

Ein Baukasten für Quanteningenieure

Quanteninformationsverarbeitung und Quantenkontrolle mit gespeicherten Ionen

Dietrich Leibfried

Quantencomputer sind nach wie vor Zukunftsmusik. Zwar ist es bereits gelungen, einfache Algorithmen zu implementieren, ein praxistauglicher Quantencomputer setzt jedoch eine skalierbare Quantentechnologie voraus, die es – analog zur gewöhnlichen Mikroelektronik – erlaubt, Quantenbits tausend- und millionenfach zu beherrschen. Ionenfallen sind hierfür ein vielversprechender Kandidat. Gleichzeitig ermöglichen sie Anwendungen über das ursprüngliche Ziel hinaus wie z. B. hochpräzise Uhren.

Eine Sensation war es, als Peter Shor 1994 einen Algorithmus präsentierte, der auf den Prinzipien der Quantenmechanik beruht und in der Lage ist, große Zahlen viel effizienter in ihre Primfaktoren zu zerlegen als jeder bekannte klassische Algorithmus. Dieser und weitere Algorithmen der Quanteninformationsverarbeitung versprechen auf dem Papier die Lösung von sehr komplexen Problemen, die mit herkömmlichen Computern vermutlich nicht zu bewältigen sind. Im Labor steht dieser Aussicht jedoch die enorme Hürde gegenüber, ein geeignetes Quantensystem zu identifizieren und dieses sehr präzise zu kontrollieren. Grundsätzlich eignen sich Systeme mit zwei Niveaus, die den klassischen Bits 0 und 1 entsprechen. Die Quanteninformationsverarbeitung basiert jedoch wesentlich auf Überlagerungen dieser Zustände (Quanten- oder Qubits) und dem dadurch möglichen „Quantenparallelismus“ (Infokasten „Quanteninformation“).

Inzwischen arbeiten weltweit eine Vielzahl von Gruppen an den unterschiedlichsten Systemen, um diesen Traum zu verwirklichen. Eine unvollständige Liste der derzeit verfolgten Ansätze umfasst Kernspinresonanz, Quantenpunkte, Josephson-Kontakte, in Silizium eingebettete Spins, exotische Festkörperanregungen (Anyonen), Elektronen auf Helium, Photonen, kalte neutrale Atome und gespeicherte Ionen. 1996 präsentierten Ignacio Cirac und Peter Zoller einen Vorschlag für einen universellen Quantencomputer mit Ionen, die in einer Paul-Falle gespeichert sind [1]. Seither ist die Zahl der Forschergruppen, die sich mit der Quantenkontrolle von Ionen beschäftigen, weltweit von weniger als eine Handvoll auf mehr als 25 angewachsen. Zahlreiche experimentelle Fortschritte und neue Konzepte machen gespeicherte Ionen heute zu einem ernsthaften Kandidaten für eine Technologie

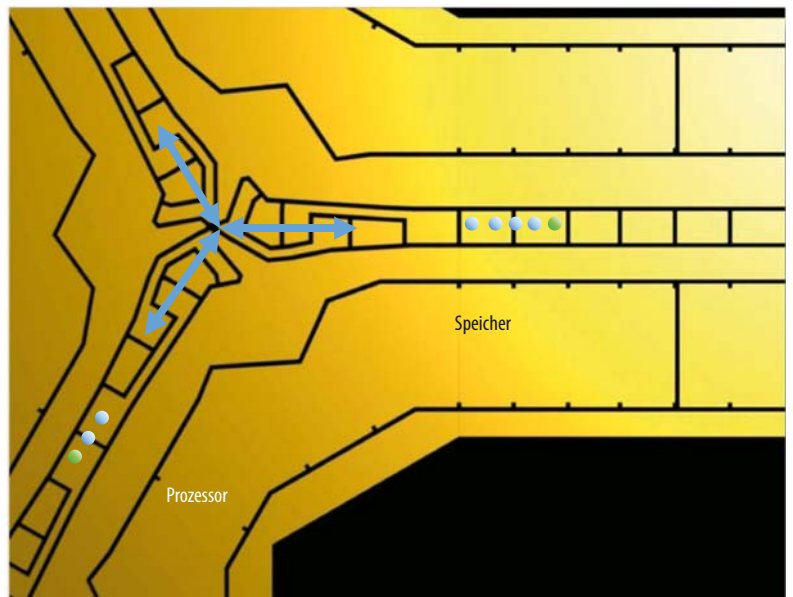


Abb. 1 Bei diesem Netzwerk zur Quanteninformationsverarbeitung werden Ionen (blau) nur dann aus einem Speicher in eine Prozesseinheit transportiert, wenn sie an einer Gatteroperation

teilnehmen sollen. Eine andere Ionenart (grün) dient dazu, die Ionenbewegung im Prozessor und im Speicher zu kühlen, ohne die Quanteninformation zu beeinflussen.

zur Quanteninformationsverarbeitung, die – und das ist besonders wichtig – sich auch auf viele Qubits skalieren lässt [2]. Erfreulicherweise hat diese Entwicklung auch weiterführende Ideen in verwandten Gebieten inspiriert. Beispiele dafür sind Ionen-Frequenzstandards mit quantenlogischer Präparation und Abfrage, neuartige Sensoren und erste einfache Quantensimulatoren.

Beim Rennen um die Verwirklichung eines Quantencomputers gingen Systeme mit einzelnen Atomen oder Ionen mit einem kleinen Vorsprung an den Start.

KOMPAKT

- Die Quanteninformationsverarbeitung mit gespeicherten Ionen hat in den letzten Jahren große Fortschritte gemacht.
- Dazu gehört die Realisierung vieler Gatteroperationen und kleiner Quanten-Algorithmen mit bis zu acht Qubits. Um noch komplexere Algorithmen auszuführen, sind höhere Operationsgüten und Systeme mit mehr Qubits nötig.
- Konzeptionell neue mikrofabrizierte Fallen eignen sich für die kompakte Implementierung von Fallennetzwerken mit vielen Ionen, die in Speicher- und Prozesseinheiten unterteilt sind.

