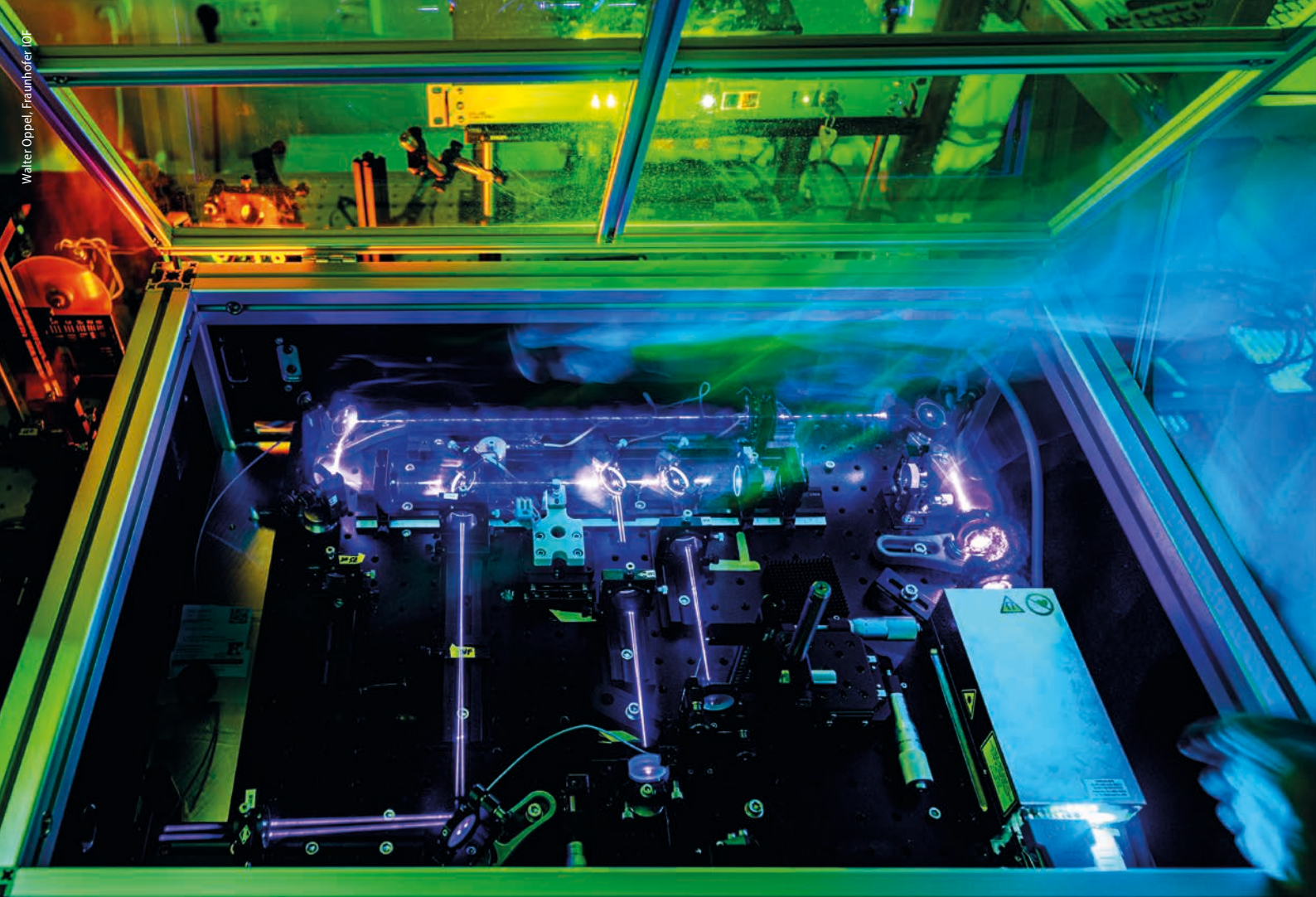




## QUANTENOPTIK

# Spukhafte Erscheinungen

Wie die Quantenoptik neue Methoden der Bildgebung ermöglicht

Markus Gräfe

Licht fasziniert seit jeher, doch der physikalische Blick darauf bleibt im steten Wandel. Seine einfachste Beschreibung als Strahlenbündel bildet die Basis der geometrischen Optik und erklärt, wie optische Abbildungen mittels Linsen funktionieren. Ein genauerer Blick auf das Verhalten von Licht an einem optischen Gitter zeigt Beugung und Interferenz – zwei Effekte, die in seiner Wellennatur begründet liegen. Aber Licht ist noch viel mehr: Dank Albert Einstein und Max Planck wissen wir heute, dass es aus Quanten besteht: den Photonen. Auf dieser fundamentalen Erkenntnis baut unsere moderne Photonik- und Halbleiterindustrie auf, und damit Quantentechnologien der 1. Generation. Die heute in der Entwicklung befindliche 2. Generation beruht auf nichtklassischen Quantenzuständen des Lichts.

In der Entwicklung der Quantenphysik zeigte sich schnell, dass Licht in Form verschiedener Quantenzustände vorliegen kann. Einige davon lassen sich nicht mehr mit klassischer Elektrodynamik beschreiben. Die Anwendungen dieser nichtklassischen Zustände in neuartigen technologischen Konzepten bilden die Quantentechnologien der 2. Generation und stehen aktuell als Forschungsgebiet mit hohem Innovationspotenzial im Fokus. Ein vielversprechendes Gebiet stellt hierbei die Quantenbildgebung dar: die Bildgebung und Spektroskopie mit nichtklassischem Licht [1].

