

# Licht auf den Punkt gebracht

Das Fokussieren von Licht auf atomare Dimensionen eröffnet neue Perspektiven für seine Manipulation.

Gerd Leuchs

Im weiten Feld der optischen Wissenschaft ist unsere Fähigkeit, Licht in all seinen Parametern zu manipulieren, von zentraler Bedeutung. Die Fokussierung von Licht auf einen möglichst kleinen Punkt spielt dabei eine besondere Rolle und ist verknüpft mit der Frage nach der räumlichen Auflösung, die ein Mikroskop erreichen kann. Die Mikroskopie hat eine revolutionäre Renaissance erlebt durch strukturierte Beleuchtung, unterschiedliche nichtlineare Prozesse oder eine Kombination davon [1]. Dafür erhielten Eric Betzig, Stefan W. Hell und William E. Moerner 2014 den Chemie-Nobelpreis. Im Folgenden wird es um den Teilaspekt gehen, der die Fokussierung selbst betrifft.

Eine Reihe technischer Innovationen geht darauf zurück, dass Wissenschaftler durch sorgfältiges Beobachten herausfanden, wie die Natur ein bestimmtes Problem löst. So kann man auch vorgehen, wenn man die Fokussierung optimieren will. Natürlich wissen wir, dass sich ein Lichtstrahl mit einer Linse fokussieren lässt. Aber gehen wir noch einen Schritt zurück und schauen, wie in der Natur Licht von einem einzelnen Atom absorbiert wird – dem kleinsten Objekt, das eine Resonanz bei der Frequenz des Lichts aufweist. Schon früh fiel auf, dass der Absorptionsquerschnitt  $\sigma$  eines Atoms proportional zum Quadrat der Wellenlänge des Lichts ist,  $\sigma = 3\lambda^2/(4\pi)$ , und nichts mit den viele Größenordnungen kleineren Abmessungen des Atoms zu tun hat. Wie ist das zu verstehen? Licht ins Dunkel brachten Harry Paul und Randolph Fischer, die den Energiefluss in ein Atom hinein berechneten, das mit einer ebenen Lichtwelle beleuchtet wird, deren Frequenz in Resonanz mit dem Atom ist [2]. Offensichtlich „saugt“ das Atom die Lichtenergie an und verformt dabei das Feld so, dass es in der Nähe des Atoms dem einer einlaufenden Dipolwelle ähnelt (Abb. 1). Die Botschaft ist, dass die Absorptionswahrscheinlichkeit mit einer einlaufenden Dipolwelle am höchsten ist. Dazu passt, dass die Absorption eines Photons die Zeitumkehrung der spontanen Emission ist, bei der eben eine elektrische Dipolwelle emittiert wird [3]. Wir sehen also, dass ein Atom ganz ohne unser Zutun selber schon ein wenig Fokussierarbeit übernimmt.

Licht ist ein Vektorfeld, und in einer auslaufenden Dipolwelle liegen die elektrischen Feldvektoren in der Ebene, die vom schwingenden Dipol und dem lokalen Wellenvektor aufgespannt ist (Abb. 2). Die Vermutung



Dieser sehr tiefe Parabolspiegel soll auf ein einzelnes Atom ein Wellenpaket fokussieren, das in der gleichen räumlichen Mode wie ein spontan von einem Atom ausgesendetes Lichtteilchen präpariert ist.

liegt nahe, dass auch ohne Atom bei der Fokussierung im freien Raum der kleinste Fokus mit einer einlaufenden vektorialen Dipolwelle erreicht wird, also bei Fokussierung aus allen Richtungen. Und selbst bei Fokussierung aus nur einem Teil des vollen Raumwinkels ist zu erwarten, dass die fokussierte Welle einen möglichst großen Überlapp mit der vektorialen Dipolwelle haben soll. Dies hat sich zunächst in Rechnungen [4] und dann im Experiment [5] bestätigt. Es stellte sich heraus, dass die Vektoreigenschaften ab einer Fokussierung mit einer numerischen Apertur in Luft ( $n = 1$ ) von etwa  $NA = 0,8$  wichtig werden, also für die Fokussierung aus einem großen Raumwinkelbereich,  $0,8\pi \leq \Delta\Omega < 4\pi$ , wobei die untere Grenze  $NA = 0,8$  entspricht. Für die optimale Fokussierung aus einem großen Raumwinkel muss das einlaufende Lichtfeld ein entsprechendes Polarisationsmuster aufweisen. Besonders geeignet ist ein radial polarisiertes Feld. Lange Zeit war vermutet worden, dass die Einbeziehung der Vektoreigenschaften des Lichts den Fokus immer vergrößert, was für linear und zirkular polarisiertes Licht auch stimmt. Bekannt war, dass der radial polarisierte Lichtstrahl im Fokus bei hoher numerischer Apertur eine

