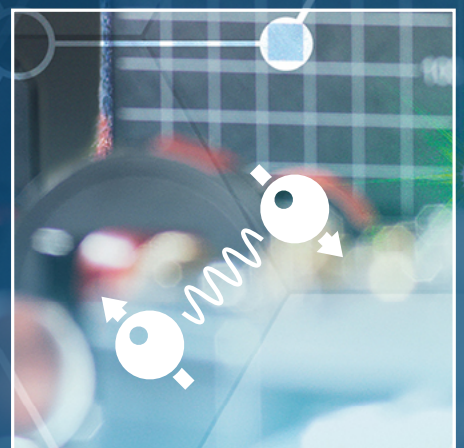
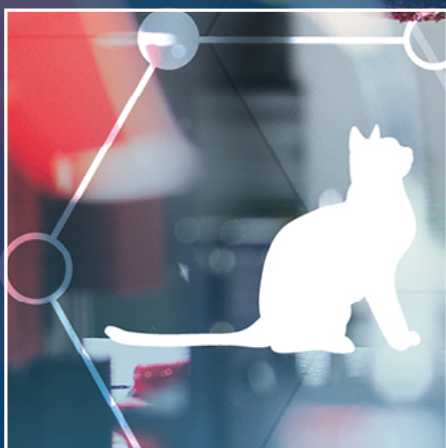
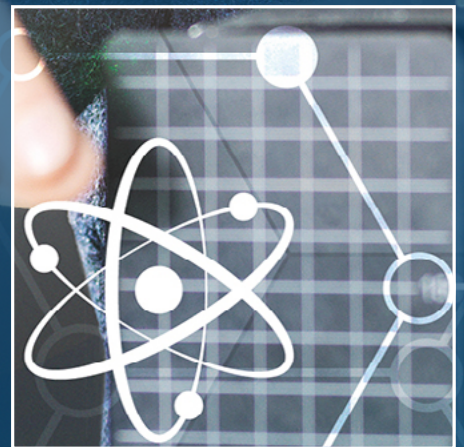
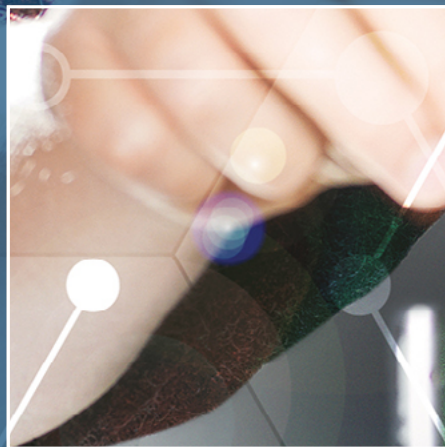


# Quantentechnologie mit Atomen und Photonen Teil II



# Inhalt

## Quantentechnologie mit Atomen und Photonen II

- Das neue Quantentechnologie-Kompetenzzentrum (QTZ) an der PTB ..... 3  
*Nicolas Spethmann*
  - Quantenlogik-Spektroskopie ..... 13  
*Piet O. Schmidt, Malte Niemann, Christian Ospelkaus*
  - Quantenvielteilchenphysik und Quantencomputer ..... 21  
*Tanja Mehlstäubler, Henning A. Fürst, Christian Ospelkaus*
  - Mikrostrukturierte Ionenfallen ..... 27  
*Tanja E. Mehlstäubler, André P. Kulosa, Amado Bautista-Salvador, Alexandre Didier, Christian Ospelkaus*
  - Einzelphotonenmetrologie ..... 39  
*Stefan Kück*
  - Ultrasensitive magnetometry using quantum-based sensor technology ..... 63  
*Lutz Trahms*
  - Quantenmetrologie mit Materiewellen ..... 69  
*Carsten Klempt, Ernst M. Rasel, Maike D. Lachmann*
- PTB-Innovationen
- Ausgesuchte Technologieangebote und Erfolgsgeschichten ..... 75



## Das neue Quantentechnologie-Kompetenzzentrum (QTZ) an der PTB

Nicolas Spethmann<sup>1</sup>

### Einführung

In den letzten Jahrzehnten hat das rasante Fortschreiten der technologischen Entwicklung zu atemberaubenden Durchbrüchen in der Quantenphysik geführt. Insbesondere die Kontrolle über einzelne Quantenobjekte und das Präparieren, Untersuchen und Manipulieren von wohldefinierten Quanteneffekten ist hierdurch in zunehmendem Maße ermöglicht worden. Diese Meilensteine der Quantenwissenschaften wurden unter anderem durch einige Nobelpreise gewürdigt. Exemplarisch seien hier die Laserkühlung (1997, Cohen-Tannoudji, Philips), der Frequenzkamm (2005, Hall, Hänsch und Glauber) und das Manipulieren einzelner Quantensysteme (2012, Haroche und Wineland) genannt.

Diese Entwicklung an der wissenschaftlichen Front bedeutet auch eine neue Qualität in der Entwicklung von Technologie. Der Übergang – von der Beschreibung und dem Verstehen von existierenden physikalischen Systemen mithilfe

der Quantenphysik hin zur gezielten Ausnutzung von maßgeschneiderten Quanteneffekten und der Kontrolle und Manipulation von einzelnen Quantenteilchen – wird häufig als „2. Quantenrevolution“ bezeichnet. Hierdurch werden neue, mit klassischen Methoden nicht zugängliche Bereiche erschlossen, verbunden mit einem hohen wirtschaftlichen Potenzial für neuartige Anwendungen. Zur Hebung dieses Potenzials ist die Überführung der Quantentechnologie (QT) aus dem Grundlagenforschungslabor in die kommerzielle und großskalige Nutzung notwendig. Diese Aufgabe soll durch das neue QTZ in Zusammenarbeit mit Partnern aus Industrie und Forschung unterstützt werden.

An der PTB sind Quantentechnologien im Rahmen der Grundbeauftragung ein großes und vielfältiges Themenfeld, das sowohl Fragen der Grundlagenforschung als auch industrielle Anwendungsfälle umfasst. Beide Aspekte sind Teil der gesetzlichen Beauftragung der PTB. Insbesondere in der Quantenmetrologie und bei Quantensensoren

<sup>1</sup> Dr. Nicolas Spethmann, Präsidialer Stab/Quantentechnologie-Kompetenzzentrum QTZ und QUEST | Institut an der PTB, E-Mail: [nicolas.spethmann@ptb.de](mailto:nicolas.spethmann@ptb.de), <https://orcid.org/0000-0002-8983-0873>

Abbildung 1.1: QT an der PTB



ist die PTB dabei eine weltweit führende Institution. Beispiele für diese Spitzenforschung sind hochgenaue Quantenstandards für elektrische Größen, empfindliche Sensoren für medizinische Anwendungen, mikrostrukturierte für Quantensimulation, Quantencomputer und Metrologie zur empfindlichen Messung von Magnetfeldern, Einzelphotonenquellen und -detektoren für die Quantenradiometrie und Quantenkryptografie sowie ultrastabile und genaue optische Uhren (Abbildung 1.1). Diese Bündelung von QT-Infrastruktur und -Expertise unter einem Dach, in Verbindung mit exzellenter Ausstattung und ausgezeichneten, sehr erfahrenen Wissenschaftlern zeichnet die PTB aus.

### Themenfelder der QT für die Wirtschaft

Mögliche Anwendungen der QT in der Wirtschaft der Zukunft decken einen weiten Bereich von Themenfeldern ab. Dabei sind die möglichen Anwendungen oft durch ein großes Potenzial für qualitativ und quantitativ neue Möglichkeiten gekennzeichnet, die zu disruptiven Entwicklungen in unserer Ökonomie und Gesellschaft führen können.

**Quantencomputer** bieten ein großes Potenzial, bestimmte Probleme in deutlich kürzerer Zeit zu lösen, als dies auf klassischen Computern möglich wäre. Die Auswirkungen reichen hier von einem ganz neuen Ansatz für Optimierungsprobleme bis zur Überwindung von klassischen Verschlüsselungsalgorithmen, mit entsprechend weitreichenden Konsequenzen. Allerdings sind bis zu einem einsatzfähigen und tatsächlich effektiv nutzbaren universellen Quantencomputer viele Fortschritte erforderlich, deren Erreichen noch nicht absehbar ist. An der PTB hat die Gruppe von Christian Ospelkaus eine auf einer patentierten Ionenfallentechnologie basierende, skalierbare Architektur entwickelt, die sich durch die Verwendung von Mikrowellen für Quantengatter im Gegensatz zu den üblichen Lasern auszeichnet (siehe [Quantenvielteilchenphysik und Quantencomputer](#) in diesem Heft).

Die **Quantensimulation** stellt demgegenüber durch den „Nachbau“ von spezifischen, oft komplexen Quantensystemen eine spezialisiertere Form zur Lösung von Problemen und der Untersuchung von Quantenphänomenen dar. Hier gibt es eine ganze Reihe an Realisierungen und eine klare Perspektive zur Weiterentwicklung, die die Quantensimulation als Brückentechnologie zwischen klassischen Supercomputern und universellen Quantencomputern interessant macht. An der PTB verfolgen die Gruppen von Tanja Mehlstäubler und Christian Ospelkaus Quantensimulationen basierend auf Ionen, ermöglicht durch die an der PTB entwickelte Ionenfallentechnologie (siehe [Mikrostrukturierte Ionenfallen](#) in diesem Heft).

Ein Bereich, für den bereits diverse Prototypen und erste Produkte existieren, ist die **Quantenkommunikation und -verschlüsselung**. Die Quantenkryptografie nutzt die grundlegende Eigenschaft der Quantenphysik, dass jede Beobachtung ein geeignet präpariertes Quantensystem messbar stört. Hierdurch wird es möglich, das Abhören eines Kommunikationskanals eindeutig feststellbar und diesen damit abhörsicher zu machen. Dies stellt einen Paradigmenwechsel im Vergleich zur aktuellen Technologie dar, die zumindest prinzipiell das Entschlüsseln von Kommunikation erlaubt, gegebenenfalls auch von gespeicherter Kommunikation in der Zukunft. Für die Quantenkommunikation ist in vielen Fällen das Arbeiten mit einzelnen Photonen notwendig. Hierfür ist die entsprechende Metrologie zur Charakterisierung von Einzelphotonenquellen und -detektoren und allen weiteren Komponenten eines solchen Systems zwingend erforderlich, um eine nachweisbar „quantensichere“ Kommunikation zu gewährleisten. Hier bietet die PTB Expertise in der Einzelphotonenmetrologie (siehe [Einzelphotonenmetrologie](#) in diesem Heft).

**Quantensensoren** erlauben durch das gezielte Ausnutzen von Quanteneffekten und durch die typischerweise ausgezeichnete Kontrolle über das zugrundeliegende Quantensystem neue Anwendungen mit bisher nicht realisierbaren Möglichkeiten. Oft bieten diese Systeme die Perspektive für eine überlegene Sensitivität, die so nicht mit klassischen Systemen erreichbar wäre. Darüber hinaus sind in vielen Bereichen völlig neue und zu klassischen Techniken komplementäre Ansätze möglich, wie beispielsweise die relativistische Geodäsie mithilfe von Atomuhren (siehe [Quantenlogik-Spektroskopie](#) in diesem Heft), Atominterferometrie für die Inertialsensorik (siehe [Quantenmetrologie mit Materiewellen](#) in diesem Heft) und neue Möglichkeiten im Bereich der Quantenmagnetfeldsensoren in der Grundlagenforschung aber auch in der Medizintechnik (siehe [Ultrasensitive magnetometry using quantum-based sensor technology](#) in diesem Heft). Ein weiteres Beispiel sind quantengenaue, arbiträre Wellenformgeneratoren (siehe [PTB-Mitteilungen 3/2016](#)), die durch die universelle Rolle elektrischer Signale in Technik und Forschung sehr großes Potenzial haben.

Die zentrale Idee des im Aufbau befindlichen QTZ ist es, diese an der PTB breit aufgestellte und hervorragende QT-Expertise und -Infrastruktur aufzunehmen und externe Partner aus Industrie und Forschung zu unterstützen, diese in Anwendungen und kommerzielle Produkte weiterzuentwickeln. Dabei soll das QTZ als zentrale Anlaufstelle in Sachen QT für Industrie und Forschung dienen und mit dem Transfer in die QT-Anwendung die Spitzenforschung an der PTB um wichtige Aspekte ergänzen (siehe [Abbil-](#)



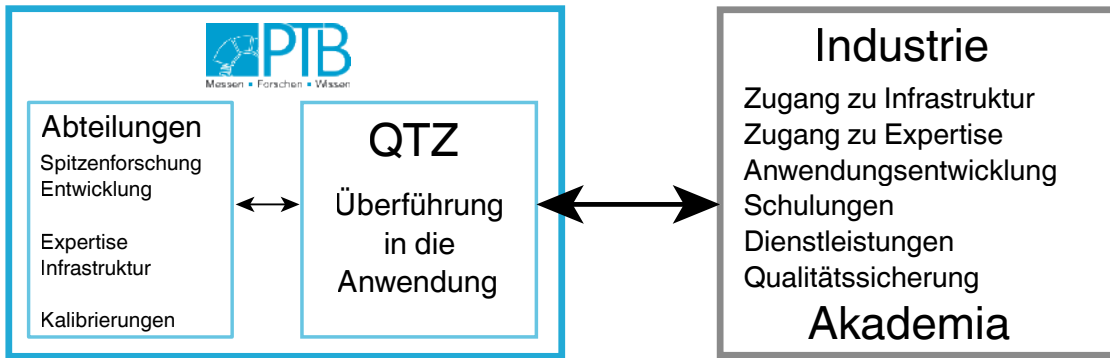


Abbildung 1.2: QTZ als zentrale Anlaufstelle für die QT an der PTB

Abbildung 1.2). Dies ermöglicht es, das Expertenwissen der PTB und Ihre Rolle als nationales Metrologieinstitut für die Ausschöpfung des Potenzials der Quantentechnologien effektiv zu nutzen, um optimalen gesellschaftlichen und ökonomischen Mehrwert zu erzeugen. Der Fokus des QTZ ist dabei die metrologische Begleitung, die wesentlich für alle Themen der QT ist.

### Konzept und Aktionsfelder des QTZ

Die vier Hauptaktionsfelder sind in **Abbildung 1.3** illustriert. Das QTZ soll die Entwicklung anwenderfreundlicher und robuster QT-Demonstratoren und -Komponenten fördern, Qualität in der QT durch Dienstleistung und Zertifizierungen sicherstellen und Anwenderplattformen bereitstellen, die externen Partnern aus Industrie und Wissenschaft zugänglich sind. Darüber hinaus wird das QTZ praktische Schulungen und Seminare für Quantentechnologie anbieten und Start-ups unterstützen. Ein weiterer wichtiger Aspekt ist die Vermittlung der Möglichkeiten und Grenzen der QT in der Öffentlichkeit.

**Robuste Komponenten und Technologien.** Das Ziel dieser Aktionsfelder ist es, die Entwicklung der QT von der Grundlagenforschung weiter in Richtung Anwendung zu treiben. Hierzu sollen vorhandene Apparaturen, die typischerweise eine enge Betreuung von Wissenschaftlern erfordern und sich auf einzelne Laboraufbauten unter sehr gut kontrollierten Bedingungen beschränken, transferiert werden in robuste und anwenderfreundliche QT-Komponenten und

„Geräte“, die auch von Nicht-Experten in weniger gut geschützten Umgebungen genutzt werden können. Damit soll der Einsatz von bereits in der PTB (und anderen Forschungsinstitutionen) etablierten QT-Komponenten (wie beispielsweise Spannungsnormalen, Quantenmagnetfeldsensoren, Frequenznormalen und weiteren) im Praxiseinsatz, z. B. in der rauerer Umgebung eines Industriebetriebes, ermöglicht werden. Dabei ist entscheidend, dass diese Entwicklung in Zusammenarbeit mit Partnern geschieht. Partner mit einem unternehmerischen Hintergrund werden benötigt, um die Entwicklung in eine ökonomisch nutzbare Richtung voranzutreiben. Dadurch wird eine Kombination der komplementären Expertise erreicht: Das QTZ trägt wissenschaftliches und technisches Fachwissen und Infrastruktur aus der Spitzenforschung bei, der Unternehmenspartner steuert beispielsweise Wissen über Systemintegration, Aspekte des Marktes, und effiziente und kosteneffektive Fertigung bei.

**Kalibrierungen und Dienstleistungen.** Eine wichtige Voraussetzung für die kommerzielle Nutzung sind verlässliche und vergleichbare QT-Komponenten und die Sicherstellung und Zertifizierung von Spezifikationen zur Qualitätssicherung. Hierfür sollen Kalibrierungen und entsprechende Dienstleistungen im Rahmen des QTZ angeboten werden. Als Beispiele seien hier Vergleiche von Uhren und Frequenznormalen im Bereich besser als  $10^{-15}$ , von Spannungsquellen besser als  $10^{-9}$ , sowie die verlässliche Charakterisierung von Ionenfallen für Metrologie und Quantencomputer genannt. In vielen Fällen gibt es



Abbildung 1.3: Hauptaktionsfelder des QTZ

aktuell weder in Deutschland noch darüber hinaus Institutionen, die diese Möglichkeiten anbieten. Die PTB kann hier zudem als unabhängiges, nationales Metrologieinstitut eine wichtige Vertrauensbasis für die QT schaffen. Im Rahmen dieser Aktivitäten können auch Standards für die QT erarbeitet werden, die eine wichtige Voraussetzung für zukünftige QT-Produkte im Markt darstellen. Erste Aktivitäten hierzu finden auf nationaler und europäischer Ebene statt. All diese Aspekte sind entscheidend, um eine nachhaltige und sinnvolle Entwicklung der QT für die Wirtschaft zu gewährleisten, realistische Abschätzungen zum Potenzial der QT zu ermöglichen und auch den teilweise überzogenen Erwartungen an die QT entgegenzustellen. Damit wird eine belastungsfähige Basis für den Weg der QT in den Markt geschaffen.

**Hands-on-Training, quantum education, quantum awareness und Unterstützung von Start-ups.** Für das Heben des wirtschaftlichen und gesellschaftlichen Potenzials der QT ist es entscheidend, die Menschen bei der Entfaltung der Möglichkeiten der QT mitzunehmen und bei der potenziell disruptiven Entwicklung einzubinden. Dies betrifft einerseits die breite Öffentlichkeit: Es ist wichtig, das Potenzial der QT zu vermitteln und möglichen Wahrnehmungen als „spukhaft“ oder „mysteriös“ entgegenzuwirken und stattdessen klarzumachen, dass die QT auf harter Wissenschaft und ausgezeichnet etablierter Technologie basiert. Auf der anderen Seite ist auch die Ausbildung an Schule und Universität und besonders in der Industrie entscheidend. Technische Infrastruktur und Apparaturen allein sind nicht ausreichend – nur wenn es eine ausreichend große und gut ausgebildete Menge an qualifiziertem Personal gibt, kann die Umsetzung in Anwendung und Nutzung der QT effektiv funktionieren.

Die QT besitzt dabei die besondere Herausforderung, dass mit der Quantenphysik ein sehr Grundlagen-nahes Gebiet mit ingenieurtechnischen Ansätzen verbunden werden muss, um verlässliche, ausentwickelte und auch von Nicht-Wissenschaftlern nutzbare Geräte und Komponenten zu realisieren. Eine Möglichkeit ist es, bei der studentischen Grundausbildung an Universitäten anzusetzen. So werden in jüngster Zeit an einigen Universitäten bereits Quantentechnologie-Studiengänge angeboten (Studiengang *Quantum Engineering* der Universität des Saarlandes, Graduiertenschule *Berlin School of Optical Sciences and Quantum Technology* (BOS.QT) in Berlin und weitere) oder entwickelt (im Rahmen des Exzellenzclusters *QuantumFrontiers* an der LUH und des TUBS). Allerdings sind die so ausgebildeten Fachkräfte erst in einigen Jahren verfügbar, sodass komplementär hierzu auch Angebote für die Weiterbildung von bereits im Berufsleben stehendem Personal erforderlich sind. So können

beispielsweise erfahrene Ingenieure, die bisher keine Berührungspunkte mit der Quantenphysik hatten, an die QT herangeführt werden. Hier setzt das QTZ an. Die in den Anwenderplattformen entstehenden QT-Demonstratoren können genutzt werden, um Training an bewährten und laufenden Apparaturen zu bieten. Die bereits an der PTB bestehenden Verbindungen zu wichtigen Akteuren aus der Industrie bieten einen ausgezeichneten Ausgangspunkt, um zeitnah und nach Bedarf eine *quantum work force* auszubilden.

Eine weitere gute Möglichkeit, das an der PTB vorhandene QT-Know-how in die Anwendung und den Markt zu bringen, besteht in der Anregung und Förderung von Unternehmensgründungen. Gerade für junge Unternehmen und Start-ups besteht eine große Hürde in die QT einzusteigen, da typischerweise komplexe und teure Apparaturen erforderlich sind, die riskante Investitionen erfordern. Hier können die QT-Demonstratoren des QTZ und die Erfahrung der PTB in der QT wertvolle Unterstützung liefern. Start-ups zeichnen sich durch ein hohes Maß an Agilität und Flexibilität aus. Hierzu gibt es im Technologietransfer der PTB langjährige Erfahrungen.

## Entstehende Infrastruktur und Anwenderplattformen im QTZ

Ein zentraler Bestandteil für die Verfolgung aller Ziele des QTZ sind die Anwenderplattformen – sie bilden wesentliche Kernkompetenzen der PTB in der QT ab und stellen entsprechende Apparaturen, Messplätze und Demonstratoren zur Verfügung. Der Schwerpunkt liegt, entsprechend der Ausrichtung der PTB, in der Quantenmetrologie und Quantensensorik. Beim Aufbau dieser Messplätze stehen Robustheit und Anwenderfreundlichkeit im Vordergrund, was sie von Aufbauten zur Grundlagenforschung an den Grenzen des technisch Umsetzbaren unterscheidet. Damit soll auch der Betrieb dieser Apparaturen durch Nicht-Experten ermöglicht werden. Diese so zur relativ unkomplizierten Nutzung ausgelegten Messplätze sollen, unterstützt von Personal und Infrastruktur der PTB, von externen Partnern genutzt werden können.

Büroräume (beispielsweise im neu entstehenden Lummer-Pringsheim-Bau) erlauben für diese Partner auch den längeren Aufenthalt am QTZ und die ausgiebige Nutzung der Anwenderplattformen. Das Ziel ist es hier, Partnern eigene Erfahrungen in der QT zu ermöglichen, ohne dass diese selbst die Infrastruktur aufbauen müssen, die gerade in der QT typischerweise sehr hohe Investitionen und Vorlaufzeiten verlangt. Fehlt der Kontakt und mangelnde Erfahrung mit den eingesetzten Techniken bzw. deren zeitaufwendiger Aufbau stellen eine weitere Herausforderung

rung für Unternehmen, insbesondere kleine und mittlere (KMU), dar. Gerade in einem potenziell sehr dynamischen und disruptiven Feld wie der QT kann dies ein großer und schwer aufzuholender Nachteil in der Konkurrenzfähigkeit sein, den das QTZ überbrücken helfen soll. Ein weiterer wichtiger Aspekt ist es, mögliche oder erwartete Vorteile der QT gegenüber klassischen Lösungen in der Praxis und unterstützt durch das QTZ testen und bewerten zu können.

Im Folgenden werden kurz die bisher im Rahmen des QTZ aufgenommenen Themen und im Aufbau befindlichen Anwenderplattformen und QT-Demonstratoren beschrieben und konkrete Beispiele für die Ansätze und Ziele oben gegeben. Die Anwenderplattformen können hier zu allen oben beschriebenen Aktivitäten (Pfeiler) beitragen und damit auf breiter Front zur Unterstützung der QT genutzt werden.

**Elektrische Quantenmetrologie.** Die PTB forscht und entwickelt seit vielen Jahren im Bereich elektrischer Quantennormale. Sie verfügt als weltweit einziges nationales Metrologieinstitut über vollständige Fertigungslinien für Supraleiter- und Halbleiter-Quantennormale sowie für elektrische Quantennormale aus Graphenschichten. Die heutige quantenbasierte elektrische Messtechnik deckt nur wenige elektrische Größen über enge Werte- und Frequenzbereiche ab und erfordert kostspielige Apparaturen, zu deren Bedienung ein tiefes Expertenwissen erforderlich ist. Die Industrie wird jedoch mittelfristig von den intrinsischen Vorteilen quantenbasierter elektrischer Messtechnik – hochgenaue Messungen rund um die Uhr ohne durch Rekalibrierung verursachte Ausfallzeiten – nur dann profitieren können, wenn die Betriebsbedingungen vereinfacht werden und die Bedienbarkeit durch Automatisierung erhöht wird. Das QTZ bietet die Möglichkeit, den Einsatz neuer Materialien zur Vereinfachung der Betriebsbedingungen elektrischer Quantennormale systematisch zu untersuchen und zu entwickeln. Ferner wird es das QTZ ermöglichen, die Entwicklung hochinte-

grierter elektrischer Quantenschaltungen dynamisch voranzutreiben und damit deren Größen-, Werte- und Frequenzbereiche zu erweitern sowie in enger Kooperation mit Industriepartnern die Bedienungsfreundlichkeit und die Automatisierung quantenbasierter elektrischer Messtechnik zu verbessern.

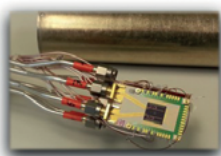
Für diese Zwecke werden aktuell drei Messplätze bzw. QT-Demonstratoren aufgebaut, die im QTZ verfügbar sein werden. Josephson-Tunnelkontakte können eingesetzt werden als Quantenspannungsnormale, also Spannungsreferenzen höchster Genauigkeit für fundamentale und angewandte metrologische Zwecke. Im QTZ wird hierfür der Messplatz „Quantenbasierte elektrische Wechselstrommesstechnik“ beruhend auf dem Einsatz solcher Josephson-Tunnelkontaktschaltungen eingerichtet und für die vorangehend genannten Zwecke kundenorientiert bereitgestellt. Ein weiterer auf Josephson-Kontakten basierender Messplatz (Josephson-Messplatz) bietet Anwendern in Industrie und Forschung die Möglichkeit, an rauscharmen quantenlimitierten Verstärkern und hochempfindlichen Detektoren für elektrische Signale zu arbeiten. Solche Bauelemente sind wichtig in Feldern wie beispielsweise ultrasensitiven Messungen, für Quantencomputer und Quantenkommunikation. Schließlich wird ein Messplatz „Widerstandsnormale“ aufgebaut mit dem Ziel der Ermöglichung von anwenderfreundlicher Quantenwiderstandsmetrologie unter erleichterten Bedingungen, abzielend auf späteren industriellen Einsatz (elektrische Quantenmetrologie *on the workshop floor*).

**Ionenfallen** stellen eine Schlüsseltechnologie für die QT dar. Auf Ihnen basieren aussichtsreiche Ansätze für Quantencomputer und -simulation, die das sehr hohe Maß an Isolation und Kontrolle über die Ionen als Qubits ausnutzen. Besonders in den USA verfolgen bereits einige Firmen die kommerzielle Realisierung eines einsatzfähigen universellen Quantencomputers mit großem Aufwand. Hier gibt es Initiativen sowohl von Start-ups wie

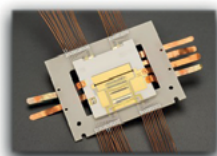
**Abbildung 1.4:** Am QTZ im Aufbau befindliche Infrastruktur und QT-Demonstratoren

## Im Aufbau befindliche QT-Infrastruktur

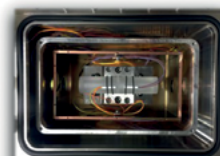
Elektrische QT



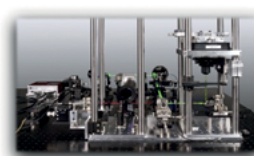
Ionenfallen



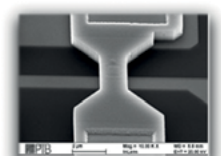
Optische Resonatoren



Einzelne Photonen



Magnetfeldsensoren



Robuste und anwenderfreundliche QT-Metrologie und quantum enabling technology



dem 2015 gegründeten IonQ, als auch Aktivitäten von großen und traditionsreichen Unternehmen wie Honeywell. In Europa ist diese Entwicklung erst in jüngster Zeit zu beobachten mit der jungen Firma *Alpine Quantum Technologies* (AQT) in Innsbruck, gegründet im Jahre 2018 von Rainer Blatt, Thomas Monz und Peter Zoller. Ebenfalls in Zusammenarbeit mit der Innsbruck-Gruppe arbeitet der Halbleiterhersteller Infineon an der industriellen Herstellung von Ionenfallen.

Weiterhin eignen sich Ionenfallen ausgezeichnet für die Frequenzmetrologie. Einerseits sind hier Frequenzstandards mit allerhöchster Präzision und neue Entwicklungen, wie die Multiionenuhr, möglich (siehe *Mikrostrukturierte Ionenfallen* in diesem Heft). Andererseits wurde diese Technologie erfolgreich an der PTB von einem Konsortium von Industriepartnern und Partnern aus der Forschung im Projekt *opticlock* in die erste nah-kommerzielle optische Atomuhr der Welt umgesetzt (siehe *opticlock*).

Diese Beispiele zeigen, dass Ionenfallen bereits heute in Anwendungen eingesetzt werden, die einer kommerziellen Nutzung sehr nahe sind. Hierbei werden viele verschiedene Ansätze und Techniken angewandt, die einen direkten Vergleich sehr schwierig machen. Weiterhin gibt es keine klaren Vorgaben, auf welchen Eigenschaften solch ein Vergleich aufbauen sollte, ganz zu schweigen von Standards und Normen für Ionenfallen. Für die Bereitstellung einer solchen Charakterisierungs- und Vergleichsmöglichkeit ist ein hohes Maß an Expertise und Infrastruktur wie auch eine unabhängige Stelle notwendig. Dies ist der Ansatzpunkt dieser Anwenderplattform im Rahmen des QTZ, die verlässliche Charakterisierung, Tests und Benchmarks von Ionenfallen als Service anbieten soll und sich dabei unter anderem die Techniken, Erfahrungen und Algorithmen, die seit Jahren an der PTB erfolgreich entwickelt werden, zunutze macht. Hierfür wird mit dieser Anwenderplattform eine Apparatur aufgebaut, die für das schnelle Austauschen von Ionenfallen und automatisierte, effiziente und dabei verlässliche Charakterisierungsmessungen optimiert ist. Über die oben geschilderten Aufgaben hinaus wird damit weiterhin ein „geschlossener Zyklus“ für die Ionenfallenentwicklung geschaffen: Anstatt Prototypen in Forschungsapparaturen so lange wie möglich zu nutzen, sobald sie einmal laufen (*never touch a running system*), soll hier die Möglichkeit genutzt werden, neue Entwicklungen und Methoden an Ionenfallen schnell zu testen, ohne den Forschungsbetrieb an laufenden Apparaturen zu stören. Dies soll es Wissenschaftlerinnen und Wissenschaftlern der PTB sowie den Industriepartnern ermöglichen, Ionenfallen gezielt und kontrolliert weiterzuentwickeln. Insgesamt wird damit eine in Deutschland und darüber hinaus

einzigartige Möglichkeit für die Entwicklung der Ionenfallentechnologie geschaffen, die einen großen Standortvorteil für die deutsche und europäische Industrie darstellt.

**Quantenmetrologie für Zeit und Frequenz und ultrastabile Laser.** Die PTB arbeitet weltweit führend an der Entwicklung von optischen Atomuhren und der dazugehörigen Peripherie, wie z. B. mikrostrukturierten Atomfallen, ultrastabilen Lasern und Glasfaserstrecken für Frequenzübertragung und transportablen optischen Uhren (siehe *PTB-Mitteilungen 03/2018 – QT mit Atomen und Photonen Vol I*). Darauf aufbauend wurden im Rahmen von Transferprojekten und dem BMBF-Quantentechnologie-Pilotprojekt „*opticlock – Einzelionenuhr für Anwender*“ bereits einzelne Komponenten wie auch ganze transportable Uhrensyste me zusammen mit deutschen KMU entwickelt. Die deutsche Industrie ist aktuell insbesondere im Bereich der QT-Schlüsselkomponenten (*quantum-enabling technologies*) aktiv, wie beispielsweise in der Entwicklung von Lasern und speziellen aktiven und passiven optischen Elementen (siehe *PTB-Mitteilungen 03/2018 – QT mit Atomen und Photonen Vol I*). Diese Komponenten bilden das Fundament für weite Bereiche der QT, und sind unersetzlich für präzise Messungen, Zeit- und Frequenzmetrologie, und zum Manipulieren von Quantenzuständen. Hier gibt es signifikanten Bedarf an Transfer von Systemkompetenz sowie messtechnischer Unterstützung, Validierung und Charakterisierung der Komponenten auf höchstem Niveau. Relevante Prozesse sind komplex und erfordern neben Expertenwissen eine aufwendige apparative Infrastruktur. Sie können von KMU daher nicht allein umgesetzt werden. Das QTZ versetzt die PTB in die Lage, zusammen mit der Industrie die Entwicklung von zeit- und frequenzbasierten Komponenten voranzutreiben und damit neue Anwendungen zu erschließen. Weiterhin werden Schlüsselkomponenten für Quantentechnologien weiterentwickelt im Hinblick auf Betriebsfestigkeit, Dauereinsatz und Nutzung durch unerfahrene Anwender, sowie die bestehende Messinfrastruktur und Charakterisierungsmöglichkeiten dieser Komponenten in Abstimmung mit der Industrie ausgebaut. Durch Validierung der Schlüsselkomponenten, Prototypen und kommerziellen Geräten durch die PTB wird die internationale Wettbewerbsfähigkeit der deutschen Industrie in diesem Bereich signifikant gestärkt.

**Quantenkommunikation, Quantenkryptografie und Quantenradiometrie.** Die PTB kalibriert Einzelphoton-Detektoren, beispielsweise *Single-Photon-Avalanche-Dioden* sowie supraleitende Nanodrahtdetektoren mit der weltweit kleinsten Messunsicherheit. Darüber hinaus entwickelt die PTB absolut charakterisierte Einzelphotonenquellen als neue Standardstrahlungsquellen für die

Radiometrie und die Quantenkommunikation. Für die flächendeckende Implementierung der Quantenkommunikation und Quantenkryptografie ist die genaue Charakterisierung der verwendeten Quellen, Detektoren und Übertragungskanäle eine unabdingbare Voraussetzung. Für die Verbreitung von industriellen Produkten in diesem Bereich ist daher eine Rückführung auf nationale Standards erforderlich. Das QTZ versetzt die PTB in die Lage, rückgeführte und damit zuverlässige Messungen auf den Gebieten der Quantenkommunikation, Quantenkryptografie und Quantenradiometrie für Hersteller und Nutzer anzubieten. Darüber hinaus ermöglicht es Anwendern, Komponenten für die Quantenkryptografie zu testen und den Umgang mit ihnen in den Betriebsalltag umzusetzen.

Damit wird das QTZ eine Weiterentwicklung der Metrologie in den Bereichen Quantenkommunikation, Quantenkryptografie und Quantenradiometrie ermöglichen, die zu einer besseren Charakterisierung der verwendeten Komponenten führen wird. Auch werden neue Einzelphotonenquellen als Standardquellen entwickelt werden, die die metrologischen Grundlagen für eine flächendeckende Implementierung der Quantenkommunikation ermöglichen wird. (siehe [Einzelphotonenmetrologie](#) in diesem Heft).

**Quantenmagnetometer.** Zwei Quantentechnologien, die sich bereits in der Anwendung befinden, sind supraleitende Quanteninterferometer (SQUID – *Superconducting Quantum Interference Device*) und optisch gepumpte Magnetometer (OPM) zur ultrasensitiven Magnetfeldmessung und der empfindlichen Messung aller physikalischen Größen, die sich in einen magnetischen Fluss wandeln lassen. So werden z. B. SQUID-Magnetometer schon seit Jahren erfolgreich dazu benutzt, die winzigen Magnetfelder zu messen, die von der neuronalen Aktivität des menschlichen Gehirns erzeugt werden (Magnetoenzephalografie, MEG). Weitere neue biomedizinische Analyse- und Diagnosemethoden werden unter Nutzung dieser Quantensensoren u. a. in der PTB vorangetrieben (s. a. [PTB-Mitteilungen 2/2020: Metrology in Medicine, p.15: „New Sensors for Biosignal Detection“](#)). In diesem Bereich kommt den quantenoptik-basierten OPMs eine besondere Bedeutung zu. Durch ihre deutlich kleinere Bauform ermöglichen sie die Messung von Biosignalen auf einem völlig neuen Niveau.).

Neben SQUID-Magnetometern werden in der PTB inzwischen auch SQUID-Stromsensoren für die Quantenradiometrie mit Einzelphotonendetektoren, aber auch für eine Vielzahl von Experimenten im Bereich der Grundlagenforschung entwickelt und Anwendern zugänglich gemacht. Die PTB verfügt in diesem Bereich über eine weltweit einzigartige Infrastruktur sowohl im Bereich

der Supraleiter-Dünnschichttechnologien als auch in Bezug auf die zur Verfügung stehende spezielle Messtechnik. Sie betreibt mit dem BMSR-2 (*Berlin Magnetically Shielded Room 2*) ein von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) gefördertes Gerätezentrum (2017–2020), um die quantenbasierte Magnetfeldmesstechnik für ultra-niedrige Magnetfelder externen Nutzern zugänglich zu machen.

Supraleitersensorentwicklungen wurden von der PTB bereits im Rahmen eines Technologietransfers in kleinem Umfang kommerzialisiert, um der Nachfrage an entsprechenden Bauelementen und kompletten Systemen zu entsprechen. Mit dem im Bau befindlichen Walther-Meißner-Bau auf dem PTB-Campus Berlin wird diese Infrastruktur weiter ausgebaut. Das QTZ wird einen entscheidenden Beitrag leisten, die Supraleitersensortechnologie konsequent einer breiteren, vor allem auch industriellen Nutzung, zuzuführen und KMU, die in diesem Bereich Produkte entwickeln, zu unterstützen. Eine Hürde ist hier, dass, anders als bei der Halbleitersensorik, die Standardisierung von technologischen Prozessen, elektronischen Parametern, Messverfahren, Kalibriervorschriften und anderem noch in den Kinderschuhen steckt. Das QTZ soll genutzt werden, um Anwendern und Firmen entsprechende Kenntnisse, Messvorschriften, Handling der Sensorik usw. zu vermitteln. KMU, die in diesem Feld tätig sind oder werden wollen, können sich eine sehr aufwendige Infrastruktur mit Fertigungstechnik in Reinräumen, magnetisch oder gegen hochfrequente Felder geschirmten Kabinen, Referenzsystemen, hochpräziser und sensitiver elektronischer Messtechnik zunächst nicht leisten. Für diese Firmen stellt das QTZ einen wertvollen Anlaufpunkt dar, um auf eine entsprechende Infrastruktur bei Bedarf zugreifen zu können und qualifizierte Beratung in Anspruch zu nehmen.

Für die praktische Nutzung ist es nicht entscheidend, einen Sensorchip mit Spitzenwerten sondern ein komplettes robustes und handhabbares Messsystem in die Hand zu bekommen. Deshalb müssen Kompetenzen aus den Bereichen Sensorelektronik, Kühltechnologien, elektromagnetischer Schirmungen und peripherer Messtechnik zusammengeführt werden. Diese Spezialkenntnisse werden im QTZ entwickelt, vorgehalten und vermittelt. (siehe [Ultrasensitive magnetometry using quantum-based sensor technology](#)).

**Neue Gebäude und Räumlichkeiten für das QTZ.** Als zentrale QT-Anlaufstelle und für die effektive Bündelung der QT an der PTB wird das QTZ sowohl in Braunschweig als auch in Berlin neue Räumlichkeiten beziehen. Insbesondere das Konzept der Anwenderplattformen für externe Nutzer stellt in dieser Form einen neuen Ansatz für die PTB dar, die sich auch in der Auslegung

des neuen Gebäudes in Braunschweig widerspiegelt. So werden bereits im Konzept Büroräume für externer Partner für die ausgedehnte Nutzung der QT-Infrastruktur und ein Schulungs- und Seminarraum vorgesehen. Die fehlende Infrastruktur im Bereich der Messtechnik und Metrologie ist heute in vielen Feldern der Quantentechnologien ein limitierender Faktor für den erfolgreichen Transfer der wissenschaftlichen Entwicklung in den industriellen Bereich. Diese Gebäude werden daher eine wichtige Säule zur Sicherstellung des Erfolgs der Quantentechnologien in Deutschland spielen. In Braunschweig wird der neue Lummer-Pringsheim-Bau (Abbildung 1.4) die meisten Messplätze der Anwenderplattformen in Braunschweig beherbergen, in Berlin werden entsprechende Räumlichkeiten im Walther-Meißner-Bau genutzt werden. Die Vereinigung der oben beschriebenen verschiedenen Themen der QT unter einem Dach soll weiterhin Synergien anregen. Bis zur Fertigstellung der Gebäude (2023 bzw. 2021) werden die neuen Anwenderplattformen zunächst in bestehenden Laboren aufgebaut. Bei Bedarf und wo es Vorteile bringt, werden auch weiterhin bestehende Labore und Räumlichkeiten der PTB mitgenutzt, und umgekehrt die Anwenderplattformen der PTB-Forschung zur Verfügung stehen.

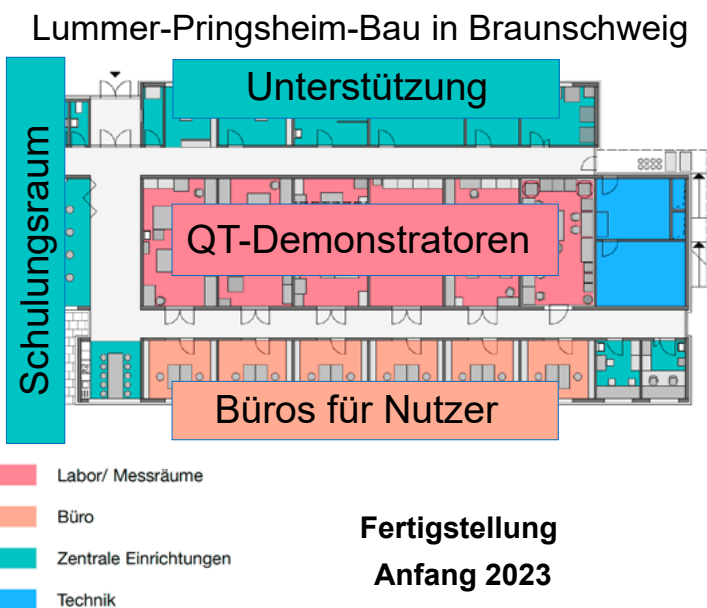
**Ausblick**

Der Fokus des QTZ liegt bei der Unterstützung der Industrie in der QT. Gleichzeitig ist es das Ziel, die Entwicklung des QTZ so zu betreiben, dass auch die Forschung an der PTB profitiert und ein nutzbringender Austausch zwischen Transfer in die Anwendung im QTZ auf der einen und Grundlagenforschung auf der anderen Seite

erreicht werden kann. So kann beispielsweise der „angewandte Teil“ der Forschung in der PTB durch das QTZ unterstützt werden und somit eine Entlastung bei der Grundlagenforschung erreicht werden. Auch bei Seminaren und Weiterbildungen kann das QTZ unterstützen, beispielsweise durch Organisation und durch die neu entstehenden Räumlichkeiten. Als zentrale Anlaufstelle unter anderem für die Öffentlichkeit kann das QTZ auch in diesem Aspekt unterstützend arbeiten. Ein weiterer Vorteil ist die Entwicklung von robusten, zuverlässigen und anwenderfreundlichen QT-Geräten und Komponenten, die später in der Forschung genutzt werden können und so helfen, mehr Zeit und Ressourcen auf wissenschaftliche (und nicht technische) Probleme verwenden zu können. Darüber hinaus trägt die Umsetzung von Ideen aus den Forschungslaboren in kommerzielle Produkte dazu bei, die eigene Forschung bekannter zu machen. Die im Rahmen des QTZ ermöglichten vertieften Verbindungen und Kooperationen mit Industriepartnern und akademischen Einrichtungen bieten schließlich insbesondere für jüngere PTB Mitarbeiter die Gelegenheit, sich mit potenziellen zukünftigen Arbeitgebern zu vernetzen und Erfahrungen in der Zusammenarbeit zu sammeln. Darüber hinaus können Ausgründungen helfen, um an der PTB entwickelte Technologien marktreif zu machen.

Das wirtschaftliche Potenzial der QT spiegelt sich in diversen nationalen und internationalen Programmen mit teilweise sehr großem Finanzvolumen wider, welche die Nutzbarmachung der QT anregen sollen. In den USA wurde 2018 der *Quantum Initiative Act* auf den Weg gebracht, Großbritannien läuft bereits seit 2014 das *UK Quantum Hub Program* und auf europäischer

Abbildung 1.5: Räumlichkeiten für das QTZ in Braunschweig und Berlin



Räumlichkeiten im Walther-Meißner-Bau in Berlin



Fertigstellung 2021



Ebene das *Quantum Flagship* (seit 2018). In Deutschland wurden 2017 drei Pilotprojekte im Rahmen der Qutega-Initiative gestartet. Eines dieser Projekte, die robuste und anwenderfreundliche optische Atomuhr für Anwender (opticlock), wird gerade an der PTB im Rahmen eines Konsortiums aus Industrie und Forschung realisiert. Weitere Akzente setzte 2018 das Regierungsprogramm im Rahmen der HighTech-Strategie 2025. Diese Programme zeigen die Erwartung, dass die QT in den kommenden Jahren eine dynamische und vor allen Dingen wirtschaftliche relevante Entwicklung nehmen wird. Verlässliche Metrologie auf höchstem Niveau ist dabei unabdingbar für eine solide Entwicklung der QT und gleichzeitig Voraussetzung für die Kommerzialisierung. Hier kann die PTB als nationales Metrologieinstitut die Basis schaffen für den Transfer der QT in den Markt. Das QTZ wird im Rahmen der in diesem Artikel beschriebenen Aktivitäten das Ziel verfolgen, diese Entwicklung zu unterstützen und eine verstärkende und unterstützende Rolle für die Industrie zu spielen. Durch die ausgezeichnete Ausgangslage der PTB in der QT und in Ihrer Rolle als unabhängige und überparteiliche Institution kann das QTZ hier einen großen Beitrag leisten.



# Quantenlogik-Spektroskopie

Piet O. Schmidt<sup>1</sup>, Malte Niemann<sup>2</sup>, Christian Ospelkaus<sup>3</sup>

## Einführung

Die Untersuchung von Atomen und Molekülen mit elektromagnetischer Strahlung hat eine jahrhundertealte Tradition. Anfängen von der Bestimmung von Elementen und Stoffverbindungen über Flammenfärbung über die Entdeckung von Spektrallinien im Spektrum der Sonne bis hin zu Atomuhren basierend auf Übergängen im Mikrowellen- oder sogar im optischen Spektralbereich hat die Spektroskopie eine wesentliche Rolle bei der Entwicklung unseres Verständnisses der Natur gespielt und tut dies auch heute noch. Hochgenaue optische Uhren mit mehr als 18 Stellen Genauigkeit sind die genauesten der Menschheit zur Verfügung stehenden Messgeräte [9] und werden in einigen Jahren die aktuelle Definition der Sekunde basierend auf einem Mikrowellenübergang in Caesium-Atomen im Einheitensystem ablösen. In der Ausgabe 03/2018 der PTB-Mitteilungen wurden Anwendungen solch hochgenauer Uhren zur Messung von Höhenunterschieden in der Geodäsie diskutiert. In derselben Ausgabe wurden auch andere Frequenzreferenzen, z. B. basierend auf Kernübergängen in einem speziellen Isotop von Thorium oder elektronischen Übergängen in hochgeladenen Ionen beschrieben, die sich besonders gut eignen, um unser Verständnis fundamentaler physikalischer Modelle zu testen. So wissen wir, dass unsere beste Beschreibung der Natur im Rahmen des sogenannten Standardmodells der Teilchenphysik mit seinen drei fundamentalen Wechselwirkungen (elektromagnetische, starke und schwache Kraft) zusammen mit Einsteins Relativitätstheorie (Gravitation) unvollständig sein muss. Zum einen sind die beiden Ansätze nach unserem aktuellen Wissensstand fundamental inkompatibel miteinander und führen z. B. bei dem Versuch mikroskopische quantenmechanische Effekte im Rahmen der Relativitätstheorie zu beschreiben zu größten mathematischen Schwierigkeiten.

Zum ändern wissen wir nicht, aus was dunkle Energie und dunkle Materie bestehen, deren Existenz durch kosmologische Beobachtungen als gesichert gilt. Noch wissen wir nicht, warum es uns überhaupt gibt, da wir den Überschuss an normaler Materie im Vergleich zur Antimaterie im Universum nicht erklären können. Neben der Suche nach weiteren Teilchen und Wechselwirkungen an großen Beschleunigern, wie z. B. dem *Large Hadron Collider* (LHC) am CERN, wird auch mittels hochgenauer Spektroskopie nach weiteren Ungereimtheiten und Effekten sogenannter „Neuer Physik“ gesucht [1].

Diese und viele weitere Anwendungen der Spektroskopie wurden erst durch die vollständige Kontrolle von einzelnen Atomen ermöglicht, manchmal auch als „2. Quantenrevolution“ bezeichnet. Um diese Kontrolle auszuüben, müssen die untersuchten Atome bestimmte Eigenschaften erfüllen, wie z. B. über einen schnellen Übergang zur Laserkühlung und Detektion besitzen. Das ist jedoch bei weitem nicht bei allen interessanten Spezies der Fall und schränkt die Auswahl an untersuchbaren Systemen dramatisch ein. So möchte man optische Uhren auf Übergängen in Atomen betreiben, die besonders unempfindlich auf äußere Störungen sind. Tests fundamentaler Physik möchte man z. B. mit Atomen, Molekülen oder sogar Antimaterie durchführen, die besonders empfindlich auf Effekte Neuer Physik sind. Ein universeller und sehr erfolgreicher Ansatz, die Kontrolle auf solche Systeme zu erweitern, ist die Quantenlogik-Spektroskopie. Die Konzepte und Ideen hierfür kommen aus einem scheinbar ganz anderen Fachgebiet der Physik: der Entwicklung von Quantencomputern und Quantensimulatoren basierend auf gefangenen Ionen, die ganz eigene spannende Anwendungen im Bereich der Quantentechnologie haben und in den Beiträgen [Quantenvielteilchenphysik und Quantencomputer](#) und [Mikrostrukturierte Ionenfallen](#) in diesem Heft beschrieben werden.

