

HERTHA-SPONER-PREIS

Billards für Licht

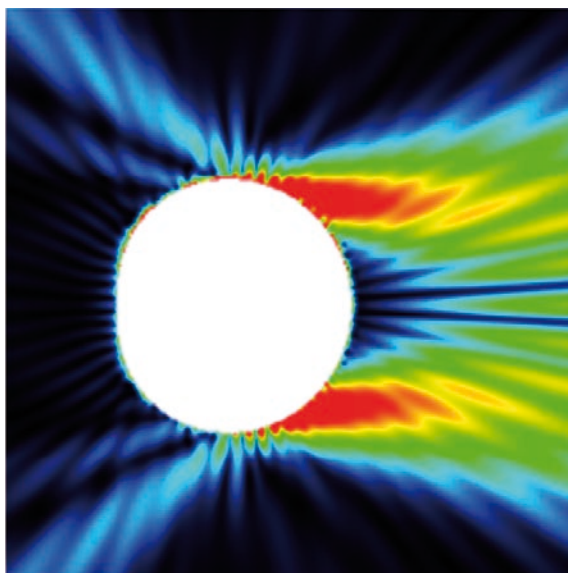
Um Laser bis in den Mikrometerbereich hinein zu verkleinern, sind neue Konzepte gefragt, die sich z. B. mit nahezu kreisförmigen Limaçon-Resonatoren realisieren lassen.

Martina Hentschel

Nahezu alle technischen Geräte und Bauelemente sollen für neue Anwendungen, den einfacheren Gebrauch und nicht zuletzt zur Ressourcenschonung immer kleiner werden. Diese Miniaturisierung stößt oft an die Grenzen des Machbaren – z. B. lässt sich das Fabry-Perot-Prinzip für Laser nicht ohne Weiteres auf der Mikroskala realisieren. Daher sind Alternativen gefragt. Im Mikrolaser wird Licht mittels Totalreflexion in deformierten Scheibenresonatoren gefangen. Um ihre Abstrahlcharakteristik zu verstehen, helfen Ideen aus der Theorie klassischer dynamischer Systeme.

Optische Mikroresonatoren und Mikrolaser haben vielfältige Einsatzgebiete und ein hohes Anwendungspotenzial von der medizinischen Diagnostik über die optische Datenverarbeitung, Filter und Schalter bis hin zu Umweltsensoren [1]. Mit ihren Abmessungen im Mikrometerbereich zählen sie zu den mesoskopischen Systemen – sie sind klein genug, um den Wellencharakter des Lichtes zu sehen, aber noch so groß, dass das Strahlenbild im Sinne der Strahlen-Wellen-Korrespondenz eine sehr gute Beschreibung gewisser Eigenschaften liefert.

Jeder konventionelle Laser besteht aus einem Spiegelsystem, in dem das Licht durch ein aktives Material bzw. Pumpen verstärkt wird. Ein kleiner Teil dieser monochromatischen Mode wird als kohärentes und eng gebündeltes Laserlicht ausgekoppelt. Die Miniaturisierung von Lasern erfordert also zum einen geeignete Mechanismen für die Verstärkung – das ist relativ einfach, denn optisches und elektrisches Pumpen von Halbleitermaterialien funktionieren auch hier. Mit den Quantenkaskadenlasern stehen zudem leistungsstarke Systeme zur Verfügung, die die Möglichkeiten der Nanostrukturierung nutzen, um das Licht in einer Kaskade zu verstärken und so bei gleichem Pumpstrom die Lichtausbeute zu erhöhen [2]. Zum anderen muss man mikrometerskalige Spiegelsysteme konzipieren, die die gerichtete Abstrahlung garantieren – das ist ungleich schwieriger und begrenzt die derzeitigen Anwendungsbereiche. Das Prinzip des Fabry-Perot-Lasers lässt sich z. B. miniaturisieren, indem reflektierende Schichtsysteme (Distributed Bragg Reflectors, DBRs) die Spiegel ersetzen. Dabei entstehen VCSELs (Vertical Cavity Surface Emitting Lasers), die Laserlicht senkrecht zur (insgesamt sehr flachen) Schichtstruktur abstrahlen [3]. Aufgrund ihrer Miniaturisierung weitet sich allerdings



Obwohl ein Limaçon-Resonator kaum von der Kreisform abweicht, ist sein Fernfeld stark anisotrop.

der Laserstrahl durch Beugung auf. Generell besteht die Schwierigkeit darin, dass sich das Licht nur begrenzt verstärken lässt, da die Aufenthaltszeit im aktiven Material in kleinen Systemen verringert ist.

