

Übersprechkorrektur der Elektronen- und Protonenkanäle
des Kieler Experiments E6 an Bord der Raumsonden
HELIOS 1 und 2

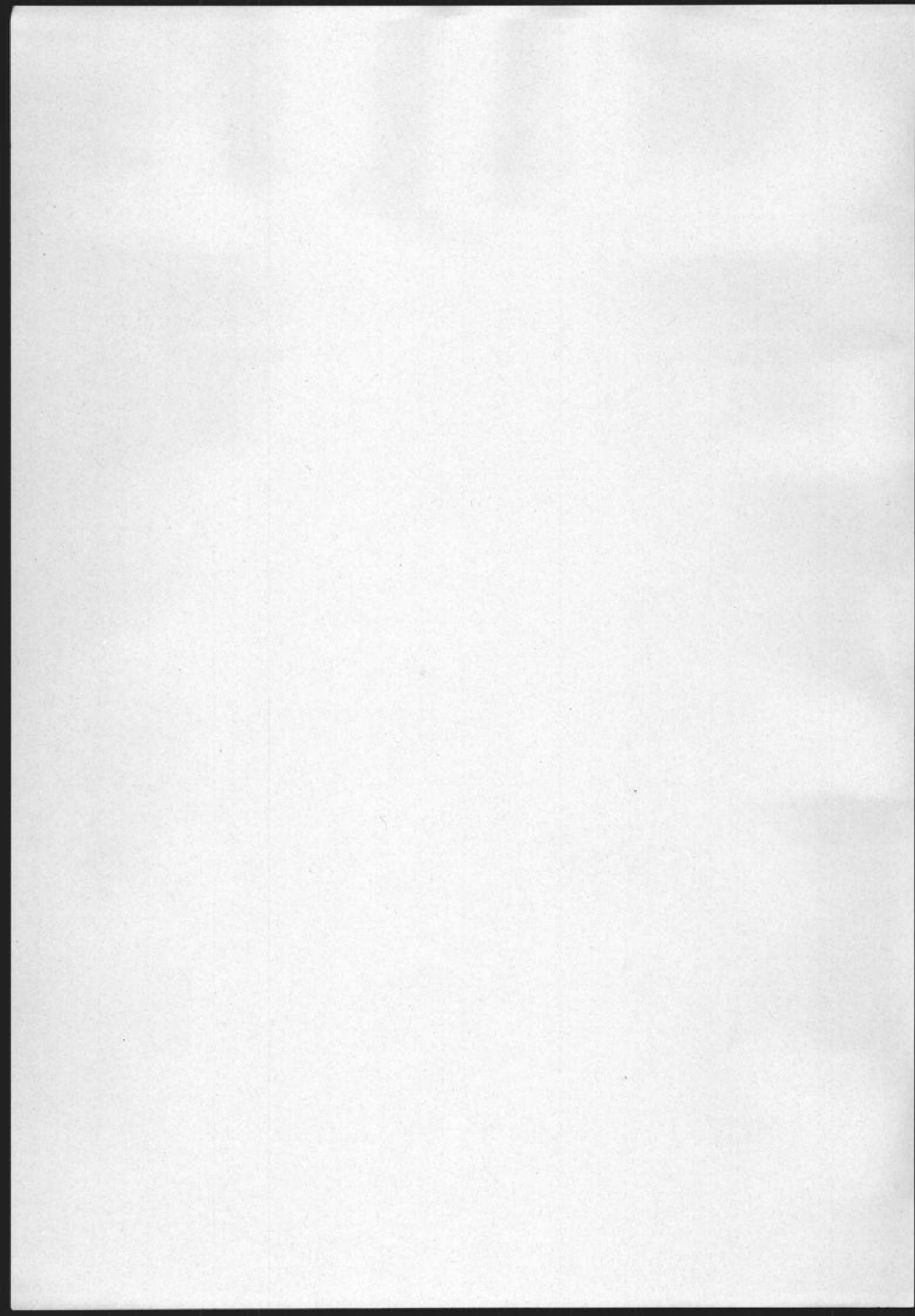
Diplomarbeit

von

Michael Bialk

Institut für Reine und Angewandte Kernphysik
an der Mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

September 1991

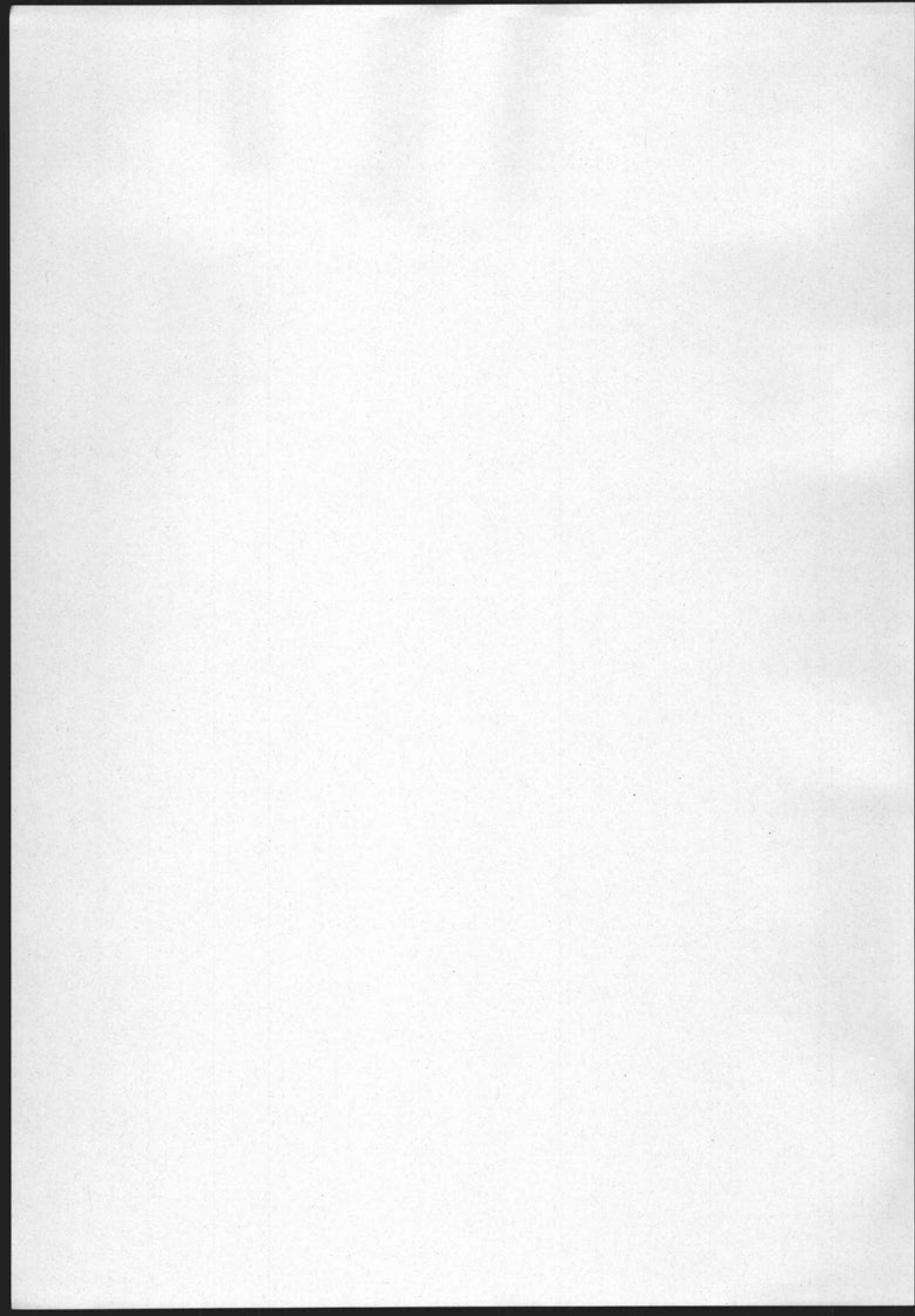


Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
1.1	Die Sonne	4
1.2	Zielsetzungen des HELIOS-Projektes	4
1.3	Quellen energiereicher Strahlung im Sonnensystem	6
1.3.1	Sonnenausbrüche	7
1.3.2	Interplanetare Stoßwellen	8
1.4	Aufgabenstellung der Arbeit	11
2	Grundlagen zu Theorie und Experiment	15
2.1	Wechselwirkung geladener Teilchen in Materie	15
2.1.1	Energieverlust schwerer Teilchen	15
2.1.2	Verhalten von Elektronen	18
2.1.3	Halbleiterdetektoren	19
2.1.4	Die dE/dx-E-Methode	20
2.2	Experimentbeschreibung	21
2.2.1	Das Detektorteleskop des Experiments E6	21
2.2.2	Elektronische Unterscheidung einfallender Teilchen	23
2.2.3	Bordseitige Datenerfassung	24
2.3	Intensität und Zählrate	26
2.3.1	Allgemeine Beschreibung von Teilchenensembles	27
2.3.2	Ansatz nach Sullivan	28
2.3.3	Ideale Responsefunktionen	31
2.3.4	Bestimmung des Energiespektrums aus idealen Responsefunktionen	32
2.3.5	Reale Responsefunktionen	33

2.3.6	Bestimmung des Energiespektrums aus realen Responsefunktionen . . .	35
3	Bisherige Korrekturen und Simulation	37
3.1	Trennung richtiger und übersprechender Einträge in kontaminierten Pulshöhenmatrizen	37
3.2	Bisherige Verfahrensweisen	38
3.2.1	Korrektur mit Pulshöhenmatrizen	38
3.2.2	Korrektur mit „stetig fortgesetzter Anisotropie“ – das SFA –Verfahren	40
3.2.3	Spektralabhängige Korrektur – das „Fitverfahren“	40
3.3	Korrektur und Simulation	43
3.3.1	Was ist eine Simulation?	43
3.3.2	Aus der Simulation bestimmte Responsefunktionen	44
3.3.3	Aus den simulierten Responsefunktionen bestimmte Responsekoeffizienten	46
3.4	Übersprechen und Simulation	47
3.4.1	Wodurch werden Teilchen falsch identifiziert?	47
3.4.2	Simulation und korrespondierende Kanäle	49
4	Lineare Korrektur	53
4.1	Zusammenfassung der gegebenen Voraussetzungen	53
4.2	Ausarbeitung des linearen Korrekturverfahrens	54
4.2.1	Ansatz zur linearen Korrektur „korrespondierender Kanäle“	54
4.2.2	Erweiterung für unvollständige Kanalpaare	59
4.2.3	Fehler der Übersprechkoeffizienten	60
4.3	Anwendung der linearen Korrektur auf zwei solare Ereignisse	62
4.3.1	Ereignis DOY 326 im Jahre 1977	62
4.3.2	Ereignis DOY 44 im Jahre 1978	77
4.3.3	Lineare Korrektur des Kanals P4	88
4.4	Anwendung der linearen Korrektur auf eine Reihe weiterer solarer Ereignisse	91
4.4.1	Ergebnisse	91
4.4.2	Schlußfolgerungen	94
5	Spektralabhängige Korrektur	95
5.1	Die Abhängigkeit der Übersprechkoeffizienten vom Protonenspektrum	95

5.1.1	Berechnung des Spektralindex	95
5.1.2	Das Protonenspektrum zum solaren Ereignis 78044	96
5.1.3	Die Übersprechfunktionen zum solaren Ereignis 78044	102
5.1.4	Die Übersprechfunktionen bei einer Reihe weiterer solarer Ereignisse .	102
5.1.5	Das Protonenspektrum zum solaren Ereignis 77326	105
5.2	Anwendung der spektralabhängigen Korrektur auf zwei solare Ereignisse . .	110
5.2.1	Die spektralabhängig korrigierten Elektronenkanäle E08 und E2 beim Ereignis 78044	110
5.2.2	Die spektralabhängig korrigierten Elektronenkanäle E08 und E2 beim Ereignis 77326	117
5.3	Spektralabhängige Korrektur und Simulation	120
5.3.1	Die Übersprechfunktionen aus der Simulation	120
5.3.2	Spektralabhängige Korrektur aller Elektronenkanäle bei den Ereignissen 77326 und 78044	120
5.4	Die bestmögliche spektralabhängige Korrektur	130
5.5	Elektronenspektren	132
5.5.1	Elektronenspektrum im Intensitätsmaximum des solaren Ereignisses 77326	132
5.5.2	Zeitlicher Verlauf des Elektronenspektrums bei zwei solaren Ereignissen	134
6	Zusammenfassung	141
7	Ausblick	144
A	Rechnungen	146
A.1	Wann ist eine Pulshöhenmatrix nahezu protonenfrei?	146
B	Tabellen	148
B.1	Ergebnisse der linearen Korrektur	148
B.2	Übersprechfunktionen aus der Simulation	151



Kapitel 1

Einleitung

1.1 Die Sonne

Die Sonne interessierte die Menschen seit Anbeginn bewußten Denkens. Oft nahm sie als lebenspendende Quelle von Licht und Wärme göttlichen Status ein. Heute ist ihre Bedeutung für die Evolution auf der Erde bekannt. Sie ist Ursprung von elektromagnetischer Strahlung im sichtbaren und unsichtbaren Bereich, von elektrischen und magnetischen Feldern, Plasmaströmungen und geladenen Teilchen. Diese Strahlung selbst ist Ergebnis auf der Sonne stattfindender komplizierter Prozesse, auf deren Ablauf man aus Feldern und Strahlung rückschließen kann. Jedoch absorbieren Atmosphäre und Magnetosphäre der Erde Teile der elektromagnetischen und Teilchenstrahlung, so daß am Erdboden diese solaren Emissionen nur sehr unvollständig meßbar und Rückschlüsse auf die Vorgänge in und auf der Sonne schwierig sind. Daher ist ein wesentlicher Teilbereich der Weltraumfahrt die Erforschung der Sonne und des interplanetaren Mediums, wo die solaren Emissionen durch Atmosphäre und Magnetosphäre der Erde ungestört gemessen werden können.

1.2 Zielsetzungen des HELIOS-Projektes

Helios war der griechische Gott, der nach den Vorstellungen der Antike täglich in einem von Feuerrossen gezogenen Wagen über den Himmel jagte. So wurde, angelehnt an die Mythologie, dieser Name der deutsch-amerikanischen Sonnenmission verliehen. Sie bestand aus zwei fast identischen Experimentträgern, den Sonden **HELIOS 1** und **HELIOS 2**, welche, auf elliptische Umlaufbahnen gebracht, sich der Sonne bis auf 0.3 AE¹ näherten. Die Abbildungen (1.1) und (1.2) zeigen eine Schemazeichnung der Raumsonden und die Umlaufbahnen im siderischen Koordinatensystem. Gestartet am 10.12.1974 (**HELIOS 1**) und 15.01.1976 (**HELIOS 2**), sandten sie, bei einer angesetzten Lebensdauer von nur achtzehn Monaten, unerwartet lange Daten: bis Februar 1986 (**HELIOS 1**) bzw. März 1980 (**HELIOS 2**). Bis zum heutigen Tag ist die **HELIOS**-Mission das einzige Forschungsvorhaben, das experimentelle Daten auch aus einem Bereich der Heliosphäre innerhalb der Merkurbahn geliefert hat. An Bord beider Raumfahrzeuge befanden sich Experimente, die die elektromagnetische Strahlung

¹1 AE = eine Astronomische Einheit, entsprechend dem mittleren Abstand der Erde zur Sonne (150 Millionen km)

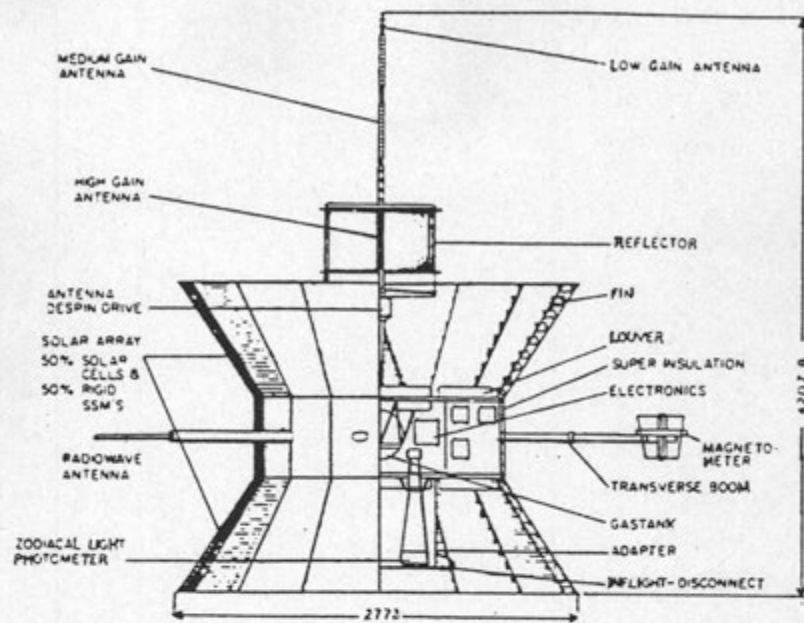


Abbildung 1.1: Schemazeichnung einer HELIOS-Raumsonde, (KUNOW et al. [KWG+81, S. 14])

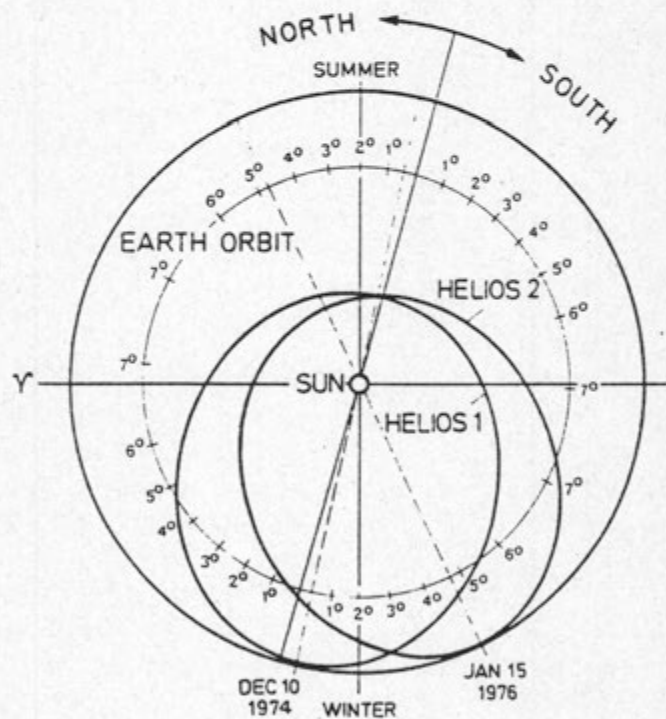


Abbildung 1.2: Bahnen der HELIOS-Sonden im siderischen Koordinatensystem, ([KWG+81, S. 9]). Die solareklptische Breite der Raumfahrzeuge zu jedem Bahnpunkt läßt sich anhand der Großbreitenmarkierungen am inneren Kreis bestimmen. In der Zeichnung sind alle Bahnpunkte rechts der Sonnenäquator-Knotenlinie südlich des Sonnenäquators, alle Bahnpunkte links davon sind nördlich.

vom Radio- bis in den Röntgenbereich registrierten, sowie den Sonnenwind, das Magnetfeld und die Partikelstrahlung im interplanetaren Raum. Eine Übersicht aller Experimente findet sich bei PORSCHÉ [Por77] und [Por84]. Das Experiment E6, mit dem sich die Universität Kiel am HELIOS-Projekt beteiligte, war als universelles Experiment zur Untersuchung energiereicher kosmischer Strahlung mit Energien von 0.3 MeV bis 4 MeV für Elektronen und 1.3 MeV bis 1000 MeV für Ionen konzipiert und wird ausführlich von KUNOW et al. [KWG+81] beschrieben.

1.3 Quellen energiereicher Strahlung im Sonnensystem

Ein Teil der kosmischen Strahlung entsteht außerhalb unseres Sonnensystems und wird deshalb als galaktische kosmische Strahlung bezeichnet.

Hinweise auf die Existenz auch von solarer kosmischer Strahlung resultierten erstmals 1942 aus Ionisationskammermessungen von FORBUSH [For46]. Der Nachweis flareerzeugter, d.h. durch solare Aktivität erzeugter, Elektronen gelang erstmals 1965 VAN ALLEN und KRIMIGIS [VAK65] mit einem Experiment auf der Marssonde MARINER 4 in einem Abstand von ca. 1.5 AE. Die Abbildung (1.3) zeigt die innerhalb des Sonnensystems befindlichen Quellen energetischer Teilchen.

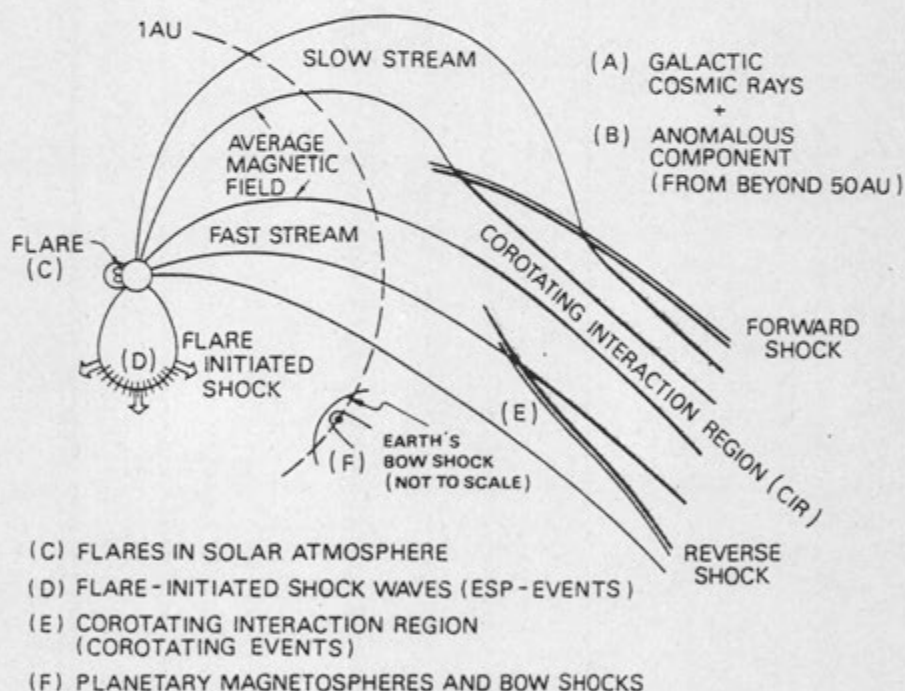


Abbildung 1.3: Quellen energetischer Teilchen im Sonnensystem [KWG+91, S. 245].

Energetische Strahlung, hier die vom Experiment E6 gemessene, solare kosmische Strahlung, wird unter den drei grundlegenden Aspekten untersucht:

1. **Quellen:** Die solaren energetischen Teilchen stellen eine Materieprobe von der Sonne

dar, die mit einer spektroskopisch bestimmten photosphärischen Zusammensetzung verglichen werden kann, um daraus auf den Entstehungsort und seine Eigenschaften zu schließen.

2. **Beschleunigung:** Die Energiespektren der solaren Teilchen, die ermittelten Zeitskalen, ihre chemische Zusammensetzung und ein Vergleich mit Messungen im elektromagnetischen Spektrum liefern Kenntnisse über den Beschleunigungsprozeß.
3. **Ausbreitung:** Die Bewegung solarer energetischer Teilchen im interplanetaren Magnetfeld ergibt sich als Überlagerung einer Gyration um ein Zentrum auf einer Magnetfeldlinie mit der Bewegung dieses Zentrums entlang der Magnetfeldrichtung. Die Teilchen können daher als Sonden für die magnetischen Strukturen des interplanetaren Raumes aufgefaßt werden.

Zur Untersuchung dieser Aspekte ist nun die HELIOS-Mission besonders geeignet, da

- die beiden Raumsonden wiederholt das innere Sonnensystem durchfliegen und
- ihre große Annäherung an die Sonne interplanetare Einflüsse zurücktreten läßt. Somit sind Injektionsvorgänge in Sonnennähe wesentlich direkter zu erkennen, als es von erdgebundenen Beobachtungsstandorten aus möglich wäre.

1.3.1 Sonnenausbrüche

Explosionsartig verlaufende, gewaltige Energieumsetzungen auf der Sonne werden als chromosphärische Eruptionen, Flares oder ganz allgemein als solare Ereignisse bezeichnet. Ursprünglich konnten sie nur im Licht der H_{α} -Linie beobachtet werden. Inzwischen können die Flares vom langwelligen Radiobereich bis in den harter Gammastrahlung untersucht werden. Obwohl der Mechanismus der Flareentstehung noch nicht restlos aufgeklärt ist, wird doch eine Instabilität der magnetischen Konfigurationen über der aktiven Region als ursächlich angesehen (siehe Abbildung 1.4). Die hierbei freiwerdende Energie von 10^{22} - 10^{26} Joule führt zur Injektion von Plasma in die solare Korona und den interplanetaren Raum, zur Erzeugung von elektromagnetischer Strahlung über einen großen Bereich des Spektrums und zur Beschleunigung von Teilchen. Nukleonen und Elektronen werden durch den Flareprozeß bis zu kinetischen Energien von 10 bis 50 MeV beschleunigt. Vereinzelt erreichen Protonen Energien von mehr als 1 GeV.

Impulsive und graduale Ereignisse

Ein wichtiges Ergebnis der Forschungen in den letzten anderthalb Jahrzehnten ist die Einteilung solarer Ereignisse in zwei Klassen, die sich hinsichtlich ihres Entstehungsortes auf der Sonne, der Art des Beschleunigungsprozesses und der chemischen Zusammensetzung der erzeugten energiereichen Teilchen unterscheiden. Nach heutigem, in einigen Punkten durchaus strittigem Erkenntnisstand gilt (siehe etwa WIBBERENZ [Wib91]):

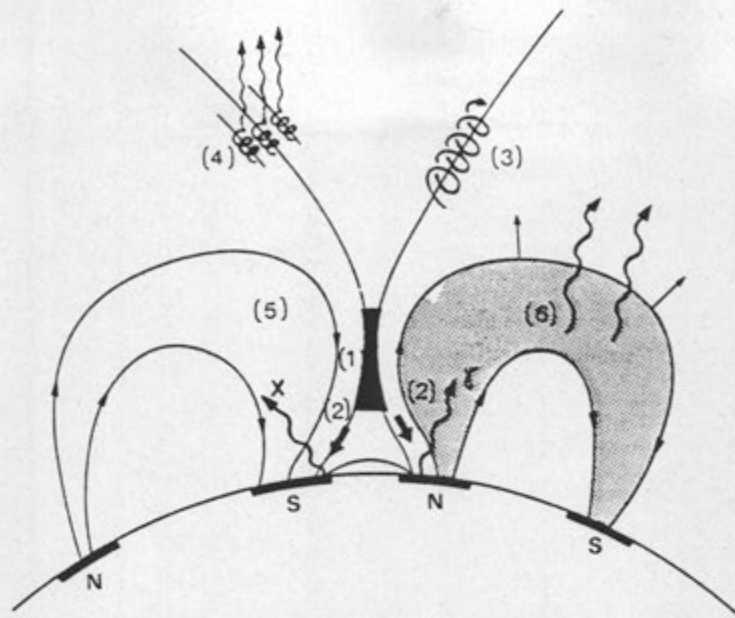


Abbildung 1.4: Mögliche Erklärung der Flareentstehung mit Hilfe von Sonnenfleckengruppen (N und S) unterschiedlicher Polarität. Durch die magnetische Kompression von Feldlinien kommt es zur Freisetzung gespeicherter magnetischer Feldenergie (1) und über auftretende elektrische Felder zur Beschleunigung geladener Teilchen. Die Wechselwirkung rücklaufender Teilchen mit der umgebenden Sonnenatmosphäre (2) führt zu Röntgenstrahlung (X – durch Elektronen), Gammastrahlung (γ – durch Elektronen, Protonen und schwerere Ionen) und Radiobursts (durch entweichende (3 bzw. 4) oder gespeicherte (6) Flareteilchen. Außerdem bildet sich eine Stoßwelle aus (5) [KW84, S. 135].

- **Impulsive Ereignisse** werden durch die Emission weicher Röntgenstrahlung von weniger als einer Stunde Dauer gekennzeichnet. Sie ereignen sich in geringen Höhen in der Korona unterhalb 10^4 km und sind mit relativ einfachen Magnetfeldkonfigurationen verknüpft. Selektive Beschleunigungsprozesse führen zu starken Anreicherungen im Verhältnis von $^3\text{He}/^4\text{He}$, Ne/O und Fe/O gegenüber dem normalen Koronamaterial. Insgesamt ist die Anzahl der in den interplanetaren Raum entweichenden Teilchen relativ zu allen beschleunigten Teilchen gering. Die impulsiven Ereignisse führen in der Regel nicht zu interplanetaren Stoßwellen.
- **Graduale Ereignisse** werden durch die Emission weicher Röntgenstrahlung von mehr als einer Stunde Dauer gekennzeichnet. Sie ereignen sich in größeren Höhen als die impulsiven Ereignisse und sind mit komplizierteren Magnetfeldkonfigurationen verbunden. Die auftretende Teilchenpopulation entspricht der normalen Zusammensetzung der Korona und ist daher reicher an Protonen als die bei impulsiven Ereignissen. Insgesamt ist die Anzahl der in den interplanetaren Raum entweichenden Teilchen relativ größer als die bei impulsiven Ereignissen. Die gradualen Ereignisse sind in der Regel mit einem koronalen Massenauswurf (coronal mass ejection, CME) verbunden, vor dem sich bei hinreichend großer Geschwindigkeit eine **interplanetare Stoßwelle** ausbildet.

1.3.2 Interplanetare Stoßwellen

Interplanetare Stoßwellen, die in Anlehnung an die englische Bezeichnung shock waves auch kurz als Shock bezeichnet werden, entstehen nach gradualen Flares und den mit ihnen verbun-

denen koronalen Massenauswürfen (CME). Diese komprimieren das interplanetare Plasma,

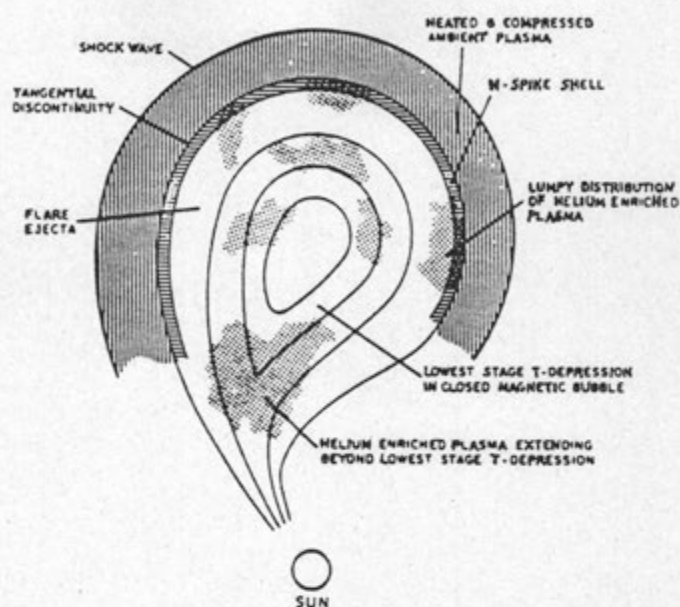


Abbildung 1.5: Großräumige Geometrie eines typischen Shocks, der von CME-Plasma getrieben wird (Modell von BAME et al. [BAF⁺79]).

und eine überschallschnelle Kompressionswelle, der Shock, entsteht. Die räumliche Struktur des Shocks wird durch den Sonnenwind und das in ihm eingefrorene interplanetare Magnetfeld beeinflusst, und die Shockoberfläche kann sehr irregulär sein. Die Geschwindigkeit eines Shocks kann über 1000 km/sec erreichen. Verschiedene Daten über das Magnetfeld, die Plasmatemperatur und -zusammensetzung deuten bei ungefähr der Hälfte aller beobachteten Shocks auf die Existenz eines Treibergases hin, das dem Shock unmittelbar folgt (siehe z.B. BORRINI et al. [BGBF82]). Oft findet man im Treibergas geschlossene Magnetfeldstrukturen, und der hohe Heliumanteil darin läßt die Vermutung zu, daß es sich beim Treibergas um koronales Material handelt und die Überreste der shockassoziierten CME direkt sichtbar sind. Treibergas und Shock sind meist durch eine Tangentialdiskontinuität voneinander getrennt (ZWICKL et al. [ZAB⁺83]). Die Abbildung (1.5) zeigt eine Vorstellung über die großräumige Shockgeometrie. Ein Shock besitzt folgende Merkmale (vgl. etwa HUNDHAUSEN [Hun85]):

- ein Anstieg der Magnetfeldstärke beim Shockdurchgang,
- eine Drehung der Magnetfeldrichtung beim Shockdurchgang,
- ein Anstieg der Plasmadichte und -temperatur sowie der Sonnenwindgeschwindigkeit beim Shockdurchgang.

Der Shock kann weiterhin durch Beschleunigungseffekte die vorhandene Teilchenpopulation in folgender Weise beeinflussen:

- ein Anwachsen der Teilchenintensität bis zu 20 Stunden vor Eintreffen des Shocks beim Beobachter. Dieses Anwachsen findet in der Regel auf der abfallenden Flanke des vorangegangenen Flare-Ereignisses statt. In neueren Arbeiten (siehe etwa REAMES [Rea89]) wird die These vertreten, daß auch ganze solare Ereignisse in ihren zeitlichen

HELIOS 1

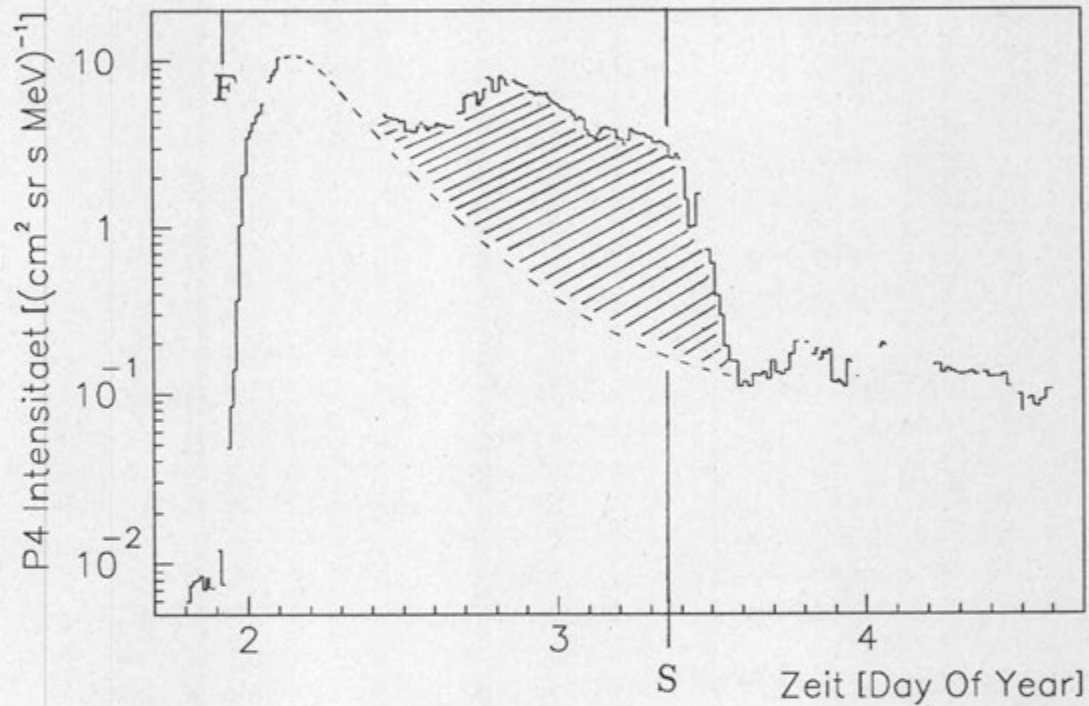


Abbildung 1.6: Typischer zeitlicher Ablauf eines Shockereignisses, dargestellt am Beispiel der Intensität des Kanals P4 zu dem auf HELIOS 1 gemessenen solaren Ereignis DOY 1 im Jahre 1978. Markiert sind der Flarezeitpunkt (F) sowie der Shockdurchgang (S). Der mutmaßliche Verlauf des solaren Ereignisses ist gestrichelt gezeichnet und der durch shockbeschleunigte Teilchen hervorgerufene Anstieg schraffiert.

Strukturen durch einen sich im interplanetaren Raum ausbreitenden Shock bestimmt sein können.

- Mitunter kommt es zu einem gleichzeitigen Anstieg der Anisotropie, entsprechend der Tatsache, daß sich eine Teilchenquelle zwischen Beobachter und Sonne befindet,
- Mitunter eine Umkehr des Vorzeichens der Anisotropie beim Shockdurchgang, da die shockbeschleunigten Teilchen nun aus der sonnenabgewandten Richtung einfallen,
- eine Änderung des Protonen- zu Heliumverhältnisses in Shocknähe,
- ein gleichzeitiger Anstieg in mehreren Nukleonenkanälen, wobei der Anstieg umso ausgeprägter ist, je kleiner die Nukleonenenergie ist (steiles Spektrum).

In Abbildung (1.6) ist die Intensität des Kanals P4 für das auf HELIOS 1 gemessene solare Ereignis DOY 1 im Jahre 1978 dargestellt. Der Flarezeitpunkt (F) und der Durchgang der Shockfront (S) sind markiert. Der mutmaßliche Verlauf des solaren Ereignisses ist gestrichelt dargestellt. Der schraffierte Bereich kennzeichnet einen Wiederanstieg der Intensität, der durch die am Shock beschleunigten Teilchen verursacht wird. Aus historischen Gründen werden diese Teilchen auch **Energetic Storm Particles (ESP)** genannt.

1.4 Aufgabenstellung der Arbeit

Es war die Aufgabe des Kieler Experiments an Bord von HELIOS, die zeitlichen Variationen, Energiespektren und Winkelverteilungen verschiedener Komponenten energiereicher Teilchen im Sonnensystem zu messen. Aus diesen Messungen sollten Aufschlüsse gewonnen werden über die drei in Abschnitt 1.3 angedeuteten Aspekte nach den Quellen der Teilchen, nach den Beschleunigungsprozessen und nach der Ausbreitung zwischen Quelle und Beobachter. Die HELIOS-Messungen konzentrierten sich dabei auf die drei Teilchensorten Elektronen, Protonen und Heliumkerne. Je nach den physikalischen Gegebenheiten unterscheiden sich diese drei Teilchensorten sehr stark in ihren Eigenschaften. Es war daher eine der zentralen Meßaufgaben des HELIOS-Instruments, diese drei Teilchensorten korrekt voneinander zu trennen. Dazu wurde ein Meßprinzip entwickelt (ausführlich vorgestellt in Kapitel 2), wonach die unterschiedlichen Energieabgaben dieser drei Teilchensorten in einem Teilchenteleskop – im Falle des Kieler Experiments E6 mehrere hintereinander angeordnete Halbleiterdetektoren – zur Identifizierung verwendet werden. Die Energiezuordnung geschieht über die Reichweite im Detektorstapel: Elektronen mit Energien zwischen 0.8 und 2 MeV (Kanal E08) stoppen, ebenso wie Protonen mit Energien zwischen 13 und 27 MeV (Kanal P13), im dritten Halbleiterdetektor.

Neben dieser groben Einteilung wird bei einigen ausgewählten Teilchenereignissen eine sehr viel genauere Betrachtung durchgeführt: die sogenannte Pulshöhenanalyse. Dabei werden in einer doppeltlogarithmischen Darstellung – der Pulshöhenmatrix – der Energieverlust in dem zuletzt vollständig durchquerten Detektor gegen den Energieverlust des Detektors, in dem das Teilchen steckenblieb, aufgetragen. Die Abbildungen 1.7.A und 1.7.B zeigen für Protonen mit Energien zwischen 4 und 13 MeV und Elektronen mit Energien zwischen 0.8 und 2 MeV deren theoretisch erwartete Ortskurven in der Pulshöhenmatrix.

Pulshoehenmatrizen

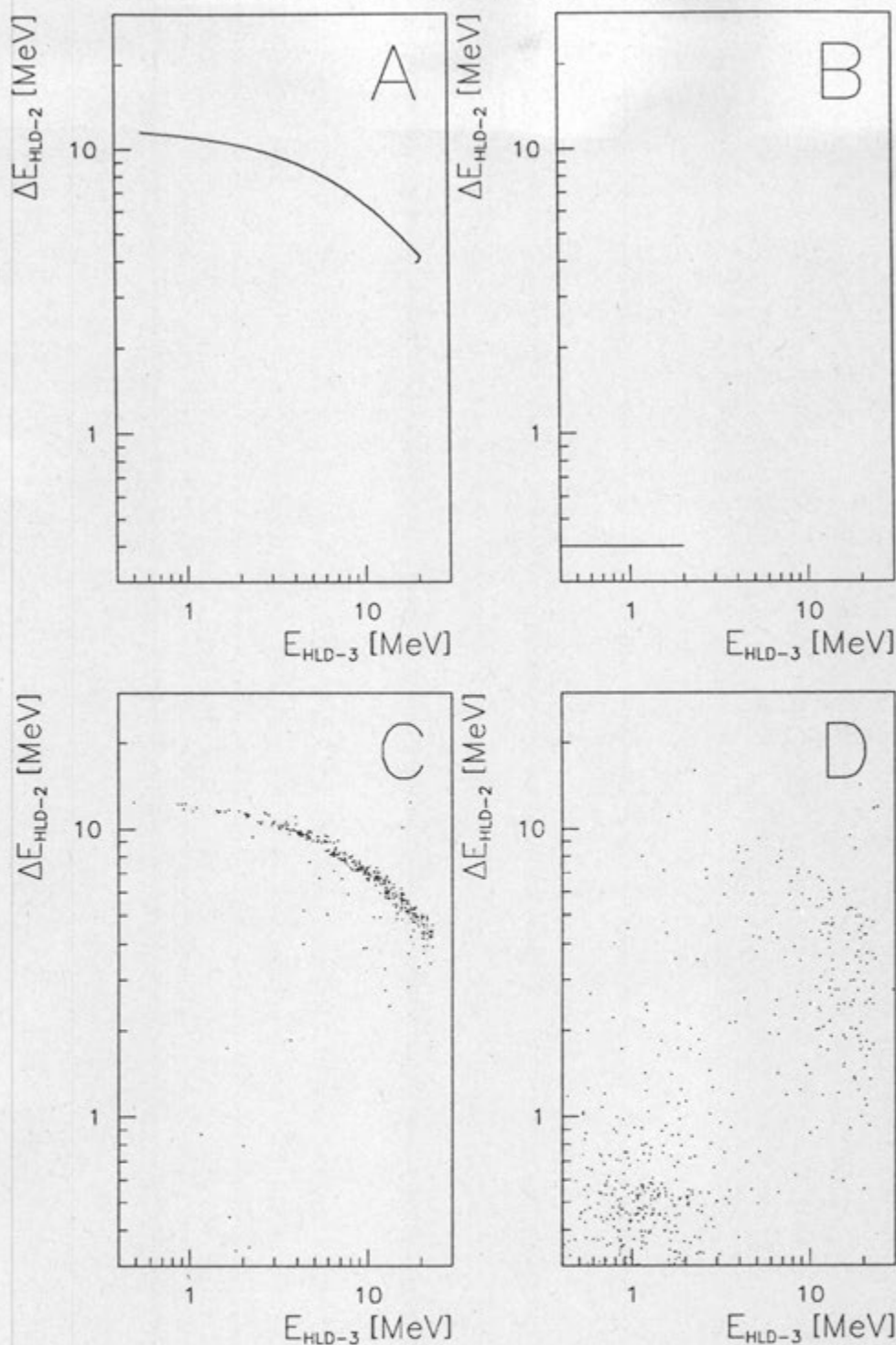


Abbildung 1.7: Obere Teilabbildungen: Ideale Pulshöhenmatrizen der Typen P13 (A) und E08 (B). Untere Teilabbildungen: Aus Inflight-Daten des solaren Ereignisses Day Of Year 88, im Jahre 1976 auf HELIOS 1, zwischen 12.00 und 21.36 Uhr – gewonnene Matrizen der Typen P13 (C) und E08 (D). Deutlich sind in (C) die, im Vergleich zur idealen Protonenortskurve, durch statistische Energieverlustschwankungen verbreiterten Protoneneinträge und zusätzlich einige typische Elektroneneinträge zu erkennen. In (D) weichen die Elektroneneinträge aufgrund von Vielfachstreuung und Wegverlängerung ebenfalls deutlich von der idealen Elektronenortskurve ab. Zusätzlich sind typische Protoneneinträge zu erkennen. Die eingezeichneten Linien markieren die angenommene Trennung zwischen richtig registrierten und überkoppelnden Teilchen.

Die Analyse der Flugdaten hat nun gezeigt, daß das Teilchenteleskop in bestimmter Weise von dem theoretisch erwarteten, idealen Verhalten abweicht. So lassen sich zwar die doppelt geladenen Heliumionen auf Grund ihrer stärkeren Ionisation eindeutig von den beiden übrigen Teilchensorten trennen, zwischen den einfach geladenen Elektronen und Protonen gibt es jedoch sog. Überkoppel Effekte. Das bedeutet, daß einfallende Elektronen teilweise in Experimentkanäle fallen, die Protonen zugeordnet sind, und umgekehrt. Daß Elektronen ein derartiges Überkoppelverhalten zeigen, ist für Experimente im Weltraum seit vielen Jahren bekannt. Elektronen geben wegen ihrer starken Vielfachstreuung auch in dünnen Materieschichten größere Energiebeträge als erwartet ab, die dazu führen können, daß sie das Verhalten von Protonen vortäuschen. Außerdem verbreitern sich die idealen Ortskurven. Die HELIOS-Messungen haben darüber hinaus gezeigt, daß auch der gegenteilige Effekt eintreten kann. Dies wird durch Randeffekte in einigen Detektortypen hervorgerufen. In den Randzonen von Detektoren kann es passieren, daß keine vollständige Ladungssammlung der von ionisierenden Teilchen gebildeten Ladungen erfolgt. In diesem Falle können die stärker als Elektronen ionisierenden Protonen so geringe Ladungsimpulse erzeugen, daß sie dadurch ein Elektron vortäuschen. In den Abbildungen 1.7.C und 1.7.D sind Pulshöhenmatrizen – Inflight-Daten des solaren Ereignisses Day Of Year 88, im Jahre 1976 auf HELIOS 1, zwischen 12.00 und 21.36 Uhr – für den Protonenkanal P13 (C) und den Elektronenkanal E08 (D) abgebildet. Deutlich sind in Abb. 1.7.C die, im Vergleich zur idealen Protonenortskurve, durch statistische Energieverlustschwankungen verbreiterte Ortskurve der Protonen und zusätzlich einige typische Elektroneneinträge zu erkennen. In Abbildung 1.7.D weichen die Elektroneneinträge aufgrund von Vielfachstreuung und Wegverlängerung ebenfalls deutlich von der idealen Elektronenortskurve ab. Zusätzlich sind typische Protoneneinträge zu erkennen.

Dieses eben beschriebene gegenseitige Übersprechen der beiden Teilchensorten, das auch als Überkoppeln, Kontamination oder cross-talking bezeichnet wird, ist für eine Reihe von Untersuchungen außerordentlich hinderlich. Bezüglich der in Abschnitt 1.3 aufgeführten drei grundlegenden Aspekte bei der Behandlung energiereicher Strahlung ergeben sich folgende Probleme:

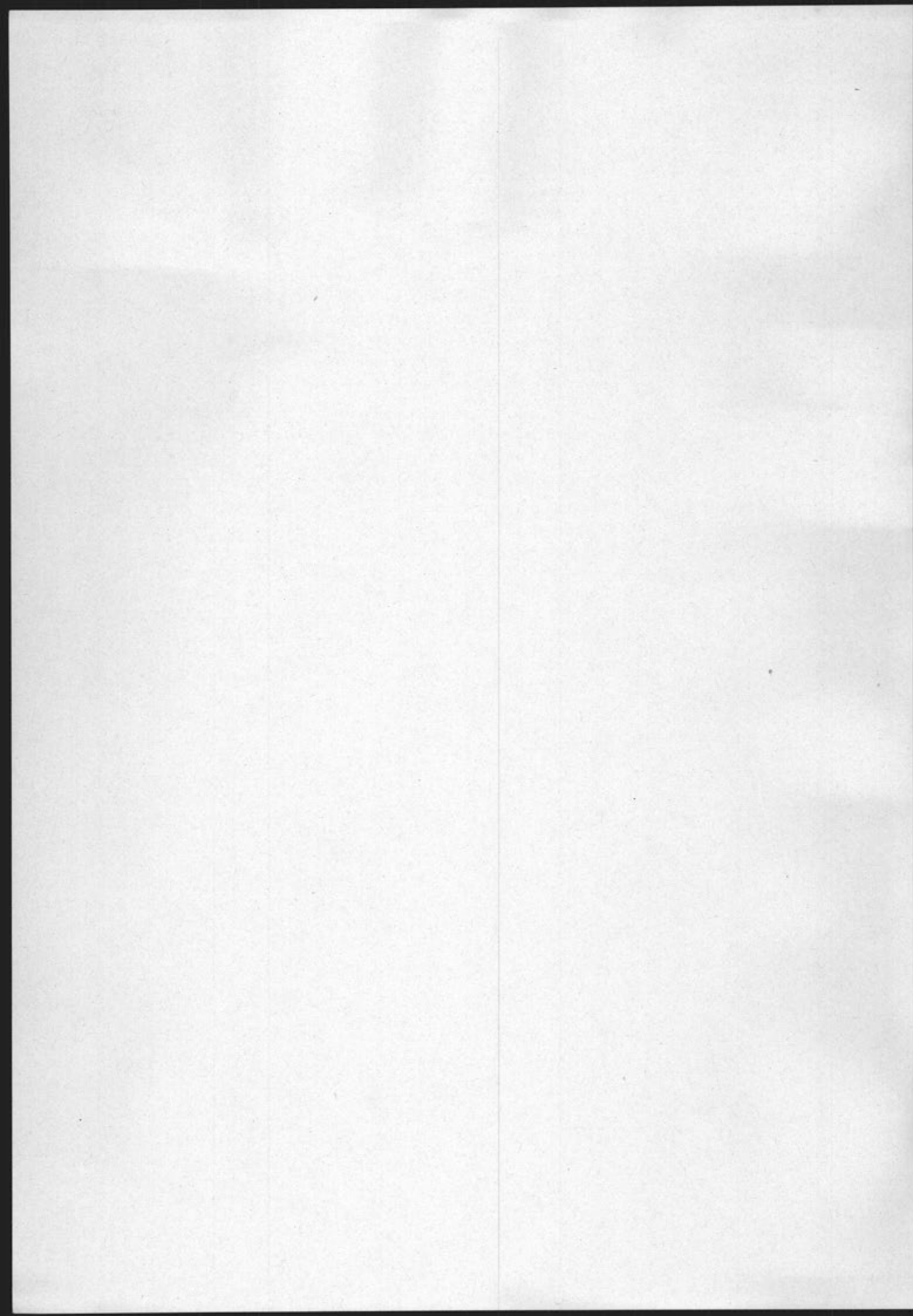
- Die im interplanetaren Raum gemessenen Intensitätszeitprofile als Folge solarer Flares sind für Elektronen und Protonen unterschiedlich. Sie geben sowohl Aufschluß über das Entweichen dieser beiden Teilchensorten vom Flareort als auch über die Ausbreitungseigenschaften im interplanetaren Raum. Durch das Übersprechen kann es zu fehlerhaften Interpretationen kommen, insbesondere wenn eine Teilchensorte wesentlich häufiger ist als die andere.
- Es ist eine interessante Frage, ob und unter welchen Bedingungen es möglich ist, daß an interplanetaren Stoßwellen auch relativistische Teilchen beschleunigt werden. Die mit dem HELIOS-Instrument gemessenen Elektronen besitzen fast Lichtgeschwindigkeit, es ist daher wichtig, die Effekte von Stoßwellen auf vorhandene Elektronenpopulationen zu untersuchen. Hierzu müssen die Messungen der Populationen frei von überkoppelnden Protonen sein.

Es wird in dieser Arbeit ein neuartiges Korrekturverfahren entwickelt und vorgestellt, das auf einen Vorschlag von DRÖGE zurückgeht und auf Ergebnissen aus Simulationsrechnungen beruht (siehe Abschnitt 3.4.2). Hieraus ergeben sich neue Erkenntnisse über das Ansprechverhalten des HELIOS-Instruments auf Elektronen. Das erheblich von bisherigen Vorstellun-

gen abweichende Ansprechverhalten wird in dieser Arbeit erstmalig quantitativ behandelt. Die Korrektur beruht weiterhin auf Pulshöhenmatrizen, in denen mit einer angenommenen Trennungslinie ([Wol89]) richtige und überkoppelnde Teilchen voneinander getrennt werden können (Abschnitt 3.1). Ein großes Problem ist hierbei, daß Pulshöhenmatrizen bei vielen solaren Ereignissen aufgrund der schlechten Telemetrikapazität nur mit ungenügender Statistik vorliegen. Daher wird die Korrektur erst bei Ereignissen mit ausreichender Pulshöhenstatistik entwickelt und auf ihre Brauchbarkeit und Effektivität getestet (Abschnitt 4.4). Es ergibt sich, daß der anfänglich gemachte, einfache Ansatz nur in zwei Drittel aller untersuchten Fälle zu einer brauchbaren Korrektur der Elektronenkanäle führt. Untersuchungen des Protonenspektrums (Abschnitt 5.1.2) führen zu einem erweiterten – vom Protonenspektrum beeinflussten – Korrekturansatz, der spektralabhängigen Korrektur (Abschnitt 5.1.4). Diese verfeinerte Korrektur ermöglicht es nun, auch die bisher fehlkorrigierten Elektronenkanäle von ihrer Protonenkontamination zu befreien.

Das vorgestellte Korrekturverfahren verwendet Pulshöhenmatrizen, und zusammen mit der erfolgten Neubestimmung des Ansprechverhaltens des HELIOS-Instruments für Elektronen verschiedener Energie gelingt es, aus den Messungen zuverlässige Intensitätsprofile (Abschnitt 5.2) und Elektronenspektren (Abschnitt 5.5) abzuleiten.

Das vorgestellte Korrekturverfahren wird durch Pulshöhenmatrizen erfolgreich verifiziert, so daß es zukünftig auf eine große Anzahl solarer Ereignisse angewendet werden kann. Erstmals können auch viele Ereignisse, die vorher aufgrund schlechter Pulshöhenstatistik – der bisher einzigen Korrekturmöglichkeit – einer physikalischen Interpretation nicht zugänglich waren, untersucht werden. Somit erhöht sich der für Untersuchungen zur Verfügung stehende Datensatz der HELIOS-Mission beträchtlich.



Kapitel 2

Grundlagen zu Theorie und Experiment

Die Quellen energetischer Teilchen innerhalb unseres Sonnensystems wurden in Abschnitt 1.3 genannt. In diesem Kapitel wird nun der Weg energetischer, geladener Teilchen in Materie verfolgt, wo sie Energieverluste durch Ionisation erleiden. Aus der physikalischen Beschreibung dieser Energieverluste, der BETHE-BLOCH-Formel, leitet sich dann ein Meßprinzip ab. Danach wird die Umsetzung des Meßprinzips im Kieler Teilchenexperiment E6 an Bord HELIOS 1 und 2 und seine Datenverarbeitung kurz geschildert. Der darauffolgende Abschnitt 2.3 verbindet die aus dem Experiment gewonnenen Meßgrößen mit den zugehörigen physikalischen Größen.

2.1 Wechselwirkung geladener Teilchen in Materie

2.1.1 Energieverlust schwerer Teilchen

Geladene Teilchen mit Energien im MeV-Bereich verlieren beim Durchqueren von Materie ihre Energie im wesentlichen durch inelastische Stöße mit den Atomhüllen des Targetmaterials. Weil die kinetischen Energien der einfallenden Teilchen sehr viel größer als die Bindungsenergien der Hüllenelektronen sind – es gilt $E \gg E_B$ –, ist fast jeder inelastische Stoß ionisierend. Hierbei werden die Hüllenelektronen als freie Stoßpartner angesehen, da ihre Bindungsenergie (einige eV) gegenüber ihrer kinetischen Energie nach dem Stoß (einige keV) vernachlässigbar klein ist. In der Abbildung (2.1) ist das Vektordiagramm eines Stoßvorganges aufgezeigt. Vor dem Stoß ruht das Hüllenelektron und das einfallende Teilchen besitzt den Impuls $\vec{p}$. $\vec{p}'$ und $\vec{p}''$ bezeichnen Teilchen- und Elektronenimpuls danach. Mit Hilfe von Impuls- und Energieerhaltung errechnet sich die kinetische Energie E' (siehe Rossi [Ros52, S. 14]) nach dem Stoß relativistisch zu

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

Ist $\theta = 0$, so erfolgt maximaler Energieübertrag auf das Elektron gemäß

$$E'_{\max} = 2m_e c^2 \frac{p^2 c^2}{m_e^2 c^4 + m^2 c^4 + 2m_e c^2 \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}}.$$

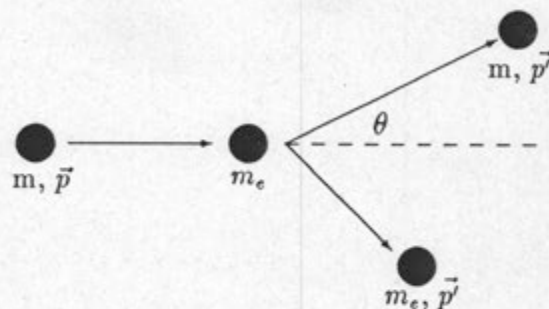


Abbildung 2.1: Vektordiagramm eines Stoßes im Laborsystem

Im folgenden wird die Wahrscheinlichkeitsverteilung für Energieverluste bei der eben be-

m	: Ruhemasse und
v	: Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens
m_e	: Ruhemasse des Elektrons
c	: Lichtgeschwindigkeit
β	: $= v/c$
θ	: Winkel zwischen $\vec{p}''$ und $\vec{p}$
Z	: Kernladungszahl und
A	: Atomgewicht des Absorbermaterials
$\langle I \rangle$	: mittlere zur Ionisation erforderliche Energie
z	: Ladungszahl des ionisierenden Teilchens

Tabelle 2.1: Häufig verwendete Größen und ihre Bedeutung.

schriebenen Stoßionisation, d.h. der pro g/cm^2 bzw. pro cm Wegstrecke in einem Medium erzeugten Anzahl an Ionenpaaren, betrachtet. Mit $\phi_{koll}(E, E')dE'dx$ werde die Wahrscheinlichkeit bezeichnet, daß ein geladenes Teilchen der Ladung ze und der kinetischen Energie E , welches eine Materieschicht der Dicke dx (in g/cm^2) durchsetzt, einen Energieverlust zwischen E' und $E' + dE'$ erleidet. Diese Wahrscheinlichkeit wird für Energieübertragungen, die klein gegenüber der Stoßenergie des einfallenden Teilchens sind, durch die RUTHERFORD-Formel (siehe Rossi [Ros52, S. 17 und 20], beschrieben:

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

Der Gleichung (2.1) ist zu entnehmen, daß die Wahrscheinlichkeitsverteilung für den Energieübertrag zu der Kernladungszahl Z des Targets proportional, aber zum Atomgewicht A , der

Geschwindigkeit v und der Elektronenenergie E' nach dem Stoß umgekehrt proportional ist. Im Falle hoher Geschwindigkeiten der einfallenden Teilchen mit $\beta \rightarrow 1$ sind große Energieverluste deutlich unwahrscheinlicher als bei niedrigen Geschwindigkeiten mit $\beta \ll 1$. Relativistische Teilchen werden daher auch als minimalionisierend bezeichnet.

Mittlerer Energieverlust

Die Gleichung (2.1) ist eine Wahrscheinlichkeitsverteilung von Energieverlusten, d.h. daß bei Betrachtung einer großen Anzahl den Absorber durchquerender Teilchen sowohl die Anzahl der Stöße als auch die dabei erlittenen Energieverluste um einen Mittelwert streuen. Dieser mittlere, durch Ionisation hervorgerufene Energieverlust dE/dx , auch Bremsvermögen genannt, ergibt sich bei gegebener kinetischer Energie E zu

$$\frac{dE}{dx} = \int_0^E E' \phi_{\text{koll}}(E, E') dE'. \quad (2.2)$$

Wird (2.1) unter Berücksichtigung quantenphysikalischer und relativistischer Aspekte modifiziert und die Integration durchgeführt, so ergibt die BETHE-BLOCH-Formel (siehe MARMIER und SHELDON [MS69, S. 158f]) für den mittleren Energieverlust:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4}{m_e} \frac{\rho Z}{A} \frac{z^2}{v^2} \left\{ \ln \frac{2m_e v^2}{\langle I \rangle} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C_i}{Z} \right\}. \quad (2.3)$$

Der zweite und dritte Term in der Klammer berücksichtigen relativistische Effekte und die Faktoren C_i/Z mit $i = \{K, L, M, \dots\}$ die Tatsache, daß die Elektronen der inneren Schalen bei niedriger Energie des einfallenden Teilchens eine geringe Ionisationswahrscheinlichkeit besitzen. Der Energieverlust ist abhängig von den Materieparametern Z , A , ρ und $\langle I \rangle$ sowie den Teilchenparametern v und z . Je größer Atomgewicht, Ladungszahl, Ionisationspotential und Dichte des Absorbers sind, desto mehr Energie verliert ein eindringendes geladenes Teilchen. In Gasen kann es daher einen längeren Weg zurücklegen als in Flüssigkeiten oder Festkörpern. Ebenso gilt, daß eine große Ladungszahl z zu großen und hohe Teilchengeschwindigkeiten v zu niedrigen Energieverlusten führen.

Im folgenden sei ein konkretes Targetmaterial angenommen und der für schwere Ionen interessante nicht-relativistische Energiebereich mit $\langle I \rangle \ll E \ll mc^2$ betrachtet. In diesem Fall variiert der erste Term der Klammer nur wenig, und die relativistischen Terme sind vernachlässigbar klein, so daß sich Gleichung (2.3) zu

$$\frac{dE}{dx} \sim \frac{z^2}{v^2}. \quad (2.4)$$

vereinfacht. Hiermit sind Teilchen gleicher Geschwindigkeit, aber verschiedener Ladung (bei Durchquerung des gleichen Mediums) unterscheidbar. Eine andere Schlußfolgerung ergibt sich, wenn die Energieverlustbeziehung (2.4) mit Einfallenergie E_0 , Anfangsgeschwindigkeit v_0 und Masse m des Teilchens

$$E_0 = \frac{1}{2} m v_0^2$$

verknüpft wird zu

$$\frac{dE}{dx} \sim \frac{m z^2}{E_0}. \quad (2.5)$$

Bei gleichzeitiger Messung der Einfallsenergie E_0 und des Energieverlustes dE/dx ist also eine Bestimmung des Produktes mz^2 möglich (siehe auch Abschnitt 2.1.4).

2.1.2 Verhalten von Elektronen

Nichtrelativistische Elektronen erleiden beim Durchqueren von Materie ebenfalls Energieverluste gemäß der BETHE-BLOCH-Formel (2.3). In relativistischen Geschwindigkeitsbereichen verändern sich zwar die Korrekturglieder, jedoch ist für gleiches β der Energieverlust um weniger als 10% von dem der Protonen verschieden (siehe SEGRÈ [Seg64, S. 34]). Der wesentliche Unterschied ist der Verlauf der Teilchenbahn innerhalb des Absorbers. Während Protonen nur wenig von ihrer Einfallsbahn abgelenkt werden, unterliegen Elektronenbahnen starker Streuung und somit Wegverlängerung. Eine einfache, klassische Betrachtung soll verdeutlichen warum:

Ein geladenes Teilchen der Elementarladung e wird von einer zweiten Ladung e im Abstand r mit der Coulombkraft

$$F_C = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{e^2}{r^2}$$

angezogen bzw. abgestoßen (ϵ : Dielektrizitätskonstante). Sie verursacht eine Impulsänderung nach dem 2. NEWTONschen Axiom mit

$$F = \frac{dp}{dt} = m \frac{dv}{dt}.$$

Werden beide Kräfte gleichgesetzt und das Resultat umgeformt, ergibt sich für eine Geschwindigkeitsänderung im Coulombfeld

$$\frac{dv}{dt} \sim \frac{e^2}{mr^2}.$$

Da ein Proton ungefähr 2000-mal schwerer ist als ein Elektron bei gleicher Ladung, erfährt ein Proton eine um Größenordnungen kleinere Geschwindigkeitsänderung als ein Elektron. Da sich diese Geschwindigkeitsänderung zum Radius r hin richtet, ist jede Wechselwirkung einer vorbeifliegenden Ladung mit einem Atom des Absorbermaterials bei Protonen mit einer entsprechend kleineren Richtungsänderung verbunden als bei Elektronen. Da die Richtungsänderungen statistisch erfolgen, können Elektronen gleicher Einfallsenergie in einer vorgegebenen Materieschicht unterschiedlich lange Wegstrecken zurücklegen und unterschiedlich große Energieverluste erleiden. Deshalb ist eine Energieverlustverteilung gemäß (Gl. 2.1) für Elektronen deutlich breiter als die für Protonen (siehe [Seg64, S. 40]).

Als zweiter Effekt kommt hinzu, daß Elektronen ihre Energie ebenfalls durch Bremsstrahlung und nicht nur durch Ionisation des Absorbermaterials verlieren können. SEGRÈ [Seg64, S. 57] gibt eine Abschätzung des Verhältnisses der Energieverluste durch Bremsstrahlung zu denen durch Ionisation an. Hierbei ist E die Einfallsenergie des Elektrons in MeV und Z die Kernladungszahl des Absorbermaterials.

$$\frac{(dE/dx)_{\text{brems}}}{(dE/dx)_{\text{ion}}} = \frac{EZ}{800}$$

Die im HELIOS-Instrument verwendeten Halbleiterdetektoren bestehen aus Silizium, so daß $Z=14$ gesetzt wird. Für eine Einfallsenergie von $E=0.3$ MeV sind 5% der Energieverluste Bremsstrahlungsverluste, für eine Einfallsenergie von $E=5$ MeV sind es 8%.

Diese beiden Effekte führen dazu, daß sich die Elektronen nicht auf einer Ortskurve anordnen, daß ihre Reichweite schlecht definiert ist und daß der mittlere Energieverlust in einer Schicht so groß werden kann, daß Elektronen Teilchen stärkerer mittlerer Ionisation vortäuschen können.

Es soll schon an dieser Stelle der Arbeit darauf hingewiesen werden, daß, im Vergleich zu Elektronen, Protonen besser definierte Reichweiten und Energieabgaben besitzen. Trotzdem kommt es durch einen nicht statistischen, sondern systematischen Effekt – endliche Ladungssammlungseffektivität in Randzonen des Detektors –, zu anteilig mehr überkoppelnden Protonen als Elektronen (siehe Abbildungen 1.7 und 3.1), denn ca. 20% aller Protonen P13 koppeln über, aber nur ca. 1% aller Elektronen E08.

2.1.3 Halbleiterdetektoren

Energieverlust geladener Teilchen in Materie durch Ionisation bedeutet, daß Ion-Elektronenpaare erzeugt werden, deren Anzahl n_{ion} proportional zum Energieverlust ΔE und umgekehrt zu dem des mittleren Ionisationspotentials $\langle I \rangle$ ist:

$$n_{ion} \sim \frac{\Delta E}{\langle I \rangle}. \quad (2.6)$$

In einem angelegten elektrischen Feld strömen Ionen und Elektronen zu Elektroden und erzeugen dann am Widerstand R_a einen Spannungsimpuls, aus dessen Höhe sich gemäß Gl. (2.6) der Energieverlust bestimmen läßt. Umgesetzt wird dieses Prinzip in der sogenannten Ionisationskammer, in der ein Gas als Absorbermaterial dient.

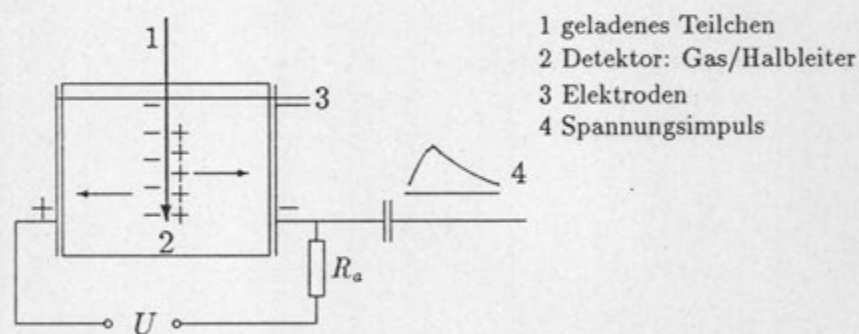


Abbildung 2.2: Prinzip einer Ionisationskammer (Abbildung entnommen bei [Heb89, S. 23]).

Gas hat jedoch Nachteile, die bei Verwendung eines Festkörpers als Zählervolumen vermeidbar sind. In „Festkörper-Ionisationskammern“ entstehen aufgrund

1. der höheren Dichte (es gibt mehr Partikel, mit denen das einfallende Teilchen wechselwirken kann)

und

2. des niedrigeren Ionisationspotentials (bei Silizium ungefähr 3.6 eV gegenüber einigen 10 eV bei Gasen)

sehr viel mehr freie Ladungsträger als in Gas-Ionisationskammern. Nun ermöglichen nicht alle Festkörper Ladungssammlung. Als hierfür geeignet haben sich die Halbleiter, insbesondere vierwertiges Silizium und Germanium, erwiesen, deren Funktionsweise als Ionisationskammer durch das Bändermodell der Kristalle beschrieben werden kann. Danach können sich die Elektronen nur in bestimmten Energiebändern aufhalten, während die Energiebereiche dazwischen verboten sind. Das untere, besetzte Band heißt Valenz- und das obere, leere heißt Leitungsband; dazwischen befindet sich eine Energielücke von 1.1 eV für Silizium und 0.66 eV für Germanium. Durch gezielte Verunreinigungen (Dotierung) kann die Energielücke verkleinert werden. Von außen zugeführte Energie, z.B. Wärme, hebt Elektronen ins Leitungsband und hinterläßt sogenannte „Löcher“ oder „Defektelekttronen“ im Valenzband. Daher steigt die Leitfähigkeit von Halbleitern mit der Temperatur, bei Leitern nimmt sie hingegen ab. Auch ein durchdringendes und Energieverluste erleidendes Teilchen erzeugt freie Ladungsträger in Form von Elektronen und Löchern. Um die Ladungen zu trennen und zu sammeln, befinden sich am Rande des Detektormaterials Elektroden, an die eine Spannungsquelle angeschlossen ist. Ist der Detektor ein Halbleiter, baut sich in ihm ein elektrisches Feld auf, aufgrund dessen sich die Elektronen zur Anode und die Löcher zur Kathode bewegen, so daß am Widerstand R_a ein Spannungsimpuls gemessen werden kann.

Die Anzahl n_{ion} freier Ladungsträger ist bei Halbleiterzählern ca. zehnmal so groß wie bei Gasionisationskammern. Da für einen gemessenen Mittelwert $\bar{n}_{ion}$ dieser Anzahl der relative Fehler durch den Faktor $1/\sqrt{\bar{n}_{ion}}$ gegeben ist, übertrifft das Energieauflösungsvermögen von Halbleiterdetektoren deutlich das einer Gasionisationskammer.

2.1.4 Die dE/dx -E-Methode

Der Analyse unbekannter geladener Teilchen wird ihr Energieverlust in Materie mit der 1964 von McDONALD und LUDWIG [ML64] entwickelten, sogenannten $dE/dx - E$ -Methode zugrunde gelegt, deren Prinzip in Abbildung 2.3 kurz erläutert wird. Ein geladenes Teilchen mit

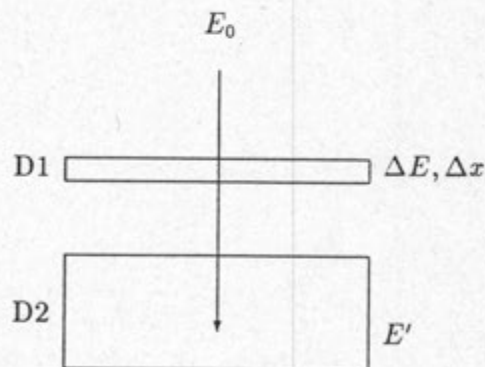


Abbildung 2.3: Darstellung einer Teilchenbahn in einem $dE/dx - E$ -Teleskop

der Energie E_0 durchdringe den dünnen, ersten Halbleiterdetektor D1 und bleibe im dicken

Halbleiterdetektor D2 stecken. Im ersten Detektor mit der Dicke Δx verliert das Teilchen durch Ionisation die Energie ΔE , und es gilt

$$\Delta E \simeq \frac{dE_0}{dx} \Delta x$$

Seine Restenergie E' gibt das Teilchen im zweiten Detektor ab. Die gesamte kinetische Energie E_0 ergibt sich aus der Summe $\Delta E + E'$ der Energieverluste in beiden Detektoren. Mit der aus der BETHE-BLOCH-Formel (2.3) hergeleiteten Gleichung (2.5)

$$\frac{dE}{dx} \sim \frac{mz^2}{E_0},$$

und wegen $E_0 \approx E'$ folgt dann

$$\Delta E E_0 \approx \Delta E E' \sim z^2 m^2 \quad (2.7)$$

$$\Leftrightarrow \Delta E \sim \frac{z^2 m^2}{E'} \quad (2.8)$$

Die letzte Gleichung beschreibt den funktionalen Zusammenhang zwischen Energieverlust und Restenergie des einfallenden Teilchens bei gegebener Energie, Ladung und Masse. Für eine bestimmte Teilchensorte sind Ladung und Masse vorgegeben, so daß die Energie E den „Ort“ eines Teilchens im $\Delta E - E$ -„Raum“ auf der sogenannten Ortskurve bestimmt.

