

Lehrstuhl E15
Univ.-Prof. Dr. F. von Feilitzsch
Institut für Astro-Teilchenphysik
der Technischen Universität München

Supraleitende Tunneldioden: Detektoren für die Röntgenfluoreszenzanalyse

Michael S. Huber

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. M. Lindner
Prüfer der Dissertation: 1. Univ.-Prof. Dr. F. von Feilitzsch
2. Univ.-Prof. Dr. R. Krücken

Die Dissertation wurde am 3. Mai 2004 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 8. Juli 2004 angenommen.

Überblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden entscheidende Schritte zu einem praktischen Einsatz eines auf supraleitenden Tunnelnioden basierenden Tieftemperatur-Röntgenstrahlungsdetektors mit einer Betriebstemperatur von ungefähr 100 mK unternommen. Ein solcher Detektor erzielte unter optimalen Bedingungen eine Energieauflösung von 10,8 eV bei einer Röntgenenergie von 5,9 keV, was die bislang beste mit diesem Detektortyp erreichte Auflösung darstellt.

Für einen ersten industrienahen Einsatz wurde ein Detektor in einen Prototypen des kryogenen Röntgenspektrometers Polaris integriert, mit dem an einem Elektronenmikroskop des Halbleiterherstellers Infineon Materialanalysen durchgeführt werden. Bereits in diesem Ersteinsatz konnte eine Energieauflösung von etwa 35 eV bei einer Röntgenenergie von 1,74 keV und einer Zählrate von etwa 300 Ereignissen pro Sekunde erzielt werden. Grundlegende Einschränkungen für einen Einsatz dieses Detektortyps im Polaris-Spektrometer ergaben sich nicht.

Im Vorfeld dieses Detektoreinsatzes mussten mehrere anwendungsrelevante Fragestellungen geklärt werden. Dies wurde teilweise im Rahmen von Messungen zur Detektorcharakterisierung am Elektronenspeicherring BESSY II erreicht, auf deren Basis ein physikalisches Modell der Energietransportprozesse im Detektor und ein Formalismus zur Beschreibung der Detektorantwort entwickelt werden konnte. Mit diesem Formalismus können komplexe Energieabhängigkeiten der Detektorantwort, die erstmals in dieser Arbeit eindeutig beschrieben wurden, vollständig berücksichtigt werden. Zudem ermöglicht das Modell ein qualitatives Verständnis von Ereignisgruppen mit abweichender Detektorantwort (Detektorartefakten), die wiederum erstmals im Rahmen dieser Arbeit identifiziert wurden, und deren Zuordnung zu verschiedenen Energietransport- und -verlustprozessen im Detektor; Möglichkeiten zur effizienten Diskriminierung dieser Detektorartefakte wurden aufgezeigt. Zusätzlich konnte die Exposition an Luft als Ursache für eine bereits früher beobachtete Detektordegradierung identifiziert werden. Die daraus resultierenden Erkenntnisse für eine reproduzierbare Fabrikationsmethode und sichere Lagerung der Detektoren ermöglichten erst ihren Einsatz am Elektronenspeicherring BESSY II und im Polaris-Spektrometer.

Aufgrund dieser Untersuchungen erfüllt der Detektor alle wesentlichen Voraussetzungen für praktische Anwendungen.

Der Detektor benötigt im Betrieb ein externes Magnetfeld mit einer gewissen Feldstärke und Orientierung, zu dessen Erzeugung erfolgreich externe Spulen-anordnungen eingesetzt wurden. Parallel dazu wurde eine neuartige Detektor-konfiguration, die einen Einsatz ohne externe Spulenkonstruktionen verspricht, untersucht. Diese Testmessungen, darunter die erstmalige Aufzeichnung eines Röntgenspektrums ohne externes Magnetfeld, erlaubten wichtige Rückschlüsse auf die praktische Einsetzbarkeit dieses Konzepts.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Supraleitende Tunneldioden	6
2.1	Supraleitung	6
2.1.1	Energielücke	6
2.1.2	Anregungsprozesse	8
2.1.3	Supraleiter im Magnetfeld	9
2.2	Tunnelkontakte	10
2.2.1	Supraleitende Tunnelkontakte	10
2.2.2	Normalleitende Einschlüsse	16
2.2.3	Josephson-Effekt	17
2.3	Tunneldioden als Teilchendetektoren	19
2.3.1	Supraleitende Tunneldioden ohne Absorber	19
2.3.2	SSP-Detektorkonzept	20
2.4	Physikalisches Modell des SSP-Detektors	23
2.4.1	Phononischer Energieeintrag in die Tunneldiode	23
2.4.2	Signalverlauf	24
3	Experimentelle Grundlagen	27
3.1	Detektorherstellung	27
3.2	Experimentelle Teilprojekte	28
3.3	Detektorbetrieb und Datenaufnahme	29
3.3.1	Kryostate	30
3.3.2	Vorverstärkerelektroniken	32
4	Detektorartefakte	33
4.1	Klassifizierung der Detektorartefakte	34
4.2	Zuordnung der Einzelereignisse	35
4.2.1	Pile-Up-Ereignisse	36
4.2.2	Contained Energy Events	36
4.2.3	Shared Energy Events	42
4.2.4	Reduced Energy Events	45
4.2.5	Zusammenfassung	52

4.3	Methoden der Artefaktdiskriminierung	52
4.3.1	Offline-Diskriminierung	53
4.3.2	Online-Diskriminierung	55
4.4	Energieabhängigkeit der Artefaktintensität	56
5	Energieabhängigkeit der Detektorantwort	61
5.1	Frühere Arbeiten	61
5.2	Nichtlineare Einflüsse	62
5.3	Analyse der Detektorantwort	64
5.3.1	Strompulse	64
5.3.2	Pulsintegrale	67
5.3.3	Ladungsbilanz	71
5.3.4	Analyse der Zeitstruktur	77
5.4	Folgerungen	82
6	Anwendung des Detektorsystems	83
6.1	Degradierung des Absorbers	83
6.1.1	Mögliche Ursachen	83
6.1.2	Experimentelle Befunde und Deutung	84
6.1.3	Schutzschicht	85
6.2	Detektorintegration in Polaris	86
6.2.1	Verkleinerung des Detektorchips	86
6.2.2	Externe Magnetfeldspulen	87
6.3	Betrieb und erste Ergebnisse	88
7	Annular Junctions	91
7.1	Methoden der Magnetfeldunterdrückung	91
7.2	Erste experimentelle Resultate	92
7.2.1	Fluss-Einfang	93
7.2.2	Injektions-Strom	94
7.3	Bewertung	95
7.4	Annular-Junction-Detektor im SSP-Design	97
8	Zusammenfassung und Ausblick	99
A	Prozess zur Abscheidung der Absorberfilme	102
	Literaturverzeichnis	103
	Danksagung	107

Kapitel 1

Einleitung

Das Streben nach einem tieferen Verständnis der Vorgänge im Universum führt den Menschen zur Untersuchung von Phänomenen, die weit jenseits des Empfindungsbereichs seiner natürlichen Sinne liegen. Einhergehend mit dieser Entwicklung steigt der Bedarf der Wissenschaft nach immer ausgefeilteren Nachweisgeräten, Detektoren, welche es dem Menschen erlauben, in diese extremen Bereichen vorzudringen. Ohne die ständige Neu- und Weiterentwicklung von Detektorsystemen wären die exakten Naturwissenschaften auf den engen Sinnesbereich des Menschen eingeschränkt.

Zwischen der Detektorentwicklung und der Grundlagenforschung, die diese Detektoren anwendet, besteht in vielen Fällen ein reges Wechselspiel; oftmals erlauben gerade Analyse und Verständnis bislang unbekannter physikalischer Phänomene und Prozesse die Entwicklung neuer, leistungsfähigerer Detektoren. Als aktuelles Beispiel hierfür können Tieftemperaturdetektoren genannt werden. Diese Klasse von Detektoren, welche nach ihrer Betriebstemperatur (zwischen 5 mK und 300 mK) benannt ist, konnte erst Realität werden durch die Entdeckung technischer Methoden zum Erreichen dieser tiefen Temperaturen und dem Verständnis dort auftretender physikalischer Phänomene wie der Supraleitung. Heute, fast 100 Jahre nach Heike Kammerlingh-Onnes' bahnbrechenden Arbeiten zur Verflüssigung von Helium und zur Untersuchung der Supraleitung, fördern Tieftemperaturdetektoren spektakuläre Erkenntnisse in der Grundlagenforschung zutage, beispielsweise im Bereich der Astronomie und Astroteilchenphysik [Ben02, Ake03], wo kryogene Messungen grundlegend zum Verständnis der Entstehung und des Aufbaus des Universums beitragen. Auch die Entdeckung des radioaktiven Zerfalls von natürlichem ^{209}Bi , das bislang als schwerstes stabiles Isotop galt, durch einen Tieftemperaturdetektor ist hierbei zu nennen [Mar04]. Gerade in den letzten Jahren beginnen Tieftemperaturdetektoren zudem die Schwelle zur industriellen Anwendung zu überschreiten, insbesondere im Bereich der Material- und Röntgenfluoreszenzanalyse [Hoe01, Sim03, Hol01].

Röntgenfluoreszenzanalyse

Die Analyse der charakteristischen Röntgenstrahlung eines Materials stellt ein wichtiges Werkzeug zur zerstörungsfreien Materialanalyse dar, insbesondere da durch Fokussierung des anregenden Elektronen- oder Röntgenstrahls ortsaufflösende Untersuchungen im sub-Mikrometer-Bereich („Mikroanalyse“) ermöglicht werden, wie sie beispielsweise in Rasterelektronenmikroskopen realisiert wurden. Von Interesse ist diese Methode beispielsweise bei der Produktion elektronischer Halbleiter-Bauteile, wo sie zur Elementbestimmung kleiner Strukturen und Verunreinigungen auf so genannten „Siliziumwafern“, einer Rohform der Halbleiter-Bauteile, verwendet wird. Die hohe Integrationsdichte der Schaltkreise auf diesen Bauteilen und die daraus resultierenden kleinen Ausdehnungen der zu untersuchenden Strukturen von derzeit etwa 90 nm verlangen nach einer starken räumlichen Eingrenzung des anregenden Elektronenstrahl. Zusätzlich wird wegen des Wunschs nach einer Beschränkung der Analyse auf oberflächennahe Strukturen eine Reduzierung der Eindringtiefe der anregenden Elektronen angestrebt. Beiden Forderungen trägt eine Verringerung der Energie der anregenden Elektronen auf Werte um 1 keV Rechnung. Da nur Röntgenfluoreszenzlinien mit Energien unterhalb der anregenden Elektronenenergie emittiert werden und diese mit abnehmender Energie immer geringere energetische Abstände aufweisen, stellt in diesem Energiebereich die Trennung der Röntgenlinien, die zur qualitativen wie auch quantitativen Elementidentifizierung vorgenommen werden muss, oftmals eine Herausforderung dar, die je nach verwendeter Nachweismethode verschiedene Probleme nach sich zieht.

Im Hinblick auf die Methode zur Messung des Röntgenfluoreszenzspektrums wird zwischen wellenlängen- und energiedispersiver Röntgenfluoreszenzanalyse unterschieden. Im ersten Fall erfolgt die Trennung der charakteristischen Linien der Fluoreszenzstrahlung mittels Braggreflexion. Dies ermöglicht eine scharfe Linientrennung, benötigt aber vergleichsweise hohe Röntgenstrahlungsflüsse und lange Zeiten zum Aufzeichnen eines kompletten Röntgenspektrums, da durch Variation des Braggwinkels der gewünschte Spektralbereich abgefahren werden muss. Bei der energiedispersiven Analyse wird die Fluoreszenzstrahlung üblicherweise mit einem halbleiterbasierten Detektor nachgewiesen, der die Energie jedes einzelnen einfallenden Röntgenquants bestimmt. Diese Detektoren liefern innerhalb einer kurzen Messdauer ein vollständiges Energiespektrum der Röntgenstrahlung, sind allerdings durch ihre — verglichen mit der Bragg-Methode — schlechte Linientrennung im Bereich niedriger keV-Energien beeinträchtigt. Zurückzuführen ist dies auf die Energielücke der Halbleitermaterialien in der Größenordnung einiger eV; die Deposition einer Röntgenenergie im keV-Bereich führt zur Erzeugung von nur wenigen 1000 freien Ladungsträgern (Elektron-Loch-Paaren), aus deren Nachweis auf die ursprüngliche Röntgenenergie zurückgeschlossen werden muss. Nach der Poisson-Statistik unterliegt diese Zahl der Ladungsträger N einer relativen Schwankung $\frac{\Delta N}{N} \propto \frac{1}{\sqrt{N}}$ welche im Fall der be-

reits weitestgehend optimierten klassischen halbleiterbasierten Detektoren meist den dominanten Beitrag zur Energieauflösung darstellt.

In der Praxis werden beide Methoden oftmals parallel verwendet, wobei der energiedispersive Detektor ein Übersichtsspektrum erstellt und besonders interessante Bereiche des Spektrums wellenlängendispersiv mit hohem Auflösungsvermögen untersucht werden. Aus Anwendersicht wäre ein energiedispersives Nachweissystem mit dem Auflösungsvermögen einer wellenlängendispersiven Methode wünschenswert. Die durch die Ladungsträgerstatistik gegebene Auflösungsgrenze kann aber nur durch Verringerung der Energielücke verbessert werden.

Tieftemperaturdetektoren

Tieftemperaturdetektoren (auch: „Kryodetektoren“) bieten sich als alternative Detektoren für die Röntgenfluoreszenzanalyse an, da sie die Vorteile klassischer energie- und wellenlängendispersiver Nachweismethoden — schnelle Aufzeichnung eines Röntgenspektrums über einem breiten Energiebereich hinweg und hohes Auflösungsvermögen — verbinden. Allgemein definiert sich die Gruppe der Tieftemperatur- oder Kryodetektoren über ihre Arbeitstemperatur von typischerweise 5 mK bis 300 mK. Die eigentlichen Nachweismechanismen unterscheiden sich teilweise stark; als Beispiele können der Nachweis von Elektron-Loch-Paaren in speziellen, stark dotierten Halbleitern („*neutron transmutation doped thermistors*“, NTD) oder die Ausnutzung der Temperaturabhängigkeit der von einem paramagnetischen Material erzeugten Flussdichte („*metallic magnetic calorimeters*“, MMC) genannt werden; diese Detektoren sind jedoch nicht Thema dieser Arbeit. Einige Tieftemperaturdetektoren basieren auf dem Phänomen der Supraleitung. Supraleitende Phasenübergangsthermometer („*transition edge sensors*“, TES) nutzen die starke Temperaturabhängigkeit des Gleichstromwiderstands eines supraleitenden Metalls beim Übergang zwischen normal- und supraleitender Phase zum Nachweis kleiner Temperaturänderungen und damit kleiner Energiedepositionen. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit einem Tieftemperaturdetektor-Konzept, das auf einer supraleitenden Tunneldiode („*superconducting tunnel junction*“, STJ) mit Al-Elektroden basiert. Supraleitende Tunneldioden nutzen den quantenmechanischen Tunnelstrom von freien Ladungsträgern, die bei der Absorption erzeugt werden, über eine dünne Barriere zum Nachweis von Teilchenabsorption. Ihre Funktionsweise wird in den späteren Kapiteln ausführlich diskutiert werden.

Das höhere Auflösungspotenzial einer supraleitenden Tunneldiode gegenüber einem halbleiterbasierten Detektor kann qualitativ leicht verstanden werden. Supraleiter besitzen ähnlich wie Halbleiter eine Energielücke 2Δ , welche aber deutlich geringere Werte annimmt. Beispielsweise besitzt Aluminium als klassischer Supraleiter mit etwa $340 \mu\text{eV}$ eine um fast vier Größenordnungen niedrigere Energielücke als der Halbleiter Silizium. Dies führt zu einer Erhöhung der Zahl der bei Energiedeposition erzeugten Ladungsträger und zu einer entsprechenden Ver-

ringerung der statistischen Schwankungen der Ladungsträgerzahl. Theoretisch kann deshalb eine Verbesserung der ideal erreichbaren Auflösung um maximal zwei Größenordnungen verglichen mit einem halbleiterbasierten Detektor erreicht werden [Kur82].

Stand der Entwicklung

Unter den hier aufgeführten Tieftemperaturdetektoren haben die supraleitenden Phasenübergangsthermometer den höchsten Entwicklungsstand bezüglich industrieller Anwendbarkeit erreicht. Aufbauend auf Arbeiten des Lehrstuhls für Astroteilchenphysik der Technischen Universität München entwickelte die Firma Vericold ein auf supraleitenden Phasenübergangsthermometern basierendes Spektrometer für die Röntgenfluoreszenzanalyse namens „Polaris“. Ein Prototyp des Polaris-Spektrometers wird vom Halbleiterhersteller Infineon Technologies an einem Rasterelektronenmikroskop zur Fehleranalyse eingesetzt.

Trotz ihrer hervorragenden Ergebnisse [Hol01, Hol04] besitzen Phasenübergangsthermometer Schwachpunkte, die nicht oder nur schwer zu beheben sind. Zu nennen ist hier insbesondere ihre vergleichsweise geringe Zählratenfestigkeit; ihre langen Pulsdauern zwischen einigen 100 μs und 1 ms beschränken die maximal verarbeitbare Zählrate deutlich auf einige 100 cps („*counts per second*“, Ereignisse pro Sekunde). Außerdem stellen stark nichtlineare Terme in der Beziehung zwischen eingestrahelter Röntgenenergie und gemessener Pulshöhe, welche auf die nichtlineare Form des Widerstandsverlauf im Übergang zwischen normal- und supraleitender Phase zurückgeführt werden können, ein Problem bei der Identifikation der Röntgenlinien dar. Im praktischen Betrieb bedeuten die für ein Thermometer typische Sensitivität auf Schwankungen der Kryostatentemperatur und die deshalb zwingende Notwendigkeit einer präzisen Temperaturstabilisierung die Gefahr von Arbeitspunktschwankungen und Störeinflüssen.

Diese Schwachstellen des supraleitenden Phasenübergangsthermometers lassen Raum für ein alternatives Detektorsystem. Es bieten sich supraleitende Tunnelioden an, die sich unter den bislang aufgeführten Kryodetektoren durch die höchste Zählratenfestigkeit auszeichnen; Zählraten mit mehr als einer Größenordnung über den von Phasenübergangsthermometern erzielten Werten konnten mit derartigen Detektoren ohne Beeinträchtigung der Energieauflösung erzielt werden [Fra98]. Zudem erweisen sich die Arbeitspunkte von Tunnelioden innerhalb eines großen Temperaturbereichs als stabil gegenüber Temperaturschwankungen; anders als Phasenübergangsthermometer, die beim Überschreiten ihrer Betriebstemperatur (der supraleitenden Phasenübergangstemperatur) nicht mehr als Detektoren funktionieren, können supraleitende Tunnelioden beim Überschreiten ihres optimalen Temperaturbereichs mit minimalen Einschränkungen des Auflösungsvermögens und der Stabilität der Detektorantwort weiterbetrieben werden. Aus diesen Gründen wurden Untersuchungen zur Optimierung eines auf supraleitenden Tunnelioden basierenden Detektortyps im Hinblick auf die industrielle

Anwendung in der Röntgenfluoreszenzanalyse vorgenommen, die in dieser Arbeit vorgestellt werden.

Zielsetzungen

Die experimentelle Zielsetzung dieser Arbeit war der erstmalige Einsatz des Detektors unter anwendungsnahen Arbeitsbedingungen im Polaris Spektrometer.

Nachdem in den letzten Jahren mehrere gravierende Nachteile supraleitender Tunneldioden beim Einsatz als Röntgenstrahlungsdetektoren durch den Einsatz eines speziellen Absorbers und eines Membransubstrats ausgemerzt werden konnten (siehe Kapitel 2), verblieben drei wesentliche Fragestellungen, die vor einem möglichen Einsatz des Detektors geklärt werden mussten:

- Detektorlinearität: Eine Methode zur eindeutigen und exakten Ableitung der Röntgenenergie aus dem Detektorsignal musste gefunden werden, unter besonderer Berücksichtigung möglicher Nichtlinearitäten in der Relation zwischen diesen beiden Größen.
- Detektorartefakte: Die Detektorantwort auf Bestrahlung mit Röntgenquanten einer gegebenen Energie musste ermittelt werden, um eventuell vorhandene Detektorartefakte, also Einzelereignisse mit einem von der Norm abweichenden Signalverlauf, identifizieren zu können.
- Degradierung: Die Ursache einer bereits frühzeitig beobachteten Degradierung der Detektoren musste geklärt werden, um eine reproduzierbare Herstellung und einen zuverlässigen Einsatz der Detektoren sicherzustellen.

Die Beantwortung der beiden erstgenannten Fragestellungen musste mit einer Vertiefung des Verständnisses der physikalischen Prozesse im Detektorsystem einhergehen, weshalb dies den wissenschaftlichen Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit darstellt, der in den Kapiteln 4 und 5 behandelt wird.

Die Klärung der Degradierungsursache war von hoher praktischer Bedeutung, da ohne sie weder die systematische Untersuchung der beiden erstgenannten Fragestellungen möglich gewesen wäre, noch der erstmalige Einsatz des Detektorsystems an einem Elektronenmikroskop. Dieses Thema wird in Kapitel 6 diskutiert.

Bei einigen Anwendungen wird eine weitere mögliche Einschränkung der Einsatzbarkeit von supraleitenden Tunneldioden thematisiert, die Notwendigkeit der Anwesenheit eines Magnetfelds am Ort der Tunneldiode zur Unterdrückung des im Detektorbetrieb störenden Josephson-Effekts. Als möglichen Ansatzpunkt zur Optimierung des Detektors wurde ein neuartiges Detektordesign, das die Erzeugung des Magnetfelds im Detektor ohne Verwendung externer Magnetspulen erlaubt, getestet und erstmals zur Aufzeichnung eines Röntgenspektrums eingesetzt. Diese Experimente sowie die praktischen Einsatzmöglichkeiten dieses Detektordesigns werden in Kapitel 7 diskutiert.

Kapitel 2

Supraleitende Tunneldioden

2.1 Supraleitung

Zu Beginn des 20. Jahrhunderts entdeckte Kammerlingh-Onnes, dass Quecksilber bei Unterschreitung einer charakteristischen Sprungtemperatur einen Phasenübergang zu einer bislang unbekannt Phase aufweist, in der Gleichstrom ohne elektrischen Widerstand fließen kann. Wegen dieser charakteristischen Eigenschaft wurde dieser Zustand als „Supraleitung“ bezeichnet. Erst ein halbes Jahrhundert später entwickelten Bardeen, Cooper und Schrieffer mit der nach ihnen benannten BCS-Theorie [BCS57] ein tragfähiges Modell zur Erklärung der klassischen Supraleitung.

In diesem Kapitel werden jene Eigenschaften von Supraleitern und supraleitenden Tunnelkontakten beschrieben, die Grundlage für die spätere Diskussion der Tunneldiodendetektoren bilden. Zudem werden die wesentlichen Eigenschaften von Tunneldioden in ihrer Anwendung als Röntgenstrahlungsdetektor dargestellt.

2.1.1 Energielücke

Unterschreitet ein supraleitendes Material seine Sprungtemperatur T_C , so koppeln laut der BCS-Theorie je zwei Elektronen durch den Austausch virtueller Phononen zu einem spinlosen Cooper-Paar der Bindungsenergie Δ je Ladungsträger. Cooper-Paare gehorchen der Bose-Einstein-Statistik und nehmen einen einheitlichen Grundzustand ein, der mit einer einzigen quantenmechanischen Wellenfunktion beschrieben werden kann.

Der Phasenübergang in den supraleitenden Zustand geht mit der Ausbildung einer Energielücke 2Δ einher, die den bosonischen Grundzustand der Cooper-Paare vom Leitungsband der fermionischen Quasiteilchen trennt. Laut BCS-Theorie lassen sich sowohl Sprungtemperatur als auch Energielücke von Materialparametern ableiten und stehen über

$$2\Delta_0 \approx 3,5k_B T_C \quad (2.1)$$

Δ_0 ... Energielücke bei $T = 0$ K
 T_C ... Sprungtemperatur
 k_B ... Boltzmann-Konstante

in Beziehung [Sol72]. Energielücken und Sprungtemperaturen der in dieser Arbeit relevanten Supraleiter sind in Tab. 2.1 aufgeführt.

Material	Mo	Al	Pb	Nb
2Δ [meV]	0,27 [†]	0,34	2,73 [†]	3,05
T_C [K]	0,92	1,19	7,2	9,2

Tabelle 2.1: Energielücken und Sprungtemperaturen einiger ausgewählter Elementsupraleiter (Quellen: [BSc92], [Kit96][†])

Die Energielücke weist eine Temperaturabhängigkeit auf, die näherungsweise über

$$\Delta(T) \approx \Delta_0 \sqrt{1 - \frac{T}{T_C}} \quad (2.2)$$

Δ ... Energielücke des Supraleiters
 T ... Temperatur

beschrieben werden kann. Bei Temperaturen deutlich unterhalb der Übergangstemperatur T_C ist die Energielücke Δ annähernd konstant.

Zustandsdichte und -besetzung

Vergleicht man die Zustandsdichte der Quasiteilchen im Supraleiter mit der Zustandsdichte der Elektronen im Normalleiter, so liefert die BCS-Theorie

$$\mathcal{D}_S(\epsilon) = \mathcal{D}_N(\epsilon)g(\epsilon) \text{ mit } g(\epsilon) = \frac{\epsilon}{\sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2}} \quad (2.3)$$

\mathcal{D}_S ... Zustandsdichte der Quasiteilchen im Supraleiter
 \mathcal{D}_N ... Zustandsdichte der Elektronen im Normalleiter
 $\epsilon = E - E_F$... Energie des Zustands über der Fermienergie
 g ... normierte Zustandsdichte im Supraleiter

wobei $D_N(E) \propto \sqrt{E}$ gilt. Der Besetzung der Zustände erfolgt nach der Fermi-Dirac-Statistik auf Grundlage der Fermi-Funktion

$$F_F(\epsilon) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\epsilon}{k_B T}\right) + 1} \quad (2.4)$$

F_F ... Fermifunktion

2.1.2 Anregungsprozesse

Thermisch angeregte Quasiteilchen

Bei endlichen Temperaturen existieren im Supraleiter thermisch angeregte Quasiteilchen, deren Anzahl N_{th} näherungsweise mit

$$N_{th} = 2\mathcal{D}_N(E_F)V\sqrt{2\pi\Delta k_B T} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right) \quad (2.5)$$

N_{th} ... Anzahl der thermisch angeregten Quasiteilchen
 V ... Volumen des Supraleiters

beschrieben werden kann [Epp77]. Im thermischen Gleichgewicht sind diese Quasiteilchen nahe der Bandkante lokalisiert.

Diskrete Energien kleiner als die Energielücke

Eine Anregung des Cooper-Paar-Systems mit einer Energiemenge kleiner als die Energielücke ist nicht möglich, was einige charakteristische Effekte zu Folge hat, insbesondere das Verschwinden des elektrischen Widerstands eines von Cooper-paaren getragenen Gleichstroms. Ferner bewirkt die Existenz der Energielücke eine Transparenz des Cooper-Paar-Systems für Strahlung bzw. Teilchen (z. B. Photonen und Phononen) mit Energien kleiner als die Energielücke.

Diskrete Energien größer als die Energielücke

Wird dem System der Cooper-Paare eine der Energielücke 2Δ entsprechende oder höhere Energiemenge zugeführt, beispielsweise durch Absorption eines Photons oder Phonons mit entsprechender Energie, resultiert daraus das Aufbrechen eines oder mehrerer Cooper-Paare in je zwei so genannte „Überschussquasiteilchen“. Überschussquasiteilchen mit niedrigen Anregungsenergien relaxieren üblicherweise durch Emission von Phononen mit Energien unterhalb der Energielücke, so genannten „*sub-gap*-Phononen“, zur Bandkante. Diese Energiedeposition in Überschussquasiteilchen und *sub-gap*-Phononen läuft innerhalb weniger Nanosekunden ab. [Kap76]

Wird durch Wechselwirkung eines einzelnen hochenergetischen Teilchens lokal eine Energiemenge größer als die nächstgelegenen Elektronenschale deponiert, so findet die primäre Wechselwirkung in dem hier relevanten Röntgenenergiebereich von wenigen keV vorrangig in Form des Photoeffekts statt. Dieser hat die Emission eines Photoelektrons mit einer um die Schalenenergie reduzierten Energie und, bei der Abregung der Elektronenschale, eines oder mehrerer Röntgenfluoreszenzquanten bzw. Auger-Elektronen zur Folge. Photoelektronen und direkt erzeugte hochenergetische Überschussquasiteilchen brechen auf ihrem Weg durch den Supraleiter weitere Cooper-Paare auf.

In einem Supraleiter mit endlicher Ausdehnung kann der Photoeffekt auch zu so genannten „*Escape*-Effekten“ führen, bei denen das relativ hochenergetische Photoelektron oder das aus der Elektronenhülle des Supraleiters emittierte Röntgenfluoreszenzquant aus dem Supraleiter entkommt. Dabei wird ein Teil der ursprünglich deponierten Energie aus dem Supraleiter getragen, was sich in einer Reduzierung der Anzahl der Überschussquasiteilchen äußert. Die Konsequenzen dieses Effekts für einen Detektor werden in Kapitel 4 diskutiert.

Die zur Erzeugung eines Quasiteilchens notwendige effektive Energiemenge variiert wegen Energieverlusten in *sub-gap*-Phononen sowohl für Elektronen als auch für Phononen mit der Energie des absorbierten Teilchens und nimmt Werte zwischen Δ und etwa $2,7\Delta$ an [Kur82]. Bei Energien oberhalb von etwa 6Δ können diese Schwankungen aber vernachlässigt werden, die effektive Bindungsenergie erreicht dann den Wert $\epsilon = 1,68\Delta$ je Quasiteilchen. Da die mit den Tunneldioden-Detektoren nachzuweisenden Energien typischerweise zwei bis drei Größenordnungen über 6Δ der relevanten supraleitenden Materialien liegt, kann die Energieabhängigkeit der effektiven Bindungsenergie bei den folgenden Betrachtungen vernachlässigt werden.

2.1.3 Supraleiter im Magnetfeld

Zur Klassifizierung von Supraleitern im Magnetfeld verwendet man die Unterscheidung in Typ-I- und Typ-II-Supraleiter.

Beim Übergang eines räumlich ausgedehnten Typ-I-Supraleiters von der normalleitenden in die supraleitende Phase beobachtet man eine vollständige Verdrängung von magnetischem Fluss aus dem supraleitenden Volumen („Meißner-Ochsenfeld-Effekt“). Nur in den Randgebieten kann der Fluss partiell bis in eine Tiefe eindringen, die mit dem materialspezifischen Ordnungsparameter λ_L („Londonsche Eindringtiefe“) beschrieben wird. Typ-II-Supraleiter hingegen besitzen zwischen diesen beiden Phasen einen weiteren Zustand („Shubnikov-Phase“), welcher durch das lokale Eindringen von magnetischem Fluss in Form einzelner Flussschläuche in den Supraleiter gekennzeichnet ist. Innerhalb dieser Flussschläuche, die genau ein magnetisches Flussquant umfassen, wird das Material normalleitend, während das umgebende Material im supraleitenden Zustand verharrt. Bei den in dieser Arbeit zur Detektorherstellung verwendeten Materialien Aluminium und Blei handelt es sich um Typ-I-Supraleiter.

Supraleitende Schichten mit einer mit der Londonschen Eindringtiefe vergleichbaren Schichtdicke zeigen hier unter bestimmten Bedingungen ein abweichendes Verhalten: ein parallel zur ausgedehnten Oberfläche der dünnen Schicht orientiertes magnetisches Feld kann unter Abschwächung der Feldstärke in den Supraleiter eindringen und ihn sogar durchdringen, ohne die Supraleitung zu zerstören, wobei eine Erhöhung der effektiven kritischen Flussdichte auftritt.

Die im vorliegenden Tunneldiodendetektor verwendeten Al-Schichten weisen mit typischerweise 120 – 240 nm eine Dicke auf, die weniger als eine Größen-

ordnung über der Londonschen Eindringtiefe $\lambda_L^{Al} \approx 50$ nm [BSc92] liegt, und beginnen bereits das Verhalten eines dünnen Supraleiters im parallelen Magnetfeld zu zeigen. Im Fall des zweiten supraleitenden Bestandteils des Detektors, einem Pb-Film der Dicke $1,3 - 1,4$ μm , spielt dieser Effekt bei einer Londonschen Eindringtiefe von 40 nm [BSc92] nur eine geringe Rolle.

Kühlt man dünne Schichten eines Typ-I-Supraleiters unter Anwesenheit eines Magnetfelds (z. B. des Erdmagnetfelds) unter die Sprungtemperatur ab, so beobachtet man oftmals, dass ein Teil des magnetischen Flusses den Supraleiter weiterhin durchdringt und dort die Supraleitung unterdrückt. Einen Bereich eingefrorenen Flusses, der nur ganzzahlige Vielfache des magnetischen Flussquants Φ_0 aufnehmen kann, bezeichnet man als „Abrikosov-Vortex“. Dieser Zustand entspricht der Shubnikov-Phase in Typ-II-Supraleitern. Gefördert wird dieser Effekt durch Verunreinigungen im Supraleiter (insbesondere magnetische und normalleitende Verunreinigungen), welche lokal die Energielücke des Supraleiters reduzieren können. Für die Flussquanten stellt die reduzierte Energielücke einen energetisch bevorzugten Zustand dar, in dem sie der Verdrängung aus dem Material beim Phasenübergang leichter widerstehen können.

Zur Vermeidung des Einfrierens von Abrikosov-Vortizes werden die supraleitenden Detektoren mit einer Abschirmung aus Mü-Metall (Ni-Fe-Legierung mit geringen Cu- und Mo-Anteilen) umgeben, welche das Erdmagnetfeld und weitere eventuell vorhandene externe Magnetfelder abschwächen soll¹.

2.2 Tunnelkontakte

2.2.1 Supraleitende Tunnelkontakte

Die in dieser Arbeit diskutierten Röntgenstrahlungsdetektoren basieren auf einem speziellen Typus von Tunnelkontakt, bestehend aus zwei supraleitenden Schichten (Elektroden), die durch eine dünne, dielektrische Isolationsschicht (Tunnelbarriere) voneinander getrennt sind². Der quantenmechanische Tunneleffekt erlaubt einen Ladungsträgertransport über diese Tunnelbarriere. Diese Art von Tunnelkontakt wird als „supraleitende Tunneldiode“ (abkürzend auch „Tunneldiode“) bezeichnet. Die hier verwendeten Tunneldioden bestehen aus Al-Elektroden und

¹Falls bereits ein magnetischer Fluss eingefroren wurde, erreicht man in der Praxis oftmals durch kurzzeitiges Aufheizen des Supraleiters über seine Sprungtemperatur eine Rückkehr in einen Zustand ohne Abrikosov-Vortizes. Das Aufheizen wurde bei den vorliegenden Tunneldioden-Detektoren durch Aufprägen eines Stroms auf die Tunneldiode für die Dauer von etwa drei Sekunden realisiert; der Heizstrom lag mit einigen 10 mA etwa drei Größenordnungen über einem typischen Detektor-Betriebsstrom.

²Die im Folgenden angestellten Betrachtungen beschränken sich auf „homogene supraleitende Tunneldioden“, die sich durch identische Energielücken der beiden Elektroden auszeichnen. „Heterogene supraleitende Tunneldioden“, bei denen sich die Energielücken der beiden Elektroden ($\Delta_1 > \Delta_2 > 0$) unterscheiden, werden nicht diskutiert.

einer Al_xO_y Tunnelbarriere.

Durch Variation der Spannung an der Barriere erhält man eine für supraleitende Tunneldioden charakteristische Strom-Spannungs-Kennlinie. Da sie die Bestimmung diverser Parameter der Diode ermöglicht und Hinweise auf ihre Qualität als Teilchendetektor liefert, besitzt die Strom-Spannungs-Kennlinie eine hohe Bedeutung für die Tunneldiodencharakterisierung. Im Folgenden werden die Grundzüge der Tunneldioden-Kennlinie beschrieben.

Zustandsdichtediagramm

Zur Veranschaulichung von Anregungs- und Teilchen-Prozessen im Supraleiter wird ein Zustandsdichtediagramm verwendet, bei dem auf der Abszisse Zustandsdichten und auf der Ordinate Zustandsenergien aufgetragen sind. Dabei kann zwischen zwei speziellen Darstellungsformen unterschieden werden, dem „Anregungsbild“ und dem „Halbleiterbild“, die beide in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt sind.

Im Anregungsbild (Abbildung 2.1a) werden auf der Abszisse sowohl die Zustandsdichte der Quasiteilchen im Leitungsband als auch der Grundzustand der Cooper-Paare dargestellt, wobei die Bandkante der fermionischen Quasiteilchenzustände um die Energie Δ über dem bosonischen Grundzustand der Cooper-Paare liegt. An der Bandkante weist das Zustandsband der Quasiteilchen eine Singularität auf. In dieser Darstellungsform kann das Aufbrechen eines Cooper-Paars in zwei Quasiteilchen direkt graphisch veranschaulicht werden, jedoch ist die gemeinsame Darstellung des bosonischen Grundzustands und des fermionischen Leitungsbands physikalisch nicht unbedenklich.

Das Halbleiterbild (Abbildung 2.1b) weist diese Gefahr nicht auf. Es verwendet, analog zu Valenz- und Leitungsband im Halbleiter, zwei zur Fermienergie symmetrische Bandstrukturen mit einer Energielücke 2Δ . In diesem Bild wird das Aufbrechen eines Cooperpaars durch die Erzeugung eines Quasiteilchen-Quasiloich-Paars dargestellt. Der Vorteil des Halbleiterbilds liegt in dem direkteren Zugang zu den in Tunnelkontakten auftretenden Prozessen, besonders im Fall von Supraleiter-Halbleiter- und Supraleiter-Normalleiter-Tunnelkontakten.

Da sich diese Arbeit auf die Diskussion supraleitender Tunnelkontakte konzentriert, wird zur Beschreibung von Anregungs- und Teilchenprozessen auf das anschaulichere Anregungsbild des Supraleiters zurückgegriffen.

Tunnelprozesse

Im Folgenden werden die dem elektrischen Tunnelstrom (2.6) zugrunde liegenden Tunnelprozesse der Tunneldiode anhand des Zustandsdichtediagramms diskutiert und der in Abbildung 2.3 dargestellte Verlauf der Kennlinie qualitativ abgeleitet.

Abbildung 2.2 zeigt eine supraleitende Tunneldiode in einem Zustandsdichtediagramm, dem das Anregungsbild des Supraleiters zugrunde liegt. Die Abszisse

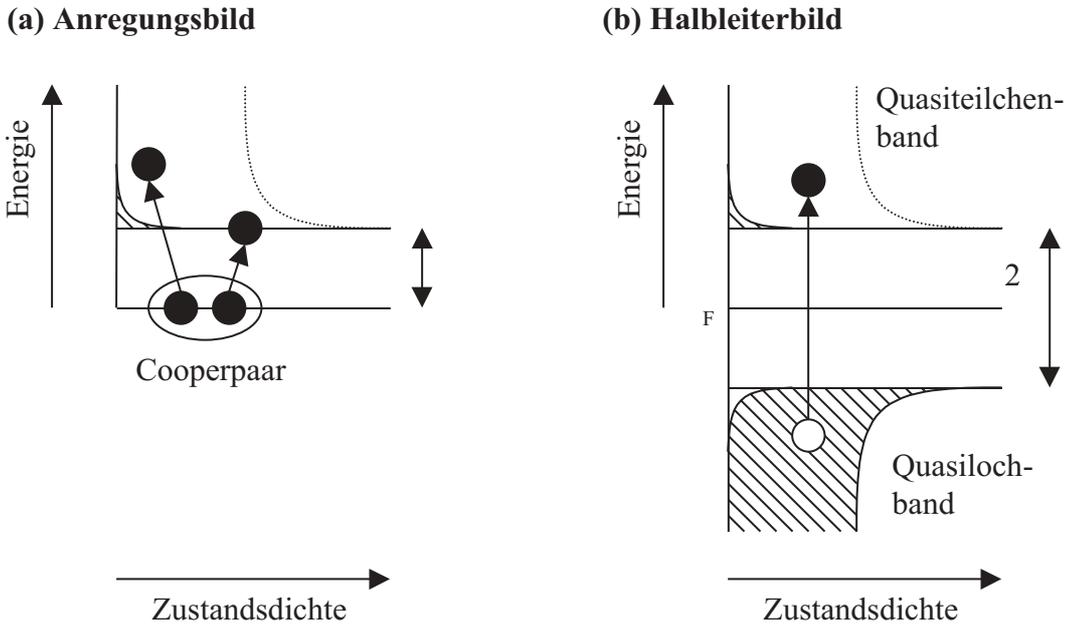


Abbildung 2.1: Zustandsdichtediagramm eines Supraleiters im Halbleiter- und Anregungsbild für $T > 0$. **(a) Anregungsbild:** Eine Energielücke Δ trennt den Grundzustand der Cooper-Paare vom Band der Quasiteilchen. **(b) Halbleiterbild:** Eine Energielücke 2Δ trennt das Quasilochband (unten) vom Quasiteilchenband (oben). Dem Aufbrechen eines Cooperpaares entspricht in diesem Bild die Erzeugung eines Quasiteilchen-Quasilochpaares.

unterteilt sich in drei Bereiche, wobei eine schematisch dargestellte, zustandsfreie Tunnelbarriere die nach links und rechts aufgetragenen Zustandsdichten in den beiden Elektroden voneinander trennt. Eine über der Tunnelbarriere abfallende Spannung kann über eine Verschiebung dieser beiden Bereiche gegeneinander, entlang der Ordinate, dargestellt werden. Im Folgenden entspreche eine Verschiebung des linken Bereichs nach oben einer positiven Spannung an der Tunnelbarriere. Wie aus dieser Darstellung ersichtlich ist, können in einer supraleitenden Tunneldiode vier verschiedene Tunnelprozesse auftreten.

Die ersten beiden Prozesse beschreiben das Tunneln einer Teilchenanregung von der linken zur rechten Elektrode. Während der erste Prozess das direkte Tunneln eines Quasiteilchens beschreibt, stellt sich der zweite Prozess wie folgt dar: In der rechten Elektrode wird ein Cooper-Paar in zwei Quasiteilchen aufgebrochen, von denen eines in die linke Elektrode tunnelt und mit einem dort vorhandenen Quasiteilchen zu einem Cooper-Paar rekombiniert. Die Teilchenanregung auf der linken Seite wird also auf die rechte Seite transportiert, obwohl die elektrische Ladung eines Quasiteilchens in umgekehrter Richtung transportiert wird. Definiert man den Transport einer negativen elektrischen Ladung über die Tunnelbarriere als einen positiven elektrischen Tunnelstrom, so weisen beim ersten

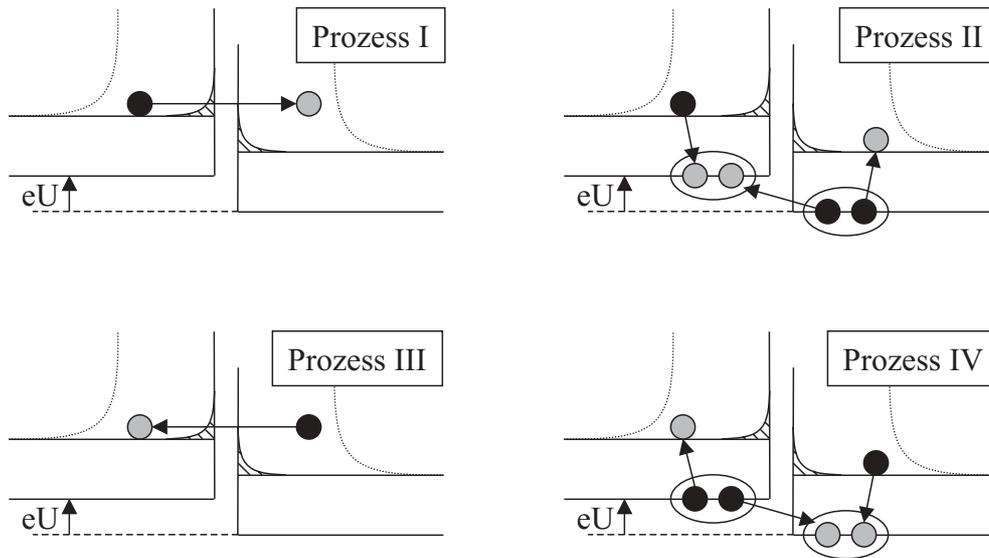


Abbildung 2.2: Die vier Tunnelprozesse in einer supraleitenden Tunneldiode im Anregungsbild. Die Teilchenzustände zu Beginn des Tunnelvorgangs sind schwarz, die Zustände nach dem Tunnelvorgang grau dargestellt. Die Prozesse I und II transportieren Anregungen von der linken in die rechte Elektrode, wobei bei Prozess II ein Cooper-Paar auf der rechten Seite aufgebrochen wird und eines der dabei entstehenden Quasiteilchen nach links tunnelt und mit dem vorhandenen Quasiteilchen rekombiniert. Die elektrische Ladung eines Quasiteilchens wird also, in entgegengesetzter Richtung zum Anregungstransport, von rechts nach links transportiert. Prozesse III und IV verlaufen analog in entgegengesetzter Richtung.

Prozess Anregungs- und Ladungstransport in dieselbe Richtung (von links nach rechts), während beim zweiten Prozess die Anregung von links nach rechts und die (negative) Ladung von rechts nach links, also entgegengesetzt bewegt werden. Die Wahrscheinlichkeit für diese beiden Prozesse stimmt bis auf ein vertauschtes Vorzeichen der über der Barriere abfallenden Spannung überein.

Diese Beschreibung gilt analog mit umgekehrtem Vorzeichen auch für den dritten und den vierten Tunnelprozess, die den Anregungstransport von der rechten zur linken Seite beschreiben.

