

# Ein atomarer Abakus

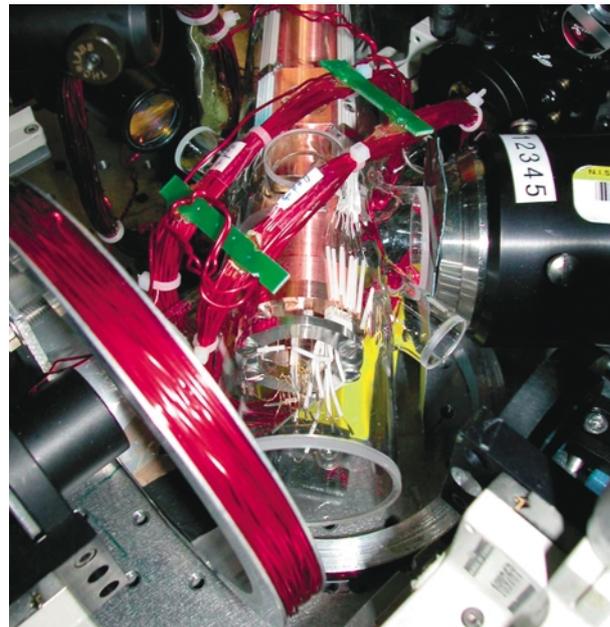
In Fallen gefangene und mit Lasern manipulierte Ionen könnten eines Tages zu einem praktisch nutzbaren Quantencomputer führen

Dietrich Leibfried und Tobias Schätz

Ein Quantencomputer wäre dank der quantenmechanischen Überlagerung vieler Zustände in der Lage, Probleme zu lösen, welche die Kapazität selbst der größten konventionellen Hochleistungsrechner sprengen. Nachdem es zum Beispiel mit Ionen in Fallen bereits gelungen ist, einzelne Quanten-Rechengatter zu realisieren, besteht die Herausforderung nun in der Skalierung auf größere Rechner-Architekturen.

Computer haben in den letzten 20 Jahren so enorm an Leistungsfähigkeit gewonnen, dass man vermuten könnte, es gäbe kein Problem, das zu schwierig für sie wäre. Tatsächlich ist diese Ansicht weit von der Realität entfernt. Schon die unschuldig wirkende Aufgabe, etwa 150 Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen, zum Beispiel Elektronen, quantenmechanisch zu beschreiben, sprengt die Kapazität jedes vorstellbaren klassischen Computers. Der Hilbert-Raum des kollektiven Spins dieser 150 Elektronen hat  $2^{150} \approx 10^{45}$  Dimensionen, die entsprechende Dichtematrix  $10^{90}$  Einträge. Nach Schätzungen enthält unser Universum etwa  $10^{90}$  Protonen, daher scheint es unmöglich, einen herkömmlichen Rechner mit der entsprechenden Kapazität zu bauen. Der Quantencomputer zur Simulation der 150 Elektronen dagegen würde vermutlich nur einige 100 Quantenbits (Qubits) benötigen. Wer also quantenmechanische Vielteilchensysteme vollständig beschreiben oder simulieren möchte, wird kaum auf einen Quantencomputer verzichten können. Richard Feynman hat 1981 diese Herausforderung erkannt und darüber spekuliert, ob Physiker eines Tages quantenmechanische Rechenmaschinen zur Lösung ihrer Probleme einsetzen würden.

Obwohl David Deutsch zwischen 1982 und 1985 mit Arbeiten über Quanten-Turing-Maschinen den informationstheoretischen Grundstock des Quanten-Computers gelegt hatte, hob erst Peter Shors Durchbruch 1994 dieses neue Feld aus seinem Mauerblümchendasein. Shor fand einen Algorithmus, mit dem sich große ganze Zahlen effizient in ihre Primfaktoren zerlegen lassen. Der Rechenaufwand aller vorher bekannten Verfahren wächst exponentiell mit der Größe der Zahl, in Shors Algorithmus dagegen nur wie ein Polynom. Die Schere zwischen exponentiellem und durch ein Polynom begrenztem Wachstum klafft so weit auseinander, dass die zu faktorisierende Zahl nur groß genug sein muss, um zu garantieren, dass der Quantencomputer



Ähnlich wie bei den Schältröhren der ersten klassischen Layouts befindet sich das Herzstück des atomaren Abakus, der Fallenchip (vgl. Abb. 3), in einer evakuierten Glasröhre. Zusätzlich ist er von einem zylinderförmigen Kupferresonator umgeben und daher nicht zu sehen. Die Laserstrahlen zur Manipulation der Qubits werden durch die vier kleinen Fenster eingekoppelt, die unter  $45^\circ$  zur großen Glasröhre angebracht sind. Der schwarze Zylinder auf der rechten Seite enthält die Optik des Detektionssystems. Die roten Spulen dienen zur Erzeugung eines Magnetfeldes, das die Quantisierungsachse der Qubits definiert.

schneller fertig wird als der beste klassische Computer. Damit stellt Shors Algorithmus viele heutzutage gängige Verschlüsselungsverfahren in Frage, die zum Beispiel von Banken für den Kreditkartenverkehr oder von Nachrichtendiensten eingesetzt werden, da deren Sicherheit auf der Schwierigkeit beruht, große Zahlen zu faktorisieren. Inzwischen wurden weitere Quantenalgorithmen gefunden, zum Beispiel der Algorithmus von Grover, der eine effizientere Suche in großen Listen erlaubt. Darüber hinaus gibt es viele interessante Kandidaten für Simulationen von quantenmechanischen Vielteilchensystemen, wie zum Beispiel das Hubbard-Modell der Supraleitung. Im Gegensatz zu den oben erwähnten Algorithmen, die erst mit mehreren 1000 Qubits ernstzunehmende Gewinne an Rechenzeit erwarten lassen, könnten schon relativ kleine Quantencomputer mit etwa 50 Qubits effizienter als Simula-

Dr. Dietrich Leibfried und Dr. Tobias Schätz, University of Colorado und National Institute of Standards and Technology, 325 Broadway, Boulder, CO 80305, Colorado, USA

tionen auf klassischen Computern werden. Auch praktische Umsetzungen von Quantenkommunikation und Kryptographie könnten von kleineren Quantencomputern, die relativ einfache Aufgaben erfüllen, profitieren. An Motivation, das Konzept in die Praxis umzusetzen, mangelt es also nicht; der einzige Haken ist, dass bis heute niemand einen praktisch verwendbaren Quantencomputer bauen kann.

