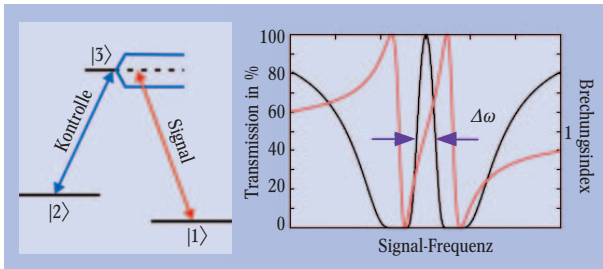


## Licht auf Eis gelegt

**In einem wegweisenden Experiment ist es an der Australian National University gelungen, einen Lichtpuls für über eine Sekunde in einem Festkörper zu speichern und wieder auszulesen.**

Zur Übermittlung von Informationen über große Strecken sind elektromagnetischen Wellen die idealen Träger. So übertragen in modernen Telekommunikationsnetzen Lichtpulse die Informationen durch Glasfasernetze. Entsprechend werden in der Quantenkommunikation



Ein einfaches A-System besteht aus zwei Grundzuständen und einem angeregten Zustand (links). Die durch das Kontroll-Feld hervorgerufene Aufspaltung des angeregten Zustandes führt zu elektromagnetisch induzierter Transparenz, d. h. bei erfüllter Resonanzbedingung steigt die Transmission auf 100 % (rechts, schwarz). Damit einher geht eine extrem steile Dispersion (rot) (aus [2]).

Lichtquanten als Informationsträger eingesetzt. Ein Quantenspeicher für Licht würde es ermöglichen, Quantenbits über große Distanzen auszutauschen. Eine der elegantesten Methoden, einen solchen Speicher zu realisieren, ist das Abbremsen und Speichern von Licht mit langlebigen atomaren Zuständen [2].

Die Geschwindigkeit, mit der sich ein Lichtpuls mit Zentralfrequenz  $\nu = \omega/2\pi$  fortbewegt, ist die Gruppengeschwindigkeit  $v_g = c/(n + \omega(dn/d\omega))$ , mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c = 299\,792\,458$  m/s. Ein hoher Brechungsindex  $n$  alleine genügt nicht, um die Geschwindigkeit des Lichtes um mehrere Größenordnungen zu reduzieren. Ein Diamant etwa, mit einem Brechungsindex  $n = 2,4$ , erreicht nur  $v_g \approx 0,4 c$ . Die inverse Proportionalität der Gruppengeschwindigkeit zur Dispersion ( $v_g \propto (dn/d\omega)^{-1}$ ) erlaubt es aber, einen Lichtpuls auf die Geschwindigkeit eines Flugzeugs zu zwingen. Hohe Dispersion erfährt Licht vor allem, wenn seine Frequenz nahe einer schmalen Resonanz des Mediums liegt. Dort wird es allerdings durch Anregung der kurzlebigen atomaren Zustände absorbiert.

Diese Absorption lässt sich jedoch in einem Medium umgehen, in dem die Zustände ein sog. A-System mit zwei Grundzuständen ( $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$ ) und einem angeregten Zustand ( $|3\rangle$ ) bilden (Abb.). Durch die Kopplung des Grundzustands  $|2\rangle$  mit einem zweiten sog. Kontroll-Lichtfeld wird das angeregte Niveau  $|3\rangle$  in zwei eng benachbarte Niveaus aufgespalten. Wenn der Frequenzunterschied zwischen Kontroll- und Signal-Strahl gerade dem Energieunterschied der Grundzustände  $|1\rangle$  und  $|2\rangle$  entspricht, liegt Zwei-Photonen-Resonanz vor und es tritt destruktive Interferenz zwischen den beiden möglichen Absorptionswegen  $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$  auf. Aufgrund dieser elektromagnetisch induzierten Transparenz (EIT) wird ein zunächst optisch dichtes Medium transparent [3]. Der Signalpuls wird nicht absorbiert, selbst wenn sich alle Atome im Zustand  $|1\rangle$  befinden.