<sup>1</sup> Prof. Dr. Piet O. Schmidt, QUEST | Institut an der PTB, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, E-Mail: [piet.schmidt@quantummetrology.de](mailto:piet.schmidt@quantummetrology.de), <https://orcid.org/0000-0003-0773-5889>

<sup>2</sup> Dr. Malte Niemann, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, E-Mail: [malte.niemann@iqo.uni-hannover.de](mailto:malte.niemann@iqo.uni-hannover.de), <https://orcid.org/0000-0002-5267-8142>

<sup>3</sup> Prof. Dr. Christian Ospelkaus, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, QUEST | Institut an der PTB, E-Mail: [christian.ospelkaus@iqo.uni-hannover.de](mailto:christian.ospelkaus@iqo.uni-hannover.de), <https://orcid.org/0000-0002-4170-2936>



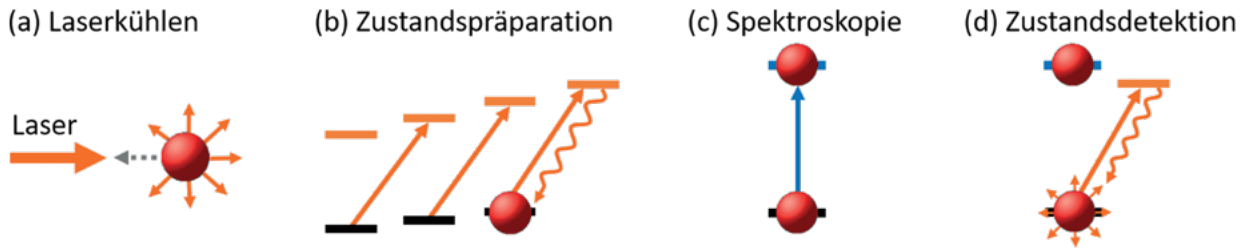


Abbildung 2.1:  
Ablauf einer  
Laserspektroskopie-  
Sequenz

Für dieses Gebiet wurden effiziente Kühl- und Nachweismethoden für gefangene Ionen – auch unterschiedlicher Spezies – entwickelt, sowie Techniken zur Kontrolle der Bewegung und der inneren (Spin-)Freiheitsgrade auf Quantenebene. Diese bilden die Grundlage der Quantenlogik-Spektroskopie mit gefangenen Ionen. In den folgenden Abschnitten werden grundlegende Techniken der optischen Spektroskopie mit Laseranregung beschrieben, in das Prinzip der Quantenlogik-Spektroskopie eingeführt, sowie konkrete Beispiele anhand der  $\text{Al}^+$ -Uhr, der Spektroskopie von Molekül-Ionen und (Anti-)Protonen diskutiert. Weiterhin werden Varianten der Technik in Form der Photonenrückstoß-Spektroskopie und der Detektion von kleinsten Kräften beschrieben. Wenn im Folgenden von „Atomen“ oder „Ionen“ die Rede ist, sind damit implizit auch andere geladene Quantenobjekte, wie Molekül-Ionen oder (Anti-)Protonen gemeint.

### Techniken der Laserspektroskopie

Spektroskopie höchster Auflösung wird typischerweise an gefangenen Atomen durchgeführt. Das hat zwei große Vorteile im Vergleich zur Spektroskopie an freien Atomen (z. B. in einem Strahl oder einer Fontäne): Die Atome können für sehr lange Zeiten (bis zu mehreren Sekunden) abgefragt werden und erfahren in geeigneten Fällen keinen frequenzverschiebenden Rückstoß aufgrund der Absorption und Emission von Photonen. Lange Abfragezeiten ermöglichen nach dem *Fourier-Limit* die Auflösung schmaler Linien, was die statistische Unsicherheit der Frequenzmessung verbessert und damit zu kürzeren Mittelungszeiten zum Erreichen einer bestimmten Frequenzauflösung führt. Die Absorption und Emission von Photonen führt in freien Atomen zu einem Rückstoß, der mit einer Frequenzverschiebung von typischerweise einigen 10 kHz einhergeht und nicht in allen Fällen genau berechnet werden kann. In Fällen, in denen die Oszillationsfrequenz der Atome größer ist als diese Rückstoßenergie, ist der Effekt stark unterdrückt, analog zum bekannten Mößbauer-Effekt. In diesem sogenannten Lamb-Dicke-Regime kann über die Frequenz des anregenden Lasers gesteuert werden, ob das Atom nur elektronisch angeregt oder zusätzlich seine

Bewegung geändert wird. Dies wird bei der Quantenlogik-Spektroskopie, wie im nächsten Abschnitt beschrieben, ausgenutzt.

Ionenfallen bestehen aus einer Anordnung von Elektroden, an die Gleich- und Wechselspannungen angelegt werden, um die geladenen Teilchen im freien Raum einzufangen (siehe auch Beitrag [Mikrostrukturierte Ionenfallen](#) in diesem Heft). Störende Stöße mit Hintergrundgasen werden vermieden, indem die Falle in eine Ultra-Hochvakuumapparatur eingebaut wird. Häufig werden die Teilchen über Photoionisation eines Neutralatomstrahls mittels eines Lasers im Fallenvolumen eingefangen. Danach besitzen sie eine Temperatur, die typischerweise einige hundert Kelvin über Raumtemperatur liegt.

Danach beginnt die Spektroskopie-Sequenz wie in [Abbildung 2.1](#) dargestellt. Zuerst wird das Atom mittels Laserkühlung auf weniger als ein Tausendstel Kelvin abgekühlt. Hierbei absorbiert das sich bewegende Atom Photonen aus einem Laser, deren Energie geringer ist als dem atomaren Übergang entspricht. Die fehlende Energie kommt über die Doppler-Verschiebung aus der Bewegungsenergie der Atome und reduziert diese ([Abbildung 2.1 \(a\)](#)). In einem weiteren Kühlschritt kann die kinetische Energie der Atome bis nahe an das quantenmechanisch mögliche Minimum reduziert werden. Danach muss der elektronische Ausgangszustand für die Spektroskopie präpariert werden, da Atome typischerweise mehrere interne Niveaus haben, die in externen Feldern leicht unterschiedliche Übergangsfrequenzen haben können. Meist wird auch hierfür ein Laserstrahl mit speziell gewählter Polarisation eingesetzt, der Übergänge in Richtung des Zielzustands treibt, gefolgt von spontaner Emission, die eine erneute Anregung weiter in Richtung des Zielzustands ermöglicht ([Abbildung 2.1 \(b\)](#)).

Für diese beiden Schritte wird ein Übergang benötigt, der es erlaubt Photonen mit einer Rate von mehreren Megahertz zu streuen, was einer Lebensdauer im angeregten Zustand von nur wenigen Nanosekunden entspricht, um das Kühlen und die Zustandspräparation möglichst schnell und effizient durchzuführen.

Nun ist das Atom bereit für den eigentlichen Spektroskopie-Schritt, bei dem mit einem Laserpuls versucht wird, das Atom in den angeregten Spektroskopie-Zustand zu bringen (s. [Abbildung 2.1](#)

(c). Hierbei ist der angeregte Zustand in der Präzisionsspektroskopie üblicherweise metastabil mit Zerfallszeiten von je nach Atom einigen Millisekunden bis hin zu Jahren. Hierbei ermöglichen lange Lebensdauern eine verbesserte Frequenzauflösung der atomaren Resonanz. Ob die Anregung gelungen ist, kann wiederum durch Bestrahlen des Atoms mit dem Kühllaser herausgefunden werden. Da sich der Uhren- und der Kühlübergang im diskutierten Beispiel den Grundzustand teilen, leuchtet das Ion auf, wenn es sich nach dem Anregungsversuch mit dem Spektroskopie-Laser noch im Grundzustand befindet, oder es leuchtet nicht, wenn es von diesem angeregt wurde (s. [Abbildung 2.1 \(d\)](#)). Diese Sequenz wird nun ständig wiederholt und eine Anregungswahrscheinlichkeit als Funktion der Laserfrequenz ermittelt. Diese kann dann z. B. dazu genutzt werden, die Frequenz des Laserlichts auf die Mitte der Resonanz des Übergangs zu stabilisieren, wie es in optischen Uhren der Fall ist [9].

Aus der Sequenz wird ersichtlich, dass neben dem Spektroskopie- auch ein schneller Übergang zum Kühlen und für die Zustandspräparation vorhanden sein muss. Für Atome, Moleküle, oder sogar (Anti-)Protonen, die keinen solchen Übergang besitzen, hilft die Quantenlogik-Spektroskopie weiter.

### Prinzip Quantenlogik-Spektroskopie

Bei der Quantenlogik-Spektroskopie wird zusätzlich zum Spektroskopie-Ion ein sogenanntes Logik- oder Kühl-Ion in der Falle gefangen. Letzteres verfügt über einen schnellen Kühlübergang und kann mit Laser- oder Mikrowellenstrahlung kontrolliert werden. Die beiden Ionen sitzen gemeinsam in einer Falle und sind aufgrund der starken elektrostatischen Abstoßung wenige Mikrometer voneinander getrennt. Diese starke Wechselwirkung zwischen den beiden Ionen führt dazu, dass sie sich nicht mehr unabhängig voneinander bewegen können. Man spricht von der Ausbildung von Normalmoden, wie sie z. B. auch bei zwei mit einer Feder gekoppelten Pendel auftritt. Wird das eine Ion in Bewegung versetzt, bewegt sich das andere

automatisch mit. Umgekehrt gilt natürlich dasselbe: Die Laserkühlung auf dem Logik-Ion kühlt die Normalmoden, sodass auch das Spektroskopie-Ion im selben Maße kinetische Energie verliert.

Quantenmechanisch ist die Bewegung der Ionen in jeder Normalmode quantisiert, sodass die Energie nur in Sprüngen geändert werden kann, die der Oszillationsfrequenz multipliziert mit dem Planck'schen Wirkungsquantum entsprechen. Durch Laserstrahlung können nun Übergänge nicht nur zwischen elektronischen Zuständen (sogenannte Träger-Übergänge), sondern auch gleichzeitig Zuständen der Bewegung (sogenannte Seitenband-Übergänge) angeregt werden [20]. Dies funktioniert nicht nur mit Laserstrahlung, sondern auch mit Mikrowellenstrahlung. Allerdings benötigt man hier aufgrund der Wellenlängen im Bereich von Dezimetern (im Vergleich zu den hundert von Nanometern für Laserstrahlung) eine starke lokale Änderung des Feldes um ausreichend Kraft für eine Bewegungsänderung ausüben zu können [11]. Durch Anregung von Seitenbändern, die die Energie der Mode um jeweils ein Quant verringern, kann so der Bewegungsgrundzustand erreicht werden. Die Präparation eines Spektroskopie- zusammen mit einem Kühl-Ion im Bewegungsgrundzustand stellt den Ausgangspunkt der Quantenlogik-Spektroskopie dar ([Abbildung 2.2 \(a\)](#)). Mit einem Puls des Spektroskopie-Lasers wird das Spektroskopie-Ion in einen Überlagerungszustand aus dem Grund- und angeregten elektronischen Zustand gebracht ([Abbildung 2.2 \(b\)](#)). Bei Spektroskopie an einem „normalen“ Atom würde man durch Einstrahlen eines Lasers auf einem schnellen Übergang nachschauen, ob die Anregung erfolgreich war, oder nicht. Bei der Quantenlogik-Spektroskopie wird die elektronische Überlagerung durch einen Seitenband-Puls auf eine Bewegungsüberlagerung umgeschrieben: War die ursprüngliche Anregung in den elektronischen Zustand erfolgreich, befindet sich das Zwei-Ionen-System nach dem Seitenbandpuls in einem angeregten Bewegungszustand; war dies nicht der Fall, bleibt das System im Bewegungsgrundzustand ([Abbildung 2.2 \(c\)](#)). Ein ähnlicher Puls kann nun auf das Logik-Ion angewandt werden, um die Bewegungs-

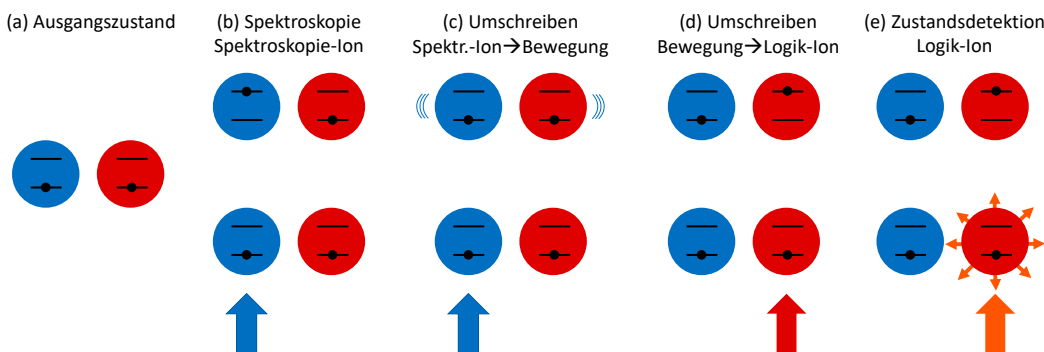


Abbildung 2.2: Quantenlogik-Spektroskopie Sequenz

überlagerung wieder zurück in eine elektronische Überlagerung des Logik-Ions zu transferieren (Abbildung 2.2 (d)). Anschließend wird der Zustand des Logik-Ions detektiert, der nun ein getreues Abbild des Zustands des Spektroskopie-Ions nach dem Einstrahlen des Spektroskopie-Laser ist (Abbildung 2.2 (e)).

Dieses Schema wurde von Nobelpreisträger Dave Wineland am NIST (*National Institute of Standards and Technology* – Schwesterorganisation der PTB in den USA) entwickelt [19] und zum ersten Mal in der Aluminium-Quantenlogik Uhr demonstriert [12], [15]. In der Zwischenzeit sind Varianten der Technik entwickelt worden und auf andere Systeme übertragen worden. Im Folgenden gehen wir speziell auf die Systeme ein, die an der PTB untersucht werden.

### Al<sup>+</sup>-Quantenlogikuhr

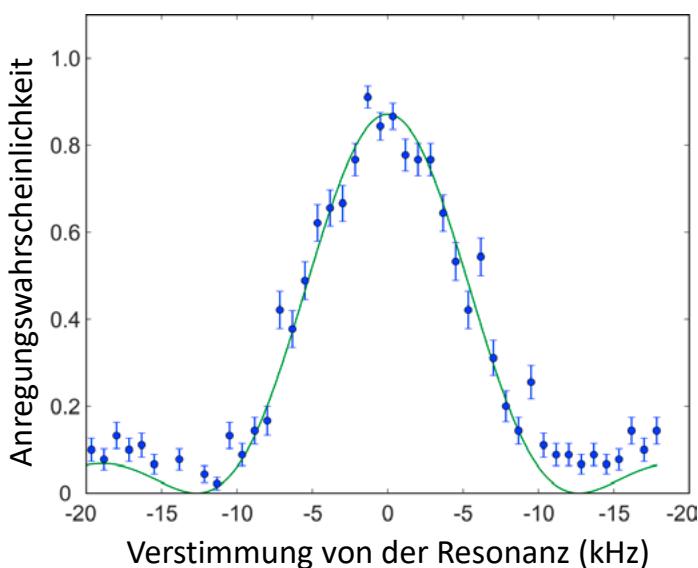
Bereits seit den 1990er-Jahren wurde das Aluminium-Ion von Nobelpreisträger Hans Dehmelt aufgrund seiner günstigen atomaren Eigenschaften vorgeschlagen. Allerdings liegt der Kühlübergang bei einer Wellenlänge von 167 nm und ist damit für kommerzielle Lasersysteme nicht erreichbar. Erst die Entwicklung der Quantenlogik-Spektroskopie ermöglichte die erste Al<sup>+</sup>-Uhr, die am NIST in Boulder (Colorado, USA) entwickelt wurde. Inzwischen wissen wir, dass wichtige systematische Frequenzverschiebungen aufgrund der Wechselwirkung von Al<sup>+</sup> mit seiner Umgebung zu den kleinsten aller untersuchten Spezies gehören [5]. Darunter fallen Effekte wie z. B. Frequenzverschiebungen aufgrund der thermischen Strahlung, der Wechselwirkung mit elektrischen Feldgradienten und Magnetfeldern. Hinzu kommt ein Uhrenübergang mit einer Linienbreite von 8 mHz, der ideal auf zukünftige Laser-

technologie mit ähnlichen erreichbaren Linienbreiten (siehe PTB-Mitteilungen 03/2018) abgestimmt ist. Nach Einsteins Relativitätstheorie gehen bewegte Uhren langsamer. Da diese sogenannte Zeitdilatationsverschiebung invers mit der Masse des Atoms skaliert, ist Aluminium – mit einer Massezahl von 27 das leichteste untersuchte Uhrenatom – besonders empfindlich auf diese Verschiebung. Daher wurde am QUEST-Institut der PTB ein neuartiges, besonders effizientes Kühlverfahren für das Calcium-Kühlion entwickelt, das in der PTB im Aufbau befindlichen Al<sup>+</sup>-Quantenlogik-Uhr zum Einsatz kommt [14]. In Abbildung 2.3 ist die Anregungswahrscheinlichkeit des Al<sup>+</sup>-Ions in 100 Experimenten pro Datenpunkt als Funktion der Laserfrequenz dargestellt, ausgelesen mittels Quantenlogik-Spektroskopie über das Ca<sup>+</sup>-Kühl-Ion. Aktuell wird an der PTB-Uhr der Uhrenbetrieb vorbereitet und alle bekannten systematischen Frequenzverschiebungen werden untersucht und minimiert. Durch Extrapolation vorläufiger Messungen mit einem einzelnen Ca<sup>+</sup>-Ion liegt die zu erwartende Unsicherheit im Bereich von 10<sup>-18</sup>, die durch technische Verbesserungen weiter reduziert werden kann.

Neben der PTB gibt es weltweit Aktivitäten zum Aufbau von Al<sup>+</sup>-Uhren. Am weitesten fortgeschritten ist die Al<sup>+</sup>-Uhr am NIST in Boulder, die Magnesium als Logik-Ion einsetzt und aktuell mit einer abgeschätzten systematischen Unsicherheit von  $9,4 \times 10^{-19}$  den Weltrekord als genaueste Uhr der Welt innehat [5]. Aufgrund dieser hohen Genauigkeit ist die Al<sup>+</sup>-Quantenlogik-Uhr eine von vielen Kandidaten für eine zukünftige Neudefinition der SI-Sekunde. Weitere Anwendungen der Al<sup>+</sup>-Uhr liegen in der relativistischen Geodäsie, bei der Höhenunterschiede über große Entfernungen über optische Uhren bestimmt werden (siehe PTB-Mitteilungen 03/2018). Im Bereich der Tests fundamentaler Physik, wie z. B. einer möglichen Variation der Feinstrukturkonstanten oder der Nachweis von dunkler Materie über Änderungen der Frequenz des Uhrenübergangs in Vergleichen mit anderen Uhren, spielt Al<sup>+</sup> die Rolle eines hochgenauen Ankers, da sich der Uhrenübergang in Al<sup>+</sup> aufgrund dieser Effekte praktisch nicht ändert.

Ganz anders verhalten sich hochgeladene Ionen, die zu den empfindlichsten atomaren Systemen auf eine Änderung der Feinstrukturkonstanten bzw. dunkler Materie gelten (siehe PTB-Mitteilungen 03/2018). Daher wurde kürzlich am QUEST-Institut der PTB in einer Kollaboration mit der Gruppe von José Crespo vom MPIK in Heidelberg Quantenlogik-Spektroskopie von hochgeladenem Ar<sup>13+</sup> als prototypisches System demonstriert [10]. Dies illustriert die Universalität der QLS-Methode, ganz verschiedene Systeme für die Präzisions-Spektroskopie zugänglich zu machen.

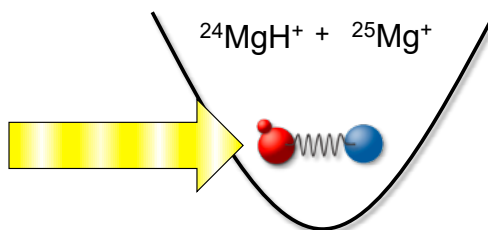
Abbildung 2.3: Frequenzabhängige Anregungswahrscheinlichkeit des Al<sup>+</sup>-Uhren-Ions, ausgelesen mithilfe der Quantenlogik-Spektroskopie über das mitgeführte Ca<sup>+</sup>-Kühl-Ion



## Photonen-Rückstoß-Spektroskopie

Neben dem ursprünglichen QLS-Schema wurden Varianten davon für unterschiedliche Anwendungen entwickelt. So gibt es eine Vielzahl von Ionen, die wenig untersuchte breite Übergänge besitzen, und beispielsweise für die Astronomie oder zur Untersuchung fundamentaler Fragen in der Physik interessant sind. Bei breiten Übergängen mit Lebensdauern im angeregten Zustand von einigen Nanosekunden versagt das ursprüngliche QLS-Schema, da das Umschreiben der elektronischen in eine Bewegungsanregung Laserpulse mit typischerweise einigen  $10\ \mu\text{s}$  Dauer benötigt. Dafür wurde die sogenannte Photonenrückstoß-Spektroskopie (PRS) entwickelt. Hier wird das Spektroskopie-Ion im Rhythmus seiner Bewegung in der Falle mit Laserpulsen angeregt. Bei jeder Photonen-Absorption gibt es eine geringe Wahrscheinlichkeit, dass das Atom einen Rückstoß erfährt, der die Amplitude der Bewegung vergrößert. Das ist analog zum rhythmischen Anschubsen eines Kindes auf einer Schaukel zu sehen, nur dass im Falle der PRS die Kraft, mit der geschubst wird, mit der Verstimmung des Lasers von der Resonanz abnimmt. Am QUEST-Institut der PTB wurde in einer Kollaboration mit der Gruppe von Klemens Hammerer an der Leibniz Universität Hannover dieses Verfahren entwickelt und systematische Frequenzverschiebungseffekte analysiert [17], [18]. In einer weiteren Kollaboration wurde diese Methode für die Spektroskopie von drei verschiedenen Übergängen an  $\text{Ca}^+$ -Isotopen eingesetzt [7]. Diese Messungen mit einer Rekordauflösung im Bereich von 100 kHz bei beobachteten Linienbreiten von 30 MHz wurden genutzt, um obere Grenzen für eine hypothetische „fünfte Kraft“ zu bestimmen, die eine Wechselwirkung zwischen Neutronen und Elektronen vermittelt [4]. So eine Kraft würde zu einer zusätzlichen Verschiebung der Übergangsfrequenzen zwischen den Isotopen führen, die in den Daten jedoch nicht beobachtet wurde. Messungen an schmalen und elektronisch möglichst unterschiedlichen Übergängen könnten jedoch zu kompetitiven Einschränkungen für die Existenz einer solchen Kraft beitragen.

(a) Prinzip

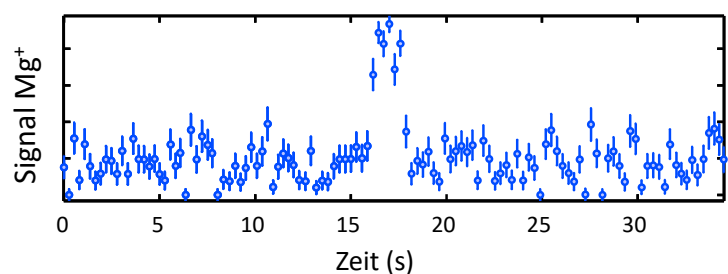


## Quantenlogik mit Molekülen

Eine weitere Spezies mit besonders interessanten Eigenschaften für Tests fundamentaler Physik sind Molekül-Ionen [13]. So sind Rotations-Vibrations-Übergänge in Molekülen direkt empfindlich auf eine Änderung des Verhältnisses von Elektronen- zu-Protonen-Masse, eine weitere fundamentale Konstante, die sich womöglich 30 Mal stärker ändern könnte als die Feinstrukturkonstante. Weiterhin können mehratomige Moleküle chirale Eigenschaften haben. Das bedeutet, dass Ihr Spiegelbild nicht identisch zum Ausgangsmolekül ist. Dieselben Mechanismen (sogenannte paritätsverletzende Wechselwirkungen), die zum beobachteten Überschuss an Materie im Vergleich zu Antimaterie im Universum geführt haben, würden zu einem Energieunterschied der Niveaustruktur in Molekülen unterschiedlicher Chiralität führen. Um diese winzigen vorhergesagten Effekte zu beobachten, muss die Spektroskopie von Molekülen, aktuell bei einer relativen Unsicherheit von ca.  $10^{-11}$ , auf das Niveau von optischen Uhren gebracht werden. Aufgrund ihrer komplexen internen Struktur lassen sich Moleküle jedoch praktisch nicht laserkühlen. Auch hier kommt die Quantenlogik-Spektroskopie zu Hilfe! In einem ersten Schritt konnte am QUEST-Institut der PTB zum ersten Mal eine nichtdestruktive Detektion eines internen Zustands mittels Quantenlogik-Spektroskopie demonstriert werden [23]. Ausgangspunkt ist auch hier ein Ionenkristall bestehend aus dem Molekül-Ion (in unserem Fall  $\text{MgH}^+$ ) und einem Logik-Ion ( $\text{Mg}^+$ ) im Bewegungsgrundzustand. Im nächsten Schritt wird ein Lichtfeld angelegt, das nur dann eine Kraft auf das Molekül-Ion ausübt, wenn sich dieses in einem ganz bestimmten Rotationszustand befindet (siehe Abbildung 2.4). Nach Anlegen der Kraft, die bei der Fallenfrequenz oszilliert, um Resonanzeffekte auszunutzen, wird über das Logik-Ion bestimmt, ob sich der Bewegungszustand geändert hat. Ist dies der Fall, befindet sich das Molekül-Ion im ausgewählten Zustand. In Abbildung 2.4 ist das Prinzip der Messung und ein beispielhaftes Signal dargestellt.

Abbildung 2.4: Quantenlogik mit Molekülen. Links: Das Molekül-Ion spürt durch ein angelegtes Laserfeld eine oszillierende Kraft sobald es sich in einem ausgewählten Rotationszustand befindet. Die Änderung des Bewegungszustands wird als Signal über das  $\text{Mg}^+$ -Logik-Ion ausgelesen. Rechts: Signalverlauf bei dem sich das  $\text{MgH}^+$ -Molekül zwischen 16 s und 18 s im ausgewählten Rotationszustand befindet.

(b) Signal





Ungefähr in der Mitte des gezeigten Datensatzes springt das Molekül in den ausgesuchten Rotationszustand, was zu einem positiven Anregungssignal auf dem  $Mg^+$ -Ion führt, und kurz danach wieder heraus. Jeder Datenpunkt entspricht einer 30-fachen Wiederholung der Messung des internen Molekülzustands, der durch die Messung nicht gestört wird.

Bis zur vollständigen Quantenlogik-Spektroskopie eines optischen Übergangs ist es jedoch noch ein weiter Weg. Die Wechselwirkung mit der Schwarzkörperstrahlung der Umgebung führt zu einer Änderung des Rotationszustands in  $MgH^+$ . Für die Spektroskopie muss dieser jedoch zu Beginn jedes Experiments präpariert werden. Dies kann ebenfalls über ein Quantenlogik-Schema erreicht werden, in dem, mithilfe eines ausreichend breitbandigen optischen Frequenzkamms, Übergänge zwischen die spektral viele 100 GHz weit auseinanderliegenden Rotationszustände getrieben werden [6]. Alternativ können auch homonukleare Moleküle wie z. B.  $O_2^+$  verwendet werden, deren Zustand sich – einmal präpariert – durch die Schwarzkörperstrahlung nicht mehr ändert. Letzterer Weg wird am QUEST-Institut in einem neuen Aufbau zur Quantenlogik-Spektroskopie von  $O_2^+$  verfolgt [21]. Andere Gruppen haben dieses Schema oder Varianten davon bereits erfolgreich an anderen Molekülen wie  $CaH^+$  und  $N_2^+$  demonstriert.

### Fock-Zustandsmetrologie und Kraftmessungen

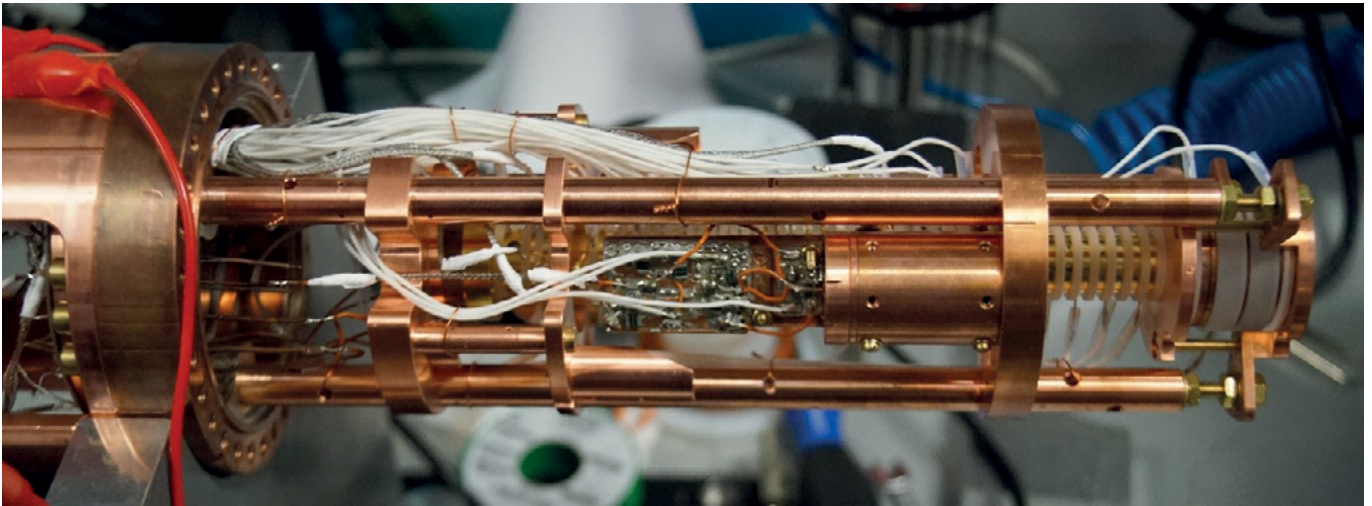
Sowohl die Photonen-Rückstoß-Spektroskopie als auch die Quantenlogik mit Molekülen kann man auf den Einfluss kleinster Kräfte auf den Bewegungszustand der Ionen zurückführen. Insbesondere die Zustandsdetektion der Moleküle ist limitiert durch störende elektronische Anregungen des Moleküls während des Anlegens der oszillierenden Kraft. Daher wäre es wünschenswert, möglichst kleine Kräfte messen zu können. Hierfür bieten sich nichtklassische Zustände der Bewegung an. In der Vergangenheit wurden in anderen Gruppen solche Zustände z. B. bereits für eine Variante der Photonen-Rückstoß-Spektroskopie eingesetzt [8]. Am QUEST-Institut der PTB wurden zum ersten Mal Energie-Eigenzustände (sogenannte Fock-Zustände) des harmonischen Oszillators zur Verbesserung von Messungen jenseits des klassisch möglichen eingesetzt [22]. Anschaulich ergibt sich eine Verbesserung aufgrund von destruktiver Interferenz zwischen dem ursprünglichem und dem verschobenen Ionen-Wellenpaket, was das Signal verschwinden lässt, obwohl sich die beiden Wellenpakete noch überlappen. Mit diesem Schema wurden sowohl Auslenkungen bzw. Kräfte, als auch die Bewegungsfrequenz der Ionen in der Falle mit

einer statistischen Unsicherheit jenseits der mit „klassischen“ Messschemata möglichen gemessen. Dies stellt eine der wenigen Beispiele dar, bei der echte Quanteneffekte die Messung einer physikalisch relevanten Größe verbessert haben.

### Quantenlogik-Spektroskopie von (Anti-)Protonen

Nach dem Standardmodell der Teilchenphysik sollten Protonen und ihr Antimaterie-Äquivalent, Antiprotonen, das gleiche magnetische Moment besitzen, beschrieben durch den g-Faktor. Das Verhältnis der g-Faktoren von Proton und Antiproton ist besonders empfindlich für Verletzungen der sogenannten CPT-Symmetrie, die eng mit der Lorentz-Symmetrie verknüpft ist. Damit ist ein Vergleich dieser Teilchen ein sehr empfindlicher Test auf Physik jenseits des Standardmodells. Die sehr erfolgreichen Einzelteilchen-Messungen, die in den letzten Jahren am CERN [1] und in Mainz [2] durchgeführt wurden, sind extrem empfindlich auf die Temperatur der Teilchen von einigen Kelvin. Im Gegensatz zu molekularen Ionen ist die interne Struktur von (Anti-)Protonen zu simpel, um direkte Laserkühlung verwenden zu können. Nach einem Vorschlag von Heinzen und Wineland [20], [24] könnten Techniken der QLS verwendet werden, um die Teilchen bis zum Bewegungsgrundzustand zu kühlen, indem sie an lasergekühlte Beryllium-Ionen gekoppelt werden. Da Antiprotonen negativ geladen sind, können sie nicht ohne Weiteres in der gleichen Falle gefangen werden wie positiv geladene Ionen. Daher werden die Ionen in diesem Fall in getrennten, aber nah beieinanderliegenden Fallen gespeichert. Die Kopplung wird über die Coulombkraft zwischen den Teilchen vermittelt. Die Teilchen sind dabei nur gekoppelt, wenn die Bewegungsfrequenzen der beiden Teilchen in Resonanz sind. Durch leichtes Verstimmen der Fallenfrequenzen lässt sich die Kopplung hier also sogar ein- und ausschalten.

Durch das indirekte Kühlen kann die Präzision der Messungen bereits deutlich erhöht werden. Darüber hinaus kann in einem weiteren Schritt der zeitintensivste Schritt der Messung, die Bestimmung des Spinzustandes des (Anti-)Protons, durch eine QLS-Sequenz ersetzt werden. Dadurch kann die Länge des gesamten Messvorgangs weiter verkürzt werden. Das verringert die Sensitivität der Messung auf zeitlich veränderliche Störungen und erlaubt eine deutlich größere Zahl an Messungen in der gleichen Zeit. Die nötigen Grundoperationen wurden von Forschungsgruppen am NIST in Boulder, an der Universität Innsbruck und in Siegen einzeln in Experimenten mit atomaren Ionen demonstriert. Die Arbeitsgruppe von Christian Ospelkaus an der PTB und der Leibniz Universität Hannover hat eine Apparatur aufgebaut



[3], in der diese Operationen kombiniert werden sollen. Ein Großteil der Apparatur wurde vom wissenschaftlichen Gerätebau der PTB hergestellt. In einem ersten Schritt wurde das Laden und Kühlen von Berylliumionen demonstriert. Im nächsten Schritt wird die Apparatur erweitert, um Protonen laden zu können und die Kopplung zwischen Teilchen in benachbarten Fallen zu demonstrieren.

### Ausblick

Durch den Einsatz von Quantenlogik-Spektroskopie konnten in den letzten Jahren Spektroskopie an einer Reihe von neuen Spezies durchgeführt werden. In nicht allzu ferner Zukunft werden Moleküle und (Anti-)Protonen hinzukommen und vielleicht sogar Thorium-Ionen, die einen Uhrenübergang im Kern zur Verfügung stellen (siehe [PTB-Mitteilungen 03/2018](#)). Dies illustriert die Universalität des Ansatzes und das Potenzial zur Spektroskopie von vielen weiteren Systemen und Spezies. Erwähnenswert ist hierbei, dass der Hauptteil der experimentellen Infrastruktur typischerweise in der Kontrolle des Logik-Ions steckt, sodass eine neue Spezies typischerweise lediglich einen anderen Spektroskopie-Laser erforderlich macht. Einzelne Aspekte der QLS-Methode, wie z. B. das Coulomb-Kühlen einer anderen Spezies, werden inzwischen auch für anderen Einzelionen-Uhren wie  $\text{Yb}^+$  und  $\text{In}^+$  verfolgt. Die Methode selbst wird ständig variiert und weiterentwickelt. Beispielsweise gibt es Vorschläge das Umschreiben der Zustände über Zwei-Ionen-Gatter zu implementieren, die es nicht mehr erforderlich machen die Ionen bis in den Bewegungsgrundzustand zu kühlen. Weiterhin werden Ansätze unter anderem am QUEST-Institut in Kollaboration mit der Gruppe von Klemens Hammerer an der Leibniz Universität Hannover verfolgt mehrere (eventuell sogar verschränkte) Spektroskopie-Ionen in einer Falle einzufangen und mit einem minimalen Satz an Logik-Ionen auszulesen um die Mittelungszeit möglichst um die Zahl der Ionen zu verkürzen [16].

Die Quantenlogik-Spektroskopie hat die Frequenzmetrologie nachhaltig vorangebracht und wird es zukünftig ermöglichen Spezies aufgrund ihrer interessanten Eigenschaften wie zum Beispiel ihrer Empfindlichkeit gegenüber neuer Physik jenseits des Standardmodells der Teilchenphysik und der Relativitätstheorie zu untersuchen, um fundamentale Fragen der Physik zu beantworten und Uhren höchster Genauigkeit zu entwickeln.

### Literatur

- [1] C. Smorra, S. Sellner, M. J. Borchert, J. A. Harrington, T. Higuchi, H. Nagahama, T. Tanaka, A. Mooser, G. Schneider, M. Bohman, K. Blaum, Y. Matusuda, C. Ospelkaus, W. Quint, J. Walz, Y. Yamazaki, S. Ulmer, *A Parts-per-Billion Measurement of the Antiproton Magnetic Moment*, *Nature* **550**, 7676 (2017)
- [2] G. Schneider, A. Mooser, M. Bohman, N. Schön, J. Harrington, T. Higuchi, H. Nagahama, S. Sellner, C. Smorra, K. Blaum, Y. Matsuda, W. Quint, J. Walz, S. Ulmer, *Double-Trap Measurement of the Proton Magnetic Moment at 0.3 Parts per Billion Precision*, *Science* **358**, 1081 (2017)
- [3] M. Niemann, T. Meiners, J. Mielke, M. J. Borchert, J. M. Cornejo, S. Ulmer, und C. Ospelkaus, *Cryogenic  $^9\text{Be}^+$  Penning Trap for Precision Measurements with (Anti-)Protons*, *Measurement Science and Technology* **31**, 035003 (2019)
- [4] J. C. Berengut, D. Budker, C. Delaunay, V. V. Flambaum, C. Frugiuele, E. Fuchs, C. Grojean, R. Harnik, R. Ozeri, G. Perez, and Y. Soreq, *Probing New Long-Range Interactions by Isotope Shift Spectroscopy*, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 091801 (2018)
- [5] S. M. Brewer, J.-S. Chen, A. M. Hankin, E. R. Clements, C. W. Chou, D. J. Wineland, D. B. Hume, and D. R. Leibbrandt,  *$^{27}\text{Al}^+$  Quantum-Logic Clock with a Systematic Uncertainty below  $10^{-18}$* , *Phys. Rev. Lett.* **123**, 033201 (2019)

**Abbildung 2.5:** Innenleben einer kryogenen Penningfalle. Die Kupferstäbe dienen dem Zusammenhalt des Aufbaus. Die in horizontaler Richtung angeordneten vergoldeten Ringe stellen die Elektroden der Falle dar, welche durch Saphir-Abstandshalter (weiß) voneinander getrennt sind. Innerhalb dieses Stapels von ringförmigen Elektroden werden bereits lasergekühlte  $^9\text{Be}^+$  „Logik“-Ionen gespeichert. In einem weiteren Schritt soll das Laden einzelner Protonen mithilfe einer integrierten Protonenquelle (rechts im Bild, große ringförmige Struktur) gezeigt werden.

- [6] C. Chou, C. Kurz, D. B. Hume, P. N. Plessow, D. R. Leibbrandt, and D. Leibfried, *Preparation and Coherent Manipulation of Pure Quantum States of a Single Molecular Ion*, *Nature* **545**, 203 (2017)
- [7] F. Gebert, Y. Wan, F. Wolf, C. N. Angstmann, J. C. Berengut, and P. O. Schmidt, *Precision Isotope Shift Measurements in Calcium Ions Using Quantum Logic Detection Schemes*, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 053003 (2015)
- [8] C. Hempel, B. P. Lanyon, P. Jurcevic, R. Gerritsma, R. Blatt, and C. F. Roos, *Entanglement-Enhanced Detection of Single-Photon Scattering Events*, *Nat Photon* **7**, 630 (2013)
- [9] A. D. Ludlow, M. M. Boyd, J. Ye, E. Peik, and P. O. Schmidt, *Optical Atomic Clocks*, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 637 (2015)
- [10] P. Micke, T. Leopold, S. A. King, E. Benkler, L. J. Spieß, L. Schmöger, M. Schwarz, J. R. C. López-Urrutia, and P. O. Schmidt, *Coherent Laser Spectroscopy of Highly Charged Ions Using Quantum Logic*, *Nature* **578**, 60 (2020)
- [11] C. Ospelkaus, U. Warring, Y. Colombe, K. R. Brown, J. M. Amini, D. Leibfried, and D. J. Wineland, *Microwave Quantum Logic Gates for Trapped Ions*, *Nature* **476**, 181 (2011)
- [12] T. Rosenband, D. B. Hume, P. O. Schmidt, C. W. Chou, A. Brusch, L. Lorini, W. H. Oskay, R. E. Drullinger, T. M. Fortier, J. E. Stalnaker, S. A. Diddams, W. C. Swann, N. R. Newbury, W. M. Itano, D. J. Wineland, and J. C. Bergquist, *Frequency Ratio of  $Al^+$  and  $Hg^+$  Single-Ion Optical Clocks; Metrology at the 17<sup>th</sup> Decimal Place*, *Science* **319**, 1808 (2008)
- [13] M. S. Safronova, D. Budker, D. DeMille, D. F. J. Kimball, A. Derevianko, and C. W. Clark, *Search for New Physics with Atoms and Molecules*, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 025008 (2018)
- [14] N. Scharnhorst, J. Cerrillo, J. Kramer, I. D. Leroux, J. B. Wübbena, A. Retzker, and P. O. Schmidt, *Experimental and Theoretical Investigation of a Multimode Cooling Scheme Using Multiple Electromagnetically-Induced-Transparency Resonances*, *Phys. Rev. A* **98**, 023424 (2018)
- [15] P. O. Schmidt, T. Rosenband, C. Langer, W. M. Itano, J. C. Bergquist, and D. J. Wineland, *Spectroscopy Using Quantum Logic*, *Science* **309**, 749 (2005)
- [16] M. Schulte, N. Lörch, I. D. Leroux, P. O. Schmidt, and K. Hammerer, *Quantum Algorithmic Readout in Multi-Ion Clocks*, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 013002 (2016)
- [17] M. Schulte, N. Lörch, P. O. Schmidt, and K. Hammerer, *Photon-Recoil Spectroscopy: Systematic Shifts and Nonclassical Enhancements*, *Phys. Rev. A* **98**, 063808 (2018)
- [18] Y. Wan, F. Gebert, J. B. Wübbena, N. Scharnhorst, S. Amairi, I. D. Leroux, B. Hemmerling, N. Lörch, K. Hammerer, and P. O. Schmidt, *Precision Spectroscopy by Photon-Recoil Signal Amplification*, *Nat. Commun.* **5**, 4096 (2014)
- [19] D. J. Wineland, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, R. E. Drullinger, and W. M. Itano, in *Proceedings of the 6th Symposium on Frequency Standards and Metrology* (University of St Andrews, Fife, Scotland, 2002), pp. 361–368
- [20] D. J. Wineland, C. Monroe, W. M. Itano, D. Leibfried, B. E. King, and D. M. Meekhof, *Experimental Issues in Coherent Quantum-State Manipulation of Trapped Atomic Ions*, *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* **103**, 259 (1998)
- [21] F. Wolf, J. C. Heip, M. J. Zawierucha, C. Shi, S. Ospelkaus, and P. O. Schmidt, *Prospect for Precision Quantum Logic Spectroscopy of Vibrational Overtone Transitions in Molecular Oxygen Ions*, ArXiv:2002.05584 [Physics, Physics:Quant-Ph] (2020)
- [22] F. Wolf, C. Shi, J. C. Heip, M. Gessner, L. Pezzè, A. Smerzi, M. Schulte, K. Hammerer, and P. O. Schmidt, *Motional Fock States for Quantum-Enhanced Amplitude and Phase Measurements with Trapped Ions*, *Nature Communications* **10**, 2929 (2019)
- [23] F. Wolf, Y. Wan, J. C. Heip, F. Gebert, C. Shi, and P. O. Schmidt, *Non-Destructive State Detection for Quantum Logic Spectroscopy of Molecular Ions*, *Nature* **530**, 457 (2016)
- [24] D. J. Heinzen and D. J. Wineland, *Quantum-Limited Cooling and Detection of Radio-Frequency Oscillations by Laser-Cooled Ions*, *Phys. Rev. A* **42**, 2977 (1990)

# Quantenvielteilchenphysik und Quantencomputer

Tanja Mehlstäubler<sup>1</sup>, Henning A. Fürst<sup>2</sup>, Christian Ospelkaus<sup>3</sup>

Die genaue Beschreibung von Vielteilchensystemen und die Vorhersage ihres Verhaltens ist eine extrem anspruchsvolle Aufgabe, von der Entwicklung neuer Wirkstoffe und Materialien bis hin zur Beschreibung kollektiver Phänomene wie Magnetismus in Festkörpern. Insbesondere die Quantenmechanik zeigt hier sehr grundlegende Herausforderungen auf. Gleichzeitig sind viele Fragen von enormer praktischer Bedeutung, beispielsweise nach dem Ursprung der Hochtemperatur-Supraleitung, nur teilweise verstanden. In einem berühmten Artikel beschäftigte sich Richard Feynman mit der Frage, inwiefern man Systeme, die der Quantenmechanik unterliegen, effizient auf Supercomputern beschreiben und Vorhersagen über sie machen kann [1]. Er stellte dabei fest, dass ein hinreichend komplexes System sich aufgrund des exponentiellen Wachstums des Zustandsraumes mit der Anzahl der Konstituenten in voller Allgemeinheit auf keinem Supercomputer beschreiben lassen wird, der auf den grundlegenden Prinzipien aktueller Rechnerarchitekturen beruht. Allein um das Verhalten von nur 128 wechselwirkenden Spins auf einem Gitter zu beschreiben (ein elementares Modell von Quantenmagnetismus) bräuchte man mehr klassische Bits als es Protonen im gesamten Universum gibt. Feynman zeigte in seinem Beitrag auf, dass eine neue Art von Rechnerarchitektur, welche nach den Prinzipien der Quantenmechanik funktioniert, in der Lage wäre, ein solches Problem in endlicher Zeit und mit endlichen Ressourcen zu bearbeiten. Im genannten Beispiel käme man mit einer Anzahl von Quanten-Bits oder Qubits von derselben Größenordnung wie die Anzahl der zu simulierenden wechselwirkenden Spins aus. Ein solches Qubit ist im Wesentlichen ein quantenmechanisches Zwei-Niveau-System, wie es uns in der Magnetresonanz begegnet. In der Praxis kann es die unterschiedlichsten Realisierungen geben. Die Idee des Quantencomputers nahm Form an. Einen wesent-

lichen Schub bekam seine experimentelle Entwicklung in der Mitte der 90er Jahre, als verschiedene Algorithmen von praktischem Interesse entdeckt wurden, unter anderem solche, welche die Sicherheit existierender und weit verbreiteter Verschlüsselungsverfahren in Frage stellten. Parallel dazu entwickelten Cirac und Zoller [2] ein Konzept, wie sich die notwendigen Operationen in einem Quantencomputer auf Basis einzelner Ionen realisieren lassen könnten. Mittlerweile sind alle elementaren Bausteine eines solchen Quantencomputers mit Ionen demonstriert worden; die Skalierung dieser Systeme hin zu großen Zahlen von Qubits stellt eine große Herausforderung und ein großes Versprechen dar. Die erwarteten Anwendungen liegen dabei zunächst im Bereich der Quantenchemie, der Materialentwicklung und der Lösung von Optimierungsproblemen. Die Realisierung einer universellen Maschine würde den Weg hin zu einem völlig neuen Verständnis von Quantenvielteilchenphysik und zu einem konstruktiven Umgang mit der Dynamik quantenphysikalischer Systeme eröffnen.

Parallel dazu haben sich nicht nur gespeicherte Ionen, sondern atomare und molekulare Quantensysteme im Allgemeinen dadurch ausgezeichnet, dass spezifische Probleme der Quantenvielteilchenphysik sich häufig auch (in einer weniger universellen, dafür aber unmittelbarer Weise) direkt auf ein Modellsystem abbilden lassen. Oft können aufgrund der exzellenten Kontrolle über diese Modellsysteme wichtige Erkenntnisse über das Verhalten der Natur abgeleitet werden.

## Nichtgleichgewichtsdynamik und Phasenübergänge

In der Natur stellt Reibung ein omnipräsentes, rein klassisches Phänomen dar, was auf Rauigkeit von ineinandergreifenden Oberflächen beruht. Dabei ist die physikalische Beschreibung auf unterschied-

<sup>1</sup> Prof. Dr. Tanja E. Mehlstäubler, QUEST | Institut an der PTB, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, E-Mail: [tanja.mehlstaeubler@ptb.de](mailto:tanja.mehlstaeubler@ptb.de)

<sup>2</sup> Dr. Henning A. Fürst, QUEST | Institut an der PTB, E-Mail: [henning.fuerst.ext@ptb.de](mailto:henning.fuerst.ext@ptb.de)

<sup>3</sup> Prof. Dr. Christian Ospelkaus, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, QUEST | Institut an der PTB, E-Mail: [christian.ospelkaus@iqo.uni-hannover.de](mailto:christian.ospelkaus@iqo.uni-hannover.de)



lichsten Größenskalen, vom Wanderschuh an der Felswand über die Abnutzung von Bremsbelägen bis hin zum Erdbeben durch Plattentektonik, sehr ähnlich. Große Unterschiede zeigen sich erst beim Betrachten atomarer, wohlgeordneter Systeme, wie sie durch die Entwicklung von Nanotechnologie erstmals zugänglich geworden sind. Durch den fortschreitenden Trend zur Miniaturisierung spielt die Untersuchung von Nanoreibung eine zunehmende Rolle bei Nanomaschinen und Metamaterialien [3], [4] aber auch zum Verständnis des Verhaltens von Biomolekülen [5]. Die genauere Untersuchung dieser Systeme ist allerdings oft nur sehr schwer experimentell zugänglich.

Einen Ausweg bietet wie oben dargelegt die Verwendung von analogen Modellsystemen, die sich in ihrer mikroskopischen Physik durchaus vom ursprünglichen System unterscheiden können. Häufig lassen sich aber die makroskopischen Eigenschaften beider Systeme durch einen universellen, mathematischen Formalismus beschreiben. Mithilfe eines gut zu kontrollierenden Modellsystems können also durchaus Vorhersagen über weitere Systeme getroffen werden. Ein konkreter Fall in der Thermodynamik sind Phasenübergänge. Sie beschreiben beispielsweise das Ändern des Aggregatzustandes eines Stoffes, den Übergang eines Materials zur Supraleitung und den Übergang von Ferro- zu Paramagnetismus. Man unterscheidet zwischen Phasenübergängen erster und zweiter Ordnung. Bei Übergängen erster Ordnung kommt es zum Auftreten von latenter Wärme (benötigt zum Beispiel zum Schmelzen von Eis zu Wasser). Charakteristisch für Phasenübergänge zweiter Ordnung hingegen ist das Ausbleiben dieser Wärme. Meistens kommt es beim Übergang zweiter Ordnung aber zusätzlich zur spontanen Symmetriebrechung, das heißt, das System sucht sich am Übergang spontan einen von nunmehr mehreren möglichen Grundzuständen aus. Allgemein wird das durch den sogenannten Ordnungsparameter beschrieben, der am Phasenübergang von Null kontinuierlich auf einen endlichen (reellen, vektoriellen oder komplexen) Wert ansteigt, wie es vom Physiker Lev Landau bereits im Jahr 1937 formuliert wurde [6] und schematisch

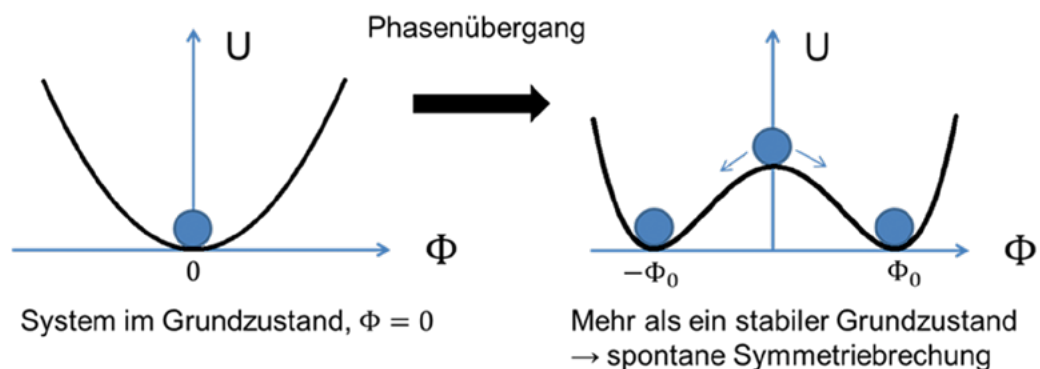
in **Abbildung 3.1** dargestellt ist.

