

Relaxationseffekte der CRISTA–Infrarotdetektoren und ihre Korrektur

Dissertation

vorgelegt von

Manfred Ern

Bergische Universität – Gesamthochschule Wuppertal

Fachbereich 8 – Physik

Mai 2000

WUB–DIS 2000–4

Abstract

CRISTA (**CR**yogenic **I**nfrared **S**pectrometers and **T**elescopes for the **A**tmosphere) is a limb sounding satellite experiment which was flown for the first time in November 1994 aboard the STS-66 space shuttle mission. A second flight took place in August 1997 as part of the STS-85 shuttle mission. Infrared emissions of a number of trace gases were measured at wavelengths of 4–71 μm in the middle and upper atmosphere in an altitude interval of 10–180 km. The main goal of the two missions was to achieve an unprecedented spatial resolution using three viewing directions.

To allow high measurement speed the instrument is cooled by cryogenic He. During the first flight 23 Si:Ga and three Ge:Ga bulk infrared detectors were operated at temperatures between 2.5 and 13 K. During the second flight 17 Si:Ga, three Ge:Ga bulk and 9 Si:As BIB detectors were used.

Mainly due to the contacts of the detector crystals the measured detector signals show nonstationary behaviour (relaxation effects) which degrade the measured spectra to some extent. A model based on step responses measured during the calibrations of the instrument has been developed for the Si:Ga detectors to reduce these effects. This model has been tested using special measurement modes during the flights as well as calibration spectra.

For the Ge:Ga detectors a method for estimation and correction of occurring relaxation effects is also presented.

Finally the impact of the correction on CRISTA I temperatures and trace gas mixing ratios is shown.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das CRISTA–Experiment	4
2.1	Das CRISTA–Instrument	4
2.2	Das Meßverfahren	8
2.3	Die CRISTA–Missionen	11
3	Vorbetrachtungen zu den verwendeten IR–Detektoren	15
3.1	Allgemeines über die verwendeten Detektortypen	15
3.2	Arbeitsweise der Halbleiterdetektoren in CRISTA	17
3.3	Theoretische Grundlagen zum Relaxationsverhalten von Halbleiterdetektoren	19
3.4	Einordnung der bei CRISTA auftretenden Relaxationen	23
4	Labormessungen von Sprungantworten	27
4.1	Einführung von Begriffen	27
4.2	Messungen mit dem Laborkryostaten	32
4.3	Messung von Sprungantworten mit CRISTA	33
4.4	Beschreibung des Sprungantwortverhaltens mit Fitfunktionen	38
4.5	Grundlegende Mechanismen der Beleuchtungsvorgeschichte	43
4.5.1	Das Prinzip der ungestörten Relaxation	43
4.5.2	Die Auswirkung noch nicht abgeklungener Relaxationen bei Signaländerungen von Si:Ga–Detektoren	47
5	Parametrisierung von Überschwinger, Unterschwinger und Zeitkonstanten in Abhängigkeit von U_{100}, HF und t_c/t_0	52
5.1	Parametrisierung für die Si:Ga–Detektoren	52
5.2	Parametrisierung für die Ge:Ga–Detektoren	62
6	Ein Korrekturmodell für Si:Ga–Detektoren	66
6.1	Allgemeine Grundlagen des Korrekturmodells	66
6.2	Berücksichtigung der Beleuchtungsvorgeschichte im Korrekturmodell	68
6.3	Empfindlichkeitsstudie: Variation des Peakbreite–Parameters im Korrekturmodell	74
6.4	Vorgehensweise bei der Korrektur	81
7	Validierung des Si:Ga–Korrekturmodells	84
7.1	Validierung des Si:Ga–Korrekturmodells anhand im Labor gemessener Sprungantworten	84
7.2	Validierung des Si:Ga–Korrekturmodells anhand von Eichspektren	87
7.2.1	Fehlerquellen beim Vergleich mit langsamen Spektren	90

7.2.2	Ergebnisse anhand von Fallbeispielen	94
7.3	Validierung des Si:Ga-Korrekturmodells anhand gemessener Flugspektren (CRISTA I)	106
7.3.1	Ergebnisse für normale Spektren der VR-Meßmoden (CRISTA I) . . .	106
7.3.2	Spezialfall: stabile Wolken in den unteren Höhenstufen	113
8	Fehlerbetrachtung für die Relaxationskorrektur der Si:Ga-Detektoren	119
8.1	Fehler durch Unzulänglichkeiten der Fitfunktion	119
8.2	Fehler in den Parametrisierungen	121
8.3	Fehler durch Modellunzulänglichkeiten	124
8.4	Abschätzung des Gesamtfehlers der Relaxationskorrektur für die Si:Ga-Detektoren	126
9	Korrektur der Relaxationen der Ge:Ga-Detektoren in den CRISTA-Flugdaten	131
10	Auswirkungen der Relaxationskorrektur auf die CRISTA-Datenprodukte	137
10.1	Auswirkungen der Relaxationskorrektur auf abgeleitete Atmosphärentemperaturen	138
10.2	Auswirkungen der Relaxationskorrektur auf Spurengasdichten	144
11	Zusammenfassung	147
12	Danksagung	148
13	Literaturverzeichnis	149

Abbildungsverzeichnis

1	Meßgeometrie von CRISTA	2
2	Querschnitt durch CRISTA	4
3	Das Verfahren der Horizontsondierung	8
4	Beispiel eines Höhenscans für Detektor SR6	11
5	Bandstruktur von Bulkdetektoren nach WIEST, 1995	16
6	Physikalischer Aufbau eines BIB-Detektors nach RABANUS, 1997	16
7	Schaltbild der Detektorelektronik während der Messungen mit dem Labor- kryostaten	18
8	Sprungantwortfunktion nach FOUKS, 1995	22
9	Sprungantwortverhalten eines Si:Ga-Detektors in CRISTA (siehe auch RIESE ET AL., 1999)	28
10	Sprungantwortverhalten eines Ge:Ga-Detektors in CRISTA	29
11	Schematisierung des Sprungantwortverhaltens eines Si:Ga-Detektors am Bei- spiel eines Sprungs nach oben zum Zeitpunkt $t=t_1$	29
12	Schematisierung des Sprungantwortverhaltens eines Si:Ga-Detektors am Bei- spiel eines Sprungs nach unten zum Zeitpunkt $t=t_1$	30
13	Meßaufbau während der Absolutkalibration	34
14	Meßaufbau mit dem Muffelofen	36
15	Meßkonfiguration mit dem Relaxationskryostaten	37
16	Fitbeispiel für den Si:Ga-Detektor SCS3 (CRISTA I)	39
17	Fitbeispiel für den Ge:Ga-Detektor SCL3 (CRISTA I)	41
18	Typischer Signalverlauf bei einer Messung von Sprungantworten mit CRISTA	43
19	Si:Ga: Abhängigkeit des Überschwingers von t_c/t_0	44
20	Si:Ga: Abhängigkeit des Unterschingers von t_c/t_0	45
21	Ge:Ga: Abhängigkeit des Überschwingers von t_c/t_0	46
22	Skizze: Abweichung $\Delta U'$ zwischen gestörter und ungestörter Relaxation . . .	47
23	Si:Ga: Abweichungen $\Delta U'$ von der ungestörten Relaxation, normiert auf ΔU in Abhängigkeit vom Hubfaktor für die Abfolgen „ <i>Sprung nach unten</i> , <i>Sprung</i> <i>nach oben</i> “ und „ <i>Sprung nach oben</i> , <i>Sprung nach unten</i> “	48
24	Skizze: Messung „ <i>Sprung nach oben</i> , <i>Sprung nach oben</i> “	50
25	Si:Ga: Abweichungen $\Delta U'$ von der ungestörten Relaxation normiert auf ΔU in Abhängigkeit vom Hubfaktor für die Abfolge „ <i>Sprung nach oben</i> , <i>Sprung</i> <i>nach oben</i> “	50
26	Bineinteilung für Detektor SCS6 (CRISTA I)	53
27	Zeitkonstanten aufgetragen gegen U_{100} für Detektor SCS6 (CRISTA I)	54
28	Detektor SCS6 (CRISTA I): t_{end} aufgetragen gegen U_{100} für $1 \leq HF \leq 2$. . .	54
29	Detektor SCS6 (CRISTA I): Potenzen der Relaxationsdauer t_{end} aufgetragen gegen den Hubfaktor	55

30	C_{end} aufgetragen gegen den Hubfaktor für Detektor SCS6	56
31	Detektor SR3: Abweichungen der Zeitkonstante τ_1 von der Parametrisierung („Fit“) ohne Berücksichtigung der t_c/t_0 -Abhängigkeit (Gleichung 20), aufgetragen gegen t_c/t_0	58
32	Detektor SR3: Abweichungen der Zeitkonstante τ_1 von der Parametrisierung („Fit“) mit Berücksichtigung der t_c/t_0 -Abhängigkeit (Gleichung 23), aufgetragen gegen t_c/t_0	58
33	Zeitkonstanten des Detektors SCL3, aufgetragen gegen U_{100}	63
34	Bineinteilung für den Detektor SCL3 (CRISTA I)	64
35	Detektor SCL3: Überschwinger aufgetragen gegen U_{100} für $2 < HF < 4$	65
36	Werte der Überschwinger-Parametrisierung für den Detektor SCL3	65
37	Erläuterung der Bestimmung von U_{100} und U_0	69
38	Erläuterung der Bestimmung von t_c	70
39	Zeitlicher Signalverlauf für den Detektor SCS6 (Meßmode VR-1)	77
40	Zeitlicher Verlauf des Korrekturfaktors (pb=50) für Detektor SCS6	77
41	Zeitlicher Verlauf des Korrekturfaktors (pb=10) für Detektor SCS6	78
42	Zeitlicher Verlauf des Korrekturfaktors (pb=1) für Detektor SCS6	78
43	Zeitlicher Signalverlauf für den Detektor SCL2 (Meßmode VR-1)	79
44	Zeitlicher Verlauf des Korrekturfaktors (pb=50) für Detektor SCL2	79
45	Zeitlicher Verlauf des Korrekturfaktors (pb=10) für Detektor SCL2	80
46	Zeitlicher Verlauf des Korrekturfaktors (pb=1) für Detektor SCL2	80
47	Verdeutlichung der Überlagerung zweier Relaxationskomponenten im Korrekturmodell anhand eines Signalanstiegs	82
48	Detektor SCS6: Sequenz von Sprungantworten vor Relaxationskorrektur	85
49	Detektor SCS6: Sequenz von Sprungantworten nach Relaxationskorrektur	85
50	Detektor SCS6: Ausschnitt bei etwa $t=22$ sec aus der Sprungantwortsequenz in Abbildung 48 (vor Relaxationskorrektur)	86
51	Detektor SCS6: Ausschnitt bei etwa $t=22$ sec aus der Sprungantwortsequenz in Abbildung 49 (nach Relaxationskorrektur)	86
52	Detektor SCS1: Sequenz schneller Eichspektren bei einer Schwarzkörpertemperatur von 200 K	88
53	Detektor SCS1: Sequenz langsamer Eichspektren bei einer Schwarzkörpertemperatur von 200 K	89
54	Aufeinanderfolgende langsame VR-Spektren für den Detektor SCS1	91
55	Abweichung „vorwärts und rückwärts schnell“ von „rückwärts langsam“ für den Detektor SL1, vor Korrektur, $T=200$ K	94
56	Abweichung „vorwärts und rückwärts schnell“ von „rückwärts langsam“ für den Detektor SL1, nach Korrektur, $T=200$ K	95
57	Zusammenfassung der MCU-Korrekturen für Detektor SL1	96

58	MCU-Spektren des Detektors SCL2 bei einer Schwarzkörpertemperatur von 200 K vor Korrektur	98
59	MCU-Spektren des Detektors SCL2 bei einer Schwarzkörpertemperatur von 200 K nach Korrektur	99
60	Zusammenfassung der MCU-Korrekturen für Detektor SCL2	100
61	MCU-Spektren des Detektors SL5 bei einer Schwarzkörpertemperatur von 200 K vor Korrektur	101
62	MCU-Spektren des Detektors SL5 bei einer Schwarzkörpertemperatur von 200 K nach Korrektur	102
63	Zusammenfassung der MCU-Korrekturen für Detektor SL5	103
64	Abweichung „vorwärts und rückwärts schnell“ von „rückwärts langsam“ für den Detektor SR5 vor Relaxationskorrektur (T=185 K)	104
65	Abweichung „vorwärts und rückwärts schnell“ von „rückwärts langsam“ für den Detektor SR5 nach Relaxationskorrektur (T=185 K)	105
66	Detektor SL3: Höhenscan im Meßmode VR-2	107
67	Detektor SL5: Meßmode VR1, Spektren bei 20 km Tangentenhöhe vor Korrektur	109
68	Detektor SL5: Meßmode VR1, Spektren bei 20 km Tangentenhöhe nach Korrektur	109
69	Detektor SL5: VR-Abweichung in Abhängigkeit von der Tangentenhöhe	110
70	Detektor SL3: VR-Abweichung in Abhängigkeit von der Tangentenhöhe	111
71	Detektor SCL2: VR-Abweichung in Abhängigkeit von der Tangentenhöhe	112
72	Detektor SR6: Höhenscan mit Wolke	113
73	Detektor SR6: Wolkenspektrum bei CRISTA I vor Korrektur	114
74	Detektor SR6: Wolkenspektrum bei CRISTA I nach Korrektur	115
75	Detektor SR6: Wolkenkorrektur in Abhängigkeit vom mittleren Signal im Spektrum	118
76	Fitvariation für den Detektor SL3 (CRISTA I)	120
77	Spektrum mit Korrektur und deren Fehlerbereich für Detektor SCS6 (CRISTA I)	127
78	Höhenverlauf der Korrektur mit Fehlerbereich für feste Gitterpositionen der Detektoren SCS6 und SCL2 (CRISTA I)	130
79	Detektor SCL3 (CRISTA I): Spektrum bei 40 km Tangentenhöhe im Wellenlängenbereich von etwa 59–65 μm	131
80	Detektor SCL5: Zeitlicher Ablauf der Validierung des Korrekturansatzes für die Ge:Ga-Detektoren anhand der O(³ P) Emission während CRISTA II	133
81	Kanal SCL2: Temperaturhöhenprofil im Mode VR-1, Version 1-Daten	139
82	Kanal SCL2: Temperaturhöhenprofil im Mode VR-1, Version 2-Daten	140

83	Höhen–Breiten–Querschnitt der betragsmäßigen Differenzen zwischen zonal gemittelten Temperaturen, die für beide Spektrometergitterdrehrichtungen getrennt abgeleitet wurden (Mode 1, Detektoren SL5, SCS6 und SR6) . . .	141
84	Höhen–Breiten–Querschnitt der betragsmäßigen Differenzen zwischen den zonalen Temperaturmittelwerten der drei CRISTA–Blickrichtungen	142

Tabellenverzeichnis

1	Detektorbelegung während der Mission CRISTA I	6
2	Detektorbelegung während der Mission CRISTA II	7
3	Kanalbelegung und meßbare Spurengase bei CRISTA I	9
4	Kanalbelegung und meßbare Spurengase bei CRISTA II	10
5	Meßmoden während CRISTA I	13
6	Meßmoden während CRISTA II	14
7	Größen der Signalvorgeschichte	31
8	Charakteristische Größen des Relaxationsverlaufs	31
9	Korrektur des Unterschwingers in Wolken bei CRISTA I	116
10	Durch Gesichtsfeldeffekte bedingte Abweichungen von den Parametrisierungen der einzelnen Detektoren	122

1 Einleitung

Das an der Bergischen Universität-Gesamthochschule Wuppertal entwickelte CRISTA-Experiment (**CR**yogene **I**nfrarot **S**pektrometer und **T**eleskope für die **A**tmosphäre) ist ein kryogenes Satellitenexperiment zur globalen Messung von Spurengasverteilungen in der mittleren und oberen Erdatmosphäre (10–180 km).

Bislang wurden zwei erfolgreiche Missionen durchgeführt. Vom 3. bis zum 14. November 1994 war CRISTA Teil der Space-Shuttle Mission STS-66 und des NASA-Projekts ATLAS 3 (CRISTA I). Vom 7. bis zum 19. August 1997 nahm CRISTA an der Space-Shuttle Mission STS-85 teil (CRISTA II). Vor dem Start wurde CRISTA jeweils in den Wissenschaftssatelliten ASTRO-SPAS der Firma DASA eingebaut, welcher etwa einen Tag nach dem Start in der nominellen Umlaufhöhe des Space-Shuttles von ca. 300 km über dem Erdboden aus dessen Ladebucht ausgesetzt wurde. Während der darauffolgenden Freiflugphase erfolgte die Ausrichtung von CRISTA durch das Lageregelungssystem des ASTRO-SPAS, das auf einem Sternsensor und einer Kreiselmechanik basiert. Nach jeweils etwa 7 Tagen Meßdauer wurde der Satellit wieder vom Space-Shuttle eingefangen und zur Erde zurückgebracht.

Bei der Konzeption des CRISTA-Experimentes wurde besonderes Augenmerk auf das räumliche und zeitliche Auflösungsvermögen der globalen Messung vom Satelliten aus gelegt (siehe hierzu OFFERMANN, 1993). Dieses ist von besonderem Interesse, da kleinräumige Strukturen in der Dynamik der Atmosphäre eine große Rolle spielen.

Zum Beispiel stellen die mit den Polarwirbeln einhergehenden Filamentstrukturen Phänomene dar, die zwar eine Länge von mehreren tausend Kilometern haben können, wobei ihre Breite aber nur wenige hundert Kilometer und ihre vertikale Ausdehnung nur wenige Kilometer beträgt. Derartige Filamente sind von großem Interesse, um die Transportprozesse von Luftmassen zwischen mittleren und polaren Breiten und somit unter anderem die Bildung und den Zerfall der Polarwirbel besser verstehen zu können. Dies ist von Bedeutung im Zusammenhang mit dem Ozonloch in der Antarktis und könnte helfen die Frage zu beantworten, unter welchen Umständen sich ein Ozonloch auf der Nordhemisphäre bilden kann (siehe hierzu beispielsweise POLVANI UND PLUMB, 1992, WAUGH ET AL., 1994, PLUMB ET AL., 1994).

Erste Untersuchungen zur Vertikalstruktur der Polarwirbel während des CRISTA I-Fluges unter Berücksichtigung damit einhergehender Filamentationen wurden durchgeführt von SPANG (1997).

Ein weiteres Beispiel sind sogenannte Schwerewellen. Hierbei handelt es sich um in der Erdatmosphäre vorkommende Wellen, deren horizontale Wellenlänge nur wenige hundert Kilometer und deren vertikale Wellenlänge nur wenige Kilometer beträgt. Das Brechen von Schwerewellen kann eine Abbremsung des zonalen Windes bewirken (LINDZEN, 1981) und stellt somit einen Prozeß von großer Bedeutung in der Atmosphärendynamik dar. Daher muß dieser Prozeß insbesondere in Klimamodellen berücksichtigt werden, die in der Lage sein müssen, die globale Zirkulation richtig zu beschreiben (MCLANDRES, 1998). Bislang

war es aber aufgrund mangelnder Beobachtungen kaum möglich, Aussagen über die globale Verteilung und die Häufigkeit ihres Auftretens zu treffen. Erst durch die hohe räumliche Auflösung der CRISTA-Messungen sind hierzu nähere Aussagen möglich. Erste Untersuchungen zur globalen Verteilung der Schwerewellenaktivität während der CRISTA-Flüge sind derzeit im Gange (siehe hierzu PREUSSE ET AL. (1999) und ECKERMANN UND PREUSSE (1999)).

Um eine möglichst gute vertikale Auflösung zu gewährleisten, mißt CRISTA nach dem Verfahren der Horizontsondierung. Hierbei blickt der Satellit mit seinen Teleskopen tangential zum Erdhorizont durch die jeweilige Atmosphärenschicht von Interesse. Durch schrittweises Verkippen der Primärspiegel in den Teleskopen schwenkt man die Blickrichtung und erhält Vertikalprofile der Strahlungsdichte der Atmosphäre. Auf diese Weise erreicht man eine vertikale Auflösung von etwa 1,5 km. Dies ist deutlich besser als bei Satellitenexperimenten, die senkrecht auf den Erdboden blicken (Nadir-Messung).

Zur Verbesserung des horizontalen Auflösungsvermögens senkrecht zur Flugrichtung des Satelliten mißt CRISTA mit drei Blickrichtungen (Teleskopen), wobei die beiden seitlichen mit der mittleren horizontale Winkel von ca. 18° bilden (siehe Abb. 1). So werden Meßlücken in der geographischen Längenrichtung (in zonaler Richtung), die durch die Drehung der Erde während einer Orbitdauer (im Fall von CRISTA etwa 90 Minuten) entstehen, optimal abgedeckt.

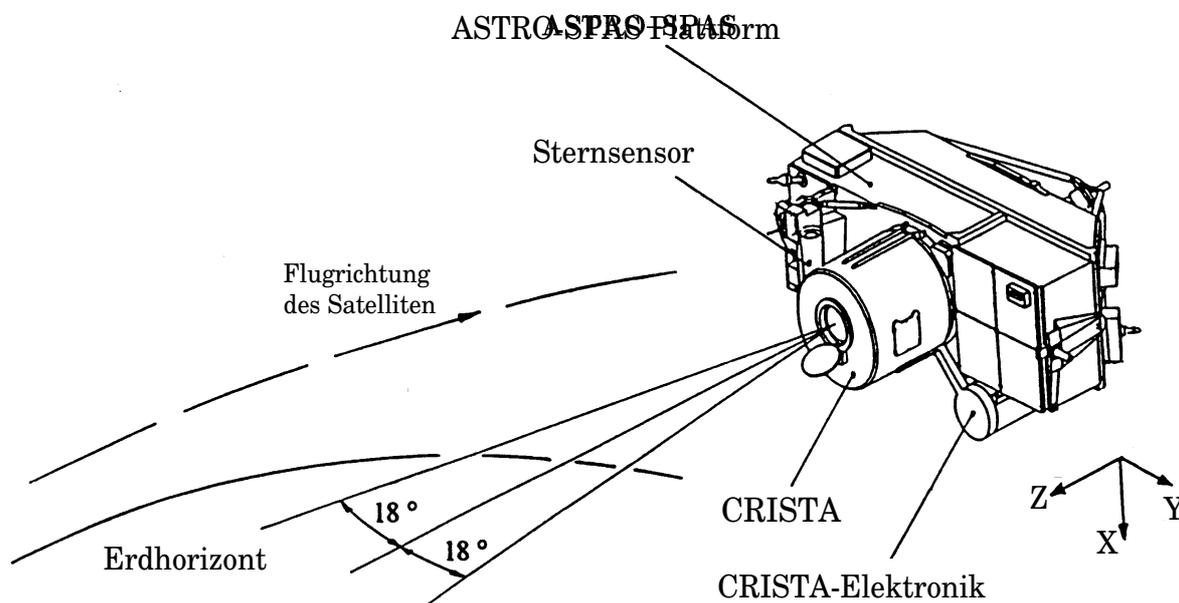


Abbildung 1: Meßgeometrie von CRISTA

In allen drei Blickrichtungen mißt CRISTA mit jeweils einem kurzwelligen Gitterspektrometer ($4\text{--}15\ \mu\text{m}$). In der zentralen Blickrichtung befindet sich zusätzlich ein langwelliges Gitterspektrometer für den Wellenlängenbereich von $14\text{--}71\ \mu\text{m}$ (CRISTA I) bzw. $9\text{--}71\ \mu\text{m}$ (CRISTA II), das immer etwa 22 km höher als das kurzwellige mißt.

Um zusätzlich eine hohe Meßdichte entlang der Flugbahn zu erreichen, muß eine möglichst hohe Meßgeschwindigkeit erzielt werden. Zum Nachweis der Infrarotstrahlung wurden hochempfindliche Halbleiterdetektoren verwendet. Im Bereich kürzerer Wellenlängen ($< 20\mu\text{m}$) wurden Si:Ga-Volumendetektoren eingesetzt, bei längeren Wellenlängen Ge:Ga-Volumendetektoren. Während CRISTA II wurde im Bereich kürzerer Wellenlängen ein Teil der Si:Ga-Volumendetektoren gegen Si:As BIB-Detektoren ausgetauscht. Um die erforderlichen tiefen Betriebstemperaturen für diese Detektortypen zu gewährleisten (Si:Ga-Detektoren: $< 17\text{ K}$), wird die Optik von CRISTA durch überkritisches Helium gekühlt. Außerdem werden Einflüsse durch thermische Eigenemissionen des Instrumentes dadurch reduziert, daß die Teleskope je ein abgasgekühltes Streulicht-Blendensystem (Baffle) haben. Gleichzeitig wird hierdurch die unerwünschte, von der Erdoberfläche selbst (bzw. von dichteren Atmosphärenschichten) stammende Strahlung unterdrückt.

Physikalische Eigenschaften der Detektoren einerseits und die niedrigen verwendeten Detektortemperaturen andererseits haben zur Folge, daß eine Verfälschung der gemessenen Spektren durch sogenannte Relaxationseffekte eintritt. Die Beweglichkeit der elektrischen Ladungsträger im Detektorkristall ist durch Detektortemperatur und schlechte Kontaktierung des Kristalls relativ gering. Daher ist der Detektor bei dem dynamischen Vorgang der Messung nicht im Gleichgewicht und der Signalverlauf des Detektors (Detektorspannung) kann den auf den Detektor einwirkenden Intensitätsverlauf nicht vollständig wiedergeben. Eine theoretische Behandlung dieser Effekte erweist sich als schwierig (siehe Kapitel 3.3 und Kapitel 3.4). Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich daher hauptsächlich mit dem phänomenologischen Verständnis und der Korrektur dieser Effekte, um eine Verbesserung der gemessenen Spektren zu erreichen, sowie eine Abschätzung der Größe der auftretenden Relaxationen zu ermöglichen. Dies ist von wesentlicher Bedeutung für die Verringerung von Effekten, die durch unterschiedliche Drehrichtungen des Spektrometereitters (siehe Kapitel 7.2 und 7.3) und durch Unterschiede zwischen den drei CRISTA-Blickrichtungen (siehe Kapitel 10.1) entstehen. Daher ist die Korrektur auch von Bedeutung für weiterführende Datenanalysen wie beispielsweise eine Untersuchung der gemessenen Höhenprofile auf Schwerewellenaktivität und andere kleinskalige Fluktuationen der Erdatmosphäre — eines der primären Meßziele des CRISTA-Experimentes.

2 Das CRISTA-Experiment

2.1 Das CRISTA-Instrument

Abbildung 2 zeigt einen Querschnitt durch das CRISTA-Instrument. Der Querschnitt stellt eine Aufsicht dar, wenn CRISTA sich in der normalen Flug- bzw. Eichposition befindet.

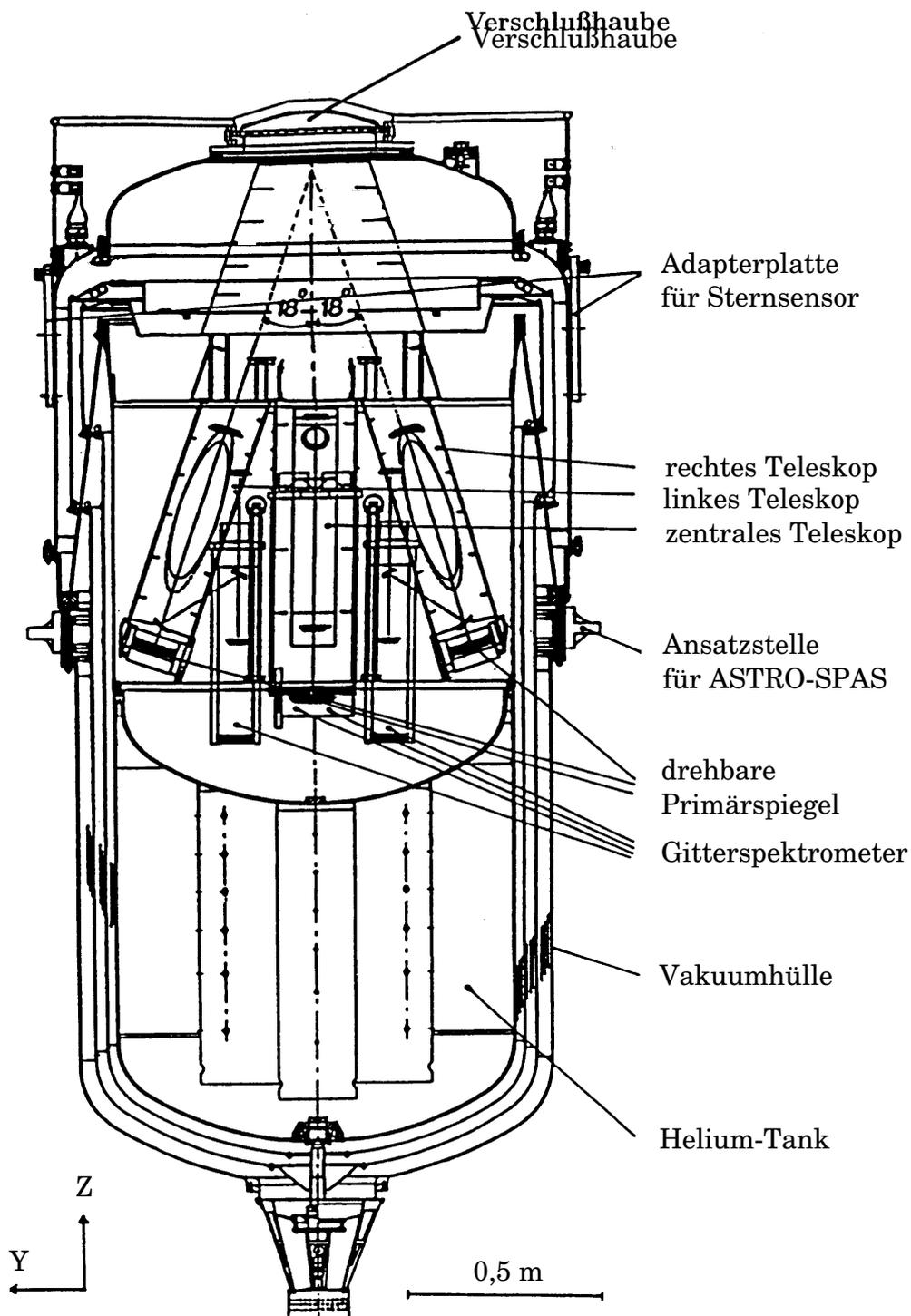


Abbildung 2: Querschnitt durch das CRISTA-Instrument in der YZ-Ebene

Die IR-Strahlung aus der Erdatmosphäre fällt durch die im Flug geöffnete Haubenöffnung (siehe Abbildung 2) in die drei Teleskope ein. Die Sehstrahlen der seitlichen Teleskope bilden in der Horizontalen Winkel von ca. 18° mit dem Sehstrahl des mittleren Teleskops. Die Blickrichtungen der Teleskope können durch Drehung der Primärspiegel der Teleskope vertikal geschwenkt werden. Auf diese Weise können durch stufenweises Schwenken der Sehstrahlen Höhenprofile der Erdatmosphäre gemessen werden. In Abbildung 2 blickt der Sehstrahl des linken Teleskops nach rechts und der des rechten Teleskops nach links, da die Sehstrahlen sich in der Haubenebene kreuzen. Durch die Teleskope wird die IR-Strahlung in vier Gitterspektrometer vom Typ Ebert-Fastie gelenkt, wo die spektrale Zerlegung erfolgt. Hinter den seitlichen Teleskopen befindet sich jeweils ein kurzwelliges Spektrometer für den Wellenlängenbereich von $4\text{--}14\ \mu\text{m}$. Diese werden kurz („links“ und „rechts“ in Analogie zu den Teleskopen) mit SL (*spectrometer left*) und SR (*spectrometer right*) bezeichnet. Im zentralen Teleskop befinden sich zwei Spektrometer — ein kurzwelliges für den Wellenlängenbereich von $4\text{--}14\ \mu\text{m}$ und ein langwelliges für den Wellenlängenbereich von $14\text{--}71\ \mu\text{m}$ (CRISTA I) bzw. von $9\text{--}71\ \mu\text{m}$ (CRISTA II). Das kurzwellige wird mit SCS (*spectrometer center short wave*), das langwellige mit SCL (*spectrometer center long wave*) bezeichnet. Eine nähere Beschreibung der Optik des CRISTA-Experiments findet sich in BARTHOL, 1994 und BARTHOL ET AL., 1990.

Der Wellenlängenbereich jedes der Spektrometer ist, um die Meßgeschwindigkeit zu erhöhen, in einzelne Abschnitte (Kanäle) unterteilt, die gleichzeitig gemessen wurden. Es werden allerdings nicht alle verfügbaren Kanäle (Austrittsspalte der Spektrometer) mit Detektoren belegt. In den seitlichen Spektrometern befinden sich ausschließlich Si:Ga-Detektoren. In den zentralen Spektrometern wurden verschiedene Detektortypen verwendet (siehe Tabelle 1 und Tabelle 2). Durch Verwendung dieser hochempfindlichen IR-Detektoren dauert die Messung eines Spektrums nur ca. 1 Sekunde. Eine kurze Beschreibung der Eigenschaften der verwendeten Detektortypen wird in Kapitel 3 gegeben.

Ein weiterer Bestandteil des CRISTA-Instruments ist der Kryostat, in den die Optik eingebaut ist. Dieser dient dazu, die gesamte Optik des Instruments auf Temperaturen unter 15 K zu kühlen. Hierdurch werden die thermischen Eigenemissionen des Geräts unterdrückt und eine schnelle Messung im Bereich des mittleren Infrarot (IR) wird überhaupt erst ermöglicht. Insbesondere können die verwendeten IR-Detektoren nur bei niedrigen Temperaturen betrieben werden, da ansonsten thermische Selbstanregung in den Detektorkristallen auftritt (siehe Kapitel 3.1).

Wesentliche Komponenten des Kryostaten sind zwei He-Tanks, von denen der größere 700 Liter faßt und mit überkritischem Helium als Kühlmittel bei einem Druck von ca. 3 bar betrieben wird (Tank I). Der kleinere Tank (Tank II) faßt ca. 50 Liter und wird mit unterkühltem Helium betrieben. In Abbildung 2 ist Tank II nicht sichtbar, da er sich oberhalb der Schnittebene befindet. Eine genauere Beschreibung des Kryostaten erfolgt in TRANT, 1993.

Tabelle 1: Detektorbelegung während der Mission CRISTA I

Kanal- bezeich- nung	Spalt Nr.	Det.- Typ	Det. Nr.	Bias- spanng. [V]	Det.- Temp. [K]
SL1	1	Si:Ga	33	-100,0	13
SL2	2	Si:Ga	34	-100,0	13
SL3	3	Si:Ga	23	-190,0	13
SL4	5	Si:Ga	03	-190,0	13
SL5	6	Si:Ga	09	-190,0	13
SL6	7	Si:Ga	02	-190,0	13
SCS1	1	Si:Ga	26	190,0	13
SCS2	2	Si:Ga	08	190,0	13
SCS3	3	Si:Ga	24	157,0	13
SCS4	4	Si:Ga	13	190,0	13
SCS5	5	Si:Ga	05	71,4	13
SCS6	6	Si:Ga	27	190,0	13
SCS7	7	Si:Ga	01	190,0	13
SCS8	8	Si:Ga	16	190,0	13
SCL1	1	Ge:Ga	30	0,276	2,8–3,1
SCL2	2	Si:Ga	15	190,6	2,8–3,1
SCL3	3	Ge:Ga	32	0,279	2,8–3,1
SCL4	5	Si:Ga	20	190,6	2,8–3,1
SCL5	6	Ge:Ga	28	0,276	2,8–3,1
SR1	1	Si:Ga	19	190,6	13
SR2	2	Si:Ga	10	180,6	13
SR3	3	Si:Ga	07	39,3	13
SR4	4	Si:Ga	18	190,6	13
SR5	5	Si:Ga	14	190,6	13
SR6	6	Si:Ga	25	190,7	13
SR7	7	Si:Ga	11	190,6	13

Tabelle 2: Detektorbelegung während der Mission CRISTA II

Kanal- bezeich- nung	Spalt Nr.	Det.- Typ	Det. Nr.	Bias- spanng. [V]	Det.- Temp. [K]	Detektor ehemals in CRISTA I-Kanal
SL1	1	Si:Ga	05 N	-190,8	13	—
SL3	3	Si:Ga	23	-190,9	13	SL3
SL4	5	Si:Ga	03	-190,4	13	SL4
SL5	6	Si:Ga	09	-190,6	13	SL5
SL6	7	Si:Ga	02	-190,4	13	SL6
SL8	8	Si:Ga	04 N	-190,4	13	—
SCS1	1	BIB	B 57	-2,72	3,35–3,61	—
SCS2	2	BIB	B 51	-4,52	3,35–3,61	—
SCS3	3	BIB	B 58	-2,72	3,35–3,61	—
SCS4	4	BIB	B 55	-4,51	3,35–3,61	—
SCS5	5	BIB	B 53	-2,72	3,35–3,61	—
SCS6	6	Si:Ga	M	190,2	3,35–3,61	—
SCS6R	6	Si:Ga	M	190,2	3,35–3,61	—
SCS6L	6	Si:Ga	M	190,2	3,35–3,61	—
SCS7	7	BIB	B 50	-3,62	3,35–3,61	—
SCS8	8	Si:Ga	08	190,9	3,35–3,61	SCS2
SCL1	1	BIB	B 59	-2,71	3,29–3,52	—
SCL2	2	BIB	B 54	-2,71	3,29–3,52	—
SCL3	3	Ge:Ga	32	0,398	3,29–3,52	SCL3
SCL5	4	Ge:Ga	30	0,276	3,29–3,52	SCL1
SCL4	5	BIB	B 52	-2,71	3,29–3,52	—
SCL6	6	Ge:Ga	28	0,276	3,29–3,52	SCL5
SR1	1	Si:Ga	19	190,9	13	SR1
SR3	3	Si:Ga	26	190,8	13	SCS1
SR4	4	Si:Ga	27	190,8	13	SCS6
SR5	5	Si:Ga	14	190,6	13	SR5
SR6	6	Si:Ga	25	190,9	13	SR6
SR7	7	Si:Ga	11	190,6	13	SR7
SR8	8	Si:Ga	01	190,8	13	SCS7

Bei den BIB-Detektoren wurde zwischen zwei Werten der Biasspannung umgeschaltet („Bias low“ und „Bias high“). In dieser Tabelle sind nur die Werte für „Bias low“ aufgeführt.

2.2 Das Meßverfahren

Das Satellitenexperiment CRISTA mißt nach dem Verfahren der Horizontsondierung. Hierbei blickt der Sehstrahl des messenden Teleskops tangential zur Erdoberfläche durch eine Atmosphärenschicht (siehe Abb. 3). Der Punkt, in dem der Sehstrahl der Erdoberfläche am

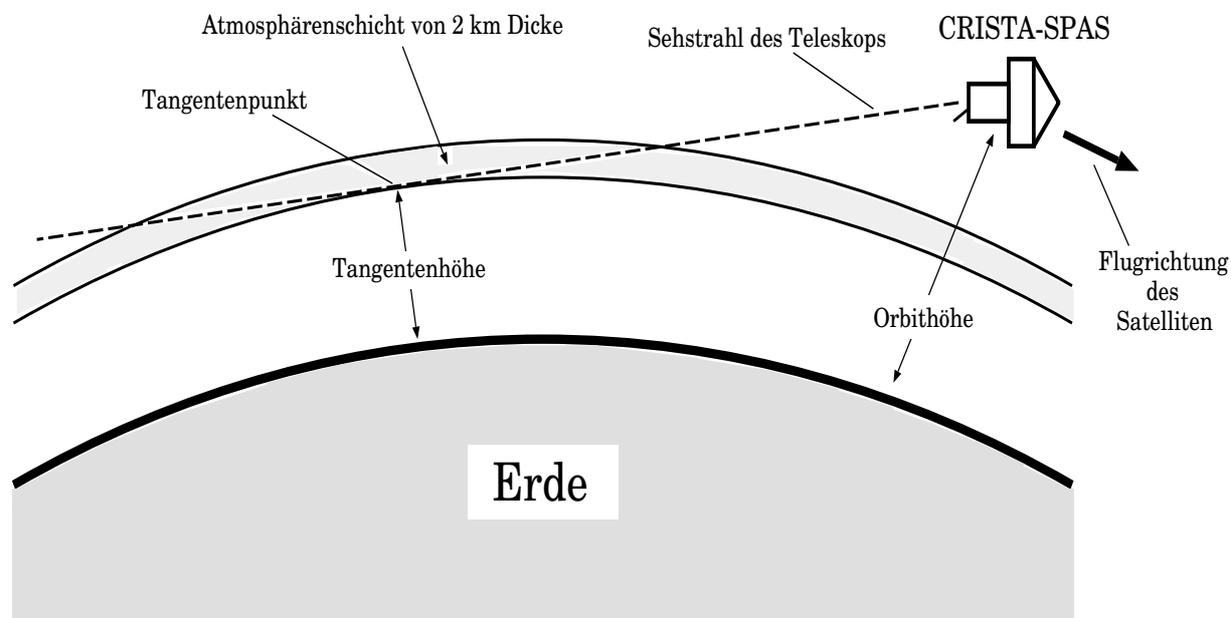


Abbildung 3: Das Verfahren der Horizontsondierung

nächsten kommt, wird *Tangentenpunkt* genannt, dessen Höhe über dem Erdboden *Tangentenhöhe*. Der Hauptanteil der in das Instrument einfallenden Strahlung kommt dabei aus einer Schicht von ca. 2 km Dicke um die Tangentenhöhe, und somit aus einem nur etwa 200–300 km langen Atmosphärenvolumen entlang des Sehstrahls. Daher wird der Tangentenpunkt meist mit dem Meßort gleichgesetzt. Bei einer Orbithöhe des Satelliten von 300 km und einer Tangentenhöhe von 20 km liegt der Tangentenpunkt etwa 2000 km vom Satelliten entfernt.

Durch stufenweise Änderung der Tangentenhöhe (d.h. schrittweises Schwenken des Sehstrahls) werden Höhenprofile der Strahlungsdichte gemessen. Aus diesen Höhenprofilen können durch ein *Retrieval* genanntes Inversionsverfahren Dichten und Mischungsverhältnisse von Spurengasen abgeleitet werden. Dies geschieht aus dem Strahlungsunterschied benachbarter Höhenstufen des jeweiligen Höhenprofils bei bekanntem Atmosphärendruck p und bekannter Atmosphärentemperatur T . Daher spielt beim Retrieval insbesondere die Bestimmung der Atmosphärentemperatur eine große Rolle (siehe RIESE, 1994).

Aus den Spurengasverteilungen selbst kann auf horizontale und vertikale Transportvorgänge in der Atmosphäre geschlossen werden — insbesondere, wenn die Spurengase selbst chemisch inaktiv sind. Solche Spurengase werden auch „Tracer“ genannt. Ist ein Spurengas dagegen chemisch aktiv, kann aus der Verteilung auf die ablaufenden chemischen Prozesse geschlos-

sen werden.

Die von CRISTA meßbaren Spurengase können den Tabellen 3 und 4 entnommen werden.

Tabelle 3: Kanalbelegung und meßbare Spurengase bei CRISTA I

Kanalbezeichnung	Wellenlängenbereich [μm]	Spurengase
SL1	7,5–8,6	CH ₄ , N ₂ O, N ₂ O ₅ , CF ₄
SL2	8,29–9,26	O ₃
SL3	8,91–10,22	O ₃
SL4	10,43–11,78	HNO ₃ , CFC12
SL5	11,55–12,88	T, O ₃ , ClONO ₂ , CCl ₄ , CFC11, HNO ₃ , Aerosol, HO ₂ NO ₂
SL6	6,07–6,73	H ₂ O, NO ₂
SCS1	7,5–8,6	CH ₄ , N ₂ O, N ₂ O ₅ , CF ₄
SCS2	4,18–4,81	CO ₂ , CO, N ₂ O
SCS3	8,91–10,22	O ₃
SCS4	4,92–5,58	H ₂ O, NO
SCS5	10,43–11,78	HNO ₃ , CFC12
SCS6	11,55–12,88	T, O ₃ , ClONO ₂ , CCl ₄ , CFC11, HNO ₃ , Aerosol, HO ₂ NO ₂
SCS7	6,07–6,73	H ₂ O, NO ₂
SCS8	12,79–14,10	T, p, O ₃
SCL1	55,70–61,75	H ₂ O, HF
SCL2	14,34–15,58	T, p, CO ₂
SCL3	59,0–65,0	O(³ P), HF
SCL4	16,21–17,42	N ₂ O, CO ₂
SCL5	65,0–70,91	H ₂ O, HCl
SR1	7,5–8,6	CH ₄ , N ₂ O, N ₂ O ₅ , CF ₄
SR2	8,29–9,26	O ₃
SR3	8,91–10,22	O ₃
SR4	4,92–5,58	H ₂ O, NO
SR5	10,43–11,78	HNO ₃ , CFC12
SR6	11,55–12,88	T, O ₃ , ClONO ₂ , CCl ₄ , CFC11, HNO ₃ , Aerosol, HO ₂ NO ₂
SR7	6,07–6,73	H ₂ O, NO ₂

Tabelle 4: Kanalbelegung und meßbare Spurengase bei CRISTA II

Kanalbezeichnung	Wellenlängenbereich [μm]	Spurengase
SL1	7,5–8,6	CH ₄ , N ₂ O, N ₂ O ₅ , CF ₄
SL3	8,91–10,22	O ₃
SL4	10,43–11,78	HNO ₃ , CFC12
SL5	11,55–12,88	T, O ₃ , ClONO ₂ , CCl ₄ , CFC11, HNO ₃ , Aerosol, HO ₂ NO ₂
SL6	6,07–6,73	H ₂ O, NO ₂
SL8	12,79–14,10	T, p, O ₃
SCS1	7,5–8,6	CH ₄ , N ₂ O, N ₂ O ₅ , CF ₄
SCS2	4,18–4,81	CO ₂ , CO, N ₂ O
SCS3	8,91–10,22	O ₃
SCS4	4,92–5,58	H ₂ O, NO
SCS5	10,43–11,78	HNO ₃ , CFC12
SCS6	11,55–12,88	T, O ₃ , ClONO ₂ , CCl ₄ , CFC11, HNO ₃ , Aerosol, HO ₂ NO ₂
SCS6R	11,55–12,88	T, O ₃ , ClONO ₂ , CCl ₄ , CFC11, HNO ₃ , Aerosol, HO ₂ NO ₂
SCS6L	11,55–12,88	T, O ₃ , ClONO ₂ , CCl ₄ , CFC11, HNO ₃ , Aerosol, HO ₂ NO ₂
SCS7	6,07–6,73	H ₂ O, NO ₂
SCS8	12,79–14,10	T, p, O ₃
SCL1	9,29–10,30	O ₃
SCL2	14,34–15,58	T, p, CO ₂
SCL3	59,0–65,0	O(³ P), HF
SCL4	16,21–17,42	N ₂ O, CO ₂
SCL5	60,1–66,1	O(³ P), HF, H ₂ O
SCL6	65,0–70,91	H ₂ O, HCl
SR1	7,5–8,6	CH ₄ , N ₂ O, N ₂ O ₅ , CF ₄
SR3	8,91–10,22	O ₃
SR4	4,92–5,58	H ₂ O, NO
SR5	10,43–11,78	HNO ₃ , CFC12
SR6	11,55–12,88	T, O ₃ , ClONO ₂ , CCl ₄ , CFC11, HNO ₃ , Aerosol, HO ₂ NO ₂
SR7	6,07–6,73	H ₂ O, NO ₂
SR8	12,79–14,10	T, p, O ₃

2.3 Die CRISTA–Missionen

Während beider CRISTA–Missionen wurden Strahlungsdichtehöhenprofile der Erdatmosphäre gemessen. Stets erfolgte die Messung der Höhenprofile von oben nach unten, um möglichst vertikale Höhenprofile zu erhalten, und so den Einfluß horizontaler Gradienten zu minimieren (siehe hierzu RIESE, 1994 und SPANG, 1997): In größeren Höhen liegt der Tangentenpunkt näher am Satelliten. Verringert man die Tangentenhöhe, bewegt sich der Tangentenpunkt vom Satelliten weg. Gleichzeitig bewegt sich der Satellit mit einer Orbitalgeschwindigkeit von etwa 8 km/sec weiter. Da die CRISTA–Teleskope entgegengesetzt zur Flugrichtung blicken (um eine Kontamination des Geräts mit der Restatmosphäre oder dem Abgas des Space–Shuttles zu verhindern), kompensieren sich beide Effekte größtenteils. Abbildung 4 zeigt das Detektorsignal eines Temperaturkanals, sowie die zugehörigen Spannungen der Positionsmonitore des Spektrometersgitters (POS–GSR) und des Primärspiegels des Teleskops (POS–PMR). Diese werden auch kurz als „Gitterspannung“ und „Spiegelspannung“ bezeichnet. Zeitlich aufeinanderfolgende Spektren — und somit auch die Spektren

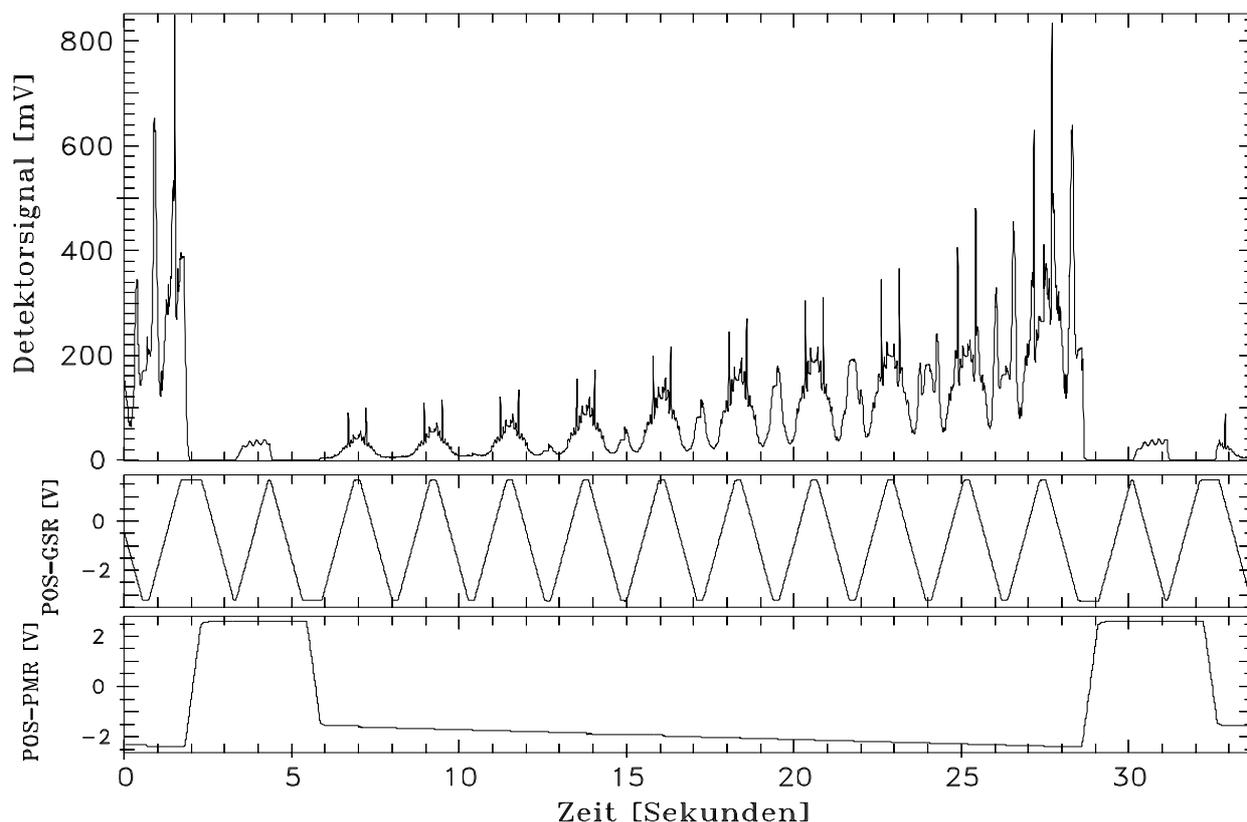


Abbildung 4: Beispiel eines Höhenscans für Detektor SR6. Oberes Bild: zeitlicher Verlauf des Detektorsignals, mittleres Bild: zeitlicher Verlauf des Positionsmonitors des Spektrometersgitters, unteres Bild: zeitlicher Verlauf des Positionsmonitors des Primärspiegels. Nähere Erläuterungen siehe Text.

benachbarter Höhenstufen in den Standardmeßmoden von CRISTA — werden in entge-

gegenseitiger Wellenlängenrichtung durchlaufen. Zu Beginn jedes Höhengscans erfolgt eine Sequenz von drei Kalibrationsspektren (in Abb. 4 etwa der Bereich von 2,5 bis 5,5 sec), bei denen das Teleskop in die größtmögliche Höhe blickt. In dieser Höhe wird zunächst ein Spektrum mit annähernd Nullsignal („Nullspektrum“) zur Überprüfung des elektrischen Untergrunds gemessen. Danach erfolgt die Messung des Spektrums einer in das jeweilige Spektrometer integrierten Eichlichtquelle, um die Stabilität der Detektoren zu überprüfen. Hierauf folgt wiederum ein Nullspektrum. Erst danach erfolgt die Vermessung des interessierenden Atmosphärenbereichs, für den die Höhenbereiche und die Anzahl der Höhengschritte in den Tabellen 5 und 6 gültig sind.

Die Detektorspannung kann über die Absoluteichung (siehe PREUSSE, 1995) in Strahlungsdichten umgerechnet werden. Die Gitterspannung kann über die Wellenlängenkalibration in eine Wellenlängenskala überführt werden (auch hierzu siehe PREUSSE, 1995). Der Spiegelspannung kann über die Lageberechnung des Satelliten eine Tangentenhöhe (genauer ein Tangentenpunktort) zugeordnet werden (siehe SPANG, 1997). Generell ist für einen vorgegebenen Kanal die Wellenlänge um so höher, je höher die Gitterspannung ist. Innerhalb eines Höhengscans ist die Tangentenhöhe um so größer, je höher die Spiegelspannung ist. Die Werte der Spiegelspannung können — bei Ausrichtung der z -Achse der ASTRO-SPAS Plattform auf eine bekannte feste Tangentenhöhe — zur Abschätzung der Tangentenhöhe dienen. Die Genauigkeit ist allerdings nicht besser als etwa ± 3 km (siehe SPANG, 1997). Um genauere Werte der Tangentenhöhe zu erhalten, muß eine detailliertere Lageberechnung des Satelliten erfolgen.

Während der CRISTA-Missionen wurden verschiedene Meßmoden verwendet, die sich — je nach wissenschaftlicher Zielsetzung — in der Anzahl der Höhengschritte während eines Höhengscans und der Größe des vertikalen Höhengschritts unterscheiden. Hierdurch variiert auch die für einen Höhengscan benötigte Zeit und somit der horizontale Abstand aufeinanderfolgender Höhengscans. Einen Überblick über die während CRISTA I und CRISTA II verwendeten Meßmoden liefern die Tabellen 5 und 6. Genauere Informationen über die verwendeten Meßmoden sind z.B. zu finden bei RIESE ET AL., 1999 und SPANG, 1997.

Von besonderem Interesse sind die Meßmoden VR-1, VR-2 (CRISTA I), VR-S und VR-M (CRISTA II), die speziell für die Untersuchung von Relaxationseffekten in den Flugdaten konzipiert wurden (siehe hierzu auch Kapitel 7.3). Um den Einfluß von Detektorrelaxationen in den im Flug gemessenen Spektren abschätzen zu können, wurden hierbei in jeder Höhenstufe eines Höhengscans Spektren in beiden Wellenlängenrichtungen gemessen. Währenddessen legte der Satellit eine Strecke von weniger als 20 km zurück. Da die Erdatmosphäre im betrachteten Höhenbereich in den meisten Fällen horizontal nicht so stark variabel ist und bei der Beobachtungsmethode der Horizontsondierung die Strahlung entlang des Sehstrahls aufintegriert wird, was eine Glättung über horizontale Strukturen zur Folge hat, sollten die beiden in einer Höhe gemessenen Spektren fast exakt gleich sein. Daher können diese Meßmoden auch zur Überprüfung einer erfolgten Korrektur von Relaxationseffekten herangezogen werden.

Tabelle 5: Meßmoden während CRISTA I: die Zahlen beziehen sich auf die kurzwelligen Spektrometer (das langwellige mißt immer ca. 22 km höher). Die Werte in Klammern beziehen sich auf Höhengans mit größerem Vertikalschritt (sog. *high altitude scans*), die im Mode 1 und im Mode VR-1 nur vom Zentralteleskop, im Mode 2 und im Mode VR-2 von allen Teleskopen bei jedem vierten Höhengans erfolgen.

Meßmode	Anzahl der Höhengans	Höhenschritt [km]	Höhenbereich [km]	horiz. Abstand [km]	Meßdauer [Stunden]
Mode 1	43	1,5 (2,7)	16–79 (125)	395	54,4
Mode 2	20	1,5 (2,7)	16–44 (73)	200	76,3
M/T	39	2,7	60–164	360	4,3
VR-1	43	1,5 (2,7)	16–79 (125)	725	6,1
VR-2	10	3,0 (6,0)	16–44 (70)	190	6,7
HO	20	0,75	22–35	200	11,5

Tabelle 6: Meßmoden während CRISTA II. Bei den Angaben in der Tabelle handelt es sich um Näherungswerte. Zeitweise wurde ein erweiterter Wellenlängenbereich mit den kurzwelligen Spektrometern vermessen. Dadurch ergeben sich hier nicht berücksichtigte Änderungen in der letzten Spalte.

Meßmode	Spektro- meter	Anzahl der Höhenschritte	Höhenschritt [km]	Höhenbereich [km]	horiz. Abstand [km]
S	SL, SR, SCS	23	2,0	11–55	240
	SCL	23	2,0	33–77	240
VR-S	SL, SR, SCS	23	2,0	11–55	480
	SCL	23	2,0	33–77	480
S-L	SL, SR, SCS	25	2,0	7–55	255
	SCL	25	2,0	29–77	255
M	SL, SR	43	2,15	15–105,3	420
	SCS	43	2,15	40–130	420
	SCL	43	2,15	62–152	420
VR-M	SL, SR	43	2,15	15–105,3	840
	SCS	43	2,15	40–130	840
	SCL	43	2,15	62–152	840
T	SL, SR	43	1,0	60–102	420
	SCS	43	2,5	60–165	420
	SCL	43	2,5	82–187	420
VAL	SL, SR, SCS	29	2,0	11–67	290
	SCL	29	2,0	33–89	290
STARE	SL, SR	—	—	30	10
	SCS	—	—	18	10
	SCL	—	—	40	10

3 Vorbetrachtungen zu den verwendeten IR–Detektoren

3.1 Allgemeines über die verwendeten Detektortypen

Volumen–IR–Detektoren (klassische Halbleiterdetektoren):

Zum Nachweis von Photonen verwendet man im IR–Bereich Halbleiterdetektoren. Bei reinen Halbleitern sind Photonen nachweisbar, sobald diese energiereich genug sind, Ladungsträger aus dem Valenz– in das Leitungsband zu heben (intrinsische Photoleitung). Die Schwellenenergie entspricht dem Bandabstand E_{gap} .

Um Photonen geringerer Energie als E_{gap} nachweisen zu können, werden bei den klassischen Volumen–Halbleiterdetektoren (Bulk–Halbleiterdetektoren) die vierwertigen Halbleitermaterialien (normalerweise Silizium oder Germanium) mit dreiwertigen (p–Dotierung) oder fünfwertigen (n–Dotierung) Elementen gezielt verunreinigt (dotiert). Hierdurch entstehen sogenannte Störstellenniveaus, die innerhalb der verbotenen Zone zwischen Valenz– und Leitungsband liegen, und nur einen geringen Energieabstand ΔE zum Valenz– oder Leitungsband haben (je nach Dotierung). Auf diese Weise kann Photoleitung schon bei viel geringerer Photonenenergie eintreten (man spricht dann von extrinsischer Photoleitung). Es können dann Photonen mit Wellenlängen:

$$\lambda \leq \frac{hc}{\Delta E} = \frac{1,24}{\Delta E} \quad , \quad \lambda \text{ in } \mu\text{m} \quad , \quad \Delta E \text{ in eV} \quad (1)$$

nachgewiesen werden. Die Art der Dotierung wird durch den gewünschten Wellenlängenbereich, in dem der Detektor empfindlich sein soll, festgelegt. Bei den in CRISTA verwendeten Si:Ga–Detektoren beträgt ΔE etwa $0,068 \text{ eV}$ ¹, bei den Ge:Ga–Detektoren etwa $0,011 \text{ eV}$ (siehe SZE, 1969). Da die Energielücke ΔE so gering ist, müssen die verwendeten Detektortypen gekühlt werden, um eine thermische Selbstanregung zu unterdrücken. Bei den Si:Ga–Detektoren sind Temperaturen unterhalb 17 K erforderlich. Die Ge:Ga–Detektoren müssen unterhalb 5 K betrieben werden.

Abbildung 5 zeigt die Bandstruktur von p– und n–dotiertem sowie von undotiertem Si–Halbleitermaterial. Die Bandstruktur von p–dotiertem Material entspricht der des bei den CRISTA–Detektoren verwendeten Halbleitermaterials. Zur besseren Kontaktierung wird die Fläche, an der der Kontakt angebracht (eingepflanzt) wird, sehr hoch dotiert, während der Kristall selbst nur schwach dotiert wird. Bei p–dotierten Halbleitern spricht man dann von einer $p^+–p–p^+$ Struktur. Analog wird bei n–Dotierung von einer $n^+–n–n^+$ Struktur gesprochen.

¹Dieser Wert weist eine kleine Diskrepanz zu dem in Abb. 5 rechts für Si:Ga Material genannten auf. Diese Diskrepanz deutet vermutlich auf leichte Unterschiede der von den Autoren betrachteten Detektormaterialien hin.

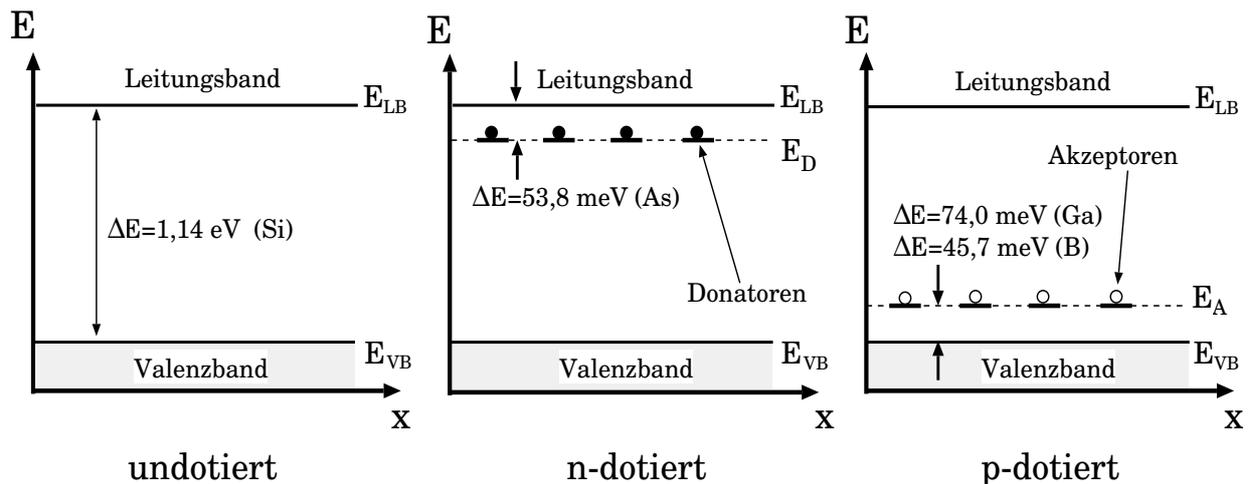


Abbildung 5: Bandstruktur von Si-Bulkdetektoren nach WIEST, 1995: Elektronen, die aus dem Donatorniveau in das Akzeptorniveau angeregt werden können, wurden als schwarze Punkte dargestellt. Als ungefüllte Kreise wurden Stellen im Akzeptorniveau dargestellt, die Elektronen aus den Valenzband aufnehmen können, wodurch im Valenzband Löcher entstehen.

BIB-Detektoren:

Die Bezeichnung BIB steht für blocked impurity band. Die BIB-Detektoren werden ähnlich wie die Bulkdetektoren betrieben, allerdings sind sie prinzipiell anders aufgebaut (siehe Abb. 6). Ein BIB-Detektor besteht aus drei Schichten unterschiedlicher Dotierung: einer

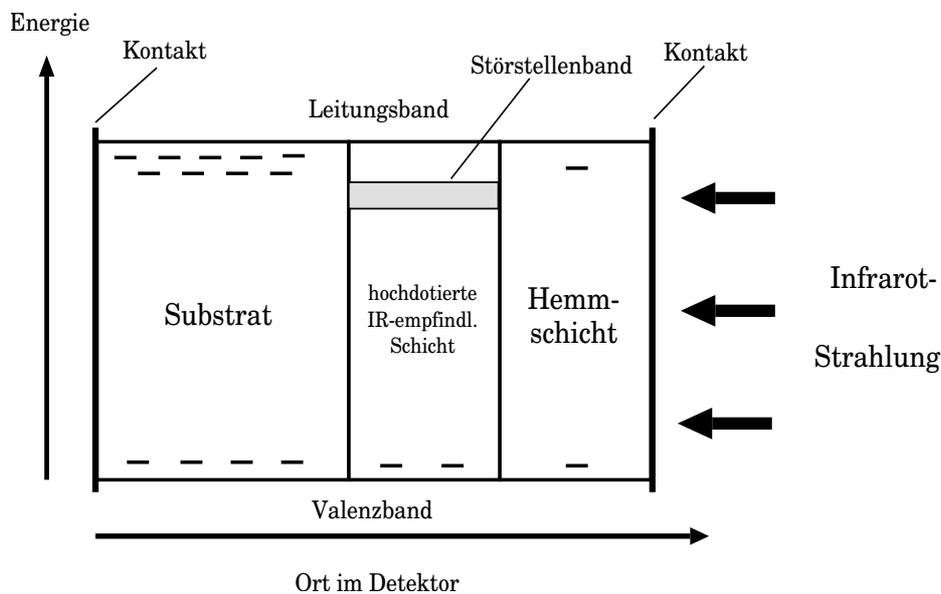


Abbildung 6: Physikalischer Aufbau eines BIB-Detektors nach RABANUS, 1997

schwach dotierten Hemmschicht, einem stärker dotierten Substrat und einer hochdotierten Schicht. Um BIB-Detektoren unempfindlich für störende in der Umlaufhöhe des Satelliten

auftretende Teilchenstrahlung zu machen, wurde das Detektorvolumen gegenüber dem der Volumendetektoren stark verringert. Die hiermit verbundene Empfindlichkeitsverringernug wird durch die höhere Dotierung einer Schicht kompensiert, die hierdurch empfindlicher für Infrarotstrahlung wird. Da dies einen stärkeren Dunkelstrom durch den Detektor zur Folge hätte, wird zur Abschirmung eine schwächer dotierte Hemmschicht benötigt, die nur Ladungsträger einer Mindestenergie passieren läßt.

Der spezielle Aufbau eines BIB-Detektors ermöglicht ebenfalls eine höhere Empfindlichkeit und einen im Vergleich mit einem Bulk-Detektor größeren nutzbaren Spektralbereich. Genaueres hierzu siehe in WIEST, 1995 und RABANUS, 1997.

3.2 Arbeitsweise der Halbleiterdetektoren in CRISTA

CRISTA mißt nach dem rauschunterdrückenden Lock-In-Verfahren. Hierbei wird die in das Spektrometer einfallende Strahlung mit einem Stimmgabelchopper zerhackt („gechoppt“). In CRISTA werden Gitterspektrometer vom Typ Ebert-Fastie verwendet. Die Strahlung fällt in das Spektrometer, wird vom Spektrometergitter spektral zerlegt und fällt (fokussiert durch den Ebert-Spiegel des Spektrometers und die vor den Spektrometerraustrittsspalten angebrachten Lichtleiter) in das Gehäuse (cavity), in dem der jeweilige Detektor sich befindet. Die Detektorgehäuse sind innen verspiegelt, da bei den verwendeten Si:Ga und Ge:Ga Bulk-Detektoren die einfallende IR-Strahlung zu einem großen Teil transmittiert wird und so ungenutzt verloren ginge.

Bei den in CRISTA verwendeten Bulk-Detektoren handelt es sich um würfelförmige Kristalle mit 1 mm Kantenlänge. Die Kontaktierung erfolgt über zwei Drähte, die an zwei gegenüberliegenden Würfelflächen angebracht wurden. Die über dem Detektor anliegende Spannung wird durch den Vorverstärker auf einen konstanten Wert geregelt, die Biasspannung U_B (Schaltbild siehe Abb. 7).

Durch die angelegte Biasspannung werden die thermisch oder durch Strahlung angeregten Ladungsträger aus dem Detektorkristall abgezogen. Zu groß darf die Spannung U_B allerdings nicht gewählt werden, da sonst Lawineneffekte (engl. *avalanche breakdown*) auftreten können. Dies ist der Fall, wenn im Detektorkristall die kritische Feldstärke E_A überschritten wird. Der Detektor wird dann niederohmig, und eine Messung von IR-Strahlung ist nicht mehr möglich.

Das Signal, das in der nachgeschalteten Elektronik weiterverarbeitet wird, ist die Spannung über den Feedbackwiderstand. Diese ist proportional zum Strom I_{det} durch den Detektor. Trifft IR-Strahlung auf den Detektor, werden in diesem freie Ladungsträger (Löcher) erzeugt und der Detektor wird niederohmiger. Dadurch steigt der Strom durch Detektor und Feedbackwiderstand und somit die von der Elektronik weiterverarbeitete Spannung.

Durch das „Choppen“ der IR-Strahlung wird der Detektorstrom periodisch moduliert. Gibt der Chopper die Spektrometeröffnung frei, fällt von außen IR-Strahlung auf den Detektor und der Detektorstrom ist hoch. Verschließt der Chopper die Spektrometeröffnung, fällt auf

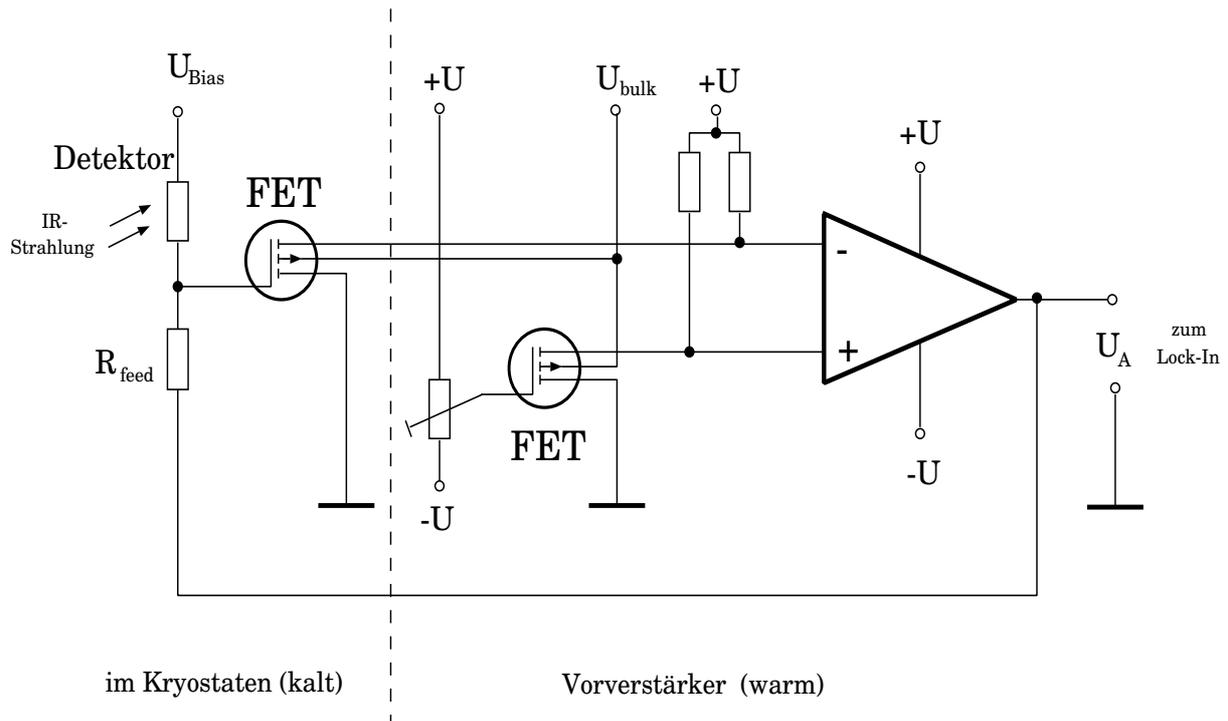


Abbildung 7: Schaltbild der Detektorelektronik während der Messungen mit dem Laborkryostaten (siehe Kapitel 4.2). Die Schaltung der Detektoren ist der in CRISTA vergleichbar.

den Detektor nur IR-Strahlung vom kalten Chopperblatt und aus dem kalten Spektrometer — also nur eine geringe Menge Untergrundstrahlung. Der Detektorstrom ist also niedrig. Das Endprodukt der Weiterverarbeitung (Verstärkung und digitales Lock-In-Verfahren) wird im weiteren als Detektorspannung bzw. Detektorsignal bezeichnet und entspricht im wesentlichen der Differenz zwischen hohen und niedrigen Stromwerten.

