

CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT ZU KIEL

MASTERARBEIT

**Korrektur der Elektronenkanäle des Solar
Electron and Proton Telescope**

Autor:

Alexander KOLLHOFF

Betreuer:

Prof. Dr. HEBER

Extraterrestrische Physik

Institut für Experimentelle und Angewandte Physik

1. Mai 2019

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Masterarbeit selbständig und lediglich unter Benutzung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Ferner versichere ich, dass die vorliegende Arbeit noch nicht im Rahmen eines anderen Prüfungsverfahrens eingereicht wurde.

Name:

Datum:

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	1
2	Wissenschaftlicher Hintergrund	3
2.1	Die Sonne	3
2.1.1	Der Sonnenwind und das interplanetare Magnetfeld	3
2.1.2	Solare Flares und Koronale Massenauswürfe	4
2.2	Solare energiereiche Teilchen	7
2.2.1	Teilchentransport im interplanetaren Medium	8
2.2.2	Geschwindigkeitsdispersion in solaren energiereichen Teilchenevents	9
2.3	Messungen von energiereichen Teilchen	10
2.3.1	Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie	11
	Energieverlust durch Ionisation	11
	Energieverlust durch Bremsstrahlung	13
2.3.2	Halbleiterdetektoren	15
2.3.3	Ansprechverhalten eines Teilchenteleskops	16
2.3.4	Response-Matrix eines Teilchenteleskops	18
3	Das Solar Electron and Proton Telescope (SEPT)	23
3.1	Detektoraufbau und Messmethode	23
3.2	Kontamination des Elektronendetektors	26
4	Korrektur der SEPT-Elektronenkanäle	31
4.1	Geant4-Simulation von Elektronenevents	31
4.1.1	Simulation mit isotropem Elektronenfluss	32
4.1.2	Simulation mit direktionalem Elektronenfluss	37
4.2	Iterative Korrektur der SEPT-Elektronenkanäle	42
5	Analyse der Geschwindigkeitsdispersion von solaren Elektronenevents	47
5.1	Auswahl von Elektronenevents	47
5.2	Bestimmung der Onset-Zeiten	48
5.2.1	3-Sigma Methode	48
5.2.2	Intersection-Slope-Methode	49
5.3	Durchführung der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse	49
5.4	Ergebnisse der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse	51
5.4.1	Einfluss der verwendeten Onset-Methode	55
5.4.2	Einfluss der verwendeten Responsematrix	57

5.4.3 Diskussion der Ergebnisse	60
6 Zusammenfassung und Ausblick	65
A SEPT Bin Tabelle	67
B Ergebnisse der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse	69
C Winkelabhängiges Ansprechvermögen eines idealen Detektors	73

Kapitel 1

Motivation

Die Sonne emittiert nicht nur sichtbares Licht und andere elektromagnetische Strahlung, sondern ist auch eine Quelle von energiereichen geladenen Teilchen. Solare energiereiche Teilchen mit Energien von einigen keV bis hin zu einigen GeV können im interplanetaren Raum mithilfe von Teilchendetektoren beobachtet werden. Der Fluss dieser Teilchen steigt gelegentlich in sogenannten „solaren energiereichen Teilchenevents“ um mehrere Größenordnungen. Dieser stark erhöhte Fluss von energiereichen Teilchen, der üblicherweise für einige Minuten bis zu einigen Tagen anhält, stellt eine potentielle Gefahr für Raumfahrer und Weltraumtechnik dar. Um mögliche Strahlenschäden zu verhindern, ist es Ziel heutiger Forschung, ein Frühwarnsystem für solare Teilchenevents zu entwickeln. Die Entwicklung eines solchen Systems erfordert ein grundlegendes Verständnis von den beteiligten Beschleunigungs- und Transportprozessen.

Das Solar Elektron and Proton Telescope, das an Bord der STEREO Raumsonden im interplanetaren Raum solare energiereiche Teilchen misst, liefert entscheidende Informationen zum Verständnis der Beschleunigungs- und Transportprozesse. Um theoretische Modelle dieser Prozesse zu bestätigen oder zu falsifizieren, sind In-situ-Messungen der Teilchen entscheidend. Instrumentelle Effekte innerhalb solcher Messungen können unter Umständen jedoch zu einer falschen Interpretation führen. Für das Solar Elektron and Proton Telescope ist bekannt, dass die Messungen von Protonen im Energiebereich von 60 keV bis 7 MeV und von Elektronen im Energiebereich von 30 keV bis 400 keV kontaminiert sein können. Messungen von Ionen und die falsche Identifikation von Teilchen, die nicht ihre gesamte Energie im Detektor deponiert haben, können dazu führen, dass der vermeintlich beobachtete energieabhängige Teilchenfluss falsch ist.

Elektronen, die aus dem Elektronendetektor des SEPT herausgestreut werden und nicht ihre vollständige Energie im Detektor deponieren, werden fälschlicherweise als Elektronen mit geringerer Energie identifiziert. Hierdurch können die Energiekanäle des SEPT von Elektronen mit Energien oberhalb des eigentlichen Energieintervalls kontaminiert werden. Diese Kontamination führt insbesondere bei der Analyse der Geschwindigkeitsdispersion von solaren Elektronenevents zu einem systematischen Fehler. Unter der Annahme, dass die Elektronen eines solaren Teilchenevents gleichzeitig in den interplanetaren Raum injiziert werden und sich entlang desselben Weges zum Beobachter ausbreiten, kann die energieabhängige Ankunftszeit der Teilchen genutzt werden, um den Zeitpunkt der Injektion und den zurückgelegten Weg zu bestimmen. Die Kontamination der unteren

Energiekanäle kann dazu führen, dass die vermeintliche Ankunftszeiten der Elektronen innerhalb dieser Kanäle falsch bestimmt werden. Als Folge dessen ergeben sich bei der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse unrealistisch kurze Weglängen und zu frühe Injektionszeiten. Für das WIND/3DP/SST Experiment, dessen Messprinzip dem des SEPT sehr ähnlich ist, konnten Li et al. [20] zeigen, dass eine Korrektur der beschriebenen Kontamination zu einem späteren Intensitätsanstieg in den unteren Energiekanälen führt, wodurch sich die Ergebnisse der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse erheblich ändern. Ziel dieser Arbeit ist es, eine ähnliche Korrektur für die Elektronenkanäle des Solar Electron and Proton Telescope vorzunehmen und zu prüfen, ob sich unrealistische Ergebnisse innerhalb der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse alleine durch die Kontamination der Energiekanäle erklären lassen. Hierfür werden zunächst der nötige wissenschaftliche Hintergrund zusammengefasst und das Solar Electron and Proton Telescope näher beschrieben. Anschließend wird eine Korrekturmethode vorgestellt, mit der im Fall von reinen Elektronenevents kontaminationskorrigierte Elektronenflüsse bestimmt werden können. Für die Korrektur werden unter Verwendung des GEANT4-Toolkits neue Responsematrizen des Detektors bestimmt. Im letzten Teil werden die korrigierte Daten verwendet, um Geschwindigkeitsdispersionsanalysen von mehreren solaren energiereichen Elektronenevents durchzuführen.

Kapitel 2

Wissenschaftlicher Hintergrund

2.1 Die Sonne

Die Sonne ist ein 4.57 Milliarden Jahre alter Stern und bildet das Zentrum unseres Sonnensystems. Mit einem Radius von 696 000 km und einem Gewicht von $1.99 \cdot 10^{30}$ kg ist sie der größte und schwerste Himmelskörper unseres Sonnensystems [14]. Im Kern der Sonne wird durch die Fusion von vier Wasserstoffkernen zu einem Heliumkern pro Sekunde eine Energie von $3.9 \cdot 10^{26}$ J freigesetzt. Die freigesetzte Energie wird zunächst durch Strahlungstransport und ab 0.74 Sonnenradien zunehmend über Konvektion an die Oberfläche der Sonne transportiert[14]. Zwischen diesen Zonen, der *Strahlungs-* und der *Konvektionszone*, ändern sich die Rotationseigenschaften der Sonne. Während die innen liegende Strahlungszone eine annähernd uniforme Rotationsperiodendauer hat, rotiert die Konvektionszone differentiell. An der Oberfläche der Sonne variiert die Rotationsdauer zwischen 25 Tagen nahe des Äquators und bis zu 36 Tagen nahe der Pole [37]. Durch die differentielle Rotation der Sonne entsteht, vermutlich vorwiegend in einer dünnen Schicht zwischen Konvektions- und Strahlungszone, das solare Magnetfeld [37]. Das Magnetfeld der Sonne ist sehr variabel und fundamentaler Bestandteil vieler solarer Phänomene. Die Struktur des solaren Magnetfeldes entspricht zeitweilig näherungsweise einem Dipolfeld, dessen Struktur sich jedoch fortlaufend ändert. In einem 22-Jahreszyklus wird das Magnetfeld zweimal zunächst chaotisch und ordnet sich anschließend zu einem Dipolfeld mit jeweils umgekehrter Polarität. Mit dem Sonnenzyklus verändert sich auch die Aktivität der Sonne. Während das Magnetfeld sehr ungeordnet ist – also etwa alle 11 Jahre – ist die Aktivität der Sonne besonders hoch. In diesem Zeitraum, der als solares Maximum bezeichnet wird, lassen sich auf der Sonnenoberfläche im Bereich des sichtbaren Lichts vermehrt dunkle Sonnenflecken beobachten. In der äußersten Schicht der Sonne, der sogenannten Korona, lassen sich besonders im solaren Maximum vermehrt Eruptionsphänomene wie solare Flares und koronale Massenauswürfe beobachten.

2.1.1 Der Sonnenwind und das interplanetare Magnetfeld

Im Gegensatz zur Erdatmosphäre befindet sich die Atmosphäre der Sonne nicht in einem statischen Gleichgewichtszustand. Die hohen Temperaturen innerhalb der äußeren Korona sorgen dafür, dass ein Teil der Sonnenatmosphäre kontinuierlich abströmt. Dieser radial nach außen gerichtete Fluss von solarem Plasma wurde formal erstmals von Eugene

Parker 1958 [29] beschrieben und wird als Sonnenwind bezeichnet. Der Sonnenwind besteht überwiegend aus Protonen, Elektronen, Heliumkernen und einem geringen Anteil schwererer Elemente. Die Eigenschaften des Sonnenwindes wie Geschwindigkeit, Dichte und Temperatur sind nicht homogen und hängen stark von der Sonnenaktivität und der Struktur der Korona ab. Üblicherweise wird zwischen schnellem Sonnenwind mit Geschwindigkeiten von 400 – 2000 km/s und dem langsamen Sonnenwind mit Geschwindigkeiten von etwa 400 km/s unterschieden. Der schnelle Sonnenwind entsteht in Bereichen der Korona, in denen das Magnetfeld überwiegend offene Konfigurationen besitzt. Diese Bereiche treten vorwiegend in den Polregionen der Sonne auf und werden als *koronale Löcher* bezeichnet. Innerhalb der koronalen Löcher können geladene Teilchen leichter entlang der offenen Magnetfeldstrukturen entweichen und infolge dessen besitzt der Sonnenwind hier eine höhere Geschwindigkeit sowie eine geringere Dichte und Temperatur [16]. Der langsame Sonnenwind entsteht in Bereichen der Korona, in denen vermehrt geschlossene magnetische Strukturen vorliegen. Zu den größten geschlossenen Strukturen gehören die *helmet streamer*, die in der Nähe des magnetischen Äquators beobachtet werden und weit bis in die äußere Korona hineinreichen.

Ab einem solaren Abstand von etwa zwei Sonnenradien ändert sich die Struktur des solaren Magnetfeldes entscheidend. Die hohe Leitfähigkeit des abströmenden Plasmas hat zur Folge, dass das solare Magnetfeld im Sonnenwind *eingefroren* wird. Eine physikalische Beschreibung dieses Phänomens erfolgt über das sogenannte Plasmabeta $\beta = p_{\text{thermisch}} / p_{\text{mag}}$, ein Parameter, der das Verhältnis aus thermischem und magnetischem Druck beschreibt. Dominiert der thermische Druck, kann das Magnetfeld radial mit dem abströmenden Plasma mitgetragen werden. Wegen der Rotation der Sonne windet sich das mitgetragene Magnetfeld somit auf Archimedischen Spiralen. Eine schematische Darstellung des Magnetfeldes ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

Die Struktur des interplanetaren Magnetfeldes spielt insbesondere bei der Propagation von energiereichen geladenen Teilchen eine entscheidende Rolle: Im Gegensatz zu der elektromagnetischen Strahlung der Sonne, welche sich radial ausbreitet, folgen energiereiche, geladenen Teilchen aufgrund der Lorentzkraft dem interplanetaren Magnetfeld. Die Weglänge L entlang einer idealen Archimedischen Spirale innerhalb der Äquatorebene lässt sich wie folgt berechnen:

$$L = \frac{1}{2} \frac{v_{\text{sw}}}{\omega_s} \left(\psi \cdot \sqrt{\psi^2 + 1} + \ln \left(\psi + \sqrt{\psi^2 + 1} \right) \right), \quad (2.1)$$

wobei $\psi = \omega_s \cdot r / v_{\text{sw}}$ gilt und v_{sw} die Geschwindigkeit des Sonnenwindes und ω_s die Winkelgeschwindigkeit der Sonne sind.

2.1.2 Solare Flares und Koronale Massenauswürfe

Neben der kontinuierlichen Emission von Teilchen des Sonnenwindes und elektromagnetischer Strahlung lassen sich auf der Sonne zuweilen gewaltige eruptive Phänomene beobachten. Zu den bedeutsamsten dieser Phänomene gehören die solaren Flares und

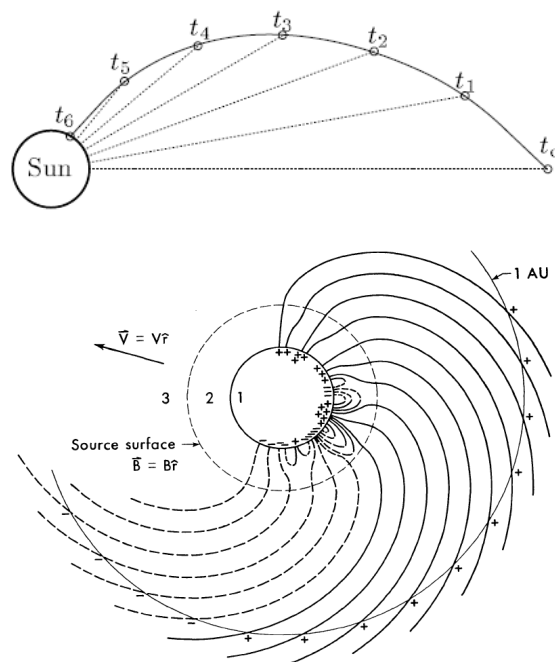


ABBILDUNG 2.1: Schematische Darstellung des interplanetaren Magnetfeldes. Die obere Abbildung zeigt die zeitliche Entwicklung einer Strahllinie aus mehreren Plasmapaketen mit gleichem Ursprungspunkt auf der Sonne. Die untere Zeichnung zeigt die Änderung der Magnetfeldstruktur bei etwa zwei Sonnenradien. Ab der *Source surface* strömt solares Plasma radial von der sich rotierenden Sonne ab und trägt das Magnetfeld samt Polarität mit sich. Abbildungen aus [14]

koronale Massenauswürfe. Beide Phänomene stehen im Zusammenhang mit der Freisetzung von Energie des solaren Magnetfeldes und können solare energiereicher Teilchen beschleunigen.

Solare Flares sind ein kurzzeitiges, lokales Aufleuchten der Sonne, das in einem breiten Spektralbereich von sichtbarem Licht bis zum Röntgenbereich beobachtet werden kann. Solare Flares entstehen in geschlossenen magnetischen Strukturen innerhalb der Korona, in denen sich Magnetfeldlinien unterschiedlicher Polarität so nahe kommen, dass es zu magnetischer Rekonnexion kommt [24]. Bei der magnetischen Rekonnexion kommt es zu einer sprunghaften Änderung des magnetischen Feldes, wobei große Mengen der im Feld gespeicherten Energie in thermische und kinetische Energie umgewandelt werden. Abbildung 2.2 zeigt ein klassisches Modell eines solaren Flares. In einem als „X-Punkt“ bezeichneten Bereich kommt es zu einer Rekonnexion des magnetischen Feldes. Bei der spontanen Umstrukturierung des Feldes werden Teilchen beschleunigt und das umliegende Plasma geheizt. Das aufgeheizte Plasma erzeugt eine Emission von elektromagnetischer Strahlung im EUV- und Röntgenbereich. Elektronen, die am X-Punkt beschleunigt werden und sich in Richtung Sonne bewegen, emittieren beim Auftreffen auf die dichtere Chromosphäre Bremsstrahlung im harten Röntgenbereich. Ein Teil der beschleunigten Teilchen kann entlang von offenen Magnetfeldlinien in den interplanetaren Raum entweichen.

Elektronen mit Energien im keV-Bereich, die strahlförmig entlang einer offenen Magnetfeldlinie entweichen, können sogenannte „Type-III Radio-Bursts“ erzeugen. Type-III-Bursts sind Emissionen von Radiowellen mit einer starken Frequenzdrift von hohen zu niedrigeren Frequenzen. Sie entstehen durch einen mehrstufigen Prozess, bei dem ein Elektronenstrahl eine Oszillation des umgebenden Plasmas anregt. Diese Oszillation verfällt unter der Emission von Radiowellen mit einer Frequenz $f_p \propto \sqrt{n_e}$, wobei n_e die Elektronendichte des lokalen Plasma ist [22]. Während sich der Elektronenstrahl durch das dünner werdende Plasma der Korona und des Sonnenwindes ausbreitet, nimmt die Frequenz der emittierten Radiowellen ab. Koronale Massenauswürfe (engl. Coronal Mass Ejections; kurz CMEs) sind die größten eruptiven Phänomene der Sonne. Bei einem koronalen Massenauswurf wird eine große Menge koronalen Plasmas in den interplanetaren Raum geschleudert. Der Entstehungsprozess von CMEs und der Zusammenhang mit oft zeitgleich auftretenden solaren Flares ist nicht vollständig verstanden und Gegenstand aktueller Forschung. Vermutlich entstehen solare Flares und CMEs unter ähnlichen Bedingungen und der gemeinsame fundamentale Prozess beider Phänomene ist die magnetische Rekonnexion [7]. Der Ursprung vieler CMEs lässt sich auf Filamente zurückführen, die aus der Korona heraus in Richtung interplanetaren Raum geschleudert werden. Die magnetischen Strukturen des losgelösten Filaments können dabei weit in den interplanetaren Raum getragen werden [3]. Die Geschwindigkeiten von CMEs können sehr unterschiedlich sein und reichen von weniger als 10 km/s bis zu mehr als 2000 km/s [14]. Überschreitet die Geschwindigkeit einer CME die magnetosonische Geschwindigkeit des umgebenden Plasmas, kann es zur Formation einer kollisionsfreien Schockfront kommen. An kollisionsfreien Schocks können Teilchen über unterschiedliche Beschleunigungsmechanismen effektiv beschleunigt werden. Hierzu zählen insbesondere diffusive

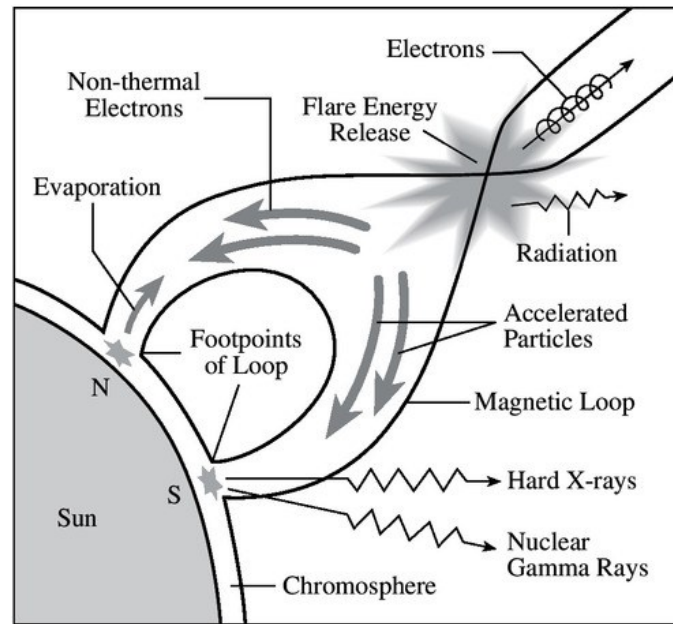


ABBILDUNG 2.2: Klassisches Modell eines solaren Flares: An einem X-Punkt kommt es zu Rekonnexion von Feldlinien, in dessen Folge energiereiche Teilchen und elektromagnetische Strahlung emittiert werden. Abbildung aus [19]

(Fermi-1-) und stochastische (Fermi-2-) Schockbeschleunigung, sowie die Shock-Drift-Beschleunigung [12]. Schocktreibende CMEs gelten als Quelle besonders intensiver und energiereicher solarer Teilchenevents [31].

2.2 Solare energiereiche Teilchen

Solare energiereiche Teilchen (engl. Solar Energetic Particles; kurz SEPs) mit Energien zwischen 10 keV und einigen GeV können im interplanetaren Raum als kurzzeitige Events beobachtet werden. Sie können oft mit solaren eruptiven Phänomenen in Verbindung gebracht werden. SEP-Events haben meist eine Dauer von einigen Minuten bis zu einigen Tagen und treten sporadisch auf, werden im solaren Maximum jedoch weit häufiger als im solaren Minimum beobachtet. Die zeitlichen Verläufe, Teilchenenergien und Häufigkeiten unterschiedlicher Elemente können zwischen SEP-Events mitunter stark variieren. Nach Reames [32] lassen sich SEP-Events nach ihrem zugrundeliegenden Beschleunigungsprozess in zwei Kategorien einteilen: graduelle und impulsive SEP Events. Teilchen gradueller SEP-Events werden vorwiegend von schocktreibenden CMEs beschleunigt. Die Beschleunigung der Teilchen erfolgt fortlaufend, während sich die CME und der Shock ausbreiten. Die gemessenen Fluss-Zeitprofile von graduellen Events zeigen ein über Tage anhaltenden erhöhte Fluss von energiereichen Teilchen. Die Komposition der beobachteten Teilchen entspricht oft der Häufigkeit der Elemente des schockumgebenden Plasmas.

Impulsive SEP-Events zeigen einen erhöhten Teilchenfluss, der über einige Minuten oder Stunden anhält. Sie sind meist sehr elektronenreich und die Beschleunigung der Teilchen

TABELLE 2.1: Oft verwendete Klassifizierung solarer energiereicher Teilchenevents nach [32] und [13].

	Impulsiv (^3He -reich)	Graduell
Teilchen	Elektronenreich	Protonenreich
$^3\text{He}/^4\text{He}$	1	0.0005
H/He	10	100
Fe/O	1.23	0.15
Dauer	Stunden	Tage
Long. Breite	$< 30^\circ$	$\leq 180^\circ$
CME	Nein	Ja
Sonnenwind	-	Ipl. Schock
Häufigkeit	1000/Jahr	10/Jahr

findet vermutlich kurzzeitig und innerhalb solarer Flares statt. Im Vergleich zum Sonnenwind haben impulsive Events oft eine ungewöhnliche Komposition. Insbesondere das Verhältnis von ^3He zu ^4He ist innerhalb impulsiver Events wesentlich höher als in graduellen Events. Eine mögliche Erklärung hierfür sind selektive Beschleunigungsprozesse innerhalb solarer Flares [25]. Abbildung 2.3 zeigt die typischen Fluss-Zeitprofile von einem impulsiven und einem graduellen SEP-Event. In Tabelle 2.1 sind die Merkmale typischer Messgrößen gegenübergestellt.

Nicht alle SEP-Events lassen sich eindeutig in die beschriebenen Kategorien „impulsiv“ und „graduell“ einsortieren. Einige SEP-Events besitzen sowohl Merkmale gradueller als auch Merkmale impulsiver Events. Nach Kallenrode [13] ist eine klare Trennung nicht zweckmäßig, da SEP-Events gleichzeitig schock- und flare-beschleunigte Teilchen beinhalten können.

Um die Entstehung solarer Teilchenevents vollständig erklären zu können, ist es notwendig die, einzelnen Beschleunigungsprozesse, ihr Zusammenspiel und den Transport der Teilchen zum Beobachter zu verstehen.

2.2.1 Teilchentransport im interplanetaren Medium

Unabhängig von den beteiligten Beschleunigungsprozessen können die Eigenschaften von SEP-Events und insbesondere ihre Energiespektren und Zeitprofile durch Transportprozesse verändert werden. Geladene Teilchen, die an der Sonne beschleunigt und in den interplanetaren Raum injiziert wurden, propagieren aufgrund der Lorentzkraft in einer Gyrationbewegung entlang der Feldlinien des interplanetaren Magnetfeldes. Während sich die Teilchen von der Sonne entfernen, werden sie aufgrund des schwächer werdenden solaren Magnetfeldes nach der ersten adiabatischen Invarianten fokussiert [14]:

$$\frac{\sin^2 \alpha}{B} = \text{const.} \quad (2.2)$$

Dabei ist B die abnehmende Magnetfeldstärke und α der Winkel zwischen Magnetfeldvektor und Geschwindigkeitsvektor der Teilchen, welcher als „Pitchwinkel“ bezeichnet wird. Zudem können Teilchen durch Welle-Teilchen-Wechselwirkungen an Turbulenzen

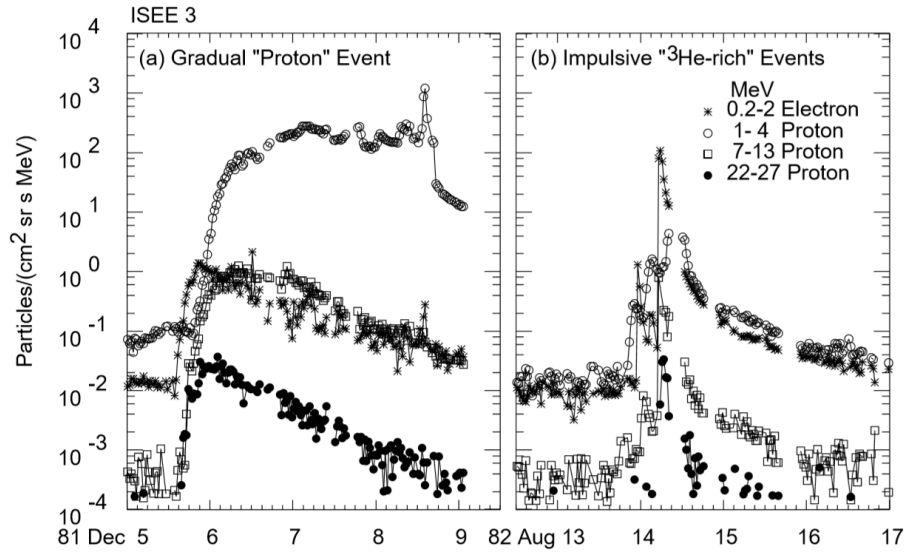


ABBILDUNG 2.3: Intensitäts-Zeitprofile für Protonen und Elektronen. Im Bild links ein impulsives SEP-Event, das zusammen mit solaren Flares am 5. Dezember 1981 auf der Raumsonde “International Sun Earth Explorer-3” [11] beobachtet wurde. Rechts im Bild ein langanhaltendes graduelles Event, das zusammen mit einer CME am 13 August 1982 beobachtet wurde. Abbildung aus [32]

des Magnetfeldes gestreut werden. Hierbei kann sich ihr Pitchwinkel ändern. Bei starker Streuung kann ein weit entfernter Beobachter somit unter Umständen ein vollkommen anderes Zeitprofil als das ursprünglich injizierte sehen. Abbildung 2.4 illustriert solch eine Veränderung des Fluss-Zeitprofils bei unterschiedlich starker Streuung der Teilchen.

2.2.2 Geschwindigkeitsdispersion in solaren energiereichen Teilchenevents

Solare energiereiche Teilchenevents, welche bei einem solaren Abstand von 1 AU beobachtet werden, zeigen üblicherweise eine Geschwindigkeitsdispersion der Ankunftszeiten: Hochenergetische Teilchen benötigen weniger Zeit um von der Sonne zu einem entfernten Beobachter zu propagieren als Teilchen mit geringerer Energie. Die Geschwindigkeitsdispersion innerhalb der beobachteten Events ist ein Hinweis auf eine plötzlich einsetzende und kurzzeitige Beschleunigung der Teilchen [18]. Eine Analyse der Geschwindigkeitsdispersion (engl. Velocity Dispersion Analysis; kurz VDA) erlaubt unter Umständen einen Rückschluss auf den Propagationsweg der Teilchen innerhalb des interplanetaren Raums und den Zeitpunkt der Injektion der Teilchen an der Sonne [17].