Im Beispiel des Ferromagnetismus ist der Ordnungsparameter  $\Phi$ , die sich spontan ausbildende Magnetisierung und ihre Richtung, in diesem Fall also sogar eine komplexe Größe mit zwei Freiheitsgraden. Durchläuft das System den Phasenübergang zu schnell, kann es den äußeren Änderungen nicht mehr folgen d. h. die sich neu einstellende Symmetrie kann nicht gleichzeitig kommuniziert werden. Dadurch können sich Domänen unterschiedlicher Symmetrie bilden. Die Grenzflächen dieser Domänen werden topologische Defekte genannt. Vereinfacht gesprochen sind dies stabile Strukturen, die Bereiche unterschiedlicher Symmetrie trennen. Im konkreten Fall des Ferromagnetismus sind dies die Domänenwände zwischen verschiedenen magnetisierten Bereichen des Festkörpers.

Zum Untersuchen dieser Vielteilchenphänomene werden am QUEST-Institut der PTB lasergekühlte Ionenkristalle verwendet. Als hervorragend isoliertes, kontrollierbares Quantensystem werden sie zur Untersuchung von Nichtgleichgewichtsdynamik und Phasenübergängen eingesetzt und haben zuletzt die Emulation von Nanoreibung ermöglicht [7]. Die gefangenen Ionen bilden hierbei ein Festkörper-Modellsystem, was durch Laserlicht und elektrische Felder präpariert und ausgelesen werden kann, und starke strukturelle Ähnlichkeit zu anderen selbstorganisierten Systemen wie DNS-Ketten [8], [9], [10] und Polymeren [11] aufweist. Beispiele für strukturelle Phasenübergänge von eindimensionalen Coulomb Kristallen zu höheren Dimensionen durch Anpassen der Fallenspannung sind in **Abbildung 3.3** dargestellt.

Aufgrund des universellen, mathematischen Konzepts der Thermodynamik von Phasenübergängen können viele Fragestellungen allgemeiner Vielteilchensysteme direkt auf die Physik der Ionenkristalle übertragen und untersucht werden. Die Entstehung topologischer Defekte durch Phasenübergänge wird durch den Kibble-Zurek-Mechanismus beschrieben, benannt nach Tom W.B. Kibble und Wojciech H. Zurek [13], [24] und diente ursprünglich zur Erklärung potenzieller topologischer Defekte im frühen Universum.

**Abbildung 3.1:** Verhalten des Ordnungsparameters bei einem Phasenübergang 2. Ordnung mit spontaner Symmetriebrechung. Der Ordnungsparameter nimmt hier spontan eine der hier zwei möglichen Realisierungen an.



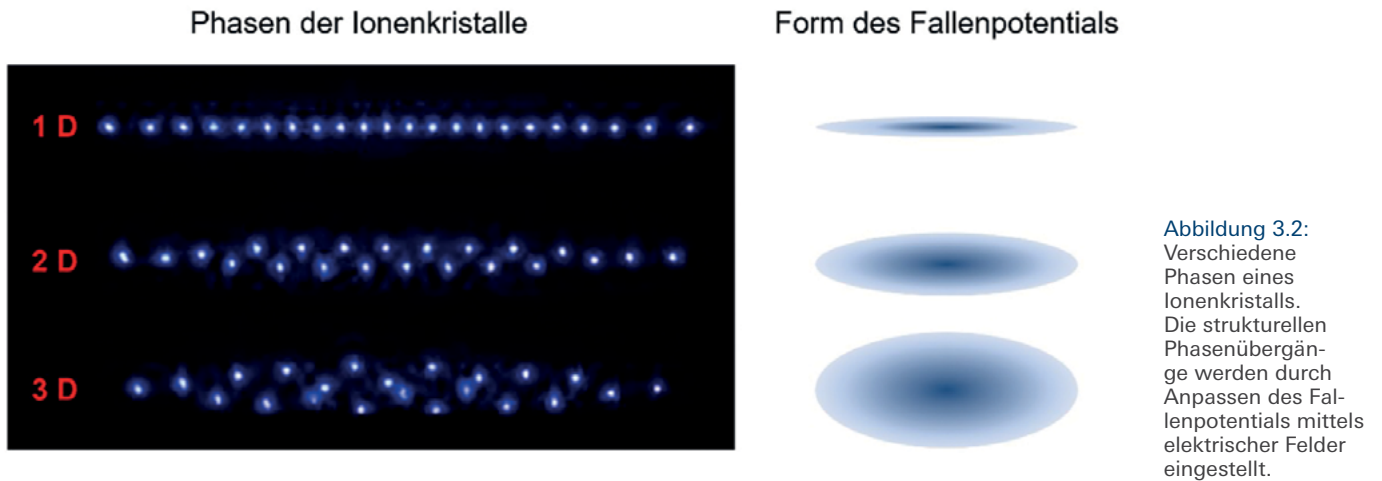


Abbildung 3.2: Verschiedene Phasen eines Ionenkristalls. Die strukturellen Phasenübergänge werden durch Anpassen des Fallenpotentials mittels elektrischer Felder eingestellt.

Gerade hier wird die hochgradige Universalität der Physik von Vielteilchensystemen deutlich: Das entwickelte Konzept zur Beschreibung von Prozessen im abstrakten, frühen Universum ist direkt anwendbar auf ein wesentlich überschaubareres Laborsystem, bestehend aus gefangenen, lasergekühlten Ionen. Im Speziellen beschreibt der Kibble-Zurek-Mechanismus die Dichte der auftretenden topologischen Defekte in Abhängigkeit der charakteristischen Zeit  $\tau_Q$ , mit der der Phasenübergang durchlaufen wird:

$$\propto \left| \frac{1}{\tau_Q} \right|^{\frac{\nu}{1+\nu z}},$$

wobei die Parameter des Exponenten von aus der Theorie von Ginzburg und Landau zu  $\nu = 1/2$  und  $z = 1$  aus der Symmetrie des Systems vorgegeben sind. Mit dem Ziel diese Skalierung nachzuweisen, wurde erstmals die spontane Symmetriebrechung am Phasenübergang von linearen Ionenkristallen zu zweidimensionalen zick-zack Kristallen untersucht. Durch schnelle, nichtadiabatische Relaxation des radialen Fallenpotentials kommt es zum Phasenübergang beginnend in der Mitte des Kristalls. Breitet sich der Phasenübergang schneller aus, als die Schallgeschwindigkeit im Kristall, kann es zum Auftreten topologischer Defekte kommen, wie in *Abbildung 3.2* dargestellt.

Durch Variation der Relaxationsgeschwindigkeit  $\propto 1/\tau_Q$  konnte an der PTB die durch Kibble und

Zurek vorhergesagte Skalierung der Defektdichte gemessen werden [14], [15]. Eine Studie der Universität Mainz kam durch Komprimieren der axialen Falleneinschlusses zu ähnlichen Ergebnissen [16], Damit ist es an der PTB weltweit erstmals gelungen, topologische Defekte in Ionenkristallen durch spontane Symmetriebrechung zu erzeugen und durch Laserkühlung zu speichern.

Die damit geschaffene Plattform hat es wenig später ermöglicht, einen weiteren Phasenübergang zweiter Ordnung zu studieren, den im Jahr 1983 postulierten Aubry-Übergang [17]. Er beschreibt das Verhalten von Reibung eines hochgeordneten Systems, bestehend aus zwei übereinander gleitenden, atomaren Oberflächen. Dabei kann das System von einem Zustand endlicher Reibung in ein komplett reibungsfreies Regime wechseln, wenn die beiden Gitterkonstanten der aufeinander gleitenden Atomlagen in einem irrationalen Verhältnis zueinanderstehen. Erst kürzlich wurde vorgeschlagen, dieses kollektive Phänomen mit gefangenen Ionen als Modellsystem zu untersuchen [18]. Eine Möglichkeit besteht darin, eine Ionenkette in die Stehwelle eines optischen Resonators zu setzen. Hierbei formt die stehende Welle des optischen Feldes mit Wellenlänge  $\lambda$  ein periodisches, starres Potential für die Ionen mit Gitterkonstante  $\lambda/2$ , wie in *Abbildung 3.4* schematisch dargestellt, und stellt damit den Potentialverlauf einer Oberfläche dar, an der die oberste atomare Schicht reibt.

An der PTB wurde ein anderer Ansatz verfolgt, in welchem zwei lineare Ionenketten direkt anein-

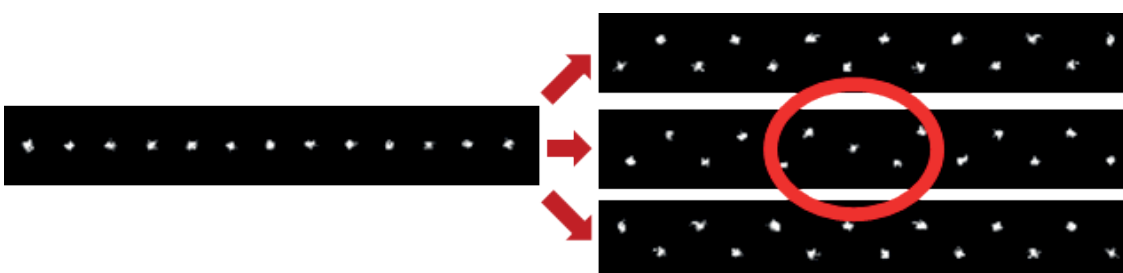
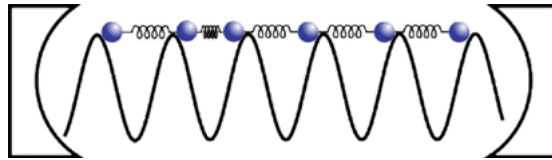


Abbildung 3.3: Spontane Symmetriebrechung im Phasenübergang von linear-zu-zick-zack Ionenkristallen mit möglicher Bildung eines topologischen Defekts (rot)

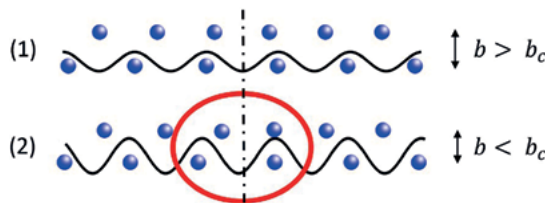
**Abbildung 3.4:** Linearer Ionenkristall in einem optischen Stehwellenpotential. Die Gitterkonstante des Ionenkristalls kann über das externe Fallenpotential angepasst werden, die des Stehwellenpotentials ist durch die verwendete Lichtwellenlänge vorgegeben. Die Gleichgewichtsposition des Kristalls wird durch das Stehwellenpotential beeinflusst.



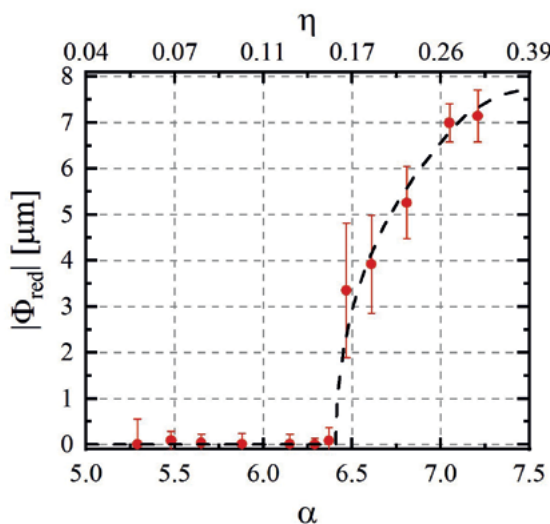
ander reiben. Mithilfe der an der PTB hoch-präzise gefertigten Ionenfallen können sehr symmetrische und gutkontrollierte zweidimensionale Ionenkristalle gespeichert werden. Über das Einbringen eines Gitterdefektes, wie in **Abbildung 3.5** dargestellt, kann die Periodizität des Gitters gestört und das reibungsfreie Regime erreicht werden [7]. Damit kann der Aubry-Effekt in diesem gut zugänglichen System untersucht werden und der Einfluss von Defekten in Nanosystemen wie Molekülketten und Proteinen (z. B. der menschlichen DNS) emuliert werden.

Der Kristall ist ein selbstorganisiertes System mit zwei atomaren Lagen unterschiedlicher Gitterkon-

**Abbildung 3.5:** 2D-Ionenkristall mit delokalisiertem Defekt (1) und Spiegelsymmetrie. Die Wechselwirkung zwischen oberer und unterer Lage bildet das Reibungspotential. Durch Ändern des Ionenabstandes  $b$  lässt sich der Phasenübergang mit spontaner Symmetriebrechung herbeiführen (2) [7].



stanten. Das Verhältnis der Gitterkonstanten lässt sich über den Abstand  $b$  der beiden Lagen durch Einstellen einer Spannung anpassen. Die Reibung der beiden Ketten aneinander kann untersucht werden, indem die beiden Ionenketten mittels periodisch modulierter Lichtkräfte gegeneinander verschoben werden. Die herausragende Kontrollierbarkeit des Systems ermöglicht es, den angeregten Phononen-Zustand der Bewegung bei verschiedenen Modulationsfrequenzen spektroskopisch zu vermessen. Der Aubry-Übergang manifestiert sich dabei in einer Anregung hoher Bewegungsamplitude bei fast verschwindender Modulationsfrequenz für ein spezielles Verhältnis der Gitterkonstanten. Das Verhalten des Ordnungsparameters  $\Phi$  gegen-



**Abbildung 3.6:** Verhalten des Ordnungsparameters im Fall des untersuchten Aubry-Übergangs [7]. Ab einem bestimmten Verhältnis der Fallengeometrie, bestimmt durch den Kontrollparameter  $\alpha$  kommt es zu einem kontinuierlichen Anstieg des Ordnungsparameters  $\Phi$ .

über dem den Phasenübergang treibenden Kontrollparameter  $\alpha$  ist in **Abbildung 3.6** dargestellt und zeigt deutlich die Charakteristik eines Phasenübergangs zweiter Ordnung. Im verwendeten Modellsystem konnte so zum ersten Mal ein Aubry-artiger Phasenübergang an Ionenkristallen sowie auftretende nichtlineare Effekte, die diesen beeinflussen, beobachtet werden.

Aufbauend auf diesen experimentellen Resultaten wurde in einer Kollaboration mit dem Institut für theoretische Physik an der Leibniz Universität Hannover der Energietransport entlang eines zweidimensionalen Ionenkristalls mit topologischem Defekt studiert [19]. In dieser Arbeit wurde untersucht, wie ein topologischer Defekt verwendet werden kann, um den Energietransport und damit die thermische Leitfähigkeit entlang des Ionenkristalls zu steuern. Mithilfe der bestehenden experimentellen Plattform ist geplant, diesen Effekt erstmals experimentell nachzuweisen und die Quantenthermodynamik von atomaren Systemen zu erforschen. Was passiert beispielsweise an Phasenübergängen, wenn Quantenfluktuationen diesen dominieren? Wo treten beim Energietransport Quantenkorrelationen auf und wie langlebig sind sie? Dazu müssen Ionenkristalle nahe an Ihren absoluten Bewegungs-Grundzustand gekühlt werden. Neuartige Kühlmethode an großen Ionenkristallen werden hier erforscht und entwickelt, von denen auch die Bereiche der Quantenmetrologie und Quanteninformationstechnologie mit Coulomb Kristallen profitieren werden.

### Quantencomputer und Quantensimulatoren

Auf dem Weg zu einem universellen Quantencomputer stellen gespeicherte Ionen und supraleitende Qubits aktuell die experimentell am weitesten fortgeschrittenen Plattformen dar. Alle Aspekte des Ionenfallen-Quantencomputers sind mittlerweile einzeln demonstriert worden; die Herausforderung liegt aktuell darin, dies auch in einem physikalischen System und mit möglichst hoher Güte der Gatteroperationen zu tun. Die dahinterstehende Frage ist, wie man mit den Fehlern umgeht, die ein Quantencomputer im Laufe einer Berechnung notwendigerweise macht. Auch für klassische Computerarchitekturen existieren ja Methoden der Fehlerkorrektur, die beispielsweise auf dem Prinzip der redundanten Speicherung beruhen. Quantenfehlerkorrektur ist ein Verfahren, das es einem Quantenrechner erlaubt, mit solchen Fehlern umzugehen. Damit dies effizient funktionieren kann, muss aber der Fehler pro Gatteroperation unter der sogenannten Fehler-toleranzschwelle von  $10^{-4}$  liegen. Gatter mit möglichst niedriger Fehlerrate zu realisieren ist deshalb eine der großen Herausforderungen in diesem Feld.

An der PTB wird hier ein Ansatz verfolgt, der 2008 am NIST vorgeschlagen wurde [20] und 2011

erstmals realisiert werden konnte [21]. Im Gegensatz zu dem weit verbreiteten Ansatz, bei dem die Gatteroperationen mittels fokussierter Laserstrahlen realisiert werden, wird hier ein Mikrowellen-Nahfeld verwendet, welches mit atomaren Übergängen im Mikrowellenbereich resonant ist. Eine fundamentale Quelle von Fehlern ist beim Standard laserbasierten Ansatz die mit optischen Übergängen verknüpfte Spontanemission. Diese fällt bei dem Mikrowellenansatz komplett weg. Darüber hinaus ist die Kontrolle der benötigten Mikrowellenfelder mit der erforderlichen Präzision vergleichsweise einfacher zu realisieren als für Laserstrahlen. Als Quellen kommen Standard-Komponenten zum Einsatz, wie sie beispielsweise aus dem Radar- und Kommunikationsbereich bekannt sind. Eine Herausforderung ist allerdings, dass Fernfeld-Mikrowellenfelder in der Regel nicht in der Lage sind, die notwendigen Multi-Qubit-Operationen bereitzustellen. Dies wird erst dadurch ermöglicht, dass die Ionen sehr nah an eine bei der Zielfrequenz betriebene Leiterstruktur gebracht werden. Der Amplitudengradient des Mikrowellenfeldes stellt dann die notwendigen Kopplungen bereit. Hierfür sind spezielle Feld-Geometrien notwendig. An der PTB ist in den letzten Jahren eine Methode entwickelt worden [22], die es uns erlaubt, die Mikrowellen-Nahfelder von Leiterstrukturen, die in Oberflächen-Ionenfallen (siehe Artikel [Mikrostrukturierte Ionenfallen](#)) integriert sind, sehr genau zu berechnen. Im Ergebnis konnten wir eine Geometrie demonstrieren, welche es erlaubt, allein durch Anlegen eines Zwei-Ton Mikrowellensignals an eine solche Struktur ein Zwei-Qubit-Gatter niedriger Fehlerrate zu realisieren [23]. In einer Analyse gemeinsam mit Kollegen von der Leibniz Universität Hannover konnte gezeigt werden, dass die verbliebene Fehlerrate nicht durch eine Begrenzung in der Methode an sich gegeben war, sondern durch die zeitliche Stabilität der Bewegungsmoden der Ionen. Ebenfalls gemeinsam mit den Kollegen von der Leibniz Universität Hannover konnte gezeigt werden, dass sich dieser Effekt durch ein geschicktes Modulationsverfahren unterdrücken lässt.

Die aktuell demonstrierten Fehlerraten für Zwei-Qubit Gatter erreichen damit  $3(1) \cdot 10^{-3}$  [24], nur noch etwas mehr als eine Größenordnung von der Fehlertoleranzschwelle entfernt. Es wird erwartet, dass sich diese Fehlerrate durch Einführung eines weiteren Kontrollfeldes signifikant weiter reduzieren lässt. Auch andere aktuelle Fehlerquellen lassen sich durch vergleichsweise einfache rein technische Maßnahmen signifikant reduzieren. Eine wesentliche Herausforderung stellt aber letztendlich die Messung und Charakterisierung so niedriger Fehlerraten dar. Der Präparations- und Messfehler muss dazu sehr genau verstanden und charakterisiert sein. Die genaue Realisierung und Charakterisierung von Quantengattern hat also

methodisch und praktisch sehr viel mit der Metrologie zu tun. Einen Ausweg stellt die repetitive Anwendung von mehreren Gattern dar, bei der der Fehler pro Operation aus dem Ergebnis als Funktion der Sequenzlänge ermittelt wird. Dazu braucht es aber schon einen kleinen, funktionalen Quantencomputer, denn eine solche Charakterisierung von Quantengattern stellt einen kleinen Algorithmus dar. Hierzu wird gerade ein neuer Chip entwickelt, der neben einem Register zum Kühlen und Auslesen von Ionen-Qubits auch zwei Speicherregister und ein Register zur Durchführung von Ein- und Zwei-Qubit-Gattern enthalten wird (siehe Beitrag [Mikrostrukturierte Ionenfallen](#) und Diskussion der QCCD-Architektur). Damit sollten sich Algorithmen mit deutlich über 10 Qubits realisieren lassen – bei Fehlerraten deutlich niedriger als der aktuelle Stand der Forschung, selbst für Ionen-Qubits, die typischerweise in Experimenten bis jetzt die absolut niedrigsten Fehlerraten zeigten. Auch in einem solchen Mikrowellen-basierten Ansatz werden noch Laser zur Kühlung und Zustandspräparation der Ionen benötigt. Diese müssen allerdings längst nicht so genau kontrolliert werden wie zur Durchführung von Gatteroperationen und benötigen um Größenordnungen geringere Leistungen, was ihren Einsatz unkritisch macht. Alle kohärenten Operationen (Quantengatter) werden hingegen wie beschrieben mittels Mikrowellenfeldern realisiert.

Der Nahfeld-Mikrowellenansatz ist darüber hinaus auch in Hinblick auf die Skalierung interessant, weil der Mechanismus, der die Gatteroperationen realisiert, direkt in eine skalierbare Mikrostruktur integriert ist. Ein solches Element zur Realisierung von Gatteroperationen lässt sich dann mit den Methoden der Mikrofabrikation im Prinzip beliebig häufig auf einem Multi-Register-Chip unterbringen. Dies eröffnet hervorragende Perspektiven für die Entwicklung eines Ionenfallen-Quantencomputers. Die Arbeiten an der PTB werden dabei unterstützt durch das EU Quantentechnologie „*Flagship*“ Projekt MicroQC gemeinsam mit Partnern in Siegen, Sussex, Jerusalem und Sofia.

## Literatur

- [1] R.P. Feynman, „Simulating physics with computers“, *International Journal of Theoretical Physics* 21, 467 (1982)
- [2] J.I. Cirac und P. Zoller. „Quantum Computations with Cold Trapped Ions“, *Physical Review Letters* 74, 4091 (1995)
- [3] M. Peplow, „The tiniest Lego: a tale of nanoscale motors, rotors, switches and pumps“, *Nature* 525, 18–21 (2015)
- [4] M. Brandenbourger, X. Locsin, E. Lerner und C. Coulais, „Non-reciprocal robotic metamaterials“, *Nature communications* 10, 4608 (2019)



- [5] A. Ward, F. Hilitski, W. Schwenger, D. Welch, A. W. C. Lau, V. Vitelli, L. Mahadevan und Z. Dogic, „Solid friction between soft filaments“, *Nature Materials* 14, 583–588 (2015)
- [6] L. D. Landau, "On the theory of phase transitions", *Ukr. J. Phys.* 53, 25–35 (2008)
- [7] J. Kiethe, R. Nigmatullin, D. Kalincev, T. Schmirander und T.E. Mehlstäubler, „Probing nanofriction and Aubry-type signatures in a finite self-organized system“, *Nature communications* 8(1), 1–8 (2017)
- [8] L. V. Yakushevich, „Nonlinear physics of DNA“, John Wiley & Sons (2006)
- [9] F. Kühner, J. Morfill, R.A. Neher, K. Blank, and H.E. Gaub, „Force-induced DNA slippage“, *Biophysical journal* 92(7), 2491–2497 (2007)
- [10] S. W. Englander, N. R. Kallenbach, A. J. Heeger, J. A. Krumhansl und S. Litwin, „Nature of the open state in long polynucleotide double helices: possibility of soliton excitations“, *Proceedings of the National Academy of Sciences* 77, 7222 (1980)
- [11] W. P. Su, J. R. Schrieffer und A. J. Heeger, „Solitons in Polyacetylene“, *Phys. Rev. Lett.* 42, 1698 (1979)
- [12] W. H. Zurek, „Cosmological experiments in superfluid helium?“, *Nature* 317 (6037), 505–508 (1985)
- [13] K. Pyka, J. Keller, H. L. Partner, R. Nigmatullin, T. Burgermeister, D.M. Meier, A. del Campo und T.E. Mehlstäubler, „Topological defect formation and spontaneous symmetry breaking in ion Coulomb crystals“, *Nature communications* 4(1), 1–6 (2013)
- [14] H. L. Partner, R. Nigmatullin, T. Burgermeister, J. Keller, K. Pyka, M.B. Plenio und T.E. Mehlstäubler, „Structural phase transitions and topological defects in ion Coulomb crystals“, *Physica B: Condensed Matter* 460, 114–118 (2015)
- [15] S. Ulm, J. Roßnagel, G. Jacob, C. Degünther, S. T. Dawkins, U. G. Poschinger, R. Nigmatullin, A. Retzker, M. B. Plenio, F. Schmidt-Kaler und K. Singer, „Observation of the Kibble-Zurek scaling law for defect formation in ion crystals“, *Nature Communications* 4, 2290 (2013)
- [16] S. Aubry, „The twist map, the extended Frenkel-Kontorova model and the devil's staircase“, *Physica D: Nonlinear Phenomena* 7(1–3), 240–258 (1983)
- [17] A. Benassi, A. Vanossi und E. Tosatti, „Nanofriction in cold ion traps“, *Nature communications* 2(1), 1–5 (2011)
- [18] L. Timm, H. Weimer, L. Santos und T. E. Mehlstäubler, „Energy localization in interacting atomic chains with topological solitons“, *arXiv preprint arXiv:1910.02135* (2019)
- [19] C. Ospelkaus, C.E. Langer, J.M. Amini, K.R. Brown, D. Leibfried und D.J. Wineland, „Trapped-Ion Quantum Logic Gates Based on Oscillating Magnetic Fields“, *Physical Review Letters* 101, 090502 (2008)
- [20] C. Ospelkaus, U. Warring, Y. Colombe, K.R. Brown, J.M. Amini, D. Leibfried und D.J. Wineland, „Microwave quantum logic gates for trapped ions“, *Nature* 476, 181 (2011)
- [21] M. Wahnschaffe, H. Hahn, G. Zarantonello, T. Dubielzig, S. Grondkowski, A. Bautista-Salvador, M. Kohnen und C. Ospelkaus, „Single-ion microwave near-field quantum sensor“, *Applied Physics Letters* 110, 034103 (2017)
- [22] H. Hahn, G. Zarantonello, M. Schulte, A. Bautista-Salvador, K. Hammerer und C. Ospelkaus, „Integrated  $9\text{Be}^+$  multi-qubit gate device for the ion-trap quantum computer“, *npj Quantum Inf.* 5, 70 (2019)
- [23] G. Zarantonello, H. Hahn, J. Morgner, M. Schulte, A. Bautista-Salvador, R.F. Werner, K. Hammerer, C. Ospelkaus, „Robust and Resource-Efficient Microwave Near-Field Entangling  $9\text{Be}^+$  Gate“, *Physical Review Letters* 123, 260503 (2019)
- [24] [Kibble1976] T. W. B. Kibble, „Topology of cosmic domains and strings“, *J. Phys. A: Math. Gen.* 9(8), 1387–1398 (1976)

# Mikrostrukturierte Ionenfallen

Tanja E. Mehlstäubler<sup>1</sup>, André P. Kulosa<sup>2</sup>, Amado Bautista-Salvador<sup>3</sup>,  
Alexandre Didier<sup>4</sup>, Christian Ospelkaus<sup>5</sup>

## Einführung

Atome sind die Bausteine jeder Form von Materie. Alles, was wir in unserem täglichen Alltag berühren oder benutzen, sogar unser eigener Körper, ist aus einer großen Anzahl unterschiedlichster Atome zusammengesetzt. Da mag es nur schwer vorstellbar sein, jemals einzelne Atome isolieren und betrachten zu können. Wissenschaftler des späten 20. und frühen 21. Jahrhunderts haben sich aber in der Disziplin der Quantenoptik auf die hochgenaue Kontrolle weniger Atome spezialisiert. Gerade diese hochgenaue Kontrolle einzelner Quanten-Teilchen ist entscheidend für die Realisierung eines zukünftigen Quantencomputers oder für das Betreiben hochgenauer Atomuhren. Die Plattform für moderne Quantenrechner, Quanten-Simulatoren und optische Uhren basierend auf lasergekühlten Ionen, ist die sogenannte Paul-Falle. Hier können atomare „Qubits“ kodiert und fast vollständig isoliert von der Umgebung gespeichert und manipuliert werden.

## Die Anfänge der Ionenfallen

Im frühen 20. Jahrhundert gelang es Robert Millikan, kleinste Ladungsmengen zu isolieren und somit die Elementarladung zu bestimmen. Diese Experimente wurden jedoch mit makroskopischen Öltröpfchen durchgeführt, die Milliarden von Atomen enthalten. Die Speicherung von einzelnen Atomen

in Form von geladenen Ionen erfolgte erst im späten 20. Jahrhundert und wurde zu einer Erfolgsgeschichte in der Messbarkeit von physikalischen Größen, wie der Sekunde.

Die Grundlage dafür wurde auf dem Gebiet der Massenspektrometrie gelegt: bestimmte Massen werden aus einem Gasgemisch verschiedener, ionisierter Teilchen gezielt aussortiert und vermessen. 1953 berichteten Wolfgang Paul und Helmut Steinwedel in der „Zeitschrift für Naturforschung“ erstmals über ein „neues Massenspektrometer ohne Magnetfeld“ [1], [2]. In diesem linearen Massenfilter wird ein zur Längsachse symmetrisches, elektrisches Wechselfeld mittels vier hyperbolischen Elektroden erzeugt, wobei jeweils sich gegenüber liegende Elektroden miteinander verbunden sind, die Elektrodenpaare A und B, wie in *Abbildung 4.1* dargestellt. Aufgrund der Verwendung von vier elektrischen Polen wird diese Anordnung auch als „Quadrupol-Massenfilter“ bezeichnet. An die Elektrodenpaare wird eine Spannung  $U$  angelegt, die mit der Frequenz  $\omega$  periodisch oszilliert. Für Ionen ergibt sich nun die folgende Bewegung: entlang der  $x$ -Achse bewegen sie sich gleichförmig und in  $y$ - sowie  $z$ -Richtung gemäß dem Verhältnis ihrer Ladung zur Masse. Dies bedeutet insbesondere, dass bei geeigneten Kombinationen von Werten für  $U$  und  $\omega$  nur Ionen mit einem bestimmten Ladung-zu-Masse-Verhältnis das Filter passieren können, für die sich eine stabile Trajektorie durch das Filter ergibt.

- <sup>1</sup> Prof. Dr. Tanja E. Mehlstäubler, QUEST | Institut an der PTB, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, E-Mail: [tanja.mehlstaeubler@ptb.de](mailto:tanja.mehlstaeubler@ptb.de)
- <sup>2</sup> Dr. André P. Kulosa, QUEST | Institut an der PTB, E-Mail: [andre.kulosa@ptb.de](mailto:andre.kulosa@ptb.de)
- <sup>3</sup> Dr. Amado Bautista-Salvador, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, QUEST | Institut an der PTB, E-Mail: [amado.bautista@ptb.de](mailto:amado.bautista@ptb.de)
- <sup>4</sup> Dr. Alexandre Didier, QUEST | Institut an der PTB, E-Mail: [alexandre.didier@ptb.de](mailto:alexandre.didier@ptb.de)
- <sup>5</sup> Prof. Dr. Christian Ospelkaus, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, QUEST | Institut an der PTB, E-Mail: [christian.ospelkaus@iqo.uni-hannover.de](mailto:christian.ospelkaus@iqo.uni-hannover.de)

**Abbildung 4.1:** Skizze des Vierpol-Feldes zur Massenspektrometrie. Vier Elektroden (jeweils Paare A und B) erzeugen ein zur  $x$ -Achse symmetrisches Wechselfeld, das mit Frequenz  $\omega$  periodisch oszilliert [3].

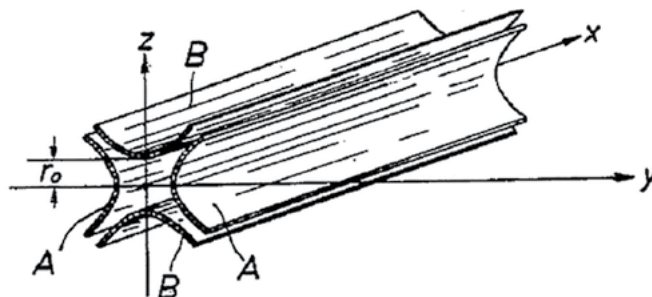
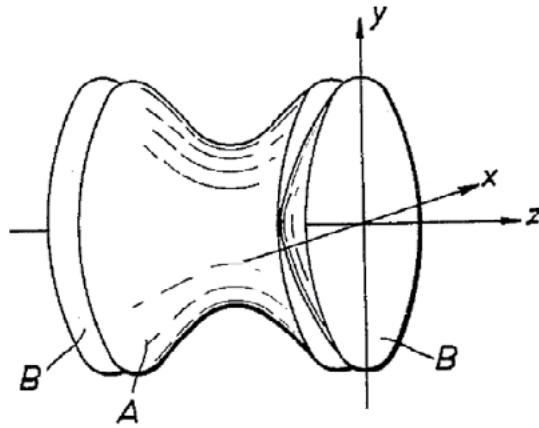


Abbildung 4.2:  
**Links:** Skizze des „Ionenkäfigs“ bestehend aus hyperbolischer Ringelektrode (A) und Endkappen (B) [3].  
**Rechts:** Fotografie des Ionenkäfigs nach Gernot Greff (Foto: Deutsches Museum)



Das bisherige Quadrupol-Massenfilter erlaubte zwar die gezielte Selektion eines geladenen Ions aufgrund seiner bestimmten Trajektorie durch den Messapparat, jedoch noch nicht seine dauerhafte Speicherung. Dies wurde erst mit der Weiterentwicklung zur Ionenfalle durch Wolfgang Paul und Manfred Raether im Jahr 1955 möglich. Die bisherige Apparatur mit vier Elektroden wurde durch eine einzige, hyperbolische Ringelektrode ersetzt, die von zwei Endkappen abgeschlossen wird und somit ein ideales Quadrupolfeld erzeugt (siehe *Abbildung 4.2*). Aus heutiger Sicht der Quantenoptik mit lasergekühlten Atomen stellt diese Anordnung ein fundamentales Problem dar: es findet sich kein optischer Zugang zum Ion für Laserkühlung und dem optischen Auslesen atomarer Zustände! Damals war dieser Freiheitsgrad tatsächlich nicht notwendig, da die Temperatur des Ions mittels resistiver Kühlung kontrolliert wurde. Hierfür wurde ein elektrischer Widerstand zwischen die Endkappen-Elektroden geschaltet. Bewegt sich ein Ion aufgrund seiner kinetischen Energie in der Falle, induziert es über die Coulomb-Wechselwirkung Ladungen in den Endkappen. Diese Ladungen ändern sich kontinuierlich und erzeugen somit einen Strom zwischen den Endkappen, der durch den Widerstand fließt. Energie, die aus der Bewegungsenergie der Ionen genommen wird, wird im Widerstand in Form von Wärme dissipiert. Wurden diese Experimente früher bei Raumtemperatur durchgeführt, lag somit die limitierende Temperatur des resistiven Kühlens bei ungefähr 300 K und konnte nur durch die Verwendung von kryogenen Apparaturen auf etwa 4 K reduziert werden. Paul-Fallen bieten aber typischerweise Potentialtiefen in einer Größenordnung von  $10^4$  K und erlauben daher Speicherzeiten für gefangene Ionen von mehreren Wochen bis hin zu Monaten. Die Entwicklung der Paul-Falle (von Wolfgang Paul favorisiert als „Ionenkäfig“ bezeichnet) wurde 1989 schließlich mit dem Nobelpreis der Physik gewürdigt [4].



Abbildung 4.3:  
 Wolfgang Paul – gewürdigt mit dem Nobelpreis in Physik 1989 „für die Entwicklung der Technik der Ionenfalle“ [4].

### Die Ära der zustandsselektiven Manipulation

Nur kurze Zeit später nach der Entwicklung des Paul'schen Ionenkäfigs gelang Theodor H. Maiman 1960 die erste Demonstration eines Lasers [5], was als Meilenstein der sogenannten 1. Quantenrevolution anzusehen ist. Die nun beginnende Weiterentwicklung der Laser sowie ihre kommerzielle Verfügbarkeit läutete auch eine neue Ära in der Grundlagenforschung mit Atomen ein. Dank der Methode der Laserkühlung kann die Temperatur von Atomen von mehreren 100 K in den mK-Bereich reduziert werden. Die während dieses Prozesses emittierten Fluoreszenz-Photonen können mit Kameras detektiert werden und erlauben somit eine direkte Beobachtung von einzelnen Atomen. Das Design der Ionenfalle wurde nun ebenfalls um optische Zugänge angepasst, um Ionen mit Laserstrahlung zu kühlen und zu detektieren. So gelang es schließlich Peter E. Toschek, der ebenfalls ein ehemaliger Mitarbeiter Wolfgang Pauls war, und Hans Dehmelt an der Universität Heidelberg im Jahr 1980 erstmals ein einzelnes, lasergekühltes  $\text{Ba}^+$ -Ion in einer Paul-Falle zu speichern [6].

Nahe dem Fallenzentrum kann das Potential der Paul-Falle als harmonisch approximiert werden, so dass für die gespeicherten Ionen die Bewegungszustände des quantenmechanischen harmonischen Oszillators vorliegen. Laserlicht kann nun genutzt werden, um die inneren Freiheitsgrade (elektronische Zustände) des Ions mit seinen äußeren Freiheitsgraden (Bewegungszustände im Potential) zu koppeln. Dieser Mechanismus des Quantenregimes wird im Allgemeinen mit dem Jaynes-Cummings-Modell erklärt. Unter gewissen Bedingungen, nämlich wenn die Bewegungsamplitude des Ions kleiner ist als die Wellenlänge des verwendeten Laserlichts, kann dem Ion mittels sogenanntem Seitenband-Kühlen gezielt Energie in Form eines Bewegungsquantums entzogen werden und schließlich die Population des absoluten Bewegungs-Grundzustands erreicht werden.

Diese gezielte Atom-Licht-Wechselwirkung wurde maßgeblich von David J. Wineland und seinen Kollegen am National Institute of Standards and Technology (NIST, USA) entwickelt und legte den Grundstein für die Quantenlogikspektroskopie (s. Artikel „Quantenlogik-Spektroskopie“ in dieser Ausgabe) [7]. Diese „bahnbrechenden, experimentellen Methoden, die die Messung und Manipulation individueller Quantensysteme ermöglichten“ wurden 2012 mit dem Nobelpreis für Physik gewürdigt [4].

Mit der gezielten Kontrolle über die Qubit-Zustände in gefangenen Ionen kamen erste Quanteninformationsexperimente in Sicht. Die ersten Ionenfallen, in denen erfolgreich Quantengatter implementiert wurden, erlauben jedoch nur die Speicherung einiger weniger Ionen. Eine absolute Notwendigkeit für die Realisierung künftiger Quantencomputer ist aber die Operation auf vielen Qubits gleichzeitig, eines der sogenannten DiVincenzo-Kriterien für Quantencomputer [8]. Doch wie kann man Ionenfallen skalieren, um dieser Anforderung gerecht zu werden?

Eine Antwort auf diese Frage entwickelte ebenfalls die Gruppe von David J. Wineland mit dem Konzept von einem „Quantum Charge-Coupled Device“ (QCCD) [7], [9]. Auf einem solchen Gerät sollen Elektroden segmentiert werden, so dass die elektrischen Potentiale in jedem Segment unabhängig ausgewählt werden können. Damit können viele Ionen gleichzeitig gespeichert und zwischen

verschiedenen Zonen transportiert werden (siehe [Abbildung 4.4](#)), damit kontrollierbare Quantenoperationen durchgeführt werden können.

Dieses Konzept stellte aber eine große technische Herausforderung dar. Die Segmente müssen elektrisch getrennt werden und eine Vielzahl von elektrischen Verbindungen müssen angebracht werden. Um elektrische Feldgradienten zu vermeiden, muss die Segmentierung präzise hergestellt werden. Alle Isolatoren, die sich elektrisch aufladen können, müssen möglichst von den Ionen ferngehalten werden, um Störfelder zu vermeiden. Außerdem müssen passende Materialien verwendet werden, um den Betrieb in Ultrahochvakuum zu ermöglichen und die störende Erwärmung der Falle zu minimieren. Deshalb stellte sich damals die Frage: Können Ionenfallen wirklich skalierbar und komplizierter werden?

### Die ersten mikrostrukturierten Ionenfallen

Die Gruppe von David J. Wineland stellte zeitgleich eine Falle mit segmentierten Elektroden her und demonstrierte die erfolgreiche Speicherung und den Transport von Ionen in zwei unterschiedlichen Fallensegmenten [10]. Der erste Baustein für die Umsetzung der Idee von einem QCCD für Quantencomputer wurde gelegt. Die Falle basierte auf einem vergoldeten  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Wafer und die präzise Segmentierung der Fallenschlitze wurde mittels Laserablation definiert.

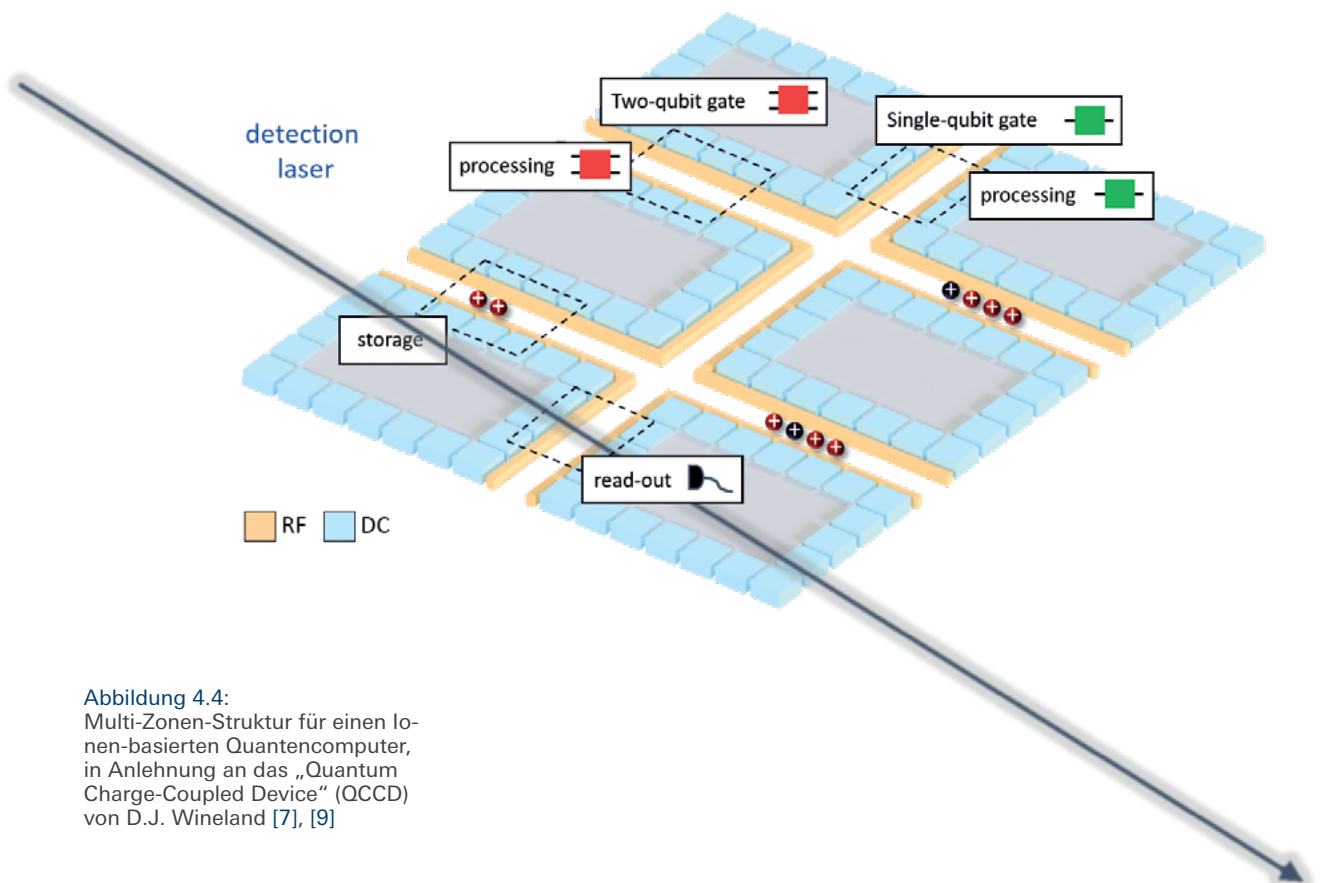
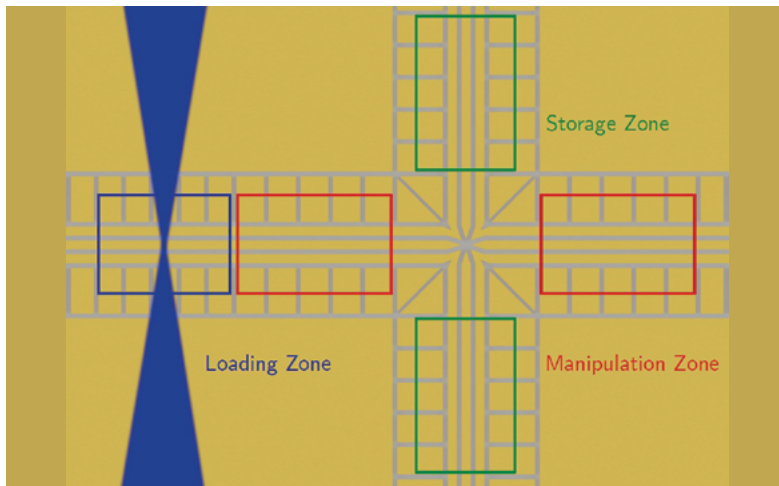


Abbildung 4.4:  
Multi-Zonen-Struktur für einen Ionen-basierten Quantencomputer, in Anlehnung an das „Quantum Charge-Coupled Device“ (QCCD) von D.J. Wineland [7], [9]





**Abbildung 4.5:** Skizze einer mikrostrukturierten Oberflächenfalle, wie sie derzeit am QUEST-Institut entwickelt wird. In den verschiedenen Zonen können Ionen geladen, gespeichert und manipuliert werden. Die zentrale Kreuzung ermöglicht den Transport zwischen diesen Zonen.

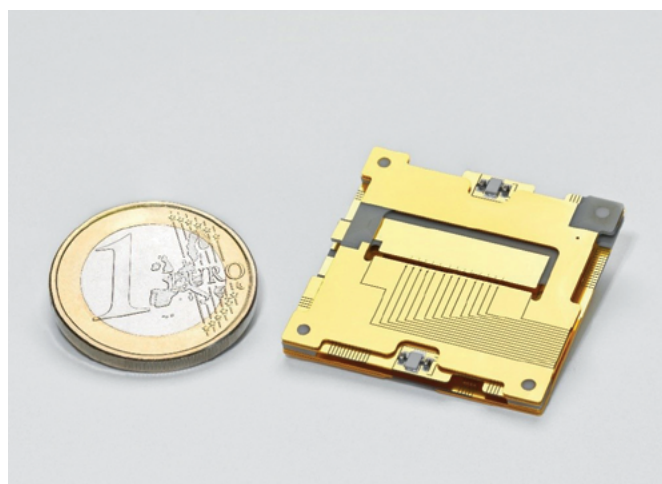
Im Jahr 2006 wurde erstmals eine segmentierte Falle mit einer T-Struktur in der Gruppe von Christopher R. Monroe aufgebaut [11]. Diese Falle bestand aus drei vergoldeten  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Wafers mit insgesamt 49 Elektroden und 11 Zonen. Ionen konnten in verschiedenen Zonen erfolgreich gespeichert, separiert, transportiert und getauscht werden. Die Realisierung solcher grundlegenden Operationen bestätigte das Konzept des skalierbaren Ionen-Quantencomputers. Die Herstellung skalierbarer Ionenfallen für Quantencomputer hat seitdem signifikante Weiterentwicklungen erfahren. Die Gruppe von Ferdinand Schmidt-Kaler entwickelte im Jahr 2007 eine mikrostrukturierte Falle mit einer großen Anzahl von Segmenten in drei unterschiedlichen Zonen [12]. Dieses Design wurde später in der Gruppe von Rainer Blatt verwendet, um parallel zu Arbeiten am NIST [13] die Bewegungszustände von räumlich getrennten Ionen zu koppeln [14]. Im Jahr 2009 wurde am NIST erstmals zuverlässiger Transport von Ionen durch Kreuzungen und praktisch im Bewegungs-Grundzustand demonstriert [15]. Gegenwärtig wird auch am QUEST-Institut eine skalierbare Oberflächenfalle entwickelt, die dedizierte Zonen für flexible Qubit-Operationen vorweist (siehe *Abbildung 4.5*)

## Skalierbare Ionenfallen für die Quantenmetrologie

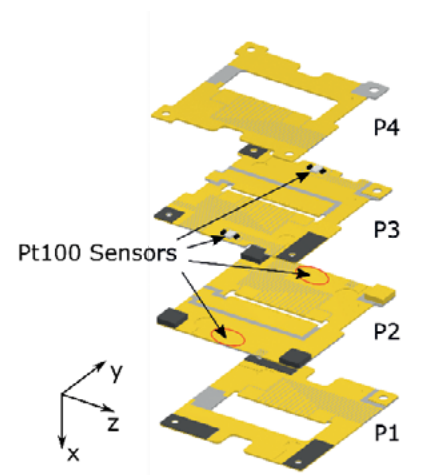
Die präzise Kontrolle von Ionen in unterschiedlichen Segmenten einer linearen Falle ermöglicht neue Anwendungen der Quantenmetrologie. Damit können neue Uhren basierend auf Quantenlogikspektroskopie gebaut werden [16] und auch die Realisierung einer skalierbaren Multi-Ionen-Uhr rückt näher [17], [18].