Prof. Dr. Gerd Leuchs, Institut für Optik, Information und Photonik, FAU, Staudtstr. 7 / B2, 91058 Erlangen – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung des Herbert-Walther-Preises 2018 auf der DPG-Jahrestagung in Erlangen

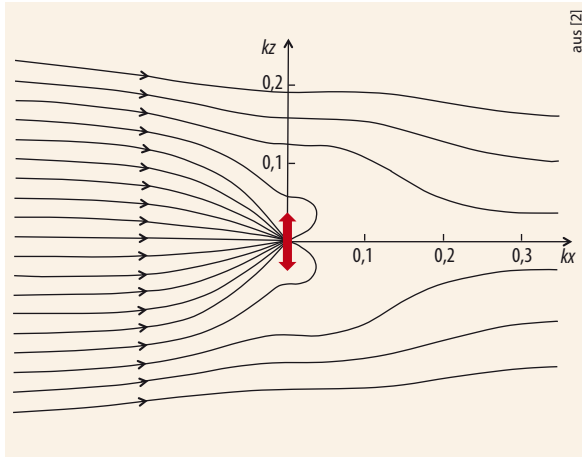


Abb. 1 Die Abbildung zeigt berechnete Energie-Flusslinien. Die ebene Welle kommt von links. Das Atom verformt den Energiefluss so, dass die resultierende Feldverteilung der eines absorbierenden Dipols möglichst nahekommt. Der rote Doppelpfeil zeigt die Schwingungsrichtung des im Atom angeregten elektrischen Dipols an.

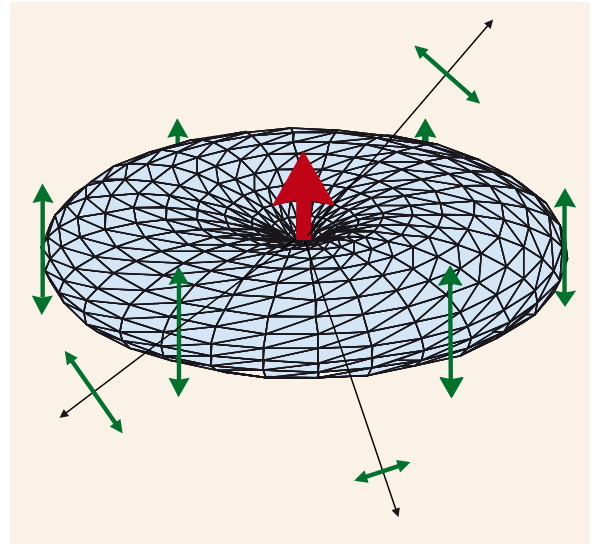


Abb. 2 In diesem Polardiagramm einer ein- bzw. auslaufenden Dipolwelle sind der schwingende elektrische Dipol (roter Pfeil) und die elektrischen Felder (grüne Pfeile) zu erkennen.

starke longitudinale Feldkomponente besitzt (Abb. 3), aber der kleinere Fokus [4, 5] war eine Überraschung. Diese Feldverteilung kam dann auch in der Mikroskopie zum Einsatz [6].

Nun gibt es zwei unterschiedliche Szenarien:

- Zum einen die einlaufende Dipolwelle, die für  $r \neq 0$  eine exakte Lösung der Maxwell-Gleichung ist, mit den verschiedenen Termen, die für  $r \rightarrow 0$  alle divergieren. Diese Lösung erfordert zwingend einen oszillierenden Dipolstrom bei  $r = 0$ , und sie offenbart die resonante Feldüberhöhung [7] für  $r < \lambda$  (Abb. 4, laufende Welle).
- Zum anderen gibt es den weniger spektakulären Fall, bei dem sich keine Antenne im Fokus befindet, ganz ohne Divergenzen und Feldüberhöhung.

