

Licht macht Druck

Optomechanik – wie sich mechanische Effekte von Licht messen und nutzen lassen.

Florian Marquardt

In den letzten fünf Jahren ist es gelungen, mikro- und nanomechanische Resonatoren durch Licht zu kühlen, zu manipulieren und ihre Bewegung auszulesen. Dies ermöglicht z. B. eine hochempfindliche Detektion von kleinen Auslenkungen und Kräften sowie Signalverarbeitung. Im Quantenregime versprechen solche Systeme, fundamentale Fragen zur Überlagerung und Dekohärenz in mechanischen Objekten mit vielen Billionen von Atomen zu beantworten.

Die einfachste Möglichkeit, mit Licht mechanische Effekte zu bewirken, ist sicherlich der Strahlungsdruck. Dieser entsteht durch den Impulsübertrag der von einer Oberfläche reflektierten Photonen. Tatsächlich spekulierte bereits Johannes Kepler über eine solche Kraft, als er 1619 in seiner Schrift „De Cometis“ das Licht der Sonne dafür verantwortlich machte, dass der Schweif eines Kometen immer von dieser weg weist (Abb. 1). Maxwells Vorhersage $F = 2I/c$ für die durch die Intensität I bewirkte Kraft konnten Lebedev, Nichols und Hull allerdings erst zu Beginn des 20. Jahrhunderts experimentell bestätigen.

Die Effekte des Strahlungsdrucks sind normalerweise sehr klein. Sie lassen sich aber mit einer optischen Kavität drastisch verstärken (Abb. 2). Zum einen überhöht die Kavität die zirkulierende Lichtintensität resonant gegenüber der von einem Laser eingestrahlenen. Zum anderen verändern Bewegungen des Endspiegels die Länge der Kavität und verschieben somit die optische Resonanz gegenüber der eingestrahlenen Frequenz. Damit ändert sich die zirkulierende Intensität, sodass die Strahlungskraft auf den Endspiegel von dessen Position abhängt. Dies führt zu einer nichttrivialen gekoppelten Dynamik von Licht und mechanischem Freiheitsgrad, welche die Grundlage für die optomechanischen Effekte bildet.

Bereits um 1970 konnte Vladimir Braginski experimentell zeigen, dass die zeitliche Verzögerung der Strahlungskraft eine zusätzliche mechanische Dämpfung bewirkt [1]. Diese Erkenntnis ist die Grundlage für die „optomechanische Kühlung“, die heutzutage zentral für viele Experimente ist, auf die ich später eingehen werde. Weitere bahnbrechende Versuche führte die Arbeitsgruppe von Herbert Walther in den 80er-Jahren durch [2].

In den letzten fünf Jahren ist das Interesse an diesen Fragen stark gestiegen, seit es gelungen ist, Licht an



NASA

Abb. 1 Bereits Kepler spekulierte darüber, ob das Sonnenlicht den Schweif eines Kometen ablenkt. Heute wissen wir, dass der Strahlungsdruck dabei tatsächlich eine Rolle spielt.

nano- und mikromechanische Resonatoren zu koppeln (Abb. 2) [3]. Solche Resonatoren weisen hohe mechanische Frequenzen (im Bereich vieler kHz bis etlicher MHz) auf. Dadurch ist ihre Schwingungsperiode vergleichbar mit der Lebensdauer von Photonen in einer Kavität von hoher optischer Finesse, was neue Effekte hervorruft. Außerdem besteht die Aussicht, solche Resonatoren in den quantenmechanischen Grundzustand ihrer Bewegung abzukühlen. Dieses Ziel verfolgen verschiedene experimentelle Gruppen momentan mit großem Einsatz [4–8]. Sobald es erreicht ist, wird es möglich sein, die Quantenmechanik in einem neuen Regime zu testen, an vergleichsweise großen mechanischen Objekten.