Für solche Anwendungen entwickelt die PTB seit 2012 präzise, skalierbare Chip-Ionenfallen. Die technisch ausgefeilteste Version der Falle basiert auf vier Aluminiumnitrid (AlN)-Keramik-Platinen, die in der PTB lasergeschnitten und vergoldet werden. Passende, vakuumtaugliche und unmagnetische Materialien werden für die Falle, deren Zusammenbau, und die Anbringung integrierter SMD-Filterelektronik ausgewählt, um einen Betrieb in Ultrahochvakuum mit einem Restdruck unter  $10^{-10}$  mbar zu ermöglichen. Integrierte Temperatursensoren erlauben die präzise Bestimmung der Erwärmung der Falle und damit den Beitrag der Schwarzkörperstrahlung zur Uhrenungenauigkeit. Diese High-end-Fallen bieten eine sehr geschützte Umgebung für die Speicherung von Ionenketten, in der eine Uhr mit einer relativen Unsicherheit von  $10^{-19}$  realisiert werden kann [18].

Basierend auf diesen guten Ergebnissen wurde ein Teil des BMBF-geförderten Industrieprojekts „Optische Einzelionen-Uhr für Anwender“ (Opticlock) den skalierbaren Ionenfallen gewidmet. In diesem Projekt wird der Prototyp einer Einzelionen-Uhr entwickelt, die dauerhaft und zuverlässig funktionieren soll. Eine kompakte skalierbare Falle (siehe *Abbildung 4.6*) wurde in der PTB entwickelt und hergestellt, um später Präzisionsspektroskopie von mehreren Ionen in einer solchen Uhr zu ermöglichen. Die Falle basiert auf vier AlN-Keramik-Platinen, die in der PTB lasergeschnitten wurden. Die Platinen



**Abbildung 4.6:** Die Opticlock-Falle für die Spektroskopie von Coulomb-Kristallen.



wurden anschließend mit Ti/Au beschichtet und die Elektroden und Segmente darauf laserstrukturiert. Vier Temperatursensoren werden auf der Falle integriert, um die Temperaturverteilung auf der Falle bestimmen zu können. Zunächst wurden die Chips mit einer Präzision besser als 10  $\mu\text{m}$  aufeinander platziert und kontaktiert.

Die Falle wurde auf einem AlN-Keramikträger kontaktiert (siehe [Abbildung 4.7](#)), der im Rahmen des Projekts in Kollaboration mit der Universität Siegen entwickelt wurde. Der Träger enthält die Filterelektronik und alle elektrischen Anschlüsse. Die Falle wird momentan bei einem Vakuumdruck von weniger als  $10^{-10}$  mbar in der Universität Siegen betrieben, wo bereits Ketten von  $^{172}\text{Yb}^+$ -Ionen gefangen werden konnten.

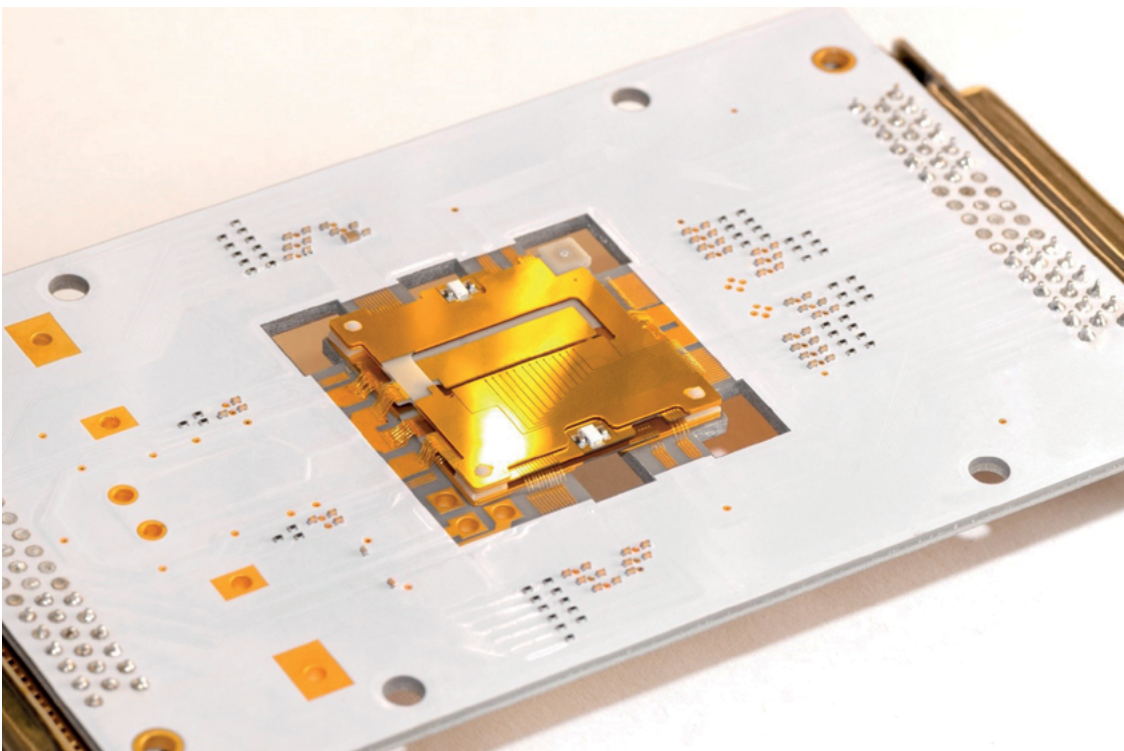
Weitere Fallen werden momentan für interne und externe Partner entwickelt. In der PTB wird eine neue Uhr mit einer skalierbaren Ionenfalle aufgebaut, in der gekühlte  $\text{Yb}^+$  und  $\text{Sr}^+$ -Ionen gleichzeitig gespeichert werden sollen. Andere Fallen dienen der Quantenlogik-Spektroskopie an gespeicherten  $\text{He}^+$  Ionen im extremen Ultraviolett-Bereich (32 nm) und an  $\text{Al}^+$  Ionen für den Uhrenbetrieb.

Diese mehrlagigen, skalierbaren Fallen werden auch „skalierbare 3D-Falle“ genannt, da die Fallenelektroden in drei Dimensionen angeordnet sind. Mit ihnen werden sehr tiefe Fallenpotentiale erreicht, in denen die Ionen über Tage gefangen bleiben und sogar Stöße mit Restgasmolekülen überstehen. Aufgrund der hohen Schirmung der darin gespeicherten Ionen von äußeren elektrischen Feldern und deren Rauschen, sowie äußerst

niedriger Heizraten, bieten diese Fallen eine sehr gute Plattform für Präzisionsspektroskopie, Atomuhren und lange Kohärenzzeiten. Ebenfalls erlauben sie eine einfache Integration von optischen Glasfasern, welche zwischen den Elektroden geschirmt eingeführt werden können.

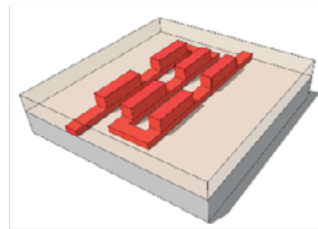
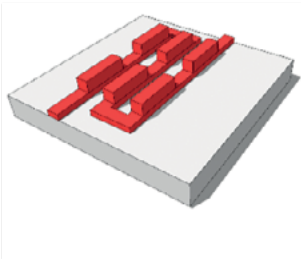
### Oberflächenfallen für die Quanteninformationsverarbeitung

Planare oder Oberflächenionenfallen [19], [20] stellen eine flexible skalierbare Plattform für die Realisierung zukünftiger Anwendungen in Quantencomputern, Quantensimulatoren und Quantenmetrologie dar. Unter Skalierbarkeit versteht man hierbei die Möglichkeit, im Prinzip beliebig viele individuelle „Bauelemente“ von Fallensystemen auf einer Trägerstruktur in einem einzelnen Fabrikationsdurchgang herstellen zu können, ähnlich wie Halbleiterbauelemente auf Computerchips untergebracht werden. Dabei baut man auf etablierten Verfahren der Halbleiterindustrie auf, welche es erlauben, planare Strukturen zu realisieren. Im Gegensatz zu den oben beschriebenen dreidimensionalen Strukturen wird hier die oberste Metallschicht in Segmente (Elektroden) unterteilt. Durch Anlegen geeigneter Spannungen an diese Elektroden können Ionen oberhalb der Oberfläche gespeichert werden; durch zusätzliche Unterteilung der Oberfläche in funktional unterschiedliche Zonen oder Register kann die oben beschriebene QCCD-Architektur implementiert werden. Die Ionen werden in der Regel einige zehn Mikrometer oberhalb der Oberfläche lokalisiert.



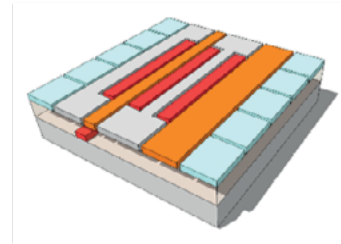
**Abbildung 4.7:** Die Opticlock-Falle auf dem Trägerboard. Eine Glass-Küvette (nicht gezeigt) wurde darauf platziert, um die Falle in einer Vakuum Umgebung mit  $<10^{-10}$  mbar benutzen zu können.

### a) Metallagen (L1 und D1)



### b) Planarisierung des Polymers

### c) oberste Metallschicht (L2)



**Abbildung 4.8:** Herstellungsprozess für mehrlagige Ionenfallen.

**a)** Aufbringen von Metalllage und Durchkontaktierungsebene auf das Substrat mittels Photolithographie und Galvanik.  
**b)** Aufbringen und Planarisierung des Dielektrikums (Polymer).  
**c)** Aufbringen der obersten Metallschicht durch Wiederholen von Schritt a).

**Abbildung 4.9:** Links: Einlagige Oberflächenfalle mit Drahtbonds elektrisch verbunden mit einer Leiterplatte aus Rogers 4350B™ Material.

**Rechts:** Eine Mehrlagen-Falle bevor die elektrischen Verbindungen (Drahtbonds) zwischen den Fallenelektroden und der Leiterplatte aufgebracht wurden. Die schwarze Maßstabsleiste entspricht ~2 mm.

Durch vertikale Stapelung mehrerer solcher Strukturen ist es im Prinzip aber auch möglich, das Prinzip hin zu dreidimensionalen Fallen zu erweitern. Ein wesentliches Element für die Realisierung einer planaren Ionenfalle ist die Wahl eines geeigneten Beschichtungsverfahrens, welches das Versprechen der Skalierbarkeit beispielsweise durch die Verwendung lithographischer Techniken einlöst. Um die Kontrollsignale zur Speicherung und Manipulation der Ionen auch in einer komplexen Struktur mit vielen über die Oberfläche verteilten Quantenregistern zuführen zu können, sollte eine geeignete Beschichtungstechnologie Kontrollsignale, ähnlich einer mehrlagigen Leiterplatte, in zusätzlichen Schichten unterhalb der Elektrodenoberfläche führen können. Diese können dann flexibel mit der obersten Elektrodenoberfläche zur Manipulation der Ionen verbunden werden. Das Verfahren sollte auf einer breiten Auswahl an Substraten realisierbar sein, idealerweise den in [Tabelle 4.1](#) aufgeführten und zusätzlich auf Silizium. Eventuell exponierte Dielektrika sollten so weit wie möglich vor den Ionen verborgen werden. Es sollte auch möglich sein, dicke metallische Leiter zu realisieren, um größere Ströme führen zu können. Gegebenenfalls im Prozess aufgebraute Dielektrika zur elektrischen Isolation der verschiedenen Metallagen voneinander sollten die gleichen hohen Anforderungen erfüllen, die auch an Substrate gestellt werden (vgl. [Tabelle 4.1](#) unten) und zusätzlich noch strukturierbar sein.

Im Reinraumzentrum der PTB wurde hierzu ein patentierter Prozess entwickelt [21] und

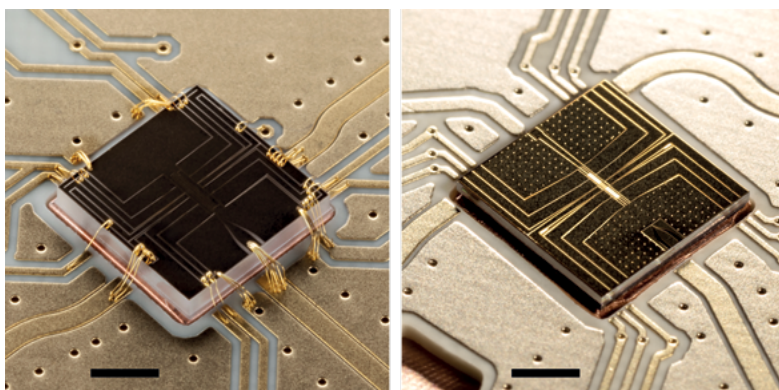
demonstriert [22], [23], der diese Anforderungen hervorragend erfüllt. Dieser Prozess ermöglicht die Realisierung komplexer Fallenstrukturen; dank der breiten Materialauswahl für Substrate können die fabrizierten Fallen sowohl bei Raumtemperatur als auch in einer kryogenen Umgebung verwendet werden.

Der hierzu entwickelte Fabrikationsprozess wird im Folgenden kurz dargestellt (siehe [Abbildung 4.8 a](#)).

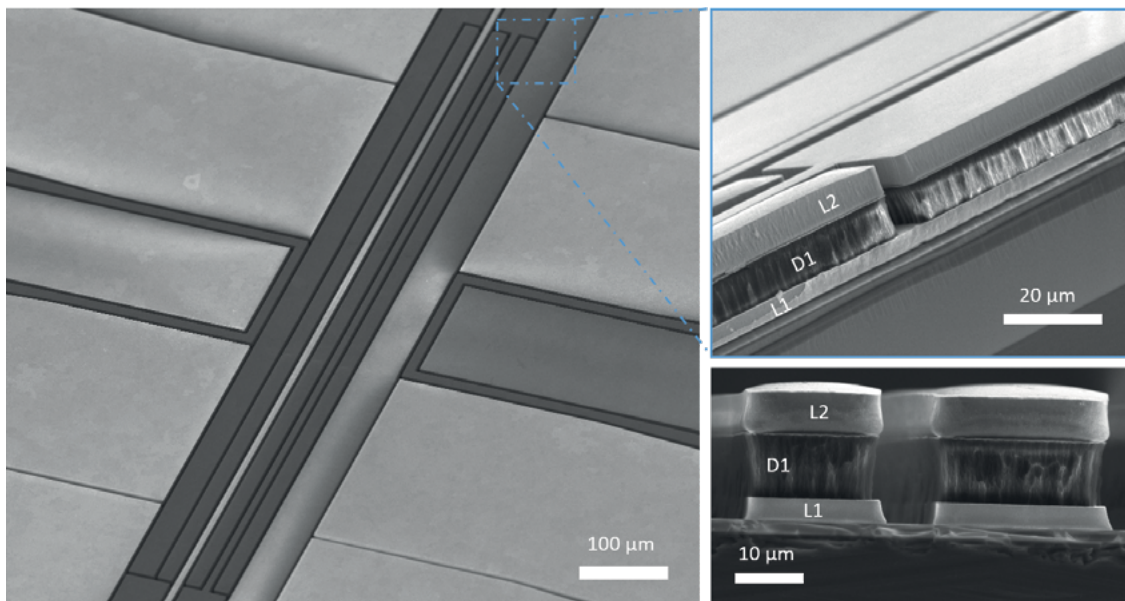
**a)** Auf einem Substrat wird mittels Photolithographie und Galvanik eine erste Metalllage M1 aufgetragen. Mittels eines weiteren Schrittes von Photolithographie und Galvanik entsteht hierauf eine weitere Metallschicht D1, welche sogenannte „Durchkontaktierungen“ beinhaltet.  
**b)** Die von Metall freien Bereiche werden in einem weiteren Schritt mit einem polymerbasierten Dielektrikum aufgefüllt und anschließend planarisiert, so dass die Oberseiten der Durchkontaktierungen in der planarisierten Oberfläche freiliegen.  
**c)** Hierauf können weitere Schichten von metallischen Leitern  $M_n$  und Durchkontaktierungen  $D_n$  aufgebracht werden ( $n=2,3,\dots$ ), bis schließlich eine letzte Metallschicht  $M_n$  aufgebracht wird und mittels eines finalen Ätzschruttes verbliebene Bereiche mit Dielektrika zwischen den Goldleitern freigestellt werden können.

Beispiele von einfachen leitenden Strukturen, bei denen alle Verbindungen in einer Ebene liegen, wie in [Abbildung 4.9](#) (links) dargestellt, wurden mittels Photolithographie und Galvanik hergestellt. Insbesondere in Hinblick auf die Skalierbarkeit ist es aber wünschenswert, Zuleitungen für Kontrollfelder auch in mehrlagigen Strukturen führen zu können oder gar durch das Substrat der Strukturen hindurchführen zu können, wie in [Abbildung 4.10](#) (rechts) dargestellt.

Dass es sich dabei um eine genuine Mehrlagen-Struktur handelt, wird in der Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme [Abbildung 4.10](#) deutlich. Hier wurde eine Chipstruktur durchgebrochen, um die Mehrlagen-Struktur sichtbar zu machen. Man erkennt deutlich eine untere Ebene (L1), die sich beispielsweise zum Führen von Kontrollsignalen (D1) eignet, sowie eine obere Metalllage (L2).







**Abbildung 4.10:**  
**Links:** REM-Abbildung der inneren Seite einer mehrlagigen Ionenfalle die an der PTB fabriziert wurde.

**Rechts oben:** Querschnitt des geschnittenen Chips, in dem Lage 1 (L1), Durchkontaktierung (D1) und Lage 2 (L2) zu erkennen sind.

**Rechts unten:** Querschnitt von Teststrukturen; die Herstellungsmethode ermöglicht Lücken mit hohem Aspektverhältnis (1 : 4) zwischen den Fallenelektroden.

Die oberhalb der Oberfläche gespeicherten Ionen werden im Wesentlichen durch von der obersten Lage ausgehende Signale beeinflusst. Die unteren Zuführungslagen werden an geeigneten Stellen mithilfe der Durchkontaktierungsebene mit der obersten Lage verbunden. Zu den wesentlichen Vorteilen des hier vorgestellten Prozesses gehört die Skalierbarkeit zu im Prinzip beliebig vielen Metalllagen, da hierbei aufgrund der Planarisierung keine Unebenheiten akkumuliert werden. Weiterhin lassen sich sehr dicke Metallschichten realisieren. Dies ist wichtig, weil in den Lücken zwischen den Elektroden der obersten Metalllage Dielektrika, in den unteren Lagen und vom Substrat, für das Ion „sichtbar“ werden können. Dies ist unerwünscht, denn Dielektrika können sich in einer unkontrollierten Weise aufladen und die Ionen beeinflussen. In dem demonstrierten Prozess lassen sich sehr dicke metallische Schichten ( $>10\ \mu\text{m}$ ) mit sehr kleinen lateralen Lücken von  $2\ \mu\text{m}$  herstellen, sodass verbliebene Dielektrika rein geometrisch sehr effektiv vor den Ionen versteckt werden. Weiterhin konnte durch Optimierung des Galvanikprozesses die Oberflächenrauigkeit bis auf unter  $20\ \text{nm RMS}$  gesenkt werden, was insbesondere interessant werden kann, wenn weitere Fabrikationstechniken integriert werden sollen und was auch Vorteile für die Kontrolle der Ionen oberhalb der Oberfläche hat.

### Die Ionenfallen der Zukunft

Ionenfallen wurden als eine der Schlüsselkomponenten für neue Quantentechnologien in Deutschland und weltweit erkannt. Allerdings muss noch viel getan werden, damit die perfekte Plattform für Quantencomputer, Quantensimulationen und Quantenmetrologie realisiert werden kann.

### Welche Materialien für die Ionenfallen?

Die ersten skalierbaren Fallen für Quantenanwendungen wurden mit  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Wafeln aufgebaut. Dieses Material besitzt gute, elektrische Eigenschaften und lässt sich mit Laserablation präzise bearbeiten, weist aber eine schlechte Wärmeleitfähigkeit vor. Verschiedene Materialien für den Fallenbau wurden an der PTB getestet. Das Glasfaser-verstärkte Leiterplattenmaterial „RO4350B“ hat kleine, dielektrische Verluste (siehe [Tabelle 4.1](#)) und kann leicht geschnitten, beschichtet und strukturiert werden. Mit diesem Material können Fallen mit guten Eigenschaften zu einem erschwinglichen Preis hergestellt werden. Die High-end-Fallen der PTB werden mit einer AlN-Keramik gefertigt. Dieses Material besitzt sehr geringe, elektrische Verluste und hat eine hohe Wärmeleitfähigkeit, die zu einer verringerten Erwärmung der Falle führt. Die präzise Bearbeitung eines solchen Materials ist aber aufwendiger als  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Nach einem mehrjährigen Entwicklungsprozess gelang es an der PTB mit einem gepulsten ns-Lasersystem, hoch-präzise Fallen basierend auf diesem Material herzustellen. Diese Fallen befinden sich aktuell im Einsatz in den Atomuhren und zeigten hervorragende Eigenschaften für die Frequenzmetrologie.

Darüber hinaus werden neue Materialien mit neuen Bearbeitungstechnologien getestet. Insbesondere der Einsatz von fs-Laser-basierten Bearbeitungsmethoden erlaubt es, neue, noch vorteilhaftere Materialien zu erschließen.

Eine aus Diamant bestehende Falle wird beispielsweise im Rahmen des BMBF-geförderten IDEAL-Projekts entwickelt (siehe nächster Abschnitt). Auch Materialien wie Quarzglas und Saphir kommen in Frage. Subtraktives Laserätzen erlaubt es, Elektroden und Volumina mit einer Präzision von  $1\ \mu\text{m}$  zu definieren.



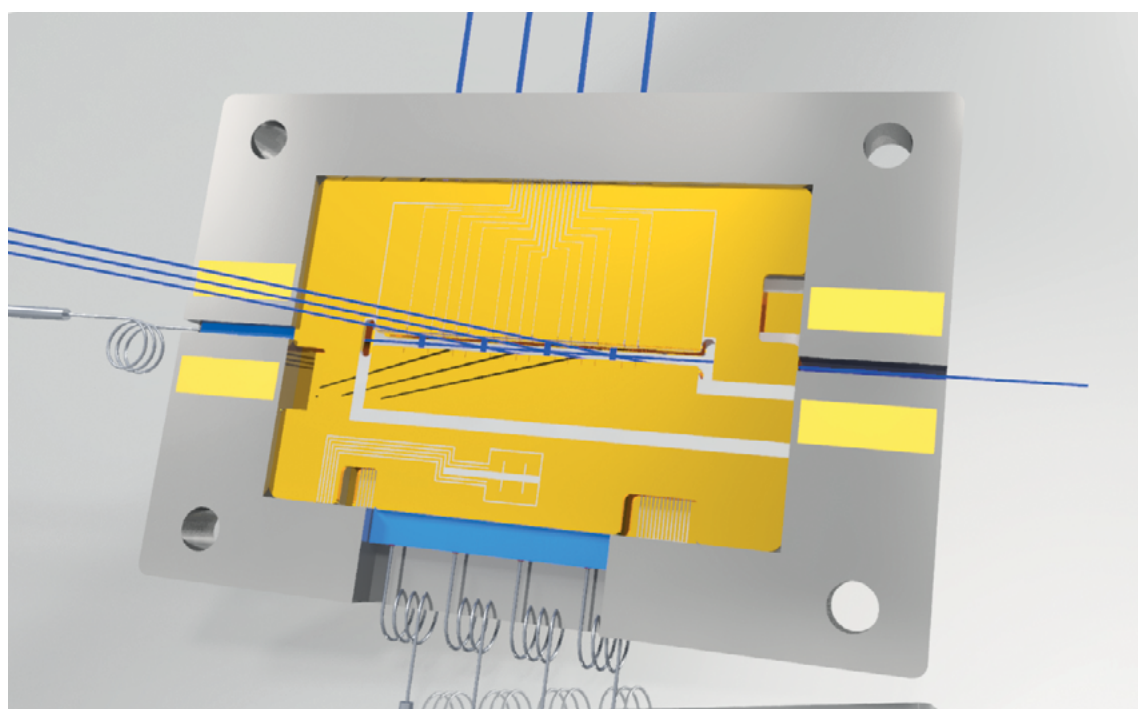
## Integration von Optik

Die gespeicherten Ionen müssen lasergekühlt und mit Lasern abgefragt werden, damit ihr Anregungszustand detektiert werden kann. Typischerweise werden zu diesem Zweck Laserstrahlen von außerhalb der Vakuumkammer auf die Ionen gerichtet. Die Fluoreszenz der Ionen wird in der Regel auch mit voluminöser Optik außerhalb der Kammer gesammelt. Nur wenige Segmente können damit mit ausreichender Auflösung gleich-

zeitig abgebildet werden. Bei 2D-Fallen gehen die Laserstrahlen sehr nah an der Oberfläche der Fallenelektroden entlang. Um tausende Qubits manipulieren zu können, müssen sehr breite Wafer benutzt werden. Das führt dazu, dass die Strahlen wegen ihrer Divergenz die Fallenelektroden berühren. Damit die Anzahl an Qubits erhöht werden kann, sollen die Optiken sehr kompakt und möglichst nah an der Falle integriert werden. Integrierte Mikrooptiken wie Fresnel-Linsen oder Wellenleiter wurden für die Fluoreszenzdetektion

**Tabelle 4.1:** Ausgewählte Eigenschaften von Materialien für den Fallenbau [24] – [32]. Die Werte für Saphir hängen von der Kristallrichtung ab [26].

	Quarzglas	Saphir	Rogers (RO4350B™)	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	AlN	CVD-Diamant
Dielektrischer Verlustfaktor ( $\times 10^{-4}$ )	<4	1	37 (10 GHz)	1 (1 MHz)	4	10 (15 MHz)
Dielektrische Konstante	3,8	9,4–11,5	3,5	9,9	8,9	5,7
Thermische Leitfähigkeit ( $W m^{-1} K^{-1}$ ) bei Raumtemperatur	1,4	23,0–25,8	0,7	32	175	>1800
Ausdehnungskoeffizient ( $10^{-6} K^{-1}$ ) bei Raumtemperatur	0,52	5,9–7,0 (70° C)	10–32	7,2	4,6	1,0



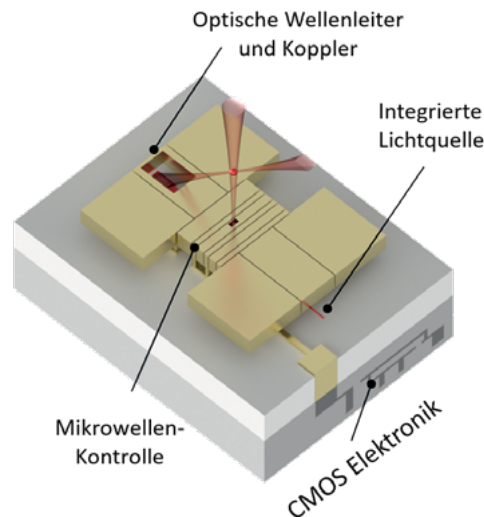
**Abbildung 4.11:** Konzept von der Ionenfalle mit integrierter Optik. Die Mikrooptiken für die Fluoreszenzdetektion werden hier nicht gezeigt.

und Laserstrahlen erprobt [33], [34]. Zusätzliche Abbildungsobjektive oder Freistrahl-optik außerhalb der Vakuumkammer mussten aber immer noch verwendet werden, um die Ionen vollständig abzufragen und zu detektieren.

Im Rahmen des BMBF-geförderten Projekts „Integrierte Diamant Ionenfalle“ (IDEAL) wird in der PTB eine Falle mit integrierter Optik entwickelt, sowohl für die Fluoreszenzdetektion als auch für die Formung aller benötigten Laserstrahlen (siehe *Abbildung 4.11*). In Zusammenarbeit mit Partnern aus der Industrie und von der Leibniz Universität Hannover werden Chips aus Diamant präzise bearbeitet. Integrierte, achromatische Mikrooptiken werden verwendet, um die Laserstrahlen aus drei unabhängigen Richtungen auf die Ionen richten zu können. Ein Mikrolinsen-Array wird die Fluoreszenz von Ionen, die in unterschiedlichen Segmenten gespeichert werden, gleichzeitig sammeln.

### Hybride Integration

Ein funktionaler Quantencomputer oder Quantensimulator erfordert über die Skalierung der Fallenelektroden im Rahmen der QCCD-Architektur die Skalierung weiterer Kontroll- und Manipulationstechniken. Wie in dem Artikel „Quantenvielteilchenphysik und Quantencomputer“ in diesem Heft bereits beschrieben, können mit dem oben beschriebenen Mikrofabrikationsprozess die elementaren Gatteroperationen eines zukünftigen Quantenprozessors auf Basis einzelner Ionen realisiert und skaliert werden. Darüber hinaus ist es auch wünschenswert, die Zuführung der elektrischen Signale skalierbarer zu gestalten. Vergleiche hierzu *Abbildung 4.9* links, wo die Kontaktierung von der Oberseite erfolgt. Insbesondere in Hinblick auf die in jedem Szenario erforderliche Kühlung, Zustandspräparation und Detektion der Ionen mittels Laserstrahlen ist es erforderlich, die elektrischen Verbindungen aus dem Bereich der optischen Kontrolle von der Vorderseite auf die Rückseite des Chips zu verlegen. Hierzu wird an der PTB ein Prozess entwickelt, der es erlaubt, die Elektroden auch mittels Substrat-Durchkontaktierungen von der Rückseite des Substrats her zu kontaktieren. Dies ermöglicht es auch, die Fallenstrukturen mit anderen elektronischen Baugruppen und Standard-Prozessen hybrid zu integrieren. Die Skizze in *Abbildung 4.12* zeigt ein solches Szenario, wo eine Ionenfallen-Chip zu Illustrationszwecken auf einer in CMOS gefertigten Struktur zur Erzeugung der elektronischen Kontrollsignale aufgesetzt ist. Ein solcher Hybrid-Integrationsansatz erlaubt es, entwickelte und demonstrierte Vorteile verschiedener Mikrofabrikationsverfahren miteinander zu verknüpfen.



**Abbildung 4.12:** Szenario zur Integration verschiedener elektronischer und optischer Kontrolltechniken am Beispiel einer Oberflächenfalle.

Weiterhin lässt das entwickelte Beschichtungsverfahren die Integration weiterer optischer Kontrolltechnologien zu, die in Ergänzung zu den oben beschriebenen Mikrooptiken auf Chip-Ebene durchgeführt werden könnten. Hier sind in den letzten Jahren interessante Ansätze beispielsweise an den MIT-Lincoln Laboratories oder an der ETH Zürich verfolgt worden. Diese lassen sich mit dem beschriebenen Verfahren kombinieren. Darüber hinaus könnte die im Exzellenzcluster *Quantum Frontiers* bestehende Expertise genutzt werden, um aktive optische Elemente und integrierte Detektoren in den Strukturen einzubetten. Das verwendete Dielektrikum erlaubt es, diese zuerst unabhängig direkt auf dem Substrat auszuführen und nach Aufbringen einer Schutzschicht den für die Ionenfalle erforderlichen Prozess auf dem bereits prozessierten Substrat durchzuführen. Anschließend könnten die integrierten Elemente in einem finalen Schritt lokal selektiv für optischen Zugang zu den Ionen in ausgewählten Bereichen wieder freigelegt werden.

### Literatur

- [1] W. Paul und H. Steinwedel, „Notizen: Ein neues Massenspektrometer ohne Magnetfeld“, *Z. Naturforsch.* **8a**, 448–450 (1953)
- [2] W. Paul und H. Steinwedel, D-Patent DE944900C „Verfahren zur Trennung bzw. zum getrennten Nachweis von Ionen verschiedener Ladung“ (1956)
- [3] W. Paul und H. Steinwedel, US-Patent 2939952 „Apparatus for separating charged particles of different specific charges“ (1960)
- [4] <http://www.nobelprize.org>, letzter Aufruf: 18.02.2020
- [5] T.H. Maiman, „Stimulated Optical Radiation in Ruby“, *Nature* **187**, 493–494 (1960)
- [6] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P.E. Toschek und H. Dehmelt, „Localized visible Ba<sup>+</sup> mono-ion oscillator“, *Phys. Rev. A* **22**, 1137 (1980)

- [7] D.J. Wineland, C. Monroe, W.M. Itano, D. Leibfried, B.E. King und D.M. Meekhof, „Experimental issues in coherent quantum-state manipulation of trapped atomic ions“, *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* **103**, 259 (1998)
- [8] D.P. DiVincenzo, „The Physical Implementation of Quantum Computation“, *Fortschr. Phys.* **48**, 771–783 (2000)
- [9] D. Kielpinski, C. Monroe und D.J. Wineland, „Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer“, *Nature* **417**, 709–711 (2002).
- [10] M. A. Rowe, A. Ben-Kish, B. DeMarco, D. Leibfried, V. Meyer, J. Beall, J. Britton, J. Hughes, W.M. Itano, B. Jelenkovic, C. Langer, T. Rosenband und D. J. Wineland, „Transport of Quantum States and Separation of Ions in a Dual RF Ion Trap“, *Quant. Inf. Comp.* **2**, 257 (2002)
- [11] W.K. Hensinger, S. Olmschenk, D. Stick, D. Hucul, M. Yeo, M. Acton, L. Deslauriers und C. Monroe, „T-junction ion trap array for two-dimensional ion shuttling, storage, and manipulation“, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 034101 (2006)
- [12] S.A. Schulz, U. Poschinger, F. Ziesel und F. Schmidt-Kaler, „Sideband cooling and coherent dynamics in a microchip multi-segmented ion trap“, *New J. Phys.* **10**, 045007–045021 (2008)
- [13] K.R. Brown, C. Ospelkaus, Y. Colombe, A.C. Wilson, D. Leibfried und D.J. Wineland, „Coupled quantized mechanical oscillators“, *Nature* **471**, 196 (2011)
- [14] M. Harlander, R. Lechner, M. Brownnutt, R. Blatt und W. Hänsel, „Trapped-ion antennae for the transmission of quantum information“, *Nature* **471**, 200–203 (2011)
- [15] R.B. Blakestad, C. Ospelkaus, A.P. VanDevender, J.M. Amini, J. Britton, D. Leibfried und D.J. Wineland, „High-Fidelity Transport of Trapped-Ion Qubits through an X-Junction Trap Array“, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 153002 (2009)
- [16] S.M. Brewer, J.-S. Chen, A.M. Hankin, E.R. Clements, C.-W. Chou, D.J. Wineland, D.B. Hume und D.R. Leibbrandt, „ $^{27}\text{Al}^+$  Quantum-Logic Clock with a Systematic Uncertainty below  $10^{-18}$ “, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 033201 (2019)
- [17] N. Herschbach, K. Pyka, J. Keller und T.E. Mehlstäubler, „Linear Paul trap design for an optical clock with Coulomb crystals“, *Applied Physics B* **107**, 891–906 (2012)
- [18] J. Keller, T. Burgermeister, D. Kalincev, A. Didier, A.P. Kulosa, T. Nordmann, J. Kiethe und T.E. Mehlstäubler, „Controlling systematic frequency uncertainties at the  $10^{-19}$  level in linear Coulomb crystals“, *Phys. Rev. A* **99**, 013405 (2019)
- [19] J. Chiaverini, R.B. Blakestad, J. Britton, J.D. Jost, C. Langer, D. Leibfried und D. J. Wineland, „Surface-electrode architecture for ion-trap quantum information processing“, *Quant. Inf. Comp.* **5**, 419 (2005)
- [20] S. Seidelin, J. Chiaverini, R. Reichle, J.J. Bollinger, D. Leibfried, J. Britton, J.H. Wesenberg, R.B. Blakestad, R.J. Epstein, D.B. Hume, W.M. Itano, J.D. Jost, C. Langer, R. Ozeri, N. Shiga und D.J. Wineland, „Microfabricated Surface-Electrode Ion Trap for Scalable Quantum Information Processing“, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 253003 (2006)
- [21] A. Bautista-Salvador, G. Zarantonello, H. Hahn, A. Preciado-Grijalva, J. Morgner, M. Wahnschaffe und C. Ospelkaus, „Multilayer Ion Trap Technology for Scalable Quantum Computing and Quantum Simulation“, *New Journal of Physics* **21**, 043011 (2019)
- [22] A. Bautista-Salvador, C. Ospelkaus, M. Wahnschaffe und J. Morgner, D-Patent DE 2018 10 111 220 „Verfahren zum Herstellen einer Atomfalle sowie Atomfalle“ (2019)
- [23] H. Hahn G. Zarantonello, A. Bautista-Salvador, M. Wahnschaffe, M. Kohnen, J. Schoebel, P.O. Schmidt und C. Ospelkaus, „Multilayer Ion Trap with Three-Dimensional Microwave Circuitry for Scalable Quantum Logic Applications“, *Applied Physics B* **125**, 154 (2019)
- [24] Quarzglas: <http://valleydesign.com/7940.htm>, letzter Aufruf: 03.08.2020
- [25] Quarzglas: [https://www.hebo-glass.com/pdf/datasheets/HEBO\\_Spezialglas\\_FSUV1\\_FQVIS2.pdf](https://www.hebo-glass.com/pdf/datasheets/HEBO_Spezialglas_FSUV1_FQVIS2.pdf), letzter Aufruf: 03.08.2020
- [26] Saphir: <http://valleydesign.com/sappprop.htm>, letzter Aufruf: 03.08.2020
- [27] Saphir: [https://global.kyocera.com/prdct/fc/product/pdf/s\\_c\\_sapphire.pdf](https://global.kyocera.com/prdct/fc/product/pdf/s_c_sapphire.pdf), letzter Aufruf: 03.08.2020
- [28] Rogers: <https://rogerscorp.com/-/media/project/rogerscorp/documents/advanced-connectivity-solutions/english/data-sheets/ro4000-laminates-ro4003c-and-ro4350b---data-sheet.pdf>, letzter Aufruf: 03.08.2020
- [29]  $\text{Al}_2\text{O}_3$ : <https://global.kyocera.com/prdct/fc/list/material/alumina/alumina.html>, letzter Aufruf: 03.08.2020
- [30] AlN: <http://customdicing.com/aln-links.htm>, letzter Aufruf: 03.08.2020
- [31] AlN: T. Burgermeister, „Development and characterization of a linear ion trap for an improved optical clock performance“, Dissertation (2019)
- [32] CVD-Diamant: [http://www.diamond-materials.com/downloads/cvd\\_diamond\\_booklet.pdf](http://www.diamond-materials.com/downloads/cvd_diamond_booklet.pdf), letzter Aufruf: 03.08.2020
- [33] CVD-Diamant: A. Ibarra, M. González, R. Vila und J. Mollá, „Wide frequency dielectric properties of CVD diamond“, *Diamond and Related Material* **6**, 856–859, (1997)
- [34] A. Jechow, E.W. Streed, B.G. Norton, M.J. Petrasiusas und D. Kielpinski, „Wavelength-scale imaging of trapped ions using a phase Fresnel lens“, *Opt. Lett.* **36**, 1371–1373 (2011)

- [35] R.J. Niffenegger, J. Stuart, C. Sorace-Agaskar, D. Kharas, S. Bramhavar, C.D. Bruzewicz, W. Loh, R. McConnell, D. Reens, G.N. West, J.M. Sage und J. Chiaverini, „Integrated optical control and enhanced coherence of ion qubits via multi-wavelength photonics”, arXiv:2001.05052 (2020)





# Einzelphotonenmetrologie

Stefan Kück<sup>1</sup>

## Einleitung

Unter Einzelphotonenmetrologie wird in diesem Abschnitt die metrologische Charakterisierung von Einzelphotonenquellen und -detektoren verstanden, speziell im Hinblick auf ihre möglichen Anwendungen. Die Anwendungen von Einzelphotonendetektoren sind relativ klar: überall dort wo es notwendig ist, kleine Photonenflüsse zu messen. Und zwar so kleine Photonenflüsse, dass diese mit klassischen analogen Detektoren, z. B. Silicium-Standarddioden, nicht messbar sind oder nur unter Inkaufnahme eines schlechten Signal-zu-Rausch-Verhältnisses zu messen sind, sodass eine Aussage über das Messergebnis nicht mehr möglich ist. Dies ist in vielen Bereichen der Fall, so zum Beispiel in der Biologie, in der Medizin, in der Astronomie und auch in der wissenschaftlichen Forschung, bei letzterem insbesondere bei vielen Quantenexperimenten. Auch sind diese Detektoren bereits kommerziell erhältlich, sodass es natürlich erscheint, in diesem Bereich metrologische Dienstleistungen anzubieten und somit die Hersteller und Anwender messtechnisch zu unterstützen.

Bei Einzelphotonenquellen sieht es (derzeit) noch anders aus. *What are single-photons good for?* Wofür braucht man einzelne Photonen? Dies fragten schon Nicolas Sangouard und Hugo Zbinden in ihrem lesenswerten Artikel [1]. Ob sie tatsächlich jemals Anwendungen im Quantencomputing oder in der Quantenkommunikation bzw. Quantenschlüsselverteilung finden werden ist eine offene Frage. Es ist durchaus möglich, dass auch zukünftig geeignet abgeschwächte Laser, trotz der Einschränkung einer an sich schädlichen Photonenstatistik (Poisson-

Statistik), den Einzelphotonenquellen überlegen sind. Weitere derzeitige Anwendungen von Einzelphotonenquellen sind quantenphysikalische Experimente und, darin liegt ein Schwerpunkt dieses Kapitels, die Quantenradiometrie. Allerdings muss deutlich gesagt werden, dass Einzelphotonenquellen bei entsprechender Qualität (d. h. hoher Photonenrate, hoher Reinheit des Einzelphotonenzustands, vollständiger Ununterscheidbarkeit) selbstverständlich ideale Quellen für alle oben genannten Anwendungen sind. Hieraus ergibt sich letztlich die Notwendigkeit einer metrologischen Charakterisierung, die auch der Weiterentwicklung dieser Quellen dient.

In diesem Kapitel wird die Einzelphotonenmetrologie vorgestellt. Schwerpunkte bilden hierbei die Arbeiten an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB), es wird aber auch auf relevante Arbeiten an anderen Institutionen eingegangen. Im ersten Abschnitt wird sich mit Einzelphotonendetektoren beschäftigt. Ihre Anwendungen werden vorgestellt ebenso wie die verschiedenen Detektortypen für die Einzelphotonendetektion. Letzteres wird jedoch nur kurz abgehandelt, da diese Detektoren zum Teil bereits eine hohe technologische Reife erreicht haben und größtenteils kommerziell erhältlich sind. Es wird daher auf die entsprechende Fachliteratur verwiesen. Schwerpunkt dieses ersten Abschnitts ist daher die metrologische Charakterisierung von Einzelphotonendetektoren. Auch hier wird zunächst eine kurze Übersicht über die verschiedenen Aspekte gegeben, bevor insbesondere auf die Bestimmung der Detektionseffizienz, dem wichtigsten Parameter bei der Charakterisierung, eingegangen wird. Der zweite Abschnitt dieses Kapitels beschäftigt sich mit Einzelphotonenquellen. Auch hier werden zunächst Anwendungen und die verschiedenen Arten von

---

<sup>1</sup> Hon.-Prof.  
Dr. Stefan Kück,  
Abteilung Optik,  
PTB Braunschweig  
und Berlin, E-Mail:  
[stefan.kueck@ptb.de](mailto:stefan.kueck@ptb.de), <https://orcid.org/0000-0003-2188-483X>

Einzelphotonenquellen vorgestellt. Anders als bei den Detektoren wird hier allerdings auch die physikalische Realisierung detailliert beschrieben, da Einzelphotonenquellen bisher kommerziell nur in sehr geringem Ausmaß erhältlich sind und sie daher hauptsächlich noch an Universitäten und Forschungsinstituten aufgebaut werden. Das heißt, hier steht der Forschungsaspekt und die Grundlagen der Entwicklung noch deutlich im Vordergrund. Im letzten Abschnitt wird beschrieben, wie photometrische und radiometrische Größen auf Messungen der Photonenzahl eines Strahlungsfeldes rückgeführt werden können. Dies könnte zukünftig von durchaus höherer Relevanz für die Photometrie und Radiometrie werden und wird in verschiedenen Gremien, wie zum Beispiel im *Consultative Committee for Photometry and Radiometry* (CCPR) und im Technischen Komitee für Photometrie und Radiometrie von EURAMET, bereits im größeren Umfang diskutiert. Auch wird auf die möglichen Implikationen der Einzelphotonenmetrologie für eine mögliche Neudefinition der Candela eingegangen.

## Einzelphotonendetektoren

### Anwendung

Die Anwendungen von Einzelphotonendetektoren sind vielfältig. Zu nennen sind insbesondere Medizin, Biologie, Astrophysik, aber auch aufkommende Anwendungsfelder wie die Quantenkryptographie und das Quantencomputing und nicht zuletzt die wissenschaftliche Forschung im Bereich der experimentellen Quantenoptik und Quantenphysik. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass Einzelphotonendetektoren zunehmend an Bedeutung in Bereichen gewinnen, in denen schwache Photonenflüsse zu messen sind, die mit herkömmlichen Detektoren nicht oder nur schlecht messbar sind.

### Detektortypen

Es sind in den vergangenen Jahren und Jahrzehnten verschiedene Typen von Detektoren entwickelt und in den oben genannten Anwendungen eingesetzt worden. An dieser Stelle soll nun kurz auf diese Typen eingegangen werden und ihre generellen Eigenschaften sowie ihre Vor- und Nachteile aufgezeigt werden. Umfassende Übersichten über die verschiedenen Detektortypen inklusive einer detaillierten Darstellung ihrer Arbeitsweise finden sich in [2], [3].

#### *Single-Photon Avalanche Diode (SPAD)*

Eine *Avalanche*-Photodiode (APD, „Lawinenphotodiode“) ist eine hochempfindliche Halbleiter-Photodiode, die den photoelektrischen Effekt ausnutzt,

um Licht in Elektrizität umzuwandeln. Vom funktionellen Standpunkt aus kann eine APD als das Halbleiteranalog zum *Photomultiplier* betrachtet werden. Neben den oben genannten Anwendungen finden sie ebenfalls Anwendung in Laserentfernungsmessern, in der faseroptischen Telekommunikationstechnik großer Reichweite und z. B. auch in der Quantensensorik. Zu den neuen Anwendungen gehören die Positronenemissionstomographie und die Teilchenphysik. Inzwischen sind auch *APD-Arrays* kommerziell verfügbar.

Das Operationsprinzip ist im Prinzip wie folgt: Durch das Anlegen einer hohen Sperrvorspannung (typischerweise 100 V – 200 V in Silizium) zeigen APDs einen internen Stromverstärkungseffekt (etwa um einen Faktor 100) aufgrund von Stoßionisation (der sog. „*Avalanche*-Effekt“). Alternative Dotierungstechniken ermöglichen es, eine noch höhere Spannung (> 1500 V) anzulegen, bevor ein Durchschlag erreicht wird und erreichen damit eine noch größere Verstärkung (> 1000). Allgemein gilt: je höher die Sperrspannung, desto höher die Verstärkung. Außerdem hängt sie von der angelegten elektrischen Feldstärke, der Temperatur und dem Dotierungsprofil ab. Aufgrund dieser starken Abhängigkeit ist es notwendig, die Sperrspannung zu kontrollieren, um eine stabile Verstärkung zu erhalten. *Avalanche*-Photodioden sind daher wesentlich empfindlicher als andere Halbleiter-Photodioden. Wenn eine sehr hohe Verstärkung benötigt wird ( $10^5$  bis  $10^6$ ), werden die Detektoren mit einer Sperrspannung oberhalb der Durchbruchspannung einer typischen APD betrieben. In diesem Fall muss der Signalstrom des Photodetektors begrenzt und schnell verringert werden. Deshalb werden zu diesem Zweck aktive und passive Stromabschaltungstechniken verwendet. Diese speziellen APDs, sog. SPADs (*Single-Photon Avalanche Diodes*), werden auch als „Geiger-Mode-Detektoren“ bezeichnet. Dieser Betriebsmodus ist besonders nützlich für die Einzelphotonendetektion, vorausgesetzt, dass die Dunkelzählrate und die sog. „*Afterpulsing-Probability*“ (siehe [Tabelle 5.2](#)) ausreichend gering sind. Im Prinzip kann jedes Halbleitermaterial für einen SPAD-Detektor verwendet werden, eingesetzt wurden bisher folgende:

- Silicium detektiert Photonen im nahen ultravioletten, sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich (ca. 300 nm bis 1000 nm) mit geringem Rauschen, niedriger Dunkelzählrate und geringem *After-pulsing*. Si-SPADs sind die am weitest entwickelten, empfindlichsten und zuverlässigsten Empfänger und sind in verschiedenen Qualitätsstufen (hauptsächlich bzgl. Detektionseffizienz und Dunkelzählrate) erhältlich. In [Abbildung 5.1](#) ist ein typischer Si-SPAD-Detektor gezeigt.

- Germanium (Ge) detektiert im infrarot Spektralbereich bis zu einer Wellenlänge von 1,7  $\mu\text{m}$ , besitzt aber ein hohes Detektorrauschen.
- InGaAs detektiert bis zu einer Wellenlänge von ca. 1,7  $\mu\text{m}$  und hat ein geringeres Rauschen als Ge. Es wird normalerweise als Heterostrukturdiode verwendet, wobei InP als Substrat und als Multiplikationsschicht verwendet wird [4]. Das InP/InGaAs-Materialsystem wird im Wellenlängenbereich zwischen 0,9  $\mu\text{m}$  und 1,7  $\mu\text{m}$  eingesetzt, es weist außerdem einen hohen Absorptionskoeffizienten bei den Wellenlängen auf, die für die Hochgeschwindigkeits-Telekommunikation mit optischen Fasern geeignet sind. Daher ist nur eine dünne (wenige Mikrometer) InGaAs-Schicht für eine nahezu vollständige Lichtabsorption erforderlich [4]. InP/InGaAs-SPADs sind daher für einen Hochgeschwindigkeitsbetrieb geeignet, kommerzielle Bauelemente sind für Geschwindigkeiten von 10 Gbit/s und schneller erhältlich [5].
- Weitere SPADs wurden für ultraviolette (Gallium-Nitrid) und für den mittleren infraroten (HgCdTe) Spektralbereich entwickelt.

Eine spezielle Form der Si-SPADs stellen die sog. *Silicium Photomultiplier* (SiPM) dar [6], [7], [8]. Ein SiPM besteht aus einem *Array* mehrerer *Avalanche*-Photodioden auf einem gemeinsamen Silicium-Substrat, die im Geiger-Modus betrieben werden. Dadurch ist es prinzipiell möglich, sowohl einzelne Photonen als auch viele Photonen gleichzeitig detektieren zu können. Erreicht wird dies durch die Parallelschaltung vieler (bis zu 1000) kleiner APD-Zellen (ca. 10  $\mu\text{m}$ –100  $\mu\text{m}$ ).

