



KfK 4771  
August 1990

# Teilchennachweis mit supraleitenden Tunneldioden

P. Jany  
Institut für Kernphysik

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 4771

Teilchennachweis mit supraleitenden Tunnelnioden

Peter Jany

von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)  
genehmigte Dissertation

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE GMBH, KARLSRUHE

Als Manuskript gedruckt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

# ZUSAMMENFASSUNG

## TEILCHENNACHWEIS MIT SUPRALEITENDEN TUNNELDIODEN

Supraleitende Tunnelnioden haben eine hohe potentielle Energieauflösung aufgrund der Tatsache, daß in einem Supraleiter die niedrigsten angeregten elektronischen Zustände nur durch eine Energielücke in der Größenordnung von 1 meV vom Grundzustand getrennt sind, im Gegensatz zu den Halbleitern, bei denen diese Energie einige eV beträgt, und aus denen die derzeit höchstauflösenden Teilchendetektoren gefertigt werden.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden erstmals am Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe (TH) und Institut für Kernphysik I des Kernforschungszentrums Karlsruhe supraleitende Tunnelnioden hergestellt und auf ihre Eignung als Teilchendetektoren untersucht. Die erforderlichen Anlagen für die Herstellung supraleitender Tunnelnioden und die experimentellen Einrichtungen für die Durchführung von Experimenten mit ihnen wurden errichtet.

Es werden Experimente vorgestellt, in denen verschiedenartige Teilchenstrahlungen mit den hergestellten Tunnelnioden erfolgreich detektiert werden konnten. Zunächst gelang es, die Lichtpulse eines Lasers nachzuweisen. In Experimenten mit Alphastrahlung einer Energie von 4,6 MeV wurden die Alphateilchen mit einer Energieauflösung von 1,1 % detektiert, und in gezielten Bestrahlungsexperimenten wurde gezeigt, daß die infolge der Energiedeposition eines Alphateilchens im Substrat entstehenden Phononen mit supraleitenden Tunnelnioden an der Oberfläche nachgewiesen werden können. Dabei wurde auch demonstriert, daß sich die Signale in einer Anstiegszeit/Pulshöhen-Matrix nach ihrem Entstehungsort (Tunnelnioden, Zuleitungen, Substrat) unterscheiden lassen. Schließlich wurde Röntgenstrahlung einer Energie von 6 keV in einer Testanordnung, die für die Auslese eines größeren Absorbervolumens den sogenannten Trappingeffekt benutzt, mit einer Energieauflösung von 8 % gemessen.

Die erzielten Resultate sind, wenn man die Qualität der hierzu verwendeten Tunnelnioden und die zur Verfügung stehenden experimentellen Einrichtungen berücksichtigt, noch verbesserungsfähig. Es werden die Anforderungen an die Tunnelnioden und an die Experimentiereinrichtungen dargestellt, die erforderlich sind, um diesen Detektortyp zu seinem Optimum weiterzuentwickeln. Die ersten Schritte hierzu wurden durch die Entwicklung eines photolithographischen Lift-Off-Verfahrens zur Mikrostrukturierung, die Anfertigung einer Substratschleuse am Aufdampfstand für den schnelleren Substratwechsel und den Aufbau eines Kryostaten, der eine tiefere Arbeitstemperatur in ei-

ner kürzeren Zeit erreicht, gemacht. Weitere Wege zur Verbesserung der Tunneliodendetektoren werden aufgezeigt.

## ABSTRACT

### PARTICLE DETECTION WITH SUPERCONDUCTING TUNNEL JUNCTIONS

Superconducting tunnel junctions have a potentially high energy resolution power arising from the fact that in a superconductor the lowest excited electron states are separated from the ground state by an energy gap in the order of 1 meV only, in contrast to semiconductors, where this energy gap amounts to several eV, and of which the particle detectors with the highest resolution are made at present.

At the Institute of Experimental Nuclear Physics of the University of Karlsruhe (TH) and at the Institute for Nuclear Physics of the Kernforschungszentrum Karlsruhe we started to produce superconducting tunnel junctions and to investigate them for their suitability as particle detectors. The required facilities for the production of tunnel junctions and the experimental equipments to carry out experiments with them were erected.

Experiments are presented in which radiations of different kinds of particles could successfully be measured with the tunnel junctions produced. At first we succeeded in detecting light pulses of a laser. In experiments with alpha-particles of an energy of 4,6 MeV the alpha-particles were detected with an energy resolution of 1,1%, and it was shown in specific experiments that the phonons originating from the deposition of energy by an alpha-particle in the substrate can be detected with superconducting tunnel junctions at the surface. On that occasion it turned out that the signals could be separated with respect to their point of origin (tunnel junction, contact leads, substrate). Finally X-rays with an energy of 6 keV were detected with an energy resolution of 8% in a test arrangement that makes use of the so-called trapping effect to read out a larger absorber volume.

If the quality of the produced tunnel junctions and the experimental equipment being at disposal is taken into account the results being achieved can still be improved. The requirements for the tunnel junctions and for the experimental equipment that are necessary to develop this kind of detector to its optimum are described. The first steps are done by the development of a photolithographic microstructuring lift-off process, the manufacturing of a substrate sluice for the evaporation chamber to enable a faster exchange of substrates and the erection of a cryostat that can reach a lower temperature in a shorter time. Further steps to improve the superconducting tunnel junction detectors are presented.

# INHALTSVERZEICHNIS

<b>Zusammenfassung</b> .....	i
<b>1. Einleitung</b> .....	1
<b>2. Theoretische Grundlagen</b>	
2.1 Supraleitung .....	8
2.2 Supraleitende Tunneldioden.....	15
2.3 Supraleitende Tunneldioden als Detektoren .....	30
2.4 Trapping .....	44
2.5 Proximity-Effekt.....	47
<b>3. Detektordesign</b>	
3.1 Detektormaterial.....	48
3.2 Detektorgeometrie.....	50
<b>4. Herstellung</b> .....	52
<b>5. Experimenteller Meßaufbau</b>	
5.1 $^3\text{He}$ -Kryostat.....	60
5.2 Meßaufbau.....	62
<b>6. Ergebnisse</b>	
6.1 Kennlinien.....	69
6.2 Laserbestrahlung.....	81
6.3 Nachweis von Alphateilchen und Phononen.....	83
6.4 Nachweis von Röntgenstrahlung .....	93
<b>7. Diskussion und Ausblick</b> .....	98
<b>8. Anhang</b> .....	101
<b>Literaturverzeichnis</b> .....	103
<b>Danksagung</b> .....	108



## 1. EINLEITUNG

In allen Gebieten der Experimentalphysik lassen sich Beispiele dafür finden, daß immer dann eine wesentliche Aufwärtsentwicklung erfolgte, wenn neue, empfindlichere Nachweismethoden zur Verfügung standen. So hängt der Fortschritt der Kern- und Teilchenphysik neben dem Bau von immer leistungsfähigeren Beschleunigeranlagen entscheidend von der Weiterentwicklung der Detektoren ab, die zum Nachweis der beobachteten Prozesse eingesetzt werden. Ein idealer Detektor sollte folgende Forderungen erfüllen:

- hohe Energieauflösung und geringe Nachweisschwelle
- hohe Zeitauflösung und kurze Totzeit
- gute Ortsauflösung
- hohe Sensitivität und Nachweiswahrscheinlichkeit
- lineare Abhängigkeit der Pulshöhe von der deponierten Energie
- geringer elektronischer und digitaler Aufwand zur Auf- und Nachbereitung der Signale
- passende Formgebbarkeit, leicht beherrschbarer Fertigungsprozeß, zweckmäßige Betriebsbedingungen (Temperatur, Druck, etc.), geringe Kosten

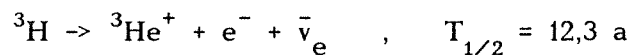
Ein Großteil des Wissens über die Struktur der Kerne und Teilchen ist auf die Analyse gemessener Energieverteilungen zurückzuführen. Wegen des fortbestehenden Bedarfs an präziseren Daten werden große Anstrengungen zur Entwicklung von Detektoren unternommen, die in der Lage sind, die Energie von Teilchen oder Quanten noch exakter als bisher möglich zu messen. Empfindlichere Nachweismethoden mit neuen hochauflösenden Detektoren können die Aussagekraft der Experimente entscheidend erhöhen. Dies soll anhand einiger Beispiele erläutert werden.

In der Röntgenastronomie untersucht man mit satellitengestützten Röntgendetektoren die heißen Plasmen von Sternatmosphären und von Akkretionsscheiben um massive Objekte wie Neutronensterne und auch die ultraheißen Plasmen der Quasare [HEN83]. Die Röntgenemissionslinien geben Auskunft über die physikalische Natur dieser Phänomene und die dabei beteiligten Elemente [GAR88]. Bei den hohen Plasmatemperaturen sind die Elemente mit niedriger Ordnungszahl meist schon völlig ionisiert, und ein kontinuierliches Spektrum dominiert über die Linienemissionen. Ein wichtiger Linienkomplex des Eisen zwischen 6 und 7 keV bleibt aber dominant. Die Messungen im unteren keV-Bereich werden jedoch durch Emissionen von Plasmen tieferer Temperatur und vom Plasma des Röntgensatelliten selbst stark gestört, und es ist eine bessere Energieauflösung als 15 eV erforderlich, um die Linien zu trennen [GAR88]. Der derzeit noch am häufigsten für die hochauflösende Energiebestimmung verwendete Detektortyp, der mit Flüssigstickstoff gekühlte Sili-

zium-Halbleiterdetektor, erreicht eine Energieauflösung von etwa 150 eV für 6 keV Röntgenstrahlung [ZEH88].

Große Bedeutung für die Teilchen- und Astrophysik hat die Bestimmung der Ruhemassen der Neutrinos. Bis heute ist nicht bekannt, ob Neutrinos über eine nicht verschwindende Ruhemasse verfügen. Massebehaftete Neutrinos würden mit ihrer Dichte von ca.  $220 \text{ cm}^{-3}$ , die aus der 2,7 K Mikrowellenhintergrundstrahlung berechnet werden kann [KÜN86], ab einer kritischen mittleren Neutrinomasse von ungefähr  $18 \text{ eV}/c^2$  die gegenwärtige Expansion des Universums zur Umkehrung bringen und somit aus dem offenen ein geschlossenes Universum machen [KÜN86]. Massebehaftete Neutrinos könnten auch verantwortlich für die sogenannte unsichtbare Materie im Weltall [SMI90] sein, die sich nur durch ihre Gravitationskraft bemerkbar macht und experimentell nur indirekt durch die Abweichung der Galaxienbewegungen von den Keplerschen Gesetzen gefunden wurde. Außerdem hat die Klärung der Frage einer möglichen Neutrinomasse auch Bedeutung für die Lösung des Solarneutrinorätsels (siehe unten), die Möglichkeit von Neutrinooszillationen und eines neutrinolosen doppelten  $\beta$ -Zerfalles.

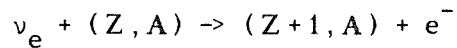
Weltweit versuchen daher heute viele Gruppen, die untere Meßgrenze für die Neutrinoruhemasse experimentell zu verbessern. Eine der dabei angewandten Techniken stellt die präzise Vermessung des  $\beta$ -Spektrums von Tritium bei der Endenergie von 18,6 keV dar,



wo sich die endliche Ruhemasse, für die bei Elektronneutrinos heute allgemein eine obere Grenze von  $20 \text{ eV}/c^2$  akzeptiert wird, durch eine Abweichung der Spektrumsform bemerkbar machen muß. Bei diesen Experimenten ist es somit erforderlich, die Energie von 18,6 keV Elektronen auf wenige eV genau zu messen. Ein Problem stellt bei vielen dieser Experimente die nicht hinreichend genau bekannte Endzustandswechselwirkung mit dem Substrat dar, weshalb vorgeschlagen wurde, das Tritium in einen geeigneten hochauflösenden Detektor zu implantieren, um unabhängig von den auf diesem Niveau Bedeutung bekommenden atomaren und molekularen Effekten zu werden. Der letzte Teil des Spektrums enthält aber nur einen sehr kleinen Teil der Zerfallseignisse, zum Beispiel einen Anteil von  $10^{-9}$  in den letzten 10 eV. Es scheint daher fraglich [FIO87], ob die erforderliche hohe Quellstärke und die daraus resultierenden Pile-Up-Probleme eine kalorimetrische Messung zulassen.

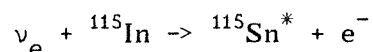
Das Studium der Neutrinos, die von der Sonne emittiert werden, ist ebenfalls von großer wissenschaftlicher Bedeutung. Ein Experiment, das den Fluß der Neutrinos vom Zentrum der Sonne mittels eines  ${}^{37}\text{Cl}$ -Detektors mißt, hat nur

ein Drittel des Neutrinoflusses gefunden, den man auf der Basis der besten theoretischen Sonnenmodelle erwartet [KÜN86, BOO87a]. Dieser Unterschied führt auf das Sonnenneutrinorätsel: Wo sind die fehlenden Neutrinos? Diese Frage kann nur durch neue Experimente gelöst werden. Der Nachweis der Neutrinos kann durch Neutrino-Elektron-Streuung, kohärente Neutrino-Kern-Streuung oder durch inversen  $\beta$ -Zerfall



erfolgen, wobei der letzte Prozeß bei den geringen Energien wegen seiner klareren Signatur bevorzugt wird. Bei künftigen Experimenten wird es darauf ankommen, die Schwellenenergie für den Neutrinoeinfang möglichst niedrig zu halten. Die Nachweisschwelle für die Neutrinos beträgt beim  $^{37}\text{Cl}$  814 keV [BAH78]. Die Einfangrate wird dominiert von den hochenergetischen Neutrinos aus dem für die Energieproduktion der Sonne unbedeutenden  $^8\text{B}$ -Zweig, bei dem der emittierte Neutrinofluß zudem noch mit  $T^{13}$  von der Zentraltemperatur abhängt. Es befinden sich zwei aufwendige radiochemische Experimente mit großen Mengen von  $^{71}\text{Ga}$  als Detektormaterial im Aufbau, die mit einer Schwelle von 233 keV auch Neutrinos aus dem wichtigsten Fusionszweig, der p-p-Kette, nachweisen können.

Das wohl geeignetste Material für die Durchführung eines Echtzeitexperimentes zur Messung des differentiellen Energiespektrums der Neutrinos ist  $^{115}\text{In}$ ,



bei dem die Schwelle 128 keV beträgt und das über eine einzigartige Signatur für den Neutrinonachweis verfügt [RAG76, BOO87a]. Die Energie des Neutrinos ergibt sich aus der Messung der Elektronenenergie

$$E_e = E_\nu - 128 \text{ keV}$$

und ermöglicht bei einem Detektor mit guter Energieauflösung über die Messung der Breite des Peaks der Neutrinos aus dem Beryllium-Zweig bei  $E_\nu = 861 \text{ keV}$ , die etwa 1 keV beträgt, sogar die Bestimmung der Zentraltemperatur. Eine Gruppe um Norman Booth, Oxford, bemüht sich daher seit langem intensiv um die Entwicklung eines Solarneutrinodetektors mit Indium als Targetmaterial [BOO87a], sowie um die Lösung der Fragen, auf welche Weise ein Detektor mit etwa drei Tonnen Indium, die für ein Neutrinoereignis pro Tag benötigt werden, aufgebaut werden kann, und wie dabei der Untergrund aus dem Zerfall des radioaktiven  $^{115}\text{In}$  ( $T_{1/2} = 4,4 \cdot 10^{14} \text{ a}$ ), der bei drei Tonnen eine Rate von 720 kHz ergibt, zu beherrschen ist. Einer der Lösungswege, die hierbei untersucht werden, ist die Verwendung von supraleitenden Tunnel-di-

oden mit Indium.

Supraleitende Tunneldioden können aber nicht nur für die direkte Detektion von Teilchen eingesetzt werden, sondern aufgrund ihrer ausreichenden Empfindlichkeit für Phononen auch zum Nachweis von (ballistischen) Phononen dienen, die in massiven kristallakustischen Detektoren und Mikrokalorimetern/Bolometern [EIS76, CAB87, NEU88, PRE88, PET89, YOU90] an die Oberfläche gelangen. Diese Typen von Detektoren stellen eine interessante Entwicklung von Tieftemperaturdetektoren mit niedriger Nachweisschwelle und hoher Energieauflösung dar, die zum Beispiel für den Nachweis hypothetischer Teilchen wie den schwach wechselwirkenden massiven Teilchen (WIMPs) erprobt werden. Der Nachweis schwerer, nicht ionisierender neutraler Projektilen basiert hierbei auf der Messung des Rückstoßes eines Kernes. Nur fünf bis zehn Prozent der Energie werden dabei in Ionisation umgesetzt, und der weitest- aus größte Teil wird im Phononensystem deponiert.

Bei den kalorimetrischen Detektoren erzielt man eine hohe Energieauflösung durch die Verwendung eines hochreinen, nichtleitenden Einkristalls bei sehr tiefer Temperatur und damit sehr kleiner Wärmekapazität. Die Wechselwirkung eines Teilchens mit dem Kristall führt zu einer Temperaturerhöhung, die mit geeigneten halbleitenden oder supraleitenden Thermistoren gemessen werden kann. Als Halbleiter werden hierbei zum Beispiel dotiertes Germanium und Silizium eingesetzt. Bei den Supraleitern gibt es Ansätze mit supraleitenden Tunneldioden oder supraleitenden Streifen (Phasenübergangsthermometer). Eine weitere Möglichkeit stellt die Verwendung überhitzter supraleitender Kügelchen dar, die bei Energiedeposition in den normalleitenden Zustand übergehen, was über die Veränderung des magnetischen Flusses durch den Meißner-Ochsenfeld-Effekt detektiert wird.

Kristallakustische Detektoren bestehen ebenfalls aus einem idealen, nichtleitenden Einkristall bei tiefer Temperatur als Absorber. Auf dessen Oberfläche werden Phononendetektoren aufgebracht, die die Phononen nachweisen, die nach der Absorption von Strahlung im Kristall erzeugt werden und sich annähernd mit Schallgeschwindigkeit ballistisch mit großen freien Weglängen ohne Thermalisierung zur Oberfläche hin ausbreiten. Durch die Anisotropie des Kristalles ergibt sich auf der Oberfläche ein Fokussierungsmuster, aus dem eine Ortsinformation über den Wechselwirkungspunkt gewonnen werden könnte. Als Phononendetektoren auf der Oberfläche können supraleitende Tunneldioden oder supraleitende Streifen verwendet werden.

Supraleiter sind geeignete Detektormaterialien, die die Forderung nach sehr hoher Energieauflösung erfüllen können. Die potentiell hohe Energieauflösung supraleitender Detektoren beruht auf der Tatsache, daß in Supraleitern die

niedrigsten elektronischen Anregungszustände nur durch eine Energielücke  $\Delta$  in der Größenordnung von meV vom Grundzustand getrennt sind, im Gegensatz zu Halbleitern, bei denen der Bandabstand im Bereich von eV liegt. Der Nachweis eines Teilchens in einem Detektor basiert auf der Ionisation des Detektormaterials und der Erzeugung freier Ladungsträger. Die für die Freisetzung eines Ladungsträgers notwendige Anregungsenergie schwankt statistisch um einen mittleren Wert  $\varepsilon$ . Da die im Detektor deponierte Energie  $E$  nicht nur in elektronische Anregungsenergie umgesetzt wird, gilt  $\varepsilon \geq \Delta$ , wobei das Verhältnis  $\varepsilon/\Delta$  beim Supraleiter wegen seiner Phononenempfindlichkeit kleiner als beim Halbleiter ist.

Aufgrund der statistischen Schwankung der Anregungsenergie fluktuiert die Ladungsträgerzahl  $N$  um einen Mittelwert  $\bar{N} = E/\varepsilon$ . Die statistische Fluktuation der durch die Strahlung im Detektor erzeugten Ladungsträgerzahl stellt die fundamentale Begrenzung der Energieauflösung des Detektors dar. Diese Energieauflösung ergibt sich zu (Halbwertsbreite)

$$\Delta E = 2,35 \cdot \sqrt{\varepsilon \cdot F \cdot E} , \quad (1.1)$$

wobei  $F$  mit

$$0 < F \leq 1$$

der Fanofaktor ist, der die Abweichung von der Poisson-Statistik berücksichtigt, die auf der Tatsache beruht, daß bei einer vollständigen Energieabsorption in einem Detektor die einzelnen Ionisationsprozesse nicht mehr unabhängig voneinander sind [FAN47, LEO87]. Die Größe des Fanofaktors ist materialabhängig und wurde zum Beispiel für supraleitendes Zinn berechnet zu  $F = 0,195$  [KUR82b].

Wie Gleichung 1.1 zeigt, läßt sich eine effektive Verbesserung der Energieauflösung durch die Wahl eines Materials mit kleinerer mittlerer Anregungsenergie erzielen. Die beim Supraleiter gegenüber dem Halbleiter um etwa den Faktor 1000 kleinere Energielücke zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand ist der Grund für die etwa 30fach bessere Energieauflösung, die mit einem Supraleiter erreichbar sein sollte.

Zwischen den Energielücken von Supraleitern und Halbleitern bestehen qualitative Unterschiede. Zum einen ist die Energielücke des Halbleiters schon bei Raumtemperatur vorhanden, wohingegen die eines Supraleiters sich erst unterhalb der Sprungtemperatur  $T_c$  ausbildet. Der Vorteil der besseren Energieauflösung ist daher mit dem Nachteil eines erheblichen kryotechnischen Aufwandes verbunden. Zum anderen liegt die Anregungsenergie von etwa 1 meV im

Supraleiter deutlich unter der Debye-Energie von etwa 10 meV eines Festkörpers, die die maximale Phononenenergie angibt. Dies hat zur Folge, daß ein supraleitender Detektor auch phononische Anregungen messen kann. Im Gegensatz zu einfachen Thermistoren ist es deshalb mit supraleitenden Tunnelnioden auch möglich, Informationen über das erzeugte Phononenspektrum zu erhalten und damit detaillierte Aussagen über die Energiedeposition zu machen. Ein quantitativer Vergleich zwischen Halb- und Supraleitern ist in Tabelle 1.1 dargestellt.

Materialtyp			Halbleiter	Supraleiter	
Material			Ge	Al	Ta
Kritische Temperatur	$T_c$	[K]	---	1,19	4,39
Energielücke	$\Delta$	[meV]	670	0,18	1,4
Mittlerer Energieverlust pro Anregung	$\varepsilon$	[meV]	2960	0,30	2,0
Debye-Energie	$E_{Debye}$	[meV]	32,2	36,9	20,7
Fano-Faktor	F		0,12	0,2	0,2
theoret. Energieauflösung bei $E = 6$ keV	$\Delta E$	[eV]	110	1,4	3,6

Tabelle 1.1: Vergleich von Halbleitern und Supraleitern als Detektormaterial; Werte aus [KUR82b, KIT83, BUC84, BOO88].

Die beste Möglichkeit der technischen Realisierung eines Supraleiterdetektors ist die Verwendung einer supraleitenden Tunnelnioden [BOO87a]. Diese setzt sich bei dem in dieser Arbeit verwendeten Giaever-Typ zusammen aus einem detektierenden Film oder Kristall, einer dünnen Isolierschicht, die meist aus dem natürlichen Oxid des Grundfilmes besteht, und einem Film aus dem gleichen oder einem anderen Supraleiter als Gegenelektrode. Eine solche Anordnung funktioniert mittels des quantenmechanischen Tunneleffektes, der den Durchgang von Ladungsträgern durch die Potentialbarriere der Oxidschicht ermöglicht. Bei Energiedeposition erhöht sich die Zahl der freien Ladungsträger und somit der Tunnelstrom. Die ausgelöste Tunnelstromerhöhung ist das Maß für die deponierte Energie.

In den letzten Jahren wurden von verschiedenen Laboratorien große Anstrengungen zur Realisierung hochauflösender supraleitender Tunnelnioden als Teilchendetektoren unternommen [WOO69a, WOO69b, WOO73, KUR80, KUR81a, BAR82b, BOO84, PET85, KRA86, TWE86a, ROT88a]. Die derzeit beste veröffentlichte Energieauflösung, die mit supraleitenden Tunnelnioden aus Zinn erzielt wurde, beträgt  $\Delta E = 48$  eV für die 6 keV Röntgenstrahlung einer  $^{55}\text{Fe}$

Quelle [ROT88a]. Es wurde auch schon von einer erreichten Energieauflösung von  $\Delta E = 37$  eV berichtet [SAD88]. Diese Werte sind bereits beträchtlich besser als die mit Halbleiterdetektoren erzielbare Auflösung von  $\Delta E = 150$  eV, aber immer noch weit entfernt von dem theoretischen Optimum (siehe Tabelle 1.1). Daher werden weltweit weitere Untersuchungen zur Steigerung der Energieauflösung durchgeführt.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden zusammen mit den Arbeiten von T. Strobelt [STR88], F. Finkbeiner [FIN89] und A. Hahn [HAH90] erstmals am Institut für Kernphysik I des Kernforschungszentrums Karlsruhe und Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe supraleitende Tunnelnioden für Detektorzwecke untersucht. Dabei sollte die Frage geklärt werden, mit welchem Erfolg derartige Detektoren mit einfachem technologischem Aufwand bei der Aufdampf-, Kryo- und Meßtechnik hergestellt und betrieben werden können. Die erforderlichen Anlagen für die Herstellung supraleitender Tunnelnioden und die Experimentiereinrichtungen für die Messungen an ihnen wurden aufgebaut.

Eine vorhandene Aufdampfanlage wurde für die Herstellung der Tunnelnioden umgerüstet und erweitert. Es wurde ein Kryostat für Temperaturen um 300 mK entwickelt, ein weiterer Kryostat für Temperaturen unter 100 mK befand sich zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit in der Erprobung. Die erforderliche Meßelektronik zur Messung der Strom-Spannungs-Charakteristiken und der teilcheninduzierten Stromsignale der Tunnelnioden wurde aufgebaut.

Erste Bestrahlungsexperimente wurden mit einem gepulsten Laser und mit einer  $\alpha$ -Quelle an selbst hergestellten supraleitenden Tunnelnioden durchgeführt. Weiterhin wurden die supraleitenden Tunnelnioden auf ihre Eignung als Phononendetektoren und für die hochauflösende Röntgenspektroskopie untersucht. In allen Fällen konnte erfolgreich gezeigt werden, daß die hier gefertigten supraleitenden Tunnelnioden für diese Zwecke eingesetzt werden können. Wege zur weiteren Verbesserung der Tunnelnioden werden aufgezeigt.

## 2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

### 2.1 Supraleitung

#### Historischer Überblick

Drei Jahre nachdem es ihm gelungen war, Helium zu verflüssigen und somit in den Temperaturbereich zwischen 1 K und 10 K vorzudringen, entdeckte Kamerlingh Onnes im Jahre 1911 bei der Abkühlung von Quecksilber das erste Merkmal der Supraleitung, das plötzliche Verschwinden des elektrischen Widerstandes unterhalb einer bestimmten Temperatur (4,2 K), der Sprungtemperatur  $T_C$ . Auch andere Metalle, wie zum Beispiel Blei und Zinn, zeigten unterhalb einer kritischen Temperatur keinen meßbaren Widerstand mehr. Kamerlingh Onnes gab ihnen den Namen Supraleiter.

Es dauerte bis ins Jahr 1933, bevor es mit dem Nachweis des zweiten Merkmales der Supraleitung, dem idealen Diamagnetismus (Verdrängung eines äußeren Magnetfeldes kleiner als ein kritisches Feld  $H_C$  aus dem Material mit der Ausnahme einer Randzone  $\lambda$ ), durch Meißner und Ochsenfeld gelang, den Zustand der Supraleitung erstmals als neue Phase im Sinne der Thermodynamik zu erfassen. In der darauffolgenden Zeit entstanden mehrere phänomenologische Theorien, von denen die Londonschen Gleichungen mit dem Parameter der Feldeindringtiefe  $\lambda$  Bedeutung erlangten, und die 1950 in der Arbeit von Ginzburg und Landau, die den Parameter  $K$  als Verhältnis von Feldeindringtiefe  $\lambda$  zur Kohärenzlänge  $\xi$  einführten, ihren Höhepunkt fanden. Aus vielen Experimenten war deutlich geworden, daß die Supraleitung aus einem Kohärenzeffekt der Leitungselektronen auf einer typischen Skala von 1  $\mu\text{m}$  resultierte.

Den Anstoß zu einer grundlegenderen Betrachtung der Supraleitung gab 1950 die Entdeckung des Isotopeneffektes, das heißt die Abhängigkeit der kritischen Temperatur von der Masse der Gitteratome. Dies galt als Indiz für die Beteiligung von Phononen. Schließlich gelang es Bardeen, Cooper und Schrieffer 1957 eine umfassende mikroskopische Theorie (BCS-Theorie) zur Beschreibung der Supraleitung auf der Grundlage einer Elektron-Phonon-Wechselwirkung zu erstellen. Die konsequente Auswertung der Aussagen der BCS-Theorie führte Josephson 1962 zu der Vorhersage der berühmten Effekte, die seinen Namen tragen, und auf die weiter unten eingegangen wird.

#### Grundlagen der BCS-Theorie

Vor der Beschreibung der fundamentalen Ideen der BCS-Theorie werden zu-



nächst einige Konzepte der Beschreibung eines normalen Metalles wiederholt. Im Sommerfeld-Bloch-Modell bilden individuelle Teilchen, die Elektronen, ein nicht wechselwirkendes Fermi-Gas. Die einzige Korrelation zwischen den Elektronen besteht durch das Paulische Ausschließungsprinzip. Die Elektronen besetzen Einteilchen-Blochzustände  $|k\rangle$ , die durch den Impuls  $k$  und die Spinrichtung festgelegt sind. Die Energie  $E_k$  der Zustände  $|k\rangle$  reicht bis zur Fermienergie  $E_F$  von etwa 10 eV. Bei  $T = 0$  sind alle Zustände mit  $E_k < E_F$  besetzt und alle mit  $E_k > E_F$  unbesetzt. Bei endlicher Temperatur  $T$  wird die Besetzungswahrscheinlichkeit eines Zustandes der Energie  $\epsilon_k$  durch die Fermi-Dirac-Verteilungsfunktion

$$f_{FD} = \frac{1}{e^{-\frac{\epsilon_k}{kT}} + 1} \quad (2.1)$$

mit  $\epsilon_k = E_k - E_F$  und  $k =$  Boltzmannkonstante gegeben.

In einem realen Metall stehen dagegen die Elektronen in Wechselwirkung (Coulombabstoßung, Elektron-Phonon-Wechselwirkung). Dies führt zu Korrelationen zwischen den Zuständen. Es ergibt sich ein Vielteilchenproblem, das nur mittels Näherungen behandelt werden kann. 1956 entwickelte Landau für die Beschreibung von flüssigem  $^3\text{He}$  eine Theorie der wechselwirkenden Fermi-Flüssigkeit, in der die Fermionen untereinander wechselwirken können, ohne die blochartigen Besetzungseigenschaften des Systems zu ändern. Die niederenergetischen Einteilchenanregungen  $E_k$  des wechselwirkenden Systems sind umkehrbar eindeutig mit den Anregungen des nichtwechselwirkenden Fermi-Gases verknüpft, das heißt  $E_k = f(\epsilon_k)$ . Diese Anregungen nennt man "Quasiteilchen". Sie haben eine andere effektive Masse und eine andere Gruppengeschwindigkeit als die freien Elektronen. Ein Quasiteilchen ist jedoch nichts spezifisches für die Supraleitung, sondern ein Konzept zur Beschreibung wechselwirkender Fermionen-Systeme, wie zum Beispiel ein normales Metall oder flüssiges  $^3\text{He}$ . Die Quasiteilchen, die in dieser Arbeit erwähnt werden, sind jedoch insoweit spezifisch für die Supraleitung, als ihr Anregungsspektrum durch die BCS-Theorie gegeben ist:  $E_k = f_{BCS}(\epsilon_k)$ .

Der supraleitende Zustand ist charakterisiert durch die Kondensation von Leitungselektronen in einen gemeinsamen Grundzustand, der aus Paaren von Elektronen (Cooper-Paare) besteht. Ein Cooper-Paar wird dabei aus zwei Elektronen mit entgegengesetzt gerichteten Impulsen und Spins gebildet:

$$\text{Cooper-Paar: } \{ \vec{p}_\uparrow, -\vec{p}_\downarrow \}$$

Der anziehende Charakter der Wechselwirkung ergibt sich als Folge von Phonon-Austausch-Effekten, die die Coulomb-Abstoßung dominieren. Man kann einen solchen Mechanismus als Polarisation des Gitters infolge der Bewegung eines Elektrons durch das Gitter verstehen, bei der die Ionen geringfügig aus ihrer Gleichgewichtslage ausgelenkt werden. Ein zweites Elektron kann dann mit diesem Elektron-Phonon-System wechselwirken. Die Wechselwirkung ist maximal, wenn sich beide Elektronen mit entgegengesetzt gleichen Impulsen und umgekehrten Spins bewegen. Die Kopplung über den Austausch virtueller Phononen führt zu Paarkorrelationen im Impuls- und Spinraum, die eine attraktive Wechselwirkung und eine Kondensation eines Teils der Elektronen aus dem Fermi-See in einen gemeinsamen Zustand bewirken, der durch eine gemeinsame Wellenfunktion beschrieben wird (bei Cooper-Paaren handelt es sich um Bosonen) [BUC84].

### Die Energielücke

Die Paarkorrelation im Supraleiter hat einen unmittelbaren Einfluß auf das Anregungsspektrum und die Zustandsdichte der Elektronen. Die Kondensation zu Cooper-Paaren, die bei der kritischen Temperatur  $T_c$  einsetzt, erfaßt nicht alle Elektronen. Nur für diejenigen Elektronen, die sich in einem schmalen Energieintervall um die Fermi-Energie befinden, ergibt sich eine attraktive Wechselwirkung. Die Cooper-Paare besetzen alle den gleichen quantenmechanischen Zustand bei der Fermi-Energie, der durch eine Energielücke (Gap) der Größe  $\Delta$  von dem ersten angeregten Einteilchen-Zustand (Quasiteilchen) getrennt ist. Die Zustandsdichte  $N_S$  der Quasiteilchen im Supraleiter ergibt sich mittels des umkehrbar eindeutigen Zusammenhanges zu den nichtwechselwirkenden Blochzuständen  $N_N$  im Normalleiter in der BCS-Theorie zu

$$N_S(E) = N_N(E) \cdot \operatorname{Re} \left( \frac{|E - E_F|}{\sqrt{(E - E_F)^2 - \Delta^2}} \right) . \quad (2.2)$$

$E_F$  ist dabei die Fermi-Energie. Die Zustandsdichte im Supraleiter hängt demnach von der Zustandsdichte  $N_N$  im Normalleiter, der Energie  $E$  und der Energielücke  $\Delta$  ab. Die Größe der Energielücke  $\Delta$  ist temperaturabhängig. Für  $T \rightarrow T_c$  geht sie gegen Null. Die nach der BCS-Theorie berechnete Temperaturabhängigkeit [TIN75] ist in Abbildung 2.1 dargestellt, wobei  $\Delta_0$  der Wert von  $\Delta$  für  $T = 0$  ist. Für den Verlauf der Kurve lassen sich zwei Näherungen angeben:

$$\Delta(T) \simeq \Delta_0 \simeq 1,76 \cdot k \cdot T_c \quad \text{für } 0 < T < 0,5 \cdot T_c \quad (2.3)$$

$$\Delta(T) \simeq 1,74 \cdot \Delta_0 \cdot \sqrt{1 - T/T_c} \quad \text{für } 0,8 \cdot T_c < T < T_c \quad (2.4)$$

Nach Gleichung 2.3 kann  $\Delta$  für  $T < 0,5 \cdot T_c$  als konstant angenommen werden; der Fehler dieser Näherung ist kleiner als 5%. Gleichung 2.3 folgt aus einer fundamentalen Aussage der BCS-Theorie, die den Wert der Energielücke  $\Delta_0$  für  $T = 0$  mit der kritischen Temperatur  $T_c$  verknüpft:

$$\frac{\Delta_0}{kT_c} = 1,76. \quad (2.5)$$

Die experimentellen Werte von  $\Delta_0/kT_c$  für verschiedene Supraleiter schwanken zwischen 1,5 und 2,25, wobei die meisten dicht über dem BCS-Wert von 1,76 liegen.

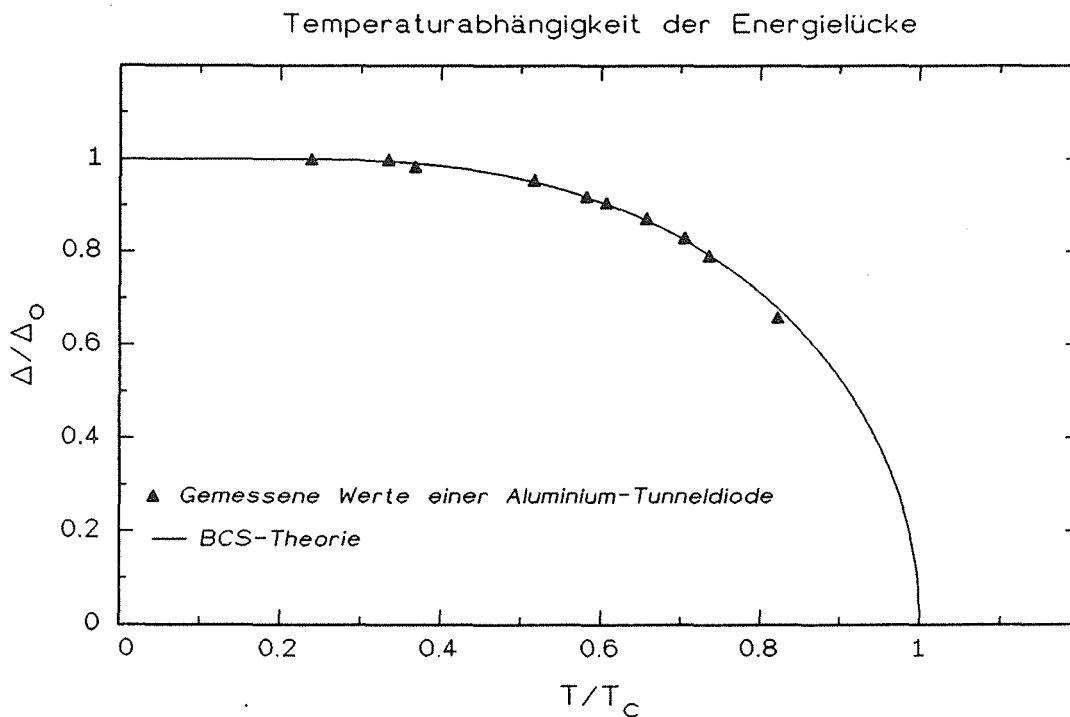


Abbildung 2.1: Temperaturabhängigkeit der Energielücke nach der BCS-Theorie und Werte einer supraleitenden Aluminium-Tunnelodiode, die im Rahmen dieser Arbeit hergestellt wurde.

Der Wert der Energielücke  $\Delta(T)$  kann experimentell unter anderem mittels supraleitender Tunneldioden gemessen werden, deren Strom-Spannungs-Kennlinie bei der Spannung  $2\Delta/e$  einen charakteristischen Sprung aufweist. In Abbildung 2.1 sind ebenfalls Messungen an einer Aluminium-Tunneldiode eingezeichnet, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden.

### Zustandsdichte und Anregungen

Im Normalleiter ist im Modell des freien Elektronengases die Zustandsdichte  $N_N$  der Elektronen proportional zu  $\sqrt{E}$ . Im Supraleiter wird diese Zustandsdichte nach Gleichung 2.2 mit einem Term modifiziert, der von  $E$  und  $\Delta$  abhängt. Die Realteilbildung beschreibt in Gleichung 2.2 das Auftreten der Energielücke. Da  $\Delta$  klein gegen  $E_F$  ist, wird der  $\sqrt{E}$ -Verlauf nur in einer kleinen Umgebung von  $E \approx E_F$  durch den Zusatzterm merklich modifiziert. Am Rand der Energielücke hat die Zustandsdichte eine Singularität. In Abbildung 2.2 ist der Verlauf der Zustandsdichte für  $T = 0$  dargestellt. Die schraffierten Flächen geben dabei die besetzten Zustände an.

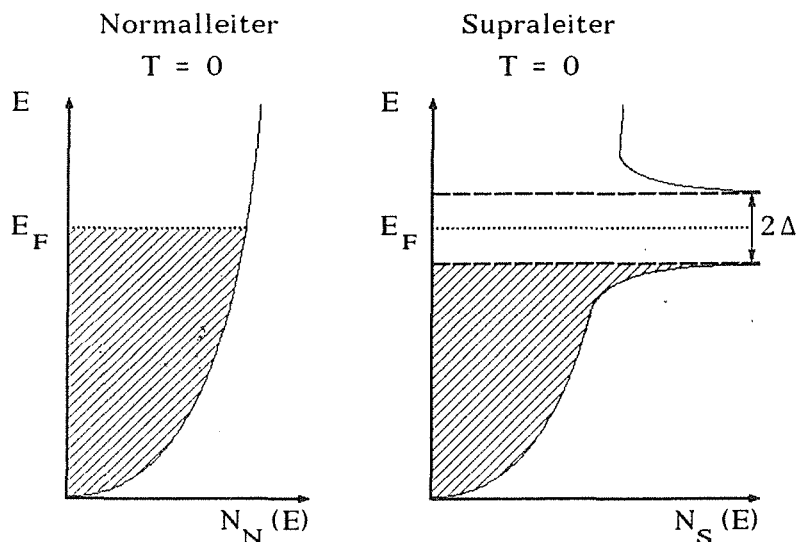


Abbildung 2.2: Verlauf der Zustandsdichte  $N(E)$  für Elektronen im Normalleiter und im Supraleiter für  $T = 0$ . Die besetzten Zustände sind durch die Schraffur gekennzeichnet. Beim Supraleiter tritt in einem Bereich  $\pm\Delta$  um die Fermienergie  $E_F$  eine Energielücke auf, in der keine Zustände liegen.