Die mit Abstand meistgenutzte Quelle nichtklassischen Lichts basiert auf der spontanen parametrischen Fluoreszenz (**Infokasten**). Dabei konvertieren die Pumpphotonen eines Lasers spontan in zwei Tochterphotonen, die histo-

◀ Dieses transportable System ermöglicht die spukhafte Bildgebung mit nichtdetektiertem Licht. Mit einem nichtlinearen Interferometer lassen sich Bilder von Objekten aufnehmen, ohne dass das detektierte Licht je mit dem Objekt interagiert hat.

risch bedingt als Signal und Idler benannt sind. Das Signal- und das Idlerphoton bilden als Photonenpaar einen nichtklassischen Zwei-Photonenzustand mit Eigenschaften, die in der klassischen Optik nicht existieren. Beide Photonen sind räumlich verschränkt – das heißt, sie zeigen Korrelationen sowohl in ihrer Position als auch in ihrem Impuls. Daneben können weitere Freiheitsgrade verschränkt sein, wie Polarisation, Helizität bzw. Drehimpuls oder Energie und Zeit. Darauf basierend lassen sich die verschiedenen Ansätze der Quantenbildgebung in drei Kategorien einteilen. Denn die Quantenbildgebung nutzt entweder Verschränkung aus, basiert auf Korrelationen oder geschieht mithilfe von Interferometern. Im Folgenden illustriert jeweils ein Beispiel diese Kategorien, wobei die letzte sowohl wegen ihrer spukhaften Physik als auch wegen des enormen Anwendungspotenzials genauer beleuchtet wird.

## Verschränkungs-vorteil bei Absorption

Mit der Absorption von Licht lassen sich in bestimmten Proben Informationen über die entsprechende Substanz sammeln. Neben der Absorption einzelner Photonen ist auch Multiphotonenabsorption möglich. Deren deutlich kleinere Photonenenergien erlauben bessere Eindringtiefen in Gewebe und liefern damit eine Tiefeninformation der Probe. Insbesondere die Zwei-Photonenabsorption

gilt als Standardwerkzeug, vor allem in der Anregung von Fluoreszenz-molekülen (Classical Two-Photon Absorption – CTPA). Da der Wirkungsquerschnitt der klassischen Zwei-Photonenabsorption  $\sigma_{CTPA}$  deutlich kleiner ausfällt als bei Ein-Photonenabsorptionsprozessen, findet dieser Vorgang deutlich seltener statt. Dementsprechend kommen hierfür meist Ultrakurzpulslaser zum Einsatz, die pro Puls genügend viele Photonen bereit stellen, um Zwei-Photonenprozesse anzutreiben. Da beide Photonen statistisch unabhängig voneinander sind, skaliert die Absorptionsrate quadratisch mit dem auf die Probe auftreffenden Photonenfluss  $\phi$ : Bei kleinen Beleuchtungsintensitäten sind sehr kleine Absorptionsraten zu erwarten. Zusammen mit den ultrakurzen Laserpulsen kann sich das nachteilig bei photosensitiven Proben auswirken. Eventuell wird die Probe während der Beobachtung geschädigt, was Langzeitbeobachtungen bleiben verhindert.

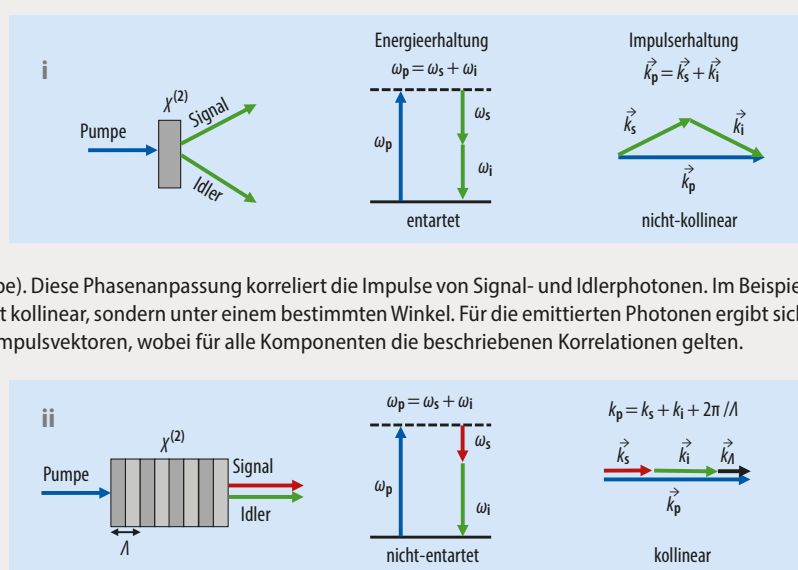
Für die in Energie und Zeit verschränkten Photonenpaare aus der spontanen parametrischen Fluoreszenz gilt nun, dass die beiden Photonen, die nahezu zeitgleich entstehen, einen Zwei-Photonenzustand bilden und dadurch eine höhere Absorptionswahrscheinlichkeit mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{ETPA}$  besitzen. Beim Prozess verschränkter Zwei-Photonenabsorption (Entangled Two-Photon Absorption – ETPA) skaliert die Absorptionsrate linear mit der Beleuchtungsintensität [2], sodass für Gewebe trotz einer schonenden kleinen Anregungsleistung eine höhere Absorptionsrate zu erwarten ist (Abb. 1).

