

Motor aus einem einzelnen Atom

Experimentelle Grundlagen für eine Wärmekraftmaschine mit einem einzelnen Atom als Arbeitsmedium

Johannes Roßnagel (1), Nicolas Tolazzi (1), Obinna Abah (2), Prof. Dr. Eric Lutz (2), Prof. Dr. Ferdinand Schmidt-Kaler (1), PD Dr. Kilian Singer (1)

(1) Institut für Physik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 55252 Mainz

(2) Institut für theoretische Physik, Friedrich-Alexander Universität Erlangen-Nürnberg (FAU), 91058 Erlangen

Die Gesetze der Thermodynamik beschreiben das Verhalten der meisten Maschinen in unserem Alltag. Um diese Gesetze die auf kleinsten Skalen besser zu verstehen, wurde ein Konzept für einen Otto-Motor entwickelt, der aus einem einzelnen Teilchen besteht. Ein erster Prototyp dieses Nano-Motors wird an der Johannes Gutenberg-Universität Mainz getestet.

Wärmekraftmaschinen wandeln Wärme in mechanische Arbeit um, wobei sie den natürlichen Fluss von Wärme zwischen zwei Bädern unterschiedlicher Temperatur ausnutzen. Die grundlegenden Gesetze der Thermodynamik stammen von Physikern der Mitte des 19. Jahrhunderts wie Herrmann Helmholtz, Sadi Carnot und James Watt. Die technische Umsetzung dieser Naturgesetze hat zu einer Vielzahl von Motoren geführt, typisch wird ein Arbeitsgas aus 10^{23} Molekülen für einen Automotor verwendet. Selbst bei miniaturisierten Motoren [1,2] mit Abmessungen von wenigen Mikrometern sind immer noch 10^{11} Teilchen am Arbeitszyklus der Maschine beteiligt [1]. Gelten die Gesetze der Thermodynamik auch für einzelne Teilchen? Können bei Verwendung einzelner Teilchen neue, nicht-klassische Effekte ausgenutzt werden, um den Wirkungsgrad einer Wärmekraft-Maschine zu steigern? Mit diesen Fragen beschäftigen sich aktuelle theoretische Studien [3-6].

Um die Thermodynamik mit einzelnen Teilchen zu erforschen bieten sich in einer Paul-Falle gefangene Ionen (einfach positiv geladene Atome) als ideales System an. Einzelne Ionen können dabei von ihrer Umgebung praktisch perfekt temperatur-isoliert gehalten werden und bleiben somit über unbegrenzte Zeit gespeichert. Durch das Einstrahlen von Laserlicht kann man die gefangenen Ionen bis unter ein $1/1000$ Grad Kelvin kühlen. Die Manipulation mit Laserstrahlen und elektrischen Feldern erlaubt es zudem, eine Kopplung der Ionen an Wärmebäder zu realisieren bzw. hochgenaue Information über den Zustand der Ionen zu gewinnen. Zudem können Ionen bei der Anregung mit Laserstrahlung Licht emittieren, welches wir mit einem Kamerasystem aufnehmen, sodass wir die Dynamik einzelner Ionen in Echtzeit ermitteln können.

Eine Ionenfalle [7] erzeugt eine lineare rücktreibende Kraft auf ein vom Fallenzentrum ausgelenktes geladenes Teilchen. Damit wird seine Ortskurve durch eine Sinus-förmige Schwingung beschrieben. Da es sich bei einem Ion um ein quantenmechanisches Wellenpaket handelt, muss die Heisenbergsche Unschärferelation gelten; Ort x und Geschwindigkeit v des Teilchens werden durch eine Wahrscheinlichkeitsverteilung ersetzt. Die Darstellung eines solchen *kohärenten Zustands* in der x - v Ebene kann auch als oszillierendes Wellenpaket mit einer Phase und einer Amplitude verständlich gemacht werden: wie bei einem herkömmlichen Pendel schwingt das Ion im Potential der Falle hin und her (Abb. 1 a) bis c)). Aufgrund dieser Oszillation (mit fester Phase) kann ein kohärenter Zustand

Arbeit verrichten – ähnlich einem sich drehenden Schwungrad. Im Gegensatz dazu hat ein thermischer Zustand keine definierte Phase der Bewegung, sondern stellt eine ungeordnete, statistische Bewegung des Ions dar. Es gibt in dieser Bewegung keine Vorzugsrichtung. Daher ist die quantenmechanische Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Phasenraum x - v eine symmetrische Verteilung um den Ursprung, deren Breite proportional zur Temperatur des Ions ist (Abb. 1 d) und e)).

