Cherenkovdetektors in Abhängigkeit von der Energie und Art des einfallenden Teilchens, da hier die Lichtproduktion der elektromagnetischen Kaskade einfallender hochenergetischer Elektronen als ein Maß für ihre Energie bestimmt werden soll. Die **Abb. 5-6** zeigt die Pulshöhenspektren des C2 für das SFM (linke Spalte) und das SFS (rechte Spalte) von Elektronen mit 50 MeV in (**A,B**), 290 MeV (**C,D**), 990 MeV (**E,F**) und Protonen mit 4150 MeV (**G,H**) Einschußenergie. Das Anwachsen des mittleren C2-Signales von Elektronen ist ebenso deutlich zu erkennen wie der signifikante Unterschied in der mittleren Amplitude zwischen den beiden Modellen. Das Spektrum der Protonen ist das einzelner minimalisierender Teilchen, es liegt tiefer als das von 50 MeV Elektronen, da bei diesen zusätzliche Weglängen durch Sekundärelektronen der elektromagnetischen Kaskade entstehen. Die Peakbreite ist typisch $\sigma \approx 50 \%$, die Ursache hierfür liegt in der Statistik der Kaskadenausbildung (bei den Elektronen) und der Cherenkovlichtproduktion, der Lichtleitung mittels Diffusionsbox und der Registrierung über Fotokathode und Fotoelektronenvervielfacher begründet.

Die C21-Schwelle, die eingerichtet wurde um hochenergetische Protonen im Kanal P4000 von hochenergetischen Elektronen im Kanal E300 zu trennen (siehe **Tab. 3-2** : Koinzidenzbedingungen), liegt beim ADC-Kanalwert 168; diese Schwelle wurde eingeführt, weil Elektronen durch die Weglängen und das Cherenkovlicht der Sekundärelektronen der Kaskade Signale oberhalb der Schwelle erzeugen, Protonen jedoch durch den Einfachdurchgang immer unterhalb bleiben. Durch die Limitierung des C2 in Ausmaß und Gewicht kann diese Trennung jedoch nicht klar vollzogen werden, selbst Elektronen mit 1 GeV bleiben, wie in **Abb. 5-6** (**E,F**) ersichtlich, in ihrem C2-Signal zum Teil unterhalb der Schwelle. Aus diesem Grunde wurden bei den hochenergetischen Elektronen die Summenspektren beider Koinzidenzkanäle 'E300 + P4000' erzeugt, um die Anteile unterhalb und oberhalb des Kanals 168 zusammenzufassen.

In der **Abb. 5-7** wurden die Peaklagen der Elektronenmessungen an den Beschleunigern in Orme, Bonn und Hamburg (DESY) über der Einfallenergie für beide Instrumente aufgetragen. Die Fehler des Mittelwertes sind wegen der großen Anzahl gemessener Ereignisse nur sehr gering. Die Ergebnisse der

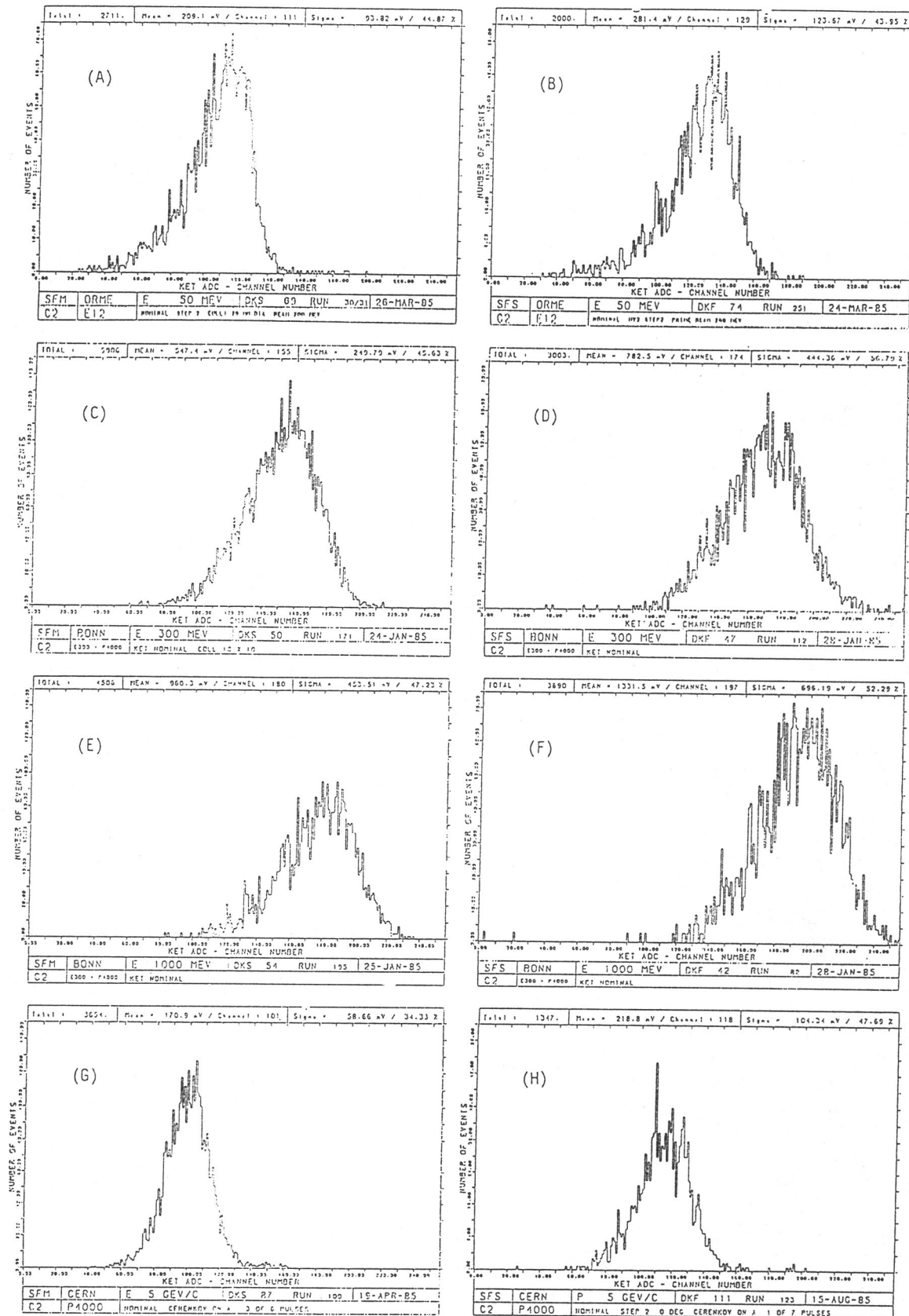


Abb. 5-6 : Die Pulshöhenverteilungen des Cherenkovdetektors C2 für SFM (linke Spalte) und SFS (rechte Spalte) beim Einfall von Elektronen (A-F) und hochenergetischen Protonen (G,H). Die Einfallsenergie befindet sich unterhalb, Mittelwert und Breite oberhalb der Verteilung.

Schauersimulationen nach dem Monte-Carlo Prinzip von Julliot [1980] konnten in sehr guter Übereinstimmung mit den Meßergebnissen hinzugefügt werden. Die durchgezogene Kurve entspricht dem theoretischen Verlauf nach Julliot, sie wurde zwecks Anpassung an die absoluten Werte auf die Messung bei 200 MeV normiert. Der Unterschied zwischen beiden Instrumenten, der schon in den C2-Spektren zu erkennen war, zeigt sich als signifikant über den vollen Energiebereich und kann zu 30 % (SFM geringer als SFS) in der mittleren Amplitude angegeben werden.

Die Messungen am DESY wurden in einem frühen Stadium der Experimententwicklung aufgenommen, woraufhin die Hochspannungen der Fotovervielfacher und damit die Verstärkung des C2- und des S2-Analogkanals beider Instrumente gesenkt wurden, da ein deutlicher Sättigungseffekt bei sehr hohen Elektronenenergien (ab 2 GeV) zu erkennen war. Schon vor diesen Messungen zeichnete sich dieser Eingriff ab, als festgestellt wurde, daß die Spektren von Protonen sehr nahe an der C21-Schwelle lagen und daher hohe Anteile im Kanal E300 zeigten. In GeV-Bereich wurden bisher keine erneuten Messungen mit Elektronen durchgeführt. Der Vollständigkeit halber wurden die Peaklagen der DESY-Messungen nach Ausgleich der unterschiedlichen Verstärkung durch eine Verschiebung bis zur Übereinstimmung mit den aktuellen Messungen im überlappenden Energiebereich der Abbildung hinzugefügt und die Abweichung von der theoretischen Kurve, also der Effekt der Sättigung, gestrichelt angedeutet.

Als ein Maß für das Signal eines einfach geladenen minimal-ionisierenden Teilchens nach Durchgang der vollen Detektordicke wurden die Peaklagen der Messungen mit hochenergetischen Protonen am CERN in **Abb. 5-7** eingetragen und zum Vergleich mit den Elektronensignalen als Plateau fein-gestrichelt eingezeichnet. Dies bedeutet nicht, daß die C2-Signale beider Teilchenarten bei der dem Schnittpunkt entsprechenden Energie gleich sind. Protonen erzeugen erst ab 190 MeV im C2 Cherenkovlicht, das Signal geht gemäß der **Abb. 2-5** erst oberhalb von etwa 3 GeV in ein Plateau über. Die Lage des Schnittpunktes bestimmt die Energie, die ein einfallendes Elektron tragen muß, um zusammen mit den entstehenden Sekundärelektronen die gleiche Weglänge und damit die gleiche Anzahl an Cherenkov-Quanten im C2-Material zu erzeugen wie ein hochenergetisches minimal-ionisierendes Proton. Die Lage dieses Punktes kann bei beiden Sensoren zu $E_s \approx 40$ MeV angegeben werden.

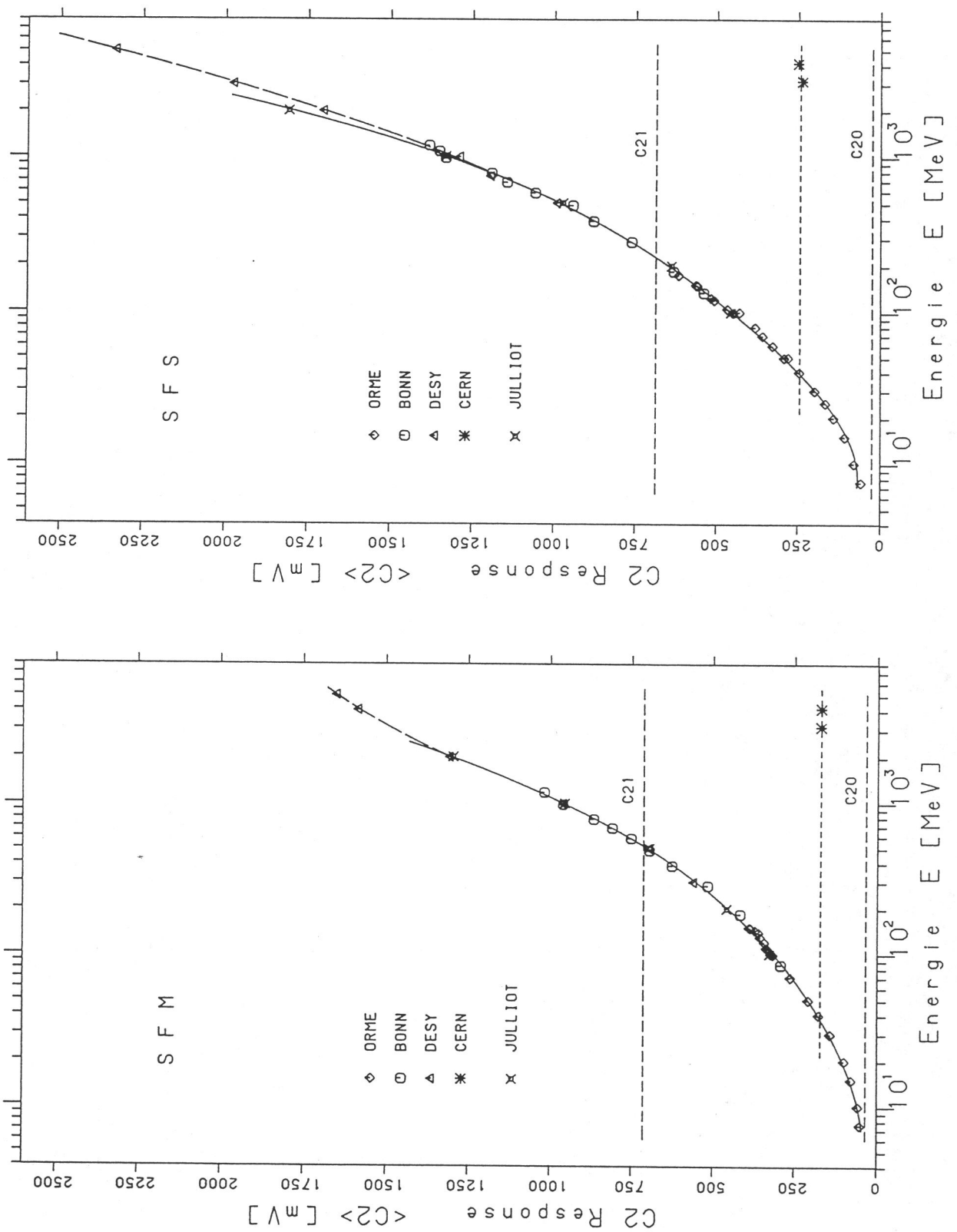


Abb. 5-7 : Die Energieabhängigkeit des mittleren C2-Cherenkovdetektorsignales für einfallende Elektronen (ORME, BONN, DESY) und Protonen (CERN) in beiden Instrumenten SFM und SFS. Die durchgezogene Kurve gibt die Ergebnisse der Schauersimulationen von Julliot [1980] wieder.

Die genaue Lage der C2-Schwellen bestimmt bei Elektronen den Übergang von Kanal E4 nach Kanal E12 (C20) und von Kanal E12 nach Kanal E300 (C21), bei letzterem unter Einbeziehung der Überschreitung der S20-Schwelle (siehe **Tab. 3-2** : Koinzidenzbedingungen). Bei den Protonen bedeutet das Erreichen der C20-Schwelle den Meßbeginn im Kanal P190. Wegen der Breite der Verteilungen liegen in den Durchstoßpunkten der Kurve der Peakmaxima mit den Niveaus der C20- und der C21-Schwelle ein Teil der Ereignisse unterhalb und ein Teil oberhalb der Schwelle. Da die Pulshöhenverteilungen nicht symmetrisch sind (logarithmische Skala in der Amplitude) wurden nicht diese charakteristischen Energien als Trennschwelle der Koinzidenzkanäle definiert, sondern eine genau gleiche Registrierung in den beiden in Frage kommenden Kanälen, die in den Effizienzkurven (siehe Abschnitt: 'Effizienz der Instrumente') ersichtlich wird.

d. Der Szintillationsdetektor S2

Der Szintillationsdetektor S2 dient der Unterscheidung zwischen vollständig absorbierten und nur teilabsorbierten elektromagnetischen Schauern im Cherenkovdetektor C2 und der Erkennung eines einzelnen durchgehenden geladenen schweren Teilchens. Zusammen mit dem Antikoinzidenzszintillator A wird so eine abschirmende Einheit gebildet, durch die kein Teilchen unerkannt einfallen oder entweichen kann. Wegen den großen Unterschieden in der Materialdicke und der unsymmetrischen Form zeichnet sich der Plastikszintillator durch große Schwankungen in der registrierten Lichtmenge monoenergetischer Teilchendurchgänge aus. Die **Abb. 5-8** zeigt die breiten Pulshöhenverteilungen von Elektronen mit 100 MeV (**A,B**), 290 MeV (**C,D**), 990 MeV (**E,F**) und Protonen mit 4150 MeV (**G,H**) Energie für beide Sensoren (SFM in der linken Spalte). Die Breite der Spektren kann grob zu $\sigma \approx 50-70\%$ bestimmt werden. Trotz der großen Schwankungen kann der Anstieg der mittleren Amplitude mit steigender Einfallsenergie deutlich erkannt werden. In den Protonenspektren (**G,H**) sind am besten die Unterschiede in den Materialdicke wiederzufinden. Da der Protonenbeam am CERN einen größeren Durchmesser als die Aperturöffnung hatte, zeigen sich hier die Schwankungen der Schichtdicke in der direkten Umgebung des S2-Fotovervielfachers PM3 besonders ausgeprägt (Projektion der Eintrittsöffnung auf den S2-Szintillator). Die hohen Signale entsprechen langen Weglängen im Material, die kleinen Signale entsprechen kurzen Weglängen.

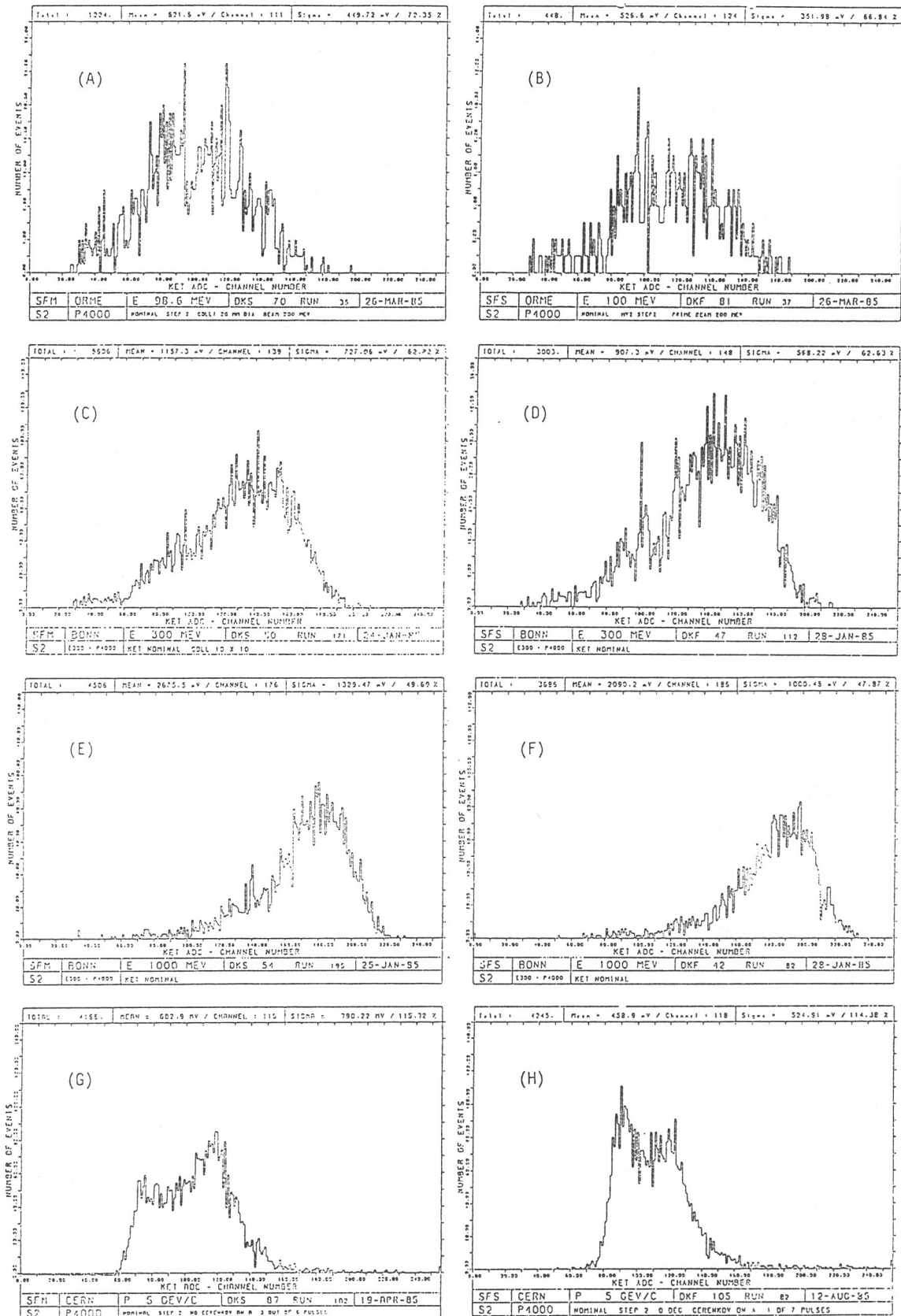


Abb. 5-8 : Die Pulshöhenverteilungen des Szintillationsdetektors S2 für SFM (linke Spalte) und SFS (rechte Spalte) b. Einfall von Elektronen (A-F) und hochenergetischen Protonen (G,H). Die Einfallsenergie befindet sich unter, Mittelwert und Breite über der Verteilung.

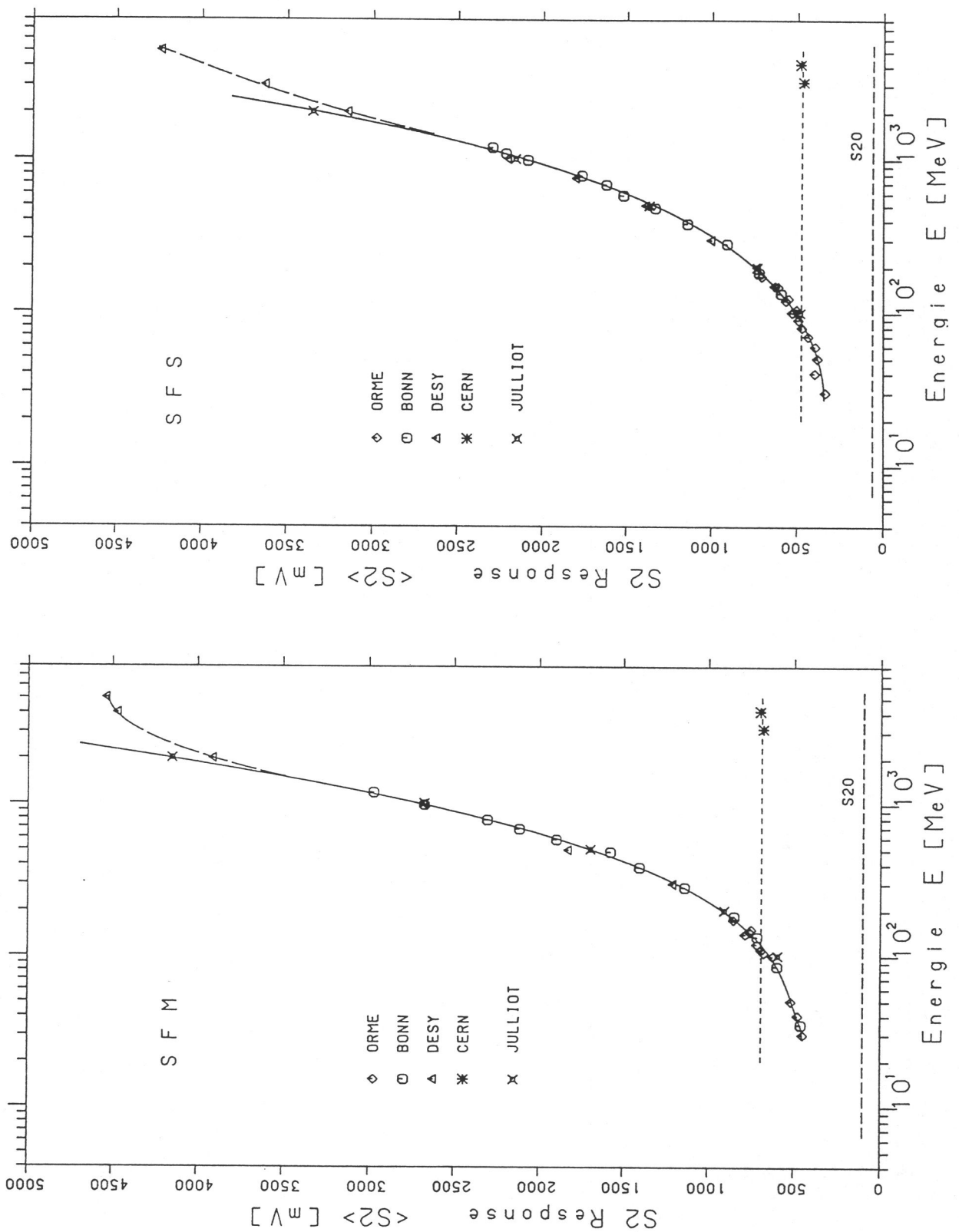


Abb. 5-9 : Die Energieabhängigkeit des mittleren S2-Szintillatorsignales für einfallende Elektronen (ORME, BONN, DESY) und Protonen (CERN) in beiden Instrumenten SFM und SFS. Die durchgezogene Kurve gibt die Ergebnisse der Schauersimulationen von Julliot [1980] wieder.

Die Untersuchung der Energieabhängigkeit des mittleren S2-Signales führt zu **Abb. 5-9**, in der die Peakmaxima der Messungen an den drei Elektronenbeschleunigern über der Energie aufgetragen wurden. Die Werte der Messungen am DESY wurden aus den oben beschriebenen Gründen wiederum bis zur Übereinstimmung im überlappenden Energiebereich zu kleineren Amplituden verschoben, der Sättigungseffekt bei hohen Elektronenenergien ist klar zu erkennen. Die Fehler des Mittelwertes sind auch hier wegen der großen Anzahl registrierter Ereignisse nur gering. Die Ergebnisse der Schauersimulationen von Julliot [1980] konnten in guter Übereinstimmung mit den Meßergebnissen gefunden werden. Wegen der Anpassung an die absoluten Werte wurden der theoretische Verlauf auf die Messung unter 200 MeV normiert.

Die eingetragenen Messungen vom CERN zeigen das mittlere Signal eines einzelnen hochenergetischen Teilchendurchganges. Der Schnittpunkt des Protonenplateaus mit der Elektronenkurve liegt beim SFM bei etwa 120 MeV; die Elektronen dieser Energie erzeugen im C2 eine Kaskade, aus der im Mittel genau eines genügend Energie trägt, um den S2-Detektor zu durchlaufen. Diese Energie kann in Übereinstimmung mit der Energie im Schnittpunkt der Effizienzkurven der Kanäle E12 und P4000 (siehe Abschnitt 'Effizienz') wegen der gleichen Anzahl registrierter Ereignisse als Trennenergie zwischen absorbierter und teilabsorbierter elektromagnetischer Kaskade (Überschreiten der S20-Schwelle) aufgefaßt werden.

Abschließend möchte ich noch auf einige irreguläre Effekte hinweisen, auf die ich bei der Auswertung der Einzeldetektorspektren gestoßen bin. So hat in einigen Fällen ein Diskriminator angesprochen, das entsprechende PHA-Wort ist dagegen Null oder kleiner als die Konversionskennlinie es bei dieser Schwelle zuläßt. Oder aber der Diskriminator hat nicht angesprochen, das PHA-Wort liegt jedoch deutlich oberhalb der Schwelle, wie bei der Auswertung der C1-Verteilungen in **Abb. 5-4**. Die Ursachen dieser Anomalien sind bisher ungeklärt, sie sind vermutlich elektronisch bedingt und bedürfen näherer Untersuchungen.

o Elektronenstreuung : Das D1/D2-Verhältnis

Die Streuung im Eingangsteleskop des Sensors spielt bei der Registrierung niederenergetischer Elektronen eine gravierende Rolle. Schon das Studium der Einzeldetektorspektren der beiden Halbleiterdetektoren D1 und D2 gab durch die ausgeprägte Verbreiterung beim D2 und durch den signifikanten Anstieg der mittleren Signalamplitude bei den untersten Meßenergien einen deutlichen Hinweis hierauf. Ich will in diesem Abschnitt zunächst aus dem mittleren Streuwinkel in den Detektormaterialien den für die Streuung relevanten Energiebereich für Elektronen abschätzen und dann die Auswirkungen der Streuung mit den daraus resultierenden Teilchenverlusten durch das Verhältnis der Einzeldetektorzählraten der beiden Halbleiterdetektoren untersuchen.

Das Quadrat des mittleren Streuwinkels θ kann in Kenntnis der durchlaufenen Materieschicht t' (in Einheiten der Strahlungslänge) und der Ladung z des Teilchens nach Segré [1977] bestimmt werden aus

$$\langle \theta^2 \rangle = z^2 (E_s / pv)^2 t' , \quad (5.1)$$

wobei $E_s = mc^2 \sqrt{4\pi/137} = 21.2 \text{ MeV}$, p in MeV/c und v in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit zu verwenden ist.

Durch Ermittlung der Strahlungslänge χ_0 der Materialien Si des Detektors D1 und SiO_2 des Cherenkovdetektors C1 mit Hilfe von

$$1/\chi_0 = 4 \frac{N\rho}{A} Z(Z+\zeta) 5.8 \cdot 10^{-28} \ln(183/Z^{1/3}) \text{ [cm}^{-1}\text{]} \quad (5.2)$$

$$\text{mit } N = 6.022 \cdot 10^{23} \text{ [mol}^{-1}\text{]}$$

$$\rho : \text{Dichte in [g/cm}^3\text{]}$$

$$A : \text{Atomgewicht}$$

$$Z : \text{Ordnungszahl}$$

$$\zeta = \ln(1440 Z^{-2/3}) / \ln(183 Z^{-1/3})$$

und Verwendung der effektiven Kernladung Z und des effektiven Atomgewichtes A für das Silica-Aerogel des C1 ergibt sich

$$\begin{aligned} \chi_0(\text{Si}) &= 9.33 [\text{cm}] \\ \chi_0(\text{SiO}_2) &= 103.47 [\text{cm}] , \end{aligned}$$

und somit die Materieschicht t' in Einheiten der Strahlungslänge χ_0 für die beiden Detektoren mit den aktuellen Detektormaßen zu

$$\begin{aligned} t'(D1) &= 0.0107 \\ t'(C1) &= 0.0387 . \end{aligned}$$

Nun ist es mir möglich, den mittleren Streuwinkel in Abhängigkeit von der Energie einfallender Elektronen nach Gl.(5.1) zu berechnen. Das Ergebnis ist in der **Abb. 5-10** für beide Detektoren einzeln und als Summe der Streuwinkel beider Detektoren graphisch dargestellt. Das gestrichelt eingetragene Niveau bei $\theta = 14^\circ$ deutet den Grenzwinkel an, unter dem ein zentral einfallendes Elektron den Detektor D2 gerade noch erreicht.

Die **Abb. 5-10** soll lediglich einer Abschätzung des für die Streuung relevanten Energiebereiches dienen, für detailliertere Untersuchungen müßten weiter die laterale Versetzung der Bahn des Teilchens und der Ort des Einfalls im D1 mit in Betracht gezogen werden. Deutlich wird aber auch in dieser Näherung schon, der mittlere Streuwinkel wird im niederenergetischen Bereich derart groß, daß die Elektronen kaum noch eine Chance haben, den D2 zu erreichen. Unterhalb von 8 MeV reicht allein die Streuung im D1 aus, den Großteil aller Teilchen am D2 vorbeizulenken. Die zusätzliche Streuung im C1 kann die Elektronen weiter ablenken (bis etwa 18 MeV liegt der Streuwinkel allein im C1 oberhalb von 14°), aber auch einen Anteil tragen, der dazu führt, große Streuwinkel im D1 zu kompensieren und die Teilchen wieder in Richtung D2 zu streuen. So kann also aus der Untersuchung des mittleren Streuwinkels die Essenz gezogen werden, daß zumindest unterhalb von etwa 15-25 MeV mit erheblichen Teilchenverlusten zu rechnen ist.

Durch Auftragen des Verhältnisses der Einzeldetektorzählraten der beiden Halbleiterdetektoren (nach Abzug der entsprechenden Nullraten aus der Meßumgebung am Beschleuniger) kann das Ergebnis der Abschätzung in den Messungen in ORME wiedergefunden werden. In der **Abb. 5-11** wurde das D1/D2-Verhältnis aus den Messungen in Orme für beide Sensoren SFM und SFS über der Energie der einfallenden Elektronen aufgetragen. Die Fehlerbalken wurden nach Gl.(7.10) durch Anwendung des Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetzes

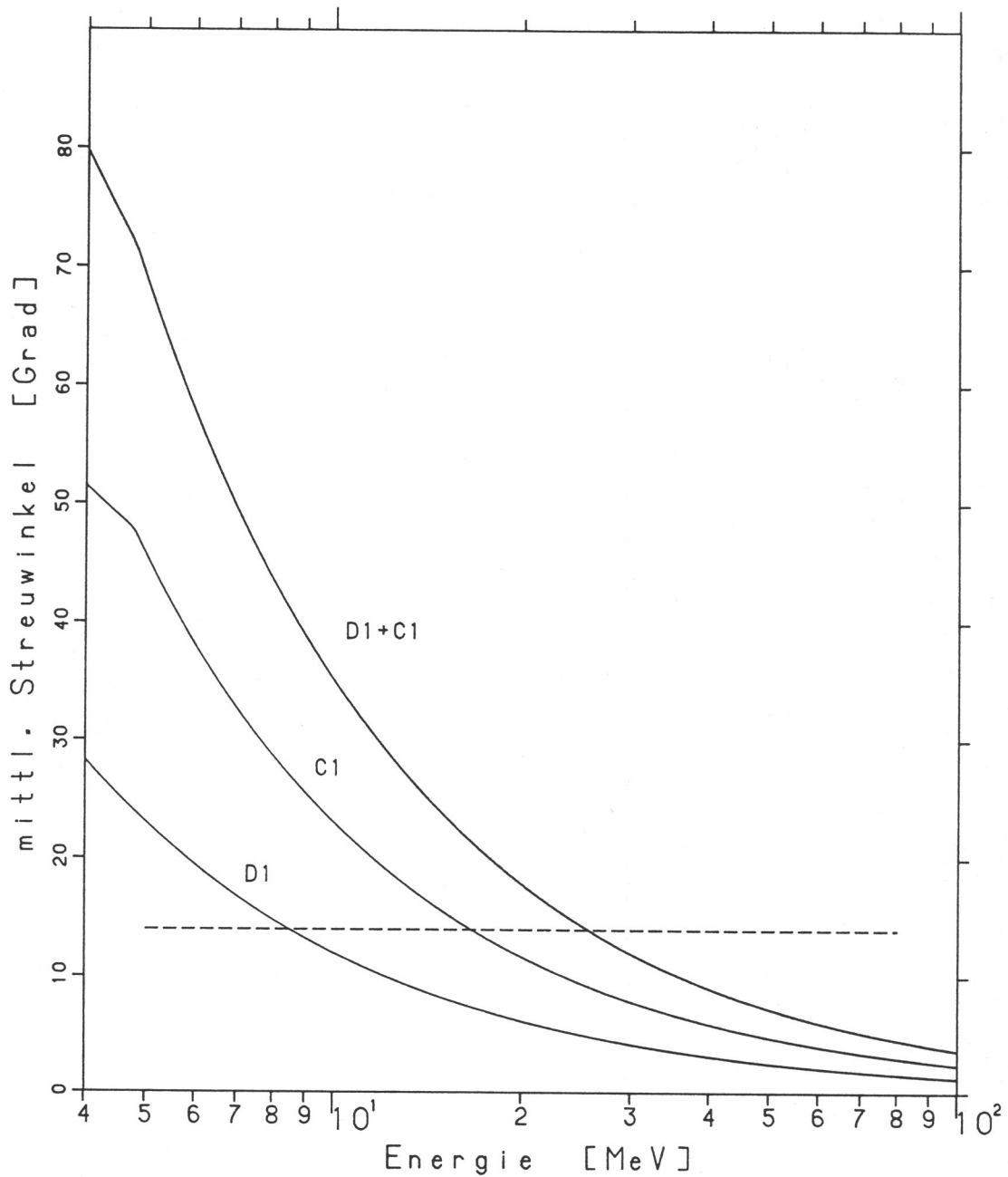


Abb. 5-10 : Der mittlere Streuwinkel θ in Abhängigkeit von der Energie einfallender Elektronen für die Detektormaterialien des D1 und des C1 und als Summe von beiden. Das gestrichelte Niveau gibt den Grenzwinkel wieder, unter dem ein zentral einfallendes Elektron den Detektor D2 gerade noch erreicht. Der für Teilchenverluste durch Streuung maßgebliche Energiebereich liegt unter 20-25 MeV.

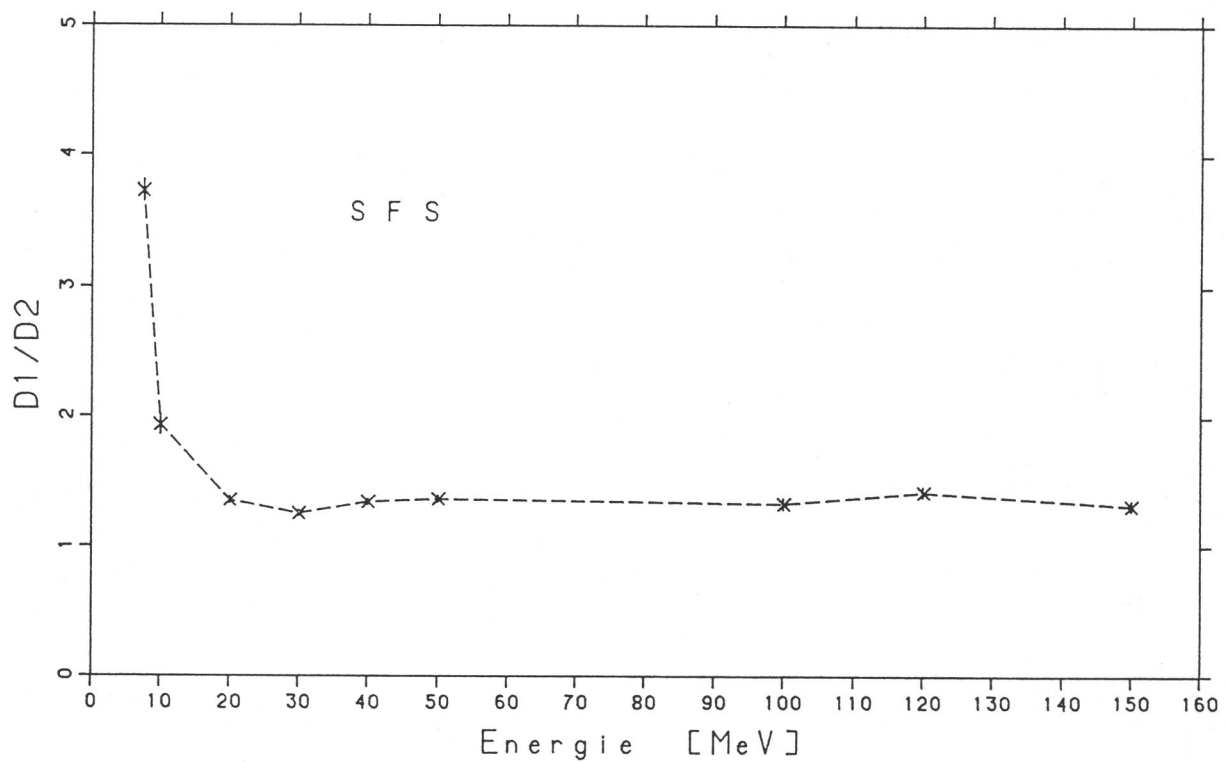
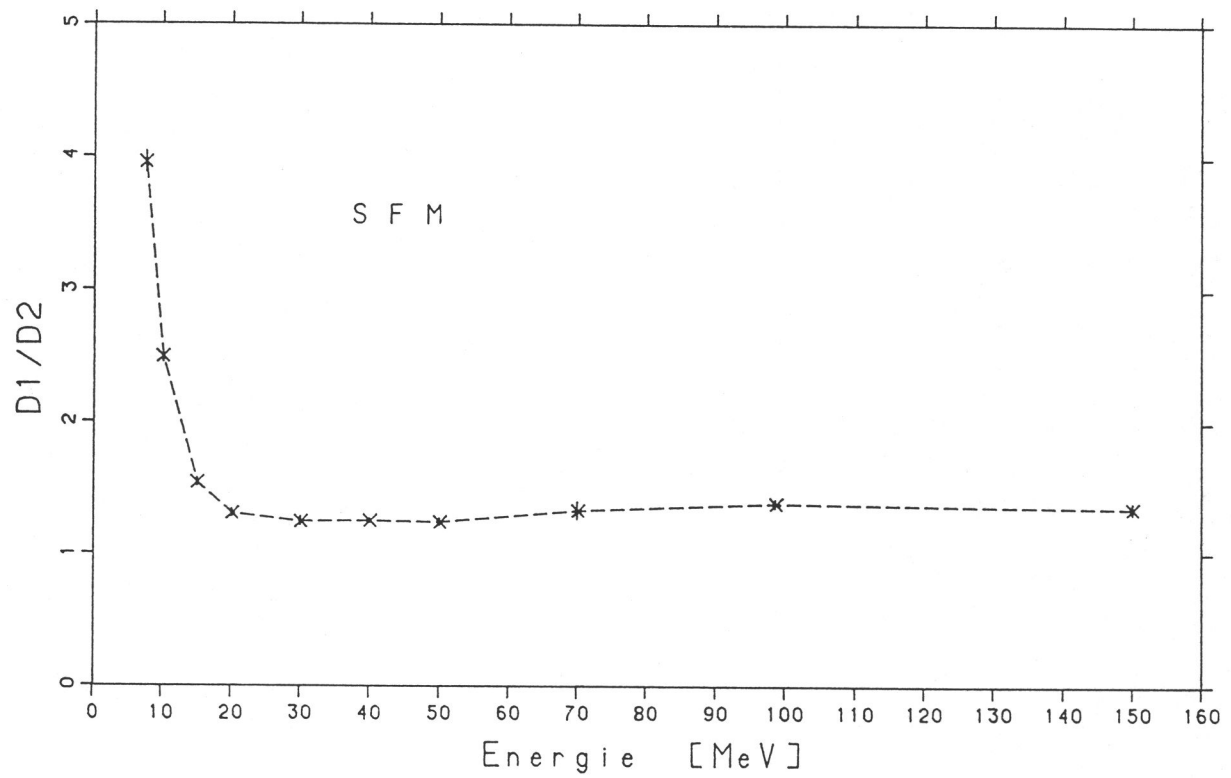


Abb. 5-11 : Das Verhältnis der Einzeldetektorzählraten der Halbleiterdetektoren D1 und D2 aus den Messungen in ORME für SFM und SFS. Die Streuung niederenergetischer Elektronen bedingt hohe Teilchenverluste unter ~20 MeV, das Plateau legt die Strahlfläche fest.

ermittelt, sie liegen im Bereich der Zeichensymbole.