$|U| < 2\Delta/e$ Ohne Spannung (und bei identischer Quasiteilchendichte in den beiden Elektroden) heben sich die vier Tunnelprozesse gegenseitig auf, es fließt kein elektrischer Tunnelstrom.

Durch Anlegen einer Spannung $|U| < 2\Delta/e$ an die Tunnelbarriere werden je zwei der vier Tunnelprozesse unterdrückt, da bei diesen beiden Prozessen die nahe an der Bandkante lokalisierten Anregungen keine freie Zustände jenseits der Energielücke vorfinden, in die sie tunnelt können. Das Vorzeichen der an der Tunnelbarriere abfallenden Spannung legt den für Anregungen in der jeweiligen Elektrode favorisierten Tunnelprozess fest. In dem in Abbildung 2.2 dargestellten

Fall einer positiven Spannung dominiert Tunnelprozess I den Anregungstransport von links nach rechts, Tunnelprozess IV den Anregungstransport in umgekehrter Richtung; bei beiden Prozessen fließt der Strom der negativen Ladung von links nach rechts, also entlang des Potenzialgefälles. Allgemein lässt sich festhalten, dass der aus der Summe der Tunnelprozesse gebildete, experimentell beobachtete elektrische Tunnelstrom immer in Richtung der angelegten Spannung fließt, unabhängig davon von welcher der beiden Elektroden der Tunnelprozess ausgegangen ist.

Bei einer vergleichsweise niedrigen Spannung (in Abbildung 2.3 etwa $U \approx 15 \mu V \approx 0,08\Delta/e$) erreicht der Tunnelstrom ein lokales Maximum³. Da bei dieser Spannung die Tunnelwahrscheinlichkeit der Quasiteilchen ein Maximum erreicht, sollte in diesem Bereich der ideale Arbeitspunkt der Tunneldiode im Detektorbetrieb zu finden sein. Der gesamte Spannungsbereich $|U| < 2\Delta/e$ wird als „dynamischer Bereich“ der Tunneldiode bezeichnet.

$|U| \geq 2\Delta/e$ Erreicht der Spannungsabfall an der Barriere den Wert $2\Delta/e$, so führt der Spannungsabfall den Cooper-Paaren die Energie 2Δ zu, die die Cooper-Paare aufbricht und ihnen das Tunneln an die Bandkante der gegenüberliegenden Quasiteilchenzustände ermöglicht.

Der Phasenraum für die Tunnelprozesse nimmt sprunghaft einen deutlich höheren Wert an, was sich in einem (bei $T = 0$) unstetigen Sprung der elektrischen Tunnelstroms auf ein höheres Niveau äußert. Diesen Sprung bezeichnet man als „ 2Δ -Anstieg“ der Kennlinie.

Oberhalb des 2Δ -Anstiegs hat eine weitere Erhöhung der Spannung eine lineare Vergrößerung des Phasenraums und somit einen linearen Anstieg des Tunnelstroms zur Folge. Die supraleitende Tunneldiode verhält sich in diesem Bereich wie ein Ohmscher Widerstand, weshalb dieser Bereich der Kennlinie auch „Ohmscher Bereich“ genannt wird. Den Widerstand weit oberhalb der Spannung $2\Delta/e$ bezeichnet man als „Ohmschen Widerstand“ R_{nn} (siehe 2.7)).

Elektrischer Tunnelstrom

Mittels Fermis Goldener Regel und der in Kapitel 2.1 dargelegten Grundlagen der Supraleitung lässt sich der elektrische Tunnelstrom über die Barriere zu

$$I = \frac{1}{eR_{nn}} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\epsilon)g(\epsilon + eU) [F_F(\epsilon) - F_F(\epsilon + eU)] d\epsilon \quad (2.6)$$

³Bei $U \rightarrow 0$ steigt der Phasenraum für jeden einzelnen Tunnelprozess wegen der Singularität der Anzahl der freien Zustände in der Zielelektrode an. Sinkt die Spannung aber auf einen Wert entsprechend der Energie der thermisch angeregten Quasiteilchen, so setzen die beiden unterdrückten Tunnelprozesse ein, bis sich bei $U = 0$ die vier Tunnelprozesse gegenseitig kompensieren und der resultierende elektrische Strom Null wird. Als Folge tritt bei einer niedrigen Vorspannung $U > 0$ ein lokales Maximum des elektrischen Tunnelstroms auf.

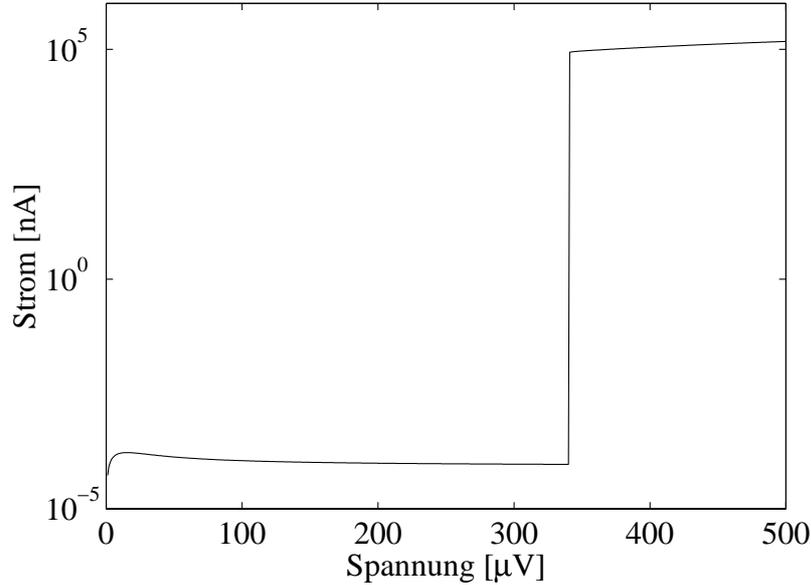


Abbildung 2.3: Halblogarithmische Darstellung der numerisch berechneten Strom-Spannungs-Kennlinie einer supraleitenden Tunneldiode mit Al-Elektroden bei einer Temperatur von 100 mK.

- e ... Elementarladung
- R_{nn} ... Ohmscher Widerstand, siehe (2.7)
- $\epsilon = E - E_F$... Energie des Zustands über der Fermienergie
- g ... normierte Zustandsdichte im Supraleiter, siehe (2.3)
- F_F ... Fermi-Funktion, siehe (2.4)
- U ... Spannungsabfall über der Tunnelbarriere

bestimmen [Kra89]. Dabei kann der Ohmsche Widerstand R_{nn} der Tunneldiode als

$$R_{nn} = \frac{\hbar}{4\pi e^2 \mathcal{D}_N^2(E_F) V_l V_r |\mathcal{M}|^2} \quad (2.7)$$

- $\mathcal{D}_N(E_F)$... Zustandsdichte im Normalleiter an der Fermikante
- $V_{l/r}$... Volumen der rechten/linken Elektrode
- \mathcal{M} ... Tunnelmatrixelement

definiert werden [Joc94]. Die numerische Integration dieses Integrals liefert die in Abbildung 2.3 dargestellte Strom-Spannungs-Kennlinie. Zur deutlicheren Darstellung der Bereiche mit niedrigem Stromfluss wurde eine halblogarithmische Achsenskalierung gewählt. Man erkennt die beiden charakteristischen Bereiche der Kennlinie, wobei der dynamische Bereich ($U < 2\Delta/e$), in dem die Tunneldiode als Detektor betrieben wird, durch den 2Δ -Anstieg (bei $U = 2\Delta/e$) vom Ohmschen Bereich ($U > 2\Delta/e$) getrennt ist.

Detektorcharakterisierung

Die Messung der Strom-Spannungs-Kennlinie ermöglicht die Bestimmung mehrerer Tunneldiodenparameter, welche wiederum erste Rückschlüsse auf die Detektorqualität der Tunneldiode zulassen.

Der Spannungswert des 2Δ -Anstiegs erlaubt die direkte Messung der Energielücke der beiden supraleitenden Elektroden über den Zusammenhang $\Delta = \frac{1}{2}eU_{2\Delta\text{Anstieg}}$; historisch führte Giaever mittels dieser Methode den ersten experimentellen Nachweis der Energielücke im Supraleiter.

Der Ohmsche Widerstand R_{nn} stellt, normiert auf eine einheitliche Tunneldiodenfläche, ein Maß für die Transparenz und damit die mittlere Dicke der Tunnelbarriere dar.

Der differentieller Widerstand $R_d = \left(\frac{\delta I}{\delta U}\right)^{-1}$ am lokalen Strommaximum der Kennlinie nahe des Ursprungs gilt als Maß für die Güte der Tunneldiode. Offensichtlich geht der differentieller Widerstand des idealen SIS-Kontakts an diesem Punkt gegen unendlich. Allerdings liefern Imperfektionen der realen Tunneldiode, wie zum Beispiel normalleitende Bereiche der Elektronen (die im nächsten Unterkapitel diskutiert werden) oder winzige normalleitende Durchbrüche in der Tunnelbarriere, einen endlichen Beitrag zum differentiellen Widerstand, der an seinem lokalen Maximum direkt gemessen werden kann. Ein hoher Wert des maximalen differentiellen Widerstands deutet dabei auf einen geringen Einfluss der Imperfektionen und eine hohe Tunneldiodenqualität hin. Für den Vergleich verschiedener Tunneldioden normiert man den differentiellen Widerstand mittels des Ohmschen Widerstands und bezeichnet diese Differenz als „Qualitätsverhältnis“ $QV = \frac{R_d}{R_{nn}}$.

2.2.2 Normalleitende Einschlüsse

Im vorangegangenen Unterkapitel wurde ein idealer supraleitender Tunnelkontakt beschrieben. Reale Tunneldioden können normalleitende Bereiche in den Elektroden beinhalten, welche das Verhalten der Tunneldiode beeinflussen. Normalleitende Bereiche im Supraleiter können insbesondere durch das Einfrieren von magnetischen Flussschläuchen in der dünnen Supraleiterschicht auftreten (vergleiche Kapitel 2.1.3).

Normalleiter-Isolator-Normalleiter Tunnelkontakt

Wenn normalleitende Bereiche in den Elektroden der supraleitenden Tunneldiode existieren, so können sie sich auf der gleichen Position auf den beiden gegenüberliegenden Seiten der Tunnelbarriere befinden. Dies gilt besonders für von magnetischen Flussschläuchen erzeugte normalleitende Bereiche, da ein Fluss Schlauch, der eine der beiden Elektrodenschichten senkrecht zur Fläche durchdringt, auch eine Penetration der zweiten Schicht anstreben wird, um nicht parallel zu den

supraleitenden Schichten durch die dielektrische Tunnelbarriere aus der Tunnel-diode entweichen zu müssen. Zwei gegenüberliegende normalleitende Bereiche in beiden Elektroden zeigen in allen Spannungsbereichen Ohmsches Verhalten.

Normalleiter-Isolator-Supraleiter Tunnelkontakt

Befindet sich ein normalleitender Elektrodenbereich gegenüber einem supraleitenden Bereich in der Gegenelektrode, so liegt lokal ein Normalleiter-Isolator-Supraleiter-Tunnelkontakt (NIS-Kontakt) vor. Der elektrische Tunnelstrom eines idealen NIS-Kontakts folgt bei niedrigen Vorspannungen einem exponentiellen Verlauf. Bei Spannungen um Δ/e tritt ein markanter Anstieg des Tunnelstroms („ Δ -Anstieg“) auf, der dann in einen linearen Ohmschen Verlauf übergeht⁴.

Einfluss auf die Kennlinie

Wenn normalleitende Bereiche in den supraleitenden Elektroden der Tunnel-diode auftreten, so zeigt die Kennlinie das Verhalten einer Parallelschaltung einer idealen supraleitenden Tunnel-diode und, je nach räumlicher Anordnung der normalleitenden Bereiche, eines Ohmschen Widerstands und/oder eines NIS-Tunnelkontakts. Eine experimentelle Kennlinie einer Tunnel-diode ist in Abbildung 2.4 dargestellt, um die Abweichung vom erwarteten Verhalten eines idealen supraleitenden Tunnelkontakts (Abb. 2.3) zu veranschaulichen. Das lokale Maximum der idealen Kennlinie bei niedrigen Spannungen tritt bestenfalls noch als „Ausbeulung“ auf.

In der Praxis äußert sich dies insbesondere in einer Verschlechterung des Qualitätsverhältnisses der Tunnel-diode und einem höheren Null-Strom bei gegebener Tunnel-dioden-Vorspannung.

2.2.3 Josephson-Effekt

Unter normalen Umständen tritt in supraleitenden Tunnel-dioden ein Cooper-Paar-Tunneleffekt auf, der als „Josephson-Effekt“ bekannt ist. Wird der Tunnel-diode mittels einer externen Stromquelle ein Strom aufgeprägt, so fließt dieser Strom („Josephsonstrom“) ohne Spannungsabfall über die Barriere („Gleichstrom-Josephson-Effekt“), solange ein kritischer Stromwert I_{Jos}^{max} nicht überschritten wird. Oberhalb dieses kritischen Werts bricht der Josephsonstrom ab; der Strom wird nun von tunnelnden Quasiteilchen getragen. Dabei springt die Spannung auf den entsprechenden Wert der oben beschriebenen Quasiteilchen-Kennlinie und folgt ihr auch bei weiteren Stromänderungen. Der Josephsonstrom begründet sich in einer Phasendifferenz der Wellenfunktionen in den beiden supraleitenden

⁴Eine eingehende Beschreibung der physikalischen Grundlagen des NIS-Kontakts findet man z. B. in [Joc98, Hub99].

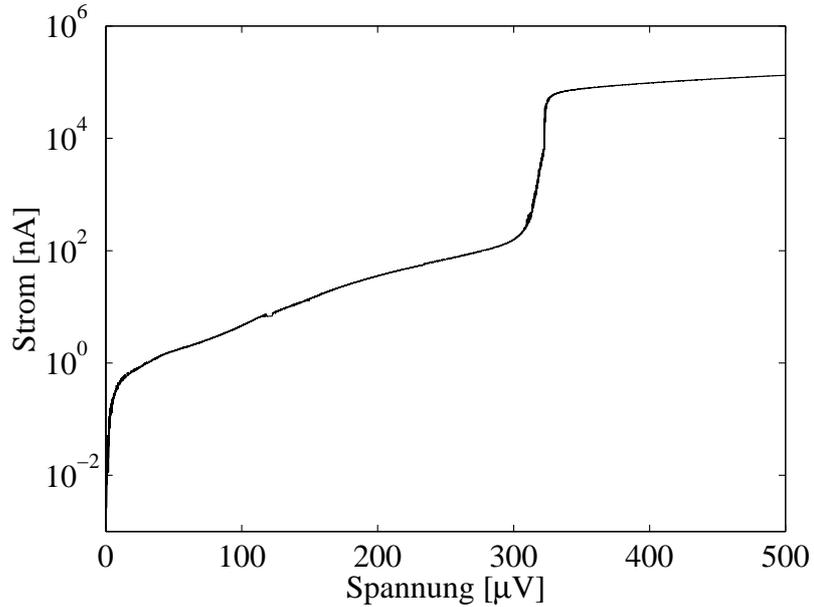


Abbildung 2.4: Halblogarithmische Darstellung der Strom-Spannungs-Kennlinie einer supraleitenden Tunneldiode bei einer Temperatur von etwa 70 mK. Wegen normalleitenden Einschlüssen in den Al-Elektroden weicht die Kennlinie vom erwarteten Verlauf (siehe Abb. 2.3) ab.

Elektroden und deren schwache Kopplung über die dünne Tunnelbarriere; er kann über

$$I_{Jos} = I_{Jos}^{max} \sin(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (2.8)$$

I_{Jos}^{max} ... kritischer Josephson-Strom
 $\varphi_2 - \varphi_1$... Phasendifferenz der Wellenfunktionen der Supraleiter

beschrieben werden.

Zur Messung der Quasiteilchen-Kennlinie und zum Anlegen der für den Detektorbetrieb nötigen Vorspannung muss der Josephsonstrom unterdrückt werden, was durch Anlegen eines externen Magnetfeldes mit einer Ausrichtung parallel zur Tunnelbarriere realisiert werden kann. Der magnetische Fluss durch den Querschnitt der Tunnelbarriere bewirkt eine räumliche Modulation der Phasen der Wellenfunktionen in den beiden Elektroden, womit durch geschickte Wahl des magnetischen Flusses der Josephsonstrom vollständig unterdrückt werden kann:

$$I_{Jos}(\Phi) = I_{Jos}^{max} \cdot \left| \frac{\sin \frac{\pi\Phi}{\Phi_0}}{\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}} \right| \quad (2.9)$$

I_{Jos}^{max} ... kritischer Josephsonstrom bei $B = 0$
 Φ ... magnetischer Fluss durch die Tunnelbarriere
 $\Phi_0 = \frac{h}{2e}$... magnetisches Flussquant (h : Planck-Konstante)

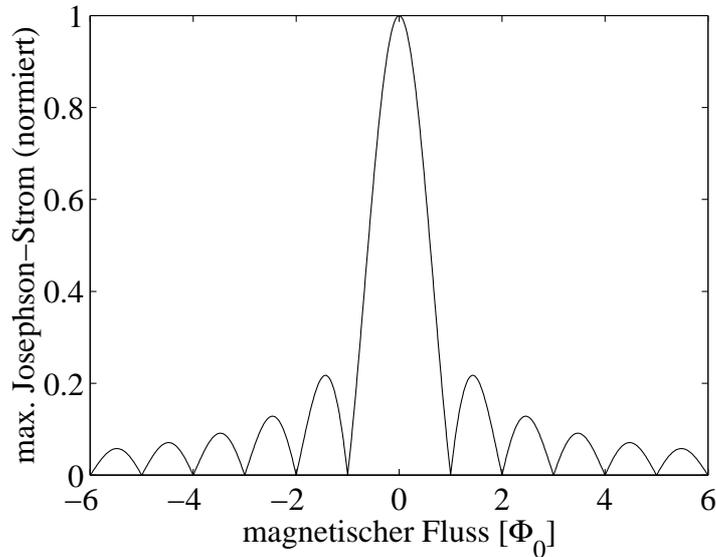


Abbildung 2.5: Theoretisch erwartete Abhängigkeit des maximalen Josephson-Stroms vom magnetischen Fluss durch die Tunnelbarriere.

Diese Formel gilt für den Fall einer Tunneldiode mit quadratischer Grundfläche. Der theoretisch erwartete Verlauf des maximalen Josephson-Stroms in Abhängigkeit vom magnetischen Fluss ist in Abbildung 2.5 dargestellt.

2.3 Tunnelnioden als Teilchendetektoren

2.3.1 Supraleitende Tunnelnioden ohne Absorber

Funktionsweise

Nach den in Kapitel 2.1.2 diskutierten Prinzipien der Energiezufuhr in einen Supraleiter hat die Deposition einer Energiemenge $Q > 2\Delta$ in einer der supraleitenden Elektroden der Tunnelnioden die Erzeugung einer zur deponierten Energiemenge proportionalen Überschussquasiteilchendichte zur Folge. Bei einer Vorspannung $0 < U < 2\Delta/e$ weist der elektrische Tunnelstrom (2.6) eine Abhängigkeit von den Quasiteilchendichten in den Elektroden auf, so dass die Messung der Änderung des elektrischen Tunnelstroms, also der Höhe des Signalpulses, Rückschlüsse auf die ursprünglich deponierte Energiemenge zulässt.

Die Absorption eines Röntgenquants in einer der beiden supraleitenden Elektroden bewirkt einen Anstieg des Tunnelstroms im Nanosekunden-Bereich, der praktisch instantan stattfindet verglichen mit den experimentell beobachtbaren Zeitkonstanten von Al-Tunnelnioden im zweistelligen Mikrosekunden-Bereich; in der Praxis bestimmen integrierende Einflüsse der Zuleitungen und der Vorver-

stärkerelektronik (von typischerweise einer Mikrosekunde) die Signalanstiegszeit. Quasiteilchenverlustprozesse führen danach zu einem Absinken des Signalstroms auf das ursprüngliche thermische Niveau. Als mögliche dominante Verlustprozesse kommen Quasiteilchenrekombination zu Cooperpaaren, Quasiteilcheneinfang in Bereichen der Elektroden mit reduzierter Energielücke und Quasiteilchendiffusion in die Zuleitungen der Tunnelodiode in Frage. Das Maximum des Signalpulses stellt ein Maß für die deponierte Energie dar.

Tunnelioden als Röntgenstrahlungsdetektoren

Eine supraleitende Tunnelodiode auf einem massiven Si-Substrat konnte durch direkte Absorption von Röntgenquanten in den Al-Elektroden eine exzellente Energieauflösung von 12 eV (FWHM) bei einer Röntgenenergie von 5,9 keV erzielen [Het98a, Het98b]. Allerdings weist eine Tunnelodiode ohne Absorber deutliche Nachteile im Betrieb als Röntgendetektor auf, insbesondere die geringe Absorptionseffizienz der dünnen Al-Elektroden ($\lesssim 1\%$) unterhalb der Tunnelodiode verglichen mit der hohen Absorptionseffizienz des Si-Substrats ($\approx 100\%$), weshalb der dominante Anteil der Röntgenstrahlung im Substrat und nicht in den Elektroden absorbiert wird. Dies führt zu einer geringen Rate von Elektrodenergieereignisse und einem markanten Anteil von unerwünschten Untergründereignissen im Pulshöhenspektrum. Da die Röntgenstrahlung nicht nur in einer, sondern in beiden Elektroden absorbiert wird, tritt zudem eine in der Anwendung störende Doublettstruktur im Pulshöhenspektrum auf. Diese begründet sich im Unterschied der Elektrodendicken⁵, welche bei der Deposition einer gegebenen Energie in den beiden Elektroden zu einer abweichenden Quasiteilchendichte führt, was unterschiedliche Tunnelströme und damit unterschiedliche Signalhöhen zur Folge hat.

2.3.2 SSP-Detektorkonzept

Aufbau und Funktionsweise

Diese Nachteile konnten durch ein neues Detektordesign [Ang00a, Ang01a] (Abb. 2.6) überwunden werden, das im Folgenden als „SSP-Detektor“ bezeichnet wird; SSP steht als Abkürzung für „Supraleitende Tunnelodiode und Supraleitender Absorber mit Phononischer Kopplung“ oder im Englischen „*Superconducting tunnel junction and Superconducting absorber with Phononic coupling*“. Abbildung 2.6 zeigt eine schematische Skizze eines SSP-Detektors, Abbildung 2.7 die Aufnahme eines SSP-Detektors in einem Rasterelektronenmikroskop. Die markanteste

⁵Für eine Überlagerung der Doublettstruktur ohne Einfluss auf die Energieauflösung müssten die Elektrodendicken auf einem Promille-Niveau übereinstimmen. Dies kann in der Praxis nur schwer realisiert werden kann, so dass bewusst abweichende Elektrodendicken gewählt werden, um später die Entfaltung der Doublettstruktur zu erleichtern.

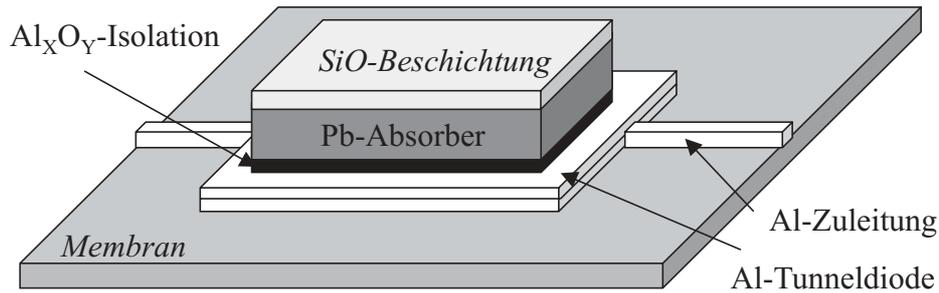


Abbildung 2.6: Aufbau eines SSP-Detektors (schematisch). Die Basis des Detektorsystem stellt eine supraleitende Tunnelbarriere (weiss) auf einer dünnen Si_3N_4 -Membran (mittelgrau) dar. Elektroden und Zuleitungen der Tunnelbarriere bestehen aus Al, die Tunnelbarriere aus Al_xO_y . Auf der Tunnelbarriere ist ein Pb-Absorber (dunkelgrau) aufgebracht, elektrisch isoliert von der oberen Elektrode der Tunnelbarriere durch eine zusätzliche Al_xO_y -Isolationsschicht. In einigen Fällen bedeckt den Absorber eine SiO_2 -Beschichtung (hellgrau), um ihn vor degenerativen Umwelteinflüssen zu schützen (siehe Kapitel 6.1).

Neuerung dieses Designs stellt ein supraleitender Pb-Absorber auf der Oberseite der Tunnelbarriere dar. Die hohe Dichte von Blei und die Möglichkeit zur Vergrößerung der Absorberdicke ohne Einflussnahme auf die Tunnelzeiten in der Elektrode führen zu einer Erhöhung der Absorptionseffizienz (bei einer Röntgenenergie von 5,9 keV um etwa zwei Größenordnungen), was sich in einer Unterdrückung der Intensität von Substrat- und Elektrodenereignissen gegenüber der neuen Klasse von Absorberereignissen um einen vergleichbaren Faktor äußert. Die daraus resultierende Säuberung des Pulshöhenspektrums wird weiter verstärkt durch die Aufbringung des Detektors auf einer dünnen Membran, in der weniger Röntgenstrahlung absorbiert wird als in einem massiven Substrat. Weiterhin verringert die Membran die Wahrscheinlichkeit, dass Rekombinationsphononen aus dem Detektor entkommen, was einer Reduzierung der Energieverluste aus dem Detektor gleichkommt und in der Praxis eine Erhöhung der Signalpulse um etwa einen Faktor drei zur Folge hatte.

Den im Vergleich zu früheren Tunnelbarrierendetektoren mit Absorbern innovativen Ansatz dieses Detektordesigns stellt jedoch eine Isolationsschicht zwischen supraleitendem Absorber und Tunnelbarriere dar. Supraleitendes Blei besitzt eine um etwa Faktor acht höhere Energielücke als Aluminium, so dass bei direktem elektrischen Kontakt zwischen den beiden Materialien Quasiteilchen aus dem Blei in das Aluminium eingefangen werden würden, was einen schnellen und effizienten Energietransport in die Tunnelbarriere unterstützen würde („Quasiteilchentrapping“, siehe z. B. [Kra89, Joc94]). Die Isolationsschicht zwischen den beiden Supraleitern unterbindet zwar das Quasiteilchentrapping, jedoch verhindert sie gleichzeitig die gegenseitige Beeinflussung der Energielücken des Absorbers und der Elektrode durch den Proximity-Effekt, welche auf Seiten der Elektrode eine Beeinträchtigung der Energieauflösung zur Folge haben kann [Kra96]. Der

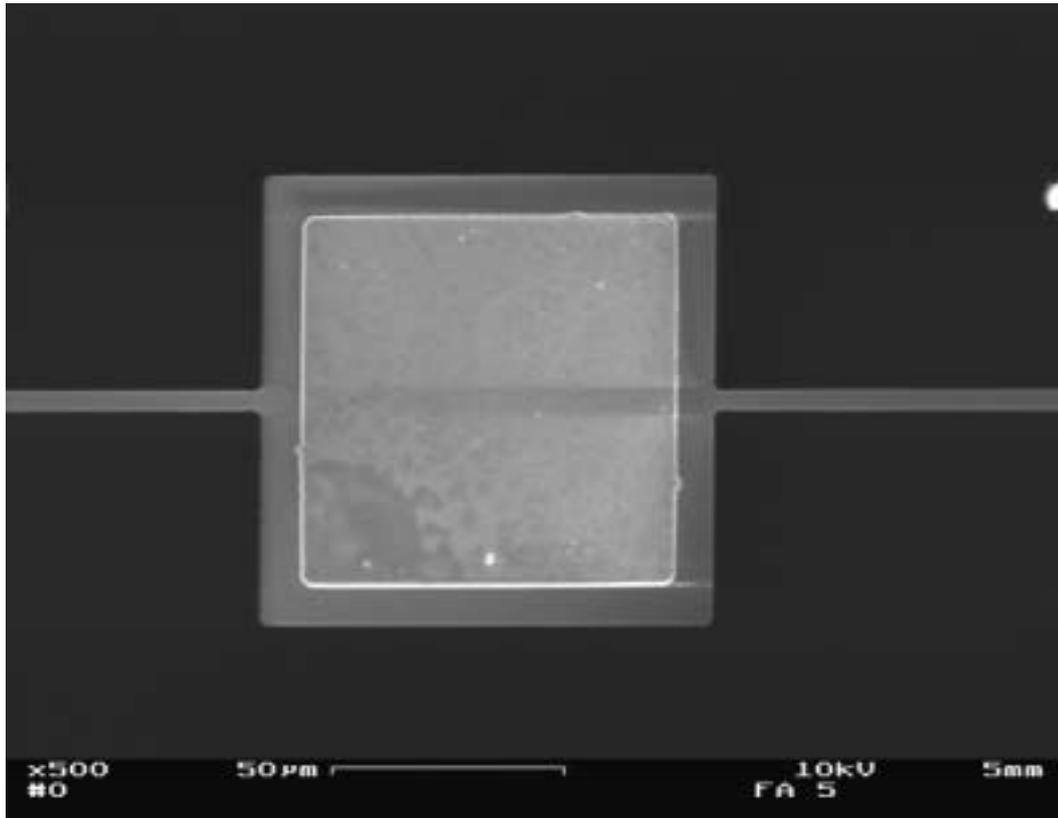


Abbildung 2.7: Aufnahme eines SSP-Detektors in einem Rasterelektronenmikroskop, betrachtet aus der Senkrechten über dem Detektor. Das Bild zeigt den Pb-Absorber (hellgrau), den Bereich der Al-Tunnelodiode außerhalb der Absorberfläche mit ihren beiden Zuleitungen (mittelgrau) und die darunter liegende Membran (dunkelgrau). Der Absorber erstreckt sich über eine Fläche von $80 \times 80 \mu\text{m}^2$, die Tunnelodiode von $100 \times 100 \mu\text{m}^2$; die Zuleitungen besitzen eine Breite von etwa $4 \mu\text{m}$.

Energietransport aus dem Absorber in die Tunnelodiode erfolgt über Rekombinationsphononen der Energie $2\Delta_{Pb}$, die bei der Rekombination der Quasiteilchen im Pb zu Cooper-Paaren entstehen. Diese Phononen können die Isolationschicht zwischen Absorber und der Tunnelodiode überqueren und so ihre Energie in die Al-Elektroden tragen.

Trotz des deutlich komplexeren Aufbaus eines SSP-Detektors gegenüber einer Al-Tunnelodiode ohne Absorber konnte wiederum eine vergleichbare, hervorragende Energieauflösung von $12,4 \text{ eV}$ (mit einem Absorber der Fläche $90 \times 90 \mu\text{m}^2$) [Ang00a, Ang01a] beziehungsweise $10,8 \text{ eV}$ (mit einem Absorber der Fläche $80 \times 80 \mu\text{m}^2$) bei einer Röntgenenergie von $5,9 \text{ keV}$ erzielt werden. Das Röntgenspektrum mit $10,8 \text{ eV}$ Energieauflösung ist in Abbildung 2.8 zu finden; es stellt die beste, bislang mit einem Tunneliodien-Detektor erzielte Energieauflösung in diesem Röntgenenergiebereich dar.

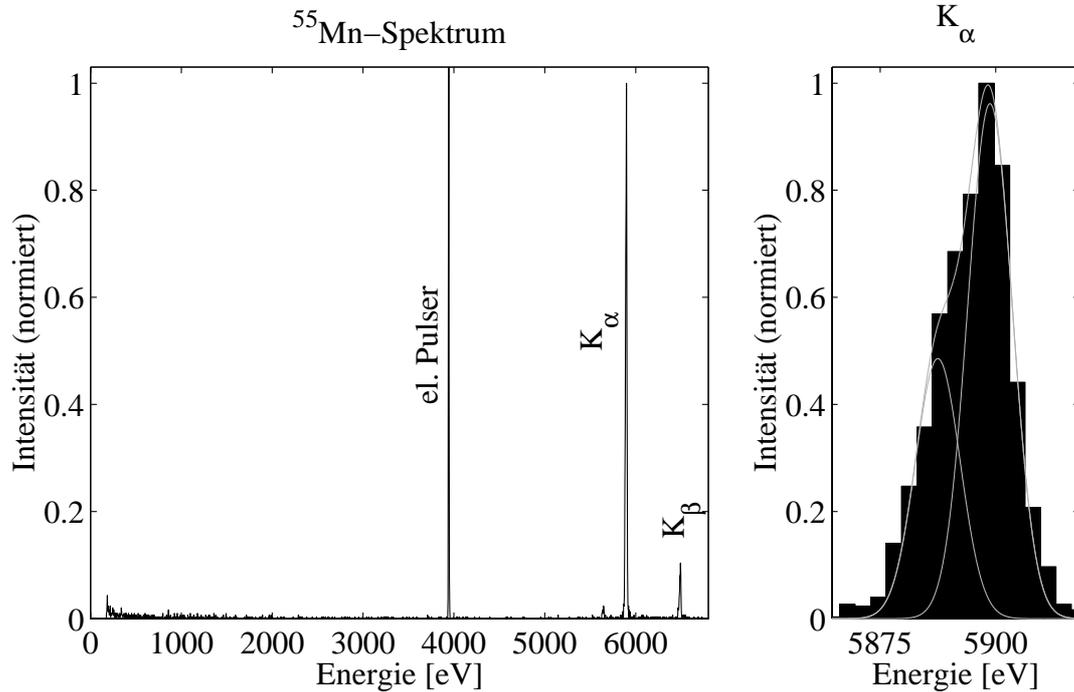


Abbildung 2.8: Linkes Teilbild: Mit einem SSP-Detektor der Absorberfläche $80 \times 80 \mu\text{m}^2$ gemessenes ^{55}Mn -Spektrum. Neben der K_α - und K_β -Linie tritt bei knapp 4000 eV die Linie eines elektronischen Pulsers auf, der zur Kontrolle der Stabilität des Detektorarbeitspunkts aufgezeichnet wurde. Rechtes Teilbild: Vergrößerte Darstellung der Mn- K_α -Linie. Unter Berücksichtigung der Substruktur der Linie ($E(\text{K}_{\alpha 1}) = 5899 \text{ eV}$, $E(\text{K}_{\alpha 2}) = 5888 \text{ eV}$, Intensitätsverhältnis 2:1 [Fir96]) konnte eine Energieauflösung von 10,8 eV bei 5,9 keV erzielt werden.

2.4 Physikalisches Modell des SSP-Detektors

In diesem Unterkapitel wird ein Formalismus zur Beschreibung des zeitlichen Signalverlaufs in einem SSP-Detektor entwickelt, dem ein möglichst einfaches physikalisches Modell des Detektors zugrunde liegt. Dabei werden sowohl der phononische Energieeintrag in die beiden Elektroden als auch die Signalentstehung in der Tunneldiode berücksichtigt. Dieser Formalismus wird später in den Kapiteln 4 und 5 anhand experimenteller Datensätze überprüft und zur Analyse von Detektorsignalen herangezogen.

2.4.1 Phononischer Energieeintrag in die Tunneldiode

Im SSP-Detektor erfolgt der Energietransport aus dem Absorber in die Tunneldiode über 2Δ -Phononen, deren Energie im Fall eines Pb-Absorbers $2\Delta_{\text{Pb}} \approx 2,73 \text{ meV} \approx 16\Delta_{\text{Al}}$ beträgt. Durch Extrapolation der in [Sch01] beschriebenen numerischen Berechnungen ermittelt man für Phononen dieser Energie eine mitt-

lere freie Weglänge in Al von etwa $0,17 \mu\text{m}$. Vergleicht man diesen Wert mit typischen Dicken der Al-Elektroden ($d_t \approx 0,18 \mu\text{m}$ für die obere und $d_b \approx 0,24 \mu\text{m}$ für die untere Elektrode⁶), so berechnet man bei senkrechtem Durchgang durch die Al-Schichten Absorptionswahrscheinlichkeiten von 65 % in der oberen und 26 % in der unteren Elektrode; dabei wurde die Abschwächung der bei der unteren Elektrode eintreffenden Phononenintensität in der oberen Elektrode bereits berücksichtigt. So erhält man ein Verhältnis der in den Elektroden absorbierten Phononenzahlen von $\frac{N_t}{N_b} \approx 2,5$. Dabei wird abgenommen, dass die durch beide Elektroden transmittierten Phononen ($\approx 8,5 \%$) verloren gehen; tatsächlich liegen die Verluste jedoch niedriger, was in Kapitel 5.3.2 anhand experimenteller Daten belegt werden wird. Es muss nämlich eine mögliche Phononenreflexion an der Membranunterseite, welche die durch beide Elektroden transmittierten Phononen in den Detektor zurückstreut, berücksichtigt werden, die das Verhältnis der absorbierten Phononenzahlen etwas reduzieren kann. Da jedoch die mittlere freie Weglänge der Phononen in realen Supraleitern unter den theoretischen Werten liegen [Eis77] und die effektiven Wegstrecken der Phononen in den Elektroden wegen des nicht-senkrechten Phononeneinfalls über dem hier verwendeten Werten liegen, und beide Effekte das Absorptionsverhältnis zu Gunsten der oberen Elektrode verschieben, muss $\frac{N_t}{N_b} \approx 2,5$ eher als untere Abschätzung angesehen werden.

Die Quasiteilchenzahlen in den beiden Elektroden, die proportional zur Zahl der absorbierten Phononen sind, liegen somit zum Zeitpunkt der Phononenabsorption in den Elektroden in der gleichen Größenordnung, mit einem leichten Schwerpunkt bei der oberen Elektrode. Diese Situation unterscheidet sich deutlich vom Fall einer direkten Absorption eines Röntgenquants in einer der beiden Elektroden, bei dem sich zum Zeitpunkt der Energiedeposition alle Überschussquasiteilchen in der absorbierenden Elektrode befinden.

2.4.2 Signalverlauf

Tunnelstrom

Der Zusammenhang zwischen der Quasiteilchenzahl in den Elektroden und dem elektrischen Signalstrom wurde in (2.6) exakt beschrieben, erweist sich in der Praxis aber oftmals als zu unhandlich. Für eine vereinfachte Formel soll angenommen werden, dass die Zustandsdichte (2.3) für nicht zu kleine Vorspannungen nur eine geringe Abhängigkeit von der Vorspannung aufweist und die Fermifunktion (2.4) durch eine Stufenfunktion approximiert werden kann [Het98a]. Dann erhält man eine mit experimentellen Beobachtungen übereinstimmende Beschreibung des elektrischen Tunnelstroms über

⁶Die hier angegebenen Werte entsprechen den Elektrodendicken des Detektors, der bei den Messungen am Elektronenspeicherring BESSY II (siehe Kapitel 3.2) eingesetzt wurde. Anhand dieser Messungen wird das Detektormodell in den Kapiteln 4 und 5 überprüft.

$$I = I_t + I_b = e\gamma_t N_t + e\gamma_b N_b \quad (2.10)$$

I ... resultierender elektrischer Tunnelstrom
 $I_{t/b}$... Strombeitrag von Quasiteilchen der oberen/unteren Elektrode
 $\gamma_{t/b}$... Tunnelratenkonstante der oberen/unteren Elektrode, siehe (2.11)
 $N_{t/r}$... Anzahl der Überschussquasiteilchen in der oberen/unteren Elektrode

wobei die Benennung der Elektroden — den geometrischen Bedingungen angepasst — von „links/rechts“ auf „oben/unten“ beziehungsweise „top/bottom“ umgestellt wurde. Die Tunnelratenkonstanten $\gamma_{t/b}$ sind definiert als

$$\gamma_{t/b} = \frac{g(\Delta + eU)}{4e^2 \mathcal{D}_N(\epsilon_F) R_{nn} V_{t/b}} = \frac{\pi}{\hbar} \mathcal{D}_N(E_F) |\mathcal{M}|^2 V_{b/t} \cdot g(\Delta + eU) \quad (2.11)$$

g ... normierte Zustandsdichte im Supraleiter, siehe (2.3)
 Δ ... Energielücke des Supraleiters
 U ... Vorspannung
 $\mathcal{D}_N(E_F)$... Zustandsdichte im Normalleiter an der Fermikante
 R_{nn} ... Ohmscher Widerstand, siehe (2.7)
 \mathcal{M} ... Tunnelmatrixelement
 $V_{t/b}$... Volumen der oberen/unteren Elektrode

Zeitlicher Verlauf der Quasiteilchenzahl

Der zeitliche Verlauf der Quasiteilchenzahl in den beiden Elektroden kann über die Differenzialgleichungen

$$\begin{aligned} \dot{N}_t &= -\gamma_L N_t - \frac{R}{V_t} N_t^2 - \gamma_t N_t + \gamma_b N_b + \dot{N}_t^{ex} \\ \dot{N}_b &= -\gamma_L N_b - \frac{R}{V_b} N_b^2 - \gamma_b N_b + \gamma_t N_t + \dot{N}_b^{ex} \end{aligned} \quad (2.12)$$

γ_L ... Ratenkonstante der linearen Verlustprozesse
 R ... Ratenkonstante der quadratischen Verlustprozesse
 $N_{t/b}^{ex}$... extern angeregte Quasiteilchenzahl in der oberen/unteren Elektrode

beschrieben werden, in der die thermisch angeregten Quasiteilchen vernachlässigt werden. Dabei wird vorausgesetzt, dass sich die beiden Elektrodenvolumina mit einer gemeinsamen Tunnelfläche A_{tun} und zwei Elektrodendicken $d_{t/b}$ als $V_{t/b} = A_{tun} d_{t/b}$ darstellen lassen.

Die Terme $\gamma_L N_{t/b}$ bzw. $\frac{R}{V_{t/b}} N_{t/b}^2$ stellen Quasiteilchenverlustprozesse dar, die linear bzw. quadratisch von der Quasiteilchenzahl abhängen. Dabei besitzt die lineare Verlustatenkonstante γ_L die Einheit $[s^{-1}]$ und die quadratische Verlustatenkonstante R die Einheit $[m^3 s^{-1}]$. $\dot{N}_{t/b}^{ex}(t) = \frac{E_{t/b}}{\epsilon} s_{t/b}(t)$ steht für den Eintrag

der Energie $E_{t/b}$ von außen in die Elektroden, beispielsweise durch Phononen aus dem Absorber, wobei ϵ die im Mittel zur Erzeugung eines Quasiteilchens nötige Energie ist (siehe 2.1.2). Die auf $\int s_{t/b}(t)dt = 1$ normierten Funktionen $s_{t/b}(t)$ beschreiben den zeitlichen Verlauf des Energieeintrags in die Elektroden.

Zeitlicher Verlauf des Tunnelstroms

Die Addition der beiden Differenzialgleichungen (2.12) unter Berücksichtigung von (2.11) und (2.10), welche die Bedingung $\gamma_t V_t = \gamma_b V_b$ beinhaltet, führt zu einer Differenzialgleichung für den Tunnelstrom:

$$\begin{aligned} \dot{I} = & -\gamma_L I - \frac{R}{e\gamma_t V_t} (I_t^2 + I_b^2) \dots \\ & -(\gamma_t - \gamma_b) (I_t - I_b) + e\gamma_t V_t \left(\frac{\dot{N}_t^{ex}}{V_t} + \frac{\dot{N}_b^{ex}}{V_b} \right) \end{aligned} \quad (2.13)$$

Zur Vereinfachung der Gleichung soll angenommen werden, dass im SSP-Detektor zu jeder Zeit eine identische Quasiteilchendichte $\frac{N_t(t)}{V_t} = \frac{N_b(t)}{V_b} = \frac{N(t)}{V}$ in den beiden Elektroden herrscht; wie bereits abgeschätzt wurde, ist diese Annahme zum Zeitpunkt des phononischen Energietransports aus dem Absorber in die beiden Elektroden bereits annähernd erfüllt, zudem führen die Tunnelprozesse mit der Zeit automatisch einen Ausgleich der Quasiteilchendichten herbei.

Bei identischen Quasiteilchendichten in den Elektroden gilt $I_t = I_b = \frac{I}{2}$, so dass der vorletzte Term in (2.13) verschwindet. Zudem wird eine effektive Tunnelratenkonstante γ_{eff} über die Beziehung $\gamma_t V_t = \gamma_b V_b = \gamma_{eff} \frac{V}{2}$ eingeführt, so dass

$$\gamma_{eff} = \frac{\gamma_t V_t}{\frac{V}{2}} = \frac{2\gamma_t \gamma_b}{\gamma_t + \gamma_b} \quad (2.14)$$

Mit $\dot{N}^{ex}(t) = \frac{E}{\epsilon} s(t)$ vereinfacht sich Gleichung (2.13) zu

$$\dot{I} = -\gamma_L I - \frac{R}{e\gamma_{eff} V} I^2 + e\gamma_{eff} \frac{E}{\epsilon} s(t) \quad (2.15)$$

- $V = \frac{V_t + V_b}{2}$... Volumen der Tunneldiode
- E ... von außen eingebrachte Energie
- ϵ ... im Mittel zur Erzeugung eines Quasiteilchens benötigte Energie
- $s(t)$... Zeitstruktur des Energieeintrags in die Tunneldiode, $\int s(t)dt = 1$

Diese Differenzialgleichung beschreibt, bei Kenntnis des zeitlichen Verlaufs des Energieeintrags in die Tunneldiode $s(t)$, den elektrischen Tunnelstrom über die Barriere der Tunneldiode $I(t)$. Dieser kann direkt aus den gemessenen Signalen ermittelt werden, was einen Vergleich des der Differenzialgleichung zugrunde liegenden physikalischen Modells mit experimentellen Daten erlaubt.

Kapitel 3

Experimentelle Grundlagen

3.1 Detektorherstellung

Die Basis der SSP-Detektoren stellen Membransubstrate dar, bei denen ein etwa 0,5 mm dickes Si-Substrat eine 300 nm dicke Si_3N_4 -Membran der Fläche 1 mm^2 trägt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Substrate der Grundflächen $20 \times 10 \text{ mm}^2$ und $5 \times 3 \text{ mm}^2$ verwendet.

