

NICHTLINEARE OPTIK

Extrem harmonisch

Heutzutage lassen sich hohe Harmonische bis etwa zur 1000. Ordnung erzeugen.

Christian Spielmann und Helmut Zacharias

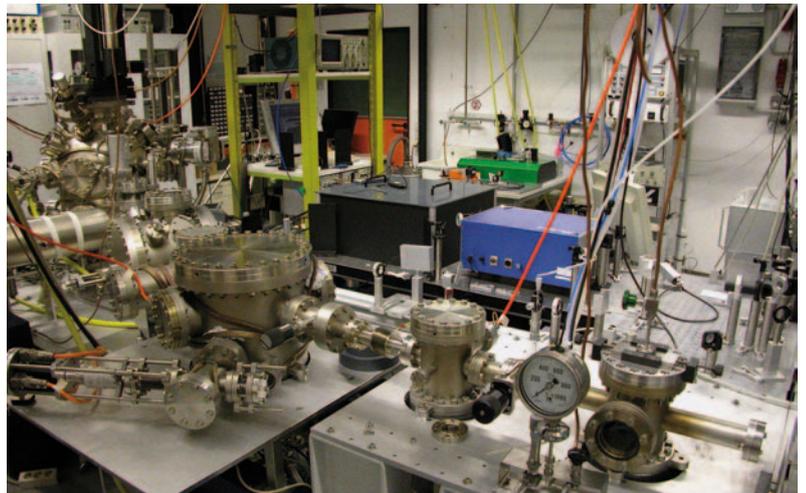
In einem nichtlinearen Prozess können hohe Harmonische entstehen, die durch ihre ultrakurze Pulsdauer und hohe Photonenenergie neuartige Experimente und Anwendungen eröffnen. So lassen sich beispielsweise dynamische Vorgänge in der Elektronenhülle mit einer Zeitauflösung im Femtosekundenbereich verfolgen.

Verbesserte gepulste Laser ermöglichten es ab Mitte der 1980er-Jahre, Intensitäten bis 10^{14} W/cm² zu erzielen. Bei der Wechselwirkung mit einem Edelgas tauchen in den Spektren ungeradzahlige Harmonische sehr hoher Ordnung auf, die den Vorhersagen der perturbativen nichtlinearen Optik widersprechen. Bemerkenswerterweise ist die Intensität dieser hohen Harmonischen über einen weiten Bereich bis zu einem klar definierten „cut-off“ nahezu konstant (Abb. 1). Die bis dahin in der nichtlinearen Optik verwendete Störungstheorie zur Beschreibung der Frequenzvervielfachung kann die Erzeugung hoher Harmonischer (High Harmonic Generation, HHG) nicht erklären. Das ist nicht weiter erstaunlich, da das elektrische Feld bei den dafür notwendigen Intensitäten ($> 10^{13}$ W/cm²) dieselbe Größenordnung erreicht wie das Feld, in dem das Elektron im Atom gebunden ist. Daher lässt sich die Wechselwirkung zwischen Licht und Atom nicht mehr störungstheoretisch beschreiben, sondern nur mit nicht-perturbativer nichtlinearer Optik.

Bei Intensitäten ab etwa 10^{18} W/cm² beginnt der Bereich der relativistischen nichtlinearen Optik, in dem das elektrische Feld des Lichts die Elektronen so stark beschleunigt, dass diese nahezu Lichtgeschwindigkeit erreichen. Relativistische Optik spielt eine wichtige Rolle bei der Beschleunigung von Elektronen und Ionen sowie bei der Erzeugung ultrakurzer Impulse im harten Röntgenbereich. Hier beschränken wir uns aber auf die nicht-perturbative nichtlineare Optik.

Die Erzeugung hoher Harmonischer lässt sich semiklassisch mit dem Dreistufenmodell erklären – eine verblüffend einfache Theorie, die einen hochgradig nichtlinearen Effekt mit einfacher klassischer Physik beschreibt. Den Anstoß zu diesem Modell lieferten Corkum und Kulanter Anfang der 90er-Jahre [1]. Nach der Ionisation des Atoms propagiert das als frei anzusehende Elektron im Laserfeld. Schließlich entsteht bei der Rekombination des Elektrons Strahlung.