### Anforderungen an einen Quantencomputer

In einem klassischen Computer können die Bits, die kleinsten Informationseinheiten, zwei Werte annehmen, null und eins. Analog ist ein Quantenbit (Qubit) ein Quantensystem mit zwei Niveaus und Eigenfunktionen  $|\downarrow\rangle$  und  $|\uparrow\rangle$ . Im Gegensatz zu klassischen Bits erlaubt das Superpositionsprinzip aber Überlagerungen von Qubit-Werten als Speichereinträge. So können z. B. zwei Qubits als  $\alpha_0|\downarrow\downarrow\rangle + \alpha_1|\downarrow\uparrow\rangle + \alpha_2|\uparrow\downarrow\rangle + \alpha_3|\uparrow\uparrow\rangle$  präpariert werden. Allgemein kann man für  $N$  Qubits  $2^N$  Eingangswerte überlagern, d. h. die Zahl der überlagerten Zustände wächst exponentiell. Das zweite Grundelement klassischer Computer sind Gatter, die Bits verknüpfen. Diese werden durch umkehrbare unitäre Quantenoperatoren ersetzt. Beim klassischen Computer gibt es *universelle* Gattersätze, aus denen sich alle möglichen logischen Operationen aufbauen lassen. Zwei solche Sätze sind (NOT, AND) und sogar NAND allein. Analog gibt es Sätze von elementaren Operationen, aus denen alle möglichen unitären Operationen aufgebaut werden können. Üblicherweise besteht der Satz aus beliebigen Ein-Qubit-Rotationen  $U(\alpha, \beta)$  mit  $U(\alpha, \beta)|\downarrow\rangle = \alpha|\downarrow\rangle + \beta|\uparrow\rangle$ ,  $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$  und einer Zwei-Qubit-Operation. Viele Zwei-Qubit-Operationen können einen Produktzustand wie z. B.  $1/\sqrt{2}(|\downarrow\downarrow\rangle + |\uparrow\uparrow\rangle)|\downarrow\rangle$  in

einen *verschränkten* Zustand überführen, d. h. einen Zustand, der nicht als Produkt der einzelnen Qubits geschrieben werden kann, z. B.  $1/\sqrt{2}(|\downarrow\downarrow\rangle + |\uparrow\uparrow\rangle)$ . Beliebte Beispiele sind das *controlled-NOT*-Gatter mit Wahrheitstafel

$$\begin{array}{l} |\downarrow\rangle|\downarrow\rangle \rightarrow |\downarrow\rangle|\downarrow\rangle \\ |\downarrow\rangle|\uparrow\rangle \rightarrow |\downarrow\rangle|\uparrow\rangle \\ |\uparrow\rangle|\downarrow\rangle \rightarrow |\uparrow\rangle|\uparrow\rangle \\ |\uparrow\rangle|\uparrow\rangle \rightarrow |\uparrow\rangle|\downarrow\rangle, \end{array}$$

das genau die oben erwähnte Transformation bewerkstelligt und *controlled-Phase*-Gatter, zum Beispiel

$$\begin{array}{l} |\downarrow\rangle|\downarrow\rangle \rightarrow |\downarrow\rangle|\downarrow\rangle \\ |\downarrow\rangle|\uparrow\rangle \rightarrow |\downarrow\rangle|\uparrow\rangle \\ |\uparrow\rangle|\downarrow\rangle \rightarrow |\uparrow\rangle|\downarrow\rangle \\ |\uparrow\rangle|\uparrow\rangle \rightarrow e^{i\phi}|\uparrow\rangle|\uparrow\rangle, \end{array}$$

mit  $\phi \neq 0$ . Aus beliebigen Ein-Qubit-Rotationen und einem der obigen Gatter lässt sich jede beliebige unitäre Operation auf  $N$  Qubits und damit jedweder Algorithmus zusammensetzen, es handelt sich daher um einen *kompletten Satz universeller Gatter*.

Nun stellt sich die Frage, wie sich solche Gatter realisieren lassen. Nach David DiVincenzo muss jeder Kandidat für einen praktikablen Quantencomputer folgende Forderungen erfüllen [15]:

- ▶ Jedes Qubit muss gut charakterisiert sein, und es muss möglich sein, das System auf viele Qubits zu erweitern (zu skalieren).
- ▶ Alle Qubits müssen in einen wohldefinierten Anfangszustand präparierbar sein, z. B. in  $|\downarrow\downarrow\dots\downarrow\rangle$ .
- ▶ Überlagerungszustände der Qubits dürfen nur auf Zeitskalen zerfallen und dephasieren (allgemein dekohärieren), die viel länger als die Zeit jeder elementaren Gatteroperation ist.

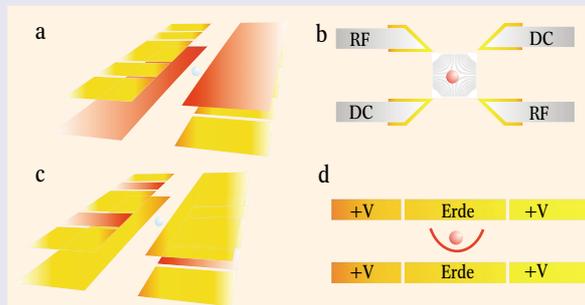
### Ionen in linearen Quadrupolfallen

Die lineare Quadrupolfalle ist eine spezielle Form der Paul-Falle, nahe verwandt mit dem Quadrupol-Massenfilter. Es gibt verschiedene Bauweisen für solche Fallen, aber bei allen wird eine Wechselspannung an Elektroden angelegt, sodass sich in zwei Raumrichtungen (hier radiale Richtungen genannt) eine quadrupolförmiger Verlauf des Wechselfeldes ergibt (Abb. a und b). Das Wechselfeld muss hinreichend schnell und schwach sein, sodass die Ionen zu träge sind, dem Feld weiträumig zu folgen, und im zeitlichen Mittel eine radial einschließende Kraft erfahren. Diese qualitative Forderung lässt sich mit Hilfe von *Stabilitätsbedingungen* streng ausdrücken. Neben der weiträumigeren *Säkularbewegung* im mittleren Potential führen die Ionen auch eine schnelle Bewegung mit kleiner Amplitude bei der Frequenz des Wechselfeldes (Mikrobewegung) aus. Der Einschluss in die Richtung senkrecht

auf beiden radialen Richtungen (hier axiale Richtung genannt) erfolgt in linearen Fallen durch weitere Elektroden (sog. Endkappen), die gegen die Elektroden, über denen die Ionen gefangen werden sollen, auf einem positiven Potential liegen. In einem hinreichend kleinen Raumbereich um die

Gleichgewichtslage der Ionen in einer solchen Anordnung ist auch das Potential in axialer Richtung harmonisch (Abb. c und d). Fallen, die in der Quanteninformation eingesetzt werden, arbeiten mit einem radialen Einschluss, der deutlich stärker ist als der axiale Einschluss. Für mehrere Ionen

ist es daher energetisch am günstigsten, sich wie Perlen auf der Stange eines Abakus entlang der axialen Richtung anzuordnen (Ionenketten). Die Ruhelage der Ionen in der Kette bestimmt sich aus dem Gleichgewicht zwischen ihrer wechselseitigen Coulomb-Abstoßung und der rücktreibenden Kraft des äußeren Fallenpotentials. Entscheidend ist nun, dass die Coulomb-Kraft *alle* Ionen stark aneinander koppelt. Die Bewegung eines Ions ist daher nicht unabhängig von den Nachbarionen in der Kette und wird am besten durch Normalmoden der *kollektiven* Schwingung beschrieben. Im quantenmechanischen Bild entspricht jede Normalmode einem harmonischen Oszillator, an dessen Bewegung alle Ionen teilnehmen und der deshalb dazu dienen kann, die Quanteninformation zwischen verschiedenen Qubit-Ionen zu vermitteln (man spricht deshalb manchmal von einem Quanten-Bus).



