

# Schwingende Nanosaiten

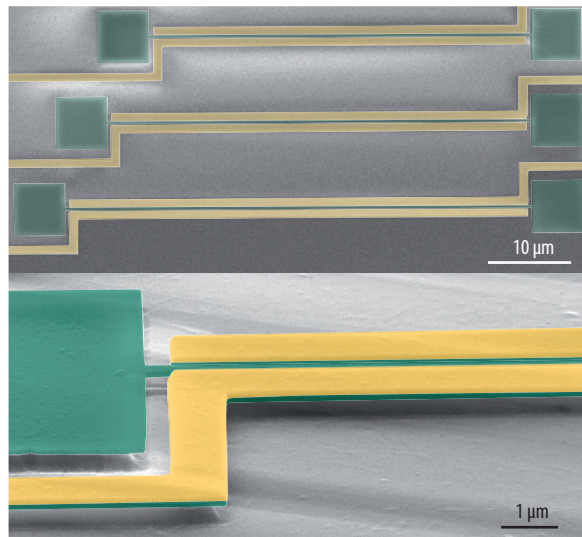
Experimente mit winzigen mechanischen Resonatoren aus Siliziumnitrid zwischen Grundlagenforschung und Anwendung

Thomas Faust, Johannes Rieger, Jörg P. Kotthaus und Eva M. Weig

Moderne Methoden der Mikrostrukturierung erlauben es, freitragende Drähte herzustellen, die bei einer Länge von einigen zehn Mikrometern nur etwa hundert Nanometer schmal sind. In Schwingung versetzt, vibrieren solche nanomechanischen Resonatoren mit Eigenfrequenzen im Radiobereich. Resonatoren hoher Güte lassen sich präzise kontrollieren und erlauben zum Beispiel Einblicke in die kohärente Dynamik zweier gekoppelter klassischer Schwingungsmoden. Ihr Einsatz reicht von hochempfindlicher Sensorik bis hin zur Lösung fundamentaler physikalischer Fragen.

Mechanische Strukturen mit Größen im Mikrometerbereich finden sich in einer Vielzahl von Sensorikanwendungen. So sind sie in Airbags, Spielkonsolen und Smartphones als Beschleunigungssensoren integriert, eignen sich aber z. B. auch zur Gasetektion. Noch weit kleinere, nanomechanische Resonatoren [1] sind aufgrund ihrer deutlich geringeren Massen kaum mehr durch Gravitation oder Trägheitskräfte zu beeinflussen, lassen sich aber weiterhin komplett durch die Gesetze der klassischen Mechanik beschreiben. Aufgrund der winzigen Rückstellkräfte reagieren sie sehr empfindlich auf viele andere Felder. So eignen sich leitende nanomechanische Resonatoren als extrem empfindliche Ladungsdetektoren [2]. Die Kombination mit einem winzigen Magneten ermöglicht es, einzelne Elektronen- und nur wenige Kernspins zu detektieren [3]. Außerdem reicht die Massenempfindlichkeit bis in den Yoktogramm-Bereich ( $10^{-24}$  g) [4]. Für solche Sensoren kommen insbesondere nanomechanische Resonatoren hoher Güte infrage, da sie aufgrund ihrer hohen Frequenzen im Megahertz-Bereich eine empfindliche Detektion mit großer Bandbreite erlauben. Solche Resonatoren bilden auch ideale Modellsysteme für Untersuchungen nichtlinearen Verhaltens und Chaos [5]. Darüber hinaus ist es in den letzten Jahren gelungen, mikroskopische mechanische Resonatoren derart weit abzukühlen, dass sie ihren quantenmechanischen Grundzustand erreichen. Damit könnten nanomechanische Modellsysteme sogar dazu dienen, fundamentale Fragen der Quantenmechanik zu beantworten [6].

Allerdings bringt der Schritt von mikro- zu nanomechanischen Systemen zahlreiche Herausforderungen mit sich. Viele aus der Mikromechanik bekannte Konzepte lassen sich nicht ohne Weiteres



Resonatoren aus Siliziumnitrid (grün) lassen sich mit seitlichen, leicht nach oben versetzten Goldelektroden (gelb) zu Schwingungen anregen. Die untere Elektronenmikroskopaufnahme zeigt einen etwa 10-fach vergrößerten Ausschnitt.

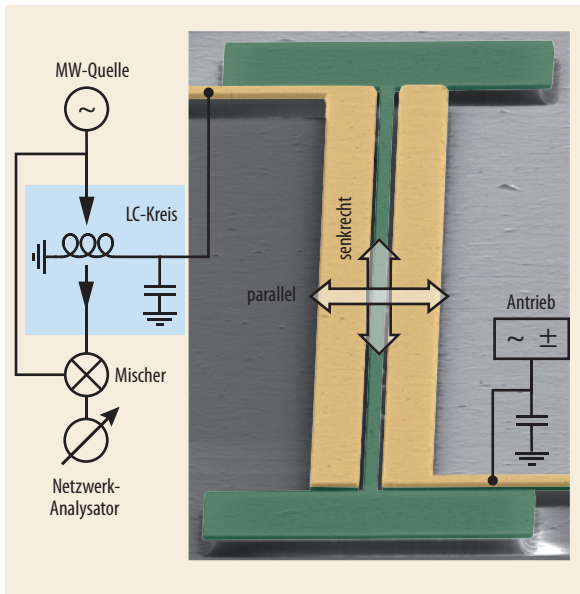
übertragen, sodass z. B. neuartige Antriebs- und Detektionsmechanismen erforderlich sind. Ein Ziel unserer Arbeiten besteht darin, nanomechanische Resonatoren hoher Güte und geringer Masse zu realisieren, die von Raumtemperatur bis hin zu tiefsten Temperaturen und im Vakuum effizient anzutreiben und präzise auszulesen sind. Des Weiteren ist es wünschenswert, die Resonanzfrequenz kontrolliert abstimmen zu können.