Die Ionisation des Gases mit Licht, dessen Photonenenergie nicht zu einer direkten Freisetzung eines Elek-



Labora Aufbau zur Erzeugung hoher Harmonischer. Nach der Erzeugungsstufe (ganz rechts) sorgen mehrere differentielle Pumpstufen für ein gutes Vakuum,

um Absorptionsverluste zu minimieren und eine UHV-Apparatur (im Hintergrund) betreiben zu können.

trons ausreicht, steht am Beginn der Erzeugung hoher Harmonischer. Bei höherer Intensität tritt zuerst Multiphotonenionisation auf. Das ist noch ein perturbativer nichtlinearer Prozess, da die Multiphotonen-Ionisationsrate mit der n -ten Potenz der Intensität skaliert, wobei n die Anzahl der absorbierten Photonen angibt. Hohe Harmonische entstehen erst, wenn Tunnelionisation dominiert. Bei so hoher Intensität verformt sich das Coulomb-Feld des Atoms so stark, dass das Elektron durch die entstehende Potentialbarriere tunneln kann (Abb. 2). Die Tunnelwahrscheinlichkeit hängt sehr stark von der Breite der Barriere ab. Bei noch größeren Feldstärken, wenn also das elektrische Potential stärker als dasjenige innerhalb des Atoms ist, ist die Potentialbarriere des Coulomb-Potentials komplett unterdrückt, und das Elektron kann ohne Tunneln entkommen.

KOMPAKT

- Das Dreistufenmodell erklärt die Erzeugung hoher Harmonischer, indem es das gebundene Elektron quantenmechanisch und das freie, propagierende Elektron klassisch beschreibt.
- Bis zu einem klar definierten „cut-off“ entstehen hohe Harmonische mit nahezu konstanter Intensität.
- In den letzten Jahren wurde die Effizienz der Erzeugung hoher Harmonischer stetig erhöht, was Anwendungen wie die Orbitaltomographie, die holographische Bildgebung und die Photoelektronenspektroskopie erlaubt.

Prof. Dr. Christian Spielmann, Institut für Optik und Quantenelektronik, Abbe Center of Photonic, Friedrich Schiller Universität Jena, Max-Wien-Platz 1, 07743 Jena; Prof. Dr. Helmut Zacharias, Physikalisches Institut, Westfälische Wilhelms-Universität, Wilhelm-Klemm-Str. 10, 48149 Münster

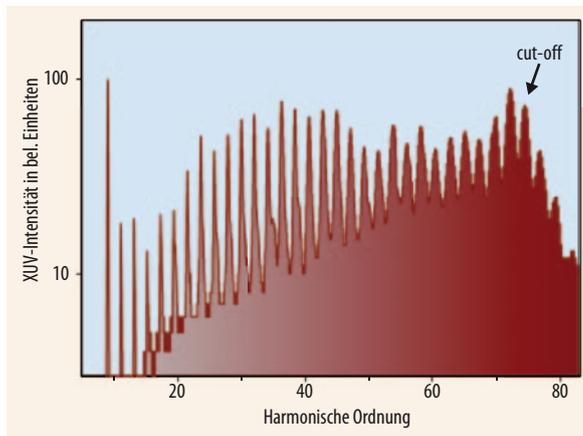


Abb. 1 Von der 31. bis 75. Ordnung sind im HHG-Spektrum von Neon die spektralen Intensitäten nahezu konstant. Die Amplitudenunterschiede resultieren aus der wellenlängenabhängigen Absorption des Gases und aus der Phasenfehlانpassung. Die kleinere Modulationstiefe bei hohen Harmonischen ist durch die geringere spektrale Auflösung in diesem Bereich bedingt. Die Harmonischen niedriger Ordnung und der fundamentale Laserstrahl wurden spektral herausgefiltert.

Der Weg des Elektrons

Das getunnelte Elektron erfährt näherungsweise nur das elektrische Potential des Lasers (Strong Field Approximation, d. h. das Coulomb-Potential des Ions ist zu vernachlässigen) und wird vom Mutterion wegbeschleunigt. Dreht sich die Richtung des elektrischen Feldes um, wird das Elektron abgebremst und kann zum Mutterion zurückkehren. Mithilfe der klassischen Bewegungsgleichung für das Elektron in einem elektrischen Lichtfeld mit der Amplitude E_0 und der Frequenz ω gilt für diese Bewegung:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = qE(t) = eE_0 \cos(\omega t)$$

Die Lösungen der Bewegungsgleichung für den allgemeinen dreidimensionalen Fall verdeutlichen, dass das Elektron nur zum Ursprungsort zurückkehrt, wenn das elektrische Feld des Lasers linear polarisiert ist. Abhängig davon, zu welchem Zeitpunkt t_0 das Elektron entkommen ist, kehrt es mit mehr oder weniger kinetischer Energie $W_{\text{kin}}(t_0)$ zum Ion zurück; oder es entfernt sich immer weiter. Für jede kinetische Ener-

gie, die das Elektron bei der Rekombination (Rückkehr zum Ort $x = 0$) besitzt, gibt es zwei mögliche Zeitpunkte, bei denen die Ionisation stattgefunden haben kann. Abhängig von der Laufzeit des Elektrons heißen die zugehörigen Trajektorien langer bzw. kurzer Pfad.