Dies beschreibt der sog. Gütefaktor Q – ein wichtiges Charakteristikum eines Lasers. Er ist umgekehrt proportional zum Verlust an Licht pro Laufzyklus (und damit zur Linienbreite) und wächst mit der Größe der Kavität an. Ein Resonator, genauer eine Resonatormode, mit hohem Q (geringen Verlusten) ist also leichter zum Lasen anzuregen als eine Mode mit kleinerem Q . Bei gleichen Spiegelverlusten pro Zyklus ist das Lasen in einem größeren Resonator leichter zu erzielen, da

KOMPAKT

- Mikrolaser erfordern einen geeigneten Mechanismus zur Verstärkung des Lichts und vor allem ein mikroskaliges Spiegelsystem für die gerichtete Abstrahlung.
- Eine Möglichkeit sind optische Scheibenresonatoren, die das Prinzip der Totalreflexion nutzen und Licht in der Resonaterebene abstrahlen.
- Kreisrunde Resonatoren strahlen Licht allerdings in alle Richtungen ab. Kleine Abweichungen von der Kreisform – z. B. die Limaçon-Form – sorgen hier für Abhilfe.
- Da die Limaçon-Form aber bei Brechungsindizes deutlich kleiner als 3 versagt, sind dafür andere Lösungen gefragt.

Dr. Martina Hentschel, Max-Planck-Institut für Physik komplexer Systeme, Nöthnitzer Str. 38, 01187 Dresden – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung des Herta-Sponer-Preises 2011 auf der Jahrestagung der DPG in Dresden.

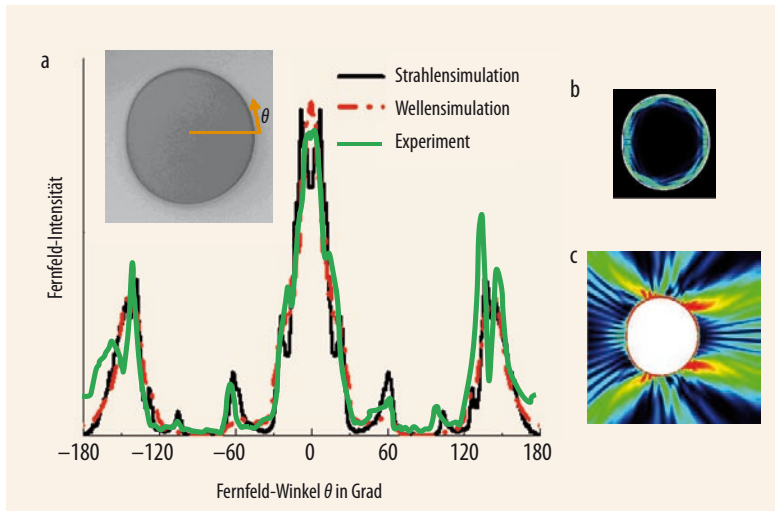


Abb. 1 Beim typischen Fernfeld eines Limaçon-Resonators für TM-polarisiertes Licht stimmen experimentelle Beobachtung, Strahlen- und Wellensimulationen gut überein (a). Die etwa 50 μm große Kavität (Inset) ist nahezu kreisförmig. Im

Beispiel einer mittels Maxwellscher Gleichungen berechneten Resonatormode (b) verschmelzen im Fernfeld die beiden nach rechts abstrahlenden Keulen zu einer einzigen (c).

mehr Laufzeit zur Verstärkung des Lichtes zur Verfügung steht. Um die auch für Mikrolaser gewünschten hohen Q -Faktoren zu erzielen, ist es also erforderlich, die Spiegelverluste zu verringern.