Die Ankunftszeit $t_{1\text{AU}}(E)$ eines Teilchens mit der kinetischen Energie E bei einem entfernten Beobachter kann durch die Bewegungsgleichung

$$t_{1\text{AU}}(E) = t_{\text{inj.}}(E) + \frac{L(E)}{v(E)} \quad (2.3)$$

bestimmt werden, wobei $t_{\text{inj.}}(E)$ der Zeitpunkt der Beschleunigung bzw. Injektion des Teilchens an der Sonne ist, $L(E)$ der Weg des Teilchens zum Beobachter und $v(E)$ die

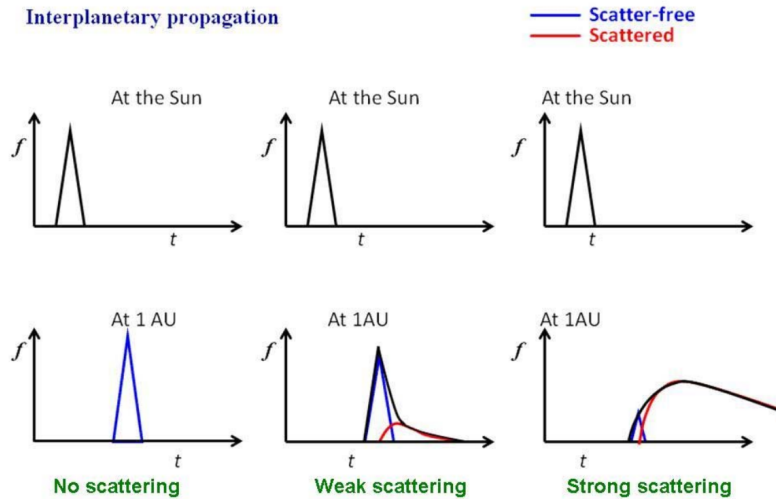


ABBILDUNG 2.4: Vergleich zwischen dem Intensitäts-Zeit-Profil nahe der Sonne und dem von einem entfernten Beobachter gesehen Intensitäts-Zeit-Profil. Gezeigt jeweils für keine, schwache oder starke Streuung der Teilchen.

Abbildung aus [39]

Geschwindigkeit des Teilchens. Unter den Annahmen, dass alle Teilchen

1. unabhängig von ihrer Energie gleichzeitig an der Sonne beschleunigt bzw. in den interplanetaren Raum injiziert werden ($t_{\text{inj.}}(E) \rightarrow t_{\text{inj.}}$),
2. unabhängig von ihrer Energie entlang des gleichen Weges propagieren ($L(E) \rightarrow L$) und
3. entlang ihres Weges keine Energie verlieren ($E = \text{const.}$),

ist die Ankunftszeit $t_{1\text{AU}}(E)$ eine lineare Funktion der inversen Geschwindigkeit $v^{-1}(E)$ mit einer konstanten Steigung L und dem Achsenabschnitt $t_{\text{inj.}}$.

Mithilfe von Teilchenexperimenten wie dem SEPT oder Wind-3DP [21] können die Ankunftszeiten von Teilchen mit unterschiedlichen Energien bestimmt werden. Berechnet man die inverse, relativistische Geschwindigkeit der Teilchen zu

$$\frac{1}{v(E)} = \frac{1}{c \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{E}{m_e \cdot c^2}\right)}}} \quad (2.4)$$

und bestimmt die entsprechende Ankunftszeit $t_{1\text{AU}}(E)$, kann über eine lineare Regression die Weglänge L und die Injektionszeit $t_{\text{inj.}}$ bestimmt werden [17]. Abbildung 2.5 zeigt eine solche lineare Regression beispielhaft für ein Elektronenevent.

2.3 Messungen von energiereichen Teilchen

Mithilfe von Teilchendetektoren wie dem SEPT können energiereiche Teilchen anhand ihrer Wechselwirkung mit Materie nachgewiesen werden. Im folgenden Abschnitt werden die physikalischen Grundlagen der Wechselwirkung zwischen geladenen Teilchen und

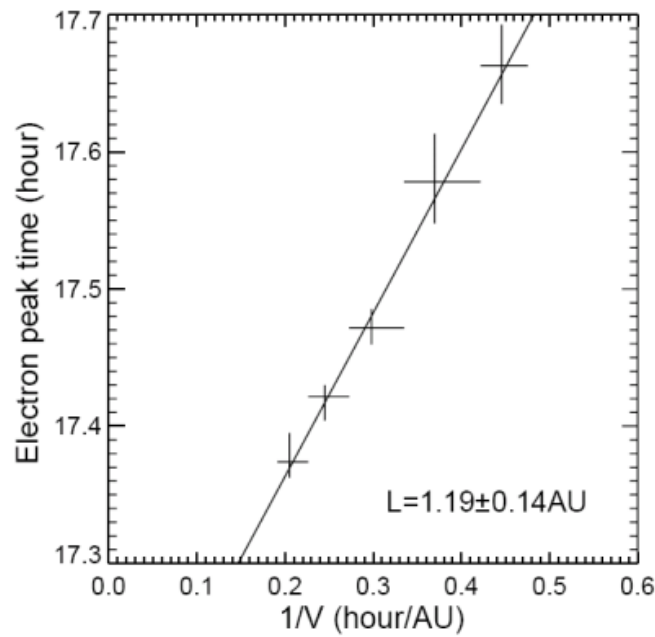


ABBILDUNG 2.5: Geschwindigkeitsdispersionsanalyse eines Elektronenevents gemessen von Wind-3DP am 7. August 1999. Die Steigung der lineare Regression der fünf gemessenen Ankunftszeiten liefert die zurückgelegte Weglänge der Elektronen. Der Y-Achsenabschnitt identifiziert die Injektionszeit der Elektronen. Abbildung aus [39].

Materie zusammengefasst. In Abschnitt 2.3.2 wird der Nachweis von energiereichen Teilchen mithilfe von Halbleiterdetektoren beschrieben. Im letzten Abschnitt 2.3.3 wird eine formale Beschreibung für das Ansprechverhalten von Teilchendetektoren gegeben und der Zusammenhang zwischen gemessener Zählrate und vorhandener Teilchenintensität erläutert.

2.3.1 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie

Beim Durchdringen von Materie verlieren geladene Teilchen an Energie. Abhängig von der Art und Energie der Teilchen sowie den Beschaffenheiten der Materie können unterschiedliche Wechselwirkungsprozesse zu einem Energieverlust beitragen. Schwere geladene Teilchen wie Protonen und α -Teilchen verlieren innerhalb Energiebereichs von solaren Teilchen vorrangig durch Anregung und Ionisation der durchdrungenen Materie Energie. Für hochenergetische Elektronen ist neben dem Energieverlust durch Anregung und Ionisation insbesondere der Energieverlust durch die Emission von Bremsstrahlung von Bedeutung.

Energieverlust durch Ionisation

Energereiche geladene Teilchen können beim Durchdringen von Materie durch Coulombwechselwirkung inelastisch mit den Hüllenelektronen der Atome der Materie stoßen. Bei jedem Stoß kann das durchdringende Teilchen einen Teil seiner Energie auf ein Hüllenelektron übertragen und dabei das getroffene Atom anregen oder ionisieren. Der gesamte

Ionisationsenergieverlust beim Durchdringen von Materie ergibt sich aus der Summe der Energieverluste der einzelnen Stöße [2]. Berechnet man den mittleren Energieverlust eines Stoßes durch Mittelung aller möglichen Stoßparameter und bestimmt die mittlere Anzahl an Stößen pro Wegstrecke, so kann ein mittlerer Energieverlust pro Wegstrecke angegeben werden. Die Bethe-Bloch-Gleichung beschreibt diesen mittleren Energieverlust pro Wegstrecke unter Berücksichtigung von weiteren quantenmechanischen und relativistischen Prozessen. Eine vollständige Herleitung findet sich in [2] ab Seite 52. Die relativistische Form der Bethe-Bloch Gleichung für schwere Teilchen lautet:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{n_e z^2 e^4}{4\pi m_e \epsilon_0^2 v^2} \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (2.5)$$

mit

E	Energie des Teilchens,
x	Weglänge,
n_e	Elektronendichte des Materials,
z	Ladungszahl des Teilchens,
e	Elementarladung,
m_e	Elektronenmasse,
ϵ_0	elektrische Feldkonstante,
v	Geschwindigkeit des Teilchens,
β	v/c ,
I	mittleres Anregungspotential der Materie.

Der mittlere Energieverlust durch Ionisation ist nach Gleichung 2.5 neben den Eigenschaften des durchdrungenen Materials (Elektronendichte und Anregungspotential) insbesondere von der Geschwindigkeit v und der Ladungszahl z des einfallenden Teilchens abhängig. Für nicht-relativistische Teilchen mit $v \ll c$ kann der eckig geklammerte Ausdruck in Gleichung 2.5 vernachlässigt werden und es folgt die Proportionalität:

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{v^2}. \quad (2.6)$$

Im Fall von nicht-relativistischen Teilchen, die beim Durchdringen der Materie an Geschwindigkeit verlieren, nimmt somit der Energieverlust pro Wegstrecke zu. Abbildung 2.6 zeigt den typischen Verlauf der sogenannten *Bragg-Kurve*, die den Energieverlust dE/dx in Abhängigkeit der Eindringtiefe x darstellt.

Im Fall von relativistischen Teilchen sorgt der logarithmische Term in Gleichung 2.5 dafür, dass der Energieverlust in einem Bereich von $\beta\gamma \approx 3 - 3.5$ minimal wird und für größere Energien leicht steigt, wobei $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ der Lorentzfaktor ist. Teilchen in diesem Energiebereich werden als minimal ionisierende Teilchen (engl. minimal ionizing particles; kurz MIPs) bezeichnet[15].

Die Bethe-Bloch-Gleichung 2.5 beschreibt den tatsächlichen Energieverlust von Teilchen nur in einem beschränkten Energiebereich. Sowohl für hoch-relativistische Teilchen als

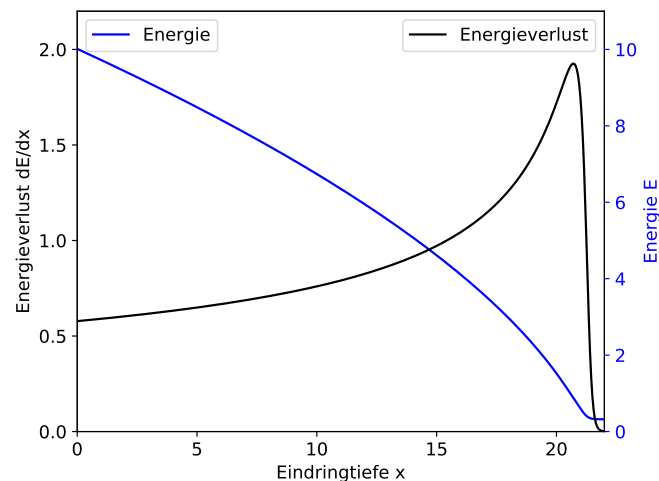


ABBILDUNG 2.6: Qualitativer Verlauf des Energieverlusts pro Wegstrecke dE/dx und der verbleibende Energie E in Abhängigkeit der Eindringtiefe x .

auch für niederenergetische Teilchen müssen zusätzliche Wechselwirkungsprozesse berücksichtigt werden. Abbildung 2.7 illustriert den Energieverlust eines Myons in Kupfer in Abhängigkeit von der Höhe des Teilchenimpulses. Der Energiebereich, in dem die Bethe-Bloch-Gleichung den Energieverlust treffend beschreibt, ist rot eingezeichnet.

Gleichung 2.5 ist darüber hinaus nur für schwere Teilchen korrekt, da in ihre Herleitung die Annahme eines nahezu geraden Weges des Teilchens durch die Materie eingeht. Für leichte Teilchen ist diese Annahme nicht gerechtfertigt und Gleichung 2.5 muss abhängig von der Teilchenart um entsprechende Korrekturterme erweitert werden. Im Fall von Elektronen muss zusätzlich die Ununterscheidbarkeit der Stoßpartner quantenmechanisch berücksichtigt werden [28]. Eine für Elektronen und Positronen korrigierte Form der Gleichung 2.5 findet sich in [28] auf Seite 105.

Hierbei ist anzumerken, dass der Gesamtenergieverlust pro Wegstrecke für leichte geladene Teilchen und insbesondere für Elektronen zusätzlich durch die Emission von Bremsstrahlung erhöht wird, worauf im nächsten Abschnitt eingegangen wird. Zudem erlaubt der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke dE/dx für Elektronen keinen direkten Rückschluss auf die Eindringtiefe in die Materie. Dies liegt daran, dass der Energieverlust für Elektronen bei einzelnen Stößen stark schwankt und die tatsächlich zurückgelegte Wegstrecke aufgrund der starken Streuung variiert.

Energieverlust durch Bremsstrahlung

Für Elektronen ist neben dem Energieverlust durch Ionisation zusätzlich der Energieverlust durch die Emission von Bremsstrahlung von entscheidender Bedeutung. Der Gesamtenergieverlust pro Strecke setzt sich für Elektronen aus dem Energieverlust durch

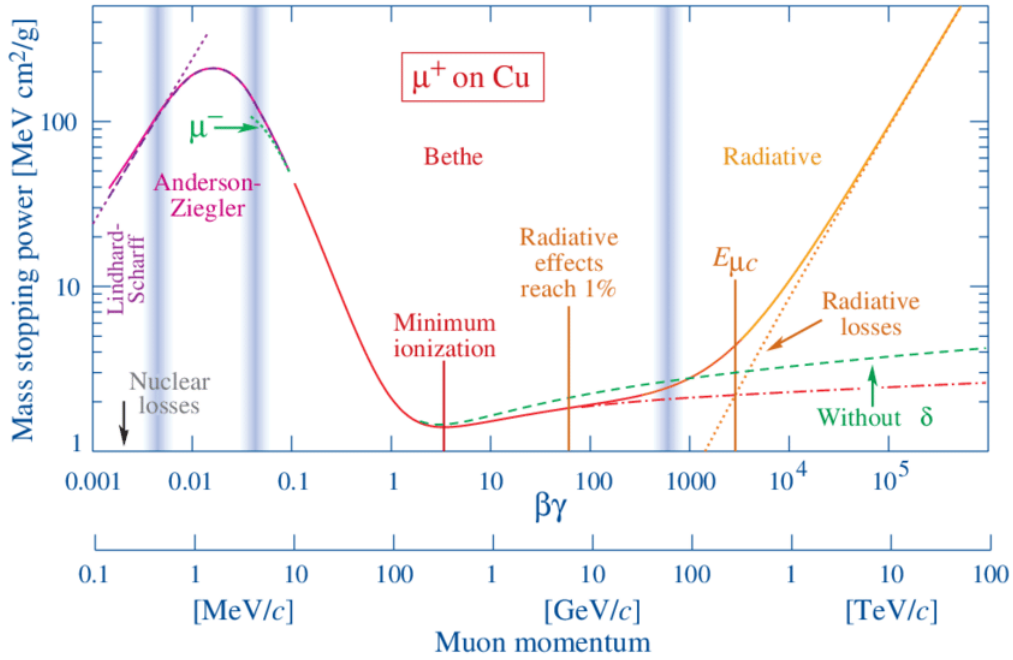


ABBILDUNG 2.7: Energieverlust pro Weg (in $-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{d}{dx}$, wobei ρ die Dichte des stoppenden Materials ist) eines Myons in Kupfer aufgetragen über den Impuls $\beta\gamma = p/(m_0 \cdot c)$ des Myons. Der Gültigkeitsbereich der Bethe-Bloch-Gleichung ist rot markiert. Teilchen im Bereich des Minimums werden als „minimal ionisierend“ bezeichnet. Abbildung aus [10]

Ionisation und dem Energieverlust durch Strahlungsemission zusammen [28]. Es gilt also

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ionisation}} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{strahlung}}. \quad (2.7)$$

Wie stark die beiden Wechselwirkungsprozesse zum Gesamtenergieverlust beitragen, hängt dabei von der Energie des Elektrons ab. Abbildung 2.8 zeigt die typischen Beiträge unterschiedlicher Wechselwirkungsprozesse in Abhängigkeit der Energie für Elektronen und Positronen. Für Protonen und Ionen ist der Energieverlust durch Bremsstrahlung in den in dieser Arbeit betrachteten Energiebereichen ($E < GeV$) vernachlässigbar.

Der Energieverlust durch Bremsstrahlung wird üblicherweise über die Strahlungslänge x_0 beschrieben, wobei

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{strahlung}} = -\frac{E}{x_0}, \quad (2.8)$$

gilt und x_0 die Länge ist, bei der ein Elektron im Mittel $1/e$ seiner ursprünglichen Energie verloren hat[28]. Durch Integration von Gleichung 2.8 folgt

$$E(x) = E_0 \cdot e^{-x/x_0}. \quad (2.9)$$

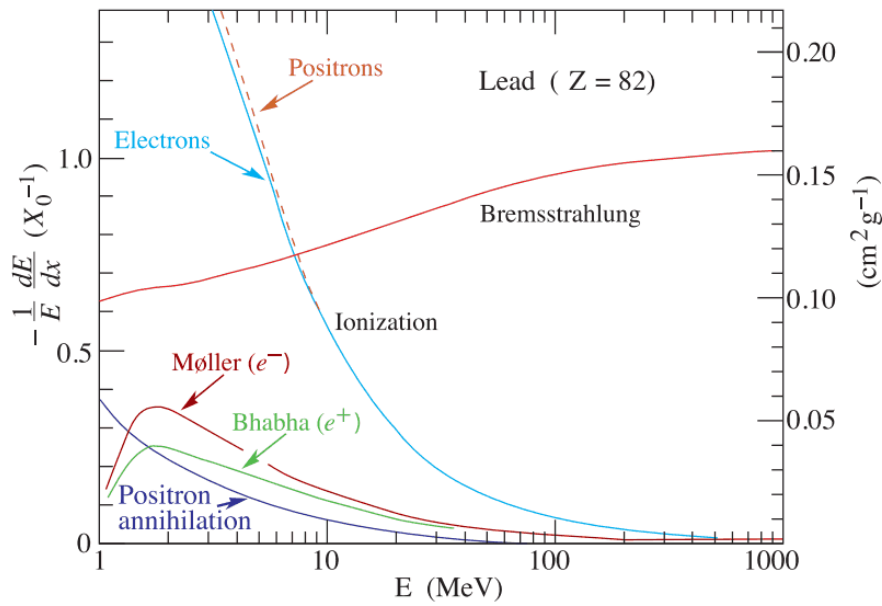


ABBILDUNG 2.8: Energieverlustrate von Elektronen und Positronen in Blei durch unterschiedliche Prozesse. Ab einer kritischen Energie von etwa 10 MeV übersteigt der Energieverlust durch Bremsstrahlung den Energieverlust durch Ionisation. Abbildung aus [10]

Die Strahlungslänge x_0 hängt von den Eigenschaften des durchdrungenen Mediums ab und kann wie folgt näherungsweise berechnet werden:

$$\frac{1}{x_0} = 4n_0\alpha r_e^2 Z^2 \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right), \quad (2.10)$$

wobei die Definitionen aus Gleichung 2.5 gelten, $\alpha = e^2/hc$ die Feinstrukturkonstante ist und $r_e = e^2/m_e c^2$ der Elektronenradius [2].

2.3.2 Halbleiterdetektoren

Über die zuvor beschriebenen Wechselwirkungsprozesse können geladene Teilchen mithilfe von Halbleiterdetektoren nachgewiesen werden. Halbleiterdetektoren können prinzipiell als Dioden verstanden werden, die in Sperrichtung betrieben werden. Eine in Sperrichtung angelegte Gleichspannung sorgt dafür, dass sich zwischen p- und n-dotiertem Bereich eine breite ladungsträgerarme Zone ausbildet, durch die effektiv kein Strom fließt. Durchqueren ionisierende Teilchen diese sogenannte Sperrschicht, können sie einen Teil ihrer Energie auf die dortigen Elektronen übertragen und diese aus ihrer festen Bindung lösen. Die dabei entstehenden Elektronen-Loch-Paare driften aufgrund der angelegten Spannung zu Anode und Kathode. Der kurzzeitig fließende Strom durch die Diode kann verstärkt und gemessen werden. Eine schematische Darstellung eines Halbleiterdetektors befindet sich in Abbildung 2.9.

Die Anzahl der erzeugten Elektronen-Loch-Paare ist hierbei proportional zur deponierten Energie des Teilchens. Eine Analyse der Höhe und Dauer des Stromimpulses erlaubt einen

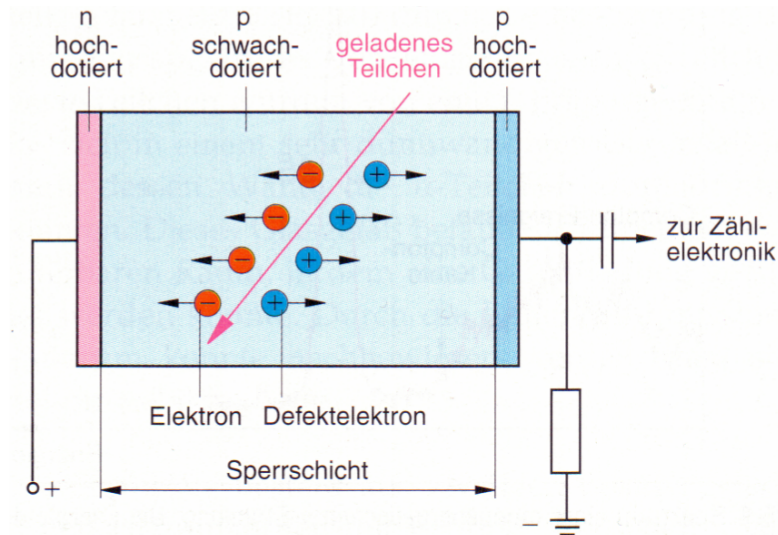


ABBILDUNG 2.9: Schematische Darstellung eines Halbleiterdetektors. Ionisierende Strahlung kann freie Ladungsträger innerhalb der Verarmungszone der Diode erzeugen. Der Stromfluss der freien Ladungsträger kann gemessen und ausgewertet werden. Abbildung aus [9]

Rückschluss auf die deponierte Energie. Eine detaillierte Beschreibung hierzu findet sich in [15]. Deponiert ein Teilchen seine gesamte Energie im Detektor, so kann die ursprüngliche Energie des Teilchens anhand des Stromimpulses bestimmt werden.

2.3.3 Ansprechverhalten eines Teilchenteleskops

Ein häufig verwendetes Instrument zur Messung der Intensität einer Teilchenstrahlung ist das Teilchenteleskop. Ein Teilchenteleskop erfasst die Häufigkeit von Teilchen, die koinzident von zwei parallel angeordneten Detektoren erfasst werden. Die Anzahl der detektierten Teilchen innerhalb eines Zeitintervalls definiert die Zählrate. Die Höhe der gemessenen Zählrate ist abhängig von der Intensität der umgebenden Strahlung sowie von Größe, Anordnung und Effizienz der Detektoren [36].

Ein idealer Detektor ist charakterisiert durch zwei zweidimensionale und planparallele Detektorflächen mit einer Effizienz $\epsilon = 1$ für eine gegebene Teilchensorte innerhalb eines gegebenen Energieintervalls und durch eine Effizienz $\epsilon = 0$ anderweitig.

Für solch einen idealen Detektor ist die Proportionalität zwischen Intensität I und gemessener Zählrate C als *Gathering Power* Γ definiert [36]. Im Falle einer isotropen Intensität wird diese Proportionalität *Geometriefaktor* G genannt und es gilt:

$$C = G \cdot I_{\text{isotrop}} \quad (2.11)$$

Die Koinzidenzzählrate eines Teilchendetektors kann nach Sullivan [36] wie folgt berechnet werden:

$$C(x, t_0) = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} dt \int_S d\vec{\sigma} \cdot \vec{r} \int_{\Omega} d\omega \int_0^{\infty} dE \sum_{\alpha} \epsilon_{\alpha}(E, \vec{\sigma}, \omega, t) J_{\alpha}(E, \omega, \vec{x}, t) \quad (2.12)$$

mit

C	Koinzidenzzählrate,
α	Teilchensorte,
J_α	spektrale Intensität der Teilchensorte α in $(\text{sec}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{E}^{-1})$,
ϵ_α	Effizienz des Detektors für Teilchensorte α ,
E	Energie,
t	Zeit,
t_0	Startzeit der Messung,
T	totale Messzeit,
$d\vec{\sigma}$	Flächenelement des zuletzt getroffenen Sensors,
S	totale Fläche des zuletzt getroffenen Sensors,
$d\omega = d\Phi d \cos \Theta$	differentieller Raumwinkel,
Ω	durch den Detektor begrenzter Bereich des Raumwinkels
\vec{x}	Ortsvektor des Teleskops,
\vec{r}	Einheitsvektor in Richtung ω ,
$\vec{r}d\omega$	effektives Flächenelement in Richtung ω .

Gleichung 2.12 beschreibt den Zusammenhang zwischen gegebener Intensität, den Detektoreigenschaften und der gemessenen Zählrate in einer sehr allgemeinen Form, welche jedoch folgende Annahmen impliziert:

- 1 $d\vec{\sigma}$, ω und \vec{x} sind zeitunabhängig – für einen sich drehenden Detektor wäre die Annahme unzureichend;
- 2 es finden ausschließlich Teilchentransformationen statt, die in ϵ_α berücksichtigt sind;
- 3 die Intensität J_α ist unabhängig von $\vec{\sigma}$ und ϵ_α von \vec{x} .

Eine analytische Lösung der Gleichung 2.12 ist allgemein kompliziert. Das Problem lässt sich jedoch unter weiteren Annahmen vereinfachen. Nach [36]:

Es wird angenommen, dass die Detektoren für lediglich eine Teilchenart eine Effizienz von $\epsilon_1 = 1$ und ansonsten eine Effizienz von $\epsilon_\alpha = 0$ (für $\alpha \neq 1$) haben. Zudem sei die Effizienz $\epsilon_1(E) = 1$ in einem festen Energieintervall $E_{\min} \leq E \leq E_{\max}$ und $\epsilon_1(E) = 0$ außerhalb dieses Energieintervalls. Weiterhin sei $\epsilon_\alpha(E)$ unabhängig von ω , $\vec{\sigma}$ und t . Die Intensität $J(E, \omega)$ sei unabhängig von \vec{x} und t sowie $J(E, \omega)$ separierbar in $J(E, \omega) = J_0(E) \cdot F(\omega)$. Unter diesen Annahmen lässt sich Gleichung 2.12 vereinfachen zu:

$$C = \left[\int_{\Omega} d\omega \int_S d\vec{\sigma} \vec{r} F(\omega) \right] \cdot I \quad (2.13)$$

mit

$$I = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE J_0(E). \quad (2.14)$$

Der umklammerte Ausdruck in Gleichung 2.13 beschreibt hierbei die *Gathering Power*, welche im Falle einer isotropen Intensität $F(\omega) = 1$ zum Geometriefaktor

$$G = \int_{\Omega} d\omega \int_S d\vec{\sigma} \vec{r} \quad (2.15)$$

wird.

Für einen einzelnen idealen zweidimensionalen Detektor wird der Raumwinkel ω nicht durch eine Koinzidenzforderung eingeschränkt und jede Seite des Detektors kann aus einer vollen Hemisphäre ($\Omega = 2\pi$) bestrahlt werden. Für diesen Fall und die Annahme, dass ein Detektor der Fläche A von nur einer Seite bestrahlt wird, errechnet sich der Geometriefaktor nach Gleichung 2.15 und es gilt:

$$G = \int_{\Omega} \int_S \cos \Phi d\sigma d\omega = 2\pi A \int_0^1 \cos \Theta d\Phi d\omega = \pi A. \quad (2.16)$$

Abbildung 2.10 (links) zeigt eine typische Anordnung eines Teilchenteleskops bestehend aus *zwei* kreisförmigen Detektoren. In diesem Fall ist der Geometriefaktor neben der Fläche der Detektoren zusätzlich abhängig von deren Anordnung. Wird eine Koinzidenzmessung beider Detektoren gefordert, so beschränkt der zuerst getroffene Detektor jeweils den Raumwinkelbereich, aus dem Teilchen koinzident auf den zweiten Detektor treffen können. Durch Integration von Gleichung 2.15 errechnet sich nach [36] der Geometriefaktor eines idealen Teilchenteleskops zu

$$G = \frac{1}{2} \pi^2 \left[R_1^2 + R_2^2 + l^2 - \left\{ (R_1^2 + R_2^2 + l^2)^2 - 4R_1^2 R_2^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (2.17)$$

Neben den beschriebenen Teilchenteleskopen bestehend aus zwei Detektoren gibt es auch Teilchenteleskope, die aus nur einem Detektor und einem teleskopförmigen Gehäuse bestehen. Bei diesem Typ von Teilchenteleskopen beschränkt das Gehäuse den Raumwinkelbereich, aus dem Teilchen den Detektor treffen können. Abbildung 2.10 (rechts) zeigt eine schematische Darstellung eines solchen Teleskops. Unter der Annahme, dass das Gehäuse für alle Teilchen undurchdringbar ist, errechnet sich der Geometriefaktor eines solchen Teleskops ebenfalls nach Gleichung 2.17. In diesem Fall entsprechen R_1 und l dem Radius der Öffnung des Teleskops bzw. dem Abstand zwischen Detektor und Öffnung.