Bei der Rekombination wird ein einzelnes Photon emittiert, dessen Energie die Summe aus der im elektrischen Feld gewonnenen Energie W_{kin} und der Bindungsenergie ist. Die maximal mögliche Energie für ein Photon $h\nu_{\text{max}}$ führt zum cut-off (Abb. 1). Sie kann sich bis in den Röntgenbereich erstrecken und lässt sich darstellen als $h\nu_{\text{max}} = 3,17 U_p + I_p$. Dabei ist U_p das ponderomotive Potential $U_p = 9,337 \cdot 10^8 \lambda^2 I$, das der mittleren kinetischen Energie eines Elektrons in einem Laserfeld bei einer Wellenlänge λ und Intensität I entspricht.

Das Dreistufenmodell berücksichtigt nicht die Propagation des Laserlichts und der erzeugten XUV-Strahlung noch ist es in sich konsistent: Es beschreibt das gebundene Elektron quantenmechanisch, die Ionisation ist durch Tunneln möglich, während es das freie Elektron und seine Propagation im Wechselfeld des Lasers klassisch beschreibt. Zum Verständnis hoher Harmonischer reicht das hier jedoch völlig aus. Eine vollständig quantenmechanische Theorie ergibt lediglich kleinere Korrekturen [2].

Die klassische Beschreibung behandelt die Erzeugung hoher Harmonischer als Wechselwirkung mit einem einzelnen Atom. Das erklärt zwar den cut-off des Spektrums, nicht aber dessen diskrete Struktur im Plateaubereich. Da es sich bei diesem Prozess um ein makroskopisches Phänomen handelt und das beobachtete Signal demnach eine kohärente Überlagerung vieler einzelner atomarer Quellen ist, übertragen sich die Kohärenzeigenschaften des Laserpulses auf die erzeugte Strahlung. Die HHG hängt stark nichtlinear von der Laserfeldstärke ab. Daher entstehen Photonen nur in diskreten zeitlichen Abständen, nämlich genau in der Nähe des maximalen Feldes, also zwei Mal pro optischer Periode für eine sehr kurze Zeit. Das Spektrum der Harmonischen ergibt sich aus einer einfachen Fourier-Transformation dieser Pulszüge unter Berücksichtigung der Symmetrie bei der Erzeugung und besteht daher aus Linien bei den ungeradzahligem Vielfachen der Laserfrequenz (Abb. 1).

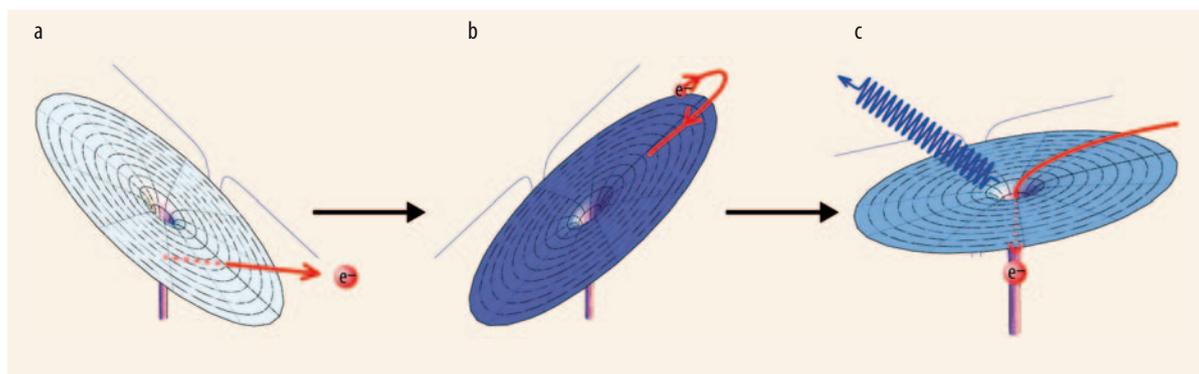


Abb. 2 Im Dreistufenmodell deformiert ein starkes Laserfeld das Atompotential so sehr, dass ein Elektron durch die entstehende Potentialbarriere tunneln kann (a). Das freie Elektron wird zuerst vom Mutterion weg beschleunigt und kehrt zurück,

wenn sich das Vorzeichen des Laserfeldes ändert (b). Die Energie des bei der Rekombination mit dem Mutterion ausgesendeten XUV-Photons entspricht der Summe aus kinetischer Energie und Bindungsenergie (c).