Besonders vielversprechend hierfür sind beidseitig eingespannte Saiten aus amorphem, zugverspanntem Siliziumnitrid (SiN). Solche Strukturen zeichnen sich

## KOMPAKT

- Nanoskalige mechanische Resonatoren sind in der Grundlagenforschung und Sensorik vielfältig einsetzbar.
- Zugverspannte Saiten aus amorphem Siliziumnitrid vereinen unkomplizierte Fabrikation mit hervorragenden mechanischen Güten.
- Mittels elektrischer Gradientenfelder lassen sich solche Saiten effizient und präzise auslesen, antreiben und verstimmen.
- Verschiedene Experimente erlauben es, die Dämpfungsprozesse zu verstehen und den mechanischen Schwingungszustand kohärent zu kontrollieren.

Dr. Thomas Faust, Dr. Johannes Rieger, Prof. Dr. Jörg P. Kotthaus, Center for NanoScience (CeNS) und Fakultät für Physik, Ludwig-Maximilians-Universität, Geschwister-Scholl-Platz 1, 80539 München; Prof. Dr. Eva M. Weig, Fachbereich Physik, Universität Konstanz, 78457 Konstanz



**Abb. 1** Dieses kolorierte Elektronenmikroskopbild zeigt einen Resonator (grün) zwischen den beiden Elektroden (gelb). Der heterodyne Messaufbau besteht aus dem mit einer Elektrode verbundenen Mikrowellen-Schwingkreis (blau hinterlegt), der Mikrowellen-Quelle, einem Mischer zur Demodulation und dem Netzwerkanalysator als Messgerät. Zur Ansteuerung des Resonators lässt sich an die zweite Elektrode eine Gleichspannung sowie eine niederfrequente Wechselspannung anlegen.

insbesondere durch ihre außergewöhnlich hohen mechanischen Güten aus. Dieser dimensionslose Parameter gibt das Verhältnis zwischen der im Resonator gespeicherten Energie und der pro Schwingungsperiode dissipierten Energie an. Er ist damit ein Maß für die Zerfallszeit der Kohärenz in Einheiten der Schwingungsperiode. Für die betrachteten Resonatoren lässt sich dieser Parameter als Verhältnis von Resonanzfrequenz zur Linienbreite der Resonanz angeben. Während konventionelle, unverspannte nanomechanische Resonatoren z. B. aus Silizium typischerweise Güten unter 10 000 besitzen, sind mit zugverspanntem Siliziumnitrid auch bei Raumtemperatur Werte jenseits der 100 000 möglich.

### Antreiben, auslesen und abstimmen

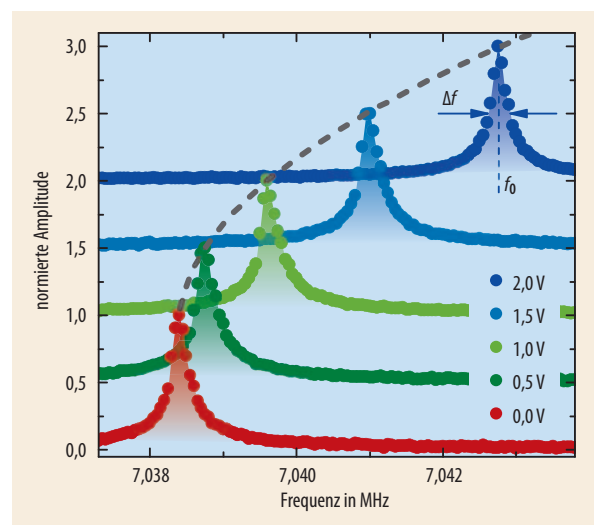
Bei den ersten, 2006 an der Cornell University durchgeführten Experimenten mit nichtleitenden, zugverspannten Saiten aus Siliziumnitrid versetzte ein Piezoaktuator die gesamte Probe in Schwingungen. Die Detektion der mechanischen Resonanz gelang mithilfe optischer Interferometrie [7]. Ausgangspunkt unserer Arbeit war der Wunsch, in einem Array aus Siliziumnitrid-Resonatoren einzelne Saiten direkt durch elektrische Signale kontrollieren zu können. Eine Metallschicht auf der Saite – wie von anderen Forschungsgruppen verwendet – würde es ermöglichen, entweder über die Lorentz-Kraft in einem externen Magnetfeld oder durch elektrostatische Wechselwirkung mit einer seitlichen Elektrode Kräfte auf den Resonator auszuüben. Allerdings reduziert eine Metalli-

sierung des mechanischen Resonators im Allgemeinen die Güte deutlich.