Deutlich tritt der Verlust an Teilchen durch den rapiden Anstieg des D1/D2-Verhältnisses unterhalb von 20 MeV hervor. Leider wurden die Messungen nicht bis an den Meßbeginn des Elektronenkanals E4 bei ca. 4 MeV herangeführt (die unterste Messung liegt bei 7.5 MeV), jedoch ist der Trend zu erkennen, daß in diesem Bereich kaum noch ein Teilchen im D2 zu erwarten ist.

Ein wichtiger Aspekt, der bei dieser Untersuchung offenbar wird, ist die Lage des Plateaus, auf den das Verhältnis zuläuft, wenn die Streuung mit steigender Energie keine Rolle mehr spielt. Dieser Wert, der sog. Flächenfaktor, geht maßgeblich in die Bestimmung der Effizienz der Instrumente mit ein (nächster Abschnitt). Er gibt an, wie groß die Fläche des Elektronenstrahles im Verhältnis zum D2-Detektor ist, also welcher Anteil der am D1 auftreffenden Elektronen vom D2 überhaupt registriert werden konnten. Der Flächenfaktor wurde graphisch bestimmt zu

$$C_{\text{SFM}} = 1.30$$

$$C_{\text{SFS}} = 1.35 \quad .$$

Die Fläche des Elektronenstrahles in Orme ist folglich um den Faktor C_x größer, als er vom Detektor D2, der das Eingangsteleskop bestimmt, gesehen werden kann. Das reine Flächenverhältnis der beiden Halbleiterdetektoren läßt sich zu $F_{\text{D1}}/F_{\text{D2}} = 1.5$ ermitteln, der Elektronenstrahl füllt also die Fläche des ersten Halbleiterdetektors D1 nicht vollständig aus.

Die Elektronenmessungen in Bonn begannen erst bei Energien, bei denen die Streuung im Sensor unwesentlich ist. Die Bestimmung des D1/D2-Verhältnisses war hier problematisch, da der Untergrund am Beschleuniger um einen Faktor 10 höher lag als in Orme und darüberhinaus Schwankungen unterlegen war. Da bei diesen Messungen jedoch Kollimatoren verwandt wurden, die einen quadratischen Querschnitt mit $10 \times 10 \text{ mm}^2$ Fläche hatten und damit den Strahl auf Ausmaße deutlich kleiner als die der Detektoren reduzierten, kann hier der Flächenfaktor durchgehend zu $C = 1$ für beide Instrumente angegeben werden.

o Effizienz der Instrumente

Die Untersuchung der Effizienz der Sensoren ist ein zentraler Aspekt der Eichauswertung. Aufgrund der prioren Aufgabe des Teleskopes, Elektronen zu detektieren, und aus Mangel an Messungen mit Protonen und schweren Kernen, bleibt die gefundene Aussage über die Effizienz in Abhängigkeit von der Energie auf einfallende Elektronen beschränkt.

Ein wichtiger Punkt ist die Definition einer Referenz, um festzustellen, wieviele Teilchen eingefallen sind und von dem Instrument gesehen werden konnten. Für die Messungen in Orme wurde hier der erste Halbleiterdetektor D1 nach Abzug der Nullrate (Untergrund) benutzt, dessen Zählraten mit Hilfe des 'Flächenfaktors' C korrigiert werden mußten, da der Strahldurchmesser größer war als die effektive Fläche des die Geometrie bestimmenden zweiten Halbleiterdetektors D2 (siehe vorangehenden Abschnitt).

Somit konnte die Gesamteffizienz der Sensoren und die anteilige Verteilung auf die einzelnen Koinzidenzkanäle $\text{Eff}_i(K_i)$ für die Meßreihen in Orme ermittelt werden aus

$$\text{Eff} = \frac{\sum K_i}{D1 / C} = \frac{C \sum K_i}{D1} \quad (5.3)$$

$$\text{Eff}_i = \frac{K_i}{\sum K_i} \frac{C \sum K_i}{D1} = \frac{C K_i}{D1} \quad (5.4)$$

Für die Elektronenmessungen in Bonn konnte der D1 nicht als Referenz verwendet werden, da dieser durch den hohen Untergrund aus der Meßumgebung stark belastet war und von Schwankungen in dieser Nullrate durch Änderung der Energie oder der Belastung des Hauptstrahles durch weitere Benutzer direkt betroffen wurde. Da der D2-Detektor nur noch einen Teil des Untergrundes sieht und durch die Abschirmung nach vorn somit auf eine viel ruhigere Umwelt blickt, wurde dieser nach Abzug der Nullrate zur Auswertung der Bonner Meßläufe als Referenz herangezogen.

Aufgrund der schon erwähnten Tatsache, daß bei diesen Messungen kleine Kollimatoren im Verhältnis zu den Detektormaßen verwandt wurden, konnte hier mit dem 'Flächenfaktor' $C=1$ gerechnet werden, also angenommen werden, daß jedes Teilchen, das im D1 einfällt, auch den D2 erreicht. Dies stimmt

gut mit den Abschätzungen aus der Untersuchung der Elektronenstreuung überein. Explizit kann für die Bestimmung der Effizienz aus den Messungen in Bonn angegeben werden

$$\text{Eff} = \frac{\sum K_i}{D2} , \quad \text{Eff}_i = \frac{K_i}{D2} .$$

Die Effizienz der Sensoren in Abhängigkeit von der Energie der einfallenden Elektronen und die jeweilige Aufteilung der Ereignisse auf die einzelnen Koinzidenzkanäle wurde in der **Abb. 5-12** für das SFM und in **Abb. 5-13** für das SFS bestimmt und gezeichnet. Die Fehlerbalken ergeben sich aus Gl.(7.12) und Gl.(7.14) durch Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes nach Gauß. Die Meßläufe in Orme und Bonn wurden nicht extra unterschieden, sie überlappen im Bereich um 150 MeV, der letzten Messung in Orme, die erste Messung in Bonn liegt bei 140 MeV. Zur besseren Übersichtlichkeit wurden die Kurven auf jeweils zwei Bilder verteilt und die fehlenden gestrichelt angedeutet.

Die Elektronenstreuung bedingt den starken Abfall in der Effizienz bei den Sensoren bei niedrigen Energien. Viele Elektronen werden vom D1 oder C1 in die Antikoinzidenz gestreut und erreichen den D2 nicht. Durch die Verringerung des mittleren Streuwinkels mit steigender Energie sinkt dieser Einfluß und läßt die Gesamteffizienz bei 100 MeV auf etwa 80 % zulaufen. Mit weiter steigender Energie ist ein leichter Abfall zu erkennen, da die Wahrscheinlichkeit steigt, das Schauerelektronen aus dem C2 in den Antikoinzidenzszintillator A gestreut werden. Insgesamt ist bei beiden Instrumenten ein annähernd gleicher Verlauf über der Energie festzustellen.

Die Verteilung der Ereignisse auf die einzelnen Koinzidenzkanäle ist besonders interessant. Bei niedrigen Energien werden die Elektronen bevorzugt im Kanal E4 registriert, fallen dann aber schon sehr bald in den nächsthöheren Kanal E12. Die Energie, bei der jeweils die Hälfte aller einfallenden Teilchen im Kanal E4 und im Kanal E12 gemessen werden, liegt beim SFM bei 9 MeV und beim SFS schon bei etwa 8 MeV. Diese Energie wird als Schwelle zwischen beiden Kanälen verwandt, sie ist bedingt durch das Ansprechen des C20-Diskriminators (s. **Tab. 3-2** : Koinzidenzbedingungen).

Der Kanal E12 bleibt bis 100 MeV dominant, da aber die Schauerentwicklung im C2 in vielen Fällen noch nicht zur Überschreitung der C21-Schwelle

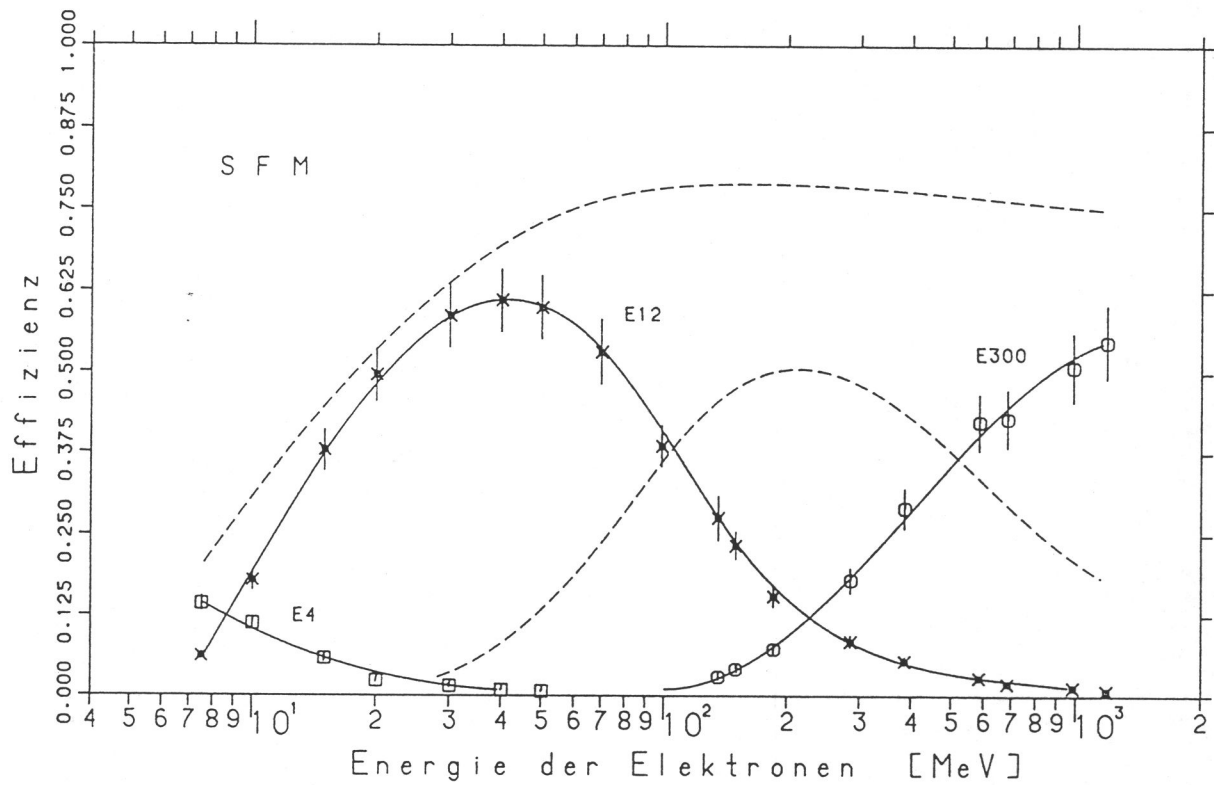
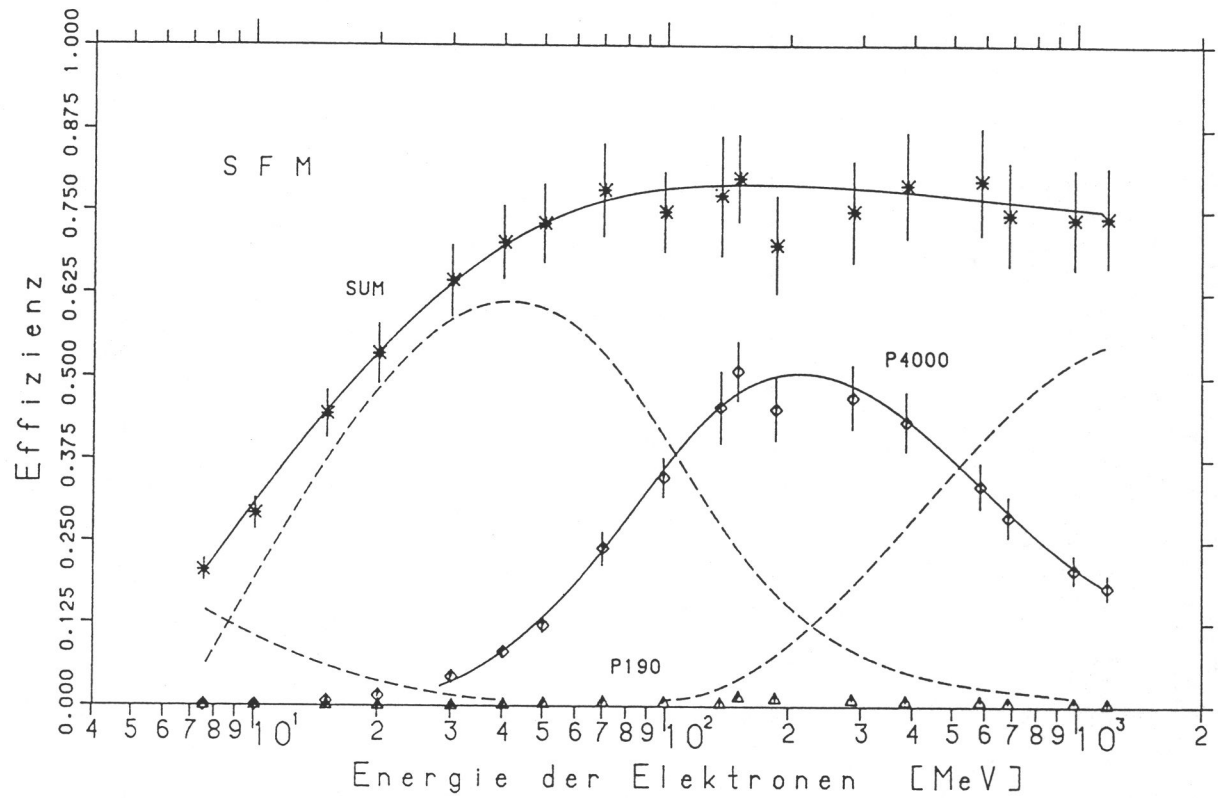


Abb. 5-12 : Die Effizienz der Elektronendetektion in Abhängigkeit von der Energie der Teilchen und die jeweilige Aufteilung der Ereignisse auf die Koinzidenzkanäle für den Sensor SFM (Selected Flight Model). Die Fehlerbalken ergeben sich aus Gl.(7.12/14).

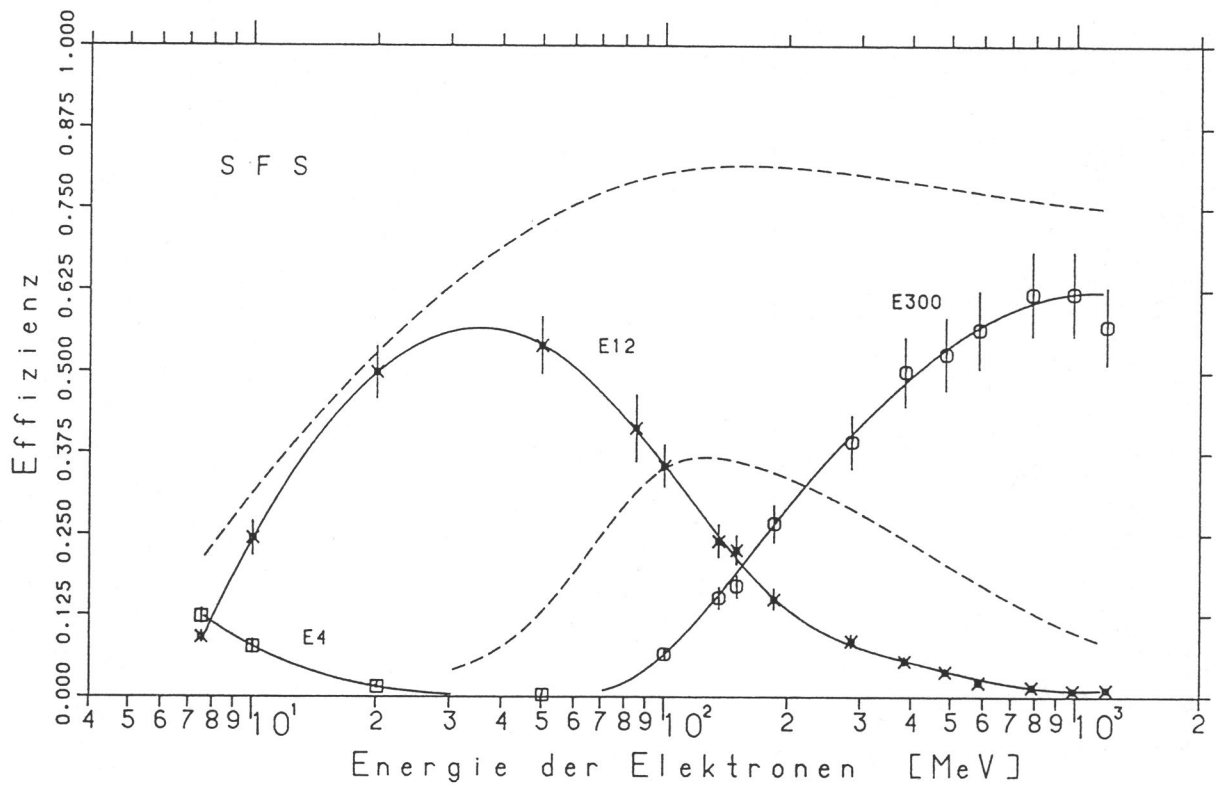
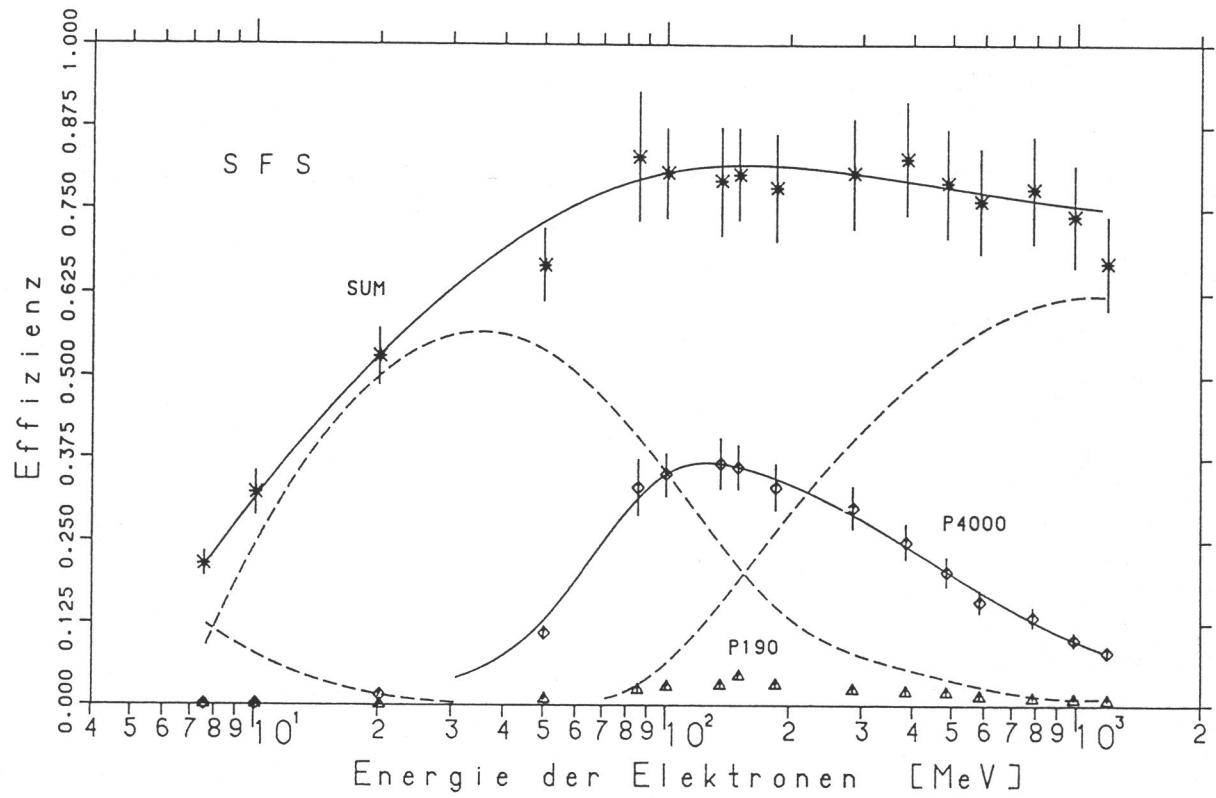


Abb. 5-13 : Die Effizienz der Elektronendetektion in Abhängigkeit von der Energie der Teilchen und die jeweilige Aufteilung der Ereignisse auf die Koinzidenzkanäle für den Sensor SFS (Selected Flight Spare). Die Fehlerbalken ergeben sich aus Gl.(7.12/14).

ausreicht, geht der E12 nicht direkt in den Kanal E300 über. Durch die unerwartet geringe Amplitude im C2 fallen Ereignisse, bei denen mit steigender Energie ein Sekundärelektron der Kaskade den S2-Szintillator erreicht, in den eigentlich den hochenergetischen Protonen vorbehaltenen Kanal P4000 und wegen der von eins verschiedenen Ansprechwahrscheinlichkeit des C1 beim SFS sogar deutlich in den Protonenkanal P190. Dieser Umstand ist bedauerlich, aber durch die Limitierung des Sensors in Dimension und Gewicht nicht grundsätzlich zu verändern.

Da der Protonenkanal P4000 bei der Entwicklung des Instrumentes von untergeordneter Rolle war, schließlich liegt das Hauptaugenmerk auf der Messung von Elektronen, wurde nur an eine spätere Reidentifizierung der Teilchen gedacht und nicht an eine konzeptionelle Umkonfigurierung. Tatsächlich bleiben die Elektronen oberhalb von etwa 100 MeV wegen ihrer von Protonen verschiedenen Lage in einer aus dem C2-Signal über dem S2-Signal aufgebauten Matrix erkennbar. Im Abschnitt 'Trennung von Elektronen und hochenergetischen Protonen' wird hierauf näher eingegangen.

Trotzdem gehen viele Elektronenereignisse durch ihre Zählung im Kanal P4000 den Elektronenkanälen verloren. Der Übergang von Kanal E12 nach Kanal P4000, also mit gleich vielen Zählungen im jeweiligen Kanal von Ereignissen mit einem S2-Signal unterhalb und oberhalb der S20-Schwelle, liegt bei 100 MeV. Da dieser Elektronenkanal sehr sauber ist, nicht durch Protonen oder schwere Kerne kontaminiert wird, kann in Kenntnis des Verlaufes seiner Effizienzkurve aus den Eichmessungen noch bis zu Energien bei 300-400 MeV auf die Eingangsverteilung zurückgeschlossen werden, ohne die Zählungen im Kanal P4000 weiter in Betracht zu ziehen. Mit weiter steigender Energie kann dann der Kanal E300 verwandt werden, wobei hier Korrekturen angebracht werden müssen, da auch hochenergetische Protonen unter schrägem Einfall und durch Hadronenkaskaden zu merkbarem Anteil die C21-Schwelle überschreiten und zu Registrierungen im E300 führen (in den nächsten beiden Abschnitten wird hierauf eingegangen).

Der Übergang zwischen den Kanälen P4000 und E300, also bei gleichem Anteil an Ereignissen mit einem C2-Signal unterhalb und oberhalb der C21-Schwelle, befindet sich beim SFM bei etwa 500 MeV und beim SFS schon bei etwa 220 MeV. Diese Energie wird als Meßschwelle des integralen Elektronenkanals E300 verwandt. Beim SFS beginnt der Kanal E300 schon bei im Ver-

gleich zum SFM wesentlich niedrigeren Energien zu zählen, wodurch der Anteil im Kanal P4000 sehr an Gewicht verliert. Die Ursache hierfür liegt im wesentlichen an einer deutlich tieferen C21-Schwelle (vergl. Tabelle 3-5 : Diskriminatorschwellen) und an baulichen Unterschieden.

Mit weiter steigender Energie werden die Elektronen immer anteiliger im Kanal E300 registriert, die E300-Effizienzkurve läuft asymptotisch gegen die Gesamteffizienz. Leider wurden die Messungen am DESY nach Korrektur der Hochspannungseinstellungen und Verstärkungsfaktoren nicht wiederholt. Die dortigen Messungen bis 5 GeV konnten nicht angepaßt werden, um die Effizienzbestimmung zu derart hohen Energien fortzuführen.

Die Auswertung der Effizienz beider Instrumente wurde nur mit Messungen bei nomineller Betriebseinstellung HV2 Step2 durchgeführt. Meßläufe mit abweichender Hochspannungseinstellung liegen nicht in genügender Menge vor, um die Effizienz über das ganze Energieband abzudecken. Sollte aus Gründen der Verstärkungsanpassung o.ä. noch vor dem Start die Entscheidung getroffen werden, von der nominellen Einstellung abzuweichen, so müssen noch weitere Messungen durchgeführt werden. Dies wäre auch insofern sinnvoll, als das sich ebenso während des Fluges die Situation ergeben könnte, diesen Eingriff vorzunehmen, denn dafür wurde ja diese Möglichkeit über ein Telekommando eingerichtet, und dann könnte über die Effizienz keine Aussage getroffen werden.

Zudem muß deutlich hervorgehoben werden, daß die vorliegende Effizienzbestimmung nur für senkrechten Teilcheneinfall durchgeführt werden konnte. Aus Mangel an Messungen konnte die Effizienz für isotropen Teilcheneinfall bisher nicht ermittelt werden. Lediglich für zwei Energien wurden Winkelmessungen mit Elektronen und bei nur einer Energie mit Protonen durchgeführt, um das Nachweisverhalten des Sensors bei simuliertem isotropen Teilcheneinfall zu untersuchen. Wie im folgenden Abschnitt 'Winkelabhängigkeit' gezeigt wird, kann aber in diesen Fällen eine gute Übereinstimmung mit dem theoretisch erwarteten Verhalten gefunden werden, das durch die 'richtungsabhängige Responsefunktion' für zwei kreisförmige Detektoren unterschiedlichen Durchmessers (Aperturöffnung und D2) nach Sullivan [1971] gegeben ist. Um jedoch energieüberdeckend diese Aussage halten zu können, müßten weitere Untersuchungen durchgeführt werden, die ein eventuell abweichendes Verhalten etwa zu hohen oder niedrigen Energien hin aufdecken würden. Die Abb.

5-14 zeigt als räumliche Darstellung die Effizienz der Elektronendetektion in Abhängigkeit von der Einfallsenergie und dem Einfallswinkel (isotrope Registrierung), wobei bei letzterem wegen der guten Übereinstimmung mit den vorhandenen Messungen der theoretische Verlauf energieüberdeckend angenommen wurde. Die Gesamteffizienz wurde nach Abb. 5-12 mit steigender Energie von 7.5 MeV bis zu 1200 MeV in die Tiefe aufgetragen, die Abhängigkeit vom Einfallswinkel von -25° bis $+25^{\circ}$ quer dazu. In der Mitte (bei 0°) findet sich die bekannte Effizienzkurve wieder.

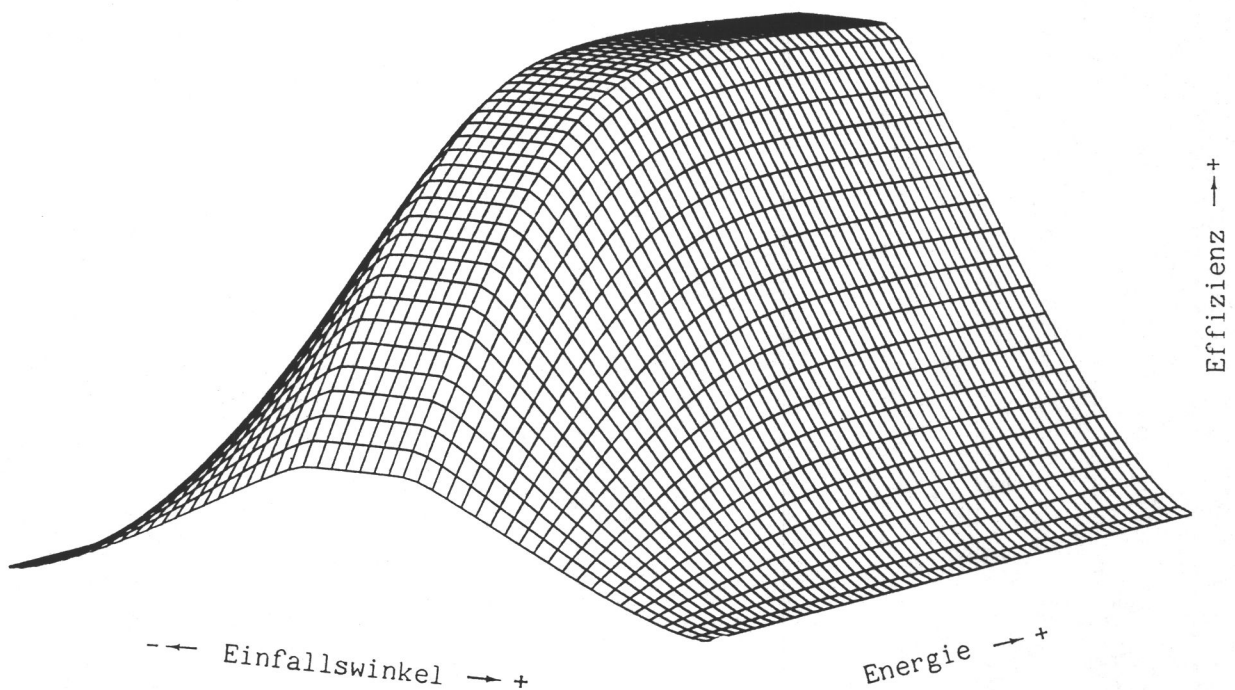


Abb. 5-14 : Räumliche Darstellung der Effizienz der Elektronendetektion des Instrumentes in Abhängigkeit von der Einfallsenergie (nach Abb. 5-12) und dem Einfallswinkel für isotrope Teilchenregistrierung unter der Annahme der energieüberdeckenden Gültigkeit der theoretischen 'richtungsabhängigen Responsefunktion' nach Sullivan [1971], die in guter Übereinstimmung mit den bei nur drei Energien durchgeführten Winkelmessungen gefunden werden konnte.

o Winkelabhängigkeit

Da aufgrund des isotropen Teilcheneinfalles unter Flugbedingungen allen Einfallswinkeln die gleiche Bedeutung zukommt, wurden an allen Beschleunigern auch Winkelmessungen durchgeführt, jedoch nur bei wenigen ausgewählten Energien.

Am CERN (Genf) wurden beide Teleskope mit Protonen bei einer Energie von 4150 MeV im Bereich von -22 bis $+22^\circ$ zur Hauptachse vermessen (horizontale Drehung), die Winkelmessungen mit Elektronen fanden in Orme bei 50 MeV und in Bonn bei 490 MeV statt. Die Untersuchungen bei rückwärtigem Teilchendurchgang wurden am CERN mit Protonen von 4150 MeV und in Bonn mit Elektronen von 90, 490 und 990 MeV durchgeführt.

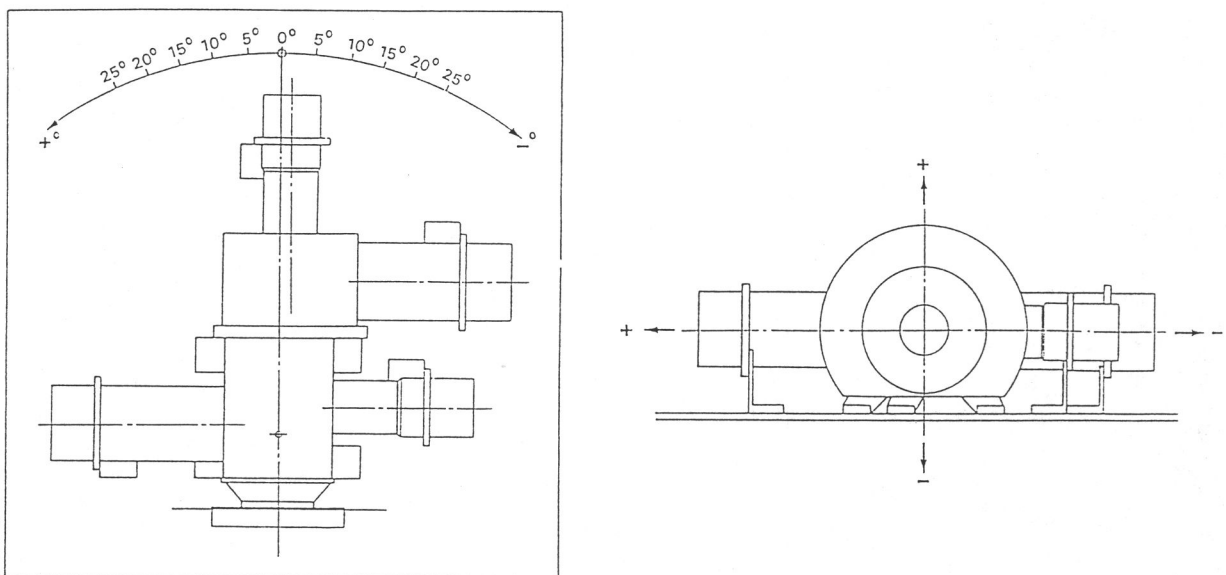


Abb. 5-15 : Der Drehsinn der Sensoren bei den Winkelmessungen.

Die Festlegung des Drehsinnes bei den Winkelmessungen kann der **Abb. 5-15** entnommen werden. Die Sensoren waren auf einer Drehplattform montiert. Die Drehungen konnten in Schritten von $\Delta\gamma = 1^\circ$ in horizontaler und vertikaler Richtung vorgenommen werden, wobei in dieser Auswertung nur die Messungen unter horizontaler Drehung Rücksicht fanden, da hier der Meßschwerpunkt lag und zusätzliche Randeffekte wegen der Anordnung der Fotovervielfacher in dieser Ebene und der Ausbildung des S2-Szintillators vor allem im Be-

reich der Öffnung für den C2-Fotovervielfacher PM2 zu erwarten waren.

Grundsätzlich zeigen alle Messungen einen starken Abfall in den Zählraten von Koinzidenzereignissen ab einem Grenzwinkel, von dem ab der 'Schatten' der Aperturöffnung (Begrenzung des weit größeren Beschleunigerstrahls) die Fläche des kleineren D2-Detektors nicht mehr vollständig überdeckt. Die **Abb. 5-16** zeigt das Ergebnis der Protonenwinkelmessungen am CERN für beide Instrumente. Eingetragen wurde die Summe aller registrierten Koinzidenzzählungen bezogen auf ein mitlaufendes Triggerteleskop ('beam counter') und die jeweilige Aufteilung auf die Kanäle P190, P4000 und E300(!). Zur Verbesserung der Übersichtlichkeit wurden nicht die absoluten Intensitäten in c/s verwandt, sondern relative durch Normierung auf den 0° -Einfall, die auch als Effizienz des Teilchennachweises in Abhängigkeit vom Einfallswinkel verstanden werden können. Die Fehlerbalken beziehen sich auf den reinen statistischen Fehler der Zählraten.

Es ergeben sich deutliche Unterschiede zwischen den beiden Sensoren; das SFM registriert bei geradem Einfall ca. 88% der Protonen im Kanal P4000 und etwa 10% im Kanal P190, für das SFS liegen diese Werte bei rd. 82% und 16%. Die Differenzen sind gegenläufig zur unterschiedlichen Einstellung der C10-Schwelle, die beim SFS niedriger liegt (siehe **Tab. 3-5**) und somit hier eine höhere Zählrate im Kanal P4000 zur Folge haben müßte. Demnach kann nur der Aufbau der Sensoren diesen Effekt hervorrufen, wie z.B. durch eine bessere Lichtsammlung oder geringere Selbstabsorption beim C1-Cherenkovdetektor im SFM. Die zur Summe fehlenden ca. 2% der Ereignisse wurden als P116 und E12 registriert.

Der Anteil an P1-Ereignissen wurde vor der Erstellung der **Abb. 5-16** abgezogen, da er nur den Untergrund aus der Meßumgebung repräsentiert. Die Messungen unter $+90^\circ$ Einfallswinkel, also quer zum Protonenstrahl, führen zur Bestimmung dieser Hintergrundbestrahlung: es finden sich praktisch nur P1-Ereignisse, mit einer Zählrate von 0.174 c/s. Hiermit ergibt sich ein Untergrund von etwa 4%, der nahezu vollständig im P1-Kanal wiederzufinden ist.