Auf dem Substrat werden durch Al-Verdampfung mittels einer Elektronenkanone unter Ultrahochvakuum die Al-Elektroden übereinander abgeschieden. Die Dicken der Al-Elektroden variieren je nach Zielsetzung des Detektors; charakteristische Werte sind 180 – 360 nm für die untere und 120 – 240 nm für die obere Elektrode. Zwischen der Deposition der beiden Elektroden erfolgt die Herstellung der Tunnelbarriere durch Oxidation der ersten Al-Schicht in einem Sauerstoffplasma; die Dicke der Al_xO_y -Barriere wurde zu etwa 5 nm abgeschätzt [Ang00a]. Die Definition der Tunnelioden-Geometrie auf eine quadratische Grundfläche von $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ erfolgt durch die Verknüpfung einer Schattenmaskentechnik während der Al-Abscheidung und eines photolithographischen Positiv-Prozesses mit anschließendem Ätzen unter Reinraumbedingungen.

Während der photolithographischen Prozesse ist die obere Al-Elektrode der Luft ausgesetzt, wobei sich eine natürliche Al_xO_y -Oberflächenschicht ausbildet, welche später den Absorber von der Tunneliode elektrisch isoliert.

Der Pb-Absorber der Dicke 1,3 – 1,4 μm wird durch Pb-Verdampfung mittels einer Stromheizung im Hochvakuum abgeschieden. Falls der Absorber eine SiO -Schutzschicht (siehe Kap. 6.1) benötigt, wird diese ohne zwischenzeitliches Brechen des Vakuums durch SiO -Verdampfung mittels einer Stromheizung deponiert. Die Definition der Absorberfläche auf typischerweise $90 \times 90 \mu\text{m}^2$ erfolgt über eine Lift-Off-Photolack-Maske, welche vor der Abscheidung des Absorbers in einem photolithographischen Negativ-Prozess aufgebracht wurde.

Für eine detaillierte Beschreibung der Detektorherstellung sei auf [Het98a, Ang00a, Ang01a] verwiesen.

3.2 Experimentelle Teilprojekte

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchungen lassen sich anhand ihrer Zielsetzungen, experimentellen Rahmenbedingungen und der beteiligten Kollaborationspartner in drei abgegrenzte Projekte unterteilen. Unterschieden werden neben Arbeiten in den Laboren am Physik-Department der Technischen Universität München (TUM) zwei Projekte an externen Einrichtungen, der Abteilung für Photonenmetrologie der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) am Elektronenspeicherring BESSY II, Berlin, und den Laboren der Abteilung für Fehleranalyse FA5 der Infineon Technologies AG, München.

TUM

In den Laboren an der Technischen Universität München wurden in Kollaboration mit dem Istituto di Cibernetica del Consiglio Nazionale delle Ricerche (Neapel) Experimente mit so genannten „*Annular Junctions*“, einem neuartigen Detektorkonzept basierend auf supraleitenden Tunneldioden, durchgeführt. Sowohl die Messungen an diesen Detektoren als auch die zugrunde liegenden physikalischen Prinzipien werden in Kapitel 7 dargestellt. Außerdem wurden diverse Untersuchungen zur Charakterisierung von SSP-Detektoren und zum Verständnis physikalischer Prozesse innerhalb der Detektoren durchgeführt; dazu zählen alle nicht explizit anderen Projekten zugeordneten Ergebnisse.

Als Röntgenstrahlungsquellen wurden ausnahmslos ^{55}Fe -Quellen verwendet. ^{55}Fe zerfällt mit einer Halbwertszeit von 2,7 Jahren über K-Einfang in ^{55}Mn . Die dabei emittierten K-Röntgenlinien mit Energien von 5,90 keV (Mn: K_α) und 6,49 keV (Mn: K_β) und natürlichen Linienbreiten zwischen 2,5 eV und 3,0 eV werden zur Detektorcharakterisierung herangezogen; das Intensitätsverhältnis der beiden Linien beträgt $\frac{I(K_\alpha)}{I(K_\beta)} \approx 8,5$. Elektronen und niederenergetische Linien, die bei der Detektorcharakterisierung oftmals störend wirken, werden durch eine 2 μm dicke Ni-Beschichtung am Entweichen aus der Quelle gehindert.

PTB

Im Rahmen der Kollaboration mit der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt wurde ein SSP-Detektor mit am Elektronenspeicherring BESSY II („Berliner Elektronenspeicherring-Gesellschaft für Synchrotronstrahlung GmbH“) erzeugter Synchrotronstrahlung charakterisiert.

Im Normalbetrieb des Speicherrings wird ein Elektronenstrom von 100 mA bis 260 mA mit einer Elektronenenergie von typischerweise 1,7 GeV gespeichert. Die PTB betreibt mehrere Strahlrohre an BESSY II [Bec00], die gemeinsam einen Energiebereich von 3 eV bis 10 keV abdecken; das zur Charakterisierung der SSP-Detektoren verwendete FCM-Strahlrohr stellte zum Zeitpunkt der Kollaborationsmessungen frei wählbare Röntgenenergien zwischen 2,3 keV und 10 keV bereit.

Die Monochromatisierung des eigentlich kontinuierlichen Synchrotronstrahlungsspektrums und die Unterdrückung von höheren Harmonischen erfolgt über vier sequentiell angeordnete Kristalle, woraus sich auch die Bezeichnung des Strahlrohrs („*four crystal monochromator*“ FCM) ableitet. Bei dieser Monochromatisierung wird eine relative Linienbreite von etwa 10^{-4} erreicht [Kru01]. Eine Lochblende erlaubt eine räumliche Begrenzung des Photonennflusses auf eine ungefähr kreisförmige Fläche mit $50\ \mu\text{m}$ Durchmesser. Einige Prozent des Photonennflusses werden allerdings durch Beugungseffekte in Bereiche außerhalb dieser Fläche abgelenkt.

Die am Elektronenspeicherring BESSY II durchgeführten Detektorcharakterisierungen werden in den Kapiteln 4 und 5 vorgestellt.

Infineon

Anders als bei Charakterisierungsmessungen in den Laboren der Technischen Universität München und der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt sollte in den Laboren der Infineon Technologies AG der praktische Einsatz der Detektoren an einem Rasterelektronenmikroskop (REM) erprobt werden.

Ein REM benutzt Elektronen als Sonde zur Erstellung eines Probenbildes. Dabei regt der bildgebende Elektronenstrahl (bei geeignet gewählter Elektronenenergie) die Elektronenhüllen der Probenmaterialien an. Die bei der Relaxation der Hülle emittierte Röntgenfluoreszenzstrahlung kann zur Identifizierung der Probenmaterialien herangezogen werden.

Für den ersten Einsatz des SSP-Detektors wurde ein REM des Typs LEO 1550 mit einer Feldemissionskathode und einer Strahlaufösung von ungefähr $1\ \text{nm}$ benutzt. Als zu untersuchendes Material diente eine Si-Probe, die bei entsprechender Anregungsenergie Röntgenlinien mit $1,74\ \text{keV}$ (Si: K_α) und $1,84\ \text{keV}$ (Si: K_β) mit einem Intensitätsverhältnis von $\frac{I(K_\alpha)}{I(K_\beta)} = 59$ [Fir96] emittiert. Die für diese Messungen durchgeführten technischen Vorarbeiten und die experimentellen Ergebnisse werden in Kapitel 6 beschrieben.

3.3 Detektorbetrieb und Datenaufnahme

Trotz der Verwendung einzelner spezieller Komponenten war der grundsätzliche Messaufbau bei allen experimentellen Arbeiten identisch: Eine Röntgenstrahlungsquelle illuminiert den SSP-Detektor mit einem Röntgenstrahlungsspektrum. Der Detektor befindet sich in einem Kryostaten, welcher eine Arbeitstemperatur im Bereich von $100\ \text{mK}$ bereitstellt. Die elektrische Kontaktierung erfolgt über Indium-Quetschkontakte oder Al-Bonddrähte. Ausserhalb des Kryostaten wird das Signal von einer Vorverstärkerelektronik und einem Hauptverstärker verstärkt, optional können ein Hoch- und/oder Tiefpassfilter zur Anwendung kommen. Abschließend wird das Signal in eine digitalisierende Elektronik gegeben,

wahlweise einen Transienten-Recorder zum Aufzeichnen von Detektorpulsen oder einen Analog-Digital Konverter zum direkten Ermitteln von Pulshöhen.

Unterschiede im Messaufbau der einzelnen Projekte traten bei Kryostaten, Vorverstärkerelektroniken und, wie bereits erläutert, bei den Röntgenstrahlungsquellen auf. Im Folgenden werden die jeweils verwendeten speziellen Gerätschaften vorgestellt.

3.3.1 Kryostate

TUM

In den institutseigenen Laboren der TUM wurde ein ^3He - ^4He -Entmischungskryostat verwendet, der eine konstante Betriebstemperatur von typischerweise 65 mK zur Verfügung stellt. Der Kryostat ist mit einem doppelwandigen Glas-Dewar zur Aufnahme von flüssigem Stickstoff und flüssigem Helium zur Vorkühlung und thermischen Abschirmung der ^3He - ^4He -Entmischungskühlstufe ausgestattet. Für eine detaillierte Beschreibung dieses Kryostatensystems sei auf [Joc90] verwiesen.

PTB

Bei BESSY II wurde ein am Strahlrohr der PTB vorhandener, vom Lawrence Livermore National Laboratory (USA) bereitgestellter Kryostat verwendet. Dieser Kryostat benötigt, ebenso wie der TUM-Kryostat, flüssigen Stickstoff und flüssiges Helium zur Vorkühlung und thermischen Abschirmung; die Kühlstufe besteht jedoch aus einer Adiabatischen Entmagnetisierungseinheit („*Adiabatic Demagnetisation Refrigerator*“ ADR). Diese Kühlstufe besteht aus einer paramagnetischen Salzpille, deren magnetische Momente in einem starken Magnetfeld ausgerichtet werden; eine thermische Kopplung, die im vorliegenden Fall durch einen mechanischen Wärmeschalter realisiert ist, führt die dabei freigesetzte Wärme an das He-Bad ab. Danach wird die thermische Kopplung aufgehoben und das Magnetfeld adiabatisch reduziert. Mit sinkendem externen Feld streben die magnetischen Momente der Salzpille eine Entropieerhöhung an; die dazu benötigte Energie wird dem Phononensystem des Salzes entzogen, was eine Abkühlung der Pille zur Folge hat. Nach dem Erreichen der Minimaltemperatur wärmt sich die Salzpille über in der Praxis stets vorhandene Wärmelasten wieder auf.

Der PTB-Kryostat erreichte eine Minimaltemperatur von ca. 100 mK und wurde über mehrere Stunden hinweg betrieben, bis die Kryostatentemperatur auf etwa 170 mK angestiegen war. An diesem Punkt wurden die Messungen unterbrochen und ein neuer Abkühlvorgang gestartet. Der Kryostat war bereits zum Betrieb von Nb-basierten supraleitenden Tunneldioden verwendet worden [Bec03, Wol02], weshalb er einem „Rüssel“ für den Einbau in das Strahlrohr besaß. Als Rüssel bezeichnet man ein etwa 40 cm langes und wenige cm dickes Element des Kryostaten, an dessen Spitze der Tieftemperaturdetektor montiert ist. Der



Abbildung 3.1: Photographie der Röntgenlinse (Länge 22,7 mm, Durchmesser 10 mm)

Rüssel war mit röntgenstrahlungsdurchlässigen Fenstern mit hoher Reflektivität für Infrarotstrahlung zur thermischen Abschirmung des Detektors und mit in den Rüssel integrierten Magnetspulen für die Unterdrückung des Josephsonstroms ausgestattet. Eine genaue Beschreibung des Kryostaten ist in [Fri01] zu finden.

Infineon

Das in den Laboren von Infineon für einen praxisnahen Einsatz der Tunnelioden verwendete Polaris-Spektrometer besitzt wie der PTB-Kryostat eine ADR-Einheit als Endkühlstufe. Vorkühlung und thermische Abschirmung wird hier allerdings durch ein zweistufiges mechanisches Kühlsystem, einen so genannten Pulsröhrenkühler [Wae97, Wae98], realisiert. Dieses System arbeitet ohne Flüssiggase und benötigt lediglich einen Kompressor, um eine Temperatur von etwa 3 K zu erreichen. Dies erleichtert die Automatisierbarkeit und den Einsatz unter Reinraumbedingungen, weshalb für einen industriellen Einsatz ein mechanisches Kühlsystem einem flüssiggekühlten System vorgezogen wird [Sim02].

Für den Einsatz der SSP-Detektoren wurde der Kryostat ohne Temperaturstabilisierung in einem Temperaturbereich von 120 mK bis 180 mK betrieben.

Wiederum war ein Rüsselsystem mit Infrarotschilden vorhanden, in diesem Fall jedoch an die speziellen geometrischen Anforderungen eines REMs angepasst. Da im Polaris-Spektrometer üblicherweise supraleitende Phasenübergangsthermometer als Röntgendetektoren eingesetzt werden, mussten externe Magnetspulen integriert werden, was in Kapitel 6.2 beschrieben wird.

Das Polaris-Spektrometer verwendet eine Röntgenlinse zur Fokussierung der Röntgenstrahlung auf den Absorber des Kryodetektors; Abbildung 3.1 zeigt eine Photographie der Röntgenlinse. Wenn die Ausdehnung des Bildpunkts der Linse auf die Geometrie des Detektors angepasst ist, entscheidet bei gegebenem Rönt-

genfluss nicht mehr die Absorberfläche, sondern nur noch der Öffnungswinkel der Röntgenlinse über den im Detektor registrierten Fluss. Dies eliminiert den Nachteil der geringeren Fläche eines SSP-Detektors (Absorberfläche $90 \times 90 \mu\text{m}^2$) verglichen mit einem Phasenübergangsthermometer (Absorberfläche $250 \times 250 \mu\text{m}^2$), der sich ohne Röntgenlinse in einer entsprechend niedrigeren Zählrate äußern würde. Die verwendete Linse ist jedoch mit einem Bildpunkt des Durchmessers $450 \mu\text{m}$ nicht auf die Kryodetektoren optimiert. Der Fokuspunkt der Röntgenlinse wird durch manuelle Justierung auf das Zentrum des Detektors ausgerichtet.

3.3.2 Vorverstärkerelektroniken

TUM

Für Charakterisierungsmessungen in den Laboren der Technischen Universität München wurden zwei Vorverstärkerelektroniken verwendet, die zum Beispiel in [Joc94, Rue01] beschrieben sind. Es handelt sich um einen kommerziellen JFET-basierten Vorverstärker der Firma Canberra und um eine daraus abgeleitete, an die speziellen Bedürfnisse der Tunneldioden angepasste Verstärkerelektronik, die an der TUM entwickelt wurde, in der Funktionsweise aber grundsätzlich mit den Canberra-Vorverstärkern übereinstimmt. Markantester Unterschied der Vorverstärkersysteme im praktischen Betrieb sind die unterschiedlichen Zeitkonstanten der Integration, $500 \mu\text{s}$ beim Canberra- und $1000 \mu\text{s}$ beim TUM-Vorverstärker.

Die Vorverstärker definieren den Arbeitspunkt des Detektors durch Anlegen eines einstellbaren Stroms. Die Stromsignale des Detektors werden zu Ladungssignalen aufintegriert, weshalb von einem ladungssensitiven Vorverstärker gesprochen wird. Die Stromsignale beinhalten physikalische Informationen über das Zustandekommen des Signal im Detektor. Die Integration verwehrt den direkten Zugang zu diesen Informationen des Stromsignals, weshalb zum Verständnis der Detektorphysik eine direkte Messung des Stromsignals anzustreben ist.

PTB

Für die Messungen am Elektronenspeicherring BESSY II wurde eine Vorverstärkerelektronik [Fri97] verwendet, die bereits zur Auslese von Nb-Tunneldioden herangezogen worden war [Bec03, Wol02]. Im Gegensatz zu den anderweitig eingesetzten Elektroniken handelt es sich hierbei um ein direkt stromsensitives Vorverstärkersystem, das zur Definition des Detektorarbeitspunkts keinen Strom, sondern eine Spannung verwendet. Im praktischen Betrieb an den SSP-Detektoren bedeutete dies jedoch keine merkliche Veränderungen der Arbeitsbedingungen.

Infineon

Beim Betrieb des SSP-Detektors im Polaris-Spektrometer wurden die auch in den TUM-Laboren verwendeten Canberra-Vorverstärker herangezogen.

Kapitel 4

Detektorartefakte

Bei Bestrahlung mit monochromatischer Röntgenstrahlung unterscheiden sich die Signalpulse eines idealen Röntgendetektors nicht voneinander. Bei allen realen Detektoren beobachtet man jedoch Signale mit abweichenden Pulsformen und -höhen. Dieses Kapitel beschäftigt sich mit (meist in Gruppen auftretenden) Detektorartefakten, also Ereignissen, deren Abweichung von der Norm auf spezifische Eigenheiten des Detektors oder spezielle physikalische Prozesse im Detektor zurückgeführt werden können. Statistische Schwankungen der Pulshöhe aufgrund physikalischer Rauschprozesse im Detektor und in der Datenaufnahmeelektronik, die in jedem Detektor auftreten und einen oftmals dominanten Beitrag zur Energieauflösung des Detektors liefern, werden in diesem Kapitel nicht diskutiert.

Die Kenntnis der Detektorantwort ist für die Anwendung eines Detektorsystems von eminenter Bedeutung, um das eingestrahlte Spektrum aus den Messdaten rekonstruieren zu können. Zudem ist die Möglichkeit einer direkten Identifikation und Diskriminierung jedes einzelnen Artefaktereignisses wünschenswert, da die Existenz von Artefakten im Pulshöhenspektrum einen Untergrund zur Folge hat, der — sogar bei genauer Kenntnis der Positionen und Intensitäten der Artefaktgruppen — das Auffinden von Linien geringer Intensität erschwert.

So unerwünscht Detektorartefakte aus Anwendersicht sein mögen, dem Detektorentwickler bieten sie einen Einblick in die physikalischen Prozesse im Detektor, deren Verständnis eine weitere Optimierung des Detektors ermöglicht. Deshalb beschäftigt sich dieses Kapitel mit der Detektorantwort des SSP-Detektorsystems bei Bestrahlung mit monochromatischen Röntgenquanten und insbesondere den physikalischen Prozessen, die den experimentell beobachteten Ereignisgruppen zugrunde liegen. Zudem werden im Hinblick auf die praktische Einsetzbarkeit des Detektors Möglichkeiten zur Diskriminierung von Detektorartefakten diskutiert.

4.1 Klassifizierung der Detektorartefakte

Im Wesentlichen können bei energiedispersiven Detektoren drei Prozesse Einfluss auf Signalhöhe und -form nehmen: der „*Pile-Up*“-Effekt, eine inhomogene Signalausbeute über das Detektorvolumen hinweg und Energieverluste aus dem Detektor.

Pile-Up-Effekt

Als „*Pile-Up*“-Effekt bezeichnet man eine zeitliche Überlappung zweier oder mehrerer Einzelpulse, bei der nachfolgende Signale vor dem vollständigen Abklingen der vorangegangenen Pulse einsetzen. Durch dieses „Auftürmen“ der nachfolgenden Pulse auf den ersten Puls weicht das gemessene Signalmaximum von der Pulshöhe des ersten Einzelpulses ab. Gleichzeitig unterscheidet sich der Verlauf eines *Pile-Up*-Signals typischerweise stark von der Form eines Einzelpulses, was die Diskriminierung dieser Ereignisse erleichtert. Der *Pile-Up*-Effekt beschränkt bei hohen Zählraten (in der Größenordnung der inversen Pulsdauer) das Auflösungsvermögen des Detektors.

Inhomogene Signalausbeute

In aus mehreren Komponenten aufgebauten Detektorsystemen wie dem SSP-Detektor kann Energie auch in nicht als Absorber vorgesehenen Detektorkomponenten deponiert werden. Weisen diese Komponenten eine andere Kopplung an das Detektionselement (in diesem Fall die supraleitende Tunnelodiode) auf als das Absorberelement, so treten Abweichungen in der im Detektionselement deponierten Energiemenge auf, was zu einer Veränderung der gemessenen Pulshöhe führt. Falls sich zudem die Zeitstruktur des Energietransports in das Detektionselement ändert, kann ein abweichender Signalverlauf beobachtet werden. Im Folgenden soll zwischen Ereignissen, bei denen die Röntgenenergie in einer einzelnen Detektorkomponente deponiert wird („*Contained Energy Events*“), und Ereignissen, bei denen sich die Energie auf mehrere Detektorkomponenten verteilt („*Shared Energy Events*“), unterschieden werden.

In diesem Zusammenhang müssen zudem Inhomogenitäten innerhalb eines einzelnen Detektorelements (z. B. innerhalb des Absorbers) erwähnt werden. Derartige Inhomogenitäten können zu Ortsabhängigkeiten in der Detektorantwort führen, was sich typischerweise in einer Verbreiterung der Linien im Pulshöhenspektrum äußert. Dieser Effekt wird hier nicht thematisiert. In seltenen Fällen bilden sich aber unterscheidbare Artefaktgruppen aus. Diese werden aus praktischen Gründen den im nächsten Absatz beschriebenen Energieverlust-Ereignissen zugeordnet.

Energieverluste aus dem Detektor

Entweichende Sekundärteilchen (Elektronen, Photonen, Phononen) können einen Bruchteil der ursprünglich deponierten Energie aus dem Detektor tragen, was sich in reduzierten Pulshöhen äußert. Derartige Ereignisse werden im Folgenden „*Reduced Energy Events*“ genannt. In der Pulsform unterscheiden sich diese Ereignisse nicht von den entsprechenden *Contained Energy Events*.

4.2 Zuordnung der Einzelereignisse

Zur experimentellen Untersuchung der Detektorartefakte empfiehlt sich die Verwendung einer monoenergetischen Röntgenquelle, da das Vorhandensein mehrerer Röntgenlinien die eindeutige Identifikation und Zuordnung der Ereignisgruppen deutlich erschwert. Weiterhin sind eine freie Wahl der Röntgenenergie, eine Kollimation der Röntgenstrahlung auf einen begrenzten Bereich („*Spot*“) und eine Möglichkeit zur räumlichen Bewegung dieses Röntgenspots von Nutzen. All diese technische Rahmenbedingungen waren am FCM-Strahlrohr der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) an der Synchrotronstrahlungsquelle BESSY II gegeben. Die Verwendung der am Strahlrohr vorhandenen experimentellen Ausrüstung (Kryostat und stromsensitiver Vorverstärkerelektronik) führte allerdings zur Überlagerung des Signals mit hochfrequenten Störungen erheblicher Intensität, die durch unzureichende Abschirmung der Signalleitungen und der in das Kryostatengehäuse integrierten Elektronik in den Messaufbau gelangen konnte.

Voraussetzung für Verständnis und Diskriminierung der Detektorartefakte ist eine möglichst direkte Messung des zeitlichen Signalverlaufs. Als wesentlicher technischer Schritt erwies sich deshalb der Wechsel von der bislang verwendeten, ladungsempfindlichen Vorverstärkerelektronik, welche das im SSP-Detektor erzeugte Stromsignal zu einem Ladungssignal aufintegriert, zur direkten Messung des Signalstroms mit einem stromempfindlichen Vorverstärker.

Für eine quantitative Analyse der physikalischen Prozesse, wie sie später in Kapitel 5.3.4 vorgenommen wird, muss der zeitliche Signalverlauf mit theoretisch motivierten Modellpulsen verglichen werden. Hier steht jedoch eine effiziente Diskriminierung und eine anschauliche Darstellung einer größeren Zahl von Ereignissen im Vordergrund, weshalb eine Reduzierung der Signalpulse auf zwei aussagekräftige Parameter anzustreben ist. Zu diesem Zweck wird ein Musterpuls durch Mittelung über einige ausgewählte Signale erstellt, der einem idealen Signalverlauf möglichst nahe kommt. Dieser Musterpuls wird an jeden Einzelpuls gepasst, wobei als freie Parameter eine Verschiebung des Musterpulses in der Zeit und in der Höhe und eine Skalierung der Pulshöhe zugelassen wird.

Besondere Aussagekraft für die Pulsdiskriminierung besitzt die Güte χ^2 der Anpassung, definiert als

$$\chi^2 = \frac{1}{N - n_f - 1} \sum_{i=1}^N \frac{(y(x_i) - f(x_i))^2}{\sigma^2} \quad (4.1)$$

χ^2 ... Fitgüte / Pulsformparameter
 N ... Gesamtzahl der Datenpunkte
 n_f ... Anzahl der freien Parameter
 $y(x_i)$... experimenteller Signalwert am Punkt x_i
 $f(x_i)$... Funktionswert am Punkt x_i
 σ ... Standardabweichung des Signalrauschens

χ^2 beschreibt die mittlere Abweichung des experimentellen Signalpulses vom idealen Verlauf des Musterpulses. Wegen der Normierung auf die Standardabweichung des Signalrauschens stellt $\chi^2 = 1$ eine innerhalb des Signalrauschens ideale Übereinstimmung zwischen Signal und Musterpuls dar; höhere Werte von χ^2 deuten auf eine Abweichung hin.

Anhand der Anpassungsgüte (auch „Pulsformparameter“) χ^2 und dem Pulshöhen-Skalierungsfaktor der Anpassung (auch: „Pulsamplitude“) A werden im Folgenden die im SSP-Detektor auftretenden Ereignisgruppen identifiziert und physikalischen Prozessen im Detektor zugeordnet. Soweit nicht explizit anderweitig vermerkt, beziehen sich alle in diesem Kapitel dargestellten Daten auf Messungen bei einer Röntgenenergie von 7 keV. Zur Übersicht und leichteren Referenz listet Tabelle 4.2 (Seite 52) abschließend alle Ereignisklassen auf, untergliedert in die in Kapitel 4.1 definierten vier Hauptklassen.

4.2.1 Pile-Up-Ereignisse

Pile-Up-Ereignisse können wegen ihres stark von der Norm abweichenden Signalverlaufs besonders leicht anhand des Pulsformparameters χ^2 diskriminiert werden. In Abbildung 4.1 oben ist exemplarisch der Verlauf eines willkürlich ausgewählten *Pile-Up*-Ereignisses dargestellt, bei dem zwei Röntgenquanten in einem zeitlichen Abstand von etwa 40 μs absorbiert wurden; man erkennt deutlich die Verfälschung sowohl der Pulsform als auch des Signalmaximums.

In Abbildung 4.1 unten wird eine Darstellung des Pulsformparameters χ^2 über dem Pulshöhen-Skalierungsfaktor A in halblogarithmischer Achsenskalierung eingeführt, in der *Pile-Up*-Ereignisse als graue Punkte hervorgehoben sind; sie nehmen deutlich höhere χ^2 -Werte an als die restlichen, als schwarze Punkte dargestellten Ereignisse.

4.2.2 Contained Energy Events

Absorberereignisse

Contained Energy Events zeichnen sich durch die Deposition der Röntgenenergie in einer einzelnen Detektorkomponente ohne das Entweichen hochenergetischer

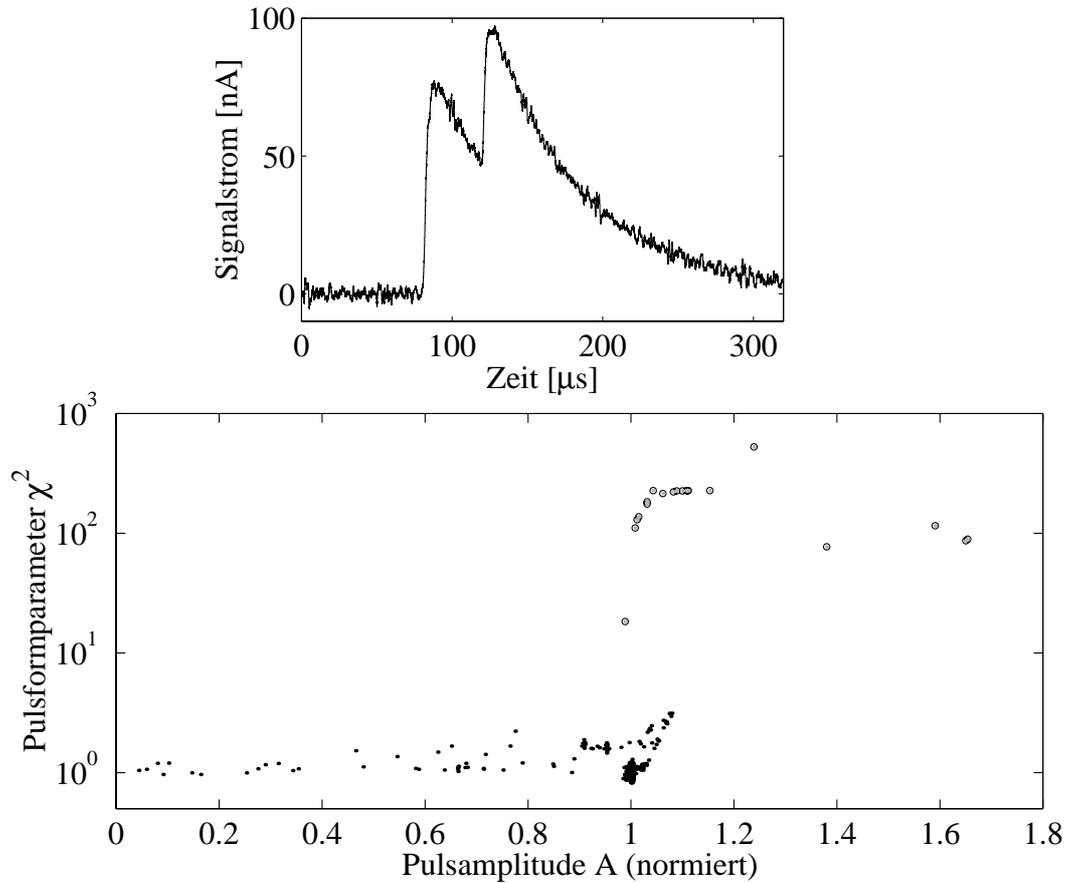


Abbildung 4.1: *Pile-Up*-Ereignisse bei einer Röntgenenergie von 7 keV. Oben: Typischer Signalverlauf eines *Pile-Up*-Ereignisses. Ein zweites Ereignis sitzt auf dem vorhergegangenen Signal auf, was sowohl eine Verfälschung der Pulshöhe als auch eine stark abweichende Pulsform zur Folge hat. Unten: Halblogarithmische Darstellung des Pulsformparameters χ^2 gegen den Pulshöhen-Skalierungsfaktor A für 2000 Ereignisse. *Pile-Up*-Ereignisse (graue Punkte) befinden sich bei hohen χ^2 -Werten.

Sekundärteilchen aus. Als wichtigstes Beispiel können die Absorberereignisse genannt werden, bei denen die Röntgenenergie im Absorber deponiert und auf dem regulären Weg über Rekombinationsphononen in die Elektroden getragen wird (siehe die schematische Skizze dieses Vorgangs in Abbildung 4.2a); hierbei handelt es sich um die eigentlich erwünschten und mit einer relativen Häufigkeit von 92 % auch dominanten Detektorsignale. Da aus einigen dieser Absorberereignisse der den Diskriminierungsparametern zugrunde liegende Musterpuls gebildet wurde, zeigen Absorberereignisse und Musterpuls in Verlauf und Höhe die beste Übereinstimmung und sind in der $\chi^2 - A$ Darstellung von Abbildung 4.3 bei $A \approx 1$ und minimalen χ^2 -Werten (dargestellt als graue, unberandete Punkte) aufzufinden.

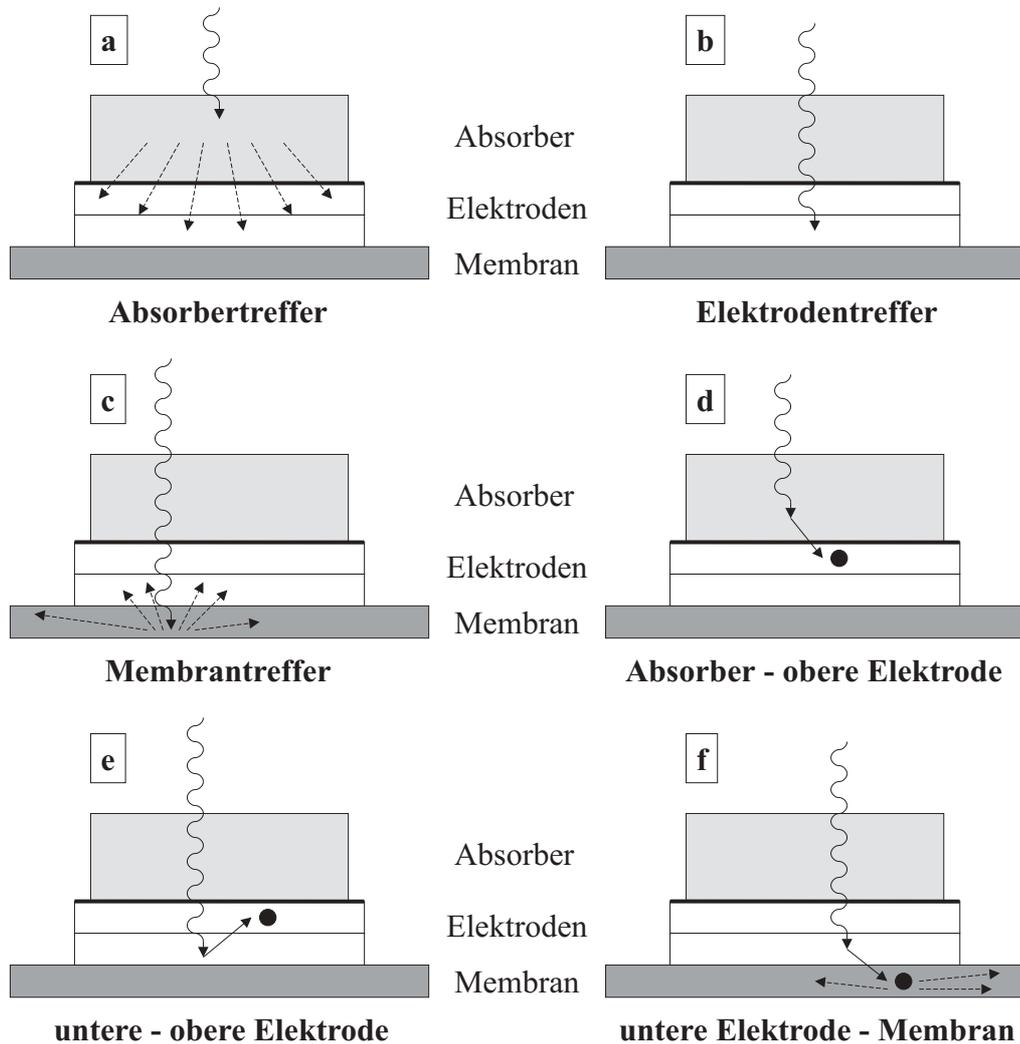


Abbildung 4.2: Veranschaulichung der *Contained Energy Events* und *Shared Energy Events* anhand von schematischen Querschnittsskizzen des Detektors. Röntgenphotonen sind als Wellenlinien, Phononen als gestrichelte Linien und hochenergetische Elektronen (Auger- oder Photoelektronen) als schwarze Punkte dargestellt. (a) *Contained Energy Event* des Absorbers. Die Energie des Röntgenphotons wird im Absorber deponiert und von Rekombinationsphononen in die Elektroden getragen. (b) *Contained Energy Events* der Elektroden. Ein Röntgenphoton deponiert seine Energie direkt in einer Elektrode. Exemplarisch ist ein Ereignis der unteren Elektrode abgebildet. (c) *Contained Energy Event* der Membran. Nach Röntgenstrahlungsabsorption in der Membran wird ein Teil der Energie durch Phononen in die Elektroden transportiert. (d) *Shared Energy Event* mit Energieverteilung auf Absorber und obere Elektrode. Abgebildet ist Röntgenstrahlungsabsorption im Absorber mit Energietransport in die obere Elektrode mittels eines Elektrons. (e) *Shared Energy Event* mit Energieverteilung auf die beiden Elektroden. Abgebildet ist Röntgenstrahlungsabsorption in der unteren Elektrode mit Energietransport in die obere Elektrode mittels eines Elektrons. (f) *Shared Energy Event*, bei dem ein hochenergetisches Elektron einen Teil der Röntgenenergie aus der unteren Elektrode in die Membran trägt.

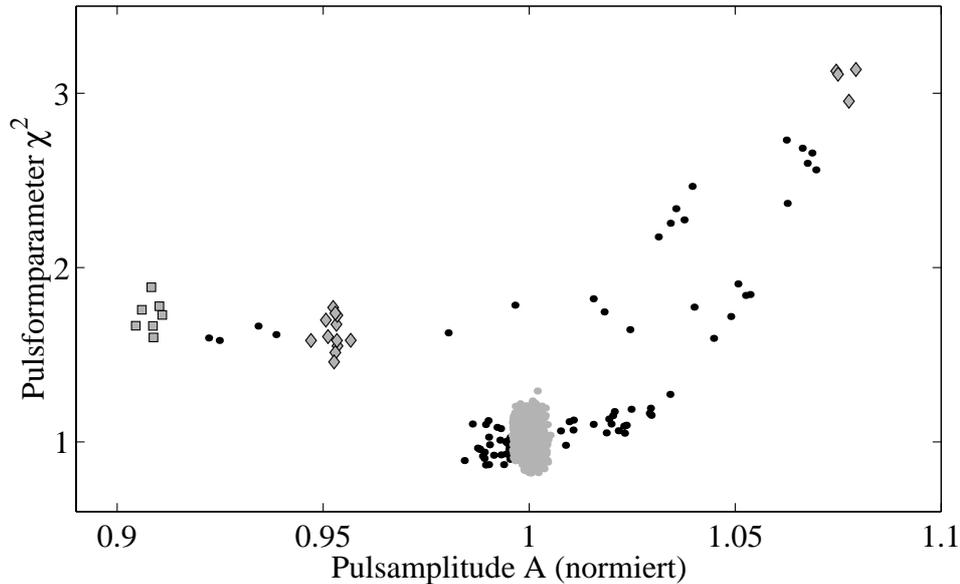


Abbildung 4.3: *Contained Energy Events* in der Darstellung Pulsformparameter χ^2 gegen Pulshöhen-Skalierungsfaktor A (vergleiche Abb. 4.1). Absorberereignisse (unberandet grau) nehmen wegen ihrer intrinsischen Ähnlichkeit mit dem Musterpuls minimale χ^2 -Werte und Skalierungsfaktoren um $A \approx 1$ an. Elektrodenereignisse (graue Rauten) besitzen höhere χ^2 -Werte; die Ereignisse der unteren Elektrode befinden sich bei $A \approx 0,95$, die Ereignisse der oberen Elektrode bei $A \approx 1,08$. Membrantreffer (graue Quadrate) ähneln in ihrer Pulsform den Ereignissen der unteren Elektrode, besitzen jedoch eine etwas geringere Pulshöhe $A \approx 0,91$.

Bei einer perfekten Kollimierung der Röntgenstrahlung auf den Absorber und einer 100%-igen Absorptionseffizienz des Absorbers könnte in keiner weiteren Detektorkomponente Röntgenstrahlung direkt absorbiert werden. Im vorliegenden Fall sind beide Bedingungen nicht erfüllt: die Absorptionseffizienz des Absorbers beträgt etwa 40 % bei 7 keV [cxro03], so dass ein wesentlicher Anteil der Röntgenstrahlung den Absorber durchdringen und potenziell in einer der beiden Elektroden oder der darunter liegenden Membran wechselwirken kann. Zudem liegen einige Prozent der Röntgenstrahlung außerhalb des $50 \mu\text{m}$ durchmessenden Röntgenstrahlungsspots (siehe Kapitel 3.2), wo sie unter den Absorberrändern herausragende Bereiche der Elektroden und der Membran erreichen können. Daher kann im vorliegenden Datensatz Absorption in den beiden Elektroden und der Membran beobachtet werden.

Elektrodenereignisse

Elektrodenereignisse weichen von Absorberereignissen in Signalhöhe, -anstieg und (in geringerem Maß) -abfall ab, was in Abbildung 4.4, einer gemeinsamen Darstellung der durch Mittelung mehrerer Einzelpulse erstellten Musterpulse der Ab-

sorberereignisse (schwarz) und der Ereignisse der oberen (dunkelgrau) und der unteren Elektrode (hellgrau), direkt zu erkennen ist¹.

Bei Elektrodenereignissen wird die Röntgenenergie direkt in der Tunneldiode, dem eigentlichen Nachweiselement des Detektors, absorbiert (siehe Abbildung 4.2b) und geht nicht den Umweg über Quasiteilchenanregung und -rekombination im Absorber. Entsprechend können Energiedeposition und Signalanstieg — verglichen mit dem über mehrere μs verteilten Energietransport aus dem Absorber — als instantan betrachtet werden. In der Praxis bestimmen Zeitkonstanten der Ausleseelektronik und parasitäre Impedanzen der Zuleitungen den Signalanstieg der Elektrodenereignisse, welche aber beim vorliegenden Datensatz merklich unter der Zeitkonstante des Anstiegs der Absorberereignisse liegt.

Direkt nach der Röntgenstrahlungsabsorption in einer der Elektroden, wenn sich alle Überschussquasiteilchen in der absorbierenden Elektrode befinden, bestimmt allein deren Tunnelratenkonstante $\gamma_{t/b}$ (2.11) und nicht die effektive Tunnelratenkonstante γ_{eff} (2.13) die Größe des Tunnelstroms und die Höhe des Signalpulses. Deshalb erreichen Ereignisse der dünneren oberen Elektrode maximale Pulshöhen. In der dickeren unteren Elektrode ist die Tunnelratenkonstante und damit auch die Pulshöhe bei gleichem Energieeintrag deutlich geringer. Die in Abbildung 4.4 erkennbare, gegenüber den Ereignissen der oberen Elektrode deutliche Erniedrigung des Pulsmaximums der Absorberereignisse fast auf das Niveau der Ereignisse der unteren Elektrode ist auf die oben diskutierte Zeitstruktur des phononischen Energieeintrags in die Tunneldiode zurückzuführen, da der Pulsabfall bereits beginnt, bevor der Transport der Röntgenenergie in die Tunneldiode abgeschlossen ist.

Vorrangig bestimmen Quasiteilchenverlustprozesse den Verlauf der abfallenden Pulsflanke. Zusätzlich führen die zu Beginn unterschiedlichen Quasiteilchendichten und die daraus resultierenden Quasiteilchen-Umverteilungsprozesse zu Abweichungen des Pulsabfalls (siehe z. B. [Ang00a]). Ansatzweise erkennt man in Abbildung 4.4 eine stärkere Übereinstimmung des Pulsabfalls von Absorberereignissen und mit Ereignissen der oberen Elektrode als mit Ereignissen der unteren Elektrode. In Abbildung 4.4 unten zeigt sich zudem, dass ein Signalverlauf, der sich aus den Musterpulsen der oberen und der unteren Elektrode im Verhältnis 2,5:1 zusammensetzt, im Bereich der abfallenden Flanke mit dem Musterpuls des Absorbers übereinstimmt. Dies deckt sich mit der Abschätzung von Kapitel 2.4.1, wonach Energie aus dem Absorber etwa etwa im Verhältnis 2,5:1 auf die obere und die untere Elektrode verteilt wird und Absorberereignisse deshalb eine größere Ähnlichkeit mit Ereignissen der oberen Elektrode aufweisen sollten.

Basierend auf diesen Überlegungen können die beiden als schwarz berandete Rauten hervorgehobenen Ereignisklassen der $\chi^2 - A$ Darstellung in Abbildung

¹Die Verwendung von Musterpulsen anstatt von Einzelpulsen dient zur Unterdrückung der bereits erwähnten externen Hochfrequenzstörungen.