2.2 Experimentbeschreibung

In diesem Abschnitt werden der Aufbau und die Signalverarbeitung des Kieler Experiments E6 an Bord der Sonnensonden HELIOS 1 und 2 sowie die Umsetzung der im vorigen Abschnitt vorgestellten Prinzipien beschrieben. Eine genaue Beschreibung der Datenverarbeitung findet sich bei GREEN [Gre71] und MÜLLER-MELLIN et al. [MMGI+82].

2.2.1 Das Detektorteleskop des Experiments E6

Wie schon in Kapitel 1 erwähnt, war das Ziel des Experiments die Messung von Teilchenstrahlung mit Energien im Bereich 1 bis 1000 MeV für Nukleonen mit Kernladungszahlen bis $Z=16$ bzw. 0.3 bis 4 MeV für Elektronen. Es bestand aus zwei Teilen, dem Sensorteil, in dem sich das eigentliche Experiment, das Detektorteleskop, befand, und der Elektronikbox, die die analoge und digitale Signalverarbeitung barg (Abbildung 2.4).

Die nächste Abbildung (2.5) zeigt eine schematische Darstellung des Detektorteleskops [KWG+81]. Es bestand aus fünf hintereinander angeordneten Halbleiterdetektoren HLD1 bis HLD5 (zwei Oberflächensperrschicht-Detektoren und drei lithiumgedriftete Detektoren) unterschiedlicher Dicke, in denen Teilchen bis 51 MeV/Nukleon nachgewiesen werden konnten. Höherenergetische Partikel wurden in einem dahinterliegenden Saphirdetektor C, bei dem sowohl Szintillations- als auch Cerenkoeffekte ausgenutzt wurden, registriert. Um verhindern zu können, daß schräg einfallende Teilchen gezählt wurden, war das Detektorteleskop von einem in Antikoinzidenz geschalteten Plastiksintillator A umgeben, der als aktiver Kollimator die Registrierung seitlich einfallender Teilchen verhinderte und den maximalen Öffnungswinkel des Teleskops auf 55° begrenzte. Um den Detektor HLD1 gegen Licht und Erwärmung zu schützen, waren eine $18 \mu\text{m}$ dicke Suprasilfolie (REFLECTOR) und eine $0.8 \mu\text{m}$ dicke Nickelfolie (FOIL) als zusätzliche Absorber in den Strahlengang eingebracht.

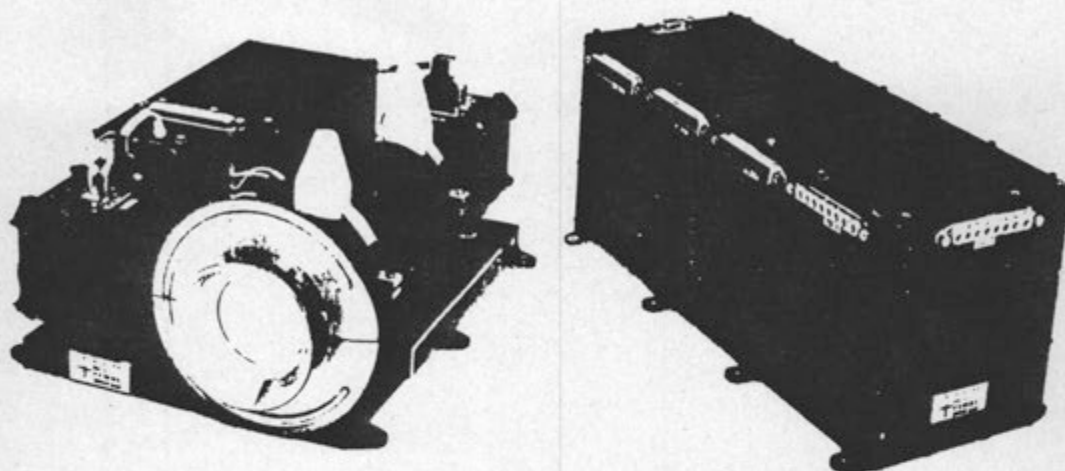


Abbildung 2.4: Sensorteil (links) und Elektronikbox des Kieler Experiments E6 [KWG+81].

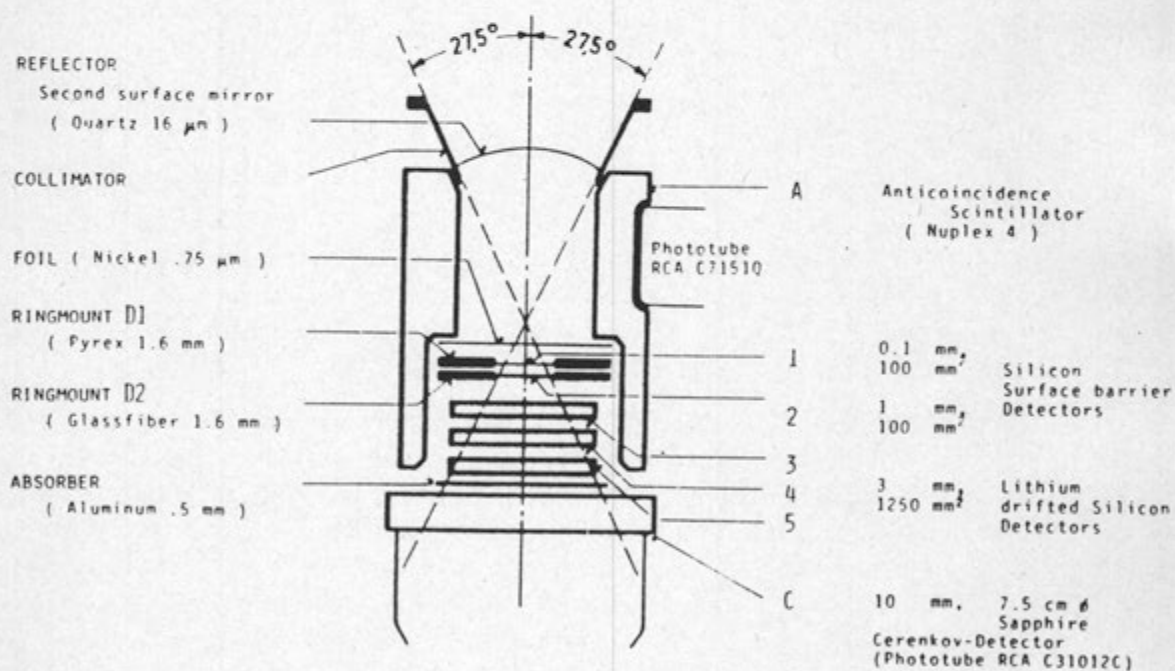


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung des Detektorsystems [KWG+81].

2.2.2 Elektronische Unterscheidung einfallender Teilchen

Ein in das Detektorteleskop einfallendes Teilchen erzeugt proportional zu seinem Energieverlust Ladungsträger, die in einen entsprechenden Spannungsimpuls umgesetzt werden. Grundlage der Analyse dieser Signale ist die aus der BETHE-BLOCH-Formel gewonnene Gl. (2.7) und die darauf aufbauende $dE/dx - E$ -Methode:

$$\Delta EE_0 \approx \Delta EE' \sim z^2 m^2.$$

Das Produkt $z^2 m^2$ ergibt die Teilchensorte. Die $dE/dx - E$ -Methode ermöglicht es also, verschiedene Teilchensorten zu unterscheiden und wurde auch bei der Analyse der Daten des Teilchenteleskops an Bord der Sonnensonden HELIOS 1 und 2 verwendet. Die bei VOLLMERS [Vol72] entnommene Abbildung (2.6) zeigt für Teilchensorten, die – wie in Abbildung (2.3) – den ersten Halbleiterdetektor durchdringen und im zweiten ihre gesamte Restenergie abgeben, die theoretischen Ortskurven. Diese idealen Ortskurven ergeben sich bei Annahme eines mittleren Energieverlustes. Bei Berücksichtigung von Energieverluststatistik und Wegverlängerungseffekten (Vielfachstreuung, schräge Teilchendurchgänge) verbreitern sich diese theoretischen Ortskurven. Protonen, die Einfallsenergien zwischen 3.4 MeV und 13.1 MeV

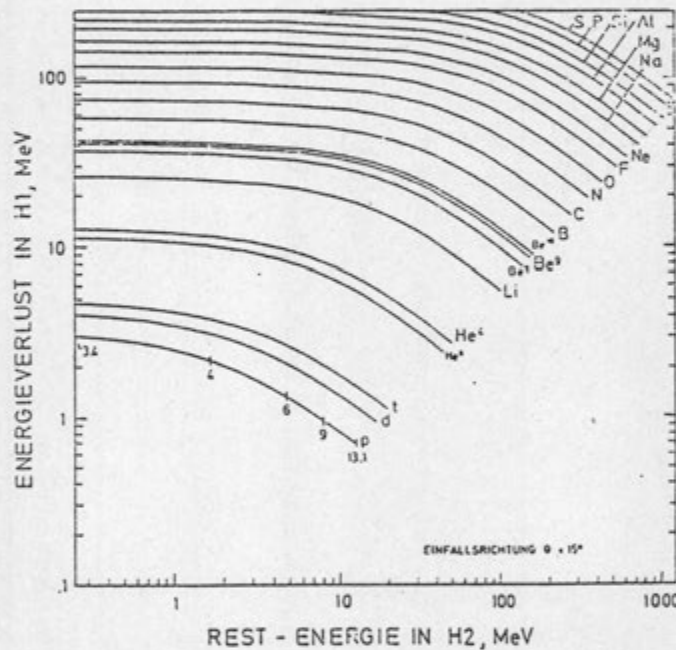


Abbildung 2.6: Mittlerer Energieverlust verschiedener Teilchen in HLD1 des Kieler Teilchenexperiments E6 in Abhängigkeit von der Restenergie in HLD2. Für die Protonenlinie ist die Einfallsenergie in MeV angegeben [Vol72].

besitzen, werden im weiteren als P4-Protonen bezeichnet (siehe Tab. 2.2). Zur elektronischen Auswertung ist in ihrem Falle als Koinzidenzbedingung gefordert, daß sie in HLD1 nicht mehr als 3.4 MeV und in HLD2 nicht mehr als 13.1 MeV an Energie verlieren. Mit in dieser Höhe gesetzten elektronischen Schwellen und der zusätzlichen Bedingung, daß der nächstfolgende Detektor HLD3 und die seitlich einfallende Teilchen registrierende Antikoinzidenz A ebenfalls nicht ansprechen dürfen, ergibt sich als Koinzidenzbedingung des Kanals P4:

$$\underline{\text{HLD1}} \wedge \underline{\text{HLD2}} \wedge \overline{\text{HLD3}} \wedge \overline{\text{A}} \quad (\text{Kanal P4})$$

Wie aus Abbildung (2.6) offensichtlich wird, verlieren Alphateilchen aufgrund ihrer Ladungszahl $z = 2$ und der höheren Masse entweder mehr Energie in HLD1 oder HLD2, oder sie verlieren in beiden Halbleiterdetektoren gleichzeitig mehr Energie. Somit lautet die Koinzidenzbedingung für Alphateilchen des Kanals A4:

$$\underline{\text{HLD1}} \wedge \underline{\text{HLD2}} \wedge \overline{\text{HLD3}} \wedge \overline{\text{A}} \quad (\text{Kanal A4}) \quad .$$

$\underline{\text{HLD1}} \wedge \underline{\text{HLD2}}$ bedeutet, daß das Alphateilchen in HLD1 mehr als 3.4 MeV und/oder in HLD2 mehr als 13.1 MeV an Energie verliert.

Die vom HELIOS-Experiment E6 gemessenen Elektronen mit Energien oberhalb 300 keV lassen sich von den schweren Teilchen trennen, weil sie in dem nur 100 μm dünnen, ersten Detektor HLD1 nahezu minimalionisierend sind. Sie erleiden in HLD1 einen Energieverlust bis zu 50 keV, Protonen aber einen von mindestens 250 keV, schwerere Teilchen einen noch höheren. Wird der Energieverlust mit einem Schwellenwert von 150 keV verglichen, so werden Teilchendurchgänge, die in HLD1 einen größeren Energieverlust als diesen Schwellenwert erleiden, als Protonen und im anderen Fall als Elektronen registriert. Daher lautet die Koinzidenzbedingung für Elektronen im Kanal E03:

$$\overline{\text{HLD1}} \wedge \underline{\text{HLD2}} \wedge \overline{\text{HLD3}} \wedge \overline{\text{A}} \quad (\text{Kanal E03}) \quad .$$

Wird wie eben beschrieben vorgegangen, so ergibt sich eine grobe Unterscheidung von Teilchensorten und ihrer Energiebereiche durch die Einführung elektronischer Schwellen. In der Tabelle (2.2) ist für alle vom Experiment E6 untersuchten Teilchensorten mit ihren nominellen Energiebereichen und Geometriefaktoren die Koinzidenzbedingung aufgeführt. An dieser Stelle soll schon darauf hingewiesen werden, daß die Tabelle 2.2 für Protonen und Elektronen keine Gültigkeit mehr besitzt. Zum einen verhalten sich diese Teilchen in HLD1 anders als nominell angenommen – Elektronen können durch Vielfachstreuung einen größeren Energieverlust als 150 keV erleiden, Protonen durch Randeffekte einen kleineren (siehe Abschnitt 3.4.1) –, zum anderen ergibt die Simulation (siehe Abschnitt 3.3.3) neue Responsekoeffizienten, die das Produkt aus Geometriefaktor und Energiebereich sind.

2.2.3 Bordseitige Datenerfassung

In diesem Abschnitt soll kurz die Signalverarbeitung des Experiments E6 erläutert werden. Durchsetzte ein Teilchen einen Detektor, so erzeugte es proportional zu seinem Energieverlust Ladungsträger, die von einem ladungsempfindlichen Vorverstärker (LEV) in einen entsprechenden Spannungsimpuls umgesetzt und dann linear weiterverstärkt wurden. Diskriminatoren entschieden, ob ein solcher Impuls eine gesetzte Schwelle überschritt, und das sich anschließende Koinzidenznetzwerk interpretierte die Ausgabe der Diskriminatoren durch Zuordnung eines Koinzidenztyps gemäß den im vorigen Abschnitt gemachten Überlegungen und der daraus resultierenden Tabelle (2.2). Abhängig von Energiebereich, Teilchenart und Experimentblickrichtung zum Zeitpunkt des Teilcheneinfalls – letztere ergab sich aus der elektronischen Teilung jedes Instrumentenumlaufs in der Ekliptikebene in acht gleichgroße Sektoren zu je 45° – sprach die Koinzidenzlogik einen Zählspeicherkomplex an. Nach einem durch die momentane Telemetrikapazität des Raumfahrzeugs bestimmten Zeitintervall, wurden die Zählerstände ausgelesen und zur Erde übermittelt.

Die Zuordnung eines Koinzidenztyps war eine sehr grobe Klassifizierung, bei der wenige Informationen vieler Teilchenereignisse gezählt wurden. Für einige Koinzidenztypen

Kurz- bezeich- nung	Energiefenster (MeV/N)						Geometriefaktor (cm ² sr)		Koinzi- denz	Det. mit PHA	S
	HELIOS 1			HELIOS 2			HELIOS 1	HELIOS 2			
P1	1.3	-	3.8	1.7	-	3.7	0.48	0.43	$\bar{1}\bar{2}\bar{A}$	—	8
P4	3.8	-	12.8	3.7	-	12.7	0.48	0.43	$\bar{1}\bar{2}\bar{3}\bar{A}$	1,2	8
P13	12.8	-	26.8	12.7	-	27.4	0.48	0.43	$\bar{1}\bar{2}\bar{3}\bar{4}\bar{A}$	1,2,3	8
P27	26.8	-	36.6	27.4	-	37.3	0.48	0.43	$\bar{1}\bar{2}\bar{3}\bar{4}\bar{5}\bar{A}$	2,3,4	8
P37	36.6	-	50.7	37.3	-	51.0	0.48	0.43	$\bar{1}\bar{2}\bar{3}\bar{4}\bar{5}\bar{C}\bar{A}$	3,4,5	1
P51	>		50.7	>		51.0	2.23	2.23	$\bar{3}\bar{4}\bar{5}\bar{C}\bar{A}$	4,5,C	8
A2	1.7	-	3.7	2.0	-	3.6	0.48	0.43	$\bar{1}\bar{2}\bar{A}$	—	8
A4	3.7	-	12.7	3.6	-	12.6	0.48	0.43	$\bar{1}\bar{2}\bar{3}\bar{A}$	1,2	8
A13	12.7	-	26.6	12.6	-	27.2	0.48	0.43	$\bar{1}\bar{2}\bar{3}\bar{4}\bar{A}$	1,2,3	8
A27	26.6	-	36.5	27.2	-	37.2	0.48	0.43	$\bar{1}\bar{2}\bar{3}\bar{4}\bar{5}\bar{A}$	2,3,4	1
A37	36.5	-	48.1	37.2	-	48.3	0.48	0.43	$\bar{2}\bar{3}\bar{4}\bar{5}\bar{C}\bar{A}$	3,4,5	1
A48	>		48.1	>		48.3	2.23	2.23	$\bar{3}\bar{4}\bar{5}\bar{C}\bar{A}$	4,5,C	1
E03	0.3	-	0.8	0.3	-	0.8	0.49	0.46	$\bar{1}\bar{2}\bar{3}\bar{A}$	—	8
E08	0.8	-	2.0	0.8	-	2.0	0.49	0.46	$\bar{1}\bar{2}\bar{3}\bar{4}\bar{A}$	2,3	8
E2	2.0	-	3.0	2.0	-	3.0	0.49	0.46	$\bar{1}\bar{2}\bar{3}\bar{4}\bar{5}\bar{A}$	2,3,4	1
E3	3.0	-	4.0	3.0	-	4.0	0.49	0.46	$\bar{1}\bar{2}\bar{3}\bar{4}\bar{5}\bar{C}\bar{A}$	3,4,5*	1

* nur
Helios-1

Tabelle 2.2: Nominelle Energiekanäle des Experimentes E6 von HELIOS 1 und 2. Die zugehörigen Geometriefaktoren, Koinzidenzbedingungen und Detektoren mit Pulshöhenanalyse sind ebenfalls angegeben. Die Kurzbezeichnungen stehen für Protonen (P), Alphateilchen und schwerere Ionen (A) und Elektronen (E). Die letzte Spalte S enthält die Anzahl der verfügbaren Sektoren für den jeweiligen Kanal, eine 1 bedeutet: nur omnidirektionale Messung. In der Spalte Koinzidenz bedeutet die Notation $\bar{D}$: Antikoinzidenz durch Detektor D, $\bar{D}$: obere Diskriminatorschwelle von Detektor D darf nicht angesprochen haben, DE: mindestens eine der oberen Schwellen der Detektoren D und E muß angesprochen haben [MMGI⁺82].

wurde daher bei wenigen, stichprobenartig ausgewählten Teilcheneingängen eine sogenannte Pulshöhenanalyse durchgeführt, die mehr Informationen aus der dE/dx - E -Methode verwendete, indem die Energieverluste der letzten drei von einem Teilchen getroffenen Detektoren, der Koinzidenztyp, der Prioritätsmodus und die Blickrichtung des Instruments zu einem sogenannten Impulshöhenwort (IHW) zusammengefaßt wurden.

Ein Analog-Digital-Wandler (ADW) konvertierte die zu den Energieverlusten proportionalen, analogen Detektorsignale in ein Binärsignal. Damit die relative Energieauflösung des Binärsignals in allen Energiebereichen ungefähr gleich groß war, erfolgte die Konvertierung logarithmisch gestreckt, d.h. die analoge Signalamplitude wurde in eine Binärzahl verwandelt, die proportional zum natürlichen Logarithmus der Amplitude war. Ein zu analysierender Impuls der Höhe h lieferte somit die Binärzahl n , die sich aus

$$\frac{\ln(h/h_{\min})}{\ln(h_{\max}/h_{\min})} = \frac{n}{n_{\max}}$$

zu

$$n = \frac{n_{\max}}{\ln(h_{\max}/h_{\min})} \ln \frac{h}{h_{\min}} = k \ln \frac{h}{h_{\min}} \quad (2.9)$$

ergab. $h_{\min}$ bzw. $h_{\max}$ war der kleinste bzw. größte mögliche Analogimpuls, $n_{\max}$ die größte darstellbare Dualzahl. Eine solche Binärzahl n , die aufgrund der beschränkten Auflösung des ADW einem Energieintervall entsprach, wurde (Energie-)Kanalnummer n genannt.

Pro Sektor wurde bei maximal einem Koinzidenztyp ein Impulshöhenwort erzeugt. Von den höchstens sechzehn im Speicher Platz findenden Impulshöhenwörtern überschrieb eine Entscheidungslogik die ersten sechs bei Belegung aller Plätze durch Umschalten in einen sogenannten Prioritätsmodus mit ausgewählten Teilchenereignissen. Die Prioritätslogik war dabei so konzipiert, daß sie den relativen Anteil der Teilchen in den Impulshöhenwörtern nicht änderte. Zusammen mit den Informationen aus 32 Zählern des Zählspeicherkomplexes wurden die maximal 16 Impulshöhenwörter in einem sog. Experimentdatenrahmen (EDF = electronic data frame) von 624 Bit Länge zur Erde gesandt. Mit dem folgenden Datenrahmen wurden die nächsten 32 Zählerstände ausgelesen und mit dem dritten der letzte Teil des Speichers, so daß drei aufeinanderfolgende Datenrahmen einen vollen Datenzyklus bildeten. Je nach Konstellation von Sonne, Erde und Raumfahrzeug schwankte die Telemetrikkapazität zwischen 8 und 4096 Bit/Sekunde und der Anteil des Kieler Experiments zwischen 0.7 und 138 Bit/Sekunde. Somit konnten die HELIOS-Sonden alle 4.5 bis 864 Sekunden einen Experimentdatenrahmen übertragen, was einer Zeitauflösung für die Zählraten zwischen 13.5 Sekunden und 43.2 Minuten entsprach. Die dreifach schlechtere Zeitauflösung der Zählraten gegenüber den Impulshöhenwörtern beruhte darauf, daß erst die – alle drei zu verschiedenen Zeiten übertragenen – Datenrahmen abzuwarten waren, ehe den Zählraten das dann dreimal so lange Zeitintervall zugeordnet werden konnte.

2.3 Intensität und Zählrate

In den folgenden Abschnitten wird zunächst die grundlegende physikalische Größe Intensität vorgestellt und dann in einem Ansatz von SULLIVAN mit der Meßgröße Zählrate und einer das Ansprechen des Instruments beschreibenden Responsefunktion verknüpft. Diese Responsefunktion ist zum einen mit Hilfe rein geometrischer Überlegungen zu bestimmen und wird dann als ideale oder nominelle Responsefunktion bezeichnet. Mit ihr kann, bei Annahme eines Potenzgesetzes für die Intensität, relativ einfach mit dem Integral aus SULLIVANS Ansatz

eine gemittelte Intensität berechnet werden. Findet zusätzlich die Energieverluststatistik in die Bestimmung einer Responsefunktion Eingang, wie das bei der in Abschnitt 3.3.3 vorgestellten Simulationsrechnung der Fall ist, so ergibt sich eine das Instrumentenverhalten besser beschreibende und daher als real bezeichnete Responsefunktion in Form einer Treppenfunktion. Wird diese reale Responsefunktion in SULLIVANS Ansatz verwendet, so kann bei Annahme eines Potenzgesetzes die Intensität wie im Falle einer idealen Responsefunktion gemittelt werden.

2.3.1 Allgemeine Beschreibung von Teilchenensembles

Im folgenden werden die zwei grundlegenden physikalischen Größen, die differentielle Intensität, auch als Energiespektrum oder kurz Spektrum bezeichnet, und die Anisotropie, ein Maß dafür, wie stark eine Strömung gerichtet ist, vorgestellt.

Ein Ensemble von Teilchen der Sorte ν wird durch die sogenannte differentielle Intensität $I_\nu(\vec{x}, E, \vec{\Omega})$ beschrieben. Es ist $I_\nu(\vec{x}, E, \vec{\Omega}) dF d\Omega dT dE$ die Zahl der Teilchen, die aus dem Energieintervall von E bis $E+dE$ im Zeitintervall dT aus der Richtung $\vec{\Omega}$ in dem Raumwinkel $d\Omega$ einfallen und die hierzu senkrechte Fläche dF durchsetzen. $d\Omega$ ist eine Fläche auf der Einheitskugel (in Kugelkoordinaten $d\Omega = \sin\vartheta d\vartheta d\varphi$). I_ν hat die Dimension Teilchen pro $\text{cm}^2\text{-sr-sec-MeV}$. Aufgrund ihrer Abhängigkeit von der Richtung $\vec{\Omega}$ einfallender Teilchen hat die differentielle Intensität auch die Bedeutung einer Winkelverteilung. Daraus ergibt sich die omnidirektionale, d.h. über alle Richtungen gemittelte, Intensität zu

$$I_0(E) = \frac{\int \int I(E, \vec{\Omega}) d\Omega}{4\pi} . \quad (2.10)$$

Ist die einfallende Strahlung vollständig isotrop, so gilt $I(\vec{\Omega}) = I_0$, und I_0 ist unabhängig von der Blickrichtung.

Die differentielle Dichte $U(\vec{x}, E) dx^3 dE$ ist definiert als die Zahl der Teilchen aus dem Energieintervall von E bis $E+dE$, die sich am Orte $\vec{x}$ im Volumenelement dx^3 befinden, und mit der Intensität durch die Fluß-Dichte-Relation

$$vU(\vec{x}, E) = \int \int I(\vec{x}, E, \vec{\Omega}) d\Omega \quad (2.11)$$

verknüpft, worin v die Teilchengeschwindigkeit ist. Für den speziellen Fall isotroper Verteilung reduziert sich die letzte Gleichung zu

$$vU = 4\pi I_0 . \quad (2.12)$$

Liegt andererseits eine anisotrope Verteilung vor, so resultiert daraus ein Nettofluß in eine Vorzugsrichtung $\vec{s}_0$, gegeben durch $\vec{s}_0 = \vec{S}/|\vec{S}|$ mit der Teilchenstromdichte $\vec{S}$. So ergibt sich die Zahl der Teilchen, die eine Einheitsfläche pro Zeiteinheit in Vorzugsrichtung durchsetzen, als

$$\vec{S}(\vec{x}, E) = \int \int \vec{\Omega} I(\vec{x}, E, \vec{\Omega}) d\Omega . \quad (2.13)$$

$\vec{\Omega} = -\vec{v}_0$ ist die Blickrichtung des Detektors und der Bewegungsrichtung $\vec{v}_0 = \vec{v}/|\vec{v}|$ entgegengesetzt. Ist die Verteilung um eine Achse herum symmetrisch, z.B. eine gyrotrope Verteilung,

die nur vom sogenannten Pitchwinkel α zwischen der Magnetfeldrichtung $\vec{B}$ und der Teilchenbewegung $\vec{v}$ abhängig ist, so vereinfacht sich die Teilchenstromdichte der Gleichung (2.13) zu

$$S(\vec{x}, E) = \int \int \cos \alpha I(\vec{x}, E, \alpha) d\Omega = 2\pi \int_0^\pi \sin \alpha \cos \alpha I(E, \alpha) d\alpha. \quad (2.14)$$

Ganz allgemein ist die Anisotropie einer Verteilung das Verhältnis von gerichteter zu ungegerichteter Strömung, hier definiert als das Verhältnis der gerichteten Teilchenstromdichte $\vec{S}$ zu der Strömung, die sich ergäbe, wenn sich alle Teilchen der Dichte U mit der Geschwindigkeit $v/3$ bewegten:

$$\vec{A} = \frac{3\vec{S}}{vU}. \quad (2.15)$$

Eine zur Magnetfeldrichtung symmetrische Pitchwinkelverteilung ist als erster Term einer Fourierentwicklung zu beschreiben mit $I(\alpha) = I_0 + a_1 \cos \alpha$ (siehe GREEN [Gre83]), so daß sich daraus für die Teilchenstromdichte

$$S = 2\pi \int_0^\pi a_1 \cos^2 \sin \alpha d\alpha = \frac{4\pi}{3} a_1 \quad (2.16)$$

und die Anisotropie

$$A = \frac{4\pi a_1}{vU} = \frac{a_1}{I_0} \quad (2.17)$$

ergibt. Bei den Daten der beiden HELIOS-Raumsonden wird die Pitchwinkelverteilung durch eine Fourierentwicklung bis zur vierten Harmonischen angenähert

$$I(\alpha) = I_0 \sum_{n=0}^4 a_n \cos(n\alpha), \quad (2.18)$$

aus der die Anisotropie bezüglich der Magnetfeldrichtung zu

$$A = \frac{a_1 - \frac{3}{5}a_3}{a_0 - \frac{1}{3}a_2 - \frac{1}{15}a_4} \quad (2.19)$$

folgt. Hieraus ergibt sich im Grenzfall verschwindender höherer harmonischer Terme wieder die Anisotropie der Gleichung (2.17), die auch als „Anisotropie erster Ordnung“ bezeichnet wird. Sie kann Werte zwischen Null und drei annehmen, wobei das Maximum nur bei sehr scharfer Bündelung, d.h. Teilcheneinfall aus einem sehr kleinen Winkelbereich, erreicht wird. Deswegen liefert die Anisotropie nicht nur die Richtungsverteilung einfallender Teilchenstrahlung, sondern mit Hilfe höherer Koeffizienten werden Informationen sogar über die lokalen Streueigenschaften des Mediums zugänglich (siehe hierzu die Diskussion in BEECK [Bee87]).

2.3.2 Ansatz nach Sullivan

Ein Teilchenensemble messendes Experiment, das mit einer bestimmten Fläche dF in eine Raumrichtung $\vec{\Omega}$ blickt und nur aus einem begrenzten Raumwinkelbereich $d\Omega$ Teilchen trennt nach Sorte ν und Energie E registriert, hat als Meßgröße die Zählrate von Teilchen

pro Zeiteinheit. Diese Zählrate hängt von den in das Instrument einfallenden Teilchen und der Reaktion des Instruments hierauf ab.

Wie im vorhergehenden Abschnitt gezeigt wurde, ist ein Teilchenstrom, der aus dem Energieintervall von E bis $E+dE$ im Zeitintervall dT aus der Richtung $\vec{\Omega}$ in dem Raumwinkel $d\Omega$ einfällt und eine hierzu senkrechte Fläche dF durchsetzt, durch die differentielle Intensität $\tilde{I}_\nu(\vec{x}, E, \vec{\Omega})$ zu beschreiben. Das Ansprechverhalten des Instruments wird mit einer Responsefunktion $\tilde{R}_\nu(E, F, \vec{\Omega}, T)$ charakterisiert. In einem Ansatz von SULLIVAN [Sul71] sind Intensität, Zählrate in einem Koinzidenzkanal und Responsefunktion wie folgt miteinander verbunden (zu den verwendeten Größen siehe Tabelle 2.3):

$$\tilde{C}_{Koinz}(\vec{x}, t_0) = \sum_\nu \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \int_E \int_{\vec{\Omega}} \int_F \tilde{I}_\nu(\vec{x}, E, \vec{\Omega}) \tilde{R}_\nu(E, F, \vec{\Omega}, T) dT dE d\Omega dF \quad (2.20)$$

$\tilde{C}_{Koinz}(\vec{x}, t_0)$	=	Zählrate einer Teilchensorte eines gegebenen Energieintervalls am Orte $\vec{x}$ zur Zeit t_0 ; auch als Koinzidenzzählrate bezeichnet
$\vec{x}$	=	Ort der Messung
t_0	=	Beginn der Messung
ν	=	Index der Teilchensorten
T	=	Zeitdauer der Messung
E	=	Energiebereich, über den zu integrieren ist; in dieser allgemeinen Form von 0 bis ∞
$\vec{\Omega}$	=	Richtungen im Raum, aus der das Instrument Teilchen registrieren kann; im allgemeinen Ansatz muß zunächst über den gesamten Raum integriert werden
$\tilde{I}_\nu(\vec{x}, E, \vec{\Omega})$	=	differentielle Intensität
$\tilde{R}_\nu(E, F, \vec{\Omega}, T)$	=	Responsefunktion des Instruments für die Teilchensorte ν
F	=	die durch die Instrumentengeometrie vorgegebene Meßfläche F
$dT, dE, d\Omega, dF$	=	Integrationsvariablen

Tabelle 2.3: Verzeichnis der in SULLIVANs allgemeinem Ansatz verwendeten Größen.

In dieser allgemeinen Form von SULLIVANs Ansatz findet ein mögliches Fehlverhalten des Instruments, das Übersprechen, dadurch Berücksichtigung, daß für eine bestimmte Koinzidenzzählrate über alle Teilchensorten ν summiert werden muß. Auch Teilchen aus anderen Energiebereichen oder gar andere Teilchensorten können Beiträge zur Zählrate liefern.

Das Integral (2.20) läßt sich mit folgenden Annahmen vereinfachen:

1. zur Response

- (a) Da es Aufgabe des Instruments ist, Teilchen mehrerer Sorten und verschiedener Energien zu registrieren, muß die Responsefunktion $\tilde{R}$ von der Teilchensorte ν und der Energie E abhängen (nicht aber von F , $\tilde{\Omega}$ und T).
- (b) Die von der Geometrie des Instruments – das sind im einzelnen die Abstände der Detektoren HLD1 bis HLD5 sowie der den Öffnungswinkel $\tilde{\Omega}$ begrenzende Plastiksintillator A (siehe Abbildung 2.5) – vorgegebene, Teilchen registrierende Fläche F soll für alle Raumwinkel innerhalb des gegebenen Öffnungswinkels gleich sein.
- (c) Das Instrument soll nur aus einem bestimmten, wohldefinierten Raumwinkel Teilchen registrieren. Heute ist bekannt, daß insbesondere Elektronen durch Streuung an den Rändern des Plastiksintillators auch aus größeren Winkeln als dem gegebenen Öffnungswinkel von 55° einfallen können. Bei den ursprünglichen Überlegungen zur Response wurde diese Tatsache nicht berücksichtigt, sondern fand erst in Simulationsrechnungen Eingang.
- (d) $\tilde{R}$ soll ebenfalls unabhängig vom Ort, z.B. wo im interplanetaren Raum sich das Experiment befindet, von der Blickrichtung und der Zeit, z.B. in Gestalt von Alterungserscheinungen der Detektoren, sein.

und

2. zur Intensität:

- (a) Der Integration über die Zeit entspricht die während eines Zeitintervalls der Länge T vorgenommene Messung.
- (b) Während dieses Meßintervalls soll die Intensität konstant bleiben.
- (c) Die Intensität soll ebenfalls in dem von der Instrumentengeometrie vorgegebenen festen Raumwinkel konstant bleiben.

Mit Hilfe dieser Annahme ergibt sich nun für den Zusammenhang zwischen Intensität und Zählrate eine vereinfachte Version der Gleichung (2.20):

$$C_{Koinz} := C_{Koinz}(\vec{x}, t_0) = \sum_{\nu} \int_0^{\infty} I_{\nu}(E) R_{\nu}(E) dE. \quad (2.21)$$

Hierbei ist:

$$\begin{aligned} C_{Koinz} &= \text{Koinzidenzzählrate einer Teilchensorte} \\ I_{\nu}(E) &= \text{isotrope Intensität der Teilchensorte } \nu \\ R_{\nu}(E) &= \text{die vereinfachte Responsefunktion} \\ &\quad \text{des Instruments für die Teilchensorte } \nu. \end{aligned}$$

Die Intensitäten werden mit den jeweiligen Responsefunktionen gewichtet, d.h. daß nur in dem Energiebereich, wo das Instrument reagiert, die einfallende Intensität einen Beitrag zur Zählrate liefert. Mit dieser Meßgröße Zählrate sollen nun Aussagen über die physikalische Größe Intensität gemacht werden, was jedoch erst nach Auflösung des Integrals mit den hierzu notwendigen Annahmen zur Funktion $I_{\nu}(E)$ und bei Kenntnis der Responsefunktion $R_{\nu}(E)$ möglich ist.

2.3.3 Ideale Responsefunktionen

Bei einem idealen Teilchenteleskop soll die Wahrscheinlichkeit, ein Teilchen gegebener Sorte ν und Energie E in einem instrumentabhängigen Energieintervall zu registrieren, innerhalb eines Energieintervalls $[E_1, E_2]$ konstant und außerhalb Null sein. Aus Gründen besserer Übersichtlichkeit sei bei Betrachtung nur einer Teilchensorte auf den Index ν verzichtet.

Es gelte $R(E) = G_0$ für E aus $[E_1, E_2]$ und $R(E) = 0$ für Teilchenenergien außerhalb des Intervalls, weswegen diese Responsefunktion aufgrund ihrer Form auch als „Kastenfunktion“ bezeichnet wird (Abbildung 2.7). Wie der sogenannte Geometriefaktor G_0 konkret auszu-

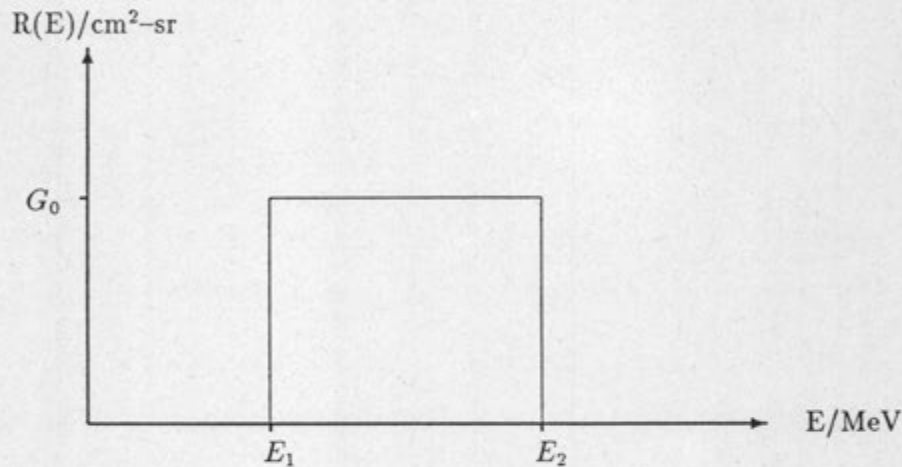


Abbildung 2.7: Dargestellt ist die ideale Responsefunktion in Form eines Kastens, abhängig von der Energie einfallender Teilchen.

rechnen ist, kann z.B. der schon zitierten Arbeit von SULLIVAN [Sul71] entnommen werden¹.

Nun wird diese Kastenfunktion $R(E)$ in Gleichung (2.21) eingesetzt. Da sie nur auf einem Intervall von Null verschieden ist, reduziert sich die Integration auf den Bereich von E_1 bis E_2 . Nach Erweiterung

$$C_{\text{Koinz}} = \frac{\int_{E_1}^{E_2} I(E) R(E) dE \int_{E_1}^{E_2} R(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} R(E) dE} \quad (2.22)$$

und der Definition einer gemittelten Intensität

$$\bar{I} := \frac{\int_{E_1}^{E_2} I(E) R(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} R(E) dE} = \frac{\int_{E_1}^{E_2} I(E) R(E) dE}{E_2 - E_1} \quad (2.23)$$

¹Um eine Kastenfunktion zu erhalten, muß vorausgesetzt werden, daß ein einfallendes Teilchen seinen mittleren Energieverlust gemäß der Bethe-Bloch-Formel (Gl. 2.3) annimmt.

ergibt sich für die Koinzidenzzählrate

$$C_{\text{Koinz}} = \bar{I} \int_{E_1}^{E_2} R(E) dE =: \underbrace{\bar{I} G_0(E_2 - E_1)}_{=: \bar{R}}. \quad (2.24)$$

Die Ausgangsgleichung (2.21) ist durch eine lineare Gleichung genähert worden, die die gemessene Zählrate, den durch den Experimentaufbau bestimmten Faktor $\bar{R}$ und eine gemittelte Intensität $\bar{I}$ miteinander verbindet. Jetzt muß geklärt werden, ob die mathematisch mögliche, lineare Näherung den physikalischen Sachverhalt noch richtig beschreibt.

2.3.4 Bestimmung des Energiespektrums aus idealen Responsefunktionen

Aus Zählrate und Response des Instruments kann ein Intensitätswert $\bar{I}$ in dem Intervall $[E_1, E_2]$ berechnet werden. Nun sei angenommen, daß die Intensität dort einem Potenzgesetz genüge:

$$I(E) = I_0 E^\gamma \quad \text{für alle } E \text{ aus } [E_1, E_2]. \quad (2.25)$$

γ ist der Spektralindex. Die Frage ist, welchen Wert ein $\bar{E}$ aus $[E_1, E_2]$ annehmen muß, damit das Spektrum bei $\bar{E}$ den Wert

$$\bar{I} = I_0 \bar{E}^\gamma \quad (2.26)$$

annimmt. Wird diese Gleichung mit (2.23) gleichgesetzt und genügt $I(E)$ einem Potenzgesetz, so ergibt sich eine Bestimmungsgleichung für die gesuchte gemittelte Energie $\bar{E}$:

$$I_0 \bar{E}^\gamma = \frac{I_0 \int_{E_1}^{E_2} E^\gamma dE}{E_2 - E_1}. \quad (2.27)$$

Nach Durchführung der Integration läßt sich $\bar{E}$ wie folgt berechnen:

$$\bar{E} = \left\{ \frac{E_2^{\gamma+1} - E_1^{\gamma+1}}{(\gamma+1)(E_2 - E_1)} \right\}^{1/\gamma}. \quad (2.28)$$

Damit wurde ein $\bar{E}$ gefunden, für das das Spektrum durch den Punkt $(\bar{E}, \bar{I})$ verläuft. Anhand der Energiegrenzen des Kanals P4 ($E_1 = 4$ MeV, $E_2 = 13$ MeV) des HELIOS-Instruments soll in der doppeltlogarithmischen Darstellung der Abbildung (2.8) das Verfahren zur Bestimmung des Spektralindex veranschaulicht werden.

Übergang zu mehreren Energieintervallen

Reagiert eine Meßapparatur nicht nur in einem Energiebereich auf einfallende Teilchen, so müssen die oben gemachten Überlegungen auf mehrere Energieintervalle ausgedehnt werden. In jedem einzelnen dieser Bereiche sei die Response des Instruments eine Kastenfunktion. Jede einzelne Koinzidenzzählrate wird mit Hilfe einer linearen Gleichung vom Typ (2.24) in einen Intensitätswert umgerechnet. Die Interpretation dieser Werte läßt sich ebenfalls anhand Abbildung (2.8) veranschaulichen. Beispielhaft für das HELIOS-Teleskop werden in den vier Energiebereichen, in denen das Instrument Protonen registriert, gemittelte Energien $\bar{E}_i$ zu

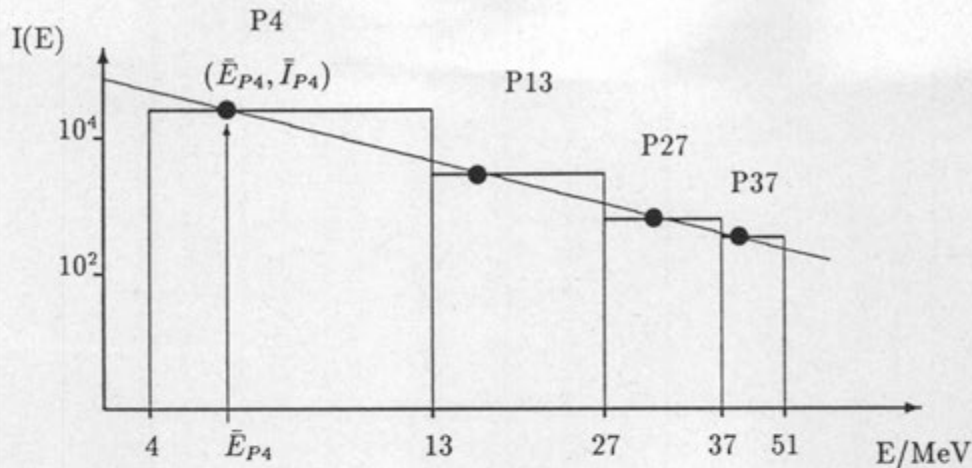


Abbildung 2.8: Hier sind in doppeltlogarithmischer Darstellung die Intensitäten der vier Protonenkanäle des HELIOS-Detektorteleskops als Funktion der Energie aufgetragen. In jedem Intervall wird ein Mittelwert $\bar{I}_i$, $i = P4, P13, P27, P37$, für die Intensität gemessen. Für das erste Energieintervall von $E_1 = 4$ MeV bis $E_2 = 13$ MeV ist die zugehörige gemittelte Energie $\bar{E}_{P4}$ angegeben; der schwarze Kreis in diesem Intervall symbolisiert den Punkt $(\bar{E}_{P4}, \bar{I}_{P4})$. Werden alle vier Wertepaare $(\bar{E}_i, \bar{I}_i)$ miteinander verbunden, ergibt sich im Falle eines reinen Potenzgesetzes eine Gerade, deren Steigung der Spektralindex γ ist.

den gemittelten Intensitäten $\bar{I}_i$, $i = P4, P13, P27, P37$ angegeben. Doppeltlogarithmisch gegeneinander aufgetragen lassen sich die Wertepaare $(\bar{E}_i, \bar{I}_i)$, symbolisiert durch die schwarzen Kreise, im Falle eines reinen Potenzgesetzes durch eine Gerade miteinander verbinden. Es ergibt sich der Spektralindex γ für den gesamten untersuchten Energiebereich als Steigung der Gerade. Ist das Spektrum entgegen der Annahme kein Potenzgesetz über alle Energieintervalle, darf nur in den einzelnen Intervallen ein Potenzgesetz mit dem Teilspektralindex γ_i angenommen werden. Tatsächlich ist dieses bei Protonen in den frühen Anfangsphasen solarer Ereignisse aufgrund der Geschwindigkeitsdispersion der Fall. Eine Darstellung der Probleme, die auftreten, wenn das Teilchenspektrum keinem Potenzgesetz genügt, findet sich bei MEYER [Mey91, S. 57].

2.3.5 Reale Responsefunktionen

In diesem Abschnitt wird der Fall betrachtet, daß die Responsefunktion numerisch in Form einer Treppenfunktion vorgegeben ist, deren Gestalt deutlich von der eines Kastens abweichen kann. Da sich Responsefunktionen dieser Form aus Simulationsrechnungen des Detektorteleskops (siehe Kapitel 3.3) ergeben und das reale Verhalten des Instruments besser beschreiben, als die aus rein geometrischen Überlegungen gewonnenen Kastenfunktionen, sollen sie im weiteren als reale Responsefunktionen bezeichnet werden.

Gesucht sind eine zu Gleichung (2.24) analoge Näherung und ihre physikalische Interpretation. Die Koinzidenzzählrate ist durch SULLIVANS vereinfachten Ansatz (Gleichung 2.21) gegeben und wird analog zu Abschnitt 2.3.3 erweitert. (Aus Gründen besserer Übersichtlichkeit wird der Index ν der Teilchensorten wiederum fortgelassen.) Die gemittelte Intensität mit

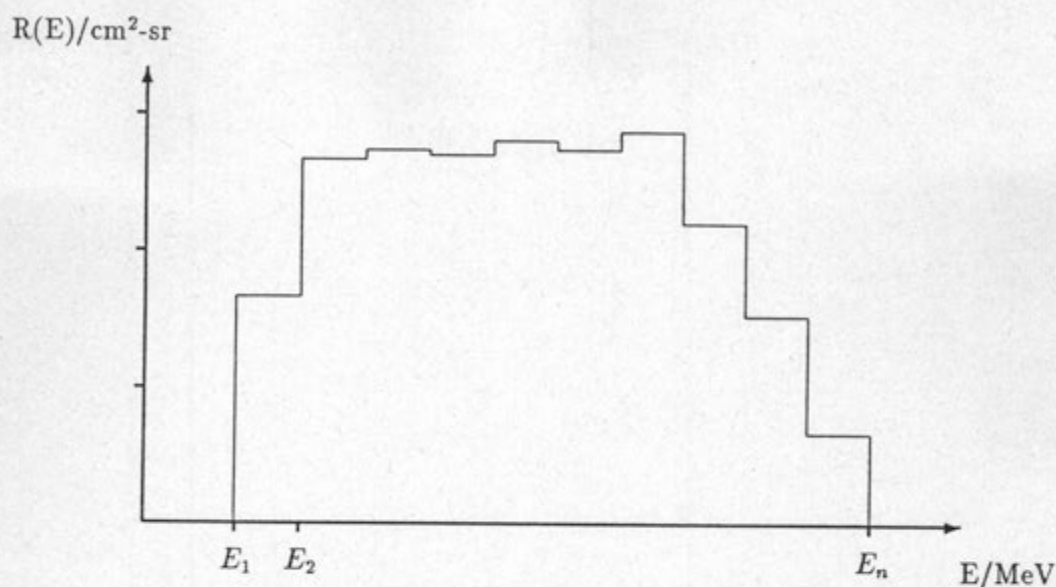


Abbildung 2.9: Dargestellt ist die reale Responsefunktion in Form einer numerisch gegebenen Treppenfunktion, abhängig von der Energie einfallender Teilchen.

einer numerisch vorgegebenen Responsefunktion definiert sich wie folgt:

$$\begin{aligned}
 \bar{I} &:= \frac{\int_{E_1}^{E_n} I(E) R(E) dE}{\int_{E_1}^{E_n} R(E) dE} \\
 &= \frac{\int_{E_1}^{E_n} I(E) R(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} R(E) dE + \int_{E_2}^{E_3} R(E) dE + \dots + \int_{E_{n-1}}^{E_n} R(E) dE} \\
 &= \frac{\int_{E_1}^{E_n} I(E) R(E) dE}{\sum_{i=1}^{n-1} R_i (E_{i+1} - E_i)}.
 \end{aligned} \tag{2.29}$$

$$\tag{2.30}$$

Für die Koinzidenzzählrate folgt nun, wenn die R_i die Responsewerte im Intervall $[E_i, E_{i+1}]$ und die Energien E_i äquidistant sind,

$$C_{Koinz} = \bar{I} \sum_{i=1}^{n-1} R_i \Delta E =: \bar{I} \bar{R}_{real}. \tag{2.31}$$

Bei Berücksichtigung des Index ν ergibt sich die Zählrate als Summe über ν zu

$$C_{Koinz} = \sum_{\nu} \bar{I}_{\nu} \bar{R}_{\nu, real}.$$

Auch im Falle realer Responsefunktionen ist die Integralgleichung (2.21) durch eine lineare Gleichung (2.31) genähert worden, die die gemessene Zählrate, den durch das Experiment gegebenen Faktor $\bar{R}_{real}$ und eine gemittelte Intensität $\bar{I}$ miteinander verbindet. Analog zur Vorgehensweise bei idealen Responsefunktionen muß nun eine physikalisch sinnvolle Interpretation für $\bar{I}$ gefunden werden.

2.3.6 Bestimmung des Energiespektrums aus realen Responsefunktionen

Wie in Abschnitt 2.3.4 sei angenommen, daß die Intensität in dem durch die reale Responsefunktion gegebenen Bereich einem Potenzgesetz genüge. Die Frage lautet wiederum, welchen Wert ein $\bar{E}$ aus $[E_1, E_n]$ annehmen muß, damit das Spektrum bei $\bar{E}$ den Wert $\bar{I} = I_0 \bar{E}^\gamma$ annimmt. Werden diese gemittelte Intensität und Gleichung (2.30) gleichgesetzt, ergibt sich wiederum eine Bestimmungsgleichung für die gesuchte gemittelte Energie $\bar{E}$:

$$I_0 \bar{E}^\gamma = \frac{I_0 \int_{E_1}^{E_n} E^\gamma R(E) dE}{I_0 \sum_{i=1}^{n-1} R_i \Delta E} \quad (2.32)$$

Die $\bar{E}_i$ sind die Mitten der gleich breiten Intervalle $[E_i, E_{i+1}]$. Nach Durchführung der Integration läßt sich $\bar{E}$ wie folgt berechnen:

$$\bar{E} = \left\{ \frac{\sum_{i=1}^{n-1} R_i \bar{E}_i^\gamma \Delta E}{\sum_{i=1}^{n-1} R_i \Delta E} \right\}^{1/\gamma} = \left\{ \frac{\sum_{i=1}^{n-1} R_i \bar{E}_i^\gamma}{\sum_{i=1}^{n-1} R_i} \right\}^{1/\gamma} \quad (2.33)$$

Auch im Falle numerisch vorgegebener realer Responsefunktionen läßt sich ein $\bar{E}$ finden, für das ein Spektrum durch den Punkt $(\bar{E}, \bar{I})$ verläuft. Es können mehrere Wertepaare $(\bar{E}_i, \bar{I}_i)$, $i = P4, P13, P27, P37$, gebildet werden, durch die das Spektrum bei Annahme eines Potenzgesetzes in dem durch die Treppenfunktionen gegebenen Energiebereich verläuft.

Zusammenfassung:

In diesem Kapitel wurden zunächst die Energieverluste, die geladene Teilchen beim Durchqueren von Materie erleiden, durch die BETHE-BLOCH-Formel beschrieben. Aus ihr konnte ein Meßprinzip entwickelt werden, das auf der Messung von Energieverlusten und Restenergien beruht und die Unterscheidung von Teilchensorten ermöglicht (siehe Abschnitt 2.1).

Die Umsetzung dieses Meßprinzips im Kieler Experiment und was es konkret mißt, wurde ausführlich im Abschnitt (2.2) beschrieben: Das Experiment liefert zum einen die grobe Einteilung in Koinzidenttypen, deren Häufigkeit es zählt (die Zählraten), zum anderen die genauen Pulshöhendaten, die für einige Typen einen repräsentativen Querschnitt ihrer Zählraten bilden.

Der letzte Abschnitt (2.3) beschreibt, wie die Meßgröße Zählrate mit der physikalischen Größe Intensität verbunden ist. In dem hierzu von SULLIVAN gemachten Ansatz ist durch die Verknüpfung von Zählraten, Intensitäten und Responsefunktionen die Möglichkeit gegeben,

das Verhalten des Instruments zu beschreiben. Die Responsefunktion ergibt sich zum einen bei idealen Annahmen als Kastenfunktion, zum anderen bei Einbeziehung von Energieverluststatistik in Simulationsrechnungen als reale Treppenfunktion.

Kapitel 3

Bisherige Korrekturen und Simulation

In diesem Kapitel sollen einige Grundlagen und Ideen speziell für die Korrektur vorgestellt werden. Zuerst wird das Ergebnis der $dE/dx - dE$ -Methode, die Ortskurven in Abbildung 2.6, mit Inflight-Daten, den Pulshöhenmatrizen, verglichen. In einem ersten Ansatz nutzt WOLFRAM diese Matrizen zur Korrektur der kontaminierten Zählraten. In Erweiterung dieser Vorgehensweise stützt er sich zusätzlich auf die Auswertung von Anisotropieverläufen.

Dann wird das Prinzip der Rechnersimulation des Detektorverhaltens und eines ihrer wichtigsten Ergebnisse, die das Instrumentenverhalten besser beschreibenden Responsefunktionen, dargelegt. Diese Responsefunktionen werden, im Gegensatz zu den idealen Kastenfunktionen, als reale Responsefunktionen bezeichnet. Die Simulation liefert auch Erkenntnisse, warum Teilchen falsch identifiziert werden. Beides zusammen, die aus alten Verfahren und neuen Simulationen gewonnenen Erkenntnisse, fließt dann in den neuen Korrekturansatz des nächsten Kapitels ein.

3.1 Trennung richtiger und übersprechender Einträge in kontaminierten Pulshöhenmatrizen

Wie und was das Kieler Experiment E6 gemessen hat, wurde in Abschnitt 2.2 beschrieben. Die Mehrzahl einfallender Teilchen wurde nur grob nach Energiebereich und Teilchensorte getrennt registriert (Tab. 2.2). Für einen statistischen Querschnitt von Teilchen wurde eine genaue Pulshöhenanalyse durchgeführt. Ein Ergebnis dieser Pulshöhenanalyse sind die Pulshöhenmatrizen mit den Ortskurven verschiedener Teilchensorten. In Abbildung (2.6) wurden zunächst die theoretischen Ortskurven vorgestellt. In Abbildung (3.1) werden sie mit den aus Inflight-Daten gewonnenen Pulshöhenmatrizen für die Koinzidenttypen E08 und P13 verglichen. Wie erwartet sind die idealen Ortskurven aus der Abb. (2.6) aufgrund von Energieverluststatistik und Vielfachstreuung sowie der elektronisch bedingten, endlichen Energieauflösung der Matrizen hier verbreitert. Zusätzlich finden sich aber typische Protoneneinträge in der E08-Matrix und umgekehrt einige Elektroneneinträge in der P13-Matrix. Dieses gegenseitige Übersprechen von Protonen und Elektronen ist seit langem aus der Auswertung von Pulshöhenmatrizen bekannt, und wird auch als Kontamination bezeichnet. Es ist klar,

daß die Kontamination der Protonen- und Elektronenkanäle zwar in den Pulshöhenmatrizen mit ihrer großen Menge individueller Information über ein Teilchen erkannt werden kann, in den Zählraten jedoch nicht. Dies ist wiederum sehr hinderlich bei der physikalischen Interpretation der Messungen (siehe Abschnitt 1.4 in der Einleitung).

WOLFRAM [Wol89] verwendete die Pulshöhenmatrizen für eine Korrektur der Zählraten, indem er durch das offensichtliche Minimum in den E08-Matrizen zwischen Elektroneneinträgen und kontaminierenden Protonen eine Gerade der Steigung -1 als Trennlinie zog (Abbildung 3.1). Diese Trennung von richtig registrierten und kontaminierenden Teilchen wird im folgenden auf alle Koinzidenttypen mit Pulshöhenmatrizen ausgedehnt. Da die Lage dieser Geraden, sie verläuft durch die Energiekanäle 90, nur einmal festgelegt wird, das Minimum sich aber durch Temperaturdrift verschieben kann, kommt es zu einem systematischen Fehler. Dieser wird von WOLFRAM [Wol89, S. 36] als klein gegen die statistischen Fehler der Pulshöhenwörter, die der POISSON-Statistik gehorchen, angegeben.

3.2 Bisherige Verfahrensweisen

3.2.1 Korrektur mit Pulshöhenmatrizen

Aus dem Verhältnis von richtig zu falsch gezählten Elektroneneinträgen in den Pulshöhenmatrizen des Kanals E08 bestimmte WOLFRAM einen Korrekturfaktor

$$k_E = \frac{\text{Anzahl der Elektronen}}{\text{Anzahl der Elektronen} + \text{Anzahl der Protonen}}.$$

Als Beispiel sei Abbildung 3.1 betrachtet. Von 1374 Einträgen in der E08-Matrix sind dort 241 Protonen. Um sich ändernde Winkelverteilungen der Elektronen und Protonen zu berücksichtigen, zählte WOLFRAM sektorweise aus; dann mittelte er die acht Faktoren und multiplizierte damit die Sektorintensitäten des Elektronenkanals E08, so daß sich die korrigierte (Index= K) aus der gemessenen (Index= M) Sektorintensität wie folgt ergibt:

$$I_{E08}^K = k_E I_{E08}^M. \quad (3.1)$$

Die korrigierte omnidirektionale Intensität ergibt sich dann als Mittelwert der korrigierten Sektorintensitäten. Dieses Verfahren birgt folgende Probleme in sich:

1. Nur für den Kanal E08 liegen sektorisierte Pulshöhendaten vor, denn für die Kanäle E2 und E3 gibt es keine Sektorisierung und für den Kanal E03 keine Pulshöhendaten, so daß am Ende nur genau ein Elektronenkanal, eben E08, korrigierbar ist.
2. Die Güte des Korrekturfaktors k_E wird entscheidend durch die Anzahl verfügbarer Pulshöhenwörter bestimmt. Da diese innerhalb der E08-Matrix der Poisson-Statistik gehorchen, wird ihr Fehler zu $\sqrt{n_{IHW}}$, n_{IHW} = Anzahl der Impulshöhenwörter angenommen, so daß der daraus berechnete Faktor k_E einen Folgefehler gemäß GAUSSscher Fehlerfortpflanzung besitzt.
3. Die aus der Simulation resultierenden Responsefunktionen (siehe Abbildung 3.4) führen zu ganz anderen Intensitäten als den bisher angenommenen. Dieser Effekt tritt noch zusätzlich zur Kontamination auf.

Pulshoehenmatrizen

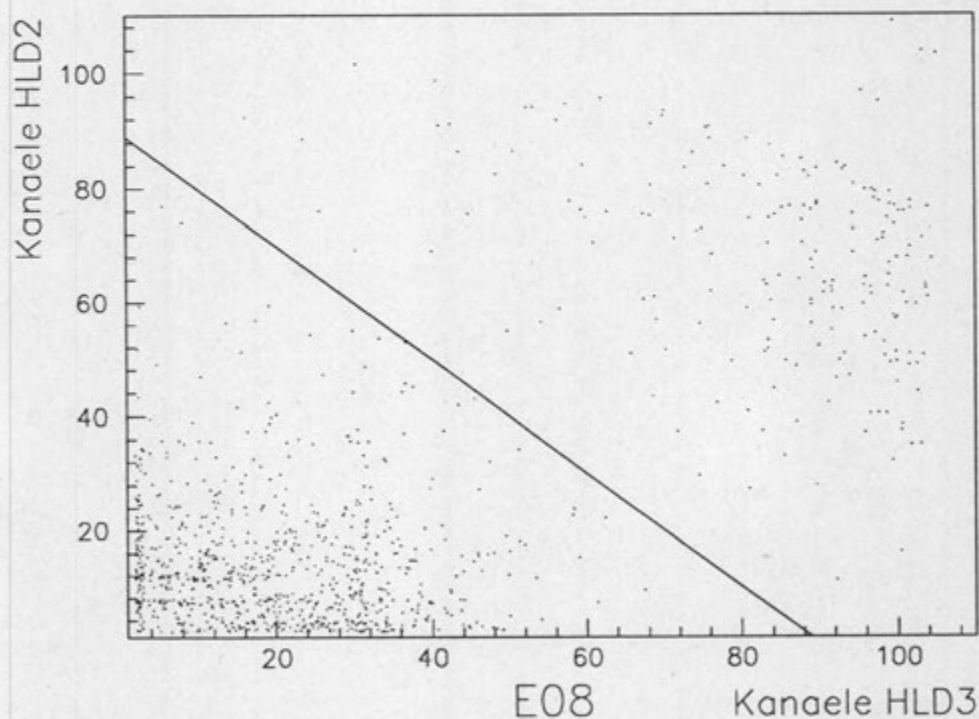
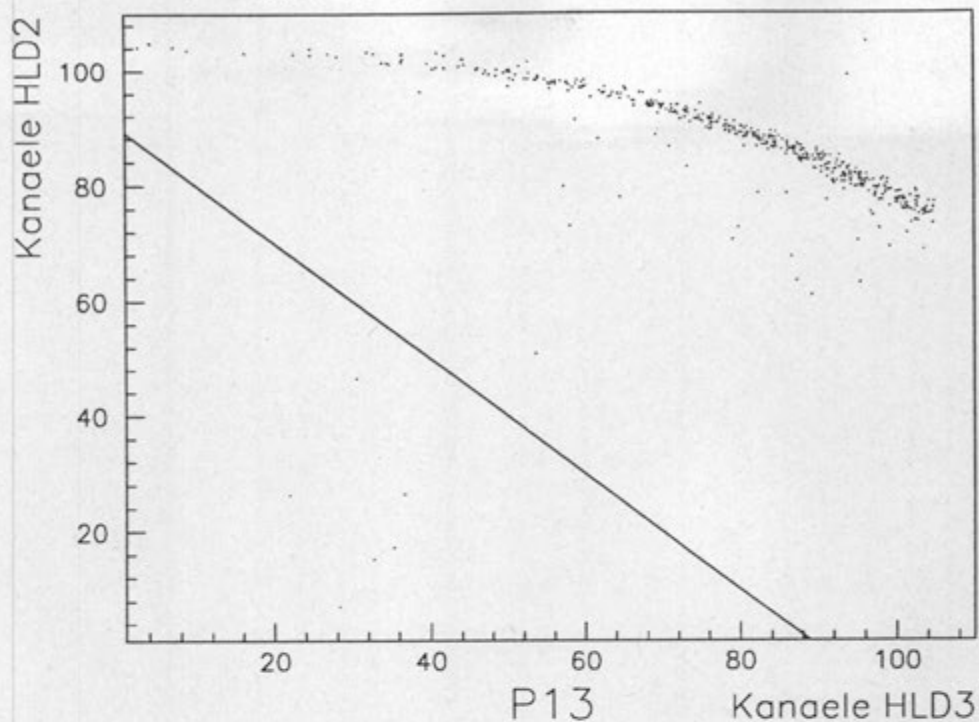


Abbildung 3.1: Dargestellt sind hier die Pulshöhenmatrizen der Kanäle P13 (oberes Bild) und E08 (unteres Bild) auf HELIOS 1 für den Zeitraum von 12:00 bis 21.36 Uhr des Tages 88 im Jahre 1976. Deutlich ist die starke Kontamination der E08-Matrix mit Protonen – fast 20% aller Elektroneneinträge sind Protonen – und die schwache Kontamination der P13-Matrix mit Elektronen – nur 1% der Einträge stammen von Elektronen – erkennbar. Die Linie ist die angenommene Trennung zwischen Protonen und Elektronen.

Das erste Problem ist ein experimentbedingtes und somit nicht zu beheben. Um den Fehler von k_E zu verkleinern, muß über lange Zeitintervalle aufsummiert und danach gemittelt werden, was aber sich ändernde Anisotropien unberücksichtigt läßt. Insbesondere in Phasen schlechter Telemetrikapazitäten, die leider überwiegen, ist diese WOLFRAMsche Korrektur deshalb nur bedingt durchführbar.

3.2.2 Korrektur mit „stetig fortgesetzter Anisotropie“ – das SFA –Verfahren

Elektronen E08 und Protonen P13 bleiben beide im Detektor HLD3, Protonen P4 und P27 im vorhergehenden Detektor HLD2 bzw. im nachfolgenden HLD4 stecken. Daher erscheint WOLFRAM folgender Ansatz für eine Elektronenkorrektur gerechtfertigt:

$$I_{E08}^K = I_{E08}^M - a I_{P13}^K \approx I_{E08}^M - a I_{P13}^M.$$

Die Intensität des Kanals P13 braucht in erster Näherung nicht korrigiert zu werden, da das Übersprechen von Elektronen nach P13, ermittelt anhand von P13-Matrizen, im Bereich von einem Prozent liegt. In der Abbildung (3.1) sind von 645 Einträgen in der P13-Matrix nur 7 Elektronen. Jedoch gilt die gemachte Näherung nicht bei sehr elektronenreichen Ereignissen. Wäre ein Korrekturfaktor a gefunden, ließe sich der Kanal E08 auch in Zeiten unzureichender Pulshöhenmatrizen korrigieren. Die Abbildung (3.2) veranschaulicht die Vorgehensweise, um a zu erhalten. GREEN (*private Mitteilung*) hat für das solare Ereignis DOY 88, 1976, auf HELIOS 2 den Faktor a bestimmt. Wegen des Übersprechens von P13-Protonen nach E08 kommt es zu einem zweiten Anstieg der Anisotropie auf der abfallenden Flanke des durch den Einsatz des Teilchenereignisses hervorgerufenen Anstiegs, der genau mit dem Einsatz der Protonen zusammenfällt. Der Korrekturfaktor a ergibt sich, wenn sein Wert solange variiert wird, bis sich der Abfall der E08-Anisotropie möglichst stetig fortsetzt und der zweite durch Kontamination bedingte Anstieg nicht mehr erscheint. Er gelte für alle Sektoren und wurde bestimmt zu

$$a = 3.7.$$

3.2.3 Spektralabhängige Korrektur – das „Fitverfahren“

Eine einzige, für alle Zeiten gültige Zahl berücksichtigt keine möglichen Abhängigkeiten dieser von den vielparametrischen Bedingungen im interplanetaren Raum. Tatsächlich ergab die Anwendung des SFA-Verfahrens gemäß WOLFRAM [Wol89, S. 40] eine Überkorrektur, da die Anisotropie der korrigierten Intensität des E08-Kanals nach Einsatz des Teilchenflusses mit ansteigender Anisotropie eine schwach ausgeprägte, unwahrscheinliche Richtungsumkehr der Teilchenströmung zeigte.

In einem neuen Ansatz sollte daher die Steilheit des Protonenspektrums einbezogen werden. Diese beeinflusst sicherlich die Größe des Überkoppelns aus dem P13-Kanal, da P13-Protonen unterschiedlicher Energie nicht alle gleich hoch am Übersprechen beteiligt sein dürfen. Außerdem ist das Energiefenster mit ca. 14 MeV sehr breit, so daß die diversen Spektren wohl nicht durch einen einzelnen, festen Anteil des Protonenkanals P13 berücksichtigt werden können. WOLFRAM erwartete daher generell, daß der Korrekturfaktor a vom Spektrum

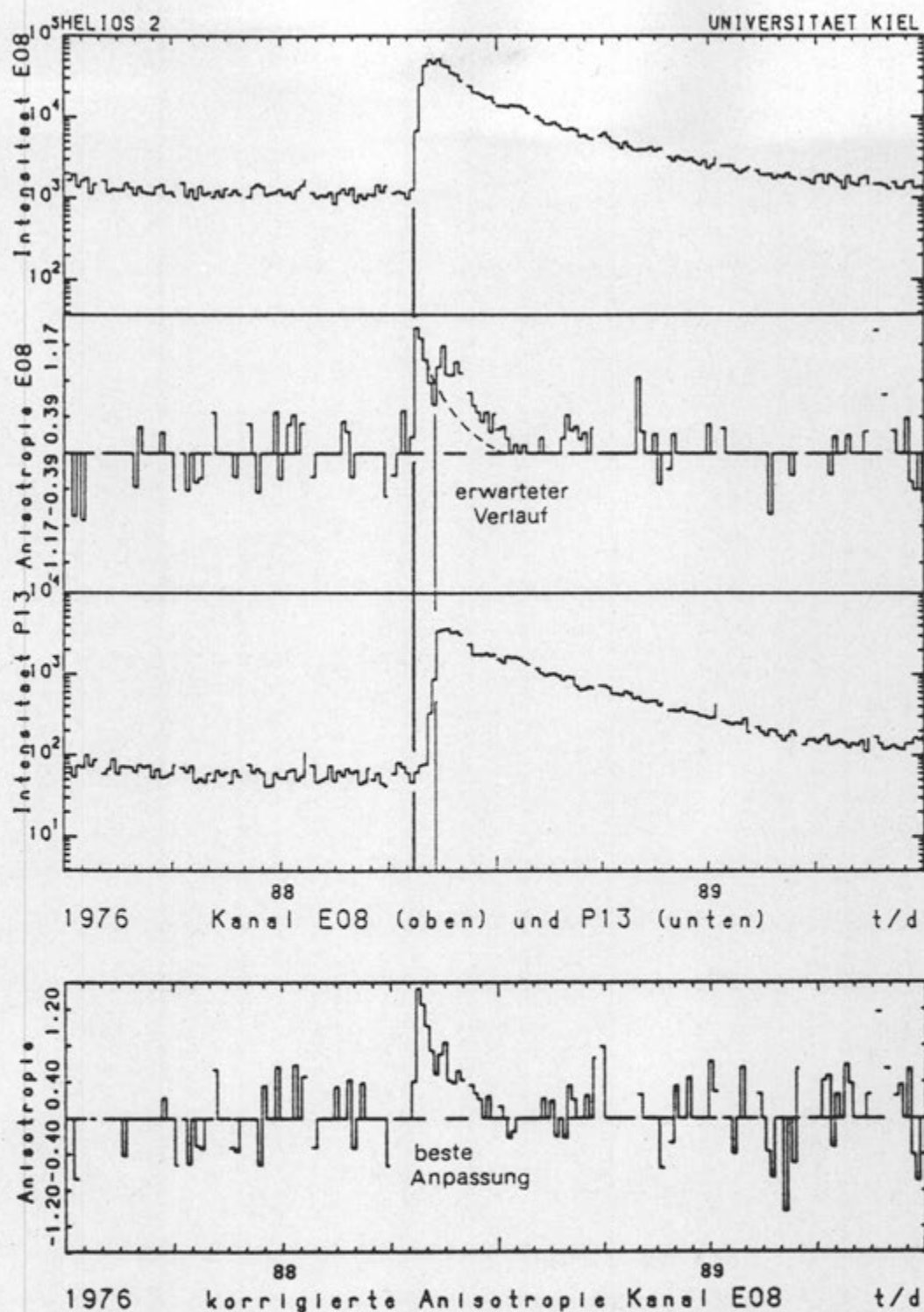


Abbildung 3.2: Diese Abbildung ist der Arbeit von [Wol89] entnommen und zeigt von oben die gemessene Intensität E08, deren Anisotropie und die Intensität P13 des solaren Ereignisses vom DOY 88, 1976, auf HELIOS 2. Sehr gut zu erkennen ist die zeitliche Korrelation zwischen dem Protoneneinsatz und einem zweiten Anstieg der Elektronenanisotropie. Wird ein stetiger Abfall der Anisotropie angenommen, so ergibt sich als beste Anpassung der Faktor $a = 3.7$, mit dem jede einzelne Sektorintensität korrigiert und daraus eine neue omnidirektionale Intensität berechnet wurde.

abhängt und die alleinige Korrektur mit der P13-Intensität unzureichende Ergebnisse liefert, und machte folgenden erweiterten Ansatz:

$$I_{E08}^K = I_{E08}^M - a_1 I_{P4}^K - a_2 I_{P13}^K - a_3 I_{P27}^K. \quad (3.2)$$

Da der Kanal P4 besonders zu Beginn solarer Ereignisse stark durch Elektronen kontaminiert ist, wird ihm ein Korrekturfaktor k_P zugeordnet, der sich im Prinzip wie der Korrekturfaktor des Kanals E08 bestimmt. Die Kanäle P13 und P27 seien in erster Näherung wieder als unbeeinflusst durch Elektronen angenommen:

$$I_{E08}^K \approx I_{E08}^M - a_1 k_P I_{P4}^M - a_2 I_{P13}^M - a_3 I_{P27}^M.$$

Wie lassen sich nun die Korrekturfaktoren a_i berechnen? In Zeiten guter Datenübertragung ist die korrigierte Intensität I_{E08}^K mit Pulshöhenmatrizen bestimmbar. Mit Hilfe der Gleichung (3.1) ergibt sich für den korrigierten E08-Kanal:

$$(1 - k_E) I_{E08}^M = a_1 k_P I_{P4}^M + a_2 I_{P13}^M + a_3 I_{P27}^M.$$

Ist ein Datensatz mit verschiedenen, linear unabhängigen Werten für den Korrekturfaktor und die Intensitäten $k_E, I_{E08}^M, k_P, I_{P4}^M, I_{P13}^M, I_{P27}^M$ zu unterschiedlichen Zeiten vorhanden, ermittelt eine χ^2 -Minimierung (Least-Square-Fit), gewichtet mit den Fehlern der gemessenen Intensitäten und dem Fehler des Faktors k_E aus Gleichung (3.1), die Parameter a_i . Da der Fit linear in den zu bestimmenden Parametern ist, existiert nur ein Minimum der χ^2 -Funktion, und alle Startwerte der a_i führen zu eindeutigen Endwerten (a_1, a_2, a_3).