**Radialer Feldverlauf und axialer Einschluss einer aus zwei Trägern aufgebauten linearen Quadrupolfalle:** a) Der radiale Einschluss wird durch ein Wechselfeld bei Radiofrequenz (RF) ermöglicht, das an den zwei rot hervorgehobenen durchgehenden Elektroden angelegt ist. Alle anderen Elektroden sind auf Gleichspannung (DC). Daraus ergibt sich ein quadrupolförmiger Feldverlauf, wie im Querschnitt b) angedeutet. c) Der axiale Einschluss wird erreicht, indem die rot hervorgehobenen Elektroden auf höherem Potential gegenüber der mittleren Elektrode liegen. Wie im Längsschnitt d) angedeutet entsteht ein harmonisches Potential entlang der Achse.

- Die möglichen Operationen auf dem System müssen einen universellen Satz von Quantengattern enthalten.
- Es muss eine Möglichkeit geben, den Zustand der Qubits zu messen und in eine klassische Anzeige auszuwerten.

Das dritte Kriterium betrifft die *Dekohärenzzeit* des Systems und verdient noch ein paar weitere Worte, weil es direkt mit dem Übergang von der quantenmechanischen zur klassischen Beschreibung physikalischer Vorgänge zusammenhängt. Dieses seit langem heiß diskutierte Problem wurde schon von Erwin Schrödinger mit seinem berühmten Katzen-Experiment auf den Punkt gebracht. Für ein einzelnes Qubit kann man sich Dekohärenz noch relativ einfach vorstellen. Zum einen kann zumindest der energetisch höher liegende der beiden Qubit-Zustände durch spontanen Zerfall in einen anderen Zustand übergehen.<sup>1)</sup> Zum anderen kann die relative Phase zwischen  $\alpha$  und  $\beta$  in einem Überlagerungszustand  $\alpha|\downarrow\rangle + \beta|\uparrow\rangle$  durch externe Störungen (z. B. Magnetfeldschwankungen) in unkontrollierter Weise verändert werden. Das gestörte Qubit lässt sich aber immer noch durch eine Dichtematrix  $\rho$  beschreiben, in der die Zerfälle die Besetzungswahrscheinlichkeiten (Diagonalelemente) verändern, während die Phasenstörungen den Betrag der Kohärenzen (Nichtdiagonalelemente) verkleinern. Man kann dann die Dekohärenzzeit eines Qubits z. B. als die Zeit definieren, in der der Überlapp der Dichtematrix mit dem ursprünglichen Zustand  $(\alpha|\downarrow\rangle + \beta|\uparrow\rangle)\rho(\alpha|\downarrow\rangle + \beta|\uparrow\rangle)$  auf die Hälfte gefallen ist. Völlig analog lässt sich auch die Dekohärenzzeit eines Überlagerungszustandes vieler Qubits, wie er möglicherweise in einem Quantenrechner auftritt, definieren. Eine spannende physikalische Frage ist es nun, ob diese „großen“ Überlagerungszustände genau so zerfallen wie es die oben erwähnten elementaren Prozesse eines Qubits erwarten lassen, oder ob der Übergang zum klassischen überlagerungsfreien Zustand durch bisher unverstandene Mechanismen verändert wird.

### Architektur der Ionenfallen-Quantencomputer

In den neun Jahren seit Shors Entdeckung hat es eine Menge Vorschläge aus fast jeder Ecke der Physik gegeben, wie ein Quantencomputer in der Praxis aussehen könnte. Auch die erscheinenden Arbeiten über die Theorie der Quanteninformation haben sich vervielfacht.<sup>2)</sup> Welches der hoffnungsvollste Ansatz ist, wird derzeit heiß diskutiert, und zumindest wir glauben, dass sich noch kein klarer Favorit herauskristallisiert hat. Statt also diese Debatte weiter zu vertiefen, wollen wir uns darauf beschränken zu beschreiben, welche Ergebnisse in unserem Arbeitsfeld, der Quanteninformation mit gefangenen Ionen, erzielt wurden und wie wir uns den weiteren Weg zu einem größeren Quantencomputer vorstellen.

Bereits 1995, ein Jahr nach Shors Entdeckung, schlugen Ignacio Cirac und Peter Zoller vor, Ionen in linearen Quadrupol-Fallen als Träger der Qubits für einen Quantencomputer zu verwenden [3] (Infokasten „Ionen in linearen Quadrupolfallen“ und Abb. 1a). Zwei langlebige interne Zustände jedes Ions (etwa verschiedene Hyperfeinzustände) stellen je ein Qubit dar. Der Zustand jedes einzelnen Ions sollte manipuliert werden, indem auf das jeweilige Ion ein Laserstrahl fokussiert wird, der den Übergang zwischen den elektronischen Zuständen resonant treibt. Pulse von definierter

Dauer und Phasenlage können beliebige Superpositionen der beiden Qubit-Zustände erzeugen (sog. Einzel-Ionen-Gatter). Die für einen kompletten Satz universeller Gatter unabdingbaren Zwei-Ionen-Gatter benötigen eine Kopplung zwischen zwei beliebigen Qubits. Cirac und Zoller beschrieben, wie man die gemeinsame Schwingungsanregung aller Ionen der linearen Kette, die *Phononen* des Ionen-Kristalls, zum Informations-transfer zwischen den Ionen-Qubits nutzen kann, um eine CNOT-Gatteroperation zwischen zwei Ionen-Qubits auszuführen. Zum Zeitpunkt ihres Vorschlages war es bereits möglich, die Schwingungsmoden eines gefangenen Ions mit Laserlicht in ihren Grundzustand zu kühlen [4]. Ist der Zustand der Schwingungsmode und des Ziel-Qubits (Z) im Zustand  $|\downarrow\rangle_Z|0\rangle$  initialisiert, so kann man den Gesamtzustand des Systems aus Kontroll-Qubit (K), Ziel-Qubit und Schwingungsmode

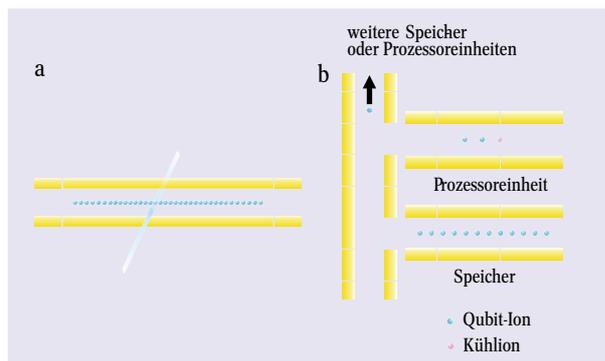


Abb. 1:

► a) Cirac/Zoller-Architektur: Alle Ionen sind in einer langen Kette in einer einzigen linearen Falle angeordnet. Einzelne Qubits werden durch fokussierte Laserstrahlen angesprochen, die keine anderen Qubits beeinflussen. Für Gatter zwischen zwei Qubits wird eine Schwingungsmode ausgenutzt, an der alle Ionen teilnehmen.