KOMPAKT

- Der Strahlungsdruck des Lichtes, das in einer optischen Kavität zirkuliert, kann die mechanische Bewegung eines Endspiegels, der auf einem mikromechanischen Resonator angebracht ist, stark beeinflussen. Dies lässt sich mit einer Vielzahl analoger Systeme realisieren.
- Die zeitliche Verzögerung der Strahlungskraft kann sowohl zur Dissipation, und damit zu Kühlung, als auch zur Verstärkung mechanischer Schwingungen führen, und damit zu nichtlinearer Dynamik.
- Im Quantenregime werden sich nichtklassische Zustände der mechanischen Bewegung präparieren und auslesen lassen. Das gestattet es, die Quantenmechanik im Bereich von Objekten großer Massen zu studieren.

Dr. Florian Marquardt, Fakultät für Physik der LMU München, Arnold-Sommerfeld-Zentrum für Theoretische Physik und Center for NanoScience, Theresienstr. 37, 80333 München – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung des Walter-Schottky-Preises 2009 auf der 73. Frühjahrstagung der DPG in Dresden.

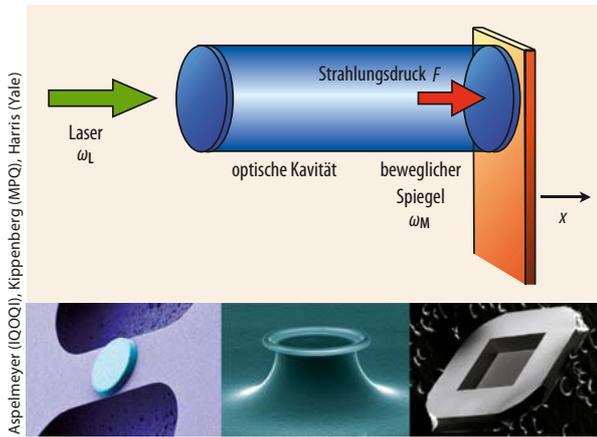


Abb. 2 Der prinzipielle Aufbau optomechanischer Experimente gleicht sich, allerdings kommen unterschiedliche mikro-mechanische Strukturen zum Einsatz, wie z. B. Mikrospiegel auf Schwingbalken [5], Mikrotoroide [7] oder Membranen [8].

Das hier eingeführte System mag auf den ersten Blick recht speziell erscheinen. In Wahrheit handelt es sich aber um ein sehr elementares, und damit generisches, getriebenes nichtlineares System. Zwei harmonische Oszillatoren sind hier derart gekoppelt, dass die Auslenkung des mechanischen die Frequenz des optischen verschiebt. Dies lässt sich durch einen Hamilton-Operator der folgenden Gestalt beschreiben:

$$\hat{H} = \hbar \omega_L \left(1 - \frac{\hat{x}}{L}\right) \hat{a}^\dagger \hat{a} + \hbar \omega_M \hat{b}^\dagger \hat{b} + \dots \quad (1)$$

Der erste Term enthält die Energie der Photonen in der Kavität von der Länge L , wobei die Resonanzfrequenz einer optischen Mode \hat{a} von der Position $\hat{x} = x_0(\hat{b} + \hat{b}^\dagger)$ abhängt, während der zweite Term den mechanischen Resonator mit Phononenvernichtungsoperator \hat{b} darstellt. Die Dissipationsterme sind der Einfachheit halber fortgelassen, obwohl sie ebenfalls eine entscheidende Rolle spielen. Angesichts der einfachen Struktur von (1) erstaunt es nicht, dass dieselbe Physik inzwischen in vielen verschiedenen Systemen realisiert ist.