*Transition Edge Sensor (TES) Detector*  
 (“Sprungkantensensor”-Detektor)

Ein *Transition Edge Sensor* (Sprungkantensensor), abgekürzt TES, ist ein kryogener Energiesensor oder kryogener Teilchendetektor, der den stark temperaturabhängigen Widerstand des supraleitenden Phasenübergangs ausnutzt. Die ersten Demonstrationen des Messprinzips eines supraleitenden Übergangs gab es bereits in den 1940er Jahren, 30 Jahre nach der Entdeckung der Supraleitung. D. H. Andrews demonstrierte das erste TES-Bolometer, einen stromvorbelasteten Tantaldraht, den er zur Messung eines Infrarotsignals verwendete. Anschließend demonstrierte er ein TES-Kalorimeter aus Niobnitrid, das zur Messung von Alpha-Teilchen verwendet wurde [10]. Dieser Detektortyp erlangte jedoch etwa 50 Jahre lang keine große Beachtung, was in erster Linie

auf die Schwierigkeit der Signalauslesung aus diesem niederohmigen System zurückzuführen war. Ein zweites Hindernis für die Einführung von TES-Detektoren war die Erzielung eines stabilen Betriebs in der engen supraleitenden Übergangsregion. Die Joule’sche Erwärmung in einem strombetriebenen TES kann dazu führen, dass der Detektor in den normalen (nicht supraleitenden) Zustand übergeht, ein Phänomen, das als positive elektrothermische Rückkopplung bekannt ist. Das Problem dieses thermischen „Ausreißen“ wurde erst 1995 von K. D. Irwin gelöst, indem er einen TES-Detektor derart spannungsvorbelastet hat, dass sich eine stabile negative elektrothermische Rückkopplung einstellt und an supraleitende Stromverstärker (SQUID) koppelte [11]. Dieser Durchbruch führte zu einer stärkeren Verwendung von TES-Detektoren, zunächst in der wissenschaftlichen Anwendung [12].



Abbildung 5.1: Si-SPAD-Detektor (SPCM-AQRH Rev 2014-09) [9]

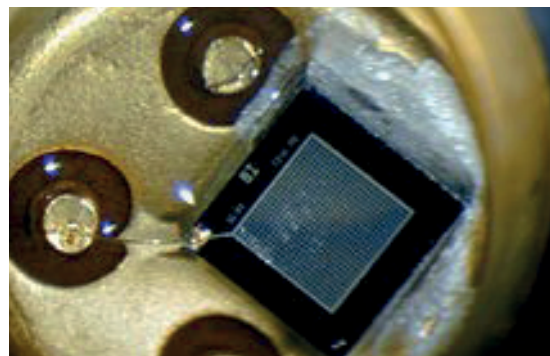


Abbildung 5.2: Ein *Silicium Photomultiplier* (SiPM), Größe des Arrays ca. 1  $\text{mm}^2$   
 Quelle: Wikipedia

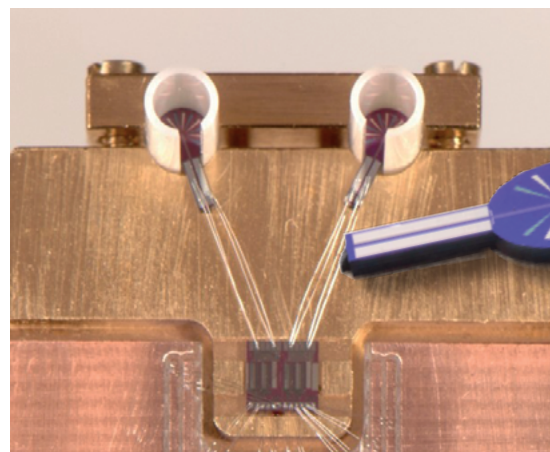


Abbildung 5.3: Bild eines TES-Detektors für die Nahinfrarot-Einzelphotonendetektion. **Großes Bild oben:** Keramikhalter für die Aufnahme der Glasfasern mit Wolfram TES-Chip, **unten:** DC-SQUID Stromsensor. **Inset:** Wolfram TES Chip. Quelle: NIST.



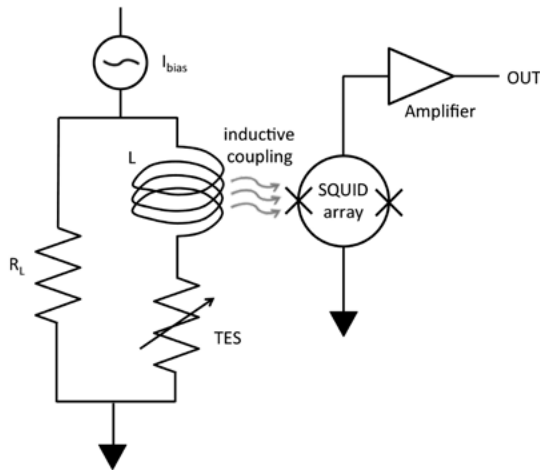


Abbildung 5.4:  
Prinzipielle Funktionsweise eines TES-Detektors  
Quelle Wikipedia

Der TES-Detektor wird spannungsvorbelastet, indem eine Stromquelle  $I_{\text{bias}}$  durch einen Lastwiderstand  $R_L$  getrieben wird (siehe Abbildung 5.4). Die Spannung wird so gewählt, dass der Detektor in einen sogenannten „selbstvorgespannten Bereich“ (*self-biased region*) gebracht wird, in dem die im Gerät abgeführte Leistung mit der angelegten Spannung konstant ist. Wenn ein Photon durch den TES absorbiert wird, wird eine zusätzliche Leistung eingebracht, die durch eine negative elektrothermische Rückkopplung dem System entzogen wird: der TES-Widerstand steigt an, wodurch der TES-Strom sinkt; die Joule-Leistung wiederum sinkt, wodurch das Gerät in der selbstvorgespannten Region wieder auf seinen Gleichgewichtszustand gekühlt wird. In einem herkömmlichen SQUID-Auslesesystem wird der TES in Reihe mit der Eingangsspule  $L$  betrieben, die induktiv an ein SQUID-Serienarray gekoppelt ist. Eine Änderung des TES-Stroms äußert sich somit als Änderung des Eingangsflusses zum SQUID, dessen Ausgang von der Raumtemperaturelektronik weiter verstärkt und ausgelesen wird. Im Grunde ist ein TES-Strahlungsdetektor dem Prinzip nach ein elektrisches Substitutionsradiometer, vergleichbar mit dem (Kryo-)Radiometer, das in der konventionellen Strahlungsmetrologie etabliert ist.

Jeder bolometrische / kalorimetrische Sensor besteht aus drei Grundkomponenten: einem Absorber für die einfallende Energie, einem Thermometer zur Messung dieser Energie und einer thermischen Verbindung zur Wärmesenke, um die absorbierte Energie abzubauen und den Detektor zu kühlen [13].

- **Absorber:** Als Absorber für den Nah-IR-, optischen und UV-Bereich dienen z. B. Wolfram-Absorber, die bis zu 20 % der einfallenden Strahlung absorbieren [14]. Wenn eine effizientere Detektion gewünscht wird, kann als Absorber ein Mehrschichtsystem gewählt werden, welches auf die zu detektierende Wellenlänge abgestimmt ist und über einen rückwärtigen Spiegel sowie eine Antireflexbeschichtung auf der Vorderseite verfügt. Dadurch können die Transmission und

Reflexion der Detektoren auf vernachlässigbar niedrige Werte reduziert werden. Dadurch wurden Detektionseffizienzen  $> 95\%$  beobachtet [13], [15].

- **Thermometer:** Die absorbierte einfallende Energie erhöht den Widerstand des spannungsvorbelasteten Sensors in seinem Übergangsbereich, und das Integral des resultierenden Stromabfalls ist proportional zur vom Detektor absorbierten Energie [14]. Das Ausgangssignal ist proportional zur Temperaturänderung des Absorbers, und daher sollte ein TES für maximale Empfindlichkeit eine geringe Wärmekapazität und einen schmalen Übergangsbereich aufweisen. Wichtige TES-Eigenschaften, zu denen nicht nur die Wärmekapazität, sondern auch die Wärmeleitfähigkeit gehören, sind stark temperaturabhängig, sodass die Wahl der Übergangstemperatur  $T_c$  entscheidend für das Bauteildesign ist. Außerdem sollte die kritische Temperatur  $T_c$  so gewählt werden, dass sie dem verfügbaren kryogenen System entspricht. Deshalb ist Wolfram eine gute Wahl für TES-Detektoren, da Wolfram als Dünnschicht zwei Phasen aufweist,  $T_{c,1} \sim 15\text{ mK}$  und  $T_{c,2} \sim 1\text{ K} - 4\text{ K}$ , die kombiniert werden können, um die  $T_c$  des gesamten Bauelements fein abzustimmen [16]. *Bilayer-* und *Multilayer-*TES sind ein weiterer beliebter Herstellungsansatz, bei dem dünne Schichten aus verschiedenen Materialien kombiniert werden, um die gewünschte  $T_c$  zu erreichen.
- **Wärmeleitfähigkeit:** Schließlich ist es notwendig, die thermische Kopplung zwischen dem TES und dem Kühlflüssigkeitsbad abzustimmen; eine niedrige thermische Leitfähigkeit ist notwendig, um sicherzustellen, dass die einfallende Energie vom TES tatsächlich aufgenommen wird und nicht direkt an das Wärmebad verloren geht. Andererseits darf die thermische Verbindung auch nicht zu schwach sein, da es notwendig ist, den Sensor nach der Energieaufnahme wieder auf Badtemperatur abzukühlen. Zwei Ansätze zur Kontrolle der thermischen Verbindung sind die Elektron-Phonon-Kopplung und die mechanische Bearbeitung. Bei kryogenen Temperaturen können die Elektronen- und Phononensysteme in einem Material nur schwach gekoppelt sein. Die Elektron-Phonon-Wärmeleitfähigkeit ist stark temperaturabhängig, und daher kann die Wärmeleitfähigkeit durch Einstellung von  $T_c$  eingestellt werden [12], [13]. Andere Vorrichtungen verwenden mechanische Mittel zur Steuerung der Wärmeleitfähigkeit, wie z. B. den Aufbau des TES auf einer Submikro-

metermembran oder in der Mitte einer „Spinnennetz“-Struktur [17].

TES-Detektoren sind aus verschiedenen Gründen insbesondere für die Wissenschaft attraktiv. Zu ihren auffälligsten Eigenschaften gehören eine hohe Detektionseffizienz, die sich an Wellenlängen vom Millimeterbereich bis in den Gammastrahlenbereich anpassen lässt und eine nahezu vernachlässigbare Dunkelzählrate. Außerdem ist das detektierte Signal proportional zur einfallenden Energie: Das heißt, fallen mehrere Photonen (idealerweise gleicher oder sehr ähnlicher Energie) ein, kann auf die Anzahl der einfallenden Photonen geschlossen werden; ein TES-Detektor ist damit Photonenzahl-auflösend und kann bei geeignetem Design mehr als 10 Photonen auflösen. Dies ist interessant für die Anwendung in der Quantenkryptographie und bei der Charakterisierung von Einzelphotonenquellen. TES-Detektoren weisen jedoch einige Nachteile gegenüber *Avalanche*-Photodioden auf. TES-Detektoren müssen in einer kryogenen Umgebung betrieben werden, sie geben ein Signal aus, welches weiter analysiert werden muss, sie besitzen einen Jitter von etwa 4 ns [18] bis 100 ns und ein Detektorimpuls dauert Mikrosekunden.

#### *Supraleitender Nanodraht-Einzelphotonendetektor (SNSPD, Superconducting Nanowire Single-Photon Detector)*

Ein supraleitender Nanodraht-Einzelphotonendetektor ist ein Detektor, der auf einem stromvorbelasteten supraleitenden Nanodraht<sup>1</sup> basiert [19]. 2001 wurde er erstmals von Wissenschaftlern der Staatlichen Pädagogischen Universität Moskau und der Universität Rochester entwickelt [20], [21]. Der erste voll funktionsfähige Prototyp wurde 2005 von der Universität Rochester, dem National Institute of Standards and Technology (Boulder) und den BBN Technologies als Teil des DARPA-Quantennetzes demonstriert [22], [23], [24]. Er ist derzeit der schnellste Einzelphotonendetektor für die Photonenzählung [25], [26]. Die SNSPD besteht aus einem dünnen ( $\approx 5$  nm) und schmalen ( $\approx 100$  nm) supraleitenden Nanodraht. Die Länge beträgt typischerweise Hunderte von Mikrometern, und der Nanodraht ist in einer kompakten Mäandergeometrie strukturiert, um einen quadratischen oder einen kreisförmigen Bildpunkt mit hoher Detektionseffizienz zu erzeugen. Der Nanodraht wird weit unter seine kritische supraleitende Temperatur gekühlt und mit einem Gleichstrom vorgespannt, der nahe am kritischen Strom des Nanodrahts ist. Ein auf den Nanodraht auftreffendes Photon bricht die Cooper-Paare auf und reduziert den lokalen kritischen Strom unter den des Vorspannungsstroms. Dies führt zur Bildung eines lokalisierten,

nicht supraleitenden Bereichs oder Hotspots mit einem endlichen elektrischen Widerstand. Dieser Widerstand ist typischerweise größer als die 50-Ohm-Eingangsimpedanz des Ausleseverstärkers und daher wird der größte Teil des Vorspannungsstroms zum Verstärker überbrückt. Dadurch wird ein messbarer Spannungsimpuls erzeugt, der ungefähr gleich dem Vorspannungsstrom multipliziert mit 50 Ohm ist. Wenn der größte Teil des Vorspannungsstroms durch den Verstärker fließt, kühlt der nicht supraleitende Bereich ab und kehrt in den supraleitenden Zustand zurück. Die Zeit für die Rückkehr des Stroms in den Nanodraht wird normalerweise durch die induktive Zeitkonstante des Nanodrahts festgelegt, die gleich der kinetischen Induktivität des Nanodrahts geteilt durch die Impedanz des Ausleseschaltkreises ist [27]. Eine korrekte Selbstrückstellung des Geräts erfordert, dass diese induktive Zeitkonstante langsamer ist als die intrinsische Kühlzeit des Nanodraht-Hotspots [28]. Der SNSPD besitzt nicht die intrinsische Energie- oder Photonenzahlauflösung eines TES, ist aber deutlich schneller als herkömmliche TES-Detektoren und arbeitet bei höheren Temperaturen. Die meisten SNSPDs werden aus Niobnitrid (NbN) hergestellt, welches eine relativ hohe kritische Temperatur der Supraleitung ( $\approx 10$  K) und eine sehr schnelle Abkühlzeit ( $< 100$  Pikosekunden) bietet [29]. NbN-Bauelemente haben eine hohe Detektionseffizienz mit Zählraten im Bereich von Hunderten von MHz gezeigt [30], siehe Tabelle [Tabelle 5.1](#). Diese Detektionseffizienzen variieren jedoch stark, was auf die hochgradig lokalisierten Bereiche der Nanodrähte zurückzuführen ist, in denen die effektive Querschnittsfläche für den supraleitenden Strom reduziert ist [31]. NbN-Detektoren besitzen auch einen Jitter von weniger als 50 Pikosekunden [32] sowie sehr niedrige Dunkelheitszählraten [33]. Außerdem liegt die sogenannte Totzeit in der Größenordnung von wenigen Nanosekunden, was eine *Antibunching*-Messung (siehe Abschnitt [“Einzelphotonenquellen“](#)) mit einem einzigen Detektor ermöglicht [34]. Für die Detektion von langwelligeren Photonen nimmt die Detektionseffizienz von Standard-SNSPDs jedoch deutlich ab. Neuere Anstrengungen zur Verbesserung der Detektionseffizienz bei Wellenlängen im nah und mittleren Infrarot umfassen Studien an schmalen (20 nm und 30 nm breiten) NbN-Nanodrähten sowie Studien an Materialien mit niedrigeren kritischen Temperaturen als NbN, so z. B. WSi, NbSi, MoSi, TaN. Eine Reihe von Firmen kommerzialisieren komplette Einzelphotonen-Detektionssysteme auf der Basis von supraleitenden Nanodrähten. Die breitere Anwendung der SNSPD-Technologie ist eng mit den Fortschritten bei Kryokühlern für 4 K und darunter verbunden.

<sup>1</sup> Korrekter wäre der Begriff "Nanostreifen" ("Nano-„Nanodraht“ ist aber der allgemein gebräuchliche).

	Si-SPAD	InGaAs-SPAD	TES	SNSPD
Detektionseffizienz	80 %	20 %	> 90 %	> 85 %
Dunkelzählrate	5 cps	> 1 kHz/( $< 50$ Hz)	-	< 10 cps
Timing Jitter	$\sim 40$ ps	$\sim 100$ ps	$\sim 4$ ns	< 25 ps
Totzeit	$\sim 50$ ns	> 1 $\mu$ s	> $\mu$ s	< 10 ns
Maximale Zählrate	$\sim 20$ MHz	$\sim 1$ MHz	< 1 MHz	> 100 MHz
Photonenzahlauflösung	Nein	Nein	Ja	(Nein)
After-pulsing	$\sim 0.5$ %	$\sim 5$ %	-	No
Spektralbereich	(350–1000) nm	(900–1700) nm	$\sim$ mm	(< 0.5–> 2.5) $\mu$ m
Betriebstemperatur	RT	RT	LT	LT

**Tabelle 5.1:** Übersicht über die wichtigsten Einzelphotonendetektoren. Die angegebenen Parameter werden im nächsten Abschnitt beschrieben.

### Überblick

Die **Tabelle 5.1** zeigt eine Zusammenfassung der wichtigsten Eigenschaften der oben genannten Einzelphotonendetektoren. Die angegebenen Parameter werden im nächsten Abschnitt beschrieben.

## Metrologische Charakterisierung von Einzelphotonendetektoren

### Übersicht

Hinsichtlich der metrologischen Charakterisierung von Einzelphotonendetektoren gibt es bisher recht wenig normative Dokumente. In diesem Beitrag wird sich daher stark an die Richtlinien des Europäischen Institut für Telekommunikationsnormen (ETSI, European Telecommunications Standards Institute [35]) angelehnt. Im Dokument „*Quantum Key Distribution (QKD); Component characterization: characterizing optical components for QKD systems*“ [36], erstellt u. a. unter Beteiligung verschiedener nationaler Metrologieinstitute von der „*Industry Specification Group (ISG) on Quantum Key Distribution for Users (QKD)*“, wurden die Parameter zur Beschreibung von Komponenten für die Quantenkommunikation festgelegt. Diese sind in **Tabelle 5.2** aufgelistet. Im Dokument werden die Messvorschriften für die entsprechenden Parameter detailliert beschrieben. Der weitaus wichtigste Parameter ist dabei die Detektionseffizienz. Im Folgenden werden verschiedene Methoden zu ihrer Messung vorgestellt. Für die Charakterisierung weiterer wichtiger Eigenschaften wie Jitter, Totzeit und die Wahrscheinlichkeit für das sog. „*After-pulsing*“ sei der Übersichtsartikel über die Metrologie von

Einzelphotonenquellen und -detektoren von Chunnilal et al. empfohlen [37].

### Bestimmung der Detektionseffizienz

Die Bestimmung der Detektionseffizienz von Einzelphotonendetektoren kann auf verschiedene Art und Weise durchgeführt werden.

#### Messung mittels Photonenkorrelationsverfahren (TPCM, Two Photon Correlation Method)

Messungen der absoluten Detektionseffizienz von Einzelphotonendetektoren, basierend auf dem Zwei-Photonen-Korrelationsverfahren (Klyshko-Verfahren), werden seit vielen Jahren durchgeführt und sind sehr detailliert beschrieben und analysiert worden, siehe [38], [39], [40], [41], [42], [43], [44], [45], [46], [47], [48], [49], [50], [51], [52], [53]. Für die Photonenkorrelationstechnik wird grundsätzlich kein kalibrierter Standarddetektor benötigt und somit ist auch keine Rückführung auf einen absoluten Detektor notwendig. Eine Übersicht der bisher erzielten Resultate ist in **Tabelle 5.3** wiedergegeben. Das Messprinzip ist im Prinzip relativ einfach, siehe **Abbildung 5.5**: in einem nichtlinearen Kristall werden Photonenpaare erzeugt. Wird nun ein Photon am Triggerdetektor „*herald*“ erzeugt, so muss es am untersuchten Detektor (DUT, „*device under test*“) ebenfalls ein Photon geben. Aus dem Verhältnis der Koinzidenzrate  $N_C$  und der Triggerrate  $N_B$  lässt sich nun in erster Näherung die Detektionseffizienz des  $\eta_A$  DUT bestimmen. Zu korrigieren ist dieser Wert, da die zufälligen Koinzidenzen  $N_{\text{accidental}}$  und die falschen Trigger  $N_{\text{false triggers}}$  z. B. hervorgerufen durch die Dunkelzählrate des Triggerdetektors,

Parameter	Symbol	Einheiten	Definition
Detektions-Wahrscheinlichkeit	$\eta$	Wahrscheinlichkeit / Gate	Die Wahrscheinlichkeit, dass ein am optischen Eingang einfallendes Photon innerhalb eines Detektionsgates erkannt wird.
Detektorgate-Repetitionsrate	$f_{\text{gate}}$	Hz	Die Wiederholungsrate der Zeitintervalle, in denen ein Detektor Einzelphotonenempfindlichkeit besitzt.
Dunkelzählraten-Wahrscheinlichkeit	$p_{\text{dark}}$	Gate <sup>-1</sup>  s <sup>-1</sup>	Bei einem Gated-Detektor ist dies die Wahrscheinlichkeit, dass ein Detektor ein Detektionsereignis in einem Gate von angegebener Dauer registriert, wenn keine optische Beleuchtung vorhanden ist.  Für einen freilaufenden Detektor ist dies die Wahrscheinlichkeit, dass ein Detektor ein Detektionsereignis in 1 s oder einem anderen angegebenen Zeitintervall registriert, wenn keine optische Bestrahlung vorhanden ist.
After-pulse-Wahrscheinlichkeit	$p_{\text{afterpulse}}$	Wahrscheinlichkeit / Gate	Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Detektor ein falsches Detektionsereignis bei fehlender Bestrahlung registriert, vorausgesetzt, dass ein echtes Photonen-Detektionsereignis im vorhergehenden Detektionsgate vorliegt.
Totzeit	$t_{\text{dead}}$	s	Das Zeitintervall nach einem Detektionsereignis, in der der Detektor nicht in der Lage ist ein Ausgangssignal zu liefern.
Erholungszeit	$t_{\text{rec}}$	s	Die kleinste Zeitdauer, nach der die Detektionseffizienz unabhängig von der bisherigen Photonendetektionsvorgeschichte ist.
Jitter	$t_{\text{jitter}}$	s	Die Unsicherheit bei der Bestimmung der Ankunftszeit eines Photons am optischen Eingang.
Spektrale Empfindlichkeit	$\eta[\lambda]$		Die Photon-Detektionseffizienz als Funktion der Wellenlänge der einfallenden Photonen.
Weitere ...			

berücksichtigt werden müssen. Ein weitere Korrekturterm ist die Transmission im Arm des DUT, d. h. die optischen Komponenten müssen sehr genau charakterisiert werden. Es ergibt sich:

$$\eta_B = \frac{1}{T} \left( \frac{N_C - N_{\text{accidental}}}{N_B - N_{\text{false triggers}}} \right) \quad (1)$$

Polyakov et al. [52] gelang die bisher beste Übereinstimmung zwischen den Werten für die Detektionseffizienz, gemessen mittels der Zwei-Photonen-Korrelationsmethode und konventioneller Methode, bei gleichzeitig niedriger Messunsicherheit, siehe auch [Tabelle 5.3](#).

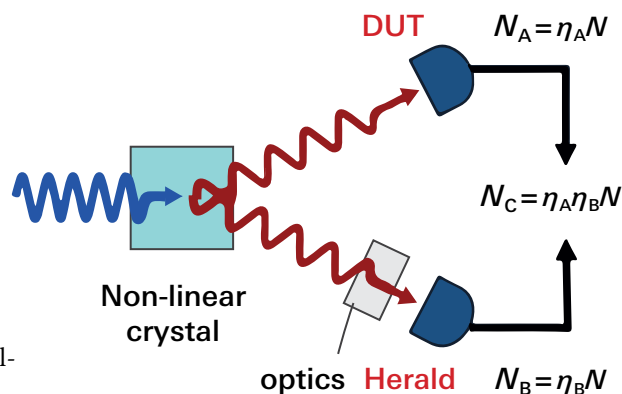


Tabelle 5.2: Auswahl der wichtigsten Parameter zur metrologischen Charakterisierung von Einzelphotonendetektoren, aus [36]

Abbildung 5.5: Schema der Bestimmung der Detektionseffizienz mittels Zwei-Photonen-Korrelationsmethode, aus [54]



Referenz	Jahr	Relative Unsicherheit der Detektionseffizienz in %	Relative Unsicherheit der Detektionseffizienz in % Konventionell	Rel. Differenz der Detektionseffizienz in %
Burnham D.C. et al. [39]	1970	– (668,5 ± 1,5 nm)	20 (calibrated lamp)	26
Rarity J.G. et al. [42]	1987	11* (650 ± 5 nm)	18* (633 nm) <sup>a</sup>	1
Migdall A.L. et al. [47]	1996	1,7 (633 ± 3 nm)	1,7 (632,8 nm) <sup>a</sup>	0,63
Brida G. et al. [48]	2000	0,6 (632,8 ± 5 nm)	2,3 (632,8 nm) <sup>a</sup>	0,6
Ghazi-Bellouati A. et al. [49]	2005	1,1 und 0,7 (633 ± 6 nm)	6,8 (633 nm) <sup>a</sup>	6
Polyakov S.V. et al. [52]	2007	0,18 (703 ± 3 nm)	0,17 (703 ± 3 nm) <sup>b</sup>	0,14
Beaumont A. et al. [53]	2009	0,6 (702,2 ± 5 nm)	68 (702,2 ± 5 nm) <sup>b</sup>	11

<sup>a</sup>He-Ne-Laser. <sup>b</sup>Breitband-Quelle mit Bandpassfilter. \*Typischer Wert bei 5 % Detektionseffizienz.

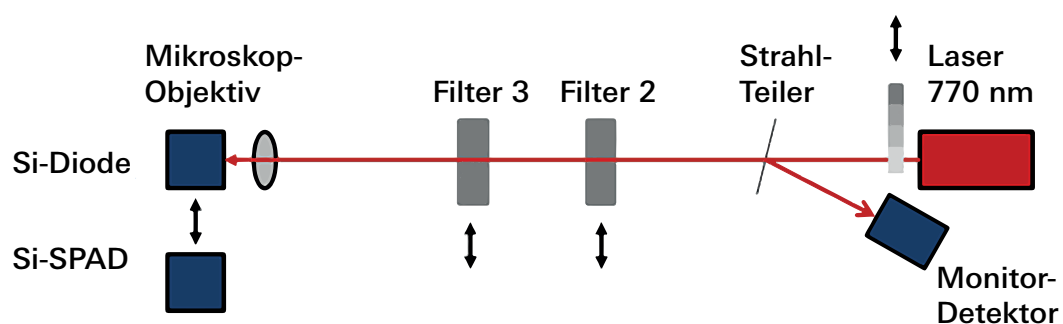
**Tabelle 5.3:** Vergleich der Ergebnisse der Kalibrierung der Detektionseffizienz bei Verwendung der Zwei-Photonen-Korrelationsmethode und konventioneller Kalibrierung, aus [57]

Aus messtechnischer Sicht ist jedoch eine Validierung mit einem auf das Kryoradiometer oder auf eine kalibrierte Lampe rückführbaren Standarddetektor notwendig, da sonst zwei unabhängige Skalen für die optische Leistung existieren würden. Daher wurden ebenfalls konventionelle Kalibrierverfahren zur Validierung durchgeführt, siehe die folgenden Abschnitte und z. B. Migdall et al. [38].

#### Messung mittels Abschwächungsmethode (Attenuation technique)

Eine ebenfalls prinzipiell recht einfache Methode stellt die Abschwächungsmethode dar. Die Strahlung einer Quelle, z. B. eines Lasers, wird mittels eines kalibrierten Detektors gemessen. Anschließend wird die Strahlung definiert auf ein Niveau abgeschwächt, welches für Einzelphotonendetektoren messbar ist. Ein direkter Vergleich auf dem abgeschwächten Niveau ist, wenn überhaupt, nur

mit erhöhter Messunsicherheit möglich (aufgrund des Detektorrauschens und der notwendigen Linearitätskorrektur des Referenzdetektors bei optischen Leistungen im Femtowatt-Bereich), da stark unterschiedliche Photonenflüsse in den Messungen verwendet werden. Auch ist die Bestimmung einer Abschwächung im Bereich von ca.  $10^6$ , z. B. durch einen Neutralglasfilter oder einen Faserabschwächer, aus dem gleichen Grund ebenfalls mit einer hohen Messunsicherheit behaftet. In López et al. [55] wurde daher die sog. „Double-Attenuation Technique“ verwendet. Der schematische Aufbau ist in  gezeigt. Zunächst wird die Leistung des als Strahlungsquelle dienenden Lasers mit der Si-Referenzmethode gemessen. Anschließend wird zunächst Filter 2 einzeln und anschließend Filter 3 einzeln in den Strahlengang gefahren und die jeweiligen transmittierten Leistungen mittels der Si-Referenzdiode gemessen. Auf diese Art wird in-situ die Transmission der Filter 2 und 3 bestimmt. Eine Bestimmung der Gesamtabschwächung mit



**Abbildung 5.6:** Schematischer Aufbau zur Kalibrierung von Si-SPAD-Detektoren, aus [54]

einer Messung ist, wie oben beschrieben, nicht oder nur mit erhöhter Messunsicherheit möglich, da der Photonenfluss hinter beiden Filtern sehr gering ist. In einem letzten Schritt werden dann beide Filter und der Si-SPAD in den Strahlengang gefahren und die Zählrate gemessen.

Es ergeben sich die folgenden Signale  $V_1$  bis  $V_4$  für die jeweiligen Messungen:

$$\begin{aligned} V_1 &= A_1 \cdot s_{Si} \cdot \Phi_1 \\ V_2 &= A_2 \cdot s_{Si} \cdot \Phi_2 = A_2 \cdot s_{Si} \cdot T_{F2} \cdot \Phi_1 \\ V_3 &= A_3 \cdot s_{Si} \cdot \Phi_3 = A_3 \cdot s_{Si} \cdot T_{F3} \cdot \Phi_1 \\ V_4 &= CR = \eta \cdot \frac{\Phi_4}{\frac{hc}{\lambda}} = \eta \cdot \frac{T_{F2} \cdot T_{F3} \cdot \Phi_1}{\frac{hc}{\lambda}} \\ \Rightarrow \eta &= \frac{hc}{\lambda} \cdot \frac{A_2 \cdot A_3}{A_1} \cdot \frac{CR \cdot V_1}{V_2 \cdot V_3} \cdot s_{Si} \end{aligned} \quad (2)$$

Mit  $\eta$ : Detektionseffizienz,  $V_i$ : Signale,  $s_{Si}$ : spektrale Empfindlichkeit der Si-Diode,  $A_i$ : Verstärkungsfaktoren,  $\Phi_i$ : Strahlungsleistung des Lasers,  $T_{F2}$ ,  $T_{F3}$ : Filtertransmissionen,  $CR$ : Zählrate des Si-SPAD,  $h$ : Planck-Konstante,  $c$ : Lichtgeschwindigkeit und  $\lambda$ : Wellenlänge.

Diese Gleichung setzt voraus, dass (i) die Empfindlichkeit der Si-Diode linear ist, d. h. sich mit der eingestrahlten Leistung nicht ändert und (ii) die Leistung des Lasers während der gesamten Messung konstant ist. (i) ist erfüllt, da die festgestellte Nichtlinearität kleiner als die angegebene Messunsicherheit für  $s_{Si}$  ist. (ii) wird dadurch Rechnung getragen, dass ein Monitorempfänger die Laserleistung während der gesamten Messung überwacht. D. h. es werden jeweils die Quotienten  $Q_i$  aus den Signalen der Si-Diode bzw. des Si-SPAD ( $V_i$ ) und des Monitorempfängers ( $V_{mon,i}$ ) gemessen. Zusammen mit weiteren Messunsicherheitskomponenten ergibt sich folgende Gleichung für die Detektionseffizienz und ihrer Messunsicherheit:

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{hc}{\lambda} \frac{A_2 A_3}{A_1} \frac{V_1 / V_{Mon1}}{V_2 / V_{Mon2}} \frac{CR / V_{Mon4}}{V_3 / V_{Mon3}} s_{Si} F_{Filter} F_{Statistik} \\ &= \frac{hc}{\lambda} \frac{A_2 A_3}{A_1} \frac{Q_1 Q_4}{Q_2 Q_3} s_{Si} F_{Filter} F_{Statistik} \end{aligned} \quad (3)$$

Um die Messunsicherheit der Gesamtfiltertransmission zu bestimmen, wurden Messungen an Filtern geringerer optischer Dichte durchgeführt, deren kombinierte Transmission sich noch mittels der Si-Diode bestimmen lässt. Aus den Einzelmessungen ergab sich eine Gesamttransmission von  $T_{einz} = T_{F2} \times T_{F3} = 0,1238 \pm 0,0002$ ; bei der kombinierten Messung (beide Filter gleichzeitig) wurde ein Wert von  $T_{komb} = 0,1234 \pm 0,0004$  gemessen.

Die Diskrepanz beträgt  $1 - T_{komb}/T_{einz} = 3 \times 10^{-3}$ , womit die Messunsicherheit der Bestimmung der Gesamtfiltertransmission zu  $u(F_{Filter}) = 5 \times 10^{-3}$  abgeschätzt wird und den damit größten Anteil an der Messunsicherheit darstellt. Zurückzuführen ist diese Diskrepanz auf die Rückreflexion der Referenzdetektors in den Aufbau. Durch Verwendung einer Ulbrichtkugel mit Si-Diode als Empfänger konnte dieser Beitrag minimiert werden und eine Standardmessunsicherheit von  $< 0,2 \%$  erreicht werden [56]. Die Beiträge der einzelnen Komponenten zur Gesamtmessunsicherheit sind in der **Tabelle 5.4** aufgelistet. Der Einfluss der Photonenstatistik wurde in [57] diskutiert und ist bei der hier verwendeten Photonenrate von ca. 150 000 Photonen pro Sekunde gering, muss aber bei höheren Photonenraten berücksichtigt werden, siehe Abschnitt „Einfluss der Photonenstatistik“.

Eine andere Art der Abschwächung kann mittels Synchrotronstrahlung erreicht werden. Der abgestrahlte Photonenfluss ist direkt proportional zum Elektronenstrom. Dieser kann sehr definiert über 11 Größenordnungen gemessen werden. Müller et al. [58], [59] erreichten auf diese Weise Standardmessunsicherheiten von ca. 0,2 % bei Freistrahlmessungen und ca. 2 % bei fasergebundenen Kalibrierungen.

**Tabelle 5.4:** Messunsicherheitsbudget zur Kalibrierung einer Si-SPAD, aus [56].

\* Anmerkung: Zur Zeit der Veröffentlichung besaß die Planck-Konstante noch eine Unsicherheit.

Unsicherheitskomponente	Unsicherheit (%)
Planck-Konstante, $h$	$2,52 \times 10^{-7*}$
Lichtgeschwindigkeit, $c$	0,0
Wellenlänge, $\lambda$	0,0075
Verstärkungsfaktor, $A_1$	0,0021
Verstärkungsfaktor, $A_2$	$2,08 \times 10^{-6}$
Verstärkungsfaktor, $A_3$	$2,08 \times 10^{-6}$
Verhältnis $V_1/V_{Mon1}$ , $Q_1$	0,004
Verhältnis $V_2/V_{Mon2}$ , $Q_2$	0,015
Verhältnis $V_3/V_{Mon3}$ , $Q_3$	0,050
Verhältnis $CR/V_{MonSPAD}$ , $Q_4$	0,036
Spektrale Empfindlichkeit der Si-Diode, $s_{Si}$	0,150
Filtertransmission, $F_{filt}$	0,005
Standardmessunsicherheit, $u_c$	0.162

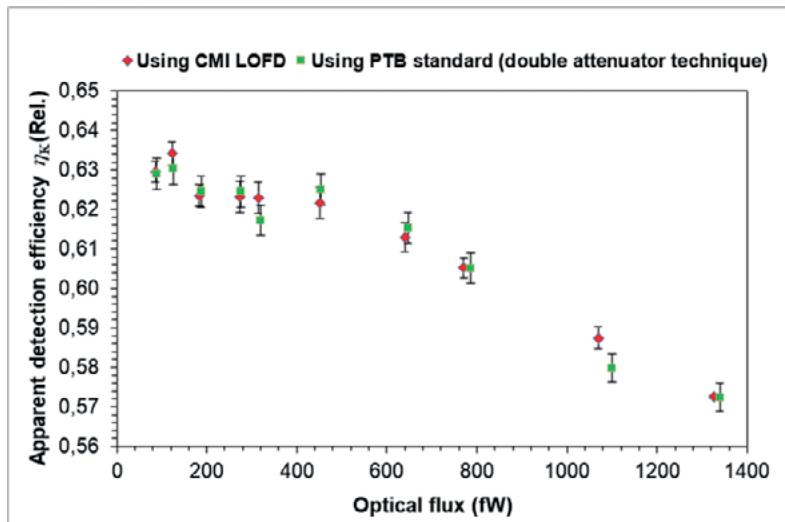


Abbildung 5.7: Ergebnisse des Vergleichs der Detektionseffizienz eines Si-SPAD-Detektors, aus [60].

*Direkte Kalibrierung der Detektionseffizienz*

Mittels einer sehr rauscharmen Silicium-Photodiode und eines hochempfindlichen Verstärkers haben Porrovecchio et al. eine direkte Kalibrierung eines Si-SPAD-Detektors gegen eine Si-Referenzdiode durchgeführt und die Ergebnisse mit der Kalibrierung mittels der oben beschriebenen Abschwächungsmethode verglichen [60]. Die Messungen wurden bei einer Wellenlänge von 770 nm mit einem abgeschwächten Laser als Strahlungsquelle bei optischen Leistungen zwischen ca. 86 fW und ca. 1325 fW durchgeführt, was ca. 330000 Photonen pro Sekunde bzw. ca.  $5,2 \times 10^6$  Photonen pro Sekunde entspricht. Die mittlere relative Abweichung der Detektionseffizienzen des Si-SPAD, d. h. zwischen diesen zwei völlig unabhängigen Messprinzipien, betrug  $< 0,2 \%$  und

Tabelle 5.5: Messunsicherheitsbudget für die Kalibrierung eines Si-SPAD-Detektors mittels einer Einzelphotonenquelle und einer Si-Referenzdiode, aus [61].

Unsicherheitskomponente	Standardmessunsicherheit (%)
Planck-Konstante, $h$	-
Wellenlänge, $\lambda$	0,01
Lichtgeschwindigkeit, $c$	-
Spektrale Empfindlichkeit des Si-Referenzdetektors, $s_{si}$	0,40
Signal des Si-Referenzdetektors, $V_f$	1,87
Verstärkungsfaktor, $F_{Amp}$	0,10
Linearität des Si-Referenzdetektors, $F_{Lin}$	0,03
Zählrate des Si-SPAD-Detektors, $SPAD_{Counts}$	0,02
Standardmessunsicherheit, $u_c$	1,92

lag damit deutlich innerhalb der kombinierten Standardunsicherheit der beiden Messungen. In Abbildung 5.6 ist das Ergebnis dieses Vergleiches dargestellt. Die Messunsicherheiten lagen dabei im Bereich von ca. 0,5 %.

*Kalibrierung mittels einer Einzelphotonenquelle*

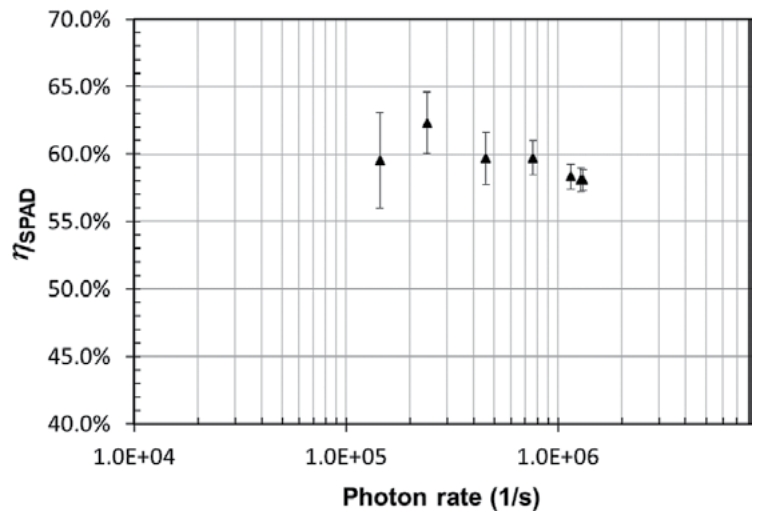
Erstmalig wurde durch Lombardi et al. [61] eine direkte Kalibrierung eines SI-SPAD-Detektors mittels einer kontinuierlich betriebenen Einzelphotonenquelle durchgeführt. Hierbei handelte es sich um eine Molekül-basierte Einzelphotonenquelle, die ausreichende Eigenschaften aufweist, um als sekundäre Standardquelle für die SPAD-Kalibrierung zu dienen, siehe auch Abschnitt „Molekülquelle“. Diese ausreichenden Eigenschaften sind ein Photonenstrom am Ort des Detektors  $> 1 \times 10^6$  Photonen pro Sekunde, ein Wert für  $g^{(2)}(0) < 0,1$  (Reinheit der Photonenemission) und eine spektrale Bandbreite  $\Delta\lambda < 2$  nm. Diese Parameter basieren auf der Überlegung, dass die Quelle dann vergleichbare Ergebnisse im Kalibrierprozess wie ein abgeschwächter Laser liefert: Ein Photonenfluss von  $1 \times 10^6$  Photonen pro Sekunde bei einer Wellenlänge von  $\approx 785$  nm entspricht  $\approx 250$  fW optischer Leistung. Wie in [60] beschrieben, ist diese Leistung mit Silicium-Photodioden noch vernünftig messbar und wird daher als untere Grenze festgelegt. Die Bandbreitengrenze von  $\Delta\lambda < 2$  nm reduziert die Messunsicherheit, die mit der spektralen Empfindlichkeit des Siliziumdetektors selbst verbunden ist. Unter der Bedingung  $g^{(2)}(0) = 0,1$  wäre der Einfluss von Multi-Photonen-Ereignissen auf die gemessene Detektor-Effizienz vergleichbar mit dem, der im Poisson'schen Regime bei einer mittleren Photonenzahl von 0,1 pro Detektor-Totzeit erzielt wird [55]. Eine erhebliche Verbesserung für den Kalibrierprozess wäre erreichbar, wenn die beschriebene Einzelphotonenquelle gepulst betrieben werden würde. Das Kalibrierprinzip ist sehr einfach: die Detektionseffizienz eines Si-SPAD-Detektors wurde bestimmt, indem die Photonenflussmessungen alternierend mit dem SPAD-Detektor und mit einem analogen Referenz-Si-Detektor durchgeführt werden. Beide Detektoren waren mit einem FC/PC-Multimode-Faseranschluss ausgestattet. Die SPAD-Detektionseffizienz  $\eta_{SPAD}$  berechnet sich aus  $\eta_{SPAD} = \langle N_{SPAD} \rangle / \langle N_{ref} \rangle$ , wobei  $n_{SPAD}$  die mit dem SPAD-Detektor gemessene Zählrate ist, während  $N_{ref}$  die Photonenflussrate ist, die aus der Messung des optischen Leistung  $\Phi_s$  und der Photonenenergie  $E$  (mit  $E = 2,53 \times 10^{-19}$  J für ein Photon bei 785,6 nm) abgeleitet wird.  $\Phi_s$  erhält man als Verhältnis zwischen dem gemessenen mittleren Photostrom  $\langle I_f \rangle$  und der Empfindlichkeit des Referenzdetektor  $s_{ref}$  und damit

letztlich  $\langle N_{\text{ref}} \rangle = \langle \Phi_s \rangle E = \langle I_t \rangle / s_{\text{ref}} E$ . *Abbildung 5.7* zeigt die für den SPAD-Detektor (Perkin Elmer, SPCM-AQRH-13-FC) erzielte Detektionseffizienz für Photonennraten zwischen  $0,144 \times 10^6$  und  $1,32 \times 10^6$  Mphoton/s, was einem Leistungsbereich zwischen 36,5 fW und 334 fW entspricht. Aus der *Abbildung* ist ebenfalls zu entnehmen, dass sich die Photonennrate dem Regime nähert, in dem die Totzeit des Detektors die Messung der Detektionseffizienz  $\eta_{\text{SPAD}}$  beeinflusst [55]. Die Standardunsicherheit, berechnet nach dem *Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement* (GUM) [62], variiert im Bereich von 2 % bis 6 %, abhängig von der Photonennrate, d. h. je niedriger die Photonennrate, desto höher die Unsicherheit. Dies kann auf das statistische Rauschen des Referenzdetektors zurückgeführt werden, das den höchsten Beitrag zur Gesamtunsicherheit bei Leistungen im Femtowatt-Bereich darstellt. In *Tabelle 5.5* ist das gesamte Messunsicherheitsbudget dargestellt. Für den Si-SPAD-Detektor ergibt sich eine Detektionseffizienz von  $\eta_{\text{SPAD}} = (0,603 \pm 0,012)$ .

Georgieva et al. [63] verwendeten eine Halbleiter-Quantenpunkt-basierte Einzelphotonenquelle für die relative Kalibrierung zweier Si-SPAD-Detektoren. Dabei wurden Photonennflüsse bis zu  $3,7 \times 10^5$  Photonen pro Sekunde an den SPADs erreicht. Damit wurde eine relative Kalibrierung von zwei SPAD-Detektoren mit einer relativen Standardunsicherheit von 0,7 % durchgeführt und mit der Standardkalibrierungsmethode unter Verwendung eines abgeschwächten Lasers verifiziert.

### Einfluss der Photonenzahlverteilung

Einzelphotonendetektoren unterliegen aufgrund der Totzeit nach der Detektion eines Photons dem Einfluss der Photonenzahlverteilung bzw. der Photonenzahlverteilung der auftreffenden Strahlung. Dies ist bei Si-SPAD-Detektoren detailliert von López et al. untersucht worden [55]. Typischerweise liegen die Totzeiten für Si-SPADs zwischen 10 ns und 100 ns. Photonen, die einzeln mit einem größeren Zeitabstand als der Totzeit ankommen, können von der Si-SPAD vollständig detektiert werden, die gleiche Anzahl von Photonen, die innerhalb eines Impulses ankommen, würde aber nur ein Detektionsereignis ermöglichen. D. h. es gibt eine starke Korrelation zwischen der Totzeit und der zeitlichen Verteilung der auf dem Si-SPAD auftreffenden Photonen, die Photonenzahlverteilung der im Kalibrierungsexperiment verwendeten Photonennquelle ist daher von Bedeutung. Die beste Quelle zur Bestimmung der ungestörten, physikalisch relevanten Detektionseffizienz wäre eine Einzelphotonenquelle, die Photonen mit einem Zeitabstand liefert, der größer als die Totzeit ist und



bei dem der Photonennfluss mit herkömmlichen Si-Dioden noch messbar ist. Solche Einzelphotonenquellen sind jedoch bisher nur ansatzweise verfügbar, siehe Abschnitt „Einzelphotonenquellen“ und „Kalibrierung mittels einer Einzelphotonenquelle“. Daher werden bei Kalibrierungen von Si-SPAD-Detektoren direkt gegen klassische Si-Dioden in der Regel Laserquellen verwendet. Diese besitzen eine Poisson-Photonenzahlverteilung, die sich leicht mit der mittleren Photonenzahl  $\langle n \rangle$  beschreiben lässt. Für die Untersuchung des Einflusses der Photonennrate und damit der mittleren Photonenzahl auf die Detektionseffizienz eines Si-SPAD-Detektors wurde die Detektionseffizienz in Abhängigkeit von der Photonennrate bestimmt. *Abbildung 5.8* [55] zeigt die gemessene Detektionseffizienz als Funktion der Photonennflussrate am Ort der Si-SPAD-Detektors für Photonennflüsse zwischen 1000 Photonen pro Sekunde und 3 000 000 Photonen pro Sekunde. Deutlich ist die erwartete starke Abhängigkeit zu erkennen; bei etwa 100 000 Zählungen pro Sekunde (entsprechend mittleren Photonenzahlen von etwa 0,01) beginnt die gemessene Detektionseffizienz deutlich abzunehmen. Um das beobachtete Verhalten zu beschreiben, wurde der kontinuierliche Photonennfluss des verwendeten Lasers in Pulse mit der Länge der Totzeit des Detektors aufgeteilt, d. h. in Pulse mit einer Wiederholungsrate von  $1/t_{\text{dead}}$ . Für eine Poisson'sche Photonenzahlverteilung der Quelle kann die SPAD-Zählrate und die SPAD-Detektionseffizienz nun beschrieben werden durch:

SPAD-Zählrate CR:

$$CR = \frac{1 - \exp(-\eta_0 \langle n \rangle)}{t_{\text{dead}}} \quad (4)$$

Detektionseffizienz  $\eta$ :

$$\eta = \frac{1 - \exp(-\eta_0 \langle n \rangle)}{\langle n \rangle} \quad (5)$$

**Abbildung 5.8:** Detektionseffizienz des Si-SPAD-Detektors (Perkin Elmer, SPCM-AQRH-13-FC) unter Verwendung der Molekül-basierten Einzelphotonenquelle und eines rauscharmen analogen Referenzdetektors. Die mit jedem Messwert verbundene Standardunsicherheit ist durch einen Fehlerbalken dargestellt.



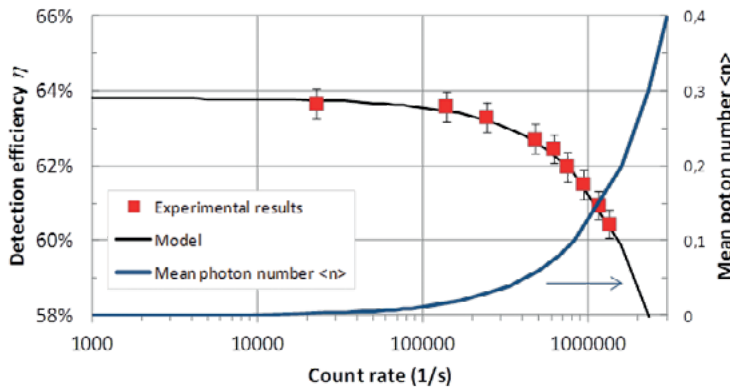


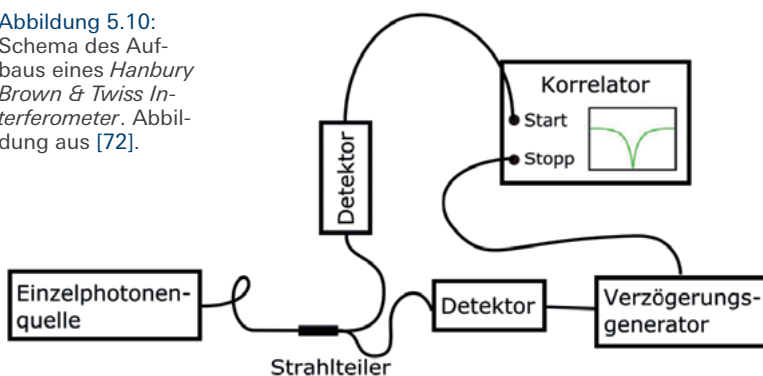
Abbildung 5.9: Abhängigkeit der Detektionseffizienz von der Photonen-zählrate. Die experimentellen Ergebnisse (rote Quadrate) lassen sich sehr gut mit  $\eta_0 = 63,8\%$  und  $t_{\text{dead}} = 75\text{ ns}$  beschreiben, aus [55].