Bedingt durch die Frequenz der verwendeten digitalen Lock-In Verstärker (DLI's), die der Chopperfrequenz entspricht, erhält man bei CRISTA für jeden einzelnen Detektor etwa 220 Werte der Detektorspannung pro Sekunde (genauer zum Lock-In-Verfahren siehe in STOMAS, 1992, PREUSSE, 1995, und RABANUS, 1997).

3.3 Theoretische Grundlagen zum Relaxationsverhalten von Halbleiterdetektoren

Ein schon länger bekanntes Problem bei der Messung mit Halbleiter-IR-Detektoren sind Relaxationseffekte. Diese äußern sich dadurch, daß nach einer Änderung der auf den Detektor einfallenden Strahlungsintensität der Detektorstrom nicht in der Lage ist, dieser Änderung sofort in vollem Umfang zu folgen.

Dieses nichtstationäre Verhalten (man spricht in diesem Zusammenhang auch von sogenannten „Transienteneffekten“) wurde schon relativ früh auf Abschirmeffekte (engl. *screening*) innerhalb des Detektorkristalls zurückgeführt (siehe z.B. MILTON, 1970). Auch wurde schon bald erkannt, daß Oszillationen der Abschirmlänge (und somit Oszillationen des Detektorstroms) auftreten können (KAZARINOV ET AL., 1972). Eine analytische Lösung des Problems, die eine praktische Anwendbarkeit in Form eines Korrekturansatzes ermöglicht, erfolgte allerdings erst später. Ein vielversprechender Ansatz stammt von FOUKS (1995). Dessen Grundlagen werden im folgenden kurz erläutert. Eine Diskussion der Anwendbarkeit dieser Theorie auf die bei CRISTA beobachteten Relaxationseffekte erfolgt in Kapitel 3.4.

Theorie nach Fouks (1995)

Ein generelles Problem bei der Messung mit IR-Halbleiterdetektoren ist, daß der Detektorkristall relativ hochohmig ist (bei Bulk-Detektoren typischerweise im Teraohm-Bereich). Außerdem stellt die Kontaktierung des Detektorkristalls ein Problem dar. Hierdurch kann es zu sogenannten Relaxationseffekten (Transienteneffekten) kommen.

Betrachtet man beispielsweise eine sprunghafte Erhöhung der Bestrahlungsintensität auf den Detektor, werden hierdurch in diesem zusätzliche freie Ladungsträger erzeugt („Generationsstrom“), die durch die über den Detektor anliegende Spannung sehr schnell abtransportiert werden („sweep out“). Es erfolgt also ein sehr schneller Signalsprung.

Allerdings bleiben die negativ (bei p-Typ Detektoren) geladenen Haftzentren im Kristall zurück und bilden eine nichtstationäre Raumladung. Daher kommt es zur Ausbildung eines zusätzlichen nichtstationären elektrischen Feldes im Detektorkristall, das zu einer nichtstationären Ladungsträgerinjektion (bei p-Typ Detektoren am „+“-Kontakt) führt (sekundärer Photostrom) und es treten Abschirmeffekte auf, die zu einer Verringerung des Gesamtstroms durch den Detektor führen. Zwischen Generationsstrom und Injektionsstrom muß sich erst ein Gleichgewicht einstellen, was zu einem langsamen Relaxationsverhalten führen kann. Wie das Einstellen des Gleichgewichts im zeitlichen Ablauf genau erfolgt, hängt im Einzelnen von den Eigenschaften des Detektors ab.

Eine genauere theoretische Untersuchung der stattfindenden Prozesse wurde durchgeführt von FOUKS, 1995 (siehe hierzu auch VINOKUROV UND FUKS, 1991, FOUKS UND SCHUBERT, 1995, sowie HAEGEL ET AL., 1993).

Bei der Theorie von FOUKS (1995) nimmt man an, daß es sich um ein eindimensionales Problem handelt, wobei die x-Richtung von Kontakt zu Kontakt zeigt. Man geht von drei

Grundgleichungen aus:

Von der Stromerhaltungsgleichung

$$\frac{J}{A} = e \cdot (\mu E p - D \frac{\partial p}{\partial x}) + \frac{\epsilon}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t} \quad (2)$$

von der Poissongleichung

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{4\pi e}{\epsilon} \cdot [p - p_0 + N \cdot (f - f_0)] \quad (3)$$

und der sogenannten „trap-charging“ Gleichung

$$N \cdot \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{p}{\tau} - N \cdot \frac{f - f_0}{\tau_r} - G \quad (4)$$

(siehe hierzu FOUKS, 1995).

Hierbei sind:

- J Strom durch den Detektor
- E Elektrisches Feld im Detektor
- A Querschnittsfläche des Detektorkristalls
- e Ladung eines Loches
- μ Beweglichkeit eines Loches
für die Geschwindigkeit eines Loches gilt: $\vec{v} = \mu \cdot \vec{E}$
- D Diffusionskoeffizient der Löcher
- γ Einfangkoeffizient eines Loches
- τ Einfangszeit eines Loches
es gilt: $\tau = 1/\gamma N(1 - f_0)$
- τ_r Haftstellen Besetzungs-Relaxationszeit
es gilt: $\tau_r = 1/[\gamma p + G/N f_0]$
- G Locherzeugungsrate; wenn optisch hervorgerufen: $G = \alpha I_{rad}$
 α : Absorptionskoeffizient,
 I_{rad} : einfallender Strahlungsfluß
- ϵ Dielektrizitätskonstante
- p Konzentration der Löcher
- N Akzeptorkonzentration
- N_d Donatorkonzentration
- f Besetzungsverhältnis der Haftstellen durch Löcher
- E_j Parameter, der die Güte des Kontaktes beschreibt

Eine genauere Erläuterung von Größen wie zum Beispiel p , f , N und E_j erfolgt im weiteren Text. Die Gleichungen wurden formuliert für einen p-Typ Halbleiterkristall mit einer Akzeptorkonzentration N , die größer ist als die Donatorkonzentration N_d ($N > N_d$), wobei das Donatorniveau über dem Akzeptorniveau liegt. Ist der Kristall überhaupt nicht angeregt,

gilt für das Besetzungsverhältnis f der Haftstellen durch Löcher $f = f_0 = 1 - N_d/N$ und für die Löcherkonzentration p gilt dann $p = p_0 \ll N_d, N - N_d$.

Bei Halbleiterdetektoren unter niedrigem Strahlungshintergrund geht man im Allgemeinen von einer p^+-p-p^+ Struktur aus. Bei $x=0$ und $x=l$ (auf beiden Seiten des Kristalls) sind p^+-p Kontakte angebracht. In der Nähe des Kontakts bei $x=0$ läßt sich für die Konzentration der Löcher $p(x, t)$ die Gleichung:

$$p(x = 0, t) = p(0, 0) \cdot \exp[\Delta E(0, t)/E_j] \quad (5)$$

herleiten, wobei E_j ein Maß für die Güte des Kontakts ist und die Effizienz der Ladungsträgerinjektion beschreibt (je höher E_j , desto schlechter ist der Kontakt). Die Güte der Kontaktierung des Detektorkristalls spielt also beim Ablauf einer Relaxation eine entscheidende Rolle. $\Delta E(0, t)$ ist die zeitabhängige Abweichung des elektrischen Feldes am Kontakt vom Gleichgewichtswert. Außerdem liege über dem Detektor der Länge l (=Abstand zwischen den Kontakten) eine konstante Spannung $U = E_0 \cdot l$ an.

Nimmt man außer den obengenannten idealisierenden Bedingungen an, daß eine sprunghafte Intensitätsänderung aus dem Gleichgewichtszustand vorliegt und ein linearer Zusammenhang zwischen Strom und Spannung besteht, kann dieses System von 4 Gleichungen gelöst werden. (Diese Vereinfachungen müssen für die CRISTA-Detektoren nicht unbedingt gültig sein.) Steigt der Detektorstrom J vom Gleichgewichtswert $J = J_0$ vor dem Sprung auf einen anderen Gleichgewichtswert $J = J_\infty$ nach dem Sprung, so kann man zwei Fälle unterscheiden:

Fall 1: $E_j \cdot \ln(J_\infty/J_0)/E_0 \ll 1$

Eine analytische Lösung ist möglich. Der zeitliche Verlauf des Detektorstroms direkt nach dem Sprung (der zur Zeit $t=0$ stattfand) ist gegeben durch:

$$J(t) = \beta J_\infty + \frac{(1 - \beta)J_\infty J_0}{J_0 + (J_\infty - J_0) \exp(-t/\tau_j)} \quad (6)$$

mit β : Wert, der angibt wie hoch J direkt nach dem Sprung steigt

$\beta = 1 - g[1 - \exp(-1/g)]$, wobei man $g = l/\tau v_0$ als Gain bezeichnet; $v_0 = \mu \cdot E_0$

$\tau_j = \epsilon A E_j / 4\pi \beta J_\infty$

Der Verlauf der Sprungantwortfunktion ist in Abb. 8 dargestellt: Der Verlauf der Kurve ist gegeben durch einen schnellen Anstieg ($t=0$) auf einen Wert $J_0 + \beta(J_\infty - J_0)$, gefolgt von einem viel langsameren monotonen Anstieg.

Fall 2: $E_j \cdot \ln(J_\infty/J_0)/E_0 \gg 1$

Im Fall 2 ist eine analytische Lösung nicht möglich. Es kommt zu einem hakenartigen Verlauf des Stroms ähnlich wie in Abb. 9, die mit CRISTA gemessene Sprungantworten eines Si:Ga-Detektors zeigt. Allerdings kommt es in der Theorie nicht zu einem Überschießen des Detektorstroms über den Gleichgewichtswert J_∞ hinaus. Außerdem verläuft das zeitliche Ausklingen der Relaxation nach Erreichen des Minimums langsamer als in den bei CRISTA beobachteten Sprungantworten.

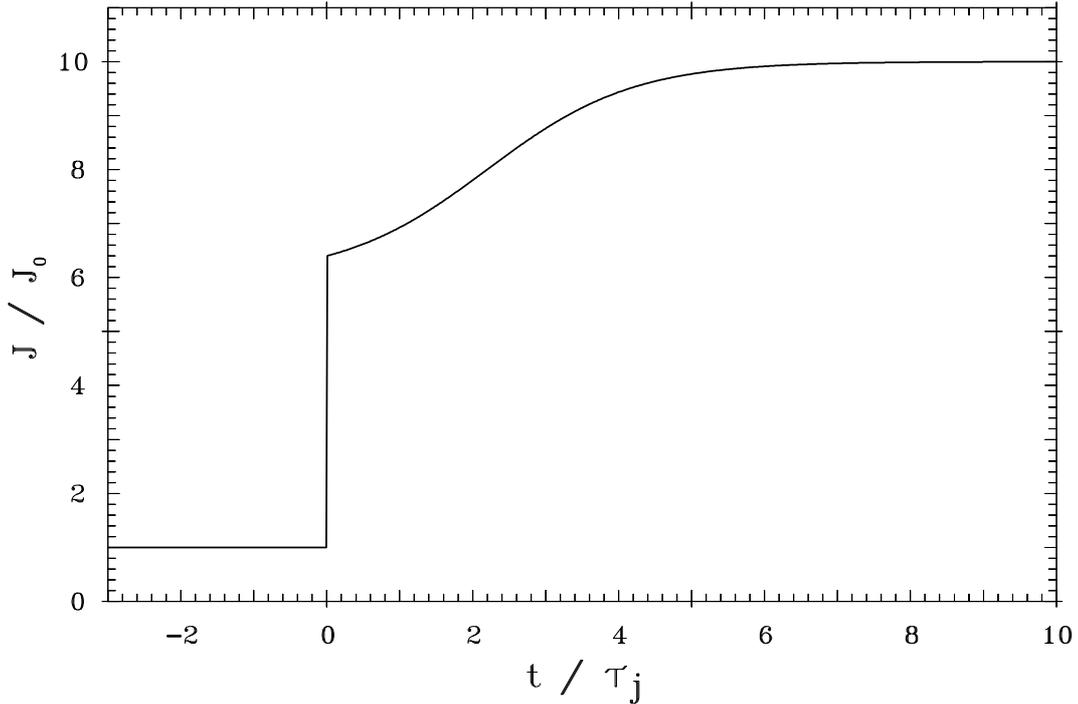


Abbildung 8: Sprungantwortfunktion nach FOUKS, 1995. Als Parameter wurden gewählt: $J_0=1$, $J_\infty=10$, $\beta = 0,6$, $\tau_j=1$.

Weiterhin sei noch bemerkt, daß im Laufe eines Relaxationsprozesses das elektrische Feld im Detektor lokal die kritische Feldstärke überschreiten kann, was spontane Strom-Spikes des Detektors zur Folge hat, da es lokal dann zu Lawinenprozessen im Detektor kommen kann. Dies ist umsomehr der Fall, je näher sich die Spannung U über dem Detektor selbst am kritischen Wert befindet.

Außerdem können Wellen (sogenannte TRW's — *trap recharging waves*) innerhalb des Detektorkristalls angeregt werden, die sich durch Oszillationen des Detektorsignals äußern (siehe KAZARINOV ET AL., 1972).

Klassifikation der Detektortypen nach Fouks:

FOUKS (1995) unterscheidet die Detektortypen in drei Kategorien:

Kategorie 1: Detektoren mit hoher Feldstärke im Kristall

In FOUKS (1995) sind hier typische Werte angegeben von: $E_j \approx 10$ V/cm und $E_0 \approx 1000$ V/cm und somit $E_0/E_j \geq 100$. In diese Kategorie fallen unter anderem Si:Ga und Si:Bi Detektoren. Für diesen Fall und unter der Näherung:

$$E_j \cdot \ln(J_\infty/J_0)/E_0 \ll 1 \quad (7)$$

gibt es einen Ansatz zur Korrektur von Sequenzen von Intensitätssprüngen, wobei die Beleuchtungsvorgeschichte eines Sprunges in einem einzigen Parameter zusammengefaßt werden kann. Dieser Ansatz, auf den hier nicht näher eingegangen wird, macht unter anderem Gebrauch von der hergeleiteten Sprungantwortfunktion (Gleichung 6).

Kategorie 2: Detektoren mit mittlerer Feldstärke im Kristall

Hier sind Detektoren mit typischerweise $E_0/E_j \approx 10$ und $E_0 \approx 100$ V/cm gemeint. Hierzu gehören Si:As und Si:B Detektoren. Bei Detektoren dieser Kategorie ist auch ein Korrekturansatz denkbar, der allerdings schon die numerische Lösung der Gleichungen 2 – 5 erfordert, um den zeitlichen und räumlichen Verlauf des elektrischen Feldes im Detektorkristall zu bestimmen.

Kategorie 3: Detektoren mit niedriger Feldstärke im Kristall

In diese Kategorie fallen Detektoren mit $E_0/E_j \leq 1$. Hierzu gehören Ge:Ga-Detektoren. Für diese schlägt FOUKS, 1995, eine Kombination aus analytischer und numerischer Lösung der Gleichungen 2 – 5 vor.

Generell kann zusammengefaßt werden, daß nur für einen Spezialfall der Kategorie 1 eine einfache Korrektur von Sequenzen von Intensitätssprüngen möglich ist.

Um in diesem Spezialfall Korrekturen von Sprungantworten durchführen zu können, wurden Untersuchungen für das Si:Ga-Detektorarray des Experimentes ISOPHOT an Bord des Satelliten ISO durchgeführt (siehe hierzu SCHUBERT ET AL., 1995).

Die Lösungsansätze der Kategorien 2 und 3 erfordern schon erheblichen Rechenaufwand und erreichen nicht mehr die Präzision der Kategorie 1. Bei der ganzen Betrachtung wurde auch immer vorausgesetzt, daß eine homogene Beleuchtung des Detektorkristalls erfolgt. Ist dies nicht der Fall, können selbst Detektoren der Kategorie 1 ein Verhalten gemäß Kategorie 3 aufweisen. Eine weitere Komplizierung tritt ein, wenn die am Kristall anliegende Spannung in der Nähe der Durchbruchsspannung liegt. Dann ist die Strom-Spannungs-Charakteristik nicht mehr linear. Die Konsequenzen für die Korrektur der bei den CRISTA-Detektoren auftretenden Relaxationseffekte werden im folgenden diskutiert.

3.4 Einordnung der bei CRISTA auftretenden Relaxationen

Das Relaxationsverhalten der in CRISTA eingebauten Detektoren ist abhängig von vielen Parametern, die in drei Gruppen unterteilt werden können. Diese Unterteilung erfolgt, da die ersten beiden Gruppen von Parametern bei der Behandlung der Relaxationen von CRISTA I als konstant angesehen und daher im weiteren nicht mehr berücksichtigt werden.

Parameter, die Detektoreigenschaften wiedergeben:

- Kontaktierung des Detektorkristalls
- Höhe der Dotierung des Detektorkristalls
- Geometrie des Detektorkristalls

Parameter, die die Betriebsbedingungen eines Detektors definieren:

- Biasspannung
- Detektortemperatur
- Art der Beleuchtung (homogene oder inhomogene Ausleuchtung des Kristalls)
- Wellenlänge des eingestrahnten Lichts

Parameter, die bei konstanten Betriebsbedingungen die Beleuchtung bzw. deren Vorgeschichte beschreiben:

- aktuell auf den Detektor einfallende Infrarotintensität
- Beleuchtungsvorgeschichte:

Hiermit ist der zeitliche Verlauf der Bestrahlungsstärke vor einem Signalwechsel gemeint. Bei einer sprunghaften Intensitätsänderung beispielsweise hängt das Aussehen einer hierdurch hervorgerufenen Relaxation einerseits von älteren (noch nicht abgeklungenen) Relaxationsanteilen ab, andererseits vom Faktor, um den sich die Intensität ändert („Hubfaktor“).

Es sind also bei den verwendeten Detektortypen *zwei* Parameter zur Beschreibung der Beleuchtungsvorgeschichte erforderlich!

Bei den Betriebsbedingungen wurden außer den schon erwähnten Größen Biasspannung und Detektortemperatur auch noch einige andere Größen aufgeführt. Nähere Untersuchungen des Relaxationsverhaltens der Si:Ga-Detektoren in CRISTA von SCHÄLER (1996) haben gezeigt, daß bei unterschiedlichen Detektoren des gleichen Typs das Relaxationsverhalten unterschiedlich sein kann, obwohl Biasspannung und Detektortemperatur gleich sind. Die Detektoren müssen sich also in ihren Betriebsbedingungen oder in ihren Materialeigenschaften zusätzlich unterscheiden.

Zu den Betriebsbedingungen sei bemerkt, daß diese bei den Messungen von CRISTA während der beiden Missionen konstant gehalten wurden (außer der Detektortemperatur im SCL-Spektrometer während CRISTA I bzw. in SCS- und SCL-Spektrometer während CRISTA II). Daher ist hauptsächlich die dritte Gruppe von Parametern für das Verständnis der im Flug auftretenden Relaxationseffekte von wesentlichem Interesse.

Eine Korrektur der bei CRISTA auftretenden Relaxationseffekte unter direkter Zugrundelegung der Theorie von FOUKS (1995) scheint mit Schwierigkeiten verbunden zu sein: Zwar zählen die in CRISTA verwendeten Si:Ga-Detektoren zu der von FOUKS (1995) beschriebenen Kategorie 1, für die in einem Spezialfall ein einfacher Lösungsansatz möglich ist. Allerdings weisen die verwendeten Si:Ga-Detektoren eine Haken-Sprungantwort auf und die Vorgeschichte der Sprungantwort kann nicht mit nur einem Parameter beschrieben werden. Hierfür könnte es drei Gründe geben:

1. Möglicherweise erfolgt die Beleuchtung der Detektorkristalle nicht homogen.
2. Die Kontaktierung der Kristalle könnte schlechter sein als von Fouks angegeben.
3. Die in Kategorie 1 angegebene Näherung $E_j \cdot \ln(J_\infty/J_0)/E_0 \ll 1$ könnte nicht erfüllt sein, da die IR-Strahlung bei CRISTA gepoppt wird. Hierdurch ändert sich der Detektorstrom sehr stark: Bei geschlossenem Chopper fällt auf den Detektor nur Hintergrundstrahlung aus dem 10 K kalten Spektrometer. Ist der Chopper dagegen geöffnet, fällt auf den Detektor eine viel höhere Strahlungsintensität, da das Teleskop im Flug in die Erdatmosphäre oder während der Kalibrationen am Boden beispielsweise in einen Eichschwarzkörper bei typischen Schwarzkörpertemperaturen von etwa 200–300 K blickt. Außerdem liegt keine Abfolge isolierter Intensitätssprünge vor, deren Relaxationen jeweils ausklingen können, da die Chopperfrequenz mit ca. 220 sec^{-1} relativ hoch ist.

Ein weiteres Problem, das gegen eine Anwendung der Theorie von Fouks spricht, ist, daß CRISTA im Lock-In-Verfahren mißt und nur der Wechselspannungsanteil zeitlich hochaufgelöst aufgezeichnet wird. Es wird im Prinzip also nur die *Änderung* des Detektorstroms für eine sinnvolle Weiterverarbeitung ausreichend genau aufgezeichnet. (Es wäre auch möglich gewesen, nicht im Lock-In-Verfahren zu messen, d.h. die IR-Strahlung nicht zu choppen und den Gleichspannungsanteil zeitlich hochaufgelöst aufzuzeichnen. Allerdings hat diese Methode den wesentlichen Nachteil, daß der Signalnullpunkt nicht so gut definiert ist.)

Ein weiterer interessanter Punkt ist, daß beim beobachteten Überschwing-Unterschwing-Verhalten der CRISTA-Detektoren ein kurzfristiges Überschießen des Detektorsignals über den Gleichgewichtswert hinaus beobachtet werden kann. Dieser Fall ist mit der von Fouks entwickelten Theorie nur schwer zu erklären.

Eine Anwendung des einfachen für Kategorie 1 vorgeschlagenen Korrekturansatzes auf die in CRISTA verwendeten Ge:Ga-Detektoren ist ebenfalls nicht möglich. Zwar weisen die Ge:Ga-Detektoren nicht immer eine Haken-Sprungantwort auf, allerdings fallen sie in die Kategorie 3 von Fouks.

Für die in CRISTA verwendeten Si:As BIB-Detektoren gilt ein Großteil der oben aufgeführten Argumente ebenfalls: oft werden Haken-Sprungantworten beobachtet und die einfallende Infrarotstrahlung wird ebenfalls gepoppt. Außerdem ist der physikalische Aufbau der BIB-Detektoren von dem der Volumendetektoren verschieden. Unter Umständen müßte daher der theoretische Ansatz modifiziert werden.

Zusammenfassend kann bemerkt werden, daß für alle in CRISTA verwendeten Detektortypen eine Anwendung des von FOUKS (1995) vorgeschlagenen einfachen Korrekturansatzes für einen Spezialfall der Kategorie 1 nicht möglich ist, da offenbar dessen theoretische Voraussetzungen nicht erfüllt sind. Ein Lösungsansatz, wie er für die Kategorien 2 und 3 vorgeschlagen wurde, ist dagegen schon aufgrund der großen zu bearbeitenden Datenmenge

nicht gangbar. Es müßte für jede Chopperperiode die Verteilung des elektrischen Feldes im Detektor numerisch neu berechnet werden.

Aus diesen Gründen wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit ein empirischer Ansatz zur Korrektur der bei CRISTA auftretenden Relaxationseffekte weiterverfolgt, der auf im Labor gemessenen Sprungantworten basiert.

4 Labormessungen von Sprungantworten

Bei den in CRISTA verwendeten IR-Detektoren wird sogenanntes Relaxationsverhalten beobachtet. Dieses äußert sich darin, daß nach einer Änderung der eingestrahlten IR-Intensität das Detektorsignal je nach Signalhöhe längere Zeit benötigen kann, bis sich ein stabiler Wert einstellt, der der eingestrahlten Intensität entspricht. Beziehungsweise wird ein stabiler Wert nicht erreicht, wenn die eingestrahlte Intensität ständig geändert wird (z.B. bei Messung von Spektren).

Um einen ersten Überblick der bei den CRISTA-Detektoren auftretenden Relaxationen zu erhalten und systematische Zusammenhänge zu finden, wurden Messungen von Sprungantworten durchgeführt. Dies ist durchaus sinnvoll, da die Sprungantwortfunktion Informationen über das dynamische Verhalten eines physikalischen Systems liefert. So ist beispielsweise bei einem einfachen Black-Box-System die Kenntnis der Sprungantwortfunktion (im einfachsten Fall ist diese konstant) ausreichend, um das dynamische Verhalten des Systems vollständig zu beschreiben (hierzu siehe z.B. BOX UND JENKINS, 1976 und BENNETT, 1979).

Bei der Messung von Sprungantworten erfolgt ein erster sehr schneller Signalwechsel (siehe Kapitel 3.3), der im Idealfall nur etwa 2 DLI-Werte lang dauert. Dieser wird gefolgt von einem langsameren Anteil. Theoretisch sollte die Dauer des ersten Signalwechsels, was die Änderung des Detektorstroms betrifft, kurz im Vergleich zum Zeitschritt der DLI-Abfrage sein. Andernfalls wäre ein Choppfen der IR-Strahlung nicht möglich. Der Detektorstrom würde sonst kaum Modulation aufweisen und das resultierende Detektorsignal wäre sehr klein. Dies ist jedoch nicht der Fall. Die dennoch „endliche“ (wenn auch kurze) Dauer des Signalwechsels ist vermutlich auf den Frequenzgang des DLI's zurückzuführen und keine Folge des Relaxationsverhaltens der Detektoren. Daher wird der erste schnelle Signalwechsel im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter berücksichtigt. Diese Arbeit beschäftigt sich in ihrem weiteren Verlauf nur mit dem relativ langsamen Relaxationsverhalten, das erst nach der ersten schnellen Signaländerung einsetzt.

Zur Messung der Sprungantworten wurden verschiedene experimentelle Konfigurationen verwendet, um insbesondere den Einfluß der Beleuchtung und deren Vorgeschichte auf das Sprungantwortverhalten zu untersuchen. Die Betriebsbedingungen der Detektoren wurden dabei konstant gehalten (also Detektortemperatur, Biasspannung etc.). Diese experimentellen Konfigurationen werden in den folgenden Unterkapiteln kurz beschrieben.

4.1 Einführung von Begriffen

In diesem Unterkapitel werden einige Begriffe eingeführt, die zur Beschreibung der bei den Sprungantworten auftretenden Relaxationseffekte benötigt werden. Diese Begriffe werden daher im folgenden Text häufiger auftauchen.

Das Prinzip bei der Messung von Sprungantworten war meist ähnlich:

Die einfallende IR-Intensität wurde zwischen zwei konstanten Niveaus immer sprunghaft hin und her geändert. Hierbei wurde die Dauer der Hell- und Dunkelphasen variiert, um den Einfluß der Beleuchtungsvorgeschichte näher zu untersuchen.

Abbildung 9 zeigt den für Messungen mit CRISTA typischen Verlauf der auftretenden Relaxationseffekte für einen Si:Ga-Detektor und Abbildung 10 für einen Ge:Ga-Detektor.

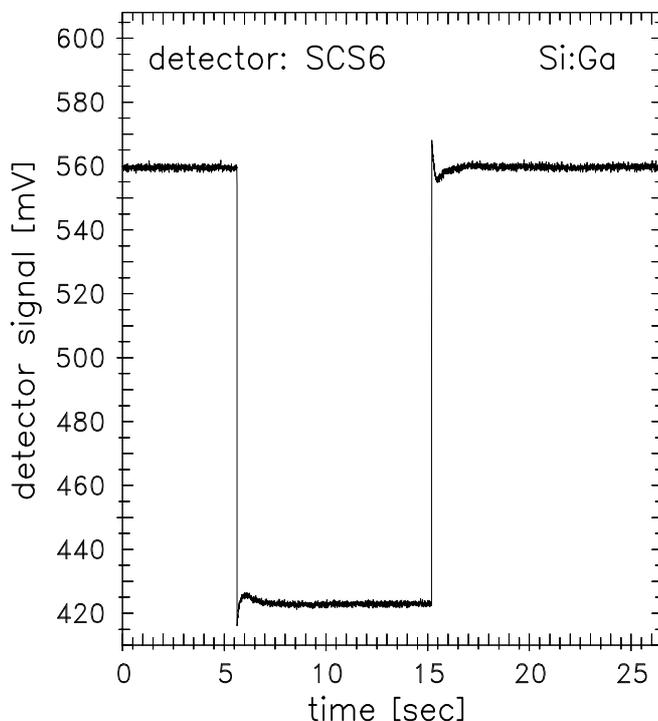


Abbildung 9: Sprungantwortverhalten eines Si:Ga-Detektors in CRISTA (siehe auch RIESE ET AL., 1999)

Es es zeigt sich, daß die Si:Ga-Detektoren nach dem Intensitätswechsel ein ausgeprägtes Überschwing-Unterschwing-Verhalten des Detektorsignals aufweisen (hierzu siehe auch Abb. 11 und 12), wobei das Überschwingermaximum im Idealfall schon nach etwa 2 DLI-Abfragewerten erreicht wird. Dagegen ist bei den Ge:Ga-Detektoren in der Regel eher ein kontinuierliches Abklingverhalten nach dem ersten schnellen Signalanstieg zu beobachten. Dabei scheint bei den Si:Ga-Detektoren das Verhalten bei Sprüngen nach oben dem bei Sprüngen nach unten zu ähneln, wobei allerdings der Verlauf des Detektorsignals spiegelbildlich ist. Bei den Ge:Ga-Detektoren dagegen nähert sich sowohl bei Sprüngen nach oben als auch bei Sprüngen nach unten das Signal von unten dem Gleichgewichtswert an. (Bei hohen Detektortemperaturen und niedrigen Signalen kann es allerdings auch bei den Ge:Ga-Detektoren zu einem Überschwing-Unterschwing-Verhalten kommen.)

Die Abbildungen 11 und 12 zeigen für das bei den Si:Ga-Detektoren typische Relaxationsverhalten schematisiert jeweils eine Abfolge von zwei Sprungantworten, die durch plötzliche Wechsel der Strahlungsintensität zwischen zwei festen Niveaus hervorgerufen werden. Betrachtet wird im folgenden nur der Sprung auf das Signalniveau U_{100} zur Zeit $t=t_1$. Dieser

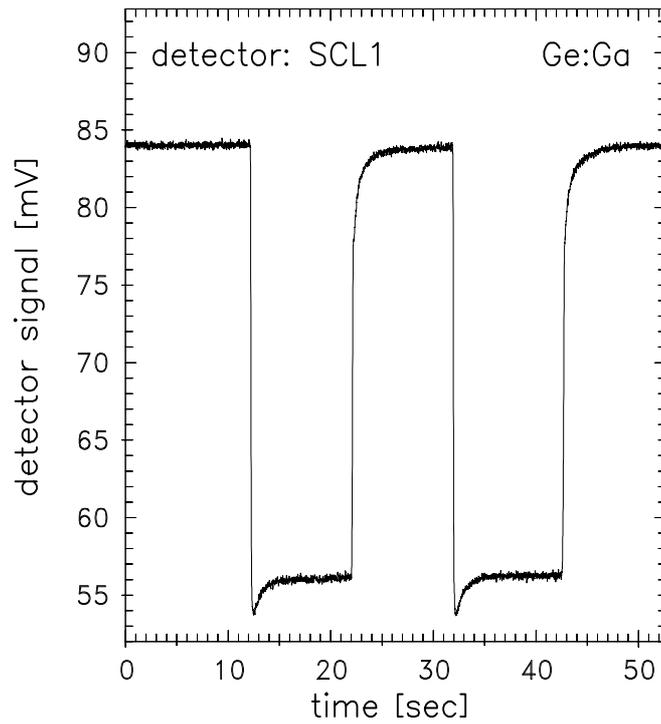


Abbildung 10: Sprungantwortverhalten eines Ge:Ga-Detektors in CRISTA

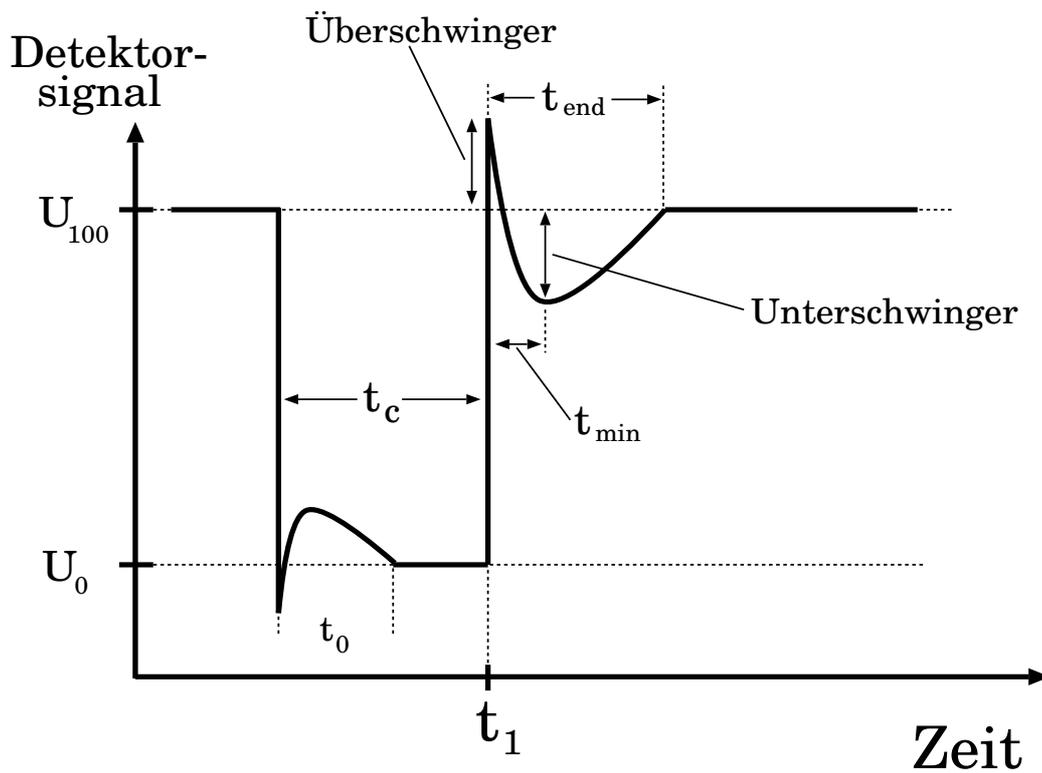


Abbildung 11: Schematisierung des Sprungantwortverhaltens eines Si:Ga-Detektors am Beispiel eines Sprungs nach oben zum Zeitpunkt $t=t_1$

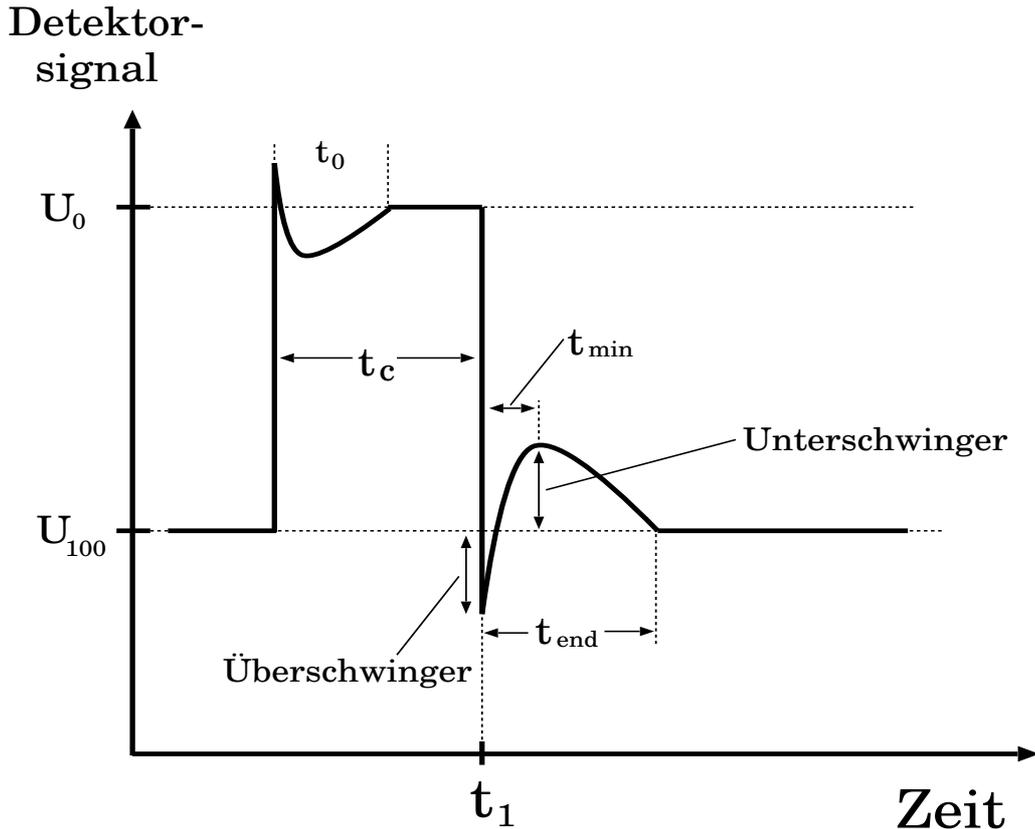


Abbildung 12: Schematisierung des Sprungantwortverhaltens eines Si:Ga-Detektors am Beispiel eines Sprungs nach unten zum Zeitpunkt $t=t_1$

wird als *aktueller* Sprung bezeichnet und für diesen werden im folgenden Bezeichnungen für einige charakteristische Größen eingeführt. In Abbildung 11 erfolgt zum Zeitpunkt $t=t_1$ ein Sprung nach oben, in Abbildung 12 erfolgt dagegen ein Sprung nach unten. Die charakteristischen Größen können unterteilt werden in Größen, die die Beleuchtungsvorgeschichte beschreiben, und solche, die den Relaxationsverlauf selbst beschreiben (siehe Tabelle 7 und Tabelle 8).

Die Größen „Überschwinger“ und „Unterschwinger“ wurden so eingeführt, daß die Bezeichnungen für Sprünge nach oben und Sprünge nach unten gleichzeitig konsistent sind. Allerdings können die physikalischen Prozesse, die zu dem jeweiligen Relaxationsverhalten führen, für Sprünge nach oben und Sprünge nach unten durchaus verschieden sein.

In späteren Kapiteln werden häufiger die Größen ÜS und UNS (Überschwinger und Unterschwinger in Prozenten bezogen auf die Höhe des Sprungs $U_{100} - U_0$) verwendet. Diese Größen wurden so definiert, daß sie für die in Abbildung 11 und 12 dargestellten Situationen positive Werte annehmen.

Bei den Si:Ga-Detektoren kann es nach Erreichen des Unterschwingers zu einem langsam abklingenden Schwingverhalten um das U_{100} -Niveau kommen. Die Maxima und Minima dieser Schwingung werden entsprechend der bisher verwendeten Bezeichnungsweise als zweiter, dritter usw. Überschwinger oder Unterschwinger bezeichnet.

Tabelle 7: Größen, die die Signalvorgeschichte des aktuellen Sprungs beschreiben

U_{100}	bezeichnet das Signalniveau, auf das gesprungen wird (Gleichgewichtswert, der sich nach unendlich langer Zeit bei konstanter Strahlungsintensität einstellen würde)
U_0	bezeichnet das Signalniveau von dem man auf U_{100} springt (Gleichgewichtswert, der sich nach unendlich langer Zeit bei konstanter Strahlungsintensität einstellen würde)
$HF:=U_{100}/U_0$	Faktor, um den sich das Signal ändert — wird auch als <i>Hubfaktor</i> bezeichnet
t_c	Zeitraum, während dessen die Intensität vor dem Sprung konstant gehalten wurde (<i>Konstantzeit</i>) für einen Sprung nach oben auch mit <i>Dunkelphase</i> — für einen Sprung nach unten als <i>Hellphase</i> — bezeichnet
t_0	Dauer der Relaxation auf dem Signalniveau U_0 , die durch einen vorherigen Signalwechsel von U_{100} nach U_0 angeregt wurde

Tabelle 8: Charakteristische Größen des Relaxationsverlaufs des aktuellen Sprungs

Überschwinger	Bezeichnung für die Abweichung des Signals von U_{100} im ersten Augenblick nach erfolgtem Signalwechsel zum Zeitpunkt t_1
ÜS	Abkürzung für den Begriff Überschwinger: Diese Größe bezeichnet den Überschwinger, umgerechnet in Prozente bezogen auf die Sprunghöhe $U_{100}-U_0$
Unterschwinger	Bezeichnung für die maximale Abweichung des Signals vom Signalniveau U_{100} im späteren Relaxationsverlauf
UNS	Abkürzung für den Begriff Unterschwinger: Diese Größe bezeichnet den Unterschwinger, umgerechnet in Prozente bezogen auf die Sprunghöhe $U_{100}-U_0$
t_{min}	Zeitdauer vom Augenblick des Sprungs bis zum Erreichen des Unterschwingers
t_{end}	Dauer der Relaxation auf dem Niveau U_{100} , die auf den Sprung zur Zeit $t = t_1$ folgt (aktuelle Relaxation)

Als Dauer einer Relaxation wird in späteren Kapiteln bei den Si:Ga-Detektoren näherungsweise die Zeit vom Augenblick des Sprungs bis zum Abklingen des Unterschwingerhaltens auf 1/10 des Unterschwingers verwendet.

Das für Ge:Ga-Detektoren typische Relaxationsverhalten zeichnet sich durch einen monotonen Anstieg des Signals sowohl bei Sprüngen nach oben, als auch bei Sprüngen nach unten aus (siehe Abb. 10). Ziel ist es, die oben eingeführte Nomenklatur soweit wie möglich auf dieses Relaxationsverhalten zu übertragen. Durch den monotonen Signalanstieg im Laufe der Relaxation, existiert ein Unterschwinger allerdings definitionsgemäß nicht. Die Definition eines Überschingers für Sprünge nach unten bereitet dagegen keine Probleme. Für Sprünge nach oben liegt das Detektorsignal im ersten Augenblick nach dem Signalsprung allerdings unter dem Niveau U_{100} . Daher ist der Wert des Überschingers hier negativ. Die Definition einer Relaxationsdauer (t_{end}) wird bei den Ge:Ga-Detektoren wegen des von den Si:Ga-Detektoren verschiedenen Relaxationsverlaufs etwas modifiziert: es wird die Zeitdauer bis zum Abklingen der Relaxation auf 10% der bei $t=t_1$ ursprünglich vorhandenen Abweichung von U_{100} gewählt.

4.2 Messungen mit dem Laborkryostaten

Vor dem Einbau der Detektoren in CRISTA wurden diese im Labor vermessen, um ihre Güte und Eigenschaften zu testen. Hierfür wurde ein spezieller, an der Bergischen Universität-Gesamthochschule Wuppertal entwickelter Helium-Badkryostat („Laborkryostat“) verwendet.

In diesem Kryostaten war es möglich, Detektoren ähnlich wie in CRISTA zu betreiben. Die Beleuchtung der Detektoren konnte auf verschiedene Arten erfolgen. Einerseits war es möglich, durch ein Fenster IR-Strahlung in den Kryostaten einzukoppeln. Andererseits war auch eine Beleuchtung mit internen Strahlungsquellen möglich (Laserdiode, Schwarzkörper). Die auf den Detektor fallende Strahlung konnte ähnlich wie in CRISTA gepoppt und das Signal nach dem Lock-In-Verfahren weiterverarbeitet werden.

Auf Details von Aufbau und Funktionsweise des Kryostaten wird an dieser Stelle nicht näher eingegangen (siehe hierzu DERKSEN, 1993, AUGUSTAT, 1994 und RABANUS, 1997).

Im Laufe dieser ersten Tests wurden auch Relaxationsmessungen mit den Detektoren durchgeführt, wobei die Schaltung der Detektoren derjenigen in CRISTA vergleichbar war (siehe Abb. 7).

Untersuchungen des Relaxationsverhaltens wurden vor allem für die Si:Ga-Detektoren durchgeführt. Es zeigte sich, daß die Si:Ga-Detektoren bei der Messung von Sprungantworten ein ausgeprägtes Überschwing-Unterschwing-Verhalten aufweisen.

Die Größe der Relaxation ist abhängig von Detektortemperatur und Biasspannung. Je niedriger die Biasspannung, desto ausgeprägter ist das Relaxationsverhalten. Außerdem nimmt die Größe der Relaxation stark ab, wenn der Detektor nahe der maximal zulässigen Detektortemperatur von etwa 15 K betrieben wird — d.h. kurz bevor Lawineneffekte durch zu starke thermische Anregung auftreten. Im Temperaturbereich von 4–14 K variiert die Sprungantwort dagegen nicht so stark (siehe AUGUSTAT, 1995).

Weiterhin wurde die Abhängigkeit der Sprungantwort von der Beleuchtungsvorgeschichte

bei konstanten Betriebsbedingungen des Detektors untersucht. Hierbei wurde zunächst festgestellt, daß bei Sprüngen zwischen zwei festen Signalniveaus die Form der Relaxation davon abhängig ist, wie lange bei Sprüngen nach oben der Detektor vorher dunkel war (bzw. wie lange der Detektor auf dem niedrigeren Signalniveau war). Analoges gilt für Sprünge nach unten.

Spätere genauere Untersuchungen zeigten, daß sich im einfachsten Fall die Abhängigkeit der beobachteten Sprungantworten von Beleuchtung und Beleuchtungsvorgeschichte durch die Parameter U_{100} , HF und t_c/t_0 beschreiben läßt. Konkret bedeutet dies, daß Überschwinger, Unterschwinger und Zeitkonstanten einer Relaxation von U_{100} , HF und t_c/t_0 abhängig sind (siehe auch Kapitel 4.5). Insbesondere diese Abhängigkeiten wurden anhand von Messungen mit den im folgenden beschriebenen Meßkonfigurationen des CRISTA-Gerätes im Rahmen der Eichungen untersucht.

4.3 Messung von Sprungantworten mit CRISTA

In den Voruntersuchungen mit dem Laborkryostaten wurden diejenigen Detektoren ausgewählt, die in CRISTA eingebaut wurden. Danach wurden Messungen mit CRISTA selbst durchgeführt. Für die vorliegende Arbeit sind insbesondere die Absoluteichung und die Wellenlängeneichung von CRISTA von Interesse, da während dieser auch Relaxationsmessungen durchgeführt wurden.

Messungen während der Absoluteichungen von CRISTA

Die Absoluteichungen von CRISTA erfolgten mit einem mobilen Schwarzen Körper (auch kurz MCU genannt; MCU = *mobile calibration unit*). Diese Eichungen dienten dazu, einem gemessenen Detektorsignal eine IR-Strahlungsintensität zuzuordnen. Die Strahlungsintensität ist bei der Kalibration mit einem Schwarzen Körper hinreichend genau bekannt, wenn dessen Temperatur genau gemessen wird. Die spektrale Verteilung der sogenannten Schwarzkörperstrahlung ist gegeben durch die Plancksche Kurve:

$$P(\lambda, t) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (8)$$

$P(\lambda, t)$	Strahlungsdichte eines idealen Schwarzkörpers	$[10^{-10} \text{ W} / \text{cm}^2 \text{ sr } \mu\text{m}]$
h	Planckkonstante	$6,626076 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$
c	Lichtgeschwindigkeit	$2,997925 \cdot 10^8 \text{ m/s}$
k	Boltzmannkonstante	$1,380658 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$
λ	Wellenlänge der emittierten Strahlung	$[m]$
T	Temperatur	$[K]$

Eine genauere Beschreibung der Absoluteichung findet sich in PREUSSE, 1995. Abbildung 13 zeigt schematisch den experimentellen Aufbau während der Absolutkalibrationen.

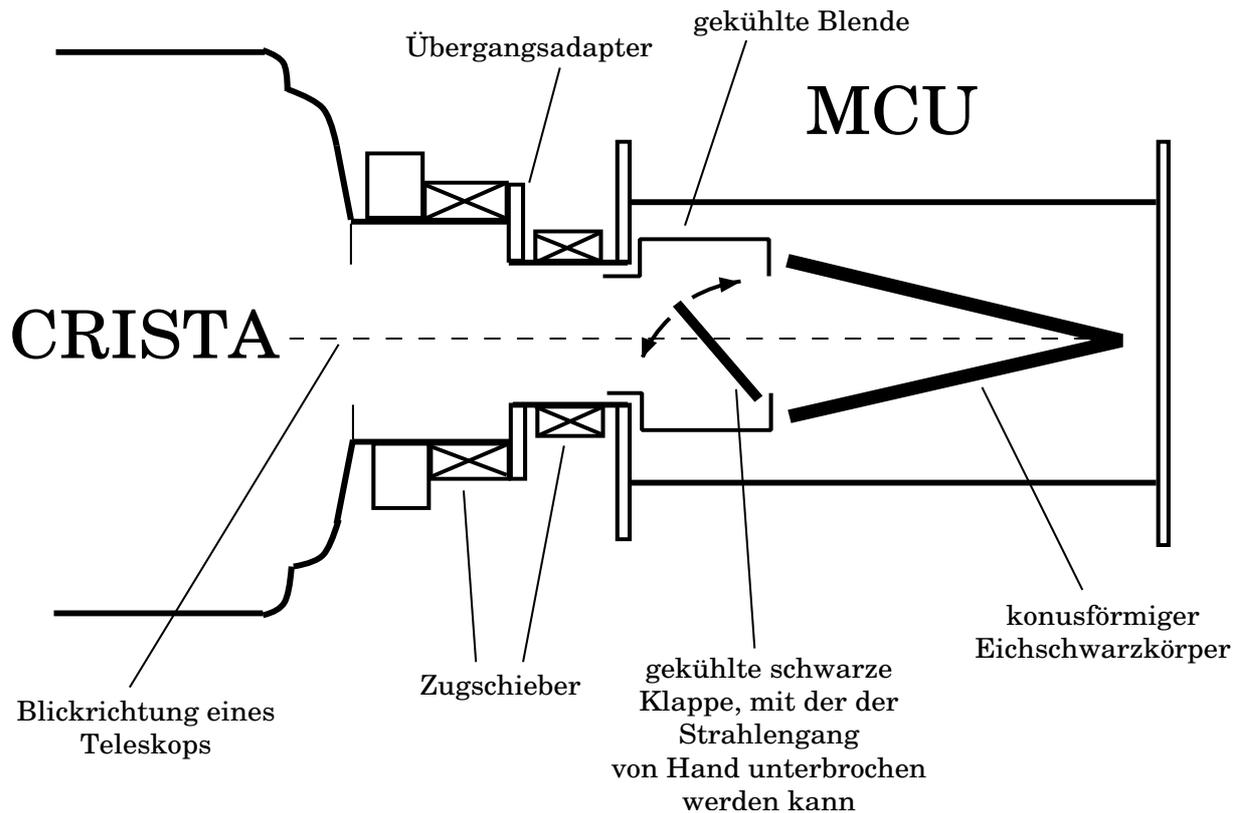


Abbildung 13: Meßaufbau während der Absolutkalibration

Der mobile Schwarze Körper wurde mittels spezieller Adapter so an CRISTA angeflanscht, daß das jeweilige zu kalibrierende Teleskop in den Schwarzen Körper — einen geschwärtzten Konus — blickte. Während der Messung bildeten der Schwarze Körper und CRISTA ein gemeinsames Vakuumsystem.

Um den Zusammenhang zwischen Detektorsignal und eingestrahelter Intensität über einen möglichst großen Intensitätsbereich zu bestimmen, wurde der Schwarze Körper bei verschiedenen Temperaturen (meist im Bereich von 80 bis 260 K) betrieben. Eine relativ gleichmäßige Überdeckung wurde durch Verwendung eines Temperaturschritts von 15 K erreicht.

Die Öffnung des Schwarzen Körpers konnte mittels einer gekühlten, ebenfalls geschwärtzten Klappe, die über eine Drehdurchführung von außen mit der Hand bedienbar war, verschlossen werden. In der Regel war das Detektorsignal bei geschlossener Klappe niedriger, da diese kälter als der Schwarze Körper gehalten wurde. Zwischen den beiden so erhaltenen Signalniveaus konnte durch Betätigen der Klappe hin und her gewechselt werden. Auf diese Weise ließen sich Messungen von Sprungantworten durchführen. Vorteilhaft bei dieser Methode ist, daß die Signaländerung über das gesamte Gesichtsfeld erfolgte, wie es auch bei der Messung von Spektren während der CRISTA-Flüge und der Absoluteichungen selbst der Fall war.

Nachteilig ist, daß bei dieser Messung die Klappe von Hand betätigt wurde. Daher ging der Signalwechsel relativ langsam vonstatten: Bei zügiger Betätigung dauerte es etwa 0,1 – 0,3 sec, bis das gesamte Gesichtsfeld des Teleskops freigegeben bzw. verschlossen werden konnte. Da man von einer guten Sprungantwort nur ausgehen kann, wenn die Relaxationsdauer viel größer ist als die Signalanstiegszeit, lieferte diese Meßmethode gute Ergebnisse nur bei längeren Relaxationsdauern (also bei niedrigen Signalen).

Alternativ konnten Signalsprünge dadurch erzeugt werden, daß die Blickrichtung des Primärspiegels des jeweiligen Teleskops zwischen dem kalt gehaltenen Schwarzen Körper (Detektorsignal niedrig) und dem warmen Adapter zwischen CRISTA und der MCU, der sich auf Zimmertemperatur befand (Detektorsignal hoch), hin und her geschwenkt wurde. Bei dieser Art von Messung entstanden allerdings ähnliche Probleme wie bei Betätigung der schwarzen Klappe, da der Primärspiegel etwa 1 sec benötigte, um seinen gesamten Schwenkbereich abzufahren. Außerdem näherte sich der Spiegel im letzten Teil eines Schwenks der angestrebten Sollposition nur langsam, da aufgrund seiner Massenträgheit schon vorher eine Abbremsung erfolgen mußte. Darüber hinaus erfolgte die Signaländerung nur in einem Teil des Gesichtsfeldes, da CRISTA nur mit einem Teil des Gesichtsfelds auf den warmen Adapter blickte.

Messungen während der Wellenlängeneichungen von CRISTA

Eine prinzipiell andere Art der Messung von Sprungantworten, die sehr viel kürzere Signalanstiegszeiten erlaubte, war während der Wellenlängeneichungen von CRISTA möglich. Bei den Wellenlängeneichungen wurde anstelle der MCU ein *window-head* oder auch „Opto-Igel“ genannter Vorsatz an CRISTA angeflanscht, in den für jedes der drei Teleskope ein CaF₂ Fenster eingebaut war. Der *window-head* bildete genau wie die MCU während der Kalibrationsmessungen ein gemeinsames Vakuumsystem mit CRISTA. Allerdings befand sich der *window-head* immer auf Raumtemperatur. Durch die in ihn eingelassenen Fenster blickte das jeweilige Teleskop in den Raum (das Labor), in dem die Kalibration stattfand. Um eine möglichst exakte Wellenlängeneichung der Spektrometerkanäle von CRISTA zu erzielen, blickte man mit dem zu kalibrierenden Teleskop durch eine mit einem Eichgas gefüllte Gaszelle, hinter der sich ein heißer Ofen befand.

Es wurde ein sogenannter Muffelofen verwendet, der elektrisch auf Temperaturen von etwa 900 K hochgeheizt werden konnte. Als Eichgase wurden z.B. NH₃, CH₄ oder Luft (d.h. der in ihr enthaltene Wasserdampf) verwendet. Diese Gase besitzen Absorptionslinien bei bestimmten (bekannten) Wellenlängen. Durch Identifikation dieser Absorptionslinien in Spektren, die gemessen wurden, während das Teleskop auf den Ofen schaute, erfolgte die genaue Wellenlängenzuordnung in den verschiedenen Spektrometerkanälen. So konnte einer Spannung des Positionsmonitors des jeweiligen Spektrometergitters eine Wellenlänge zugeordnet werden. Der heiße Ofen lieferte den hohen Strahlungshintergrund, der eine Messung von Absorptionsspektren überhaupt erst ermöglichte.

Ersetzte man bei diesem experimentellen Aufbau die Gaszelle durch einen Compurverschluß (Zentralverschluß von maximal ca. 6 cm lichter Weite), konnten mit dieser Konfiguration auch Messungen von Sprungantworten durchgeführt werden. Dieser Photoverschluß erlaubte Belichtungsdauern bis minimal 1/100 Sekunde. Öffnungs- und Verschlußvorgang waren entsprechend etwa einen Faktor 5 schneller. Abbildung 14 zeigt schematisch den experimentellen Aufbau.

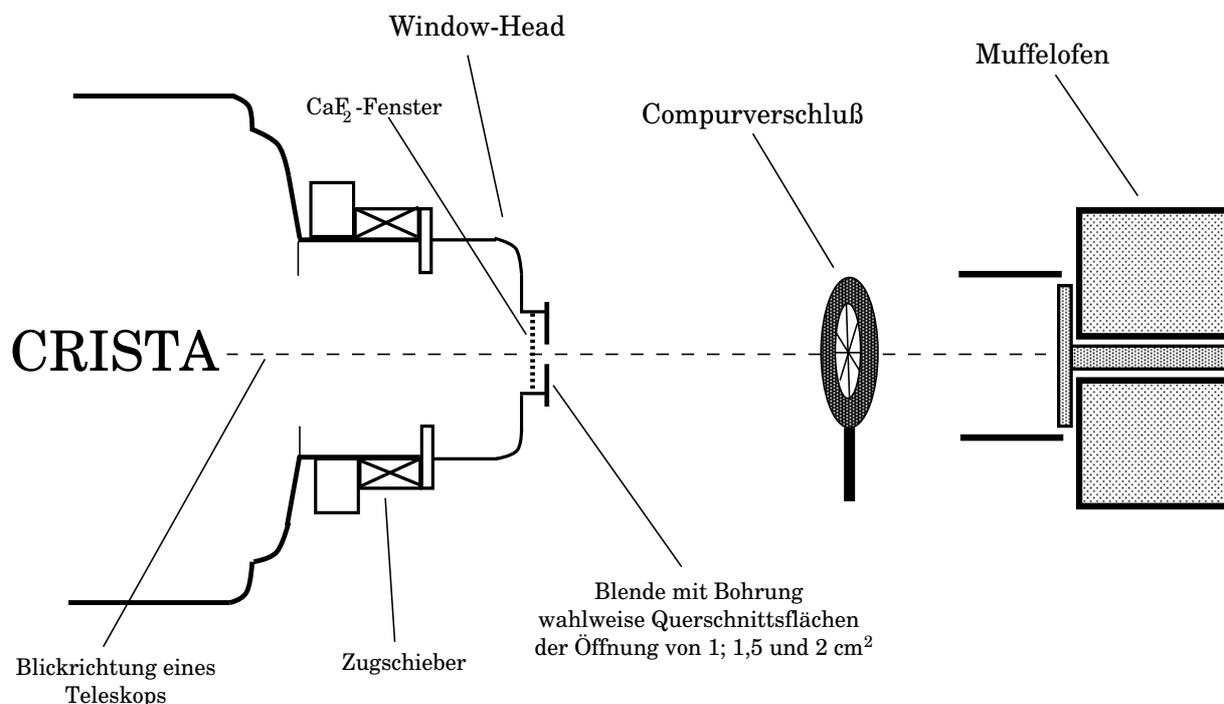


Abbildung 14: Meßaufbau mit dem Muffelofen

War der Compurverschluß geöffnet, blickte das Teleskop auf den heißen Ofen (hohes Signal). Bei geschlossenem Verschluss blickte das Teleskop nur noch auf den Verschluss, der sich auf Raumtemperatur befand — das von CRISTA gemessene Signal war niedriger. So erhielt man Sequenzen von sprunghaften Signaländerungen zwischen diesen beiden Signalniveaus. Allerdings erfolgte die Signaländerung nicht wie bei der Messung von Flugspektren im gesamten Gesichtsfeld des jeweiligen Teleskops, da der Durchmesser des Compurverschlusses (maximal 6 cm) kleiner als der Durchmesser des Gesichtsfeldes (etwa 10 cm) war. Außerdem befand sich aus Sicherheitsgründen meist eine Blende mit nur kleiner Öffnung (etwa 1–2 cm Durchmesser) vor dem im *window head* befindlichen Fenster (siehe Abb. 14). Diese Blende verhinderte, daß der Kryostat bei einem Fensterbruch einen zu großen Luftstrom ansaugt, was die Gefahr einer Explosion mit sich bringt.

Messungen mit dem Relaxationskryostaten

Um den prinzipiellen Schwierigkeiten bei den zuvor beschriebenen Methoden der Relaxationsmessungen mit CRISTA zu begegnen und dabei die Vorteile aller bisher beschriebenen

Meßmethoden in sich zu vereinen, wurde für Messungen bei CRISTA II eigens ein kleiner Kryostat zur Messung von Relaxationen entwickelt, der wie die MCU an CRISTA angeflanscht werden konnte.

Abbildung 15 zeigt den schematischen (nicht maßstabsgetreuen) Meßaufbau mit dem Relaxationskryostaten. Der Relaxationskryostat besteht im wesentlichen aus einer sowohl heiz-

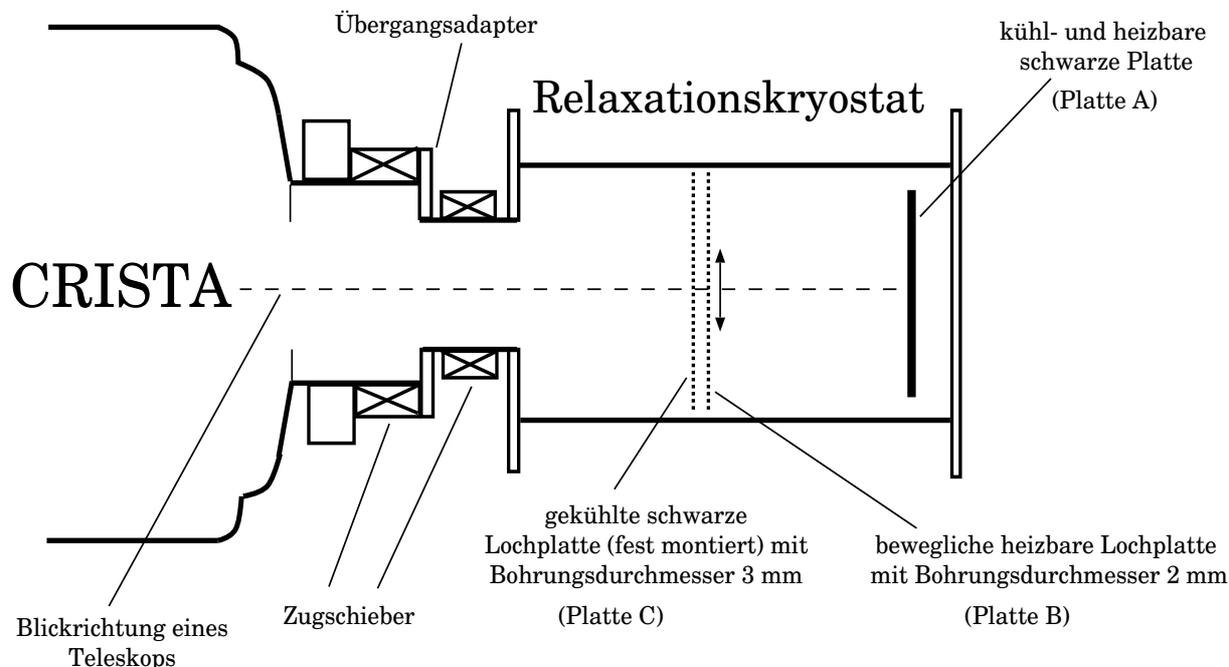


Abbildung 15: Meßkonfiguration mit dem Relaxationskryostaten

baren (über zwei Heizpatronen von jeweils 50 W Leistung) als auch mit flüssigem Stickstoff kühlbaren schwarzen Platte (Platte A), vor der sich zwei Kupferplatten mit aufeinander abgestimmtem Bohrungsmuster befinden. Die Platte, die sich näher an CRISTA befindet, ist geschwärzt und zusammen mit dem vorgelagerten Strahlungsschild kühlbar (Platte C). Sie ist fest montiert und besitzt die größeren Bohrungen (3 mm Lochdurchmesser). Die andere Platte (Platte B), die direkt dahinter sitzt, ist heizbar (ebenfalls über zwei 50 W Heizpatronen), hat die kleineren Bohrungen (2 mm Lochdurchmesser) und ist in der vertikalen Richtung ein kleines Stück verschiebbar. Liegen die Bohrungsmuster der beiden Platten B und C exakt übereinander, blickt CRISTA durch die Löcher auf die warme Platte A — das Detektorsignal ist hoch. Wird das Bohrungsmuster gegeneinander verschoben, sind die Löcher verschlossen und CRISTA blickt nur noch auf die kälteren vorderen Platten B und C — das Detektorsignal ist niedrig.

Da die bewegliche Platte B nur ein kleines Stück verschoben werden muß, um die Bohrungen zu öffnen oder zu verschließen, waren Änderungen der in CRISTA eingestrahelten Intensität innerhalb von Millisekunden möglich, zumal die Betätigung pneumatisch erfolgte. Auf diese Art und Weise konnten Messungen von Sprungantworten durchgeführt werden. Da die Bohrungen in den Platten gleichmäßig über eine Fläche verteilt sind, die in etwa dem

Gesichtsfeld eines CRISTA-Teleskops entspricht, erfolgten Intensitätsänderungen ebenfalls über das gesamte Gesichtsfeld des Teleskops (wie es auch bei der Messung von Spektren im Flug oder im Labor während der Absolutkalibrationen der Fall war).

4.4 Beschreibung des Sprungantwortverhaltens mit Fitfunktionen

Wie aus Kapitel 3.4 hervorgeht, ist eine einfache Beschreibung der bei CRISTA auftretenden Relaxationseffekte mit der Theorie von Fouks nicht möglich. Deshalb wurden phänomenologische Untersuchungen anhand der im Labor gemessenen Sprungantworten durchgeführt, um die Abhängigkeiten des Relaxationsverhaltens von Signal und Signalvorgeschichte zu verstehen.

Hierfür ist es zweckmäßig, den Verlauf der Sprungantworten näherungsweise mittels Fitfunktionen zu beschreiben. Die Abhängigkeiten des Relaxationsverhaltens können dann über die Abhängigkeiten der Fitparameter untersucht werden. Diese Vorgehensweise erweist sich auch als notwendig, will man später eine Parametrisierung der Sprungantwortfunktion in Abhängigkeit von Signal und Signalvorgeschichte durchführen.

Die Anforderungen an die Fitfunktionen können folgendermaßen zusammengefaßt werden:

1. Die Funktion soll einen möglichst großen Teil der Signalabweichung von U_{100} beschreiben
2. Sie soll möglichst wenige Fitparameter beinhalten, um eine möglichst stabile Lösung des Fits zu gewährleisten.
Aus diesem Grund wurde für die Si:Ga-Detektoren auf eine Beschreibung von zweiten, dritten usw. Überschwingern und Unterschwingern verzichtet.
3. Die Fitfunktion soll möglichst für den gesamten Signalbereich, der bei den CRISTA-Flügen genutzt wurde, Gültigkeit besitzen.

Die Anpassung der Fitfunktionen erfolgt stets erst nach dem ersten schnellen Signalwechsel, dessen Dauer nicht durch Relaxationsverhalten der Detektoren verursacht wird (siehe oben). Im Idealfall ist dieser Signalwechsel so schnell (etwa 2 DLI-Abfragewerte), daß eine Beschreibung mit Fitfunktionen wenig Sinn hat.

Sprungantwortfunktion für die Si:Ga-Detektoren:

Bei den in CRISTA verwendeten Si:Ga-Detektoren ist es nötig, daß die Fitfunktion das Überschwing- / Unterschwing-Verhalten beschreiben kann. Daher liegt es nahe, eine Funktion zu verwenden, die sich aus einem exponentiellen Abfall und einem exponentiellen Anstieg zusammensetzt. Der Verlauf des Detektorsignals nach dem zum Zeitpunkt $t=0$ (in Abbildung 11 und 12 entspricht dies dem Zeitpunkt $t=t_1$) erfolgten Sprung in der auf den Detektor eingestrahlt IR-Intensität von einem Wert I_0 auf einen Wert I_{100} , denen im

Gleichgewicht die Signalniveaus U_0 und U_{100} entsprechen würden, ist dann näherungsweise gegeben durch die Funktion:

$$\begin{aligned} U(t) &= U_0 + (U_{100} - U_0) \cdot [1 - \exp(-t/\tau_1) + A \cdot \exp(-t/\tau_2)] \\ &= U_0 + (U_{100} - U_0) \cdot \text{SRF}(t) \end{aligned} \quad (9)$$

Der Term in eckigen Klammern stellt die Sprungantwortfunktion (engl.: *step response function*) $\text{SRF}(t)$ dar. Diese dimensionslose Funktion beschreibt das zeitliche Verhalten des Detektorsignals nach dem Signalsprung. Für $t \rightarrow \infty$ nimmt sie asymptotisch den Wert 1 an. Die folgenden Größen in der Gleichung sind Fitparameter:

τ_1 Fitzeitkonstante für den zeitlichen Anstieg

τ_2 Fitzeitkonstante für den zeitlichen Abfall

A gibt den Wert der Sprungantwortfunktion direkt nach dem Sprung ($t=0$) an

Abbildung 16 zeigt das Ergebnis einer Anpassung von Gleichung 9 an eine gemessene Sprungantwort.

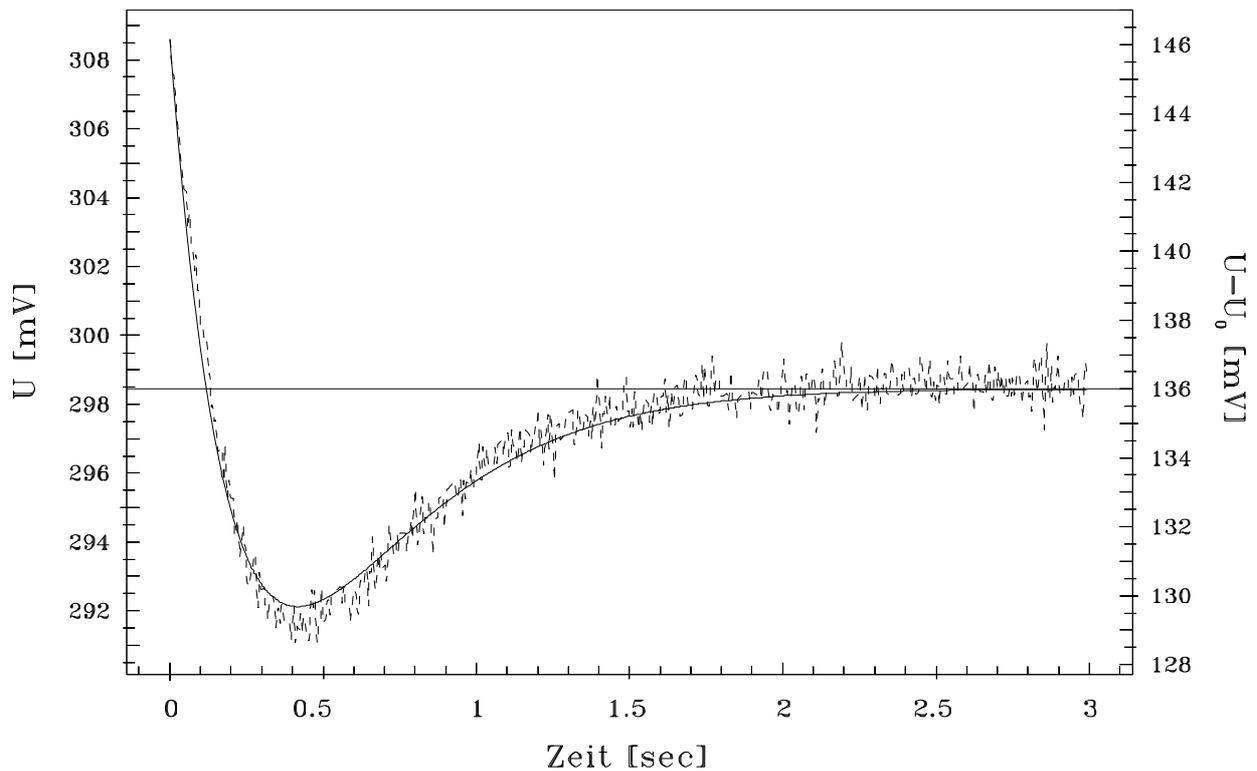


Abbildung 16: Beispiel der Anpassung einer Fitfunktion (durchgezogene Linie) an eine gemessene Sprungantwort (gestrichelte Linie) des Si:Ga-Detektors SCS3 (CRISTA I). Die waagerechte durchgezogene Linie gibt das Niveau U_{100} an.

Sei \ddot{U} der Überschwinger, gemessen in % der Sprunghöhe $U_{100}-U_0$. Die Umrechnung dieser in Prozenten angegebenen Größe in den in der Sprungantwortfunktion auftretenden Faktor

A (siehe Gleichung 9), der in der Regel nahe bei 1 liegt, geschieht folgendermaßen:

$$A = 1 + 0,01 \cdot \ddot{U}S \quad (10)$$

Aus Gleichung 9 kann man leicht t_{min} (die Zeit bis zum Erreichen des Unterschwingers) berechnen, wobei zur Vereinfachung die Größe $\alpha := \tau_1/\tau_2$ eingeführt wurde:

$$t_{min} = \tau_1 \cdot \frac{\ln(A\alpha)}{\alpha - 1} \quad (11)$$

Gleichermaßen erhält man UNS, die Größe des Unterschwingers gemessen in % der Sprunghöhe $U_{100}-U_0$:

$$UNS = 100 \cdot \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) \cdot (A\alpha)^{-\frac{1}{\alpha-1}} \quad (12)$$

Die Zeit t_{end} , bis der Unterschwinger zu 90% abgeklungen ist, läßt sich nicht analytisch berechnen. Eine numerische Berechnung stellt aber kein Problem dar.