Die durchgezogenen Summenkurven (SUM) in der **Abb. 5-16** entstanden durch die Bestimmung der theoretischen 'winkelabhängigen Responsefunktion' nach Sullivan [1971], die Kurven der Koinzidenzkanäle wurden hieraus durch eine

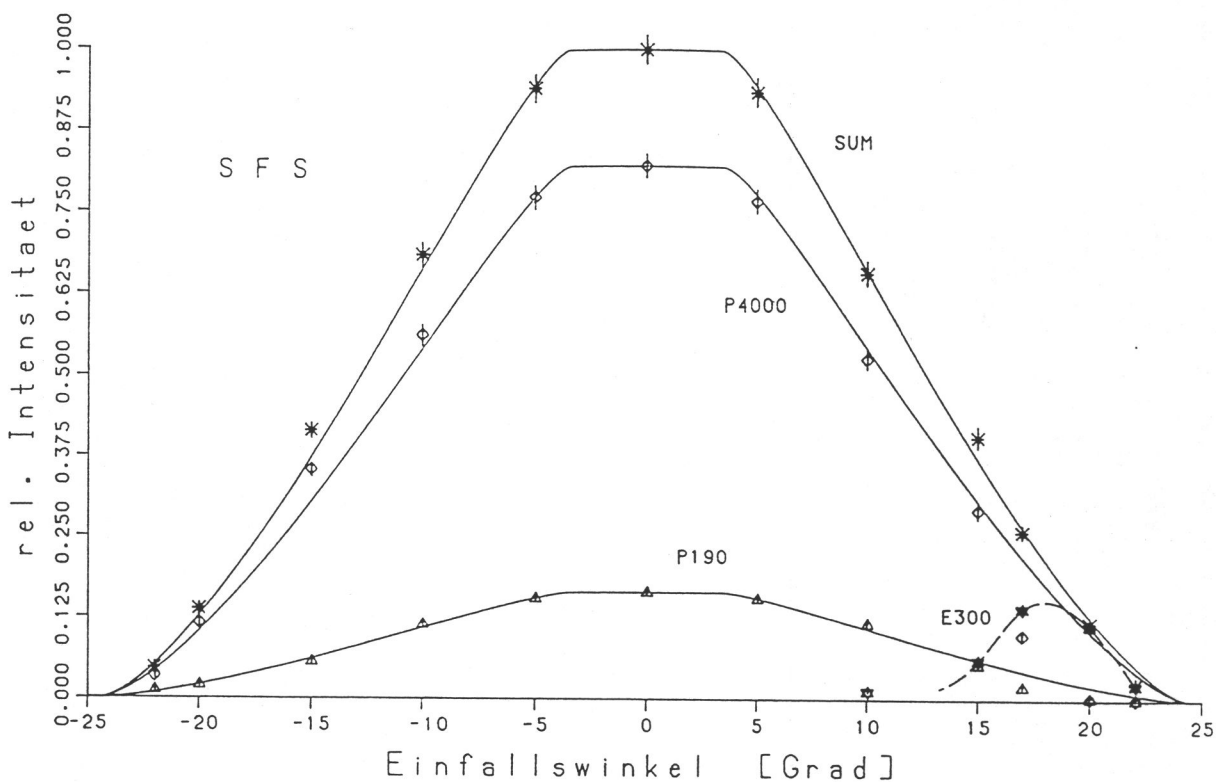
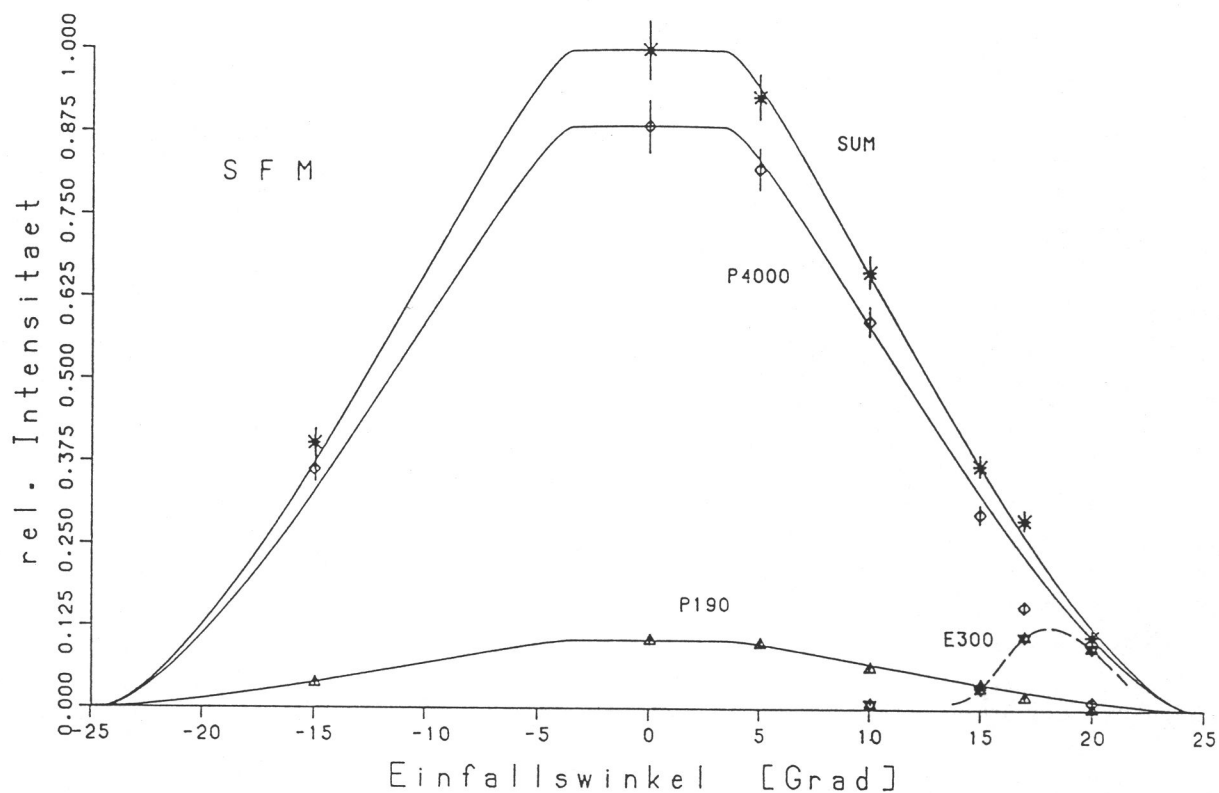


Abb. 5-16 : Die Effizienz des Protonennachweises in Abhängigkeit vom Einfallswinkel der Teilchen bei einer Energie von 4150 MeV (für SFMu. SFS). Die Verteilung der Ereignisse auf die Kanäle P190 und P4000 ist aufbaubedingt, der Abfall in beiden Kanälen zugunsten des E300 durch ein erhöhtes C2-Lichtsignal verursacht.

Normierung auf den Wert bei 0° ermittelt.

Die 'winkelabhängige Responsefunktion' ist gültig für zwei kreisförmige Detektoren unterschiedlichen Durchmessers in zylindrischer Anordnung und kann angegeben werden mit R_1 und R_2 als Detektorhalbmesser und ℓ als Abstand zwischen den Detektoren zu

$$\begin{aligned}
 A(\omega) = A(\theta, \phi) &= \pi R_S^2 \cos \theta, \quad \theta_c \geq \theta \geq 0 \\
 &= \cos \theta [0.5 R_1^2 (2\psi_1 - \sin 2\psi_1) + \\
 &\quad + 0.5 R_2^2 (2\psi_2 - \sin 2\psi_2)], \quad \theta_m \geq \theta \geq \theta_c \\
 &= 0, \quad \theta \geq \theta_m
 \end{aligned}$$

mit $R_S = \min(R_1, R_2)$

$$\theta_c = \tan^{-1} \left[\frac{|R_1 - R_2|}{\ell} \right]$$

$$\theta_m = \tan^{-1} \left[\frac{R_1 + R_2}{\ell} \right]$$

$$\psi_1 = \cos^{-1} \left[\frac{R_1^2 + \ell^2 \tan^2 \theta - R_2^2}{2 \ell R_1 \tan \theta} \right]$$

$$\psi_2 = \cos^{-1} \left[\frac{R_2^2 + \ell^2 \tan^2 \theta - R_1^2}{2 \ell R_2 \tan \theta} \right].$$

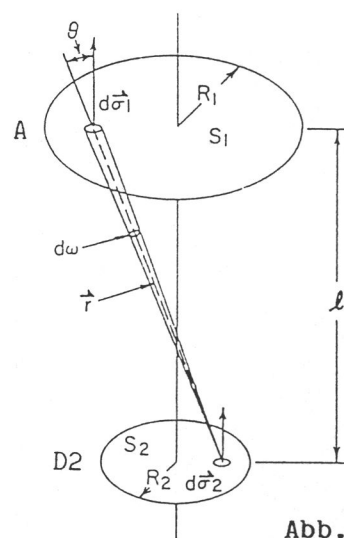


Abb. 5-17

Die **Abb. 5-17** veranschaulicht ein derartiges Eingangsteleskop. Der Winkel θ_m ist derjenige, ab dem ein genau am Rande der Aperturöffnung einfallendes Teilchen den gegenüberliegenden Rand des D2-Detektors nicht mehr erreicht, die Responsefunktion muß folglich Null ergeben. Bis zum Winkel θ_c liegt der D2 vollständig im Schatten der Aperturöffnung, dann beginnt der D2 aus dem Schatten herauszuwandern, womit die Responsefunktion sinkt.

Durch eine leichte Variation der Werte für die Aperturöffnung A und den D2-Durchmesser ließen sich Kurvenscharen aus dem theoretischen Verlauf er-

stellen, wobei die Größe des D2 die Breite des Plateaus bei 0° bestimmt und sich Änderungen im Aperturhalbmesser R_1 auf die Breite der gesamten Kurve auswirken. Auf diese Weise kann die Anpassung des theoretischen Verlaufes auf die Meßpunkte als Ermittlung der effektiven Sperrschichtfläche des D2 und der bei hohen Energien effektiven Aperturöffnung verstanden werden. Es ergaben sich bei Übereinstimmung von Messung und theoretischer Kurve wie in **Abb. 5-16** Werte von $R_1(A) = 17$ mm für den effektiven Aperturhalbmesser und $R_2(D2) = 13$ mm für den effektiven Halbmesser des D2 bei einem Abstand von $l = 66.2$ mm. Die Vergrößerung der Aperturöffnung (lichte Weite $R = 15.5$ mm) liegt im mit steigender Energie abnehmenden Energieverlust und damit abnehmenden Lichtsignal der hochenergetischen Teilchen begründet: aufgrund der Form des Szintillators (im Winkel zulaufend) reicht das Lichtsignal minimal-ionisierender Teilchen im Randbereich der Öffnung zum Überschreiten einer Mindestschwelle nicht aus, die nasenförmige Randzone wird zunehmend inaktiv (siehe **Abb. 2-1** und **Abb. 3-1** oder Faltblatt am Ende der Arbeit). Somit ergibt sich hier ein erweiterter Öffnungswinkel von $\alpha_1 = 2 \theta_m = 48.8^\circ$ für alle hochenergetischen Teilchen, zu deren Registrierung der D2 erreicht werden muß. Nur für die niederenergetischen Nukleonenkanäle kann infolge des hohen Lichtsignales auch in der Randzone (durch den höheren Energieverlust) der Öffnungswinkel im Bereich des Vorgabewertes zu $\alpha_2 = 45^\circ$ gefunden werden, die nur geringfügige Vergrößerung wird durch die effektive Sperrschichtfläche des D2 verursacht. Auch die Teilchen, die bereits im ersten Halbleiterdetektor steckenbleiben, also die Nukleonen bis etwa 12.5 MeV/nuc (Kanäle: P1, P4, A4), erzeugen durch ihren hohen Energieverlust auch in der Randzone genügend Licht zur Registrierung, so daß mit der lichten Aperturöffnung und der in Analogie zum D2 angenommenen effektiven Sperrschichtfläche bis 0.5 mm zum Rand des Detektors der Öffnungswinkel zu $\alpha_3 = 110^\circ$ angegeben werden kann. (Die ermittelten Werte sind für beide Sensoren SFM und SFS identisch.)

Mit diesen effektiven Öffnungswinkeln und effektiven Sperrschichtflächen der beiden Halbleiterdetektoren kann der realisierte Geometriefaktor nach Sullivan [1971] (siehe Gl.(3.2)) für die entsprechenden Koinzidenzkanäle bestimmt und mit der Spezifikation verglichen werden. Es ergibt sich

für E4, E12, E300, P4000, A4000 mit $\alpha_1 = 48.8^\circ$	:	$G_{D2} = 1.02$ [cm ² sr] ,
für P32, P116, P190, A32, A116, A190 mit $\alpha_2 = 45^\circ$	:	$G_{D2} = 0.84$ [cm ² sr] ,
und für P1, P4 und A4 mit $\alpha_3 = 110^\circ$	:	$G_{D1} = 7.3$ [cm ² sr] .

In den Energiebereichen, in denen durchdringende Teilchen registriert werden, verdoppelt sich der oben angegebene Geometriefaktor, da nicht zwischen frontalem und rückwärtigem Einfall unterschieden werden kann. Die gefundenen Werte liegen deutlich über den in der Experimentbeschreibung angegebenen Geometriefaktoren, die aus der Konzeption der Sensoren bestimmt wurden.

Die Betrachtung der Intensitäten in den einzelnen Koinzidenzkanälen in der **Abb. 5-16** zu großen Einfallswinkeln hin zeigt bei beiden Instrumenten ab etwa $+15^\circ$ einen signifikanten Anstieg im Elektronenkanal E300 auf Kosten der beiden Protonenkanäle P4000 und P190 auf, der bei etwa $+17^\circ$ bis $+18^\circ$ ein Maximum hat. Aus den Messungen mit negativen Einfallswinkeln wird deutlich, daß es sich hier um ein geometrisches Problem handelt, denn E300-Ereignisse werden dort nicht gefunden.

Bei der Untersuchung des Teleskopaufbaus in **Abb. 3-1** stellt sich heraus, daß ein einfallendes Teilchen ab einem Einfallswinkel von etwa $+15^\circ$ den Fotovervielfacher PM2 durchsetzt. In dem Quartzfenster und dem Glaskörper des PM2 wird beim Teilchendurchgang Cherenkovlicht erzeugt, das zusätzlich zu dem des C2-Detektors von der Fotokathode gesehen wird und so eine Erhöhung der C2-Amplitude bewirkt. Ein weiterer Beitrag zur Gesamtamplitude ist durch Szintillationslicht gegeben, das schwere geladene Teilchen in dem Glaskörper erzeugen. Die Glasszintillation wurde von Bollinger [1962] untersucht, der in seiner Arbeit auf Experimente von Ginther [1960] verweist. Dieser Anteil am Lichtsignal ist quantitativ nur schwer abschätzbar und bedarf zusätzlicher Messungen und weiterer detaillierter Untersuchungen. Ein vierter Beitrag wird durch Elektronen aus dem Ionisationsprozeß verursacht, die direkt auf der ersten oder zweiten Dynode des Fotovervielfachers auftreten und so ebenso zur Bildung von Sekundärelektronen führen.

In der **Abb. 5-18** sind die C2-Pulshöhenverteilungen für verschiedene Einfallswinkel zusammengestellt. Die **Abb. 5-18A** zeigt das C2-Pulshöhenspektrum für den 0° -Teilcheneinfall. Ab $+15^\circ$ ist deutlich das Anwachsen eines zweiten Peaks oberhalb von Kanal 170 zu erkennen (**Abb. 5-18B**), bei $+17^\circ$ ist dieser Peak schon größer als der ursprüngliche (**Abb. 5-18C**) und bei $+20^\circ$ ist nur noch der obere Peak vorhanden, der untere, der das reine C2-Detektorsignal wiedergibt, ist verschwunden (**Abb. 5-18D**). Nebenbei ist auch die Wegverlängerung im C2-Kristall zu bemerken, der untere Peak bei $+17^\circ$ liegt deutlich höher als der bei 0° -Teilcheneinfall.

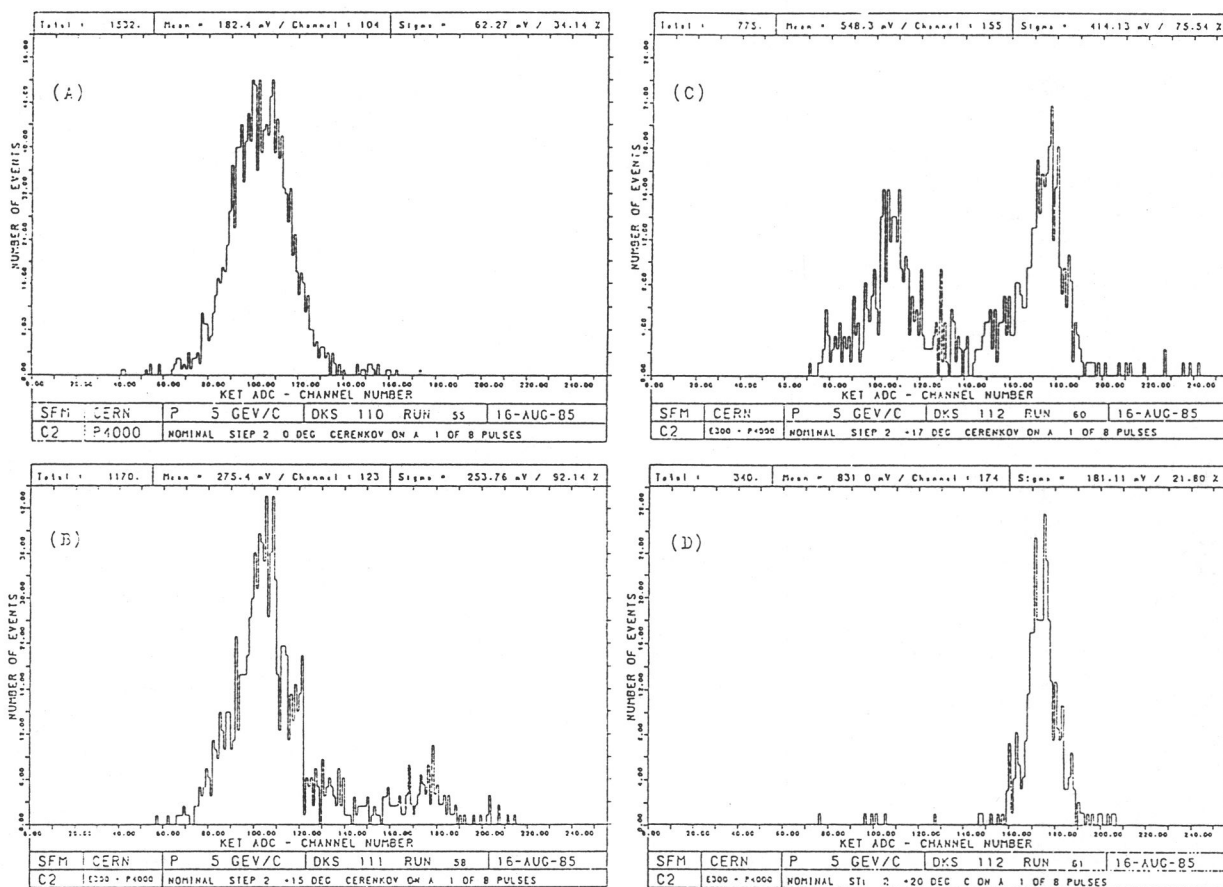


Abb. 5-18 : Die C2-Pulshöhenverteilungen von hochenergetischen Protonen für 0° -Einfall in (A), $+15^\circ$ in (B), $+17^\circ$ in (C) und $+20^\circ$ in (D). Ab Kanal 168 werden diese Protonen als Elektronen E300 angesehen.

Bevor nun eine Abschätzung des C2-Summenpeaks erfolgt, soll zunächst die Registrierung dieser Protonen als E300-Ereignisse erläutert werden.

Einfallende relativistische Protonen erzeugen im C2-Detektor Cherenkovlicht entsprechend ihrer Weglänge im Kristall, Elektronen hoher Energie induzieren elektromagnetische Kaskaden, deren Multiplizität M von der Energie abhängt. Durch Integration über alle Weglängen λ von Sekundärelektronen mit Energien oberhalb von etwa $E \approx 1$ MeV, ab dieser Energie produzieren die Elektronen etwa gleichviel Cherenkov-Quanten wie hochrelativistische Protonen ($E > 1$ GeV), ergibt sich für Elektronen im Vergleich zu Protonen eine um einen Faktor M_e größere Gesamtweglänge im C2-Kristall. Da die Anzahl der produzierten Cherenkov-Quanten von der Weglänge, der Energie und dem Ladungsquadrat abhängt, nicht aber von der Masse des einfallenden Teilchens

(siehe Gl.(2.10)), wird von Elektronen ein um M_e größeres Signal im C2-Detektor bewirkt und die C2-Amplitude kann zur Diskriminierung zwischen hochenergetischen Elektronen und Protonen herangezogen werden.

Wie aus der **Tabelle 3-2** (Koinzidenzbedingungen) hervorgeht, unterscheiden sich die beiden integralen Koinzidenzkanäle P4000 und E300 in ihrer Signatur nur in der Höhe der zugehörigen C2-Amplitude. Zur Trennung der sonst gleichen Koinzidenzbedingungen wurde die C21-Schwelle eingerichtet. Durchdringende hochenergetische Elektronen sind durch die Kaskadenbildung von einer C2-Amplitude oberhalb dieser Schwelle begleitet, durchdringende relativistische Protonen bleiben unterhalb der Schwelle.

Der Zusammenstellung der KET-Diskriminatorschwellen in **Tabelle 3-5** kann die Lage der C21-Schwelle entnommen werden, der Wert liegt beim SFM bei Kanal 168 entsprechend $U = 713.65$ mV. Die Ereignisse unter großen Einfallswinkeln erhalten durch das zusätzliche Lichtsignal aus dem Quartzfenster und dem Gehäuse des Fotovervielfachers eine Amplitude, die oberhalb dieser Schwelle, bei Kanal 174, liegt. Somit müssen diese Protonen im E300-Kanal gezählt werden.

Es besteht die Möglichkeit, diese Protonen-induzierten E300-Ereignisse von echten Elektronenereignissen zu unterscheiden, da sie von einem kleinen S2-Signal begleitet werden; die Sekundärelektronen der elektromagnetischen Kaskade eines Elektrons im C2-Kristall verursachen auch im S2-Szintillator ein größeres Signal als der einzelne Protonendurchgang. Bei den Flugdaten kann ein Analyseprogramm die Signale der einzelnen Detektoren auf ihre Plausibilität hin untersuchen. Tritt bei einem E300-Ereignis ein großes C2-Signal zusammen mit einer kleinen S2-Amplitude auf, so ist dies nicht plausibel. Diese Koinzidenz kann dann nur durch ein Proton hervorgerufen worden sein. Die Trennung ist jedoch nicht ganz unkritisch, da das S2-Signal aufgrund der Form des Detektors um eine Dekade variiert. In dem Kapitel 'Trennung von Elektronen und hochenergetischen Protonen' wird auf dieses Problem näher eingegangen.

Zur Abschätzung des erhöhten C2-Peaks, also der mittleren Summenamplitude aus dem Cherenkovlicht des C2-Kristalls und dem des Fotovervielfachermaterials, will ich zunächst aus der mittleren Amplitude für den 0^0 - und den $+17^0$ -Teilchendurchgang auf die Anzahl der aus der Fotokathode des PM2 her-

ausgelösten Elektronen zurückrechnen.

Unter Anwendung eines Konversionsfaktors K_T für die Testeingänge des Instrumentes und mit Kenntnis der Verstärkung V des Fotovervielfachers aus der Verstärkungseichung kann die Anzahl der Fotoelektronen N_e bestimmt werden

$$N_e = \frac{U_T K_T}{V e} . \quad (5.5)$$

Die Testeingänge wurden eingerichtet, um das Verhalten der ladungsempfindlichen Vorverstärker (LEV) und der Filtergruppen zu überprüfen und zu vermessen. Mit Hilfe des Konversionsfaktors kann aus der Ausgangsamplitude auf die Eingangsladung des LEV zurückgeschlossen werden. Da diese Ladung direkt aus dem Fotovervielfacher stammt, ist über die Verstärkung auch die Anzahl der herausgelösten Fotoelektronen bekannt.

Mit

$$\begin{aligned} e &= 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ [C]} \\ V &= 1.6 \cdot 10^5 (1 \pm 10\%) \\ K_T &= 2.4 \cdot 10^{-12} \text{ [CV}^{-1}\text{]} (1 \pm 2\%) \\ U_0 &= 0.182 \text{ [V]} (1 \pm 5\%) \\ U_{17} &= 0.831 \text{ [V]} (1 \pm 5\%) \end{aligned}$$

erhalte ich aus Gl.(5.5) für den reinen C2-Kristallpeak

$$N_e(0) = 17.0 \pm 2.9 \text{ Fotoelektronen,}$$

der Summenpeak wurde hervorgerufen durch

$$N_e(17) = 77.8 \pm 13.3 \text{ Fotoelektronen.}$$

Um diese große Anzahl zusätzlicher Fotoelektronen zu erklären, möchte ich auf die Zeichnung **Abb. 5-19** verweisen, in der eine Protonenbahn durch den Fotovervielfacher unter $\gamma = +17^\circ$ Einfallswinkel dargestellt ist. Für das Quartzfenster und das Glasgehäuse wurden die Cherenkovkegel eingezeichnet und die Winkel der Totalreflektion bestimmt. Das im Quartzfenster produzierte Licht kann aufgrund der Totalreflektion an der Oberseite nicht in Richtung Diffusionsbox entweichen und wird praktisch vollständig von der

Fotokathode gesehen. Das Licht aus dem Glasgehäuse gelangt über mehrere Reflektionen in das Quartzfenster und liefert noch einen kleinen Beitrag zum Gesamtsignal.

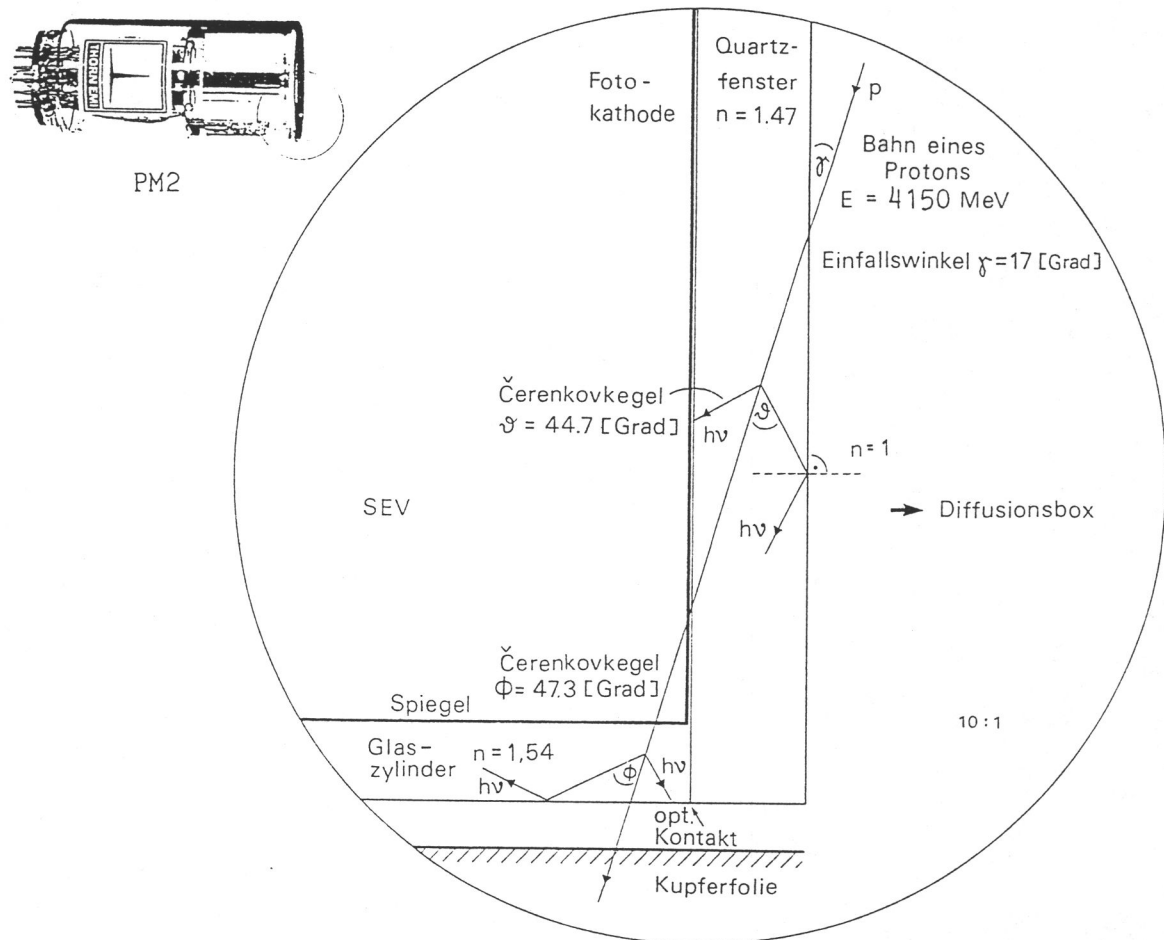


Abb. 5-19 : Zeichnung einer Protonenbahn durch den Fotovervielfacher PM2 des Cherenkov-Detektors C2 unter $+17^\circ$ -Einfallswinkel zur Abschätzung der großen Anzahl zusätzlicher Fotoelektronen.

Aus der optischen Messung der Dicke d des Quartzfensters berechne ich die Weglänge unter $\gamma = +17^\circ$ Einfallswinkel

$$L_Q(17) = \frac{d}{\sin \gamma} = \frac{1.6 \pm 0.1 \text{ [mm]}}{\sin 17^\circ} = 5.5 \pm 0.3 \text{ [mm]} .$$

Nach Marmier und Sheldon [1971] kann die Anzahl der durch ein hochenergetisches Teilchen der Ladung z und der Geschwindigkeit $v = \beta c$ produzierten Cherenkov-Quanten im Wellenlängenintervall $[\lambda_1, \lambda_2]$ pro Zentimeter durchsetzten Materials (Brechungsindex n) angegeben werden zu

$$I = \frac{2\pi z^2}{137} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right) . \quad (5.6)$$

Mit Begrenzung des Wellenlängenintervalls auf den sensitiven Bereich des Fotovervielfachers und Bestimmung der Geschwindigkeit β aus der Energie des Protons ergibt sich aus Gl.(5.6) für das Quartzfenster mit

$$\begin{aligned} z &= 1 \\ \beta &= 0.957 \\ n_Q &= 1.47 \quad (\lambda = 400 \text{ [nm]}) \\ \lambda_2 &= 3000 \cdot 10^{-8} \text{ [cm]} \\ \lambda_1 &= 5000 \cdot 10^{-8} \text{ [cm]} \end{aligned}$$

ein Wert von

$$I_Q = 303 \text{ [Quanten/cm]} .$$

Unter Berücksichtigung der oben berechneten Weglänge werden also im Mittel

$$I_Q(17) = 167 \pm 9 \text{ [Quanten]}$$

Cherenkov-Quanten im genannten Intervall durch ein Proton mit der Energie $E = 4150 \text{ MeV}$ unter $\gamma = +17^\circ$ Einstrahlwinkel im Quartz produziert.

Der Hersteller des Fotovervielfachers gibt die Quanteneffizienz der Fotokathode zu $\mu = 22\%$ an. Unter der oben begründeten Annahme, dass praktisch alle produzierten Lichtquanten von der Fotokathode gesehen werden, lässt sich die mittlere Anzahl der herausgelösten Fotoelektronen bestimmen zu

$$N_Q = \mu I_Q(17) = 37 \pm 3 .$$

Auf entsprechende Weise kann ich auch die Anzahl der im Glasgehäuse produzierten Lichtquanten bestimmen und erhalte aus der Dicke die durchlaufene

Wegstrecke

$$L_G(17) = \frac{d}{\cos \gamma} = \frac{1.0 \pm 0.1 \text{ [mm]}}{\cos 17^\circ} = 1.1 \pm 0.1 \text{ [mm]} .$$

und mit dem Brechungsindex

$$n_G = 1.54 \pm 0.05$$

einen Wert von

$$I_G = 330 \pm 19 \text{ [Quanten/cm]}$$

bzw.

$$I_G(17) = 36 \pm 7 \text{ [Quanten]} .$$

Mit der Abschätzung, das etwa die Hälfte dieser Lichtquanten das Quartzfenster erreichen, ergibt sich dieser Beitrag an herausgelösten Fotoelektronen zu

$$N_G = 0.5 \mu I_G(17) = 4 \pm 2 .$$

Insgesamt erhalte ich also

$$N_E = N_Q + N_G = 41 \pm 5$$

zusätzliche Fotoelektronen aus dem Material des Fotovervielfachers durch Cherenkovlicht.

Hier liegt der Hauptanteil am Zusatzsignal aus dem Fotovervielfachermaterial, die Beiträge aus der Glasszintillation und der direkten Registrierung von Ionisationselektronen müssen zur Erklärung der Differenz herangezogen werden zur gemessenen Peakerhöhung um

$$\Delta N_e = N_e(17) - N_e(0) = 60.8 \pm 16.2 \text{ Fotoelektronen.}$$

Die Werte für die gemessene Anzahl Fotoelektronen für den reinen C2-Kristallpeak und für den Summenpeak habe ich mit Hilfe der aus der Poisson-

Statistik stammenden Gleichung

$$N_e = \left(\frac{2.35 U_T}{FWHM} \right)^2 \quad (5.7)$$

durch graphische Bestimmung der Halbwertsbreite verifiziert. In Anbetracht einer nicht geringen Ableseungenauigkeit ergab sich so für den C2-Kristall-peak

$$N_e(0)' = 17 \text{ Fotoelektronen}$$

und für den Summenpeak

$$N_e(17)' = 72 \text{ Fotoelektronen ,}$$

damit beträgt die Differenz

$$\Delta N_e' = 55 \text{ Fotoelektronen.}$$

Die Häufigkeit der E300-Ereignisse bei isotropem Protoneneinfall kann über den Anteil des Raumwinkels abgeschätzt werden, der zum Durchtritt der Teilchen durch das Frontfenster des Fotovervielfachers führt.

Der Gesamtraumwinkel ergibt sich aus dem Öffnungswinkel und dem Durchmesser der Öffnung zu

$$\Omega = 0.48 [\text{sr}] \text{ .}$$

Der Anteil, der zu den E300-Ereignissen führt, kann für den Einfallswinkel $\gamma = +15$ bis $+22^\circ$ angegeben werden

$$\Omega_K = 0.014 [\text{sr}] \text{ .}$$

Damit kann ich das Verhältnis bestimmen zu

$$\frac{\Omega_K}{\Omega} = 0.029 \text{ ,}$$

also etwa 3% aller isotrop einfallenden Protonen können zu zusätzlichen E300-Koinzidenzen führen.

Beim Durchgang von Alphateilchen durch den Fotovervielfacher tritt ein ähnliches Problem nicht auf, da aufgrund des im Vergleich zu Protonen viermal höheren C2-Signales (siehe Gl.(5.6)) die C21-Schwelle schon überschritten wird. Von der Koinzidenzlogik wird nur eine Amplitude oberhalb der C20-Schwelle gefordert, denn die Alphateilchen zeichnen sich durch ihre hohen Halbleiterdetektorsignale jenseits der D11- und der D21-Schwelle aus.

Abschließend möchte ich bemerken, daß durch ein Zurückversetzen des Fotovervielfachers PM2 um nur $\Delta l = 1.5 \text{ cm}$ eine Verunreinigung des Elektronen-Kanals E300 durch Protonen verhindert würde sowie im weiteren aufwendige Trennungs- und Korrekturverfahren überflüssig machen würde. Leider ist dieser Eingriff mit großen mechanischen Veränderungen verbunden, er sollte jedoch in Erwägung gezogen werden.

Die Untersuchung des S2-Signales bei Veränderung des Einstrahlwinkels γ führt zu einer deutlichen Abhängigkeit vom Ort des Protonendurchganges. In **Abb. 5-20** sind die S2-Pulshöhenspektren für verschiedene Einfallswinkel zusammengestellt. Das Bild vom Instrument (s. **Abb. 3-1**) veranschaulicht die starke Variation in der S2-Materialdicke, vor allem in Richtung des C2-Fotovervielfachers. Die Wahl dieser Szintillatorform ist eine Folge des Kompromisses zwischen Symmetrie und Optimierung des Lichtweges durch den Detektor.

Das Pulshöhenspektrum **Abb. 5-20A** zeigt das S2-Signal von 4150 MeV Protonen unter 0° Einstrahlwinkel. Da der Protonenstrahl des Beschleunigers den vollen Öffnungswinkel des Instrumentes ausfüllt, stellt sich hier sozusagen ein Abbild der S2-Form dar. Der obere Anteil der Peakverteilung repräsentiert die Teilchen, die den längsten Weg durch das Material zurückgelegt haben. Das Spektrum **Abb. 5-20B** wurde unter $+10^\circ$ Einstrahlwinkel (in Richtung zu C2-Fotovervielfacher PM2) gewonnen, **Abb. 5-20C** unter $+15^\circ$.

Die Asymmetrie des S2-Detektors wird besonders deutlich im Vergleich der beiden unteren Spektren. Die **Abb. 5-20D** zeigt das S2-Signal unter -10° Einfallswinkel. Eine breite Peakverteilung tritt aufgrund des gleichmäßigen Detektoraufbaus in diesem Bereich nicht auf.

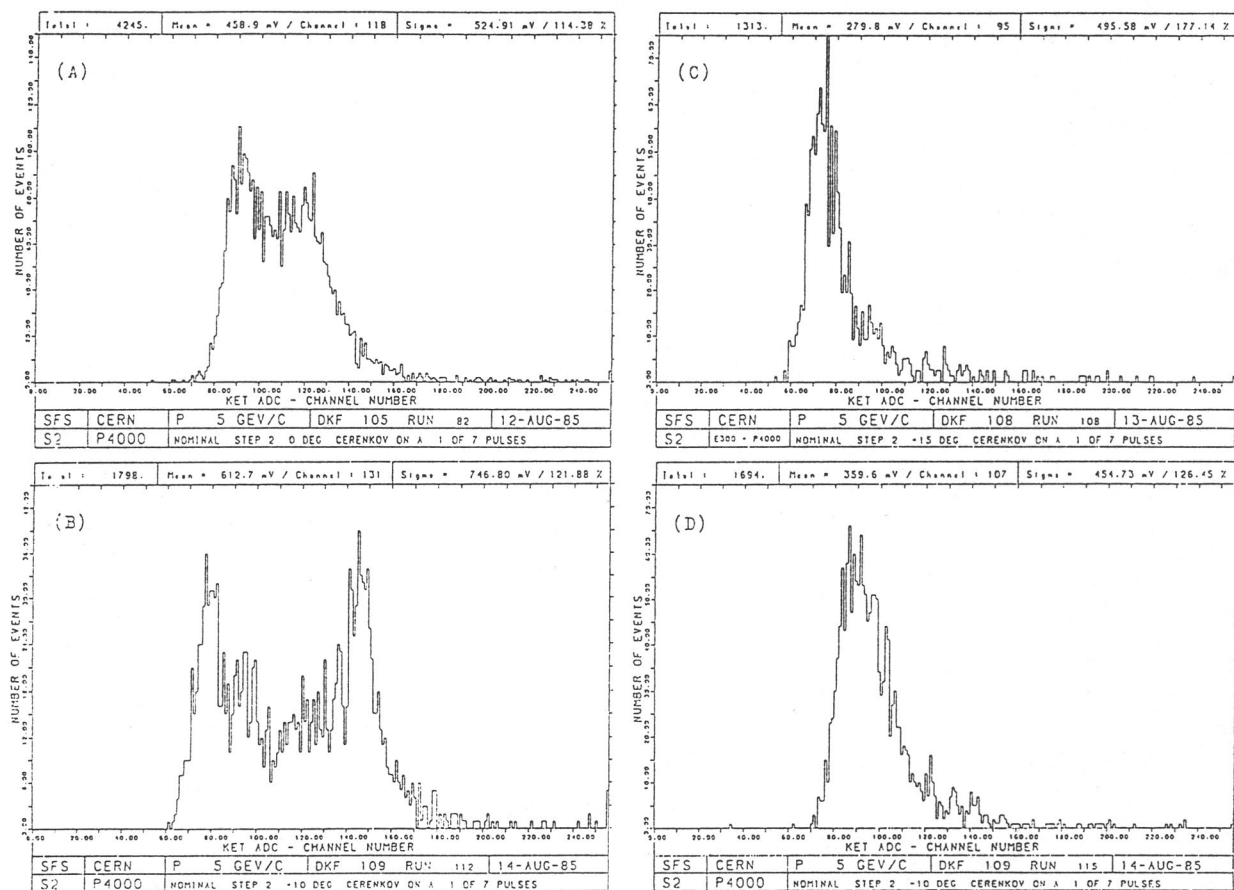


Abb. 5-20 : Die S2-Pulshöhenverteilungen von hochenergetischen Protonen für 0° -Einfall in (A), $+10^\circ$ in (B), $+15^\circ$ in (C) und -10° in (D). In den Spektren spiegelt sich die Variation in der S2-Form wieder.