2.3.4 Response-Matrix eines Teilchenteleskops

Um das Energiespektrum einer Teilchenstrahlung bestimmen zu können, messen die meisten Teilchendetektoren mehrere Zählraten in unterschiedlichen Energiebereichen. Der Zusammenhang zwischen dem Spektrum der Teilchenstrahlung $\vec{I} = (I_1, I_2, \dots, I_n)$ in den Energieintervallen $\vec{E} = (E_1, E_2, \dots, E_n)$ und den gemessenen Zählraten $\vec{C} = (C_1, C_2, \dots, C_n)$ kann durch die Matrixgleichung

$$\vec{C} = \mathbf{R} \cdot \vec{I} \quad (2.18)$$

beschrieben werden, wobei \mathbf{R} als Response-Matrix bezeichnet wird. Die Response-Matrix eines idealen Detektors besitzt ausschließlich auf der Hauptdiagonalen Einträge ungleich

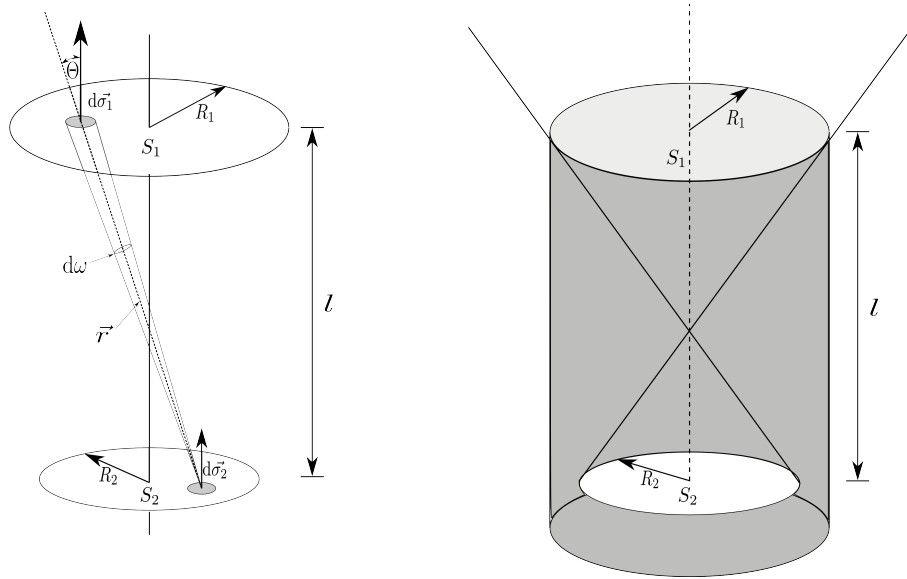


ABBILDUNG 2.10: Darstellung von zwei Teilchenteleskopen. Links ein Teleskop aus zwei Detektoren mit Koinzidenzbedingung, rechts ein Teilchenteleskop aus einem Detektor mit einem zylindrischen Gehäuse. Der Geometriefaktor der Detektoren berechnet sich aus der Größe der Detektoren (S_1 , S_2) und ihrer Anordnung (L).

null. In Matrixschreibweise folgt

$$\begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \\ \vdots \\ C_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} g_{1,1} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & g_{2,2} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & g_{n,n} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_n \end{pmatrix}. \quad (2.19)$$

Die Koeffizienten $g_{1,1}$, $g_{2,2}$, ..., $g_{n,n}$ sind für einen idealen Detektor und eine isotrope Teilchenstrahlung ausschließlich von der Detektorgeometrie abhängig und entsprechen dem Geometriefaktor aus Gleichung 2.15. Im idealen Fall lässt sich somit anhand der gemessenen Zählrate C_i eine eindeutige Intensität I_i im Energieintervall i bestimmen:

$$I_i = \frac{C_i}{g_{i,i}}. \quad (2.20)$$

Für einen realen Detektor ist der Zusammenhang zwischen gemessener Zählrate und Teilchenintensität meist jedoch weitaus komplexer. Die Idealisierungen des Detektors aus dem vorherigen Abschnitt sind für die meisten realen Detektoren nicht zutreffend. Das SEPT beispielsweise besitzt eine komplexe Detektoreffizienz, welche sich nicht auf eine einzige Teilchenart beschränkt – Protonen und Elektronen können unter Umständen nicht zu unterscheidende Messungen im Detektor erzeugen. Zudem ist die Detektoreffizienz energieabhängig und nicht auf ein festes Energieintervall eingeschränkt. Hochenergetische Teilchen können beispielsweise als Teilchen mit geringerer Energie identifiziert werden, sofern sie nicht ihre gesamte Energie im Detektor deponieren. Dieser Effekt tritt

insbesondere dann auf, wenn Teilchen vor ihrer Messung mit dem Detektorgehäuse wechselwirken.

Werden diese physikalischen Prozesse berücksichtigt, so erhält die zu erwartende Responsematrix des SEPT Elektronendetektors folgende Form:

$$\begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \\ \vdots \\ C_{16} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{1,1}^e & r_{1,2}^e & \cdots & r_{1,m}^e \\ 0 & r_{2,2}^e & \cdots & r_{2,m}^e \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & r_{16,m}^e \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I_1^e \\ I_2^e \\ \vdots \\ I_m^e \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} r_{1,1}^p & r_{1,2}^p & \cdots & r_{1,m}^p \\ 0 & r_{2,2}^p & \cdots & r_{2,m}^p \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & r_{16,m}^p \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I_1^p \\ I_2^p \\ \vdots \\ I_m^p \end{pmatrix} + \dots \quad (2.21)$$

Dabei wird angenommen, dass die Intensität $I_{\alpha,i}$ der Teilchenart α in einem kleinen Energiekanal ΔE_i näherungsweise durch den mittleren differentiellen Intensität $J_{\alpha,i}$ gemäß

$$I_{\alpha,i} \approx J_{\alpha,i} \cdot \Delta E_i \quad (2.22)$$

beschrieben werden kann. Die Koeffizienten $r_{\alpha,i,j}$ werden als Responsefaktoren bezeichnet und geben die mittlere Effizienz des Energiekanals i gegenüber Teilchen der Art α mit Energien im Energiebereich j an:

$$r_{\alpha,i,j} = \frac{\int_{E_{\min}^j}^{E_{\max}^j} \epsilon_{\alpha,i}(E) dE}{E_{\max}^j - E_{\min}^j}. \quad (2.23)$$

Die rot markierten Responsefaktoren in Gleichung 2.21 beschreiben das Ansprechvermögen des Elektronendetektors gegenüber Elektronen, die blau markierten Faktoren beschreiben das Ansprechvermögen des Elektronendetektors gegenüber Protonen. Die Einträge neben den jeweiligen Hauptdiagonalen beschreiben das Ansprechen der einzelnen Energiekanäle gegenüber höher energetischen Teilchen.

Um die tatsächliche Responsematrix des SEPT zu bestimmen, müsste eine analytische Lösung der Gleichung 2.12 unter Berücksichtigung aller physikalischen Prozesse gefunden werden. Eine solche analytische Lösung der Sullivan-Gleichung ist jedoch für reale Instrumenten praktisch unmöglich. Alternativ kann die Responsematrix eines realen Instruments numerisch bestimmt werden. In [36] ist ein Ansatz für eine Monte-Carlo-Simulation der Detektor-Responsematrix gegeben. Das generelle Verfahren ist wie folgt beschrieben:

1. Wähle zufällige Startpunkte sowie Trajektorien in einer Art, in der sie der zu erwartenden Strahlung entsprechen.
2. Folge den Trajektorien unter Berücksichtigung der relevanten physikalischen Prozesse und beobachte die Wechselwirkungen mit dem Detektor.
3. Akkumulierte die entscheidenden Informationen aus 2. – beispielsweise deponierte Energie im Detektor.
4. Wiederhole die Schritte 1. - 3., bis eine statistisch signifikante Aussage möglich ist.

Das Ansprechvermögen des Detektors kann anschließend aus den Simulationsergebnissen berechnet werden. Für die Responsefaktoren der Responsematrix gilt:

$$r_{n,m} = \frac{N_i}{H_j} \cdot G_{\text{Quelle}}, \quad (2.24)$$

wobei N_i die Anzahl der detektierten Teilchen im Energiebereich i ist, H_j die Anzahl der simulierten Teilchen im Energiebereich j ist und G_{Quelle} der Geometriefaktor der Quelle ist und benötigt wird, um das Verhältnis aus detektieren zu simulierten Teilchen auf den simulierten Teilchenfluss zu normieren.

Kapitel 3

Das Solar Electron and Proton Telescope (SEPT)

Das Solar Electron and Proton Telescope (SEPT) ist ein Teilchendetektor, der solare energiereiche Teilchen misst. Der Detektor wurde in Zusammenarbeit mit der ESA an der Universität Kiel entwickelt, um die dreidimensionale Verteilung von 50 - 500 keV Elektronen und 50 keV - 7 MeV Protonen mit einer hohen Energie- und Zeitauflösung zu messen [27]. Seit 2008 befindet sich das SEPT als Teil der STEREO-Mission in jeweils zweifacher Ausführung auf den Zwillingssatelliten STEREO-A und STEREO-B. Jede SEPT-Einheit besteht aus zwei doppelseitigen Teleskopen. Auf jedem Satellit blickt jeweils eine Einheit (SEPT-E) innerhalb der Ekliptik entlang der Parker Spirale Richtung Sonne (SUN) und von der Sonne weg (ASUN). Die zweite Einheit (SEPT-NS) ist jeweils senkrecht zur Ekliptik ausgerichtet und blickt in Richtung Norden (NORTH) und Süden (SOUTH).

Zusammen mit sechs weiteren Instrumenten ist das SEPT Teil der IMPACT Untersuchung (*In situ Measurements of Particles and CME Transients*), deren Ziel es ist, suprathermale Elektronen, Elektronen des Sonnenwindes, das interplanetare Magnetfeld und solare energiereiche Teilchen zu messen, um die Entstehung und Propagation von koronalen Massenauswürfen und energiereichen Teilchen zu verstehen [23].

3.1 Detektoraufbau und Messmethode

Das Detektorsystem des SEPT besteht aus jeweils zwei doppelseitigen Teleskopen, die antiparallel zueinander angeordnet sind. In jedem Doppelteleskop sind zwei 300 μm dicke Halbleiterdetektoren verbaut, welche die gesamte deponierte Energie von geladenen Teilchen messen. Die deponierten Energien innerhalb jedes Detektors werden von der Onboard-Elektronik in 32 quasi-logarithmische Energiekanäle von 35 keV bis ~ 6.5 MeV sortiert – die Aufteilung der Energiekanäle kann Tabelle A.1 entnommen werden. Um Elektronen und Ionen getrennt voneinander zu messen, wird die Magnet-/Folientechnik verwendet. Hierbei befindet sich auf einer Seite des Teleskops ein Magnetfeld, welches die Trajektorien der leichteren Elektronen aufgrund der Lorentzkraft so stark krümmt, dass sie den dahinter liegenden Detektor nicht erreichen können. Auf der anderen Seite

des Teleskops befindet sich eine $4.95\text{ }\mu\text{m}$ dünne Folie, in der Elektronen beim Durchdringen nur geringfügig an Energie verlieren, Ionen hingegen vollständig gestoppt werden. Nach der Trennung der Ionen und Elektronen können diese jeweils in einem der beiden Halbleiterdetektoren gemessen werden[27]. Eine schematische Darstellung des SEPT ist in Abbildung 3.1 gegeben.

Innerhalb des SEPT wird ein Permamagnetsystem verwendet, welches gleichzeitig die Magnetfelder in den beiden antiparallel angeordneten Teleskopen erzeugt. Das erzeugte Magnetfeld besitzt in der Mitte der Öffnungen eine Feldstärke von 0.5 T und ist damit so dimensioniert, dass Elektronen mit Energien bis $\sim 400\text{ keV}$ effektiv abgelenkt werden. Die verwendete Folie besteht aus Parylene N und soll Protonen bis zu Energien von $\sim 400\text{ keV}$ stoppen. Unterhalb von $\sim 400\text{ keV}$ können somit Elektronen und Ionen sauber getrennt werden.

Elektronen mit höheren Energien sind in der Lage das Magnetfeld zu durchdringen und können den dahinter liegenden Ionendetektor kontaminieren. Bei Energien über $\sim 400\text{ keV}$ besteht für Elektronen jedoch eine hohe Wahrscheinlichkeit, den zuerst getroffenen Detektor zu durchdringen und in Folge dessen in beiden Detektoren registriert zu werden. Durch eine Antikoinzidenzforderung werden diese Messungen, bei denen Teilchen in beiden Detektoren ein Signal erzeugen, verworfen.

Ionen mit Energien oberhalb von $\sim 400\text{ keV/nuc}$ sind ihrerseits in der Lage die Folie zu durchdringen und können den dahinter liegenden Elektronendetektor kontaminieren. Die meisten Ionen werden bis zu einer Energie von mehreren MeV/nuc im zuerst getroffenen Detektor stecken bleiben. Solche Ionen können demnach nicht über die Antikoinzidenzforderung aussortiert werden. Eine Abschätzung der Kontamination kann mithilfe der Ionenmessungen des benachbarten Teleskops vorgenommen und korrigiert werden.

Hochenergetische Teilchen, die in der Lage sind das Detektorgehäuse zu durchdringen, können sowohl den Ionen- als auch den Elektronendetektor kontaminieren. Um den Einfluss von hochenergetischen, seitlich eindringenden Teilchen zu minimieren, sind die Halbleiterdetektoren wie in Abbildung 3.2 dargestellt segmentiert. Jeder Detektor besitzt zwei aktive Segmente, ein Center-Segment und einen Guard-Ring sowie ein inaktives Segment, den Crosstalk-Ring. Der Crosstalk-Ring soll ein mögliches Übersprechen zwischen den beiden aktiven Segmenten verhindern. Der Guard-Ring erlaubt eine weitere Antikoinzidenzforderung: Jedes Center-Segment misst in Antikoinzidenz mit den drei anderen aktiven Segmenten – eine Messung gilt nur dann als valide, wenn ausschließlich in einem Center-Segment ein Signal oberhalb einer Triggerschwelle von etwa 50 keV gemessen wird. Trotz dieser Antikoinzidenz können hochenergetische Teilchen unter Umständen die Messungen kontaminieren. Wraase et al. [42] haben gezeigt, dass Teilchen, die durch die Lücke zwischen den beiden Detektoren oder durch das nicht-sensitive Guard-Ring-Segment kommen, sowohl den Elektronen- als auch den Ionendetektor kontaminieren können.

Der folgende Abschnitt beschäftigt sich mit der exakten Beschreibung der Kontamination des Elektronendetektors, da die Behandlung dieser Effekte das Kernthema dieser Arbeit ist. Viele weitere Kenngrößen des SEPT finden sich in [27].

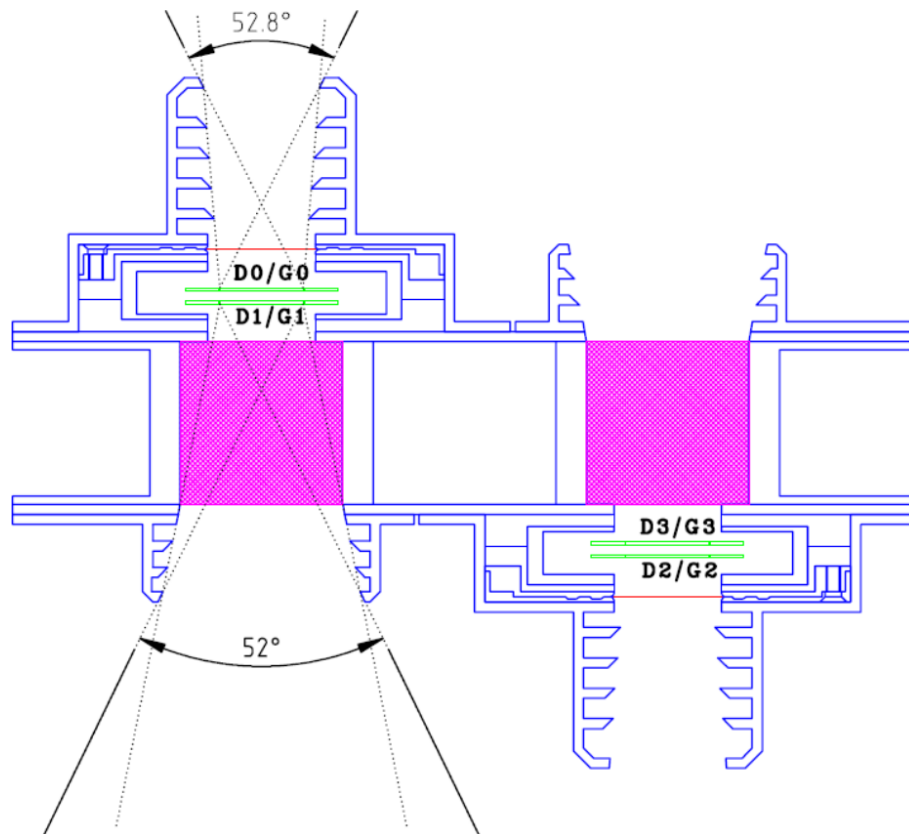


ABBILDUNG 3.1: Schematische Zeichnung einer Einheit des *Solar Electron and Proton Telescopes*. Das Gehäuse der zwei anti-parallel angeordneten Teleskope ist blau dargestellt. Die einzelnen Teleskope beinhalten je zwei Halbleiterdetektoren (grün dargestellt). Der Ionendetektor befindet sich hinter einer Parylen-Folie (rot), der Elektronendetektor hinter einem induzierten Magnetfeld (magenta). Abbildung adaptiert von [27]

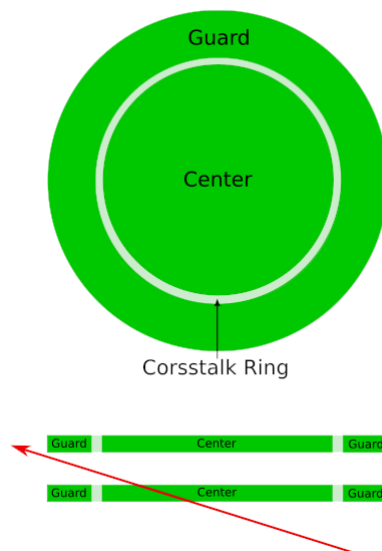


ABBILDUNG 3.2: Schematische Darstellung der Segmentierung der Halbleiterdetektoren des SEPT. Jedes Center-Segment misst in Antikoinzidenz mit den anderen drei Segmenten. Im Bild oben als Draufsicht, im Bild unten als Querschnitt. Der rote Pfeil illustriert eine mögliche Trajektorie durch die Lücke zwischen beiden Detektoren.

3.2 Kontamination des Elektronendetektors

Die Elektronenmessungen des SEPT können vorrangig durch die folgenden Kontaminationsprozesse beeinflusst werden:

1. Die Kontamination durch hochenergetische Teilchen, die das Detektorgehäuse durchdringen.
2. Die Kontamination durch Ionen, welche die Folie durchdringen.
3. Messungen von Elektronen, die nicht ihre vollständige Energie im Detektor deponieren.

Wie stark die einzelnen Prozesse die Elektronenmessungen kontaminieren, hängt maßgeblich von zwei Faktoren ab: Dem Ansprechvermögen des Elektronendetektors und den Eigenschaften der kontaminierenden Strahlung. Sind die genauen Eigenschaften der kontaminierenden Strahlung bekannt, und damit sei insbesondere die Komposition, Energie und direktionale Intensität gemeint, kann über das Ansprechvermögen des Detektors die Höhe der Kontamination bestimmt werden.

Um das Ansprechvermögen eines Detektors zu bestimmen, werden üblicherweise Messungen an Teilchenbeschleunigern und Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt. Das Ansprechvermögen des SEPT wurde sowohl an Teilchenbeschleunigern vermessen als auch umfangreich mithilfe von Monte-Carlo-Simulationen untersucht (Details hierzu finden sich in [27] und [42]).

Die Abbildungen 3.3, 3.4 und 3.5 zeigen die Ergebnisse von Monte-Carlo-Simulationen, in denen das Ansprechvermögen des SEPT gegenüber isotropen Teilchenflüssen simuliert wurde. Die dargestellten Responsematrizen des Protonen- und Elektronendetektors wurden nach Gleichung 2.24 berechnet und sind jeweils für Simulationen mit Protonen, Elektronen und Heliumkerne angegeben. Die x-Achse zeigt jeweils die simulierte Energie der Teilchen, aufgelöst in 20 Bins pro Dekade. Die y-Achse zeigt die detektierte Energie des jeweiligen Detektors, aufgeteilt entsprechend der SEPT-Energiekanäle. Das Ansprechvermögen der einzelnen Kanäle ist farblich kodiert.

In Hinblick auf die Kontamination lässt sich das Ansprechvermögens des Elektronendetektors wie folgt beschreiben:

- Alle Elektronenkanäle zeigen ein deutliches Ansprechen gegenüber Protonen mit $E > 20 \text{ MeV}$, Helium mit $E > 150 \text{ MeV}$ und Elektronen mit $E > 1 \text{ MeV}$. Das Ansprechen gegenüber diesen hochenergetischen Teilchen, deren Energien weit außerhalb des normierten Messbereichs des SEPT liegen, lässt sich vorwiegend auf Teilchen zurückführen, die das Gehäuse des SEPT durchdringen. Solche hochenergetischen Teilchen, die das Gehäuse oder sogar die gesamte Raumsonde durchdringen, können bereits so viel Energie verloren haben, dass sie im Elektronendetektor stecken bleiben. Zudem ist es entlang spezieller Trajektorien möglich, dass hochenergetische Teilchen den Elektronendetektor vollständig durchdringen, ohne dabei die Antikoinzidenz zu triggern.

- In einem Energiebereich von ~ 350 keV bis 750 keV für Protonen und ~ 1400 keV bis 2000 keV für Helium zeigt der Elektronendetektor ein klares Ansprechen gegenüber Ionen. In diesem Energiebereich (ab etwa 350 keV/nuc) können Ionen die Parylene N Folie durchdringen und im Elektronendetektor stecken bleiben. Ionen mit höherer Energie, die durch die norminale Öffnung kommen, haben eine hohe Wahrscheinlichkeit die Antikoinzidenz zu triggern.
- Alle Elektronenkanäle zeigen ein Ansprechen gegenüber Elektronen mit Energien oberhalb der eigentlichen Energiegrenze. Das Ansprechvermögen gegenüber höher energetischen Elektronen lässt sich durch die stärkere Streuung der Elektronen erklären. Es möglich, dass Elektronen den Detektor treffen, einen Teil ihrer Energie deponieren und anschließend aus dem Detektor heraus gestreut werden. Auch können Elektronen am Gehäuse des SEPT gestreut werden, dabei einen Teil ihrer Energie verlieren und anschließend den Detektor treffen.

Protonen Responsematrix - SEPT-E Teleskop 1 STEREO-A

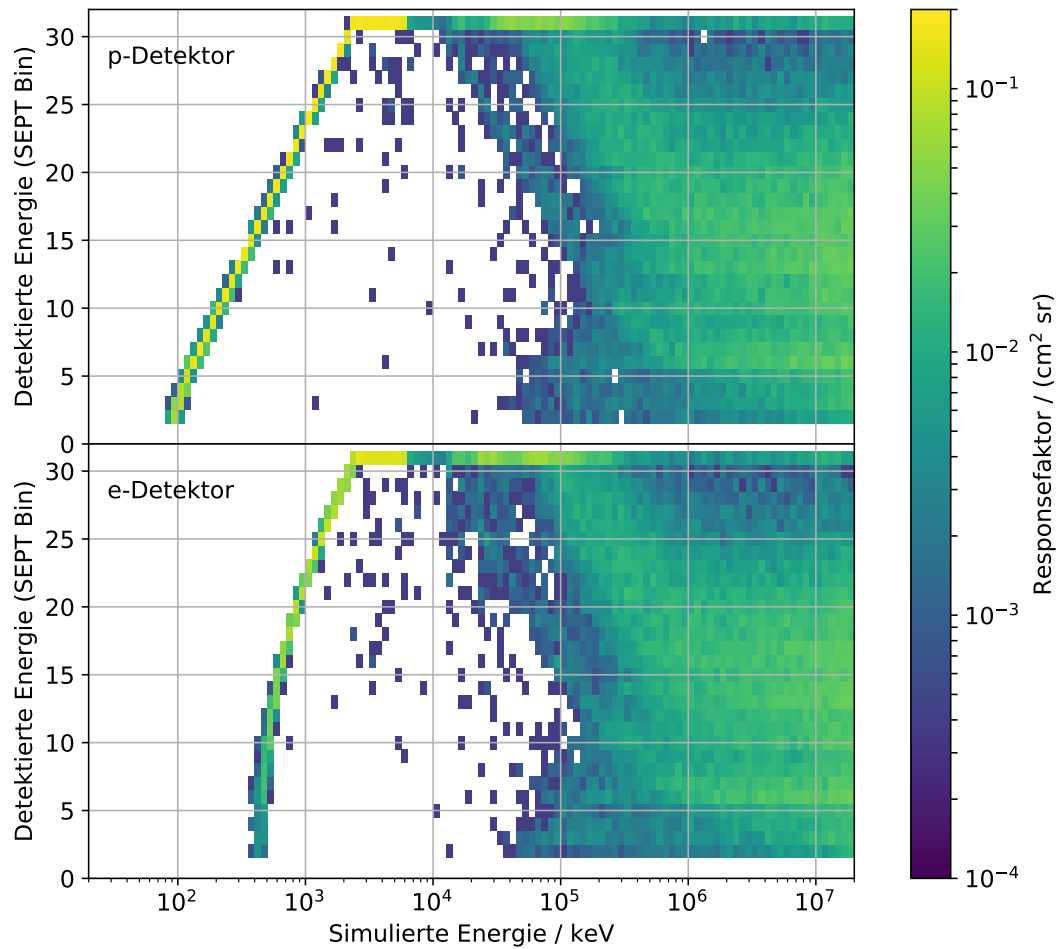


ABBILDUNG 3.3: Responsematrizen des Protonendetektors (oben) und des Elektronendetektors (unten) für isotrop simulierte Protonen. Protonen mit $350 \text{ keV} < E < 750 \text{ keV}$ können die Folie durchdringen und den Elektronendetektor kontaminieren. Ab $E > 20 \text{ MeV}$ können Protonen das Gehäuse durchdringen und den Elektronendetektor kontaminieren.

Helium Responsematrix - SEPT-E Teleskop 1 STEREO-A

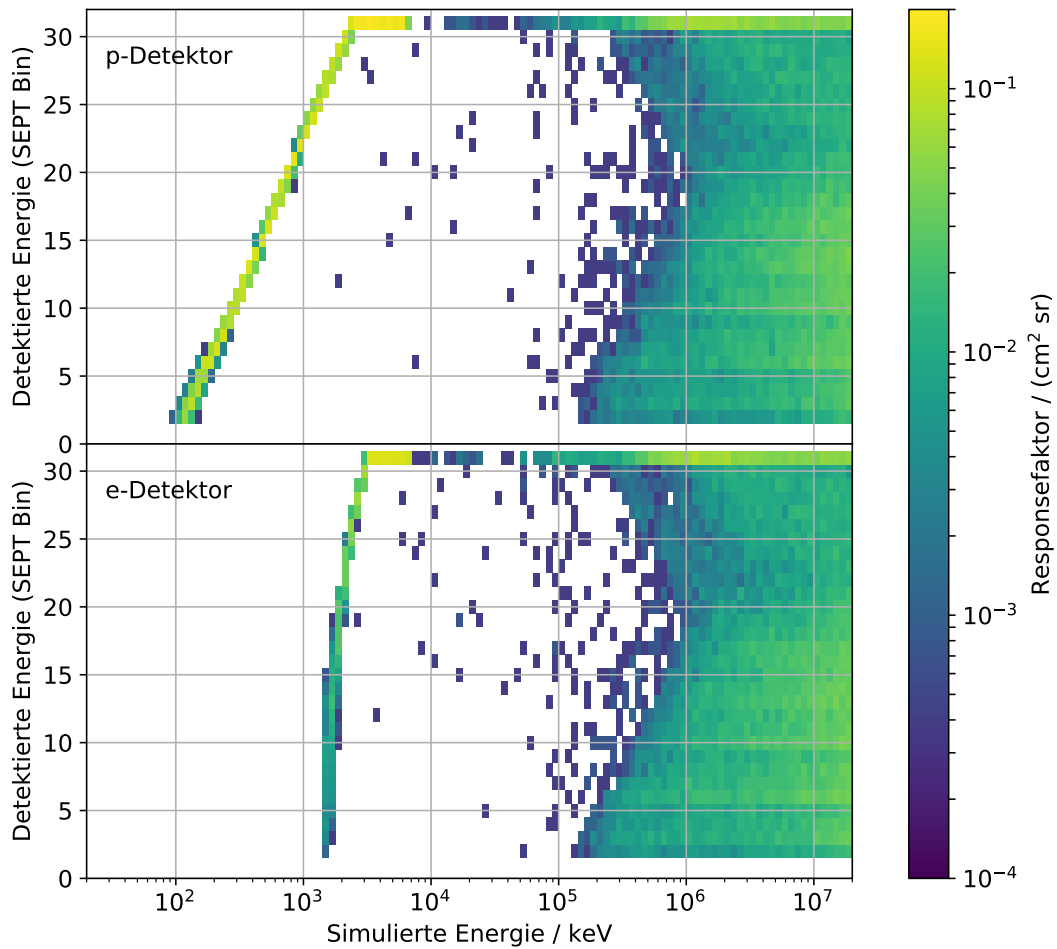


ABBILDUNG 3.4: Responsematrizen des Protonendetektors (oben) und des Elektronendetektors (unten) für isotrop simulierte Helium-Ionen. Helium mit $1400 \text{ keV} < E < 2000 \text{ keV}$ kann die Folie durchdringen und den Elektronendetektor kontaminieren. Ab $E > 1 \text{ GeV}$ kann Helium das Gehäuse durchdringen und den Elektronendetektor kontaminieren.