Bei Temperaturen  $T > 0$  werden auch Zustände oberhalb der Fermienergie besetzt. Die Gesamtkonzentration thermisch angeregter Quasiteilchen  $N_T$  ergibt sich aus

$$N_T = \int_{E_f}^{\infty} N(E) \cdot f(E,T) dE, \quad (2.6)$$

wobei  $f(E,T)$  die Fermi-Dirac-Funktion (Gleichung 2.1) ist. Für den Supraleiter ergibt sich dabei in der BCS-Theorie für  $kT \ll \Delta$ , das heißt für tiefe Temperaturen, näherungsweise

$$N_T = 2 \cdot N_0 \cdot \sqrt{2\pi \Delta kT} \cdot e^{-\frac{\Delta}{kT}}, \quad (2.7)$$

wobei  $N_0$  die Dichte der Blochzustände an der Fermi-Kante ist [EPP77]. Die Besetzungsverteilungen der Einteilchenzustände bei  $T > 0$  für Normal- und Supraleiter sind in Abbildung 2.3 dargestellt. Die Cooper-Paare selbst können in dieser Darstellung aufgrund ihres Zweiteilchencharakters nicht eingezeichnet werden; ihre korrelierten Einzelelektronen sind jedoch darin enthalten. Sie befinden sich in einem Bereich der Größe  $k\Theta$  (ca. 10 meV,  $\Theta$  = Debye-Temperatur) unterhalb der Lücke.

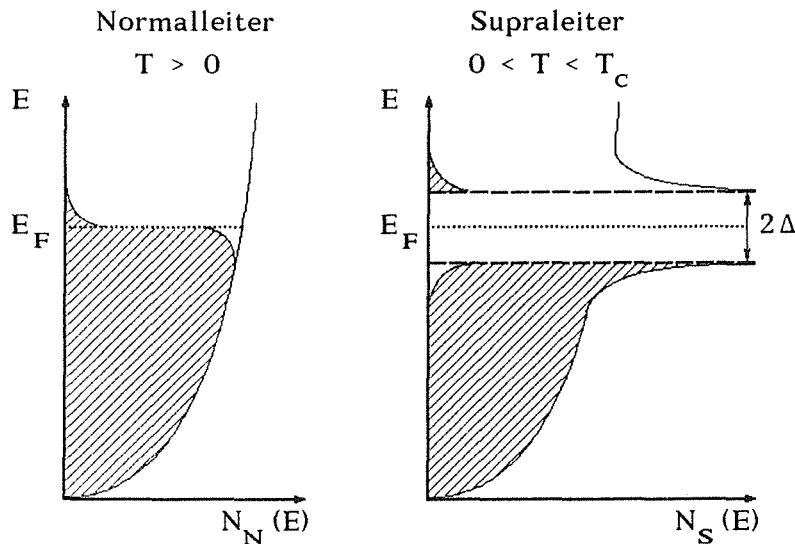


Abbildung 2.3: Verlauf der Zustandsdichte  $N(E)$  für Elektronen im Normalleiter und im Supraleiter für  $T > 0$ . Die besetzten Zustände sind durch die Schraffur gekennzeichnet.

Bei  $T > 0$  werden Cooper-Paare thermisch aufgebrochen, was durch das Heben eines Elektrons aus dem "Valenzband" über die Energielücke ins "Leitungsband" veranschaulicht wird, wobei im "Valenzband" ein Loch zurückbleibt, analog zum Halbleiter. Genauer gesagt wird ein Cooper-Paar in zwei Quasi-

teilchen-Anregungen aufgebrochen, die im Halbleiterbild vereinfachend mit dem Elektron und dem zurückbleibenden Loch identifiziert werden. Die Unterscheidung zwischen Elektron und Loch ist im Supraleiter jedoch künstlich. Sinnvoller ist daher das sogenannte Anregungsbild des Supraleiters, in dem nur Cooper-Paare, die die Quellen der Quasiteilchen darstellen, und Quasiteilchen vorhanden sind [ADK63, BUR69, PAR69, EPP77]. In Abbildung 2.4 sind zum Vergleich die thermischen Anregungen im Halbleiter- und Quasiteilchenanregungsbild gegenübergestellt. In dieser Arbeit wird im folgenden für die Darstellung der Tunnelprozesse das Anregungsbild verwendet.

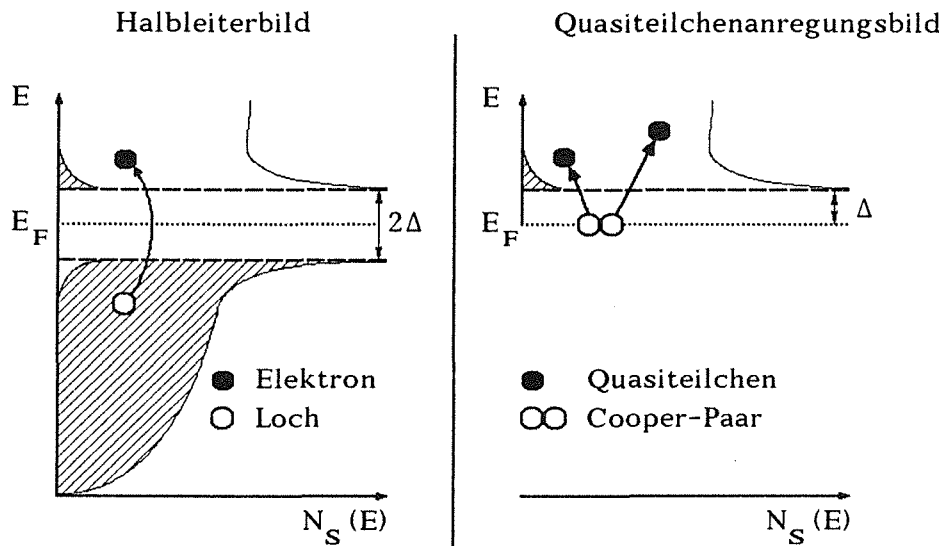


Abbildung 2.4: Aufbrechen eines Cooper-Paares: links im Halbleiter-Bild, rechts im Quasiteilchenanregungsbild, in einem Supraleiter mit  $0 < T < T_c$ .

Elektronen, Cooper-Paare und Phononen stehen in einem dynamischen Gleichgewicht. Cooper-Paare werden durch Phononen mit einer Energie  $E \geq 2\Delta$  gebrochen. Die angeregten Quasiteilchen können wieder rekombinieren, wobei die entstehenden Phononen in der Lage sind, erneut Elektronenpaare zu brechen. In einem Supraleiter bilden somit Elektronen, Phononen und Cooper-Paare ein stark gekoppeltes System, das sich im dynamischen Gleichgewicht befindet.

## 2.2 Supraleitende Tunneldioden

Tunneldioden bestehen aus zwei Elektroden aus leitfähigen Materialien, die durch eine dünne isolierende Schicht voneinander getrennt sind. Die Isolations-schicht, die meist aus dem natürlichen Oxid eines der Materialien hergestellt wird, mißt in ihrer Dicke nur 1 bis 3 nm. Bei supraleitenden Tunneldioden gibt es drei mögliche Fälle: Tunneldiode (1) zwischen einem Normalleiter und einem Supraleiter, (2) zwischen zwei verschiedenen Supraleitern und (3) zwischen zwei identischen Supraleitern. Im folgenden wird meist der letzte Typ beschrieben, da er in den Experimenten überwiegend angewendet wurde. Die einzige Änderung, die bei den verschiedenen Fällen betrachtet werden muß, ist die abweichende Zustandsdichte.

Der Ladungstransport durch eine intakte Isolationsschicht wird ausschließlich durch den quantenmechanischen Tunneleffekt ermöglicht. Abbildung 2.5 zeigt schematisch den Aufbau einer supraleitenden Tunneldiode mit der äußeren Beschaltung.

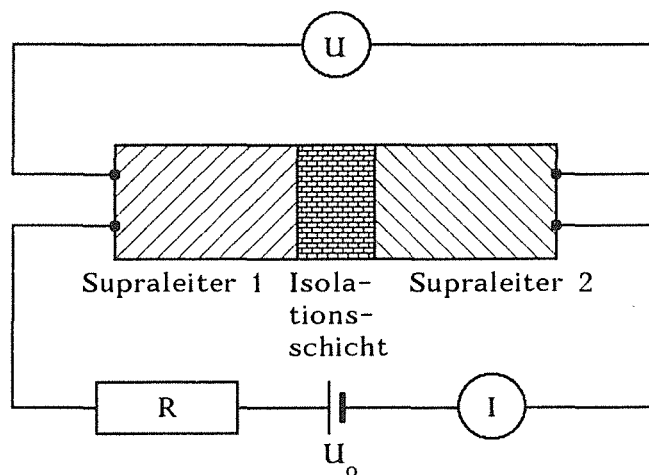


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung einer supraleitenden Tunneldiode mit äußerer Beschaltung zur Messung der Strom-Spannungs-Charakteristik in Vierpol-Technik.

### Der quantenmechanische Tunneleffekt

Bewegt sich ein Teilchen der Masse  $m$  und der Energie  $E$  auf eine Potentialschwelle der Höhe  $V$  und der Dicke  $d$  zu, so kann es bei klassischer Betrachtung die Barriere nicht durchdringen, wenn  $E < V$  ist. In der Quantenmechanik wird ein Teilchen als Wellenpaket beschrieben. Der quantenmechanische Tunneleffekt ergibt sich unmittelbar aus der Schrödinger-Gleichung. Die Lö-

sung dieser Gleichung für den einfachen Fall einer ebenen Welle, die auf eine Potentialbarriere trifft, ergibt einen endlichen Transmissionskoeffizienten  $T$  mit

$$T \sim e^{-\frac{2d}{\hbar c} \cdot \sqrt{2mc^2(V-E)}}, \quad (2.8)$$

falls  $\frac{2d}{\hbar c} \cdot \sqrt{2mc^2(V-E)} \gg 1$ .

Dabei ist  $\hbar$  das Plancksche Wirkungsquantum und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit. Das Teilchen hat eine endliche Wahrscheinlichkeit, das klassisch verbotene Gebiet zu durchqueren, wobei die Durchdringungswahrscheinlichkeit sehr stark von der Potentialbreite  $d$  (= Dicke der Isolationsschicht) und der durch das verwendete Barrierenmaterial gegebenen Potentialhöhe  $V$  abhängt. Für eine effektive Barrierenhöhe  $V-E$  von 1 eV und eine Dicke von 2 nm beträgt der Transmissionskoeffizient nur ca.  $10^{-9}$ . Aufgrund der geringen Tunnelwahrscheinlichkeit muß ein einzelnes Elektron sehr oft auf die Barriere stoßen, bevor es tunnelt. Detaillierte Untersuchungen zum Tunneleffekt an realistischen, nicht rechteckigen Potentialbarrieren finden sich bei [SIM63, MAG83].

### **Strom-Spannungs-Charakteristiken supraleitender Tunneldioden**

Im Jahre 1951 berechnete Holm [HOL51] den Strom zwischen zwei normalleitenden Metallen, die durch eine dünne isolierende Schicht getrennt sind. Für kleine Spannungen zeigt die Strom-Spannungs-Charakteristik einer normalleitenden Tunneldiode ein lineares ohmsches Verhalten [BUR69]. Supraleitende Tunneldioden wurden erstmals durch Giaever anfangs der sechziger Jahre untersucht [GIA60a, GIA60b, GIA61, GIA62]. Das hochgradig nichtlineare Verhalten der Strom-Spannungs-Charakteristik supraleitender Tunneldioden ist eine Folge der sich rapide ändernden Zustandsdichte der Quasiteilchen in dem interessierenden Spannungsbereich von der Größenordnung der Energielücke.

Damit ein Strom  $I$  zwischen den beiden Metallfilmen der Tunneldiode fließen kann, muß ein tunnelndes Elektron darüber hinaus noch einen unbesetzten Zustand auf der anderen Seite der Barriere vorfinden (Pauli-Prinzip). Das Tunneln von Cooper-Paaren (Bosonen), das zu den Josephson-Effekten führt, wird später behandelt. Die Energie und der Spin des Elektrons bleiben beim Tunnelprozeß bis auf Ausnahmen (phonon-assisted tunneling [SOL72], inelastische Tunnelspektroskopie [WOL78, HAN82]) erhalten. Der Tunnelstrom hängt also von der Rate der gegen die Barriere laufenden Elektronen, der Transmissionswahrscheinlichkeit und der Anzahl der freien Zustände auf der gegenüberlie-



genden Seite der Potentialbarriere ab.

Bei endlichen Temperaturen  $0 < T < T_c$  sind die Anregungszustände in einem Energiebereich von etwa  $kT$  über der Energielückenkante teilweise mit Quasiteilchen besetzt. Im elektrostatischen Gleichgewicht ( $U = 0$ ) liegen die Fermi-niveaus beider Supraleiter auf gleicher Höhe. Es tunneln von Supraleiter 1 zum Supraleiter 2 genauso viele Teilchen wie umgekehrt, und der Nettostrom ist Null. Wird eine Spannung  $U$  angelegt, so werden die beiden Fermi-niveaus um die Potentialdifferenz  $eU$  gegeneinander verschoben; die Spannung  $U$  fällt fast ausschließlich an der Barriere ab. Das Gleichgewicht zwischen den Tunnelströmen ist gestört, da jetzt, im Gegensatz zur Situation bei  $U = 0$ , besetzten Zuständen auf der einen Seite unbesetzte Zustände auf der anderen Seite gegenüberstehen. Es fließt ein Nettostrom, der mit der in Abbildung 2.5 gezeigten Schaltung gemessen werden kann.

Quantitativ läßt sich der Tunnelstrom unter Anwendung der zeitabhängigen Störungsrechnung (Fermi's Goldene Regel) berechnen [BAR61, GIA61, BUR69, SOL72, EIS76, EPP77, PET85]. Es ergeben sich zwei zu berücksichtigende Anteile  $I_{12}$  und  $I_{21}$ , wobei  $I_{12}$  der Stromfluß von Leiter 1 zu Leiter 2 ist und  $I_{21}$  den umgekehrt fließenden Anteil bezeichnet.  $A$  ist die Überlappfläche der beiden Filme des Tunnelkontaktes und  $e$  die Elementarladung.

$$I_{12} = 2 \cdot \frac{2\pi e}{\hbar} \cdot A \cdot \int_0^{\infty} |M_{12}|^2 \cdot [N_1(E) \cdot f(E)] \cdot [N_2(E+eU) \cdot (1 - f(E+eU))] dE \quad (2.9)$$

$$I_{21} = 2 \cdot \frac{2\pi e}{\hbar} \cdot A \cdot \int_0^{\infty} |M_{21}|^2 \cdot [N_2(E+eU) \cdot f(E+eU)] \cdot [N_1(E) \cdot (1 - f(E))] dE \quad (2.10)$$

In Gleichung 2.9 ist  $N_1(E) \cdot f(E)$  die Zahl der besetzten Zustände (pro Energieintervall  $dE$ ) bei der Energie  $E$  im Leiter 1,  $N_2(E+eU) \cdot (1 - f(E+eU))$  die Zahl der korrespondierenden freien Zustände bei der Energie  $E+eU$  in Leiter 2.

Analoges gilt für Gleichung 2.10, wo  $N_2(E+eU) \cdot f(E+eU)$  die Zahl der besetzten Zustände in Leiter 2 bei der Energie  $E+eU$  und  $N_1(E) \cdot (1 - f(E))$  die Zahl der gegenüberliegenden freien Zustände bei der Energie  $E$  in Leiter 1 angibt.

Der Faktor 2 berücksichtigt die beiden möglichen Spineinstellungen.  $M$  ist das Tunnelmatrixelement für den Übergang. Es gilt  $|M_{12}|^2 = |M_{21}|^2 = |M|^2$ .  $|M|^2$  kann für Verschiebungen der Fermi-niveaus, die klein gegenüber der Barrieren-

höhe sind, das heißt für kleine Spannungen  $U$ , als konstant betrachtet [BAR61, GIA61] und somit vor das Integral gezogen werden.

Für den Nettostrom  $I = I_{12} - I_{21}$  ergibt sich damit

$$I = 2 \cdot \frac{2\pi e}{\hbar} \cdot |M|^2 \cdot A \cdot \int_0^{\infty} N_1(E) \cdot N_2(E+eU) \cdot [f(E) - f(E+eU)] dE \quad (2.11)$$

In dem einfachen Fall einer Normalleiter-Isolator-Normalleiter Tunnelodiode ergibt sich aus Gleichung 2.11 bei kleinen Spannungen und tiefen Temperaturen eine ohmsche Kennlinie

$$I = \frac{U}{R_{nn}} \quad (2.12)$$

mit

$$R_{nn}^{-1} = 2 \cdot \frac{2\pi e^2}{\hbar} \cdot |M|^2 \cdot A \cdot N_1(E_F) \cdot N_2(E_F) \quad (2.13)$$

Bei Tunnelioden mit Supraleitern sind in Gleichung 2.11 nur die Zustandsdichten  $N$  durch die Zustandsdichten für Supraleiter gemäß Gleichung 2.2 zu ersetzen. Das Tunnelmatrixelement  $M$  hat sich beim Übergang vom normal- zum supraleitenden Zustand experimentell als konstant herausgestellt [BAR61, GIA61, SOL72]. Die Berechnung der sich ergebenden Integrale kann nur numerisch vorgenommen werden [SHA62]. Näherungsweise ergibt sich für den thermischen Tunnelstrom zweier identischer Supraleiter für  $kT \ll eU < 2\Delta$  der Ausdruck [EPP77]

$$I = \frac{1}{e R_{nn}} \cdot \sqrt{2\pi\Delta kT} \cdot e^{-\frac{\Delta}{kT}} \cdot \frac{eU + \Delta}{\sqrt{(eU + \Delta)^2 - \Delta^2}} \quad (2.14)$$

wobei  $R_{nn}^{-1}$  durch Gleichung 2.13 gegeben ist und die asymptotische Steigung der Kennlinie für Spannungen größer  $2\Delta$  angibt. Der Vergleich mit Gleichung 2.7 zeigt, daß der Tunnelstrom proportional zur Anzahl der thermisch angeregten Quasiteilchen ist, die ihrerseits näherungsweise exponentiell von der Temperatur abhängt. Da andererseits  $\Delta$  proportional zu  $T_c$  ist (Gleichung 2.3),

ergibt sich aus dem exponentiellen Faktor in Gleichung 2.14, daß für den thermischen Tunnelstrom das Verhältnis  $T/T_C$  ausschlaggebend ist.

Unter Zuhilfenahme der Zustandsdichte-Darstellung für zwei identische Supraleiter in Abbildung 2.6 läßt sich der Verlauf der Strom-Spannungs-Charakteristik anschaulich gut erklären, wenn man sich die angelegte Spannung von Null an kontinuierlich ansteigend vorstellt und dabei die Zahl der sich gegenüberstehenden besetzten und freien Zustände in den beiden Supraleitern betrachtet. Zunächst steigt der Strom bei wachsender Spannung  $U$  steil an, weil die in Supraleiter 1 besetzten Zustände im Bereich oberhalb der Energielücke aufgrund der Wurzelsingularität in der Zustandsdichte (Gleichung 2.2) viele freie Zustände in Supraleiter 2 vorfinden. Bei weiter steigender Spannung  $U$  nimmt die Zahl der freien Zustände ab, so daß in diesem Bereich der Strom etwas abnimmt. Bei der Spannung  $U = 2\Delta/e$  stehen sich die vielen besetzten Zustände unterhalb der Energielücke in Supraleiter 1 und die vielen freien Zustände oberhalb der Energielücke in Supraleiter 2 gegenüber, was zu einem sprunghaften Anstieg des Stromes führt. Für große Spannungen wird der Einfluß der Energielücke unbedeutender und die Kennlinie nähert sich asymptotisch dem ohmschen Verlauf einer Normalleiter-Isolator-Normalleiter Tunnelodiode.

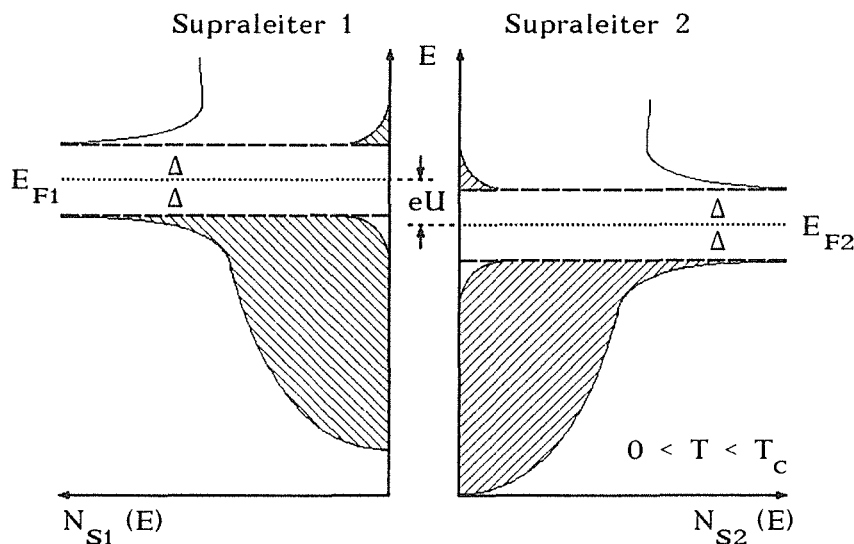


Abbildung 2.6: Energiediagramm der Zustandsdichten zum Tunneln thermisch angeregter Quasiteilchen in einer Tunnelodiode aus zwei identischen Supraleitern, zwischen denen die Spannung  $U$  anliegt, wodurch die Fermienergien um  $eU$  gegeneinander verschoben werden.

In den Abbildungen 2.7 und 2.8 sind die resultierenden, nach Gleichung 2.11 berechneten Kennlinien dargestellt. Der Tunnelstrom im Spannungsbereich  $U < 2\Delta/e$  ist wesentlich kleiner als im Bereich darüber. In Abbildung 2.8 ist nur der Subgapbereich ( $U < 2\Delta/e$ ) für drei verschiedene Temperaturen gezeigt, und man erkennt die dort sehr starke Temperaturabhängigkeit des Tunnelstromes.

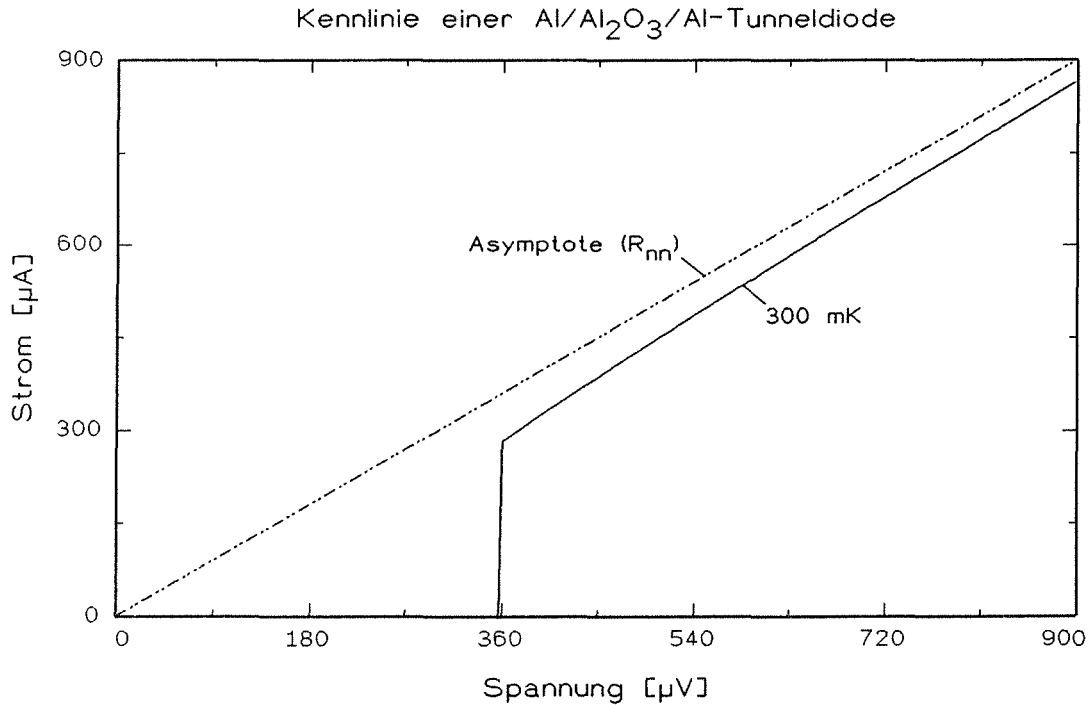


Abbildung 2.7: Berechnete Strom-Spannungs-Charakteristik (Gleichung 2.11) einer Aluminium-Isolator-Aluminium Tunnelodiode mit  $\Delta_0 = 180 \mu\text{eV}$ ,  $T_C = 1,19 \text{ K}$  und  $R_{nn} = 1 \Omega$ . Für große Spannungen nähert sich die Kennlinie asymptotisch einer ohmschen Geraden.

Der Stromanstieg  $I^*$  bei der Spannung  $U = 2\Delta/e$  läßt sich analytisch berechnen [SHA62] und beträgt

$$I^* = \frac{1}{e R_{nn}} \cdot \frac{\pi}{2} \cdot \Delta \cdot \frac{1 - e^{-\frac{2\Delta}{kT}}}{\left(1 + e^{-\frac{\Delta}{kT}}\right)^2} \quad (2.15)$$

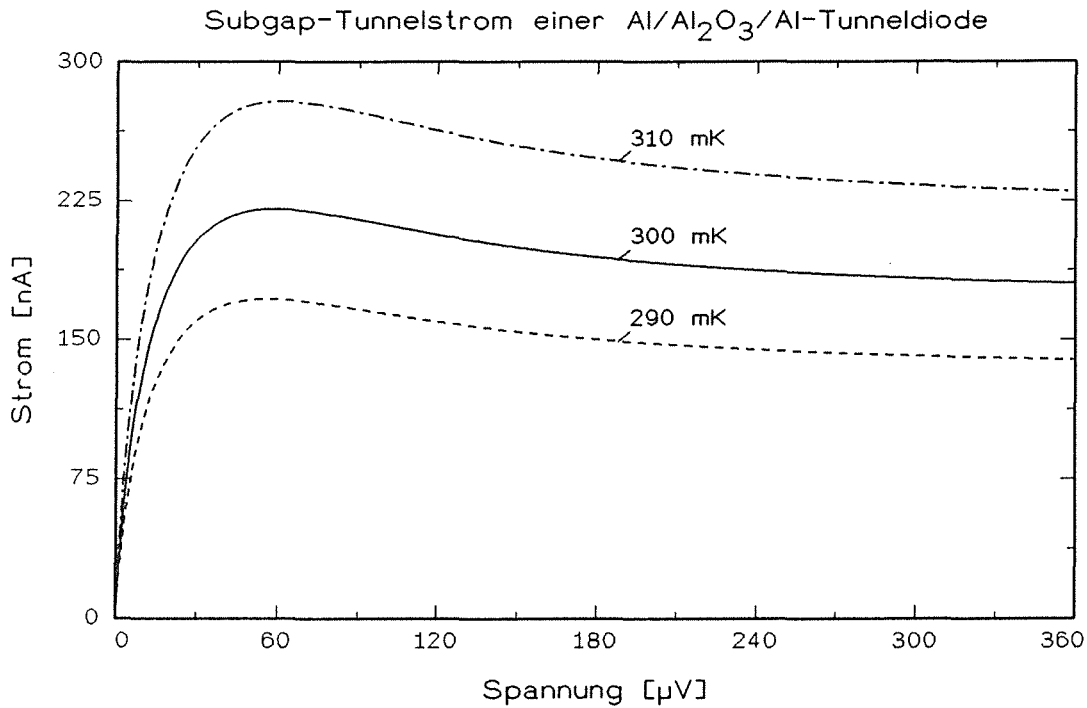


Abbildung 2.8: Berechnete Kennlinien für die Tunnelodiode aus Abbildung 2.7 im Bereich  $U < 2\Delta/e$ , in dem sich die Kennlinien für verschiedene Temperaturen stark unterscheiden.

Die Strom-Spannungs-Charakteristik einer Tunnelodiode mit verschiedenen Supraleitern läßt sich mittels des Zustandsdichtebildes in Abbildung 2.9 verstehen. Der starke Stromanstieg aus Abbildung 2.7 liegt in diesem Fall bei der Spannung  $U = (\Delta_1 + \Delta_2)/e$  und beträgt

$$I^* = \frac{1}{e R_{nn}} \cdot \frac{\pi}{2} \cdot \sqrt{\Delta_1 \cdot \Delta_2} \cdot \frac{1 - e^{-\frac{\Delta_1 + \Delta_2}{kT}}}{\left(1 + e^{-\frac{\Delta_1}{kT}}\right) \cdot \left(1 + e^{-\frac{\Delta_2}{kT}}\right)} \quad (2.16)$$

Die Kennlinie sieht im Bereich  $U < (\Delta_1 + \Delta_2)/e$  allerdings deutlich anders aus. Bei der Spannung  $U = (\Delta_1 - \Delta_2)/e$  (für  $\Delta_1 > \Delta_2$ , ohne Beschränkung der Allgemeinheit), bei der sich die Singularitäten in den Zustandsdichten gegenüberliegen, tritt eine logarithmische Singularität in der Kennlinie auf, an die sich ein Bereich negativen differentiellen Widerstandes anschließt. Die berechnete Kennlinie ist in Abbildung 2.10 dargestellt.

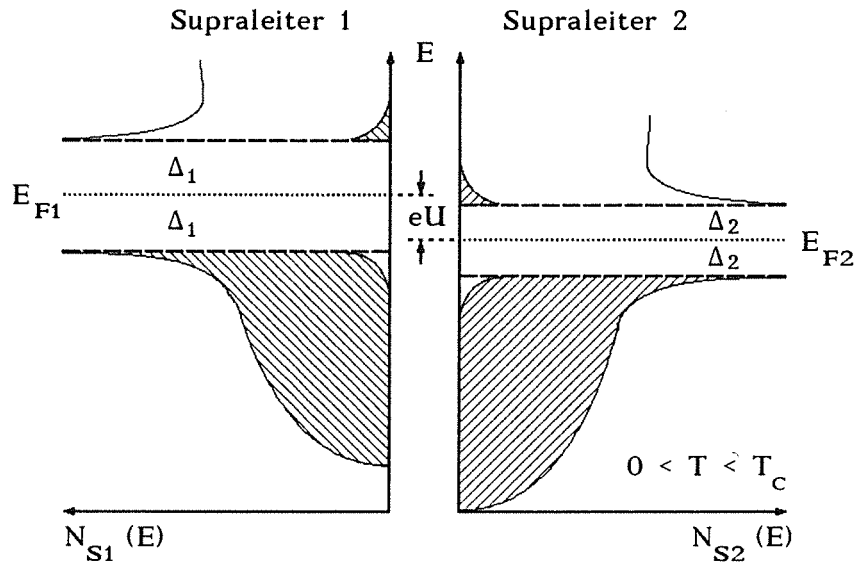


Abbildung 2.9: Energiediagramm der Zustandsdichten zum Tunneln thermisch angeregter Quasiteilchen in einer Tunneldiode aus zwei verschiedenen Supraleitern, zwischen denen die Spannung  $U$  anliegt.

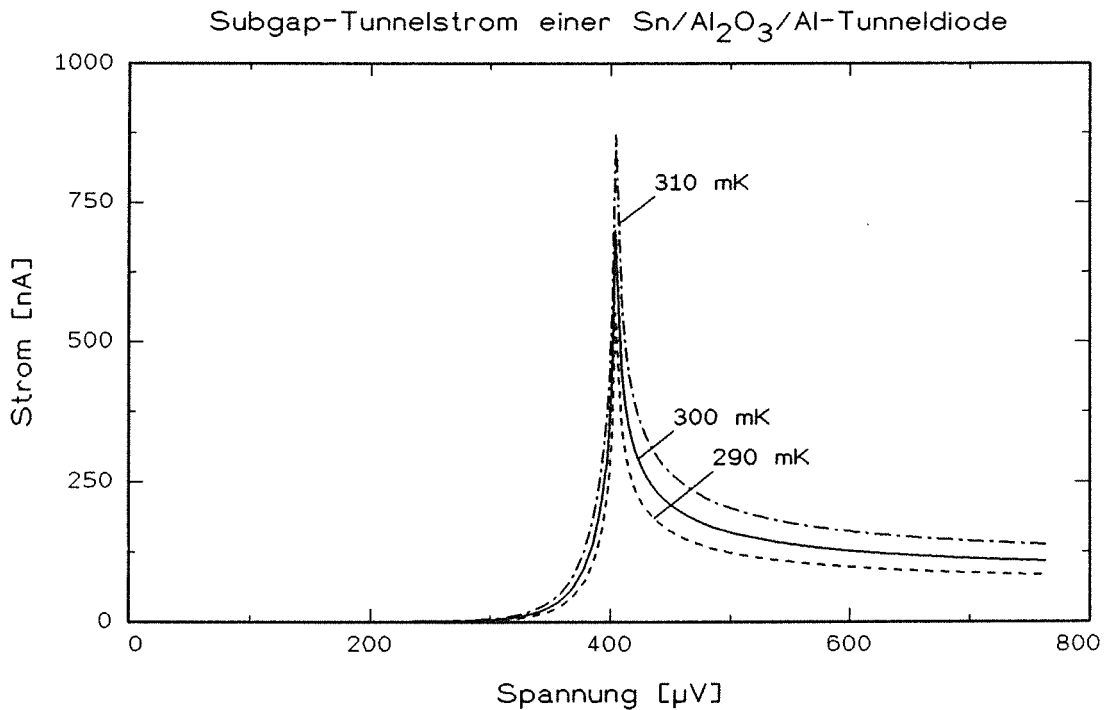


Abbildung 2.10: Berechnete Kennlinien einer Zinn-Isolator-Aluminium Tunnelodiode mit  $\Delta_0(\text{Sn}) = 585 \mu\text{eV}$ ,  $T_c(\text{Sn}) = 3,4 \text{ K}$ ,  $\Delta_0(\text{Al}) = 180 \mu\text{eV}$ ,  $T_c(\text{Al}) = 1,19 \text{ K}$  und  $R_{\text{nn}} = 1 \Omega$  im Bereich  $U < (\Delta_1 + \Delta_2)/e$ . Bei der Spannung  $U = (\Delta_1 - \Delta_2)/e$  tritt ein starker Stromanstieg auf.

Die berechneten und in den vorherigen Abbildungen dargestellten Kennlinien enthalten nur Tunnelvorgänge von Einzelelektronen. Die Kennlinien werden in der Realität durch weitere Effekte verändert. Dazu zählen:

- Zwei-Teilchen-Tunneln
- Leckströme
- eingefrorener magnetischer Fluß
- Josephson-Effekte
- Inhomogenitäten

Auf diese Effekte wird im folgenden kurz eingegangen.

### ***Zwei-Teilchen-Tunneln***

Bei sehr niederohmigen Tunnelkontakten, das heißt sehr dünnen Barrieren, können zwei einzelne Quasiteilchen simultan tunneln. Dies ist ein Prozeß zweiter Ordnung und nicht zu verwechseln mit dem Paartunneln zweier kohärenter Elektronen, das die weiter unten beschriebenen Josephson-Effekte zur Folge hat. Der Zwei-Teilchen-Tunnelstrom ist proportional zur vierten Potenz des Tunnelmatrixelementes  $M$ . Er ist daher nur bei niederohmigen leckstromarmen Tunnelnioden beobachtbar. Aufgrund der Energieerhaltung führt das Zwei-Teilchen-Tunneln nur für Spannungen  $U > \Delta_1/e$  beziehungsweise  $U > \Delta_2/e$  zu einem zusätzlichen, nahezu temperaturunabhängigen Tunnelstrom, der exponentiell mit der angelegten Spannung anwächst [ADK63, SCH63, TAY63, ADK64, BUR69, SOL72]. Das Auftreten des Zwei-Teilchen-Tunnelstromes kann auf Inhomogenitäten in der Oxidschicht hindeuten. Die Beiträge des Zwei-Teilchen-Tunnelstromes sind in den Berechnungen nicht berücksichtigt, da dieser Effekt in keiner der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Tunnelnioden beobachtet wurde.

### ***Leckströme***

Da die Tunnelwahrscheinlichkeit umgekehrt proportional zum asymptotischen Widerstand  $R_{nn}$  ist (siehe Gleichung 2.13), ist man für den Betrieb der Tunnelnioden als Teilchendetektor darauf angewiesen, eine möglichst homogene, dünne und gleichzeitig intakte Tunnelbarriere herzustellen. Dies stellt sich für alle Forschungsgruppen, die mit supraleitenden Tunnelnioden arbeiten, als eine der technischen Hauptschwierigkeiten dar. Es treten nämlich bei der Verringerung der Oxidschichtdicke zusätzliche Ströme durch Mikrokurzschlüsse an schadhafte Stellen auf, die als Leckströme bezeichnet werden. Diese Leckströme sind weitgehend temperaturunabhängig und dominieren dann bei tiefen

Temperaturen die Tunnelcharakteristik. Es zeigt sich, daß die Probleme mit Leckströmen bei den verschiedenen Supraleiter- und Barrierenmaterialien unterschiedlich stark auftreten können.

Die auffälligste Auswirkung der Leckströme ist zunächst das Verschwinden des Bereiches der Strom-Spannungs-Charakteristik mit einem negativen differentiellen Widerstand. Bei tieferer Temperatur wird dann der gemessene Strom keine exponentielle Abhängigkeit mehr von der Temperatur zeigen (siehe Gleichung 2.14), sondern einen konstanten Wert annehmen. Bei den im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Tunnelnioden stellten sich die Leckströme als das zentrale Problem heraus, das mit den vorhandenen technischen Möglichkeiten nicht befriedigend gelöst werden konnte. Es gelang nur in zwei Fällen, eine Tunnelnioden mit einem negativen differentiellen Widerstandsbe- reich und damit leckstromfrei herzustellen. Beide Tunnelnioden wurden aus Gründen, die nicht geklärt werden konnten, wenige Minuten nach der Messung ihrer Strom-Spannungs-Charakteristik defekt. In Abbildung 2.11 ist die gemess-

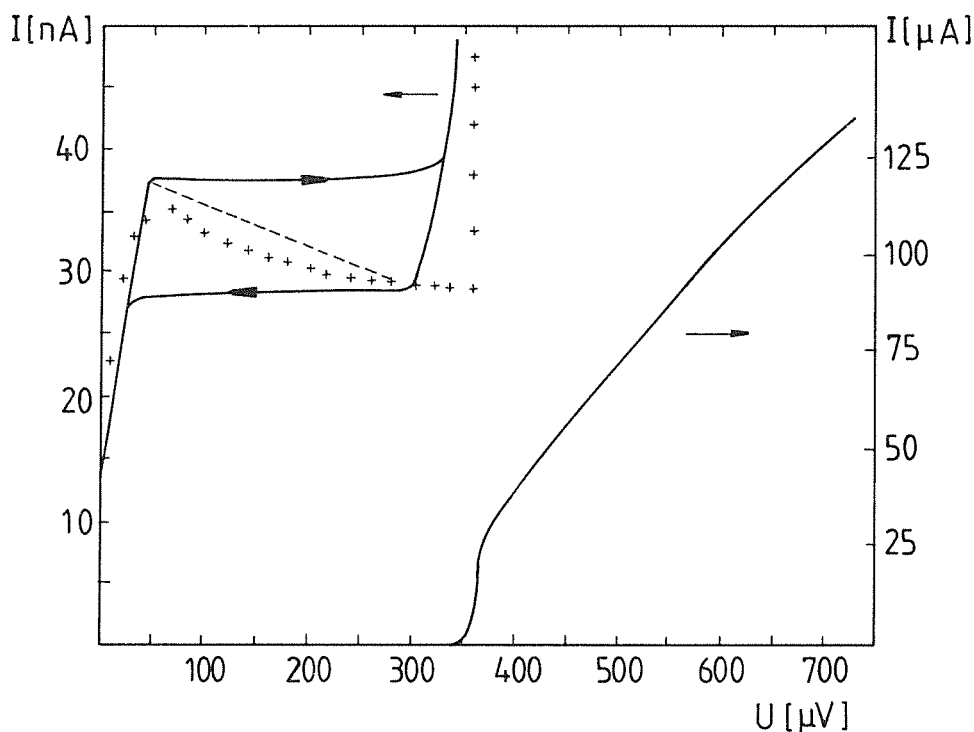


Abbildung 2.11: Gemessene Kennlinie (—) einer supraleitenden Aluminium-Tunnelnioden mit einem negativen differentiellen Widerstandsbe- reich bei  $T = 289 \text{ mK}$ . Eingezeichnet ist auch der für diese Tunnelnioden berechnete Verlauf (++++) des Tunnelstromes ( $R_{nn} = 5,1 \Omega$ ). In dem Bereich mit negativem differentiellen Widerstand (----) ergeben sich zwei unterschiedliche Zweige, von denen der obere bei ansteigendem und der untere bei sinkendem Wert des aufgeprägten Stromes durch- laufen wird.



sene Kennlinie mit dem berechneten Verlauf dargestellt.

Bei mehreren Tunnelnioden wurden Vergleichsmessungen in einem zur Verfügung stehenden  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostaten mit einer Basistemperatur von unter 10 mK durchgeführt, und es stellte sich heraus, daß der Tunnelstrom immer unterhalb von typischerweise 200 mK bis 300 mK temperaturunabhängig war.