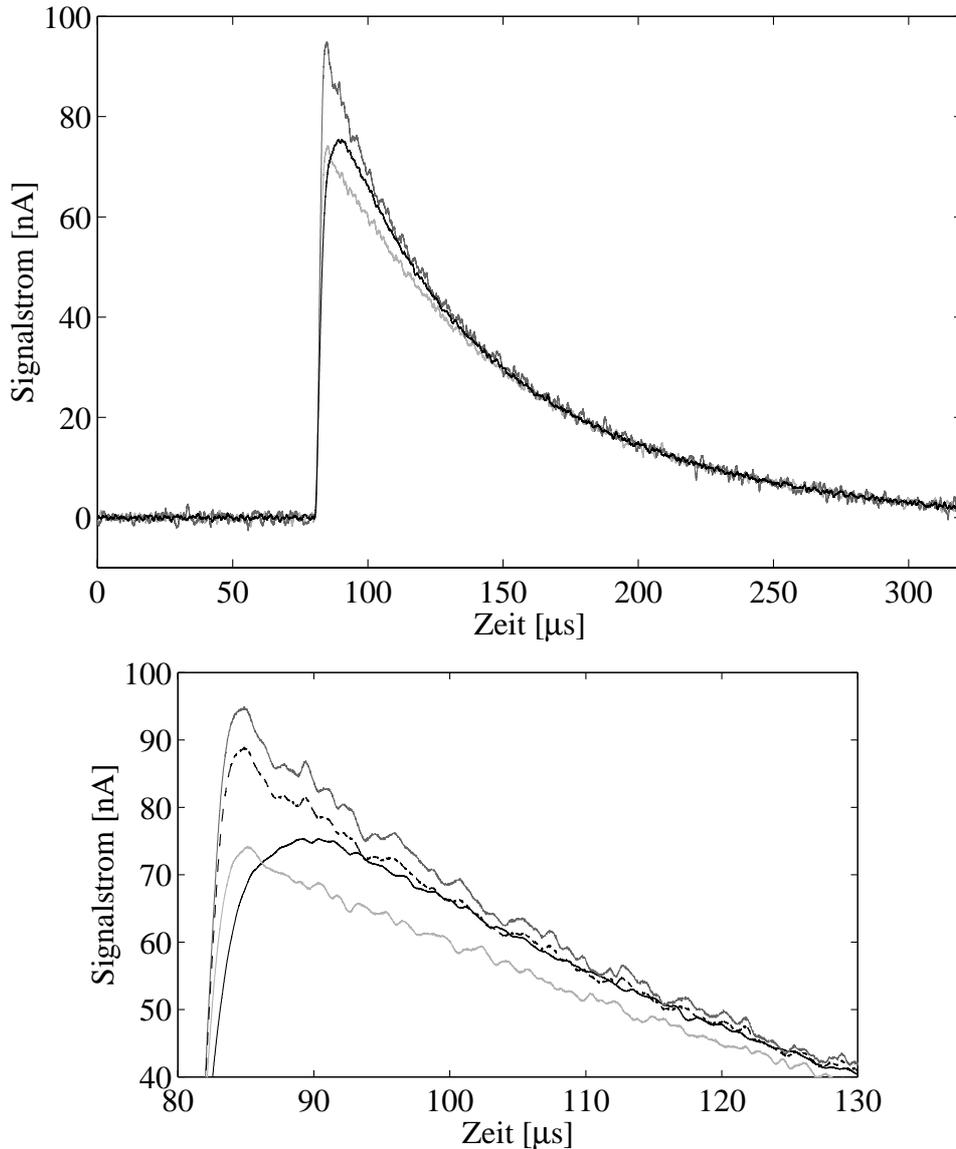


Abbildung 4.4: Oben: Musterpulse der *Contained Energy Events* des Absorbers (schwarz) und der Elektroden (obere Elektrode dunkelgrau, untere Elektrode hellgrau), jeweils erstellt durch Mittelung über mehrere ausgewählte Einzelpulse. Die drei Musterpulse unterscheiden sich wegen der abweichenden Energieverteilung auf die Elektroden im Verlauf ihrer abfallenden Flanken, zudem steigt das Absorbersignal aufgrund des phononischen Energieeintrags in die Tunnel-diode deutlich langsamer an als die Elektrodensignale. (Auf die Darstellung des Musterpulses der Membranereignisse wurde wegen der Übereinstimmung seines Verlaufs mit dem des Musterpulses der unteren Elektrode verzichtet.) Unten: Ausschnitt des oberen Teilbilds im Bereich des Pulsmaximums. Zusätzlich zu den Musterpulsen ist ein Signalverlauf (gestrichelt) abgebildet, der sich aus dem Musterpuls der oberen und der unteren Elektrode mit der Gewichtung 2,5:1 zusammensetzt. Die weitgehende Übereinstimmung dieses Signalverlaufs mit dem Absorbermusterpuls im Bereich der abfallenden Flanke bestätigt die Verteilung der Energie der Absorbereignisse auf die beiden Elektroden in diesem Verhältnis (vergleiche Kap. 2.4.1).

4.3 als *Contained Energy Events* der oberen Elektrode (Pulsamplitude $A \approx 1,08$) und der unteren Elektrode (Pulsamplitude $A \approx 0,95$) identifiziert werden. Beide Ereignisklassen weisen ein verglichen mit den Absorbereignissen erhöhtes χ^2 auf, das aber deutlich unterhalb der Werte der *Pile-Up*-Ereignisse (Abb. 4.1) liegt. Auf der Identifikation dieser drei Untergruppen der *Contained Energy Events* (Absorber, obere und untere Elektrode) in der $\chi^2 - A$ Darstellung baut die Zuordnung der verbliebenen Ereignisse des Datensatzes auf.

Membranereignisse

Von einem Membranereignis wird gesprochen, wenn das nachzuweisende Röntgenphoton direkt in der Membran absorbiert wird und ein Großteil der dort vorrangig in Form von Phononen deponierten Energie in die Tunnelodiode gelangt und ein Signal erzeugt (siehe Abb. 4.2c).

Für die Signalform eines Membranereignisses kann eine weitgehende Übereinstimmung mit dem Verlauf von Ereignissen der unteren Elektrode erwartet werden, da man von einer Absorption eines Großteils der Phononen aus der Membran in der dickeren, unteren Elektrode ausgehen kann (vergleiche Kapitel 2.4.1). Aus zwei Gründen ist jedoch zu erwarten, dass dieses Signal nicht die Pulshöhe eines Elektroden- oder Absorbereignisses erreichen wird: Erstens wird ein Teil der in der dielektrischen Membran erzeugten Phononen nicht genügend Energie besitzen, um Cooper-Paare im supraleitenden Aluminium aufzubrechen. Zweitens können in der Membran, welche die thermische Kopplung der Tunnelodiode an das Kältebad des Kryostaten herstellt, phononische Energieverluste auftreten.

Aufgrund dieser Überlegungen lässt sich in Abbildung 4.3 die Ereignisgruppe mit diskreten Parametern bei $A \approx 0,91$ (graue Quadrate) der Absorption von Röntgenquanten in der Membran direkt unterhalb der Tunnelodiode zuordnen. Mit einem Pulsformparameter von $\chi^2 \approx 1,7$ weichen die Pulsformen dieser Ereignisse nur unwesentlich von dem Wert der Ereignisse der unteren Elektrode (graue Rauten, $\chi^2 \approx 1,6$) ab. Wegen der räumlichen Begrenzung des Röntgenstrahlungsspots auf den Membranbereich unterhalb des Detektorzentrums weisen diese Ereignisse nur geringe Phononenverluste entlang der Membran und keine starken Schwankungen der Pulshöhe innerhalb dieser Ereignisgruppe auf, so dass eine abgegrenzte Ereignisgruppe identifiziert werden kann.

Die Absorptionswahrscheinlichkeit für 7 keV Röntgenquanten liegt in der Membran bei etwa 0,6 %, was etwa der Absorptionswahrscheinlichkeit in einer einzelnen Elektrode von $\approx 0,4$ % entspricht. Man erwartet somit ähnliche Intensitäten dieser Artefaktgruppen, was tatsächlich auch zu beobachten ist.

4.2.3 Shared Energy Events

Im hier relevanten Energiebereich einiger keV findet die primäre Wechselwirkung des Röntgenphotons im Detektor vorrangig über den Photoeffekt statt. Dabei

emittiert das absorbierende Atom ein Photoelektron, dessen kinetische Energie sich aus der Differenz der Röntgenenergie und der Energie der inneren Elektroschale ermittelt, und ein oder mehrere Röntgenfluoreszenzquanten und/oder Auger-Elektronen, die gemeinsam die Schalenenergie mit sich führen. Verlässt eines (oder mehrere) dieser Teilchen die absorbierende Detektorkomponente und trägt Energie in eine andere Detektorkomponente, so wird dieses Ereignis als *Shared Energy Event* bezeichnet.

Im Fall von Röntgenfluoreszenzquanten, die bei der Absorption ihre Energie vollständig deponieren, wird immer dieselbe Energiemenge übertragen, so dass eine abgegrenzte, diskrete Artefaktgruppe in der $\chi^2 - A$ Darstellung entsteht. Bei hochenergetischen Elektronen, die ihre kinetische Energie beim Durchgang durch die Detektorkomponenten kontinuierlich abgeben, erwartet man verteilte, bandartige Ereignisgruppen.

Energieverteilung zwischen den Elektroden

Aufgrund ihrer niedrigen Absorptionseffizienz liegt der Anteil von Membran- und Elektrodenereignissen jeweils unter einem Prozent. Berücksichtigt man zudem die geringe Ausbeute an Röntgenfluoreszenzquanten bei Vakanzen in den K-Schalen der entsprechenden Elemente Al, Si und N, die bestenfalls wenige Prozent erreicht [Fir96], so ist offensichtlich, dass in den hier untersuchten Datensätzen von jeweils 2000 Einzelereignisse die Emission von Röntgenfluoreszenzquanten aus den Elektroden und der Membran nicht mit signifikanter Häufigkeit beobachtet werden kann.

In der $\chi^2 - A$ Darstellung von Abbildung 4.5 kann das mit grauen Rauten gekennzeichnete Ereignisband, das sich zwischen den *Contained Energy Events* der oberen Elektrode ($A \approx 1,08$) und der unteren Elektrode ($A \approx 0,95$) erstreckt (vergleiche Abbildung 4.3), den *Shared Energy Events* mit einem Energietransfer zwischen den beiden Elektroden durch hochenergetische Elektronen zugeordnet werden (siehe Abbildung 4.2e). Diese Ereignisgruppe war bereits in der Vergangenheit bei einzelnen supraleitenden Tunnelnioden ohne Absorber experimentell beobachtet worden [Ang00a, Ang01b].

Energieverteilung zwischen unterer Elektrode und Membran

Entsprechend lassen sich die zwischen den Membrantreffern und den Ereignissen der unteren Elektrode (graue Quadrate in Abbildung 4.5) lokalisierten Ereignisse mit dem Entweichen von hochenergetischen Elektronen aus der unteren Elektrode in die Membran erklären. Eine schematische Darstellung dieses Vorgangs findet sich Abbildung 4.2f unten.

Ein Ereignis mit umgekehrter Richtung des Elektrons kann nicht eindeutig diskriminiert werden, sondern wird entweder dieser Ereignisgruppe oder den *Contained Energy Events* der Membran zugeordnet.

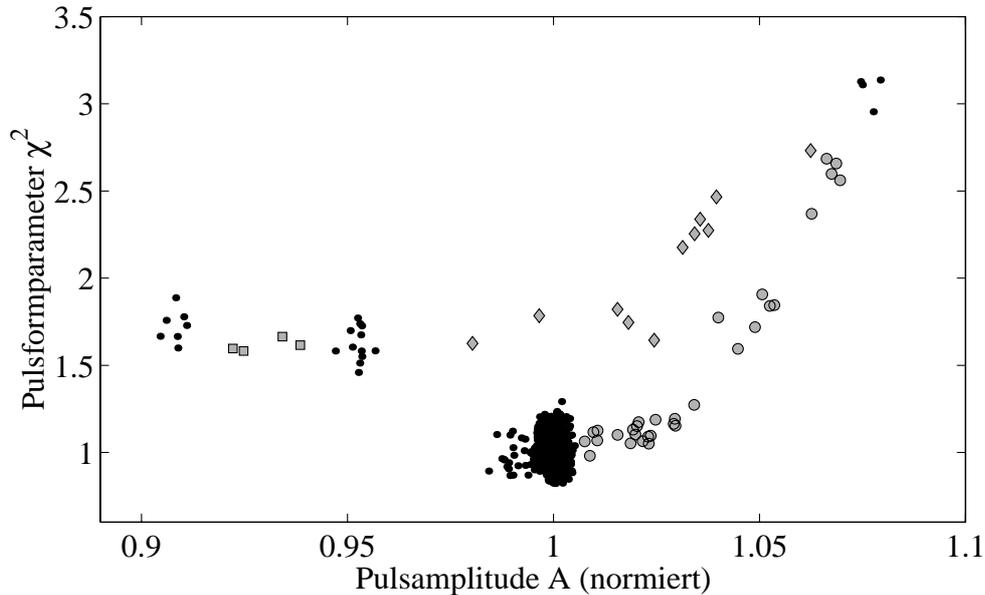


Abbildung 4.5: *Shared Energy Events* (grau) in der Darstellung Pulsformparameter χ^2 gegen Pulshöhen-Skalierungsfaktor A (vergleiche Abb. 4.1). Da hochenergetische Elektronen, die für den Energietransfer zwischen den Detektorkomponenten verantwortlich sind, beim Durchgang durch die Detektorkomponenten kontinuierlich Energie deponieren, nehmen diese Ereignisgruppen eine bandartige Verteilung an. *Shared Energy Events*, bei denen Energie zwischen Absorber und oberer Elektrode ausgetauscht wurden, sind als graue kreisförmige Punkte dargestellt; für Energieverteilung zwischen den beiden Elektroden wurde eine rauteförmige Markierung gewählt, zwischen unterer Elektrode und Membran eine quadratische Markierung.

Energieverteilung zwischen Absorber und Elektrode

Analog wird das in Abbildung 4.5 mit grauen Kreisen markierte Ereignisband zwischen den *Contained Energy Events* des Absorbers und der oberen Elektrode als *Shared Energy Events* mit Energietransfer zwischen diesen beiden Detektorkomponenten identifiziert. Die Energie wird, wie in Abbildung 4.2d schematisch skizziert, vorrangig von hochenergetischen Elektronen getragen. Elektronischer Energietransport aus dem Absorber in die untere Elektrode wird durch Absorption in der oberen Elektrode (Elektronenreichweite in der Größenordnung von 10 nm) unterbunden. Energietransport aus dem Absorber in eine der beiden Elektroden über Pb-M-Röntgenfluoreszenzquanten tritt aufgrund der niedrigen Fluoreszenzausbeute der Pb-M-Schale in Verbindung mit den geringen Absorptionseffizienzen in den Elektroden (7 % bzw. 9 % bei $E(\text{Pb: M}) \approx 2,4 \text{ keV}$ [cxro03]) nicht mit signifikanter Häufigkeit auf.

Exemplarisch vergleicht Abbildung 4.6 den Signalverlauf eines Ereignisses mit einer Signalhöhe um $A = 1,05$ (grau) mit der gewichteten Summe der Musterpulse von Absorber und oberer Elektrode (schwarz), wobei ein Energietransfer von

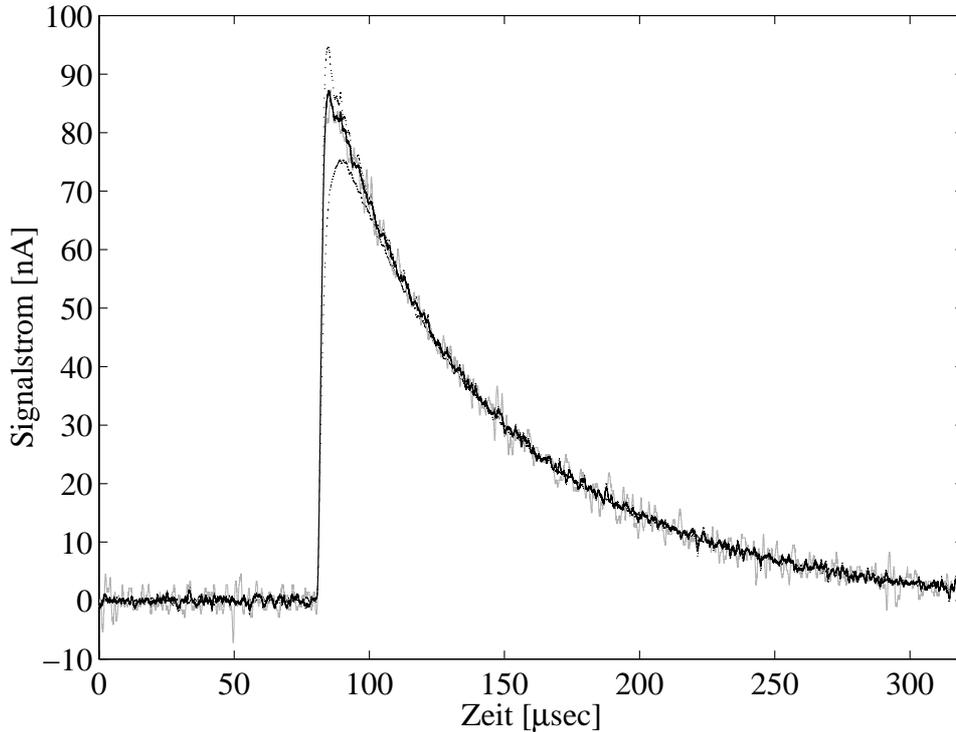


Abbildung 4.6: Signalverlauf eines einzelnen *Shared Energy Events* verglichen mit einem aus Musterpulsen zusammengesetzten Verlauf. Die graue Linie zeigt ein exemplarisch ausgewähltes Einzelereignis der Gruppe der *Shared Energy Events* mit kreisförmiger Darstellung in Abbildung 4.5) bei $A = 1,05$. Der schwarze gezeichnete Verlauf setzt sich aus dem Musterpuls des Absorbers und der oberen Elektrode (welche zum Vergleich als gepunktete Linien aufgetragen sind), in einem Verhältnis von 2:5 zusammen, entsprechend einer Energieverteilung von 2 keV auf den Absorber und 5 keV auf die obere Elektrode.

5 keV aus dem Pb-Absorber in die obere Elektrode angenommen wurde. Die klare Übereinstimmung der Pulsverläufe bestätigt die Erklärung dieses Ereignisses als *Shared Energy Event*. Analog lassen sich alle *Shared Energy Events* als gewichtete Summe zweier Musterpulse der *Contained Energy Events* beschreiben.

4.2.4 Reduced Energy Events

Reduced Energy Events sind durch das Entweichen von Sekundärteilchen (Elektronen, Röntgenfluoreszenzquanten, Phononen) aus der absorbierenden Detektor-Komponente definiert; der einhergehende Energieverlust aus dem Detektor äußert sich in reduzierten Pulshöhen. Abgesehen vom Entweichen der Sekundärteilchen entsprechen die zur Signalentstehung beitragenden physikalischen Prozesse denen der entsprechenden *Contained Energy Events*, so dass keine Abweichungen des Signalverlaufs und des Pulsformparameters χ^2 zu erwarten sind.

Energieverluste aus dem Absorber

Die in der $\chi^2 - A$ Darstellung von Abbildung 4.7 links von den *Contained Energy Events* des Absorbers, bei $\chi^2 \approx 1$ und Pulsamplituden $A < 1$, lokalisierten Ereignisse werden deshalb den *Reduced Energy Events* des Absorbers zugeordnet, die weiter in drei Untergruppen unterteilt werden können.

M-Escape Ein aus dem Detektor entkommendes Röntgenfluoreszenzphoton führt immer die gesamte Linienenergie mit sich, weshalb man von diesem Prozess im Pulshöhenspektrum eine diskrete Ereignisklasse mit einer um die Linienenergie reduzierte Pulshöhe erwartet. Die in der $\chi^2 - A$ Darstellung von Abbildung 4.7 als graue Rauten markierte diskrete Ereignisgruppe bei einem Skalierungsfaktor von $A \approx 0,67$ ist dem Entweichen jeweils eines Röntgenfluoreszenzquants der M-Linie von Pb aus dem Absorber zuzuordnen („M-Escape“). Der Prozess ist in Abbildung 4.8 links schematisch skizziert.

Andeutungsweise erkennt man in dieser Ereignisgruppe eine Substruktur zweier Einzellinien ($A = 0,665$ und $A = 0,680$); für eine detaillierte Untersuchung dieser Substruktur erweist sich dieser Datensatz mit insgesamt 2000 Ereignissen als zu klein. Deutlicher ist diese Ereignisklasse in dem in Abbildung 4.9 dargestellten Spektrum zu erkennen, welches einen Ausschnitt eines Datensatzes bei einer Röntgenenergie von 3 keV mit insgesamt $1,4 \cdot 10^5$ Ereignissen zeigt. Bei dieser etwa um den Faktor 50 größeren Statistik treten zwei Linien bei 550 eV und 650 eV deutlich zu Tage; die Substruktur der Artefaktlinie kann somit auf die Substruktur der dominanten Pb-Linien (M_α und M_β) zurückgeführt werden, deren Energien und relative Intensitäten in Tabelle 4.1 zusammengefasst sind. Die Substruktur der M_α -Linie mit einer Energiedifferenz von 6 eV zwischen $M_{\alpha,1}$ und $M_{\alpha,2}$ wird bei der hier gegebenen Energieauflösung von etwa 35 eV nicht aufgelöst.

Linie	Energie [eV]	Intensität (rel.)
Pb- $M_{\alpha,1}$	2345	100
Pb- $M_{\alpha,2}$	2339	100
Pb- M_β	2442	60

Tabelle 4.1: Energien und relative Intensitäten der drei dominanten Pb-Röntgenfluoreszenzlinien im niedrigen keV-Bereich [Bea67].

Elektron-Escape Entkommen hochenergetische Photo- oder Auger-Elektronen aus dem Absorber („Elektron-Escape“, siehe Abbildung 4.8 rechts), so tritt wegen des kontinuierlichen Energieverlusts von Elektronen beim Durchgang durch den Absorber eine breite Pulshöhenverteilung auf, die sich in Abbildung 4.7 als Band kontinuierlich verteilter Ereignisse mit $\chi^2 \approx 1$ und $A < 0,9$ (schwarze Kreise) zeigt.

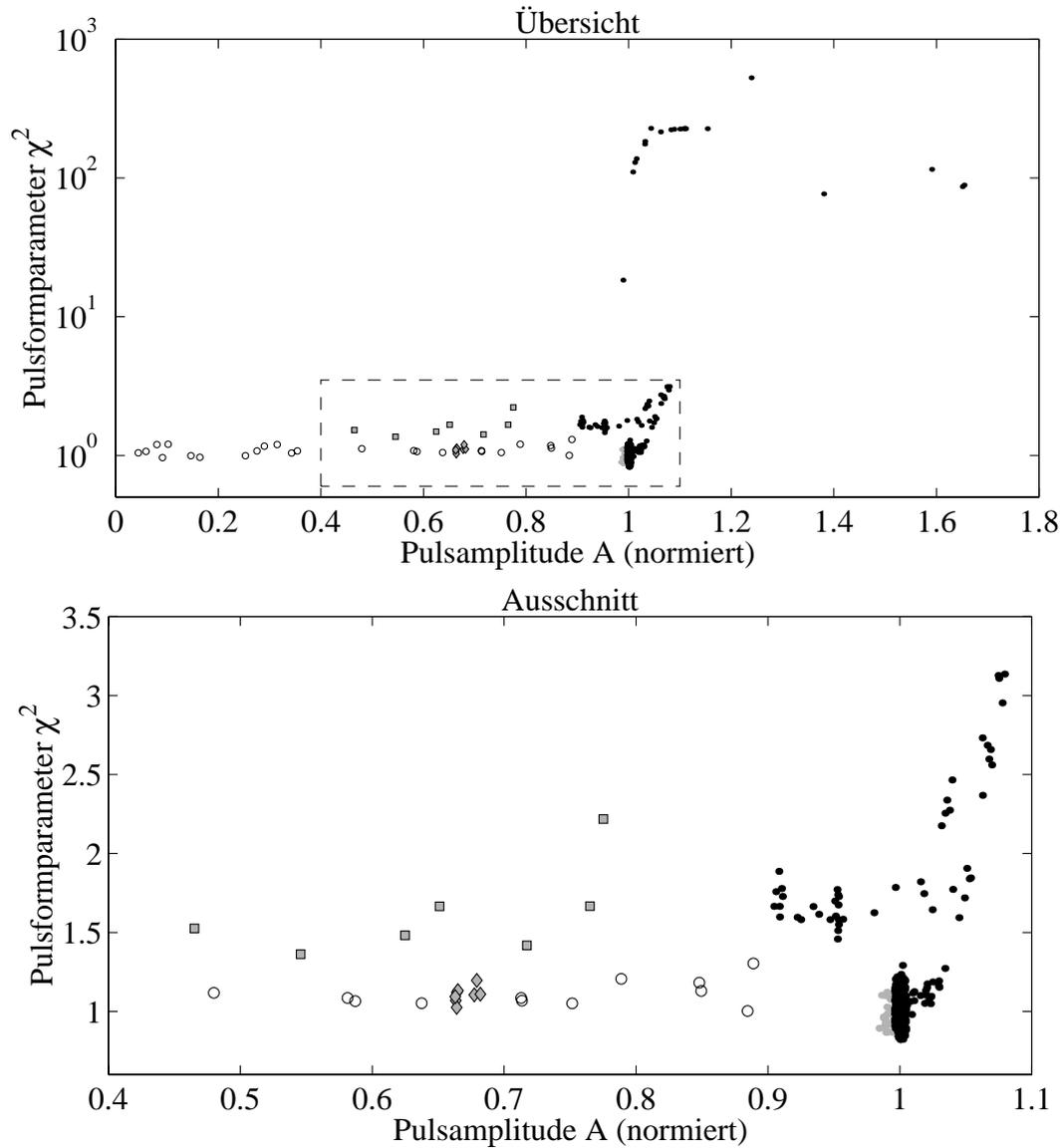


Abbildung 4.7: *Reduced Energy Events* des Absorbers in der Darstellung Pulsformparameter χ^2 gegen Pulshöhen-Skalierungsfaktor A . Im oberen Teilbild sind alle 2000 Ereignisse des Datensatzes bei 7 keV halblogarithmisch aufgetragen, der eingerahmte Bereich des oberen Teilbilds zudem mit linearer Achsenskalierung im unteren Teilbild. Die diskrete Ereignisgruppe bei $A \approx 0,67$ (graue Rauten) kann mit dem Entweichen von Röntgenfluoreszenzquanten der Pb-M-Linien aus dem Absorber erklärt werden. Das Band der als schwarze Kreise dargestellten Ereignisse, das von einer Pulsamplitude von etwa $A \approx 0,9$ bis zu niedrigsten Pulshöhen reicht, kann auf das Entweichen hochenergetischer Elektronen aus dem Absorber zurückgeführt werden. Die Ereignisklasse mit Pulshöhen knapp unterhalb der dominanten Absorbergruppe (graue, randlosen Punkte) beruht wahrscheinlich auf Inhomogenitäten im Absorber. Ereignisse mit reduzierten Pulshöhen und leicht erhöhtem Pulsformparameter χ^2 (graue Quadrate) sind vorrangig auf Membrantreffer abseits der Tunnelodiode zurückzuführen.

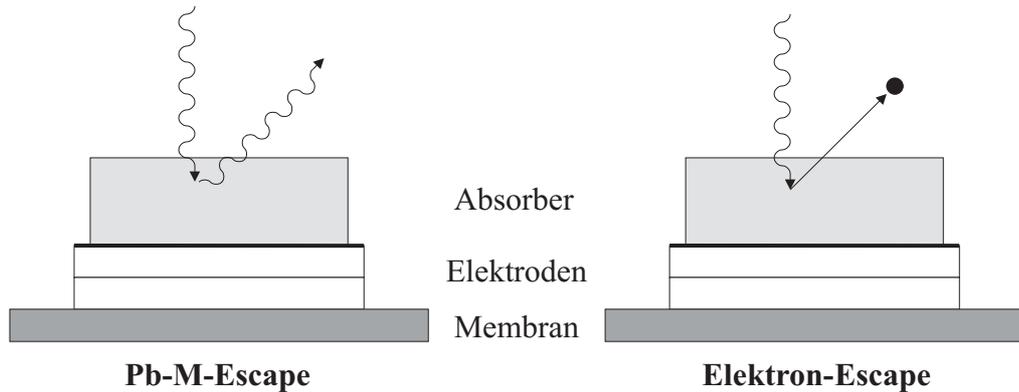


Abbildung 4.8: Veranschaulichung der *Reduced Energy Events* mit Energieverlusten aus dem Absorber anhand von schematischen Querschnittsskizzen des Detektors. Die Röntgenphotonen sind als Wellenlinien, hochenergetische Elektronen (Auger- oder Photo-Elektronen) als schwarze Punkte abgebildet. Links ist ein *M-Escape*-Ereignis dargestellt, bei dem ein Röntgenfluoreszenzquant der Pb-M-Linie aus dem Absorber entweicht und dabei die vollständige Schalenenergie mit sich trägt. Rechts ist der entsprechende Prozess, bei dem ein hochenergetisches Elektron aus dem Absorber entweicht, skizziert.

Verbreiterung der Absorberlinie zu niedrigen Pulshöhen Weiterhin beobachtet man eine Ereignisklasse mit der Pulsform von Absorberereignissen, jedoch einer um einige Prozent reduzierten Pulshöhe, die in Abbildung 4.7 als randlose, graue Punkte dargestellt sind. Diese Ereignisse, die zu einer geringfügigen Verbreiterung der Absorberlinie zu niedrigen Pulshöhen hin führen, gehen vermutlich auf eine schwache räumliche Inhomogenität innerhalb des Absorbermaterials zurück, wie beispielsweise eine Rand- oder Oberflächenschicht mit reduzierter Energielücke. Insbesondere liegt die Vermutung nahe, dass sich in dieser Artefaktgruppe die beginnende Degradierung des Absorbers andeutet, deren Problematik in Kapitel 6.1 diskutiert wird.

Energieverluste aus Membran und Elektroden

Als letzte Ereignisgruppe verbleibt ein Band von Ereignissen mit reduzierten Pulsamplituden $A < 0,9$ und abweichender Pulsform ($\chi^2 > 1$), die in Abbildung 4.7 als graue Quadrate dargestellt sind. Als Ursache für diese Ereignisse kommen Membrantreffer in Bereichen abseits der Tunnelodiode und *Escape*-Effekte aus den Elektroden in Frage.

Werden Röntgenquanten direkt in der Membran, aber abseits der Tunnelodiode absorbiert, so sollten mit zunehmendem Abstand des Absorptionsorts von der Tunnelodiode die phononischen Energieverluste zu- und damit die Pulsamplitude abnehmen. Im Fall einer breiten räumlichen Streuung von Röntgenquanten über die Membran erwartet man ein Band von Ereignissen mit reduzierter Energie, aber dem Pulsformparameter der Membrantreffer unterhalb der Tunnel-

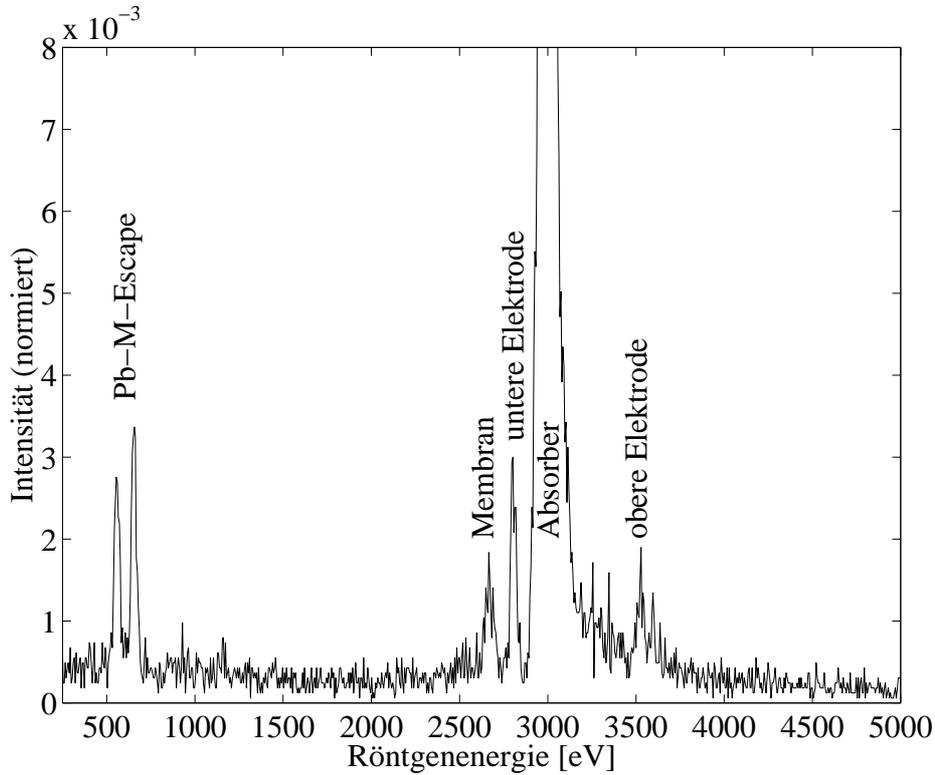


Abbildung 4.9: Ausschnitt eines auf die Intensität der Absorberlinie normierten Pulshöhenspektrums bei einer Röntgenenergie von 3 keV; der Bereich niedriger Intensitäten ist stark vergrößert dargestellt, um die Artefaktlinien kenntlich zu machen. Neben der Absorberlinie bei 3,0 keV, den beiden Elektrodenlinien bei 2,8 keV und 3,5 keV und der Membranlinie bei 2,7 keV erkennt man deutlich zwei Linien bei 0,55 keV und 0,65 keV, die auf das Entweichen der M_β - und M_α -Linien von Pb zurückzuführen sind ($E(M_\alpha) = 2,34$ keV, $E(M_\beta) = 2,44$ keV, siehe Tabelle 4.1)). Die Pulshöheninformation wurde direkt mittels eines Analog-Digital-Converters aufgezeichnet und anhand der Absorberlinie und der M_β -Escape-Linie in linearer Näherung in Energiewerte umgerechnet.

diode von $\chi^2 \approx 1,5$. Entweichen hochenergetische Elektronen aus einer der Elektroden, so würde wegen der kontinuierlichen Energieverluste der Elektronen in der Elektrode ebenfalls ein ähnliches Ereignisband auftreten, da sich Elektroden- und Membrantreffer in ihrer Pulsform nur unwesentlich unterscheiden. Zwei Argumente sprechen jedoch dafür, das die hier beobachteten Ereignisse vorrangig auf Membrantreffer zurückzuführen sind.

Das wichtigste Argument bezieht sich auf den geometrischen Aufbau des Detektors. Betrachtet man den SSP-Detektor als Anordnung von vier Schichten (Absorber, obere Elektrode, untere Elektrode, Membran) mit vernachlässigbarer Dicke, so decken Membran und obere Elektrode die gesamte Oberfläche der unteren Elektrode ab; aus der unteren Elektrode entweichende Elektronen müssen somit entweder in der Membran oder der oberen Elektrode wechselwirken

und Energie deponieren. Diese Ereignisse treten aber nicht als *Reduced Energy Events*, sondern als *Shared Energy Events* auf, welche bereits in Abbildung 4.5 identifiziert wurden. Analog decken untere Elektrode und Absorber insgesamt 90 % der Oberfläche der oberen Elektrode ab, so dass nur 10 % der aus der oberen Elektrode entweichenden Elektronen ihre Energie nicht in einer anderen Detektorkomponente deponieren. Da dieser Datensatz nur 11 *Shared Energy Events* mit Energieverteilung zwischen oberer und unterer Elektrode enthält, treten *Reduced Energy Events* der oberen Elektrode nicht statistisch signifikant zutage. Eventuell ist das Einzelereignis bei $A \approx 0,78$ mit dem innerhalb dieser Ereignisgruppe höchsten Wert des Pulsformparameters von $\chi^2 \approx 2,2$ auf diesen Effekt zurückzuführen.

Als zweites Argument kann eine weitere, am Elektronenspeicherring BESSY II vorgenommene Messreihe aufgeführt werden, bei der bei einer konstanten Röntgenenergie von 10 keV der Röntgenstrahlungsspot in Schritten $25 \mu\text{m}$ in einer Richtung vom Absorberzentrum wegbewegt wurde. Mit zunehmender räumlicher Abweichung reduziert sich die Überlappung von Röntgenspot und Absorber; entsprechend nimmt die relative Häufigkeit von Membranereignissen zu. Abbildung 4.10 zeigt vier (auf die Intensität der Absorberlinie normierte) Pulshöhenspektren in halblogarithmischer Darstellung für vier verschiedene Positionen des Röntgenspots. Mit zunehmender Verschiebung des Röntgenspots gewinnt eine Artefaktgruppe mit breiter Pulshöhenverteilung an Intensität, die Membrantreffern abseits der Tunnelodiode zugeordnet werden kann; ihre Pulsamplituden stimmen mit denen des Ereignisbands der grauen Quadrate in Abbildung 4.7 überein.

Als Randbemerkung sei auf das Pulshöhenspektrum mit der maximalen Abweichung des Röntgenspots von $100 \mu\text{m}$ vom Absorberzentrum, in Abbildung 4.10 dunkelgrau dargestellt, hingewiesen. Obwohl in diesem Fall keine Überlappung des $50 \mu\text{m}$ durchmessenden Röntgenspots mit dem $90 \mu\text{m}$ breiten Absorber bestehen sollte, tritt eine Linie direkter Absorbereffekte auf. Dies beweist das bereits in Kapitel 3.2 erwähnte Auftreten von Beugungseffekten am Kollimator des Strahlrohrs, durch die einige Prozent der Gesamtintensität des einfallenden Röntgenstrahl außerhalb des $50 \mu\text{m}$ durchmessenden Spots abgelenkt werden, was gleichzeitig das Auftreten von Membrantreffern außerhalb der Tunneldiodenfläche bei zentraler Spotposition erklärt.

Substruktur der Linie der oberen Elektrode In Datensätzen mit größerer Statistik (siehe Abb. 4.12 oben, Seite 57) zeigt sich eine bei den bislang diskutierten Datensätzen nicht erkennbare Aufspaltung der Ereignisse der oberen Elektrode in zwei Einzellinien. Deren Ereignisse unterscheiden sich in der Pulsamplitude, besitzen jedoch eine identische Pulsform, so dass beide Linien der oberen Elektrode zugeordnet werden müssen. Das Verhältnis der Intensitäten der beiden Linien beträgt etwa 4:1 (kleinere Pulsamplitude : größerer Pulsamplitude). Da dieses Intensitätsverhältnis etwa der Bedeckung der oberen Elektrode durch den

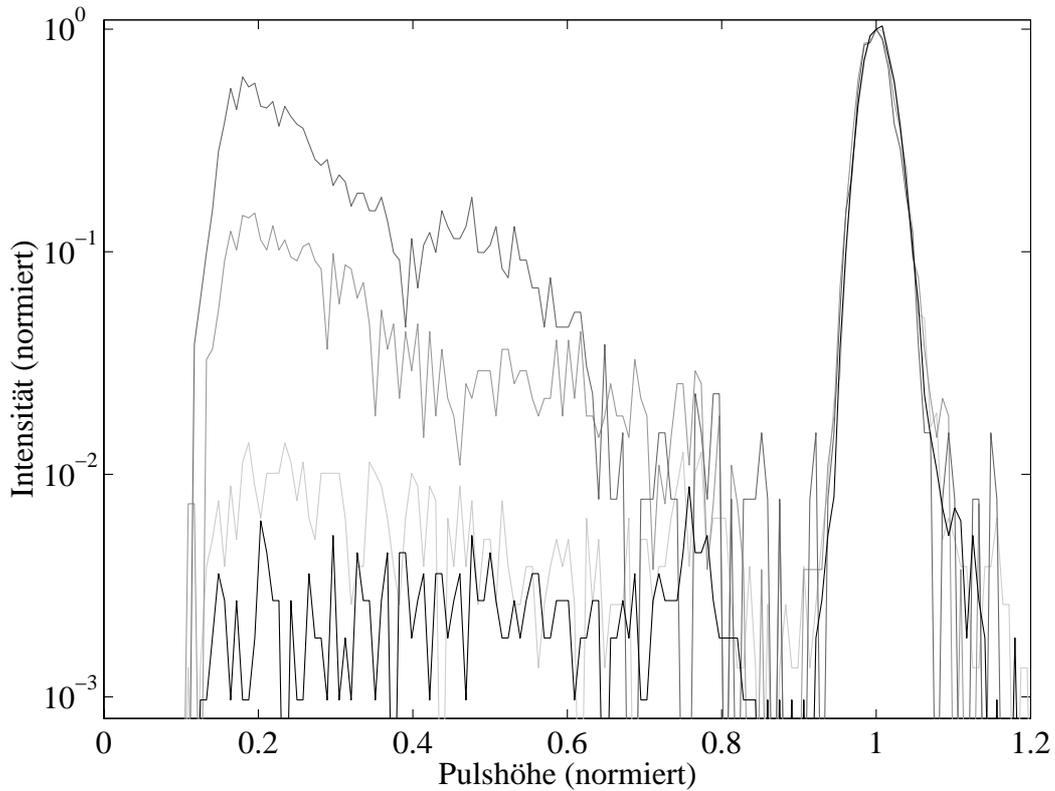


Abbildung 4.10: Pulshöhenspektren der Röntgenenergie von 10 keV in halblogarithmischer Darstellung mit zunehmender Abweichung des $50 \mu\text{m}$ durchmessenden Röntgenstrahlungsspot vom Zentrum des $90 \mu\text{m}$ breiten Absorbers. Die schwarze Linie beschreibt das Spektrum bei zentraler Ausleuchtung des Absorbers, in Graustufen von hell- nach dunkelgrau sind die Spektren mit $50/75/100 \mu\text{m}$ seitlicher Abweichung aufgetragen. Die Absorberereignisse, auf deren Intensität die Spektren normiert wurden, befinden sich bei einer normierten Pulshöhe 1. Mit zunehmender Abweichung des Röntgenspots vom Absorberzentrum gewinnt eine Artefaktklasse mit reduzierten Pulshöhen an relativer Intensität, die mit Membrantreffern abseits der Tunnel-diodenfläche erklärt werden kann.

Absorber entspricht, könnte die Linienaufspaltung durch eine reduzierte Energieausbeute bei direkter Röntgenstrahlungsabsorption in der oberen Elektrode unterhalb des Absorbers erklärt werden. Eine mögliche Erklärung für die reduzierte Energieausbeute könnte das Entweichen von hochenergetischen Phononen mit Energien $\Delta_{Al} < E < \Delta_{Pb}$ aus der Elektrode in den Absorber direkt nach der Energiedeposition sein. Falls diese Phononen im Absorber zu Energien unterhalb der Energielücke von Al relaxieren, geht ihre Energie für dem Detektor verloren.

4.2.5 Zusammenfassung

In diesem Unterkapitel wurden die Ereignisse eines 2000 Einzelpulse umfassenden Datensatzes untersucht, der am Elektronenspeicherring bei Bestrahlung eines SSP-Detektors mit monochromatischer Röntgenstrahlung der Energie 7 keV aufgezeichnet wurde. Werkzeug dieser Analyse war eine Darstellung des Pulsformparameters χ^2 über der Pulsamplitude A ; beide Parameter wurden für jedes Einzelereignis aus dem Vergleich mit einem Musterpuls bestimmt. Ausgehend von Überlegungen zu physikalischen Energietransportprozessen im Detektor und ihrem Einfluss auf Signalverlauf und Signalhöhe konnten alle experimentell beobachteten Ereignisse den zu erwartenden physikalischen Prozessen zugeordnet werden (siehe Tabelle 4.2), wobei der Identifizierung der *Contained Energy Events* eine Schlüsselrolle zukommt. Diese zu Beginn „ad hoc“ vorgenommene Identifikation wird durch den Erfolg des Modells bei der Zuordnung der restlichen Ereignisse gerechtfertigt. Die Detektorantwort des SSP-Detektors auf Bestrahlung mit monochromatischer Röntgenstrahlung ist somit qualitativ verstanden.

Ereignisklasse	Untergruppe	Anzahl
Pile-Up-Ereignisse		20
Contained Energy Events	Absorber	1839
	obere Elektrode	4
	untere Elektrode	12
	Membran	7
Shared Energy Events	Absorber & obere Elektrode	31
	obere & untere Elektrode	11
	untere Elektrode & Membran	4
Reduced Energy Events	Absorber: M- <i>Escape</i>	8
	Absorber: e- <i>Escape</i>	25
	Absorber: Linienverbreiterung	32
	Membran und Elektroden	7

Tabelle 4.2: Auflistung der vier Ereignisklassen (nach Kap. 4.1), der zugehörigen Untergruppen (nach Kap. 4.2) und die experimentell beobachtete Anzahl von Ereignissen dieser Gruppen in einem 2000 Ereignisse umfassenden Datensatz bei einer Röntgenenergie von 7 keV.

Auch bei sieben weiteren Datensätze für Röntgenenergien zwischen 3 und 10 keV, die hier nicht explizit diskutiert werden, kann das Modell erfolgreich angewendet und die Detektorantwort verstanden werden.

4.3 Methoden der Artefaktdiskriminierung

Nach der Zuordnung aller Ereignisse zu den verschiedenen physikalischen Prozessen stellt sich die Frage nach praktischen Methoden zur Diskriminierung der

Detektorartefakte. Dazu werden zwei Methoden diskutiert, bei denen eine Diskriminierung anhand digital gespeicherter Pulsformen durchgeführt wird („Offline“). Zudem wird ein erster Versuch einer Diskriminierung während der Aufzeichnung der Daten vorgestellt („Online“).

Alle Diskriminierungsansätze beruhen auf der Unterscheidung von Signalformen, insbesondere im Pulsanstieg, da mit Ausnahme der *Reduced Energy Events* des Absorbers alle Artefakt ereignisse eine von den Absorberereignissen abweichende Pulsform bzw. Pulsanstiegszeiten aufweisen.

4.3.1 Offline-Diskriminierung

Musterpuls-Methode

Die eleganteste Methode der Artefaktdiskriminierung erfolgt anhand des zur Klassifizierung der Ereignisgruppen herangezogenen Pulsformparameters χ^2 . Die Ermittlung dieses Pulsformparameters, bei der ein Musterpuls erstellt und an jedes einzelne Detektorsignal angepasst wird, ist vergleichsweise zeitaufwendig und deshalb für eine Online-Diskriminierung eher ungeeignet. Anhand digital gespeicherter Signale kann jedoch eine effiziente Artefaktdiskriminierung durch die Festlegung eines χ^2 -Grenzwerts vorgenommen werden, wie dies in Abbildung 4.11 oben am Beispiel des bekannten 7 keV Datensatzes vorgeführt wird. Der Grenzwert, der Absorber-Ereignisse von Artefakt-Ereignissen trennt, wurde hier auf $\chi^2 = 1,3$ festgesetzt; alle Ereignisse mit χ^2 -Werten oberhalb des Grenzwerts werden als Artefakte klassifiziert und aus dem Datensatz entfernt.

Die Diskriminierung von Artefakt ereignissen, deren Pulsform sich nur minimal oder gar nicht von der des Musterpulses unterscheidet, misslingt erwartungsgemäß. Dies betrifft alle *Reduced Energy Events* des Absorbers (Elektron-*Escape*-Ereignisse, M-*Escape*-Ereignisse und Ereignisse aufgrund der Inhomogenität des Absorbers) und den Teil der *Shared Energy Events*, die einen hohen Energieanteil im Absorber und einen geringen Energieanteil in der oberen Elektrode deponieren. Insgesamt werden mit dieser Methode 77 von 161 Artefakt ereignissen verworfen. 64 der verbleibenden 84 Artefakt ereignisse gehören zu den *Reduced Energy Events* des Absorbers, die nicht auf spezifische Eigenheiten des SSP-Detektorkonzepts, sondern auf grundsätzliche festkörperphysikalische Effekte zurückzuführen sind und deshalb nicht diskriminiert werden können.