Elektronen Responsematrix - SEPT-E Teleskop 1 STEREO-A

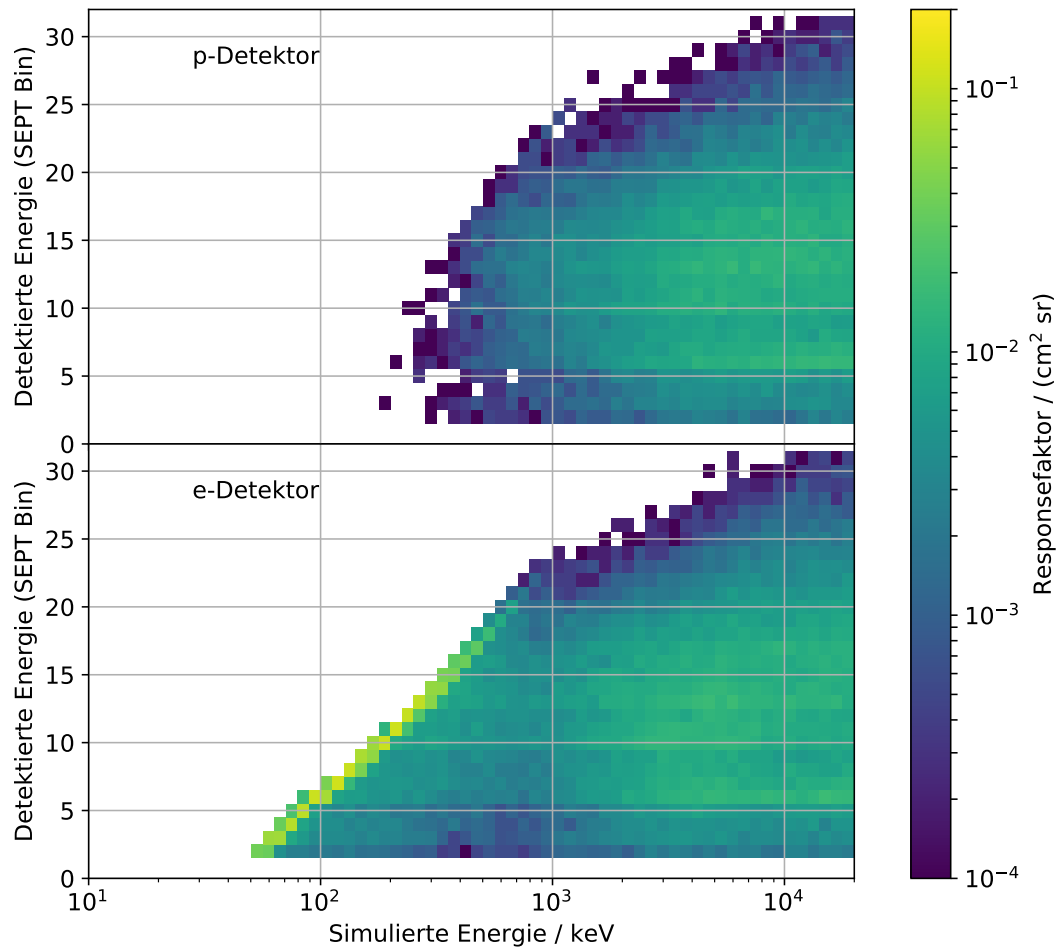


ABBILDUNG 3.5: Responsematrizen des Protonendetektors (oben) und des Elektronendetektors (unten) für isotrop simulierte Elektronen. Elektronen können Energiekanäle unterhalb der Elektronenenergie kontaminieren. Ab einer Energie von etwa 1 MeV können Elektronen das Detektorgehäuse durchdringen und in folge dessen alle Elektronenkanäle kontaminieren.

Kapitel 4

Korrektur der SEPT-Elektronenkanäle

Für eine vollständige Korrektur der SEPT-Elektronenkanäle müssen in einem allgemeinen Fall alle in Kapitel 2 beschriebenen kontaminierenden Effekte berücksichtigt werden. Die Durchführung solch einer vollständigen Korrektur der Messungen ist jedoch wenig aussichtsreich. Auch mit exakter Kenntnis über das Ansprechverhalten des Detektors fehlen zumeist entscheidende Informationen über die kontaminierende Strahlung.

Es ist beispielsweise bekannt, dass das SEPT für hochenergetische Teilchen, die seitlich durch das Gehäuse auf den Detektor treffen, ein stark richtungsabhängiges Ansprechvermögen hat [41]. Um den Einfluss der hochenergetischen Teilchen zu bestimmen, wird demnach die directionale Intensität der Teilchen benötigt – eine Größe, die nicht ausreichend genau bestimmt ist. Auch im Fall von Ionen, die ab Energien von etwa 350 keV/nuc die Folie durchdringen, fehlen entscheidende Informationen, um ihre Kontamination exakt zu berechnen. Eine dieser fehlenden Informationen ist die exakte Komposition der Ionenstrahlung bei etwa 350 keV/nuc.

Nur im Spezialfall von reinen Elektronenmessungen ist eine Korrektur ohne Zuhilfenahme weiterer Informationen aussichtsreich. In diesem Spezialfall kann die Kontamination durch Ionen vernachlässigt werden und nur der Einfluss von höherenergetischen Elektronen auf niederenergetische Elektronenkanäle ist zu korrigieren. Eine Korrektur dieser Kontamination kann mit einigen Einschränkungen und unter Verwendung der Elektronenresponsematrix erfolgen. Abschnitt 4.1 dokumentiert die Bestimmung neuer Responsematrizen. In Abschnitt 4.2 wird ein iteratives Korrekturverfahren zur Korrektur der Elektronenkanäle vorgestellt.

4.1 Geant4-Simulation von Elektronenevents

Um den Einfluss von hochenergetischen Elektronen auf niederenergetische Elektronenkanäle zu quantifizieren und zu korrigieren, muss das Ansprechverhalten des Detektors möglichst exakt bestimmt werden. Obwohl für das SEPT bereits Messungen an Teilchenbeschleunigern sowie Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt wurden [27], [41], ist das Ansprechvermögen gegenüber Elektronen nicht ausreichend genau bestimmt, um eine Korrektur durchzuführen. Dies liegt zum einen daran, dass frühere Simulationen eine zu

geringe Statistik aufweisen. Zum anderen wurde die Abhängigkeit des Ansprechvermögens gegenüber direktionalen Flüssen nicht umfangreich genug untersucht.

Im folgenden Abschnitt wird die Durchführung neuer Monte-Carlo-Simulationen dokumentiert und das Ansprechvermögen des Elektronendetektors gegenüber isotropen und direktionalen Elektronenflüssen bestimmt. Für alle Simulationen wird die in der Arbeitsgruppe Extraterrestrische Physik der Universität Kiel entwickelte Simulationsanwendung G4ET verwendet. G4ET basiert auf der objektorientierten GEANT4-Bibliothek [1] und ist eine lauffähige Simulationsanwendung. Für die Durchführung von Simulationen müssen innerhalb von G4ET folgende Größen definiert werden:

- **Detektorgeometrie**, bestehend aus genauen Angaben über den Detektoraufbau und die verbauten Materialien
- **Teilchenquelle**, mit Angaben über die zu simulierenden Teilchenarten, deren Energien und Verteilungen
- **Physics-List**, eine Liste aller in der Simulation berücksichtigten physikalischen Wechselwirkungsprozesse

Als Ergebnis einer G4ET-Simulation können die Trajektorien und die durchlaufenen Wechselwirkungsprozesse einzelner Teilchen ausgegeben werden. Um das Ansprechvermögen eines Detektors zu simulieren genügt es jedoch, den Energieverlust innerhalb des sensitiven Halbleitermaterials zu betrachten. Bei der Durchführung der Simulationen werden daher unterschiedliche Wechselwirkungsprozesse zusammengefasst und es wird nur der resultierende Gesamtenergieverlust innerhalb des sensitiven Volumens ausgegeben.

Die in dieser Arbeit verwendete Detektorgeometrie wurde 2017 von Wraase [41] innerhalb einer Masterarbeit erstellt und liegt in einem GDML-Format (Geometry Description Markup Language) vor. Die Simulation der Teilchenquelle erfolgt über die GEANT4-Klasse *G4GeneralParticleSource*, welche es dem Anwender durch Angabe einer Energie-, Orts- und Richtungsverteilung erlaubt, einen klar definierten Teilchenfluss zu simulieren. Die jeweiligen Parameter sind in den folgenden Abschnitten für jede Simulation angegeben. Als Physics-List werden das *Livermore Model* und die GEANT4-Referenzliste *QGSP-BERT* verwendet. Eine detaillierte Beschreibung der berücksichtigten physikalischen Prozesse und ihrer Implementierung kann dem *Physics Reference Manual* [30] entnommen werden.

4.1.1 Simulation mit isotropem Elektronenfluss

Um das Ansprechvermögen des Elektronendetektors gegenüber isotropen Elektronenflüssen zu simulieren, wird die SEPT-Detektorgeometrie innerhalb der Simulation von einer kugelförmigen Teilchenquelle umschlossen. Von der Oberfläche der Kugel werden Elektronen in das Innere eingeschossen. Die Startpunkte auf der Quelle zufällig gewählt und die Richtung der eingeschossenen Teilchen mit einer Kosinus-Verteilung zur Flächennormalen der Quelle gewichtet.

Um eine hohe Statistik zu erzielen und gleichzeitig die Stabilität der Simulation zu gewährleisten, werden insgesamt 22 Simulationen in unterschiedlichen Energiebereichen

TABELLE 4.1: Parameter der 22 Simulationen mit isotropem Fluss. Der simulierte Energiebereich wurde anhand der SEPT-Bin-Tabelle (Anhang A.1) festgelegt.

Teilchenart	Anzahl	Quelle	Energiebereich	Spektrum	Verteilung
e ⁻	$1 \cdot 10^9$	Kugel, R=7.5cm	Bin# i - Bin# (i+1)	const. · E ⁻¹	isotrop

durchgeführt. Der insgesamt simulierte Energiebereich beträgt 55 – 1115 keV, wobei die Energiebereiche der einzelnen Simulationen anhand der SEPT Bin-Tabelle (Anhang A) gewählt wurden. Das Spektrum der simulierten Elektronen entspricht einem Potenzgesetz der Form

$$N(E) = \text{const.} \cdot E^{-1}. \quad (4.1)$$

Eine Auflistung der wichtigsten Simulationsparameter ist in Tabelle 4.1 gegeben.

Aus den Simulationsergebnissen wird das energieabhängige Ansprechvermögen des Elektronendetektors bestimmt. Hierfür wird nach Gleichung 2.24 das Verhältnis aus detektierten zu simulierten Elektronen innerhalb eines kleinen Energieintervalls bestimmt. Der zur Normalisierung nötige Geometriefaktor der verwendeten Teilchenquellen errechnet sich nach Gleichung 2.15 zu

$$G_Q = \pi \cdot 4\pi \cdot (7.5 \text{ cm})^2 = 2220.66 \text{ cm}^2 \text{ sr}. \quad (4.2)$$

Abbildung 4.1 zeigt das berechnete energieabhängige Ansprechvermögen des Elektronendetektors für den gesamten Detektor und für jeden Energiekanal des Elektronendetektors. Die angegebenen Fehler der Responsefaktoren r wurden entsprechend der Standardabweichung einer Poisson-Verteilung mit

$$\sigma_r = \frac{\sqrt{N_{det}}}{N_{sim}} \cdot G_Q \quad (4.3)$$

bestimmt, wobei N_{det} und N_{sim} die Anzahl der detektierten und simulierten Elektronen in einem festen Energieintervall sind.

Die Ergebnisse der Simulationen lassen sich wie folgt beschreiben: Das Ansprechen der Elektronenkanäle ist am höchsten gegenüber Elektronen mit Energien im nominellen Energiebereich des jeweiligen Kanals. Für Elektronen mit Energien oberhalb der Energiegrenze nimmt das Ansprechen stark ab, wird jedoch nicht null. Das aufsummierte Ansprechen aller Elektronenkanäle (in Abbildung 4.1 schwarz dargestellt) steigt bis etwa 300 keV. Zwischen 300 keV und 800 keV nimmt das Ansprechvermögen ab, da Elektronen in diesem Energiebereich mit zunehmender Wahrscheinlichkeit den Elektronendetektor durchdringen und die Antikoinzidenz triggern. Oberhalb von 800 keV können Elektronen das Gehäuse des SEPT durchdringen und anschließend einen kleinen Teil ihrer ursprünglichen Energie im Detektor deponieren – entsprechend nimmt das Gesamtansprechvermögen hier wieder zu.

Abbildung 4.2 zeigt die nach Gleichung 2.24 berechnete Responsematrix des Elektronen-

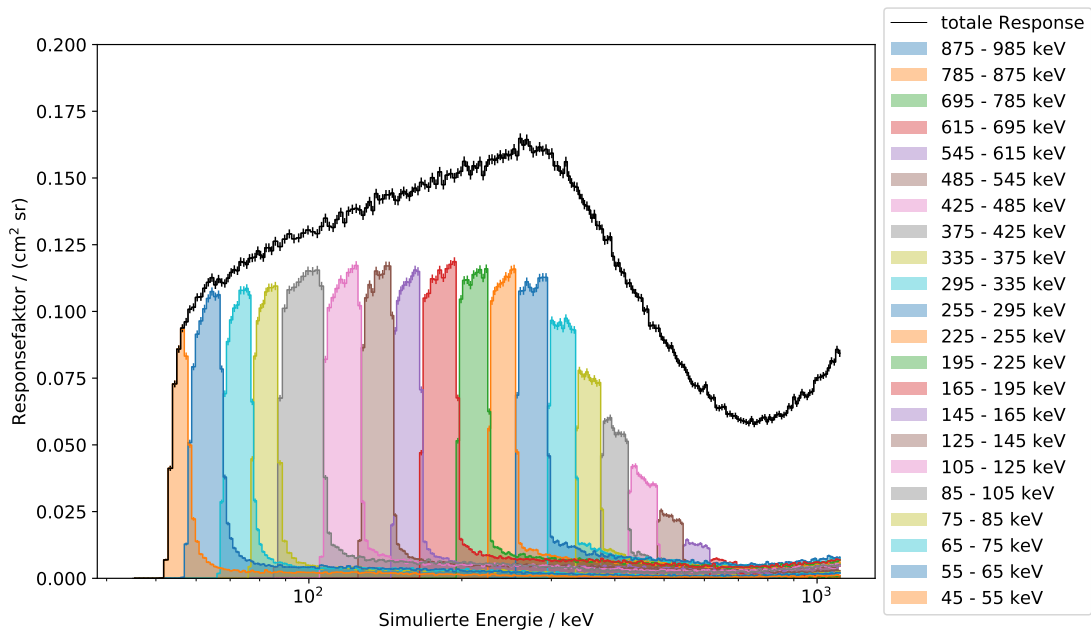


ABBILDUNG 4.1: Energieabhängiges Ansprechvermögen der SEPT-Elektronenkanäle sowie das totale Ansprechvermögen des Elektronendetektors – aufgetragen über die Startenergie der simulierten Elektronen. Das größte Ansprechvermögen der SEPT-Elektronenkanäle liegt innerhalb des jeweiligen nominellen Energiebereiches. Alle Elektronenkanäle zeigen jedoch zusätzlich auch ein Ansprechvermögen gegenüber Elektronen mit höheren Energien.

detektors gegenüber isotropen Elektronen. Sowohl simulierte als auch detektierte Energie sind entsprechend der SEPT-Energiekanäle gebinnt. Durch die höhere Statistik konnte gegenüber früheren Simulationen [41] insbesondere die Genauigkeit der Responsefaktoren abseits der Hauptdiagonalen verbessert werden. Die gezeigte Responsematrix beschreibt das Ansprechvermögen des Detektors nur im Fall von isotropen Elektronenflüssen treffend. Für anisotrope oder directionale Elektronenflüsse hängt das Ansprechvermögen des Detektors zusätzlich von der Einfallsrichtung der Teilchen ab. Um die Richtungsabhängigkeit des Ansprechvermögens des Elektronendetektors zu untersuchen, wird nun zusätzlich zur deponierten Energie die Einfallsrichtung der detektierten Teilchen untersucht. Abbildung 4.3 zeigt für drei unterschiedliche Energiebereichen das Verhältnis aus detektierten zu simulierten Elektronen in Abhängigkeit der Richtungswinkel Φ und Θ . Die dargestellten Winkel Φ - und Θ geben die Einfallsrichtung der Elektronen an. Grafik 4.4 skizziert das verwendete Koordinatensystem. Das Verhältnis aus simulierten zu detektierten Elektronen ist sowohl für 1° -breiten Φ -Richtungsintervallen und alle Θ -Winkel dargestellt als auch für 1° -breiten Θ -Richtungsintervallen und alle Φ Winkel.

Betrachtet man das Ansprechverhalten in Abhängigkeit des Winkels Θ , so ist zu erkennen, dass das Ansprechvermögen des Detektors für kleiner werdende Θ -Winkel stark abnimmt. Dieser Effekt ist zu erwarten, da die von den einfallenden Teilchen effektiv

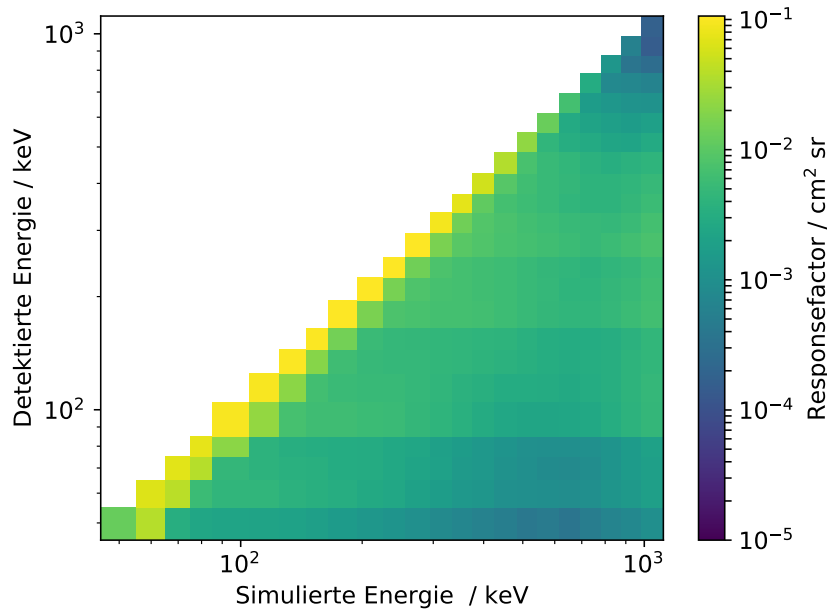


ABBILDUNG 4.2: Responsematrix des SEPT-Elektronendetektors gegenüber Elektronen. Die dargestellten Responsefaktoren wurden innerhalb von Energie-Bins entsprechend der SEPT-Bin-Tabelle (Anhang A.1) berechnet.

gesehene Detektorfläche kleiner wird. Für einen idealen zylindrischen Detektor kann die effektiv sichtbare Detektorfläche für Teilchen unter einem festen Einfallswinkel mithilfe der sogenannten *Shadow Method* nach Sanderson und Page [33] bestimmt werden. In Anhang C.1 ist das Ansprechvermögen eines idealen zylindrischen Detektors in Abhängigkeit des Einfallswinkels Θ dargestellt. Für Elektronen mit Energien unter 800 keV entspricht der qualitative Verlauf des in Abbildung 4.3 gezeigten Ansprechvermögens des SEPT-Elektronendetektors dem eines idealen zylindrischen Detektors. Für Elektronen mit höheren Energien, die das Gehäuse durchdringen können, ist dies nicht der Fall. Elektronen über 800 keV können selbst bei einem Einfallswinkel von $\Theta = 90^\circ$ detektiert werden.

Neben der Θ -Abhängigkeit zeigt das Ansprechvermögen des Elektronendetektors auch eine geringe Abhängigkeit von Φ . Aufgrund der zylindrischen Form des Detektors ist nicht zu erwarten, dass ein geometrischer Effekt für diese Abhängigkeit verantwortlich ist. Zudem wird die Φ -Abhängigkeit mit steigender Energie der Elektronen kleiner. Die Φ -Abhängigkeit des Ansprechvermögens ist durch das Magnetfeld des verbauten Permagneten zu erklären. Ein schwaches Restmagnetfeld vor dem Elektronendetektor sorgt dafür, dass Elektronen mit einem kleinen Θ -Winkel – streifender Einfall – und einem Φ -Winkel um 0° ausreichend stark abgelenkt werden um das Center-Segment des Elektronendetektors zu verfehlen. Verglichen mit der Θ -Winkelabhängigkeit ist die Φ -Abhängigkeit jedoch vernachlässigbar klein. Für das Ansprechvermögen der einzelnen Energiekanäle ist neben der absoluten Wahrscheinlichkeit ein Teilchen zu detektieren insbesondere die detektierte Energie der Teilchen entscheidend. Aus dem Verhältnis der

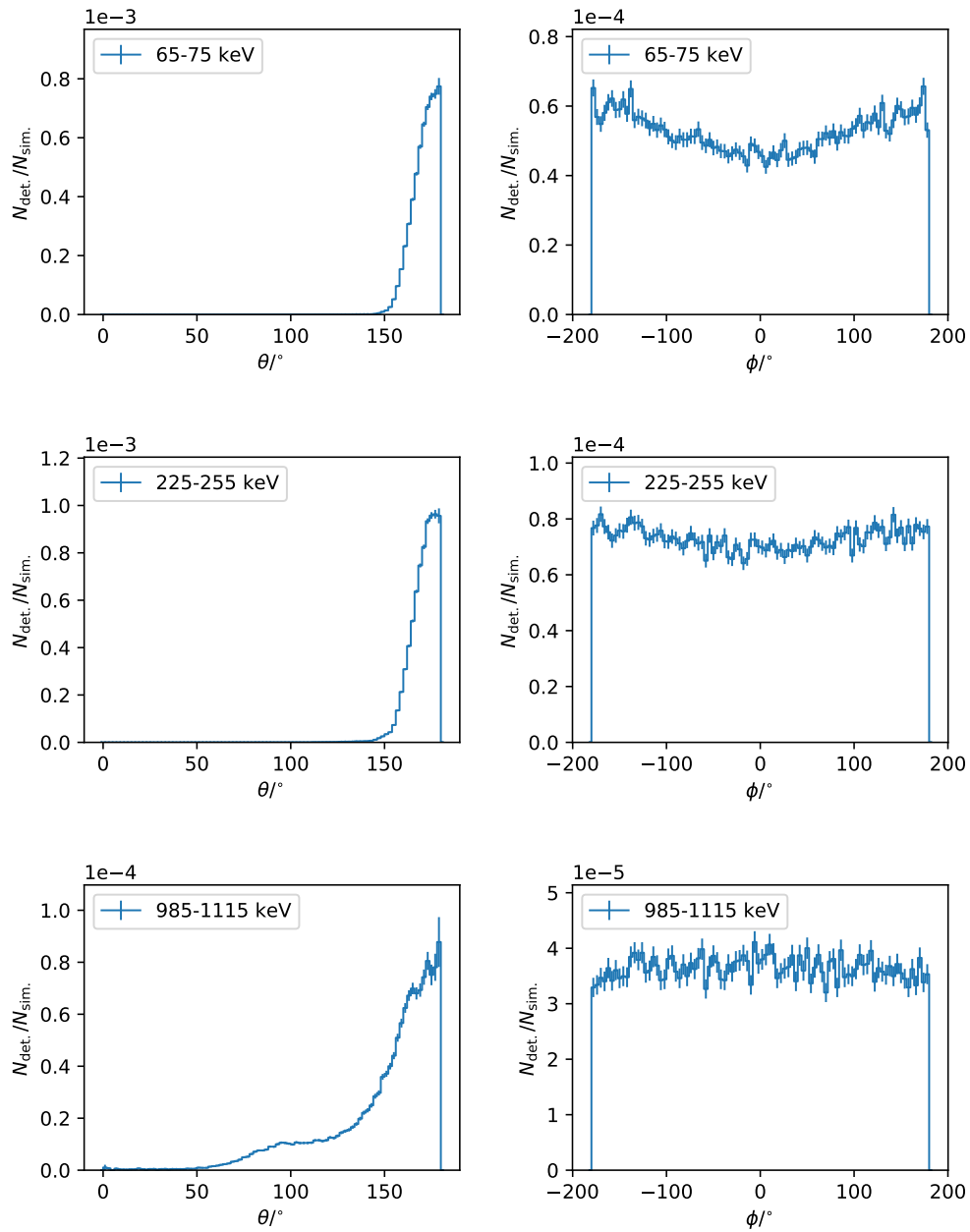


ABBILDUNG 4.3: Verhältnisse der detektierten zu simulierten Elektronen in Abhängigkeit der Richtungswinkel des Einfalls Θ (links) und Φ (rechts) für die drei Energiebereiche 65 – 75 keV, 225 – 255 keV und 985 – 1115 keV.

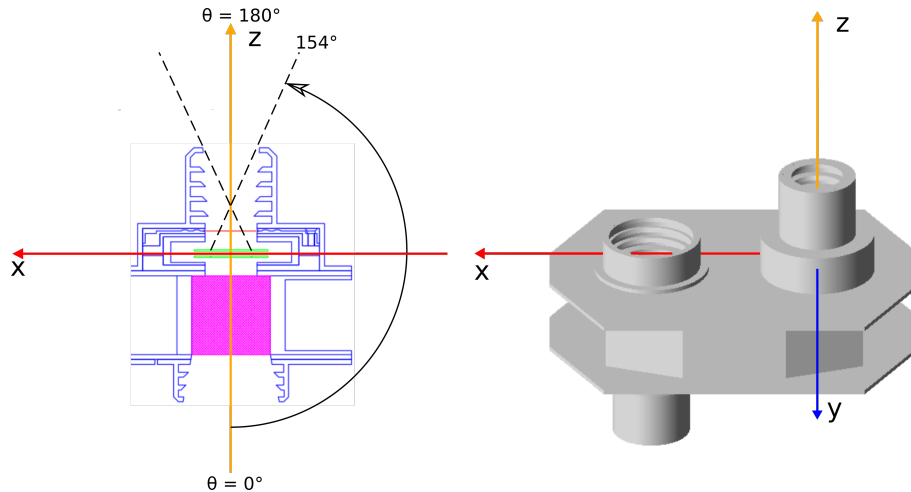


ABBILDUNG 4.4: Darstellung des verwendeten Koordinatensystems. Im Bild links ist ein Ausschnitt der XZ-Ebene dargestellt, rechts eine dreidimensionale Darstellung des SEPT. Der Θ -Winkel wird von der negativen Z-Achse aus gemessen. Der Φ -Winkel wird von der positiven X-Achse aus gemessen und liegt in der XY-Ebene (90° für +Y-Achse).

Anzahl der detektierten Teilchen $N_{\text{det},i}$ in einem kleinen Energieintervall ΔE_i zur Anzahl aller detektierten Teilchen $N_{\text{det},\text{total}}$ kann eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der detektierten Energie nach

$$W_i = \frac{N_{\text{det},i}}{N_{\text{det},\text{total}} \cdot \Delta E_i} \quad (4.4)$$

bestimmt werden.

Abbildung 4.5 zeigt die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für die simulierten 75 – 85 keV-Elektronen (E^{-1} Verteilung) für vier unterschiedliche Θ -Winkelintervalle. Elektronen unter einem streifenden Einfall $150^\circ < \Theta < 160^\circ$ haben verglichen mit nahezu senkrecht einfallenden Elektronen $170^\circ < \Theta < 180^\circ$ eine sichtbar höhere Wahrscheinlichkeit, weniger als 75 keV im Detektor zu deponieren. Hieraus ist abzuleiten, dass 75 – 85 keV-Elektronen bei einem streifenden Einfall eine höhere Wahrscheinlichkeit haben, Energiekanäle unterhalb von 75 keV zu kontaminieren. Abbildung 4.6 zeigt abhängig vom Einfallswinkel der Elektronen die Wahrscheinlichkeit dafür, dass simulierte 75 – 85 keV-Elektronen bei einer Messung weniger als 75 keV im Detektor deponieren. Mit kleiner werdendem Θ -Winkel steigt die Wahrscheinlichkeit eines 75 – 85 keV-Elektrons zunehmend, weniger als 75 keV im Detektor zu deponieren.