Es wurde von einigen Gruppen [zum Beispiel KEL73, MES82, HOK87] der Versuch unternommen, supraleitende Tunnelnioden nicht mit einem Oxid als Isolator herzustellen, sondern dafür Halbleitermaterialien einzusetzen. Die Verwendung eines Halbleiters anstelle eines Oxids [ISH84] hätte den Vorteil, daß dieser eine energetische Barriere von geringerer Höhe darstellte und man deshalb bei gleicher Tunnelwahrscheinlichkeit mit dickeren Isolationsschichten (siehe Gleichung 2.8) reproduzierbare zuverlässige Tunnelnioden herstellen könnte. In der Praxis haben sich diese Versuche bisher als wenig erfolgreich erwiesen.

Weitere mögliche Ursachen neben den metallischen Kontakten für das Auftreten zusätzlicher Ströme sind die Abweichung von der BCS-Zustandsdichte durch eine Schwächung des supraleitenden Zustandes an der Supraleiter-Barrieren-Grenzfläche [PAC88], die sich aus Inhomogenitäten und Störungen der Struktur ergibt, was zu Lokalisierungseffekten und mehr normalleitenden Eigenschaften führt, und somit die Kennlinie etwas durch das ohmsche Verhalten eines Normalleiter-Isolator-Normalleiter Überganges überlagert wird, und durch lokalisierte Zustände in der Barriere an der Grenzfläche, die ihre Ursache in Hydroxiden oder magnetischen Verunreinigungen haben können und einen zusätzlichen Leitungspfad darstellen.

### ***Eingefrorener magnetischer Fluß***

Eingefrorener magnetischer Fluß kann die Strom-Spannungs-Charakteristik ebenfalls stören [PET85]. Die an Störungen und Defekten durch eingefrorenen magnetischen Fluß bedingten Abschirmströme führen zu einer Schwächung des supraleitenden Zustandes und damit zu einem erhöhten Tunnelstrom (siehe oben).

### ***Josephson-Effekte***

Für den Fall sehr dünner isolierender Barrieren sagte Josephson bereits 1962 einige Effekte voraus [JOS62, BUC84], die auf dem Tunneln von Cooper-Paaren basieren und die in der Folgezeit experimentell bestätigt wurden. Die

dünne Barriere (einige Nanometer) koppelt die kohärenten Phasen der zwei supraleitenden Filme. Die Gleichstromkomponente des Flusses von Cooper-Paaren durch die Barriere hat den DC-Josephson-Strom zur Folge, einen nicht dissipativen Stromfluß durch die Isolationsschicht ohne jeglichen Spannungsabfall an dieser. Beim Aufprägen eines von außen vorgegebenen Stromes auf die supraleitende Tunnelodiode steigt dieser spannungslose Josephson-Gleichstrom (Suprastrom) durch die Isolationsschicht bis zu einer kritischen Stromstärke  $I_J^*$  an, die für eine Tunnelodiode mit zwei identischen Supraleitern ohne äußeres Magnetfeld durch

$$I_J^*(\Phi = 0) = \frac{\pi \Delta}{2 e R_{nn}} \cdot \tanh \frac{\Delta}{2 k T} \quad (2.17)$$

gegeben ist [KUR81c, BOO84]. Bei weiterem Anwachsen des Stromes tritt durch das Einsetzen des Spannungsabfalles ein Sprung im Strom-Spannungsverlauf zur normalen Kennlinie einer supraleitenden Tunnelodiode (Abbildung 2.7) auf. Die Tunnelodiode befindet sich dann im Bereich des AC-Josephson-Effektes, der in dem in dieser Arbeit betrachteten Zusammenhang nicht wichtig ist, weshalb auf seine Beschreibung verzichtet wird.

In Abbildung 2.12 ist ein solcher im Rahmen dieser Arbeit gemessener Kennlinienverlauf dargestellt. Die auftretende Hysterese zwischen der Messung mit

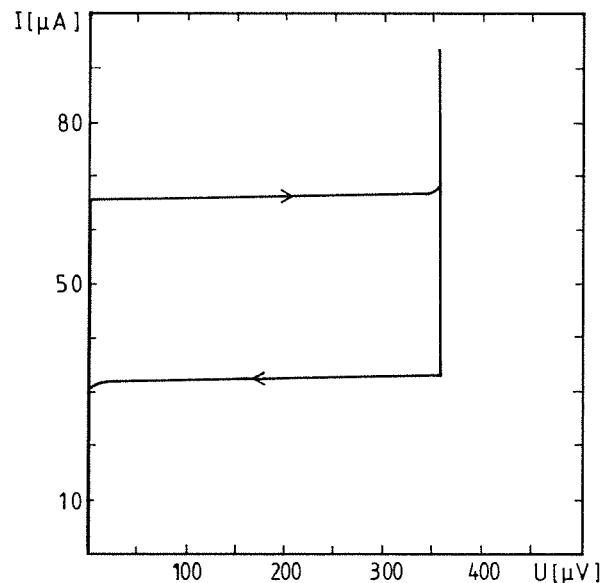


Abbildung 2.12: Gemessene Kennlinie einer supraleitenden Aluminium-Tunnelodiode mit DC-Josephson-Effekt bei 380 mK im Magnetfeld der Erde.

steigendem und sinkendem Strom hat ihre Ursache im Zusammenwirken des Suprastromes mit der Diodenkapazität und dem Diodenwiderstand [SOL72]. Zwischen positiver und negativer Stromflußrichtung kann eine leichte Asymmetrie bezüglich der Stromwerte auftreten, bei denen die Sprünge erfolgen. Diese beruht auf dem Einfluß des durch den Stromfluß in den Zuleitungen erzeugten magnetischen Feldes. Ansonsten sind Strom-Spannungs-Charakteristiken von Tunnelnioden symmetrisch zur Spannung Null.

Ein äußeres Magnetfeld, das parallel zur Barrierenfläche ausgerichtet ist, bewirkt eine Verringerung des maximalen Josephson-Stromes. Die kritische Stromstärke als Funktion des magnetischen Flusses  $\Phi$  durch die Barriere ergibt sich zu

$$I_J^*(\Phi) = I_J^*(0) \cdot \frac{\sin \frac{\pi \Phi}{\Phi_0}}{\frac{\pi \Phi}{\Phi_0}}, \quad (2.18)$$

wobei  $\Phi_0$  das elementare Flußquant ist. Die gemessene Abhängigkeit der kritischen Stromstärke von einem äußeren Feld ist in Abbildung 2.13 dargestellt. Der daraus bestimmte Wert für  $\Phi_0$  beträgt  $(2,5 \pm 0,8) \cdot 10^{-7} \text{ Gauss} \cdot \text{cm}^2$  [FIN89], der theoretische Wert ist  $\Phi_0 = h/2e = 2,04 \cdot 10^{-7} \text{ Gauss} \cdot \text{cm}^2$ .

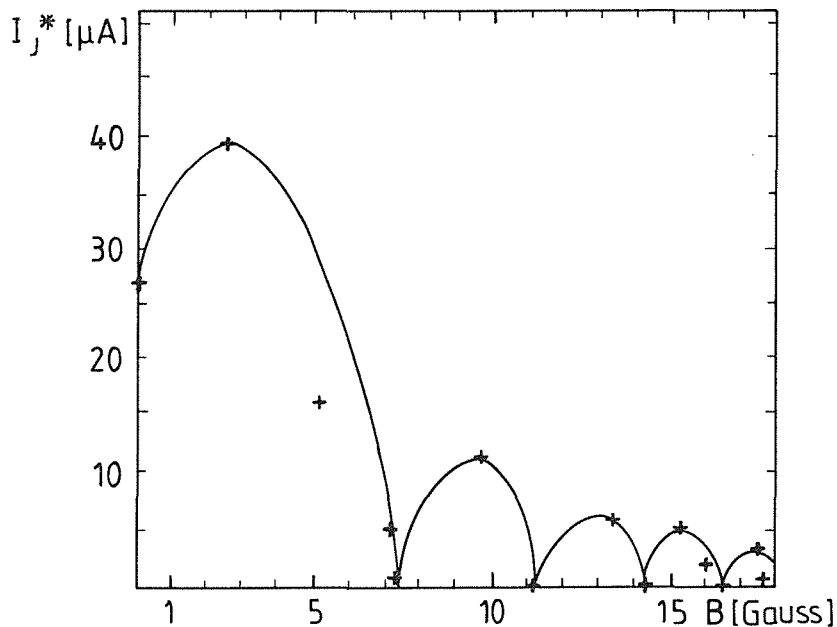


Abbildung 2.13: Gemessene Abhängigkeit des maximalen DC-Josephson-Stromes einer supraleitenden Aluminium-Tunnelnioden (+) von einem äußeren Magnetfeld sowie eine Anpassung (—) nach Gleichung 2.18.

Der DC-Josephson-Strom wird bei der Anwendung von Tunnelnioden als Teilchendetektoren durch ein äußeres Magnetfeld, das parallel zur Isolationschicht angelegt wird, unterdrückt. Nach Gleichung 2.18 und Abbildung 2.13 würde hierzu ein Feld von wenigen Gauss ausreichen, um in einer der ersten Nullstellen den DC-Strom auf Null einzustellen. Dies führt in der Praxis aber zu einem sehr empfindlichen Arbeitspunkt, weshalb typische Felder etwa 50 Gauss betragen. Zur Vermeidung von unvorteilhaften Überlagerungseffekten sollte die Tunnelnioden so orientiert sein, daß der durch die Zuleitungen fließende Strom ein Magnetfeld mit der gleichen Orientierung wie das Erdmagnetfeld erzeugt [BAR82a].

Nach Gleichung 2.18 durchsetzt in den Minima des Josephsonstromes ein ganzzahliges Vielfaches eines Flußquants die Isolatorschicht. Bei Oxidschichten mit inhomogener Dicke ist dieser Punkt nicht genau definiert. Dadurch geht der Strom in den Minima nicht ganz auf Null zurück und sie sind weniger scharf ausgeprägt. Durch die Wahl eines geeigneten Magnetfeldes läßt sich die Form der Kennlinie beeinflussen, wobei Nichtidealitäten geglättet und der negative differentielle Widerstand zur Einstellung eines stabilen Arbeitspunktes zum Verschwinden gebracht werden können [PET89].

Der Josephson-Strom tritt nicht auf in Normalleiter-Isolator-Supraleiter Tunnelnioden. Diese Tunnelnioden hätten bei der Verwendung als Teilchendetektor den Vorteil, ohne äußeres Magnetfeld auszukommen. Damit würde sich die Feinabstimmung von Tunnelstrom und Magnetfeld zur Erzielung des besten Signal-zu-Rausch-Verhältnisses wesentlich vereinfachen und ein stabilerer Arbeitspunkt erreichen lassen [TWE86]. Allerdings ist bei Tunnelnioden zwischen einem Normalleiter und einem Supraleiter, wie auch bei Tunnelnioden zwischen zwei verschiedenen Supraleitern, bei gegebener Arbeitstemperatur der thermische Tunnelstrom wesentlich höher und der differentielle Widerstand beträchtlich kleiner als bei Tunnelnioden zwischen zwei identischen Supraleitern, was ihre Eignung für den Betrieb als Detektoren deutlich einschränkt [PET89].

### ***Inhomogenitäten***

Der Einfluß von Inhomogenitäten der Isolatorschicht auf den DC-Josephson-Strom wurde im vorhergehenden Abschnitt bereits erläutert. In einer supraleitenden Tunnelnioden können Inhomogenitäten verschiedener Art auftreten [PAC88]. Hierzu zählen lokale Variationen der Isolatorschicht, die sowohl die Dicke als auch die dielektrischen Eigenschaften betreffen können. Weiterhin gibt es den Effekt der Abhängigkeit der Energielücke von der Kristallrichtung.

Die Ursache hierfür ist die Tatsache, daß die Cooper-Paar-Kopplung durch Phononenaustausch bewirkt wird. In der polykristallinen Schicht hat jeder Kristallit eine bestimmte Richtung und somit eine bestimmte Energielücke [BEN67]. Der Stromanstieg bei der Spannung  $U = (\Delta_1 + \Delta_2)/e$  fällt nicht so scharf wie in Abbildung 2.7 dargestellt aus, sondern entsprechend der Mittelung über die lokale Variation kontinuierlicher. Es wird eine über die Tunnelfläche gemittelte Energielücke bzw. Kennlinie gemessen [CAM67] und der Stromanstieg erscheint verschmiert [GIA61].

## 2.3 Supraleitende Tunneldioden als Detektoren

Die Detektion eines Teilchens und die Messung seiner Energie mit einer supraleitenden Tunneldiode erfolgt im Bereich geringen thermischen Tunnelstromes, das heißt bei einer Temperatur  $T$ , die klein gegen die kritische Temperatur  $T_c$  ist, und im Bereich eines großen differentiellen Widerstandes der Strom-Spannungs-Charakteristik. Bei Tunneldioden aus zwei identischen Supraleitern ist letzterer der Bereich mit  $U < 2\Delta/e$  oder, wenn Zwei-Teilchen-Tunneln auftritt, der Bereich mit  $U < \Delta/e$ .

### Supraleiter im Nichtgleichgewicht

Die Störung eines Supraleiters durch eine externe Energiequelle wie zum Beispiel Laserlicht, injizierten Quasiteilchenstrom, Phononen oder ein ionisierendes Teilchen, hat eine Nichtgleichgewichtsverteilung der Quasiteilchen und Phononen und einen Überschuß an freien nachweisbaren Ladungsträgern zur Folge. Nach Gleichung 2.14 fließt bei endlichen Temperaturen ein Tunnelstrom durch die Barriere, der proportional zu  $e^{-\Delta/kT}$  ist. Bei Erhöhung der Zahl der Quasiteilchen durch ein transientes Ereignis steigt dieser Tunnelstrom an. Im Idealfall ist die Stromerhöhung proportional zur deponierten Energie. Dies setzt voraus, daß die Störung durch das transiente Ereignis nicht so groß ist, daß die mikroskopischen Eigenschaften des Supraleiters verändert werden.

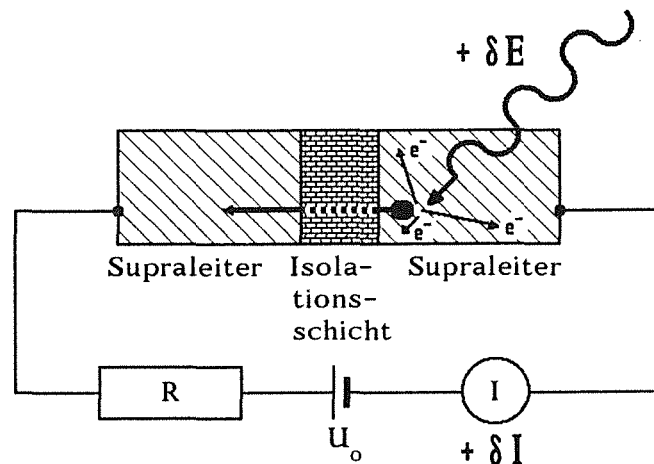


Abbildung 2.14: Schematische Darstellung einer supraleitenden Tunneldiode mit äußerer Beschaltung zur Messung der Energie eines ionisierenden Teilchens. Die Energiedeposition führt zu einer Erhöhung des Tunnelstromes. Der DC-Josephson-Strom ist durch ein äußeres Magnetfeld unterdrückt.

Insbesondere soll der Übergang vom supra- zum normalleitenden Zustand ausgeschlossen sein, da hierbei die Tunnelodiode nur als Schwellendetektor eingesetzt werden könnte. Ebenso soll hier nicht die Verwendung supraleitender Tunnelioden beim Teilchennachweis, als sehr schnelle Diskriminatoren durch den Übergang vom DC-Josephson-Suprastrom-Zustand zum Quasiteilchen-Zweig der Strom-Spannungs-Charakteristik [BAR85b], betrachtet werden, da in dieser Arbeit die Verwendung supraleitender Tunnelioden für die Teilchenspektroskopie im Vordergrund steht.

### *Dynamisches Paarbrechen*

Ionisierende Strahlung gibt im supraleitenden Material des Detektors den größten Teil ihrer Energie durch Primärprozesse wie inelastische Stöße, Photoeffekt, Comptoneffekt oder Paarbildung ab. Die dabei erzeugten hochenergetischen Elektronen mit  $E \gg E_F$  verlieren innerhalb von Pikosekunden durch die Wechselwirkung mit den anderen Elektronen ( $E \leq E_F$ ) und durch die Wechselwirkung mit dem Gitter, die zur Abstrahlung von Phononen führt, ihre Energie. Über die Elektron-Elektron-Wechselwirkung werden Cooper-Paare aufgebrochen. Sinkt die Energie der Elektronen unter etwa 300 meV, kühlen diese nur noch durch Phononenabstrahlung ab. Die angeregten Quasiteilchen mit  $E > 2\Delta$  relaxieren dann innerhalb von Nanosekunden zur Energie  $2\Delta$  und geben dabei ihre Energie über Phononen ab [KAP76, CHA77, CHI81].

Im Supraleiter sind die abgestrahlten Phononen jedoch nicht notwendigerweise für den Nachweis verloren, da die Phononen mit einer Energie  $E \geq 2\Delta$  mittels der Elektron-Phonon-Wechselwirkung ihrerseits wieder Cooper-Paare aufbrechen und neue Quasiteilchen erzeugen können. Die Phononenpaarbrechzeit liegt in der Größenordnung von  $10^{-10}$  Sekunden. Die Erzeugung von Ladungsträgern durch Phononen ist im Supraleiter im Gegensatz zum Halbleiter möglich, weil die Energie der Phononen bis zur Debye-Energie von etwa 10 meV reicht, die hier größer als die Energielücke von etwa 1 meV ist. Nach einer Zeit von ca.  $10^{-9}$  Sekunden hat sich die in den Supraleiter eingebrachte Energie fast vollständig in relaxierte Quasiteilchen mit  $E = 2\Delta$  und Phononen mit  $E < 2\Delta$  umgewandelt [TWE86a, BAR88].

Wenn die gesamte deponierte Energie  $E$  zur Erzeugung von Quasiteilchen umgesetzt würde, so wäre die Zahl der erzeugten Quasiteilchen  $N_{QT}$

$$N_{QT} = \frac{E}{\Delta} \quad (2.19)$$

Da bei dem Relaxationsprozeß die Phononen mit Energien kleiner als  $2\Delta$  für weiteres Paarbrechen verloren sind und somit ein Teil der deponierten Energie nicht zur meßbaren Quasiteilchenerzeugung beiträgt, führt man eine effektive Energielücke  $\Delta_{\text{eff}}$  ein. Nach einer Simulationsrechnung [KUR82b] gilt für die effektive Energielücke

$$\Delta_{\text{eff}} \leq 1,7 \cdot \Delta \quad (2.20)$$

und die tatsächlich erzeugte Quasiteilchenzahl ist dann

$$N_{\text{QT}} = \frac{E}{\Delta_{\text{eff}}} \quad (2.21)$$

Durch die Quasiteilchenüberschußkonzentration, die in einem der Supraleiter erzeugt wurde, fließt ein zusätzlicher Quasiteilchenstrom durch die Barriere, bis die Quasiteilchendichte in beiden Supraleitern gleich groß ist. Die erhöhte Quasiteilchendichte entspricht nach Gleichung 2.7 einer erhöhten Temperatur, wodurch sich die Kennlinie zu derjenigen einer entsprechend höheren Temperatur hin verschiebt (Gleichung 2.14). Der erhöhte Tunnelstrom, der sich dann einstellt, würde immer weiter fließen, wenn nicht Relaxationsprozesse die Quasiteilchendichte auf den ursprünglichen Wert reduzieren würden.

Bemerkenswerterweise liefert ein energiedeponierendes Ereignis einen Strompuls gleichen Vorzeichens, unabhängig davon, in welchem der beiden Supraleiter die Energie absorbiert wurde. Dies ergibt sich aus dem Tunnelhamiltonian, der den Austausch von Quasiteilchen zwischen den beiden Supraleitern beschreibt [TWE86a]. Anschaulich läßt sich diese Tatsache an den in den Abbildungen 2.15 und 2.16 dargestellten Tunnelprozessen verstehen.

In Abbildung 2.15 wird ein Cooper-Paar in der linken Schicht aufgebrochen, wozu mindestens die Energie  $2\Delta$  erforderlich ist. Die hochangeregten Quasiteilchen relaxieren innerhalb weniger Nanosekunden zur Bandkante. Von dort können sie durch die Barriere in die rechte Schicht tunneln, wo sie unter Emission eines Phonons der Energie  $eU$  zur Bandkante relaxieren. Bei diesem Vorgang wurden also ein Quasiteilchen und ein Elektron von links nach rechts transportiert.

In Abbildung 2.16 erfolgt die Energiedeposition in der rechten Schicht. Die relaxierten Quasiteilchen oberhalb der Energielücke können nicht direkt nach links tunneln, da dort keine freien Zustände sind. Sie können jedoch mit einem Quasiteilchen, das in der linken Schicht durch Aufbrechen eines Cooper-



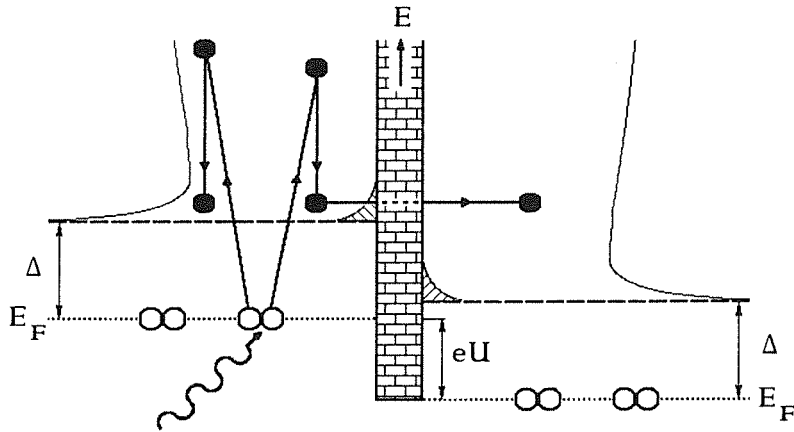


Abbildung 2.15: Anregungs- und Tunnelprozeß bei einer Tunnelodiode mit zwei supraleitenden Filmen im Anregungsbild. Die Energiedeposition erfolgt in der linken Schicht. Ein Quasiteilchen und ein Elektron werden von links nach rechts transportiert.

Paares frei wird und das durch die Barriere tunnelt, in der rechten Schicht zu einem Cooper-Paar rekombinieren. Die überschüssige Energie  $eU + \Delta$  wird auf das zweite ungepaarte Quasiteilchen des aufbrechenden Cooper-Paares links übertragen, das dann unter Emission eines Phonons der Energie  $eU$  relaxiert. Bei diesem Prozeß, der im thermischen Gleichgewicht und bei gleichen Energielücken mit derselben Übergangsrate wie der in Abbildung 2.15 verläuft

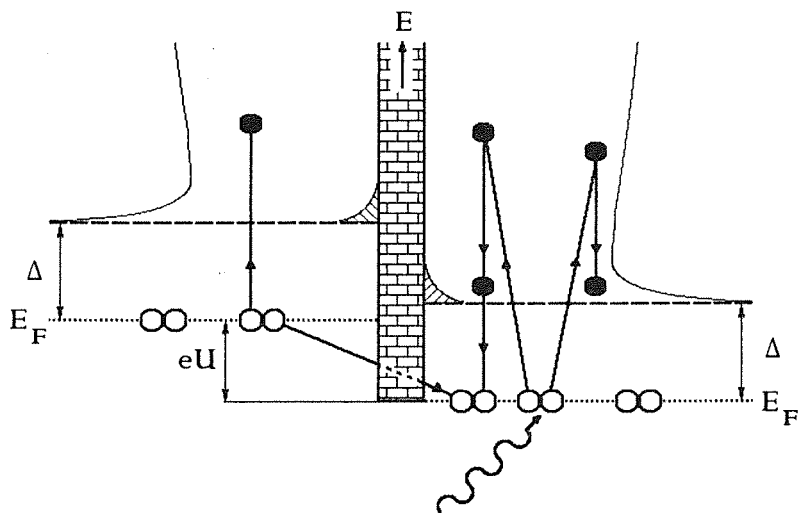


Abbildung 2.16: Anregungs- und Tunnelprozeß bei einer Tunnelodiode im Anregungsbild. Die Energiedeposition erfolgt in der rechten Schicht. Effektiv wird ein Quasiteilchen von rechts nach links und ein Elektron von links nach rechts transportiert.

[TWE86b], wurde ein Quasiteilchen von rechts nach links und eine elektronische Ladung von links nach rechts transportiert. Dieser Fluß von Quasiteilchen entgegengesetzt zur Tunnelrichtung der Elektronen ist möglich durch die vermittelnde Beteiligung der Cooper-Paare und illustriert den konzeptionellen Unterschied von Quasiteilchen und Elektronen. Der beobachtete Stromfluß basiert auf dem Tunneln von Elektronen und ist immer vom höheren zum tieferen Potential gerichtet. Ein Quasiteilchen ist ein quantenmechanischer Zustand eines dichten Systems von Elektronen und sollte nicht mit dem individuellen Elektron verwechselt werden. Es ist nur die spezifische Natur der Quasiteilchenanregungen, die eineindeutige Beziehung zu den Blochzuständen, die nahelegt, diese Anregungen mit Einzelelektronen zu identifizieren [TWE86a].

### ***Zurücktunneln***

Eine Folge der sukzessiven Anwendung der beiden Prozesse der Abbildungen 2.15 und 2.16 ist das Zurücktunneln von Quasiteilchen im Fall einer Nichtgleichgewichtsverteilung [TWE86a]. Solange die angeregten Quasiteilchen nicht rekombinieren, werden sie hin und her ausgetauscht, wobei die Elektronen immer in dieselbe Richtung tunneln. Dies führt zu einer höheren Zahl an getunnelten Ladungen, als der ursprünglich in der Schicht erzeugten Quasiteilchenzahl entsprechenden würde.

Die Folgen des Zurücktunnelns sind in Abbildung 2.17 dargestellt. Ein Cooper-Paar wird gemäß Abbildung 2.15 aufgebrochen und eines der auf die Bandkante relaxierten Quasiteilchen tunnelt in die rechte Schicht, wo es unter Emission eines Phonons auf die Bandkante relaxiert (Abbildung 2.17a). Wenn die Lebensdauer dieses Quasiteilchens dort groß genug ist, hat es eine Wahrscheinlichkeit, durch den Prozeß aus Abbildung 2.17b, der analog zum Tunnelprozeß aus Abbildung 2.16 verläuft, in die linke Schicht zurück zu tunneln. Der Endzustand, der sich dann einstellt, ist identisch mit dem Ausgangszustand. Bei diesen beiden Tunnelprozessen sind zwei Elektronen von links nach rechts transportiert worden, ohne daß sich die Zahl der angeregten Quasiteilchen in den Schichten geändert hat. Dieser Zyklus wird solange durchlaufen, bis die angeregten Quasiteilchen rekombinieren und die  $2\Delta$ -Rekombinationsphononen in die Umgebung entkommen.

Die durch das Zurücktunneln hervorgerufene intrinsische Verstärkung des Tunnelstromes kann Werte von vier bis fünf annehmen [TWE86b, ROT88c], aber es bleibt anzumerken, daß dieser Mechanismus nicht die fundamentale Energieauflösung des Supraleiterdetektors erhöht, die nur durch die Fluktuation der Anzahl der primären Anregungen gegeben ist.

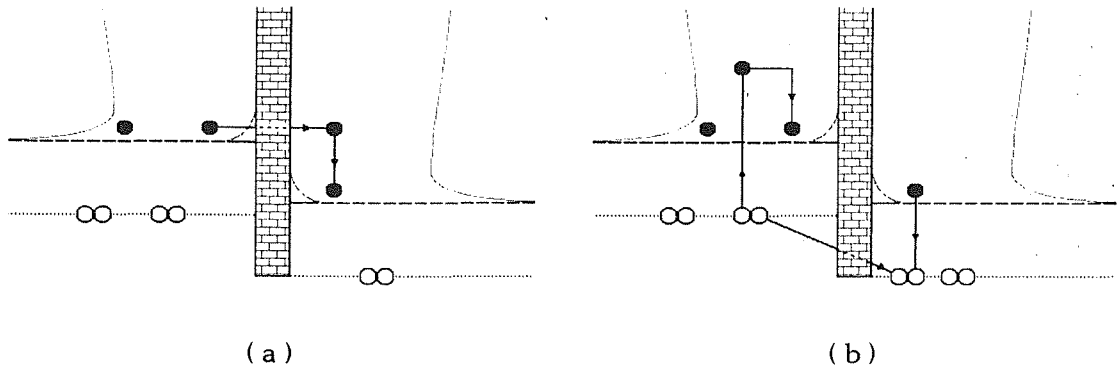


Abbildung 2.17: Zurücktunneln von Quasiteilchen durch sukzessive Abfolge der Tunnelprozesse aus den Abbildungen 2.15 und 2.16, wenn die Lebensdauer der angeregten Quasiteilchen groß genug ist. Da Ausgangs- und Endzustand identisch sind, hat dies eine intrinsische Verstärkung des Tunnelstromes zur Folge.

Das notwendige Kriterium für das Auftreten des Zurücktunnels besteht darin, daß die Tunnelzeit kleiner als die effektive Quasiteilchenrelaxationszeit ist. Der Verstärkungseffekt nimmt daher mit wachsender Temperatur ab, weil die thermische Rekombination der angeregten Quasiteilchen zunimmt.

### **Tunnelzeit**

Die Tunnelzeit  $\tau_t$  ist die Zeit, die ein Quasiteilchen im Mittel benötigt, bis es tunnelt. Sie ist eine wesentliche Größe für den supraleitenden Tunnelniederdetektor und hängt von der Transmissionswahrscheinlichkeit der Barriere und der Dicke der supraleitenden Schicht ab. Die Tunnelrate, das ist die reziproke Tunnelzeit, ergibt sich als Produkt der Tunnelwahrscheinlichkeit  $T$  nach Gleichung 2.8 und der Rate  $\nu$ , mit der die Quasiteilchen an die Barriere stoßen. Diese Stoßrate  $\nu$  der Quasiteilchen berechnet sich näherungsweise zu

$$\nu \simeq \frac{1}{6} \cdot \frac{v_F}{d}, \quad (2.22)$$

wenn ihre freie Weglänge gegen Rekombination und Streuung mindestens von der Größenordnung der Filmdicke ist. Hierin ist  $v_F$  die Fermigeschwindigkeit (ca.  $10^6$  m/s) und  $d$  die Dicke des supraleitenden Filmes. Für die Tunnelzeit  $\tau_t$  ergibt sich dann [TWE86a]

$$\tau_t = R_{nn} \cdot e^2 \cdot N_0 \cdot A \cdot d \quad (2.23)$$

Hierin ist  $R_{nn}$  der normalleitende Widerstand der Tunneldiode, das heißt die asymptotische Steigung der Strom-Spannungs-Charakteristik bei Spannungen  $U > 2\Delta/e$ ,  $e$  die Elementarladung,  $N_0$  die Zustandsdichte bei der Fermienergie für eine Spinrichtung,  $A$  die Fläche der Tunneldiode und  $d$  die Filmdicke. Der Widerstand  $R_{nn}$  ist eine temperaturunabhängige Eigenschaft der Barriere. Die Abhängigkeit der Tunnelzeit  $\tau_t$  von der Fläche  $A$  ist nur formeller Art, da sich diese Beziehung mit dem umgekehrt proportionalen Zusammenhang zwischen dem Widerstand  $R_{nn}$  und der Fläche  $A$  (Gleichung 2.13) aufhebt.

Beispielsweise ergibt sich damit für eine Aluminium-Tunnel diode mit  $R_{nn} = 1 \Omega$ ,  $N_0 = 1,73 \cdot 10^{22} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$  [WEL76],  $A = 100 \times 100 \mu\text{m}^2$  und  $d = 0,2 \mu\text{m}$  als Tunnelzeit  $\tau_t = 5,5 \mu\text{s}$ .

### ***Relaxationsprozesse, Verlustprozesse***

Die relevanten Prozesse der nach einer Energiedeposition gestörten Quasiteilchen- und Phononenverteilung sind die folgenden [TWE86a]:

1. Rekombination von Quasiteilchen zu Cooper-Paaren unter Emission eines Phonons mit einer Energie größer oder gleich  $2\Delta$ .
2. Paarbrechen von Cooper-Paaren durch Phononen mit einer Energie größer oder gleich  $2\Delta$ .
3. Inelastische Streuung von Quasiteilchen und Phononen.
4. Aufbrechen eines  $2\Delta$ -Phonons in zwei Phononen.
5. Transmission von Phononen aus dem Film in die Umgebung.
6. Diffusion von Quasiteilchen im Film aus dem Tunnelbereich heraus.

Die Raten dieser einzelnen Prozesse hängen stark von den Parametern des Detektors (Temperatur, Geometrie, Ankopplung der Filme an das Substrat, Qualität der Filme usw.) ab und werden teilweise im folgenden diskutiert. Einen Überblick über die zu betrachtenden Prozesse gibt Abbildung 2.18.

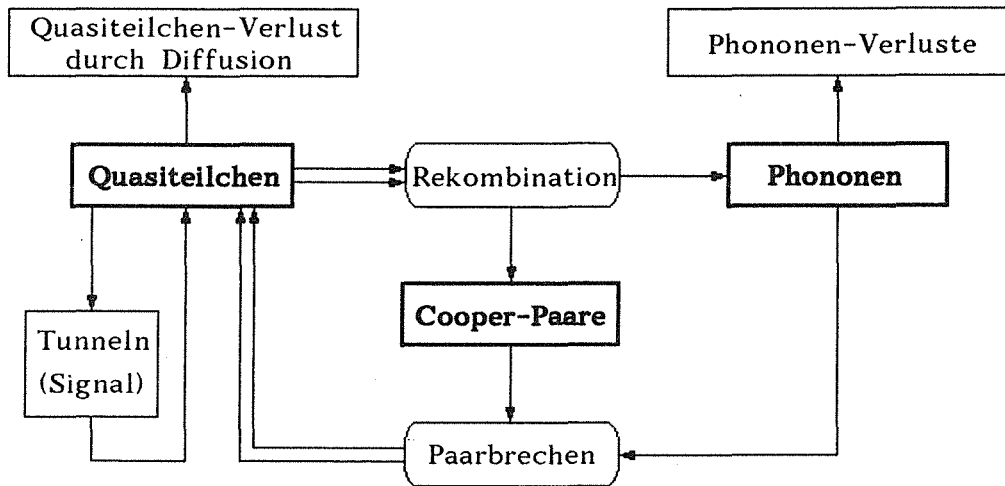


Abbildung 2.18: Schematische Darstellung der in einer supraleitenden Tunnelodiode nach einer Energieabsorption ablaufenden Relaxations- und Verlustprozesse der zur Bandkante relaxierten Quasiteilchen.

Die effektive Quasiteilchenrelaxationszeit  $\tau_{\text{eff}}$  der angeregten Quasiteilchen hängt von der Zahl der Quasiteilchen und den phononischen Eigenschaften des Systems ab. Die effektive Relaxationsrate  $\tau_{\text{eff}}^{-1}$  setzt sich aus mehreren Anteilen zusammen:

$$\tau_{\text{eff}}^{-1} = \tau_{\text{t}}^{-1} + \tau_{\text{rec}}^{-1} + \tau_{\text{dif}}^{-1} + \tau_{\text{loss}}^{-1} \quad (2.24)$$

Dabei ist  $\tau_{\text{rec}}^{-1}$  die effektive Rekombinationsrate für die Rekombination zu Cooper-Paaren,  $\tau_{\text{dif}}^{-1}$  die Quasiteilchendiffusionsrate aus dem Tunnelkontakt und  $\tau_{\text{loss}}^{-1}$  die Rate für sonstige Verluste, wie den von Phononen, die nicht wieder Cooper-Paare aufbrechen, oder den durch inelastische Streuungen.

Die effektive Rekombinationszeit  $\tau_{\text{rec}}$  ist größer als die intrinsische Lebensdauer für die Rekombination unter Phononenabstrahlung, da die Phononen mit Energien  $E \geq 2\Delta$  durch das Aufbrechen von Cooper-Paaren erneut Quasiteilchen erzeugen können, bevor sie den Tunnelkontakt verlassen. Der Prozeß der wiederholten Absorption und Emission von  $2\Delta$ -Phononen wurde experimentell und theoretisch umfangreich untersucht [ROT67, KAP76, EPP77, TWE86a] und das Ergebnis läßt sich zusammenfassen als

$$\tau_{\text{rec}} = c \cdot \frac{1}{\sqrt{T}} \cdot e^{\frac{\Delta}{kT}} \quad (2.25)$$

$$\text{mit } c = \tau_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{T_c} \cdot \left( \frac{k T_c}{2\Delta} \right)^{5/2}$$

Dabei ist  $\tau_0$  eine materialabhängige Zeitkonstante. Der Vergleich von Gleichung 2.25 mit Gleichung 2.7 zeigt, daß die Rekombinationsrate proportional zur Zahl der thermisch angeregten Quasiteilchen ist, was plausibel ist. Die effektive Rekombinationszeit ist damit sehr stark temperaturabhängig. Als Beispiel ergibt sich für Aluminium mit  $\tau_0 = 438 \text{ ns}$  [KAP76] bei einer Temperatur von 300 mK eine effektive Rekombinationszeit von 20  $\mu\text{s}$ .

Die nach Gleichung 2.25 ermittelte Rekombinationszeit hängt in der Praxis noch stark von experimentellen Einzelheiten wie der Transmissionswahrscheinlichkeit für die Phononen ins Substrat, der Oberflächenbeschaffenheit der Materialien, der Geometrie der Anordnung oder der Dicke der Schichten ab [EPP77, PET85].

Bei tiefen Temperaturen  $T < 0,1 \cdot T_c$  ist die Rekombinationsrate mit den thermisch angeregten Quasiteilchen vernachlässigbar, und die Überschußquasiteilchen rekombinieren nur noch untereinander [ROT67]. Die Rekombinationsrate ist dann proportional zum Quadrat der Quasiteilchenkonzentration. Dieser quadratische Term in der Selbstrekombinationsrate der produzierten angeregten Quasiteilchen ist verantwortlich für eine Nichtlinearität in der Antwort des Detektors [TWE86a].

Die Diffusion von Quasiteilchen aus dem Tunnelvolumen heraus, die durch die Diffusionsrate  $\tau_{\text{dif}}^{-1}$  beschrieben wird, hat sich als wichtiger Verlustprozeß herausgestellt [FEI88, ROT88a]. Diese Verluste können verringert werden, indem die Zuleitungen zum Tunnelvolumen mit einem möglichst kleinen Querschnitt ausgeführt werden, oder indem die Quasiteilchen durch "Trapping" in einem Potentialtopf eingefangen werden (siehe Kapitel 2.4). Aber auch die Granularität der supraleitenden Schichten muß geeignet ausgewählt werden, um die kleinstmögliche Verlustrate zu verwirklichen [ROT88a].

Da die drei beteiligten Teilchensysteme (Cooper-Paare, Quasiteilchen und Phononen) gekoppelt sind, ist eine exakte Lösung der zeitlichen und örtlichen Entwicklung des Nichtgleichgewichtszustandes schwierig. Das dynamische Verhalten des Quasiteilchen-Phonon-Systems in einem Supraleiter kann durch einen Satz gekoppelter Ratengleichungen beschrieben werden, die von den Roth-

warf-Taylor-Gleichungen [ROT67] verallgemeinernd abgeleitet werden können. Man hat dabei für jeden Film jeweils eine Gleichung für die Phononen und eine für die Quasiteilchen aufzustellen, die eine Gewinn-Verlust-Bilanz darstellen. Zu den Prozessen, die in diesen Ratengleichungen parametrisiert und berücksichtigt werden müssen, zählen:

1. Austausch von Quasiteilchen zwischen den Filmen.
2. Austausch von  $2\Delta$ -Phononen zwischen den Filmen und deren Verlust in das Substrat.
3. Diffusion von Quasiteilchen und Phononen in den Filmen.
4. Rekombination von Quasiteilchen unter Emission von  $2\Delta$ -Phononen und Reabsorption dieser Phononen durch das Brechen von Cooper-Paaren.

Es hat verschiedentlich Anstrengungen gegeben, die Gleichungen auf numerischem Weg unter Berücksichtigung der Randbedingungen wie der Geometrie der Tunneldiode, der örtlichen und zeitlichen Variation der Temperatur des Quasiteilchensystems und der mikroskopischen Filmstruktur zu lösen und daraus ein mikroskopisches Modell der supraleitenden Tunneldiode als Detektor zu entwickeln. Hieraus konnten Hinweise für die Optimierung des Tunneldiodeendetektors hergeleitet werden. Für Details sei hierzu auf die Literatur verwiesen [TWE86a, BAR88, GON88, KHA89].

### **Anforderungen an die Tunneldiode**

Eine supraleitende Tunneldiode für die Teilchenspektroskopie sollte folgende Anforderungen erfüllen:

#### ***Tunnelzeit und Rekombinationszeit***

Die Tunnelzeit sollte klein gegen die Rekombinationszeit sein, damit die erzeugten Überschussquasiteilchen durch Tunneln ein Signal erzeugen können, bevor sie rekombinieren.

Die Tunnelzeit läßt sich auf zwei Wegen verkleinern. Zum einen, indem die Tunnelbarriere möglichst dünn ausgelegt wird, so daß der asymptotische Widerstand  $R_{nn}$  klein und die Tunnelwahrscheinlichkeit hoch ist (Gleichung 2.23). Dies stößt aber wegen der auftretenden Leckströme bald an technische Grenzen. Zum anderen kann die Dicke der supraleitenden Filme verringert werden,

wodurch sich die Tunnelzeit ebenfalls verringert (Gleichung 2.23). Dies geht allerdings mit einer Verringerung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors einher und läßt sich nicht beliebig weit fortsetzen, da die Filmdicke möglichst größer als die freie Weglänge der Phononen sein sollte, da sonst die Phononendiffusionsverluste zu groß werden. Aber auch die mikroskopische Struktur der supraleitenden Schichten hat möglicherweise einen entscheidenden Einfluß auf die Tunnelzeit [TWE87a].