Wie lassen sich diese beiden Bilder zusammenbringen? Sowohl zu der ein- als auch zu der auslaufenden Dipolwelle gehört zwingend ein Dipolstrom bei  $r = 0$ . Wenn nun aber keine Ladungen am Ursprung vor-

handen sind, müssen sich die Dipolströme der auslaufenden und der einlaufenden Welle gegeneinander aufheben. Das führt zu einem Vorzeichenwechsel beim Durchgang durch den Ursprung, der dafür sorgt, dass die Divergenzen bei der resultierenden stehenden Welle (Abb. 4) verschwinden [8]. Dies scheint eine delicate Balance zu sein. In dem Bereich könnte es daher noch unentdeckte Effekte geben, die mit einer Störung dieser Balance zusammenhängen [9].

Die obige Beobachtung, dass die Optimierung der Kopplung von Licht an ein Atom im freien Raum eine Dipolwelle erfordert, die aus dem gesamten  $4\pi$ -Raumwinkel kommt, lässt einen davon träumen, die Zeitumkehr eines spontanen Emissionsprozesses experimentell zu demonstrieren. Ein solches Experiment ist in Vorbereitung [10, 11]. Dazu ist die Erzeugung eines Ein-Photon-Wellenpakets erforderlich, das asymmetrisch in der Zeit ist: Auf einen exponentiellen

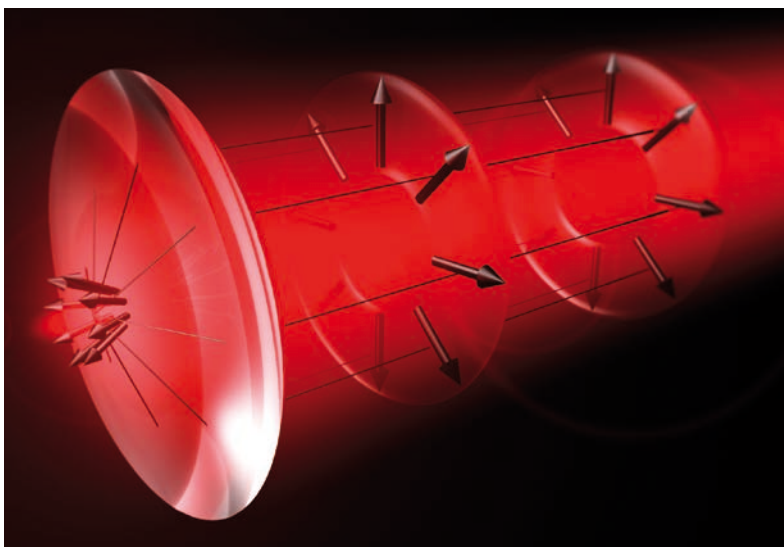


Abb. 3 Von rechts kommt ein radial polarisierter Lichtstrahl und wird von einer Linse stark fokussiert. Dies führt nicht nur zu einer longitudinalen Feldkomponente im Fokus, sondern auch zu einem kleineren Brennpunkt.

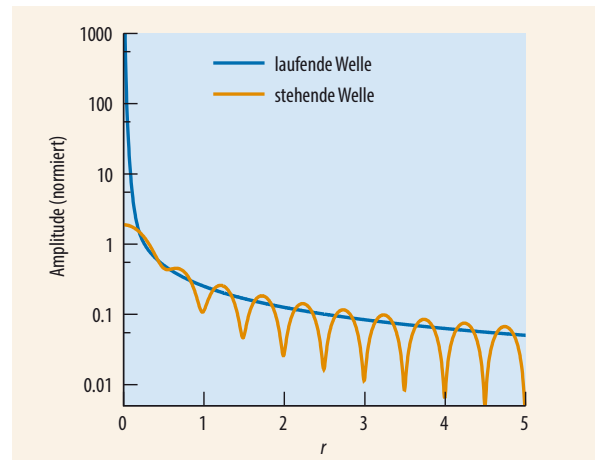
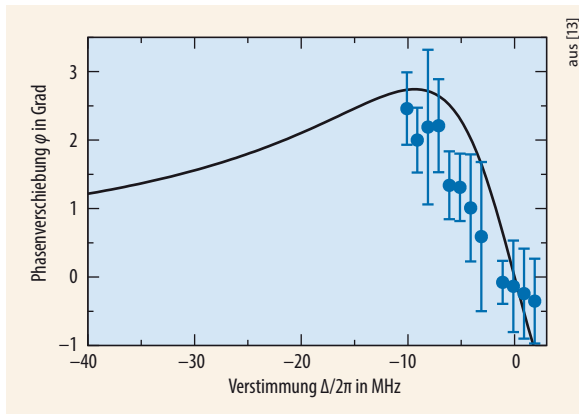


