Frank Schlawin

Quantenlicht auf dem Weg zur Anwendung in der ultraschnellen Spektroskopie

Einleitung und Übersicht

Die Untersuchung verschränkter Photonen hat eine lange und wechselvolle Geschichte hinter sich, in der sie verschiedene Gebiete der Quantenoptik entscheidend geprägt hat. Ursprünglich wurden Photonen in der Erforschung der Grundlagen der Quantenmechanik eingesetzt, um die Verletzung der Bellschen Ungleichungen zu demonstrieren[1] und damit den Einsteinschen Ansatz eines lokalen Realismus auszuschließen. Mit dem Aufkommen der Quanteninformationstheorie erhielten sie eine völlig neue Rolle als sichere Informationsträger im Rahmen der Quantenkryptographie[2]. Diese Anwendung befindet sich derzeit kurz vor der kommerziellen Nutzung und wird in den kommenden Jahren höchstwahrscheinlich zur ersten sogenannten Quantentechnologie werden, die weite Verbreitung finden wird.

Dieser Artikel soll jedoch eine andere mögliche Anwendung beleuchten, die in den vergangenen Jahren eine Menge Interesse geweckt hat. Es soll gefragt werden, wie Quanteneigenschaften des Lichts neue spektroskopische Verfahren ermöglichen könnten. Wir gehen davon aus, dass der/die Leser/in keine entsprechenden Fachkenntnisse besitzt und werden daher einen Großteil dieses Artikels der Frage widmen, welche Auswirkungen die Absorption von Quantenlicht – wie beispielsweise verschränkter Photonen – auf das zu untersuchende Objekt hat und wie sich dies von der Absorption „klassischer“ Laserpulse unterscheidet. Wir blenden dabei viele ähnliche Entwicklungen aus, beispielsweise im Bereich der Quantenmetrologie und der nichtklassischen Interferometrie[3], deren Diskussion den Rahmen dieses Artikels sprengen würde.

Zunächst wollen wir in einer kurzen Einführung die Entwicklung der ultraschnellen Spektroskopie der letzten 30 Jahre nachvollziehen und daraus überleiten, warum die Entwicklung neuer Methoden überhaupt von Interesse sein könnte. Anschließend werden wir in einem etwas technischeren Abschnitt die Grenzen der Frequenz- und Zeitauflösung in der Spektroskopie diskutieren und aufzeigen, wie verschränkte Photonen bestimmte Grenzen überwinden können. Im letzten Teil schließlich werden wir einige ausgewählte Simulationen einer

Kurzzusammenfassung:

Quantenlicht spielt eine zentrale Rolle in der Entwicklung neuer Quantentechnologien wie etwa der Quantenkryptographie. Insbesondere verschränkte Photonenquellen werden seit vielen Jahren für derartige Anwendungen entwickelt. Deren exotische Eigenschaften könnten allerdings auch völlig neue Methoden in der ultraschnellen Spektroskopie ermöglichen. Dieser Artikel gibt einen Überblick, wie die sogenannte Zeit-Energie-Verschränkung ermöglichen könnte, klassische Auflösungsgrenzen zu überwinden und wie mit nicht-klassischen Anregungen neue Informationen aus komplexen Quantensystemen gewonnen werden könnten.