Durch die Anpassung der Totzeit  $t_{\text{dead}}$  und der Kleinsignal-Detektionseffizienz  $\eta_0$  kann das beobachtete Verhalten der Detektionseffizienz in Abhängigkeit von der Detektorzählrate sehr gut beschrieben werden, siehe *Abbildung 5*. [55]. Es ist zu beachten, dass bei noch höheren Zählraten (hier nicht dargestellt) zusätzliche Effekte (wie z. B. *After-pulsing*) auftreten, die die Detektionseffizienz zusätzlich signifikant beeinflussen.

**Internationale Pilotstudie**

Obwohl Einzelphotonendetektoren bereits seit vielen Jahren kommerziell erhältlich sind, gibt es bisher kaum ein metrologisches Dienstleistungsangebot. Erst kürzlich wurde an der PTB die erste Kalibrierung der Detektionseffizienz eines Si-SPAD-Detektors durchgeführt. Auch gibt es bisher keine Eintragung in die sog. CMC-Liste (*Calibration and Measurement Capabilities*, [64]) des *Bureau International des Poids et Mesures* (BIPM). 2016 wurde eine internationale Pilotstudie über die Detektionseffizienz von Si-SPAD-Detektoren gestartet (*Pilot study on the detection efficiency of single-photon detectors – Si-SPAD*), an der 11 Institute aus 10 Ländern teilnehmen [65]. Ziel dieser Studie ist es, die Messfähigkeiten der nationalen Metrologieinstitute im Bereich der Detektion von Photonenmessungen zu vergleichen. Die Ergebnisse dieser Studie sollen die Teilnehmer in die Lage versetzen, die Methodik und die Messunsicherheiten zu verbessern.

Abbildung 5.10: Schema des Aufbaus eines Hanbury Brown & Twiss Interferometer. Abbildung aus [72].



**Einzelphotonenquellen**

*Einleitung, Anwendungen*

Im Unterschied zu Einzelphotonendetektoren, die bereits vielfältige Anwendungen haben und in verschiedenen Formen kommerziell erhältlich sind, gibt es nur sehr wenige kommerziell erhältliche Einzelphotonenquellen. Nichtsdestotrotz haben sie das Potenzial, in einem breiten Anwendungsfeld eingesetzt zu werden [66], [67]. Bekannt und weit-hin diskutiert ist ihre Verwendung in der Quantenschlüsselverteilung, im Quantencomputing und in der Metrologie, der sogenannten „*quantum-enhanced metrology*“ [68]. Einige weitere wichtige Anwendung ist die (Quanten-)Radiometrie [69], wie bereits im vorherigen Abschnitt beschrieben. Denn prinzipiell haben Einzelphotonenquellen das Potenzial, zu einer neuen Art von Standard-Photonenquelle zu werden [70], wie es bisher – im klassischen Regime – den Schwarzkörperstrahler und die Synchrotronstrahlungsquelle gibt. Die Ausgangsleistung  $\Phi$  einer idealen Einzelphotonenquelle, die nur ein Photon pro Anregungspuls emittiert, ist in der Tat einfach durch die Formel  $\Phi = fhc/\lambda$  gegeben, wobei  $f$  die Wiederholungsrate des Anregungslasers,  $h$  die Planck-Konstante,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $\lambda$  die Wellenlänge der emittierten Strahlung ist. Die Bedingungen für eine solche Standardquelle sind jedoch in der Praxis schwer zu realisieren, da eine Quelle mit einem Quantenwirkungsgrad von 100 %, einer perfekten Reinheit der Einzelphotonenemission, d. h.  $g^{(2)}(0) = 0$ , und einer Einsammeleffizienz der emittierten Strahlung von 100 % erforderlich ist. Andererseits sind Einzelphotonenquellen ideale Quellen für die Kalibrierung von Einzelphotonendetektoren, da der Einfluss der Photonstatistik auf die Kalibrierungsergebnisse und damit auch die sonst notwendige Korrektur vollständig entfällt (siehe Kapitel „*Einfluss der Photonstatistik*“ sowie [55], [57]).

Der Einzelphotonennachweis wird mittels eines Hanbury-Brown&Twiss-Interferometers durchgeführt, mit dessen Hilfe die Intensitätskorrelationsfunktion einer Strahlungsquelle gemessen wird [71]. Der Aufbau ist in *Abbildung 5.9* zu sehen. Das durch einen Strahlteiler aufgeteilte Licht der Strahlungsquelle wird auf zwei (SPAD-)Detektoren abgebildet. Die Signale der Detektoren nach Detektion eines Photons werden mittels einer Korrelationselektronik aufgenommen, wobei das Signals eines (SPAD-)Detektors elektrisch verzögert wird. Diese Messung ist gleichbedeutend mit der Messung von  $\langle I(t) \rangle \langle I(t+\tau) \rangle$ , dem zeitlichen Mittelwert der Intensität am Detektor 1 und dem zeitlichen Mittelwert der um  $\tau$  verzögerten Intensität am Detektor 2. Durch Normierung erhält man die Intensitätskorrelationsfunktion. Aus dieser

lässt sich nun bestimmen, inwiefern die Lichtquelle als Einzelphotonenquelle angesehen werden kann, siehe Abbildung 5.10.

### Arten von Einzelphotonenquellen

Die Erzeugung eines einzelnen Photons tritt auf, wenn eine Quelle innerhalb ihrer Fluoreszenzlebensdauer nur ein Photon erzeugt, nachdem sie optisch oder elektrisch angeregt wurde. Die am weitesten untersuchten und auch in bisherigen Experimenten gebräuchlichsten Quellen für Einzelphotonen sind einzelne Atome, Ionen oder Moleküle, Rydberg-Atome, Diamantfarbzentren und Quantenpunkte. Diese Quellen werden auch deterministische Einzelphotonenquellen genannt und sie erzeugen sogenannte „*photons on demand*“. Im Gegensatz dazu spricht man von „*heralded single-photons*“ und „*probabilistic single-photon sources*“, wenn Paare von Einzelphotonen z. B. durch spontane parametrische *Downconversion*, erzeugt werden und ein Photon, welches von einem Detektor erzeugt wird, ein anderes in korrespondierenden Strahlengang „ankündigt“ (siehe nächster Absatz).

Eine einfach zu realisierende Quelle, die näherungsweise einer Einzelphotonenquelle entspricht, kann durch Abschwächung eines Laserstrahls realisiert werden; dadurch wird seine Intensität und damit die mittlere Photonenzahl pro Puls reduziert. Da die Photonenzahl einer Poisson-Verteilung folgt, kann man Quellen mit einem gut definierten Wahrscheinlichkeitsverhältnis für die Emission von einem gegen zwei oder mehr Photonen erreichen. Zum Beispiel führt ein Mittelwert von  $\mu = 0,1$  zu einer Wahrscheinlichkeit von 90 % für null Photonen, 9 % für ein Photon und 1 % für mehr als ein Photon. Genau genommen handelt es sich aber nicht um Einzelphotonenquellen, da es nicht möglich ist, die Zweiphotonenemission vollständig zu unterbinden. Dennoch können diese Quellen durchaus für verschiedene Anwendungen verwendet werden.

Echte Einzelphotonenquellen lassen sich auf verschiedene Art realisieren:

- **Einzelne Atome, Ionen oder Moleküle:** Atome, Ionen und Moleküle können in Kühlfallen einzeln festgehalten und gespeichert werden. Erste Untersuchungen wurden von L. Mandel [74] und H. Walther [75] durchgeführt. Mittels Korrelationsmessungen zweiter Ordnung wurde festgestellt, dass es sich tatsächlich um eine Quelle einzelner Photonen handelt, d. h. ein zweites Photon erst emittiert wird, nachdem das Ion ein anderes Photon absorbiert hat [76].

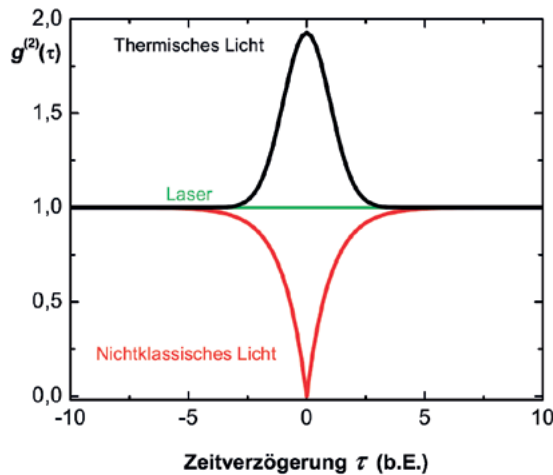
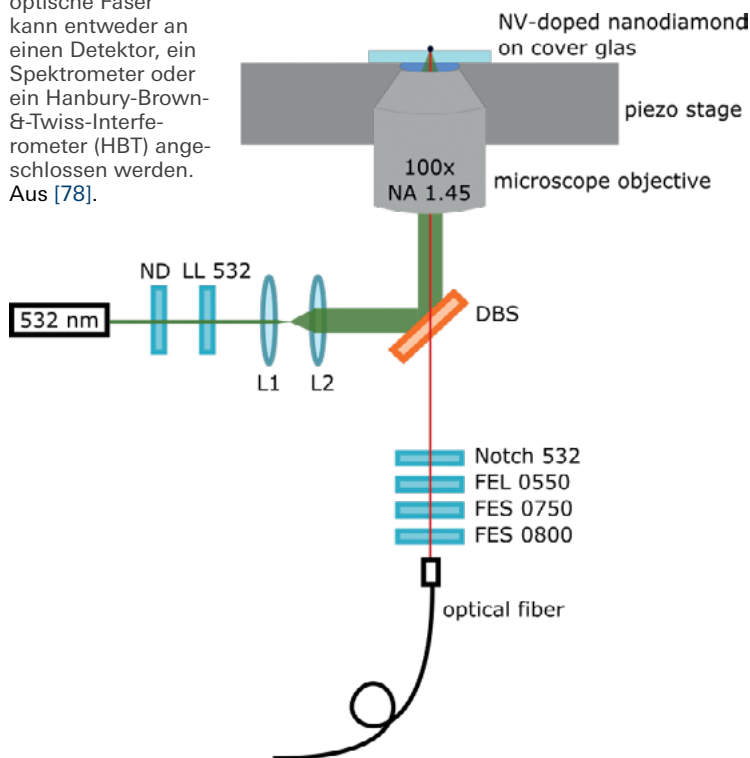


Abbildung 5.11: Schematische Darstellung der Autokorrelationsfunktion 2. Ordnung,  $g^{(2)}(\tau)$  für thermisches (*bunched*), kohärentes (Laser) und nichtklassisches (*anti-bunched*) Licht [73].

- **Farbzentren im Festkörper:** Bei Farbzentren in Festkörper handelt es sich um isolierte Defekte, z. B. um ein einzelnes Ion in einem Diamanten oder in einem Halbleiter. Diese Defekte sind im Festkörper fest lokalisiert, weitere experimentelle Erfordernisse, wie z. B. eine tiefe Temperatur oder ein starkes Magnetfeld sind nicht unbedingt notwendig. Die Defekte können verschiedenartig sein, wie Fremdatome, Moleküle, Fehlstellen, etc. Der bekannteste Vertreter ist das Stickstofffehlstellenzentrum (NV-Zentrum, *nitrogen-vacancy center*) im Diamanten [77], auf das später noch näher eingegangen wird.
- **Quantenpunkte:** Bei Halbleiter-Quantenpunkten (QD, *semiconductor quantum dots*) handelt es sich um Atomstrukturen, die gezielt auf einem Halbleitersubstrat aufgebracht werden. Am bekanntesten und am weitesten untersucht und entwickelt sind InGaAs-Strukturen auf einem GaAs-Substrat. Aufgrund der hohen technologischen Reife bei der Erzeugung und Bearbeitung definierter Halbleiterstrukturen sind Einzelphotonenquellen basierend auf Quantenpunkten effizient und bieten bei geeigneter Strukturierung die Möglichkeit, ununterscheidbare Photonen zu erzeugen.
- **Parametrische Fluoreszenz:** Eine weitere interessante Methode zur Erzeugung von einzelnen Photonen bietet die parametrische Fluoreszenz (SPDC, *spontaneous parametric down conversion*). Hierbei wird mittels eines geeigneten nichtlinearen Kristalls ein kurzwelliges Photon in zwei langwellige Photonen der doppelten Wellenlänge umgewandelt. Diese beiden Photonen sind korreliert, unter bestimmten Umständen können sie ununterscheidbar und miteinander verschränkt (*entangled*) sein. Ein Vorteil dieser SPDC-Quellen ist, dass eines der Photonen verwendet werden kann (durch seine Detektion) um

Abbildung 5.12: Schematische Darstellung des konfokalen Aufbaus. **ND** – Neutraldichtefilter; **LL532** – Laserlinienfilter für 532 nm Laseremission; **L1** und **L2** – Linsen zur Strahlaufweitung; **DBS** – dichroitischer Strahlteiler; **FEL0550** – Langpassfilter 550 nm; **FES0750** und **FES0800** – Kurzpassfilter 750 nm bzw. 800 nm. Die optische Faser kann entweder an einen Detektor, ein Spektrometer oder ein Hanbury-Brown- & Twiss-Interferometer (HBT) angeschlossen werden. Aus [78].



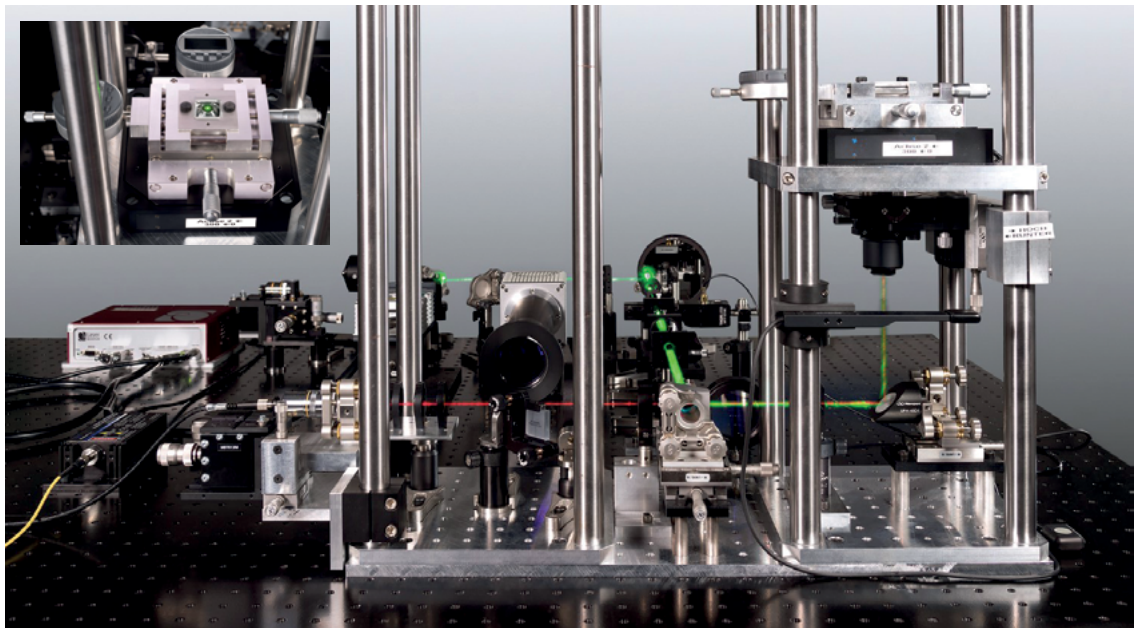
zu bestimmen, zu welchem Zeitpunkt das andere, einzelne Photon vorhanden ist (*heralded photons*).

Über die oben genannten Einzelphotonenquellen gibt es Unmengen von Literatur, hervorragende Übersichten sind zu finden in [2], [3].

### Realisierung einer Einzelphotonenquelle, typischer Aufbau

Ein typischer Aufbau einer deterministischen Einzelphotonenquelle wird im Folgenden am Beispiel einer Quelle basierend auf einem NV-Zentrum im Nanodiamant vorgestellt [78]. Hierbei wurden mit NV-Zentren dotierte Nanodiamanten mit einer mittleren Größe von ca. 75 nm–100 nm auf ein Mikroskop-Deckglas mittels „*spin-coating*“ aufgebracht. Um nun eine qualitativ hochwertige Einzelphotonenquelle zu realisieren, muss sichergestellt sein, dass nur ein Nanodiamant mit einem einzelnen NV-Zentrum optisch angeregt wird. Dafür wird in der Regel ein konfokales Mikroskop sowohl für die selektive Anregung als auch für die Detektion der NV-Zentrum-Emission verwendet. Ein typischer Aufbau ist in Abbildung 5.11 schematisch dargestellt [78], Abbildung 5.12 zeigt ein Foto des Aufbaus. Zur Anregung wurde ein Dauerstrichlaser mit einer Wellenlänge von 532 nm verwendet. Ein Laserlinienfilter wurde in den optischen Anregungspfad eingesetzt, um unerwünschte Emissionen bei der Detektionswellenlänge zu vermeiden, die im Detektionspfad auftreten können. Die Linsen L1 und L2 wurden zur Aufweitung des Strahls verwendet. Das Laserlicht wurde von einem dichroitischen Strahlteiler reflektiert und mit einem Ölimmersionsmikroskop-Objektiv durch das Deckglas auf die Nanodiamanten fokussiert. Die Größe des Anregungsflecks betrug etwa 300 nm bis 400 nm im Durchmesser. Darüber hinaus konnten verschiedene Nanodiamanten individuell durch Bewegung des Deckglases mit einer piezoelektrischen Verschiebetisch angefahren und angeregt werden.

Abbildung 5.13: Foto des Aufbaus. Der grüne Strahl zeigt den Anregungspfad, der rote Strahl den Detektionspfad. Das Inset zeigt das Deckglas, auf dem sich der Nanodiamant mit dem NV-Zentrum befindet.



Parameter	Symbol	Einheit	Definition
Frequenz (Repetitionsrate)	$F$	Hz	Die durch den Puls-generator eingestellte Frequenz
Mittlere Photonenzahl	$\mu$	Photonen/Puls	Durchschnittliche Anzahl von Photonen pro Puls
Variation der mittleren Photonenzahl	$\sigma_\mu$		
Zeit-Jitter der Quelle	$J_s$	s	Die Unsicherheit in der Emissionszeit eines Photons am optischen Ausgang
Wellenlänge	$\lambda$	m	Wellenlänge der emittierten Photonen
Spektrale Linienbreite	$\delta$	Hz	Bandbreite der emittierten Photonen
...			

Tabelle 5.6: Parameter zur metrologischen Charakterisierung von Einzelphotonenquellen, entnommen aus [36].

### Metrologische Charakterisierung

Wie auch für die Einzelphotonendetektoren, so gibt es auch für die Einzelphotonenquellen wenig normative Dokumente. Zu nennen ist auch hier die ETSI-Richtlinie „Quantum Key Distribution (QKD); Component characterization: characterizing optical components for QKD systems“ [36], die wichtigsten Parameter sind in Tabelle 5.6 aufgeführt.

### NV-Nanodiamant Einzelphotonenquelle

Die erste umfängliche metrologische Charakterisierung einer Einzelphotonenquelle bezüglich absolutem spektralem Strahlungsfluss wurde von Rodiek et al. durchgeführt [78], [79]. In diesen Arbeiten wurde eine auf einem NV-Zentrum basierende Einzelphotonenquelle bzgl. ihrer Eigenschaften metrologisch charakterisiert. Das Energieniveauschema des NV-Zentrums im Diamanten ist in Abbildung 5.13 dargestellt [80]. Ihr Photonenfluss, ihr spektraler Strahlungsfluss sowie die Reinheit der Einzelphotonenemission wurden rückgeführt gemessen, siehe Abbildung 5.14. Die Standardmessunsicherheit beträgt dabei ca. 4 % [78]. Der spektrale Strahlungsfluss liegt zwischen 55 fW (untere Nachweisgrenze der für die Messung verwendeten Silicium-Photodiode) und 75 fW (Sättigungsleistung des NV-Zentrums). Dies entspricht einem Gesamtphotonenfluss von 190 000 Photonen pro Sekunde bis zu 260 000 Photonen pro Sekunde, siehe Abbildung 5.15. Die Reinheit der Einzelphotonenemission wird durch den  $g^{(2)}(0)$ -Wert angegeben, der je

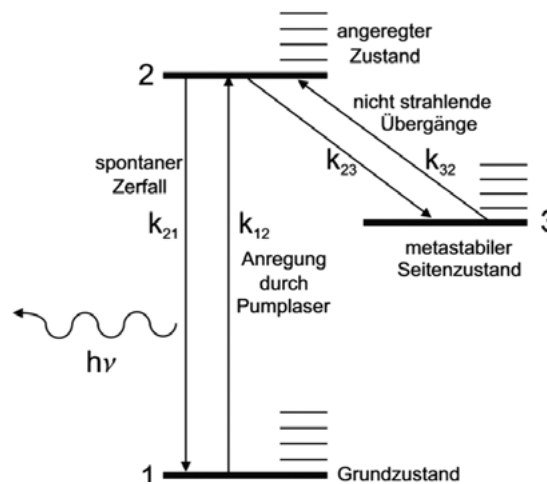


Abbildung 5.14: 3-Niveau-Schema des NV-Zentrums. 1: Grundzustand, 2: angeregter Zustand, 3: metastabiler Zustand (shelving-state), aus [79]. Die Lebensdauer des NV-Zentrums beträgt je nach Umgebung ca. 10 ns bis ca. 25 ns [82], [83].

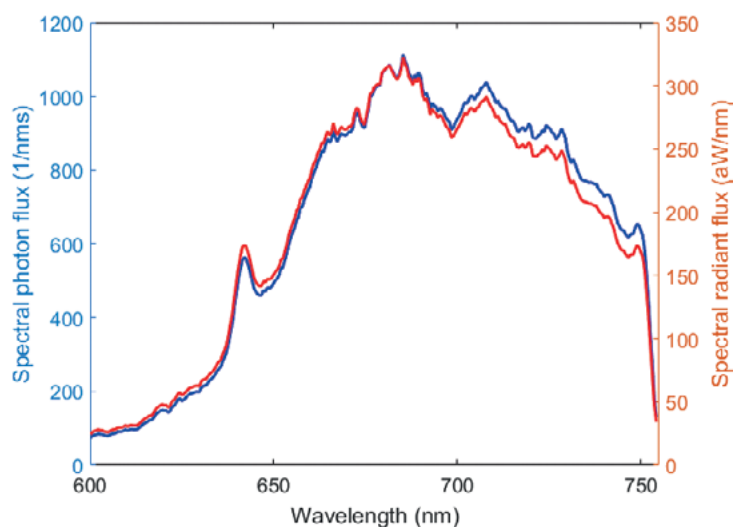
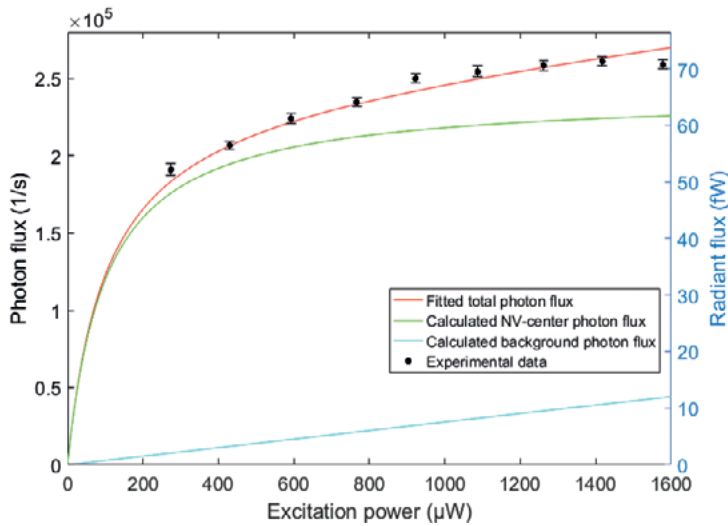


Abbildung 5.15: Spektraler Photonenfluss (linke Achse) und spektraler Strahlungsfluss (rechte Achse) der NV-Einzelphotonenquelle, aus [78].





die räumliche Abstrahlcharakteristik der NV-Quelle, neuere Ergebnisse hierzu sind in Christinck et al. [81] zu finden. Zunächst einmal kann die Emission des NV-Zentrums in einem Nanodiamanten als Dipolemission in den Raumwinkel  $4\pi$  betrachtet werden. Diese Abstrahlung wird durch die Nähe eines Dielektrikums jedoch modifiziert, welches die Emissionscharakteristik verändert. Auf diese Art und Weise kann versucht werden, die Einsammelleffizienz der Emission deutlich zu erhöhen [84], [85]. Die Winkelabstrahlung des NV-Zentrums in einem Nanodiamanten wird durch das als Dielektrikum wirkende Deckglas beeinflusst. Dies bedeutet, dass die Emission des NV-Zentrums in eine Vorzugsrichtung umgelenkt wird. Die

Abbildung 5.16: Absoluter Gesamtphotonenfluss der NV-Einzelphotonenquelle, aus [77].

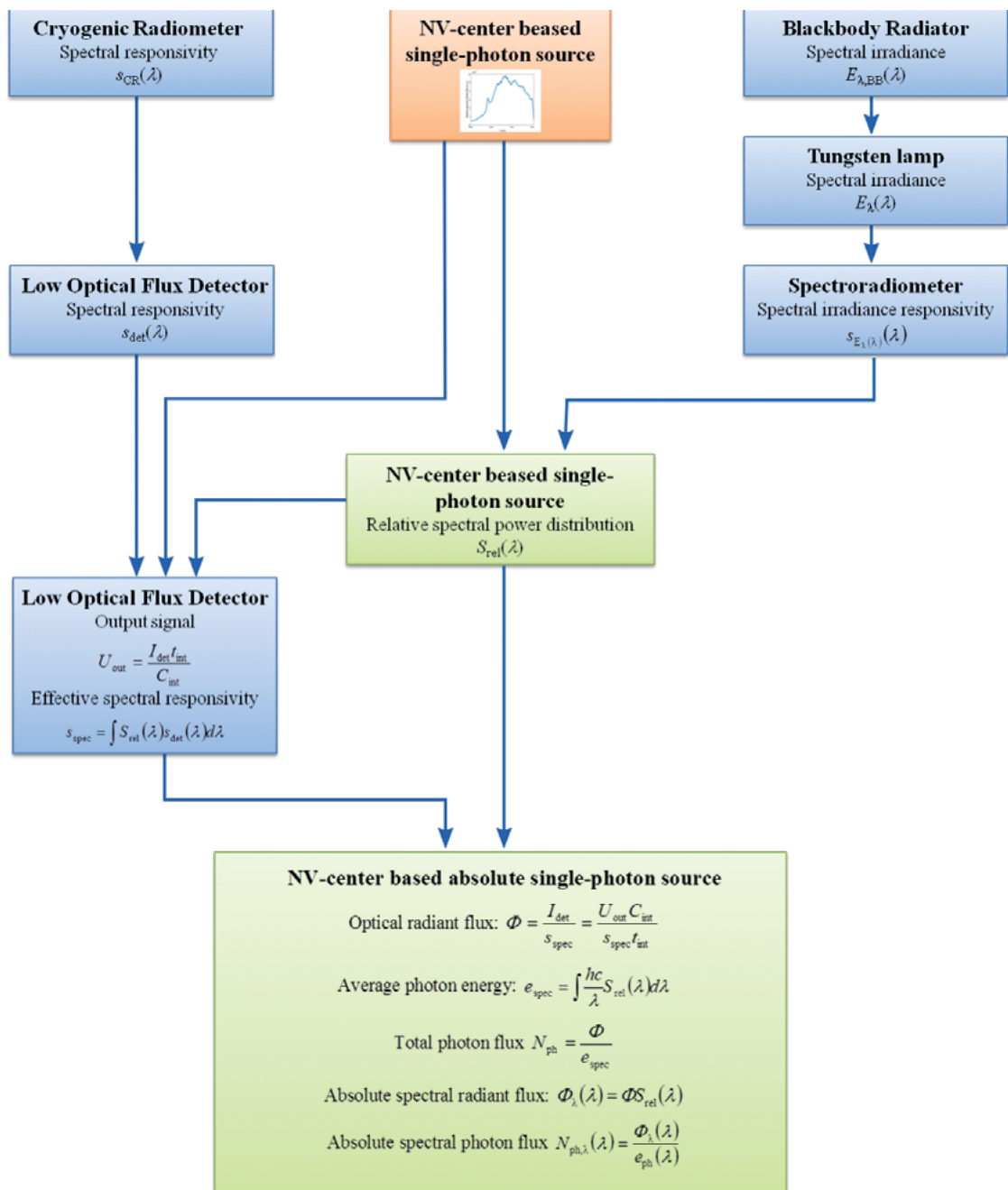
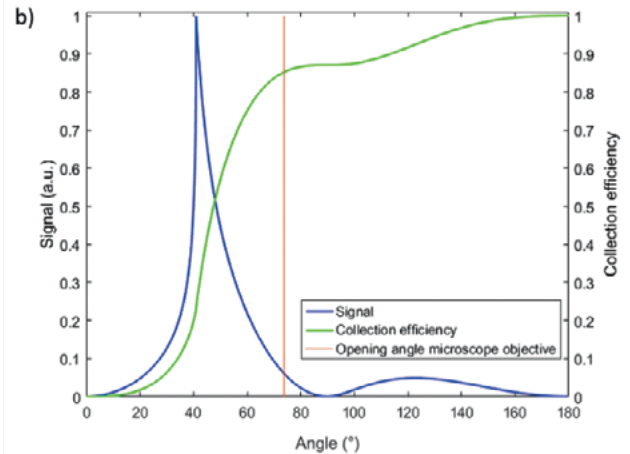
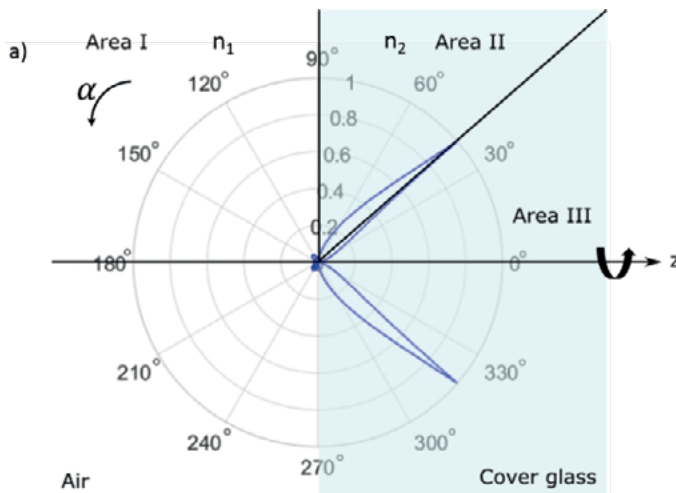


Abbildung 5.17: Rückführungskette zur Bestimmung des absoluten spektralen Strahlungsflusses bzw. des absoluten spektralen Photonenflusses, aus [77].



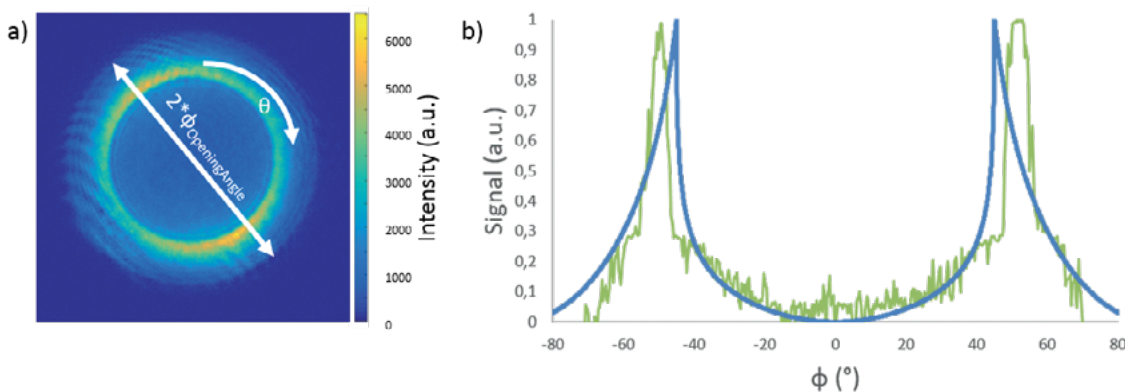
Berechnung der Winkelabstrahlung wird gemäß dem Modell von Lukosz und Kunz [86] durchgeführt, **Abbildung 5.17 a)** zeigt eine typische Abstrahlung für ein NV-Zentrum. Der größte Teil der Emission wird in einem Winkel von  $41^\circ$  in das Deckglas abgestrahlt (**Abbildung 5.17 b)**, blaue Kurve). Die Gesamteinsammeleffizienz ist die Integration über die Emissionswinkel, diese ist als grüne Kurve dargestellt. Es werden insgesamt ca. 87 % der Strahlung in das Deckglas emittiert (Integration über den Abstrahlwinkel zwischen  $0^\circ$  und  $90^\circ$ ) und nur ca. 13 % (Winkel von  $90^\circ$  bis  $180^\circ$ ) der Photonen werden in die Luft abgestrahlt. Das verwendete Mikroskopobjektiv hat eine numerische Apertur, die einem halben Öffnungswinkel von  $72,8^\circ$  (orangefarbene Linie) entspricht und somit ca. 85 % der emittierten Photonen einsammelt. Experimentell wird die räumliche Emissionsverteilung unter Verwendung einer *back-focal-plane*-Linse und einer sCMOS-Kamera gemessen. Das resultierende Bild ist in **Abbildung 5.18 a)** dargestellt. Deutlich zu sehen ist das Maximum der Abstrahlung bei ca.  $41^\circ$  sowie die Begrenzung der Emission durch die numerische Apertur der Linse bei ca.  $72,8^\circ$ . Das Intensitätsprofil der Emission wurde durch Aufnahme des Signals der Kamera entlang der weißen Linie bestimmt. Wie man sieht, stimmt die resultierende Dar-

stellung (grüne Kurve in **Abbildung 5.18 b)** gut mit den Berechnungen (blaue Kurve) überein. Die beobachtete Abweichung zwischen dem berechneten und dem gemessenen Intensitätsprofil ist vermutlich auf eine Abbildungsverzerrung zurückzuführen, die durch die *back-focal-plane*-Linse entsteht. Außerdem zeigt die Emission eine kreisförmige Intensitätsmodulation, die im hellen Kreis deutlich zu erkennen ist. Dies ist darauf zurückzuführen, dass das NV-Zentrum über zwei Dipole verfügt. Dieses Muster ist von Nanodiamant zu Nanodiamant unterschiedlich, abhängig von der Lage der Dipole relativ zur optischen Achse [81], [87].

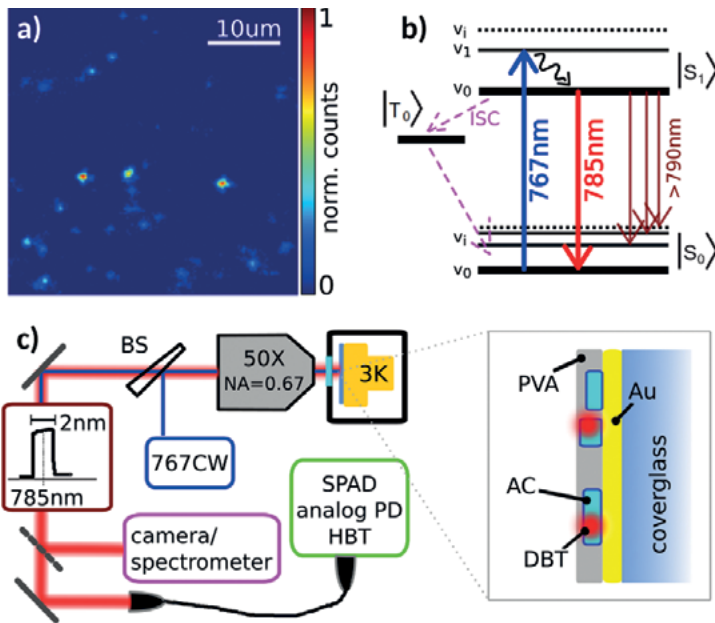
*Molekülquelle*

Eine weitere vor kurzem im Hinblick auf radio-metrische Anwendung charakterisierte Einzelphotonenquelle basiert auf einem Dibenzoterryl (DBT)-Molekül in einem Anthracen(Ac)-Nanokristall, für Details siehe [61]. Diese Moleküle emittieren Photonen in einem schmalen Wellenlängenbereich, wenn sie auf kryogene Temperaturen abgekühlt werden, und zeigen eine hohe Quanteneffizienz, Photostabilität und Quantenkohärenz [88], [89], selbst bei Einbettung in kleine Nanokristalle [90].

**Abbildung 5.18:** **a)** Schematische Darstellung des in die drei Berechnungsbereiche unterteilten Beleuchtungsfeldes; die berechnete Winkelabstrahlung ist blau dargestellt; **b)** berechnete Winkelabstrahlung eines NV-Zentrum-dotierten Nanodiamanten auf einem Deckglas (blaue Kurve); die Einsammeleffizienz ist grün dargestellt (Integration über den Winkel) und der Öffnungswinkel des verwendeten Mikroskopobjektivs ist als orangefarbene Linie eingetragen. Aus dem Modell ergibt sich eine Einsammeleffizienz von ca. 85 %, aus [78].



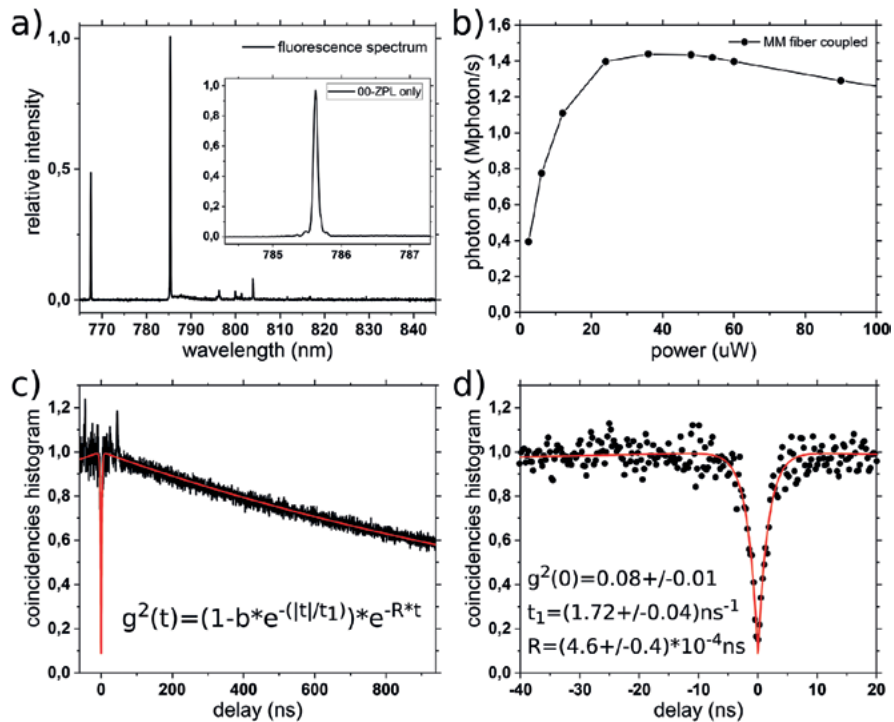
**Abbildung 5.19:** **a)** Gemessenes Bild der Winkelabstrahlung eines NV-Zentrums; **b)** Gemessene (grüne) und berechnete (blaue) Intensitäten der Winkelabstrahlung für den Öffnungswinkel des Mikroskopobjektivs im Bereich von  $-80^\circ$  bis  $80^\circ$ .



**Abbildung 5.20:**  
**a)** Fluoreszenzbild, Probenfläche  $40 \times 40 \mu\text{m}^2$ . Die hellen DBT:Ac Nanokristalle sind deutlich zu erkennen.  
**b)** Energieniveauschema des DBT-Moleküls in Ac. Anregungswellenlänge 767 nm, Emissionswellenlänge der Nullphononenlinie 785 nm. Eingezeichnet ist der *Intersystemcrossing* (ISC)-Übergang in den metastabilen Triplett-Zustand, der zu einer Emissionshemmung führt und somit für das Blinken verantwortlich ist. Für DBT in Ac ist die Besetzung jedoch sehr unwahrscheinlich, da die Übergangswahrscheinlichkeit  $< 10^{-5}$  beträgt.  
**c)** Vereinfachte Skizze des optischen Aufbaus und Skizze der Struktur des Einzelphotonenemitters (Au: Gold; AC: Anthracen; DBT: Dibenzoterylen; PVA: Polyvinylalkohol), aus [61].

**Abbildung 5.19** zeigt ein typisches Fluoreszenzbild, das Energieniveauschema von DBT in Ac sowie den schematischen optischen Aufbau und die Struktur des Einzelphotonenemitters [61].  
 In **Abbildung 5.20 a** ist das Emissionsspektrum des Moleküls dargestellt. Der Emissionspeak um 767 nm ist auf restliches Laserlicht zurückzuführen, während das

intensivste Signal dem Hauptübergang des Moleküls, d. h. seinem Nullphononenübergang, zuzuordnen ist. Dieses Signal wird dann mittels eines Schmalbandfilters ( $\Delta\lambda \approx 2 \text{ nm}$ ) um die Wellenlänge  $\lambda \approx 785 \text{ nm}$  gefiltert. Im Inset von **Abbildung 5.20 Q** erscheint das resultierende Spektrum, welches durch die Spektrometerauflösung ( $\approx 0.2 \text{ nm}$ ) begrenzt ist, typischerweise liegen die Linienbreiten im Bereich  $< 100 \text{ MHz}$ , d. h.  $< 1 \text{ pm}$  [81]. Für die Untersuchungen wurde eine kontinuierliche (CW) Anregung verwendet, um hohe Photonenraten am Ort des Detektors für die Kalibrierung (siehe Abschnitt „Kalibrierung mittels einer Einzelphotonenquelle“) zu erreichen. Dies hat allerdings zur Folge, dass sich für lange Integrationszeiten eine Poisson-artige Photonstatistik ausbildet, die für Kalibrierzwecke nicht optimal ist, siehe Abschnitt „Kalibrierung mittels einer Einzelphotonenquelle“, **Abbildung 5.7**. In **Abbildung 5.20 b–d** sind sowohl der Photonfluss als auch die  $g^{(2)}(t)$ -Funktion, jeweils gemessen am Ausgang einer Multimode-Faser, als Funktion der Anregungsleistung dargestellt. Diese Molekül-basierte Einzelphotonenquelle ist in der Lage, am fasergekoppelten Detektor bis zu  $1,4 \times 10^6$  Photonen/s zu liefern, wobei die hohe Reinheit der Einzelphotonenemission bei jeder eingestellten Rate erhalten bleibt ( $g^{(2)}(0) = 0,08 \pm 0,01$  bei maximaler Photonrate, ohne Entfaltung für die SPAD-Detektor Antwortzeit von ca. 0,4 ns). Diese Eigenschaf-



**Abbildung 5.21:**  
 Metrologische Charakterisierung der Molekülemission: **a)** Fluoreszenzspektrum, Inset: Fluoreszenzspektrum bei Verwendung eines Bandpassfilters mit  $\Delta\lambda = 2 \text{ nm}$  um die Nullphononenlinie der Emission. **b)** Mit dem Si-SPAD Detektor gemessener Photonfluss als Funktion der Laseranregungsleistung. **c)** Normalisiertes Histogramm der Ankunftszeiten aufeinanderfolgender Photonen

(Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung) für die Anregung bei maximalem Photonfluss (30  $\mu\text{W}$  Pumpleistung). **d)** Zoom auf das Histogramm in (c) um die Zeitverzögerung Null: Das deutliche Anti-Bunching-Verhalten zeigt die hohe Reinheit des Einzelphotonenemission. Die roten Linien zeigen die Anpassung der Daten mit der in (c) gezeigten Funktion, die entsprechenden Daten sind in (d) angegeben, aus [61].

ten sind hervorragend, insbesondere wenn man bedenkt, dass diese Ergebnisse in Abwesenheit von optischen Resonatoren oder lokaler Nanostrukturierung erreicht wurden.

Abbildung 5.21 zeigt eine künstlerische Zusammenfassung der mit der Molekül-basierten Einzelphotonenquelle erreichten Ergebnisse. Prinzipiell kann diese Molekül-basierte Einzelphotonenquelle auch unter gepulsten Bedingungen betrieben werden, für eine Anregungsrepetitionsrate von 50 MHz lässt sich ein Photonenfluss von etwa  $5 \times 10^5$  Photonen/s an der ersten Linse (bei einer  $NA = 0,67$ ) abschätzen. Diese Quelle kann daher prinzipiell als Photonenfluss-variable Quelle angesehen werden, die definiert durch Änderung der Anregungsrepetitionsrate direkt abgestimmt werden kann. Somit können Bereiche überdeckt werden, die sowohl oberhalb als auch unterhalb der Nachweisgrenze herkömmlicher Photodetektoren liegen. Mit dieser Quelle kann daher eine Art Standardquelle für die Quantenradiometrie realisiert werden, die den Schwarzkörperstrahler und die Synchrotronstrahlungsquelle im Bereich niedriger Photonenflüsse ergänzt.

**Photonenzahl-basierte Rückführbarkeit photometrischer und radiometrischer Größen und mögliche Implikationen für die Neudefinition der Candela [91]**

Für die Photometrie sind Photonen Quanten einer bestimmten Wellenlänge, die gezählt werden können. D. h. die Candela und die weiteren abgeleiteten Einheiten in der Photometrie und Radiometrie können im Prinzip in Form einer bekannten Anzahl von Photonen mit bekannter Wellenlänge ausgedrückt werden, siehe z. B. die *mise en pratique* der Candela [92]. Die Beziehung zwischen einer spektralen Strahlungsmenge und der entsprechenden photonenzahlbasierten Größe ist ziemlich einfach, für eine gegebene Wellenlänge in Luft lässt sie sich ausdrücken durch:

$$X_{e,\lambda}(\lambda) = \frac{hc}{\lambda n_a(\lambda)} X_{p,\lambda}(\lambda) \tag{6}$$

wobei  $X_{(e,\lambda)}(\lambda)$  die spektrale Strahlungsgröße bei einer gegebenen Wellenlänge,  $X_{(p,\lambda)}(\lambda)$  die entsprechende Photonenzahl-basierte Größe,  $h$  die Planck-Konstante,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und  $n_a(\lambda)$  der Brechungsindex von Luft bei der gegebenen Wellenlänge  $\lambda$  ist.

Kombiniert man diese Gleichung mit einer allgemeinen Gleichung für den Zusammenhang zwischen photometrischen und radiometrischen Größen:

$$X_v = K_m \int_0^\infty X_{e,\lambda}(\lambda) V(\lambda) d\lambda \tag{7}$$

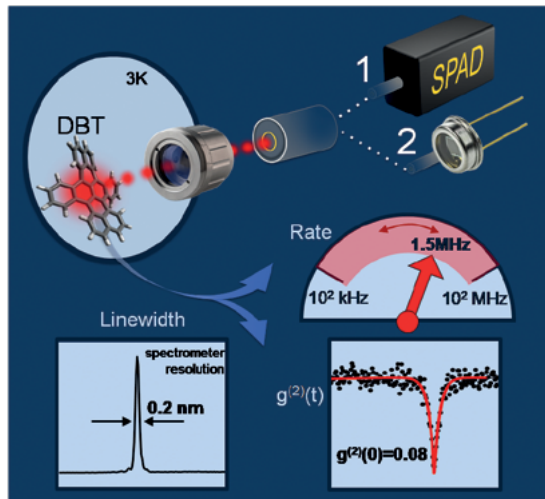


Abbildung 5.22: Künstlerische Darstellung der Ergebnisse aus [61]. © P. Lombardi.

so erhält man die allgemeine Form der Gleichung, die eine gegebene photometrische Größe  $X_v$  mit ihrer entsprechenden Photonenzahl-basierten Größe  $X_p$  in Beziehung setzt:

$$X_v = K_m \int_0^\infty \frac{hc}{\lambda n_a(\lambda)} X_{p,\lambda}(\lambda) V(\lambda) d\lambda \tag{8}$$

Es ist zu beachten, dass die Anzahl der Photonen, die erforderlich ist, um eine Strahlungsintensität von  $1/683 \text{ W/sr}$  zu erhalten, bei einer Wellenlänge von  $555 \text{ nm}$  etwa  $4,08777 \times 10^{15}$  Photonen pro Sekunde betragen würde. Derzeit gibt es weder Quellen, die eine solche Anzahl von zählbaren Photonen emittieren, noch Detektoren, die in der Lage sind, eine solche Anzahl von zählbaren Photonen zu detektieren. Allerdings werden, wie im Abschnitt „Einzelphotonenquellen“ beschrieben, derzeit an nationalen Metrologieinstituten weltweit intensiv Untersuchungen zur Realisierung von Standard-Photonenquellen durchgeführt, die eine vorhersehbare Anzahl von Photonen emittieren, siehe z. B. [77], [93]. Die Grundidee hinter diesem neuen Typ von Standardquellen ist einfach. Der von einer Einzelphotonenquelle emittierte Strahlungsfluss  $\phi$  ist einfach durch eine Anzahl  $N$  von emittierten Photonen pro Zeit  $t$ , die Wellenlänge  $\lambda$  der Photonen und die Fundamentalkonstanten  $c$  (Lichtgeschwindigkeit im Vakuum) und  $h$  (Planck-Konstante), gegeben:

$$\phi = \frac{N hc}{t \lambda} \tag{9}$$

Da eine ideale Einzelphotonenquelle eine Quelle ist, die exakt ein Photon aussendet nachdem sie durch einen optischen (oder elektrischen) Anregungsimpuls angeregt wurde, kann sie als eine Art „Puls-zu Photon-Konverter“ betrachtet werden.



Die Anzahl der emittierten Photonen ist daher durch die Anzahl der Anregungsimpulse pro Zeit gegeben, d. h. letztlich durch die Wiederholfrequenz des Anregungslasers (oder elektrischen Impulsgenerators). Daher ergibt sich:

$$\Phi = f_{rep} \frac{hc}{\lambda} \quad (10)$$

Im neuen SI sind  $h$  und  $c$  definierende Konstanten und damit ohne Unsicherheit. Die Frequenz ist mit Unsicherheiten im Bereich  $10^{-16}$  ...  $10^{-18}$  messbar, die Wellenlänge ist mit einer Unsicherheit im Bereich  $10^{-12}$ . Der Strahlungsfluss sollte also prinzipiell mit Unsicherheiten im Bereich von  $10^{-12}$  nach einem in [Abbildung 5.22](#) dargestellten Schema messbar sein. Allerdings ist zu einer praktischen Umsetzung noch sehr viel Arbeit erforderlich. Es gibt mehrere Hindernisse zu überwinden. Das erste betrifft die praktische Bestimmung der Wellenlänge. In [77] wurde eine Einzelphotonquelle verwendet, die auf der Emission eines NV-Zentrums in einem Nanodiamanten basiert. Diese Emission ist breitbandig und wird von Übergängen zwischen den Schwingungsseitenbändern des NV-Zentrums dominiert. Die Unsicherheit in der spektralen Leistungsverteilung liegt daher derzeit bei mehreren Prozent. Um dieses Problem zu vermeiden, müssen schmalbandige Emittoren, wie z. B. halbleiterbasierte Einzelphotonquellen oder Moleküle, verwendet werden. Noch gravierender sind allerdings die Probleme mit der internen Quanteneffizienz und der Einsammeleffizienz damit die Gleichung (9) gültig wird: die interne Quanteneffizienz, das heißt die Wahrscheinlichkeit mit der exakt ein Photon pro Anregungspuls emittiert wird, sowie die Wahrscheinlichkeit, dass dieses emittierte Photon den betreffenden Detektor erreicht, müssen exakt 1 sein.