Ein seit rund zwanzig Jahren verfolgtes Konzept verkörpern optische Scheibenresonatoren, die deutlich kleiner als 100 Mikrometer sein können und Licht in der Resonatorebene abstrahlen [4]. Diese effektiv zweidimensionalen Billards für Licht nutzen das Prinzip der Totalreflexion – klassisch (d. h. strahlenoptisch) betrachtet Garantie für perfekte Spiegel! Allerdings nur, wenn der Einfallswinkel größer ist als der kritische Winkel χ_{kr} , der vom Brechungsindex n über die bekannte Relation $\sin \chi_{\text{kr}} = 1/n$ abhängt. Senkrechter Lichteinfall – wie im Fabry-Perot-Laser, wo das Licht hin und her läuft – scheidet also (praktisch) aus. Stattdessen schickt man das Licht auf sog. Flüstergaleriebahnen „immer an der Wand entlang“, sodass die Bedingung für Totalreflexion erfüllt ist. Die Auskopplung ist rein evaneszent – von dieser Tunnelauskopplung abgesehen, ist das Licht auch im Wellenbild im Resonator „gefangen“ und ein hoher Q -Faktoren damit gesichert.

Mit Deformation zum Ziel

Was jedoch in kreisrunden Resonatoren aufgrund der Rotationsinvarianz völlig fehlt, ist die für den Laser charakteristische Vorzugsrichtung der Ausstrahlung. Nur deformierte Mikrodisklaser bieten demnach überhaupt die Chance auf gerichtete Emission des Laserlichts. Eine möglicher Ansatz ist es, den Resonator so zu verformen, dass das Licht für bestimmte Bahnen an einigen Stellen refraktiv auskoppelt. Der „Bowtie-Laser“ fällt in diese Kategorie [2]. Allerdings hat er zwei Nachteile: Koppelt Licht an bestimmten Reflexionspunkten der Trajektorie refraktiv aus, weil dort die

Totalreflexion verletzt ist, führt dies zu geringeren Q -Faktoren. Zudem gibt es, je nach Form der Lichttrajektorie, meist mehr als eine bevorzugte Abstrahlrichtung.

Gemeinsam mit Jan Wiersig von der Universität Magdeburg haben wir mit der Limaçon-Form ein System gefunden, das hohe Q -Faktoren und gerichtete Abstrahlung verbindet (Abb. 1). Diese Geometrie weicht auf den ersten Blick kaum von der Kreisform ab, in Polarkoordinaten (r, φ) ist sie durch $r(\varphi) = R_0(1 + \varepsilon \cos \varphi)$ gegeben, wobei R_0 der mittlerer Radius und ε der Deformationsparameter sind. Die überraschend starke Anisotropie im Fernfeld haben wir Anfang 2008 theoretisch vorhergesagt [5], binnen eines Jahres konnten vier verschiedene experimentelle Gruppen sie bestätigen [6–8]. Das demonstriert das Interesse der Anwenderseite an neuartigen Mikrolasern recht eindrucksvoll, zumal die Abstrahlcharakteristik (sowohl in der Zahl als auch in der Breite der Maxima) noch längst nicht perfekt ist. Eine deutliche Verbesserung bietet TE-polarisiertes Licht (Abb. auf S. 39); tatsächlich handelt es sich hier um erste Schritte in einer neuen Richtung zur Realisierung von Mikrolasern.

Wie kommt es nun, dass ein Resonator mit Limaçon-Form directional, also bevorzugt in eine Richtung, abstrahlt? Um diese Frage zu beantworten, scheint es naheliegend, sich zunächst die Moden genauer anzusehen (Abb. 1b). Das Licht ist dicht am Resonatorrand konzentriert. Jedoch hilft die Feststellung, dass es sich somit um eine flüstergalerieartige Mode mit hohem Q handelt, kaum weiter, um eine starke Anisotropie im Fernfeld zu erklären. Andererseits ist aufgrund der hervorragenden Übereinstimmung von Experiment, Strahlen- und Wellensimulation (Abb. 1a) anzunehmen, dass die Strahldynamik einen alternativen und zuverlässigen Zugang bietet. Sehen wir uns also die klassische Dynamik in einem Limaçon-Billard an!