Dr. habil. Dietrich Leibfried, University of Colorado und National Institute of Standards and Technology, Boulder, Colorado, USA

1) Dazu nutzt man einen sog. geschlossenen Übergang zu einem höheren Niveau, das immer wieder angeregt wird und unter Aussendung eines Photons zerfällt. Schon beim Nachweis weniger Zerfallsphotonen lässt sich der fluoreszierende Zustand $|\downarrow\rangle$ mit großer Sicherheit von $|\uparrow\rangle$, der idealerweise keine Photonen streut, unterscheiden.

Dank der Präzisions-Laser- und -Mikrowellenspektroskopie gab es schon ausgereifte Methoden, um zwei Niveaus, $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$, zu isolieren, den quantenmechanischen Zustand der Atome in einem der beiden zu präparieren und Rotationen zwischen den beiden Niveaus mit elektromagnetischen Feldern zu treiben. Hinzu kommt eine sehr zuverlässige Methode, den Zustand in der Messbasis auszulesen.¹⁾ Damit waren schon einige Voraussetzungen für ein zur Quanteninformation taugliches System erfüllt (Infokasten „Quanteninformation“).

Essenziell ist auch eine Kopplung zwischen den Qubits, die logische Gatter mit zwei Qubits erst ermöglicht. Der entscheidende Grundgedanke von Cirac und Zoller bestand darin, Ionen über ihre starke Coulomb-Abstoßung gezielt aneinander zu koppeln [1]. Statt direkt miteinander zu wechselwirken, regen die beteiligten Qubits über spinabhängige Dipolkräfte verschiedene Bewegungszustände der gemeinsamen Schwingungen der Ionen im Fallenpotential an. Am Ende jedes Gatters wird die Schwingung wieder in den ursprünglichen Zustand zurückgesetzt, aber die zwischenzeitlich angeregte Bewegung hat dem Quantenzustand der zwei Qubits verschiedene Phasen aufgeprägt, die von den Spinzuständen abhängen und damit *effektiv* äquivalent zu einer direkten Spin-Spin-Kopplung sind. Obwohl Operationen mit mehreren Qubits inzwischen vereinfacht und robuster geworden sind, beruhen sie immer noch auf diesem Prinzip [3].

Experimentell ausgeführte Zwei-Qubit-Gatter werden immer besser und ausgeklügelter, verschränkte Zustände mit einer Güte (Fidelity) von bis zu 99,3 % wurden schon erzeugt [4]. Auch gleichzeitige Operationen auf bis zu sechs Qubits sind bereits gelungen, meist um Algorithmen einfacher zu implementieren. Die Güten von Einzel-Qubit-Rotationen und Mehr-Qubit-Gattern sind bereits vergleichsweise hoch, sie müssen aber über der sog. fehlertoleranten Schwelle liegen, um beliebig lange Quantenalgorithmen aus-

führen zu können. Die Schwellenwerte hängen von der Natur der Fehler und der Korrektur-Algorithmen ab und werden derzeit zu mindestens 97 bis 99 % abgeschätzt. Der Aufwand (die Anzahl der Qubits und Operationen), um einen Algorithmus sicher auszuführen, steigt exponentiell, wenn sich die Güte der Operationen den Schwellenwerten annähert. In der Praxis werden daher Güten weit über den Schwellenwerten von etwa 99,99 % angestrebt.

Die Skalierung der Systeme auf viele Qubits ist eine wichtige, zum Großteil noch ungelöste Aufgabe. Für gespeicherte Ionen gilt diese Hürde als das schwierigste verbleibende Problem. Millionen von Qubits sind vermutlich nötig, um eine ganze Zahl von interessanter Größe – d. h. ihre Primfaktorenzerlegung überfordert den besten herkömmlichen Computer – inklusive Fehlerkorrektur zu faktorisieren. Den Quantenzustand eines solchen Systems auf der vorgesehenen Bahn zu halten ist eine formidable Aufgabe.

Die große Hürde

Skaliert auf viele Ionen bedeutet der ursprüngliche Vorschlag von Cirac und Zoller, dass man in einer langen Kette von N Ionen $3N$ Schwingungsmoden kontrollieren muss – eine Aufgabe, die sehr schnell unübersichtlich wird. Ein weiterer Vorschlag sah daher vor, einzelne Ionen in optischen Resonatoren mit hoher Güte und kleinem Volumen zu speichern und sie über Photonen miteinander zu verknüpfen, die durch die starke Kopplung des atomaren Überganges in diese Resonatoren emittiert werden [5]. Es ist aber schwierig, Ionen in kleinen Resonatoren zu halten, da das dielektrische Spiegelmaterial sich unkontrolliert aufladen kann. Ohne Resonatoren lassen sich Ionen mithilfe von probabilistischen Protokollen verschränken, über die Interferenz der Photonen ihres spontanen Zerfalls [6]. Der Gruppe um Chris Monroe (U Michigan, jetzt

QUANTENINFORMATION

Die fundamentale Einheit der Quanteninformation ist das **Quantenbit (Qubit)**. Verwirklichen kann man dieses z. B. in zwei ausgewählten Quantenzuständen $|0\rangle$ und $|1\rangle$, manchmal auch $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$ genannt, um daran zu erinnern, dass sich ein Qubit analog zu einem Spin-1/2-System verhält. Die gezielte Präparation in einem reinen Zustand, z. B. in $|\downarrow\rangle$, heißt Qubit-Initialisierung und das Antreiben des Systems zu Überlagerungen $\alpha|\uparrow\rangle + \beta|\downarrow\rangle$ ($|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$) zwischen den beiden Niveaus ist eine **Einzel-Qubit-Rotation**. Die Zustandsänderung jedes isolierten Quantensystems, und damit auch die eines idealen Quantenrechners, lässt sich durch eine unitäre Operation auf dem Anfangszustand ausdrücken. Jede unitäre Operation auf einem Satz von Qubits kann in Einzel-Qubit-Rotationen und ein be-