Deswegen nutzen wir die dielektrische Wechselwirkung, um elektrische Felder über Gradientenkräfte an die Bewegung der Saite zu koppeln. Die verwendete Struktur umfasst neben der SiN-Saite zwei parallel, jedoch leicht asymmetrisch dazu verlaufende Elektroden (Abb. auf S. 29 und Abb. 1). Eine daran angelegte Gleichspannung erzeugt ein elektrisches Feld, welches das dielektrische Resonatormaterial polarisiert. Das damit verbundene Dipolmoment erfährt nun eine zum Gradienten des elektrischen Feldes proportionale Kraft. Somit lässt sich durch eine kleine Modulation der angelegten elektrischen Spannung eine modulierte Kraft auf die Saiten ausüben, wodurch ein rein elektrischer Antrieb geschaffen ist [8].

Ausgangspunkt für die Struktur ist eine typischerweise 100 nm dicke SiN-Schicht (grün in Abb. 1), die unter starker Zugspannung auf das Substratmaterial abgeschieden wurde. Mittels Elektronenstrahlolithographie werden die beiden Elektroden (gelb) auf die SiN-Schicht aufgebracht. Der restliche Teil der Schicht wird durch ein Plasmaätzverfahren entfernt, wobei eine metallische Ätzmaske den bis zu 55 µm langen und etwa 250 nm breiten Resonator samt seinen Aufhängeflächen schützt. Nach Entfernen dieser Maske lässt sich der Resonator mit Flußsäure, die nur das Siliziumoxid-Substrat angreift, freistellen. Die Säure unterätzt dabei auch den Rand der deutlich größeren Aufhängeflächen und Elektroden, die aber durch den restlichen Sockel sicher mit dem Substrat verbunden bleiben.

Die Kopplung der Saite an das elektrische Feld ermöglicht nun nicht nur einen integrierten Antrieb, sondern auch eine elektrische Detektion der Bewegung der Saite. Wenn sich der dielektrische Resonator mit typischen Amplituden von etwa 1 nm zwischen den Elektroden bewegt, ändert sich die Kapazität zwischen diesen. Da es sich hierbei aber lediglich um Ände-



**Abb. 2** Eine an die Elektroden angelegte Gleichspannung verschiebt die Frequenz einer mechanischen Resonanz, und zwar quadratisch mit der Spannung (gestrichelt). An einer Messkurve sind zusätzlich Resonanzfrequenz und Linienbreite eingezeichnet.

rungen im sub-Femtofarad-Bereich handelt, lassen sie sich schwer direkt messen. Eine sog. heterodyne Messung erlaubt es jedoch, die winzige, periodische Kapazitätsänderung sehr gut zu detektieren [9]. Hierzu wird ein Mikrowellen-Schwingkreis mit einer Resonanzfrequenz von etwa 4 GHz (also deutlich oberhalb der typischen 5 bis 10 MHz des mechanischen Resonators) an die Elektroden gekoppelt (Abb. 1). Die schwingungsinduzierte Kapazitätsänderung überträgt sich auf die Eigenfrequenz des Mikrowellen-Schwingkreises und prägt einem Signal, das durch ihn transmittiert wird, Seitenbänder auf. Ein elektrischer Mischer demoduliert die Bänder, sodass sich ein direkt zur Auslenkung des mechanischen Resonators proportionales Signal ergibt. Dieses ist groß genug, um bei Raumtemperatur die rein durch thermische Fluktuationen verursachte Brownsche Bewegung des Resonators von wenigen Pikometern auflösen zu können. Hierbei lässt sich mittels dielektrischer Kopplung nicht nur die senkrecht, sondern auch die parallel zur Substratoberfläche schwingende Mode, welche mittels optischer Interferometrie schwer nachweisbar ist, antreiben und detektieren (Abb. 1). Um dies zu ermöglichen, ist die Saite auch lateral leicht asymmetrisch zwischen den Elektroden platziert, wodurch der Feldgradient an der Saitenposition eine endliche Komponente parallel zur Oberfläche erhält. Diese Komponente verschwindet symmetriebedingt, wenn die Saite exakt mittig zwischen den Elektroden positioniert ist.

Neben Antrieb und Detektion erlaubt es die dielektrische Kopplung an das Elektrodenpaar nunmehr auch, die Resonanzfrequenz des Resonators zu beeinflussen [10]. Denn bei der Bewegung im inhomogenen elektrischen Feld erfährt der Resonator neben der bereits beschriebenen Polarisation auch einen Kraftgradienten, welcher effektiv die Federkonstante und somit die Resonanzfrequenz ändert. Hierbei dominiert die dielektrische Kraft über eine Änderung der Resonanzfrequenz, die durch eine zusätzliche Zugspannung der Saite entsteht. Dadurch ist mit steigender Gleichspannung eine Erhöhung oder eine Erniedrigung der Resonanz möglich – je nach Elektrodengeometrie. Da die Saite keine permanenten Dipole enthält, hängt die Frequenzverschiebung wie beim Stark-Effekt quadratisch von der Spannung ab (Abb. 2).

Die Kombination dieser verschiedenen Techniken erlaubt es also, Resonatoren mit rein elektrischen Signalen zu treiben, in ihrer Frequenz zu verstimmen und auszulesen. Hierbei lassen sich zahlreiche Resonatoren elektrisch parallel kontaktieren und gleichzeitig betreiben, sofern sie dank unterschiedlicher Resonanzfrequenzen, z. B. aufgrund unterschiedlicher Längen, weiterhin eindeutig zuzuordnen sind. In Kombination mit den kleinen Massen unter 2 Pikogramm und den hohen Güten der SiN-Saiten sind damit alle vorher genannten Kriterien für ein vielseitiges nanomechanisches System erfüllt, das von Raumtemperatur bis zu tiefsten Temperaturen funktionsfähig ist.