Dazu startet man Testtrajektorien mit Anfangsbedingungen $(s_0, \sin \chi_0)$, die Bogenlänge und Einfallswinkel am Startpunkt festlegen. Jede Bahn folgt den Gesetzen der Strahldynamik: geradlinige Ausbreitung zum nächsten Reflexionspunkt und „Einfallswinkel gleich Ausfallswinkel“. Für jeden Reflexionspunkt lässt sich die Phasenrauminformation $(s, \sin \chi)$ im Poincaré-Schnitt darstellen, wie das in Abb. 2a für die gezeigte Bahn (Symbole) sowie für eine Vielzahl anderer, homogen verteilter Startbedingungen getan ist. Offensichtlich dominiert, von kleinen Inseln um $\sin \chi = 0$ abgesehen, eine chaotische Dynamik das gesamte System.

Bisher haben wir nur Kenntnisse der Dynamik geschlossener Billards genutzt. Daher gilt es nun, den optisch-offenen Charakter des Systems einzubringen, also Billards für Licht zu betrachten. Das geschieht über das Kriterium der Totalreflexion. Eingetragen in den Poincaré-Schnitt begrenzen die kritischen Linien $\sin \chi_{\text{kr}} = \pm 1/n$ für positiven und negativen Drehsinn (in Abb. 2 rot eingezeichnet) die sog. refraktive Region. In dieser ist das Licht *nicht* durch Totalreflexion gefangen, sondern wird teilweise transmittiert und reflektiert. Der jeweilige Anteil ist durch das Fresnelsche Gesetz gegeben, die Reflexionskoeffizienten betragen

$R^{\text{TM}} = \sin^2(\chi - \eta) / \sin^2(\chi + \eta)$ für TM-Polarisation (elektrisches Feld senkrecht zur Resonatorebene) und $R^{\text{TE}} = \tan^2(\chi - \eta) / \tan^2(\chi + \eta)$ für TE-Polarisation (magnetisches Feld senkrecht, Brewster-Winkel $\chi_{\text{Br}} = \arctan 1/n$ mit $R^{\text{TE}}(\chi_{\text{Br}}) = 0$), η steht hier für den Ausfallswinkel gemäß Brechungsgesetz; $\sin \eta = n \sin \chi$ für einen Resonator in Luft. Die zugehörigen Transmissionskoeffizienten T ergeben sich aus der Differenz zu eins. Totalreflexion setzt für $\chi > \chi_{\text{kr}} = \arcsin 1/n$ ein, dann ist $R = 1$.

Die in **Abb. 2a** im Inset gezeigte Beispieltrajektorie liegt im Phasenraumbild zunächst außerhalb der refraktiven Region (erfüllt also die Bedingung für Totalreflexion), bevor sie mit dem letzten gezeigten Punkt (Dreieck) durch Lichtbrechung auskoppelt: Ein Teil T des Lichtes verlässt unter einem durch das Brechungsgesetz gegebenen Winkel die Kavität und wird im Fernfeld sichtbar. Startet man eine Vielzahl (einige 10 000) von Teststrahlen, resultiert auf diese Weise die Abstrahlcharakteristik, denn fast alle Trajektorien erreichen im Laufe der Zeit die refraktive Region. Das Fernfeld eines optischen Resonators ist also gerade dadurch bestimmt, wie das Licht die kritischen Linien im Phasenraum kreuzt. Diese Erkenntnis schafft eine direkte Verbindung zu einer aus der klassischen Hamiltonschen Dynamik wohlbekannten Größe, der instabilen Mannigfaltigkeit. Gewichtet mit den Fresnelschen Koeffizienten berücksichtigt diese den optisch-offenen Charakter des Systems und führt zu einer systemspezifischen Größe, die den Zusammenhang zwischen Phasenraumstruktur und Fernfeld herstellt. Die hier experimentell belegte Gültigkeit der Strahlenoptik erlaubt es also, das Fernfeld und seine universellen Eigenschaften auf einfache Weise zu verstehen und auch vorherzusagen. Das ist insbesondere für die Anwenderseite interessant, z. B. wenn es darum geht, die Abstrahlcharakteristik zu optimieren.