Zusammenfassung

Sowohl die stetig fortgesetzte Anisotropie als auch das Fitverfahren müssen kalibriert werden. Der Faktor a_2 des SFA-Verfahrens wird aus einer ideal verlaufenden Anisotropie, die Faktoren a_i des Fitverfahrens aus Pulshöhendaten und zugehörigen Intensitäten in Zeiten hoher Telemetrikapazitäten durch Anpassung gewonnen. Beide Verfahren scheitern an erfolglosen Ansätzen. Zwar bietet das SFA-Verfahren mit dem Ergebnis

$$I_{E08}^K = I_{E08}^M - a_2 I_{P13}^M \quad a_2 = 3 \pm 1$$

für weite Bereiche befriedigende Korrekturen, es kann jedoch zu Über- und Unterkorrekturen kommen. Die Größe des Fehlers läßt Werte zwischen zwei und vier für a_2 zu, so daß mögliche Abhängigkeiten verdeckt werden. Auch Wolfram [Wol89, S. 113] betrachtet das Fitverfahren als gescheitert. Das beruht darauf, daß die Abhängigkeit der korrigierten Intensität I_{E08}^K vom Protonenspektrum nicht durch Gleichung (3.2) gegeben ist.

In Kenntnis dieser gescheiterten Verfahren soll in dieser Arbeit eine Korrektur entwickelt werden, die nicht nur anhand von Inflight-Daten – den in Zeiten guter Telemetrikapazitäten übermittelten Pulshöhenmatrizen – kalibriert wird, sondern eventuelle Abhängigkeiten vom Teilchenspektrum richtig einbezieht. Danach kann die Korrektur auf solare Ereignisse in Zeiten schlechter Telemetrikapazitäten ausgedehnt werden.

3.3 Korrektur und Simulation

3.3.1 Was ist eine Simulation?

Um die Meßdaten eines Experiments interpretieren zu können, sind neben den theoretischen Grundlagen Eichmessungen notwendig, die für verschiedene Teilchenarten und -energien Aufschluß über das reale Verhalten des Instruments liefern sollen. Solche Eichmessungen können jedoch nur einen kleinen Ausschnitt möglicher Bedingungen erfassen, denen das Experiment ausgesetzt wird. Beispielsweise wurden die HELIOS-Detektorteleskope mit Strahlen aus Teilchenbeschleunigern geeicht, die gebündelt aus einer Richtung einfielen und nicht auf das Instrumentenverhalten bei isotrop einfallender Strahlung schließen lassen. Deshalb kann, um mehr Bedingungen, denen das Experiment unterworfen ist, zu erfassen, ein mathematisches Modell des Instruments herangezogen und als Rechnersimulation realisiert werden. Nach BRONSTEIN und SEMENDJAJEW [BS84, S. 201] ist eine „Simulation ein Verfahren zur Durchführung von Experimenten auf einem Digitalrechner unter Benutzung mathematischer Modelle mit dem Ziel, Aussagen über das Verhalten des realen Systems zu gewinnen“. Zunächst fließen die realen Abmessungen in die Simulation ein, die wiederum neue Interpretationen der Daten ermöglicht. In einem iterativen Prozeß wird daraus die Simulation verbessert, diese noch einmal mit den Daten verglichen, dann noch einmal die Simulation verbessert usw.–solange bis Simulation und Meßdaten konsistent sind.

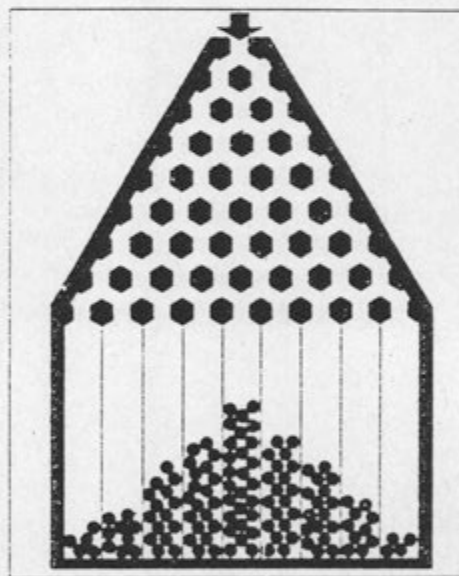


Abbildung 3.3: GALTON-Brett [Mey87]

Die Monte-Carlo-Methode.

Wechselwirkungen von Teilchen mit Materie sind statistische Vorgänge. Für ein Teilchen, das in ein Instrument eindringt, sind somit seine Bahn und die Wechselwirkungen, die es eingeht, nicht vorherzusagen. Solche die Zufälligkeiten der Reaktionen einbeziehenden Verfahren nutzen die Monte-Carlo-Methode. Um deren Prinzip zu erläutern, sei ein GALTON-Brett, wie

in Abbildung (3.3) dargestellt, betrachtet. Fällt eine Kugel durch die Röhre auf den ersten Nagel, so wird sie mit der Wahrscheinlichkeit p nach rechts und mit $q = 1 - p$ nach links abgelenkt. Danach trifft sie auf einen Nagel der folgenden Reihe und wird dort wieder abgelenkt. Dies wiederholt sich solange, bis die Kugel in einen der unteren Auffangkästen fällt. Für eine große Anzahl von Kugeln sind diese in den Kästen binomialverteilt. Eine Simulation dieses Beispiels mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode ist wie folgt realisierbar:

1. Auf dem Intervall $(0,1)$ werde eine gleichverteilte Zufallszahl R ausgespielt.
2. Gilt $R \leq p$, so wird die Kugel nach rechts abgelenkt, andernfalls nach links.

Nach Durchquerung aller Nagelreihen ergibt sich das Kästchen, in welches das Teilchen fällt, aus der Differenz der Rechts- und Linksablenkungen.

Wird diese Vorgehensweise auf Teilchen übertragen, die eine Materieschicht durchqueren und nur auf eine Weise mit den Targetatomen wechselwirken können, so entspricht jede Kugel einem einfallenden Teilchen und jeder Nagel einem Targetatom. Da jedes einzelne Teilchen zufällig einfällt, sind

1. die Strecke x , die es zurücklegt, ohne eine Wechselwirkung in der Materie zu erleiden, und
2. die eintretende Wechselwirkung des Teilchens mit Materie

nicht vorhersagbar.

Ein Simulationsprogramm setzt dies wie folgt um:

1. Mit Hilfe einer Zufallszahl wird die Strecke x ausgespielt, innerhalb derer das Teilchen einer Reaktion unterliegt.
2. Durch Zufallszahlen wird ebenso die Kinematik des Teilchens nach Ausführen der Wechselwirkung generiert.

Welche Probleme bestehen, solche Simulationsprogramme zu entwerfen und anzuwenden, soll an dieser Stelle nicht interessieren und es sei deshalb auf die Literatur hierzu verwiesen¹. Es ist wichtig festzuhalten, daß eine Simulation die Möglichkeit bietet, durch die relativ einfache Änderung von Parametern eines Rechnerprogrammes eine Vielzahl von Situationen nachzurechnen und mit Inflight-Daten zu vergleichen, auch wenn das Instrument selbst nicht mehr z.B. für nachträgliche Eichmessungen zur Verfügung steht.

3.3.2 Aus der Simulation bestimmte Responsefunktionen

Für das Experiment E6 an Bord der HELIOS-Sonden wurde eine Monte-Carlo-Simulation für Elektronen von BÖHM (*private Mitteilung*) sowie für Protonen von HEBER ([Heb89] und [Heb91]) durchgeführt. Eine große Anzahl Teilchen wurde aus vorgegebenen Raumbereichen

¹siehe z. B.

Monte-Carlo allgemein : James [Jam80]

Monte-Carlo beim

Experiment E6 : Heber [Heb89] und [Heb91]

Reale Responsefunktionen

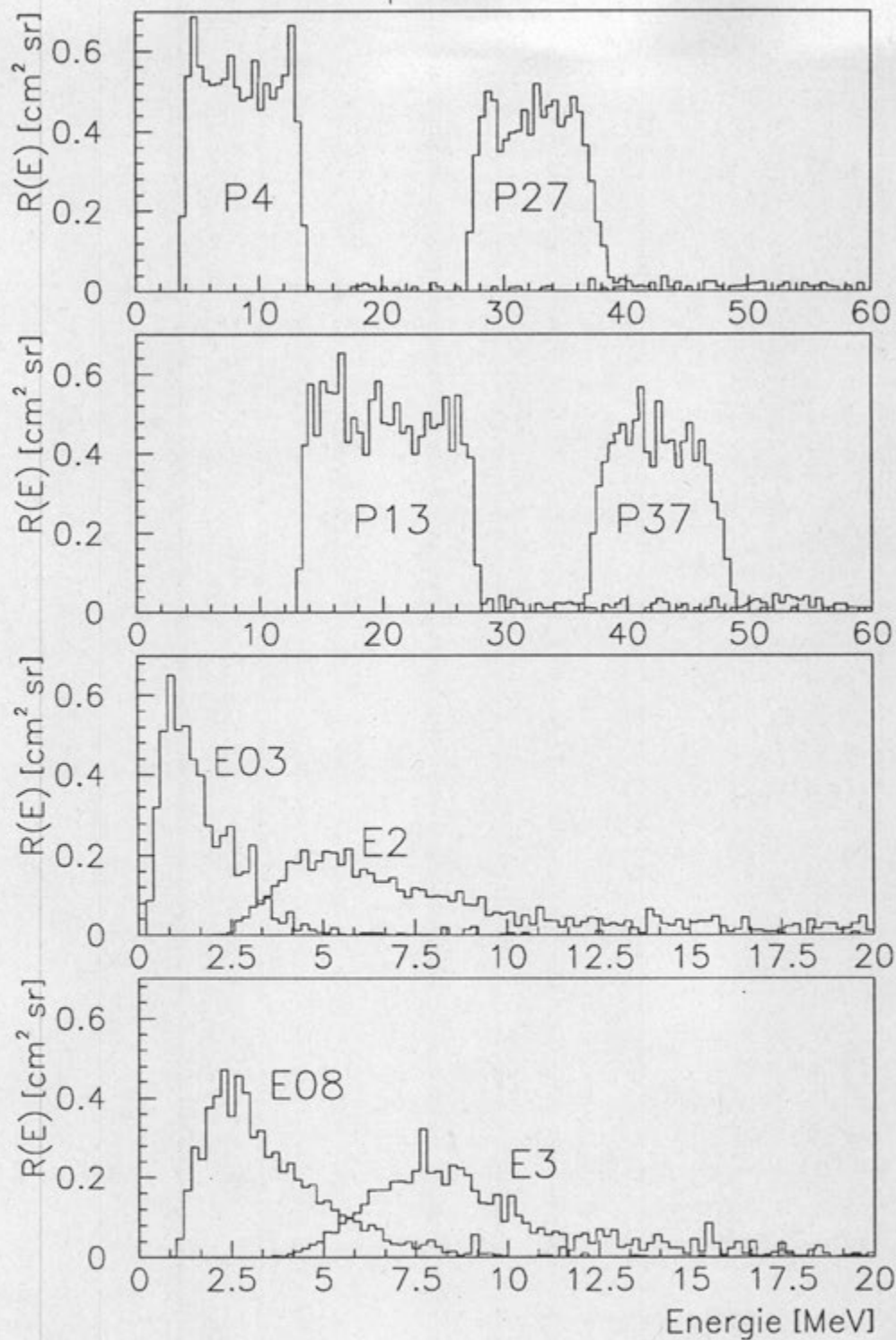


Abbildung 3.4: Hier sind die aus der Simulation gewonnenen Responsefunktionen für Protonen (1. und 2. Bild) und Elektronen (3. und 4. Bild) dargestellt [BDH91].

und mit bekannten Energien in die Apparatur eingeschossen und auf ihrem Weg hindurch registriert, so daß am Ende die Reaktion auf einfallende Teilchen numerisch zu erfassen ist. Ein wichtiges Ergebnis der Simulation, Responsefunktionen für Protonen und Elektronen, die das Instrumentverhalten besser (realistischer) beschreiben, sind in Abbildung (3.4) graphisch dargestellt. Diese Responsefunktionen werden im folgenden als real bezeichnet. Werden sie mit den bisher vorausgesetzten, idealen Kastenfunktionen aus Abschnitt 2.3.3 verglichen, so fällt zunächst die näherungsweise Gültigkeit des theoretischen Modells für die Protonen auf. Deren reale Responsefunktionen sind noch als ideale Kastenfunktionen aufzufassen, nur reicht der Kanal P37 offensichtlich nicht bis zu den bisher angenommenen 51 MeV (vgl. Tabelle 2.2).

Die realen Responsefunktionen der Elektronen dagegen weichen stark von den Kastenfunktionen ab. Zum einen überlappen sie einander sehr stark, weil aufgrund der Vielfachstreuung eine Materieschicht bestimmter Dicke stark um einen Mittelwert streuende Einfallsennergien abbremst und deshalb ein Elektron im Grenzbereich sowohl im unteren als auch im oberen Kanal registriert werden kann. Zum anderen sind die Energiebereiche zu höheren Energien hin verschoben (vgl. ebenfalls Tabelle 2.2). Reicht der Kanal nominell von 0.3 bis 0.8 MeV, so besitzt die Responsefunktion hier Ausläufer bis 3 MeV. Der Kanal E08 reicht statt bisher nominell bis 2 MeV nun real bis 6 MeV. Analog reicht der Kanal E2 bis 10 MeV (bisher 3 MeV) und der Kanal E3 bis 12 MeV (bisher 4 MeV). Diese verschobenen und verbreiterten Energiebereiche sind ebenfalls durch Vielfachstreuung zu erklären, da die Elektronen einen sehr viel weiteren Weg im Instrument zurücklegen und dementsprechend insgesamt mehr Energie verlieren können als bisher angenommen.

3.3.3 Aus den simulierten Responsefunktionen bestimmte Responsekoeffizienten

In den Abschnitten 2.3.5 und 2.3.6 wurde der Fall in Form numerischer Treppenfunktionen gegebener Responsefunktionen betrachtet. Linear genähert ergibt sich dann ein Wert für einen realen Responsekoeffizienten $\bar{R}_{real}$ als Summe in Gleichung (2.31) zu

$$C_{koinz} = \bar{I} \sum_{i=1}^{n-1} R_i(E_{i+1} - E_i) = \bar{I} \bar{R}_{real}.$$

$[E_1, E_2]$ ist das Intervall niedrigster Energie, für die die Responsefunktion einer Teilchensorte simuliert wurde, und $[E_{n-1}, E_n]$ entsprechend das Intervall höchster Energie. Die Breite dieser einzelnen Intervalle definiert die Energieauflösung der Simulationsrechnungen. Z.B. liegt für Protonen P4 die reale, simulierte Responsefunktion zwischen 4 MeV und 13 MeV, was sehr gut mit dem idealen, nominellen Bereich übereinstimmt, und für Elektronen E03 zwischen 0.2 und 3 MeV, was dagegen sehr von dem idealen Bereich von 0.3 bis 0.8 MeV abweicht.

Um die mit der obigen Formel berechneten Werte für $\bar{R}_{real}$ mit den idealen Geometriefaktoren vergleichen zu können, müssen diese Geometriefaktoren mit den Breiten der idealen, durch die Kastenfunktionen bestimmten Energieintervallen multipliziert werden. Dieses Produkt heißt auch inverser Konversionsfaktor. Die Simulation liefert keine getrennten Werte für Geometriefaktoren und Breite der Intervalle, da der Begriff der Intervalle bei den einander überlappenden realen Responsefunktionen seine Gültigkeit verloren hat. Stattdessen ergibt sich ein integraler Wert über den durch die Responsefunktion abgedeckten Bereich, der im weiteren als Responsekoeffizient bezeichnet werden soll. In der Tabelle (3.1) befindet sich

eine Gegenüberstellung der nominellen, inversen Konversionsfaktoren und der simulierten Responsekoeffizienten der in dieser Arbeit betrachteten Protonen- und Elektronenkannäle. Wie schon aus der Form der realen Responsefunktionen zu erwarten war, unterscheiden sich ideale Konversionsfaktoren und reale Responsekoeffizienten bei Protonen nur wenig, mit Ausnahme des verkürzten P37, bei Elektronen jedoch stark, z.T. um den Faktor 4, wie bei $R_{E03}^{E03!}$

	inverser Konversionsfaktor		Responsekoeffizient (HELIOS 1 und 2)
	HELIOS 1	HELIOS 2	
R_{E03}^{E03}	0.245	0.23	1.1
R_{E08}^{E08}	0.588	0.513	1.35
R_{E2}^{E2}	0.49	0.46	1.19
R_{E3}^{E3}	0.49	0.46	1.21
R_{P4}^{P4}	4.32	3.87	5.4
R_{P13}^{P13}	6.72	6.321	7.28
R_{P27}^{P27}	4.704	4.257	4.75
R_{P37}^{P37}	6.768	5.891	4.84

Tabelle 3.1: Hier sind die aus geometrischen Überlegungen resultierenden, nominellen Konversionsfaktoren und die aus Simulationen gewonnenen, realen Responsekoeffizienten für HELIOS 1 und 2 gegenübergestellt. Elektronen: BÖHM *private Mitteilung*; Protonen: HEBER [Heb91]

3.4 Übersprechen und Simulation

3.4.1 Wodurch werden Teilchen falsch identifiziert?

Im Rahmen dieser Arbeit muß die Frage genauer lauten: Wie täuschen Protonen Elektronen und umgekehrt Elektronen Protonen vor? Um sie beantworten zu können, soll an die elektronische Trennung der Elektronen von den Protonen erinnert werden. Bei gleicher Reichweite im Detektorstapel unterscheiden sie sich einzig durch ihr Verhalten im ersten Detektor, wo relativistische und deshalb minimalionisierende Elektronen einen Energieverlust unterhalb, langsame Protonen aber immer einen deutlich oberhalb einer gesetzten Schwelle erleiden sollen. Wie in Abbildung (3.5) nicht maßstabsgerecht skizziert wird, hat die aktive Fläche von HLD1 mit 5.70mm einen geringfügig kleineren Radius als die des HLD2 mit 5.97mm. Die aktive Fläche des HLD3 ist mit einem Radius von 19.95mm am größten. Als aktive Fläche ist hierbei ein Bereich frei von Halterungen und Kleber, der die Detektoren in den Halterungen fixiert, definiert. Tatsächlich besitzen die Detektoren aber eine kleine Effektivität, Ladungen auch im Randbereich (schraffierte Fläche), d.h. im Bereich des Klebers oder der

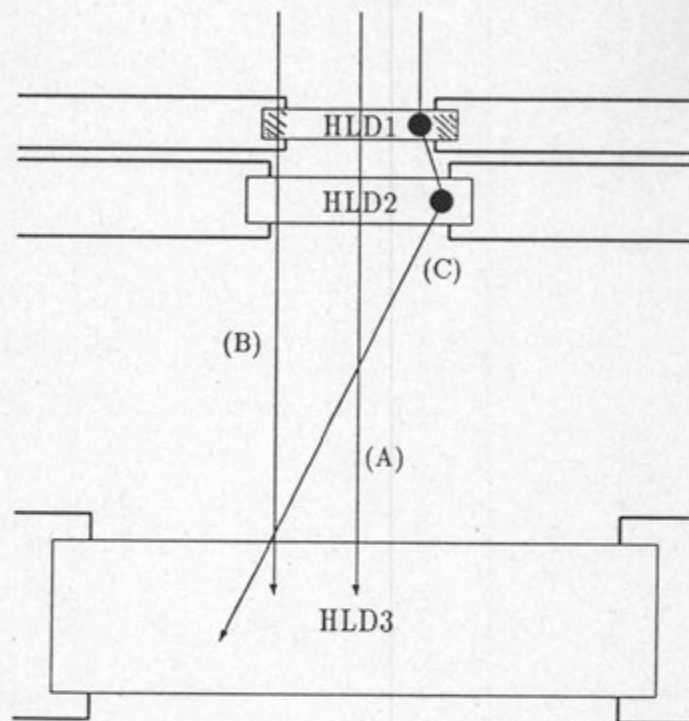


Abbildung 3.5: Hier sind die ersten drei Halbleiterdetektoren HLD1 bis HLD3 des HELIOS-Sensors mit ihren Halterungen in einer nicht maßstabgerechten Zeichnung dargestellt. Die schraffierten Flächen markieren Bereiche des Detektors, in denen er unerwartet eine geringe Ladungssammlungseffektivität besitzt. Teilchenbahn (A) ist ein Proton, das auch als solches registriert wird. Bahn (B) ist ein Proton, das den Rand von HLD1 durchdringt. Dort erzeugte Ladungen werden jedoch nicht vollständig gesammelt, so daß dieses Proton ein Elektron vortäuscht. Bahn (C) ist die Bahn eines Elektrons, die Kreise symbolisieren Vielfachstreuung. Wichtig ist wiederum HLD1. Wenn das Elektron dort einen Energieverlust oberhalb der gesetzten Schwelle von 150 keV erleidet, wird es als Proton registriert.

Halterungen, sammeln zu können. Deshalb sind Teilchenbahnen durch diesen Randbereich oder sogar durch die Halterungen des Detektors möglich (Bahn B), die zu einem ähnlichen Energieverlust wie reguläre Durchgänge (Bahn A) führen, von dem aber nur ein Bruchteil oder gar nichts registriert wird, und so kann ein Proton ein Elektron vortäuschen.

Bei Elektronen liegen die Verhältnisse schwieriger und sind noch nicht restlos geklärt. Der wesentliche Effekt ist, daß durch Vielfachstreuung (symbolisiert durch die Kreise) in HLD1 die Elektronen auf deutlich verlängerte Bahnen (C) abgelenkt werden, dort einen Energieverlust oberhalb der Schwelle von 150 keV erleiden und deshalb ein Proton vortäuschen. Insgesamt legen Elektronen im Teilchenteleskop einen sehr viel weiteren Weg zurück, als bisher angenommen wurde, so daß daraus ein deutlich höherer Gesamtenergieverlust resultiert.

Festzuhalten bleibt, daß das Übersprechen im ersten Detektor HLD1 entschieden wird. Daher sei angenommen, daß Protonen nur in Elektronenkanäle ähnlicher Koinzidenzbedingung übersprechen und umgekehrt. Deshalb wird der Begriff der „korrespondierenden Kanäle“ eingeführt. Sie bilden Proton-Elektronenkanalpaare, die sich einzig in ihrer Koinzidenzbedingung für HLD1 unterscheiden (siehe Tabelle 3.2). Für eine Korrektur stehen jedoch nur die Paare E08-P13 und E2-P27 zur Verfügung, da bei diesen Paaren alle vier Koinzidenztypen Pulshöhenmatrizen besitzen. Das Paar E03-P4 steht für eine Korrektur korrespondierender Kanäle nicht ohne weiteres zur Verfügung, da für E03 keine Matrizen existieren, das Paar E3-P37 ebenfalls nicht, weil die Koinzidenztypen E3 und P37 bei HELIOS 1 eine gemeinsame Matrix besitzen, so daß echte und falsche Teilchen nicht getrennt werden können. Nur bei HELIOS 2 wird der P37 ohne E3 pulshöhenanalysiert.

Kanalpaar	Koinzidenzbedingung für	
	Elektronen	Protonen
E03-P4	$\bar{1}\bar{2}\bar{3}\bar{A}$	$1\bar{2}\bar{3}\bar{A}$
E08-P13	$\bar{1}\bar{2}\bar{3}\bar{4}\bar{A}$	$1\bar{2}\bar{3}\bar{4}\bar{A}$
E2-P27	$\bar{1}\bar{2}\bar{3}\bar{4}\bar{5}\bar{A}$	$1\bar{2}\bar{3}\bar{4}\bar{5}\bar{A}$
E3-P37	$\bar{1}\bar{2}\bar{3}\bar{4}\bar{5}\bar{C}\bar{A}$	$1\bar{2}\bar{3}\bar{4}\bar{5}\bar{C}\bar{A}$

Tabelle 3.2: Die Paare der korrespondierenden Kanäle unterscheiden sich einzig in der Koinzidenzbedingung für Halbleiterdetektor 1! Zur Erklärung der Symbole $\bar{D}$ und $\underline{D}$ siehe Tabelle (2.2).

3.4.2 Simulation und korrespondierende Kanäle

Die von HEBER [Heb91] durchgeführte Simulation ergab neben den Responsefunktionen für Protonen in Protonenkanäle außerdem die Responsefunktionen für Protonen in die korrespondierenden Elektronenkanäle. Für die vier Paare E03-P4, E08-P13, E2-P27 und E3-P37 soll die Simulation die Idee von den korrespondierenden Kanälen verifizieren helfen.

Zunächst werden für die Paare E08-P13 und E2-P27 die Responsefunktionen $R_{P27}^{P27}(E)$, $R_{E2}^{P27}(E)$, $R_{P13}^{P13}(E)$ und $R_{E08}^{P13}(E)$ in den Abbildungen (3.6).A, B, C und D betrachtet. Ganz

offensichtlich werden die Protonen aus dem Energiebereich des Kanals P27 im korrespondierenden Kanal E2 registriert, da $R_{P27}^{P27}(E)$ und $R_{E2}^{P27}(E)$ einen nahezu identischen Energiebereich abdecken. Im Kanal E08 stammen die registrierten Protonen teilweise nicht aus dem korrespondierenden Kanal P13, da $R_{E08}^{P13}(E)$ gegenüber $R_{P13}^{P13}(E)$ zu höheren Energien hin verschoben ist.

Für die beiden verbleibenden Paare E3-P37 und E03-P4 werden die Responsefunktionen $R_{P4}^{P4}(E)$, $R_{E03}^{P4}(E)$, $R_{P37}^{P37}(E)$ und $R_{E3}^{P37}(E)$ in den Abbildungen (3.7).A, B, C und D betrachtet. Für das Paar E3-P37 gilt, daß die Responsefunktionen $R_{P37}^{P37}(E)$ und $R_{E3}^{P37}(E)$ nahezu nicht gegeneinander verschoben sind und somit, wie bei den Kanälen E2-P27, die richtig registrierten Teilchen und die übersprechenden aus dem gleichen Energiebereich stammen. Im Kanal E03 stammt jedoch ein erheblicher Teil der übersprechenden Protonen aus dem höheren Energiebereich des Kanals P13, so daß hier der Ansatz zur Korrektur korrespondierender Kanäle nicht zu verwenden ist!

In Abschnitt 4.2.1 wird für die lineare Korrektur vorausgesetzt, daß die Responsefunktionen übersprechender Teilchen und richtig registrierter zueinander proportional sind. Das bedeutet erstens, daß sie von der gleichen Form sind, und zweitens, daß sie nicht gegeneinander zu anderen Energien hin verschoben sind. Dies ist für die Responsefunktionen richtig registrierter und übersprechender Teilchen in den Kanälen P27 und P37 der Fall. Verschiedene Spektren beeinflussen beide Responsefunktionen in gleicher Weise, so daß der relative Anteil übersprechender Teilchen konstant bleibt.

Im Kanal P13 liegen die Verhältnisse jedoch anders: $R_{E08}^{P13}(E)$, die Responsefunktion für Protonen in den Kanal E08, ist sowohl in der Form verschieden von $R_{P13}^{P13}(E)$, der Responsefunktion für Protonen in den Kanal P13, als auch gegen diese verschoben (vgl. Abbildung 3.6). Schon die unterschiedliche Form allein – $R_{P13}^{P13}(E)$ fällt zu höheren Energien hin ab, $R_{E08}^{P13}(E)$ steigt zu höheren Energien hin an – führt zu einer unterschiedlichen Wichtung durch die Steilheit des Spektrums und damit zu einem spektralabhängigen Anteil übersprechender Teilchen. Verstärkt wird diese Abhängigkeit noch durch die zu höheren Energien hin verschobene Responsefunktion $R_{E08}^{P13}(E)$. Noch stärker spektralabhängig ist, aus den gleichen Gründen wie im Kanal P13, das Übersprechen aus dem Kanal P4 in den Kanal E03.

Es ergibt sich zusammenfassend, daß die Idee von den korrespondierenden Kanälen durch die realen Responsefunktionen für die Paare E08-P13, E2-P27 und E3-P37 bestätigt wird, für das Paar E03-P4 jedoch nicht. Das Übersprechen ist nur für Protonen P37 in den Kanal E3 sowie für Protonen P27 in den Kanal E2 spektralunabhängig. Das Übersprechen von Protonen P13 in den Kanal E08 und erst recht das von Protonen P4 und P13 in den Kanal E03 kann hingegen nur in einer ersten Näherung spektralunabhängig angenommen werden.

Reale Responsefunktionen

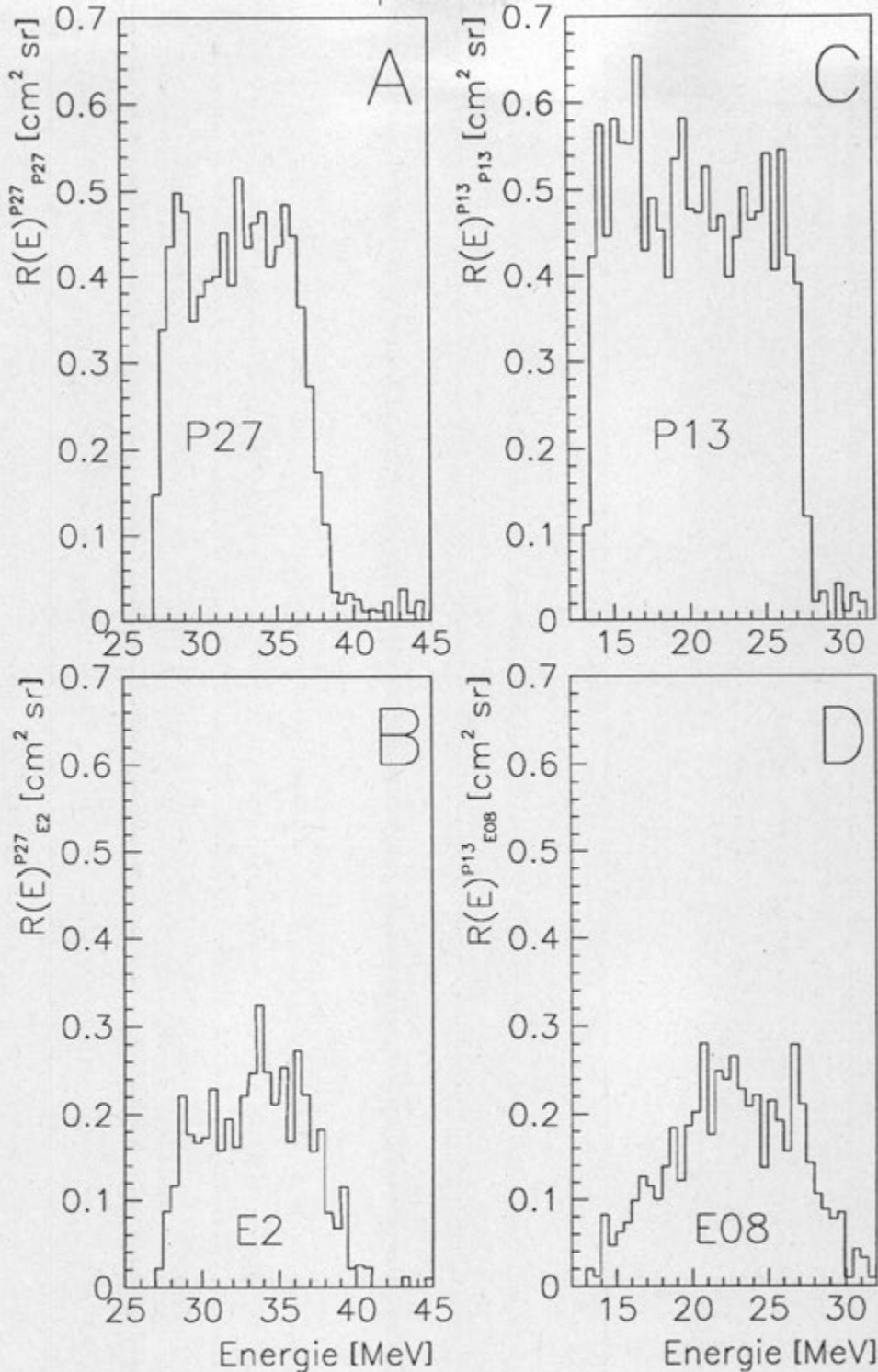


Abbildung 3.6: A: $R_{P27}^{P27}(E)$; B: $R_{E2}^{P27}(E)$; C: $R_{P13}^{P13}(E)$; D: $R_{E08}^{P13}(E)$ [BDH91]. Da (C) und (D) sowohl in der Form verschieden als auch gegeneinander verschoben sind, ist der relative Anteil übersprechender Teilchen spektralabhängig. Die in den Kanal E08 überkoppelnden Protonen stammen nur zu einem kleinen Teil nicht aus dem Kanal P13 sondern von höheren Energien, so daß die Idee von den korrespondierenden Kanälen für das Paar E08–P13 bestätigt wird.

Reale Responsefunktionen

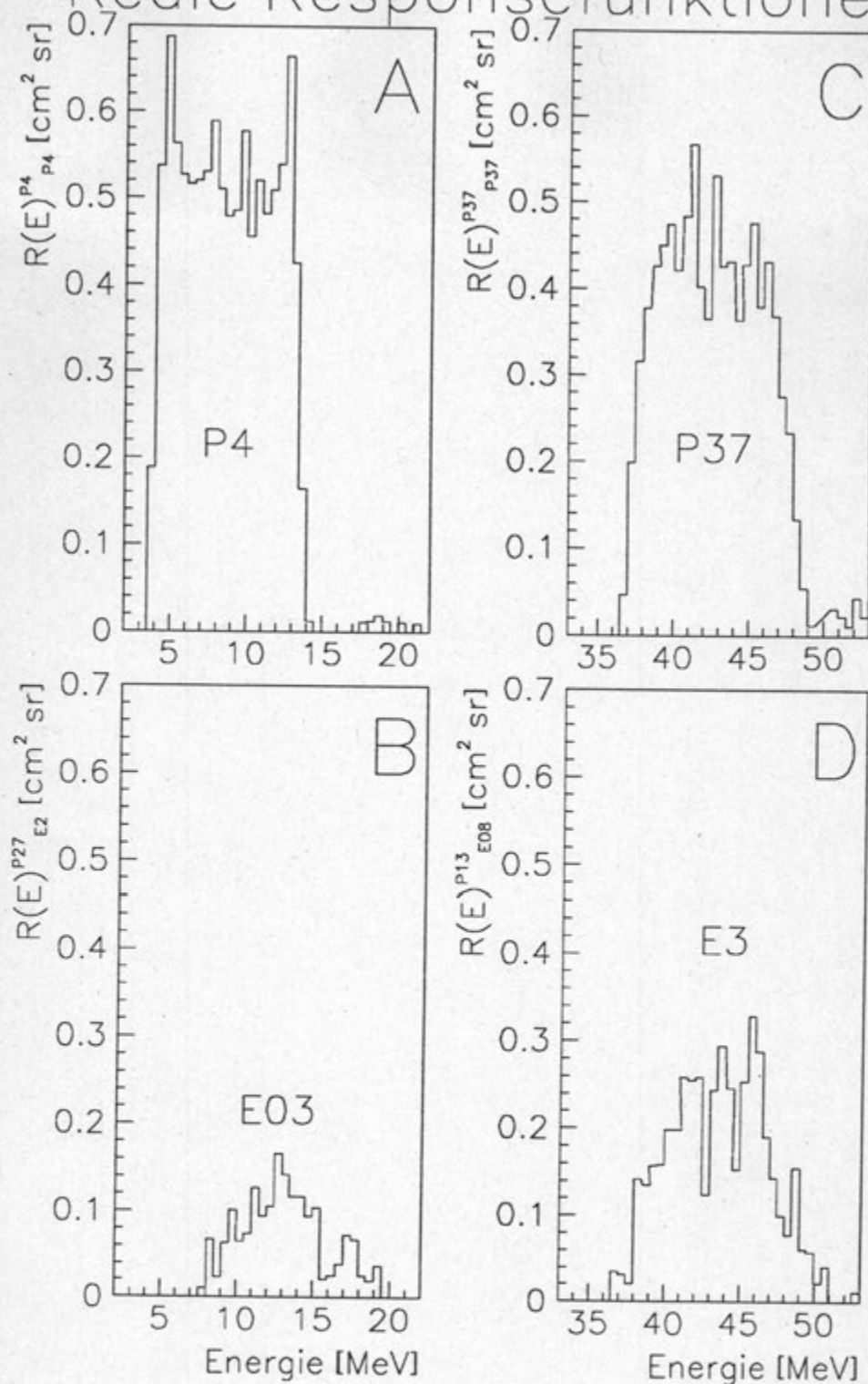


Abbildung 3.7: A: $R_{P4}^{P4}(E)$; B: $R_{E03}^{P4}(E)$; C: $R_{P37}^{P37}(E)$; D: $R_{E3}^{P37}(E)$ [BDH91]. Da (A) und (B) sowohl in der Form verschieden als auch sehr deutlich gegeneinander verschoben sind, ist der relative Anteil übersprechender Teilchen spektralabhängig. Die in den Kanal E03 überkoppelnden Protonen stammen nicht aus dem Kanal P4, sondern eher aus dem Kanal P13. Für das Paar E3-P37 wird die Idee von den korrespondierenden Kanälen bestätigt.

Kapitel 4

Lineare Korrektur

4.1 Zusammenfassung der gegebenen Voraussetzungen

Bevor in den nächsten Abschnitten ein neues Korrekturverfahren entwickelt und angewendet wird, soll an dieser Stelle die Bedeutung des bisher Vorgestellten aufgezeigt werden.

In Kapitel 1 wird die Zielsetzung der HELIOS-Mission beschrieben. Sie sollte energetische Strahlung unter den drei Grundaspekten der Quellen der Strahlung, der Beschleunigung der Strahlung und ihrer Ausbreitung zwischen Quelle und Beobachter untersuchen.

In Abschnitt 2.1 wird das Verhalten geladener Teilchen in Materie beschrieben, das durch die BETHE-BLOCH-Gleichung gegeben ist, aus der sich das Meßprinzip des Detektorteleskops, die dE/dx - E -Methode, herleitet. Abschnitt 2.2 dient der Erläuterung des Experiments E6 und seiner Datenverarbeitung. Die Umsetzung der theoretischen Vorgaben wird im konkreten Instrumentaufbau aufgezeigt. Als Meßdaten ergeben sich die Zählrate, eine grobe Information, die nur die Teilchen an sich, getrennt nach Energiebereich und Sorte, zählt, und die Pulshöhenmatrizen, die viel Information über ein Teilchen liefert. Der folgende Abschnitt 2.3 befaßt sich dann mit der Umwandlung der gemessenen Größe (Zählrate) in die physikalische Größe (Intensität). Zuerst unter idealen Voraussetzungen für die Responsefunktion (Kastenfunktion) des Detektorteleskops und einer Modellvorstellung der physikalischen Größe (die Intensität genügt einem Potenzgesetz bezüglich der Energie), danach unter den realen Voraussetzungen einer numerisch gegebenen Responsefunktion in Form einer Treppenfunktion.

In Kapitel 3.2 werden bisherige Verfahren, hauptsächlich die von WOLFRAM [Wol89], behandelt. Aus den von ihm verwendeten Pulshöhenmatrizen ist zu ersehen, daß es zu gegenseitigem Übersprechen zwischen Protonen und Elektronen kommt. Durch ein von WOLFRAM eingeführtes Kriterium können die Anteile richtiger und übersprechender Teilchen in den Pulshöhenmatrizen getrennt werden, um damit von Kontamination befreite Intensitäten zu erhalten. Diese Kontamination ist ja bei der physikalischen Interpretation von – für Protonen und Elektronen unterschiedlichen – Intensitätszeitprofilen infolge solarer Flares sehr hinderlich. WOLFRAM verwendete ebenfalls als modellhaft angenommene Anisotropieverläufe, um Intensitätsverläufe zu korrigieren. Beide Verfahren scheiterten zum einen an unzureichender Telemetrikapazität, so daß jeweils nur lokal für ein solares Ereignis der Kanal E08 von den Auswirkungen des Übersprechens bereinigt werden konnte, zum anderen an falschen Ansätzen. Erst in Abschnitt 3.3 eröffnen sich durch die Simulation des Detektor-

verhaltens neue Ansatzmöglichkeiten. Es wird beschrieben, was eine Simulation ist und wie eines ihrer wichtigsten Ergebnisse lautet, die verbesserten und in dieser Arbeit als real bezeichneten Responsefunktionen für Protonen und Elektronen. Aus ihnen ergeben sich reale Responsekoeffizienten und Erkenntnisse über das Verhalten von Teilchen auf ihren Bahnen im Instrument, insbesondere die Erkenntnis, daß der Ansatz der korrespondierenden Kanäle für die Paare E03-P13, E2-P27 und E3-P37 gerechtfertigt ist, für das Paar E03-P4 jedoch nicht. Die Responsefunktionen rechtfertigen ebenfalls den linearen Ansatz, für den spektral-unabhängiges Übersprechen vorausgesetzt wird, in den Kanälen P27 und P37, aber nicht im Kanal P13. Die im folgenden als linear bezeichnete Korrektur ist daher als erster Schritt zu einer womöglich umfassenderen Korrektur anzusehen.

4.2 Ausarbeitung des linearen Korrekturverfahrens

4.2.1 Ansatz zur linearen Korrektur „korrespondierender Kanäle“

In diesem Abschnitt wird ein Ansatz zur Korrektur korrespondierender Kanäle gemacht, für die folgende Voraussetzungen gelten sollen:

1. Der Ansatz von SULLIVAN gilt für korrespondierende Kanäle.
2. In den Pulshöhenmatrizen der untersuchten Elektronen- und Protonenkanäle können richtig registrierte und übersprechende Teilchen gemäß WOLFRAM getrennt werden.
3. Die Simulation liefert glaubwürdige Responsefunktionen für richtig registrierte Teilchen (Abschnitt 3.3.3).

Mit SULLIVANS Ansatz können die Zählraten in richtige und übersprechende Anteile aufgespalten werden. In beide Anteile gehen Integrale ein, die Intensitäten und Responsefunktionen miteinander verbinden (Gln. 4.1/4.2). Aus der Simulation werden jetzt die Responsefunktionen für richtig registrierte Teilchen verwendet und dann die Integrale gemäß Abschnitt 2.3.5 linear genähert (Gln. 4.3/4.4). Anhand der Pulshöhenmatrizen können die Zählraten ebenfalls in richtige und übersprechende Anteile aufgespalten werden (Gln. 4.5/4.6). Nach Gleichsetzen richtiger und übersprechender Anteile an den Zählraten ergibt sich ein lineares Gleichungssystem, aus dem sich das Übersprechen beschreibende Responsekoeffizienten berechnen lassen (Gln. 4.7-4.10).

Das Problem, das Übersprechen zu beschreiben und korrigierte Intensitäten zu berechnen, ist nunmehr gelöst, da die Responsematrix, die die Intensitäten auf die Zählraten abbildet, gefunden wurde. Nach Inversion dieser Responsematrix ergeben sich die korrigierten Intensitäten aus den gemessenen Zählraten gemäß den (Gln. 4.14/4.15).

Zusammensetzung der Zählraten:

Zur Beschreibung der kontaminierten Zählraten korrespondierender Kanäle wird Gleichung (2.21) verwendet. Beispielhaft für das korrespondierende Paar E08-P13 lautet der

Ansatz mit den Variablenvereinbarungen aus Tabelle 4.1:

$$C_{E08} = \int_E I_e(E) R_{E08}^e(E) dE + \int_E I_p(E) R_{E08}^p(E) dE \quad (4.1)$$

$$C_{P13} = \int_E I_e(E) R_{P13}^e(E) dE + \int_E I_p(E) R_{P13}^p(E) dE. \quad (4.2)$$

Bisher sind keine Annahmen über die Form der Responsefunktionen oder Intensitäten gemacht worden. Im folgenden wird vorausgesetzt, daß die realen Responsefunktionen richtig registrierter und die fälschlicherweise im korrespondierenden Kanal gezählter Teilchen zueinander proportional sind. Es muß also gelten

$$R_{E08}^e(E) \sim R_{P13}^e(E) \quad \text{und} \quad R_{P13}^p(E) \sim R_{E08}^p(E).$$

Physikalisch bedeutet diese Voraussetzung erstens, daß richtige und übersprechende Teilchen aus dem gleichen Energiebereich stammen, und zweitens, daß ein Teilchenspektrum in diesem Energiebereich richtige und übersprechende Teilchen gleichartig gewichtet. Bei Verletzung dieser Voraussetzung wäre die Kontamination spektralabhängig (siehe hierzu die in Abschnitt 3.4.2 gemachten Überlegungen!)

Linearisieren:

Die Integrale werden wie in den Abschnitten 2.3.4 für ideale und 2.3.6 für reale Responsefunktionen gemittelt

$$\begin{aligned} \int_E I_e(E) R_{E08}^e(E) dE &= I_{E08} R_{E08}^{E08} \\ \int_E I_p(E) R_{E08}^p(E) dE &= I_{P13} R_{E08}^{P13} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \int_E I_e(E) R_{P13}^e(E) dE &= I_{E08} R_{P13}^{E08} \\ \int_E I_p(E) R_{P13}^p(E) dE &= I_{P13} R_{P13}^{P13}, \end{aligned}$$

so daß sich die Beziehungen des Ansatzes umschreiben lassen zu

$$C_{E08} = \underbrace{I_{E08} R_{E08}^{E08}}_{\text{Int1}} + \underbrace{I_{P13} R_{E08}^{P13}}_{\text{Int2}} \quad (4.3)$$

$$C_{P13} = \underbrace{I_{E08} R_{P13}^{E08}}_{\text{Int3}} + \underbrace{I_{P13} R_{P13}^{P13}}_{\text{Int4}}. \quad (4.4)$$

Dabei seien die R_{ν}^{μ} die Responsekoeffizienten für

$$\begin{aligned}
\text{Elektronen in E08} &= R_{E08}^{E08} = 1.35 \text{ (simuliert)} \\
\text{Protonen in E08} &= R_{E08}^{P13} \text{ (gesucht)} \\
\text{Elektronen in P13} &= R_{P13}^{E08} \text{ (gesucht)} \\
\text{Protonen in P13} &= R_{P13}^{P13} = 7.28 \text{ (simuliert)} .
\end{aligned}$$

Datengestützte Aufspaltung der Zählraten:

Aus den Pulshöhenmatrizen können zwei weitere Beziehungen für die Zählraten gefunden werden. In der Abbildung (3.1) sind für das Paar E08-P13 die Pulshöhenmatrizen dargestellt und die echten von den falschen Teilchen durch eine Gerade getrennt [Wol89]. Es lassen sich daher die folgenden zwei Faktoren definieren

$$k_{E08} = \frac{\text{Anzahl der Elektronen}}{\text{Anzahl der gesamten Einträge in der E08-Matrix}}$$

$$k_{P13} = \frac{\text{Anzahl der Protonen}}{\text{Anzahl der gesamten Einträge in der P13-Matrix}}$$

und die Zählraten wie folgt aufteilen:

$$C_{E08} = \underbrace{k_{E08}C_{E08}}_{C1} + \underbrace{(1 - k_{E08})C_{E08}}_{C2} \quad (4.5)$$

$$C_{P13} = \underbrace{k_{P13}C_{P13}}_{C3} + \underbrace{(1 - k_{P13})C_{P13}}_{C4} . \quad (4.6)$$

Gleichsetzen:

Sowohl die Gleichungen (4.5)/(4.6) als auch (4.3)/(4.4) liefern eine Aussage über die Zählraten. Nun werden aus Gleichung (4.5) der echte Anteil C1 mit Int1 aus Gleichung (4.3) und der falsche Anteil C2 mit Int2 gleichgesetzt. Analog werden C3 aus (4.4) und Int3 aus (4.6) sowie C4 und Int4 einander zugewiesen, so daß aus je zwei Gleichungen mit Integralen und zwei linearen ein lineares Gleichungssystem entstanden ist:

$$k_{E08}C_{E08} = I_{E08} \underbrace{R_{E08}^{E08}}_{\text{simuliert}} \quad (4.7)$$

$$(1 - k_{E08})C_{E08} = I_{P13} \underbrace{R_{E08}^{P13}}_{\text{gesucht}} \quad (4.8)$$

$$(1 - k_{P13})C_{P13} = I_{E08} \underbrace{R_{P13}^{E08}}_{\text{gesucht}} \quad (4.9)$$

$$k_{P13}C_{P13} = I_{P13} \underbrace{R_{P13}^{P13}}_{\text{simuliert}} . \quad (4.10)$$

Mit diesem linearen Gleichungssystem (4.7) bis (4.10) können die Intensitäten I_{E08} und I_{P13} sowie die das Übersprechen beschreibenden Responsekoeffizienten R_{E08}^{P13} und R_{P13}^{E08} , im weiteren als Übersprechkoeffizienten bezeichnet, ausgerechnet werden. Nach einer weiteren Umformung folgt:

$$(4.7) \Leftrightarrow I_{E08} = \frac{k_{E08} C_{E08}}{R_{E08}^{E08}} \quad (4.11)$$

$$(4.11) \text{ in } (4.9) \Rightarrow R_{P13}^{E08} = \frac{(1 - k_{P13}) C_{P13} R_{E08}^{E08}}{k_{E08} C_{E08}}. \quad (4.12)$$

Analog errechnet sich der Übersprechkoeffizient R_{E08}^{P13} zu:

$$R_{E08}^{P13} = \frac{(1 - k_{E08}) C_{E08} R_{P13}^{P13}}{k_{P13} C_{P13}}. \quad (4.13)$$

Berechnung der korrigierten Intensitäten:

Werden die Gleichungen (4.3) und (4.4), die eine lineare Verknüpfung der Zählraten, Intensitäten und Responsewerte darstellen, als lineare Abbildung aufgefaßt, so ergibt sich in Matrixschreibweise:

$$\begin{pmatrix} C_{E08} \\ C_{P13} \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} R_{E08}^{E08} & R_{E08}^{P13} \\ R_{P13}^{E08} & R_{P13}^{P13} \end{pmatrix}}_{=A} \begin{pmatrix} I_{E08} \\ I_{P13} \end{pmatrix}.$$

Die Matrix A sei im weiteren als Responsematrix bezeichnet. Auf ihrer Hauptdiagonale stehen die aus der Simulation gewonnenen Responsekoeffizienten, auf ihrer Nebendiagonale die aus dem Korrekturverfahren errechneten Übersprechkoeffizienten. Zur Berechnung der korrigierten Intensitäten aus den Zählraten muß die Responsematrix A invertiert werden:

$$\begin{pmatrix} I_{E08} \\ I_{P13} \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} (R_{E08}^{E08})^{-1} & (R_{E08}^{P13})^{-1} \\ (R_{P13}^{E08})^{-1} & (R_{P13}^{P13})^{-1} \end{pmatrix}}_{=:A^{-1}} \begin{pmatrix} C_{E08} \\ C_{P13} \end{pmatrix}.$$

Um Verwirrung zu vermeiden, sei darauf hingewiesen, daß $(R_{E08}^{E08})^{-1}$ ein Element der inversen Responsematrix A^{-1} ist und nicht $\frac{1}{R_{E08}^{E08}}$ bedeutet! Nach Ausführung der linearen Abbildung errechnen sich die korrigierten Intensitäten aus:

$$I_{E08} = (R_{E08}^{E08})^{-1} C_{E08} + (R_{E08}^{P13})^{-1} C_{P13} \quad (4.14)$$

und

$$I_{P13} = (R_{P13}^{E08})^{-1} C_{E08} + (R_{P13}^{P13})^{-1} C_{P13}. \quad (4.15)$$

Analog: Das Paar E2-P27:

Für die korrespondierenden Kanäle ergibt sich die Rechenvorschrift der Übersprechresponse als

$$R_{P27}^{E2} = \frac{(1 - k_{P27})C_{P27}R_{E2}^{E2}}{k_{E2}C_{E2}} \quad (4.16)$$

$$R_{E2}^{P27} = \frac{(1 - k_{E2})C_{E2}R_{P27}^{P27}}{k_{P27}C_{P27}} \quad (4.17)$$

Mit analogen Bezeichnungen für die Übersprechkoeffizienten

$$\text{Elektronen in E2} = R_{E2}^{E2} = 1.19 \text{ (simuliert)}$$

$$\text{Protonen in E2} = R_{E2}^{P27} \text{ (gesucht)}$$

$$\text{Elektronen in P27} = R_{P27}^{E2} \text{ (gesucht)}$$

$$\text{Protonen in P27} = R_{P27}^{P27} = 4.75 \text{ (simuliert)}$$

ergibt sich eine entsprechende Responsematrix

$$\begin{pmatrix} C_{E2} \\ C_{P27} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{E2}^{E2} & R_{E2}^{P27} \\ R_{P27}^{E2} & R_{P27}^{P27} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{E2} \\ I_{P27} \end{pmatrix}.$$

Aus der inversen Responsematrix errechnen sich schließlich die korrigierten Intensitäten zu

$$I_{E2} = (R_{E2}^{E2})^{-1}C_{E2} + (R_{E2}^{P27})^{-1}C_{P27} \quad (4.18)$$

$$I_{P27} = (R_{P27}^{E2})^{-1}C_{E2} + (R_{P27}^{P27})^{-1}C_{P27}. \quad (4.19)$$

Zusammenfassung:

Was muß von den Herleitungen der vorangegangenen Abschnitte auf jeden Fall gegenwärtig bleiben?

Sicherlich die Idee der korrespondierenden Kanäle, da der Korrekturansatz Übersprechen nur zwischen ähnlichen Koinzidenzbedingungen behandelt. Nach einigen Umformungen können Gleichungen, in die Integrale eingehen, sowie aus Pulshöhenmatrizen gewonnene Bestimmungsgleichungen für die Zählraten gleichgesetzt und, aufgrund der gemachten Vorüberlegungen zur Form des Spektrums, linearisiert werden. Schließlich errechnen sich die korrigierten Intensitäten nach Inversion der Responsematrix. Das Problem, korrigierte Intensitäten und Übersprechkoeffizienten zu berechnen, ist gelöst, wenn die Responsematrix bekannt ist. Die Matrixelemente, die die richtig registrierten Teilchen beschreiben, ergeben sich aus der Simulation, die Elemente, die das Übersprechen beschreiben, ergeben sich aus der linearen

Korrektur. Die Korrektur wird als „linear“ bezeichnet, da sich die korrigierten Intensitäten mit einer linearen Abbildung, der Responsematrix, berechnen.

Neu ist bei diesem Verfahren, daß eine Korrektur nur für beide Kanäle gleichzeitig möglich ist! Neu ist auch, daß Simulationsrechnungen, die die realen Responsefunktionen liefern, und Daten, nämlich die Pulshöhenmatrizen, miteinander verbunden werden.

4.2.2 Erweiterung für unvollständige Kanalpaare

Hier soll untersucht werden, unter welchen Bedingungen die Pulshöhenmatrizen der Kanäle P4 bei HELIOS 1 und 2 sowie P37 nur bei HELIOS 2 für die lineare Korrektur zu nutzen sind. Der Übersprechkoeffizient von Elektronen E03 in den Kanal P4 errechnet sich wie folgt:

$$R_{P4}^{E03} = \frac{(1 - k_{P4})C_{P4}R_{E03}^{E03}}{k_{E03}C_{E03}}. \quad (4.20)$$

Es fehlt die Pulshöhenmatrix, aus der sich der Faktor k_{E03} bestimmen ließe. Mit der Bedingung

$$k_{E03} \approx 1,$$

d.h. es werden fast keine Protonen im Kanal E03 registriert, ergibt sich folgende Vereinfachung:

$$R_{P4}^{E03} = \frac{(1 - k_{P4})C_{P4}R_{E03}^{E03}}{C_{E03}}. \quad (4.21)$$

Das gilt zu Zeiten, zu denen der Kanal E03 fast völlig frei von Kontamination durch Protonen ist, in der Regel also in der frühen Anfangsphase solarer Ereignisse, da die relativistischen E03-Elektronen das Meßinstrument bereits erreicht haben, wohingegen die langsamen P4-Protonen erst sehr viel später kommen. Typische Zeitmaße für das Zurücklegen einer Wegstrecke von 1 AE sind ca. 10 Minuten bei E03-Elektronen und mehr als 80 Minuten bei P4-Protonen¹. Mit solchen – im Kanal E03 nahezu protonenfreien – Ereignissen kann zumindest ein drittes Element der Abbildungsmatrix A für das Paar E03–P4 angegeben werden:

$$\begin{pmatrix} R_{E03}^{E03} & R_{E03}^{P4} \\ R_{P4}^{E03} & R_{P4}^{P4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{E03} \\ I_{P4} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{E03} \\ C_{P4} \end{pmatrix}.$$

Da der Wert für R_{E03}^{P4} unbekannt ist, können die korrigierten Intensitäten nicht aus der inversen Responsematrix berechnet werden. Im Vorgriff auf die Auswertung korrigierter Intensitäten im weiteren Verlauf der Arbeit wird $R_{E03}^{P4} = 0.3$ gesetzt. Dieser Wert führt bei einer Vielzahl von Ereignissen zu vernünftigen Intensitätsverläufen im Kanal E03 (siehe Tab. 4.7). Jedoch versagt die Idee korrespondierender Kanäle beim Paar E03–P4 (siehe Abb. 4.12 und 4.16) bei manchen Ereignissen, da der Kanal E03 in seinem Intensitätsverlauf eher dem des Kanals P13 als dem des Kanals P4 folgt.

Analog: E3–P37

Diese eben beschriebene Vorgehensweise läßt sich bei HELIOS 2 auch auf die korrespondierenden Kanäle E3–P37 anwenden, nicht aber bei HELIOS 1, da die Pulshöhenwörter für

¹Wie konkret ein von Ausbreitungsmodellen unabhängiges Kriterium aussieht, wann die Kanäle E03 und E3 nahezu frei von Protonen sind, kann dem Anhang A.1 entnommen werden

E3 und P37 in einer Matrix eingetragen sind und somit k_{P37} nicht zu bestimmen ist. Die Beziehung

$$R_{P37}^{E3} = \frac{(1 - k_{P37})C_{P37}R_{E3}^{E3}}{k_{E3}C_{E3}} \quad (4.22)$$

geht für $k_{E3} \approx 1$, d.h. daß der Kanal E3 nahezu frei von Kontamination durch Protonen P37 ist, über in

$$R_{P37}^{E3} = \frac{(1 - k_{P37})C_{P37}R_{E3}^{E3}}{C_{E3}}. \quad (4.23)$$

Es resultiert eine Responsematrix

$$\begin{pmatrix} R_{E3}^{E3} & R_{E3}^{P37} \\ R_{P37}^{E3} & R_{P37}^{P37} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{E3} \\ I_{P37} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{E3} \\ C_{P37} \end{pmatrix}.$$

Das Element R_{E3}^{P37} muß geeignet gesetzt werden. Da hier erstens die Idee von den korrespondierenden Kanälen, im Gegensatz zum Paar E03-P4, sehr gut anwendbar ist (siehe Abbildungen 4.12 und 4.16) und zweitens der Kanal E3 in seinem Verhalten sehr dem Kanal E2 ähnelt (siehe die Überlegungen in Abschnitt 3.4.2 sowie die Abb. 4.3), wird $R_{E3}^{P37} = R_{E2}^{P27}$ gesetzt.

Zusammenfassung:

Wenn in der Anfangsphase solarer Ereignisse die Elektronenkanäle E03 und E3 noch nahezu frei von übersprechenden Protonen sind, können die Übersprechwerte von Elektronen in den P4 und bei HELIOS 2 außerdem die für Elektronen in den P37 berechnet werden. Zur Berechnung der korrigierten Intensitäten mit den Responsematrizen werden die Übersprechkoeffizienten der Protonen in die Elektronenkanäle, R_{E03}^{P4} und R_{E3}^{P37} , geeignet gesetzt (siehe Abschnitt 4.3.1).

4.2.3 Fehler der Übersprechkoeffizienten

Um anzugeben, wie gut die errechneten Übersprechkoeffizienten den physikalischen Sachverhalt beschreiben können, wird beispielhaft für

$$R_{E08}^{P13} = \frac{(1 - k_{E08})C_{E08}R_{P13}^{P13}}{k_{P13}C_{P13}}$$

eine Fehlerrechnung (siehe z.B. WESTPHAL [Wes74, S.14-16]) durchgeführt. Der mittlere relative Fehler des Potenzproduktes

$$P = Ax^a y^b z^c \dots$$

errechnet sich zu

$$\frac{\Delta P}{P} = \sqrt{\left(a \frac{\Delta x}{x}\right)^2 + \left(b \frac{\Delta y}{y}\right)^2 + \left(c \frac{\Delta z}{z}\right)^2 + \dots} \quad (4.24)$$

Um diese Beziehung auf den Fall des Übersprechkoeffizienten R_{E08}^{P13} anzuwenden, müssen für die Faktoren k_{E08} und k_{P13} die Größen betrachtet werden, aus denen sie sich zusammensetzen:

$$\frac{N_{E08}^e + N_{E08}^p}{N_{E08}^{ges}} = 1$$

$$\Leftrightarrow 1 - \underbrace{\frac{N_{E08}^e}{N_{E08}^{ges}}}_{=: k_{E08}} = \frac{N_{E08}^p}{N_{E08}^{ges}}$$

und analog

$$k_{P13} = \frac{N_{P13}^p}{N_{P13}^{ges}}.$$

N_i^ν ist die Anzahl der Einträge der Teilchensorte ν in der Pulshöhenmatrix des Koinzidententyps der Sorte i . Somit folgt für den Überspreckoeffizienten

$$R_{E08}^{P13} = \frac{N_{E08}^p N_{P13}^{ges} C_{E08} R_{P13}^{P13}}{N_{E08}^{ges} N_{P13}^p C_{P13}} \\ \Leftrightarrow R_{E08}^{P13} = N_{E08}^p N_{P13}^{ges} (N_{E08}^{ges})^{-1} (N_{P13}^p)^{-1} C_{E08} (C_{P13})^{-1} R_{P13}^{P13}. \quad (4.25)$$

Daraus errechnet sich der mittlere relative Fehler des Potenzproduktes für R_{E08}^{P13} zu

$$\begin{aligned} \frac{\Delta R_{E08}^{P13}}{R_{E08}^{P13}} &= \sqrt{\left((-1) \frac{\Delta N_{E08}^{ges}}{N_{E08}^{ges}}\right)^2 + \dots + \left(\frac{\Delta R_{P13}^{P13}}{R_{P13}^{P13}}\right)^2} \\ &= \sqrt{\left((-1) \frac{\sqrt{N_{E08}^{ges}}}{N_{E08}^{ges}}\right)^2 + \dots + \left(\frac{\Delta R_{P13}^{P13}}{R_{P13}^{P13}}\right)^2} \\ &= \sqrt{\frac{1}{N_{E08}^p} + \frac{1}{N_{E08}^{ges}} + \frac{1}{N_{P13}^p} + \frac{1}{N_{P13}^{ges}} + \left(\frac{\Delta C_{E08}}{C_{E08}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C_{P13}}{C_{P13}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta R_{P13}^{P13}}{R_{P13}^{P13}}\right)^2}. \end{aligned} \quad (4.26)$$

Der relative Fehler der Zählraten ist in der Regel klein, der des Überspreckoeffizienten R_{P13}^{P13} ist größenordnungsmäßig 10% ([Heb91]) und kann daher nicht beeinflusst werden. Der absolute Fehler der Einträge N_i^ν in den Pulshöhenmatrizen wird zu $\sqrt{N_i^\nu}$ angenommen². Der Fehler von R_{E08}^{P13} hängt offensichtlich im wesentlichen von diesen Einträgen ab. Ein Beispiel: Sind nur zwei Protonen in der P13-Matrix vorhanden, so gilt:

$$\frac{\Delta R_{E08}^{P13}}{R_{E08}^{P13}} \geq \sqrt{\frac{1}{N_{P13}^p} + \frac{1}{N_{P13}^{ges}}} = \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{1}{2}} = 1.$$

In diesem Fall ist der relative Fehler von R_{E08}^{P13} größer als 100% und der errechnete Überspreckoeffizient physikalisch sinnlos. Deshalb müssen die Einträge in den Pulshöhenmatrizen und die Zählraten aufsummiert werden. Dies geschieht solange, bis für R_{E08}^{P13} ein relativer Fehler kleiner als 50% erreicht wird. Zum einen sind 50% relativer Fehler physikalisch noch sinnvoll, zum anderen sind auch schlechte Telemetrikapazitäten ausreichend, nach der Summation über ein ganzes Ereignis einen Überspreckwert zu bestimmen. Oftmals können im Verlaufe eines solaren Ereignisses mehrere Überspreckoeffizienten R_{E08}^{P13} berechnet werden. Da das Übersprechen spektralunabhängig angenommen wurde (siehe Abschnitt 4.2.1) dürfen die Überspreckoeffizienten im Verlaufe eines solaren Ereignisses nur statistisch schwanken. Deshalb kann ein Mittelwert mit zugehörigem Fehler für das gesamte solare Ereignis berechnet werden. Dieser Mittelwert wird bei den Berechnungen der korrigierten Intensitätsverläufe in den folgenden Abschnitten zugrunde gelegt.

²Diese Annahme ist nur für große N gerechtfertigt. Bei kleinen $N_i^\nu \leq 10$ führt diese Art der Berechnung zu einem falschen Fehler.

4.3 Anwendung der linearen Korrektur auf zwei solare Ereignisse

Die lineare Korrektur wird auf die solaren Ereignisse DOY 326, 1977 und DOY 44, 1978 angewendet. Hierbei sollen neben den korrigierten Intensitäten zwei Effekte verdeutlicht werden: zum einen – beim Ereignis DOY 326 – die in der absoluten Höhe unterschiedlichen Elektronenintensitäten, was allein durch die neuen Responsekoeffizienten verursacht wird. Zum anderen soll – beim Ereignis DOY 44 – die Idee der korrespondierenden Kanäle dadurch verifiziert werden, daß die Elektronenintensitäten mit den korrespondierenden Protonenintensitäten verglichen werden, was mit Ausnahme des Paares E03–P4 auch möglich ist. Abschließend wird die Korrektur des Kanals P4 zu Beginn der beiden solaren Ereignisse auf kleinen Zeitskalen daraufhin untersucht, inwieweit die lineare Korrektur bei diesem am stärksten durch Elektronen kontaminierten Protonenkanal erfolgreich ist.

4.3.1 Ereignis DOY 326 im Jahre 1977

Die Werte der Übersprechkoeffizienten für die korrespondierenden Kanäle E08–P13 und E2–P27 lassen sich mit Hilfe des in Abschnitt 4.2.1 vorgestellten Verfahrens berechnen. Seine Zeitauflösung wird durch die Anzahl und die Länge der Datenzeitintervalle, da aufsummiert wird, bis der relative Fehler des betreffenden Übersprechwertes einen Wert kleiner als 50% annimmt, festgelegt. Die in der Regel bessere Statistik für Protonen in Elektronenkanälen liefert deshalb im Verlaufe eines solaren Ereignisses mehrere Werte, die dann gemittelt werden. Im Zeitraum von DOY 326.2 bis 330.0 ergeben sich auf HELIOS 1 für

R_{E08}^{P13}	-	146	Werte
R_{P13}^{E08}	-	6	Werte
R_{E2}^{P27}	-	42	Werte
R_{P27}^{E2}	-	1	Wert .

In der Tabelle (4.2) sind die Mittelwerte der Übersprechkoeffizienten des Ereignisses für HELIOS 1 und 2 aufgelistet. Für die unvollständigen Paare E03–P4 auf HELIOS 1 und 2 und E3–P37 nur auf HELIOS 2 konnten, da bei diesem Ereignis Phasen auftraten, in denen die Kanäle E03 und E3 nahezu frei von Protonenkontamination waren, die Übersprechkoeffizienten der Elektronen in die korrespondierenden Protonenkanäle bestimmt werden. Wenn die mit dem kleinsten relativen Fehler behafteten Werte R_{E08}^{P13} und R_{E2}^{P27} betrachtet werden, dann unterscheidet sich HELIOS 2 von HELIOS 1 signifikant durch stärkeres Übersprechen der Protonen in die korrespondierenden Elektronenkanäle.

Hier und in allen folgenden Kapiteln besitzen die verwendeten Größen die in Tabelle 4.3 angegebenen Einheiten.

Die Responsematrix, die die Intensitäten auf den Zählraten abbildet, berechnet sich für das Paar E08–P13 auf HELIOS 1 wie folgt (die Responsekoeffizienten siehe Tabelle 3.1):

$$\begin{pmatrix} 1.35 & 2.016 \\ 0.009 & 7.28 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{E08} \\ I_{P13} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{E08} \\ C_{P13} \end{pmatrix}$$

		Koinzidenzählrate
C_{E08}	=	des Typs E08 und
C_{P13}	=	des Typs P13.
		Intensität
$I_p(E)$	=	der Protonen und
$I_e(E)$	=	der Elektronen
		Responsefunktionen des Instruments für
$R_{E08}^e(E)$	=	Elektronen und
$R_{E08}^p(E)$	=	Protonen, die im Kanal E08,
$R_{P13}^p(E)$	=	Protonen und
$R_{P13}^e(E)$	=	Elektronen, die im Kanal P13
		registriert werden.

Tabelle 4.1: Größen zu SULLIVANS Ansatz in der linearen Korrektur korrespondierender Kanäle.