## Der Dämpfung auf der Spur

Bei den ersten Experimenten mit SiN-Nanoresonatoren war die Ursache für die auffallend hohen Güten von mehreren 100 000 zunächst unklar [7]. Um dies besser zu verstehen, haben wir die Güten der transversalen Grund- und Obermoden verschieden langer Saiten untersucht (Abb. 3). Hierzu werden die Resonanzkurven der einzelnen Moden mit einem Netzwerkanalysator aufgezeichnet und eine Lorentz-Kurve an die Daten angepasst. Für einen schwach getriebenen, harmonischen Oszillator entspricht die Güte  $Q$  wie beschrieben dem Quotienten aus Resonanzfrequenz  $f_0$  und Linienbreite  $\Delta f$  (vgl. Abb. 2).

Mit diesen Daten lassen sich nun verschiedene Modelle für die Geometrieabhängigkeit der Güte testen. Hierbei zeigt sich, dass lokale Dissipation im SiN die Verluste in diesen Resonatoren dominiert [11]. Ein Modell, welches den Energieverlust mit der lokalen Verbiegung des Resonators verknüpft, reproduziert die gemessenen Güten exzellent (Abb. 3). Die ungewöhnlich hohen Güten stark zugverspannter Resonatoren gehen demnach darauf zurück, dass die im Resonator gespeicherte elastische Energie durch die Zugspannung stark ansteigt, während die Dämpfung und damit die dissipierte Energie pro Schwingungsperiode nahezu konstant bleibt. In diesem Modell wird nur ein geometrieunabhängiger Skalierungsfaktor, der dem Imaginärteil (d. h. dem dissipativen Anteil) des Elastizitätsmoduls entspricht, angepasst. Eine Anpassung der gemessenen Resonanzfrequenzen an das Modell erlaubt es außerdem, die Zugspannung der Saiten von ca. 1 GPa zu bestimmen. Angesichts der beschriebenen Ergebnisse steht zu vermuten, dass kristalline Resonatoren unter vergleichbarer Zugspannung nochmals wesentlich höhere Güten besitzen. Allerdings wurden diese schwer realisierbaren Systeme bislang nicht experimentell untersucht.

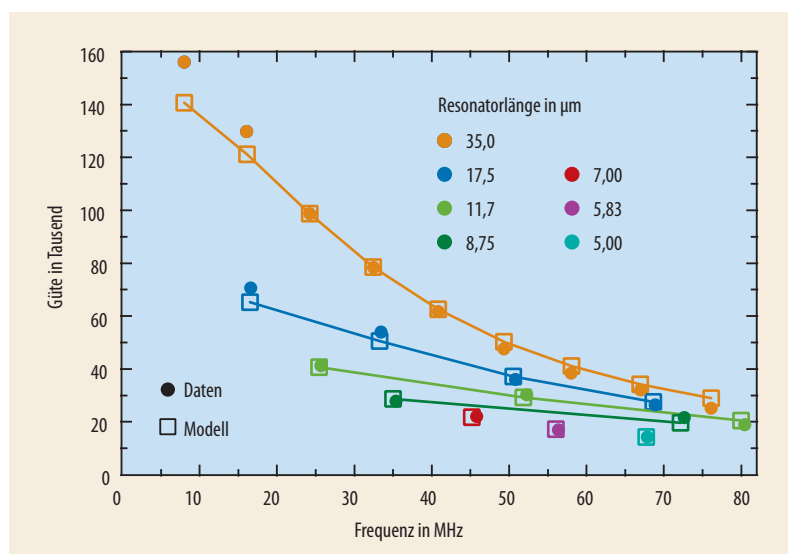


Abb. 3 Die gemessenen (Punkte) und berechneten (mit Linien verbundene Quadrate) Güten der Grund- und Obermoden stimmen für verschieden lange Resonatoren gut überein. Symbole gleicher Farbe kennzeichnen die Moden eines Resonators, verschiedene Farben entsprechen unterschiedlichen Längen.

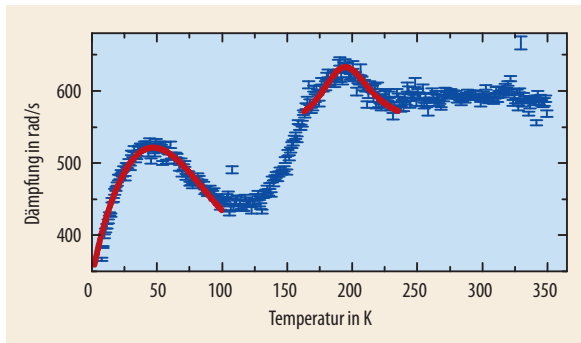


Abb. 4 Gemessene Dämpfung  $2\pi f_0/Q$  über einen weiten Temperaturbereich. Die roten Linien zeigen die Anpassung der beschriebenen Modelle an die beiden charakteristischen Maxima.

Dieses klassische Modell erklärt zwar den Zusammenhang des Energieverlustes mit der Bewegung des Resonators, erlaubt allerdings noch keinen eindeutigen Rückschluss auf die hierfür verantwortlichen mikroskopischen Dämpfungsmechanismen. Um diese näher zu untersuchen, wird die Temperaturabhängigkeit der Güte  $Q$  bzw. Dämpfung  $2\pi f_0/Q$  einer Resonanz zwischen 7 und 350 K vermessen [12].

