

H U M B O L D T - U N I V E R S I T Ä T Z U B E R L I N

MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHE FAKULTÄT II

Institut für Physik  
AG Nano-Optik



## Faserkopplung und experimentelle Untersuchungen an supraleitenden Einzelpotonendetektoren

Diplomarbeit

eingereicht von: Ingmar Müller

Gutachter: Prof. Oliver Benson  
Dr. Heinz-Wilhelm Hübers

Berlin, den 31. Oktober 2008



## **Erklärung**

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet zu haben. Ich bin damit einverstanden, dass die vorliegende Arbeit in der Zentralbibliothek Naturwissenschaften der Humboldt-Universität zu Berlin öffentlich ausgelegt wird.

Berlin, den 31. Oktober 2008

Ingmar Müller



## Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Herstellung einer robusten und effizienten, tieftemperaturauglichen Kopplung einer optischen Glasfaser an einen supraleitenden Einzelphotonendetektor. Des Weiteren sollte dieses Detektorsystem für die Verwendung in der experimentellen Quanteninformation und -kryptographie charakterisiert werden.

Dazu wurden umfangreiche Simulationen von verschiedenen Kopplungsmethoden durchgeführt. Im Vordergrund stand dabei die Wellenlängenabhängigkeit der Kopplung. Auf die Simulationen aufbauend wurde ein Verfahren zur Faserkopplung entwickelt. Dieses verbindet geringe Kosten und hohe Effizienzen mit deterministischen Ergebnissen. Zur Gewährleistung der Langzeitstabilität wurden zusätzlich Messungen zur Reaktion der verwendeten Komponenten auf die Verhältnisse bei einer Temperatur von 4 K untersucht.

Fasergekoppelte Detektoren wurden charakterisiert im Hinblick auf die Dunkelzählrate und die Systemeffizienz. Es wurde die Vermessung einer Einzelphotonenquelle durchgeführt und Möglichkeiten zur Messung der Photonenergie angegeben.

Der Ausblick zeigt Techniken auf, die zur Herstellung von hocheffizienten Detektoren mit Energie- und Photonenzahlauflösung, führen können und zeigt weitere Verwendungsmöglichkeiten von supraleitenden Einzelphotonendetektoren.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2 Theorie supraleitender Einzelphotonendetektoren</b>	<b>7</b>
2.1 Nachweis einzelner Infrarotphotonen . . . . .	7
2.2 Supraleitung . . . . .	9
2.2.1 Die Entdeckung der Supraleitung . . . . .	9
2.2.2 Makroskopisches Modell . . . . .	11
2.2.3 Mikroskopisches Modell . . . . .	12
2.3 Nachweis von Photonen mittels Supraleitung . . . . .	14
2.3.1 Einleitung . . . . .	14
2.3.2 Detektoren nahe $T_c$ . . . . .	16
2.3.3 Bias-unterstützte Detektoren . . . . .	17
2.4 Einschränkungen durch kinetische Induktion . . . . .	21
2.5 Dunkelzählrate supraleitender Einzelphotonenzähler . . . . .	24
2.6 Effizienz supraleitender Einzelphotonendetektoren . . . . .	27
2.6.1 Intrinsische Effizienz . . . . .	27
2.6.2 Einschränkungen der lokalen Nachweiseffizienz durch Konstriktionen . . . . .	28
2.6.3 Abhängigkeit der Quanteneffizienz von Biasstrom und Photonenergie . . . . .	28
2.6.4 Abhängigkeit der Quanteneffizienz von der Polarisat- on des Lichtes . . . . .	33
<b>3 Herstellung und Versuchsaufbau</b>	<b>35</b>
3.1 Herstellung von SSPDs . . . . .	35
3.1.1 Erster Schritt: Aufdampfen von Gold . . . . .	35
3.1.2 Zweiter Schritt: Schreiben der Mäander . . . . .	36
3.2 Faserkopplung . . . . .	38
3.2.1 Klebeaufbau . . . . .	39
3.2.2 Auswahl der Fasern . . . . .	41
3.2.3 Gegenüberstellung der Klebeverfahren . . . . .	42
3.2.4 Ergebnisse der Faserkopplung . . . . .	49
3.3 Messaufbau . . . . .	52

3.3.1	Detektor und Tieftemperaturelektronik . . . . .	53
3.3.2	Ausleseelektronik . . . . .	54
3.3.3	Optik . . . . .	57
<b>4</b>	<b>Untersuchungen an supraleitenden Einzelphotonendetektoren</b>	<b>59</b>
4.1	Dunkelzählrate . . . . .	59
4.2	Quanteneffizienz . . . . .	62
4.2.1	Abhängigkeit der Quanteneffizienz vom Biasstrom . .	62
4.2.2	Abhängigkeit der Systemeffizienz von der Wellenlänge	67
4.2.3	Sensitivität von SSPDs . . . . .	68
4.3	Nachweis einzelner Photonen - Antibunching . . . . .	69
<b>5</b>	<b>Ausblick auf weiterführende Experimente und Entwicklungen</b>	<b>75</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

“Es scheint mir nun in der Tat, dass die Beobachtungen über die schwarze Strahlung, Photolumineszenz, die Erzeugung von Kathodenstrahlen durch ultraviolettes Licht und andere die Erzeugung bez. Verwandlung des Lichtes betreffende Erscheinungsgruppen besser verständlich erscheinen unter der Annahme, dass die Energie des Lichtes diskontinuierlich im Raume verteilt sei.” [Ein05]

Die Quantisierung des elektromagnetischen Feldes wurde in diesem Satz erstmals nicht nur als Hilfsmittel zur Erklärung physikalischer Erscheinungen benutzt sondern als Grundprinzip erkannt. Die Quantisierung in Photonen erscheint auf den ersten Blick widersinnig, liefert unsere Alltagserfahrung doch keine Hinweise darauf. Einen Beweis für die Quantisierung des elektromagnetischen Feldes liefern sogenannte *Antibunching*-Messungen (siehe Kapitel 4.3). Dabei wird das Licht einer Einzelphotonenquelle auf zwei Lichtwege aufgeteilt. Am Ende der beiden Wege befinden sich Detektoren. Diese Detektoren werden so ausgelesen, dass die Zeit zwischen dem Auslösen von Detektor 1 und Detektor 2 gemessen wird. Verfügt man über eine echte Einzelphotonenquelle, ist die Zeitspanne die gemessen wird niemals null.

Die Anwendung einzelner Photonen führt zu neuen Anwendungsgebieten wie Quanteninformation und Quantenkryptographie. So könnten einzelne Photonen in Kombination von linearer Optik und Detektoren mit Photonenzahlauflösung zum Aufbau eines Quantencomputers genutzt werden [KLM01]. Quantencomputer werden als Lösung bisher unbeherrschbar komplexer Rechnungen angesehen.

Eine weitere vielversprechende Anwendung ist die Quantenkommunikation und -kryptographie. Diese bietet ultimative Sicherheit durch fundamentale physikalische Prinzipien. Ein Beispiel für ein solches Verfahren ist das BB84-Protokoll (siehe Abbildung 1.1). Dieses Protokoll wurde 1984 von Bennett

und Brassard vorgestellt [BB84]. Die Information wird dabei in einzelnen

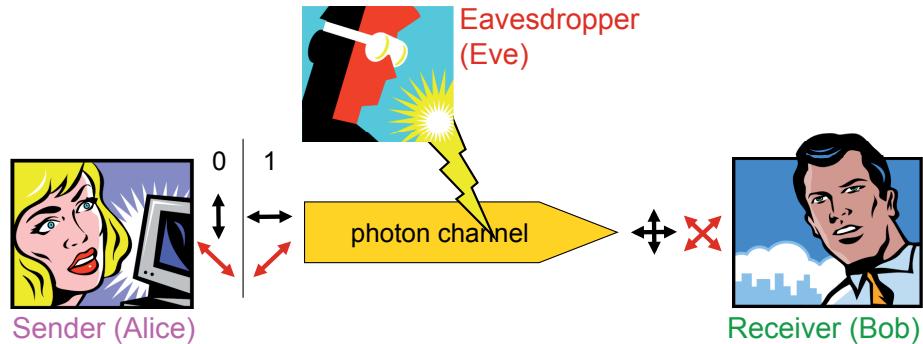


Abbildung 1.1: Das BB84-Protokoll bietet Sicherheit aufgrund fundamentaler physikalischer Prinzipien. Ein Abhörer verrät sich, in dem er Fehler in das System trägt, die erkennbar sind.

Photonen codiert und zwischen Sender (Alice) und Empfänger (Bob) übertragen. Nach dem *No-Cloning-Theorem* kann ein Quantenzustand nicht fehlerlos kopiert werden. Ein Abhörer (Eve von engl. *eavesdropper*) verrät sich dadurch automatisch.

Bei der Verwendung einzelner Photonen auf den Gebieten Quanteninformation und Quantenkommunikation existieren drei Grundproblematiken:

1. Die Erzeugung einzelner Photonen.
2. Die Verarbeitung einzelner Photonen.
3. Der Nachweis einzelner Photonen.

Die Erzeugung einzelner Photonen wird zum heutigen Stand der Forschung gut beherrscht. Dazu nutzt man zum Beispiel Quantenpunkte, Defektzentren in Diamanten oder einzelne Atome. Die Verarbeitung einzelner Photonen zum Aufbau von Quantencomputern oder ähnlichem ist ein Gebiet auf dem noch viele Erfolge zu erzielen sind. Ein großes Problem stellt dabei der Nachweis von einzelnen Photonen dar. Problematisch ist hier vor allem die geringe Energie, die in einem Photon enthalten ist. Heute werden im Allgemeinen Lawinen-Durchbruch-Dioden (APDs) zum Nachweis von Photonen verwendet. Die maximal nachweisbare Wellenlänge wird hierbei von der Bandlücke des Diodenmaterials bestimmt. Infrarotstrahlung (zum Beispiel Photonen mit der Standardtelekommunikationswellenlänge 1550 nm) ist schwer nachweisbar, wegen der im Vergleich zu sichtbarem Licht geringeren Energie. Für Infrarotstrahlung sind APDs "blind" oder nur wenig sensiv [Zin07] und erreichen normalerweise Geschwindigkeiten im einstelligen

Megahertzbereich. Eine Lösung dieser Probleme versprechen supraleitende Einzelphotonendetektoren (SSPDs) (siehe Abbildung 1.2). Diese beruhen auf dem sogenannten *Hot-Electron-Effect* [Sch75, Kad96]. SSPDs haben gegen-

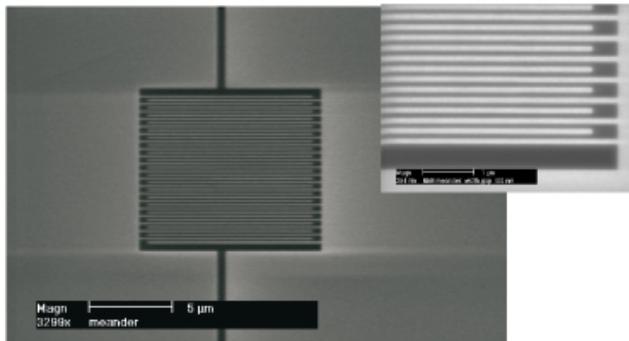


Abbildung 1.2: Raster-Elektronen-Mikroskop-Aufnahme eines supraleitenden Einzelphotonendetektors (SSPD). Die Absorption eines Photons hebt die Supraleitung auf, und kann so nachgewiesen werden. [San07]

über APDs viele Vorteile. Sie sind um bis zu tausendmal schneller [Tar08], besitzen eine bis dreißigfach bessere Zeitauflösung [Had05, Tar08] und vor allem eine Nachweiseffizienz von bis zu 57 % bei einer Wellenlänge von 1550 nm [Ros06]. Es gibt aber auch Nachteile, die die Verwendbarkeit einschränken. Die Kühlung auf ca. 4 K ist aufwendig. Allerdings gibt es auf dem Gebiet geschlossener Kryostate Fortschritte, die zu erheblicher Kühlkostenreduktion führen werden. Ein anderes Problem ist die Kopplung der Detektoren an das Lichtfeld. Die aktive Fläche der SSPDs ist zehn bis einhundertmal kleiner als bei APDs. Eine effektive und stabile Faserkopplung ist deswegen die Grundbedingung für einen “*Plug-and-Play*”-Betrieb der SSPDs. Bis zum Erscheinen dieser Arbeit gab es allerdings kein einfaches, kostengünstiges Verfahren zur Faserkopplung mit vorhersagbarer Kopplungsqualität.

Ziel dieser Arbeit ist es solches Faserkopplungsverfahren zu entwickeln und experimentelle Untersuchungen zur Charakterisierung von SSPDs durch zu führen.

In Kapitel 2 wird die den SSPDs zugrunde liegende Physik beschrieben.

Kapitel 3 zeigt die Modellierung, den Gesamtaufbau und experimentelle Überprüfung von verschiedenen Faserkopplungsverfahren.

Experimentelle Untersuchungen von fasergekoppelten SSPDs werden in Kapitel 4 beschrieben. Dabei standen Messungen zur Systemeffizienz im Vorder-

grund, die eine Aussage über die praktische Verwendbarkeit von fasergekoppelten SSPDs liefert. Auch wurde die zeitliche Variation typischer Betriebssparameter wie Dunkelzählrate und kritischer Strom untersucht. Im letzten Abschnitt von Kapitel 4 wird ausserdem die Vermessung einer Einzelphotonenquelle unter Verwendung einer SSPD und einer APD demonstriert.

Einen Ausblick auf zukünftig mögliche Versuche und Entwicklungen gibt Kapitel 5.

## Kapitel 2

# Theorie supraleitender Einzelphotonendetektoren

Die Verwendung einzelner Photonen ist die Grundlage für viele Experimente und Anwendungen auf dem Gebiet der Quantenkommunikation und -kryptographie. Diese Photonen zu erzeugen stellt eine große experimentelle Herausforderung für die Physik dar. Ähnlich verhält es sich mit ihrem Nachweis. Eine neue Methode zum Nachweis einzelner Photonen und deren Grundlagen soll im Folgenden erörtert werden.

### 2.1 Nachweis einzelner Infrarotphotonen

Infrarotphotonen werden heute typisch mit Lawinendurchbruch-Photodioden (Avalanche Photo Diodes (APDs)) nachgewiesen. Die minimal nachweisbare Photonenergie wird dabei von der Bandlücke des Halbleiters bestimmt. So ist bei InGaAs-APDs (Bandlücke ca. 0,75 eV) die Nachweisgrenze bei ungefähr 1600 nm erreicht. Die Energiedifferenz in einem Supraleiter ist im Vergleich dazu zwei bis drei Größenordnungen kleiner (bei Niobium 1,55 meV [Hah98]). Das bedeutet, dass bei gleicher Photonenergie bis zu einige hundert Quasiteilchen (Elektronen aus aufgebrochenen Cooper-Paaren) erzeugt werden (siehe Abschnitt 2.3.1). In [Sem01] wurde als maximal nutzbare Wellenlänge 15  $\mu m$  abgeschätzt.

In der AG Nano-Optik sind im Bereich der Quantenkommunikation und -kryptographie APDs aus InGaAs im Einsatz. Diese erreichen bei einer Wellenlänge von 1550 nm, die für Langstrecken-(Quanten-)Kommunikation ideale Bedingungen bietet, eine Effizienz von ca. einem Prozent mit einer maximalen Zählrate von 29 MHz (*ungated*). Das Wirkungsprinzip dieser APDs ist einfach.

APDs werden in Sperrrichtung nahe der Durchbruchsspannung mit einem großen Vorwiderstand betrieben. Ein einzelnes Photon ist, bei entsprechender Energie in der Lage, ein Elektron freizusetzen. Dieses wird in dem starken

elektrischen Feld beschleunigt und setzt lawinenartig weitere Elektronen frei. Der große Vorwiderstand sorgt dafür, dass der Durchbruch nach der Lawine beendet wird. Nachteile dieser Nachweisart sind die leichte Zerstörbarkeit bei zu viel Licht und die hohe Dunkelzählrate. Um diese zu reduzieren, müssen die APDs im *gated*-Modus betrieben werden. Das heißt, dass nur in einem bestimmten Zeitfenster gezählt wird. Hat man also keine Kenntnis darüber, wann ein Photon ungefähr ankommt, fällt es schwer, dieses von Dunkelzählereignissen zu unterscheiden. Bei den hier verwendeten APDs entstehen bis zu 1500 Dunkelzählereignisse  $s^{-1}$ .

Um Infrarotphotonen nachzuweisen bieten sich supraleitende Detektoren wegen ihrer im Vergleich zu APDs größeren Sensitivität an. Nach der Entdeckung, dass Laserlicht Supraleitung zerstören kann [Tes71], wurden entsprechende Detektoren mit großem Interesse untersucht. In der Folge dessen entstanden verschiedene Ansätze, Infrarotphotonen nachzuweisen. Alle folgenden Typen wenden den sogenannten *Hot-Electron-Effect* an [Sch75], die Erhöhung der effektiven Elektronentemperatur.

In den 1980er Jahren entstanden daraufhin sogenannte *Transition-Edge Superconducting Detectors - TES-Detectors* [Ger81]. Diese benötigen allerdings extrem tiefe Temperaturen von typisch 40 mK und erreichen Zählraten von höchstens  $20\text{ }s^{-1}$ . Hier befindet sich der absorbierende Teil des Detektors im Übergang normal- / supraleitend. Trifft dort ein Photon auf, wird die effektive Elektronentemperatur erhöht und der Widerstand des Apparates ändert sich. Die Absorption eines Photons wird durch Änderung des durch den Detektor fließenden elektrischen Stroms registriert. Dafür ist allerdings eine komplizierte Elektronik von Nötien. So werden *SQUIDs* - (engl. *Superconducting Quantum Interference Devices* - Supraleitende Quanteninterferenzeinheit [Zim66]) zum Auslesen benutzt.

Ein ähnliches Verfahren nutzen die sogenannten *STJ* (engl *Superconducting Tunnel Junction*) -detektoren[Nah95]. Dabei wird ein Photon in einem Metall-Supraleiter-Übergang absorbiert, erhöht dort die effektive Elektronentemperatur, und dann über die Änderung der I-U-Charakteristik mit SQUIDS nachgewiesen. Dieses Verfahren beruht auf dem Josephson-Effekt [Jos74]. Dabei befinden sich die Temperaturen ebenfalls im mK-Bereich und die erreichbaren Zählraten liegen nur um den Faktor vier höher als bei TES-Sensoren.

Vielversprechend sind die dem, in [Kad96] vorgeschlagenen, *Hot-Spot* - Mechanismus unterliegenden supraleitenden Quantendetektoren. Das Prinzip ist in Abschnitt 2.3.1 erläutert. Diese kombinieren eine Quanteneffizienz von bis zu 57 % bei 1550 nm [Ros06] mit Zählraten im Gigahertzbereich [Col07]. Die Dunkelzählrate ist kleiner als  $0,0001\text{ }s^{-1}$  und der minimale Jitter liegt bei 16 ps [Tar08]. Diese supraleitenden Einzelphotonendetektoren (engl. *Superconducting Single Photon Detectors* (SSPDs)) sind APDs in jeder Hinsicht überlegen, einzige die Kühlung auf 4,2 K stellt einen Makel dar. In den

anschließenden Abschnitten wird erst die Supraleitung und danach die Wirkungsweise der SSPDs detailliert beschrieben.

## 2.2 Supraleitung

### 2.2.1 Die Entdeckung der Supraleitung

Der endliche elektrische Widerstand in Leitern röhrt im Wesentlichen von Abweichungen der realen Kristallstruktur von der Gitterperiodizität, Phononen und Störstellen her. Deshalb ist die Leitfähigkeit in realen Systemen limitiert.

Dafür gibt es wenigstens zwei Gründe:

1. Der 2. Hauptsatz der Thermodynamik verlangt in einem realen Kristall bei endlichen Temperaturen ein gewisses Maß an Unordnung.
2. Wenn die Streuung an Phononen und Störstellen wegfiel, müsste die Elektron-Elektron-Streuung als Widerstandsursache erhalten bleiben.

1911 entdeckte H. K. Onnes [Onn13], dass der elektrische Widerstand von Quecksilber bei Erreichen einer bestimmten Temperatur plötzlich auf einen unmessbar kleinen Wert zusammenbrach. Nach dem damaligen Stand der Messtechnik musste der Widerstand unterhalb von  $10^{-5} \Omega$  angenommen werden. In Abbildung 2.1 ist die historische Messkurve abgebildet. In den

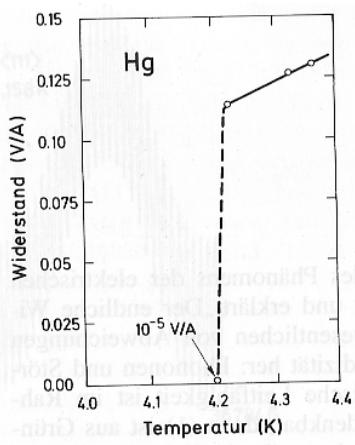


Abbildung 2.1: Originalmesskurve, mit der 1911 das Phänomen der Supraleitung an Hg entdeckt wurde. Bei einer Abkühlung unter 4,2 K fällt der elektrische Widerstand unter die Nachweisgrenze.[Iba02]

folgenden Jahren wurden weitere Materialien mit höheren kritischen Temperaturen entdeckt. Heute konzentriert sich die Forschung auf oxidische Supraleiter mit den Komponenten Ba-Y-Cu-O. Hier liegt der aktuelle Rekord

für  $Hg_{0.8}Tl_{0.2}Ba_2Cu_3O_{8.33}$  bei  $T_C = 138\text{ K}$  [Dai95].

Allerdings hat man noch kein vollständiges mikroskopisches Verständnis der Vorgänge in diesen Hochtemperatursupraleitern erlangt.

Supraleitung kommt nicht durch eine kristallografische Strukturänderung oder magnetische Umordnung zustande. Vielmehr findet bei dem Übergang in den supraleitenden Zustand ein thermodynamischer Phasenübergang statt, der sich auch in anderen physikalischen Größen zeigt. So ändert sich zum Beispiel die Abhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität von der Temperatur sprunghaft bei der Übergangstemperatur  $T_C$ .

Außer durch ein Verschwinden des elektrischen Widerstands ist ein Supraleiter auch durch vollständiges Verdrängen von Magnetfeldern aus seinem Inneren gekennzeichnet. Fordert man nur, dass unterhalb der kritischen Temperatur  $R = 0$  gilt, und der Supraleiter verliert in einem äußeren Magnetfeld ( $\mathbf{B}_a$ ) seinen Widerstand. Dann muss für einen gedachten, geschlossenen Umlauf (Fläche  $F$  in elektrischem Feld  $\mathcal{E}$ ) gelten:

$$IR = U = \int_F \mathbf{rot} \mathcal{E} \cdot d\mathbf{f} = -\dot{\mathbf{B}} \cdot \mathbf{F} \quad (2.1)$$

Verschwindender elektrischer Widerstand bedeutete dann, dass der magnetische Fluss  $\mathbf{B} \cdot \mathbf{F}$  durch den geschlossenen Umlauf sich nicht ändern darf. Das Magnetfeld bleibt also sowohl beim Abkühlen als auch nach dem Abschalten des äußeren Feldes bestehen. Wenn  $\mathbf{B}_a$  im gekühlten Zustand abgeschaltet wird, entstehen durch den Abschaltvorgang im Inneren des Materials Dauerströme, die das Magnetfeld im Inneren aufrechterhalten. Kühlte man einen solchen Leiter im feldfreien Raum ( $\mathbf{B}_a = 0$ ) unter  $T_c$  und wird danach das äußere Feld  $\mathbf{B}_a$  angeschaltet, so müsste wegen  $R = 0$  das Innere des Materials feldfrei bleiben, wiederum durch die Wirkung von abschirmenden, induzierten Dauerströmen. Auch nach Abschalten von  $\mathbf{B}_a$  bleibt das innere Material nun feldfrei.

Ein idealer Leiter im Sinne von Gleichung 2.1 könnte also für  $\mathbf{B}_a = 0$  und  $T < T_c$  zwei verschiedene Zustände, mit und ohne Feld im Inneren, annehmen, je nach Weg, auf dem der Zustand erreicht wurde. Ein Supraleiter nur mit der Eigenschaft idealer Leiter ist also im Sinne der Thermodynamik kein Zustand. Tatsächlich gilt für einen Supraleiter zusätzlich zu  $\dot{\mathbf{B}} = 0$  auch  $\mathbf{B} = 0$  unabhängig vom Weg, auf dem der Zustand erzeugt wurde. Dieser Effekt, der zusätzlich zu  $R = 0$  entsteht, heißt nach seinen Entdeckern “Meissner-Ochsenfeld-Effekt” [Mei33]. Der magnetische Zustand kann deshalb auch als perfekter Diamagnetismus bezeichnet werden.

Eine makroskopische Beschreibung gelang kurze Zeit später London und London [Lon35].

Ein mikroskopisches Modell wurde später im Rahmen der BCS-Theorie veröffentlicht und basiert auf der Bindung von zwei Elektronen zu so genannten *Cooper-Paaren* (siehe Kapitel 2.2.3).

### 2.2.2 Makroskopisches Modell

Die Londongleichungen stellen eine rein phänomenologische Beschreibung der in Kapitel 2.2.1 geschilderten Erscheinungen dar. Die Eigenschaft eines verschwindenden spezifischen Widerstands  $\varrho = 0$  wird im Rahmen der klassischen Bewegungsgleichung von Elektronen in einem äußeren Feld  $\mathcal{E}$  durch Weglassen des “Reibungsterms”  $m\nu_D/\tau$  erzeugt. Dann gilt für supraleitende Elektronen:

$$m\dot{\mathbf{v}} = -e\mathcal{E} \quad (2.2)$$

Daraus folgt für eine Suprastromdichte  $\mathbf{j}_s = -env$  die erste Londonsche Gleichung:

$$\dot{\mathbf{j}}_s = \frac{n_s e}{m} \mathcal{E} \quad (2.3)$$

Damit folgt aus der Maxwellschen Gleichung  $\text{rot}\mathcal{E} = -\dot{\mathbf{B}}$  die Beziehung:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{m}{n_s e^2} \text{rot} \mathbf{j}_s + \mathbf{B} \right) = \mathbf{0} \quad (2.4)$$

Damit ist zwar ein perfekter Leiter beschrieben ( $\rho = 0$ ), aber nicht der “Meissner-Ochsenfeld-Effekt”. Der perfekte Diamagnetismus ist noch unausgedrückt. Aus 2.1 und 2.4 folgt lediglich, dass der magnetische Fluss durch eine Leiterschleife konstant bleibt. Integriert man 2.4, so erhält man eine Integrationskonstante. Diese setzt man gleich Null und erhält damit die zweite Londonsche Gleichung, die den “Meissner-Ochsenfeld-Effekt” richtig beschreibt:

$$\text{rot} \mathbf{j}_s = -\frac{n_s e^2}{m} \mathbf{B} \quad (2.5)$$

Zur Beschreibung eines Supraleiters im Magnetfeld steht dadurch folgendes Gleichungssystem zur Verfügung:

1.) Die London-Gleichungen:

$$\mathcal{E} = \lambda_l \dot{\mathbf{j}}_s \quad (2.6)$$

$$\mathbf{B} = -\lambda_l \text{rot} \mathbf{j}_s \quad (2.7)$$

mit  $\lambda_l = \frac{m}{n_s e^2}$  (  $n_s$  = Dichte der Elektronen-Paare )  
und dazu

2.) die Maxwell-Gleichung:

$$\text{rot} \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}_s \quad (2.8)$$

Damit kann man zeigen, dass Magnetfelder bis zur sogenannten *London-Eindringtiefe*  $\Lambda_L = \sqrt{m\mu_0 n_s e^2}$  in Supraleiter hineinreichen. Für Niob beträgt diese Länge 10 nm [Eng05]. Das bedeutet, dass bei filmdünnen - einige nm Dicke - Supraleitern, alle Elektronen zum Leitungsprozess zur Verfügung stehen.

### 2.2.3 Mikroskopisches Modell

Eine Beschreibung auf atomarer Ebene gelang erst im Jahr 1957 (BCS Theorie Theory of Superconductivity) nachdem Cooper [Coo56] 1956 entdeckte, dass der Grundzustand eines Fermi-Gases bei  $T = 0$  kollabiert, wenn eine auch noch so schwache attraktive Wechselwirkung zwischen Elektronen zugelassen wird. Die Grundzüge dieser BCS-Theorie (benannt nach ihren Entdeckern: Bardeen, Cooper und Schrieffer) sollen im folgenden Abschnitt skizziert werden. Die Ursache der attraktiven Elektronenwechselwirkung im Rahmen der *BCS-Theorie* ist, dass die Coulomb-Abstoßung zweier Leitungselektronen durch andere Leitungselektronen und positiv geladene Atomröhre abgeschirmt wird.