stimmtes von vielen möglichen **Zwei-Qubit-Gattern** zerlegt werden, die ganz allgemein zwei Qubits logisch verknüpfen. Fast jede deterministische Kopplung zwischen zwei Qubits, die diese verschränken kann, ist als Zwei-Qubit-Gatter geeignet, ein populäres Beispiel ist das „controlled-NOT Gatter“ (CNOT). Bei diesem wird der Zustand des zweiten Qubits invertiert, falls das erste im Zustand $|\uparrow\rangle$ ist. Den Produktzustand $1/\sqrt{2}(|\uparrow\rangle_1 + |\downarrow\rangle_1)|\uparrow\rangle_2$ überführt CNOT in den verschränkten Zustand $1/\sqrt{2}(|\uparrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2 + |\downarrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2)$. Einzel-Qubit-Rotationen, zusammen mit einem solchen Gatter, sind ein **universeller Gattersatz**, analog zum NAND-Gatter, aus dem sich alle möglichen Operationen eines herkömmlichen Binärrechners zusammensetzen lassen. Ein Quantenrechner muss also initiali-

sierbar sein, er muss einen universellen Gattersatz zur Verfügung stellen, und am Ende der Rechnung muss es möglich sein, das **Ergebnis auszulesen**. Damit ist nicht gemeint, dass man den Quanten-Endzustand kennen muss, sondern lediglich die Projektion jedes Qubits auf die Zustände $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$, die man auch als die Messbasis eines Qubits bezeichnet. Einerseits muss es also möglich sein, den Quantenrechner effizient zu manipulieren und auszulesen, andererseits soll er aber gegen alle anderen Einflüsse, die seine unitäre Entwicklung entlang des vorgegebenen Programms stören, vollkommen isoliert sein. Trotz stetiger, kleiner Fortschritte auf vielen Gebieten ist eine überzeugende, praktische Lösung dieses Konflikts immer noch in weiter Ferne.

U Maryland) ist es so gelungen, zwei Ionen in komplett unabhängigen und einen Meter voneinander entfernten Apparaturen zu verschränken – allerdings nur mit einer Erfolgsrate von einem verschränkten Paar pro 8,5 Minuten [7]. Da die Zerfallsphotonen in alle Richtungen abgestrahlt werden, können nur sehr wenige aus beiden Fallen interferieren. Für höhere Raten ließe sich die Emission an kleine Resonatoren koppeln, um sich damit wieder der deterministischen Atom-Photon-Kopplung anzunähern. Denkbar wäre auch, die Dipolverteilung der Spontanemission gefangener Ionen mithilfe von tiefen Parabolspiegeln, Polarisationswandlern und Linsen direkt in die Eigenmode einer optischen Faser umzuformen [8]. Auf dem Papier scheint es möglich, die Rate von verschränkten Paaren um vier Größenordnungen zu steigern. Experimente dazu sind in Maryland und an der Uni Erlangen im Gange. Auch für Quanten-Repeater in der Quantenkommunikation ist es interessant, Atome effizient an Photonen zu koppeln [9]. Diese erfordern nur relativ kleine, nicht notwendigerweise skalierbare Quantenprozessoren.

Die bisher am weitesten verfolgte Idee zur Skalierung geht auf die Gruppe um Dave Wineland am NIST zurück und besteht aus einem zusammenhängenden Netzwerk aus vielen unabhängig kontrollierbaren Fallen (Abb. 1) [10]. Je nach der Rolle bestimmter Qubits in unterschiedlichen Abschnitten des Algorithmus sind sie in Speicherzonen „geparkt“ oder lassen sich – durch kontrolliertes Ändern der Fallenpotentiale – zu Prozessorabschnitten des Netzwerkes transportieren. Relativ schwach fokussierte Laserstrahlen, die alle Ionen im jeweiligen Abschnitt beleuchten, manipulieren die Qubits dort in einer Gatteroperation. Da Bewegung und Qubit-Zustände nur während der Multi-Qubit-Gatteroperationen verschränkt sind, beeinflusst der Ionen-Transport den quantenlogischen Zustand zwischen den Gatteroperationen nicht. Eine Aufheizung der Ionen durch ihre Bewegung im Fallen-Netzwerk oder andere Mechanismen ist kaum völlig zu vermeiden. Obwohl Zwei-Ionen-Gatter auch funktionieren können, wenn die Bewegung nicht perfekt im Grundzustand initialisiert ist, wird es nach einigen Operationen nötig sein, die angesammelte Bewegungsenergie wieder zu entfernen. Dies gelingt nicht durch direkte Laserkühlung, da unkontrollierte spontane Emission den internen quantenlogischen Zustand verändern würde. Es ist allerdings möglich, eine andere Spezies von Ionen innerhalb desselben Fallenpotentials direkt zu kühlen und damit über die Kopplung aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung auch den Qubits Bewegungsenergie zu entziehen. Solange das ebenfalls schwach fokussierte Kühllicht hinreichend von den Übergangswellenlängen der Qubits abweicht, bleibt deren Zustand unangetastet. Da sich so die Qubits wiederholt kühlen lassen, beschränkt nicht mehr die Bewegung die maximale Rechenzeit des Ionenfallen-Quantencomputers, sondern nur die Dekohärenz der Qubit-Zustände. Experimentell wurden Dekohärenzzeiten eines einzelnen Qubits von bis zu 15

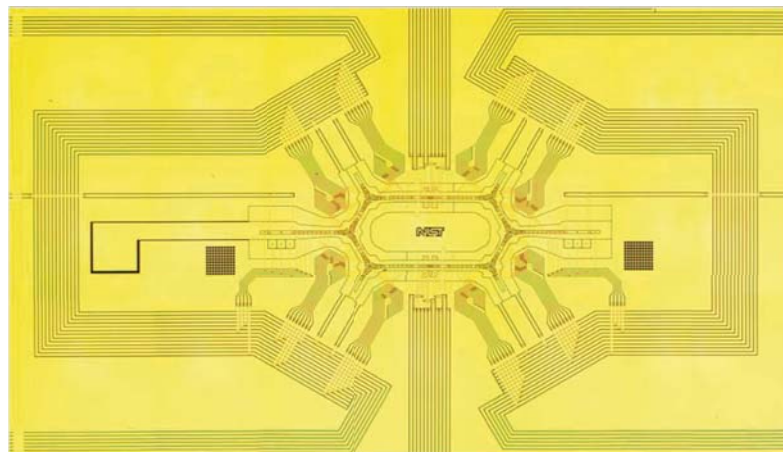


Abb. 2 Diese mikrofabiizierte Ringfalle besteht aus zwei Schichten von Gold-elektroden auf einem Glasträger. Eine Trennschicht aus Siliziumdioxid isoliert die Schichten elektrisch. Der Speicher-ring in der Bildmitte ist etwa 3 mm mal 1 mm groß und enthält sechs Kreuzungen und 150 Kontrollelektroden. Links und rechts vom Ring befinden sich zwei Zonen zum Laden der Ionen.