Die Daten zeigen zwei klare Dämpfungsmaxima (Abb. 4), die mit mikroskopischen Prozessen im Material zusammenhängen. Die erhöhte Dämpfung um 50 K ist auch aus anderen amorphen Materialien wie Quarzglas bekannt und beruht auf sog. Zwei-Niveau-Systemen, welche auf den Wechsel zwischen verschiedenen Atomanordnungen im nicht-kristallinen Material zurückzuführen sind. Ein solcher Wechsel zwischen zwei stabilen Konfigurationen lässt sich thermisch aktivieren. Geschieht dies mit einer Rate, die der Resonatorfrequenz entspricht, entsteht das Absorptionsmaximum bei 50 K. Aus der Anpassung dieses Modells an die Daten (linke rote Linie in Abb. 4) resultiert für SiN eine Verteilung der charakteristischen Energien dieser Zwei-Niveau-Systeme, die recht ähnlich wie in Quarzglas ist.

Andere Defekte, nämlich Verunreinigungen im Material mit einer definierten Aktivierungsenergie, verursachen das zweite Maximum um 200 K. Da diese Energie wesentlich höher liegt als die breit verteilten Energien der glastypischen Zwei-Niveau-Systeme, muss die Temperatur zum Erreichen einer hinreichend hohen Anregungsrate höher sein. Dieses Maximum lässt sich mithilfe der Arrhenius-Gleichung modellieren (rechte rote Linie in Abb. 4) [12]. Vermutlich hängen die zugrunde liegenden Defekte mit Wasserstoff-Verunreinigungen zusammen, die bei der Abscheidung der SiN-Schicht mit in das Material gelangen.

### Zeitaufgelöst und kohärent

Bisher wurde nur eine der beiden möglichen transversalen Schwingungsrichtungen der Saite besprochen, und zwar die Bewegung senkrecht zur Substratoberfläche. Für die parallel schwingende Mode der betrachteten Saiten ist die Rückstellkraft etwas höher: Der dominante Beitrag aufgrund der Zugspannung ist für beide Moden zwar identisch, doch da die Saite im Querschnitt breiter als hoch ist, ist ihre Biegesteifigkeit parallel zur Oberfläche höher als senkrecht dazu. Daher ist die natürliche Resonanzfrequenz der parallelen Mode etwas höher als die der senkrechten Mode. Für die hier betrachtete Geometrie fällt die Resonanzfrequenz der parallelen Mode mit steigender Elektrodenspannung, statt wie die der senkrechten Mode anzusteigen. Daher nähern sich die Frequenzen der beiden Moden durch Erhöhen der Spannung immer weiter an. Zudem koppeln die beiden Moden miteinander. Aufgrund ihrer hohen Güten sind sie demnach ein ideales Instrument, um das dynamische Verhalten eines klassischen Zwei-Moden-Systems zu untersuchen.

Dieses System aus zwei miteinander gekoppelten, abstimmbaren harmonischen Resonatoren (Infokasten „Gekoppelte Resonatoren“) ermöglicht es, mit klassischer Nanomechanik kohärente, dynamische Experimente durchzuführen, wie sie sonst vorwiegend aus der Quantenmechanik bekannt sind. So lassen sich klassische Landau-Zener-Übergänge beobachten [13], die erstmals 1932 an gekoppelten Atomniveaus beschrieben wurden.

Hierzu wird an die Elektroden zuerst eine Gleichspannung angelegt, durch die sich das System fernab der Kopplungsregion befindet. Dann wird durch resonanten Antrieb eine der beiden Moden initialisiert (vgl. Punkt I in Abb. i des Infokastens). Durch kontinuierliches Ändern der Spannung lässt sich nun der Bereich der Kopplung durchqueren. Nach diesem Übergang wird die in den beiden Moden jeweils vorhandene, zum Auslenkungsquadrat proportionale Schwingungsenergie gemessen. Bei einem sehr schnellen (diabatischen) Durchgang bleibt die gesamte Energie in der angeregten Mode (Punkt D). Bei einem adiabatischen Übergang hingegen ändert sich die Schwingungsrichtung – das System folgt dem ursprünglichen Ast (Punkt A). Je nach der Dauer des Übergangs

### GEKOPPELTE RESONATOREN

Die Kopplung zwischen den beiden nanomechanischen transversalen Schwingungsmoden ist linear, d. h. unabhängig von der Schwingungsamplitude. Somit lassen sie sich als zwei gekoppelte harmonische Oszillatoren modellieren, deren Frequenzäste sich beim Ändern der Elektrodenspannung nicht mehr kreuzen (Abb. i). Stattdessen öffnet sich eine Energielücke, deren Frequenzabstand  $\Omega$  die Stärke der Kopplung angibt. Die Ursache der Modenkopplung ist die räumliche Inhomogenität des elektrischen Feldes, das die beiden Elektroden erzeugen: Aufgrund der Feldgradienten sowohl parallel als auch senkrecht zur Substratoberfläche führt eine Positionsänderung in einer Richtung zu einer Kraftänderung in der anderen Richtung. Dadurch koppeln beide Schwingungsrichtungen.