Diese Überlegungen machen klar, wie sich einzelne Attosekundenpulse erzeugen lassen [3]. Gelingt es, die Erzeugung der Harmonischen nur während eines halben Zyklus des Laserfeldes zuzulassen, so entsteht automatisch ein Attosekundenpuls. Das ist bei sehr kurzen Pulsen, die nur aus zwei Oszillationsperioden bestehen, erfüllt. Bei längeren Pulsdauern muss man ausnutzen, dass der Erzeugungsprozess von der Polarisation abhängt. Durch geschickte Kombination zweier Laserpulse kann sich ein kontinuierlicher Übergang von zirkularer über lineare zu zirkularer Polarisation des Fundamentalpulses einstellen. Nur während der kurzen Zeit linearer Polarisation kann bei diesem „Polarization Gating“ ein Attosekundenpuls entstehen.

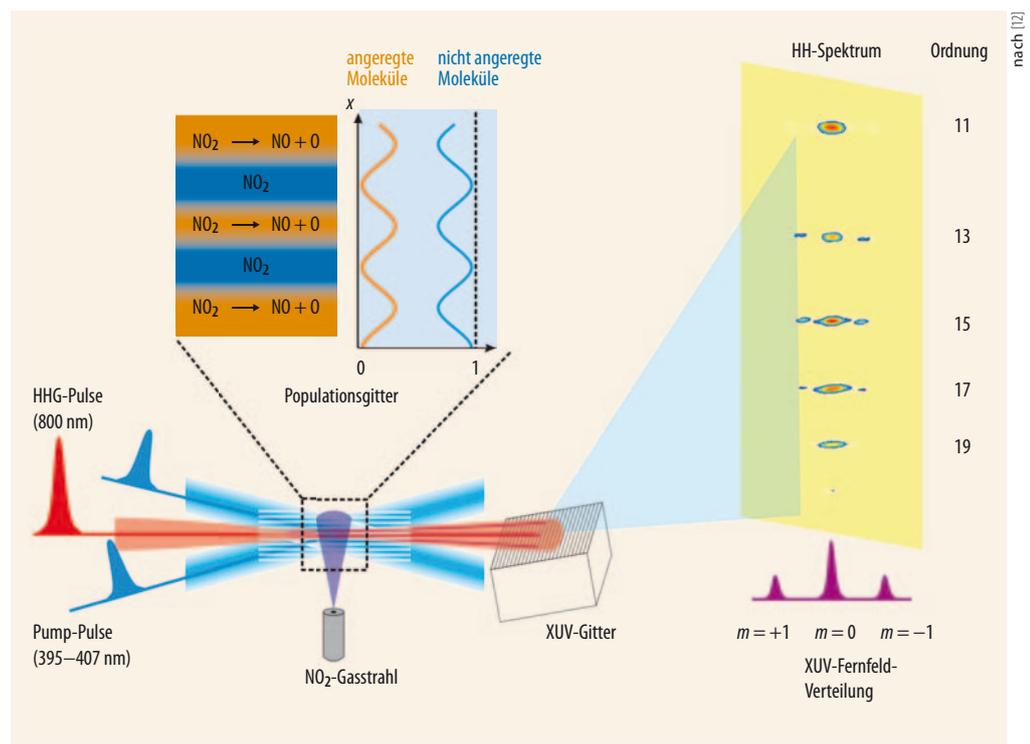
Wird ein Atom ionisiert, muss die Rekombination nicht zwangsläufig unter Emission eines Photons geschehen. Nur bei der Hälfte aller möglichen Phasenwinkel bei allen Entstehungszeitpunkten finden Elektronen wieder zurück zum Mutterion. In einem elektrischen Feld $E_0 \cos(\omega t)$ kehrt das Elektron für Phasen ωt_0 zwischen $\pi/2$ und π bzw. $3\pi/2$ und 2π nicht wieder an den Ursprungsort zurück. So erhöhen Elektronen, die bei Phasenwinkeln knapp unter 0 bzw. π erzeugt wurden, höchstens die Hintergrundplasmadichte.