► b) Netzwerk-Architektur: Ionen, die gerade an keiner Gatteroperation teilnehmen, werden in einem Speicherbereich verwahrt. Für Gatteroperationen werden die Ionen in eine Prozessoreinheit transportiert. Eine andere Ionensorte dient dazu, die Ionenbewegung im Prozessor und im Speicher zu kühlen, ohne die Qubit-Information zu beeinflussen. Kühlung und Gatteroperationen lassen sich mit unfokussierten Laserstrahlen durchführen, die alle Ionen im jeweiligen Bereich beleuchten.

z. B. als  $(\alpha|\downarrow\rangle_K + \beta|\uparrow\rangle_K)|\downarrow\rangle_Z|0\rangle$  schreiben. Mit Hilfe eines ersten Laserpulses auf dem roten Seitenband (Infokasten „Wechselwirkung gefangener Ionen mit Licht“) lässt sich der interne Zustand des K-Qubits auf den Zustand der Schwingungsmode übertragen. Der Anteil des K-Qubits im Zustand  $|\downarrow\rangle_K$  kann durch das rotverstimte Licht nicht resonant an  $|\uparrow\rangle_K$  ankoppeln, da die Schwingung schon im Grundzustand ist und keine weitere Energie verlieren kann. Anders der Anteil in  $|\uparrow\rangle_K$ , der durch stimulierte Emission eines Photons an die Kombination  $|\downarrow\rangle_K|1\rangle$  ankoppeln kann und dabei die Schwingungsmode in den ersten angeregten Zustand befördert. Nach einem Laserpuls geeigneter Länge (ein sog.  $\pi$ -Puls) ist der Zustand des Gesamtsystems  $|\downarrow\rangle_K|\downarrow\rangle_Z(\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle)$ . Der Zustand des K-Qubits spiegelt sich nun genau im Schwingungszustand des *gesamten* Kristalls (und damit auch des Z-Qubits) wider. Mit einer weiteren etwas komplizierteren Laserpulssequenz auf das Z-Qubit lässt sich dessen interner Zustand invertieren, falls die Schwingungsmode angeregt ist. Auch hier ist die Grundidee, dass bestimmte Übergänge der Sequenz nur resonant sind, falls der Schwingungszu-

1) Generell können auch beide Qubit-Zustände kein Grundzustand des physikalischen Systems sein, dann könnten beide zerfallen.

2) Einen detaillierten Überblick über das Gebiet der Quanteninformation gibt das Buch von Nielsen und Chuang [1], während die meisten derzeit diskutierten Kandidatensysteme in der „Quantum Information Science and Technology Roadmap“ der ARDA näher vorgestellt werden [2].

stand angeregt ist. Der Zustand geht in  $|\downarrow\rangle_K (\alpha|\downarrow\rangle_Z|0\rangle + \beta|\uparrow\rangle_Z|1\rangle)$  über. Mit einem letzten roten Seitenband-Puls auf das K-Qubit schreibt man den Zustand der Schwingungsmoden wieder in das K-Qubit zurück und erhält  $(\alpha|\downarrow\rangle_K|\downarrow\rangle_Z + \beta|\uparrow\rangle_K|\uparrow\rangle_Z)|0\rangle$ . Hier wird der Unterschied zu einem klassischen Gatter deutlich. Befindet sich das K-Qubit anfänglich in einem Superpositions-Zustand ( $|\alpha|, |\beta| > 0$ ), so ist nach Ausführung des Gatters der Zustand des Z-Qubits mit dem des K-Qubits verschränkt, d. h. der Zustand lässt sich nicht mehr als Produkt von zwei Ein-Qubit-Zuständen schreiben. Ein zweiter Punkt, der später noch wichtig wird, ist, dass der Zustand der Schwingungsmoden nach Vollendung des Gatters nur im Produkt mit den Qubit-Zuständen auftritt, und daher *nicht* mit den Qubits verschränkt ist.

Diese brillante Grundidee motivierte eine Reihe von Gruppen, die experimentelle Umsetzung eines Quantencomputers mit gefangenen Ionen zu versuchen (eine Liste der Gruppen ist in [2] enthalten), und relativ schnell waren Fortschritte zu verzeichnen. Der zweite Teil der Gatter-Operation, die Inversion des Qubit-Zustandes abhängig vom Zustand der Schwingungsmoden, wurde noch im Jahre 1995 mit einem einzelnen gefangenen Ion experimentell verwirklicht [5].<sup>3)</sup> Die experimentelle Arbeit an Cirac und Zollers Vorschlag wurde erfolgreich fortgesetzt, und gipfelte bisher in der Demonstration der CNOT-Gatteroperation an der Universität Innsbruck [13].<sup>4)</sup> Bald wurden aber auch Schwierigkeiten erkannt, diesen Ansatz mit deutlich mehr als zehn Ionen zu verwirklichen. Um etwa die individuelle Adressierbarkeit der Ionen zu gewährleisten, muss ihr gegenseitiger Abstand deutlich größer sein als der Laserstrahldurchmesser, dem durch Beugungseffekte eine untere Schranke gesetzt wird. Für eine wachsende Zahl

von Ionen erzwingt dies einen immer schwächeren axialen Einschluss, gleichbedeutend mit kleineren axialen Schwingungsfrequenzen. Zudem fügt jedes zusätzliche Ion dem Phononenspektrum des Ionen-Kristalls drei neue Schwingungsmoden hinzu. Die bisher demonstrierten Methoden der Laserkühlung in den Grundzustand des Fallenpotentials funktionieren aber nur im sog. Lamb-Dicke-Regime (Infokasten „Wechselwirkung ...“), das nur bei relativ hohen Schwingungsfrequenzen einfach durch Doppler-Laservorkühlung erreicht werden kann. Das Hinzufügen weiterer Schwingungsmoden führt auch zu dem spektroskopischen Problem, alle diese Moden und auch deren Summen- und Differenzkomponenten in einem zunehmend komplexeren Spektrum der Seitenbänder korrekt zu identifizieren und zu kühlen. Darüber hinaus wird es immer schwieriger, beim Treiben eines Übergangs ungewollte Kopplungen an andere naheliegende Komponenten zu unterdrücken. Präzise Gatteroperationen erfordern aber diese Unterdrückung und müssen daher immer langsamer ausgeführt werden (die spektrale Auflösung eines Pulses ist durch die Fourier-Transformierte seines zeitlichen Verlaufs begrenzt und kann nicht höher sein als ungefähr seine inverse Dauer).