Die effektive Rekombinationszeit setzt sich wie oben beschrieben aus mehreren Anteilen zusammen. Bei höheren Temperaturen dominiert der Quasiteilchenverlust durch thermische Rekombination. Bei tiefen Temperaturen sind die Quasiteilchendiffusion aus dem Tunnelbereich und die Selbstrekombination für die Quasiteilchenverluste verantwortlich. Die Betriebstemperatur der Tunnelodiode muß daher mindestens kleiner als  $0,3 \cdot T_C$ , möglichst jedoch kleiner als  $0,1 \cdot T_C$  sein.

### ***Paarbrechzeit und Phononenverlustrate***

Die Paarbrechzeit der Phononen sollte für die Minimierung der Phononenverluste klein gegen die mittlere Phononenverlustzeit sein. Die mittlere freie Weglänge der Phononen gegen Absorption und Paarbrechen ist material- und frequenzabhängig und beträgt für  $2\Delta$ -Phononen in Aluminium einige 100 nm [EIS77]. Die Phononenverlustzeit  $\tau_{esc}$  ist nicht exakt anzugeben und wird in den Ratengleichungen als freier Parameter angepaßt. Nach einem gängigen Modell hängt sie von der Dicke  $d$  der supraleitenden Schicht, der Phononengeschwindigkeit  $c$  und der Phononentransmissionswahrscheinlichkeit  $\eta$  für den Übergang von der Schicht in die Umgebung entsprechend der Beziehung

$$\tau_{esc} \simeq \frac{4 d}{\eta c} \quad (2.26)$$

ab [TWE86a]. Die Dicke der Schicht darf nicht zu groß gewählt werden, da sonst die Tunnelwahrscheinlichkeit zu klein wird. Daher wird angestrebt, die Wahrscheinlichkeit für eine Transmission in die Umgebung zu verringern. Dies wird dadurch erreicht, daß durch die Verwendung von Einkristallen möglichst wenige Substratmoden zu Verfügung stehen, an die die Phononen ankoppeln können. Verschiedentlich wurde auch vorgeschlagen, zwischen dem Substrat und der supraleitenden Schicht eine Zwischenschicht zur Entkopplung aufzubringen. Praktische Erfahrungen liegen hierzu nicht vor.



Wird die Tunneldiode als Phononendetektor eingesetzt, ist es vorteilhaft, wenn die Dicke der Filme größer als die Absorptionslänge der Phononen ist, damit die aus dem Substrat kommenden Phononen effektiv absorbiert werden.

### ***Inhomogenitäten***

In einer supraleitenden Tunneldiode können viele Inhomogenitäten auftreten (vergleiche Kapitel 2.2). Bei den meisten Anwendungen supraleitender Tunnelnennodien ist das Vorhandensein kleiner lokaler Inhomogenitäten ohne Bedeutung [BAR88], da es dort nur darauf ankommt, daß die Strom-Spannungs-Charakteristiken innerhalb bestimmter Grenzen identisch sind, was bedeutet, daß die über die Tunnelfläche der einzelnen Tunnelnennodiode gemittelten Tunnelwahrscheinlichkeiten identisch sind. Bei der Anwendung supraleitender Tunnelnennodiode als Detektoren haben die über das Diffusionsgebiet gemittelten lokalen Inhomogenitäten einen wichtigen, die Energieauflösung limitierenden Einfluß [PAC88]. So führt eine lokal unterschiedliche Energielücke wegen der Variation der erzeugten Quasiteilchenzahl, eine inhomogene isolierende Oxidschicht wegen der örtlichen Fluktuation der Tunnelwahrscheinlichkeit und ein inhomogener oder anisotroper Quasiteilchendiffusionsprozeß zu einer vom Ort des Teilchennachweises abhängenden Impulshöhe. Inhomogenitäten sind daher so gering wie möglich zu halten.

### ***Thermischer Tunnelstrom***

Der thermische Tunnelstrom sollte wegen des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses möglichst gering sein. Daher ist nach Gleichung 2.14, wie bereits wegen der Rekombinationszeit, eine Betriebstemperatur anzustreben, die möglichst kleiner als  $0,1 \cdot T_c$  ist.

### ***Differentieller Widerstand***

Der differentielle Widerstand  $R_D$  im Arbeitspunkt sollte möglichst groß sein, da dieser einen Nebenschluß für das Signal darstellt (siehe Kapitel 5.2). Als gutes Maß für die Beurteilung der Qualität einer supraleitenden Tunnelnennodiode hat sich das Verhältnis  $R_D/R_{nn}$  herausgestellt. Für  $R_D/R_{nn} > 10^3$  erwartet man Pulse, die sich von dem Rauschuntergrund herausheben, und für  $R_D/R_{nn} > 10^5$  sollte die Auflösung nicht mehr durch den Beitrag des Rauschens dominiert sein [PRE87]. Gute Tunnelnennodiode erreichen ein Verhältnis von  $R_D/R_{nn} > 10^6$ . Ein großer differentieller Widerstand  $R_D$  bei gleichzeitig kleinem asymptotischen Widerstand  $R_{nn}$  läßt sich nur durch die technologi-

sche Beherrschung der leckstromfreien Herstellung der Tunneldiode und ihrer dünnen Barriere erreichen.

### ***Impulshöhenzuordnung***

Bei Tunnelioden, die als Detektoren für Röntgenquanten eingesetzt werden, tritt häufig für jede Röntgenenergie ein Linienpaar im Pulshöhenspektrum auf. Man erhält offensichtlich unterschiedliche Pulshöhen, je nachdem, ob das Röntgenquant im oberen oder im unteren Film absorbiert wird. Dies wird im allgemeinen darauf zurückgeführt, daß die Tunneldiode aus zwei unterschiedlich dicken Filmen besteht. Nach Gleichung 2.23 ist dann die Tunnelwahrscheinlichkeit für den dickeren Film kleiner, und man erhält von diesem ein kleineres Signal, von dem dünneren ein größeres.

Der Unterschied in der Pulshöhe kann aber auch durch andere Parameter der beiden Filme bestimmt sein [PET89], wie unterschiedliche Verlustwahrscheinlichkeiten für Quasiteilchendiffusion aus dem Tunnelvolumen, unterschiedliche mikroskopische Struktur der Filme oder höhere Phononenverluste von dem substratnahen Film über dessen beide Grenzflächen. Daher ist es schwierig, die Linien eindeutig dem unteren oder dem oberen Film zuzuordnen. Für den Betrieb der Tunneldiode als Detektor zur Messung der Energie eines individuellen Teilchens ist es natürlich anzustreben, eine Konfiguration zu verwenden, die eine eindeutige Zuordnung der Pulshöhe zur Teilchenenergie erlaubt.

### **Energieauflösung**

Bei einer realen supraleitenden Tunneliode könnte die prinzipielle intrinsische Energieauflösung nach Gleichung 1.1 nur erreicht werden, wenn sie nicht durch andere Prozesse begrenzt wäre. Verschiedene Quellen können für die Reduktion der Energieauflösung verantwortlich sein [HEB90]:

- Rekombinationsverluste der angeregten Quasiteilchen
- Inhomogenitäten
- Diffusionsverluste von angeregten Quasiteilchen
- Strahlungsschäden
- Rauschen des Verstärkers und des signalverarbeitenden Systems

Unter der Annahme, daß die verschiedenen Beiträge zu einer statistisch unabhängigen Fluktuation der Zahl der angeregten Quasiteilchen führt, läßt sich die resultierende Energieauflösung als quadratischer Mittelwert der einzelnen Beiträge angeben:

$$\Delta E = \left( \Delta E_{\text{intrin}}^2 + \Delta E_{\text{zähl}}^2 + \Delta E_{\text{inhom}}^2 + \Delta E_{\text{diff}}^2 + \Delta E_{\text{strahl}}^2 + \Delta E_{\text{rausch}}^2 + \dots \right)^{1/2} \quad (2.27)$$

Die sich so ergebende Energieauflösung kann erheblich schlechter sein als die intrinsische. Insbesondere Inhomogenitäten (siehe weiter oben und Kapitel 2.2) können von Bedeutung sein.

Ebenso wichtig für die Erzielung einer guten Energieauflösung ist die Reduzierung des elektronischen Rauschens, weshalb mehrere Gruppen bereits kalte Vorverstärker zur Auslese der Signale verwenden.

## 2.4 Trapping

Die Detektorvolumina supraleitender Tunnelnioden sind sehr gering, da aus praktischen Gründen sowohl die Dicke der Schichten als auch die Überlappfläche des Tunnelkontaktes beschränkt sind. Die Dicke der Schicht beträgt typischerweise weniger als  $1 \mu\text{m}$ , da sonst die Zunahme der Tunnelzeit eine zu große Abnahme der Pulshöhe mit sich bringt. Die Überlappfläche des Tunnelkontaktes darf aus zwei Gründen nicht zu groß gewählt werden. Eine obere Grenze wird zum einen dadurch gesetzt, daß mit einer größeren Fläche die Wahrscheinlichkeit für eine schadhafte Stelle in der Barriere ansteigt, und zum anderen dadurch, daß mit steigender Fläche die Kapazität der Tunnelnioden anwächst, was zu einer Erhöhung des elektronischen Rauschens führt (siehe Kapitel 4.2). Die Fläche der Tunnelnioden wird dadurch auch unter Annahme der bestmöglichen Verbesserungen auf Bruchteile von  $\text{mm}^2$  beschränkt [TWE87b]. Typische Größen liegen im Bereich von  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ , was einem Volumen von  $10^{-5} \text{mm}^3$  entspricht.

Für viele Anwendungen sind solche kleinen Detektorvolumina wegen der geringen Nachweiswahrscheinlichkeit ungünstig. So sind für den effizienteren Nachweis von Röntgenquanten, die ein hohes Durchdringungsvermögen haben, größere Volumina von Vorteil. Für den Nachweis schwach wechselwirkender Teilchen gar sind sehr große Massen erforderlich (siehe Kapitel 1). Eine Möglichkeit, die prinzipiell sehr guten Detektoreigenschaften supraleitender Tunnelnioden mit einer hohen Nachweiswahrscheinlichkeit zu verbinden, bietet das von Booth vorgeschlagene Verfahren des Trappings [BOO87b]. Es wurde bereits demonstriert, daß dieses Verfahren erfolgreich bei der Auslese größerer Detektorvolumina und zur wirksamen Unterdrückung der unerwünschten Quasiteilchendiffusion eingesetzt werden kann [GOL89, KRA89].

Das Verfahren beruht darauf, daß in einem Supraleiter mit einer örtlichen Variation der Energielücke die diffundierenden Quasiteilchen in dem Bereich mit der kleinsten Energielücke gesammelt werden. Dadurch ergibt sich die Möglichkeit, in einer geeigneten geometrischen Anordnung Quasiteilchen durch Potentialwälle, die von Supraleitern mit größeren Energielücken gebildet werden, in einem Bereich einzusperren oder einzufangen. Das Prinzip des Trapping wird in Abbildung 2.19 veranschaulicht. Im Supraleiter 1 werden hochangeregte Quasiteilchen erzeugt, die auf die obere Kante der Energielücke relaxieren. Von dort können sie unter Beibehaltung ihrer Energie in den Supraleiter 2 diffundieren. Voraussetzung hierfür ist, daß sich zwischen Supraleiter 1 und 2 keine isolierende Schicht befindet. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Supraleiter 2 hängt von dem Volumenverhältnis  $V_2/(V_1 + V_2)$  der beiden Supraleiter ab. Die Quasiteilchen, die im Supraleiter 2 relaxieren, können diesen

dann ohne Energieaufnahme nicht mehr verlassen, eine Rückdiffusion ist nicht möglich und sie sind im Supraleiter 2 gefangen.

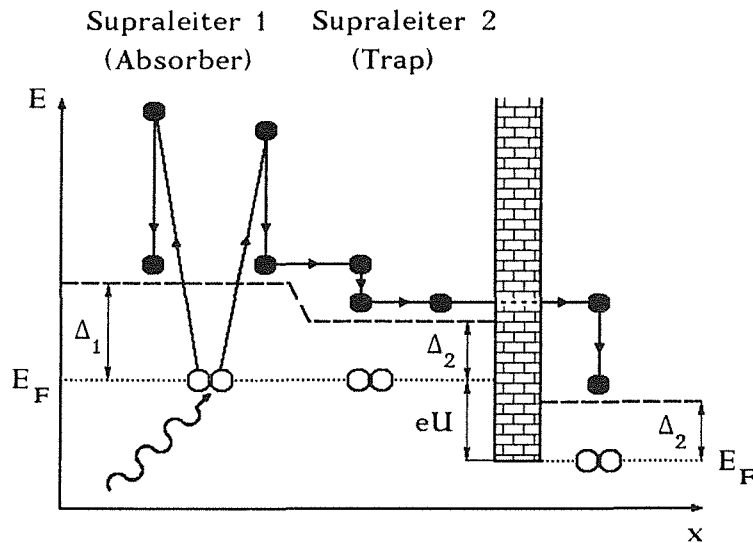


Abbildung 2.19: Anschauliche Darstellung der Vorgänge beim Trapping angeregte Quasiteilchen des Supraleiters 1 im Supraleiter 2, der eine kleineren Energielücke hat und aus dem sie nicht mehr zurück können, sowie Nachweis durch anschließenden Tunnelprozess.

Der Trapping-Effekt kann auf drei Weisen bei supraleitenden Tunnelnioden zur Anwendung kommen. Zum einen kann eine der beiden Schichten einer Tunnelnioden mit einem weiteren Supraleiter verbunden werden, dessen Energielücke größer als die der Schicht ist. Dieser Supraleiter kann dann ein wesentlich größeres Volumen als die Schicht der Tunnelnioden haben, die als Trapschicht wirkt. Für die in dieser Trapschicht gefangenen Quasiteilchen kann bei geeigneten Volumen- und Energielückenverhältnissen [BOO87b] und guten Filmqualitäten die Tunnelzeit durch die Barriere in die zweite Schicht der Tunnelnioden ausreichend klein sein. Eine Skizze eines solchen supraleitenden Tunnelniodendetektors mit Absorberschicht ist in Abbildung 2.20 dargestellt. Die kritischste Stelle in einer solchen Anordnung stellt die Grenzfläche zwischen Absorber und Trapschicht dar, die einen unbehinderten Austausch der Quasiteilchen ermöglichen muß.

Zum zweiten kann das Trapping eingesetzt werden, um die Quasiteilchendiffusion aus der Tunnelschicht in die Zuleitungen sehr effizient zu unterdrücken [KRA89]. Dabei werden die Zuleitungen mit einem supraleitenden Material mit einer größeren Energielücke ausgeführt, so daß die relaxierten Quasiteilchen

aus energetischen Gründen den Tunnelbereich nicht verlassen können.

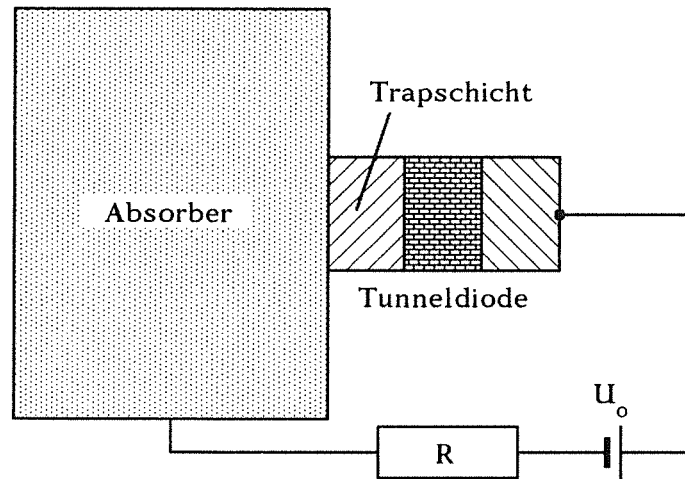


Abbildung 2.20: Supraleitende Tunnel diode mit Absorber als Anwendung des Trapping-Effektes zur Vergrößerung des Detektorvolumens.

Der dritte positive Effekt ist der einer Quasiteilchenvervielfachung, der eintreten kann, wenn das Verhältnis der Energielücken  $\Delta_1/\Delta_2 \geq 3$  ist (siehe Abbildung 2.19). Dann kann nämlich das bei der Relaxation im Supraleiter 2 emittierte Phonon mit seiner Energie  $\Delta_1 - \Delta_2 \geq 2\Delta_2$  im Supraleiter 2 zusätzliche Quasiteilchen aufbrechen, was eine intrinsische Verstärkung des Signals bedeutet. Allerdings wird hierdurch, wie auch durch das Zurücktunneln (Kapitel 2.2), nicht die Energieauflösung des Detektors verbessert.

## 2.5 Proximity - Effekt

Für die Ausnutzung des Trapping-Effektes ist es erforderlich, zwei unterschiedliche Supraleiter in Kontakt zu bringen, ohne daß sich eine isolierende Zwischenschicht bildet. Die verschiedenen großen Energielücken der beiden Supraleiter gehen an der Grenzfläche nicht abrupt ineinander über, sondern es bildet sich in beide Supraleiter hinein ein Bereich aus, in dem sich ein stetiger Übergang der beiden Energielücken vollzieht (siehe Abbildung 2.19). Der Grund für diesen stetigen Übergang liegt in dem freien Austausch von Cooper-Paaren zwischen den beiden Supraleitern. Ein Maß für die Tiefe, bis zu der sich die Beeinflussung durch das angrenzende Material zeigt, ist die Kohärenzlänge [BER65, BUC84].

Dieser Proximity-Effekt tritt auch an der Grenzfläche zwischen einem Normalleiter und einem Supraleiter auf und äußert sich darin, daß der Normalleiter in der Nähe der Grenzfläche supraleitend und der Supraleiter sozusagen weniger supraleitend wird. Von dem Supraleiter diffundieren Cooper-Paare in den Normalleiter und von dem Normalleiter freie Elektronen in den Supraleiter, wo sie die Konzentration der Cooper-Paare herabsetzen.

Die gegenseitige Beeinflussung der beiden Supraleiter zeigt sich in einer veränderten kritischen Temperatur, einem veränderten Wert der Energielücke und auch in der Abhängigkeit der Energielücke von der Temperatur, die von dem Verlauf nach der BCS-Theorie (Abbildung 2.1) abweicht. Die Abweichung wird durch das McMillan-Modell des Proximity-Effektes [MIL68] beschrieben und stimmt mit den Experimenten überein [GOL89, GOL90].

Eine Barriere zwischen den Supraleitern, die auch ohne meßbaren elektrischen Widerstand vorliegen kann, unterdrückt den Proximity-Effekt [GOL89, GOL90]. Die Cooper-Paar- und Quasiteilchen-Diffusion wird stark behindert. Für die Tunneliode mit Absorber aus den Abbildungen 2.19 und 2.20 bedeutet dies, daß die Quasiteilchendiffusion aus dem Absorber in die Trapschicht stark unterdrückt ist, und es werden keine Quasiteilchen, sondern nur Phononen mit einer Energie  $E \geq 2\Delta_2 = 2\Delta_{\text{Trap}}$  detektiert.

### 3. DETEKTORDESIGN

#### 3.1 Detektormaterial

Die Auswahl der Materialien zur Herstellung supraleitender Tunneldioden im Rahmen dieser Arbeit wurde unter Berücksichtigung folgender Punkte getroffen:

1. Das Material mußte zur Herstellung dünner Schichten im Submikrometerbereich unter Anwendung der Aufdampftechnik geeignet sein.
2. Das Material sollte ein stabiles und einfach herzustellendes Oxid hoher Qualität bilden, das als Isolationsschicht verwendet werden kann.
3. Die Energielücke sollte wegen einer guten Energieauflösung und einer hohen Phononenempfindlichkeit möglichst klein sein. Einschränkungen hierfür ergaben sich durch die zur Verfügung stehende Arbeitstemperatur von etwas unter 300 mK, den Zusammenhang zwischen der Energielücke und der kritischen Temperatur (siehe Kapitel 2.1) sowie durch die Forderung, daß die Betriebstemperatur mindestens kleiner als  $0,3 \cdot T_C$  und möglichst kleiner als  $0,1 \cdot T_C$  sein soll (siehe Kapitel 2.3).
4. Das Material sollte eine möglichst hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für niederenergetische Röntgenquanten haben.

Das Material, das insbesondere die ersten drei Bedingungen sehr gut erfüllt, ist Aluminium. Mit einer Schmelztemperatur von  $660^\circ\text{C}$  läßt es sich gut verdampfen. Von seinem Oxid  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ist bekannt, daß es sehr stabil und hart ist und sich bereits bei Raumtemperatur in Raumluft mit einer Dicke von 1 bis 2 nm leckfrei bildet. Die Energielücke  $\Delta_0$  beträgt 180  $\mu\text{eV}$  und die kritische Temperatur  $T_C$  1,19 K. Aus diesen Gründen wurden in dieser Arbeit bevorzugt Aluminium-Tunneldioden ( $\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}$ ) hergestellt und untersucht.

Der Nachteil von Aluminium liegt in seiner kleinen Ordnungszahl von  $Z = 13$ , was einen geringen Absorptionsquerschnitt für Röntgenstrahlung bedingt. Die Absorptionslänge für den Photoeffekt beträgt bei 6 keV Röntgenstrahlung in Aluminium ca. 25  $\mu\text{m}$ . Um die Nachweiswahrscheinlichkeit für Röntgenquanten zu erhöhen, wurden Experimente mit zusätzlichen Materialien in folgender Weise ausgeführt:

1. Heterogene Tunneldioden:

Bei diesen Tunneldioden bestehen Ober- und Unterschicht aus verschiede-



nen Supraleitern. Die Unterschicht bestand aus Aluminium und die Isolationsschicht aus  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Für die Oberschicht wurde Indium oder Zinn verwendet. Beide Materialien haben eine größere Ordnungszahl als Aluminium und damit einen höheren Absorptionsquerschnitt für Röntgenstrahlung. Die Absorptionslänge bei 6 keV beträgt ca. 2  $\mu\text{m}$ .

Die wichtigsten Werte für Indium sind  $Z = 49$ , Schmelztemperatur = 156 °C,  $\Delta_0 = 520 \mu\text{eV}$  und  $T_C = 3,4 \text{ K}$  und für Zinn  $Z = 50$ , Schmelztemperatur = 232 °C,  $\Delta_0 = 580 \mu\text{eV}$  und  $T_C = 3,7 \text{ K}$ .

## 2. Trapping-Tunneldioden:

Bei diesen Tunneldioden, die aus Aluminium-Tunneldioden mit einer zusätzlichen Absorberschicht bestehen, wird der Trapping-Effekt ausgenutzt (Kapitel 2.4). Als Absorbermaterial wurden Indium und Tantal benutzt. Indium ist besonders im Hinblick auf Solarneutrinodetektion ein sehr geeignetes Material (Kapitel 1). Tantal ist wegen seines hohen Schmelzpunktes von 3000 °C ein schwierig zu verdampfendes Material. Seine mechanische Stabilität, seine hohe Dichte und Ordnungszahl und seine Energielücke von  $\Delta_0 = 700 \mu\text{eV}$  machen diesen Supraleiter jedoch als Absorbermaterial sehr interessant.

Neben Aluminium, Indium und Zinn werden auch Blei ( $\Delta_0 = 1,36 \text{ meV}$ ) und Niob ( $\Delta_0 = 1,52 \text{ meV}$ ) von anderen Gruppen auf ihre Eignung für den Teilchenachweis mit supraleitenden Tunneldioden untersucht. Die neuen Hoch- $T_C$ -Supraleiter wurden bisher nicht für diese Zwecke eingesetzt, und es scheint sehr fraglich, ob sie sich mit ihren zum Teil sehr großen Energielücken, ihrer kleinen Kohärenzlänge, die in Verbindung mit Domainengrenzen zu Josephson-Kontakten im Material führen, und der erreichbaren Filmqualität überhaupt dafür eignen.

### 3.2 Detektorgeometrie

Ziel des Entwurfs des zu untersuchenden Prototypdetektors war es, den Detektor so zu gestalten, daß ein Optimum an Signalhöhe, Auflösung und Nachweiswahrscheinlichkeit zu erwarten ist. Es wurde daher angestrebt, die Verluste der Überschussquasiteilchen, die Tunnelzeit und die Diodenkapazität zu minimieren und das Detektorvolumen zu maximieren.

Die Quasiteilchendiffusionsverluste können verringert werden, indem die Zuleitungen zu dem Tunnelvolumen einen möglichst geringen Gesamtquerschnitt aufweisen und dadurch die Quasiteilchen bei der Diffusionsausbreitung mit geringerer Wahrscheinlichkeit in die Zuleitungen gelangen können ("geometrisches Trapping"). Das Verfahren, den Trappingeffekt zur Unterdrückung der Quasiteilchendiffusion zu verwenden, indem die Zuleitungen aus einem anderen Supraleiter mit einer größeren Energielücke gefertigt werden (Kapitel 2.4, [KRA89]), konnte mit der bisher zur Verfügung stehenden Herstellungstechnologie nicht realisiert werden. In Abbildung 3.1 sind mögliche geometrische Ausführungen supraleitender Tunneln und ihrer Zuleitungen schematisch dargestellt. In dieser Arbeit wurden, nach anfänglichen Untersuchungen an Tunneln des Typs 1, Tunneln des Typs 3 hergestellt, bei denen gegenüber Typ 1 die Anzahl der Zuleitungen halbiert und deren Breite verringert wurde, was zu einer starken Einschränkung der Quasiteilchendiffusion aus dem Detektorvolumen führt.

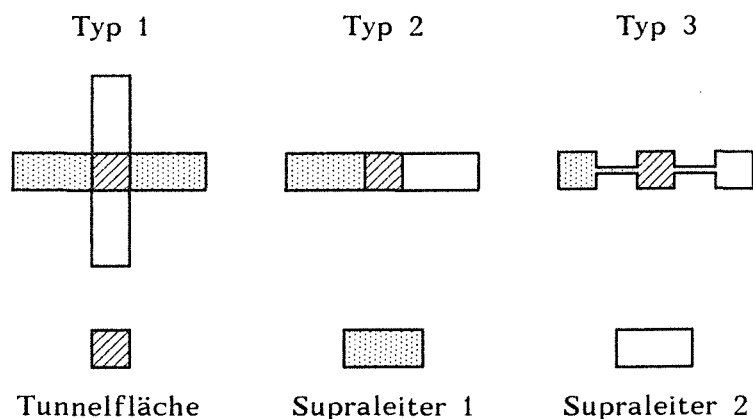


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung möglicher geometrischer Ausführungen supraleitender Tunneln und ihrer Zuleitungen. Beim Typ 3 sind die Zuleitungen am Ende verbreitert, um die Kontaktierung zu erleichtern.

Die Tunnelzeit soll deutlich kleiner als die thermische Rekombinationszeit sein, um die Verlustrate klein zu halten (Kapitel 2.3). Unter Berücksichtigung eines erwarteten asymptotischen Widerstandes der Tunnelnennen von  $R_{nn} < 1 \Omega$  und der Arbeitstemperatur von  $T \geq 0,23 \cdot T_c$  (für Aluminium) wurden folgende Schichtdicken für die im Rahmen dieser Arbeit zumeist hergestellten Tunnelnennen ausgewählt: Unterschicht  $0,2 \mu\text{m}$ , Oberschicht  $0,35 \mu\text{m}$ . Die Schichtdicken waren deutlich verschieden, um unterschiedliche Tunnelzeiten für beide Schichten zu erhalten und dadurch die Impulshöhen röntgeninduzierter Signale aus beiden Schichten gut trennen zu können. Ein Bild von der Größe und der Geometrie dieser Tunnelnennen vermittelt Abbildung 3.2. Die Kapazität einer solchen Anordnung beträgt einige hundert Pikofarad.

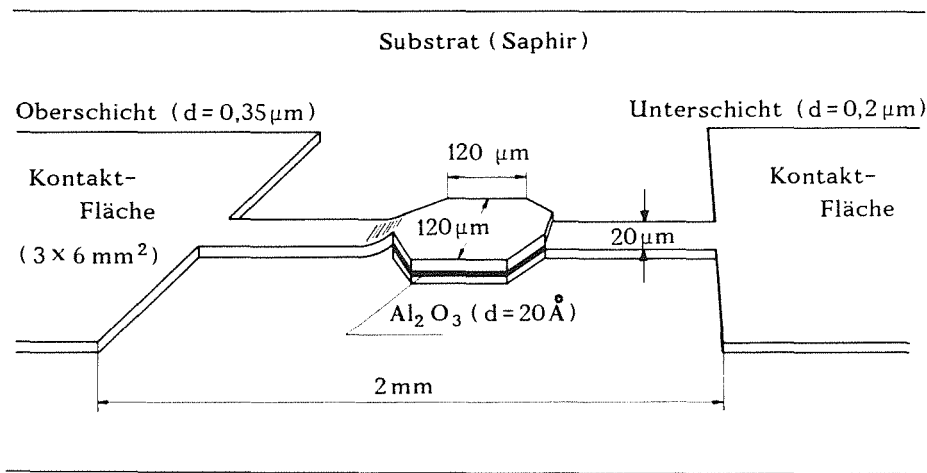


Abbildung 3.2: Skizze der in dieser Arbeit verwendeten Tunnelnennen.

Außer den Tunnelnennen mit den oben erwähnten Schichtdicken wurden sehr dünne Aluminium-Tunnelnennen (Unterschicht  $20 \text{ nm}$ , Oberschicht  $35 \text{ nm}$ ) hergestellt und auf Veränderungen der Strom-Spannungs-Charakteristik untersucht. Für die Detektion von Röntgenstrahlung sind diese dünnen Tunnelnennen sehr schlecht geeignet, daher wurde zur Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit auf die obere Schicht eine zusätzliche Absorberschicht aus Indium oder Tantal zur Anwendung des Trappingeffektes aufgebracht. Die Absorberschichten wurden auch probeweise auf die dickeren Aluminium-Tunnelnennen aufgebracht.

## 4. HERSTELLUNG

### Substrate

Als Trägermaterial für die supraleitenden Tunnelnioden wurden Saphir- und Quarzeinkristalle benutzt. Ihre Abmessungen betragen  $27 \times 7 \times 0,5 \text{ mm}^3$ . Sie waren einseitig oder zweiseitig poliert. Durch die Politur erlangen die Oberflächen eine sehr gute Oberflächenqualität geringer Rauigkeit, die mittels eines Abtastgerätes zu besser als 2 nm bestimmt wurde. Ein anderes sehr gut geeignetes Material höchster Oberflächenqualität ist Silizium, das jedoch in dieser Arbeit wegen seiner Lichtundurchlässigkeit, die die optische Justage mittels Durchleuchtung (siehe unten) unmöglich gemacht hätte, nicht verwendet wurde. In der zum Zeitpunkt der Anfertigung dieser Arbeit fertiggestellten Substratschleuse [HAH90] ist jedoch auch die Verwendung von lichtundurchlässigen Substraten durch die Justage mittels eines Auflichtmikroskopes möglich.

Die Saphirsubstrate zeigten bei der Betrachtung in einem Auflicht-Mikroskop mit Nomarski-Differential-Interferenzkontrast feinste Kratzer, die durch die Politur verursacht werden. Die Quarzkristalle zeigten neben vereinzelt kleinen Glasfehlern der Oberfläche eine starke Neigung, sich elektrostatisch aufzuladen. Ein Einfluß der Oberflächeneigenschaften auf die Qualität der Tunnelnioden konnte nicht festgestellt werden.

Die Substrate wurden vor dem Bedampfen einer gründlichen Reinigung unterzogen. Sie wurden zunächst in einer alkalischen Reinigungslauge, dann in Ätton und danach in destilliertem Wasser gereinigt. Abschließend wurden sie in einem Soxhlet-Extraktor, der mit Isopropanol als Extraktionsflüssigkeit betrieben wurde, mehrere Stunden mit reinem, heißem Alkoholkondensat gespült. Beim Einbau wurden sie mit feinstgefilterter Luft (Filter  $0,2 \mu\text{m}$ ) abgeblasen und im Vakuum bei  $60^\circ\text{C}$  bis  $90^\circ\text{C}$  eineinhalb Stunden ausgeheizt.

### Aufdampfstand

Die supraleitenden Tunnelnioden wurden mit der Technik des thermischen Verdampfens hergestellt. Dabei wird zunächst die untere Schicht aufgedampft, anschließend oxidiert und danach die zweite und eventuelle weitere Schichten aufgedampft. Dies erfordert neben einer geeigneten Beheizungsöglichkeit, mit der das Verdampfungsgut auf die erforderliche Temperatur gebracht werden kann, saubere Hochvakuumbedingungen beim Aufdampfen und reproduzierbare Oxidationsbedingungen.

In dieser Arbeit wurden zwei Aufdampfanlagen benutzt. Die erste Aufdampf-  
anlage wurde erstellt, um bei manchen der hergestellten Tunnelnioden die  
Haftung der Kontaktflächen auf dem Substrat durch eine zuvor aufgebrachte  
Goldschicht von ca. 3  $\mu\text{m}$  Dicke zu verbessern.

Bei dem zweiten Aufdampfstand handelt es sich um eine Hochvakuum-Auf-  
dampfanlage vom Typ Varian VT-118, die für die Herstellung der Tunnelnioden  
umgebaut und erweitert wurde. Das Volumen des Vakuumsystems beträgt ca.  
230 Liter und wurde durch ein oder zwei Turbomolekularpumpen mit 170 l/s  
Saugleistung mit nachgeschalteter Drehschieberpumpe (30  $\text{m}^3/\text{h}$ ) gepumpt. Der  
so erreichbare Enddruck lag bei ca.  $2 \cdot 10^{-7}$  mbar und bei zusätzlicher Verwen-  
dung einer Flüssigstickstoffkühlfalle bei  $5 \cdot 10^{-8}$  mbar. Der Rezipientenmantel  
kann mittels durchfließenden Wassers gekühlt oder erwärmt werden. Zur  
Ausheizung des Aufdampfstandes wurden zwei 900 W Halogenlampen in das  
Vakuumsystem eingebaut.

Der Druck im Rezipienten wurde von einem Totaldruckmeßgerät überwacht.  
Die Aufdampfanlage wurde mit einem Quadrupol-Massenspektrometer (Typ  
Dataquad von Spectramass) zur Überprüfung der Restgaszusammensetzung bis  
zur Massenzahl 100 ausgestattet. Zur Kontrolle der Aufdampfrate und der  
Schichtdicke stand ein Schwingquarz-Meßgerät zur Verfügung, das mit Hilfe  
eines mechanischen Schichtdickenmeßgerätes mit einer diamantenen Abtastna-  
del kalibriert wurde.

Um die Kristallstruktur der aufgedampften Schichten verändern und eine defi-  
nierte Oxidationstemperatur einhalten zu können, wurde eine Einheit zur  
Regelung der Substrattemperatur eingebaut. Diese besteht aus einem mit flüs-  
sigem Stickstoff gefüllten Vorratsgefäß, das mit dem Substrathalter durch ein  
Kupfer-Band verbunden ist, und einer temperaturgesteuerten Widerstandshei-  
zung des Substrathalters. Mit dieser Anordnung kann die Substrattemperatur  
zwischen 100 K und 440 K auf  $\pm 3$  K eingeregelt werden.

Die Struktur der entstehenden Schichten kann durch Veränderung der Rest-  
gaszusammensetzung, insbesondere des vorhandenen Sauerstoff- und Wasser-  
dampfanteils, beeinflußt werden. Zur Einstellung dieses Parameters wurde der  
Rezipient über ein einstellbares Nadelventil mit einem hochreinen (99,995%)  
Sauerstoffvorrat verbunden, der wahlweise mittels einer Filterpatrone, die  
hauptsächlich Wasseranteile herausfiltert, zusätzlich gereinigt werden konnte.  
Dadurch konnte im Gleichgewicht mit der Pumpe der Sauerstoffpartialdruck  
im Durchfluß zwischen  $10^{-6}$  mbar und  $10^{-3}$  mbar eingestellt werden. Für den  
Oxidationsvorgang wurde der Rezipient mit einigen mbar Sauerstoff geflutet.

Als Verdampfungsquelle standen zunächst widerstandsbeheizte Verdampfungsquellen in Form von Schiffchen (Wolfram, Tantal etc.) mit mehreren Stromquellen, die insgesamt bis zu 700 A Heizstrom lieferten, zur Verfügung. Später wurden die Tunneldioden mit einer 10 kW Elektronenstrahlverdampfer-einrichtung von Varian mit einem von außen verschiebbaren 3-Tiegel-Einsatz hergestellt, die es erlaubte, unterschiedliche Materialien ohne Brechung des Vakuums aufzudampfen. Der Dampfstrom zum Substrat konnte durch eine von außen steuerbare Verdampferblende unterbrochen werden. Der Abstand zwischen Verdampfungsgut und Substrat betrug 30 cm.

Der Prozeß zur Herstellung der gesamten Tunneldiode im Aufdampfstand ohne zwischenzeitliche Belüftung wurde mittels einer 70 µm dicken galvanisch hergestellten Hartnickelmaske, die die gesamte Struktur der aufzudampfenden Schicht enthielt, realisiert. Ein Querschnitt durch die Maske ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Die Maske lag an dem Substrat an, und unter der Maske war ein seitlich verschiebbarer Schieber angebracht, der einen rechteckigen Ausschnitt enthielt, mit dem jeweils ein Teil der Maske ausgeblendet wurde. Der Schieber konnte von außerhalb des Aufdampfstandes mittels einer Vakuumdrehdurchführung bewegt werden. Abbildung 4.1 veranschaulicht die Herstellung der sich überlappenden Tunneldiodenstruktur aus Abbildung 3.2.

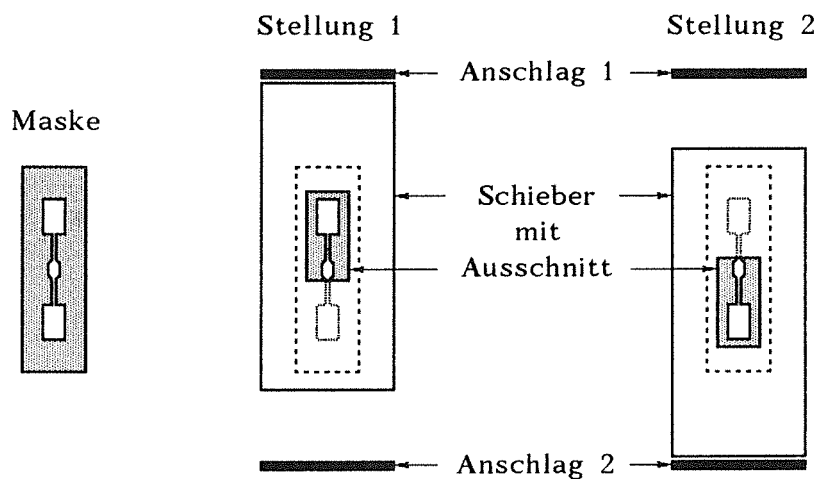


Abbildung 4.1: Aufdampfmaske und Aufdampftechnik zur Herstellung einer überlappenden Tunneldiodenstruktur nach Abbildung 3.2.

Die exakte Positionierung des Schiebers wurde durch zwei Anschläge mit Mikrometerschrauben, gegen die der Schieber mittels einer Feder gezogen wurde, realisiert. Die Justage der Mikrometerschrauben erfolgte bei geöffnetem Aufdampfstand mit eingelegtem und fixiertem Substrat auf optischem

Wege. Hierzu wurde das abbildende System eines Diagroßprojektors verwendet, dessen Lichtquelle unterhalb des Schiebers und dessen Abbildungslinse oberhalb des Substrates positioniert wurden. Der Maskenausschnitt wurde so, durch das durchsichtige Substrat hindurch, vom Linsensystem stark vergrößert über einen Umlenkspiegel an der Decke des Labors auf eine Mattscheibe projiziert.

Damit eine Beschickung des Aufdampfstandes mit einem neuen Substrat nicht jedesmal mehrere Tage Pumpzeit zur Erzeugung des Hochvakuums zur Folge hat, wurde eine differentiell gepumpte Schleuse für das Einbringen des Substrates in den Aufdampfstand entwickelt, die zum Zeitpunkt der Anfertigung dieser Arbeit fertiggestellt wurde [HAH90]. Mit dieser Schleuse ist es nun möglich, in annehmbaren Zeiträumen systematische Reihenuntersuchungen für die Ermittlung der optimalen Aufdampf- und Oxidationsparameter durchzuführen.

### **Aufdampf- und Oxidationsprozeß**

Welche Struktur die aufgedampfte Schicht annimmt, amorph, polykristallin oder monokristallin, hängt von vielen Parametern ab. Die wichtigsten sind die Aufdampfrate, die Substrattemperatur, der Restgasdruck und die Restgaszusammensetzung. Amorphe Schichten bilden sich häufig bei sehr tiefen Substrattemperaturen, wo die Auskristallisierung der Schichten durch das Abschrecken der Dampfteilchen verhindert wird. Die Erzeugung monokristalliner Schichten ist sehr schwierig, da geringste Verunreinigungen des Substrates oder des Rezipienten und auch gewisse Restgasanteile einem großflächigen Kristallwachstum entgegenwirken. Unter normalen Aufdampfbedingungen werden somit ausschließlich polykristalline Schichten entstehen. Aber auch die Eigenschaften polykristalliner Schichten werden durch die genannten Parameter beeinflusst.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden 85 Tunnelioden hergestellt. Von diesen wurden 70 auf Temperaturen um 300 mK abgekühlt und an 50 davon Kennlinien oder Pulsmessungen durchgeführt. Im nachfolgenden werden die verschiedenen Herstellungsbedingungen angegeben. Die Reinheit der verwendeten Verdampfungsmaterialien betrug: Al 99,999 %, Sn 99,995 %, In 99,999 % und Tantal 99,98 %. Während des Aufdampfens nimmt der Partialdruck mancher Gase im Rezipienten infolge von Ausgasprozessen des aufgeheizten Verdampfungsgutes zu, weshalb vor jedem Aufdampfen das Verdampfungsgut zunächst einige Minuten bei geschlossener Verdampferblende ausgeglüht wurde.