Der fundamentale Laserpuls ist räumlich und zeitlich über das gesamte Konversionsmedium kohärent. Für ein makroskopisches HHG-Signal müssen sich die an unterschiedlichen Stellen erzeugten Anteile konstruktiv überlagern. Das ist der Fall, wenn die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Harmonischen mit der des Fundamentalpulses übereinstimmt, es also Phasenanpassung gibt. Leider ist das nicht automatisch erfüllt. Die Phasenfehlanspassung entsteht durch verschiedene wellenlängenabhängige Beiträge wie die Materialdispersion des Konversionsmediums, die Plasmadispersion durch die erzeugten freien Elektronen,

die Dispersion durch die unterschiedliche Krümmung der Wellenfronten oder die Wellenleiterdispersion in einer gasgefüllten Hohlleiter. Die Fehlanpassung zu minimieren ist nicht ganz einfach, da viele Beiträge miteinander gekoppelt sind. So wirkt sich beispielsweise eine Verschiebung des Fokus nicht nur auf die lokale Wellenfrontkrümmung aus, sondern auch auf die Laserintensität, was wiederum aufgrund der geänderten Anzahl der freien Elektronen die Plasmadispersion beeinflusst. Zudem bestimmt die Laserintensität die Verhältnisse bei der HHG grundlegend. Ein weiterer limitierender Faktor ist die Reabsorption der hohen Harmonischen im Konversionsmedium. Die Energie der Photonen reicht aus, um weitere neutrale Atome zu ionisieren. Die Strahlung breitet sich daher nur im Vakuum verlustfrei aus.

Aus diesen Gründen liegt die Effizienz der Konversion, also der Quotient aus der erzeugten Impulsenergie der Harmonischen zur Impulsenergie der erzeugenden Strahlung, bei nur etwa 10^{-7} . Deshalb gab es in den letzten Jahren große Anstrengungen, die Konversionseffizienz zu erhöhen. Dafür ist es erforderlich, den Laserpuls, den Wechselwirkungsbereich oder beide zusammen zu optimieren [4]. Ersteres leistet die HHG mit sehr kurzen Laserpulsen, deren Einhüllende formbar ist, oder Pulsen mit einer größeren Wellenlänge bis $3,9 \mu\text{m}$ [5]. Wenn der Laser mit dem Gas in einem gasgefüllten Wellenleiter wechselwirkt, sorgt die Wellenleiterdispersion für zusätzliche Freiheitsgrade, welche die Phasenanpassung verbessern [4]. Ebenso können mehrere hintereinander gereihte Gasjets das Signal erhöhen. Sind die Parameter (z. B. Abstand und Gasdruck) in den einzelnen Jets richtig gewählt, addieren sich die Beiträge kohärent. Auch wenn es nicht eine beste Methode gibt, ist es heute möglich, HHG-Quellen so weit zu optimieren, dass damit kohärente

Abb. 3 Zwei Pump-Pulse (blau), die sich kreuzen, regen die NO_2 -Moleküle elektronisch an. Die Population im elektronisch angeregten Zustand ist nur dort hoch, wo die beiden Strahlen sich konstruktiv überlagern. Dadurch entsteht ein Populationsgitter (angedeutet durch die engen Streifen im Kreuzungsbereich sowie im Ausschnitt darüber), an dem die HHG-Pulse gebeugt werden. Interferieren die Strahlen destruktiv, verbleiben die NO_2 -Moleküle im Grundzustand. Interferieren sie konstruktiv, entsteht elektronisch angeregtes NO_2 , das dissoziativ zerfällt ($\text{NO}_2 \rightarrow \text{NO} + \text{O}$). Es handelt sich also um ein dynamisches Gitter, das nach dem Zerfall der angeregten Moleküle wieder verschwunden ist. Die an diesem Gitter gestreuten Harmonischen erscheinen im Fernbereich unter der Beugungsordnung $m = \pm 1$. Ein XUV-Gitter trennt die verschiedenen Ordnungen der Harmonischen (rechts).



nach [12]

Strahlung mit einem cut-off im keV-Bereich [5, 6], eine Pulsdauer von weniger als 100 as bei 100 eV [3] oder eine Konversionseffizienz von ca. 10^{-5} möglich sind. Diese optimierten Quellen sind die Basis für viele neuartige Experimente [7, 8].

Neuartige Anwendungsfelder

Orbitaltomographie

Das durch das Laserfeld beschleunigte Elektronenwellenpaket kehrt verglichen mit den stark lokalisierten Ausgangswellenfunktionen im atomaren oder molekularen System nahezu als ebene Welle zurück. Bei der Rekombination interferiert es mit der Ursprungswellenfunktion und erzeugt aufgrund seiner kinetischen Energie einen oszillierenden Dipol, der hohe Harmonische abstrahlt. Diese enthalten somit nicht nur Informationen über das beschleunigte Elektronenwellenpaket – seine Energie und Phase –, sondern auch über die Ursprungswellenfunktion, deren zeitliche Entwicklung sich in Intensität, Phase und Polarisation der HH widerspiegelt. In Molekülen lässt sich so die Bewegung der einzelnen Atome relativ zueinander [9] oder auf noch kürzerer Zeitskala die der Elektronen verfolgen [10]. Durch eine räumliche Ausrichtung der Molekülachse unter verschiedenen Winkeln relativ zur Polarisationsrichtung des Lasers ist es möglich, mit den erzeugten Harmonischen das Molekülorbital des Ausgangszustands tomographisch abzubilden [11].