Die Bewegung eines einzelnen gefangenen Ions in einer herkömmlichen Paul-Falle wird typischerweise durch die Überlagerung von drei unabhängigen Schwingungsmoden entlang der Achsen x , y , und z beschrieben. Im Gegensatz dazu haben wir eine spezielle lineare Paul-Falle mit konisch zulaufenden Fallenelektroden entwickelt (Abb. 2). Diese Geometrie führt zu einem Potential, in dem die Schwingung in der x -Richtung nicht mehr unabhängig von der z -Position ist:

$$V_p(x, y, z) \propto \frac{\omega_{0x}^2 x^2 r_0^4}{(r_0 + z \tan \theta)^4} + \omega_{0z}^2 z^2$$

Die Abmessungen der Falle r_0 , der Winkel θ der Fallenelektroden zur Achse und die Fallenfrequenzen ω in den Richtungen x und z gehen in die Potentialform ein. In diesem Potential wird die Ruheposition eines Ions entlang der z -Achse abhängig von der Ausdehnung seines Zustandes in x -Richtung. Das heißt, dass ein Zustand mit größerer Ausdehnung in Richtung zunehmender z , damit aus dem konischen Trichter der Falle heraus geschoben wird.

Um das Ion in einem thermodynamischen Kreisprozess einer Wärmekraftmaschine anzutreiben wird das Ion in einem ersten Schritt in der x -Richtung aufgeheizt (Abb. 3). Dadurch wird ein thermischer Zustand mit großer Ausdehnung erzeugt. Aufgrund der trichterförmigen Geometrie der Falle wird das Ion dadurch entlang z in Richtung des weiten Endes der Falle gedrückt (b). Wird es daraufhin gekühlt, wird seine x -Verteilung kleiner (c) und es bewegt sich in Richtung des schmalen Endes (d), zurück zum Anfangszustand. Das Ion beschreibt einen geschlossenen thermodynamischen Kreislauf, der dem eines Otto-Motors entspricht (4-Takt Motor eines PKW). Wird dieser Kreislauf resonant mit der Schwingungsfrequenz des Ions in z -Richtung getrieben, wird die in jedem Zyklus erzeugte Energie in einer kohärenten Anregung der z -Schwingung gespeichert und steht als nutzbare Energie zur Verfügung [8]. Wie bei klassischen Wärmekraftmaschinen wird aus der ungeordneten, statistischen Verteilung eines thermischen Zustandes in der x -Richtung ein phasenstarrer, kohärent angeregter Zustand in der z -Richtung erzeugt. Das Ion im *Einzel-Atom-Motor* stellt somit gleichzeitig den Kolben mit Arbeitsgas, sowie Kurbelwelle und Schwungrad dar.

Als ersten experimentellen Test der Maschine haben wir die Verschiebung des Ions in z -Richtung gemessen, die aus einer Ausdehnung des Wellenpakets in x -Richtung resultiert (Schritte (a) und (b) in Abb. 3). Eine definierte Vergrößerung der x -Wellenfunktion erreichen wir durch eine kohärente Anregung dieser Schwingungsbewegung (siehe Abb. 1b)). Dazu wird ein elektrisches Wechselfeld mit der x -Resonanzfrequenz des Ions eingestrahlt. Wir messen aus den Kamera Bildern der Fluoreszenz die Größe des x -Wellenpakets und die daraus resultierende Verschiebung des Schwerpunktes der Verteilung des Ions in z -Richtung. Die gemessenen Daten stimmen mit den erwarteten Werten aus den analytischen Berechnungen des Fallenpotentials überein. Für die Demonstration des Otto Kreislaufs werden zurzeit Laserstrahlen zum Heizen und Kühlen des Ions aufgebaut. Aus numerischen Simulationen erwarten wir eine Temperatur des kalten bzw. heißen Wärmebades von 20 bzw. 200 tausendstel Kelvin, wobei die Maschine eine Effizienz bei maximaler Leistung von 30% erreichen

kann. Die entsprechende Ausgangsleistung beträgt $P \approx 10^{-20} \text{ J/s}$ bei einer Drehzahl von etwa 10^6 U/min . Die entsprechende Leistungsdichte in Bezug auf die Masse ergibt $P/m \approx 10^6 \text{ J/(s kg)}$.