4.1.2 Simulation mit direktonalem Elektronenfluss

Anhand der Simulationsergebnisse mit isotropen Elektronenflüssen aus dem vorherigen Abschnitt konnte gezeigt werden, dass das Ansprechvermögen des SEPT-Elektronendetektors gegenüber Elektronen richtungsabhängig ist. Demnach beschreibt die in Abbildung 4.2 gezeigte Responsematrix das Ansprechen des Elektronendetektors gegenüber anisotropen, direktonalen Flüssen unzutreffend. Um das Ansprechvermögen des Elektronendetektors in jedem Fall ideal zu beschreiben, müsste eine richtungsabhängige Responsematrix

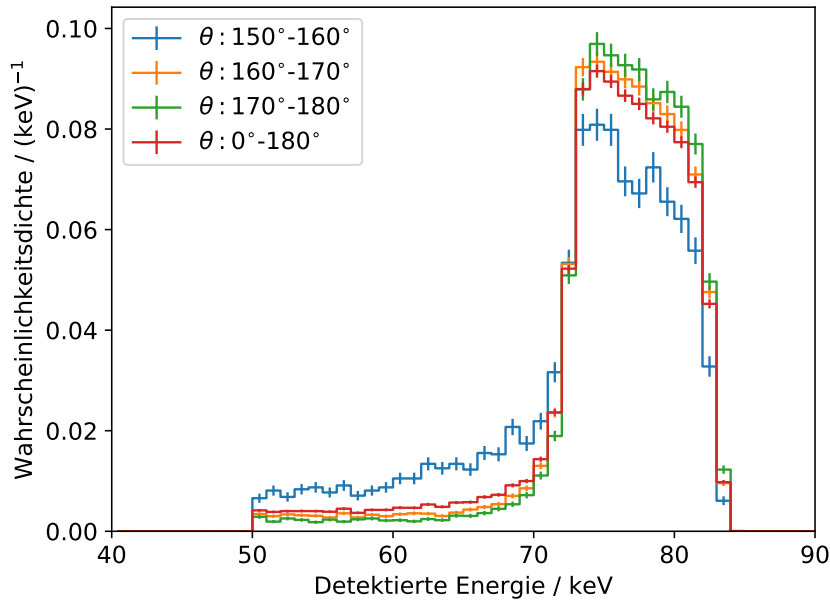


ABBILDUNG 4.5: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der deponierten Energie ($N(E)_{\text{det}} / (N_{\text{total}} \cdot \Delta E)$) für simulierte Elektronen mit einer Energie zwischen 75 – 85 keV. Dargestellt sind die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für einen Elektronenfluss aus drei jeweils 10° -breiten Θ -Winkelintervallen und für einen isotropen Elektronenfluss (Θ -Winkelintervall von 180°).

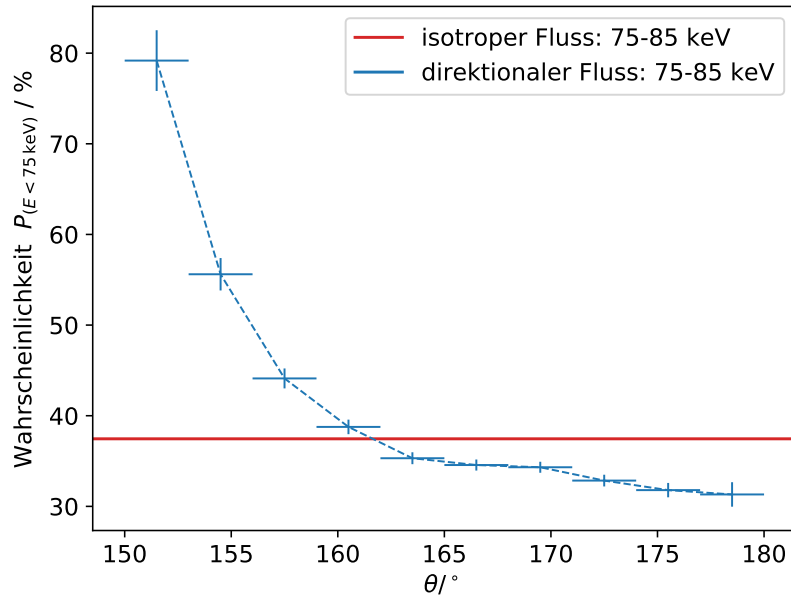


ABBILDUNG 4.6: Wahrscheinlichkeit eines simuliertes 75 – 85 keV Elektrons, bei einer Messung weniger als 75 keV im Detektor zu deponieren, dargestellt für zehn jeweils 3° -breite Θ -Winkelintervalle. Zum Vergleich ist die mittlere Wahrscheinlichkeit im isotropen Fall (Θ -Winkelintervall von 180°) rot eingezeichnet.

TABELLE 4.2: Parameter der zwei Simulationen mit direktionalen Elektronenflüssen.

Teilchenart	Anzahl	Quelle	Energiebereich	Spektrum	Verteilung
e-	$1 \cdot 10^8$	Kreisscheibe, R=5cm	50 keV - 1 MeV	$\text{const.} \cdot E^{-1}$	$\Theta = 180^\circ \Phi = 0^\circ$
e-	$1 \cdot 10^8$	Kreisscheibe, R=5cm	50 keV - 1 MeV	$\text{const.} \cdot E^{-1}$	$\Theta = 155^\circ \Phi = 0^\circ$

verwendet werden. Prinzipiell ist die Berechnung einer richtungsabhängigen Responsematrix anhand von Simulationsergebnissen möglich. Ohne weitere Information über die direktionale Verteilung des Elektronenflusses kann die zusätzliche Richtungsinformation jedoch nicht sinnvoll verwertet werden.

Ist die tatsächliche direktionale Verteilung des Elektronenflusses unbekannt, so kann die isotrope Responsematrix als erste Näherung verwendet werden. Um den möglichen Fehler dieser Näherung abzuschätzen, können Responsematrizen für stark direktionale Elektronenflüsse untersucht werden. Wie sich diese Matrizen von der isotropen Responsematrix unterscheiden, soll an dieser Stelle anhand von zwei Extremfällen simuliert werden. Hierfür wird die SEPT-Detektorgeometrie innerhalb der Simulation mit einem gerichteten Elektronenstrahl beschossen, dessen Einfall zum einen senkrecht $\Theta = 180^\circ$ und zum anderen stark streifend $\Theta = 155^\circ$ erfolgt. Grafik ... (TODO) zeigt eine Skizze der Simulationsanordnung. Weitere Simulationsparameter sind in Tabelle 4.2 gegeben. Der Geometriefaktor der Quelle berechnet sich nach Gleichung 2.15 und hat für einen gerichteten Teilchenfluss die Einheit (cm^2)

$$G_{\text{Quelle}} = \pi r^2 = \pi (5 \text{ cm})^2 = 78.54 \text{ cm}^2 \quad (4.5)$$

Die berechneten Responsematrizen beider Simulationen sind in Abbildung 4.7 dargestellt. Aufgrund des zuvor beschriebenen rein geometrischen Effekts ist das Gesamtansprechvermögen des Detektors für Elektronen mit einem streifenden Einfall wesentlich geringer. Abbildung 4.8 zeigt die gleichen Matrizen normiert auf die Summe aller Responsefaktoren. Das Verhältnis der einzelnen Responsefaktoren zueinander variiert je nach Einfallrichtung der Elektronen. Für senkrecht einfallende Elektronen sind die Responsefaktoren auf der Diagonalen relativ zu allen anderen Responsefaktoren größer als für streifenden Einfall.

Das Ansprechvermögen des Elektronendetektors gegenüber direktionalen Flüssen lässt sich wie folgt zusammenfassen: Für streifend einfallende Elektronen ist das Gesamtansprechvermögen des Detektors aufgrund eines geometrischen Effekts geringer als für senkrecht einfallende Elektronen. Die Wahrscheinlichkeit dafür, Elektronen fälschlicherweise in unteren Energiekanälen zu detektieren, ist für streifend einfallende Elektronen größer.

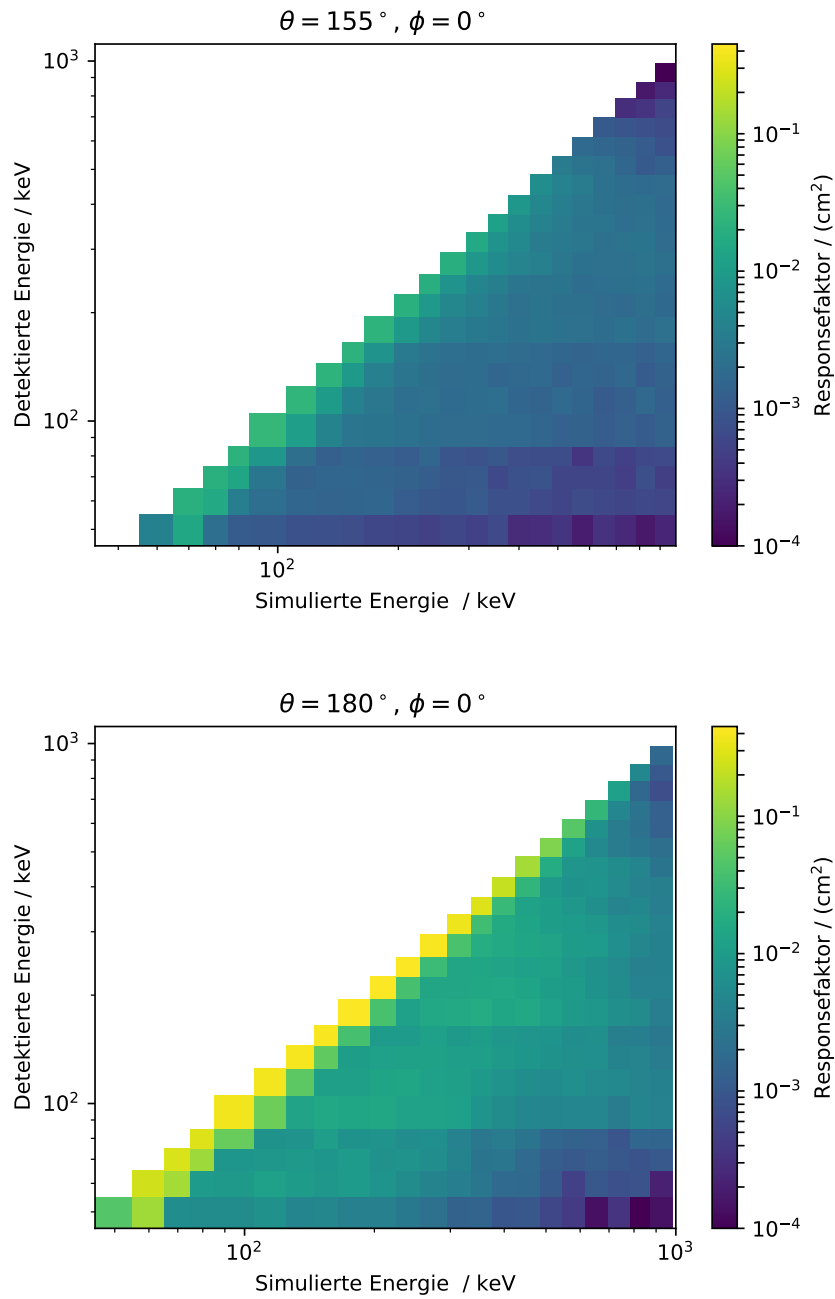


ABBILDUNG 4.7: Responsematrizen des SEPT-Elektronendetektors für directionale Elektronenflüsse. Die obere Matrix zeigt das Ansprechvermögen gegenüber streifend einfallenden Elektronen, die sich gerade noch im Bereich des nominellen Öffnungswinkels des Detektors befinden. Die untere Matrix zeigt das Ansprechvermögen gegenüber Elektronen, die senkrecht auf den Detektor einfallen.

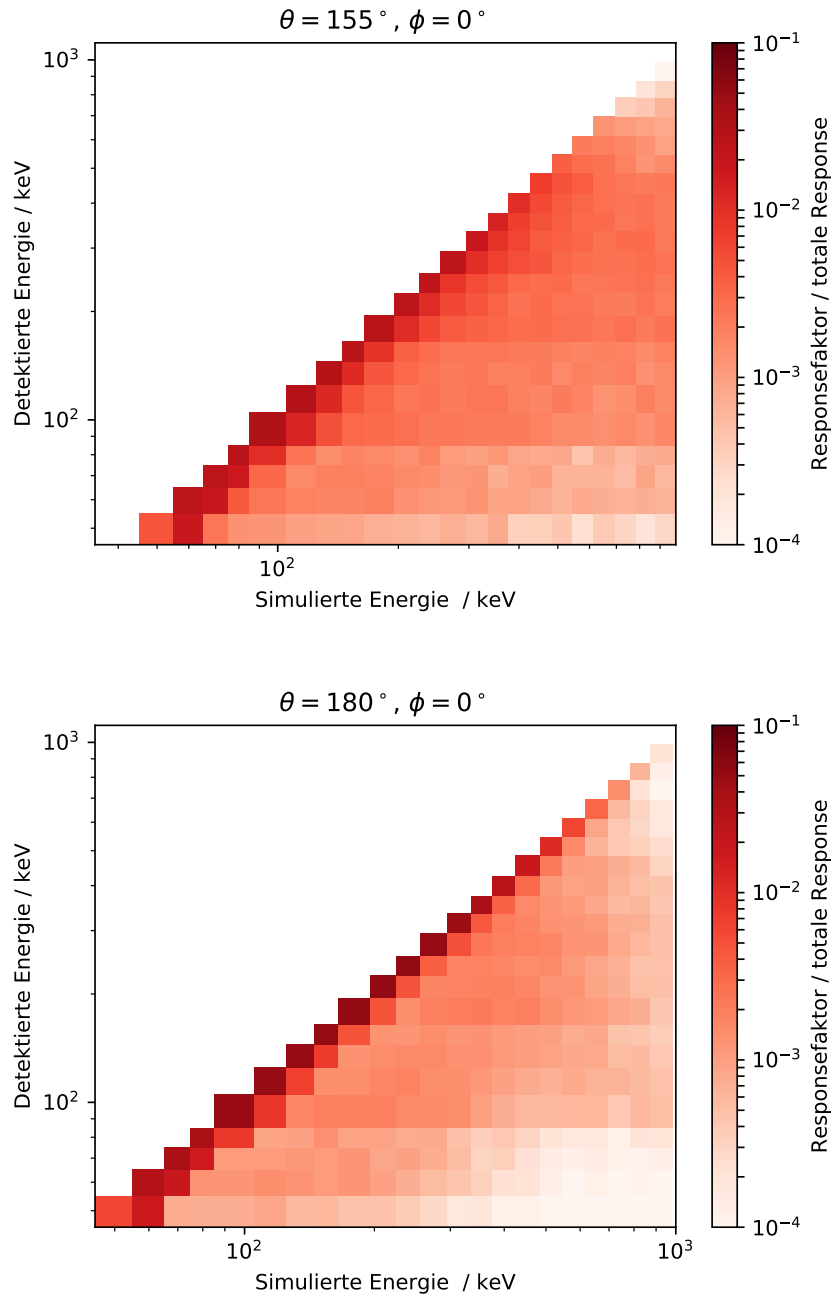


ABBILDUNG 4.8: Responsematrizen des SEPT-Elektronendetektors für direktionale Elektronenflüsse, normiert auf die jeweilige totale Detektorresponse. Vergleiche mit Abbildung 4.7.

4.2 Iterative Korrektur der SEPT-Elektronenkanäle

In den beiden vorherigen Abschnitten wurde das Ansprechvermögen des Elektronendetektors gegenüber Elektronen mithilfe von GEANT4-Simulationen bestimmt. Die resultierenden Responsematrizen sollen nun verwendet werden, um die Elektronenmessungen des SEPT zu korrigieren.

Der Ausgangspunkt für die Korrektur der Elektronenkanäle sind die SEPT-*lvl2*-Daten. Die *lvl2*-Daten umfassen Zählraten aus 15 Elektronenkanälen von 45 keV – 425 keV mit einer Zeitauflösung von 1 min. Die *lvl2*-Daten beinhalten eine Korrektur der differentiellen Nichtlinearität des SEPT-Analog-Digital-Umsetzers. Zudem ist innerhalb der *lvl2*-Daten für jeden Energiekanal ein energieabhängiger Geometriefaktor angegeben.

Gemäß dem in der Theorie eingeführten Zusammenhang $C = I \cdot R$ kann für einen idealen Detektor anhand des Geometriefaktors eine eindeutige Umrechnung zwischen Intensität und Zählrate erfolgen. Der in den *lvl2*-Daten angegebene energieabhängige Geometriefaktor ist eine erste Näherung, um das Ansprechvermögen eines realen Instruments abzubilden. Er erlaubt, wie in Gleichung 4.6 notiert, weiterhin eine direkte Umrechnung zwischen Zählrate und Intensität (A: In Gleichung 4.6 sind die entsprechenden Geometriefaktoren auf die Hauptdiagonale der Responsematrix eingetragen. Die Umrechnung zwischen Zählrate und Intensität berücksichtigt in diesem Fall die reelle Detektoreffizienz anstatt eines idealen Geometriefaktors.), berücksichtigt jedoch im Gegensatz zum idealen Geometriefaktor näherungsweise die reelle Detektoreffizienz. Alle energieabhängigen Geometriefaktoren der *lvl2*-Daten sind im Anhang in Tabelle A.1 gelistet.

$$\begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \\ \vdots \\ C_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.0089 \text{ cm}^2\text{sr} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0.0095 \text{ cm}^2\text{sr} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & 0.054 \text{ cm}^2\text{sr} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_n \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

Der entscheidende Nachteil der energieabhängigen Geometriefaktoren ist, dass das Ansprechen der Energiekanäle gegenüber höherenergetischen Elektronenintensitäten und anderen Teilchenarten nicht berücksichtigt wird. Für eine exakte Bestimmung der Elektronenintensität müsste die vollständige Matrixgleichung (ähnlich Gleichung 2.21) des Elektronendetektors bestimmt und gelöst werden. Ohne weitere Informationen ist eine Inversion dieser Gleichung jedoch nicht möglich.

Beschränkt man sich bei der Berechnung der Intensitäten auf spezielle Zeiträume, kann der Zusammenhang zwischen Zählrate und Intensität vereinfacht werden. Folgende beide Annahmen sollen gelten:

1. Der Elektronendetektor wird nicht von anderen Teilchenarten kontaminiert.
2. Der Elektronendetektor wird nicht von Elektronen mit $E > 425 \text{ keV}$ kontaminiert,

Dann vereinfacht sich die Matrixgleichung 2.21 zu

$$\begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \\ \vdots \\ C_{16} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{e1,1} & r_{e1,2} & \dots & r_{e1,16} \\ 0 & r_{e2,1} & \dots & r_{e2,16} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & r_{e16,16} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I_{e1} \\ I_{e2} \\ \vdots \\ I_{e16} \end{pmatrix}, \quad (4.7)$$

wobei C_{16} der höchste SEPT-Elektronenkanal mit einer oberen Energiegrenze von 425 keV ist. Das entstandene Gleichungssystem ist mathematisch eindeutig lösbar. Messfehler in den Zählraten sowie die Ungenauigkeit der Responsefaktoren führen jedoch dazu, dass die Lösung nicht-physikalische negative Intensitäten enthalten kann.

Eine Lösung des Gleichungssystems wird daher iterativ – ähnlich einem in [8] vorgestellten Verfahren – und unter der folgenden Bedingung

$$I_i = \begin{cases} I_i & I_i \geq 0 \\ 0 & I_i < 0 \end{cases} \quad (4.8)$$

angenähert. Beginnt man mit dem höchsten Energiekanal, der aufgrund der getroffenen Annahmen nicht kontaminiert sein kann, so gilt

$$C_{16} = J_{16} \cdot \Delta E_{16} \cdot r_{16,16} \quad (4.9)$$

$$J_{16}^{\text{corr}} = \frac{C_{16}}{\Delta E_{16} \cdot r_{16,16}}, \quad (4.10)$$

wobei $J_i = I_i / \Delta E_i$ die mittlere differentielle Intensität im Energiekanal i ist. Mit der berechneten differentiellen Intensität aus Kanal 16 lässt sich die Kontamination von Elektronen aus dem Energiebereich 16 im SEPT-Energiekanal 15 korrigieren:

$$C_{15} = J_{15} \Delta E_{15} \cdot r_{15,15} + J_{16} \Delta E_{16} \cdot r_{16,15} \quad (4.11)$$

$$C_{15}^{\text{corr}} = C_{15} - J_{16} \Delta E_{16} \cdot r_{16,15} \quad (4.12)$$

Damit lässt sich die korrigierte differentielle Intensität zu

$$J_{15}^{\text{corr}} = \frac{C_{15}^{\text{corr}}}{\Delta E_{15} \cdot r_{15,15}} \quad (4.13)$$

berechnen. Die differentiellen Intensitäten J_{16}^{corr} und J_{15}^{corr} erlauben wiederum eine Korrektur der Kontamination der Zählrate C_{14} .

Dieses iterative Verfahren kann bis zum kleinsten Energiekanal weitergeführt werden und liefert einen gegenüber den *lvl2*-Daten korrigierten Satz von mittleren differentiellen Intensitäten. Die entscheidende Verbesserung gegenüber den *lvl2*-Daten liegt in der Berücksichtigung der Kontamination der niederenergetischen Elektronenkanäle durch höherenergetische Elektronen.

Abbildung 4.9 zeigt einen Vergleich zwischen *lvl2*-Daten und iterativ korrigierten differentiellen Intensitäten. Für die Korrektur wurden die Responsefaktoren der isotropen

und direktionalen Responsematrizen aus den Abbildungen 4.2 bzw. 4.7 verwendet. Die dargestellten differentiellen Teilchenflüsse wurden zur besseren Vergleichbarkeit auf den maximalen Fluss des jeweiligen Energiekanals normiert. Die berechneten absoluten Teilchenflüsse unterscheiden sich bei Verwendung der direktionalen Responsematrizen stark, da die Gesamtresponse durch den rein geometrischen Effekt variiert. Aus den gleichen Zählraten errechnen sich bei Verwendung der senkrechten Responsematrix kleinere Teilchenflüsse als bei Verwendung der Responsematrix für streifend einfallende Elektronen. Während der meisten Zeiten unterscheiden sich die normierten korrigierten und unkorrigierten Intensitäten kaum. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die differentielle Intensität mit steigender Energie stark abnimmt. Üblicherweise besitzt das Energiespektrum der Elektronen eines SEP-Events eine Proportionalität der Form $J(E) \propto E^{-\gamma}$ mit γ zwischen 2.5-5 [34]. Die Kontamination von höherenergetischen Elektronen kann aufgrund der geringen Intensität vernachlässigt werden.

Im Anstieg des SEP-Events zeigt sich hingegen ein deutlicher Unterschied. Aufgrund der Geschwindigkeitsdispersion der Elektronen ist das Energiespektrum hier abgeflacht und höherenergetische Elektronen tragen signifikant zu den gemessenen Zählraten der unteren Energiekanäle bei.

Der größte Unterschied ergibt sich für eine Korrektur mit der direktionalen Responsematrix für streifend einfallende Elektronen. Der geringste Unterschied ergibt sich bei einer Korrektur mit der direktionalen Responsematrix für senkrecht einfallende Elektronen. Die mithilfe der isotropen Responsematrix korrigierten Flüsse liegen dazwischen. Ohne weitere Informationen über die direktionale Verteilung der gemessenen Elektronen ist es demnach sinnvoll, in erster Näherung mit isotropen Responsematrizen zu korrigieren. Korrekturen mit den direktionalen Responsematrizen können zusätzlich als Abschätzung einer maximalen oder minimalen Korrektur verwendet werden.

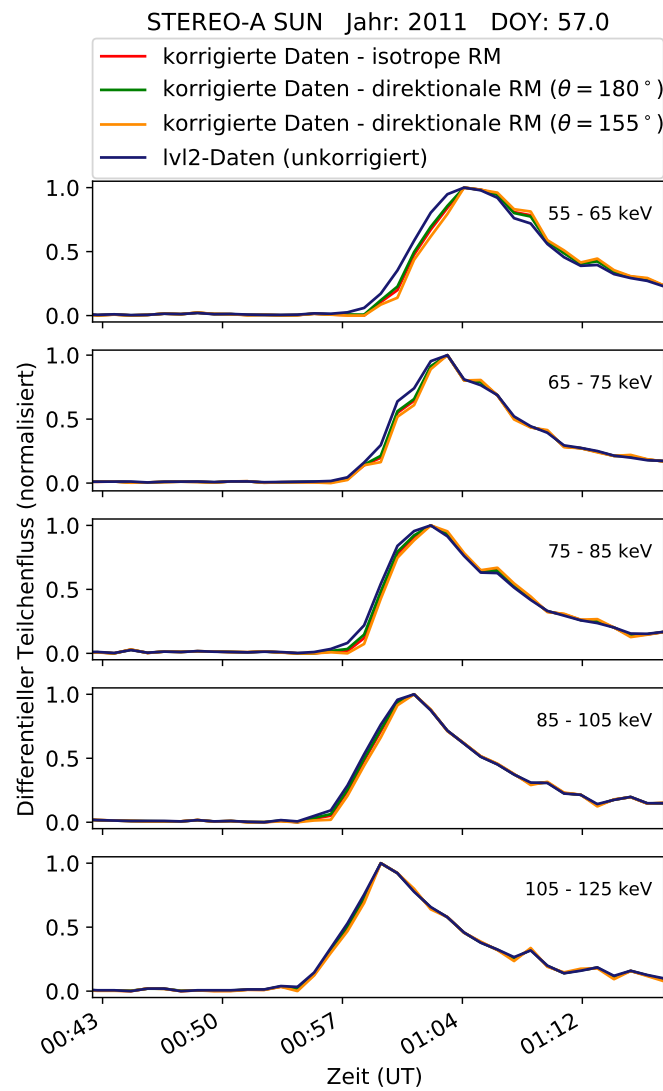


ABBILDUNG 4.9: Vergleich zwischen *l*v12-Daten und den korrigierten differentiellen Flüssen. Dargestellt sind Fluss-Zeit-Diagramme von fünf unterschiedlichen SEPT-Energiekanälen von 55 – 125 keV. Alle differentiellen Flüsse wurden auf das Maximum des jeweiligen Energiekanals normiert.

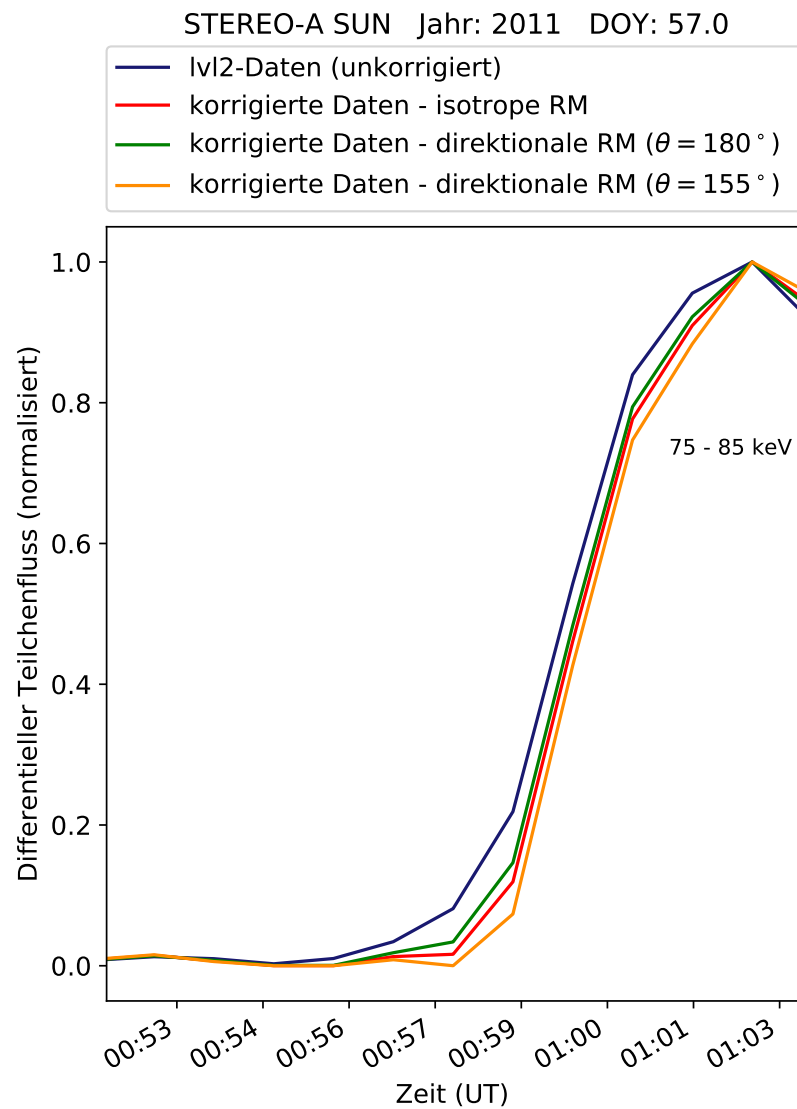


ABBILDUNG 4.10: Vergleich zwischen *lv12*-Daten und den korrigierten differentiellen Flüssen des 75 – 85 keV-Energiekanals. Alle differentiellen Flüsse wurden auf das Maximum des jeweiligen Energiekanals normiert.