Um die instabile Mannigfaltigkeit eines Resonators praktisch zu bestimmen, sieht man sich die (10 ... 20) Urbilder jener Punkte an, an denen die Bedingung für Totalreflexion erstmals verletzt ist. Diese ergeben die Struktur der instabilen Mannigfaltigkeit außerhalb der refraktiven Region (**Abb. 2b**). Die gut erkennbaren Filamente setzen sich auch innerhalb der refraktiven Region fort, hier gewichtet mit den Fresnelschen Koeffizienten und damit zur Mitte hin ($\sin \chi = 0$) rasch abklingend.

Die instabile Mannigfaltigkeit prägt dem offenen System demnach eine Struktur auf, die dem „chaotischen“ Phasenraum des geschlossenen Pendants fehlt. Für die Limaçon-Form übersetzt sie sich gerade in eine Fernfeldabstrahlung in vorrangig eine Richtung (nämlich in den Fernfeldwinkel $\theta = 0$) – eine Eigenschaft, die resonanzunabhängig ist und das Fernfeld sehr robust macht, die aber weder aus der Resonatorform noch aus der Morphologie der Resonanzen zu erraten war. Letzteres wird besonders klar, wenn man sich verdeutlicht, dass die zum Lasern führenden Moden weit oberhalb (bzw. unterhalb) der kritischen Linien leben und nur ein sehr kleiner Anteil als Laserlicht, der instabilen Mannigfaltigkeit folgend, auskoppelt. Das sichert die Universalität im Fernfeld und den hohen Q -Faktor. Tatsächlich weichen die Fernfelder von Resonanz zu Resonanz ein wenig voneinander ab, d. h. Details des Fernfelds sind durchaus resonanzspezifisch. Gemittelt über die Fernfelder einiger Dutzend Resonanzen stimmen Strahlen- und Wellenbild jedoch hervorragend überein [7]. Das aus der Strahldynamik über die instabile Mannigfaltigkeit bestimmte Fernfeld ist für jede einzelne Resonanz eine gute Näherung.

Die Fresnelschen Gesetze hängen von der Polarisation des Lichtes ab. Dies bietet die Möglichkeit, das Fernfeld zu manipulieren. Im Allgemeinen ist es nämlich so, dass die Direktionalität im TE-Fall deutlich