	HELIOS 1		HELIOS 2	
	Übersprech- koeffizient	absoluter Fehler	Übersprech- koeffizient	absoluter Fehler
R_{E08}^{P13}	2.016	0.066	2.500	0.057
R_{P13}^{E08}	0.009	0.002	0.011	0.002
R_{E2}^{P27}	2.013	0.148	2.749	0.143
R_{P27}^{E2}	0.015	0.007	0.026	0.009
R_{P4}^{E03}	0.049	0.023	0.039	0.004
R_{P37}^{E3}	-	-	0.018	0.006

Tabelle 4.2: Mittelwerte der Übersprechkoeffizienten des solaren Ereignisses DOY 326 im Jahre 1977

Intensität	:	$(cm^2 - sr - sec - Mev)^{-1}$
Zählrate	:	sec^{-1}
Responsekoeffizient	:	$cm^2 - sr - Mev$

Tabelle 4.3: Einheitenvereinbarung

$$\Rightarrow A^{-1} = \begin{pmatrix} 0.7432 & -0.2058 \\ -0.0009 & 0.1377 \end{pmatrix}.$$

Damit errechnen sich die linear korrigierten Intensitäten aus den beiden folgenden Gleichungen

$$I_{E08} = 0.7432 C_{E08} - 0.2058 C_{P13} \quad (4.27)$$

und

$$I_{P13} = -0.0009 C_{E08} + 0.1377 C_{P13}. \quad (4.28)$$

Um die gemäß Gl. 4.27 linear korrigierte Elektronenintensität I_{E08} mit bisherigen Ergebnissen und Pulshöhendaten zu vergleichen, werden folgende Intensitätsverläufe in den Abbildungen dieses Kapitels graphisch dargestellt:

1. Die Intensität $I_{E08}^{nominell}$, die sich aus der Zählrate mit Hilfe des inversen Konversionsfaktors errechnet (siehe Tab. 3.1):

$$\text{HELIOS 1: } I_{E08}^{nominell} = \frac{1}{0.588} C_{E08} = 1.701 C_{E08}.$$

2. Die unkorrigierte Intensität $I_{E08}^{P13=0}$, die sich aus der Zählrate mit Hilfe des realen Responsekoeffizienten errechnet (siehe ebenfalls Tab. 3.1):

$$I_{E08}^{P13=0} = \frac{1}{1.35} C_{E08} = 0.741 C_{E08}.$$

Die Intensität $I_{E08}^{P13=0}$ stimmt in ihrem Verlauf mit $I_{E08}^{nominell}$ völlig überein, ist aber in ihrer absoluten Höhe niedriger, da die realen Responsefunktionen zu höheren Energien hin verschoben sind.

3. Die pulshöhenkorrigierte Intensität I_{E08}^{PHA} , die sich aus den Pulshöhenmatrizen, falls diese zur Verfügung stehen, errechnet:

$$I_{E08}^{PHA} = k'_{E08} \frac{1}{1.35} C_{E08}.$$

k'_{E08} ist der Quotient aus der Anzahl der Elektronen- und der Anzahl der Gesamteinträge in einer E08-Pulshöhenmatrix. I_{E08}^{PHA} ist die von Protonenkontamination befreite Elektronenintensität und dient zum Vergleich mit der linear korrigierten Intensität I_{E08} .

4. Die linear korrigierte Intensität I_{E08} , die sich gemäß Gleichung (4.27) errechnet.

Wenn die Korrektur erfolgreich ist, sind die linear korrigierte Intensität I_{E08} und die pulshöhenkorrigierte Intensität I_{E08}^{PHA} deckungsgleich.

Für den Kanal E2 werden analog die vier Intensitäten

$$I_{E2}^{nominell}, I_{E2}^{P27=0}, I_{E2}^{PHA} \text{ und } I_{E2}$$

dargestellt. Da die Koinzidenttypen E03 und E3 nicht pulshöhenanalysiert sind, ist ihre Korrektur nicht durch Pulshöhendaten zu verifizieren. Es können daher nur die Intensitäten

$$I_{E03}^{nominell}, I_{E03}^{P4=0} \text{ und } I_{E03}$$

sowie

$$I_{E3}^{nominell}, I_{E3}^{P37=0} \text{ und } I_{E3}$$

berechnet werden.

Um die gemäß Gleichung (4.28) linear korrigierte Protonenintensität mit bisherigen Ergebnissen zu vergleichen, werden folgende Intensitäten berechnet:

1. Die unkorrigierte Intensität $I_{P13}^{E08=0}$, die sich aus der Zählrate mit Hilfe des realen Responsekoeffizienten errechnet (siehe Tab. 3.1):

$$I_{P13}^{E08=0} = \frac{1}{7.28} C_{P13} = 0.1374 C_{E08}.$$

2. Die pulshöhenkorrigierte Intensität I_{P13}^{PHA} :

$$I_{P13}^{PHA} = k'_{P13} \frac{1}{7.28} C_{P13}.$$

k'_{P13} ist der Quotient aus der Anzahl der Protonen- und der Anzahl der Gesamteinträge in einer P13-Pulshöhenmatrix. I_{P13}^{PHA} ist die von Elektronenkontamination befreite Protonenintensität und dient zum Vergleich mit der linear korrigierten Intensität I_{P13} .

3. Die linear korrigierte Intensität I_{P13} , die sich gemäß Gleichung (4.28) errechnet.

Da sich der nominelle inverse Konversionsfaktor und der reale Responsekoeffizient bei Protonen nicht sehr unterscheiden, wird keine zur Intensität $I_{E08}^{nominell}$ analoge Intensität $I_{P13}^{nominell}$ angegeben.

Für den Kanal P27 werden die drei Intensitäten

$$I_{P27}^{E2=0}, I_{P27}^{PHA} \text{ sowie } I_{P27},$$

für den Kanal P4 die drei Intensitäten

$$I_{P4}^{E03=0}, I_{P4}^{PHA} \text{ sowie } I_{P4}$$

und für den Kanal P37 schließlich die drei Intensitäten

$$I_{P37}^{E3=0}, I_{P37}^{PHA} \text{ (nur HELIOS 2) sowie } I_{P37}$$

graphisch dargestellt.

Intensitäten der Paare E08-P13 und E2-P27 auf HELIOS 1

In der Abbildung (4.1) sind verschiedene Intensitätsverläufe für E08 und E2 angegeben. Für diese Kanäle geben die oberen Kurven die mit inversen Konversionsfaktoren berechneten Intensitäten $I_{E08}^{nominell}$ und $I_{E2}^{nominell}$ wieder. Die mittleren Kurven sind die mit dem realen Responsekoeffizienten berechneten Intensitäten $I_{E08}^{P13=0}$ und $I_{E2}^{P27=0}$. Sie verlaufen deshalb in der Höhe versetzt, aber sonst identisch, zu $I_{E08}^{nominell}$ und $I_{E02}^{nominell}$. Die unteren Kurven I_{E08} und I_{E2} ergeben sich aus der linearen Korrektur. Deutlich sind in den Abständen zu den mittleren Kurven die Kontamination der Kanäle E08 und E2 durch Protonen erkennbar. Zur Kontrolle der Korrektur werden die durch schwarze Kreise symbolisierten pulshöhenkorrigierten

Intensitäten I_{E08}^{PHA} und I_{E2}^{PHA} ebenfalls dargestellt. Deren Fehler ergibt sich entweder aus dem Durchmesser der Kreise oder aus zusätzlich eingezeichneten Fehlerbalken. Offensichtlich stimmen die linear korrigierte Intensität I_{E08} und die pulshöhenkorrigierte I_{E08}^{PHA} im Rahmen der Fehlergrenzen überein. Dieses gilt ebenso für den Kanal E2.

In der Abbildung (4.2) sind die Intensitäten der Kanäle P13 und P27 graphisch dargestellt. Offensichtlich sind sie kaum durch Elektronen kontaminiert, da jeweils die unkorrigierten Intensitäten $I_{P13}^{E08=0}$ und $I_{P27}^{E2=0}$, die linear korrigierten Intensitäten I_{P13} und I_{P27} sowie die pulshöhenkorrigierten Intensitäten I_{P13}^{PHA} und I_{P27}^{PHA} nahezu identisch verlaufen.

Intensitäten der Paare E03-P4 und E3-P37 auf HELIOS 1

In der Abbildung (4.4) sind verschiedene Intensitäten der Elektronenkanäle E03 und E3 graphisch dargestellt. Da für diese Kanäle keine Pulshöhendaten vorliegen, konnten die Überspreckoeffizienten für Protonen in die Kanäle E03 und E3 nicht berechnet werden. Sie werden wie folgt gesetzt, so daß es nicht zu Fehlkorrekturen kommt:

$$\begin{aligned} R_{E03}^{P4} &= 0.3 \\ R_{E3}^{P37} \text{ für HELIOS 1} &= R_{E3}^{P37} \text{ auf HELIOS 2} \\ R_{P37}^{E3} \text{ für HELIOS 1} &= R_{P37}^{E3} \text{ auf HELIOS 2.} \end{aligned}$$

Bei der Bewertung der Kanäle E03 und E3 wird angenommen, daß sich jeweils E03 und E08 bzw. E3 und E2 in ihrem Verhalten, d.h. insbesondere in ihren Ausbreitungsbedingungen, ähneln, so daß die linear korrigierte Intensität des Kanals E03 eher der des Kanals E08 ähnelt und die linear korrigierte Intensität des E3 eher der des E2 (siehe Abbildung 4.3). Die höher-energetischen Kanäle E2 und E3 werden offensichtlich stärker durch Protonen kontaminiert als die niederenergetischen Kanäle E08 und E03. In der Abbildung (4.5) sind verschiedene Intensitäten der Kanäle P4 und P37 dargestellt. Der Kanal P4 wird, bestätigt durch die Pulshöhendaten, nur zu Beginn des solaren Ereignisses linear korrigiert. Im weiteren Verlauf stimmen unkorrigierte, linear korrigierte und pulshöhenkorrigierte Intensität fast völlig überein. Im Kanal P37 fehlt die pulshöhenkorrigierte Intensität zur Verifizierung, jedoch sind auch hier linear korrigierte und unkorrigierte Intensität, wie im Kanal P27, nahezu identisch.

HELIOS 1

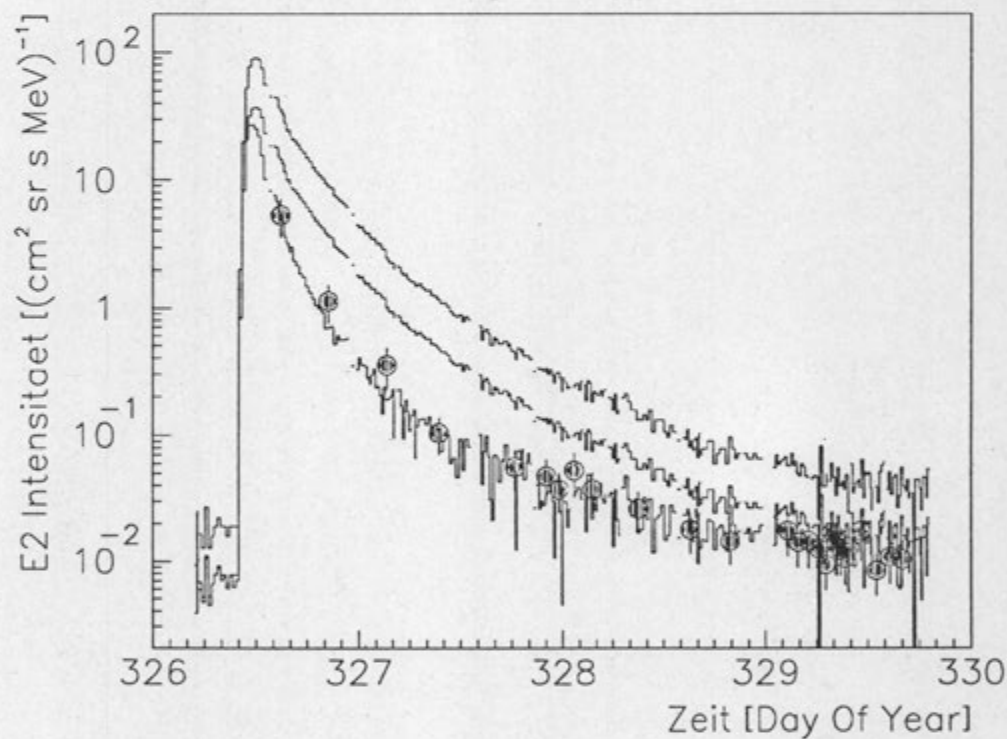
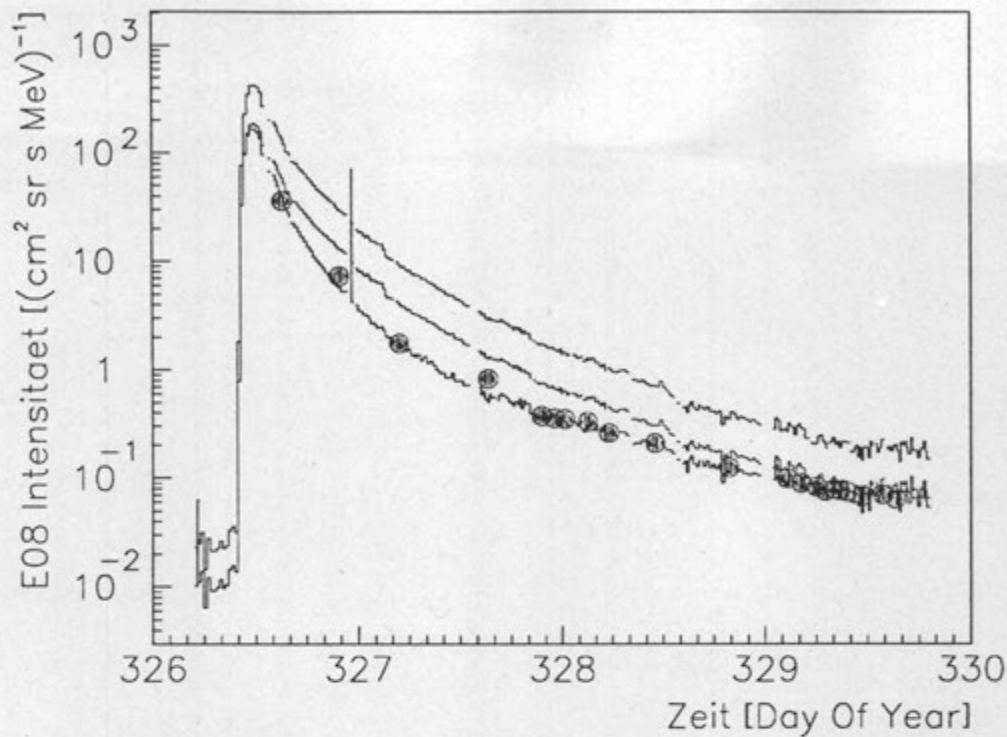


Abbildung 4.1: Verschiedene Intensitäten der Kanäle E08 (oberes Bild) und E2 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 326, 1977 auf HELIOS 1. (Ein Datenfehler in drei übereinanderliegenden Kurven führt zu dem Strich bei DOY 327.)

obere Kurven: $I_{E08}^{nominell}$ und $I_{E2}^{nominell}$ mit inversem Konversionsfaktor berechnet;

mittlere Kurven: $I_{E08}^{P13=0}$ und $I_{E2}^{P27=0}$ mit realem Responsekoeffizient berechnet;

untere Kurven: I_{E08} und I_{E2} linear korrigiert;

schwarze Kreise: I_{E08}^{PHA} und I_{E2}^{PHA} pulshöhenkorrigiert.

HELIOS 1

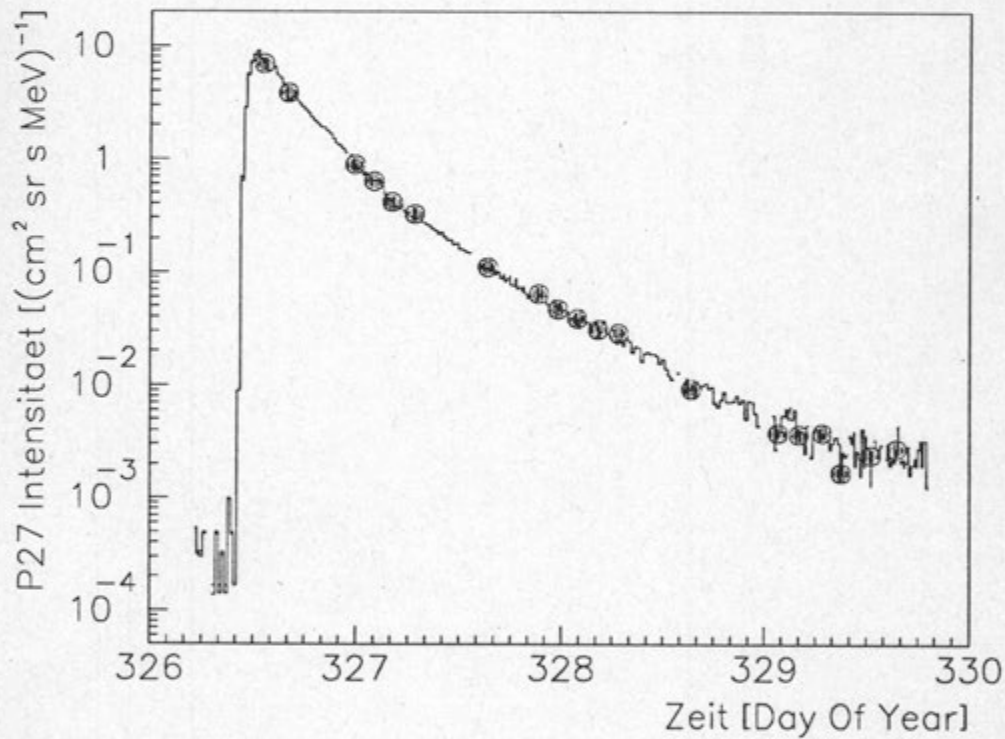
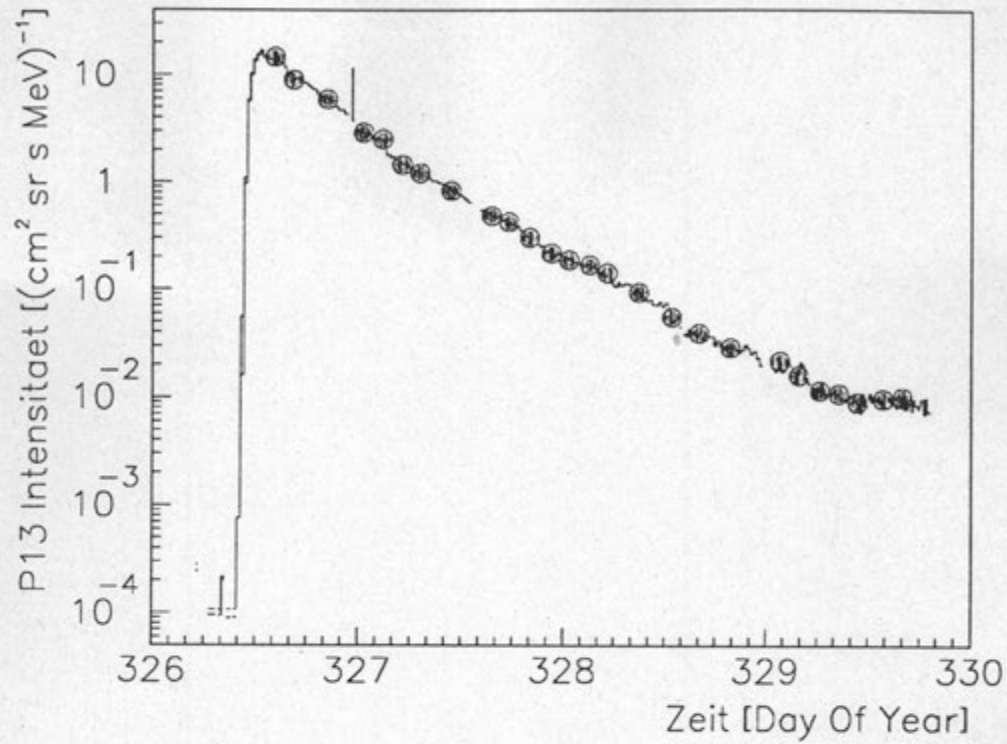


Abbildung 4.2: Verschiedene Intensitäten der Kanäle P13 (oberes Bild) und P27 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 326, 1977 auf HELIOS 1. Nahezu identisch sind:

$I_{P13}^{E08=0}$ und $I_{P27}^{E2=0}$ mit realem Responsekoeffizient berechnet;

I_{P13} und I_{P27} linear korrigiert;

schwarze Kreise: I_{P13}^{PHA} und I_{P27}^{PHA} pulshöhenkorrigiert.

HELIOS 1

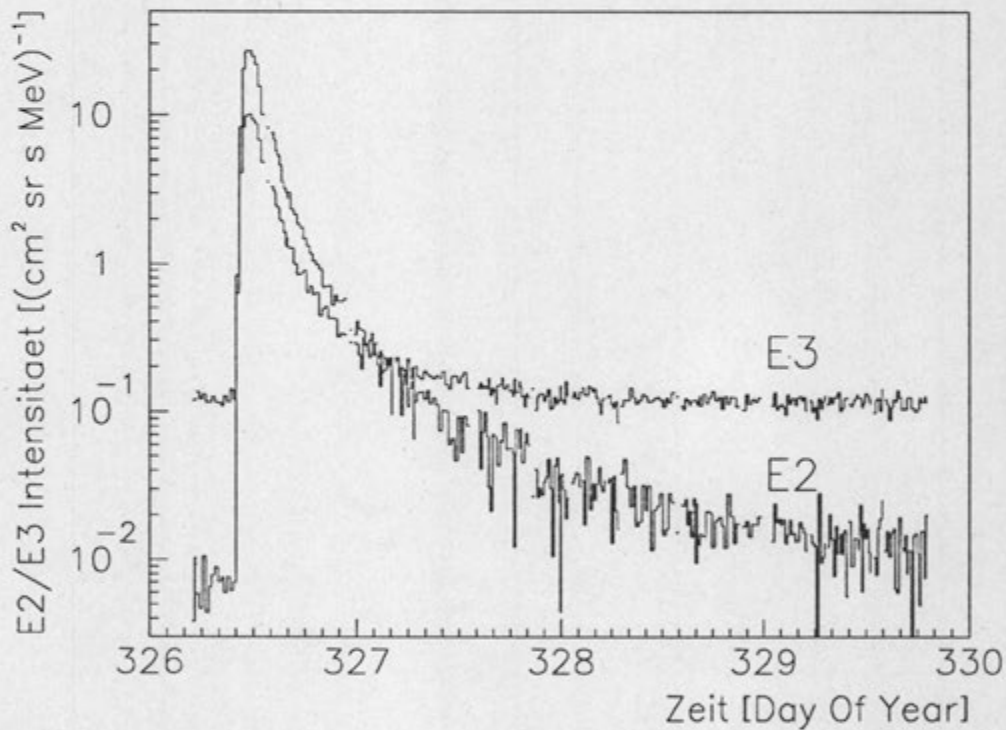
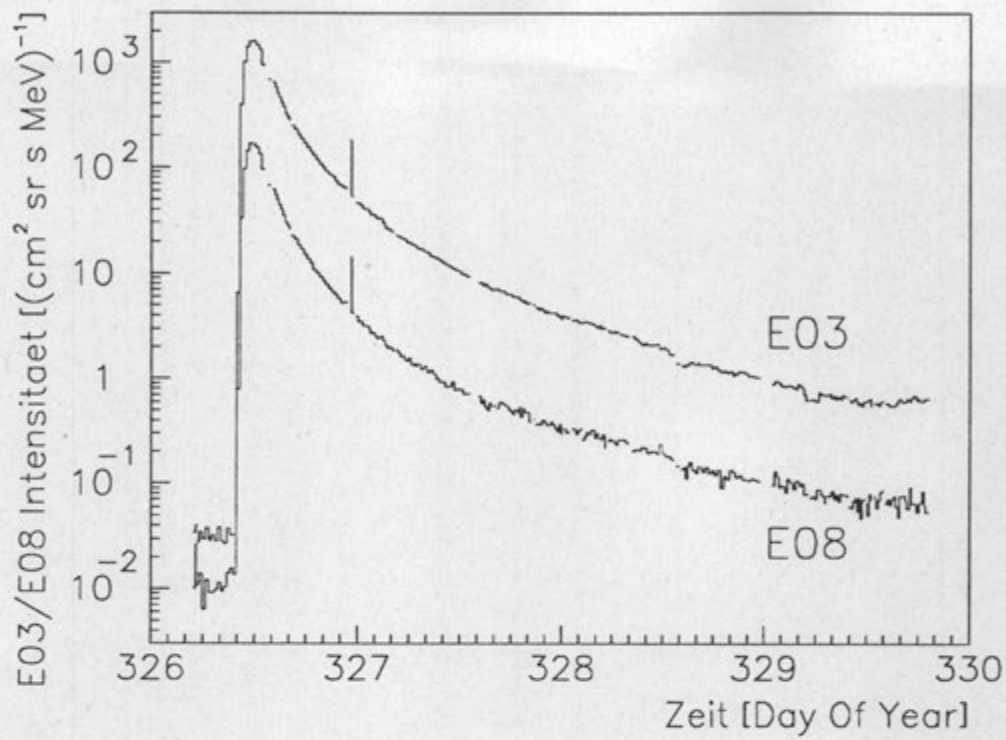


Abbildung 4.3: Linear korrigierte Intensitäten der Kanäle E03/E08 (oberes Bild) und E2/E3 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 326, 1977 auf HELIOS 1. Es ähneln sich jeweils die niederenergetischen Elektronenkanäle und die höherenergetischen in ihrem zeitlichen Verlauf.

HELIOS 1

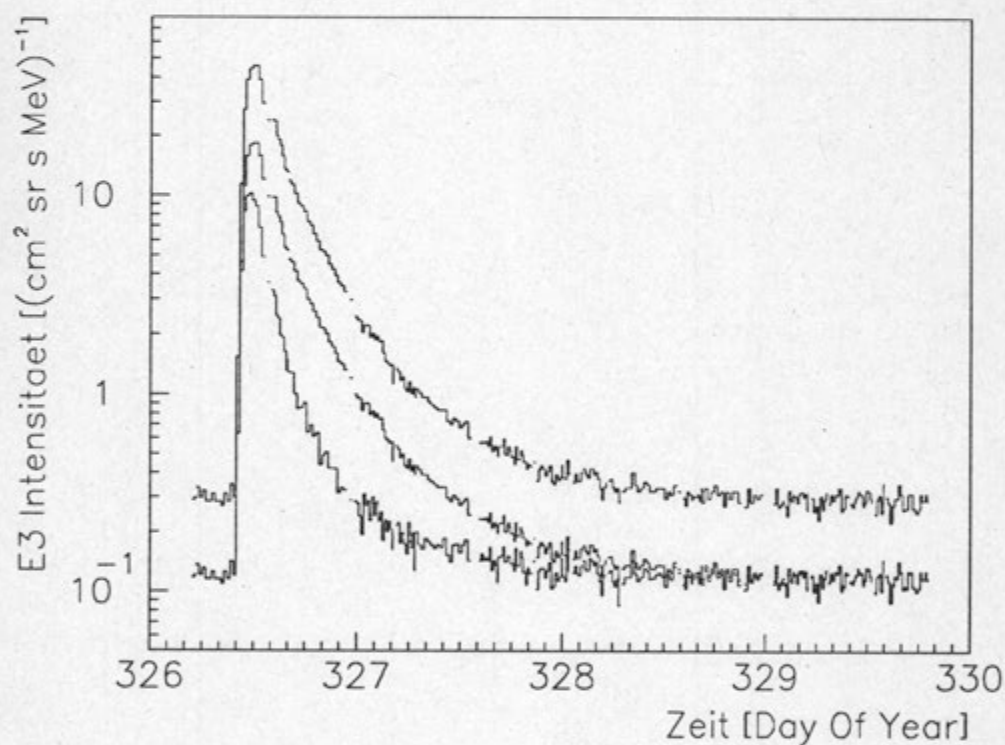
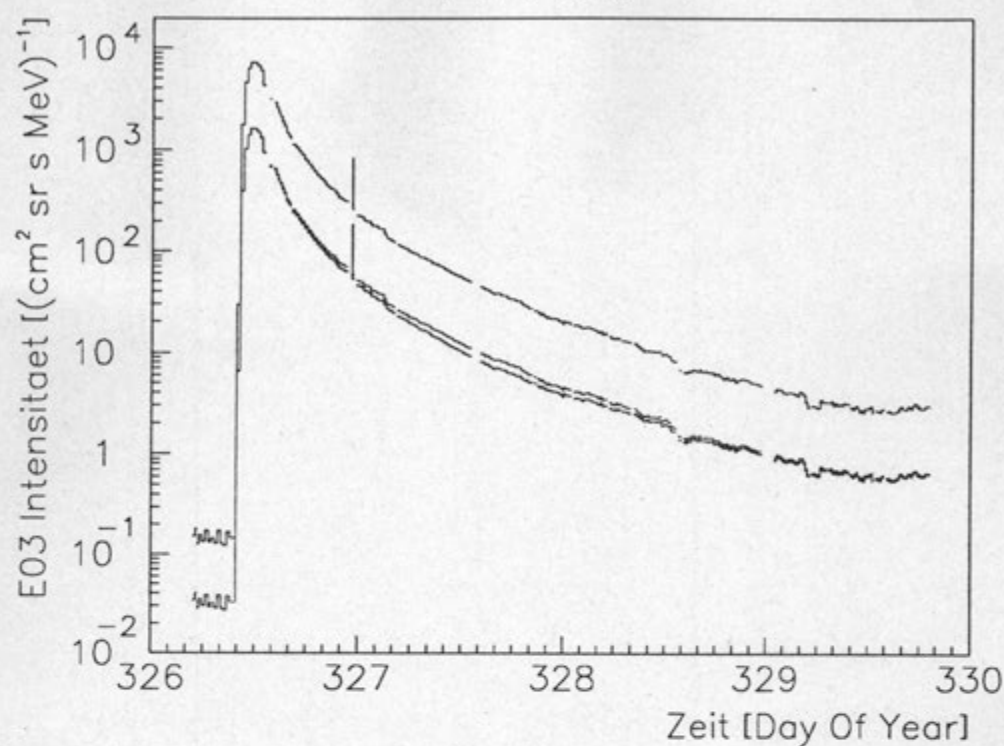


Abbildung 4.4: Verschiedene Intensitäten der Kanäle E03 (oberes Bild) und E3 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 326, 1977 auf HELIOS 1.

obere Kurven: $I_{E03}^{\text{nominell}}$ und I_{E3}^{nominell} mit inversem Konversionsfaktor berechnet;

mittlere Kurven: $I_{E03}^{P4=0}$ und $I_{E3}^{P37=0}$ mit realem Responsekoeffizient berechnet

untere Kurven: I_{E03} und I_{E3} linear korrigiert.

HELIOS 1

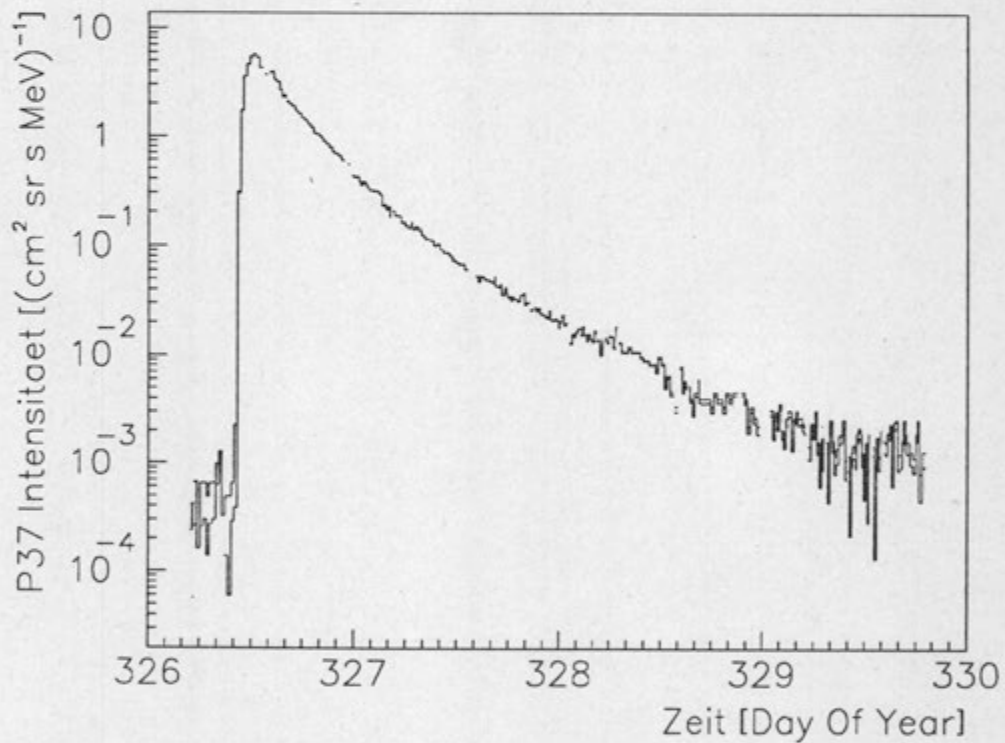
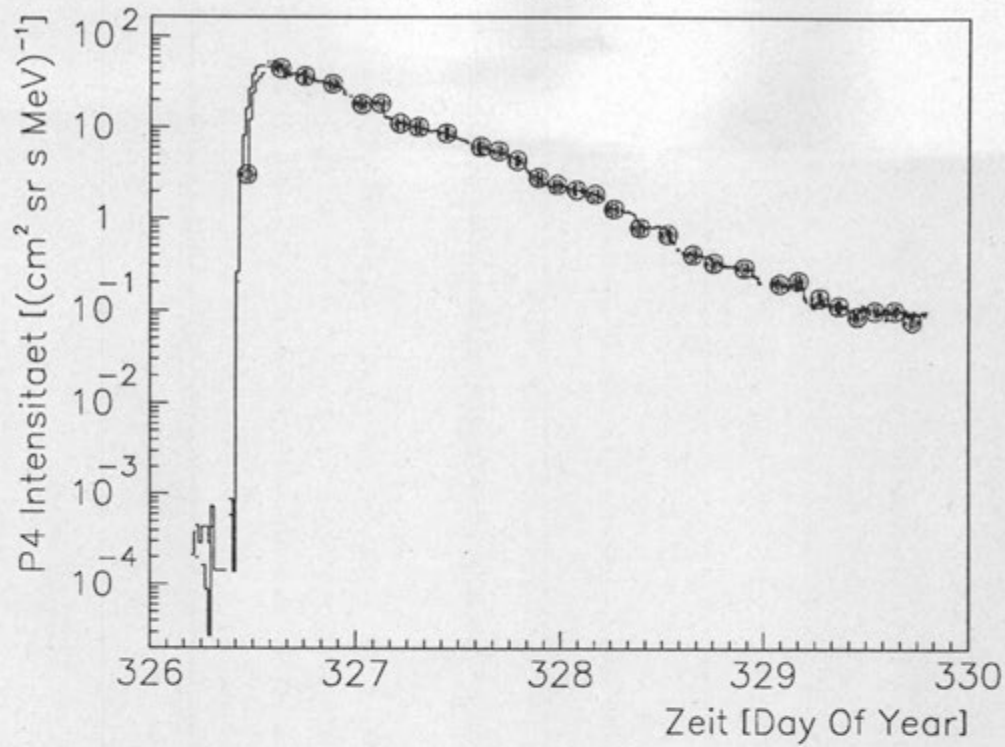


Abbildung 4.5: Verschiedene Intensitäten der Kanäle P4 (oberes Bild) und P37 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 326, 1977 auf HELIOS 1. Nahezu identisch sind:

$I_{P4}^{E03=0}$ und $I_{P37}^{E3=0}$ mit realem Responsekoeffizient berechnet;

I_{P4} und I_{P37} linear korrigiert;

schwarze Kreise: I_{P4}^{PHA} pulshöhenkorrigiert.

Die Intensitäten auf HELIOS 2

Bei diesem solaren Ereignis stimmen auch auf HELIOS 2 die linear korrigierten Intensitäten und die pulshöhenkorrigierten Intensitäten für die Kanäle E08 und E2 überein (Abb. 4.6), und die linear korrigierten Intensitäten der Kanäle E03 bzw. E3 ähneln ebenso wie auf HELIOS 1, denen der Kanäle E08 bzw. E2 (Abb. 4.8). Die aus der Betrachtung der Korrektur auf HELIOS 1 gewonnene Tendenz, daß die höherenergetischen Elektronenkanäle im Verhältnis zu den niederenergetischen stärker kontaminiert sind, wird bestätigt.

Auch die Protonenkanäle auf HELIOS 2 werden nur sehr wenig durch übersprechende Elektronen kontaminiert. Daher sind wiederum die unkorrigierten die linear korrigierten und die pulshöhenkorrigierten Intensitäten, nahezu identisch (Abbildungen 4.7 und 4.9). Einzig der Kanal P4 wird in in der frühen Anfangsphase des solaren Ereignisses von kontaminierenden Elektronen befreit.

Zusammenfassung:

Bei diesem solaren Ereignis liefert die lineare Korrektur korrespondierender Kanäle mit einem für das gesamte Ereignis als konstant angenommenen (gemittelten) Übersprechkoeffizienten Ergebnisse, die mit den Pulshöhendaten konsistent sind. Dabei werden die Elektronenintensitäten von starker Kontamination befreit. Außerdem zeigt sich ein deutlicher Unterschied der bisherigen, mit inversen Konversionsfaktoren berechneten Intensitäten und den mit realen Responsekoeffizienten berechneten Intensitäten in der absoluten Höhe. Die Protonenkanäle sind bei diesem solaren Ereignis fast nicht durch Elektronen kontaminiert.

HELIOS 2

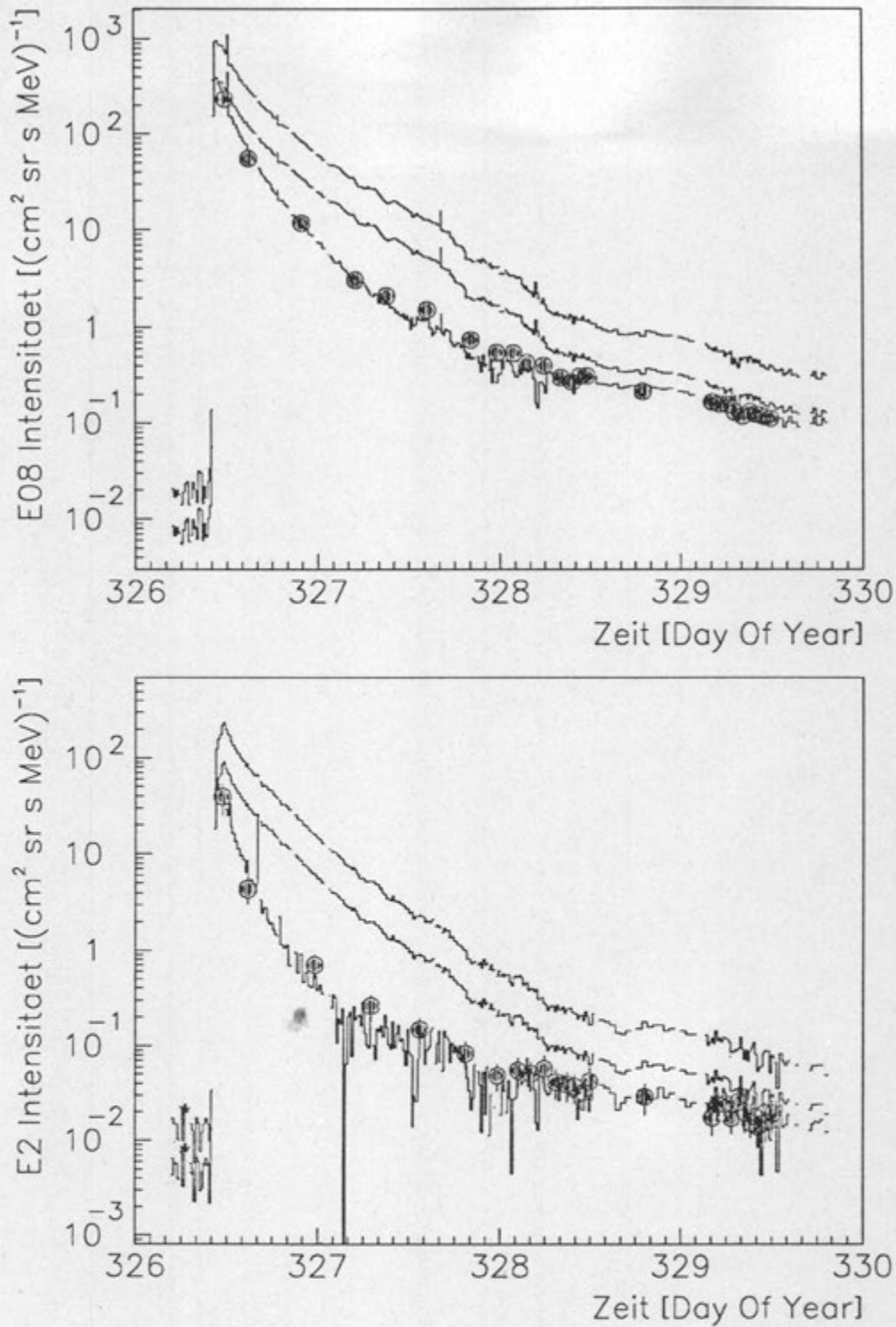


Abbildung 4.6: Verschiedene Intensitäten der Kanäle E08 (oberes Bild) und E2 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 326, 1977 auf HELIOS 2.

obere Kurven: $I_{E08}^{\text{nominell}}$ und I_{E2}^{nominell} mit inversem Konversionsfaktor berechnet;

mittlere Kurven: $I_{E08}^{P13=0}$ und $I_{E2}^{P27=0}$ mit realem Responsekoeffizient berechnet;

untere Kurven: I_{E08} und I_{E2} linear korrigiert;

schwarze Kreise: I_{E08}^{PHA} und I_{E2}^{PHA} pulshöhenkorrigiert.

HELIOS 2

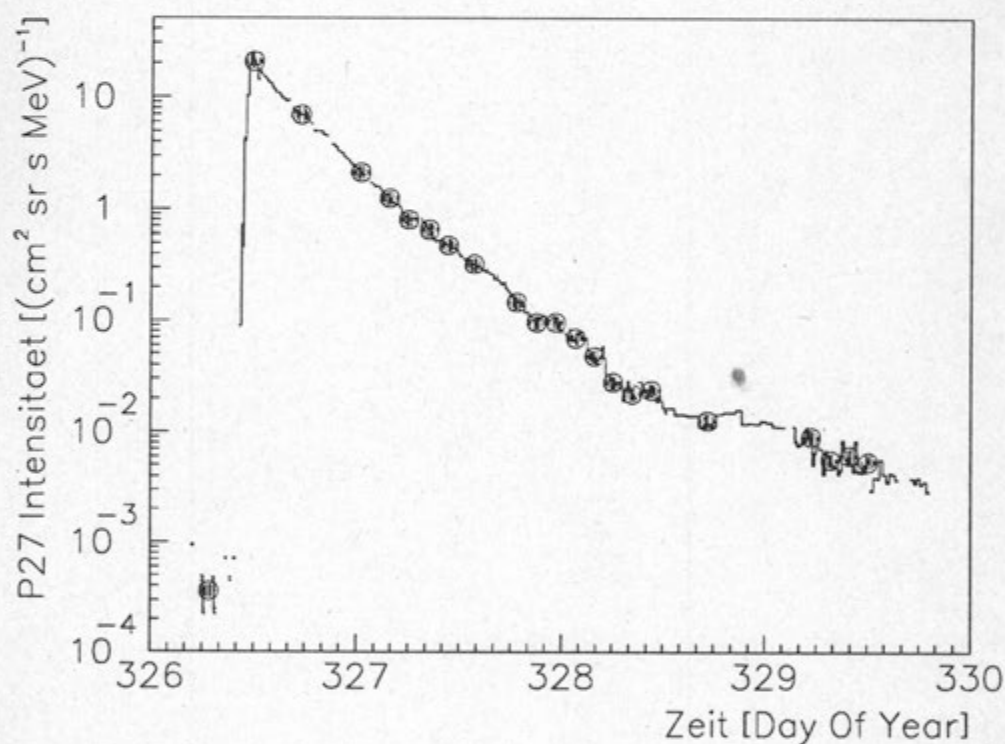
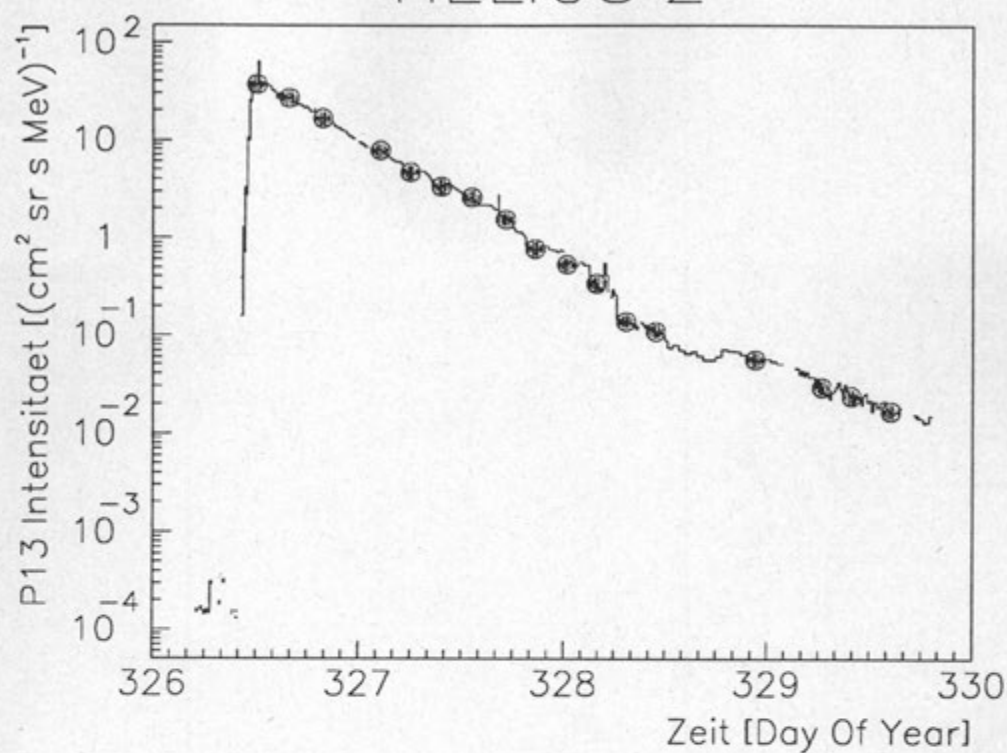


Abbildung 4.7: Verschiedene Intensitäten der Kanäle P13 (oberes Bild) und P27 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 326, 1977 auf HELIOS 2. Nahezu identisch sind:

$I_{P13}^{E08=0}$ und $I_{P27}^{E2=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;

I_{P13} und I_{P27} linear korrigiert;

schwarze Kreise: I_{P13}^{PHA} und I_{P27}^{PHA} pulshöhenkorrigiert.

HELIOS 2

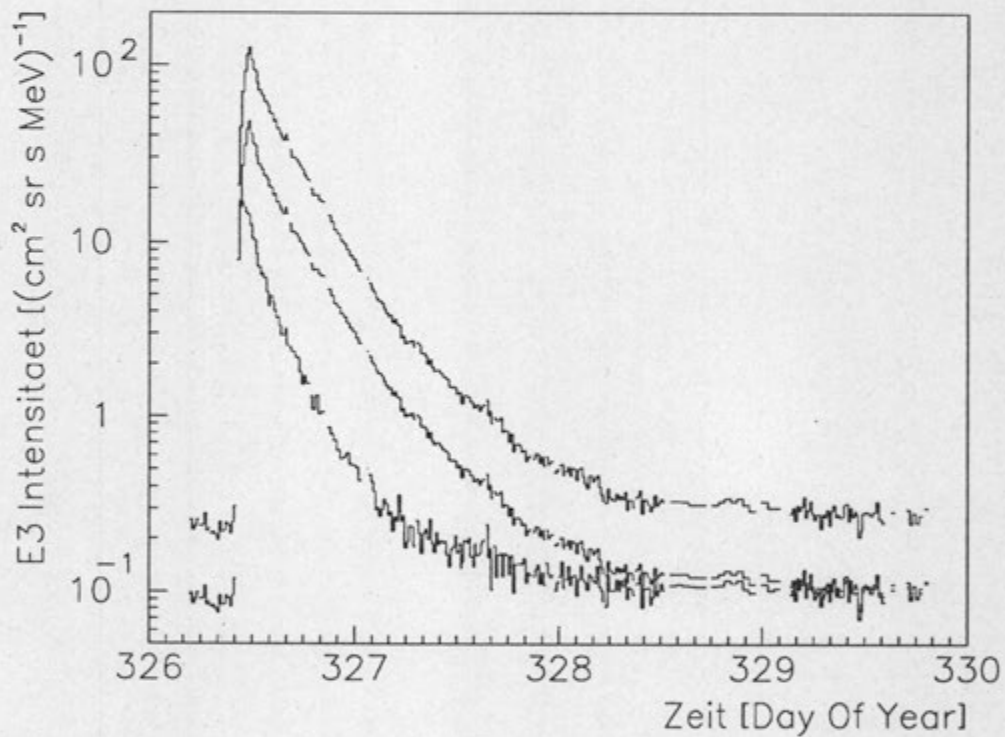
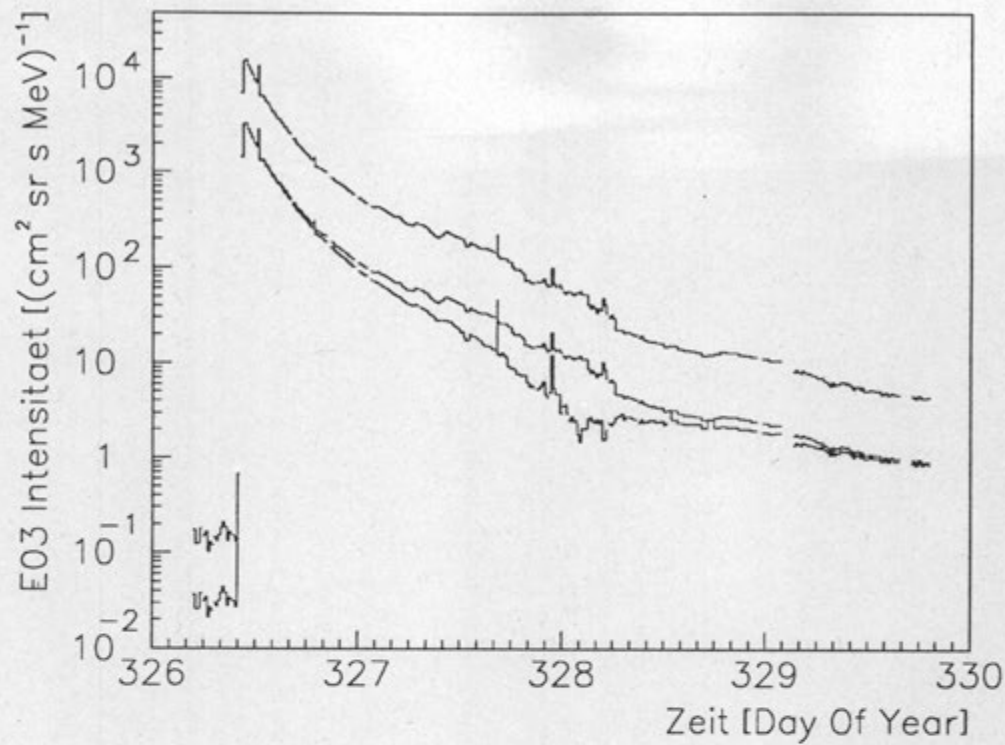


Abbildung 4.8: Verschiedene Intensitäten der Kanäle E03 (oberes Bild) und E3 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 326, 1977 auf HELIOS 2.

obere Kurven: $I_{E03}^{\text{nominell}}$ und I_{E3}^{nominell} mit inversem Konversionsfaktor berechnet;

mittlere Kurven: $I_{E03}^{P4=0}$ und $I_{E3}^{P37=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;

untere Kurven: I_{E03} und I_{E3} linear korrigiert.

HELIOS 2

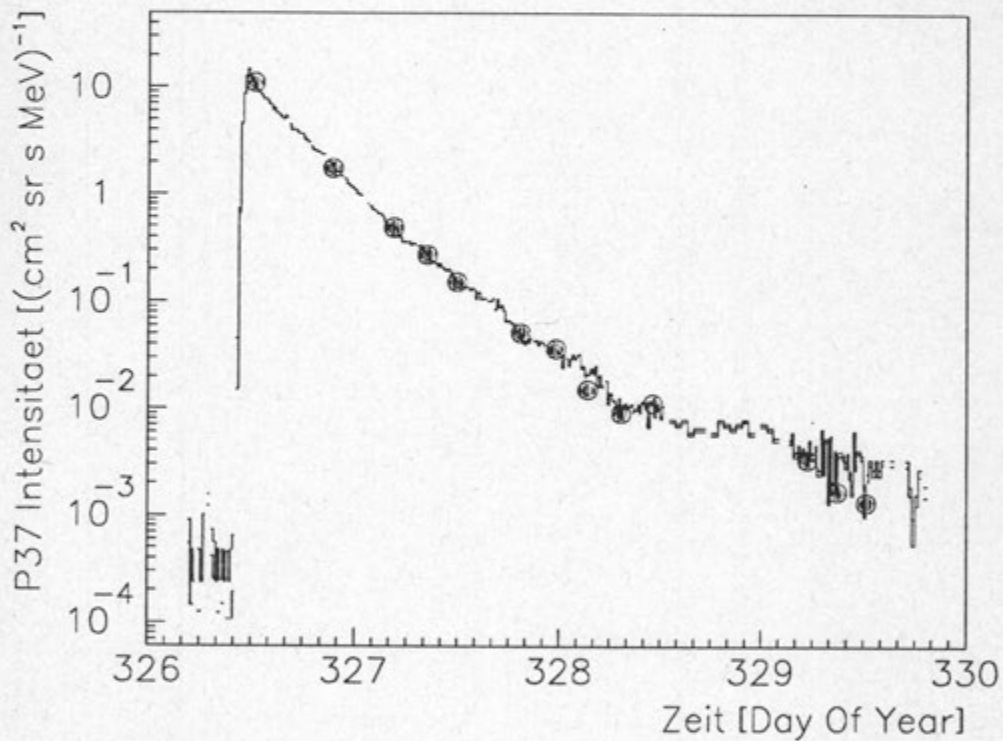
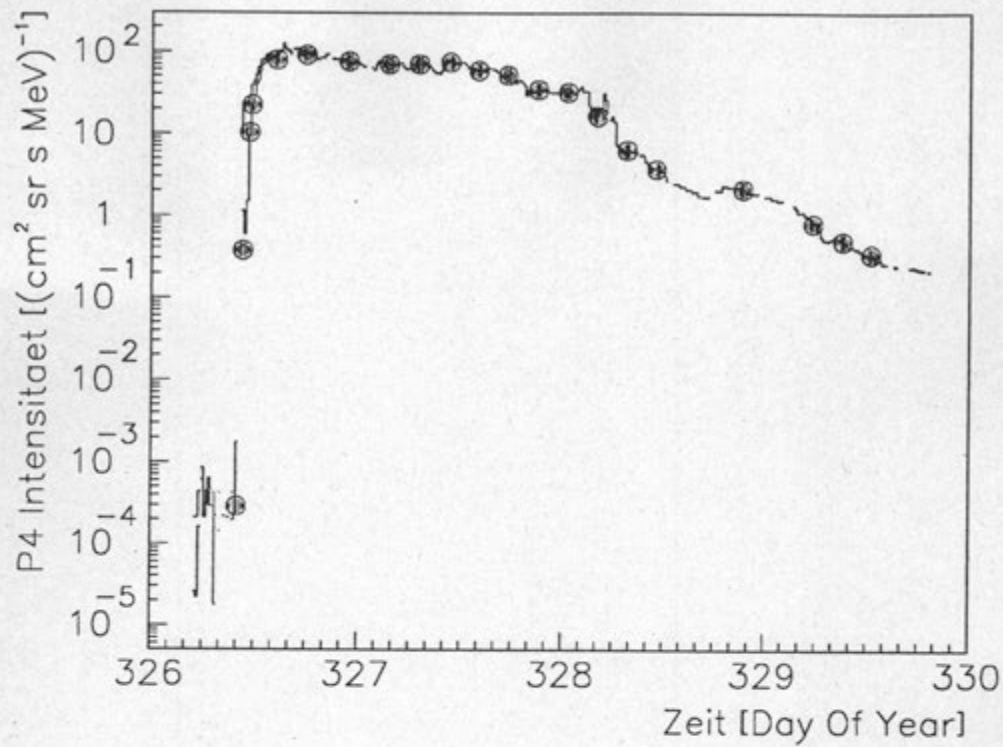


Abbildung 4.9: Verschiedene Intensitäten der Kanäle P4 (oberes Bild) und P37 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 326, 1977 auf HELIOS 2. Nahezu identisch sind:

$I_{P4}^{E03=0}$ und $I_{P37}^{E3=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;

I_{P4} und I_{P37} linear korrigiert;

schwarze Kreise: I_{P4}^{PHA} und I_{P37}^{PHA} pulshöhenkorrigiert.

4.3.2 Ereignis DOY 44 im Jahre 1978

In Tabelle 4.4 befinden sich die anhand der linearen Korrektur errechneten Mittelwerte der Übersprechkoeffizienten für HELIOS 1 und 2 zu dem solaren Ereignis DOY 44 im Jahre 1978. Um einen Vergleich mit dem Ereignis DOY 326, 1977 zu ermöglichen, werden zusätzlich die entsprechenden Mittelwerte für R_{E08}^{P13} und R_{E2}^{P27} , die den relativ zu den anderen Übersprechkoeffizienten kleinsten Fehler besitzen und deshalb am genauesten bekannt sind, in Klammern aufgeführt. Es ergibt sich, daß beide Mittelwerte der Übersprechkoeffizienten R_{E08}^{P13} und R_{E2}^{P27} auf HELIOS 1 und 2 für das solare Ereignis DOY 44, 1978 signifikant kleiner sind als für das Ereignis DOY 326, 1977. Offensichtlich scheinen sich die beiden Ereignisse in ihren Bedingungen derart zu unterscheiden, daß die lineare Korrektur jeweils unterschiedliche Ergebnisse liefert. Weiter wird bestätigt, daß die Elektronenkanäle E08 und E2 bei HELIOS 2 stärker durch Protonen kontaminiert sind als bei HELIOS 1.

	HELIOS 1		HELIOS 2	
	Übersprech- koeffizient	absoluter Fehler	Übersprech- koeffizient	absoluter Fehler
R_{E08}^{P13}	1.787 (2.016)	0.019	2.284 (2.500)	0.037
R_{P13}^{E08}	0.010	0.003	0.040	0.009
R_{E2}^{P27}	1.867 (2.013)	0.132	2.560 (2.749)	0.097
R_{P27}^{E2}	0.009	0.007	0.066	0.025
R_{P4}^{E03}	0.025	0.002	0.026	0.002
R_{P37}^{E3}	-	-	0.022	0.013

Tabelle 4.4: Mittelwerte der Übersprechkoeffizienten des solaren Ereignisses DOY 44 im Jahre 1978

Die Intensitäten auf HELIOS 1

Bei der Betrachtung des Ereignisses DOY 326, 1977 im vorigen Abschnitt wurden in den Elektronenkanälen die mit idealen Konversionsfaktoren berechneten Intensitäten $I_e^{nominell}$, die mit realen Responsekoeffizienten berechneten Intensitäten $I_e^{p=0}$, die korrigierten Intensitäten I_e und, falls vorhanden, die pulshöhenkorrigierten Intensitäten I_e^{PHA} miteinander verglichen. In diesem Abschnitt sollen statt der nominellen Intensitäten $I_e^{nominell}$ die korrespondierenden korrigierten Protonenintensitäten I_p mit den korrigierten Elektronenintensitäten I_e verglichen werden, um zusätzlich den Ansatz der korrespondierenden Kanäle zu rechtfertigen.

Die Elektronenkanäle E08 und E2 lassen, da deren Übersprechkoeffizienten mit kleinen statistischen Fehlern berechnet werden können, eine erfolgreiche lineare Korrektur erwarten. Bei diesem Ereignis ist jedoch das Gegenteil der Fall! In Abbildung (4.10) sind verschiedene Intensitäten, gemäß den im vorigen Abschnitt und oben getroffenen Vereinbarungen, der Kanäle E08 und E2 dargestellt. Deutlich ist zu erkennen, daß die linear korrigierte Intensität (untere Kurve) nicht mit der pulshöhenkorrigierten Intensität (schwarze Kreise) überein-

stimmt. Ab DOY ≈ 46 kommt es zu Überkorrekturen, was bedeutet, daß die errechnete Intensität teilweise Werte ≤ 0 annimmt. In Kanal E2 setzt eine Überkorrektur bereits ab DOY ≈ 45 ein und dauert bis DOY ≈ 47 an. Gut zu erkennen ist, daß, obwohl die Korrektur hier versagt, die Idee von den korrespondierenden Kanälen bestätigt wird: Die sehr charakteristischen Intensitätsverläufe der Protonenkanäle P13 und P27 finden sich in ihren korrespondierenden Elektronenkanälen wieder.

Im Kanal E03 (Abbildung 4.12) ist dies hingegen nicht der Fall, da sich der sehr charakteristische, korrespondierende Protonenkanal P4 nicht im Kanal E03 wiederfindet. Daraus ist zu schließen, daß die Kontamination des Kanals E03 nicht allein aus dem P4, sondern auch von dem höherenergetischen Protonenkanal P13 herrührt. Da keine Pulshöhendaten vorliegen und der Kanal E08 wegen seiner Fehlkorrekturen nicht zum Vergleich herangezogen werden kann, ist nicht zu entscheiden, inwieweit der Intensitätsverlauf des Kanals E03 korrekt ist.

Im Kanal E3 folgt der Intensitätsverlauf dem des korrespondierenden Protonenkanals P37, es fehlen aber der nächste Elektronenkanal E2 als Vergleich und Pulshöhendaten, um die Korrektheit des Kanals E3 zu überprüfen.

In den Protonenkanälen (Abbildungen 4.11 und 4.13) stimmen die unkorrigierten, die linear korrigierten und die pulshöhenkorrigierten Intensitäten wie beim Ereignis DOY 326, 1977 fast völlig überein. Erneut wird nur der Kanal P4 zu Beginn des Ereignisses von Elektronenkontamination befreit. Festzuhalten bleibt, daß dieses solare Ereignis DOY 44, 1978 mit einer interplanetaren Stoßwelle wie sie in Abschnitt 1.3 beschrieben wird verbunden ist. Die lineare Korrektur, die nur einen mittleren Übersprechkoeffizienten für ein Ereignis benutzt, versagt in den Elektronenkanälen bei Eintreffen dieses Shocks!

Die Intensitäten auf HELIOS 2

Auch auf HELIOS 2 verlaufen die korrigierten Intensitäten der Elektronenkanäle E08 und E2 anders, als es der kleine statistische Fehler der Übersprechkoeffizienten R_{E08}^{P13} und R_{E2}^{P27} erwarten läßt! In Abbildung (4.14) sind die verschiedenen Intensitäten für E08 und E2 graphisch dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, daß die linear korrigierte Intensität (untere Kurve) nicht mit der pulshöhenkorrigierten Intensität (schwarze Kreise) übereinstimmt. Zu Beginn des Ereignisses kommt es zu Unterkorrekturen und ab DOY ≈ 46 zu Überkorrekturen. In Kanal E2 setzt eine Überkorrektur bereits ab DOY ≈ 45 ein und dauert bis DOY ≈ 47 an. Noch markanter als auf HELIOS 1 sind die korrespondierenden Protonenintensitäten (obere Kurven), so daß der ihnen folgende Verlauf in den Elektronenkanälen besonders drastisch hervortritt!

Im Kanal E03 (Abbildung 4.12) auf HELIOS 2 gilt Gleiches wie auf HELIOS 1: der sehr charakteristische, korrespondierende Protonenkanal P4 findet sich nicht im Kanal E03 wieder. Dies ist die Bestätigung dafür, daß im Kanal E03 die Korrektur nicht allein mit korrespondierenden Protonenkanälen erfolgen kann. Da auch auf HELIOS 2 keine Pulshöhendaten vorliegen und der Kanal E08 ebenfalls nicht zum Vergleich herangezogen werden kann, ist nicht zu entscheiden, inwieweit der Intensitätsverlauf des Kanals E03 korrekt ist.

Im Kanal E3 gilt das für HELIOS 1 gesagte auch hier: Der Intensitätsverlauf folgt dem des korrespondierenden Protonenkanals P37, es fehlen aber der nächste Elektronenkanal E2 als Vergleich und Pulshöhendaten, um die Korrektheit des Kanals E3 zu überprüfen. Auch

hier ist der hohe Untergrund bemerkenswert.

In den Protonenkanälen auf HELIOS 2 (Abbildungen 4.15 und 4.17) stimmen wiederum die unkorrigierten, die linear korrigierten und die pulshöhenkorrigierten Intensitäten wie beim Ereignis DOY 326, 1977 fast völlig überein. Erneut wird nur der Kanal P4 zu Beginn des Ereignisses von Elektronenkontamination befreit. Der schon in den Protonenkanälen von HELIOS 1 sichtbare Shock ist auf HELIOS 2 noch ausgeprägter.

Zusammenfassung:

Bei diesem Ereignis versagt die lineare Korrektur, die nur einen mittleren und für das ganze Ereignis gültigen Übersprechkoeffizienten benutzt, in den Elektronenkanälen. Das ist deswegen unerwartet, weil die Zahlenwerte von R_{E08}^{P13} und R_{E2}^{P27} nur mit kleinen statistischen Fehlern behaftet sind und diese Übersprechkoeffizienten in der Entwicklung des Korrekturverfahrens als im Verlaufe eines Ereignisses konstant angenommen wurden. Offensichtlich werden R_{E08}^{P13} und R_{E2}^{P27} von dem in den Protonenkanälen registrierten Shock beeinflusst!

Zusätzlich zu den in Abschnitt 3.4.2 gemachten Überlegungen wird der Ansatz korrespondierender Kanäle für E08, E2 und E3 bestätigt, da sie in ihren unkorrigierten Intensitätsverläufen $I_e^{p=0}$ den korrespondierenden Protonenintensitäten gleichen. Im Kanal E03 kann die Korrektur sicherlich nicht nur mit korrespondierenden Kanälen erfolgen, da die Intensität im Kanal E03 weniger der des Kanals P4, als der des Kanals P13 gleicht! Dies ergab sich auch schon aus den Überlegungen in Abschnitt 3.4.2.

HELIOS 1

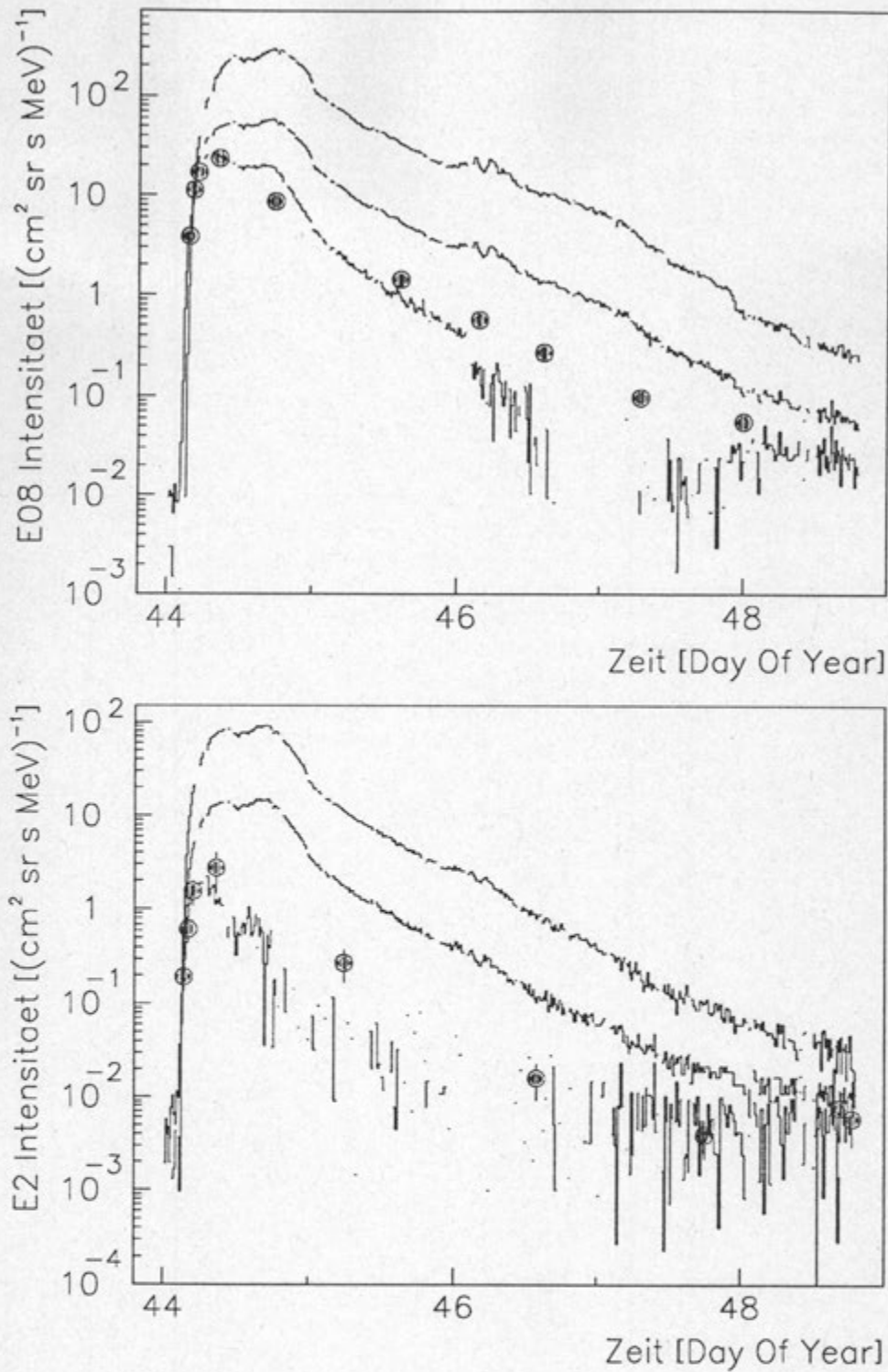


Abbildung 4.10: Verschiedene Intensitäten der Kanäle E08 (oberes Bild) und E2 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 77, 1978 auf HELIOS 1.

obere Kurven: linear korrigierte, korresp. Protonenintensitäten $I_{P13} \times 10$ und $I_{P27} \times 10$;

mittlere Kurven: $I_{E08}^{P13=0}$ und $I_{E2}^{P27=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;

untere Kurven: I_{E08} und I_{E2} linear korrigiert;

schwarze Kreise: I_{E08}^{PHA} und I_{E2}^{PHA} pulshöhenkorrigiert.

HELIOS 1

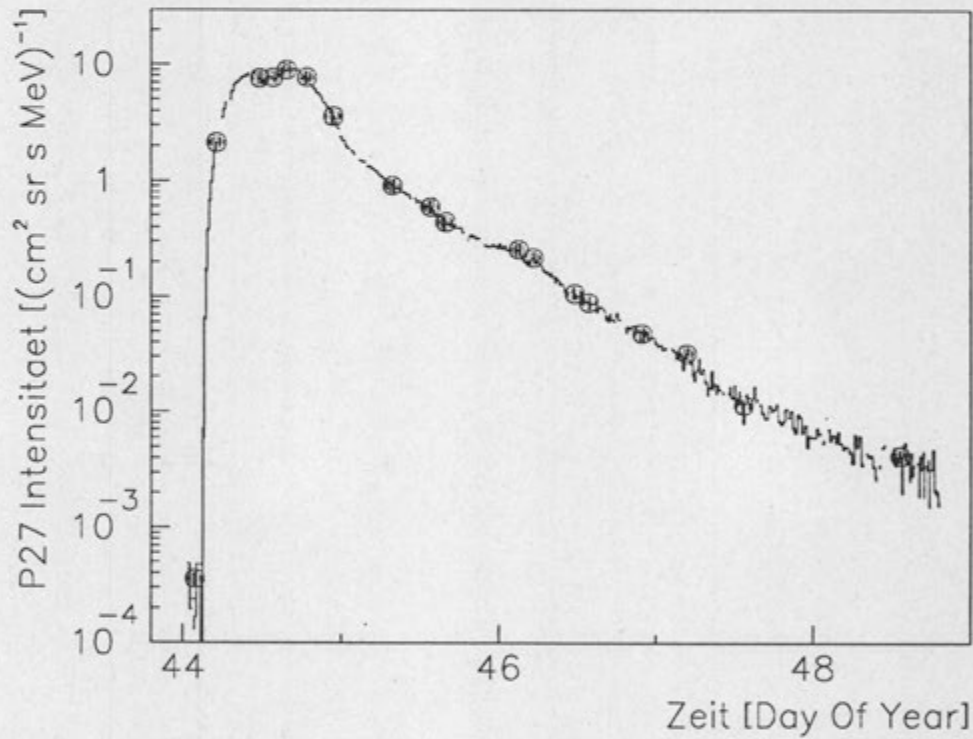
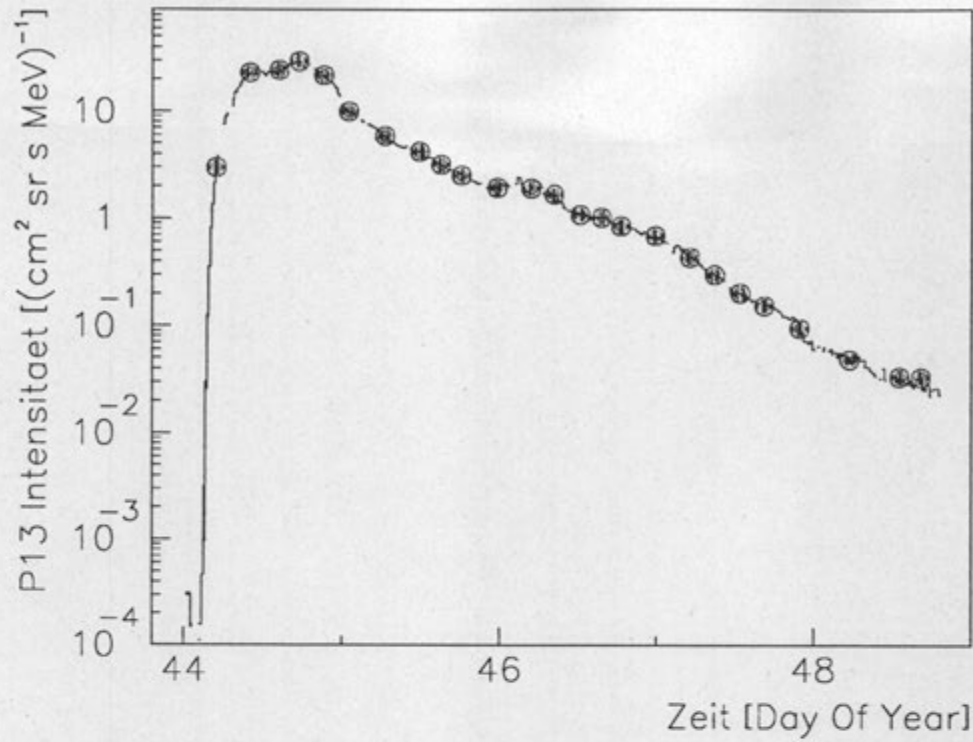


Abbildung 4.11: Verschiedene Intensitäten der Kanäle P13 (oberes Bild) und P27 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 44, 1978 auf HELIOS 1. Nahezu identisch sind:

$I_{P13}^{E08=0}$ und $I_{P27}^{E2=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;

I_{P13} und I_{P27} linear korrigiert;

schwarze Kreise: I_{P13}^{PHA} und I_{P27}^{PHA} pulshöhenkorrigiert.