Zur Beschreibung des Relaxationsverlaufs mit Gleichung 9 benötigt man drei Parameter. Es erweist sich aber meist für das Verständnis der Relaxationen als handlicher, statt der Größen A, τ_1 und τ_2 die Größen $\ddot{U}S$, UNS und eine Zeitkonstante (z.B. τ_1) zu verwenden. Die Größe $\ddot{U}S$ läßt sich problemlos aus A berechnen. Die Berechnung der Größe UNS aus $\ddot{U}S$ (bzw. A), τ_1 und τ_2 ist allerdings nur iterativ möglich. Dies ist etwas schwieriger als die Berechnung von t_{end} , wird allerdings trotzdem konsequent durchgeführt, da der Unterschwinger eine Größe ist, die zum Vergleich auch direkt aus einem gemessenen Signalverlauf abgelesen werden kann.

Es sollte noch bemerkt werden, daß die verwendete Fitfunktion (Gleichung 9) sowohl für Sprünge nach oben, als auch für Sprünge nach unten verwendet werden kann.

Die Fitfunktion beschreibt den gemessenen Verlauf umso besser, je weniger ausgeprägt Über- und Unterschwinger höherer Ordnung sind. Dies ist erfahrungsgemäß insbesondere bei niedrigeren Biasspannungen der Fall.

Sprungantwortfunktion für die Ge:Ga-Detektoren:

Die in CRISTA verwendeten Ge:Ga-Detektoren zeigen während CRISTA I bei Sprüngen nach oben im während des Fluges genutzten Signalbereich als Sprungantwort in der Regel einen monotonen Anstieg des Signals.

Während der Messungen zu CRISTA II wurden auch Haken-Sprungantworten beobachtet, dies allerdings erst bei höheren Detektortemperaturen von 3,3 K und niedrigen Signalen (< 6 mV). Dieser Fall wird hier jedoch nicht weiter behandelt, da bei CRISTA I die Detektortemperatur im SCL-Spektrometer unterhalb von 3,1 K und somit wesentlich niedriger lag.

Der während CRISTA I beobachtete monotonen Signalanstieg läßt sich näherungsweise durch einen exponentiellen Anstieg zu beschreiben. Es erweist sich allerdings als notwendig, eine Korrektur an der Zeitabhängigkeit anzubringen, damit der gemessene Verlauf besser

beschrieben werden kann.

Der Verlauf des Detektorsignals nach dem zum Zeitpunkt $t=0$ erfolgten Sprung in der auf den Detektor eingestrahlten IR-Intensität von einem Wert I_0 auf einen Wert I_{100} , denen im Gleichgewicht die Signalniveaus U_0 und U_{100} entsprechen würden, ist dann näherungsweise gegeben durch die Funktion:

$$\begin{aligned} U(t) &= U_0 + (U_{100} - U_0) \cdot [1 + (A - 1) \exp(-(t/\tau)^{0,6})] \\ &= U_0 + (U_{100} - U_0) \cdot \text{SRF}(t) \end{aligned} \quad (13)$$

Die Bezeichnung der verwendeten Größen entspricht der des letzten Unterkapitels. Allerdings wird nur eine einzige Zeitkonstante τ benötigt.

Abbildung 17 zeigt die Anpassung der Fitfunktion für einen Sprung nach oben. Bei dem hier gezeigten Signalverlauf wird das Signalniveau U_{100} im ersten Moment nach erfolgtem Sprung nicht überschritten. Gemäß der verwendeten Nomenklatur liegt ein negativer Überschwinger vor. In Gleichung 13 wäre daher $A < 1$.

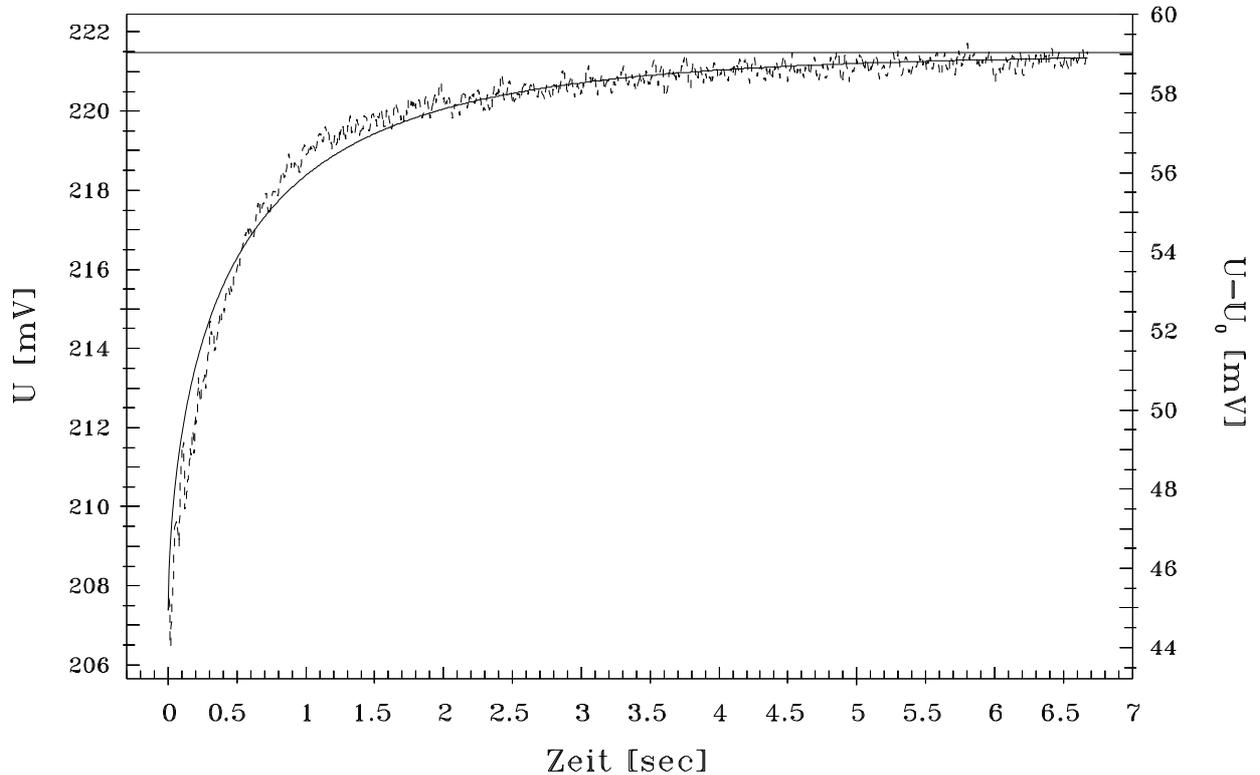


Abbildung 17: Beispiel der Anpassung einer Fitfunktion (durchgezogene Linie) an eine gemessene Sprungantwort (gestrichelte Linie) des Ge:Ga-Detektors SCL3 (CRISTA I). Die waagerechte durchgezogene Linie gibt das Niveau U_{100} an.

Bei den Sprüngen nach unten ist ein Überschwingverhalten zu beobachten, das anscheinend exponentiell abklingt (siehe Abb. 10). Man kann also den gleichen Ansatz wie für die Sprünge nach oben machen (lediglich ist im Gegensatz zu den Sprüngen nach oben $A \geq 1$).

Allerdings erweist es sich als nicht notwendig, eine Korrektur an der Zeitabhängigkeit anzubringen. Man erhält also:

$$\begin{aligned} U(t) &= U_0 + (U_{100} - U_0) \cdot [1 + (A - 1) \exp(-t/\tau)] \\ &= U_0 + (U_{100} - U_0) \cdot \text{SRF}(t) \end{aligned} \quad (14)$$

Im Gegensatz zu den Si:Ga-Detektoren ist nur eine Zeitkonstante τ erforderlich, da es keinen Unterschwinger gibt. In Analogie zu den Si:Ga-Detektoren kann eine Zeit t_{end} berechnet werden, die angibt, wann die Relaxation zu 90% abgeklungen ist. (Bei den Si:Ga-Detektoren war es die Zeit bis zum 90%igen Abklingen des Unterschwingers.) Man erhält die Gleichung:

$$t_{end} = \tau \cdot (-\ln(0,1))^{\frac{1}{p}} \quad (15)$$

wobei für Sprünge nach oben $p=0,6$ und für Sprünge nach unten $p=1$ gilt. Die Dauer der Relaxation ist also direkt proportional zur angepaßten Zeitkonstanten τ .

4.5 Grundlegende Mechanismen der Beleuchtungsvorgeschichte

In diesem Unterkapitel wird näher darauf eingegangen, wie sich die Beleuchtungsvorgeschichte auf eine Sprungantwort auswirkt.

4.5.1 Das Prinzip der ungestörten Relaxation

Bei der Messung von Sprungantworten mit CRISTA wurde in der Regel die eingestrahlte IR-Intensität sprunghaft zwischen zwei festen Niveaus geändert, wobei für den jeweiligen Sprung das Signalniveau, auf das gesprungen wurde, mit U_{100} bezeichnet wird. Das Signalniveau unmittelbar vor dem Sprung wird mit U_0 bezeichnet. Die Dauer, für die die IR-Intensität auf dem U_0 entsprechenden Signalniveau konstant gehalten wurde, wird mit t_c bezeichnet und „Konstantzeit“ genannt (siehe hierzu auch Kapitel 4.1).

Abbildung 18 zeigt einen typischen Signalverlauf während solcher Messungen. An dieser Stelle wurde speziell diese Messung des Detektors SR4 als Beispiel gewählt, da die Überdeckung des t_c/t_0 -Bereichs besonders gut ist.

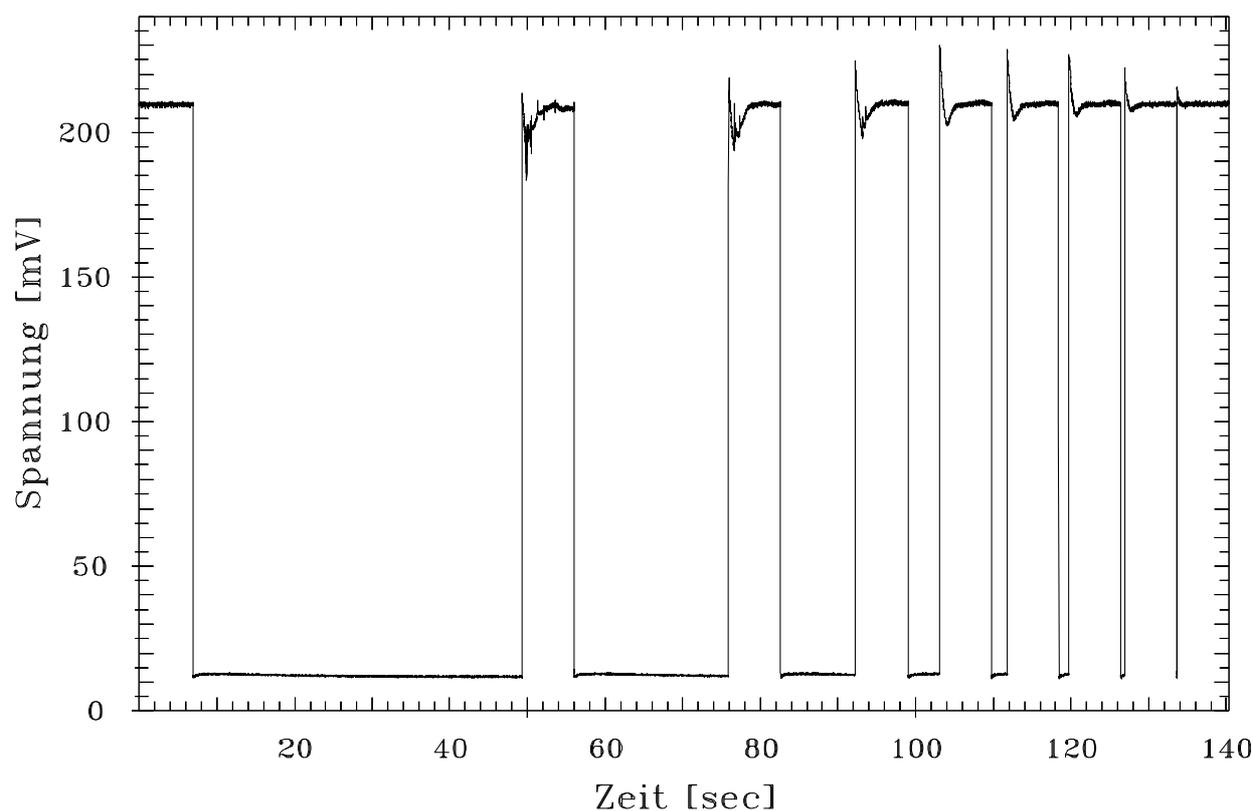


Abbildung 18: Detektor SR4: Typischer Signalverlauf bei einer Messung von Sprungantworten mit CRISTA: Die Dauer t_0 der Relaxation auf dem unteren Signalniveau beträgt ca. 30 sec. Die Sprünge nach oben erfolgen dementsprechend bei t_c/t_0 -Werten von >1 ; 0,66; 0,33; 0,15; 0,08; 0,04; 0,015 und 0,003. Es werden also 2 bis 3 Größenordnungen abgedeckt.

In Abb. 18 wird deutlich, daß Überschwinger und Unterschwinger der Sprünge nach oben eine starke Abhängigkeit von t_c/t_0 zeigen. Diese Abhängigkeiten, die im wesentlichen auf die Relaxation auf dem unteren Signalniveau (in Abbildung 18 wegen des niedrigen Signals nur schwer erkennbar) zurückzuführen sind, werden im folgenden weiter untersucht.

Allgemein macht man bei den mit CRISTA gemessenen Sprungantworten die Beobachtung, daß die Sprungantwortfunktion sich kaum noch verändert, wenn man die Konstantzeit t_c über einen bestimmten Wert hinaus verlängert. Hierbei stellt sich heraus, daß die Sprungantwort weitgehend konstant ist, wenn die Relaxation auf dem Signalniveau U_0 schon abgeklungen ist. Die Größe t_c/t_0 , die ein Maß dafür ist, wie weit die Relaxation auf dem U_0 -Niveau bereits abgeklungen ist, bevor der Signalwechsel auf das Niveau U_{100} erfolgt, spielt also eine entscheidende Rolle (hierzu siehe auch SCHÄLER, 1996). Ist $t_c/t_0 \geq 1$, ist die Relaxation auf dem U_0 -Niveau annähernd ausgeklungen.

Abbildung 19 zeigt die Abhängigkeit des Relaxations-Überschwingers von t_c/t_0 für einen Si:Ga-Detektor.

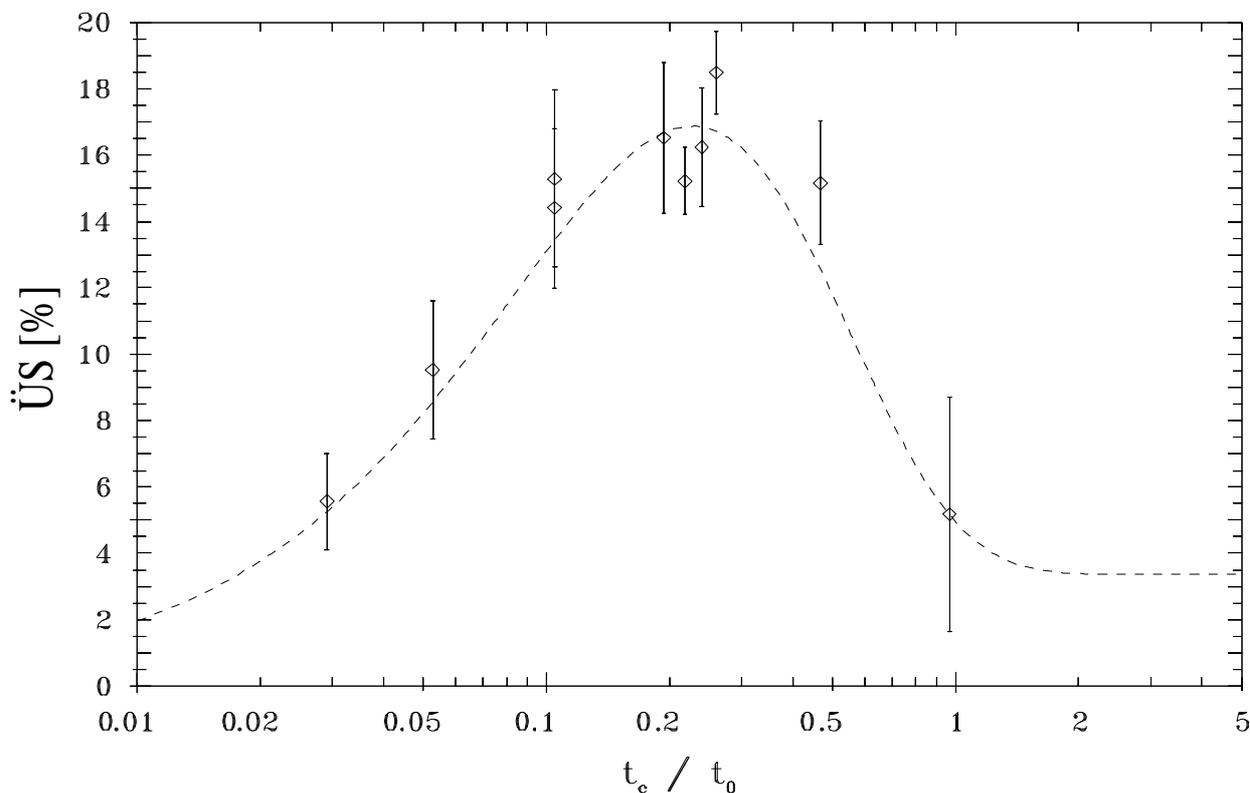


Abbildung 19: Si:Ga: Abhängigkeit des Überschwingers von t_c/t_0 für Sprünge nach oben des Detektors SR3 (näheres siehe Text).

In Abb. 19 wurden als Beispiel Messungen des Detektors SR3 (CRISTA I) aus dem Hubfaktorintervall von 5,5 bis 8,5 bei Signalwerten U_{100} zwischen 20 und 50 mV gewählt, da dieser Detektor einen relativ großen Unterschwinger aufweist und so die Abhängigkeit des Überschwingers von t_c/t_0 besonders deutlich wird. Außerdem ist die Abdeckung des t_c/t_0 -

Bereichs relativ gut. Zwar fehlen Messungen bei Werten von t_c/t_0 , die wesentlich über 1 liegen. Doch ändert sich der Überschwinger erfahrungsgemäß nicht mehr stark, wenn man Werte t_c/t_0 von etwa 0,8 überschreitet.

Abbildung 20 zeigt die Abhängigkeit des Relaxations–Unterschwingers von t_c/t_0 für einen Si:Ga–Detektor.

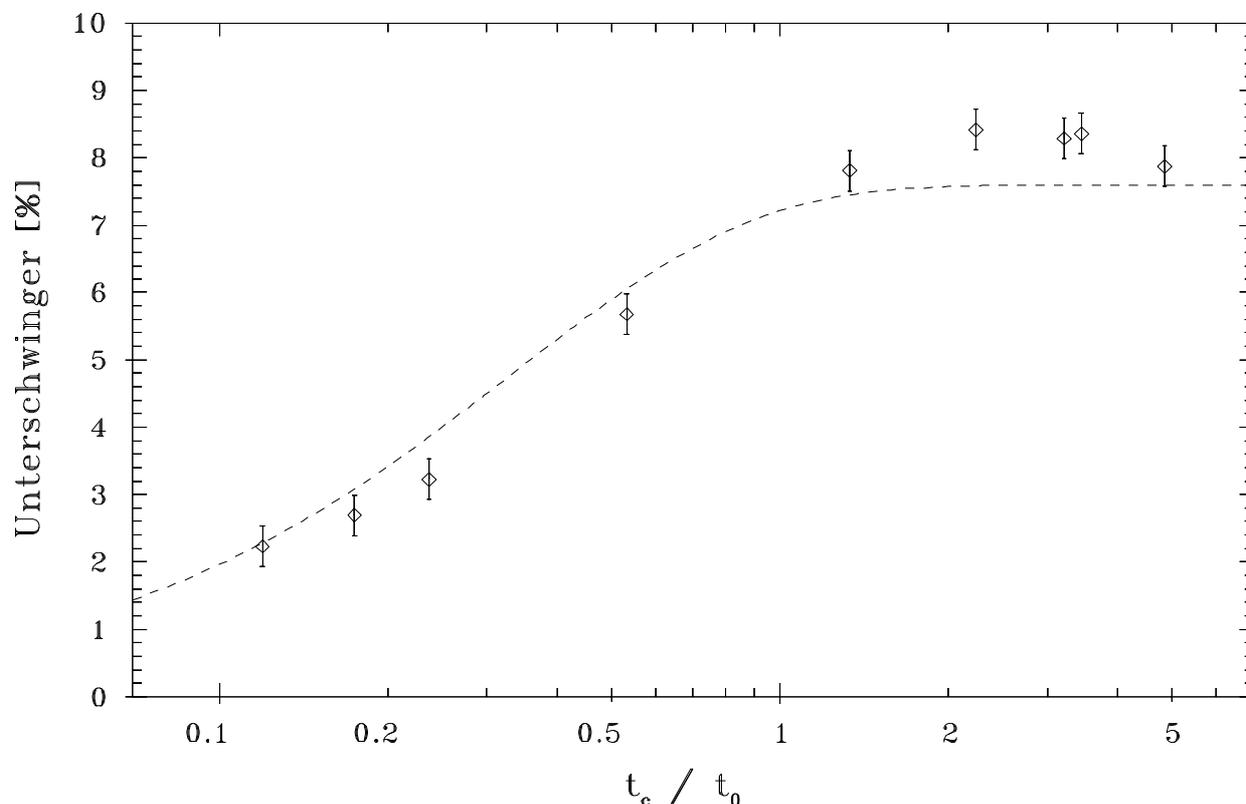


Abbildung 20: Si:Ga: Abhängigkeit des Unterschwingers von t_c/t_0 für Sprünge nach oben des Detektors SL2 (näheres siehe Text).

Da die Überdeckung des t_c/t_0 -Bereichs besonders gut ist, wurde in Abb. 20 diese spezielle Messung des Detektors SL2 bei einem Signal von 360 mV und einem Hubfaktor von 3,2 gewählt.

In Abbildung 19 und 20 wurde zum Vergleich jeweils der Verlauf des Überschwingers bzw. Unterschwingers eingezeichnet, den man erhält, wenn eine Parametrisierung dieser Größen gemäß Kapitel 5.1 durchgeführt wird (gestrichelte Kurven).

Bei den Si:Ga–Detektoren kann man generell sagen, daß der Unterschwinger zu kleinen t_c/t_0 -Werten hin abfällt (siehe Abb. 20). Dagegen scheint der Überschwinger den Verlauf der Relaxation auf dem Signalniveau U_0 widerzuspiegeln (siehe Abb. 19). Hierzu werden im nächsten Unterkapitel einige Untersuchungen durchgeführt.

Abbildung 21 zeigt die Abhängigkeit des Relaxations–Überschwingers von t_c/t_0 für einen Ge:Ga–Detektor. Hierfür wurden Messungen aus dem Signalbereich von 50 bis 100 mV für Hubfaktoren von 5,5 bis 9 zusammengefaßt. Im Gegensatz zu den Si:Ga–Detektoren

ist der Überschwinger hier (entsprechend der in Kapitel 4.1 eingeführten Konvention) negativ, da das Sprungantwortverhalten anders ist (siehe Abb. 10). Außerdem wurde kein parametrisierter Verlauf eingezeichnet, da für die t_c/t_0 -Abhängigkeit keine Parametrisierung durchgeführt wurde.

Anscheinend nimmt der Überschwinger der Sprünge nach oben vom Betrag her zu niedrigeren t_c/t_0 -Werten hin zu — $\ddot{U}S$ wird also negativer (siehe Abb. 21). Hier kann man ein ähnliches Verhalten wie bei den Si:Ga-Detektoren vermuten: Der Wert des Überschwingers wird vermutlich durch den Verlauf der Relaxation auf dem Signalniveau U_0 beeinflusst. In Abbildung 10 ist auf dem unteren Niveau ein zeitlicher Anstieg des Signals im Verlauf der Relaxation zu beobachten, der vermutlich in Abbildung 21 zu einem Anstieg des Überschwingers mit größer werdendem t_c/t_0 führt. Der Überschwinger wird also weniger negativ. Hinsichtlich der BIB-Detektoren müssen diesbezügliche Untersuchungen erst noch angestellt werden.

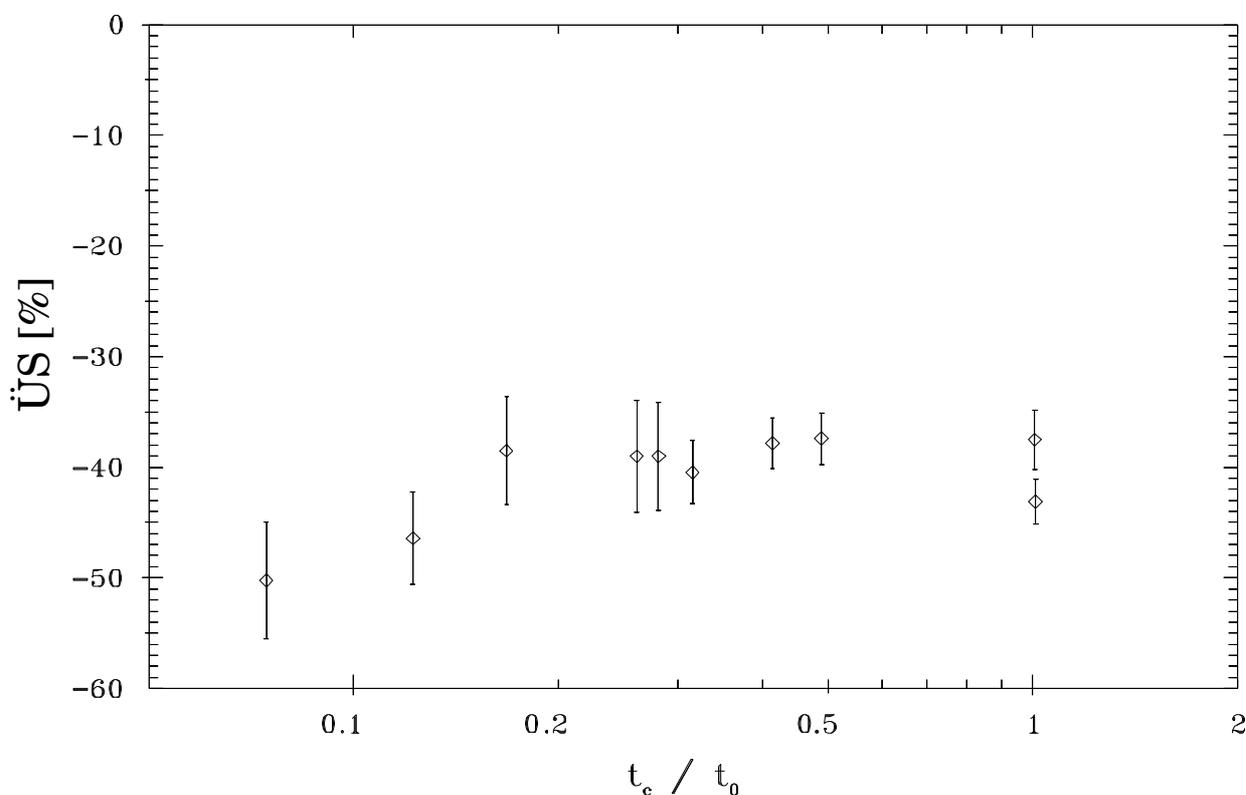


Abbildung 21: Ge:Ga: Abhängigkeit des Überschwingers von t_c/t_0 für Sprünge nach oben des Detektors SCL3 (näheres siehe Text).

Basierend auf den bisher beschriebenen Beobachtungen kann man folgende Unterscheidung einführen:

Da Sprungantworten für Werte $t_c/t_0 > 1$ praktisch unabhängig von t_c/t_0 sind, wird eine Sprungantwort mit $t_c/t_0 > 1$ im folgenden als *ungestörte Relaxation* bezeichnet. Ist $t_c/t_0 < 1$, wird die Sprungantwort als *gestört* bezeichnet. Analog wird der Wert des Über-

schwingers oder Unterschwingers für $t_c/t_0 > 1$ als ungestörter Wert bezeichnet. Im weiteren werden zur Vereinfachung nur noch Messungen von Sprungantworten betrachtet, bei denen die Relaxation auf dem Niveau U_0 selbst ungestört ist.

4.5.2 Die Auswirkung noch nicht abgeklungener Relaxationen bei Signaländerungen von Si:Ga-Detektoren

In diesem Unterkapitel wird untersucht, auf welche Art und Weise die Störung der Sprungantwort bei $t_c/t_0 < 1$ vor sich geht. Hierbei ist es zweckmäßig, zwei Phasen zu unterscheiden:

1. Der Augenblick direkt nach dem Sprung
2. Der weitere zeitliche Verlauf der gestörten Relaxation

Der erste Moment nach einem Intensitätssprung

Offensichtlich weicht bei einer gestörten Sprungantwort der Spannungswert im ersten Moment nach dem Sprung von dem einer ungestörten Relaxation ab. Sie hat also einen anderen Überschwingerwert. Im Fall der Si:Ga-Detektoren wurden diese Abweichungen für die Abfolgen „*Sprung nach oben, Sprung nach unten*“ und „*Sprung nach unten, Sprung nach oben*“ untersucht. Abbildung 22 zeigt schematisch die geschilderte Situation.

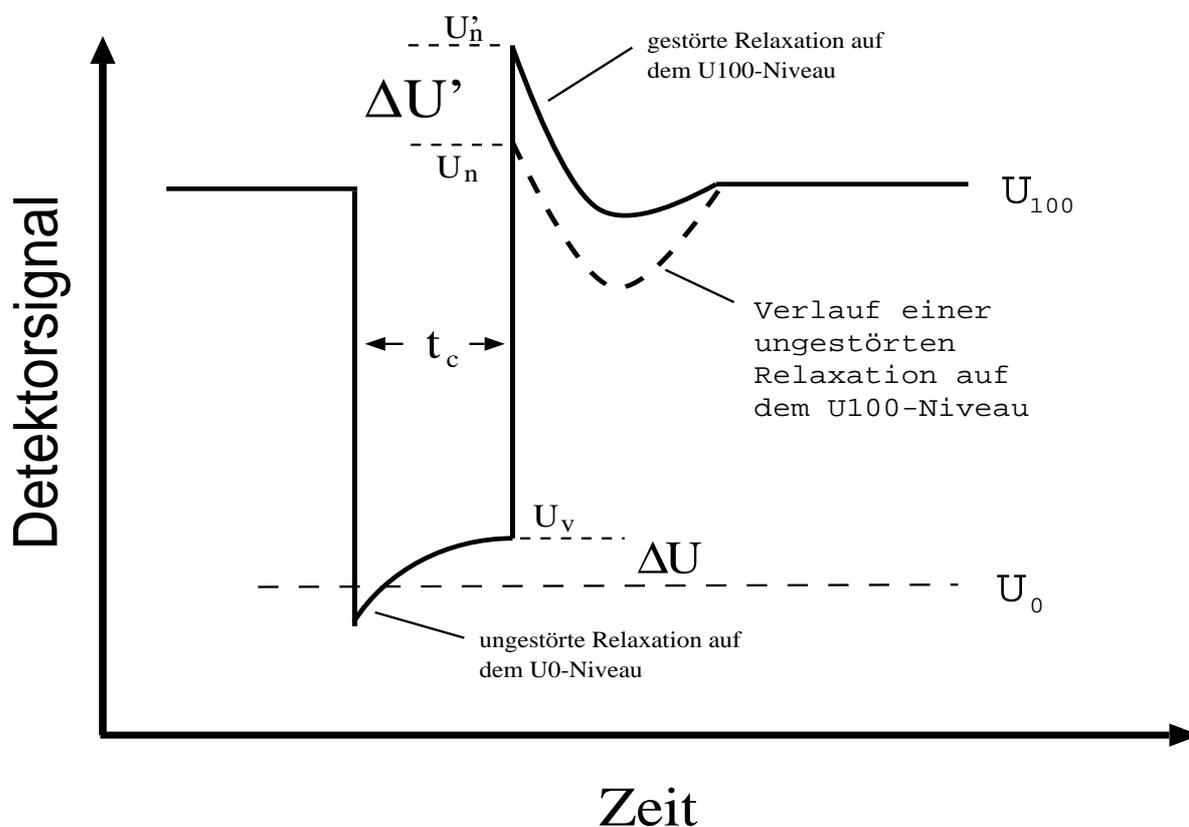


Abbildung 22: Skizze: Abweichung $\Delta U'$ zwischen gestörter und ungestörter Relaxation

Betrachten wir nun einen Signalsprung vom Signalniveau U_0 auf das Signalniveau U_{100} : Ist im Augenblick dieses Sprungs eine Relaxation auf dem Signalniveau U_0 noch nicht vollständig abgeklungen, liegt unmittelbar vor dem Sprung eine Abweichung ΔU vom Wert U_0 vor. Erst nach dem völligen Abklingen dieser Relaxation würde sich ein stabiler Signalwert U_0 einstellen. Die Abweichung ΔU bewirkt ihrerseits eine Abweichung $\Delta U'$ des Signals unmittelbar nach dem Sprung von dem Wert, den eine ungestörte Relaxation aufweisen würde (zur Verdeutlichung siehe Abbildung 22).

Für 20 Si:Ga-Detektoren von CRISTA I wurde der Quotient $\Delta U'/\Delta U$ gebildet und gegen $HF = U_{100}/U_0$ aufgetragen (siehe Abb. 23).

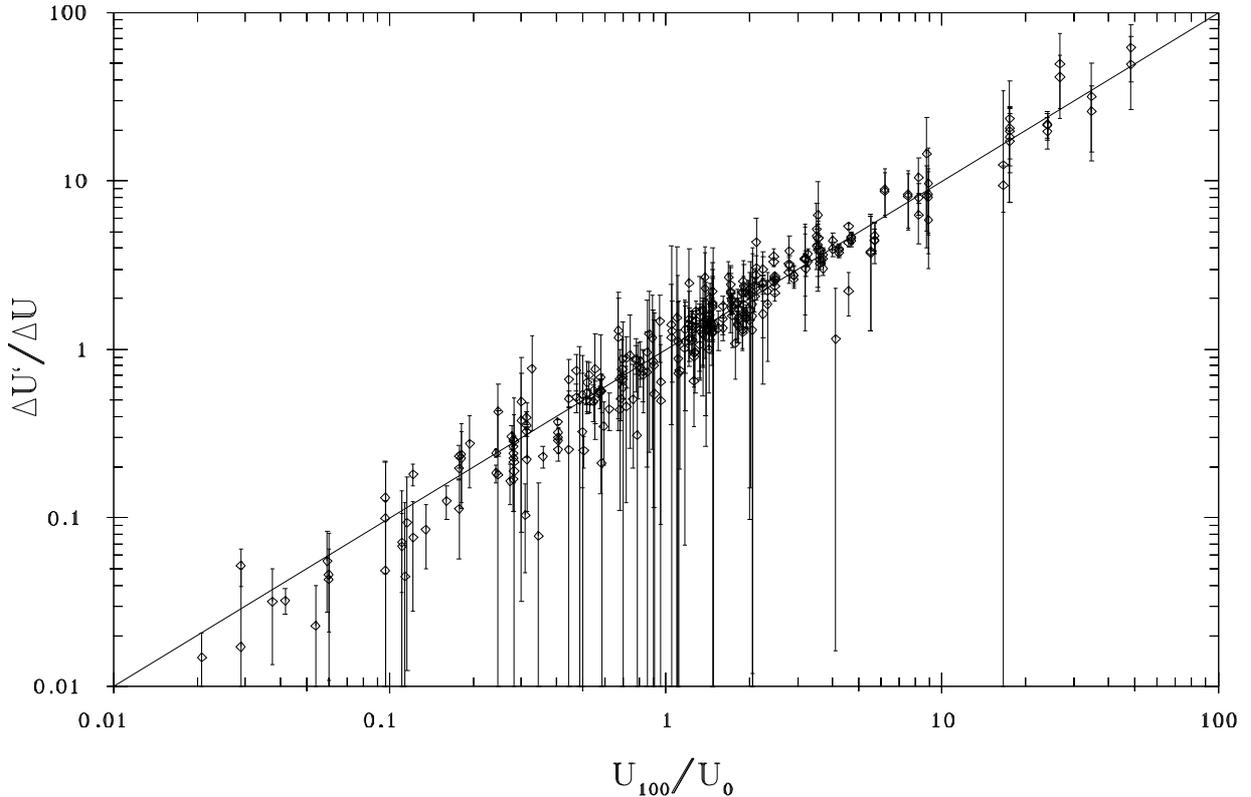


Abbildung 23: Si:Ga: Abweichungen $\Delta U'$ von der ungestörten Relaxation, normiert auf ΔU in Abhängigkeit vom Hubfaktor für die Abfolgen „Sprung nach unten, Sprung nach oben“ ($U_{100}/U_0 > 1$) und „Sprung nach oben, Sprung nach unten“ ($U_{100}/U_0 < 1$) (siehe Text).

Man erkennt, daß in guter Näherung gilt:

$$\Delta U' = HF \cdot \Delta U \quad (16)$$

Hierbei handelt es sich um ein erstaunliches Ergebnis. Welche physikalischen Mechanismen zu einem derartigen Verhalten führen, ist bislang unverstanden.

In Abbildung 23 wurden Daten verschiedener Detektoren mit unterschiedlichen Biasspannungen zusammengefaßt (−190 V, −100 V, 39 V, 71 V, 157 V und 190 V). Der Sprung von

U_0 auf U_{100} erfolgte bei verschiedenen t_c/t_0 -Werten. Es wurden sogar Sprünge ausgewertet, die aus dem zweiten Überschwinger der Relaxation auf dem U_0 -Niveau erfolgten. Die in Abb. 23 eingezeichneten Fehlerbalken wurden nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung aus dem Detektorrauschen des oberen und unteren Signalniveaus (hieraus folgt die Unsicherheit der Spannungswerte direkt vor bzw. direkt nach dem Sprung) sowie der Unsicherheit der Niveaus U_0 und U_{100} berechnet: Sei U_v der Spannungswert direkt vor dem Sprung, U_n der Spannungswert der ungestörten und U'_n der Spannungswert der gestörten Relaxation direkt nach dem Sprung. Dann gilt:

$$\begin{aligned}\Delta U &= U_v - U_0 \quad , \quad \Delta(\Delta U) = \sqrt{(\Delta U_v)^2 + (\Delta U_0)^2} \\ \Delta U' &= U'_n - U_n \quad , \quad \Delta(\Delta U') = \sqrt{(\Delta U'_n)^2 + (\Delta U_n)^2}\end{aligned}$$

und somit:

$$\Delta \left(\frac{\Delta U'}{\Delta U} \right) = \frac{\Delta U'}{\Delta U} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta(\Delta U)}{\Delta U} \right)^2 + \left(\frac{\Delta(\Delta U')}{\Delta U'} \right)^2}$$

Da die Größen ΔU und $\Delta U'$ Differenzen sind, die auch sehr klein werden können, variieren die Fehlerbalken in ihrer Größe stark. In Abbildung 23 ist kein wesentlicher Einfluß der Biasspannung und von t_c/t_0 zu erkennen. Die Abweichungen der Werte von der eingezeichneten Geraden (Gleichung 16) sind insgesamt genommen nicht signifikant.

Es ist ebenfalls von Interesse, ob der gefundene Zusammenhang (Gleichung 16) auch für die anderen Kombinationen (also „*Sprung nach oben, Sprung nach oben*“ und „*Sprung nach unten, Sprung nach unten*“) Gültigkeit hat.

Hier stößt man allerdings bei den verwendeten Meßaufbauten auf Probleme, da es nicht vorgesehen war, **drei** feste Signalniveaus zu verwenden. So war es nur möglich, mit einem improvisierten Meßaufbau Messungen für die Kombination „*Sprung nach oben, Sprung nach oben*“ durchzuführen, wobei allerdings der Fehler der Messung wegen des improvisierten Meßaufbaus relativ hoch ist.

Abbildung 24 zeigt schematisch die Abfolge bei dieser Messung.

Eine weitere Unsicherheit bei dieser Messung stellt die Zweideutigkeit des Niveaus U_0 für die gestörte Relaxation auf dem oberen Signalniveau dar. Eine zu kurze Verweildauer auf dem mittleren Signalniveau könnte einen weiteren (hier unerwünschten) Beitrag zur Beleuchtungsvorgeschichte liefern.

Abbildung 25 zeigt die Ergebnisse dieser Art von Messung.

Die Fehlerrechnung erfolgte wie zuvor beschrieben. In Abbildung 25 wurde zum Vergleich wieder die Linie $\Delta U' = HF \cdot \Delta U = U_{100,2}/U_{100,1} \cdot \Delta U$ eingezeichnet. Berücksichtigt man, daß die Kurve in jedem Fall durch den Ursprung (1;1) verlaufen muß (ist der zweite Sprung nach oben sehr klein, ändert sich ΔU nicht), liegt wiederum keine gravierende Abweichung vor. Allerdings ist der Meßfehler sehr groß und die Anzahl der Meßwerte gering. Außerdem ist der HF-Bereich, den man abdecken kann, nicht sehr groß, was durch die Messung selbst bedingt wird: Durch Einführung eines dritten Signalniveaus verkleinert sich automatisch der Faktor, um den sich das Signal zum benachbarten Niveau ändern kann.

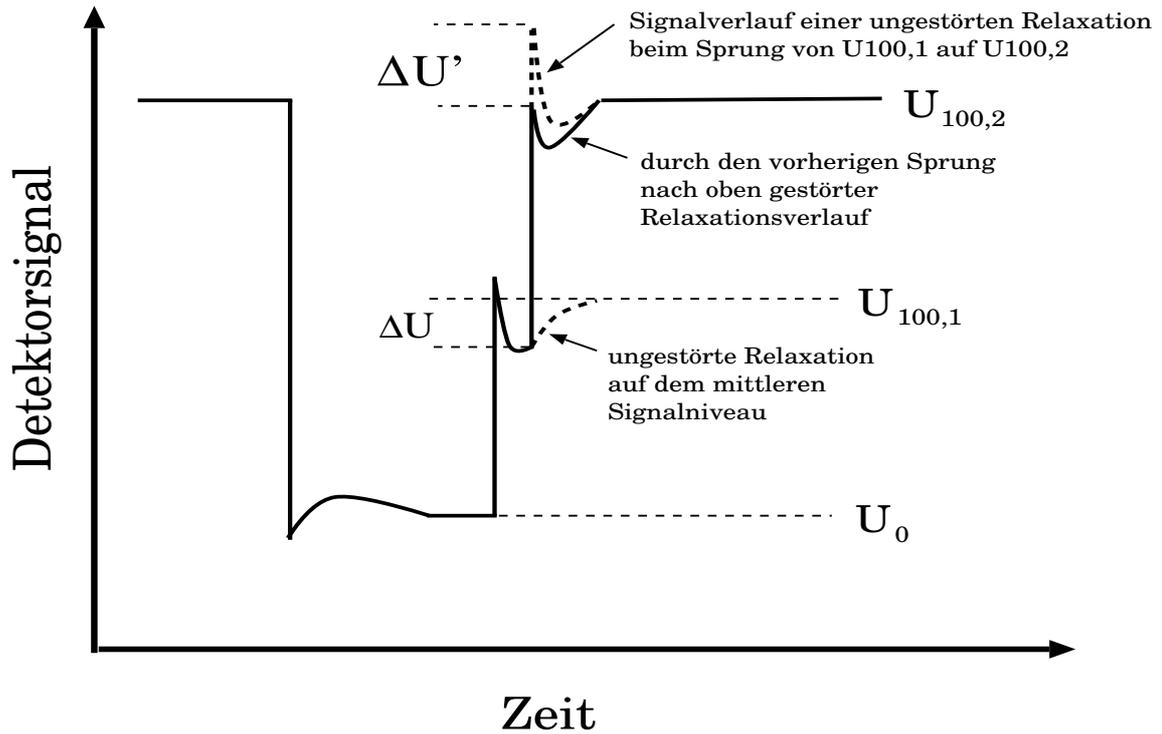


Abbildung 24: Skizze: Messung „Sprung nach oben, Sprung nach oben“

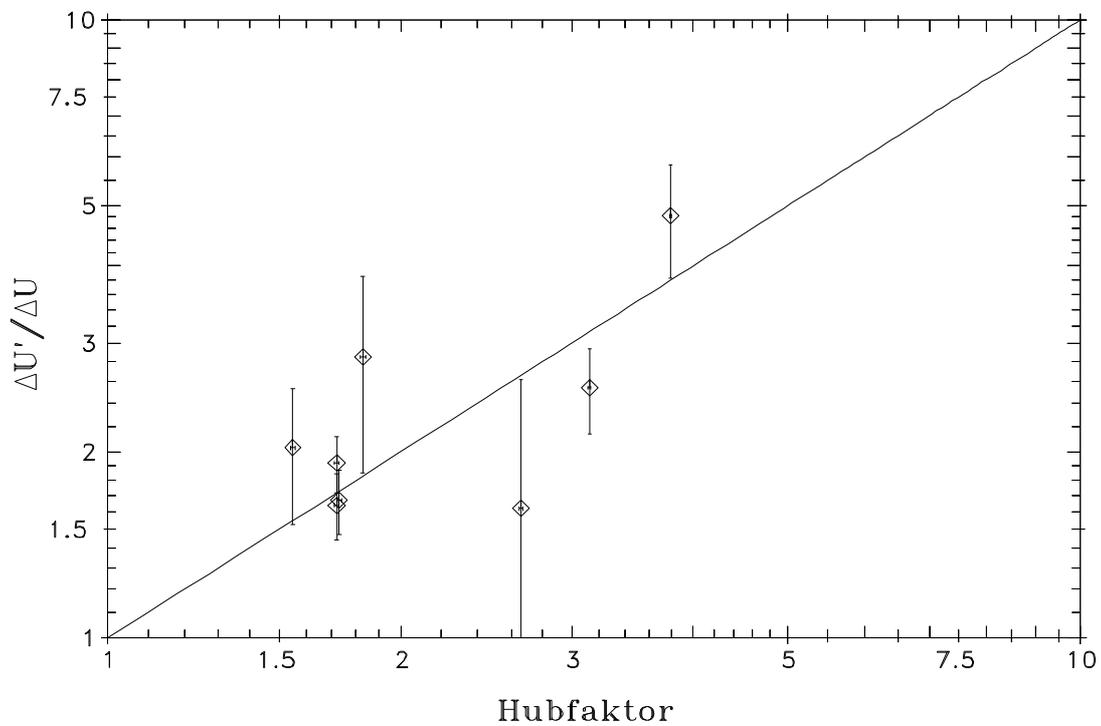


Abbildung 25: Si:Ga: Abweichungen $\Delta U'$ von der ungestörten Relaxation normiert auf ΔU in Abhängigkeit vom Hubfaktor für die Abfolge „Sprung nach oben, Sprung nach oben“ (siehe Text).

Zusammenfassend kann man für die Si:Ga–Detektoren feststellen, daß im ersten Augenblick nach einem erfolgten Signalwechsel die Abweichung der daraufhin ablaufenden Relaxation von einer ungestörten Relaxation in guter Näherung durch Gleichung 16 beschrieben werden kann. Anscheinend überlagert sich ein noch nicht abgeklungener Relaxationsrest unter Berücksichtigung von Gleichung 16 im ersten Augenblick nach einem Signalwechsel dem Verlauf einer ungestörten Relaxation. Dabei scheinen die Sprungrichtungen bei der Sprungabfolge nicht von Bedeutung zu sein. Hiervon wird im weiteren ausgegangen, auch wenn Messungen zur Abfolge „*Sprung nach unten, Sprung nach unten*“ nicht durchgeführt werden konnten.

Für die Ge:Ga und die Si:As BIB–Detektoren wurden Untersuchungen dieser Art noch nicht angestellt. Wie in späteren Kapiteln dargelegt wird, ist dies vermutlich für die Ge:Ga–Detektoren auch nicht nötig, um eine Korrektur der im Flug auftretenden Relaxationen durchzuführen.

Der weitere zeitliche Verlauf

Im letzten Abschnitt wurde untersucht, wie sich ein Signalwechsel bei Anwesenheit eines noch nicht ausgeklungenen Relaxationsrestes auswirkt. Nun stellt sich die Frage, wie sich ein Signalwechsel auf die Geschwindigkeit, mit der der Relaxationsrest nach einer Signaländerung abklingt, auswirkt.

Plausibilitätsgründe sprechen dafür, daß dies mit einer Geschwindigkeit geschieht, die dem Abklingen einer Relaxation auf dem Niveau U_{100} entspricht. Denn es wird nicht beobachtet, daß gestörte Relaxationen wesentlich länger dauern als ungestörte. Der noch nicht abgeklungene Relaxationsrest macht sich also nicht wesentlich über die Dauer einer ungestörten Relaxation hinaus bemerkbar. Andererseits weicht eine gestörte Relaxation während ihrer gesamten Dauer von einer ungestörten ab — sie wird also in ihrem gesamten Verlauf von einem noch nicht abgeklungenen Relaxationsrest beeinflusst.

Weitere Überlegungen zu diesem Thema werden in Kapitel 6.2 angestellt, wenn es um die Formulierung eines Modells zur Korrektur der Relaxationen der Si:Ga–Detektoren geht.

5 Parametrisierung von Überschwinger, Unterschwinger und Zeitkonstanten in Abhängigkeit von U_{100} , HF und t_c/t_0

Im folgenden werden die Abhängigkeiten der für einen Relaxationsverlauf charakteristischen Größen Überschwinger, Unterschwinger und Relaxationszeitkonstanten von Signal und Signalvorgeschichte genauer quantifiziert. Ziel ist es, einerseits einen Überblick über diese Abhängigkeiten zu erhalten, andererseits eine möglichst gute Parametrisierung der charakteristischen Relaxationsgrößen in Abhängigkeit von U_{100} , HF und t_c/t_0 durchzuführen, um diese später in ein Modell zur Korrektur der Relaxationseffekte einfließen zu lassen.

5.1 Parametrisierung für die Si:Ga-Detektoren

Bei der Parametrisierung wird im allgemeinen so vorgegangen, daß Abhängigkeiten von t_c/t_0 abgespaltet werden. Für die Abhängigkeit von U_{100} wird ein Fitansatz gemacht und der Fit in schmalen Intervallen (Bins) des Hubfaktorbereichs durchgeführt (hierzu siehe auch Abb. 26 und Text weiter unten). Die Fits in den einzelnen HF-Bins werden dann kombiniert, um die Abhängigkeit der Relaxationsgrößen vom Hubfaktor zu erhalten (siehe unten).

Es erweist sich als notwendig, die Relaxationsgrößen in einer bestimmten Reihenfolge zu parametrisieren: Beispielsweise werden für die Parametrisierung des Überschwingers die Parametrisierungen der Zeitkonstanten und des Unterschwingers benötigt (siehe unten). Die sich hieraus ergebende natürliche Reihenfolge wurde in der vorliegenden Arbeit bei der Beschreibung der Vorgehensweise während der Parametrisierung der verschiedenen Größen beibehalten.

Parametrisierung der Relaxationszeitkonstanten:

Bei der Parametrisierung von Relaxationszeitkonstanten macht man den Ansatz:

$$\tau = \tau(U_{100}, \text{HF})$$

Hierbei kann τ bei den Si:Ga-Detektoren stellvertretend für die Zeitkonstanten τ_1 , τ_2 , t_{end} oder t_{min} stehen (hierzu siehe auch Kapitel 4.4).

Dazu wird die U_{100} -HF-Ebene in HF-Bereiche (Bins) unterteilt. Die Bins werden relativ schmal gewählt, um die HF-Abhängigkeiten der Relaxationsgrößen innerhalb der Bins vernachlässigen zu können. Außerdem werden die Bins überlappend gewählt (ca. 50% Überlappung zwischen benachbarten Bins), um bei den Fits möglichst viele Datenpunkte berücksichtigen zu können. Ein sogenanntes „Fitbin“ kommt zustande, wenn die U_{100} -Werte der darin liegenden Messungen in der U_{100} -Richtung bei Sprüngen nach oben mehr als einen Faktor 10 abdecken („Länge eines Fitbins“). In diesen Fitbins werden Fits der U_{100} -Abhängigkeit durchgeführt und bei den Parametrisierungen verwendet. Eine ausreichende

Länge der Fitbins gewährleistet, daß der in diesen Bins durchgeführte Fit nicht zu stark fehlerbehaftet ist. Bei den Sprüngen nach unten ist allerdings die Datenüberdeckung schlechter. Um dennoch auch für Sprünge nach unten genügend Fitbins zu erhalten, wird für Sprünge nach unten eine geringere minimal zulässige Länge von lediglich einem Faktor 3 in U_{100} -Richtung gewählt. Abbildung 26 zeigt die Einteilung der Labormessungen in diese Bins für den Detektor SCS6 (CRISTA I). Hierbei geben die rautenförmigen Symbole die zur Verfügung stehenden Messungen von Sprungantworten an, während die in der HF- U_{100} -Ebene eingezeichneten Rechtecke die gebildeten Fitbins darstellen.

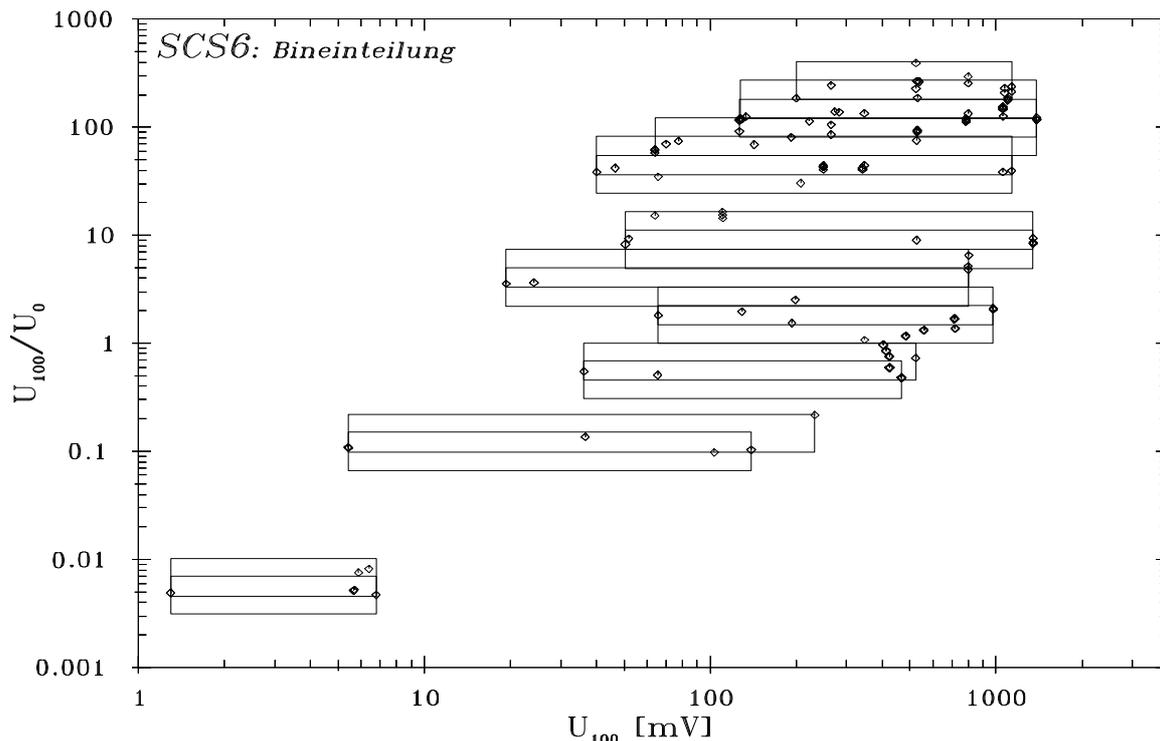


Abbildung 26: Bineinteilung in der U_{100} -HF-Ebene für Detektor SCS6 (CRISTA I):
 $HF > 1$: Sprünge nach oben, $HF < 1$: Sprünge nach unten

Trägt man die jeweilige Zeitkonstante gegen U_{100} auf, so erkennt man, daß die Hauptabhängigkeit bei den Si:Ga-Detektoren ein Potenzgesetz zu sein scheint (siehe Abb. 27). Dies wurde schon in den theoretischen Rechnungen für Sprünge nach oben von VINOKUROV UND FUKS, 1991 vorhergesagt (siehe hierzu auch SCHÄLER, 1996).

Daher werden in den einzelnen Fitbins nun jeweils Fits mit dem Potenzansatz:

$$\tau = C \cdot \left(\frac{U_{100}}{100\text{mV}} \right)^p \quad (17)$$

durchgeführt (siehe Abbildung 28). Die Größe C gibt hierbei den Wert der jeweiligen Zeitkonstanten bei einem Signal von 100 mV an. So erhält man für das i -te Fitbin die Werte $C_i = C(HF_i)$ und $p_i = p(HF_i)$.

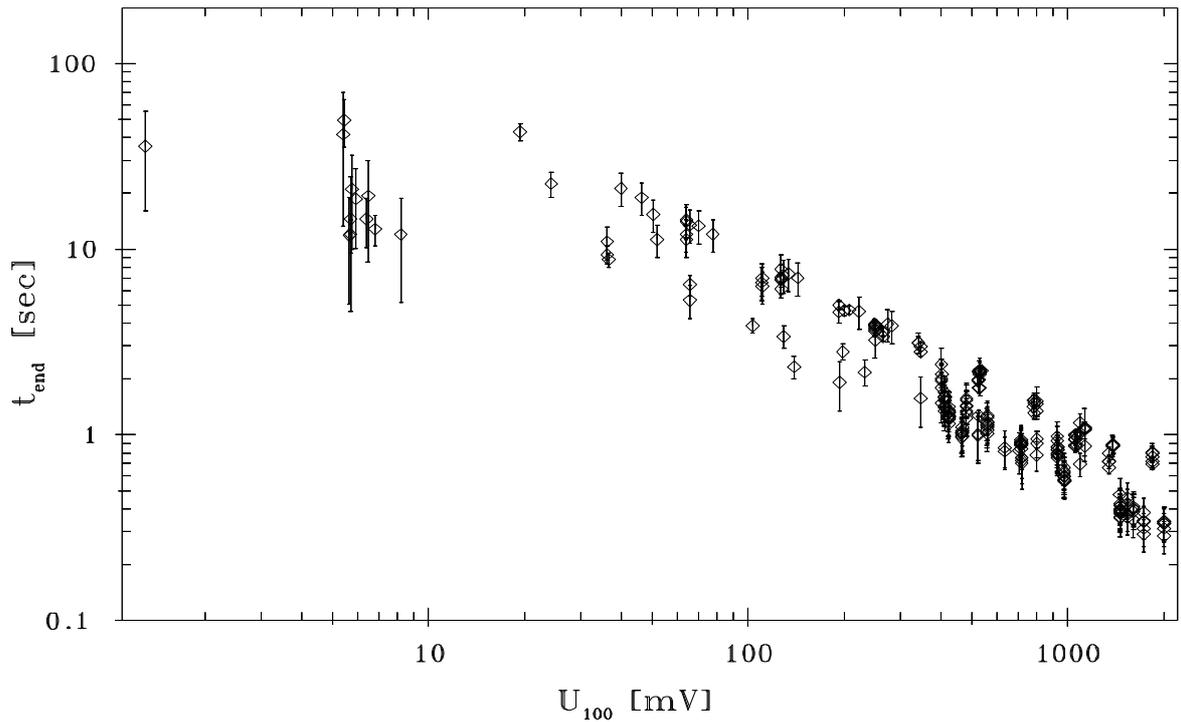


Abbildung 27: Zeitkonstanten aufgetragen gegen U_{100} für Detektor SCS6 (CRISTA I). In der Abbildung sind Sprungantworten mit unterschiedlichen Hubfaktoren enthalten, außerdem sowohl Sprünge nach oben, als auch Sprünge nach unten.

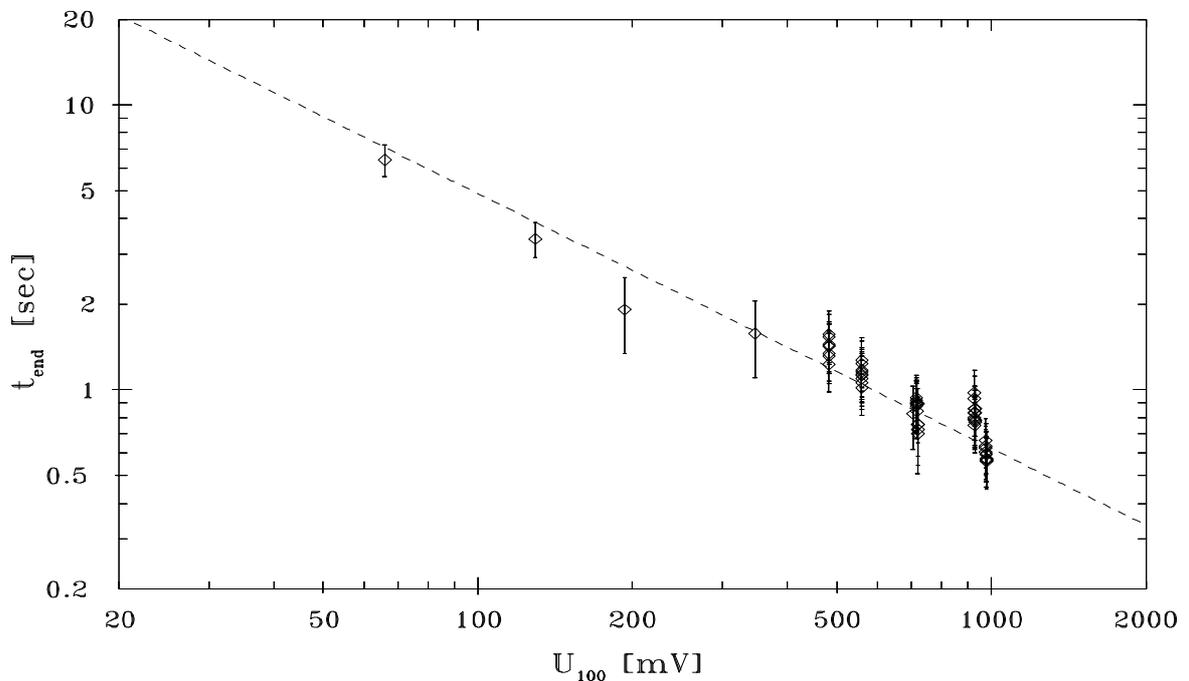


Abbildung 28: Detektor SCS6 (CRISTA I): Relaxationsdauer t_{end} aufgetragen gegen U_{100} für $1 \leq HF \leq 2$. Gestrichelt eingezeichnet wurde der nach erfolgter Parametrisierung erhaltene Potenzfit. Kleinere Abweichungen der Meßwerte vom Fit können auf die t_c/t_0 -Abhängigkeit der Messungen zurückzuführen sein.

Danach wird getrennt für Sprünge nach oben und Sprünge nach unten ein linearer Fit für die Potenzen p_i durchgeführt. Hierbei macht man den Ansatz:

$$p(\text{HF}) = a + b \cdot \ln(\text{HF}) \quad (18)$$

Dieser lineare Fitansatz beschreibt die Variation der Potenzen ausreichend genau (siehe Abbildung 29).

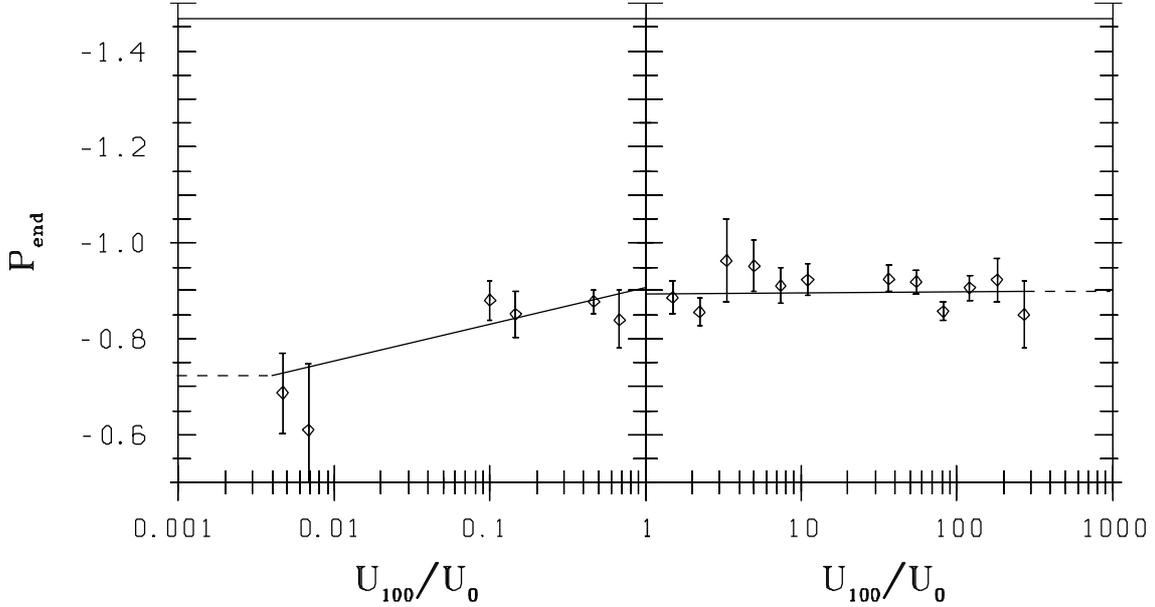


Abbildung 29: Potenzen der Relaxationsdauer t_{end} aufgetragen gegen den Hubfaktor für Detektor SCS6 (CRISTA I): Linkes Bild: Sprünge nach unten, rechtes Bild: Sprünge nach oben (näheres siehe Text).

Die Potenzen selbst bewegen sich in der Regel zwischen -0,8 und -1,2 und entsprechen somit in etwa dem von VINOKUROV UND FUKS, 1991, erwarteten Wert von -1. Dieser lineare Fit wird nicht über die Fitbins mit maximalem bzw. minimalem HF hinaus verlängert. Vielmehr wird der Verlauf $p(\text{HF})$ zu kleinen und großen HF-Werten hin konstant fortgesetzt, um zu große Extrapolationsfehler insbesondere durch eine falsche Steigung zu vermeiden (siehe Abbildung 29).

Für jede einzelne angepaßte Sprungantwort j kann man nun die Konstanten C_j zu

$$C_j = \tau_j / \left(\frac{U_{100,j}}{100\text{mV}} \right)^{p(\text{HF}_j)} \quad (19)$$

berechnen. Es wird also durch jede Messung ein eigener Potenzverlauf in Abhängigkeit von U_{100} gelegt. Man erhält so in Abhängigkeit vom Hubfaktor eine Ansammlung von Werten C_j , die für jede einzelne gemessene Sprungantwort bei vorgegebener Abhängigkeit der Potenzen vom Hubfaktor (Gleichung 18) den interpolierten Wert der Zeitkonstanten bei $U_{100}=100$ mV repräsentieren. Durch Glättung dieser Punkteverteilung mit einer Gewichtsfunktion erhält man einen kontinuierlichen Verlauf $C(\text{HF})$ (siehe Abb. 30, durchgezogene

Linie). Auf diese Weise können auch nicht in Fitbins enthaltene Punkte berücksichtigt werden. Dieser Verlauf $C(\text{HF})$ gibt den Wert der jeweiligen Zeitkonstanten für $U_{100}=100$ mV

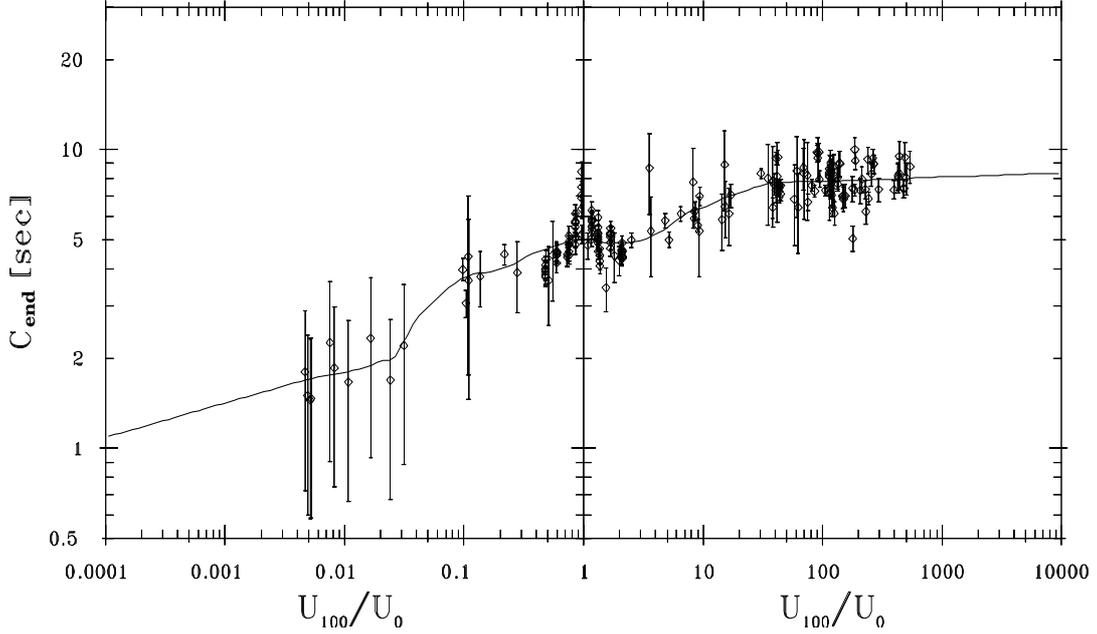


Abbildung 30: Detektor SCS6: zur Zeitkonstanten t_{end} gehöriger Parameter C_{end} , aufgetragen gegen den Hubfaktor. Die durchgezogene Linie stellt einen durch Glättung erhaltenen Verlauf dar.

an. Der Wert von 100 mV wurde gewählt, da er durch die meisten Bins abgedeckt wird, und somit keine Extrapolation vorliegt. Hiermit kann nun die jeweilige Zeitkonstante (t_{end} , t_{min} oder τ_1 — alle zeigen gleichermaßen ein Potenzverhalten in Abhängigkeit von U_{100} —) in Abhängigkeit von U_{100} und HF angegeben werden:

$$\tau(U_{100}, \text{HF}) = C(\text{HF}) \cdot \left(\frac{U_{100}}{100\text{mV}} \right)^{p(\text{HF})} \quad (20)$$

Es zeigt sich, daß bei einigen Detektoren die Zeitkonstanten auch abhängig von t_c/t_0 sind. Klar erkennbar wird dies, wenn man beispielsweise die Residuen der gemessenen Zeitkonstanten für $1 < \text{HF} < 10$ gegen t_c/t_0 aufträgt (siehe Abb. 31).

Als Beispiel wurden Messungen des Detektors SR3 im Hubfaktorbereich von 1 bis 10 gewählt, da die Abhängigkeit von t_c/t_0 relativ deutlich ausgeprägt ist. Man kann zwei annähernd konstante Niveaus in den Bereichen $t_c/t_0 > 0,7$ und $t_c/t_0 < 0,2$ erkennen. Dieses Verhalten läßt sich durch eine abgeschrägte Stufe $S(t_c/t_0)$ beschreiben. Man macht also den Ansatz:

$$\tau(U_{100}, \text{HF}, t_c/t_0) = \tau(U_{100}, \text{HF}) \cdot S(t_c/t_0) \quad (21)$$

Es wird eine Stufenhöhe s eingeführt, die in Abbildung 31 negativ wäre. Unter Verwendung dieser Stufenhöhe macht man für $S(t_c/t_0)$ folgenden Ansatz einer dimensionslosen Stufen-

funktion:

$$S(t_c/t_0; s) = \begin{cases} 1 & , \text{für } t_c/t_0 \geq 0,7 \\ 1 + s \cdot \frac{0,7-t_c/t_0}{0,7-0,2} & , \text{für } 0,2 < t_c/t_0 < 0,7 \\ 1 + s & , \text{für } t_c/t_0 \leq 0,2 \end{cases} \quad (22)$$

Die Stufenhöhe s wird iterativ bestimmt, indem man aus den Abweichungen von der Parametrisierung (siehe Abb. 31) die Differenz der Werte in den beiden Bereichen ($t_c/t_0 > 0,7$ und $t_c/t_0 < 0,2$) bildet, obige Prozedur zur Bestimmung von $\tau(U_{100}, \text{HF}, t_c/t_0)$ erneut durchführt, neue Abweichungen von dieser Parametrisierung berechnet, die Stufenhöhe s gemäß diesen Abweichungen verändert etc. — dieser Vorgang wird so oft iteriert, bis sich die Stufenhöhe s nicht mehr nennenswert ändert. Hierbei muß natürlich beachtet werden, daß durch eine Änderung an der Parametrisierung von t_{end} sich auch die für die Labormessungen berechneten t_c/t_0 -Werte verändern. Die endgültige Form der Parametrisierung der Zeitkonstanten lautet dann:

$$\tau(U_{100}, \text{HF}, t_c/t_0) = C(\text{HF}) \cdot \left(\frac{U_{100}}{100\text{mV}} \right)^{p(\text{HF})} \cdot S(t_c/t_0) \quad (23)$$

Abbildung 32 zeigt das Ergebnis dieser Vorgehensweise. Es ist erkennbar, daß der Stufenverlauf verschwunden ist. Außerdem geht die Streuung der Werte durch die Verbesserung der Parametrisierung, die die Werte nun besser beschreibt, generell zurück. Es bleiben allerdings signifikante Abweichungen vorhanden. Die Abweichungen von der Parametrisierung überschreiten aber 20% in der Regel nicht.