Sekunden gemessen [11]. Bessere Abschirmung gegen Rauschprozesse, Fehlerkorrektur oder dekoheränzfremde Unterräume sollten diese Zeit weiter verlängern.

Damit beliebige Qubit-Paare wechselwirken können, muss das Netzwerk mindestens zweidimensional sein. Dies setzt Fallen mit Kreuzungen voraus (Abb. 1), die technologisches Neuland bedeuten. In einem ersten Anlauf schaffte es die Gruppe von Chris Monroe, Ionen durch eine T-förmige Kreuzung zu schicken; allerdings nahm die Energie des transportierten Ions dabei auf etwa 10^8 Bewegungsquanten in der Falle bzw. etwa 1 eV zu. In einer Falle der NIST-Gruppe mit einer rechtwinkligen Vier-Weg-Kreuzung gelingt es inzwischen, die Ionen geradeaus oder um die Ecke zu senden [12]. Rauschen der Kontrollelektronik heizte die Ionen dabei bis vor Kurzem auf fünf bis zehn Bewegungsquanten pro Durchlauf auf, verbesserte Filter an den Elektroden haben dies inzwischen auf weniger als ein Quant reduziert (die Passage dauert etwa 260 μ s).

Vorbild Mikroelektronik

In der endgültigen Form sollte ein skalierbarer Qubit-Prozessor viele Operationen parallel ausführen und aus individuellen Teilen bestehen, die sich einfach zu einem größeren System zusammensetzen lassen. Daher scheint es zunächst verlockend, auf Festkörpersysteme und die bewährten Skalierungsmethoden der Mikroelektronik zu setzen, die durch reproduzierbare Fabrikationstechniken zuverlässig Schaltkreise von enormer Komplexität ermöglichen. Allerdings beruht die Zuverlässigkeit digitaler Mikroelektronik teilweise auf Dissipation: Das irreversible Umschalten eines Transistors produziert etwa $10^6 k_B T$ Entropie (k_B ist die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur des Transistors), im Gegensatz zur reversiblen unitären Entwicklung von Qubits, die idealerweise überhaupt keine Entropie produziert. Die Dissipation hilft, den klassischen Schaltvorgang gegenüber Störprozessen

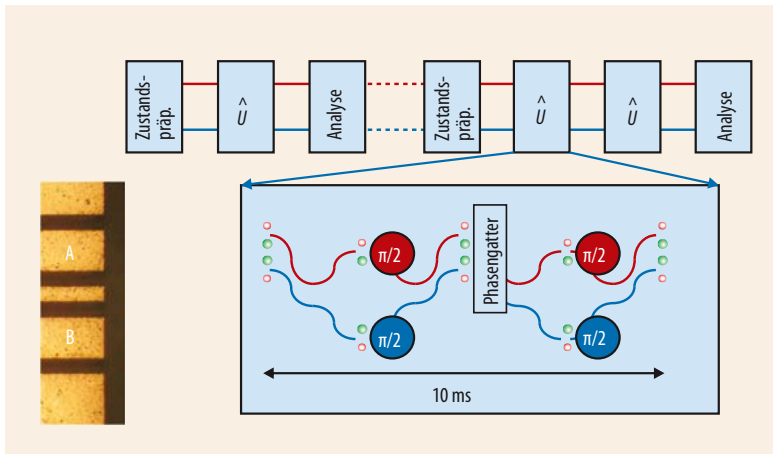


Abb. 3 Das skalierbare Gatter startet mit zwei in separaten Zonen A und B präparierten Qubit-Paketen (rot: Be⁺, grün: Mg⁺) (links unten). Nachdem \hat{U} ein- oder zweimal ausgeführt wurde, werden die Qubits in verschiedene Messbasen rotiert und ausgelesen (oben). Jede Operation \hat{U} besteht aus vier Ein-Qubit-Rotationen und einem Zwei-Qubit-Gatter (unten), für das zunächst beide Pakete in Zone A transportiert und mithilfe der Mg-Ionen gekühlt werden.

hervorzuheben. Diese Strategie funktioniert für Qubits nicht, vielmehr müssen die meisten Festkörpersysteme kälter als 1 K sein, um Quanteneffekte überhaupt beobachten zu können. Trotzdem ist es natürlich sinnvoll, die Erfolgsrezepte der Mikroelektronik soweit möglich zu übernehmen. Peter Zoller hat dies treffend beschrieben: „Ideal könnte ein Festkörpersystem sein, in dem die Qubits gerade weit genug vom Festkörper weg sind“.

Seit einigen Jahren bemüht sich eine ganze Reihe von Gruppen, das Potenzial der Mikrofabrikation auch für komplexe Ionenfallenstrukturen umzusetzen. Bereits 1997 gelang es, Miniaturfallen aus zwei Wafern von goldbeschichtetem Aluminiumoxid herzustellen, deren Elektrodenstruktur mit Lasern geschnitten wurde [2, 13]. Solche Fallen sind bis heute im Einsatz (z. B. die weiter oben besprochene Falle mit Kreuzung oder die von einem europäischen Konsortium entwickelte lineare Falle). Da sie einige Handarbeit erfordern, sind sie aber nur schwer skalierbar. Fallen mit Elektroden in mehreren Ebenen aus Bor-dotiertem Silizium und Aluminium-dotiertem Galliumarsenid waren trotz der großen Erfahrung mit diesen Materialien problematisch, da Mikrofabrikation eine „zweieinhalb-dimensionale“ Kunst ist, die am besten für fast planare Strukturen funktioniert. Dadurch motiviert entstand die Idee, alle Fallenelektroden in eine zweidimensionale Oberfläche zu integrieren (Infokasten „Radiofrequenzfallen“) [14]. Nach einem ersten Erfolg [15] haben mehrere Gruppen diese Idee aufgegriffen. Heute verwenden Gruppen am GeorgiaTech und MIT,