Die Ursache für die in der Abb. sichtbare Asymmetrie ist die in Abb. 2 beschriebene quadratische Änderung der Frequenz mit der Spannung.

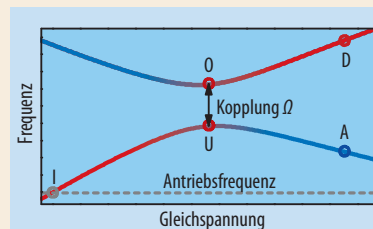


Abb. i Der Frequenzverlauf der gekoppelten Moden (senkrecht: rot, parallel: blau) mit den für die gepulsten Experimente wichtigen Punkten. Im Übergangsbereich ist die Schwingungsrichtung unter  $\pm 45^\circ$  polarisiert.

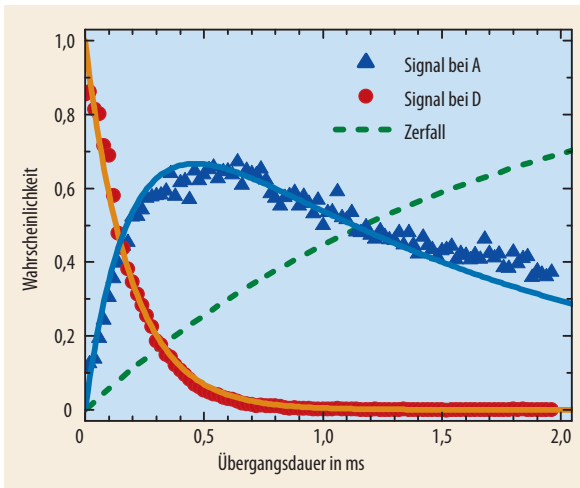


Abb. 5 Gemessene Wahrscheinlichkeit für einen adiabatischen (blau, Signal an Punkt A in Abb. i gemessen) und diabatischen (rot, entspricht Punkt D in Abb. i) Übergang samt berechneter Kurven. Die grüne Linie gibt die Zerfallswahrscheinlichkeit durch Dissipation an, die Summe aller drei Linien ist stets Eins.

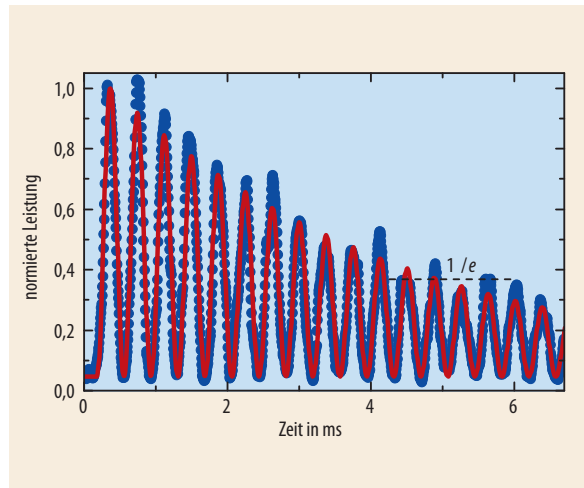


Abb. 6 Nach Einschalten des Pumpsignals bei  $t = 0$  ms oszilliert die gemessene Besetzung des oberen Zustands (blaue Punkte). Dieser Rabi-Oszillation ist ein exponentieller Zerfall mit einer Zerfallszeit von etwa 5 ms überlagert, wie die Anpassung durch die rote Kurve zeigt.

ändert sich die Wahrscheinlichkeit dafür, das System hinterher im oberen bzw. unteren Ast zu finden (Abb. 5). Da auch während des Übergangs stets Energie an die Umgebung verloren geht, muss die Wahrscheinlichkeit des dissipativen Zerfalls der Schwingung berücksichtigt werden, deren Zerfallszeit von hier 1,9 ms viel größer als die typische Übergangsdauer ist.

Dies zeigt, dass sich das gekoppelte System auf Zeitskalen kontrollieren lässt, die wesentlich kürzer als die Energierelaxationszeit sind, und wirft die Frage auf, ob auch kohärente Experimente, analog zu denen an einem quantenmechanischen Zwei-Niveau-System, möglich sind [14]. Hierfür wird eine verbesserte Probe mit einer erhöhten Kopplung von  $\Omega = 24$  kHz bei 10 K temperaturstabilisiert. Durch Abkühlen erhöht sich nicht nur die Güte des mechanischen Resonators auf etwa 350 000, sondern auch die des Mikrowellenschwingkreises. Die Temperaturstabilisierung verhindert ferner thermische Drifts der Eigenfrequenz. Wie beim Landau-Zener-Übergang wird das System fernab des Kopplungsbereichs am Punkt I aus Abb. i initialisiert. Dann wird die Gleichspannung adiabatisch erhöht, bis das System an Punkt U angekommen ist. Hier liegt ein Zwei-Moden-System vor, das klassische Pendant zum quantenmechanischen Zwei-Niveau-System: Zwei Zustände, U und O, sind vorhanden. Der untere Zustand an Punkt U wird wie beschrieben initialisiert. Alle weiteren Zustände sind Obermoden und somit energetisch weit entfernt. Wenn sich der nanomechanische Resonator nun wirklich als klassisches Zwei-Niveau-System beschreiben lässt, sollte eine an die Elektroden angelegte Wechselspannung mit der Kopplungsfrequenz von  $\Omega = 24$  kHz Rabi-Oszillationen anregen. Die Frequenz der Rabi-Oszillationen ist dabei durch die Stärke der Anregung bei der Kopplungsfrequenz bestimmt.<sup>1)</sup>