Angesichts dieser Schwierigkeiten schlug die Gruppe um David Wineland am National Institute of Standards and Technology (NIST) in Boulder 1998 eine neuartige Architektur des Ionenfallen-Computers vor, die Skalierbarkeit realistischer erscheinen lässt [6]. Die ursprüngliche lineare Falle soll in ein Netzwerk vieler unabhängig kontrollierbarer Fallen unterteilt werden (Abb. 1b), die es erlauben, Qubits für unterschiedliche Abschnitte des Algorithmus zu speichern oder sie zwischen verschiedenen Abschnitten des Netzwerkes hin und her zu

3) vgl. Phys. Blätter, März 1996, S. 205

4) vgl. Physik Journal, Juni 2003, S. 17

### Wechselwirkung gefangener Ionen mit Licht

Am einfachsten kann man die Wechselwirkung eines harmonisch gebundenen Ions mit Licht in einem klassischen Bild verstehen. Beschränkt man sich auf zwei elektronische Zustände  $|\downarrow\rangle$  und  $|\uparrow\rangle$  mit Energiedifferenz  $\Delta E$ , so kann ein *ruhendes* Atom nur in Resonanz mit dem Lichtfeld sein, wenn dessen Frequenz  $\nu$  die Resonanzbedingung  $h\nu = \Delta E$  erfüllt ( $h$  ist die Planck-Konstante). Bewegt sich das Atom dagegen harmonisch, so erscheint das Licht *im Ruhesystem* des Ions durch den Doppler-Effekt sinusförmig phasenmoduliert. Die Phasenmodulation erzeugt neue Frequenzkomponenten (sog. Seitenbänder) bei  $\nu \pm m\nu_b$  wobei  $\nu_b$  die Frequenz der harmonischen Bewegung des Ions und  $m$  eine natürliche Zahl ist. Das *bewegte* Ion kann daher auch resonant elektronische Übergänge ausführen, falls  $\Delta E = h(\nu \pm m\nu_b)$  für ein geeignetes  $m$  gilt. Die Stärke der Phasenmodulation und damit der Seitenbänder hängt vom Verhältnis der Oszillationsamplitude zur Well-

lenlänge des Lichtes ab. Dieses klassische Bild lässt sich direkt in ein quantenmechanisches übertragen: Nun ist der harmonische Oszillator quantisiert mit Energieeigenzuständen  $|n\rangle$ , und ein Übergang auf einem Seitenband entspricht einer gleichzeitigen Änderung des elektronischen und des Bewegungszustandes. Die Energieerhaltung fordert, dass z. B. bei der Absorption eines Photons mit Frequenz  $\nu - \nu_b$  sich die Energie der Bewegung um ein Bewegungsquant  $h\nu_b$  verringert, während der elektronische Zustand vom energetisch niedrigeren in den höheren wechselt.

Umgekehrt, falls sich das Ion im energetisch höheren Zustand befindet, führt das Lichtfeld auf der Seitenbandfrequenz zur stimulierten Emission eines Photons bei derselben Frequenz  $\nu - \nu_b$ . Da sich die Energie des elektronischen Zustands um  $\Delta E$  geändert hat, bleibt ein Überschuss von  $h\nu_b$ , der die Bewegungsenergie des harmonischen Oszillators um ein Quant erhöht. Insgesamt

führt diese Anregung also zu einer Rabi-Oszillation  $|\downarrow\rangle|n\rangle \leftrightarrow |\uparrow\rangle|n-1\rangle$ . Da die Übergangsfrequenz gegen die Ruheresonanz rotverstimmt ist, spricht man von einem roten Seitenbandübergang und analog von einem blauen Seitenbandübergang für die Absorption eines Photons bei  $\nu + \nu_b$ , dabei oszilliert der Zustand zwischen  $|\downarrow\rangle|n\rangle$  und  $|\uparrow\rangle|n+1\rangle$ . Die Zustände des harmonischen Oszillators mit Energieerwartungswert  $\langle E_b \rangle = h\nu_b (\bar{n} + 1/2)$  haben eine ungefähre räumliche Ausdehnung  $(2(\bar{n}+1))^{1/2}z_0$ , wobei  $z_0$  die Ausdehnung des Grundzustands ist. Die Modulationstiefe und damit die Stärke der Seitenbänder, die das Ion erfährt, ist daher ungefähr proportional zu  $(2(\bar{n}+1))^{1/2}kz_0$ , wobei  $k=2\pi/\lambda$  der Wellenvektor des Lichtes ist. Der Skalenfaktor  $\eta = kz_0$  wird Lamb-Dicke-Faktor genannt und ist ein wichtiger Parameter, um die Wechselwirkung der Ionen mit Laserlicht zu charakterisieren. Ist  $(2(\bar{n}+1))^{1/2}\eta \ll 1$ , so ist der Modulationsindex gering, die

Seitenbänder mit  $m=1$  sind schwach gegen den Träger und höhere Seitenbänder können vernachlässigt werden. Man spricht dann davon, im *Lamb-Dicke-Regime* zu arbeiten. Alle Experimente, die in diesem Artikel erwähnt werden, fanden in diesem Regime statt.

Zum Auslesen des Qubit-Zustandes bedient man sich wieder eines schon länger bekannten Tricks aus der Atomphysik. Einer der Qubit-Zustände koppelt an einen geschlossenen Übergang zu einem kurzlebigen Niveau, während der andere Zustand keinen erlaubten Übergang zu diesem Niveau hat. Ist das Qubit im ersten Zustand, so können viele Photonen (typisch etwa  $10^5$ ) auf dem geschlossenen Übergang gestreut werden, während im anderen Zustand keine Fluoreszenzstreuung stattfindet. Selbst wenn nur wenige (typisch  $1/1000$ ) der gestreuten Photonen letztendlich nachgewiesen werden, kann man den Zustand des Qubits mit hoher Sicherheit ermitteln.

transportieren, ähnlich den Holzperlen an den Stangen eines Abakuses. Dies lässt sich durch kontrolliertes Verändern der Spannungen an den Fallenelektroden und damit der elektromagnetischen Potentiale, in denen die Ionen gehalten werden, erreichen und ist möglich, weil der Bewegungszustand aller Qubits nur zum Informationstransfer *während* einer Gatteroperation benutzt wird. Sobald das Gatter beendet ist, faktoriert der Gesamtzustand in die internen Zustände der Qubits und einen Bewegungsanteil (siehe oben)

$$|\Psi\rangle = (\alpha_0|\downarrow\dots\downarrow\rangle + \alpha_1|\downarrow\dots\downarrow\uparrow\rangle + \dots + \alpha_n|\uparrow\dots\uparrow\rangle)|\Phi_{\text{Bew}}\rangle.$$

Da keine Verschränkung zwischen Bewegung und Qubit-Zuständen existiert, kann man den Bewegungsanteil manipulieren, ohne den Zustand der Qubits zu beeinflussen. Sogar explizit dekohärente Manipulationen der Bewegung, wie zum Beispiel Laserkühlung mit der damit verbundenen spontanen Emission von Photonen, sind zulässig, solange nur die internen Zustände der Qubits unangetastet bleiben. Qubits, die gerade an keiner Gatteroperation teilnehmen, können in einer „Speicher“-Falle zwischengelagert werden, in der sie vor störenden Einflüssen, wie z. B. Streulicht, geschützt sind (Abb. 1b). Aus den oben genannten Gründen spielt der Bewegungszustand der Ionen in dieser Speicherregion keine Rolle, daher ist es nicht nötig, sie während ihrer Verwahrung im Grundzustand ihrer Bewegung zu halten. Für Einzel-Ionen-Gatter kann ein Qubit-Ion vom Rest abgesondert und in eine weitere isolierte „Prozessor“-Region des Fallen-Netzwerkes verbracht werden. Dort lässt es sich mit einem relativ ausgedehnten Laserstrahl manipulieren, ohne andere Qubits mit dem Laserlicht zu treffen. Für Zwei-Ionen-Gatter werden entsprechend zwei Qubit-Ionen aus dem Speicher abgetrennt und in eine Prozessor-Region transportiert. Trotz ausgetüftelter Trenn- und Transportpotentiale, die durch geeignete zeitabhängige Spannungen an den Fallenelektroden hervorgebracht werden, wird eine Aufheizung der Ionen durch ihre Bewegung im Fallen-Netzwerk oder auch andere vom Transport unabhängige Heizmechanismen nicht völlig zu vermeiden sein. Obwohl in der Zwischenzeit mehrere neue Zwei-Ionen-Gattermechanismen vorgeschlagen und experimentell demonstriert wurden, welche auch funktionieren, wenn die Bewegungsmoden nicht perfekt im Grundzustand initialisiert sind (siehe unten), wird es nötig sein, diese vor der Gatteroperation wieder nahe an den Grundzustand zurück zu kühlen.