In den Experimenten werden oft mikromechanische Schwingbalken verwendet [4, 5], auf die z. B. ein Spiegel montiert ist. Ebenfalls sehr erfolgreich sind Mikrotoroide, in welchen eine umlaufende optische Flüstergaleriemode mechanische Vibrationen, d. h. eine Ausdehnung und Kontraktion des Toroids, anregen kann [7]. Eine andere Variante baut auf einer 50 Nanometer dünnen vibrierenden Membran auf, die sich in der Mitte einer Kavität befindet [8]. Schließlich gibt es Systeme, in denen die optische Kavität durch einen supraleitenden Mikrowellenresonator auf einem Chip ersetzt ist, und solche, in denen die Bewegung einer Wolke kalter Atome an die Stelle der Spiegelbewegung tritt (Referenzen in [3]).

Effekte der Lichtkräfte auf die Mechanik

Die zirkulierende Intensität und damit die Strahlungskraft F folgen einem Fabry-Perot-Linienprofil als Funktion der Position x (Abb. 3). Diese Abhängigkeit von der Position führt zu einer Korrektur $-dF/dx$ der effektiven mechanischen Federkonstante. Bei höherer

Lichtintensität kann es auch mehrere stabile Gleichgewichtslagen geben [2].

Ein weiterer, ganz entscheidender Aspekt der optomechanischen Systeme ist jedoch, dass der Strahlungsdruck zeitlich verzögert auf die Bewegung des Spiegels reagiert. Wenn sich die Position verschiebt, ändert sich die zirkulierende Intensität auf einer Zeitskala, die durch die Lebensdauer $1/\kappa$ der Photonen in der Kavität gegeben ist. Das erzeugt eine nichtkonservative Kraft, welche die mechanische Reibung effektiv verstärken oder auch verringern kann. Um das genauer zu verstehen, nehmen wir an, der Spiegel schwinde um eine Gleichgewichtslage $x \neq 0$ herum, die sich auf der ansteigenden Flanke der Resonanz befindet (Abb. 3). Während er sich auf die Resonanz zubewegt, bleibt die Strahlungskraft zunächst etwas kleiner als es für eine unendlich langsame Bewegung zu erwarten wäre.^{+) Beim Zurückschwingen ist dann die Kraft größer. Die insgesamt vom Licht am Spiegel verrichtete Arbeit $\oint F dx$ stellt sich damit als negativ heraus. Das Licht bewirkt also eine zusätzliche Reibungskraft, welche die thermischen Fluktuationen wegdampt. Dadurch sinkt die effektive Temperatur der mechanischen Schwingungsmode. Umgekehrt verringert sich die Gesamtreibung, wenn sich der Spiegel auf der anderen Flanke befindet. Das kann zu Instabilitäten führen, wie wir im Folgenden sehen werden.}

Nichtlineare klassische Dynamik

Wir wollen uns zunächst der klassischen, nichtlinearen Dynamik zuwenden. Diese ist relevant, wenn der oben erläuterte optomechanische Beitrag Γ_{opt} zur Reibungskonstante negativ wird und sogar die intrinsische, übliche mechanische Reibung Γ_M überwiegt: $\Gamma = \Gamma_M + \Gamma_{opt} < 0$. Dann wird die Ruhelage des Spiegels instabil, und kleine Schwingungen wachsen exponentiell an, bis die Amplitude dieser „selbstinduzierten Oszillationen“ durch nichtlineare Effekte auf einem endlichen Wert A saturiert. Das System durchläuft eine Hopf-Bifurkation. Dieser Effekt ist völlig analog zur Funktionsweise eines Lasers, wobei wir in der Analogie die Lichtmode des Lasers durch die mechanische Schwingungsmode ersetzen müssen, die nun durch das Lichtfeld „gepumpt“ wird.

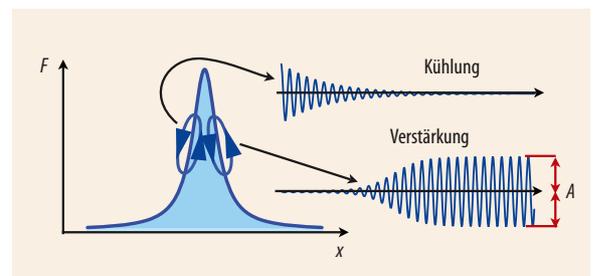


Abb. 3 Die zeitlich verzögerte Reaktion der Strahlungskraft F , deren Verlauf bei der Schwingung um eine Gleichgewichtslage angedeutet ist, kann kleine mechanische Schwingungen dämpfen oder eventuell verstärken, je nach Flanke der optischen Resonanz.