### ***Erste Schicht***

Die erste aufgedampfte Schicht bestand bei allen Tunnelnioden aus Aluminium. Sie wurde bei einem Anfangsdruck von weniger als typischerweise  $5 \cdot 10^{-7}$  mbar aufgedampft. Die Schichtdicke variierte von 0,6  $\mu\text{m}$  bei den ersten Messungen mit Laserpulsen über 0,2  $\mu\text{m}$  bei den homogenen ( $\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}$ ) und heterogenen ( $\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{x}$ ) Tunnelnioden bis zu 20 nm bei den sehr dünnen homogenen Tunnelnioden. Die Aufdampftrate betrug 15 nm/s, außer bei Tunnelnioden für die Messungen mit Laserpulsen (50 nm/s), bei homogenen granularen Tunnelnioden 1 nm/s und bei sehr dünnen Tunnelnioden 10 nm/s. Die Substrattemperatur wurde zu  $10^\circ\text{C}$  gewählt und der Sauerstoffpartialdruck während des Aufdampfens zu  $1 \cdot 10^{-5}$  mbar bei Tunnelnioden für Laserpulsmessungen,  $7 \cdot 10^{-5}$  mbar bei nicht granularen und  $1,3 \cdot 10^{-4}$  mbar bei granularen Tunnelnioden. Der angegebene Sauerstoffpartialdruck ist dabei der Partialdruck, der vor Beginn des Aufdampfens mittels des Nadelventils im Durchfluß eingestellt wurde. Dieser Partialdruck reduzierte sich während des Aufdampfens in Abhängigkeit von der Aufdampftrate um bis zu einen Faktor 1/150, was sich durch die starke Getterwirkung des Aluminiums für Sauerstoff erklärt [EPP77].

Eine hohe Aufdampftrate zusammen mit einer nicht zu hohen Substrattemperatur ergibt eine dichte und glatte Filmstruktur [MAI70, PET85], die sich positiv auf die Homogenität der später zu bildenden Tunnelbarriere auswirken sollte. Die Aufgabe des Sauerstoffrestgases besteht in einer Steigerung der Oxidationsbereitschaft der aufgedampften Schicht. Die Bildung der Barriere soll dadurch schneller und gleichmäßiger erfolgen. Ein weiterer Vorteil einer Sauerstoff-Restgasatmosphäre ist ihre entspannende Wirkung auf bestimmte Arten von Gitterstörungen in der aufgedampften Schicht. Der in den Korngrenzen eingelagerte Sauerstoff scheint der Entstehung von Gitterfehlern wie Whiskern, das sind nadelförmige Kristallite, die die Barriere durchstoßen und Kurzschlüsse verursachen können, entgegenzuwirken.

Eine kleine Aufdampftrate zusammen mit einem hohen Sauerstoffrestgasdruck ergibt eine granulare Schicht. Die Wahrscheinlichkeit, daß Sauerstoffatome in die wachsende Schicht mit eingebaut werden, wird auf diese Weise erhöht. Das so in der Schicht entstandene  $\text{Al}_2\text{O}_3$  reichert sich in den Korngrenzen an. Um jedes Korn bildet sich eine  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Hülle [WES75], die das Auswachsen der einzelnen Kristalle verhindert. Es bilden sich kleine Kristallite und die Schichtstruktur erscheint unregelmäßig [EPP77].



### ***Oxidation***

Die Bildung der Tunnelbarriere erfolgte in Mittelstellung des Schiebers durch thermische Oxidation der ersten Schicht. Hierzu wurde der Aufdampfstand wie oben beschrieben mit reinem Sauerstoff bis 3 mbar geflutet. Die Temperatur des Substrates während der Oxidation betrug  $60^{\circ}\text{C}$  und die Dauer 120 Minuten. Aufgrund der erhöhten Substrattemperatur und der langen Oxidationszeit entsteht eine hinreichend dicke und leckstromarme Oxidschicht. Eventuelle Defekte, die sich vor der Oxidation auf der ersten Schicht befanden oder die während der ersten Phase der Oxidation entstehen, können in dieser Zeit ausheilen.

### ***Zweite Schicht***

Bei homogenen Tunnelnioden wurde die zweite Schicht unter den gleichen Bedingungen wie die erste aufgedampft. Die Schichtdicke wurde hierbei um 50 % höher gewählt, außer bei den Tunnelnioden für die Experimente mit Laserpulsen, wo erste und zweite Schicht gleiche Dicke hatten. Bei den heterogenen Tunnelnioden wurde das Schichtdickenverhältnis von 2 : 3 ebenfalls beibehalten, aber es wurde auf den Sauerstoffdurchfluß verzichtet, da diese Schichten bereits ohne Sauerstoffzugabe eine granulare Struktur aufweisen und eine weitere Zunahme der Granularität eine mögliche Diskontinuität zwischen Ober- und Unterschicht zur Folge hätte haben können.

### ***Dritte Schicht***

Zur Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit für niederenergetische Röntgenquanten und zur Untersuchung des Trapping-Effektes wurde bei manchen Aluminium-Tunnelnioden auf die zweite Schicht eine zusätzliche Absorberschicht aus Indium oder Tantal aufgedampft. Zur Vermeidung der Bildung einer Barriere wurde auf den Sauerstoffdurchfluß verzichtet. Die Dicke der Absorberschicht betrug beim Indium auf den sehr dünnen ( $20 + 35 \text{ nm}$ ) Aluminium-Tunnelnioden  $0,35 \mu\text{m}$  und bei denen mit der üblicherweise verwendeten Dicke ( $0,2 + 0,35 \mu\text{m}$ )  $0,7 \mu\text{m}$ . Beim Tantal betrug die Dicke in beiden Fällen  $0,2 \mu\text{m}$ . Der Druck im Rezipienten lag dabei jeweils bei  $1 \cdot 10^{-5}$  bis  $5 \cdot 10^{-5}$  mbar, die Aufdampftrate bei  $1 \text{ nm/s}$  und die Substrattemperatur bei  $20^{\circ}\text{C}$ .

### **Mikroskopische Aufnahmen**

Die nachfolgenden Aufnahmen wurden mit einem Auflicht-Mikroskop mit

Nomarski-Differential-Interferenzkontrast aufgenommen. Wenn eine Seite dieser Arbeit DIN A4 Format hat, entspricht 1 cm auf dem Photo 25  $\mu\text{m}$ .

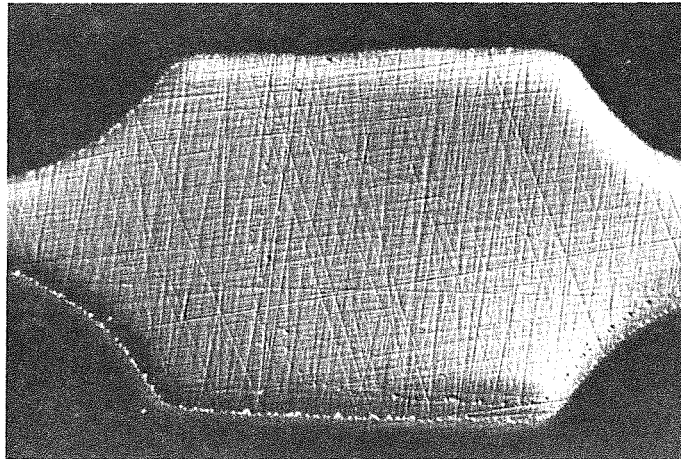


Abbildung 4.2: Diodenfläche einer nichtgranularen  $\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}$  Tunnelodiode mit Schichtdicken von 0,2  $\mu\text{m}$  und 0,35  $\mu\text{m}$  auf Saphir. Deutlich bilden sich die Polierstreifen der Saphiroberfläche auf der Diodenfläche ab.

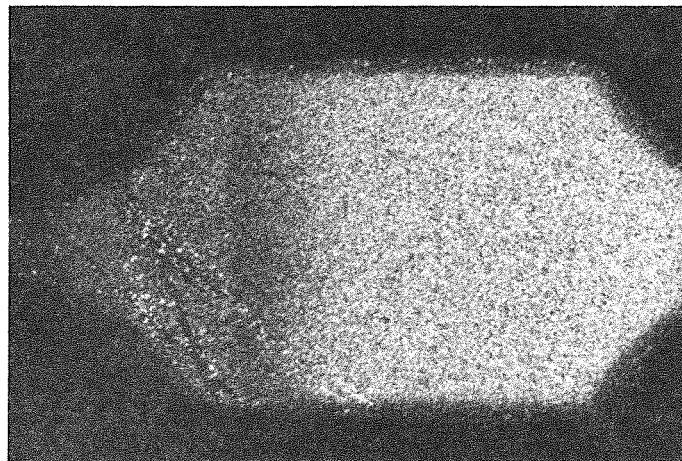


Abbildung 4.3: Diodenfläche einer sehr dünnen nichtgranularen  $\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}$  Tunnelodiode mit Schichtdicken von 20 nm und 35 nm auf Saphir mit einer 0,35  $\mu\text{m}$  dicken Indiumabsorberschicht. Die granulare Indiumschicht bedeckt die rechte Zuleitung und fast die gesamte Diodenfläche. Der äußere linke Teil der Diodenfläche und die linke Zuleitung zeigen noch die glatte Struktur der Aluminiumschicht. In der granularen Schicht sind die Polierstreifen nicht zu sehen.

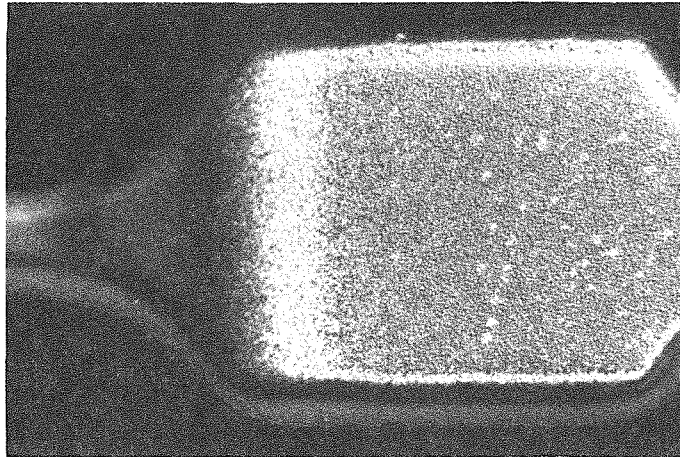


Abbildung 4.4: Diodenfläche einer Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Sn Tunneliode mit Schichtdicken von 0,2 µm und 0,35 µm auf Saphir. Deutlich ist die granulare Struktur der Zinnschicht zu erkennen. Die Aluminiumunterschicht erscheint dagegen sehr glatt.

## 5. EXPERIMENTELLER MESSAUFBAU

### 5.1 <sup>3</sup>Helium-Kryostat

Im Rahmen dieser Arbeit [STR88] wurde ein Tieftemperatureinsatz konzipiert und gefertigt, der mittels eines Kranes in einen vorhandenen <sup>4</sup>He-Kryostaten abgelassen werden und in dem die Experimente mit den supraleitenden Tunnelnioden durchgeführt werden konnten.

Die tiefe Temperatur in diesem Kryostaten wird erreicht durch die Absenkung des Dampfdruckes einer tiefsiedenden Flüssigkeit durch Abpumpen des Gasraumes. Die erreichbare Temperaturerniedrigung wird durch die verwendete Flüssigkeit bestimmt. Für Temperaturen um 0,3 K, wie sie für die Experimente mit Aluminium-Tunnelnioden mindestens erforderlich sind, besitzt nur noch flüssiges <sup>3</sup>Helium einen ausreichend hohen Dampfdruck [SAU70, LOU74, BET76, BET89]. Abbildung 5.1 zeigt ein Schnittbild des <sup>3</sup>Helium-Kryostaten ohne das zugehörige Gasversorgungs- und Pumpsystem. Seine wichtigsten Konstruktionsmerkmale sind folgende.

Der Kryostat wurde als Zirkulationskryostat ausgelegt, um wegen der erwarteten teilweise geringen Zählraten bei Bestrahlungsexperimenten lange kontinuierliche Meßzeiten gewährleisten zu können. Bei einem Zirkulationskryostaten wird das einkondensierte <sup>3</sup>He, wovon hier 40 NTP-Liter <sup>3</sup>He-Gas benötigt wurden, nicht nur wieder abgepumpt, sondern in einem Kreislauf kontinuierlich umgewälzt. Das Gas wird nach dem Abpumpen in einem Zeolith-Molekularsieb bei 77 K gereinigt, im 1 K - Bad verflüssigt und fließt über einen Flußwiderstand zurück. Das <sup>3</sup>He-Gas wurde mit einer Öldiffusions-Booster-Pumpe (850 l/s) mit vorgeschalteter Drehschieberpumpe (60 m<sup>3</sup>/h) abgepumpt. Das Abpumpen des <sup>4</sup>He des 1K-Bades erfolgte mittels zweier parallel betriebener Drehschieberpumpen (je 30 m<sup>3</sup>/h).

Bei der Konstruktion wurde besonderer Wert auf einen großen Experimentier- raum gelegt, um neben mehreren Tunnelnioden sowie deren Halterungen und Kontaktierungen auch Strahlungsquellen, Temperaturmeßfühler und von außen steuerbare Blenden einbauen zu können. Das Volumen des Experimentier- raumes beträgt 900 cm<sup>3</sup>. Die Abkühlung der Proben erfolgt über den mechanischen Kontakt mit einer Kühlplatte aus Kupfer, da im Experimentier- volumen selbst Hochvakuumbedingungen herrschen. Dies ist erforderlich, weil durch einen eventuell aufkondensierten Helium-Film Phononenverluste auftreten können [KIN74]. Aus diesem Grund sind Isolier- und Experimentier- vakuum voneinander getrennt und werden separat gepumpt, um sie unabhängig vonei- nander mit Kontaktgas fluten zu können.

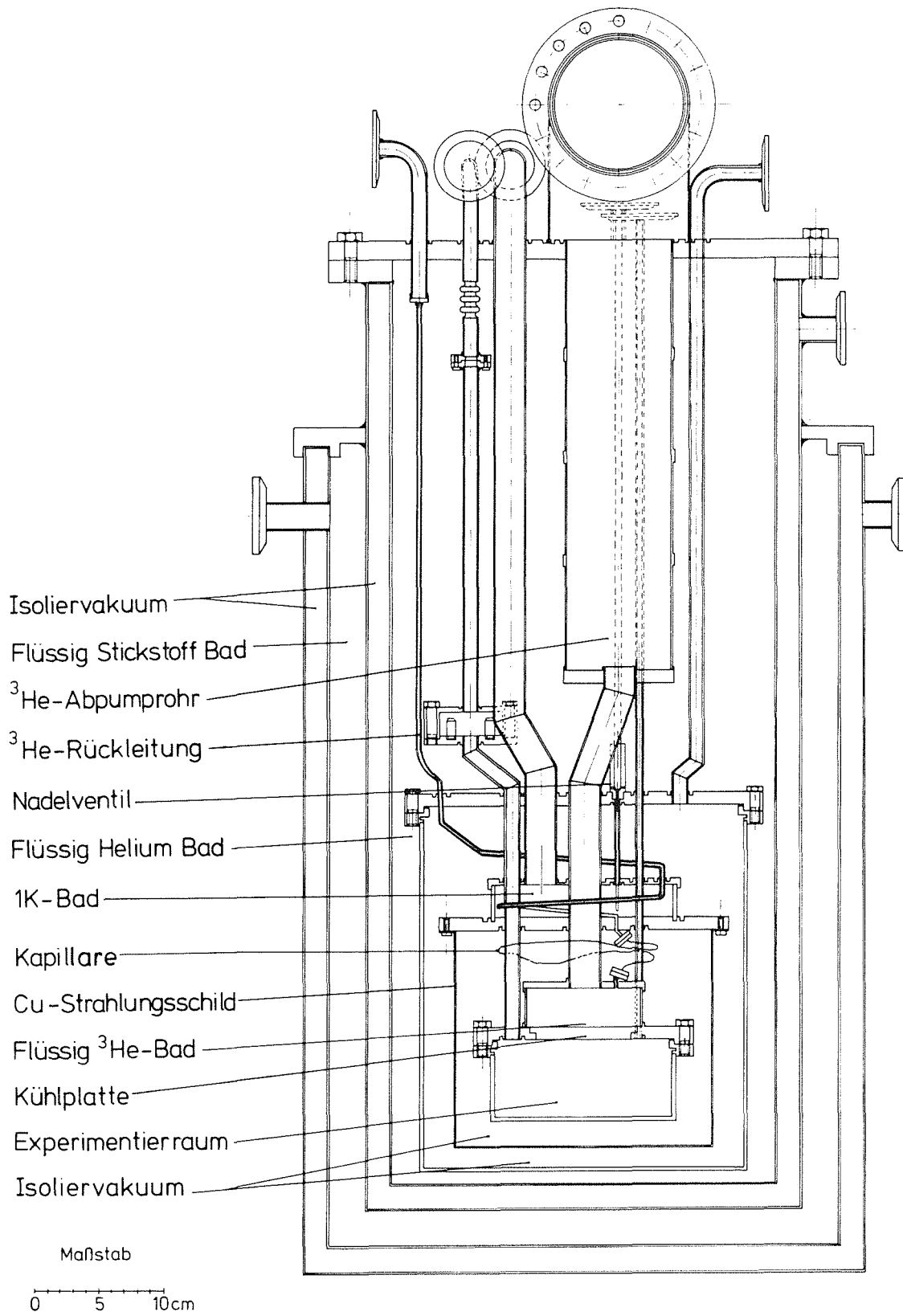


Abbildung 5.1: Schnitt durch den  $^3\text{He}$ -Zirkulations-Kryostaten

Die in der  $^3\text{He}$ -Rückleitung verlaufenden und verdrillten 20 Konstantan-Meßleitungen (Durchmesser 0,1 mm, Widerstand 70  $\Omega$ ) für die Tunneldioden und den Temperaturmeßfühler wurden bei 4 K thermisch abgefangen, um eine Wärmezufuhr zu verhindern. Die Rückleitung ist hierzu und für den optionellen späteren Einbau eines kalten Vorverstärkers mit zwei Flanschen ausgestattet. Im  $^4\text{He}$ -Bad befindet sich eine Spule aus supraleitendem Niobdraht, mit der sich zur Unterdrückung des DC-Josephson-Stromes am Ort der Tunneldioden ein parallel zur Diodenfläche orientiertes Magnetfeld von bis zu 1000 Gauss erzeugen läßt.

Die Temperaturmessung erfolgte mittels eines geeichten Germanium-Widerstandes und einer gepulsten Meßbrücke. Die normale Arbeitstemperatur nach abgeschlossener Optimierung betrug 280 mK mit einer Stabilität von  $\pm 5$  mK und die tiefste erreichte Temperatur 271 mK. Die  $^3\text{He}$ -Zirkulation betrug  $5 \cdot 10^{-6}$  mol/s.

Die Zeit vom Bestücken des Experimentierraumes über das Schließen der indiumgedichteten inneren Töpfe, Anbringung des Kupfer-Strahlungsschildes, Herstellung des Anschlusses an das  $^3\text{He}$ -Gassystem und die Öldiffusionspumpe, Pumpen der Vakua und Dichtigkeitsprüfung auf vorhandene Lecks in Experimentiervakuum, Isoliervakuum und  $^3\text{He}$ -System, Vorkühlen mit Flüssig-Stickstoff, Abkühlen mit Flüssig- $^4\text{He}$ , Abpumpen des Kontaktgases bis zum Beginn des Einkondensierens des  $^4\text{He}$  in das 1 K-Bad betrug mindestens 48 Stunden. Die Zeit bis zum Erreichen einer Betriebstemperatur von 300 mK betrug weitere 4 Stunden. Zum Aufwärmen des Kryostaten waren nochmals 48 Stunden erforderlich.

Es hat sich herausgestellt, daß Messungen an einer sehr großen Zahl einzelner Tunneldioden erforderlich sind, um die vielen Herstellungsparameter optimieren zu können. Außerdem sollte für Experimente mit Aluminium-Tunneldioden eine Arbeitstemperatur von unter 100 mK zur Verfügung stehen. Aus diesen Gründen wurde die Entwicklung eines schnell abkühlbaren  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostaten begonnen [HAH90], der sich zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit in der Erprobung befand.

Bei einigen der hergestellten Tunneldioden wurden Kennlinien in einem vorhandenen  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostaten [AUR84], der auch für die Entwicklung von Mikrokalometern eingesetzt wurde [BAY90, FOL90], bei Temperaturen bis unter 50 mK aufgenommen.

## 5.2 Meßaufbau

### Halter

Die thermische Ankopplung der Substrate mit Tunnelnioden an die Kühlplatte des Kryostaten und die Herstellung der elektrischen Verbindung der Meßleitungen mit den Kontaktflächen erfolgte durch den Einbau in verschiedene Halter aus Kupfer, in denen Federkontaktstifte die Meßleitungen mit den Kontaktflächen verbanden und durch deren Druck die Substrate eine gute thermische Verbindung zu dem Halter erhielten. Außerdem wurde ein Halter verwendet, bei dem kupferne Klammern, die mittels Leitsilber elektrisch mit den Kontaktflächen verbunden wurden, die Substrate gegen die Unterlage drückten. Für die Bestrahlungsexperimente mit  $\alpha$ -Teilchen und Röntgenquanten wurden sowohl Halter verwendet, die das Substrat ganz offen ließen, als auch andere, in denen die Tunnelfläche, die Zuleitungen oder das Substrat durch Kollimatoröffnungen von 1,0 oder 0,1 mm Durchmesser bestrahlt werden konnten. Bei den Messungen mit Laserbestrahlung endete das Lichtleitkabel unmittelbar über der Tunnelfläche.

### Quellen

Für die Messungen mit Lichtpulsen eines Lasers wurde von der Gruppe für Neutrinophysik des Institutes für Kernphysik I des Kernforschungszentrums Karlsruhe ein gepulster Stickstofflaser zur Verfügung gestellt. Dieser Laser emittiert Strahlung mit einer Wellenlänge von 337 nm. Die Pulsenergie beträgt 50  $\mu$ J und die Pulsdauer 0,3 bis 1 ns. Mit dem Laserlicht wurde Plastiksintillator vom Typ NE 102 bestrahlt, der blaues Szintillationslicht mit einer Wellenlänge von ca. 420 nm emittiert. In dem Plastiksintillator befand sich der Anfang eines Lichtleitkabels, das durch das Abpumprohr des Experimentiervakuum verlief und dort in drei Enden aufgesplittet über den Tunnelnioden endete. Die hohen und unbekanntenen Verluste des Lichtkonversions- und -übertragungsweges, sowie die nicht bekannten Lichtabsorptionseigenschaften der Tunnelnioden, lassen keine Angaben darüber zu, wieviel Energie bei einem Laserpuls in der Tunnelnioden deponiert wurde. Zur Abschirmung von Störungen, die durch die Hochspannungspulselektronik des Lasers verursacht wurden, wurde dieser in einem stählernen Tresor betrieben.

Bei der  $\alpha$ -Quelle handelte es sich um ein  $^{210}\text{Po}$ -Präparat mit einer primären  $\alpha$ -Energie von 5,305 MeV, einer Halbwertszeit von 138,38 Tagen und einer Aktivität von 29,6 MBq. Die aktive Poloniumchromatschicht ist aus Sicherheitsgründen in einer 2  $\mu$ m dicken kaltverschweißten Schutzschicht aus

Palladium untergebracht, was den Nachteil hat, daß die austretenden  $\alpha$ -Teilchen bei einer mittleren Energie von 4,555 MeV [WIL66] eine durch das Energie- und Winkelstragglung bedingte Energieverschmierung von  $\pm 38$  keV (Halbwertsbreite) haben [MAR73].

Als Röntgen-Quelle fand ein  $^{55}\text{Fe}$ -Präparat mit einer Halbwertszeit von 2,73 Jahren und einer Aktivität von 370 MBq Verwendung. Die emittierten Röntgenquanten haben eine Energie von 5,89 keV ( $K_{\alpha}$ ) oder 6,49 keV ( $K_{\beta}$ ). Das aktive Eisenmetall ist elektrolytisch auf einem Kupfersubstrat aufgebracht und mit einer 1  $\mu\text{m}$  dicken Nickelschutzschicht bedeckt.

Der Abstand der  $\alpha$ - und  $\gamma$ -Quelle von den Substraten betrug typischerweise 35 mm. Sie waren auf einer von außen mittels einer Schiebedurchführung verfahrbaren Schubstange angebracht, was unmittelbare Differenzmessungen mit und ohne Strahlungsquelle ermöglichte.

### Meßelektronik

Mit dem elektronischen Meßaufbau sollte sowohl die Messung der Strom-Spannungs-Kennlinie der Tunnelioden als auch die Messung und Verarbeitung laser- oder teilcheninduzierter Pulse möglich sein. Es wurde ein sorgfältiger störungsarmer Aufbau mit abgeschirmten Leitungen und der Verwendung nur eines Erdungspunktes zur Vermeidung von Erdschleifen [MOR67] realisiert. Der Kryostat und die Meßelektronik waren, bis auf den einen gemeinsamen Erdungspunkt, elektrisch isoliert aufgebaut.

Die Aufnahme der Kennlinien erfolgte in Vierpoltechnik mittels eines x-y-Schreibers mit einer Auflösung von 50  $\mu\text{V}/\text{cm}$  und des in Abbildung 5.2 gezeigten Aufbaues. Er beinhaltet eine umschaltbare Konstantstrom-/Konstantspannungsquelle, die von einer Batterie oder einem Funktionsgenerator versorgt wird. Der Schalter S1 dient zur Polaritätsumschaltung, Schalter S2 zur Wahl der Spannungsversorgung (Batterie oder Generator) und Schalter S3 zur Umschaltung zwischen strom- und spannungsstabilisiertem Betrieb. Mit den Potentiometern P1 und P2 kann der Ausgang bei Batteriebetrieb grob und fein reguliert werden. Die Widerstände R1 (100  $\Omega$ ) und R2 (600 k $\Omega$ ) dienen als Spannungsteiler bei spannungsstabilisierter und die Widerstände R3 bis R6 (1 k $\Omega$  bis 1 M $\Omega$ ) als Vorwiderstand bei stromstabilisierter Messung. Der Widerstand R7 (10 k $\Omega$ ) in der Leitung für die Messung der an der Tunneliode anliegenden Spannung sorgt dafür, daß bei der Messung von Signalen die Kapazität der Meßleitungen und des Schreibers nicht zur Verringerung der Pulshöhe führt. Für die störungsarme Aufnahme von Signalen wurden der Funktionsgenerator, der Schreiber und das Strommeßgerät nicht angeschlossen und



es wurde im Batteriebetrieb gemessen.

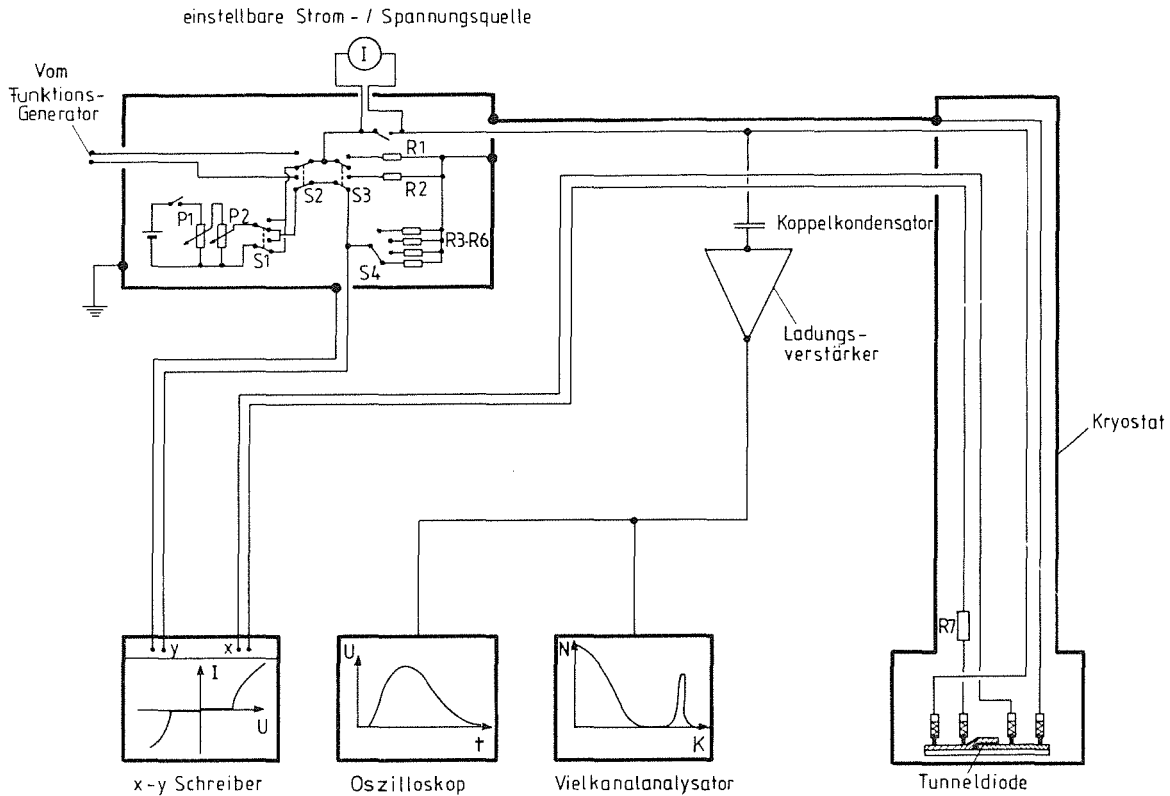


Abbildung 5.2: Prinzipbild des elektronischen Aufbaues.

Bei der Deposition von Energie in der Tunnel diode durch die Absorption eines Lichtpulses, eines  $\alpha$ -Teilchens oder eines Röntgenquants erhöht sich die Zahl der Quasiteilchen und damit der Tunnelstrom. Die Zahl der insgesamt tunnelnden Quasiteilchen  $N_t$  läßt sich abschätzen, zu [ZEH88]

$$N_t = N_{QT} \cdot \frac{\tau_t^{-1}}{\tau_{eff}^{-1}} \quad (5.1)$$

wobei  $N_{QT}$  die ursprüngliche Zahl der Quasiteilchen (Gleichung 2.21),  $\tau_t^{-1}$  die Tunnelrate (Gleichung 2.23) und  $\tau_{eff}^{-1}$  die effektive Relaxationsrate (Gleichung 2.24) ist. Die Zahl der getunnelten Ladungsträger ist somit ein Maß für die deponierte Energie. Zur Messung der Impulse wurden die Signale über einen Koppelkondensator einem ladungsempfindlichen Vorverstärker (Abbildung 5.2) zugeführt. In Abbildung 5.3 ist das Kleinsignal-Ersatzschaltbild der Signalauslese und des Vorverstärkers dargestellt.

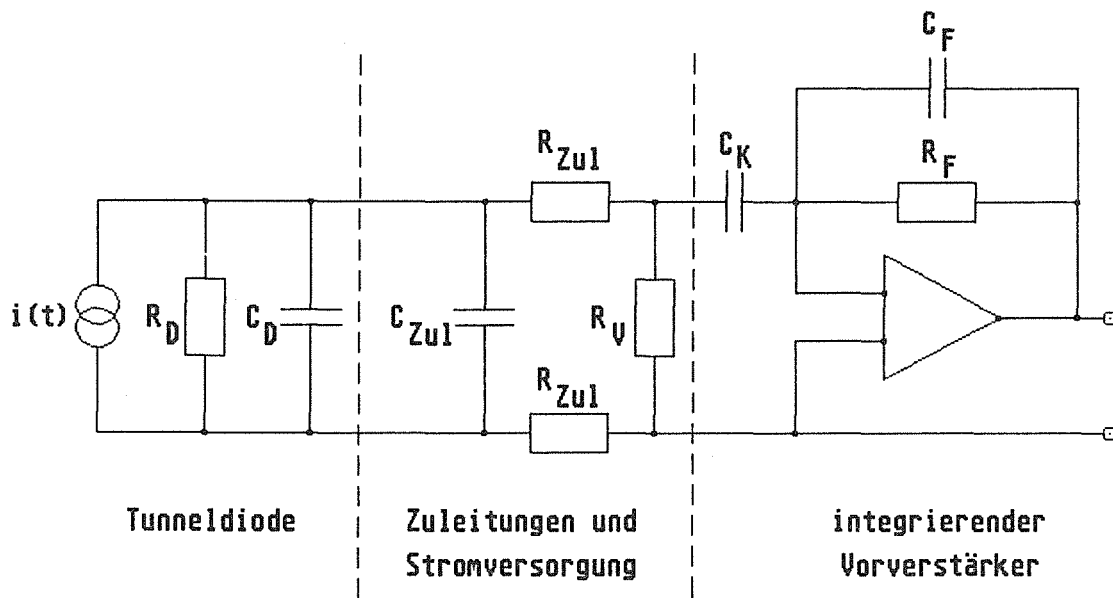


Abbildung 5.3: Kleinsignal-Ersatzschaltbild des Signalstromkreises.

Die Tunnel diode selbst kann hierin als Parallelschaltung einer Stromquelle  $i(t)$ , des differentiellen Widerstandes  $R_D$  im Arbeitspunkt und der Diodenkapazität  $C_D$  (einige hundert pF) beschrieben werden.  $R_{Zu1}$  ist der Widerstand der Zuleitungen (70  $\Omega$ ) und  $C_{Zu1}$  deren Kapazität.  $R_V$  ist der Vorwiderstand der Konstantstromversorgung (R3 bis R6 in Abbildung 5.2). Er bestimmt die Steigung der Arbeitsgeraden und wurde zwischen 0,5 M $\Omega$  und 1 M $\Omega$  gewählt. Der Koppelkondensator  $C_K$  ist mit 1  $\mu$ F wesentlich größer als der Rückkoppelkondensator  $C_F$  (0,5 pF) des Vorverstärkers, um eine effektive Ladungssammlung zu gewährleisten.

Als Vorverstärker stand ein kommerziell erhältlicher ladungsempfindlicher Verstärker vom Typ Catsa 82 der Firma TNE/Silena zur Verfügung, der von uns für unsere Zwecke teilweise modifiziert wurde. Serienmäßig liegen am Eingang dieser Verstärker, die für die Auslese von niederkapazitiven und hochohmigen Halbleiterdetektoren konzipiert sind, eine Schutzdiode und ein LC-Siebglied für den Betrieb mit Hochspannung an. Diese wurden von uns entfernt, da sie für den Betrieb mit Tunnel dioden nicht erforderlich sind und nur zur Erhöhung des Rauschens beitragen würden. Dieser Vorverstärker arbeitet als Integrator, da als Rückkoppelglied ein Kondensator  $C_F$  geschaltet ist.

Die Ausgangsspannung

$$U(t) = \frac{1}{C_F} \cdot \int i(t) dt \quad (5.2)$$

ist dann das Integral über den Überschußtunnelstrom und hat durch die Integration ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis als ein Stromsignal. Durch die aktive Integration wird eine große Spannungsänderung an der Tunneldiode vermieden. Dies ist erforderlich, weil der differentielle Widerstand stark spannungsabhängig ist. Der Kapazität  $C_F$  ist ein Widerstand  $R_F$  (1 G $\Omega$ ) parallel geschaltet, über den sie sich mit einer langen Zeitkonstanten entlädt.

Damit der Vorverstärker als idealer Integrator funktioniert und der zu messende Überschußtunnelstrom in den Vorverstärker gelangt, müssen  $R_D$  groß,  $C_D$  und  $C_{Zul}$  klein und die Eingangsimpedanz  $Z_E$  des Vorverstärkers (einschließlich Koppelkondensator) niedrig sein.  $R_D$  stellt einen Nebenschluß zum Integrator dar, über den sich  $C_F$  wieder entlädt. Der Vorverstärker integriert also nur über endliche Zeiten, die umso kürzer werden, je kleiner  $R_D$  ist. Die unvollständige Integration des Stromsignals führt somit zu einer Abhängigkeit der Amplitude des Ladungssignals vom Zeitverlauf des Stromsignals. Zudem wird bei Aluminium-Tunnelkondensatoren, im Temperaturbereich der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen, die Integrationszeit, und damit die Anstiegszeit des Ladungssignals, durch eine kurze Abfallzeit des Stromsignals begrenzt, die eine Folge der kurzen Quasiteilchenlebensdauer (Gleichung 2.25) ist.

Bei hochauflösender Spektroskopie mit guten Tunnelkondensatoren ist das elektronische Rauschen eine wichtige, die Auflösung begrenzende Größe. Beiträge zum Rauschen liefern das Widerstandsrauschen an  $R_V$  und  $R_D$  ( $4kT/R$ ), das Schrottrauschen des thermischen Diodenstromes und des Verstärkereingangsstromes ( $2eI$ ), das thermische Rauschen des Vorverstärkereinganges und dessen  $1/f$ -Rauschen. Für eine genaue Betrachtung des Rauschens sei auf die umfangreiche Literatur hierzu verwiesen [KOW70, WEI70, NIC74, TWE87b, BAR88].

Die Ausgangssignale des Vorverstärkers konnten mit einem Oszilloskop betrachtet oder in einem Hauptverstärker (Typ Ortec 450) verstärkt und gefiltert werden. Die Bandbreite des Filters kann durch getrennte Einstellbarkeit von Integrations- und Differentiationszeit auf ein optimales Signal-zu-Rausch-Verhältnis eingestellt werden. Die Signale wurden mit einer Zeitkonstanten von 0,1 bis 2  $\mu$ s integriert und gegebenenfalls mit einer Zeitkonstanten von 1 bis 10  $\mu$ s differenziert. Die Signale des Hauptverstärkers wurden dann in einen Vielkanalanalysator beziehungsweise in ein CAMAC-System eingelesen.

Mit Hilfe des in Abbildung 5.4 gezeigten Aufbaues wurden die Detektorsignale zweiparametrig (Pulshöhe und Anstiegszeit) aufgenommen und mit einem CAMAC-System aufgezeichnet. Die Pulshöhe wurde dabei vom unipolaren Ausgang des Hauptverstärkers (AMP) abgegriffen. Für die Erzeugung einer Anstiegszeitinformation wurde das Signal nach dem Vorverstärker aufgetrennt. Vom schnellen bipolaren Ausgang des Verstärkers (AMP) wurden mittels eines Constant-Fraction-Diskriminators (CFD) der Start-Impuls für die Anstiegszeitmessung in einem Zeit-zu-Pulshöhen-Konverter (TPHC) sowie mit einem zusätzlichen Gate-Generator (GG) ein Gate-Signal abgeleitet. Der Stop-Impuls für den TPHC wurde von einem Delay-Line-Amplifier (DLA, 2  $\mu$ s Delay-Line) abgeleitet. Die zeitliche Lage des Nulldurchganges des bipolaren Ausgangs des DLA hängt von der Anstiegszeit des Detektorsignals ab und wird mit einem Timing-Single-Channel-Analyzer (TSCA) zu einem zeitscharfen Stop-Signal für den TPHC geformt. Das analoge Ausgangssignal wird dann wie das Pulshöhensignal in einem Analog-zu-Digital-Konverter (ADC) digitalisiert. Die Pulshöhen und Anstiegszeiten konnten mittels eines Testpulsers kalibriert werden.

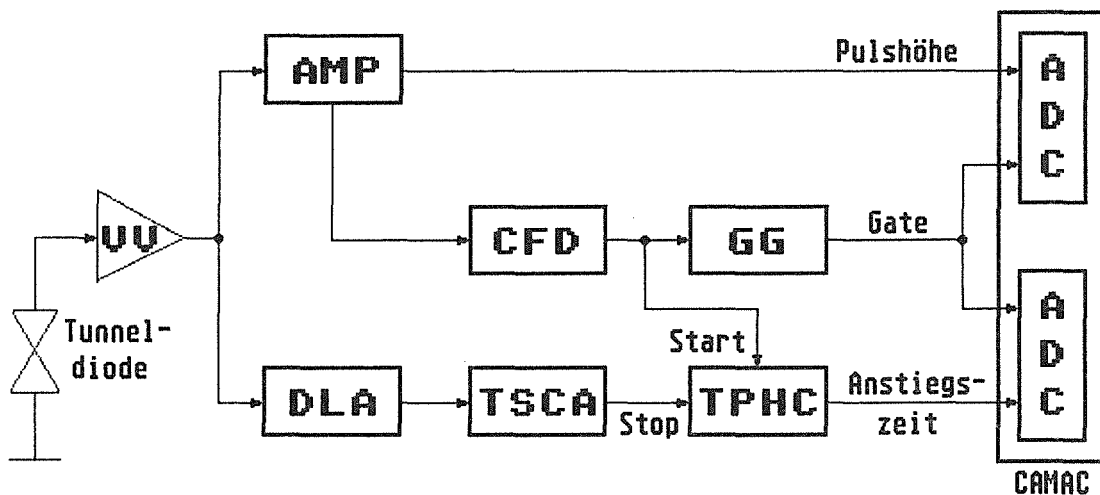


Abbildung 5.4: Blockschaltbild der Meßelektronik zur Messung der Anstiegszeit der Pulse und der Pulshöhen.

## 6. ERGEBNISSE

### 6.1 Kennlinien

Der Verlauf der Strom-Spannungs-Charakteristik einer supraleitenden Tunnel-diode gibt wichtige Hinweise auf ihre Qualität. Der erste Hinweis auf die Dicke der Oxidschicht ergibt sich aus dem Vorhandensein und der Größe des Josephson-Suprastromes (Gleichung 2.17), der nur bei hinreichend dünnen Oxidschichten auftritt. Eine solche Messung ist in Abbildung 2.12 dargestellt. Allerdings wäre, wegen der starken Magnetfeldabhängigkeit des maximalen Josephson-Stromes, für dessen exakte Messung ein erheblicher experimenteller Aufwand zur magnetischen Abschirmung und zur Vermeidung eingefrorenen Flusses erforderlich. Durch die Messung des Suprastromes bei Variation des magnetischen Feldes läßt sich zeigen, daß es sich tatsächlich um den DC-Josephson-Effekt handelt (Abbildung 2.13), und nicht um die kritische Stromtragfähigkeit einer dünnen supraleitenden Schicht.