Die Atomröhre sind wegen ihrer relativ großen Masse nicht in der Lage, der Bewegung der Elektronen unmittelbar zu folgen. Dadurch kann es unter geeigneten Bedingungen zu Ladungsfluktuationen kommen die so beschaffen sind, dass das erste Elektron von einer positiven Ladung abgeschirmt ist, die größer als der Ladungsbetrag des Elektrons ist. Das zweite Elektron befindet sich dann im Kraftfeld einer resultierenden positiven Ladung. Diese Anziehung führt dann zur Bildung von *Cooper-Paaren* über den Austausch virtueller Phononen. Diese besitzen in diesem Modell eine Bindungsenergie von

$$E_g = 2\Delta(0) = 3,528kT_c$$

Das zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment. Die *Cooper-Paare* nehmen einen gemeinsamen Grundzustand ein, der aufgrund der Paarung der Elektronenspins zu Null, bosonischen Charakter hat.

Im Rahmen der *BCS-Theorie* kann man auch Aussagen über die Kohärenz des *BCS*-Grundzustands treffen.

Aus der Energieunschärfe  $2\Delta$  lässt sich die Impulsunschärfe  $\delta p$  in einem Cooper-Paar angeben:

$$2\Delta \sim \delta\left(\frac{p^2}{2m}\right) \simeq \frac{p_F}{m}\delta p \quad (2.9)$$

mit dem Fermi-Impuls  $p_F$ .

Aus der Unschärferelation entspricht diese Impulsverteilung einer räumlichen Ausdehnung, der Cooper-Paar-Wellenfunktion von:

$$\xi_{CP} = \delta x \sim \frac{\hbar}{\delta p} \approx \frac{\hbar p_F}{m2\Delta} = \frac{\hbar^2 k_F}{m2\Delta} \quad (2.10)$$

mit der Fermiwellenzahl  $k_F$  und der Fermienergie  $E_F^0$  bei  $T = 0$ .

Wegen  $k_F = 2mE_F^0/\hbar^2 k_F$  folgt damit:

$$\xi_{CP} \sim \frac{E_F^0}{k_F \Delta} \quad (2.11)$$

Da  $E_F^0 \Delta$  typischerweise in der Größenordnung  $10^3$  bis  $10^4$  ist und  $k_F$  etwa  $10^8 \text{ cm}^{-1}$  beträgt, liegt die Cooper-Paar-Wellenfunktion in einem Raumbe reich von typischerweise  $10^2$  bis  $10^3$  nm. Eine räumliche Änderung des supraleitenden Zustands benötigt also mindestens diese Ausdehnung.

Mit der Kohärenzlänge  $\xi_{koh}$ , also der Entfernung bis zu der an einer Grenze Normal-/Supraleiter die Dichte der Cooper-Paare von ihrem Maximalwert auf Null gefallen ist, gilt immer  $\xi_{koh} > \xi_{CP}$ .

In dem Volumen, das von einem Cooper-Paar eingenommen wird, haben noch ca.  $10^6$  bis  $10^7$  weitere Cooper-Paare ihr Zentrum, d.h. ihren Schwerpunkt und sind räumlich miteinander verankert. Sie sind demnach nicht unabhängig voneinander anzusehen, sondern bilden ein Kondensat. In dieser hohen Kohärenz des *BCS*-Grundzustandes ist auch seine hohe Stabilität begründet.

### Ginzburg-Landau-Theorie

Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über die Ginzburg-Landau-Theorie gegeben werden. Als Vertiefung sei das Buch von K. Kopitzki, "Einführung in die Festkörperphysik" [Kop89] empfohlen, an welches dieser Abschnitt angelehnt ist. Die Ginzburg-Landau-Theorie wurde 1950 [GL50] veröffentlicht und 1959 von L.P. Gorkov [Gor59] auf die *BCS*-Theorie zurückgeführt. Darin wurde eine Pseudo-Wellenfunktion, basierend auf der Cooper-Paar-Dichte

$n_s = |\Psi(x)|^2$  mit der gemeinsamen Wellenfunktion aller Cooper-Paare:

$$\Psi(\mathbf{r}) = \sqrt{n_s} e^{i\Phi r} \quad (2.12)$$

die Ginzburg-Landau-Gleichung, eingeführt:

$$\frac{1}{2m_s} \left( \frac{\hbar}{i} \Delta - e_s \vec{A} \right)^2 \Psi + \alpha \Psi + \beta |\Psi|^2 \Psi = 0 \quad (2.13)$$

mit der Ladung  $e_s$  eines Cooper-Paares,  $\alpha = -\frac{1}{\mu_0} \frac{B_c^2}{|\Psi|^2}$  und  $\beta = \frac{1}{\mu_0} \frac{B_c^2}{|\Psi|^4}$  sowie der magnetischen Kraftflussdichte  $B_c$ .

Die Ähnlichkeit mit der Schrödinger-Gleichung ist offensichtlich, allerdings gibt es hier ein nicht lineares Glied, welches wie ein abstoßendes Potential der Wellenfunktion  $\Psi$  auf sich selbst wirkt.

Die Ginzburg-Landau-Theorie beschreibt nicht nur die Thermodynamik, sondern liefert ihrerseits ebenfalls eine Kohärenzlänge, wie sie bereits in Gleichung 2.11 beschrieben wurde, die *Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge*

$$\xi_0 = 0,18 \frac{\hbar v_F}{k T_c} \quad (2.14)$$

mit  $v_F$  der Fermi-Geschwindigkeit [Lan67]. Diese Längenskala ist temperaturabhängig.

## 2.3 Nachweis von Photonen mittels Supraleitung

### 2.3.1 Einleitung

Supraleitung kann durch ganz unterschiedliche Störungen wie Magnetfelder, Temperaturen höher als die kritische Temperatur, aber auch durch Bestrahlung mit Laserlicht [Tes71] aufgehoben werden.

Daraufhin entstand ein großes Interesse an Detektoren, die auf Supraleitung beruhen (z.B. TES, STJ).

In der Folge dieser Entwicklung wurde 1996 ein neuer Mechanismus zur Lichtdetektion vorgeschlagen. Dieser basiert auf einer lokalen Erhöhung der effektiven Elektronentemperatur [Kad96]. Dadurch ändert sich der Widerstand der Probe und das Signal kann ausgelesen werden. Hierfür eignen sich supraleitende Materialien besonders, da sie besonders große Änderungen des elektrischen Widerstands um  $T_c$  zeigen. Eine lokale Temperaturänderung von bis zu 5 K nach Absorption eines Photons wird in [Kad96] aufgezeigt.

Eine andere Möglichkeit ist, die Temperatur deutlich unter  $T_c$  zu halten und einen Biasstrom nahe dem kritischen Strom einzustellen. Das hat den Vorteil, dass das System sich in einem stabileren Zustand befindet. Es wird dadurch nicht so einfach in den normalleitenden Zustand geschaltet, in dem, wenn es

dort verharrt, Messungen unmöglich sind.

Weit verbreitet sind bei diesem Detektortyp mäanderförmige Strukturen. Dieses Design wird auch bei den Detektoren die an der TU Delft hergestellt werden und im Rahmen dieser Arbeit untersucht werden, benutzt. Eine Raster-Elektronen-Mikroskop ( Scanning-Electron-Microscope (SEM))-

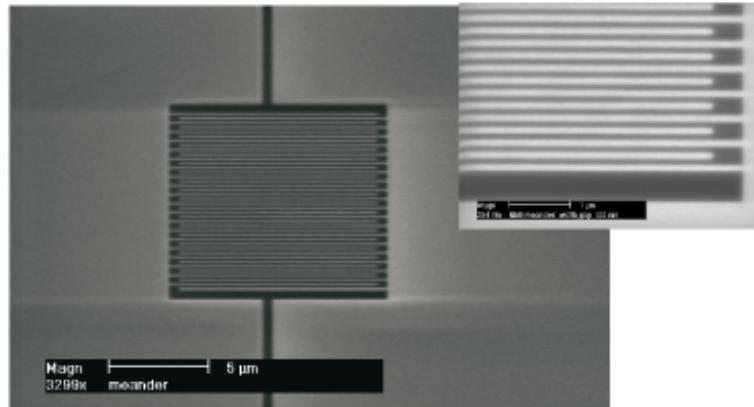


Abbildung 2.2: Raster-Elektronen-Mikroskop (Scanning-Electron-Microscope (SEM))-Aufnahme eines supraleitenden Einzelphotonendetektors [San07].

Aufnahme zeigt Abbildung 2.2.

Die mikroskopischen Vorgänge sind dabei noch nicht völlig verstanden. Einerseits sind die Strukturen zu breit, um mit der LAMH (Langer-Ambegaokar-McCumber-Halperin) -Theorie [Stu83] beschrieben werden zu können[Lan67]. Andererseits sind die Strukturen zu dünn als das Wirbel und normalleitende Domänen sich bewegen können, die typisch Ausdehnungen im  $\mu\text{m}$ -Bereich haben (vgl.[Vin03]).

Abhilfe schafft das so genannte Hotspot-Modell. Dieser Hotspot besteht aus Quasiteilchen (Elektronen aus aufgebrochenen Cooper-Paaren) die sich nicht im thermischen Gleichgewicht befinden. Im nächsten Abschnitt wird dieses Modell für Temperaturen nahe und deutlich unter  $T_c$  skizziert. Der Einfachheit halber wird die Reaktion von dünnen Filmen (Dicke einige nm) beschrieben. Die Geometrie hat auf die zugrunde liegenden Mechanismen keinen Einfluss. Der Einfluss der Detektorform auf Zählrate und Absorptionsvermögen wird in den Abschnitten 2.4 und 2.6.4 erläutert.

Die in den nächsten Abschnitte beschriebenen "Hot-Spots" behalten ihre Gültigkeit, solange die Bestrahlungsintensität eine Größe von  $I_{Sat} \approx 5\text{W/cm}^2$  unterschreitet [Kad96]. Bei höheren Intensitäten können die "Hot-Spots" nicht mehr als getrennt angesehen werden, da sie beginnen sich zu über-

lappen.

### 2.3.2 Detektoren nahe $T_c$

Supraleitende Detektoren, die nahe  $T_c$  betrieben werden, bezeichnet man auch als “Hot-Electron-Photodetectors (HEPs)”. Wird ein einzelnes Photon absorbiert, so wird ein Cooper-Paar aufgebrochen und es entsteht ein hochangeregtes Elektron, ein sogenanntes “Quasi-Teilchen (QT)” (Elektronen aus aufgebrochenen Cooper-Paaren), und ein unangeregtes mit einer Energie, die nur knapp über der Bandlücke  $\Delta$  liegt. Das liegt daran, dass die Ausdehnung eines Cooper-Paares ca. 100 nm beträgt und damit nur ein QT von einem Photon angeregt werden kann. Das unangeregte QT wird dann aus dem BCS-Grundzustand über  $\Delta$  angehoben, weil der Paarzustand zerstört wurde und deshalb die Fermistatistik gilt.

Das stark angeregte Quasiteilchen gibt seine Energie nun sehr schnell ab

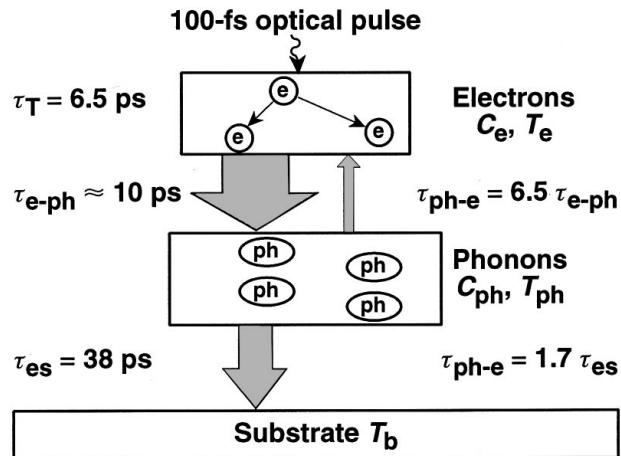


Abbildung 2.3: Energierelaxation eines NbN-Films bei  $T_c$  [Ili98].

über Elektron-Elektron-Streuung und die Erzeugung sekundärer angeregter Elektronen durch Erregung von Phononen. Eine Darstellung der wichtigsten Übergänge und Zeitskalen ist in Abbildung 2.3 dargestellt.

#### Quasiteilchen-Abregung durch Phononen

Das hochangeregte, einzelne, sehr heiße Elektron gibt sehr schnell (innerhalb von 0,1 ps) durch Elektron-Elektron-Streuung seine Energie ab. Dadurch wird eine große Zahl von angeregten Sekundärelektronen erzeugt.

Bei Energien der Größenordnung 0,1 eV (ca. Debye-Temperatur) wird die Aussendung von Debye-Phononen zur effektivsten Wechselwirkung. Da die freie Weglänge dieser Debye-Phononen extrem kurz ist, werden durch sie

sehr effizient zusätzliche Elektronen angeregt (durch Aufbrechen von Cooper-Paaren).

Bei einer mittleren Energie der Elektronenlawine von rund 1 meV ( $T \approx 10K$ ) stoßen wieder vornehmlich Elektronen an Elektronen, entweder Quasipartikel-Quasipartikel- oder Elektron-Elektron-Streuung. In dieser Phase ist  $T_e$  (die effektive Elektronentemperatur) nur noch knapp über der Gittertemperatur. Die finale Abkühlung des Elektronensubsystems findet über Elektron-Phonon-Wechselwirkung durch Abstrahlung langwelliger, thermischer Phononen statt, die in das Substrat abgegeben werden. Insgesamt entstehen typisch zwischen 250 und 340 angeregte Elektronen [Ili98].

### Zeitskalen der Thermalisation

Systeme, die sich nahe  $T_c$  befinden, werden am besten mit dem *Nonequilibrium Hot-Electron, Two-Temperature*-Modell beschrieben [Lin00]. In diesem Zustand ist die Bandlücke sehr klein und die meisten einfallenden Photonen werden von Quasipartikeln absorbiert. Deswegen kann die inelastische Streuung von Quasipartikeln ebenso wie die Rekombination in Cooper-Paare mit einer einzigen Zeitkonstante, der Elektron-Phonon-Wechselwirkungszeit, beschrieben werden. Dadurch können Gleichungen für die effektive Temperatur von Elektronen ( $T_e$ ) und Phononen ( $T_p$ ) linearisiert werden,

$$c_e \frac{dT_e}{dt} = -\frac{c_e}{\tau_{e-ph}}(T_e - T_p) + P(t) \quad (2.15)$$

$$c_p \frac{dT_p}{dt} = \frac{c_e}{\tau_{e-p}}(T_e - T_p) - \frac{c_p}{\tau_{es}}(T_p - T_0) \quad (2.16)$$

wobei  $c_e$  und  $c_p$  die spezifische Wärmekapazität von Elektron und Phonon,  $T_0$  die Substrattemperatur,  $\tau_{es}$  die Phononenabklingzeit in das Substrat und  $\tau_{es}$  ist die Elektron-Phonon-Wechselwirkungszeit sind [Sem95].

Dabei zeigt sich eine gute Übereinstimmung von Theorie und Experiment (siehe Abbildung 2.4). Daraus ergeben sich bei  $T=2,5K$  Impulslängen von 38 ps und 55 ps bei 10,5 K, was theoretischen Zählraten von 25 GHz beziehungsweise 18 GHz entspricht.

#### 2.3.3 Bias-unterstützte Detektoren

Bei diesem Detektortyp wird das System deutlich unter der kritischen Temperatur gehalten. Aber es wird ein fast kritischer Biasstrom eingesetzt, typisch im Bereich von 85% bis 95%  $I_c$ .  $I_c$  entspricht der kritischen Stromstärke. Ein einfallendes Photon erzeugt dabei einen sogenannten "Hot-Spot" (siehe Abschnitt 2.3.2), in dem die Supraleitung aufgehoben ist. Der Suprastrom wird um diesen *Hot-Spot* herum gedrängt. In diesem Randbereich wird nun

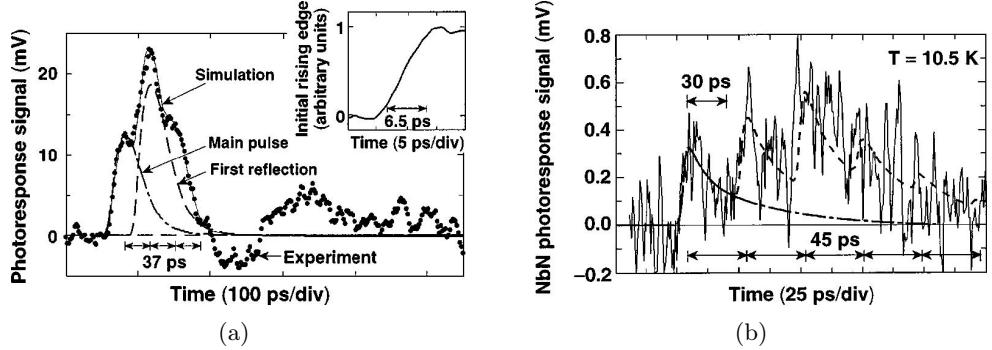


Abbildung 2.4: Vergleich von Simulation und Experiment bei unterschiedlichen Temperaturen. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung von Modell und Realität. (a) Vergleich von Simulation und Experiment bei  $T=2,5\text{K}$ , Simulation gestrichelte Linie. (b) Vergleich von Simulation und Experiment bei  $T=10\text{K}$ , Simulation gestrichelte Linie. [Lin00]

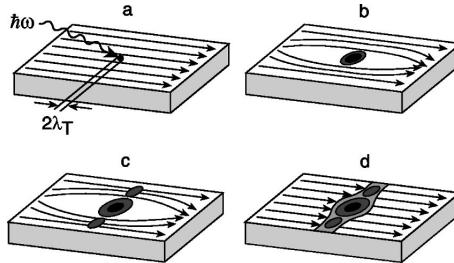


Abbildung 2.5: (a) Einfallendes Photon (b) Entstehung des Hot-Spot und Verdrängung des Supraströms (c) Überschreiten des kritischen Stroms im Randgebiet (d) Ausbildung einer Widerstandsbrücke über die gesamte Breite. [Gol01]

der kritische Strom überschritten und es entsteht eine Widerstandsbrücke (siehe Abbildung 2.5).

### Der Nachweismechanismus

Die Reaktion einer NbN-Schicht auf die Absorption eines Photons lässt sich am einfachsten in einem zweidimensionalen Modell beschreiben [Sem01]. Es habe eine Schicht die Dicke  $d$ , und die Diffusionskonstante des normalleitenden Bereichs sei  $D$ . Dann muss im zweidimensionalen Fall gelten, dass die Thermische Weglänge  $L_{th}$  wesentlich größer als die Schichtdicke ist. Ist also  $d \ll L_{th} = (D\tau_{th})^{1/2}$ , mit  $\tau_{th}$  der Elektronenabkühlzeit, kann man von einer gleichmäßigen Verteilung der *Nicht-Gleichgewichts-Quasipartikel* (NGQ) ausgehen.

Die Schicht wird in diesem Modell deutlich unter der Übergangstemperatur

$T_c$  auf Temperatur  $T$  des Kältebades gehalten. Die Höhe der Temperatur  $T$  bestimmt die Stärke des kritischen Stroms  $I_c$ , der Energiefülle  $\Delta$  und die Gleichgewichtskonzentration  $C_0$  ungepaarter Elektronen. Die Bewegung der NGQ nach Absorption eines Photons wird beschrieben durch die jetzt zweidimensionale Diffusionsgleichung

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{1}{r} \left( \frac{\partial C}{\partial r} + r \frac{\partial^2 C}{\partial r^2} \right) + \frac{C - C_0}{\tau} \quad (2.17)$$

Dabei gilt für Quasipartikelkonzentration  $C = C(r, t)$ . Hier ist  $r$  der Abstand vom eingefallenen Photon und  $1/\tau$  die Quasipartikelrekombinationsrate. Im Inneren des normalen Spots nimmt die Zerfallszeit folgende Form an:  $\tau_{ep} + (c_e/c_p)\tau_{es}$ . Dabei treten folgende Größen auf:  $\tau_{ep}$  die Elektron-Phonon-Wechselwirkungszeit,  $\tau_{es}$  die Abklingzeit der Phononen in das Substrat sowie  $c_p$  und  $c_e$  die spezifische Wärme von Elektronen und Phononen. Davon ausgehend, dass Diffusion und Abkühlung unabhängig voneinander ablaufen und zur Zeit  $t = 0$  das Photon absorbiert wird, erhält man als Lösung von Gleichung 2.17 :

$$C(r, t) = \frac{M(t)}{4\pi Dd} \frac{\exp(-\frac{r^2}{4Dt})}{t} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + C_0 \quad (2.18)$$

Hier tritt mit  $M(t)$  ein zeitabhängiger Multiplikationsfaktor auf, der die maximale Anzahl der entstehenden Quasipartikel angibt (vgl. Kapitel 2.3.2 und 2.3.3 und [Sem01]). Der Maximalwert von  $M(t)$  wird auch als Quantenausbeute bezeichnet. Der Radius der normal leitenden Spots ist gegeben durch  $C(r_n, t) = C_n$ .  $C_n$  ist die Konzentration von Gleichgewichtsquasipartikel bei der Sprungtemperatur. Abbildung 2.6 zeigt eine Darstellung in der supraleitenden Schicht. Der Suprastrom wird um den Spot herumgeführt und überschreitet, wenn der Biasstrom groß genug ist, den kritischen Strom und der Widerstand steigt sprunghaft an. Dadurch entsteht ein Spannungssignal  $U(t) = R(t)I$ . Dabei gibt es drei Variablen, die gegeneinander abzuwägen sind:

1. Die Detektordrahtbreite (je breiter desto kleiner ist der normalleitende Spot relativ zur Detektorbreite).
2. Die Photonenergie (je größer die Photonenergie desto größer der Spot).
3. Die Biasstromstärke (je größer der Biastrom desto eher wird der kritische Strom bei der Verdrängung durch den Spot überschritten), siehe Abbildung 2.7).

Der elektrische Widerstand setzt sich aus zwei Anteilen zusammen, dem normalen ohmschen Widerstand und dem Widerstand, der durch das an der

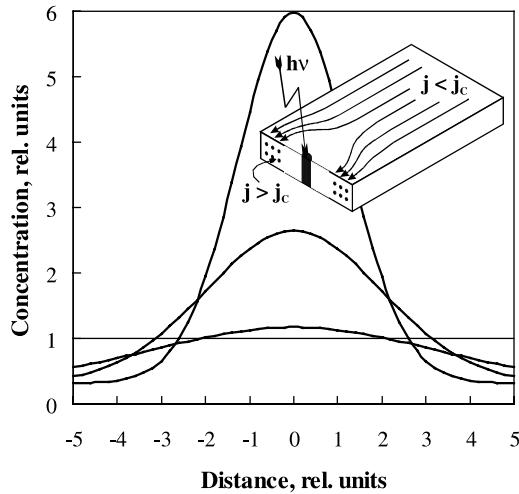


Abbildung 2.6: Konzentration der nicht Gleichgewichtspartikel über die Detektorschicht zu Zeiten 0.8, 2.0 und 5.0 (von oben nach unten) in Einheiten der Abkühlzeit. Der Abstand vom Absorptionsort ist in Einheiten der Abkühllänge angegeben [Sem01].

Grenzfläche Spot / Supraleiter eindringende elektrische Feld entsteht. Das Feld dringt bis zur Länge  $L_E = (D\tau_Q)^{1/2}$  ( $\tau_Q$ : Abklingzeit der Ladungverschiebung) ein. Der Anteil des Suprastroms mit von null verschiedener Feldstärke trägt zum Gesamtwiderstand  $\rho L_E F(T)/S$  bei,  $\rho$  entspricht dem spezifischen elektrischen Widerstand,  $S$  der Querschnittsfläche und  $F(T) < 1$  gibt den Anteil des Suprastroms an, der direkt in normalen Strom umgewandelt wird ohne ein elektrisches Feld zu erzeugen (durch Andreev Reflektion). Abbildung 2.8 zeigt für Niobiumnitrit eine Simulation der Signaldauer und -höhe bei einfallender UV-Strahlung. Deutlich ist zu erkennen, dass sich die Signaldauern in Abhängigkeit der einfallenden Wellenlänge deutlich unterscheiden. Damit könnte man gleichzeitig die Anzahl und die "Farbe" der Photonen bestimmen. Die Simulation liefert auch ein Ergebnis für die Mindestenergie, die ein Photon haben muss, damit noch ein normalleitender Spot entsteht. Diese Mindestenergie  $E_0$  beträgt 85 meV. Das entspricht einer Wellenlänge von 15  $\mu\text{m}$  [Sem01]. Allerdings ist bei diesen niedrigen Energien eine unrealistische Detektorgeometrie (extrem dünne Drähte) nötig.

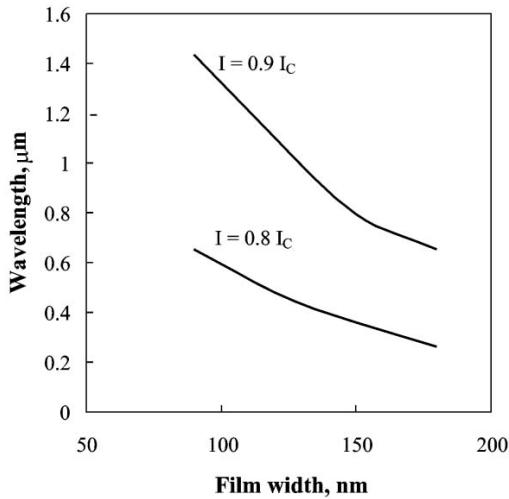


Abbildung 2.7: Darstellung der Wechselbeziehung von Photonenergie, Biasstrom und Drahtbreite. [Sem01]

## 2.4 Einschränkungen durch kinetische Induktion

Die in Kapitel 2.3.2 angegebenen Zählraten von 18 GHz und 25 GHz entsprechen der intrinsischen Antwortzeit einer NbN-Schicht. Allerdings hat die Geometrie einen entscheidenden Einfluss auf die Zählraten, da die Fall- und die Steigzeit des Signals von ihr abhängen. Es zeigt sich hierbei, dass große aktive Flächen mit hoher Detektionseffizienz und hohe Zählraten sich aufgrund der kinetischen Induktion ausschließen. In [Ker06] wurde ein phänomenologisches Modell veröffentlicht, das sehr gut mit den experimentellen Daten übereinstimmt (siehe Abb. 2.9). In diesem Modell, das schematisch in Abbildung 2.9(e) dargestellt ist, tritt zusätzlich zur magnetischen Induktion die kinetische Induktion auf, welche wesentlich größer als die magnetische sein kann. Die kinetische Induktion beschreibt die Antwort der Elektronen auf eine elektromotorische Kraft. Ihr Einfluss wächst mit der Frequenz der Störung (besonders im optischen Bereich) und der Kollisionszeit der Elektronen. Das heißt in Metallen ( $\tau_{collision} \approx 10^{-14} s$ ) ist sie vernachlässigbar, aber in Supraleitern mit ihrer großen Elektronenbeweglichkeit ( $\tau_{collision} \rightarrow \infty$ ) wird sie zur dominierenden Größe.