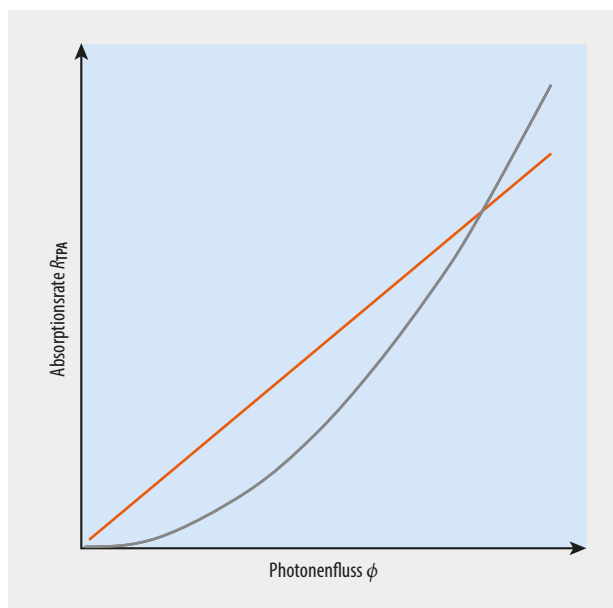
Auch für verschränkte Photonenpaare ist klassische Zwei-Photonenabsorption möglich. Dann überlagern sich beide Prozesse und für die Zwei-Photonenrate gilt:  $R_{TPA}(\phi) = \sigma_{CTPA} \cdot \phi^2 + \sigma_{ETPA} \cdot \phi$ . Überwiegt der lineare Term, sorgt die Verschränkung für eine höhere Absorptionsrate.

## Spontane parametrische Fluoreszenz – SPDC

Ein  $\chi^{(2)}$ -nichtlineares Material konvertiert Pump photons eines Lasers spontan in zwei Tochterphotonen (Abb. i): das Signal- und das Idlerphoton. Wegen der Energieerhaltung sind beide Photonen in ihrer Frequenz (anti-)korreliert. Im gezeigten Beispiel sind sie entartet; Signal und Idler besitzen dieselbe spektrale Charakteristik. Überdies gilt Impulserhaltung, sodass die Vektoren  $\vec{k}_s$  und  $\vec{k}_i$  sich zu  $\vec{k}_p$  addieren (s: Signal, i: Idler, p: Pumpe). Diese Phasenanpassung korreliert die Impulse von Signal- und Idlerphotonen. Im Beispiel erfolgt die Emission der beiden Photonen nicht kollinear, sondern unter einem bestimmten Winkel. Für die emittierten Photonen ergibt sich eine spektrale Breite und eine Verteilung der Impulsvektoren, wobei für alle Komponenten die beschriebenen Korrelationen gelten.

Ferroelektrische Kristalle wie Kaliumtitanatphosphat (KTP) oder Lithiumniobat lassen sich mit Hochspannungsfeldern periodisch polen: Ihre  $\chi^{(2)}$ -Nichtlinearität wechselt periodisch das Vorzeichen mit Domänenlängen von Mikrometern (Abb. ii). Diese „eingebrennten“ Gitter mit Gitterkonstante  $\Lambda$  stellen einen zusätzlichen Freiheitsgrad für die Impulserhaltung zur Verfügung, sodass eine Quasi-Phasenanpassung auftritt. Im gezeigten Beispiel besitzen Signal und Idler unterschiedliche Zentralwellenlängen (nichtentartet) und werden kollinear emittiert. Periodisch gepolte Kristalle sind die am häufigsten verwendeten Materialien für die Photonenpaarerzeugung: Sie weisen eine große Flexibilität auf, etwa wenn das Einstellen der Phasenanpassung durch die Kristalltemperatur die Gitterkonstante  $\Lambda$  ändert.



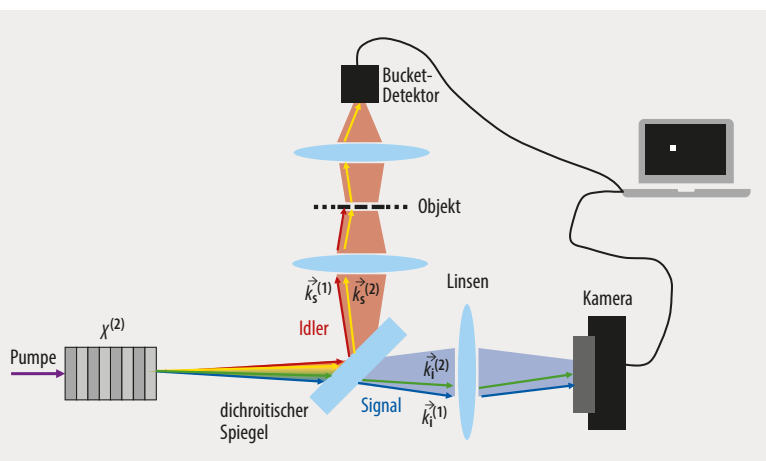


**Abb. 1** Die Zwei-Photonenabsorptionsrate hängt für eine klassische Anregung mit Laserlicht (grau) quadratisch vom Photonenfluss ab, für verschränkte Photonenpaare dagegen linear (orange).

Dieses Feld steckt aber noch in den Anfängen: Es gibt zwar viele theoretische Arbeiten, aber kaum experimentelle Referenzen. Besonders für die TPA-Fluoreszenzanregung sind die experimentellen Daten widersprüchlich: Sie reichen von „direkt beobachtet“ bis „praktisch nicht beobachtbar“. Hier muss weitere Forschung in naher Zukunft Klarheit schaffen.