Die Breite des Transmissionsfensters einer EIT-Resonanz ist proportional zur Intensität des Kontroll-Strahls. Je schmaler das Fenster, desto steiler wird die Dispersionskurve. Daher kann bei schwachem Kontroll-Strahl die Gruppengeschwindigkeit des Lichtes auf wenige Meter pro Sekunde reduziert werden. Beliebige kleine Geschwindigkeiten lassen sich so jedoch nicht erreichen. Wird das Transmissionsfenster schmaler als die Fourier-Breite des Pulses, kommt es zu starken Verlusten beim Eintritt in das Medium. Befindet sich der Puls jedoch bereits vollständig im Medium, ist es möglich, durch Veränderung der Intensität des Kontroll-Strahls die Gruppengeschwindigkeit absorptionsfrei auf Null zu senken, während der Puls das Medium durchquert, und den Puls damit zu speichern. Hier hilft bereits eine moderat niedrige Anfangsgruppengeschwindigkeit, denn ein  $1 \mu\text{s}$  langer Puls, der im Vakuum eine Ausdehnung von 300 m hat, wird beim Eindringen in ein Medium, in dem  $v_g = 3000$  m/s gilt, durch die Reduzierung der Geschwindigkeit auf eine Länge von 3 mm gestaucht.

Der Lichtpuls wird im EIT-Medium vollständig in einem kollektiven Zustand der Atome gespeichert, der durch Superposition der beiden Grundzustände  $|1\rangle$  und  $|2\rangle$  gebildet wird [2]. Die maximale Speicherzeit ist dabei durch die Kohärenzzeit dieser Superposition begrenzt.

Die ersten Experimente zur Lichtspeicherung wurden 2001 mit atomaren Gasen durchgeführt. Forschergruppen an der Harvard University gelang es, Speicherzeiten von bis zu 1 ms zu erreichen, die durch Stoßprozesse und Diffusion begrenzt waren.\*)

Für zukünftige Anwendungen ist die Speicherung von Licht in Festkörpern von enormer Bedeutung. Die Lokalisierung der Atome im Kristallgitter verhindert Diffusionsverluste und die aus der Kommunikationstechnologie und Mikrooptik bekannten, robusten Verfahren eignen sich zur Entwicklung, Herstellung und Betrieb der Lichtspeicher.

Der Gruppe um N. B. Manson an der Australian National University (ANU) ist es nun in einem wegweisenden Experiment gelungen, einen Lichtpuls für über eine Sekunde in einem Festkörper zu speichern und wieder auszulesen [1]. Die Erhöhung der Speicherzeit um einen Faktor 1000 im Vergleich zu früheren Experimenten wurde möglich durch eine geschickte Wahl der optisch aktiven Zustände im Festkörper und eine Kombination von starken Magnetfeldern Magnetfeldern und NMR-Techniken.

Als Festkörper verwendeten die ANU-Forscher mit seltenen Erden dotierte Isolatoren. Die optischen Übergänge der seltenen Erden liegen bei relativ gut zu erreichenden Wellenlängen, und bereits 2002 wurden die ersten Lichtpulse in mit Praseodym (Pr) dotiertem  $\text{Y}_2\text{SiO}_5$  für mehrere hundert Mikrosekunden gespeichert [4]. Dekohärenz der empfindlichen Grundzustandssuperposition wird hier überwiegend durch die Yttrium-Wirtsatome hervorgerufen, die am Ort der Pr-Atome fluktuierende Magnetfelder von etwa 0,1 G erzeugen.

Der Einfluss von Magnetfeldfluktuationen lässt sich stark reduzieren, indem man einen Arbeitspunkt wählt, an dem der Zeeman-Effekt erster Ordnung verschwindet. Hier hat, in erster Näherung, eine Änderung des Magnetfelds keinen Einfluss auf den Abstand der Energieniveaus. Diese, für Atomuhren übliche Methode wurde an der ANU zum ersten Mal auf den Zwei-Photonen-Übergang  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$  in  $\text{Pr}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  angewandt. Mit Hilfe eines etwa 783 G starken, genau ausgerichteten Magnetfelds gelang es dort, Kohärenzzeiten bis 82 ms zu erreichen [5].