Abb. 4 Eine aus dem vollen Raumwinkel einlaufende Dipolwelle, die bei  $r = 0$  vollständig absorbiert wird, zeigt resonante Feldüberhöhung bei  $r < \lambda$ . Wenn die Welle aber nicht absorbiert wird, wird aus ihr eine auslaufende Dipolwelle, die mit der einlaufenden zu einer stehenden Welle in 3D interferiert – ganz ohne Divergenzen.



**Abb. 5** Die Phasenverschiebung eines radial polarisierten Laserstrahls, der mithilfe eines tiefen Parabolspiegels auf ein einzelnes Atom fokussiert wird, ist zurzeit noch durch restliche Aberrationen des Parabolspiegels und durch eine etwas zu starke Bewegung des Atoms begrenzt [13].

Anstieg muss eine abrupt abfallende Flanke folgen [12]. Ein solches Wellenpaket soll mithilfe eines Flüster-Galerie-Moden-Resonators experimentell realisiert werden, wobei die für das ausgewählte Atom erforderliche Wellenlänge von 250 nm eine zusätzliche Herausforderung ist. Andere Komplikationen sind die möglichen Verschränkungen zwischen Atom und Lichtfeld, weshalb ein Atom mit einer günstigen Niveaustuktur ausgewählt wurde. Neben der Demonstration des zur spontanen Emission inversen Prozesses verspricht diese effiziente Kopplung interessante Anwendungen im Bereich der Quanten-Informationstechnologie. Bei der Alternative, der starken Kopplung an ein Atom in einem optischen Resonator, schränkt der Resonator die Bandbreite ein, mit der sich ein Quanten-Gatter schalten lässt. Die Freiraum-Alternative erlaubt es dagegen, die volle Bandbreite des Atoms auszunutzen.

Auf dem Weg hin zu diesem Experiment gibt es Messungen, die sich schneller realisieren lassen. Ein solches Experiment ist die Veränderung der Phase eines kohärenten Laserstrahls durch ein einzelnes Atom. Die im ersten Anlauf gemessenen 2,5 Grad (Abb. 5) sind bereits vergleichbar mit der größten Phasenverschiebung durch ein Atom, die bis dahin in der Literatur beschrieben wurde. Die maximal mögliche Phasenverschiebung beträgt 180 Grad. Ein adaptiver Spiegel und verbesserte Laserkühlung werden eine Phasenverschiebung ermöglichen, die noch näher am Maximum ist.

Das Gebiet der Fokussierung von Licht bleibt spannend, und es darf spekuliert werden: Falls die nichtlineare Wechselwirkung von Licht mit dem Vakuum die oben diskutierte delicate Balance zwischen ein- und auslaufender Dipolwelle stört, verringert sich vielleicht sogar die Schwelle der für die Beobachtung der Elektron-Positron-Paarerzeugung im Vakuum erforderlichen Laserintensität. Andererseits wurden im Sub-Wellenlängenbereich in den letzten Jahren neue Strukturen entdeckt [14], z. B. ein Polarisations-Möbius-Band [15], transversaler Drehimpuls und ein Nano-„Leuchtfener“, und es gibt vermutlich noch mehr zu entdecken.