## Quantum Ghost Imaging

Ghost Imaging ist wohl die bekannteste und älteste Idee, um Photonenpaare für die Bildgebung zu nutzen. Bereits 1994 demonstrierten die bekannten Quantenoptiker Todd Pittman, Yanhua Shih, Dmitry Strekalov und Alexander Sergi-



**Abb. 2** Idlerphotonen (rot) beleuchten das Objekt und treffen auf einen Bucket-Detektor; Signalphotonen (blau) interagieren vor der Detektion nicht mit dem Objekt. Dieses lässt sich „wie von Geisterhand“ mit einer Korrelationsmessung beider Photonen nachweisen. Die Impulsvektoren  $\vec{k}^{(1,2)}_{s,i}$  zeigen Beispiele zweier Photonenpaare, wobei nur das Paar 2 (gelb, grün) zu einem koinzidenten Ereignis führt. Eine Messung aller möglichen, verfügbaren Paare erlaubt es nicht nur, einen Bildpunkt nachzuweisen, sondern das gesamte beleuchtete Objekt.

enko eine experimentelle Implementation dieser korrelationsbasierten Bildgebung [3]. Dabei beleuchtet Idlerlicht ein Objekt und trifft danach auf einen Bucket-Detektor ohne räumliche Auflösung (**Abb. 2**). Gleichzeitig trifft Signallight auf einen räumlich auflösenden Detektor – entweder eine Kamera oder einen scannenden Bucket-Detektor. Eine koinzidente Detektion zwischen Bucket-Detektor und Kamera (Korrelationsdetektion) generiert das Bild des Objekts. Obwohl sich im Objektarm, den das Idlerlicht durchläuft, keine Kamera befindet, und das Signallight im Arm mit der Kamera nicht auf das Objekt trifft, entsteht durch die „geisterhafte“ Wirkung von Quantenkorrelationen ein Bild des Objekts, in diesem Fall aufgrund von Impulskorrelationen.

In dem gezeigten Szenario befinden sich sowohl das Objekt als auch die Kamera im Fernfeld des SPDC-Kristalls, der die korrelierten Photonenpaare erzeugt. Daher kommen die in der Fourier-Ebene dominierenden Korrelationen der Impulsvektoren ( $k$ -Vektoren) zum Tragen. Bei der spontanen parametrischen Fluoreszenz führt die Impulserhaltung zu einer Phasenanpassung, sodass sich zu jedem Impulsvektor  $\vec{k}_s$  eines Signalphotons ein passender Impulsvektor  $\vec{k}_i$  eines Idlerphotons findet und umgekehrt (**Infokasten**). Selbstverständlich lässt sich der optische Aufbau auch in Richtung einer Nahfeldabbildung verändern. Dabei wird der SPDC-Kristall auf das Objekt und die Kamera abgebildet. In diesem Fall erfolgt die Bildgebung durch die Positionskorrelationen von Signal- und Idlerphotonen. Denn zu jeder Entstehungsposition eines Signalphotons existiert genau eine (idealerweise dieselbe) Entstehungsposition des zugehörigen Idlerphotons und umgekehrt (**Infokasten**). Eine anschauliche und umfängliche Diskussion dieser Abbildungsmodi und weiterer Abwandlungen findet sich in [4].

Diese Art der Bildgebung ist nicht nur eine nette Obskürtheit der Quantenoptik, sondern ermöglicht es prinzipiell, mit einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis unterhalb des Schrotrauschens zu messen, ähnlich wie beim Nachweis von Gravitationswellen mit gequetschtem Licht [5]. Das passiert, weil beide Photonen „gemessen“ werden, was die Vorzüge der nichtklassischen Zwei-Photonenwellenfunktion ausnutzt. Insbesondere kommt hier durch die Korrelationsmessung die Sub-Poisson-Verteilung der Photonenanzahl zum Tragen: eine Eigenschaft, die nur nichtklassisches Licht aufweist. Allerdings bleibt anzumerken, dass – ebenfalls in Analogie zu gequetschtem Licht – durch optische Verluste im Bildgebungssystem inklusive der Detektionseffizienz der Vorteil beim Signal-zu-Rausch-Verhältnis auch schnell nahezu verschwinden kann. Darüber hinaus sind die Intensitäten von Signal- und Idlerlicht sehr klein im Vergleich zu herkömmlichen optischen Bildgebungsverfahren mittels LED- oder Laserbeleuchtung.

Ein weiterer Vorteil von Quantum Ghost Imaging besteht darin, dass der Spektralbereich der Probenbeleuchtung ohne räumlich auflösenden Detektor auskommt. Dies ist vor allem relevant, wenn Photonen außerhalb des visuellen Spektrums zum Einsatz kommen, wie auch der nächste Abschnitt zeigt. Das Signallight im Referenzarm kann im visuellen Spektrum bleiben und lässt sich effizient mit einer CCD- oder CMOS-Kamera detektieren. Das erleichtert

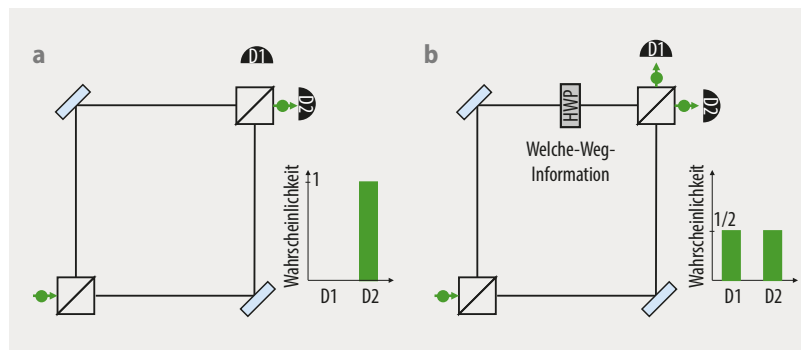


zwar die Bildgebung in extremen Spektralbereichen, doch nach wie vor bleibt das Idlerlicht zu detektieren, welches das Objekt beleuchtet. Ist aufgrund des extremen Spektralbereichs beim Bucket-Detektor die Detektionseffizienz sehr gering, setzt diese eine obere Schranke für die gesamte Nachweiswahrscheinlichkeit des Ghost-Imaging-Systems.