Quanten-Systeme bieten die Möglichkeit die Effizienz und Leistung durch Verwendung nicht-klassischer Wärmereservoirs über die Grenze klassischer Systeme zu erhöhen [5-7]. Der Wirkungsgrad der Einzel-Ionen Wärmekraftmaschine kann durch die Kopplung an ein *gequetschtes* Wärmereservoir gesteigert werden [9], welches den Zustand des Ions nicht nur erhitzt sondern zusätzlich im x - v Phasenraum quetscht. Wie in Abb.1 f) skizziert hat ein gequetschter Zustand eine Verteilung mit unterschiedlicher Breite in Ort x und Geschwindigkeit v , die zwischen diesen oszilliert. Da die mittlere Ausdehnung eines solchen gequetschten Zustandes größer ist, als die eines rein thermischen Zustandes, wird das Ion folglich stärker in Richtung des offenen Endes der Falle gedrückt. Dadurch kann die Maschine mehr Arbeit in jedem Umlauf verrichten und der Wirkungsgrad um einen Faktor 4 gesteigert werden. Wollte man diesen Wert mit einem rein thermischen Wärmebad zu erreichen, müsste die Temperaturdifferenz der Bäder um 70% gesteigert werden. Unsere Experimente mit der Ein-Atom Wärmekraftmaschine werden helfen, solche und viele andere Ideen zu testen und ein besseres Verständnis für die Thermodynamik einzelner Atome zu erlangen.