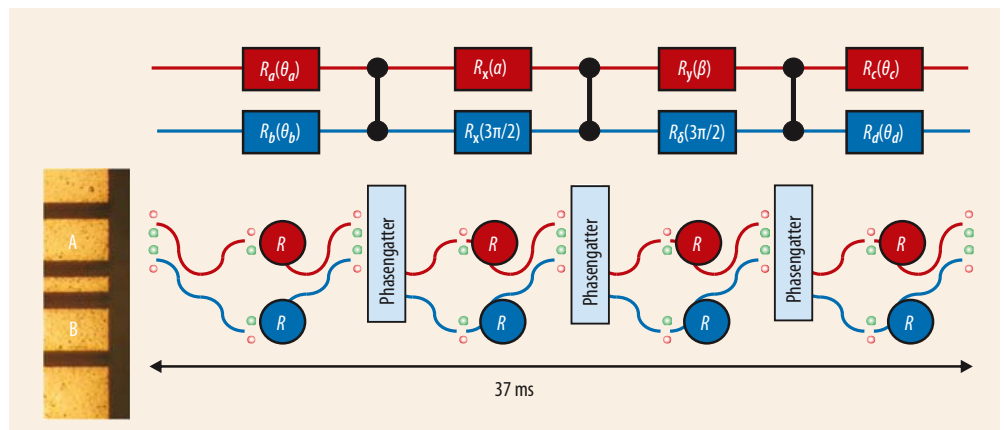
in Innsbruck, Oxford, Ulm, an den Sandia Nationallabors und am NIST solche Oberflächenelektrodenfallen. Das bisher ambitionierteste Projekt ist der kleinste „Ionen-Speicherring“, eine Ringfalle mit zwei Zonen zum Laden von Ionen, sechs Kreuzungen und insgesamt 150 Kontrollelektroden, um die Ionen gezielt zu verschieben. Mit dieser am NIST hergestellten Falle, die aus mehreren Lagen Gold und Siliziumdioxid auf einem Glassubstrat besteht (Abb. 2), gelang es bisher, bis zu sechs Ionen zu fangen und sie durch eine Kreuzung zu transportieren.

Skalierbare Quanten-Algorithmen

In den letzten fünf Jahren ist es gelungen, zahlreiche kleine Quanten-Algorithmen mit gefangenen Ionen zu realisieren, die allein einen eigenen Artikel rechtfertigen würden. Diese Experimente haben wichtige Elemente der Quanteninformationsverarbeitung realisiert, aber mit Methoden, die jeweils keine Skalierung zuließen. Zum Beispiel enthielt keines der Experimente einen Transport der Ionen *und* nachherige Kühlung, ohne dabei die Quanteninformation zu zerstören.

Kürzlich gelang es der Gruppe am NIST erstmals, Algorithmen mit allen Elementen einer skalierbaren Technik durchzuführen [15]. Die zwei Qubits bestanden jeweils aus dem eigentlichen Qubit-Ion (Beryllium) und einem Kühl-Ion (Magnesium) (Abb. 3). Diese „Qubit-Pakete“ wurden über drei Unterzonen

Abb. 4 Beim universellen Zwei-Qubit-Processor bestimmen 15 frei programmierbare Parameter (Winkel α, β, θ_a bis θ_d ; Drehachsen a bis d sowie δ) die auszuführende unitäre Zwei-Qubit-Operation (oben). Diese lässt sich in acht Einzel-Qubit-Rotationen und drei Zwei-Qubit-Gatter zerlegen (unten).



der Falle transportiert und für Einzel-Qubit-Rotationen etwa 240 μm voneinander entfernt. Für Zwei-Qubit-Gatter wurden die Pakete zunächst zusammengeführt und gekühlt. Insgesamt ließen sich somit sowohl eine einfache Gatteroperation als auch zwei hintereinander ausgeführte Gatteroperationen vollständig charakterisieren. Innerhalb der Messgenauigkeit ergab sich keine Qualitätseinbuße der zweiten gegen die erste Gatteroperation, obwohl die Qubits zwischen den Gattern über eine Distanz von etwa 1 mm transportiert und danach gekühlt wurden. Dieselben skalierbaren Techniken haben auch erstmals einen frei programmierbaren Zwei-Qubit-Prozessor ermöglicht [17], der jede denkbare unitäre Transformation von zwei Qubits ausführen kann. Programmierbarkeit bedeutet dabei, dass immer dieselben Gatter ausgeführt werden, aber mit 15 frei wählbaren Parametern, die bestimmte Phasen und Drehachsen der Ein-Qubit-Rotationen beschreiben (Abb. 4). Mit acht Ein-Qubit-Rotationen und drei Zwei-Qubit-Gattern lässt sich so jede unitäre Transformation auf zwei Qubits verwirklichen. Vorher durchgeführte Algorithmen haben bestenfalls Untermengen aller Transformationen realisiert.

Ein- und Zwei-Qubit-Gatter könnten technisch wesentlich einfacher sein, wenn sie direkt auf dem Chip durch magnetische Nahfelder im Mega- oder Gigahertzbereich ausgeführt würden [18], also ohne hochkomplizierte Lasersysteme [4]. Die Grundidee einer spinabhängigen Kraft geht auf Stern und Gerlach zurück. Hans Dehmelt und Mitarbeiter haben sie auch in den Experimenten zum g-Faktor des Elektrons benutzt. Auf Magnetfeldgradienten beruhen auch die Vorschläge der Gruppe um Christof Wunderlich [19]. Bei den bisher üblichen Ionenfallen waren die Abstände der Ionen zu den Elektroden und den magnetfelderzeugenden Elementen jedoch so groß, dass die Gradienten nicht ausreichten, um Zwei-Qubit-Gatter auf den bei Laserfeldern üblichen Zeitskalen von einigen 10 μs zu erlauben. Da mit Oberflächenelektrodenfallen die Abstände zwischen Ionen und Elektroden bereits auf nur 30 μm geschrumpft sind, scheint es möglich zu sein, die Qubits komplett elektronisch anzusteuern. Quantenlogische Gatter ließen sich dann mit elektromagnetischen Feldern im Frequenzbereich der Mobiltelefone und der dafür existierenden Mikroelektronik betreiben. Ein Experiment hierzu ist derzeit am NIST im Aufbau.