### Zusammenfassung

In diesem Artikel wurden die wichtigsten Aspekte im Bereich der Einzelphotonenmetrologie vorge-

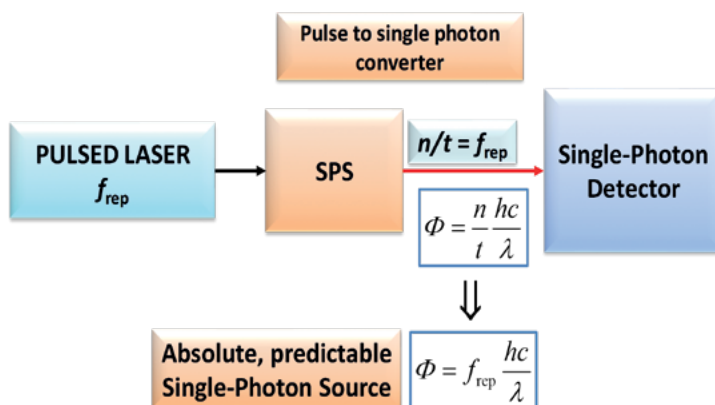
stellt. Aufgrund der Komplexität des Themas kann diese Übersicht selbstverständlich nicht vollständig sein. Schwerpunkte dieses Artikels waren die Metrologie für Einzelphotonendetektoren sowie die metrologische Charakterisierung von Einzelphotonenquellen. Wichtig war es auch, die für die Anwendung von Einzelphotonendetektoren und -quellen wichtigen Eigenschaften vorzustellen und in den metrologischen Kontext zu setzen.

Es ist zu erwarten, dass die Einzelphotonenmetrologie zukünftig verstärkt Eingang in die nationalen Metrologieinstitute finden wird. Dies gilt einerseits für die Einzelphotonendetektoren, die kommerziell erhältlich und bereits sehr weit entwickelt sind und vielfach eingesetzt werden. Hier ist es notwendig, dass die nationalen Metrologieinstitute entsprechende Dienstleistungen anbieten, um Herstellern und Anwendern die notwendige messtechnische Unterstützung zu bieten. Einzelphotonenquellen dagegen könnten selbst ein großes Feld von Anwendungen in der Metrologie finden. Sie könnten die Grundlage für eine neue Art von Präzisionsmesstechnik, insbesondere im Bereich der Quantenmetrologie, sein. Inwieweit sie selbst industrielle Anwendungen finden können hängt sehr stark davon ab, ob sie den dafür notwendigen technologischen Entwicklungsgrad erreichen können.

### Literatur

- [1] N. Sangouard, H. Zbinden, „What are single photons good for?“, *Journal of Modern Optics*, 59, 1458–1464 (2012), <https://doi.org/10.1080/09500340.2012.687500>.
- [2] M. D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall, and S. V. Polyakov, „Single-photon sources and detectors“, *Invited Review Article, Review of Scientific Instruments* 82, 071101 (2011); <https://doi.org/10.1063/1.3610677>.
- [3] „Single-Photon Generation and Detection: Physics and Applications“ *Experimental Methods in the Physical Sciences*, Volume 45, Hrsg. A. Migdall, S. V. Polyakov, J. Fan, J. C. Bienfang, Academic Press, ISBN: 9780123876959, 2013.
- [4] Tsang, W. T., ed. (1985). *Semiconductors and Semimetals*. Vol. 22, Part D „Photodetectors“. Academic Press.
- [5] Campbell, J. C. (2007). „Recent advances in Telecommunications Avalanche Photodiodes“. *Journal of Lightwave Technology*. 25 (1): 109–121, <https://doi.org/10.1109/JLT.2006.888481>.
- [6] Introduction to silicon photomultipliers (SiPMs). [https://www.first-sensor.com/cms/upload/appnotes/AN\\_SiPM\\_Introduction\\_E.pdf](https://www.first-sensor.com/cms/upload/appnotes/AN_SiPM_Introduction_E.pdf)
- [7] Introduction to SiPM. <https://www.sensl.com/downloads/ds/TN%20-%20Intro%20to%20SPM%20Tech.pdf>

**Abbildung 5.23:** Grundlegendes Schema einer Standard-Einzelphotonenquelle: Ein gepulster Laser (oder eine elektrische Triggerquelle), der mit einer Wiederholungsfrequenz  $f_{rep}$  arbeitet, regt die Einzelphotonenquelle SPS an, die für jeden Anregungspuls ein Photon aussendet. Die optische Leistung eines solchen „Puls-zu-Photon-Konverters“ wäre  $\Phi = f_{rep} \frac{hc}{\lambda}$ , aus [90].



- [8] Slawomir Piatek: A technical guide to silicon photomultipliers (SiPM). [https://web.archive.org/web/20170708222634/https://www.hamamatsu.com/us/en/community/optical\\_sensors/articles/technical\\_guide\\_to\\_silicon\\_photomultipliers\\_sipm/index.html](https://web.archive.org/web/20170708222634/https://www.hamamatsu.com/us/en/community/optical_sensors/articles/technical_guide_to_silicon_photomultipliers_sipm/index.html)
- [9] [www.excelitas.com](http://www.excelitas.com)
- [10] D. H. Andrews et al., „Attenuated superconductors I. For measuring infra-red radiation“. *Rev. Sci. Instrum.*, 13, 281 (1942), <https://doi.org/10.1063/1.1770037>.
- [11] K. D. Irwin, „An application of electrothermal feedback for high resolution cryogenic particle detection“. *Appl. Phys. Lett.*, 66, 1998 (1995), <https://doi.org/10.1063/1.113674>.
- [12] K. D. Irwin and G. C. Hilton, „Transition-edge sensors“, *Cryogenic Particle Detection*, ed. C. Enns, Springer (2005), [https://doi.org/10.1007/10933596\\_3](https://doi.org/10.1007/10933596_3).
- [13] Lita et al., „Counting near-infrared single-photons with 95 % efficiency“, *Optics Express* 16, 3032 (2008), <https://doi.org/10.1364/OE.16.003032>
- [14] J. Miller et al., „Demonstration of a low-noise near-infrared photon counter with multiphoton discrimination“, *Appl. Phys. Lett.*, 83, 791–793. (2003), <https://doi.org/10.1063/1.1596723>
- [15] Sae Woo Nam paper
- [16] Lita et al., „Tuning of tungsten thin film superconducting transition temperature for fabrication of photon number resolving detectors“, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 15, 3528 (2005), <https://doi.org/10.1109/TASC.2005.849033>
- [17] J. Bock et al., „A novel bolometer for infrared and millimeter-wave astrophysics“, *Space Science Reviews*, 74, 229–235 (1995), <https://doi.org/10.1007/BF00751274>
- [18] Antia Lamas-Linares, Brice Calkins, Nathan A. Tomlin, Thomas Gerrits, Adriana E. Lita, Jörn Beyer, Richard P. Mirin, and Sae Woo Nam, "Nanosecond-scale timing jitter for single photon detection in transition edge sensors", *Appl. Phys. Lett.* 102, 231117 (2013)
- [19] M. Natarajan, M. G. Tanner, and R. H. Hadfield, „Superconducting nanowire single-photon detectors: physics and applications“, *Superconductor Science and Technology* 25, 063001 (2012), <https://doi.org/10.1088/0953-2048/25/6/063001>, arXiv:1204.5560
- [20] D. Semenov, G. N. Gol'tsman and A. A. Korneev, „Quantum detection by current carrying superconducting film“, *Physica C* 351, 349 (2001), [https://doi.org/10.1016/S0921-4534\(00\)01637-3](https://doi.org/10.1016/S0921-4534(00)01637-3)
- [21] G. N. Gol'tsman et al., „Picosecond superconducting single-photon optical detector“, *Applied Physics Letters* 79, 705 (2001), <https://doi.org/10.1063/1.1388868>
- [22] Chip Elliott, „The DARPA quantum network“, *Quantum physics of nature. Theory, experiment and interpretation. in collaboration with 6th European QIPC workshop, Austria, 2005.*
- [23] Martin A. Jaspan, Jonathan L. Habif, Robert H. Hadfield, Sae Woo Nam, „Heralding of telecommunication photon pairs with a superconducting single photon detector“, *Applied Physics Letters* 89(3):031112-031112-3, July 2006.
- [24] BBN Technologies, „DARPA Quantum Network Testbed“, Final Technical Report, 2007.
- [25] Francesco Marsili. „High Efficiency in the Fastest Single-Photon Detector System“. 2013.
- [26] Hadfield, Robert H. (December 2009). „Single-photon detectors for optical quantum information applications“. *Nature Photonics*. 3 (12): 696–705. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.230>. ISSN 1749-4885.
- [27] Andrew J. Kerman et al., „Kinetic-inductance-limited reset time of superconducting nanowire photon counters“, *Applied Physics Letters* 88, 111116 (2006), <https://doi.org/10.1063/1.2183810>.
- [28] J. Annunziata et al., „Reset dynamics and latching in niobium superconducting nanowire single photon detectors“, *Journal of Applied Physics* 108, 084507 (2010), <https://doi.org/10.1063/1.3498809>.
- [29] Yu. P. Gousev et al., „Electron-phonon interaction in disordered NbN films“, *Physica B* 194-196, 1355 (1994), [https://doi.org/10.1016/0921-4526\(94\)91007-3](https://doi.org/10.1016/0921-4526(94)91007-3)
- [30] Kristine M Rosfjord; Joel KW Yang; Eric A Dauler; Andrew J Kerman; Vikas Anant; Boris M Voronov; Gregory N Gol'tsman; Karl K Berggren (2006). „Nanowire single-photon detector with an integrated optical cavity and anti-reflection coating“. *Optics Express*. 14 (527): 527. <https://doi.org/10.1364/OPEX.14.000527>.
- [31] Andrew J Kerman; Eric A Dauler; Joel KW Yang; Kristine M Rosfjord; Vikas Anant; Karl K Berggren; Gregory N Gol'tsman; Boris M Voronov (2007). „Constriction-limited detection efficiency of superconducting nanowire single-photon detectors“. *Applied Physics Letters*. 90 (10): 101110. arXiv:physics/0611260. <https://doi.org/10.1063/1.2696926>.
- [32] J. Zhang et al., „Response time characterization of NbN superconducting single-photon detectors“, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 13, 180 (2003), <https://doi.org/10.1109/TASC.2003.813675>
- [33] J. Kitaygorsky et al., „Origin of dark counts in nanostructured NbN single-photon detectors“, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 15, 545 (2005), <https://doi.org/10.1109/TASC.2005.849914>
- [34] G. A. Steudle et al., „Measuring the quantum nature of light with a single source and a single detector“, *Physical Review A* 86, 053814 (2012), <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.86.053814>

- [35] <https://www.etsi.org/>
- [36] ETSI GS QKD 011 V1.1.1 (2016-05), [https://www.etsi.org/deliver/etsi\\_gs/QKD/001\\_099/011/01.01.01\\_60/gs\\_QKD011v010101p.pdf](https://www.etsi.org/deliver/etsi_gs/QKD/001_099/011/01.01.01_60/gs_QKD011v010101p.pdf)
- [37] J. Chunnillal, I. P. Degiovanni, S. Kück, I. Müller, A. G. Sinclair; „Metrology of single-photon sources and detectors: a review“ *Opt. Eng.* 0001;53(8):081910. <https://doi.org/10.1117/1.OE.53.8.081910> (2014).
- [38] Single-Photon Generation and Detection, Volume 45: Physics and Applications (Experimental Methods in the Physical Sciences), edited by: Alan Migdall, Sergey V. Polyakov, Jingyun Fan, Joshua C. Bienfang, ISBN-13: 978-0123876959, ISBN-10: 0123876958, Academic Press, 2013.
- [39] Burnham, D.C; Weinberg, D.L. *Phys. Rev. Lett.* 1970, 25, 84–87.
- [40] Klyshko, D.N. *Kvantovaya Elektron.* 1977, 4, 591–595.
- [41] Klyshko, D.N. *Kvantovaya Elektron.* 1980, 7, 1112–1116.
- [42] Rarity, J.G.; Ridley, K.D.; Tapster, P.R. *Appl. Opt.* 1987, 26, 4616–4619.
- [43] Penin, A.N.; Sergienko, A.V. *Appl. Opt.* 1991, 30, 3582–3588.
- [44] Kwiat, P.G.; Steinberg, A.M.; Chiao, R.Y.; Eberhard, P.H.; Petroff, M.D. *Phys. Rev. A* 1993, 48, 867–870.
- [45] Ware, M.; Migdall, A.L. *J. Mod. Opt.* 2004, 15, 1549–1557.
- [46] Castelletto, S.; Degiovanni, I.; Migdall, A.L.; Ware, M. *New J. Phys.* 2004, 87, 1–16.
- [47] Migdall, A.L.; Datla, R.U.; Sergienko, A.; Shih, Y.H. *Metrologia* 1996, 32, 479–483.
- [48] Brida, G.; Castelletto, S.; Degiovanni, I.P.; Novero, C.; Rastello, M.L. *Metrologia* 2000, 37, 625–628.
- [49] Ghazi-Bellouati, A.; Razet, A.; Bastie, J.; Himbert, M.E.; Degiovanni, I.P.; Castelletto, S.; Rastello, M.L., *Metrologia* 2005, 42, 271–277.
- [50] Cheung, J.Y.; Chunnillal, C.J.; Woolliams, E.R.; Mountford, N.P.F.J.R.; Wang, J.; Thomas, P.J. *J. Mod. Opt.* 2007, 54, 373–396.
- [51] Chen, X.H.; Zhai, Y.H.; Zhang, D.; Wu, L.A. *Opt. Lett.* 2006, 15, 2441–2443.
- [52] Polyakov, S.V.; Migdall, A.L. *Opt. Express* 2007, 15, 1390–1407.
- [53] Beaumont, A.; Cheung, J.Y.; Chunnillal, C.J.; Ireland, J.; White, M.G. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* 2009, 610, 183–187.
- [54] J. Chunnillal, I. P. Degiovanni, S. Kück, I. Müller, A. G. Sinclair; „Metrology of single-photon sources and detectors: a review“ *Opt. Eng.* 0001;53(8):081910. <https://doi.org/10.1117/1.OE.53.8.081910> (2014)
- [55] M. López, H. Hofer, S. Kück, „Detection efficiency calibration of single-photon silicon avalanche photodiodes traceable using double attenuator technique, *Journal of Modern Optics* 62, S21–S27 (2015), <http://dx.doi.org/10.1080/09500340.2015.1021724>.
- [56] K. Dhoska, H. Hofer, B. Rodiek, M. López, T. Kübarsepp, S. Kück, „Improvement of the detection efficiency calibration and homogeneity measurement of Si-SPAD detectors“, SpringerPlus: 5, [Online only], 2065-1 – 2065-14 (2016).
- [57] W. Schmunk et al., „Radiometric Calibration of Single Photon Detectors by a Single Photon Source based on NV-centers in diamond“, *Journal of Modern Optics* 58, 1252 (2011)
- [58] Müller, R. M. Klein, J. Hollandt, G. Ulm, L. Werner, „Traceable calibration of Si avalanche photodiodes using synchrotron radiation“, *Metrologia* 49, S152 (2012)
- [59] Müller, R. M. Klein and L. Werner, „Traceable calibration of a fibre-coupled superconducting nano-wire single photodetector using characterized synchrotron radiation“, *Metrologia* 51 (2014) S329–S335, <https://doi.org/10.1088/0026-1394/51/6/S329>.
- [60] G. Porrovecchio, M. Šmid, M. López, H. Hofer, B. Rodiek, S. Kück, „Comparison at the sub-100-fW optical power level between a high sensitive, low noise Silicon photodiode and a low optical flux measurement facility based on a double attenuator technique“, *Metrologia* 53 1115–1122, (2016), <https://doi.org/10.1088/0026-1394/53/4/1115>.
- [61] P. Lombardi, M. Trapuzzano, M. Colautti, G. Margheri, I. P. Degiovanni, M. López, S. Kück, and C. Toninelli, „A Molecule Based Single Photon Source Applied in Quantum Radiometry“, *Advanced Quantum Technologies*, 1900083 (2019), <https://doi.org/10.1002/qute.201900083>.
- [62] Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement, 1st ed., BIPM, September 2008.
- [63] H. Georgieva, M. López, H. Hofer, J. Christinck, B. Rodiek, P. Schnauber, A. Kaganskiy, T. Heindel, S. Rodt, S. Reitzenstein, S. Kück, „Radiometric characterization of a triggered narrow-bandwidth single-photon source and its use for the calibration of silicon single-photon avalanche detectors“
- [64] <https://www.bipm.org/kcdb/>
- [65] [https://www.euramet.org/technical-committees/tc-projects/details/project/pilot-study-on-the-detection-efficiency-of-single-photon-detectors-si-spad/?tx\\_euramettcp\\_project%5Baction%5D=show&tx\\_euramettcp\\_project%5Bcontroller%5D=Project&cHash=17354d6fe69f9690d6e294f89b5576b4](https://www.euramet.org/technical-committees/tc-projects/details/project/pilot-study-on-the-detection-efficiency-of-single-photon-detectors-si-spad/?tx_euramettcp_project%5Baction%5D=show&tx_euramettcp_project%5Bcontroller%5D=Project&cHash=17354d6fe69f9690d6e294f89b5576b4)
- [66] G. S. Buller and R. J. Collins, „Single-photon generation and detection“, *Measurement Science and Technology* 21, 012002 (2010).

- [67] M. D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall, and S. V. Polyakov, „Single-photon sources and detectors“, *Review of Scientific Instruments* 82, 071101 (2011).
- [68] N. Sangouard and H. Zbinden, „What are single photons good for?“, *Journal of Modern Optics* 59, 1458 (2012).
- [69] C. J. Chunnillall, I. P. Degiovanni, S. Kück, I. Müller, and A. G. Sinclair, *Metrology of single-photon sources and detectors: a review*, *Optical Engineering* 53, 081910 (2014).
- [70] Y. Cheung, C. J. Chunnillall, E. R. Woolliams, N. P. Fox, J. R. Mountford, J. Wang and P. J. Thomas, „The quantum candela: a re-definition of the standard units for optical radiation“, *Journal of Modern Optics* 54, 373 (2007).
- [71] R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss, „A test of a new type of stellar interferometer on sirius“, *Nature* 178, 1046–1048 (1956); <https://doi.org/10.1038/1781046a0>.
- [72] B. Rodiek, „Eignung von Einzelphotonenemittern basierend auf Stickstofffehlstellen in Nanodiamanten als Strahlungsquelle für die Radiometrie“, Dissertation, TU Braunschweig, 2018.
- [73] W. Schmunk, private Mitteilung
- [74] H. J. Kimble, M. Dagenais, und L. Mandel: Photon antibunching in resonance fluorescence. In: *Phys. Rev. Lett.* Nr. 39, 1977, S. 691.
- [75] F. Diedrich und H. Walther: Nonclassical radiation of a single stored ion. In: *Phys. Rev. Lett.* Nr. 58, 1987, S. 203.
- [76] Brahim Lounis, Michel Orrit: Single-photon sources. In: *Rep. Prog. Phys.* Band 68, Nr. 5, 21. April 2005, S. 1129, <https://doi.org/10.1088/0034-4885/68/5/R04>.
- [77] S. M. W. Doherty, N. B. Manson, P. Delaney, F. Jelezko, J. Wrachtrup, and L. C. L. Hollenberg, „The nitrogen-vacancy colour centre in diamond“, *Physics Reports* 528, 1 (2013).
- [78] B. Rodiek, M. López, H. Hofer, G. Porrovecchio, M. Šmid, X.-L. Chu, S. Götzinger, V. Sandoghdar, S. Lindner, C. Becher, S. Kück, „Experimental realization of an absolute single-photon source based on a single nitrogen vacancy center in a nanodiamond“, *Optica* 4, 71 (2017).
- [79] B. Rodiek, M. López, H. Hofer, S. Kück, „The absolutely characterized nitrogen vacancy center-based single-photon source – measurement uncertainty of photon flux and angular emission properties“, *J. Phys.: Conf. Ser.* 972 012008 (2018).
- [80] S. Mayer: „N/V-Zentren als Einzel-Photonen-Quelle“, LMU München, Diplomarbeit, 2000.
- [81] J. Christinck, B. Rodiek, M. López, H. Hofer, H. Georgieva, S. Kück, "Characterization of the angular-dependent emission of nitrogen-vacancy centers in nanodiamond", *Appl. Phys. B* 126, 161 (2020). <https://doi.org/10.1007/s00340-020-07508-2>
- [82] A. Beveratos, R. Brouri, T. Gacoin, J.-P. Poizat, and P. Grangier, „Nonclassical radiation from diamond nanocrystals“, *Phys. Rev. A* 64, 061802(R) (2001)
- [83] J. Storteboom, P. Dolan, S. Castelletto, X. LI, M. GU, „Lifetime investigation of single nitrogen vacancy centres in nanodiamonds“, *Optics Express* 23, 11327 (2015); <https://doi.org/10.1364/OE.23.011327>
- [84] X.-L. Chu, T. J. K. Brenner, X.-W. Chen, Y. Ghosh, J. a. Hollingsworth, V. Sandoghdar, and S. Götzinger, „Experimental realization of an optical antenna designed for collecting 99% of photons from a quantum emitter“, *Optica*, vol. 1, no. 4, pp. 203–208, 2014.
- [85] D. Zhang, R. Badugu, Y. Chen, S. Yu, P. Yao, P. Wang, H. Ming, and J. R. Lakowicz, „Back focal plane imaging of directional emission from dye molecules coupled to one-dimensional photonic crystals“, *Nanotechnology*, vol. 25, no. 14, 2014.
- [86] W. Lukosz and R. E. Kunz, „Light emission by magnetic and electric dipoles close to a plane dielectric interface II Radiation patterns of perpendicular oriented dipoles“, *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 67, no. 12, pp. 1615–1619, 1977.
- [87] Masterarbeit von Herrn J. Christinck, „Einfluss von dielektrischen Grenzflächen auf die Abstrahlcharakteristik von NV-Zentren in Nanodiamant“, Masterarbeit, Technische Universität Braunschweig (2019)
- [88] A. A. L. Nicolet, C. Hofmann, M. A. Kol'chenko, B. Kozankiewicz, M. Orrit, *ChemPhysChem* 2007, 8, 1215.
- [89] a) J.-B. Trebbia, P. Tamarat, B. Lounis, *Phys. Rev. A* 2010, 82, 063803; b) S. Grandi, K. D. Major, C. Polisseni, S. Boissier, A. S. Clark, E. A. Hinds, *Phys. Rev. A* 2016, 94, 063839.
- [90] S. Pazzagli, P. Lombardi, D. Martella, M. Colautti, B. Tiribilli, F. S. Cataliotti, C. Toninelli, *ACS Nano* 2018, 12, 4295.
- [91] A. Sperling, S. Kück, „The SI Unit Candela“, *Annalen der Physik* 531, 1800305 (2019). <https://doi.org/10.1002/andp.201800305>
- [92] J. Zwinkels, A. Sperling, T. Goodman, J. Campos, Y. Ohno, M.L. Rastello, M. Stock, E. Woolliams: *Mise en pratique for the definition of the candela and associated derived units for photometric and radiometric quantities in the International System of Units (SI)*. *Metrologia*: 53, G1(2016).
- [93] A. Vaigu et al., „Experimental demonstration of a predictable single photon source with variable photon flux“, *Metrologia* 54, 218 (2017)





# Ultrasensitive magnetometry using quantum-based sensor technology

Lutz Trahms<sup>1</sup>

Sensors are vitally important tools for various technologies, such as, e.g., navigation, geo-prospecting, or the characterization of biological or chemical materials. The exploitation of quantum phenomena offers the chance to develop novel powerful sensors to be applied in ultra-high-precision spectroscopy, positioning systems, clocks, gravitational, electrical and magnetic field measurements, and optical resolution beyond the wavelength limit. Quantum-based sensing technologies are increasingly important in fundamental research from the sub-nano to the galactic scale, as well as for the determination of the fundamental constants. But also in applied science, quantum-based sensing has become a powerful research tool, notably in biomedical science and diagnostics.

One of the most advanced applications of quantum sensing is magnetometry. Currently, two approaches of quantum based magnetometry are in a mature state of development, enabling sensitive measurements of magnetic fields at various length and frequency scales:

- Superconducting quantum interference devices (SQUIDs)
- Atomic vapor cells or optically pumped magnetometers (OPMs)

However, the benefit of their outstanding resolution is compromised by the strong contaminations that are inevitably present in any urban laboratory environment. Therefore, a prerequisite for magnetic metrology in the ultra-low field range is the suppression of external perturbations. In PTB we utilize the ultimate shielding performance of the BMSR-2 (Berlin Magnetically Shielded Room 2), where external magnetic perturbations are reduced by many orders of magnitude, and the residual static magnetic field is as low as a few hundred picotesla.

## SQUIDs

Only two years after Brian Josephson had postulated the flow of a tunneling current between two superconductors across an insulating barrier, the SQUID was invented [1]. The SQUID represents a closed superconducting loop containing one or two Josephson junctions which encompasses a discrete number of magnetic flux quanta. A change of the external magnetic field results in a voltage across the SQUID that can be taken as a measure of the magnetic field change. A general limitation of SQUIDs is their in practicability to measure the absolute value of the magnetic field.

Since their invention more than fifty years ago, superconducting quantum interference devices are the most sensitive magnetic sensors covering a wide frequency range up to the Megahertz range. During this time, the sensitivity of SQUIDs has increased by several orders of magnitude. PTB was one of the driving forces in this development [2]. Up to now, the SQUID system with the highest sensitivity is PTB's wideband magnetometer with noise level down to 150 attotesla/ $\sqrt{\text{Hz}}$  [3]. Due to this unsurpassed performance, SQUID are considered the metrological reference for ultra-low magnetic fields.

On the other hand, the practical operation of SQUIDs is often hampered by their inflexible handling. To maintain their superconducting state, so-called low temperature (LTc-) SQUIDs are typically mounted in a bath of liquid helium which makes their application cumbersome and difficult, particularly for biomagnetic measurements, i.e. the measurement of magnetic fields generated by ionic currents in the human body. A consequence of their low operation temperature of a few K is that LTc-SQUIDs usually must be kept at a distance of a few centimeters from the investigated objects at room temperature. This problem is mitigated when so-called high temperature (HTc-) SQUIDs

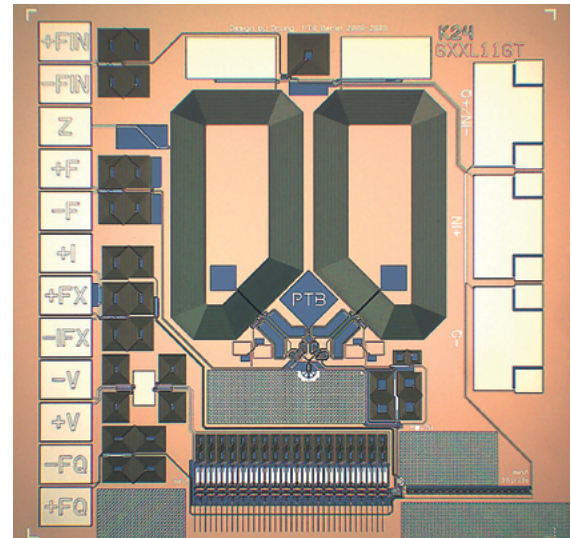
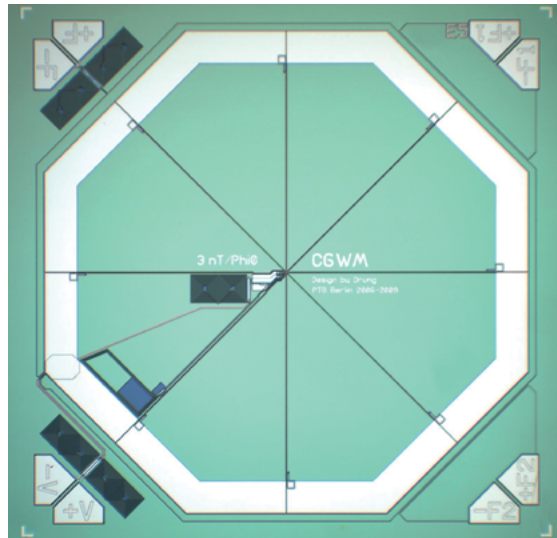
---

<sup>1</sup> Dr. Lutz Trahms has been the head of department 8.2 "Biosignals" until his retirement in 2019.

**Figure 6.1:** PTB has been leading in SQUID development during the last 30 years:

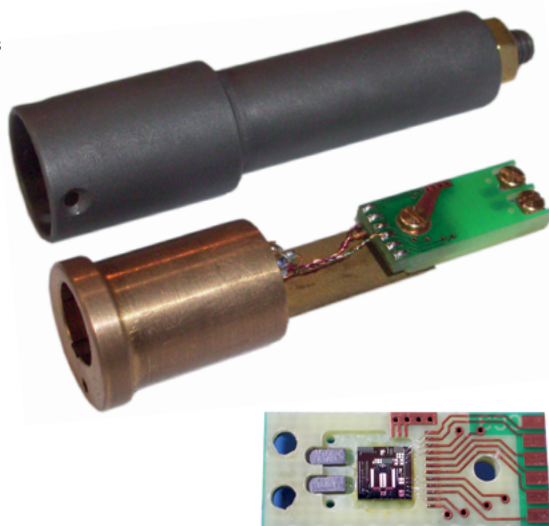
**Left:** “Cart-wheel”-type SQUID magnetometers that achieve a magnetic field noise levels as low as  $2\text{--}3\text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$  have been the “work-horses” of PTB’s biomagnetism research and development since the 1990ies [4]. Shown is a medium-sized ( $3.3\text{ mm} \times 3.3\text{ mm}$ ) general purpose cart-wheel-type SQUID magnetometer

**Right:** The recently developed “SQUID current sensor” [5] which forms the basis for the SQUID system with a ten times lower noise floor [3].



are used, which must be kept “only” at temperatures of liquid nitrogen. But the noise level of HTc-SQUIDs is more than an order of magnitude higher compared to LTc-SQUIDs [6]. In addition, manufacturing and operation of HTc-sensors suffers from a number of technical problems. It is difficult to make pickup coils out of the ceramic material of HTc-SQUIDs. This excludes the design of vertical HTc-gradiometer coils, i.e. a 3-dimensional coil system of two or more inversely wound pickup loops. For LTc-SQUIDs, gradiometer-based common mode rejection saves a lot of effort in magnetic shielding that is otherwise needed to suppress external perturbations. Therefore, gradiometer systems based on LTc-SQUIDs are the established sensors for virtually all of the several hundred commercial multichannel magnetoencephalography (MEG) devices that are operated worldwide for brain research and neurological diagnostics.

**Figure 6.2:** Commercial SQUID current sensors package. The superconducting connection to the SQUID input coil is realized via screw contacts. Commercial SQUID-based noise thermometer MFFT-1 for sub-Kelvin thermometry (right). For low-noise operation, the SQUID sensors are enclosed in a superconducting Nb shield. (Courtesy of Magnicon GmbH, Hamburg und Berlin)



## OPMs

OPMs (Optically Pumped Magnetometers) have an even longer history than SQUIDs. In the late 1950s the response of atomic spins to an external magnetic field was suggested as an efficient magnetometer [7]. OPMs make use of a vapor of atoms which carry an unpaired electron spin (typically alkali atoms) and can absorb circular polarized light up to saturation. In the presence of a magnetic field, the spins precess about the magnetic field axis with an angular velocity that is proportional to the magnetic field. The deflection of the atomic spin in a magnetic field generates a change in the absorption that is taken as a measure of its strength.

OPMs were quickly implemented, mostly for military applications [8]. Compared to SQUIDs, their performance has been rather poor for many years, but the rise of optical pumping techniques [9] as well as the invention of the laser have pushed the field of atomic magnetometry to a new level. Today, the best atomic magnetometers have demonstrated sensitivities similar to those of the best SQUID magnetometers, even though their frequency band is much narrower [10].

OPMs are independent of costly resources such as liquid helium cryogenics. More importantly, OPMs can be miniaturized, so they offer key benefits due to their flexible handling. This led to the design of atomic magnetometers suitable for recording biomagnetic signals. In fact, chip scaled atomic magnetometers can be attached to the human thorax or skull just like electrodes (“magnetodes”) that are well established for conventional electrocardiography and electroencephalography. Pioneering studies have demonstrated the applicability of OPMs in magnetocardiography (MCG) [11], magnetoencephalography (MEG) [12], and the detection of nerve impulses [13]. In addition, OPMs have shown their potential for other

applications, such as magnetic resonance imaging [14] and magnetic source imaging [15].

Nowadays, OPMs are offered by commercial companies, just like SQUIDs. The bandwidth of these commercial systems is about one hundred Hertz, while their sensitivity is about an order of magnitude behind the sensitivity of SQUIDs. This is sufficient for many applications, in particular for most biomagnetic measurements.

A major drawback of OPMs is that, at present, common mode rejection by gradiometer operation of OPMs decreases their sensitivity significantly. Therefore, OPMs need a heavily shielded environment to display their full performance. PTB is in the fortunate position to make use of its “Berlin Magnetically Shielded Room 2” (BMSR-2), which, with its eight shielding layers, offers ideal conditions for any kind of measurements using OPMs. This is why in applications for MCG [16], MEG [17], and magnetorelaxometry [18], OPMs could show their full potential only in the BMSR-2 of PTB.

There are several medical applications where the flexibility of OPMs makes them superior to SQUIDs. One example is fetal magnetocardiography (fMCG). While the electric potential generated by the fetal heart at the abdomen of the mother is hardly measurable, its magnetic field is much stronger. But in practice there remains the problem of disentangling this signal from the much stronger signal of the mother’s heart. By putting OPM-magnetodes separately on the mother’s chest and abdomen, these two sources are much easier to separate [18]. For SQUIDs kept in liquid helium, such a setup would be difficult to realize, because the spatial separation of SQUIDs would require two separate Dewar vessels.

Also, for cardio- and neuromagnetic measurements of subjects or patients which are unable to suppress their motion, SQUIDs, being mounted rigidly in the helium bath of the Dewar vessel, are evidently not the adequate tool. This complicates or excludes biomagnetic investigations of babies, children, or patients suffering from motional disorders (e.g. Parkinson’s disease), or studies which require unconstrained movements of the subject (e.g. MEG of spatial navigation or MCG under exercise). This is no problem for OPM-magnetodes which can easily be fixed at the head or thorax and can thus be handled like EEG or ECG electrodes.

However, the motion of the subject with the OPMs fixed on the skin in an inhomogeneous magnetic field generates artifacts that may compromise the quality of the data. One elegant way to compensate for such artifacts is to reduce the magnetic inhomogeneity of the magnetic environment by a sophisticated magnetic shimming system, similar to what is well established for mag-

### Zero-Field-OPM (QuSpin QZFM-gen-1)

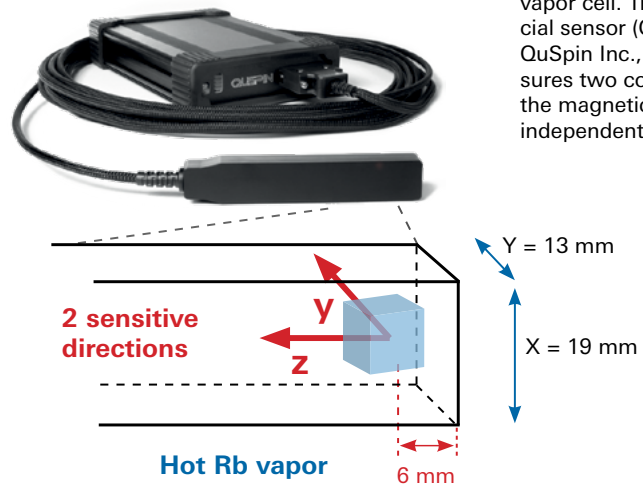


Figure 6.3: Unlike SQUIDs, OPM probes can be operated at room temperature. They do not rely on cooling, but rather slight heating of the vapor cell. This commercial sensor (QZFM-gen-1, QuSpin Inc., USA), measures two components of the magnetic field vector independently.

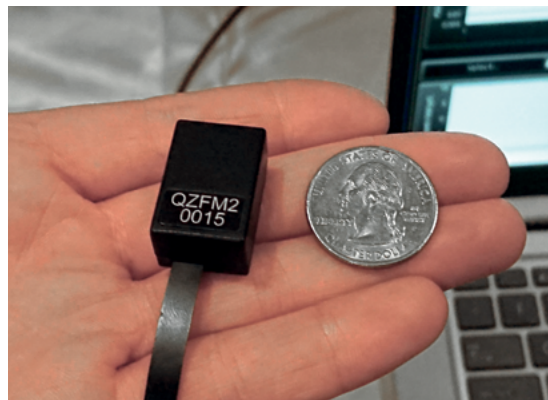


Figure 6.4: The latest generation of OPMs (QuSpin Inc., USA) is miniaturized down to the size of EEG-electrodes

netic resonance imaging devices [19]. Yet another (although costly) way to suppress such artifacts is to perform the measurement in a heavily shielded environment.

### Magnetic shielding

While gradiometer based common mode rejection is the most popular (and least expensive) way to reduce external magnetic field perturbations in sensitive magnetic field measurements, the most forceful and rigorous way to deal with this interference is heavy magnetic shielding. Various types of magnetic shielding are currently in use:

- Static local compensation by electric coils driven by a constant current can be used to compensate the local earth magnetic field or other static magnetic fields.
- Local dynamic compensation of magnetic field changes by electric coils using a feedback loop. Field changes are measured by a reference magnetic field detector, such as a flux-gate magnetometer.





Figure 6.5:  
Berlin Magnetically  
Shielded Room 2  
(BMSR-2)

- Shielding by permalloy material (>75 % Ni) like mu-metal or Magnifier. In a room with walls of such high magnetic permeability ( $\mu$ ) material both static and dynamic fields are reduced.
- A radio-frequency shield made of a closed structure of conducting metal.
- An eddy current shield consisting of a closed layer of highly conductive material such as copper or aluminum.

For the Berlin magnetically shielded room 2 (BMSR-2), all these techniques are applied. Assembly of BMSR-2 started in 1999 and regular operation began in 2004. This relatively long time span is due to the high research and development activity that PTB had to invest, in order to optimize the performance of BMSR-2, in particular in the field of degaussing technology. The walls of BMSR-2 consist of seven layers of mu-metal, one of aluminum within an rf shield. Further active shielding at very low frequencies is facilitated by compensation coils driven by feedback control. This improves the shielding factor by another 2 orders of magnitude at 0.01 Hz. With a shielding factor of  $10^7$  at 0.01 Hz and a residual static field below one nanotesla in its central volume of  $1 \text{ m}^3$ , it is the strongest MSR in the world that is presently operational. Recently, BMSR-2 was upgraded with an additional inside shield that further improves its shielding performance in terms of temporal stability and homogeneity of the residual field by a factor of 10.

BMSR-2 is a walkable large size room with a special sliding door for quick access. It provides an inside volume of  $2.9 \times 2.9 \times 2.8 \text{ m}^3$ . Vibrations in BMSR-2 are  $< 5 \mu\text{m}$  due to a stiff construction and passive damping by a massive and heavy concrete foundation. When the four sliding doors of the room are closed, a pneumatic mechanism generates

a tight connection between the shielding layers of the doors and the shielding layers of the walls. The sliding door concept is the cause of another feature of BMSR-2 that is most important for the practical work: After opening and closing, the field in the center returns close to its previous value after 30 s without the need of a new degaussing.

In addition to a high shielding performance, sensitive magnetic measurements require the reduction of residual fields that are generated by the magnetization of the walls and equipment inside the room. This includes the choice of material for the experimental setup and, in particular, the technique of degaussing the mu-metal walls of magnetically shielded rooms [20][21]. Degaussing is achieved by an alternating current in a coil around the shielding material which decreases the magnetization slowly from cycle to cycle from saturation towards zero. In this context PTB coined the expression “equilibration” for the degaussing procedure in the presence of an outside or inside magnetic field.

Recently, BMSR-2 was upgraded to “BMSR-2.1” which now has the following improved performance:

- The temperature of the BMSR-2.1 is stabilised from  $\Delta T \leq 1\text{K}$  to  $\Delta T \leq 100 \text{ mK}$  by a newly installed air-conditioning system.
- The BMSR-2.1 can be degaussed by an automated procedure in less than 5 minutes to reach a residual field below 1 nT
- The ac shielding factor is  $\geq 300\text{k}$  at 10 mHz due to a newly installed innermost  $\mu$  metal layer.
- The field homogeneity around the center of the BMSR-2 chamber is  $\leq 2.2 \text{ pT/cm}$  at 2.6  $\mu\text{T}$  due to the newly installed in-wall square Helmholtz coils.

### Fundamental research

In addition to the outstanding magnetically shielded environment and the availability of ultra-sensitive magnetic sensors, PTB has developed and established the technology of generating hyperpolarized nuclei of noble gases like  $^3\text{He}$  or  $^{129}\text{Xe}$  by optical pumping. This offers the unique chance to combine these technologies by measuring the nuclear precession of noble gases in a weak field inside BMSR-2 using a SQUID or OPM detector. Since the coherence lifetime of the nuclear net magnetization in homogeneous fields of a few microtesla can reach up to 100 h, this enables measurements of the Larmor precession frequency with an uncertainty in the nanohertz range [22].

This outstanding resolution opens a new access for studying fundamental physics. Precision measurements of nuclear spin precession frequency with this extreme resolution may reveal the presence of minute interactions of the spin system with their environment which go beyond the physics of the standard model, such as e.g. symmetry violations, interaction with dark matter, or violation of the Lorentz invariance. In collaboration with various scientists specialized in these fields, PTB has addressed some of these open problems of fundamental physics. By high resolution spin precession measurements, it was possible to lower the upper limit for the interaction

- of nuclear spins with a hypothetical cosmic background field that may violate Lorentz invariance [23] [24],
- with an externally applied electric field due to the presence of a nuclear electric moment that violates CP symmetry [25].
- of bound neutrons with unpolarized nucleons mediated by axions – a potential constituent of dark matter [26]

In addition, a method was suggested to measure the potential interaction of nuclei with dark matter by the identification of minute side bands in the resonance line [27] [28].

In the future, these fundamental studies will benefit from the upgraded performance of BMSR-2.1 and the continuously improving SQUID and OPM sensor technology.

## Literatur

- [1] US patent US3363200 A (1964)
- [2] Drung D, Aßmann C, Beyer J, Kirste A, Peters M, Ruede F, Schurig T (2007) IEEE Trans Appl Supercond 17,2
- [3] Storm JH, Hömmen P, Drung D, Körber R (2017) An ultra-sensitive and wideband magnetometer based on a superconducting quantum interference device. Appl Phys Lett 110:072603
- [4] Drung, D. and Koch, H. (1994). An integrated dc SQUID magnetometer with variable additional positive feedback, Supercond. Sci. Technol. 7, pp. 242–245.
- [5] Drung, D. and Beyer, J. (2017) Application in Superconducting Quantum Interference Devices SQUIDs, in: Josephson Junctions: History, Devices, and Applications, Pan Stanford Publishing
- [6] Drung D, Ludwig F Müller, W, Steinhoff U, Trahms L, Koch H, Shen YQ, Jensen MB, Vase P, Holst T, Freltoft T, Curio G (1996) Integrated YBaCuO magnetometer for biomagnetic measurements. Appl Phys Lett 68:1421-1423.
- [7] H. G. Dehmelt, (1958) Spin Resonance of Free Electrons Polarized by Exchange Collisions, Phys Rev 109:381
- [8] A.R. Keyser, J.A. Rice, L. D. Scheerer, (1961) A metastable helium magnetometer for observing small geomagnetic fluctuations, J Geophys Res, 66(12):4163
- [9] Happer W (1972) Optical Pumping, Rev Mod Phys 44:169
- [10] Dang HB, Maloof, AC, Romalis, M. V. (2010) Ultrahigh sensitivity magnetic field and magnetization measurements with an atomic magnetometer Appl Phys Lett 97(15):151110
- [11] Bison G, Castagna N, Hofer A, Knowles P, Schenker JL, Kasprzak M, Saudan H, Weis A (2009) A room temperature 19-channel magnetic field mapping device for cardiac signals. Appl Phys Lett 95:173701
- [12] Xia H, Ben-Amar Baranga A, Hoffman D, Romalis MV (2006) Magnetoencephalography with an atomic magnetometer, Appl Phys Lett 89:211104
- [13] Jensen K, Budvytyte R, Thomas RA, Wang T, Fuchs AM, Balabas MV, Vasilakis G, Mosgaard LD, Stærkind HC, Müller JH, Heimburg T, Olesen S-P, Polzik ES (2016) Non-invasive detection of animal nerve impulses with an atomic magnetometer operating near quantum limited sensitivity. Scientific Reports 6:29638
- [14] Xu S, Yashchuk VV, Donaldson MH, Rochester SM, Budker D, Pines A (2006) "Magnetic resonance imaging with an optical atomic magnetometer. Proc Natl Acad Sci 103:12668-12671
- [15] Dolgovskiy V, Fescenko I, Sekiguchi N, Colombo S, Lebedev V, Zhang J, Weis A (2016) A magnetic source imaging camera. Appl Phys Lett 109:023505
- [16] Knappe S, Sander TH, Wiekhorst F, Kitching J, Trahms L (2010) Cross-validation of microfabricated atomic magnetometers with SQUIDs for biomagnetic applications, Appl Phys Lett, 97:133703.
- [17] Sander TH, Preusser J, Mhaskar R, Kitching J, Trahms L, Knappe S (2012) Magnetoencephalography with a chip scale atomic magnetometer, Biomed Opt Express 3(5):981–990.
- [18] Alem O, Sander TH, Mhaskar R, LeBlanc J, Eswaran H, Steinhoff U, Okada Y, Kitching J, Trahms, Knappe S (2015) Fetal magnetocardiography measurements with an array of microfabricated optically pumped magnetometers, Phys Med Biol 60:4797–4811
- [19] Boto E, Holmes N, Leggett, J, Roberts G, Shah V, Meyer SS, Munoz LD, Mullinger KJ, Tierney TM, Bestmann S, Barnes GR, Bowtell R, Brookes, MJ (2018) Moving magnetoencephalography towards real-world applications with a wearable system, Nature 555:657–661
- [20] Thiel F, Schnabel A, Knappe-Grüneberg S, Stollfuß D, Burghoff M (2013) Proposal of a Demagnetization Function IEEE Transact Magn, 43(6)

- [21] Voigt J, Knappe-Grüneberg S, Schnabel A, Körber R, Burghoff M (2013) Measures to reduce the residual field and field gradient inside a magnetically shielded room by a factor of more than 10, *Metrol Meas Syst*, 21, 2, 239–248
- [22] Gemmel C, Heil W, Lenz D, Ludwig C, Thulley K, Sobolev Y, Burghoff M, Knappe-Grüneberg, S, Kilian W, Müller W, Schnabel A, Seifert F, Trahms, L Baeßler S (2010) Ultra-sensitive magnetometry based on free-precession of nuclear spins, *Eur Phys J D*, 57:303-320.
- [23] Gemmel C, Heil W, Karpuk WS, Lenz K, Sobolev Yu, Tullney K, Burghoff M, Kilian W, Knappe-Grüneberg S, Müller W, Schnabel A, Seifert F, Trahms L, Schmidt U (2010) Limit on Lorentz and CPT violation of the bound neutron using a free precession  $^3\text{He}/^{129}\text{Xe}$  comagnetometer., *Phys Rev D*, 82:111901.
- [24] Allmendinger F, Burghoff M, Heil W, Karpuk S, Kilian W, Knappe-Grüneberg S, Müller W, Schmidt U, Schnabel A, Seifert F, Sobolev Y, Trahms L, Tullney K (2013) Searches for Lorentz violation in  $^3\text{He}/^{129}\text{Xe}$  clock comparison experiments, *Hyperfine Interact* 215:15–23.
- [25] Sachdeva N, Fan I, Babcock E, Burghoff M, Chupp TE, Degenkolb S, Fierlinger P, Haude S, Kraegeloh, Kilian W, Knappe-Grüneberg S, Kuchler F, Liu T, Marino M, Meinel J, Rolfs K, Salhi Z, Schnabel A, Singh JT, Stuber S, Terrano WA, Trahms L, Voigt J (2019) New Limit on the Permanent Electric Dipole Moment of  $^{129}\text{Xe}$  Using  $^3\text{He}$  Comagnetometry and SQUID Detection, *Phys Rev. Lett* 123, 143003
- [26] Tullney K, Allmendinger F, Burghoff M, Heil W, Karpuk S, Kilian W, Knappe-Grüneberg, S, Müller W, Schmidt U, Schnabel A, Seifert F, Sobolev Y, Trahms L (2013) Constraints on spin-dependent short-range interaction between nucleons, *Phys Rev Lett*, 111:100801.
- [27] Graham PW, Kaplan DE, Mardon J, Rajendran S, Terrano WA, Trahms L, Wilkason T(2018) Spin precession experiments for light axionic dark matter *Phys Rev.D* 97,055006
- [28] Garcon A, Aybas D, Blanchard JW, Centers G, Figueroa NL, Graham PW, Jackson Kimball DF, Rajendran S, Sendra MG, Sushkov AO, Trahms L, Wang T, Wickenbrock A, Wu T, Budker D (2018) The Cosmic Axion SpinPrecession Experiment (CASPEr): a dark-matter search with nuclear magnetic resonance *Quant Sci Technol* 3:014008.

# Quantenmetrologie mit Materiewellen

Carsten Klempt<sup>1</sup>, Ernst M. Rasel<sup>2</sup>, Maike D. Lachmann<sup>3</sup>

## Atominterferometrie mit Materiewellen .

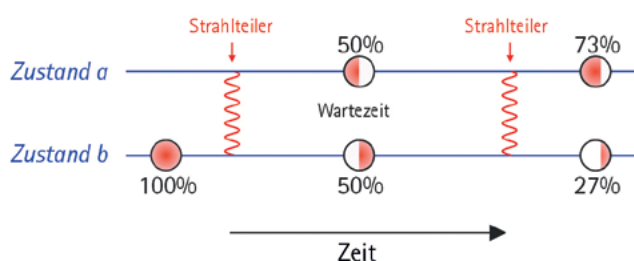
Kalte und ultra-kalte atomare Wolken sind durch ihre gut kontrollierbaren quantenmechanischen Eigenschaften interessant als Testmassen fundamentaler Physik. Durch die Entwicklung vielfältiger Methoden und Technologien lassen sie sich in ihrem internen Zustand sowie ihren äußeren Freiheitsgraden manipulieren. Diese Methoden ermöglichen den Einsatz ultrakalter Atome für Präzisionsmessungen mit Atominterferometern. Hier werden die Atome durch Strahlteiler in quantenmechanische Überlagerungszustände gebracht, in denen sie sensitiv auf eine Messgröße, wie Beschleunigung oder Rotation sind.