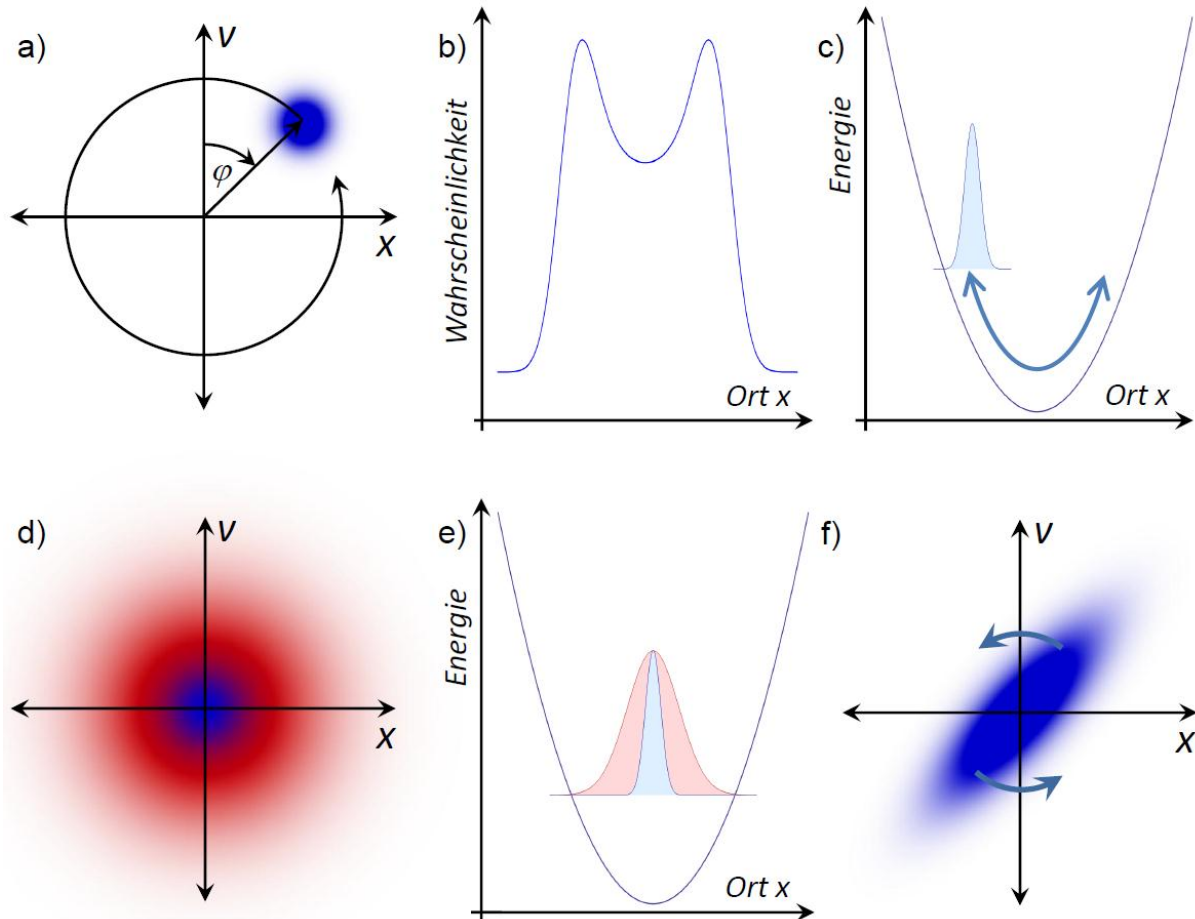


Abb. 1: a) Darstellung eines *kohärenten Zustands* in Ort x und Geschwindigkeit v im Phasenraum. Die Quantenunschärfe stellt sich dar über die endliche Breite der Wahrscheinlichkeitsverteilung (blau). b) Die gemittelte räumliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit des kohärenten Zustandes hat ein Doppelmaximum, jeweils an den Umkehrpunkten der Schwingung. c) Kohärenter Zustand als schwingendes Wellenpaket im Potential der Falle. d) Die Verteilung eines *thermischen Zustands* ist um den Ursprung bei $x=0$ und $v=0$ zentriert. Bei niedriger Temperatur hat die Gauß-förmige Verteilung eine kleinere Ausdehnung (blau) als bei höherer Temperatur (rot). e) Ein thermisches Wellenpaket im Fallenpotential. f) Bei einem gequetschten Zustand oszillieren Orts- und Geschwindigkeitsverteilung.

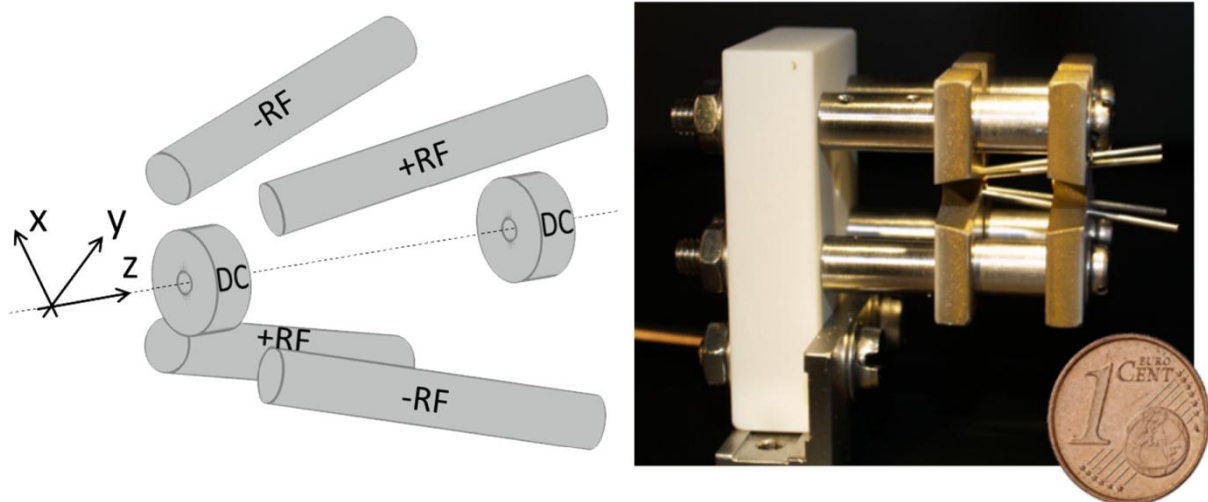


Abb. 2: Design und experimentelle Umsetzung der konischen linearen Falle mit Achsen x , y und z ; An einem isolierenden Keramikhalter hängen die goldbeschichteten Endkappen (DC) in einem Abstand von 8mm. Durch sie geführt stecken die vier konisch zulaufenden Fallenelektroden aus Edelstahl (RF). Ihr diagonaler Abstand beträgt am engen Ende 2mm und am weiten Ende 4,9mm. Typische Schwingungsfrequenzen des Ions betragen in x -Richtung 500kHz und in z -Richtung 30kHz.

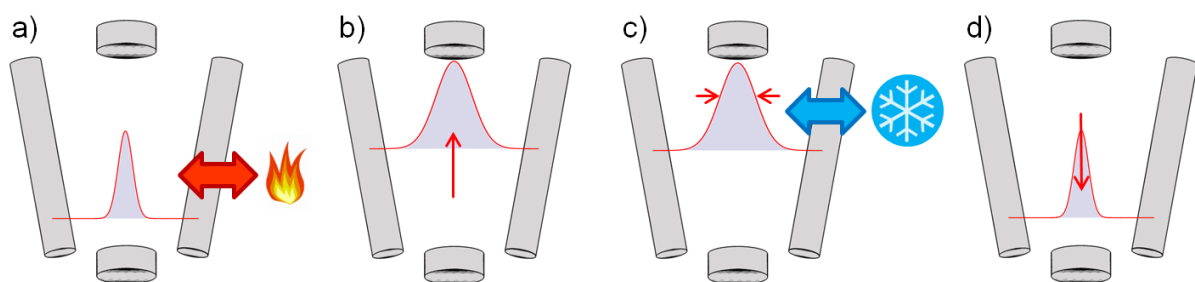


Abb. 3: Schematische Darstellung des Otto-Kreisprozesses aus a) Heizen, b) Expansion, c) Kühlen und d) Kompression.