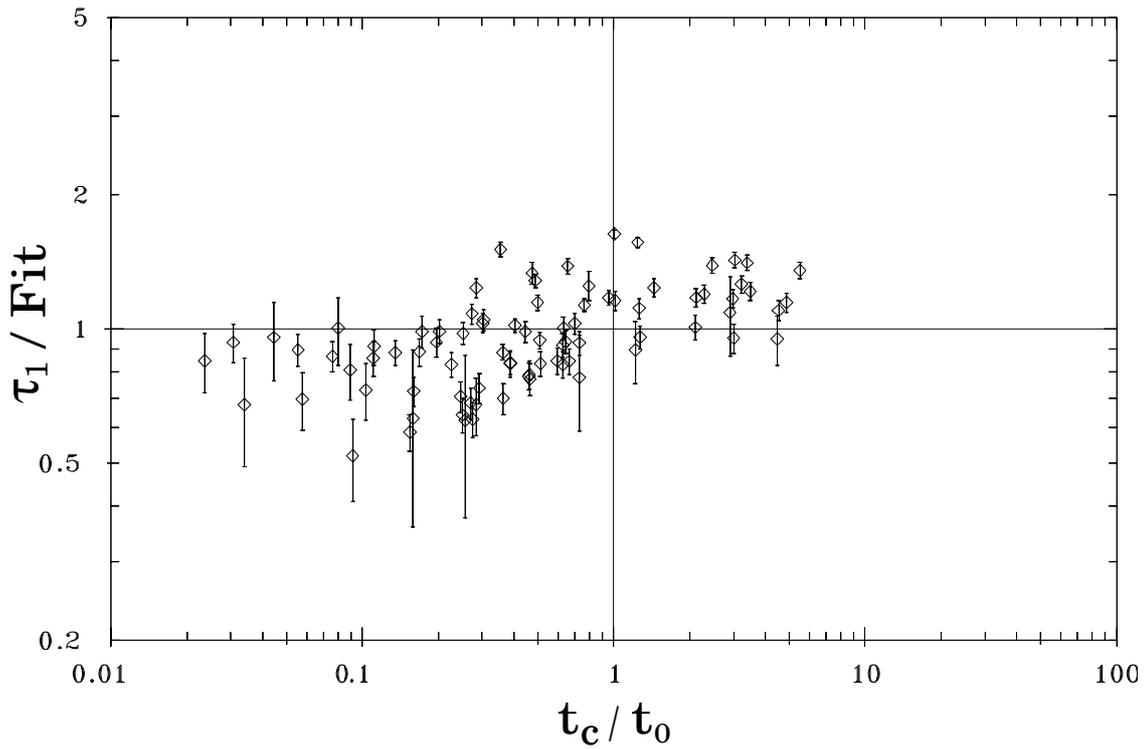


Abbildung 31: Detektor SR3: Abweichungen der Zeitkonstante τ_1 von der Parametrisierung („Fit“) ohne Berücksichtigung der t_c/t_0 -Abhängigkeit (Gleichung 20), aufgetragen gegen t_c/t_0

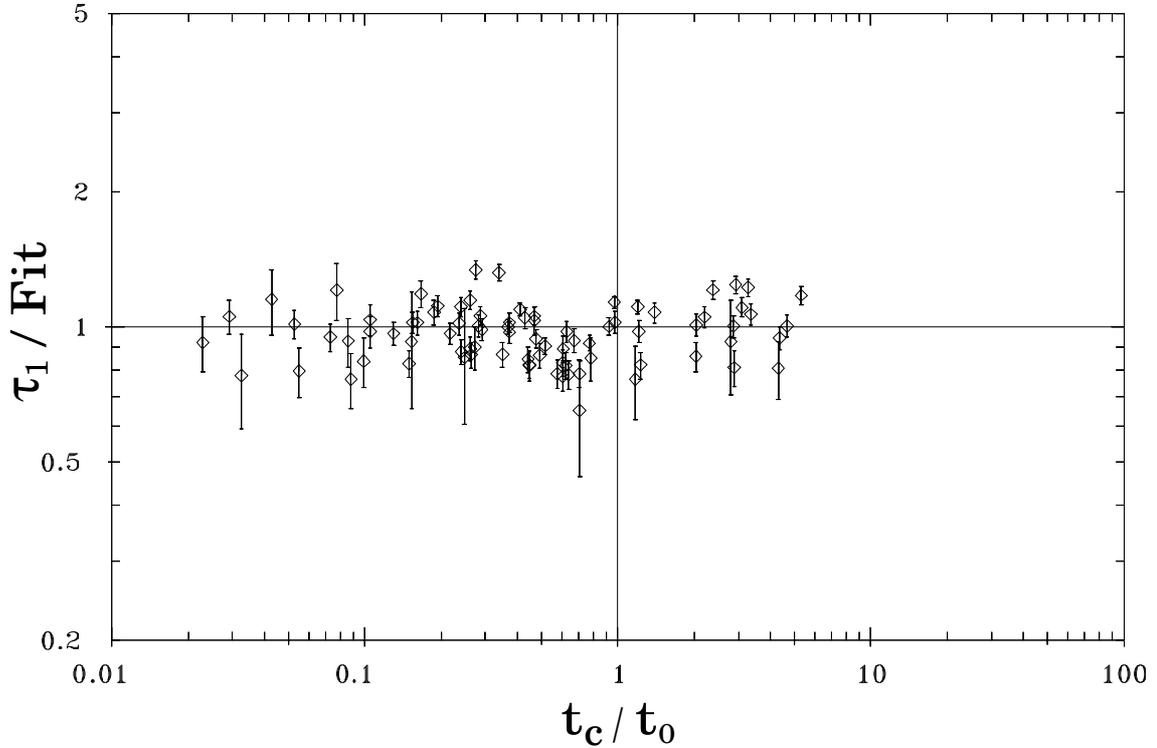


Abbildung 32: Detektor SR3: Abweichungen der Zeitkonstante τ_1 von der Parametrisierung („Fit“) mit Berücksichtigung der t_c/t_0 -Abhängigkeit (Gleichung 23), aufgetragen gegen t_c/t_0

Parametrisierung des Unterschingers:

Nach erfolgter Parametrisierung der Zeitkonstanten können weiterführende Untersuchungen bezüglich des Unterschingers angestellt werden. Es zeigt sich, daß für $t_c/t_0 > 0,3$ die Abhängigkeit des Unterschingers von t_c/t_0 durch den empirischen Ansatz:

$$\text{UNS} = \text{UNS}_\infty \cdot (1 - \exp(-3 \cdot t_c/t_0)) \quad (24)$$

beschrieben werden kann, wobei UNS_∞ der Wert der ungestörten Relaxation ist. In Abbildung 20 wurde dieser Verlauf zum Vergleich in einen gemessenen Datensatz eingezeichnet (siehe Kapitel 4.5.1). Nähere Untersuchungen hierzu wurden von SCHÄLER (1996) durchgeführt.

Unter Verwendung von Gleichung 24 ist es möglich, Werte des ungestörten Unterschingers aus Messungen mit $t_c/t_0 > 0,3$ zu berechnen. Für die so erhaltenen Werte $\text{UNS}_{\infty,j}$ kann man nun wie bei der Parametrisierung der Zeitkonstanten eine Bineinteilung durchführen. Die Werte mit $t_c/t_0 < 0,3$ werden im weiteren nicht berücksichtigt. In den einzelnen Fitbins macht man dann den Fitansatz:

$$\text{UNS}_\infty(U_{100}, \text{HF}) = C \cdot \left(\frac{U_{100}}{100\text{mV}} \right)^p \quad (25)$$

Führt man die Fits in den einzelnen Bins durch, so erhält man Werte $C(\text{HF}_i)$ und $p(\text{HF}_i)$. Legt man durch die Werte $p(\text{HF}_i)$ einen Polygonzug (in Abhängigkeit des $\ln(\text{HF})$), so erhält man einen Verlauf $p(\text{HF})$. Mit diesem lassen sich für alle Labormessungen j mit $t_c/t_0 > 0,3$ Werte C_j berechnen:

$$C_j = \text{UNS}_{\infty,j} / \left(\frac{U_{100,j}}{100\text{mV}} \right)^{p(\text{HF}_j)} \quad (26)$$

Diese Werte lassen sich nun wiederum mit einer Gewichtsfunktion glätten, und man erhält einen Verlauf $C(\text{HF})$. Die Vorgehensweise ist hierbei analog zur Parametrisierung der Zeitkonstanten. Die Parametrisierung des Unterschingers läßt sich hiermit vollständig angeben:

$$\text{UNS}(U_{100}, \text{HF}, t_c/t_0) = C(\text{HF}) \cdot \left(\frac{U_{100}}{100\text{mV}} \right)^{p(\text{HF})} \times [1 - \exp(-3 \cdot t_c/t_0)] \quad (27)$$

Es können Abweichungen dadurch auftreten, daß die t_c/t_0 -Abhängigkeit des Unterschingers bei kleinen t_c/t_0 -Werten durch die Exponentialfunktion nicht mehr so gut beschrieben wird. Allerdings ist bei einem t_c/t_0 -Wert von 0,3 der Unterschinger schon auf 60% des ungestörten Werts abgefallen. Der Absolutwert wird also mit kleiner werdenden t_c/t_0 -Werten schnell kleiner, so daß ein größer werdender relativer Fehler nicht mehr so stark ins Gewicht fällt. Also werden auch Werte mit $t_c/t_0 < 0,3$ durch die Parametrisierung abgedeckt.

Parametrisierung des Überschingers:

Sind die Parametrisierungen der Zeitkonstanten und des Unterschingers bekannt, ist man auch in der Lage, den Überschinger zu parametrisieren. Hierbei geht man ähnlich wie beim

Unterschwinger vor: Man versucht die t_c/t_0 -Abhängigkeit des Überschwingers zu separieren und Werte des ungestörten Überschwingers zu berechnen.

Hierfür werden folgende bereits erstellte Parametrisierungen benötigt:

1. $\tau_1(U_{100}, \text{HF}, t_c/t_0 = \infty)$: Zeitkonstante τ_1 aus der Fitfunktion (Gleichung 9) für Sprünge nach oben und unten
2. $t_{end}(U_{100}, \text{HF}, t_c/t_0 = \infty)$: Relaxationsdauer t_{end} für Sprünge nach oben und unten
3. $\text{UNS}(U_{100}, \text{HF}, t_c/t_0 = \infty)$: Unterschwinger für Sprünge nach oben und unten

Hierbei bedeutet $t_c/t_0 = \infty$, daß es sich um die Werte ungestörter Relaxationen handelt. Außer den oben aufgeführten Parametrisierungen wird die Beziehung aus Gleichung 16: $\Delta U' = \text{HF} \cdot \Delta U$ benötigt.

Es wird wiederum eine Bineinteilung in der U_{100}, HF -Ebene vorgenommen. In den einzelnen Fitbins macht man für die U_{100} -Abhängigkeit den für Sprünge nach oben und Sprünge nach unten gleichermaßen gültigen Fitansatz für Werte des ungestörten Überschwingers $\ddot{U}S_\infty$:

$$\ddot{U}S_\infty(U_{100}) = c + m \cdot \log_{10} \left(\frac{U_{100}}{100\text{mV}} \right) \quad (28)$$

Hiefür werden zunächst nur Messungen ungestörter Relaxationen verwendet ($t_c/t_0 > 1$). So erhält man in den einzelnen HF-Bins Werte $c(\text{HF}_i)$, $m(\text{HF}_i)$. Das weitere Vorgehen ist analog zur Parametrisierung des Unterschwingers (siehe oben): Durch die Steigungen m_i wird wiederum getrennt für Sprünge nach oben und Sprünge nach unten ein Polygonzug in Abhängigkeit des $\log_{10}(\text{HF})$ gelegt, so daß man jeweils einen Verlauf $m(\text{HF})$ erhält. Für jede einzelne im Labor gemessene Sprungantwort j kann nun eine Konstante C_j berechnet werden:

$$C_j = \ddot{U}S_{\infty,j} - m(\text{HF}_j) \cdot \log_{10} \left(\frac{U_{100,j}}{100\text{mV}} \right) \quad (29)$$

Durch Glättung der C_j -Werte mit einer Gewichtsfunktion erhält man jeweils für Sprünge nach oben und Sprünge nach unten einen kontinuierlichen Verlauf $C(\text{HF})$, der den Wert des ungestörten Überschwingers bei $U_{100}=100$ mV angibt.

Die Parametrisierung des ungestörten Überschwingers lautet somit:

$$\ddot{U}S_\infty(U_{100}, \text{HF}) = \ddot{U}S(U_{100}, \text{HF}, t_c/t_0 = \infty) = C(\text{HF}) + m(\text{HF}) \cdot \log_{10} \left(\frac{U_{100}}{100\text{mV}} \right) \quad (30)$$

Um möglichst viele gemessene Werte zu berücksichtigen und die Meßüberdeckung in der U_{100}/HF -Ebene möglichst gut auszunutzen, kann man bei der Parametrisierung des Überschwingers ähnlich wie bei der Parametrisierung des Unterschwingers auch Messungen gestörter Relaxationen ($t_c/t_0 < 1$) berücksichtigen. Hierzu werden Werte des ungestörten Überschwingers $\ddot{U}S_\infty$ aus gemessenen gestörten Sprungantworten (d.h. es gilt $t_c/t_0 < 1$) berechnet. Dies erfordert die Bestimmung des Wertes ΔU in Gleichung 16.

Der im Überschwinger der gestörten Relaxation vorliegende Signalwert muß dann um

$\Delta U' = HF \cdot \Delta U$ korrigiert werden, um den einer ungestörten Sprungantwort entsprechenden Signalwert und somit den Wert des ungestörten Überschingers zu erhalten.

Da bei der Messung der Sprungantworten im Labor jeweils sprunghafte Änderungen der IR-Intensität zwischen zwei festen (konstanten) Intensitätsniveaus vorgenommen wurden, wobei Hell- und Dunkelphasen variiert wurden, wird der Wert ΔU durch den Verlauf einer vorherigen Relaxation auf dem Signalniveau U_0 vorgegeben. Der Wert ΔU ist identisch mit der Abweichung dieser Relaxation von U_0 zum Zeitpunkt t_c nach ihrem Beginn. Diese Relaxation als Folge eines Signalsprungs von U_{100} auf das (allerdings erst im Gleichgewicht erreichte) Signalniveau U_0 beeinflusst über den Wert von t_c/t_0 (t_c ist die Hell- bzw. Dunkelphase der darauffolgenden Relaxation) die Beleuchtungsvorgeschichte der darauffolgenden Relaxation, für die der Wert des ungestörten Überschingers berechnet werden soll. Für ΔU erhält man Gleichung 31 (zum Vergleich siehe auch Gleichung 9). Allerdings müssen anders als in Gleichung 9 die Bezeichnungen U_0 und U_{100} vertauscht werden, da diese sich nicht auf den mit der hier verwendeten Sprungantwortfunktion beschriebenen Relaxationsverlauf beziehen, sondern auf die erst nach erneutem Signalwechsel stattfindende Relaxation.

$$\begin{aligned}\Delta U(t_c) &= U_{100} + (U_0 - U_{100}) \cdot [1 - \exp(-t_c/\tau_1) + B \cdot \exp(-t_c/\tau_2)] - U_0 \\ &= (U_0 - U_{100}) \cdot [B \cdot \exp(-t_c/\tau_2) - \exp(-t_c/\tau_1)]\end{aligned}\quad (31)$$

Hierbei ist $B=1+0,01 \cdot \ddot{U}S(U_0, U_0/U_{100}, t_c/t_0 = \infty)$ die Amplitude der Sprungantwortfunktion, für die der als bekannt vorausgesetzte ungestörte Wert des Überschingers benötigt wird. Die Parametrisierung der Zeitkonstanten τ_1 ist ebenfalls bekannt (siehe oben). Die Zeitkonstante τ_2 läßt sich iterativ aus τ_1 , dem Unterschwinger und dem Überschwinger $\ddot{U}S(U_0, U_0/U_{100}, t_c/t_0 = \infty)$ berechnen.

Der berechnete Wert des ungestörten Überschingers ist dann:

$$\begin{aligned}\ddot{U}S(U_{100}, HF, t_c/t_0 = \infty) &= \ddot{U}S(U_{100}, HF, t_c/t_0) - 100 \cdot \Delta U'(t_c)/(U_{100} - U_0) \\ &= \ddot{U}S(U_{100}, HF, t_c/t_0) - 100 \cdot HF \cdot \Delta U(t_c)/(U_{100} - U_0)\end{aligned}\quad (32)$$

wobei $\Delta U(t_c)$ aus Gleichung 31 einzusetzen ist. Diese Werte $\ddot{U}S(U_{100}, HF, t_c/t_0 = \infty)$ wurden für jede einzelne im Labor gemessene Sprungantwort berechnet. Danach wurde mit diesen zusätzlichen Werten in einem iterativen Verfahren die Parametrisierung der ungestörten Überschwinger (Gleichung 30) für Sprünge nach oben und für Sprünge nach unten unter Verwendung der Gleichungen 28 und 29 neu berechnet.

Als Parametrisierung des Überschwingers in Abhängigkeit von U_{100} , HF und t_c/t_0 erhält man letztendlich die Formel:

$$\ddot{U}S(U_{100}, HF, t_c/t_0) = \ddot{U}S_\infty(U_{100}, HF) + 100 \cdot HF \cdot \Delta U(t_c)/(U_{100} - U_0)\quad (33)$$

wobei diesmal im Verlauf $\Delta U(t_c)$ (Gleichung 31) der Wert B so gewählt wird, daß gilt:

$$\ddot{U}S(U_{100}, HF, t_c/t_0 = 0) = 0\% \quad (34)$$

Diese Annahme wird gemacht, da in vielen Fällen beobachtet wird, daß bei sehr kurzen Hell- oder Dunkelphasen (d.h. $t_c/t_0 \approx 0$) keine großen Relaxationseffekte auftreten (siehe zum Beispiel Abb. 19). Auf diese Art und Weise werden in Gleichung 33 Resteffekte durch Meßungenauigkeiten vermieden.

Gleichung 33 wurde so allgemein formuliert, daß sie jeweils für Sprünge nach oben und Sprünge nach unten gültig ist. Der Wert $\ddot{U}_{\infty}(U_{100}, HF)$ wird über Gleichung 30 bestimmt.

5.2 Parametrisierung für die Ge:Ga-Detektoren

Bei den Ge:Ga-Detektoren kann prinzipiell in ähnlicher Weise vorgegangen werden wie bei den Si:Ga-Detektoren. Eine Parametrisierung der ungestörten Relaxationen erweist sich allerdings hier als ausreichend, da gestörte Relaxationen für eine Korrektur der während des Fluges auftretenden Relaxationseffekte nicht notwendig sind (siehe Kapitel 9). Hinzu kommt, daß bei den Ge:Ga-Detektoren gestörte Relaxationen nicht in dem Umfang wie bei den Si:Ga-Detektoren gemessen wurden.

Allerdings ist der Einfluß der Detektortemperatur nicht zu vernachlässigen. Daher wurde bei der Parametrisierung darauf geachtet, daß die Detektortemperatur nicht zu weit von den Temperaturwerten abweicht, die während des jeweiligen Fluges vorlagen. So wurden bei der Parametrisierung für CRISTA I nur Labormessungen verwendet, bei denen die Detektortemperatur im Bereich von etwa 2,8 bis 3,1 K lag — also dem Bereich, in dem die Detektortemperatur während der CRISTA I-Mission variierte (siehe LINDER, 1997). Daher sollte die Detektortemperatur keinen zu großen Einfluß auf die Parametrisierung haben. Der Einfluß der Detektortemperatur wird über die angegebenen Fehlergrenzen berücksichtigt (siehe Kapitel 9).

Parametrisierung der Relaxationszeitkonstanten:

Bei den während CRISTA I vorliegenden relativ niedrigen Detektortemperaturen weisen die Ge:Ga-Detektoren keinen Unterschwinger auf. Da das Detektorsignal sowohl nach Sprüngen nach oben, als auch nach Sprüngen nach unten, kontinuierlich ansteigt, ist es möglich, den Relaxationsverlauf mit nur je einer Zeitkonstanten zu beschreiben (hierzu siehe auch Abbildung 10 und Kapitel 4.4). Eine Zeit bis zum Erreichen des Relaxationsunterschwingers existiert definitionsgemäß nicht und die Zeit bis zum Abklingen der Relaxation auf 1/10 des anfänglichen Werts ist proportional zur verwendeten Fitzeitkonstanten.

Die Vorgehensweise bei der Fitzeitkonstanten entspricht derjenigen bei den Si:Ga-Detektoren. Es wurde die gleiche Bineinteilung und der gleiche Fitansatz gewählt. Lediglich als minimale Länge der Fitbins für Sprünge nach oben wurde ein Faktor 5 gewählt, um eine größere Anzahl von Fitbins zu erhalten. Das generelle Verhalten der Zeitkonstanten ist dem der Si:Ga-Detektoren ähnlich (siehe Abb. 33).

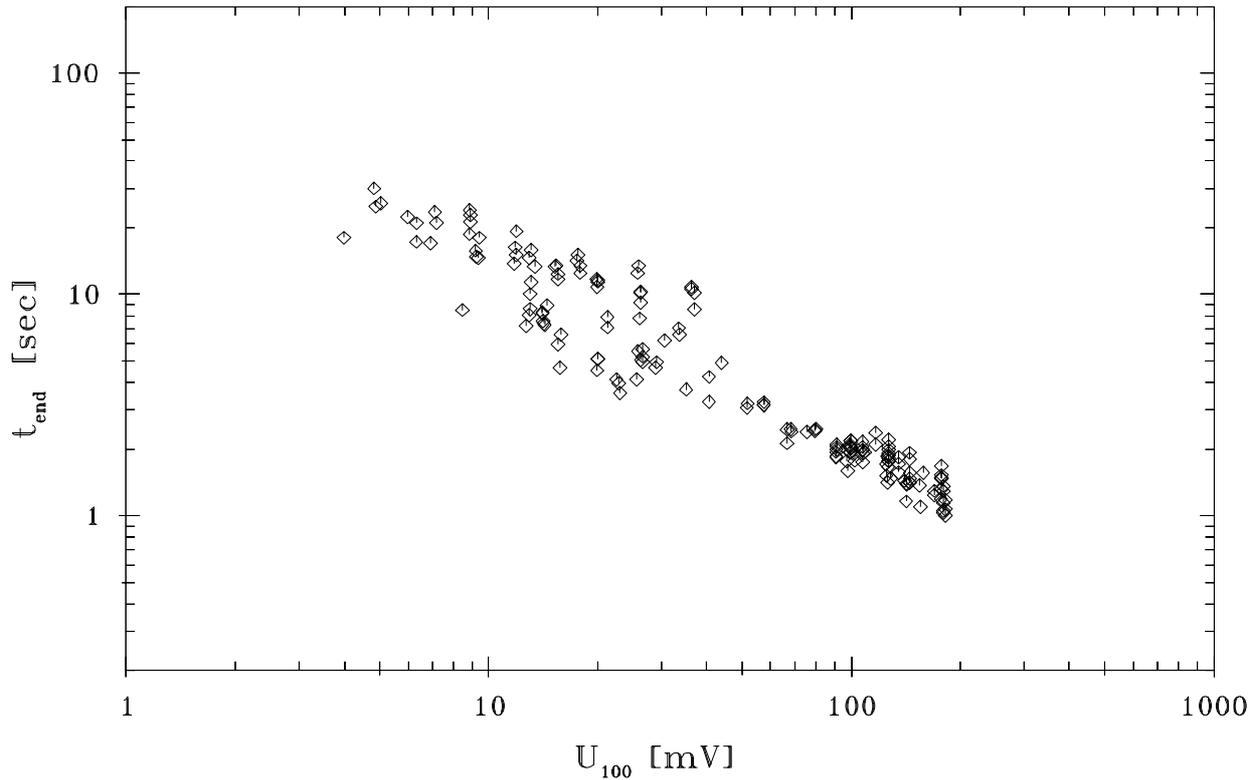


Abbildung 33: Zeitkonstanten des Detektors SCL3, aufgetragen gegen U_{100}

Parametrisierung des Überschwingers (Sprünge nach oben):

Auch die Parametrisierung des Überschwingers wird in Analogie zu den Si:Ga-Detektoren durchgeführt. Lediglich ist der Überschwinger der Sprünge nach oben bei den während CRISTA I vorliegenden Detektortemperaturen negativ. Außerdem wird zur Durchführung einer Korrektur nur der ungestörte Wert des Überschwingers der Sprünge nach oben benötigt (siehe Kapitel 9). Abbildung 34 zeigt die Bineinteilung des Detektors SCL3 in der U_{100} -HF-Ebene. Abbildung 35 zeigt für $2 < HF < 4$ (d.h. Sprünge nach oben) den Überschwinger aufgetragen gegen U_{100} . Aufgrund des von den Si:Ga-Detektoren verschiedenen Relaxationsverhaltens ist der Überschwinger hier negativ. Gestrichelt eingezeichnet wurde der Fit, den man erhält, wenn man eine Parametrisierung durchführt. Es erweist sich als günstig, den Überschwinger auf einer linearen Skala in Abhängigkeit von U_{100} auf einer logarithmischen Skala anzupassen. Abbildung 36 zeigt für Sprünge nach oben die Steigungen der in den Fitbins durchgeführten Fits der U_{100} -Abhängigkeit (linkes Bild) und den hiermit berechneten Wert bei $U_{100}=100$ mV („Achsenabschnitt“, rechtes Bild) aufgetragen gegen den Hubfaktor für denselben Detektor. Die einzelnen Werte in Abbildung 36 rechts erhält man, indem man bei gegebener Steigung Geraden durch jeden einzelnen gemessenen Wert legt und den Wert bei 100 mV berechnet (siehe Kapitel 5.1). Die durchgezogene Linie stellt den in der Parametrisierung verwendeten geglätteten Verlauf dar. Die Steigung der Überschwingerfits ist angegeben in Prozenten des Überschwingers pro Faktor 10 Signalerhöhung. Dies

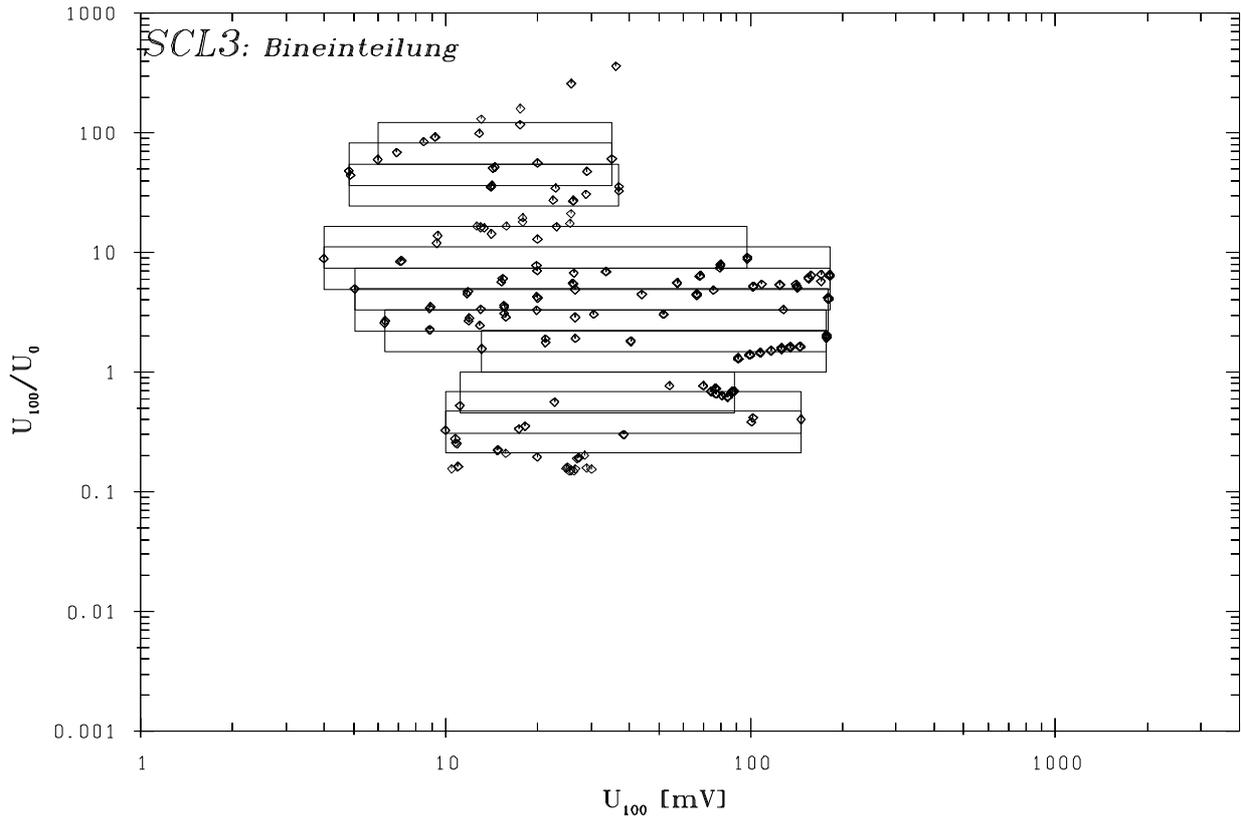


Abbildung 34: SCL3: Einteilung der gemessenen Sprungantworten in Fitbins (für Zeitkonstanten der CRISTA I-Daten). Während des CRISTA I-Fluges wurde ein maximales Signal von etwa 40 mV erreicht.

ist eine Folge des linearen Fits in der verwendeten halblogarithmischen Darstellung (siehe Abbildung 35). Der „Achsenabschnitt“ gibt den Wert des Überschingers bei einem Signal von 100 mV an.

Man kann erkennen, daß der Betrag des Überschingers mit steigendem Signal und steigendem Hubfaktor zunimmt: Die Steigung (Abb. 36 links) ist bei den vorliegenden negativen Überschingerwerten in der Regel ebenfalls negativ (mit steigendem Signal wird der Überschinger also noch negativer), außerdem wird der Wert des Überschingers bei 100 mV (Abb. 36 rechts) mit steigendem Hubfaktor negativer. Der positive Steigungswert bei einem Hubfaktorwert von etwa 2 ist wahrscheinlich nicht signifikant — trotz des relativ kleinen Fehlerbalkens. Die in Abb. 36 links angegebenen Fehlerbalken sind lediglich ein Maß für die Streuung der Überschingerwerte im jeweiligen Fitbin. Etwaige systematische Fehler durch unterschiedliche Detektortemperaturen werden nicht berücksichtigt. Die in Abb. 36 eingezeichneten durchgezogenen Kurven geben die in der Parametrisierung verwendeten Verläufe wieder.

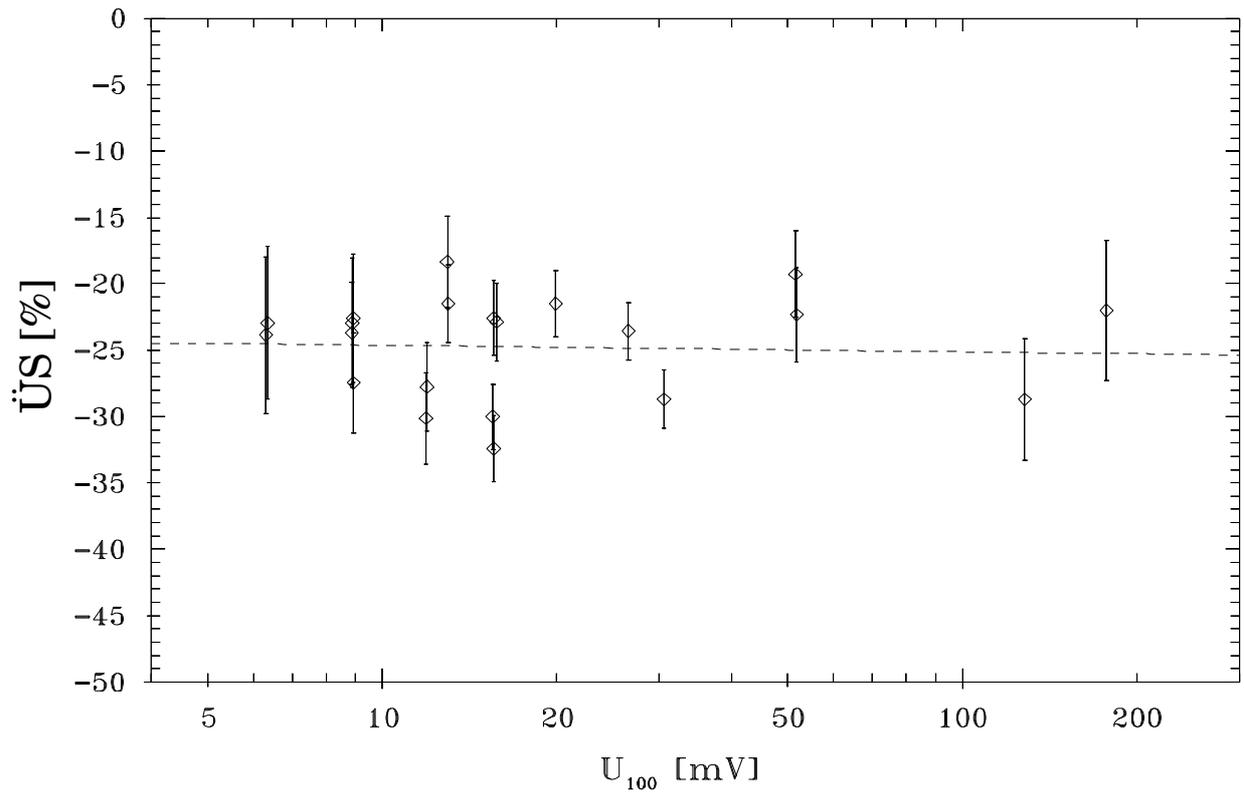


Abbildung 35: Detektor SCL3: Überschwinger aufgetragen gegen U_{100} für $2 < HF < 4$. Gestrichelt eingezeichnet wurde der durch die Parametrisierung erhaltene Verlauf.

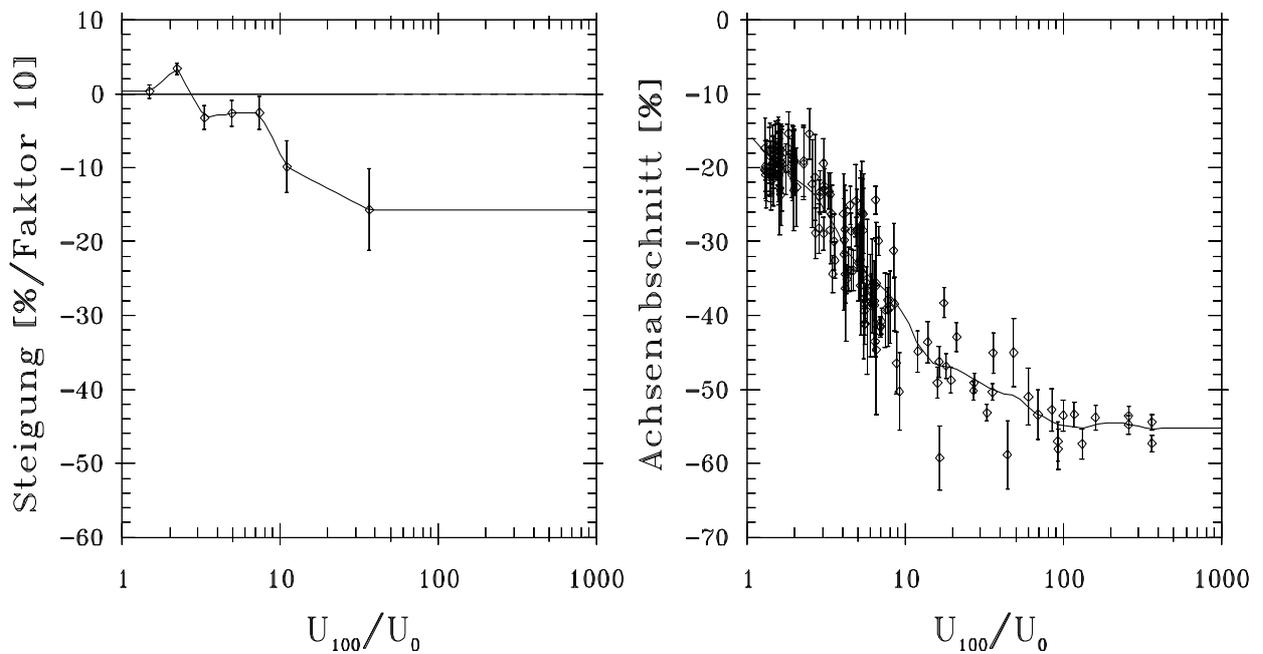


Abbildung 36: Überschwinger-Parametrisierung für Detektor SCL3. Links: Steigungen der U_{100} -Abhängigkeit, rechts: Wert des Überschwingers bei $U=100$ mV

6 Ein Korrekturmodell für Si:Ga–Detektoren

Da eine Korrektur der auftretenden Relaxationseffekte auf der Basis eines theoretischen Ansatzes, der die physikalischen Vorgänge im Detektorkristall beschreibt (siehe Kapitel 3.3 und 3.4), nicht möglich ist, wurde ein Korrekturmodell unter Zugrundelegung der im Labor gemessenen und dann parametrisierten Sprungantworten entwickelt.

Da das Detektorsignal während eines Satellitenorbits stark variieren kann (beispielsweise durch Tag–Nacht–Unterschiede eines beobachteten Spurengases oder durch Abhängigkeiten von Spurengasverteilungen und Atmosphärentemperaturen von geographischer Länge und Breite), können auftretende Relaxationseffekte ebenfalls sehr stark variieren. Auch die globale Verteilung von Wolken hat Auswirkungen auf die auftretenden Relaxationseffekte (siehe hierzu ERN, 1999a). Daher ist zur Gewährleistung einer möglichst hohen Genauigkeit eine Korrektur des Detektorsignals in seinem zeitlichen Verlauf erforderlich.

Um den zeitlichen Relaxationsverlauf während des Signalablaufs mit dem Korrekturmodell nachzustellen, ist es nötig, aus einem beliebigen Signalverlauf Größen U_{100} , U_0 und t_c/t_0 zu bestimmen, denen man Überschwinger, Unterschwinger und Zeitkonstanten zuordnen kann. Bei der Bestimmung der Vorgeschichte wird der speziellen Meßweise von CRISTA Rechnung getragen. Die Beschreibung der wirklich auftretenden Relaxationen durch die auf diese Art und Weise bestimmten Parameter stellt höchstwahrscheinlich schon eine gute Näherung dar, jedoch wird im Korrekturmodell eine etwas verbesserte Methode zur Bestimmung der Beleuchtungsvorgeschichte verwendet (siehe Kapitel 6.2). Wie gut dieses Verfahren ist, wird anhand einiger Validierungen mittels Flug– und Eichspektren in Kapitel 7 untersucht.

In diesem Kapitel wird allerdings zuerst ein Überblick über die genaue Funktionsweise des verwendeten Korrekturmodells gegeben.

6.1 Allgemeine Grundlagen des Korrekturmodells

Ausnutzung des diskreten Signalverlaufs

Dadurch, daß CRISTA nach dem Lock–In–Verfahren mit einer DLI–Frequenz von etwa 220 sec^{-1} mißt, erhält man etwa 220 diskrete Meßwerte der Detektorspannung pro Sekunde. Ein zu korrigierender Datensatz besteht also aus einer Folge von zeitlich äquidistanten gemessenen Detektorspannungswerten im Abstand von jeweils etwa 4,5 Millisekunden.

Betrachtet man den i -ten Detektorspannungswert U_i (zum Zeitpunkt t_i) im zeitlichen Signalverlauf eines Detektors, wird im Korrekturmodell idealisierend davon ausgegangen, daß die Signaländerung $\Delta U_i = U_i - U_{i-1}$ einen diskreten Signalsprung darstellt, der eine Relaxation zur Folge hat, die im späteren Signalverlauf erst abklingt. Hierbei ist die Höhe des Signalsprungs ein Maß für die Amplitude dieser Relaxation. Das Vorzeichen von ΔU_i legt fest, ob es sich hierbei um einen Sprung nach oben oder einen Sprung nach unten handelt. Der zu ΔU_i gehörige Relaxationsanteil wird dann charakterisiert durch Parameterwerte \ddot{U}_i , UN_i und τ_i . Die Gesamtrelaxation wird im Korrekturmodell als Summe dieser Einzelre-

laxationen für jeden Zeitpunkt neu berechnet. Die Größe der Gesamtrelaxation ist hierbei vom zeitlichen Verlauf des Detektorsignals abhängig.

Diese Vorgehensweise ist allerdings relativ aufwendig, zumal für jeden Detektorspannungswert eine Vorgeschichte definiert werden muß, die angibt, wie der zeitliche Ablauf des zu diesem Wert gehörigen Relaxationsanteils aussieht.

Überlagerung der Relaxationen im zeitlichen Verlauf

Bei der Korrektur von Relaxationseffekten, die während eines beliebigen Signalverlaufs auftreten, müssen verschiedene Dinge berücksichtigt werden. Das Hauptproblem ist allerdings, daß ein zu korrigierender beliebiger Signalverlauf in der Regel nicht dem idealisierten Vorgehen bei der Messung von Sprungantworten im Labor entspricht (rechteckige Signale). So kann es beispielsweise sein, daß nach einem Sprung nach oben das Signal eine zeitlang konstant bleibt, um danach nochmals anzusteigen, bevor die Relaxation völlig abgeklungen ist (siehe hierzu Abbildung 24 zur Abfolge „*Sprung nach oben — Sprung nach oben*“ in Kapitel 4.5.2). Oder aber nach einem steilen Signalanstieg um einen großen Faktor, der den hauptsächlichen Relaxationseffekt zur Folge hat, steigt das Signal langsam weiter. Dies ist beispielsweise bei den in Vorwärtsrichtung durchlaufenen Eichspektren der Spektrometerkanäle SCS1, SR1 und SL1 der Fall (siehe beispielsweise Abb. 53 und Abb. 55). Entsprechende Überlegungen können natürlich auch für abfallendes Signal angestellt werden.

Um die zeitliche Entwicklung des Relaxationsverhaltens in solchen Fällen richtig beschreiben zu können, ist die wesentliche Frage, die geklärt werden muß, was mit einem noch nicht völlig abgeklungenen Relaxationsanteil bei einem Signalwechsel passiert.

Die Amplitude eines solchen Relaxationsrests wird sich in guter Näherung gemäß $\Delta U' = HF \cdot \Delta U$ verändern (Gleichung 16, siehe Kapitel 4.5.2). Allerdings muß sich auch der zeitliche Ablauf der noch nicht abgeklungenen Relaxation ändern. Sonst müßten bei Sprüngen von niedrigem Signal auf mittleres und dann hohes Signal auf dem obersten Niveau Relaxationseffekte mit Relaxationsdauern, die dem mittleren oder gar dem unteren Niveau entsprächen, beobachtet werden — je nachdem, ob die Relaxationen auf den niedrigeren Niveaus schon abgeklungen sind. Diese Beobachtung wird allerdings nicht gemacht. Es wird daher angenommen, daß eine Relaxation bei nachträglicher Signalerhöhung schneller und bei nachträglicher Signalverminderung langsamer abläuft, wie unten dargestellt. Diese Annahme stellt keinen großen Fehler dar, da die Signalhöhe die Haupteinflußgröße für die Relaxationszeitkonstanten darstellt (siehe Kapitel 5.1 und 5.2).

Im Korrekturmodell wird daher als Näherung angenommen, daß ein Relaxationsanteil, der als Folge des diskreten Signalsprungs von U_{i-1} auf U_i (siehe oben) zur Zeit t_i ausgelöst wurde, und zunächst mit der Zeitkonstanten $\tau_i = \tau_i(U_{100,i}, HF_i, t_{c,i}/t_{0,i})$ abläuft, zu einem späteren Zeitpunkt t_j mit der Zeitkonstanten $\tau_j = \tau_j(U_{100,j}, HF_j, t_{c,j}/t_{0,j})$ des dort ausgelösten Relaxationsanteils abläuft (also mit der Zeitkonstanten der durch den späteren diskreten Signalsprung von U_{j-1} auf U_j ausgelösten Relaxationskomponente).

Die Qualität insbesondere dieser Näherung wird anhand der Eichspektren der CH₄ Kanäle erkennbar (siehe hierzu Kapitel 7.2). Wäre die Näherung schlecht, müßten nach erfolgter Relaxationskorrektur noch größere Abweichungen vom relaxationsärmeren langsam gemessenen Spektrum erkennbar sein. Da dies nicht der Fall ist, scheinen die Näherungen bezüglich Umskalierung von Relaxationsamplituden und Relaxationsgeschwindigkeiten ausreichend genau zu sein.

Eine weitere Untersuchung zu diesem Thema ist nicht notwendig, da das Modell sowieso als ganzes validiert wird (siehe Kapitel 7.2 und 7.3). Hierdurch erfolgt automatisch eine Überprüfung der darin verwendeten Mechanismen.

6.2 Berücksichtigung der Beleuchtungsvorgeschichte im Korrekturmodell

Wie bereits erwähnt, ist es erforderlich, daß für jeden einzelnen Detektorsignalwert U_i eine eigene Signalvorgeschichte der Form U_{100} , U_0 und t_c/t_0 definiert wird. Dies geschieht aus dem laufenden Signal (siehe Abbildung 37). Zur Bestimmung von U_0 und U_{100} gibt man sich für jeden Detektor an den Signalverlauf angepaßte Suchbereiche N_0 und N_{100} vor, die angeben, wie viele Signalwerte weit von U_i aus maximal in der Vergangenheit (N_0) gesucht wird, um U_0 zu bestimmen bzw. wie weit maximal von U_i aus in der Zukunft (N_{100}) gesucht wird, um U_{100} zu bestimmen. Eine Suche in die Zukunft ist möglich, da die Korrektur der Relaxationseffekte nicht gleichzeitig mit der Messung erfolgt. Die Bearbeitung eines Datensatzes findet erst zu einem späteren Zeitpunkt statt.

Ziel ist es, im Labor gemessene Relaxationen möglichst gut wiederzugeben. Die Wiedergabe ist besonders erfolgreich, wenn ein in der „Zukunft“ liegender U_{100} -Wert für Überschwinger und Unterschwinger benutzt wird. Diese Methode liefert insbesondere gute Ergebnisse bei der Rekonstruktion von im Labor gemessenen Sprungantworten, deren Signalanstiegszeit 25 msec übersteigt. Grund hierfür ist vermutlich, daß beispielsweise bei Sprüngen nach oben mit großem Hubfaktor die Gesamtrelaxation aus den einzelnen in der Anstiegsflanke angeregten diskreten Komponenten aufaddiert wird. Wählt man U_i als $U_{100,i}$, ist es jedoch möglich, daß einige dieser diskreten Komponenten in ihrer Amplitude mit steigendem Signal stark vergrößert werden müssen (gemäß Gleichung 16). Allerdings werden so auch etwaige Fehler und Ungenauigkeiten hochskaliert. Wird dagegen in der gesamten Anstiegsflanke bereits der für das Signalniveau erwartete Wert von Überschwinger und Unterschwinger verwendet, erhält man selbstverständlich auch auf dem oberen Niveau den korrekten Wert.

Für die Relaxationszeitkonstanten dagegen wird als U_{100} -Wert U_i selbst gewählt.

Innerhalb der Suchweiten N_0 und N_{100} werden aus jeweils 3 Punkten Mittelwerte gebildet. Ist $\Delta U_i > 0$, so wird als U_{100} der maximale der Mittelwerte im Bereich von von i bis $i+N_{100}$ gewählt. Als U_0 wird der minimale der Mittelwerte im Bereich von $i-N_0$ bis i gewählt (Werte

am Rand sind zugelassen). Allerdings soll gelten $U_{100} \geq U_i$ und $U_0 \leq U_i$. Ist $\Delta U_i < 0$ wird entsprechend umgekehrt vorgegangen. Abbildung 37 illustriert diese Vorgehensweise am Beispiel einer Signaländerung $\Delta U_i > 0$.

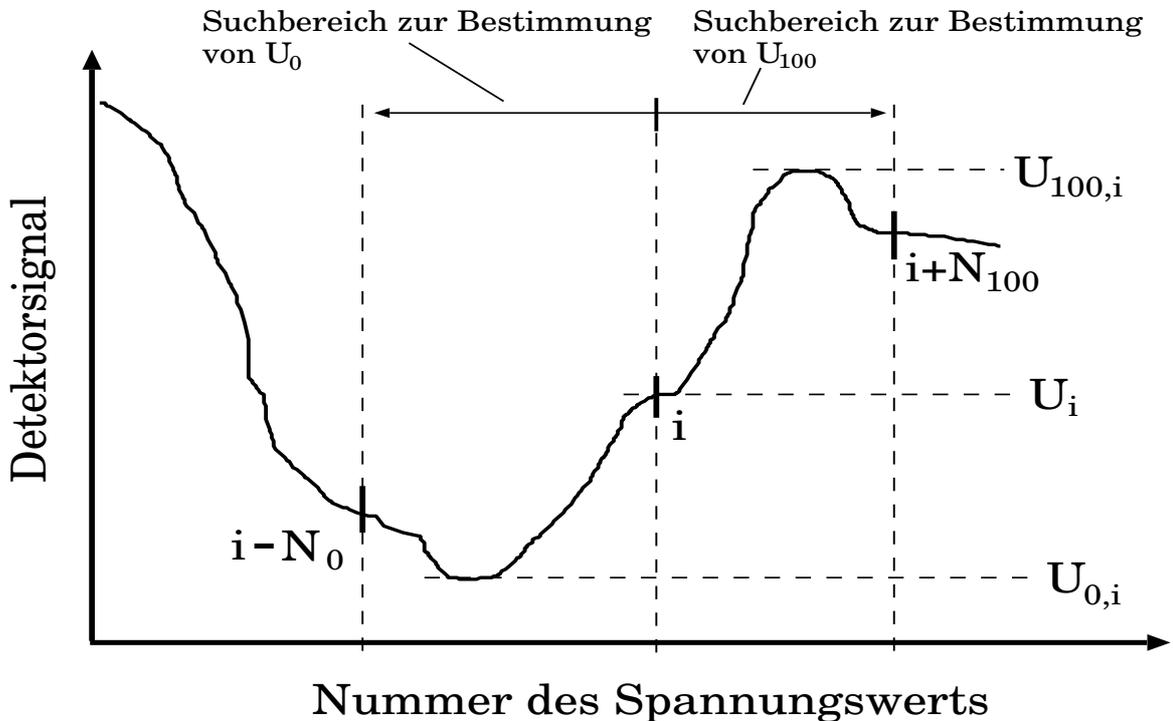


Abbildung 37: Erläuterung der Bestimmung von U_{100} und U_0

Bei der Bestimmung von U_0 und U_{100} ist eine Mittelwertbildung wie oben beschrieben als Rauschunterdrückung durchaus wünschenswert. Allerdings darf der Mittelwert nicht zu lang gewählt werden, da sonst spektrale Signaturen in den von CRISTA gemessenen Spektren zu stark ausgeglättet werden könnten. Beispielsweise ist eine einzelne Spektrallinie bei normaler Messung (Spektren von 1 sec Länge) nur etwa 7 Signalwerte (34 msec) breit. Daher sollte eine Mittelwertlänge von drei Werten nicht überschritten werden.

Die Werte N_0 und N_{100} wurden von Hand gewählt und auf die innerhalb der gemessenen Flugspektren auftretenden Signaländerungen abgestimmt. Auf diese Art und Weise erhält man Werte für N_{100} von etwa 25 und für N_0 von etwa 40. Diese Werte wurden für den jeweiligen Detektor fest gewählt und während der Berechnung von Korrekturen nicht mehr geändert. Dies ist nicht erforderlich, da die berechnete Korrektur nicht sehr stark von N_0 und N_{100} abhängig ist.

Bei der Bestimmung von t_c wird vom Zeitpunkt des Erreichens des Wertes $U_{0,i}$ aus in der Vergangenheit gesucht, wann zum ersten Mal das Signal wieder das Niveau U_i erreicht (dies sei der Fall bei Signalwert Nr. k). Der Wert von t_c berechnet sich dann zu: $t_{c,i} = (i - k) \cdot 4,5$ msec. Hierbei werden kurzfristige Signalerhebungen (Peaks), die schmäler als 10 Signalwerte (45 msec) sind, vernachlässigt, da diese, wie Messungen zeigen, kaum Relaxationen erzeugen, die sich auf den weiteren Signalverlauf auswirken. Somit haben Peaks wenig Einfluß

auf die Beleuchtungsvorgeschichte später einsetzender Relaxationsanteile (hierfür wurde ein „Peakbreite-Parameter“ eingeführt, siehe unten). Abbildung 38 verdeutlicht nochmals die Vorgehensweise bei der Bestimmung von t_c .

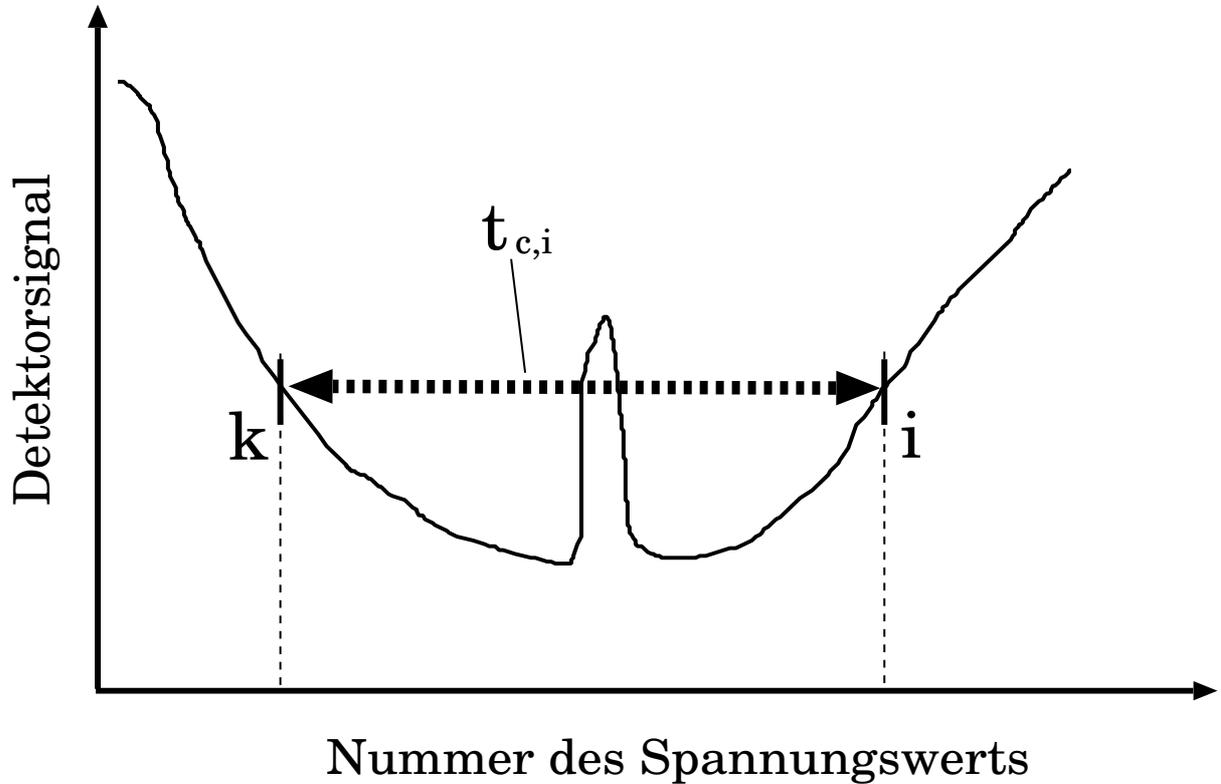


Abbildung 38: Bestimmung von t_c für Signalwert Nummer „i“: Der „Peak“ ist so schmal, daß er bei der Bestimmung von t_c nicht mitberücksichtigt wird

Nach Bestimmung der Werte $U_{100,i}$, $U_{0,i}$ und $t_{c,i}$, ist man in der Lage, unter Zuhilfenahme der bereits bekannten Parametrisierung $t_{end}(U_{100, HF}, t_c/t_0)$ für die Abkling-Zeitkonstante des jeweiligen Detektors (siehe Kapitel 5.1), die Größe t_c/t_0 für den i -ten Signalwert zu berechnen. Es gilt:

$$t_{c,i}/t_0(i) := t_{c,i}/t_{end}(U_{0,i}, U_{0,i}/U_{100,i}, t_c/t_0 = \infty) \quad (35)$$

Hierbei ist $t_0(i)$ die Dauer einer ungestörten Relaxation als Folge eines Signalwechsels von $U_{100,i}$ auf den im Gleichgewicht erreichten Wert $U_{0,i}$. Diese Relaxation ist Teil der Beleuchtungsvorgeschichte der mit dem Signalwert U_i startenden diskreten Relaxationskomponente. Durch diesen Ansatz wird die hier bestimmte Signalvorgeschichte auf die Parametrisierungen der im Labor gemessenen Sprungantworten übertragbar (siehe Kapitel 5). Die Sprungrichtung der Relaxationskomponente auf dem Signalniveau $U_{0,i}$ ist derjenigen der in U_i startenden Relaxationskomponente entgegengesetzt. Dennoch wurden für die Relaxation auf dem Signalniveau $U_{0,i}$ die Bezeichnungen der Signalniveaus verwendet, die ursprünglich für die in U_i startende Relaxationskomponente eingeführt wurden (d.h. $U_{0,i}$ und $U_{100,i}$).

Allerdings hat dies zur Folge, daß in der in Gleichung 35 verwendeten Parametrisierung von t_{end} die Bezeichnungen der Signalniveaus U_{100} und U_0 gegenüber dem Ansatz in Gleichung 23 entsprechend vertauscht werden mußten.

Die Bestimmung der Vorgeschichte auf diese Weise stellt in jedem Falle eine Näherung dar. Vor allem wird angenommen, daß das Signal näherungsweise für eine Zeitdauer t_c konstant auf dem Niveau $U_{0,i}$ bleibt, obwohl der Signalverlauf stark von dieser Idealvorstellung abweichen kann. Außerdem wird angenommen, daß die hypothetische Relaxation auf dem $U_{0,i}$ -Niveau, die den Wert t_c/t_0 definiert, ungestört ist. Die Güte dieser Näherungen bei den auftretenden Signalverläufen während der Kalibrationen und der Messungen während der CRISTA-Missionen muß daher erst durch eine Reihe von Validierungen des Korrekturmodells überprüft werden (siehe hierzu Kapitel 7).

Ein weiterer wichtiger Punkt, der beim Ablauf des Korrekturmodells beachtet werden muß, ist, daß Relaxationen nicht mehrfach berücksichtigt werden dürfen. So ist es beispielsweise erforderlich, daß Relaxationen nicht mehr berücksichtigt (im Modell abgeschaltet) werden, wenn sie über einen Wert von $t_c/t_0 < 1$ schon in einer anderen (später einsetzenden) Sprungantwort enthalten sind. Der t_c/t_0 -Wert kleiner 1 besagt ja, daß die später einsetzende Sprungantwortfunktion gestört ist und so den Gesamtrelaxationsverlauf beschreibt – also muß die vorherige gegenläufige Sprungantwort, die die Signalvorgeschichte definiert, weggelassen werden. (Beispielsweise bei einer Signaländerung nach oben wäre dies ein Relaxationsanteil, der durch eine vorherige Signaländerung nach unten hervorgerufen wurde.)

Generell gibt es zwei gangbare Wege, die Beleuchtungsvorgeschichte im Korrekturmodell zu berücksichtigen:

1. Möglichkeit: Aufbau der Vorgeschichte aus der Vergangenheit

Da die Vorgeschichte einer Relaxation im wesentlichen durch die noch nicht abgeklungenen, aus der Vergangenheit stammenden Relaxationsanteile definiert wird, ist eine Möglichkeit, die Vorgeschichte einer Relaxation zu berücksichtigen, folgende: Alle Relaxationen in der Vergangenheit werden als ungestörte Relaxationen angesetzt (formal bedeutet dies: alle t_c/t_0 werden ≥ 1 angenommen). Dazu müssen nur Werte U_{100} und U_0 aus dem Signalverlauf definiert werden, die für die Bestimmung der ungestörten Sprungantwort ausreichend sind. Entsprechendes erfolgt bei der in U_i startenden Relaxationskomponente. Als Vorgeschichte werden diesem Anteil die noch nicht abgeklungenen Relaxationsanteile aus der Vergangenheit überlagert.

Bei der Bestimmung von Überschwingern, Unterschwingern und Zeitkonstanten über die in Kapitel 5.1 beschriebenen Parametrisierungen sind also nur zwei Größen — nämlich U_{100} und HF — erforderlich. Die Größe t_c/t_0 wird nicht benötigt.

Diese Vorgehensweise würde vermutlich den im Detektor tatsächlich ablaufenden physikalischen Prozessen am ehesten gerecht werden. Allerdings beinhaltet diese Methode zwei wesentliche praktische Probleme:

- Das Verfahren ist sehr rechenintensiv, da Relaxationsanteile bis zu ihrem vollständigen Abklingen im Modell berücksichtigt werden müssen. Dies stellt insbesondere bei niedrigem Detektorsignal wegen der Relaxationsdauer ein Problem dar.
- Vor allem bei niedrigem Detektorsignal müssen viele Relaxationsanteile überlagert werden, da die Relaxationen dann lange dauern und nicht so schnell ausklingen. Das bedeutet allerdings auch, daß sich Fehler aufsummieren und das Korrekturmodell zur Instabilität neigt. Denn es müssen viele teils auch größere (da ungestörte) Relaxationsanteile aufaddiert werden und sich teilweise auch gegenseitig kompensieren, um letztendlich die Gesamtrelaxation zu einem bestimmten Zeitpunkt im Signalverlauf zu erhalten.

2. Möglichkeit: Berücksichtigung der Vorgeschichte über den Wert t_c/t_0

Eine zweite Möglichkeit zur Berücksichtigung der Vorgeschichte stellt die Bestimmung eines Werts t_c/t_0 für jede einzelne Relaxationskomponente dar. Hierbei sind die Werte t_c/t_0 nicht notwendigerweise ≥ 1 . Die diskreten Relaxationskomponenten (siehe Kapitel 6.1) werden unter Zugrundelegung dieser Werte t_c/t_0 als gestörte Sprungantworten angesetzt. Dementsprechend werden auch als Werte für Überschwinger, Unterschwinger und Zeitkonstanten diejenigen gestörter Sprungantworten gewählt. Das bedeutet, daß man den Signalverlauf idealisiert als Abfolge von rechteckigen Signaländerungen annimmt. Die Bestimmung von Überschwingern, Unterschwingern und Zeitkonstanten kann dann über die in Kapitel 5.1 beschriebenen Parametrisierungen erfolgen. Hierfür sind aber anders als bei der „ersten Möglichkeit“ drei Größen erforderlich: neben U_{100} und HF muß ebenfalls jeweils ein Wert t_c/t_0 aus dem Signalverlauf bestimmt werden.

Bei der hier beschriebenen zweiten Möglichkeit sind zwei Punkte zu beachten:

- Insbesondere wird durch Verwendung eines t_c/t_0 -Werts angenommen, daß bei einer Signaländerung von U_0 nach U_{100} das Signal vor der hypothetischen Phase der Dauer t_c (auf dem U_0 -Niveau) unendlich lange den Wert U_{100} hatte. Dies stellt vor allem bei Anwesenheit kurzer Signalmaxima (Peaks), die in den Flugspektren häufiger auftreten, eine zu grobe Vereinfachung dar, was in Kapitel 6.3 anhand einer Empfindlichkeitsstudie verdeutlicht wird. Eine Anwendung der Parametrisierungen von Überschwinger, Unterschwinger und Zeitkonstanten aus gemessenen Sprungantworten ist daher ohne zusätzliche Korrekturen nicht direkt möglich.
- Wird eine Relaxation als gestört angenommen, werden ältere Relaxationsanteile, die deren Beleuchtungsvorgeschichte darstellen, über den Wert $t_c/t_0 < 1$ berücksichtigt. Genauer gesagt überlagern sich ältere Relaxationsreste einer ungestörten Relaxation. Die so entstandene gestörte Relaxation kann im einfachsten Fall mit der Größe t_c/t_0 parametrisiert werden. Ältere Relaxationsanteile können also mit einer neu einsetzenden Relaxation zu einer gestörten (Gesamt-)Relaxation zusammengefaßt werden.

Bei Rechnungen mit dem Korrekturmodell müssen die einzelnen Relaxationsanteile, die auf diese Weise in einer gestörten Relaxation enthalten sind, nicht mehr gesondert berücksichtigt werden, was eine erhebliche Rechenzeiterparnis bedeutet.

Kombination der beiden Verfahren im Korrekturmodell mittels des „Peakbreite-Parameters“

Um die Vorteile der beiden Methoden zu kombinieren, aber die Nachteile möglichst zu umgehen, wurde im Korrekturmodell eine Kombination der beiden beschriebenen Möglichkeiten verwendet.

Dies ist erforderlich, da die bei der „zweiten Möglichkeit“ gemachte Näherung, daß bei einer Signaländerung von U_0 nach U_{100} das Signal vor der hypothetischen Phase der Dauer t_c (auf dem U_0 -Niveau) unendlich lange den Wert U_{100} hatte, im Fall schmaler Signalmaxima (Peaks) nicht mehr gut genug ist. Die Relaxation der abfallenden Peakflanke ist aufgrund der kurzen Dauer des Peaks eine stark gestörte Relaxation, die spätere Relaxationen kaum stört. Der in Abbildung 19 gezeigte Verlauf des Überschwingers in Abhängigkeit von t_c/t_0 wäre nicht mehr gültig, wenn der Wert t_c durch einen vorhergehenden Peak begrenzt würde. Nachfolgende Relaxationskomponenten von Sprüngen nach oben sollten daher eher als *ungestörte Relaxationen* angesetzt werden.

Hierfür wurde der sogenannte „Peakbreite-Parameter“ (pb) eingeführt. Der Parameter pb wird in DLI-Abtastpunkten (entsprechend jew. 4,5 msec) angegeben. Es wird bei der t_c -Bestimmung von Sprüngen nach oben angenommen, daß Peaks, die schmaler als pb Detektorsignalwerte sind, den t_c -Wert von Sprüngen nach oben nicht beeinflussen dürfen (siehe Abbildung 38).

Es wird also im Korrekturmodell angenommen, daß Signalerhebungen, die schmaler als pb DLI-Werte sind, die Vorgeschichte späterer Relaxationsanteile nicht stark beeinflussen. Diese Annahme wird von Labormessungen belegt: sehr kurzfristige Signalerhöhungen lassen bereits existierende Relaxationen — die letztendlich einen Teil der Vorgeschichte für spätere Relaxationen darstellen — nur unwesentlich stärker abklingen.

Die Peaks werden daher im Korrekturmodell quasi abgekoppelt von der Standardbestimmung der Vorgeschichte von Relaxationsanteilen über einen t_c/t_0 -Wert. Dennoch wird die Auswirkung eines Peaks auf den weiteren Datenverlauf richtig berücksichtigt, indem der stark gestörte Relaxationsanteil der abfallenden Peakflanke dem weiteren Signalverlauf überlagert wird. Dieser stellt die verbleibende Summe der Relaxationseffekte des Peaks dar und ist in der Regel relativ klein (wenn das Signal im Peak nicht zu hoch ist).

Da derartige Peaks die Vorgeschichte späterer Relaxationskomponenten im Modell nicht über den Wert von t_c beeinflussen, muß die Relaxation der ansteigenden Peakflanke als ungestört angesetzt werden — es werden keine Relaxationsanteile aus der Vergangenheit in der Peakrelaxation der ansteigenden Flanke zusammengefaßt (t_c für spätere Signaländerungen nach oben bleibt unbeeinflusst). Bereits existierende ältere Relaxationsanteile laufen fast ungestört weiter, es wird lediglich der Relaxationsanteil des Peaks hinzuaddiert. Dieses

Verfahren stellt somit eine Abwandlung des „Aufbaus der Vorgeschichte aus der Vergangenheit“ dar, da die ansteigenden Peakflanken selbst als ungestört angenommen werden, und deren Vorgeschichte aus der Vergangenheit aufgebaut wird.

6.3 Empfindlichkeitsstudie: Variation des Peakbreite-Parameters im Korrekturmodell

Der Peakbreite-Parameter pb stellt, wie oben beschrieben, ein Maß dafür dar, welche Art von Vorgeschichtsbestimmung im Relaxationsmodell verstärkt verwendet wird.

Ist pb klein, so wird die Vorgeschichte von Relaxationskomponenten verstärkt über einen Wert von t_c festgelegt. Auch schmalere Peaks in der Vergangenheit können dann den t_c -Wert von Signalanstiegen einschränken, außerdem werden die ansteigenden Flanken von Peaks dann verstärkt als gestörte Relaxationen angesetzt. Wählt man pb zu klein, ist die Berücksichtigung der Vorgeschichte über t_c als Näherung nicht mehr gut genug.

Ist pb dagegen groß genug, sollte einerseits in einem gewissen Bereich die Näherung mit t_c als Vorgeschichte gut genug sein, andererseits sollten bei nicht zu großen pb -Werten noch keine Effekte eines Aufschaukelns der Fehler (siehe oben) auftreten. Dies ist der Bereich, in dem das Korrekturmodell stabile Ergebnisse liefert, und in diesem sollte der Parameter pb gewählt werden.

Sollte es also — anders formuliert — einen Bereich geben, in dem die Variation von pb kaum eine Änderung der berechneten Korrektur bewirkt, ist dies ein Anzeichen dafür, daß die Näherung der Vorgeschichte eines Teils der Signaländerungen über einen t_c/t_0 -Wert gut funktioniert und somit eine Anwendung durchaus sinnvoll ist.

Beispiel: SCS6 im Meßmode VR-1

Um das Verhalten des Korrekturmodells bei verschiedenen Werten von pb zu untersuchen, wurden Rechnungen desselben Datensatzes mit Werten von $pb=1$, $pb=10$ (bei der Flugkorrektur verwendeter Wert) und $pb=50$ durchgeführt.

Im Falle von $pb=1$ wird die Vorgeschichte von Relaxationen fast ausschließlich über Werte von t_c/t_0 bestimmt (es hätte auch $pb=0$ gewählt werden können, der hieraus resultierende Unterschied ist allerdings nicht groß). Der Wert $pb=10$ wurde bei der Korrektur der Flugdaten verwendet, während bei $pb=50$ die Bestimmung der Vorgeschichte verstärkt über das in der „ersten Möglichkeit“ beschriebene Verfahren erfolgt.

Abbildung 39 zeigt den zeitlichen Signalverlauf des Detektors. Beim Detektor SCS6 handelt es sich um einen „Temperaturkanal“: Das Spektrum wird dominiert von einem Emissionspeak des Spurengases CO_2 (im Wellenzahlbereich von etwa 792 cm^{-1}). Eine Beschreibung des Spektrums mit seinen einzelnen Komponenten ist in RIESE (1993) zu finden. Aus diesem Emissionspeak wird im Rahmen der Auswertung der CRISTA-Daten die Atmosphärentemperatur abgeleitet. Daher ist die Reaktion dieses Peaks (Breite etwa 7 DLI-Werte) auf Änderungen von pb von besonderem Interesse.

Die Abbildungen 40 bis 42 zeigen den berechneten zeitlichen Verlauf des Korrekturfaktors für die Werte $pb=50$, $pb=10$ und $pb=1$. (Um eine Korrektur der Relaxationseffekte zu erreichen, muß der Signalverlauf durch den mit dem Korrekturmodell berechneten Korrekturfaktorverlauf dividiert werden.) Die Abbildungen 43 bis 46 zeigen die entsprechenden Verläufe für den Detektor SCL2.

Die wesentlichen Beobachtungen werden im folgenden kurz zusammengefaßt.

Vergleich von $pb=10$ mit $pb=50$:

- Es sind keine wesentlichen Veränderungen im Korrekturfaktor bemerkbar. Die Abweichungen der Korrekturen voneinander würden sich im Bereich von etwa 1% bewegen. Das Modell scheint sich also in einem relativ stabilen Zustand zu befinden. Dies ist ein Indiz dafür, daß die Vorgeschichte bei dem angewandten kombinierten Verfahren in der Summe gut beschrieben wird. Allerdings sollte pb auch nicht zu groß gewählt werden, um Rechenzeit zu sparen und Modellinstabilitäten zu vermeiden.

