高次高調波の短波長化と軟X線アト秒パルス発生

石井 順久, 渡部 俊太郎

東京大学 物性研究所 (〒277-8581 千葉県柏市柏の葉5-1-5)

Extension of the Cutoff of High-Order Harmonics and Attosecond Pulse Generation in the Soft X-Ray

Nobuhisa ISHII and Shuntaro WATANABE

Institute for Solid State Physics, University of Tokyo, Kashiwanoha 5-1-5, Kashiwa, Chiba 277-8581

(Received August 19, 2009)

The extension of the cutoff energy of high-order harmonics generated from rare gases irradiated by ultrafast high-energy laser pulses is reviewed. Recent advances in ultrafast laser technologies have resulted in the generation of high harmonics beyond the water window regime, reaching less than 1 nm (about more than 1 keV), and isolated extreme ultraviolet attosecond pulses when the carrier-envelope phase of driver laser pulses is controllable. We report the generation of water window radiation and soft X ray high harmonics dependent on the CEP of phase-preserved mJ few-cycle optical pulses from an optical parametric chirped-pulse amplifier.

Key Words: High-harmonic generation, Water window, Attosecond pulse, Carrier-envelope phase, Optical parametric chirped pulse amplification

1. 光の高次高調波発生の歴史

レーザーは、指向性、コヒーレンス(可干渉性)を特徴として、様々な分野に応用され、現代社会では欠かせない存在となっている。レーザーの発振可能な波長領域は赤外から紫外領域に及ぶが、しかし、紫外領域からさらに短波長のレーザー発振を得るには、X線レーザーなどの手法で可能ではあるものの、大掛かりな装置を必要とし、光源としての利用は非常に難しい。他にコヒーレント短波長光を得る手法としてはレーザーの基本波長の高調波(2次高調波, 3次高調波, ...)発生がある。高調波発生自体は新しい概念ではなく、世界初のレーザーの発明¹⁾のすぐ後、Frankenらミシガン大学のグループがルビーレーザー(波長694 nm)の2次高調波の発生に成功した²⁾。2次高調波を含む、偶数次の高調波は反転対称性のない非線形固体媒質を用いてのみ発生可能である。現在までに、位相整合の取れた条件下では、著者らの研究において、156 nmの光が得られている³⁾。この手法では、光変換可能な波長領域が、固体媒質の透明領域によって制限されており、さらなる短波長光の変換は困難である。このため、より短波長の高調波は気体(主に希ガス)を非線形媒質として発生可能になる。Ward, Newらによるルビーレーザーの3次高調波(231 nm)発生の実験以降⁴⁾、Naval Research LaboratoryによるNd:YAGレー

ザーの4次高調波を用いた7次高調波(38 nm)発生実験⁵⁾、ベル研によるKrFレーザーの7次高調波(35.5 nm)発生の実験⁶⁾と高調波は極端紫外領域に達した。高調波の短波長化の推移をFig. 1に示す。データ点にはそれぞれ実験グループと本文中の参考文献の番号を示している。

高調波の短波長化は進み、1987年、イリノイ大のグループがKrFレーザー(248 nm)を用いて17次までの高調波を観測した⁷⁾。イリノイ大のグループは、高調波の11次以上の強度減少は、摂動論に基づく非線形光学理論か

Fig. 1 History of shortest wavelength of high-order harmonics.

ら予想される強度減少よりも、なだらかであることを発見した。さらに、フランスのサクレーのグループがNd:YAGレーザー(1064 nm)を用いて、33次高調波を観測した^{8,9)}。サクレーグループの実験における高調波強度は明らかになだらかな減少領域(プラトー領域)と急激な強度減少(高調波のカットオフ)を示していた。その後著者らも、当時の最短波長高調波であるKrFレーザーの25次高調波を観測し、その波長も10 nm以下と軟X線領域に到達した¹⁰⁾。摂動論的計算では説明のつかない現象が現れ、その後、1電子近似の非摂動論的数値計算¹¹⁾や解析的手法による高調波の強度分布の説明¹²⁾がなされた。Kulanderらは数値計算により、高調波のカットオフエネルギー($\hbar\omega_c$)が

$$\hbar\omega_c = I_p + 3 U_p \quad (1)$$

(I_p : 気体のイオン化ポテンシャル, $U_p = e^2 E^2 / (4m\omega^2)$: ボンデロモートポテンシャル, e, m : それぞれ電子の電荷, 質量, E, ω : それぞれレーザーの電場振幅, 角周波数)となることを示した¹³⁾。Lambropoulosのグループは、Heを相互作用媒質とした数値計算から、著者等がKrFレーザーで得たデータをHeイオンの寄与によって説明した¹⁴⁾。高調波のカットオフエネルギーを決定するボンデロモートポテンシャルは、式(1)より、長波長レーザーほど大きく、非摂動論的領域では、長波長レーザーにより高調波の短波長化が可能であることが分かる。波長が1064 nmのNd:YAGレーザー¹⁵⁾、並びに、800 nmのチタンサファイアレーザーを用いて¹⁶⁾、ほぼ同時に高調波の次数は100回以上になり、8 nm以下の高調波が観測された。後者のチタンサファイアレーザーを用いた詳細な実験¹⁶⁾によって、基本波レーザー強度と高調波強度の相関より、摂動論的描像はもはや成り立たず、非摂動論的な理論であるBeckerモデル¹²⁾によってうまく説明がつくことがわかった。このように、数多くの実験データが、非摂動論の数値計算や解析解から説明できるようになったが、物理的描像は解明されていなかった。