RADIOFREQUENZFALLEN

Die meisten in der Quanteninformationsverarbeitung eingesetzten Ionenfallen sind Realisierungen der linearen Quadrupolfalle, einer speziellen Form der nach Wolfgang Paul benannten Falle (Physik-Nobelpreis 1989). In einer idealen linearen Paul-Falle sind alle Elektroden entlang der Fallenachse unendlich ausgedehnte Äquipotentialflächen eines zweidimensionalen Quadrupolfeldes (durchgezogene blaugraue Linien in Abb. i). An zwei gegenüber liegenden Elektroden (rot) liegt ein Wechselfeld mit Frequenz Ω_f zwischen 10 und 300 MHz an, die anderen zwei werden geerdet (schwarz). Auf ein Teilchen der Masse m und Ladung q wirkt dann eine Kraft in die Richtung, in welcher der Betrag der elektrischen Feldamplitude $E_0(x)$ abnimmt. Das resultierende Pseudopotential

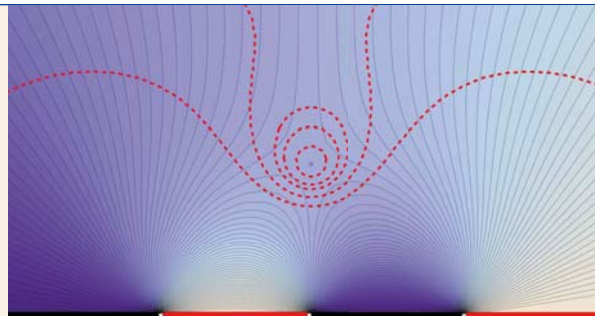


Abb. ii Querschnitt und Feldverlauf einer „Vierdraht“-Oberflächenfalle.

$$\Phi_{pp}(x) \equiv \frac{1}{4} q \frac{E_0^2(x)}{m \Omega_f^2}$$

hat radialsymmetrische Äquipotentiallinien (rot gestrichelt in Abb. i).

Da die in der Quanteninformation benutzten Ionen typischerweise unter 10 mK kalt sind, ist es nicht nötig, ein sehr weiträumig harmonisches Potential zu benutzen. Jede Elektrodenanordnung, die Feldnullpunkte mit einer kleinen harmonischen Umgebung des Pseudopotentials hat, eignet sich ebenfalls. Für die Mikrofabrikation sind planare Elektrodenstrukturen vorteilhaft. Die planare „Vierdraht“-Falle besteht aus zwei Streifen (Abb. ii, Mitte), einer auf Wechselspannung (rot), der andere geerdet (schwarz), jeweils benachbart von einer geerdeten oder mit Wechselspannung belegten halbusendlichen Ebene (schwarz bzw. rot, außen). Nahe der Elektrodenoberfläche dominieren die Feldlinien zwischen den Streifen, weiter weg die der halbusendlichen Ebenen. Da die Richtungen der

Nahfeld- und der Fernfeldlinien entlang der senkrechten Mittellinie entgegengesetzt sind, muss es einen Punkt mit verschwindendem Feld geben. Dieser Feldnullpunkt ergibt einen quadrupolförmigen Sattelpunkt des elektrischen Potentials, in dessen Zentrum sich Ionen einschließen lassen. In einer kleinen Umgebung ist das Pseudopotential ausreichend harmonisch. Abb. ii zeigt die Äquipotentialflächen des elektrischen Feldes (durchgezogene Linien) und die des Pseudopotentials (rot). Man kann erstaunlich vielseitige Oberflächenelektroden konstruieren, z. B. sind Gitter von Potentialminima möglich, die sowohl periodische Ionenanordnungen zu allen zweidimensionalen Symmetriegruppen als auch quasiperiodische Anordnungen ergeben [26]. Solche regulären Gitter von gefangenen Ionen könnten für Quantensimulationen über viele Gitterplätze interessant werden.

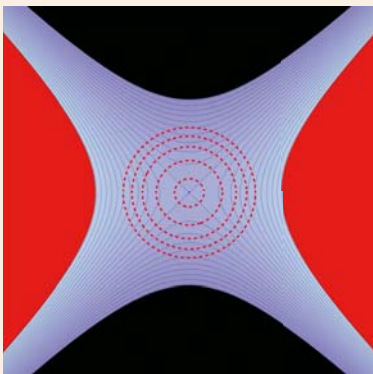


Abb. i Radialer Querschnitt und Feldverlauf einer idealen Quadrupolfalle.

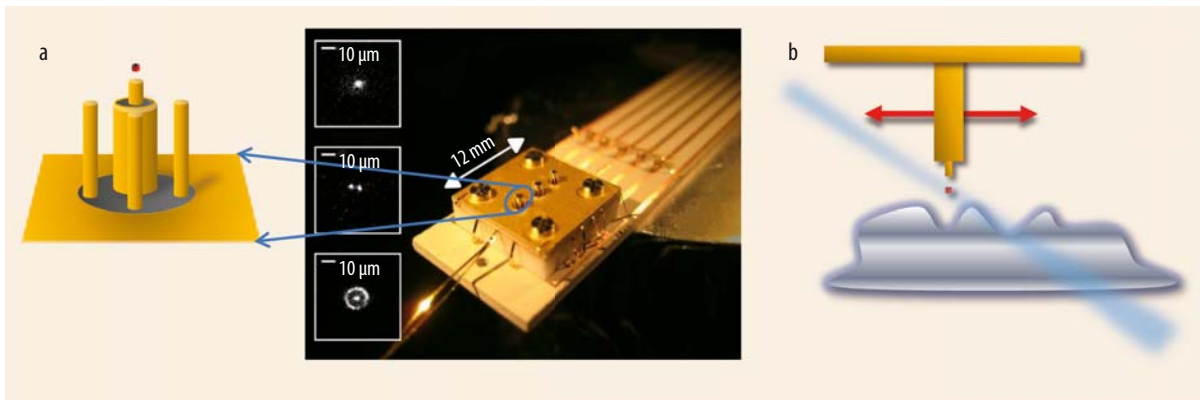


Abb. 5 Bei der Tastspitzen-Falle schwebt ein Ion (rot angedeutet) über den Elektroden (a) [8]. Die Insets zeigen die Fluoreszenz von einem oder zwei in einer der Fallen gefangenen Ionen. Der aus einem präzise aufgehängten einzelnen Atom bestehende Tastkopf, dessen Zustand sich zudem am quantenmechanischen Limit präparieren lässt, ermöglicht es, Kräfte sowie elektrische und magnetische Felder zu messen (b).