Vergleich von $pb=1$ mit $pb=10$:

- Bei hohem Signal sind die Korrekturfaktorwerte der CO_2 -Peaks (grobes Maß hierfür ist die obere Einhüllende des Korrekturfaktorverlaufs) für $pb=1$ eher größer. Ursache hierfür sollten Werte des Vorgeschichts-Parameters t_c/t_0 sein, die bei höherem Signaluntergrund unter dem Peak für eine ansteigende Peakflanke Werte von etwa 0,3 annehmen können, was aufgrund der Abhängigkeit des Überschingers von t_c/t_0 höhere Werte verursacht (siehe Abbildung 19 in Kapitel 4.5.1). Diese sind allerdings unrealistisch (siehe oben), da der t_c/t_0 -Wert für eine ansteigende Peakflanke im wesentlichen durch den zeitlichen Abstand zum nächsten benachbarten CO_2 -Peak in der Vergangenheit bestimmt wird.
- Bei niedrigem Signal werden für $pb=1$ die Korrekturfaktoren der CO_2 -Peaks kleiner, verglichen mit $pb=10$. Auch hier ist die Ursache der t_c/t_0 -Wert der Relaxation der ansteigenden Peakflanke, der diesmal wegen des kleinen Untergrundsignals unter dem Peak ebenfalls kleine Werte annimmt. Hierdurch werden unrealistisch kleine Werte des Überschingers aus dessen Parametrisierung übernommen. Besonders deutlich wird dieser Effekt, vergleicht man den Korrekturfaktorverlauf des Detektors SCL2 für $pb=10$ (Abbildung 45) mit $pb=1$ (Abbildung 46): Im Bereich von 10 bis 40 Sekunden wird der maximale Korrekturfaktor bei $pb=1$ wesentlich verringert.
- Wählt man den Wert $pb=1$, geht man davon aus, daß in der ansteigenden Peakflanke eine gestörte Relaxation anzusetzen ist. Daher wird ein Teil der Relaxationen von vorher in der Peakrelaxation der ansteigenden Flanke zusammengefaßt, was allerdings nicht sinnvoll ist (siehe oben). Hierdurch werden Relaxationsanteile von Sprüngen nach unten zu früh ausgelöscht. Dies macht sich insbesondere bei der Relaxation

bemerkbar, die durch den Sprung nach unten am Ende eines Höhengscans ausgelöst wird ².

Abbildung 41 und 42 zeigen dies als Unterschiede im eher längerfristigen Verlauf des Korrekturfaktors, auf den innerhalb der Spektren hervorgerufene kurzfristigere Korrekturanteile (zum Beispiel durch Signalpeaks) quasi aufgesetzt sind. Diese Unterschiede machen sich zum Beispiel im Bereich von 40 bis 65 Sekunden bemerkbar — kenntlich gemacht durch den unterschiedlichen Verlauf der in den Abbildungen 41 und 42 eingezeichneten dick durchgezogenen Linien, die den oben erwähnten längerfristigen Verlauf des Korrekturfaktors kennzeichnen.

- Bei der Korrektur mit $pb=1$ ist ebenfalls zu bemerken, daß die Größe der Korrektur im Peak auch bei niedrigen Signalen (großen Tangentenhöhen bei der Messung mit CRISTA) abhängig von der Drehrichtung des Spektrometereitters ist.

Diese Abhängigkeit wird allerdings in den gemessenen Spektren nicht beobachtet: Je geringer das Signal ist, desto geringer werden die Unterschiede der beiden Drehrichtungen.

Anders als bei $pb=1$ wird dies bei der Wahl $pb=10$ (oder noch höheren Werten) berücksichtigt, da in der ansteigenden Peakflanke bei beiden Gitterdrehrichtungen gleichermaßen eine ungestörte Relaxation angesetzt wird. Wird diese Annahme nicht gemacht, können für die beiden ansteigenden Peakflanken verschieden große t_c -Werte auftreten, was unterschiedlich große Überschwinger zur Folge hat.

(Ein weiterer Grund, warum bei niedrigen Signalen die Korrektur von Spektrum zu Spektrum nicht so stark variieren sollte, ist, daß die Zeitkonstanten der Relaxationen lang werden. Die zeitliche Änderung eines Relaxationsanteils auf der Zeitskala eines Spektrums ist also gering.)

Zusammenfassung der Ergebnisse der Empfindlichkeitsstudie

Die durchgeführten Modellrechnungen zeigen, daß die Wahl von $pb=10$ ausreichend gute Ergebnisse liefert. Eine Vergrößerung des Parameters pb liefert keine wesentlich unterschiedlichen Ergebnisse. Hauptsächlich um Rechenzeit zu sparen, wurde daher mit $pb=10$ ein möglichst kleiner Wert gewählt. Dagegen wirft eine weitere Verkleinerung des Parameters pb eine Reihe von Problemen auf, was die Beschreibung der Modellvorgeschichte und den Ablauf der Überlagerung von Relaxationen im Korrekturmodell anbetrifft (siehe hierzu auch ERN, 1999b).

²Die Existenz dieser Relaxation wurde anhand des unterschiedlichen Relaxationsverhaltens der in den Flugdaten enthaltenen Eichlichtspektren bei verschiedener Beleuchtungsvorgeschichte (mit und ohne vorhergehende Wolkenpektren) nachgewiesen (siehe hierzu ERN, 1999a)

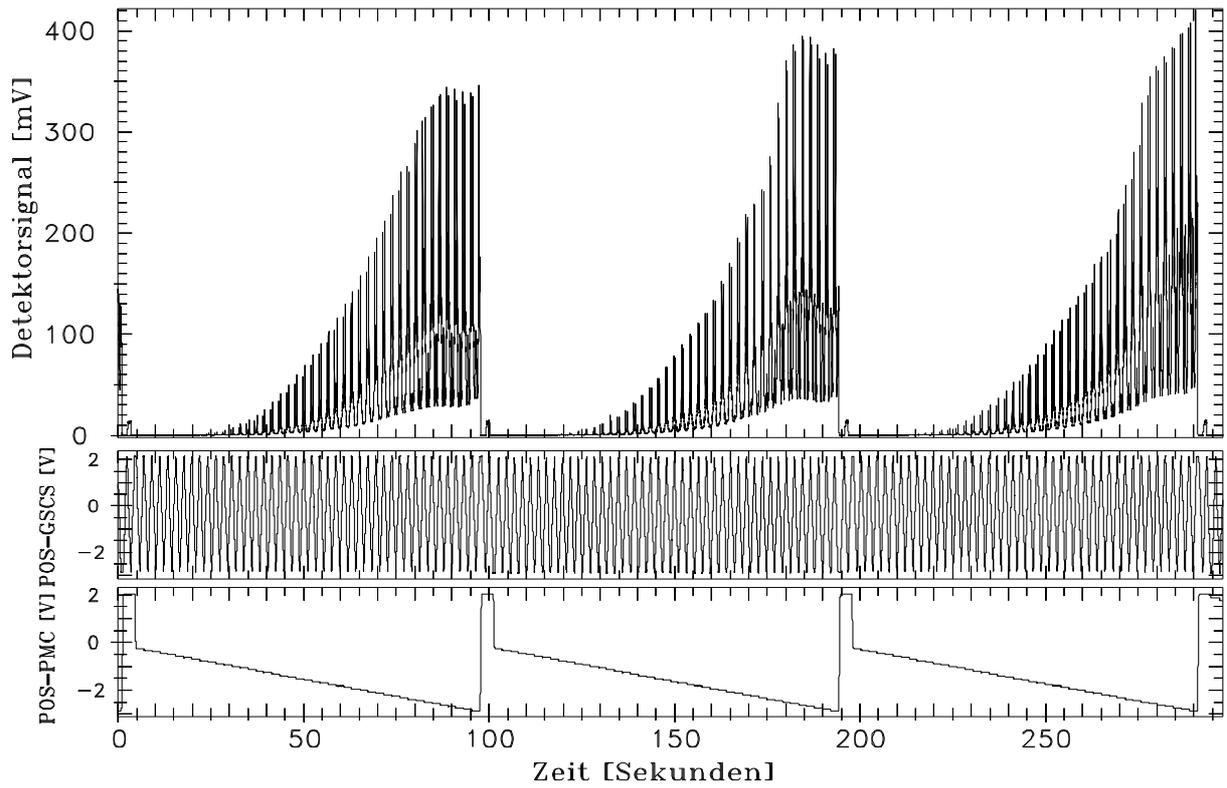


Abbildung 39: Zeitlicher Signalverlauf für den Detektor SCS6 (Meßmode VR-1)

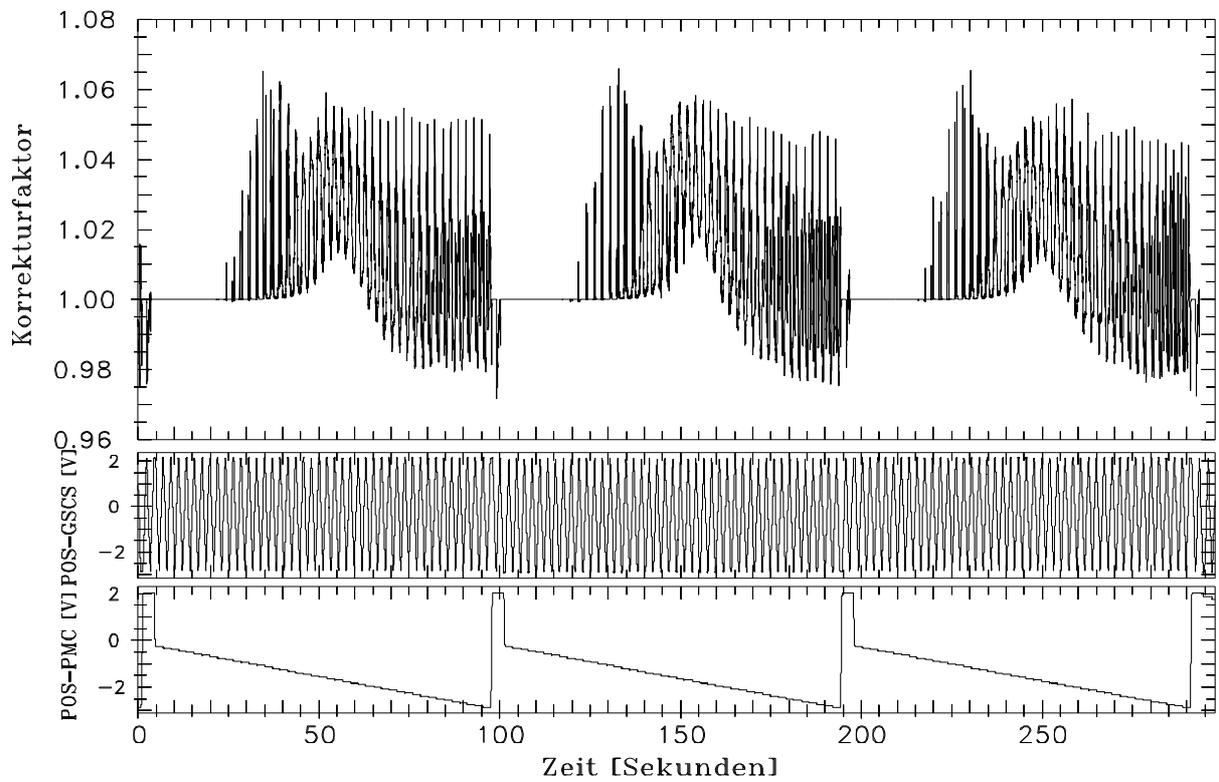


Abbildung 40: Zeitlicher Verlauf des Korrekturfaktors (pb=50) für Detektor SCS6

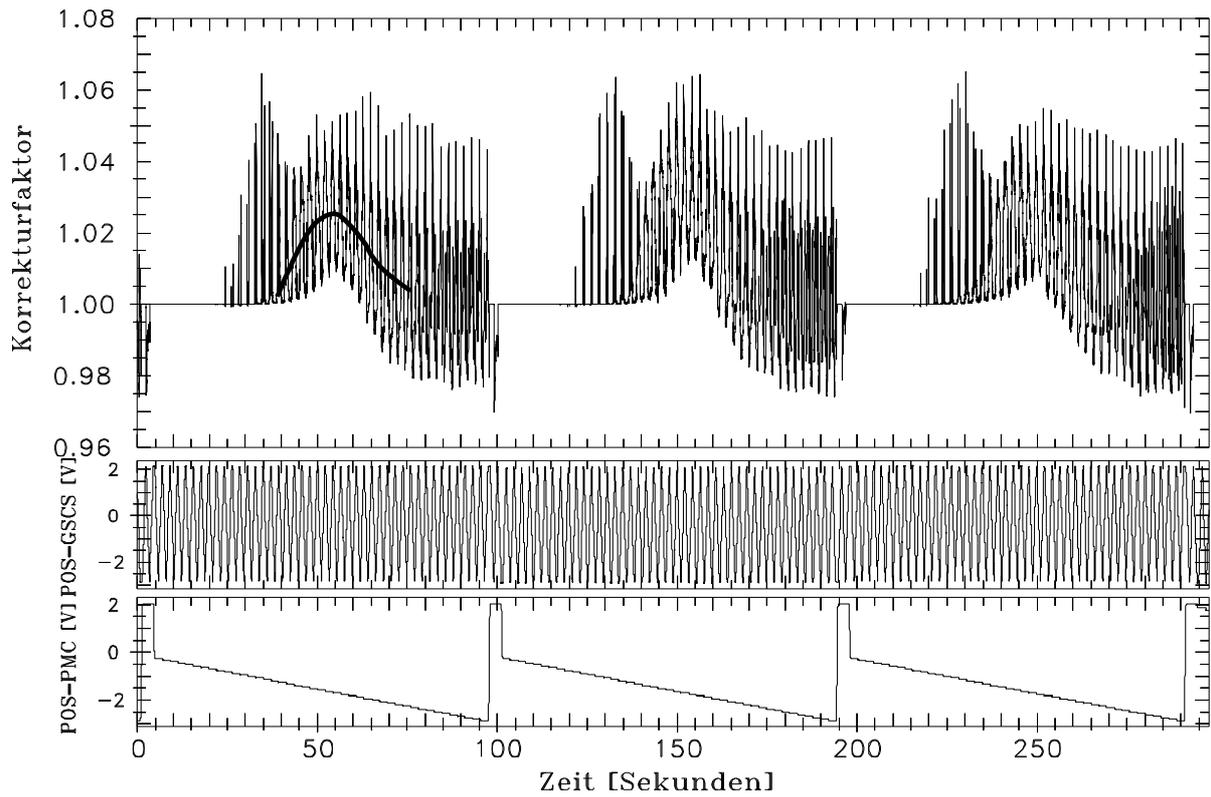


Abbildung 41: Zeitlicher Verlauf des Korrekturfaktors ($pb=10$) für Detektor SCS6

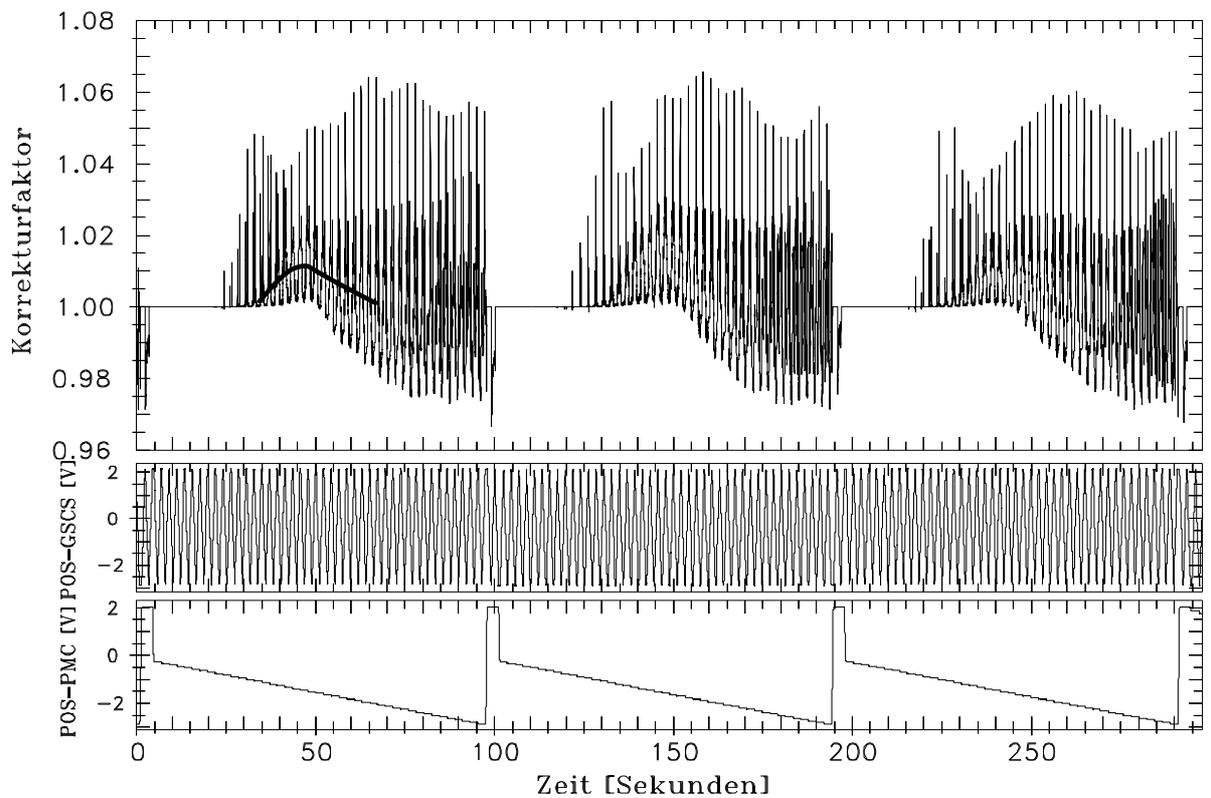


Abbildung 42: Zeitlicher Verlauf des Korrekturfaktors ($pb=1$) für Detektor SCS6

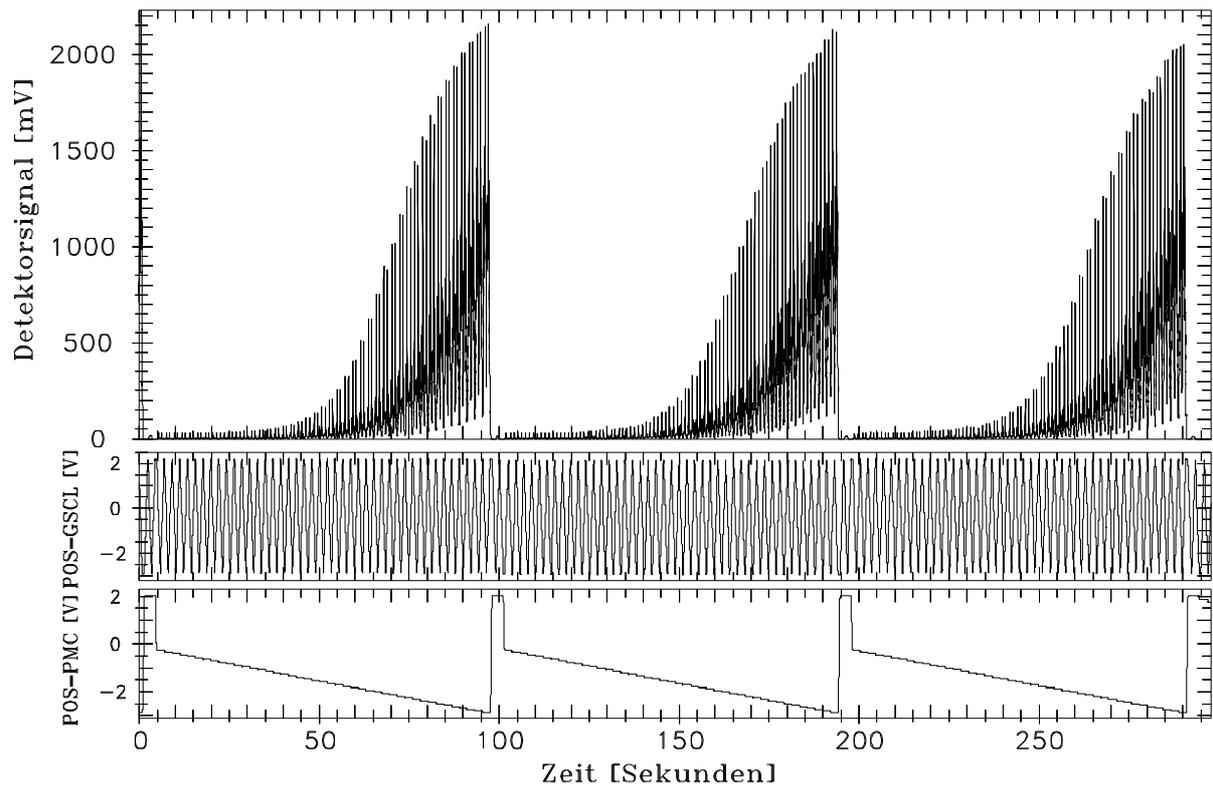


Abbildung 43: Zeitlicher Signalverlauf für den Detektor SCL2 (Meßmode VR-1)

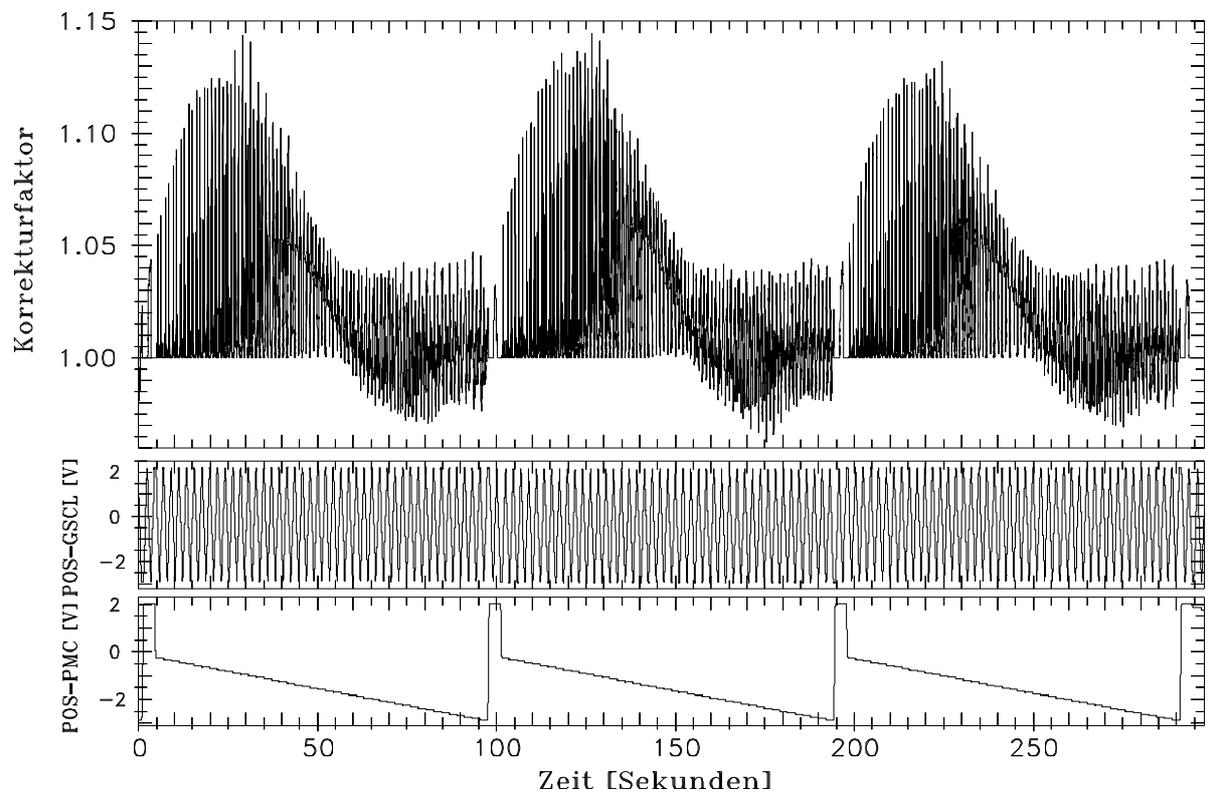


Abbildung 44: Zeitlicher Verlauf des Korrekturfaktors (pb=50) für Detektor SCL2

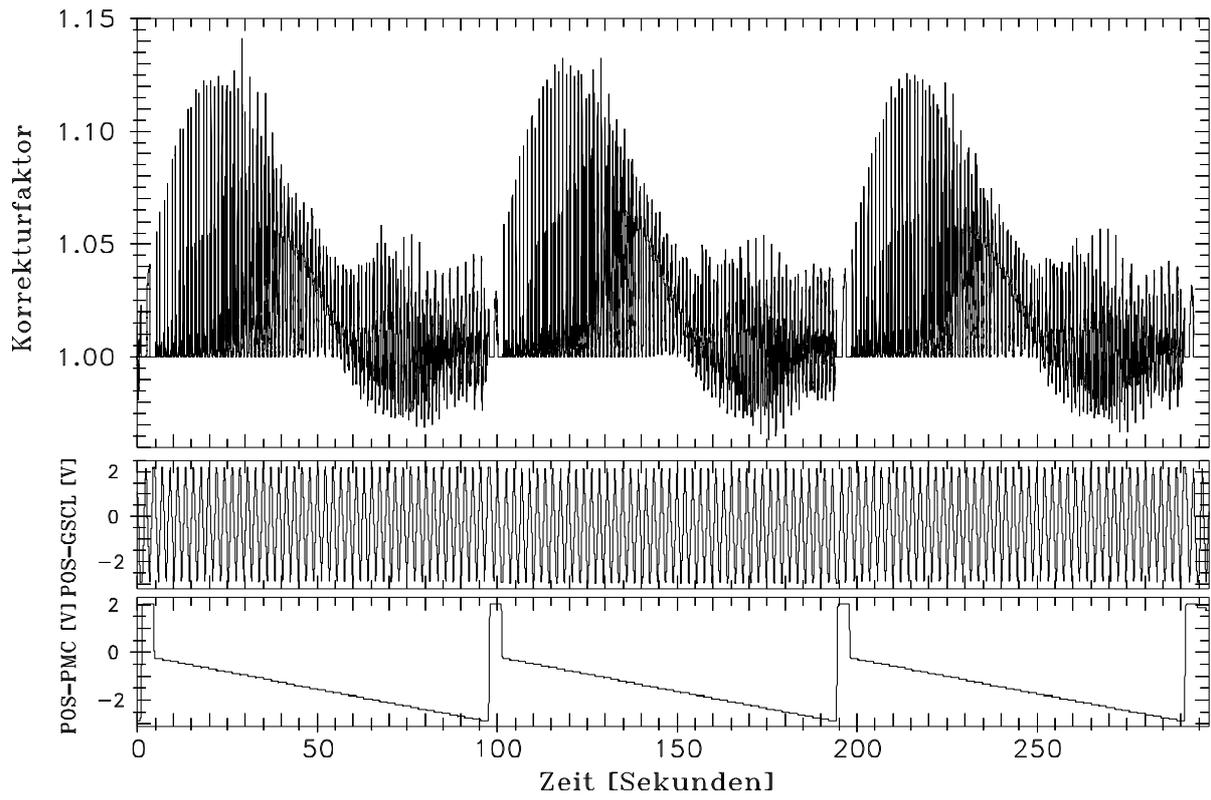


Abbildung 45: Zeitlicher Verlauf des Korrekturfaktors ($pb=10$) für Detektor SCL2

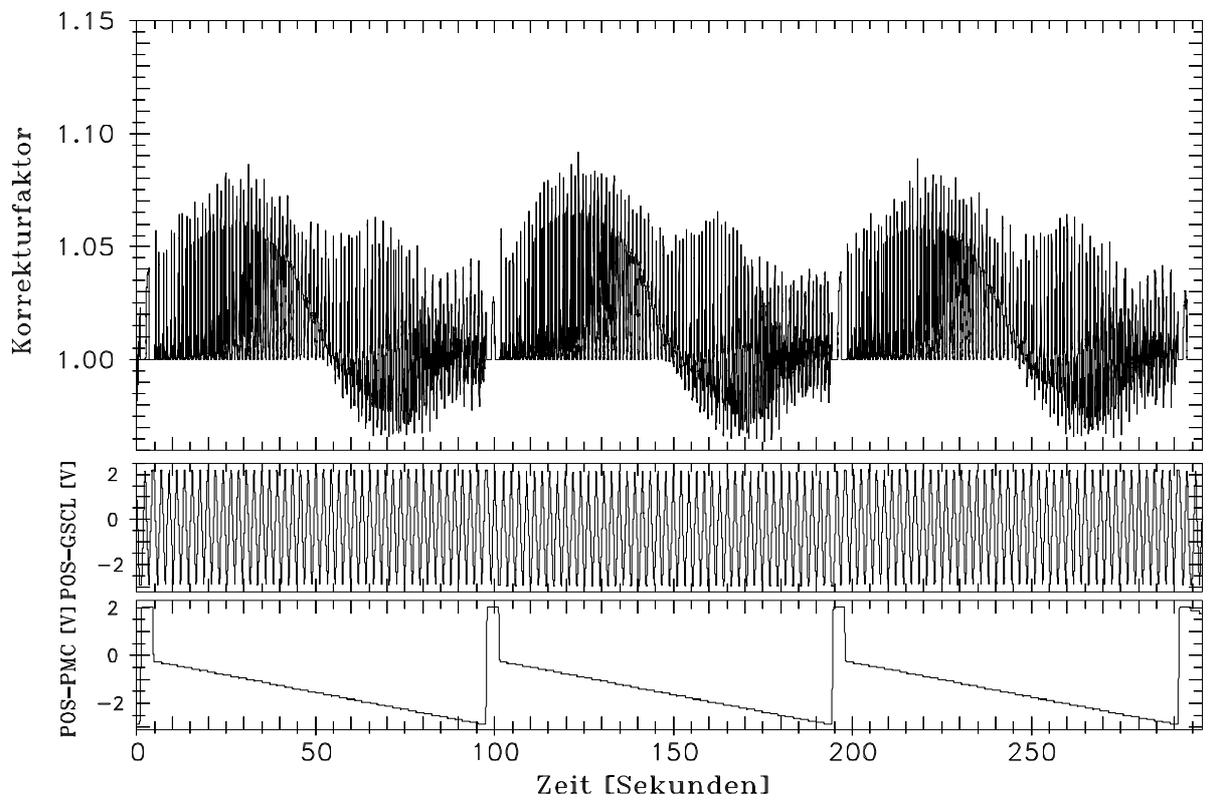


Abbildung 46: Zeitlicher Verlauf des Korrekturfaktors ($pb=1$) für Detektor SCL2

6.4 Vorgehensweise bei der Korrektur

Für die Bestimmung der Vorgeschichte einer Sprungantwort wird der ideale, nicht durch Relaxationen verfälschte Signalverlauf benötigt. Da dieser jedoch nicht bekannt ist, wird bei der Korrektur des Detektorsignals vereinfachend davon ausgegangen, daß die Veränderung des gemessenen Signalverlaufs durch Relaxationen so klein ist, daß die aus dem gemessenen Signalverlauf bestimmte Signalvorgeschichte (d.h. U_0 und t_c) sowie U_{100} nicht wesentlich beeinflußt wird. Diese Näherung ist in den meisten Fällen sicherlich ausreichend, da die in den Flugdaten beobachteten Relaxationseffekte selten größer als 10% der Signalhöhe sind. Nimmt man an, daß ein linearer Zusammenhang besteht, würde eine um 10% genauere Kenntnis des Signals auch nur eine um 10% verbesserte Korrektur zur Folge haben. Das heißt, eine Iteration der Korrektur könnte die Genauigkeit unter Umständen geringfügig erhöhen; allerdings verdoppelt sich hierdurch die für eine Korrektur benötigte Rechenzeit. Eine derartige Iteration kommt daher für die Korrektur der Flugdaten wegen der Größe des Datensatzes nicht in Betracht.

Die Korrektur einer Woche gemessener CRISTA-Daten (17 Detektorkanäle) erfordert etwa einen Monat Rechenzeit auf einer DEC-ALPHA Station 500 (400 MHz). Die Korrektur dauert also etwa viermal länger als die Messung selbst. Hierbei ist die Geschwindigkeit der Korrektur abhängig von der Höhe des jeweiligen Detektorsignals.

Um eine Korrektur zu berechnen, ist es erforderlich, für jeden i -ten Signalwert die Vorgeschichte zu definieren (siehe Unterkapitel 6.2). Ist dieses erfolgt, kann für jeden Signalwert der Überschwinger, der Unterschwinger und die Fitzeitkonstante τ_1 aus den zuvor berechneten Parametrisierungen bestimmt werden. Aus dem Wert des Unterschwingers kann der Wert der Fitzeitkonstanten τ_2 iterativ berechnet werden. Die Bezeichnung der Zeitkonstanten kann Gleichung 9 in Kapitel 4.4 entnommen werden. Das Tupel $(\ddot{U}_i, \tau_{1,i}, \tau_{2,i})$ definiert die Sprungantwortfunktion, die dem späteren Verlauf des Signals überlagert werden muß. Hierbei muß jedoch die erforderliche Anpassung der Relaxationsamplituden gemäß Gleichung 16 sowie die zeitliche Änderung der Relaxationszeitkonstanten bei Signalwechseln berücksichtigt werden.

Diese Überlagerung wird nochmals in Abbildung 47 am Beispiel zweier Relaxationskomponenten $R_k(t)$ und $R_i(t)$ verdeutlicht. Im allgemeinen Fall (Überlagerung vieler Relaxationskomponenten) muß allerdings im Korrekturmodell eine Berechnung von Werten $\delta U'_k$ (siehe Abbildung 47) für alle $k < i$ erfolgen, um die Gesamtkorrektur an einer Stelle i im diskreten Signalverlauf zu erhalten.

Für das Korrekturmodell nimmt man näherungsweise an, daß der gemessene Signalverlauf U_i dem idealen Detektorsignalverlauf entspricht (also frei von Relaxationseffekten ist). Hiermit wird im Korrekturmodell zunächst ein Signalverlauf \tilde{U}_i berechnet, der der Modellerwartung eines durch Relaxationen verfälschten Relaxationsverlaufs entspricht. Der Signalverlauf U_i

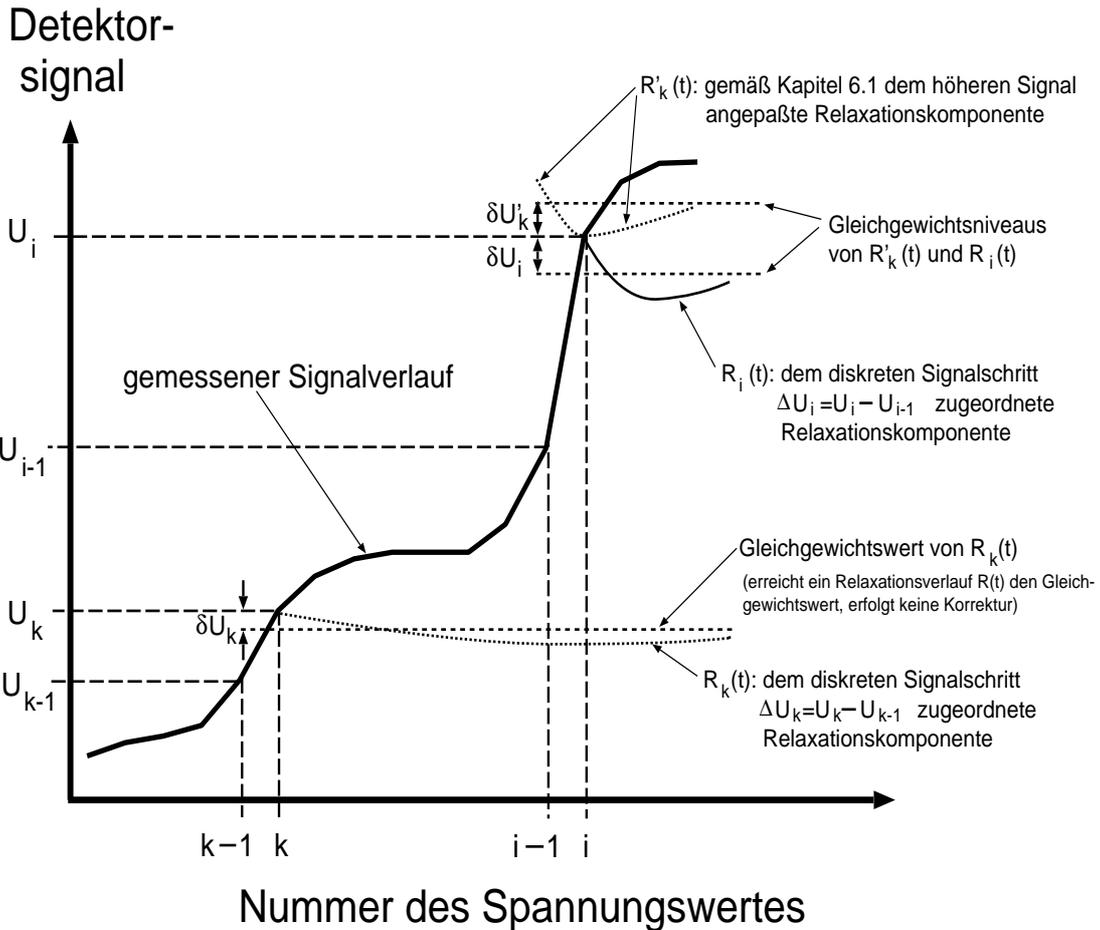


Abbildung 47: Verdeutlichung der Überlagerung zweier Relaxationskomponenten im Korrekturmodell anhand eines Signalanstiegs. Die Bestimmung von Überschwingern, Unterschwingern und Zeitkonstanten der Relaxationskomponenten $R_k(t)$ und $R_i(t)$ erfolgt gemäß Kapitel 6.2.

Die Komponente $R_k(t)$ würde an der Stelle k eine Korrektur um δU_k nach unten bewirken (in diesem Fall: durch den Überschwinger von $R_k(t)$ bedingte Abweichung). Betrachtet man nur die Relaxationskomponenten $R_k(t)$ und $R_i(t)$, beträgt die Gesamtkorrektur an der Stelle i im Signalverlauf $\delta U_i + \delta U'_k$ (in diesem Beispiel ist $\delta U'_k$ negativ, da in $R'_k(t)$ der Unterschwinger erreicht wurde). Hierbei ist $\delta U'_k$ gegeben durch die aus $R_k(t)$ gemäß Gleichung 16 und unter Anpassung der Zeitkonstanten (siehe Kapitel 6.1) erhaltene Relaxationskomponente $R'_k(t)$.

wird also zunächst noch weiter verfälscht. Der Verlauf \tilde{U}_i berechnet sich wie folgt:

$$\tilde{U}_i = U_i + \sum_{k=2}^{k=i} (U_k - U_{k-1}) \cdot \left[\text{SRF}(\ddot{U}_k, \tau_{1,k}, \tau_{2,k}; t_{k,i}) - 1 \right] \cdot U_i / U_{100,k} \quad (36)$$

Hierbei ist $U_i / U_{100,k}$ der Faktor, der die Anpassung der Relaxationsamplituden gemäß Gleichung 16 bewirkt (siehe Kapitel 4.5.2 und 6.1). Die Sprungantwortfunktion

SRF($\ddot{U}S_k, \tau_{1,k}, \tau_{2,k}; t_{k,i}$) ist gegeben durch Gleichung 9 (siehe Kapitel 4.4).

Die Größen $U_{100,k}$, $U_{0,k}$ und $t_{c,k}/t_{0,k}$ sind implizit in den Größen $\ddot{U}S_k$, $\tau_{1,k}$ und $\tau_{2,k}$ enthalten. Der Wert $t_{k,i}$ gibt die Zeit an, die von Detektorwert Nr. k bis Detektorwert Nr. i verstrichen ist.

Bei relaxationsfreiem Signalverlauf U_i wäre das Verhältnis \tilde{U}_i/U_i der Faktor (Korrekturfaktor), durch den man einen durch Relaxationen verfälschten Signalwert dividieren müßte, um einen relaxationskorrigierten Signalwert zu erhalten. Solange der Signalverlauf U_i nur leicht verfälscht ist (siehe oben), erhält man einen relativ guten Wert \hat{U}_i für den relaxationskorrigierten Signalverlauf durch:

$$\hat{U}_i = U_i \cdot (U_i/\tilde{U}_i) \quad (37)$$

Da für die Korrektur eines jeden Wertes Relaxationsverläufe eine Rolle spielen können, deren Ursprung relativ weit in der Vergangenheit liegen kann, ist eine solche Vorgehensweise allerdings sehr rechenintensiv. Erst die Berücksichtigung dessen, daß Relaxationen im Laufe der Zeit abklingen und keinen Beitrag mehr leisten, sowie, daß Relaxationen schon über die Vorgeschichte in einer anderen enthalten sein können, erlaubt die praktische Anwendung dieses Verfahrens.

7 Validierung des Si:Ga–Korrekturmodells

Da bei der Formulierung des Korrekturverfahrens eine Reihe von Näherungen gemacht werden mußten, ist ein wesentlicher Punkt die Validierung des Korrekturmodells. Die Validierung gibt letztendlich Aufschluß darüber, wie gut die Relaxationskorrektur ist und wo ihre Stärken und Schwächen liegen. Daher wurden so viele unterschiedliche Methoden wie möglich bei der Validierung verwendet:

1. Validierung anhand von im Labor gemessenen Sprungantworten
2. Vergleich von Eichspektren, die sowohl schnell, als auch langsam, sowie in Vorwärts- und Rückwärtsdrehrichtung des Spektrometergitters durchlaufen wurden.
3. Untersuchung der Abweichungen zwischen in Vorwärts- bzw. in Rückwärtsdrehrichtung des Spektrometergitters gemessenen Flugspektren (sowohl „normale“ Flugspektren als auch Spektren von Wolken bei niedrigen Tangentenhöhen)

Diese verschiedenen Methoden werden in den folgenden Unterkapiteln beschrieben.

7.1 Validierung des Si:Ga–Korrekturmodells anhand im Labor gemessener Sprungantworten

Eine erste Möglichkeit, das Korrekturmodell zu testen, ist die Korrektur von im Labor gemessenen Sprungantworten. Der Signalanstieg bei den im Labor gemessenen Sprungantworten erfolgt meist innerhalb sehr kurzer Zeit (im Idealfall innerhalb von ein bis zwei DLI–Abtastpunkten, d.h. innerhalb von 9 msec). Daher sind diese Messungen ein guter Prüfstein für die Korrektur von steilen Signalpeaks in den Flugspektren. Die Qualität einer Korrektur von Sprungantworten ist umso besser, je mehr sich der Signalverlauf bei einem stufenförmigen Wechsel der eingestrahlten IR–Intensität nach erfolgter Korrektur einem idealen Stufenverlauf annähert. Die Abweichungen des Signals von einem konstanten Wert U_{100} nach erfolgtem Signalsprung sollen dabei möglichst klein sein.

Abbildung 48 zeigt eine Abfolge von Sprungantworten des Detektors SCS6 vor Durchführung einer Relaxationskorrektur. Diese Messungen wurden während der Wellenlängeneichung von CRISTA aufgenommen (siehe Kapitel 4.3). Abbildung 49 zeigt dieselbe Abfolge von Sprungantworten des Detektors SCS6 nach erfolgter Relaxationskorrektur.

Schon in diesen beiden Übersichtsbildern ist eine deutliche Verbesserung durch die Relaxationskorrektur erkennbar. Um eine genauere Untersuchung zu ermöglichen, wurde ein Ausschnitt vergrößert: Abbildung 50 zeigt einen Ausschnitt der Abfolge von Sprungantworten des Detektors SCS6 vor Relaxationskorrektur, während Abbildung 51 denselben Ausschnitt nach Relaxationskorrektur zeigt.

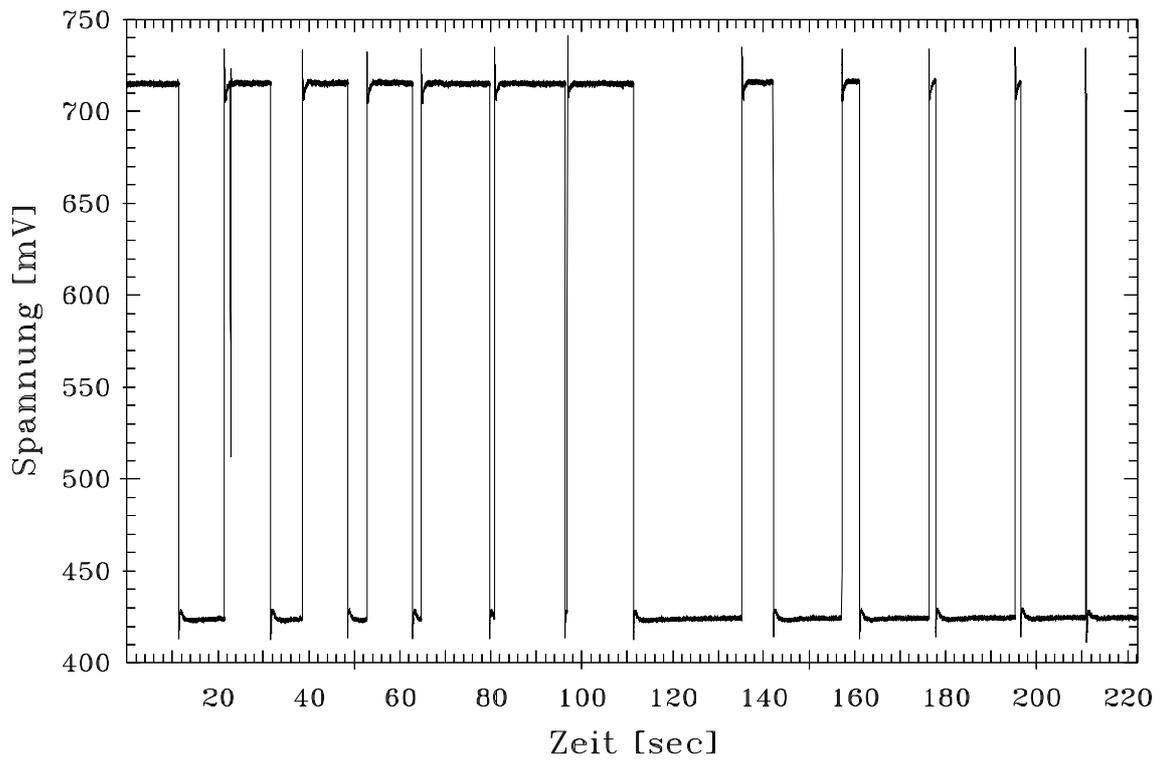


Abbildung 48: Detektor SCS6: Sequenz von Sprungantworten vor Relaxationskorrektur

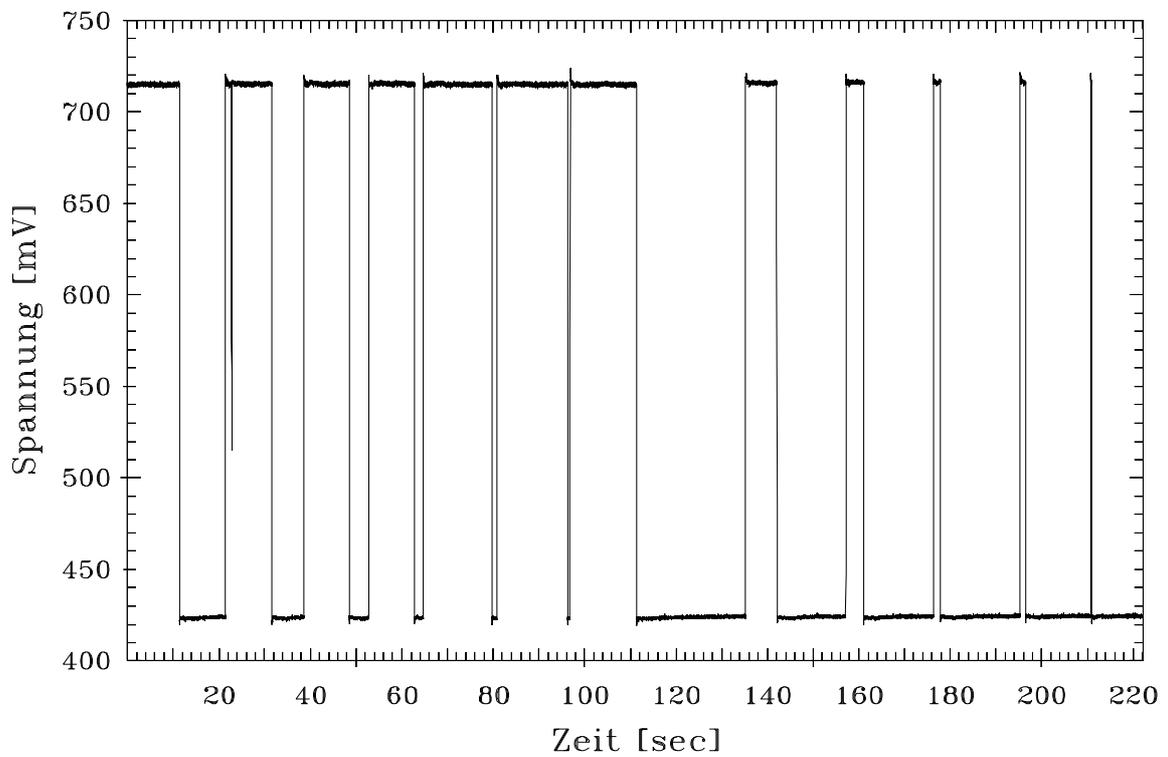


Abbildung 49: Detektor SCS6: Sequenz von Sprungantworten nach Relaxationskorrektur

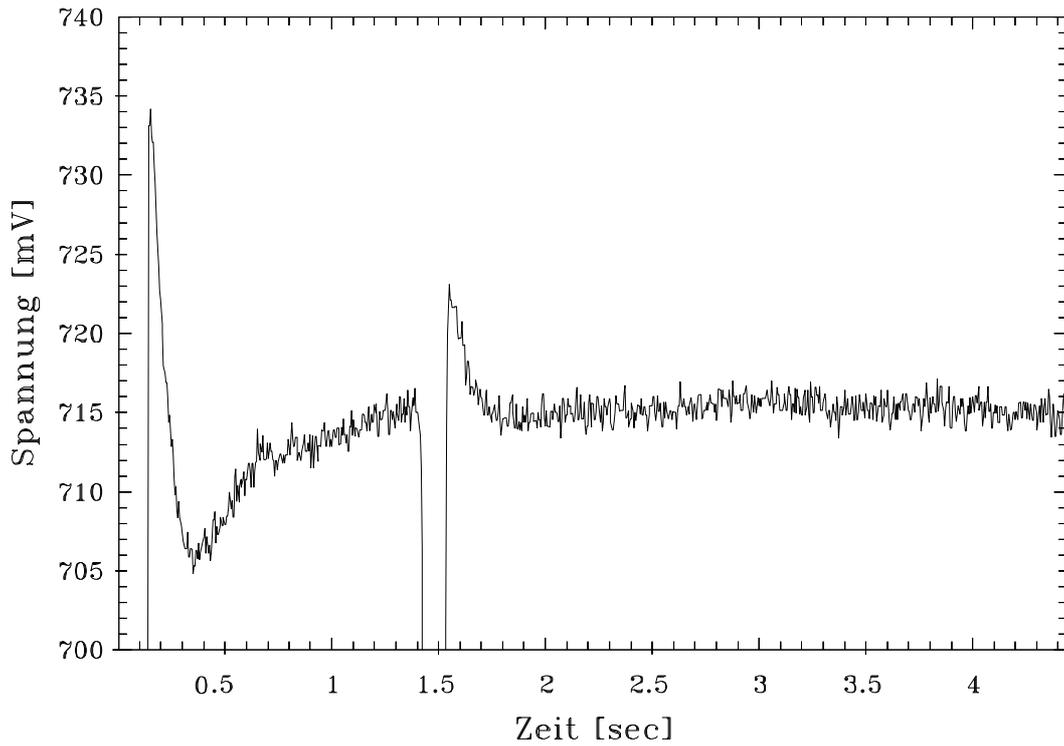


Abbildung 50: Detektor SCS6: Ausschnitt bei etwa $t=22$ sec aus der Sprungantwortsequenz in Abbildung 48 (vor Relaxationskorrektur)

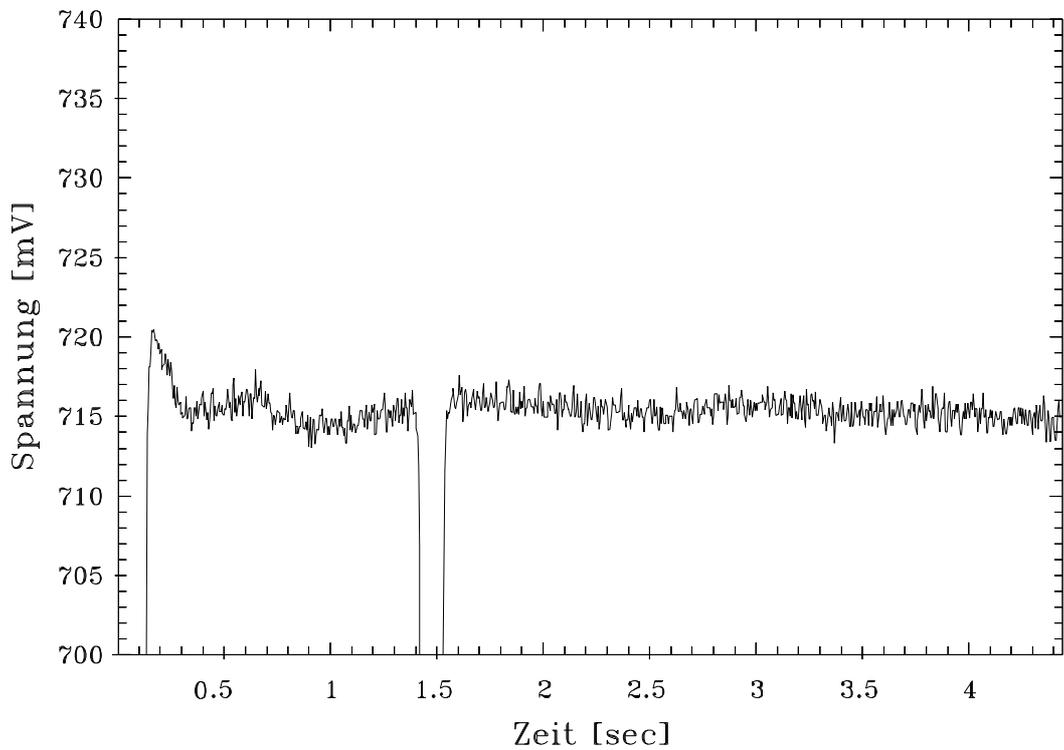


Abbildung 51: Detektor SCS6: Ausschnitt bei etwa $t=22$ sec aus der Sprungantwortsequenz in Abbildung 49 (nach Relaxationskorrektur)

Besonders in der Ausschnittsvergrößerung ist eine Verbesserung klar erkennbar. Bei den beiden im Ausschnitt enthaltenen Sprungantwortverläufen der Sprünge nach oben werden die Auswirkungen von Relaxationsüberschwinger und –unterschwinger durch die Korrektur stark reduziert. Die verbleibende Welligkeit des Signals ist hauptsächlich durch Schwankungen des Signalniveaus U_{100} während der Messung bedingt. Die Korrektur ist also selbst für stark unterschiedliche t_c/t_0 -Werte, wie sie in der oben erwähnten Ausschnittsvergrößerung vorliegen, gleichermaßen wirksam.

Die Untersuchung könnte nun auf verschiedene Detektoren ausgeweitet werden. Das Ergebnis wäre dann aber lediglich ein Test, wie gut die Parametrisierungen von Überschwinger, Unterschwinger und Zeitkonstanten bei den verschiedenen Detektoren sind und wie gut die verwendete Fitfunktion in der Lage ist, den zeitlichen Verlauf der Relaxation wiederzugeben. Dies ist aber nur für eine Fehlerabschätzung von Interesse (hierzu siehe Kapitel 8).

Daher ist eine Ausdehnung der Untersuchungen auf andere Detektoren und andere Signalniveaus weniger sinnvoll. Vielmehr ist von Bedeutung, daß das Korrekturmodell in Fällen, die von der Dauer des Signalanstiegs bzw. des Signalabfalls her im Flug gemessenen Spektrallinien in etwa entsprechen, in zufriedenstellender Weise funktioniert.

7.2 Validierung des Si:Ga-Korrekturmodells anhand von Eichspektren

Im Rahmen der Eichungen von CRISTA wurden während der Absolutkalibration Infrarotspektren eines Schwarzen Körpers bei verschiedenen Schwarzkörpertemperaturen gemessen. Außerdem wurden zur Durchführung der Wellenlängenkalibration Spektren von Eichgasen gemessen. (Hierzu sowie zu den verwendeten Meßkonfigurationen siehe Kapitel 4.3.)

Diese Eichspektren wurden sowohl langsam (etwa 60–90 Sekunden pro Spektrum) als auch schnell (etwa 1–1,5 Sekunden pro Spektrum) durchfahren. Daher wird im weiteren von *langsamen Spektren* und *schnellen Spektren* gesprochen.

Abbildung 52 zeigt eine Sequenz von schnellen Eichspektren, die während der Absolutkalibration des CRISTA-Eichlaufs C4 gemessen wurden. Oben dargestellt ist der zeitliche Verlauf des Detektorsignals. In der Mitte dargestellt ist der zeitliche Verlauf der Positionsspannung (POS-GSCS) des Spektrometergitters („Gitterspannung“). Je höher die Gitterspannung ist, desto größer ist die gemessene Wellenlänge der IR-Strahlung. Es werden abwechselnd Spektren in beiden Gitterdrehrichtungen gemessen (Messung von „Vorwärts-Rückwärts-Spektren“, auch kurz VR-Spektren genannt). Unten in Abbildung 52 dargestellt ist der zeitliche Verlauf der Positionsspannung (POS-PMC) des Primärspiegels des Teleskops („Spiegelspannung“). Dieser Wert gibt Auskunft über die Ausrichtung des Primärspiegels. Während der hier beschriebenen Kalibrationen blickte CRISTA allerdings starr in Richtung der jeweiligen Eichquelle. Daher ist die Spiegelspannung hier konstant. (Weitere Details zur verwendeten Darstellungsweise siehe auch in Kapitel 2.3.)

Die Dauer eines der schnellen Spektren in Abbildung 52 beträgt etwa 1,5 Sekunden. Zusätz-

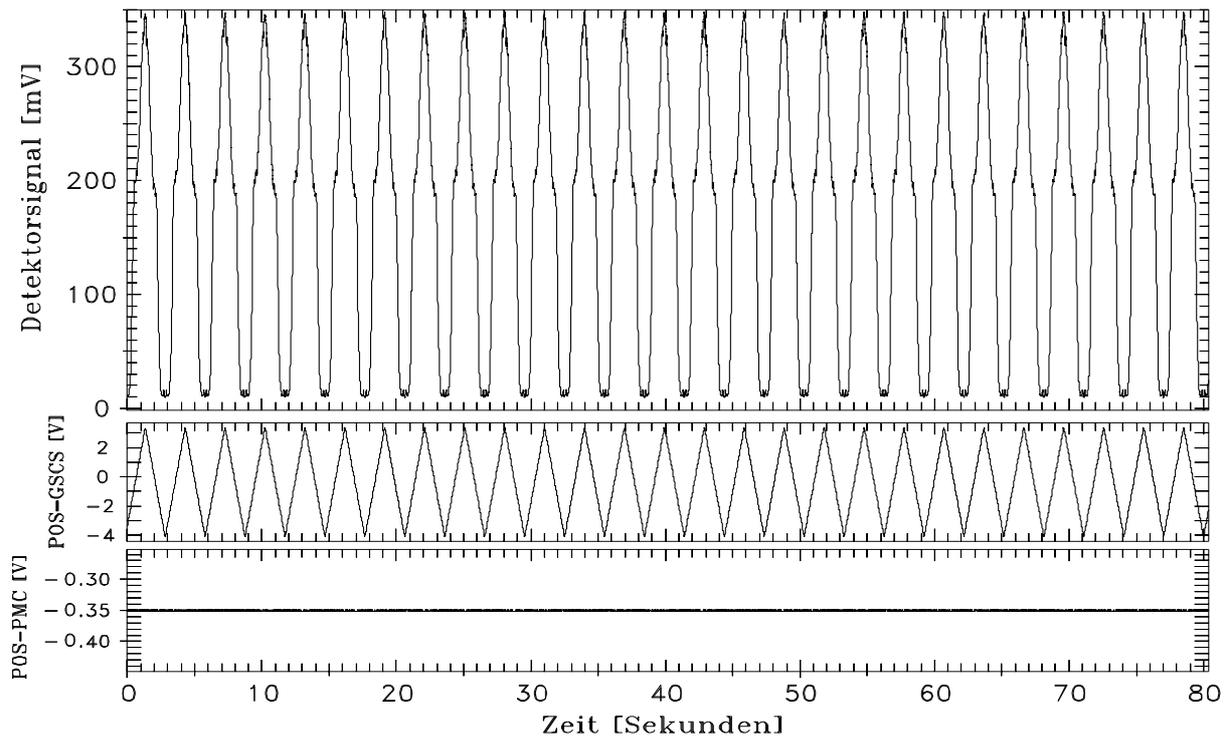


Abbildung 52: Detektor SCS1: Sequenz schneller Eichspektren bei einer Schwarzkörpertemperatur von 200 K (nähere Erläuterungen siehe Text)

lich zu den schnellen Spektren wurden bei einer fest eingestellten Schwarzkörpertemperatur in der Regel ebenfalls langsame Spektren gemessen (Abbildung 53). Die Dauer eines der langsamen Spektren in Abbildung 53 beträgt etwa 90 Sekunden. Um den Zeitaufwand bei den Kalibrationen zu begrenzen, wurde die Anzahl der gemessenen langsamen Spektren allerdings gering gehalten.

Die in Abbildung 52 und 53 dargestellten Eichspektren des Detektors SCS1 wurden bei einer Schwarzkörpertemperatur von 200 K gemessen. Bei diesem Detektor fällt das gemessene Signal zu niedrigen Wellenlängen (und somit auch niedrigen Gitterpositionsspannungen) hin stark ab. Ursache hierfür ist ein spektrales Filter, das dazu dient, Licht höherer Gitterordnungen (kürzere Wellenlängen) herauszufiltern. Der gleiche Filtertyp wurde auch bei den anderen, in erster Ordnung des Spektrometergitters messenden Detektoren verwendet. Bei den anderen Kanälen desselben Spektrometers sind die Strukturen auf den Spektren, die durch das Filter verursacht werden, jedoch viel geringer.

Die langsamen Spektren wurden so langsam gemessen, daß sie durch Relaxationen kaum verfälscht werden. Zumindest ist dies der Fall, wenn das Signal nicht zu niedrig ist, und wenn der Faktor, um den sich das Signal ändert, nicht zu groß ist. Bei höherem Signal ist die Relaxationsdauer kürzer als die Zeiten, in denen sich das Signal wesentlich ändert. Daher sind die auftretenden Relaxationseffekte eher klein. Ändert sich das Signal dagegen um einen großen Faktor, ist die Amplitude der Relaxation groß.

Meist kann man also die langsamen Spektren als relaxationsfreien oder zumindest weniger

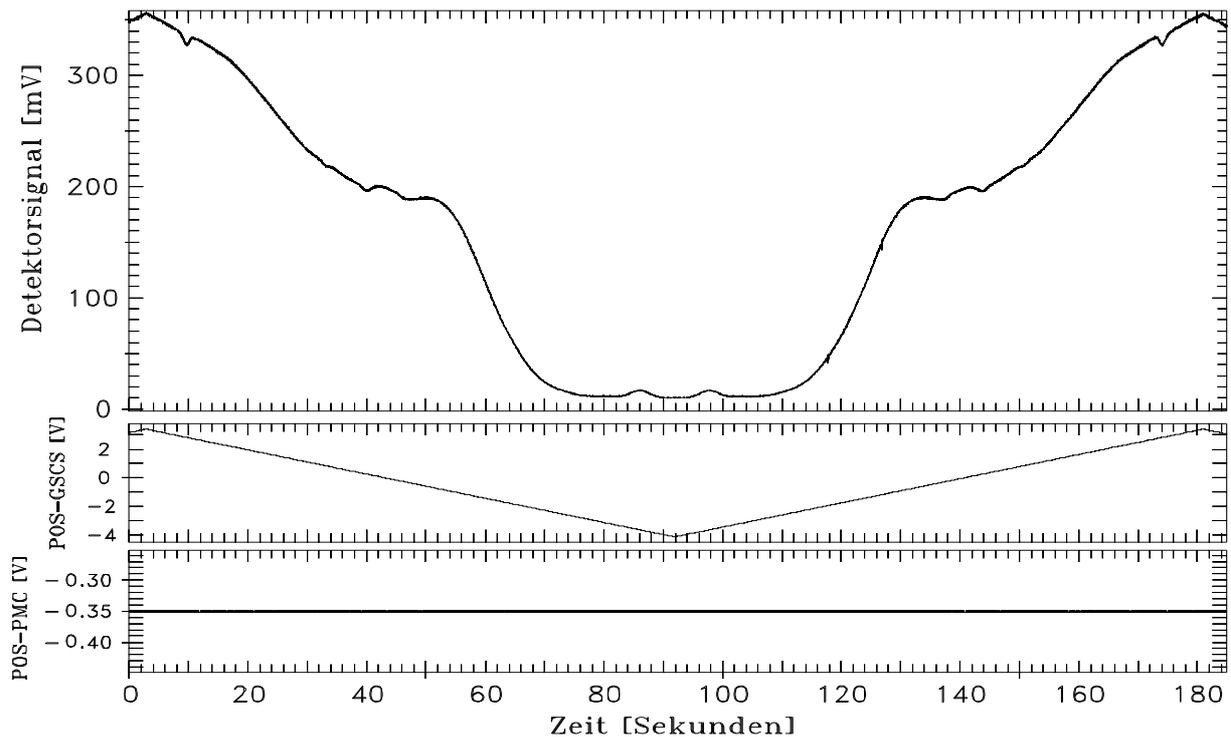


Abbildung 53: Detektor SCS1: Sequenz langsamer Eichspektren bei einer Schwarzkörpertemperatur von 200 K (nähere Erläuterungen siehe Text)

verfälschten Verlauf heranziehen, um mit ihnen den mit dem Korrekturmodell korrigierten Verlauf schneller Spektren zu bewerten.

Allerdings muß bemerkt werden, daß die Güte der Korrektur bei den Eichspektren nur bei einigen Detektoren direkt Aussagen über die Güte der Korrektur der Flugdaten zuläßt. Der Grund hierfür ist der unterschiedliche Signalverlauf von Eich- und Flugspektren. Bei den meisten Detektoren werden in den Eichspektren Signaländerungen (Hubfaktoren) von weniger als einem Faktor 2 beobachtet (bei den „Temperaturkanälen“ SL5, SR6, SCS6 und SCS8 sogar weniger als ein Faktor 1,3). Dagegen sind die in den Flugspektren auftretenden Hubfaktoren in der Regel größer (insbesondere bei den Ozonkanälen SL3, SCS3 und SR3). Man kann also anhand der Eichspektren nur die prinzipielle Wirkungsweise des Korrekturmodells überprüfen (ob die erforderlichen Näherungen eine gute Korrektur erlauben). Eine unabhängige Überprüfung der Parametrisierungen von Überschwinger, Unterschwinger und Zeitkonstanten ist nur in einem eingeschränkten und meist nicht so interessanten Hubfaktorbereich möglich. Lediglich diejenigen Detektoren, deren Eichspektren bis in die Bereiche niedriger Filtertransmission (= niedriges Signal) verlaufen, zeigen Hubfaktoren, die denen im Flug entsprechen bzw. größer sind. Hierbei handelt es sich um die Detektoren SL1, SR1, SCS1, SCL2 und SCL4 (CRISTA I). Anhand dieser Kanäle kann auch die im Korrekturmodell verwendete Umskalierung von Relaxationsamplitude und Relaxationsgeschwindigkeit überprüft werden (siehe Kapitel 4.5.2 und 6.2). Wären die gemachten Näherungen nicht gut genug, wäre eine befriedigende Relaxationskorrektur dieser Kanäle nicht möglich.

Außer durch den Vergleich mit den langsamen Spektren kann auch aus den schnellen Spektren selbst auf die Güte der Modellkorrektur zurückgeschlossen werden. Durch die Unterschiede in den Relaxationseffekten, die sich durch die Änderung der Gitterdrehrichtung ergeben, gibt es Abweichungen zwischen den in Vorwärts- und in Rückwärtsrichtung gemessenen schnellen Spektren. Die Verringerung dieser Unterschiede ist ebenfalls ein Maß für die Güte der Modellkorrektur.

Im folgenden wird als Maß für die Übereinstimmung von Spektren der über das gesamte betrachtete Spektrum gebildete *Mittelwert der betragsmäßigen Abweichungen* gewählt.

Der Mittelwert der Abweichungen wäre als Maß nicht sinnvoll, da sich positive und negative Abweichungen sonst kompensieren könnten. Auch wäre es nicht sinnvoll, die Abweichung an einer festen Wellenlängenposition zu wählen, da nicht zu erwarten ist, daß diese repräsentativ ist. Darüber hinaus wird eine Relaxationskorrektur nicht immer an allen Stellen des Spektrums eine Verbesserung bewirken. Außerdem kann aus der Güte der Korrektur an einer festen Wellenlänge (Gitterposition) in den Eichspektren nur sehr begrenzt auf die Güte der Korrektur an derselben Wellenlänge in den Flugspektren zurückgeschlossen werden (am ehesten noch bei den Detektoren, deren Spektren bis in Bereiche niedriger Filtertransmission reichen).

Die Korrektur von Eichspektren stellt für das Korrekturmodell eine im Vergleich zur Korrektur von Flugspektren erschwerte Situation dar: Signaländerungen finden eher langsam statt. Außerdem ändert sich das Signal während der im Labor gemessenen Spektren nicht so stark. Daher ist die Signalvariation von Punkt zu Punkt im Vergleich zum Detektorrauschen nicht so groß. Dies entspricht nicht der Situation bei der Messung von Sprungantworten im Labor, aus denen sich die Korrektur ableitet. Im Korrekturmodell kann auch nicht zwischen Signaländerungen durch Änderungen der IR-Strahlungsintensität und Signaländerungen als Folge von Detektorrauschen unterschieden werden. Dies bedeutet, daß Rauschen fälschlicherweise als Folge von Signalsprüngen, die Relaxationseffekte zur Folge haben können, interpretiert wird. Daher wäre es problematisch, insbesondere langsame Spektren mit dem Korrekturmodell zu bearbeiten.

7.2.1 Fehlerquellen beim Vergleich mit langsamen Spektren

Wählt man langsame Spektren als weniger durch Relaxationen verfälschte Referenz zur Bewertung von schnellen Spektren, muß darauf geachtet werden, daß auch die langsam gemessenen Spektren nicht völlig relaxationsfrei sind. Vor allem bei starken Signaländerungen sowie bei niedrigen Signalen machen sich Relaxationseffekte bemerkbar. Abbildung 54 zeigt hierzu langsame in Vorwärts- und Rückwärtsdrehrichtung des Spektrometergitters gemessene Spektren („VR-Spektren“) für den Detektor SCS1 bei einer Schwarzkörpertemperatur von 215 K, aufgetragen gegen die Gitterposition des Spektrometergitters. Das langsame Vorwärtsspektrum ist als durchgezogene, das langsame Rückwärtsspektrum als gestrichelte Linie dargestellt. Das Vorwärtsspektrum wurde zeitlich zuerst gemessen. In Abbildung 54

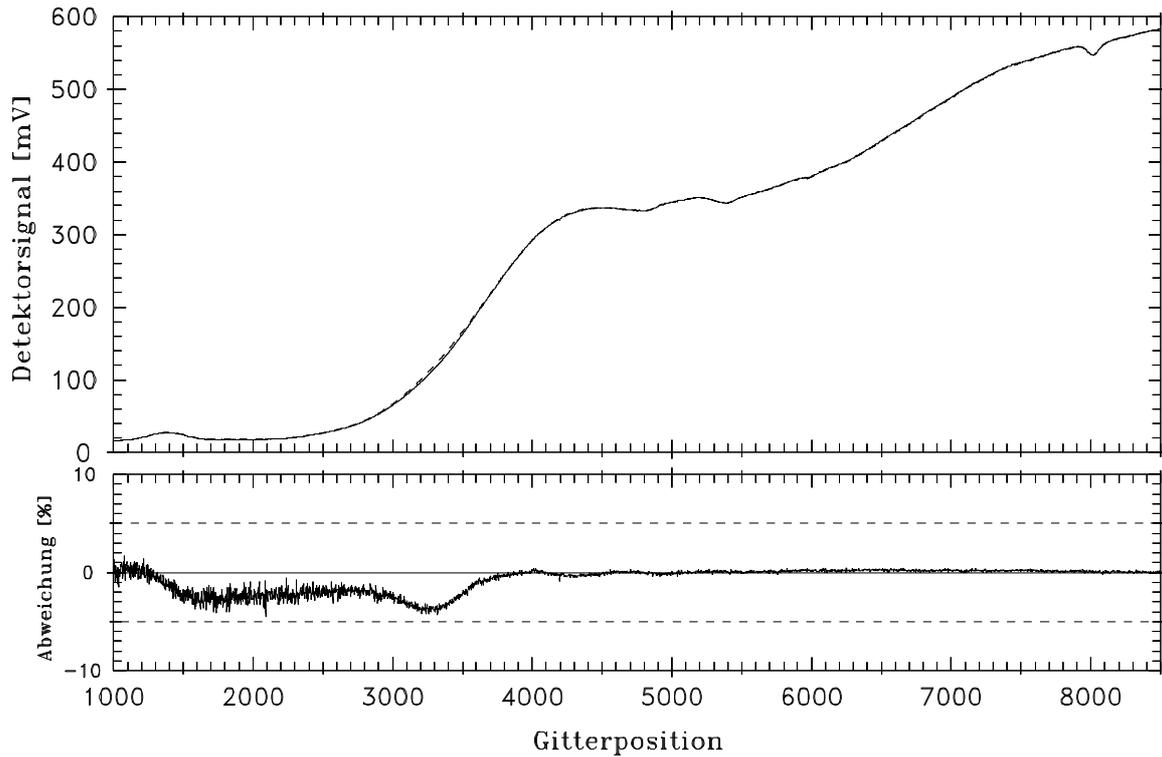


Abbildung 54: Oberes Bild: Zwei aufeinanderfolgende langsame VR-Spektren für den Detektor SCS1 ($T=215$ K). Durchgezogen: Vorwärtsspektrum (im zeitlichen Verlauf von links nach rechts, zuerst gemessen), gestrichelt: Rückwärtsspektrum (im zeitlichen Verlauf unmittelbar danach gemessen, von rechts nach links dargestellt).