Zur Untersuchung des Instrumentverhaltens unter rückwärtigem Teilchendurchgang wurden beide Sensoren bei -163° und $+180^\circ$ Einfallswinkel mit Protonen beschossen. Die Abb. 5-21 zeigt ein gleiches Verhalten des Teleskopes bei $+17^\circ$ (A,C) und -163° Einstrahlwinkel (B,D) in der C2-Amplitude und ein sichtbar kleineres Signal im S2-Detektor bei rückwärtigem Durchgang.

Dieser Umstand wird auch in der Abb. 5-22 im Vergleich zwischen frontaler (A,B) und rückwärtiger (C,D) Bestrahlung deutlich.

Um unter -163° und $+180^\circ$ zu messen, mußte das Instrument am Meßort umgebaut werden. Es ist nicht sicher, ob nach dem Umbau noch exakt die gleichen Meßbedingungen bestanden. Eine etwas andere Orientierung des Sensors zum Strahl könnte die Unterschiede im S2-Signal erklären, da der S2-Detektor ja sehr empfindlich auf eine Änderung des Teilchendurchgangsortes reagiert (siehe Behandlung des Einzeldetektorverhaltens).

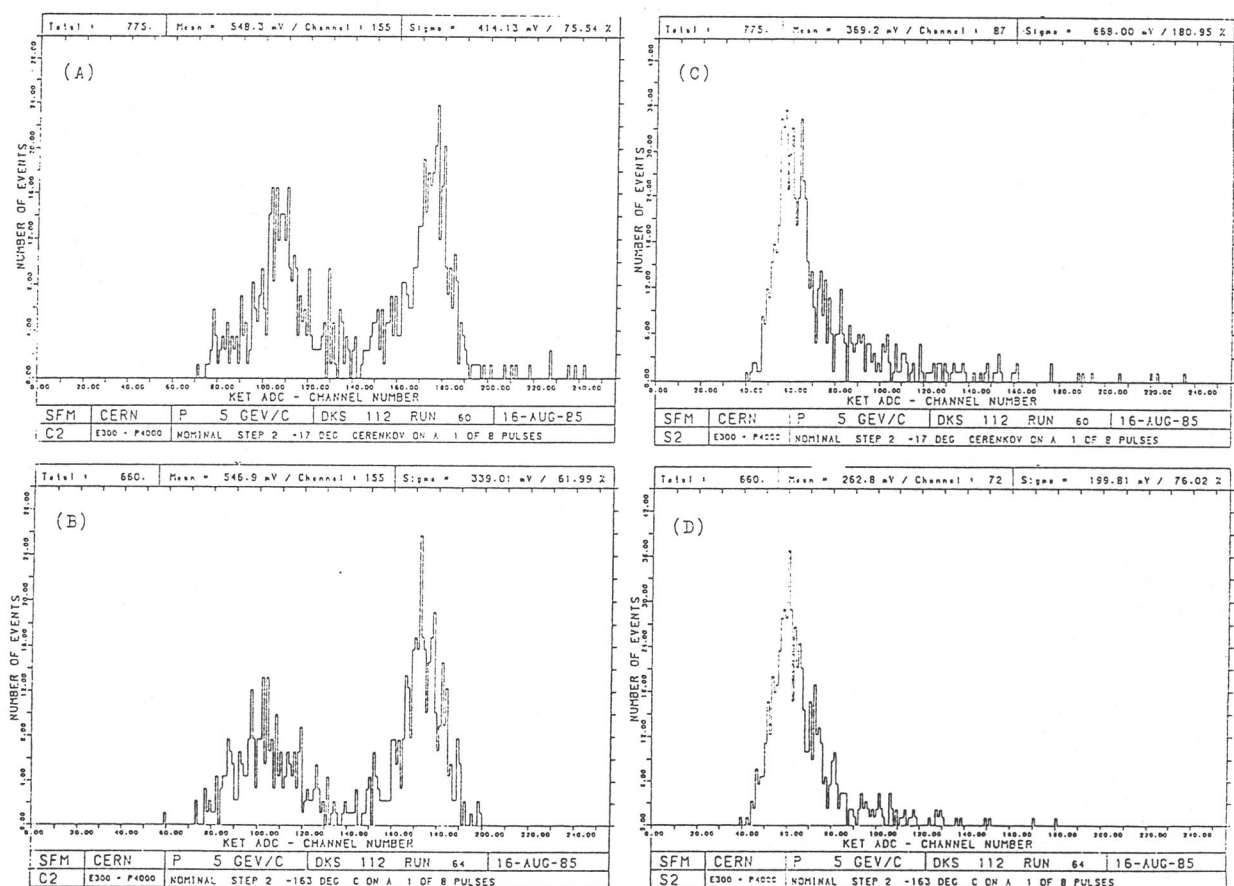


Abb. 5-21 : Reaktion des Sensors auf hochenergetische Protonen unter $+17^\circ$ - (A,C) und -163° -Einfallswinkel (B,D) in der C2-Signalamplitude (linke Spalte) und der S2-Signalamplitude (rechte Spalte). Es zeigt sich ein nahezu identisches Verhalten bis auf eine Verschiebung im S2-Signal, die durch erneuten Aufbau bedingt ist.

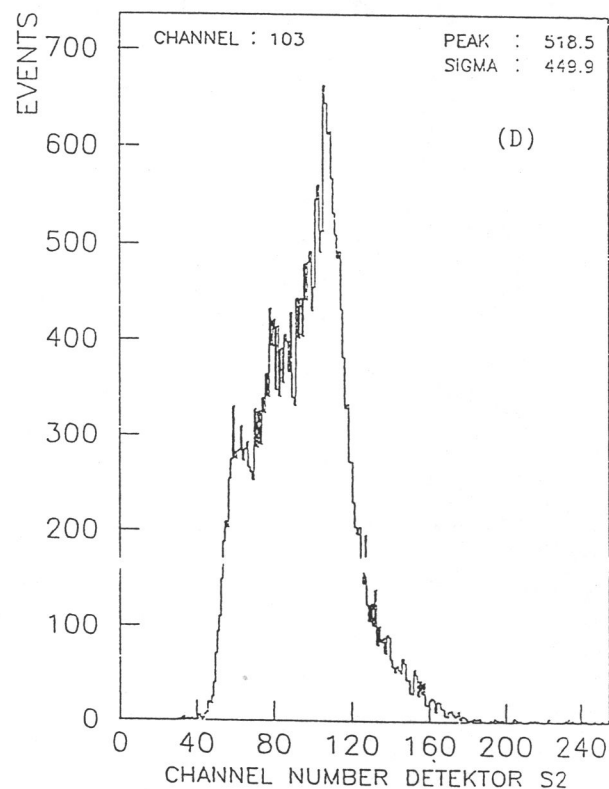
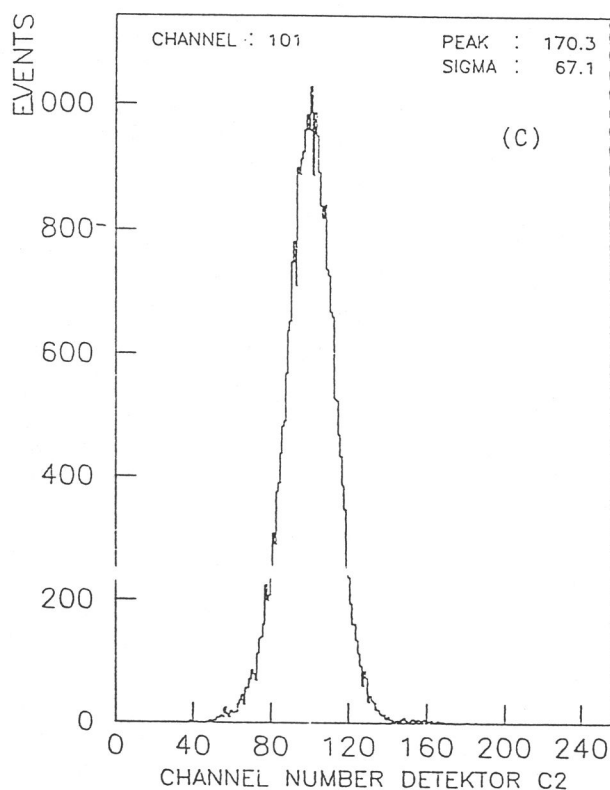
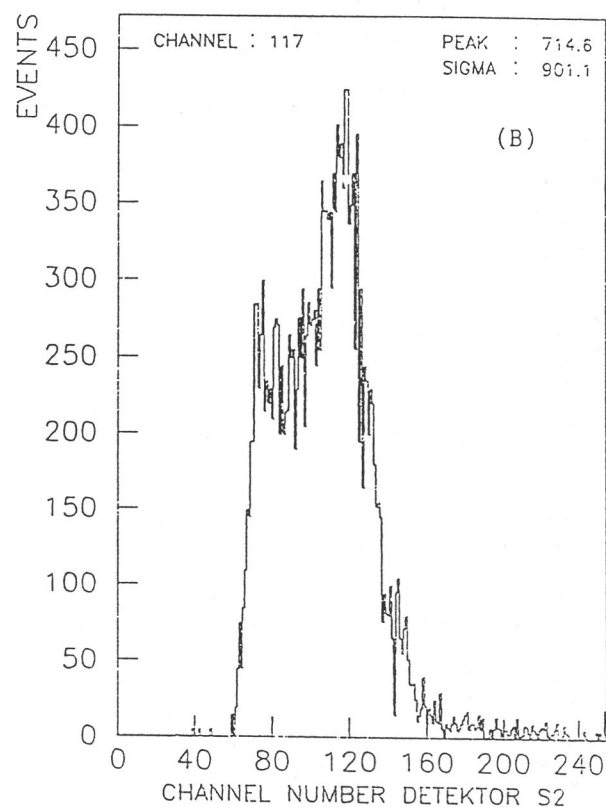
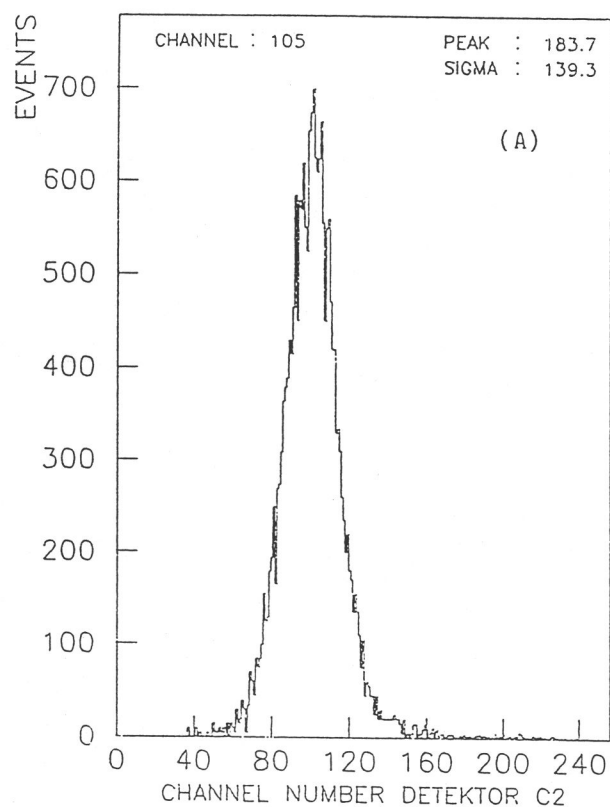


Abb. 5-22 : Reaktion des Sensors auf hochenergetische Protonen im Vergleich zwischen frontalem (A,B) und rückwärtigem (C,D) Einfall in der C2-Signalamplitude (linke Spalte) und der S2-Signalamplitude in der rechten Spalte. Die auch hier auftretenden Unterschiede im S2-Signal deuten auf eine Verdrehung des Sensors bei $+180^\circ$ hin.

Das Ergebnis der Elektronenwinkelmessungen ist in der **Abb. 5-23** für BONN bei 490 MeV und in der **Abb. 5-24** für ORME bei 50 MeV Einfallsenegie dargestellt. In ORME wurde unter diesem Aspekt nur das SFS ('Selected Flight Spare'), das damalige FM ('Flight Model'), untersucht. Die Summenkurve SUM gibt die Summe der Zählraten in allen Koinzidenzkanälen bezogen auf einen mitlaufenden 'beam counter' wieder, wurde vom Untergrund im Kanal P1 bereinigt ($\tau = 0.05$ c/s) und ist auf den 0° -Einfall normiert. Die Fehlerbalken stellen den reinen statistischen Fehler der Zählraten dar.

Auch die Bonner Winkelmessungen zeigen ein Plateau um 0° , die durchgezogenen Kurven entstanden durch einen 'Spline-Fit' und dienen nur der Führung des Auges. Die winkelabhängige Responsefunktion nach Sullivan konnte hier nicht sinnvoll angepaßt werden, da die hochenergetischen Elektronen zusätzliche Effekte verursachen, die nicht in diese Funktion miteingehen. Außerdem wurden bei diesen Messungen kleine Kollimatoren (10×10 mm²) verwandt, so daß der Teilchenstrahl nicht wie am CERN die gesamte Aperturöffnung ausfüllt. Trotz der Streuung und deutlichen Auffächerung des Strahles durch den Kollimator (Abstand zum Sensor 741 mm) sollte daher ein breites Plateau entstehen, das dann mit steigendem Winkel stark abfällt, bedingt durch die winkelabhängige Verringerung der Überlappung von Strahlfläche und D2 nach Sullivan und die wachsende Streuwahrscheinlichkeit für Sekundärelektronen aus der C2-Kaskade in Richtung des A zur Generierung einer Antikoinzidenz.

Die Kurven für die Koinzidenzkanäle wurden auch hier durch Stauchen der Summenkurve gewonnen (Normierung auf den 0° -Wert). Es zeigen sich leichte Abweichungen von den Meßwerten, die bei positiver Drehung ausgeprägter als bei negativer sind. Bei positiver Drehung zeigt sich die Tendenz zu einer bevorzugten Registrierung im Kanal E300 auf Kosten des Kanals P4000, was darauf hindeutet, daß hier die C21-Schwelle wegen der Schauerausbildung direkt in Richtung C2-Fotovervielfacher vermehrt überschritten wird.

Durch die Meßpunkte der Winkelmessungen in Orme (**Abb. 5-24**) wurde ebenfalls ein 'Spline-Fit' gelegt. Hier konnte aus den wenigen Messungen kein Plateau bei 0° abgeleitet werden, auch sind vom Beschleuniger keine genauen Strahlmaße bekannt. Daher wurde in diesem Fall einfach an ein Maximum angenähert. Das ist allerdings nur dann richtig, wenn der Strahldurchmesser exakt dem D2-Durchmesser gleich ist oder aber sich die Streuung in die Antikoinzidenz bei leichter Abweichung von 0° sehr stark auswirkt. Wenn je-

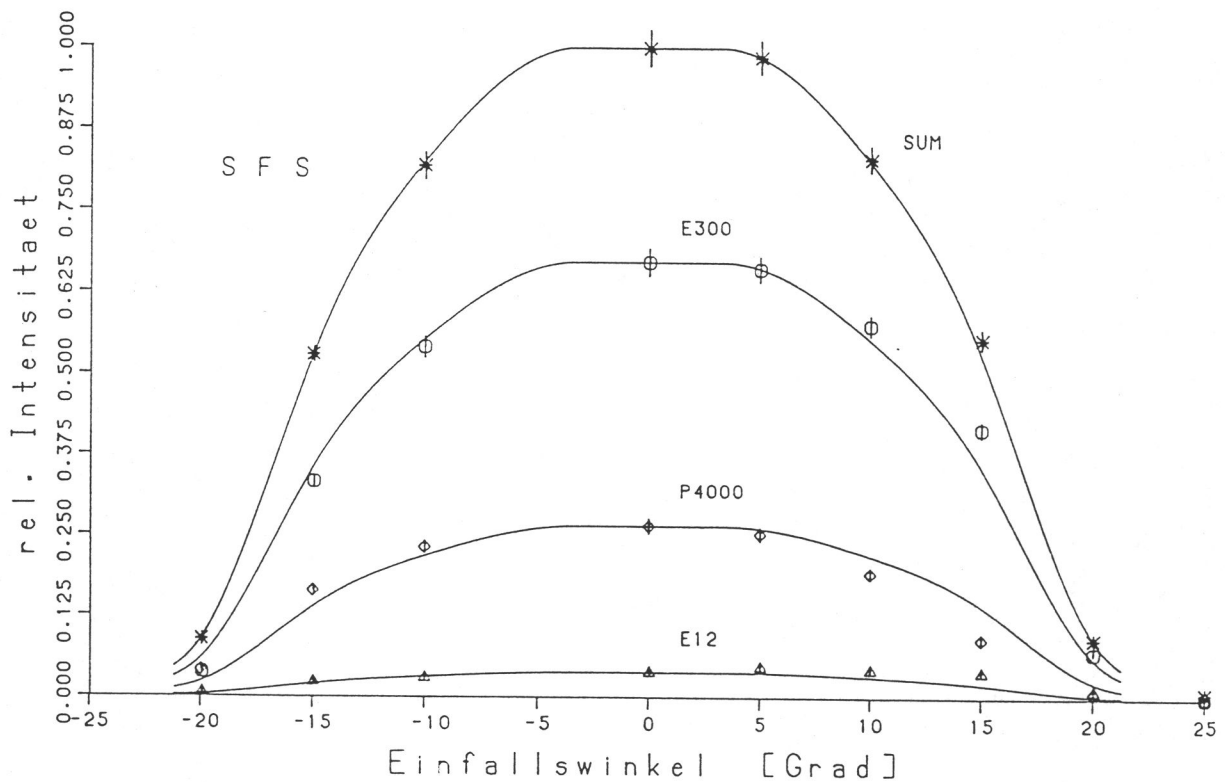
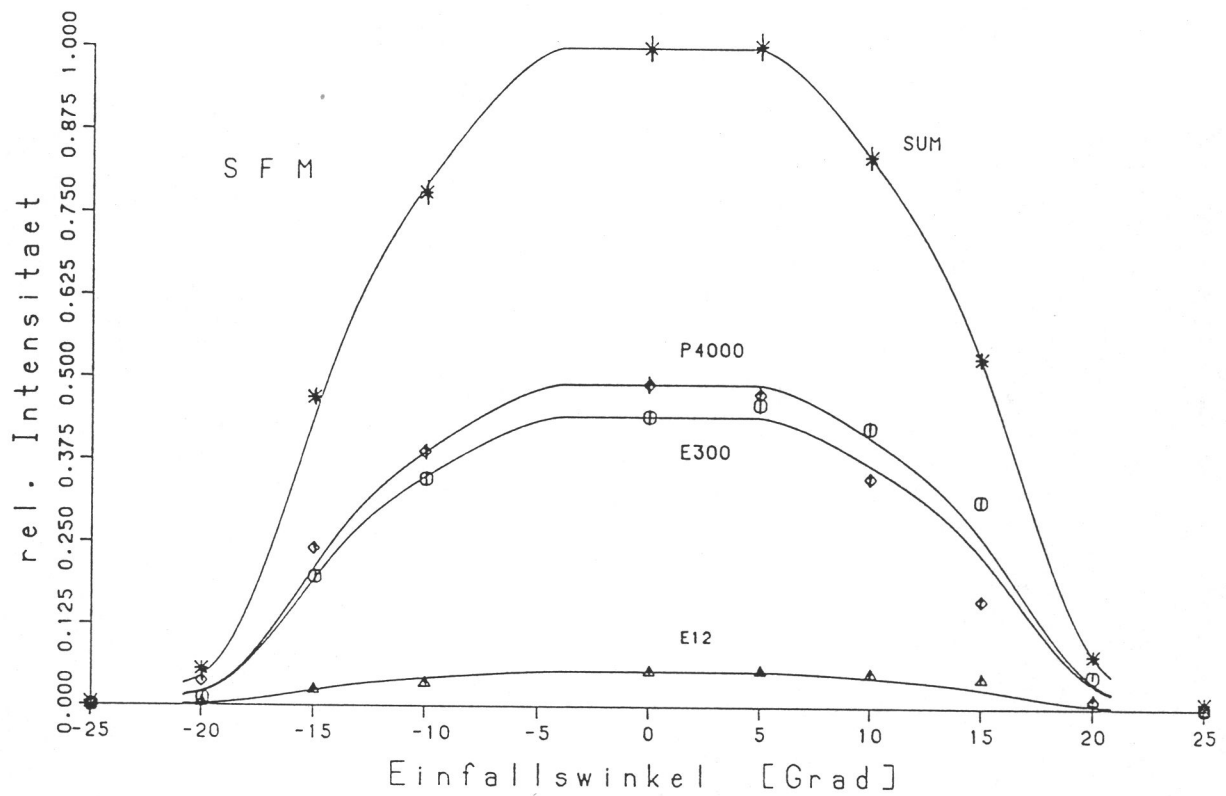


Abb. 5-23 : Die Effizienz des Elektronennachweises in Abhängigkeit vom Einfallswinkel der Teilchen bei einer Energie von 490 MeV aus den Messungen in Bonn (für SFM und SFS). Die Verteilung der Ereignisse auf die Koinzidenzkanäle ist durch Unterschiede im Aufbau und Schwellenverhalten der Sensoren bedingt (siehe Abb. 5-12/3).

doch ein Plateau existieren sollte, so kann es nur sehr eng um den senkrechten Teilcheneinfall begrenzt liegen.

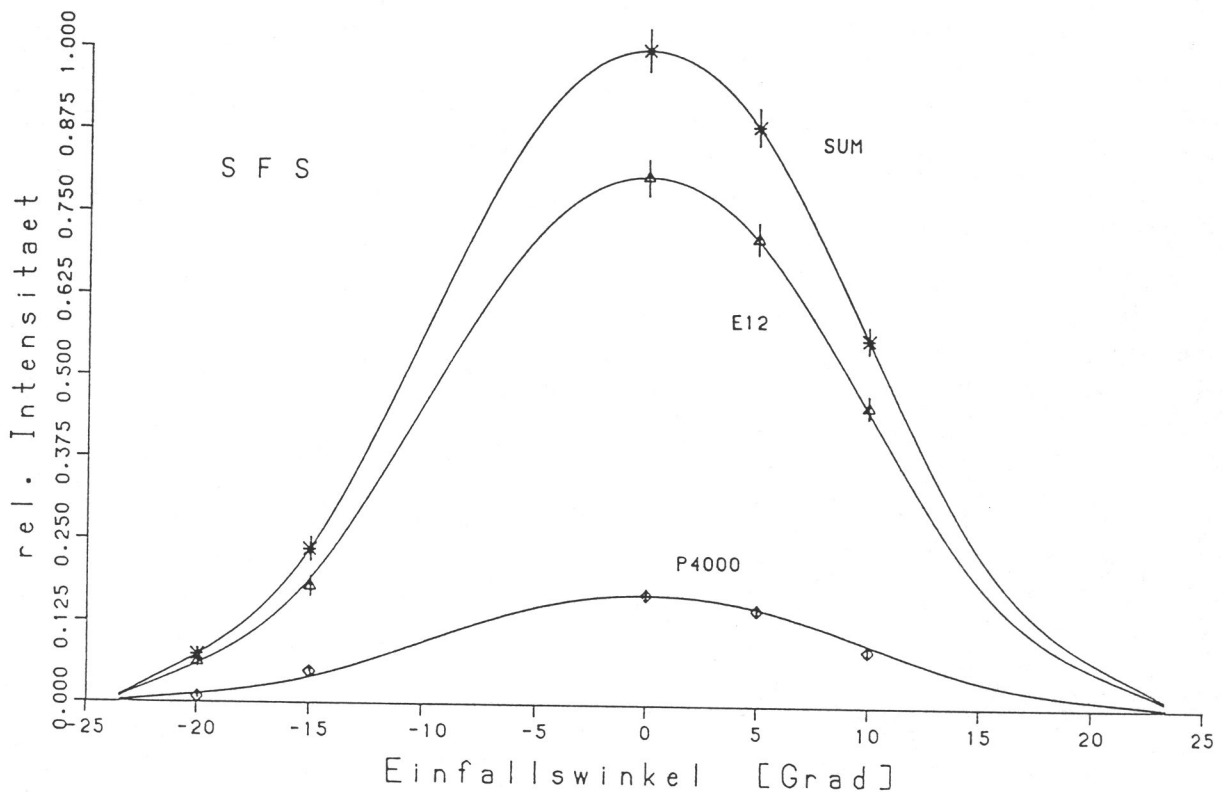


Abb. 5-24 : Die Effizienz des Elektronennachweises in Abhängigkeit vom Einfallswinkel der Teilchen bei einer Energie von 50 MeV beim SFS aus den Messungen in Orme. Die Verteilung der registrierten Ereignisse auf die Koinzidenzkanäle E12 u. P4000 spiegelt die Effizienzkurven in Abb. 5-12/3 für den 0° -Teilcheneinfall wieder.

In den Elektronenwinkelmessungen repräsentiert die anteilige Verteilung der Koinzidenzen auf die einzelnen Zählkanäle bei 0° -Teilcheneinfall einen Schnitt bei 490 MeV bzw. 50 MeV in den Effizienzkurven von Abb. 5-12/3.

Die Gegenüberstellung der Impulshöhenverteilungen aller Detektoren bei rückwärtiger und frontaler Bestrahlung mit 990 MeV Elektronen in Abb. 5-25 spiegelt deutlich das Verhalten des C2-Kristalls wieder. Die dort entstehende elektromagnetische Kaskade führt in frontalem Durchsatz (linke Spal-

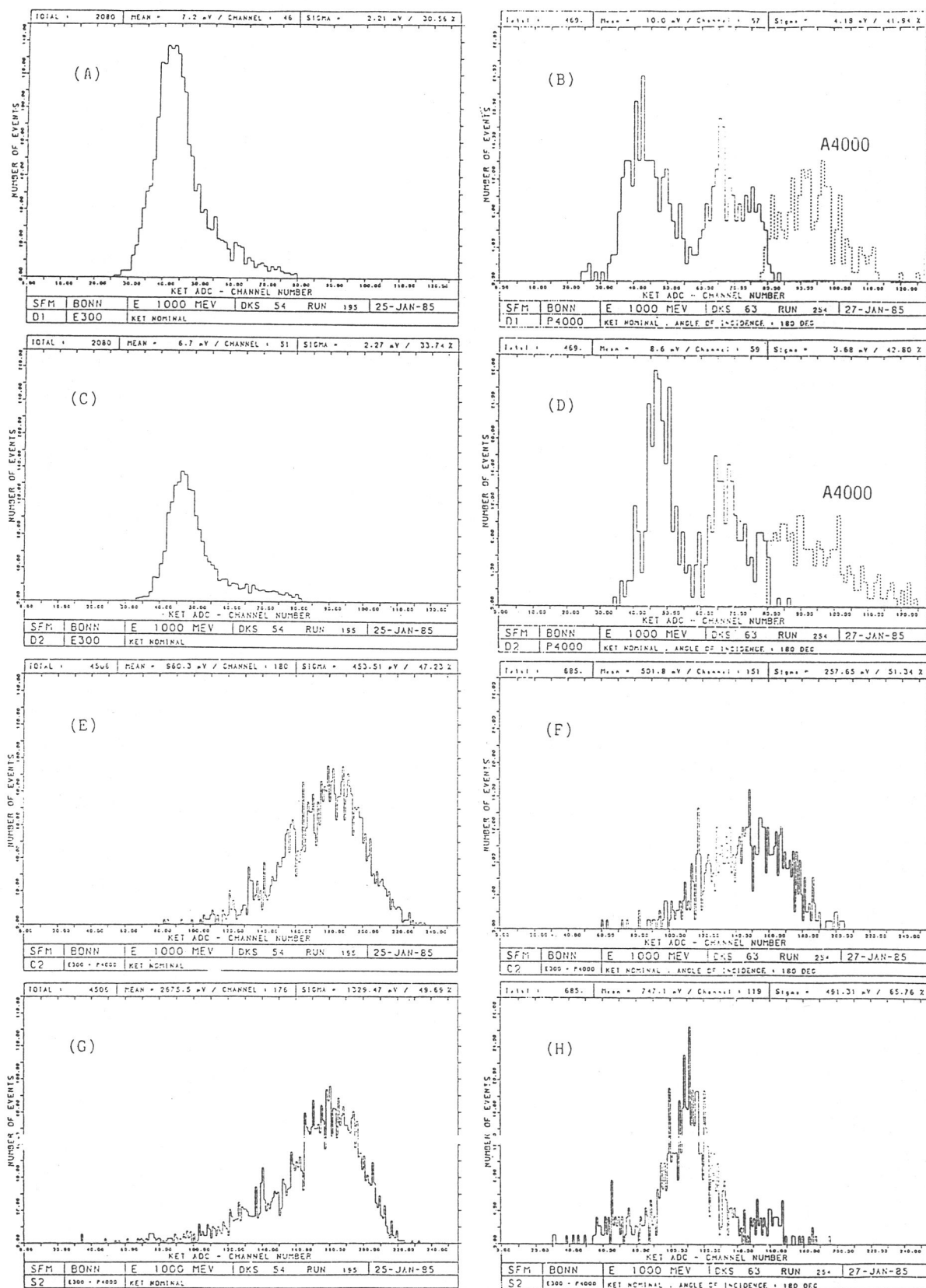


Abb. 5-25 : Gegenüberstellung der Pulshöhenverteilungen der Detektoren D1 (A,B), D2 (C,D), C2 (E,F) und S2 (G,H) beim frontalen (linke Spalte) und rückwärtigen Einfall (rechte Spalte) von 990 MeV Elektronen zur Erläuterung der Registrierung im Kanal A4000.

te) zu einem sehr hohen S2-Signal (G), da der S2-Szintillator die Kaskade sieht. Beim Teilchendurchgang unter 180° (rechte Spalte) sieht der S2 nur ein einziges minimal-ionisierendes Teilchen, daher fällt bei rückwärtiger Einstrahlung das S2-Signal kleiner aus (H). Aufgrund der Geometrie des C2-Kristalls, vor allem wegen des Kegelstumpfwinkels, bleibt bei rückwärtiger Bestrahlung auch die C2-Amplitude kleiner.

Verheerend wirkt sich die nach vorn entweichende Kaskade auf die Signale der Halbleiterdetektoren D1 und D2 aus (B,D). Hier findet sich eine breite Peakstruktur mit einer hohen Anzahl an Ereignissen, deren Signale oberhalb der D11- und der D21-Schwelle liegen; dieser Anteil wurde gestrichelt eingezeichnet. Das führt dazu, daß diese Ereignisse als Koinzidenz A4000 erfaßt werden (s. Tab. 3-2)! Beim SFM ist dies bei 19% aller von hinten einfallenden Elektronen der Fall. 42% der Elektronen fallen so in den P4000-Kanal (geringe C2-Amplitude), 16% in den E12 und nur 13% in den zuständigen Kanal E300. Für das SFS liegen diese Werte bei 22% A4000, 20% P4000, 18% E12 und 31% E300. Die Verhältnisse, die für den frontalen Einfall in den Effizienzkurven in Abb. 5-12/3 wiederzufinden sind, verschieben sich also beträchtlich. Außerdem gehen die Elektronenereignisse, deren Signal im D2-Detektor oberhalb der D21-Schwelle liegt, und deren D1-Amplitude zum Überschreiten der D11-Schwelle nicht ausreicht, verloren, da sie eine unzulässige Koinzidenz bewirken.

Die Messungen unter 490 MeV bei rückwärtiger Einstrahlung zeigen eine starke Energieabhängigkeit des A4000-Anteils. Bei dieser Energie liegt die Verteilung bei 7% A4000, 27% P4000, 18% E12 und 39% E300 (SFS), in den Messungen unter 90 MeV werden keine A4000-Ereignisse verzeichnet.

Ein mögliches Trennverfahren zur Unterscheidung dieser Elektronen von echten A4000-Ereignissen wird in der Abb. 5-26 ersichtlich, in der in die Elektronenspektren unter rückwärtigem Einfall aus Abb. 5-25 (rechts) angenommene Verteilungen für Alphateilchen mit einer Energie von 4150 MeV/nuc eingezeichnet wurden. Diese Verteilungen wurden durch Vervierfachung der Amplitude mit Beibehalten der Halbwertsbreite aus den Protonenmessungen unter 4150 MeV gewonnen, da keine Messungen mit Alphateilchen durchgeführt worden sind. Das S2-Spektrum kann nicht mit herangezogen werden, da das S2-Signal aufgrund der starken Schwankungen in der Materialdicke des Szin-

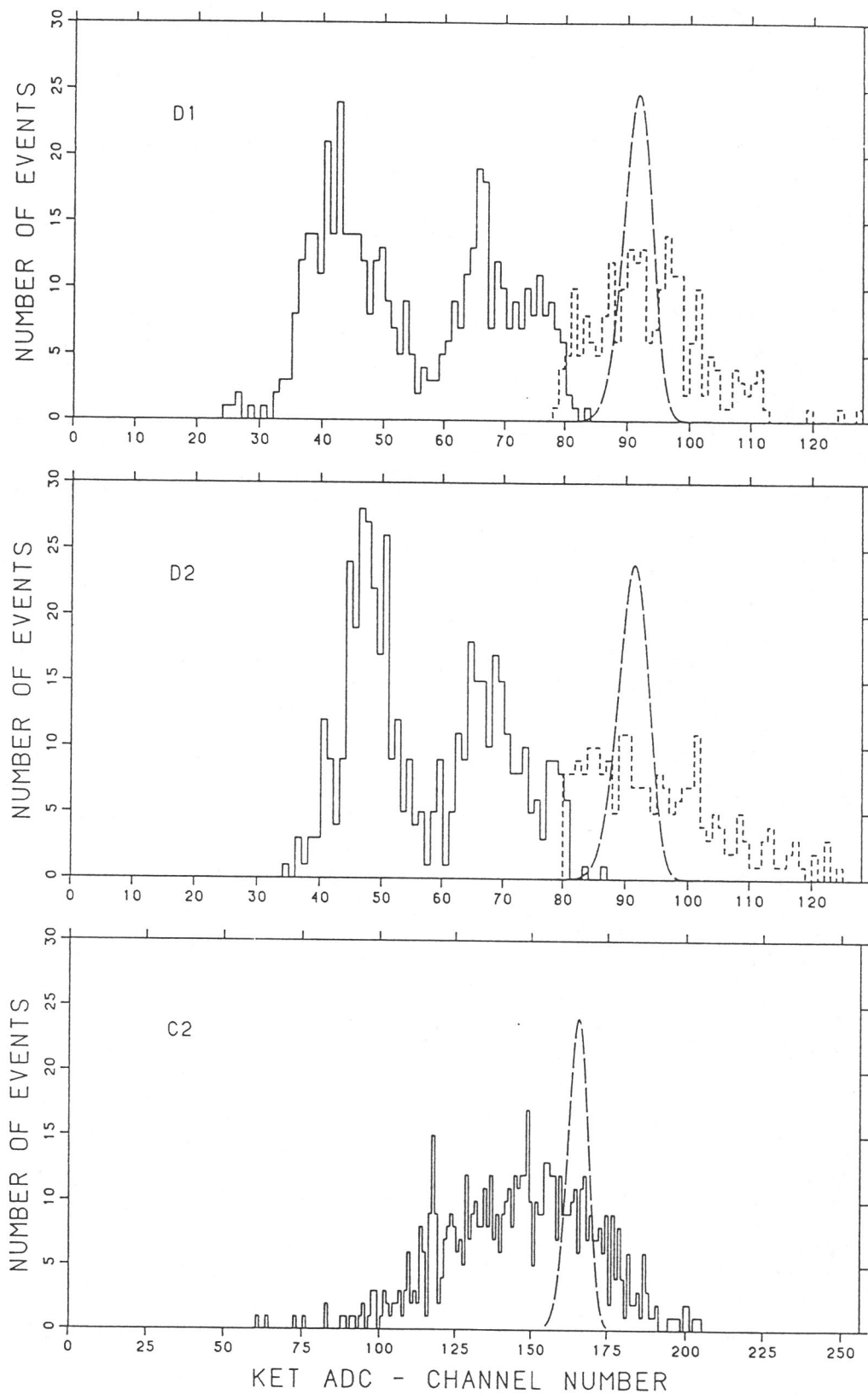


Abb. 5-26 : Die Pulshöhenverteilungen rückwärtiger Elektronen in den Detektoren D1, D2 und C2 aus Abb. 5-25. Der gestrichelte Anteil ist als Alphateilchen A4000 registriert worden. Die aus den Protonenspektren durch Verschiebung erzeugten Alphaverteilungen deuten das Trennverfahren durch die Signal-Zusammengehörigkeit an.

tillators zu sehr variiert.

Für Elektronen- und Alphaverteilungen fester Energie, wie in **Abb. 5-26** abgebildet, würde sich zur Trennung ein Verfahren anbieten, das in dem engen Bereich der Alpha-Peaks für die vermeintlichen Elektronenereignisse die Detektorsignale auf ihre Zusammengehörigkeit überprüft. Elektronen, deren Signale außerhalb der Alphaverteilungen liegen, würden sofort diskriminiert, über die Zusammengehörigkeit der drei Amplituden für Alphateilchen in den schmalen Alpha-Bändern wäre eine Trennung zu 80 bis 90% denkbar, da es für Elektronen unter rückwärtigem Einfall sehr unwahrscheinlich ist, daß alle drei Detektorsignale gleichzeitig in den schmalen Bereichen der Alphaverteilungen liegen.