レーザー電場と気体の非摂動論的相互作用と高調波発生との関係を明らかにした3ステップモデルがCorkum¹⁷⁾によって提唱された。Fig. 2は3ステップモデルの概要を示している。レーザー電場下にある原子のクーロンポテンシャルで束縛された電子を考える。高強度(10^{14} W/cm²以上)レーザー電場下において、電場振幅が最大になるあたりで(Fig. 2 (a)) (特に振幅が最大になった少し後イオン化して飛び出る電子が、後述の原子との再結合による高次高調波に大きく寄与する)、気体などの原子から、トンネルイオン化により、電子がポテンシャル外に飛び出る。原子から出た電子はレーザー場中を自由電子として運動すると考え、元の原子から離れるように、レーザー電場によって加速される(Fig. 2 (a)以降)。この後、交流であるレーザー電場は反転し、原子から離れつつある電子を減速し、再び原子に向かって加速する(Fig. 2 (b))。この一連の運動によって、電子はある運動エネルギーを持って元の原子核に戻る解が存在し、ある確率を持って原子と再結合する(Fig. 2 (c))。原子と電子の再

Fig. 2 Schematics of the three-step model for optical HHG. (a): bound electron leaving from an atom by tunneling ionization through the potential barrier under a laser field and the electron accelerated by the laser field. (b): The moving electron decelerated by the inversed laser field. (c): The electron accelerated toward the parent nucleus and recombining with the emission of an extreme ultraviolet or soft x-ray photon.

結合過程において、電子の運動エネルギーとイオン化エネルギーの合計のエネルギーを持った光子が放出される。各気体原子から放出された光子が、位相整合が満たされているならば、コヒーレントに足しあわされて高調波として観測されることになる。またこのモデルから高調波はカットオフエネルギーを持っていることが導かれる(詳しくは文献(17)参照)。あるエネルギーしきい値より高いエネルギーを持った光子の生成量が極端に低くなることが予想されるが、これは周期電場の中で電子がイオン化の後に原子に戻って再結合する条件を課したとき、戻ってきた電子の運動エネルギーがある一定値以上にはならないからである。カットオフエネルギーは、(1)式より正確な形として、次のように表される。

$$\hbar\omega_c = I_p + 3.17 U_p \quad (2)$$

式(2)はKulanderらが数値計算から経験に導出した式とほぼ同じであり、さらに、この古典的なモデルは、後に、Lewenstein等による量子論を用いた理論的枠組み¹⁸⁾により裏付けられることになる。このモデルの提唱後、高強度レーザーを用いて、高調波の短波長化が試みられ、最短波長を記録はしたが^{19,20)}、高調波発生方法としては主流となることはなかった。高調波発生用ドライバレーザーとしては、チタンサファイアレーザーの開発並びに発展とともに、比較的小型なテーブルトップ、高繰り返し、超短パルスのレーザーが用いられることになった。

カットオフエネルギーを伸ばすためには U_p を増やす必要がある。 U_p はレーザー波長 λ 、レーザー強度 I を用いて $U_p \propto I\lambda^2$ と表すことができる。この式より①レーザー強度を強くする、②レーザーの波長を長くする、いずれかによってカットオフエネルギーを伸ばすことができる。①のレーザーの高強度化は気体のイオン化によって制限されている。高強度レーザーを希ガスに集光しても、パルスの立ち上がりの電場強度が弱いところで中性原子が枯渇することによって、実効的なレーザー強度は弱くなってしまふ。このイオン化の効果は超短パルスを

使うことによって克服が可能である。超短パルスを用いることによって、パルスの包絡線は電場の振動の時間スケールで急激に強度を変化させるために、パルスの強度が最大になる時点においても中性原子が残ったまま気体と相互作用することが可能になるからである。ウィーン工科大学において達成されたチタンサファイアレーザーとその後のスペクトルの広帯域化とパルス圧縮によって作られる高エネルギー5 fsパルスによって、いわゆる水の窓領域(4.37–2.33 nm)にまで、高調波のカットオフが伸びた²¹⁾。またミシガン大学のKapteynとMurnaneらのグループは超短パルスを用いた高調波の実効的カットオフの式を示し、実験においては、27 fsという数サイクルレーザーパルスより長いパルスを用いながらも、2.7 nmまで高調波のカットオフを伸ばすことに成功した²²⁾。高エネルギー数サイクル超短パルスレーザーを用いることにより、2004年に高調波は1.77 nm(700 eV)に²³⁾、2006年には1 nmの壁を越し、0.35 nm(3.5 keV)に達した²⁴⁾という報告もある。