Unteres Bild: Abweichung zwischen den beiden Spektren.

entspricht die zeitliche Abfolge der Richtung von links nach rechts. Unmittelbar danach wurde das Rückwärtsspektrum gemessen, wobei der zeitliche Ablauf dieses Spektrums in Abb. 54 von rechts nach links erfolgt. Im unteren Teil von Abbildung 54 ist die Abweichung des Vorwärts- vom Rückwärtsspektrum dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die größere Abweichung im Bereich des Signalanstiegs bzw. -abfalls (etwa von Gitterposition 3000 bis 4000), die auf eine Relaxation zurückzuführen ist. Das Vorwärtsspektrum scheint hier einen Unterschwinger zu zeigen. Dieser verbreitert sich in bei niedrigeren Schwarzkörpertemperaturen gemessenen Spektren (d.h. niedrigeren Detektorsignalen, die längere Relaxationszeitkonstanten zur Folge haben) nach rechts hin in den flachen Bereich (Gitterposition 4000–5000), in dem das von hohem Signal kommende Rückwärtsspektrum wegen nur geringerer Signaländerungen keine größeren Relaxationen aufweisen sollte. Dies spricht dagegen, daß die beobachteten Abweichungen in diesem Bereich hauptsächlich durch das Rückwärtsspektrum verursacht werden.

In dem Bereich dagegen, in dem die Filtertransmission sehr gering ist (Gitterposition 1000 bis 3000) scheint eher das Rückwärtsspektrum eine langlebige Relaxation aufzuweisen. Ei-

ne Relaxation in diesem Gitterpositionsbereich kann einzig durch die Signaländerung nach unten auf niedriges Signal verursacht worden sein, da Signaländerungen im Bereich niedriger Filtertransmission selbst eher klein sind. Unter Berücksichtigung der auf diesem Signalniveau (etwa 20 mV) zu erwartenden Relaxationsdauer von etwa 10–20 Sekunden sollte diese Relaxation zum größten Teil abgeklungen sein, bis ein zeitlich später gemessenes Vorwärtsspektrum beginnt. Der Hauptanteil der hier beobachteten Abweichung sollte also im vorliegenden Fall auf das Rückwärtsspektrum zurückgehen.

Da in diesem Bereich des Spektrums das Signal sehr viel niedriger als im Rest des Spektrums ist, und auch bei anderen Schwarzkörpertemperaturen hier mit Relaxationseffekten der langsamen Spektren gerechnet werden muß, wird für die Detektoren SCS1, SL1 und SR1 dieser Bereich bei der Berechnung von mittleren absoluten Abweichungen zwischen schnellen Spektren und langsamem Referenzspektrum ausgenommen. Ansonsten würde hierbei ein hoher „Bias“ entstehen, der einen Vergleich erschwert.

Die Messung von Spektren während der Absolutkalibrierungen von CRISTA erfolgte bei Temperaturen des Eichschwarzkörpers ≤ 260 K. Nach dem Wienschen Verschiebungsgesetz:

$$\lambda_{max} \cdot T = \frac{hc}{4,965 \cdot k} = 2,9 \cdot 10^{-3} K \cdot m \quad (38)$$

λ_{max}	Wellenlänge maximaler Strahlungsdichte	[m]
T	Temperatur des Schwarzen Körpers	[K]
h	Planckkonstante	$6,626076 \cdot 10^{-34} J_s$
c	Lichtgeschwindigkeit	$2,997925 \cdot 10^8 m/s$
k	Boltzmannkonstante	$1,380658 \cdot 10^{-23} J/K$

folgt hieraus eine Lage des Intensitätsmaximums der Planckverteilung bei Wellenlängen oberhalb 11 μm . Die meisten der Detektorkanäle in CRISTA messen also bei Wellenlängen unterhalb des Planckmaximums. Dies hat zur Folge, daß während der Messung von Rückwärtsspektren bei diesen Kanälen das Signal im zeitlichen Verlauf in der Regel abfällt, während es bei Vorwärtsspektren ansteigt.

Da bei Signalwechseln nach unten bei gleichem Signal die Relaxationsdauer kürzer als bei Signalwechseln nach oben ist (siehe hierzu Abb. 30), ist das Verhältnis „Dauer der Signaländerung / Relaxationsdauer“ günstiger und die Relaxationen sind in der Regel geringer. Rückwärtsspektren bei der Schwarzkörpererreichung sollten also meist geringere Relaxationseffekte aufweisen. Aus diesem Grund sollten sich insbesondere langsame Rückwärtsspektren als „relaxationsfreiere“ Referenzspektren für schnelle Spektren eignen.

Allerdings ist es nicht immer sinnvoll, ein langsames Rückwärtsspektrum als Referenz für die schnellen Spektren zu nehmen. Während der Kalibration war es nicht immer möglich, das Signal über den gesamten Zeitraum der Messung konstant zu halten. So kann beispielsweise in Einzelfällen eine Signaldrift von etwa 0,5 % während der Messung aufeinanderfolgender langsamer Spektren auftreten. Da aber die Relaxationseffekte der schnellen

Spektren wegen der geringen Signaländerung während eines Spektrums sogar noch geringer sein können (z.B. 0,1 % der Signalhöhe), kann es sinnvoll sein, das den schnellen Spektren zeitlich am nächsten liegende langsame Spektrum als Referenz zu wählen — auch wenn dieses ein Vorwärtsspektrum ist. Da das langsame Vorwärtsspektrum in vielen Fällen kaum durch Relaxationen verfälscht ist, ist dies bei den meisten Detektoren möglich. In einigen Fällen driftete das Signal allerdings so stark, daß ein Vergleich der schnellen Spektren mit einem langsamen Referenzspektrum kaum mehr möglich ist.

Der Mittelwert der betragsmäßigen Abweichungen zwischen langsamen Vorwärts- und Rückwärtsspektren kann dazu dienen, einen der Fehleranteile bei Berechnung der Abweichungen zwischen langsamen und schnellen Spektren abzuschätzen. Auf diese Weise können Relaxationseffekte der langsamen Spektren sowie Signaldrifteffekte und elektrische Störungen, die dem Signal überlagert sind, identifiziert und deren Größenordnung abgeschätzt werden. Auch das Rauschen der langsamen Spektren kann auf diese Weise quantifiziert werden. Den Gesamtfehler der Abweichung erhält man, indem man zu dem so abgeschätzten Fehlerwert noch den alleine auf die schnellen Spektren zurückzuführenden Fehleranteil hinzuaddiert. Um den Fehleranteil durch Rauschen und elektrische Störungen auf den schnellen Spektren möglichst zu verringern, werden die schnellen Spektren getrennt nach Gitterdrehrichtung gemittelt.

7.2.2 Ergebnisse anhand von Fallbeispielen

Anhand einiger Fallbeispiele soll nun die Güte der Relaxationskorrektur verschiedener Eichspektren untersucht werden. Hierbei sind Aussagen über die Güte der Korrektur insbesondere bei den Kanälen SL1, SCS1, SR1, SCL2 und SCL4 möglich, da deren Eichspektren größere Signaländerungen und somit stärkere Relaxationen aufweisen. Bei den anderen Kanälen sind Aussagen über die Qualität der Korrektur aufgrund der nur geringen Signaländerungen mit Unsicherheiten behaftet und wegen der unterschiedlichen Form der Spektren nicht auf die Flugdaten übertragbar.

1. Beispiel: Detektor SL1

Abbildung 55 zeigt für den Detektor SL1 den Vergleich gemittelter schneller Vorwärtsspektren (oberes Diagramm, durchgezogene Linie) und Rückwärtsspektren (oberes Diagramm, lang gestrichelte Linie) mit einem langsamen Referenzspektrum (oberes Diagramm, kurz gestrichelte Linie) bei einer Schwarzkörpertemperatur von 200 Kelvin. Die im unteren Diagramm dargestellten Abweichungen des mittleren schnellen Vorwärtsspektrums vom langsamen Referenzspektrum (unteres Diagramm, durchgezogene Linie) sind zum Teil erheblich, während das gemittelte schnelle Rückwärtsspektrum besser mit dem langsamen Spektrum übereinstimmt (siehe unteres Diagramm, gestrichelte Linie).

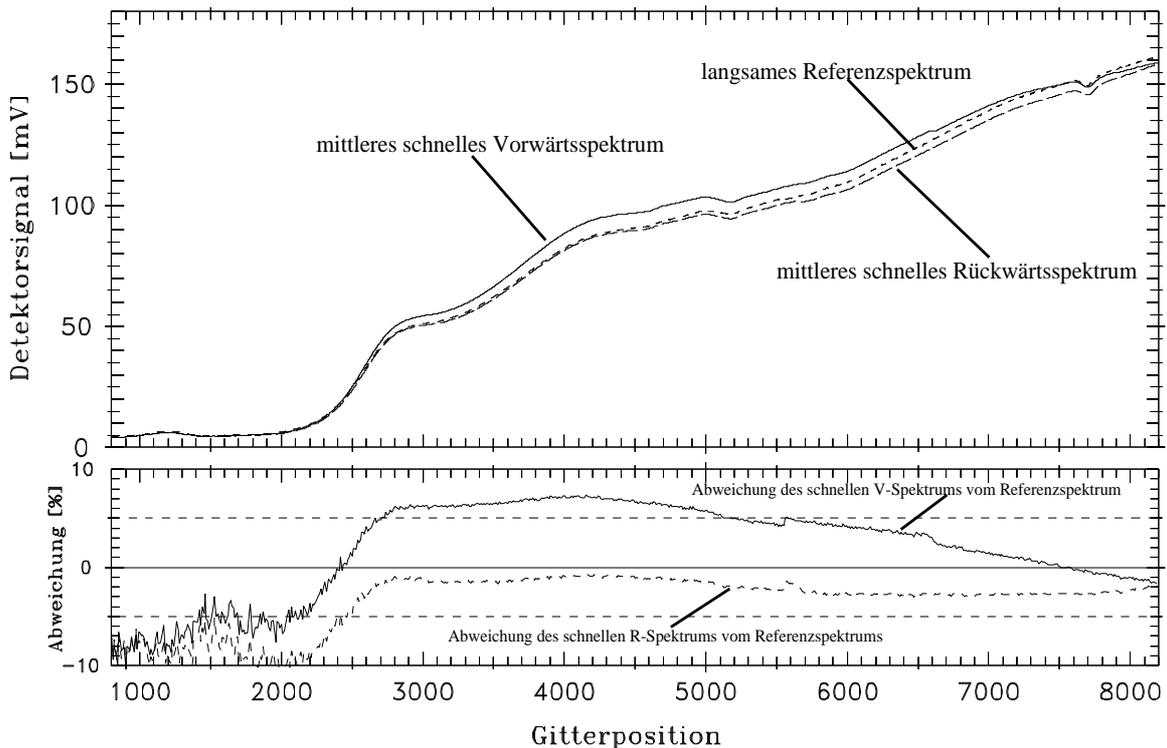


Abbildung 55: Abweichung „vorwärts und rückwärts schnell“ von „rückwärts langsam“ für den Detektor SL1 bei einer Schwarzkörpertemperatur von 200 K vor Modellkorrektur (weitere Erläuterungen siehe Text)

Die in Abbildung 55 verwendete Form der Darstellung wird im folgenden beim Vergleich

mit langsamen Referenzspektren beibehalten.

Abbildung 56 zeigt den gleichen Vergleich nach erfolgter Korrektur der schnellen Spektren mit dem Korrekturmodell. Die Übereinstimmung der schnellen Spektren sowohl untereinander als auch mit dem langsamen Referenzspektrum wird deutlich besser. Lediglich im linken Bereich der Spektren (Gitterposition ≤ 2300) bleiben größere Abweichungen, die vermutlich auf Relaxationen des langsamen Spektrums zurückzuführen sind (siehe hierzu Kapitel 7.2.1). Dieser Bereich wird daher für diesen Detektor bei der Berechnung der mittleren absoluten Abweichung zwischen langsamen und schnellen Spektren ausgespart.

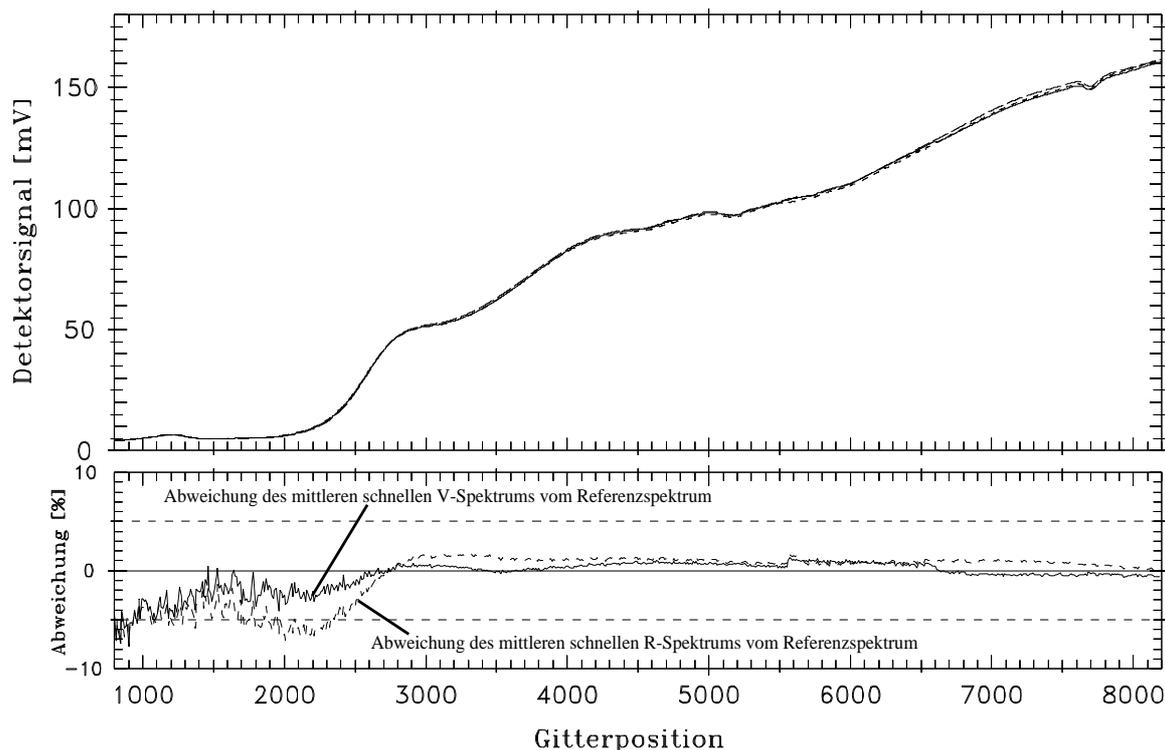


Abbildung 56: Abweichung „vorwärts und rückwärts schnell“ von „rückwärts langsam“ für den Detektor SL1 bei einer Schwarzkörpertemperatur von 200 K nach Modellkorrektur (weitere Erläuterungen siehe Text)

Abbildung 57 zeigt die Zusammenfassung der Ergebnisse der Modellkorrektur bei verschiedenen Schwarzkörpertemperaturen für den Detektor SL1. Den verschiedenen Schwarzkörpertemperaturen entsprechen die verschiedenen mittleren Signale innerhalb der gemessenen Spektren, die auf der x-Achse aufgetragen wurden. Das obere Bild zeigt die mittlere betragsmäßige Abweichung zwischen gemittelten schnellen Vorwärts- und gemittelten schnellen Rückwärtsspektren vor Korrektur (mit durchgezogener Linie verbundene Symbole) und nach Korrektur (mit gestrichelter Linie verbundene Symbole). Man kann erkennen, daß die betragsmäßige Abweichung durch die Modellkorrektur deutlich verringert wird (um etwa einen Faktor 2). Die eingezeichneten Fehlerbalken sind ein Maß für das Rauschen der Spektren und Reste elektrischer Störungen auf dem Signal. Durch Mittelung der korrigierten

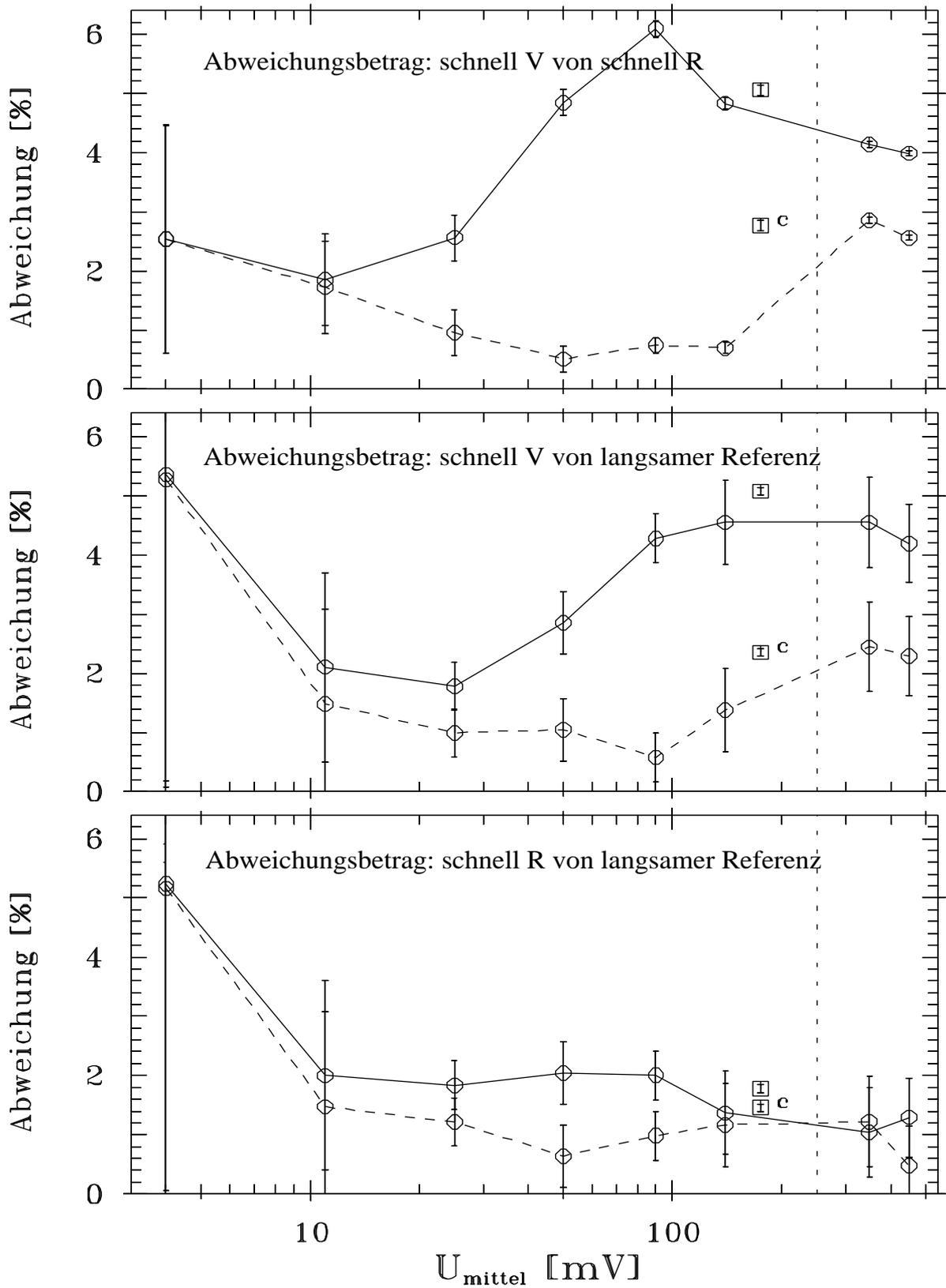


Abbildung 57: Detektor SL1: Zusammenfassung der Korrekturen von Schwarzkörperspektren bei verschiedenen Eichtemperaturen — durchgezogene Linie: Abweichungen vor Korrektur, gestrichelte Linie: Abweichungen nach Korrektur (weitere Erläuterungen siehe Text)

bzw. unkorrigierten schnellen Spektren (jeweils etwa 30 Einzelspektren für jede der Gitterdrehrichtungen) fallen die Fehlerbalken eher klein aus. Das mittlere Bild zeigt die über das Spektrum gemittelte betragsmäßige Abweichung des schnellen Vorwärtsspektrums vom langsamen Rückwärtsspektrum vor Korrektur und nach Korrektur. Die Darstellungsweise des oberen Bildes wurde beibehalten. Das untere Bild zeigt in der gleichen Darstellungsweise die betragsmäßige Abweichung des schnellen Rückwärtsspektrums vom langsamen Spektrum. Die Fehlerbalken der beiden unteren Bilder sind hauptsächlich gegeben durch die Unsicherheit des langsamen Spektrums aufgrund von Relaxationen oder Temperaturdrift des Schwarzen Körpers.

Generell kann man sagen, daß beim Detektor SL1 die Abweichung des mittleren schnellen Vorwärtsspektrums vom langsamen Spektrum größer ist als die Abweichung des mittleren schnellen Rückwärtsspektrums. Dies ist verständlich, da bei den Rückwärtsspektren das Signal zeitlich gesehen abfällt, und sich der Detektor so, was die Relaxationsdauer anbetrifft, in einem günstigeren Zustand befindet (siehe hierzu auch Unterkapitel 7.2.1). Generell geht im mittleren Signalbereich durch die Modellkorrektur die Abweichung der schnellen von den langsamen Spektren zurück. Bei niedrigeren Signalen ist aber erkennbar, daß die Modellkorrektur an ihre Grenzen stößt. Die Größe der Fehlerbalken nimmt bedingt durch Detektorrauschen zu niedrigen Signalen hin zu und der Hauptanteil der berechneten Abweichungen zwischen den Spektren ist auf Rauschen zurückzuführen. Auch bei höheren Signalen wird durch die Modellkorrektur keine so starke Verringerung der Abweichungen wie bei mittleren Signalen erreicht. Dies dürfte hauptsächlich dadurch bedingt sein, daß für den Detektor SL1 Labormessungen von Sprungantworten für Hubfaktoren zwischen 10 und 20 (die in den hier betrachteten Spektren auftreten) nur bis zu Signalen von etwa 100 mV vorliegen. Es ist daher zu vermuten, daß die Parametrisierung von Überschwinger, Unterschwinger und Zeitkonstanten bei hohen Signalen nicht mehr so gut ist (Extrapolation). Da die Abweichungen aber erst oberhalb des maximal während des CRISTA I-Fluges bei diesem Detektor erreichten Signals auftreten (senkrechte gestrichelte Linie in den drei Bildern), sollten sich negative Auswirkungen auf eine Korrektur der Flugspektren nicht ergeben. Die Abweichung des schnellen Rückwärtsspektrums wird durch die Relaxationskorrektur nicht so stark verringert wie die des schnellen Vorwärtsspektrums. Dies ist aber ebenfalls nicht zu erwarten, da die schnellen Rückwärtsspektren sowieso geringere Relaxationen aufweisen (daher werden die schnellen Rückwärtsspektren auch zur Absolutkalibration verwendet, siehe hierzu auch PREUSSE, 1995). Dies gibt das Modell also auch richtigerweise wieder. In der Abbildung sind ebenfalls Werte zu erkennen, die nicht mittels Linien mit den anderen verbunden sind (Quadrate). Hierbei handelt es sich um Werte der Wellenlängeneichung. Im wesentlichen verhalten sich diese Messungen, was die Abweichungen betrifft, wie die Werte der Absoluteichung.

Zusammenfassend kann bemerkt werden, daß im für die Flugkorrektur wichtigen Signalbereich eine deutliche Verbesserung erreicht wird (etwa um einen Faktor 2). Für die anderen CH₄-Kanäle ergibt sich ein ähnliches Bild.

2. Beispiel: Detektor SCL2

Ein weiterer interessanter Fall sind die beiden Kanäle SCL2 und SCL4 im langwelligigen Spektrometer, da diese zu beiden Seiten des Spektrums „Filterkanten“ aufweisen. An dieser Stelle soll aber nur auf den Detektor SCL2 näher eingegangen werden.

Abbildung 58 zeigt den Vergleich gemittelter schneller Vorwärts- und Rückwärtsspektren mit einem langsamen Referenzspektrum für den Detektor SCL2 bei einer Schwarzkörpertemperatur von 200 Kelvin (die Darstellungsweise entspricht derjenigen in Abb. 55 und Abb. 56). Abbildung 59 zeigt dieselben Spektren nach Durchführung der Relaxationskorrektur für die schnellen Spektren.

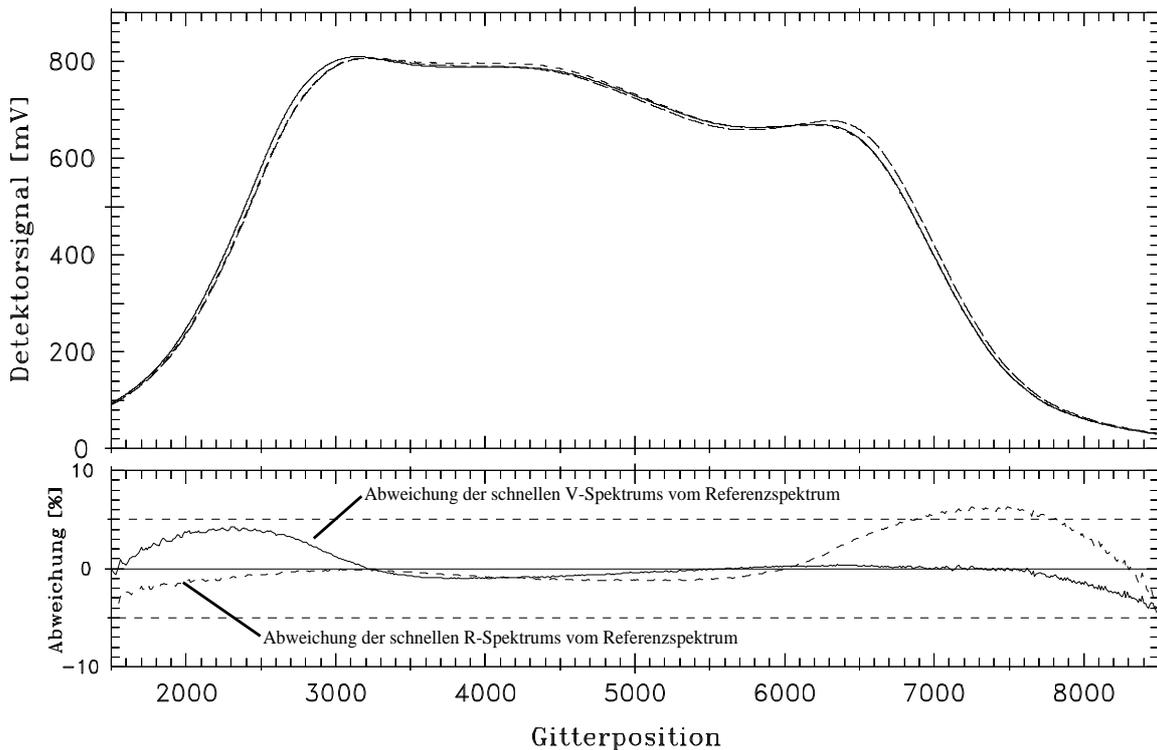


Abbildung 58: Detektor SCL2: bei einer Eichtemperatur von 200 K gemessene Schwarzkörperspektren vor Korrektur (weitere Erläuterungen siehe Text)

Man kann erkennen, daß die Abweichung zwischen schnellen und langsamen Spektren durch die Relaxationskorrektur wesentlich verkleinert wird. Die Abweichungen zu beiden Seiten des Spektrums im Bereich niedrigen Signals (in den Filterkanten) sind vermutlich teilweise durch Relaxationen des langsamen Spektrums zu erklären. Durch den Unterschwinger beim Signalwechsel nach unten liegt das langsame Spektrum vermutlich in den Filterkanten nach erfolgter Relaxationskorrektur über den schnellen Spektren.

Abbildung 60 zeigt die Zusammenfassung der Ergebnisse verschiedener Schwarzkörpertemperaturen für den Detektor SCL2. Es zeigt sich, daß die Modellkorrektur beim Detektor SCL2 Resultate liefert, die denen des Detektors SL1 in etwa vergleichbar sind, wenn auch die Korrektur bei niedrigem Signal nicht ganz so gut ist. Die Ursache hierfür könnte

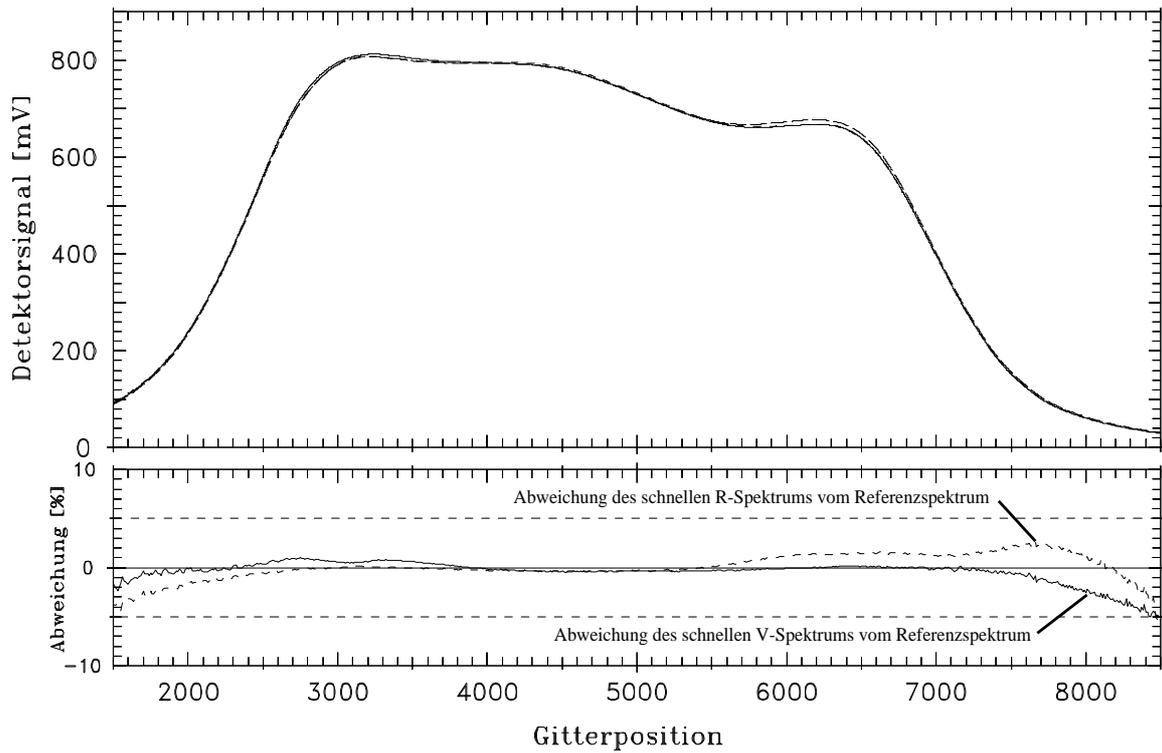


Abbildung 59: Detektor SCL2: bei einer Eichtemperatur von 200 K gemessene Schwarzkörperspektren nach Korrektur (weitere Erläuterungen siehe Text)

sein, daß der Detektor bei den Labormessungen von Sprungantworten durch langperiodische elektrische Schwingungen gestört war. Dies könnte die Genauigkeit der Auswertung von Sprungantworten bei niedrigem Signal beeinträchtigt haben.

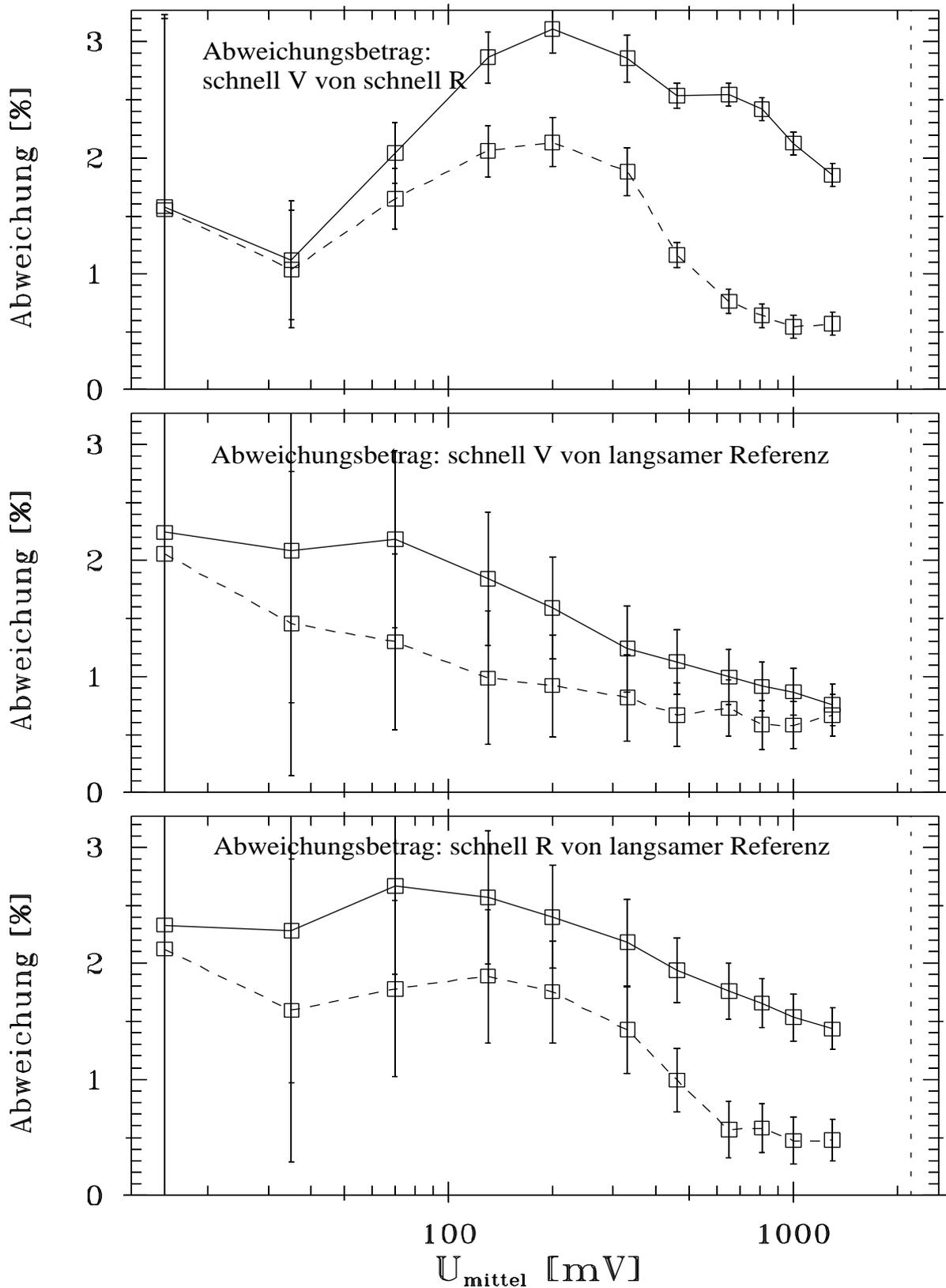


Abbildung 60: Detektor SCL2: Zusammenfassung der Korrekturen von Schwarzkörperspektren bei verschiedenen Eichtemperaturen — durchgezogene Linie: Abweichungen vor Korrektur, gestrichelte Linie: Abweichungen nach Korrektur (weitere Erläuterungen siehe Text)

3. Beispiel: Detektor SL5

Bei den anderen Detektoren wird eine Bewertung der Relaxationskorrektur umso schwieriger, je langwelliger diese messen. Insbesondere bei den „Temperaturkanälen“ (SL5, SCS6, SR6 und SCS8) ist die Signalvariation innerhalb eines Eichspektrums sehr gering. Bei diesen Kanälen ändert sich das Signal innerhalb eines Spektrums nur um etwa einen Faktor 1,1, während dieser Faktor bei den bisher in diesem Unterkapitel erwähnten Kanälen eher bei 10–20 liegt. Dies wird auch aus den Abbildungen 61 und 62 ersichtlich, die mittlere schnelle Spektren sowie ein langsames Referenzspektrum des Detektors SL5 bei einer Schwarzkörpertemperatur von 200 K vor und nach Relaxationskorrektur der schnellen Spektren zeigen.

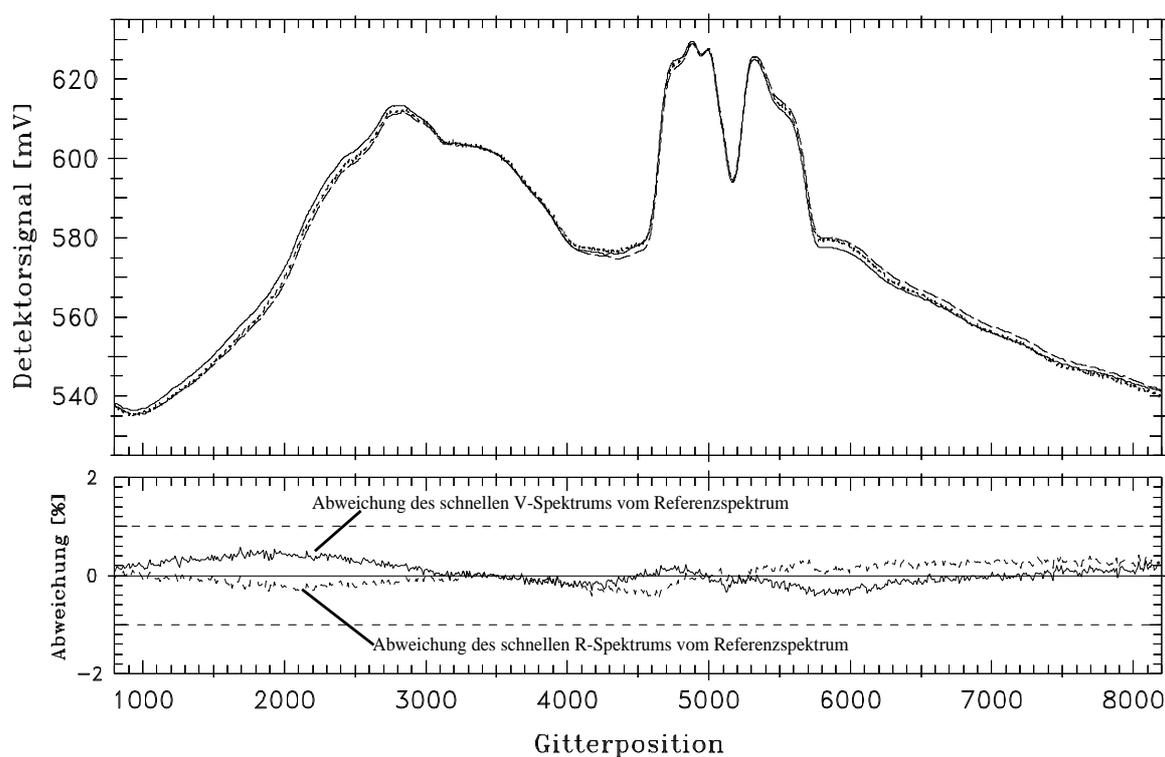


Abbildung 61: Detektor SL5: bei einer Eichtemperatur von 200 K gemessene Schwarzkörperspektren vor Korrektur, man beachte die Nullpunktsunterdrückung (weitere Erläuterungen siehe Text)

Was sofort auffällt, ist, daß aufgrund der nur geringen Signalvariationen die Abweichungen zwischen den Spektren bei diesem Detektor viel geringer sind als bei den Detektoren SL1 und SCL2.

In Abbildung 63 sind für den Detektor SL5 die Ergebnisse der Modellkorrektur bei verschiedenen Schwarzkörpertemperaturen (und somit verschiedenen mittleren Signalen) zusammengefaßt. Man erkennt, daß die Korrektur nicht ganz so gut ist, wie bei den bisher betrachteten Detektoren: Die Verringerung der Abweichungen ist in der Regel geringer als um einen Faktor 2. Bei den schnellen Rückwärtsspektren vergrößert sich sogar in einigen

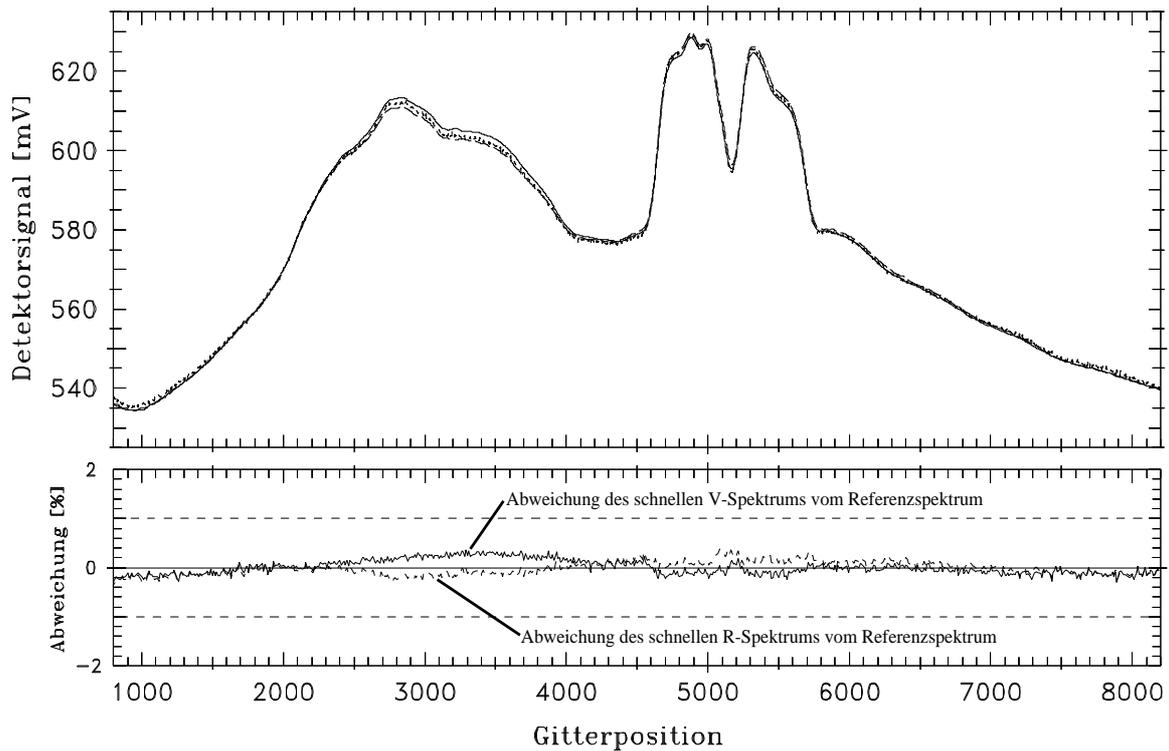


Abbildung 62: Detektor SL5: bei einer Eichtemperatur von 200 K gemessene Schwarzkörperspektren nach Korrektur (weitere Erläuterungen siehe Text)

Fällen die Abweichung zum langsamen Referenzspektrum (unteres Bild). Allerdings ist dies kaum signifikant, zieht man die Fehlerbalken in Betracht. Ursache für die schlechtere Korrektur ist vermutlich die nur geringe Signaländerung während eines Spektrums. Daher sind auch die Fehlerbalken, verglichen mit der Größe der Abweichung und der Korrektur, relativ groß. Hierdurch wird unter anderem auch der Unsicherheit der langsam gemessenen Referenzspektren Rechnung getragen, die hier eine Rolle spielen kann (hierzu siehe auch Kapitel 7.2.1). Dagegen verringert sich die Abweichung zwischen den mittleren schnellen Spektren generell (oberes Bild).

Es scheint also, als würde das Korrekturmodell auch bei nur geringen Signaländerungen während eines Spektrums noch brauchbare Ergebnisse liefern. Ähnliches Verhalten beobachtet man auch bei den anderen in diesem Kapitel nicht gesondert aufgeführten Detektoren. Allerdings nähert man sich dem Grenzbereich des verwendeten Korrekturverfahrens.

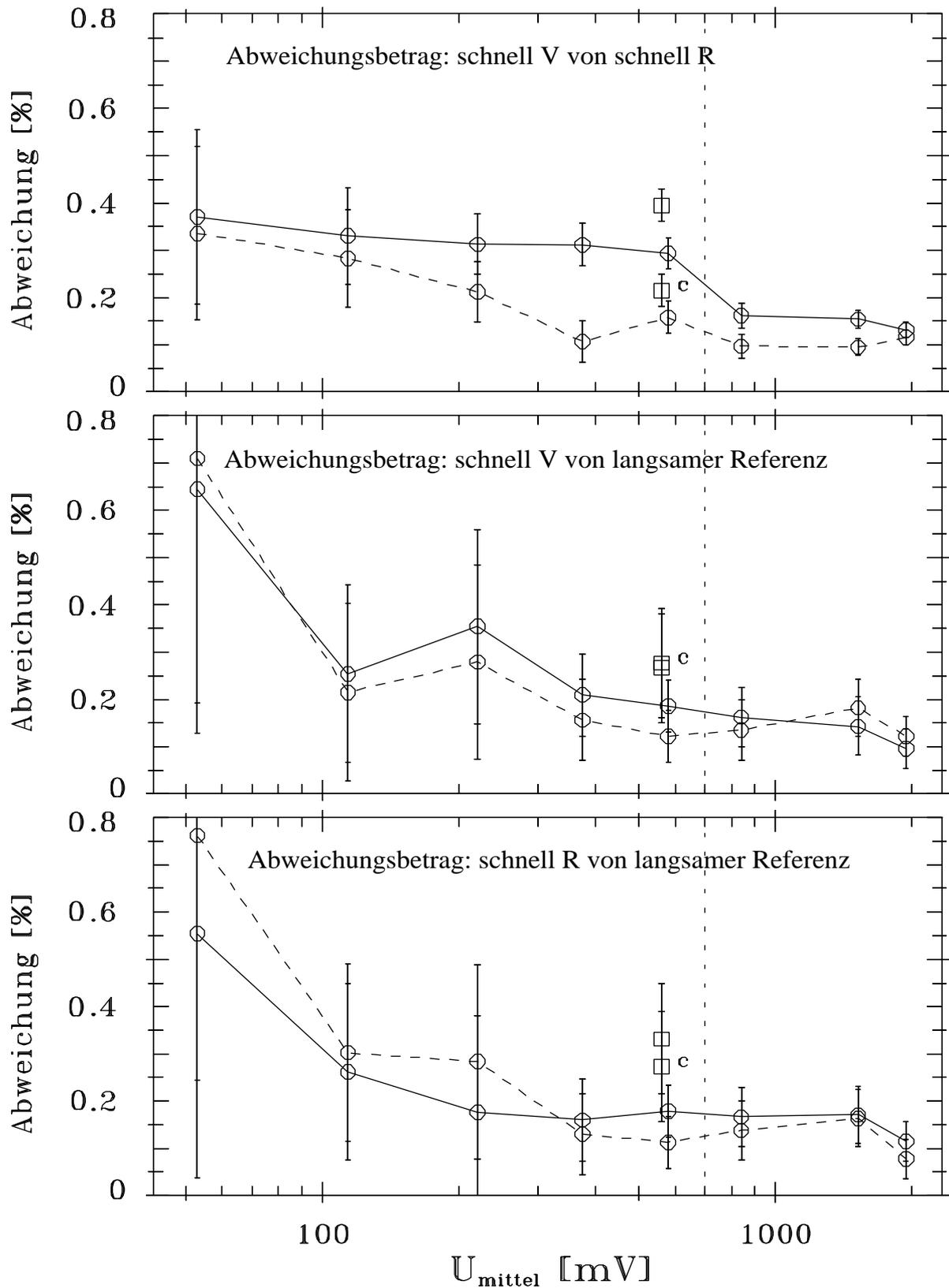


Abbildung 63: Detektor SL5: Zusammenfassung der Korrekturen von Schwarzkörperspektren bei verschiedenen Eichtemperaturen — durchgezogene Linie: Abweichungen vor Korrektur, gestrichelte Linie: Abweichungen nach Korrektur (weitere Erläuterungen siehe Text)

4. Beispiel: Detektor SR5

Anhand eines Korrekturbeispiels des Detektors SR5 soll nun ein Sonderfall dargestellt werden, der bei der hier verwendeten Methode der Validierung des Korrekturmodells beachtet werden muß. Führt man eine Relaxationskorrektur durch und vergrößert sich der mittlere Abweichungsbetrag zwischen mittlerem schnellem Vorwärts- und Rückwärtsspektrum, so können diese Spektren dennoch näher am langsamen Referenzspektrum liegen. Natürlich gilt auch die Umkehrung hiervon: die schnellen Spektren können nach Korrektur besser übereinstimmen, sich aber im Mittel vom langsamen Referenzspektrum entfernen. Zur Illustration des ersten Falls siehe Abbildung 64 und Abbildung 65. Die Abbildungen zeigen die gemittelten schnellen VR-Spektren sowie das langsame Rückwärtsspektrum für den Detektor SR5 bei einer Schwarzkörpertemperatur von 185 Kelvin aufgetragen gegen die Gitterposition.

Man kann erkennen, daß sich die Abweichung der schnellen Spektren zum langsamen Referenzspektrum nach erfolgter Relaxationskorrektur im Mittel verringert beziehungsweise in etwa gleich bleibt (wenn auch das hier gezeigte Beispiel eine eher schlechte Korrektur zeigt und keinen typischen Fall darstellt). Die Abweichung zwischen mittlerem schnellem Vorwärtsspektrum und mittlerem schnellem Rückwärtsspektrum vergrößert sich allerdings.

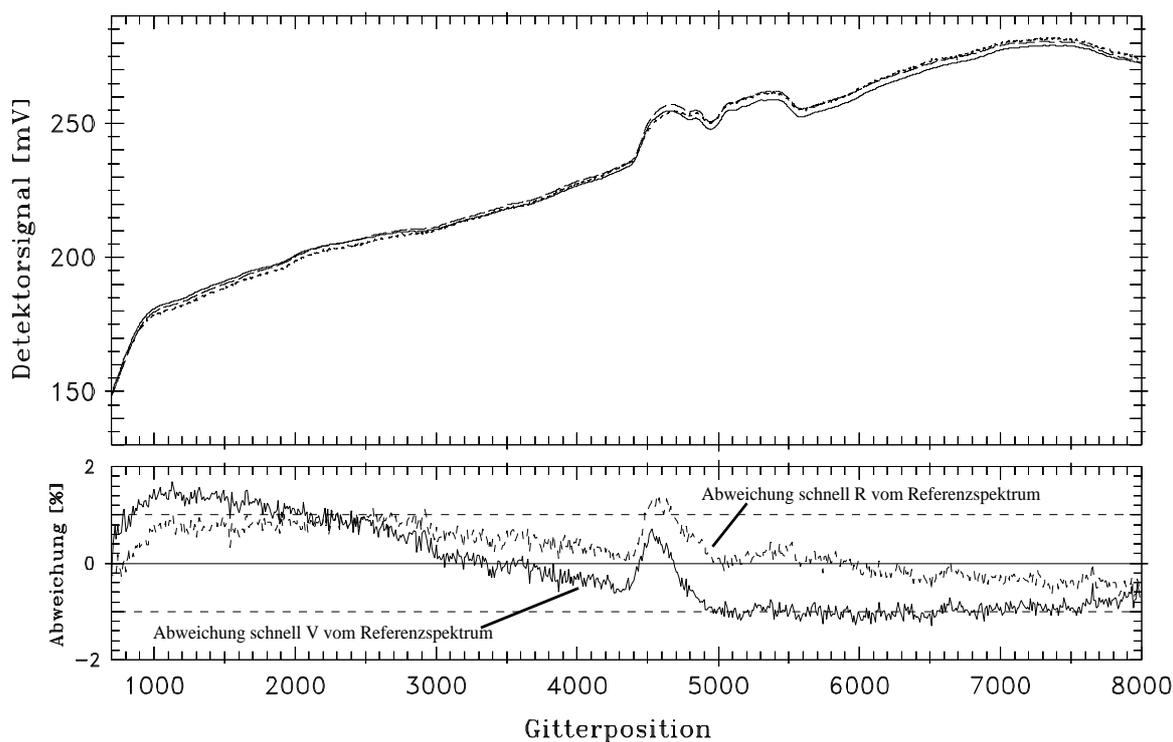


Abbildung 64: Abweichung „vorwärts und rückwärts schnell“ von „rückwärts langsam“ für den Detektor SR5 vor Relaxationskorrektur, $T=185$ K (näheres siehe Text).

Anhand der Abbildungen 64 und 65 kann man ebenfalls erkennen, daß die Korrektur des Modells (außer in Sonderfällen) im Bereich von 1–2 % an die Grenzen der mit dieser Me-

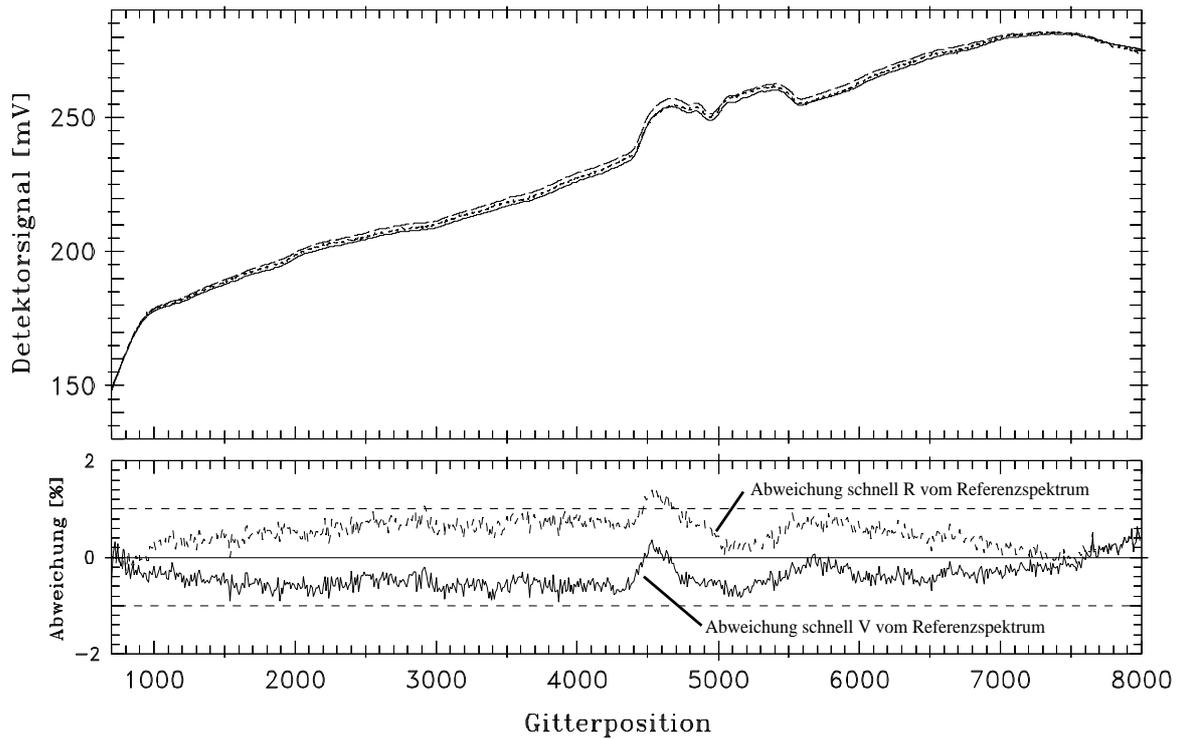


Abbildung 65: Abweichung „vorwärts und rückwärts schnell“ von „rückwärts langsam“ für den Detektor SR5 nach Relaxationskorrektur, $T=185$ K (näheres siehe Text).

thode erreichbaren Genauigkeit stößt. Dies ist allerdings für die weitere Vorgehensweise ausreichend.

7.3 Validierung des Si:Ga-Korrekturmodells anhand gemessener Flugspektren (CRISTA I)

Die Situation während der CRISTA-Flüge unterscheidet sich wesentlich von derjenigen während der verschiedenen Kalibrationen im Labor. So ist beispielsweise eine Messung von langsamen Referenzspektren nicht sinnvoll, da der Satellit innerhalb von 90 Sekunden — der typischen Dauer eines langsamen Spektrums während der Kalibrationen — eine Strecke von etwa 720 km zurücklegt. Über eine so große Strecke kann das von CRISTA gemessene atmosphärische Signal aber nicht als konstant angesehen werden, da die Erdatmosphäre selbst stark variabel ist (siehe hierzu die Einleitung). Aus denselben Gründen ist es nicht sinnvoll, wie bei den im Labor gemessenen Eichspektren mittlere schnelle Spektren zu berechnen.

Also ist eine Validierung nur anhand von unmittelbar nacheinander gemessenen schnellen Vorwärts-Rückwärts-Einzelspektren sinnvoll. Daher wurden während beider CRISTA-Flüge spezielle Meßmoden verwendet, in denen *vor Ausführung eines Höhengschritts* mittels des Schwenkspiegels des jeweiligen Teleskops *Spektren in beiden Gitterdrehrichtungen* aufgenommen wurden („Messung von VR-Spektren“, siehe hierzu auch Abbildung 66). Der Intensitätsverlauf in Abhängigkeit von der Wellenlänge (bzw. Gitterposition des Spektrometergitters) sollte bei den beiden auf derselben Höhenstufe aufeinanderfolgenden Spektren fast identisch sein, da von Beginn des Spektrums in der einen Drehrichtung bis zum Ende des Spektrums in der anderen Gitterdrehrichtung nur 2 Sekunden vergehen. In dieser Zeit legt der Satellit eine Strecke von lediglich 16 km zurück. Über diese Strecke sollte die Atmosphäre in einer festen Höhe relativ konstant sein. Außerdem wird durch das Verfahren der Horizontsondierung die Strahlung entlang des Sehstrahls aufintegriert (über etwa 200 km), was eine zusätzliche Glättung der gemessenen Strahlungsdichten bewirkt (siehe hierzu RIESE, 1995).

Unterschiede zwischen den auf einer Höhenstufe aufeinanderfolgenden Spektren verschiedener Gitterdrehrichtungen sind also hauptsächlich auf Relaxationseffekte zurückzuführen. Die Verringerung der Abweichungen ist daher ein Maß für die Güte der Relaxationskorrektur der Flugdaten.

7.3.1 Ergebnisse für normale Spektren der VR-Meßmoden (CRISTA I)

Während des CRISTA I-Fluges wurden zwei verschiedene Meßmoden verwendet, in denen VR-Spektren gemessen wurden: die Meßmoden VR-1 und VR-2 (siehe hierzu auch Tabelle 5). Diese beiden Meßmoden wurden ähnlich ausgelegt wie die während des Fluges hauptsächlich verwendeten Meßmoden 1 und 2, um die Ergebnisse der Validierung besser auf diese übertragen zu können. Im folgenden werden die Meßmoden VR-1 und VR-2 kurz beschrieben.

Meßmode VR-2:

Abbildung 66 zeigt den zeitlichen Signalverlauf des Detektors SL3 während eines Höhenscans im Meßmode VR-2.

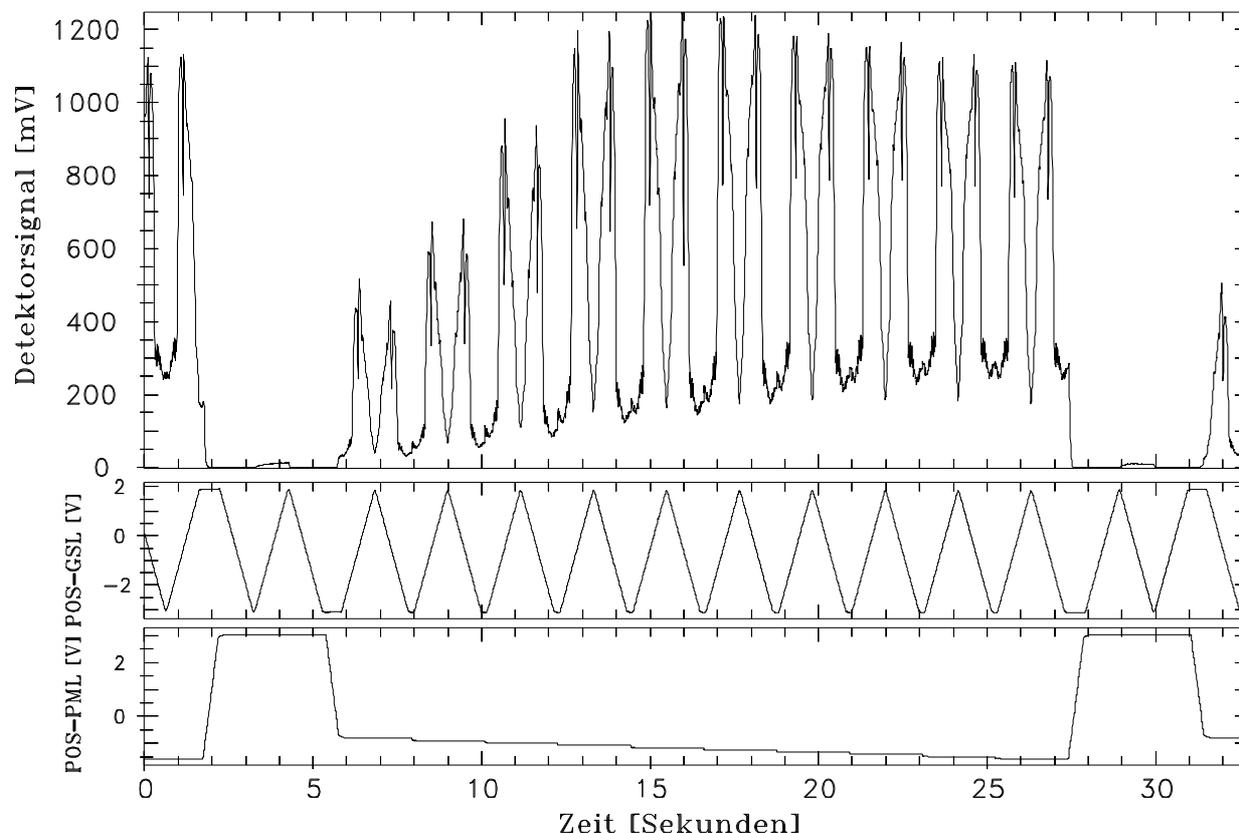


Abbildung 66: Detektor SL3: Höhenscan im Meßmode VR-2.

Oberes Bild: zeitlicher Verlauf des Detektorsignals, mittleres Bild: zeitlicher Verlauf der Spektrometergitterposition (POS-GSL), unteres Bild: zeitlicher Verlauf der Primärspiegelposition (POS-PML). Zwischen Spektrometergitterposition und Wellenlänge sowie zwischen Primärspiegelposition und Tangentenhöhe besteht jeweils näherungsweise ein linearer Zusammenhang (mit jeweils positiver Steigung).

Man kann erkennen, daß in den Bereichen konstanter Primärspiegel-Positionsspannung die Spektrometergitterposition zweimal den kompletten Bereich durchläuft, wobei sich die Richtung umkehrt. Es werden also zwei Spektren in einer Höhenstufe durchlaufen. Durch die Umkehrung der Wellenlängenrichtung bei aufeinanderfolgenden Spektren erscheinen die spektralen Signaturen im zeitlichen Verlauf paarweise gespiegelt (siehe beispielsweise den Bereich von $t=8$ sec bis $t=10$ sec in Abbildung 66). Daher sind die in Vorwärts- und Rückwärtsspektren auftretenden Relaxationseffekte in der Regel deutlich voneinander verschieden.

Ein Höhenscan im Meßmode VR-2 dauert etwa 23 Sekunden (einschließlich der Null- und Eichlichtspektren). Dies entspricht etwa der Dauer eines Höhenscans im Meßmode 2. Aller-

dings ist der Höhenschritt zwischen benachbarten Höhenstufen im Meßmode VR–2 doppelt so groß (etwa 3 km) wie im Meßmode 2 (etwa 1,5 km). Da die Anzahl der Spektren pro Höhenscan ungerade ist, ändert sich die Drehrichtung des auf einer Höhenstufe zuerst gemessenen Spektrums von Höhenscan zu Höhenscan. Die Abfolge der Drehrichtungen ist also in einer festen Höhenstufe bei einem Höhenscan Vorwärts/Rückwärts (VR) und bei dem darauffolgenden Höhenscan Rückwärts/Vorwärts (RV). Dies hat eine Änderung im zeitlichen Signalverlauf und so auch eine Änderung der auftretenden Relaxationen zur Folge. Entsprechend unterscheiden sich die Höhenscans in Meßmode 2, abhängig davon, mit welcher Gitterdrehrichtung ein Höhenscan beginnt. Dies wird durch das verwendete Korrekturmodell automatisch berücksichtigt, da eine Korrektur auf dem vorliegenden zeitlichen Signalverlauf selbst aufbaut (siehe Kapitel 6).

Meßmode VR–1:

Für Mode VR–1 gilt ebenso wie für Mode VR–2, daß die Anzahl der Spektren pro Höhenscan ungerade ist, und man muß unterscheiden in VR und RV. Allerdings ist dies anders als im Meßmode 2 in Meßmode Mode 1 nicht der Fall. Außerdem ist der Höhenschritt in den Meßmoden 1 und VR–1 gleich groß (1,5 km). Bei gleichem überdeckten Höhenbereich erhält man eine Dauer von etwa 89 Sekunden für einen Höhenscan im Meßmode VR–1. Dagegen dauert ein Höhenscan im Meßmode 1 nur etwa 46 Sekunden.

Zusammenfassung der Ergebnisse:

Anders als bei den Eichspektren sind die während der CRISTA–Missionen gemessenen Atmosphärenspektren stärker strukturiert. Dies ist auch bei den „Temperaturkanälen“ (SL5, SCS6 und SR6) der Fall, deren Eichspektren nur geringe Signalvariationen aufweisen. So zeigt Abbildung 67 bei einer Tangentenhöhe von etwa 20 km im Meßmode VR–1 gemessene VR–Spektren vor Relaxationskorrektur. Die Abfolge in diesem Höhenscan war RV, das Vorwärtsspektrum (durchgezogene Linie) wurde also zeitlich unmittelbar nach dem Rückwärtsspektrum (gestrichelte Linie) gemessen. Die mittlere betragsmäßige Abweichung zwischen diesen beiden Spektren liegt bei etwa 2% und ist damit wesentlich größer als bei im Labor gemessenen Eichspektren (siehe Kapitel 7.2). Abbildung 68 zeigt die Spektren aus Abb. 67 nach Korrektur. Die Abweichung zwischen Vorwärts– und Rückwärtsspektrum wird durch die Korrektur deutlich verringert.

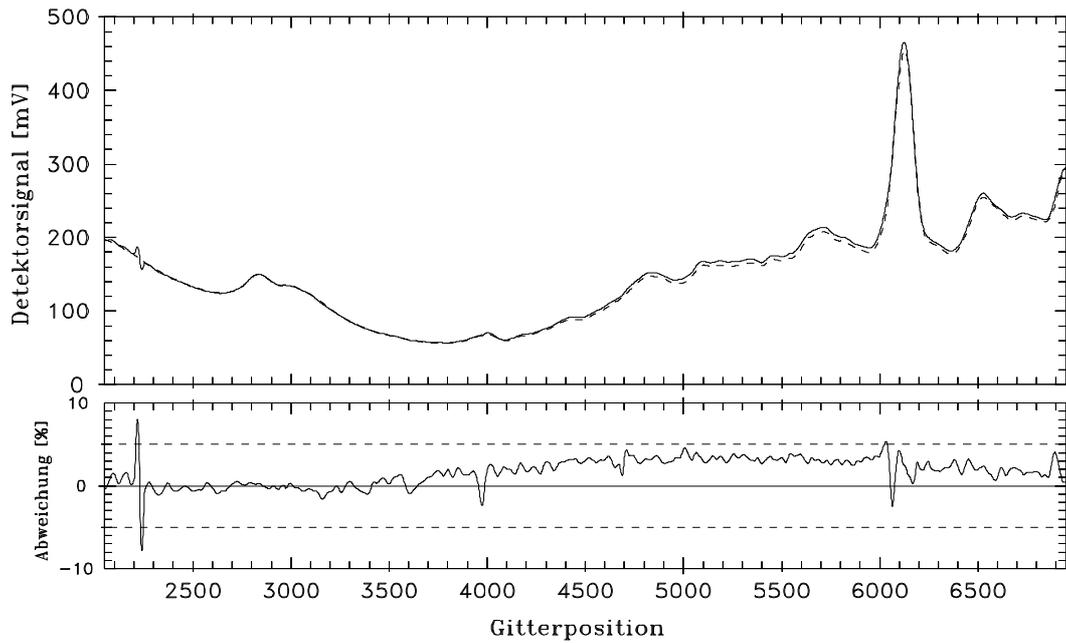


Abbildung 67: Detektor SL5: Meßmode VR1, Spektren bei 20 km Tangentenhöhe vor Korrektur. Oberes Bild: Signalverlauf in Abhängigkeit von der Gitterposition (durchgezogene Linie: Vorwärtsspektrum, gestrichelte Linie: Rückwärtsspektrum), unteres Bild: Abweichung zwischen den Spektren

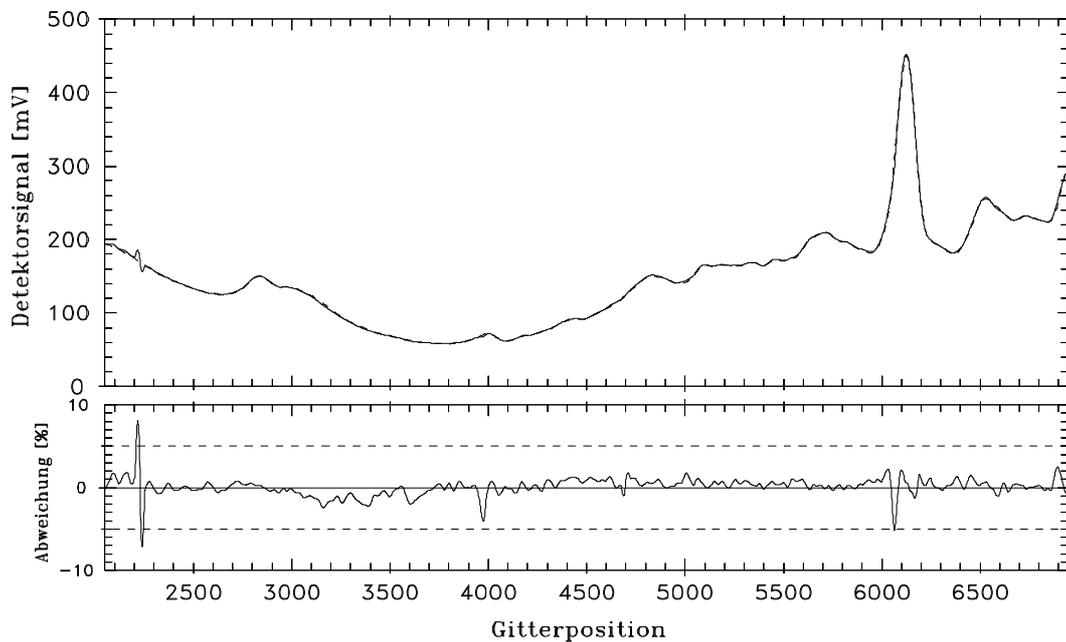


Abbildung 68: Detektor SL5: Meßmode VR1, Spektren bei 20 km Tangentenhöhe nach Korrektur. Oberes Bild: Signalverlauf in Abhängigkeit von der Gitterposition (durchgezogene Linie: Vorwärtsspektrum, gestrichelte Linie: Rückwärtsspektrum), unteres Bild: Abweichung zwischen den Spektren

Abbildung 69 zeigt die mittlere betragsmäßige Abweichung der VR-Spektren in Abhängigkeit von der Tangentenhöhe für den Detektor SL5. Das linke Bild stellt einen Höhenscan im

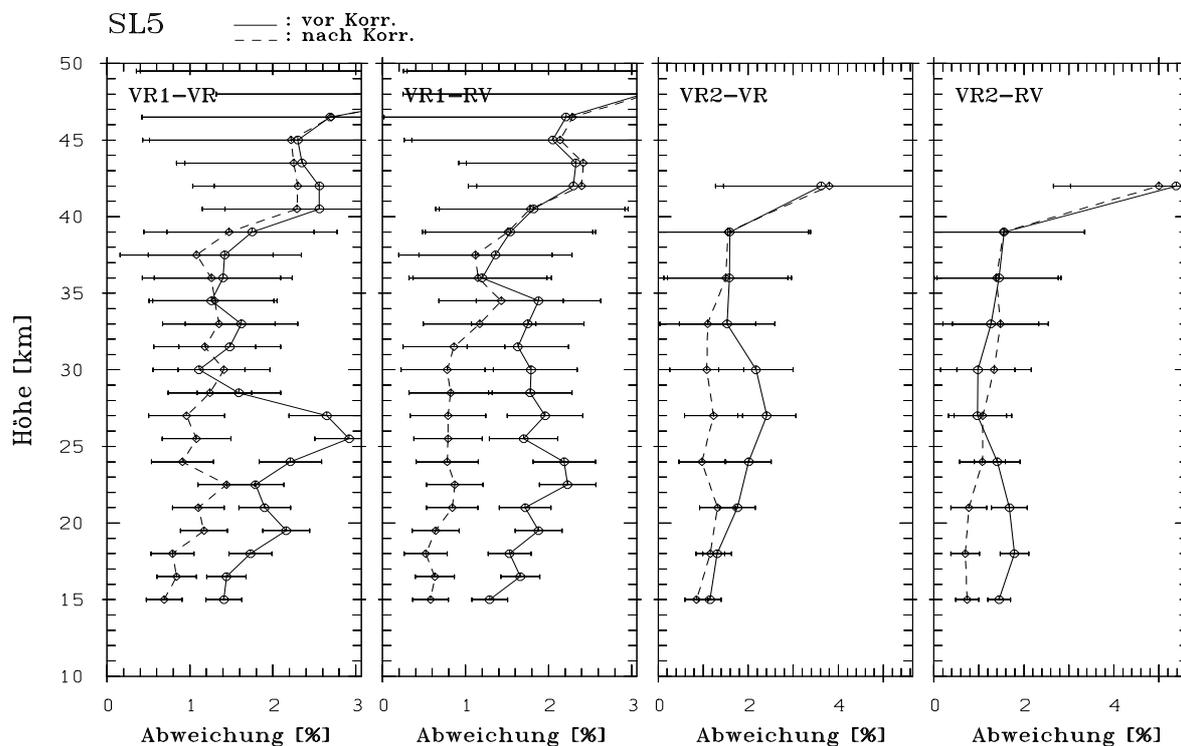


Abbildung 69: Detektor SL5: VR-Abweichung in Abhängigkeit von der Tangentenhöhe.