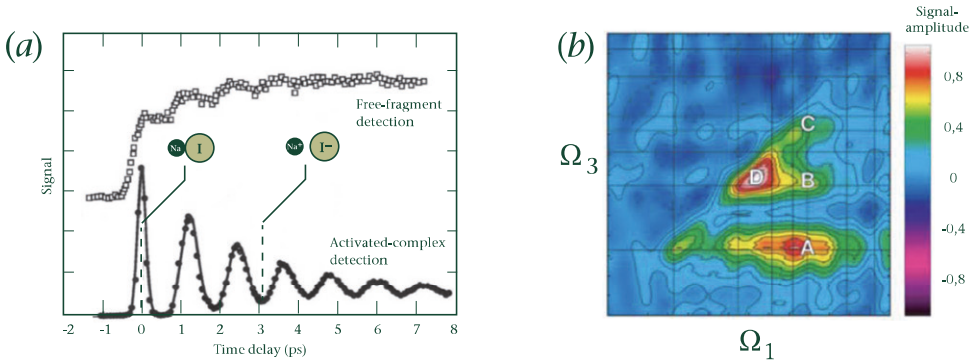


Abbildung 1:
(a) Pump-probe Signal in der Dissoziation von NaI. Die Oszillationen sind ein direktes Zeichen der kohärenten Oszillation eines quantenmechanischen Wellenpakets in der Dissoziationsdynamik des Moleküls. Die Abbildung ist reproduziert aus Ref.[4].
(b) Photonechospektroskopiesignal eines photosynthetischen molekularen Aggregats. Es korreliert die Anregungsfrequenz Ω1 auf der horizontalen Frequenzachse mit der Emissionsfrequenz Ω3 auf der vertikalen Achse. Die Abbildung ist reproduziert und verändert aus Ref.[5].

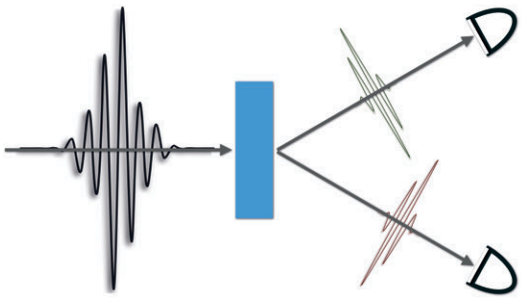
quantenspektroskopischen Messung diskutieren.

Kurze Geschichte der ultraschnellen optischen Spektroskopie

In diesem Teil des Aufsatzes wollen wir nachvollziehen, wie sich die ultraschnelle Spektroskopie in den vergangenen Jahren entwickelt hat, um dann anhand dieser Entwicklungen zu verstehen, wann und in welchem Kontext der Einsatz von Quantenlicht nützlich sein könnte.

Beginnen wollen wir mit der Entwicklung der sogenannten *pump-probe* Spektroskopie im optischen Frequenzbereich durch Ahmed Zewail in den späten 1980er und frühen 1990er Jahren, für die dieser im Jahr 1999 den Nobelpreis in Chemie verliehen bekam hat. In der *pump-probe* Spektroskopie erzeugt ein erster Puls, der „pump“, eine Anregung in einem Molekül oder einem anderen Untersuchungsobjekt. Ein zweiter Puls, der „probe“, ruft dann diese Anregung wieder ab. Durch Variation des Zeitabstands zwischen diesen beiden Pulsen können auf diese Weise sehr schnelle Dynamiken oder schnelle Relaxationsprozesse untersucht werden. Die entscheidende Entwicklung bestand in der Erzeugung und Kontrolle ultraschneller Laserpulse, die eine Zeitauflösung im Femtosekundenbereich (10^{-15} s) aufweisen. Dadurch wurde es zum Beispiel möglich, viele chemische Reaktionen in Echtzeit zu beobachten, wie in *Abbildung 1(a)* dargestellt. In dieser speziellen Messung konnte die Oszillation einer quantenmechanischen Wellenfunktion in Echtzeit gemessen werden.

Da bei der *pump-probe* Spektroskopie allerdings nur der „probe“ Puls gemessen wird, liefert diese Methode keine direkten Informationen darüber, an welcher Frequenz die



Anregung durch den „pump“ Puls erzeugt wurde. Dadurch war es in vielen komplexen Molekülen wie beispielsweise Photosynthesemolekülen nicht möglich, Energietransportpfade direkt spektroskopisch aufzulösen.

Diese Situation änderte sich im Jahr 2005 mit der Entwicklung der sogenannten Photonechospektroskopie durch die Arbeitsgruppen von Dwayne Miller und Graham Fleming. In dieser Methode wird der „pump“ Puls der *pump-probe* Spektroskopie in zwei Pulse mit fixer relativer Phase zerlegt. Der Zeitabstand zwischen diesen beiden neuen Pulsen wird nur variiert und die Fouriertransformation des resultierenden Signals gebildet. Die so kreierte Frequenzachse erlaubt es nun, die Anregungsenergie und die abgestrahlte Energie miteinander zu korrelieren. Dadurch entstehen zweidimensionale Frequenzkarten wie exemplarisch in *Abbildung 1(b)* dargestellt. Die waagrechte Achse Ω_1 zeigt die Anregungsenergie an, die horizontale Achse Ω_3 die reemittierte Energie. Wir sehen Resonanzen, wie etwa den mit D markierten Punkt auf der Diagonalen $\Omega_1=\Omega_3$, an denen die absorbierte Energie wieder reemittiert wird und kein interner Energietransport oder -verlust stattgefunden hat. Darüber hinaus finden wir aber auch starke Resonanzen abseits der Diagonalen wie etwa den Punkt A. Diese Resonanzen markieren Prozesse, in denen die beiden „pump“ Pulse Anregungen mit höherer Energie erzeugen, die dann mit geringerer Energie wieder abgestrahlt werden. Durch Variation des Zeitabstands zwischen dem „pump“ und dem „probe“ Puls lassen sich somit im Idealfall, über dessen Verletzung wir im Folgenden noch sprechen werden, diese Transport- und Relaxati-