Das obige Verfahren ist auf den tatsächlichen Meßbetrieb unter Flugbedingungen übertragbar. Zwar verschieben sich die Verteilungen für Elektronen mit wachsender Energie zunehmend zu höheren Amplituden, in den Halbleiterdetektoren aufgrund der steigenden Multiplizität M_e der C2-Kaskade, so daß der relative Anteil an A4000-Registrierungen immer dominanter wird, auch die Lage der Amplituden der Alphateilchen variiert mit der Energie über einen weiten Bereich. Für gemessene Elektronen- und Alpha-Energiespektren ergibt sich folglich eine breite Überlappung in den Einzeldetektorspektren, jedoch bleibt die Bedingung der Zusammengehörigkeit erhalten. Für jedes Ereignis mit einer A4000-Koinzidenz läßt sich z.B. die C2-Amplitude entnehmen und die für ein Alphateilchen zugehörige D1- und D2-Amplitude bestimmen. Liegt auch nur eine der beiden gemessenen Amplituden wegen der Statistik der Schauerbildung im C2 außerhalb der für ein Alphateilchen relevanten Verteilung, so wurde diese Koinzidenz mit Sicherheit von einem rückwärtig einfallenden Elektron hervorgerufen. Auf diese Weise müßten rd. etwa 80% der Elektronen nachträglich identifizierbar sein.

Um die Wichtigkeit dieses Effektes abschätzen zu können, habe ich in der **Abb. 5-27** die interstellaren Spektren für Protonen, Elektronen und Alphateilchen nach Fulks [1975] zusammengetragen.

Den Spektren kann ich das α/e -Verhältnis für Elektronen von 1 GeV und Alphateilchen von 1 GeV/nuc entnehmen

$$\alpha/e = 2.1 \quad .$$

Unter der Annahme, das ich im oberen Energiebereich ($E > 2 \text{ GeV}$) die interstellaren Spektren durch ein Potenzgesetz der Form

$$f(E) = (E/E_0)^{-\gamma} \quad (5.8)$$

annähern kann, bestimme ich graphisch die Steigungen und damit den Exponenten für Elektronen zu $\gamma_e = 2.9$ und für Alphateilchen zu $\gamma_\alpha = 2.6$.

Damit kann ich das Spektrum integrieren und erhalte

$$F(E) = \int_{E_1}^{E_2} f(E_0) (E/E_0)^{-\gamma} dE$$

$$= \frac{f(E_0) E_0}{1-\gamma} \left((E_2/E_0)^{1-\gamma} - (E_1/E_0)^{1-\gamma} \right) \quad (5.9)$$

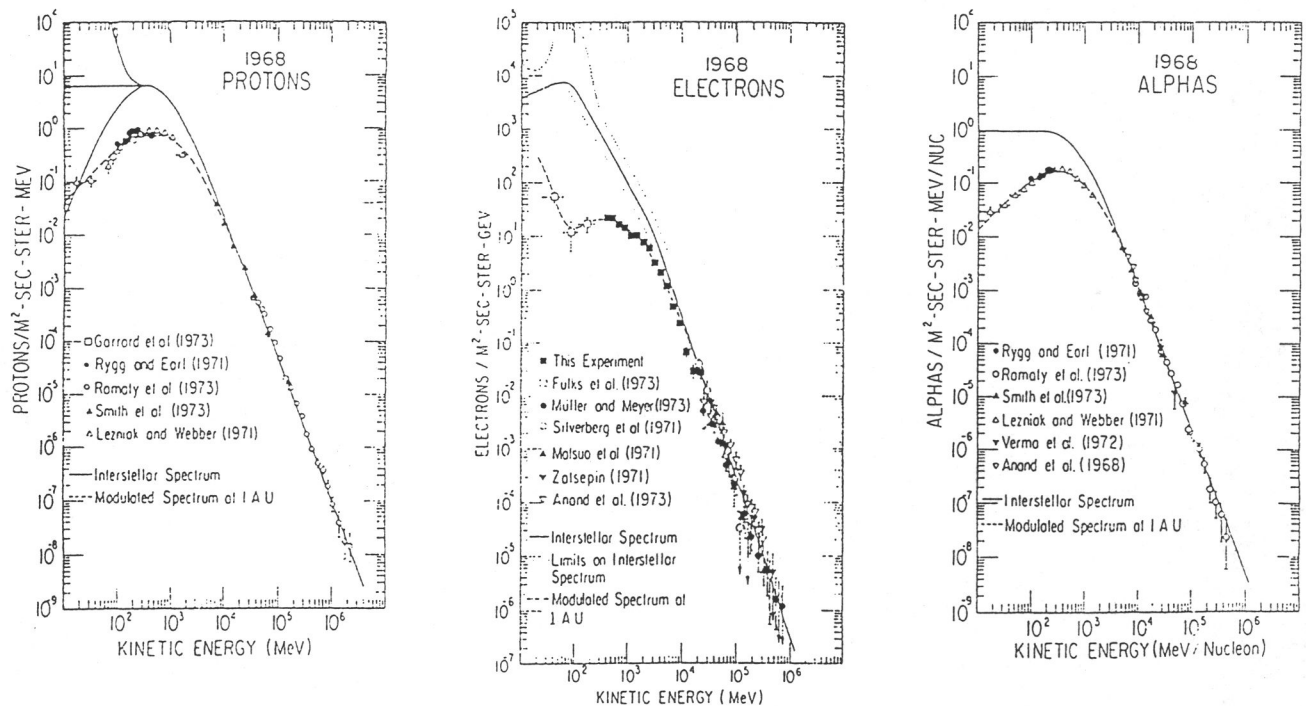


Abb. 5-27 : Die interstellaren Protonen-, Elektronen- und Alphaspekten mit dem modulierten Spektrum bei ca. 1 AE nach Fulks [1975].

Führe ich die Integration für den Energiebereich von 2 GeV bis zu 20 GeV durch, so ergibt sich die integrale Elektronenrate zu

$$F_e = 41.6 \text{ [m}^{-2}\text{sec}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{]}$$

und die integrale Alpha-Teilchenrate zu

$$F_\alpha = 91.4 \text{ [m}^{-2}\text{sec}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{]}$$

und ich erhalte wegen der geringeren Steigung des Alpha-Spektrums im Vergleich zum Elektronenspektrum einen etwas höheren Wert für das integrale α/e -Verhältnis im Energiebereich von 2 bis 20 GeV

$$\alpha/e = 2.2 \quad .$$

Der Vergleich der Gesamtanzahl aller Registrierungen unter rückwärtigem und frontalem Einfall von 990 MeV Elektronen zeigt eine Reduzierung der Effizienz auf ~3% unter $\gamma = 180^\circ$. Folglich werden 97% aller rückwärtig einfallenden Elektronen durch das Ansprechen des Antikoinzidenzszintillators A über Durchgänge von Sekundärelektronen eliminiert.

Damit ist das obige α/e -Verhältnis nicht nur mit einem Faktor 2 zu multiplizieren, da die echten Alpha-Registrierungen von der Einfallrichtung unabhängig sind und die frontalen Elektronen unberücksichtigt bleiben, sondern zudem mit einem Faktor 30 aus der verminderten Effizienz der rückwärtigen Elektronendetektion. Eine Maskierung des integralen Alpha-Kanals A4000 kann daher ausgeschlossen werden, nur etwa 1% aller A4000-Ereignisse sind durch rückwärtige Elektronen bedingt. Unter Berücksichtigung einer möglichen Reidentifizierung der Elektronen kann diese Angabe nochmals um zumindest 50% reduziert werden.

Die Kenntnis der durch Ansprechen der Antikoinzidenz verfallenen und der im A4000 verbliebenen rückwärtigen Elektronen muß jedoch in die Aufstellung von Elektronen-Energiespektren miteingehen, da sonst eine Verfälschung des hochenergetischen Astes die Folge wäre.

o Trennung von Elektronen und hochenergetischen Protonen

Die Entfernung der Kontamination des integralen Elektronenkanals 'E300' durch hochenergetische Protonen ist von großer Bedeutung, da das Ausmaß der Verunreinigung den Bereich der Meßgröße erreicht und daher die Erkennung und Auswertung energiereicher Elektronen in Frage gestellt ist.

Der Anteil der Elektronen in der kosmischen Partikelstrahlung liegt bei etwa ~1%, wobei nur wenige hiervon Energien von mehr als 500 MeV zur Registrierung im Kanal E300 tragen. Da der Protonenanteil jedoch ca. 85% der Partikel ausmacht und bei den Messungen am CERN mit hochenergetischen Protonen unter senkrechtem Einfall eine Kontamination des E300 durch die Registrierung von etwa 0.7 bis 1% aller Ereignisse festzustellen ist, so reicht zusammen mit dem im vorangehenden Abschnitt ermittelten Winkелеffekt bei isotropem Teilcheneinfall im Bereich von ~3% die Verunreinigung aus, um die Messung von energiereichen Elektronen deutlich zu überlagern.

In der **Tabelle 5-1** ist die E300-Kontamination aus den Protonenmessungen am CERN für beide Sensoren aufgeführt. Die Meßläufe unterhalb von 3170 MeV (4 GeV/c) wurden nicht mit eingetragen, da sie nicht mehr frei von Pionen vom Beschleuniger sind.

Run	Sensor	E [MeV]	T [s]	E300	ΣP	E300/ ΣP [%]
47/48	SFM	4150	2978	128	14240	0.90
126/7	SFM	4150	11892	473	69865	0.68
82	SFS	4150	4186	114	10421	1.09
104	SFM	3170	3054	72	9775	0.74
84	SFS	3170	1209	21	2208	0.95
128/9	SFM	4150	14975	14	34852	0.04

Tabelle 5-1 : Die Kontamination des Elektronenkanals E300 durch hochenergetische Protonen, ermittelt aus den Koinzidenzzählraten am CERN (SFM Selected Flight Model, SFS Selected Flight Spare).

Deutlich hebt sich der Lauf 128/9 hervor, er wurde mit rückwärtig einfallenden Protonen durchgeführt. Die festgestellte Kontamination von 0.04%

ist sicherlich vernachlässigbar (Untergrund), der untersuchte Effekt ist folglich richtungsabhängig und wird nur durch frontal einfallende Teilchen hervorgerufen.

Aus den interstellaren Protonen- und Elektronenspektren in der **Abb. 5-27** können die integralen Protonen- und Elektronenraten für Protonen oberhalb von 2 GeV und Elektronen ab etwa 500 MeV durch die zweifache Anwendung der Gl.(5.9) bestimmt werden, da die Spektren signifikante Knickpunkte besitzen (Elektronen bei 2.5 GeV, Protonen bei 4 GeV) und daher für die Bereiche vor und nach dem Knickpunkt das Potenzgesetz aus Gl.(5.8) mit unterschiedlicher Steigung integriert werden kann.

Ich erhalte für die integrale Elektronenrate oberhalb von 500 MeV

$$S_e \approx 200 [m^{-2}s^{-1}sr^{-1}]$$

und für die integrale Protonenrate jenseits von 2 GeV

$$S_p \approx 1600 [m^{-2}s^{-1}sr^{-1}] .$$

Damit kann ich das erwartete Protonen zu Elektronenverhältnis bestimmen

$$P/e \approx 8 .$$

Ausgehend von einer Kontamination durch ~4% aller einfallenden Protonen mit $E \geq 2$ GeV durch den in diesem Abschnitt behandelten Effekt bei senkrechtem Einfall (~1%) und durch Einfall in dem engen Raumwinkel zum Erreichen des C2-Fotovervielfachers (~3%) sind somit etwa 32 Protonen auf 100 Elektronen im Kanal E300 zu erwarten, die Verunreinigung beträgt also

$$\epsilon \approx 24 \% .$$

Die Registrierung der Protonen als E300-Ereignisse wird verursacht durch die untypisch hohe Amplitude im C2-Cherenkovdetektor, die oberhalb der C21-Schwelle liegt (s. **Tab. 3-2** : Koinzidenzbedingungen) und somit das Signal einer elektromagnetischen Kaskade eines hochenergetischen Elektrons simuliert. Das Lichtsignal eines einzigen minimal-ionisierenden Teilchens (Protons) liegt weit unterhalb dieser Schwelle, zu deren Überschreitung eine

Signalerhöhung um mehr als 400% erforderlich ist. (In der **Abb. 5-7** ist die mittlere C2-Amplitude über der Energie für Elektronen und Protonen dargestellt.)

Wegen der hohen C2-Amplituden der hier untersuchten Protonendurchgänge bei senkrechtem Einfall wurde zunächst die Signalerhöhung durch Wechselwirkungen der Protonen mit den Elektronen der Atomhülle der durchsetzten Materie, also durch die Produktion von freien sog. δ -Elektronen abgeschätzt. Da der C2-Kristall mit 16.55 g/cm^2 etwa 90% der Materieschicht des Sensors darstellt, wurde die Berechnung auf das C2-Material beschränkt.

Die Energie E' , die ein Hüllelektron durch den Stoß eines Teilchens der Masse m und des Impulses p erhält, und der Streuwinkel θ , unter dem das Elektron die Bahn des Stoßpartners verläßt, kann nach Neuert [1966] unter Anwendung des Energie- und Impulssatzes bestimmt werden durch

$$E' = 2m_e c^2 \frac{p^2 c^2 \cos^2 \theta}{(m_e c^2 + \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4})^2 - p^2 c^2 \cos^2 \theta} \quad (5.10)$$

In der **Abb. 5-28A** ist die Energie des δ -Elektrons über dem Streuwinkel θ mit der Einfallenergie E des Protons als Scharparameter aufgetragen. Die Protonenenergie durchläuft einen Bereich von 500 MeV bis 5 GeV in 500 MeV-Schritten. Die Elektronen erhalten in diesem Bereich Energien bis nahezu 40 MeV, wobei die Entweichrichtung mit steigender Stoßenergie immer signifikanter in Richtung der Protonenbahn verläuft.

Aus der hohen Energie dieser freien Elektronen kann eine deutliche Signalerhöhung im C2-Detektor resultieren, denn nach **Abb. 5-7** ist das Signal von 40 MeV Elektronen etwa dem Signal hochenergetischer Protonen gleich und kann folglich zu einer Verdopplung der Amplitude führen. Daher ist es nun wichtig, zu wissen, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Proton beim Durchgang durch den C2-Kristall ein oder mehrere freie Elektronen induziert und mit welcher Wahrscheinlichkeit diese dabei hohe Energien erhalten.

Bezeichnet $\phi(E, E') dE' dx$ die Wahrscheinlichkeit, daß ein geladenes Teilchen der Energie E innerhalb der Laufstrecke $dx \text{ g/cm}^2$ ein Elektron mit einer Energie zwischen E' und $E' + dE'$ erzeugt, so gilt nach Rossi [1952] für

schwere Teilchen als Stoßpartner

$$\Phi(E, E') dE' dx = \frac{2 C m_e c^2}{\beta^2 (E')^2} \left(1 - \beta^2 \frac{E'}{E'_{\max}} \right) dE' dx \quad (5.11)$$

wobei $E'_{\max}$ aus Gl.(5.10) mit $\theta = 0^\circ$ berechnet werden kann und C eine Materialkonstante ist

$$C = 0.150 \frac{Z}{A} [g^{-1} cm^2] .$$

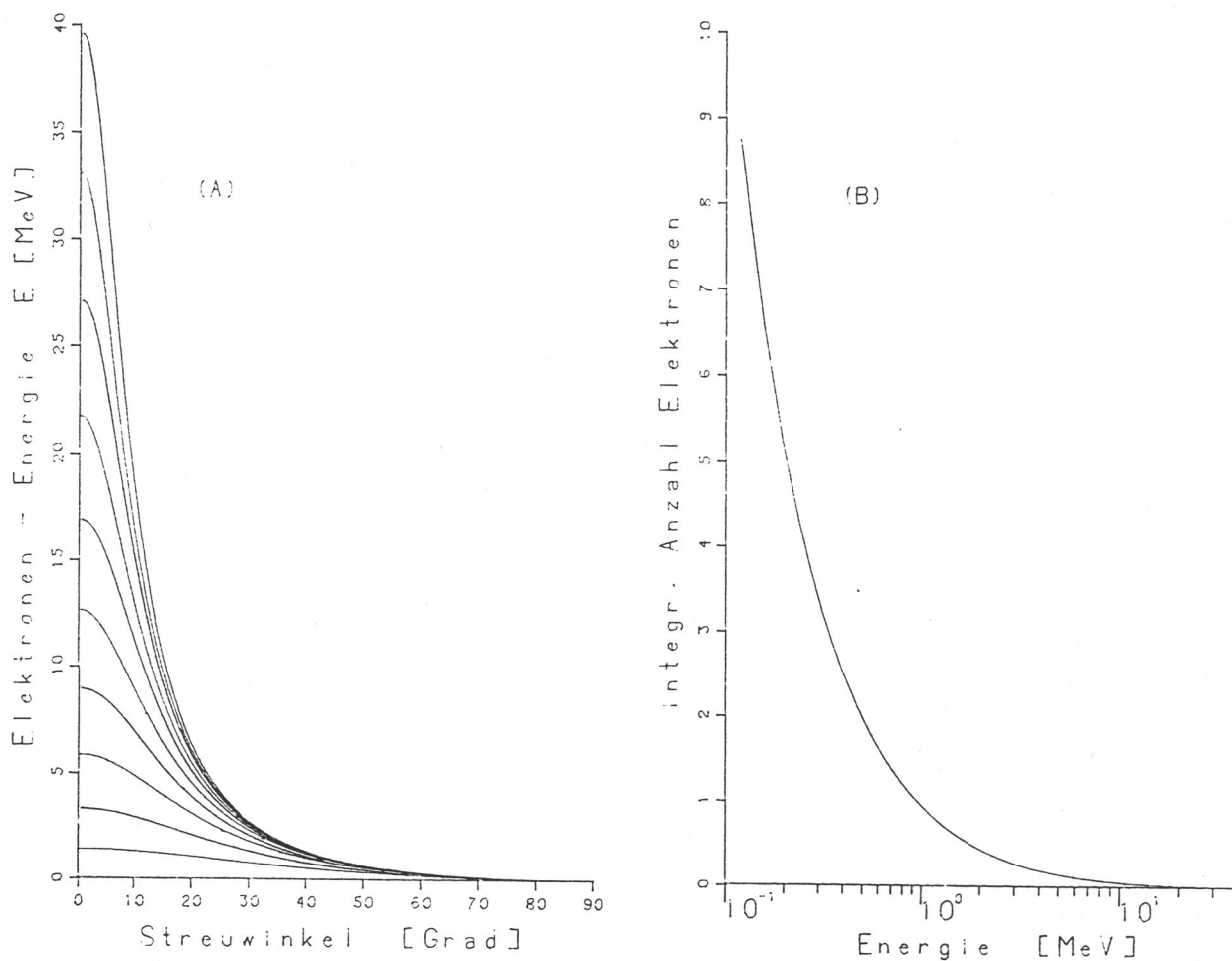


Abb. 5-28 : Die Energie der durch hochenergetische Protonen induzierten δ -Elektronen (A) bei einer Einfallsenergie von 500 MeV bis 5 GeV nach Gl.(5.10) und die integrale Anzahl freier δ -Elektronen in Abhängigkeit von der durch den Stoß übertragenen Energie (B).

Durch Integration der Gl.(5.11) läßt sich nun die Wahrscheinlichkeit berechnen, daß beim Stoßprozeß das Elektron eine Energie zwischen E' und der Maximalenergie $E'_{\max}$ übertragen bekommt. Die so gewonnene Wahrscheinlichkeit kann als integrale Anzahl produzierter Elektronen ab einer Energie E' interpretiert werden und wurde so in der **Abb. 5-28B** für 5 GeV Protonen über E' aufgetragen.

Die Cherenkov-Schwelle des C2 liegt für Elektronen bei etwa $E \approx 100$ keV. Zwar werden bei einem Protonendurchgang (5 GeV) etwa 10 Elektronen oberhalb der Schwellenenergie freigesetzt (Ionisation), jedoch ist deren Reichweite im Kristall und damit das Lichtsignal nur gering. Erst ab etwa 1 MeV liegt die Reichweite im Bereich von 1 mm, daher kann die Signalerhöhung durch das Cherenkovlicht der δ -Elektronen zu bestenfalls ~20-30% abgeschätzt werden. Nur in den ganz seltenen Fällen, in denen das Anstoßelektron nahezu zentral getroffen wird und so annähernd die Maximalenergie erhält, ist eine Signalerhöhung um 100% möglich. Deshalb kann als Ursache für die festgestellten Protonen-induzierten Koinzidenzen im E300 die Generierung von δ -Elektronen ausgeschlossen werden, denn zur Überschreitung der C21-Schwelle ist eine Signalerhöhung um mehr als das Vierfache erforderlich.

Durch den Ausschluß der δ -Elektronen kommen zwei weitere Effekte in Betracht, die jedoch völlig verschiedene Konsequenzen zur Korrektur nach sich ziehen. Zum einen können die hohen Amplituden im C2 durch hochenergetische parasitäre Elektronen vom Beschleuniger hervorgerufen worden sein, da der in Antikoinzidenz betriebene Trigger-Cherenkovdetektor am CERN deren Auswertung nicht mit Sicherheit verhindern kann (Effizienz $\neq 1$). Diese Elektronen könnten Schauer verursachen und daher zu sehr großen Signalen im C2 führen.

Zum anderen kann die Ursache durch Wechselwirkungen zwischen den einfallenden Protonen und den Atomkernen der durchsetzten Materie bedingt sein. Durch die Induktion einer Hadronen-Kaskade entsteht eine Vielzahl an sekundären Teilchen, wie Verdampfungsprotonen, Neutronen, Myonen und Pionen. In der **Abb. 5-29** ist die Entwicklung einer solchen Kaskade schematisch dargestellt. Die meisten der entstehenden Teilchen produzieren nur einzelne zusätzliche Signale, jedoch führen die Gammaquanten wie aus dem Zerfall der neutralen Pionen oder aus der Abregung von Kernfragmenten zur Ausbildung

elektromagnetischer Kaskaden, aus denen sehr hohe C2-Amplituden abgeleitet werden können. Die Elektronen und Positronen aus den Myonenzerfällen können nicht zu einer Schauerbildung führen, da die Myonen erst nach etwa 10^{-8} sec aus den geladenen Pionen entstehen und sich dann schon außerhalb des Sensors befinden.

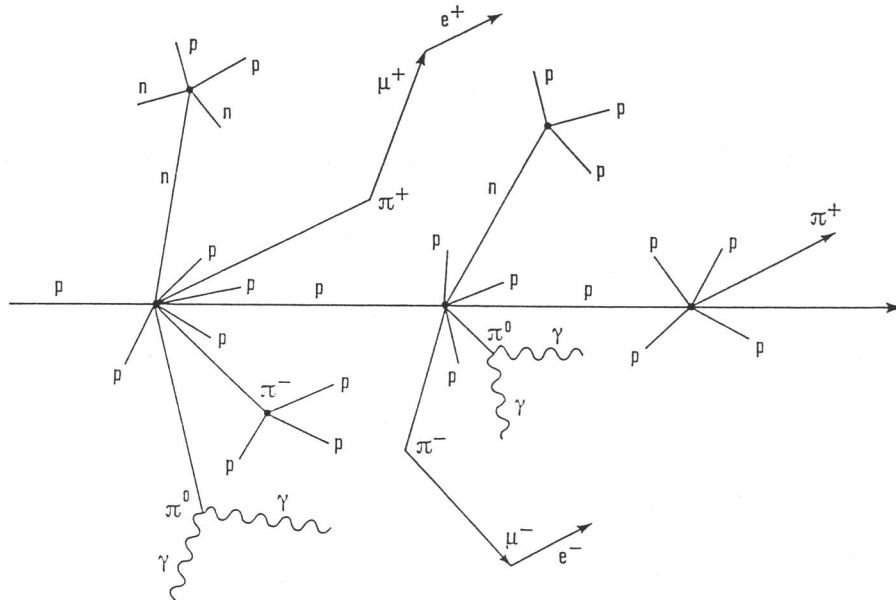


Abb. 5-29 : Schematische Darstellung einer Hadronen-Kaskade.

In der Abb. 5-30 sind die Pulshöhenspektren der beiden Halbleiterdetektoren und des C2- und S2-Detektors für den Meßlauf 126/7 mit 4150 MeV Protonen zusammengestellt. Lediglich der Anteil Ereignisse, der sich im C2-Spektrum oberhalb des Kanals 168 befindet (hier liegt die C21-Schwelle), führt zur ungewollten Zählung im Elektronenkanal E300.

Da hochenergetische Elektronen vom Beschleuniger den gleichen Impuls wie die Protonen tragen müssten, im obigen Beispiel 5 GeV/c, wären sehr hohe C2-Amplituden zu erwarten, aber mit einer klar definierten Verteilung, denn die Impulsschwankungen am Beschleuniger sind nur gering und die Breite dieser Verteilung ist daher nur von der Statistik der elektromagnetischen Kaskade und der Lichtregistrierung gegeben. Eine derartige Verteilung ist jedoch nicht zu finden. Weiterhin hat die Untersuchung der Halbleitersignale in Abhängigkeit von der Energie der einfallenden Teilchen einen signifikan-

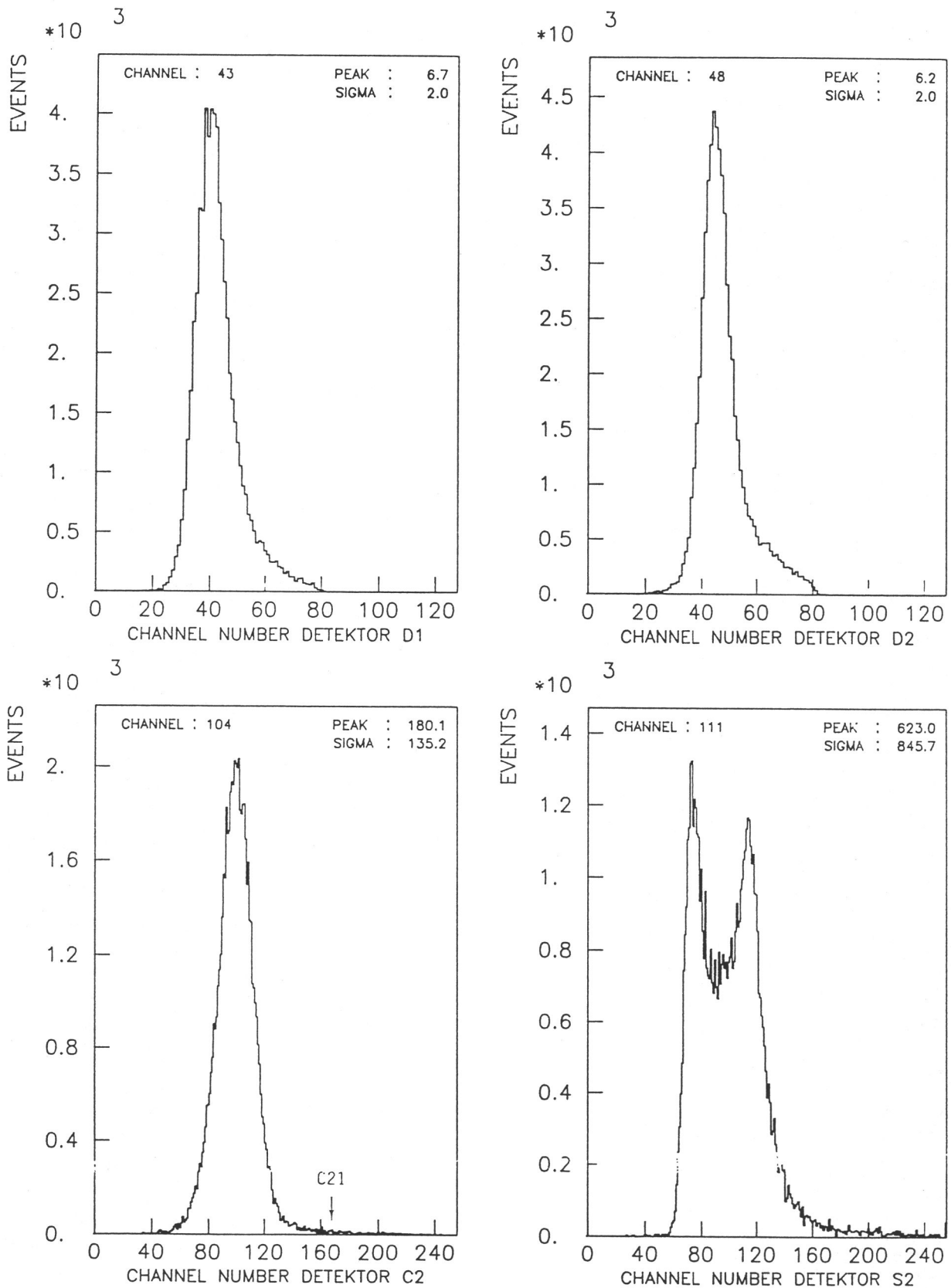


Abb. 5-30 : Die Pulshöhenverteilungen der Detektoren D1, D2, C2 und S2 aus dem Meßlauf 126/7 mit Protonen unter 4150 MeV Einfallsenergie. Oben rechts befindet sich jeweils die Peaklage u. Verteilungsbreite in mV. Nur der Anteil Ereignisse, der sich im C2 oberhalb von Kanal 168 findet, führt zur Zählung als Elektron E300.

ten Unterschied im Response von Elektronen- und Protonendurchgängen herausgestellt (siehe **Abb. 5-2**), der bei diesen E300-Ereignissen nicht festzustellen ist. In der **Abb. 5-31** sind die zu den E300-Koinzidenzen gehörenden D1- und D2-Spektren aufgetragen, sie liegen deckungsgleich zu den Protonendurchgängen. Für Elektronen wäre eine Signalerhöhung von etwa 0.5 mV erforderlich gewesen. Daher kann nicht nur die Registrierung hochenergetischer Elektronen vom Beschleuniger als Ursache ausgeschlossen werden, auch die Möglichkeit der Ausbildung von elektromagnetischen Schauern und Hadronen-Kaskaden vor dem Sensor etwa im Material des Cherenkov-Triggerdetektors muß verworfen werden.

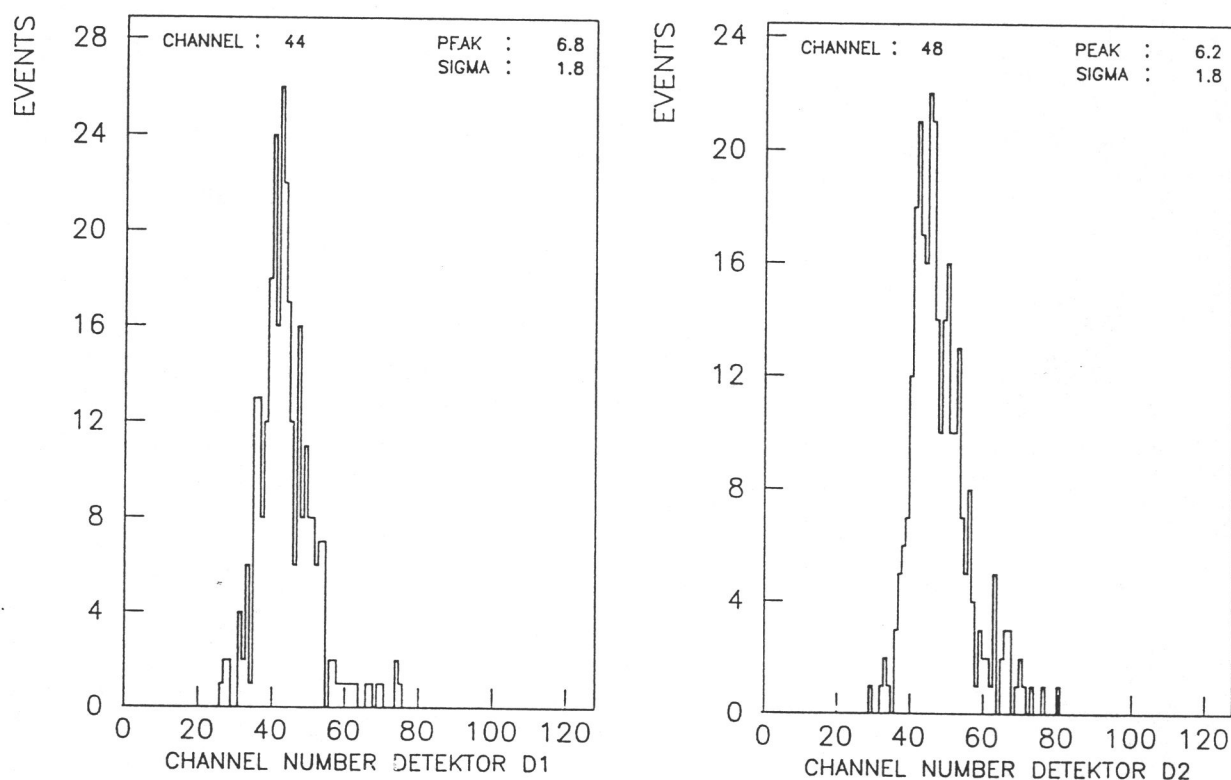


Abb. 5-31 : Die Pulshöhenverteilungen der beiden Halbleiterdetektoren für die Protonenereignisse, die zu einer Koinzidenz E300 führten. Oben rechts befindet sich die Peaklage und Verteilungsbreite in mV. Eine auf Elektronen hindeutende Abweichung in der Lage des Mittelwertes nach **Abb. 2-1** bzw. **5-2** ist nicht zu finden.

In der **Abb. 5-32** sind die C2/S2-Matrizen des obigen Laufes bei 4150 MeV und des Laufes 104 bei 3170 MeV (4 GeV/c) abgebildet. Hierzu wurde zu jedem Ereignis die C2-Amplitude über der zugehörigen S2-Amplitude eingetragen und

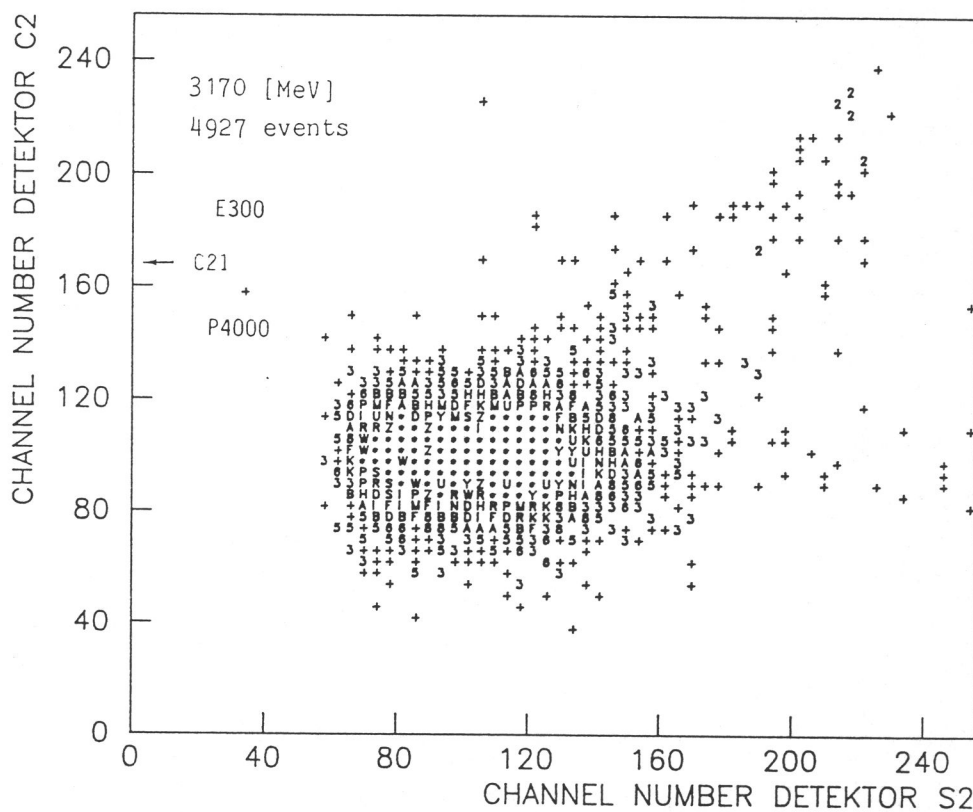
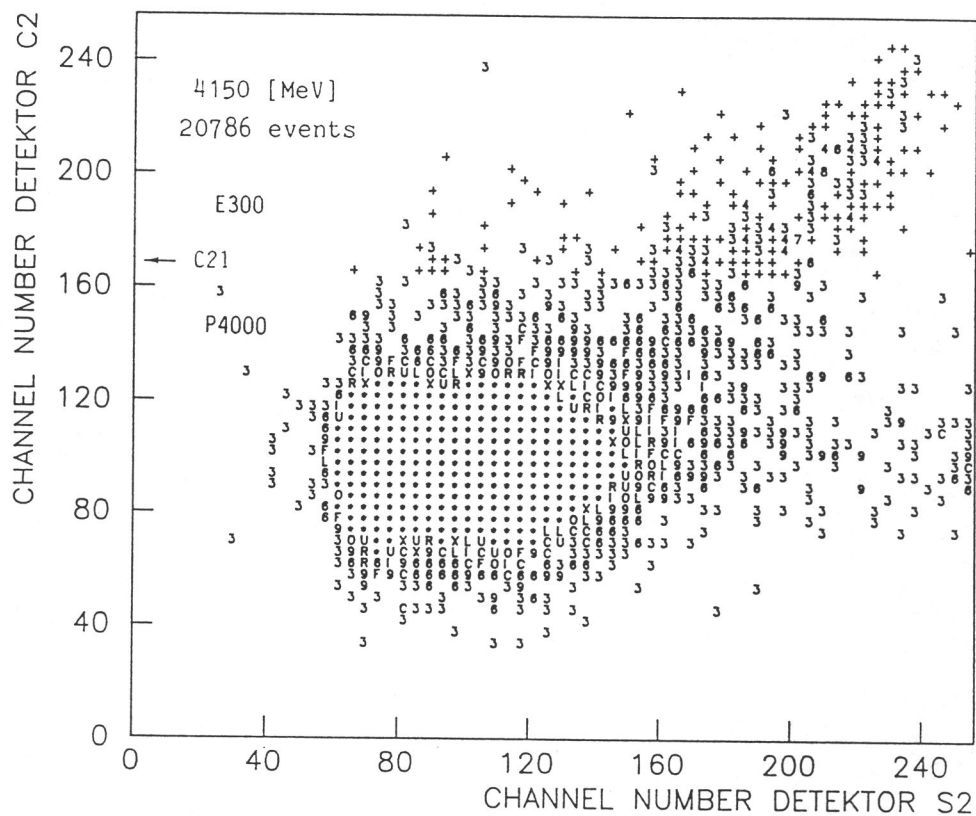


Abb. 5-32 : Die C2/S2-Matrix für hochenergetische Protonen mit 4150 MeV und 3170 MeV Einfallensenergie. Jedes Ereignis erhält hier einen Eintrag aufgrund seiner C2- und S2-Amplitude. Durch die Hadronen-Kaskaden bilden sich außerhalb der eigentlichen Verteilung zwei zus. Anteile mit hohen S2- und mit hohen C2- und S2-Amplituden.

In der **Abb. 5-33** ist die C2/S2-Matrix mit den Einzeldetektorspektren unter schrägem Einfall der Protonen bei $+17^\circ$ dargestellt, wie er im Abschnitt 'Winkelabhängigkeit' behandelt wird. Ein Anteil dieser Protonen (oberhalb Kanal 168 im C2) führt infolge der zusätzlichen Lichtproduktion im Quarzfenster des C2-Fotovervielfachers PM2 ebenfalls zu ungewollten E300-Koinzidenzen.