Beispielsweise wurde die elektronische Wellenpaketdynamik an einer konischen Potentialüberschneidung von NO_2 femtosekundengenau untersucht [12]. Dazu regen gekreuzte Pulse bei 400 nm das System an, sodass ein Populationsgitter entsteht. An diesem Gitter wird der intensive zeitlich verzögerte Abfragepuls gestreut, der zu hohen Harmonischen führt (Abb. 3). Zu jeder Harmonischen treten weitere Beugungsordnungen auf, die Informationen über die Dynamik des Populationsgitters enthalten. Dieses zerfällt durch Dissoziation des Moleküls mit einer Zeitkonstanten von $\tau_d = 2,7$ ps. Zusätzlich spiegelt sich in den gebeugten Ordnungen die Dynamik des Wellenpaketes beim Kreuzen der konischen Überschneidung wider

(Abb. 4a). Solange sich das Wellenpaket im angeregten Zustand befindet, besitzt die hohe Harmonische eine hohe Intensität. Nach dem Übergang in den Grundzustand sinkt diese ab (Abb. 4a, b). Nach etwa 300 fs verschwinden die Intensitätsmodulationen, was auf ein im Bindungswinkel stationäres Wellenpaket hindeutet. Gerade photochemische Reaktionen wie die Dissoziation lassen sich auf diese Weise direkt verfolgen.

Holographische Bildgebung

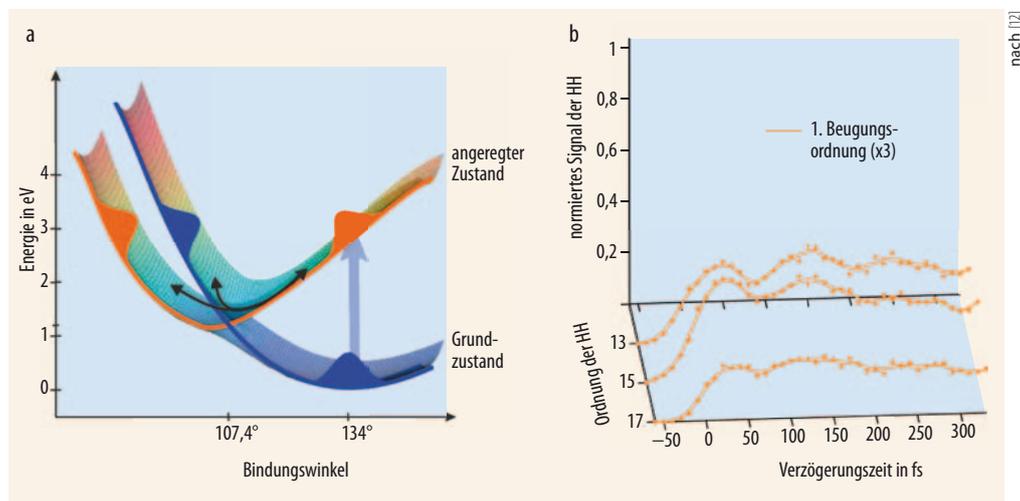
Von nanostrukturierten Festkörpern und Oberflächen sind die räumlichen Strukturen sowie die elektronischen Eigenschaften, möglichst lokal aufgelöst, von großem Interesse. Mit diffraktiven holographischen Verfahren und HH-Strahlung bei 13 nm war es möglich, Testobjekte bis auf 22 nm aufzulösen (Abb. 5) [13]. Um ein ausreichendes Signal-/Untergrund-Verhältnis zu erreichen, ist gegenwärtig die Summation über 30 s oder 60 000 Einzelpulse notwendig. Ein Freie-Elektronen-Laser mit einer Pulsenergie im μJ -Bereich erlaubte es kürzlich, fs-zeitverzögerte XUV-Streubilder künstlicher Strukturen aufzunehmen und zu rekonstruieren [14]. Das unterstreicht das Potenzial von table-top-HH-Quellen für Strukturuntersuchungen trotz der eher niedrigen Einzelpulsenergien.