Ghost Imaging hilft bereits in ersten Mikroskopiesystemen dabei, die Beleuchtungsintensität zu verringern und so die zu beobachtenden Proben zu schonen. Interessanterweise handelt es sich hierbei um eine Abwandlung, die ohne Quantenphysik beschreibbar ist – das „Classical Ghost Imaging“. Auch in klassischen Lichtfeldern, beispielsweise aus thermischen Quellen, treten Positionskorrelationen auf, auch wenn es wegen der fehlenden räumlichen Verschränkung keine Impulskorrelationen gibt. Damit lässt sich ein quanteninspiriertes, jedoch völlig klassisches Bildgebungssystem realisieren. Hierbei ersetzen eine Quelle pseudothermischen Lichts und ein Strahlteiler, der das Licht in Proben- und Referenzarm aufspaltet, die Quelle für die spontane parametrische Fluoreszenz. Das Classical Ghost Imaging wertet die Positionskorrelationen in Form von Specklemustern aus. Die deutlich reduzierte Intensität im Probenarm schonen dabei die zu untersuchenden Objekte. Weil Proben- und Referenzlicht von derselben Quelle stammen, decken sie zwangsläufig den gleichen Spektralbereich ab.

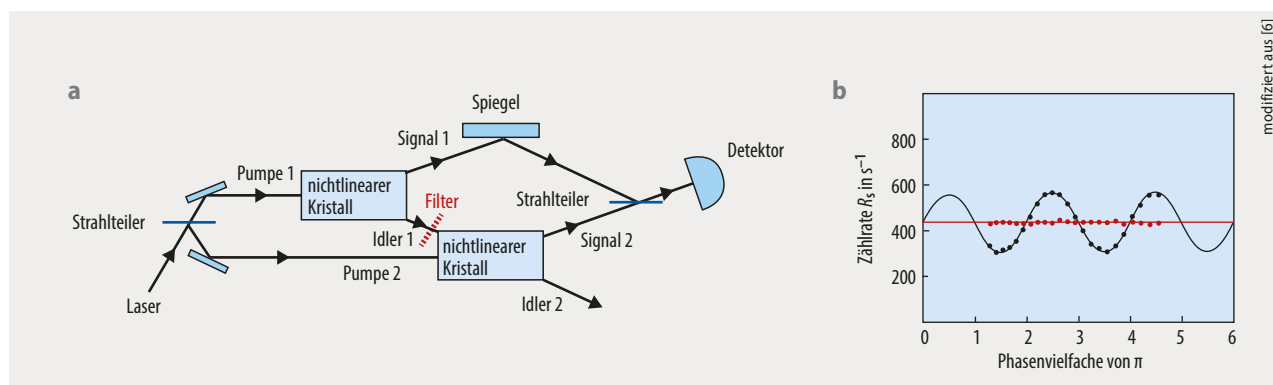
## Sensing mit nichtdetektiertem Licht

Auch wenn die korrelationsbasierte Quantenbildgebung bereits den Begriff „Ghost“ vereinnahmt hat, zeigen erst die nächsten Beispiele wahrhaft „spukhafte“ Anwendungen. Dabei lassen sich tatsächlich Objekte mit Licht nachweisen, die niemals mit diesem gewechselwirkt haben. Um dieses Prinzip zu verstehen, gilt es, etwas weiter auszuholen. Das Verhalten einzelner Photonen am Doppelspalt ist ein Paradebeispiel der Quantenphysik. Es demonstriert, dass sich Photonen als Quantenobjekte nichtklassisch verhalten und sowohl Teilchen- als auch Wellencharakter besitzen (Welle-Teilchen-Dualismus). Anstatt eines Doppelspalts dient im Folgenden ein Mach-Zehnder-Interferometer zur Veranschaulichung (Abb. 3). In einem symmetrischen

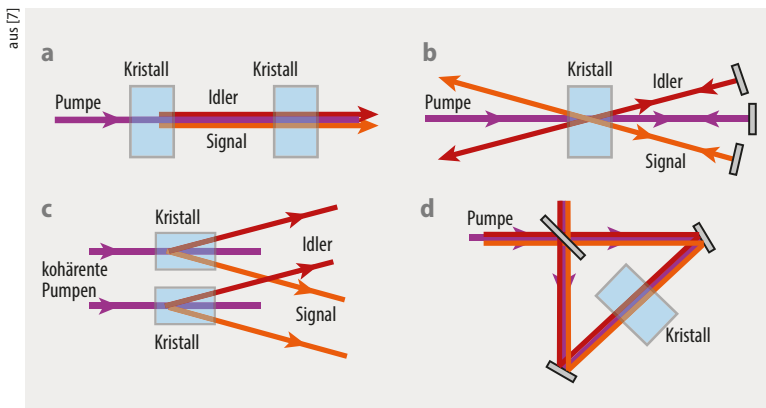


**Abb. 3** Für ein linear polarisiertes Photon ist in einem balancierten Mach-Zehnder-Interferometer nicht klar, welchen der beiden Interferometerarme es durchläuft (a): Das Photon verhält sich wellenartig, und die destruktive bzw. konstruktive Interferenz ergibt einen dunklen (D1) und einen hellen (D2) Ausgangsport. Rotiert in einem Arm eine Halbwellenplatte (b, HWP) die Polarisation des Photons um 90°, ist sein Weg bekannt: Ohne Kohärenz verhält es sich wie ein klassisches Teilchen, und die Interferenz verschwindet.