Jenseits des Quantencomputers

Von den neuen Techniken aus der Quanteninformati-
onsverarbeitung können auch andere Experimente mit
gefangenen Ionen profitieren. Quantenlogische Gatter
können Ionen gezielt in verschränkte Zustände bringen
und ihren Zustand mit sehr kleinen Unsicherheiten
auslesen. Daher war es möglich, eine Bell-Ungleichung
erstmals unter Ausschluss des „Detektions-Schlupf-
lochs“ zu testen [20]. Kürzlich wurde in Innsbruck ein
verwandtes Experiment zur quantenmechanischen
Kontextualität durchgeführt [21]. Beide Tests bestä-
tigten die Quantenmechanik.

Quantenlogik ermöglicht auch eine höchstpräzise
Uhr auf der Basis eines Aluminiumions [22]. Alumi-
nium weist einen Übergang auf, der sich auszeichnet
für eine Uhr eignet. Allerdings sind Laserkühlung
und das Auslesen des Uhrenzustandes nahezu un-
möglich, da dazu geeignete Dipolübergänge im fernen
Ultraviolett liegen. Wird aber das Aluminiumion
gemeinsam mit einem Berylliumion gespeichert, so
ist es möglich, den Uhrenübergang anzuregen und
anschließend den Zustand des Aluminiumions, ana-
log zum Cirac-Zoller-Gatter, über eine gemeinsame
Bewegungsmoden an das Berylliumion zu übertragen.
Dieses lässt sich nun auslesen und liefert die Anre-
gungswahrscheinlichkeit des Uhrenüberganges. Eine
Vergleichsmessung mit einer „traditionellen“ Uhr auf
Basis eines Quecksilberions zeigte, dass das Verhältnis
der Übergangsfrequenzen auf 17 Stellen genau ist, und
lieferte gleichzeitig die kleinste obere Schranke für eine
Veränderung der Feinstrukturkonstante: $\dot{\alpha}/\alpha = 1,7 \pm 2,3 \times 10^{-17}$ [23]. Mehrere Forschungsgruppen erweitern
derzeit die quantenlogische Spektroskopie auf andere
atomare oder Molekülionen.

Eine Weiterentwicklung exotischerer Ionenfallen-
geometrien ist die „Tastspitzen-Falle“, die in einer
Zusammenarbeit des NIST mit der Uni Erlangen und
dem dortigen Max-Planck-Institut für die Physik des
Lichts entstand [8]. In dieser Falle schwebt das gefan-
gene Ion über der Elektrodenstruktur (Abb. 5a). Ur-
sprünglich wurde diese sehr offene Geometrie, die bis
zu 96 % des totalen Raumwinkels zugänglich machen

kann, mit dem Ziel entwickelt, eine starke Kopplung an
das Dipolfeld des abstrahlenden Ions zu ermöglichen.
Die Fallengeometrie erlaubt aber auch, das einzelne
gefangene Ion als Ein-Atom-Tastkopf zu benutzen, um
Oberflächen abzurastern (Abb. 5b). Die kleine Masse des
Ions zusammen mit seiner durch das Fallenpotential
maßschneiderbaren „Federaufhängung“ ergibt eine
Kraftsensitivität von $0,46 \cdot 10^{-24} \text{ N}/(\text{Hz})^{1/2}$, etwa eine
Million mal besser als die derzeit besten Kraftmikro-
skope. Neben Kräften auf das Ion kann man mit dieser
Anordnung auch elektrische und magnetische Felder
messen. Der Vorteil dabei ist nicht die rekordverdäch-
tige Genauigkeit, sondern dass ein Gerät alle diese
Größen gleichzeitig messen kann.

Ein lang gehegter Traum ist es, Ionenfallen mit
gut kontrollierbaren Festkörper-Quantensystemen
zu koppeln und damit eine Vielzahl von neuen faszi-
nierenden Möglichkeiten zu erschließen. Vorteilhaft
sind dazu Fallen bei niedrigen Temperaturen und mit
kleinem Abstand zwischen den Ionen und dem Fest-
körpersystem. Die ersten Fallen bei 4 – 10 K wurden
für die oben erwähnte Quecksilberuhr entwickelt, aber
auch in kalten Oberflächenelektrodenfallen, die sich
besonders gut für die Anbindung an Festkörpersys-
teme eignen sollten, sind inzwischen am MIT und am
NIST Ionen gefangen worden [24]. Nicht zuletzt gibt es
auch Vorschläge [25, 26] und Experimente [27], wie man
Ionen für die Simulation von Spinketten und zweidi-
mensionalen Spin-Gittern einsetzen kann. Auch hier
ist das Ziel, eine Komplexität der Systeme zu erreichen,
die mit herkömmlichen Computersimulationen kaum
mehr zu bewältigen ist.

Die Fortschritte in der Quanteninformati-
onsverarbeitung mit gespeicherten Ionen geben Hoffnung,
diesen Ansatz bald auf 10 bis 100 Qubits ausbauen zu
können. Bei diesen Zahlen ist eine Simulation der Ex-
perimente mit herkömmlichen Computern nur noch
in Spezialfällen möglich. Daher stellt dieser Bereich in
vielerlei Hinsicht eine neue Herausforderung für Theo-
rie und Experiment dar. Darüber hinaus ergibt sich
durch die Übertragung quantenlogischer Methoden
auf andere Experimente eine Reihe von neuen Mög-
lichkeiten, um grundsätzliche Fragen zu untersuchen

und neuartige Messungen in der angewandten Forschung zu realisieren. Gefangene Ionen sollten daher auch in Zukunft ein breites und spannendes Arbeitsfeld an einer Schnittstelle von grundsätzlichen Fragen und zukunftsweisender Technologie eröffnen.

*

Die Experimente am NIST wurden durch die langjährige, hervorragende Arbeit der Gruppe um Dave Wineland möglich. Dafür möchte ich mich herzlich bei allen derzeitigen und ehemaligen Mitarbeitern bedanken.