Zur Trennung der Protonen und Elektronen im Kanal E300 schlage ich daher folgendes Verfahren vor : die Aufstellung einer Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Zuordnung eines Ereignisses als ein Elektron oder Proton für jedes Element der C2/S2-Matrix oberhalb Kanal 168 unter Einbezug der Tatsache, daß die mittleren D1- und D2-Amplituden beider Teilchenarten deutlich differieren. Im Bereich kleiner S2-Amplituden bis hin zu Kanal 90-100 etwa fällt die Zuordnung leicht, da trotz der großen S2-Signalschwankungen kaum Elektronen darunter bleiben. Die **Abb. 5-34** zeigt die C2/S2-Matrix von den 1000 MeV Elektronen aus den Messungen in Bonn. Selbst der Anteil niederenergetischer Elektronen, der ja zum geringen Teil auch im E300 registriert wird (siehe Effizienzkurven) und die schräg einfallenden Elektronen bleiben im wesentlichen oberhalb dieser Schwelle, so daß die Wahrscheinlichkeitsverteilungen im unteren Bereich deutlich zugunsten der schräg einfallenden Protonen ausfallen. Durch die Ergebnisse der Schauerrechnungen wird eine Aussage über die Anzahl und Energieverteilung der Sekundärteilchen aus der Hadronen-Kaskade gewonnen werden, die durch den Anteil der entstehenden neutralen Pionen und langsamen Protonen bei hohen S2- und hohen C2-Amplituden einen dominante Verteilung erzeugt. Dadurch, daß Elektronen vorwiegend den mittleren Bereich im S2-Signal besiedeln und im Mittel ein deutlich höheres Halbleiterdetektorsignal besitzen, kann die Wahrscheinlichkeitsverteilung vorraussichtlich überall mit etwa 70-80%iger Wahrscheinlichkeit einem Teilchentyp den Zuschlag geben. Möglicherweise kann dieses Verfahren vereinfacht werden, wenn die Schauersimulation eine etwa gleichmäßige Verteilung in den C2-Amplituden der Hadronen-Kaskaden ergibt und so den kollektiven Abzug dieses unerwünschten Untergrundes gestattet.

In der **Abb. 5-35** wurde zur Veranschaulichung der Kern der Protonenverteilung unter 4150 MeV und der Bereich des Zusatzpeaks bei $+17^\circ$ Teilcheneinfall schematisch dargestellt. Deutlich heben sich die mit eingetragenen Elektronen hervor, die hier für Energien von 100 MeV bis 1200 MeV zusammengefaßt wurden. Die Elektronenverteilungen wandern mit steigender Energie

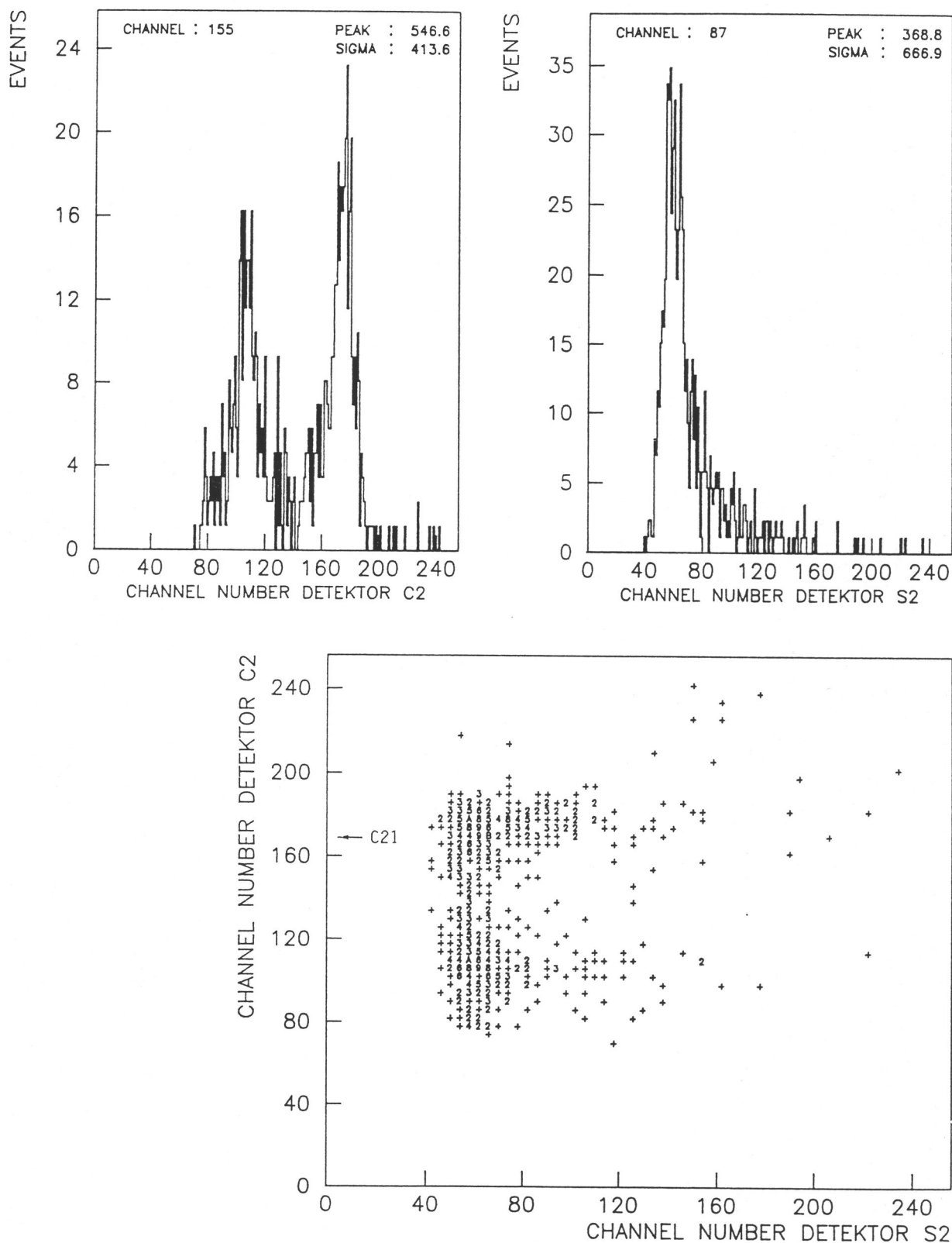


Abb. 5-33 : Die Pulshöhenverteilungen der Detektoren C2 und S2 mit der zugehörigen C2/S2-Matrix für hochenergetische Protonen bei $+17^{\circ}$ -Teilcheneinfall, wie im vorangehenden Abschnitt behandelt. Die E300-Ereignisse durch das zusätzliche Licht aus dem durchquer-ten Fotovervielfacher befinden sich oberhalb des C2-Kanals 168.

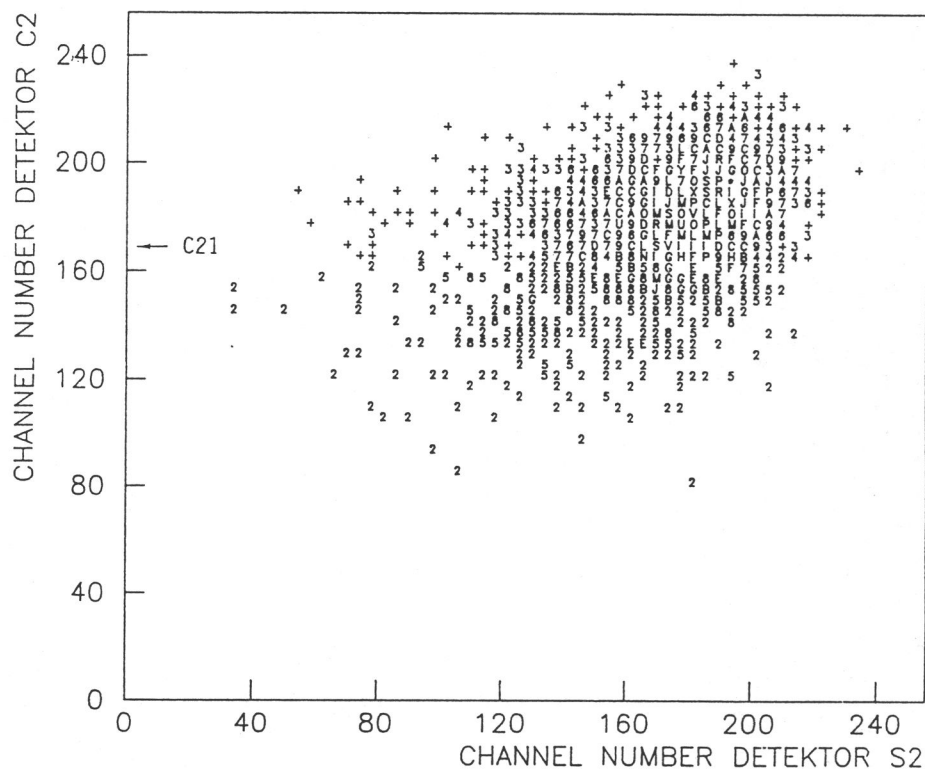
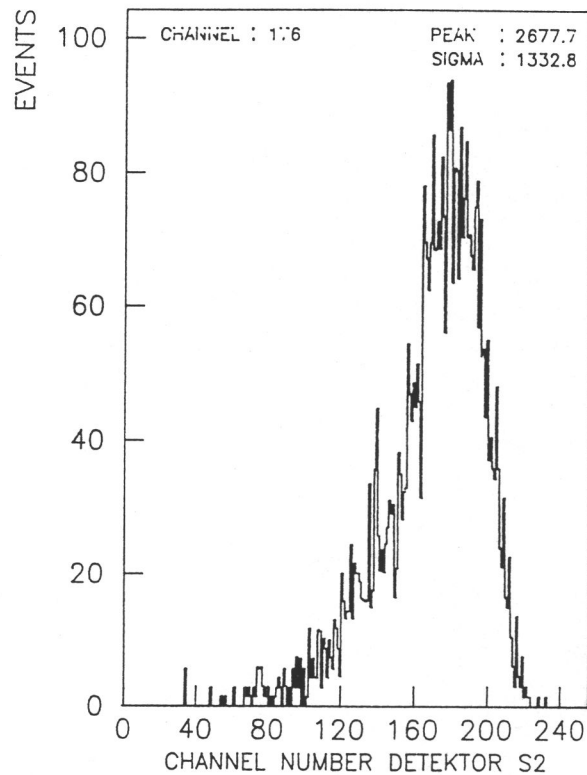
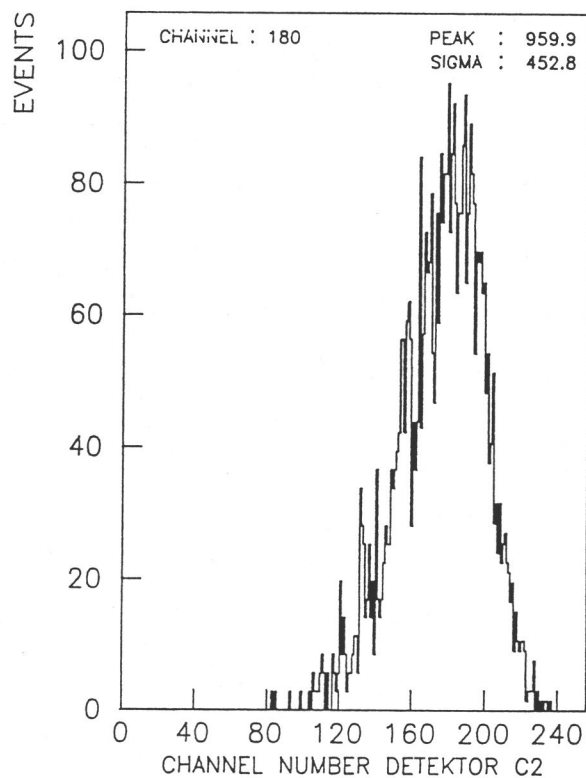


Abb. 5-34 : Die Pulshöhenverteilungen der Detektoren C2 und S2 mit der zugehörigen C2/S2-Matrix für Elektronen unter 1000 MeV Einfallsennergie. Die Elektronen werden oberhalb des C2-Kanals 168 als Elektron E300, unterhalb jedoch als Proton P4000 registriert.

auf einer Achse zu hohen C2- und S2-Amplituden. Außer der genauen Lage der C21-Schwelle, die allein die Trennung der Kanäle E300 und P4000 bewirkt, ist der Bereich oben rechts interessant, der das Resultat der Hadronen-Kaskaden andeutet (vergl. Abb. 5-32).

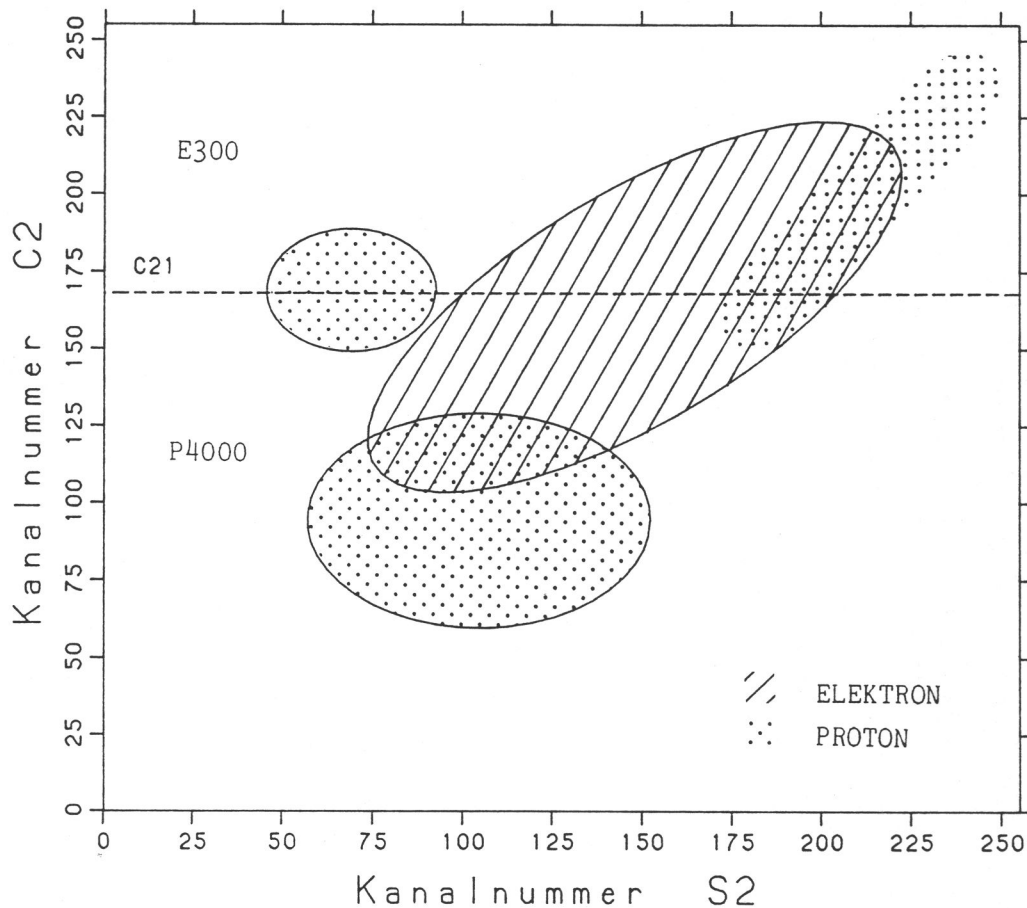


Abb. 5-35 : Schematische Darstellung der C2/S2-Matrix für Elektronen und hochenergetische Protonen. Die Protonenverteilung (nach Abb. 5-32) sowie der Anteil schräg einfallender Teilchen (n. Abb. 5-33) liegen stationär, die Elektronen laufen mit steigender Energie von 100 MeV bis 1.2 GeV auf einer Geraden nach oben.

Zur besseren Vorstellung wurde in der **Abb. 5-36** die C2/S2-Matrix für die 4150 MeV Protonen räumlich dargestellt; der Nullpunkt in beiden Signalen befindet sich ganz rechts, nach hinten läuft das S2-Signal und nach vorn das C2-Signal. Der durch die Hadronenkaskaden gebildete diagonale und horizontale Ast ist deutlich erkennbar. In **Abb. 5-37** wurde zum Vergleich die Elektronenmatrix unter 1000 MeV hinzugefügt, wobei eine Skalierung auf die

erwarteten interstellaren Teilchenraten durchgeführt wurde. Auch die Protonen unter $+17^{\circ}$ wurden auf die 3% der Protonenverteilung angepaßt und eingetragen, sie befinden sich rechts vorgelagert. In der räumlichen Betrachtung laufen die Elektronenverteilungen mit steigender Energie aus dem Randbereich der Protonen heraus und bilden auf einer diagonalen Achse eine Hügelkette.

Abb. 5-36 : Räumliche Darstellung
der C2/S2-Matrix von
4150 MeV Protonen.

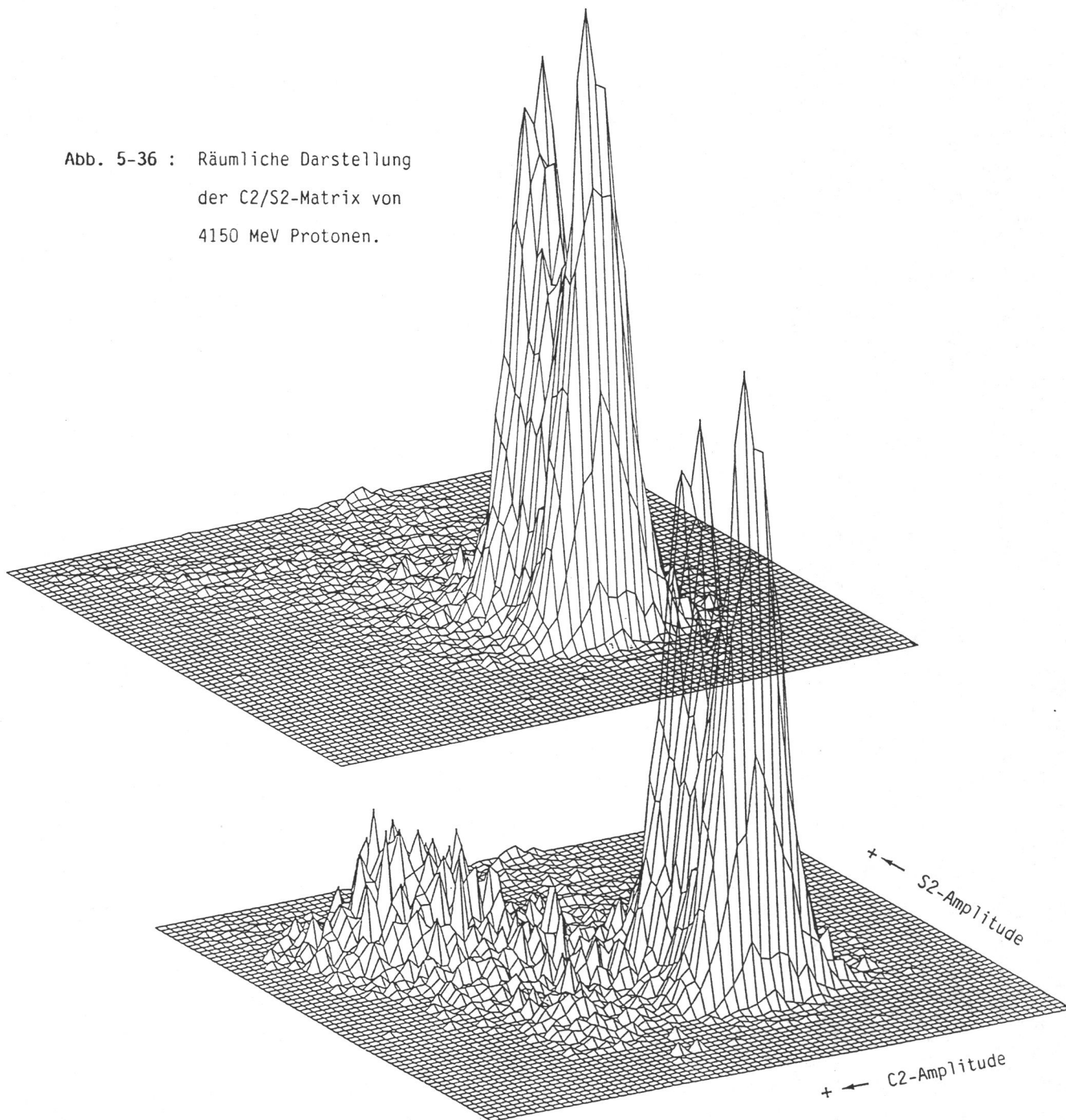


Abb. 5-37 : dito. plus 1000 MeV
Elektronen und $+17^{\circ}$ Protonen.

o Bestimmung der Ansprechschwelle des C1-Detektors

Da nun die einzelnen Detektoren in ihrem Verhalten für sich und in ihrem Zusammenspiel innerhalb der Koinzidenzlogik untersucht worden sind, hierüber Aussagen hinsichtlich der Effizienz der Elektronendetektion (Nachweiswahrscheinlichkeit) und des Trennverhaltens der Instrumente sowie irreguläre Effekte bei isotropem Teilcheneinfall gefunden werden konnten, soll im weiteren die Ansprechschwelle des C1-Detektors bestimmt werden, welche die Schwellenenergie der integralen Protonen- und Alpha-Kanäle P4000 und A4000 festlegt und im Falle des Protonenkanals P4000 maßgeblich in die im vorangehenden Abschnitt behandelte Kontamination des Elektronenkanals E300 ein-
geht, weil hieraus die oberhalb der Schwelle erwartete Protonenrate resultiert.

Die einfallenden relativistischen Teilchen induzieren im Material des C1-Detektors Cherenkovlicht, das zu ihrer Registrierung herangezogen wird. Die Ansprechschwelle des C1 (in Geschwindigkeit oder Energie der Teilchen) ergibt sich aus der Phasengeschwindigkeit des Lichtes in diesem Medium als Mindestgeschwindigkeit für einfallende Teilchen, um den Cherenkov-Effekt zu verursachen, und kann aus dem Brechungsindex n ermittelt werden mit

$$\beta \geq \frac{1}{n} .$$

Der Brechungsindex wurde bei der Herstellung des C1-Silica-Aerogels nur grob aus einer Dichtemessung bestimmt (siehe Experimentbeschreibung), daher wurden am CERN Messungen mit hochenergetischen Protonen durchgeführt, um diesen Index und damit die Schwellenenergie exakt angeben zu können. Der auf diese Weise ermittelte Wert stimmt nicht genau mit dem aus der Dichte bestimmten Wert überein, da dieser auf einer empirischen Gleichung beruht und zudem Lichtverluste durch Reabsorptionen im Material und Verluste in der Fotokathode des registrierenden Fotovervielfachers die Ansprechschwelle verschieben.

In der **Abb. 5-38** sind die C1-Pulshöhenverteilungen aus den Messungen mit Protonen am CERN für den Sensor SFM ('Selected Flight Model') zusammengestellt. Damit die C1-Amplituden von allen registrierten Teilchen zu einem vollständigen C1-Spektrum zusammengefaßt werden können, wurden bei diesen Meßläufen die 'Failure-Modes' FM5 und FM3 gesetzt, d.h. der Koinzidenzlogik

wird für alle Registrierungen die unterschrittene S20- und die überschrittene C10-Schwelle vorgegeben. Durch diese Experimenteinstellung werden alle Teilchen im Koinzidenzkanal E12 gesammelt, z.B. auch die Untergruppe, die sonst wegen der von eins verschiedenen Effizienz des C1 wegen Nicht-Erreichen der C10-Diskriminatorschwelle nicht im P4000, sondern im P190 gezählt wird.

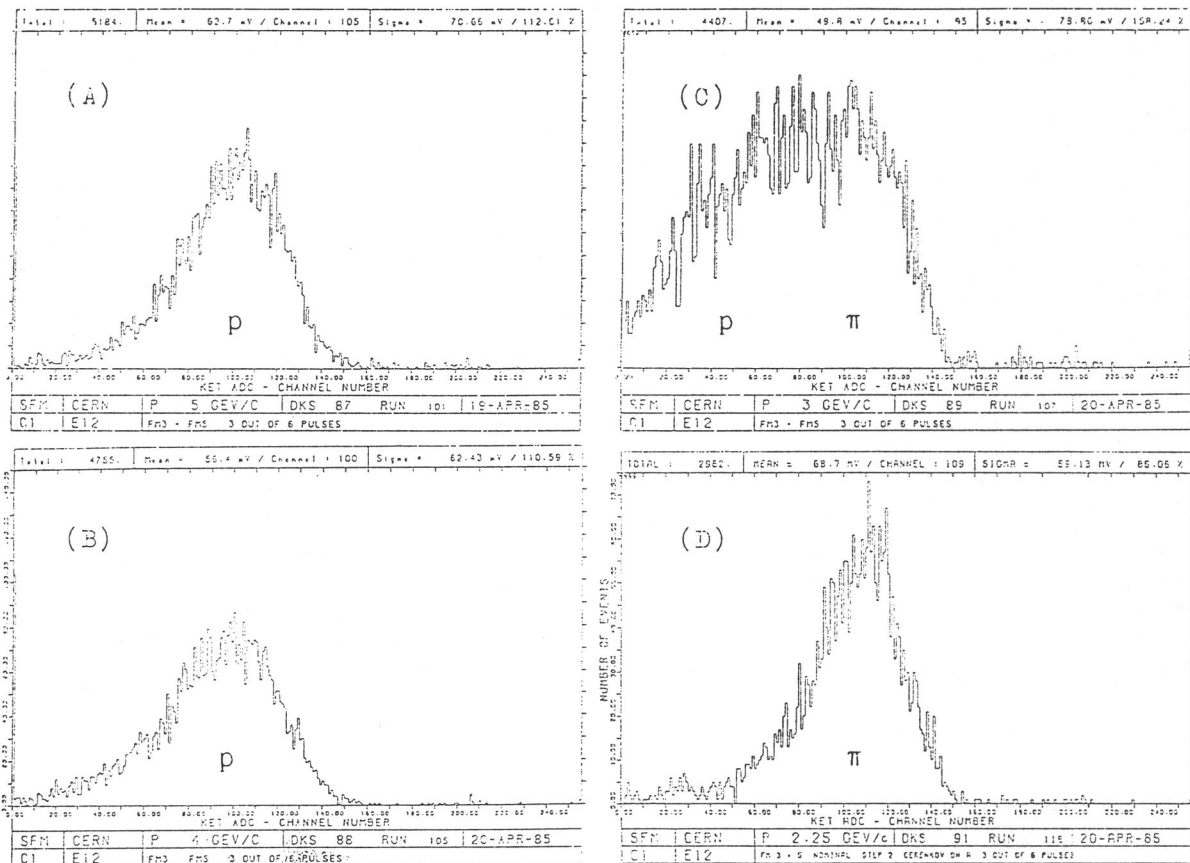


Abb. 5-38 : Die C1-Pulshöhenverteilungen aus den Messungen mit Protonen am CERN. In (A) beträgt die Einfallsenergie 4150 MeV (5 GeV/c), in (B) bei 3170 MeV (4 GeV/c) ist der Abfall in der mittleren Amplitude zu erkennen. Wegen der Begrenzung des Triggercherenkovdetektors im erreichbaren Gasdruck sind in (C) bei 2210 MeV nun auch parasitäre Pionen zu finden, die wegen des höheren β den oberen Teil des Spektrums besetzen, die Protonen wandern in der Verteilung nach unten heraus. In (D) bei 1500 MeV (2.25 GeV/c) reicht die Energie der Protonen zum Nachweis im C1-Cherenkovdetektor nicht mehr aus, hier sind nur noch die Pionen zu sehen.

Zur Erkennung der Strahlkontaminierung durch parasitäre Teilchen (e^+ , μ^+ und π^+) wurden die Protonenmessungen in Antikoinzidenz mit einem Gas-Cherenkovdetektor im Strahlgang durchgeführt, der bei den leichten Teilchen gleichen Impulses wegen ihrer hohen Geschwindigkeit anspricht und somit deren Auswertung verhindert. Der maximal erreichbare Gasdruck begrenzt dieses Trennungsverfahren zu niedrigen Energien hin, daher sind unterhalb von 2210 MeV (3 GeV/c) auch Pionen in den Protonenverteilungen vorhanden. Die **Abb. 5-38A** und **5-38B** zeigen die sauberen Protonenverteilungen bei 4150 MeV (5 GeV/c) und 3170 MeV (4 GeV/c) mit einem signifikanten Abfall in der mittleren Signalamplitude. Die **Abb. 5-38C** zeigt das Mischspektrum von Protonen und Pionen bei 2210 MeV, im oberen Bereich sind die Signale der Pionen und im unteren wegen des kleineren β die der Protonen wiederzufinden. Bei einer Energie von 1500 MeV (2.25 GeV/c) in **Abb. 5-38D** reicht die Protonengeschwindigkeit nicht mehr aus, um die C10-Schwelle zu überschreiten, hier sind nur noch die Pionen zu finden.

Durch Abziehen des Pionen-Spektrums in **Abb. 5-38D** von dem Mischspektrum in **Abb. 5-38C** wurde die Protonenverteilung bei 2210 MeV im unteren Teil der **Abb. 5-38C** mit einem Maximum im Bereich von ADC-Kanal 60...70 entsprechend $U = 20-26$ mV gewonnen und mit den Maxima der höheren Energien in **Abb. 5-39** eingetragen. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler des Mittelwertes wieder. Hinzugefügt wurden zwei Werte aus der Untersuchung des mittleren C1-Responses von Elektronen (siehe **Abb. 5-5**), einer stellvertretend für die dort durch eine lineare Regression ermittelte Lage des Cherenkovplateaus für $\beta \approx 1$ und der einzige vom Plateau abweichende Wert bei der niedrigsten Meßenergie.

Die Darstellung der mittleren C1-Amplitude über $1/\beta^2$ wurde gewählt, da die Anzahl der im Medium produzierten Cherenkov-Quanten gemäß Gl.(2.10) linear mit $1/\beta^2$ ansteigt. Aus dem Schnittpunkt der gefundenen Geraden mit der Abszisse in **Abb. 5-39** kann daher die Ansprechschwelle des C1 ermittelt werden zu

$$1/\beta^2 = n^2 = 1.136 \quad \text{oder} \quad n = 1.066 \pm 0.003 .$$

Hieraus ergibt sich für die Schwellengeschwindigkeit β der Wert

$$\beta = 0.938 \pm 0.003 .$$

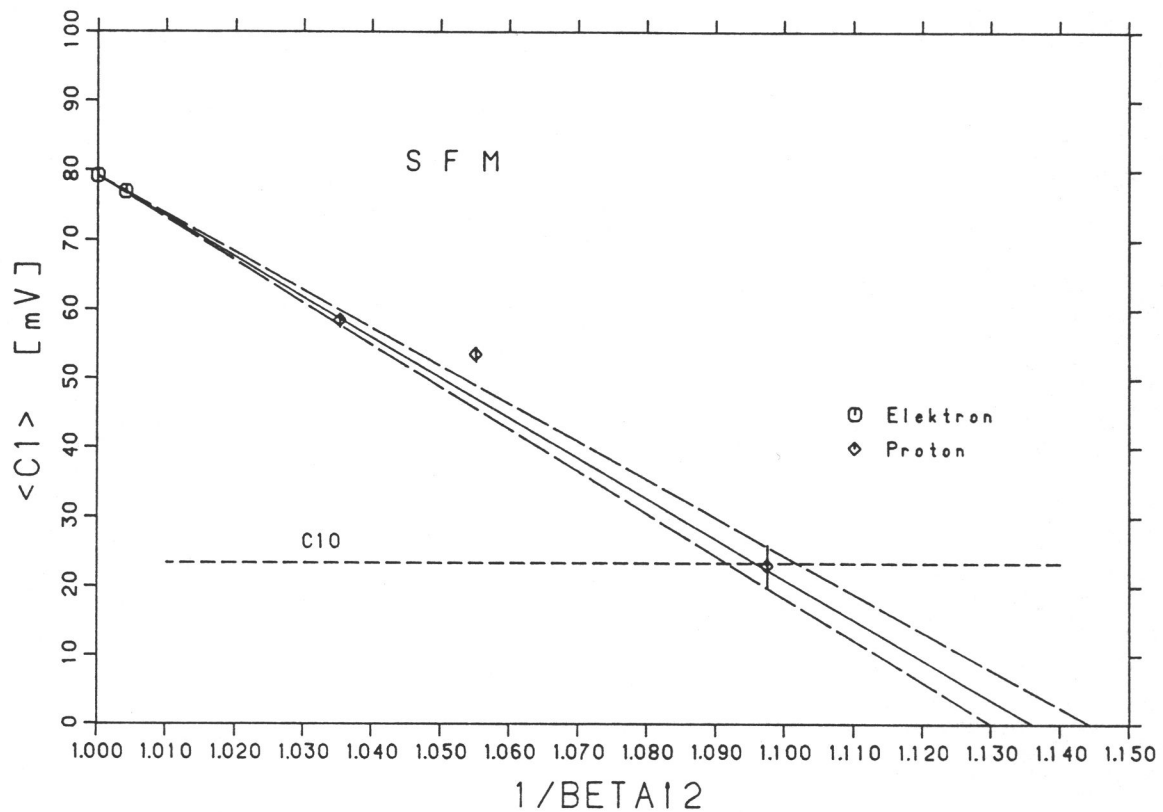


Abb. 5-39 : Die mittlere C1-Amplitude von Elektronen und Protonen über $1/\beta^2$ zur Ermittlung der C1-Anschwelle. Der Elektronenwert bei $\beta = 1$ steht stellvertretend für die Lage des in Abb. 5-5 ermittelten Cherenkov-Plateaus. Die Abweichung des mittleren Protonenwertes wird bei der Behandlung des C1-Responses erläutert.

Mit der ermittelten Schwellengeschwindigkeit β kann die Anschwelle des C1 nach Gl.(3.1) bestimmt werden und für Nukleonen angegeben werden zu

$$E_n = 1770 \pm 70 \text{ [MeV/nuc]} ,$$

entsprechend ergibt sich die Anschwelle für Elektronen zu

$$E_e = 960 \pm 40 \text{ [keV]} .$$

Der Vergleich der Anschwellen mit den aus der Dichte ρ bestimmten Werten (siehe Experimentbeschreibung) zeigt eine nur geringe Abweichung, da

der Brechungsindex lediglich um ein Tausendstel höher gefunden wurde, als er aus der groben Dichtemessung ermittelt wurde.

Mit Hilfe der in **Abb. 5-39** eingezeichneten C10-Diskriminatorschwelle (s. **Tab. 3-5**: Lage der KET-Diskriminatorschwellen) kann nun auch die Schwellenenergie der integralen Nukleonenkanäle P4000 und A4000 ermittelt werden. Hierzu wurde eine Projektion des Schnittpunktes der Schwelle mit der gefundenen Geraden und mit den Fehlergeraden auf die Abszisse in der **Abb. 5-39** durchgeführt. Es ergibt sich

$$1/\beta^2 = 1.096 \pm 0.006 \quad \text{oder} \quad \beta = 0.955 \pm 0.002$$

und damit für die Energieschwelle der integralen Nukleonenkanäle

$$E_n = 2230 \pm 80 \text{ [MeV/nuc]} \quad .$$

Die Energieschwelle für Elektronen erhöht sich entsprechend durch Überschreiten der C10-Schwelle auf

$$E_e = 1220 \pm 40 \text{ [keV]} \quad .$$

Diese Werte sind nur für den Sensor SFM (Selected Flight Model) gültig. Die Ansprechschwelle des C1 und die dadurch bestimmte Schwellenenergie der integralen Nukleonenkanäle für den Sensor SFS (Selected Flight Spare) konnte nicht ermittelt werden, da die C1-Pulshöhenverteilungen hier nicht auswertbar waren. Ein hoher Anteil an registriertem Untergrund hat die E12-Sammelspektren des SFS derart verunreinigt, daß aus diesen Messungen weder die Verteilungsmaxima (Peaklage) noch ggf. eine Verteilung der Amplituden auf die Strahlkomponenten hinreichend genau erkannt werden können. Die Ursache hierfür ist bislang ungeklärt. In Anlehnung an die Untersuchung des C1-Responses des SFS in **Abb. 5-5**, in welche der theoretische Verlauf der Cherenkovlichtproduktion mit den Schwellenwerten des SFM eingetragen wurde, kann aus dem einzig vorhandenen Meßwert bei 4150 MeV eine um etwa 200 MeV niedrigere Schwelle beim SFS vermutet werden, da in diesem Falle die Kurve der Lichtproduktion mit dem Meßwert im Einklang wäre. Um diese Annahme zu stützen, müßten weitere Messungen mit dem Sensor SFS durchgeführt werden.

o Wiedergewinnung der spektralen Verteilung

Mit Hilfe der gewonnenen Koinzidenzzählraten und Pulshöhenwerte der einzelnen Detektoren soll später aus den Flugdaten auf den Typ und die Energie der eingefallenen Teilchen zurückgeschlossen werden. Hierzu sind aufwendige Verfahren notwendig, da sich herausgestellt hat, daß die Signalamplituden der Detektoren beim Einfall monoenergetischer Teilchen (am Beschleuniger) erheblich streuen ($\sigma_{D1/D2} \approx 30\%$, $\sigma_{C1} \approx 50\%$, $\sigma_{C2} \approx 50\%$, $\sigma_{S2} \approx 50-70\%$) und verschiedene unerwünschte Effekte auftreten, so daß eine eindeutige Identifizierung der Teilchen oft nur schwer möglich ist (siehe **Tabelle 3-2**: Überschneidungen in den Meßbereichen von Protonen und Alphateilchen, **Abb. 5-12/13**: Registrierung von Elektronen in Protonenkanälen, **Abb. 5-16**: Messung von hochenergetischen Protonen im integralen Elektronenkanal bei schrägem Teilcheneinfall, **Abb. 5-25**: Registrierung von rückwärtigen Elektronen im Alpha-kanal A4000, **Tabelle 5-1**: Kontamination des Elektronenkanals E300 durch von Protonen induzierte Hadronenkaskaden, u.a.).

Zur Energiebestimmung der einfallenden Teilchen konnte diese Arbeit keinen Beitrag mehr leisten. Dieser Abschnitt soll einen Ausblick geben auf mögliche Verfahren, wie aus den Eichmessungen resultierend die Aufstellung von Energiespektren ermöglicht werden könnte.

Grundsätzlich stehen drei Methoden zur Gewinnung der Energieverteilung der Eingangsteilchen zur Auswahl, wobei hier nicht mehr auf die Schwierigkeiten der Trennung zwischen den Teilchentypen eingegangen werden soll. Die drei angegebenen Methoden gliedern sich nach Aufwand und Präzision der Ergebnisse wie folgt :

0. Bestimmung der Spektren aus den Zählraten der Koinzidenzkanäle. Auf dieses Verfahren ist schon im Abschnitt 'Energiebestimmung von Protonen und schweren Kernen' hingewiesen worden. Bis auf nur schmale Energiefenster, in denen das Anwachsen des Signales eines Cherenkovdetektors zur Verfeinerung der Energieangabe herangezogen werden könnte, ist bei den Nukleonen nur über die Anzahl an Registrierungen in den einzelnen Koinzidenzkanälen ein Energiespektrum aufstellbar. Wegen der Unterteilung der Meßbereiche in nur sechs Protonenkanäle bzw. fünf für schwere Kerne erhalten die Spektren die Form von breiten und wenig unterteilten

Histogrammen. Hinzu kommt das Problem, daß einige Koinzidenzkanäle der Protonen durch Teilchen gleicher Sorte, aber höherer Energie, und/oder durch schwere Kerne kontaminiert werden und daher nur sehr schwer auf den eigentlichen Anteil reduziert werden können (vergl. **Tabelle 3-2**). In Verbindung mit entsprechenden Korrekturverfahren kann diese Methode zur Bestimmung von Energiespektren bei den Nukleonen jedoch als ausreichend angesehen werden, da diese Aufgabe ein Nebenaspekt der Messungen des Kieler Elektronen-Teleskopes darstellt. Das Hauptaugenmerk liegt auf der Messung von Elektronen, hier kann ein Spektrum angesichts der nur drei vorhandenen Koinzidenzkanäle E4, E12 und E300 nicht hinreichend genau aufgestellt werden, die Zählrateninformationen können nur vorab zur groben Klassifizierung der Spektralform herangezogen werden. Ist dies geschehen, so kann der nächste Schritt zur Verfeinerung eingeleitet werden.