^{+) Bei unendlich langsamer Bewegung hätte die zirkulierende Intensität genug Zeit, um sich auf den jeweiligen Wert einzustellen, der durch die Fabry-Perot-Kurve gegeben ist.}

Um das nichtlineare Verhalten zu überblicken, ist es nützlich, die vom Lichtfeld an der Schwingung im Mittel verrichtete Leistung P_{rad} als Funktion der Amplitude A zu analysieren. Eine stabile Schwingung stellt sich ein, sobald die mechanische Dissipation Γ_M diese Leistung genau aufwiegt. Das Resultat ist ein „Attraktordiagramm“, welches die erlaubten Amplituden A als Funktion externer Parameter zeigt (Abb. 4) [9]. Insbesondere kann das System sich je nach Anfangsbedingungen im Langzeitlimit auf verschiedene Werte einpendeln (sog. Multistabilität). Nach der früheren Beobachtung der Instabilität [10] ist inzwischen auch das theoretisch vorhergesagte Attraktordiagramm in einem speziellen System experimentell bestätigt worden [11]. Allgemein könnten sich nichtlineare Effekte in optomechanischen Systemen anwenden lassen, um kleine Kräfte präzise zu messen [9] und um Signale klassisch oder quantenmechanisch zu verarbeiten.

Optomechanische Kühlung

Wie oben angedeutet, kann das Lichtfeld die mechanische Bewegung abkühlen. Dies ist besonders deshalb wichtig, weil normale Kryostaten nicht ausreichen, um die Systeme ins Quantenregime zu bringen. Nach der skizzierten klassischen Theorie wäre zu erwarten, dass sich beliebig kleine Temperaturen $T_{\text{eff}} = T\Gamma_M/(\Gamma_M + \Gamma_{\text{opt}})$ erreichen lassen, wenn man nur die Laserintensität und damit Γ_{opt} erhöht. Das ist jedoch nicht der Fall, weil das Schrotrauschen des Laserstrahls zu einer fluktuierenden Kraft auf den Spiegel führt und damit der Kühlung entgegenwirkt. Das Gleichgewicht dieser beiden Effekte bestimmt somit die tatsächlich erreichbare Temperatur.

In einer Quantentheorie der optomechanischen Kühlung kann man folgendes Bild heranziehen: Wenn der Laser gegenüber der optischen Resonanz der Kavität rotverstimmt ist, so können Laserphotonen nur in die Kavität gelangen, wenn sie zusätzliche Energie aus der mechanischen Bewegung entnehmen. In einem Raman-Streuprozess wird somit ein mechanisches Phonon vernichtet, wie bei der aus der Atomphysik bekannten Seitenbandkühlung. Der unerwünschte Prozess, bei welchem ein Phonon entsteht, lässt sich unterdrücken, wenn die Finesse der Kavität hinreichend groß ist. Dies ist besonders einfach mithilfe des Quantenrauschspektrums der fluktuierenden Strahlungsdruck-Kraft zu erkennen [13], was eine allgemein anwendbare Beschreibung liefert. Das wesentliche Ergebnis der Theorie ist, dass der Grundzustand nur für große mechanische Frequenz bzw. optische Finesse erreicht wird, d. h. wenn $\kappa \ll \omega_M$ [13, 14]. In diesem Regime gilt für die erreichbare Phononenzahl

$$\bar{n}_{\text{min}} = \left(\frac{\kappa}{4\omega_M}\right)^2.$$

Einen Überblick über aktuelle Experimente zur Grundzustandskühlung liefert Abb. 5. Inzwischen wurden Phononenzahlen weit unter 100 erreicht.