Die Qubit-Ionen direkt zu kühlen kommt dabei nicht in Betracht, da ihre Laserkühlung zwangsläufig mit unkontrollierten Spontanemissionsprozessen einhergeht, die den internen Zustand verändern. Da aber durch die Coulomb-Abstoßung die Bewegungsmoden aller Ionen in einer Unterfalle stark aneinander gekoppelt sind, genügt es, *ein* Ion mit Laserlicht zu bestrahlen, um *alle* Moden zu kühlen. Um die Qubits hierbei optimal zu schützen und nicht auf individuelle Adressierung des „Kühl“-Ions mit dem Laserstrahl angewiesen zu sein, ist es vorteilhaft, ein anderes Isotop oder ein anderes Element als Kühl-Ion zu verwenden (Abb. 1b). Dann ist die Frequenz des Kühllaserlichts weit gegen den Qubit-Übergang verstimmt, sodass die Qubit-Ionen während der Kühlung praktisch nicht beeinflusst werden. Bemerkenswert ist, dass mit dieser Kühlmethode die maximale Rechenzeit des Ionenfallen-Quantencomputers nicht mehr von der Dekohärenzzeit der Bewegung abhängt, sondern nur durch

die Dekohärenz der internen Zustände beschränkt ist. Die bereits angesprochenen Hyperfein-Grundzustände haben eine Lebensdauer von vielen Jahren, sodass die Dekohärenzzeit hauptsächlich durch Dephasierung, die z. B. von externen Magnetfeldschwankungen hervorgerufen werden kann, beschränkt ist. Für die am NIST verwendeten Beryllium-Ionen wurden in früheren Experimenten Dekohärenzzeiten von mehreren Minuten beobachtet. Natürlich kann man nicht von der Dekohärenzzeit einzelner Qubits direkt auf die eines ganzen Computers, der möglicherweise hochgradig verschränkte Zustände enthält, schließen. Was aber mit solchen Zuständen dann wirklich passiert, ist gerade eine der spannenden, grundlegenden Fragen, deren Antworten man mit einem solchen voll kontrollierbaren Quantensystem näherkommen kann.

In jedem Fall umgeht die oben skizzierte Architektur die Probleme der ursprünglichen Cirac/Zoller-Architektur und gibt der Frage der Skalierbarkeit eine qualitativ verschiedene Antwort. Würde man die Zahl der Qubits in einem Cirac/Zoller-Computer verdoppeln, so müsste man vorher nicht vorhandene Bewegungsmoden kühlen und den Einschluss der Ionen so ändern, dass sie immer noch individuell zu adressieren sind. In der Netzwerk-Architektur dagegen kann man zwei kleinere Computer „zusammenschließen“, d. h. man sorgt dafür, dass Qubit-Ionen über eine Verbindung von einem Modul in das andere überführt werden können. Der zusammengesetzte Computer funktioniert dann aber immer noch mit denselben Parametern wie die kleineren Teilstücke, es kommen keine relevanten neuen Freiheitsgrade hinzu. Umgekehrt heißt das aber, dass man die Machbarkeit dieses Ansatzes demonstrieren kann, indem man ein funktionierendes „minimales“ Modul, das alle Funktionen in sich vereint, herstellt. Im folgenden Abschnitt soll kurz skizziert werden, wie nahe man diesem Ziel experimentell schon gekommen ist.

### Quanten-Fehlerkorrektur

In herkömmlichen Computern ist Fehlerkorrektur alltäglich. So wird in vielen Protokollen zur Datenübertragung ein sog. Paritätsbit an jedes Datenpaket angehängt. Das Paritätsbit gibt an, ob das Datenpaket eine gerade (Paritätsbit 0) oder ungerade Anzahl von Einsen (Paritätsbit 1) enthält. Man kann prüfen, ob während der Übertragung ein Bit im Datenpaket (oder das Paritätsbit) seinen Zustand geändert hat, dann stimmt am anderen Ende die Parität der Daten nicht mehr mit dem Paritätsbit überein und man kann das Datenpaket noch einmal senden. Offensichtlich schützt dieses *Fehlerkorrekturprotokoll* nur gegen eine ungerade Anzahl von Fehlern im Paket, zwei gleichzeitige Bitfehler blieben unentdeckt. Komplizierte Protokolle (etwa die sog. *Hamming-Protokolle*) für klassische Daten erlauben einen weitergehenden Schutz.

Nachdem Qubits in Überlagerungszuständen wie  $\alpha|\downarrow\rangle + \beta|\uparrow\rangle$  existieren, scheint es zunächst überraschend, dass auch für Qubits Fehlerkorrekturprotokolle existieren. Dies ist aber der Fall, und wie Calderbank, Shor und Steane

gezeigt haben, gibt es sogar eine direkte Verwandtschaft zwischen klassischen und Quanten-Fehlerkorrektur-Protokollen [1]. Vor diesen Entdeckungen schien es unmöglich, einen längeren Quantenalgorithmus zuverlässig durchzuführen, da schon kleinste Fehler sich so fortpflanzen würden, dass das Endergebnis keine Aussagekraft mehr hätte. Die Fehlerkorrektur kann dieses Wachstum begrenzen. Theoretisch kann Quanten-Fehlerkorrektur sogar noch mächtiger sein. Sogenannte verkettete Quanten-Fehlerkorrektur-Protokolle (*concatenated codes*) erlauben es, beliebig lange Quantenalgorithmen durchzuführen, da in diesem Fall die Wahrscheinlichkeit, ein falsches Endergebnis zu erhalten, von der Länge des Algorithmus unabhängig werden kann. Um diese *Fehlertoleranz* zu erreichen, muss der Fehler in jeder einzelnen Gatter- und Messoperation unter einer gewissen Schwelle bleiben. Diese *fehler-tolerante Schwelle* wird derzeit zu etwa  $10^{-4}$  Fehlerwahrscheinlichkeit pro Speichereinheit, Gatter- oder Messoperation geschätzt.