Anstiegszeit-Diskriminierung

Eine vergleichbar effektive, aber schneller durchführbare Diskriminierung kann anhand der Anstiegszeiten der Signale erreicht werden (vergleiche Kap. 4.2.2 und). Dabei kann die Anstiegszeit ohne numerische Anpassungsprozesse durch die Zeit des Signalanstiegs von 10 % auf 90 % des Signalmaximums angenähert werden. In Abbildung 4.11 (unten) ist diese Anstiegszeit über der Pulsamplitude

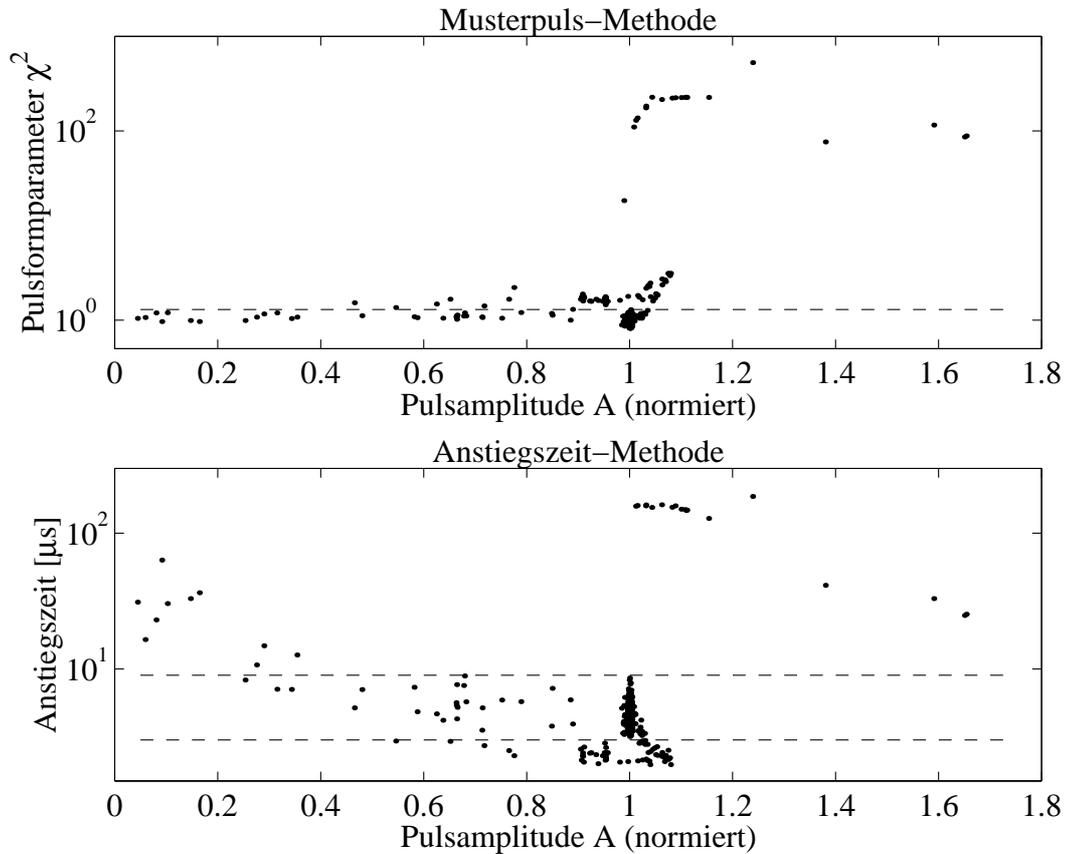


Abbildung 4.11: Offline-Methoden der Artefaktdiskriminierung. Oben: Pulsformparameter χ^2 gegen den Pulshöhen-Skalierungsfaktor A bei einer Röntgenenergie von 7 keV in halblogarithmischer Darstellung. Die gestrichelte Linie stellt einen möglichen χ^2 -Grenzwert zur Artefaktdiskriminierung dar. Ereignisse oberhalb der Grenzlinie werden als Artefakt Ereignisse identifiziert. Unten: Signalanstiegszeit gegen Pulshöhen-Skalierungsfaktor A in halblogarithmischer Darstellung. Die gestrichelten Linien beschreiben mögliche Grenzwerte zur Artefaktdiskriminierung. Ereignisse außerhalb den Grenzlinien werden als Artefakt Ereignisse identifiziert.

A für den 7 keV Datensatz aufgetragen. In dieser Darstellungsform findet man Artefaktgruppen mit Anstiegszeiten sowohl oberhalb (*Pile-Up*-Ereignisse) als auch unterhalb (Elektroden-, Membran-Ereignisse) der Anstiegszeit der Absorber-Ereignisse, so dass zur Diskriminierung zwei Grenzwerte der Anstiegszeit angegeben werden müssen. Ereignisse mit Anstiegszeiten zwischen den beiden Grenzwerten werden akzeptiert, alle anderen als Artefakt Ereignisse verworfen; im dargestellten Fall mit den Grenzwerten $3 \mu\text{s}$ und $9 \mu\text{s}$ betrifft dies 81 Ereignisse.

Obwohl die Anzahl der diskriminierten Ereignisse der Anstiegszeit-Methode und der Musterpuls-Methode übereinzustimmen scheint, muss unter dem Gesichtspunkt der Effektivität der Musterpuls-Methode der Vorzug gegeben werden. Bei der Anstiegszeiten-Methode führen die in diesem Datensatz vorhandenen ex-

ternen hochfrequenten Störungen bei niedrigen Pulshöhen zu einer künstlichen Erhöhung des Anstiegszeitparameters, was im vorliegenden Fall zufällig eine Diskriminierung von Membranereignissen als Detektorartefakte zur Folge hat; in einem Mehrlinienspektrum würden jedoch niederenergetische Ereignisse fälschlich als Artefakt ereignisse diskriminiert werden. Ein geringeres Störungs-niveau sollte dieses Problem deutlich reduzieren, dennoch zeigt diese Problematik die Grenzen dieser einfachen Methode auf².

4.3.2 Online-Diskriminierung

Versuchsweise wurde erstmals während der Strahlzeit eine Diskriminierungsmethode angewendet, die eine Unterscheidung der Anstiegszeiten ohne das zeit- und speicherplatzintensive Aufzeichnen der vollständigen Pulsformen verspricht. Dazu wurde die Signalhöhe mit zwei Analog-Digital-Converter-Kanälen koinzident ausgelesen. Auf dem ersten Kanal wurde ein Bandpass-Frequenzfilter mit 10 μs Integrations- und Differenzierungszeit zur maximalen Unterdrückung der externen Hochfrequenzstörungen eingesetzt, um eine bestmögliche Energieauflösung zu erzielen. Der zweite Kanal diente zur Diskriminierung der Anstiegszeit; dazu wurde ein Bandpassfilter mit einer Differenzierungszeit von 3 μs eingesetzt, der Elektroden- und Membranereignisse mit ihrer schnellen Anstiegszeit im Bereich von 1 μs schwächer differenziert als Absorberereignisse mit ihrer Anstiegszeit von mehreren μs , weshalb Elektroden- und Membranereignisse in Kanal 2 höhere Signalwerte erreichen als Absorberereignisse. Ein Tiefpassfilter mit einer Integrationszeit von 1 μs wurde zur Störungsunterdrückung eingesetzt.

Betrachtet man bei einem Datensatz der Röntgenenergie 5 keV die aus den Amplituden abgeschätzte Anstiegszeit über der Amplitude des ersten Kanals (Abbildung 4.12 oben), so ergibt sich ein Bild ähnlich der Darstellung der Anstiegszeit-Diskriminierungsmethode in Abbildung 4.11 unten. Durch Einführung zweier als gestrichelte Linien veranschaulichter Grenzwerte kann wiederum ein wesentlicher Anteil der Detektorartefakte diskriminiert werden. Die Effektivität der Artefaktdiskriminierung verdeutlicht Abbildung 4.12 unten durch Vergleich zweier Pulshöhenhistogramme; das graue Histogramm umfasst den gesamten Datensatz (gut 25000 Ereignisse), während die schwarze Linie lediglich die etwa 23600 Ereignisse innerhalb der beiden Grenzwerte beinhaltet. Die Artefaktunterdrückung, besonders im Bereich der Elektroden- und Membrantreffer, ist deutlich zu erkennen. Wieder zeigt sich, dass Artefakt ereignisse des Absorbers, besonders die markanten M-*Escape*-Linien, der Diskriminierung entgehen.

Die merklich größere Statistik dieser Messung deutet bereits an, dass wegen

²Wesentlich bessere Ergebnisse könnten durch Anpassung einer theoretisch begründeten Signalform, bei der die Anstiegszeit einen der freien Parameter darstellt, an den experimentell beobachteten Puls erzielt werden (vergleiche Kapitel 5.3.4). Diese Methode bringt jedoch einen weitaus höheren Zeitaufwand mit sich, weshalb sie hier nicht zur Artefaktdiskriminierung herangezogen wurde.

des Verzichts auf das zeitintensive Aufzeichnen der Signalverläufe in einem vergleichbarem Zeitraum eine um mehr als eine Größenordnung größere Statistik gesammelt werden konnte, ohne die Zählratengrenzen dieser Art der Datenaufnahme auch nur annähernd zu erreichen. Somit stellt diese Methode eine praktikable, insbesondere aber analog realisierbare und damit bei hohen Zählraten einsetzbare Methode der Artefaktdiskriminierung dar.

4.4 Energieabhängigkeit der Artefaktintensität

Die Absorptionseffizienzen sowohl des Absorbers als auch der weiteren Detektor-komponenten weisen eine Energieabhängigkeit auf. Entsprechend erwartet man eine Variation der Intensitäten der Detektorartefakte relativ zur Absorberlinie mit der eingestrahltten Röntgenenergie. Im Folgenden wird dieser Sachverhalt am Beispiel der dominanten Artefaktgruppen, den Elektrodenereignissen und den Membranereignissen, diskutiert.

Die durchgezogene Linie in Abbildung 4.13 zeigt die Absorptionseffizienz einer $0,42 \mu\text{m}$ dicken Al-Schicht (entsprechend den beiden Elektroden) relativ zur Absorptionseffizienz einer darüber liegenden $1,3 \mu\text{m}$ dicken Pb-Schicht (entsprechend dem Absorber); die grau-schwarz gestrichelte Linie beschreibt das Verhältnis der Absorptionseffizienz einer $0,3 \mu\text{m}$ dicken Si_3N_4 -Schicht (entsprechend der Membran) zur Absorptionseffizienz derselben Pb-Schicht unter Berücksichtigung der Abschwächung in der dazwischen liegenden Al-Schicht. Im oberen Teilbild ist für beide Fälle der Röntgenenergiebereich von 3 keV bis 10 keV dargestellt. Setzt man eine vollständige Kollimierung der Röntgenstrahlung auf die Absorberfläche voraus, so dass die abweichenden Flächen der Detektorkomponenten keinen Einfluss auf die Signallrate nehmen, so entsprechen diese Werte der Häufigkeit der jeweiligen Artefaktereignisse normiert auf die Häufigkeit der Absorberereignisse.

Zu hohen Röntgenenergien hin stabilisiert sich die relative Intensität der Elektroden-Ereignisse bei einem Wert von etwa 1,3 % und die der Membran-Ereignisse bei einem Wert von etwa 1,0 %, entsprechend einer Artefaktunterdrückung um etwa zwei Größenordnung. Zu niedrigen Energien hin, mit zunehmender Nähe zu den Energien der M-Schale von Pb, nimmt die Absorptionseffizienz des Absorbers überproportional zu, was sich in einem Absinken der relativen Artefakt-Intensitäten äußert. Bei 3 keV wird eine relative Intensität von 0,44 % für Elektroden-Ereignisse und 0,31 % für Membran-Ereignisse erreicht. Auf jeweils 2000 Absorberereignissen sind somit bei 10 keV etwa 26 Elektroden-Ereignisse und etwa 20 Membran-Ereignisse zu erwarten, bei einer Röntgenenergie von 3 keV hingegen nur 9 Elektroden-Ereignisse und 6 Membran-Ereignisse. Diese äußerst grobe Abschätzung nimmt keine Unterscheidung in *Contained*, *Shared* oder *Reduced Energy Events* vor und läßt dadurch auch Einflüsse wie die Reichweite von Photo- und Auger-Elektronen bei höheren Röntgenenergien und die daraus resultierende höhere Wahrscheinlichkeit für *Shared* und *Reduced Ener-*

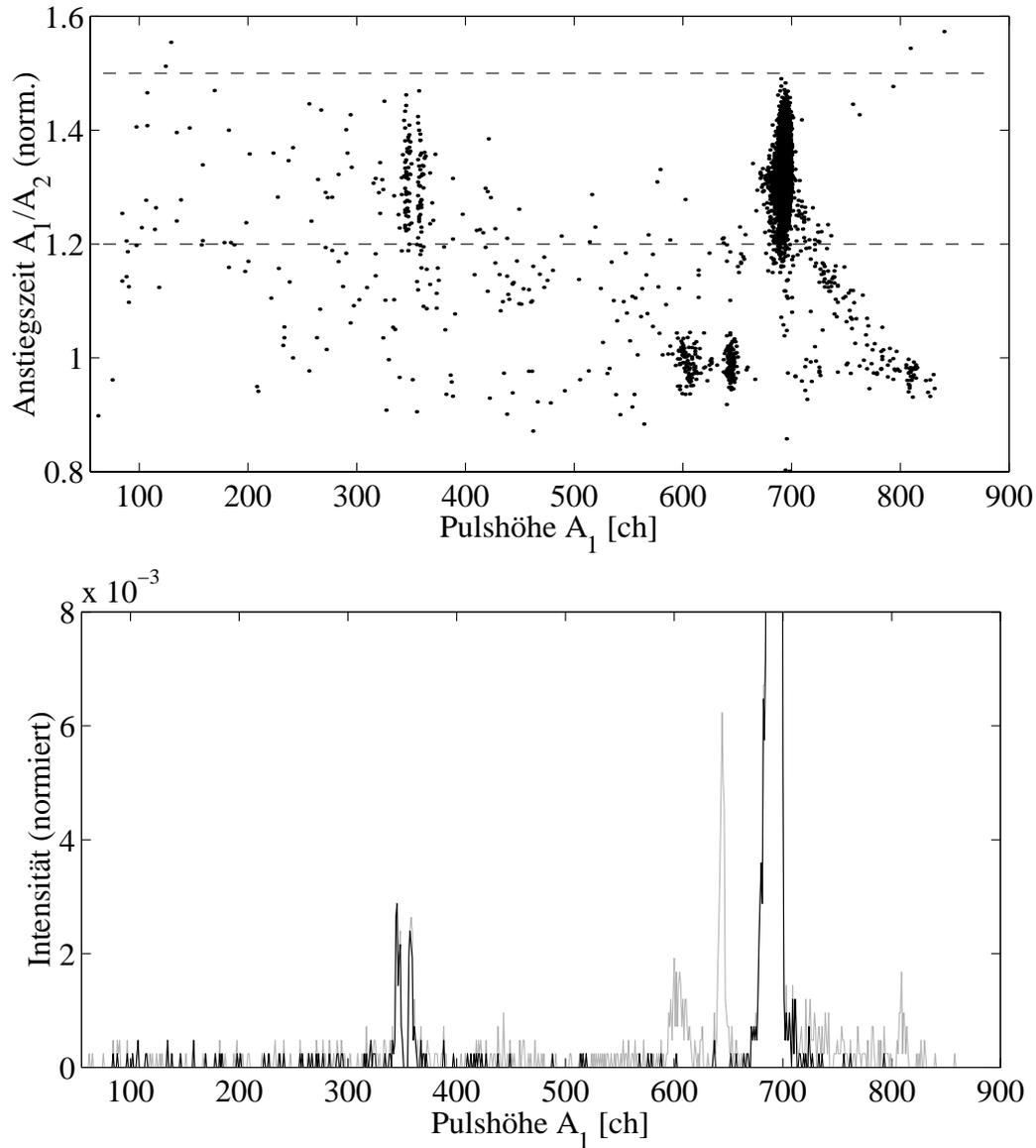


Abbildung 4.12: Online-Artefaktdiskriminierung. Oben: Signalanstiegszeit gegen Pulshöhe bei einer Röntgenenergie von 5 keV in halblogarithmischer Darstellung. Sowohl Signalanstiegszeit als auch Pulshöhe wurden durch analoge Bandpassfilter und ADC-Datenaufnahme der Rohpulse ohne Speicherung der Signalverläufe ermittelt. Die gestrichelten Linien stellen mögliche Grenzwerte zur Artefaktdiskriminierung dar. Ereignisse außerhalb der Grenzlinien werden als Artefaktereignisse identifiziert. (In diesem Datensatz ist eine Aufspaltung der Linie der oberen Elektrode zu erkennen, siehe Kap. 4.2.4). Unten: Pulshöhenspektren mit normierter Intensität. Das graue Spektrum umfasst den gesamten Datensatz, das schwarze Spektrum die Ereignisse zwischen den beiden Grenzlinien der Artefaktdiskriminierung. Im Spektrum mit Diskriminierung kann eine deutliche Reduktion der Intensität der Elektroden- und Membrantreffer beobachtet werden. Artefakte mit einer Pulsform ähnlich der Absorberereignisse (Photon- und Elektron-*Escape* aus dem Absorber) können erwartungsgemäß nicht diskriminiert werden.

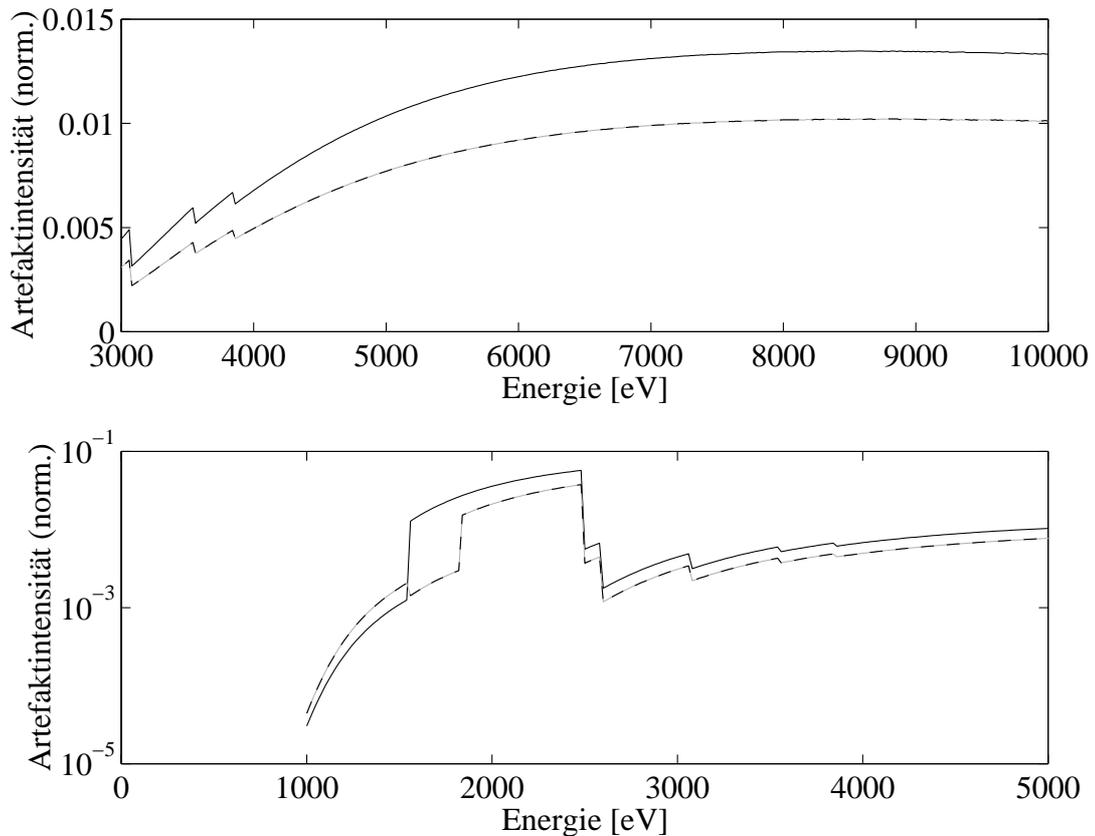


Abbildung 4.13: Absorptionseffizienz der Elektroden (durchgezogene Linie) und der Membran (gestrichelte Linie) normiert auf die Absorptionseffizienz des Absorbers in einer dem SSP-Detektor entsprechenden Schichtanordnung. Das obere Teilbild zeigt den während der Detektorcharakterisierungsmessungen am Elektronenspeicherring BESSY II abgedeckten Energiebereich von 3 keV bis 10 keV, das untere Teilbild den für die Anwendung in der Materialanalyse interessanten Energiebereich von 1 keV bis 5 keV in halblogarithmischer Darstellung.

gy *Events* außen vor.

Abbildung 4.14 zeigt die $\chi^2 - A$ Darstellung zweier jeweils 2000 Ereignisse umfassender Datensätze bei einer Röntgenenergie von 3 keV (oberes Teilbild) und 10 keV (unteres Teilbild). Ein quantitativer Vergleich erweist sich als schwierig, da die *Contained Energy Events* wegen der geringen Statistik nicht immer eindeutig von den entsprechenden *Shared Energy Events* unterschieden werden können. Eine grobe Abschätzung ergibt bei 3 keV 10 – 20 Elektrodentreffer und 8 – 15 Membrantreffer, bei 10 keV 40 – 60 Elektrodentreffer und 50 – 70 Membrantreffer. Diese Werte liegen um gut Faktor 2 über den oben genannten Vorhersagen, was wohl mit den oben diskutierten Näherungen dieser Abschätzung erklärt werden kann. Auch die bereits diskutierte Abweichung der Geometrie des Röntgenstrahlungsspots von der idealisierten Kreisform (siehe 3.2) kann durch Bestrahlung der Detektorbereiche außerhalb der Absorberfläche Einfluss auf dieses Ergebnis

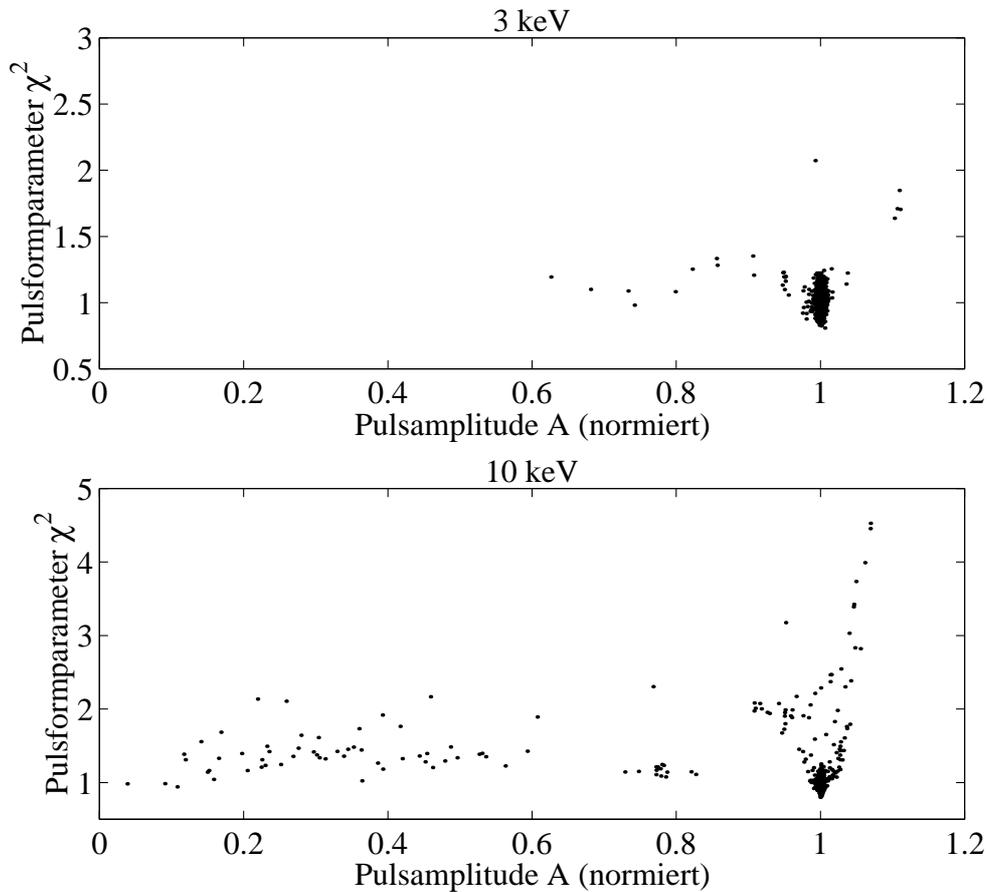


Abbildung 4.14: Pulsformparameters χ^2 gegen den Pulshöhen-Skalierungsfaktor A bei den Röntgenenergien 3 keV (oben) und 10 keV unten. Beide Datensätze bestehen aus 2000 Ereignissen, wobei *Pile-Up*-Ereignisse ausgeblendet wurden (17 Ereignisse bei 3 keV, 78 Ereignisse bei 10 keV). Man erkennt deutlich eine geringere Anzahl von Artefaktereignissen bei 3 keV.

nehmen. Der vorhergesagte Unterschied der Häufigkeit der Artefaktereignisse um etwa einen Faktor 3 bei den Röntgenenergien 3 keV und 10 keV entspricht aber der experimentellen Beobachtung.

Zu erwartende Artefaktintensität bei Energien unterhalb 3 keV

Abbildung 4.13 zeigt im unteren Teilbild wieder die normierten Artefaktintensitäten der Elektroden- und Membranereignisse. Allerdings gilt das Augenmerk hier dem für die Anwendung von Kryodetektoren in der Materialanalyse interessanten Energiebereich unterhalb von 5 keV; wegen der starken Änderungen der Intensitäten wurde eine halblogarithmische Achsenskalierung gewählt.

Unterhalb der M-Kante von Pb (um 2,5 keV) nehmen die relativen Artefaktintensitäten wegen der stark reduzierten Absorptionseffizienz des Absorbers

sprunghaft zu und erreichen hohe Werte von bis zu 5,7 % für die Elektroden und 3,8 % für die Membran, welche merklich oberhalb der Artefaktintensitäten bei hohen Energien (10 keV) liegen.

Erst mit dem Unterschreiten der Energie der K-Schalen von Al und Si, ($E(\text{Al: K}) = 1,56 \text{ keV}$, $E(\text{Si: K}) = 1,84 \text{ keV}$ [Led67]) nimmt die relative Intensität der Elektroden- bzw. Membran-Ereignisse wieder sprunghaft ab; unterhalb dieser Energien fällt sie kontinuierlich weiter ab, da zunehmend weniger Röntgenstrahlung den Absorber durchdringt. Bei niedrigen Energien $< 1 \text{ keV}$ kann ein Absinken der relativen Artefaktintensitäten auf ein irrelevant zu nennendes Niveau ($< 10^{-4}$) erwartet werden.

Die Artefaktintensität im SSP-Detektor wird somit generell zu niedrigeren Energien hin abnehmen, was sich mit dem angestrebten Einsatzbereich des Detektors in der Materialanalyse deckt. Bei Energien unterhalb von etwa 1,5 keV kann für die meisten Anwendungen auf eine Artefaktdiskriminierung verzichtet werden. Mit einer gewissen Zunahme der Artefakthäufigkeit bei Röntgenenergien zwischen 1,5 keV und 2,5 keV muss gerechnet werden. Bei diesen Überlegungen sollte jedoch stets berücksichtigt werden, dass die hier diskutierten Elektroden- und Membranereignisse diskriminiert werden können (siehe Kapitel 4.3), so dass die Beeinträchtigung im praktischen Detektorbetrieb als minimal zu bewerten ist.

Kapitel 5

Energieabhängigkeit der Detektorantwort

In vorangegangenen Kapitel wurde die Detektorantwort eines SSP-Detektors bei Bestrahlung mit monochromatischer Röntgenstrahlung im Hinblick auf Einzeleignisse mit abweichendem Signalverlauf untersucht. In diesem Kapitel richtet sich das Augenmerk auf die Energieabhängigkeit der Detektorantwort, wobei aufbauend auf dem Verständnis physikalischer Prozesse im Detektorsystem ein Formalismus zur Beschreibung der Detektorantwort entwickelt werden soll, welcher eine eindeutige Ableitung der Energie des absorbierten Röntgenphotons aus dem Signalverlauf erlaubt. Die Untersuchung konzentriert sich auf Absorberereignisse, jedoch werden an einigen Punkten zusätzlich Elektrodenereignisse einbezogen, da anhand dieser Ereignisse die physikalischen Prozesse der Tunnelodiode ohne Beeinflussung durch den Absorber betrachtet werden können.

Einen Schwerpunkt dieser Untersuchung stellen *nichtlinear* energieabhängige Prozesse dar; darunter versteht man Prozesse, deren Einfluss auf Pulsparameter der Ereignisse nicht direkt proportional zur eingestrahnten Röntgenenergie ist. Zur Nomenklatur sei erwähnt, dass die „(Nicht-)Linearität der Relation zwischen einem Datenparameter und der in den Detektor eingestrahnten Röntgenenergie“ im Folgenden kurz als „(Nicht-)Linearität des Parameters“ bezeichnet wird.

5.1 Frühere Arbeiten

Nichtlinearitäten der Detektorantwort, besonders bei alleiniger Betrachtung der Pulshöhe, sind bei supraleitenden Tunnelioden nicht unbekannt; verschiedene Untersuchungen, darunter auch Messungen unserer Arbeitsgruppe an supraleitenden Al-Tunnelioden ohne Absorber [Ang00a, Ang01a], zeigten eine quadratische Nichtlinearität in der Beziehung zwischen Signalhöhe und deponierter Energie. Die Nichtlinearität wird auf das Entweichen von Rekombinationsphononen aus den supraleitenden Elektroden zurückgeführt, da die Rekombinationsrate vom

Quadrat der Quasiteilchendichte im Supraleiter und damit vom Quadrat der im Supraleiter deponierten Energie bestimmt wird (siehe auch Kapitel 5.2). Ein wesentliches Merkmal dieser Nichtlinearität stellt ihre negative Krümmung dar, entsprechend einer überproportional reduzierten Pulshöhe bei hohen Energien.

Für den SSP-Detektor schien eine frühere Messung von Si-, Ti- und Mn-Röntgenfluoreszenzlinien auf einen linearen Zusammenhang zwischen Röntgenenergie und Detektorantwort hinzuweisen [Ang00a, Ang01a]. Durchgeführt wurde diese Messung unter Verwendung eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers, der das Stromsignal der Tunnelodiode zu einem Ladungssignal integriert, und eines Bandpass-Frequenzfilters mit einer Zeitkonstanten von $10 \mu\text{s}$ sowohl für den Hoch- als auch den Tiefpassfilter; die Höhe dieser integrierten und gefilterten Signale wurde bei Bestrahlung des Detektors mit einem Röntgenfluoreszenzspektrum der K-Linien von Si, Ti und Mn im Energiebereich zwischen 1,74 keV und 6,49 keV untersucht.

Zusätzlich wurden zur Ermittlung der Linearität die beiden Artefaktlinien des M-*Escape*-Effekts aus dem Pb-Absorber nach Absorption der Mn-K $_{\alpha}$ -Linie herangezogen (vergleiche Kapitel 4.2.4). In der Anfangsphase der vorliegenden Arbeit durchgeführte, weitergehende Analysen dieses Datensatzes zeigten, dass den beiden M-*Escape*-Linien fälschlicherweise eine um 140 eV reduzierte Röntgenenergie zugeordnet worden war. Abbildung 5.1 zeigt die Pulshöhendaten nach der Berichtigung dieser Linienenergien und unter Berücksichtigung bislang vernachlässigter Unsicherheiten. Im oberen Teilbild sind die Pulshöhen der verschiedenen Ereignisgruppen über den zugehörigen Röntgenenergien aufgetragen. Die gestrichelte Linie beschreibt eine angepasste quadratische Polynomfunktion; zur Veranschaulichung des Vorzeichens und der Stärke der Krümmung der Funktion ist zusätzlich der lineare Anteil der angepassten Funktion (im Folgenden auch „Fitfunktion“) als durchgezogene Linie dargestellt. Das untere Teilbild zeigt dieselben Daten, jedoch abzüglich des linearen Anteils der Fitfunktion und umgerechnet in eV. (Die Umrechnung der Pulshöhendifferenz in eine Energiedifferenz erfolgte anhand des linearen Anteils der Funktion.)

In Anbetracht dieser neuen Analyse muss der Schluss auf die Linearität des Detektors fallen gelassen und stattdessen eine quadratische Nichtlinearität mit einer positiver Krümmung, also einem überproportionalen Anstieg der Signalamplituden bei hohen Energien, festgestellt werden. Eine positive Krümmung kann jedoch nicht mit dem Verlust von Rekombinationsphotonen erklärt werden. Es existiert also ein weiterer nichtlinearer Einfluss mit umgekehrtem Vorzeichen.

5.2 Nichtlineare Einflüsse

Aufgrund der Beobachtung von Nichtlinearitäten in der Detektorantwort des SSP-Detektors stellt sich die Frage nach möglichen Ursachen. Im Wesentlichen sind vier Prozesse zu nennen:

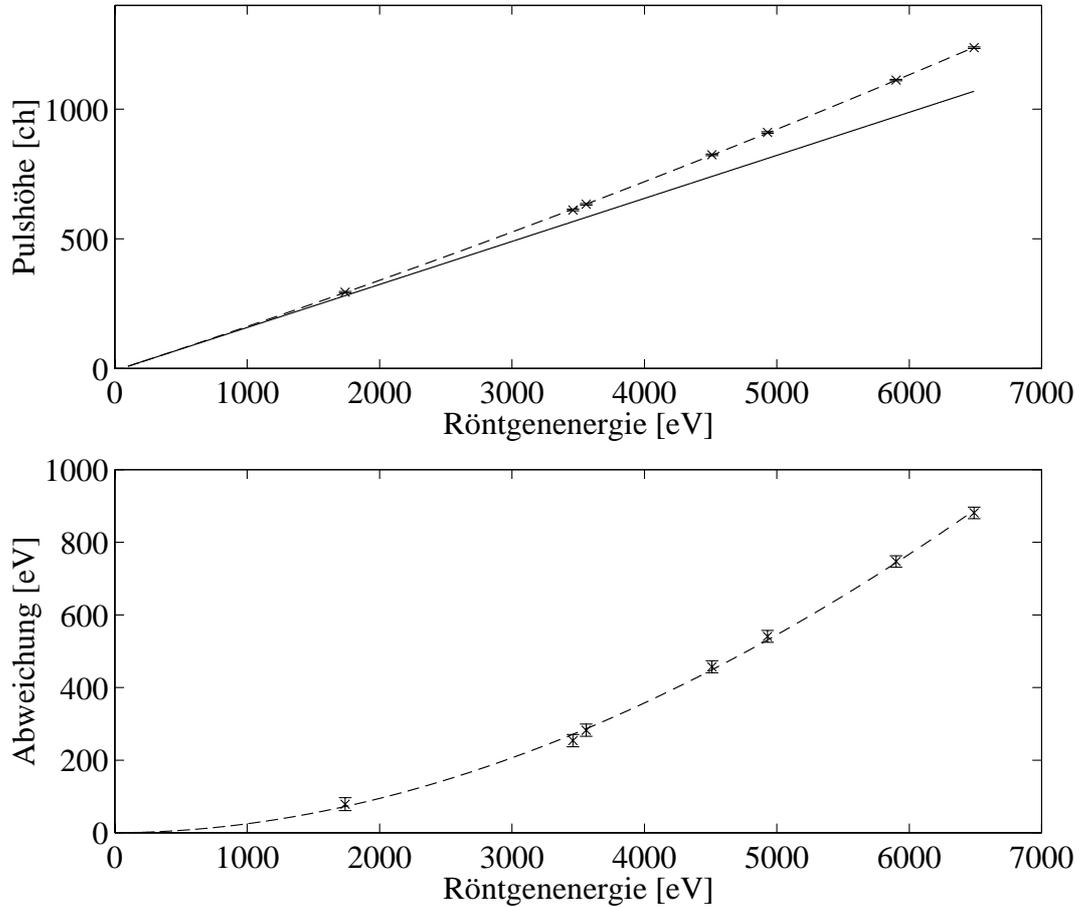


Abbildung 5.1: Positionen der Fluoreszenzlinien aus [Ang00a, Ang01a] (mit korrigierter Position der *M-Escape*-Linien) über der Röntgenenergie. Die gestrichelte Linie beschreibt eine quadratische Fitfunktion, die durchgezogene Linie deren linearen Anteil. Im unteren Teilbild ist die Abweichung der Datenpunkte vom linearen Anteil der Funktion in eV aufgetragen. Die Fehlerbalken zeigen die Energieauflösung des Detektors bei dieser Messung.

Energieverlust aus der Tunnelodiode

Einen bekannten Zerfallskanal der durch Energiedeposition erzeugten Quasiteilchen in den Elektroden der Tunnelodiode stellt die Rekombination zweier Quasiteilchen zu einem Cooperpaar dar. Bei dieser Rekombination wird die Bindungsenergie des Cooperpaars in Form eines 2Δ -Phonons abgegeben; entkommt dieses Phonon aus dem Detektor, so wird ihm die entsprechende Energiemenge entzogen. Der zeitliche Verlauf dieses Verlustprozesses kann mit dem in Kapitel 2.4.2 diskutierten Term der Form $-\frac{R}{V}N^2(t)$ beschrieben werden, wobei R die Rekombinationsratenkonstante, V das Supraleitervolumen und $N^2(t)$ das Quadrat der Quasiteilchenzahl darstellt. Die quadratische Abhängigkeit von der Quasiteilchenzahl besteht, da zur Rekombination jeweils zwei Quasiteilchen benötigt werden.

Energieverlust aus dem Absorber

Beim SSP-Detektor wird die Energie nicht direkt in den Elektroden der Tunnel-diode absorbiert, sondern im supraleitenden Pb-Absorber. Ein möglicher Energieverlustprozess vor dem Transport der Energie in die Tunnel-diode könnte einen nichtlinearen Einfluss auf die Energieausbeute ausüben.

Zeitstruktur des Energieeintrags in die Tunnel-diode

Der Energietransport aus dem Absorber in die Tunnel-diode erfolgt mit einer Zeitstruktur, die durch die Rekombinationsrate bestimmt wird. Diese Rekombinationsrate hängt von der Energie ab, was sich in einer Variation der Pulsanstiegszeit und einer nichtlinearen Änderung des Pulsmaximums mit der Röntgenenergie äußert. Die Energieausbeute aus dem Absorber sollte von diesem Effekt jedoch unberührt bleiben, da es sich hierbei nicht um einen Verlustprozess handelt.

Frequenzfilter

Eine Energieabhängigkeit der Pulsform spiegelt sich in einer Energieabhängigkeit des Frequenzspektrums der Signale wider. Wird ein pulshöhenunabhängiger Frequenzfilter, wie er sowohl bei früheren als auch den hier vorgestellten Messungen zum Einsatz kam, auf Signale mit energieabhängigem Verlauf angewendet, kann dies zusätzliche, komplexe Energieabhängigkeiten in die Pulsform und -höhe einführen.

5.3 Analyse der Detektorantwort

Zur systematischen Untersuchung von energieabhängigen physikalischen Prozessen wurde ein SSP-Detektor am Elektronenspeicherring BESSY II mit Synchrotronstrahlung der Energien 3 keV bis 10 keV in Schritten von 1 keV bestrahlt. Die Stromsignale des Detektors wurden mit einem 8 bit Transientenrecorder aufgezeichnet, lediglich versehen mit einem geringfügigen Tiefpass-Frequenzfilter mit der Zeitkonstanten $0,25 \mu\text{s}$ zur Unterdrückung hochfrequenter Störungen bei gleichzeitig möglichst geringer Beeinflussung der Pulsform.

5.3.1 Strompulse

Energieabhängigkeit des Signalverlaufs

Einen ersten Hinweis auf nichtlinear energieabhängige Prozesse im Detektor liefert der Vergleich der Signalformen bei verschiedenen Röntgenenergien. Wie bereits in Kapitel 3.3 erwähnt wurde, führte die Verwendung der am Elektronenspeicherring BESSY II vorhandenen experimentellen Ausrüstung (Kryostat und

stromsensitive Vorverstärkerelektronik) zum Eintrag externer Hochfrequenzstörungen in die Signalleitungen. Diese mussten zur Untersuchung der Stromsignale unterdrückt werden, ohne Einfluss auf den Signalverlauf zu nehmen. Dies wird durch das Mitteln von etwa 35 bis 55 ausgewählten Pulsen einer Energie erreicht; der dabei erzielte, idealisierte Signalverlauf wird als „Musterpuls“ bezeichnet.

Abbildung 5.2 zeigt die Musterpulse der acht Röntgenenergien von 3 keV bis 10 keV; das obere Teilbild umfasst die vollständigen Pulsverläufe, das untere Teilbild stellt den Bereich um das Signalmaximum vergrößert dar. Für einen direkten Vergleich der Pulsverläufe wurden die Musterpulse auf identische Pulshöhe normiert. Der Musterpuls der Energie 3 keV ist als gestrichelte Kurve, der Musterpuls der Energie 10 keV als durchgezogene schwarze Linie und alle weiteren Musterpulse grau dargestellt. Man erkennt eine Energieabhängigkeit der Pulsanstiegszeit; auch eine Variation der Pulsabfallszeit deutet sich an. In beiden Fällen sinken die Zeitkonstanten mit zunehmender Energie, wie es bei der Quasiteilchenrekombination zu erwarten ist. Für eine erste Quantifizierung der Energieabhängigkeit sind in Abbildung 5.3 die Anstiegs- und Abfallszeiten der verschiedenen Musterpulse zwischen 10 % und 90 % des Pulsmaximums aufgetragen.

Pulshöhe

Nun sollen die Nichtlinearitäten der Pulshöhen der Stromsignale des BESSY-Datensatzes und der Ladungssignale der früheren Fluoreszenzmessung verglichen werden.

Abbildung 5.4 zeigt die Pulshöhen der Stromsignale des BESSY-Datensatzes, wieder sowohl in Einheiten der Rohdaten (oberes Teilbild) als auch umgerechnet in Energie abzüglich der linearen Komponente der Fitfunktion (unteres Teilbild). Die Ermittlung der Pulshöhe wird durch die externen Störungen stark beeinträchtigt, was sich auch in unsymmetrischen Linienformen im Pulshöhenspektrum äußert. Deshalb geben die Fehlerbalken hier die Schwankungsbreiten der Null-Linien der Ereignisse wieder, welche die Unsicherheit der Positionsbestimmung am besten widerspiegelt.

Trotz dieser vergleichsweise großen Unsicherheit, die keine eindeutige Analyse der Nichtlinearität dieses Parameters zulässt, deutet sich, wie bei der Fluoreszenzmessung, eine positive Krümmung dieses Pulshöhenverlaufs an, die nicht mit Energieverlusten über Rekombinationsphononen begründet werden kann, so dass wieder auf einen Einfluss der Zeitstruktur des Energieeintrags in die Tunnelodiode auf die Höhe der Stromsignale des SSP-Detektors geschlossen werden kann.

Als Randbemerkung sei erwähnt, dass nicht von vornherein zu erwarten ist, dass sich die Strompulse des BESSY-Datensatzes in gleicher Weise nichtlinear verhalten wie die integrierten und aggressiv gefilterten Signale der Fluoreszenzmessung, da Integration und Filterung einen Einfluss auf das Linearitätsverhalten erwarten lassen. Zum Verständnis dieser Beobachtung wurde ein digitaler Filter, der die beschriebenen Einflüsse der Integration und Filterung in den Fluoreszenzdaten

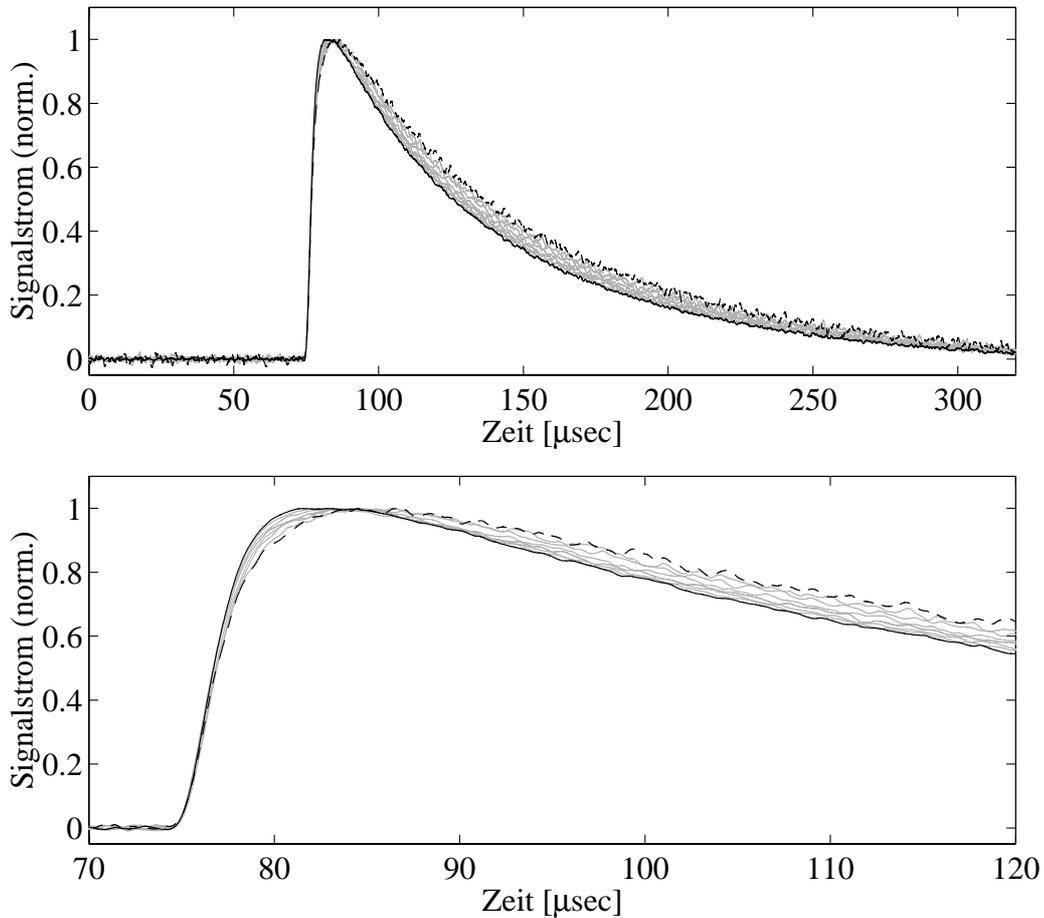


Abbildung 5.2: Musterpulse bei Röntgenenergien zwischen 3 keV und 10 keV mit normierten Pulshöhen. Das obere Teilbild zeigt die vollständigen Pulsverläufe, das untere Teilbild einen zeitlichen Ausschnitt um das Pulsmaximum. Der Verlauf ist für 3 keV gestrichelt, für 10 keV durchgezogen und für alle weiteren Energien grau dargestellt.

bestmöglich beschreibt, auf die Strompulse des BESSY-Datensatzes angewandt. Dabei trat zwar eine deutliche Änderung der Signalform auf, die Energieabhängigkeit der Pulshöhe blieb aber auf dem Niveau von etwa $\pm 1\%$ unverändert. Da die Nichtlinearität der Fluoreszenzdaten deutlich über diesem Niveau liegt, kann davon ausgegangen werden, dass der Pulshöhenverlauf der aufgezeichneten (integrierten und gefilterten) Fluoreszenzdaten dem Pulshöhenverlauf der ursprünglichen Stromsignale der Fluoreszenzmessung entspricht. Die Krümmung des Pulshöhenverlaufs geht also hauptsächlich auf einen detektorphysikalischen Effekt (die Zeitstruktur des Energieeintrags) und nicht auf die Veränderung des Signalverlaufs durch Frequenzfilter in der Datenaufnahmeelektronik zurück.