Die Absorption eines Photons führt dazu, dass der Detektor den Widerstand  $R_n$  (Normaltemperaturwiderstand) annimmt. Der Strom nimmt daraufhin von seinem Ausgangswert  $I_{bias}$  mit der Zeitkonstante  $\tau_{fall} = L_k/[50 \Omega + R_n]$  auf  $I_n = I_{bias} \times 50 \Omega/[50 \Omega + R_n]$  ab. Es stellt sich, wenn der Detektor abgekühlt ist, wieder der Biasstrom mit der Zeitkonstante  $\tau_{rise} = L_k/50 \Omega$  ein. Die beobachtete Asymmetrie ( $\tau_{fall} \ll \tau_{rise}$ ) zeigt, dass der Raumtempera-

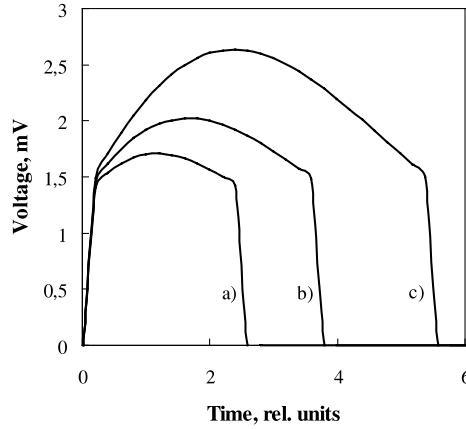


Abbildung 2.8: Spannungsimpulsdauer und -höhe für verschiedene Wellenlängen a) 213 nm, b) 103 nm und c) 65 nm. Die Messung der Impulsdauer könnte zur Energiebestimmung genutzt werden. Die Zeit ist in Einheiten der Abkühlzeit angegeben [Sem01].

turwiderstand  $R_n \gg 50 \Omega$  ist. In diesem Grenzfall nimmt der Spannungspuls die Amplitude  $V_{pulse} \approx I_{bias} \times 50 \Omega \times G_{Sig}$  ( $G_{Sig} = \text{Verstärkung}$ ) an. Die kinetische Induktion kann man berechnen über  $L_k = \mathcal{L}_k \int ds/A(s)$ . Dabei sind  $\mathcal{L}_k$  die kinetische Induktivität sowie  $A(s)$  die Querschnittsfläche und Integration entlang des Drahtes. Wenn die kinetische Induktivität die Messung dominiert ist es interessant zu wissen, nach welcher Zeit der Detektor wieder "scharf" ist. Dazu wurde in [Ker06] der Detektor mit einem Photonenpaar beleuchtet. Das Paar wurde in einem Strahlteiler getrennt und ein Photon wurde durch eine variable Verzögerungsstrecke (0 - 15 ns) geleitet. Für einen Detektor mit 50% Füllfaktor ergibt sich eine Dauer von 8,5 ns bis die relative (relativ zur Absorption eines einzelnen Photons) Effizienz auf 90 % angestiegen ist. Das bedeutet, dass Zählraten  $\gtrsim 120 \text{ MHz}$  nicht realisierbar sind mit Mäanderstrukturen. Möchte man vor allem hohe Zählraten erreichen, muss man die aktive Fläche verringern, die Drahtbreite verringern oder die Drahtdicke erhöhen. Alle diese Maßnahmen führen allerdings zu einer Verringerung der Effizienz. Deshalb wird in [Tar08] und [Div07] ein neues Design eingeführt, das hohe Effizienz und Zählraten vereint. Hierbei wird die Drahtlänge  $l$  in  $N$  parallel geschaltete Teile mit Länge  $l/N$  zerlegt. Für die kinetische Induktion  $L_k$  gilt,

$$L_k = \mathcal{L}_k \int ds/A(s) \quad (2.19)$$

Das heißt, dass die Induktion mit der Drahtlänge ansteigt. Eine Zerlegung eines Drahtes mit der Gesamtlänge  $l$  in  $N$  Teile der Länge  $l/N$  führt bei deren

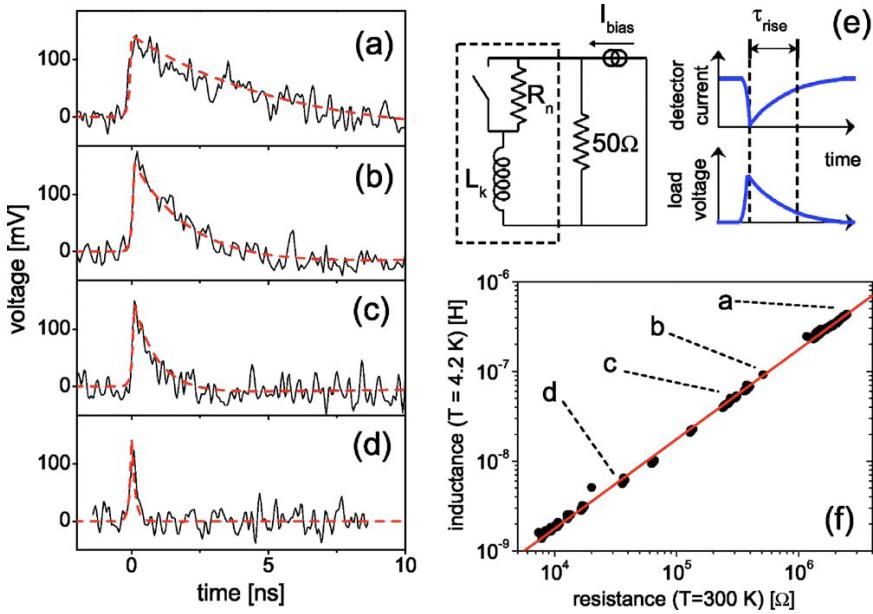


Abbildung 2.9: Darstellungen der Wiederherstellung der Supraleitung in 100  $\mu\text{m}$  breiten NbN-Nanodrähten bei 4,2 K mit  $I_{bias} = 11,5 \mu\text{A}$ , a)  $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$  Mäanderstruktur (Länge insgesamt: 500  $\mu\text{m}$ )  $L_k = 415 \text{nH}$  b)  $4 \mu\text{m} \times 6 \mu\text{m}$  (120  $\mu\text{m}$ )  $L_k = 110 \text{nH}$  c)  $3 \mu\text{m} \times 3,3 \mu\text{m}$  (50  $\mu\text{m}$ )  $L_k = 44,5 \text{nH}$  d) 5  $\mu\text{m}$  langer Draht (5  $\mu\text{m}$ )  $L_k = 6,1 \text{nH}$  e) Ersatzschaltbild eines Detektors, Absorption eines Photons öffnet den Schalter; wenn Supraleitung wiederhergestellt ist, stellt sich der Biasstrom innerhalb von  $\tau_{rise}$  wieder ein. f) Auftragung von Induktion bei 4,2 K über den Raumtemperaturwiderstand für 290 unterschiedliche Nanodrähte [Ker06].

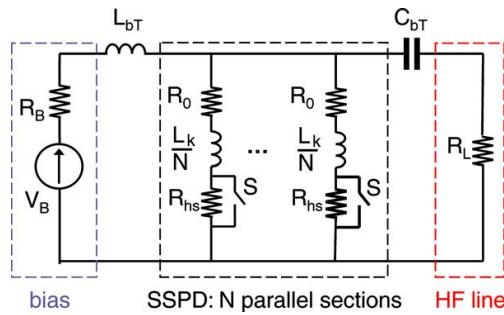


Abbildung 2.10: Ersatzschaltbild von  $N$  parallel geschalteten Nanodrähten. Jeder Nanodraht besteht im Modell aus einer Reihenschaltung von einem ohmschen Widerstand, einer kinetischen Induktivität und einem Schalter, der einen Widerstand einschaltet nach Absorption eines Photons [Tar08].

Parallelschaltung zu einer Gesamtinduktivität  $L_k/N^2$ . Trifft nun ein Photon

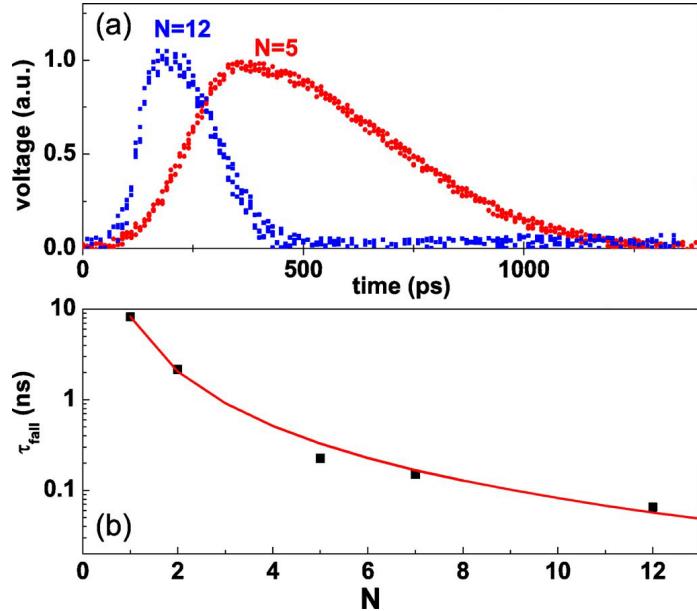


Abbildung 2.11: Signal von  $N$  parallel geschalteten SSPDs. (a) Aufgetragen ist die elektrische Spannung über die Zeit für 12 parallele Drähte (blau) und 5 parallele Drähte (rot), (b) Fallzeit  $\tau_{fall}$  aufgetragen über die Anzahl paralleler Drähte [Tar08].

auf eine Sektion des SSPD, so wird dort die Supraleitung zerstört. Der Strom wird aus diesem Abschnitt heraus gedrängt und verteilt sich dann über die anderen supraleitenden Sektionen. Die kinetische Induktion verhindert nun allerdings, dass der gesamte umverteilte Strom abfließen kann. Als Folge, dass der Strom abgenommen hat, bildet sich ein Spannungsimpuls. Dieser kann dann zum Beispiel mit dem Aufbau, der in Kapitel 3.3 vorgestellt wird, ausgelesen werden. Es zeigt sich, dass die kinetische Induktivität von typisch  $500 \text{ nH}$  ([San07, Tar08]) auf  $5 \text{ nH}$  reduziert werden konnte. Dadurch sind Zählraten im Gigahertzbereich und eine hohe Nachweiseffizienz gleichzeitig möglich (siehe Abbildung 2.11). Die Pulsdauer konnte von  $8,5 \text{ ns}$  auf  $200 \text{ ps}$  reduziert werden (siehe Abbildung 2.11), was mehr als 40 mal kleiner als bei SSPDs im Standarddesign ist.

## 2.5 Dunkelzählrate supraleitender Einzelphotonenzähler

Möchte man einzelne Photonen zählen, gilt es die Dunkelzählrate möglichst klein zu halten. Auch in Quantenkryptographie und Quantenkommunikation

ist es das Ziel, Störungen durch "falsche" Ereignisse zu minimieren. Supraleitende Einzelphotonendetektoren (Superconducting Singlephotondetectors (SSPDs)) kombinieren eine hohe Nachweiseffizienz von bis zu 57 % bei 1550 nm [Ros06], eine Zeitauflösung von 16 ps [Tar08], mögliche Zählraten bis in den Gigahertzbereich mit kleinen intrinsischen Dunkelzählraten [Gol01].

Die Ursache für "Dark-Counts", also ungewollte Detektionsereignisse, ist nicht völlig bekannt. Die naheliegendste Vermutung, dass thermische Strahlung den Detektor auslöst, kann in sofern ausgeschlossen werden, als im Inneren des Kryostat lediglich eine Temperatur von 4 K herrscht. In [Eng05] wird ein Fluß von  $10s^{-1}$  Photonen, Aufgrund thermischer Strahlung, durch die aktive Fläche errechnet. In Kombination mit einer Nachweiseffizienz im Prozentbereich kann thermische Hintergrundstrahlung sicher als Quelle für Dark Counts ausgeschlossen werden.

Ein absorbierter Photon kann ein Spannungssignal erst ab Überschreitung einer Mindestenergie  $E_0$  erzeugen. Allerdings sinkt die Nachweiseffizienz auch bei Photonenergien kleiner als  $E_0$  nicht abrupt auf null. Thermische Mehrphotoneneignisse sind in diesem Fall in der Lage, einen Spannungsimpuls zu erzeugen. Bei dieser geringen thermischen Strahlungsdichte ist die Wahrscheinlichkeit dafür extrem gering.

Eine andere Quelle für ungewollte Ereignisse sind Schwankung in der Spannungsquelle die sich in einem Strom- beziehungsweise Spannungsrauschen äußern. Dem kann man begegnen, indem man zum Beispiel Batterien als Spannungsquelle mit zusätzlichen Tief-Pass-Filtern nutzt. Trotzdem kann der Einfluß der Spannungsquelle nicht ohne weiteres ausgeschlossen werden. Insbesondere nahe dem kritischen Strom wirken sich Schwankungen stark auf die Dunkelzählrate aus.

Ein einfaches Modell für die Dunkelzählrate in Abhängigkeit vom Biasstrom hat die folgende Form [Eng04]:

$$n = b \cdot \exp[-a(1 - I/I_c)] \quad (2.20)$$

Dabei sind a und b Fit-Parameter. Damit kann das Verhalten gut wiedergegeben werden.

Eine Ursache für Dark Counts sind Fluktuationen des Ordnungsparameters (die Amplitude der gemeinsamen Wellenfunktion aller Cooper-Paare).

Damit kann das phänomenologische Modell (Gleichung 2.20) verfeinert werden. Für die Auslösung eines Spannungsimpulses ist es unwichtig, ob die Ursache einer Abnahme der Cooper-Paar-Dichte durch Absorption eines Photons oder durch thermodynamische Fluktuationen entstanden ist. In einem zylindrischen Volumen mit Durchmesser  $2a \geq \xi$  und Dicke d ist die Anzahl der Cooper-Paare im  $\xi$ -Volumen (in einem kleineren Volumen führen Änderungen der Cooper-Paar-Dichte nicht zu Störungen des supraleitenden Zustandes), die aufgebrochen werden müssen um die Supraleitung aufzuhe-

ben, gegeben durch [Eng05]:

$$\delta N_s^* = \frac{\pi}{4} awdN_0\Delta(I_b, T)\left(1 - \frac{I_b}{I_c}\right) \quad (2.21)$$

( $N_0$  ist die Cooper-Paar-Dichte im Gleichgewicht und  $w$  die Breite des NbN-Drahtes).

Die thermodynamische Wahrscheinlichkeit für ein solches Ereignis ist gegeben durch  $\exp(-\Delta F/k_b T)$ . Dabei nutzt man die Änderung der freien Energie  $F$ , die mit der Fluktuation einhergeht, zur Beschreibung. Die Änderung der freien Energie hat hier eine Größe von der Mindestanregungsenergie  $E$  multipliziert mit der Anzahl aufgebrochener Cooper-Paare:

$$\Delta F = \delta N_s E(I_b, T).$$

Da auch höhere Energien als  $E_0$  zur Dunkelzählrate beitragen, müssen auch höhere Energien in die Berechnung einbezogen werden. Alle Fluktuationen mit  $\delta N_s \geq \delta N_s^*$  tragen multipliziert mit einer Treffer-Rate zur Zählrate bei. Die Treffer-Rate tritt als einziger freier Parameter auf, der an das Experiment angepasst wird. Die entstehenden Integrale müssen numerisch gelöst werden.

Ein zweiter Erklärungsansatz wird ebenfalls in [Eng05] beschrieben. Die Bewegung von nicht gebundenen magnetischen Flussschläuchen durch thermische Aktivierung führt zu einem endlichen Widerstand und damit zu einem Spannungssignal. Diese Wirbel-Antiwalbel-Paare (Vortex-Antivortex-Pairs (VAPS)) stellen die dominierende Ursache für Dark Counts bei tiefen Temperaturen (bis ca.  $0,5T_c$ ) und niedrigen Bias-Strömen (bis ca.  $0,9I_c$ ) dar [Eng05].

In zweidimensionalen Systemen existiert neben der kritischen Temperatur  $T_c$  eine zweite, bei der ein Übergang stattfindet. Bei der Temperatur  $T_{BKT}$  findet der Berezinskii-Kosterlitz-Thouless-Übergang statt [Ber70,71]. In einem zweidimensionalen Supraleiter, der sich unterhalb von  $T_c$  und sich außerhalb eines magnetischen Feldes befindet, entstehen örtlich Anregungen in Form von VAPs, die netto keinen Strom transportieren. Oberhalb von  $T_{BKT}$  entstehen durch thermische Aktivierung ungebundene Wirbel, die mit VAPs koexistieren. Durch den angelegten Biasstrom bewegen sie sich durch den Supraleiter und führen zu einem endlichen Widerstand.  $T_{BKT}$  markiert die Temperatur bei der ein endlicher Widerstand entsteht, weil die Lorentzkräfte wirkend auf Wirbel und Antiwalbel sich nicht mehr aufheben. In endlichen zweidimensionalen Supraleitern sind bei allen Temperaturen ungepaarte Wirbel vorhanden, die zu einem endlichen Widerstand führen.

Anregungen thermischer Art oder durch Photonen können dazu führen, dass ein VAP aufbricht. Wirbel und Antiwalbel bewegen sich entgegengesetzt auf die Kanten des Supraleiters und erzeugen ein Spannungssignal. Eine genauere Beschreibung kann [Eng05] entnommen werden.

Abbildung 2.12 zeigt die Simulation von VAPs und Fluktuationen des Ord-

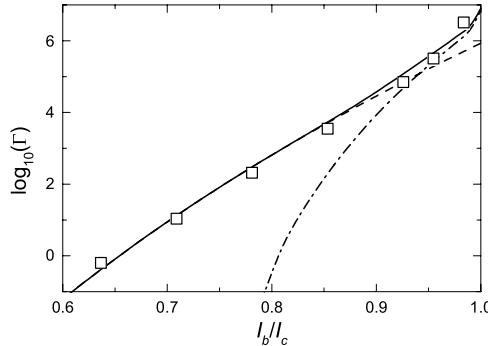


Abbildung 2.12: Dunkelzählrate aufgetragen über  $I/I_c$ . Die Quadrate zeigen eine Messung bei  $T = 3,6K$ . Die gestrichelte Linie zeigt die Simulation der Bewegung der magnetischen Flusschläuche und die gestrichelte Linien mit Punkten zeigen die Simulation der Fluktuation des Supraleitungsordnungsparameters. Die durchgezogenen Linie zeigt die Summe beider Einflüsse [Eng05].

nungsparameters als Dunkelzählratenquellen zusammen mit dem experimentellen Wert bei  $T = 3,6K$ .

## 2.6 Effizienz supraleitender Einzelphotonendetektoren

Die Effizienz von SSPDs, d. h. das Verhältnis von registrierten Photonen zu Photonen, die die aktive Fläche treffen ( $QE = N_{reg}/N_{Flaeche}$ ), hängt von verschiedenen voneinander unabhängigen Faktoren ab. Das Absorptionsvermögen einer dünnen Metallschicht auf einem dielektrischen Substrat stellt das intrinsische Nachweismaximum dar, da nur Photonen, die absorbiert wurden, nachgewiesen werden können. Dazu kommt die Wahrscheinlichkeit, dass ein absorbierter Photon ein Spannungssignal auslöst, welche von Biasstrom und Photonenergie abhängt, sowie von der variierenden, ortsabhängigen Empfindlichkeit des Detektors, der Temperatur und der Photonenpolarisation.

### 2.6.1 Intrinsische Effizienz

Der Absorptionskoeffizient einer dünnen Metallschicht, ist nach [Gol01] gegeben durch:

$$A = 4(R_s/Z_0)/[(R_s/Z_0)(n_{sub} + 1) + 1]^2 \quad (2.22)$$

mit  $Z_0 = 377\Omega$  (Vakuumwellenwiderstand),  $n_{sub}$  (Brechzahl des Saphirsubstrat (1,72 nach [Gol01])) und  $R_s$  (Flächenwiderstand). Dabei ergibt sich

$\eta_{max}$  zu 37 %. Messungen an der TU Delft bei der Charakterisierung des hier verwendeten Substrats ergaben die in Tabelle 2.1 angegebenen Werte des Absorptionskoeffizienten. Weshalb SSPDs nicht die intrinsische Effizienz von 40 % und mehr erreichen, soll im Folgenden erläutert werden.

### 2.6.2 Einschränkungen der lokalen Nachweiseffizienz durch Konstriktionen

In [Ker07] wird eine Erklärung für die oft nur im einstelligen Prozentbereich liegende Effizienz von SSPDs gegeben. Danach ist die effektive Querschnittsfläche in vielen SSPDs an einer oder mehreren Stellen reduziert. Über die Ursachen kann hier nur spekuliert werden (z.B. der Proximity-Effekt beim Schreiben der Strukturen). Man muss aber davon ausgehen, dass die Höhe des Nanodrahtes an diesen Konstriktionen verringert ist. Dadurch ist der kritische Strom an diesen Stellen geringer als im restlichen Draht und eine hohe Nachweisfähigkeit ist nur an diesen Stellen gegeben. In [HN07] wurde unter Zuhilfenahme von konfokaler Mikroskopie die Detektorfläche abgerastert und das resultierende Signal der SSPDs aufgezeichnet (siehe Abb. 2.13(a) und 2.13(b)).

Deutlich ist hierbei zu erkennen, dass eine messbare Empfindlichkeit nur in der Nähe von Konstriktionen lokalisiert ist.

Als Maß für die Einschränkung (Konstruktion) der effektiven Nanodrahtquerschnittsfläche wird in [Ker07] der Anstieg der kinetischen Induktion ( $L_k$ ) nahe  $I_c$  vorgeschlagen.

### 2.6.3 Abhängigkeit der Quanteneffizienz von Biasstrom und Photonenergie

Es zeigt sich ein exponentieller Zusammenhang zwischen Biasstrom und Quanteneffizienz (siehe Abb. 2.15, vgl. [Gol04]).

$\lambda$ [nm]	$A$ bei T=4,2K	$A$ bei T=300K
530	41,6%	42,3%
700	39,6%	43,7%
800	44,0%	47,6%
900	43,6%	49,7%

Tabelle 2.1: In [San07] bestimmte Absorptionskoeffizienten  $A$  von NbN auf dem hier verwendeten Saphirsubstrat

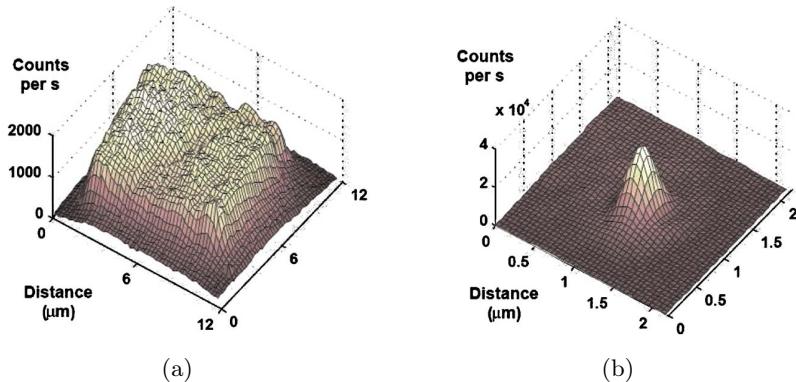


Abbildung 2.13: Messung der lokalen Empfindlichkeit eines SSPD. (a) Gemessene Empfindlichkeit eines  $10 \times 10 \mu\text{m}^2$  SSDP ohne ausgeprägte Konstruktionen, die gesamte Detektorfläche ist für Messungen nutzbar (Effizienz nach Faserkopplung 0,3 %). (b) Gemessene Empfindlichkeit eines  $10 \times 10 \mu\text{m}^2$  SSDP mit ausgeprägter Konstruktion, die Detektorfläche ist nur an einer Stelle für Messungen nutzbar (Effizienz nach Faserkopplung 0,001 %). [HN07]

Dabei zeigt sich, dass die Quanteneffizienz zwar vom Biasstrom abhängt, aber im sichtbaren Bereich des Lichts nicht von der Photonenergie (siehe Abb. 2.17).

### Abhängigkeit von der Photonenergie

Das in Kapitel 2.3.1 eingeführte Hotspot-Modell sagt eine scharfe Grenzfrequenz voraus, ab der ein Photon keinen Spannungsimpuls auslösen kann. Wie in Abb. 2.17 zu sehen ist, stimmt das Experiment mit dem Modell ab einer vom Biasstrom abhängenden Grenzfrequenz nicht mehr überein. Die Effizienz fällt ab der Grenzfrequenz nicht steil ab, sondern sinkt exponentiell mit steigender Wellenlänge. An dieser Stelle entsteht der Spannungsimpuls nicht mehr durch einen Hotspot, sondern koinzidiert mit einem Dunkelzählereignis ([Ver02], [Kor04], [Sem08]).

Dabei kann es vorkommen, dass ein Photon auf eine Stelle trifft, an der durch thermodynamische Fluktuationen der Supraleitung die Freie-Energie-Lücke reduziert ist (siehe Kapitel 2.5). Dann ist dort die Wahrscheinlichkeit größer, dass der entstehende Hot-Spot ausreichend groß ist, um einen Spannungsimpuls zu erzeugen. Außerdem ist in der Nähe des absorbierten Photons die Freie-Energie-Lücke reduziert, was zu einer erhöhten Wahrscheinlichkeit eines Dunkelzählereignisses führt (siehe Kapitel 2.5 und [Ver02] und [Sem08]). So ändert sich auch die Zahl der absorbierten Photonen, die zu einem Signal führen (siehe Abb. 2.14 und 4.6). Es zeigt sich einerseits, dass hin zu längeren Wellenlängen sowohl die Effizienz abnimmt, als auch der Absorptionsmecha-

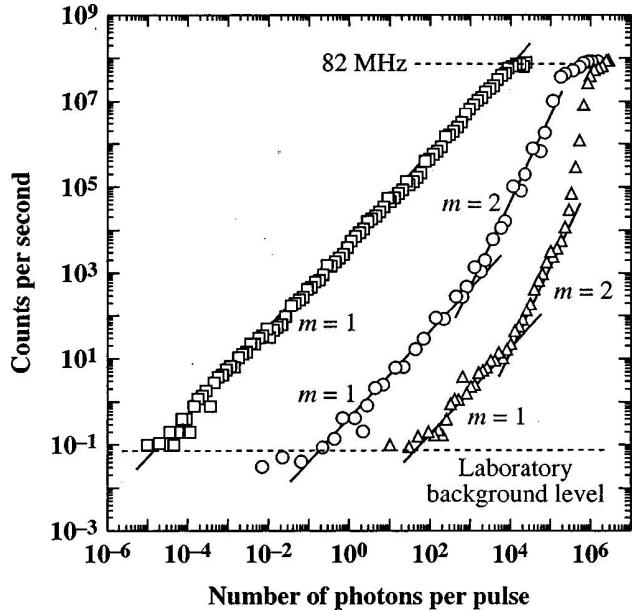


Abbildung 2.14: Zählrate über die Anzahl der Photonen pro Puls für einen  $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ -mäanderstrukturierten-SSPD bei 405 nm (Quadrate), 810 nm (Kreise) und 1550 nm (Dreiecke). Die Messungen wurden durchgeführt bei 4,2 K und einem Biasstrom von  $0.8 I_c$ . Die durchgezogenen Linien sollen den Anstieg von  $m$  verdeutlichen. [Ver02]

nismus sich ändert - von einem Hot-Spot zur Trennung von VAPs. Die Wahrscheinlichkeit eine bestimmte Anzahl von Photonen aus einem Puls mit mittlerer Photonenzahl  $m$  zu absorbieren, ist nach [Gol01] proportional zu

$$P(n) \sim (e^{-m} m^n)/(n!) \quad (2.23)$$

Für mittlere Photonenzahlen  $m \ll 1$  vereinfacht sich Gleichung 2.23 zu

$$P(n) \sim \frac{m^n}{n!} \quad (2.24)$$

Das bedeutet, dass die Wahrscheinlichkeit ein Photon zu absorbieren proportional zu  $m$  ist, während die Wahrscheinlichkeit, zwei Photonen zu absorbieren, proportional zu  $m^2$  ist. Abbildung 2.14 zeigt eine Messung der Zählrate bei Einstrahlung von Laserpulsen. Für eine Wellenlänge von 405nm zeigt sich ein linearer Anstieg, der die Einzelphotonenabsorption anzeigt. Für eine Wellenlänge von 810nm erkennt man für höhere Photonenflüsse einen Anstieg von  $m = 2$ . Das bedeutet, dass die Absorption von zwei Photonen in diesem Fall effizienter ist. Der Anstieg bei 1550nm ist bei hohen Photonenflüssen höchst unlinear ( $m \geq 3$ ) und erklärt sich mit der steigenden Wahrscheinlichkeit solcher Ereignisse mit wachsendem Photonenfluss und

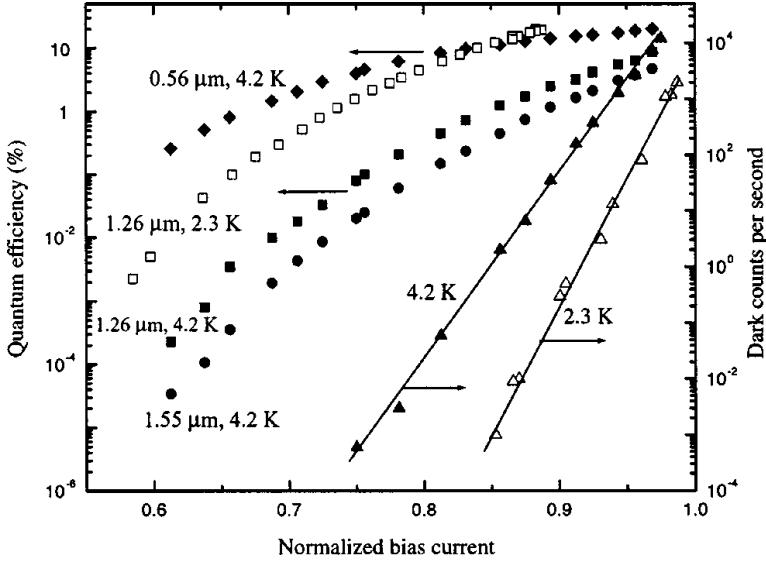


Abbildung 2.15: Gemessene Quanteneffizienz und Dunkelzählrate als Funktion des normierten Biasstroms einer  $10 \times 10 \mu\text{m}^2$  SSPD. Gefüllte Symbole Messung bei 4,2 K und leere Symbole Messung bei 2,3 K. Durchgezogene Linien: exponentieller Fit an die gemessene Dunkelzählrate. [Kor04]

der sinkenden Effizienz mit wachsender Wellenlänge die Mehrphotonenereignisse wahrscheinlicher macht. Eine grobe Aussage über die Effizienz (DE) eines SSPD bei einer bestimmten Wellenlänge lässt sich nach [Ver02] über

$$DE \propto \exp(-k\lambda) \quad (2.25)$$

treffen. Allerdings wird dieser Zusammenhang zu kürzeren Wellenlängen (sichtbares Licht) ungenau und die tatsächlichen Werte sind besser.