## Danksagung

Für aufschlussreiche Diskussionen danke ich Luis L. Sanchez-Soto, Wolfgang Schleich, Robert W. Boyd, Elisabeth Giacobino, Paul Kwiat, Markus Sondermann, Ulf Peschel, Andrea Aiello, Magdalena Stobinska, Benoît Chalopin, Ivan Gonoskov, Denis Sych, Valentin Averchenko, Bharath Srivathsan, Harald Schwefel, Aleksei Bashinov, Christoph Marquardt und Peter Banzer. Ein ganz besonderer Dank gilt den ehemaligen und den aktuell am Projekt arbeitenden Studenten Robert Maiwald, Andrea Golla, Simon Heugel, Martin Fischer, Marianne Bader, Rojari Penjweini und Lucas Alber. Dem European Research Council bin ich dankbar für den Advanced Grant „PACART“.

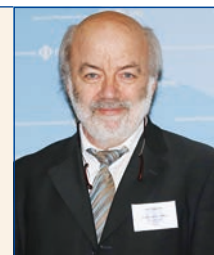
Herbert Walther war mein Lehrer und Mentor. Ich habe ihn bewundert für seine physikalische Intuition und sein Gespür für lohnende Fragestellungen, ganz besonders aber für die souveräne Art, mit der er seine schwere, lange Krankheit ertragen hat. Ich habe viel von ihm gelernt und bin ihm dankbar für seine Ratschläge in all der Zeit bis kurz vor seinem viel zu frühen Ableben und ganz besonders für seine Unterstützung bei der Planung unseres MPI in Erlangen. Die Verleihung des Herbert-Walther-Preises durch die DPG und die OSA hat für mich einen ganz besonderen Stellenwert.

## Literatur

- [1] S. Weisenburger und V. Sandoghdar, *Contemp. Phys.* **56**, 123 (2015)
- [2] H. Paul und R. Fischer, *Usp. Fiz. Nauk* **141**, 375 (1983)
- [3] G. Leuchs und M. Sondermann, *Phys. Scr.* **85**, 058101 (2012)
- [4] S. Quabis et al., *Opt. Commun.* **179**, 1 (2000)
- [5] R. Dorn, S. Quabis und G. Leuchs, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 233901 (2003)
- [6] N. Huse, A. Schönle und S. W. Hell, *J. Biomed. Opt.* **6**, 273 (2001)
- [7] L. Novotny, R. X. Bian und X. Sunney Xie, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 645 (1997)
- [8] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc und G. Grynberg, *Photons and Atoms*, Wiley-VCH (1997), Problem C1. 6, S. 71
- [9] Vgl. z. B. I. Gonoskov, A. Aiello, S. Heugel und G. Leuchs, *Phys. Rev. A* **86**, 053836 (2012)
- [10] M. Stobinska, G. Alber und G. Leuchs, *EPL* **86**, 14007 (2009)
- [11] M. Sondermann und G. Leuchs, in: A. Predojevic und M. W. Mitchell (Hrsg.), *Engineering the Atom-Photon Interaction*, Springer Verlag, Cham, Heidelberg, New York (2015)
- [12] V. Averchenko et al., *Phys. Rev. A* **96**, 043822 (2017)
- [13] M. Fischer et al., *Appl. Phys. B* **123**, 48 (2017)
- [14] A. Aiello et al., *Nature Photonics* **9**, 789 (2015)
- [15] T. Bauer et al., *Science* **347**, 964 (2015)

## DER AUTOR

Gerd Leuchs hat immer schon gerne Geräte auseinander genommen, um das Prinzip zu verstehen, und oft funktionierten sie wieder, nachdem er alles zusammengebaut hatte. Zwanzig Jahre lang war er aktiver Segelflieger, um sich dann ganz auf die Physik zu konzentrieren. Nach Stationen in Köln, Garching und Boulder/Colorado wurde er 1985 am MPI für Quantenoptik Leiter der Gravitationswellen-Gruppe. 1990 wechselte er zu einem Industrieunternehmen in die Schweiz, wo er Interferometer für die Praxis baute. 1994 nahm er einen Ruf auf den Lehrstuhl für Experimentalphysik an der Universität Erlangen-Nürnberg an und kümmerte sich dort um die Etablierung der Quantenoptik. Er war Sprecher des DPG-Fachverbands für Quantenoptik und ist Gründungsdirektor des MPI für die Physik des Lichts. Als Global Player ist er heute auf internationalem Parkett unterwegs und ein gefragter Wissenschaftler im In- und Ausland.



Kurt Fuchs Fotodesign