Abbildung 2:
Schematische Skizze der Präparation und Detektion verschränkter Photonenpaare. Ein starker Pumplaser (schwarz) erzeugt in einem nichtlinearen Kristall (blau) verschränkte Photonenpaare (rot und grün). Beide Photonen werden schließlich auf Photodetektoren geleitet, in denen entweder die Frequenzen oder Ankunftszeiten gemessen werden.

„Fortschritte in der Spektroskopie wurden stets durch technologische Durchbrüche ermöglicht – der nächste Durchbruch könnte von Quantentechnologien ausgelöst werden.“

Frank Schlawin

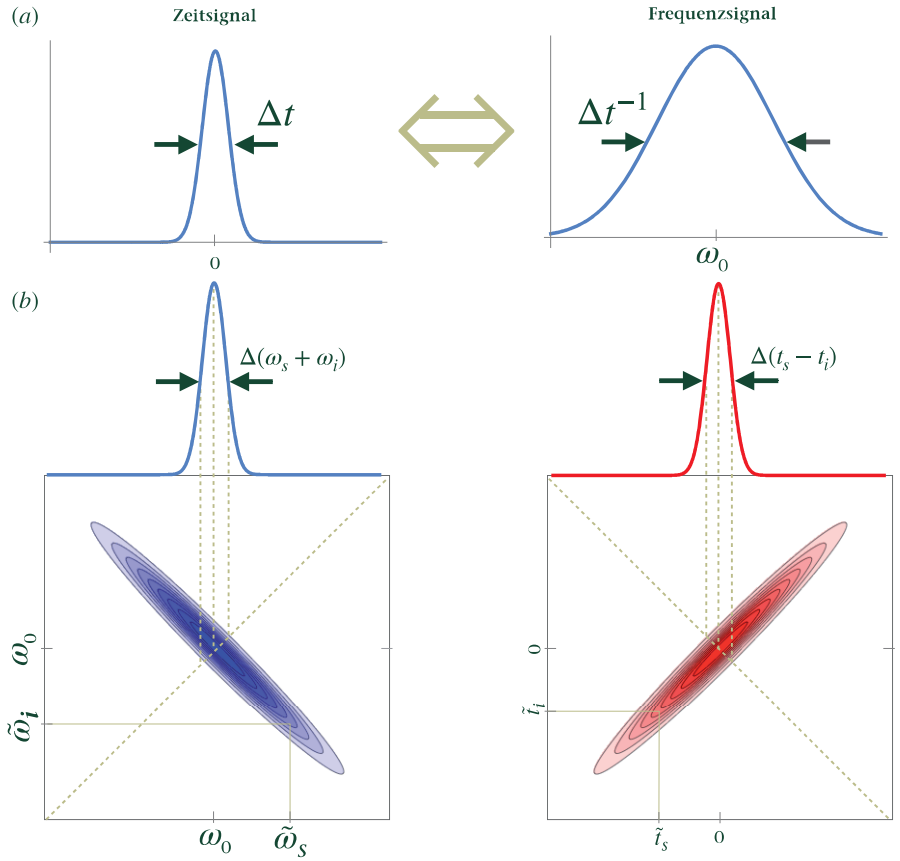


Abbildung 3:
(a) Die klassische Fourierunschärfe zwischen der Frequenz- und Zeitauflösung. (b) Links: Die korrelierte, zweidimensionale Frequenzverteilung, die man bei der Messung der verschränkten Photonfrequenzen erhält. Rechts: Die korrelierte Verteilung der Zeiten, an denen die beiden Photonen an den Detektoren auftreffen.

onspfade vermessen. Insbesondere in der Forschung zum Lichteinfang in der Photosynthese, die sich der Frage widmet, wie Energie aus dem Sonnenlicht zuerst durch Absorption eingefangen und diese Anregungen dann zu sogenannten Reaktionszentren geleitet werden, führte diese Methode zu einer ganzen Reihe von Durchbrüchen, neuen Erkenntnissen und neuen Fragestellungen.