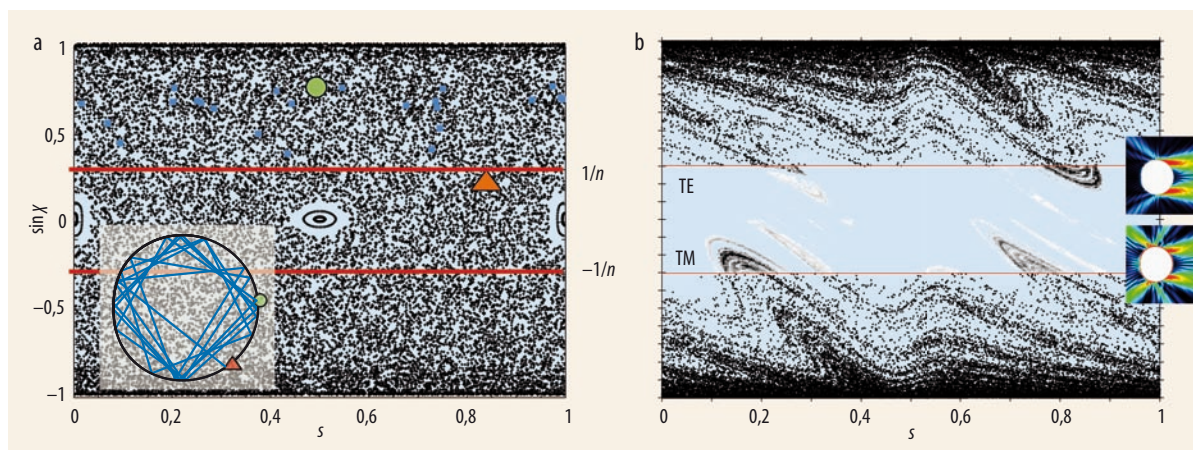


Abb. 2 Die Poincaré-Abbildung des geschlossenen (konventionellen, a) und die zugehörige instabile Mannigfaltigkeit des offenen (optischen, b) Limaçon-Billard für den Deformationsparameter $\varepsilon = 0,4$ und $n = 3,3$. Das Inset in (a) zeigt eine chaotische Bahn, deren zugehörigen Punkte im Poincaré-Schnitt farbig markiert sind. An dem mit einem Dreieck markierten Punkt wird die Bedingung für Totalreflexion erstmals verletzt. (b) zeigt die Fresnel-Gewichtete instabile Mannigfaltigkeit im Bereich der refraktiven Region in Grauskala, und zwar im obere

ren Teil für TE-, im unteren Teil für TM-Polarisation (der jeweils nicht gezeigte Teil ist symmetrisch dazu). Die Konzentration auf wenige Stellen hoher Intensität übersetzt sich direkt in bevorzugte Abstrahlrichtungen, wie in den Insets deutlich wird. Die (hier nicht gezeigten) Husimi-Funktionen, d. h. die in den Phasenraum übersetzten Wellenlösungen, folgen den klassischen Strukturen und belegen so die Strahlen-Wellen-Korrespondenz [5].

besser ist, da die am Brewster-Winkel verschwindende Reflexion das Fresnelsche Gesetz effektiv einer Stufenfunktion und damit einem „Alles-oder-nichts“-Prinzip bei der Auskopplung ähnlicher macht. Allerdings lässt sich in der Praxis die Polarisation nicht immer frei wählen, z. B. arbeiten Quantenkaskadenlaser nur in TM-Polarisation [6], während für Quantenpunktlaser meist TE-Polarisation nützlich ist.

Ein Ziel, viele Konzepte

Die Limaçon-Form bzw. allgemeiner die Erkenntnis, dass die instabile Mannigfaltigkeit nahe der kritischen Linien die Fernfeldeigenschaften bestimmen kann [9], ist ein neues Konzept, um Mikrolaser zu realisieren. Allerdings ist sofort klar, dass die Abstrahlcharakteristik vom Brechungsindex n abhängt. Tatsächlich versagt der Mechanismus im Limaçon, wenn n deutlich kleiner als 3 wird.

Bevor Wissenschaftler die Bedeutung der instabilen Mannigfaltigkeit erkannt haben, galten insbesondere spiralförmige Resonatoren als populär. Charakteristisch für diese Form ist das Auftreten eines Versatzes in der Berandung. Die Idee war simpel: Man nehme eine flüstergalerieartige Mode mit einem solchen Drehsinn, dass sie das gerade Stück der Begrenzung am Versatz trifft. An dieser Stelle kann das Licht nicht anders, als die Kavität „geradewegs und wohlgerichtet“ zu verlassen. Allerdings hat diese Überlegung einen Haken: Der Q-Faktor dieser Mode ist viel geringer als derjenige der gegenläufigen Mode, und zwar genau aufgrund des Lichtverlustes am Versatz. Die gegenläufige Resonanz würde im gepumpten System damit zuerst die Laserschwelle überschreiten und zu ungerichteter Abstrahlung führen. Andererseits ließ sich die flüstergalerieartige Mode im Experiment mittels des Versatzes tatsächlich auskoppeln [10], jedoch nur mit einem ganz wesentlichen Trick: Das Pumpen war auf einen Bereich

nahe des Resonatorrandes beschränkt. Dadurch verbessert sich die Ausgangssituation für die gewünschte Mode im Wettbewerb mit der gegenläufigen Mode derart, dass tatsächlich eine (gepulste) gerichtete Abstrahlung möglich wird (siehe [10] für eine exakte Beschreibung). Die optimale Größe des Versatzes ist dabei etwa die doppelte Wellenlänge im Resonator – ein Kompromiss zwischen ausreichender Abweichung von der Kreisform und nicht zu kleinem Q-Faktor.