HELIOS 1

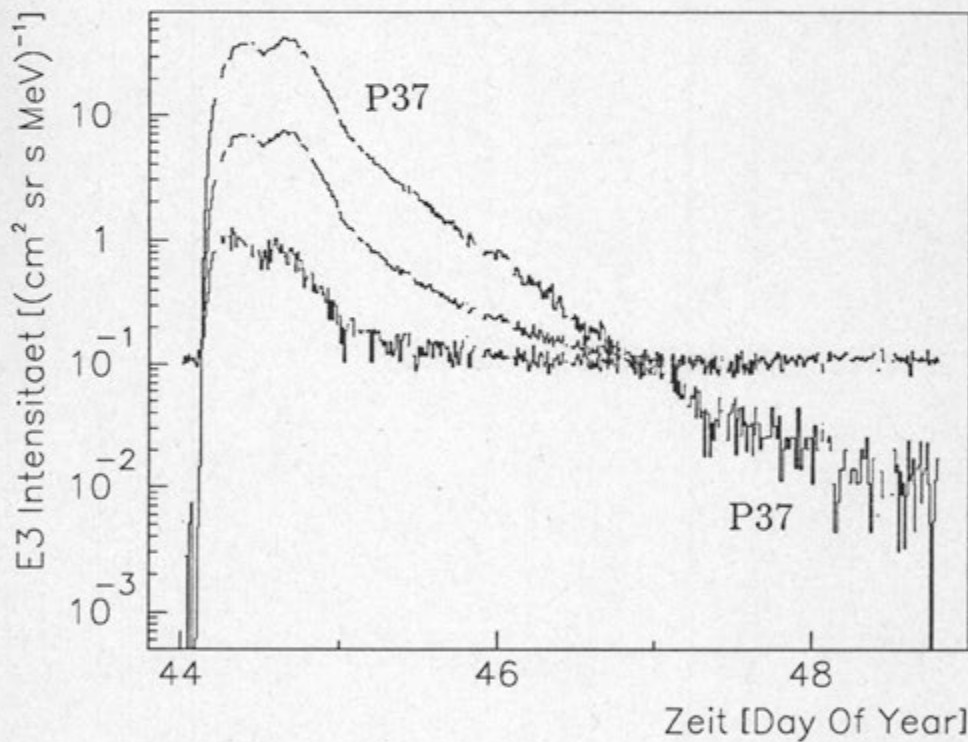
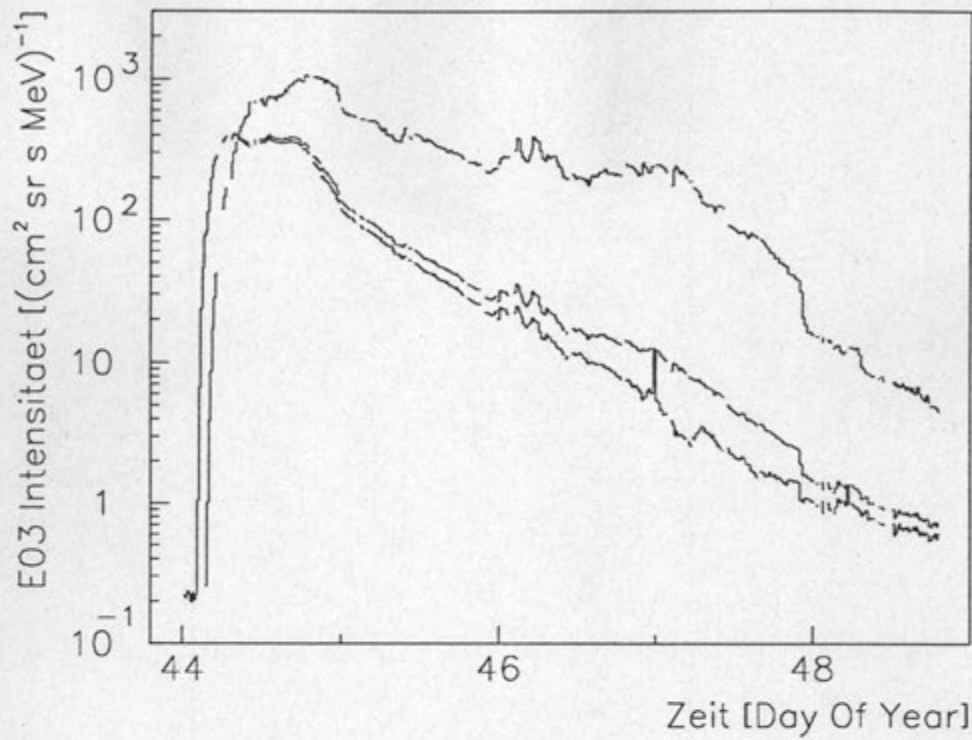


Abbildung 4.12: Verschiedene Intensitäten der Kanäle E03 (oberes Bild) und E3 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 44, 1978 auf HELIOS 1.

obere Kurven: linear korrigierte, korresp. Protonenintensitäten $I_{P4} \times 10$ und $I_{P37} \times 10$;

mittlere Kurven: $I_{E03}^{P4=0}$ und $I_{E3}^{P37=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;

untere Kurven: I_{E03} und I_{E3} linear korrigiert.

HELIOS 1

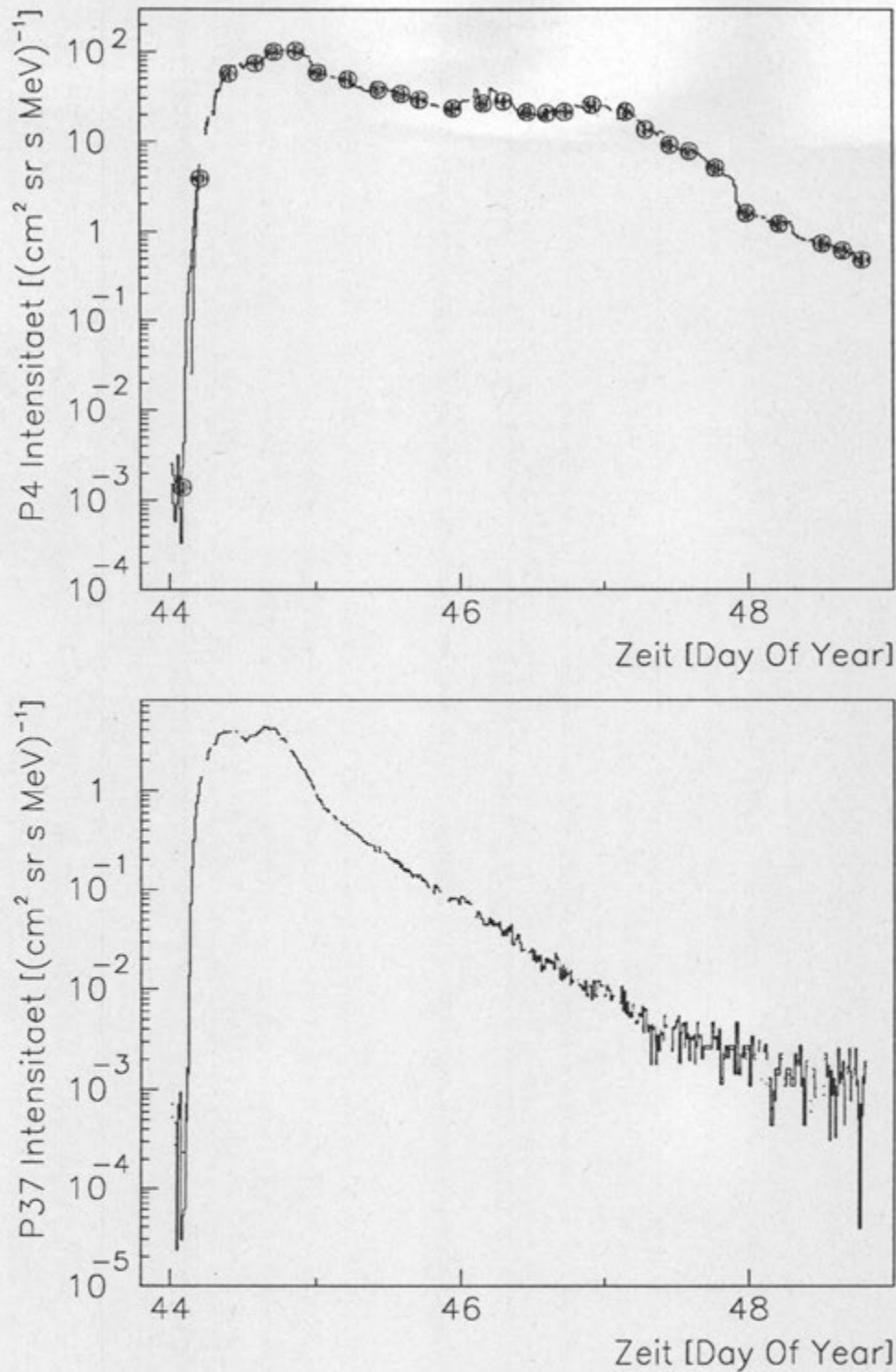


Abbildung 4.13: Verschiedene Intensitäten der Kanäle P4 (oberes Bild) und P37 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 44, 1978 auf HELIOS 1. Nahezu identisch sind:

$I_{P4}^{E03=0}$ und $I_{P37}^{E3=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;

I_{P4} und I_{P37} linear korrigiert;

schwarze Kreise: I_{P4}^{PHA} pulshöhenkorrigiert.

HELIOS 2

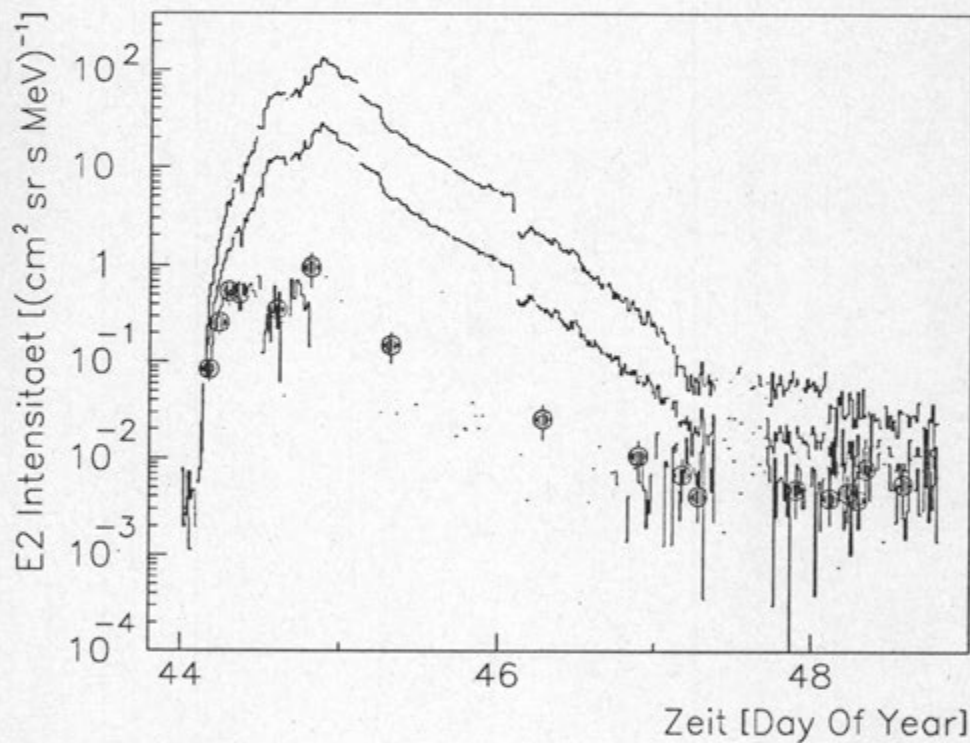
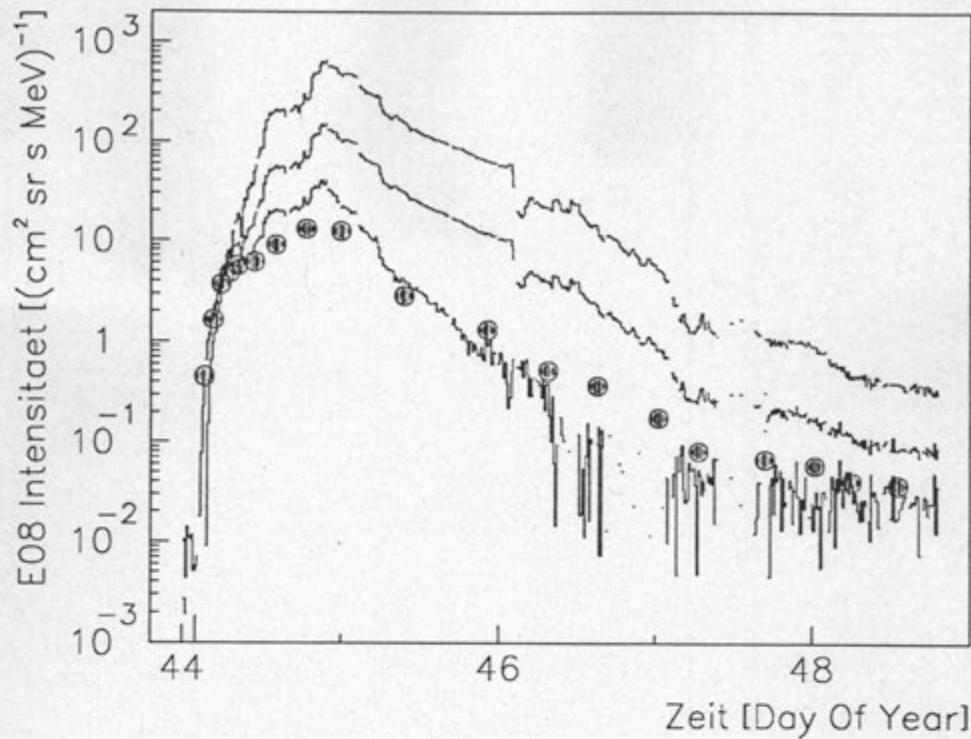


Abbildung 4.14: Verschiedene Intensitäten der Kanäle E08 (oberes Bild) und E2 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 44, 1978 auf HELIOS 2.

obere Kurven: linear korrigierte, korresp. Protonenintensitäten $I_{P13} \times 10$ und $I_{P27} \times 10$;
 mittlere Kurven: $I_{E08}^{P13=0}$ und $I_{E2}^{P27=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;
 untere Kurven: I_{E08} und I_{E2} linear korrigiert;
 schwarze Kreise: I_{E08}^{PHA} und I_{E2}^{PHA} pulshöhenkorrigiert.

HELIOS 2

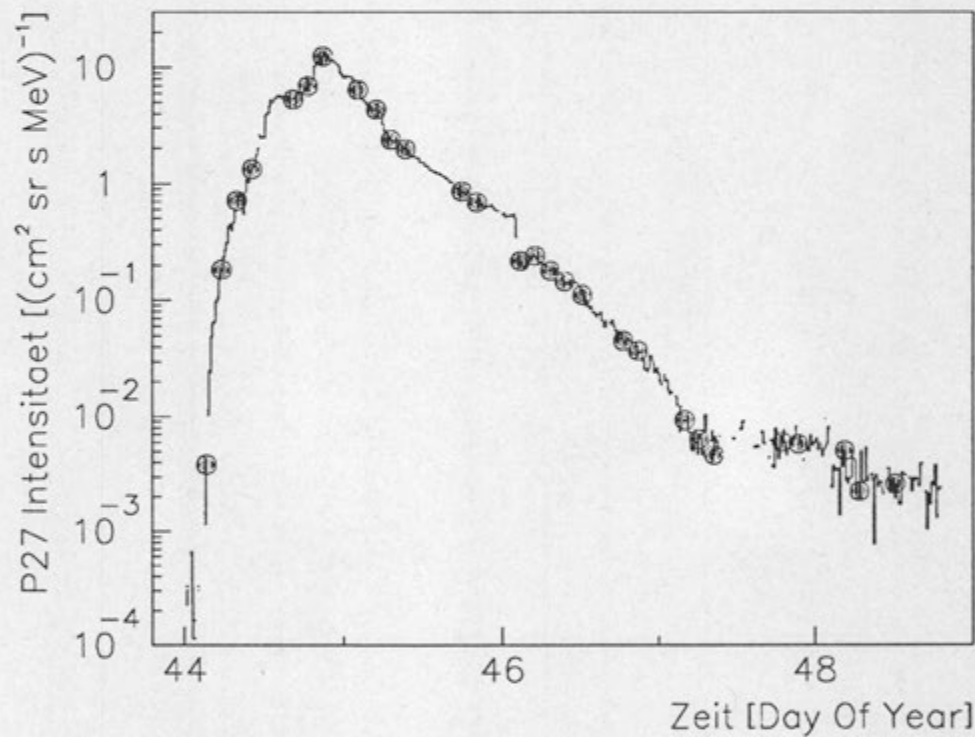
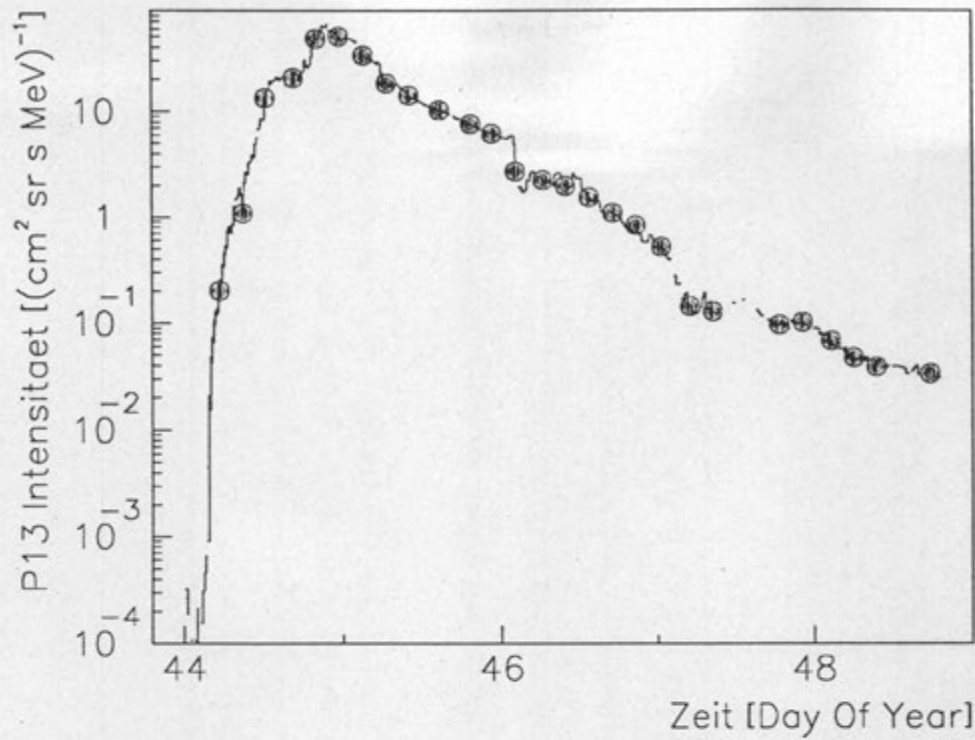


Abbildung 4.15: Verschiedene Intensitäten der Kanäle P13 (oberes Bild) und P27 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 44, 1978 auf HELIOS 2. Nahezu identisch sind:

$I_{P13}^{E08=0}$ und $I_{P27}^{E2=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;

I_{P13} ; und I_{P27} linear korrigiert;

schwarze Kreise: I_{P13}^{PHA} und I_{P27}^{PHA} pulshöhenkorrigiert.

HELIOS 2

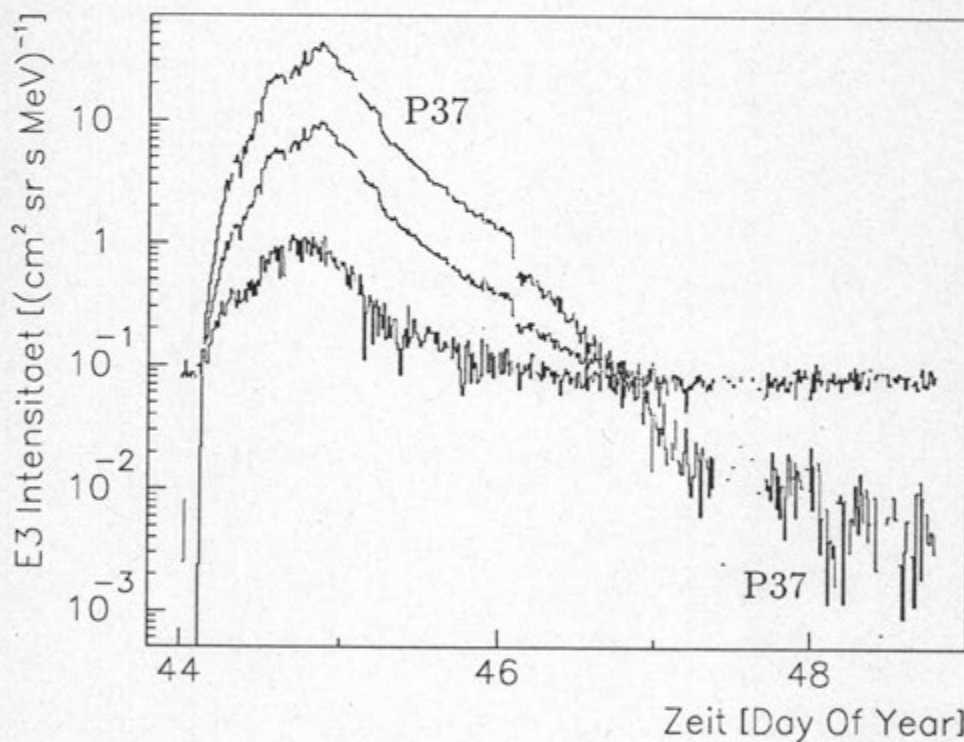
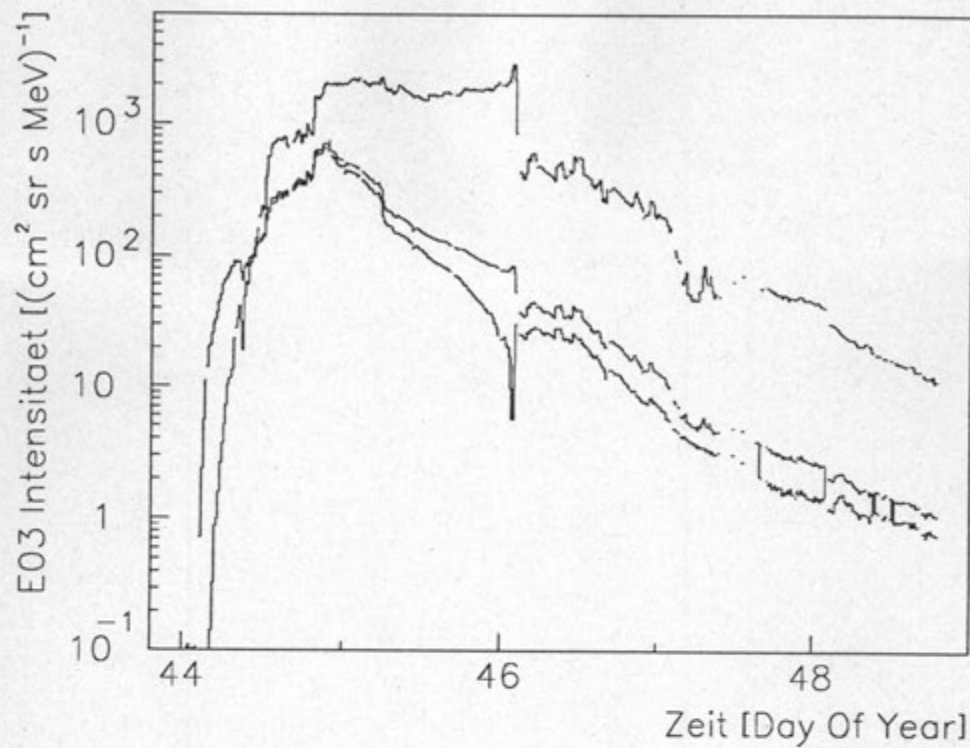


Abbildung 4.16: Verschiedene Intensitäten der Kanäle E03 (oberes Bild) und E3 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 44, 1978 auf HELIOS 2.

obere Kurven: linear korrigierte, korresp. Protonenintensitäten $I_{P4} \times 10$ und $I_{P37} \times 10$;

mittlere Kurven: $I_{E03}^{P4=0}$ und $I_{E3}^{P37=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;

untere Kurven: I_{E03} und I_{E3} linear korrigiert.

HELIOS 2

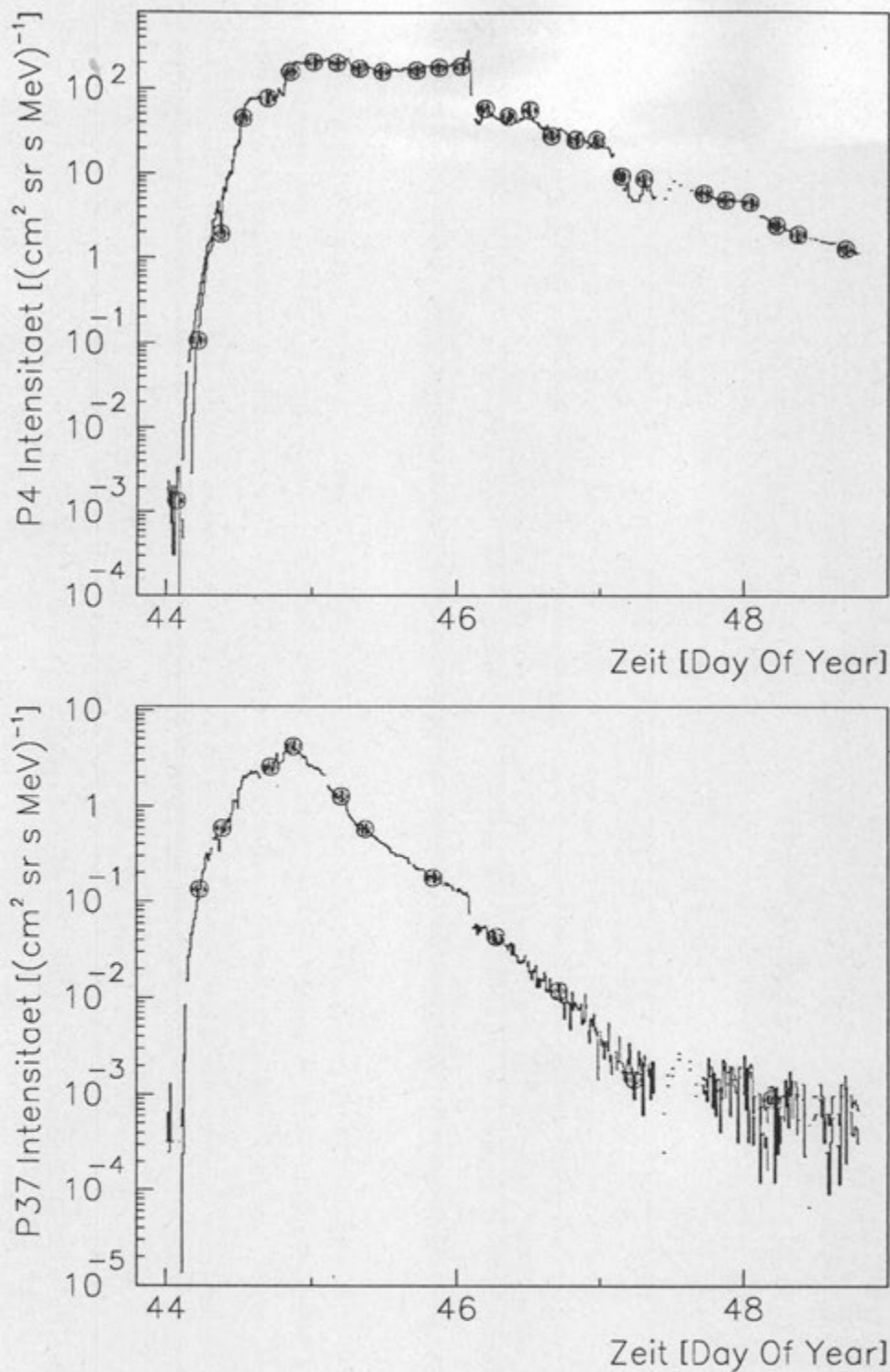


Abbildung 4.17: Verschiedene Intensitäten der Kanäle P4 (oberes Bild) und P37 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 44, 1978 auf HELIOS 2. Nahezu identisch sind:

$I_{P4}^{E_{03}=0}$ und $I_{P37}^{E_{03}=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;

I_{P4} und I_{P37} linear korrigiert;

schwarze Kreise: I_{P4}^{PHA} und I_{P37}^{PHA} pulshöhenkorrigiert.

4.3.3 Lineare Korrektur des Kanals P4

Die lineare Korrektur des Kanals P4 soll in diesem Abschnitt mit besserer zeitlicher Auflösung als bisher untersucht werden, da dieser Kanal der am stärksten durch übersprechende Elektronen kontaminierte Protonenkanal ist. Für das Ereignis 77326 befinden sich in Abbildung (4.18) und für das Ereignis 78044 in Abbildung (4.19) jeweils die mit realen Responsekoeffizienten berechneten Intensitäten $I_{P4}^{E03=0}$, die linear korrigierten Intensitäten I_{P4}^{E03} sowie die pulshöhenkorrigierten Intensitäten I_{P4}^{PHA} . Offensichtlich kommt es nur während einiger, weniger Zeitintervalle zu Beginn der solaren Ereignisse zu Unterkorrekturen. An diesen Stellen folgt aus den pulshöhenkorrigierten Intensitäten eine Reduzierung der ursprünglichen Intensität $I_{P4}^{E03=0}$ um nahezu zwei(!) Größenordnungen auf die linear korrigierte Intensität I_{P4}^{E03} . Da jedoch der Übersprechkoeffizient mit einem Fehler von $\approx 5\%$ (vgl. Tabelle 4.5) behaftet ist, ist eine Korrektur auf nur 1% der ursprünglichen Intensität unmöglich.

Trotzdem kann die lineare Korrektur im Kanal P4 als erfolgreich angesehen werden, da es nur während kürzester Zeitintervalle zu Beginn solarer Ereignisse zu Fehlkorrekturen kommt.

HELIOS 1 und 2

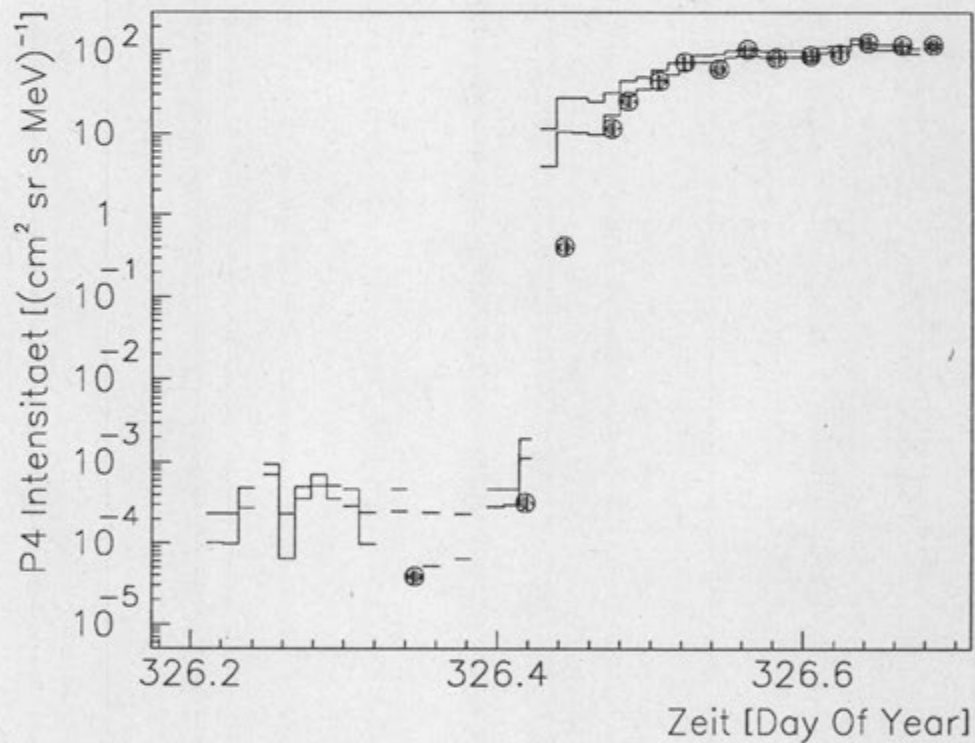
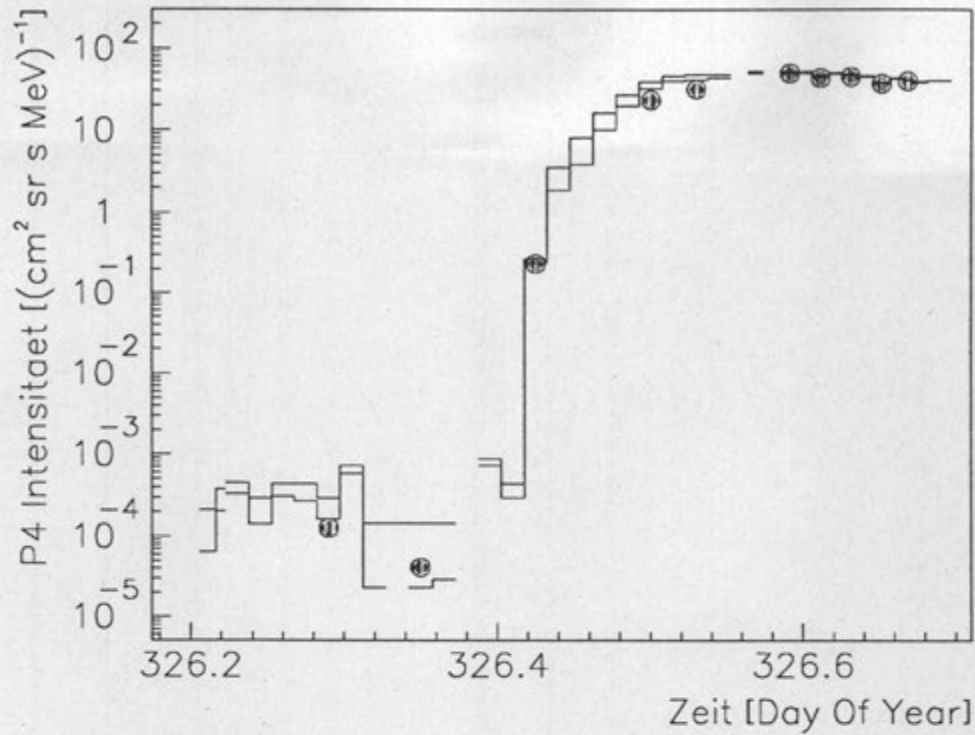


Abbildung 4.18: Verschiedene Intensitäten der Kanäle P4 auf HELIOS 1 (oberes Bild) und auf HELIOS 2 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 326, 1977.

obere Kurven: I_{P4}^{E03} mit realem Responsekoeffizient berechnet;

untere Kurven: I_{P4} linear korrigiert;

schwarze Kreise: I_{P4}^{PHA} pulshöhenkorrigiert.

HELIOS 1 und 2

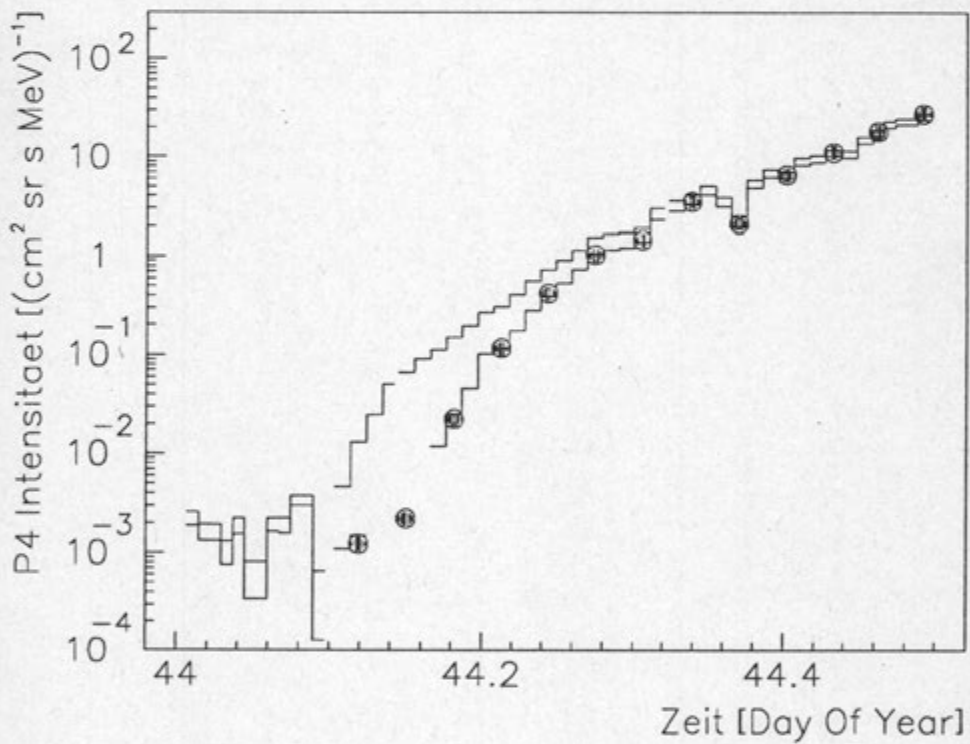
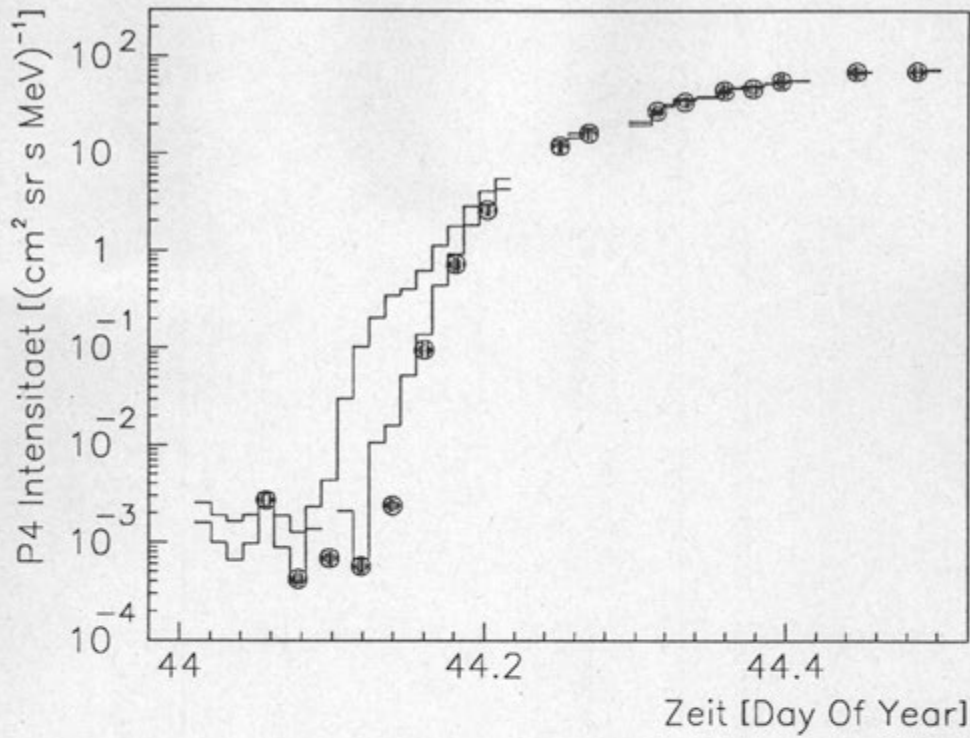


Abbildung 4.19: Verschiedene Intensitäten der Kanäle P4 auf HELIOS 1 (oberes Bild) und auf HELIOS 2 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 44, 1978.

obere Kurven: $I_{P4}^{E03=0}$ mit realem Responsekoeffizient berechnet;

untere Kurven: I_{P4} linear korrigiert;

schwarze Kreise: I_{P4}^{PHA} pulshöhenkorrigiert.

4.4 Anwendung der linearen Korrektur auf eine Reihe weiterer solarer Ereignisse

Die Untersuchung zweier solarer Ereignisse im vorigen Abschnitt zeigt, daß das lineare Korrekturverfahren die Elektronenkanäle nicht immer richtig korrigiert. Die Protonenkanäle sind bei diesen solaren Ereignissen DOY 326, 1977 und DOY 44, 1978, mit Ausnahme des Kanals P4 in den frühen Anfangsphasen, nicht durch Elektronen kontaminiert. Es ist daher bei der Untersuchung weiterer Ereignisse zu klären, ob die Korrektur der Elektronenkanäle noch öfter versagt und ob die Protonenkanäle stets nur schwach kontaminiert sind, so daß die lineare Korrektur zu fast keiner Veränderung der Intensitätsverläufe – mit Ausnahme der im Kanal P4 – führt.

4.4.1 Ergebnisse

Auf 21 solare Ereignisse der Jahre 1977 bis 1982 auf HELIOS 1 und 13 der Jahre 1977 bis 1980 auf HELIOS 2 wurde die lineare Korrektur korrespondierender Kanäle angewendet. Eine Liste aller betrachteten Ereignisse in den untersuchten Zeitintervallen befindet sich in Tabelle (B.1) im Anhang.

Für jedes Ereignis wurden die Übersprechkoeffizienten R_{E08}^{P13} , R_{P13}^{E08} , R_{E2}^{P27} , R_{P27}^{E2} , wenn möglich R_{P4}^{E03} und nur für HELIOS 2 R_{P37}^{E3} bestimmt. Diese Werte befinden sich für HELIOS 1 in Tabelle (B.2) und für HELIOS 2 in Tabelle (B.3). Da die das Übersprechen beschreibenden Übersprechkoeffizienten konstant für ein solares Ereignis und deshalb auch für alle anderen Ereignisse vorausgesetzt werden, wird ein gewogenes Mittel (siehe z.B. KREYSZIG [Kre88, S. 329ff]) und ein zugehöriger Fehler berechnet. Der so bestimmte Fehler berücksichtigt jedoch nur statistische Schwankungen und keine systematischen Einflüsse.

Mittelwerte über alle Ereignisse				
	HELIOS 1		HELIOS 2	
	Übersprech- koeffizient	absoluter Fehler	Übersprech- koeffizient	absoluter Fehler
R_{E08}^{P13}	1.902	0.024	2.340	0.021
R_{P13}^{E08}	0.009	0.001	0.008	0.001
R_{E2}^{P27}	1.965	0.055	2.653	0.049
R_{P27}^{E2}	0.016	0.003	0.010	0.002
R_{P4}^{E03}	0.023	0.001	0.023	0.001
R_{P37}^{E3}	–	–	0.013	0.003

Tabelle 4.5: Mittelwerte der Übersprechkoeffizienten aller untersuchten solaren Ereignisse

Auch in diesem Mittelwert zeigt sich wie bei den solaren Ereignissen DOY 326, 1977 und

DOY 44, 1978 daß die Kontamination der Elektronenkanäle E08 und E2 durch Protonen bei HELIOS 2 stärker ausgeprägt ist als bei HELIOS 1. Die Übersprechkoeffizienten der Elektronen in die Protonenkanäle sind im Rahmen der Fehlergrenzen bei HELIOS 1 und 2 nahezu gleich. Die sehr kleinen statistischen Fehler resultieren aus der gewichteten Mittelung.

In Tabelle 4.6 werden die übersprechenden Anteile eines Kanals in Prozenten angegeben. Das Übersprechen von Protonen in Elektronenkanäle liegt im Bereich von 20 bis 24% für

Prozentuales Übersprechen		
	HELIOS 1	HELIOS 2
Protonen P13 im Kanal E08	20.7±0.3%	24.3±0.2%
Elektronen E08 im Kanal P13	0.7±0.04%	0.6±0.07%
Protonen P27 im Kanal E2	29.3±0.7%	35.9±0.4%
Elektronen E2 im Kanal P27	1.3±0.3%	0.9±0.1%
Elektronen E03 im Kanal P4	2.1±0.1%	2.2±0.1%
Elektronen E3 im Kanal P37	–	1.1±0.3%

Tabelle 4.6: Prozentuales Übersprechen berechnet aus den Mittelwerten der Übersprechkoeffizienten aller untersuchten Ereignisse.

den P13 und 30 bis 36% für den Kanal P27. Also werden von allen Teilchen aus dem Energieintervall des P27 ca. ein Drittel im korrespondierenden Kanal E2 registriert. Das Übersprechen von Elektronen in Protonenkanäle ist bei HELIOS 1 und 2 im Rahmen der Fehlergrenzen fast identisch und liegt ungefähr bei 1 bis 2%. Am stärksten ausgeprägt ist es im niedrigsten Elektronenkanal E03, von dem mit 2% anteilig doppelt so viele Elektronen in den korrespondierenden Protonenkanal P4 übersprechen wie in den höherenergetischen Elektronenkanälen E08, E2 und E3, von denen aus anteilig 1% aller Elektronen überspricht.

Nun werden alle Ereignisse daraufhin untersucht, ob und in welchen Kanälen es zu Fehlerkorrekturen ähnlich denen des DOY 44, 1978 kommt. Das Ergebnis dieser Betrachtungen befindet sich in Tabelle (4.7). Dort bedeutet ein „+“-Zeichen richtige, ein „-“-Zeichen falsche und „≈“ bedingt richtige Korrektur. In Klammern gesetzte Zeichen zeigen an, daß zu wenige Pulshöhendaten vorhanden sind, um das Ergebnis genau genug verifizieren zu können. Ist kein Intensitätsanstieg registriert worden, so wird der Kanal durch einen Stern „*“ gekennzeichnet. Alle Ereignisse werden im weiteren durch eine laufende Nummer oder eine fünfstelligen Ziffer bezeichnet, bei der die ersten zwei Stellen das Jahr und die anderen drei den DOY angeben. Die Kanäle P13, P27 und P37 werden hier nicht berücksichtigt, da sie fast nicht durch Elektronen kontaminiert sind und deshalb kaum korrigiert werden. Die einzige Ausnahme ist das Ereignis 80173, bei dem es zu Unter- und Überkorrekturen bei P4 und P13 kommt. Der Kanal P4 muß berücksichtigt werden, da es in den frühen Anfangsphasen solarer Ereignisse zum Übersprechen durch Elektronen kommt. Betrachtet werden außerdem die stark korrigierten Elektronenkanäle, insbesondere E08 und E2, deren Übersprechkoeffizienten durch das lineare Korrekturverfahren berechnet werden. Wenn die korrigierten Intensitäten von den pulshöhenkorrigierten derart abweichen, daß sie Werte ≤ 0 annehmen, so hat das Verfahren bei dem betreffenden Ereignis versagt. Weichen die korrigierten Intensitäten von den pulshöhenkorrigierten ab, ohne daß es zu Intensitätswerten ≤ 0 kommt, wird die Korrektur-

Bewertung der Korrektur											
Nr.	Ereignis	E03		E08		E2		E3		P4	
		H1	H2	H1	H2	H1	H2	H1	H2	H1	H2
1	77326	+	-	+	+	+	+	+	+	+	+
2	361	+	+	(+)	+	*	+	*	*	(+)	+
3	78001	≈	+	+	≈	+	+	+	+	+	+
4	044	≈	-	-	-	-	-	≈	≈	+	+
5	098	≈	-	≈	≈	(-)	-	≈	≈	≈	+
6	101	+	≈	+	+	+	≈	*	≈	+	+
7	266	≈	≈	+	(+)	(+)	(+)	+	+	+	(+)
8	345	+	-	+	+	(+)	+	*	*	≈	+
9	79049	+	+	(≈)	+	*	(+)	*	*	≈	+
10	060	-	-	≈	≈	(-)	+	≈	≈	-	+
11	093	+	-	+	(≈)	*	+	*	+	+	+
12	251	+	+	+	(+)	(+)	(≈)	+	≈	≈	+
13	80039	+		(+)		*		*		≈	
14	048	+	+	*	+	*	*	*	*	*	+
15	122	+		+		(+)		+		+	
16	159	+		+		+		*		+	
17	173	+		+		+		+		-	
18	81100	+		+		(+)		*		+	
19	136	+		-		(-)		-		+	
20	82330	≈		(+)		(≈)		≈		-	
21	341	≈		(-)		(-)		≈		≈	

Tabelle 4.7: Bewertung der Korrektur. H1=HELIOS 1, H2=HELIOS 2. Ein „+“-Zeichen bedeutet richtige Korrektur, ein „-“-Zeichen falsche und „≈“ bedingt richtige. In Klammern gesetzte Zeichen zeigen an, daß die Pulshöhenstatistik zu schlecht ist, um das Ergebnis genau genug verifizieren zu können. Ist kein Intensitätsanstieg registriert worden, so wird der Kanal durch einen Stern „*“ gekennzeichnet.

tur als bedingt richtig bewertet. Eine Bewertung der linearen Korrektur für die Kanäle E03 und E3 ergibt sich aus ähnlich angenommenen Intensitätsverläufen von E03 und E08 bzw. E2 und E3.

Aus der Untersuchung der korrigierten Intensitätsverläufe folgt, daß es bei einem Drittel der betrachteten solaren Ereignisse in den Kanälen E08 und E2 zu Fehlkorrekturen kommt. Von 21 Ereignissen auf HELIOS 1 werden im Kanal E08 14 richtig und 6 bedingt richtig oder falsch korrigiert. Ein Ereignis entfällt, da nur im Kanal E03 ein Intensitätsanstieg erfolgt. Von 13 Ereignissen auf HELIOS 2 werden im Kanal E08 8 richtig und 5 bedingt richtig oder falsch korrigiert. Ähnliches gilt für den Kanal E2, in dem auf HELIOS 1 das Verhältnis von richtig zu falsch korrigierten Intensitäten 10 zu 6 beträgt; auf HELIOS 2 beträgt es 8 zu 4. Die Kanäle E03 und E3 können nicht besser bewertet werden, da sie mit E08 und E2 direkt verglichen werden. Im Kanal E03 auf HELIOS 1 ist das Verhältnis von richtig zu falsch korrigierten Intensitäten 14 zu 7; auf HELIOS 2 beträgt es 5 zu 8. Im Kanal E3 mit sehr vielen Ereignissen ohne Intensitätsanstieg liegt das Verhältnis von richtig zu falsch korrigierten Intensitäten auf HELIOS 1 bei 6 zu 6 und auf HELIOS 2 bei 4 zu 5. Die Korrektur der Elektronenkanäle gelingt auf beiden Raumfahrzeugen gleich gut, da die Anteile richtig und schlecht korrigierter Ereignisse sehr ähnlich sind.

Im Protonenkanal P4 existiert dieses Gleichverhalten nicht. Auf HELIOS 1 wird die Hälfte aller Ereignisse in ihrem Beginn leicht unterkorrigiert (9 von 20 Ereignissen), wohingegen die lineare Korrektur alle 13 Ereignisse auf HELIOS 2 richtig berechnet.

4.4.2 Schlußfolgerungen

Die Übersprechkoeffizienten R_{E08}^{P13} und R_{E2}^{P27} konnten zwar mit den kleinsten statistischen Fehlern relativ zu den anderen berechnet werden, trotzdem kam es bei einem Drittel der linear korrigierten solaren Ereignisse zu Über- und/oder Unterkorrekturen in den Kanälen E08 und E2. Daraus muß gefolgert werden, daß statistische Effekte allein die Schwankungen der Übersprechkoeffizienten nicht erklären. Die Frage lautet nun:

Wovon sind die Übersprechkoeffizienten R_{E08}^{P13} und R_{E2}^{P27} , aber auch R_{P4}^{E03} , systematisch abhängig?

Um diese Frage zu beantworten, wird an eine wichtige Voraussetzung der linearen Korrektur korrespondierender Kanäle erinnert. Die Responsefunktionen richtig registrierter und übersprechender Teilchen sollen proportional zueinander sein! Wären sie es nicht, so hätte das Spektrum in der in Abschnitt 3.4.2 dargelegten Weise Einfluß auf den Anteil übersprechender Teilchen. Gerade dies scheint aber der Fall zu sein, denn erstens kann der für ein Ereignis gemittelte Übersprechkoeffizient zu verschiedenen Zeitabschnitten im Verlaufe dieses solaren Ereignisses sowohl zu Unter- als auch zu Überkorrekturen führen, und zweitens treten Fehlkorrekturen nur bei Ereignissen auf, die von einer interplanetaren Stoßwelle mit stark schwankendem Spektrum begleitet werden. Deshalb ist die Voraussetzung proportionaler Responsefunktionen eine zu grobe Näherung, und somit muß das Verfahren, welches nur einen Übersprechkoeffizienten für ein Ereignis bzw. einen globalen für alle Ereignisse verwendet, erweitert werden. Hier bedeutet das, die Abhängigkeit der Übersprechkoeffizienten vom Protonenspektrum zu untersuchen. Dieses Protonenspektrum kann, mit Ausnahme weniger Zeitintervalle zu Beginn solarer Ereignisse, bei denen es zu Fehlkorrekturen im Kanal P4 kommt, aus den linear korrigierten Protonenintensitäten richtig berechnet werden.

Kapitel 5

Spektralabhängige Korrektur

In diesem Kapitel wird der zeitliche Verlauf von Protonenspektren und deren Einfluß auf das Übersprechen beschrieben. Die Protonenintensitäten können mit der linearen Korrektur, mit Ausnahme einiger weniger Zeitintervalle zu Beginn eines solaren Ereignisses im Kanal P4, richtig berechnet werden, so daß die aus ihnen bestimmten Spektren ebenfalls als korrekt vorausgesetzt werden. Eine ausführliche Beschreibung modellhafter Verläufe des Protonenspektrums bei verschiedenen solaren Ereignistypen findet sich bei MEYER [Mey91].

Nach Bestimmung von Übersprechfunktionen, die abhängig vom Protonenspektrum das Übersprechen beschreiben, können spektralabhängig korrigierte Intensitätsverläufe in den Elektronenkanälen E08 und E2 berechnet werden. Aus Simulationsrechnungen ergeben sich ebenfalls spektralabhängige Übersprechfunktionen, die zu einer spektralabhängigen Korrektur aller Elektronenkanäle verwendet werden, bei der auch nicht korrespondierende Kanäle Berücksichtigung finden.

Beide Korrekturen – die pulshöhendatengestützte, spektralabhängige Korrektur und die aus der Simulation gewonnene – werden miteinander verglichen, um aus ihnen die erfolgreichste Korrektur auszuwählen. Damit ist es dann möglich, für alle vier Elektronenkanäle zuverlässig korrigierte Intensitätsprofile und aus diesen dann zuverlässige Elektronenspektren zu berechnen.

5.1 Die Abhängigkeit der Übersprechkoeffizienten vom Protonenspektrum

5.1.1 Berechnung des Spektralindex

Die Bestimmung des Spektralindex γ wird für ideale Responsefunktionen in Abschnitt 2.3.4 und reale in Abschnitt 2.3.6 hergeleitet. Eine gemittelte Energie $\bar{E}$, bei der die Intensität den Wert $\bar{I} = I_0 \bar{E}^\gamma$ annimmt, ergibt sich für reale Responsefunktionen (Treppenfunktionen)

gemäß Formel (2.33)

$$\bar{E} = \left\{ \frac{\sum_{i=1}^{n-1} R_i \bar{E}_i^\gamma}{\sum_{i=1}^{n-1} R_i} \right\}^{1/\gamma}$$

Der Spektralindex γ berechnet sich aus den Wertepaaren $(\bar{E}, \bar{I})$. Da die gemittelte Energie $\bar{E}$ selbst wieder von γ abhängt, muß iterativ vorgegangen werden: Mit einem Startwert für γ werden Startwerte für die $\bar{E}_i$, $i=P4, P13, P27, P37$, berechnet. Daraus ergibt sich nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate im doppeltlogarithmischen Maßstab, wobei die Intensitätswerte entsprechend ihrem relativen Fehler gewichtet werden, ein neues γ , womit die nächsten $\bar{E}_i$ und in einem weiteren Iterationsschritt wieder ein neues γ bestimmt werden können. Wenn die Differenz $\gamma_n - \gamma_{n-1}$, n =Anzahl der Iterationen, eine vorgegebene Genauigkeitsgrenze unterschreitet, wird γ_n als Ergebnis akzeptiert. Dieses Verfahren ist nebst Fortran-Code beschrieben bei PRESS et al. [PFTV86] und von MEYER (*private Mitteilung*) in ein Fortran-Programm für die HELIOS-Daten umgesetzt worden. Die Qualität Q eines nach dieser Methode bestimmten Fits läßt sich mit den üblichen statistischen Verfahren angeben, wie sie ebenfalls bei [PFTV86] beschrieben werden. Im wesentlichen macht die Fitqualität Q hier eine Aussage darüber, inwieweit die Datenpunkte auf einer Geraden liegen, wie gut also das gefittete Spektrum ein erwartetes Potenzgesetz – im doppeltlogarithmischen ist dieses eine Gerade – erfüllt. Sind Teile des Spektrums invertiert, was aufgrund der Geschwindigkeitsdispersion in den frühen Anfangsphasen eines solaren Ereignisses bei Protonenspektren der Fall ist, so kann das gemessene Spektrum nur noch ungenügend durch ein Potenzgesetz beschrieben werden, und dementsprechend ist die Fitqualität Q unzureichend (siehe [Mey91], S. 57 und 67). In diesem Fall wird das gemessene Protonenspektrum besser durch Potenzgesetze in den einzelnen Protonenkanälen beschrieben, in denen dann ein Teilspektralindex angegeben wird.

Berechnung von Teilspektralindizes

Die Übersprechkoeffizienten, die das Übersprechen von Protonen in korrespondierende Elektronenkanäle beschreiben, sind sicherlich vom Spektrum in dem betreffenden Protonenkanal und nicht vom gesamten Protonenspektrum abhängig. Um eine Abschätzung für γ_{P13} , den Spektralindex im Energiebereich des Kanals P13, zu erhalten, wird aus den mit der Iterationsrechnung gemäß MEYER gewonnen Wertepaaren $(\bar{E}_{P4}, \bar{I}_{P4})$ und $(\bar{E}_{P27}, \bar{I}_{P27})$ ein Differenzenquotient gebildet. Analog wird γ_{P27} , der Spektralindex im Energiebereich des Kanals P27, aus den Wertepaaren $(\bar{E}_{P13}, \bar{I}_{P13})$ und $(\bar{E}_{P37}, \bar{I}_{P37})$ errechnet.

5.1.2 Das Protonenspektrum zum solaren Ereignis 78044

Betrachtung von HELIOS 2

In diesem Abschnitt wird HELIOS 2 zuerst behandelt, weil die gute Statistik der Pulshöhen-
daten zu Beginn des Ereignisses die dann auftretenden Unterkorrekturen im Kanal E08 sowie die Überkorrekturen in den Kanälen E08 und E2 besonders gut erkennen läßt (siehe nochmal Abb. 4.14). Um die Ursache dieser Fehlkorrekturen zu untersuchen, werden in Abbildung (5.1) der Teilspektralindex γ_{P13} und R_{E08}^{P13} als Funktion der Zeit aufgetragen. γ_{P13} ändert sich

dabei von einem Maximalwert +3.5, was einem invertierten Spektrum mit größeren Intensitäten in den hohen als in den niedrigen Kanälen entspricht, zu Beginn des solaren Ereignisses sehr schnell zu Werten von -2 bis -4.5. Um eine klare Darstellung zu erreichen, werden die berechneten Werte der Übersprechkoeffizienten für jeweils einen halben Tag gemittelt. Offensichtlich folgt der Übersprechkoeffizient R_{E08}^{P13} in seinem zeitlichen Verlauf dem von γ_{P13} . In Übereinstimmung mit dem anfänglich invertierten Spektrum nimmt R_{E08}^{P13} zu Beginn einen maximalen Wert an (≈ 2.9), um dann bis zum DOY 45 auf 1.9 abzusinken und von dort an, korreliert mit dem Teilspektralindex γ_{P13} , relativ konstant zu bleiben. Der gemittelte Übersprechkoeffizient für dieses Ereignis errechnet sich zu $\bar{R}_{E08}^{P13}=2.5$, so daß nunmehr die Fehlkorrekturen zu erklären sind: In der Anfangsphase ist der tatsächliche Übersprechkoeffizient größer als sein Mittelwert und die Korrektur ist mithin zu gering. Später ist es genau umgekehrt, da der tatsächliche Wert für R_{E08}^{P13} kleiner als der Mittelwert ist und sich daraus Überkorrekturen ergeben.

In Abbildung (5.2) werden für HELIOS 2 der Teilspektralindex γ_{P27} und R_{E2}^{P27} als Funktion der Zeit aufgetragen. γ_{P27} geht dabei von Werten ≈ 0.5 zu Beginn sehr schnell zu Werten von -3 bis -6 im weiteren Verlauf über. Das Spektrum im Bereich des Kanals P27 ist also steiler als das im Bereich des Kanals P13. Der Übersprechkoeffizient R_{E2}^{P27} ist in seinem zeitlichen Verlauf nur wenig mit dem zugehörigen Teilspektralindex γ_{P27} korreliert. Der Mittelwert für R_{E2}^{P27} ergibt sich zu 2.56, er ist aber aufgrund der guten Telemetrikapazität zwischen DOY 44.0 und 46.0 vornehmlich in diesem Zeitraum bestimmt worden. Somit erklären sich die richtig korrigierten Intensitäten zu Beginn und die überkorrigierten Intensitäten im weiteren Verlauf des Ereignisses, da der Übersprechkoeffizient R_{E2}^{P27} das Übersprechen der Protonen nur zu Beginn des Ereignisses richtig beschreibt.

Betrachtung von HELIOS 1

Für HELIOS 1 wird analog zu HELIOS 2 verfahren, so daß in Abbildung (5.3) der Teilspektralindex γ_{P13} und R_{E08}^{P13} als Funktion der Zeit aufgetragen sind. γ_{P13} ändert sich hier von +1, entsprechend einem invertierten Spektrum zu Beginn des solaren Ereignisses, sehr schnell zu Werten von -2 bis -4. Dem zeitlichen Verlauf von γ_{P13} folgt wiederum der des Übersprechkoeffizienten R_{E08}^{P13} . Ein anfängliches Maximum (≈ 3.8), das niedriger als bei HELIOS 2 ist und dann ein Abfall bis auf 1.4 im weiteren Verlauf des Ereignisses. Verglichen mit HELIOS 2 sind die Werte der Übersprechkoeffizienten kleiner, was sich auch im Mittelwert niederschlägt ($\bar{R}_{E08}^{P13}=1.79$). In Abbildung (5.4) sind γ_{P27} und R_{E2}^{P27} als Funktion der Zeit dargestellt. Analog zum Verhalten in Kanal E08 ergibt sich für HELIOS 1 ein kleinerer Übersprechkoeffizient (Mittelwert $\bar{R}_{E2}^{P27}=1.87$). Übereinstimmend mit HELIOS 2 ist auch die Abhängigkeit des R_{E2}^{P27} von γ_{P27} weniger stark ausgeprägt als die des R_{E08}^{P13} von γ_{P13} .

HELIOS 2

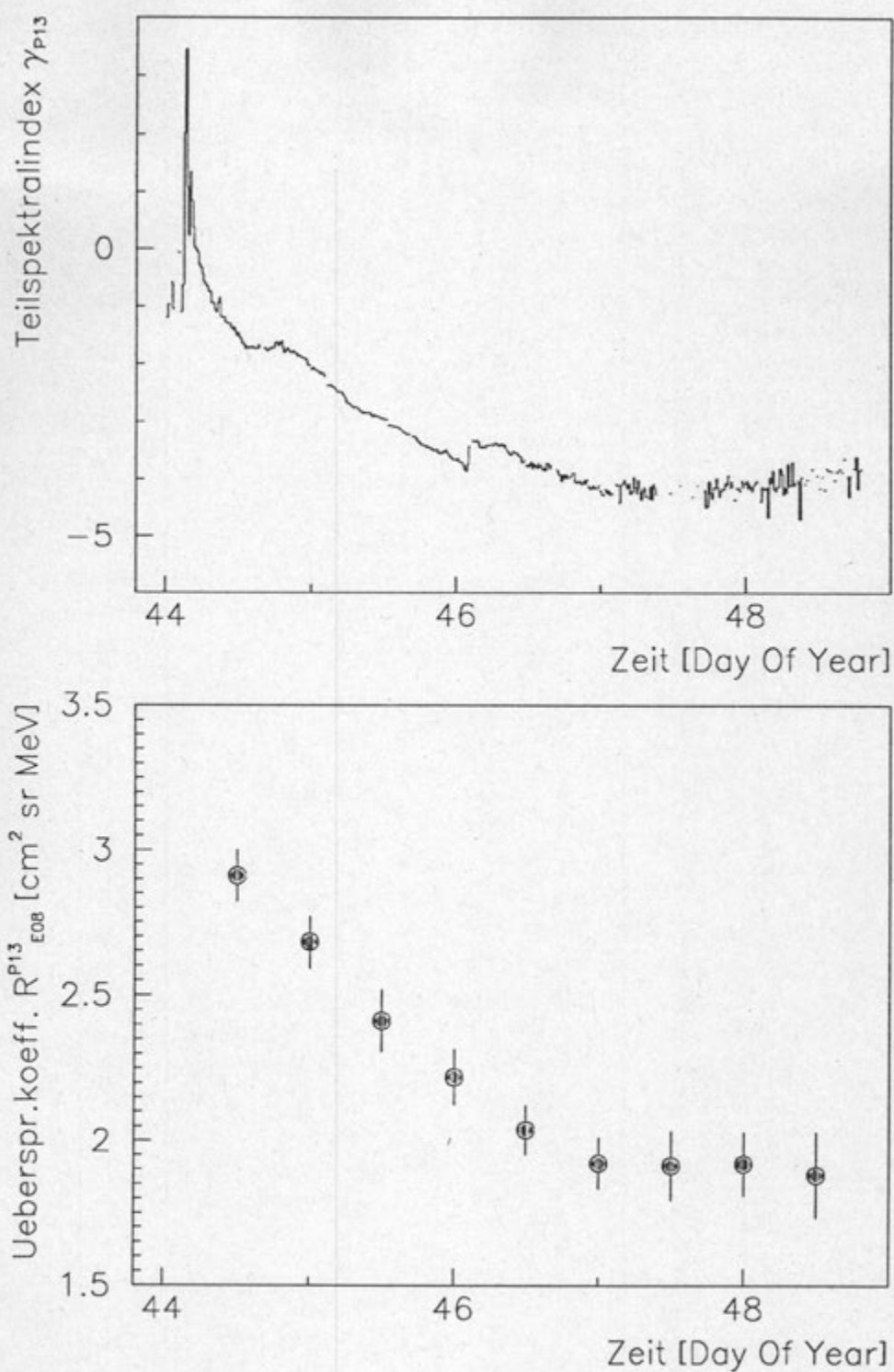


Abbildung 5.1: Spektralindex γ_{P13} und Übersprechkoeffizient R_{E08}^{P13} als Funktion der Zeit für das Ereignis H278044.

HELIOS 2

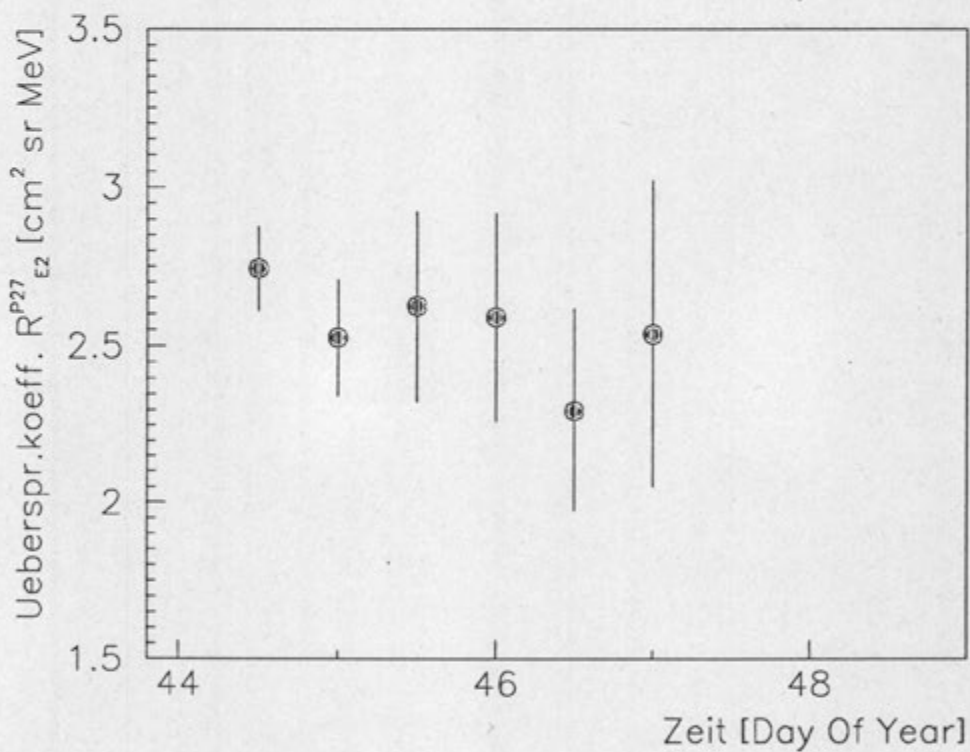
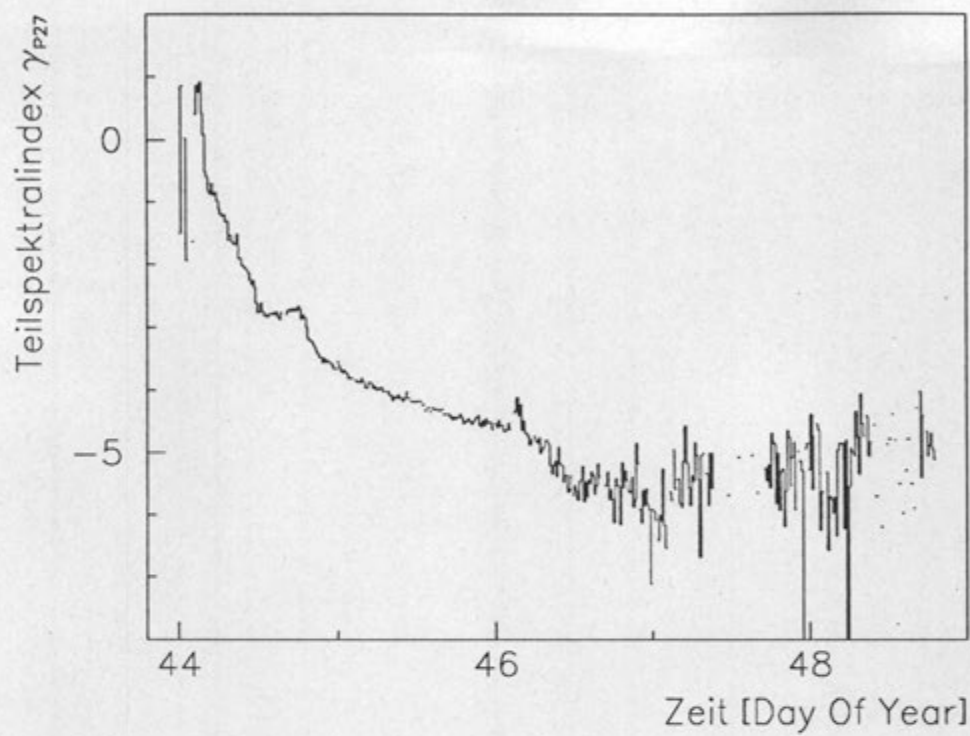


Abbildung 5.2: Spektralindex γ_{P27} und Übersprechkoeffizient R_{E2}^{P27} als Funktion der Zeit für das Ereignis H278044.