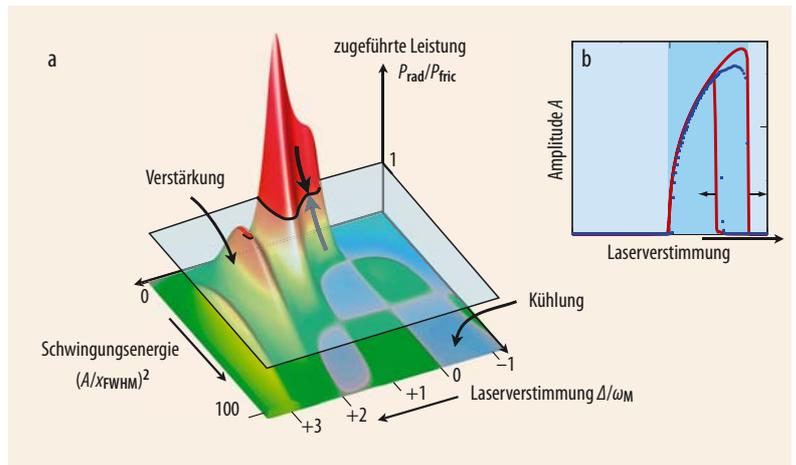


Abb. 4 Das Attraktordiagramm zur nichtlinearen Dynamik des optomechanischen Resonators (a) zeigt die vom Lichtfeld verrichtete mechanische Leistung als Funktion der Schwingungsamplitude A und der Verstimmung des Lasers gegenüber der optischen Resonanz. Stabile Attraktoren (schwarze Linien) bilden sich, wenn die zugeführte

Leistung gleich der dissipierten ist [9, 12]. Das System pendelt sich auf diese Werte ein, wenn es bei anderer Amplitude startet (Pfeile). Im Experiment lässt sich eine Bistabilität messen (b) [11], bei der in einem gewissen Intervall die Amplitude A sowohl größer als auch gleich 0 sein kann, was zu einer Hysterese führt (Punkte: Experiment, Linien: Theorie).

Interessant ist zudem das Regime starker Kopplung, bei hoher Laserintensität, in dem die getriebene Lichtmode und die mechanische Resonanz hybridisieren, was sich in einer Linienaufspaltung im optischen und mechanischen Spektrum zeigt [13].

Perspektiven im Quantenregime

Im Quantenregime wird sich eine Vielzahl von Möglichkeiten eröffnen [3], von denen wir hier einige kurz ansprechen. Die optische Kavität verändert ihre Länge je nach Intensität des eingestrahlt Lichtes und wirkt so wie ein Kerr-Medium mit einem intensitätsabhängigen Brechungsindex. Dadurch lassen sich im Prinzip Amplitudenschwankungen unterdrücken und gequetschtes Licht produzieren. Andererseits könnte sich auch im mechanischen Oszillator ein gequetschter Zu-

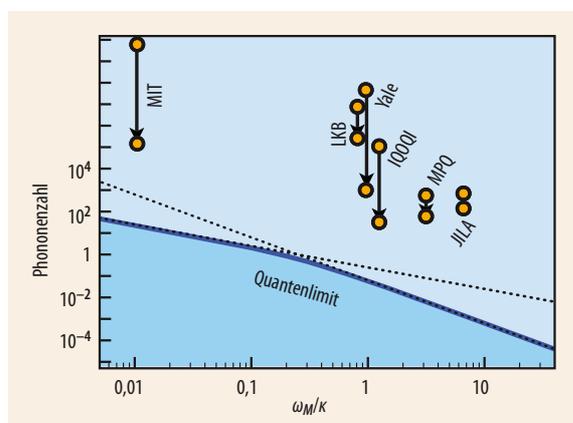


Abb. 5 Die erreichten Phononenzahlen in aktuellen Experimenten zur optomechanischen Grundzustandskühlung nähern sich zusehends dem Quantenlimit \bar{n}_{min} . Die gepunkteten Linien entsprechen zwei Regimes mit unterschiedlichen analytischen Näherungen (Referenzen in [3]).