### Abhängigkeit vom Biasstrom

Die Abhängigkeit der Effizienz von SSPDs vom Biasstrom zeigt bis zu einer bestimmten Grenze einen exponentiellen Anstieg (vgl. z.B. [Gol05]). Ab einer wellenlängenabhängigen Grenze steigt die Effizienz nicht mehr. Dort hat man nach [Gol05] eine hundertprozentige intrinsische Effizienz erreicht. Das heißt, dass jedes absorbierte Photon zu einem Spannungsimpuls führt. Bei niedrigeren Bias-Strömen reicht der entstehende Hot-Spot nicht aus (vgl. Abbildung 2.7), um einen Spannungspuls zu erzeugen. An dieser Stelle gilt das im vorigen Abschnitt beschriebene Phänomen, dass die gemessenen Ereignisse entweder durch Absorption mehrerer Photonen entstanden sind oder mit Dunkelzählereignissen koinzidieren. Damit ein Spannungsimpuls entsteht,

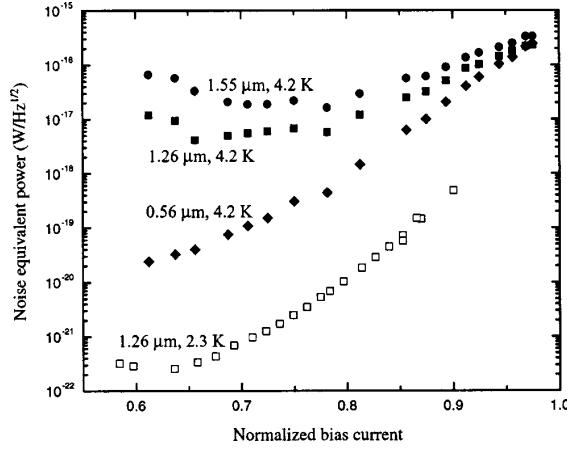


Abbildung 2.16: NEP (Noise Equivalent Power) der SSPD aus Abbildung 2.17 für verschiedene Wellenlängen und Temperaturen als Funktion des normierten Biasstroms. [Kor04]

muss demnach ein Photon ein Gebiet treffen, in dem die Freie-Energie-Lücke durch quantenmechanische Fluktuationen ausreichend reduziert ist. Die Wahrscheinlichkeit  $p$  einer solchen Schwankung ist nach [Eng04]

$$p \propto \exp\left(1 - \frac{I_b}{I_c}\right) \quad (2.26)$$

mit  $I_b$  (Biasstrom) und  $I_c$  (kritischer Strom). Dies erklärt den exponentiellen Anstieg der Effizienz bis zu einer Grenze, ab der die Effizienz sich nur noch unwesentlich erhöhen lässt. Da mit einem höheren Biasstrom auch mehr Dark Counts (Dunkelzählereignisse) auftreten ist es nötig, die Erhöhung der Effizienz den Dark Counts gegenüber zu stellen. Dazu kann man sich der NEP (Noise Equivalent Power) bedienen. Die NEP gibt an, wie stark das Signal sein muss, um ein Signal-Rausch-Verhältnis von eins zu erhalten. Für Quantendetektoren kann man nach [Gol05] als NEP folgendes definieren:

$$NEP = \frac{h\nu}{QE} \sqrt{2R_{dk}} \quad (2.27)$$

mit  $h\nu$  der Photonenergie, QE die Quanteneffizienz und  $R_{dk}$  die Dunkelzählrate.

Abbildung 2.16 zeigt die NEP einer SSPD in Abhängigkeit des Biasstroms. Dabei sind Werte für die NEP von kleiner als  $10^{-20}W/Hz^{1/2}$  bis maximal  $10^{-17}W/Hz^{1/2}$  erreichbar. Deutlich ist zu erkennen, dass mit sinkendem Biasstrom auch die NEP fällt. Der Betrieb einer SSPD ist immer ein Abwägen von Quanteneffizienz und NEP. Ein Betrieb nahe dem kritischen Strom sollte demnach vermieden werden, denn die Dunkelzählrate ist dort eine viel stärkere Funktion von  $I$  als die Quanteneffizienz.

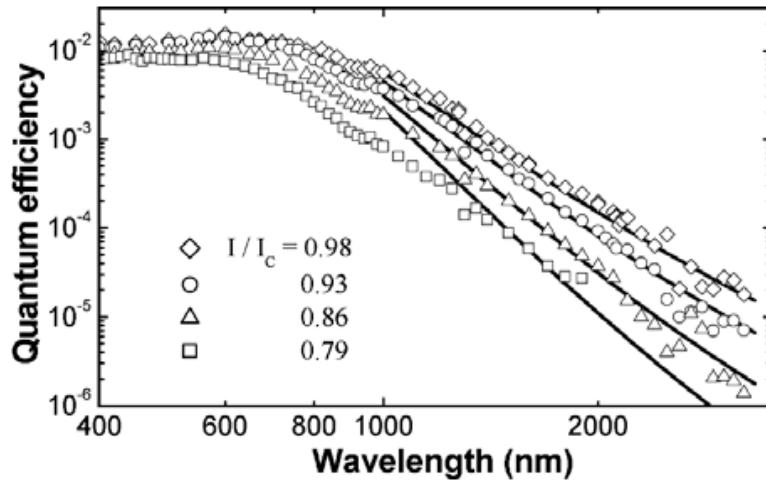


Abbildung 2.17: Quanteneffizienz aufgetragen über die Wellenlänge, für gemessene Werte (Symbole) und simulierte (durchgezogene Linie). Jeweils für unterschiedliche Biasströme [Sem07]

#### 2.6.4 Abhängigkeit der Quanteneffizienz von der Polarisat $\text{on}$ des Lichtes

Etwas überraschend hängt die Effizienz einer mäanderförmigen SSPD nicht nur von Biasstrom und Photonenergie ab. Auch die Polarisierung hat großen Einfluss auf die Zählrate. So wurde in [Ker06] und [Ros06] erstmals davon berichtet, dass zur Maximierung der Zählrate die Polarisierung geändert wurde. Eine Verdopplung der Zählrate bei Einstrahlung mit Licht polarisiert parallel zur Mäander im Vergleich zu senkrecht zur Mäander polarisiertem Licht wurde in [Sem08] gezeigt. Dabei zeigt sich außerdem eine Wellenlängenabhängigkeit in der Absorption senkrecht zur Mäander. Mit wachsender Wellenlänge sinkt diese, während sie für parallele Polarisation konstant bleibt (vgl. [Sem08], Abbildung 3)

Eine Erklärung für dieses Phänomen versucht [Ana08] zu geben. In dieser Veröffentlichung wird die Absorption in Abhängigkeit der Polarisierung, der Drahtdicke und des Füllfaktors untersucht, sowohl experimentell als auch durch numerische Simulation. Als Ergebnis kann man zusammenfassen, dass der Unterschied in der Polarisierung bei den häufig verwendeten SSPDs mit Füllfaktor 0,5 zirka einen Faktor zwei in den gemessenen Zählraten bedeutet. Der Unterschied wird größer bei Verringerung des Füllfaktors und der Drahtbreite. Bei den in [Ana08] untersuchten Konfigurationen lagen die gemessenen Zählraten maximal um einen Faktor etwas größer als 5 auseinander. Die maximale Absorption findet demnach in einer Mäanderstruktur mit den Eigenschaften: 50%-Füllfaktor und Drahtbreite 100 nm statt. Sie beträgt bei

1550 nm Wellenlänge und paralleler Polarisation ca. 21% und bei senkrechter ca. 10%.

## Kapitel 3

# Herstellung und Versuchsaufbau

Im folgenden Kapitel soll ein kurzer Überblick über den Herstellungsprozess der supraleitenden Einzelphotonendetektoren (SSPDs) gegeben werden. Anschließend werden die Faserkopplung und der Messaufbau beschrieben.

### 3.1 Herstellung von SSPDs

Die SSPDs wurden im Rahmen der Masterarbeit *"Fabrication and characterization of superconducting detectors for single photon counting"*, bearbeitet von Sander Dorenbos an der TU Delft, hergestellt. Der Prozess ist an das in [Yan05] beschriebene Verfahren angelehnt. Eine detaillierte Beschreibung der Abläufe wird in [San07] gegeben. Das Grundgerüst bildet ein Saphirsubstrat mit der Dimension  $2,2 \times 2,2 \times 0,4 \text{ mm}^3$ . Dieses Substrat wird nach dem in [Che97] beschriebenen Verfahren hergestellt. Auf dem Saphir wurde eine 4-6 nm dicke Niobiumnitrit-(NbN)-Schicht aufgedampft. Diese wird auf 900 K erhitzt, was zu einem epitaktischen Aufwachsen des NbN führt. Die Herstellung der SSPDs läuft in zwei Schritten ab. Als Erstes werden die Goldkontakte aufgebracht. Im Zweiten Schritt wird dann die SSPD-Mäander-Struktur erzeugt. Die Strukturen werden mit einem EBPG (Electron Beam Pattern Generator) der Firma Leica geschrieben.

#### 3.1.1 Erster Schritt: Aufdampfen von Gold

Die Goldkontakte werden in einem sogenannten Lift-Off-Prozess erstellt. Auf das Substrat wird eine ca. 340-380 nm dicke PMMA (Polymethylmethacrylat, umgs.: Plexiglas) als Photolack aufgeschleudert und für 15 Minuten auf 170°C erhitzt. Danach wird die Kontaktform mit dem EBPG geschrieben. Anschließend wird der Photolack mit einer 1:3 Mischung von Methyli-

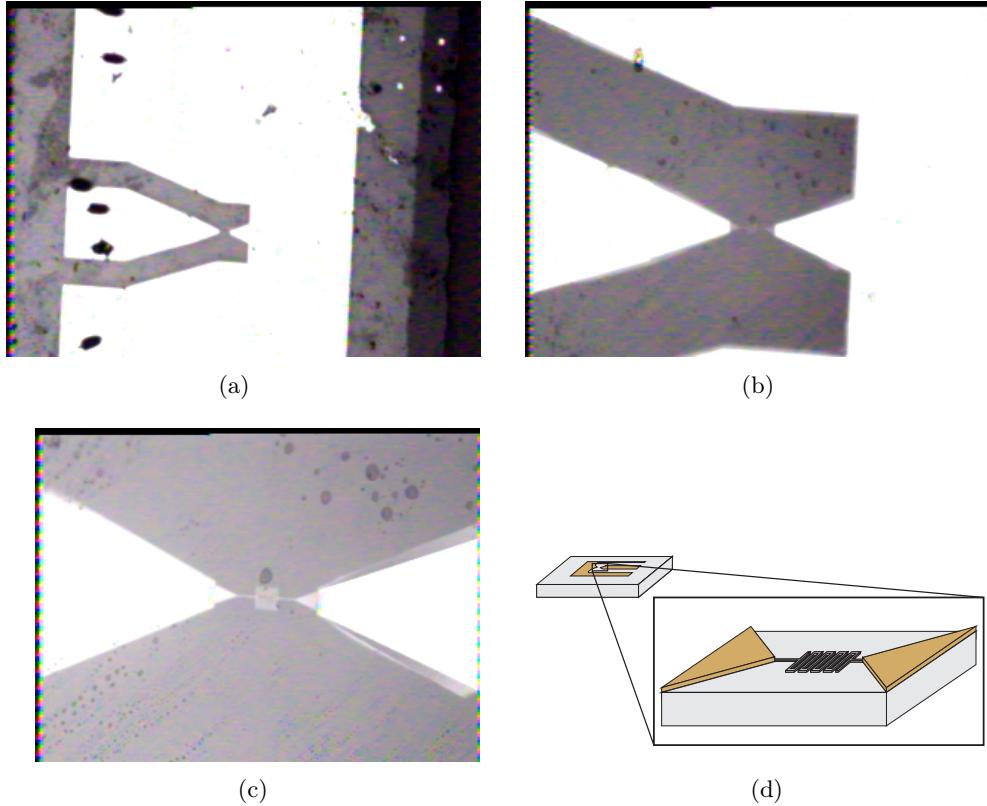


Abbildung 3.1: Mikroskopaufnahmen eines Detektors mit unterschiedlichen Vergrößerungen, (a) 50 fach, (b) 200 fach (c) 500 fach. (d) Schematische Darstellung eines fertigen SSPD. Zu erkennen sind die großflächigen Goldkontakte und in der Vergrößerung die Mäanderstruktur aus NbN [San07].

sobutylketon und Isopropanol entwickelt. PMMA ist ein positiver Photolack. Das bedeutet, die bestrahlte Fläche wird während des Entwickelns abgelöst. Auf diese Fläche werden nun nacheinander NbN (20 nm, um einen besseren Kontakt der Goldschicht mit dem Substrat zu gewährleisten) und Gold (60 nm) aufgedampft. Zum Abschluß findet der Lift-Off-Prozess statt: Das Saphirsubstrat wird in Aceton gelegt, und das PMMA mit dem aufgedampften Gold wird gelöst. An den Stellen, an denen beim Entwickeln bereits die PMMA-Schicht entfernt wurde, verbleiben nun die Goldkontakte.

### 3.1.2 Zweiter Schritt: Schreiben der Mäander

Die Mäander wird mit einem negativen Photolack geschrieben. Dabei bleibt die bestrahlte Fläche beim Entwickeln erhalten, der Rest wird entfernt. Als Photolack wird HSQ (Hydrogen Silsequioxane) von Dow Corning verwendet. Damit sind Linienbreiten von 10 nm möglich. Das HSQ wird durch

Lackschleudern (engl. *Spin-Coating*) aufgetragen um eine Dicke von ca. 30 nm zu erhalten. Die Struktur wird wiederum mit dem EBPG geschrieben. Als Entwickler kommt TMAH 25% (Tetramethylammonium Hydroxid) zum Einsatz. Die Mäander ist in dieser Phase durch HSQ geschützt. Das nicht geschützte Material wird zum Abschluß durch Ionenätzen abgetragen. Das Ätzen geschieht in einer  $SF_6/O_2$  - Atmosphäre.

Um das verbleibende HSQ abzulösen, wird der Detektor für eine Sekunde in Flusssäure getaucht. Um diese Säure zu neutralisieren, wird abschliessend mit Wasser gespült.

Das Ergebnis sind Detektoren mit 100 nm Drahtbreite und 50%-Füllfaktor wie in Abbildung 3.1 und Abbildung 2.2 (als SEM-Aufnahme) gezeigt.

## 3.2 Faserkopplung

Zur Kopplung von Glasfaser und Detektor stehen grundsätzlich drei Möglichkeiten zur Verfügung (siehe Abbildung 3.2). Das senkrechte Aufkleben von Vorder- oder Rückseite und das waagerechte Aufkleben unter Ausnutzung der internen Totalreflexion. Die Eignung dieser Varianten nach praktischen und theoretischen Gesichtspunkten soll im Folgenden erläutert werden.

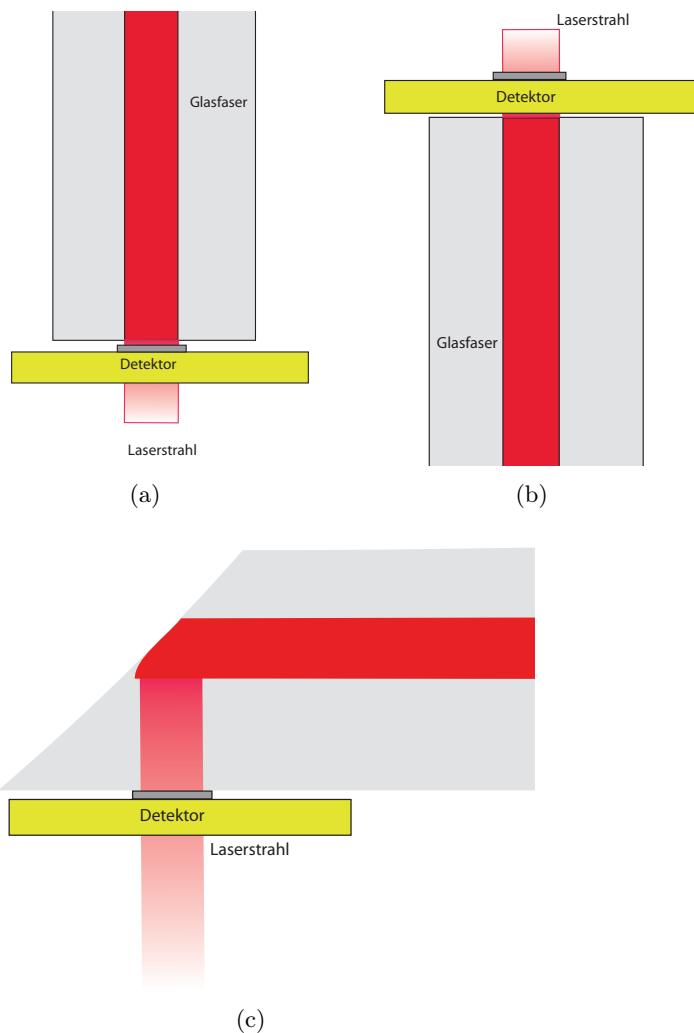


Abbildung 3.2: Übersicht über die möglichen Kopplungsarten. (a) Möglichkeit 1(a): Senkrechte Kopplung, Beleuchtung von der Detektorseite. (b) Möglichkeit 1(b): Senkrechte Kopplung, Beleuchtung von der Substratseite. (c) Möglichkeit 2: Waagerechte Kopplung, Beleuchtung von Detektorseite, durch Anshrägen der Faser und Ausnutzung der internen Totalreflexion.

### 3.2.1 Klebeaufbau

Die ersten Überlegungen betrafen die Orientierung von Faser und Detektor. Es stehen hier grundsätzlich zwei Geometrien zur Auswahl:

1. Senkrechte Orientierung zwischen Detektor und Faser.
2. Waagerechte Orientierung und Ausnutzung der internen Totalreflexion (siehe Abbildung 3.2).

Um die verschiedenen Varianten in einem Aufbau realisieren zu können wurde ein Inversmikroskop CKX41 von Olympus mit einer Objektplatte (Eigenbau) und einem variablen Verschiebetisch (Thorlabs MBT602) versehen. Auf dem Verschiebetisch ist ein Spiegelhalter montiert. Der Verschiebetisch erlaubt eine dreidimensionale Positionierung der Faser mit einer Genauigkeit von  $0,5 \mu\text{m}$ . Im Vergleich mit der Detektorfläche von  $10 \times 10 \mu\text{m}^2$  ist das ausreichend. In dem Spiegelhalter ist der Faserhalter eingespannt. Es wurden zwei Faserhalter konstruiert, jeweils für senkrecht und waagerecht aufzuklebende Fasern. Abbildung 3.3 zeigt den prinzipiellen Aufbau.

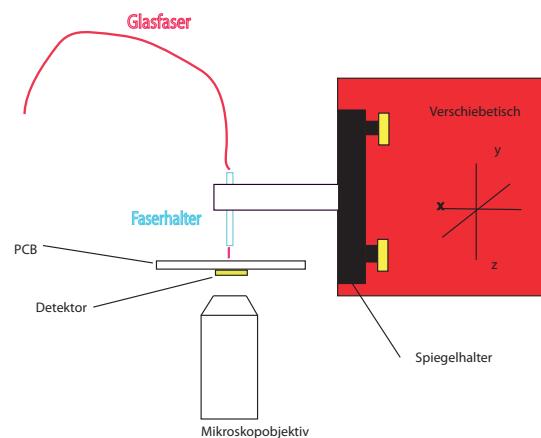
Die Auswahl eines geeigneten Klebstoffes ist kritisch. Zur Wahl stehen UV-Kleber, Epoxyd-Kleber und Sekundenkleber. Problematisch ist, dass bei Temperaturen von 4,2 K die meisten Klebstoffe ihre adhäsive Wirkung verlieren. Ein weiteres Kriterium ist die Aushärtung. Gerade Epoxyd-Kleber benötigen oft hohe Temperaturen zum Aushärten. Diese könnten aber den Detektor und das Mikroskop beschädigen. Deswegen ist das Härten bei Raumtemperatur und in angemessenen Zeiten (höchstens 24 h) Grundvoraussetzung.

Um die Klebeeigenschaften bei tiefen Temperaturen zu bestimmen, wurden Fasern mit folgenden Klebstoffen auf PCBs geklebt und in flüssiges Helium getaucht:

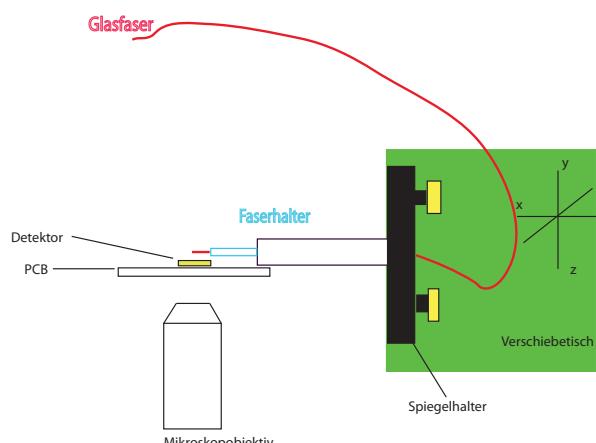
Art	Name	Temperaturbereich
UV-Kleber	NOA60 von Thorlabs	n. a.
Epoxyd-Kleber	Epoxyd-Harz von Conrad	-40°C - 100°C
Sekundenkleber	Loctite 382 von Conrad	n. a.

Die Versuche zeigten, dass einzig das Epoxydharz den tiefen Temperaturen widersteht. Die anderen Kleber lösten sich oder waren sehr spröde. Dadurch ist zu vermuten, dass sie, selbst wenn sie haften bleiben, keine Langzeitstabilität aufweisen.

Bei der Mischung von Epoxyd-Harz und Härter galt es besonders auf das Mischungsverhältnis von 1:1 zu achten. Nur wenn dieses gegeben ist, wird



(a)



(b)

Abbildung 3.3: (a) Aufbau zum senkrechten Aufkleben der Faser (b) Aufbau zum waagerechten Aufkleben der Faser

die maximale Festigkeit erreicht. Dazu wurden die beiden Komponenten in größerer Menge als benötigt gemischt und die jeweilige Anteile mit einer Feinwaage bestimmt. Dadurch konnte der relative Mischungsfehler auf ein Minimum beschränkt werden. Trotz dieser Bemühungen zeigten sich bei mehreren Versuchen laterale Verschiebungen. Deswegen wurde nach der Faserkopplung der gekoppelte Detektor in flüssiges Helium getaucht um zu überprüfen, ob es Bewegungen der Faser gab. In dem Fall wurde die Kopplung wiederholt.

### 3.2.2 Auswahl der Fasern

Am Anfang unserer Überlegungen steht die Wahl geeigneter Fasern. Single-Mode-Fasern haben gegenüber Multi-Mode-Fasern den Vorteil, dass der am Faserende austretende Strahl wesentlich weniger divergiert. Außerdem ist der Spotdurchmesser einer Multi-Mode-Faser größer als der SSPD-Durchmesser. Abbildung 3.4 zeigt im Vergleich die Ausdehnung und Variation in der Zeit eines Laserspots in einer Single-Mode- und Multi-Mode-Faser. Die faserge-

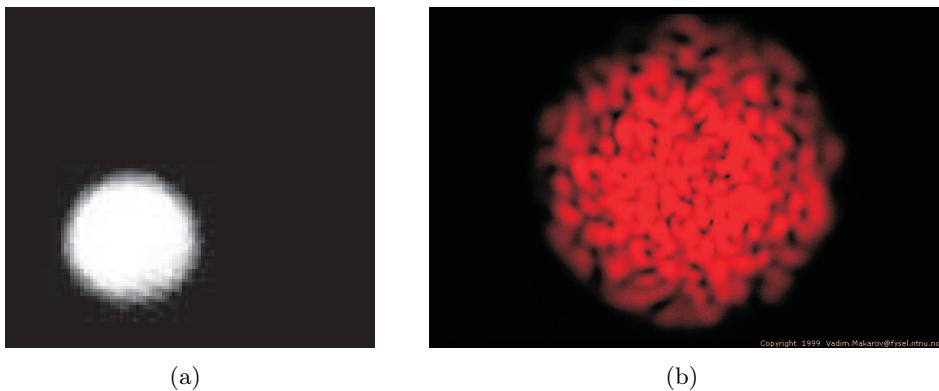


Abbildung 3.4: (a) Spot einer Single-Mode Faser. (b) Spot einer Multimode-Faser, mit größerem Spotdurchmesser und größerer Intensitätsvariation mit der Zeit.

koppelten Detektoren sollen im Wellenlängenbereich von sichtbar bis infrarot eingesetzt werden. Deshalb war die Auswahl geeigneter Glasfasern entscheidend für das weitere Vorgehen. Aufgrund ihrer Spezifikationen fiel die Wahl auf die Fasern 630HP für sichtbares Licht und 980HP für Infrarotstrahlung (jeweils von Thorlabs). Die Eignung dieser Fasern, was die Single-Mode-Eigenschaft, sowie die sich ergebende Spotgröße auf dem Detektor betrifft, wurde durch Simulation mit den Programmen COMSOL Multiphysics 3.2 (Anzahl der möglichen Moden) sowie FDTD 3.2 von Lumerical (Strahlverlauf) geprüft. In dem hier interessanten Wellenlängenbereich (630 nm - 1550 nm) besitzt die Faser 630HP durchweg Single-Mode-Eigenschaften. Allerdings lassen die Simulationen keinen Rückschluss auf die Dämpfung von Moden mit einer Wellenlänge  $> 650$  nm zu, da der simulierbare Bereich maximal einige 100  $\mu\text{m}$  in jede Richtung beträgt.

Die Berechnungen wurden zweidimensional durchgeführt, da im dreidimensionalen Fall die maximal simulierbare Strukturgröße höchstens einige  $\mu\text{m}^3$  beträgt. Ein weiterer Aspekt ergibt sich bei der Faser 980HP. Hier ist bei den simulierten Wellenlängen von 633 nm die Anregung höherer Moden möglich (siehe dazu Abb.3.5). Das macht es schwierig zu bestimmen, wie viel Ener-

gie von der Grundmode und der ersten angeregten Mode transportiert wird. Im Folgenden wird wegen der besseren Vergleichbarkeit der Verhältnisse bei den simulierten Wellenlängen immer von der Grundmode ausgegangen. Der dadurch entstehende Fehler liegt im einstelligen Prozentbereich, da bei gaußförmiger Anregung, die im Experiment vorliegt, auch von den entstehenden Moden die meiste Energie von der gaußförmigen Grundmode getragen wird.