HELIOS 1

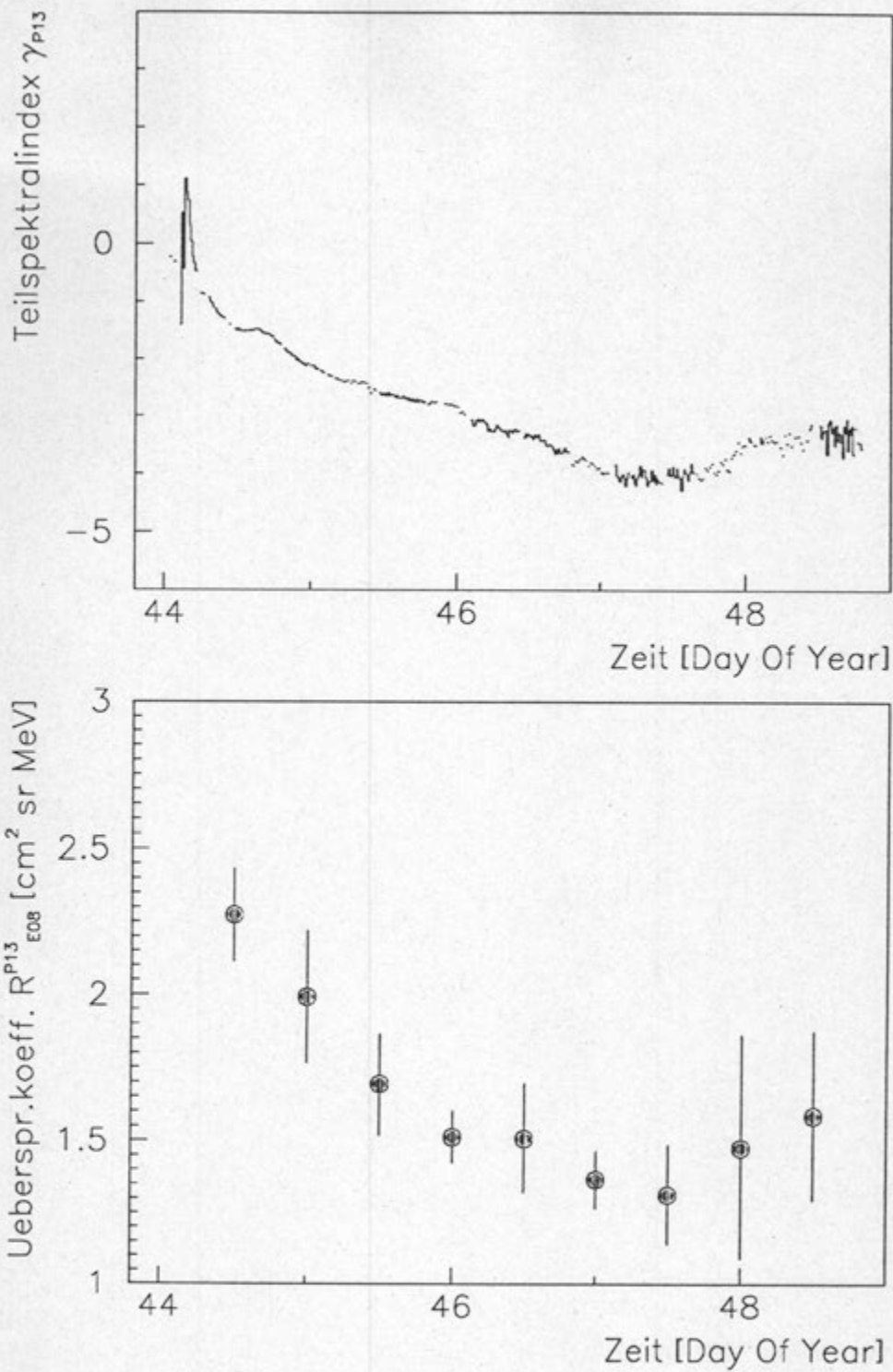


Abbildung 5.3: Spektralindex γ_{P13} und Übersprechkoeffizient R_{E08}^{P13} als Funktion der Zeit für das Ereignis H178044.

HELIOS 1

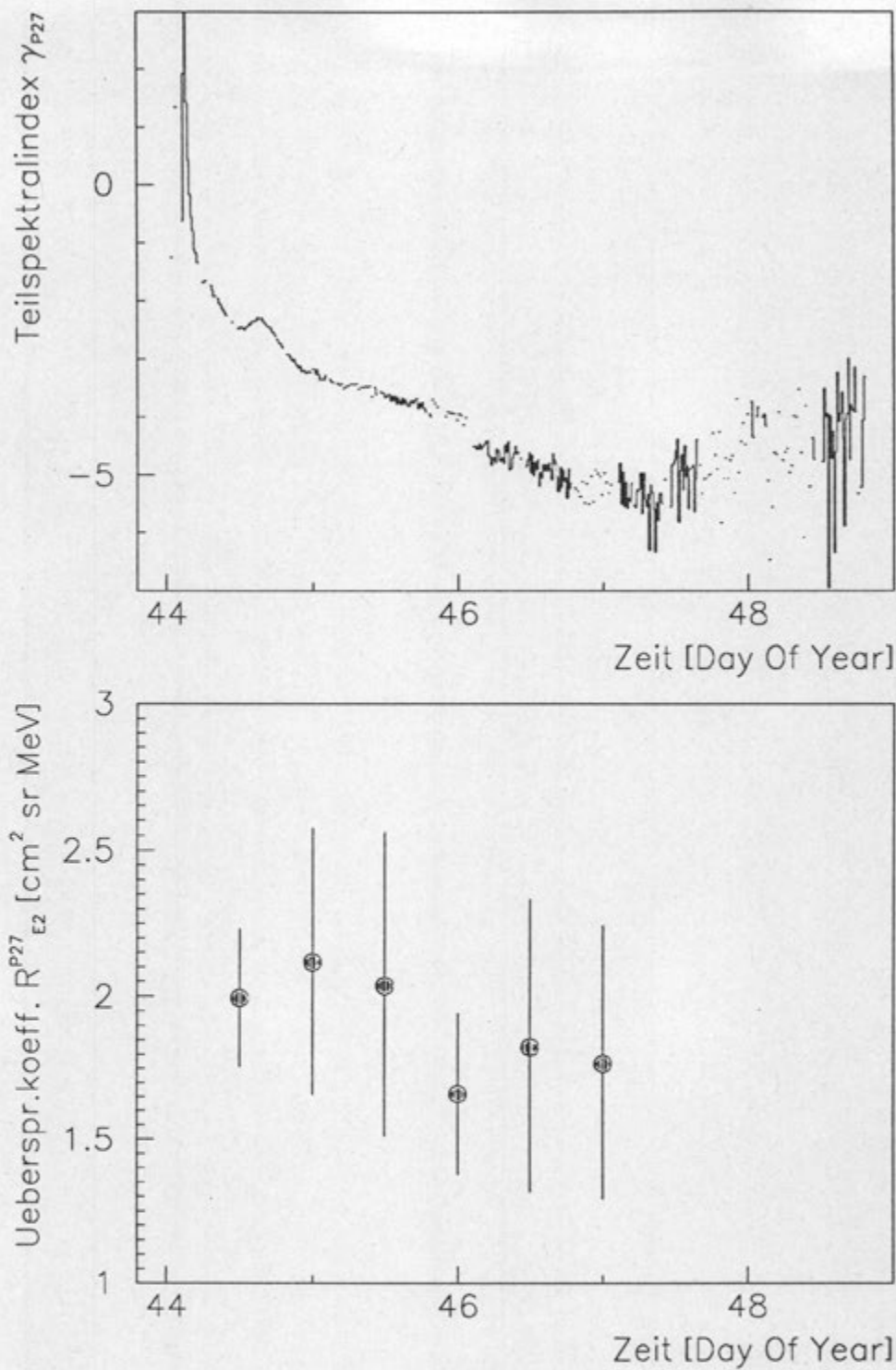


Abbildung 5.4: Spektralindex γ_{P27} und Übersprechkoeffizient R_{E2}^{P27} als Funktion der Zeit für das Ereignis H178044.

5.1.3 Die Übersprechfunktionen zum solaren Ereignis 78044

Um die Übersprechfunktionen $R_{E08}^{P13}(\gamma_{P13})$ und $R_{E2}^{P27}(\gamma_{P27})$ für das solare Ereignis 78044 zu bestimmen, werden alle berechneten Übersprechkoeffizienten R_{E08}^{P13} und R_{E2}^{P27} als Funktion ihres zugehörigen Teilspektralindex aufgetragen. Einem Wert des Spektralindex¹ wird hierbei ein Zeitintervall zugeordnet, dessen Grenzen sich aus dem Zeitwert des vorhergehenden und des nachfolgenden Spektralindex ergeben und das nicht länger als eine halbe Stunde sein darf. Dann werden der für dieses Zeitintervall gültige Übersprechkoeffizient und der betreffende Spektralindex einander zugewiesen.

Wiederum werden, um eine klare Darstellung zu erreichen, die Wertepaare (γ_p, R_e^p) , $p=P13, P27$ und $e=E08, E2$, wie folgt gemittelt: Aus allen für ein solares Ereignis ermittelten Wertepaaren – auf HELIOS 1 z.B. 125 Wertepaare $(\gamma_{P13}, R_{E08}^{P13})$ – innerhalb eines Intervalls der Breite $0.5\gamma_p$ wird ein gewogenes Mittel berechnet und der Mitte des Intervalls zugeordnet.

In den Abbildungen (5.6) für HELIOS 2 und (5.5) für HELIOS 1 sind die derart gebinn-ten Wertepaare (γ_p, R_e^p) mit ihren zugehörigen Fehlern graphisch dargestellt und durch eine Gerade nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate gefittet. Diese lineare Näherung für die Übersprechfunktionen ist der einfachste Weg, den funktionalen Zusammenhang von Übersprechen und Teilspektralindex zu beschreiben und zumindest für den Bereich $-6 \leq \gamma_p \leq 1$ durch die Daten gerechtfertigt. Die so genäherten Übersprechfunktionen $R_{E08}^{P13}(\gamma_{P13})$ und $R_{E2}^{P27}(\gamma_{P27})$ für das solare Ereignis 78044 befinden sich in der folgenden Tabelle 5.1:

Übersprechfunktionen zum solaren Ereignis 78044						
Übersprechfunktion	HELIOS 1			HELIOS 2		
	Anzahl der Wertepaare	Achsenabschnitt	Steigung	Anzahl der Wertepaare	Achsenabschnitt	Steigung
$R_{E08}^{P13}(\gamma_{P13})$	125	2.71 ± 0.13	0.36 ± 0.04	249	3.43 ± 0.10	0.37 ± 0.03
$R_{E2}^{P27}(\gamma_{P27})$	34	2.36 ± 0.21	0.14 ± 0.07	106	3.02 ± 0.18	0.12 ± 0.06

Tabelle 5.1: Übersprechfunktionen zum solaren Ereignis 78044

5.1.4 Die Übersprechfunktionen bei einer Reihe weiterer solarer Ereignisse

Im vorigen Abschnitt wurden die Übersprechfunktionen $R_{E08}^{P13}(\gamma_{P13})$ und $R_{E2}^{P27}(\gamma_{P27})$ als linearer Fit für das Ereignis 78044 ermittelt. Diese Übersprechfunktionen sollen aber, abgesehen von langfristigen Änderungen, z.B. aufgrund von Alterungserscheinungen des In-

¹Wie dem Spektralindex ein Zeitwert, trotz der zeitversetzten Datenstruktur der HELIOS-Mission, zugewiesen werden kann, ist bei [Mey91, S. 62ff] dargelegt: Aus den Zeiten der drei versetzt übertragenen Datenrahmen wird ein Überlappungsintervall gebildet, dessen Grenzen die größte untere Zeit und die kleinste obere bilden. Dann wird dem Spektralindex die Mitte dieses Überlappungsintervalls zugeordnet.

HELIOS 2

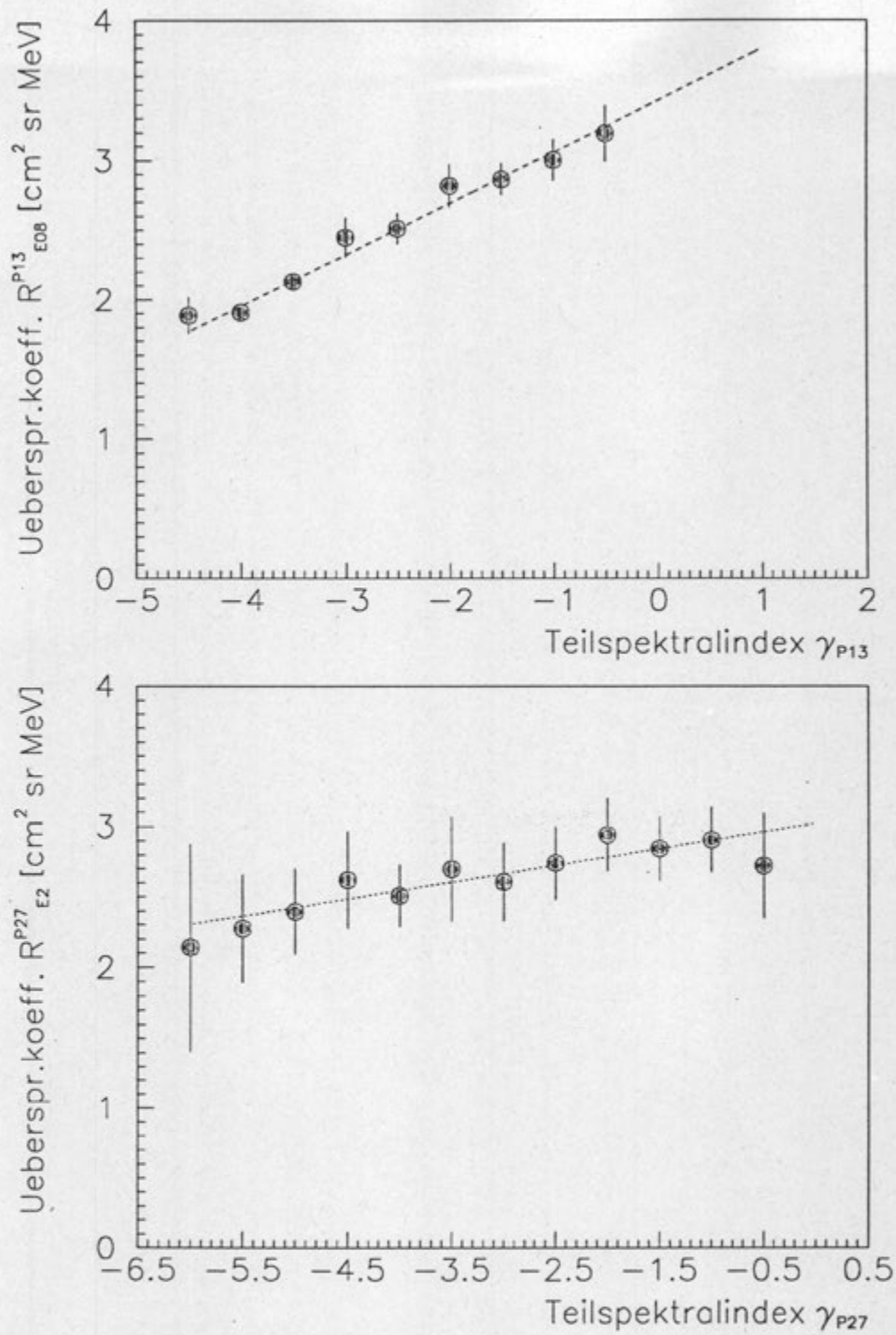


Abbildung 5.5: Die Übersprechfunktionen für HELIOS 2 zum Ereignis 78044. Oben: Übersprechfunktion $R^{P13}_{E08}(\gamma_{P13})$; unten: Übersprechfunktion $R^{P27}_{E2}(\gamma_{P27})$. Die Linien sind die lineare Näherung der Wertepaare $(\gamma_{P27}, R^{P13}_{E08}(\gamma_{P13}))$ und $(\gamma_{P27}, R^{P27}_{E2}(\gamma_{P27}))$.

HELIOS 1

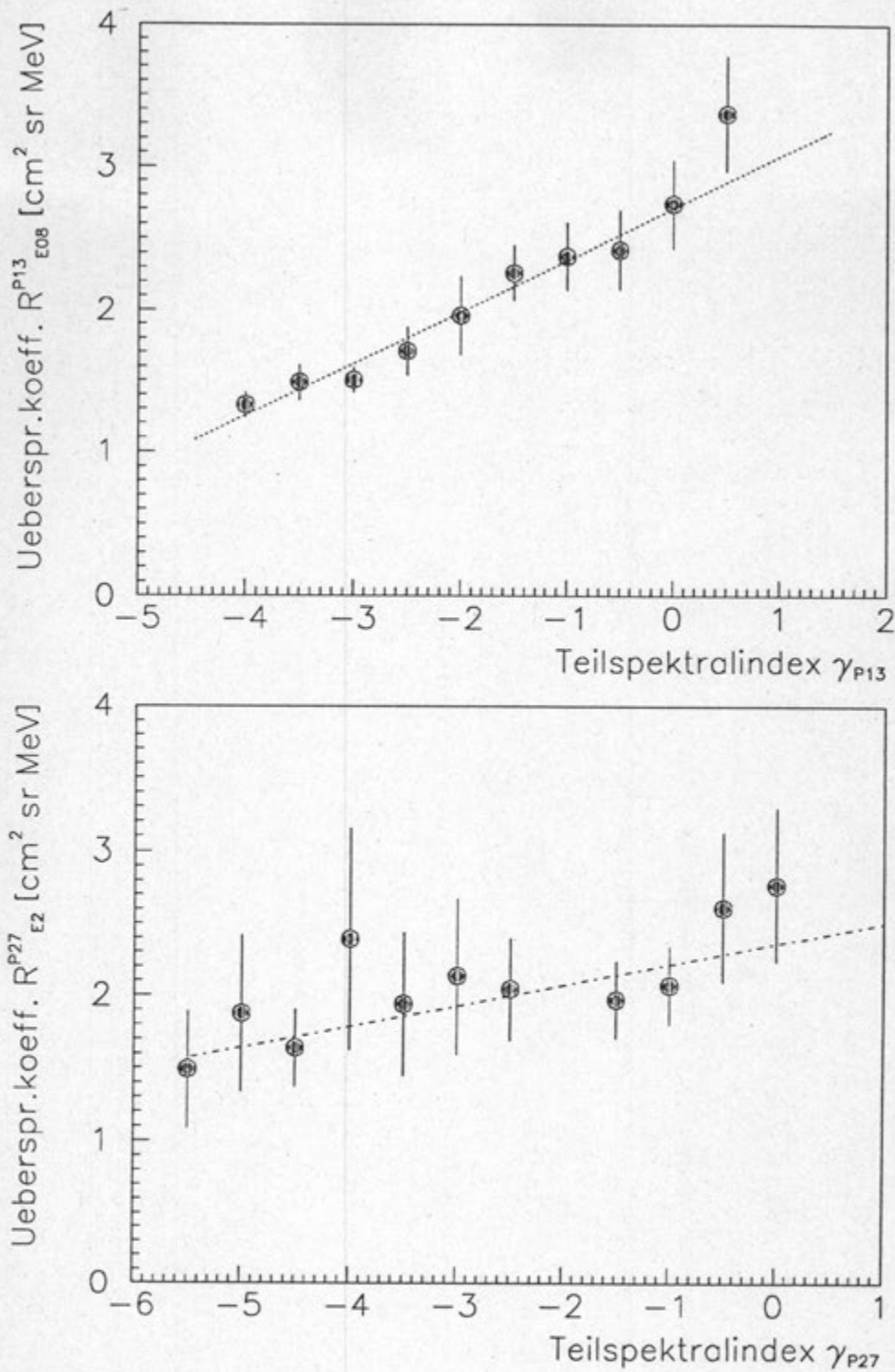


Abbildung 5.6: Die Übersprechfunktionen für HELIOS 1 zum Ereignis 78044. Oben: Übersprechfunktion $R_{E08}^{P13}(\gamma_{P13})$; unten: Übersprechfunktion $R_{E2}^{P27}(\gamma_{P27})$. Die Linien sind die lineare Näherung der Wertepaare $(\gamma_{P27}, R_{E08}^{P13}(\gamma_{P13}))$ und $(\gamma_{P27}, R_{E2}^{P27}(\gamma_{P27}))$.

struments, für alle Ereignisse gelten. Deshalb werden für alle 21 auf HELIOS 1 und 13 auf HELIOS 2 untersuchten Ereignisse sämtliche berechneten Wertepaare (γ_p, R_c^p) betrachtet und analog zur Vorgehensweise beim Ereignis 78044 gemittelt, d.h. die Wertepaare werden gebinnt (Abbildungen 5.7 und 5.8). Offensichtlich ist eine lineare Näherung der Übersprechfunktionen auch hier möglich (siehe Tabelle 5.2): Bemerkenswert ist, daß für HELIOS 2 die

Übersprechfunktionen zu vielen Ereignissen						
Übersprechfunktion	HELIOS 1			HELIOS 2		
	Anzahl der Wertepaare	Achsenabschnitt	Steigung	Anzahl der Wertepaare	Achsenabschnitt	Steigung
$R_{E08}^{P13}(\gamma_{P13})$	986	2.63 ± 0.07	0.33 ± 0.03	1455	3.16 ± 0.05	0.31 ± 0.02
$R_{E2}^{P27}(\gamma_{P27})$	245	2.21 ± 0.1	0.13 ± 0.04	488	2.55 ± 0.01	0.06 ± 0.04

Tabelle 5.2: Übersprechfunktionen zu einer Reihe weiterer Ereignisse

Werte von Steigung und Achsenabschnitt mit geringeren Fehlern als bei HELIOS 1 bestimmt werden, obwohl die Daten von weniger Ereignissen stammen. Hier wird der Einfluß der Telemetrikkapazität sehr deutlich.

5.1.5 Das Protonenspektrum zum solaren Ereignis 77326

Mit den Übersprechfunktionen kann jetzt erklärt werden, warum die Korrektur in rund zwei Drittel der untersuchten Fälle im Rahmen der Fehlergrenzen richtige Intensitätsverläufe liefert. Für das Ereignis 77326 auf HELIOS 1 werden analog zum Ereignis 78044 die Übersprechkoeffizienten R_{E08}^{P13} und R_{E2}^{P27} und ihre zugehörigen Teilspektralindizes als Funktion der Zeit aufgetragen (Abbildungen 5.9 und 5.10). Der wichtigste Unterschied zu 78044 ist der Verlauf des Spektrums, welches zwar im Bereich des Kanals P27 wiederum steiler ist als in dem des Kanals P13, jedoch weniger stark variiert. γ_{P13} fällt von einem anfänglichen Maximum sehr rasch auf einen relativ konstanten Wert von ≈ -2.5 ab (ab DOY 327.0). Sehr ähnlich verhält sich der Teilspektralindex γ_{P27} , der nach kurzem Maximum einen konstanten Wert bei ≈ -3 annimmt. Mit diesen nur geringen Änderungen der Teilspektralindizes sind die Übersprechkoeffizienten $R_{E08}^{P13}(\gamma)$ und $R_{E2}^{P27}(\gamma)$ korreliert, die nach einem anfänglichen Maximum ebenfalls annähernd konstant verlaufen. Die tatsächlichen Übersprechkoeffizienten weichen also nur wenig von ihrem Mittelwert ab, so daß dieser die wahren Verhältnisse gut repräsentiert. Damit kann die lineare Korrektur die Intensitäten in den Kanälen E08 und E2 – im Rahmen der Fehlergrenzen – in Übereinstimmung mit den Pulshöhendaten berechnen.

HELIOS 1

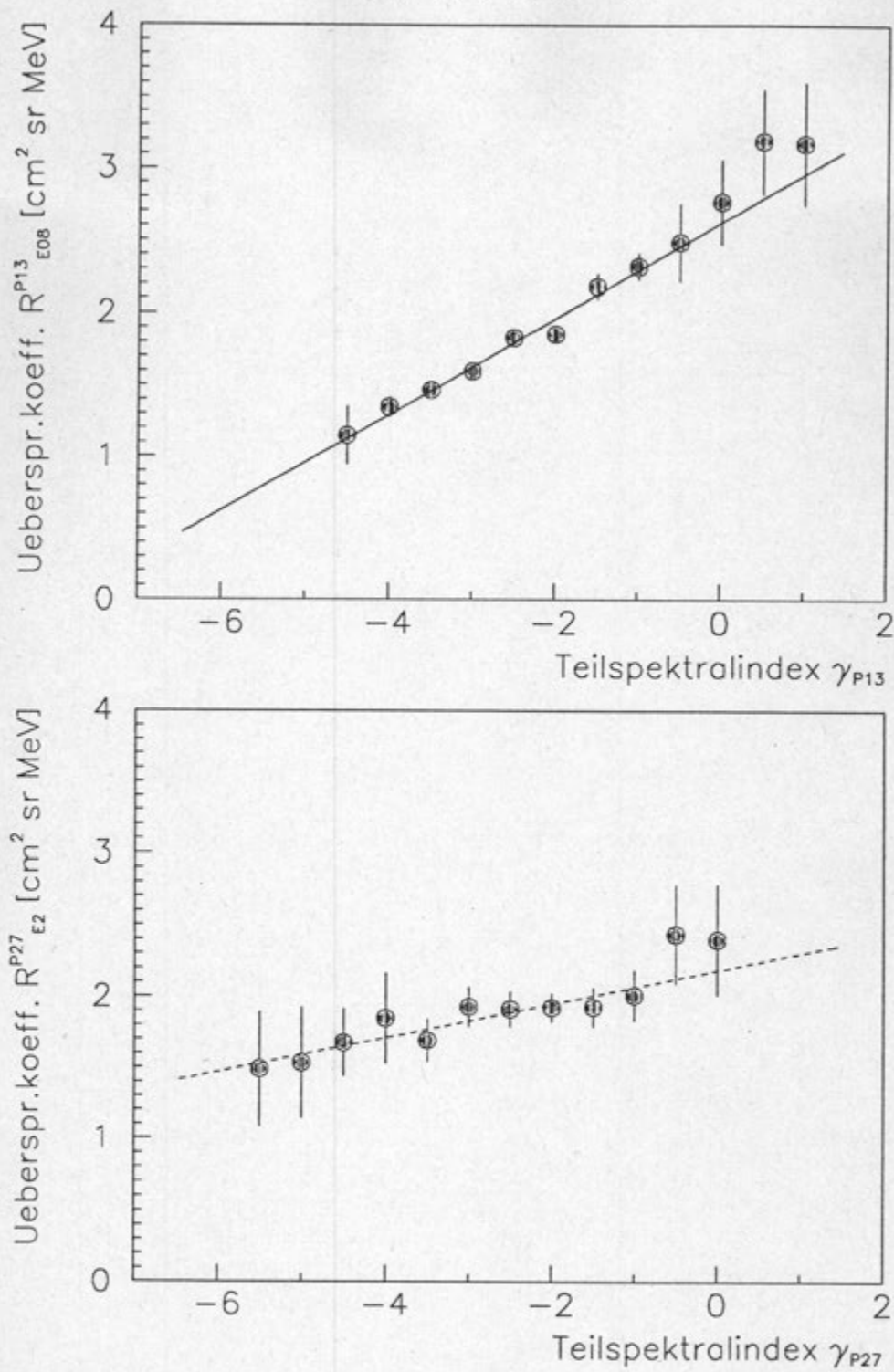


Abbildung 5.7: Die Übersprechfunktionen gemittelt für 21 Ereignisse auf HELIOS 1. Oben: Übersprechfunktion $R^{P13}_{E08}(\gamma_{P13})$; unten: Übersprechfunktion $R^{P27}_{E2}(\gamma_{P27})$. Die Linien sind die lineare Näherung der Wertepaare $(\gamma_{P27}, R^{P13}_{E08}(\gamma_{P13}))$ und $(\gamma_{P27}, R^{P27}_{E2}(\gamma_{P27}))$.

HELIOS 2

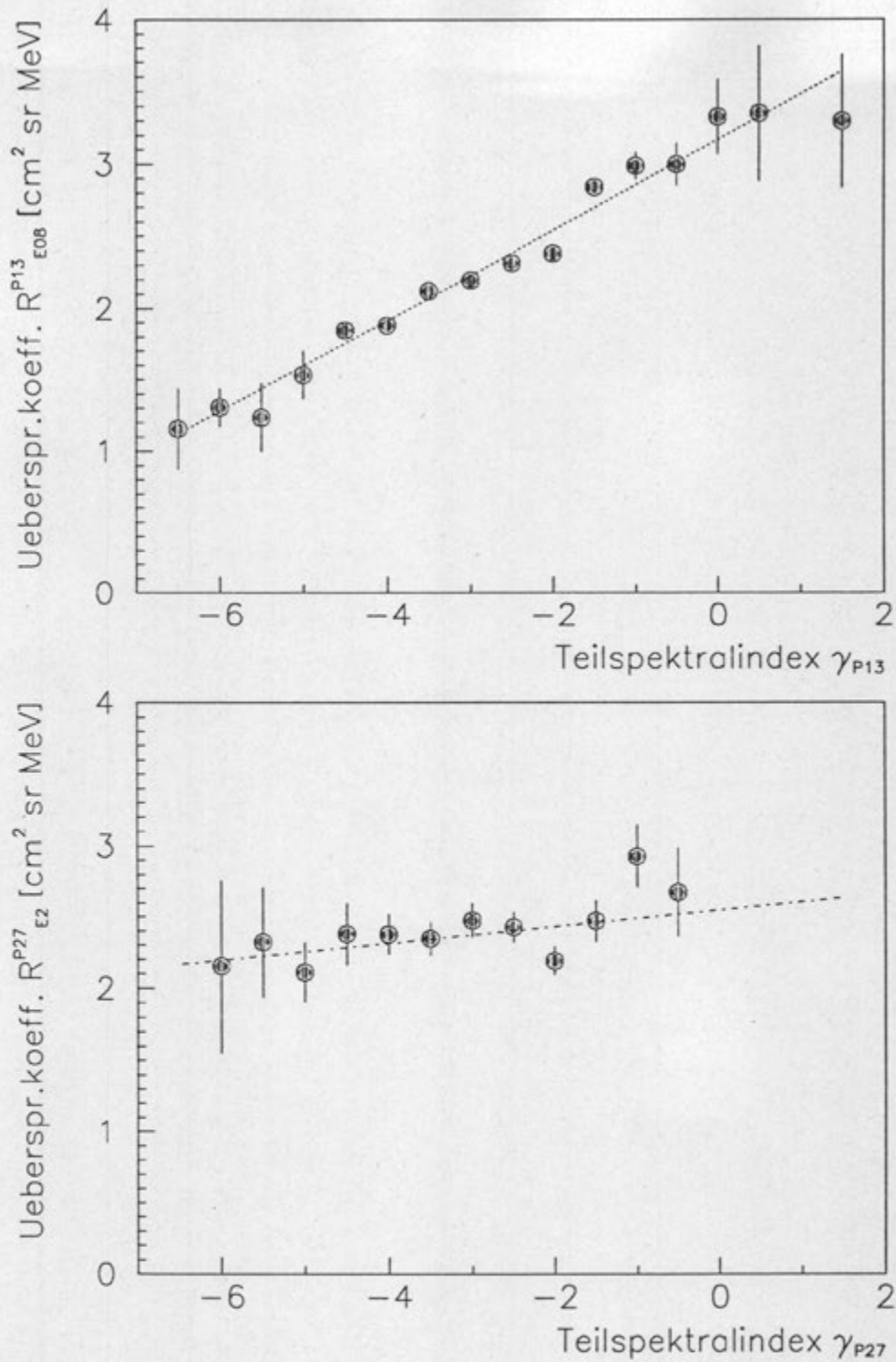


Abbildung 5.8: Die Übersprechfunktionen gemittelt für 13 Ereignisse auf HELIOS 2. Oben: Übersprechfunktion $R^{P13}_{E08}(\gamma_{13})$; unten: Übersprechfunktion $R^{P27}_{E2}(\gamma_{27})$. Die Linien sind die lineare Näherung der Wertepaare $(\gamma_{P27}, R^{P13}_{E08}(\gamma_{P13}))$ und $(\gamma_{P27}, R^{P27}_{E2}(\gamma_{P27}))$.

HELIOS 1

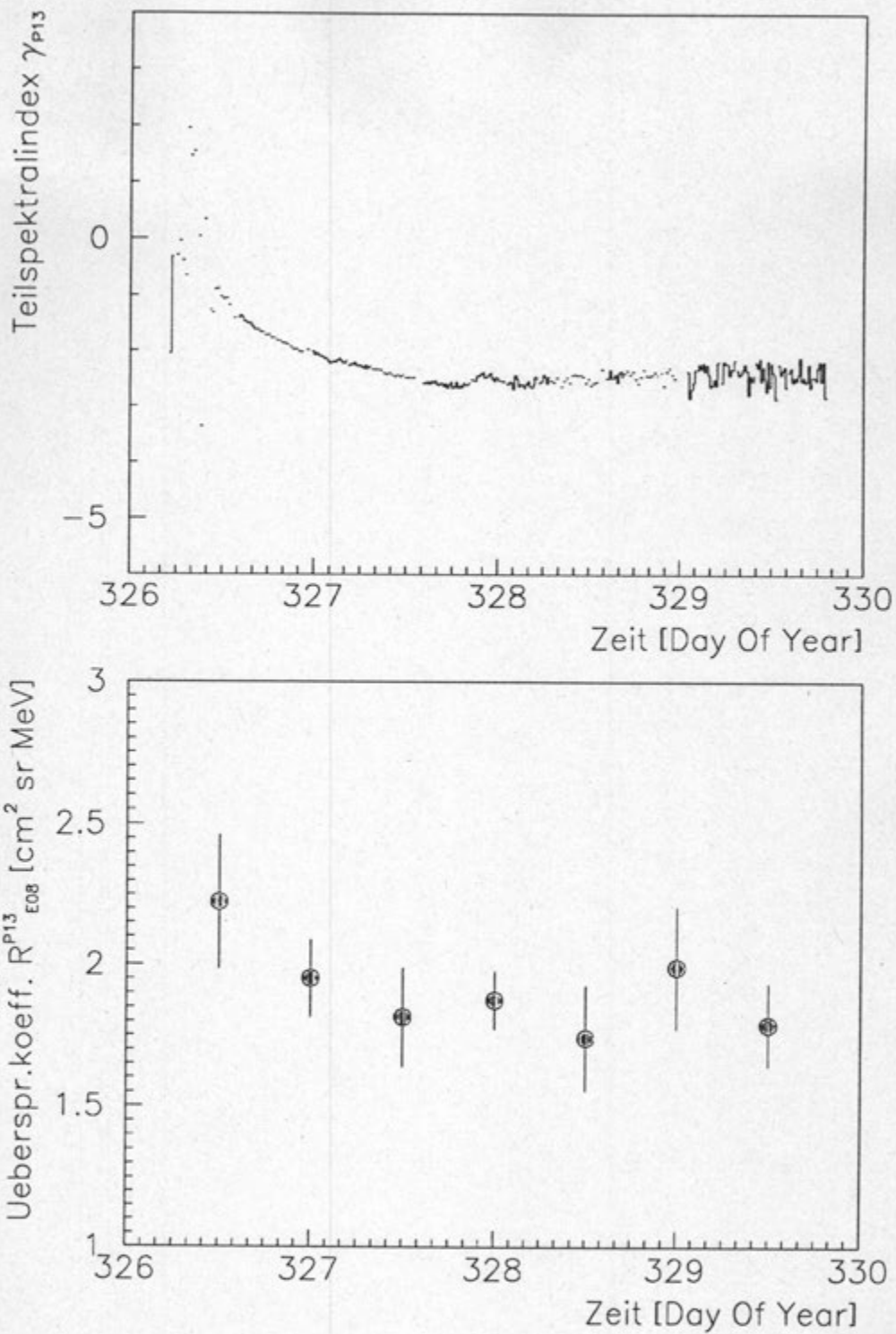


Abbildung 5.9: Spektralindex γ_{P13} und Übersprechkoeffizient R_{E08}^{P13} als Funktion der Zeit für das Ereignis H177326.

HELIOS 1

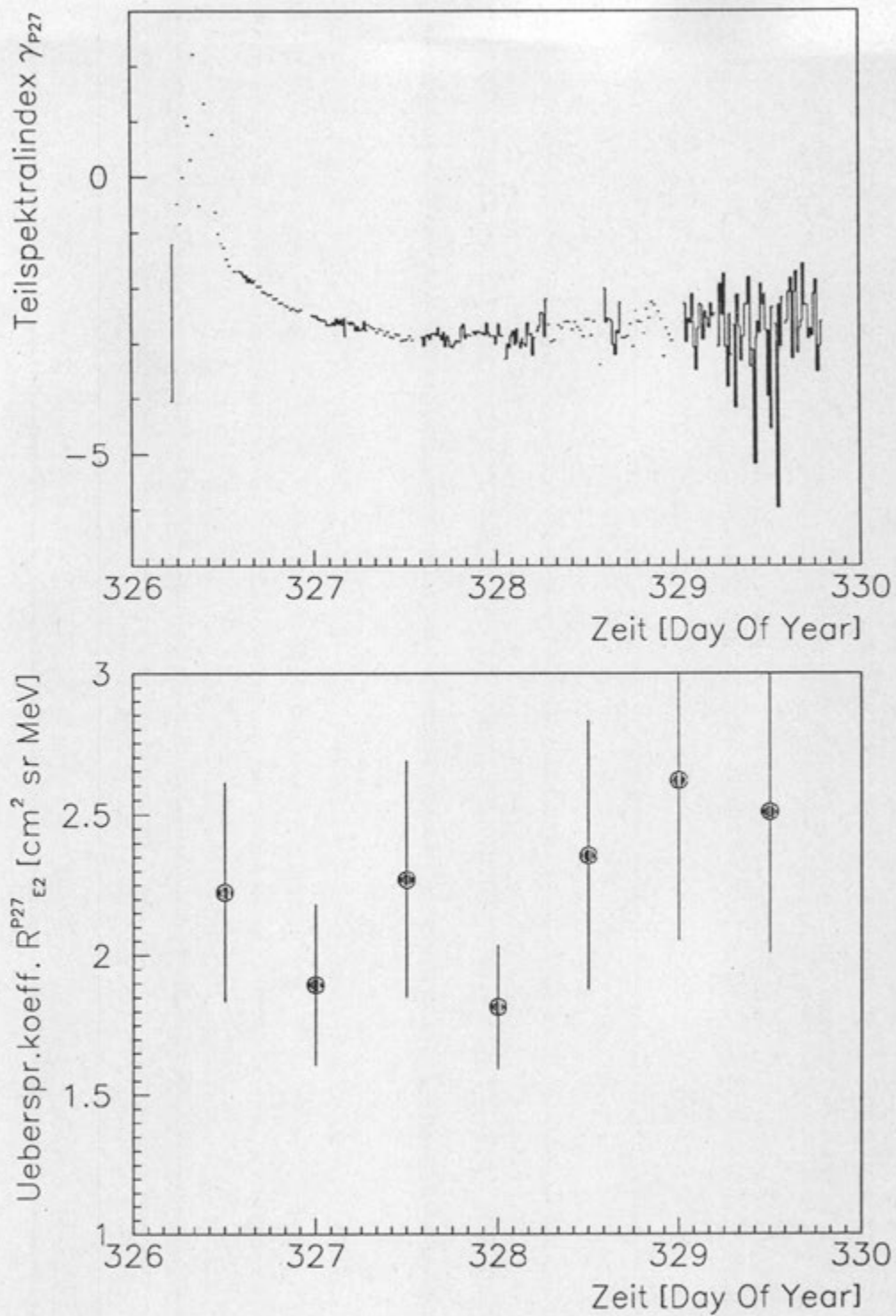


Abbildung 5.10: Spektralindex γ_{P27} und Übersprechkoeffizient R_{E2}^{P27} als Funktion der Zeit für das Ereignis H177326.

5.2 Anwendung der spektralabhängigen Korrektur auf zwei solare Ereignisse

In diesem Abschnitt wird die spektralabhängige Korrektur der Elektronenkanäle E08 und E2 anhand der zwei solaren Ereignisse 78044 und 77326 durchgeführt. Es ist zu untersuchen, ob das spektralabhängige Verfahren beim Ereignis 78044 die Intensitätsverläufe ohne Fehlkorrekturen berechnet. Wie aus der Tabelle 4.7 zu ersehen ist, ist das Ereignis 78044 mit den stärksten Fehlkorrekturen aller Ereignisse behaftet. Für dieses Ereignis fordern die Pulshöhendaten eine Korrektur auf unter 10% der ursprünglichen Intensität (siehe Abbildungen 4.10 und 4.14). Somit ist das Ereignis 78044 von allen untersuchten Ereignissen eine Abschätzung des schlechtestmöglichen Falles. Beim außerdem untersuchten Ereignis 77326, welches durch das lineare Verfahren erfolgreich korrigiert wurde (siehe Abschnitt 4.3.1), darf die spektralabhängige Korrektur als Verfeinerung der linearen natürlich nicht zu Fehlkorrekturen führen.

5.2.1 Die spektralabhängig korrigierten Elektronenkanäle E08 und E2 beim Ereignis 78044

Aus den linear korrigierten Protonenintensitäten errechnen sich die Teilspektralindizes γ_{P13} und γ_{P27} . Mit den linear genäherten Übersprechfunktionen $R_{E08}^{P13}(\gamma_{P13})$ und $R_{E2}^{P27}(\gamma_{P27})$ (siehe Tab. 5.2) können dann die aktuellen Übersprechkoeffizienten bestimmt werden. Diese sind die Nebendiagonalelemente der Responsematrizen, die die Intensitäten linear auf die Zählraten abbilden. Aus den invertierten Responsematrizen ergeben sich dann die spektralabhängig korrigierten Intensitäten.

Betrachtung von HELIOS 1

Für die Kanäle E08 und E2 werden die mit den realen Responsekoeffizienten berechneten Intensitäten $I_{E08}^{P13=0}$ und $I_{E2}^{P27=0}$, die pulshöhenkorrigierten Intensitäten I_{E08}^{PHA} und I_{E2}^{PHA} sowie die spektralabhängig korrigierten Intensitäten I_{E08} und I_{E2} betrachtet. Auf HELIOS 1 (Abbildung 5.11) stimmen im Kanal E08 pulshöhenkorrigierte und spektralabhängig korrigierte Intensität nahezu völlig überein. Die Fehler der linearen Korrektur (vgl. Abbildung 4.10) treten hier nicht auf. Im Kanal E2 werden keine Intensitätswerte ≤ 0 mehr ermittelt, jedoch verläuft die spektralabhängig korrigierte Intensität I_{E2} zwischen DOY ≈ 44.5 und ≈ 45.5 ein wenig unterhalb der pulshöhenkorrigierten.

Betrachtung von HELIOS 2

Im Kanal E08 (Abbildung 5.12) wird der erste Tag des solaren Ereignisses bis DOY ≈ 45 gut durch die spektralabhängig korrigierte Intensität beschrieben. Im weiteren Verlauf kommt es jedoch zu Überkorrekturen wie bei der linearen Korrektur (vgl. Abbildung 4.14). Im Kanal E2 hat sich, ebenfalls mit der linear korrigierten Intensität verglichen, durch die spektralabhängige Korrektur nichts verbessert.

Bewertung

Wie ist nun die spektralabhängige Korrektur bei diesem Ereignis, welches eine Korrektur teilweise auf weniger als 10% der ursprünglichen Intensität erfordert, zu bewerten? Im Kanal E08 für HELIOS 1 gelingt die Korrektur offensichtlich (Abb. 5.11), für HELIOS 2 jedoch nicht (Abb. 5.12). Ein Grund hierfür ist sicher, daß die Simulation nur für HELIOS 1 durchgeführt wurde und deshalb systematische Unterschiede zu HELIOS 2 keinen Eingang fanden. Für HELIOS 1 und stärker noch für HELIOS 2 kommt es im Kanal E2 zu Überkorrekturen. Da diese auf beiden Raumfahrzeugen geschehen, scheint das Übersprechen in den Kanal E2 nicht völlig korrekt durch die in Tab. 5.2 angegebenen Übersprechfunktionen beschrieben zu werden. Die auf HELIOS 2 stärkeren Überkorrekturen sind sicherlich systematisch dadurch begründet, daß die Simulation nur für HELIOS 1 durchgeführt wurde.

Es ist weiter zu bedenken, daß bei der Berechnung korrigierter Intensitäten Vielfache großer Zahlen voneinander abgezogen werden. Durch den Fehler der Responsekoeffizienten ($\approx 10\%$) und den der Übersprechkoeffizienten ($\approx 10\text{--}20\%$), der sich aus dem Fehler bei der Bestimmung des Spektrums und dem der Übersprechfunktionen zusammensetzt, sind auch die aus der invertierten Responsematrix berechneten korrigierten Intensitäten mit einem Fehler zwischen 10 und 20% behaftet. Eine Korrektur um mehr als eine Größenordnung, bei der wie beim Ereignis 78044 auf HELIOS 2 weniger als 10% der ursprünglichen Intensität übrigbleiben, ist daher schwierig.

Es wird nun versucht, im Rahmen einer Parameterstudie die Geradenparameter Steigung und Achsenabschnitt der linear genäherten Übersprechfunktionen (Tab. 5.2) derart – teilweise über ihre Fehlergrenzen hinausgehend – zu variieren, daß aus den veränderten Übersprechfunktionen spektralabhängig korrigierte Intensitäten besser berechnet werden können. Für HELIOS 2 ergeben sich vernünftige Intensitätsprofile (siehe Abb. 5.14) im Kanal E08 für $b = 3.10$ (vorher $b = 3.16$) sowie $m = 0.33$ (vorher $m = 0.31$) und im Kanal E2 für $b = 2.40$ (vorher $b = 2.55$) sowie $m = 0.06$ wie vorher. Für HELIOS 1 ergeben sich vernünftige Intensitätsprofile (siehe Abb. 5.13) im – nur geringfügig veränderten – Kanal E08 für $b = 2.70$ (vorher $b = 2.63$) sowie $m = 0.35$ (vorher $m = 0.33$) und im Kanal E2 für $b = 2.00$ (vorher $b = 2.21$) sowie $m = 0.10$ (vorher $m = 0.13$).

Aus den aus vielen solaren Ereignissen erhaltenen Übersprechfunktionen (Tab. 5.2) lassen sich durch leichte Veränderungen das Ereignis 78044 besser beschreibende Übersprechfunktionen (Tabelle 5.3) gewinnen, die jetzt auch beim Ereignis 77326 Verwendung finden.

HELIOS 1

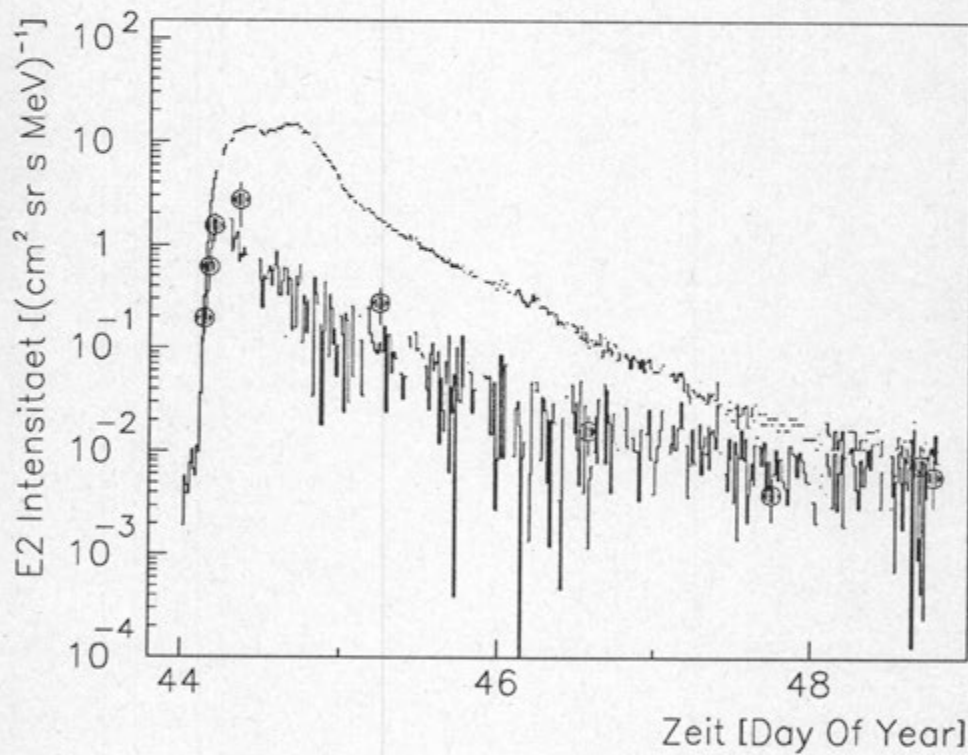
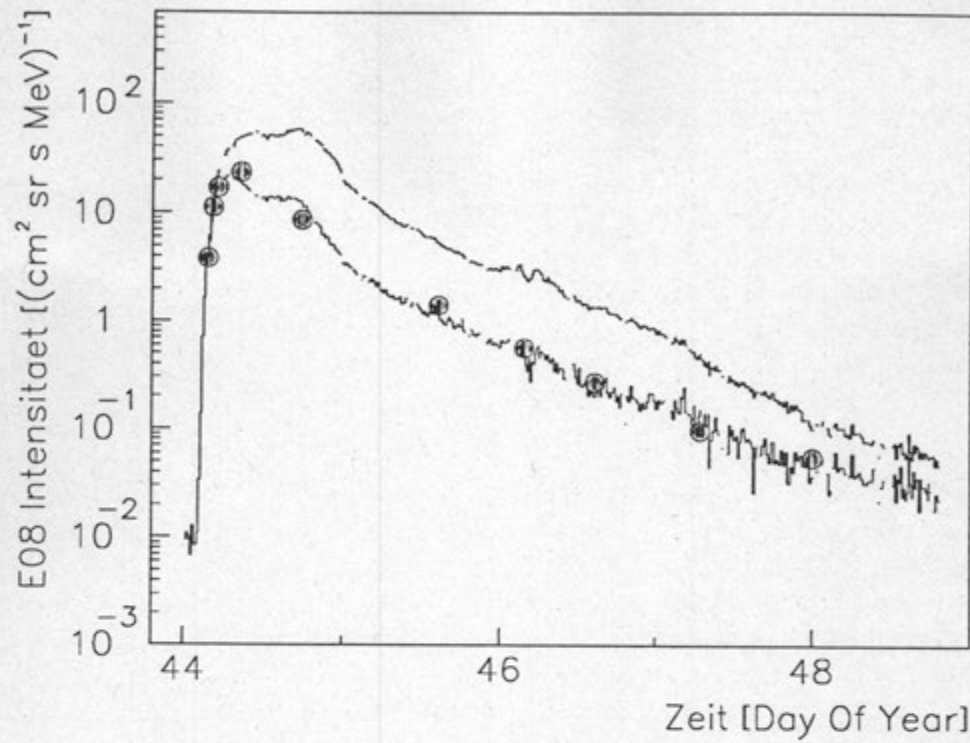


Abbildung 5.11: Verschiedene Intensitäten der Kanäle E08 (oberes Bild) und E2 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 44, 1978 auf HELIOS 1.

obere Kurven: $I_{E08}^{P13=0}$ und $I_{E2}^{P27=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;

untere Kurven: I_{E08} und I_{E2} spektralabhängig korrigiert;

schwarze Kreise: I_{E08}^{PHA} und I_{E2}^{PHA} pulshöhenkorrigiert.

HELIOS 2

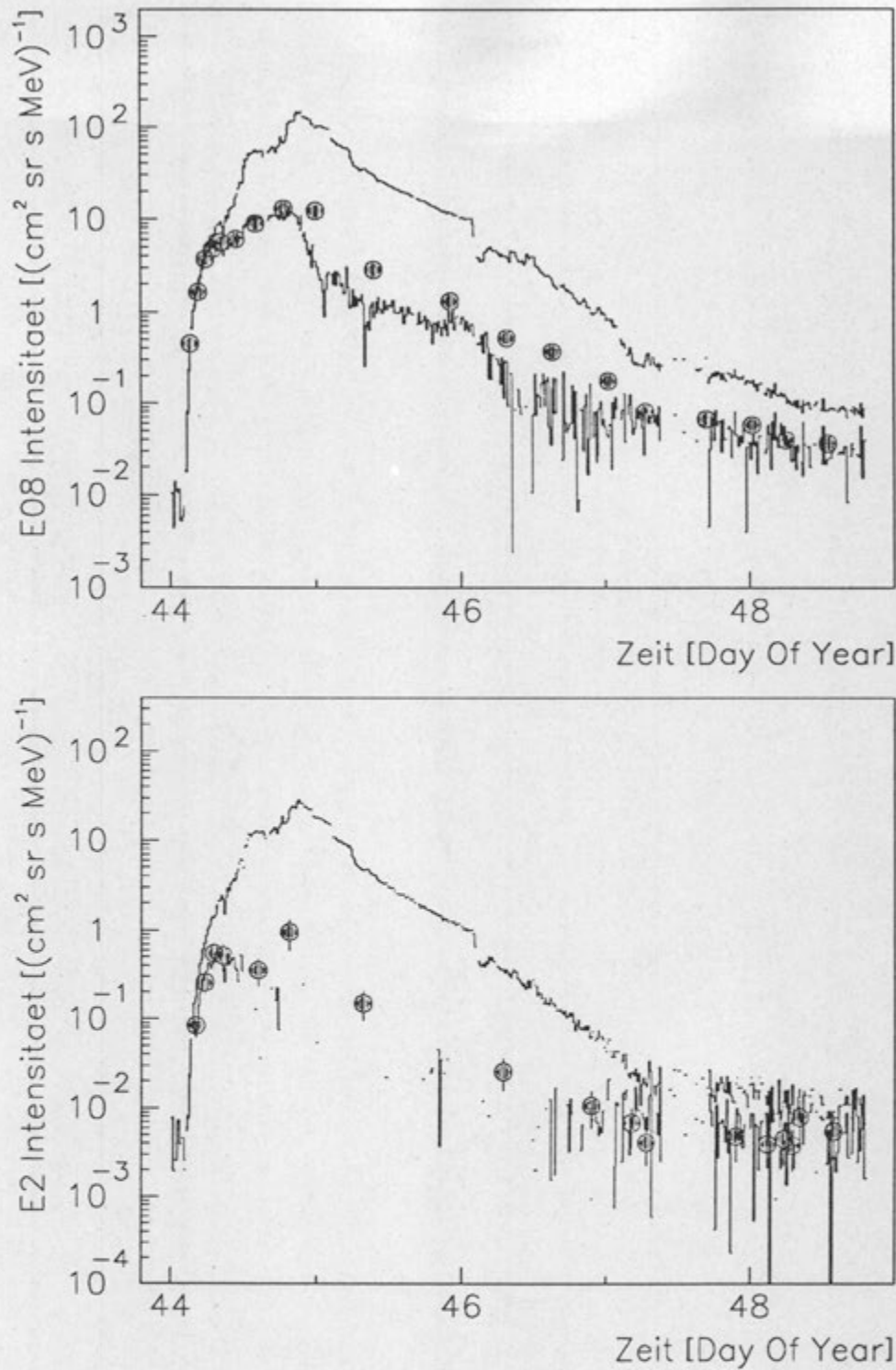


Abbildung 5.12: Verschiedene Intensitäten der Kanäle E08 (oberes Bild) und E2 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 44, 1978 auf HELIOS 2.

obere Kurven: $I_{E08}^{P13=0}$ und $I_{E2}^{P27=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;

untere Kurven: I_{E08} und I_{E2} spektralabhängig korrigiert;

schwarze Kreise: I_{E08}^{PHA} und I_{E2}^{PHA} pulshöhenkorrigiert.

HELIOS 1

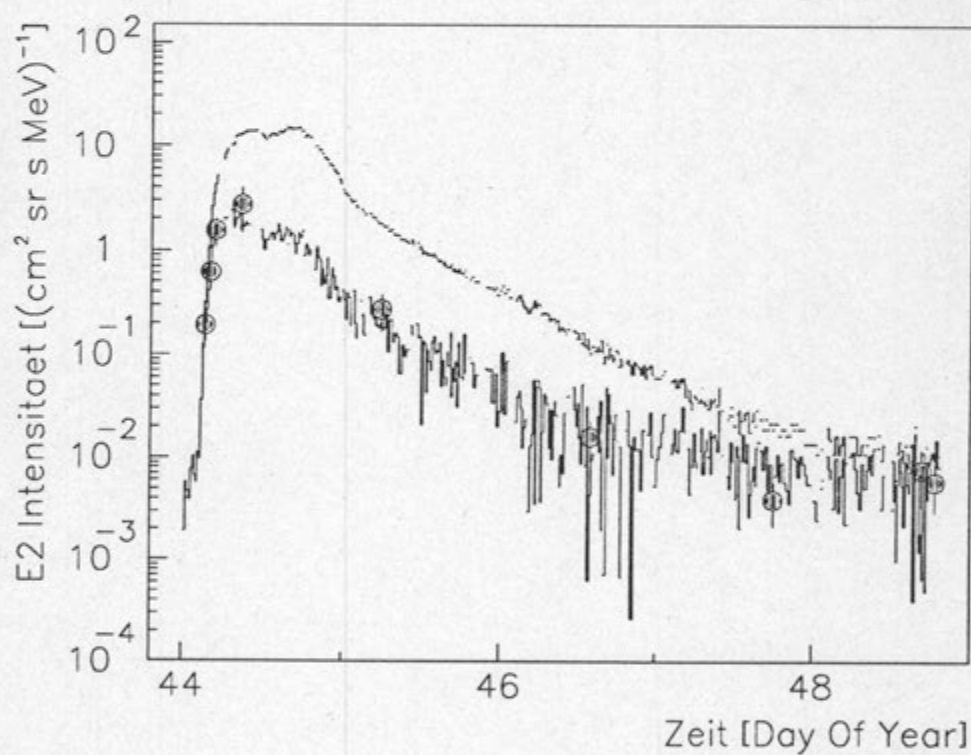
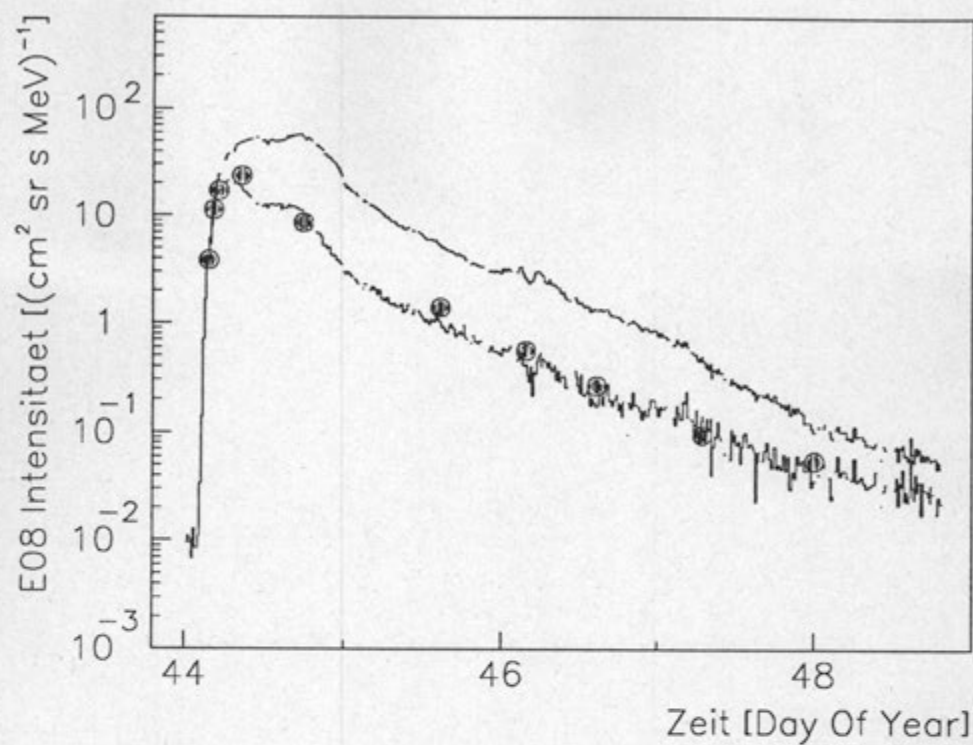


Abbildung 5.13: Verschiedene Intensitäten der Kanäle E08 (oberes Bild) und E2 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 44, 1978 auf HELIOS 1.

obere Kurven: $I_{E08}^{P13=0}$ und $I_{E2}^{P27=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;

untere Kurven: I_{E08} und I_{E2} spektralabhängig korrigiert mit Parameterstudie;

schwarze Kreise: I_{E08}^{PHA} und I_{E2}^{PHA} pulshöhenkorrigiert.

HELIOS 2

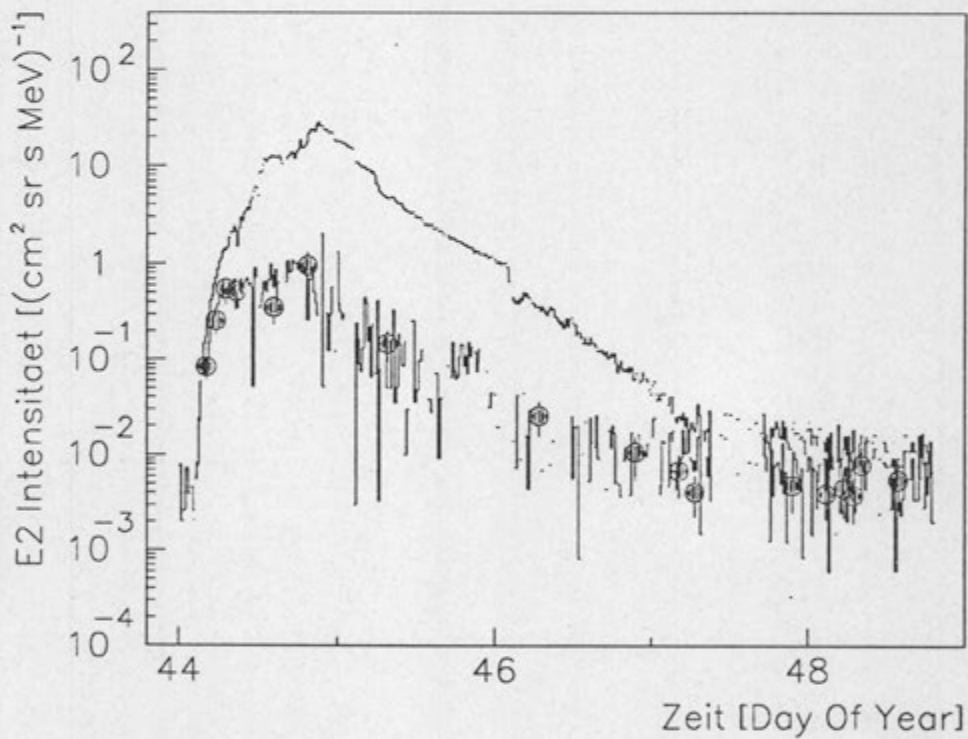
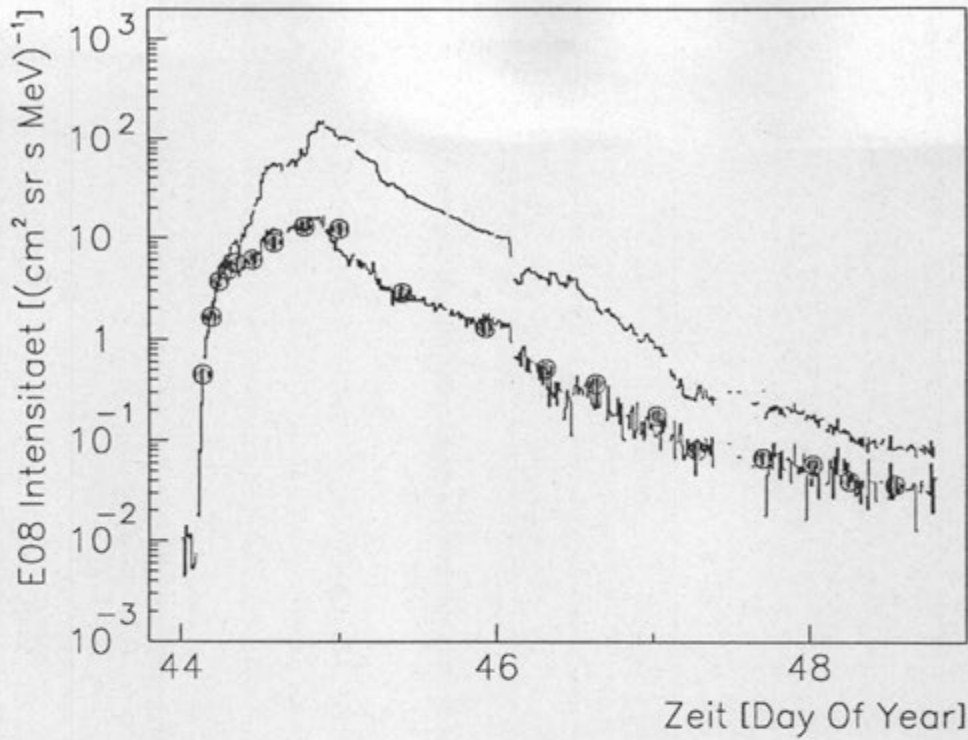


Abbildung 5.14: Verschiedene Intensitäten der Kanäle E08 (oberes Bild) und E2 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 44, 1978 auf HELIOS 2.

obere Kurven: $I_{E08}^{P13=0}$ und $I_{E2}^{P27=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;

untere Kurven: I_{E08} und I_{E2} spektralabhängig korrigiert mit Parameterstudie;

schwarze Kreise: I_{E08}^{PHA} und I_{E2}^{PHA} pulshöhenkorrigiert.

Übersprechfunktionen aus Parameterstudie				
Übersprechfunktion	HELIOS 1		HELIOS 2	
	Achsenabschnitt	Steigung	Achsenabschnitt	Steigung
$R_{E08}^{P13}(\gamma_{P13})$	2.70	0.35	3.10	0.33
$R_{E2}^{P27}(\gamma_{P27})$	2.10	0.10	2.40	0.06

Tabelle 5.3: Übersprechfunktionen aus Parameterstudie

5.2.2 Die spektralabhängig korrigierten Elektronenkanäle E08 und E2 beim Ereignis 77326

Die beim Ereignis 78044 mit einer Parameterstudie ermittelten Übersprechkoeffizienten (siehe Tab. 5.3) werden zusammen mit den Protonenspektren benutzt, um die spektralabhängig korrigierten Intensitäten für das Ereignis 77326 zu berechnen. Für beide Kanäle E08 und E2 und für beide Raumsonden HELIOS 1 und 2 stimmen die spektralabhängig korrigierten und die pulshöhenkorrigierten Intensitäten sehr gut überein. Verglichen mit den Intensitätsverläufen aus der linearen Korrektur (vgl. Abbildungen 4.1 und 4.6) ergeben sich nur geringfügige Änderungen. Die spektralabhängige Korrektur aus der Parameterstudie wird durch die Anwendung bei diesem Ereignis bestätigt.

Ergebnisse der Betrachtung zweier spektralabhängig korrigierter solarer Ereignisse:

Die spektralabhängige Korrektur ergibt

1. bei den Ereignissen, bei denen die lineare Korrektur mit den Pulshöhendaten übereinstimmende Intensitätsverläufe liefert, keine wesentlich anderen Intensitäten, und
2. bei den Ereignissen, bei denen die lineare Korrektur versagt, nach geringfügigen Änderungen der Übersprechfunktionen deutlich besser mit den Pulshöhendaten übereinstimmende Intensitätsverläufe!

Die spektralabhängige Korrektur bereitet Schwierigkeiten, wenn um mehr als eine Größenordnung korrigiert werden muß, da dann innerhalb des Fehlerbereichs in der Responsematrix sowohl fehlkorrigierte als auch vernünftige Intensitätsverläufe möglich sind. Die Parameterstudie diente dazu, eine bestmögliche Korrektur zu ermitteln, die zukünftig bei vielen solaren Ereignissen verifiziert werden muß.

HELIOS 1

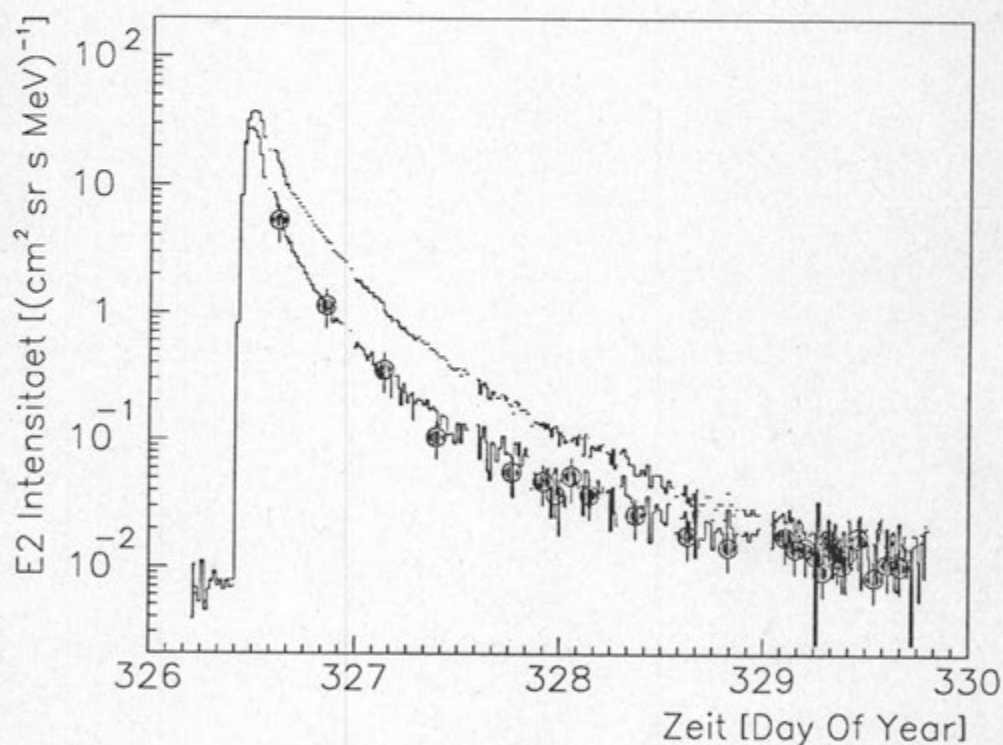
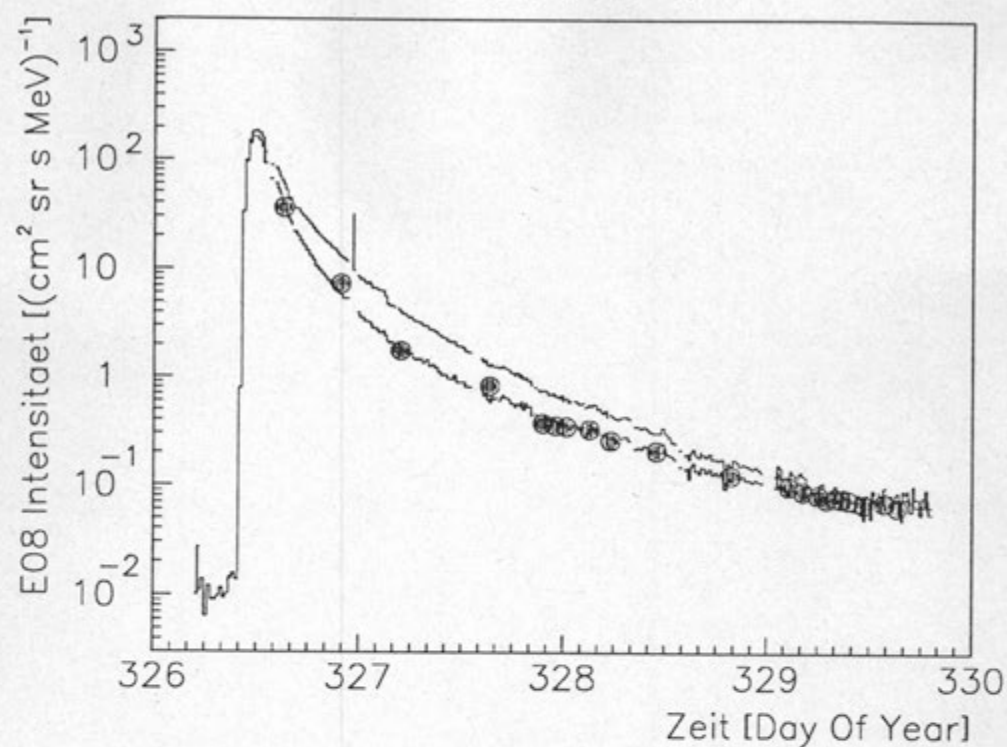


Abbildung 5.15: Verschiedene Intensitäten der Kanäle E08 (oberes Bild) und E2 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 326, 1977 auf HELIOS 1.

obere Kurven: $I_{E08}^{P13=0}$ und $I_{E2}^{P27=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;

untere Kurven: I_{E08} und I_{E2} spektralabhängig korrigiert mit Parameterstudie;

schwarze Kreise: I_{E08}^{PHA} und I_{E2}^{PHA} pulshöhenkorrigiert.