Beim Einschalten eines hinreichend großen Magnetfeldes zur Unterdrückung des Josephson-Stromes (siehe Kapitel 2.2) ist der Verlauf der Strom-Spannungs-Charakteristik meßbar, anhand dessen die Qualität der Tunnel-diode beurteilt werden kann. Die wichtigsten zu betrachtenden Merkmale sind: der asymptotische Widerstand  $R_{nn}$ , der differentielle Widerstand  $R_D$  im Arbeitspunkt (etwa bei der Spannung  $\Delta/e$ ), der Anteil des Leckstromes im Subgapbereich (ersichtlich aus  $R_D$  oder aus dem Vergleich des Tunnelstromes mit dem nach Gleichung 2.11 berechneten Wert), die Steilheit und Höhe des Stromanstieges bei der Spannung  $2\Delta/e$  (bzw.  $(\Delta_1 + \Delta_2)/e$ ) und das Auftreten von Zwei-Teilchen-Tunneln.

#### **Aluminium-Tunnelnioden ohne Absorber**

In Abbildung 6.1 wird eine der besten Kennlinien von denjenigen Tunnelnioden, die zu Beginn dieser Arbeit hergestellt wurden, dargestellt. Mit Tunnelnioden dieses Typs wurden die Experimente mit Laserpulsen und teilweise mit  $\alpha$ -Teilchen durchgeführt. Der Vergleich mit einer berechneten Kennlinie (Abbildungen 2.7 und 2.8) zeigt eine befriedigende Übereinstimmung für den Spannungsbereich größer als  $2\Delta/e$ . Die Spannung  $2\Delta/e$ , bei der der Tunnelstrom ansteigt, hängt von der Temperatur ab. Aus Messungen der Temperaturabhängigkeit dieses Punktes wurden die in Abbildung 2.1 eingezeichneten experimentellen Punkte ermittelt.

Im Bereich  $U < 2\Delta/e$  ist jedoch der Strom um Größenordnungen höher als der berechnete thermische Tunnelstrom. Der differentielle Widerstand  $R_D$  ist

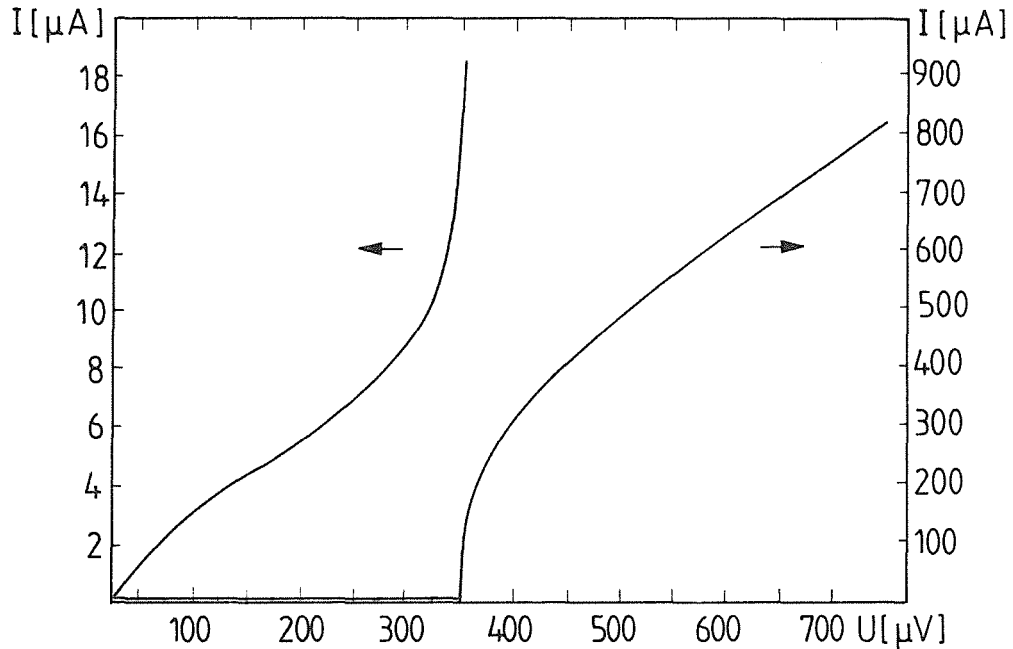


Abbildung 6.1: Gemessene Kennlinie einer Aluminium-Tunnel diode bei 288 mK und einem äußeren Magnetfeld von 20 Gauss. Der asymptotische Widerstand  $R_{nn}$  beträgt 1,2  $\Omega$  und der maximale differentielle Widerstand  $R_D$  50  $\Omega$ .

nicht negativ. Sein größter Wert beträgt nur 50  $\Omega$ . Die Ursache hierfür ist ein durch die Tunnelbarriere fließender Leckstrom, der durch Kurzschlüsse verursacht wird. Gründe für diese leitenden Brücken können sein:

- Kratzer und Risse im Substrat, die von der ersten Schicht nicht eingeebnet werden und dazu führen, daß sich die beiden Schichten der Tunnel diode dort berühren.
- Ungleichmäßige Aufdampfraten beim Aufdampfen der ersten Schicht, die zu Spitzen führen, die von der Barriere nicht bedeckt werden.
- Beim Aufdampfen der zweiten Schicht wird die Tunnelbarriere von mit zu hoher Energie auftreffenden Atomen durchbrochen.
- Beschädigung der Tunnel diode an ihrem Rand beim Abnehmen der Kontaktmaske, durch kleinste seitliche Bewegungen hierbei, oder durch das Aufreißen bestehender Randverbindungen zwischen der aufgedampften Schicht und der Kontaktmaske.
- Kein planes Anliegen der Maske, sondern eventuelle Durchbiegung, die

durch eine Erwärmung während des Aufdampfens verstärkt wird. Wegen des hierdurch bedingten größeren Abstandes wird der Rand der aufgedampften Schicht aus geometrischen Gründen unschärfer. Die Schichtdicke geht dort kontinuierlich gegen Null und ist nicht scharf begrenzt. An solchen Stellen, die zudem noch von der Maske teilweise überdeckt werden, muß mit einer uneinheitlichen Oxidation gerechnet werden. Hinzu kommt noch die Diffusionskinetik der aufgedampften Teilchen an der Oberfläche. Die Tendenz einer aufgedampften Schicht, sich durch Wanderungsprozesse auszudehnen, kann von der Unterlage abhängen. Dies kann dazu führen, daß sich die zweite Schicht stärker ausbreitet als die erste und an kritischen Randstellen Kontaktbrücken entstehen.

- Eine Kontamination des Restgases mit oxidationsverhindernden Anteilen, wie zum Beispiel Ölverunreinigungen, die aus früheren Nutzungen der Aufdampfanlage vorhanden sein könnten, und die lokale Defekte der Oxidschicht zur Folge haben. Bei einem Partialdruck von  $10^{-9}$  mbar, einer Temperatur von 300 K und einer angenommenen Molmasse von 85 g/mol beträgt die Wiederbedeckungszeit  $\tau$ , das heißt die Zeit, die vergeht, bis alle Atome einer Oberfläche im Rezipienten mit einem Atom dieses Restgasanteils benetzt sind, etwa 1 Stunde, was aus

$$\tau = h \cdot \frac{K \cdot \sqrt{M \cdot T}}{2,6 \cdot 10^{20} \cdot p} \quad (6.1)$$

mit  $\tau$  in Sekunden,  $h$  = Haftungswahrscheinlichkeitskoeffizient (zwischen 1 und 10),  $K$  = Zahl der Oberflächenatome pro  $\text{cm}^2$  (ca.  $6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , wenig materialabhängig),  $M$  = Molmasse in g/mol,  $T$  = Temperatur in K und  $p$  = Druck in Pa für  $h = 1$  berechnet werden kann. Es ist also durchaus vorstellbar, daß geringste derartige Restgasverschmutzungen Leckströme zur Folge haben können.

Ein charakteristisches Merkmal des Leckstromes ist seine Temperaturunempfindlichkeit. So zeigen Dioden mit hohem Leckstromanteil über weite Temperaturbereiche keine merklichen Veränderungen im Verlauf der Kennlinie. Der Leckstrom überdeckt bei tiefen Temperaturen im Bereich  $U < 2\Delta/e$  den stark temperaturabhängigen thermischen Tunnelstrom fast vollständig.

In Abbildung 6.2 ist eine gemessene Temperaturabhängigkeit des thermischen Tunnelstromes im Subgabereich dargestellt. Bei Temperaturen oberhalb der kritischen Temperatur  $T_c$  ist die Kennlinie eine ohmsche Gerade mit der Steigung  $1/R_{nn}$ . Unterhalb von  $T_c$  bildet sich die mit sinkender Temperatur größer werdende Energielücke aus (siehe Abbildung 2.1), und der thermische Tun-

nelstrom zeigt die starke Temperaturabhängigkeit (Gleichung 2.14). Die Kennlinien nähern sich für Spannungen größer als  $2\Delta/e$  asymptotisch der ohmschen Geraden (im Bild nicht dargestellt; wie in Abbildung 6.1).

Bei sehr tiefen Temperaturen ist nur noch der Leckstrom meßbar. Bei mehreren Tunnelnioden wurden deshalb Kennlinien in einem  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostaten bei Temperaturen bis unter 50 mK gemessen. Bei diesen Messungen zeigte sich, daß der Strom unterhalb von typischerweise 200 mK bis 300 mK nicht weiter abnahm und demzufolge leckstromdominiert war.

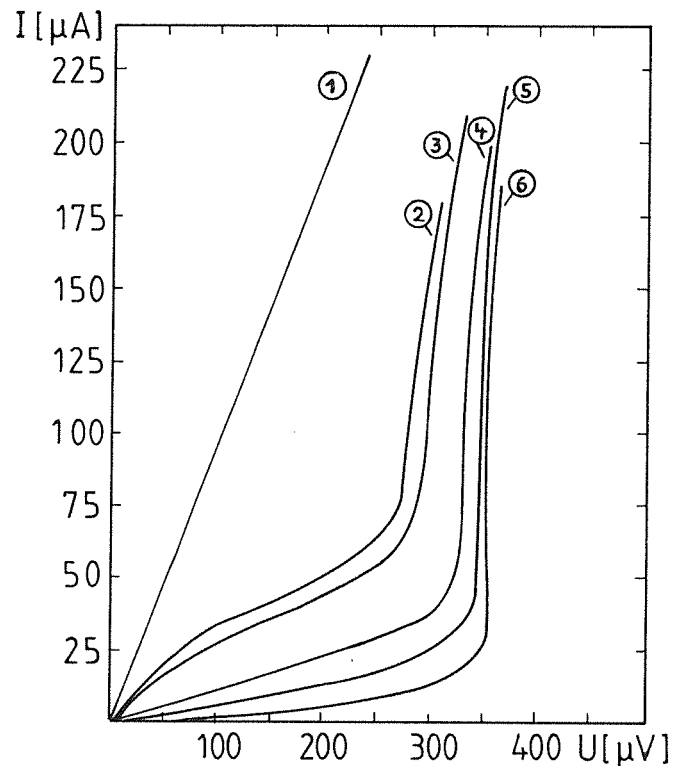


Abbildung 6.2: Gemessene Temperaturabhängigkeit der Kennlinie einer  $\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}$ -Tunnelnioden bei (1) 1200 mK, (2) 910 mK, (3) 860 mK, (4) 700 mK, (5) 580 mK und (6) 400 mK.

Der Leckstromanteil läßt sich jedoch nicht mit einem temperatur- und stromunabhängigen Leckwiderstand beschreiben. Der Grund hierfür scheint darin zu liegen, daß viele kleine Brücken mit unterschiedlichen Stromtragfähigkeiten, die zudem noch leicht temperaturabhängig sind, vorliegen. In der Tat wurden bei den zu Beginn dieser Arbeit hergestellten, besonders leckstromreichen Tunnelnioden auch Kennlinien gemessen, die bei kleinen Strömen einen spannungslosen Stromfluß und bei höheren Strömen die übliche Tunnelcharakteristik, wenn auch mit hohem Leckstromanteil, aufwiesen.



Eine Beeinträchtigung der Stabilität der Tunnelbarriere und ein Auftreten zusätzlicher Leckströme ergab sich bei wiederholtem Abkühlen von Raumtemperatur zur Arbeitstemperatur. Die hauptsächliche Ursache hierfür dürfte in den unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der beteiligten Materialien zu sehen sein, was zu Rissen und Kurzschlüssen in der Oxidschicht führen kann [DUZ80]. In der Strom-Spannungs-Charakteristik zeigt sich dies in der Abnahme des differentiellen Widerstandes [WOO73]. Dieser Alterungsprozeß ist bei verschiedenen Supraleitern unterschiedlich stark ausgeprägt. Abbildung 6.3 zeigt die Veränderung der Tunnelcharakteristik einer der hergestellten Tunnelnennen.

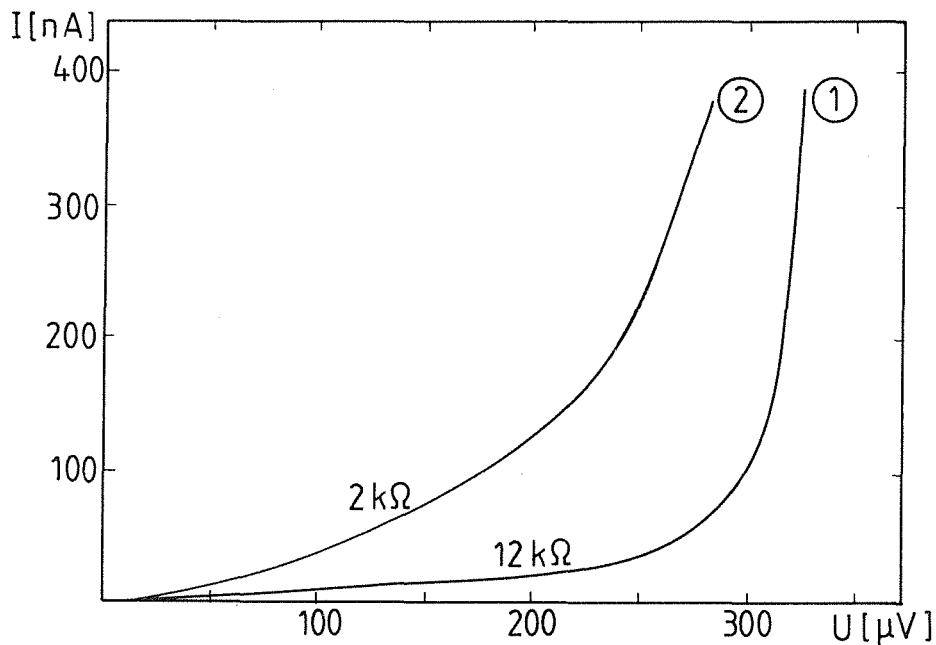


Abbildung 6.3: Gemessene Änderung der Strom-Spannungs-Charakteristik einer  $\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}$ -Tunnelnennen bei erneutem Abkühlen auf 280 mK. Kurve 1 stellt den ursprünglichen Verlauf und Kurve 2 den bei nochmaligem Abkühlen dar. Der differentielle Widerstand  $R_D$  nahm deutlich ab, wogegen der asymptotische Widerstand  $R_{nn}$  unverändert (11,5  $\Omega$ ) blieb.

Es ist klar, daß Tunnelnennen mit einem derart hohen Leckstromanteil und einem so kleinen differentiellen Widerstand nicht für die hochauflösende Spektrometrie geeignet sind. Es ist aber bereits mit solchen Tunnelnennen möglich, Teilchen zu detektieren (siehe Kapitel 6). Daher wurde die Frage untersucht, welche der oben genannten Gründe für die Leckströme verantwortlich sind, und wie die Qualität der Tunnelnennen verbessert werden kann. Dabei wurden folgende Punkte untersucht:

- Variation der Aufdampfbedingungen (Rate, Substrattemperatur, Sauerstoffanteil, Verdampfung aus Wolfram-Schiffchen oder aus Elektronenstrahlverdampfer mit verschiedenen Tiegeleinsätzen). Mit dem Elektronenstrahlverdampfer ist eine gleichmäßigere Aufdampfrate erzielbar.
- Aufdampfen mit sehr kleiner Anfangsrate ( $< 0,05$  nm/s für die erste Schicht,  $< 0,01$  nm/s für die zweite Schicht) und langsame Steigerung auf eine geringe Endrate (max.  $0,3$  nm/s), um das Durchbrechen energiereicher Atome, die bei stärkerer Erhitzung des Verdampfungsgutes vermehrt auftreten, durch die Oxidschicht zu verhindern. Mit dieser Methode sollten sich, bei ähnlichen Oxidationsbedingungen, leckstromfreie beziehungsweise sehr leckstromarme Tunnelioden bei der vorliegenden Tunnelfläche im Bereich von  $0,15 \Omega < R_{nn} < 15 \Omega$  herstellen lassen [PAT89].
- Variation der Oxidationsbedingungen (Sauerstoffdruck, Wasseranteil, Substrattemperatur, Oxidationszeit).
- Untersuchung der Substrate unter dem Mikroskop auf Kratzer und Glasfehler sowie Selektion von einwandfreien Exemplaren. Nachpolieren der Saphirsubstrate mit feinstem  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Pulver. Wechsel zwischen Saphir- und Quarzsubstraten.
- Vorsichtiges Abnehmen der Aufdampfmaske von dem Substrat. Wenden der Maske und Verwendung von der Rückseite (die Maske war nicht von beiden Seiten gleich, sondern hatte den in Abbildung 6.4 gezeigten Querschnitt).

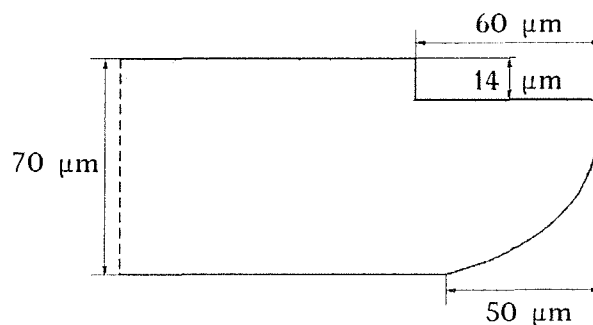


Abbildung 6.4: Querschnitt durch die  $70 \mu\text{m}$  dicke Hartnickelkontaktmaske, die beim Aufdampfen der Schichten verwendet wurde.

- Massenspektrometrische Untersuchung des Restgases. Es wurden keine Auffälligkeiten im Massenspektrum, die auf Verunreinigungen größer als  $10^{-10}$  mbar hindeuten würden, beobachtet.

Es konnte kein systematischer Zusammenhang zwischen den angeführten Variationen und dem Leckstromanteil der hergestellten Tunnelnioden gefunden werden, da die gemessenen Tunnelnioden immer leckstromdominiert waren. Nur die Verdampfung mittels Elektronenstrahlkanone brachte eine leichte Verbesserung mit sich.

Bei granularen Tunnelnioden, die durch die Sauerstoffzugabe während des Aufdampfens in ihrem Aufbau stark gestört sind, sollte sich der Anisotropie-Effekt des Gaps (siehe Kapitel 2.2, Inhomogenitäten) deutlich zeigen. Der gemessene Kennlinienverlauf der gestörten Tunnelnioden unterschied sich nicht signifikant von dem nichtgranularer Tunnelnioden.

Weiterhin sollten granuläre Tunnelnioden eine deutliche Vergrößerung der Energielücke zeigen [EPP77], da die  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Hüllen um die Kristallite den Kristallaufbau stören. Dies führt zu Spannungen in der aufgedampften Schicht, die über einen verstärkten Anisotropie-Effekt Einfluß auf die gemessene Energielücke nehmen [LOC51, BLU62]. Bei den hergestellten Tunnelnioden konnte keine eindeutige Energielückenvergrößerung beobachtet werden. Dies ist vermutlich auf die starke Getterwirkung des verdampfenden Aluminiums für Sauerstoff zurückzuführen, so daß der direkt an der Schicht vorhandene Sauerstoffpartialdruck deutlich unter dem massenspektrometrisch ermittelten lag.

Interessanterweise zeigten aber die sehr dünnen Tunnelnioden (20 nm + 35 nm) eine Vergrößerung der Energielücke um bis zu 14 %. Die Ursache hierfür ist nicht die erhöhte Sauerstoffeinlagerung aufgrund der kleineren Sauerstoff-getterwirkung wegen der bei diesem Typ verringerten Aufdampftrate, denn dickere Tunnelnioden, die mit der gleichen Aufdampftrate hergestellt wurden, zeigten keine Gaperhöhung, sondern die Zunahme der mechanischen Spannungen innerhalb der Schicht mit abnehmender Schichtdicke [TOX61, BLU62]. Abgesehen von der Vergrößerung der Energielücke zeigten die sehr dünnen Aluminium-Tunnelnioden dasselbe Verhalten der Kennlinie wie die dickeren.

Der asymptotische Widerstand  $R_{nn}$  der hergestellten Tunnelnioden lag zwischen  $0,2 \Omega$  und  $20 \Omega$ , der maximale differentielle Widerstand  $R_D$  zwischen  $300 \Omega$  und  $12 \text{ k}\Omega$  und das Verhältnis  $R_D/R_{nn}$  zwischen 100 und 1000. Der Bereich für das Verhältnis der Widerstandswerte ist kleiner als der für die Werte selbst, da Tunnelnioden mit einem größeren  $R_D$  auch ein größeres  $R_{nn}$  aufwiesen. Ein größeres  $R_{nn}$  bedeutet nämlich das Vorhandensein einer dickeren Oxidschicht und damit eine kleinere Wahrscheinlichkeit für Barrierenkurzschlüsse, was einen geringen Leckstrom und damit ein größeres  $R_D$  zur Folge hat.

In dieser Arbeit ist es nur in zwei Fällen, und zwar mit den in Kapitel 4 angegebenen üblicherweise verwendeten Aufdampf- und Oxidationsbedingungen, gelungen, leckstromfreie Tunneldioden mit einem negativen differentiellen Widerstandsbereich herzustellen. Diese erwiesen sich jedoch als sehr anfällig und waren nach wenigen Minuten Messung defekt. Die Kennlinie einer solchen Tunneldiode ist in Abbildung 2.11 dargestellt. Der gemessene und der berechnete Verlauf stimmen sehr gut überein. Bei der berechneten Kennlinie geht der negative Widerstandsbereich bei der Spannung  $2\Delta/e$  übergangslos in eine Senkrechte über, was bei realen Tunneldioden aus den in Kapitel 2.2 dargestellten Gründen nicht der Fall ist.

Die Tatsache aber, daß gezeigt wurde, daß mit dem gewählten Aufdampf- und Oxidationsverfahren leckstromfreie Tunneldioden hergestellt werden können, sowie die Beobachtung, daß selbst bei extrem starker Oxidation (5 Stunden bei  $70^\circ\text{C}$  und 5 mbar  $\text{O}_2$ ) sich keine Verbesserung der Kennlinie ergab, sowie die Ergebnisse der durchgeführten Untersuchungen legen die Vermutung nahe, daß die Ursache für die hohen Leckströme nicht in den Aufdampf- und Oxidationsparametern zu suchen ist, sondern der Grund hierfür vielmehr in der benutzten Maskentechnologie liegt.

Es wurde daher in Zusammenarbeit mit dem ehemaligen Institut für Kernverfahrenstechnik und jetzigen Institut für Mikrostrukturtechnik des Kernforschungszentrums Karlsruhe ein photolithographisches Lift-Off-Verfahren zur Herstellung einer Aufdampfmaske mit Unterschnittprofil und Strukturgrößen im Mikrometerbereich entwickelt, mit dem sich eine in der Abbildung 6.5 skizzierte Photomaske auf dem Substrat herstellen läßt. Das Herstellungsverfahren ist im Anhang beschrieben. Dort ist auch eine Photographie (Abbildung A.1) einer hergestellten Photolack Maske wiedergegeben.

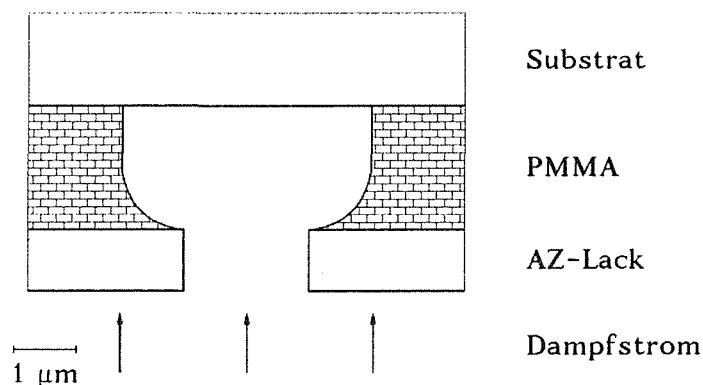


Abbildung 6.5: Skizze eines Querschnitts durch die entwickelte photolithographische Maske mit Unterschnittprofil.

Die Herstellung von Tunnelnioden mittels eines photolithographischen Verfahrens, das eine Photolackschicht als strukturbestimmende Maske in geringstem Abstand vom Substrat erzeugt, hat folgende Vorteile:

- Die schattenbildende Maske ist sehr scharf und befindet sich in minimalem und konstantem Abstand vom Substrat. Daher sind die Tunnelnioden in reproduzierbarer Geometrie mit scharfen Filmrändern herstellbar.
- Durch das Unterschnittprofil besteht nicht die Gefahr eines Verwachsens der aufgedampften Schicht mit der Maske.
- Die Geometrie der Tunnelnioden kann leicht verändert werden.
- Die Stromzuleitungen können sehr schmal (wenige  $\mu\text{m}$ ) sein, wodurch die Quasiteilchendiffusion effektiv unterdrückt wird.
- Mehrfachschriff-Prozesse sind möglich.

Leider konnte das entwickelte Verfahren wegen langwieriger technischer Probleme mit dem Laser für die Belichtung der Photolacke nicht mehr zur Herstellung von Tunnelnioden eingesetzt werden. Eine andere Gruppe, die eine nach einem anderen Verfahren (Chlorbenzolphärtungsverfahren, zum Beispiel [JUT84]) hergestellte ähnliche photolithographische Maske verwendet, hat sehr gute Erfahrungen damit gemacht [ROT88a]. Die Photolackschicht wird nach der Herstellung der Tunnelnioden durch das Eintauchen des Substrates in Aceton abgelöst, ohne daß sich hieraus negative Auswirkungen auf die Tunnelnioden ergeben [ROT88c].

### **Aluminium-Tunnelnioden mit Absorber**

Als Absorbermaterial wurde Indium oder Tantal verwendet. Die Trägernioden waren nichtgranulare  $\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}$ -Tunnelnioden mit Standarddicke oder vom sehr dünnen Typ (siehe Kapitel 4). Die Tunnelnioden mit Tantalschicht zeigten keine Tunnelcharakteristik. Höchstwahrscheinlich wurde ihre Tunnelbarriere durch die enorme Strahlungswärme beim Aufdampfen des Tantals (Schmelzpunkt  $3000^\circ\text{C}$ ) zerstört. Die Tunnelnioden mit Indium zeigten eine Tunnelcharakteristik. In Abbildung 6.6 ist die Kennlinie einer der sehr dünnen  $\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}$ -Tunnelnioden mit Indium Absorberschicht dargestellt. Diese Tunnelnioden erreichten einen differentiellen Widerstand  $R_D$  von über  $3\text{ k}\Omega$  bei einem  $R_D/R_{nn}$  Verhältnis von über 1000 und waren damit deutlich besser als die  $\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}/\text{In}$ -Tunnelnioden mit den üblicherweise verwendeten Alumi-

niumschichtdicken, deren Kennlinien denen ohne Absorberschicht gleich. Die Ursache hierfür konnte bisher nicht geklärt werden.

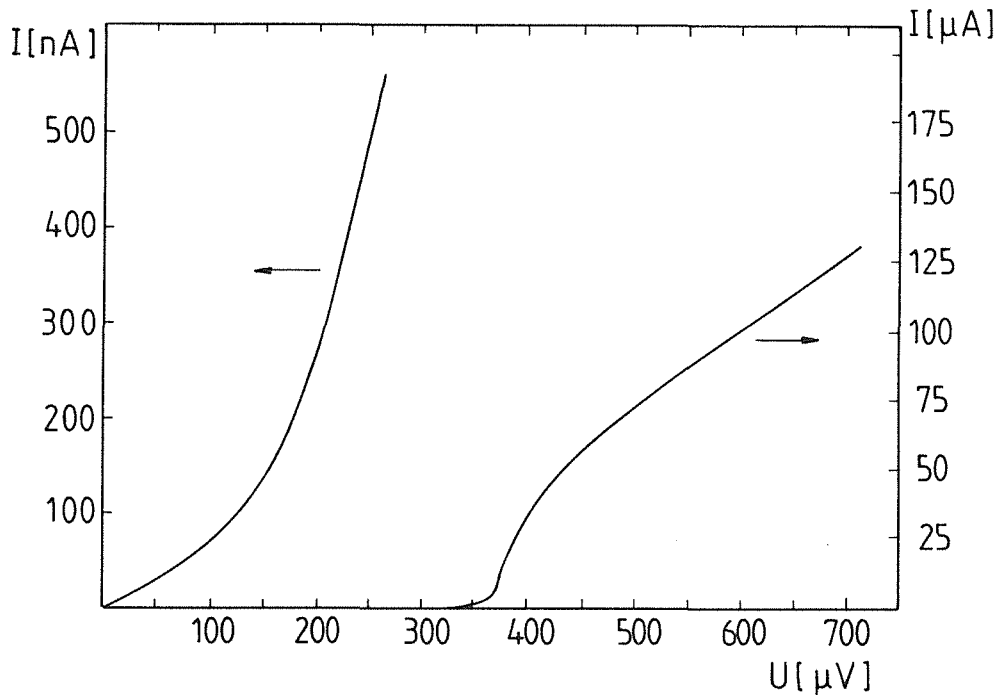


Abbildung 6.6: Gemessene Strom-Spannungs-Charakteristik einer sehr dünnen Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Al-Tunnel diode (20 nm + 35 nm) mit einer 350 nm dicken Indium Absorberschicht bei 276 mK.

Wegen der geringen Dicke der oberen Aluminiumschicht und des Schichtdickenverhältnisses zwischen Absorber und dieser Schicht von 10:1 sollte bei dieser Art von Tunnel diode der Proximity-Effekt (siehe Kapitel 2.5) auftreten. Die Kohärenzlänge von Aluminium beträgt ca. 1300 nm, die von Indium 260 nm [BEH82]. Am Verlauf der Kennlinie sollte sich beim Auftreten des Proximity-Effektes eine deutliche Gapvergrößerung zeigen, und die kritische Temperatur sollte ebenfalls höher liegen (Kapitel 2.5). Wie aus Abbildung 6.6 zu ersehen ist, zeigte sich aber nur eine geringfügige Erhöhung der Energielücke, wie sie auch bei den sehr dünnen Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Al-Tunnel dioden ohne Absorber gemessen wurde (siehe oben). Eine Erhöhung der kritischen Temperatur wurde nicht festgestellt. Demzufolge trat kein Proximity-Effekt auf.

Der Grund für das Ausbleiben des Proximity-Effektes kann in der Bildung einer Barriere zwischen Absorber- und Oberschicht liegen, die entweder aus einer Aluminium-Indium-Legierung [BER65] oder einer Oxid- beziehungsweise sonstigen Passivierungsschicht besteht, wodurch die Cooper-Paar-Diffusion behindert wird.

### Heterogene Tunneldioden

Die heterogenen Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/x-Tunneldioden, bei denen die Al- und Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Schichten auf dieselbe Weise wie bei den homogenen Aluminium Tunneldioden hergestellt wurden, wiesen einen überraschenden Verlauf der Strom-Spannungs-Charakteristik auf. Abbildung 6.7 zeigt dies am Beispiel einer Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Sn-Tunneldiode. Der thermische Tunnelstrom für Spannungen  $U < (\Delta_{\text{Al}} + \Delta_{\text{Sn}})/e$  ist sehr klein ( $< 1$  nA). Bei der Spannung  $(\Delta_{\text{Sn}} - \Delta_{\text{Al}})/e$  tritt keine Stromerhöhung wie in Abbildung 2.10 auf, weil diese bei einem asymptotischen Widerstand von  $R_{\text{nn}} = 16$  k $\Omega$  zu etwa nur 20 pA berechnet werden kann. Der maximale differentielle Widerstand beträgt etwa 1 M $\Omega$ . Die Verhältnisse von  $R_{\text{D}}/R_{\text{nn}}$  lagen, wegen des sehr hohen  $R_{\text{nn}}$ , zwischen 60 und 300. Ein Josephson-Strom trat nicht auf. Der Stromanstieg in Abbildung 6.7 liegt bei 710  $\mu$ V, was dem theoretischen Wert von  $(\Delta_{\text{Al}} + \Delta_{\text{Sn}})/e = 760$   $\mu$ V sehr nahe kommt. Auch bei anderen Gruppen, die heterogene Tunneldioden untersucht haben, zeigte sich dieser von der Theorie abweichende Stromanstieg [SOL72].

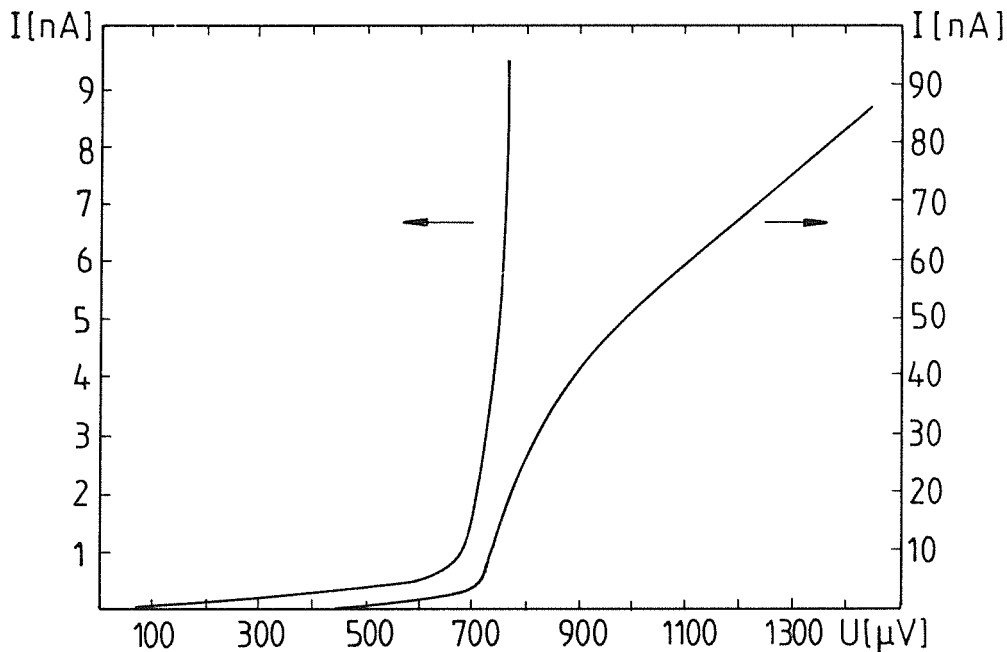


Abbildung 6.7: Gemessene Strom-Spannungs-Charakteristik einer Al/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Sn-Tunneldiode bei 280 mK.

Der auffallende Unterschied zu den homogenen Tunneldioden könnte mit einer Einwirkung der Aluminiumoberschicht bei der homogenen Tunneldiode auf die Oxidschicht erklärt werden. Die Einwirkung kann darin bestehen, daß

- die Oxidschicht durch Spannungen in der Oberschicht verletzt wird,
- oder daß eine starke Rückdiffusion von in der Oxidschicht gebundenem Sauerstoff in die frisch aufgedampfte Aluminiumoberfläche stattfindet, wodurch eine inhomogene Oxidschicht entstehen kann. Dies würde den asymptotischen Widerstand  $R_{nn}$  herabsetzen und gleichzeitig den Leckstromanteil erhöhen.

Es ist aber auch möglich, daß das abweichende Verhalten mit einer verschiedenen diffusiven Ausbreitung (siehe oben) von Zinn und Aluminium erklärt werden kann. Die festgestellten Unterschiede sollten in diesem Fall bei der Verwendung einer photolithographischen Maske, wie sie oben beschrieben wurde, nicht mehr auftreten. Die Untersuchung von heterogenen Tunnelnioden kann also weitere Anhaltspunkte für die möglichen Ursachen der Leckströme liefern.



## 6.2 Laserbestrahlung

Die ersten Bestrahlungsexperimente wurden mit einem gepulsten Laser (siehe Kapitel 5.2) durchgeführt. Aus den dort beschriebenen Gründen ist eine Berechnung der bei einem Laserpuls in der Tunneldiode deponierten Energie nicht möglich. Spätere Vergleiche mit den Experimenten mit  $\alpha$ -Teilchen ergaben, daß die Lichtpulse des Lasers etwa dreimal so hohe Pulshöhen wie die  $\alpha$ -Teilchen erzeugten.

In Abbildung 6.8 ist ein typisches Ausgangssignal des Vorverstärkers dargestellt, wie sie bei Bestrahlung der Tunneldioden mit Laserpulsen beobachtet wurden. Die Anstiegszeit beträgt etwa  $2 \mu\text{s}$  und die Abfallzeit des Signals etwa  $14 \mu\text{s}$ . In Kapitel 5.2 wurde beschrieben, daß bei einem integrierenden Vorverstärker die Abklingzeitkonstante durch die Rückkoppelemente  $R_F \cdot C_F$  bestimmt ist. Bei dem verwendeten Vorverstärker ist diese Zeit  $500 \mu\text{s}$ . Die Abklingzeit für die Entladung des Rückkoppelkondensators wird hier aber durch den sehr kleinen differentiellen Widerstand  $R_D$  im Arbeitspunkt verkürzt.

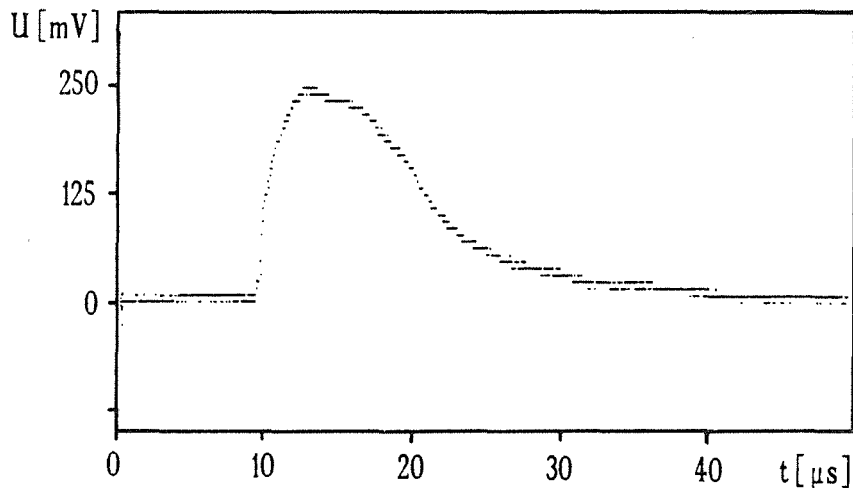


Abbildung 6.8: Vorverstärkerausgangssignal bei Bestrahlung einer Aluminium-Tunnelodiode mit Lichtpulsen des Lasers.

Abbildung 6.9 zeigt das zugehörige Pulshöhenspektrum. Der im Ausschnitt dargestellte Untergrund, der mit dem in Betrieb befindlichen Laser und einem unterbrochenen Lichtweg aufgenommen wurde, wird nahezu ausschließlich von der Hochspannungspulselektronik des in einem Faraday-Käfig betriebenen Lasers verursacht. Es ist aber bei geöffnetem Lichtweg ein deutlich vom Untergrund getrennter Peak sichtbar, der von den Lichtpulsen herrührt.

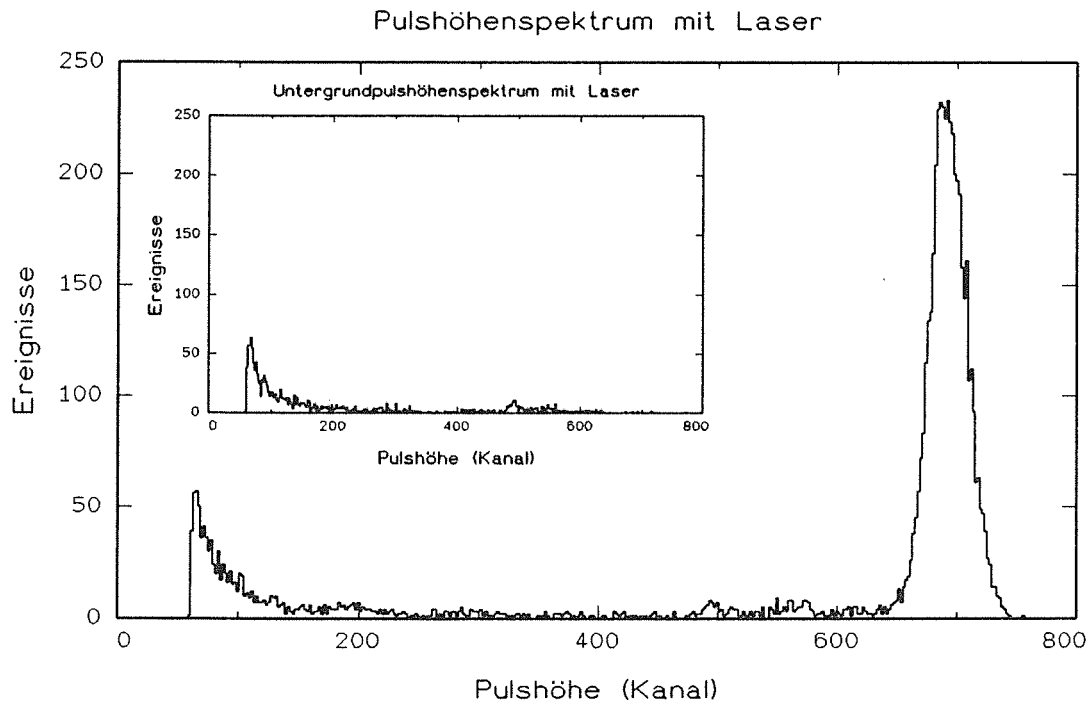


Abbildung 6.9: Pulshöhenspektrum bei Bestrahlung einer Aluminium-Tunneldiode mit Laserpulsen. Das Untergrundspektrum wurde bei unterbrochenem Lichtweg und laufendem Laser aufgenommen. Die Temperatur war 357 mK, der asymptotische Widerstand  $R_{nn}$  betrug  $0,9 \Omega$  und der differentielle Widerstandswert  $R_D$  war  $100 \Omega$ . Der Tunnelstrom betrug  $1,8 \mu A$  und das Magnetfeld 7 Gauss.