Um anwendungstaugliche Mikrodisklaser zu erhalten, wurden zahlreiche weitere Ideen verfolgt, viele unterschiedliche Formen getestet und ganz verschiedene Mechanismen untersucht, z. B. die gezielte Kopplung von Moden (vgl. den aktuellen Review-Artikel [11]). Eine Methode beruht auf kompositen Systemen, die ausgehend von einem Kreisresonator den natürlicherweise hohen Q-Faktor einer Flüstergalerieartmode nutzen. Ein angekoppelter Resonator, bestehend z. B. aus einem Kreis- und Ellipsenbogen [12], agiert als Linse und sorgt für gerichtete Auskopplung. Der Vorteil besteht darin, dass sich die Geometrie dem Brechungsindex des Materials in einem weiten Bereich einfach anpassen lässt, sodass die Emission auch für kleinere Brechungsindizes n bis hinunter zu 2 gerichtet ist.

Ausblick

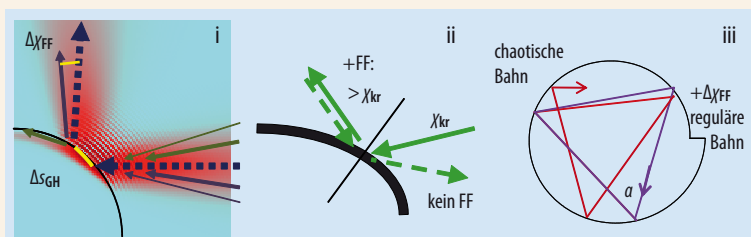
Neben den Limaçon-Kavitäten stimmten auch in zahlreichen anderen Fällen Strahlen- und Wellenbild sowie Experiment bemerkenswert überein. Das überrascht insofern, da die Mikrokavitäten oftmals nur noch wenige Wellenlängen groß sind und daher Abweichungen zwischen Strahlen- und Wellenbild durchaus zu erwarten sind. Für die kleinsten derzeit verfügbaren Resonatoren (Ausdehnung etwa zwei Wellenlängen) ließen sich solche Unterschiede nun auch im Fernfeld nachweisen [13]. Tatsächlich weichen Strahlen- und Wellenbild aber schon in größeren Resonatoren vonei-

SEMIKLASSISCHE KORREKTUREN

Bei der Reflexion eines Gaußschen Strahls an einer gekrümmten Grenzfläche nahe des kritischen Winkels (Abb. i, rot entspricht hoher Intensität) sind die semiklassischen Korrekturen am größten und betragen typischerweise einige Grad. Die Pfeile deuten die Interpretation im Strahlenbild an. Die blau gestrichelten Strahlen enthalten eine erste Korrektur zur Strahlenoptik: Interferenzeffekte führen zur sog. Goos-Hänchen-

Verschiebung Δs_{GH} zwischen ein- und ausfallendem Strahl, die von der Größenordnung der Wellenlänge ist. In der Strahleninterpretation wird eine weitere Korrektur nötig, nämlich das Fresnel-Filtern (auch als Goos-Hänchen-Verschiebung im Winkel bekannt). Der Ausfallswinkel weicht von der Erwartung des klassischen Strahlenbildes um $\Delta\chi_{FF}$ ab, wenn der Lichtstrahl aus vielen Einzelstrahlen zusammengesetzt ist, was