Im Folgenden werden wir Limitierungen der Photonechospektroskopie besprechen, die sich aus den klassischen Eigenschaften der verwendeten Laserpulse ergibt. Anschließend werden wir eine mögliche Umgehung dieser Restriktionen mit Hilfe von verschränkten Photonenpaaren besprechen, deren Erzeugung in *Abbildung 2* skizziert ist.

Fourierunschärfen in der klassischen Optik

Trotz der vielen unbestreitbaren Verdienste der Photonechospektroskopie hat diese Me-

thode klare Grenzen, insbesondere bezüglich der Kontrolle der angeregten Zustände. So ist es nicht möglich, die notwendige hohe Zeitauflösung mit einer gezielten Anregung bestimmter Quantenzustände zu verbinden. Der Grund hierfür liegt ganz fundamental in der Fourierrelation zwischen Frequenz- und Zeitsignal. Dies ist in *Abbildung 3(a)* schematisch dargestellt. Nehmen wir zunächst an, wir wollen einen kurzen Laserpuls mit einer möglichst geringen Zeitunschärfe Δt erzeugen. Dann bedeutet dies, dass wir hierfür im Frequenzraum eine Bandbreite $\sim\Delta t^{-1}$ um eine Trägerfrequenz ω_0 herum benötigen. Je besser die Zeit-, desto schlechter ist die Frequenzauflösung (und natürlich auch umgekehrt).

Dies hat zur Folge, dass es in vielen Fällen prinzipiell nicht möglich ist, in der Photonechospektroskopie gezielt einzelne Zustände anzuregen und dann deren Evolution zu verfolgen. Man wird stets sämtliche Zustände innerhalb der Bandbreite Δt^{-1} anregen. Dies ist kein Problem in dem Beispiel in *Abbildung 1(b)*, da dort die verschiedenen Resonanzen ausreichend spektral separiert sind und nicht miteinander überlappen. In vielen wichtigen Systemen, wie etwa verschiedenen Photosynthesekomplexen, ist dies allerdings nicht der Fall[6] und eine ganze Reihe von Transportpfaden können schlichtweg nicht untersucht werden. Ein möglicher Weg, diese Limitierungen zu umgehen, besteht in der Nutzung von Quantenkorrelationen von quantenmechanisch verschränktem Licht. Dessen Eigenschaften wollen wir im nächsten Abschnitt untersuchen.

In Zeit und Energie verschränkte Photonen

Um die mögliche Nutzung verschränkter Photonen in der Spektroskopie abschätzen zu können, müssen wir zunächst deren spezifische Eigenschaften beleuchten. Die am weitesten verbreitete Methode zur experimentellen Präparation verschränkter Photonenpaare ist in *Abbildung 2* skizziert. Ein starker Laserpuls (schwarz) wird hier auf einen doppelbrechenden Kristall gerichtet. In diesem Kristall können nun Photonen aus diesem Laserstrahl spontan in niederenergetische Photonenpaare *(rote und grüne Pulse in Abbildung 2)* zerfallen. Dies geschieht durch einen nichtlinearen Prozess, der als spontane Frequenzhalbierung (spontaneous parametric downconversion) bekannt ist. Die beiden erzeugten Photonen werden aus historischen Gründen als „signal“ und „idler“ bezeichnet.