## Auf dem Weg zum skalierbaren Quantencomputer

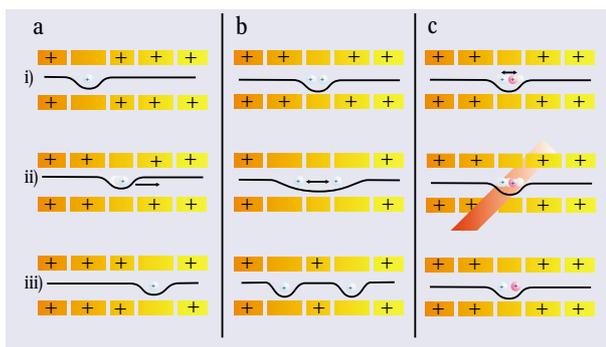
Ein-Qubit-Gatter sind in atomaren Systemen kein großes Problem, da sie sich durch die schon lange experimentell untersuchten Rabi-Oszillationen verwirklichen lassen. Nach der bereits erwähnten Realisierung eines Gatters zwischen der Bewegung und dem internen Qubit-Zustand eines Ions [5] wurde noch eine Reihe von Experimenten mit einem Ion durchgeführt, so wurde z. B. an der Universität Innsbruck der Deutsch-Josza-Algorithmus [1] für zwei Qubits (interner Zustand und Bewegung eines Kalzium-Ions) demonstriert [7] und am NIST in Boulder ein universeller Quantensimulator für kontinuierliche Variablen (Ort und Impuls eines Ions) betrieben [8]. Das erste universelle Zwei-Qubit-Gatter mit gefangenen Ionen beruhte auf einem Vorschlag von Anders Sørensen und Klaus Mølmer [9] und wurde 2000 am NIST mit einer Verlässlichkeit (Fidelity)<sup>5)</sup> von etwa 83 % implementiert [10]. Mit demselben Gattermechanismus gelang es auch, vier Qubit-Ionen miteinander zu verschränken.

Die erste Falle mit mehreren Speicherzonen wurde 2001 am NIST in Betrieb genommen. Es handelte sich um eine lineare Anordnung mit drei Unterzonen. In dieser Falle wurde ein Ion in 28  $\mu\text{s}$  über etwa 1,2 mm von einem Ende der Anordnung zum anderen verschoben (Abb. 2a). Die Verschiebegeschwindigkeit war langsam genug, um das Ion nicht aus dem Grundzustand des sich bewegenden Potentials zu heben, sodass keine nennenswerte Anregung auftrat [11]. Deutlich schwieriger war es, zwei Ionen, die ursprünglich in einer gemeinsamen Potentialmulde gespeichert waren, auf zwei völlig getrennte Fallenabschnitte aufzuteilen (Abb. 2b). Dies gelang anfänglich nur unter einer Aufheizung der Bewegung auf eine mittlere Besetzungszahl von etwa 150 [11]. In der zweiten Generation der Multi-Zonen Fallen, die dieses Jahr am NIST in Betrieb genommen wurde (Abb. 3) wurde die Elektrodengeometrie für die Ionenseparation maßgeschneidert. Es gelingt nun, die Ionen in 250  $\mu\text{s}$  aus einer gemeinsamen Potentialmulde in zwei getrennte aufzuteilen, wobei sich die Ionen nur auf eine mittlere Besetzungszahl von etwa drei aufheizen. Diese Anregung der Bewegungsmoden und auch

5) Die Fidelity ist definiert als der Überlapp des tatsächlich produzierten Zustands, dargestellt durch seine Dichtematrix  $\rho$ , mit dem gewünschten Endzustand  $\Psi_{\text{id}}$ . Unkontrollierte Störungen während der Präparation sorgen dafür, dass der jeweils erreichte Zustand für jedes Experiment etwas verschieden aussieht. Da man den quantenmechanischen Zustand nicht mit einer Messung festlegen kann, lässt sich nur der im Mittel hergestellte Zustand bestimmen und das Ergebnis durch eine Dichtematrix repräsentieren. Die Fidelity ist dann durch  $F = \langle \Psi_{\text{id}} | \rho | \Psi_{\text{id}} \rangle$  gegeben.

6) vgl. Physik Journal, Juni 2003, S. 17

7) Die vier Bell-Zustände sind eine Basis des Zwei-Qubit-Hilbert-Raums, die vollständig aus maximal verschränkten Zuständen besteht. Maximal verschränkt sind solche Zustände, bei denen vor der Messung keine Information über die Zustände beider Qubits vorliegt, dann aber die Messung eines der Qubits den Zustand des zweiten Qubits vollständig festlegt. Man kann sich leicht überzeugen, dass dies z. B. für die Basiszustände  $\Phi_{\pm} = 1/\sqrt{2}(|\downarrow\downarrow\rangle \pm |\uparrow\uparrow\rangle)$  und  $\Psi_{\pm} = 1/\sqrt{2}(|\downarrow\uparrow\rangle \pm |\uparrow\downarrow\rangle)$  der Fall ist.



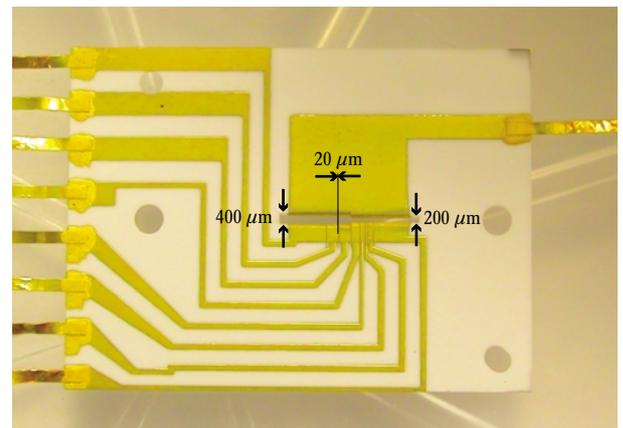
**Abb. 2:** Basisschritte der skalierbaren Architektur. Die Spannung an den umliegenden Elektroden ist schematisch angedeutet.  
 ► a) Transport eines Qubit-Ions zwischen zwei Fallenregionen.  
 ► b) Separation zweier Qubit-Ionen aus einer gemeinsamen Falle in zwei getrennte Fallenpotentiale.  
 ► c) Mitfühlende Kühlung eines Qubit-Ions mit einem Kühlion. Im Experiment wurde neben einem Beryllium-Ion als Qubit-Ion ein Magnesium-Ion als Kühl-Ion eingesetzt. Der Kühlstrahl im Teilbild (c) wird nur vom Kühl-Ion (rot) gestreut, das Qubit-Ion bleibt unangetastet. Am Ende des Kühlpulses sind beide Ionen nahe an ihrem Bewegungsgrundzustand.

andere vergleichbar starke Heizeffekte lassen sich relativ leicht durch die oben beschriebene „mitfühlende“ Kühlung aus dem System entfernen. Im Jahr 2002 gelang am NIST die Kühlung beider Schwingungsmoden eines Mischkristalls aus einem Beryllium- und einem Magnesium-Ion, die gemeinsam in einem Potentialwall gefangen waren (Abb. 2c). Dazu wurde ein mit dem Magnesium-Ion resonanter Laser eingestrahlt, der beide Schwingungsmoden des Mischkristalls nahe an den Grundzustand kühlte. Wie erwartet konnte keine nachteilige Auswirkung des Kühllichtes auf die Kohärenz des Beryllium-Ions, das die Qubit-Information trug, nachgewiesen werden [12].