Zu Beginn des Experiments ist die gemessene Besetzung des oberen Zustands gering, bevor das Wechselspannungssignal die Energie aus dem unteren in

den oberen Zustand pumpt, dann wieder zurück in den unteren und so weiter (Abb. 6). Hierbei unterscheidet sich das untersuchte System von den aus der Quantenmechanik bekannten Ein-Teilchen-Systemen. Da Milliarden Phononen gleichzeitig angeregt werden und die Messung das System nicht stört, lässt sich die Zeitentwicklung der Rabi-Oszillationen kontinuierlich messen. Es ist also nicht notwendig, die Statistik aus vielen einzelnen Experimenten zu ermitteln. Somit ist das nanomechanische Zwei-Niveau-System eher mit einem Kernspinresonanzexperiment mit vielen Spins vergleichbar, wobei sich auch hier aufgrund des kollektiven Charakters der mechanischen Mode Zerfallsmechanismus und Sättigungsverhalten unterscheiden.

Der Rabi-Oszillation ist ein exponentieller Zerfall mit einer Zeitkonstante von ca. 5 ms überlagert, den Dekohärenzprozesse hervorrufen. Mit weiteren, gepulsten Experimenten lässt sich der exponentielle Zerfall des oberen und unteren Zustands messen, woraus sich die Energierelaxationszeit  $T_1$  ergibt. Ramsey- und Hahn-Echo-Experimente erlauben es, die Phasenrelaxationszeiten  $T_2^*$  und  $T_2$ , letztere ohne den Einfluss inhomogener Verbreiterung, zu bestimmen. Ein Vergleich der gemessenen Zeitkonstanten zeigt, dass in diesem System praktisch keine inhomogene Verbreiterung vorhanden ist, also  $T_2 \cong T_2^*$  gilt. Dies überrascht kaum, denn sämtliche an der Saitenschwingung beteiligten Phononen entstammen der gleichen kollektiven Mode und sind somit identischen Umgebungseinflüssen ausgesetzt. Es ist deutlich bemerkenswerter, dass auch  $T_1 \cong T_2$  gilt. Dekohärenz wird also allein durch Energierelaxation verursacht, und reine Phasenrelaxation durch elastische Streuprozesse tritt nicht auf.<sup>2)</sup> Dies ist ungewöhnlich für ein Festkörpersystem, aber konsistent mit dem vorher beschriebenen Dissipationsmechanismus durch Materialdefekte: Die Phononen-Dispersionsrelation der Schwingungsmode in der Saite unterscheidet sich stark von der Dispersion im Substrat. Insbesondere ist sie für tiefe Frequenzen und entspre-

1) Dieses für Rabi-Oszillationen charakteristische Verhalten steht im Gegensatz zur Schwebung durch Überlagerung zweier gekoppelter Moden, die mit der Kopplungsfrequenz oszilliert.

2) Bei quantenmechanischen Zwei-Niveau-Systemen entspricht diese Situation oft  $T_2 \cong 2T_1$ . Der hier gezeigte Zusammenhang gilt, falls der obere Zustand O nicht in den unteren U relaxiert, sondern in ein gemeinsames Bad.

chend langwellige Anregungen diskret und wird nicht wie die kontinuierliche Dispersion im Substrat durch die Schallgeschwindigkeit, sondern durch die Geometrie der Saite bestimmt. Daher können Phononen der betreffenden Schwingungsmode nicht direkt über einen der Aufhängepunkte in Volumenphononen zerfallen. Die mechanische Impedanz ist also für Resonatorphononen am Aufhängepunkt extrem fehlangepasst. Für thermische Phononen mit viel höheren Frequenzen und viel kleineren Wellenlängen gibt es hingegen nur einen vergleichsweise geringen Impedanzsprung am Aufhängepunkt. Die beschriebenen Defektzustände im Material vermitteln nun eine Kopplung zwischen den diskreten Resonatorphononen und dem frei propagierenden, thermischen Phononenbad. Damit ist es durch Streuung eines thermischen Phonons an einem Defekt bei gleichzeitiger Absorption eines Resonatorphonons möglich, der Schwingung Energie zu entziehen. Die Tatsache, dass keine Phononen mit der gleichen Frequenz wie die der mechanischen Schwingung durch die Saite propagieren können, erklärt darüber hinaus, warum keine elastische Streuung auftritt.

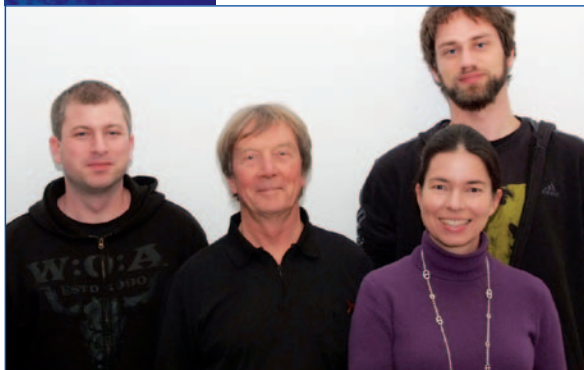
Die vorgestellten Experimente zeigen die vielseitigen Einsatzmöglichkeiten von nanomechanischen Resonatoren aus Siliziumnitrid. Dank der umfassenden elektrischen Antriebs-, Auslese- und Kontrollmechanismen eignen sie sich zum Bau von Sensorarrays, wobei sich jede Saite einzeln elektrisch ansteuern lässt und gleichzeitig eine hochempfindliche Detektion aller Saitenschwingungen durch Frequenzmultiplexing möglich ist. Des Weiteren erlauben sie das detaillierte Studium der mechanischen Eigenschaften dünner Filme und der geometrieabhängigen Güten nanomechanischer Resonatoren, was zu besseren Materialsystemen und Designs führen wird. Die Kopplung zwischen den beiden orthogonalen transversalen Moden einer SiN-Saite und die elektrische Kontrolle über die Superpositionszustände zwischen den beiden gekoppelten Zuständen