Photoelektronenspektroskopie

Hohe Harmonische eignen sich besonders gut, um ultraschnelle elektronische Prozesse zu untersuchen. In einem Anrege-Abfrage-Aufbau lösen sichtbare oder UV-Pulse solche Prozesse in Atomen, Molekülen, Clustern oder Oberflächen aus; zeitverzögerte HH-Pulse erlauben die Untersuchung ihrer Dynamik. Beide Pulse stammen vom gleichen Laser und sind auf einer sub-Femtosekunden-Zeitskala synchronisiert. Die Zeitauflösung ist daher extrem hoch.

Durch die gezielte Anregung von Innerschalensresonanzen lassen sich die beteiligten Elemente chemisch identifizieren. Solche Untersuchungen führten R. Haight und Mitarbeiter erstmals Anfang der 90er-Jahre an Halbleitermaterialien durch [15]. Ebenso war es möglich, die Lebensdauern von hochliegenden Innerschalenzuständen von Edelgasen in der Gasphase zu $(7,9 \pm 1)$ fs [16] und als physisorbiertes Adsorbat auf

Abb. 4 Die Potentialkurven von NO_2 durchdringen sich bei einem Bindungswinkel von $107,5^\circ$ und einer Energie von etwa 1,3 eV und formen eine sog. konische Überschneidung (a). Ein Wellenpaket, das auf der oberen Potentialkurve erzeugt wird (Anregung durch den blauen Pfeil), kann bei der Bewegung auf der Potentialkurve auf demselben Potential bleiben (orange Wellenpakete und Kurve), oder es kann bei der konischen Überschneidung seinen Charakter ändern und auf die blaue Kurve wechseln. Diese Dynamik spiegelt sich in der Intensitätsmodulation der Harmonischen in der Beugungsordnung zu $m = 1$ wider (b).



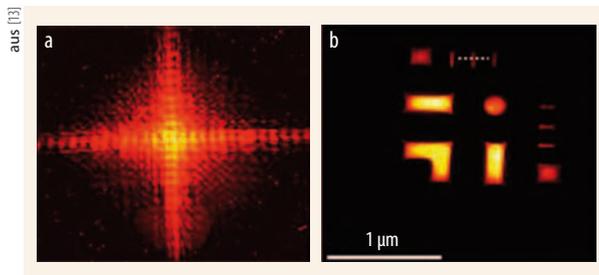


Abb. 5 Hohe Harmonische einer Wellenlänge von 13 nm werden an einem Testobjekt gebeugt (a). Das rekonstruierte Bild hat eine Auflösung von 22 nm (b).

Oberflächen zu $(7,1 \pm 1,1)$ fs [17] zu bestimmen. Die kinetischen Energien der emittierten Photoelektronen geben Auskunft über die zeitliche Evolution der elektronischen Zustände bei Dissoziationsprozessen. Das Beispiel des Br_2 -Moleküls zeigt, wie nach dissoziativer elektronischer Anregung bei 400 nm Spektrallinien vom neutralen Br_2 -Molekül nach etwa 50 fs verschwinden, während sich solche von Br-Atomen nach etwa 85 fs ausbilden [18, 19]. In dieser Zeitspanne entfernen sich die beiden Br-Atome auf etwa 0,38 nm, also den 1,7-fachen Gleichgewichtsabstand. Allgemein akzeptiert war bisher, dass erst nach einer Dehnung auf mehr als das Doppelte dieses Abstandes die Bindung aufbricht.

Da die HH-Pulse extrem kurz sind, erlauben sie es, über die Kerndynamik hinaus (Stichwort „Femtochemie“) auch die Dynamik der Elektronenhülle und Korrelationen darin zu untersuchen. Hierbei können Pulszüge oder einzelne Pulse zum Einsatz kommen [3]. Eines der überraschendsten Resultate ist die Beobachtung, dass die Photoemission aus dem 2p-Orbital von Neonatomen gegenüber derjenigen aus dem 2s-Orbital um 21 as verzögert ist, wobei die Anregung in beiden Fällen mit Photonen einer Energie von 106 eV erfolgte [20]. Bisher war man von einem instantanen Prozess ausgegangen. Genauer betrachtet ist die Photoemission die Folge einer korrelierten Bewegung von Elektronen in der Atomhülle, ausgelöst durch die Absorption eines Photons. Die beobachtete Zeitverzögerung deutet also darauf hin, dass die inneratomare Dynamik der 2p-Elektronen komplexer ist als die der 2s-Elektronen. Diese Messungen geben einen ersten Einblick in solche Korrelationen.