Die bei den Lichtpulsen vom Vorverstärker registrierte Ladung wurde mittels eines Testpulsers ermittelt zu  $8 \cdot 10^6 e$ . Diese ist wegen der hohen Temperatur und des geringen differentiellen Widerstandes  $R_D$  weit entfernt von der theoretisch möglichen Zahl, die sich bei einer angenommenen Energie von  $3 \cdot 4,6 \text{ MeV}$  aus Gleichung 2.21 zu größer  $4,5 \cdot 10^{10} e$  ergibt.

## 6.3 Nachweis von Alphateilchen und Phononen

### Grobe Kollimation

Alphateilchen können wegen ihrer hohen Energiedeposition auch in leckstromreichen Tunneldioden mit einem schlechten  $R_{nn}/R_D$  Verhältnis nachgewiesen werden. Es wurden daher zunächst Bestrahlungsexperimente mit 4,555 MeV  $\alpha$ -Teilchen durchgeführt. Dabei wurde die  $\alpha$ -Strahlung grob mit einem Kollimator von 1 mm Durchmesser und 1 mm Länge kollimiert. Die Geometrie dieser Anordnung ist in Abbildung 6.10 dargestellt.

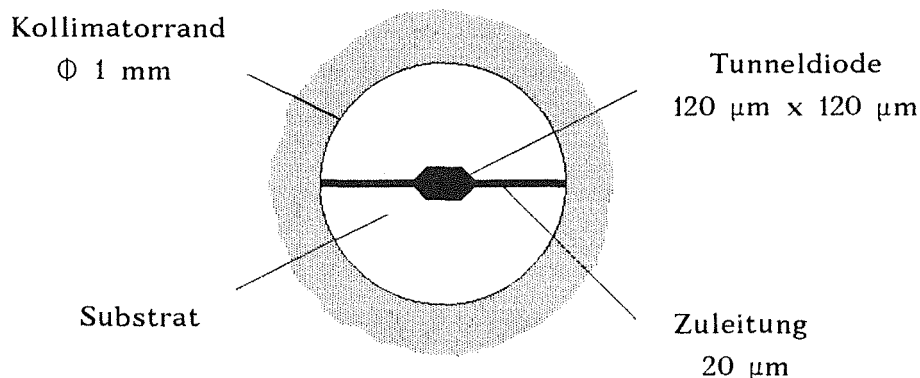


Abbildung 6.10: Größenverhältnisse der bei grober Kollimation mit  $\alpha$ -Teilchen bestrahlten Flächen.

Aus der Darstellung wird deutlich, daß nur ein geringer Teil der  $\alpha$ -Teilchen auf die Tunnel diode trifft. Ein vergleichbar großer Teil trifft auf die Zuleitungen, und der weitaus größte bestrahlte Teil ist das Substrat. Für die Messung des Untergrundes konnte die  $\alpha$ -Quelle zur Seite verschoben werden.

Abbildung 6.11 zeigt ein mit dieser Anordnung gemessenes Pulshöhenspektrum bei einem Abstand zwischen Substrat und Kollimator von 1,5 mm. Bei Kanal 877 zeigt sich ein Peak, dessen Halbwertsbreite bei alleiniger Berücksichtigung seiner rechten Flanke 1,6 % beträgt. Der Peak ist nicht symmetrisch, die linke Flanke verläuft flacher. Diese Verbreiterung wird, wie noch gezeigt werden wird, durch die Verlustprozesse im Tunnel diodendetektor und durch Treffer der Zuleitungen verursacht.

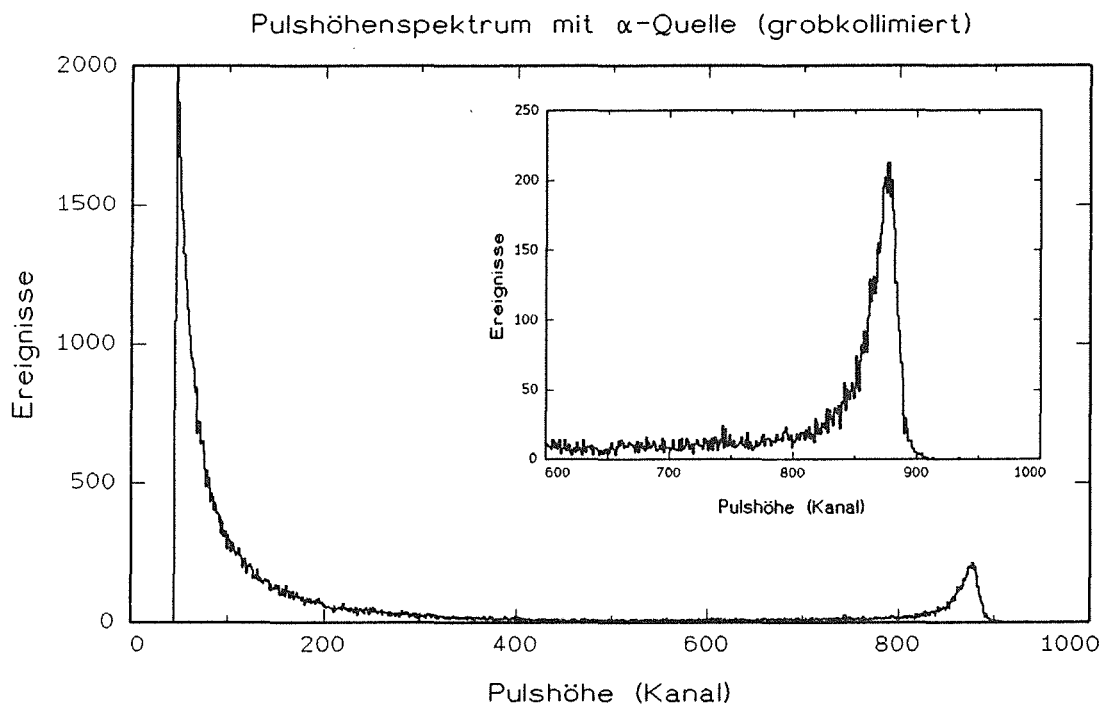


Abbildung 6.11: Pulshöhenspektrum bei Bestrahlung einer Aluminium-Tunneldiode mit  $\alpha$ -Teilchen bei grober Kollimation. Bei zur Seite gefahrener Quelle wurden im gesamten dargestellten Bereich des Spektrums keinerlei Untergründereignisse registriert. Die Temperatur war 380 mK, der asymptotische Widerstand  $R_{nn}$  betrug  $1,1 \Omega$  und der differentielle Widerstand  $R_D$  war  $90 \Omega$ . Der Tunnelstrom betrug  $2,5 \mu A$  und das Magnetfeld 20 Gauss. Der Peak bei Kanal 877 entspricht einer Ladung von  $7,5 \cdot 10^5 e$ .

Bei der Berechnung der erwarteten Zählrate ergibt sich, daß die in Abbildung 6.11 enthaltenen Ereignisse nicht nur durch  $\alpha$ -Teilchen verursacht sein können, die direkt auf die Tunneldiode treffen. Ein anderer Hinweis darauf, daß die registrierten Ereignisse nicht allein auf der direkten Wechselwirkung der  $\alpha$ -Teilchen mit der Tunneldiode beruhen, ergibt sich aus der Berechnung der Mindestbreite des Peaks. Der mittlere Energieverlust der  $\alpha$ -Teilchen in den Aluminium-Schichten der Tunneldiode beträgt 208 keV. Dieser Energieverlust ist jedoch nicht scharf, sondern unterliegt berechenbaren Schwankungen [MAR73].

Hierzu zählen (1) die statistische Schwankung des Energieverlustes der  $\alpha$ -Teilchen beim Durchtritt durch die  $2 \mu m$  dicke Palladium-Abdeckfolie der Quelle, was eine unterschiedliche Energie der  $\alpha$ -Teilchen und somit einen unter-

schiedlichen differentiellen Energieverlust in der Tunnelodiode zur Folge hat, (2) die statistische Schwankung des Energieverlustes in der Tunnelodiode bei fester  $\alpha$ -Teilchen-Energie und (3) die Schwankungen aufgrund unterschiedlicher Durchtrittswinkel in der Palladium- und Aluminiumschicht. Die Berechnung der Beiträge dieser Prozesse ergibt für den Energieverlust der die Tunnelodiode durchquerenden  $\alpha$ -Teilchen eine Verteilung mit einer Halbwertsbreite von 25,2 keV. Dies bedeutet, daß ein Peak im Pulshöhenspektrum, der ausschließlich auf dem Energieverlust der  $\alpha$ -Teilchen in der Tunnelodiode selbst beruhen würde, bei idealer Detektorauflösung eine Halbwertsbreite von mindestens 12 % aufweisen muß.

Aus gemessener Zählrate und Peakbreite läßt sich somit schließen, daß die registrierten Pulse auch durch im Substrat gestoppte  $\alpha$ -Teilchen verursacht werden. Die  $\alpha$ -Teilchen dringen, nachdem sie die Aluminium-Schichten durchquert oder passiert haben, etwa 11  $\mu\text{m}$  tief in das Saphir-Substrat ein. Die dabei entstehenden Phononen breiten sich im Substrat aus. Ein Teil der Phononen erreicht die Tunnelodiode und ist dort in der Lage, Cooper-Paare aufzubrechen und ein Signal zu erzeugen. Die  $\alpha$ -Teilchen, die die Tunnelodiode durchqueren oder sie in unmittelbarer Nähe passieren, führen zu dem Peak im Pulshöhenspektrum. Die  $\alpha$ -Teilchen, die in größerer Entfernung von der Tunnelodiode im Substrat gestoppt werden, erzeugen die kleineren Pulshöhen, deren Amplitude mit zunehmender Entfernung abnimmt, wobei die Zählrate wegen der mit dem Abstand zur Tunnelodiode zunehmenden Fläche steil ansteigt. Die Pulshöhen von  $\alpha$ -Teilchen, die die Zuleitungen treffen, liegen je nach Entfernung von der Tunnelodiode verteilt im Spektrum.

Die unterschiedlichen Entstehungsorte der Signale, die zu dem Peak führen, und derer, die die kleinen Pulshöhen verursachen, zeigen sich auch bei der oszilloskopischen Betrachtung der Pulsformen der Ausgangssignale des Vorverstärkers. Die hohen Pulse hatten Anstiegszeiten um 1,1  $\mu\text{s}$ , und die kleinen Pulse wegen der über eine größere Entfernung erfolgenden Phononenausbreitung längere Anstiegszeiten um 1,8  $\mu\text{s}$ . Die Abklingzeiten lagen um 10  $\mu\text{s}$ . Aus der um 0,7  $\mu\text{s}$  verlängerten Anstiegszeit und einer mittleren Phononengeschwindigkeit in Saphir von 8,5 km/s (die Phononengeschwindigkeit in Saphir beträgt 6,0 km/s bis 11 km/s, je nach Kristallorientierung [WEL76]) läßt sich ein Wegunterschied von 6 mm abschätzen, was darauf hindeutet, daß die Phononen mehrfache Reflexionen an den Substratoberflächen erfahren, bevor sie registriert werden.

Für die in der Tunnelodiode deponierte Energie, die dem Peak im Pulshöhenspektrum entspricht, kann eine untere Grenze von 1,6 MeV angegeben werden, wenn man idealisierend davon ausgeht, daß die aus der rechten Flanke ermittelte Halbwertsbreite von 14 Kanälen nur durch die Schwankung des Energie-

verlustes von 25,2 keV gegeben ist. Aufgrund der Verlustprozesse in der Tunneldiode und der endlichen Auflösung wird die tatsächliche Energie jedoch deutlich größer sein.

Bei tieferer Temperatur, höherem differentiellen Widerstand  $R_D$  und schärferer Definition des bestrahlten Bereiches durch einen auf 180  $\mu\text{m}$  verringerten Abstand zwischen Substrat und dem auf 100  $\mu\text{m}$  Länge verkürzten Kollimator ergibt sich das in Abbildung 6.12 dargestellte Spektrum. Es treten zwei Peakbereiche auf, ein sehr breiter Peak bei Kanal 450 und ein schmalere Peak bei Kanal 1740 mit einer breiten und strukturierten linken Flanke. Die Gesamtzählrate des Spektrums übersteigt auch hier wieder bei weitem die aus dem Raumwinkel der Tunneldiode und der Quellenaktivität berechneten Rate.

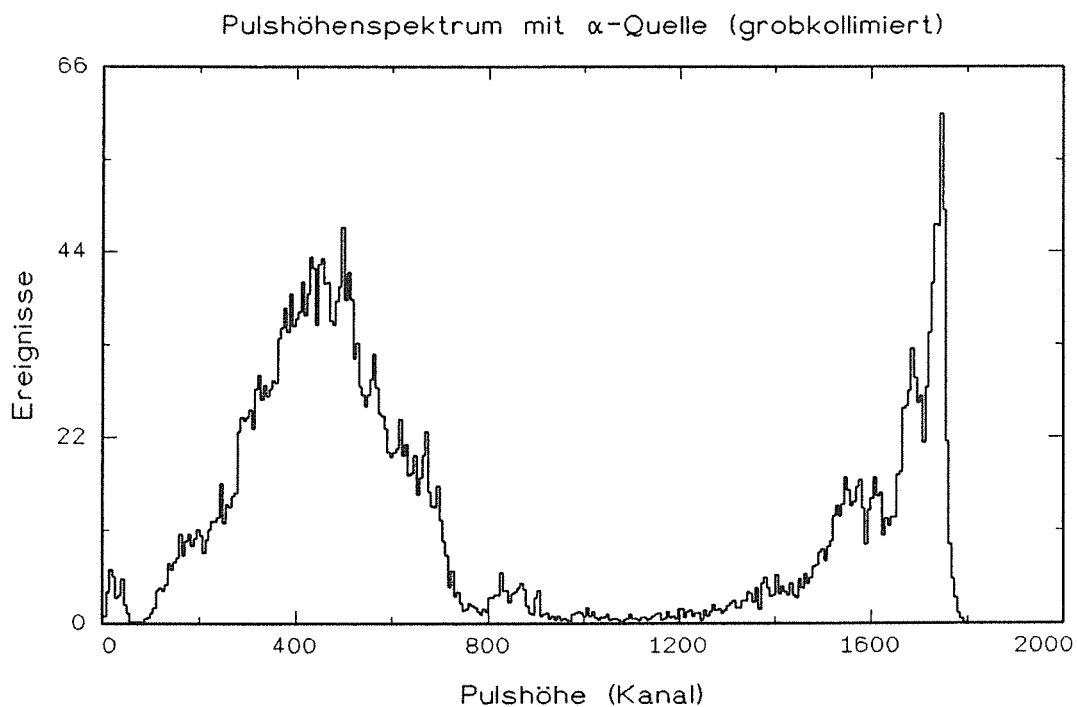


Abbildung 6.12: Pulshöhenspektrum bei Bestrahlung einer Aluminium-Tunneldiode mit  $\alpha$ -Teilchen bei grober Kollimation. Das elektronische Rauschen reicht bis Kanal 50. Darüber ist das Spektrum untergrundfrei. Die Temperatur war 297 mK, der asymptotische Widerstand  $R_{nn}$  betrug 1,9  $\Omega$  und der differentielle Widerstand  $R_D$  war 1 k $\Omega$ . Der Tunnelstrom betrug 3,5  $\mu\text{A}$  und das Magnetfeld 50 Gauss. Der Kanal 1700 entspricht einer registrierten Ladung von  $2 \cdot 10^6$  e.

Einen besseren Überblick über die Signale erhält man aus der dreidimensionalen Darstellung der Häufigkeiten der Anstiegszeiten und Pulshöhen, die in Abbildung 6.13 wiedergegeben ist. Um den einzelnen Bereichen dieser Matrix ihre Entstehungsursachen eindeutig zuordnen zu können, wurden Experimente mit gezielter alleiniger Bestrahlung von Tunneldiode oder Substrat durchgeführt.

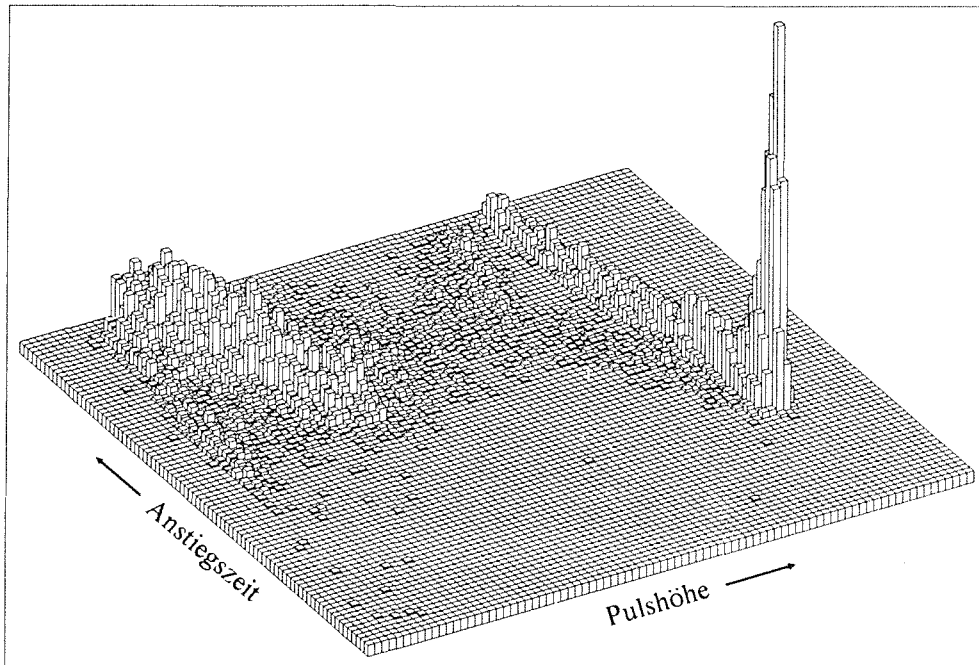


Abbildung 6.13: Anstiegszeit/Pulshöhen-Matrix zu Abbildung 6.12. Der dargestellte Bereich der Anstiegszeit reicht von  $0,2 \mu\text{s}$  bis  $4,4 \mu\text{s}$ .

### Diodenkollimation

Bei der  $\alpha$ -Bestrahlung mit Diodenkollimation wurde ein  $100 \mu\text{m}$  langer Kollimator mit  $100 \mu\text{m}$  Durchmesser in  $180 \mu\text{m}$  Abstand vom Substrat verwendet, der so angebracht war, daß die  $\alpha$ -Teilchen nur die Tunnelfläche trafen. Die Zuleitungen und das Substrat lagen im Schatten des Kollimators. Das gemessene Pulshöhenspektrum ist in Abbildung 6.14 und die zugehörige Anstiegszeit/Pulshöhen-Matrix in Abbildung 6.15 dargestellt. Es ergibt sich bei Kanal 1795 ein Peak bei hohen Pulshöhen und kurzen Anstiegszeiten mit einer Halbwertsbreite von  $1,1 \%$ , was um mehr als den Faktor 10 kleiner ist als die statische Schwankung des Energieverlustes der  $\alpha$ -Teilchen in der Tunneldiode. Daraus folgt, wie bereits oben beschrieben, daß die Signale nicht ausschließlich durch die direkte Wechselwirkung der  $\alpha$ -Teilchen mit den Schichten der Tunneldiode entstehen, sondern daß die in dem darunter liegenden Substrat bei der Absorption der  $\alpha$ -Teilchen entstehenden Phononen ebenfalls zur Pulshöhe beitragen.

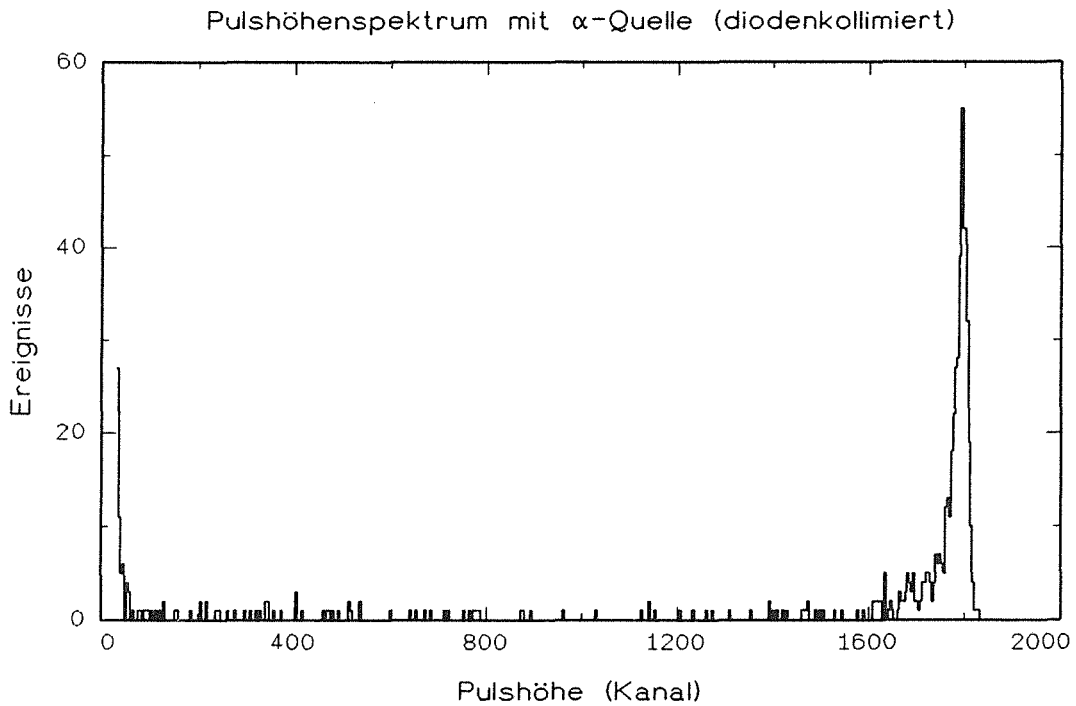


Abbildung 6.14: Pulshöhenspektrum bei Bestrahlung einer Aluminium-Tunneldiode mit  $\alpha$ -Teilchen bei Diodenkollimation. Das elektronische Rauschen reicht bis Kanal 40. Darüber ist das Spektrum untergrundfrei. Die Temperatur war 280 mK, der asymptotische Widerstand  $R_{nn}$  betrug  $1,9 \Omega$  und der differentielle Widerstand  $R_D$  war  $300 \Omega$ . Der Tunnelstrom betrug  $1,8 \mu\text{A}$  und das Magnetfeld 50 Gauss. Der Kanal 1700 entspricht einer registrierten Ladung von  $2 \cdot 10^6 e$ .

Bei Betrachtung der Matrix 6.15 erkennt man, daß sich von dem Peak ausgehend ein Bereich geringerer Zählrate zu kleineren Pulshöhen und längeren Anstiegszeiten erstreckt, der im Pulshöhenspektrum die linke Flanke des Peaks verbreitert. Diese Ereignisse stammen überwiegend von  $\alpha$ -Teilchen, die die Tunneldiode in der Nähe der Zuleitungen treffen. Dort ist die Verlustrate für die Quasiteilchendiffusion am größten.

Der sich von dem Peak in Abbildung 6.13 mit nahezu konstanter Zählrate und einer mit abnehmender Pulshöhe linear zunehmenden Anstiegszeit zu kleineren Pulshöhen erstreckende Rücken ist in Abbildung 6.15 nicht mehr vorhanden. Dies sind die Ereignisse, die durch Treffer der Zuleitungen ausgelöst werden. Die breite Verteilung bei kleinen Pulshöhen und langen Anstiegszeiten aus Abbildung 6.13 tritt in Abbildung 6.15 ebenfalls nicht auf. Dies sind die Signale



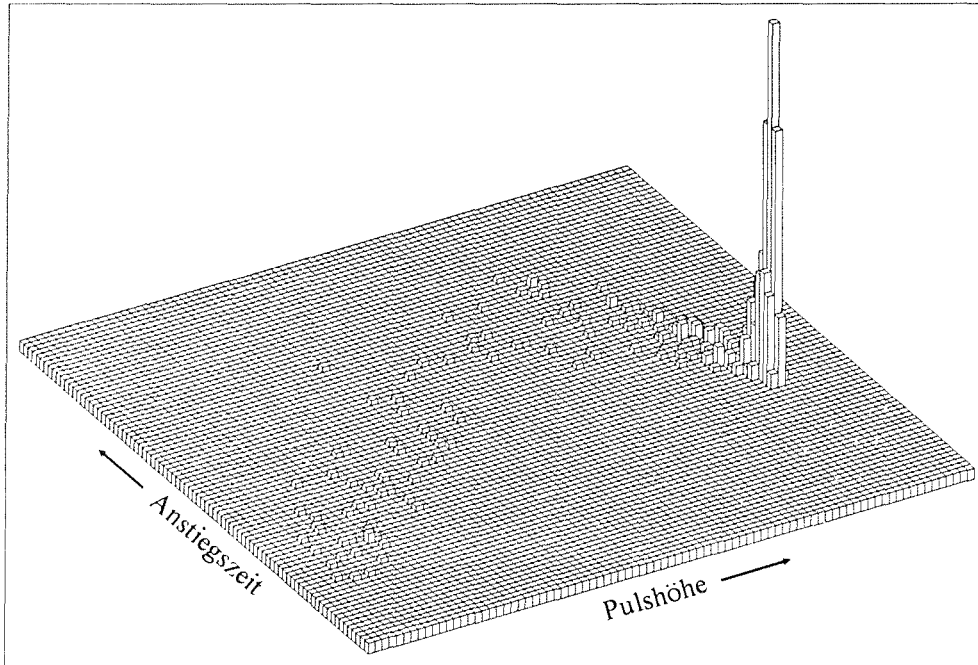


Abbildung 6.15: Anstiegszeit/Pulshöhen-Matrix zu Abbildung 6.14. Der dargestellte Bereich der Anstiegszeit reicht von  $0,2 \mu\text{s}$  bis  $4,4 \mu\text{s}$ .

von den  $\alpha$ -Teilchen, die auf das Substrat treffen. Die Ereignisse bei kleiner Pulshöhe und kurzer Anstiegszeit sind vermutlich auf von der Tunnelodiode rückgestreute oder auf im Kollimator unter Vorwärtswinkeln gestreute  $\alpha$ -Teilchen zurückzuführen.

### Substratkollimation

Um die Sensitivität der Tunnelodiode für im Substrat gestoppte  $\alpha$ -Teilchen zu überprüfen, wurde ein  $100 \mu\text{m}$  langer Kollimator mit  $100 \mu\text{m}$  Durchmesser und  $180 \mu\text{m}$  Abstand zum Substrat so plziert, daß die  $\alpha$ -Teilchen ausschließlich das durch den Kollimator definierte kleine Stück des Substrates trafen. Der Abstand zwischen dem Schattenrand des Kollimators auf dem Substrat und dem Rand der Tunnelodiode betrug  $100 \mu\text{m}$ . Treffer auf die Tunnelodiode oder die Zuleitungen sind somit auszuschließen.

Das gemessene Pulshöhenspektrum ist in Abbildung 6.16 und die zugehörige Anstiegszeit/Pulshöhen-Matrix in Abbildung 6.17 dargestellt. Es ergibt sich um den Kanal 400 eine breite Verteilung mit langen Anstiegszeiten zwischen  $3 \mu\text{s}$  und  $5 \mu\text{s}$ . Bei dem Vergleich mit den vorherigen Abbildungen muß die unterschiedliche Zeitskala berücksichtigt werden.

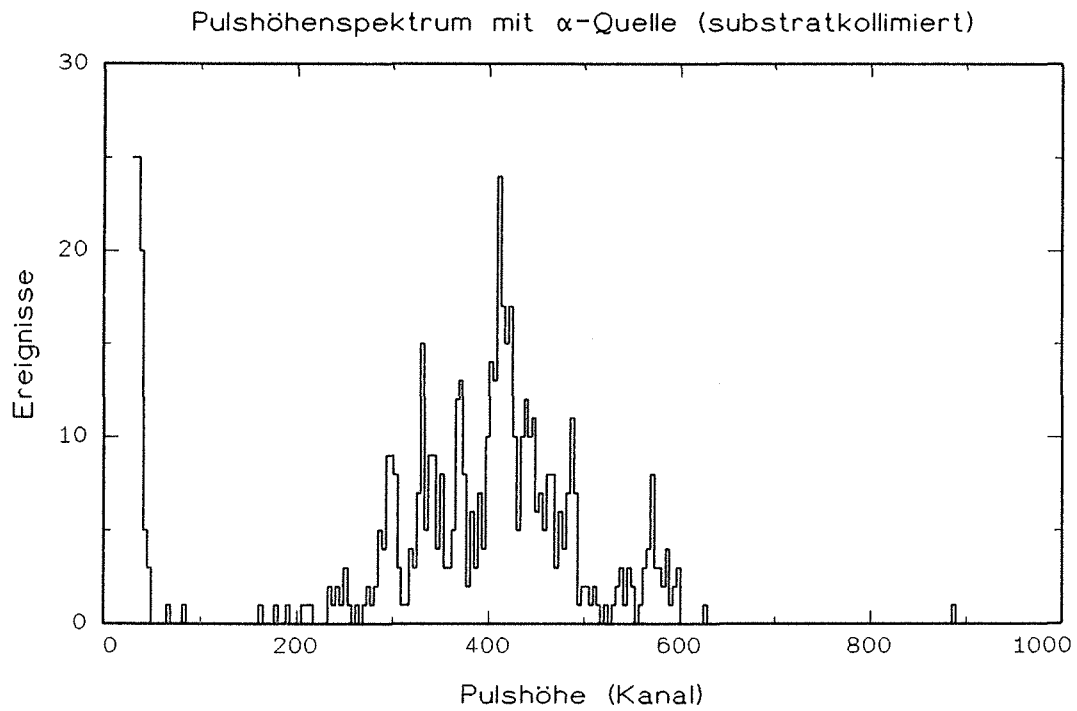


Abbildung 6.16: Pulshöhenspektrum bei Bestrahlung einer Aluminium-Tunneldiode mit  $\alpha$ -Teilchen bei Substratkollimation. Das elektronische Rauschen reicht bis Kanal 40. Darüber ist das Spektrum untergrundfrei. Die Temperatur war 295 mK, der asymptotische Widerstand  $R_{nn}$  betrug  $0,8 \Omega$  und der differentielle Widerstand  $R_D$  war  $125 \Omega$ . Der Tunnelstrom betrug  $1,7 \mu\text{A}$  und das Magnetfeld 50 Gauss. Der Kanal 400 entspricht einer registrierten Ladung von  $7 \cdot 10^5 e$ .

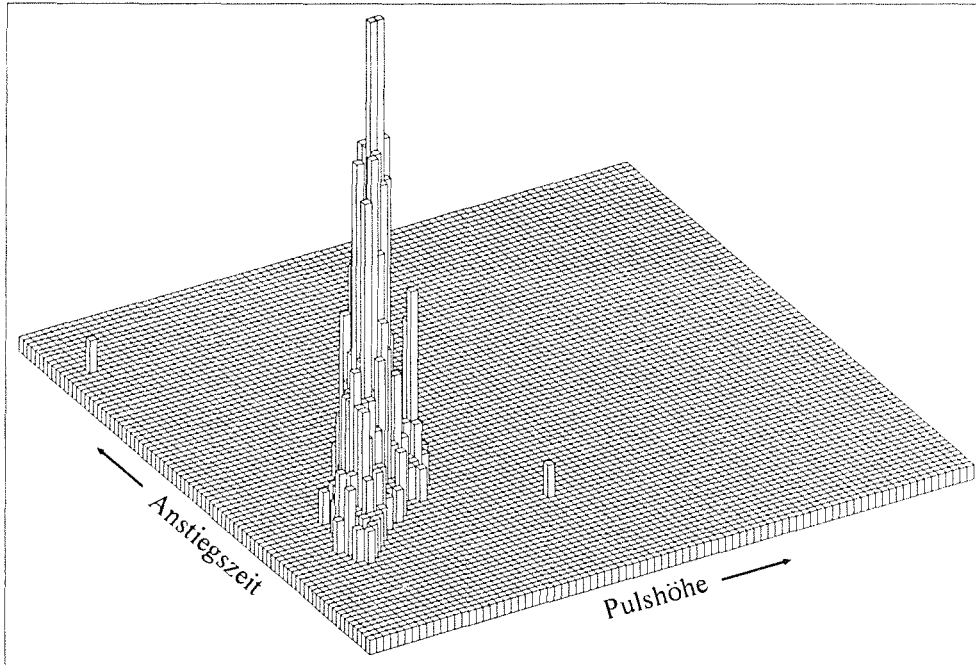


Abbildung 6.17: Anstiegszeit/Pulshöhen-Matrix zu Abbildung 6.16. Der dargestellte Bereich der Anstiegszeit reicht von  $0,8 \mu\text{s}$  bis  $11 \mu\text{s}$ .

### Schlußfolgerungen

Mit den Ergebnissen der Experimente mit Grob-, Dioden- und Substratkollimation lassen sich die einzelnen Bereiche der in Abbildung 6.13 dargestellten Matrix erklären:

- Der schmale Peak bei hohen Pulshöhen und kurzen Anstiegszeiten ist auf  $\alpha$ -Teilchen zurückzuführen, die die Tunnelodiode direkt treffen. Die bei der Abstopfung des  $\alpha$ -Teilchens im darunterliegenden Substrat entstehenden Phononen tragen ebenfalls zur Pulshöhe bei.
- Der sich von diesem Peak mit nahezu konstanter Zählrate und einer mit abnehmender Pulshöhe linear zunehmenden Anstiegszeit erstreckende Rücken ist auf die Treffer in die Zuleitungen zurückzuführen. In der Nähe des Peaks nimmt die Zählrate zu, weil sich dort die Zuleitungen kontinuierlich auf die Breite der Tunnelodiode vergrößern (Abbildung 4.4). Die Projektion auf die Pulshöhe führt zu einer Verbreiterung des Peaks. Die Anstiegszeit der Treffer in der Zuleitung verlängert sich mit zunehmender Entfernung von der Tunnelodiode und kann somit zur genaueren Lokalisation der Ereignisse herangezogen werden. Die Tatsache, daß die Zählrate in diesem Ausläufer nicht und die Pulshöhe linear mit der Anstiegszeit abnimmt, zeigt den großen Einfluß der Quasiteilchendiffusion. Die Quasiteilchen müssen

nämlich vom Ort des Ereignisses zur Tunnelodiode diffundieren, um ein Signal hervorrufen zu können. Je größer die Entfernung zur Tunnelodiode und je größer damit die Laufzeit der Quasiteilchen ist, umso größer ist die Rekombinationswahrscheinlichkeit. Daher nimmt die Pulshöhe mit zunehmender Laufzeit ab. Umgekehrt ist natürlich bei einem Ereignis im Tunnelbereich die Quasiteilchendiffusion in die Zuleitungen ein bedeutender Verlustkanal.

- Die Ereignisse, die sich von dem Peak aus zu noch kleineren Pulshöhen und etwas längeren Anstiegszeiten bei einer geringeren Zählrate als die des Rückens erstrecken, sind Ereignisse, die in der Tunnelodiode in der Nähe der Zuleitungen stattgefunden haben. Dort ist der Verlust durch Quasiteilchendiffusion in die Zuleitungen am größten.
- Die breite Verteilung bei niederen Pulshöhen und langen Anstiegszeiten beruht auf Treffern des Substrates. Die Anstiegszeit dieser Signale hängt umgekehrt proportional von der Pulshöhe ab. In der Projektion auf die Pulshöhe ergibt sich ein Spektrum mit einem breiten Peak. Die Energiedeposition der Phononen aus dem Substrat in die Tunnelodiode nimmt offensichtlich linear mit wachsender Entfernung ihres Entstehungsortes von der Tunnelodiode ab. Andererseits nimmt die Zählrate wegen der zunehmenden Fläche mit steigender Entfernung zu. Durch die Kollimation wird die bestrahlte Fläche begrenzt. Aufgrund der Ausdehnung der Quelle und des endlichen Abstandes zwischen Kollimator und Substrat fällt jedoch die Zählrate zu kleinen Pulshöhen hin in Abbildung 6.12 nicht abrupt, sondern kontinuierlich ab.
- Der Bereich kleiner Zählrate mit mittleren Pulshöhen und mittleren Anstiegszeiten kann nicht eindeutig zugeordnet werden. Darin können Treffer aus dem Übergangsbereich zwischen Tunnelodiode und Substrat, sowie von Substrat oder Tunnelodiode rückgestreute oder im Kollimator unter kleinem Vorwärtswinkeln gestreute  $\alpha$ -Ereignisse enthalten sein.

## 6.4 Nachweis von Röntgenstrahlung

### Dicke Aluminium-Tunnelnioden ohne Absorberschicht

Aufgrund der geringen Energie der Röntgenquanten ist ihr Nachweis bedeutend schwieriger. In Abbildung 6.18 ist ein mit einer Aluminium-Tunnelnioden gemessenes Pulshöhenspektrum wiedergegeben. Die Ereignisse, die in diesem Spektrum enthalten sind, sind nahezu vollständig auf die Phononen zurückzuführen, die bei der Wechselwirkung der Röntgenquanten mit dem Substrat entstehen. Die Ereignisrate für direkte Reaktionen von Röntgenquanten mit der Tunnelnioden ist wegen der hohen Transparenz der  $0,55 \mu\text{m}$  dicken Aluminiumschicht für Röntgenquanten gegen die Wechselwirkungsrate mit dem Substrat vernachlässigbar. Tatsächlich ist die gemessene Zählrate bedeutend größer als die für die Absorption in der Aluminiumschicht berechnete Zählrate. Das Spektrum wurde ohne Kollimation mit ganzflächiger Bestrahlung des

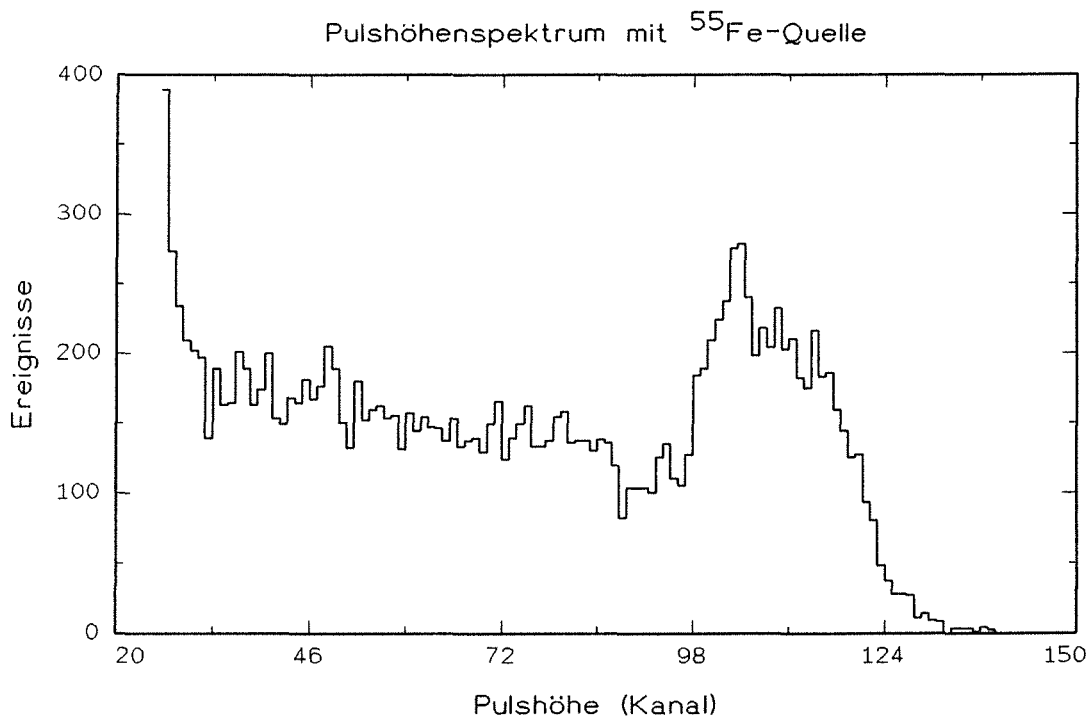


Abbildung 6.18: Pulshöhenspektrum bei Bestrahlung einer Aluminium-Tunnelnioden mit  $6 \text{ keV}$  Röntgenquanten ohne Kollimation. Das elektronische Rauschen reicht bis Kanal 30. Darüber ist das Spektrum untergrundfrei. Die Temperatur war  $274 \text{ mK}$ , der asymptotische Widerstand  $R_{nn}$  betrug  $17 \Omega$  und der differentielle Widerstand  $R_D$  war  $4 \text{ k}\Omega$ . Der Tunnelstrom betrug  $10 \text{ nA}$  und das Magnetfeld  $90 \text{ Gauss}$ . Der Kanal 110 entspricht einer registrierten Ladung von  $4 \cdot 10^4 \text{ e}$ .