1. Berechnung der Eingangsspektren mit variablen Parametern unter Minimierung der Diskrepanz im Vergleich mit den Messungen. Auf theoretische Modellrechnungen basierend kann die spektrale Verteilung der einzelnen Teilchenarten mit unterschiedlichen Vorgabewerten, wie Steilheit des Spektrums, Einfluß der Modulation, Intensität, etc., bestimmt und mit den Meßwerten nach einer Korrektur hinsichtlich Auflösungsvermögen, Effizienz und Kontamination verglichen werden. Im Falle der besten Übereinstimmung zwischen den durch die Variation der Vorgabewerte erhaltenen Spektren und der Messung kann daraufhin erkannt werden, ob bei der gegebenen Auflösung des Instrumentes Abweichungen von den bestehenden Modellvorstellungen auftreten und inwieweit die Modelle somit auch außerhalb der Ebene der Ekliptik Gültigkeit besitzen.

Um unabhängig von den theoretischen Modellen die Aufstellung von Energiespektren zu ermöglichen, kann ein weiteres Verfahren herangezogen und im Vergleich zur Interpretation der Meßdaten hinzugezogen werden :

2. Erstellung einer dreidimensionalen Wahrscheinlichkeitsverteilung aus den Eichdaten (Responsematrix). Im Abschnitt 'Trennung von Elektronen und hochenergetischen Protonen' wurde die verschiedene Lokalisierung von Protonen und Elektronen in einer C2/S2-Matrix vorgestellt (siehe **Abb. 5-35**), auch ergab sich bei der Behandlung der beiden Halbleiterde-

tektoren D1/D2 ein signifikanter Unterschied im mittleren Response von Elektronen und Protonen (Abb. 5-2), der in der theoretischen Behandlung des mittleren Energieverlustes wiederzufinden ist. Hieraus läßt sich ein Verfahren ableiten, das aus den Eichmessungen die Aufstellung einer dreidimensionalen Wahrscheinlichkeitsmatrix erlaubt, die für jeden möglichen Wert in der C2-Amplitude, der S2-Amplitude und der Amplitude eines ausgewählten Halbleiterdetektors (oder dem Minimum von beiden) einen Eintrag für die Wahrscheinlichkeit enthält, daß ein gegebenes Ereignis einem Elektron, Proton oder Alphateilchen mit einer Verteilung über den gesamten Energiebereich (in Stützpunkten) zugeordnet werden kann. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung in der Einfallsenergie läßt sich bestimmen, in dem z.B. im C2-Signal alle aus der Eichung ermittelten Spektren mit steigender Energie hintereinander geheftet werden, um bei der jeweiligen C2-Amplitude durch alle hindurchzustoßen und so für jede Energie einen Wahrscheinlichkeitswert zur Zuordnung zu ermitteln. In jede Zelle der dreidimensionalen Matrix müßte zudem ein Wert für die Nachweiswahrscheinlichkeit (Effizienz) hineingefaltet werden.

Um aus den Flugdaten die Energiespektren der vorgefundenen Teilchen zu gewinnen, können die drei Methoden aufeinander aufbauend zu einem Verfahren kombiniert werden, in dem über die Zählraten der Koinzidenzkanäle zunächst das Spektrum in seinem groben Verlauf klassifiziert wird, um dann im Vergleich mit bestehenden Modellvorstellungen und ggf. unter Hinzuziehung der Wahrscheinlichkeitsmatrix einer detaillierteren Analyse unterworfen zu werden. Von der Entwicklung dieses Schemas bis zur Realisierung eines konkreten Verfahrens ist noch viel Arbeit notwendig. Hier könnte eine Computersimulation des Sensorverhaltens weiterhelfen, um auch Energiebereiche und Teilchentypen abzudecken, die nicht bei den Eichmessungen erfaßt wurden. Ist das Sensormodell im Rechner soweit ausgefeilt, daß es bei einem gegebenen Teilchentyp bei fester Energie gut mit dem Verhalten bei den durchgeführten Eichungen übereinstimmt, so läßt sich auf einfache Weise auch ein ganzes Energiespektrum und eine dem Weltraum ähnliche Teilchenpopulation vorgeben, welche dann aus den errechneten (simulierten) Detektorsignalen und Koinzidenzinformationen zur Überprüfung des entwickelten Verfahrens rekonstruiert werden könnte.

o Einfluß des RTG

Der Einfluß des 'Radio-isotope Thermoelectric Generator' RTG auf die laufenden Messungen an Bord der Raumsonde ist eine der am dringlichsten noch abzuklärenden offenen Fragen. Zur Untersuchung dieser Störkomponente wurden schon früh Messungen unter Einfall von γ -Strahlung und Neutronen eines simulierten RTG durchgeführt (siehe Tab. 4-1), die jedoch aufgrund von Änderungen im Experimentaufbau und in der elektronischen Justierung heute keine Gültigkeit mehr besitzen. In der Folge der Eichmessungen wurden dann im Jahr 1985 Messungen mit dem Flugsensor SFM und dem Ersatzmodell SFS realisiert, die den Spacecraft-RTG als Quelle hatten, wenn auch nicht in der endgültigen Konfiguration innerhalb der Raumsonde. Die relative Lage des Sensors zum RTG wurde in der Meßumgebung zwar angenähert, jedoch fehlten sämtliche weitere Komponenten der Raumsonde, wie der mechanische Aufbau und die anderen Experimente, die zusätzliche Störquellen wegen der Streueffekte darstellen. Dahingegen gab es in der Meßzelle (Maße ungefähr $5 \times 5 \times 2.5 \text{ m}^3$) schwer abschätzbare Störungen aus den Wechselwirkungen der isotrop emittierten Neutronen und Gammaquanten mit dem Material der Wandungen, die aus ca. 0.5 m dickem Beton bestanden. Dieser Anteil dürfte jedoch wegen der Nähe zum Sensor und der außerordentlichen Schichtdicke der umgebenden Materie (hohe Wechselwirkungswahrscheinlichkeit) deutlich über dem aus dem weiteren Aufbau der Raumsonde liegen.

Im folgenden soll nach einer kurzen Einführung die Problematik dieser Messungen erläutert werden und ein Ausblick auf bestehende Möglichkeiten zur Lösung gegeben werden.

Der RTG liefert die gesamte Betriebsenergie der Raumsonde mit einer Leistungsabgabe von etwa 293 W beim Start der Mission. Die Hauptkomponenten sind eine Wärmequelle mit 4500 W thermischer Energie und ein Konverter. Durch den radioaktiven Zerfall von ^{238}Pu (insgesamt 9.9 kg) wird die Wärmequelle aufgeheizt und durch einen Si-Ge Konverter mit thermo-elektrischen Elementen zur Erzeugung von elektrischer Energie genutzt. Die Betriebstemperatur des RTG beträgt etwa 270°C , er wird daher im Shuttle wassergekühlt. Weil es sich bei ULYSSES um eine 'deep-space mission' handelt, konnte die Energieversorgung nur auf diese Weise gesichert werden; große Solarzellen stellten wegen des hohen Strombedarfes und der großen Entfernung zur Sonne keine Alternative dar.

Der RTG emittiert Neutronen und Gammaquanten mit einer breiten spektralen Verteilung. Die Störungen fallen schräg von der Seite ins KET ein, wobei die Neutronen durch Kernwechselwirkungen oder ihren Zerfall über die entstehenden Protonen und Elektronen bei entsprechender Intensität hohe Störraten in den einzelnen Detektoren verursachen können, die Gammaquanten erzeugen durch Paarbildung energiereiche Elektronen im Sensor und können in der Folge elektromagnetische Kaskaden auslösen.

Die bisherigen Messungen mit dem RTG können nur bedingt zur Auswertung dieser Störgröße herangezogen werden, da aus ihnen nur schwer der wahre RTG-Untergrund selektiert werden kann. Zum einen waren die Meßreihen nur kurz und somit zur Untersuchung seltener Ereignisse nicht sehr geeignet (wegen der schlechten Statistik), und zum anderen zeigte die Verwendung einer Bleiwand in Richtung RTG zur Absorption der γ -Strahlung und damit gezielten Analyse der Auswirkung einfallender Neutronen keine signifikante Veränderung in Anzahl und Typ bei der Registrierung von Koinzidenzereignissen, obwohl die Einzeldetektorzählraten mit Bleiwand wegen der fehlenden γ -Strahlung stark abnahmen. Die Einzeldetektorspektren der registrierten Koinzidenzereignisse zeigen in beiden Fällen (mit und ohne Bleiwand) das Bild normaler Einteilchendurchgänge, eine Verbreiterung wegen erfolgter Wechselwirkungen tritt nicht auf. Daher liegt die Vermutung nahe, daß der Sensor über die ungeschützte Aperturöffnung den Untergrund aus der Meßumgebung registriert hat und eventuell stattgefundenen Wechselwirkungen der Neutronen hierin untergegangen sind.

Als Ergebnis dieser Messungen kann lediglich angenommen werden, daß die Anzahl an induzierten Koinzidenzereignissen nur gering ist (deutlich kleiner als der Untergrund aus der Meßumgebung) und daß die größte Störung des RTG in erhöhten Einzeldetektorzählraten wiederzufinden sein wird. Die hohen Einzeldetektorzählraten können jedoch in Verbindung mit gesetzten 'Failure-Modes' zu einer Vielzahl an fehlerhaften Koinzidenzzählungen führen.

Im Hinblick auf die späteren Messungen an Bord der Raumsonde sollten zur weiteren Eingrenzung dieser Problematik noch vor dem Start Langzeitmessungen mit dem RTG und einer Abschirmung gegen die Meßumgebung durchgeführt werden, die am besten erst nach Integration aller Elemente der Raumsonde stattfinden, oder aber, falls dies nicht möglich ist, mit dem KET-Sensor in einer abschirmenden Bleibox; weitere Untersuchungen sollten sich dann je-

doch mit dem fehlenden Störfaktor aus der Streuung der Meßumgebung (andere Experimente und Spacecraft-Aufbau) auf der Sonde befassen.

Als Ergänzung oder gar Ersatz dieser Messungen könnte eine Experimentssimulation durch Modellrechnungen herangezogen werden, falls ein Sensormodell im Rechner soweit besteht, daß eine gute Übereinstimmung mit den vorhandenen Teilchenmessungen zu finden ist.

Als Ansatz hierfür liegt ein erstes, zunächst nur die einzelnen Detektoren in ihren Maßen und Zusammensetzungen erfassendes Modell des KET-Sensors im Rechner vor, das von E. Böhm [1987] nach der Installierung der CERN-Programmpakete GEANT 3.10 (Generation of Events and Tracks, CERN Data Handling Division, DD/EE/81-1, 05/1986) und GHEISHA (Gamma-Hadron-Electron Interaction and Shower Application, CERN, PITHA 85/02) zur Simulation von physikalischen Prozessen in einer Experimentkonfiguration erarbeitet wurde und schon in dieser einfachen Form eine gute Annäherung an die Experimentergebnisse liefert.

Um die Modellrechnungen aber tatsächlich in die Analyse des Experimentverhaltens und die Interpretation von Ergebnissen eingehen zu lassen, muß eine weit tiefergehende Ausfeilung des Modells mit allen vorhandenen Massenbelegungen durchgeführt werden, wobei auch die Signalschwankungen der Detektoren durch die Statistik der Lichtproduktion der Cherenkovdetektoren und der Konvertierung der registrierenden Fotokathoden erfaßt werden müssen.

6. Zusammenfassung und Diskussion

Die Mission ULYSSES erlaubt erstmalig die Untersuchung des interplanetaren Mediums und der Sonnenkorona in der dritten Dimension. Der Kieler Beitrag, das Kieler Elektronen-Teleskop KET, dient primär der Erforschung der Beschleunigung und Ausbreitung energiereicher Elektronen im Energiebereich von 4 MeV bis etwa 6 GeV. Ein zentrales wissenschaftliches Ziel dieses Experimentes ist die zuverlässige Bestimmung des Elektronenspektrums der galaktischen kosmischen Strahlung zur Untersuchung der solaren Modulation (in Abhängigkeit von der solaren Breite) und die Beobachtung der Elektronen vom Planeten Jupiter im niederenergetischen Bereich. Zum Verständnis der Modulation spielt das Verhältnis der Elektronen- zu Protonen-Intensität eine wichtige Rolle, daher ist auch die Messung von Protonen sowie schwerer Kerne im Bereich von etwa 2.5 MeV/nuc bis integral >1800 MeV/nuc vorgesehen.

Auf der Basis der Daten von über 600 Meßläufen zur Eichung des Kieler Elektronen-Teleskopes (an vier Teilchenbeschleunigern) konnten die grundlegenden Fragestellungen zum Experimentverhalten abgedeckt werden. Die Auswertung gliedert sich in ihren Teilzielen nach folgenden Gesichtspunkten:

(1) Die Untersuchung des Einzeldetektorresponses in Abhängigkeit von der Teilchenart und -energie bei senkrechtem Einfall. Durch einen Vergleich mit dem theoretisch zu erwartenden Verhalten des Sensors im kleinen werden die Grundlagen geschaffen für die weiteren Aufgabenstellungen.

(2) Die Untersuchung des Ansprechvermögens des Instrumentes (Wahrscheinlichkeit d. Teilchennachweises) zur Klärung der Frage, mit welcher Wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von Teilchenart, Energie und Einfallswinkel ein gegebenes Ereignis registriert wird.

(3) Die Untersuchung des Trennvermögens (nach Teilchenart). Auch hier müssen Wahrscheinlichkeiten eingeführt werden, um einzelne Ereignisse aus einer einfallenden Teilchenpopulation identifizieren zu können. Infolge der großen Schwankungen in den gemessenen Signalamplituden der Detektoren läßt sich diese Frage nicht absolut beantworten.

(4) Die Untersuchung des Auflösungsvermögens in der Energie der Teilchen, um die Problematik zu klären, mit welcher Genauigkeit der Sensor eine Energiebestimmung erlaubt, und mit welchem Verfahren die Aufstellung einer spektralen Verteilung ermöglicht werden kann.

Vor der Behandlung des Einzeldetektorresponses wurde zunächst im Rahmen der Experimentbeschreibung das Soll-Verhalten des Instrumentes untersucht, indem für die verschiedenen Teilchensorten über den gesamten Energiebereich die generierten Detektorsignale auf ihre Gleichzeitigkeit (Koinzidenz) hin betrachtet wurden (für die Zuordnung zu den Zählkanälen) und auf die Besonderheiten der einzelnen Detektoren eingegangen wurde. Durch die Angabe des Brechungsindex der beiden Cherenkov-Detektoren konnten die Meßschwellen der zwei jeweils obersten Nukleonenkanäle zum Vergleich mit der Auswertung zur Verfügung gestellt werden.

Durch Energieverlustrechnungen in zwölf Absorberschichten mit Hilfe einer modifizierten Version des Programmes RNGENG [Kinsey, NASA/GSFC, 1967] konnten die Energieschwellen der unteren Protonen- und Alphakanäle für den Flugsensor SFM neu festgelegt werden. Hierbei ergaben sich Überschneidungen in den niederenergetischen Meßbereichen für Protonen durch äquivalente Signale höherenergetischer Protonen und schweren Kernen in den Einzeldetektorkanälen P1 und P4 sowie die Registrierung von Alphateilchen im Energiebereich von 126 bis 190 MeV/nuc im Protonenkanal P116 aufgrund einer fehlerhaften Koinzidenzbedingung. Die Aufstellung von Energiespektren aus den Flugdaten wird für die Protonen und schweren Kerne hierdurch erschwert und nur durch einen iterativen Prozeß ermöglicht werden.

Das Experiment liefert zu einer Untergruppe aller registrierten Teilchendurchgänge zusätzlich zu der Information über den Koinzidenttyp, also Teilchenart und Energiebereich, die genaue, digitalisierte Signalamplitude in allen durchlaufenen Detektoren (Pulshöhenanalyse). Durch Auftragen der Anzahl der Ereignisse gleicher Amplitude über der gemessenen Amplitude können Impulshöhenverteilungen gewonnen werden, die über die Schwankungsbreite der Signale monoenergetischer Teilchen und, mit der Veränderung des Mittelwertes, über die Energieabhängigkeit der Detektorsignale eine Aussage ermöglichen. Auch werden die Unterschiede zwischen den Teilchenarten deutlich.

Die Auswertung der Impulshöhenverteilungen ergab für die beiden Halbleiterdetektoren D1 und D2 eine typische Schwankungsbreite von etwa 30% (für Protonen und Elektronen) mit einem ersten Hinweis auf die Streuung niederenergetischer Elektronen im Eingangsteleskop durch eine verbreiterte Verteilung im D2 bei der untersten Meßenergie. Die Untersuchung der Energieab-

hängigkeit zeigt konform mit der Theorie den aufgrund des langsam wachsenden Energieverlustes relativistischer Teilchen erwarteten Anstieg im mittleren Detektorsignal und einen Unterschied von etwa 10% im mittleren Signal von Elektronen und Protonen wegen der bei gleicher Energie unterschiedlichen Geschwindigkeit der Teilchen. Die Differenzen zwischen dem Flugsensor SFM und dem Ersatzsensor SFS liegen im D1-Signal bei gut 10% (SFM höher als SFS), im D2-Signal ist annähernd Übereinstimmung festzustellen.

Die Pulshöhenverteilungen des Cherenkovdetektors C1 zeigen eine typische Breite von etwa 40-50%. Die Kurve der theoretischen Lichtproduktion konnte auf das Plateau der relativistischen Elektronen angepaßt werden und liegt schon bei der Verwendung des Schwellenwertes in der Lichtproduktion aus dem vorgegebenen Brechungsindex (Soll-Wert) von 1.065 gut in Übereinstimmung mit den im Anstieg der Kurve befindlichen Protonenwerten. Der wahre Wert konnte aus der Ermittlung der C1-Ansprechschwelle durch Auswertung der Messungen mit hochenergetischen Protonen zu 1.066 ± 0.003 gefunden werden. Das entspricht einer Ansprechschwelle für Nukleonen von 1770 ± 70 MeV/nuc und für Elektronen von 960 ± 40 keV. Der Unterschied in der mittleren C1-Signalamplitude der beiden Sensoren SFM und SFS beträgt etwa 20% (SFM höher als SFS).

Im Cherenkovdetektor C2 soll aus der Lichtproduktion der elektromagnetischen Kaskade einfallender Elektronen die Einfallsenergie bestimmt werden. Die Verteilungsbreite liegt wegen der Statistik der Kaskadenausbildung und der Cherenkovlichtproduktion, der Lichtleitung mittels Diffusionsbox und der Konvertierung des Lichtes mit einer Fotokathode bei typisch gut 50%. Die Energieabhängigkeit des mittleren C2-Signales konnte in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Schauersimulationen von Julliot [1980] gefunden werden. Als Maß für das Signal eines einfach geladenen, minimal-ionisierenden Teilchens nach Durchlaufen der vollen Detektordicke können die Protonenmessungen herangezogen werden. Bei etwa 40 MeV erzeugen einfallende Elektronen zusammen mit den entstehenden Sekundärelektronen die gleiche Anzahl Cherenkov-Quanten im C2-Kristall wie ein hochenergetischer Protonendurchgang. Der Unterschied zwischen den beiden Sensoren kann im C2-Signal signifikant über den gesamten Energiebereich zu etwa 30% (SFM geringer als SFS) angegeben werden. Durch die annähernd gleichen Diskriminatorschwellen verschieben sich hierdurch die Übergänge der Meßbereiche von E4/E12 und von E12/E300 um etwa den gleichen Wert.

Der Szintillationsdetektor S2 dient der Unterscheidung zwischen voll absorbierten und nur teilabsorbierten Schauern im C2 sowie der Erkennung eines einzelnen durchgehenden schweren Teilchens. In den Pulshöhenverteilungen des S2 spiegelt sich die starke Variation in der Materialdicke und die unsymmetrische Form des Detektors wieder. Lange Wege zwischen dem Ort der Lichtentstehung und der Detektion tragen zudem zu den großen Verteilungsbreiten von typisch 50-70% bei. Die Energieabhängigkeit des mittleren S2-Signales, die über die Anzahl aus der C2-Kaskade entweichender Sekundärelektronen Auskunft gibt, zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Schauersimulationen von Julliot [1980]. Das mittlere S2-Signal des Flugsensors SFM liegt energieüberdeckend gut 20% über dem des Ersatzsensors SFS.

Vor der Untersuchung der Effizienz der Instrumente (Wahrscheinlichkeit des Teilchennachweises) hinsichtlich der Elektronendetektion wurde die sich bei niedrigen Energien auswirkende Streuung der Teilchen im Eingangsteleskop behandelt. Die Verbreiterung der D2-Verteilung bei der untersten Meßenergie und der niederenergetische Anstieg im mittleren D2-Signal bei beiden Sensoren wiesen auf das Auftreten von Streueffekten hin. Durch das Auftragen des Verhältnisses der Einzeldetektorzählraten der beiden Halbleiterdetektoren über der Energie konnte die Auswirkung der Streuung durch Teilchenverluste bei Energien unterhalb von etwa 20 MeV erkannt und mit einer Abschätzung über den mittleren Streuwinkel verifiziert werden. Bei etwa 10 MeV erreichen kaum die Hälfte der einfallenden Elektronen den D2-Detektor, bei 7.5 MeV (unterster Meßwert) sind es nur noch ein Viertel. Leider wurden diese Messungen nicht bis an den Meßbeginn des Elektronenkanals E4 (ca. 4 MeV) herangeführt, jedoch ist anzunehmen, daß in diesem Bereich kaum noch ein Teilchen im D2 zu erwarten ist.

Aus dem Plateau des Verhältnisses der Einzeldetektorzählraten bei hohen Energien konnte ein 'Flächenfaktor' bestimmt werden, der angibt, wie groß die Fläche des Elektronenstrahles am Beschleuniger im Verhältnis zur Fläche des D2-Detektors war, also welcher Anteil der im D1 registrierten Elektronen überhaupt vom D2 gesehen werden konnte. Dieses Flächenverhältnis liegt beim SFM bei 1.30 und beim SFS bei 1.35 (Verhältnis der Detektorflächen ist 1.50) und muß zur Reduzierung der registrierbaren Strahlintensität in die Bestimmung der Effizienz der Instrumente miteingehen.

Die Untersuchung der Effizienz der Sensoren ist ein zentraler Aspekt der Eichauswertungen. Für die Detektion von Elektronen konnte die Effizienz bei senkrechtem Einfall über den gesamten Energiebereich von 7.5 MeV bis zu 1200 MeV ermittelt werden. Die Elektronenstreuung im niederenergetischen Bereich drückt den nachgewiesenen Anteil beim Meßbeginn (7.5 MeV) auf nur 20%, steigt dann steil an und erreicht bei etwa 70 MeV einen Wert von nahezu 80%. Mit weiter steigender Energie sinkt die Effizienz leicht ab (Anstieg der Wahrscheinlichkeit für Sekundärelektronen der C2-Kaskade, den Antikoinzidenzszintillator A zu erreichen).

Der Verlauf der Effizienz über der Energie zeigt für die beiden Sensoren SFM und SFS nur geringe Abweichungen, doch ist die anteilige Verteilung der Ereignisse auf die Koinzidenzkanäle wegen der unterschiedlichen Einstellung der Diskriminatorschwellen verschieden. Bei niedrigen Energien werden die Elektronen bevorzugt im Kanal E4 gezählt, fallen dann aber schon sehr bald in den nächsthöheren Kanal E12. Der Kanal E12 bleibt bis etwa 100 MeV dominant. Da die Schauerentwicklung im C2 bei dieser Energie in vielen Fällen jedoch zum Überschreiten der nächsten Diskriminatorschwelle (C21) noch nicht ausreicht, geht der E12 nicht direkt in den Kanal E300 über. Durch diese unerwartet geringe Amplitude im C2 fallen Ereignisse, bei denen mit steigender Energie ein Sekundärelektron der Kaskade den S2-Szintillator erreicht, in den Protonenkanal P4000. Wegen einer deutlich niedrigeren C21-Diskriminatorschwelle beim SFS beginnt hier der E300 schon bei geringeren Energien zu registrieren, daher bleiben bei diesem Sensor die Zählungen im P4000 weit geringer als beim SFM.

Zur Bestimmung der Effizienz der Sensoren unter schrägem Teilcheneinfall wurden mit Protonen bei einer Energie von 4150 MeV und Elektronen bei zwei Energien (50 und 490 MeV) Messungen durchgeführt, bei denen die Sensoren im Beschleunigerstrahl in kleinen Schritten über die gesamte Aperturöffnung gedreht wurden. Auch wurden mit beiden Teilchentypen Messungen unter rückwärtiger Einstrahlung aufgenommen.

Der Vergleich der Ergebnisse der Protonenwinkelmessungen mit der theoretischen 'winkelabhängigen Responsefunktion' nach Sullivan [1971] zeigt eine gute Übereinstimmung bei beiden Sensoren. Durch eine leichte Variation der für die Responsefunktion maßgeblichen Werte für die Aperturöffnung und den D2-Durchmesser der Instrumente ließen sich Kurvenscharen aus dem theoreti-

schen Verlauf erstellen, die bei Deckungsgleichheit mit den Meßpunkten deren effektive Werte aufzeigten. Hieraus ließen sich die für die verschiedenen Energiebereiche und Teilchentypen gültigen effektiven Öffnungswinkel und Geometriefaktoren bestimmen. Die realisierten Geometriefaktoren liegen etwa 20% über den Soll-Werten aus der Experimentkonzeption. Die ermittelten Werte stimmen für beide Sensoren überein, lediglich die Verteilung der Ereignisse auf die Koinzidenzkanäle P4000 und P190 zeigen Differenzen mit einer vermehrten Registrierung im P190 beim SFS.

Bei der Untersuchung der Protonenwinkelmessungen zeigte sich zu großen Einfallswinkeln bei beiden Instrumenten ab etwa $+15^\circ$ ein signifikanter Anstieg im Elektronenkanal E300 auf Kosten der beiden Protonenkanäle P4000 und P190 auf, der seine Ursache in einem erhöhten Lichtsignal des Detektors C2 hat. Protonen ab diesem Einfallswinkel durchlaufen das Material des C2-Fotovervielfachers und erzeugen in dem Quartzfenster und der Glaswandung zusätzliches Cherenkovlicht, welches additiv zum generierten Signal im C2-Kristall zum Überschreiten der C21-Diskriminatorschwelle und damit zur Einsortierung im Kanal E300 führt. Die zum mittleren Kristall- und Summensignal gehörenden Fotoelektronenanzahlen konnten bestimmt und bis auf eine kleine Differenz (vermutlich durch die Glasszintillation und direkte Registrierung von Ionisationselektronen bedingt) durch eine Abschätzung verifiziert werden. Der Raumwinkel, unter dem das C2-Frontfenster erreicht werden kann, wurde zu 3% des Gesamtraumwinkels ermittelt, so daß etwa 3% aller isotrop einfallenden Protonen zu zusätzlichen E300-Koinzidenzen führen.

Bei den Elektronenwinkelmessungen konnte die 'winkelabhängige Responsefunktion' nach Sullivan nicht angepaßt werden. Bei diesen Messungen wurden Kollimatoren verwandt, die vermutlich zu Streueffekten und damit einer Aufächerung des Strahles führten. Da aber aus den Protonenmessungen die Gültigkeit der theoretischen Responsefunktion abgeleitet werden konnte und diese nur auf geometrischen Gegebenheiten beruht, konnte für die Elektrendetektion die Effizienz des Nachweises in Abhängigkeit von der Einfallsenergie und dem Einfallswinkel räumlich dargestellt werden. Die Verteilung der Ereignisse auf die Koinzidenzkanäle zeigt bei positiver Drehung eine bevorzugte Registrierung im Kanal E300 auf Kosten des P4000. Die Ursache hierfür liegt in der vermehrten Überschreitung der C21-Diskriminatorschwelle begründet. Bei positiver Drehung entwickelt sich der Schauer im C2 in Richtung des C2-Fotovervielfachers, so daß vermehrt Sekundärelektronen das

Frontfenster durchlaufen und dabei zusätzliches Cherenkovlicht erzeugen.

Eine Gegenüberstellung der Impulshöhenverteilungen aller Detektoren bei frontaler und rückwärtiger Einstrahlung von 990 MeV Elektronen spiegelt das Verhalten des C2-Kristalles wieder. Die sich entwickelnde elektromagnetische Kaskade führt unter rückwärtigem Einfall dazu, daß die Spektren der Halbleiterdetektoren mehrfache Maxima entsprechend der Multiplizität der Kaskaden aufweisen. Die Kaskaden mit hoher Multiplizität genügen der Koinzidenzbedingung für Alphateilchen, daher werden diese Elektronen im Alpha-kanal A4000 gezählt. Für eine spätere Erkennung der rückwärtigen Elektronen konnte ein Trennverfahren vorgeschlagen werden. Zur Abschätzung dieser Kontamination wurde aus den vermuteten interstellaren Spektren das erwartete Elektronen- zu Alphaverhältnis bestimmt. Zusammen mit einer gegenüber dem frontalem Einfall auf nur etwa 3% verminderten Effizienz des Nachweises rückwärtiger Elektronen (hohe Wahrscheinlichkeit für d. Sekundärelektronen, den Antikoinzidenzszintillator A zu erreichen) konnte der Elektronenanteil im Alphakanal A4000 zu kleiner als 1% bestimmt werden und somit eine Maskierung des integralen Alphakanals ausgeschlossen werden.

Die Messungen mit hochenergetischen Protonen unter senkrechtem Einfall weisen einen Anteil von 0.7 bis 1% der Registrierungen im integralen Elektronenkanal E300 auf, der bei rückwärtiger Einstrahlung nicht gefunden werden kann. Zusammen mit den rd. 3% aller isotrop einfallenden Protonen, die durch das zusätzliche Lichtsignal aus dem Material des C2-Fotovervielfachers ebenfalls im E300 gezählt werden, beträgt die Kontamination dieses Elektronenkanals nahezu 4%. Aus den vermuteten interstellaren Protonen- und Elektronenspektren konnte das erwartete Verhältnis der Elektronenrate oberhalb von 500 MeV (Meßschwelle des E300) zur Protonenrate jenseits von 2 GeV (Meßschwelle des P4000) zu $P/e \approx 8$ bestimmt werden. Die Verunreinigung des Elektronenkanals E300 kann somit zu 24% bestimmt werden.

Um die Ursache für die durch frontale Protonendurchgänge hervorgerufene Kontamination zu ermitteln, wurde zunächst die Signalerhöhung im C2 durch Wechselwirkungen der Protonen mit den Elektronen der Atomhülle der durchsetzten Materie, also der Produktion von freien δ -Elektronen abgeschätzt. Das zusätzliche Cherenkovlicht der δ -Elektronen kann wegen ihrer geringen Energie und damit geringen Reichweite im C2-Kristall zu bestenfalls 20-30% angegeben werden. Nur in den ganz seltenen Fällen, bei denen das Anstoß-

elektron nahezu zentral getroffen wird, ist eine Signalerhöhung um ca. 100% möglich. Zur Registrierung der Protonen als E300 ist jedoch eine Vervielfachung der Signalamplitude notwendig.

Als nächste Möglichkeit kamen nun die im Beschleunigerstrahl vorhandenen Elektronen in Betracht, zu deren Ausschluß ein Trigger-Cherenkovdetektor vorhanden war. Bei einer geringen Ineffizienz könnten echte Elektronen den Sensor erreicht haben und die Ursache der E300-Koinzidenzen bilden. Da aber die gemessenen E300-Ereignisse keine einem sehr engen Energiebereich entsprechende C2-Pulshöhenverteilung aufweisen und der bei der Auswertung der Halbleitersignale gefundene Unterschied von etwa 10% in der mittleren Signalamplitude von Protonen und Elektronen nicht zu finden ist, kann auch diese Möglichkeit verworfen werden.

Als weitere Ursache zur Erklärung der E300-Kontamination wurden nun die Wechselwirkungen der einfallenden Protonen mit den Atomkernen der durchlaufenen Materie untersucht (Hadronenkaskaden). Eine Abschätzung der Wechselwirkungslänge im PbF_2 -Kristall des C2 führte auf etwa zehn Kernwechselwirkungen auf hundert Teilchendurchgänge. Ein großer Teil dieser Wechselwirkungen erzeugt durch die isotrope Ausstrahlung hochangeregter Kerne oder Kernfragmente eine Antikoinzidenz im Szintillator A und wird von der Sensorlogik verworfen. Bei den Kernwechselwirkungen entstehen durch den Zerfall neutraler Pionen in zwei Gammaquanten elektromagnetische Kaskaden, die zu hohen C2-Signalen und zur Klassifizierung als E300 führen können.

Zur Trennung der Protonen von den Elektronen im Kanal E300 wurde eine C2/S2-Matrix erstellt, in der zu jedem Ereignis die C2-Amplitude über der zugehörigen S2-Amplitude eingetragen und über die Ereignisse gleicher Amplituden aufsummiert wurde. In dieser Matrix lassen sich die Bereiche der 'normalen' Protonen, der Protonen mit dem Winkeleffekt, die Auswirkungen der Hadronenkaskaden und die Elektronen in ihrer energieabhängigen Lage abgrenzen, so daß sich ein Trennverfahren ergibt, welches auf einer Wahrscheinlichkeitsverteilung beruht, die zu jedem Element der C2/S2-Matrix die Zuordnung eines Ereignisses mit einem Wert sowohl als Elektron als auch als Proton erlaubt.

Die Wahrscheinlichkeitsmatrix konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr entwickelt werden. Zusätzlich zu den Eichmessungen könnte hier eine Sen-

7. Anhang

o Fehlerberechnung

Grundsätzlich kann keine physikalische Größe ohne Fehler bestimmt werden. Verbesserungen der Theorie ebenso wie Verfeinerungen der experimentellen Apparaturen und der Meßmethodik tragen zwar dazu bei, den Fehler zu verkleinern, jedoch kann in einer Meßreihe mit einer endlichen Zahl von Meßwerten niemals der wahre Wert der Meßgröße ermittelt werden. Die Meßwerte streuen in einer solchen Weise, wie sie durch die Wahrscheinlichkeitsverteilung beschrieben wird.

Werden in einer Meßreihe n Messungen mit den Nummern $i=1,2,\dots,n$ und den Meßwerten x_i gemacht, so kann gezeigt werden, daß der arithmetische Mittelwert $\bar{x}$ die beste Annäherung an den wahren Wert μ darstellt

$$\mu \approx \bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i . \quad (7.1)$$

Die Breite der gefundenen Verteilung der Meßwerte ist gekennzeichnet durch den mittleren Fehler der Einzelmessung σ , auch Streuung oder Standardabweichung genannt. Die beste Näherung für das Quadrat der Standardabweichung, der Varianz einer Stichprobe, ist gegeben durch

$$\sigma^2 \approx \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 . \quad (7.2)$$

Wird die gesamte Meßreihe mit jeweils n Werten k -mal wiederholt, so ergeben sich k verschiedene Mittelwerte $\bar{x}_j$, die ebenfalls einer statistischen Verteilung unterliegen. Für das Quadrat des mittleren Fehlers des Mittelwertes $\bar{\sigma}$ gilt

$$\bar{\sigma}^2 = \frac{\sigma^2}{n} \approx \frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \quad (7.3)$$

bzw.

$$\bar{\sigma} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} . \quad (7.4)$$

Geht man nun statt von der gemessenen statistischen Verteilung von einer durch die Wahrscheinlichkeitsrechnung gegebenen Häufigkeitsverteilung aus, so kann für große Zahlen x (>100) bei rein zufälliger Verteilung die Normalverteilung nach Gauß

$$W(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (7.5)$$

und für kleine Zahlen x die diskrete asymmetrische Poisson-Verteilung angeben werden

$$W(x) = \frac{(\mu)^x}{x!} \exp(-\mu) . \quad (7.6)$$

$W(x)$ ist dabei die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des Meßwertes x .

Der mittlere Fehler der Einzelmessung σ läßt sich für diese Verteilungen exakt ermitteln zu

$$\sigma = \sqrt{\mu} . \quad (7.7)$$

Nur selten ist die gesuchte Größe direkt meßbar. Meist wird sie mit einer Gleichung aus einer Reihe von unmittelbar gemessenen Größen bestimmt. Das Gaußsche Fehlerfortpflanzungsgesetz gibt an, in welcher Weise sich Meßfehler durch die Rechnung in das Resultat hinein fortpflanzen.