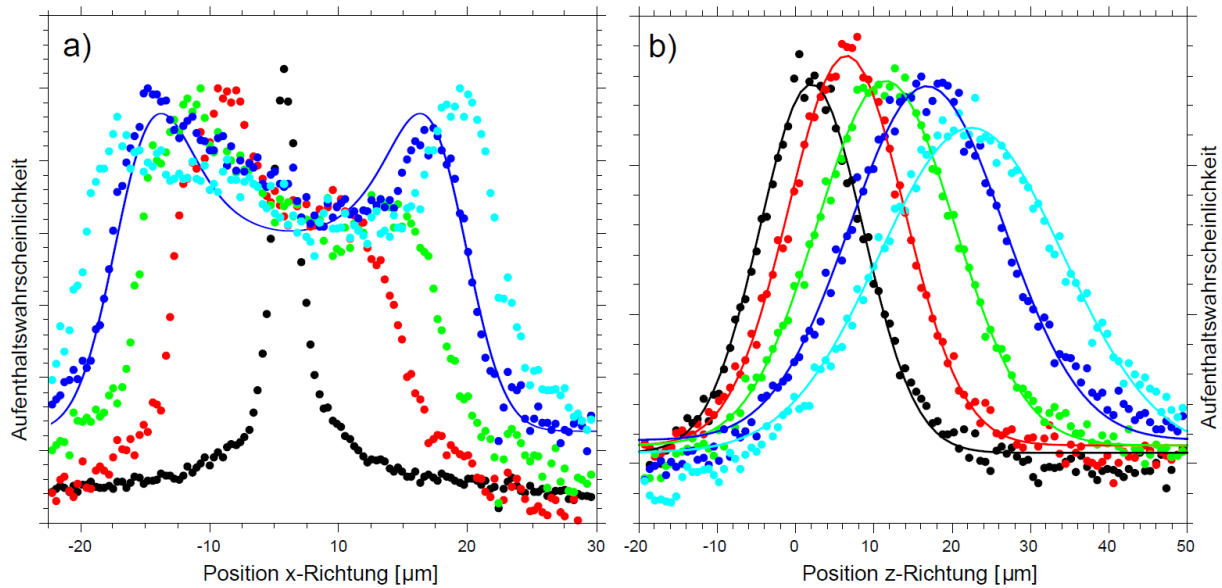


Abb. 4: a) Ausdehnung des Ionen-Wellenpakets in x-Richtung bei verschieden starker Anregung. b) Gleichzeitige Messung der resultierenden Verschiebung des Ionen-Wellenpaketes in z-Richtung. Durch eine x-Ausdehnung von $70 \mu\text{m}$ (entspricht 8 Mio. Phononen) kann eine z-Verschiebung von über $20 \mu\text{m}$ (entspricht 580 Grundzustandswellenpaketen) erreicht werden.

Literaturliste:

- [1] Blicke V. und Bechinger C.: Nature Physics 8, 143-146 (2012)
- [2] Steeneken P.G. *et al.*: Nature Physics 7, 354-359 (2011)
- [3] Scully M.O.: Physical Review Letters 88, 050602 (2002)
- [4] Boukobza E. *et al.*: Physical Review A 87, 063845 (2013)
- [5] Scully M.O. *et al.*: Science 299, 5608 (2003)
- [6] Abah O. und Lutz E.: EPL 106, 20001 (2014)
- [7] Paul W.: Electromagnetic Traps for Charged and Neutral Particles, Nobel Lecture, 1989
- [8] Abah O. *et al.*: Physical Review Letters 109, 203006 (2012)
- [9] Roßnagel J. *et al.*: Physical Review Letters 112, 030602 (2014)

Kontakt:

Johannes Roßnagel

WA Quantum, Institut für Physik

Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Staudingerweg 7

55128 Mainz

Tel: 0049-6131-39-23671

Fax: 0049-6131-39-23428

<http://www.quantenbit.de>

j.rossnagel@uni-mainz.de