Der quantitative Unterschied zwischen den Nichtlinearitäten der beiden Messungen, der fast eine Größenordnung beträgt, könnte durch Unterschiede zwischen

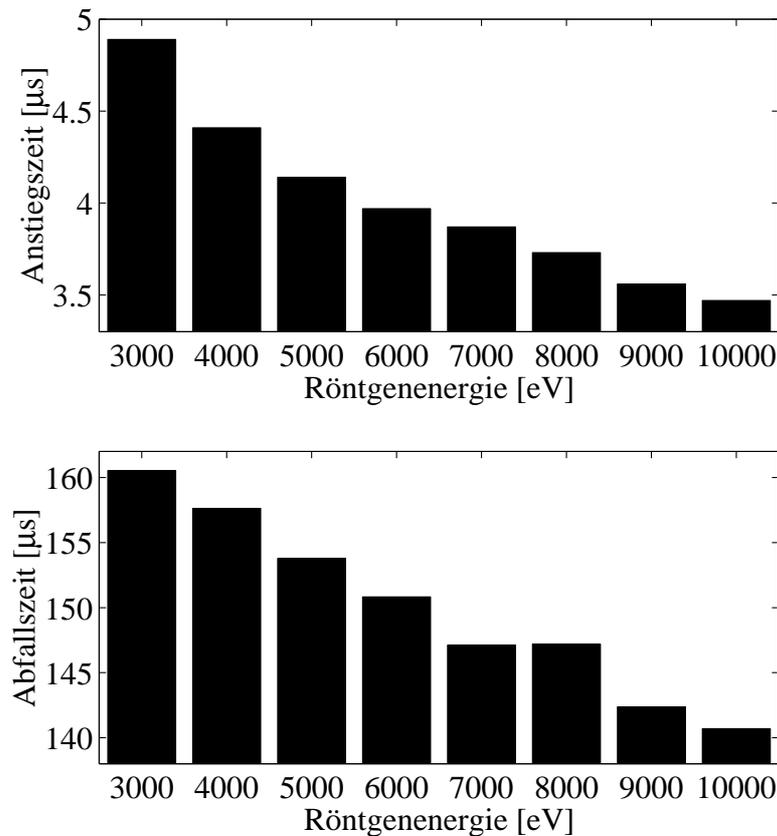


Abbildung 5.3: Zeitkonstanten der Musterpulse über der Röntgenenergie. Oben: Anstiegszeit von 10 % auf 90 % des Pulsmaximums. Unten: Abfallszeit von 90 % auf 10 % des Pulsmaximums. Beide Zeitkonstanten nehmen mit steigender Röntgenenergie ab.

den beiden hier verglichenen Detektoren beeinflusst sein; so könnten unterschiedliche Absorberqualitäten die Rekombinationsratenkonstanten und damit die Signalanstiegszeiten beeinflussen.

5.3.2 Pulsintegrale

Absorberereignisse

Das Integral eines Signalpulses stellt ein Maß für die gesamte durch die Barriere getunnelte Ladung und damit die Energieausbeute des Detektors dar. Die Nichtlinearität der Pulsintegrale wird lediglich durch Energieverlustprozesse aus dem Detektor bestimmt, ein Einfluss der Zeitstruktur des Energietransports in die Tunnelodiode liegt nicht mehr vor (vergleiche Anmerkungen zu (2.12)). Wäre die Zeitstruktur des Energieeintrags in die Tunnelodiode die *alleinige* Ursache der Nichtlinearität der Pulshöhe, so sollten die Pulsintegrale proportional zur Röntgenenergie sein.

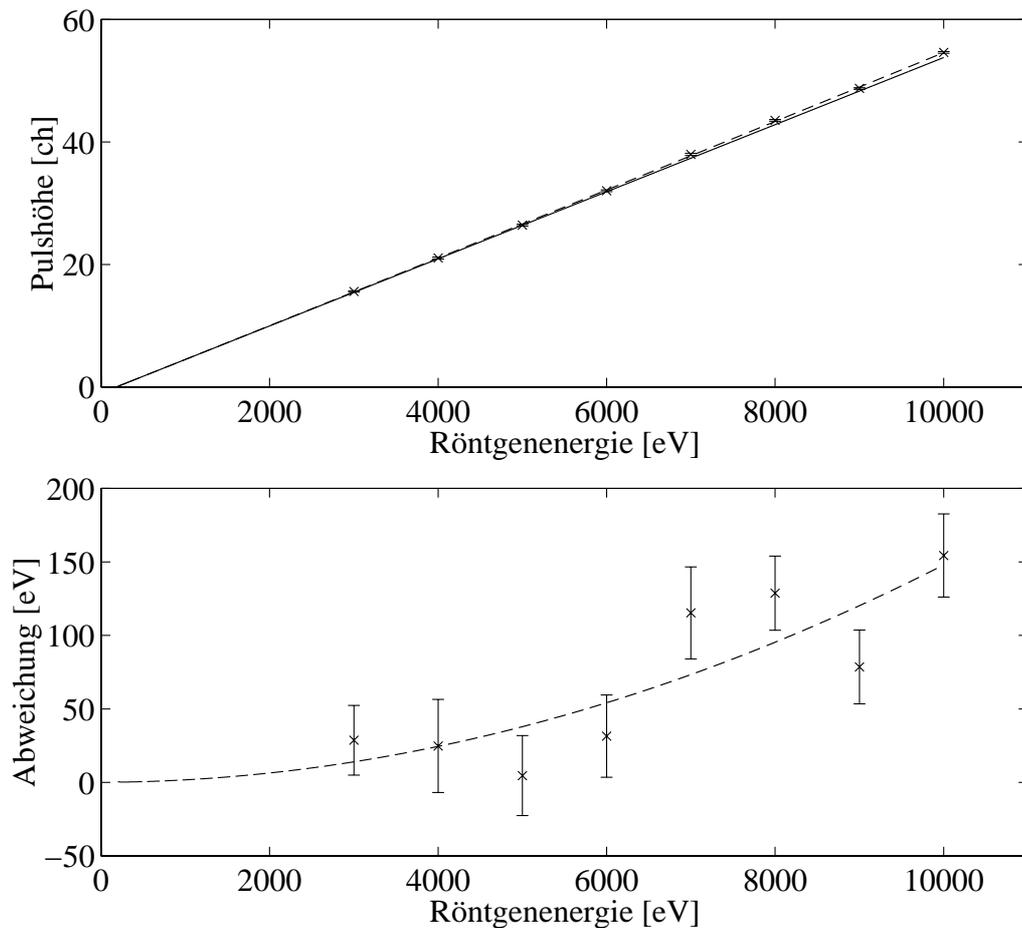


Abbildung 5.4: Pulshöhen der Stromsignale über der Röntgenenergie. Die gestrichelte Linie beschreibt eine quadratische Fitfunktion, die durchgezogene Linie deren linearen Anteil. Oben ist die Pulshöhe in Kanälen aufgetragen, unten als Energie abzüglich des linearen Anteils der Fitfunktion. Die Fehlerbalken zeigen die Schwankungsbreite der Null-Linie der Ereignisse.

Abbildung 5.5 zeigt die Pulsintegrale über der Röntgenenergie zusammen mit einer quadratischen Anpassungsfunktion (gestrichelte Linie). Während im oberen Teilbild die Pulsintegrale als Ladung aufgetragen sind, beschreibt das untere Teilbild wieder deren Abweichung vom linearen Term der Fitfunktion in eV. Die Integrale weisen eine quadratische Nichtlinearität mit negativer Krümmung auf, wie sie bei Rekombinationsverlusten zu erwarten ist. Bei der Zeitstruktur des Energieeintrags und den Energieverlustprozessen handelt es sich also um nichtlineare Einflüsse, die sich aufgrund ihres entgegengesetzten Vorzeichens zu einem gewissen Grad gegenseitig kompensieren.

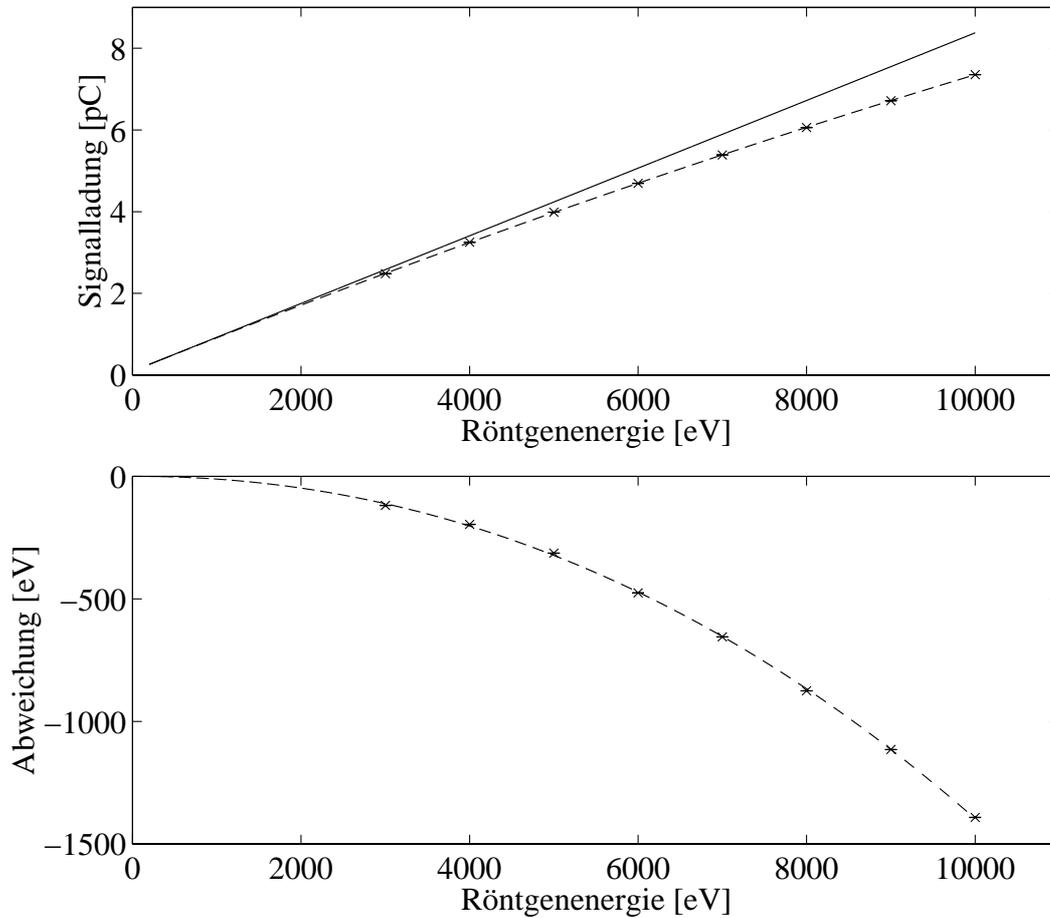


Abbildung 5.5: Integral der Strompulse über der Röntgenenergie. Die gestrichelte Linie zeigt eine quadratische Fitfunktion, die durchgezogene Linie deren linearen Anteil. Im oberen Teilbild ist die Signalladung aufgetragen, im unteren Teilbild die Energie abzüglich des linearen Anteils der Fitfunktion.

Elektrodenereignisse

Weitere Rückschlüsse auf die Natur der Energieverlustprozesse erlaubt der Vergleich der Integrale jener Pulse, die auf reguläre Röntgenstrahlungsabsorption im Absorber zurückzuführen sind, mit den Integralen von Ereignissen, bei denen Röntgenstrahlung direkt in einer der beiden Elektroden absorbiert wurde (*Contained Energy Events* der Elektroden, siehe Kapitel 4.2.2). Bei Elektrodenereignissen treten intrinsisch weder Energieverlustprozesse aus dem Absorber noch ein zeitliche Verzögerung des Energietransports in die Tunneldiode auf, so dass eine Nichtlinearität der Integrale dieser Elektrodenereignisse auf physikalischen Prozessen innerhalb der supraleitenden Tunneldiode beruhen muss.

Um trotz ihrer (meist nur wenige Ereignisse umfassenden) Statistik Erkenntnisse über die Elektrodenereignisse zu gewinnen, wurden Musterpulse herange-

zogen, die durch Mittelung der als Elektrodenereignisse identifizierten Pulse generiert wurden. Dabei wurden sowohl Musterpulse der oberen wie auch der unteren Elektrode für alle untersuchten Energien von 3 keV bis 10 keV erstellt, mit Ausnahme der Röntgenenergie von 4 keV, bei der kein *Contained Energy Event* der oberen Elektrode vorhanden war. In Abbildung 5.6 sind die Integrale der Musterpulse über der Röntgenenergie aufgetragen. Neben den Integralwerten der Musterpulse der beiden Elektroden sind auch die entsprechenden Daten der Absorbermusterpulse (vergleiche Abbildung 5.2) dargestellt, die mit den aus dem Histogramm der Integrale aller Einzelpulse ermittelten Werten von Abbildung 5.5 übereinstimmen. Auch die quadratischen Fitfunktionen der drei Integralverläufe sind eingezeichnet, wobei die durchgezogene schwarze Linie die obere Elektrode, die gestrichelte Linie die untere Elektrode und die graue Linie den Absorber beschreibt. Abbildung 5.6 (unten) zeigt die gleichen Werte und Funktionen abzüglich der im oberen Teilbild nicht explizit eingetragenen linearen Anteile der Fitfunktionen. Die Unsicherheiten der Integralbestimmung ergeben sich aus der Linienbreite im Spektrum der Integrale aller Einzelereignisse unter Berücksichtigung der Pulsstatistik der jeweiligen Linie.

Bei jeder der untersuchten Röntgenenergien nimmt das Integral des Absorbermusterpulses einen Wert zwischen den Integralen der beiden Elektrodenmusterpulse an, wobei das Integral der oberen Elektrode erwartungsgemäß einen höheren Wert als das Integral der unteren Elektrode erreicht (vergl. Kap. 4.2). In Kapitel 2.4.1 wurde abgeschätzt, dass sich bei einem Absorberereignis die Energie im Verhältnis 2,5:1 auf die obere und die untere Elektrode verteilt. Deshalb werden nun die Integrale der Absorbermusterpulse mit den Integralen der in diesem Verhältnis addierten Elektrodenmusterpulse verglichen, die einen direkten Energieeintrag in die Tunneldiode mit der Energieverteilung, die bei einem Absorbertreffer erreicht wird, darstellen sollen. Dabei findet man, dass die Absorberintegrale zwischen 2,5 % (bei 10 keV) und 4,5 % (bei 3 keV)¹ unter den Integralen der zusammengesetzten Elektrodenereignisse liegen. Somit kann man schliessen, dass bei Absorberereignissen einige Prozent der Energie verloren gehen. Dies widerspricht auf dem ersten Blick [Kur82], der bei der Energiedeposition einen Verlust von etwa 40 % der Röntgenenergie (vorrangig in der Form von *sub-gap*-Phononen) vorhersagt (siehe Kapitel 2.1.2); wegen $\Delta_{Pb} \approx 8\Delta_{Al}$ kann ein *Pb-sub-gap*-Phonon immer noch genügend Energie besitzen, um in Aluminium Cooper-Paare aufzubrechen, so dass die Energie zwar für den Absorber, jedoch nicht für den Detektor verloren geht.

Vergleicht man die Krümmung der nichtlinearen Anteile in Abbildung 5.6 unten, so erkennt man eine stärkere Übereinstimmung der Absorberdaten mit den Werten der oberen Elektrode als mit den Werten der unteren Elektrode.

¹Die dominante Unsicherheit dieser Werte liegt nicht in der Bestimmung des Integrals, sondern in der Abschätzung der Energieverteilung auf die Elektroden. Dies trägt eine Unsicherheit von schätzungsweise 0,5 % bei 10 keV und von 1 % bei 3 keV bei.

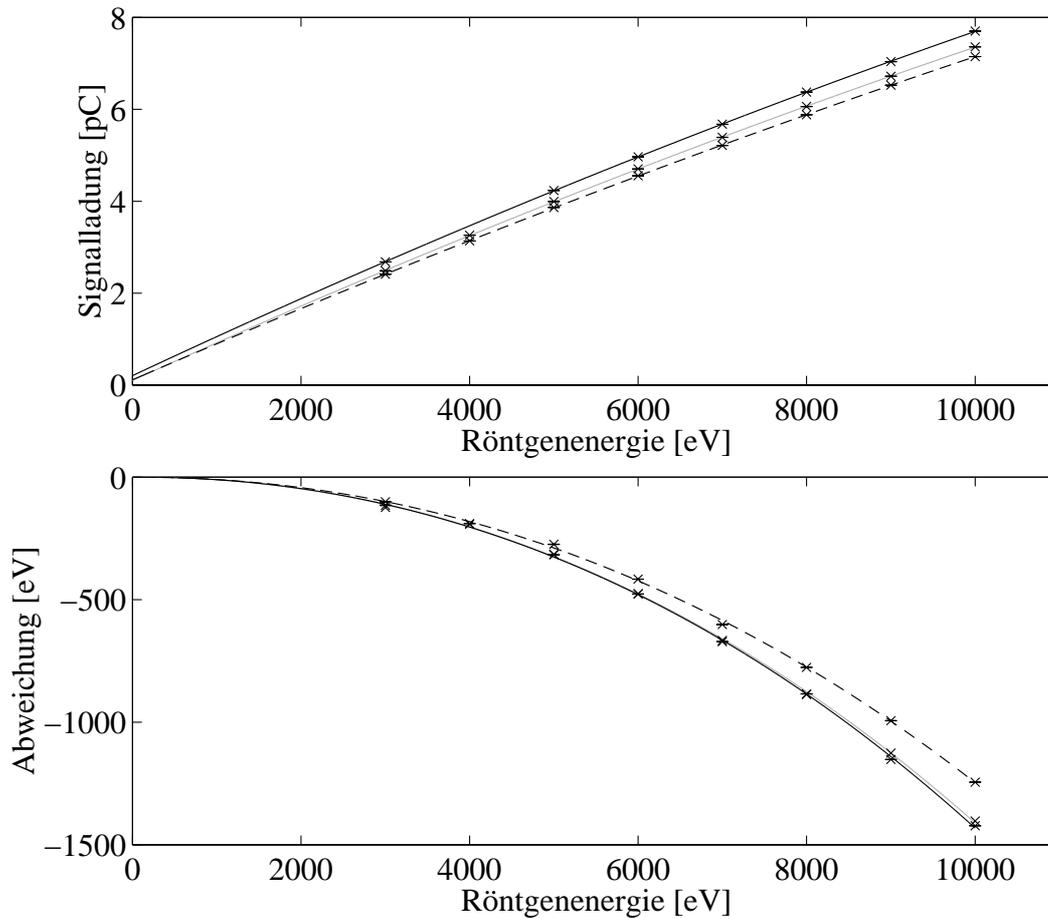


Abbildung 5.6: Integrale der Musterpulse über der Röntgenenergie. Die Linien beschreiben die quadratischen Fitfunktionen der drei Gruppen von Musterpulsen (grau: Absorber; schwarz/gestrichelt: obere/untere Elektrode). Im oberen Teilbild ist die Ladung aufgetragen, im unteren Teilbild deren Abweichung vom linearen Anteils der jeweiligen Funktion; dabei wurde die Ladung über den linearen Anteil der Fitfunktion in einen Energiewert umgerechnet.

Somit entsprechen Absorberereignisse in ihren Energieverlustprozessen eher den Ereignissen der oberen als der unteren Elektrode, was die Abschätzung der Energieverteilung auf die Elektroden bei Absorberereignissen (Kap. 2.4.1) bestätigt.

5.3.3 Ladungsbilanz

Im nächsten Schritt soll die Differenzialgleichung des Tunnelstroms (2.15) integriert und zur Untersuchung der Nichtlinearität herangezogen werden. Dieser Ansatz berücksichtigt zwei nichtlineare Prozesse in der Tunnelodiode: die Zeitstruktur des Energieeintrags (korrigiert durch die Integration) und einen quadratischen Energieverlustprozess.

Aufstellen der Ladungsbilanz

Da der Signalstrom $I(t)$ nach einer Energiedeposition in endlicher Zeit wieder auf seinen Gleichgewichtswert zurückfällt, muss bei ausreichend langer Integration $\int \dot{I}(t)dt = 0$ erfüllt sein. Weiterhin gilt für den zeitlichen Verlauf des Energieeintrags in die Tunneldiode per Definition $\int s(t)dt = 1$ (siehe Kapitel 2.4.2). Somit führt die Integration der Differenzialgleichung des Tunnelstroms (2.15) zu

$$e \frac{E}{\epsilon} = \frac{\gamma_L}{\gamma_{eff}} \int I(t)dt + \frac{R}{e\gamma_{eff}^2 V} \int I(t)^2 dt \quad (5.1)$$

- e ... Elementarladung
- E ... Röntgenenergie
- ϵ ... mittlere Energie für die Erzeugung eines Quasiteilchens
- γ_{eff} ... effektive Tunnelratenkonstante, siehe (2.14)
- γ_L ... Ratenkonstante der linearen Verlustprozesse
- R ... Ratenkonstante der quadratischen Verlustprozesse
- V ... Tunneliodenvolumen
- I ... elektrischer Tunnelstrom

Diese Gleichung entspricht einer Ladungsbilanz der Tunneldiode, wobei der Term auf der linken Seite die durch Energiedeposition in die Tunneldiode eingebrachte Ladung und die beiden Terme auf der rechten Seite die durch einen linearen und einen quadratischen Verlustprozess aus der Tunneldiode entfernte Ladung darstellen.

Anwendung der Ladungsbilanz

Durch Einsetzen der Integrale der Absorbermusterpulse, der Integrale ihrer Quadrate und der jeweiligen Röntgenenergien in (5.1) können die Ratenkonstanten der Energieverlustprozesse zu $\gamma_L = 1,60(5) \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ und $R = 9(1) \cdot 10^{-19} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ bestimmt werden². Der Wert der Rekombinationsratenkonstante R liegt geringfügig über dem in [Ang00a, Ang01b] ermittelten Wert von $R = 5(1) \cdot 10^{-19} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, der anhand von Fluoreszenzlinienmessungen mit Tunnelioden verschiedener Elektrodenflächen und einem einfacheren Detektormodell bestimmt worden war.

Unter Verwendung dieser Ratenkonstanten kann nun aus dem Signalverlauf jedes Einzelereignisses die zugehörige Röntgenenergie berechnet werden. Abbildung 5.7 zeigt die aus der Ladungsbilanz ermittelten Energiewerte der Absorbermusterpulse über der Röntgenenergie und die Abweichung dieser Energiewerte von der Röntgenenergie in der üblichen Darstellungsform; die bei den bisherigen

²Die in Klammern gesetzten Zahlenwerte geben die Unsicherheit der letzten Stelle des vorangehenden Werts an. Eigentlich berechnet man für die Unsicherheiten $\Delta\gamma_L = 0,008 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ und $\Delta R = 0,1 \cdot 10^{-19} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, was jedoch eine mögliche Unsicherheit durch eine falsche Auswahl der Einzelereignisse, aus denen sich die Musterpulse zusammensetzen, nicht berücksichtigt. Schätzt man diese Unsicherheit zu $\Delta\gamma_L \approx 3 \%$ und $\Delta R \approx 10 \%$ ab, so ergeben sich die oben aufgeführten Werte.

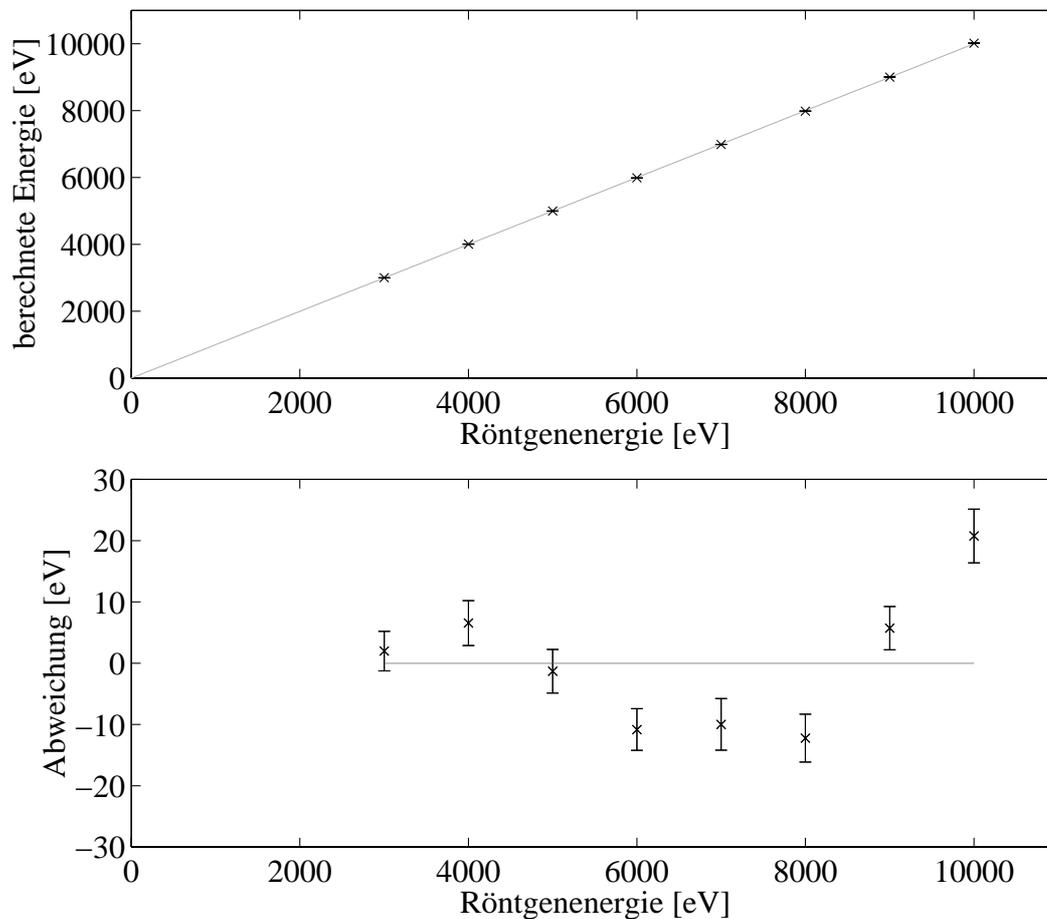


Abbildung 5.7: Ladungsbilanz: Errechnete Energie der Musterpulse über der Röntgenenergie. Die graue Linie beschreibt den linearen Verlauf. Im unteren Teilbild ist die Abweichung der errechneten Energie von der eingestrahelten Energie aufgetragen. Die quadratischen Nichtlinearitäten sind vollständig korrigiert.

Ansätzen stets vorhandene quadratische Nichtlinearität tritt nicht mehr auf. Dies bestätigt sich in Abbildung 5.8, wo ein Histogramm der anhand der Ladungsbilanz errechneten Energiewerte aller 16000 Einzelereignisse der acht untersuchten Röntgenenergien (2000 Ereignisse je Energiewert) aufgetragen ist. Die acht Röntgenlinien treten bei den erwarteten Energiewerten auf, wobei ein geringfügiger positiver Versatz um etwa 10 – 20 eV zu erwähnen ist.

Die Bedeutung dieses Ergebnisses liegt nicht allein in der Linearisierung des gemessenen Spektrums, sondern auch darin, dass dies auf Basis eines physikalischen Detektormodells erreicht wurde, in welches ausschließlich konstante Detektorparameter einfließen, von denen lediglich zwei in einer einmaligen Eichmessung bestimmt werden müssen. Die Parameter sollten grundsätzlich auch vom thermischen Zyklieren des Detektors nicht beeinflusst werden. Nur durch Einfrieren von

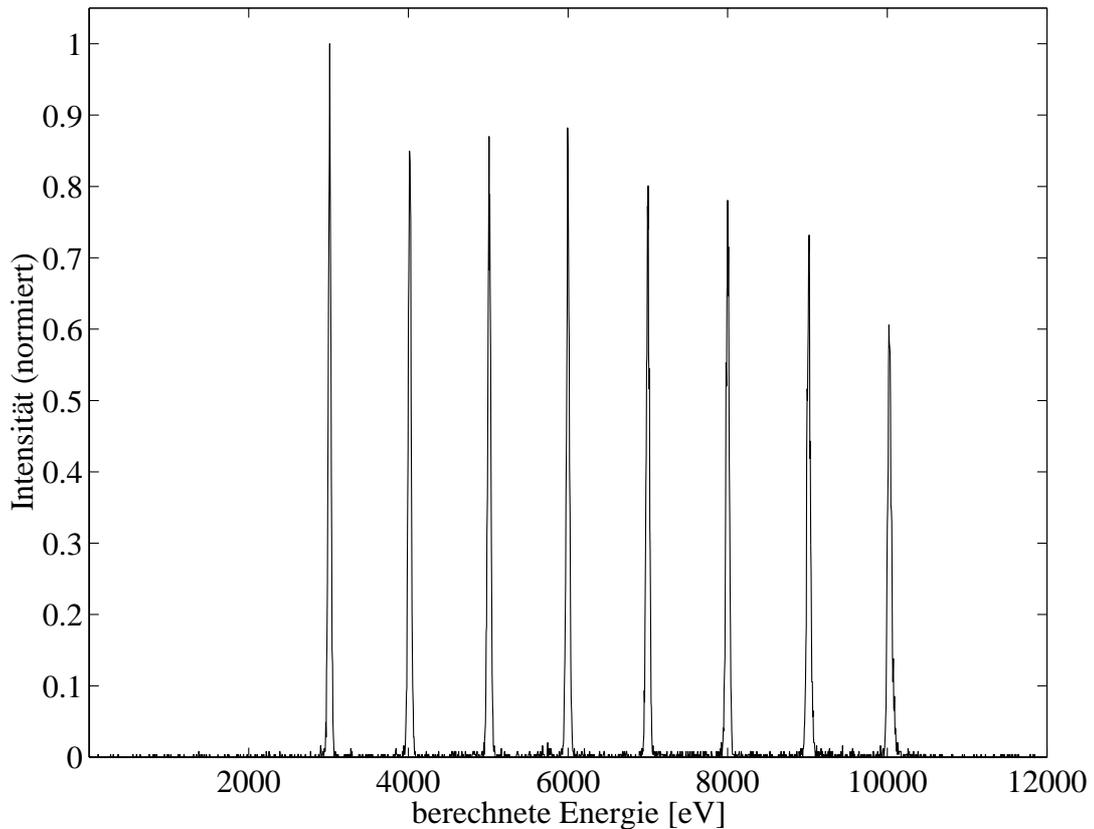


Abbildung 5.8: Ladungsbilanz: Histogramm der errechneten Energien aller Einzelereignisse der acht untersuchten Röntgenenergien. Berechnete und eingestrahlte Energie stimmen (bis auf einen geringfügigen Versatz um 10 – 20 eV) überein, die quadratischen Nichtlinearitäten sind vollständig korrigiert. Die Linienbreiten betragen etwa 35 eV bei 3 keV und 55 eV bei 10 keV.

magnetischem Fluss in den supraleitenden Elektroden könnte eine Veränderung der Detektorparameter, insbesondere der durch Eichung bestimmten Verlustkonstanten, hervorgerufen werden.

Verbliebene Abweichungen

Trotz der vollständigen Korrektur der quadratischen Nichtlinearität beobachtet man im unteren Teilbild von Abbildung 5.7 zusätzliche, in ihrer Struktur komplexe Abweichungen der berechneten Energie von der Röntgenenergie, die jedoch deutlich geringere Werte (in der Größenordnung der Linienbreite) annehmen als die ursprünglichen quadratischen Nichtlinearitäten.

Eine zusätzliche Energieabhängigkeit der Detektorantwort kann jedoch anhand einer zweiten Messreihe als Ursache dieser Variation ausgeschlossen werden. Bei diesem Datensatz wurde die Röntgenenergie wieder in der bekannten

Weise variiert, auf die Stromsignale wurde jedoch ein Bandpass-Frequenzfilter mit der Zeitkonstante $10 \mu\text{s}$ angewendet, bevor mit einem 11 bit Analog-Digital-Converter (ADC) die Signalhöhe bestimmt und aufgezeichnet wurde. Diese Aufnahmemethode entspricht dem Ansatz der Online-Artefaktdiskriminierung (siehe Kapitel 4.3.2), allerdings wurden hier nicht zwei, sondern lediglich eine einzige, auf maximale Störungsunterdrückung optimierte Signalhöhe aufgezeichnet. Die Pulshöhenwerte der Linien der acht Röntgenenergien von 3 keV bis 10 keV sind in Abbildung 5.9 (oben) über der Röntgenenergie aufgetragen, gemeinsam mit einer quadratischen Fitfunktion (gestrichelte Linie) und dem linearen Anteil dieser Funktion (durchgezogene Linie). Das untere Teilbild zeigt die Abweichung der Werte vom der quadratischen Fitfunktion. Wegen der größeren Statistik und der besseren Energieauflösung dieses Datensatzes können die Linienpositionen mit Unsicherheiten deutlich unter 1 eV bestimmt werden. Wieder treten komplexe Abweichungen der Linienpositionen von der quadratischen Funktion auf, die jedoch weder in ihrer Amplitude und noch in ihrer Energieabhängigkeit mit den Abweichungen im Datensatz der Strompulse aus Abbildung 5.7 übereinstimmen. Dies deutet auf eine zeitliche Instabilität im Messaufbau als Ursache der Abweichungen hin.

Die möglichen Ursachen dieser Instabilität umfassen ein breites Spektrum von detektorspezifischen über elektronische bis hin zu kryogenen Ursachen. Von Seiten des Detektors können Schwankungen des Detektorwiderstands aufgrund der Bewegung von in der Tunneldiode eingefrorenen Flussschläuchen nicht ausgeschlossen werden. Eine Vielzahl potenzieller Instabilitäten bietet die Vorverstärkerelektronik, die nicht nur das Detektorsignal aufgreift und verstärkt, sondern auch den Arbeitspunkt der Tunneldiode durch Aufprägen der Vorspannung festlegt. Instabilitäten könnten hier durch eine Erwärmung der Elektronik während des Betriebs verursacht werden oder durch die zunehmende Entladung des Akkumulators, der sowohl für die Energieversorgung der Elektronik als auch für die Erzeugung der Vorspannung der Tunneldiode verwendet wird. Die wahrscheinlichste Ursache stellt jedoch die zeitliche Instabilität der Kryostatentemperatur dar: Besitzt ein ADR-Kryostat (wie im vorliegenden Fall) keine Regelung zur Temperaturstabilisierung, so driftet seine Temperatur von einem Minimalwert kontinuierlich zu höheren Werten. Der Betrieb supraleitender Tunneldioden sollte von einer derartigen Temperaturdrift nicht beeinträchtigt werden, sofern sie bei Temperaturen deutlich unterhalb des Phasenübergangs betrieben werden; für Tunneldioden mit Al-Elektroden sieht man deshalb üblicherweise eine Arbeitstemperatur unterhalb von $T = \frac{T_C}{10} \approx 120 \text{ mK}$ vor. Bei den vorliegenden Messungen wurde der Detektor wegen der unzureichenden Minimaltemperatur des Kryostaten im Temperaturbereich zwischen 100 mK und 170 mK, also meistens oberhalb von 120 mK, betrieben.

Die physikalische Ursache der geringfügigen Instabilität der Detektorantwort kann jedoch anhand dieses Datensatzes nicht abschließend geklärt werden.

Neben der Erkenntnis über die Ursache der verbliebenen geringfügigen Nichtli-

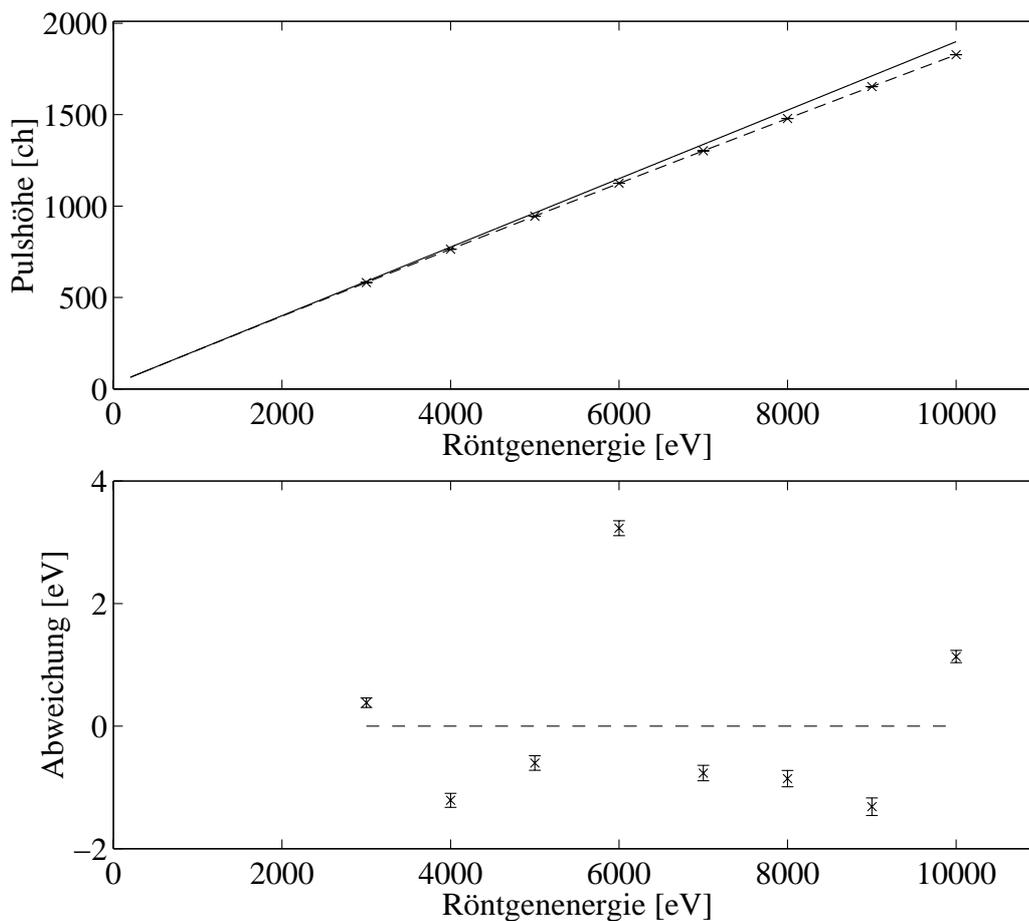


Abbildung 5.9: ADC-Pulshöhendaten. Oberes Teilbild: Pulshöhen der acht Röntgenlinien in ADC-Kanälen über der Röntgenenergie. Die gestrichelte Linie zeigt eine quadratische Fitfunktion, die durchgezogene Linie deren linearen Anteil. Unteres Teilbild: Abweichungen der Pulshöhewerte von der quadratischen Fitfunktion. Eine von Abb. 5.7 abweichende komplexe Nichtlinearität tritt auf, die über eine zeitliche Instabilität des Messaufbaus erklärt werden kann.

nearität der Detektorantwort erlaubt der ADC-Datensatz einen weiteren Schluss. Die Pulshöhen der ADC-Daten (Abb. 5.9) zeigen eine von den Pulshöhen der Stromsignale (Abb. 5.4) abweichende Nichtlinearität, die auf die Anwendung des konstanten Bandpass-Frequenzfilters auf die energieabhängigen Signalformen zurückgeführt werden muss. Trotz dieses zusätzlichen nichtlinearen Einflusses kann die Detektorantwort anhand einer quadratischen Funktion linearisiert werden, obwohl diese Funktion nicht, wie die Ladungsbilanz, auf einem exakten Verständnis der einzelnen nichtlinearen Einflüsse beruht, und obwohl keine Pulsformen gespeichert wurden. Abbildung 5.10 zeigt das mit dieser Methode linearisierte Spektrum der ADC-Daten. Für die Anwendung des Detektors ist diese Möglichkeit wichtig, da der ADC-Aufnahmemethode in der Praxis aufgrund der deutlich geringeren

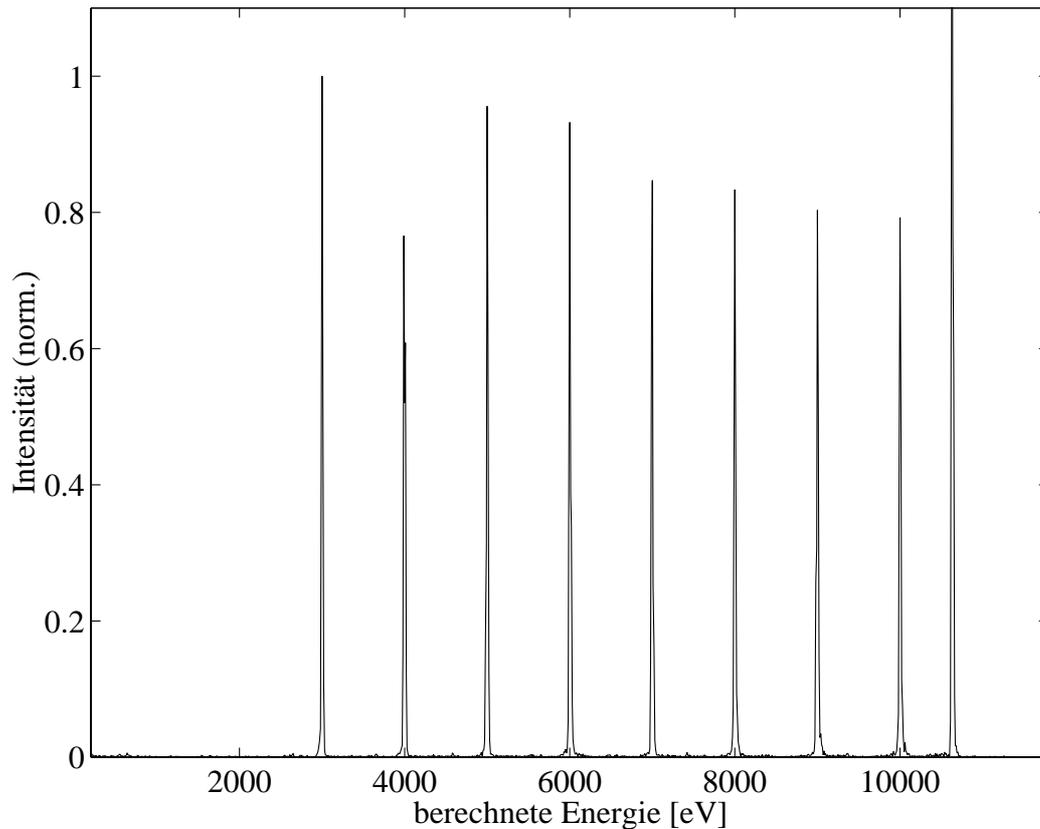


Abbildung 5.10: Spektrum der anhand einer quadratischen Fitfunktion berechneten Energie-
werte von je 8000 ADC-Einzelereignissen bei acht Röntgenenergien. Die Linie bei 10,65 keV
stammt von einem elektronischen Pulser. Es wurden Linienbreiten zwischen 20 eV bei 3 keV
und 25 eV bei 10 keV erzielt.

zu speichernden Datenmengen oftmals der Vorzug vor Methoden mit kompletter
Signalaufzeichnung gegeben wird.

5.3.4 Analyse der Zeitstruktur

Abschließend soll der Signalverlauf jedes Musterpulses der acht Röntgenenergien
mit dem theoretisch erwarteten Signalverlauf verglichen werden, der aus der Dif-
ferenzialgleichung (2.15) berechnet wird. Jene Größen der Differenzialgleichung,
die physikalische Prozesse in der Tunneldiode beschreiben, wurden bereits an-
hand der Ladungsbilanz ermittelt. Das Untersuchung konzentriert sich jetzt also
auf die Zeitstruktur des Energieeintrags in die Tunneldiode, die in der Ladungs-
bilanz durch die Integration der Pulse eliminiert wurde. Praktisch richtet sich das
Hauptaugenmerk dabei auf die ansteigende Flanke der Strompulse.

Elektrodenereignisse

Bei der Untersuchung des Signalanstiegs muss berücksichtigt werden, dass die Detektorsignale eine leichte Integration erfahren, die auf die endliche Bandbreite der Vorverstärkerelektronik, den Tiefpass-Frequenzfilter des Hauptverstärkers und parasitäre Einflüsse der Zuleitungen zurückzuführen sind. Die Zeitkonstante dieser Integration kann aus Anstieg der Elektrodenereignisse ermittelt werden, da dieser wegen der direkten, praktisch instantan stattfindenden Energiedeposition in der Tunneldiode allein durch diese integrierenden Einflüsse festgelegt wird.