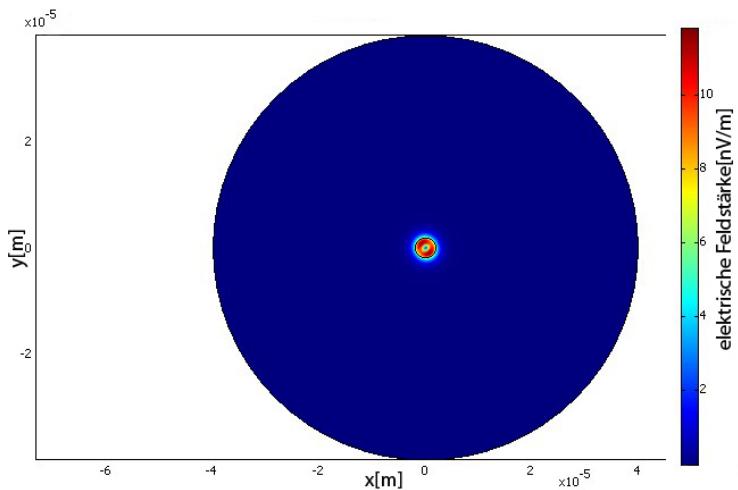


Abbildung 3.5: Die Darstellung zeigt die Variation der Intensität im Faserquerschnitt bei einer Wellenlänge von 633 nm. Die Simulation mit Comsol 3.2 stellt die zweite anregbare Mode in der Faser 980HP dar.

### 3.2.3 Gegenüberstellung der Klebeverfahren

Wie in Kapitel 3.2.1 erwähnt stehen zwei Möglichkeiten zur Kopplungsgeometrie, nämlich die senkrechte und die waagerechte, zur Verfügung. Zusammen mit den beiden Optionen (im Fall senkrechter Anregung), der Beleuchtung von der Substratrück- bzw. Vorderseite ergeben sich insgesamt drei Fälle (siehe Abbildung 3.2):

1. Die Faser steht senkrecht auf der Platinenebene.
  - (a) Die Beleuchtung des Detektors erfolgt von der Detektorseite.

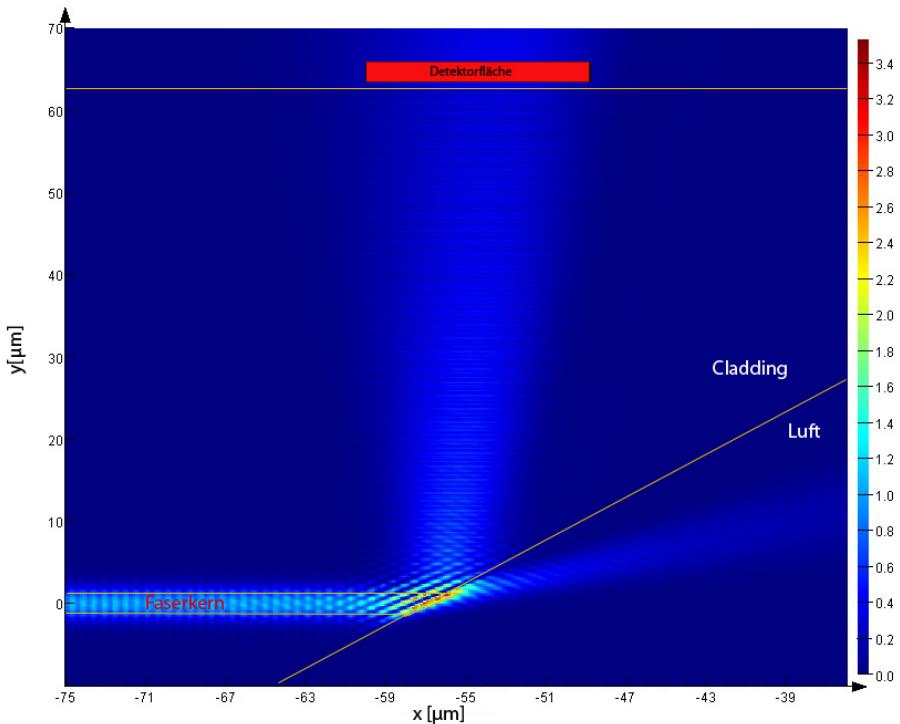


Abbildung 3.6: Simulation der Strahlausbreitung mit FDTD in der unter  $45^\circ$  angeschliffenen (Variante 2) Faser 980HP bei einer Wellenlänge von 1550 nm. Deutlich zu sehen ist der nicht totalreflektierte Anteil.

- (b) Die Beleuchtung des Detektors erfolgt von der Rückseite.
- 2. Die Faser wird an einer Seite im  $45^\circ$  Winkel (Ausnutzung der internen Totalreflexion) angeschliffen und waagerecht aufgeklebt (siehe auch Abbildung 3.6).

Bei Versuchen mit Variante 1 (a) zeigten sich schnell Probleme. Das direkte senkrechte Aufkleben erwies sich als nicht möglich. Der Grund ist, dass differenzielle thermische Kontraktionen zu einem Abriss der Bonding-Drähte führte. Wegen der geringen Größe des Substrats ist dieser nicht nur über den Bereich mit der zuklebenden Faser sondern auch über die Bonds gelaufen. Variante 1(a) wurde deswegen nicht weiter verfolgt.

#### **Variante 1(b), senkrechte Kopplung durch die Substratrückseite**

Der Vorteil bei senkrechter Montierung liegt in der wellenlängenunabhängigen Orientierung des Spots. Dabei wurden neue Probleme offenbar. So zeigten erste Kopplungsversuche lediglich Effizienzen im Bereich von  $10^{-6}$  bis  $10^{-5}$ . Als Hauptursache wurde das Saphirsubstrat erkannt. Der Strahl

zeigte eine starke Aufweitung, und auch Verluste im Medium können bei einer Substratdicke von  $400 \mu\text{m}$  nicht vernachlässigt werden. Deshalb bestand der nächste Schritt in der Abdünnung des Saphirsubstrats. Das Ziel war dabei eine möglichst dünne Schicht zu erhalten. Nach Rücksprache mit dem Präparator der AG - "Grenzflächen und dünne Schichten" wurde von der erreichbaren Minimaldicke  $50 \mu\text{m}$  Abstand genommen. Es war ein Kompromiss zwischen größerer Bruchfestigkeit und Transparenz (schließlich sind mehrere Produktionsschritte nötig) einzugehen. Es wurde daraufhin eine Substratdicke von  $100 \mu\text{m}$  gewählt. Eine Simulation der Feldstärke in  $100 \mu\text{m}$  dickem

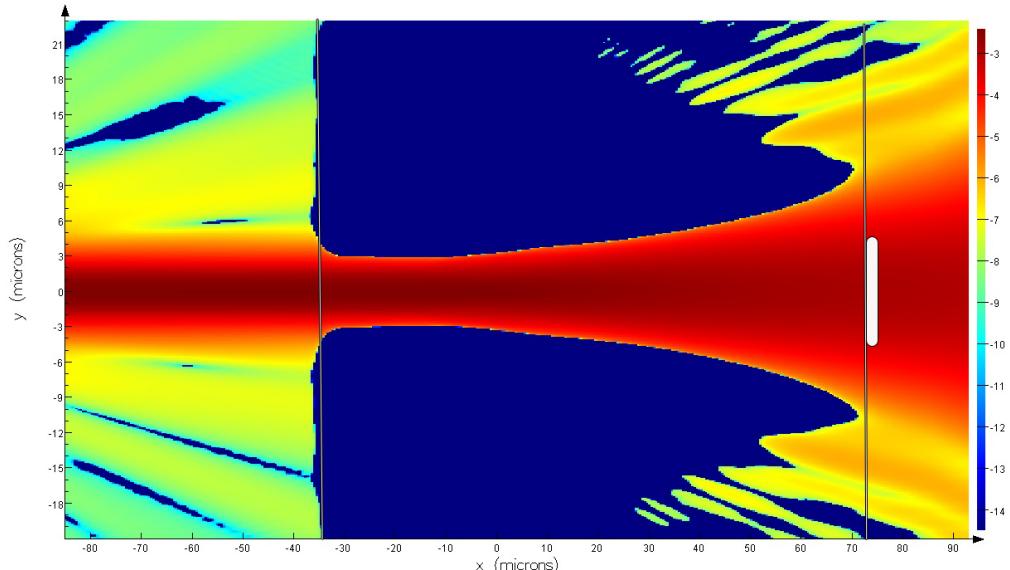
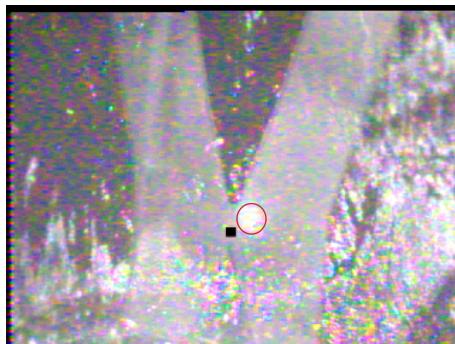
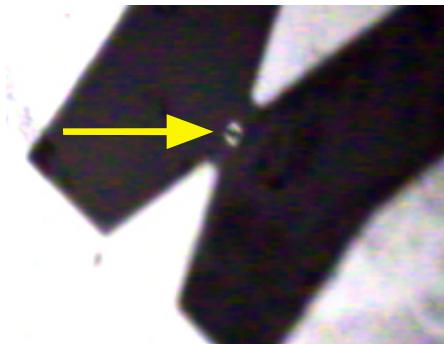


Abbildung 3.7: Logarithmische Darstellung der Feldstärke im Saphirsubstrat (Dicke  $100 \mu\text{m}$ ) bei senkrecht geklebter Faser auf Substratrückseite (Variante 1(b)). Wellenlängenunabhängig gelangen ca. 87 % der transmittierten Strahlung auf den Detektor (weiße Fläche).

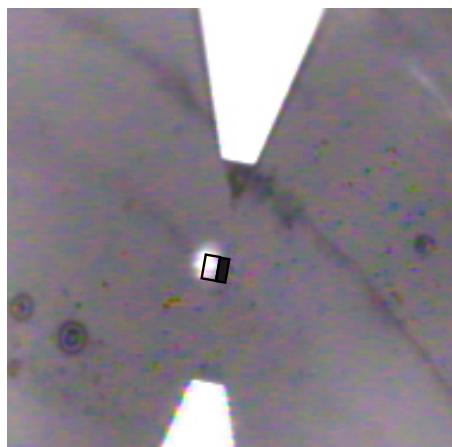
Saphirsubstrat zeigt Abbildung 3.7. Das Ergebnis dieser Simulation sagt aus, dass wellenlängenunabhängig 87 % der Intensität auf den Detektor treffen. Ein Vergleich der sichtbaren Spots vor und nach dem Dünnschleifen zeigt Abbildung 3.8. Dabei hat der sichtbare Laserspot, nach dem Abdünnen nur eine um wenige Prozent (geschätzt) größere Ausdehnung als der Detektor. Ausdehnung als die aktive Fläche (siehe Abbildung 3.8).



(a)



(b)



(c)

Abbildung 3.8: Kontrollaufnahmen von Detektor A5 in verschiedenen Stadien der Faserkopplung. Zeigen sich hier zu starke Abweichungen zwischen Spot- und Detektorort, muss die Kopplung wiederholt werden. (a) Detektor A5 vor dem Dünnschleifen mit einer Dicke von 0,4 mm. Man beachte den großen Spotdurchmesser, der zudem nicht an der richtigen Stelle ist. Zur besseren Sichtbarkeit ist die aktive Detektorfläche schwarz eingezeichnet, der Spot rot umrandet. (b) Detektor A5 nach dem Dünnschleifen. Man beachte den deutlich reduzierten Spotdurchmesser (gelber Pfeil). (c) Detektor A5, dünngeschliffen, nach einem Heliumbad. Der Laserspot hat sich dabei ein wenig verschoben und trifft nur noch ca. die Hälfte der aktiven Detektorfläche. Zur besseren Sichtbarkeit ist die unbeleuchtete Detektorfläche schwarz nachgezeichnet.

## Variante 2, waagerechte Kopplung unter Ausnutzung der internen Totalreflexion

Variante 2 erleichtert es die Faser an den gewünschten Ort zu kleben. Die Kontaktfläche ist im Vergleich zu Variante 1(b) um ein Vielfaches größer. Auch wird die aktive Fläche fast komplett ausgeleuchtet. Dadurch ist die Energiedichte auf dem Detektor kleiner und man kann über einen weiteren Intensitätsbereich mit konstantem Biasstrom messen. Die Auswertung der

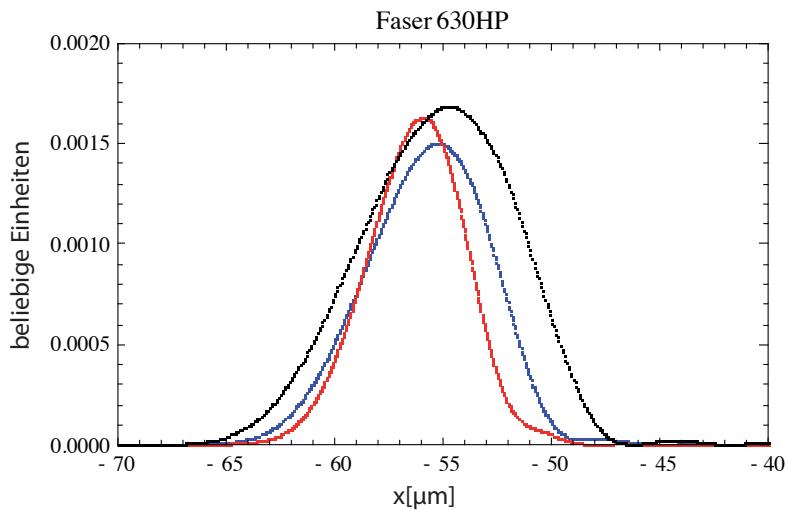


Abbildung 3.9: Totalreflektierte Intensität der Faser 630HP: rot: 633 nm, blau: 980 nm, schwarz: 1550 nm bei waagerecht aufgeklebter Faser (Variante 2). Das Wandern des Maximums mit der Wellenlänge führt zu Kopplungsverlusten.

Simulation mit FDTD (siehe auch Abbildung 3.6) für eine waagerecht aufgeklebte Faser ergibt eine FWHM (Full Width at Half Maximum) von ca. 10  $\mu\text{m}$ , was der Detektorlänge entspricht. Dabei wurde in den Abbildungen 3.9 und 3.10 die Leistung entlang der Detektorachse simuliert. Man sieht deutlich, dass das Maximum der Verteilung sich mit der Wellenlänge verschiebt. Die Strahlverluste setzen sich aus mehreren Anteilen zusammen (siehe auch Abb.3.6 und 3.11):

1. Der aufgeweitete, totalreflektierte Strahl hat eine größere Ausdehnung als die Detektorfläche, ca. 25% des Lichts trifft deswegen nicht auf den Detektor.
2. *Goos-Hänchen-Effekt* [GH47, GH49]. Dadurch kommt es zu einem wellenlängenabhängigen Strahlenversatz (proportional zu  $\lambda/2\pi$ ), relativ

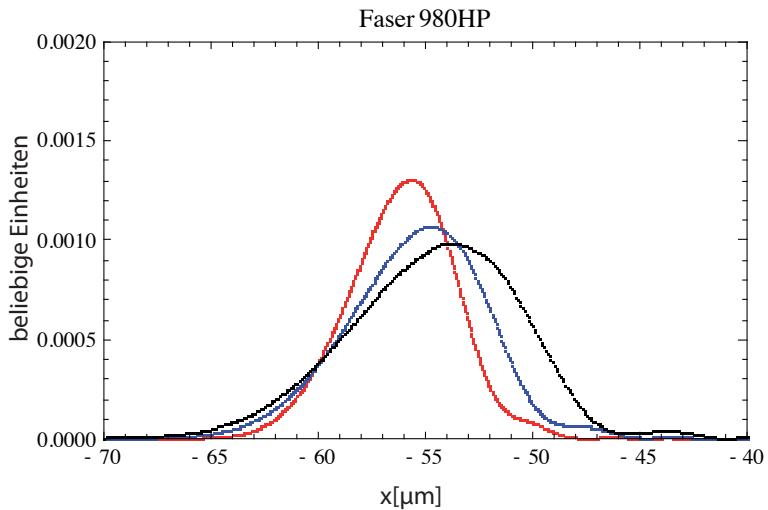


Abbildung 3.10: Totalreflektierte Intensität der Faser 980HP: rot: 633 nm, blau: 980 nm, schwarz: 1550 nm bei waagerecht aufgeklebter Faser (Variante 2). Das Wandern des Maximums mit der Wellenlänge führt zu Kopplungsverlusten.

zu der Position bei Ausrichtung des Spots mit der von uns dazu verwendeten Wellenlänge 633nm. Dieser Versatz beträgt bei der Faser 630HP maximal 1  $\mu\text{m}$  und entspricht einem Verlust an Intensität auf dem Detektor von 1,7 %. Insgesamt gelangen hier zwischen 88 % und 78 % (633 nm bzw. 1550 nm) der Strahlung auf die aktive Fläche. Bei der Faser 980HP sind durch den größeren Kerndurchmesser (3,7  $\mu\text{m}$  zu 4,2  $\mu\text{m}$ ) größere Strahlversatze zu erwarten. Der Versatz steigt hier bei 1550 nm auf ca. 1,7  $\mu\text{m}$ , was ungefähr 5 % Verlust entspricht.

3. Verluste bei der Totalreflektion: Der kritische Winkel der Totalreflektion beträgt bei 1550 nm  $43,6^\circ$ . Dies ist sehr nah an dem Schliffwinkel der verwendeten Fasern von  $45^\circ$ . Es wird daher 6,5 % der Intensität in Faserrichtung transmittiert (siehe Abbildung 3.11).

Insgesamt ist die Effizienz mit der Faser 980HP deutlich schlechter und liegt zwischen 82 % und 62 % (633 nm und 1550 nm). Die Effizienzen der Faser 630HP liegen zwischen 88 % und 78 % (633 nm und 1550 nm). Dieses Resultat ist vor allem auf die größere Strahlaufweitung bei Verwendung der 980HP zurückzuführen. Bei dem im Weiteren verwendeten Verfahren, der Beleuchtung der aktiven Fläche von der Rückseite, d.h. senkrecht durch das Substrat (Möglichkeit 1(b) in Abbildung 3.2), treten solche Effekte nicht auf. Der Spot wandert im Idealfall nicht bei Abkühlung oder Veränderung der Wellenlänge. Somit stellt diese Methode bei praktischen Anforderungen an einen Detektor wie Messung bei verschiedenen Wellenlängen das Optimum

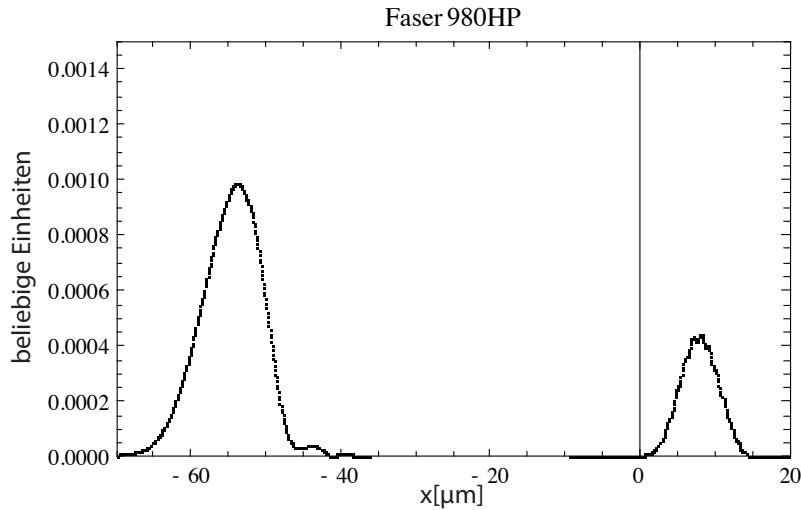


Abbildung 3.11: Links totalreflektierte Intensität und rechts transmittierter Teil (in Faserrichtung (siehe Abbildung 3.6)) bei einer Wellenlänge von 1550 nm bei waagerecht aufgeklebter Faser (Variante 2).

dar. Eine Simulation mit FDTD ergibt wellenlängenunabhängig, dass 87 % der transmittierten Strahlung bei einer Substratdicke von  $400 \mu\text{m}$  auf die Detektorfläche treffen (siehe Abbildung 3.7). Bei waagerechter Kopplung ergab sich ein weiterer Nachteil: Das waagerechte Aufkleben liefert zwar theoretisch gute Effizienzen, aber durch das Abkühlen verkürzt sich die Faser sehr stark, so dass im schlimmsten Fall kein Photon die Detektorfläche getroffen hat. Die Simulationen geben keinen Ausdruck für das Verhalten der Faser beim Abkühlen um fast  $300^\circ\text{C}$ . Das Hauptproblem lag hierbei darin, dass Faser und Detektor nicht direkt miteinander verklebt werden konnten. Gelangt der Klebstoff auf die angeschrägte Faserfläche, so wird die interne Totalreflexion aufgehoben und die Detektorfläche nicht mehr beleuchtet. Um dieser Problematik zu begegnen wurden verschiedene Lösungsansätze getestet. Dazu wurde die Faser in verschiedenen Hüllen geführt. Diese sollten größere Bewegungen der Faser vermeiden. Dazu nutzten wir zum Beispiel: Mikropipetten aus Glas, dünne Kanülen aus Metall und Glas und dünne Röhrchen aus Plastik. Keine dieser Hüllen konnte trotz besserer Fixierung der Faser eine Verschiebung des Spots verhindern. Die waagerechte Kopplung wurde daher nicht weiter verfolgt.

### Zusammenfassung

Variante 1(a) ist zwar theoretisch die ideale Methode, aber die Probleme bei der praktischen Realisierung (Abreissen der Bonds) waren im Rahmen dieser Arbeit unüberwindbar. Dazu wäre eine andere Detektorgeometrie nötig, bei

der die elektrischen Kontaktflächen weiter von der Detektorflächen entfernt sind.

Variante 2 erwies ebenfalls als unpraktikabel, da sich die Bewegung der Faser bei Heliumtemperatur als unbeherrschbar herausstellte.

Als einzige praktikable Lösung bleibt Variante 1(b). Damit sind theoretisch Kopplungsfaktoren von  $K = 0,87$  möglich. Allerdings müssen die Saphirsubstrate dafür von  $400 \mu\text{m}$  auf  $100 \mu\text{m}$  abgedünnt werden. Dabei sind Risiken wie das Brechen der Detektoren einzugehen. Von 12 abgedünnten Detektoren, davon acht zu Testzwecken, ging lediglich ein Detektor durch Bruch verloren. Das Risiko des Bruchs ist also gering, vor allem wenn die abzudünnenden Substrate strukturell intakt sind.

### 3.2.4 Ergebnisse der Faserkopplung

Im Folgenden soll eine Übersicht über die verwendeten Detektoren und die erzielten Ergebnisse der Faserkopplung gegeben werden. Die Faserkopplungen wurden nach Variante 1(b) durchgeführt.

Als Referenz wurde ein in der Gol'tsman Arbeitsgruppe an der State Pedagogical University, Moskau (Russland) hergestellter und im Heinrich-Hertz-Institut in Berlin fasergekoppelter Detektor verwendet (Detektor  $R1$ ). Dieser zeigte bei einer Wellenlänge von  $632 \text{ nm}$  eine Systemeffizienz (SE)

$$SE = QE(\text{Quanteneffizienz}) - \sum \text{Kopplungsverluste} \quad (3.1)$$

von ca. 2 %.

Um die Versuche zur Faserkopplung durchzuführen wurden 6 Detektoren aus zwei Produktionchargen von unserem Kooperationspartner an der TU Delft bereit gestellt. Beim Prozess des Abdünnens stellten sich Veränderungen an den Parametern der Detektoren ein. So zeigten einige Detektoren danach einen niedrigeren kritischen Strom, was die Zerstörung der Mäanderstruktur bedeutete. Eine Übersicht über die Detektoren und deren kritische Stromstärke gibt die folgende Übersicht:

#### 1. Detektoren aus der “Serie” A

A2 kritische Stromstärke  $< 4 \mu\text{A}$ , defekt

A5 kritische Stromstärke vor dem Abdünnen  $11 \mu\text{A}$  (2 % Quanteneffizienz), nach dem Abdünnen  $< 4 \mu\text{A}$ , defekt

A7 kritische Stromstärke vor dem Abdünnen  $15 \mu\text{A}$  (9 % Quanteneffizienz), nach dem Abdünnen  $< 4 \mu\text{A}$ , defekt

## 2. Detektoren aus der “Serie” E

E3 kritische Stromstärke vor dem Abdünnen  $8,4 \mu A$  (15 % Quanteneffizienz), nach dem Abdünnen unverändert  $8,4 \mu A$

E6 zerstört durch Überhitzung

E10 kritische Stromstärke vor dem Abdünnen  $12 \mu A$  (18 % Quanteneffizienz), nach dem Abdünnen unverändert  $12 \mu A$

Auffällig erscheint der Totalausfall der Detektoren aus der A-Serie. Die Ursachen müssen in Zusammenarbeit mit dem Kooperationspartner an der TU Delft herausgefunden werden.

Zur Faserkopplung, nach dem Abdünnen, standen die Detektoren E3 und E10 zur Verfügung. Es zeigte sich allerdings, dass der Detektor E3 verschmutzt war. Eine durchgeführte Faserkopplung führte nur zu einer Effizienz von  $SE \approx 10^{-6} \%$ .

Wesentliche bessere Ergebnisse wurden mit Detektor E10 erzielt. Dieser wurde zweimal fasergekoppelt. Die Ergebnisse dieser Kopplungen (mit Kopplungsfaktor  $K$ ) zeigt folgende Übersicht:

### 1. Erste Faserkopplung an E10

SE 0,8 % bei einer Wellenlänge von 632 nm

K 0,044

### 2. Zweite Faserkopplung an E10

SE 11 % bei einer Wellenlänge von 632 nm

K 0,611

Die stark unterschiedlichen Ergebnisse lassen sich durch eine versehentlich ausgeübten mechanische Spannung bei der Nachbearbeitung der ersten Faserkopplung erklären.

Es ist gelungen ein Faserkopplungsverfahren mit reproduzierbar guten Ergebnissen zu entwickeln. Wurden die Detektoren beim Abdünnen nicht beschädigt, so sind bei fehlerloser Durchführung des Verfahrens vorhersagbar gute Ergebnisse erreichbar.

## Einordnung der Resultate

Die mit dem Detektor E10 erreichten Werte sind im Vergleich zum Stand der Technik herausragend. Der bisher beste Kopplungsfaktor von  $K = 0,333$  in [Sly06] wurde um den Faktor 2 übertroffen. Die Systemeffizienz von 11% ist

um den Faktor 5,5 höher als die des Referenzdetektors  $R1$ . Damit wurden die selbst gesetzten Ziele überfüllt.

### 3.3 Messaufbau

Die Faserkopplung wird an einem Mikroskop mit Verschiebetisch durchgeführt (siehe Kapitel “Faserkopplung” ??). Messungen wurden mit verschiedenen Lichtquellen im sichtbaren und infraroten Bereich vorgenommen. Dazu werden die Detektoren in eine Kanne mit flüssigem Helium (Temperatur 4 K) getaucht und das Licht mittels einer Glasfaser auf den Detektor geleitet. Die Signale des Detektors werden dann mit einem Frequenzzähler ausgelesen.