Durch ihre langen Kohärenzzeiten, ihre schmale Impulsverteilung und ihre kleine Größe haben Bose-Einstein-Kondensate (BEK) einige Vorteile für den Einsatz in Atominterferometern. Bei diesen ultrakalten Wolken nahe dem absoluten Nullpunkt sind die Atome ununterscheidbar im gleichen Quantenzustand und werden durch eine gemeinsame Wellenfunktion beschrieben [1], [2]. Die im Vergleich zu thermischen Wolken langsamen Expansionsraten ermöglichen eine Detektion auch nach längeren freien Entwicklungszeiten und mit geschwindigkeitsselektiven Strahlteilern lassen sich höhere Beugungseffizienzen erreichen.

Verschiedene Interferometriegeometrien und Testumgebungen ermöglichen neben der Vermessung

von fundamentalen Konstanten auch Tests der Universalität des freien Falls [3], die Suche nach dunkler Energie [4], Messungen von Gravitationswellen [5] und Anwendungen zur Erdbeobachtung [6].

In Analogie zu optischen Interferometern, wie sie beispielsweise kürzlich zum spektakulären direkten Nachweis von Gravitationswellen [7] verwendet wurden, basieren auch Materiewelleninterferometer auf der Trennung und Rekombination von Wellen. Im Gegensatz zu optischen Interferometern tauschen hier allerdings Materie und Licht die Rollen: Strahlteiler und Spiegel werden durch Laserstrahlen realisiert und erzeugen Materiewellenüberlagerungen. Eine der meist genutzten Anordnungen ist die Mach-Zehnder-Geometrie, die in *Abbildung 7.1* schematisch dargestellt ist. Dabei werden alle Atome eines Ensembles kohärent in eine Superposition zweier unterschiedlicher Zustände überführt und damit auf zwei getrennte Pfade gelenkt. Nach einer freien Entwicklungszeit  $T$ , in der sich ein Phasenunterschied zwischen den beiden Pfaden aufbaut, werden diese nochmals miteinander gekoppelt und interferieren miteinander. Dies bedeutet, dass abhängig vom Phasenunterschied zwischen den beiden Pfaden, am Interferometerausgang verschiedene Zustandsbesetzungen detektiert werden. Durch dieses Signal kann dann auf die zu vermessende Größe Rückschluss gezogen werden. Hängt der Phasenunterschied beispielsweise vom Magnetfeld ab, so kann auf diese Weise das Magnetfeld bestimmt



**Abbildung 7.1:**

Funktionsweise eines Atominterferometers. Ein Atom wird in einen Überlagerungszustand aus Zuständen a und b gebracht. Während der Wartezeit ist das Atom sensitiv auf die zu messende Größe. Abhängig von deren Wert, ändert sich das Verhältnis am Ausgang.

<sup>1</sup> Apl. Prof. Dr. Carsten Klempt, Jahrgang 1976, ist seit 2016 außerplanmäßiger Professor an der Leibniz Universität Hannover. Seit 2016 ist er Mitglied des Vorstands des Sonderforschungsbereichs 1227 „Designed quantum states of matter“ (DQ-mat). Seine Forschungsinteressen liegen im Bereich der Quanten-Atomoptik, der Atominterferometrie, und der Ultrakalten Quantengase. E-Mail: [klempt@iqo.uni-hannover.de](mailto:klempt@iqo.uni-hannover.de)

<sup>2</sup> Prof. Dr. Ernst M. Rasel, Jahrgang 1965, ist Professor für Physik an der Leibniz Universität Hannover. Seine Forschungsschwerpunkte sind Atomoptik, Quantenoptik sowie Präzisionssensoren für Raum und Zeit. E-Mail: [rasel@iqo.uni-hannover.de](mailto:rasel@iqo.uni-hannover.de)

<sup>3</sup> Maike D. Lachmann, Jahrgang 1990, ist wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Quantenoptik und arbeitet an den MAI-US-Projekten. Ihre Forschungsschwerpunkte sind Quantengase unter Schwerelosigkeit, insbesondere für Weltraumanwendungen. E-Mail: [lachmann@iqo.uni-hannover.de](mailto:lachmann@iqo.uni-hannover.de)



werden. Alternativ können die beiden Pfade auch räumlich getrennt werden. Verlaufen sie entlang verschiedener Höhen des Gravitationspotentials, kann die Gravitation gemessen werden; haben sie unterschiedliche Geschwindigkeiten, können Beschleunigung oder Rotation bestimmt werden. Mit einem Vergleich von Interferometern verschiedener atomarer Spezies können auch differentielle Messungen durchgeführt werden.

### Atominterferometrie in Mikrogravitation

Ein Ansatz zur Verbesserung derzeitiger Messungen ist eine Erhöhung der Genauigkeit, welche quadratisch mit der freien Entwicklungszeit im Interferometer steigt. Auf der Erde in typischen Laboraufbauten kommt die Wolke bereits nach etwa hundert Millisekunden auf dem Boden auf. Deshalb bergen Weltraummissionen mit quasi unbegrenzter freier Fallzeit großes Potential.

In der QUANTUS-Kollaboration (Quantengase Unter Schwerelosigkeit) wurde an der Idee von frei fallenden Laboratorien gearbeitet. Hierbei fällt die Apparatur zum Betrieb der Experimente mit den Atomen mit. In den vergangenen Jahren ist es unserer Kollaboration gelungen, im Fallturm Bremen BEKs über eine Zeitspanne von zwei Sekunden Schwerelosigkeit zu erzeugen und zu untersuchen [8]. Dabei wurde die gesamte Experimentkapsel im evakuierten Turm aus einer Höhe von etwa 110 Metern fallen gelassen. Auch Interferometer in verschiedenen Konfigurationen wurden realisiert [9]. Durch die Entwicklung von Methoden, wie einer magnetischen Kollimation [10], konnten die Expansionsraten weiter reduziert und die Wolke nach sekundenlangem freien Fall

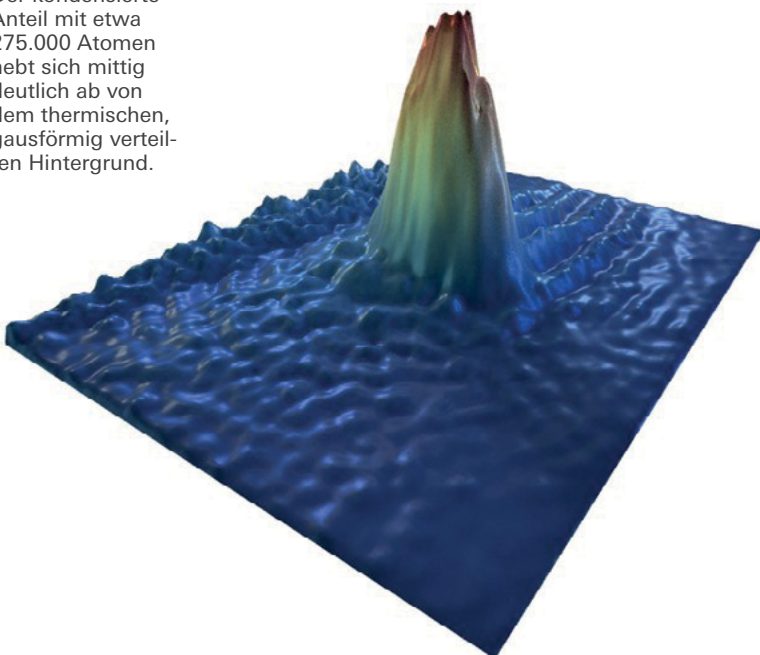
noch detektiert werden. Dabei ist die Kontrolle über die Position und Geschwindigkeit der Wolke von ebenso großer Bedeutung für präzise Messungen. Deshalb wurden Studien zu Transportprotokollen, wie dem *Shortcut to adiabaticity* [11], und zur Nutzung von *Optimal-Control*-Verfahren [12] durchgeführt.

Um noch längere Fallzeiten zu ermöglichen, werden derzeit Apparaturen für Weltraumwendungen gebaut. Raketenmissionen eröffnen Experimentierzeiten von mehreren Minuten und Satelliten bieten zeitlich fast unbegrenzte Schwerelosigkeit.

Am 23. Januar 2017 ist es der MAIUS-Kollaboration unter Federführung der Leibniz Universität Hannover erstmals gelungen, Bose-Einstein-Kondensate im Weltraum an Bord einer Forschungsrakete zu erzeugen [13] (siehe A. 2) und deren Kohärenz durch Interferenzexperimente zu demonstrieren. Durch eine Intensitätsmodulation der Lichtfelder für die Strahlteiler wurde der Wolke zudem eine Phase aufgeprägt, die nach der freien Expansion in einem räumlichen Streifenmuster resultierte. So konnten Verschiebungen unterschiedlicher Spinorkomponenten der Wolke zueinander aufgrund von Restmagnetfeldern sichtbar gemacht werden.

Die Mission MAIUS-1 (Materiewellen-Interferometrie unter Schwerelosigkeit) des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) startete um 3.30 Uhr morgens vom schwedischen Startplatz ESRANGE (siehe *Abbildung 7.3*) in der Nähe der Stadt Kiruna nördlich des Polarkreises und flog bis zu einer Höhe von 243 Kilometern. Ein Team aus Wissenschaftlerinnen und Wissenschaftlern, Ingenieuren und Technikern von insgesamt elf deutschen Forschungseinrichtungen, sowie der schwedische Startplatzbetreiber überwachten die autonom operierende Nutzlast und den Flug der Rakete vom Boden aus. Bereits während der Beschleunigungsphase konnte die Robustheit der Apparatur durch den stabilen Betrieb von Kühlmethoden, wie der magneto-optischen Falle, auch bei statischen Beschleunigungen von 12 g und Vibrationen gezeigt werden. Während der antriebslosen Flugphase, oberhalb von etwa 100 Kilometern bis zum Scheitelpunkt und zurück, standen sechs Minuten Experimentierzeit bei schwerelosen Bedingungen zur Verfügung. Insgesamt wurden 86 Experimente in dieser Zeit durchgeführt, welche die Manipulation der Wolken und verschiedene Schritte für präzise Materiewellen-Interferometrie getestet haben. So wurde der Phasenübergang optimiert, genauso wie die interne Zustandspräparation mit einer schnellen adiabatischen Passage. Eine Vermessung der Auskopplung aus der Magnetfalle konnte die Reproduzierbarkeit der BEK-Erzeugung demonstrieren. Durch Experimente mit Strahlteilern und Scherinterferometrie-

**Abbildung 7.2:** 3D-Visualisierung der atomaren Dichteverteilung des ersten im Weltraum erzeugten Bose-Einstein-Kondensats. Der kondensierte Anteil mit etwa 275.000 Atomen hebt sich mittig deutlich ab von dem thermischen, gausförmig verteilten Hintergrund.



Geometrien wurde die Kohärenz der Kondensate nachgewiesen. Die Landung der Nutzlast erfolgte ebenfalls planmäßig an einem Fallschirmsystem im tief verschneiten Nordschweden. Die Apparatur wurde mit drei Tagen Verzögerung aufgrund der Wetterbedingungen geborgen und den Forschern wieder ausgehändigt. Nach gründlicher Inspektion und kleinen Reparaturen konnte die Nutzlast wieder in Betrieb genommen und es konnten erneut Bose-Einstein-Kondensate erzeugt werden. Die bei dieser Mission gewonnenen Erkenntnisse gehen in die Entwicklung neuer Methoden ein, welche für zukünftige Weltraummissionen notwendig sind.

Das Projekt wurde vom DLR-Raumfahrtmanagement in Bonn mit Mitteln des Bundesministeriums für Wirtschaft und Energie gefördert. Nach einer detaillierten Auswertung der Experimentdaten ist die nächste Raketenmission für 2021 geplant. Sie dient der Erforschung von Bose-Einstein-Kondensaten zweier Atomspezies: Neben Rubidium wird auch Kalium in die neue Apparatur integriert. Außerdem werden Strahlteiler mit Doppel-Raman-Beugung zum Einsatz kommen, gleichzeitige magnetische Kollimation beider Spezies und weitere erforderliche Schritte hin zu präzisen Tests des Einsteinschen Äquivalenzprinzips mit Materiewellen werden untersucht werden. Darüber hinaus sind die MAIUS-Raketenmissionen und die QUANTUS-Experimente im Bremer Fallturm ein wichtiges Bindeglied für die im Mai 2017 gestartete Kooperation mit der NASA (BECCAL) für geplante Experimente mit ultra-kalten atomaren Wolken auf der Internationalen Raumstation (ISS), an denen unsere Arbeitsgruppe maßgeblich beteiligt ist.

### Verschränkung

Allen angestrebten Messungen ist jedoch gemein, dass die bestmögliche Präzision der Messungen durch das Schrotrauschen limitiert ist. Diese fundamentale Grenze kann man nur überwinden, indem verschränkte atomare Ensembles verwendet werden. Um das Konzept der Verschränkung zu verstehen, muss man zwei Atome betrachten. Beide seien je in einem 50-50-Überlagerungszustand der beiden Zustände *a* und *b*, und eine Messung ihres Zustands ergibt entsprechend zufällige Ergebnisse. Sind die beiden Atome nun aber verschränkt, so legt sich der quantenmechanische Zustand des einen Atoms bereits durch eine Messung des anderen fest. Misst man beim ersten Atom also Zustand *a*, so weiß man mit Sicherheit, dass das andere Atom im Zustand *b* ist. Bei einem verschränkten Atompaar ist diese Korrelation der Messergebnisse wiederum unabhängig davon, ob vor der Messung eine beliebige Kopplung zwischen den Zuständen durchgeführt wird. Es wird gleich offensichtlich, dass durch solche verschränkten



Abbildung 7.3: Start der MAIUS-1-Mission. Die Nutzlast verlässt die Startvorrichtung oben. Während der Brennphase wird die Apparatur durch Beschleunigungen von bis zu 12 g und Vibrationen bei bis zu 5.41  $g_{rms}$  belastet.

Paare das Schrotrauschen unterboten werden kann, da die Messergebnisse zwar zufällig sind, aber zu jedem Atom in *a* auf jeden Fall genau ein Atom in *b* gehört. Im Folgenden wird beschrieben, wie Präzisionsmessungen mithilfe verschränkter Atome verbessert werden können.

### Erzeugung verschränkter Atome

In mehreren Gruppen weltweit wird an Methoden zur Erzeugung verschränkter Atome geforscht [14]. Unsere Arbeitsgruppe ist dabei auf ultra-kalte Atome in Bose-Einstein-Kondensaten spezialisiert. Die Atome werden in einem BEK präpariert und im Fokus von zwei Laserstrahlen festgehalten (siehe Abbildung 7.4.1). Nun können je zwei Atome in der Wolke miteinander stoßen und so in ein Atompaar in zwei Spin-Zuständen, *a* und *b*, übergehen. Aufgrund der Energieerhaltung muss zu jedem Atom in *a* auch immer ein Atom in *b* generiert werden. So können atomare Wolken mit exakt der gleichen Anzahl von *a*- und *b*-Atomen erzeugt werden – ein sogenannter *Twin-Fock*-Zustand.

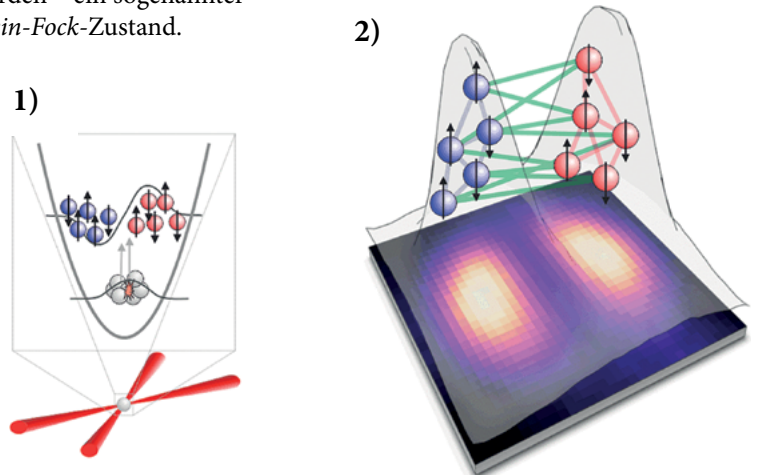


Abbildung 7.4:

1) Die Atome werden im Fokus von zwei Laserstrahlen festgehalten. Hier können sie stoßen und Paare von Atomen im Zustand *a* (Pfeil nach oben) und *b* (Pfeil nach unten) erzeugen. Sie werden hier in einer angeregten räumlichen Mode erzeugt, sodass sich die Wolke in einen linken (blau) und einen rechten (rot) Teil trennt.  
 2) Gemessenes Dichteprofil der Atomwolke, die sich klar in links und rechts aufteilt. Die Verbindungslinien symbolisieren die Verschränkung zwischen den Atomen.

Da die Atome ununterscheidbar sind, muss eine solche Wolke aus miteinander verschränkten Atomen bestehen.

Im Jahr 2011 konnten wir beweisen, dass der erzeugte Zustand tatsächlich verschränkt ist, und dass er für die Präzisionsinterferometrie jenseits der Schrotrauschgrenze tatsächlich geeignet ist [15]. Mit derselben Verschränkungserzeugung gelang uns 2016 in Zusammenarbeit mit der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt die Demonstration einer prototypischen Atomuhr, die von der Verschränkung profitiert [16]. Nichtsdestotrotz waren alle diese Ergebnisse auf interne Spinzustände beschränkt, ein Nachweis der Verschränkung zwischen räumlich getrennten atomaren Wolken war bisher nicht gelungen. Aber nur räumlich getrennte, verschränkte Atome können genutzt werden – für eine verbesserte Messung der Gravitation, der Beschleunigung und der Rotation.

2018 ist es unserer Gruppe erstmals gelungen, den erzeugten Twin-Fock-Zustand in zwei räumlich getrennte Wolken aufzuteilen und die Verschränkung zwischen den beiden Wolken direkt nachzuweisen [17]. Dazu wurden die verschränkten Atome in einem angeregten räumlichen Zustand erzeugt. Das bedeutet, dass die Atome in einer zweigeteilten Wolke präpariert wurden (siehe [Abbildung 7.4.2](#)). Wiederum ist hier jedes Atom in beiden Wolken – zu je 50 % in der rechten und in der linken Wolke. Erst durch eine Messung wird dann festgelegt, in welcher Wolke das Atom tatsächlich ist. Nun konnte bei jedem Atom gemessen werden, ob es rechts oder links und ob es im Spinzustand  $a$  oder  $b$  war. Diese Messergebnisse konnten dann mit einem Kriterium verglichen werden, das gemeinsam mit theoretischen Physikern in Bilbao speziell entwickelt worden war. Dieses Kriterium konnte nun verwendet werden, um zweifelsfrei nachzuweisen, dass die Atome in der linken Wolke mit den Atomen der rechten Wolke verschränkt sein müssen. Parallel zu den Arbeiten in Hannover wurden entsprechende Ergebnisse mit anderen Methoden durch Arbeitsgruppen in Heidelberg und Basel erzielt [17], [18], [19].

Gerade arbeiten unsere Arbeitsgruppen gemeinsam daran, verschränkte Ensembles in Spin-Zuständen herzustellen und diese mithilfe von Raman-Lasern in den Impulsraum zu transferieren. Damit wäre erstmals möglich, Atominterferometrie zur Messung inertialer Kräfte jenseits des Schrotrauschens zu betreiben. In ihrer Gesamtheit können die beschriebenen Entwicklungen dafür genutzt werden, eine bisher unerreichbare Präzision in atom-interferometrischen Messungen zu erreichen. Solch hochpräzise Atominterferometer werden/können präzise Tests fundamentaler Physik oder auch Vermessungen des Schwerfelds der Erde mit bisher unerreichter Genauigkeit möglich machen.

## Literatur

- [1] S. N. Bose. „Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese“. *Zeitschrift für Physik* **26** (1924)
- [2] A. Einstein. „Quantentheorie des einatomigen idealen Gases,“. *Sitzungsbericht Kgl. Preuss. Akad. Wiss.* (1924)
- [3] T. Damour. „Testing the equivalence principle: why and how?“. *Classical and Quantum Gravity* **13**, (1996) <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0264-9381/13/11A/005/pdf>
- [4] Hamilton, P. and Jaffe, M. and Haslinger, P. and Simmons, Q. and Müller, H. and Khoury, J. „Atom-interferometry constraints on dark energy“. *Science* **349**, 849-851 (2015) <https://science.sciencemag.org/content/349/6250/849>
- [5] J. M. Hogan, M. A. Kasevich. „Atom-interferometric gravitational-wave detection using heterodyne laser links“. *Phys. Rev. A* **94**, 033632 (2016) <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.94.033632>
- [6] M. de Angelis, A. Bertoldi, L. Cacciapuoti, A. Giorgini, G. Lamporesi, M. Prevedelli et al. „Precision gravimetry with atomic sensors“. *Measurement Science and Technology* **20**, 022001 (2008) <https://doi.org/10.1088/0957-0233/20/2/022001>
- [7] B. P. Abbott et al. „Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger,“. *Phys. Rev. Lett.* **116**, 061102 (2016) <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.061102>
- [8] T. van Zoest, N. Gaaloul, Y. Singh, H. Ahlers, W. Herr, S. T. Seidel et al. „Bose-Einstein Condensation in Microgravity“. *Sciences* **328**, 1540–1543 (2010) <http://science.sciencemag.org/content/328/5985/1540.abstract>
- [9] H. Müntinga, H. Ahlers, M. Krutzik, A. Wenzlawski, S. Arnold, D. Becker et al. „Interferometry with Bose-Einstein Condensates in Microgravity“. *Phys. Rev. Lett.* **110**, 093602 (2013) <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.093602>
- [10] T. Kovachy, J. M. Hogan, A. Sugarbaker, S.M. Dickerson, C. A. Donnelly, C. Overstreet, M. A. Kasevich. „Matter wave lensing to picokelvin temperatures.“ *Physical review letters* **114**, 143004 (2015) <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.143004>
- [11] R. Corgier, S. Amri, W. Herr, H. Ahlers, J. Rudolph, D. Guéry-Odelin et al. „Fast manipulation of Bose-Einstein condensates with an atom chip“. *New Journal of Physics*, **20**, 055002 (2018) <https://doi.org/10.1088/1367-2630/20/5/055002>
- [12] S. Amri, R. Corgier, D. Sugny, E. M. Rasel, N. Gaaloul, E. Charron. „Optimal control of the transport of Bose-Einstein condensates with atom chips“. *Scientific reports*, **9**, 1–11 (2019) <https://doi.org/10.1038/s41598-019-41784-z>

- [13] D. Becker, M. D. Lachmann, S. T. Seidel, H. Ahlers, A. N. Dinkelaker, J. Grosse et al. „Spaceborne Bose–Einstein condensation for precision interferometry“. *Nature* **562**, 391–395 (2018) <https://doi.org/10.1038/s41586-018-0605-1>
- [14] L. Pezzè, A. Smerzi, M. K. Oberthaler, R. Schmied, and P. Treutlein (2016). Non-classical states of atomic ensembles: Fundamentals and applications in quantum metrology. arXiv:1609.01609v1
- [15] B. Lücke, M. Scherer, J. Kruse, L. Pezzè, F. Deuretzbacher, P. Hyllus, et al. (2011). Twin matter waves for interferometry beyond the classical limit. *Science* **334**, 773. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1208798>
- [16] I. Kruse, K. Lange, J. Peise, B. Lücke, L. Pezzè, J. Arlt, et al. (2016). Improvement of an atomic clock using squeezed vacuum. *Phys. Rev. Lett.* **117**, 143004. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.143004>
- [17] K. Lange, J. Peise, B. Lücke, I. Kruse, G. Vitagliano, I. Apellaniz, et al. (2018). Entanglement between two spatially separated atomic modes. *Science* **360**, 416. <http://dx.doi.org/10.1126/science.aao2035>
- [18] M. Fadel, T. Zibold, B. Décamps, and P. Treutlein (2018). Spatial entanglement patterns and Einstein-Podolsky-Rosen steering in Bose-Einstein condensates. *Science* **360**, 409. <http://dx.doi.org/10.1126/science.aao1850>
- [19] P. Kunkel, M. Prüfer, H. Strobel, D. Linnemann, A. Frölian, T. Gasenzer, et al. (2018). Spatially distributed multipartite entanglement enables EPR steering of atomic clouds. *Science* **360**, 413. <http://dx.doi.org/10.1126/science.aao2254>





## Empfangssystem für glasfasergeführtes ultrapräzises Frequenzsignal

Eine PTB-Erfindung ermöglicht die Übertragung des Signals eines ultrastabilen Single-Frequency-Lasers über große Entfernungen in normalen Telekommunikationsglasfasern. Das Verfahren löst das Problem des Anschlusses einer großen Anzahl von Kunden an eine einzige Faserstrecke. Die Erfindung stellt zugleich einen bedeutenden Schritt zur Übertragung des Zeitsignals einer optischen Uhr dar (Atomuhr aus der Steckdose).

### Technische Beschreibung

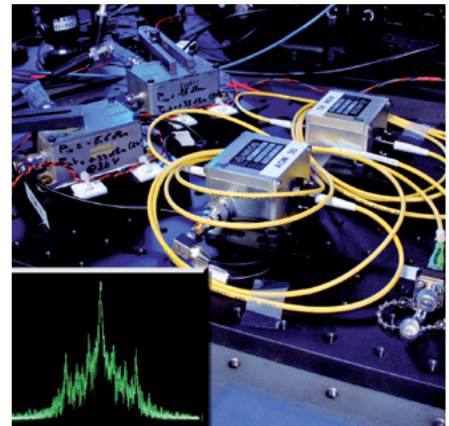
Eine optische Frequenz wird über eine lange Glasfaserleitung übertragen und kann jetzt – trotz der zu erwartenden Störungen in Phase, Mittenfrequenz und Polarisation – an jedem Ort der Leitung abgetastet und auf die Ursprungsfrequenz  $\nu_0$  des PTB-Normals rückgeführt werden. Dies gelingt, indem beide Signale, sowohl das vorwärtslaufende als auch das rückwärtslaufende, zu einem Schwebungssignal vereinigt werden. Ein nachfolgender einfacher, analoger Algorithmus erzeugt eine Korrekturfrequenz  $\Delta\nu$ . Ein akustooptischer Modulator (AOM) überlagert nun das gestörte Signal mit dieser Korrekturfrequenz und regeneriert das gewünschte PTB-Frequenzsignal  $\nu_0$  in hoher Präzision. Im Empfänger werden einfache Standardkomponenten der Telekommunikationstechnik eingesetzt. Nachfolgende Empfangsstationen werden durch die Auskopplung am Faserkoppler einer einzelnen Station nicht gestört. In Punkt-zu-Punkt-Experimenten ist die Übertragungstechnik über Wegstrecken von mehr als 100 km Länge nachgewiesen worden.

### Wirtschaftliche Bedeutung

Empfänger dieser Art werden im Bereich der Lasertechnik bei der Kalibrierung von höchstauflösenden Spektrometern und der Feinabstimmung von lokalen Referenzlasern auf Empfängerseite benötigt. Kombiniert mit einem lokalen Frequenzkammgenerator können weitere präzise Frequenzen, auch im Mikrowellenbereich, erzeugt werden. Im Bereich der chemischen Analytik mit Höchstpräzisionslasern kann das System mittelbar zur Verifikation der Nachweisempfindlichkeit und Qualitätssicherung dienen.

### Entwicklungsstand

Unter der Nummer DE 10 2008 062 139 B4 wurde ein Patent erteilt. Lizenzen für die Nutzung sind verfügbar.



Die Erfindung ermöglicht den Anschluss vieler Empfänger an eine einzige Glasfaserstrecke. Jeder Empfänger ist in der Lage, trotz Übertragungsstörungen das ursprüngliche hochpräzise Frequenzsignal zu regenerieren.

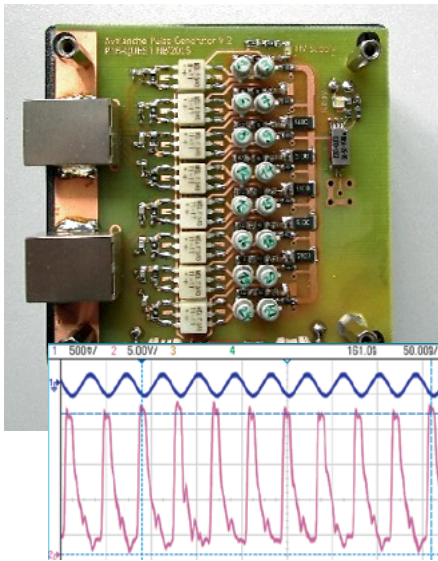
### Vorteile:

- Bereitstellung des Frequenzsignals mit einer Bandbreite um 1 Hz in einem normalen Glasfaserkabel über große Entfernungen
- Auf Normal rückführbar
- Mehrfache Abtastung an einem beliebigen Ort
- Verteilung des Frequenzsignals in lokalen Netzen über einige hundert Meter mit geringen Qualitätseinbußen

### Ansprechpartner:

Dr. Bernhard Smandek  
Beauftragter für Technologietransfer  
Telefon: +49 531 592-8303  
Telefax: +49 531 592-69-8303  
E-Mail: [bernhard.smandek@ptb.de](mailto:bernhard.smandek@ptb.de)

Dr. Gesine Grosche  
Arbeitsgruppe  
Frequenzübertragung mit Glasfasern



Oben: Foto der Pulsgeneratorplatine.  
Unten: Ausgangsspannung des Pulsgenerators in 50  $\Omega$  (rosa) und 25 MHz RF-Eingangssignal (blau).

#### Vorteile:

- Hohe Pulswiederholrate bei Spannungen im Bereich von mehr als 10 Volt
- Synchronisierbar auf HF-Signal
- Schaltungslösung beliebig skalierbar

#### Ansprechpartner:

Andreas Barthel  
Innovationsmanager  
und Patentreferent  
Telefon: +49 531 592-8307  
Telefax: +49 531 592-69-8307  
E-Mail: andreas.barthel@ptb.de

PD Dr. Tanja E. Mehlstäubler  
QUEST | Institut an der PTB

## Impulsgeneratorschaltung mit hoher Pulswiederholrate und Synchronisation auf ein externes HF-Signal

Für vielfältige Anwendungen in der Ansteuerung von z. B. elektrooptischen Geräten, wie Diodenlasern oder Pockelszellen, werden heutzutage Pulsgeneratoren benutzt, die sehr kurze Pulse (z. B. 10 ns) und Spannungen von mehreren 10–100 Volt erzeugen. Deren Wiederholrate ist derzeit auf einige MHz begrenzt. Die neue PTB-Erfindung erhöht durch einen speziellen Schaltungsaufbau die Pulswiederholrate erheblich: Mehrere identische Pulsgeneratoren werden in einer festen Abfolge periodisch eingesetzt und durch eine separate Einheit angesteuert. Außerdem ist eine Synchronisation auf ein externes Hochfrequenz-Signal möglich, das beliebig wählbar ist und auf die Phasenlage abgestimmt werden kann.

#### Technische Beschreibung

Für den neuen Schaltungsaufbau der PTB werden mehrere Bipolartransistoren kontrolliert im Lawinendurchbruchregime betrieben. Die dabei erzeugte Wärme (bzw. Verlustleistung) verteilt sich auf einzelne Impulsgeneratoren. Die durchschnittlich verbrauchte Leistung jedes Generators kann so auf einem sicheren Pegel gehalten werden, um eine hohe Gesamtpulswiederholrate zu erreichen. Auf diese Weise können Stromimpulse im Nanosekunden-Bereich bei höheren Spannungen von über 10 Volt erzeugt werden (s. Bild). Diese Schaltungslösung ist beliebig durch das Ergänzen von neuen Generatoren erweiterbar, um die gewünschte Pulswiederholrate zu erhalten.

Außerdem generiert die Schaltung Impulssequenzen, die mit einem externen Hochfrequenzsignal (HF-Signal) synchronisierbar sind. Das ermöglicht die Wahl von spezifischen FPGAs und einer internen zweiten Uhr.

#### Wirtschaftliche Bedeutung

Hohe Pulswiederholraten werden für vielfältige Anwendungen in der Ansteuerung von z. B. elektrooptischen Geräten, wie Diodenlasern, Pockelszellen, elektrooptischen Modulatoren oder aber auch Bildverstärkern, genutzt.

#### Entwicklungsstand

Ein Patent mit der Nr. DE 10 2017 125 386 B4 ist erteilt.  
Lizenzen für die Nutzung sind verfügbar.

# SQUID-basiertes Rauschthermometer zur Messung thermodynamischer Temperaturen im Tieftemperaturgebiet

Magnetfeld-Fluktuations-Thermometer (MFFT) sind SQUID-basierte Rauschthermometer, die bei tiefen Temperaturen (typisch unterhalb von 5 K) eingesetzt werden. Sie detektieren die Fluktuationen des Magnetfeldes an der Oberfläche eines elektrisch leitenden Körpers („Temperatursensor“), die mit den im Inneren fließenden, thermisch angeregten Strömen verknüpft sind. Durch den neuen, vollständig berechenbaren Sensor ist es erstmals möglich, mit dem pMFFT direkt thermodynamische Temperaturen zu messen, wodurch die sonst nötige Rückführung auf die internationalen Temperaturskalen ITS-90 und PLTS-2000 entfällt.

## Technische Beschreibung

Das pMFFT besteht aus vier Hauptkomponenten: (1) einem metallischen Temperatursensor aus hochreinem Kupfer, (2) zwei planaren, gradiometrischen Detektionsspulen auf einem Si-Chip, die von zwei dc-SQUID-Stromsensoren ausgelesen werden (= SQUID-Gradiometer), (3) einer planaren Kalibrierspule auf einem Si-Chip, (4) einer 2-Kanal-SQUID-Elektronik. Der zentrale Bereich des Kupferkörpers im Inneren, über dem sich die Detektionsspulen befinden, bildet den eigentlichen Temperatursensor. Dort wird das thermische magnetische Flussrauschen über zwei unabhängige SQUID-Gradiometer gemessen und unter Verwendung der Kreuzkorrelationsmethode ausgewertet, was alle nicht-thermischen Rauschanteile reduziert. Mit bekannter Geometrie und elektrischer Leitfähigkeit des Sensors kann die Temperatur aus den Rauschspektren berechnet werden.

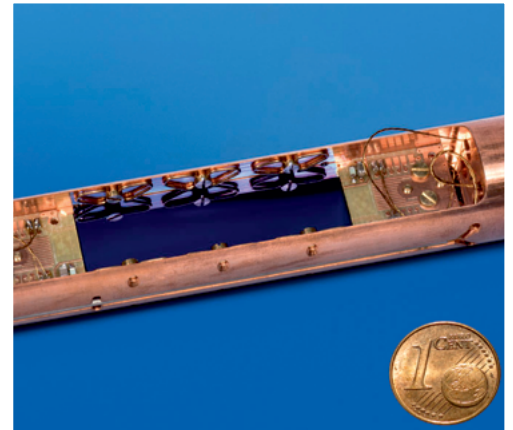
## Wirtschaftliche Bedeutung

Sinnvoll ist der Einsatz des pMFFTs als Referenz-Thermometer bei tiefen Temperaturen ( $<1$  K), insbesondere unterhalb von 10 mK. Es deckt dabei den gesamten Temperaturbereich von mindestens 0,9 mK bis 4,2 K ab. Durch die geringe Messunsicherheit ist es für metrologische Anwendungen geeignet. Das pMFFT trifft auf einen wachsenden Markt von Kryotechnik, basierend z. B. auf trockenen  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostaten mit vielfältigen Anwendungen (z. B. Strahlungs- und Teilchendetektoren, Quantencomputer, Grundlagenforschung).

## Entwicklungsstand

pMFFTs der aktuellen, ersten Version sind in Betrieb und werden weiterhin erprobt. Weiterentwicklungen zur Reduzierung der relativen Messunsicherheit sind geplant.

Unter der Nummer DE 10 2014 011 670 B3 wurde ein Patent erteilt. Lizenzen für die Nutzung dieser neuen Methode sind verfügbar.



Innenansicht des primären MFFT aus hochreinem Kupfer. Beidseitig des zentralen, mit Federn befestigten Silizium-Chips mit den Detektionsspulen befindet sich jeweils ein Chipträger mit SQUID-Stromsensoren. Sichtbar sind jeweils nur deren Rückseiten.

## Vorteile:

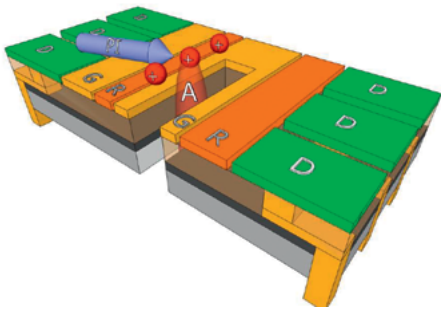
- vollständige und einfache Berechenbarkeit des Thermometers
- thermisch robuster Temperatursensor, einfache Integration im Kryostaten
- zwei unabhängige Signalkanäle ermöglichen die Anwendung der Kreuzkorrelationsmethode als auch Konsistenzprüfungen
- Aufbau mit zwei Positionen für Spulen-Chips in frei wählbaren Abständen zum Temperatursensor, *in situ*-Kalibrierung der SQUID-Gradiometer

## Ansprechpartner:

Dr. Bernhard Smandek  
Beauftragter für Technologietransfer  
Telefon: +49 531 592-8303  
Telefax: +49 531 592-69-8303  
E-Mail: [bernhard.smandek@ptb.de](mailto:bernhard.smandek@ptb.de)

Dr. Alexander Kirste  
Arbeitsgruppe Tieftemperaturskala





Mehrlagen (Atom) Ionenfalle mit integrierten Durchkontaktierungen und „Ladeloch“, durch das ein Atomstrahl (A) transmittiert wird. Aus diesem können einzelne Ionen von der Rückseite des Chips erzeugt werden.

#### Vorteile:

- Skalierbarer Aufbau für vielseitigen Einsatz
- Fangen von neutralen wie geladenen Atomen & Molekülen
- Robust im Ultrahochvakuum, Temperaturbereich von 4 K bis mehr als +250 °C

#### Ansprechpartner:

Andreas Barthel  
Innovationsmanager  
und Patentreferent  
Telefon: +49 531 592-8307  
Telefax: +49 531 592-69-8307  
E-Mail: andreas.barthel@ptb.de

Dr. Amado Bautista-Salvador  
QUEST | Institut an der PTB

## Herstellung von mehrlagigen Atom- und Ionenfallen

Mikrostrukturierte Neutralatom- und Ionenfallen stellen eine Plattform für Quantensensoren dar und eignen sich zur Implementierung zukünftiger Quantencomputer. Sie speichern neutrale und geladene Atome (Ionen) über ihrer Oberfläche durch inhomogene magnetische oder elektrische Felder. Forscher der PTB haben mehrere Verfahren für die Herstellung von Schicht-Strukturen entwickelt, die den hohen Anforderungen von Mehrlagen-Atomfallen gerecht werden. Auf Grundlage dieser Verfahren ist die Vielfalt in Form, Funktionalität und Einsatzszenario dieser Mikrostrukturen sehr groß.

#### Technische Beschreibung

Eine wesentliche Voraussetzung, um die Anzahl der kontrollierten Atome und Qubits zu erhöhen, ist eine Mikrostruktur, welche das Anlegen einer entsprechenden Menge an Signalen ermöglicht, z. B. durch Integrierung von Mikrowellen-Leitungen. Dies erfolgt durch überlagerte Strukturen, ähnlich wie bei einer mehrlagigen Leiterplatte. Der PTB-Aufbau besteht aus einem Satz von dicken metallischen Leiter-schichten, die durch ein Dielektrikum voneinander getrennt sind und selektiv durch Durchkontaktierungen miteinander verbunden werden. Die Anzahl an metallischen Schichten ist im Prinzip unbegrenzt, da jede dieser Lagen eine hochgenaue globale Planarisierung aufweist. Der Prozess verwendet nur Materialien, die mit den strengen Anforderungen von Atom- und Ionenfallen durch das umgebende Ultrahochvakuum sowie mit Tieftemperatur-Betrieb kompatibel sind; weiterhin sind die Hochfrequenzeigenschaften der Strukturen hervorragend.

#### Wirtschaftliche Bedeutung

Das Verfahren ist auf den Gebieten der mikrostrukturierten Ionen- und Atomfallen, der Quanteninformationsverarbeitung und der Quantensensorik einsetzbar. Es eignet sich sowohl für die Herstellung großer Zahlen von Proben als auch für anwendungsspezifische Muster in Zusammenarbeit mit Dritten.

#### Entwicklungsstand

Ein Patent mit der Nr. DE 2018111 220 B3 ist erteilt.  
Lizenzen für die Nutzung sind verfügbar.

## Kompakter UV-Double-Pass-AOM

Akustooptische Modulatoren (AOM) dienen zur Modulation der Frequenz und Intensität von Laserstrahlung. Die vorteilhafte Doppelpass-Anordnung ist in der Lasertechnik in vielfacher Verwendung. Bei hohen Strahlintensitäten ist insbesondere im ultravioletten Spektralbereich die Zerstörschwelle optischer Komponenten eine kritische Größe. Sie wird durch die neue Anordnung der Komponenten an deren Oberflächen erst bei einer vergleichsweise hohen Eingangsleistung erreicht, da keine Spiegeloberfläche in der Nähe eines Fokus und somit nahe an der Zerstörschwelle liegt. Dies wird durch einen mehrfach gefalteten Strahlengang erreicht.

### Technische Beschreibung

Bei Nutzung eines akustooptischen Modulators (AOM) als aktives Element der Doppelpass-Anordnung wird eine Verdopplung der Frequenzverschiebung bei gleichzeitig guter Unterdrückung der primären Strahlfrequenz ermöglicht.

Das neue PTB-Design verwendet eine spezifische Faltung des Strahlengangs der Anordnung, sodass sich ein Fokus des UV-Strahles im freien Raum, entfernt von den Oberflächen optischer Komponenten ergibt. Zusätzlich ergibt sich beim austretenden Strahlengang kein Strahlversatz.

Die Anordnung ist zusätzlich in ein monolithisches kompaktes Gehäuse mit optimierter (kurzer) optischer Weglänge integriert und mit einer Inertgas-Spülung ausgestattet. Somit gelingt es, Aufbauten deutlich kleiner (20 cm × 20 cm × 5 cm) und somit kostengünstiger als das klassische Tabletop-Pendant zu gestalten. Die Lösung ermöglicht eine kompakte, zuverlässige und wirtschaftlich betrachtet kostengünstigere Anordnung. Sie führt zur signifikanten Reduzierung von Aufbauzeit, Bauraum, Nachjustage sowie Reinigungsarbeiten.

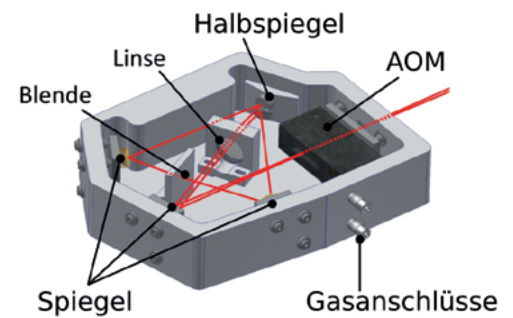
### Wirtschaftliche Bedeutung

Das System kann überall dort eingesetzt werden, wo (UV-) Laserfrequenz verschoben oder mit hoher Unterdrückung geschaltet werden müssen.

Die Erfindung ist im Bereich typischer Hochpräzisionsmesstechnik angesiedelt und in verschiedenen Bereichen der Laserspektroskopie einsetzbar. Einsatzbereiche sind in der Laserspektroskopie für die Forschung sowie Quantensensorik möglich. Mit dem monolithischen, neuen Aufbau können schätzungsweise Einsparungen von mehreren tausend Euro pro Stück erzielt werden.

### Entwicklungsstand

Für die Erfindung wurde ein deutsches Patent mit der Nummer DE 10 2019 116 795 erteilt. Lizenzen für die Nutzung sind verfügbar.



Prinzipische Skizze des Prototypen

### Vorteile:

- Verlagerung des Fokus von der Spiegeloberfläche
- Kein Strahlversatz
- Kompaktes, verkapseltes Design

### Ansprechpartner:

Andreas Barthel  
 Innovationsmanager  
 und Patentreferent  
 Telefon: +49 531 592-8307  
 Telefax: +49 531 592-69-8307  
 E-Mail: andreas.barthel@ptb.de

Dr. Stephan Hannig  
 QUEST | Institut an der PTB

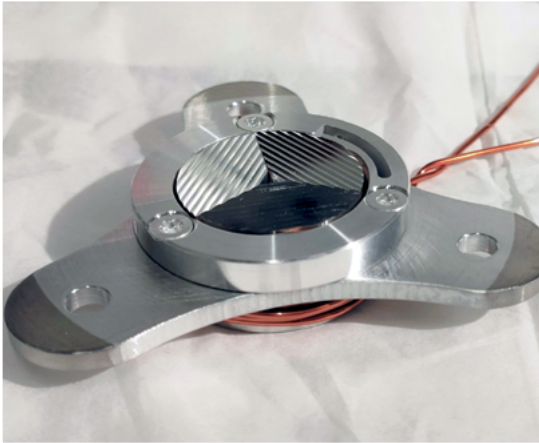


Foto eines 25,4 mm Durchmesser messenden Fresnel-Reflektors in einer Edelstahlhalterung

#### Vorteile:

- Freier radialer optischer Zugang
- Günstige Fertigung im Vergleich zu Alternativen
- Komplette achromatische Strahlengänge

#### Ansprechpartner:

Andreas Barthel  
 Innovationsmanager  
 und Patentreferent  
 Telefon: +49 531 592-8307  
 Telefax: +49 531 592-69-8307  
 E-Mail: andreas.barthel@ptb.de

Dr. Tobias Leopold et al.  
 Optische Gitteruhren

PTB-Nummer 0514

## Magneto-optische Fresnel-Atomfalle

Das Ziel der magneto-optischen Falle (MOT) ist das zuverlässige Einfangen und Kühlen von Atomen mit Laserlicht. Jede atomare Spezies benötigt eine spezielle Laserwellenlänge, manche sogar mehrere. Kompakte Geometrien erzeugen alle benötigten Laserstrahlen aus einem einzigen einfallenden Strahl mittels diffraktiver oder reflektiver Elemente.

Das neue Konzept der PTB kombiniert die Vorteile dieser beiden Ansätze zu einer achromatischen quasi-planaren Atomfalle.

### Technische Beschreibung

Die magneto-optische Falle ist eine sehr wichtige Komponente für Experimente mit kalten Atomen und somit ein quantentechnologisches Standardwerkzeug. Dabei werden Einfangen und Kühlen der Atome mittels Lichtstrahlen aus verschiedenen Richtungen, die im Zentrum eines Quadrupol-Magnetfeldes überlagert werden, realisiert. Die herkömmlichste Methode ist die FreistrahlmOT mit drei in sich selbst zurück reflektierten Strahlen. Bisherige Ansätze zur Miniaturisierung basieren auf diffraktiven, d. h. wellenlängenabhängigen Elementen wie optischen Gittern, die alle benötigten Strahlen aus einem einfallenden Laserstrahl erzeugen. An Stelle der quasi-planaren Gitter mit gutem optischen Zugang in radialer Richtung können auch geneigte Spiegel verwendet werden, die zwar achromatisch sind, aber den optischen Zugang verschlechtern.

Das neue PTB-Design basiert auf einer Anpassung des letzten Ansatzes. Durch eine periodische Rückfaltung der Spiegel auf eine Ebene, analog zu dem Prinzip der Fresnel-Linse, wird eine nahezu planare Struktur erzeugt. Dadurch wird eine Beobachtung des Fallenvolumens von allen Seiten ermöglicht. Die Oberfläche besitzt eine sägezahnartige Struktur im Millimeter-Bereich. Die Falle kann über die Anzahl der Segmente für zwei- und drei-dimensionales Fangen ausgelegt werden. Die Falle kann sogar für eine einfache Justage außerhalb einer Vakuumkammer positioniert werden.

Der Strahlengang ist durch den reflektiven Charakter der Oberfläche komplett achromatisch, wodurch das Kühlen und Fangen von Atomspezies mit mehreren Kühlübergängen, sowie von unterschiedlichen Spezies am selben Ort ermöglicht wird.

### Wirtschaftliche Bedeutung

Das Design ist für die Entwicklung von Fallenkonzepten geeignet und ist ein Ansatz, der in der Quantensensorik mit kalten Atomen, Quantenmetrologie und -bildgebung Einsatz finden kann. Diese neuartige Atomfalle bietet eine Grundlage für kompakte, transportable und benutzerfreundliche Quantensensoren mit kalten Atomen.

### Entwicklungsstand

Die Erfindung wurde zum deutschen Patent angemeldet. Lizenzen für die Nutzung sind verfügbar. Der Betrieb einer magneto-optischen Falle wurde an einem Prototyp demonstriert.

## Impressum

Die PTB-Mitteilungen sind metrologisches Fachjournal der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, Braunschweig und Berlin. Als Fachjournal veröffentlichen die PTB-Mitteilungen wissenschaftliche Fachaufsätze zu metrologischen Themen aus den Arbeitsgebieten der PTB. Die PTB-Mitteilungen stehen in einer langen Tradition, die bis zu den Anfängen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt (gegründet 1887) zurückreicht.

### Herausgeber

Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB)

ISNI: 0000 0001 2186 1887

Postanschrift:

Postfach 33 45,  
38023 Braunschweig

Lieferanschrift:

Bundesallee 100,  
38116 Braunschweig

### Redaktion/Layout

Presse- und Öffentlichkeitsarbeit, PTB

Dr. Nicolas Spethmann (wissenschaftlicher Redakteur)

Dr. Dr. Jens Simon (verantwortlich)

Sabine Siems (Layout / Lektorat)

Telefon: (05 31) 592-82 02

Telefax: (05 31) 592-30 08

E-Mail: [sabine.siems@ptb.de](mailto:sabine.siems@ptb.de)

### Erscheinungsweise und Copyright

Die PTB-Mitteilungen erscheinen viermal jährlich. Alle Rechte vorbehalten. Kein Teil dieser Zeitschrift darf ohne schriftliche Genehmigung des Verlages vervielfältigt oder verbreitet werden. Unter dieses Verbot fällt insbesondere die gewerbliche Vervielfältigung per Kopie, die Aufnahme in elektronische Datenbanken und die Vervielfältigung auf CD-ROM und in allen anderen elektronischen Datenträgern.

Printed in Germany ISSN 0030-834X

Die fachlichen Aufsätze aus dieser Ausgabe der PTB-Mitteilungen sind auch online verfügbar unter:  
**doi: 10.7795/310.20200399**



Bundesministerium  
für Wirtschaft  
und Energie

Die Physikalisch-Technische Bundesanstalt, das nationale Metrologieinstitut, ist eine wissenschaftlich-technische Bundesoberbehörde im Geschäftsbereich des Bundesministeriums für Wirtschaft und Energie.





Bundesministerium  
für Wirtschaft  
und Energie

Die Physikalisch-Technische Bundesanstalt, das nationale Metrologieinstitut, ist eine wissenschaftlich-technische Bundesoberbehörde im Geschäftsbereich des Bundesministeriums für Wirtschaft und Energie.



**Physikalisch-Technische Bundesanstalt  
Braunschweig und Berlin**  
Nationales Metrologieinstitut

Bundesallee 100  
38116 Braunschweig

Presse- und Öffentlichkeitsarbeit

Telefon: 0531 592-3006  
Fax: 0531 592-3008  
E-Mail: [presse@ptb.de](mailto:presse@ptb.de)  
[www.ptb.de](http://www.ptb.de)