ermöglicht es ferner, klassische mechanische Resonatoren als Modellsysteme für bislang vorwiegend aus der Quantenphysik bekannte Phänomene zu verwenden, ähnlich wie bei den beschriebenen Rabi-Oszillationen, Ramsey-Fringes oder Hahn-Echos. Da es mehreren Forschungsgruppen in den letzten Jahren gelungen ist, nanomechanische Resonatoren nahe ihrem quantenmechanischen Grundzustand zu betreiben, könnte diese Technik der Kontrolle über gekoppelte Moden auch in Zukunft eine Anwendung in der Quanteninformationsverarbeitung finden.

**Literatur**

- [1] M. Poot und H. S. van der Zant, *Physics Reports* **511**, 273 (2012)
- [2] R. G. Knobel und A. N. Cleland, *Nature* **424**, 291 (2003)
- [3] M. Poggio und C. L. Degen, *Nanotechnology* **21**, 342001 (2010)
- [4] J. Chaste, A. Eichler, J. Moser, G. Ceballos, R. Rurali und A. Bachtold, *Nat. Nano.* **7**, 301 (2012)
- [5] R. B. Karabalin, R. Lifshitz, M. C. Cross, M. H. Matheny, S. C. Masmanidis und M. L. Roukes, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 094102 (2011)
- [6] T. A. Palomaki, J. D. Teufel, R. W. Simmonds und K. W. Lehnert, *Science* **342**, 710 (2013)
- [7] S. S. Verbridge, J. M. Parpia, R. B. Reichenbach, L. M. Bellan und H. G. Craighead, *J. Appl. Phys.* **99**, 124304 (2006)
- [8] Q. P. Unterreithmeier, E. M. Weig und J. P. Kotthaus, *Nature* **458**, 1001 (2009)
- [9] T. Faust, P. Krenn, S. Manus, J. P. Kotthaus und E. M. Weig, *Nat. Comm.* **3**, 728 (2012)
- [10] J. Rieger, T. Faust, M. J. Seitner, J. P. Kotthaus und E. M. Weig, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 103110 (2012)
- [11] Q. P. Unterreithmeier, T. Faust und J. P. Kotthaus, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 027205 (2010)
- [12] T. Faust, J. Rieger, M. J. Seitner, J. P. Kotthaus und E. M. Weig, *Phys. Rev. B* **89**, 100102 (2014)
- [13] T. Faust, J. Rieger, M. J. Seitner, P. Krenn, J. P. Kotthaus und E. M. Weig, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 037205 (2012)
- [14] T. Faust, J. Rieger, M. J. Seitner, J. P. Kotthaus und E. M. Weig, *Nat. Phys.* **9**, 485 (2013)

**DIE AUTOREN**



**Thomas Faust** (links, FV Halbleiterphysik) hat an der LMU München Physik studiert. In seiner Doktorarbeit in der Arbeitsgruppe von Eva Weig am Lehrstuhl Kotthaus erforschte er die kohärenten Schwingungseigenschaften nanomechanischer Resonatoren. Im April 2013 schloss er seine Promotion ab. In Zukunft wird er sich bei Avago Technologies mit noch höherfrequenten akustischen Moden befassen.

**Johannes Rieger** (hinten) studierte ebenfalls Physik an der

LMU München. Im Rahmen seiner Doktorarbeit untersuchte er dort mit Hilfe eines Rasterkraftmikroskops, wie die Umgebung eines nanomechanischen Resonators dessen Dämpfungsverhalten beeinflusst. Seine Promotion schloss er im Juli 2013 ab, beschäftigt sich jedoch als begeisterter Gitarrenspieler auch weiterhin mit schwingenden Saiten.

**Eva Weig** (FV Halbleiterphysik) studierte Physik an der LMU München und an der University of Oxford. Als Postdoc forschte sie zwei Jahre lang an der University of California in Santa Barbara. Von 2007 bis 2012 leitete sie die Nanomechanik-Gruppe am Lehrstuhl von Jörg Kotthaus. Seit 2013 ist sie Professorin an der Universität Konstanz und befasst sich auch dort mit den mechanischen Schwingungseigenschaften freitragender Nanostrukturen.

**Jörg Kotthaus** (Mitte, FV Halbleiterphysik, Tiefe Temperaturen) ist seit 1989 Professor an der LMU München. Er zählt zu den Pionieren in der Erforschung festkörperbasierter Nanostrukturen und leistete zahlreiche Beiträge zum Verständnis ihrer elektronischen, optischen und mechanischen Eigenschaften. Seit 2012 ist er Emeritus, aber nach wie vor an spannenden physikalischen Phänomenen interessiert.