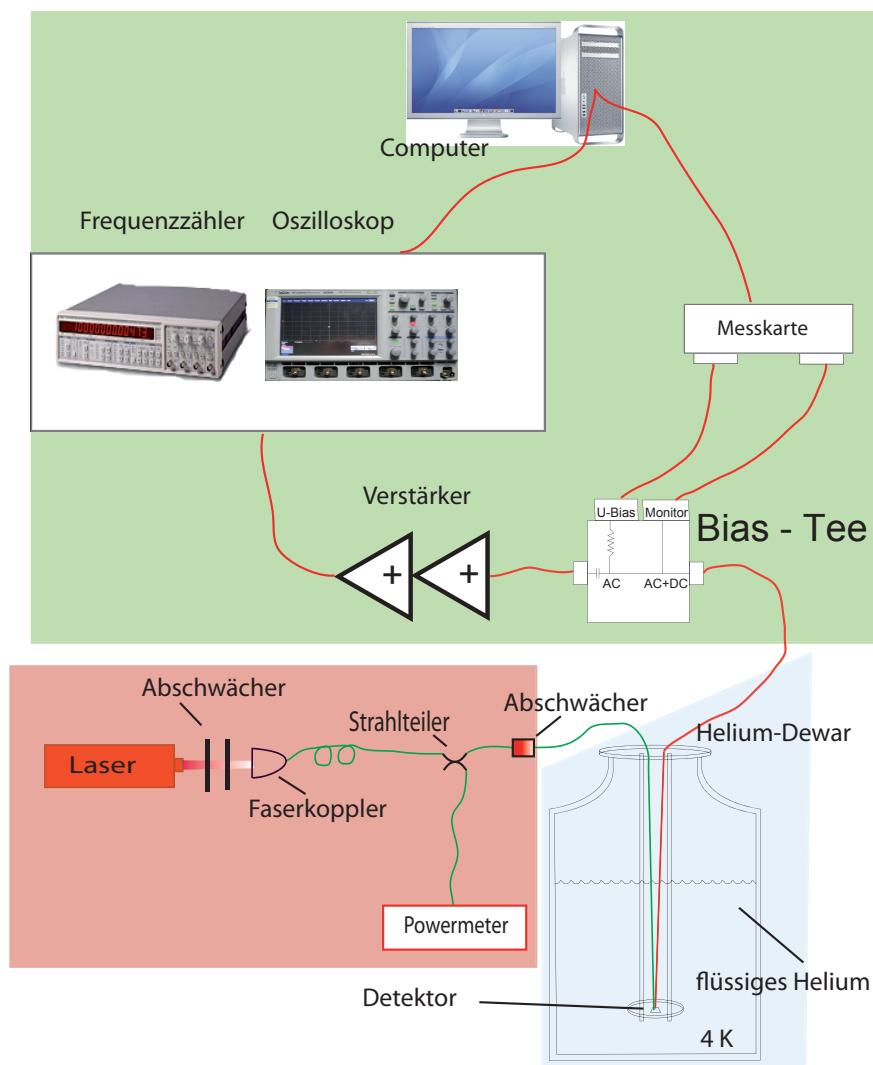


Abbildung 3.12: Gesamtaufbau zum Test und Auslesen der Detektorsignale eingeteilt in Tieftemperaturbereich (blau), Ausleseelektronik (grün) und Optik (rot).

Im Folgenden soll der Aufbau zur Charakterisierung der Detektoren beschrieben werden. Eine schematische Darstellung des Aufbaus zeigt Abbildung 3.12. Dieser teilt sich in drei Bereiche:

1. Dem Detektor in der Heliumkanne.
2. Die Optik zur Charakterisierung der Detektoren.
3. Der Ausleseelektronik.

### 3.3.1 Detektor und Tieftemperaturelektronik

Der Detektor wird auf ein Printed Circuit Board (PCB) geklebt, dann fasergekoppelt (siehe Abschnitt ??) und anschliessend gebondet. Beim Bonden werden mit einer entsprechenden Maschine extrem dünne Drähte (Durchmesser  $17 \mu\text{m}$ ) mit Ultraschall als elektrischer Verbindungsleiter auf Detektor und Board gepresst. Das PCB wird zum Anschluss der Ausleseelektronik mit einem SMA-Stecker versehen (siehe Abbildung 3.13). Die Verbindung

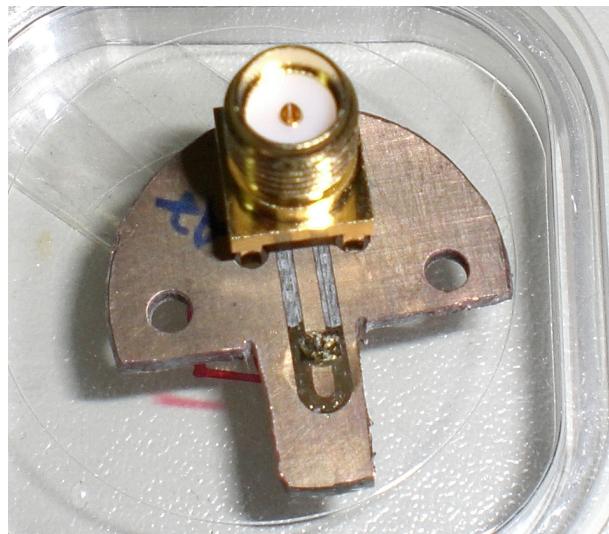


Abbildung 3.13: Detektor auf PCB mit SMA-Stecker, ohne Faserkopplung

zwischen dem SSPD im Helium und dem Bias-Tee bei Raumtemperatur erfolgt über ein spezielles Tieftemperatkabel “TCR119CG/PB” der Firma “SHF Communication Technologies”, das eine besonders geringe Dämpfung für Frequenzen bis 40 GHz aufweist.

Details zum Bias-Tee und den verwendeten Geräten werden im folgenden Abschnitt erläutert.

### 3.3.2 Ausleseelektronik

Über das an den Detektor angeschlossene Tieftemperaturkabel läuft sowohl die Versorgung mit dem Biasstrom als auch das Auslesen der Signalimpulse. Außerdem wird die Spannung über dem Detektor über einen langsameren Ausgang gemessen. Diese dient als "Monitorspannung", die nur dann  $> 0$  ist, wenn der Detektor langfristig im normalleitenden Zustand verharrt (z.B. wenn der Biasstrom den kritischen Strom übersteigt). Das Bias-Tee (siehe Abbildung 3.16 und 3.14) trennt die Signale des Detektors über einen Hoch-Pass von der Monitorspannung und gibt diese an die angeschlossenen Verstärker weiter. Bei der Messung der Photonenzahl wird die von der Messkarte bereitgestellte Versorgungsspannung in den Eingang "IN" in Abbildung 3.14 bzw. Eingang "U-Bias" in Abbildung 3.12 des Bias-Tee angeschlossen. Dieser Eingang fungiert als Tief-Pass, so dass Spannungsschwankungen unterdrückt werden. Der SSPD wird an den Ausgang "D" in Abbildung 3.14 bzw. "AC+DC" in Abbildung 3.12. An den Anschluss "A" in Abbildung 3.14 / "AC" in Abbildung 3.12, einem Hoch-Pass, werden die Verstärker angeschlossen. Dieser Ausgang ist zur Anpassung an die Verstärker mit  $50 \Omega$  abgeschlossen. Bei Messungen mit hohen Intensitäten oder nahe dem kritischen Strom bleibt der Detektor oft im normalleitenden Zustand. Dieser zeichnet sich durch eine von Null verschiedene Monitorspannung aus. Ist der Detektor supraleitend liegt die Monitorspannung bei 0 V. Liegt Normalleitung vor (Monitorspannung  $> 0$ ) sind keine Messungen mehr möglich. Deswegen wird immer auch zusätzlich zu der Zählrate die Monitorspannung ausgelesen. Die

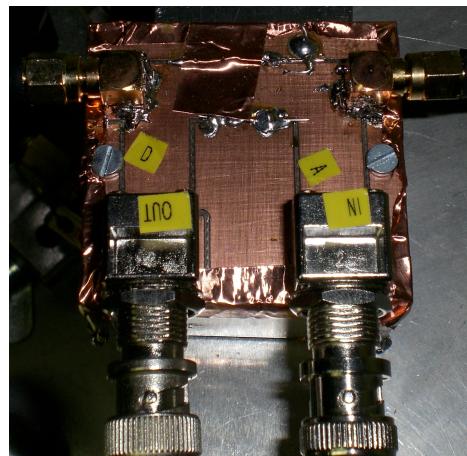


Abbildung 3.14: In der AG Nano-Optik hergestelltes Bias-Tee mit zusätzlicher Abschirmung durch Kupferfolie.

Messkarte stellt also zum Einen den Biasstrom bereit und liest zum Anderen die Monitorspannung ein. Die Steuerung der Messbox erfolgt über ein selbst

geschriebenes Lab-View-Programm. Zur besseren Vergleichbarkeit der Ergebnisse mit denen aus [San07] wurden baugleiche Modelle verwendet (siehe Tabelle 3.3.2).

Das PCB mit dem Detektor hat, ebenso wie die verwendeten Verstärker, eine Impedanz von  $50 \Omega$ . In [San07] wurde gezeigt, dass der kritische Strom ohne Dämpfer zwischen Verstärker und Zähler durch Rückreflexe der verstärkten Signale am Frequenzzähler reduziert ist. Diese Anpassung in Kombination mit der sorgfältigen Konstruktion des Bias-Tees macht die in [San07] beschriebenen Dämpfer zwischen Verstärker und SSPD überflüssig. Das Phänomen der Rückreflexe tritt in diesem Aufbau nicht auf. Das Bias-Tee ist in den Spezifikationen an die in [San07] angeglichen, es wurde derselbe Schaltplan verwendet. Allerdings wurde beim Design des hier verwendeten Bias-Tees, großer Wert auf die Vermeidung parasitärer Induktivitäten und Kapazitäten gelegt. Zur Abschirmung äußerer Störquellen wurde außerdem die Außenfläche um die Leiterbahn als HF-Schleife ausgelegt. Das führt zu weniger Störungen des Detektors und lässt höhere kritische Ströme und damit eine höhere Effizienz zu. Abbildung 3.15 zeigt den deutlichen Unterschied

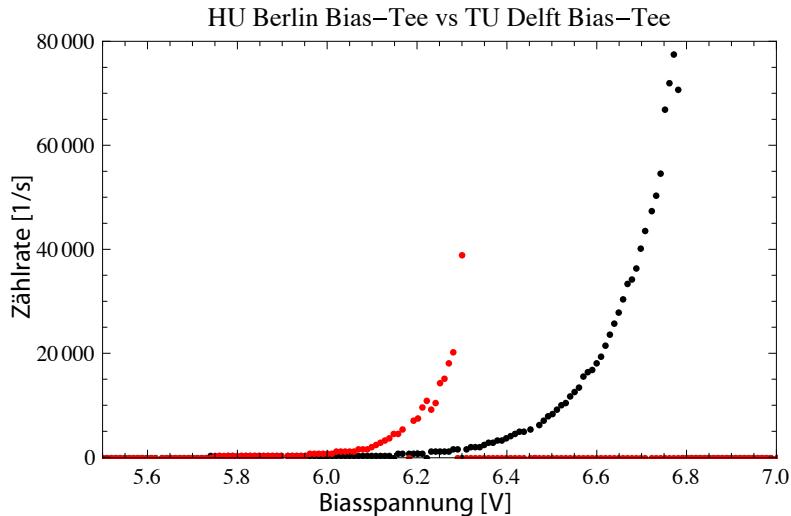


Abbildung 3.15: Dunkelzählrate eines SSPD gemessen mit einem in der Arbeitsgruppe hergestellten Bias-Tee (schwarze Punkte) und Dunkelzählrate des in [San07] verwendeten (rote Punkte). Das PCB-Layout des Delfter Modells führt zu Störungen, die die kritische Stromstärke reduzieren.

zwischen den beiden verschiedenen Bias-Tees. Das in der AG Nano-Optik hergestellte Bias-Tee erreicht einen 10% höheren kritischen Strom als das Modell der TU Delft. Um dieses Ergebnis zu erreichen, wurde zur besseren Abschirmung und Erdung Kupferfolie auf die Außenflächen geklebt. Der

BIAS-TEE PHOTONDETECTOR BIAS-T2

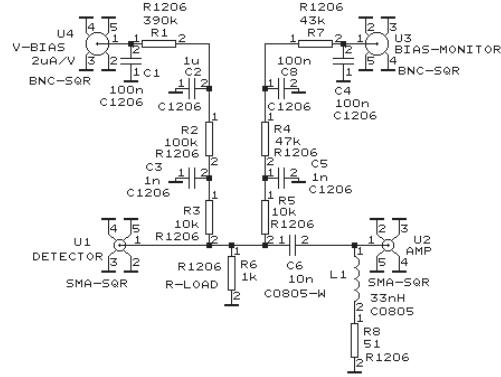


Abbildung 3.16: Schaltplan des verwendeten Bias-Tee.[San07]

Schaltplan des Bias-Tee kann Abbildung 3.16 entnommen werden. Die Messkarte (siehe Abbildung 3.12) kann Spannungen von  $\pm 10 \text{ V}$  erzeugen. Die kritischen Ströme von SSPDs liegen in einer Größenordnung von maximal  $20 \mu\text{A}$ . Um diese geringen Ströme mit einer guten Genauigkeit zu erreichen, hat die Bias-Leitung (Anschluss "IN" Abbildung 3.14) einen Widerstand von  $500 \text{ k}\Omega$ .

Wegen des geringeren Rauschfaktors ist der erste Verstärker hinter dem Bias-Tee immer der von der Firma Miteq. An den zweiten Verstärker werden nicht so hohe Ansprüche bezüglich des Rauschens gestellt. Wichtig ist hier auch die entstehende Impulsbreite. Kurze Signalbreiten sind zu bevorzugen, da sie höhere Zählraten ermöglichen. Die Wahl fiel daher auf die Kombination von zwei Miteq-JS2-01000200-10-10A Verstärkerkernen. Wie man in Abbildung 3.17 erkennen kann, erreicht diese Kombination eine Gesamtpulsbreite von 5 ns. Der Miteq-Verstärker in Reihe mit dem Mini-Circuits-Verstärker braucht ca. 8 ns für den Nulldurchgang. Allerdings verändern alle Verstärkerkombinationen die ursprüngliche Impulsform (siehe Abb. 2.9 und [Gol05]). Dadurch sind keine Untersuchungen, die die Signalform der SSPDs auswerten, möglich. Die in den Signalen enthaltenen Informationen wie Impulsdauer und -höhe wer-

Modell	Bandbreite	Verstärkung	Rauschfaktor
Miteq-JS2-01000200-10-10A	1-2 GHz	36dB	1dB
Mini Circuits - ZKL-2R5	10-2500 MHz	30dB	5dB

Tabelle 3.1: Übersicht über die verwendeten Verstärker, wichtig sind eine große Verstärkung und geringes Rauschen.

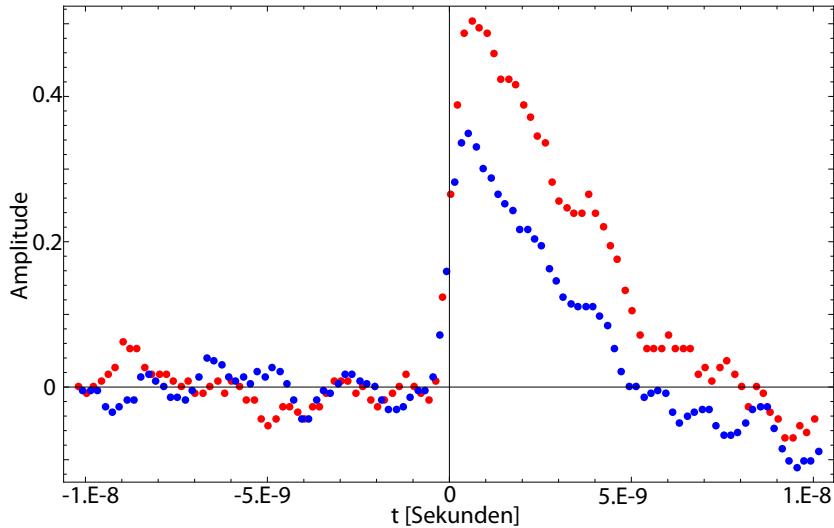


Abbildung 3.17: Gemessene Antwort der Verstärkerkombination Miteq-Miteq (blau) und Miteq-Minicircuits (rot), gemessen mit LECROY-WR6030A - Single-Shot-Oszilloskop

den durch die Elektronik verfälscht und sind deshalb in dieser Form nicht zu verwerten.

Die Messung der ausgelösten Zählereignisse erfolgt mit einem Frequenzzähler SR620 von Stanford Research Systems. Mit diesem Gerät können Zählraten bis 300 MHz gemessen werden. Mit einer Impulsdauer der an der TU Delft hergestellten SSPDs von 8,5 ns [San07] sind Zählraten von ungefähr 120 MHz erreichbar. Die Daten werden an einen Computer übertragen, der die Steuerung des Gerätes und die Auswertung der Daten übernimmt.

Die Kontrolle über die Funktionstüchtigkeit des elektrischen Aufbaus wurde mit einem Oszilloskop (LECROYWR6030A) durchgeführt. Das Oszilloskop hat eine Bandbreite von 350 MHz. Diese Geschwindigkeit reicht nicht aus, um die Pulsform detailliert aufzulösen. Aber eine Beurteilung, ob "echte" Pulse gemessen werden, ist ohne Probleme möglich. Damit war es eine große Hilfe bei Fehlersuche und Einstellung der Schwellspannung des Frequenzzählers (siehe auch Abbildung 3.17).

### 3.3.3 Optik

Um die Quanteneffizienz zu bestimmen, muss man neben den Photonen, die gezählt werden, auch bestimmen, wieviele Photonen auf den Chip gelangen

(siehe Abbildung 3.12 und Kapitel 2.6). Dazu wird das Licht der Quelle in einem festen Verhältnis mittels eines Strahlteilers aufgeteilt. Da aber die SSPDs typischerweise mit Energien kleiner als 1 nW bestrahlt werden, ist die direkte Energiemessung mit einem optischen Leistungsmesser unmöglich. Der verfügbare Leistungsmesser “Topfield TO” von Coherent kann Energien kleiner als 1 nW nicht messen. Wichtig ist es eine größere (mindestens 10 nW) Intensität auf dem Messkopf des Leistungsmessers zu erhalten, aber gleichzeitig eine möglichst geringe und dennoch berechenbare Intensität auf dem Detektor zu haben. Dieses Verhältnis wird erreicht, indem die Faser, die Strahlteiler und Detektor verbindet, durchtrennt wird. Die beiden entstandenen Enden werden dann in einem Faser-Splicer mit einem gewissen Versatz zusammengefügten. Dadurch entsteht eine konstante Dämpfung. Der Dämpfungsfaktor liegt im Bereich von einigen Tausend bis Zehntausend. Die Energie auf dem Detektor liegt typisch im Bereich von 0,05 bis 0,1 nW, das entspricht ungefähr  $10^8$  Photonen  $s^{-1}$ . Damit können die Intensitäten am Powermeter wesentlich größer als das Nachweisminimum von 1 nW sein, so dass mit guter Genauigkeit die Bestrahlungsstärke auf dem Detektor bestimmt werden kann. Diese Kopplungsstelle reagiert empfindlich auf Störungen von außen wie Druck- oder Zugänderung. Deshalb muss die Dämpfung vor jeder Messung neu bestimmt werden. Die gekoppelte Stelle wurde in einem Gehäuse befestigt, um die Faser vor mechanischer Belastung zu schützen. Dadurch ist die Kontinuität der Dämpfung während der Messung gesichert. Tabelle 3.2 gibt einen Überblick der verwendeten Geräte.

Gerät	Modell	Web-Link
Verstärker	Miteq - JS2-010000200-10A	<a href="http://www.miteq.com">www.miteq.com</a>
Verstärker	Mini Circuits - ZKL-2R5	<a href="http://www.minicircuits.com">www.minicircuits.com</a>
Photonenzähler	Stanford Research - SR620	<a href="http://www.thinksrs.com">www.thinksrs.com</a>
Oszilloskop	LeCroy - LECROYWR6020A	<a href="http://www.lecroy.com">www.lecroy.com</a>
Messkarte	Data Translation - DT302(01)	<a href="http://www.datatranslation.com">www.datatranslation.com</a>
Laser	Coherent - Mira 900-F	<a href="http://www.coherent.com">www.coherent.com</a>
Laser	No Name - Laser Pointer	n.a.

Tabelle 3.2: Übersicht über die verwendeten Geräte.

## Kapitel 4

# Untersuchungen an supraleitenden Einzelphotonendetektoren

Wichtige Betriebsparameter von Detektoren sind der kritische Biasstrom und die Dunkelzählrate. Diese geben Auskunft über die Qualität und quantitative Reproduzierbarkeit der Eigenschaften des Detektors. Die hier vorgelegten Messungen an den SSPDs betrafen daher den kritischen Strom und die Abhängigkeit der Dunkelzählrate vom Biasstrom. Weiterhin wurde die Systemeffizienz in Abhängigkeit von Biasstrom und Lichtwellenlänge untersucht. Außerdem wurden Messungen zur Energieauflösung von SSPDs und zur Charakterisierung von Einzelphotonenquellen durchgeführt.

### 4.1 Dunkelzählrate

Die Messungen der Dunkelzählrate wurden mit einem Photonenzähler SR620 von Stanford Research Systems durchgeführt. Abbildung 4.1 zeigt eine Messung der Dunkelzählrate am Detektor E10. Wie in Kapitel 2.5 beschrieben kann mit dem einfachen Modell  $Dunkelzaehlrate \propto \exp[-(1 - I/I_c)^2]$  eine quantitative Übereinstimmung von Experiment und Modell erreicht werden. Dieses einfache Modell kann verfeinert werden, indem man die in Kapitel 2.5 beschriebenen Einflüsse einarbeitet. Dabei handelt es sich um einen um Fluktuationen des Ordnungsparameters und um die Bewegung von ungebundenen magnetischen Flussschläuchen. Dies ist das Ziel zukünftiger Untersuchungen.

Bei den Messungen zum kritischen Strom traten deutliche Streuungen der Ergebnisse auf. Dabei zeigte sich, dass der kritische Strom und damit auch die maximale Dunkelzählrate sowohl bei Messungen an unterschiedlichen Tagen als auch bei Messungen die kurz nacheinander erfolgen, schwankt. In

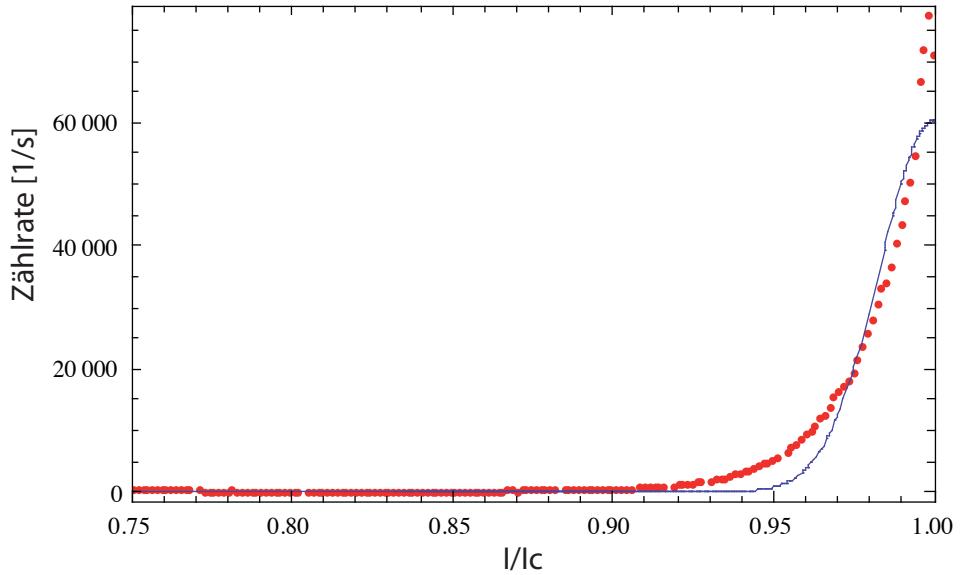
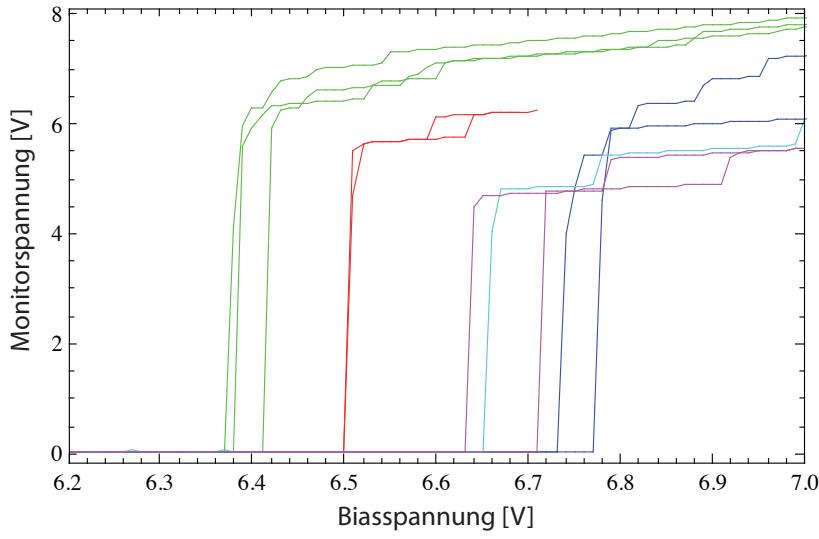
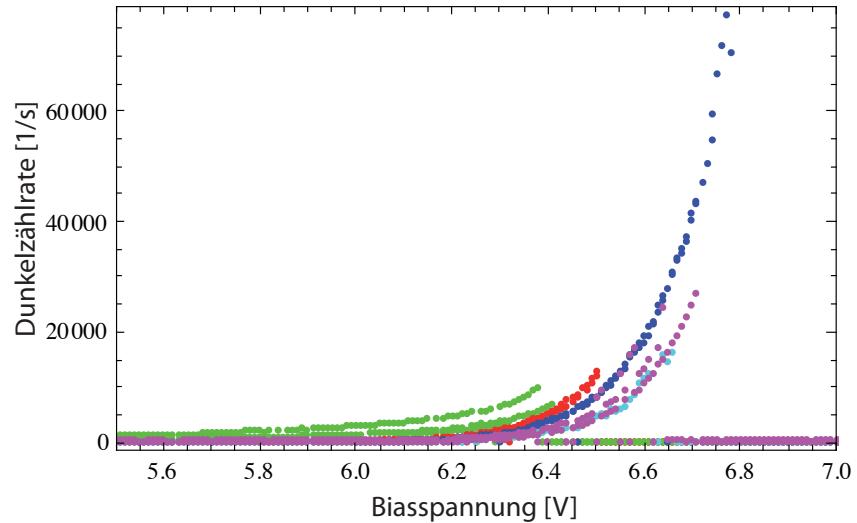


Abbildung 4.1: Messung der Dunkelzählrate (rote Punkte) mit dem Detektor E10, aufgetragen über den reduzierten Biasstrom  $I/I_c$ . Es zeigt sich deutlich ein exponentieller Anstieg der Dunkelzählrate in der Nähe des kritischen Stroms ( $I_c$ ). Ein Vergleich der experimentellen Dunkelzählrate mit dem einfachen  $Dunkelzaehlrate \propto \exp[-(1 - I/I_c)^2]$ -Modell (durchgezogene Linie) legt eine Verfeinerung des Modells nahe (siehe dazu Kapitel 2.5).

[Sem01] werden thermische Fluktuationen in der Mäander mit einer Größe von  $0,5\text{ K}$  bestimmt. Dies führt zu einer relativen Schwankung des kritischen Stroms um ca. 8 %. Um diesen Wert zu verifizieren, wurden in einem Zeitraum von 4 Wochen der kritische Strom und die zugehörige Dunkelzählrate bestimmt (siehe Abbildung 4.2). Die relative Schwankung betrug in diesem Versuch ca. 6,5 %. Dabei zeigte sich, dass ein höherer kritischer Strom auch eine höhere Dunkelzählrate erzeugt. Als Ursache kann angenommen werden, dass lokal begrenzte Temperaturfluktuationen auftreten. Führen sie zu einem reduzierten kritischen Strom, beschränkt sich dieser auf dieses Gebiet. Der Ursprung der Dunkelzählrate ist mit größerer Wahrscheinlichkeit dort zu suchen, weil andere Teile des Drahtes weniger nah an dem intrinsischen  $I_c$  sind. Auffällig ist außerdem, dass die Schwankungen nicht nur im Zeitraum mehrerer Tage oder nach dem Aufwärmen und anschließendem Abkühlen des Detektors auftreten. Auch Messungen im Abstand weniger Minuten zeigen mitunter deutliche Schwankungen. Das heißt, dass die lokale Fluktuation der Temperatur in der Mäander, zu Variationen des kritischen Stroms auch in Zeitskalen von Minuten führt. Dies ist experimentell aber nur dann ein Problem, wenn Messungen sehr nah am kritischen Strom durchgeführt wer-



(a)



(b)

Abbildung 4.2: Darstellung der Schwankung von kritischem Strom und der zugehörigen Dunkelzählrate. (a) Gemessene kritische Ströme mit Detektor R1. Gleiche Farben stehen für gleiche Messtage. Der Unterschied zwischen größtem und kleinstem kritischen Strom beträgt ca. 6,5 %. (b) Gemesse-ne Dunkelzählrate über den reduzierten kritischen Strom von Detektor R1 zu verschiedenen Zeiten und Tagen. Gleiche Farben in Abbildung (a) und (b) stehen für gleiche Messtage. An Tagen mit hohem kritischen Strom zeigt sich eine hohe Dunkelzählrate und umgekehrt (vgl. Tage 18.08.08 (grün) und 19.08.08 (blau)). Die diskreten Werte der Monitorspannung entstehen wahrscheinlich durch den Zusammenbruch der Supraleitung in weiteren Bereichen des Detektors.

den. Für ein stabiles, reproduzierbares Verhalten ist als Kompromiss also eine Messung etwas weiter vom kritischen Strom entfernt durchzuführen. Das führt natürlich zu einer etwas geringeren Quanteneffizienz als maximal möglich. Aus diesem Grund wird in der Literatur häufig die Effizienz bei 90 % des kritischen Stroms angegeben.