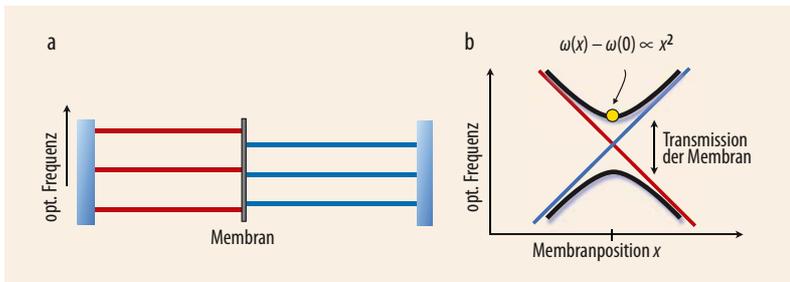


Abb. 6 Die optischen Resonanzen einer durch eine Membran geteilten Kavität zeigen vermiedene Niveauekreuzungen als Funktion der Position x .

stand einstellen, indem mithilfe der Intensitätsabhängigkeit der effektiven Federkonstante die mechanische Frequenz periodisch moduliert wird. Wie in jedem derart parametrisch getriebenen Oszillator wird dann aus dem Grundzustand ein gequetschter Zustand, der eine gaußförmige Wellenfunktion mit zeitlich oszillierender Breite aufweist.

Eine andere Möglichkeit ist die Verschränkung von mechanischer Bewegung und Licht. Nehmen wir an, in der Kavität wären verschiedene Photonenzahlen überlagert, wie das bei einem kohärenten Zustand des Lichtfeldes der Fall ist. Jede Photonenzahl führt zu einem anderen Strahlungsdruck, sodass der Spiegel in eine Überlagerung verschiedener Auslenkungszustände $|\alpha(n)\rangle$ gelangt, welche mit den Photonenzahlen korrelieren: $|\Psi\rangle = \sum_n c_n |n\rangle \otimes |\alpha(n)\rangle$. Daraus würde ein verschränkter Zustand resultieren, der Züge einer „Schrödinger-Katze“ trägt, weil der Spiegel als „makroskopisches“ Objekt mit ca. 10^{14} Atomen involviert ist. Eine Variante dieses Experimentes wurde unter anderem vorgeschlagen, um hypothetische gravitationsinduzierte Dekohärenzmechanismen zu testen [15].

Schließlich ist es erforderlich, die Quantenzustände auszulesen. Ein attraktives Ziel bestünde darin, direkt die Phononenzahl eines mechanischen Oszillators zerstörungsfrei zu messen („quantum non demolition“). Im Prinzip eignet sich dazu jedes System, bei welchem die optische Frequenz nicht mehr wie üblich linear von der Auslenkung abhängt, sondern von ihrem Quadrat,

$$\hat{x}^2 \propto (\hat{b}(t) + \hat{b}^\dagger(t))^2 = \hat{b}^2 e^{-i2\omega_M t} + \hat{b}^{\dagger 2} e^{+i2\omega_M t} + \hat{b}^\dagger \hat{b} + \hat{b} \hat{b}^\dagger.$$

Die gemessene Phasenverschiebung eines Lichtstrahls mittels dieser Größe zeitlich über die Lebensdauer eines Photons. Sobald diese größer ist als die mechanische Schwingungsperiode, führt diese „dispersive Messung“ demnach direkt auf die Phononenzahl $\hat{b}^\dagger \hat{b}$. Damit ließen sich Quantensprünge zwischen den verschiedenen Vibrationszuständen messen, während sich der Oszillator durch die thermische Umgebung wieder aufheizt.