> *„Quantenlicht könnte spektroskopische Untersuchungen ermöglichen, die mit konventionellen Lichtquellen unmöglich sind.“*
>
> *Frank Schlawin*

Eine quantenmechanische Beschreibung dieses Zerfalls wird nun feststellen, dass die

„Verschränkte Photonen können klassische Fourierunschärfen umgehen.“

Frank Schlawin

beiden neu erzeugten Photonen verschränkt sind. Dies bedeutet, dass deren Wellenfunktionen nicht separat beschrieben werden können. Hilfreich könnte hier ein Vergleich mit den sehr viel populäreren Quantencomputern sein, in der statt klassischer Bits *0* und *1* ein Quantenbit in beliebigen Superpositionen dieser beiden Zustände existieren kann, $\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$. In der populärwissenschaftlichen Literatur wird an dieser Stelle nun beschrieben, dass durch diese Superposition ein Quantencomputer bestimmte Rechnungen parallel durchführen und somit diese sehr viel schneller vollenden kann als ein klassischer Computer.

Bei der spontanen Frequenzhalbierung bilden sich ebenfalls Superpositionszustände; allerdings nicht wie bei einem Quantencomputer aus der Überlagerung zweier Quantenbits, sondern aus einer Vielzahl an möglichen Frequenzzuständen. Diese Superposition entsteht durch das Zusammenspiel der Erhaltung von Energie und Impuls bei der Entstehung des verschränkten Photonenpaars. So muss klarerweise die Energie des zerfallenden Photons erhalten bleiben, sodass sich die „signal“ und „idler“ Photonenergien zu der des zerstörten Pumpphotons aufsummieren müssen. Dies legt aber nicht die Energie der einzelnen Photonen fest, weshalb viele mögliche Paare mit Frequenzen ω_0+x und ω_0-x gebildet werden können. Die Bandbreite, bei der dies möglich ist, wird von der Impulserhaltung festgelegt und kann deutlich größer sein als die Bandbreite der Summe der beiden Frequenzen.

Diese Situation ist in *Abbildung 3(b)* illustriert. Auf der linken Seite wird eine typische Frequenzverteilung der beiden Photonfrequenzen ω_s („signal“) und ω_i („idler“) gezeigt, die eine stark ausgeprägte Anti-Korrelation aufweist. Effektiv bedeutet dies folgendes: wir nehmen in einem Gedankenexperiment in dem experimentellen Aufbau in *Abbildung 2* an, dass die beiden Detektoren die Frequenzen der jeweils auftreffenden Photonen messen können. Dann würde beispielsweise eine Messung der Frequenz des roten Photons das Ergebnis $\tilde{\omega}_s$ generieren, welches willkürlich aus der breiten Wahrscheinlichkeitsverteilung gezogen wird, die sich durch Projektion der zweidimensionalen Verteilung auf die ω_s-Achse ergibt. Doch sobald das Ergebnis gemessen wird, kollabiert die Wellenfunktion des zweiten Photons auf eine Frequenz $\tilde{\omega}_i$, sodass die beiden Frequenzen sich wieder zur korrekten Pumpfrequenz aufaddieren. In anderen Worten: Die Unschärfe $\Delta(\omega_s + \omega_i)$ der beiden Frequenzen ist durch den Pumplaser festgelegt und kann sehr klein sein.

Diese Korrelation zwischen den Frequenzen allein ist allerdings noch kein Zeichen von quantenmechanischer Verschränkung, denn

sie könnte auch ganz ohne Quantenmechanik durch klassische Frequenzkorrelationen erzeugt werden. Vielmehr zeigt sich die Verschränkung durch die gleichzeitige Präsenz starker Korrelationen in der Zeit, welche im rechten Teil von *Abbildung 3(b)* dargestellt werden.

Hier nehmen wir ein Gedankenexperiment an, in dem die beiden Detektoren in *Abbildung 2* die Zeitpunkte detektieren, an denen die jeweiligen Photonen im Detektor registriert werden. So ist beispielsweise der Zeitpunkt $\tilde{t}_s$, an dem das „signal" Photon detektiert wird, wiederum durch die breite Verteilung gegeben, die sich aus der Projektion der zweidimensionalen Verteilung auf die horizontale t_s-Achse ergibt. Doch sobald dieses Ereignis gemessen wird, muss das „idler" Photon innerhalb einer sehr kurzen Zeitspanne am anderen Detektor auftreffen. Das heißt, dass die Unschärfe $\Delta(t_s - t_i)$ zwischen dem Auftreffen der beiden Photonen am jeweiligen Detektor sehr klein sein kann. Sie wird von der Länge des nichtlinearen Kristalls, in dem die Photonenpaare erzeugt wurden, entlang der Propagationsrichtung des Pumplasers bestimmt und ist somit insbesondere unabhängig von der Frequenzunschärfe $\Delta(\omega_s + \omega_i)$.