## 4.2 Quanteneffizienz

Die Effizienz ist eines der wichtigsten Kriterien bei Charakterisierung und Auswahl eines Detektors. Die Abhängigkeit der Quanteneffizienz von Faktoren wie Wellenlänge des Lichts und Biasstrom wurde in Kapitel 2.6 beschrieben und soll im Folgenden experimentell bestätigt werden.

### 4.2.1 Abhängigkeit der Quanteneffizienz vom Biasstrom

Ein einfallendes Photon muss, um ein Spannungssignal auszulösen, einen ausreichend großen Hot-Spot erzeugen. Die Hot-Spot-Ausdehnung hängt von der Energie des Photons ab, die benötigte Hot-Spot-Größe von Biasstrom und Drahtbreite (siehe Abbildung 2.7). Bei Beleuchtung mit monochromatischer Strahlung ist die Photonenergie konstant, ebenso wie die Drahtbreite. Bei einer Messung der Effizienzabhängigkeit vom Biasstrom sollte bei ausreichender Photonenergie die Effizienz mit dem Biasstrom ansteigen. Ab einem bestimmten Biasstrom, dem Roll-Off-Strom (siehe Abbildung 2.7), erzeugt jedes absorbierte Photon ein Spannungssignal. Man hat also einhundertprozentige intrinsische Effizienz erreicht. Eine weitere Erhöhung des Biasstrom erhöht einzig die Dunkelzählrate. Man spricht dabei vom sogenannten Hot-Spot-Plateau (z.B. [Sem05]). Abbildung 4.3 zeigt eine solche Messung mit dem selbst fasergekoppelten Detektor E10 bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 630 \text{ nm}$ . Dabei wurde in dieser Messung und den folgenden Messungen nicht die Quanteneffizienz bestimmt, sondern die Systemeffizienz. Die Systemeffizienz berechnet sich aus der Quanteneffizienz abzüglich aller Kopplungsverluste. Die Systemeffizienz ist von großer Bedeutung. So hat der Detektor E10 eine Quanteneffizienz von 18 %. Die Systemeffizienz lag bei den ersten durchgeführten Faserkopplungen in der Größenordnung von  $10^{-4} \%$  und beim letzten Versuch bei ca. 11 %. Für praktische Anwendungen ist die Systemeffizienz die herausragende Größe. Die Ursache des Hot-Spot-Plateaus liegt in der Tatsache begründet, dass bei entsprechendem Biasstrom nach Absorption eines Photons, der Strom um den normalleitenden Bereich drängt, dort die kritische Stromstärke überschreitet und die Supraleitung zusammenbricht. Der Beginn des Hot-Spot-Plateaus hängt also von zwei Variablen ab:

1. Der Photonenergie
2. Der Drahtbreite

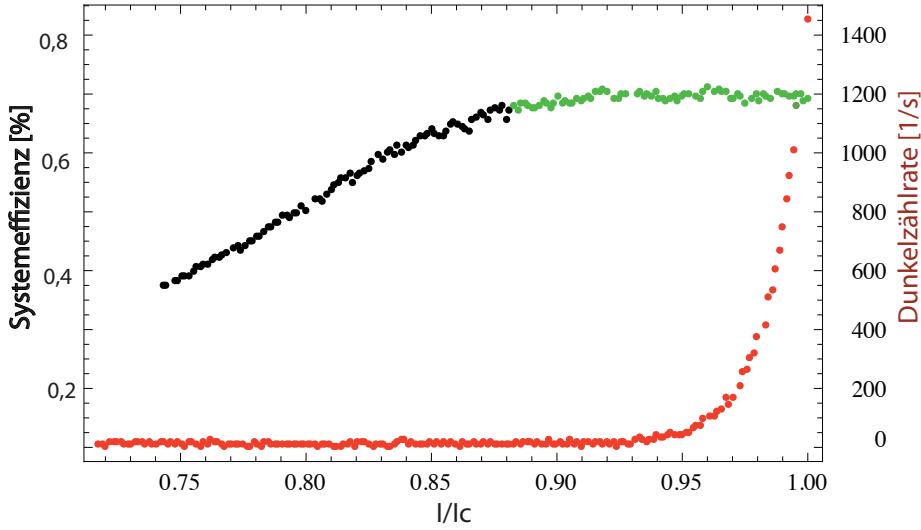


Abbildung 4.3: Auftragung der Systemeffizienz des fasergekoppelten Detektors E10 bei  $\lambda = 630 \text{ nm}$  und der Dunkelzählrate (rot) über den reduzierten Biasstrom. Ab ca.  $0,86 I_c$  zeigt sich das sogenannte Hot-Spot-Plateau (grün eingefärbt).

Die Drahtbreite beträgt bei den hier untersuchten Detektoren ca. 100 nm. Die Größe des normalleitenden Bereichs und dessen zeitliche Veränderung nach Absorption eines Photons, lässt sich nach Gleichung 2.18 berechnen. Abbildung 4.4 zeigt das Ergebnis dieser Berechnung. Während die Zeitskalen korrekt wiedergegeben werden erscheinen die simulierten Spotdurchmesser zu groß und sind relativen Einheiten angegeben. Das liegt mit Sicherheit an der Unkenntnis von Materialparametern wie Diffusionskonstante, Thermalisierungszeit der Elektronen, die sich von denen in [Sem01] unterscheiden können, die für die Simulation verwendet wurden.

Eine andere Möglichkeit den Spotdurchmesser zu bestimmen, ist die Auswertung des Hot-Spot-Plateaus. Einfache Überlegungen ergeben, dass sich die Hot-Spot-Größe aus dem Zusammenhang

$$D = (1 - I^*/I_c)w \quad (4.1)$$

ergibt, mit dem Hot-Spot-Durchmesser  $D$ , der Drahtbreite  $w$  und dem Strom  $I^*$  bei dem das Plateau beginnt, sowie dem kritischen Strom  $I_c$ . Beträgt der Biasstrom weniger als  $0.86 I_c = I^*$  [Daraus ergibt sich eine Hot-Spot-Größe von 14 nm bei einer Wellenlänge von 632 nm, siehe auch Abbildung 4.5] reicht die Absorption eines Photons allein nicht aus, um ein messbares Ereignis zu erzeugen.

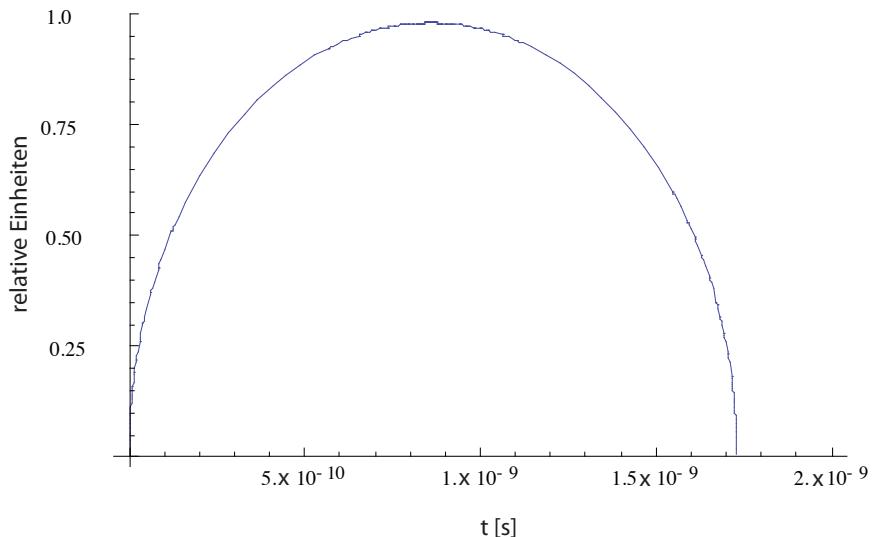


Abbildung 4.4: Simulierter Durchmesser des normalleitenden Spots zu verschiedenen Zeiten nach Absorption eines Photons, bei  $t = 0$ , mit einer Wellenlänge von 632 nm.

### Mehrphotonenereignisse

Wie in Abbildung 4.3 und 4.5 beobachtet werden kann, fällt die Zählrate nicht abrupt auf null bei Unterschreitung von  $I^*$ . Es tragen offensichtlich auch andere Wege zur Signalentstehung bei. So existieren, wie in Kapitel 2.5 beschrieben, noch Fluktuationen des Ordnungsparameters oder die erhöhte Wahrscheinlichkeit eines Dunkelzählereignisses nach Absorption eines Photons, die in Kombination mit dem entstandenen Hot-Spot die Supraleitung aufheben.

Eine andere Möglichkeit ist die gleichzeitige Absorption mehrerer Photonen. Messungen dazu wurden mit einem durchstimmbaren Laser - MIRA 900-F von Coherent - (Wellenlänge 710 nm) im gepulsten Betrieb mit einer Repetitionsrate von 82 MHz durchgeführt. Die Wahrscheinlichkeit eines Mehrphotonenereignisses  $P(n)$  hängt über den Zusammenhang in Gleichung 2.24 ( $P(n) \sim \frac{m^n}{n!}$ ) von der mittleren Photonenzahl  $m$  pro Laserpuls (kohärentes Feld) ab.

Die Messung der Anzahl gleichzeitig absorberter Photonen lässt demnach Rückschlüsse auf die mittlere Anzahl von Photonen pro Puls zu. Dadurch ist mit SSPDs eine Auflösung der Photonenzahl pro Puls möglich. Dieses Wissen ist von großer Bedeutung für Anwendungen in der experimentellen Quantenkommunikation und -kryptographie. Eine Messung der Anzahl

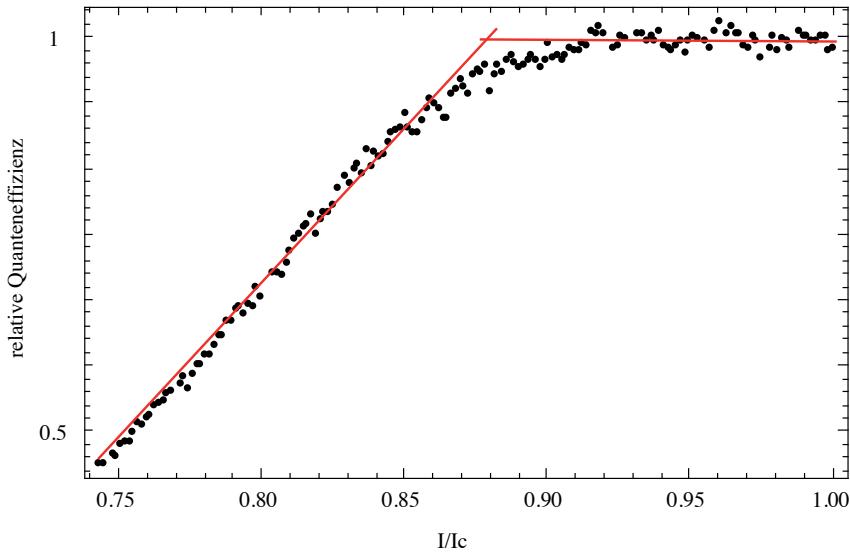


Abbildung 4.5: Aus dem Beginn des Hot-Spot-Plateaus bei ca.  $0.86 I_c$  (siehe rote Hilfslinien) ergibt sich nach Gleichung 4.1 ein Hot-Spot-Durchmesser von ca. 14 nm bei einer Photonwellenlänge von 632 nm.

der absorbierten Photonen zeigt Abbildung 4.6. Gleichung 4.1 gibt Auskunft über die Hot-Spot-Größe nach Absorption eines Photons. Sie kann aber auch die Hot-Spot-Größe angeben, die für einen beliebigen Biasstrom die Supraleitung aufhebt. Die folgende Tabelle stellt diese biasstromabhängige Hot-Spot-Größe (Durchmesser  $D^*$ ), der Hot-Spot-Größe  $D$ , abgelesen aus Abbildung 4.5, gegenüber:

red. Biasstrom	$D^*[nm]$ berechnet aus Gleichung 4.1	$D/D^*$
0,9	10	0,7
0,8	20	1,4
0,6	40	2,8
0,45	44	4
0,4	60	4,3

Tabelle 4.1: Gegenüberstellung des Durchmessers  $D^*$  der ein detektierbares Signal auslöst berechnet nach Gleichung 4.1 und des entstehenden Hot-Spots abgelesen aus Abbildung 4.5. Das Verhältnis  $D/D^*$  gibt Auskunft über die Anzahl der Photonen, die gleichzeitig absorbiert werden müssen um ein Spannungssignal auszulösen.

Das Verhältnis der Hot-Spots  $D/D^*$  gibt die Anzahl der Photonen an die

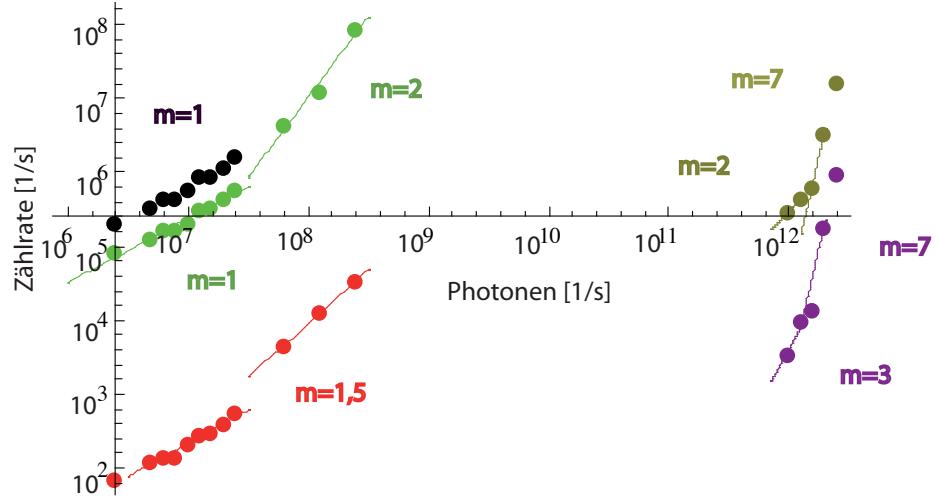


Abbildung 4.6: Anzahl der im Mittel detektierten Photonen pro Sekunde mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 710 \text{ nm}$ , für verschiedene reduzierte Biasströme:  $0,9 I_c$  (schwarz),  $0,8 I_c$  (grün),  $0,6 I_c$  (rot),  $0,45 I_c$  (ocker) und  $0,4 I_c$  (violett) über der Anzahl der Photonen. Für niedrigere Biasströme als  $I^* \approx 0,86 I_c$  werden Mehrphotonenereignisse zur dominierende Ursache für gezählte Ereignisse.

absorbiert werden müssen um einen Spannungsimpuls auszulösen (siehe Abbildung 4.6). Das bedeutet: Bei einem Biasstrom von  $0,8I_c$  müssen zwei Photonen absorbiert werden um ein Detektorsignal auszulösen. Mit sinkendem Biasstrom steigt dabei die Zahl der Photonen, die gleichzeitig absorbiert werden müssen. Auffällig ist, dass die Anzahl der theoretisch nötigen, gleichzeitig absorbierten Photonen, und denen die tatsächlich absorbiert werden mussten, für Ereignisse mit mehr als zwei Photonen gleichzeitig benötigen nicht mehr übereinstimmt. Dieses Verhalten lässt sich mit der Verteilung der Hot-Spots auf der Mäander erklären. Um ein Signal zu erzeugen, müssen die Hot-Spots dicht beieinander liegen. Die Wahrscheinlichkeit, dass zwei oder mehr Photonen dicht nebeneinander auf den Detektor treffen, fällt steil mit der Anzahl der notwendigen Photonen ab. Deswegen sind die Anstiege für  $0,45I_c$  und  $0,4I_c$  höhere, als die nach diesem sehr einfachen Modell errechneten.

Als weitere Konsequenz dieser Messung ergibt sich die Aussage, dass bei steigenden Photonenflüssen die Absorption von mehreren Photonen effizienter zu detektierbaren Signalen führt, als die Absorption eines Photons in Verbindung mit einem Dunkelzählereignis.

#### 4.2.2 Abhängigkeit der Systemeffizienz von der Wellenlänge

Die Nachweisbarkeit eines Photons wird spektral durch zwei Faktoren begrenzt. Für Photonen im ultravioletten Teil des Spektrums wird Niobiumnitrid (das Mandermaterial) ab einer bestimmten Wellenlänge transparent.

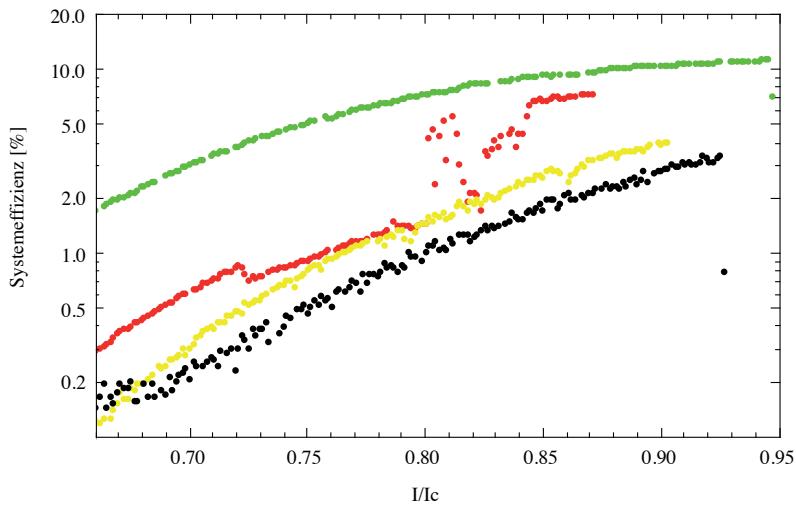


Abbildung 4.7: Messung der Systemeffizienz bei unterschiedlichen Biasstromen und Wellenlängen (grün: 630 nm, rot: 710 nm, gelb: 828 nm, schwarz: 901 nm).

Im Infraroten wird die Nachweisbarkeit dadurch begrenzt, dass das Photon ab ca.  $15 \mu m$  zu energiearm ist, um einen Hot-Spot zu erzeugen.

Abbildung 4.7 zeigt eine Messung der Wellenlängenabhängigkeit der Systemeffizienz im Bereich von 630 nm bis 901 nm. Die Messungen wurden mit einem Mira 900-F Laser von Coherent und einem Laserpointer (Wellenlänge 632 nm) durchgeführt. Abbildung 4.8 zeigt die bei den jeweiligen Wellenlängen gemessenen Maximeffizienzen. Abbildung 4.8 ist zu entnehmen, dass die Effizienz exponentiell mit der Wellenlänge des Lichts abnimmt. In [Ver02] wurde die Proportionalität der wellenlängenabhängigen Effizienz zu  $\propto e^{-k\lambda}$  bestimmt, mit  $k = 5 \mu m^{-1}$ . Aus den hier gewonnenen Messungen ergibt sich aus der Ausgleichsgeraden in Bild 4.8 die Konstante  $k$  zu  $k = 5,25 \mu m^{-1}$ . Das zeigt zum einen eine gute Übereinstimmung mit den in [Ver02] publizierten Resultaten, deutet aber zum Anderen daraufhin, dass die Kopplung wellenlängenunabhängig ist. Andernfalls wäre eine stärkere Dämpfung mit steigender Wellenlänge zu erwarten.

Messungen bei 1550 nm waren mit Detektor E10 nicht möglich. Dieser Detektor zeigte praktisch keine Effizienz bei dieser Wellenlänge. Dieses Verhalten

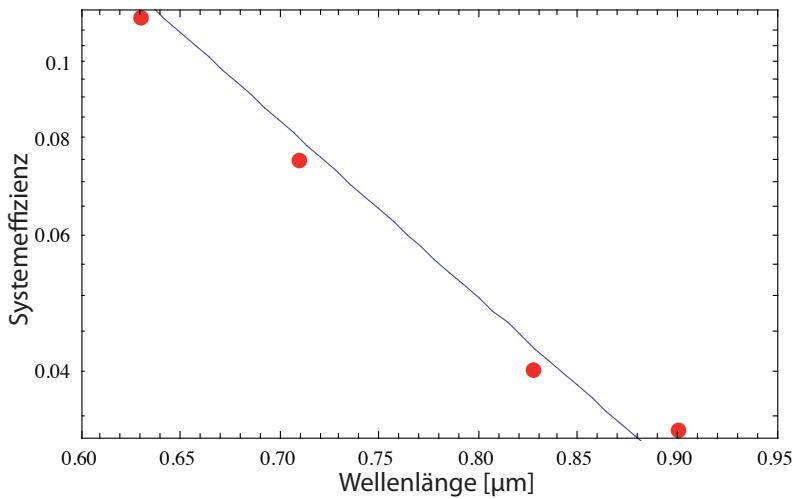


Abbildung 4.8: Auftragung der Systemeffizienz über der Wellenlänge. Es zeigt sich, dass die Effizienz sich  $\propto e^{-k\lambda}$  (mit  $k = 5, 25 \mu\text{m}^{-1}$ ) verhält.

ist nicht der Kopplung geschuldet, sondern der verwendeten Glasfaser. Detektor E10 wurde mit einer Faser des Typs 780HP von Thorlabs gekoppelt. Diese Faser zeigte jedoch verschwindende Transmission für 1550 nm Licht.

#### 4.2.3 Sensitivität von SSPDs

Die minimal nachweisbare Lichtleistung bei einer bestimmten Wellenlänge wird als NEP [ $\text{W}/\text{Hz}^{1/2}$ ] (engl. *Noise Equivalent Power*) angegeben. Die NEP berechnet sich nach [Kor04] über:

$$NEP = \frac{h\nu}{QE} \sqrt{2R} \quad (4.2)$$

mit  $h\nu$  der Photonenergie, der Quanteneffizienz  $QE$  und der Dunkelzählrate  $R$ .

Abbildung 4.9 zeigt eine Messung der NEP bei Wellenlängen zwischen 632 nm und 900 nm. Bei diesen Messungen zeigt sich eine Abnahme der NEP mit steigendem Biasstrom. Die Ursache liegt in der mit dem Biasstrom steigenden Quanteneffizienz. Nahe dem kritischen Strom  $I_c$  steigt die Dunkelzählrate wesentlich stärker an als die Quanteneffizienz und erhöht dadurch die NEP. Messungen sollten bei höchstmöglicher Sensitivität, das heisst bei der geringsten NEP, durchgeführt werden. Das beste mit Detektor E10 erreichte Rauschverhältnis beträgt  $2,87 \times 10^{-17} \text{ W}/\text{Hz}^{1/2}$  bei 632 nm. In [Kor04] wurden bei 560 nm Werte von  $2 \times 10^{-20} \text{ W}/\text{Hz}^{1/2}$  erreicht. Um bessere NEP-Werte zu erreichen, sind zum Einen Optimierungen an der Ausleseelektronik

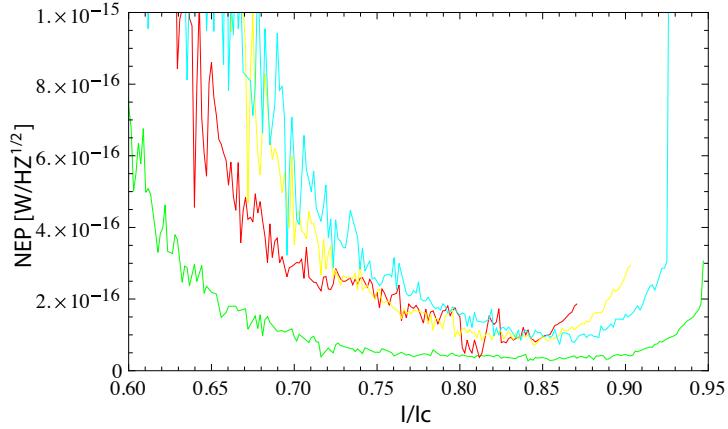


Abbildung 4.9: Das Verhältnis von Signal zu Rauschen eines supraleitenden Einzelphotonendetektors (E10), gemessen bei den Wellenlängen 632 nm (grün), 711 nm (rot), 828 nm (gelb) und 901 nm (türkis). Angegeben als  $NEP = \frac{h\nu}{QE} \sqrt{2R}$  und aufgetragen über den reduzierten Biasstrom. Messungen sollten in dem Bereich möglichst geringer NEP, das bedeutet höchstmöglicher Sensitivität, durchgeführt werden.

notwendig, und zum Anderen kann die Temperatur reduziert werden. Diese Maßnahme kann die NEP noch weiter um mehrere Größenordnungen reduzieren.

### 4.3 Nachweis einzelner Photonen - Antibunching

Die Messung in Abbildung 4.10 zeigt einen linearen Anstieg der Zählrate mit dem Photonenfluss. Nach Gleichung 2.24 deutet dieses Verhalten auf die Absorption einzelner Photonen hin. Somit besteht die Möglichkeit mit SSPDs auch nichtklassische Lichtquellen, zum Beispiel Einzelphotonenquellen, zu untersuchen. Echte Einzelphotonen lassen sich nicht durch Abschwächung herkömmlicher Lichtquellen, wie einer Glühlampe oder eines Lasers realisieren. Dieses Vorgehen reduziert zwar die Zahl der Photonen, aber nicht die Emissionsstatistik. Eine Unterscheidung dieser Statistik liefert die  $g^{(2)}$ -Funktion, auch *Intensitäts-Korrelations-Funktion* genannt:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle :I(t+\tau)I(t):\rangle}{\langle :I(t):\rangle\langle :I(t+\tau):\rangle} \quad (4.3)$$

Eine Übersicht über die Eigenschaften gibt z.B. [Lou07]. Eine Messung von  $g^{(2)}(\tau)$  liefert als Ergebnis, ob es sich um eine klassische oder quantenme-

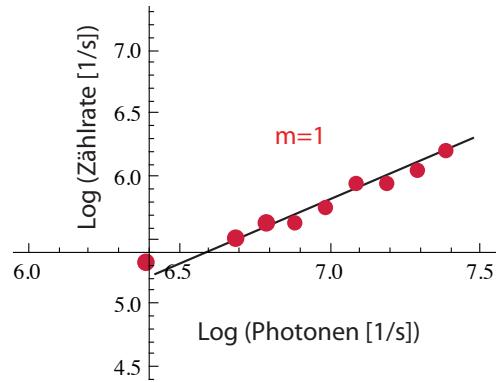


Abbildung 4.10: Linearer Anstieg der Zählrate mit dem Photonenfluss deutet auf Einzelphotonenabsorption hin, gemessen mit Detektor R1.

chanische Quelle handelt. Dabei gilt:

$$(1) \quad g^{(2)}(\tau) = 1 + e^{-\gamma\tau} \quad (4.4)$$

$$(2) \quad g^{(2)}(\tau) = 1 + e^{-\gamma^2\tau^2} \quad (4.5)$$

$$(3) \quad g^{(2)}(\tau) = 1 \quad (4.6)$$

für klasische Felder mit einem Lorentz-Spektrum (1), mit einem Gauß-Spektrum (2) und kohärente Felder (Laser) (3). Für klassische Felder gilt stets:  $g^{(2)}(\tau) \geq 1$ .