Kapitel 5

Analyse der Geschwindigkeitsdispersion von solaren Elektronenevents

Im vorherigen Kapitel wurde gezeigt, dass eine Korrektur der SEPT-Elektronenkanäle den Verlauf des Flussanstiegs von SEP-Events verändern kann. Hierdurch können sich erhebliche Unterschiede bei der Analyse der Geschwindigkeitsdispersion ergeben. Im folgenden Kapitel wird untersucht, welche Konsequenzen sich durch die Korrektur der Elektronenkanäle für die Geschwindigkeitsdispersionsanalyse ergeben. Zunächst wird eine Auswahl geeigneter Events getroffen. In Abschnitt 5.2 werden die Onset-Zeiten der SEP-Events in unterschiedlichen Energiekanälen bestimmt und anschließend die Geschwindigkeitsdispersion innerhalb der Events analysiert.

5.1 Auswahl von Elektronenevents

Die Auswahl geeigneter SEP-Events ist sowohl für die Korrektur als auch für die Geschwindigkeitsdispersionsanalyse entscheidend. Für die Analyse der Geschwindigkeitsdispersion müssen möglichst viele Elektronenkanäle einen klaren Anstieg des Teilchenflusses zeigen. Die Korrektur der Elektronenkanäle ist jedoch nur möglich, wenn keine Kontamination durch Ionen vorliegt und die Elektronenkanäle nicht durch hochenergetische Elektronen mit $E > 425$ keV kontaminiert sind. Hieraus ergeben sich für die Auswahl von geeigneten Events folgende Kriterien:

1. Das SEPT misst einen klaren Anstieg in mindestens 6 Elektronenkanälen
2. Das SEPT misst keinen signifikanten Anstieg von kontaminierenden Protonen ($E > 350$ keV)
3. Das SEPT misst keinen signifikanten Anstieg im obersten Elektronenkanal (375 – 425 keV)

31 Events SEP-Events wurden anhand dieser Kriterien aus einer bestehenden Event-Liste [35] mit über 800 solaren energiereichen Elektronenevents ausgewählt. Von diesen 31 Events zeigen 8 Events einen besonders schnellen Intensitätsanstieg und -abfall. Diese

sprunghaften, oft als „Spike-Events“ bezeichneten Intensitätsspitzen deuten auf einen streufreien Transport der Teilchen hin und sind damit besonders aussichtsreiche Kandidaten für die Analyse der Geschwindigkeitsdispersion. Eine Liste aller ausgewählter Events befindet sich im Anhang in Tabelle B.1. Die „Spike-Events“ sind in Tabelle 5.1 herausgestellt.

5.2 Bestimmung der Onset-Zeiten

Unter der Annahme, dass die Injektion der Teilchen eines SEP-Events unabhängig von ihrer Energie zeitgleich einsetzt, ist die Geschwindigkeitsdispersion der Teilchen am deutlichsten im Eventbeginn (engl. Onset) zu beobachten. Für die hier durchgeführte Geschwindigkeitsdispersionsanalyse wird demnach für jeden Energiekanal der Zeitpunkt bestimmt, bei dem die ersten Teilchen des SEP-Events gemessen werden. Eine sekundengenaue Bestimmung dieses Zeitpunktes ist anhand der SEPT-Elektronenmessungen jedoch nicht möglich. Die Zeitauflösung des SEPT erlaubt eine maximale Genauigkeit von einer Minute. Die überlagerte Messung von schwankender Hintergrundstrahlung verhindert zusätzlich, dass die Ankunft der ersten Teilchen mithilfe des SEPT exakt bestimmt werden kann.

Innerhalb dieser Arbeit wird der Event-Onset näherungsweise mithilfe der 3-Sigma-Methode sowie der Intersection-Slope-Methode bestimmt.

5.2.1 3-Sigma Methode

Mit der 3-Sigma-Methode soll der Zeitpunkt bestimmt werden, an dem das SEPT einen gegenüber dem Hintergrund signifikanten Anstieg im Elektronenfluss misst. Als signifikant wird hierbei ein Fluss definiert, der drei Standardabweichungen – im Folgenden als „Sigma“ bezeichnet über dem Fluss der Hintergrundstrahlung liegt. Die Umsetzung der Methode erfolgt nach folgendem Konzept:

Zunächst werden Mittelwert $I_{\text{Hintergrund}}$ und Standardabweichung σ des Hintergrundes in einem 90-Minuten-Zeitfenster vor dem Event berechnet. Anschließend wird geprüft, ob die darauf folgenden fünf Messpunkte das Kriterium $I > I_{\text{Hintergrund}} + 3\sigma$ erfüllen. Ist dies der Fall, dann ist der früheste dieser fünf Messpunkte der Onset. Falls nicht, dann wird das 90-Minuten-Zeitfenster um eine Minute nach vorne versetzt und das gesamte Verfahren wiederholt, bis das Kriterium erfüllt ist.

Die Forderung, dass fünf aufeinanderfolgende Messpunkte oberhalb der 3-Sigma-Grenze liegen müssen, wurde eingeführt, um eine fälschliche Bestimmung des Onsets durch Ausreißer-Messwerte zu verhindern. Die 3-Sigma Methode stellt ein einfaches Verfahren dar, mit dem in vielen Events automatisiert ein Event-Onset bestimmt werden kann. Die tatsächliche Ankunft der ersten Teilchen wird jedoch nicht präzise bestimmt. Zum einen ist zu erwarten, dass die Ankunft der ersten Teilchen systematisch vor dem ermittelten signifikanten Anstieg liegt. Zum anderen führen sehr langsame Intensitätsanstiege mitunter dazu, dass mit der beschriebenen Methode kein Onset bestimmt werden kann oder der

ermittelte Onset gegenüber der tatsächlichen Ankunft der ersten Teilchen stark verzögert ist.

5.2.2 Intersection-Slope-Methode

Eine Alternative zu der 3-Sigma-Methode ist die Intersection-Slope-Methode [43], [26]. Bei dieser Methode werden lineare Regressionen des Hintergrundes und des logarithmierten Intensitätsanstieges durchgeführt. Der Schnittpunkt der beiden sich daraus ergebenden Geraden kennzeichnet die angenommene Ankunft der ersten Teilchen. Die Annahme eines linearen Anstiegs der logarithmierten Intensität bzw. eines exponentiellen Anstiegs der nicht-logarithmierten Intensität ist hierbei rein empirisch begründet [26] und beschreibt den beobachteten Anstieg der Intensität nur in den ersten Minuten des Events treffend. Der Schnittpunkt zwischen Anstiegsgeraden und „Hintergrund ± 3 Sigma“ kann zusätzlich genutzt werden, um die Unsicherheit des ermittelten Onsets abzuschätzen. Innerhalb dieser Arbeit wurde die Intersection-Slope-Methode über folgende Schritte realisiert: Zunächst wird die 3-Sigma-Methode verwendet, um einen Zeitpunkt zu bestimmen, der Hintergrund und Event-Anstieg trennt. In einem Zeitbereich von 95 - 5 Minuten vor diesem 3-Sigma-Onset wird eine Regression des Hintergrundes vorgenommen und dessen Standardabweichung bestimmt. Die Anstiegsgerade wird aus einer Regression der ersten 5 Datenpunkte oberhalb der 3-Sigma-Grenze bestimmt. Anschließend werden die Schnittpunkte der ermittelten Geraden lokalisiert.

Abbildung 5.1 zeigt an zwei Beispielsevents die ermittelten Ankunftszeiten der ersten Teilchen anhand beider Methoden. Der Vorteil der Intersection-Slope-Methode gegenüber der 3-Sigma-Methode ist die Möglichkeit der Angabe einer Unsicherheit der Ankunftszeit, die abhängig vom Verlauf des Anstiegs ist. Für sprunghafte Intensitätsanstiege ist die Unsicherheit der Ankunftszeit klein. Langsame Intensitätsanstiege führen zu einer größeren Unsicherheiten. Die Intersection-Slope Methode liefert in nahezu alle Fällen einen früheren Onset als die 3 Sigma Methode.

5.3 Durchführung der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse

Im Folgenden wird die Geschwindigkeitsdispersion der in Abschnitt 5.1 beschriebenen Auswahl von 31 Elektronenevents analysiert. Die Geschwindigkeitsdispersionsanalyse erfolgt ähnlich dem in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen Verfahren und wird für alle Events zweifach – mit korrigierten und unkorrigierten *lv2*-Daten durchgeführt. Für die Korrektur der Messdaten wird vorrangig die in Abbildung 4.1 dargestellte Responsematrix für isotrope Elektronenflüsse verwendet. Im letzten Teil dieses Abschnitts wird untersucht, welchen Einfluss die Wahl der Responsematrix (isotrop oder direktional) auf die Ergebnisse der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse hat.

Die Onset-Zeiten innerhalb der einzelnen Energiekanäle werden für jedes Event jeweils nach beiden in Abschnitt 5.2 beschriebenen Methoden bestimmt. Abbildung 5.2 zeigt exemplarisch einen Vergleich der korrigierten und unkorrigierten Daten und die jeweils bestimmten Onset-Zeiten der 3-Sigma-Methode. Abbildung 5.4 zeigt eine entsprechende

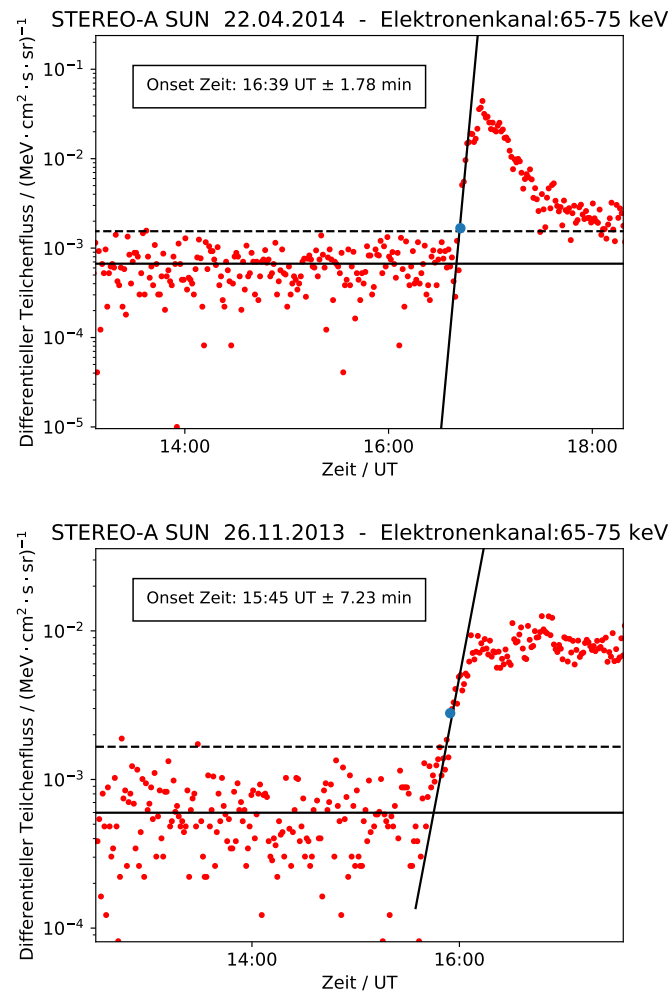


ABBILDUNG 5.1: Darstellung der Intersection-Slope-Methode zur Bestimmung der Ankunft der ersten Teilchen eines SEP-Events. Die durchgezogenen schwarzen Linien zeigen die linearen Regressionen des Hintergrunds und des frühen Event-Anstieges. Die gestrichelte Linie zeigt den oberen 3-Sigma-Bereich des Hintergrunds. Der blaue Punkt markiert den Onset der 3-Sigma Methode. Ein Vergleich zwischen den beiden dargestellten Events zeigt, dass die Unsicherheit der ermittelten Ankunftszeit bei langsam ansteigenden Events größer ist.

Bestimmung mit der Intersection-Slope Methode.

Neben den Onset-Zeiten wird für die Geschwindigkeitsdispersionsanalyse die Geschwindigkeit der gemessenen Teilchen benötigt. Da die Energiekanäle des SEPT eine nicht zu vernachlässigende Energiebreite von 10 keV – 50 keV haben, ist die Bestimmung der Geschwindigkeiten nicht trivial. Welche Teilchen innerhalb eines Energiekanals einen Flussanstieg erzeugen, kann nicht genauer bestimmt werden. Üblicherweise entspricht das Energiespektrum der gemessenen Elektronen einem Potenzgesetz mit negativem Exponenten [34] – in jedem Energiekanal würden dementsprechend mehr Teilchen mit Energien nahe der unteren Energiegrenze gemessen. Bei einer starken Geschwindigkeitsdispersion ist jedoch zu erwarten, dass innerhalb eines Energiekanals der Fluss der hochenergetischen Teilchen zuerst ansteigt. Somit können Elektronen mit Energien nahe der oberen Energiegrenze entscheidend zum zuerst gemessenen Intensitätsanstieg beitragen. In der hier vorgestellten Auswertung wird die obere Energiegrenze der Kanäle verwendet und nach Gleichung 2.4 die Geschwindigkeit der Teilchen errechnet. Durch die Wahl der oberen Energiegrenze wird die Geschwindigkeitsdispersion innerhalb der Energiekanäle berücksichtigt, die tatsächliche Geschwindigkeit der Teilchen wird jedoch ggf. systematisch überschätzt. In Hinblick auf die folgenden Ergebnisse der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse sind die ermittelten Weglängen daher als maximale Weglängen und die Injektionszeiten als frühestmögliche Injektionszeiten zu interpretieren.

Für jedes Event werden die Injektionszeit und die zurückgelegte Wegstrecke der Teilchen über eine lineare Regression der Onset-Zeit bestimmt. Hierbei wird die *Least-Square*-Methode verwendet und es werden nur Energiekanäle mit einem klaren Onset berücksichtigt. Die Regression der Onset-Zeiten der Slope-Intersection-Methode enthält eine zusätzliche Gewichtung entsprechend der ermittelten Zeitunsicherheiten. Die Regression der 3-Sigma-Zeiten enthält keine Gewichtung. In Abbildung 5.3 ist die Geschwindigkeitsdispersionsanalyse der 3-Sigma-Onset-Zeiten aus Abbildung 5.2 gezeigt. Abbildung 5.5 zeigt entsprechend die Regressionsgerade für das in Abbildung 5.4 gezeigte Event mit den Onset-Zeiten der Slope-Intersection-Methode. Die angegebenen Fehler der Weglängen und Injektionszeiten entsprechen den Standardabweichungen der Fit-Parameter. Weitere systematische Fehler sind nicht berücksichtigt.

5.4 Ergebnisse der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse

Ein Vergleich der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse mit korrigierten und unkorrigierten Daten erlaubt hinsichtlich der beiden gezeigten Events (Abbildung 5.3 und 5.5) folgende Schlüsse: Die anhand der korrigierten Daten ermittelten Onset-Zeiten zeigen in den unteren Energiekanälen des SEPT eine Verzögerung von einigen Minuten gegenüber den unkorrigierten Daten. In den höheren Energiekanälen ($E > 125$ keV) gibt es keine oder eine wesentlich geringere Verzögerung. Innerhalb der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse sorgt die Verzögerung der Onset-Zeiten in den unteren Energiekanälen dafür, dass die ermittelte Regressionsgerade eine größere Steigung und einen tieferen Y-Achsenabschnitt

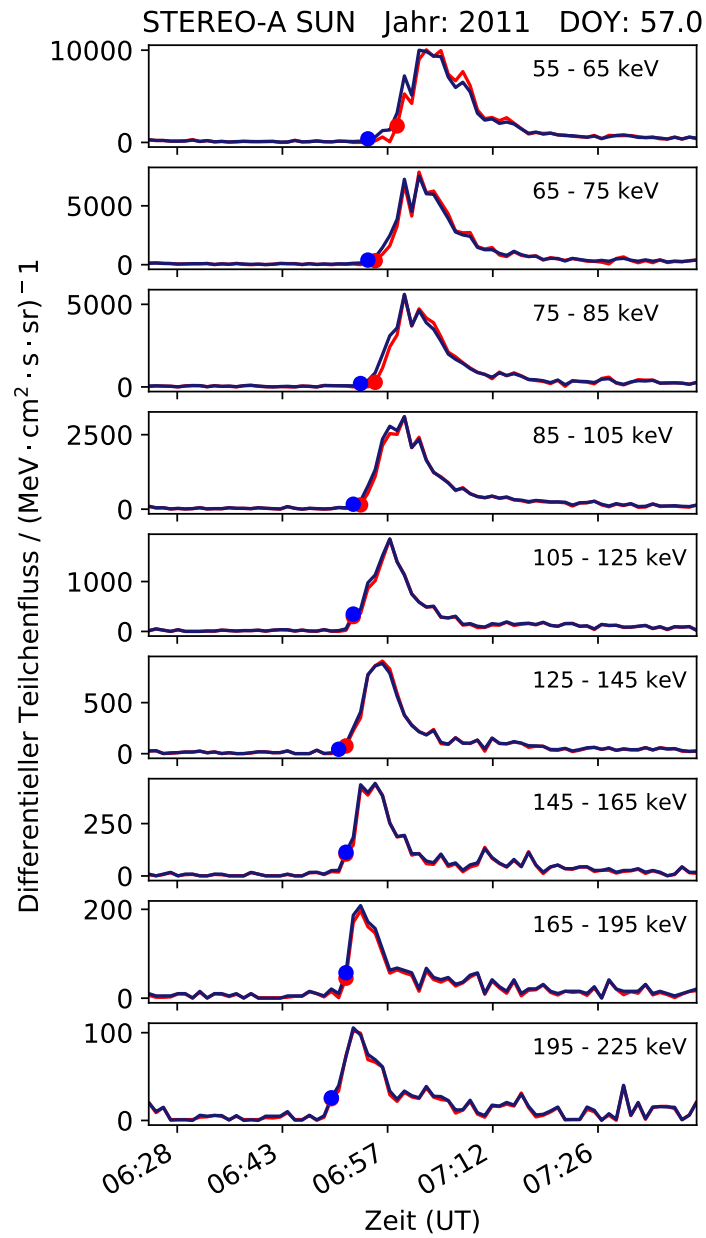


ABBILDUNG 5.2: Korrigierte (rot) und unkorrigierte (blau) Intensitäts-Zeitprofile von 9 SEPT-Elektronenkanälen. Gemessen am 26. Februar 2011 auf SETEREO-A. Die mithilfe der 3-Sigma Methode bestimmten Onset-Zeiten sind mit Punkten markiert.

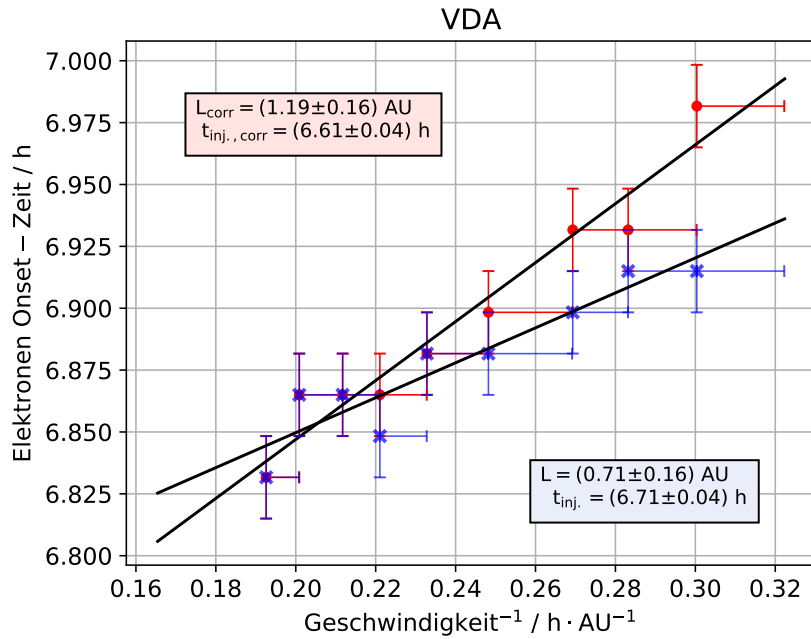


ABBILDUNG 5.3: Geschwindigkeitsdispersionsanalyse der in Abbildung 5.2 dargestellten Onset-Zeiten für das am 26. Februar 2011 auf SETEREO-A gemessenen Events. Die Ergebnisse der linearen Regression sind für die Onset-Zeiten der korrigierten Daten (rot) und die unkorrigierten Daten (blau) in die Abbildung eingetragen.

besitzt. Folglich ergeben sich anhand der korrigierten Daten längere Wegstrecken und frühere Injektionszeiten.

Für die beiden gezeigten Events verlängert sich die ermittelte Weglänge von $0.71 \pm 0.16 \text{ AU}$ auf $1.19 \pm 0.16 \text{ AU}$ bzw. von $0.41 \pm 0.16 \text{ AU}$ auf $1.2 \pm 0.21 \text{ AU}$. Die ermittelten Injektionszeiten verschieben sich von $6.71 \pm 0.04 \text{ h}$ auf $6.61 \pm 0.04 \text{ h}$ um 6 min bzw. von $17.54 \pm 0.04 \text{ h}$ auf $17.39 \pm 0.05 \text{ h}$ um 3.6 min. Die mit korrigierten Daten ermittelten Weglängen sind damit in guter Übereinkunft mit der Länge einer idealen Parkerspirale bei einer moderaten Sonnenwindgeschwindigkeit und einem radialen Abstand von einer astronomischen Einheit $L(v_{\text{sw}} = 450 \frac{\text{km}}{\text{s}}, r = 1 \text{ AU}) \approx 1.2 \text{ AU}$.

Eine Bewertung der korrigierten Injektionszeiten ist weitaus schwieriger. Prinzipiell wäre zu erwarten, dass die die Injektion der Elektronen zeitgleich mit anderen solaren Phänomenen – vorrangig Typ-III-Radiobursts – stattfindet. Untersuchen von Krucker et al. [17] und Wang et al. [38] legen jedoch nahe, dass die Injektion der Elektronen in dem hier betrachteten Energiebereich und die Injektion von Elektronen mit $E < 30 \text{ keV}$, welche für die Erzeugung von Typ-III-Radiobursts verantwortlich sind, um einige Minute verzögert stattfinden. Cane [5] schlussfolgert seinerseits, dass Transportprozesse für die Beobachtung dieser scheinbaren Verzögerung verantwortlich sind. Auf eine Bewertung der ermittelten Injektionszeit wird daher an dieser Stelle verzichtet. Der Vollständigkeit halber ist in Anhang B.1 für das in Abbildung 5.3 gezeigte Event ein Vergleich zwischen Radio-Messungen und den ermittelten unkorrigierten und korrigierten Injektionszeiten dargestellt.

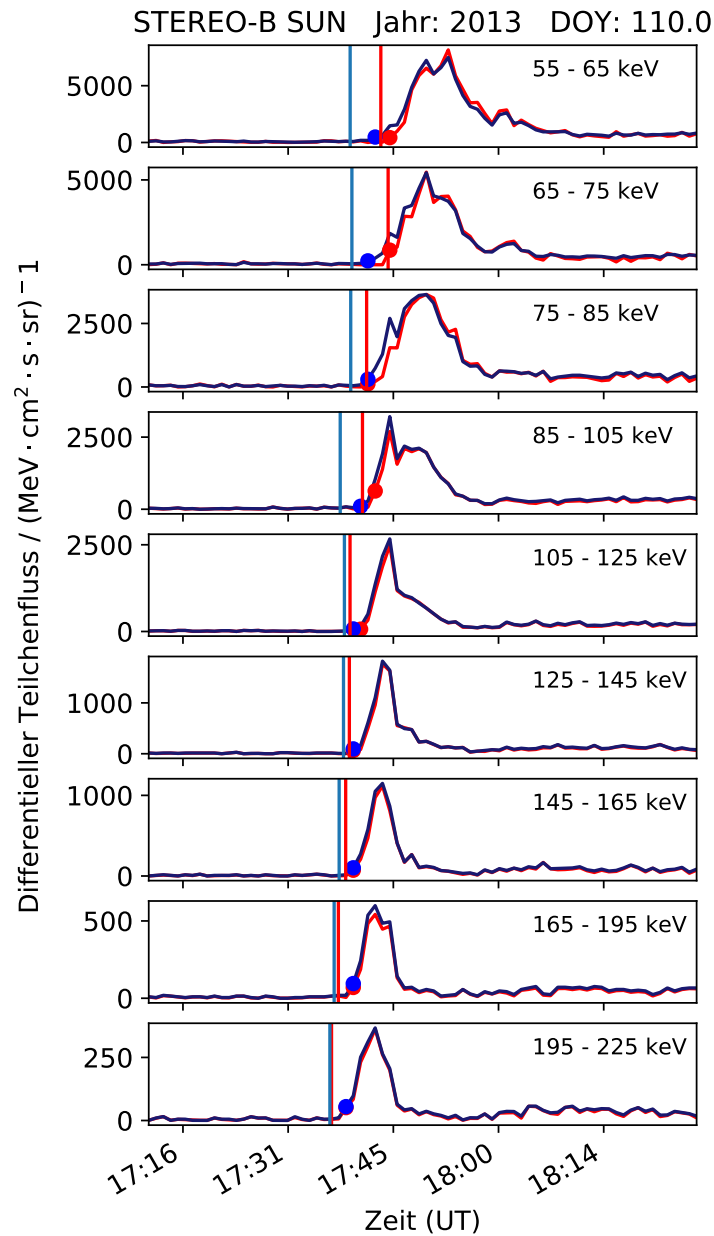


ABBILDUNG 5.4: Korrigierte (rot) und unkorrigierte (blau) Intensitäts-Zeitprofile von 9 SEPT-Elektronenkanälen. Gemessen am 20. April 2013 auf STEREO-B. Die 3-Sigma-Onset-Zeiten sind als Punkte dargestellt. Die mithilfe der Intersection-Slope-Methode bestimmten Ankunftszeiten sind als vertikale Linien dargestellt.

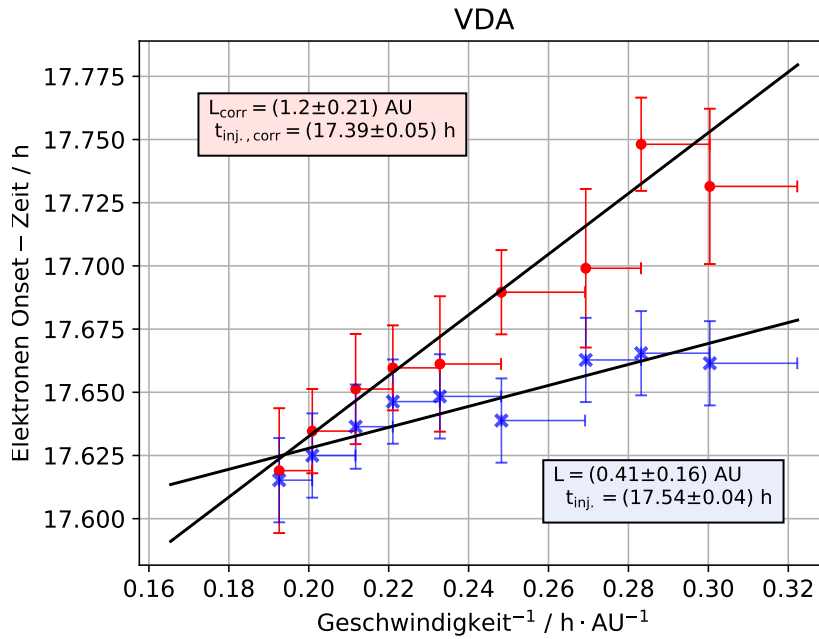


ABBILDUNG 5.5: Geschwindigkeitsdispersionsanalyse der in Abbildung 5.4 dargestellten Intersection-Slope-Onset-Zeiten für das am 20. April 2013 auf SETEREO-B gemessene Event. Die Ergebnisse der linearen Regression sind für die Ankunftszeiten der korrigierten Daten (rot) und für die unkorrigierten Daten (blau) in die Abbildung eingetragen.

Die Ergebnisse der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse aller 31 Events sind im Anhang in den Tabellen B.1 und B.2 gelistet. Die Geschwindigkeitsdispersionsanalyse mit korrigierten Daten führt mit zwei Ausnahmen in allen Events zu einer längeren Weglänge und zu früheren Injektionszeiten verglichen mit selbiger Untersuchung auf unkorrigierten Daten. Abbildung 5.6 zeigt die jeweiligen Veränderungen zwischen korrigierten und unkorrigierten Daten. Dennoch liefert die Geschwindigkeitsdispersionsanalyse selbst nach Korrektur der Daten in vielen Fällen eine unrealistisch kurze Weglänge von $L < 1 \text{ AU}$. Eine mögliche Erklärung für die weiterhin unrealistisch kurzen Weglängen sind die Unsicherheiten der verwendeten Methoden. Insbesondere die Ungenauigkeit der Onset-Bestimmung und die Unsicherheit der Korrektur können einen Einfluss auf die Ergebnisse haben. Neben den Genauigkeiten der verwendeten Methoden ist auch denkbar, dass die grundlegenden Annahmen – gleichzeitige Injektion und ungestörter Transport der Teilchen – allgemein oder im Einzelfall nicht zutreffend sind. Im Folgenden wird durch einen Vergleich der unterschiedlichen Onset-Methoden und durch die Verwendung der direktionalen Responsematrizen eine Abschätzung über die Genauigkeit der in dieser Arbeit durchgeführten Geschwindigkeitsdispersionsanalyse getroffen.