Die nötige quadratische Kopplung wurde erstmals in dem kürzlich eingeführten Aufbau mit einer Membran in der Mitte zwischen zwei Spiegeln realisiert [8] (Abb. 6). Hier hybridisieren optische Moden in der linken und rechten Hälfte der Kavität, deren Frequenzen sich bei der Bewegung der Membran gegenläufig verschieben. Durch die resultierende Abstoßung der Niveaus entsteht eine x^2 -Kopplung am Entartungspunkt [8]. Bis auf Grundlage dieses Prinzips eine Fock-Zustandsmessung

in einem optomechanischen System möglich ist, sind allerdings noch zahlreiche Schritte nötig.

Die Optomechanik verspricht im Quantenregime neuartige Untersuchungen zu den Grundlagen der Quantenmechanik. Momentan befruchtet die Übertragung der hier vorgestellten Konzepte auf andere Systeme, z. B. supraleitende Mikrowellenresonatoren oder kalte Atome, die Optomechanik zusätzlich. So wäre es möglich, die Bewegung eines einzelnen Atoms an diejenige eines mechanischen Oszillators zu koppeln [16] oder andere Hybridsysteme zu realisieren. Eine weitere wichtige Entwicklung der jüngsten Zeit ist das Studium von Lichtkräften in Systemen aus Glasfasern und photonischen Kristallen auf dem Chip, womit sich integrierte optomechanische Schaltkreise realisieren ließen.

*

Ich danke meinen Mitarbeitern und Koautoren, speziell Jack Harris und Steve Girvin (Yale), für die fruchtbare Zusammenarbeit und möchte das hervorragende Umfeld an der LMU München am Lehrstuhl für theoretische Festkörperphysik und in der Nanosystems Initiative Munich (NIM) hervorheben. Die Arbeiten wurden von der DFG (SFB 631, SFB/TR 21, NIM, Emmy-Noether-Programm) und DIP (BMBF) gefördert.

Literatur

- [1] V. B. Braginsky, A. B. Manukin und M. Y. Tikhonov, Soviet Physics JETP **31**, 829 (1970)
- [2] A. Dorsel et al., Phys. Rev. Lett. **51**, 1550 (1983)
- [3] F. Marquardt und S. M. Girvin, Physics **2**, 40 (2009)
- [4] C. Höhberger-Metzger und K. Karrai, Nature **432**, 1002 (2004)
- [5] S. Gigan et al., Nature **444**, 67 (2006)
- [6] O. Arcizet et al., Nature **444**, 71 (2006)
- [7] A. Schliesser, P. Del'Haye, N. Nooshi, K. J. Vahala und T. J. Kippenberg, Phys. Rev. Lett. **97**, 243905 (2006)
- [8] J. D. Thompson et al., Nature **452**, 72 (2008)
- [9] F. Marquardt, J. G. E. Harris und S. M. Girvin, Phys. Rev. Lett. **96**, 103901 (2006)
- [10] T. Carmon et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 223902 (2005)
- [11] C. Metzger et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 133903 (2008)
- [12] M. Ludwig, B. Kubala und F. Marquardt, New Journal of Physics **10**, 095013 (2008)
- [13] F. Marquardt et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 093902 (2007)
- [14] I. Wilson-Rae et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 093901 (2007)
- [15] W. Marshall et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 130401 (2003)
- [16] K. Hammerer et al., arXiv:0905.1015 (2009)

DER AUTOR

Florian Marquardt hat an der Universität Bayreuth Physik studiert und an der Universität Basel in der Gruppe von C. Bruder promoviert. Danach verbrachte er anderthalb Jahre als Postdoc in der Gruppe von S. M. Girvin an der Yale University. Seit 2005 leitet er eine Theoriegruppe an der LMU München, zunächst als wissenschaftlicher Mitarbeiter, dann als Junior-Professor und heute als Leiter einer Emmy-Noether-Nachwuchsgruppe.



K. Juszcak