Dieses Jahr gelang es an der Universität Innsbruck, ein auf individueller Adressierung beruhendes Gatter der Cirac-Zoller-Art mit etwa 70 % Verlässlichkeit zu implementieren [13], während die Gruppe in Boulder ein robustes universelles Phasengatter mit einer Verlässlichkeit von 97 % demonstrierte [14].<sup>6)</sup> Dieses Gatter benötigt keine individuelle Adressierung und funktioniert auch in der Gegenwart eines Kühl-Ions. Es ist daher gut für Gatter innerhalb der Netzwerk-Architektur geeignet.

## Ausblick

Nachdem nun alle Elemente der Netzwerk-Architektur erfolgreich demonstriert sind und gezeigt wurde, dass die fünf Kriterien von DiVincenzo für sich erfüllt werden können, gilt es nun, alle Bausteine in einem Experiment zu kombinieren. Auf dem Wege dahin arbeitet die NIST-Gruppe derzeit mit zwei Qubits in einer Multi-Zonen-Falle, welche mit einem universellen Gatter verschränkt werden. Die verschränkten Ionen werden dann separiert und in zwei verschiedene Fallen transportiert. Dort angekommen wird eine individuelle Rotation am Zustand eines der beiden Ionen ausgeführt. Durch die vorhergehende Verschränkung wird durch diese individuelle Rotation der Zustand beider Qubits beeinflusst, und man kann alle vier Bell-Zustände er-



**Abb. 3:** Elektrodenanordnung der Acht-Segmentfalle. Oben die durchgehende Elektrode, an der das elektrische Wechselfeld angelegt wird, unten die segmentierten Einzelelektroden, an die individuell verschiedene Spannungen angelegt werden können. Die Region über den ersten vier Segmenten von links wird benutzt, um Ionen aus einem Atomofen, die durch Elektronenstoß ionisiert werden, zu laden. Der Abstand zwischen den weiteren vier Segmenten ist auf 200  $\mu\text{m}$  verringert, dort wurden die im Text beschriebenen Experimente zum Ionentransport und zur Ionenseparation durchgeführt. Die Goldelektroden sind auf einen Träger aus Aluminiumoxyd aufgebracht. Die restlichen Elektroden der linearen Quadrupol-Anordnung befinden sich auf einem weiteren Träger, der etwa 200  $\mu\text{m}$  unterhalb des abgebildeten Trägers angebracht wird.

reichen.<sup>7)</sup> Nach der individuellen Rotation werden die Ionen wieder zusammengeführt und in einem letzten Schritt ihr Zustand gemessen. In ersten Experimenten konnte bisher kein schädlicher Einfluss der Ionenbewegung auf den Grad der Verschränkung oder die Qualität der Gatteroperationen nachgewiesen werden. Auch an der Universität Innsbruck sind Experimente in einer segmentierten Falle geplant.

Ein weiterer entscheidender Schritt hin zu großen Quantenrechnern besteht darin, die Voraussetzungen zu schaffen, diese jenseits der sog. *fehlertoleranten Schwelle* zu betreiben (Infokasten „Quanten-Fehlerkorrektur“), da in diesem Parameterbereich beliebig lange Quantenrechnungen möglich sind. Dazu muss die Qualität aller Gatteroperationen um etwa eine Größenordnung gesteigert werden, im Wesentlichen durch bessere Kontrolle von Laserstrahlen und Fallenparametern. Obwohl diese Aufgabe technisch anspruchsvoll ist, sollte es keine fundamentalen Hürden auf dem Weg zu ihrer Lösung geben. Die letzte technische Herausforderung wird die Steuerung der Elektrodenpotentiale und der Laserstrahlen in einem großen Netzwerk sein, in dem tausende von Elektroden und möglicherweise hunderte von Laserstrahlen präzise kontrolliert werden müssen. Diese Aufgabe erscheint auf den ersten Blick erdrückend, trotzdem geben uns die geradezu atemberaubenden Verbesserungen, die auf dem Weg zu immer größeren und komplexeren klassischen Prozessorchips realisiert wurden, die Hoffnung, dass ähnliche Meisterleistungen der Ingenieurskunst auch für Quantenrechner zu erwarten sind, sobald ein funktionierendes und skalierbares Prinzip vorliegt.

### Danksagung

Die beschriebenen Experimente am NIST waren nur durch die hervorragende Arbeit aller derzeitigen und ehemaligen Mitglieder der Gruppe um Dave Wineland möglich, bei denen wir uns herzlich bedanken möchten.

### Literatur

- [1] *M. A. Nielsen* und *I. L. Chuang*, Quantum Computation and Quantum Information, Cambridge University Press, Cambridge 2000  
 [2] <http://qist.lanl.gov/>

- [3] *J. I. Cirac* und *P. Zoller*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4091 (1995)  
 [4] *F. Diedrich* et al., Phys. Rev. Lett. **62**, 403 (1989)  
 [5] *C. Monroe* et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 4715 (1995)  
 [6] *D. Wineland* et al., J. Res. Nat. Inst. Stand. Technol. **103**, 259 (1998); *D. Kielpinski* et al., Nature **417**, 709 (2002)  
 [7] *S. Gulde* et al., Nature **421**, 48 (2003)  
 [8] *D. Leibfried* et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 247901 (2002)  
 [9] *A. Sørensen* und *K. Mølmer*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1971 (1999)  
 [10] *C. A. Sackett* et al., Nature **404**, 256 (2000)  
 [11] *M. Rowe* et al., quant-ph/0205094 (2002) und Quant. Inf. Comp. **4**, 257 (2002)  
 [12] *M. D. Barrett* et al., Phys. Rev. A **68**, 042302 (2003)  
 [13] *F. Schmidt-Kaler* et al., Nature **422**, 408 (2003)  
 [14] *D. Leibfried* et al., Nature **422**, 412 (2003)  
 [15] *D. P. DiVincenzo*, Fortschr. der Phys. **48**, 771 (2000)

### Die Autoren ...

... demonstrieren den Transport eines gefangenen Ions. **Dietrich Leibfried** (links) promovierte 1995 am MPI für Quantenoptik in Garching. Danach ging er für zwei Jahre als Postdoktorand ans National Institute of Standards and Technology (NIST) in Boulder, Colorado, wo er sich erstmals mit der Quanteninformationsverarbeitung mit gefangenen Ionen befasste. Anschließend war er drei Jahre Assistent an der Universität Innsbruck. Im Jahr 2001 kehrte er auf eine permanente Stelle ans NIST zurück. Nebenher versucht er sich u. a. an der Erziehung seiner Kinder, verschiedenen Ballspielen und dem Radfahren. **Tobias Schätz** (rechts) diplomierte an der TU München und promovierte 2001 an der LMU München mit der Realisierung eines kristallinen Ionenstrahls in einem Miniaturspeicherring. Im Anschluss ging er im Rahmen der Phase I des Emmy-Noether-Stipendiums ans NIST, um sich dort am Quantencomputer zu versuchen. Nach bezwungenem Watzmann und erstem Sohn muss er nun nur noch einen Baum pflanzen.