5.4.1 Einfluss der verwendeten Onset-Methode

Abbildung 5.7 zeigt in zwei Histogrammen einen Vergleich der ermittelten Weglängen aller Events. Die Weglängen sind jeweils für beide Methoden der Onset-Bestimmung sowie für korrigierte und unkorrigierte Daten dargestellt.

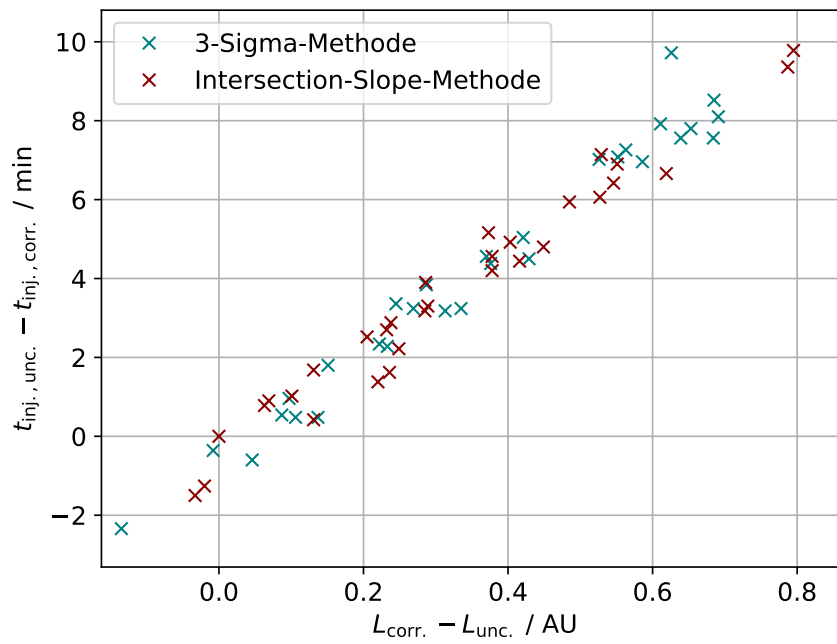


ABBILDUNG 5.6: Vergleich zwischen Ergebnissen der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse mit korrigierten und unkorrigierten Daten. Aufgetragen ist die Differenz der ermittelten Weglänge vor Korrektur $L_{\text{unc.}}$ und nach Korrektur $L_{\text{corr.}}$ gegen die Differenz der ermittelten Injektionszeit vor Korrektur $t_{\text{inj.,unc.}}$ und nach Korrektur $t_{\text{inj.,corr.}}$. Die Ergebnisse sind für beide Onset-Methoden dargestellt.

Die mittlere Weglänge aller 31 Events verschiebt sich zwischen unkorrigierten und korrigierten Daten bei Anwendung der Intersection-Slope-Methode von 0.65 AU auf 0.99 AU. Bei Verwendung der 3-Sigma-Methode ergibt sich eine entsprechende Verschiebung von 0.54 AU auf 0.86 AU. Sowohl für korrigierte als auch unkorrigierte Daten ist abhängig von der verwendeten Methode ein deutlicher Unterschied in der mittleren Weglänge zu erkennen. Im Fall der unkorrigierten Daten unterscheiden sich die mittleren Weglängen um 0.11 AU. Für die korrigierten Daten beträgt der Unterschied 0.13 AU.

Der Vergleich der beiden Methoden erlaubt hier keine Aussagen über den absoluten Fehler bei der Bestimmung der tatsächlichen Ankunft der ersten Elektronen, zeigt aber, wie sensibel die Geschwindigkeitsdispersionsanalyse auf die Bestimmung der Onset-Zeiten reagiert. In dem Energiebereich, in dem das SEPT Elektronen misst, kann bereits eine Unsicherheit von wenigen Minuten einen signifikanten Einfluss auf das Ergebnis haben. Ein 50 keV-Elektron benötigt etwa 24.2 min, um eine Strecke von 1.2 AU zurückzulegen. Ein 200 keV-Elektron benötigt für dieselbe Strecke etwa 14.4 min. Damit beträgt die zu beobachtende Zeitdifferenz dieser Elektronen nur etwa 10.2 min. Mit einer maximalen Zeitauflösung von 1 min und den Ungenauigkeiten der Onset-Methoden von einigen Minuten (vergleiche Abbildung 5.1) liegen die Unsicherheiten der Onset-Bestimmung und die zu messende Zeitdifferenz in derselben Größenordnung.

5.4.2 Einfluss der verwendeten Responsematrix

Neben der Wahl der Methode zur Bestimmung der Onset-Zeiten hat auch die Wahl der Responsematrix innerhalb der Korrektur einen Einfluss auf die Ergebnisse. In Abschnitt 4.2 wurde gezeigt, dass im Fall von direktionalen Flüssen abhängig von der Einfallsrichtung der Elektronen eine stärkere oder moderatere Korrektur der *lvl2*-Daten nötig ist. Verwendet man innerhalb der Korrektur die Responsematrizen der beiden Extremfälle – senkrechter Einfall oder stark streifender Einfall –, so ergeben sich in der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse abweichende Ergebnisse. Abbildung 5.8 vergleicht die Unterschiede der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse bei Korrekturen mit isotropen und direktionalen Responsematrizen bei Verwendung der Intersection-Slope-Methode.

Die Korrektur der *lvl2*-Daten mit der Responsematrix für streifend einfallende Elektronen sorgt innerhalb der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse der 31 Events für eine mittlere Weglänge von 1.14 AU. Bei Verwendung der Responsematrix für senkrecht einfallende Elektronen liefert dieselbige Untersuchung eine Weglänge von 0.87 AU. Wird die isotrope Responsematrix als erste Näherung für alle Events verwendet, ergibt sich bei der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse eine mittlere Weglänge von 0.99 AU, wobei mit einer Unsicherheit von +0.15 AU bzw. –0.12 AU zu rechnen ist.

Selbst für die stärkste Korrektur, bei der angenommen wird, dass alle gemessenen Elektronen streifend einfallen, ergeben sich für mehrere Events Weglängen kleiner 1 AU.

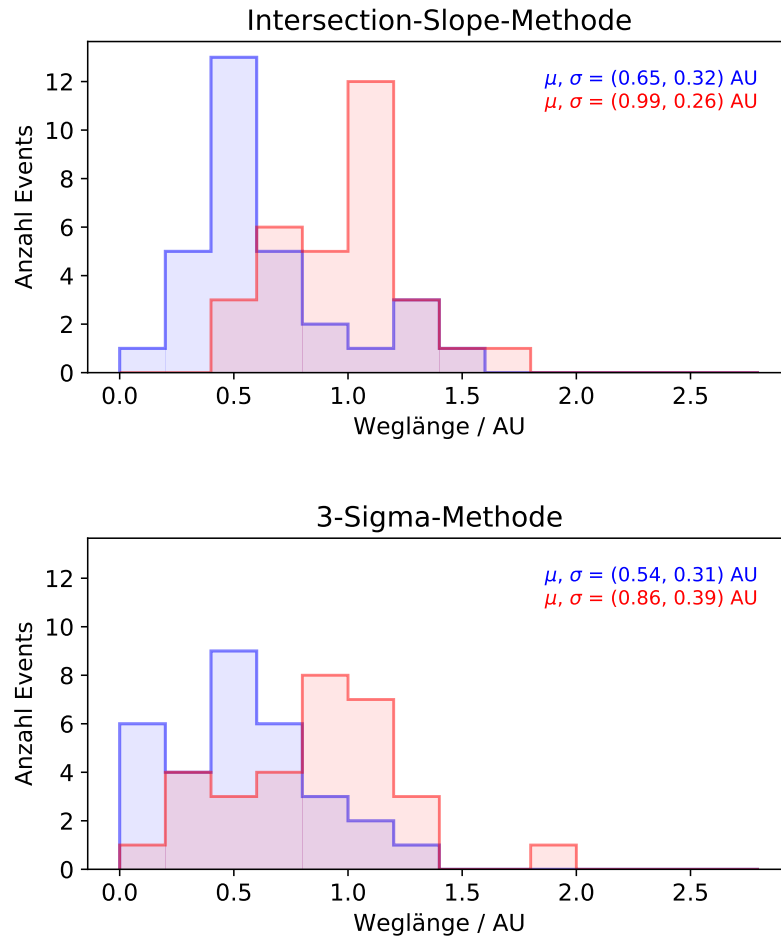


ABBILDUNG 5.7: Histogrammierte Weglängen der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse aller betrachteter Events bei Verwendung der Intersection-Slope-Methode (Bild oben) und bei Verwendung der 3-Sigma-Methode (Bild unten). In blau dargestellt sind die Ergebnisse der unkorrigierten *lv12*-Daten und in rot die Ergebnisse der korrigierten Daten. Der Mittelwert der ermittelten Weglängen μ sowie die Standardabweichung σ sind jeweils in entsprechender Farbe angegeben.

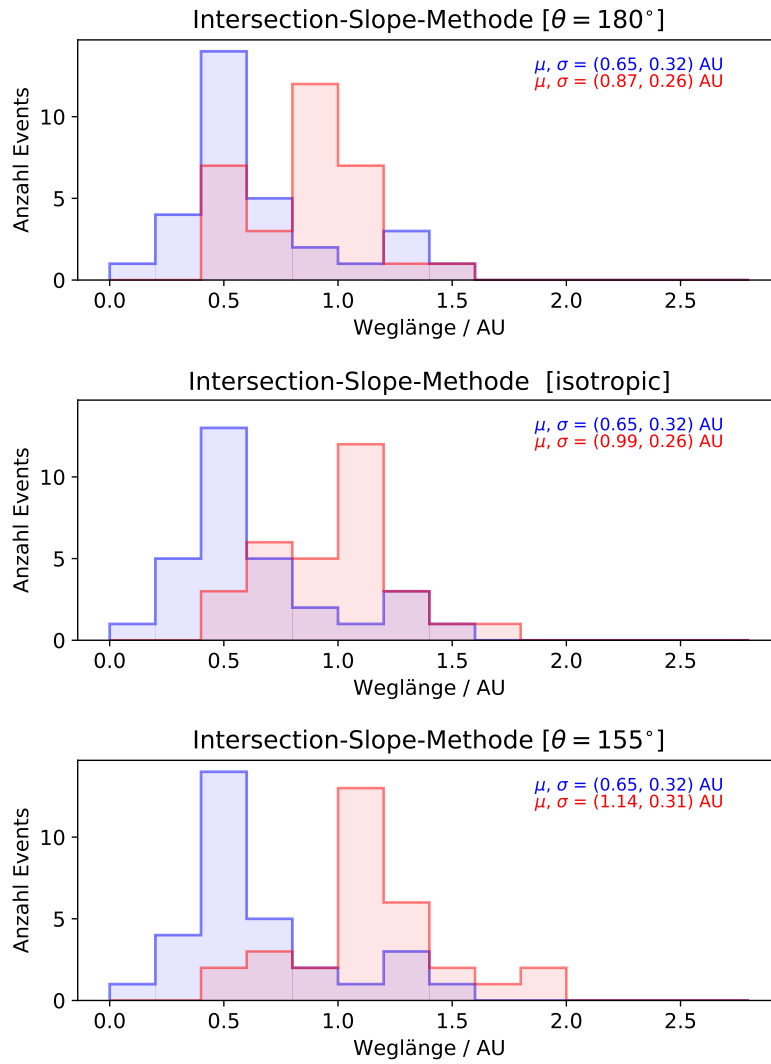


ABBILDUNG 5.8: Histogrammierte Weglängen der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse aller betrachteter Events bei Verwendung der Intersection-Slope-Methode für unkorrigierte Daten (blau) und korrigierte Daten (rot). Dargestellt sind die Ergebnisse bei Korrektur mit den Responsematrizen für senkrecht einfallende Elektronen (oben), isotropen Elektronenfluss (Mitte) und streifend einfallende Elektronen (unten). Der Mittelwert der ermittelten Weglängen μ und die Standardabweichung σ sind jeweils in entsprechender Farbe angegeben.

5.4.3 Diskussion der Ergebnisse

Trotz Korrektur der Kontamination liefert die Geschwindigkeitsdispersionsanalyse nicht in allen betrachteten Elektronenevents ein realistische Weglänge. Neben den Unsicherheiten der verwendeten Methoden sind auch die getroffenen Annahmen eine mögliche Ursache hierfür. Die hier durchgeführten Analysen der Geschwindigkeitsdispersion beruhen auf der grundlegenden Annahme, dass Elektronen mit unterschiedlichen Energien gleichzeitig zum Zeitpunkt $t_{\text{inj.}}$ an der Sonne injiziert werden und alle Elektronen unabhängig von ihrer Energie entlang des gleichen Weges L zum Beobachter gelangen. Es ist denkbar, dass diese Annahme für einige der untersuchten Events unzureichend ist. Mehrfache Untersuchungen haben gezeigt, dass solare energiereiche Elektronen energieabhängige Injektionsprofile besitzen können (siehe z.B. [40]) und bei ihrer Ausbreitung energieabhängig gestreut werden können (siehe z.B. [6]). Unter der Annahme, dass diese energieabhängigen Prozesse einen signifikanten Einfluss haben, müsste die beobachtete Geschwindigkeitsdispersion vollkommen anders interpretiert werden.

Für die elf in Tabelle 5.1 herausgestellten Spike-Events mit einem Intensitätsanstieg und -abfall innerhalb weniger Minuten ist grundsätzlich von keiner signifikanten Streuung der Elektronen auszugehen – vergleiche Abschnitt 2.2.1. Eine energieabhängige Injektion der Elektronen ist jedoch durchaus denkbar. Ein mögliches Beispiel hierfür ist das am Tag 112 in 2014 von STEREO-A gemessene Event. Die in Abbildung 5.10 gezeigte Geschwindigkeitsdispersionsanalyse dieses Events liefert auch nach der Korrektur eine unrealistisch kurze Weglänge ($L < 1\text{AU}$). In dem in Abbildung 5.9 dargestellten Zeitprofil dieses Events lassen sich in den unteren Energiekanälen Strukturen erkennen, die auf mehrere Injektionen hinweisen. Abbildung 5.11 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt des 75 – 85 keV-Energiekanals aller vier SEPT Teleskope zusammen mit Radiomessungen des STEREO WAVES Instruments [4]. Das Frequenz-Zeit-Diagramm lässt mehrere TYP-III-Bursts innerhalb weniger Minuten vermuten, deren qualitativer Verlauf zu den Strukturen des von SEPT gemessenen Fluss-Zeit-Profils passt. Es ist somit denkbar, dass es sich bei diesem Event nicht um eine, sondern um mehrere, womöglich drei kurzzeitig aufeinander stattgefundene Injektionen gehandelt hat. So wäre ein Szenario möglich, bei dem in einer frühen Injektion ausschließlich Elektronen mit geringen Energien injiziert werden und in einer darauf folgenden Injektion auch Elektronen mit höheren Energien. Als Folge der zeitlich versetzten Injektionen könnten hierbei Elektronen mit unterschiedlichen Energien gleichzeitig beim Beobachter gemessen werden. Eine Geschwindigkeitsdispersionsanalyse kann in solch einem Fall zu einer unrealistisch kurzen Weglänge führen, wie es in dem dargestellten Event der Fall ist.

Zusammenfassend sei vermerkt, dass sich die unrealistischen Ergebnisse der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse nicht in jedem Fall alleine durch instrumentelle Effekte des SEPT erklären lassen. Die Ursachen für Weglängen kleiner 1 AU unterscheiden sich möglicherweise von Event zu Event. Ob falsche Annahmen oder die Unsicherheiten innerhalb der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse hierfür verantwortlich sind, kann innerhalb dieser Arbeit nicht eindeutig ermittelt werden.

TABELLE 5.1: Ergebnisse der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse bei Verwendung der **3-Sigma Methode** für elf Elektronen Spike-Events.

SC	Jahr	von / doy	bis / doy	Bins	L_{korr} / AU	$L_{unkorr.}$ / AU	t_{korr} /h	t_{unkorr} /h
ahead	2011	56.96	57.10	9	0.96 ± 0.18	0.73 ± 0.18	0.71 ± 0.04	0.75 ± 0.04
ahead	2011	57.20	57.40	10	1.19 ± 0.16	0.71 ± 0.16	6.61 ± 0.04	6.71 ± 0.04
ahead	2011	63.50	63.82	10	0.95 ± 0.16	0.85 ± 0.16	14.33 ± 0.04	14.34 ± 0.04
behind	2011	82.00	82.50	10	0.72 ± 0.16	0.43 ± 0.16	2.33 ± 0.04	2.39 ± 0.04
behind	2012	180.60	180.89	10	1.23 ± 0.16	0.98 ± 0.16	16.17 ± 0.04	16.21 ± 0.04
behind	2013	110.55	110.95	10	0.94 ± 0.16	0.56 ± 0.16	17.47 ± 0.04	17.55 ± 0.04
behind	2013	114.70	114.95	10	1.07 ± 0.16	0.69 ± 0.16	19.95 ± 0.04	20.02 ± 0.04
behind	2013	207.35	207.60	9	0.58 ± 0.18	0.51 ± 0.18	10.24 ± 0.04	10.25 ± 0.04
ahead	2014	112.50	112.90	10	0.27 ± 0.16	0.06 ± 0.16	16.65 ± 0.04	16.69 ± 0.04
ahead	2014	119.73	120.03	9	0.86 ± 0.18	0.43 ± 0.18	19.62 ± 0.04	19.70 ± 0.04
ahead	2014	146.52	146.92	7	1.32 ± 0.24	0.72 ± 0.24	16.87 ± 0.06	17.01 ± 0.06

Möglicherweise lassen sich in zukünftigen Untersuchungen mithilfe weiterer Informationen die Ursachen für unrealistisch kurze Weglängen ermitteln. Insbesondere könnten Magnetfeld-, Anisotropie- oder Radiomessungen Informationen über den Einfluss von Injektions- bzw. Transportprozessen liefern.

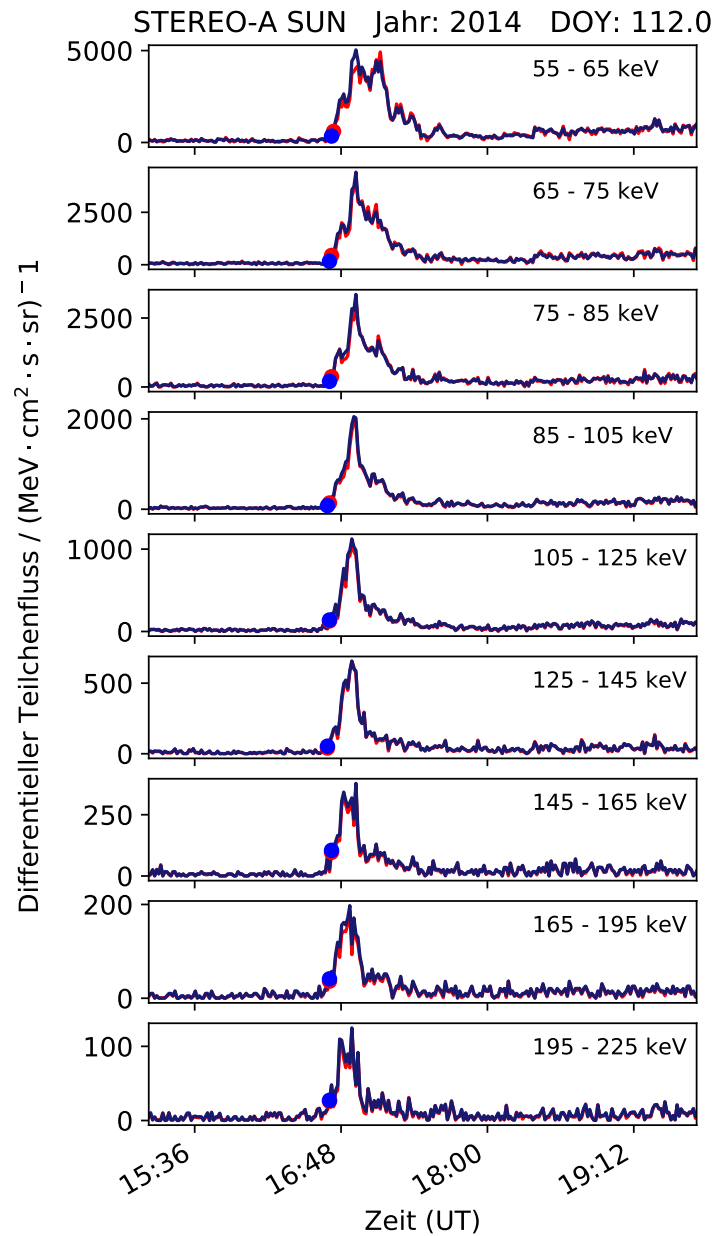


ABBILDUNG 5.9: Korrigierte (rot) und unkorrigierte (blau) Intensitäts-Zeitprofile von 9 SEPT Elektronenkanälen, gemessen am 22. April 2014 auf STEREO-A. Die 3-Sigma-Onset-Zeiten sind als Punkte dargestellt. Die unteren Energiekanäle zeigen Strukturen, die eine mehrfache Injektion von Elektronen vermuten lassen.

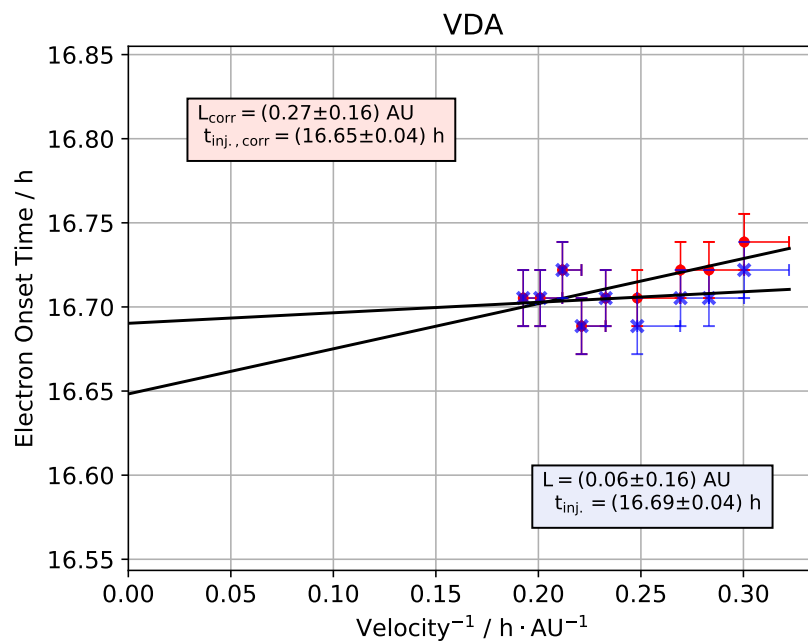


ABBILDUNG 5.10: Geschwindigkeitsdispersionsanalyse der in Abbildung 5.9 dargestellten Onset-Zeiten für das am 22. April 2014 auf STEREO-A gemessene Event. Die Ergebnisse der linearen Regression sind für die Onset-Zeiten der korrigierten Daten (rot) und für die unkorrigierten Daten (blau) in die Abbildung eingetragen.

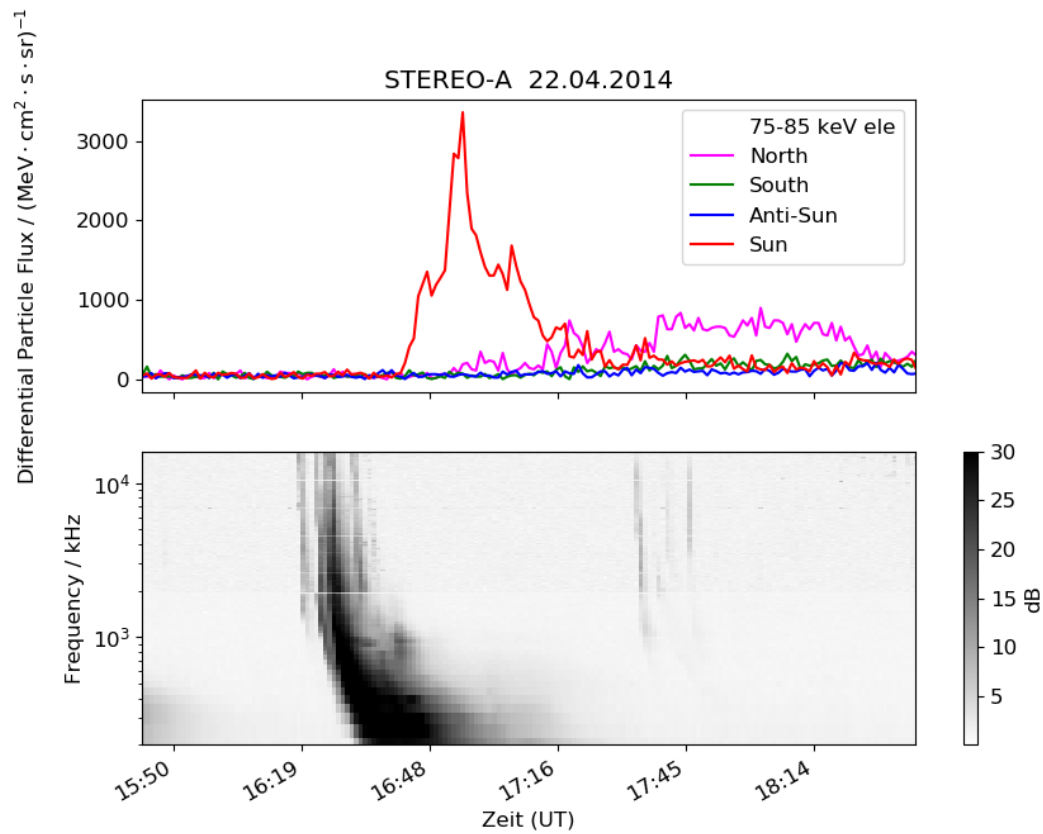


ABBILDUNG 5.11: Vergleich des 75 – 85 keV Energiekanals des SEPT mit Radiomessungen von STEREO WAVES. In den Radio Messungen lassen sich mehrere TYP III-Bursts erkennen. Die Strukturen der innerhalb des gemessenen Teilchenflusses passen qualitativ zu einer Mehrfachinjektion.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Innerhalb dieser Arbeit wurde der Einfluss von instrumentellen Effekten auf die Elektronenmessungen des Solar Electron and Proton Telescope untersucht. Die gemessenen Zählraten innerhalb der Energiekanäle des Elektronendetektors können durch Ionen sowie Elektronen höherer Energie kontaminiert werden. Für eine eindeutige Bestimmung des vorherrschenden Elektronenflusses ist eine Korrektur dieser Kontamination erforderlich. Ohne eine solche Korrektur können Interpretationen der Messungen, beispielsweise innerhalb der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse, zu falschen Ergebnissen führen. Als Basis für eine zukünftige, vollständige Korrektur wurden in dieser Arbeit zunächst nur Zeiträume betrachtet, in denen die gemessenen Zählraten ausschließlich durch Elektronen mit Energien kleiner 425 keV kontaminiert werden.

Mithilfe von GEANT4-basierten Simulationen konnte das Ansprechvermögen der einzelnen Energiekanäle gegenüber Elektronen mit Energien oberhalb des nominellen Energiebereichs ermittelt werden. Hierbei hat sich gezeigt, dass Elektronen abhängig von ihrer Einfallsrichtung eine unterschiedlich hohe Kontamination der unteren Energiekanäle verursachen. Anhand der Simulationsergebnisse wurden Detektorresponsematrizen des Elektronendetektors gegenüber direktionalen und isotropen Elektronenflüssen bestimmt. Die Matrizen wurden anschließend verwendet, um eine iterative Korrektur der Elektronenmessungen vorzunehmen. Da ohne genauere Kenntnis über die directionale Verteilung des gemessenen Elektronenflusses keine exakte Korrektur möglich ist, wurde die Responsematrix gegenüber isotropen Elektronenflüssen als erste Näherung für eine Korrektur verwendet. Mithilfe der directionalen Responsematrizen konnte darüber hinaus ein oberes und unteres Limit für die Korrektur bestimmt werden.