Zusammengefasst bedeutet dies, dass verschränkte Photonenpaare gleichzeitig über starke Frequenz- und Zeitkorrelationen verfügen. Es existiert eine Zeitachse $t_s - t_i$, entlang dieser eine gute Zeitauflösung möglich ist. Gleichzeitig existiert eine Frequenzachse $\omega_s + \omega_i$, die eine gute Frequenzauflösung ermöglicht. Die Unschärfen entlang dieser beiden Achsen sind – im Gegensatz zum Fall klassischer Pulse – nicht durch Fouriertransformationen miteinander verbunden und beide können somit experimentell beliebig minimiert werden. Dies ist in *Abbildung 3(b)* dargestellt: Wir erhalten enge Frequenz- und Zeitverteilungen entlang der entsprechenden Achsen. Ziel der Quantenspektroskopie wird es somit sein, experimentelle Szenarien zu entwerfen, in der ultraschnelle Zerfalls- oder Transportprozesse entlang der $t_s - t_i$ Achse beobachtet werden können und die dabei involvierten Zustände mit Hilfe der $\omega_s + \omega_i$ Achse zu kontrollieren. Wir sehen ebenfalls, dass dies nur möglich sein wird, wenn beide Photonen von dem zu untersuchenden System absorbiert werden, denn nur dann können diese beiden Achsen in einem optischen Signal auftauchen.

„Feynman Diagramme schaffen einen intuitiven Zugang zu komplexen Integralausdrücken der Quantenfeldtheorie."

Frank Schlawin

Quantenspektroskopie

Die theoretische Simulation nichtlinearer Signale in der optischen Spektroskopie beruht auf der Nutzung von Feynman Diagrammen[7], wie sie in der Quantenfeldtheo-

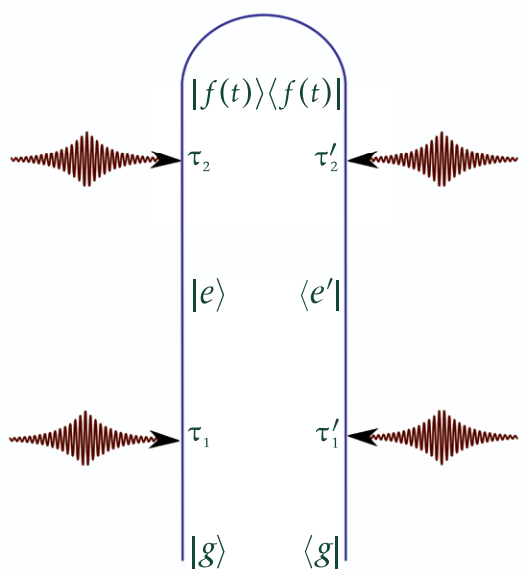


Abbildung 4:
Ein typisches Feynman-Diagramm zur Berechnung der Zweiphotonenabsorption. Es repräsentiert einen komplizierten Integralausdruck, der numerisch berechnet werden muss.

rie häufig verwendet werden. *Abbildung 4* zeigt ein Beispiel eines solchen Diagramms. Diese Diagramme entsprechen abstrakten Integralausdrücken, die sich aus der quantenmechanischen Beschreibung der Wechselwirkung von Licht und Materie ergeben. Zur Beschreibung der Quantenspektroskopie mussten diese geeignet erweitert werden[8].

Wie sich die Zeit-Energie-Verschränkung auf optische Signale in komplexen Molekülstrukturen auswirkt, wollen wir nun anhand eines einfachen Modellsystems diskutieren. Dieses Modell entspricht keinem realen Molekül, sondern wurde von uns vielmehr entworfen, um in möglichst einfacher Weise die Vorteile verschränkter Photonen hervorzuheben. Die Levelstruktur ist in *Abbildung 5(a)* abgebildet, sie besteht aus einem Grundzustand $|g\rangle$, zweier mittlerer Zustände $|e_1\rangle$ und $|e_2\rangle$, sowie zweier Endzustände $|f_1\rangle$ und $|f_2\rangle$. Die grauen Pfeile zeigen Dipolkopplungen an. Das heißt, dass durch Absorption von Licht das System entlang der Pfade $|g\rangle \rightarrow |e_1\rangle \rightarrow |f_1\rangle$ und $|g\rangle \rightarrow |e_2\rangle \rightarrow |f_2\rangle$ angeregt werden kann. Zusätzlich gehen wir davon aus, dass der Zustand $|e_2\rangle$ sehr schnell in den niederenergetischen Zustand $|e_1\rangle$ zerfällt.