Substrates aufgenommen.

Zwischen Kanal 90 und 120 zeigt sich ein breiter Peak, der sich anscheinend aus zwei sich teilweise überlappenden Peaks zusammensetzt. Ob es sich dabei eventuell um ein  $K_\alpha$ - $K_\beta$ -Peakpaar handelt, konnte nicht geklärt werden. Bei einer Tunneldiode dieser Güte kann aber aufgrund des viel zu geringen differentiellen Widerstandes  $R_D$  von 4 k $\Omega$  keine gute Auflösung erwartet werden. Hinzu kommt noch der hohe asymptotische Widerstand  $R_{nn}$  von 17  $\Omega$ . Für eine Schichtdicke von 0,3  $\mu\text{m}$  ergibt sich daraus eine Tunnelzeit  $\tau_t$  von 202  $\mu\text{s}$  (Gleichung 2.23). Diese Zeit ist wesentlich länger als die Rekombinationszeit  $\tau_{rec}$  von 45,6  $\mu\text{s}$  (Gleichung 2.25) sowie die RC-Zeit der Tunneldiode von etwa 2  $\mu\text{s}$ . Eine erwartungsgemäß schlechte Energieauflösung ist die Folge.

### **Dünne Aluminium-Tunnelioden mit Absorberschicht**

Die angestrebte Trennung der  $K_\alpha$ - und  $K_\beta$ -Linien ist mit der Qualität der bisher beschriebenen Tunnelioden nicht erreichbar. Der einzige Parameter, der sich verbessern ließ, ist die Schichtdicke, von der die Tunnelzeit umgekehrt proportional abhängt. Eine Verringerung der Schichtdicke um den Faktor 10 bringt somit auch bei Tunnelioden mit einem großen asymptotischen Widerstand die Tunnelzeit in die Nähe der Rekombinationszeit oder darunter. Gegen den geringen differentiellen Widerstand hilft jedoch nur eine Reduzierung der Leckströme in Verbindung mit einer tieferen Arbeitstemperatur.

Aluminium-Tunnelioden mit Schichtdicken von 20 nm und 35 nm haben allerdings eine noch viel geringere Nachweiswahrscheinlichkeit für Röntgenquanten. Hinzu kommt, daß sich bei diesen Schichtdicken eine hohe auflösungsverschlechternde Verlustrate von Photo- und Comptonelektronen aus dem Aluminium in das Substrat ergeben würde, da die mittlere freie Weglänge eines 6 keV Photoelektrons in Aluminium etwa 100 nm beträgt. Aus diesem Grund wurden die sehr dünnen Aluminium-Tunnelioden mit einer Indium Absorberschicht, die, wenn auch keine guten, so doch bessere Strom-Spannungs-Charakteristiken zeigten (siehe Kapitel 6.1), mit Röntgenquanten bestrahlt. Durch den Trapping-Effekt (siehe Kapitel 2.4) sollte sich hierbei eine bessere Energieauflösung erzielen lassen, sofern die im Indium erzeugten Quasiteilchen frei in die Aluminiumschicht diffundieren können. Dies scheint jedoch bei den gemessenen Tunnelioden nicht zuzutreffen, wie sich am Ausbleiben des Proximity-Effektes (siehe Kapitel 2.5 und 6.1) zeigt.

In Abbildung 6.19 ist ein mit einer solchen Tunnelodiode aufgenommenes Pulshöhenspektrum und in Abbildung 6.20 der Bereich um die beiden Röntgenlinien vergrößert dargestellt. Die bei dieser Messung registrierte hohe Zählrate läßt sich nur durch die Absorption der Röntgenquanten in der Indiumschicht erklären. Da das Ausbleiben des Proximity-Effektes zeigt, daß die Quasiteilchendiffusion vom Indium Absorber in die Aluminium Trapschicht stark behindert ist (Kapitel 2.5 und 6.1, [GOL89, GOL90]), bedeutet dies, daß die registrierten Signale durch den Austausch von Phononen zwischen Indiumabsorber und Tunnelodiode entstehen.

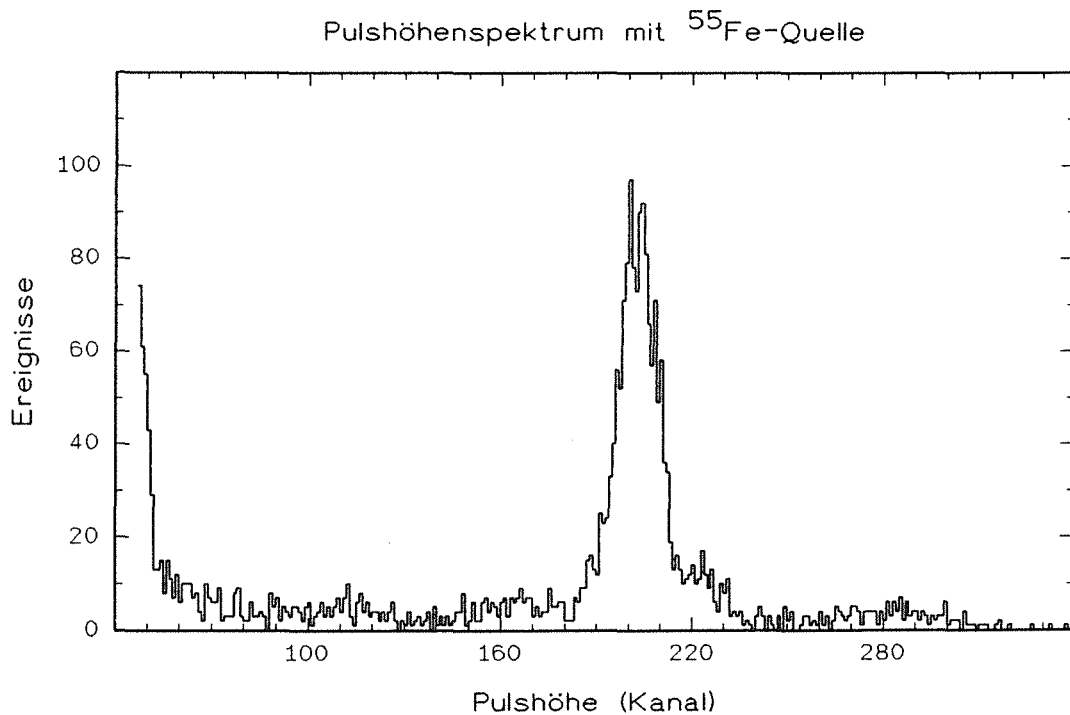


Abbildung 6.19: Pulshöhenspektrum bei Bestrahlung einer sehr dünnen Aluminium-Tunnelodiode (20 nm + 35 nm) mit Indium Absorberschicht (350 nm) mit Röntgenquanten ohne Kollimation. Das elektronische Rauschen reicht bis Kanal 40 und ist nicht sichtbar. Darüber befinden sich nur wenige vereinzelte Untergrundeignisse in dem Spektrum. Die Temperatur war 278 mK, der asymptotische Widerstand  $R_{nn}$  betrug  $4,8 \Omega$  und der differentielle Widerstand  $R_D$  war  $1,6 \text{ k}\Omega$ . Der Tunnelstrom betrug 8 nA und das Magnetfeld 110 Gauss. Die Kennlinie der Tunnelodiode ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Der Kanal 200 entspricht einer registrierten Ladung von  $2,5 \cdot 10^5 \text{ e}$ .

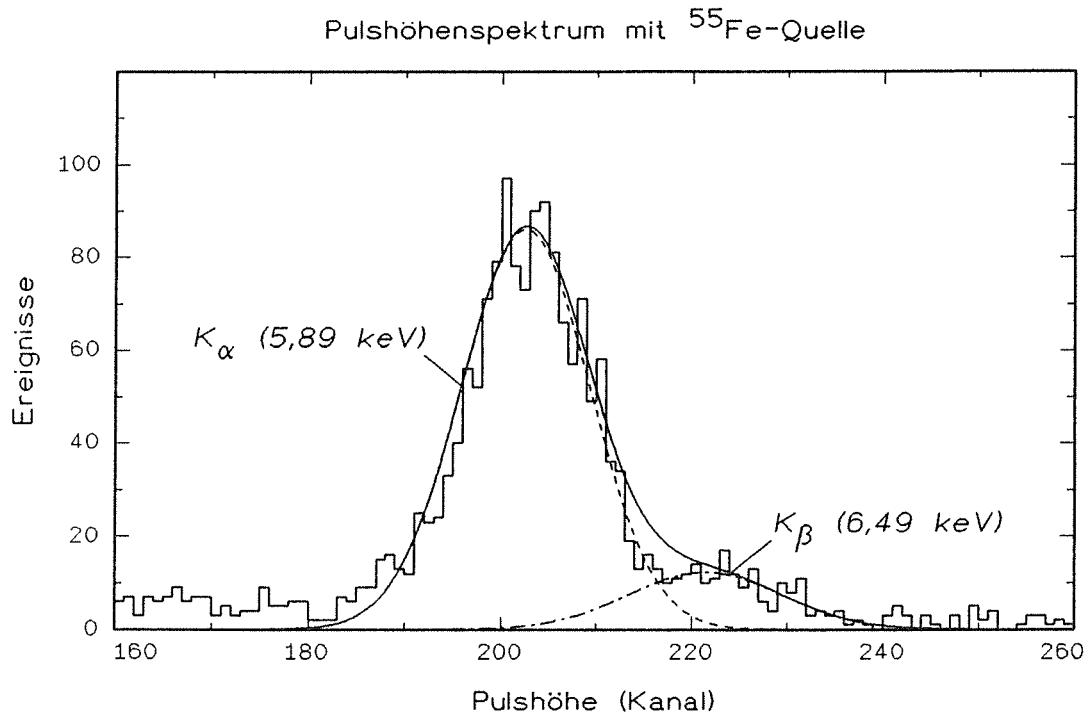


Abbildung 6.20: Detail zu Abbildung 6.19 mit einer Anpassung durch zwei Gausskurven.

Die Identifikation der Doppelstruktur des Pulshöhenspektrums mit den beiden Röntgenlinien der Quelle ergibt sich aus der Übereinstimmung des Verhältnisses der Peaklagen ( $221,5 : 202,6 = 1,09$ ) mit dem Verhältnis der Röntgenenergien ( $6,49 \text{ keV} : 5,89 \text{ keV} = 1,10$ ) und des gemessenen Intensitätsverhältnisses mit dem Wert, der sich unter Berücksichtigung des energieabhängigen Absorptionskoeffizienten für die Schutzschicht der Quelle und die Indiumschicht des Detektors aus dem Linienintensitätsverhältnis der Quelle abschätzen läßt.

Die Halbwertsbreite der Gaussianpassung an den 5,89 keV Peak beträgt 15,9 Kanäle oder 7,8 %. Die registrierte Ladung von  $2,5 \cdot 10^5$  e beträgt erwartungsgemäß nur knapp 4 % der nach Gleichung 2.21 im Indium erzeugten Ladungsträgerzahl von größer  $6,7 \cdot 10^6$  e.

Die Ereignisse, die in Abbildung 6.19 den Bereich oberhalb von Kanal 240 mit der Andeutung eines sehr breiten Peaks bei Kanal 285 bilden, könnten von den Phononen stammen, die die obere dickere Aluminiumschicht durchqueren und in der unteren Aluminiumschicht ein Signal verursachen. Die Tunnelzeit ist für diese Schicht, die dünner ist, kleiner und demzufolge das Signal grö-



ber. Die Ereignisse links von Kanal 185 dürften größtenteils auf die Quasiteilchendiffusion von der Tunnelfläche in die Zuleitungen und umgekehrt, denn der Absorber bedeckt auch eine der beiden Zuleitungen, zurückzuführen sein. Die zu kleinen Pulshöhen stark ansteigende Zählrate stammt größtenteils von Substrattreffern [GAR88]. Aber auch Treffer in den freiliegenden Kontaktflächen können zu diesem Anstieg beitragen. Die mittlere Diffusionslänge  $l_D$  der Quasiteilchen in Aluminium läßt sich nämlich nach

$$l_D = \sqrt{\tau_{\text{rec}} \cdot l_f \cdot v_F / 3} \quad (6.2)$$

mit  $l_f$  = mittlere freie Weglänge und  $v_F$  = Fermigeschwindigkeit (Werte aus [EPP77] und [KIT83]) zu 1 mm abschätzen, was der Länge der Zuleitungen entspricht.

## 7. DISKUSSION UND AUSBLICK

Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse, in der erstmalig am Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe (TH) und Institut für Kernphysik I des Kernforschungszentrums Karlsruhe supraleitende Tunnelnioden hergestellt und zum Teilchennachweis eingesetzt wurden, zeigen die vielversprechenden Möglichkeiten auf, die dieser Detektortyp mit sich bringt. Mit den hergestellten Tunnelnioden konnten zunächst Laserpulse nachgewiesen werden. Alphateilchen von 4,6 MeV konnten mit einer Auflösung von 1,1 % gemessen werden, und es wurde in gezielten Bestrahlungsexperimenten gezeigt, daß die Tunnelnioden auch für Phononen, die aus dem Substrat stammen, sensitiv ist. Hierbei wurde demonstriert, daß sich die Signale in einer Anstiegszeit/Pulshöhen-Matrix nach ihrem Entstehungsort (Tunnelnioden, Substrat, Zuleitungen) unterscheiden lassen. Weiterhin wurden Röntgenquanten von 6 keV mit einer Auflösung von 8 % detektiert. Dabei stellte sich heraus, daß der erwartete Proximity- und Trappingeffekt unter den vorliegenden Herstellungsbedingungen nicht auftrat.

Die hergestellten und für diese Experimente benutzten Tunnelnioden sind noch weit von ihrem Optimum entfernt. Das größte Problem waren die sehr hohen Leckströme, die einen inneren Kurzschluß für den Detektor darstellten. Die Strom-Spannungs-Charakteristiken waren daher, bis auf zwei Ausnahmen, immer leckstromdominiert. Für den differentiellen Widerstand  $R_D$  im Arbeitspunkt wurden deshalb nur Werte von bestens 12 k $\Omega$  erzielt, was weit entfernt von dem möglichen und optimalen Wert von über 1 M $\Omega$  ist. Zudem lagen die erzielten asymptotischen Widerstandswerte  $R_{nn}$  meist im Bereich von einigen Ohm, was zu hoch ist, als daß daraus hinreichend kleine Tunnelzeiten resultieren würden. Das Verhältnis  $R_D/R_{nn}$ , das ein geeignetes Maß für die Güte der Strom-Spannungs-Charakteristik eines supraleitenden Tunnelniodendetektors ist und das den Bereich von  $10^6$  erreichen sollte, lag bestenfalls bei  $10^3$ . Hinzu kommen noch die hohen Verlustprozesse durch die thermische Rekombinationsrate bei der Arbeitstemperatur von  $1/4 T_C$ , die besser bei  $1/10 T_C$  liegen sollte, die Quasiteilchendiffusion in die verengten Zuleitungen, die nicht völlig unterdrückt werden konnte, und die Tatsache, daß ein Vorverstärker bei Raumtemperatur mit einer durch die Kabellänge hohen Eingangskapazität verwendet wurde.

Die erzielten Resultate sind somit, wenn man die Qualität der verwendeten Tunnelnioden und die experimentellen Randbedingungen berücksichtigt, verblüffend positiv. Dies demonstriert die potentiell immens guten Detektoreigenschaften, die die supraleitenden Tunnelnioden bieten, und die bei einer Verbesserung der angeführten Punkte erreicht werden können.

Es wurden umfangreiche Untersuchungen durchgeführt, um zu klären, worauf die unerwartet hohen Leckströme des verwendeten Detektormaterials Aluminium, das allgemein als unkritisch in der Bildung einer leckstromfreien Tunnelbarriere gilt, zurückzuführen sind. Es stellte sich heraus, daß die wahrscheinlichste Ursache in der eingesetzten Maskentechnologie mit der Verwendung einer mechanischen Kontaktmaske zu suchen ist. Es wurde deshalb ein photolithographisches Lift-Off-Verfahren für die Strukturierung der Tunneldioden entwickelt, das die Möglichkeit zu ihrer leckstromfreien Herstellung und zur effektiven Unterdrückung der Quasiteilchendiffusion mittels mikrometerbreiter Zuleitungen eröffnet.

Die Verbesserung der Herstellungsbedingungen kann sich jedoch nicht auf den Einsatz einer anderen Maskentechnologie beschränken, wenn die Qualität der supraleitenden Tunneldiodendetektoren gesteigert werden soll. So muß man auch daran gehen, die Vakuumbedingungen noch deutlich zu verbessern. Hierzu ist ein kohlenwasserstofffreies Pumpsystem (zum Beispiel Ionengetterpumpe mit Titan-Sublimationspumpe oder spezielle magnetgelagerte Turbomolekularpumpe mit trockenverdichtender Vorpumpe) erforderlich. Eine Glimmentladungseinrichtung für die Konditionierung der Anlage und für die Durchführung der Oxidation [CHO69, PRI72, BAR82] würde sich sicherlich als sehr nützlich erweisen, insbesondere bei der Herstellung von nicht aus Aluminiumoxid bestehenden Tunnelbarrieren.

Für den Einsatz einer Glimmentladungseinrichtung bei der Oxidation müssen die geeigneten Parameter für Druck und Spannung in der jeweiligen Geometrie durch umfangreiche Meßreihen ermittelt werden. Genauso sind für die Optimierung der vielen Herstellungsparameter der Tunneldioden Reihenuntersuchungen an einer großen Zahl von Tunneldioden unbedingt erforderlich. Die Möglichkeiten hierzu wurden mit den gegen Ende dieser Arbeit fertiggestellten Experimentiereinrichtungen (Vakuumschleuse am Aufdampfstand für einen schnelleren Substratwechsel, innerhalb eines Tages abkühlbarer Kryostat) geschaffen. Für die Gewährleistung eines reproduzierbaren Herstellungsablaufes von Tunneldioden, deren Eigenschaften stark von dem genauen Ablauf bestimmt werden, wird man dann nicht umhin kommen, den gesamten Aufdampf- und Oxidationsprozess in allen seinen vielen Parametern (Restgasdruck und -zusammensetzung, Aufdampfrate, Temperatur, Verweilzeiten, Glimmparameter, usw.) von einer rechnergesteuerten Verfahrensregelung überwachen zu lassen.

Hilfreich für die Fortentwicklung dieses Detektortyps wäre es, die Schichten mit einem Rasterelektronenmikroskop zu untersuchen, um genauere Aussagen über ihre Granularität und Randbereiche machen zu können. Die vorliegende Arbeit fiel in die Blütezeit der neuen Hochtemperatursupraleiter, während der

keine Experimentierzeit an solchen Anlagen für diese Arbeit zur Verfügung gestellt werden konnte.

Der neue Kryostat eröffnet mit seiner Fähigkeit, die Endtemperatur schneller zu erreichen, nicht nur die Möglichkeit zur systematischen Untersuchung der Herstellungsparameter in endlicher Zeit, sondern er erfüllt auch mit seiner designierten Endtemperatur von unter 50 mK die Forderung, die Aluminium-Tunneldioden für die Verhinderung der Quasiteilchenrekombination bei einer Arbeitstemperatur von etwa  $1/10 T_C$  zu betreiben. Er sollte so ausgestattet werden, daß er nur noch ein Minimum an Betreuung durch den Experimentator benötigt. Hierzu sollte er zumindest mit einer automatischen Nachfüleinrichtung für die Kühlmittel ausgestattet und mit einer Temperaturstabilisierung versehen werden. Für die Unterdrückung von Störungen empfiehlt sich ein schwingungsentkoppelter Aufbau, und für die Abschirmung externer elektrischer und magnetischer Felder ist der Einbau einer Aluminium-Hülle und eines Mu-Metall-Schildes um die Experimentierkammer anzuraten.

Für die Erzielung einer bestmöglichen Auflösung ist es erforderlich, den Vorverstärker in der Nähe des Detektors bei tiefer Temperatur zu betreiben [PRE87, GON88, WAY89]. Das geringe Rauschen bei tiefer Temperatur und die verringerte Leitungskapazität werden eine höchstauflösende Messung überhaupt erst ermöglichen. Dabei sollten nicht nur ladungs-, sondern für genaue Zeit(korrelations)messungen auch stromsensitive Ausführungen eingesetzt und die Signale für eine detaillierte Pulsformanalyse mit einem Transientenrekorder aufgezeichnet werden können. Für die Meßelektronik zur Verarbeitung und Aufzeichnung der Signale empfiehlt es sich, einen feststehenden Aufbau bekannter Geräte zur Verfügung zu haben, und für die Vermeidung elektronischer Störungen durch laborexterne Quellen wie benachbarter mechanischer Institutswerkstatt, Schweißerei, zentrale Klimaanlage und Aufzugmotoren einen anderen Standort zu wählen. Unter Umständen ist für die Abschirmung von Störsignalen ein sorgfältig aufgebauter Faraday-Käfig erforderlich.

Mit solchen Voraussetzungen ließen sich die Untersuchungen der supraleitenden Tunneldiodendetektoren erfolgversprechend fortführen. Dabei könnten dann Experimente zum Trapping, das für die Auslese größerer Detektormassen oder für die wohl effektivste Unterdrückung der Quasiteilchendiffusion eingesetzt werden kann, durchgeführt werden, und man könnte daran gehen, mit mehreren auf einem Substrat beziehungsweise Absorber angebrachten Tunneldioden Zeit- und Amplitudenkorrelationen zu untersuchen, um für die Realisierung größerer Detektorvolumina mehr über die Phononen- und Quasiteilchenausbreitung zu lernen.

## ANHANG

### Photolithographisches Lift-Off-Verfahren zur Mikrostrukturierung

Mit dem nachfolgenden Prozeß, der in Zusammenarbeit mit dem ehemaligen Institut für Kernverfahrenstechnik und jetzigen Institut für Mikrostrukturtechnik des Kernforschungszentrums Karlsruhe entwickelt wurde, läßt sich eine strukturierte Photolackschicht mit wenigen  $\mu\text{m}$  Strukturgröße und einem Unterschnittprofil für die Herstellung supraleitender Tunnelndioden auf ein Substrat aufbringen.

Der Prozeß beruht im wesentlichen darauf, daß auf eine erste Photolackschicht (PMMA) ein zweiter Resist (AZ, positiv Resist), der mit einer anderen Wellenlänge belichtet wird, aufgebracht wird. Der AZ Lack wird dann mit den üblichen photolithographischen Methoden strukturiert und die Struktur in einem zweiten Belichtungsprozeß auf den darunterliegenden PMMA Resist übertragen. Die bereits entwickelte AZ-Struktur dient dabei als Maske. Das Unterschnittprofil entsteht durch selektives Überentwickeln von PMMA in Chlorbenzol. Der Prozeß setzt sich aus folgenden Schritten zusammen:

Prozeßschritt	Parameter	Prozeßdauer
1. Substrat ausheizen	150 °C	15 min
2. HMDS (Hexamethyldisilazan) bedampfen (Haftvermittler)	150 °C	60 min
3. PMMA (Polymethylmethacrylat) durch spin coating auftragen	KTI 950 K 9 %, 1400 upm, ca. 2 $\mu\text{m}$	60 s
4. PMMA soft bake	210 °C	30 min
5. AZ-4210 Photolack spin coating	AZ 4210 mit AZ- Verdüner 1:1, 2500 upm, ca. 1 $\mu\text{m}$	60 s
6. AZ soft bake	90 °C	30 min
7. AZ Belichtung mit KrF-Laser und strukturiertes Chrommaske	248 nm, 100 mJ, 100 Hz	ca. 600 s
8. AZ Entwicklung	AZ 400K 1:4	45 s
9. Descum (Abtragen) von AZ Resten		90 s
10. AZ hard bake	110 °C	3 h
11. PMMA Flutbelichtung mit ArF-Laser	193 nm, 100 mJ, 100 Hz	ca. 600 s
12. PMMA Entwicklung in Chlorbenzol		60 s
13. Schritt 11 und 12 solange wiederholen, bis die PMMA- Struktur durchentwickelt ist (Kontrolle am Tastschnittgerät).		

14. Flutbelichtung mit ArF-Laser	193 nm, 100 mJ, 100 Hz	ca. 600 s
15. PMMA Entwicklung in Chlorbenzol		60 s
16. Aufdampfen der Tunnelodiode		
17. Ablösen des Photolacks in Aceton		10 min

In Abbildung 6.5 ist die Skizze des Querschnittes durch eine mit diesem Prozeß hergestellte Photolackschicht mit Unterschnittprofil abgebildet. Abbildung A.1 gibt eine lichtmikroskopische Aufnahme eines Testexemplares wieder.

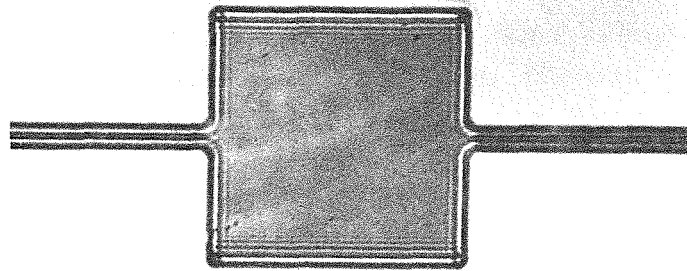


Abbildung A.1: Lichtmikroskopische Aufnahme einer photolithographischen Maske für die Tunneliodenherstellung. Die quadratische Öffnung in der Photolackschicht, die die aufzudampfende Tunnelodiode definiert, hat  $40\ \mu\text{m}$  Kantenlänge. Die Breite der Zuleitungen beträgt  $2\ \mu\text{m}$ . Das Unterschnittprofil ist an dem hellen Streifen zu erkennen, der entlang den Kanten der Photolackschicht verläuft.

## LITERATURVERZEICHNIS

- ADK63 C.J. Adkins; *Phil. Mag.* 8 (1963) 1051
- ADK64 C.J. Adkins; *Rev. Mod. Phys.* 36 (1964) 211
- ALK67 G.D. Alkhazov, A.P. Komar, A.A. Vorobev; *NIM* 48 (1967) 1
- AUR84 R. Aures, W. Heeringa, H.O. Klages, R. Maschuw, F.K. Schmidt, B. Zeitnitz; *NIM* 224 (1984) 347
- BAH78 J.N. Bahcall; *Reviews of Modern Physics* 50 (1978) 881
- BAR61 J. Bardeen; *Phys. Rev. Lett.* 6 (1961) 57
- BAR82a A. Barone, G. Paterno; *Physics and Applications of the Josephson Effect*, John Wiley & Sons (1982)
- BAR82b A. Barone, S. de Stefano; *NIM* 202 (1982) 513
- BAR85a A. Barone, G. Darbo, S.D. Stefano, G. Gallinaro, A. Siri, R. Vaglio, S. Vitale; *NIM* A234 (1985) 61
- BAR85b A. Barone, S.D. Stefano, K.E. Gray; *NIM* A235 (1985) 254
- BAR88 A. Barone, ed.; *Superconductive Particle Detectors*, World Scientific Publishing Singapore (1988)
- BAY90 R. Bayer; *Diplomarbeit Universität Karlsruhe (voraussichtlich 1990)*
- BEH82 H. Behrens, G. Ebel, eds.; *Physics Data Superconductivity Data*, Fachinformationszentrum Energie Physik Mathematik Karlsruhe (1982)
- BEN67 A.J. Bennett; *Phys. Rev.* 153 (1967) 482
- BER65 G. Bergmann; *Zeitschrift für Physik* 187 (1965) 395
- BET76 D.S. Betts; *Refrigeration and Thermometry below One Kelvin*, Sussex University Press (1976)
- BET89 D.S. Betts; *An introduction to millikelvin technology*, Cambridge University Press (1989)
- BLA68 B.L. Blackford, R.H. March; *Can. Journal of Physics* 46 (1968) 141
- BLU62 R.H. Blumberg, P.P. Seraphin; *J. Appl. Phys.* 33 (1962) 163
- BOO84 N.E. Booth, G.L. Salmon, D.A. Hukin; *Oxford University internal report* 93 (1984)
- BOO87a N.E. Booth; *Sci. Prog. Oxf.* 71 (1987) 563
- BOO87b N.E. Booth; *Applied Physics Letters* 50 (1987) 293
- BOO88 N.E. Booth; in [BAR88]
- BUC84 W. Buckel; *Supraleitung*, Physik-Verlag Weinheim (1984)
- BUC87 W. Buckel; *Phys. Bl.* 43 (1987) 41
- BUR69 E. Burstein, S. Lundqvist, eds.; *Tunneling Phenomena in Solids*, Plenum Press New York (1969)
- CAB87 B. Cabrera; in [BAR88]
- CAB90 B. Cabrera; in [HUN90]
- CAM67 C.K. Campbell, D.G. Walmsley; *Can. J. Phys.* 45 (1967) 159

- CHA77 J. Chang, D.J. Scalapino; Phys. Rev. B 15 (1977) 2651
- CHI79 C.C. Chi, J. Clarke; Phys. Rev. B 19 (1979) 4495
- CHI81 C.C. Chi, M.M.T. Loy, D.C. Cronemeyer; Phys. Rev. B 23 (1981) 124
- CHO69 K.L. Chopra; Thin Film Phenomena, McGraw-Hill (1969)
- CRI71 E.C. Crittenden, D.E. Spiel; Journal of Appl. Phys. 42 (1971) 3182
- DUZ80 T. van Duzer; Squid, de Gruyter (1980)
- EIS76 W. Eisenmenger; in Physical Acoustics XII, eds. P.W. Mason und R.N. Thurston, Academic Press, New York (1976)
- EIS77 W. Eisenmenger, K. Laßmann, H.J. Trumpp, R. Krauß; Appl. Phys. 12 (1977) 163
- EPP77 P.W. Epperlein; Dissertation Universität Stuttgart (1977)
- FAC86 O. Fackler, J. Tran Thanh Van, eds.; '86 Massive Neutrinos in Astrophysics and in Particle Physics, Editions Frontieres (1986)
- FAN46 U. Fano; Phys. Rev. 70 (1946) 44
- FAN47 U. Fano; Phys. Rev. 72 (1947) 26
- FEI88 F.v. Feilitzsch, T. Hertrich, H. Kraus, Th. Peterreins, F. Pröbst, W. Seidel; NIM A271 (1988) 332
- FEI89 F.v. Feilitzsch; Physikalische Blätter 45 (1989) 370
- FIN89 F. Finkbeiner; Diplomarbeit Universität Karlsruhe (1989)
- FIO87 E. Fiorini; in [PRE87]
- FOL90 G. Foltin; Diplomarbeit Universität Karlsruhe (voraussichtlich 1990)
- FRE87 H. Frey, G. Kienel, eds.; Dünnschichttechnologie, VDI Düsseld. (1987)
- GAR88 P. Gare, R. Engelhardt, A. Peacock, D. Twerenbold, J. Limley, R.E. Somekh; Applied Superconductivity Conference, San Francisco (1988)
- GIA60a I. Giaever; Phys. Rev. Lett. 5 (1960) 147
- GIA60b I. Giaever; Phys. Rev. Lett. 5 (1960) 464
- GIA61 I. Giaever, K. Megerle; Phys. Rev. 122 (1961) 1101
- GIA62 I. Giaever, H.R. Hart, K. Megerle; Phys. Rev. 126 (1962) 941
- GON88 L. Gonzales-Mestres, D. Perret-Gallix, eds.; Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter II, Editions Frontieres (1988)
- GOL89 D.J. Goldie, N.E. Booth, C. Patel, G.L. Salmon; Nuclear Physics Laboratory, Oxford University, Ref. OUNP-89-22 (1989) und Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 954
- GOL90 D.J. Goldie, N.E. Booth, C. Patel, G.L. Salmon; Paper submitted to Low-Temperature-Conference LT-19 (1990)
- GRA71 K.E. Gray; J. Phys. F. Metal Phys., 1 (1971) 290
- GRA81 K.E. Gray, ed.; Nonequilibrium Superconductivity, Phonons and Kapitza Boundaries, Plenum Press New York (1981)
- HAH90 A. Hahn; Diplomarbeit Universität Karlsruhe (voraussichtlich 1990)
- HAN82 P.K. Hansma, ed.; Tunneling Spectroscopy - Capabilities, Applications and New Techniques, Plenum Press (1982)



- HEB90 F. Hebrank, S. Lemke, R.P. Huebner, R. Gross; NIM A288 (1990) 541
- HEN83 N. Henbest, M. Marten; The New Astronomy, Cambridge University Press (1983)
- HOE85 E.E.E. Hoefler, H. Nielinger; Spice - Analyseprogramm für elektronische Schaltungen, Springer-Verlag (1985)
- HOK87 H. Hoko, T. Imamura, S. Ohara, S. Hasuo; J. Appl. Phys. 62 (1987) 3432
- HOL51 R. Holm; J. Appl. Phys. 22 (1951) 569
- HUN90 S. Hunklinger, W. Ludwig, G. Weiss, eds.; Phonons 89, World Scientific Press (1990)
- ISH84 K. Ishibashi, Y. Matsumoto, T. Sakae, A. Katase; NIM 227 (1984) 483
- IBM62 IBM Journal of Research and Development, Vol. 6 No. 1 (1962)
- JUT84 W. Jutzi; BMFT Forschungsbericht BMFT-FB-T 84-044 (1984)
- JOS62 B.D. Josephson; Phys. Lett. 1 (1962) 251
- KAP76 S.B. Kaplan, C.C. Chi, D.N. Langenberg, J.J. Chang, S. Jafarey, D.J. Scalapino; Phys. Rev. B 14 (1976) 4854, Erratum: Phys. Rev. B 15 (1977) 3567
- KEL73 W.H. Keller, J.E. Nordman; J. Appl. Phys. 44 (1973) 4732
- KHA89 A.E. Khalil; Phys. Rev. B 39 (1989) 167
- KIN74 H. Kinder, W. Dietsche; Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 578
- KIT83 C. Kittel; Einführung in die Festkörperphysik, Oldenburg (1983)
- KOW70 E. Kowalski; Nuclear Electronics, Springer-Verlag (1970)
- KRA85 H. Kraus; Diplomarbeit TU München (1985)
- KRA86 H. Kraus, Th. Peterreins, F. Pröbst, F. v. Feilitzsch, R.L. Mössbauer, V. Zacek; Europhysics Letters 1 (1986) 161
- KRA89 H. Kraus, F. v. Feilitzsch, J. Jochum, R.L. Mössbauer, Th. Peterreins, F. Pröbst; Phys. Lett. B 231 (1989) 195
- KÜN86 W. Kündig; Phys. Bl. 42 (1986) 380
- KUR80 M. Kurakado, H. Mazaki; Phys. Rev. B 22 (1980) 168
- KUR81a M. Kurakado, H. Mazaki; NIM 185 (1981) 141
- KUR81b M. Kurakado, H. Mazaki; NIM 185 (1981) 149
- KUR81c M. Kurakado, S. Tachi, R. Katano, H. Mazaki; Bull. Inst. Chem. 59(1981)106
- KUR82a M. Kurakado, H. Mazaki; Bull. Inst. Chem. Res. 60 (1982) 243
- KUR82b M. Kurakado; NIM 196 (1982) 275
- KUR84 M. Kurakado; J. Appl. Phys. 55 (1984) 3185
- LAN66 D.N. Langenberg, D.J. Scalapino, B.N. Taylor; Sci. Amer. 214 (1966) 5
- LEO87 W.R. Leo; Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag (1987)
- LOC51 J. Lock; Proc. Roy. Soc. London A208 (1951) 391
- LOU74 O.V. Lounasmaa; Experimental Principles and Methods below 1 K, Academic Press (1974)

- MAG83 J.H. Magerlein; J. Appl. Phys. 54 (1983) 2569
- MAI70 L.I. Maissel, R. Glang, eds.; Handbook of Thin Film Technology, McGraw-Hill (1970)
- MAR73 P. Marmier; Kernphysik I, Verlag der Fachvereine an der ETH Zürich (1973)
- MES82 R. Meservey, P.M. Tedrow, J.S. Brooks; J. Appl. Phys. 53 (1982) 1563
- MIL68 W.L. McMillan; Phys. Rev. 175 (1968) 537
- MOO81 M. Moody, J.L. Paterson; Phys. Rev. B 23 (1981) 133
- MOR67 R. Morrison; Grounding and Shielding Techniques in Instrumentation, John Wiley (1967)
- NEU88 B. Neuhauser, B. Cabrera, C.J. Martoff, B.A. Young, A.T. Lee; IEEE Transactions on Nuclear Science 35 (1988) 65
- NIC74 P.W. Nicholson; Nuclear Electronics, Wiley (1974)
- PAC88 S. Pace, R. Scafuro, F. Celani, U. Gambardella, A. Saggese; in [BAR88]
- PAR69 R.D. Parks, ed.; Superconductivity Vol. 1 + 2, M. Dekker N.Y. (1969)
- PAT89 C. Patel; Universität Oxford; persönliche Mitteilung (1989)
- PAT90 C. Patel, D.J. Goldie, N.E. Booth, G. Salmon; in [HUN90]
- PET85 Th. Peterreins; Diplomarbeit TU München (1985)
- PET88 Th. Peterreins, F. Pröbst, F. v. Feilitzsch, H. Kraus; IEEE Transactions on Nuclear Science 35 (1988) 70
- PET89 Th. Peterreins; Dissertation TU München (1989)
- PRE87 K. Pretzl, N. Schmitz, L. Stodolsky, eds.; Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter, Springer-Verlag (1987)
- PRE88 K. Pretzl; in [GON88]
- PRI72 J.P. Pritchard, Jr., W.H. Schroen; US Patent No. 3,673,071 (1972)
- RAG76 R.S. Raghavan; Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 259
- ROT67 A. Rothwarf, B.N. Taylor; Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 27
- ROT88a W. Rothmund, A. Zehnder; in [BAR88]
- ROT88b W. Rothmund, A. Zehnder; in [GON88]
- ROT88c W. Rothmund; Paul Scherrer Institut, Villigen; pers. Mitteilung (1988)
- ROT90 W. Rothmund; in [HUN90]
- SAD88 B. Sadoulet; IEEE Transactions on Nuclear Science 35 (1988) 47
- SAD90 B. Sadoulet; in [HUN90]
- SAU70 H. Sautter; Dissertation Universität Stuttgart (1970)
- SCH63 J.R. Schrieffer, J.W. Wilkins; Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 17
- SCH68 W. Schroen; Journal of Applied Physics 39 (1968) 2671
- SCH75 S. Schiller, U. Heisig; Bedampfungstechnik, VEB Berlin (1975)
- SHA62 S. Shapiro, P.H. Smith, J. Nicol, J.L. Miles, P.F. Strong; in [IBM62]
- SIM63 J.G. Simmons; J. Appl. Phys. 34 (1963) 2581

- SMI90 P.F. Smith, J.D. Lewin; Phys. Rep. 187 (1990) 203
- SOL72 L. Solymar; Superconductive Tunneling and Applications, Chapman and Hall Ltd London (1972)
- SPI65 D.E. Spiel, R.W. Boom, E.C. Crittenden; Applied Physics Letters 7 (1965) 292
- STR88 T. Strobel; Diplomarbeit Universität Karlsruhe (1988)
- TAY62 B.N. Taylor, E. Burstein, D.N. Langenberg; Bullet. Amer. Phys. Soc. 7 (1962) 190
- TAY63 B.N. Taylor, E. Burstein; Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 14
- TEW62a L. Tewordt; Phys. Rev. 127 (1962) 371
- TEW62b L. Tewordt; Phys. Rev. 128 (1962) 12
- THO89 P.V. Thomas, V. Ramakrishnan, V.K. Vaidyan; Thin Solid Films 170 (1989) 35
- TIN75 M. Tinkham; Introduction to Superconductivity, McGraw-Hill (1975)
- TOX61 A.M. Toxen; Phys. Rev. 123 (1961) 442
- TUI88 P.W. Tuinenga; Spice, Prentice Hall (1988)
- TWE86a D. Twerenbold; Dissertation ETH Zürich Nr. 8038 (1986)
- TWE86b D. Twerenbold; Phys. Rev. B 34 (1986) 7748
- TWE86c D. Twerenbold; Europhysics Letters 1 (1986) 209
- TWE87a D. Twerenbold, A. Zehnder; Journal of Applied Physics 61 (1987) 1
- TWE87b D. Twerenbold; NIM A260 (1987) 430
- WAY89 G. Waysand, G. Chardin, eds.; Superconducting and Low-Temperature Particle Detectors, North-Holland (1989)
- WES75 W.D. Westwood, N. Waterhouse, P.S. Wilcox; Tantalum Thin Films, Academic Press (1975)
- WEL76 M. Welte; Dissertation Universität Stuttgart (1976)
- WEI70 P. Weinzierl, M. Drosig; Lehrbuch der Nuklearelektronik, Springer-Verlag (1970)
- WIL66 C.F. Williamson, J.P. Boujot, J. Picard; Rapport CEA-R3042, Saclay (1966)
- WOL78 T. Wolfram, ed.; Inelastic Electron Tunneling Spectroscopy, Springer Series in Solid State Physics 4 (1978)
- WOO69a G.H. Wood; Dissertation University of British Columbia (1969)
- WOO69b G.H. Wood, B.L. White; Appl. Phys. Lett. 15 (1969) 237
- WOO73 G.H. Wood, B.L. White; Can. Journ. of Physics 51 (1973) 2032
- WYA76 A.F.G. Wyatt; J. Phys. C: Solid State Phys. 9 (1976) 2541
- YOU90 B.A. Young, B. Cabrera, A.T. Lee, C.J. Martoff, B. Neuhauser, J.P. McVittie; NIM A288 (1990) 119
- ZEH88 A. Zehnder; Cryogenic detectors in Festi-Val, ed. K. Winter, Elsevier Science Publishers B.V. (1988)