Interferometer „existiert“ ein Photon kohärent in beiden Armen mit 50 Prozent Wahrscheinlichkeit. Diese beiden Möglichkeiten interferieren im zweiten Strahlteiler, sodass sich für die konstruktive Interferenz ein heller und für die destruktive ein dunkler Ausgangskanal ergibt (Abb. 3a). Das Intensitätsverhältnis der beiden Ausgangskanäle ändert sich, sobald sich ein Objekt in einem der beiden Arme befindet. Das gilt ganz analog, wenn anstatt eines einzelnen Photons Laserlicht ins Interferometer eingebracht würde; aus Intensitäten werden dann Wahrscheinlichkeiten. Dem entsprechend adressiert diese Konfiguration die Welleneigenschaft der Photonen: Sie breiten sich kohärent im Interferometer aus. Die Ununterscheidbarkeit der beiden Pfadmöglichkeiten erklärt, warum die Interferenz am zweiten Strahlteiler nur für einzelne Photonen auftritt: Es liegt keine Welche-Weg-Information vor. Sobald diese zugänglich wird, sollte die Interferenz verschwinden. Um dies experimentell zu testen, wird eine Halbwellenplatte in einen der Interferometerarme eingebracht (Abb. 3b). Diese verändert die Polarisation beispielsweise von horizontal auf vertikal und erlaubt es so, zumindest prinzipiell herauszufinden, welchen Weg das Photon im Interferometer durchlaufen hat. Tatsächlich tritt in dieser Konstellation im Experiment



**Abb. 4** Ein nichtlineares Mach-Zehnder-Interferometer besteht aus zwei nichtlinearen Kristallen (a), die sich beide kohärent pumpen lassen und dabei Signal- und Idlerlicht erzeugen. Das räumliche Überlagern macht die beiden Optionen Idler 1 und 2 ununterscheidbar. Die Signalfade treffen auf einem Strahlteiler zusammen und führen in einem der Ausgänge zur Zählrate  $R_s$ . Ohne den Filter im Strahlengang Idler 1 kommt es zur Interferenz (b, schwarz). Mit dem Filter liegt eine Welche-Weg-Information vor, und die Interferenz bleibt aus (rot).



**Abb. 5** Alle Geometrien nichtlinearer Interferometer führen zu Zwei-Photoneninterferenz. Nur einige erlauben das Sensing mit nichtdetektiertem Licht (a – c).

weder destruktive noch konstruktive Interferenz an den Ausgängen des Interferometers auf. Die Photonen breiten sich also nicht mehr kohärent im Interferometer aus, und es dominiert ihr Teilchencharakter. Eine kohärente Ausbreitung ist im Interferometer also nur dann möglich, wenn keinerlei Welche-Weg-Information vorliegt.

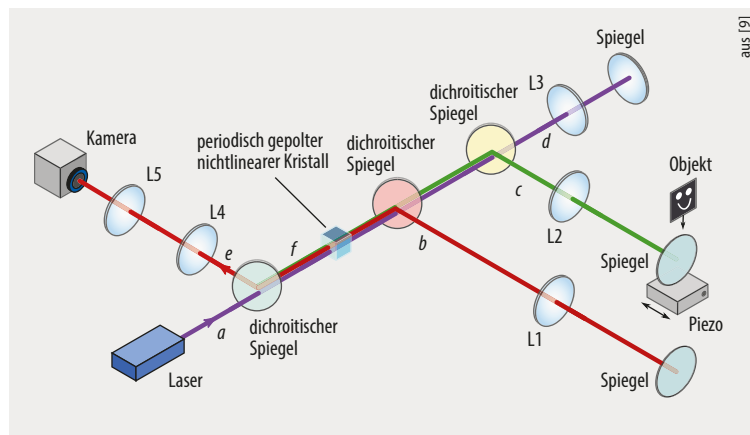
Dieses Prinzip hat die Gruppe um Lennard Mandel bereits 1991 auf nichtlineare Interferometer erweitert und es dort untersucht [6]. Kernelement eines nichtlinearen Interferometers in Mach-Zehnder-Geometrie sind zwei möglichst identische nichtlineare Kristalle (**Abb. 4**). Diese werden kohärent mit Laserlicht gepumpt und erzeugen über spontane parametrische Fluoreszenz Signal- und Idlerlicht. Ein Strahlteiler überlagert die beiden Signalstrahlen; mindestens einer der Ausgänge detektiert die Photonenflussrate  $R_s$  (Zählrate) in Abhängigkeit der relativen Phase zwischen den beiden Signalstrahlen bzw. der vertikalen Position des Strahlteilers. Den Idlerstrahl aus dem ersten Kristall gilt es derart zu justieren, dass er mit dem Idlerstrahl des zweiten Kristalls maximal überlappt. Dann lässt sich die Zählrate  $R_s$  als Funktion der Phasenverschiebung für zwei Szenarien beobachten: Entweder ist der Idlerstrahl aus dem ersten Kristall geblockt oder nicht. Ist der Strahl geblockt, tritt keine Interferenz auf, weil durch eine etwaige zeitgleiche Idlermessung prinzipiell eine Welche-Weg-Information zur Verfügung steht. Umgekehrt beobachtet man im zweiten Fall Interferenz. Ohne das Blocken des Strahls wird Kohärenz induziert (ohne induzierte Emission) und die beiden