Nehmen wir nun einmal an, wir wollen die Levelstruktur und Dynamik dieses Systems

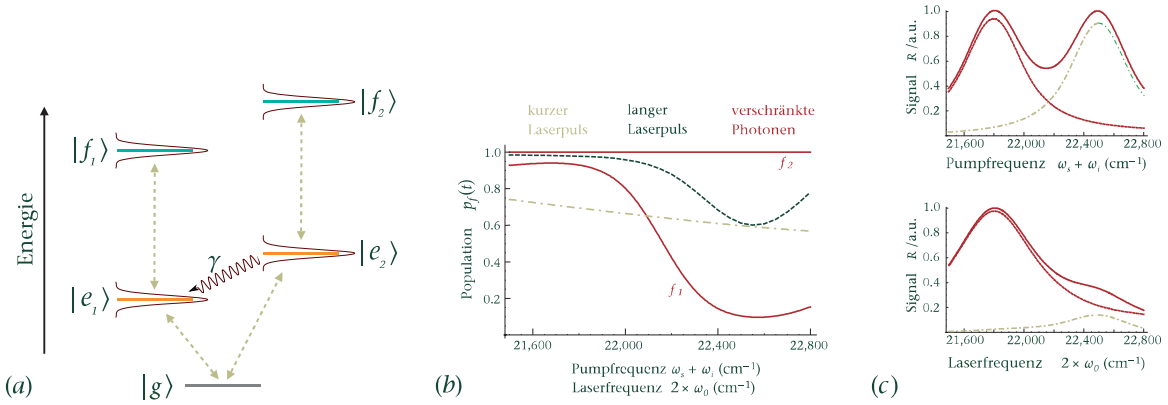


Abbildung 5:
(a) *Ein einfaches Modellsystem einer molekularen Levelstruktur. Die grauen Pfeile zeigen Dipolkopplungen an, also Übergänge zwischen den Quantenzuständen, die durch Lichtabsorption induziert werden können. Inkohärente Relaxation limitiert die Lebenszeit des Zustands* $|e_2\rangle$*, der innerhalb weniger Femtosekunden in den Zustand* $|e_1\rangle$ *zerfällt.*

(b) *Die relative Population in den Endzuständen* $|f_1\rangle$ und $|f_2\rangle$ *nach Absorption zweier Photonen. An jedem Punkt ist die totale Population auf eins normiert, so dass die Abbildung jeweils den Anteil der einzelnen Zustände angibt. Die grüne Linie entspricht der Absorption durch einen sehr kurzen Laserpuls mit hoher Zeitauflösung, die blaue Linie der Absorption durch einen langen Laserpuls mit hoher Frequenzauflösung. Die braunen Linien hingegen stammen von einer Simulation der Absorption von verschränkten Photonen. Dieses Photonenpaar vereint die hohe Zeitauflösung des kurzen Laserpulses mit der hohen Frequenzauflösung des langen Pulses.*

(c) *Fluoreszenzsignale, die vom Zerfall der Endzustände* $|f_1\rangle$ und $|f_2\rangle$ *erzeugt werden. Der obere Plot zeigt das Signal nach Absorption verschränkter Photonen, der untere Plot das Signal nach Absorption von Laserlicht. Die gestrichelten Linien zeigen das Signal, das ausschließlich durch den Zerfall von* $|f_1\rangle$ *entsteht, die Strichpunktlinie das entsprechende Signal von* $|f_2\rangle$*. Sämtliche Signal sind normiert, so dass der maximale Wert auf eins gesetzt ist. Die Simulationen stammen aus Ref.*[9]*.*

„Absorptionspektroskopie mit verschränkten Photonen eröffnet neue Perspektiven in der Untersuchung komplexer Quantensysteme.“