effektiv die typische Strahlaufspaltung in der Größenordnung der Wellenlänge beschreibt. Einzelstrahlen mit einem Einfallswinkel unterhalb des kritischen Winkels werden ins optisch dünnere Medium gebrochen, alle anderen totalreflektiert. Der Ausfallswinkel ist somit größer als erwartet, das Brechungsgesetz wird verletzt – natürlich unter Wahrung einer ausgeglichenen Gesamtdrehimpulsbilanz. Hierbei ist das Prinzip der Umkehrbarkeit des Lichtweges verletzt (Abb. ii), was auch im Experiment beobachtet wurde. Das Fresnel-Filtern erklärt die Existenz (instabiler) regulärer spiralförmigen Kavitäten (Abb. iii), wenn Brechungsindex und innerer Winkel α der Bahn zusammenpassen (z. B. für $n = 2$ mit $\chi_{kr} = \alpha/2 = 30^\circ$), und führt zu nicht-Hamiltonscher Dynamik.



ander ab, wobei auch die Krümmung der Grenzfläche und die damit verbundene Korrektur der Fresnel-Koeffizienten nahe des kritischen Winkels wichtig sind [14]. Ursprung der semiklassischen Korrekturen sind die Goos-Hänchen-Verschiebung und das Fresnel-Filtern (Infokasten „Semiklassische Korrekturen“) [14]. Ihr Einfluss auf die Strahldynamik wird sich in den noch kleineren Kavitäten der Zukunft stärker bemerkbar machen.

Wenn es gelingt, die Abstrahlcharakteristik in zukünftigen Arbeiten weiter zu optimieren, könnten Grundlagenforschung und Anwendungsinteressen noch enger zusammenwachsen.

*

Mein herzlicher Dank geht an meine prima Kollegen im In- und Ausland, besonders an Jan Wiersig, und an die DFG!

Literatur

- [1] *K. J. Vahala*, *Nature* **424**, 839 (2003)
- [2] *C. Gmachl* et al., *Science* **280**, 1556 (1998)
- [3] *K. Iga* et al., *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 1845 (1988)
- [4] *S. L. McCall* et al., *Appl. Phys. Lett.* **60**, 289 (1992)
- [5] *J. Wiersig* und *M. Hentschel*, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 033901 (2008).
- [6] *Ch. Yan* et al., *Appl. Phys. Lett.* **94**, 251101 (2009)
- [7] *S. Shinohara* et al., *Phys. Rev. A* **80**, 031801 (2009)
- [8] *Q. Song* et al., *Phys. Rev. A* **80**, 041807(R) (2009); *C.-H. Yi* et al., *Appl. Phys. Lett.* **95**, 141107 (2009)
- [9] *S.-Y. Lee* et al., *Phys. Rev. Lett.* **93**, 164102 (2004)
- [10] *M. Kneissl* et al., *Appl. Phys. Lett.* **84**, 2485 (2004); *M. Hentschel* und *T.-Y. Kwon*, *Opt. Lett.* **34**, 163 (2009)
- [11] *J. Wiersig* et al., Review on unidirectional light emission from ultralow-loss modes in deformed microdisks, in: *Trends in Nano- and Micro-Cavities*, hrsg. von *Odae Kwon*, Bentham e-books, eISBN: 978-1-60805-236-3 (2011)
- [12] *J.-W. Ryu* und *M. Hentschel*, *Opt. Lett.* **36**, 1116 (2011)
- [13] *Q. Song* et al., *Phys. Rev. Lett.* **105**, 103902 (2010)
- [14] *M. Hentschel* und *H. Schomerus*, *Phys. Rev. E* **65**, 045603(R) (2002); *E. Q. Altmann*, *G. Del Magno* und *M. Hentschel*, *Europhys. Lett.* **84**, 10008 (2008)

DIE AUTORIN

Martina Hentschel studierte Physik in Dresden und London und schloss 2001 am MPI für Physik komplexer Systeme ihre Promotion ab. Nach einem Postdoc-Aufenthalt an der Duke University bei Harold Baranger, längeren Aufenthalten in Regensburg und in Japan, der Besteigung von Aconcagua und Cotapaxi leitet sie, inzwischen Mutter zweier Kinder, seit 2006 in Dresden eine Emmy-Noether-Nachwuchsgruppe zum Thema „Many-body effects in mesoscopic systems“.



Fotoatelier Komvex