Pfadmöglichkeiten für Signalphotonen interferieren. Demnach führt die Messung der Signalphotonen zu Aussagen über die Präsenz eines Objekts im Idlerstrahlengang – eine „spukhafte“ Messung mit nichtdetektiertem Licht. Besondere Anerkennung verdient Jeff Ou, auf den die essenzielle Idee zurückgeht, beide Idlerstrahlen räumlich zu überlappen. Der Effekt der induzierten Kohärenz (ohne induzierte Emission) tritt auch in nichtlinearen Interferometern anderer Geometrie auf (**Abb. 5**) [7].

## Bilder aus nichtdetektierten Photonen

Die Gruppe von Anton Zeilinger griff 2014 nichtlineare Interferometer auf, um erstmalig die Bildgebung mit nichtdetektierten Photonen zu demonstrieren [8]. Das Grundprinzip ist dabei gleich geblieben. Das Hinzufügen von Linsen führte zu einem abbildenden System; man dehnt die Beschreibung auf ein Szenario mit einem Spektrum an korrelierten Impulsvektoren  $\vec{k}_s$  und  $\vec{k}_i$  für Signal und Idler aus. Seit einigen Jahren wird verstärkt mit nichtlinearen Interferometern geforscht, wobei häufig eine Michelson-Geometrie mit nur einem nichtlinearen Kristall zum Einsatz kommt, um eine kompakte Bauweise mit weniger zu justierenden Freiheitsgraden zu ermöglichen (**Abb. 6**). Das dargestellte dreiarmlige nichtlineare Michelson-Interferometer erlaubt ähnlich dem Ghost Imaging entweder eine Abbildung im Fernfeld unter Ausnutzung von Impulskorrelationen oder im Nahfeld unter Ausnutzung von Positionskorrelationen. Aufgrund der einfacheren experimentellen Implementierung gelangen bisher die meisten Demonstrationen im Fernfeld.

An dieser Stelle möchte ich nochmals betonen, dass das Idlerlicht zwar mit dem Objekt wechselwirkt, aber zu keinem Zeitpunkt detektiert wird. Im Gegensatz dazu generiert das Signallicht auf der Kamera das Bild des Objekts, obwohl es niemals mit diesem interagiert hat: Das ist „spukhafte“ Quantenbildgebung mit nichtdetektiertem Licht! Die erreichbare Auflösung richtet sich wie in der klassischen Optik nach der numerischen Apertur des Systems und der Beleuchtungswellenlänge in paraxialer Näherung. Zusätzlich spielt die Korrelationsschärfe zwischen Signal- und Idlerimpulsvektor eine wichtige Rolle. Je schlechter sich ein Signalimpulsvektor  $\vec{k}_s$  einem passenden Idlerimpulsvektor  $\vec{k}_i$  zuordnen lässt ( $\vec{k}_s \rightarrow \vec{k}_i + \Delta\vec{k}_i$ ), desto unschärfer wird das



**Abb. 6** Für die Quantenbildgebung mit nichtdetektiertem Licht formen in einem kompakten nichtlinearen Interferometer in Michelson-Geometrie die Linsen L1 bis L5 das Abbildungssystem. Dichroitische Spiegel trennen die Photonen von Pumpe (lila), Signal (rot) und Idler (grün) voneinander.

Bild. Gleiches gilt für die Positionskorrelationen im Falle einer Nahfeldkonfiguration.

Diese Art der Bildgebung ist nicht nur „spukhaft“, sondern besitzt auch ein enormes Anwendungspotenzial. Dass sich die Zentralwellenlängen von Signal- und Idlerlicht unterscheiden können, ermöglicht eine Bildgebung in sonst schwer zu detektierenden Spektralbereichen. Ein Beispiel ist der spektrale Fingerabdruckbereich im mittleren Infrarot (MIR) von Biomolekülen. Für das MIR gibt es keine effizienten und gleichzeitig kostengünstigen Kameras. Nichtlineare Interferometer umgehen dieses Problem, indem die Interaktion mit der Probe im MIR stattfindet, die Detektion auf der Kamera jedoch im visuellen Spektralbereich. Hier steht eine kostengünstige und hocheffiziente Silizium-basierte Detektionstechnologie zur Verfügung. Entsprechend gab es in den letzten Jahren bahnbrechende Fortschritte auf diesem Gebiet, unter anderem die MIR-Mikroskopie mit sichtbarem Licht an biologischen Proben [10]. Dabei beleuchtete MIR-Licht das Gewebe eines Mäuseherzens, um unterschiedliche Gewebestrukturen sichtbar zu machen. Die sCMOS-Kamera detektierte ausschließlich visuelles Licht, womit das MIR-Bild erzeugt wurde. Über diese Demonstration hinaus existiert bereits ein portables, hochstabiles System mit Bildaufnahmegeschwindigkeiten in Videorate, sodass auch Anwendungen außerhalb der Umgebung eines Optiklabors möglich sind [11].