Frank Schlawin

untersuchen. Zu diesem Zweck wollen wir möglichst gezielt entweder den Endzustand $|f_1\rangle$ oder $|f_2\rangle$ anregen. Nach allem, was wir nun schon über Fourierunschärfen gehört haben, sollten wir uns rasch überzeugen können, dass dies für klassische Laserpulse ein Problem darstellt. Denn um die Zustände kontrolliert anzuregen, wollen wir natürlich eine ausreichende Frequenzauflösung, sodass wir $|f_1\rangle$ und $|f_2\rangle$ spektral unterscheiden können. Andererseits benötigen wir aber eine gute Zeitauflösung, um den Zerfall $|e_2\rangle \rightarrow |e_1\rangle$ zu unterbinden und überhaupt gezielt $|f_2\rangle$ anregen zu können. Beides gleichzeitig ist mit Lasern unmöglich.

Simulationen der Zweiphotonenabsorption durch Laserpulse werden in *Abbildung 5(b)* präsentiert. In der Abbildung wird gezeigt, wie groß der Anteil an dem jeweiligen Zustand $|f_1\rangle$ und $|f_2\rangle$ ist, der von einem Laserpuls mit Trägerfrequenz ω_0 angeregt wird. Wir sehen, dass sowohl kurze Laserpulse mit hoher Zeit- als auch lange Laserpulse mit guter Frequenzauflösung nicht in der Lage sind, gezielt den Zustand $|f_2\rangle$ anzuregen. Mit verschränkten Photonen hingegen ist dies möglich. Der Zerfall $|e_2\rangle \rightarrow |e_1\rangle$ findet zwischen den beiden Absorptionsprozessen statt, er kann somit durch eine kleine Unschärfe $\Delta(t_s - t_i)$ unterdrückt werden. Gleichzeitig kann der einzelne Endzustand gezielt durch eine geringe Frequenzunschärfe $\Delta(\omega_s + \omega_i)$. angeregt werden. Durch Variation der Pumpfrequenz $\omega_s + \omega_i$. kann entweder fast die gesamte Population ausschließlich in $|f_1\rangle$ oder $|f_2\rangle$ induziert werden.

Diese Kontrolle über die angeregten Zustände hat starke Auswirkungen auf optische Signale. In *Abbildung 5(c)* simulieren wir Fluoreszenzsignale, die durch den Zerfall der Anregungen $|f_1\rangle$ und $|f_2\rangle$ entstehen. Die verschränkten Photonen erzeugen ein Signal mit zwei etwa gleich starken Resonanzen, die durch die resonante Anregung jeweils eines der beiden Zustände entstehen. Klassische Laserpulse hingegen sind nicht in der Lage, den Zustand $|f_2\rangle$ effektiv zu bevölkern. Dadurch entsteht ein Signal, das durch eine starke Resonanz von $|f_1\rangle$ dominiert wird. Der zweite Zustand ist lediglich als sehr schwache Schulter an der dominanten Resonanz zu sehen. Dadurch kann in diesem Beispiel der letztere Zustand mit klassischem Licht nur schwer untersucht werden. Quantenlicht eröffnet hier neue Möglichkeiten in der Untersuchung komplexer Quantensysteme, die durch eine Vielzahl nahe beieinander liegender Zustände und einer Vielzahl von Relaxationsprozessen bestimmt werden.

Referenzen

[1] A. Aspect, J. Dalibard, and G. Roger, Phys. Rev. Lett. 49, 1804 (1982).
[2] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, and H. Zbinden, Rev. Mod. Phys. 74, 145 (2002).
[3] M. V. Chekhova and Z. Y. Ou, Adv. Opt. Photon. 8, 104 (2016).
[4] J. C. Polanyi and A. H. Zewail, Acc. Chem. Res. 28, 119 (1995).
[5] T. Brixner et al., Nature 434, 625 (2005).
[6] J. A. Myers et al., J. Phys. Chem. Lett. 1, 2774 (2010).
[7] S. Mukamel, „Principles of Nonlinear Optical Spectroscopy“, (Oxford University Press, Oxford, UK, 1995).
[8] FS, J. Phys. B 50, 203001 (2017).
[9] K. E. Dorfman, FS, and S. Mukamel, Rev. Mod. Phys. 88, 045008 (2016).