HELIOS 2

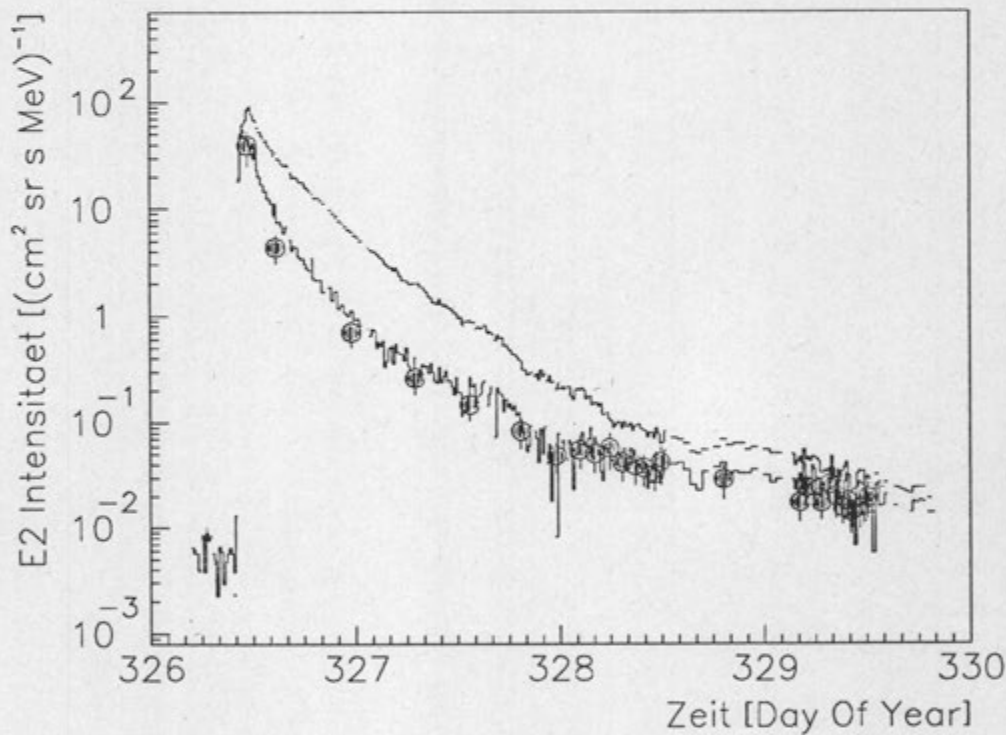
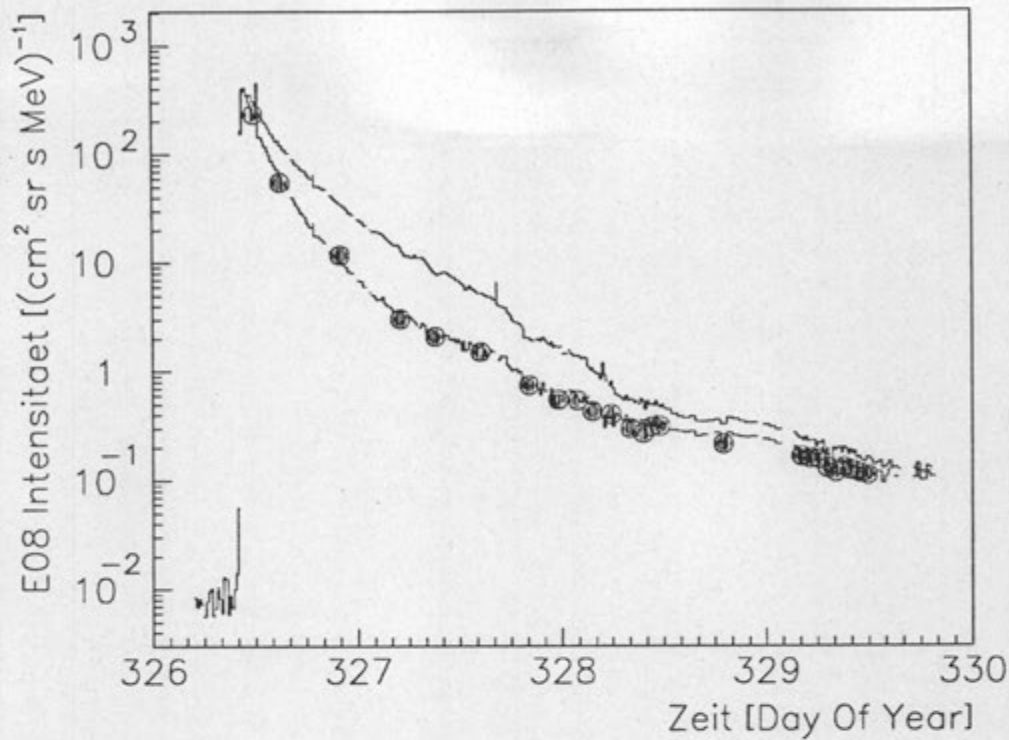


Abbildung 5.16: Verschiedene Intensitäten der Kanäle E08 (oberes Bild) und E2 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 326, 1977 auf HELIOS 2.

obere Kurven: $I_{E08}^{P13=0}$ und $I_{E2}^{P27=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;

untere Kurven: I_{E08} und I_{E2} spektralabhängig korrigiert mit Parameterstudie;

schwarze Kreise: I_{E08}^{PHA} und I_{E2}^{PHA} pulshöhenkorrigiert.

5.3 Spektralabhängige Korrektur und Simulation

Aus den von HEBER [Heb91]) für Protonen im Detektorteleskop des Kieler Experiments E6 durchgeführten Simulationsrechnungen ergeben sich Responsefunktionen für Protonen in korrespondierende und nicht korrespondierende Elektronenkanäle. Aus diesen Responsefunktionen berechnen sich spektralabhängige Übersprechkoeffizienten, mit denen eine aus der Simulation hervorgegangene spektralabhängige Korrektur aller vier Elektronenkanäle gleichzeitig durchgeführt wird. Die derart spektralabhängig korrigierten Intensitätsprofile werden mit den zugehörigen Pulshöhendaten und den spektralabhängig korrigierten Intensitäten in Abschnitt 5.2 – deren Korrektur auf Pulshöhendaten beruht – verglichen, um aus ihnen die bestmögliche Korrektur auszuwählen.

5.3.1 Die Übersprechfunktionen aus der Simulation

DRÖGE (*private Mitteilung*) errechnete mit den aus der Simulation gewonnenen Responsefunktionen 8×8 -Responsematrizen, die nicht nur übersprechende Anteile aus korrespondierenden Kanälen, sondern aus allen Kanälen berücksichtigen. Beispielhaft für den Spektralindex $\gamma = -2.0$ ergibt sich die folgende Responsematrix:

$$\begin{pmatrix} C_{E03} \\ C_{E08} \\ C_{E2} \\ C_{E3} \\ C_{P4} \\ C_{P13} \\ C_{P27} \\ C_{P37} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1.096 & 0 & 0 & 0 & 0.243 & 0.463 & 0.027 & 0 \\ 0 & 1.348 & 0 & 0 & 0.005 & 1.992 & 0.300 & 0.055 \\ 0 & 0 & 1.193 & 0 & 0 & 0.026 & 1.972 & 0.388 \\ 0 & 0 & 0 & 1.205 & 0 & 0 & 0.026 & 2.200 \\ 0.023 & 0 & 0 & 0 & 5.379 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0.008 & 0 & 0 & 0 & 7.278 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0.010 & 0 & 0 & 0 & 4.746 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.013 & 0 & 0 & 0 & 4.835 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{E03} \\ I_{E08} \\ I_{E2} \\ I_{E3} \\ I_{P4} \\ I_{P13} \\ I_{P27} \\ I_{P37} \end{pmatrix}$$

Die in der unteren Nebendiagonale stehenden Koeffizienten sind ein Ergebnis der linearen Korrektur (siehe Tab. 4.5). Aus den von DRÖGE für ganzzahlige Spektralindizes $\gamma = -5, -4, -3, \dots, +1$ bestimmten Responsematrizen werden analog zu den aus der linearen Korrektur gewonnenen Übersprechfunktionen (siehe z.B. Abbildung 5.7) Wertepaare $(\gamma_p, R_e^p(\gamma_p))$ berechnet. Durch eine lineare Näherung ergeben sich dann die Übersprechfunktionen $R_e^p(\gamma_p)$ (siehe Abschnitt B.2), aus denen mit bekanntem Protonenspektrum die aktuellen Übersprechkoeffizienten berechnet werden können.

5.3.2 Spektralabhängige Korrektur aller Elektronenkanäle bei den Ereignissen 77326 und 78044

In diesem Abschnitt werden die aus der Simulation spektralabhängig korrigierten Intensitäten aller Elektronenkanäle E03, E08, E2 und E3 untersucht, und in den Kanälen E08 und E2 mit pulshöhenkorrigierten Intensitäten für die zwei solaren Ereignisse 78044 und 77326 verglichen.

Betrachtung von HELIOS 1

Beim Ereignis 78044 (Abbildung 5.17) treten starke Überkorrekturen in beiden Elektronenkanälen E08 und E2 auf, im Kanal E03 wird nur sehr wenig korrigiert, und im Kanal E3 kommt es zu Intensitätswerten ≤ 0 zwischen DOY ≈ 44.5 und ≈ 45 (Abbildung 5.18). Beim Ereignis 77326 (Abbildung 5.19) treten mäßige Überkorrekturen nur im Kanal E2 auf, wohingegen im Kanal E08 mit der Simulation spektralabhängig korrigierte und pulshöhenkorrigierte Intensität gut übereinstimmen (Abbildung 5.19). Wiederum wird im Kanal E03 nur sehr wenig korrigiert. Im Gegensatz zum Ereignis 78044 ist der Intensitätsverlauf im Kanal E3 beim Ereignis 77326 jedoch sinnvoll.

Betrachtung von HELIOS 2

Beim Ereignis 78044 (Abbildung 5.21) kommt es zwischen DOY ≈ 45.5 und ≈ 46 zu Unterkorrekturen(!) im Kanal E08 und im gleichen Zeitintervall zu Überkorrekturen im Kanal E2. Auch auf HELIOS 2 wird der Kanal E03 nur sehr wenig korrigiert, im Kanal E3 führt die Korrektur aber nicht zu Intensitätswerten ≤ 0 (Abbildung 5.22). Beim Ereignis 77326 treten geringfügige Unterkorrekturen in beiden Elektronenkanälen E08 und E2 auf (Abbildung 5.23). Auch hier gilt, daß der Kanal E03 nur sehr wenig korrigiert und der Kanal E3 nicht überkorrigiert wird (Abbildung 5.24).

HELIOS 1

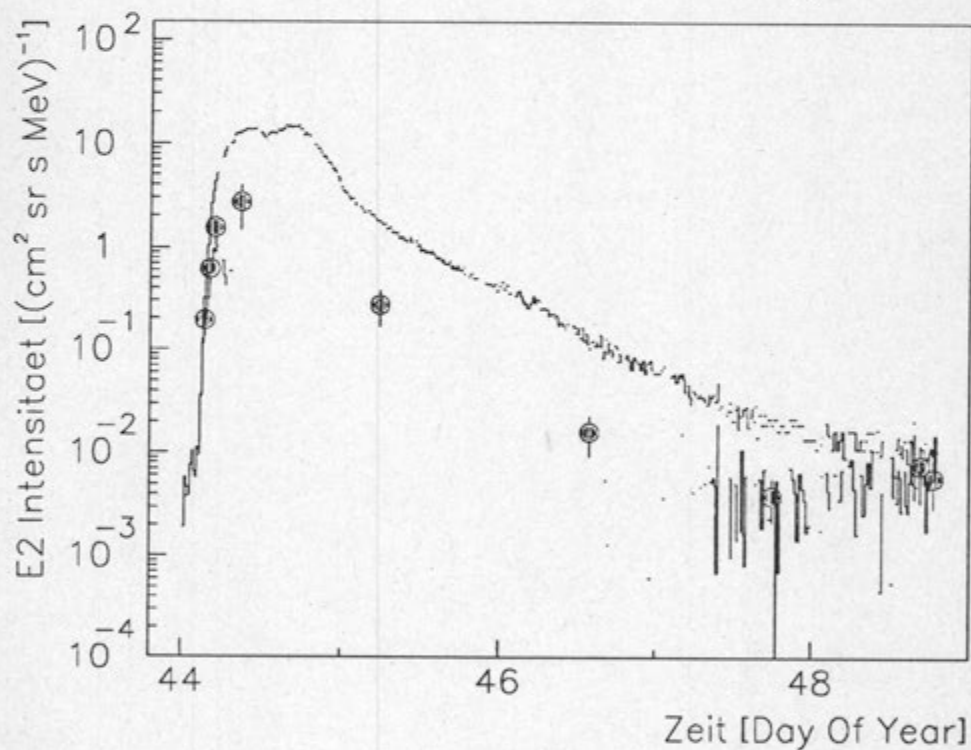
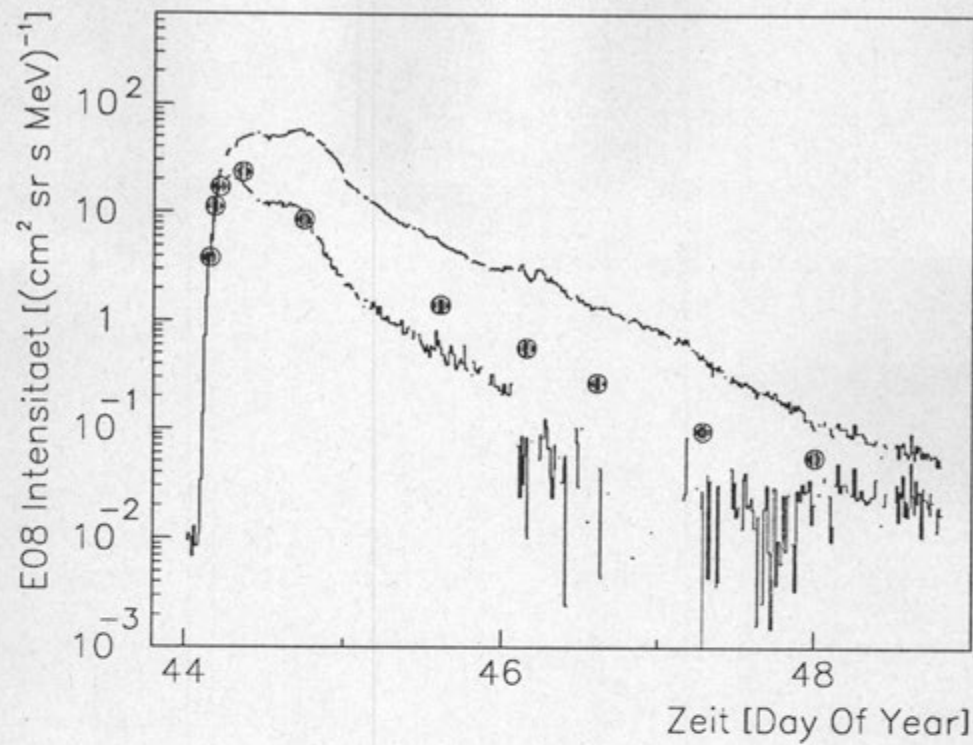


Abbildung 5.17: Verschiedene Intensitäten der Kanäle E08 (oberes Bild) und E2 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 44, 1978 auf HELIOS 1.

obere Kurven: $I_{E2}^{P13=0}$ und $I_{E2}^{P27=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;

untere Kurven: I_{E08} und I_{E2} aus der Simulation spektralabhängig korrigiert;

schwarze Kreise: I_{E08}^{PHA} und I_{E2}^{PHA} pulshöhenkorrigiert.

HELIOS 1

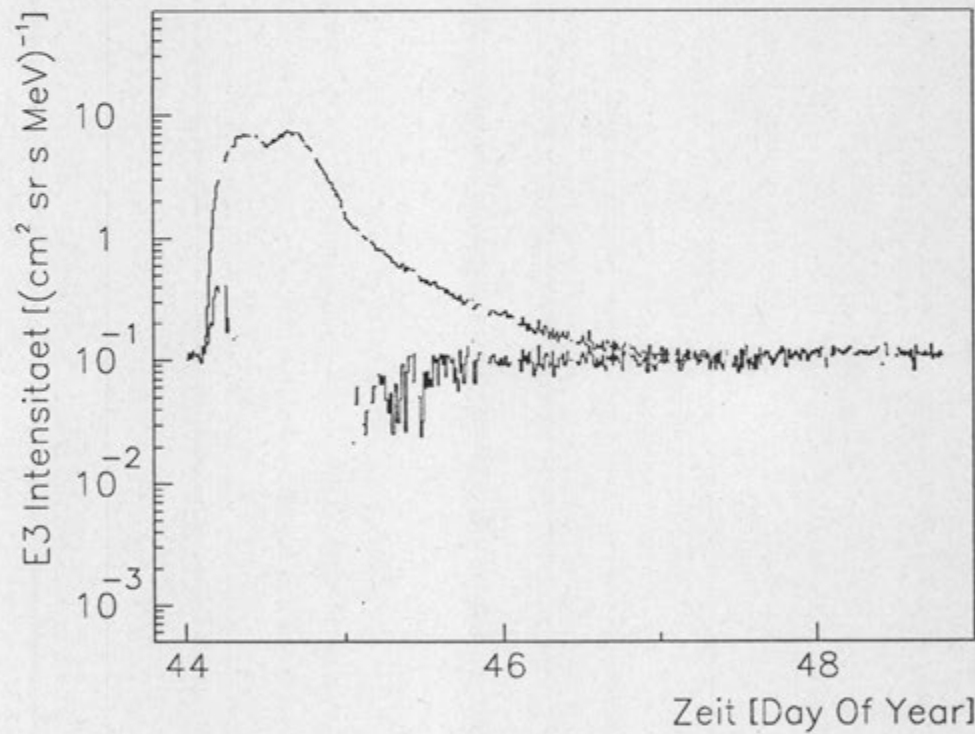
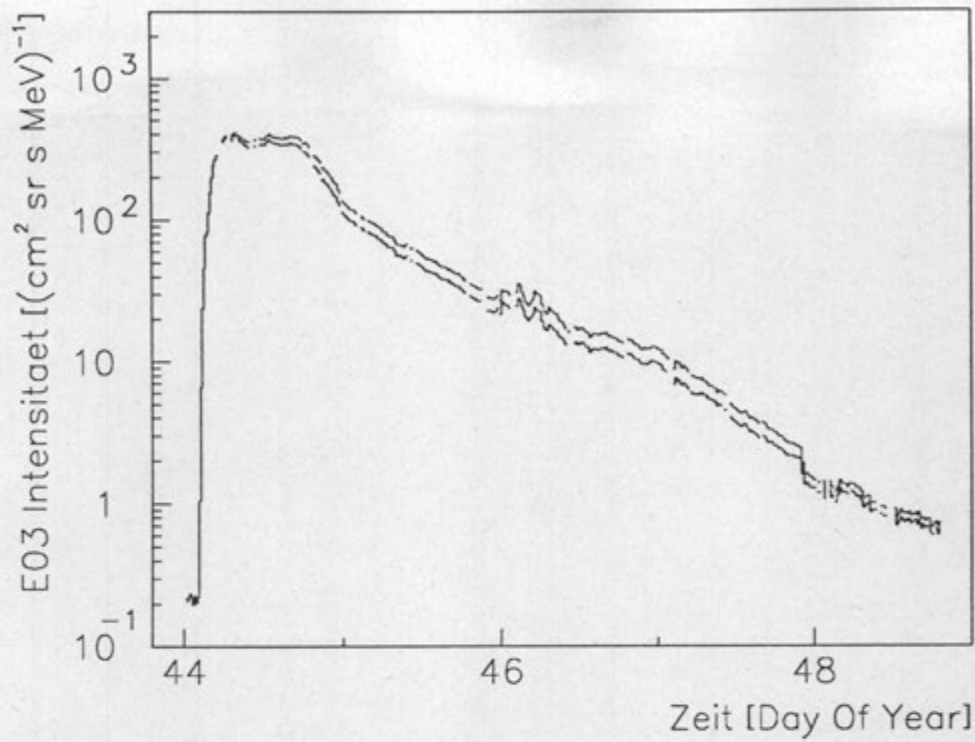


Abbildung 5.18: Verschiedene Intensitäten der Kanäle E03 (oberes Bild) und E3 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 44, 1978 auf HELIOS 1.

obere Kurven: $I_{E03}^{P4=0}$ und $I_{E3}^{P37=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;

untere Kurven: I_{E03} und $I_{E03,E3}$ aus der Simulation spektralabhängig korrigiert.

HELIOS 1

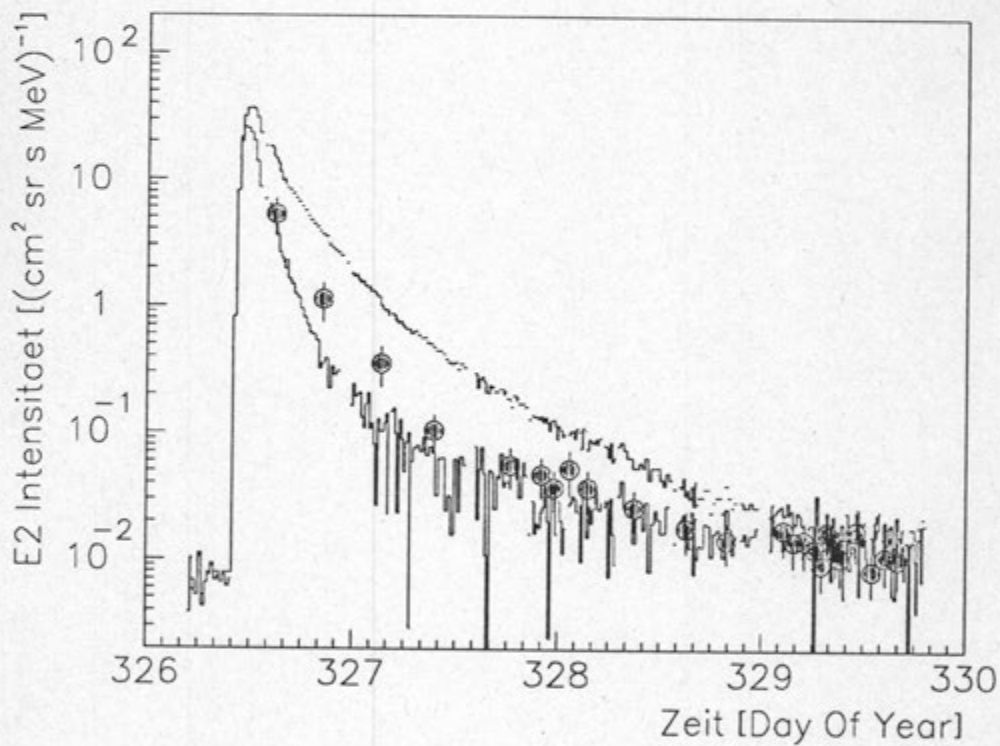
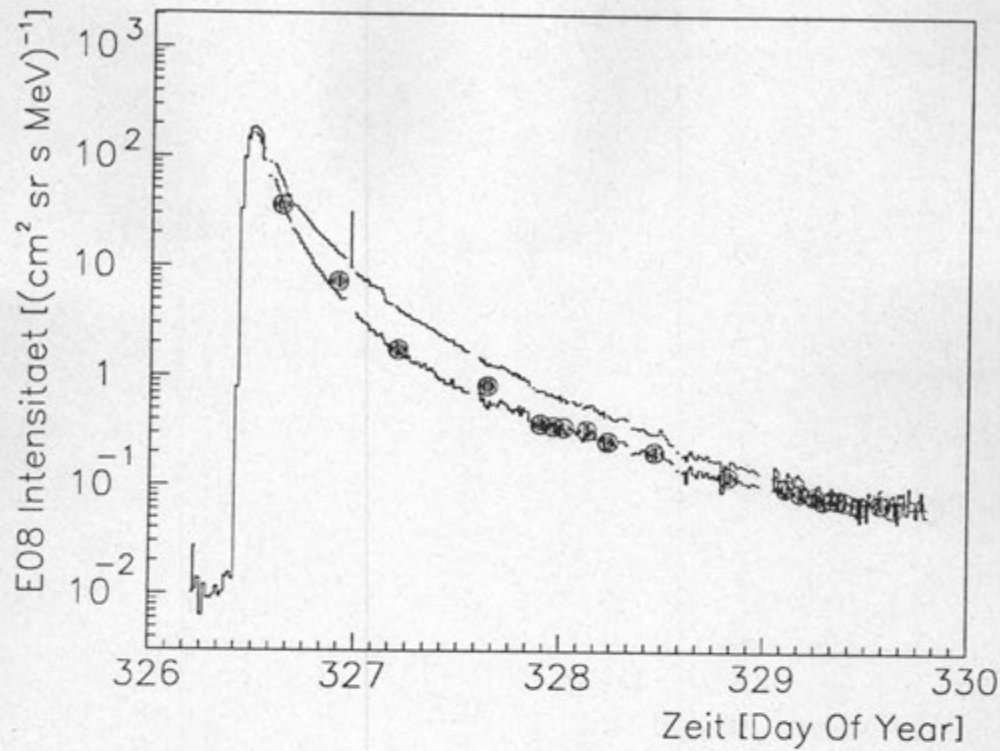


Abbildung 5.19: Verschiedene Intensitäten der Kanäle E08 (oberes Bild) und E2 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 326, 1977 auf HELIOS 1.

obere Kurven: $I_{E08}^{P13=0}$ und $I_{E2}^{P27=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;

untere Kurven: I_{E08} und I_{E2} aus der Simulation spektralabhängig korrigiert;

schwarze Kreise: I_{E08}^{PHA} und I_{E2}^{PHA} pulshöhenkorrigiert.

HELIOS 1

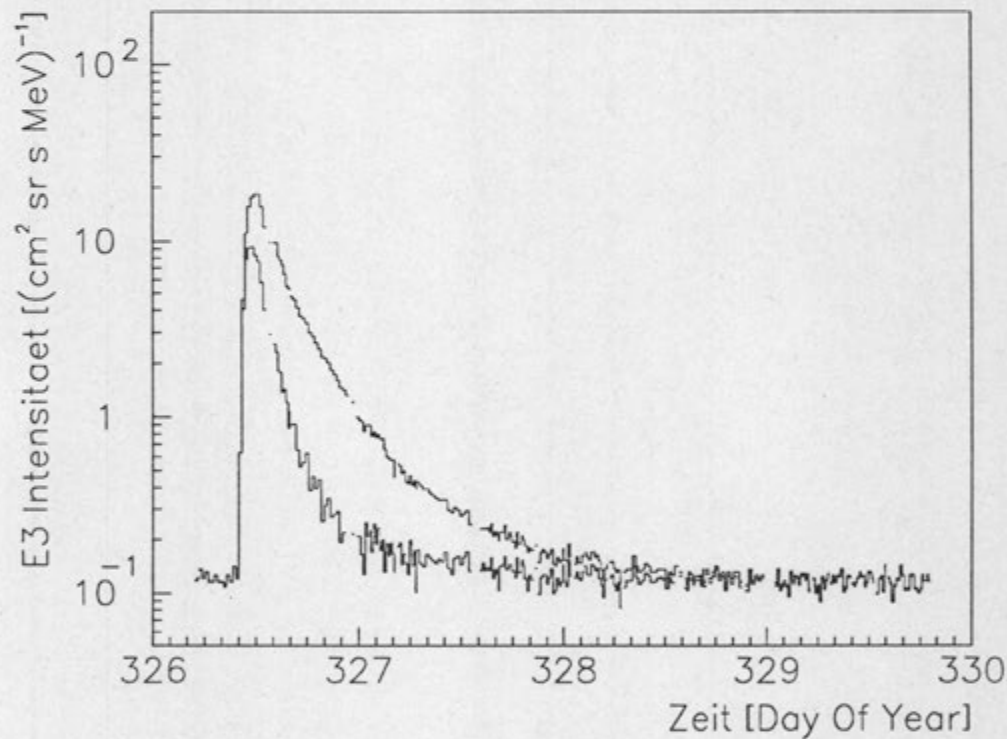
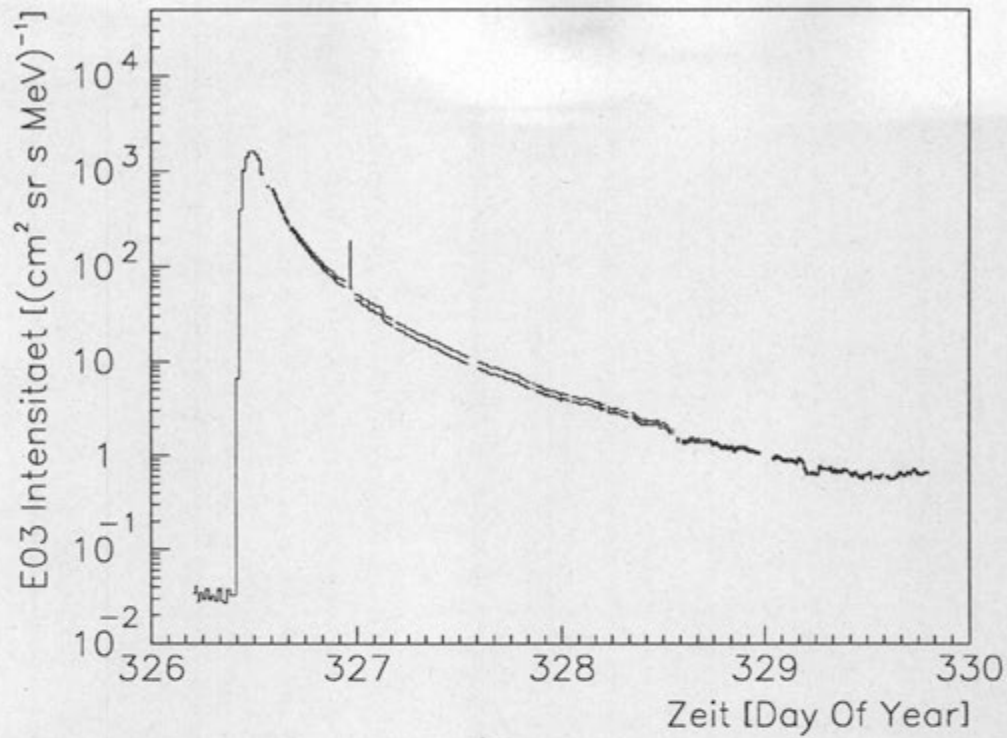


Abbildung 5.20: Verschiedene Intensitäten der Kanäle E03 (oberes Bild) und E3 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 326, 1977 auf HELIOS 1.

obere Kurven: $I_{E03}^{P4=0}$ und $I_{E3}^{P37=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;

untere Kurven: I_{E03} und I_{E3} aus der Simulation spektralabhängig korrigiert.

HELIOS 2

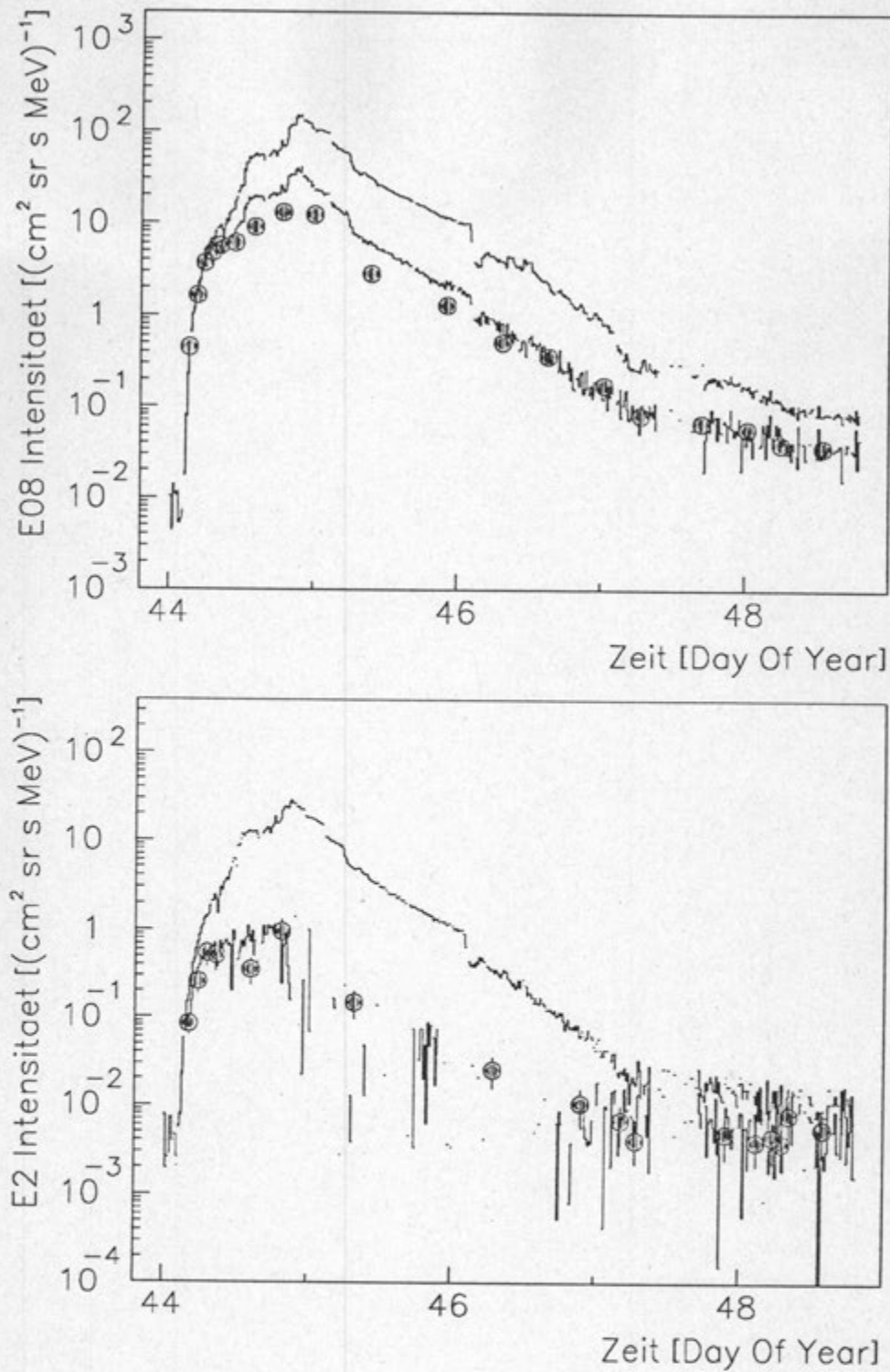


Abbildung 5.21: Verschiedene Intensitäten der Kanäle E08 (oberes Bild) und E2 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 44, 1978 auf HELIOS 2.

obere Kurven: $I_{E08}^{P13=0}$ und $I_{E2}^{P27=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;

untere Kurven: I_{E08} und I_{E2} aus der Simulation spektralabhängig korrigiert;

schwarze Kreise: I_{E08}^{PHA} und I_{E2}^{PHA} pulshöhenkorrigiert.

HELIOS 2

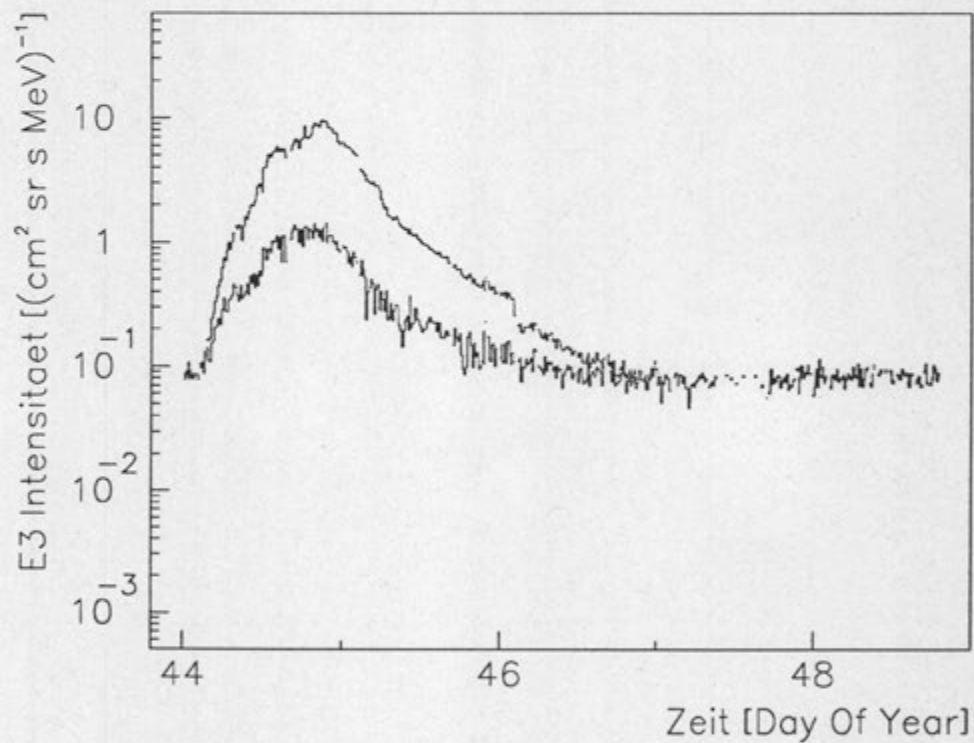
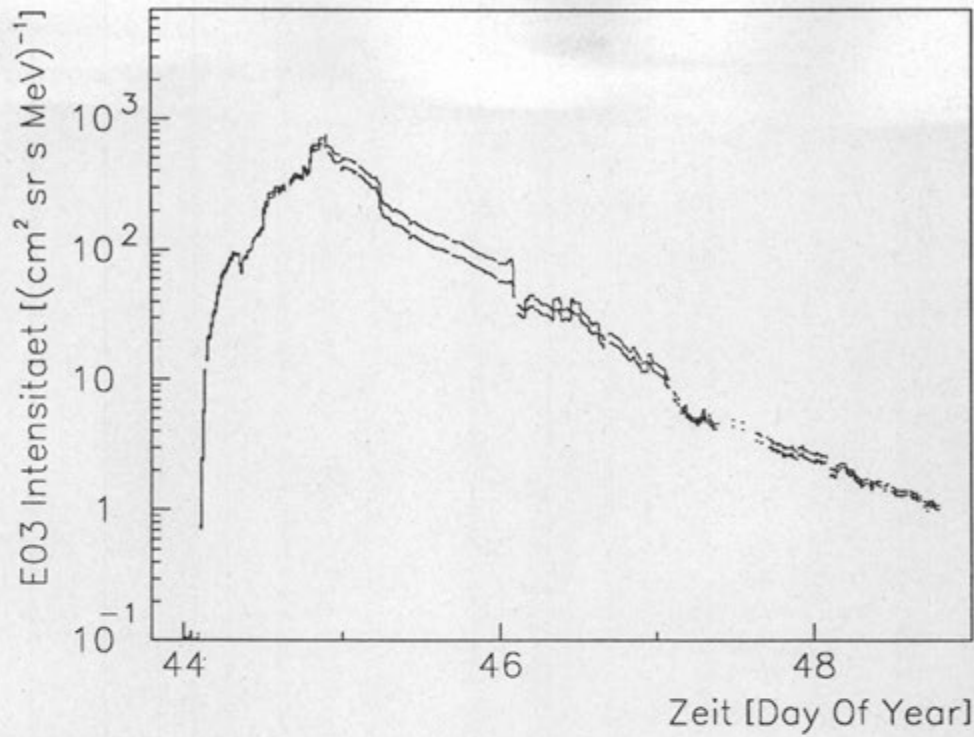


Abbildung 5.22: Verschiedene Intensitäten der Kanäle E03 (oberes Bild) und E3 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 44, 1978 auf HELIOS 2.

obere Kurven: $I_{E03}^{P4=0}$ und $I_{E3}^{P37=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;

untere Kurven: I_{E03} und I_{E3} aus der Simulation spektralabhängig korrigiert.

HELIOS 2

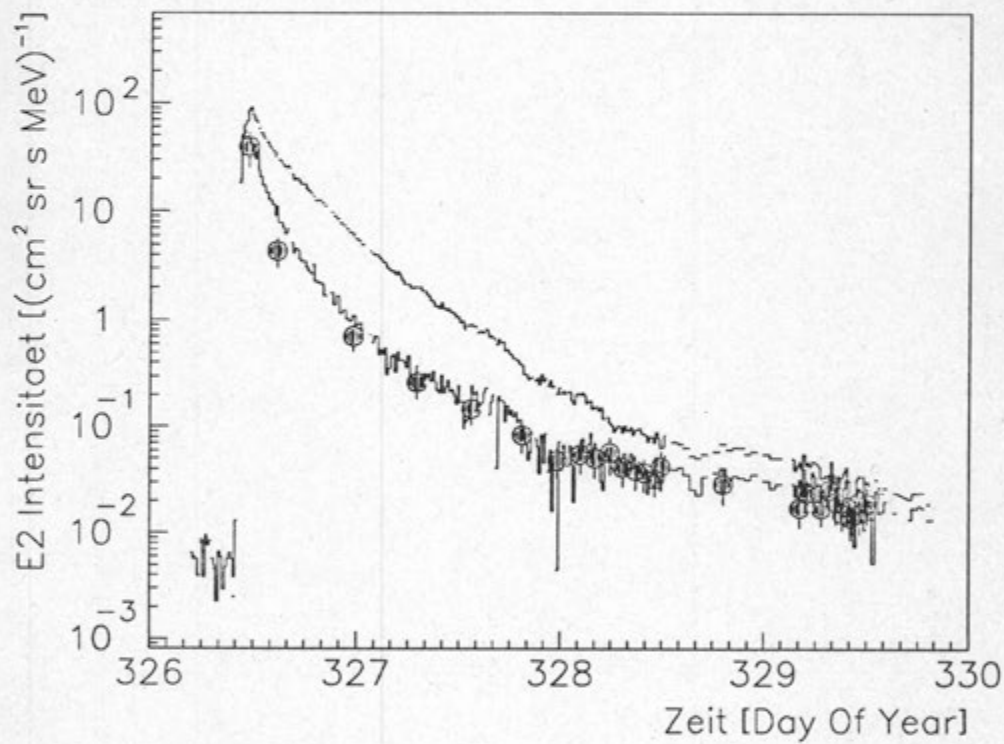
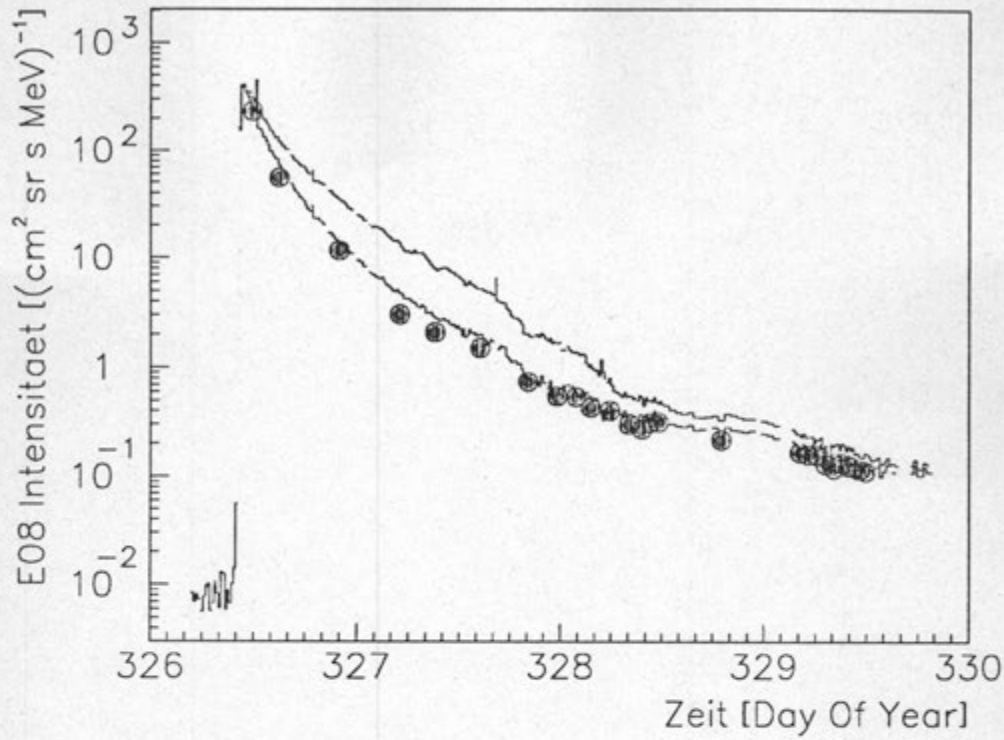


Abbildung 5.23: Verschiedene Intensitäten der Kanäle E08 (oberes Bild) und E2 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 326, 1977 auf HELIOS 2.

obere Kurven: $I_{E08}^{P13=0}$ und $I_{E2}^{P27=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;

untere Kurven: I_{E08} und I_{E2} aus der Simulation spektralabhängig korrigiert;

schwarze Kreise: I_{E08}^{PHA} und I_{E2}^{PHA} pulshöhenkorrigiert.

HELIOS 2

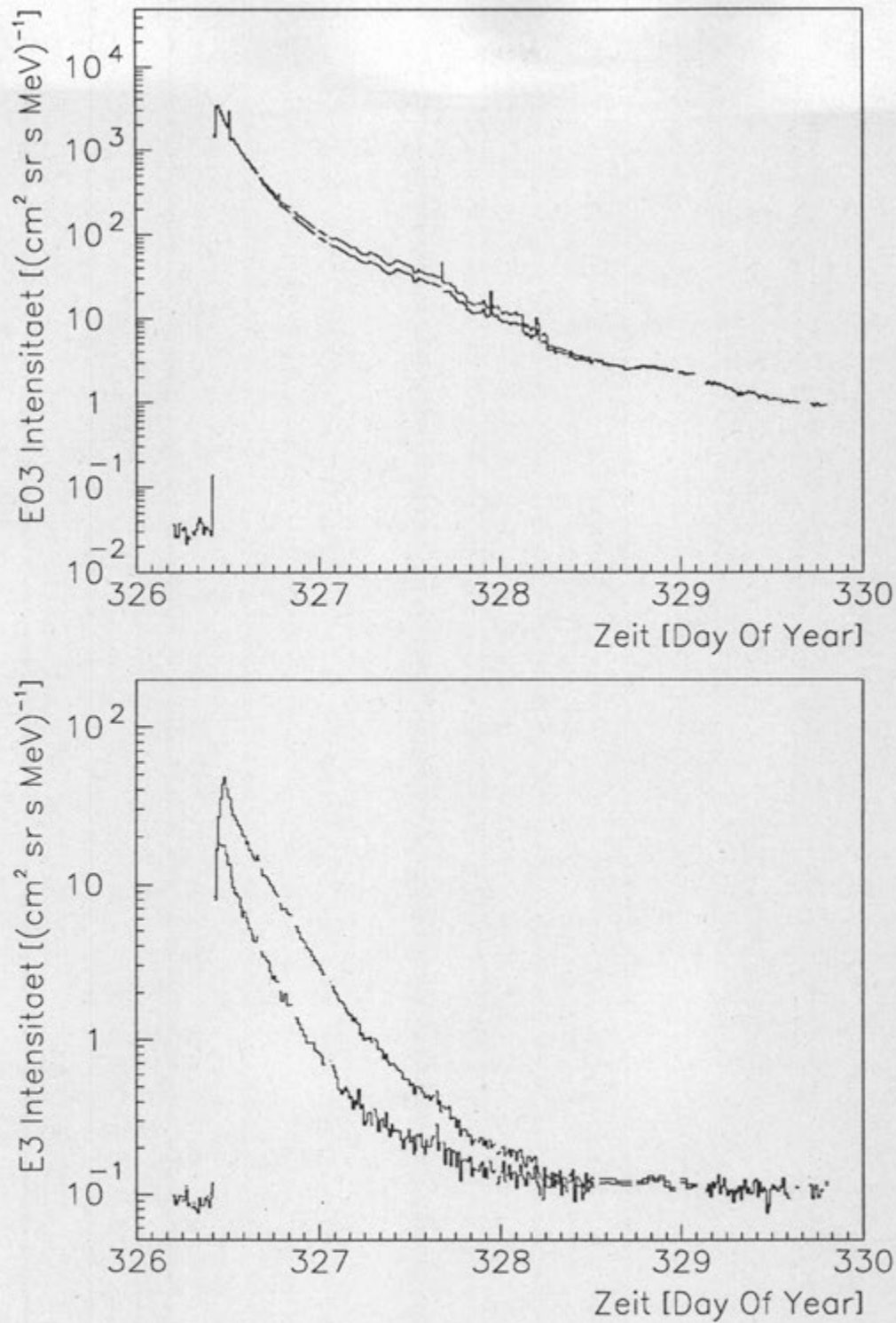


Abbildung 5.24: Verschiedene Intensitäten der Kanäle E03 (oberes Bild) und E3 (unteres Bild) für das solare Ereignis DOY 326, 1977 auf HELIOS 2.

obere Kurven: $I_{E03}^{P4=0}$ und $I_{E3}^{P37=0}$ mit realen Responsekoeffizienten berechnet;

untere Kurven: I_{E03} und I_{E3} aus der Simulation spektralabhängig korrigiert.

5.4 Die bestmögliche spektralabhängige Korrektur

Aus der Betrachtung der Intensitätsprofile im vorangehenden Abschnitt ergab sich, daß die spektralabhängige Korrektur aus der Simulation bei HELIOS 1 und 2 in den Elektronenkanälen E08, E2 und E3 zu Überkorrekturen und nur im Kanal E08 zu Unterkorrekturen führen kann. Die erfolgreich durchgeführte spektralabhängige Korrektur aus Pulshöhendaten in Kap. 5.2 erlaubt es nun, zukünftig die aus der Parameterstudie ermittelten und in (Tab. 5.3) angegebenen Übersprechfunktionen als bestmögliche Korrektur der Elektronenkanäle E08 und E2 anzusehen!

Um den Kanal E3 zu korrigieren, wird wie folgt argumentiert: Der Kanal E3 ähnelt in seinem Verhalten sehr dem Kanal E2. Dieses schon in der ursprünglichen Konzeption vorgesehene Verhalten (siehe Tab. 2.2) wird auch durch die Simulation bestätigt (Abschnitt 3.4.2). Daher wurde in der linearen Korrektur der Übersprechkoeffizient $R_{E3}^{P37} = R_{E2}^{P27}$ gesetzt. Es kam jedoch im Kanal E3 nicht, wie im Kanal E2, zu Fehlkorrekturen. Da die spektrale Abhängigkeit des Übersprechens in den Kanal E2 nicht sehr stark ist (vgl. die Argumentation in Abschnitt 3.4.2 sowie die geringen Steigungen in Tab. 5.3) und der Kanal E3 in seinem Verhalten dem Kanal E2 gleicht, ist der aus der linearen Korrektur vieler solarer Ereignisse gewonnene gemittelte Übersprechkoeffizient (siehe Tab. 4.5) als bestmögliche Korrektur für den Kanal E3 anzusehen!

Für den Kanal E03 war eine Korrektur über den Ansatz korrespondierender Kanäle nicht möglich, da die in diesen Kanal übersprechenden Protonen zu einem erheblichen Anteil höhere Energien besitzen als 13 MeV, der Obergrenze des Kanals P4. Diese schon seit langem bekannte Tatsache wurde in dieser Arbeit zum einen aus den Betrachtungen zu den simulierten Responsefunktionen ersichtlich (Abschnitt 3.4.2) und zum anderen aus der Betrachtung von Intensitätsverläufen des Kanals E03 (Abschnitt 4.3.2): Die Intensitätsverläufe gleichen eher dem nichtkorrespondierenden Kanal P13 als dem korrespondierenden Kanal P4. In diesem unkorrekten Ansatz liegt auch das Versagen der linearen Korrektur im Kanal E03 begründet. Daher sind die aus der Simulation gewonnenen Übersprechfunktionen (Abschnitt B.2 und Tab. 5.3) als bestmögliche spektralabhängige Korrektur des Kanals E03 zu verwenden!

In der Tabelle 5.4 befindet sich eine Gegenüberstellung der Übersprechfunktionen, die das Übersprechen in korrespondierende Kanäle beschreiben und aus der Parameterstudie in Tab. 5.3 und aus der Simulation (Abschnitt B.2) hervorgehen. In dieser Tabelle bedeutet der Buchstabe b den Achsenabschnitt und der Buchstabe m die Steigung der linear genäherten Übersprechfunktionen. **Die fett gedruckten Werte stellen die bestmögliche spektralabhängige Korrektur dar!** Für die Übersprechkoeffizienten R_{E08}^{P13} und R_{E2}^{P27} stimmt die Simulation besser mit HELIOS 1 als mit HELIOS 2 überein, was auch zu erwarten ist, denn die Simulation wurde explizit für HELIOS 1 durchgeführt. Für R_{E3}^{P37} liegt der aus der Simulation ermittelte Wert zwischen den aus den Pulshöhendaten bestimmten.

Wenn auch in den Kanälen E08 und E2 die aus den Daten entwickelte Korrektur den Vorzug erhält, so ist die Simulation keinesfalls falsch, denn diese stimmt in den Kanälen E08, E2 und E3 im Rahmen der Fehlergrenzen – HEBER gibt 10% Fehler für den Achsenabschnitt b an – gut mit den aus den Daten bestimmten Übersprechfunktionen überein. Wegen dieser qualitativen Übereinstimmung kann die Korrektur des Kanals E03 – dort ist die Simulation die einzige Korrekturmöglichkeit – mit einiger Sicherheit als richtig eingeschätzt

Bestmögliche Übersprechfunktionen							
Übersprechfunktion	aus den Pulshöhendaten				aus der Simulation		Gültigkeit der Übersprechfunktion
	HELIOS 1		HELIOS 2		HELIOS 1 und 2		
	b	m	b	m	b	m	
$R_{E08}^{P13}(\gamma_{P13})$	2.70	0.35	3.10	0.33	2.35	0.19	$-6 \leq \gamma_{P13} \leq 2$
$R_{E2}^{P27}(\gamma_{P27})$	2.10	0.10	2.40	0.06	1.96	0.01	$-6 \leq \gamma_{P27} \leq 2$
$R_{E3}^{P37}(\gamma_{P27})$	1.97	-	2.56	-	2.26	0.01	$-6 \leq \gamma_{P27} \leq 2$
$R_{E03}^{P4}(\gamma_{P4})$	-	-	-	-	0.25	0.04	$-6 \leq \gamma_{P4} \leq -3.1$
$R_{E03}^{P4}(\gamma_{P4})$	-	-	-	-	0.55	0.14	$-3.1 \leq \gamma_{P4} \leq 2$
$R_{E03}^{P13}(\gamma_{P13})$	-	-	-	-	0.35	-0.06	$-6 \leq \gamma_{P13} \leq 2$

Tabelle 5.4: Bestmögliche Übersprechfunktionen. Es bedeuten b=Achsenabschnitt und m=Steigung der linear genäherten Übersprechfunktionen.

werden. Mit den nunmehr sehr zuverlässig korrigierten Elektronenintensitäten ist es erstmalig möglich, für viele solare Ereignisse zuverlässige Elektronenspektren zu bestimmen, auch wenn keine Pulshöhendaten vorliegen!!!

5.5 Elektronenspektren

In diesem Abschnitt werden die aus der bestmöglichen spektralabhängigen Korrektur (siehe Tab. 5.4) gewonnenen Elektronenintensitäten verwendet, um im Intensitätsmaximum des solaren Ereignisses 77326 auf HELIOS 1 und 2 Elektronenspektren zu bestimmen und mit den aus nominellen Intensitäten berechneten zu vergleichen. Es wird ersichtlich, wie die aus der Simulation erhaltenen Responsefunktionen das Spektrum zu höheren Energien hin verschieben.

Ein Shockdurchgang ist durch ein im zeitlichen Verlauf steileres Teilchenspektrum zu erkennen (siehe z.B. MEYER[Mey91]). Wie in der Einleitung (Abschnitt 1.4) erläutert, ist es von großem Interesse zu erfahren, ob ein Shock relativistische Teilchen – eben Elektronen – beschleunigen kann. Hierfür müssen die Elektronenkanäle frei von eindeutig shockbeschleunigten, übersprechenden Protonen sein (vgl. hierzu die Intensitätsverläufe der Protonen beim Ereignis 78044 in Abschnitt 4.4). In den zeitlichen Verläufen des Elektronenspektrums bei den zwei solaren Ereignissen 77326 und 78044 wird untersucht, ob sich shockbeschleunigte Elektronen im Spektrum bemerkbar machen.

5.5.1 Elektronenspektrum im Intensitätsmaximum des solaren Ereignisses 77326

Die Elektronenintensitäten werden gemäß der bestmöglichen Korrektur (Tab. 5.4) korrigiert. Das Intensitätsmaximum bestimmt sich für die Kanäle E08 und E2 auf HELIOS 1 aus der Abb. (4.1) und auf HELIOS 2 aus der Abb. (4.6), für den Kanal E3 (linear korrigiert) auf HELIOS 1 aus der Abb. (4.4) und auf HELIOS 2 aus der Abb. (4.8) sowie für den Kanal E03 auf HELIOS 1 aus der Abb. (5.20) und auf HELIOS 2 aus der Abb. (5.24). Gemäß Gleichung 2.33 und einem von MEYER [Mey91] entwickelten FORTRAN-Code (Grundlagen hierzu siehe Kap. 5.1.1) werden die gemittelten Energien $\bar{E}$, die Intensitäten $\bar{I}$ und der Spektralindex γ (Tab. 5.5) unter der Voraussetzung berechnet, daß die Intensität einem Potenzgesetz genügt: $\bar{I} = I_0 \bar{E}^\gamma$. In Tab. 5.5 befinden sich ebenfalls die Werte des Elektronenspektrums aus nominellen Intensitäten (HELIOS 1: Abbildungen 4.1 und 4.4, HELIOS 2: Abbildungen 4.6 und 4.8). Beim Vergleich der korrigierten und nominellen Werte für $\bar{E}$, $\bar{I}$ wird offensichtlich, daß die korrigierten Intensitäten betragsmäßig kleiner und höheren Energien $\bar{E}$ zugeordnet sind. Dies war so schon aus der Betrachtung der realen Responsefunktionen in Abschnitt 3.3.3 zu erwarten. Weiterhin ist das korrigierte Spektrum geringfügig flacher. In Abbildung 5.25.C sind nominelles und korrigiertes Spektrum für HELIOS 1 direkt miteinander verglichen: Deutlich ist zu erkennen, daß das korrigierte Spektrum flacher und zu höheren Energien hin verschoben ist. In den Abbildungen 5.25.A (korrigiert) und 5.25.B (nominell) sind die Elektronenspektren für HELIOS 1 und 2 im Intensitätsmaximum dargestellt. Sowohl im korrigierten als auch im nominellen Fall ist die Steilheit des Spektrums auf HELIOS 1 und 2 nahezu gleich, woraus gefolgert werden kann, daß die Teilchen keine stark energieabhängige Ausbreitung erfahren haben.

Elektronenspektrum 77326

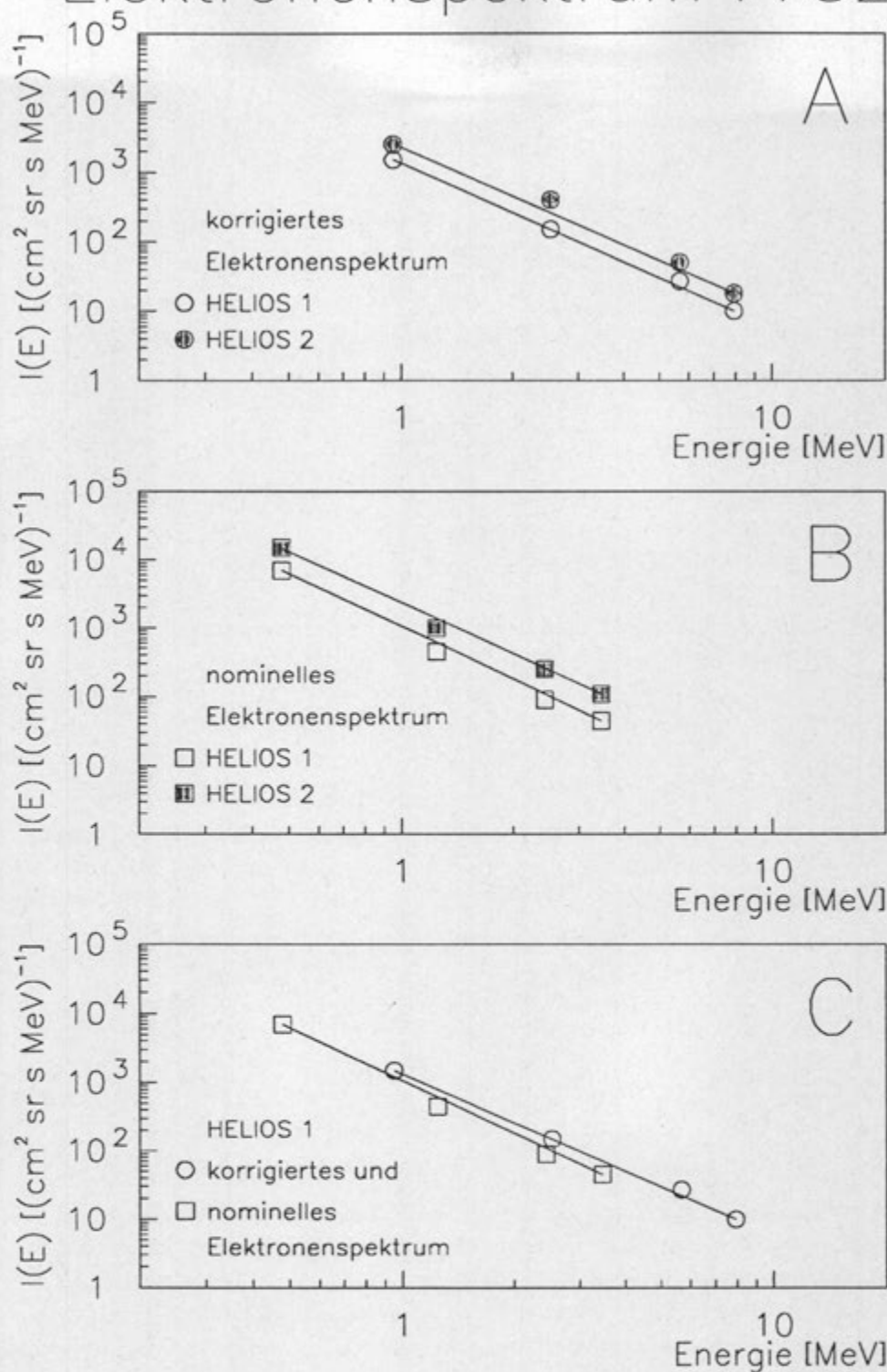


Abbildung 5.25: Bild (A): Das aus der bestmöglichen spektralabhängigen Korrektur der Intensitäten bestimmte Elektronenspektrum im Intensitätsmaximum HELIOS 1 und 2. Bild (B): nominelles Elektronenspektrum HELIOS 1 und 2. Bild (C): Vergleich von nominellem und korrigiertem Elektronenspektrum auf HELIOS 1.

Elektronenspektrum im Maximum des Ereignisses 77326								
	korrigiert				nominell			
	HELIOS 1		HELIOS 2		HELIOS 1		HELIOS 2	
	$\bar{E}$	$\bar{I}$	$\bar{E}$	$\bar{I}$	$\bar{E}$	$\bar{I}$	$\bar{E}$	$\bar{I}$
E03	0.95	150	0.96	2500	0.48	7000	0.48	15000
E08	2.53	150	2.54	400	1.24	450	1.24	1000
E2	5.66	27	5.69	50	2.44	90	2.44	250
E3	7.92	10	7.94	18	3.46	45	3.46	110
$\gamma_{\text{Elektronen}}$	-2.31		-2.25		-2.62		-2.65	

Tabelle 5.5: Elektronenspektrum im Intensitätsmaximum des solaren Ereignisses 77326 auf HELIOS 1 und 2. Bei Annahme eines Potenzgesetzes $\bar{I} = I_0 \bar{E}^\gamma$ ist $\bar{I}$ die gemittelte Intensität und $\bar{E}$ die gemittelte Energie gemäß den in Abschnitt 2.3.6 gemachten Überlegungen.

5.5.2 Zeitlicher Verlauf des Elektronenspektrums bei zwei solaren Ereignissen

Im vorangegangenen Abschnitt wurde das Elektronenspektrum im Intensitätsmaximum des solaren Ereignisses 77326 bestimmt. Hier sollen nun die zeitlichen Verläufe der nominellen und korrigierten Elektronenspektren bei den Ereignissen 77326 und 78044 miteinander verglichen werden. Als Schwierigkeit tritt dabei der hohe Untergrund des Kanals E3 auf. In Abbildung (4.3) sind die linear korrigierten Intensitäten der Kanäle E2 und E3 beim Ereignis 77326 direkt miteinander zu vergleichen: Offensichtlich ist ab DOY ≈ 327 die Untergrundintensität im Kanal E3 höher als die Intensität im Kanal E2; die Intensität geht dort erst ab DOY ≈ 329 in den Untergrund über. Somit ist der Ansatz eines Potenzgesetzes für die Intensität über alle vier Elektronenkanäle nicht mehr zu rechtfertigen und der Kanal E3 wird deshalb bei der Berechnung des zeitlichen Verlaufs des Elektronenspektrums nicht berücksichtigt!

In den Abbildungen (5.26) für HELIOS 1 und (5.27) für HELIOS 2 ist der Verlauf des nominellen und des korrigierten Spektralindex während des solaren Ereignisses 77326 dargestellt. Deutlich ist die Änderung beim Übergang von den nominellen (obere Bilder) zu den korrigierten (untere Bilder) Verläufen des Spektralindex zu erkennen. Bei den nominellen Verläufen des Elektronenspektrums ist insbesondere der auf beiden Raumfahrzeugen beobachtete Anstieg des Spektralindex auf Werte von ca. -2.4 kurz nach Beginn des Ereignisses auffällig. Dieser Anstieg ist nicht echt und auf überkoppelnde Protonen zurückzuführen, wie der korrigierte Verlauf des Spektralindex erkennen läßt, der unmittelbar nach Einsatz des Ereignisses rasch abfällt, danach ein flaches Minimum durchläuft und allmählich wieder ansteigt. Eine ausführliche physikalische Interpretation dieses Verhaltens soll nicht Gegenstand der vorliegenden Arbeit sein. In Anlehnung an MEYER [Mey91] kann ein solches Verhal-

ten qualitativ in folgender Weise gedeutet werden: Zu Beginn des Ereignisses macht sich die diffusive Ausbreitung im interplanetaren Raum bemerkbar. Elektronen höherer Energie haben einen größeren Diffusionskoeffizienten, so daß sie eher beim Raumfahrzeug eintreffen. Daher sind zu Beginn des Ereignisses relativ mehr Elektronen höherer Energie anzutreffen, das Spektrum ist flacher und somit der Spektralindex betragsmäßig kleiner. Nach dieser Anfangsphase stellt sich ein konstanter Wert des Spektrums ein, entsprechend dem Spektrum, mit dem die Elektronen in den interplanetaren Raum injiziert wurden. Der darauf folgende Anstieg ist wiederum ein Effekt der interplanetaren Ausbreitung und läßt sich durch die Konvektion und die adiabatische Abkühlung der Teilchen mit dem expandierenden Sonnenwind erklären.

Interessant ist nun ein Vergleich mit dem Verlauf des Elektronenspektrums auf HELIOS 2. Dort verläuft das Spektrum bis zum DOY ≈ 327 in sehr guter Übereinstimmung mit HELIOS 1, wie es auch für das Spektrum im Intensitätsmaximum beobachtet wurde (Abb. 5.25). Dann zeigt sich jedoch eine Abweichung, da das Spektrum auf HELIOS 2 für den Zeitraum eines Tages merklich steiler verläuft, was möglicherweise mit dem Eintreffen eines interplanetaren Shocks zusammenhängt, der auf HELIOS 2 wesentlich ausgeprägtere Effekte besaß, als auf HELIOS 1 [Mey91].

Wie die Untersuchung in Abschnitt 5.2 ergab, sind die Korrekturen beim Ereignis 77326 aufgrund des nur schwach variablen Spektrums sowie der anteilig geringen Protonenkontamination der Elektronenkanäle sicher zu handhaben. Nicht ganz so übersichtlich sind die Verhältnisse beim Ereignis 78044 (Abbildungen 5.28 und 5.29), da dort das stark variable Spektrum und die Korrektur auf Werte teilweise unter 10% der ursprünglichen Intensität zu stark streuenden Intensitätswerten und Elektronenspektren führt. Beim Vergleich der nominellen und korrigierten Verläufe des Elektronenspektrums ergibt sich ein ähnliches Ergebnis wie beim vorigen Ereignis. Sehr viel deutlicher als beim Ereignis 77326 folgt das unkorrigierte Elektronenspektrum dem Protonenspektrum (vgl. Abschnitt 5.1.2), worin die relativ zum Ereignis 77326 stärkere Kontamination der Elektronenkanäle durch Protonen beim Ereignis 78044 zum Ausdruck kommt. Deutlich ist wiederum der Übergang von den nominellen (obere Bilder) zu den korrigierten (untere Bilder) Verläufen des Elektronenspektrums zu erkennen. Es bleibt also festzuhalten, daß die qualitativen Verläufe sowohl bei beiden Ereignissen als auch auf beiden Raumfahrzeugen sehr ähnlich sind. Ob der zu Beginn des solaren Ereignisses beobachtete Anstieg des Spektralindex mit der im Falle des Ereignisses 78044 schwierigeren Korrektur zusammenhängt oder ob es sich um einen systematischen Effekt handelt, z.B. durch unterschiedliche Ausbreitungsbedingungen der Teilchen, läßt sich an dieser Stelle nicht entscheiden. Hier bietet sich für zukünftige Untersuchungen ein interessanter Ansatz zur Analyse einer größeren Anzahl solarer Ereignisse.

Wie beim Ereignis 77326 ist auch beim Ereignis 78044 der mögliche Einfluß eines Shocks zu erkennen, der sich ab DOY ≈ 45 auf HELIOS 2 im Elektronenspektrum zeigt, auf HELIOS 1 jedoch nicht. Bei beiden Ereignissen, 77326 und 78044, scheinen also auch relativistische Elektronen durch den Shock beschleunigt worden zu sein. Messungen mit den Raumfahrzeugen PIONEER 10 und 11 ergaben, daß Elektronen mit Energien zwischen 2 und 7 MeV durch interplanetare Shocks beeinflusst werden (LOPATE [Lop89]). Auch WOLFRAM [Wol89, S. 71] vermutete eine shockbeschleunigte Komponente in der von ihm korrigierten Intensität des Kanals E08, konnte aber aufgrund seiner stark von der Telemetrikapazität abhängigen Verfahren nur wenige Ereignisse untersuchen. Hier bietet sich nun die Möglichkeit, mit dem in dieser Arbeit entwickelten von der Telemetrikapazität unabhängigen Korrekturverfahren,

eine Reihe weiterer solarer Ereignisse auf shockbeeinflusste Elektronen hin zu untersuchen. Ein Vergleich mit den von LOPATE auf den PIONEER-Sonden gewonnen Ergebnissen könnte auch dazu dienen, eventuelle systematische Fehler in der spektralabhängigen – d.h. shockbeeinflussten – Korrektur festzustellen. Es ergibt sich für die Zukunft auf jeden Fall eine interessante Anwendungsmöglichkeit des Korrekturverfahrens.