Der verbleibende Dekohärenz-

\*) vgl. C. Mezes und M. Fleischhauer, Physik Journal, September 2005, S. 17

effekt ist eine Evolution der Phase durch die Energiedifferenz der verschiedenen, an der Superposition beteiligten, Hyperfeinniveaus. Diese lässt sich durch Re-Phasing Pulse, angelehnt an NMR-Spin-Echo-Techniken, rückgängig machen. Durch Kombination dieser beiden Techniken gelang es Mansons Gruppe, die Speicherzeit in Pr:Y<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub> auf über eine Sekunde erhöhen [1]. In einer Reihe von Arbeiten haben sie damit ein Verfahren entwickelt, dass im Prinzip Speicherzeiten bis 30 s ermöglichen sollte [6].

Gespeichertes Licht für die Hosentasche wird allerdings noch etwas auf sich warten lassen. Der experimentelle Aufwand dieses Verfahrens ist enorm. Die Probe sitzt in einem Flüssigheliumkryostaten bei einer Temperatur von 1,5 K, das Biasfeld wird von drei orthogonalen supraleitenden Magneten erzeugt, eine RF-Spule generiert die Rephasing-Puls-Sequenzen und die geringe Linienbreite von 2,5 kHz des optischen Übergangs macht es nötig, einen Farbstofflaser auf unter 1 kHz zu stabilisieren.

Obwohl in dem vorliegenden Experiment nach dem Speichern bisher nur etwa 1 % der ursprünglichen Pulsenergie ausgelesen werden kann, bedingt vor allem durch die geringe optische Dichte der Probe, ist mit diesem vielversprechenden Ansatz ein wichtiger Schritt zur Entwicklung langlebiger Quantenspeicher getan.

DENNIS HEINE UND JÖRG SCHMIEDMAYER

- [1] J. J. Longdell, E. Fraval, M. J. Sellars und N. B. Manson, Phys. Rev. Lett. **95**, 063601 (2005)
- [2] M. Lukin, Rev. Mod. Phys. **75**, 457 (2003)
- [3] S. E. Harris, Physics Today, Juli 1997, S. 36
- [4] A. V. Turukhin, V. S. Sudarshanam und M. S. Shahriar, Phys. Rev. Lett. **88**, 023602 (2002)
- [5] E. Fraval, M. J. Sellars und J. J. Longdell, Phys. Rev. Lett. **92**, 077601 (2004)
- [6] E. Fraval, M. J. Sellars und J. J. Longdell, Phys. Rev. Lett. **95**, 030506 (2005)

## Gleich zu gleich gesellt sich gern

**Korrelationsmessungen an kalten Atomen ermöglichen neue Einsichten in fundamentale Fragen der Quantenphysik.**

Vor etwa 50 Jahren untersuchten die beiden Forscher Robert Hanbury Brown und Richard Twiss (HBT) erstmals die Quantenstatistik von Photonen (s. Kap. 8 von [1]). Ihr Experiment markiert damit in gewissem Sinn den Beginn der modernen Quantenoptik; insbesondere Roy Glauber entwickelte die zugehörige Theorie und erhielt dafür eine Hälfte des Nobelpreises für Physik 2005.<sup>\*)</sup>

Der HBT-Effekt beruht auf der Ununterscheidbarkeit quantenmechanischer Teilchen. Klassische Teilchen mit den gleichen physikalischen Eigenschaften lassen sich im Prinzip numerieren und unterscheiden, quantenmechanische Teilchen wie Photonen oder Elektronen dagegen nicht. Quantenmechanische Teilchen fallen in zwei fundamental

Dipl.-Phys. Dennis Heine und Prof. Dr. Jörg Schmiedmayer, Physikalisches Institut, Universität Heidelberg, Philosophenweg 12, 69120 Heidelberg

vgl. hierzu S. 6 in diesem Heft.