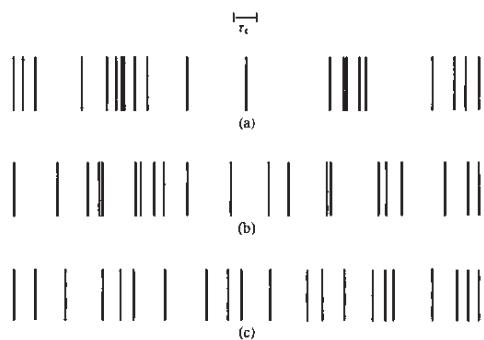


Abbildung 4.11: Photonenzahlverteilung für thermisches Licht (a), kohärentes Licht (b) und einer Einzelphotonenquelle (c). Deutlich sieht man, dass das Licht einer Einzelphotonenquelle kein “klumpen” (engl. *bunching*) zeigt. [Scu97]

Für Fockzustände, das heißt monochromatisches Licht mit genau n-Photonen

in einer Mode gilt hingegen:

$$(4) \quad g^{(2)}(0) = 1 - \frac{1}{n} < 1 \quad (4.7)$$

Während klassische Felder eine erhöhte Emissionswahrscheinlichkeit um  $\tau = 0$  zeigen (*bunching*) (siehe Abbildung 4.11), gilt für Einzelphotonenquellen das Gegenteil. Hier ist zur Zeit  $\tau = 0$  die Wahrscheinlichkeit, zwei oder mehr Photonen zu emittieren gleich 0 (*antibunching*). Die Messung der  $g^{(2)}$ -Funktion wurde mit dem in Abbildung 4.12 dargestellten Aufbau durchgeführt. Das Ergebnis einer Messung mit diesem Aufbau an einem Diamant-Defekt-Zentrum [Jel01] zeigt Abbildung 4.13. Ein einzelner Defekt-Zentrum ist ein einzelner Quantenemitter. Photonen können von einem solchen Emitter nur einzeln abgegeben werden. Einzelne Defektzentren stellen deshalb stabile Einzelphotonenemitter bei Raumtemperatur dar. Darin sieht man

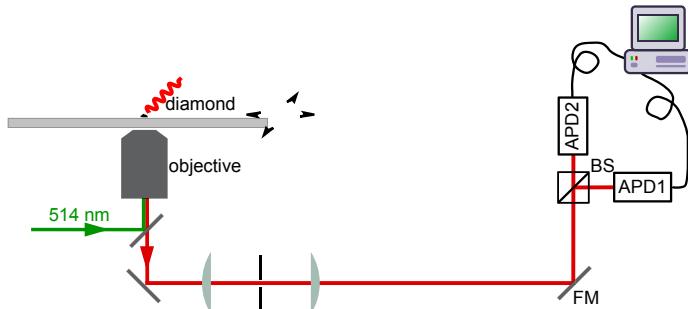


Abbildung 4.12: Aufbau zur Messung der  $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion

deutlich, dass zur Zeit  $\tau = 0$  die Zählrate auf einen Wert kleiner als 1 fällt. Wird in diesem Bereich um  $\tau = 0$  der Wert von 0,5 unterschritten, so kann man nach Gleichung 4.7 von einer Einzelphotonenquelle sprechen.

Bei Messungen im sichtbaren Bereich des Lichts finden Si-APDs wegen ihrer hohen Quanteneffizienzen Verwendung. Abbildung 4.13 zeigt eine Messung mit zwei APDs bei Emissionsswellenlängen im Bereich von ca. 630 nm bis 750 nm [Jel01]. Der Vorteil von APDs liegt in den hohen Effizienzen von bis zu 50% bei sichtbarem Licht [Had07]. Die Nachteile bei Messungen mit APDs sind jedoch nicht unerheblich. Messungen an (Einzelphotonen-) Quellen mit einer Wellenlänge von 1550 nm sind mit Si-APDs nicht möglich oder zeigen nur sehr geringe Effizienzen [Zin07]. Die maximalen Zählraten von InGaAs-APDs liegen im Bereich von ca. 1 MHz bei hohen Dunkelzählraten (100 kHz *ungated*).

SSPDs haben demgegenüber viele Vorteile wie extrem kleiner Jitter von  $\leq 20\text{ps}$  (APDs 550 ps [Had05]), Antwortzeiten von  $\leq 100\text{ps}$  [Ver02],

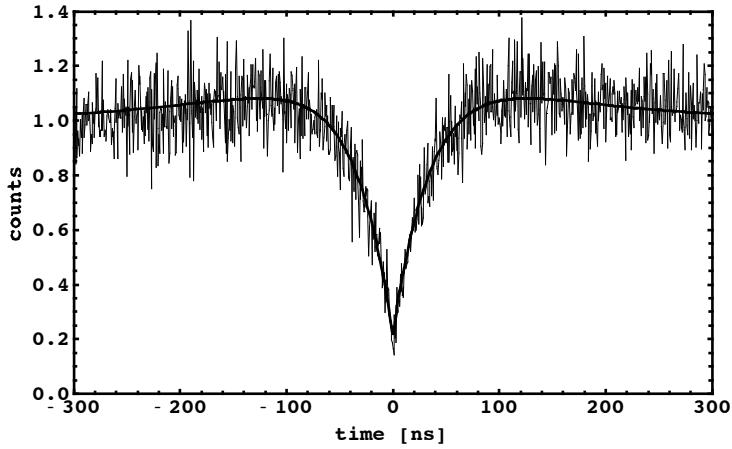


Abbildung 4.13: Messung der  $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion (Fit nach [Sch08]) mit zwei APDs an einem Defekt-Zentrum in einem Diamanten.

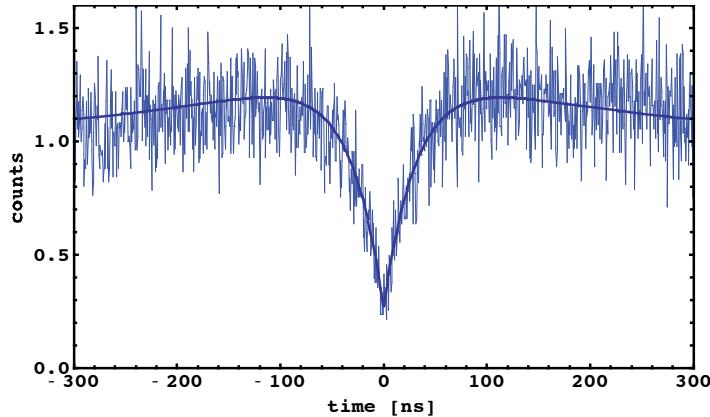


Abbildung 4.14: Messung der  $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion (Fit nach [Sch08]) mit einer APD und einem SSPD (E10) an einem Defekt-Zentrum in einem Diamanten.

hohe Zählraten von bis zu 1 GHz [Tar08, Col07] und Effizienzen von bis zu 57% bei 1550 nm [Ros06].

Nachteilig sind die bei typischen Messungen im sichtbaren Bereich geringeren Effizienzen von SSPDs im Vergleich mit APDs. Das liegt vor allem an hohen Kopplungsverlusten der Quelle in die Glasfaser zum SSPD. Die höhere mögliche Zählrate kann aber zu einer drastischen Verringerung der Messzeit führen [Had07].

Um echte Einzelphotonenabsorption mit einer SSPD zu zeigen, wurde die APD2 in Abbildung 4.12 durch einen fasergekoppelten SSPD (E10) ersetzt. Abbildung 4.14 zeigt das Ergebnis dieser Messung. Deutlich ist darin der

Einbruch der Zählraten um  $\tau = 0$  zu erkennen. Die  $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion nahm dabei zur Zeit  $\tau = 0$  einen Wert von ca.  $g^{(2)}(0) = 0,26$  an. In Abhängigkeit von der Quelle und der experimentellen Realisierung wurden schon Werte von  $g^{(2)}(\tau) = 0,081 \pm 0,038$  erreicht [Had07].

Die Vorteile der Verwendung von SSPDs (vor allem höhere zeitliche Auflösung) treten hier nicht zu Tage, da die Lebensdauer des Defektzentrums bei ungefähr 50 ns liegt. Dieser Wert ist wesentlich größer als die zeitliche Auflösung von SSPD und auch APD. Dennoch zeigt die Messung in Abbildung 4.14 die Einsatzmöglichkeit der in dieser Arbeit realisierten SSPDs für die Einzelphotonenmessung. Die Vorteile von SSPDs werden erst bei der geplanten Nutzung von Quantenpunkten (und zwei SSPDs) mit viel kleineren Lebensdauern zur Geltung kommen. Die Kombination von Quantenpunkten bei 1300 nm oder 1550 nm und SSPDs öffnet die Tür zu schneller Langstrecken-Quanten-Kommunikation [Had06].



## Kapitel 5

# Ausblick auf weiterführende Experimente und Entwicklungen

Supraleitende Einzelphotonendetektoren lassen Entwicklung vor Allem auf zwei Gebieten zu:

1. Die Verbesserung der Effizienz, der Geschwindigkeit und Ermöglichung einer Auflösung von Energie und Photonenzahl.
2. Nutzung von SSPDs in Anwendungen und Experimenten, die von den Vorteilen der Detektoren profitieren oder durch diese überhaupt erst möglich werden.

Zur Verbesserung der Effizienz sind neue Drahtstrukturen der Detektoren zu entwickeln. Nach [Ana08] steigt die Effizienz von SSPDs mit dem Füllfaktor an. Ein größerer Füllfaktor führt aber bei konstanter Detektorfläche zu einer Verringerung der Geschwindigkeit bedingt durch die Zunahme der kinetischen Induktion. Dem könnte man begegnen mit der Parallelschaltung kleinerer Strukturen. Diese reduzieren die kinetische Induktion und geben als Zusatzinformation eine Aussage über die Anzahl gleichzeitig absorbierter Photonen [Div07, Tar08]. Eine Kombination dieser Strukturen mit der Einbringung des Detektors in einen Resonator und die Auftragung einer Antireflexschicht [Ker06] kann zu bisher unerreichten Effizienzen und Geschwindigkeiten führen.

Die hohe Geschwindigkeit und zeitliche Auflösung in Verbindung mit hohen Effizienzen, machen die SSPDs insbesondere im Infraroten zum Detektor der Wahl zur Charakterisierung von Einzelphotonenquellen. Finden die oben vorgeschlagenen Änderungen an der Mäanderstruktur Anwendung, so sind auch “*Antibunching*”-Messungen mit nur einem Detektor möglich. Das würde zu einer wesentlichen Vereinfachung des experimentellen Aufbaus führen

und wegen der hohen möglichen Zählraten auch die Messdauer verringern.

Des Weiteren kann ein SSPD auch zur Messung der Lichtpolarisation benutzt werden. Nach [Ana08] hängt die Effizienz eines SSPD auch von der Photopolarisation ab. Dieses Verhalten kann, nach vorheriger Kalibration, auch zur Bestimmung der Photopolarisation genutzt werden.

Die mögliche Realisierung einer direkten Photonenzählauflösung, macht SSPDs

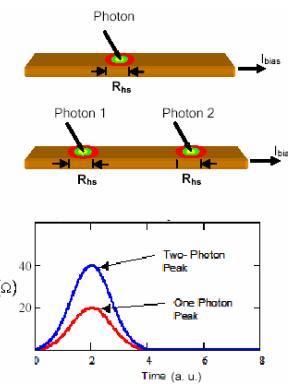


Abbildung 5.1: Modellierung des elektrischen Widerstands über der Zeit für die Absorption eines und zweier Photonen. Dadurch kann eine direkte Photonenzählauflösung realisiert werden.

zu vielversprechenden Kandidaten zur Anwendung in einer experimentellen Realisierung des in [KLM01] vorgeschlagenen Modells eines optischen Quantencomputers.

In einem Quantencomputer ist die Information in einem Quantenzustand kodiert [Zie00]. Doch quantenmechanische Zustände sind keine Observablen [Per95]. Daraus entsteht ein fundamentales Problem. Nachdem die Information in einen quantenmechanischen Zustand transformiert wurde, muss dieser Zustand zur Verarbeitung gemessen werden. Eine Übersicht über verschiedene Strategien und Ansätze gibt [Ber07]. Dabei sind Detektoren mit möglichst hoher Effizienz verbunden mit geringer Dunkelzählrate nötig. Nachdem in Kapitel 4.3 die Absorption nichtklassischen Lichts gezeigt wurde, sind SSPDs demnach prinzipiell geeignet Quantenzustände zu unterscheiden. In Kombination von hoher Effizienz und niedriger Dunkelzählrate der SSPDs kann in einem nächsten Schritt die Möglichkeit der Unterscheidung von Quantenzuständen experimentell gezeigt werden.

Die hohen Zählraten verbunden mit niedrigen Dunkelzählraten und die sehr hohe zeitliche Auflösung, machen SSPDs zu idealen Detektoren für die Lang-

streckenquantenkommunikation. Anwendungen auf diesem Gebiet profitieren sehr stark von diesen Eigenschaften. Ziel der angeregten Anstrengungen, sind Detektoren, die mit hoher Effizienz einzelne Photonen messen können. Zusätzlich kann dann möglicherweise, die “Farbe” des Lichts (die Photonenergie), die Anzahl der Photonen in einem Laserpuls (“die Helligkeit”) und die Polarisation innerhalb einer Messung bestimmt werden.

Damit könnte ein Detektor realisiert werden, der alle Informationen über beliebige Zustände des Lichts bereitstellen kann.



# Danksagung

Zuerst möchte ich mich bei Prof. Oliver Benson für die Ermöglichung und die gute Betreuung dieser Diplomarbeit bedanken. Er hatte stets Zeit für alle Fragen und Probleme.

Besonderer Dank gilt Gesine Steudle für ihre große Unterstützung. Ohne die Diskussionen mit ihr, ihrem Rat und Korrekturvorschlägen wäre diese Arbeit nicht in dieser Form möglich gewesen.

Besonderer Dank gilt auch Michael Barth, dessen kreative Ideen die Simulationen und den Aufbau oft entscheidende Schritte voran gebracht haben.

Die Lösung vieler technischen Probleme wäre sehr viel schwieriger gewesen ohne Klaus Palis, der immer mit Rat und Tat zur Seite stand.

Danken möchte ich Stefan Schietinger für die Unterstützung bei experimentellen Aufgabenstellung und seine Hingabe für themenfremde Problemstellungen, und dass er stets ein offenes Ohr für Fragen aller Art hatte.

Meinen Mit-DiplomandInnen Roland Ullmann, Lars Koch, Tais Gorkhover und Johannes Stingl gebührt Dank für die angenehme Büroatmosphäre und den regen menschlichen Austausch. Außerdem danke ich Roland und Lars auch für die geduldige Hilfe bei diversen LaTEX -Problemen.

Vielen Dank auch an Alexander Kuhlicke und Rico Henze für die gemeinsamen Anstrengungen zur körperlichen Ertüchtigung.



# Literaturverzeichnis

- [Ana08] V. Anant, A. Kerman, E. Dauler, J. Yang, *Optical properties of superconducting nanowire single-photon detectors*, Optics Express Vol.**16**, No. 14
- [BB84] C.H. Bennett and G. Brassard, *Quantum Cryptography: Public Key Distribution and Coin Tossing*, Proceedings of IEEE International Conference on Computers Systems and Signal Processing, Bangalore India, 175-179 (1984)
- [Ber07] J. A. Bergou, *Quantum state discrimination and selected applications* Journal of Physics: Conference Series **84** 012001 (2007)
- [Ber70,71] Z.L.Berezinskii, Zh.Eksp.Teor.Fiz. **59** 907 (1970); **61** 1144 (1971)
- [Che97] S. Cherednichenko et al., *Large bandwidth of NbN phonon cooled hot electron bolometer mixers on sapphire substrates*, Proc. 8th Int. Symp. On Space Terahertz Technology **245** (1997)
- [Col07] R. J Collins, R. H Hadfield, V Fernandez, S. W Nam, G. S Buller, *Low Timing Jitter Detector for Gigahertz Quantum Key Distribution*, eprint arXiv 2216 (2007)
- [Coo56] L. Cooper, *Bound Electron Pairs in a Degenerate Fermi Gas* Phys. Rev. **104** 1189 - 1190 (1956)
- [Dai95] 0.8 0.2 2 3 8.33 CP. Dai, B.C. Chakoumakos, G.F. Sun, K.W. Wong, Y. Xin, and D.F. Lu, *Synthesis and neutron powder diffraction study of the superconductor  $HgBa_2 Ca_2 Cu_3 O_8$  by Tl substitution*, Physica C **243** 201-206 (1995)
- [Div07] Aleksander Divochiy, Francesco Marsili, David Bitaud, Alessandro Gaggero, Roberto Leoni, Francesco Mattioli, Alexander Korneev, Vitaliy Seleznev, Nataliya Kaurova, Olga Minaeva, Gregory Goltsman, Konstantinos G Lagoudakis, Moushab Benkhaoul, Francis Levy, Andrea Fiore, *Superconducting nanowire photon number resolving detector at telecom wavelength*, eprint arXiv Vol. **0712** 3080 (2007)

- [Ein05] Albert Einstein, *Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt*, Annalen der Physik Band **17** S. 132 - 148 (1905)
- [Eng04] A. Engel, A. Semenov, H.-W. Hübers, K. Ilin, M. Siegel, *Dark counts of a superconducting single-photon detector*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A Vol. **520** 32 (2004)
- [Eng05] Andreas Engel, Alexei Semenov, Heinz-Wilhelm Hübers, Kostya Il'in, Michael Siegel, *Fluctuations and dark count rates in superconducting NbN single-photon detectors*, Physica Status Solidi (C) Vol. **2** 1668 (2001)
- [Ger81] Gershenzon, *Heating of quasiparticles in a superconducting film in the resistive state*, JETP Letters **34** 268 (1981)
- [GH47] F. Goos, H. Haenchen, Ann. Physik **1**, 333 (1947)
- [GH49] F. Goos and H. Lindberg-Haenchen, Ann. Physik **5**, 251 (1949)
- [GL50] L.D. Landau, V.L. Ginzburg, *On the theory of superconductivity*, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **20** (1950)
- [Gol01] G. N Gol'tsman, O Okunev, G Chulkova, A Lipatov, A Semenov, K Smirnov, B Voronov, A Dzardanov, C Williams, Roman Sobolewski, *Picosecond superconducting single-photon optical detector*, Applied Physics Letters Vol. **79**, 6 (2001)
- [Gol04] G Goltsman, A Korreev, V Izbenko, K Smirnov, P Kouminov, B Voronov, N Kaurova, A Verevkin, J Zhang, A Pearlman, W Slysz, R Sobolewski, *Nano-structured superconducting single-photon detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A vol. **520** 527 (2004)
- [Gol05] G. Gol'tsman, A. Korreev, I. Rubtsova, I. Milostnaya, *Ultrafast superconducting single-photon detectors for near-infrared-wavelength quantum ... phys. stat. sol. (c) 2, No. 5, 1480–1488* (2005)
- [Gor59] L.P. Gorkov, Sov. Phys. JETP **36** 1364 (1959)
- [Had05] R Hadfield, M Stevens, S Gruber, A Miller, *Single photon source characterization with a superconducting single photon detector*, Optics Express **270** 5570 (2005)
- [Had06] Robert H Hadfield, Jonathan L Habif, John Schlafer, Robert E Schwall, Sae Woo Nam, *Quantum key distribution at 1550 nm with twin superconducting single-photon detectors* Applied Physics Letters Vol. **89** 1129 (2006)

- [Had07] Robert H Hadfield, Martin J Stevens, Richard P Mirin, Sae Woo Nam, *Single-photon source characterization with twin infrared-sensitive superconducting single-photon detectors*, Journal of Applied Physics **101**, 103104 (2007)
- [Hah98] A. Hahna, S. Hofmanna, A. Krause and P. Seidel, *Tunneling results on gap anisotropy in niobium*, Physica C **296** 113-118 (1998)
- [HN07] Robert H Hadfield, Paul A Dalgarno, John A O'Connor, Euan Ramsay, Richard J Warburton, Eric J Gansen, Burm Baek, Martin J Stevens, Richard P Mirin, Sae Woo Nam, *Submicrometer photoresponse mapping of nanowire superconducting single-photon detectors*, Applied Physics Letters vol. **91** 1108 (2007)
- [Iba02] H. Ibach, H. Lüth, *Festkörperphysik*, ISBN 3-540-42738-4 Springer Lehrbuch Verlag 6. Auflage
- [Ili98] K. S Il'in, I. I Milostnaya, A. A Verevkin, G. N Gol'Tsman, E. M Gershenson, Roman Sobolewski, *Ultimate quantum efficiency of a superconducting hot-electron photodetector*, Applied Physics Letters **73** 3938 (1998)
- [Jel01] F. Jelezko, C. Tietz, A. Gruber, I. Popa, A. Nizovtsev, S. Kilin, and J. Wrachtrup, *Spectroscopy of Single N-V Centers in Diamond* Single Mol. **2** 4, 255-260 (2001)
- [Jos74] B. D. Josephson, *The discovery of tunnelling supercurrents*, Rev. Mod. Phys. **46(2)** 251-254 (1974)
- [Kad96] A. M. Kadin, M. W. Johnson, *Nonequilibrium photon-induced hotspot: A new mechanism for photodetection in ultrathin metallic films*, Appl. Phys. Lett. **69** 3938 (1996)
- [Ker06] A. Kerman, E. Dauler, W. Keicher, J. Yang, *Kinetic-inductance-limited reset time of superconducting nanowire photon counters*, Applied Physics Letters **88**, 111116 (2006)
- [Ker07] Andrew J Kerman, Eric A Dauler, Joel K. W Yang, Kristine M Rosfjord, Vikas Anant, Karl K Berggren, Gregory N Gol'Tsman, Boris M Voronov, *Constriction-limited detection efficiency of superconducting nanowire single-photon detectors*, Applied Physics Letters Vol. **90** 101110 (2007)
- [KLM01] E. Knill, R. Laflamme, G. J. Milburn, *A scheme for efficient quantum computation with linear optics*, Nature Vol. **409** (2001)
- [KM73] J.M. Kosterlitz D.J. Thouless, *Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems*, J.Phys.C **6** ,1181(1973)

- [Kop89] K. Kopitzki, *Einführung in die Festkörperphysik* ISBN 3-519-13083-1 B.G. Teubner Stuttgart
- [Kor04] A. Korneev, P. Kouminov, V. Matvienko, G. Chulkova, K. Smirnov, B. Voronov, G. Gol'tsman, M. Currie, W. Lo, K. Wilsher, J. Zhang, W. Slysz, A. Pearlman, A. Verevkin, R. Sobolewski, *Sensitivity and gigahertz counting performance of NbN superconducting single-photon detectors*, Applied Physics Letters Vol. **84** 26
- [Lan67] J. Langer, V. Ambegaokar, *Intrinsic Resistive Transition in Narrow Superconducting Channels*, Physical Review **164** 4197 (1967)
- [Lin00] M. Lindgren, M. Currie, A. Semenov, G. Gol'tsman, *Picosecond hot-electron energy relaxation in NbN superconducting photodetectors*, Appl. Phys. Lett. **76** 2752 (2000)
- [Lon35] M. v. Laue, F. London, H. London, *Zur Theorie der Supraleitung*, Zeitschrift für Physik A **96** 359 (1935)
- [Lou07] R. Loudon, *The Quantum Theory of Light*, Oxford University Press; Auflage: 3rd ed. 978-0198501763
- [Mei33] W. Meissner, R. Ochsenfeld Naturwissensch. **21** 787 (1933)
- [Nah95] M. Nahum, John M. Martinis, *Hot-electron microcalorimeters as high-resolution x-ray detectors*, Appl. Phys. Lett. Vol. **66** 3203 (1995)
- [Onn13] H. Onnes, *Investigations into the properties of substances at low temperatures, which have led, amongst other things, to the preparation of liquid helium*, Nobel Lecture
- [Per95] A. Peres *Quantum Theory: Concepts and Methods* (Amsterdam: Kluwer) (1995)
- [Ros06] Kristine M Rosfjord, Joel K. W Yang, Eric A Dauler, Andrew J Kerman, Vikas Anant, Boris M Voronov, Gregory N Gol'Tsman, Karl K Berggren, *Nanowire single-photon detector with an integrated optical cavity and anti-reflection coating*, Optics Express **14** pp. 527 (2006)
- [San07] S. Dorenbos, *Fabrication and characterization of superconducting detectors for single photon counting*, Master Arbeit
- [Scu97] M. Scully, M. Zubairy, *Quantum Optics*, Cambridge University Press (1997) ISBN-13: 978-0521435956
- [Sch75] V. A. Schklovski, *Heating of electrons as the cause of hysteresis of the critical current in the resistive state of superconductors*, sov. phys. solid state **17** 3076 (1975)

- [Sch08] Stefan Schietinger, Tim Schröder, Oliver Benson, *One-by-One Coupling of Single Defect Centers in Nanodiamonds to High-Q-Modes of an Optical Microresonator*, Nano Lett. akzeptiert (2008)
- [Sem95] A. Semenov, R. Nebosis, Y. Gousev, M. Heusinger, *Analysis of the nonequilibrium photoresponse of superconducting films to pulsed radiation by use of ...*, Phys. Rev. B **51** 1 (1995)
- [Sem01] A Semenov, G Gol'tsman, A Korneev, *Quantum detection by current carrying superconducting film*, Physica C **351** 349-356 (2001)
- [Sem05] A Semenov, A Engel, H.-W Hübers, K Il'in, M Siegel, *Spectral cut-off in the efficiency of the resistive state formation caused by absorption of a single-photon in current-carrying superconducting nano-strips*, The European Physical Journal B Vol. **47** 495 (2005)
- [Sem07] A. Semenov, P. Haas, K. Ilin, H. Hübers, M. Siegel, A. Engel, A. Smirnov, *Energy resolution and sensitivity of a superconducting quantum detector*, Physica C **460–462** 1491–1492 (2007)
- [Sem08] A. D. Semenov, P. Haas, B. Guenther, H.-W. Huebers, K. Il'in, M. Siegel, *Energy resolution of a superconducting nanowire single-photon detector*, J Low Temp Phys **151** 564–569 (2008)
- [Sly06] W Słysz, M WeGrzecki, J Bar, P Grabiec, M Górska, V Zwiller, C Latta, P Bohi, I Milostnaya, O Minaeva, A Antipov, O Okunev, A Korneev, K Smirnov, B Voronov, N Kaurova, G Gol'Tsman, A Pearlman, A Cross, I Komissarov, A Verevkin, Roman Sobolewski, *Fiber-coupled single-photon detectors based on NbN superconducting nanostructures for practical quantum cryptography and photon-correlation studies*, Appl. Phys. Lett. **88** 261113 (2006)
- [Stu83] M Stuivinga, C Ham, T Klapwijk, J Mooij, *Phase-slip centers in superconducting aluminum strips*, Journal of Low Temperature Physics, Vol **53** Nos 5/6 2558 (1983)
- [Tar08] M Tarkhov, J Claudon, J. Ph Poizat, A Korneev, A Divochiy, O Minaeva, V Seleznev, N Kaurova, B Voronov, A. V Semenov, G Gol'tsman, *Ultrafast reset time of superconducting single photon detectors*, Applied Physics Letters **92(24)** 241112 (2008)
- [Tes71] L. Testardi, *Destruction of Superconductivity by Laser Light*, Physical Review B Vol. **4** 7 2355 (1971)
- [Ver02] A. Verevkin, J. Zhang, Roman Sobolewski, A. Lipatov, O. Okunev, G. Chulkova, A. Korneev, K. Smirnov, G. N Gol'Tsman, A. Semenov, *Detection efficiency of large-active-area NbN single-photon super-*

*conducting detectors in the ultraviolet to near-infrared range*, Applied Physics Letters **80** 25 (2002)

- [Vin03] L. Ya Vinnikov, J Karpinski, S. M Kazakov, J Jun, J Anderegg, S. L Bud'Ko, P. C Canfield, *Bitter decoration of vortex structure in MgB<sub>2</sub> single crystals*, Physica C **385** 177 (2003)
- [Yan05] J. Yang, E. Dauler, A. Ferri, A. Pearlman, A. Verevkin, G. Gol'tsman, B. Voronov, R. Sobolewski, W. Keicher, K. Berggren, *Fabrication development for nanowire GHZ-counting rate single photon detectors*, IEEE Trans. on Appl. Supercond. **15** 626 (2005)
- [Zar08] Seyed Ali Sedigh Zyabari, and A. Zarifkar, *Simulation of Superconducting Nanowire Single-Photon Detector with Circuit Modeling*, Proceedings of World Academy of Science, Engineering and Technology Vol. **29** MAY 2008 ISSN 1307-6884
- [Zie00] Nielsen M A and Chuang *Quantum Computation and Information* (Cambridge: Cambridge University Press) (2000)
- [Zim66] J. E. Zimmermann, A. H. Silver, *Macroscopic Quantum Interference Effects through Superconducting Point Contacts*, Phys. Rev. **141** 367-375 (1966)
- [Zin07] C. Zinoni, B. Alloing, L. Li, F. Marsili, A. Fiore, *Single-photon experiments at telecommunication wavelengths using nanowire superconducting detectors*, Applied Physics Letters **91**, 031106 (2007)