HELIOS 1

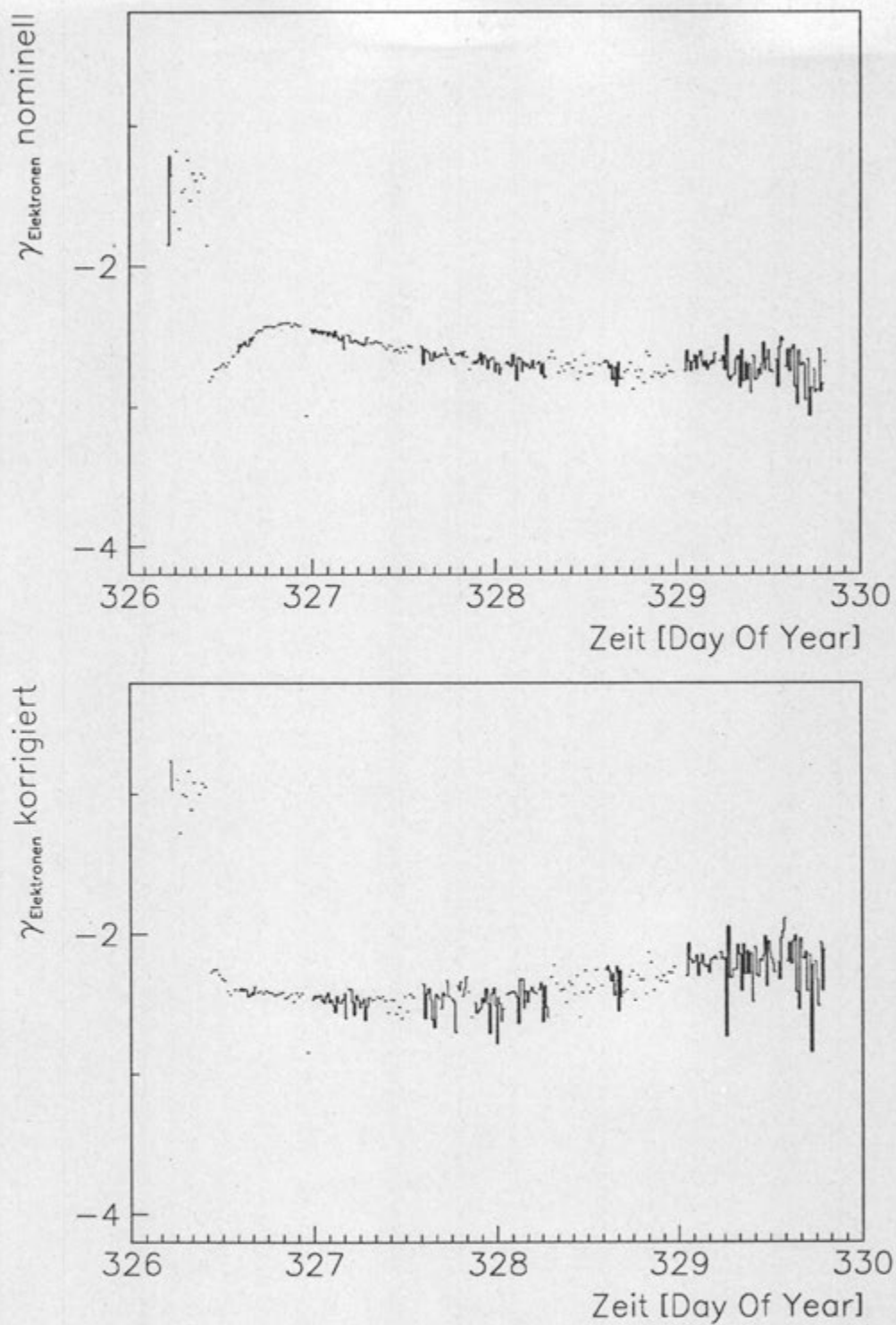


Abbildung 5.26: Zeitlicher Verlauf des Elektronenspektrums in den Kanälen E03, E08 und E2 beim Ereignis 77326 auf HELIOS 1 – oben: nominell – unten: korrigiert.

HELIOS 2

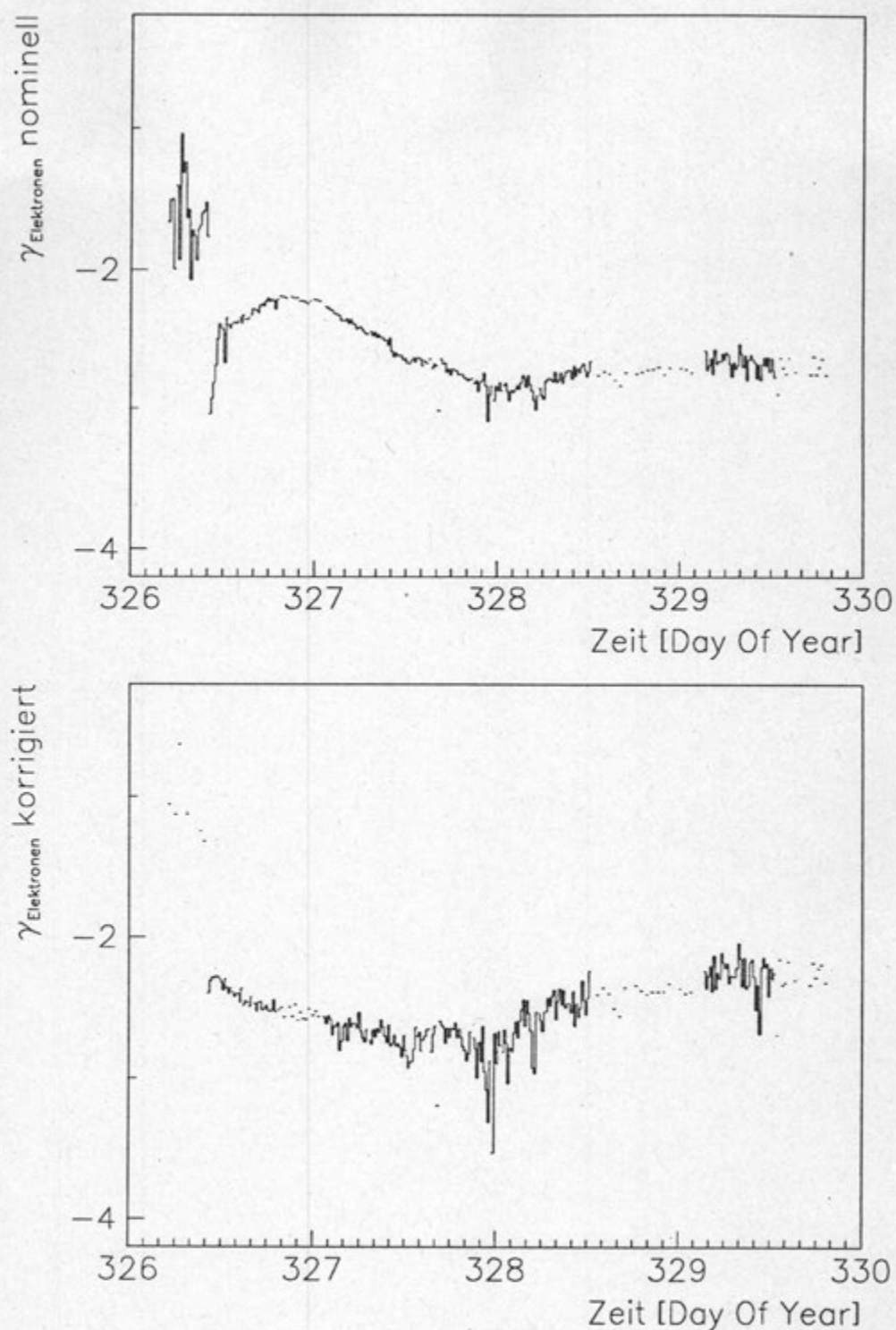


Abbildung 5.27: Zeitlicher Verlauf des Elektronenspektrums in den Kanälen E03, E08 und E2 beim Ereignis 77326 auf HELIOS 2 – oben: nominell – unten: korrigiert.

HELIOS 1

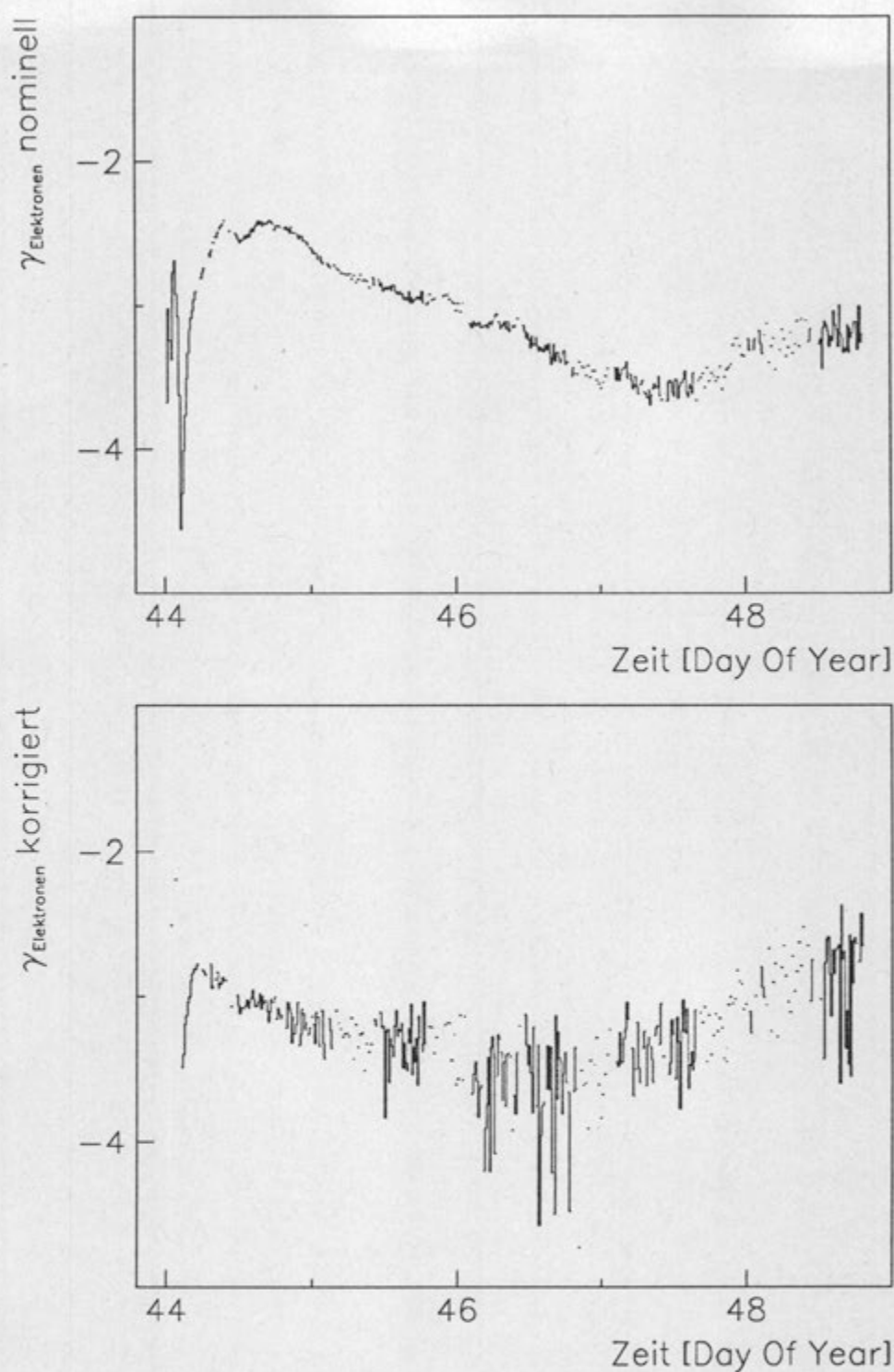


Abbildung 5.28: Zeitlicher Verlauf des Elektronenspektrums in den Kanälen E03, E08 und E2 beim Ereignis 78044 auf HELIOS 1 – oben: nominell – unten: korrigiert.

HELIOS 2

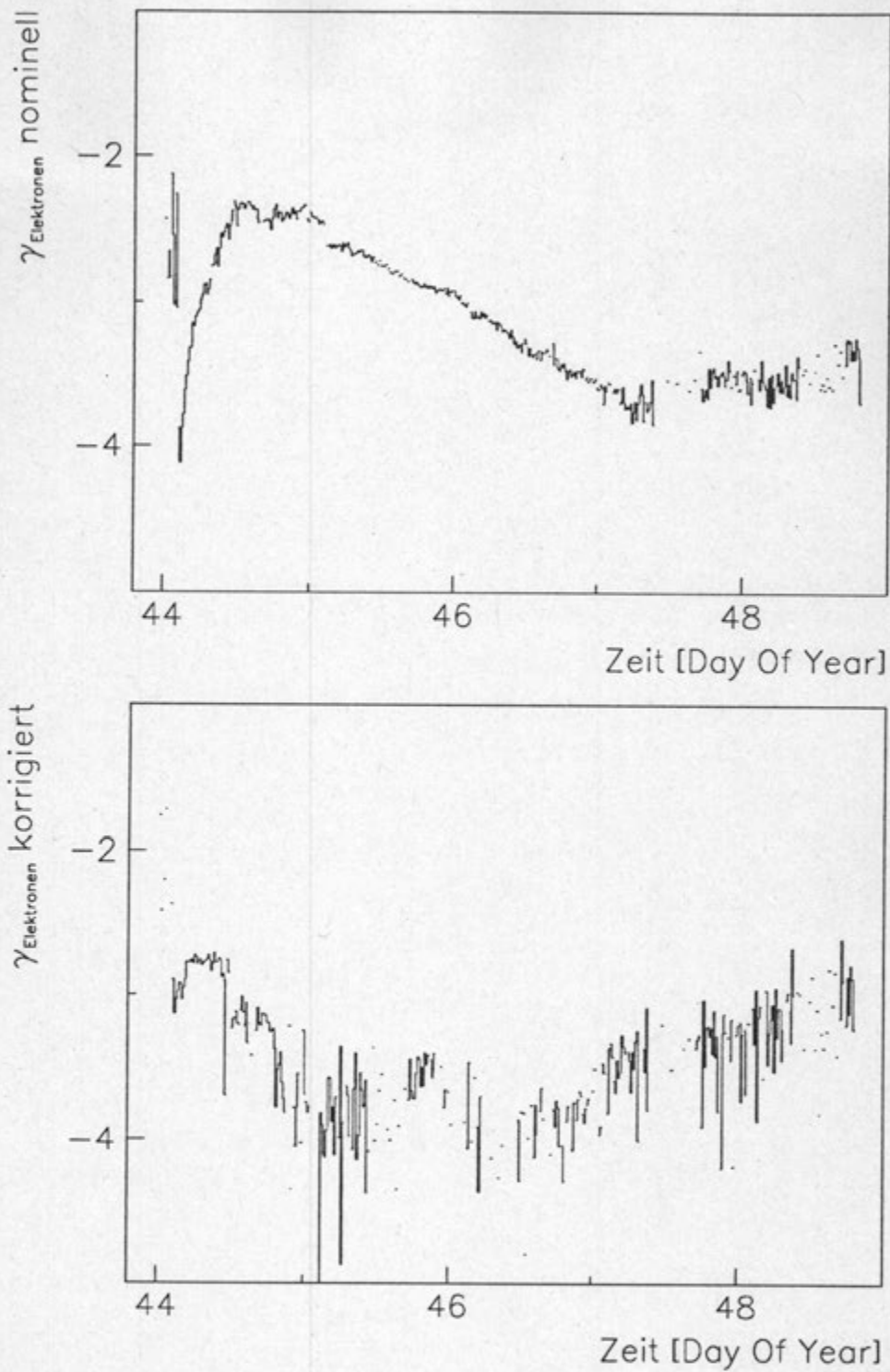


Abbildung 5.29: Zeitlicher Verlauf des Elektronenspektrums in den Kanälen E03, E08 und E2 beim Ereignis 78044 auf HELIOS 2 – oben: nominell – unten: korrigiert.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Mit dem Kieler Experiment E6 an Bord der beiden Raumsonden HELIOS 1 und 2 sollten die Quellen, die Art der Beschleunigung und die Ausbreitung energetischer Elektronen, Protonen und Heliumkerne untersucht werden. Dabei wurde der unterschiedliche Energieverlust dieser geladenen Teilchen in Materie zu einer groben Einteilung in Energiebereiche und Teilchensorten genutzt. Bei der physikalischen Interpretation der gewonnenen Meßergebnisse ergab sich, daß Elektronen und Protonen ein deutlich von bisherigen Vorstellungen abweichendes Verhalten besitzen. Für die Elektronen sind Vielfachstreuung und Wegverlängerungseffekte innerhalb der Meßapparatur dafür verantwortlich, daß sie zum einen mehr Energie abgeben als vorgesehen und zum anderen Protonen vortäuschen können. Umgekehrt täuschen Protonen durch Randeffekte im ersten Halbleiterdetektor des Kieler Teilchenteleskops Elektronen vor. Eine Korrektur dieses nunmehr seit langem bekannten Fehlverhaltens wurde schon von WOLFRAM versucht, indem er in Pulshöhenmatrizen die Anteile richtig registrierter und übersprechender Teilchen trennte und damit korrigierte Intensitäten berechnete. Dieses Verfahren scheiterte an der zumeist schlechten Telemetrikapazität und der daraus resultierenden unzulänglichen Statistik der Pulshöhenmatrizen.

Mit der Simulation des Detektorverhaltens ergaben sich neue Ansatzmöglichkeiten, da das reale Verhalten der Teilchen innerhalb des Instruments nunmehr besser bekannt war. Es resultierten aus der Simulation verbesserte, in dieser Arbeit als real bezeichnete Responsefunktionen für Protonen und Elektronen. Die Simulation bestätigt, daß sich Protonen in guter Näherung ideal verhalten, Elektronen dies aber nicht tun.

Mit den aus der Simulation gewonnen Erkenntnissen werden die korrespondierenden Kanäle eingeführt, die sich einzig in ihrer Koinzidenzbedingung für den ersten Halbleiterdetektor unterscheiden. Für diese wird eine gegenseitige Korrektur versucht, die in erster Näherung unabhängig vom einfallenden Spektrum sein soll. Hierfür wird der von SULLIVAN gemachte Ansatz zur Beschreibung der Koinzidenzzählrate als Integration über einfallende Intensität und Ansprechvermögen des Instruments – die Responsefunktion – verwendet. Unter der Annahme, daß die Intensität in dem untersuchten Energieintervall einem Potenzgesetz gehorcht, lassen sich die Integrale enthaltenden Gleichungen aus SULLIVANS Ansatz linearisieren. Die Ausgangsgleichungen sind elegant auf eine einfache lineare Abbildung reduziert worden, die Intensitäten und Zählraten über Responsematrizen aufeinander abbildet. Das Problem, von Kontamination befreite Intensitäten zu berechnen, ist gelöst, wenn die Responsematrix bekannt ist. Dafür werden die Hauptdiagonalelemente aus der Simulation mit

den realen Responsefunktionen berechnet und die Nebendiagonalelemente aus der linearen Korrektur, die sich auf die Auswertung von Pulshöhenmatrizen korrespondierender Kanäle stützt, gewonnen.

Es ergibt sich, daß die Elektronenkanäle E08 und E2 – nur für diese kann die Korrektur korrespondierender Kanäle durchgeführt werden – stark durch Protonen kontaminiert sind, die Protonenkanäle im Gegenzug jedoch nicht, obwohl die Elektronen aufgrund von Vielfachstreuung und Wegverlängerung stark von ihrem theoretischen Verhalten abweichen. In den Protonenkanälen ist die lineare Korrektur daher als erfolgreich anzusehen.

Die lineare Korrektur versagt jedoch in den Elektronenkanälen E08 und E2 bei Eintreffen eines Shocks und der mit ihm einhergehenden starken Variation des zeitlichen Verlaufs des Protonenspektrums, so daß die anfangs gemachte Annahme, daß das Überkoppeln unabhängig vom Spektrum sein soll, nicht mehr gelten kann. Daher werden der zeitliche Verlauf des Protonenspektrums, das aufgrund der erfolgreichen linearen Korrektur in den Protonenkanälen als richtig vorausgesetzt wird, und der zeitliche Verlauf des Übersprechens zueinander in Korrelation gesetzt und hieraus Übersprechfunktionen bestimmt. Diese spektralabhängigen Funktionen werden dann linear genähert. Aus den Geradengleichungen berechnen sich dann die aktuellen Übersprechkoeffizienten in der Responsematrix.

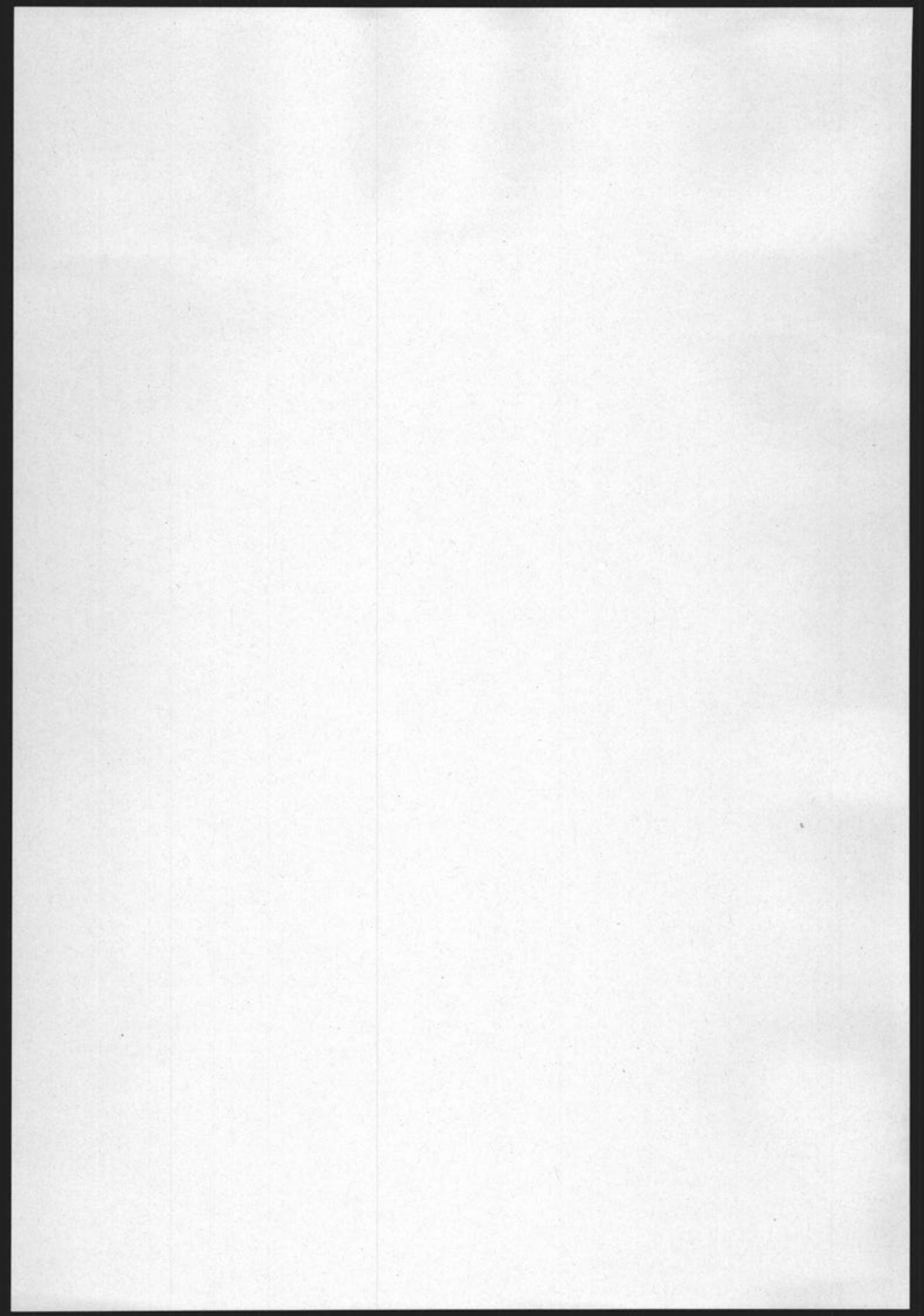
Dieses spektralabhängige Korrekturverfahren wird, nach Durchführung einer Parameterstudie und geringfügigen Variationen von Achsenabschnitt und Steigung, erfolgreich bei den Kanälen E08 und E2 angewendet: Die spektralabhängig korrigierten Intensitäten stimmen sehr gut mit den Pulshöhendaten überein.

Aus der Simulation ergeben sich ebenfalls Übersprechfunktionen, die auch die Kontamination aus nicht korrespondierenden Kanälen berücksichtigen. Eine mit diesen spektralabhängigen Übersprechfunktionen durchgeführte Korrektur ergibt jedoch in den Kanälen E08, E2 und E3 unsinnige Intensitätsprofile, die nicht mit den Pulshöhendaten übereinstimmen. Im Kanal E03, für den der Ansatz der korrespondierenden Kanäle nicht gilt, da auch große Anteile von Protonen aus dem P13 in ihn übersprechen, liefert die Simulation hingegen sinnvolle Intensitäten. Da die Übersprechfunktionen aus der Simulation qualitativ gut mit der spektralabhängigen Korrektur aus den Pulshöhendaten übereinstimmen, obwohl die Simulation wegen numerischer Schwierigkeiten zu unsinnigen Intensitätsprofilen führt, ist mit den Übersprechfunktionen, die das Überkoppeln in den Kanal E03 beschreiben eine Möglichkeit gefunden worden, diesen Kanal zu korrigieren.

Der Vergleich von datengestützter spektralabhängiger Korrektur und einem aus der Simulation gewonnenen Verfahren liefert eine bestmögliche Korrektur aller Elektronenkanäle. Sie ist durchführbar für Protonenspektren mit $-6 \leq \gamma \leq 2$ und wenn die verbleibende Intensität nicht sehr viel weniger als 10% der ursprünglichen beträgt. Diese Korrektur wurde bei Ereignissen überprüft, bei denen die gute Statistik in den Pulshöhenmatrizen, bedingt durch hohe Telemetrikapazitäten, eine Kontrolle ermöglicht. Die Korrektur kann jetzt auf Ereignisse angewendet werden, bei denen die Kontrolle durch Pulshöhenmatrizen nicht möglich ist, so daß sich der aus der HELIOS-Mission zur Verfügung stehende Datensatz beträchtlich erweitert.

Mit den korrigierten Intensitäten lassen sich erstmalig zuverlässige Elektronenspektren berechnen. Sie sind, aufgrund des mit der Simulation ermittelten realen Ansprechvermögens, deutlich von den nominellen Spektren verschieden: Die korrigierten Elektronenspektren sind zu höheren Energien hin verschoben und die Spektren sind etwas flacher. Sind bei den nomi-

nellen Elektronenspektren in ihrem zeitlichen Verlauf deutlich kontaminierende Protonen zu erkennen, so können die korrigierten Spektren von der Kontamination befreit werden. Hiermit dürfte sich künftig insbesondere die Beschleunigung von Elektronen an interplanetaren Stoßwellen untersuchen lassen.



Kapitel 7

Ausblick

Das in dieser Arbeit entwickelte Korrekturverfahren stellt die Intensitätsprofile der Protonen- und Elektronenkanäle des Kieler Detektorteleskops in zuverlässiger Form zur Verfügung. Diese Profile können nunmehr bei der Bearbeitung der drei Grundaspekte der Quellen, der Beschleunigung und der Ausbreitung energiereicher Teilchenstrahlung helfen. Bei den vom Übersprechen befreiten Intensitätsprofilen, die sich als Folge solarer Flares ergeben und für Protonen und Elektronen unterschiedlich sind, können Fehler bei der physikalischen Interpretation zukünftig besser vermieden werden. Da die Korrektur nunmehr unabhängig von Pulshöhendaten ist, kann sie auf eine Vielzahl solarer Ereignisse angewendet werden und erweitert damit den zur Verfügung stehenden Datensatz der HELIOS-Mission beträchtlich.

Die erstmalig bei einer Reihe solarer Ereignisse zuverlässig zur Verfügung stehenden Elektronenspektren erlauben die Behandlung der interessanten Frage, inwieweit Elektronen durch interplanetare Stoßwellen beeinflusst werden. Hierzu könnten Ergebnisse anderer Raumfahrzeuge bei einer weiteren Überprüfung der Korrektur Verwendung finden.

Womöglich gibt es Ereignisse, die in dieser Arbeit nicht untersucht wurden und bei denen die Korrektur versagt, weil sehr hohe Elektronenintensitäten zu einem Übersprechen in korrespondierende Protonenkanäle führen, die dann nicht mehr linear zu korrigieren sind. Das wäre der Fall, wenn das Übersprechen der Elektronen in die Protonenkanäle ebenfalls spektralabhängig ist. Daher sind bei Ereignissen mit versagender linearer Korrektur der Protonenkanäle die Elektronenkanäle nicht mehr zu korrigieren, da hierfür das korrekte Protonenspektrum benötigt wird. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Ereignissen gab es nur in einem Fall derartige Verhältnisse. Als Ansatzmöglichkeit zur Korrektur bietet sich eventuell ein Verfahren an, bei dem das Elektronenspektrum korrekt vorausgesetzt wird (durch die hohen Elektronenintensitäten sind die Elektronenkanäle nahezu frei von kontaminierenden Protonen), um damit eine spektralabhängige Korrektur der Protonenkanäle durchzuführen.

Eine Erweiterung der spektralabhängigen Korrektur der Elektronenkanäle bietet sich bei sektorisierten Zählraten an. Diese konnten bisher aufgrund der um den Faktor acht schlechteren Pulshöhenstatistik gegenüber omnidirektionalen Zählraten nur unzulänglich behandelt werden. Mit der von der Pulshöhenstatistik unabhängigen Korrektur sollte versucht werden, sektorweise die Zählraten zu korrigieren, um daraus eine korrigierte Anisotropie zu berechnen und diese dann in Fits von Intensitätsverläufen zu benutzen. Es bleibt abzuwarten, inwiefern sich daraus neue Aussagen über die Injektion und die Ausbreitungsbedingungen bei solaren Flares gewinnen lassen.

Die im folgenden skizzierte Idee geht auf einen Vorschlag von DRÖGE zurück. Der Ansatz zur Aufteilung der Zählraten in richtig registrierte und übersprechende Anteile mit Hilfe von Pulshöhenmatrizen kann bei einer Aufteilung des Kanals P4 in vier und des Kanals P13 in zwei Energieintervalle Verwendung finden. Es ergäbe sich dann die Möglichkeit, sehr viel genauere Protonenspektren zu bestimmen, da statt an bisher vier an nunmehr acht Stellen gemittelte Intensitäten ihren zugehörigen gemittelten Energien zugeordnet werden. Damit wären sehr genaue Aussagen über die Form des Spektrums zu erhalten, auch wenn es von der Form eines Potenzgesetzes abweicht.

Simulation und Inflight-Daten gingen in dieser Arbeit eine ertragreiche Verbindung miteinander ein. Zum einen ermöglichte erst die Simulation eine erfolgreiche Korrektur, zum anderen bestätigte die datengestützte Korrektur die Simulation. Womöglich liefern neue Simulationsrechnungen noch bessere Ergebnisse, entweder aufgrund höherer Leistung der Rechenanlage und damit verbesserter Statistik, oder aufgrund neuer physikalischer Ansätze, die zu einer nochmalig verbesserten Beschreibung von Elektronen dienen könnten, um damit die aus der linearen Korrektur gewonnene Beschreibung des Übersprechens der Elektronen zu verifizieren.

Anhang A

Rechnungen

A.1 Wann ist eine Pulshöhenmatrix nahezu protonenfrei?

Zur Beantwortung dieser Frage müssen die Übersprechkoeffizienten aus der linearen Korrektur schon bekannt sein. Für das Kanalpaar E03-P4 lautet die Responsematrix:

$$\begin{pmatrix} C_{E03} \\ C_{P43} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1.096 & 0.3 \\ 0.023 & 5.4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{E03} \\ I_{P4} \end{pmatrix}$$

Im Falle gleicher Intensitäten, d.h. es gilt

$$\frac{I_{E03}}{I_{P4}} = 1,$$

folgen die Bestimmungsgleichungen für die Zählraten

$$C_{E03} = 1.096 + 0.3 = 1.396$$

$$C_{P4} = 0.023 + 5.4 = 5.423,$$

und für das Zählratenverhältnis ergibt sich

$$\frac{C_{E03}}{C_{P4}} = \frac{1.396}{5.4} \approx 0.3.$$

Mit der Zuordnung und den eingesetzten Zahlenwerten ergibt sich

$$k_{E03} C_{E03} = R_{E03}^{E03} I_{E03} \Rightarrow k_{E03} = \frac{1.096}{1.396} = 0.785.$$

In einer Pulshöhenmatrix des Koinzidenttyps E03, gäbe es sie, befänden sich bei gleicher Elektronen- und Protonenintensität ca. 79% Elektroneneinträge. In der Tabelle (A.1) ist das Ergebnis dieser Vorgehensweise für weitere Intensitätsverhältnisse der Kanalpaare E03-P4 und E3-P37 dargelegt. Wird als Kriterium für eine nahezu protonenfreie Pulshöhenmatrix der Kanäle E03 und E3 das Verhältnis von Elektronen- zu Protonenzählrate ≥ 10 gesetzt, so liegt der Fehler im Bereich von wenigen Prozenten.

I_{E03} zu I_{P4}	C_{E03} zu C_{P4}	k_{E03}	I_{E3} zu I_{P37}	C_{E3} zu C_{P37}	k_{E3}
1	0.3	0.79	1	0.8	0.31
10	2.0	0.97	10	3.0	0.82
50	8.4	0.99	50	11.5	0.96
80	12.2	0.99	80	16.9	0.97

Tabelle A.1: Aufgelistet sind Intensitäts- und Zählratenverhältnisse und die daraus errechneten Anteile richtiger Einträge in den Pulshöhenmatrizen.

Anhang B

Tabellen

B.1 Ergebnisse der linearen Korrektur

Untersuchte Ereignisse					
lfd. Nr.	Jahr	DOY	Zeitraum	HELIOS 1	HELIOS 2
1	1977	326	326.2-330.0	+	+
2		361	361.2-363.0	+	+
3	1978	1	1.8-6.0	+	+
4		44	44.0-49.0	+	+
5		98	97.7-101.0	+	+
6		101	101.5-104.0	+	+
7		266	266.4-272.0	+	+
8		345	345.75-348.0	+	+
9	1979	49	49.65-50.5	+	+
10		60	60.4-65.0	+	+
11		93	93.0-96.0	+	+
12		251	250.75-257.0	+	+
13	1980	39	39.25-41.0	+	-
14		48	48.0-50.0	+	+
15		122	122.75-124.25	+	-
16		159	158.5-161.25	+	-
17		173	172.75-175.5	+	-
18	1981	100	100.4-102.0	+	-
19		136	136.3-140.0	+	-
20	1982	330	330.0-334.0	+	-
21		341	341.875-345.0	+	-

Tabelle B.1: Verzeichnis aller mit dem neuen Korrekturverfahren untersuchten Ereignisse. Das „-“-Zeichen bedeutet, daß von dem betreffenden Raumfahrzeug, nur HELIOS 2, keine Daten vorliegen.

Übersprechkoeffizienten für HELIOS 1								
Nr.	R_{E08}^{P13}	Δ	R_{P13}^{E08}	Δ	R_{E2}^{P27}	Δ	R_{P27}^{E2}	Δ
1	2.02	0.07	0.009	0.002	2.01	0.15	0.015	0.007
2	2.20	0.44	0.026	0.013	6.3	4.4	0.015	0.007
3	2.13	0.07	0.012	0.002	2.11	0.12	0.022	0.008
4	1.79	0.02	0.010	0.003	1.87	0.13	0.009	0.007
5	1.64	0.09	0.022	0.011	2.02	0.31	0.020	0.021
6	2.13	0.07	0.007	0.001	2.10	0.14	0.012	0.006
7	1.84	0.18	0.033	0.016	1.69	0.48	0.058	0.062
8	1.59	0.12	0.004	0.002	1.59	0.46	0.042	0.032
9	2.03	0.30	0.004	0.004	2.16	1.08	0.0	0.051
10	1.65	0.09	0.022	0.007	1.90	0.31	0.040	0.022
11	2.37	0.28	0.013	0.004	5.2	3.6	0.021	0.016
12	1.89	0.11	0.008	0.008	1.65	0.20	0.012	0.012
13	1.96	0.23	0.013	0.007	4.1	2.9	0.033	0.028
14	6.6	6.3	0.019	0.018	11.5	11.8	0.015	0.018
15	1.97	0.15	0.006	0.003	1.92	0.43	0.056	0.039
16	1.88	0.20	0.007	0.002	2.05	0.57	0.035	0.019
17	2.20	0.15	0.020	0.004	2.46	0.49	0.025	0.010
18	2.16	0.17	0.002	0.002	2.05	0.31	0.0	0.019
19	1.76	0.07	0.014	0.005	1.71	0.21	0.024	0.018
20	1.90	0.18	1.3*	0.5	1.77	0.38	0.6*	0.4
21	1.74	0.14	0.007	0.004	1.93	0.36	0.0	0.025

Nr.	R_{P4}^{E03}	Δ
1	0.049	0.023
2	0.016	0.004
3	0.025	0.004
4	0.025	0.002
5	0.038	0.017
6	0.025	0.002
7	0.030	0.010
8	0.0300	0.012
9	-	-
10	0.030	0.003
11	0.027	0.003
12	0.029	0.006
13	-	-
14	0.026	0.004
15	0.020	0.004
16	0.021	0.001
17	0.031	0.002
18	0.028	0.006
19	0.021	0.004
20	0.013	0.006
21	-	-

Tabelle B.2: Tabelle der bei einem Ereignis bestimmten Übersprechkoeffizienten auf HELIOS 1 für 21 untersuchte solare Ereignisse. Ausreißer sind mit „*“ bezeichnet.

Übersprechkoeffizienten für HELIOS 2								
Nr.	R_{E08}^{P13}	Δ	R_{P13}^{E08}	Δ	R_{E2}^{P27}	Δ	R_{P27}^{E2}	Δ
1	2.50	0.06	0.011	0.002	2.75	0.14	0.026	0.009
2	2.47	0.13	0.012	0.004	3.41	0.82	0.018	0.012
3	3.13	0.10	0.007	0.001	3.13	0.15	0.012	0.004
4	2.28	0.04	0.040	0.009	2.28	0.04	0.066	0.025
5	2.30	0.07	0.012	0.003	2.63	0.23	0.033	0.016
6	2.81	0.11	0.006	0.002	2.72	0.23	0.0	0.006
7	2.41	0.14	0.007	0.003	2.24	0.33	0.015	0.016
8	1.91	0.06	0.009	0.002	2.41	0.27	0.022	0.010
9	2.18	0.11	0.009	0.003	2.63	0.37	0.006	0.006
10	2.52	0.05	0.008	0.001	2.61	0.12	0.007	0.003
11	2.00	0.08	0.018	0.004	2.35	0.22	0.016	0.008
12	2.88	0.22	0.033	0.011	2.49	0.37	0.023	0.024
14	4.3	2.6	0.006	0.004	16.1	16.2	0.028	0.030
Nr.	R_{P4}^{E03}	Δ	R_{P37}^{E3}	Δ				
1	0.036	0.004	0.017	0.006				
2	0.017	0.002	0.014	0.008				
3	0.025	0.001	0.011	0.006				
4	0.024	0.002	0.021	0.012				
5	0.017	0.002	0.011	0.007				
6	0.020	0.002	—	—				
7	0.021	0.005	—	—				
8	0.022	0.002	0.015	0.009				
9	—	—	—	—				
10	0.024	0.001	—	—				
11	0.022	0.002	0.009	0.005				
12	0.022	0.004	—	—				
14	0.021	0.002	—	—				

Tabelle B.3: Tabelle der bei einem Ereignis bestimmten Übersprechkoeffizienten auf HELIOS 2 für 13 untersuchte solare Ereignisse.

B.2 Übersprechfunktionen aus der Simulation

In der folgenden Aufstellung befinden sich die Geradengleichungen für die aus der Simulation bestimmten Übersprechfunktionen:

1. Für das Übersprechen in den Kanal E03 ergeben sich Anteile aus dem korrespondierenden Kanal P4 und dem nicht korrespondierenden Kanal P13

$$\begin{aligned} R_{E03}^{P4}(\gamma_{P4}) &= 0.043 \gamma_{P4} + 0.25 \text{ für } \gamma_{P4} \leq -3.1 \\ R_{E03}^{P4}(\gamma_{P4}) &= 0.139 \gamma_{P4} + 0.55 \text{ für } \gamma_{P4} \geq -3.1 \\ R_{E03}^{P13}(\gamma_{P13}) &= 0.06 \gamma_{P13} + 0.35 \end{aligned}$$

Der Teilspektralindex γ_{P4} errechnet sich als Differenzenquotient aus $(\bar{E}_{P4}, \bar{I}_{P4})$ sowie $(\bar{E}_{P13}, \bar{I}_{P13})$.

2. Für das Übersprechen in den Kanal E08 ergeben sich Anteile aus dem korrespondierenden Kanal P13 und den nicht korrespondierenden Kanälen P4 und P27:

$$\begin{aligned} R_{E08}^{P13}(\gamma_{P13}) &= 0.19 \gamma_{P13} + 2.35 \\ R_{E08}^{P27}(\gamma_{P27}) &= -0.026 \gamma_{P27} + 0.255 \\ R_{E08}^{P4}(\gamma_{P4}) &= 0.002 \gamma_{P4} + 0.0096 \end{aligned}$$

3. Für das Übersprechen in den Kanal E2 ergeben sich Anteile aus dem korrespondierenden Kanal P27 und den nicht korrespondierenden Kanälen P13 und P37:

$$\begin{aligned} R_{E2}^{P27}(\gamma_{P27}) &= 0.0072 \gamma_{P27} + 1.957 \\ R_{E2}^{P37}(\gamma_{P37}) &= -0.022 \gamma_{P37} + 0.35 \\ R_{E2}^{P13}(\gamma_{P13}) &= 0.0074 \gamma_{P13} + 0.043 \end{aligned}$$

Der Teilspektralindex γ_{P37} wird, wegen der großen Schwankungen von I_{P27} und I_{P37} , gleich dem Teilspektralindex γ_{P27} gesetzt.

4. Für das Übersprechen in den Kanal E3 ergeben sich Anteile aus dem korrespondierenden Kanal P37 und dem nicht korrespondierenden P27:

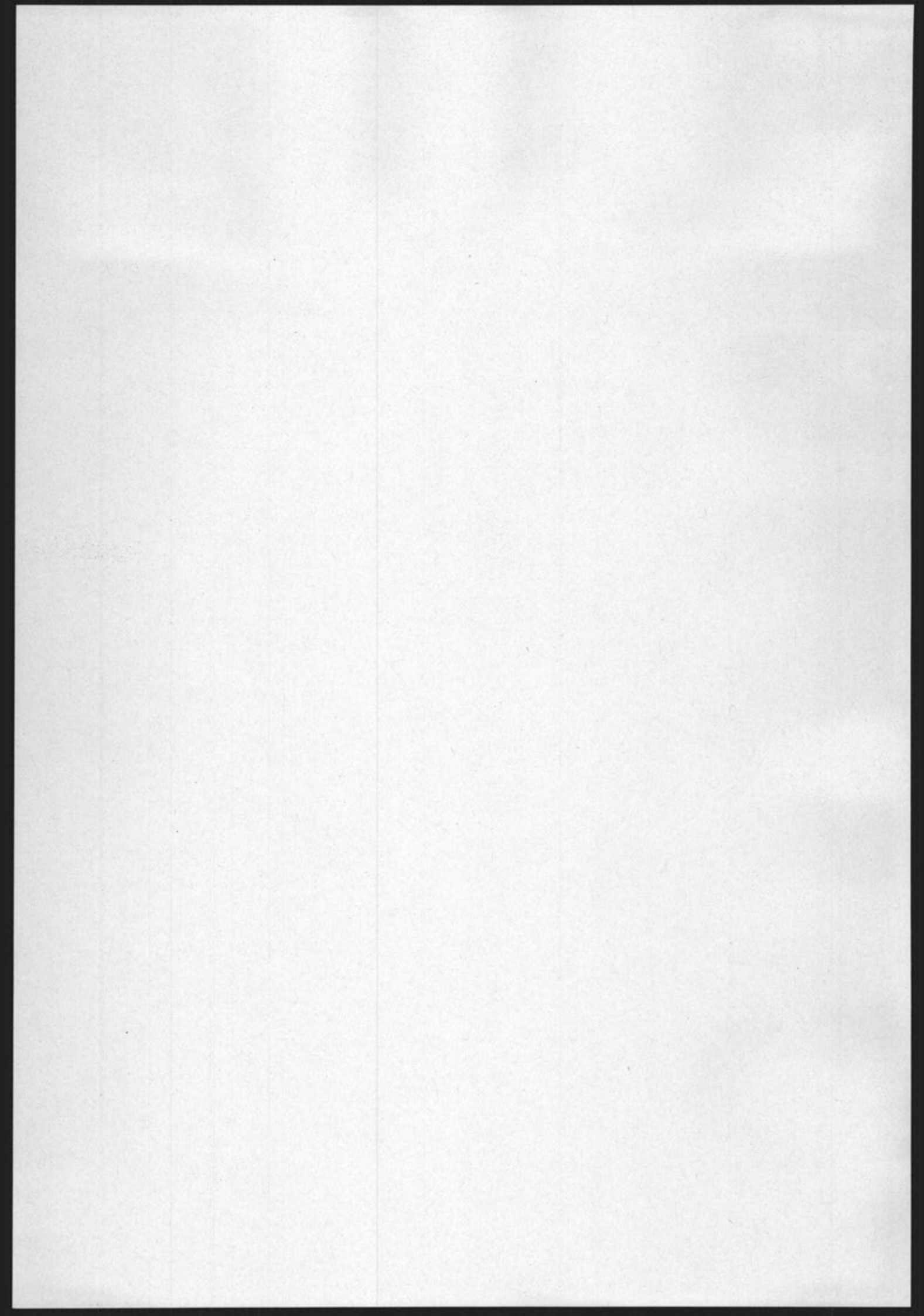
$$\begin{aligned} R_{E3}^{P37}(\gamma_{P37}) &= 0.00345 \gamma_{P37} + 2.2574 \\ R_{E3}^{P27}(\gamma_{P27}) &= 0.0034 \gamma_{P27} + 0.033 \end{aligned}$$

Literaturverzeichnis

- [BAF⁺79] S. J. Bame, J. R. Asbridge, W. C. Feldman, E. E. Fenimore und J. T. Gosling. Solar wind heavy ions from flare-heated coronal plasma. *J. Geophys. Res.* 62, 179 ff., 1979.
- [BDH91] M. Bialk, W. Dröge und B. Heber. Determination of the response function of the University of Kiel HELIOS Cosmic Ray Instrument by Monte Carlo Simulation. In *Contributions to the 22nd International Cosmic Ray Conference, Dublin/Ireland - August 1991*. Kiel, 1991.
- [Bee87] J. Beeck. *Die interplanetare Ausbreitung geladener Teilchen, analysiert anhand von Intensitätsmessungen des Raumfahrzeuges HELIOS, VOYAGER und ISSE*. Dissertation, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, Kiel, 1987.
- [BGBF82] G. Borrini, J. T. Gosling, S. J. Bame und W. C. Feldman. An analysis of shock waves disturbances observed at 1 AU from 1971 through 1978. *J. Geophys. Res.* 87, 4365 ff., 1982.
- [BS84] I. N. Bronstein und K. A. Semendjajew. *Taschenbuch der Mathematik. Ergänzende Kapitel*. BSB Teubner, Leipzig, ³1984.
- [For46] S. E. Forbush. Three unusual cosmic ray increases possibly due to charged particles from the sun. *Phys. Rev.* 70, 771, 1946.
- [Gre71] G. Green. *Die adaptive Meßwerterfassung bei einem Experiment zur Messung der kosmischen Strahlung an Bord der interplanetaren Sonde HELIOS*. Dissertation, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, Kiel, 1971.
- [Gre83] G. Green. *Pitchwinkelverteilungen energiereicher geladener Teilchen: ihre Rekonstruktion aus sektorisierten Intensitäten und ihre Bedeutung für die Untersuchung interplanetarer Ausbreitungsmechanismen*. Habilitation, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, Kiel, 1983.
- [Heb89] B. Heber. *Rechnersimulation der Protonen-Eichmessungen für das Kieler Experiment an Bord der Raumsonde Helios*. Staatsexamensarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1989. (IFKKI Gelbe Reihe 90/2).
- [Heb91] B. Heber. *Teilchenidentifizierung bei Messungen des Kieler Experiments der Sonnensonde Helios*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1991. (Bisher unveröffentlicht).

- [Hun85] A. J. Hundhausen. "Some macroscopic properties of shock waves in the Heliosphere". In R. G. Stone und B. T. Tsurutani (Hrsg.), *Collisionless shocks in the Heliosphere: A tutorial review*. American Geophysical Union, Geophysical Monograph 34, 1985.
- [Jam80] F. James. *Monte Carlo Theory and Practice*. CERN DATA HANDLING DIVISION, Genf, 1980. (DD/80/6).
- [Kre88] E. Kreyszig. *Statistische Methoden und ihre Anwendungen*. Vandenhoeck & Ruprecht, Göttingen, 1988.
- [KW84] H. Kunow und G. Wibberenz. *Die schnellen Individualisten im Sonnensystem*. DFVLR, Oberpfaffenhofen, 1984.
- [KWG+81] H. Kunow, G. Wibberenz, G. Green, H. Hempe, B. Iwers, R. Müller-Mellin, M. Witte, J. Fuckner und A. Popp. *Ein Experiment zur Messung der kosmischen Strahlung an Bord der Sonnensonde Helios 1 und 2 (Experiment 6)*. BMFT, 1981. (BMFT-FB-W 81-016).
- [KWG+91] H. Kunow, G. Wibberenz, G. Green, R. Müller-Mellin und M.-B. Kallenrode. Energetic particles in the inner solar system. In R. Schwenn und E. Marsch (Hrsg.), *Physics of the Inner Heliosphere. Volume 2*. Springer, Berlin, 1991.
- [Lop89] C. Lopate. Electron Acceleration to Relativistic Energies by Traveling Interplanetary Shocks. *J. Geophys. Res.* 94, 9995 ff., 1989.
- [Mey87] *Meyers Großes Taschenlexikon in 24 Bänden*. BI-Taschenbuchverlag, Mannheim, Wien, Zürich, 1987.
- [Mey91] J. Meyer. *Die Rolle koronaler und interplanetarer Stoßwellen für Beschleunigung und Transport solarer energetischer Teilchen*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1991.
- [ML64] F. B. McDonald und G. H. Ludwig. Measurement of low-energy primary cosmic-ray protons on IMP-1 satellite. *Phys. Rev. Letters* 13, 783, 1964.
- [MMGI+82] R. Müller-Mellin, G. Green, B. Iwers, G. Wibberenz, J. Fuckner, H. Hempe und M. Witte. *Datenverarbeitung für ein Experiment zur Untersuchung der kosmischen Strahlung an Bord der Raumsonden Helios 1 und 2 (Experiment 6)*. BMFT, 1982. (BMFT-FB-W 82-009).
- [MS69] P. Marmier und E. Sheldon. *Physics of Nuclei and Particles (Vol. 1)*. Academic Press, New York, London, 1969.
- [PFTV86] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky und W. T. Vetterling. *Numerical recipes. The art of scientific computing*. Cambridge University Press, Cambridge, 1986.
- [Por77] H. Porsche. General aspects of the mission Helios 1 and 2. *J. Geophys. Res.* 42, 551 ff., 1977.
- [Por84] H. Porsche. *10 Jahre HELIOS*. DFVLR, Oberpfaffenhofen, 1984.

- [Rea89] D. V. Reames. Wave generation in the transport of particles from large solar flares. *Astrophysical Journal* 342, L51-L53, 1989.
- [Ros52] B. Rossi. *High-Energy Particles*. Prentice-Hall, New York, 1952.
- [Seg64] E. Segrè. *Nuclei and Particles*. W. A. Benjamin, New York, 1964.
- [Sul71] J. D. Sullivan. Geometrical Factor and directional Response of single and multi-element Particle Telescopes. *Nucl. Instr. and Meth.* 95, 5-11, 1971.
- [VAK65] J. A. Van Allen und S. M. Krimigis. Impulsive emission of ~ 40 kev electrons from the sun. *J. Geophys. Res.* 70, 5737 ff., 1965.
- [Vol72] H. Vollmers. *Modellrechnungen zur Untersuchung des Energieauflösungsvermögens und der Trennung der Teilchenarten bei Messungen mit einem Detektorteleskop der Sonnensonde HELIOS*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, Kiel, 1972.
- [Wes74] W. H. Westphal. *Physikalisches Praktikum*, volume 13. Auflage. Friedr. Vieweg und Sohn, Braunschweig, 1974.
- [Wib91] G. Wibberenz. *Kosmische Strahlung im Sonnensystem. Erweiterte Fassung eines Vortrages während des DGG-AEP-Seminars "Plasmaphysik im Sonnensystem", Neustadt a. d. W., 21.-23. Mai 1990*. Kiel, 1991. (IFKKI Gelbe Reihe 91/3).
- [Wol89] U. Wolfram. *Das Verhalten hochenergetischer Elektronen im Helios-Detektorteleskop und Anwendung auf Messungen im interplanetaren Raum*. Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1989. (IFKKI 89/1).
- [ZAB+83] R. D. Zwickl, J. R. Asbridge, S. J. Bame, W. C. Feldman, J. T. Gosling und E. J. Smith. Plasma properties of driver gas following interplanetary shocks observed by ISEE-3, solar wind 5. In *NASA Conf. Publ. 2280*, S. 711. 1983.

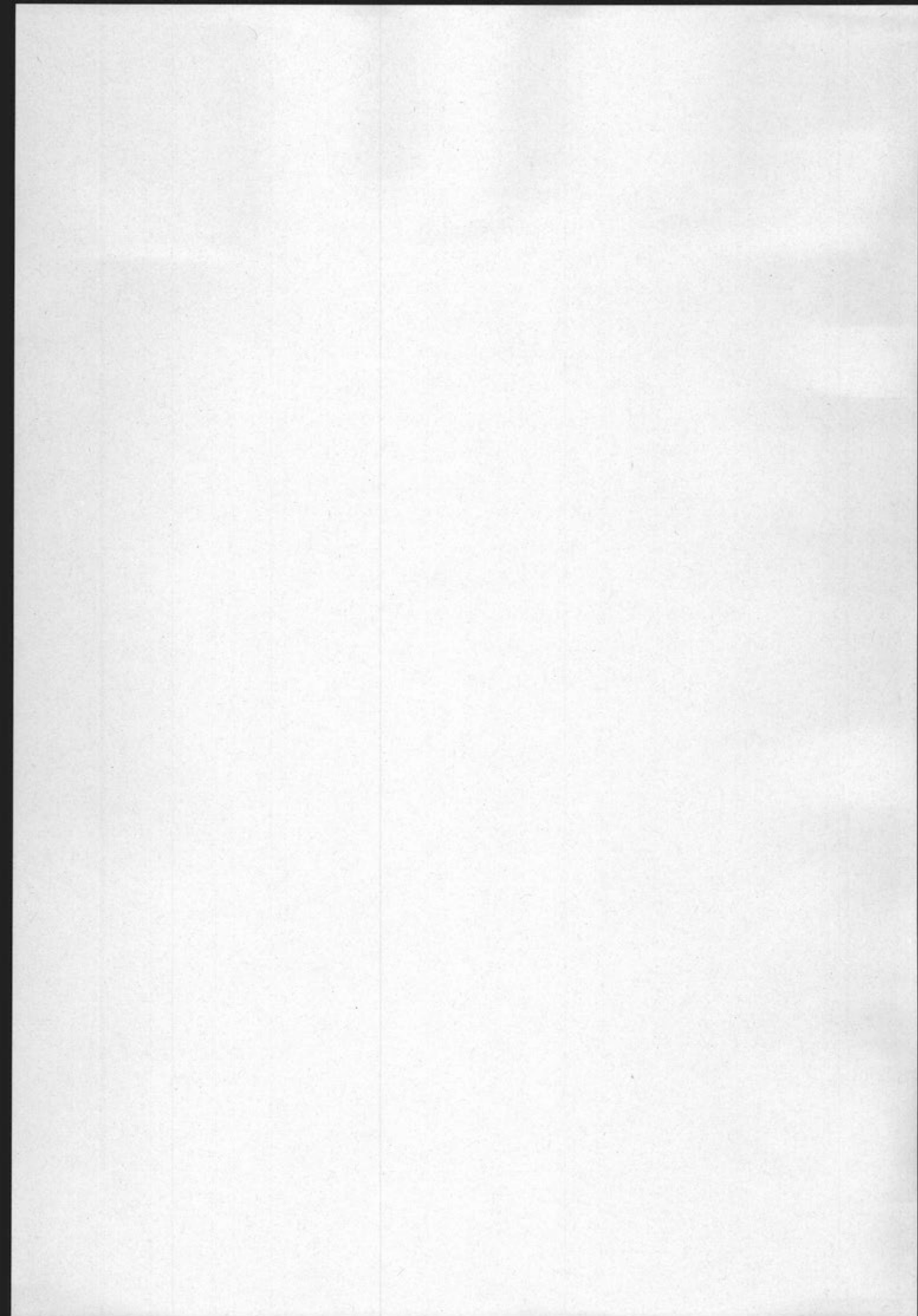


Abbildungsverzeichnis

1.1	Schemazeichnung einer HELIOS-Sonde	5
1.2	HELIOS-Bahnen im siderischen Koordinatensystem	5
1.3	Quellen energetischer Teilchen im Sonnensystem	6
1.4	Der Flaremechanismus	8
1.5	Shockgeometrie	9
1.6	Shocksignatur	10
1.7	Ideale und kontaminierte Matrizen	12
2.1	Vektordiagramm eines Stoßes im Laborsystem	16
2.2	Prinzip einer Ionisationskammer	19
2.3	Skizze zur $dE/dx - E$ -Methode	20
2.4	Sensor und Elektronikbox	22
2.5	Schema des Detektorsystems	22
2.6	Theoretische Ortskurven im HELIOS-Detektorteleoskop	23
2.7	Kastenresponsefunktion	31
2.8	Intensität am Energieschwerpunkt	33
2.9	Treppenresponsefunktion	34
3.1	Pulshöhenmatrizen	39
3.2	Prinzip der stetig fortgesetzten Anisotropie	41
3.3	GALTON-Brett	43
3.4	Reale Responsefunktionen von Protonen und Elektronen	45
3.5	Skizze zum Übersprechen	48
3.6	Spektralabhängiges Übersprechen der Kanäle P13 und P27	51
3.7	Spektralabhängiges Übersprechen der Kanäle P4 und P37	52

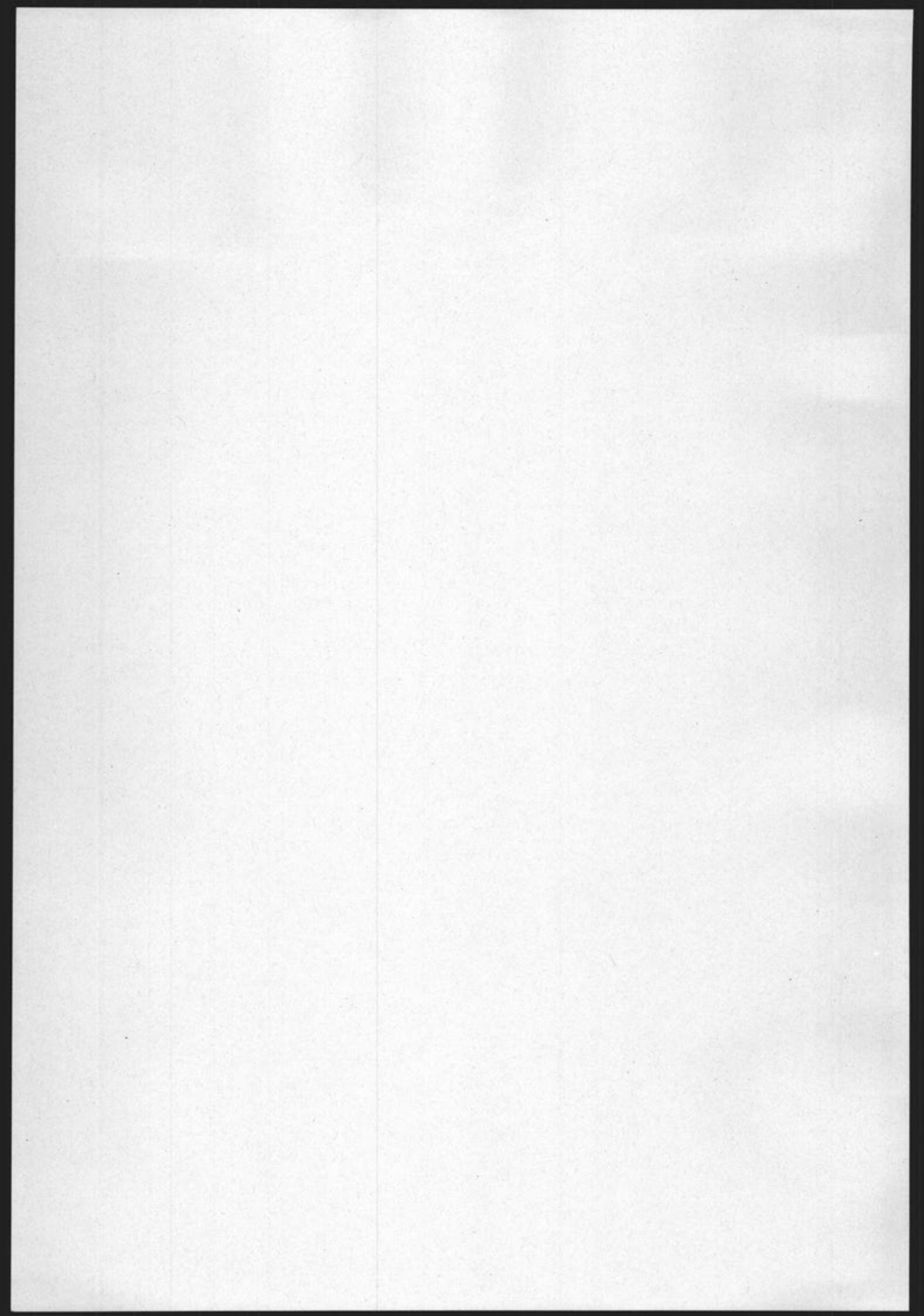
4.1	Linear Korrigiert: E08 und E2 für H177326	67
4.2	Linear Korrigiert: P13 und P27 für H177326	68
4.3	Vergleich E03/E08 und E2/E3 für H177326	69
4.4	Linear Korrigiert: E03 und E3 für H177326	70
4.5	Linear Korrigiert: P4 und P37 für H177326	71
4.6	Linear Korrigiert: E08 und E2 für H2177326	73
4.7	Linear Korrigiert: P13 und P27 für H277326	74
4.8	Linear Korrigiert: E03 und E3 für H277326	75
4.9	Linear Korrigiert: P4 und P37 für H277326	76
4.10	Linear Korrigiert: E08 und E2 für H178044	80
4.11	Linear Korrigiert: P13 und P27 für H178044	81
4.12	Linear Korrigiert: E03 und E3 für H178044	82
4.13	Linear Korrigiert: P4 und P37 für H178044	83
4.14	Linear Korrigiert: E08 und E2 für H278044	84
4.15	Linear Korrigiert: P13 und P27 für H278044	85
4.16	Linear Korrigiert: E03 und E3 für H278044	86
4.17	Linear Korrigiert: P4 und P37 für H278044	87
4.18	Intensität im Kanal P4 für H1/H277326	89
4.19	Intensität im Kanal P4 für H1/H278044	90
5.1	Spektralindex und Übersprechkoeffizient für H278044	98
5.2	Spektralindex und Übersprechkoeffizient für H278044	99
5.3	Spektralindex und Übersprechkoeffizient für H178044	100
5.4	Spektralindex und Übersprechkoeffizient für H178044	101
5.5	Übersprechfunktionen für H278044	103
5.6	Übersprechfunktionen für H178044	104
5.7	Übersprechfunktionen für 21 Ereignisse auf HELIOS 1	106
5.8	Übersprechfunktionen für 13 Ereignisse auf HELIOS 2	107
5.9	Spektralindex und Übersprechkoeffizient für H177326	108
5.10	Spektralindex und Übersprechkoeffizient für H177326	109
5.11	Spektralabhängig korrigiert: E08 und E2 für H178044	112
5.12	Spektralabhängig korrigiert: E08 und E2 für H278044	113

5.13 Spektralabhängig korrigiert: E08 und E2 für H178044	114
5.14 Spektralabhängig korrigiert: E08 und E2 für H278044	115
5.15 Spektralabhängig korrigiert: E08 und E2 für H177326	118
5.16 Spektralabhängig korrigiert: E08 und E2 für H277326	119
5.17 Spektralabhängig korrigiert mit der Simulation: E08 und E2 für H178044 . .	122
5.18 Spektralabhängig korrigiert mit der Simulation: E03 und E3 für H178044 . .	123
5.19 Spektralabhängig korrigiert mit der Simulation: E08 und E2 für H177326 . .	124
5.20 Spektralabhängig korrigiert mit der Simulation: E03 und E3 für H177326 . .	125
5.21 Spektralabhängig korrigiert mit der Simulation: E08 und E2 für H278044 . .	126
5.22 Spektralabhängig korrigiert mit der Simulation: E03 und E3 für H278044 . .	127
5.23 Spektralabhängig korrigiert mit der Simulation: E08 und E2 für H277326 . .	128
5.24 Spektralabhängig korrigiert mit der Simulation: E03 und E3 für H277326 . .	129
5.25 Elektronenspektrum im Intensitätsmaximum des Ereignisses 77326	133
5.26 Zeitlicher Verlauf des Elektronenspektrums zum Ereignis H177326	137
5.27 Zeitlicher Verlauf des Elektronenspektrums zum Ereignis H277326	138
5.28 Zeitlicher Verlauf des Elektronenspektrums zum Ereignis H178044	139
5.29 Zeitlicher Verlauf des Elektronenspektrums zum Ereignis H278044	140



Tabellenverzeichnis

2.1	Variablen der Energieverlustformeln	16
2.2	Nominelle Energiekanäle	25
2.3	Größen für SULLIVANs Ansatz	29
3.1	Alte und neue Geometriefaktoren	47
3.2	Korrespondierende Kanäle	49
4.1	Größen des linearen Korrekturansatzes	63
4.2	Übersprechkoeffizienten 1977 DOY 326	63
4.3	Einheitenvereinbarung	63
4.4	Übersprechkoeffizienten 1978 DOY 44.	77
4.5	Mittelwert der Übersprechkoeffizienten vieler solarer Ereignisse	91
4.6	Prozentuales Übersprechen	92
4.7	Güte der Korrektur	93
5.1	Übersprechfunktionen zum Ereignis 78044	102
5.2	Übersprechfunktionen zu einer Reihe weiterer Ereignisse	105
5.3	Übersprechfunktionen aus Parameterstudie	116
5.4	Bestmögliche Übersprechfunktionen	131
5.5	Elektronenspektrum	134
A.1	Kriterium: Nahezu protonenfreie Matrizen	147
B.1	Liste der untersuchten Ereignisse	148
B.2	Übersprechkoeffizienten für 21 Ereignisse auf HELIOS 1	149
B.3	Übersprechkoeffizienten für 13 Ereignisse auf HELIOS 2	150



Danksagung

Diese Arbeit entstand vom Februar 1990 bis zum September 1991 am Institut für Reine und Angewandte Kernphysik der CHRISTIAN-ALBRECHTS-Universität zu Kiel in der Arbeitsgruppe für extraterrestrische Physik.

Herrn Prof. Dr. G. WIBBERENZ danke ich für die thematische Anregung der Arbeit und die Unterstützung durch Gespräche und Hinweise sowie das mir entgegengebrachte Interesse.

Herrn Dr. W. DRÖGE danke ich für die wissenschaftliche Betreuung der Arbeit sowie für seinen Einsatz bei zahlreichen Hilfestellungen und bei dem geduldigen Hinterfragen gewonnener Ergebnisse. Dies hat entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn (mittlerweile Dipl.-Phys.) Bernd "bernie-boy" HEBER danke ich für die gelungene wissenschaftliche Zusammenarbeit, für die kritische Durchsicht meines Manuskripts und für seine Hilfsbereitschaft bei allen L^AT_EX-, Datenverarbeitungs- und sonstigen Fragen.

Frau Dr. May-Britt KALLENRODE danke ich für die Beantwortung vieler wissenschaftlicher und technischer Fragen sowie für die kritische Durchsicht meiner Arbeit.

Herrn Dipl.-Phys. R. MÜLLER-MELLIN danke ich für die Hilfestellung in vielen Fragen, die die HELIOS-Datenverarbeitung betrafen, und Herrn Dr. E. BOEHM für die Bereitstellung der Ergebnisse aus seinen Simulationsrechnungen.

Allen weiteren nicht genannten Mitarbeitern des HELIOS-Teams ist Dank für die geleistete Vorarbeit bei der HELIOS-Mission und die Hinweise im Rahmen von HELIOS-Arbeitstreffen zu schulden.

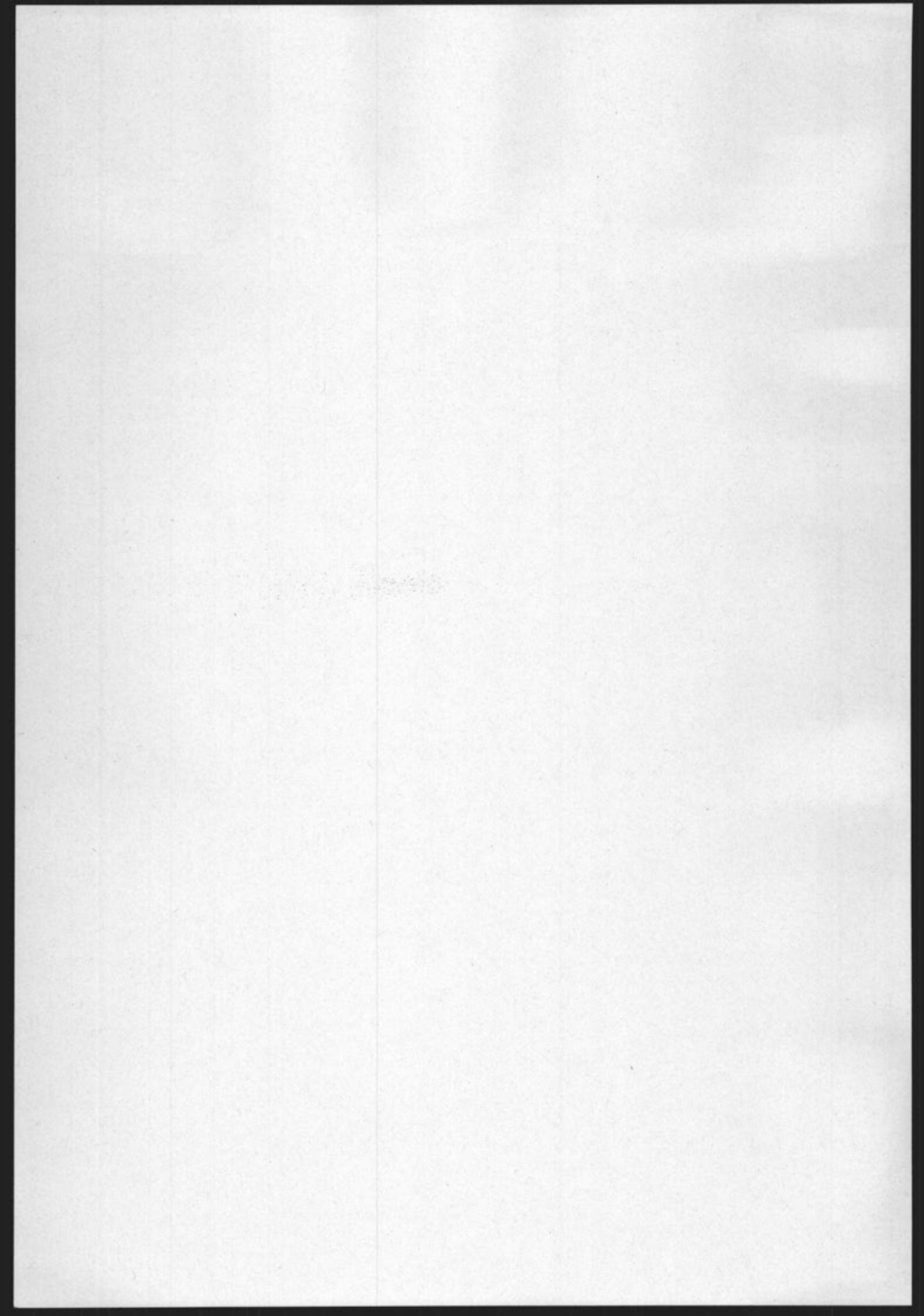
Allen anderen bisher nicht genannten Mitarbeitern der Arbeitsgruppe für extraterrestrische Physik danke ich für das freundliche Arbeitsklima, insbesondere den ehemaligen und aktuellen Bewohnerinnen und Bewohnern des Zimmers 310.

Die Anregungen durch meinen Physiklehrer in der gymnasialen Oberstufe waren eine wichtige Motivation für mich, Physik zu studieren.

Meinen Eltern danke ich für die langjährige und großzügige Unterstützung meines Studiums.

Larissa danke ich für all ihre Wärme und Liebe, ihre Nähe und Unterstützung, die die Entwicklung und Fertigstellung der Arbeit wesentlich gefördert haben und für mich nicht mehr wegzudenken sind.

Außerdem danke ich Larissa für das Korrekturlesen meiner Arbeit, ohne welches bestimmt „Schwein 1 in den Farbtopf, Schwein 2 in den Güllegraben“ (o weh!) gefallen“ wäre.



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 Verwendung der angegebenen Literatur angefertigt habe.

Kiel, im September 1991