Während der Anstiegsphasen von solaren energiereichen Elektronenevents führt die Korrektur zu einer Verzögerung des Flussanstiegs innerhalb der unteren Energiekanäle. Die sich hieraus ergebenden Konsequenzen für die Geschwindigkeitsdispersionsanalyse wurden für 31 solare energiereiche Elektronenevents untersucht. Die Analyse der Geschwindigkeitsdispersion mit korrigierten Daten führt tendenziell zu einer längeren Weglänge sowie zu einer früheren Injektionszeit der Elektronen verglichen mit selbiger Untersuchung auf unkorrigierten Daten. Trotz Korrektur ergeben sich bei der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse einiger Events unrealistisch kurze Weglängen. Als mögliche Ursachen hierfür wurden die Unsicherheiten der Korrektur und die Unsicherheiten der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse diskutiert. Zudem konnte beispielhaft für ein Event

mit scheinbar mehreren Injektionen gezeigt werden, dass auch die grundlegenden Annahmen der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse zumindest im Einzelfall womöglich nicht zutreffend sind (A: das beispielhafte Event hier nicht rein, sondern stattdessen deutlicher schreiben, dass auch einfach die Annahmen wie gleichzeitige I Transport falsch sein können).

Um zukünftig die Genauigkeit der Korrektur zu verbessern, könnten Anisotropieinformationen der vier SEPT-Teleskope (North, South, Sun, Anti-Sun) zusammen mit Magnetfeldmessungen genutzt werden, um die directionale Verteilung des gemessenen Teilchenflusses abzuschätzen. Anhand dieser Abschätzung könnte eine entsprechende directionale Responsematrix für die Korrektur bestimmt werden. Zudem ist auch eine Erweiterung der Korrektur auf Zeiträume denkbar, in denen auch Protonen und Ionen gemessen werden. Mit entsprechenden Responsematrizen und Messungen des SEPT-Protonendetektors sowie Messungen des Super Thermal Ion Teleskopes (A: Suprathermal Ion Telescope) könnte auch die Kontamination dieser Teilchen quantifiziert und korrigiert werden.

Anhang A

SEPT Bin Tabelle

TABELLE A.1: SEPT Bin Tabelle mit oberen und unteren Energiegrenzen der Protonen und Elektronenkanäle sowie die energieabhängigen Geometriefaktoren.

Bin #	Protonendetektor			Elektronendetektor		
	E_{\min} / keV	E_{\max} / keV	G / cm^2sr	E_{\min} / keV	E_{\max} / keV	G / cm^2sr
2	84.1	92.7	0.19	45	55	0.089
3	92.7	101.3	0.19	55	65	0.095
4	101.3	110.0	0.19	65	75	0.101
5	110.0	118.6	0.19	75	85	0.101
6	118.6	137.0	0.19	85	105	0.106
7	137.0	155.8	0.19	105	125	0.108
8	155.8	174.6	0.19	125	145	0.113
9	174.6	192.6	0.19	145	165	0.109
10	192.6	219.6	0.19	165	195	0.110
11	219.6	246.4	0.19	195	225	0.114
12	246.4	273.4	0.19	225	255	0.112
13	273.4	312.0	0.19	255	295	0.113
14	312.0	350.7	0.19	295	335	0.095
15	350.7	389.5	0.19	335	375	0.074
16	389.5	438.1	0.19	375	425	0.54
17	438.1	496.4	0.19	425	485	-
18	496.4	554.8	0.19	485	545	-
19	554.8	622.9	0.19	545	615	-
20	622.9	700.7	0.19	614	695	-
21	700.7	788.3	0.19	695	785	-
22	788.3	875.8	0.19	785	875	-
23	875.8	982.8	0.19	875	985	-
24	982.8	1111.9	0.19	985	1115	-
25	1111.9	1250.8	0.19	1115	1255	-
26	1250.8	1399.7	0.19	1255	1405	-
27	1399.7	1578.4	0.19	1405	1585	-
28	1578.4	1767.0	0.19	1585	1775	-
29	1767.0	1985.3	0.19	1775	1995	-
30	1985.3	2223.6	0.19	1995	2235	-
31	2223.6	6500	0.19	2235	6500	-

Anhang B

Ergebnisse der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse

TABELLE B.1: Ergebnisse der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse bei Verwendung der **3-Sigma-Methode** für alle Elektronenevents.

SC	Jahr	von / doy	bis / doy	Bins	L_{korr} / AU	$L_{unkorr.}$ / AU	t_{korr} /h	t_{unkorr} /h
ahead	2009	306.98	307.38	10	1.94 ± 0.16	1.33 ± 0.16	3.46 ± 0.04	3.57 ± 0.04
ahead	2011	56.97	57.10	9	0.96 ± 0.18	0.73 ± 0.18	0.71 ± 0.04	0.75 ± 0.04
ahead	2011	57.10	57.40	10	1.19 ± 0.16	0.71 ± 0.16	6.61 ± 0.04	6.71 ± 0.04
ahead	2011	63.50	63.82	10	0.95 ± 0.16	0.85 ± 0.16	14.33 ± 0.04	14.34 ± 0.04
behind	2011	82.00	82.50	10	0.72 ± 0.16	0.43 ± 0.16	2.33 ± 0.04	2.39 ± 0.04
ahead	2011	345.45	345.85	10	1.26 ± 0.16	1.13 ± 0.16	14.24 ± 0.04	14.25 ± 0.04
ahead	2012	81.20	81.54	10	0.98 ± 0.16	0.19 ± 0.16	7.53 ± 0.04	7.70 ± 0.04
ahead	2012	83.93	84.35	10	1.12 ± 0.16	0.60 ± 0.16	0.33 ± 0.04	0.43 ± 0.04
behind	2012	180.60	180.89	10	1.23 ± 0.16	0.98 ± 0.16	16.17 ± 0.04	16.21 ± 0.04
behind	2012	183.20	183.50	8	0.38 ± 0.21	0.42 ± 0.21	7.54 ± 0.05	7.51 ± 0.05
ahead	2012	313.29	313.69	10	0.88 ± 0.16	0.47 ± 0.16	10.79 ± 0.04	10.86 ± 0.04
behind	2013	110.55	110.95	10	0.94 ± 0.16	0.56 ± 0.16	17.47 ± 0.04	17.55 ± 0.04
behind	2013	114.70	114.95	10	1.07 ± 0.16	0.69 ± 0.16	19.95 ± 0.04	20.02 ± 0.04
behind	2013	172.00	172.36	10	0.64 ± 0.16	0.09 ± 0.16	3.11 ± 0.04	3.22 ± 0.04
ahead	2013	186.45	186.70	6	0.68 ± 0.31	0.30 ± 0.31	13.18 ± 0.08	13.26 ± 0.08
behind	2013	207.35	207.60	9	0.58 ± 0.18	0.51 ± 0.18	10.24 ± 0.04	10.25 ± 0.04
ahead	2013	306.10	306.43	10	1.15 ± 0.16	0.36 ± 0.16	4.42 ± 0.04	4.58 ± 0.04
ahead	2013	311.35	311.65	10	0.93 ± 0.16	0.70 ± 0.16	10.42 ± 0.04	10.44 ± 0.04
ahead	2013	347.79	348.08	10	0.98 ± 0.16	0.53 ± 0.16	20.44 ± 0.04	20.52 ± 0.04
ahead	2014	63.65	63.99	10	1.17 ± 0.16	0.63 ± 0.16	18.59 ± 0.04	18.70 ± 0.04
ahead	2014	112.50	112.90	10	0.27 ± 0.16	0.06 ± 0.16	16.65 ± 0.04	16.69 ± 0.04
ahead	2014	119.74	120.03	10	0.89 ± 0.16	0.49 ± 0.16	19.61 ± 0.04	19.69 ± 0.04
ahead	2014	120.38	120.60	7	0.11 ± 0.24	0.13 ± 0.24	11.93 ± 0.06	11.91 ± 0.06
ahead	2014	122.10	122.40	9	0.63 ± 0.18	0.40 ± 0.18	5.41 ± 0.04	5.46 ± 0.04
ahead	2014	146.52	146.92	8	1.17 ± 0.21	0.64 ± 0.21	16.91 ± 0.05	17.03 ± 0.05
behind	2014	149.25	149.59	10	1.06 ± 0.16	0.84 ± 0.16	8.91 ± 0.04	8.93 ± 0.04
behind	2014	176.88	177.20	8	0.41 ± 0.21	0.12 ± 0.21	23.05 ± 0.05	23.12 ± 0.05
behind	2014	177.45	177.75	10	1.37 ± 0.16	1.08 ± 0.16	12.24 ± 0.04	12.30 ± 0.04
ahead	2015	341.45	341.85	10	0.55 ± 0.16	0.48 ± 0.16	14.81 ± 0.04	14.82 ± 0.04
ahead	2015	351.50	351.81	10	0.22 ± 0.16	0.08 ± 0.16	14.42 ± 0.04	14.45 ± 0.04
ahead	2015	354.87	355.27	10	0.33 ± 0.16	0.33 ± 0.16	1.24 ± 0.04	1.24 ± 0.04

TABELLE B.2: Ergebnisse der Geschwindigkeitsdispersionsanalyse bei Verwendung der **Intersection-Slope-Methode** für alle Elektronenevents.

SC	Jahr	von / doy	bis / doy	Bins	L_{korr} / AU	$L_{unkorr.}$ / AU	t_{korr} /h	t_{unkorr} /h
ahead	2009	306.98	307.38	10	1.42 ± 0.84	1.27 ± 0.51	3.49 ± 0.20	3.52 ± 0.12
ahead	2011	56.97	57.10	9	1.04 ± 0.22	0.43 ± 0.27	0.66 ± 0.06	0.80 ± 0.06
ahead	2011	57.10	57.40	10	1.14 ± 0.18	0.71 ± 0.24	6.60 ± 0.04	6.68 ± 0.06
ahead	2011	63.50	63.82	10	1.10 ± 0.40	1.02 ± 0.36	14.23 ± 0.11	14.24 ± 0.10
behind	2011	82.00	82.50	10	0.76 ± 0.20	0.54 ± 0.19	2.29 ± 0.05	2.33 ± 0.05
ahead	2011	345.45	345.85	10	1.60 ± 0.43	1.50 ± 0.41	14.10 ± 0.12	14.10 ± 0.11
ahead	2012	81.20	81.54	10	1.08 ± 0.26	0.42 ± 0.24	7.47 ± 0.07	7.60 ± 0.06
ahead	2012	83.93	84.35	10	1.21 ± 0.38	0.79 ± 0.33	0.26 ± 0.10	0.35 ± 0.08
behind	2012	180.60	180.89	10	1.12 ± 0.18	0.98 ± 0.18	16.17 ± 0.04	16.18 ± 0.04
behind	2012	183.20	183.50	8	1.20 ± 0.79	0.57 ± 0.56	7.26 ± 0.21	7.42 ± 0.15
ahead	2012	313.29	313.69	10	1.25 ± 0.30	0.56 ± 0.36	10.67 ± 0.07	10.79 ± 0.09
behind	2013	110.55	110.95	10	1.11 ± 0.17	0.42 ± 0.24	17.41 ± 0.04	17.55 ± 0.06
behind	2013	114.70	114.95	10	1.08 ± 0.19	0.39 ± 0.25	19.92 ± 0.05	20.07 ± 0.06
behind	2013	172.00	172.36	10	0.98 ± 0.28	0.43 ± 0.25	2.99 ± 0.07	3.11 ± 0.06
ahead	2013	186.45	186.70	6	0.66 ± 0.31	0.42 ± 0.35	13.16 ± 0.08	13.20 ± 0.10
behind	2013	207.35	207.60	9	0.67 ± 0.20	0.40 ± 0.21	10.21 ± 0.05	10.26 ± 0.05
ahead	2013	306.10	306.43	10	1.04 ± 0.21	0.40 ± 0.21	4.42 ± 0.05	4.54 ± 0.05
ahead	2013	311.35	311.65	10	1.01 ± 0.16	0.68 ± 0.16	10.37 ± 0.04	10.42 ± 0.04
ahead	2013	347.79	348.08	10	0.95 ± 0.22	0.37 ± 0.24	20.42 ± 0.05	20.54 ± 0.06
ahead	2014	63.65	63.99	10	0.93 ± 0.50	0.56 ± 0.40	18.58 ± 0.12	18.66 ± 0.10
ahead	2014	112.50	112.90	10	0.99 ± 0.52	0.74 ± 0.49	16.40 ± 0.14	16.46 ± 0.13
ahead	2014	119.74	120.03	10	0.74 ± 0.19	0.43 ± 0.24	19.62 ± 0.05	19.68 ± 0.06
ahead	2014	120.30	120.60	7	0.60 ± 1.00	0.73 ± 0.74	11.75 ± 0.26	11.71 ± 0.20
ahead	2014	122.10	122.40	8	0.46 ± 0.35	0.36 ± 0.39	5.42 ± 0.09	5.44 ± 0.10
ahead	2014	146.52	146.92	8	0.76 ± 0.51	0.47 ± 0.51	16.97 ± 0.13	17.03 ± 0.13
behind	2014	149.25	149.59	10	1.30 ± 0.39	1.25 ± 0.40	8.80 ± 0.10	8.79 ± 0.11
behind	2014	176.88	177.20	8	0.67 ± 0.54	0.14 ± 0.59	22.94 ± 0.13	23.06 ± 0.14
behind	2014	177.45	177.75	10	1.19 ± 0.28	0.82 ± 0.26	12.26 ± 0.06	12.33 ± 0.06
ahead	2015	341.45	341.85	10	1.04 ± 0.33	0.47 ± 0.32	14.66 ± 0.08	14.78 ± 0.08
ahead	2015	351.50	351.81	10	0.92 ± 0.64	1.24 ± 0.66	14.16 ± 0.17	14.06 ± 0.18
ahead	2015	354.87	355.27	10	0.56 ± 0.25	0.56 ± 0.23	1.14 ± 0.07	1.14 ± 0.06

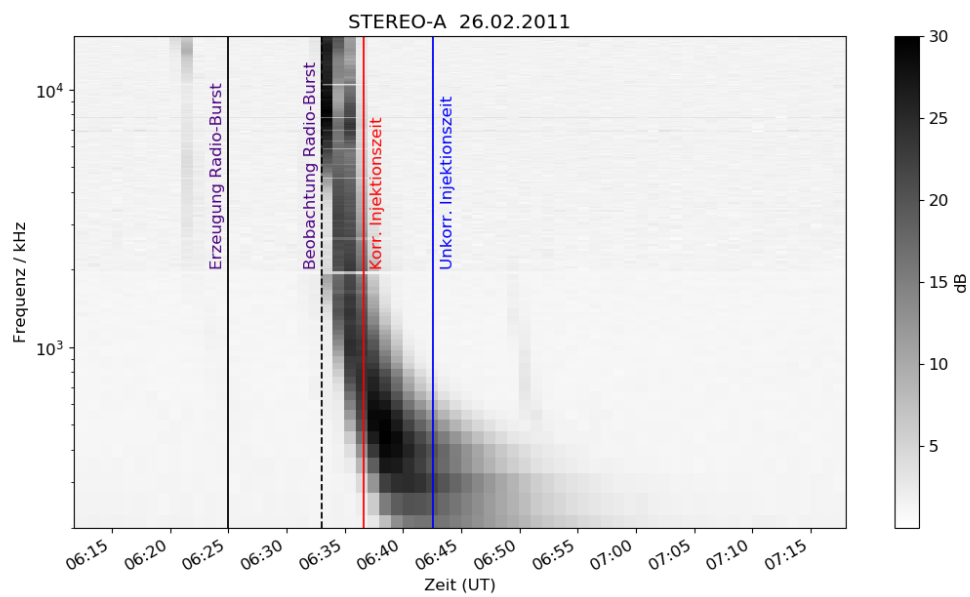


ABBILDUNG B.1: Vergleich von Radio Messungen des STEREO/WAVES Experiments [4] mit den ermittelten Onset-Zeiten der Geschwindigkeitsdispersionsanalys für korrigierten und unkorrigierten Daten. Die schwarze gestrichelte Linie markiert einen per Auge bestimmter Zeitpunkt, an dem die Beobachtete des Radio-Type-III-Bursts beginnt. Die durchgezogene, schwarze Linie markiert einen 8 Minuten früherer Zeitpunkt, der den Zeitpunkt der erzeugung des Radio Wellen nahe der Sonne markieren soll. In rot und blau sind jeweils die ermittelten Injektionszeiten der korrigierten und unkorrigierten Daten eingezeichnet.

Anhang C

Winkelabhängiges Ansprechvermögen eines idealen Detektors

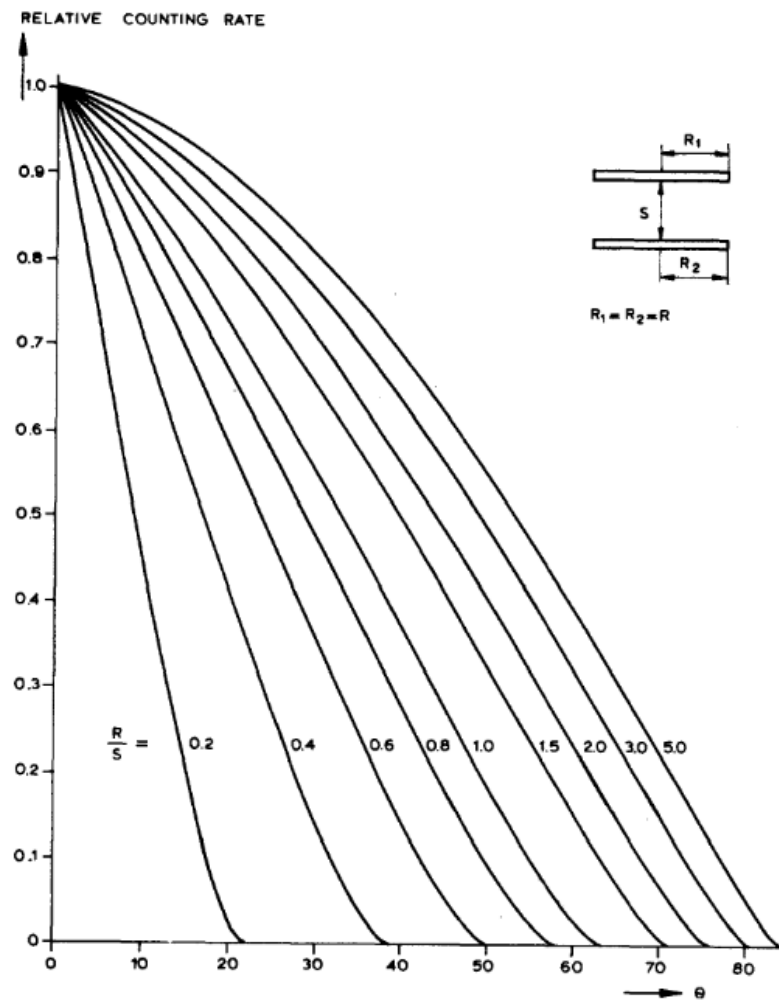


Fig. 3. Angular efficiency of a telescope exposed to a parallel beam of particles vs θ (θ is the angle between the telescope axis and the beam direction) for $R_1 = R_2 = R$.

ABBILDUNG C.1: Winkelabhängiges Ansprechvermögen eines idealen zylindrischen Detektors. Abbildung aus [33].

Literatur

- [1] S. Agostinelli et al. "Geant4—a simulation toolkit". In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003), S. 250 –303. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.
- [2] Vsevolod V. Balashov. *Interaction of Particles and Radiation with Matter*. Springer, 1997. ISBN: 3540608710.
- [3] Volker Bothmer und R Schwenn. "The structure and origin of magnetic clouds in the solar wind". In: *Annales Geophysicae* 16 (Jan. 1997). DOI: [10.1007/s005850050575](https://doi.org/10.1007/s005850050575).
- [4] J. L. Bougeret et al. "S/WAVES: The Radio and Plasma Wave Investigation on the STEREO Mission". In: *Space Science Reviews* 136.1 (2008), S. 487–528. ISSN: 1572-9672. DOI: [10.1007/s11214-007-9298-8](https://doi.org/10.1007/s11214-007-9298-8). URL: <https://doi.org/10.1007/s11214-007-9298-8>.
- [5] H. V. Cane. "Near-Relativistic Solar Electrons and Type III Radio Bursts". In: *The Astrophysical Journal* 598.2 (2003), S. 1403–1408. DOI: [10.1086/379007](https://doi.org/10.1086/379007). URL: <https://doi.org/10.1086/379007>.
- [6] W. Dröge. "Solar Flare Proton Spectra". In: *High Energy Solar Physics Workshop - Anticipating Hess!* Bd. 206. Jan. 2000, S. 191.
- [7] Joan Feynman und Arthur J. Hundhausen. "Coronal mass ejections and major solar flares: The great active center of March 1989". In: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 99.A5 (1994), S. 8451–8464. DOI: [10.1029/94JA00202](https://doi.org/10.1029/94JA00202). URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/94JA00202>.
- [8] R. Gomez-Herrero. *Correction of electron scattering effect for STEREO/SEPT*. Präsentation während des STEREO/SOHO Meeting an der Universität Kiel 2018. 2018.
- [9] Joachim Grehn und Joachim Krause. *Metzler Physik (3. A.). Gesamtband. (Lernmaterialien)*. Schroedel, 2000. ISBN: 9783507107007.
- [10] Donald E. Groom, Nikolai V. Mokhov und Sergei I. Striganov. "Muon stopping power and range tables 10-MeV to 100-TeV". In: *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* 78 (2001), S. 183–356. DOI: [10.1006/adnd.2001.0861](https://doi.org/10.1006/adnd.2001.0861).
- [11] *ISEE-3/ICE Mission Overview*. <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/missions/isee3.html>. Accessed: 2019-04-29.

- [12] Frank C. Jones und Donald C. Ellison. "The plasma physics of shock acceleration". In: *Space Science Reviews* 58.1 (1991), S. 259–346. ISSN: 1572-9672. DOI: [10.1007/BF01206003](https://doi.org/10.1007/BF01206003). URL: <https://doi.org/10.1007/BF01206003>.
- [13] M-B Kallenrode. "Current views on impulsive and gradual solar energetic particle events". In: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys* 29 (Mai 2003), S. 965–981. DOI: [10.1088/0954-3899/29/5/316](https://doi.org/10.1088/0954-3899/29/5/316).
- [14] May-Britt Kallenrode. *Space Physics: An Introduction to Plasmas and Particles in the Heliosphere and Magnetospheres (Advanced Texts in Physics)*. Springer, 2004. ISBN: 3540206175.
- [15] Hermann Kolanoski und Norbert Wermes. *Teilchendetektoren: Grundlagen und Anwendungen (German Edition)*. Springer Spektrum, 2016. ISBN: 9783662453490.
- [16] A. S. Krieger, A. F. Timothy und E. C. Roelof. "A coronal hole and its identification as the source of a high velocity solar wind stream". In: *Solar Physics* 29.2 (1973), S. 505–525. ISSN: 1573-093X. DOI: [10.1007/BF00150828](https://doi.org/10.1007/BF00150828). URL: <https://doi.org/10.1007/BF00150828>.
- [17] Sam Krucker et al. "On the Origin of Impulsive Electron Events Observed at 1 AU". In: *The Astrophysical Journal* 519.2 (1999), S. 864–875. DOI: [10.1086/307415](https://doi.org/10.1086/307415). URL: <https://doi.org/10.1086/307415>.
- [18] Säm Krucker und R P. Lin. "Two Classes of Solar Proton Events Derived from Onset Time Analysis". In: *The Astrophysical Journal Letters* 542 (Dez. 2008), S. L61. DOI: [10.1086/312922](https://doi.org/10.1086/312922).
- [19] Kenneth R. Lang. *The Cambridge Encyclopedia of the Sun*. Cambridge University Press, 2001. ISBN: 0521780934.
- [20] C Li et al. "Electron and Proton Acceleration during the First Ground Level Enhancement Event of Solar Cycle 24". In: *IEEE Trans.Nucl.Sci.* 770 (2013), S. 34.
- [21] R. P. Lin et al. "A Three-Dimensional Plasma and Energetic Particle Investigation for the Wind Spacecraft". In: 71 (Feb. 1995), S. 125–153. DOI: [10.1007/BF00751328](https://doi.org/10.1007/BF00751328).
- [22] R. P. Lin et al. "Energetic electrons and plasma waves associated with a solar type III radio burst". In: 251 (Dez. 1981), S. 364–373. DOI: [10.1086/159471](https://doi.org/10.1086/159471).
- [23] J. G. Luhmann et al. "STEREO IMPACT Investigation Goals, Measurements, and Data Products Overview". In: *Space Science Reviews* 136.1 (2008), S. 117–184. ISSN: 1572-9672. DOI: [10.1007/s11214-007-9170-x](https://doi.org/10.1007/s11214-007-9170-x).
- [24] S. Masuda et al. "A loop-top hard X-ray source in a compact solar flare as evidence for magnetic reconnection". In: 371 (Okt. 1994), S. 495–497. DOI: [10.1038/371495a0](https://doi.org/10.1038/371495a0).
- [25] J Miller, A Viñas und Donald Reames. "Selective ^3He and Fe Acceleration in Impulsive Solar Flares". In: 3 (Jan. 1993), S. 13.
- [26] Rositsa Miteva et al. "Solar Energetic Particles and Associated EIT Disturbances in Solar Cycle 23". In: *Solar Physics* 289 (Feb. 2014). DOI: [10.1007/s11207-014-0499-5](https://doi.org/10.1007/s11207-014-0499-5).

- [27] R Müller-Mellin et al. "The Solar Electron and Proton Telescope for the STEREO Mission". In: *Space Science Reviews* 136.1 (Apr. 2008), S. 363–389.
- [28] Hooshang Nikjoo, Shuzo Uehara und Dimitris Emfietzoglou. *Interaction of Radiation with Matter*. CRC Press, 2012. ISBN: 9781439853573.
- [29] E. N. Parker. "Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields." In: 128 (Nov. 1958), S. 664. DOI: [10.1086/146579](https://doi.org/10.1086/146579).
- [30] *Physics Reference Manual Release 10.5*. <http://geant4-userdoc.web.cern.ch/geant4-userdoc/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf>. Accessed: 2019-03-01.
- [31] D. V. Reames, S. W. Kahler und C. K. Ng. "Spatial and Temporal Invariance in the Spectra of Energetic Particles in Gradual Solar Events". In: *The Astrophysical Journal* 491.1 (1997), S. 414–420. DOI: [10.1086/304939](https://doi.org/10.1086/304939). URL: <https://doi.org/10.1086/304939>.
- [32] Donald V. Reames. "Particle acceleration at the Sun and in the heliosphere". In: 90 (Okt. 1999), S. 413–491. DOI: [10.1023/A:1005105831781](https://doi.org/10.1023/A:1005105831781).
- [33] T.R. Sanderson und D.E. Page. "Geometrical aspects of the performance of cosmic ray detector telescopes in non-isotropic particle distributions". In: *Nuclear Instruments and Methods* 104.3 (1972), S. 493 –504. ISSN: 0029-554X. DOI: [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(72\)90602-7](https://doi.org/10.1016/0029-554X(72)90602-7). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X72906027>.
- [34] G. M. Simnett. "The Electron Energy Spectrum from Large Solar Flares". In: *Solar Physics* 237.2 (2006), S. 383–395. ISSN: 1573-093X. DOI: [10.1007/s11207-006-0002-z](https://doi.org/10.1007/s11207-006-0002-z). URL: <https://doi.org/10.1007/s11207-006-0002-z>.
- [35] STEREO SEPT Solar Electron Event list. http://www2.physik.uni-kiel.de/stereo/downloads/sept_electron_events.pdf. Accessed: 2019-04-01.
- [36] J D Sullivan. "Geometrical factor and directional response of single and multi-element particle telescopes". In: *Nuclear Instruments and Methods* 95.1 (1971), S. 5–11.
- [37] Michael J. Thompson et al. "The Internal Rotation of the Sun". In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 41.1 (2003), S. 599–643. DOI: [10.1146/annurev.astro.41.011802.094848](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.41.011802.094848). URL: <https://doi.org/10.1146/annurev.astro.41.011802.094848>.
- [38] L. Wang et al. "Evidence for double injections in scatter-free solar impulsive electron events". In: *Geophysical Research Letters* 33.3 (). DOI: [10.1029/2005GL024434](https://doi.org/10.1029/2005GL024434). eprint: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2005GL024434>. URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2005GL024434>.
- [39] Linghua Wang. "Solar Impulsive Energetic Electron Events". In: *University of California, Dissertation* (2009).

-
- [40] Wang, Linghua et al. "The injection of ten electron/ ^3He -rich SEP events". In: *A&A* 585 (2016), A119. DOI: [10.1051/0004-6361/201527270](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527270). URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527270>.
- [41] S Wraase. "Simulation des Solar Electron and Proton Telescopes (SEPT) an Bord der Raumsonde Solar Terrestrial Relations Observatory (STEREO) zur Korrektur der Elektronenkanäle". In: *Masterarbeit* (2017).
- [42] S. Wraase et al. "Interpretation of increased energetic particle flux measurements by SEPT aboard the STEREO spacecraft and contamination". In: 611, A100 (Apr. 2018), A100. DOI: [10.1051/0004-6361/201732063](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201732063).
- [43] H. Xie et al. "Energy dependence of SEP electron and proton onset times". In: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 121.7 (2016), S. 6168–6183. DOI: [10.1002/2015JA021422](https://doi.org/10.1002/2015JA021422). URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2015JA021422>.