Die linken beiden Teilabbildungen zeigen den Meßmode VR-1, die rechten beiden den Mode VR-2.

Meßmode VR-1 mit der Abfolge VR dar, das halblinke Bild mit der Abfolge RV. Analog zeigt das halbrechte Bild das Ergebnis für einen Höhenscan des VR-2 Meßmodes mit der Abfolge VR und das rechte Bild das Ergebnis für die Abfolge RV.

Die mit einer durchgezogenen Linie verbundenen Symbole geben die mittlere betragsmäßige Abweichung vor Relaxationskorrektur an. Die mit einer gestrichelten Linie verbundenen Symbole geben die mittlere betragsmäßige VR-Abweichung nach Korrektur an. Die angegebenen Fehlerbalken entsprechen im wesentlichen dem Detektorrauschen und stellen in den niedrigen Tangentenhöhen eine konservative Abschätzung dar. Bei großen Tangentenhöhen ist die mittlere betragsmäßige Abweichung zwischen den Spektren nicht auf Relaxationseffekte, sondern hauptsächlich auf Detektorrauschen zurückzuführen. Daher entsprechen bei großen Höhen die eingezeichneten Fehlerbalken in etwa der berechneten Abweichung zwischen den Spektren. Man kann erkennen, daß in niedrigen Tangentenhöhen durch die Relaxationskorrektur die mittlere betragsmäßige Abweichung zwischen Vorwärts- und Rückwärtsspektren, die jeweils unmittelbar nacheinander in der gleichen Tangentenhöhe gemessen wurden, um etwa einen Faktor 2 verringert wird.

Abbildung 70 zeigt die mittleren betragsmäßigen Abweichungen der gleichen Höhenscans

für den Detektor SL3. Hier ist in manchen Höhenbereichen eine deutlichere Verbesserung

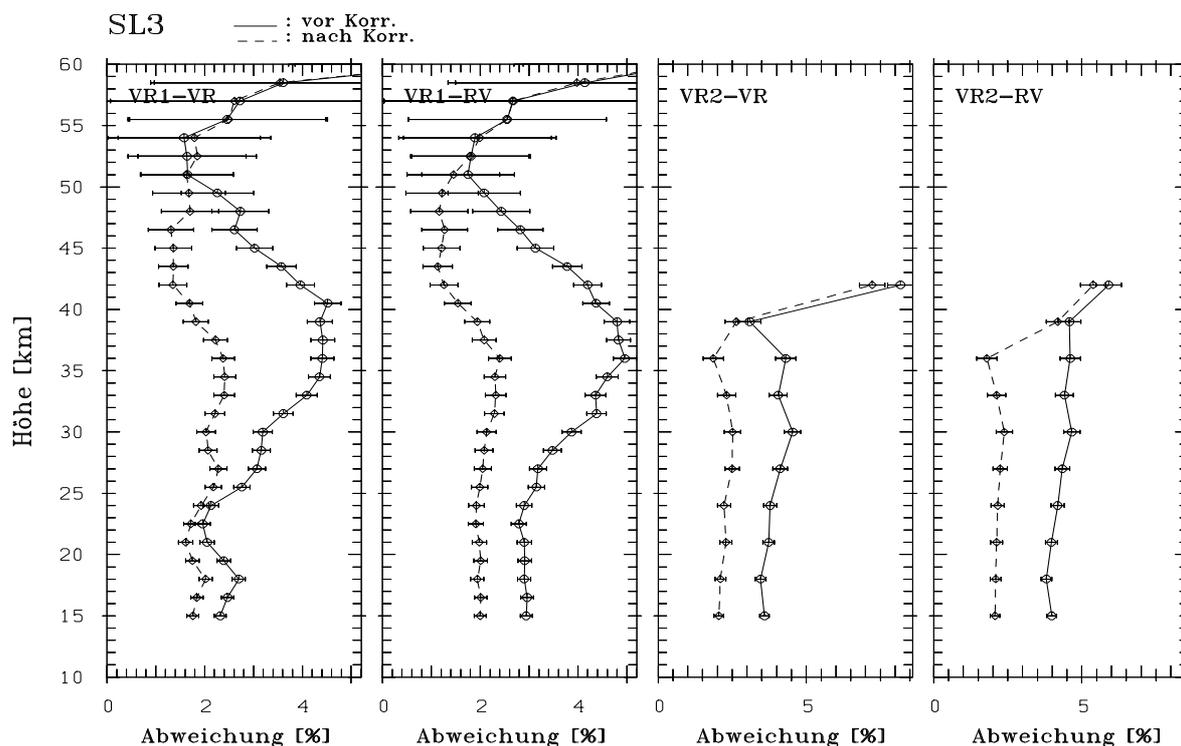


Abbildung 70: Detektor SL3: VR-Abweichung in Abhängigkeit von der Tangentenhöhe.

Die linken beiden Teilabbildungen zeigen den Meßmode VR-1, die rechten beiden den Mode VR-2.

zu erkennen. Die Abweichungen sind bei diesem Detektor generell größer als bei SL5.

Auffällig ist die große Abweichung in der obersten Höhenstufe des VR-2 Modes. Hier kommt es durch den starken Signalwechsel aus dem Nullspektrum heraus zu verstärkten Relaxationen, die das Korrekturmodell auch nicht richtig beschreiben kann. Grund hierfür können fehlende Messungen von Sprungantworten bei den hierbei auftretenden großen Hubfaktoren sein. Während der Nullspektren blicken die CRISTA-Teleskope in den kalten Weltraum und die Detektoren zeigen praktisch Nullsignal. Diese Bedingungen sind im Labor nur schwer zu erzeugen. Die daher erforderliche Extrapolation der Parametrisierungen von Überschwinger, Unterschwinger und Zeitkonstanten könnte aus diesem Grund nicht ausreichend genau sein.

Abbildung 71 schließlich zeigt die mittleren betragsmäßigen Abweichungen für den Detektor SCL2. Man beachte, daß der Höhenbereich zu größeren Höhen hin verschoben ist, da das SCL-Spektrometer bei größeren Tangentenhöhen mißt. Auch hier ist eine deutliche Verbesserung hinsichtlich der VR-Abweichungen zu vermerken.

Generell wird durch die Relaxationskorrektur in den unteren Höhenstufen eines Höhenscans eine deutliche Verbesserung der Übereinstimmung der VR-Spektren erreicht. Zu größeren Höhen hin verringert sich die mittlere betragsmäßige Abweichung zunächst. Da die Signal-

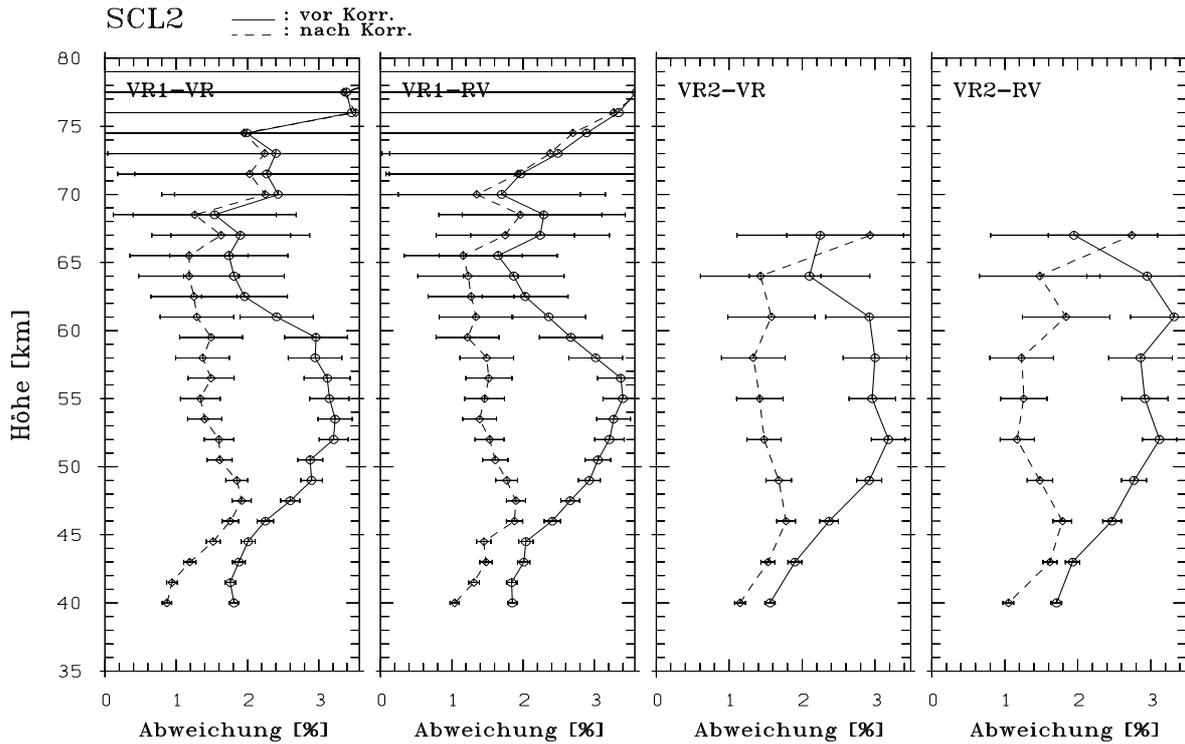


Abbildung 71: Detektor SCL2: VR-Abweichung in Abhängigkeit von der Tangentenhöhe. Die linken beiden Teilabbildungen zeigen den Meßmode VR-1, die rechten beiden den Mode VR-2.

höhe sich verringert, verlängern sich die Zeitkonstanten der Relaxationen, und hierdurch verringern sich die Abweichungen benachbarter Spektren. Zu noch größeren Höhen hin steigt die Abweichung der VR-Spektren wieder an, was hauptsächlich durch Instrumentenrauschen bedingt ist.

Diese Effekte werden durch das Korrekturmodell anscheinend in ausreichender Weise berücksichtigt. Allerdings sollte bemerkt werden, daß eine Verringerung der VR-Abweichungen nichts über die eigentliche Größe der erfolgten Korrektur aussagt, sondern lediglich über die Unterschiede der Korrektur aufeinanderfolgender Spektren. Es ist in Einzelfällen durchaus möglich, daß die Größe der Korrektur 15% erreicht, die Abweichung aufeinanderfolgender VR-Spektren aber viel geringer ist. Ursache hierfür kann beispielsweise die Signaländerung am Ende eines Höhenscans von hohem auf niedriges Signal sein. Die hierdurch verursachte Relaxation läuft wegen des geringen Detektorsignals in den oberen Höhenstufen nur sehr langsam ab, weshalb es kaum zu großen Unterschieden zwischen aufeinanderfolgenden Spektren kommt.

Im allgemeinen ist eine Verringerung von vorhandenen Vorwärts-/Rückwärts-Unterschieden ein gutes Maß für die Qualität einer erfolgten Relaxationskorrektur. Allerdings stellt diese Verringerung kein hinreichendes Kriterium für eine gute Korrektur dar. Andererseits ist eine Vergrößerung der Vorwärts-/Rückwärts-Unterschiede nur Indiz für eine schlechte Korrek-

tur. Dennoch kann durch die Korrektur eine Verbesserung der Absolutwerte erreicht worden sein. Daher sind Untersuchungen, in denen ein Referenzspektrum zur Verfügung steht, von besonderer Bedeutung — wie beispielsweise die Untersuchung von „Wolkenspektren“ (siehe Kapitel 7.3.2).

7.3.2 Spezialfall: stabile Wolken in den unteren Höhenstufen

Die Spurengasspektren in den VR-Meßmoden liefern — wie oben dargestellt — nur eine relative Prüfung des Korrekturmodells. Eine Prüfung der absoluten Größe der Korrektur ist im Flug schwer zu erreichen. Sie wird näherungsweise realisiert mit Hilfe von „Wolkenspektren“ in einem Spezialfall der Vorwärts-Rückwärts Meßmoden. „Wolkenspektren“ können in den unteren Höhenstufen der Höhengans auftreten (siehe Abbildung 72).

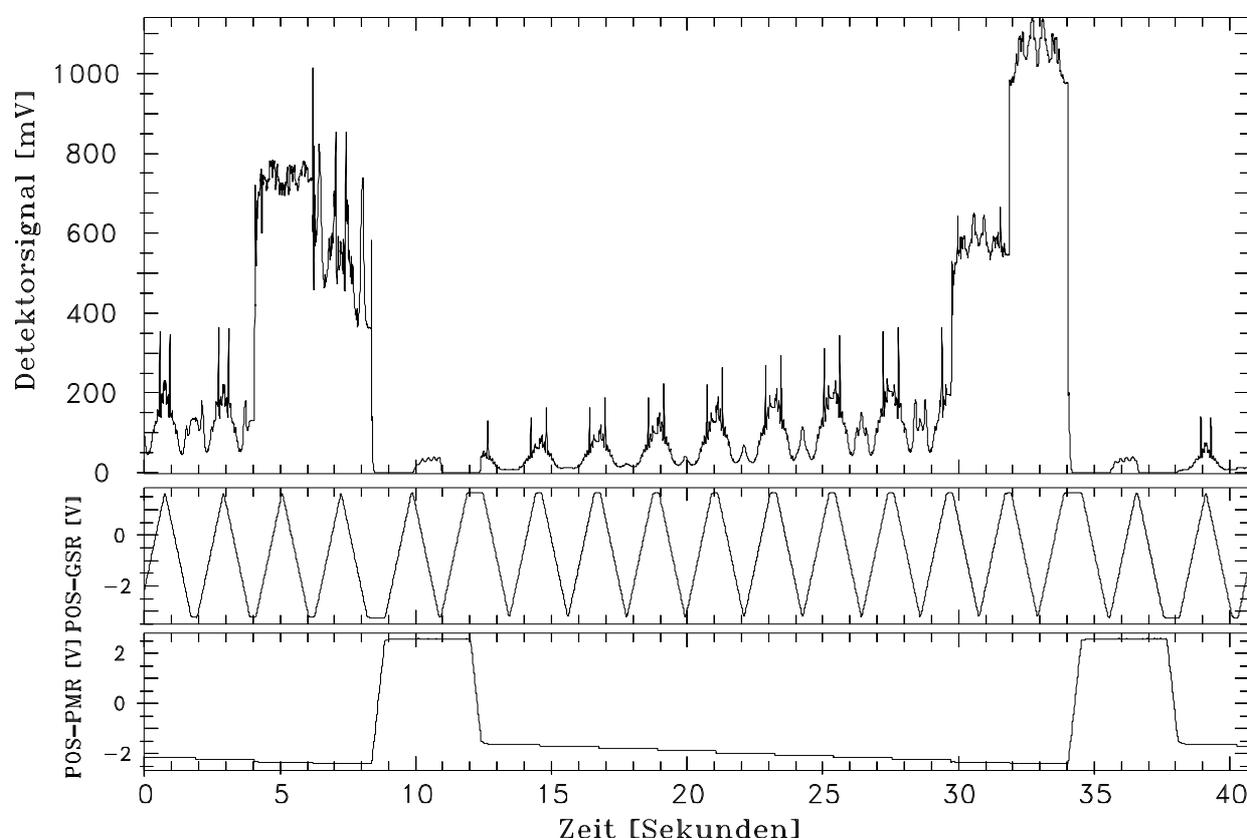


Abbildung 72: Detektor SR6: Höhengans mit Wolken in den unteren beiden Höhenstufen im Meßmode VR-2

Bei Spektren von Wolken handelt es sich nicht um entlang des Sehstrahls aufintegrierte Strahlungsintensität. Vielmehr blickt das Teleskop auf eine Art Schwarzkörper oder Graukörper. Dies macht sich vor allem durch eine stark erhöhte beobachtete Strahlungsintensität bemerkbar (siehe Abb. 72 im Bereich von 4 bis 8 Sekunden und von 30 bis 34 Sekunden). Außerdem sind in den Spektren meist keine ausgeprägten spektralen Signaturen vorhanden (verglichen mit den bei größeren Höhen gemessenen Spektren). In dieser Hinsicht

sind diese Spektren den während der Absolutkalibration gemessenen ähnlich.

Da Wolkenformationen sowohl horizontal als auch vertikal stark variabel sind, kann man nicht unbedingt damit rechnen, daß in den VR-Meßmoden Vorwärts- und Rückwärtsspektren einer Höhenstufe fast identisch sind. Dennoch kann dieses manchmal der Fall sein. In dieser Arbeit wird ein solcher Fall „stabile Wolke“ genannt, was aber nichts mit der physikalischen Lebensdauer der betrachteten Wolke zu tun hat; vielmehr ist damit gemeint, daß sich das von CRISTA gemessene Signal nicht stark ändert. Ist dies der Fall, kann anhand dieser Spektren eine weitere Art der Validierung des Korrekturmodells erfolgen.

Abbildung 73 zeigt VR-Spektren einer „stabilen Wolke“. Die VR-Spektren wurden in der

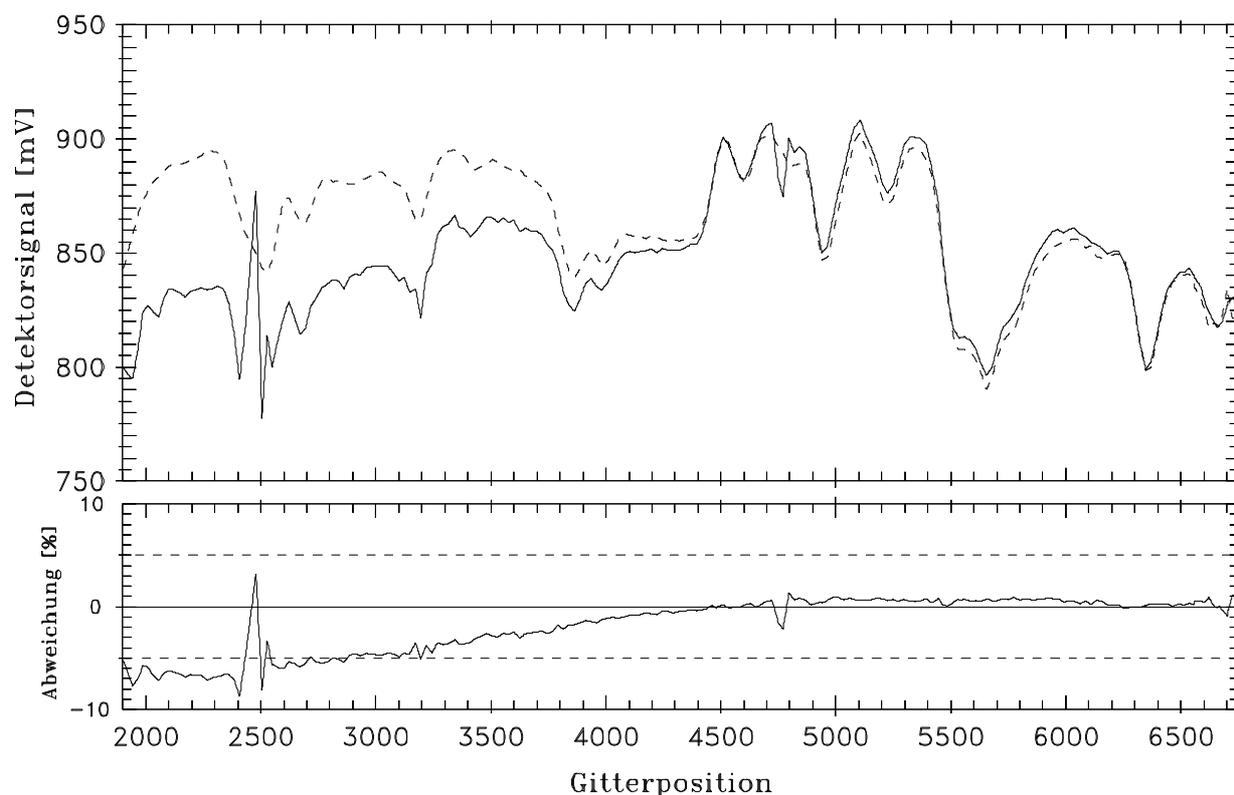


Abbildung 73: Detektor SR6: Wolkenspektrum bei CRISTA I vor Korrektur

Abfolge „VR“ gemessen. Der zeitliche Verlauf innerhalb der Abbildung ist also wie folgt: zuerst wurde das durchgezogene Spektrum von links nach rechts gemessen und danach das gestrichelte von rechts nach links. Da dem Wolkenspektrum mit relativ hohem Signal „normale“ Flugspektren mit niedrigerem Signal vorangehen (siehe Abb. 72), geht dem Vorwärts-Wolkenspektrum in Abb. 73 ein relativ großer Signalsprung voraus, der auch eine entsprechend große Detektorrelaxation zur Folge hat.

Je nach Signalhöhe kann man den mehr oder weniger breiten Unterschwinger dieser Relaxation erkennen (siehe Abb. 73). In Abbildung 73 reicht der Unterschwinger der Relaxation etwa bis zu einer Gitterposition von 4300. Oberhalb dieser Gitterposition stimmen Vorwärts- und Rückwärtsspektrum relativ gut überein, was ein Anzeichen dafür ist, daß

eine stabile Wolke vorliegt. Der Überschwinger wird durch den relativ langsamen Signalanstieg verschliffen und ist in der Abbildung nicht zu sehen, zumal in dieser Darstellung ein Teil des Relaxationsverlaufs links abgeschnitten ist. Da das Spektrometergitter währenddessen steht, kann dieser Teil nicht gegen die Gitterposition bzw. die Wellenlänge aufgetragen werden. Das Rückwärtsspektrum ist quasi relaxationsfrei, da die Relaxation des Sprungs in die Wolke schon im Vorwärtsspektrum ausgeklungen ist und danach keine wesentlichen Signaländerungen mehr erfolgen.

Dies bedeutet, daß hiermit — anders als bei den „normalen“ Flugspektren — eine absolute Referenz für die Relaxationskorrektur vorliegt. Zumindest ist dies der Fall, wenn das Signal nicht zu stark driftet. Außerdem sollte das Signal hoch genug sein, damit die Relaxation schon während des ersten Spektrums ausklingt. Durch die Modellkorrektur wird

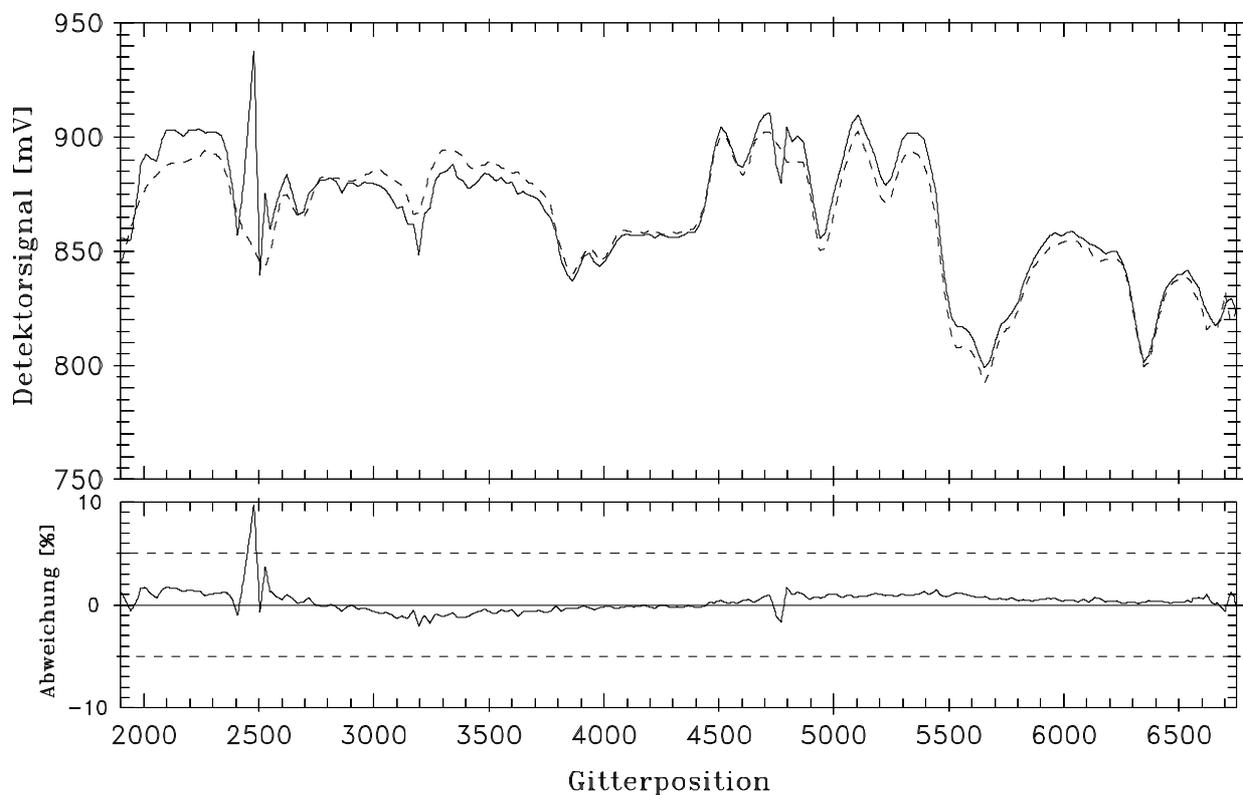


Abbildung 74: Detektor SR6: Wolkenspektrum bei CRISTA I nach Korrektur

die Abweichung durch den Unterschwinger verringert, wobei das Modell am Anfang etwas überkorrigiert (siehe hierzu Abb. 74).

Eine Übersicht über die Güte der Korrektur in den Wolken für verschiedene Detektoren liefert Tabelle 9. Der in der Tabelle angegebene mittlere Verbesserungsfaktor stellt das Verhältnis der mittleren betragsmäßigen Abweichungen zwischen Vorwärts- und Rückwärtsspektrum vor und nach Korrektur dar, wobei über verschiedene Wolkenspektren gemittelt wurde. Es wurden nur die Si:Ga-Detektoren aufgeführt, bei denen eine Relaxationskorrektur der Flugdaten erfolgt. Die Detektoren SCL2 und SCL4 wurden allerdings ebenfalls nicht

Tabelle 9: Korrektur des Unterschingers in Wolken bei CRISTA I

Detektor	mittlerer Verbesserungsfaktor
SL1	1,93
SL2	1,52
SL3	1,16
SL4	2,10
SL5	1,78
SCS1	1,81
SCS3	0,80
SCS5	1,53
SCS6	1,93
SCS8	1,85
SR1	2,11
SR2	1,58
SR3	1,86
SR5	3,10
SR6	3,37

aufgeführt, obwohl bei diesen eine Relaxationskorrektur der Flugspektren erfolgt, da deren niedrigste Tangentenhöhe (ca. 40 km) zu hoch liegt, um noch Wolken sehen zu können.

Die in der Tabelle angegebenen Werte wurden — um die Empfindlichkeit des Verfahrens zu erhöhen — nicht immer aus den mittleren betragsmäßigen Abweichungen über das gesamte Spektrum berechnet, sondern zum Teil nur über den Bereich signifikanter Abweichungen (in Abb. 73 also beispielsweise nur im Bereich von Gitterposition 1900 bis 4300). Generell kann bemerkt werden, daß die Relaxationskorrektur im Mittel über alle Detektoren eine Verbesserung um etwa einen Faktor 2 bewirkt.

Auffällig ist, daß bei allen Spektrometern die Relaxationskorrektur der Wolkenpektren in den Ozonkanälen (den Detektoren SL2, SL3, SCS3, SR2 und SR3) nicht so gut zu sein scheint. Wahrscheinliche Ursache hierfür ist, daß die Ozonkanäle in den niedrigen Tangentenhöhen optisch dicht werden, sich die gemessenen Spektren also schon Schwarzkörperpektren mehr oder weniger annähern. Also ist auch der Faktor, um den sich das gemessene Signal von „normalen“ Flugspektren zu Wolkenpektren ändert, nicht so groß wie bei den anderen Detektorkanälen. Die Relaxationen in den Wolkenpektren sind daher auch relativ klein und eine Berechnung von Verbesserungsfaktoren ist anfällig gegen Signaldriften selbst kleinerer Art. Auf diese Weise wird die scheinbar schlechtere Qualität der Relaxationskorrektur bei diesen Kanälen relativiert.

Weiterhin auffällig ist, daß in der Regel bei den Kanälen des SR-Spektrometers der Verbesserungsfaktor größer ist. Ein Grund hierfür ist die durch stärkere Signaldriften bedingte

schlechtere Qualität der Wolkenspektren bei SL und SCS. Die schlechtere Qualität könnte dadurch bedingt sein, daß das SR-Spektrometer im Mittel zu niedrigeren Tangentenhöhen blickt als SL und SCS. Daher besteht verstärkt die Möglichkeit, daß SL und SCS oft nur die oberen Kanten von Wolkentürmen sehen und das Gesichtsfeld der Teleskope nicht völlig durch Wolken ausgefüllt wird.

Dadurch, daß das SR-Spektrometer zu niedrigeren Tangentenhöhen blickt, werden im SR-Spektrometer öfter Wolken gesehen als in SL und SCS. Somit können sich die durchgeführten Untersuchungen im SR-Spektrometer auf eine größere Zahl von Wolkenspektren stützen.

Berücksichtigt man die geringeren Relaxationen in den Wolkenspektren der Ozonkanäle und die schlechtere Qualität der Wolkenspektren in den Spektrometern SL und SCS, scheint die scheinbare Verschlechterung der Spektren im Mittel bei Detektor SCS3 (siehe Tabelle 9) nicht signifikant zu sein.

Aufgrund der größeren Datenmenge kann für das SR-Spektrometer exemplarisch die Güte der Korrektur gegen das mittlere Signal der Wolkenspektren aufgetragen werden.

Abbildung 75 zeigt die Ergebnisse für den Detektor SR6. Im oberen Diagramm ist die über den Bereich des Relaxationsunterschwingers berechnete betragsmäßige Abweichung zwischen Vorwärts- und Rückwärtsspektrum gegen das mittlere Signal im Spektrum aufgetragen. Die Rauten stellen die Werte vor Relaxationskorrektur dar, während die Quadrate die Werte nach erfolgter Relaxationskorrektur angeben. Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen dem Rauschen des Detektors. Im oberen Diagramm kann man erkennen, daß die Größe der Relaxationen stark variiert, was zum Teil an unterschiedlichen Hubfaktoren bei annähernd gleichem Signal liegt. Ein Anstieg der Abweichungen mit dem mittleren Signal, der zu erwarten wäre, da mit dem Signal im Mittel der Hubfaktor und somit die Größe der Relaxationen ansteigt, wird nicht beobachtet. Ursache hierfür könnte sein, daß die Relaxationen bei hohem Signal wegen der kurzen Relaxationszeitkonstanten schon während des Signalanstiegs teilweise abklingen und der Unterschwinger auf dem im Wolkenspektrum erreichten Signalniveau nicht mehr voll wirksam wird.

Im unteren Diagramm ist der Verbesserungsfaktor, der durch die Relaxationskorrektur bewirkt wird, dargestellt. (Die eingezeichneten Kurven stellen einen geglätteten Verlauf dar.) Hierbei ist keine ausgeprägte Signalabhängigkeit zu erkennen, woraus man schließen kann, daß zumindest für den Detektor SR6 das Relaxationsmodell und die Parametrisierung des Unterschwingers für alle betrachteten Signale etwa gleich gut sind.

Dies scheint ebenfalls bei allen anderen SR-Detektoren außer SR2 der Fall zu sein. Bei Detektor SR2 scheint die Parametrisierung oberhalb 500 mV etwas schlechter zu werden. Allerdings ist unklar, ob es sich hierbei um einen signifikanten Effekt handelt, berücksichtigt man die durch relativ geringe Signaländerungen hervorgerufenen Probleme der Relaxationskorrektur in Wolkenspektren bei den Ozonkanälen.

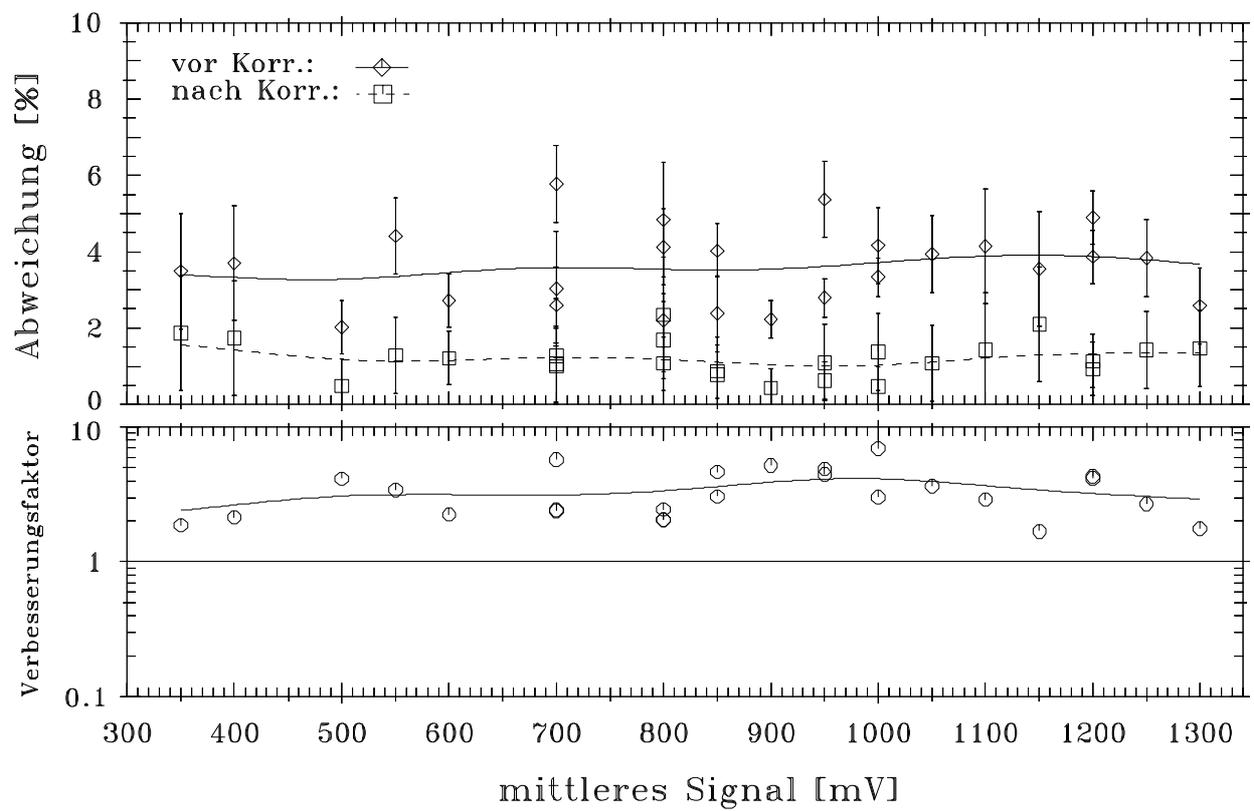


Abbildung 75: Detektor SR6: Wolkenkorrektur in Abhängigkeit vom mittleren Signal im Spektrum (näheres siehe Text)

8 Fehlerbetrachtung für die Relaxationskorrektur der Si:Ga-Detektoren

Die Durchführung einer Fehlerbetrachtung für die Si:Ga-Detektoren erweist sich als schwierig. Zur Berechnung einer Korrektur an einer bestimmten Stelle im zeitlichen Signalverlauf überlagern sich die Relaxationsanteile sehr vieler zuvor angeregter Relaxationskomponenten, was eine Abschätzung der Korrektur und vor allem ihres Fehlers „von Hand“ erschwert oder sogar unmöglich macht. Aus diesem Grund wird unter Verwendung des Korrekturmodells selbst in einer Empfindlichkeitsstudie ein Fehlerbereich abgeleitet (siehe Kapitel 8.4). Hierzu werden die einzelnen Eingabeparameter des Relaxationsmodells (Überschwinger, Unterschwinger und Zeitkonstanten) innerhalb ihres Fehlerbereichs variiert. Diese Fehlerbereiche werden im folgenden abgeschätzt und die weiteren Fehlerquellen auf ihre Signifikanz untersucht. Zunächst werden die wichtigsten Fehlerquellen kurz beschrieben, die Auswirkungen auf die Genauigkeit der Relaxationskorrektur des verwendeten Korrekturmodells haben.

Die Hauptfehlerquellen bei der Modellkorrektur lassen sich unterteilen in:

1. Fehler durch Unzulänglichkeiten der Fitfunktion
2. Fehler durch Ungenauigkeiten in den Parametrisierungen von Überschwinger, Unterschwinger und Zeitkonstanten
3. Fehler durch Näherungen bei der Formulierung des Korrekturmodells

8.1 Fehler durch Unzulänglichkeiten der Fitfunktion

Die Beschreibung des Relaxationsverlaufs mit einer Fitfunktion stellt ein generelles Problem dar. Die Fitfunktion beschreibt den Relaxationsverlauf je nach Hubfaktor und t_c/t_0 -Wert verschieden gut. Außerdem ist die Fitgüte von Detektor zu Detektor verschieden. Die folgenden Untersuchungen beschränken sich auf einen Hubfaktorbereich von 1/10 bis 10, da während des Fluges innerhalb eines Spektrums selten größere oder kleinere Werte auftreten. Lediglich bei den CH₄-Kanälen SL1, SR1 und SCS1 sowie bei den Detektoren SCL2 und SCL4 ist dies verstärkt der Fall.

Wird ein Fit an eine gemessene Sprungantwort angepaßt, so ist der Überschwinger durch die ersten Signalwerte nach erfolgtem Sprung fest vorgegeben und die Fitfunktion beschreibt den gemessenen Verlauf sehr gut. Die größten Abweichungen vom angepaßten Funktionsverlauf treten im Bereich des Unterschwingermaximums auf. Daher wird im folgenden davon ausgegangen, daß die durch die Fitfunktion verursachte Abweichung vom wahren Verlauf der Sprungantwort näherungsweise durch Annahme eines Fehlers im Wert des Unterschwingers berücksichtigt werden kann.

Weitere Überschwinger und Unterschwinger, die von der verwendeten Fitfunktion nicht beschrieben werden können, sind erst bei größeren t_c/t_0 -Werten (also bei ungestörteren Relaxationen) stärker ausgeprägt. Diese t_c/t_0 -Werte treten allerdings eher selten in den im

Flug gemessenen Spektren auf. Daher wird dieser Fehleranteil bei der Fehlerabschätzung vernachlässigt, zumal eine Berücksichtigung dieses Fehlers eher schwierig ist.

Abbildung 76 zeigt den zeitlichen Verlauf einer Sprungantwort des Detektors SL3 bei einem Detektorsignal von 900 mV. Weiterhin wurde der optimale Fit (durchgezogene Linie) eingezeichnet. Vergleicht man den Wert des direkt aus dem Relaxationsverlauf ausgelesenen

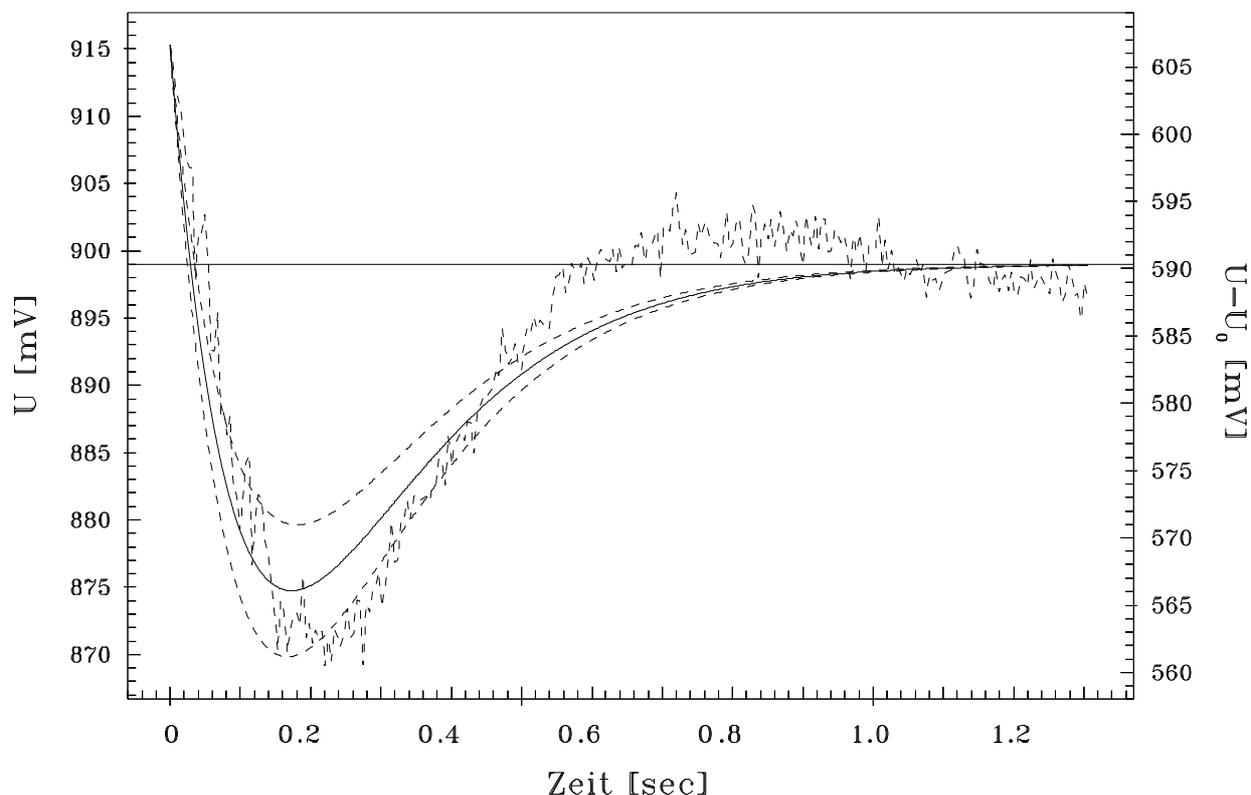


Abbildung 76: Detektor SL3: Zeitlicher Verlauf einer Sprungantwort (CRISTA I)
 durchgezogene Linie: bester Fit, gestrichelte Linien: Verlauf der Fitfunktion
 mit 20% größerem bzw. 20% kleinerem Unterschwinger

Unterschwingers mit dem aus der Fitfunktion bestimmten Wert, so stellt man beispielsweise beim Detektor SL3 fest, daß der Fit-Wert für die Sprünge nach oben um etwa 20 % systematisch zu klein ist (siehe hierzu auch Abb. 76). Für den Detektor SL3 wurde daher generell ein Fehleranteil von $\pm 20\%$ des Unterschwingerwerts angenommen, um diesen Fehler zu berücksichtigen. Die gestrichelten Linien in Abbildung 76 stellen die Fitverläufe für Unterschwinger +20% und Unterschwinger -20% dar. Man kann erkennen, daß der Relaxationsverlauf des Detektors zumindest in seinem ersten Teil weitgehend zwischen den beiden gestrichelten Linien liegt. Erst im weiteren Verlauf der Relaxation ist dies — hauptsächlich bedingt durch den zweiten Überschwinger — nicht mehr der Fall. Somit ist eine Abschätzung des Fitfehlers wie oben beschrieben durchaus geeignet.

In vergleichbarer Weise wurde auch bei den anderen Detektoren vorgegangen, wobei Sprünge nach oben und Sprünge nach unten getrennt behandelt wurden. Für alle Signalniveaus, Hub-

faktoren und t_c/t_0 -Werte wurde zur Vereinfachung für den jeweiligen Detektor ein mittlerer Wert für die Abweichung des Fit-Überschwingers vom direkt ausgelesenen Unterschwinger-Wert verwendet. Dieser mittlere Wert wurde bei der Fehlerabschätzung als zusätzlicher relativer Fehler des Unterschwingers berücksichtigt (zusätzlich zum Parametrisierungsfehler, siehe unten).

Solange für eine Korrektur nur der erste Teil der Sprungantwortfunktion benötigt wird und weitere Überschwinger und Unterschwinger noch nicht wirksam werden, ist die Näherung des Fehlers der Fitfunktion durch einen relativen Fehler des Unterschwingers gerechtfertigt. Bei den während des Fluges gemessenen Spektren von einer Sekunde Dauer treten daher Abweichungen von dieser Näherung erst bei Signalen oberhalb etwa 500–1000 mV auf. Erst bei so hohen Signalen sind die Relaxationszeitkonstanten so kurz, daß innerhalb eines Spektrums Werte von $t_c/t_0 \approx 1$ erreicht werden, was verstärkt zu weiteren Überschwängern und Unterschwängern führen kann. Da nicht bei allen Detektoren während des Fluges so hohe Detektorsignale auftraten, sind nur einige Detektoren hiervon betroffen. Allerdings ist es denkbar, daß in den Relaxationskomponenten, die durch eine Signaländerung am Ende eines Höhenscans verursacht werden, ebenfalls weitere Überschwinger und Unterschwinger eine Rolle spielen. Anzeichen hierfür sind allerdings nur schwer feststellbar. Da diese Relaxationen bei niedrigen Detektorsignalen am Anfang eines Höhenscans eher langsam verlaufen, ist beispielsweise bei den Vorwärts-Rückwärts-Meßmoden kaum mit Unterschieden in den Vorwärts-Rückwärts-Spektren zu rechnen. Aus den obengenannten Gründen wurden weitere Überschwinger und Unterschwinger als gesonderte Fehlerquelle nicht weiter berücksichtigt.

8.2 Fehler in den Parametrisierungen

Systematische Fehler durch Gesichtsfeldefekte in den Eingabedaten der Parametrisierungen des Überschwingers, des Unterschwingers und der Zeitkonstanten

Eine weitere Fehlerquelle ist Folge der Meßmethoden bei der Messung von Sprungantworten im Labor. Bei einem Teil der Messungen erfolgte die Änderung der eingestrahlten IR-Intensität nicht gleichmäßig über das gesamte Gesichtsfeld. Insbesondere bei den Messungen während der Wellenlängenkalibrationen der CRISTA-Spektrometer war dies der Fall: eine Blende schränkte hierbei das Gesichtsfeld des jeweiligen Teleskops zu mehr als 95% ein (hierzu siehe auch Kapitel 4.3). Dies führte vermutlich zu einer inhomogenen Ausleuchtung der Detektorkristalle bei geöffnetem Compurverschluß.

Erfolgt die Intensitätsänderung nicht gleichmäßig über das gesamte Gesichtsfeld des jeweiligen CRISTA-Teleskops, können die Werte der Überschwinger, Unterschwinger und Zeitkonstanten von der Position innerhalb des Gesichtsfeldes abhängen, an der die Änderung erfolgt. Hierzu wurden unter anderem Messungen mit einer verschiebbaren Blende durchgeführt, mit der die Position innerhalb des Gesichtsfeldes variiert wurde, an der bei

geöffnetem Compurverschluß der Blick auf den heißen Muffelofen freigegeben wurde (siehe auch Kapitel 4.3). Die beiden Signalniveaus, zwischen denen der Intensitätswechsel erfolgte, wurden bei Verschiebung der Blende konstant gehalten, um Signaleinflüsse ausschließen zu können. Bei Verschiebung der Blende trat bei einigen Detektoren eine Änderung des Relaxationsverlaufs auf (bei anderen dagegen nicht). Es waren maximal Abweichungen von etwa einem Faktor 2 in Überschwinger oder Unterschwinger zu beobachten.

Da während des Fluges die Beleuchtung der Detektoren über das gesamte Gesichtsfeld erfolgte, wurden die Datensätze von Überschwinger, Unterschwinger und Zeitkonstanten auf Abweichungen hin untersucht, die durch inhomogene Ausleuchtung des Gesichtsfeldes verursacht wurden. Zum einen wurde mit „gesichtsfeldfüllenden“ Messungen verglichen (zum Beispiel Messungen während der Schwarzkörpererreichungen von CRISTA). Außerdem wurden die Datensätze auf ihre Konsistenz untersucht. Im Zweifel wurden zur Erstellung der Parametrisierungen, die zur Relaxationskorrektur der Flug- und Eichdaten dienen, auf die Messungen mit eingeschränktem Gesichtsfeld verzichtet.

Tabelle 10 zeigt eine Aufstellung der Gesichtsfeldeffekte der einzelnen Detektoren.

Tabelle 10: Durch Gesichtsfeldeffekte bedingte Abweichungen von den Parametrisierungen der einzelnen Detektoren

Detektor	max. beobachtete Abweichung		
	Δt_{end} [%]	ΔUNS [%]	$\Delta \ddot{U}S$ [%pkte]
SL1	—	—	—
SL2	—	—	—
SL3	—	—	—
SL4	—	+35	+4
SL5	—	-30 ?	—
SCS1	-30	+80	-4,5
SCS3	—	-35	+2/-5
SCS5	—	-35 ?	+2/-3 ?
SCS6	+20	-20 ?	+4 ?
SCS8	—	—	—
SCL2	+20 ?	+70/-50 ?	—
SCL4	—	+150	-4
SR1	—	—	—
SR2	—	—	+4
SR3	—	—	—
SR5	—	—	—
SR6	—	—	—

Bei den Zeitkonstanten sind signifikante Abweichungen schwer auszumachen (der Effekt

ist meistens geringer als 20 %). Bei Überschwinger und Unterschwinger können die durch Gesichtsfeldeffekte verursachten Abweichungen von der „bereinigten“ Parametrisierung dagegen erheblich sein (siehe Tabelle 10).

Die auf diese Weise „bereinigten“ Parametrisierungen wurden zur Korrektur der Flugdaten verwendet. Es wird im folgenden als Näherung angenommen, daß auftretenden Gesichtsfeldeffekten durch Weglassen der beeinträchtigten Sprungantworten weitestgehend Rechnung getragen wurde. Daher werden die Gesichtsfeldeffekte bei der Fehlerabschätzung nicht als eigene Fehlerquelle berücksichtigt. Hinzu kommt, daß Resteffekte des Gesichtsfeldeinflusses die Streuung der Werte um die Parametrisierung erhöhen. Die Streuung selbst dient als Maß für die Genauigkeit der Parametrisierung, wie im folgenden beschrieben wird. Eine gesonderte Berücksichtigung der Gesichtsfeldeffekte wäre daher eine doppelte Berücksichtigung des gleichen Fehlers.

Streuung der Fitparameter um die Parametrisierungen

Ein wesentliches Maß für die Güte einer Parametrisierung stellt die Streuung der gemessenen und dann angepaßten Sprungantworten bzw. deren Zeitkonstanten, Unterschwinger und Überschwinger um die berechneten Parametrisierungen dar. Neben der Genauigkeit, mit der eine Sprungantwort angepaßt werden kann, tragen zu der Streuung um die Parametrisierungen einerseits auch nicht berücksichtigte Fehler wie kleinere Gesichtsfeldeffekte bei. Andererseits spielt auch die Güte der Funktionen, mit denen innerhalb der einzelnen Hubfaktor-Bins Fits in Abhängigkeit von U_{100} durchgeführt wurden, eine wesentliche Rolle. Schließlich stellen die verwendeten Funktionen (beispielsweise Gleichung 23 in Kapitel 5) lediglich einen empirischen Ansatz dar, so daß kleinere Abweichungen hiervon durchaus möglich sind.

Im folgenden wurden pauschale Werte der Standardabweichungen für Überschwinger, Unterschwinger und Zeitkonstanten berechnet. Das heißt, es wird unabhängig von U_{100} , Hubfaktor und t_c/t_0 jeweils nur ein Wert angegeben. Strenggenommen variiert die Größe der Standardabweichung in Abhängigkeit dieser drei Größen etwas, was an dieser Stelle aber vernachlässigt wird. Da innerhalb der Flugspektren selten Hubfaktoren außerhalb des Bereichs von 0,1 bis 10 auftreten, beschränkt sich die folgende Fehlerabschätzung auf diesen Bereich. Außerdem wird jeweils für Sprünge nach oben und Sprünge nach unten getrennt vorgegangen. Abhängigkeiten der Standardabweichungen vom Hubfaktor, U_{100} und t_c/t_0 in den beiden Bereichen sind nicht allzu stark und wurden daher jeweils vernachlässigt.

1.) Streuung der Zeitkonstanten:

Für eine Modellkorrektur oder Parametrisierung weiterer Größen werden nur die Zeitkonstante τ_1 für die Sprungantwortfunktion und die Zeitkonstante t_{end} zur Bestimmung der Vorgeschichte benötigt. Die Zeit t_{min} bis zum Erreichen des Unterschwingers wird nicht benötigt und im weiteren nicht mehr betrachtet.

Im wesentlichen läßt sich der Fehler der Zeitkonstanten durch die Streuung um den Wert der

Parametrisierung abschätzen. Es wird jeweils ein pauschaler Wert der Standardabweichung für die Hubfaktorbereiche 0,1 bis 1 und 1 bis 10 berechnet (Abhängigkeiten der Standardabweichungen von U_{100} und t_c/t_0 werden vernachlässigt, siehe oben). Die berechneten Werte liegen, abhängig vom jeweiligen Detektor, generell zwischen 5 % und 25 % .

2.) Streuung des Unterschwingers:

Zur Abschätzung des Fehlers des Unterschwingers wurden ebenfalls die Standardabweichungen in den Hubfaktorbereichen 0,1 bis 1 und 1 bis 10 berechnet. Diese liegen in der Regel zwischen 10 und 25 % des Unterschwingerwerts.

3.) Streuung des Überschwingers:

Beim Überschwinger wird aus praktischen Gründen nicht die relative Abweichung von der Parametrisierung benutzt, sondern die absolute Abweichung, angegeben in Prozentpunkten des Überschwingers. Berechnet man die Standardabweichung um die Parametrisierung in den beiden Hubfaktorbereichen, erhält man, abhängig vom jeweiligen Detektor, Werte zwischen etwa 1 und 3 Prozentpunkten.

Weitere Fehlerquellen

Außer den bereits genannten sind auch andere Fehlerquellen denkbar: So gelten obige Betrachtungen nur für die Bereiche, die mit Meßwerten abgedeckt sind. Es ist aber manchmal erforderlich, daß eine Extrapolation erfolgt. Dies ist beispielsweise der Fall, wenn das Detektorsignal relativ hohe Werte bei gleichzeitig hohem Hubfaktor erreicht, wie es in den Flugdaten innerhalb eines Höhenscans beim Übergang von „normalen“ Spektren zu Wolkenpektren der Fall ist.

8.3 Fehler durch Modellunzulänglichkeiten

Eine Ursache für Fehler bei der Relaxationskorrektur mittels Korrekturmodell sind Reaktionen des Korrekturmodells auf einen nichtidealen Signalverlauf. Zu diesen Nichtidealitäten zählen Spikes auf dem Signal sowie Detektorrauschen und dem Signalverlauf überlagerte elektrische Störungen.

Eine andere Fehlerquelle sind die Näherungen, die zur Bestimmung der Modellvorgeschichte gemacht werden mußten. Außerdem sind Effekte, die durch die Diskretisierung des Meßsignals (diskrete Detektorsignalwerte alle 4,5 msec) auftreten, denkbar.

Spikes, Detektorrauschen und elektrische Störungen

Spikes sind Ausreißer aus dem zeitlichen Verlauf des Detektorsignals von maximal 2 Detektorsignalwerten Dauer. Das Vorzeichen der Ausreißer kann positiv oder negativ sein. Auch die Amplitude kann stark unterschiedlich sein. Die Bandbreite reicht von wenigen mV bis zu einigen Tausend mV. Spikes auf dem Detektorsignal werden unter anderem durch hochenergetische Teilchen verursacht, denen CRISTA im Orbit ausgesetzt ist. Insbesondere in der südatlantischen Anomalie — einer Anomalie des Erdmagnetfeldes, in der Partikel des

Sonnenwindes in der Lage sind, tiefer in die Erdionosphäre einzudringen — treten sie in größerer Häufigkeit auf. Eine andere Ursache für Spikes kann die lokale Überschreitung der kritischen Feldstärke im Detektorkristall sein (siehe Kapitel 3.2 und Kapitel 3.3).

Spikes können die Vorgeschichte des Korrekturmodells verfälschen und so eine fehlerhafte Korrektur verursachen. Allerdings treten Spikes in der Regel nur sporadisch auf, so daß sie keine wesentliche Fehlerquelle darstellen. Außerdem werden vor Korrektur die Daten auf Spikes untersucht, und erkannte Spikes werden entfernt. Hierbei wird der Hauptteil der vorhandenen Spikes erfaßt, was die Gefahr einer fehlerhaften Korrektur wesentlich verringert. Im weiteren werden sie daher nicht berücksichtigt.

Ein anderes Problem stellt das Detektorrauschen dar. Da das Detektorsignal selbst eine Unsicherheit aufweist, kann auch nicht erwartet werden, daß eine Modellkorrektur immer optimale Ergebnisse liefert — insbesondere, wenn das Rauschen groß wird im Vergleich zu den sonstigen zeitlichen Signaländerungen. Der zeitliche Verlauf des Korrekturfaktors wird ebenfalls verrauscht. Allerdings läuft das Korrekturmodell selbst stabil, solange das Rauschen 3 mV nicht überschreitet.

Eine weitere Fehlerquelle sind dem Detektorsignal überlagerte elektrische Störungen. Diese beeinflussen das Relaxationsverhalten des Detektors selbst nicht, da sie erst in der nachgeschalteten Elektronik zum Tragen kommen. Durch die elektrischen Störungen könnte das Korrekturmodell gestört werden. Allerdings stellt sich dieses Problem in den Flug- und Eichdaten nicht wirklich, da die elektrischen Störungen in der Regel vor einer Relaxationskorrektur mittels geeigneter Computerprogramme aus dem Detektorsignalverlauf entfernt werden können. Die Beseitigung der elektrischen Störungen ist mit großer Genauigkeit möglich, da der Verlauf der Störungen in guter Näherung einer Sinusschwingung mit annähernd konstanter Amplitude und Frequenz entspricht. Das Korrekturverfahren wird von PREUSSE (1995) beschrieben. Daher ist auch dieser Effekt für die Güte der Relaxationskorrektur nur von geringer Bedeutung.

Unzulänglichkeiten als Folge von Näherungen im Korrekturmodell

Eine Abschätzung der Fehleranteile, die durch im Korrekturmodell verwendete Näherungen verursacht werden, ist nur schwer möglich. Hierbei handelt es sich beispielsweise um die Definition einer Beleuchtungsvorgeschichte oder die Berücksichtigung des in diskretisierter Form vorliegenden Signalverlaufs. Diese Näherungen sollten allerdings keine größeren Fehler verursachen, da im Rahmen der Validierungen des Korrekturmodells keine größeren Abweichungen beobachtet wurden (siehe Kapitel 7).

8.4 Abschätzung des Gesamtfehlers der Relaxationskorrektur für die Si:Ga-Detektoren

Um beurteilen zu können, ob Fehlerquellen wie beispielsweise Gesichtsfeldefekte oder Näherungen des Korrekturmodells bei der Fehlerabschätzung vernachlässigt werden können, wurde eine Empfindlichkeitsstudie durchgeführt.

Im Rahmen dieser Empfindlichkeitsstudie wurde der Fehleranteil der berechneten Korrektur abgeschätzt, der durch Ungenauigkeiten der Parametrisierungen von Überschwinger, Unterschwinger und Zeitkonstanten verursacht wird. Ist dieser Fehleranteil nicht in der Lage, nach Korrektur verbleibende Abweichungen der Validierungsspektren zu beschreiben, ist dies ein Hinweis auf andere Fehlerquellen. Treten dagegen keine größeren Abweichungen auf, können andere Fehlerquellen (wie beispielsweise Gesichtsfeldefekte oder Näherungen des Korrekturmodells) vernachlässigt werden.

Getrennt für Sprünge nach oben und Sprünge nach unten wurde für die im Korrekturmodell benötigten Größen Überschwinger, Unterschwinger, Fitzeitkonstante (τ_1) und Zeit bis zum Relaxationsende (t_{end}) die Standardabweichung um die verwendeten Parametrisierungen im Hubfaktorbereich von 0,1 bis 10 berechnet (siehe auch Kapitel 8.2).

Für die Empfindlichkeitsstudie wurden die obengenannten Standardabweichungen dieser 8 Eingabegrößen des Korrekturmodells in Bezug auf ihre Parametrisierung vereinfachend pauschal als Fehlerbereich der jeweiligen Größe angenommen. Hierbei handelt es sich um eine Überschätzung des Fitfehlers, sofern die Daten statistisch streuen. Allerdings muß davon ausgegangen werden, daß die Abweichung der einzelnen Werte nicht rein statistischer Natur ist. So kann es beispielsweise durch nicht erkannte Gesichtsfeldefekte zu systematischen Abweichungen von der Parametrisierung kommen. Außerdem stellt die Beschreibung der Abhängigkeiten des Überschwingers, des Unterschwingers und der Zeitkonstanten von U_{100} , HF und t_c/t_0 nur eine Näherung dar. So kann durch eine Verwendung der Standardabweichung als Fitfehlerbereich diesen Tatsachen zumindest zum Teil Rechnung getragen werden. Beim Unterschwinger wurde zusätzlich, um die Abweichung der Fitfunktion vom Relaxationsverlauf einer Sprungantwort zu berücksichtigen, die Abweichung des Fitunterschwingers vom direkt aus dem Relaxationsverlauf der Sprungantwort ausgelesenen Wert zur Standardabweichung (linear) addiert. So kann der angegebene Fehlerbereich den Abweichungen der Fitfunktion vom wahren Relaxationsverlauf zumindest im ersten Teil der Relaxation gerecht werden. Den Abweichungen, die durch weitere Überschwinger bzw. Unterschwinger hervorgerufen werden, kann so allerdings nicht Rechnung getragen werden (siehe hierzu Abb. 76 in Kapitel 8.1).

Um nun den Fehler abzuschätzen, den das Korrekturmodell an einer beliebigen Stelle im zeitlichen Signalverlauf eines Detektors macht, wurden Modellrechnungen folgender Art durchgeführt:

Die einzelnen Parameter wurden unabhängig voneinander in beide Richtungen, d.h. zu größeren und zu kleineren Werten hin variiert. Es wurden also Modellrechnungen der

Art Überschwinger+Standardabweichung, Überschwinger-Standardabweichung etc. durchgeführt. Dies hat Relaxationskorrekturen zur Folge, die an einem bestimmten Zeitpunkt des Signalverlaufs positive oder negative Abweichungen von der ursprünglichen Korrektur bewirken. Es wurden also zusätzlich zu der Korrektur mit den korrekten (unveränderten) Parametrisierungen — sozusagen der Referenzkorrektur — 16 weitere Modellläufe durchgeführt, wobei jeweils nur eine der parametrisierten Größen zu größeren oder kleineren Werten hin entsprechend ihrem Fehlerbereich variiert wurde. Da die einzelnen Parameter weitgehend unabhängig voneinander sein sollten, wurden die Abweichungen von der Referenzkorrektur gemäß der Fehlerfortpflanzung nach Gauß quadratisch addiert. Hierbei wurde für jeden der 8 Parameter der Betrag der größeren der beiden Abweichungen aus den Rechnungen mit Parametrisierung+Fehlerbereich bzw. -Fehlerbereich vom Referenzkorrekturverlauf genommen, um den Wert des Fehlers nicht zu unterschätzen und etwaigen Nichtlinearitäten, die in den Abhängigkeiten der berechneten Korrektur von den einzelnen Parametern auftreten könnten, vorzubeugen.

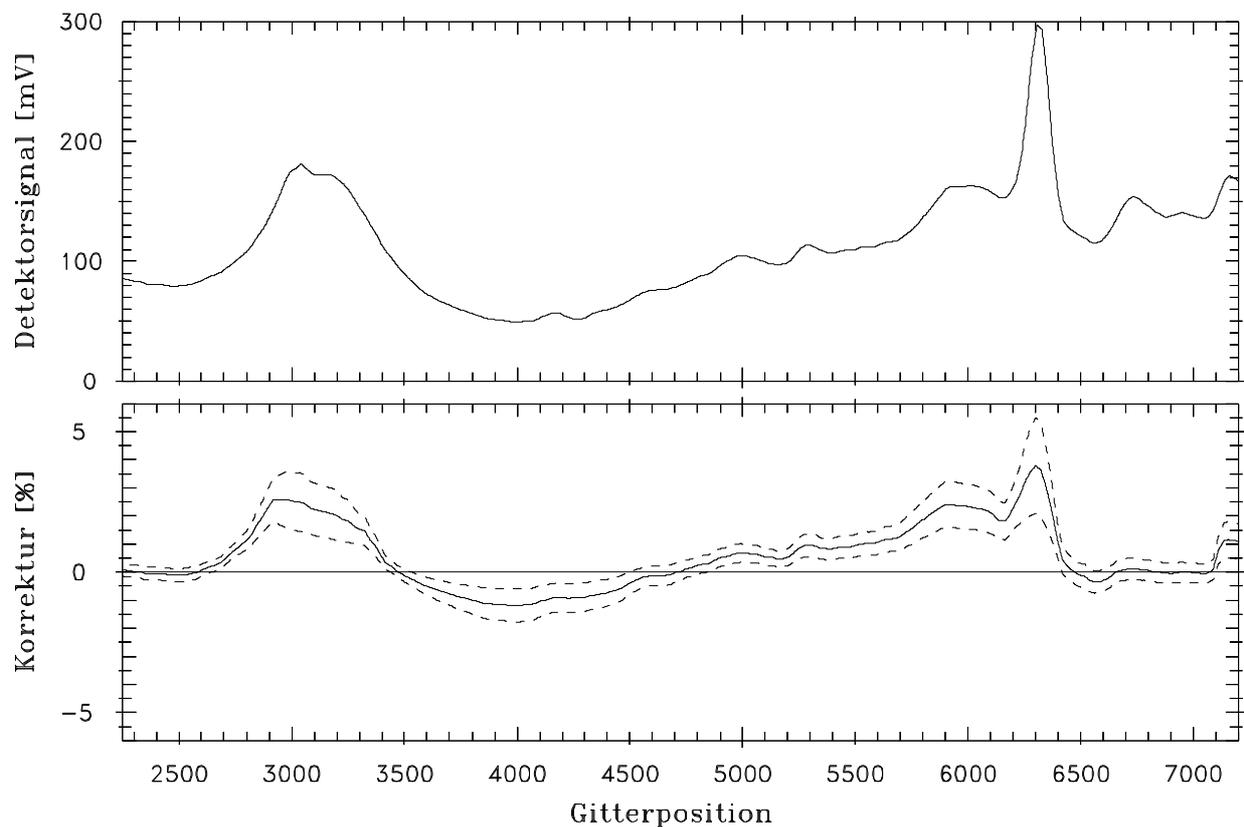


Abbildung 77: Detektor SCS6 (CRISTA I): Spektrum bei einer Tangentenhöhe von etwa 16 km (oberes Bild) und zugehörige Korrektur mit Fehlerbereich (unteres Bild, positive „Korrekturwerte“ entsprechen einer Korrektur nach unten).

Abbildung 77 zeigt beispielsweise ein korrigiertes Flugspektrum des Detektors SCS6 bei einer Tangentenhöhe von etwa 16 km (oberes Bild). Im unteren Bild ist die mit dem Korrekturmodell berechnete Korrektur (durchgezogene Linie) sowie der über die oben beschriebene

Fehlerrechnung bestimmte Fehlerbereich dargestellt (gestrichelte Linien). Dies wurde für alle Detektoren anhand einiger kurzer Testdatensätze von jeweils etwa 5 Minuten Dauer für die CRISTA I-Flugmoden VR-1, VR-2 und Mode 1 in ähnlicher Weise durchgeführt.

Um herauszufinden, ob der auf diese Weise berechnete Fehlerbereich ein gutes Maß für die Unsicherheit der Relaxationskorrektur darstellt, wurde die Fehlerrechnung ebenfalls für Schwarzkörperspektren durchgeführt (vgl. hierzu Kapitel 7.2). Hierbei wurde festgestellt, daß in der Regel die berechneten Fehlerangaben etwa auf einen Faktor 2 genau mit den verbleibenden Abweichungen zwischen gemittelten relaxationskorrigierten schnellen Spektren und langsamem Referenzspektrum übereinstimmen. Sowohl einen Faktor 2 höhere, als auch einen Faktor 2 geringere Abweichungen sind möglich. Die verbleibenden Fälle mit größeren Abweichungen lassen sich vermutlich auf die nicht optimale Fitfunktion, nicht vollständig berücksichtigte Gesichtsfeldeffekte, oder Auswirkungen der Näherungen, die bei der Formulierung des Korrekturmodells gemacht wurden, zurückführen. Bei diesen Näherungen handelt es sich beispielsweise um die im Korrekturmodell verwendete Definition der Beleuchtungsvorgeschichte und um die Berücksichtigung des diskreten Signalverlaufs (siehe auch Kapitel 6).

Ebenfalls wurden die nach Relaxationskorrektur verbleibenden Abweichungen bei den Flugmeßmoden mit Vorwärts-Rückwärts-Spektren (Meßmoden VR-1 und VR-2 während der CRISTA I-Mission) untersucht. Hierbei stellt sich heraus, daß die verbleibenden VR-Abweichungen zwischen den auf derselben Höhenstufe aufeinanderfolgenden Spektren unterschiedlicher Gitterdrehrichtung sogar etwas besser durch den angegebenen Fehlerbereich abgedeckt werden, als es bei den Schwarzkörper-Eichspektren der Fall ist. Dies liegt allerdings auch daran, daß in den VR-Meßmoden die Fehlerbereiche von Vorwärts- und Rückwärtspektrum kombiniert werden dürfen, da sie unabhängig voneinander sind.

Zusammenfassend kann bemerkt werden, daß die Variation der Eingabeparameter des Relaxationsmodells innerhalb ihrer Fehlergrenzen in der Regel etwa die Hälfte (oder mehr) der verbleibenden Abweichungen erklären kann. Dieser Wert ist relativ plausibel, bedenkt man, daß das Relaxationsmodell selbst auch nur eine Korrektur um etwa einen Faktor 2-3 bewirken kann.

Den verbleibenden Abweichungen kann innerhalb der standardmäßigen Fehlerrechnung nur schwer Rechnung getragen werden. Es können also unter Umständen Fehler in der Relaxationskorrektur auftreten, die den angegebenen Fehlerbereich um mehr als einen Faktor 2 überschreiten. Allerdings ist schwer vorherzusagen, wann dies der Fall ist.

Beispielsweise kann nur schwer beurteilt werden, wann und ob in einem kontinuierlichen Signalverlauf Probleme durch weitere Überschwinger und Unterschwinger auftreten können. Es ist lediglich die pauschale Aussage möglich, daß diese insbesondere dann zum Tragen kommen sollten, wenn der Unterschwinger selbst groß ist — also bei relativ hohem Signal und großem Hubfaktor. Daher muß bei den $9,6 \mu\text{m}$ Kanälen (SL3, SCS3 und SR3) in den niedrigen Tangentenhöhen mit größeren Abweichungen gerechnet werden, wenn das Sprung-

antwortverhalten des Detektors weitere Überschwinger und Unterschwinger aufweist.

Ein weiteres Problem stellen die Gesichtsfeldeffekte dar. Da zum Teil keine Vergleichsmessungen zur Verfügung standen, kann nicht für alle Detektoren eine Verfälschung der Parametrisierungen von Überschwinger, Unterschwinger und Zeitkonstanten mit Sicherheit ausgeschlossen werden. Eine Abschätzung der Größe der eventuell noch vorhandenen Effekte kann nicht vorgenommen werden, so daß eine gewisse Restunsicherheit bleibt.

Auch ist unklar, wann die Näherungen, die bei der Formulierung des Korrekturmodells gemacht wurden (Berücksichtigung des diskreten Signalverlaufs und Definition der Beleuchtungsvorgeschichte), an ihre Grenzen stoßen. Hierbei spielt der genaue zeitliche Verlauf des Detektorsignals sicherlich eine entscheidende Rolle.

Dennoch kann ein großer Anteil der verbleibenden Abweichungen schon alleine durch den angenommenen Fehlerbereich der Parametrisierungen beschrieben werden. Die anderen Fehlerquellen wie beispielsweise Gesichtsfeldeffekte, unzulängliche Fitfunktion, oder Näherungen bei der Formulierung des Korrekturmodells, tragen anscheinend nicht viel mehr als einen Faktor 2 zusätzlich zum angegebenen Fehlerbereich bei, meist aber weniger. Sie scheinen also in der Regel keine dominierende Rolle zu spielen und werden daher bei der Fehlerangabe der Korrektur vernachlässigt.

Um einen Überblick über die Größe der berechneten Relaxationskorrektur sowie deren Fehler an einigen wichtigen spektralen Positionen innerhalb der gemessenen Flugspektren zu erhalten, kann man Korrektur und berechneten Korrekturf Fehler für feste Gitterpositionen gegen die Tangentenhöhe auftragen.