Für den mittleren Fehler σ_f der Größe $f = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ gilt

$$\sigma_f = \left(\left(\frac{\partial f}{\partial x_1} \sigma_{x_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2} \sigma_{x_2} \right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_n} \sigma_{x_n} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} . \quad (7.8)$$

Unter Anwendung des Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetzes kann ich den Fehler des D1/D2-Verhältnisses berechnen aus

$$\frac{D1}{D2} = f(D1, D2, T, N_1, N_2) = \frac{D1 - TN_1}{D2 - TN_2} \quad (7.9)$$

$$\begin{aligned} \sigma_f &\approx \left(\left(\frac{\partial f}{\partial D1} \sigma_{D1} \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial D2} \sigma_{D2} \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial T} \sigma_T \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial N_1} \sigma_{N_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial N_2} \sigma_{N_2} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \\ &= \frac{1}{D2 - TN_2} \left(D1 + \frac{D2(D1 - TN_1)^2}{(D2 - TN_2)^2} + \frac{(N_2 D1 - N_1 D2)^2 \cdot 0.01^2}{(D2 - TN_2)^2} + T^2 \sigma_{N_1}^2 + \frac{(D1 - TN_1)^2 T^2 \sigma_{N_2}^2}{(D2 - TN_2)^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (7.10)$$

Entsprechend kann ich den Fehler der Effizienz der Instrumente berechnen und erhalte

$$Eff = \frac{C \sum K_i}{D1} = f(K_1, K_2, \dots, K_{14}, C, D1, N_1, T) = \frac{C(K_1 + K_2 + \dots + K_{14})}{D1 - TN_1} \quad (7.11)$$

$$\begin{aligned} \sigma_f &\approx \left(\left(\frac{\partial f}{\partial K_1} \sigma_{K_1} \right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial K_{14}} \sigma_{K_{14}} \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial C} \sigma_C \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial D1} \sigma_{D1} \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial N_1} \sigma_{N_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial T} \sigma_T \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \\ &= \frac{C \sum K_i}{D1 - TN_1} \left(\frac{1}{\sum K_i} + \frac{0.01}{C^2} + \frac{1}{(D1 - TN_1)^2} [D1 + T^2 \sigma_{N_1}^2 + 0.01^2 N_1^2] \right)^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (7.12)$$

D1 :	Zählrate Detektor D1	-	$\sigma_{D1} \approx \sqrt{D1}$
D2 :	Zählrate Detektor D2	-	$\sigma_{D2} \approx \sqrt{D2}$
K _i :	Zählrate Koinzidenzkanal	-	$\sigma_{K_i} \approx \sqrt{K_i}$
B :	Zählrate Beschleuniger	-	$\sigma_B \approx \sqrt{B}$
T :	Akkumulationszeit	-	$\sigma_T \approx 0.01 \text{ s}$
N ₁ :	Nullrate Detektor D1	-	$\sigma_{N_1} \approx \sqrt{D1_0}/T_0$
N ₂ :	Nullrate Detektor D2	-	$\sigma_{N_2} \approx \sqrt{D2_0}/T_0$
C :	'Flächenfaktor' aus D1/D2	-	$\sigma_C \approx 0.1$

Unter Benutzung der vereinbarten Bezeichnungen kann ich den Fehler der Effizienz eines einzelnen Koinzidenzkanals K_i bestimmen zu

$$\text{Eff}_i = f(K_i, C, D1, N_1, T) = \frac{K_i}{\sum K_i} \frac{C}{D1_c} = \frac{K_i C}{D1 - TN_1} \quad (7.13)$$

$$\begin{aligned} \sigma_f &\approx \left(\left(\frac{\partial f}{\partial K_i} \sigma_{K_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial C} \sigma_C \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial D1} \sigma_{D1} \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial N_1} \sigma_{N_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial T} \sigma_T \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \\ &= \frac{K_i C}{D1 - TN_1} \left(\frac{1}{K_i} + \frac{0.01}{C^2} + \frac{1}{(D1 - TN_1)^2} [D1 + T^2 \sigma_{N_1}^2 + 0.01^2 N_1^2] \right)^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (7.14)$$

Ebenso erhalte ich mit Hilfe des Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetzes den Fehler der Effizienz bei den Winkelmessungen

$$f(K_1, K_2, \dots, K_{14}, B) = \frac{\sum K_i}{B} \quad (7.15)$$

$$\begin{aligned} \sigma_f &\approx \left(\left(\frac{\partial f}{\partial K_1} \sigma_{K_1} \right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial K_{14}} \sigma_{K_{14}} \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial B} \sigma_B \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \\ &= \frac{1}{B} \left(\sum K_i + \frac{(\sum K_i)^2}{B} \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (7.16)$$

und den Fehler des einzelnen Koinzidenzkanals K_i

$$f(K_1, K_2, \dots, K_{14}, B) = \frac{K_i}{\sum K_i} \frac{\sum K_i}{B} = \frac{K_i}{B} \quad (7.17)$$

$$\sigma_f \approx \frac{1}{B} \left(K_i + \frac{K_i^2}{B} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (7.18)$$

o Verzeichnis der ausgewerteten Meßläufe

SFM					SFS				
	E[MeV]	Ort	Diskette	Meßlauf		E[MeV]	Ort	Diskette	Meßlauf
D1/D2 - Response	7.5	Orme	DKS 071	R 039		7.5	Orme	DKF 081	R 033
	10	Orme	DKS 071	R 041		10	Orme	DKF 071	R 239
	15	Orme	DKS 072	R 046		15	Orme	DKF 071	R 241
	20	Orme	DKS 071	R 042		20	Orme	DKF 072	R 243
	30	Orme	DKS 073	R 048		30	Orme	DKF 073	R 247
	40	Orme	DKS 072	R 044		40	Orme	DKF 073	R 249
	50	Orme	DKS 069	R 30/1		50	Orme	DKF 079	R 251
	70	Orme	DKS 069	R 034					
	98.6	Orme	DKS 070	R 035					
	150	Orme	DKS 070	R 037					
	40	Bonn	DKS 047	R 159		40	Bonn	DKF 056	R 176
	90	Bonn	DKS 047	R 162		65	Bonn	DKF 056	R 174
	190	Bonn	DKS 049	R 173		90	Bonn	DKF 042	R 076
	290	Bonn	DKS 050	R 171		140	Bonn	DKF 048	R 120
	390	Bonn	DKS 050	R 175		190	Bonn	DKF 048	R 118
	490	Bonn	DKS 043	R 131		290	Bonn	DKF 047	R 112
	590	Bonn	DKS 050	R 176		490	Bonn	DKF 047	R 108
	690	Bonn	DKS 051	R 179		590	Bonn	DKF 045	R 099
	790	Bonn	DKS 054	R 197		690	Bonn	DKF 042	R 077
	990	Bonn	DKS 054	R 195		790	Bonn	DKF 044	R 092
	1190	Bonn	DKS 053	R 193		990	Bonn	DKF 042	R 082
						1090	Bonn	DKF 042	R 081
						1190	Bonn	DKF 042	R 079
	2000	Desy	DKS 013	R 038		2000	Desy	DKF 030	R 015
	3000	Desy	DKS 012	R 031		3000	Desy	DKF 031	R 016
	4000	Desy	DKS 013	R 039		5000	Desy	DKF 031	R 017
	5000	Desy	DKS 013	R 040					
	4150	Cern	DKS 087	R 101		4150	Cern	DKF 105	R 083
C1 - Response	7.5	Orme	DKS 071	R 039		7.5	Orme	DKF 081	R 033
	10	Orme	DKS 071	R 041		10	Orme	DKF 071	R 239
	15	Orme	DKS 072	R 046		15	Orme	DKF 071	R 241
	20	Orme	DKS 071	R 042		20	Orme	DKF 072	R 243
	30	Orme	DKS 073	R 048		30	Orme	DKF 073	R 247
	40	Orme	DKS 072	R 044		40	Orme	DKF 073	R 249
	50	Orme	DKS 069	R 30/1		50	Orme	DKF 074	R 251
	70	Orme	DKS 069	R 034		70	Orme	DKF 067	R 230
	98.6	Orme	DKS 070	R 035		100	Orme	DKF 068	R 233
	190	Bonn	DKS 049	R 173		140	Bonn	DKF 048	R 120
	290	Bonn	DKS 049	R 171		190	Bonn	DKF 048	R 118
	490	Bonn	DKS 062	R 251		290	Bonn	DKF 047	R 112
	590	Bonn	DKS 050	R 176		390	Bonn	DKF 048	R 117
	690	Bonn	DKS 051	R 179		490	Bonn	DKF 047	R 108
	990	Bonn	DKS 061	R 247					
	4150	Cern	DKS 109	R 049		4150	Cern	DKF 105	R 083
	7.5	Orme	DKS 071	R 039		7.5	Orme	DKF 081	R 033
	10	Orme	DKS 071	R 041		10	Orme	DKF 071	R 239
	15	Orme	DKS 072	R 046		15	Orme	DKF 071	R 241
	20	Orme	DKS 071	R 042		20	Orme	DKF 072	R 243
C2 - Response	7.5	Orme	DKS 071	R 039		7.5	Orme	DKF 081	R 033
	10	Orme	DKS 071	R 041		10	Orme	DKF 071	R 239
	15	Orme	DKS 072	R 046		15	Orme	DKF 071	R 241
	20	Orme	DKS 071	R 042		20	Orme	DKF 072	R 243

SFM					SFS				
E[MeV]	Ort	Diskette	Meßlauf		E[MeV]	Ort	Diskette	Meßlauf	
30	Orme	DKS 073	R 048		25	Orme	DKF 072	R 245	
30	Orme	DKS 073	R 051		30	Orme	DKF 073	R 247	
40	Orme	DKS 072	R 044		40	Orme	DKF 073	R 249	
50	Orme	DKS 069	R 30/1		50	Orme	DKF 074	R 251	
50	Orme	DKS 083	R 089		50	Orme	DKF 067	R 228	
70	Orme	DKS 069	R 034		60	Orme	DKF 067	R 229	
98.6	Orme	DKS 070	R 035		70	Orme	DKF 067	R 230	
100	Orme	DKS 078	R 074		80	Orme	DKF 067	R 231	
105	Orme	DKS 079	R 075		100	Orme	DKF 068	R 233	
110	Orme	DKS 075	R 064		100	Orme	DKF 081	R 037	
120	Orme	DKS 076	R 066		105	Orme	DKF 082	R 040	
130	Orme	DKS 081	R 080		120	Orme	DKF 082	R 042	
140	Orme	DKS 083	R 085		125	Orme	DKF 068	R 234	
145	Orme	DKS 083	R 087		150	Orme	DKF 069	R 236	
150	Orme	DKS 073	R 052		150	Orme	DKF 078	R 022	
150	Orme	DKS 070	R 037		175	Orme	DKF 070	R 238	
90	Bonn	DKS 047	R 162		140	Bonn	DKF 048	R 120	
190	Bonn	DKS 048	R 166		190	Bonn	DKF 048	R 119	
290	Bonn	DKS 048	R 167		290	Bonn	DKF 047	R 112	
390	Bonn	DKS 050	R 175		390	Bonn	DKF 048	R 117	
490	Bonn	DKS 043	R 131		490	Bonn	DKF 047	R 108	
590	Bonn	DKS 050	R 176		590	Bonn	DKF 042	R 078	
690	Bonn	DKS 051	R 179		690	Bonn	DKF 042	R 077	
790	Bonn	DKS 054	R 197		790	Bonn	DKF 044	R 092	
990	Bonn	DKS 054	R 195		990	Bonn	DKF 042	R 082	
1190	Bonn	DKS 053	R 193		1090	Bonn	DKF 042	R 081	
					1190	Bonn	DKF 042	R 079	
300	Desy	DKS 017	R 068		200	Desy	DKF 032	R 021	
500	Desy	DKS 013	R 037		300	Desy	DKF 032	R 020	
1000	Desy	DKS 014	R 042		500	Desy	DKF 031	R 019	
2000	Desy	DKS 013	R 038		750	Desy	DKF 031	R 018	
4000	Desy	DKS 013	R 039		1000	Desy	DKF 028	R 001	
5000	Desy	DKS 013	R 040		2000	Desy	DKF 030	R 015	
					3000	Desy	DKF 031	R 016	
					5000	Desy	DKF 031	R 017	
3170	Cern	DKS 088	R 104		3170	Cern	DKF 105	R 084	
4150	Cern	DKS 087	R 100		4150	Cern	DKF 105	R 082	
S2 -	30	Orme	DKS 073	R 051	25	Orme	DKF 072	R 245	
Response	40	Orme	DKS 072	R 044	30	Orme	DKF 073	R 247	
	50	Orme	DKS 083	R 089	40	Orme	DKF 073	R 249	
	98.6	Orme	DKS 070	R 035	50	Orme	DKF 074	R 251	
	105	Orme	DKS 079	R 075	60	Orme	DKF 067	R 229	
	110	Orme	DKS 075	R 064	70	Orme	DKF 067	R 230	
	120	Orme	DKS 076	R 066	80	Orme	DKF 067	R 231	
	140	Orme	DKS 083	R 085	90	Orme	DKF 068	R 232	
	145	Orme	DKS 083	R 087	100	Orme	DKF 068	R 233	
	150	Orme	DKS 070	R 037	100	Orme	DKF 081	R 037	
	175	Orme	DKS 074	R 054	105	Orme	DKF 082	R 040	
					120	Orme	DKF 082	R 042	
					125	Orme	DKF 068	R 234	
					150	Orme	DKF 069	R 236	
					150	Orme	DKF 078	R 022	
					175	Orme	DKF 070	R 238	

SFM					SFS				
E[MeV]	Ort	Diskette	Meßlauf		E[MeV]	Ort	Diskette	Meßlauf	
40	Bonn	DKS 047	R	159	140	Bonn	DKF 048	R	120
90	Bonn	DKS 047	R	162	190	Bonn	DKF 048	R	119
140	Bonn	DKS 047	R	163/4	290	Bonn	DKF 047	R	112
190	Bonn	DKS 048	R	166	390	Bonn	DKF 048	R	117
290	Bonn	DKS 048	R	167	490	Bonn	DKF 047	R	108
390	Bonn	DKS 050	R	175	590	Bonn	DKF 042	R	078
490	Bonn	DKS 043	R	131	690	Bonn	DKF 042	R	077
590	Bonn	DKS 050	R	176	790	Bonn	DKF 044	R	092
690	Bonn	DKS 051	R	179	990	Bonn	DKF 042	R	082
790	Bonn	DKS 054	R	197	1090	Bonn	DKF 042	R	081
990	Bonn	DKS 054	R	195	1190	Bonn	DKF 042	R	079
1190	Bonn	DKS 053	R	193					
300	Desy	DKS 017	R	068	200	Desy	DKF 032	R	021
500	Desy	DKS 013	R	037	300	Desy	DKF 032	R	020
1000	Desy	DKS 014	R	042	500	Desy	DKF 031	R	019
2000	Desy	DKS 013	R	038	750	Desy	DKF 031	R	018
4000	Desy	DKS 013	R	039	1000	Desy	DKF 028	R	001
5000	Desy	DKS 013	R	040	2000	Desy	DKF 030	R	015
					3000	Desy	DKF 031	R	016
					5000	Desy	DKF 031	R	017
3170	Cern	DKS 088	R	104	3170	Cern	DKF 105	R	084
4150	Cern	DKS 087	R	100	4150	Cern	DKF 105	R	082
C1 -	1270	Cern	DKS 091	R 113					
Ansprech-	1500	Cern	DKS 091	R 116					
schwelle	1730	Cern	DKS 090	R 110					
	2210	Cern	DKS 089	R 107					
	3170	Cern	DKS 088	R 105					
	4150	Cern	DKS 087	R 101					
D1/D2 -	7.5	Orme	DKS 071	R 039	7.5	Orme	DKF 081	R	033
Verhältnis	10	Orme	DKS 071	R 041	10	Orme	DKF 081	R	035
	15	Orme	DKS 072	R 046	20	Orme	DKF 080	R	031
	20	Orme	DKS 071	R 042	30	Orme	DKF 073	R	247
	30	Orme	DKS 073	R 048	40	Orme	DKF 073	R	249
	40	Orme	DKS 072	R 044	50	Orme	DKF 079	R	023
	50	Orme	DKS 069	R 30/1	100	Orme	DKF 081	R	037
	70	Orme	DKS 069	R 034	120	Orme	DKF 082	R	042
	98.6	Orme	DKS 070	R 035	150	Orme	DKF 078	R	022
	150	Orme	DKS 070	R 037					
Effizienz	7.5	Orme	DKS 071	R 039	7.5	Orme	DKF 081	R	033
(nominal)	10	Orme	DKS 071	R 041	10	Orme	DKF 081	R	035
	15	Orme	DKS 072	R 046	20	Orme	DKF 080	R	031
	20	Orme	DKS 071	R 042	50	Orme	DKF 079	R	023
	30	Orme	DKS 073	R 048	100	Orme	DKF 081	R	037
	40	Orme	DKS 072	R 044	150	Orme	DKF 078	R	022
	50	Orme	DKS 069	R 30/1					
	70	Orme	DKS 069	R 034					
	98.6	Orme	DKS 070	R 035					
	150	Orme	DKS 070	R 037					
140	Bonn	DKS 050	R	174	90	Bonn	DKF 059	R	193
190	Bonn	DKS 049	R	173	140	Bonn	DKF 048	R	120
290	Bonn	DKS 049	R	171	190	Bonn	DKF 048	R	119

SFM					SFS				
	E[MeV]	Ort	Diskette	Meßlauf		E[MeV]	Ort	Diskette	Meßlauf
	390	Bonn	DKS 050	R 175		290	Bonn	DKF 047	R 112
	590	Bonn	DKS 050	R 176		390	Bonn	DKF 048	R 117
	690	Bonn	DKS 051	R 179		490	Bonn	DKF 047	R 108
	990	Bonn	DKS 054	R 195		590	Bonn	DKF 045	R 099
	1190	Bonn	DKS 053	R 193		790	Bonn	DKF 044	R 092
						990	Bonn	DKF 042	R 082
						1190	Bonn	DKF 042	R 079
Winkel- messungen	4150	Cern	DKS 110	R 055		4150	Cern	DKF 105	R 082
	4150	Cern	DKS 111	R 056		4150	Cern	DKF 108	R 104
	4150	Cern	DKS 111	R 057		4150	Cern	DKF 108	R 105
	4150	Cern	DKS 111	R 058		4150	Cern	DKF 108	R 106
	4150	Cern	DKS 112	R 060		4150	Cern	DKF 108	R 107
	4150	Cern	DKS 112	R 061		4150	Cern	DKF 108	R 108
	4150	Cern	DKS 112	R 062		4150	Cern	DKF 109	R 110
	4150	Cern	DKS 112	R 064		4150	Cern	DKF 109	R 112
	4150	Cern	DKS 096	R 128/9		4150	Cern	DKF 109	R 115
						4150	Cern	DKF 110	R 119
						4150	Cern	DKF 110	R 120
						4150	Cern	DKF 110	R 121
	90	Bonn	DKS 063	R 002		490	Bonn	DKF 049	R 127
	490	Bonn	DKS 043	R 131		490	Bonn	DKF 049	R 128
	490	Bonn	DKS 043	R 132		490	Bonn	DKF 050	R 129
	490	Bonn	DKS 043	R 133		490	Bonn	DKF 050	R 130
	490	Bonn	DKS 043	R 134		490	Bonn	DKF 050	R 133
	490	Bonn	DKS 043	R 135		490	Bonn	DKF 051	R 139
	490	Bonn	DKS 044	R 138		490	Bonn	DKF 051	R 140
	490	Bonn	DKS 045	R 148		490	Bonn	DKF 051	R 141
	490	Bonn	DKS 045	R 149		490	Bonn	DKF 052	R 147
	490	Bonn	DKS 045	R 150		490	Bonn	DKF 054	R 160
	490	Bonn	DKS 046	R 153		490	Bonn	DKF 049	R 126
	490	Bonn	DKS 046	R 155		990	Bonn	DKF 045	R 096
	990	Bonn	DKS 063	R 254					
						50	Orme	DKF 074	R 251
						50	Orme	DKF 074	R 253
						50	Orme	DKF 074	R 254
						50	Orme	DKF 075	R 003
						50	Orme	DKF 075	R 004
						50	Orme	DKF 075	R 005
Unter- grund	0	Orme	DKS 077	R 070		0	Orme	DKF 079	R 024
	30	Orme	DKS 073	R 050		50	Orme	DKF 080	R 030
	0	Bonn	DKS 045	R 147					
	0	Desy	DKS 012	R 032					
	0	Desy	DKS 011	R 027					
	1270	Cern	DKS 092	R 117		0	Cern	DKF 110	R 118
	4150	Cern	DKS 092	R 118					
	4150	Cern	DKS 097	R 130					

Ein vollständiges Verzeichnis aller durchgeführten Messungen befindet sich bei Iwers [1987].

o Abbildungs- und Tabellenverzeichnis

Abb. Seite Bezeichnung

1- 1	1	Aufgabenstellungen bei der Untersuchung der Sonne mit schematischer Darstellung der ausgehenden Wirkungen.
1- 2	2	Die Flugkonfiguration der Raumsonde ULYSSES.
1- 3	3	Flugbahn mit Ausnutzung der Gravitationskraft des Jupiters im 'swing-by' Verfahren zur Erreichung hoher solarer Breiten.
1- 4	6	Elektronenspektren eines solaren Flares und im Bereich der Jupiter-Magnetosphäre, gemessen auf ISEE-3 und PIONEER 10.
1- 5	6	Energiespektren von Elektronen während verschiedener Phasen des Solarzyklus.
1- 6	8	Das Kieler Elektronen-Teleskop KET mit Sensor und Elektronik.
2- 1	12	Energieverlust in Abhängigkeit von der Energie des Teilchens.
2- 2	15	Die Ausbildung einer elektromagnetischen Kaskade.
2- 3	17	Prinzip der Festkörperionisationskammer.
2- 4	18	Schematische Darstellung der Polarisierung eines Mediums zur Produktion von Cherenkovstrahlung.
2- 5	20	Theoretische Lichtproduktion der beiden Cherenkovdetektoren in Abhängigkeit von der Teilchenenergie und Teilchenart.
2- 6	23	Aufbau eines Fotovervielfachers.
3- 1	24	Schnitt durch den Sensor des Kieler Elektronen-Teleskopes.
3- 2	32	Fotographie des Sensors mit einigen Elementen der Mechanik.
3- 3	38	Diagramm des Energieverlustes von Protonen und Alphateilchen über der Energie und des Energieverlustes im D1 über dem Energieverlust im D2 mit der Einfallenergie als Laufparameter.
3- 4	42	Blockschaltbild der KET-Analogelektronik.
3- 5	45	Prinzipschaltbild des logarithmischen A/D-Wandlers.
3- 6	48	Ergebnis der Verstärkungseichung der C2-Fotovervielfacher.
3- 7	50	Blockdiagramm der COSPIN DPU.
3- 8	51	Blockdiagramm der KET Digitalelektronik.
3- 9	56	Die Kennlinien für die logarithmische Analog/Digital-Wandlung.
4- 1	63	Strahlcharakteristik am AL600 in ORME des Merisiers.
4- 2	67	S2-Response ohne und mit Korrektur der Bonner Energieangabe zur Demonstration der Notwendigkeit der Energieeichung vor Ort.
5- 1	71	Die Pulshöhenverteilungen der Halbleiterdetektoren D1 und D2 für Elektronen und Protonen.

5- 2	73	Die Energieabhängigkeit der Halbleiterdetektorsignale des D1 und des D2 für Elektronen und Protonen beim SFM.
5- 3	74	Die Energieabhängigkeit der Halbleiterdetektorsignale des D1 und des D2 für Elektronen und Protonen beim SFS.
5- 4	76	Die Pulshöhenverteilungen des Cherenkovdetektors C1 für SFM und SFS beim Einfall von Elektronen und Protonen.
5- 5	78	Die Energieabhängigkeit des mittleren C1-Cherenkovdetektorsignales für einfallende Elektronen und Protonen in SFM und SFS.
5- 6	80	Die Pulshöhenverteilungen des Cherenkovdetektors C2 für SFM und SFS beim Einfall von Elektronen und Protonen.
5- 7	82	Die Energieabhängigkeit des mittleren C2-Cherenkovdetektorsignales für einfallende Elektronen und Protonen in SFM und SFS.
5- 8	84	Die Pulshöhenverteilungen des Szintillationsdetektors S2 für SFM und SFS beim Einfall von Elektronen und Protonen.
5- 9	85	Die Energieabhängigkeit des mittleren S2-Szintillatorsignales für einfallende Elektronen und Protonen in SFM und SFS.
5-10	89	Der mittlere Streuwinkel in Abhängigkeit von der Energie einfallender Elektronen für die Detektormaterialien des D1 und des C1 und als Summe von beiden.
5-11	90	Das Verhältnis der Einzeldetektorzählraten der Halbleiterdetektoren D1 und D2 aus den Messungen in Orme für SFM und SFS.
5-12	94	Die Effizienz der Elektronendetektion in Abhängigkeit von der Energie der Teilchen und die jeweilige Aufteilung der Ereignisse auf die Koinzidenzkanäle für den Sensor SFM.
5-13	95	Die Effizienz der Elektronendetektion in Abhängigkeit von der Energie der Teilchen und die jeweilige Aufteilung der Ereignisse auf die Koinzidenzkanäle für den Sensor SFS.
5-14	98	Räumliche Darstellung der Effizienz der Elektronendetektion des Instrumentes in Abhängigkeit von der Einfallsenergie und dem Einfallswinkel für isotrope Teilchenregistrierung.
5-15	99	Der Drehsinn der Sensoren bei den Winkelmessungen.
5-16	101	Die Effizienz des Protonennachweises in Abhängigkeit vom Einfallswinkel der Teilchen bei einer Energie von 4150 MeV.
5-17	102	Zylindersym. Eingangsteleskop mit kreisförmigen Detektoren.
5-18	105	Die C2-Pulshöhenverteilungen von hochenergetischen Protonen für 0° -, $+15^{\circ}$ -, $+17^{\circ}$ - und $+20^{\circ}$ -Teilcheneinfall.
5-19	108	Zeichnung einer Protonenbahn durch den Fotovervielfacher PM2 des Cherenkovdetektors C2 unter $+17^{\circ}$ -Einfallswinkel.

- 5-20 113 Die S2-Pulshöhenverteilungen von hochenergetischen Protonen für 0° -, $+10^\circ$ -, $+15^\circ$ - und -10° -Teilcheneinfall.
- 5-21 114 Reaktion des Sensors auf hochenergetische Protonen unter $+17^\circ$ - und -163° -Einfallswinkel in der C2- und S2-Signalamplitude.
- 5-22 115 Reaktion des Sensors auf hochenergetische Protonen im Vergleich zwischen frontalem und rückwärtigem Einfall.
- 5-23 117 Effizienz des Elektronennachweises in Abhängigkeit vom Einfallswinkel der Teilchen bei 490 MeV aus den Messungen in Bonn.
- 5-24 118 Effizienz des Elektronennachweises in Abhängigkeit vom Einfallswinkel der Teilchen bei 50 MeV aus den Messungen in Orme.
- 5-25 119 Gegenüberstellung der Pulshöhenverteilungen der Detektoren D1, D2, C2 und S2 bei frontalem und rückwärtigem Einfall von 990 MeV Elektronen zur Erläuterung der Registrierung im A4000.
- 5-26 121 Die Pulshöhenverteilungen rückwärtiger Elektronen in den Detektoren D1, D2 und C2 mit angenommenen A4000-Verteilungen.
- 5-27 123 Die interstellaren Protonen-, Elektronen- und Alpha-Spektren mit dem modulierten Spektrum bei ca. 1 AE nach Fulks [1975].
- 5-28 128 Die Energie der durch hochenergetische Protonen induzierten δ -Elektronen bei einer Einfallsenergie von 500 MeV bis 5 GeV und die integrale Anzahl erzeugter freier δ -Elektronen.
- 5-29 130 Schematische Darstellung einer Hadronen-Kaskade.
- 5-30 131 Die Pulshöhenverteilungen der Detektoren D1, D2, C2 und S2 aus dem Meßlauf 126/7 mit Protonen unter 4150 MeV Einfallsenergie.
- 5-31 132 Die Pulshöhenverteilungen der beiden Halbleiterdetektoren für die Ereignisse, die zu einer Koinzidenz E300 führten.
- 5-32 133 Die C2/S2-Matrix für Protonen bei 4150 MeV und 3170 MeV.
- 5-33 136 Die Pulshöhenverteilungen der Detektoren C2 und S2 mit der zugehörigen C2/S2-Matrix für Protonen bei $+17^\circ$ Teilcheneinfall.
- 5-34 137 Die Pulshöhenverteilungen der Detektoren C2 und S2 mit der zugehörigen C2/S2-Matrix für Elektronen mit 1000 MeV Energie.
- 5-35 138 Schematische Darstellung der C2/S2-Matrix für Elektronen und hochenergetische Protonen.
- 5-36 139 Räumliche Darstellung der C2/S2-Matrix von 4150 MeV Protonen.
- 5-37 139 dito. zusammen mit 1000 MeV Elektronen und $+17^\circ$ Winkелеffekt.
- 5-38 141 Die C1-Pulshöhenverteilungen aus den Messungen mit Protonen am CERN zur Bestimmung der C1-Ansprehschwelle.
- 5-39 143 Die mittlere C1-Amplitude von Elektronen und Protonen über $1/\beta^2$ zur Ermittlung der C1-Ansprehschwelle.

Tab.	Seite	Bezeichnung
3- 1	26	Zuordnung der Zählkanäle zur Gleichzeitigkeit (Koinzidenz) der generierten Detektorsignale.
3- 2	35	Die Meßbereiche des KET mit den zur Registrierung notwendigen Koinzidenzbedingungen.
3- 3	36	Die Absorberschichten zur Berechnung der Meßschwellen.
3- 4	38	Energieangaben zum Gebrauch der Abbildung 3-3.
3- 5	40	Die Diskriminatorschwellen des KET.
3- 6	48	Abhängigkeit der Verstärkung des C2-Fotovervielfachers PM2 (exemplarisch) von der im Fluge einstellbaren Hochspannung.
3- 7	52	Die Zählkanäle der Koinzidenzlogik.
3- 8	54	Maximale Zählraten und Telemetrie der einzelnen Kanäle.
3- 9	56	Prioritäten der Koinzidenzkanäle.
3-10	58	Einfluß der 'Failure-Modes' auf die Koinzidenzlogik.
3-11	59	Die Telekommando-Funktionen.
4- 1	61	Durchgeführte Messungen mit Energiebereich und Teilchenart.
4- 2	65	Nullraten an den Beschleunigern.
5- 1	125	Die Kontamination des Elektronenkanals E300 durch hochenergetische Protonen.

8. Literaturverzeichnis

Alder, B., Methods in Computational Physics, Academic Press, New York, 1963

Allkofer, O. C., Teilchen-Detektoren, Thiemig, München, 1971

Auschrat, V. W., and H. M. Fischer, Angular Resolution of Particle Experiments on Board Spacecrafts without Magnetic Stabilisation, Nucl. Instr. and Meth. 122 (499), Amsterdam, 1974

Berger, M. J., S. Seltzer, S. Chappell, J. Humphreys, and J. Motz, Response of Silicon Detectors to Monoenergetic Electrons with Energies between 0.15 and 5.0 MeV, Nucl. Instr. and Meth. 69 (181), Amsterdam, 1969

Bollinger, L. M., G. E. Thomas, and R. J. Ginther, Neutron Detection with Glass Scintillators, Nucl. Instr. and Meth. 17 (97), Amsterdam, 1962

Bourdinand, M., J. B. Cheze, and J. C. Thevenin, Use of Silica Aerogel for Cherenkov Radiation Counter, Nucl. Instr. and Meth. 136 (99), Amsterdam, 1976

Büker, H., Theorie und Praxis der Halbleiterdetektoren für Kernstrahlung, Springer, Berlin, 1971

Cantin, M., et al., Silica Aerogels used as Cherenkov Radiators, Nucl. Instr. and Meth. 118 (177-182), Amsterdam, 1974

Crétolle, J., and B. Jacquemin, Description of the Saclay Electronics, Centre d'Études Nucléaires, Saclay, 1980

Dearnaley, G., and D. C. Northrop, Semiconductor Counters for Nuclear Radiations, Spon Limited, London, 1964

Evenson, P., M. Garcia-Munoz, P. Meyer, K. R. Pyle, and J. A. Simpson, A Quantitative Test of Solar Modulation Theory: The Proton, Helium and Electron Spectra from 1965 through 1979, Ap. J. 275, L15, 1983

Evenson, P., D. Hovestadt, P. Meyer, and D. Moses, The Energy Spectra of Solar Flare Electrons, Proc. 19th ICRC 4, 74-77, 1985

Fermi, E., Nuclear Physics, University Press, Chicago, 1950

Freudenberg, K. E. und F. Pittermann, DUAL JANUS Analog-Elektronik, Abschlußbericht, Dornier System GmbH, Okt. 1985

Fulks, G. J., Solar Modulation of Galactic Cosmic Ray Electrons, Protons and Alphas, J. Geophys. Res. 80 (1701-1714), Chicago, 1975

Gerthsen, C., H. O. Kneser und H. Vogel, Physik, Springer, Berlin, 1977

Green, G., Grundlegende Eigenschaften von ladungsempfindlichen Vorverstärkern für Teilchendetektoren, Christian-Albrechts-Universität, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, IFKKI 79/5, Kiel, 1979

Green, G., Das Verhalten von ladungsempfindlichen Vorverstärkern bei hohen Detektorimpulsraten, Christian-Albrechts-Universität, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, IFKKI 79/6, Kiel, 1980

Heisenberg, W., Kosmische Strahlung, Springer, Berlin, 1953

Hertz, G., Lehrbuch der Kernphysik, Teubner, Leipzig, 1966

Iwers, B., Energieeichung und Bestimmung des Auflösungsvermögens des HELIOS-Experiment 6 am Hamburger Isochron-Zyklotron, Diplomarbeit, Christian-Albrechts-Universität, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, Kiel, 1976

Iwers, B., Calibration of a Space-Born Electron Telescope, Bericht im Auftrag der Christian-Albrechts-Universität, AEG Telefunken, Wedel, 1988

Julliot, C., Detection of Very High Energy Electrons - Results of Preliminary Calculations, Commissariat à l'Énergie Atomique, Institut de Recherche Fondamentale, Division de la Physique, Service d'Électronique Physique, Report DPh/EP/Ap/80-7R/CJ, Centre d'Études Nucléaires, Saclay, 1980

Julliot, C., ISPM : Ensemble des données calculées par programme Monte Carlo - Comparaison avec quelques résultats expérimentaux, Nachtrag zum Report DPh/EP/Ap/80-7R/CJ, Centre d'Études Nucléaires, Saclay, 1985

Jokipii, J. R., Effects of 3-Dimensional Heliospheric Structures on Cosmic-Ray Modulation, in: R. G. Marsden (ed.), The Sun and the Heliosphere in Three Dimensions, Reidel, Dordrecht, 375-387, 1986

Khristiansen, G. B., G. Kulikov, and J. Fomin, Cosmic Rays of Superhigh Energies, Thiemig, München, 1980

Kittel, C., Introduction to Solid State Physics, Wiley, New York, 1956

Kleinknecht, K., Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner, Stuttgart, 1984

Kreyszig, E., Statistische Methoden und ihre Anwendungen, Vandenhoeck, Göttingen, 1985

Kuhn, A., Halbleiter- und Kristallzähler, Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1969

Kunow, H., R. Müller-Mellin und G. Green, Dual Janus Instrument zur Messung von Elektronen und Nukleonen an Bord der ESA-Sonde der ISPM-Mission, Ausschreibung, Christian-Albrechts-Universität, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, IFKKI 79/1, Kiel, 1979

Marmier, P., and E. Sheldon, Physics of Nuclei and Particles, Vol. 1, Academic Press, New York, 1971

Marsden, R. G., K.-P. Wenzel, and E. J. Smith, The Ulysses Mission, in: R. G. Marsden (ed.), The Sun and the Heliosphere in Three Dimensions, Reidel, Dordrecht, 477-490, 1986

McDonald, F. B., and J. H. Trainor, Observations of Energetic Jovian Electrons and Protons, in: T. Gehrels (ed.), Jupiter, Univ. of Arizona Press, Tucson, 961-987, 1976

McKibben, R. B., Modulation of Galactic Cosmic Rays in the Heliosphere, in:

R. G. Marsden (ed.), The Sun and the Heliosphere in Three Dimensions, Reidel, Dordrecht, 361-374, 1986

Musiol, G., R. Reif und D. Seeliger, Kern- und Elementarteilchenphysik, VEB, Berlin, 1980

Neuert, H., Kernphysikalische Meßverfahren, G. Braun, Karlsruhe, 1966

Planskoy, B., Electron Scattering from Silicon Semi-Conductor Detectors, Nucl. Instr. and Meth. 61 (285), Amsterdam, 1968

Pomerantz, M. A., Cosmic Rays, Van Nostrand, New York, 1971

Rossi, B., High-Energy Particles, Prentice-Hall, New York, 1952

Schmidt, H. U., Meßelektronik in der Kernphysik, Teubner, Stuttgart, 1986

Schulz, T., Beschleuniger Eichmessungen am Labormodell des Kieler Elektronen-Teleskopes für die Raumsonde ISPM, Diplomarbeit, Christian-Albrechts-Universität, Institut für Reine und Angewandte Physik, Kiel, 1982

Segrè, E., Nuclei and Particles, W. A. Benjamin, Reading, 1977

Simpson, J. A., J. D. Anglin, A. Balogh, M. Bercovitch, J. M. Bouman, E. E. Budzinski, J. R. Burrows, R. Carvell, J. Firth, M. Garcia-Munoz, J. Henrion, R. J. Hynds, B. Iwers, R. M. Jacquet, C. Julliot, H. Kunow, J. E. Lamport, G. A. Lentz, R. G. Marsden, R. B. McKibben, R. Müller-Mellin, M. A. Perkins, A. Raviart, E. Rode, T. R. Sanderson, R. J. Scheper, K.-H. Stellmaschek, L. Treguer, M. Trischenberger, A. J. Tuzzolino, and K.-P. Wenzel, The ISPM Cosmic-Ray and Solar-Particle Investigation, in: K.-P. Wenzel, R. G. Marsden, and B. Battick (ed.), The International Solar Polar Mission - Its Scientific Investigations, ESA SP-1050, Paris, 1983

Snell, A., Nuclear Instruments and their Uses, Wiley, New York, 1962

Stellmaschek, K.-H., Die Elektronik des Kieler Elektronen-Teleskopes an Bord von Ulysses (ISPM), Christian-Albrechts-Universität, Institut für

Reine und Angewandte Kernphysik, IFKKI 85/2, Kiel, 1985

Sullivan, J. D., Geometrical Factor and Directional Response of Single and Multi-Element Particle Telescopes, Nucl. Instr. and Meth. 95 (5), Amsterdam, 1971

Tietze, U. und C. Schenk, Halbleiter-Schaltungstechnik, Springer, Berlin, 1986

Vieille, C. P., Energiespektren von 4-50 MeV Protonen der Kosmischen Strahlung an Bord der Sonnensonde Helios, Diplomarbeit, Christian-Albrechts-Universität, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, Kiel, 1977

Webber, W. R., and J. M. Rockstroh, Cosmic Ray Electrons of $E > 1$ GeV - Some New Measurements and Interpretations, J. Geophys. Res. 78, Durham, 1973

Wenzel, K.-P., The Scientific Objectives of the International Solar Polar Mission, Phil Trans R Soc A297, London, 1980

Wibberenz, G., Einführung in die Kosmische Strahlung, Skript zur Vorlesung, Christian-Albrechts-Universität, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, Kiel, SS 1984

Wibberenz, G., Einführung in die Extraterrestrische Physik, Skript zur Vorlesung, Christian-Albrechts-Universität, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, Kiel, WS 1981/82

Wibberenz, G., Identifizierung von Protonen, Müonen und Elektronen in der weichen Komponente der Ultrastrahlung und Messung ihrer Energiespektren, Z. Physik 167, 284-301, Würzburg, 1962

Wolfendale, A. W., Cosmic Rays, Newnes, London, 1963

9. Danksagungen

Diese Arbeit entstand am Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität Kiel.

Herrn Prof. Dr. G. Wibberenz danke ich für die Anregung und die Unterstützung der Arbeit. Zahlreiche Gespräche und Diskussionen haben sie wesentlich gefördert.

Besonderer Dank gebührt Herrn Dipl.-Phys. B. Iwers für die wissenschaftliche Betreuung und die ständige Bereitschaft, die Ergebnisse kritisch zu diskutieren.

Allen Mitgliedern der ULYSSES-Gruppe, insbesondere dem Leiter Herrn Dipl.-Phys. H. Kunow und Herrn Dipl.-Phys. R. Müller-Mellin, danke ich für die angenehme und effektive Zusammenarbeit.

Für die konstruktiven Gespräche zur Detektorphysik und den Kernwechselwirkungen und für die Bereitstellung eines Programmpaketes zur räumlichen Darstellung von Daten bedanke ich mich bei Herrn Dr. E. Böhm.

Bei mathematischen Problemen fand ich Hilfe bei Herrn Privatdozent Dr. habil. G. Green, hierfür möchte ich mich bedanken.

Für die Unterstützung bei der Arbeit am Rechner und für die vielen Hilfestellungen in allen Bereichen danke ich Herrn U. Mende.

Weiter möchte ich allen danken, die zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen haben.

Das ULYSSES-Projekt wird aus den Mitteln des BMFT gefördert.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, daß ich die vorliegende Arbeit bis auf die Anleitung durch meine wissenschaftlichen Lehrer selbständig und unter ausschließlicher Benutzung der angegebenen Literatur angefertigt habe.

Kiel, im Januar 1988