Für eine instantane Energiedeposition errechnet sich der Verlauf des Signalstroms aus (2.15) zu

$$I(t < 0) = 0 \quad \text{und} \quad I(t \geq 0) = \frac{e\gamma_{eff}}{\left(\frac{\epsilon}{E} + \frac{R}{V\gamma_L}\right) \exp(\gamma_L t) - \frac{R}{V\gamma_L}} \quad (5.2)$$

dabei findet die Energiedeposition zum Zeitpunkt $t = 0$ statt.

Dieser Signalverlauf wird nachträglich mit einem Tiefpass-Frequenzfilter bearbeitet und danach mit experimentellen Pulsen verglichen.

Abbildung 5.11 zeigt (exemplarisch bei der Röntgenenergie 10 keV) einen theoretisch berechneten Signalverlauf (schwarz) gemeinsam mit einem Musterpuls (grau), der sich aus den Elektrodenmusterpulsen in einem Gewichtungverhältnis der oberen zur unteren Elektrode von 2,5:1 zusammensetzt. Das Gewichtungverhältnis ergibt sich aus der Energieverteilung auf die Elektroden bei einem Absorberereignis (siehe Kapitel 2.4.1) und wird anstelle reiner Musterpulse einer einzelnen Elektrode verwendet, um eine bessere Übereinstimmung mit den später untersuchten Absorberergebnissen zu erzielen. Die freien Parameter des theoretischen Signalverlaufs sind die Anzahl der durch Energiedeposition erzeugten Überschussquasiteilchen, der Zeitpunkt der Energiedeposition, die lineare Verlustratenkonstante γ_T und die Zeitkonstante des Tiefpass-Frequenzfilters. Alle weiteren Parameter wurden aus der Ladungsbilanz entnommen, insbesondere die quadratische Verlustratenkonstante R , die auf den zeitlichen Signalverlauf weniger Einfluss nimmt als auf die Pulshöhe und deshalb präziser aus der Ladungsbilanz bestimmt werden kann.

Insgesamt kann eine gute Übereinstimmung der berechneten Signalform mit der experimentellen Signalform festgestellt werden. Das leichte „Überschwingen“ am Pulsmaximum ist auf die Anwendung des digitalen Tiefpassfilters auf den unstetigen Anstieg der Theoriefunktion zurückzuführen.

Absorberereignisse

Bei den Absorbermusterpulsen muss der zeitliche Verlauf des Energietransports aus dem Absorber in die Tunneldiode explizit berücksichtigt werden. Als Ansatz soll angenommen werden, dass die Quasiteilchen im Absorber lediglich einem

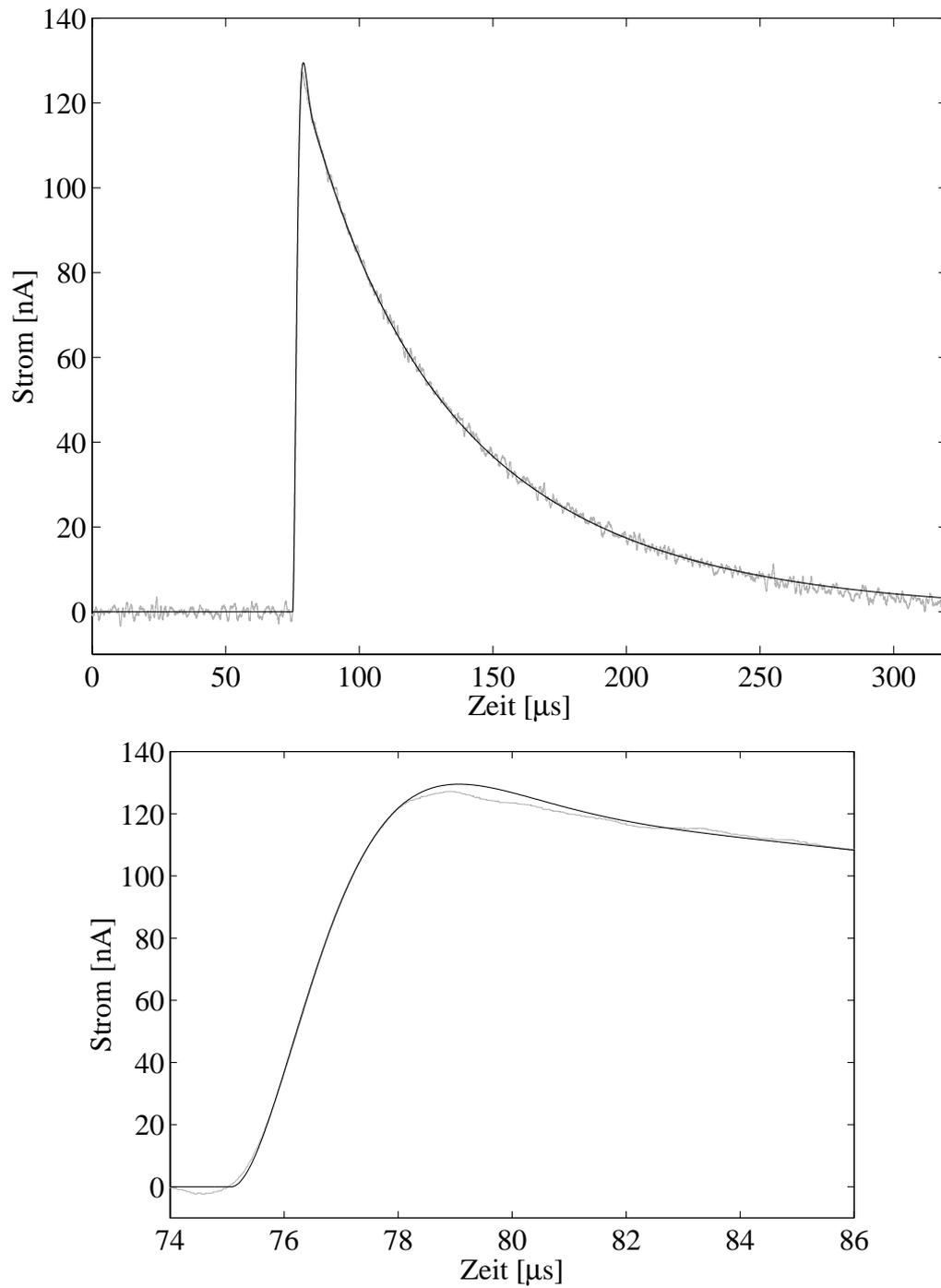


Abbildung 5.11: Elektrodenmusterpuls (zusammengesetzt aus den Musterpulsen der oberen und der unteren Elektrode im Gewichtungsverhältnis 2,5:1) der Energie 10 keV (grau) und theoretischer Signalverlauf (schwarz). An der ansteigenden Flanke (unteres Teilbild) des eigentlich instantan ansteigenden Elektrodenereignisses kann der integrierende Einfluss der Signalleitungen und der Datenaufnahmeelektronik ermittelt werden.

quadratischen Verlustprozess unterliegen. Analog zu den in Kapitel 2.4.2 ange-
stellten Überlegungen zum quadratischen Verlustprozess in der Tunnelodiode wird
der zeitliche Verlauf der Quasiteilchenzahl im Absorber $N(t)$ mit

$$\dot{N}_{Abs}(t) = -\frac{R_{Abs}}{V_{Abs}}N_{Abs}^2(t) \implies N_{Abs}(t) = \frac{1}{\frac{R_{Abs}}{V_{Abs}}t + \frac{1}{N_{Abs,0}}} \quad (5.3)$$

- N_{Abs} ... Quasiteilchenzahl im Absorber
- R_{Abs} ... Rekombinationsratenkonstante im Absorber
- V_{Abs} ... Absorbervolumen
- $N_{Abs,0}$... Anzahl der bei $t = 0$ erzeugten Überschussquasiteilchen im Absorber

Nimmt man weiterhin an, dass die gesamte Energie, die in den Quasiteilchen
des Absorbers gespeichert wird, beim Zerfall der Quasiteilchen vollständig in die
Elektroden transferiert wird und dort wiederum Quasiteilchen erzeugt, so kann
der resultierende Tunnelstrom nach der Energiedeposition bei $t = 0$ mit der
Differenzialgleichung

$$\dot{I}(t) = -\gamma_L I(t) - \frac{R}{e\gamma_{eff}V}I^2(t) + e\gamma_{eff}\frac{\epsilon_{Abs}}{\epsilon}\frac{\frac{R_{Abs}}{V_{Abs}}}{\left(\frac{R_{Abs}}{V_{Abs}}t + \frac{\epsilon_{Abs}}{E}\right)^2} \quad (5.4)$$

- ϵ_{Abs} ... mittlere Energie zur Erzeugung eines Quasiteilchens im Absorber
- ϵ ... mittlere Energie zur Erzeugung eines Quasiteilchens in den Elektroden

beschrieben werden. Diese Gleichung stellt eine Form der „Riccatischen Differenzialgleichung“ dar, die nicht analytisch lösbar ist. Bei der Anpassung an die Absorbermusterpulse muss die Differenzialgleichung in jedem Iterationsschritt numerisch gelöst und dann auf diese Lösung der Tiefpass-Frequenzfilter der Elektrodenmusterpulse angewendet werden. Abbildung 5.12 zeigt (exemplarisch bei der Röntgenenergie 10 keV) den experimentellen Musterpuls (grau) und den aus der Differenzialgleichung errechneten, angepassten Signalverlauf. Wie schon bei den Elektrodenmusterpulsen beschreibt die Theorie den Pulsverlauf qualitativ gut. Besonders beim Pulsmaximum (Abb. 5.12 unten) treten jedoch Diskrepanzen zwischen Signalverlauf und Musterpuls im Prozentbereich auf. Diese spiegeln sich auch in der Anpassungsgüte (siehe (4.1)) von $\chi^2 = 7,2$ wider, die merklich über dem Wert 1, der bei einer bestmöglichen Übereinstimmung zwischen Funktion und experimentellem Datensatz erreicht werden würde, liegt.

Vergleicht man die Ergebnisse der freien Parameter der Anpassung bei den acht Röntgenenergien, so findet man sowohl für die lineare Verlustatenkonstante der Tunnelodiode γ_L als auch für die normierte deponierte Energie $\frac{N_{Abs,0}\Delta P_{b,eff}}{E}$ bei allen acht Röntgenenergien Abweichungen von maximal $\pm 2\%$, was der Unsicherheit jedes Einzelwerts von etwa $\pm 2,5\%$ entspricht. Der Mittelwert der linearen Verlustatenkonstante beträgt $\gamma_L^{Puls} = 1,45(8)\cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ und weicht damit nur unwesentlich von dem aus der Ladungsbilanz ermittelten Wert $\gamma_L^{LB} = 1,60(5)\cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$

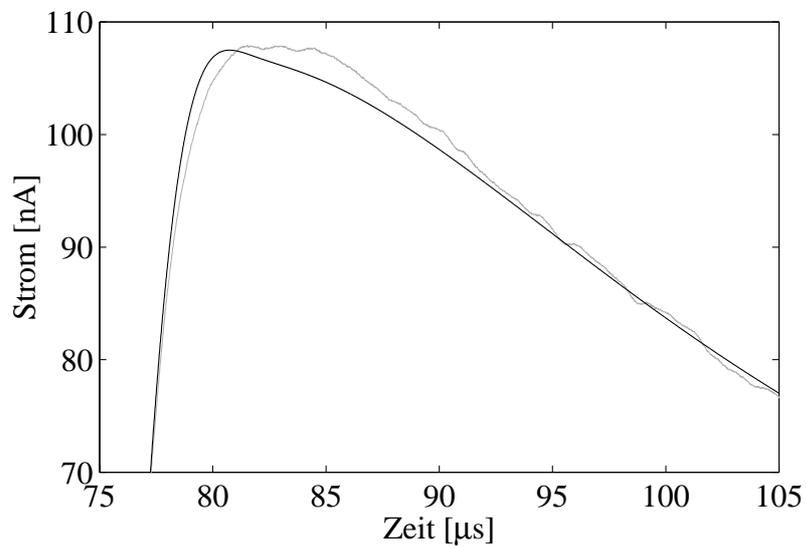
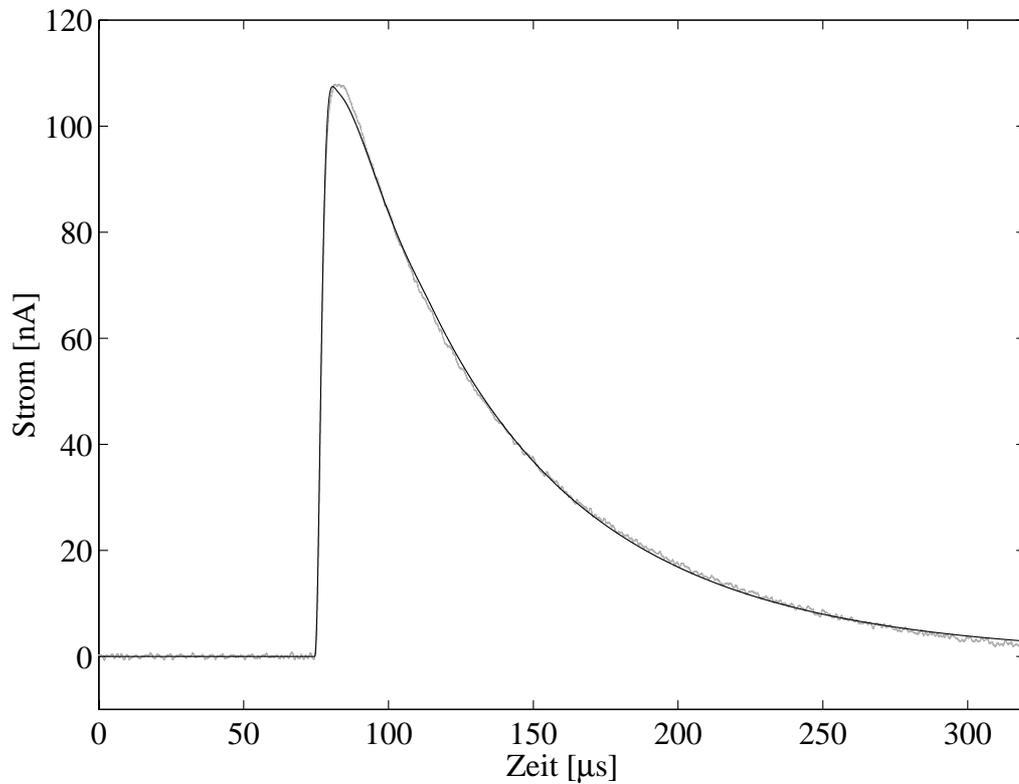


Abbildung 5.12: Absorbermusterpuls der Energie 10 keV (grau) und theoretisch berechneter Signalverlauf (schwarz). Qualitativ erzielt die Theoriefunktion eine gute Übereinstimmung mit dem experimentellen Signalverlauf, besonders um das Pulsmaximum herum (unteres Teilbild) treten jedoch Abweichungen im Prozentbereich auf.

ab³. Die quadratische Verlustratenkonstante des Absorbers R_{Abs} fällt von 3 keV zu 10 keV kontinuierlich von $\approx 36 \cdot 10^{-16} \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ auf $\approx 16 \cdot 10^{-16} \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ ab.

Diese Erkenntnisse zeigen die Grenzen des zugrunde liegenden physikalischen Modells des SSP-Detektors auf. Insbesondere muss bei der gegebenen Anpassungsgüte die Aussagekraft von Anpassungsparametern einzelner Musterpulse und ihren Unsicherheiten in Frage gestellt werden, weshalb für R_{Abs} auf die Angabe der Unsicherheiten verzichtet wurde. Für eine exaktere Beschreibung des zeitlichen Signalverlaufs müssten Näherungen und Annahmen, die in das Modell einfließen, verfeinert werden; dabei sind insbesondere die Näherung identischer Quasiteilchendichten in den Elektroden der Tunnelodiode und die Annahme einer quadratischen Zeitstruktur des Energieeintrags in die Tunnelodiode zu erwähnen. Abweichungen von letzterer sind zu erwarten, da die experimentell beobachtete Rekombinationsratenkonstante nicht nur die Lebensdauer der Quasiteilchen widerspiegelt, sondern auch durch die Entkommwahrscheinlichkeit der Rekombinationsphononen aus dem Absorber [Eis77] beeinflusst wird. Zudem könnten aufgrund von Prozessen wie Quasiteilcheneinfang in Absorberbereichen mit reduzierter Energielücke Abweichungen vom rein quadratischen Verlauf auftreten.

5.4 Folgerungen

Im SSP-Detektor konnten zwei dominante, in ihrem Vorzeichen entgegengesetzte nichtlineare Einflüsse identifiziert werden: die Zeitstruktur des phononischen Energieeintrags in die Tunnelodiode und der Verlust von Rekombinationsphononen aus der Tunnelodiode. Ein physikalisches Modell des SSP-Detektors wurde entwickelt, welches in Form der Ladungsbilanz eine einfache und physikalisch begründete Korrektur dieser beiden nichtlinearen Prozesse und eine Berechnung der Röntgenenergie jedes Einzelereignisses erlaubt. Zusätzliche Nichtlinearitäten können durch die Anwendung von Frequenzfiltern auf die Detektorsignale, deren Verlauf eine deutliche Energieabhängigkeit aufweist, eingeführt werden. Jedoch können die Spektren der SSP-Detektoren immer mittels einer einfachen quadratischen Funktion linearisiert werden, so dass die Nichtlinearität keine Einschränkung der Anwendbarkeit des Detektors darstellt.

Nach der Linearisierung verbleiben geringfügige Nichtlinearitäten mit komplexem Verlauf, die möglicherweise auf eine Beeinflussung der Detektorstabilität durch die Drift der Betriebstemperatur zurückgeführt werden kann.

Der Vergleich des zeitlichen Signalverlaufs mit den Vorhersagen des Detektormodells ergibt qualitativ eine gute Übereinstimmung, bei detaillierter quantitativer Betrachtung werden jedoch die Grenzen des Detektormodells sichtbar. Ansätze für eine weitere Verfeinerung des Modells wurden genannt, jedoch wird das Modell dadurch mathematisch deutlich komplizierter.

³Beiden Unsicherheiten beinhalten einen abgeschätzten Beitrag von 3 %, um die manuelle Auswahl der Einzelpulse, die dem Musterpuls zugrunde liegen, zu berücksichtigen.

Kapitel 6

Anwendung des Detektorsystems

6.1 Degradierung des Absorbers

Bereits in einer früheren Arbeit [Ang00a] wurde eine Degradierung der Detektorantwort der SSP-Detektoren beobachtet, die sich in einer reduzierten Energieausbeute und einer um bis zu einer Größenordnung verschlechterten Energieauflösung äußerte. Al-Tunneldioden ohne Absorber hatten bislang keinerlei derartige Degradierungserscheinungen gezeigt, so dass auf einen mit dem Absorber korrelierten Effekt geschlossen wurde. Für die im Rahmen dieser Arbeit geplanten Experimente an externen Einrichtungen stellten eine reproduzierbare Herstellung und eine Methode zum sicheren Transport und Betrieb der Detektoren ohne die Gefahr einer Degradierung eine Grundvoraussetzung dar. Deshalb wurde im Vorfeld der Experimente am Elektronenspeicherring BESSY II und im Polaris-Spektrometer bei Infineon die Ursache der Absorber-Degradierung untersucht.

6.1.1 Mögliche Ursachen

Als mögliche Ursachen für die Degradierung des Absorbers können drei Phänomene in Erwägung gezogen, von denen in [Ang00a] der erste Effekt, die Whiskerbildung, als Ursache für die Degradierung des Absorbers angesehen wurde.

Whiskerbildung: Bei Whiskern handelt es sich um Versetzungen der Kristallstruktur, die bei einigen Materialien während des thermischen Zyklierens, also des Abkühlens auf tiefe Temperaturen und anschließenden Wiedererwärmens, auftreten können. Ein derartiger Effekt war in der Vergangenheit bei supraleitenden Tunneldioden mit Sn-Elektroden beobachtet worden [Kra89], wo er mit einer massiven Degradierung der Tunneldioden einhergegangen war.

Oxidation an Luft: Eine Reaktion des Pb-Absorbers mit einzelnen Bestandteilen der Atmosphärenluft (insbesondere Sauerstoff, Stickstoff oder Luftfeuchtigkeit)

keit), könnte zur Ausbildung dielektrischer, normalleitender, oder supraleitender Pb-Verbindungen mit reduzierter Energielücke in Oberflächen- und Randbereichen des Absorbers führen. Die in diesen Bereichen auftretenden Energieverluste können sich in einer Verschlechterung von Energieausbeute und -auflösung äußern.

Ablösung des Absorbers: Als mögliche Erklärung der Degradierung kann auch eine partielle Ablösung des Absorbers von der Tunnelodiode in Betracht gezogen, was den Energietransport in die Tunnelodiode verzögern und beeinträchtigen könnte.

6.1.2 Experimentelle Befunde und Deutung

Zur Untersuchung der Degradierung wurde eine größere Anzahl von Detektoren hergestellt und mehrfach zyklisiert bzw. vor und nach dem Detektorbetrieb an Atmosphärenluft gelagert. Im Rahmen dieser Untersuchungen wurden folgende Beobachtungen gemacht:

- Detektoren, die eine längere Zeit (mindestens 14 Stunden) an Atmosphärenluft gelagert wurden, waren stets stark degradiert, unabhängig davon, ob sie zuvor thermische Zyklen (Abkühlen auf Betriebstemperatur und anschließendes Erwärmen) durchlaufen hatten. Dies wurde insbesondere an mehreren Detektoren überprüft, die an Atmosphäre gelagert worden waren und bereits bei ihrem ersten Einsatz degradiert waren.
- Detektoren, die zwischen den Abkühlvorgängen unter Vakuum gelagert wurden, zeigten auch bei mehreren thermischen Zyklen keine messbaren Degradierungserscheinungen. Als prominentestes Beispiel hierfür kann der am Elektronenspeicherring BESSY II eingesetzte Detektor aufgeführt werden, der zweimal zu Zwecken der Detektorcharakterisierung thermisch zyklisiert wurde, bevor er am Synchrotron ohne erkennbare Degradierungserscheinungen eingesetzt werden konnte. Zudem wurde ein weiterer Detektor über ein halbes Jahr hinweg im Kryostat unter Vakuum gehalten. Dabei wurde er mehrmals thermisch zyklisiert, zuerst zwischen 77 K und 70 mK, später zwischen Zimmertemperatur und 70 mK. Dabei trat keine erkennbare Degradierung des Absorbers auf.
- Bei dem eben genannten, über sechs Monate hinweg unter Vakuum gehaltenen Detektor stellten sich erste Degradierungssymptome ein, als über den Zeitraum einiger Wochen hinweg eine leichte Verschlechterung des Vakuums in den Bereich von 10^{-2} mbar zugelassen wurde.

Diese Beobachtungen können weder mit Whiskerbildung noch mit Absorberablösung schlüssig erklärt werden. Außerdem ergaben weder lichtmikroskopische

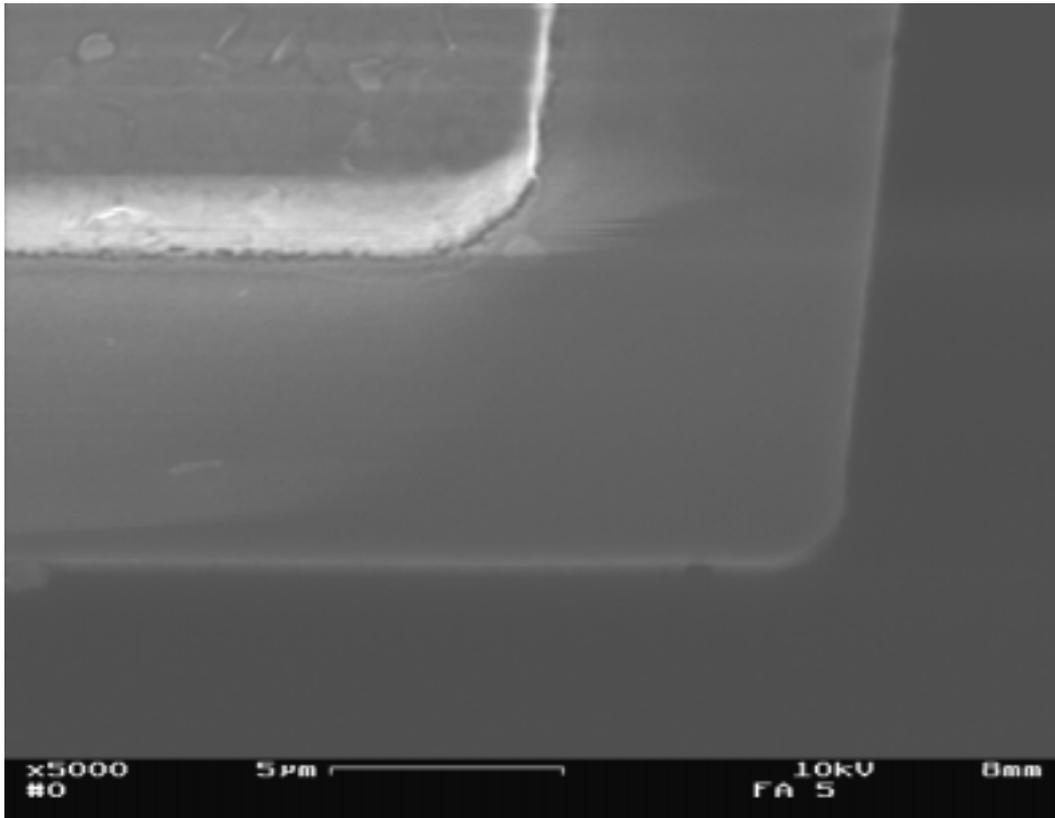


Abbildung 6.1: Aufnahme der Kante eines SSP-Detektors mit einem Rasterelektronenmikroskop, betrachtet unter einem Winkel von 27° zur Senkrechten. Die Kante des Absorbers ($80 \times 80 \times 1,3 \mu\text{m}^3$) tritt als beinahe weisser Streifen in Erscheinung. Unter dem Absorber ragt die Ecke der Tunneldiode (Grundfläche $100 \times 100 \times 1,3 \mu\text{m}^2$) hervor. Bei der gegebenen Auflösung erkennt man keine Ablösung des Absorbers.

noch elektronenmikroskopische Aufnahmen (Abbildung 6.1) Hinweise auf eine Ablösung des Absorbers. Deshalb kann auf eine Reaktion des Absorbers mit Atmosphärenluft als Ursache der Absorber-Degradierung geschlossen werden.

6.1.3 Schutzschicht

Ein Absorber, der direkt nach der Abscheidung des Absorbers mit einer 130 nm dicken SiO-Schicht bedeckt worden war, zeigte über ein halbes Jahr an Atmosphärenluft (und mehrere thermische Zyklen) hinweg keine Degradierungserscheinungen [Ang00a]. Nach einer anschliessenden, etwa 18-monatigen Lagerung an Atmosphärenluft ohne thermische Zyklierung war der Absorber jedoch degradiert. Die SiO-Beschichtung scheint die Zeitspanne, innerhalb der der Absorber an Atmosphärenluft degradiert, von einigen Stunden auf einige Jahre zu verlangsamen, kann die Degradierung jedoch letztlich nicht verhindern.

Mit einer Schutzschicht versehene Detektoren konnten nur Energieauflösungen von etwa 20 eV bei einer Röntgenenergie von 5,9 keV erreichen, was verglichen mit Auflösungen von 11 – 13 eV entsprechender Detektoren ohne Schutzschicht eine Verschlechterung um etwa 50 % bedeutet. Anders als in [Ang00a] vermerkt, kann deshalb ein negativer Einfluss der Schutzschicht auf die Energieauflösung der SSP-Detektoren nicht ausgeschlossen werden. Aus diesem Grund wurde sowohl bei der Detektorcharakterisierung am Elektronenspeicherring BESSY II als auch beim Einsatz im Polaris-Spektrometer auf Detektoren ohne SiO-Beschichtung zurückgegriffen.

Dieser Einfluss könnte in zukünftigen Arbeiten durch eine Variation der Dicke der Schutzschicht untersucht werden. Als Ansatzpunkt für zukünftige Entwicklungen sollte auch die Verwendung nicht oxidierender supraleitender Pb-Legierungen (Blei-Gold-Indium, Woodsches Metall) zur Absorberherstellung erwogen werden.

6.2 Detektorintegration in Polaris

Nachdem Klärung der wesentlichen anwendungsrelevanten Fragestellungen (Linearität der Detektorantwort, Detektorartefakte, Absorberdegradierung) wurde der Versuch unternommen, erstmals einen SSP-Detektor anstelle der üblicherweise verwendeten supraleitenden Phasenübergangsthermometer in das kryogene Spektrometer Polaris zu integrieren und an einem Elektronenmikroskop zu betreiben. Die dazu notwendigen experimentellen Schritte sowie die erzielten Ergebnisse werden in diesem Kapitel dargestellt.

6.2.1 Verkleinerung des Detektorchips

Als bedeutende technologische Herausforderung erwies sich die Verkleinerung der Detektorsubstrate. Die bislang verwendete Substratgröße mit einer Grundfläche von $20 \times 10 \text{ mm}^2$ musste auf eine Fläche von $5 \times 3 \text{ mm}^2$ reduziert werden, um in den Kryostatenrüssel des Polaris-Spektrometers integriert werden zu können, welcher für den Detektor lediglich eine kreisförmige Fläche mit einem Durchmesser von 6 mm bereitstellt. Abbildung 6.2 zeigt einen Detektor auf einem neuen Substrat mit einer Fläche von nur noch $5 \times 3 \text{ mm}^2$ im Vergleich zu einem der alten Substratgröße.

Obwohl die Schwierigkeiten bei der Handhabung der kleinen Substrate zu einer erhöhten Ausschussrate der Detektoren aufgrund gerissener Membrane von etwa 10–15 % auf 25 % führte, konnten auch auf den kleinen Substraten SSP-Detektoren reproduzierbar mit gewohnter Qualität hergestellt werden.

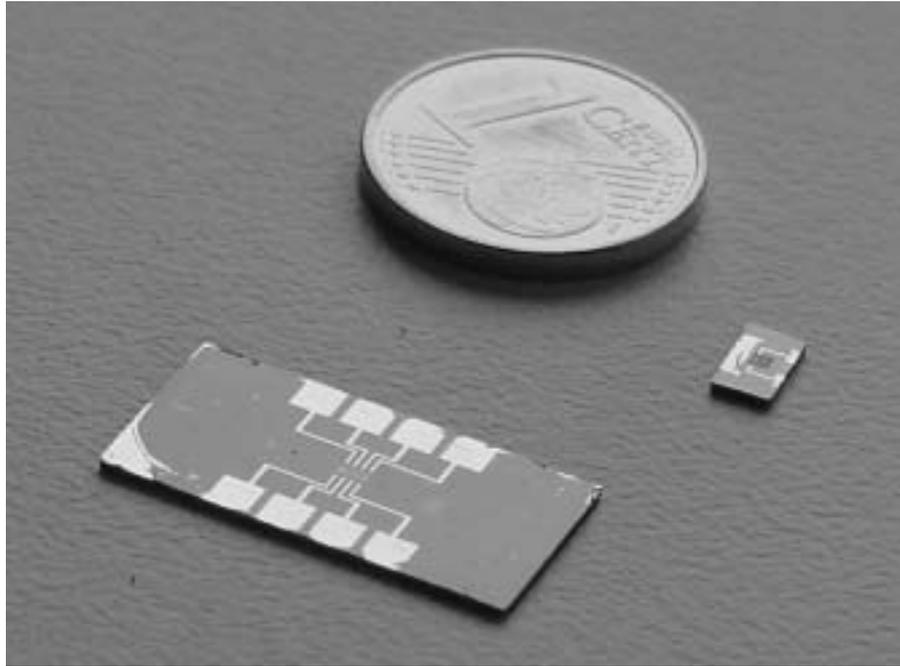


Abbildung 6.2: SSP-Detektoren auf Substraten der Grundflächen $20 \times 10 \text{ mm}^2$ und $5 \times 3 \text{ mm}^2$ im direkten Größenvergleich. Auf dem großen Substrat befinden sich vier SSP-Detektoren, auf dem kleinen Substrat einer.

6.2.2 Externe Magnetfeldspulen

Da die SSP-Detektoren — im Gegensatz zu den üblicherweise im Polaris-Spektrometer benutzten supraleitenden Phasenübergangsthermometern — im Betrieb ein externes Magnetfeld zur Unterdrückung des Josephsonstroms (siehe 2.2.3) benötigen, mussten Magnetspulen in das Spektrometer integriert werden. Zum Erreichen eines möglichst homogenen Felds wurde eine Spulenanordnung ähnlich der Helmholtz-Geometrie angestrebt.

Für die praktische Realisierung wurden zwei Lösungen in Erwägung gezogen: Beim ersten Ansatz wird ein externes Spulenpaars außen am Kryostatenrüssel befestigt; das zweite Konzept besteht in der Integration eines miniaturisierten Spulenpaars in den in den Detektorhalter im Inneren des Kryostatenrüssels. Die erste Lösung bietet den Vorteil einer direkten Zugänglichkeit der Spule auch bei abgekühltem Kryostaten, allerdings führt die Dissipation der Spulenströme zu einer Wärmeentwicklung in der Spule, was letztendlich die maximal realisierbare Feldstärke begrenzt. Zudem muss die Spule am Kryostatenrüssel befestigt werden, wenn dieser bereits in das Elektronenmikroskop ragt, was neben der Notwendigkeit des Belüftens des Probenraums auch (wegen der schlechten Zugänglichkeit) die Gefahr der Beschädigung des Rüssels und des Elektronenmikroskops mit sich bringt. Dieses Problem wird beim zweiten Konzept umgangen. Die in den Detek-



Abbildung 6.3: Photographie eines Prototypen der Spulenkonstruktion zur Befestigung außen am Polaris-Rüssel. Lediglich eine der beiden Spulen ist gewickelt, so dass der Spulenkörper der zweiten Spule offenliegt.

torhalter integrierten Spulen befinden sich im Betrieb — wie der Detektor — auf einer Temperatur von etwa 100 mK, was die Verwendung supraleitender Spulen ermöglicht; damit ist das Problem der Dissipation in der Spule beseitigt. Allerdings sind derartige Spulen bei Problemen nur durch Aufwärmen des Kryostaten zugänglich, was besonders bei einer Neukonstruktion einen Nachteil darstellen kann.

Aufgrund dieser Überlegungen wurde für den ersten Einsatz der SSP-Detektoren die Version mit normalleitenden Spulen außerhalb des Rüssels realisiert. Zur Veranschaulichung zeigt Abbildung 6.3 einen Prototypen der Spulenkonstruktion mit lediglich einer gewickelten Spule.

6.3 Betrieb und erste Ergebnisse

Bereits in diesem ersten Versuch konnte der SSP-Detektor erfolgreich im Polaris-Spektrometer betrieben werden; Abbildung 6.4 zeigt im oberen Teilbild ein mit dem SSP-Detektor aufgezeichnetes Röntgenfluoreszenzspektrum einer Si-Probe. Dies stellt den ersten erfolgreichen Einsatz eines tunneldiodenbasierten Kryodetektors in einem mechanisch gekühlten Kryostaten dar.

Es wurde eine Energieauflösung von etwa 35 eV bei der K_{α} -Linie von Si, entsprechend einer Röntgenenergie von etwa 1,74 keV, erzielt. Das Spektrum wurde mit einer Zählrate von 300 Ereignissen pro Sekunde aufgezeichnet, was die

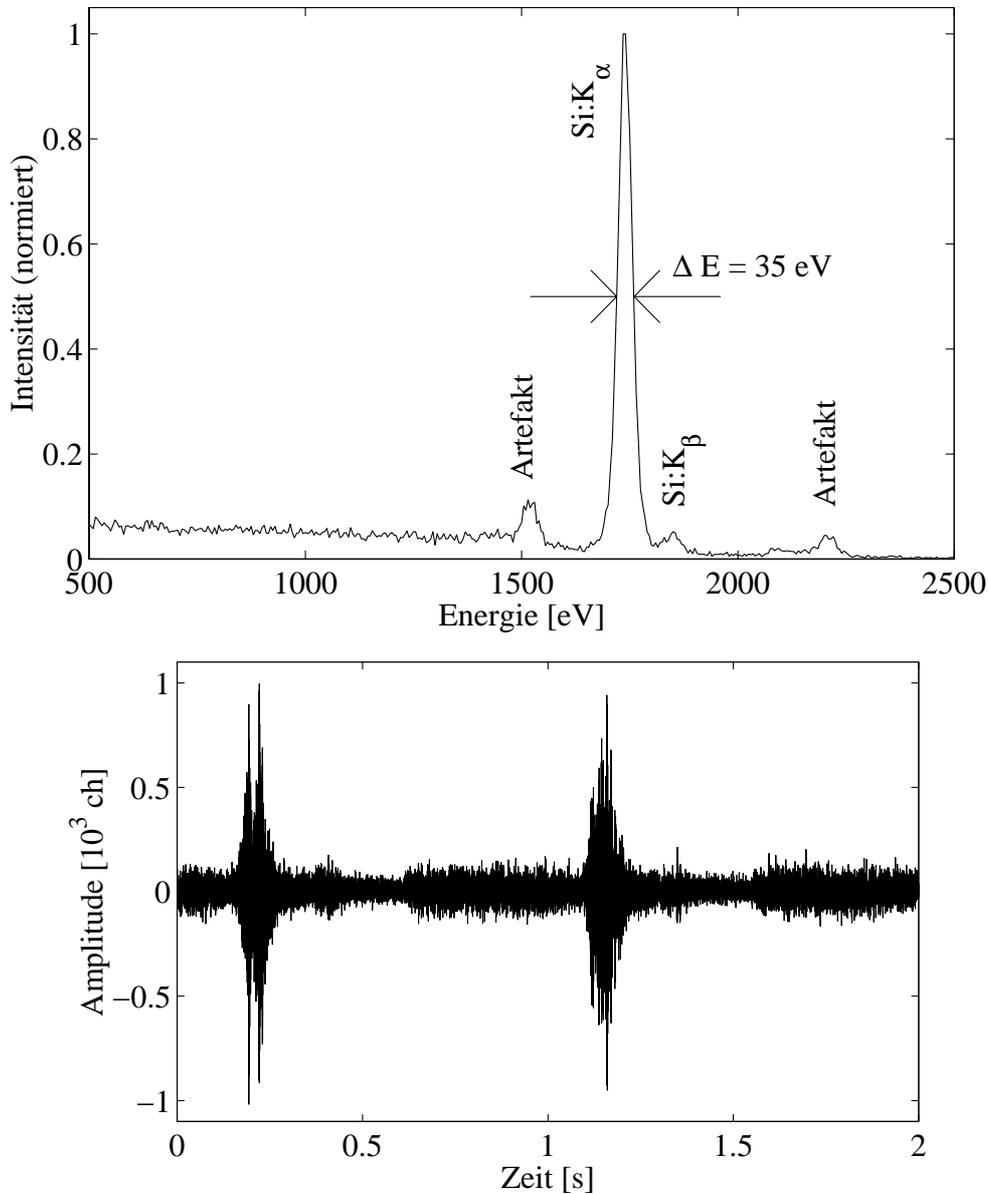


Abbildung 6.4: Oberes Teilbild: Pulshöhenspektrum der Röntgenfluoreszenzstrahlung einer Si-Probe, gemessen mit einem SSP-Detektor im Polaris-Spektrometer. Neben den Si-K-Linien bei $E(\text{Si: K}_\alpha) = 1,74 \text{ eV}$ und $E(\text{Si: K}_\beta) = 1,84 \text{ eV}$ erkennt man zwei Detektorartefakte, die auf direkte Absorption der Si-K_α-Linie in der Membran und den Elektroden (*Contained Energy Events*, siehe 4.2; für die Intensitätsverhältnisse vergleiche Abb. 4.14) zurückzuführen sind. Eine Diskriminierung der Detektorartefakte anhand der Pulsformen war wegen einer Drift der Detektorantwort und Störungen durch mechanische Vibrationen nicht möglich. Unteres Teilbild: Unbearbeitetes Detektorsignals bei abgeschalteter Röntgenquelle, dargestellt über einen Zeitraum von zwei Sekunden. Die Periodizität der Störung stimmt mit der des mechanischen Pulsrohrkühlers, die etwa eine Sekunde beträgt, überein. Die Maximalamplitude der Störung erreicht etwa 1/10 der Höhe eines Pulses der Energie 1,74 keV.

höchste, bis zu diesem Zeitpunkt im Polaris-Spektrometer verarbeitete Zählrate darstellt und das Potential des SSP-Detektors in diesem Bereich zeigt.

Die Energieauflösung liegt über dem erwarteten Wert von etwa 10 eV, was vorrangig auf zwei Gründe zurückzuführen ist: Wegen eines kurzfristig aufgetretenen Defekts am Kryostaten musste der Kryostat ohne Temperaturstabilisierung in einem für den stabilen Betrieb von supraleitenden Tunnelnioden nicht mehr geeigneten Temperaturbereich oberhalb von 150 mK betrieben werden, was zu einer Drift der Detektorantwort führte. Für die Darstellung im Spektrum wurde diese Drift nachträglich korrigiert, jedoch verbleibt ein gewisser Einfluss auf die Linienbreite. Zudem reagierte der experimentelle Aufbau empfindlich auf Vibrationen des mechanischen Kühlsystems. Abbildung 6.4 unten zeigt den Null-Strom des Detektors (bei deaktivierter Röntgenstrahlungsquelle) über einen Zeitraum von zwei Sekunden hinweg. Die Periode der Störung beträgt also etwa eine Sekunde, entsprechend der Periodizität des Pulsrohrkühlers. Das Intensitätsmaximum der Störung erreicht etwa 10 % der Höhe eines 1,74 keV Pulses und stellt damit einen dominanten Störbeitrag dar. Es liegt mit einer Frequenz von etwa 33 kHz im Frequenzband der Detektorpulse, so dass eine Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses mit Frequenzfiltern nur begrenzt möglich ist. Dieses Problem war in der Vergangenheit auch bei den Phasenübergangsthermometern aufgetreten und konnte durch Anpassung der elektrischen Zuleitungen des Detektors überwunden werden. Eine entsprechende Optimierung der Zuleitungen auf die Eigenschaften des SSP-Detektors, insbesondere seine höhere Impedanz, verspricht eine Eliminierung dieses Störeinflusses und damit eine Verbesserung der Energieauflösung.

Kapitel 7

Annular Junctions

Alle Tieftemperaturdetektoren, die auf dem Quasiteilchennachweis in supraleitenden Tunneldioden beruhen, benötigen eine Möglichkeit zur Unterdrückung des Josephsonstroms (siehe Kapitel 2.2.3).

Steht im Messaufbau nur wenig Platz für das Detektorsystem zur Verfügung, kann die Integration von Magnetspulen ein nicht unerhebliches Problem darstellen, was sich bereits in Kapitel 6.2 am Beispiel des Polaris-Spektrometers gezeigt hat. Zudem kann bei Detektor-Arrays (Gruppierung vieler Einzeldetektoren beispielsweise für oder orts aufgelöste Messungen), wie sie für röntgenastronomische Experimente angestrebt werden, die Unterdrückung des Josephsonstroms in mehreren Tunneldioden durch ein gemeinsames Magnetfeld nicht befriedigend realisiert werden. Eine alternative Möglichkeit zur Unterdrückung des Josephsonstroms ohne externes Magnetfeld gilt deshalb als erstrebenswert.

Einen Ansatz hierfür bietet die Verwendung so genannter „*Annular Junctions*“ [Nap97a, Cri99]. Damit werden supraleitende Tunneldioden mit einem Loch in einer oder beiden Elektroden bezeichnet, die üblicherweise (aber nicht notwendigerweise) eine ringförmige Grundstruktur aufweisen, wie sie in Abbildung 7.1 schematisch dargestellt ist. In *Annular Junctions* kann der Josephsonstroms auf zwei Arten unterdrückt werden, die als „Fluss-Einfang“- und „Injektions-Strom“-Methode bezeichnet werden.