Verbunden mit der hohen Photonenenergie der hohen Harmonischen ist die Möglichkeit, Elektronen in Festkörpern und Oberflächen mit hohen Impulsen zu untersuchen. So lassen sich dynamische elektronische Prozesse in der gesamten Brillouin-Zone einer Oberfläche analysieren. Sichtbare und UV-Strahlung erlauben dagegen nur Aussagen über Elektronen im Zentrum der Brillouin-Zone, also bei sehr kleinen Impulsen. In einem Pionierexperiment ist es gelungen, die Dynamik des Zerfalls von langreichweitiger Ordnung in Form einer Ladungsdichtewelle im Schichtkristall 1T-TiSe₂ bei hohen Elektronenimpulsen zu analysieren [21]. Ähnlich wird derzeit die Elektrodynamik in unbesetzten Zuständen von Graphen untersucht.

Zukunftsweisende Experimente

Durch die hohen Photonenenergien und die ultrakurze Pulsdauer von etwa hundert Attosekunden ermöglichen hohe Harmonische neuartige Experimente in der Gasphase und an Festkörperoberflächen. Rein optisch lassen sich zeitaufgelöste Absorptionsspektroskopie im extremen UV durchführen oder magnetische Informationen mittels des magneto-optischen Kerr-Effektes gewinnen [22]. Die hohen Harmonischen bieten die Möglichkeit, komplexe Korrelationsphänomene in der Elektronenhülle von Atomen und Molekülen sowie deren Interaktion mit den nuklearen Koordinaten bei Reaktionsprozessen aufzuklären. Bei mehrkomponentigen Systemen spielt die chemische Identifizierung über Innerschalenresonanzen eine wichtige Rolle.

Literatur

- [1] T. Brabec und F. Krausz, Rev. Mod. Phys. **72**, 545 (2000); P. Corkum und F. Krausz, Nature Phys. **3**, 381 (2007)
- [2] M. Lewenstein et al., Phys. Rev. A **49**, 2117 (1994)
- [3] F. Krausz und M. Ivanov, Rev. Mod. Phys. **81**, 163 (2009)
- [4] C. Winterfeldt, C. Spielmann und G. Gerber, Rev. Mod. Phys. **80**, 117 (2008)
- [5] T. Popmintchev et al., Science **336**, 1287 (2012)
- [6] J. Seres et al., Nature **433**, 596 (2005); E. Seres, J. Seres und C. Spielmann, Appl. Phys. Lett. **89**, 181919 (2006)
- [7] M. Nisoli und G. Sansone, Prog. Quant. Electr. **33**, 17 (2009)
- [8] H. Haarlammert und H. Zacharias, Curr. Op. Sol. State Mat. Sci. **13**, 13 (2009)
- [9] S. Baker et al., Science **312**, 424 (2006)
- [10] M. F. Kling et al., Science **312**, 246 (2006)
- [11] J. Itatani et al., Nature **432**, 867 (2004)
- [12] H. J. Wörner et al., Nature **466**, 604 (2010); Science **334**, 208 (2011)
- [13] M. D. Seaberg et al., Opt. Exp. **19**, 22470 (2011)
- [14] C. M. Günther et al., Nature Phot. **5**, 99 (2011)
- [15] R. Haight und P. F. Seidler, Appl. Phys. Lett. **65**, 517 (1994)
- [16] M. Drescher et al., Nature **419**, 803 (2002)
- [17] L. Miaja-Avila et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 046101 (2008)
- [18] L. Nugent-Glandorf et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 193002 (2001)
- [19] Ph. Wernet et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 013001 (2009)
- [20] M. Schultze et al., Science **328**, 1658 (2010)
- [21] T. Rohwer et al., Nature **471**, 490 (2011)
- [22] C. La-O-Vorakiat et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 257402 (2009)

DIE AUTOREN

Christian Spielmann (FV Quantenoptik/Photonik, Atomphysik) habilitierte 1999 an der TU Wien und wurde dort zum außerordentlichen Professor ernannt. 2001 wurde er an die Universität Würzburg berufen. Seit 2008 hat er einen Lehrstuhl an der Universität Jena inne. Er ist Direktor des Abbe Center of Photonics an der Uni Jena und Sprecher des Graduiertenkollegs des Helmholtz Instituts Jena.



Helmut Zacharias (FV Oberflächenphysik, Quantenoptik/Photonik) habilitierte 1984 in Bielefeld. Forschungsaufenthalte führten ihn ans IBM Watson Research Center (Yorktown Heights, New York) und nach Berkeley. 1989 wurde er an die Universität Essen berufen. Seit 1996 ist er Direktor am Physikalischen Institut und seit 2003 Mitglied des Centrums für Nanotechnologie an der Universität Münster.