## Kombinationen mit klassischen Verfahren

Offensichtlich bringen nichtlineare Interferometer nicht nur Vorteile bei der Bildgebung, sondern auch für die Spektroskopie, wenn sich MIR-Spektroskopie mit visuellem Licht realisieren lässt [12]. In Kombination mit der Bildgebung steht dann ein hyperspektrales System zur Verfügung, das in extremen Spektralbereichen arbeitet, aber ausschließlich im visuellen Bereich detektiert.

Diese vielversprechende Quantentechnologie der zweiten Generation steht an der Schwelle, das (Quanten-)Optiklabor zu verlassen und in der biomedizinischen Bildgebung Einsatz zu finden. Dafür bedarf es allerdings weiterer vor allem technologischer Entwicklungen. Auch wenn bereits eine Demonstration des Quantum Sensing im THz-Bereich im Labor vorliegt [13], bleibt es nach wie vor eine Herausforderung, effizient mittels spontaner parametrischer Fluoreszenz das Idlerlicht im MIR- oder THz-Bereich zu erzeugen. Besonders für den sehr langwelligen Bereich sind die üblichen SPDC-Kristalle nicht mehr transparent, sodass hier neue Materialien erforderlich sind.

Unmittelbar zu erwarten sind weitere Kombinationen von Quantenbildgebungstechniken mit erprobten klassischen Verfahren. Vor wenigen Monaten gelang es, Quantenholografie mit nichtdetektiertem Licht mittels Phasenschubholografie in einem nichtlinearen Interferometer zu demonstrieren [9]. Damit lässt sich einfach gesagt mit wenigen, aber mindestens drei Intensitätsaufnahmen bei unterschiedlicher bestimmter Phasenlage sowohl die komplette Amplituden- als auch die Phaseninformation des Objekts bestimmen. Auch die Kompatibilität der Quantentechnologien mit kommerziellen Mikroskopie- oder

Spektroskopiesystemen wird weiter zunehmen, sodass beispielsweise Quantenrastermikroskopie mit nichtdetektiertem Licht möglich wird, was die räumliche Auflösung verbessern würde.

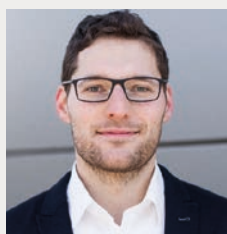
## Fazit

Die Quanteneigenschaften nichtklassischer Zustände des Lichts ermöglichen zahlreiche neue Zugänge zu Bildgebung und Spektroskopie. Die verschiedenen Ansätze zeichnen sich durch unterschiedliche Stärken, aber auch Herausforderungen und Grenzen aus. Generell liegt ein Vorteil der Quantenbildgebung darin, mit möglichst wenig Licht eine Probe zu beleuchten. Ob verschränkte Photonen die Fluoreszenzmikroskopie verbessern oder das Ghost Imaging in der Praxis Bilder unterhalb des Schrotrauschens erzeugt, bleibt abzuwarten. Die Bildgebung mit nichtdetektiertem Licht in extremen Spektralbereichen bietet ein breites Anwendungsspektrum und besitzt trotz verbleibender wissenschaftlich-technischer Herausforderungen bereits eine beachtenswerte technologische Reife. Hier existieren schon erste Start-ups, die das Konzept nichtlinearer Interferometer in die Kommerzialisierung treiben wollen, beispielsweise die Quantum Optics Jena GmbH. Jenseits der Anwendungen bleibt der wichtigste Antrieb für innovative Forschung zu Quantentechnologien jedoch die Neugier, die zugrundeliegende Physik zu erkunden.

## Literatur

- [1] M. Gilaberte Basset et al., *Laser Photon. Rev.* **13**, 1900097 (2019)
- [2] M. Teich und B. Saleh, *Cesk. Cas. Fyz.* **47**, 3 (1997)
- [3] T. Pittman et al., *Phys. Rev. A* **53**, 2804 (1996)
- [4] P. A. Moreau et al., *Laser Photon. Rev.* **12**, 1700143 (2018)
- [5] R. Schnabel, *Physics Reports* **684**, 1 (2017)
- [6] X. Y. Zou, L. J. Wang und L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 311 (1991)
- [7] M. V. Checkhova und Z. Y. Ou, *Adv. Opt. Photonics* **8**, 104 (2016)
- [8] G. B. Lemos et al., *Nature* **512**, 402 (2014)
- [9] S. Töpfer et al., *Sci. Adv.* **8**, eabl4301 (2022)
- [10] I. Kviatkovsky et al., *Sci. Adv.* **6**, eabd0264 (2020)
- [11] M. Gilaberte Basset et al., *Laser Photon. Rev.* **15**, 2000327 (2021)
- [12] C. Lindner et al., *Opt. Express* **28**, 4426 (2020)
- [13] M. Kutas et al., *Sci. Adv.* **6**, eaaz8065 (2020)

## Der Autor



**Markus Gräfe** (FV Quantenoptik und Photonik, Didaktik der Physik) forscht zu photonischen Quantentechnologien. Seine Promotion zur integrierten Quantenphotonik schloss er 2017 an der Friedrich-Schiller-Universität Jena ab. Anschließend begründete er die „Quantum-Enhanced Imaging Group“ am Fraunhofer IOF und gestaltet dort aktiv die Forschung zu Quantenbildgebung und Quellen für nichtklassische Zustände von Licht. Seit 2021 ist er Mitglied des Abbe Center of Photonics. Neben dem Familienleben widmet er sich dem Sport (Calisthenics) und historischen Romanen.

**Dr. Markus Gräfe**, Fraunhofer IOF, Albert-Einstein-Str. 7, 07745 Jena und Abbe Center of Photonics, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Albert-Einstein-Str. 6, 07745 Jena