7.1 Methoden der Magnetfeldunterdrückung

Fluss-Einfang

Ein Ansatz besteht darin, einen magnetischen Fluss im Loch einer der beiden Elektroden einzufrieren. Dieser Fluss kann wegen des Meissner-Ochsenfeld-Effekts nicht in die zweite, flussfreie Elektrode eindringen und muss deshalb zwischen den Elektroden durch die Tunnelbarriere verlaufen, wo er eine Unterdrückung des Josephsonstroms bewirkt. Da die erste Elektrode als ein supraleitender Ring nur ganzzahlige Vielfache eines magnetischen Flussquants Φ_0 aufnehmen kann,

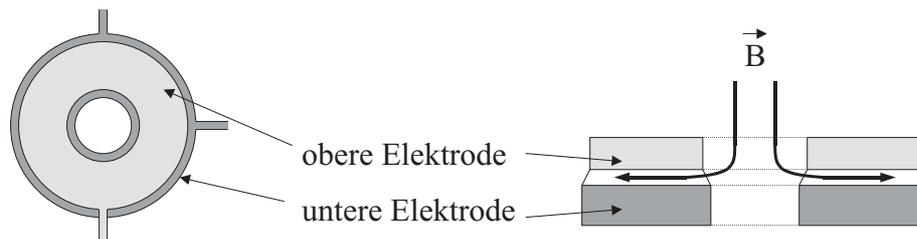


Abbildung 7.1: Schematischer Aufbau und Funktionsweise einer *Annular Junction*. Links ist eine Ansicht von oben, rechts die Seitenansicht eines Schnitts durch die Tunnelodiode dargestellt. Durch das Loch einer der beiden (üblicherweise ringförmigen) Elektroden wird ein magnetischer Fluss zwischen die Elektroden geführt, welcher den Josephsonstrom unterdrückt.

muss der Fluss in der Tunnelbarriere ebenfalls ein ganzzahliges Vielfaches eines Flussquants sein, womit intrinsisch eine maximale Unterdrückung des Josephsonstroms erreicht wird (siehe Kapitel 2.2.3). [Cri99, Nap97b]

Injektions-Strom

Bei der zweiten Methode wird eine der beiden Elektroden der *Annular Junction* mit einer zusätzlichen, dritten Zuleitung versehen. Wird dieser supraleitenden Elektrode durch die beiden Zuleitungen ein Strom aufgeprägt, so teilen sich die Supraströme gemäß der Induktivitäten der beiden Elektrodenteile auf. Die durch diese Ströme erzeugten zirkularen Magnetfelder können, analog zum eben diskutierten Fall des eingefrorenen Flusses bei der Methode des Fluss-Einfang, die zweite Elektrode nicht durchdringen, sondern müssen den Weg zwischen den Elektroden wählen, wo sie zur Unterdrückung des Josephsonstroms beitragen. Eine Variation dieses so genannten „Injektions-Stroms“ führt unter idealisierten Bedingungen zu einer Änderung des maximalen Josephsonstroms, die der in Kapitel 2.2.3 diskutierten Abhängigkeit des Josephson Stroms von einem externen Magnetfeld entspricht. Durch Wahl eines geeigneten Injektions-Stroms kann somit ein Minimum des Josephsonstroms erreicht werden. [Nap02]

7.2 Erste experimentelle Resultate

Zur Untersuchung der Realisierbarkeit eines *Annular Junction* Detektors wurden zwei im Rahmen einer Kollaboration mit Istituto di Cibernetica del Consiglio Nazionale delle Ricerche (Neapel, Italien) hergestellte *Annular Junction* Detektoren, die mit einer dritten Zuleitung zum Aufbringen eines Injektions-Stroms ausgestattet waren, in den Laboren der Technischen Universität München als Detektor betrieben. Während der Messungen standen die standardmäßig im Kryostaten integrierten Magnetspulen zur Erzeugung eines Magnetfelds parallel zur Tunnelbarriere zur Verfügung.

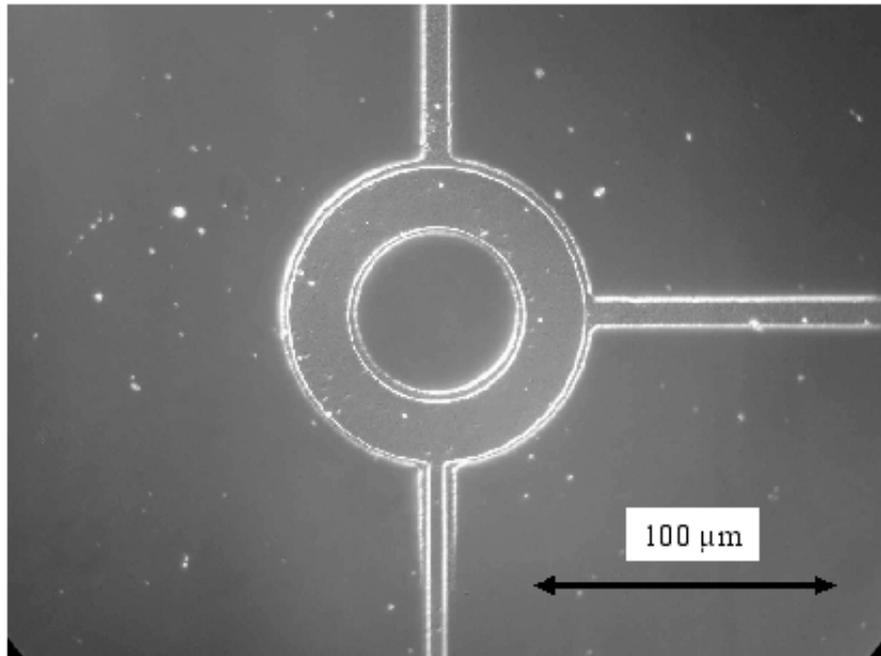


Abbildung 7.2: Photographie einer *Annular Junction*. Die untere Elektrode verfügt über zwei Zuleitungen zum Aufprägen eines Injektionsstroms (siehe Kapitel 7.1).

7.2.1 Fluss-Einfang

Im Fall des Fluss-Einfangs stellt sich die Frage nach der Methode, Flussquanten in dem Loch der einen Elektrode einzufrieren, ohne dass der Fluss gleichzeitig das Loch der zweiten Elektrode durchdringt. Während der Messungen wurden drei verschiedenen Ansätze hierfür untersucht:

- *Quenching*: Wie in Kapitel 2.1.3 erwähnt wurde, nimmt die geringe Dicke der Al-Elektroden Einfluss auf die kritische Feldstärke der Elektroden bezüglich eines parallelen Magnetfelds. Die dünnere obere Elektrode besitzt dabei eine höhere kritische Feldstärke als die dickere untere Elektrode. Wird ein externes Magnetfeld mit einer Feldstärke zwischen den kritischen Feldstärken der beiden Elektroden gewählt, so wird die untere Elektrode vom magnetischen Fluss durchdrungen, die obere jedoch nicht. Bei anschließender Reduktion der Feldstärke unter den kritischen Wert der unteren Elektrode wird das Magnetfeld aus dem Inneren der Elektrode verdrängt, wobei ein Teil des Flusses im Loch der Elektrode eingefroren werden kann.
- Heizen unter Magnetfeld: Die Tunnelodiode kann, entweder mittels Erwärmen des Kryostaten oder mittels eines Heizstroms durch die Tunnelodiode, kurzzeitig in die normalleitende Phase gebracht werden. Liegt während der

Rückkehr in die supraleitende Phase ein externes Magnetfeld geeigneter Stärke an, so kann im Loch einer der Elektroden (allerdings auch in den Löchern beider Elektroden) ein Fluss eingefroren werden.

- Heizen unter Injektions-Strom: Diese Methode entspricht dem „Heizen unter Magnetfeld“, wobei statt der externen Magnetspulen ein Injektions-Strom das Magnetfeld erzeugt, dessen Verlauf dem angestrebten Feldverlauf näherkommt als der Verlauf des parallelen Feldes der Magnetspulen.

Alle drei Methoden waren in der Praxis durch das unkontrollierte Eindringen von Abrikosov-Vortizes (siehe 2.1.3) in die Elektroden und fehlende Reproduzierbarkeit der Josephsonstromunterdrückung gekennzeichnet. Die Abrikosov-Vortizes hatten bei den meisten Versuchen eine starke Beeinträchtigung der Kennlinienqualität zur Folge, die einen Detektorbetrieb praktisch unmöglich machte (vergleiche Kapitel 2.2.1, Abbildungen 2.3 und 2.4).

Bei einigen Versuchen gelang es jedoch mit der *Quenching*-Methode, einen Fluss in dem Loch einer der Elektroden einzufrieren, ohne gleichzeitig eine zu große Anzahl von Abrikosov-Vortizes zu erzeugen. Dabei konnte das in Abbildung 7.3 dargestellte Pulshöhenspektrum der ^{55}Mn -K-Linien aufgenommen werden. Man erkennt deutlich die wegen des fehlenden Absorbers dominante Doublettstruktur der Röntgenstrahlungsabsorption in den beiden Elektroden. Da der Detektor zudem nicht auf einer Membran, sondern einem massiven Substrat aufgebracht war, nimmt der Untergrund von Substratereignissen mit reduzierter Pulshöhe deutlich höhere Intensitäten an als bei einem SSP-Detektor. Dennoch konnte eine Energieauflösung von etwa 100 eV bei einer Energie von 5,9 keV aus der oberen Elektrode erzielt werden. Damit konnte erstmals ein Röntgenspektrum mit einer *Annular Junction* ohne externes Magnetfeld während dem Detektorbetrieb erzielt werden.

7.2.2 Injektions-Strom

Der für den Betrieb im Injektions-Strom-Modus benötigte Strom lag über dem im Vorfeld der Messungen berechneten Wert. Bei beginnender Unterdrückung des Josephsonstroms wurde der kritische Strom in einer der supraleitenden Zuleitungen überschritten, worauf diese Zuleitung in den normalleitenden Zustand überging und die aus dem Stromfluss resultierende Joulesche Wärme die gesamte Tunneldiode in den normalleitenden Zustand heizte. Als mögliche Ursache hierfür kann ein Kurzschluss der Zuleitungen über eine Mo-Pufferschicht [Het98a, Ang00a] unter der Tunneldiode genannt werden.

Um die grundsätzliche Realisierbarkeit dieser Methode zu prüfen, wurde der Josephsonstrom mit einem kleinen externen Feld teilweise unterdrückt. In dieser Situation konnte durch Aufprägen eines zusätzlichen Injektions-Stroms eine vollständige Unterdrückung erreicht werden. Abbildung 7.4 zeigt als graue Linie den zentralen Bereich der Kennlinie einschließlich des Josephsonstroms bei

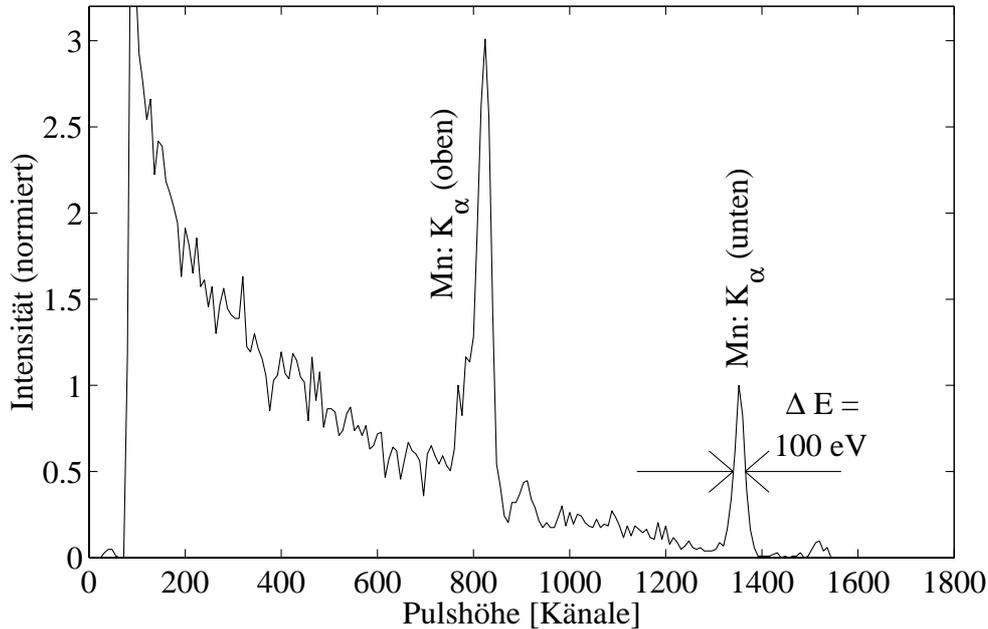


Abbildung 7.3: Pulshöhenspektrum der Mn-K-Linien, erstmals gemessen mit einem Annular Junction Detektor ohne externes Magnetfeld. Das Spektrum weist wegen der Röntgenstrahlungsabsorption in den beiden Elektroden eine Doubletstruktur auf. Die Mn-K-Linien aus der dickeren unteren Elektrode befinden sich bei Pulshöhen von etwa 820 ch (K_α) und 910 ch (K_β). Die Ereignisse aus der dünneren oberen Elektrode zeigen sich bei Pulshöhen von etwa 1350 ch (K_α) und 1520 ch (K_β) mit einer Linienbreite von etwa 100 eV.

kleinem externen Magnetfeld ohne Injektions-Strom, die schwarze Linie die gleiche Situation mit durch Injektions-Strom vollständig unterdrücktem Josephson Strom.

Bei *Annular Junctions* mit Nb-Elektroden und Nb-Zuleitungen ist die Unterdrückung des Josephsonstroms durch Injektions-Strom bereits erfolgreich und in Übereinstimmung mit den theoretischen Modellen nachgewiesen [Nap98, Cri00]. Von der grundsätzlichen Realisierbarkeit der Injektions-Strom-Methode bei Al-Tunneldioden kann somit ausgegangen werden, insbesondere wenn die supraleitende Pufferschicht vermieden und eventuell Zuleitungen mit höherem kritischen Strom (beispielsweise aus supraleitendem Niob) benutzt werden.

7.3 Bewertung

Da die Methode des Fluss-Einfangs während des Detektorbetriebs keine externe Magnetfeld- oder Stromquelle benötigt, stellt sie unter dem Gesichtspunkt der Reduzierung von Rauschbeiträgen einen sehr eleganten Betriebsmodus dar. In der Praxis erweisen sich alle drei untersuchten Ansätze zum Einfrieren als

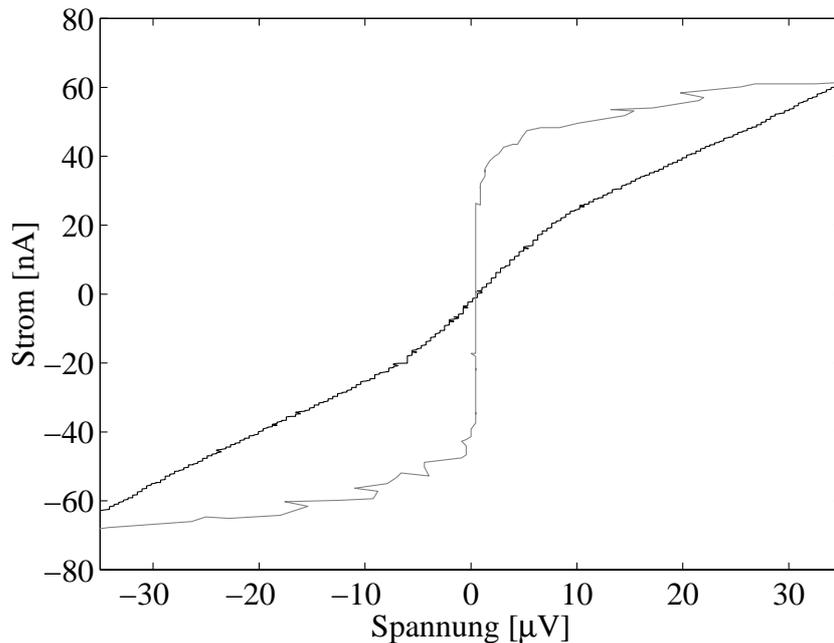


Abbildung 7.4: Unterdrückung des Josephsonstroms mittels Injektions-Strom in einer *Annular Junction* mit dritter Zuleitung. Die graue Linie zeigt den inneren Bereich der Kennlinie ohne Injektions-Strom, die schwarze Linie die Kennlinie mit Injektions-Strom. Im zweiten Fall ist der Josephsonstrom innerhalb der Messgenauigkeit vollständig unterdrückt. Wegen des unzureichend niedrigen kritischen Stroms der Zuleitungen musste ein Teil des Josephsonstroms durch ein zusätzliches externes Magnetfeld unterdrückt werden.

unbefriedigend. Der Betriebszustand muss stets durch eine „*trial and error* Methode“ erreicht werden; ein Konzept zum reproduzierbaren Einbringen des magnetischen Flusses in das Loch einer einzigen Elektrode existiert nicht, was für praktische Anwendungen als unbefriedigend angesehen werden muss. Zudem geht der Übergang vom normal- in den supraleitenden Zustand unter Anwesenheit eines Magnetfelds, worauf letztlich die Fluss-Einfang-Methode beruht, mit dem unkontrollierten Einfrieren von Abrikosov-Vortizes in den Elektroden einher, was die Detektoreigenschaften der Tunnelodiode stark beeinträchtigt. Eine Aussicht, die Abrikosov-Vortizes aus den Elektroden zu entfernen ohne die Flussquanten im Elektrodenloch zu verlieren, besteht bislang nicht. Aus diesen Gründen muss die Methode des Fluss-Einfangs als für Anwendungen wenig geeignet bewertet werden.

Bei der Methode des Injektions-Stroms muss, ähnlich wie bei der klassischen Unterdrückung mittels eines externen Magnetfelds, ein idealer Stromwert eingestellt und während des Detektorbetriebs stabil aufrechterhalten werden, wobei die direkt mit dem Detektor verbundene Stromquelle eine mögliche zusätzliche Rauschquelle darstellt. Im Vergleich mit der Fluss-Einfang-Methode stellt jedoch

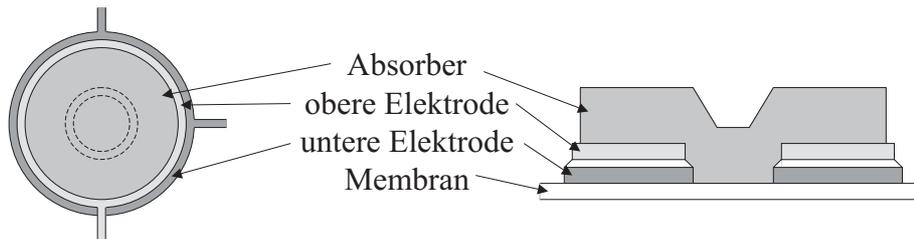


Abbildung 7.5: Schematische Skizze eines Vorschlags zur Verknüpfung der Konzepte von SSP-Detektor und *Annular Junction*. Die Tunnelodiode entspricht dem *Annular Junction* Design von Abbildung 7.1, ist jedoch auf einer dünnen Membran aufgebracht. Auf der Tunnelodiode befindet sich ein phononisch gekoppelter scheibenförmiger Pb-Absorber (mittelgrau).

gerade diese direkte Zugänglichkeit der zu manipulierenden Größe einen wesentlichen Vorteil dar. Zudem kann bei dieser Methode vollständig auf Magnetspulen im Kryostatenaufbau verzichtet werden. Auch haben Arbeiten anderer Gruppen an Nb-Tunnelioden die Realisierbarkeit dieser Methode bewiesen.

Verglichen mit der Fluss-Einfang-Methode erweist sich die Injektions-Strom-Methode als zugänglicher und praxisnäher, weswegen sie für mögliche zukünftige *Annular Junction* Detektoren zu favorisieren ist.

7.4 Annular-Junction-Detektor im SSP-Design

In einer praktischen Anwendung müssen *Annular Junction* Detektoren nicht nur die Unterdrückung des Josephsonstroms erreichen, sondern auch in anderen Detektoreigenschaften (Energieauflösung, Energieschwelle, Artefaktunterdrückung etc.) konkurrenzfähige Ergebnisse erzielen; der bislang diskutierte Detektorprototyp, dessen Zielsetzung lediglich die Untersuchung der Methoden zur Unterdrückung des Josephsonstroms war, kann in diesen Bereichen erwartungsgemäß nicht überzeugen. Deshalb liegt der Gedanke nahe, das *Annular Junction* Prinzip (ringförmige Tunnelodiode mit dritter Zuleitung) mit dem SSP-Detektorkonzept (Membran und phononisch ausgelesener supraleitender Absorber) zu verknüpfen. Ein mögliches derartiges Detektorkonzept ist in Abbildung 7.5 schematisch dargestellt. Basis des Detektorsystems ist eine *Annular Junction* mit dritter Zuleitung, um den Josephsonstrom mittels der Injektions-Strom-Methode zu unterdrücken; der Aufbau dieser Tunnelodiode entspricht vollständig dem bislang in diesem Kapitel diskutierten Design. Der Detektor befindet sich auf einer dünnen Si_3N_4 -Membran an Stelle eines massiven Substrats. Auf der Tunnelodiode ist ein Pb-Absorber aufgebracht, wahlweise mit einer SiO_2 -Beschichtung zum Schutz vor Absorberdegradierung.

Ein wesentliches Detail des hier vorgeschlagenen Detektorkonzepts ist es, den Absorber nicht ringförmig (wie die Elektroden), sondern scheibenförmig zu ge-

stalten. Ein ringförmiger Absorber, der vollständig innerhalb der Kanten der Tunnelodiode verbleibt, würde nicht nur eine geringere Gesamtfläche erreichen als ein scheibenförmiger Absorber mit identischem Außendurchmesser, sondern potenziell eine höhere Anfälligkeit auf negative Einflüsse von Ortsabhängigkeiten innerhalb des Absorbermaterials auf die Energieauflösung aufweisen, da eine Einschränkung der Diffusionsfähigkeit der Quasiteilchen im Absorber aufgrund der ringförmigen Geometrie zu befürchten ist.

Der räumliche Verlauf des scheibenförmigen Absorbers über die Kanten der beiden Elektrode und, im Zentrum der *Annular Junction*, über die Membran wirft Fragen nach potenziellen Kurzschlüssen zwischen den Elektroden und direkte Energieverluste in die Membran im Zentrum des Absorber auf. Kurzschlüsse zwischen den Elektroden über den Absorber können jedoch nicht auftreten, da der Absorber zur phononischen Auslese in jeden Fall von den Elektroden durch eine dielektrische Al_XO_Y -Schicht isoliert ist. Auch die Sorge um Energieverluste und inhomogene Energieausbeute aus dem Absorber kann entkräftet werden. Erstens besteht die Hoffnung, dass Rekombinationsphononen, die in der Mitte des Absorbers entstehen und in die Membran entweichen, dort in den Absorber oder die Tunnelodiode reflektiert und reabsorbiert werden, ohne dass Energie verloren geht. Diese Hoffnung begründet sich in den nur geringfügigen Energieverlusten bei Ereignissen mit direkter Photonenabsorption in der Membran direkt unterhalb der Tunnelodiode (siehe Kapitel 4.2.2). Zweitens ist vor der Rekombination eine gewisse Verteilung der Überschussquasiteilchen im Absorber zu erwarten, was die Ortsabhängigkeit des Energieeintrags in die Tunnelodiode reduzieren sollte. Allerdings muss experimentell überprüft werden, ob das Wachstum des Absorbermaterials auf unterschiedlichen unterliegenden Kristallen (Al und Si_3N_4) neue Ortsabhängigkeiten in den Materialeigenschaften des Absorbers einführt. Auch sollte der Einfluss des supraleitenden Absorbers in der Mitte der *Annular Junction* auf den benötigten Injektions-Strom überprüft werden.

Insgesamt stellt dieses Konzept einen viel versprechenden Ansatz zur Realisierung eines anwendungsnahen *Annular Junction* Detektors dar.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Nachdem supraleitende Tunnelioden mit ihrer Entwicklung zum SSP-Detektor wesentliche Nachteile (niedrige Absorptionseffizienz, hohe Rate von Untergrundereignissen, Doublettstruktur des Spektrums) ablegen konnten, ohne ihre Vorteile (gute Energieauflösung, hohe Zählratenfestigkeit) einzubüßen, stellte der erstmalige Schritt aus dem Entwicklungslabor in eine Anwendungsumgebung die zentrale Zielsetzung der vorliegenden Arbeit dar. Auf diesem Weg mussten wesentliche anwendungsrelevante Fragestellungen geklärt werden, insbesondere bezüglich Absorberdegradierung, Detektorartefakten und Linearität der Detektorantwort.

Alle drei Fragestellungen konnten vollständig beantwortet werden. Als Ursache der Absorberdegradierung wurde die Exposition des Absorbers an Atmosphärenluft identifiziert. Dank dieser Erkenntnis konnten SSP-Detektoren reproduzierbar und zuverlässig ohne Degradierung hergestellt, gelagert und betrieben werden, was eine grundlegende Voraussetzung für den Einsatz von SSP-Detektoren am Elektronenspeicherring BESSY II und im Polaris-Spektrometer darstellte.

Die in Kollaboration mit der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt durchgeführten Charakterisierungsmessungen vertieften das Verständnis der physikalischen Prozesse im Detektorsystem signifikant. Dabei wurde ein physikalisches Detektormodell entwickelt, auf Basis dessen die dominanten nichtlinearen Einflüsse auf die Detektorantwort identifiziert und korrigiert werden konnten. Weiterhin war es erstmals möglich, Einzelereignisse mit abweichender Detektorantwort zu identifizieren und verschiedenen physikalischen Energietransport- und -verlustprozessen zuzuordnen; dabei wurden mehrere Möglichkeiten zur Diskriminierung dieser Ereignisse aufgezeigt. Aufgrund dieser Untersuchungen erfüllt der SSP-Detektor alle wesentlichen Voraussetzungen für einen praktischen Einsatz.

Als erster Schritt zur Anwendung wurde ein SSP-Detektor in einen Prototypen des kryogenen Röntgenspektrometers Polaris integriert, der in den Laboren des Halbleiterherstellers Infineon Technologies zur Materialanalyse eingesetzt wird. In diesem Ersteinsatz wurde eine Energieauflösung von etwa 35 eV bei einer Röntgenenergie von 1,74 keV und einer Zählrate von etwa 300 Ereignissen pro

Sekunde erzielt, was die höchste, bis dahin im Polaris-Spektrometer mit einem Phasenübergangsthermometer erzielte Zählrate um einen Faktor drei übertrifft. Grundlegende Einschränkungen für einen Einsatz von SSP-Detektoren im Polaris-Spektrometer zeigten sich nicht.

Die Zielsetzung zukünftiger Arbeiten zur Anwendung des SSP-Detektors muss das Erreichen einer Energieauflösung unterhalb von 10 eV im Polaris-Spektrometer sein, wie sie von supraleitenden Phasenübergangsthermometern im Polaris-Spektrometer und von SSP-Detektoren unter normalen Betriebsbedingungen erzielt werden. Als Ansatzpunkt hierfür kann die Optimierung der Zuleitung bezüglich der höheren Impedanz der Tunneldioden genannt werden. Aus praktischen Gründen sollte zudem die Integration supraleitender Magnetspulen in das Innere des Kryostatenrüssels angestrebt werden.

Auch auf Seiten der Detektorentwicklung bietet sich zukünftig auf Basis des neuen Detektormodells ein breites Betätigungsfeld. Eine Reduktion der Quasiteilchendiffusionsverluste aus den Elektroden durch die Verwendung von Zuleitungen aus einem supraleitenden Material höherer Energielücke lassen auf eine weitere Verbesserung der Energieausbeute und -auflösung hoffen. Da ein Detektor mit leicht reduzierter Absorberfläche eine bessere Energieauflösung erzielen konnte als Detektoren mit Standardgröße, bietet die Untersuchung des Einflusses der Absorbergröße auf die Detektoreigenschaften ein weiteres viel versprechendes Betätigungsfeld.

Da sich gezeigt hat, dass die Aufbringung der SiO-Schutzschicht auf den Absorber die Degradierung nicht vollständig unterbindet, sondern nur verzögert, und zudem eine leichte Verschlechterung der Energieauflösung zur Folge hat, besteht auch an diesem Punkt weiterer Klärungsbedarf. So sollte der Einfluss der Dicke der Schutzschicht auf die Degradierungsgeschwindigkeit und die Energieauflösung untersucht werden, um die optimale Schichtdicke zu ermitteln. Zudem könnten nicht-oxidierende supraleitende Pb-Legierungen wie Blei-Gold-Indium oder das Woodsche Metall ein alternatives Absorbermaterial darstellen.

Ein weiteres interessantes Arbeitsfeld stellt das neuartige Detektorkonzept der *Annular Junctions* dar, das die Notwendigkeit eines externen Magnetfelds im Detektorbetrieb beseitigt. Der Verzicht auf Magnetspulen in Detektornähe reduziert den Platzbedarf des Gesamtsystems, was dem Detektor ein noch breiteres Anwendungsspektrum eröffnet. Im Rahmen dieser Arbeit wurden erste Messungen mit diesem Tunneldioden-Detektorkonzept vorgenommen. Verschiedene Betriebsmodi wurden getestet und auf ihre praktische Anwendbarkeit hin untersucht, wobei erstmals ein Röntgenfluoreszenzspektrum ohne externes Magnetfeld aufgezeichnet werden konnte. Nachdem hiermit die grundsätzliche Funktionsweise bestätigt wurde, kommt zukünftig der Untersuchung des Einflusses der speziellen Geometrie der *Annular Junctions* auf die Energieauflösung des Detektors und der Adaption des Annular Junction Konzepts auf das SSP-Detektorkonzept eine hohe Bedeutung zu.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass der SSP-Detektor ein innovati-

ves, leistungsfähiges Detektorsystem darstellt, das mit den in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen seine Einsetzbarkeit in vielfältigen praktischen Anwendungen, sowohl industrieller als auch wissenschaftlicher Natur, unter Beweis gestellt hat. Zwar fällt der SSP-Detektor bei einem der Hauptargumente für den Einsatz kryogener Detektoren, der überragenden Energieauflösung, etwas hinter seine direkten Konkurrenten zurück; sowohl supraleitende Phasenübergangsthermometer als auch metallische magnetische Kalorimeter, die in den letzten Jahren einen bedeutenden Entwicklungssprung vollzogen haben, konnten unter optimalen Bedingungen eine etwa zwei- bis dreimal bessere Energieauflösung erzielen [Gal04, Fle04]. Davon abgesehen erreicht oder übertrifft der SSP-Detektor konkurrierende Kryodetektoren in vielen Detektorcharakteristika, insbesondere der Zählratenfestigkeit. Dieser Vorteil, in Kombination mit den für Kryodetektoren typischen Vorzügen wie hervorragender Energieauflösung und hoher Resistenz gegen Strahlenschäden, prädestiniert den SSP-Detektor auch für Anwendungen jenseits der Materialanalyse oder der Röntgenastronomie [Por04]; als Beispiele sind die Spektroskopie biologischer Makromoleküle [Fri04] oder der Nachweis schwach ionisierender Teilchen an Beschleunigern [Ako98, Ejr04] zu nennen. Für derartige Anwendungen stellt der SSP-Detektor ein viel versprechendes Detektorkonzept dar.

Anhang A

Prozess zur Abscheidung der Absorberfilme

d [kÅ]	Δr [Å/s]	r [Å/s]
0 - 0.05		0.5 - 0.7
- 0.1	→ 1.5	
- 0.3		1.5
- 0.75	→ 5	
- 2.5		5
- 3.5	→ 25	
- 14		25

Tabelle A.1: Im Rahmen dieser Arbeit entwickelter Prozess für eine reproduzierbare Deposition der Pb-Absorberfilme. Angegeben sind die jeweilige Gesamtschichtdicke d und alternierend Δr (kontinuierliche Erhöhung der Depositionsrate auf den gegebenen Wert) oder r (konstante Depositionsrate)

Literaturverzeichnis

- [Ang00a] G. Angloher, Dissertation, Technische Universität München (2000)
- [Ang00b] G. Angloher et. al., *Nucl. Instrum. Meth. A* **444** (2000) 214
- [Ang01a] G. Angloher et al., *J. Appl. Phys.* **89(2)** (2001) 1425
- [Ang01b] G. Angloher et al., *J. Low Temp. Phys.* **123(3/4)** (2001) 165
- [Ake03] D. S. Akerib et al., *Phys. Rev. D* **68** (2003) 082002
- [Ako98] H. Akoh et al., *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **61B** (1998) 570
- [Bea67] J. A. Bearden, *Rev. Mod. Phys.* **39** (1967) 78
- [Bec00] B. Beckhoff et. al., *Nucl. Instrum. Meth. A* **444** (2000) 480
- [Bec03] B. Beckhoff et al., *Spectrochim. Acta* **B 58** (2003) 615
- [Ben02] A. Benoit et al., *Phys. Lett. B* **545** (2002) 43
- [BCS57] J. Bardeen, L. N. Cooper und J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108** (1957) 1175
- [BSc92] W. Raith (Hrsg.), *Lehrbuch der Experimentalphysik / Bergmann; Schaefer*, Walter de Gruyter, Berlin (1992)
- [Bro91] I. N. Bronstein und K. A. Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, 25. Auflage, B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart (1991)
- [Buc93] W. Buckel, *Supraleitung*, 5. Auflage, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim (1993)
- [Cri99] R. Cristiano et al., *Appl. Phys. Lett.* **74** (1999) 3389
- [Cri00] R. Cristiano et al., *Phys. Rev. B* **62** (2000) 8683
- [cxro03] http://www-cxro.lbl.gov/optical_constants/
- [Eis77] W. Eisenmenger et al., *Appl. Phys.* **12** (1977) 163

- [Ejr04] M. Ejrnaes et al., *Nucl. Instr. Meth. A* **520** (2004)
- [Epp77] P. W. Epperlein, Dissertation, Universität Stuttgart (1977)
- [Fir96] R. B. Firestone, „Table of Isotopes“, 8. Auflage, John Wiley & Sons, New York (1996)
- [Fle04] A. Fleischmann et al., *Nucl. Instr. Meth. A* **520** (2004) 27
- [Fra98] M. Frank et al., *Rev. Sci. Instrum.* **69(1)** (1998) 25
- [Fri97] S. Friedrich et al., *IEEE Trans. Appl. Superconductivity* **7** (1997) 3383
- [Fri01] S. Friedrich et al., *Nucl. Instrum. Meth. A* **467/468** (2001) 1117
- [Fri04] S. Friedrich, *Nucl. Instr. Meth. A* **520** (2004) 621
- [Fru01] L. Frunzio et al., *Appl. Phys. Lett.* **79** (2001) 2103
- [Gal04] M. Galeazzi, *Nucl. Instr. Meth. A* **520** (2004) 320
- [Het95] P. Hettl, Diplomarbeit, Technische Universität München (1995)
- [Het98a] P. Hettl, Dissertation, Technische Universität München (1998)
- [Het98b] P. Hettl et al. *Proceedings of European Conference on Energy Dispersive X-Ray Spectrometry 1998 EDXRS-98, Bologna, Italy* (1998) 1
- [Hoe01] J. Höhne et al., *Proceedings of the 9th Workshop on Low Temperature Detectors LTD-9, Madison, Wisconsin* (2001) 353
- [Hol01] C. Hollerith, Diplomarbeit, Technische Universität München (2001)
- [Hol04] C. Hollerith et al., *Nucl. Instr. Meth. A* **520** (2004) 606
- [Hub99] M. Huber, Diplomarbeit, Technische Universität München (1999)
- [Hub01] M. Huber et al., *Proceedings of the 9th Workshop on Low Temperature Detectors LTD-9, Madison, Wisconsin* (2001) 63
- [Hub04a] M. Huber et al., *Nucl. Instr. Meth. A* **520** (2004) 234
- [Hub04b] M. Huber et al., *X-ray Spectrom.*, zur Veröffentlichung angenommen (2004)
- [Joc90] J. Jochum, Diplomarbeit, Technische Universität München (1990)
- [Joc94] J. Jochum, Dissertation, Technische Universität München (1994)

- [Joc98] J. Jochum et al., *J. Appl. Phys.* **83** (1998) 3217
- [Kap76] S. B. Kaplan et al., *Phys. Rev.* **14** (1976) 4854
- [Kit96] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, 11. Auflage, Oldenbourg Verlag, München (1996)
- [Kra89] H. Kraus, Dissertation, Technische Universität München (1989)
- [Kra96] H. Kraus et al., *Journal of Superconductivity* **9(3)** (1996) 245
- [Kru01] M. Krumrey und G. Ulm, *Nucl. Instr. Meth.* **A 467/468** (2001) 1175
- [Kur82] K. Kurakado, *Nucl. Instr. Meth.* **196** (1996) 275
- [Led67] C. Lederer et al., *Table of Isotopes*, 6. Auflage, John Wiley & sons, New York (1967)
- [Lis04] M. Lissitski et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A 520** (2004) 240
- [Mar04] P. de Marcillac et al., *Nature* **422** (2004) 876
- [Nap97a] C. Nappi und R. Cristiano, *Appl. Phys. Lett.* **70** (1997) 1320
- [Nap97b] C. Nappi, *Phys. Rev.* **B 55** (1997) 82
- [Nap98] C. Nappi et al., *Phys. Rev.* **B 58** (1998) 11685
- [Nap02] C. Nappi et al., *Phys. Rev.* **B 65** (2002) 132516
- [Par72] W. H. Parker und W. D. Williams, *Phys. Rev. Lett.* **29** (1972) 924
- [Por04] F. S. Porter, *Nucl. Instr. Meth.* **A 520** (2004) 354
- [Rot67] A. Rothwarf und B. N. Taylor, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 27
- [Rot04] K. Rottler, Diplomarbeit, Technische Universität München (2004)
- [Rue01] A. Rüdiger, Diplomarbeit, Technische Universität München (2001)
- [Sch01] J. Schnagl, Dissertation, Technische Universität München (2001)
- [Sim02] B. Simmnacher et al., *Proceedings of the 28th Symposium for Testing and Failure Analysis (ISTFA), Phoenix/AZ, November 2002* (2002) 87
- [Sim03] B. Simmnacher et al., *Microelectronics Reliability* **43** (2003) 1675
- [Wae97] A. T. A. M. de Waele et al., *Cryogenics* **37** (1997) 313

- [Wae98] A. T. A. M. de Waele et al., *Cryogenics* **38** (1998) 329
- [Sol72] L. Solymar, *Superconductive Tunneling and Applications*, Chapman and Hall, London (1972)
- [Wol02] D. Wollert, Diplomarbeit, Technische Universität Berlin (2002)

Danksagung

Auf dem Weg zur Vollendung dieser Arbeit habe ich in vielfältiger Form Unterstützung von einer großen Zahl von Personen erfahren. An dieser Stelle möchte ich ihnen meinen herzlichen Dank aussprechen.

Mein Doktorvater Prof. Dr. Franz von Feilitzsch setzte in mich das Vertrauen, parallel zur Betreuung des Tunneldioden-Anlagenparks einen wissenschaftlichen Erfolg auf diesem anspruchsvollen Gebiet zu erringen. Dabei gingen große Freiräume bei der Gestaltung der Arbeit einher mit einer bedingungslosen Unterstützung bei Problemen. Besonders möchte ich mich für unsere freundlichen und persönlichen Gespräche in der Endphase meiner Arbeit bedanken.

Wie schon in meiner Diplomarbeit gilt mein besonderer Dank Prof. Dr. Josef Jochum, der trotz seiner vielfältigen Verpflichtungen immer für mich und die Tunneldioden Zeit fand. Neben seiner fortwährenden Bereitschaft, die Untiefen der Tunneldiodenphysik mit mir zu diskutieren und mir neue Wege aufzuzeigen, war er auch bei experimentellen Problemen an Kryostat, Aufdampfanlage und Datenaufnahme immer ein kompetenter und hilfbereiter Ansprechpartner. Stets wird mir in dankbarer Erinnerung bleiben, wie er während der BESSY-Strahlzeit zweimal zu meiner Unterstützung nach Berlin flog. Ohne seinen Einsatz wäre ein erfolgreicher Abschluss dieser Arbeit nicht möglich gewesen.

Mein Mitstreiter auf dem Röntgenspektroskopiesektor, Christian Hollerith, machte sich insbesondere bei unseren gemeinsamen Polaris-Messungen um diese Arbeit verdient. Unvergessen bleibt unser 40-stündiger Non-Stop Kraftakt zur Inbetriebnahme der Tunneldiode im Polaris-Spektrometer. Mit einem Schmunzeln denke ich auch an unsere Fahrt zur EDXRS-Konferenz und unsere Erfahrungen mit den Schwächen des öffentlichen Personennahverkehrs im nächtlichen Berlin zurück.

Meine zwei Diplomanden brachten Leben ins Tunneldiodenlabor. Alexander Rüdiger danke ich für seine Bereitschaft, mich nach Abschluss seiner Diplomarbeit bei der Vorbereitung und Durchführung der BESSY-Messungen zu unterstützen. Klemens Rottler zeigte nicht nur großes Verständnis für meine Probleme bei der Verknüpfung seiner Betreuung mit dem Verfassen meiner Dissertation, sondern überließ mir zudem eine L^AT_EX-Oberfläche, die mir das Zusammenschreiben ungemein erleichterte.

Die GNOME waren stets für spontane nichtwissenschaftliche Aktivitäten, sei es ein nachmittägliches Kaffeetrinken, eine abendliche Radtour oder ein Thermenbesuch, zu begeistern. Jean-Côme Lanfranchi lieh mir nicht nur sein Ohr bei Problemen aller Art, sondern auch seine heiligen GNO-Bonder-Nadeln. Tobias Lachenmaier, schon immer ein kompetenter Ansprechpartner bei physikalischen

wie nichtphysikalischen Problemen, wurde nach Übernahme der Bürde des Systemadministrators noch unentbehrlicher. Dr. Walter Potzel, der Kopf der GNO-Gruppe, verdiente sich besonders durch seine Unterstützung beim Verständnis der Vorverstärker meine Dankbarkeit.

Die CRESSTler Dr. Wolfgang Rau, Michael Stark, Thomas Jagemann, Wolfgang Westphal, Dr. Marco Razeti, Jan König und meine Schreibtisch-Nachbarin Dr. Hesti Wulandari waren ebenso zuverlässige Teilnehmer an kurzen Kaffeepausen wie an langen Spieleabenden. Die Übernahme der Betreuung der „Großen Aufdampfanlage“ durch Michael Stark gegen Ende meiner Arbeit nahm eine große Last von meinen Schultern. Dr. Wolfgang Rau zeigte große Bereitschaft, das ihm eher fremde Gebiet der Tunneldiodenphysik mit mir zu diskutieren und meine Interpretationen auf Schwachstellen abzuklopfen, wodurch er sich besonders in der Endphase meiner Arbeit als unschätzbare Hilfe erwies.

Prof. Dr. Lothar Oberauer, regelmäßiger Teilnehmer am Mittagskaffee und unerschöpflicher Wissensquell bei Fragen über Neutrinos, Grains und Fussball, und seine „Borexinesen“ Dr. Marianne Göger-Neff, Christian Grieb, Ludwig Niedermaier und Christian Lendvai trugen in zahlreichen wissenschaftlichen und nicht-wissenschaftlichen Diskussionen zum guten Institutsklima bei. Dr. Marianne Göger-Neff als Systemadministratorin gebührt zudem Dank für vielfältige praktische Hilfe bei Rechnerproblemen.

Beatrice van Bellen und Alexandra Földner unterstützten mich bei der Überwindung der vielfältigen organisatorischen Hürden im Leben eines Doktoranden und sicherten durch stets rechtzeitige Erinnerungen an die Arbeits- und Strahlenschutzbelehrungen den Erhalt meiner „Arbeitserlaubnis“.

Harry Hess, Erich Seitz und auch Thomas Richter führten die von mir mit fragwürdigen Konstruktionszeichnungen und unrealistischen Zeitvorgaben versehenen Aufträge stets schnell und sorgfältig aus und entdeckten alle Fehler in meinen Skizzen. Erich Seitz bin ich besonders für seine tatkräftige Hilfe beim Wickeln der Polaris-Magnetspulen dankbar.

Eckhard Kellner, unentbehrlicher Chefingenieur a. D., den ich immer gerne bei Telefonnummer- und Internetrecherchen zur Hand gegangen bin, war bei Problemen mit den Aufdampfanlagen oft die letzte Rettung, ebenso wie Hermann Hagn (mit Sachverstand und unergründlichem Elektronikfundus) bei unzähligen Elektronikfragen. Norbert Gärtner erwies sich als große Hilfe bei Wartungen und Reparaturen der „Großen Anlage“.

Allen bisher ungenannten Institutsmitgliedern danke ich für die freundlichen Gespräche und die stets gute Stimmung auf den Gängen.

Eine enge Zusammenarbeit in vielen praktischen Fragen und ein reger Austausch von Photolacken und Metallfilmen bestand mit der Kryodetektorgruppe am Max-Planck-Institut für Physik. Hervorheben möchte ich Dr. Stefan Rutzinger, Dr.

Thorsten Frank und insbesondere meinen Vorgänger Dr. Godehard Angloher, der mir auch nach seiner Abkehr von den Tunnelnioden bei Problemen seine Erfahrung und seine „magischen Hände“ zur Verfügung stellte.

Die Entwickler der Firma Vericold, allen voran Doreen Wernicke, Dr. Jens Höhne, Dr. Theo Hertrich und Dr. Matthias Bühler, erlaubten mir freundlicherweise die Teilnahme an ihrem Entwicklermeeting und standen mir bei Problemen mit den ADR-Kryostaten MAX und Polaris mit Rat und Tat zur Seite.

Der Abteilung für Fehleranalyse FA5 von Infineon Technologies, insbesondere Dr. Rainer Weiland und Dr. Birgit Simmnacher, danke ich für die Möglichkeit, erstmals „industrielle Photonen“ mit meinen Tunnelnioden nachzuweisen und REM-Bilder meines Detektors aufzunehmen. Auch den anderen Mitarbeitern der Abteilung, die die Beeinträchtigung ihrer Arbeitsbedingungen durch meine in ihren Räumen verstreute Laborausstattung mit stoischer Gelassenheit ertrugen, möchte ich an dieser Stelle meinen Dank aussprechen.

Dr. Burkhard Beckhoff, Dr. Michael Krumrey, Sylke Bechstein, Rolf Fliegau, Jan Weser, Hr. Herzog und Dr. Gerd Ulm danke ich für die einzigartige Gelegenheit, meinen Detektor an einem der PTB-Strahlrohre an BESSY II zu untersuchen. Die vielfältige Unterstützung vor, während und nach der Strahlzeit, insbesondere die Bereitstellung mehrerer Vorverstärker, möchte ich besonders hervorheben.

I would like to thank Dr. Mikhail Lissitski, Dr. Roberto Cristiano, Dr. Ciro Nappi and Prof. Dr. Antonio Barone from C.N.R. (Napoli). It was a pleasure to work in collaboration with them on the development and application of Annular Junctions. Especially the intensive discussions with Dr. Mikhail Lissitski during our joint measurements helped broadening my understanding of Superconducting Tunnel Junctions enormously.

Diese Arbeit wurde unterstützt vom Maier-Leibnitz-Laboratorium (Garching), dem Sonderforschungsbereich 375 der Deutschen Forschungsgemeinschaft und dem RTN-Programm der Europäischen Union.

Michael Böhmer sei für die unzähligen Espresso-Einladungen gedankt.

Abschließend gilt ein besonderer Dank meinen Eltern und meinem Bruder, die während Schulzeit, Studium und Promotion immer an mich geglaubt haben. Ihre vielfältige (und nicht zuletzt finanzielle) Unterstützung in all diesen Jahren war Voraussetzung für den erfolgreichen Abschluss meiner Dissertation.

Sobald Du diese Buchrolle zu Ende gelesen hast,
binde an sie einen Stein und wirf sie in den Euftrat.

Jeremia 51,63

* * *