Abbildung 78 zeigt das Ergebnis dieser Vorgehensweise für einen Höhenscan der Detektoren SCS6 und SCL2 im Meßmode "Mode 1" (CRISTA I). Die linken beiden Bilder zeigen die Korrektur in Abhängigkeit von der Tangentenhöhe für die Gitterposition Nr. 6305 des Detektors SCS6. Diese Position entspricht der Spitze der schmalbandigen Emission, aus der Atmosphärentemperaturen im Höhenbereich von etwa 15–60 km abgeleitet werden. Das linke Bild zeigt die Korrekturen der in Vorwärtsdrehrichtung gemessenen Spektren, das halblinke Bild diejenigen der Rückwärtsspektren. Man kann erkennen, daß die Korrektur der in Vorwärtsrichtung gemessenen Spektren bei niedrigen Tangentenhöhen tendenziell größer ist. Dies ist erklärbar, da sich innerhalb eines Vorwärtsspektrums das Signal im zeitlichen Verlauf bis zum Erreichen der Gitterposition Nr. 6305 von niedrigen zu hohen Werten hin ändert (siehe auch Abb. 77). Die hierdurch auftretenden höheren Hubfaktoren haben größere Relaxationen zur Folge. Bei größeren Tangentenhöhen ist dieser Effekt nicht mehr dominant, weshalb die berechneten Korrekturen in beiden Gitterdrehrichtungen etwa gleich groß sind. Dieses Verhalten entspricht auch den im Rahmen der Validierungen gemachten Beobachtungen. Die angegebenen Fehlerbereiche entsprechen in etwa der Hälfte der berechneten Korrektur.

Die rechten beiden Bilder zeigen den Höhenverlauf der Korrektur für die Gitterposition Nr. 5300 des Detektors SCL2. Diese befindet sich in einem flachen Bereich des Spektrums,

aus dem die Atmosphärentemperatur in Höhen von etwa 40–93 km abgeleitet wird. Das rechte Bild zeigt die Korrekturen in den Rückwärtsspektren, das halbrechte Bild diejenigen der Vorwärtsspektren. Bei niedrigen Tangentenhöhen ist hier die Korrektur in beiden Drehrichtungen vom Betrag her eher klein, um zu größeren Höhen auf etwa 5–6 % zuzunehmen. Hier ist der berechnete Fehler der Korrektur etwa halb so groß wie die Korrektur selbst. Bei niedrigen Tangentenhöhen erreicht der berechnete Fehler etwa die Größenordnung der Korrektur, da diese vom Betrag her eher klein ist.

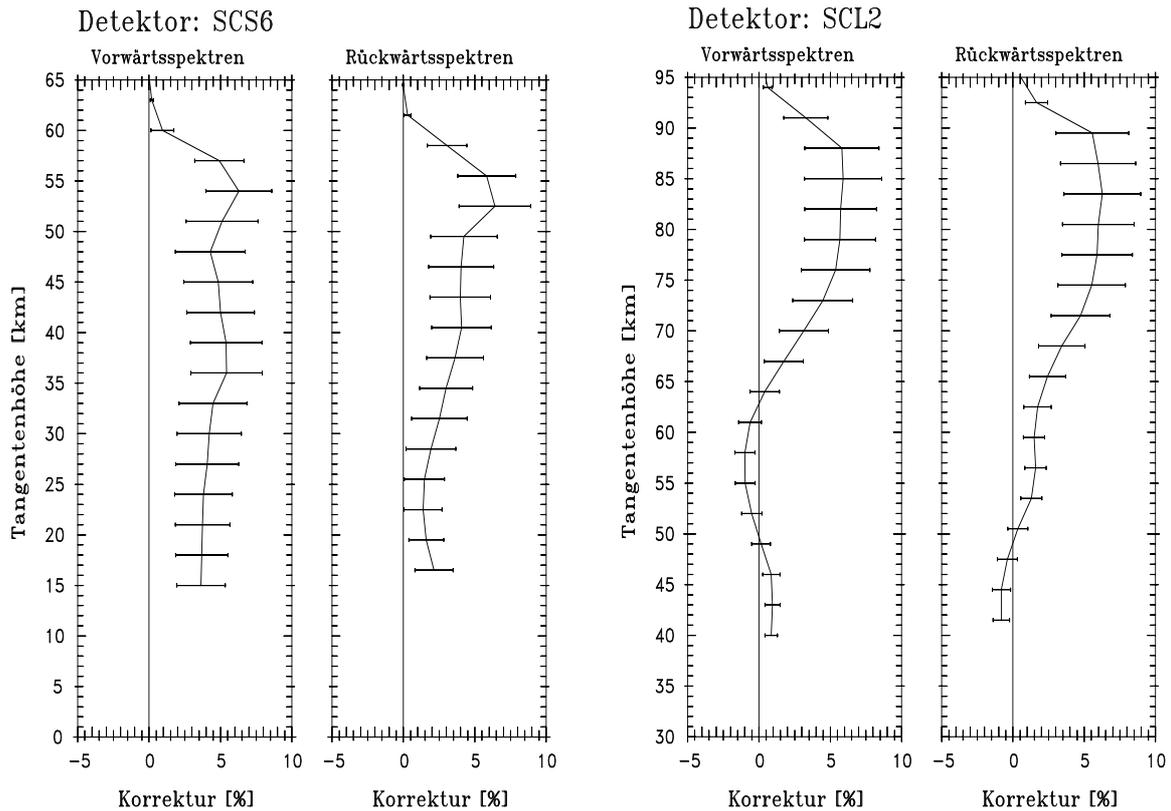


Abbildung 78: Höhenverlauf der Korrektur mit Fehlerbereich für Detektor SCS6, Gitterposition 6305 (linke Bilder) und Detektor SCL2, Gitterposition 5300 (rechte Bilder). Positive „Korrekturwerte“ entsprechen einer Korrektur nach unten.

9 Korrektur der Relaxationen der Ge:Ga-Detektoren in den CRISTA-Flugdaten

An dieser Stelle wird ebenfalls auf Messungen des CRISTA II-Fluges eingegangen, da diese für das hier entwickelte Konzept von größerer Bedeutung sind. Darüber hinaus ist das vorgeschlagene Korrekturverfahren für beide CRISTA-Missionen gültig.

Korrekturansatz

Während der CRISTA I-Mission lag das maximale Detektorsignal in den langwelligen Kanälen, die mit Ge:Ga-Detektoren bestückt waren, bei etwa 30 mV (sieht man von speziellen Meßmoden ab, bei denen die Ausrichtung der ASTRO-SPAS Plattform niedrigere Tangentenhöhen erlaubte). Da das mittlere Signalniveau innerhalb eines Spektrums sehr niedrig ist, ist die Dauer einer Relaxation lang im Vergleich zur Dauer eines Spektrums. Eine Korrektur der auftretenden Relaxationseffekte mittels eines Korrekturmodells ist daher fehleranfälliger und nicht so sinnvoll wie bei den Si:Ga-Detektoren.

Da aber — außer bei niedrigen Tangentenhöhen unterhalb etwa 50 km — die Spektren der Ge:Ga-Detektoren hauptsächlich aus Einzelemissionen (Signalpeaks) mit einem bei der Berechnung von Spurengasdichten (beispielsweise von Wasserdampf) vernachlässigbaren Signaluntergrund bestehen (siehe Abb. 79), kann man sich auf eine Relaxationskorrektur dieser einzelnen Peaks beschränken.

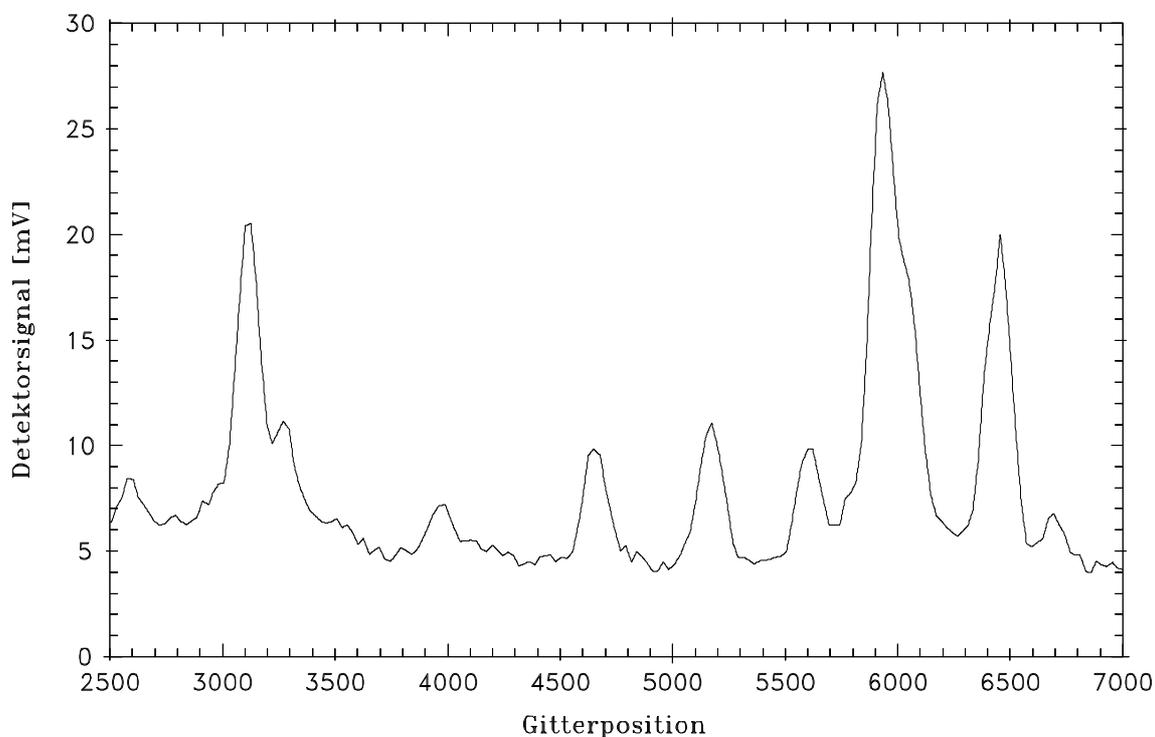


Abbildung 79: Detektor SCL3 (CRISTA I): Spektrum bei 40 km Tangentenhöhe im Wellenlängenbereich von etwa 59–65 μm

Es wird hier vermutet, daß das Relaxationsverhalten während eines Signalpeaks nicht durch Relaxationen von zeitlich vorhergehenden anderen Signalpeaks beeinflusst wird (trotz der langen Dauer der Relaxationen bei kleinen Signalen). Dies ist auch bei den Si:Ga-Detektoren kaum der Fall, wenn das Detektorsignal niedrig ist.

In erster Näherung scheint es daher gerechtfertigt zu sein, die einzelnen Signalpeaks in den Spektren durch die im Labor gemessenen *ungestörten* Sprungantworten zu korrigieren oder zumindest die Größe der zu erwartenden Relaxationseffekte in den Peaks abzuschätzen, ohne eine Korrektur mit einem Korrekturmodell zu berechnen.

Ein Signalpeak wird um den Betrag korrigiert, den eine ungestörte Sprungantwort — mit gleichem U_{100} und Hubfaktor wie im zu korrigierenden Signalpeak selbst — im ersten Moment nach der Signaländerung von U_{100} abweicht. Die Korrektur erfolgt also auf der Basis der ungestörten Überschwinger.

Sollte die Beleuchtungsvorgeschichte dennoch eine Rolle spielen, dann vermutlich in Form einer Relaxation, die derjenigen eines stark gestörten Sprungs nach unten entspricht, und sich der Relaxation im Signalpeak überlagert. Ursache dieser Relaxation könnten die Signalabnahme am Ende eines Höhenscans oder Resteffekte früherer Signalpeaks sein.

Während der Messungen der Ge:Ga-Detektoren bei CRISTA I war das Relaxationsverhalten der Sprünge nach unten (positiver Überschwinger gemäß der in dieser Arbeit eingeführten Nomenklatur) gegenläufig zum Relaxationsverhalten der Sprünge nach oben (negativer Überschwinger gemäß der in dieser Arbeit eingeführten Nomenklatur) — siehe hierzu Abb. 10 und Kapitel 4.1. Wegen des Relaxationsverlaufes bei einem Sprung nach unten sollte also eher eine Verstärkung der negativen Überschwinger nachfolgender Sprünge nach oben erfolgen. Das oben beschriebene Korrekturverfahren ist daher vermutlich eher eine untere Abschätzung für die erforderliche Korrektur der Signalpeaks.

Bei niedrigen Detektortemperaturen (CRISTA I) erfolgt die Korrektur immer zu größeren Werten hin, was ursächlich am Relaxationsverlauf der Sprünge nach oben bei den Ge:Ga-Detektoren liegt. Dieser Relaxationsverlauf ändert sich allerdings in Abhängigkeit von der Detektortemperatur (siehe unten). Je höher die Detektortemperatur ist, desto stärker kommt es zur Ausprägung eines Überschwing-Unterschwing-Verhaltens der Sprungantworten. Dies spielt insbesondere während der Messungen von CRISTA II eine Rolle.

Validierung

Da der oben beschriebene Korrekturansatz nicht auf einem Korrekturmodell beruht, das beliebige Signalverläufe korrigieren kann, wie es bei den Si:Ga-Detektoren der Fall ist, ist eine Validierung der Korrektur anhand von im Labor gemessenen Eichspektren nicht möglich. Hinzu kommt, daß bei den im Flug gemessenen Spektren der Vorwärts-Rückwärts-Meßmoden die Relaxationseffekte in Signalpeaks unabhängig von der Gitterdrehrichtung in etwa gleich groß sind. Daher treten keine Differenzen zwischen auf der gleichen Höhenstufe gemessenen aufeinanderfolgenden Spektren auf, an denen man eine Korrektur validieren könnte.

Um dennoch überprüfen zu können, wie groß im Flug auftretende Relaxationen in den Signalpeaks sind, und, ob eine Korrektur der Signalpeaks unter Verwendung im Labor gemessener ungestörter Sprungantworten sinnvolle Ergebnisse liefert, wurde während des CRISTA II-Fluges eine spezielle Messung durchgeführt. Ein Teil der zeitlichen Abfolge dieser Messung ist in Abbildung 80 zu sehen.

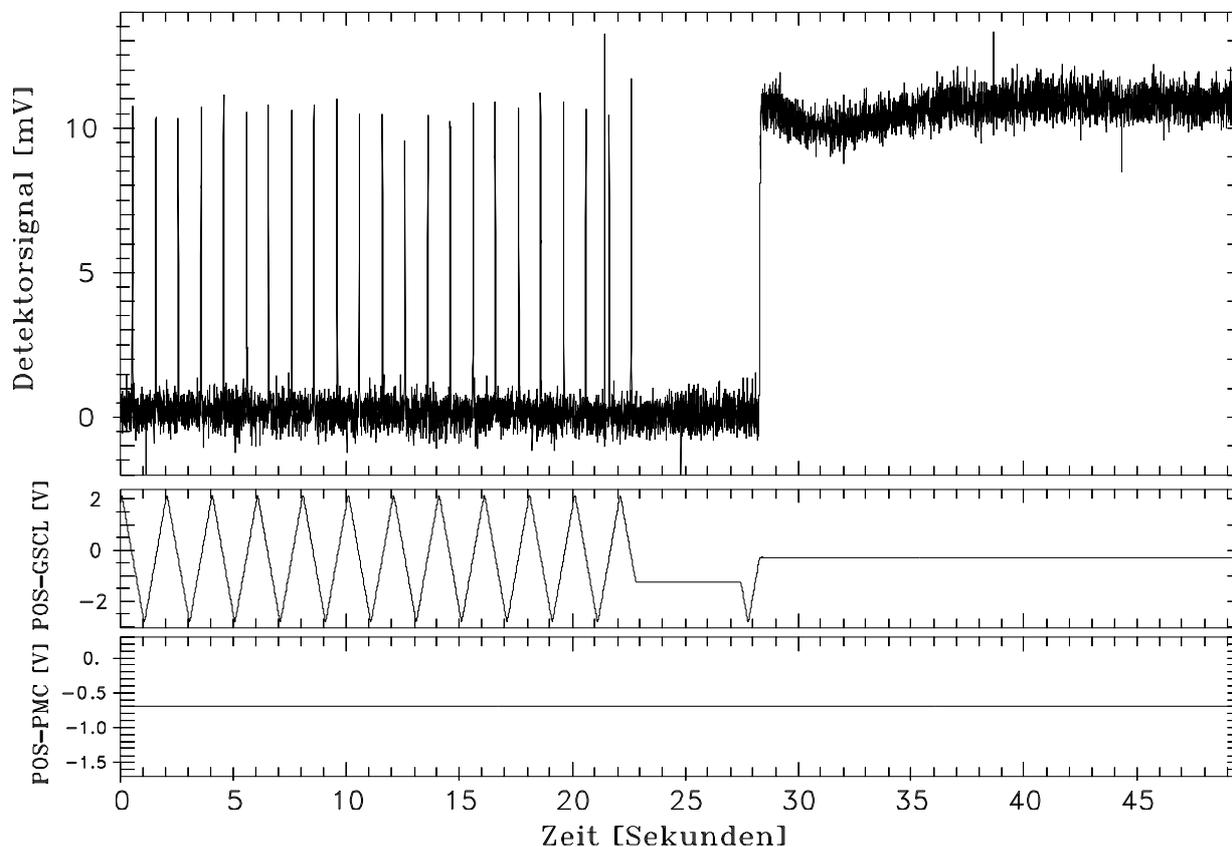


Abbildung 80: Detektor SCL5: Zeitlicher Ablauf der Validierung des Korrekturansatzes für die Ge:Ga-Detektoren anhand der $O(^3P)$ Emission während CRISTA II.

Bei dieser Messung war das zentrale Teleskop auf eine feste Tangentenhöhe ausgerichtet, d.h. es wurden keine Höhenscans durchgeführt. Die Tangentenhöhe des SCL-Spektrometers war dabei mit etwa 130 km so hoch, daß nur die Emissionslinie von $O(^3P)$ bei $63 \mu\text{m}$ in den Spektrometerkanälen SCL3 und SCL5 sichtbar war. Es wurde dann eine Sequenz von Spektren aufgenommen (Bereich von 0–23 sec in Abbildung 80) und danach das Spektrometergitter auf die Position des Maximums der Emissionslinie gebracht und angehalten ($t=28$ sec in Abbildung 80). Da die Gitterposition der Emissionslinie für SCL3 und SCL5 nicht identisch ist, wurde dieser Teil der Messung für beide Kanäle getrennt durchgeführt. Um eine Korrektur der Emissionslinie mittels im Labor gemessener Sprungantworten zu rechtfertigen, muß die Höhe der Emissionslinie in etwa dem Signal im ersten Augenblick der Sprungantwort entsprechen. Wie in Abbildung 80 zu sehen ist, ist dies auch der Fall.

Das Ergebnis der vorliegenden Messung während CRISTA II kann natürlich nicht vollständig

auf die Konfiguration von CRISTA I übertragen werden, da die Biasspannung des Detektors SCL3 während CRISTA I niedriger war und der Detektor SCL5 während CRISTA II ohne spektrales Filter betrieben wurde. Weiterhin wurde der bei CRISTA II im Kanal SCL5 verwendete Detektor während CRISTA I im Kanal SCL1 eingesetzt. Außerdem war während der CRISTA II-Messung die Detektortemperatur mit etwa 3,5 K wesentlich höher. Gegenüber dem bei CRISTA I für Detektortemperaturen zwischen 2,8 und 3,1 K typischen Relaxationsverhalten (kontinuierlicher Signalanstieg, siehe auch Abbildung 10) bewirkte dies eine Veränderung im Verlauf der Sprungantwort. Hierzu siehe auch Abbildung 80 im Bereich von Sekunde 28 bis 35: Der Detektor zeigt ein deutliches Überschwing-/Unterschwing-Verhalten, wobei der Überschwinger in etwa die Höhe des U_{100} -Niveaus besitzt. Dieses Verhalten zeigt sich auch bei den für CRISTA II im Labor durchgeführten Messungen von Sprungantworten mit vergleichbaren Detektortemperaturen und Signalen.

Die Messung mit dem Detektor SCL3 ist nicht so aussagekräftig, da bei diesem Detektor das Signalniveau in der $O(^3P)$ Emissionslinie mit etwa 2 mV sehr niedrig liegt, so daß aufgrund von Rauschen und elektrischen Störungen der Fehler sehr hoch wird.

Zusammenfassend kann jedoch bemerkt werden, daß die Ergebnisse dieser speziellen Messung während CRISTA II im Einklang mit dem für die Ge:Ga-Detektoren vorgeschlagenen Korrekturansatz stehen.

Fehlerbetrachtung

Eine der Möglichkeiten, die Güte eines Korrekturansatzes zu prüfen, ist die Untersuchung der Abweichungen von Vorwärts-Rückwärts-Spektren vor und nach Korrektur. Dies ist bei den Ge:Ga-Detektoren allerdings nicht möglich, da bei den interessierenden Signalpeaks aus Symmetriegründen die Relaxationen in beiden Drehrichtungen des Spektrometergitters gleich sind. Die Spektren sind also mehr oder weniger identisch (siehe oben).

Die Abschätzung der Größe der Relaxationen in den Signalpeaks erfolgt auf der Basis der ungestörten Überschwinger im Labor gemessener Sprungantworten. Hierbei ist insbesondere der Überschwinger der Sprünge nach oben von Bedeutung, der eine Berechnung der zu erwartenden Relaxationen im Maximum eines Peaks erlaubt. Die hauptsächliche Fehlerquelle von Interesse ist daher der Überschwinger beziehungsweise dessen Parametrisierung. Über die Güte des Korrekturansatzes selbst sind Aussagen nur schwer möglich, da es an Vergleichsmöglichkeiten mangelt.

Es bleibt also abzuschätzen, wie genau der Überschwinger der Ge:Ga-Detektoren bekannt ist. Hier gibt es zwei Hauptfehlerquellen:

1. Ungenauigkeiten bzw. Fehlanpassungen der im Labor gemessenen Sprungantworten
2. Abhängigkeit des Überschwingers von der Detektortemperatur

Ungenauigkeiten der gemessenen Sprungantworten

Die Größe des Fehlers durch Ungenauigkeiten der Sprungantworten beziehungsweise Fehlanpassungen von Fitfunktionen an die Sprungantworten läßt sich ähnlich wie bei den Si:Ga-Detektoren näherungsweise aus der Standardabweichung um die angepaßten Parametrisierungen der Überschwinger und Zeitkonstanten bestimmen (siehe Kapitel 8.2). Von hauptsächlicher Bedeutung beim vorgeschlagenen Korrekturansatz ist die Genauigkeit des Überschwingers der Sprünge nach oben. Zur Anpassung einer Parametrisierung des Überschwingers wurde der gleiche Ansatz wie bei den Si:Ga-Detektoren verwendet (siehe Kapitel 5.2). Die auftretenden Standardabweichungen liegen bei etwa 4 Prozentpunkten des parametrisierten Überschwingers der Sprünge nach oben und sind von Detektor zu Detektor etwas unterschiedlich.

Fehler des Überschwingers durch Detektortemperaturdrift

Die Detektortemperatur im langwelligen Spektrometer wurde nicht wie in den kurzwelligen Spektrometern durch eine Regelung konstant gehalten, sondern driftete aufgrund der thermischen Ankopplung zusammen mit der Temperatur des Heliumtanks II während der Mission. Bei den Ge:Ga-Detektoren hängt der Überschwinger stark von der Detektortemperatur ab. Je höher die Detektortemperatur ist, desto weniger negativ ist der Wert des (negativen) Überschwingers. Vergrößert man beispielsweise die Detektortemperatur um 0,3 K, verringert sich der Betrag des Überschwingers um etwa einen Faktor 2. Die Auswertung hierzu ist allerdings noch nicht abgeschlossen.

Während der Messungen von Sprungantworten für CRISTA I wurde diese Temperaturabhängigkeit nicht speziell berücksichtigt. Daher enthält der Datensatz, aus dem die Parametrisierung des Überschwingers berechnet wird, Messungen aus einem Detektortemperaturintervall von etwa 2,8 bis 3,1 K, also etwa dem Temperaturbereich, der während der CRISTA I-Mission durchlaufen wurde (siehe LINDER, 1997).

Die Temperaturabhängigkeit der Relaxationen wird alleine über den angegebenen Fehlerbereich berücksichtigt. Eine grobe Abschätzung anhand der für CRISTA II gemessenen Sprungantworten ergibt einen pauschalen Fehler von etwa 25% des parametrisierten Überschwingers³. Ein Teil des Fehlers ist allerdings schon in der Streuung des Überschwingers um die Parametrisierung enthalten.

Für die CRISTA II-Mission ist dagegen aufgrund der durchgeführten Messungen von Sprungantworten die Berücksichtigung der Detektortemperatur über die Parametrisierung des Überschwingers möglich.

Sieht man von der Art des Korrekturansatzes selbst als Fehlerquelle ab, sollten hiermit die wichtigsten Fehlerquellen berücksichtigt sein. Für CRISTA I berechnet sich der Fehler des

³In der Regel wird der Überschwinger in Prozenten der Sprunghöhe angegeben (siehe Kapitel 4.1). An dieser Stelle ist aber wirklich ein Prozentsatz des (in Prozenten der Sprunghöhe angegebenen) Überschwingerwerts gemeint.

Überschwingers der Sprünge nach oben zu:

$$\Delta\ddot{U}S = \sqrt{(4\%pkte)^2 + (0,25 \cdot \ddot{U}S)^2} \quad (39)$$

Hierbei ist $\ddot{U}S$ der Wert des Überschwingers in Prozenten.

10 Auswirkungen der Relaxationskorrektur auf die CRISTA–Datenprodukte

Die Auswertung der CRISTA–Meßdaten erfolgt in einem mehrstufigen Verfahren. Dieses Verfahren wurde beschrieben von RIESE (1994), SPANG (1997) und RIESE ET AL. (1999). Das Programmpaket zur Aufbereitung der CRISTA–Rohdaten wird beschrieben in HEUSEL UND SPANG (1996). Die einzelnen Stufen der Datenprodukte werden als „Level“ bezeichnet. So sind beispielsweise Level 0–Daten Detektorspannungen im zeitlichen Verlauf, Level 1–Daten sind hieraus berechnete Strahlungsdichten auf einem festen Satz spektraler Stützstellen, und Level 2–Daten sind aus den Strahlungsdichten abgeleitete geophysikalische Parameter wie Temperatur oder Spurengasdichten an geographischen Orten. Das Verfahren zur Ableitung dieser Parameter wird Retrieval genannt (siehe Kapitel 2.2).

Die Korrektur der Detektorrelaxationen für die Si:Ga–Detektoren erfolgt auf der Stufe der Level 0–Daten. Auf demselben Niveau spielten sich die bisherigen Validierungen des Korrekturmodells ab (siehe Kapitel 7.2 und 7.3). Dagegen sollen in diesem Kapitel die Auswirkungen der Korrektur auf die Datenprodukte des Levels 2 kurz beschrieben werden. Hierbei wird in der Regel ein Datensatz ohne Relaxationskorrektur (Version 1–Daten — kurz: V1–Daten) mit einem Datensatz nach erfolgter Korrektur (Version 2–Daten — kurz: V2–Daten) miteinander verglichen.

Der Hauptteil der mit CRISTA–Daten durchgeführten wissenschaftlichen Untersuchungen basiert auf Datenprodukten wie Atmosphärentemperatur und Spurengasdichten. Um die Auswirkungen von Relaxationseffekten auf diese Datenprodukte so gering wie möglich zu halten, ist eine möglichst hohe Genauigkeit des gemessenen Detektorsignals nach erfolgter Relaxationskorrektur wünschenswert.

Beispielsweise kann ein Fehler von 3% im Detektorsignal einen Fehler von 1 Kelvin in der abgeleiteten Atmosphärentemperatur zur Folge haben. Variiert der Fehler von Höhenstufe zu Höhenstufe eines gemessenen Höhenprofils stark, sind auch wesentlich größere Temperaturfehler möglich, da das Verfahren zur Ableitung der Temperaturen (Retrieval) hierauf empfindlich reagiert (PREUSSE, persönliche Mitteilung). Aus diesem Grund wurden zur Unterdrückung von unterschiedlichen Relaxationseffekten in Vorwärts– und Rückwärtsspektren Temperaturen und Spurengasdichten für Vorwärts– und Rückwärtsspektren in der Regel getrennt abgeleitet und danach erst ein mittleres Vertikalprofil gebildet (siehe unten).

Durch dieses Verfahren werden allerdings nicht nur Relaxationseffekte, sondern auch kleinskalige Strukturen in der Erdatmosphäre stark unterdrückt und sind in den abgeleiteten Temperaturen und Spurengasdichten nicht mehr nachweisbar. Um besonders kleinskalige vertikale Strukturen der Erdatmosphäre zu erhalten und das gute vertikale Auflösungsvermögen des CRISTA–Instruments vollständig auszunutzen, ist es daher erforderlich, Temperaturen und Spurengasdichten unter Verwendung einer kleineren Retrievalschrittweite aus Vorwärts– und Rückwärtsspektren gemeinsam abzuleiten. Eine Anwendung dieses Ver-

fahrens ist ohne Relaxationskorrektur der Daten nicht möglich. Hierdurch steigt die Anforderung an die Genauigkeit einer Relaxationskorrektur allerdings erheblich. Damit das Retrievalverfahren nicht instabil wird, müssen die Diskrepanzen zwischen Vorwärts- und Rückwärtsspektren geringer als 1% sein. Eine erfolgreiche Anwendung dieses Verfahrens erfolgte allerdings erst in einigen Testdatensätzen im Rahmen von Schwerewellenanalysen (siehe beispielsweise PREUSSE ET AL., 1999).

Fehler in den abgeleiteten Spurengasdichten können sowohl durch Fehler des Detektorsignals, als auch durch Fehler in den abgeleiteten Temperaturen verursacht werden. Beispielsweise ändert sich die abgeleitete Dichte des CFC 11 bei einer Temperaturänderung von nur 1 Kelvin um 5% (KÜLL, persönliche Mitteilung).

Zusammenfassend kann bemerkt werden, daß eine Korrektur von Relaxationseffekten nicht nur für eine Korrektur der Absolutwerte von Spurengasdichten und Atmosphärentemperaturen von Bedeutung ist. Durch Relaxationen verursachte Unterschiede zwischen den verschiedenen Blickrichtungen des CRISTA-Instruments können horizontale Strukturen der Erdatmosphäre vortäuschen. Außerdem kann es durch unterschiedliche Relaxationen in Spektren verschiedener Spektrometergitterdrehrichtungen zur Vortäuschung vertikaler Strukturen der Erdatmosphäre kommen. Daher wird durch eine Korrektur der Relaxationseffekte vor allem die Untersuchung kleinskaliger Atmosphärenstrukturen erleichtert — einem der Hauptmeßziele von CRISTA.

10.1 Auswirkungen der Relaxationskorrektur auf abgeleitete Atmosphärentemperaturen

Im Spektralbereich, der von den CRISTA-Spektrometern abgedeckt wird, gibt es mehrere Emissionen des Spurengases CO_2 , aus denen die Atmosphärentemperatur abgeleitet werden kann. Eine dieser Emissionen befindet sich bei 792 cm^{-1} und wird in den Kanälen SL5, SCS6 und SR6 gemessen. Eine andere Emission bei etwa $15 \mu\text{m}$ wurde bei CRISTA I nur im Kanal SCL2 im langwelligen Spektrometer gemessen.

Ein wesentlicher Punkt bei der Korrektur von Relaxationseffekten ist der Unterschied im Relaxationsverhalten von Spektren, die in verschiedenen Spektrometergitterdrehrichtungen gemessen wurden. In der Regel werden — wegen der Relaxationseffekte in den Daten — die beiden Gitterdrehrichtungen der Spektrometer getrennt behandelt. Es wird also beispielsweise bei einem Höhenscan unabhängig voneinander ein Temperaturprofil für die Vorwärtsdrehrichtung und eines für die Rückwärtsdrehrichtung berechnet. Aus diesen beiden Höhenprofilen wird dann ein mittleres Höhenprofil gebildet. Diese Vorgehensweise wurde gewählt, da sonst das in beiden Gitterdrehrichtungen unterschiedliche Relaxationsverhalten der Detektoren zu einem Aufschaukeln während des Retrievalprozesses und so zu Instabilitäten bei der Ableitung von Atmosphärentemperaturen oder Spurengasdichten führt. Durch eine getrennte Behandlung der Gitterdrehrichtungen können in den Meßmoden Mode 1 und Mode 2 Instabilitäten um etwa eine Größenordnung verringert werden (PREUSSE, persönli-

che Mitteilung). Im Idealfall sollte es kaum Unterschiede zwischen den Profilen der beiden Gitterdrehrichtungen geben, und die Abweichungen vom mittleren Profil sollten möglichst gering sein.

Eine wesentliche Verbesserung in dieser Hinsicht konnte im Kanal SCL2 erreicht werden. Abbildung 81 zeigt ein Temperaturhöhenprofil der CRISTA I-Mission im Meßmode VR-1. Im linken Bild sind die Höhenprofile der beiden Gitterdrehrichtungen (gestrichelte Linien) sowie das mittlere Profil (durchgezogene Linie) dargestellt. Das rechte Bild zeigt die Abweichungen der beiden Drehrichtungen vom mittleren Profil. Im Idealfall müßten die Abweichungen vom mittleren Profil nahezu Null sein. Stattdessen sind Abweichungen bis zu 2 K erkennbar.

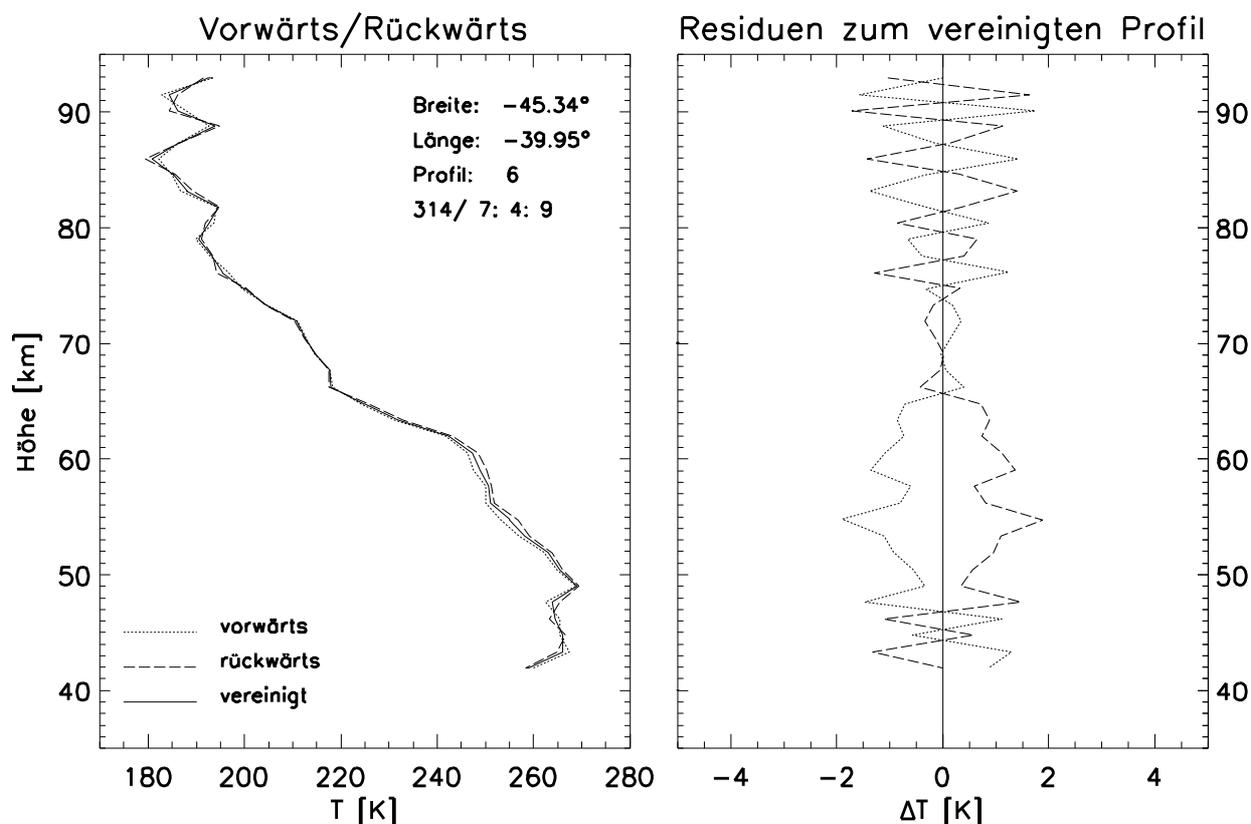


Abbildung 81: Detektor SCL2: Höhenprofil im Mode VR-1, Version 1-Daten. Linkes Bild: Temperaturhöhenprofile der beiden Spektrometergitterdrehrichtungen (gestrichelt), sowie mittleres Profil (durchgezogen). Rechtes Bild: Abweichungen der Profile der beiden Gitterdrehrichtungen vom mittleren Profil, aufgetragen gegen die Höhe.

Abbildung 82 zeigt dagegen dasselbe Höhenprofil nach erfolgter Relaxationskorrektur (Version 2-Daten). Man kann erkennen, daß die Abweichungen deutlich verringert wurden — insbesondere im Höhenbereich von 40—65 km. Die Abweichungen bei den größeren Höhen bleiben dagegen bestehen. Diese sind vermutlich auf Detektorrauschen zurückzuführen. Ähnliche Verbesserungen sind auch in den Kanälen SL5, SCS6 und SR6 zu beobachten.

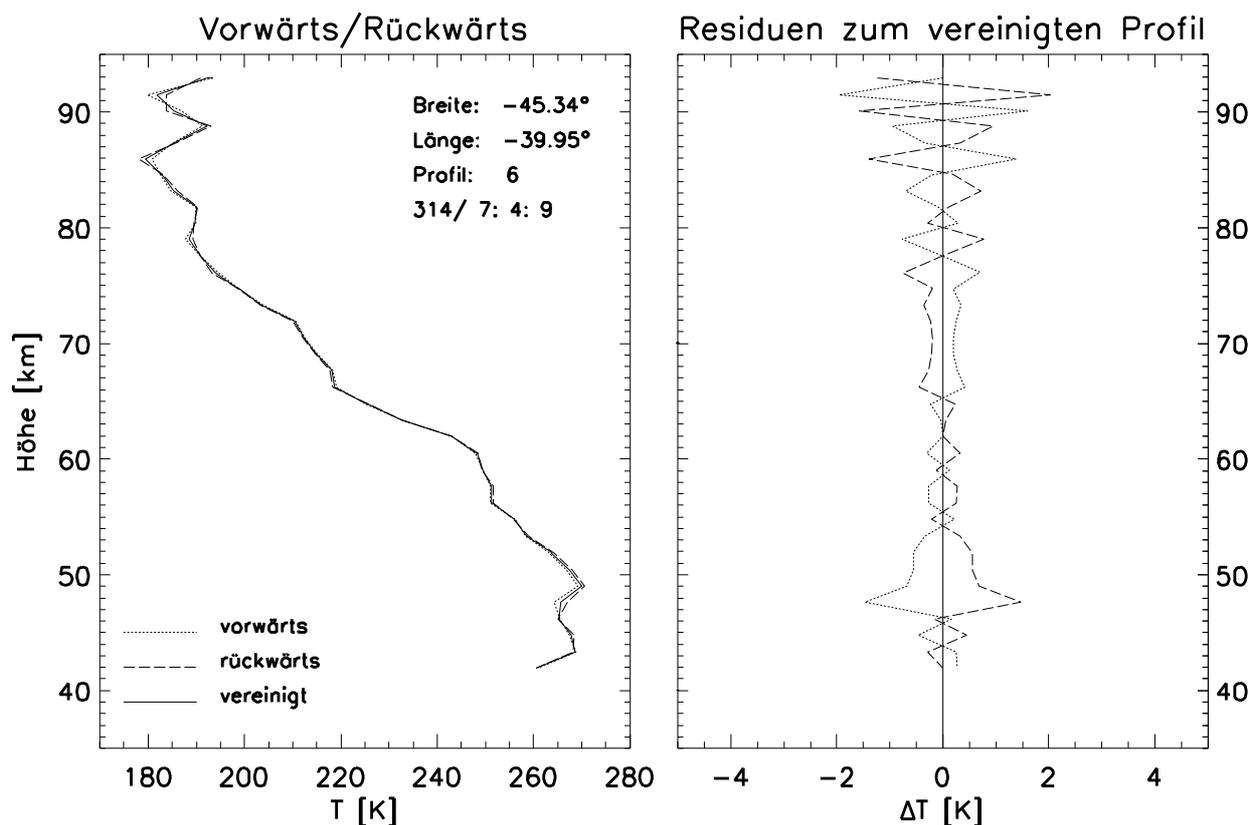


Abbildung 82: Detektor SCL2: Höhenprofil im Mode VR-1, Version 2-Daten. Linkes Bild: Temperaturhöhenprofile der beiden Spektrometergitterdrehrichtungen (gestrichelt), sowie mittleres Profil (durchgezogen). Rechtes Bild: Abweichungen der Profile der beiden Gitterdrehrichtungen vom mittleren Profil, aufgetragen gegen die Höhe. Durch die Relaxationskorrektur wurden die Abweichungen vom mittleren Profil stark verringert.

So zeigt Abbildung 83 Höhen-Breiten-Querschnitte von Absolutbeträgen der Differenzen zwischen zonal gemittelten Temperaturen, die getrennt für Vorwärts- und Rückwärts-Spektrometergitterdrehrichtung abgeleitet wurden. Die oberen Bilder zeigen die Ergebnisse für Detektor SCS6, die mittleren für SL5 und die unteren für SR6. In der linken Spalte sind die Ergebnisse der Version 1-Daten (vor Relaxationskorrektur), in der rechten Spalte die Ergebnisse der Version 2-Daten (nach Relaxationskorrektur) dargestellt. Unterschiede zwischen in verschiedenen Gitterdrehrichtungen abgeleiteten Temperaturen treten vor allem im Höhenbereich unterhalb 35 km auf. Dies ist verständlich, da bei niedrigen Tangentenhöhen das Detektorsignal in den einzelnen Kanälen höher ist und so die Relaxationszeitkonstanten so kurz sind, daß sie mit der Dauer der gemessenen Spektren vergleichbar werden. Es zeigt sich, daß die Unterschiede zwischen den beiden Drehrichtungen durch die Relaxationskorrektur wesentlich verringert werden. Dies ist insbesondere für den Detektor SR6 der Fall.

Unterschiede in den verschiedenen Gitterdrehrichtungen können unter Umständen vertikale

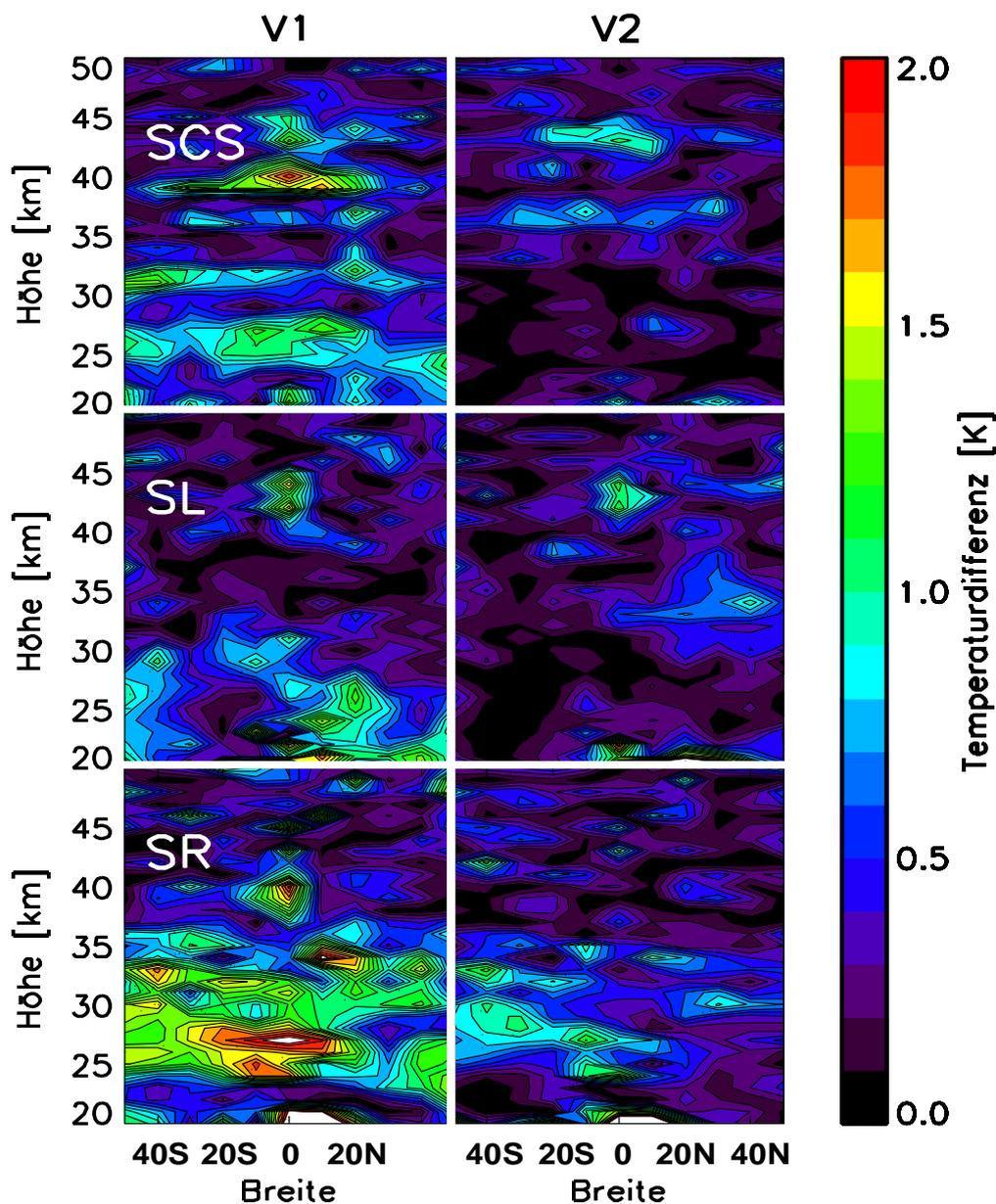


Abbildung 83: Höhen-Breiten-Querschnitt der betragsmäßigen Differenzen zwischen zonal gemittelten Temperaturen, die für Vorwärts- und Rückwärts-Spektrometerrichtung getrennt bestimmt wurden. Die Temperaturen wurden in den Kanälen SL5, SCS6 und SR6 im Meßmode Mode 1 abgeleitet. Linke Spalte: Version 1-Daten (vor Relaxationskorrektur), rechte Spalte: Version 2-Daten (nach Relaxationskorrektur). Obere Bilder: Detektor SCS6, mittlere Bilder: Detektor SL5, untere Bilder: Detektor SR6.

Strukturen in der Atmosphäre vortäuschen. Daher wird durch eine Verringerung dieser Unterschiede unter anderem auch die Analyse von vertikalen Wellenstrukturen der Atmosphäre in den gemessenen Höhenprofilen erleichtert — insbesondere von Schwerewellen (PREUSSE, persönliche Mitteilung).

Allerdings sind nicht nur Unterschiede zwischen Vorwärts- und Rückwärtsdrehrichtung von

Bedeutung. Eines der hauptsächlichen Meßziele von CRISTA ist der Nachweis kleinräumiger Atmosphärenstrukturen sowohl in vertikaler, als auch in horizontaler Richtung. Hierfür wird ein möglichst konsistenter Datensatz benötigt, was unter anderem auch eine möglichst gute Übereinstimmung der verschiedenen Blickrichtungen von CRISTA erfordert.

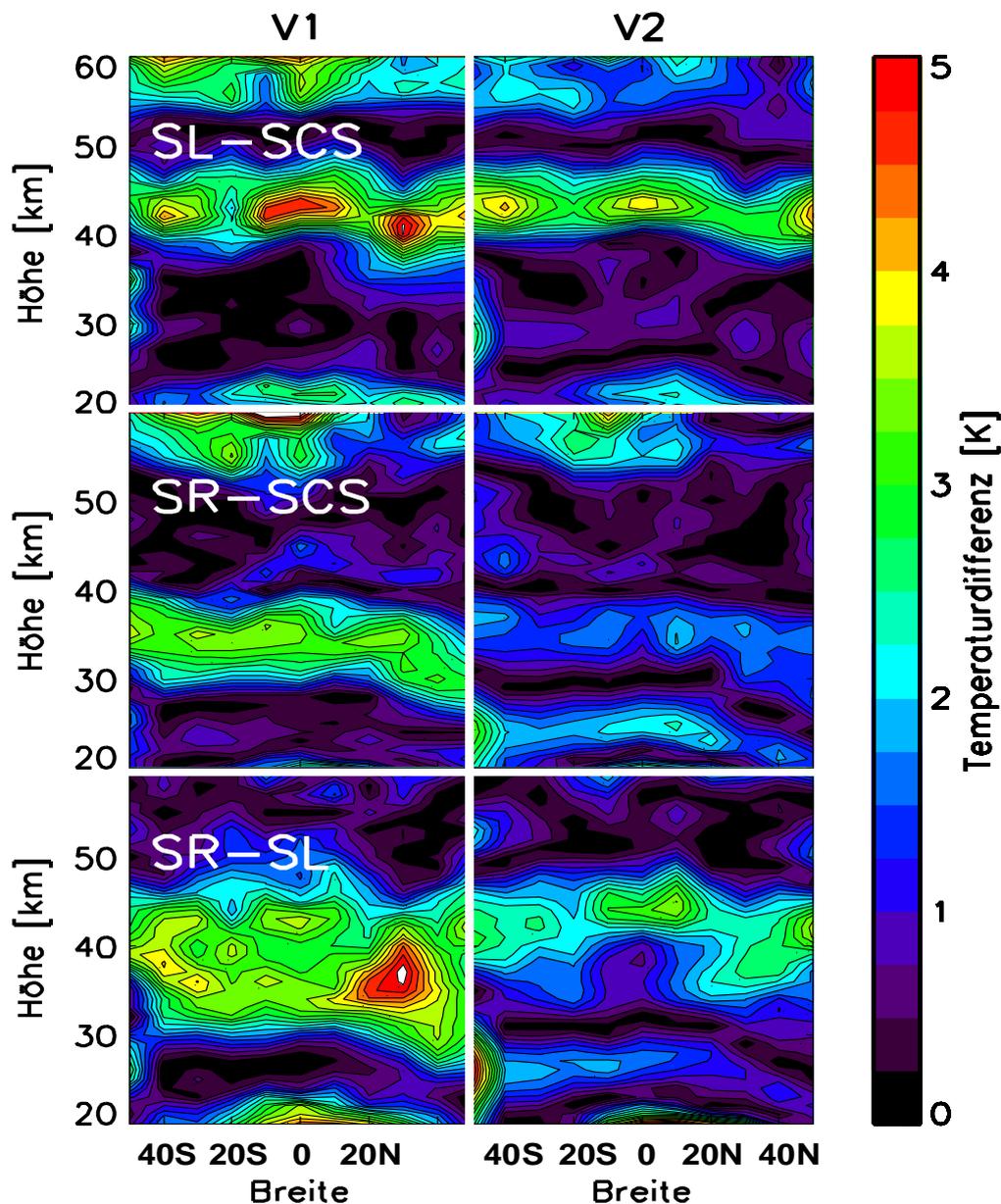


Abbildung 84: Höhen-Breiten-Querschnitt der betragsmäßigen Differenzen zwischen den zonalen Temperaturmittelwerten der drei CRISTA-Blickrichtungen in Grad Kelvin. Die Temperaturen wurden in den Kanälen SL5, SCS6 und SR6 im Meßmode Mode 1 abgeleitet. Linke Spalte: Version 1-Daten (vor Relaxationskorrektur), rechte Spalte: Version 2-Daten (nach Relaxationskorrektur). Obere Bilder: Unterschiede zwischen linker und mittlerer Blickrichtung, mittlere Bilder: Unterschiede zwischen rechter und mittlerer Blickrichtung, untere Bilder: Unterschiede zwischen linker und rechter Blickrichtung.

Abbildung 84 zeigt Höhen–Breiten–Querschnitte der betragsmäßigen Differenzen zwischen den zonalen Temperaturmittelwerten, die getrennt für die einzelnen CRISTA–Blickrichtungen berechnet wurden. In den oberen Bildern sind die Unterschiede zwischen linker und mittlerer Blickrichtung dargestellt, in den mittleren Bildern zwischen rechter und mittlerer und in den unteren Bildern zwischen linker und rechter Blickrichtung. Die linke Spalte zeigt die Abweichungen für Version 1–Daten (vor Relaxationskorrektur), die rechte Spalte zeigt Version 2–Daten (nach Relaxationskorrektur).

Besonders im Höhenbereich um 40 km können Abweichungen zwischen den Blickrichtungen auftreten, die bis zu maximal 5 K betragen können. Es zeigt sich, daß systematische Unterschiede zwischen den drei Blickrichtungen durch die Relaxationskorrektur verringert werden, insbesondere die Unterschiede zwischen der rechten und den beiden anderen Blickrichtungen.

Im Höhenbereich von 40 bis 60 km wurden unabhängig voneinander Temperaturen sowohl in den Kanälen SL5, SCS6 und SR6, als auch im Kanal SCL2 abgeleitet. Die Übereinstimmung der im Kanal SCL2 abgeleiteten Temperaturen mit den in den Kanälen SL5, SCS6 und SR6 abgeleiteten Temperaturen verschlechtert sich im Bereich von 40–45 km nach der Relaxationskorrektur etwas. Die Ursache hierfür ist allerdings unklar.

Die Temperaturen der V2–Daten liegen bei den Kanälen SL5, SCS6 und SR6 tendenziell im Mittel etwas unter denen der V1–Daten. Im Höhenbereich von 40–60 km beträgt die Verringerung etwa 1 Kelvin, ansonsten ist der Betrag der Temperaturänderungen eher geringer. Die Hauptursache für die Temperaturerniedrigung ist die im Rahmen der Relaxationskorrektur erfolgte Verkleinerung des Signalpeaks, der zur Temperaturherleitung verwendet wurde. Die Signalverringerng ist Folge der Korrektur des zu erwartenden Überschwingers, der durch den Signalanstieg im Peak hervorgerufen wird. Effekte durch Relaxationskomponenten, die durch den Signalabfall am Ende eines Höhenscans ausgelöst werden, sind allerdings auch nicht auszuschließen.

Während beider CRISTA–Missionen wurden Vergleichsmessungen mit Radiosonden und Datensonden von Bodenstationen aus durchgeführt. Diese Art von Messungen gilt als relativ zuverlässig und kann dazu dienen, mögliche größere Fehler der aus CRISTA–Meßdaten abgeleiteten Temperaturen zu erkennen. Vergleiche der CRISTA–Temperaturdaten mit diesen Messungen zeigen, daß die Übereinstimmung mit den Temperaturen des Kanals SR6 nach Relaxationskorrektur etwas verbessert wird (siehe hierzu MEISENBERG, 1998). Bei den anderen Kanälen tritt keine wesentliche Verbesserung ein.

Zusammenfassend kann zu den Auswirkungen der Relaxationskorrektur auf die Temperaturdaten von CRISTA I bemerkt werden, daß die wesentliche Verbesserung in einer Verringerung der Unterschiede zwischen Spektren, die in unterschiedlichen Gitterdrehrichtungen gemessen wurden, besteht. Darüber hinaus wird der Datensatz durch eine Verringerung der Unterschiede zwischen den einzelnen Spektrometern etwas konsistenter.

10.2 Auswirkungen der Relaxationskorrektur auf Spurengasdichten

Die wichtigsten von CRISTA im Wellenlängenbereich unterhalb $15\mu\text{m}$ gemessenen Spurengase sind Ozon (O_3), CFC 11 (Freon 11), HNO_3 und CH_4 (Methan). Im allgemeinen baut die Berechnung von Spurengasdichten wesentlich auf den zuvor berechneten Temperaturen auf. Es sollten sich also durch eine Relaxationskorrektur hervorgerufene Änderungen der Temperaturdaten auf berechnete Spurengasdichten auswirken. Daher sollte unter Umständen schon alleine durch eine Verbesserung der Temperaturwerte eine Verbesserung der Spurengasdichten möglich sein.

CFC 11 (Freon 11) und HNO_3 :

Die Spurengase CFC 11 (Freon 11) und HNO_3 werden in den Kanälen SL5, SCS6 und SR6 aus Emissionen abgeleitet, die beispielsweise beim Kanal SCS6 im Bereich unterhalb von Gitterposition 3500 liegen (siehe Abbildung 77). Da das Retrievalverfahren zur Ableitung der Spurengase CFC 11 und HNO_3 beim Übergang von Datenversion V1 zu Datenversion V2 geändert wurde, macht für diese Spurengase ein Vergleich der beiden Datenversionen wenig Sinn, um die Auswirkungen der Relaxationskorrektur zu untersuchen. Es wurden daher gesonderte Untersuchungen angestellt. Für die Spurengase CFC 11 und HNO_3 wurde anhand von Rechnungen der Einfluß der Relaxationskorrektur ohne Verwendung korrigierter Temperaturdaten untersucht, um eine Trennung der verschiedenen Effekte zu ermöglichen. Es wurden also V1–Temperaturen und V2–Strahlungsdichten der Spurengasemissionen zur Ableitung der Spurengasdichten mit dem bei V1 verwendeten Retrievalverfahren verwendet. Hierbei ergab sich für HNO_3 bei allen Spektrometern eine geringfügige Verringerung der abgeleiteten Dichten um einen Betrag von weniger als 4% im gesamten Höhenbereich. Auch beim CFC 11 trat eine geringfügige Verringerung der abgeleiteten Dichten im gesamten Höhenbereich von weniger als 6% ein (KÜLL, persönliche Mitteilung).

Unterhalb der Höhe von 35 km beträgt der Unterschied zwischen den Absolutwerten der V1– und der V2–Temperaturen im Mittel weniger als 1 K (siehe Kapitel 10.1). Da beide Spurengase generell im Höhenbereich unterhalb etwa 35 km abgeleitet wurden (CFC 11 unterhalb etwa 25 km), ist bei einer Empfindlichkeit der beiden Spurengase auf Temperaturvariationen von etwa 5%/Kelvin (KÜLL, persönliche Mitteilung) nicht mit größeren Effekten durch Verwendung der V2–Temperaturen zu rechnen.

Zur Ableitung der Spurengasdichten werden die aus Vorwärts– und Rückwärtsdrehrichtung kombinierten Temperaturprofile verwendet. Hierdurch werden Vorwärts– und Rückwärts–Effekte innerhalb der verwendeten Temperaturprofile weitgehend unterdrückt. Daher bleiben in den abgeleiteten Spurengasdichten Vorwärts–Rückwärts–Unterschiede generell klein und eine wesentliche weitere Verringerung ist auch durch Verwendung der relaxationskorrigierten V2–Temperaturen nicht zu erwarten.

CH₄ (Methan):

Das Spurengas CH₄ wird im Höhenbereich von etwa 27-55 km aus einem Signalpeak in den Kanälen SL1, SCS1 und SR1 abgeleitet. Das Signal in diesem Peak wird durch die Relaxationskorrektur als Folge des Signalanstiegs im Peak verringert. Hierdurch tritt als Gesamteffekt in den V2-Daten eine Verringerung der abgeleiteten Dichten um etwa 10-15% im gesamten Höhenbereich ein (FRANZEN, persönliche Mitteilung). Hierin sind auch schon Effekte, die durch Änderungen der Temperaturdaten entstehen, enthalten. Außerdem wurde für die V2-Daten ein etwas modifiziertes Verfahren zur Ableitung von CH₄ verwendet. Nach Verringerung des Absolutwerts von CH₄ stehen diese Ergebnisse nicht mehr im Einklang mit Messungen anderer Satellitenexperimente. Allerdings wurde in den Datenversionen V1 und V2 ein durch Streulicht verursachter Signaluntergrund bei der Absolutkalibration nicht berücksichtigt. Dessen Berücksichtigung sollte zu einer Kompensation dieses Effektes und somit zu einer Verbesserung der Absolutwerte des CH₄ führen.

Generell reagieren die in den Kanälen SL1, SCS1 und SR1 abgeleiteten Ergebnisse empfindlich auf Störungen des Detektorsignals. Zum einen ist dies der Fall, da der Signalpeak, aus dem das CH₄ abgeleitet wird, zu niedrigen Tangentenhöhen hin optisch dichter wird und schon geringe Veränderungen des Signals großen Einfluß auf die abgeleitete Dichte haben können. Außerdem überlagern sich in diesen Kanälen die Emissionen mehrerer Spurengase, was ebenfalls den Retrievalprozeß erschwert. So kommt es, daß schon durch geringe Abweichungen der Relaxationskorrektur im CH₄-Peak von etwa 2-3% zwischen den beiden Gitterdrehrichtungen Vergrößerungen der Vorwärts-Rückwärts-Unterschiede im abgeleiteten CH₄-Dichte auf etwa 10-15% verursacht werden können. Da aber die Spurengasdichten — ebenso wie die Temperaturdaten — in Vorwärts- und Rückwärtsdrehrichtung getrennt abgeleitet und beide Drehrichtungen zu einem mittleren Höhenprofil kombiniert werden, spielen diese Abweichungen keine große Rolle. Durch Bildung des mittleren Profils werden Vorwärts-Rückwärts-Abweichungen stark unterdrückt.

Ozon (O₃):

Das Spurengas Ozon wird in den Kanälen SL5, SCS6 und SR6 aus einer Emission abgeleitet, die unmittelbar neben dem Signalpeak liegt, aus dem die Atmosphärentemperatur abgeleitet wird. Beim Vergleich der Datenversion V1 mit Datenversion V2 zeigt sich, daß in den abgeleiteten Dichten keine wesentliche Änderung auftritt. Hier bestätigt sich die Güte des verwendeten Korrekturmodells: Obwohl die Korrektur im benachbarten „Temperaturpeak“ einige Prozent betragen kann, fallen die mit dem Relaxationsmodell berechneten Korrekturwerte in dem Bereich, der zur Ableitung des Ozons dient, eher kleiner aus und variieren nicht stark in Abhängigkeit von der Gitterposition. Hierzu siehe auch Abbildung 77: Die Ableitung des Ozons erfolgt beim Detektor SCS6 etwa bei Gitterposition 6750. Oberhalb von Gitterposition 6500 verläuft die Korrektur eher flach. Empfindlichkeitsstudien zeigen, daß die Werte des abgeleiteten Ozons sehr empfindlich auf stärkere Variationen der berechneten Korrektur oberhalb Gitterposition 6500 (bei Detektor SCS6) reagieren würden,

da der abgeleitete Ozonwert stark abhängig von der Signaldifferenz zwischen zwei eng benachbarten Gitterpositionen (Wellenlängen) in diesem Bereich ist (PREUSSE, persönliche Mitteilung). Da keine starke Änderung der Ozonwerte zwischen Version 1- und Version 2-Daten vorliegt, ist dies ein weiteres Anzeichen für die Richtigkeit der im Korrekturmodell verwendeten Mechanismen.

11 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird das Relaxationsverhalten der in CRISTA verwendeten Si:Ga und Ge:Ga Halbleiter-Infrarotdetektoren untersucht, die bei kryogenen Temperaturen unterhalb 15 K bzw. 4 K betrieben wurden.

Es stellt sich heraus, daß das Sprungantwortverhalten dieser Detektoren neben Materialeigenschaften (wie Geometrie, Dotierung und Kontaktierung) und Betriebsbedingungen (wie Detektortemperatur und Art der Beleuchtung) wesentlich von Detektorsignal und Signalvorgeschichte abhängt. Die Abhängigkeit der beobachteten Sprungantworten von Signal und Signalvorgeschichte wurde mit Hilfe von Fitfunktionen parametrisiert.

Hierauf basierend wurde für die in CRISTA verwendeten Si:Ga-Detektoren ein Modell entwickelt, das bei konstanten Betriebsbedingungen des Detektors die Korrektur von Relaxationseffekten in einem beliebigen Signalverlauf ermöglicht. Dieses Modell wurde anhand im Labor gemessener Eichspektren sowie anhand spezieller Kalibrationsmeßmoden während des ersten CRISTA-Fluges getestet und schließlich in der Version 2 der CRISTA I-Flugdaten zur Anwendung gebracht.

Für die Ge:Ga-Detektoren wurde ein einfacheres Korrekturverfahren vorgeschlagen.

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Konzepte und Programme werden es ermöglichen, ebenfalls eine Korrektur der CRISTA II-Flugdaten durchzuführen.

12 Danksagung

Mein Dank gilt Proff. D. Offermann und K.U. Grossmann für wertvolle Anregungen und die Ermöglichung der vorliegenden Arbeit.

Herrn P. Preuße danke ich für seine kompetente Hilfe bei vielen Diskussionen, die die Eichmessungen betrafen, sowie für Untersuchungen zu den Auswirkungen der Relaxationskorrektur auf die Version 2-Daten von CRISTA I. Weiterhin danke ich ihm für eine Reihe wertvoller Anregungen.

Herrn B. Schäler danke ich für die Erstellung von Computerprogrammen, die bei der Korrektur der Relaxationen in den Flugdaten eine große Hilfe waren.

Zuletzt gilt mein Dank allen Personen, die mir, ohne namentlich genannt zu werden, während der Vorbereitung und Durchführung der Messungen sowie bei der Analyse der Daten eine große Hilfe waren.

13 Literaturverzeichnis

- AUGUSTAT, B., Relaxationseigenschaften von IR-Detektoren, Diplomarbeit WU D 94-35, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1994.
- BARTHOL, P., K.U. GROSSMANN UND D. OFFERMANN Telescope design of the CRISTA/SPAS experiment aboard the Space Shuttle, *Proc. SPIE on Stray Radiation in Optical Systems*, 1331, 54-63, 1990.
- BARTHOL, P., Das optische System des CRISTA-Experiments, Dissertation WUB-DIS 94-4, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1994.
- BENNETT, R.J., Spatial Time Series: Analysis — Forecasting — Control, Pion Limited, London, 1979.
- BOX, J.E.P. UND E.M. JENKINS, Time Series Analysis — Forecasting and Control, Holden Day Series (2nd Edition), San Francisco, 1976.
- DERKSEN, H., Vermessung der CRISTA-Detektoren, Diplomarbeit WU D 93-12, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1993.
- ECKERMANN, S.D. UND P. PREUSSE, Global Measurements of Stratospheric Mountain Waves from Space, *Science*, 286, 1534-1537, 1999.
- ERN, M., Relaxationseffekte in den Eichlichtspektren, CRISTA Engineering Report vom 12.3.99, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1999a.
- ERN, M., Der Peakbreite-Parameter im Relaxationsmodell, CRISTA Engineering Report vom 19.3.99, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1999b.
- FOUKS, B.I., Nonstationary Behaviour of Low Background Photon Detectors, *Proceedings of the ESA Symposium: Photon Detectors for Space Instr.*, ESA SP-356, 167-174, 1993.
- FOUKS, B.I. UND J. SCHUBERT, Precise Theoretical Description of Photoresponse for Detectors of ISOPHOT's Si:Ga Array, *Proc. SPIE on Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy*, 2475, 487-498, 1995.
- FOUKS, B.I., On Problems of Operation of Low-Background IR Detectors, *Proc. SPIE on Infrared Spaceborne Remote Sensing III*, 2553, 489-500, 1995.
- HAEGEL, N.M., C.A. LATASA, UND A.M. WHITE, Transient Response of Infrared Photoconductors: The Roles of Contacts and Space Charge, *Applied Physics A*, 56, 15-21, 1993.

- HEUSEL, M. UND R. SPANG, Beschreibung des Programmpaketes zur Aufbereitung der CRISTA-Rohdaten, CRISTA Engineering Report vom 11.11.96, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1996.
- KAZARINOV, R.F., R.A. SURIS, UND B.I. FUKS,⁴ “Thermal-current“ instability in compensated semiconductors, *Sov. Phys. Semicond.*, **6**, 500, 1972.
- LINDER, M., Thermalverhalten des CRISTA-Kryostaten im Flug, Diplomarbeit WU D 97-02, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1997.
- LINDZEN, R.S., Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown, *J. Geophys. Res.*, **86**, 9707–9714, 1981.
- MCLANDRES, C., On the importance of gravity waves in the middle atmosphere and their parametrization in general circulation models, *J. Atmos. and Solar-Terrest. Phys.*, **60**, 1357–1383, 1998.
- MEISENBERG, G., Validierung von CRISTA-Messungen mittels Ballon- und Raketendaten, Diplomarbeit WU D 98-20, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1998.
- MILTON, A.F., Frequency dependence of the Debye length in compensated extrinsic photoconductors, *Appl. Phys. Lett.*, **16**, 285, 1970.
- OFFERMANN, D., CRISTA: A Space Shuttle Experiment for Middle Atmosphere Small Scale Structures,
in: THRANE, E.V. ET AL. (Eds.): Coupling Processes in the Lower and Middle Atmosphere, 389–401, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1993.
- OFFERMANN, D., K.-U. GROSSMANN, P. BARTHOL, P. KNIELING, M. RIESE UND R. TRANT, Cryogenic Infrared Spectrometers and Telescopes for the Atmosphere (CRISTA) experiment and middle atmosphere variability, *J. Geophys. Res.*, **104**, 16311–16325, 1999.
- PLUMB, R.A., D.W. WAUGH, R.J. ATKINSON, P.A. NEWMAN, L.R. LAIT, M.R. SCHOEBERL, E.V. BROWELL, A.J. SIMMONS UND M. LOEWENSTEIN, Intrusion into the lower stratospheric Arctic Vortex during the winter of 1991–1992, *J. Geophys. Res.*, **99**, 1089–1105, 1994.
- POLVANI, L.M. UND R.A. PLUMB, Rossby Wave Breaking, Microbreaking, Filamentation, and Secondary Vortex Formation: The Dynamics of a Perturbed Vortex, *J. Atmos. Sci.*, **49**, 462–476, 1992.

⁴Bei „FOUKS“ und „FUKS“ handelt es sich um denselben Autor. Die unterschiedliche Schreibweise wurde durch Übersetzung aus dem Russischen verursacht.

- PREUSSE, P., Vorbereitung der Eichung der CRISTA-Spektrometer, Diplomarbeit WU D 94-45, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1995.
- PREUSSE, P., B. SCHÄLER, J. BACMEISTER UND D. OFFERMANN, Evidence for Gravity Waves in CRISTA Temperatures, *Advances in Space Research*, Vol. 24, No. 11, 1601-1604, 1999.
- RABANUS, D., Vermessung von BIB-Detektoren für das Satellitenexperiment CRISTA II, Diplomarbeit WU D 97-30, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1997.
- RIESE, M., Abschätzung der Detektorsignale während des Fluges von CRISTA, Teil 1: Zentrales Teleskop, CRISTA Engineering Report vom 23.8.93, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1993.
- RIESE, M., Das CRISTA-Meßsystem: Struktur und Anwendungen, Dissertation WUB-DIS 94-3, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1994.
- RIESE, M., R. SPANG, P. PREUSSE, M. ERN, M. JARISCH, D. OFFERMANN UND K. U. GROSSMANN, Cryogenic Infrared Spectrometers and Telescopes for the Atmosphere (CRISTA) data processing and atmospheric temperature and trace gas retrieval, *J. Geophys. Res.*, **104**, 16349-16367, 1999.
- SCHÄLER, B., Vergleichende Untersuchungen des Relaxationsverhaltens von Si:Ga-Detektoren, Diplomarbeit WU D 96-35, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1996.
- SCHUBERT, J., B.I. FOUKS, D. LEMKE UND J. WOLF, Transient Response of ISOPHOT Si:Ga Infrared Photodetectors: Experimental Results and Application of the Theory of Nonstationary Processes, *Proc. SPIE on Infrared Spaceborne Remote Sensing III*, **2553**, 461-469, 1995.
- SPANG, R., Das Datensystem zur Auswertung der CRISTA-Missionsdaten, Dissertation WUB-DIS 97-4, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1997.
- STOMAS, A., Simulation des thermischen und elektrischen Verhaltens der CRISTA-Elektronik, Diplomarbeit WU D 92-29, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1992.
- SURIS, R.A. UND B.I. FUKS Theory of Nonlinear Transient Processes in Compensated Semiconductors, *Sov. Phys. Semicond.*, **14**(8), 896-906, 1980.
- SZE, S.M., Physics of Semiconductor Devices, Wiley-Interscience, New York, 1969.

- TRANT, R., Entwicklung eines raumflugtauglichen Kryostaten für das CRISTA-Experiment, Dissertation WUB-DIS 93-6, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1993.
- VINOKUROV, L.A. UND B.I. FUKS, Nonlinear Photoresponse of Extrinsic Photoconductors, *Sov. Phys. Semicond.*, **25**(11), 1207-1211, 1991.
- VOLLMANN, K., Zeitliches Verhalten von Ge:Cu Detektoren unter reduziertem Photonen-hintergrund, Diplomarbeit WU D 90-20, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1990.
- WAUGH, D.W. und 10 Ko-Autoren, Transport out of the lower stratospheric Arctic vortex by Rossby wave breaking, *J. Geophys. Res.*, **99**, 1071-1088, 1994.
- WIEST, L., Untersuchungen an hochempfindlichen, strahlungsgehärteten Si:As-Infrarot-Detektoren, Diplomarbeit, Ruprechts-Karl-Universität Heidelberg, 1995.
- WOLF, J., L. WIEST, U. GRÖZINGER, D. LEMKE UND J. SCHUBERT, Si:As blocked-impurity-band detectors for ISO's photometer, *Proc. SPIE on Infrared Spaceborne Remote Sensing III*, 2553, 482-488, 1995.