Literatur

[1] J. I. Cirac und P. Zoller, Phys. Rev. Lett. **74**, 4091 (1995)
 [2] vgl. auch D. Leibfried und T. Schätz, Physik Journal, Januar 2004, S. 23 und R. Blatt, Physik Journal, November 2005, S. 37
 [3] A. Sørensen und K. Mølmer, Phys. Rev. Lett. **82**, 1971 (1999); G. J. Milburn, S. Schneider und D. F. V. James, Fortschr. der Phys. **48**, 801 (2000)
 [4] J. Benhelm et al., Nature Physics **4**, 463 (2008)
 [5] J. I. Cirac et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 3221 (1997)
 [6] L. M. Duan, B. B. Blinov, D. L. Moehring und C. Monroe, Quant. Inf. Comp. **4**, 165 (2004)
 [7] D. L. Moehring et al., Nature **449**, 68 (2007)
 [8] R. Maiwald et al., Nature Physics **5**, 551 (2009)
 [9] H. J. Briegel et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 5932 (1998)
 [10] D. Wineland et al., J. Res. Nat. Inst. Stand. Technol. **103**, 259 (1998); D. Kielpinski et al., Nature **417**, 709 (2002)
 [11] C. Langer et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 060502 (2005)
 [12] R. B. Blakestad et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 153002 (2009)
 [13] M. Rowe et al., quant-ph/0205094 (2002) und Quant. Inf. Comp. **4**, 257 (2002)
 [14] J. Chiaverini et al. Quantum Inf. Comput. **5**, 419 (2005)
 [15] S. Seidelin et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 253003 (2006)
 [16] J. Home et al., Science **325**, 1227 (2009)
 [17] D. Hanecke et al., Nature Physics, online veröffentlicht am 15. 11. 2009, doi:10.1038/nphys1453
 [18] C. Ospelkaus et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 090502 (2008)
 [19] F. Mintert und C. Wunderlich, Phys. Rev. Lett. **87**, 257904 (2001)
 [20] M. Rowe et al., Nature **409**, 791 (2001)
 [21] G. Kirchmair et al., Nature **460**, 494 (2009)
 [22] P. O. Schmidt et al., Science **309**, 749 (2005)
 [23] T. Rosenband et al., Science **319**, 1808 (2009)
 [24] J. Labaziewicz et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 013001 (2008)
 [25] D. Porras und J. I. Cirac, Phys. Rev. Lett. **92**, 207901 (2004)
 [26] R. Schmied, J. Wesenberg und D. Leibfried, Phys. Rev. Lett. **102**, 233002 (2009)
 [27] A. Friedenauer et al., Nature Physics **4**, 757 (2008); R. J. Clark et al., J. Appl. Phys. **105**, 013114 (2009)

DER AUTOR

Dietrich Leibfried (FV Quantenoptik / Photonik) beschäftigte sich in seiner Diplom- und Doktorarbeit bei Theodor Hänsch am MPI für Quantenoptik mit der Präzisions-spektroskopie am atomaren Wasserstoff. Danach ging er für zwei Jahre als Postdoktorand zu Dave Wineland ans NIST in Boulder, Colorado (USA), wo er zum ersten Mal mit gefangenen Ionen konfrontiert wurde. In den folgenden drei Jahren, als Assistent bei Rainer Blatt in Innsbruck, konnte er die Aufbauphase der dortigen Ionenfallen-Experimente mitgestalten, bevor er 2001 auf eine permanente Stelle ans NIST zurückkehrte. Inzwischen hat er sich an der Universität Innsbruck habilitiert. Neben der Physik versucht er sich an der Erziehung seiner Kinder, am Laufen, Rad- und Skifahren und anderen atemberaubenden Freizeitbeschäftigungen.



Irrtum und Preisänderungen vorbehalten.



L. L. Christensen, G. Schilling

Unser Fenster zum Weltraum

132 Seiten, 87 Abbildungen, davon 87 in Farbe. Geb., 24,90 € ISBN: 978-3-527-40867-2

Unser Fenster zum Weltraum ist die offizielle Publikation der IAU zum Internationalen Jahr der Astronomie 2009 und enthält die Begleit-DVD Eyes on the Skies. Sowohl im Buch als auch im Film wird das Teleskop in all seinen Facetten beleuchtet – seine historische Entwicklungsgeschichte, seine Bedeutung für die Wissenschaft, die technologischen Durchbrüche sowie die Menschen hinter dieser bahnbrechenden Erfindung, ihre Erfolge und ihre Misserfolge.

Die offizielle DVD zum Internationalen Jahr der Astronomie 2009 erzählt in aufregenden 59 Minuten die Geschichte des Teleskops, ergänzt durch einmalige Aufnahmen internationaler Observatorien und vieles mehr.

L. L. Christensen, R. Fosbury und R. L. Hurt

Verborgenes Universum

146 Seiten, 82 Abb., davon 82 in Farbe. Geb., 24,90 € ISBN: 978-3-527-40868-9



Die Autoren des hocheffolgreichen „Hubble – 15 Jahre auf Entdeckungsreise“ legen im selben bewährten Stil ein weiteres Werk vor, pünktlich zum Internationalen Jahr der Astronomie 2009.

Über Jahrtausende war unser Vermögen, das Universum zu sehen und zu verstehen, beschränkt auf den kleinen Streifen des Spektrums, welcher dem menschlichen Auge zugänglich ist. Erst in den letzten 50 Jahren hat eine Folge technischer Entwicklungen uns Zugang verschafft zu den Domänen der Radiowellen, der Röntgenstrahlen, des UV- und des Infrarotlichts. Schicht für Schicht wurde eine Realität enthüllt, die völlig anders ist als die uns aus dem sichtbaren scheinbar bekannte. Dieses Buch vermittelt die grundlegende Änderung unseres Weltbildes durch die Erweiterung unserer Wahrnehmung auf das gesamte Spektrum der Strahlung.

Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, POB 10 11 61, D-69451 Weinheim, Tel: 49 (0) 6201/606-400 Fax: 49 (0) 6201/606-184, E-Mail: service@wiley-vch.de, www.wiley-vch.de