一方、近年、②の励起レーザーの長波長化によりカットオフを伸ばす研究が増えてきている。ポンデロモータポテンシャルは波長の2乗に比例するため、現在主流のチタンサファイアレーザーの波長800 nmの代わりに、波長1600 nmの赤外光で高調波発生を行うと、ポンデロモータポテンシャルが4倍に増大し、カットオフエネルギーの大幅な伸張を期待できる。しかし、欠点として、赤外光を用いる高次高調波発生は、高調波の収量が極端に減ると予想されている。これは、イオン化した自由電子がレーザー電場下で長い間運動することにより、その波束が広がり、原子と再結合する際の確率が下がるためである。赤外光による高調波発生とカットオフの伸長を予想する計算がなされ²⁵⁾、また光量に関しては、詳細なシミュレーションによって λ^{-5} に比例するという予想がされている²⁶⁾。赤外光を用いた高調波発生実験は、OPAを用いた先駆的な2例^{27,28)}の後に、高強度レーザーとOPAを組み合わせた高エネルギー赤外レーザーによって水の窓領域の高調波の観測に成功している^{29,30)}。しかし、現在までに超短パルスレーザーを用いた高調波発生による最短波長を超える報告はまだない。短波長高調波発生のみならず、その応用としての孤立アト秒パルス発生に必須の、パルスの搬送波包絡線位相(carrier-envelope phase, CEP)の安定化の可能性を考慮すると、高エネルギー領域(短波長領域)アト秒発生にとっては、CEPロックした高エネルギー超短パルスレーザーが非常に有望である。パルスのCEPについては次の章で触れる。

本稿では、著者らの研究室で開発した、光パラメトリックチャープパルス増幅(Optical Parametric Chirped-Pulse Amplification, OPCPA)器を用いた、CEPロックした高エネルギー超短パルスレーザー³¹⁾を使用した、OPCPAからの高エネルギー超短パルスによる水の窓における高次高調波発生、並びに、軟X線領域におけるCEP依存した高調波発生を報告する。OPCPA、並びに、それを用いたレーザー開発については文献(32)、(33)を

参照されたい。

2. CEPとアト秒高調波発生

前章で触れたが、高調波発生可能な高エネルギーレーザーパルスは、チタンサファイアレーザーとスペクトル広帯域化ならびにパルス圧縮を用いて、800 nm周辺で5 fsのパルス幅を持つまで短くなっている。これは800 nmの光の周期2.67 fsの2倍以下になっている。このような数サイクル超短パルスにおいて、パルスのCEPというパラメーターが重要になってくる。

Fig. 3は波長800 nm中心の5 fsパルスの電場をプロットした図である。Fig. 3 (a)はCEPが0 rad, Fig. 3 (b)はCEPが $\pi/2$ radの時の電場波形である。このようにパルスの包絡線(envelope)に対して搬送波(carrier)がどのようなタイミング(または位相)にあるかを規定するのがCEPである。レーザー発振器のCEP制御は2000年に^{34,35)}、発振器と増幅器の制御が2003年に可能になった³⁶⁾。このCEPという新たなパラメーターの制御が可能になったことにより、周波数領域ではレーザーの周波数安定化³⁷⁾、時間領域ではCEP依存した高調波発生並びに孤立アト秒パルス発生³⁸⁾という展開に結びついた。

Fig. 4に数サイクルパルスレーザーを用いたCEP依存する高調波発生の概念図を示す。Fig. 4 (a)はパルスレーザーのCEPが0 radの時に、3ステップモデルに従って、高調波のカットオフ近傍のスペクトル成分に寄与する電子のイオン化と再結合過程とレーザー電場の関係を示している。カットオフ周辺の高調波に寄与する電子軌道は1つしか存在せず、これからカットオフ近傍のスペクトル成分を取り出せば、その高調波は単一パルスになる。この発生した高調波のパルス幅は1 fsよりはるかに短く、これにより、自然にアト秒パルスを発生させることができる。Fig. 4 (b)に、CEPが0 radの時の、高強度場近似(Strong Field Approximation, SFA)¹⁸⁾を用いて計算した、カットオフ近傍の高調波スペクトルを示す。図からカットオフ近傍のスペクトルには変調がなく、単一パルスが発生していることを示している。Fig. 4 (c)はCEPが $\pi/2$ radの時の電子の運動の概念図である。この条件下ではカットオフ近傍のスペクトルに寄与する電子軌道は2つ存在し、単一パルスではなく、2つの似たスペクトルを持った高調波が生成する。この条件下では高調波は、複数の電子軌道が発生に関与しており、2個以上のアト秒パルスから構成される。Fig. 4 (d)に、CEPが $\pi/2$ radの

Fig. 3 Carrier envelope phase of electric fields. (a): Electric field with a CEP equal to 0 rad. (b): Electric field with a CEP equal to $\pi/2$ rad.

Fig. 4 Electron motion in a CEP-locked strong electric field and its effect on high harmonic generation and the generation of an isolated (attosecond) X ray pulse. (a) Cosine-like (CEP = 0 rad) electric field and electron motion in the field, resulting in a single X ray burst in the cutoff region. (b) Simulated high harmonic spectrum based on SFA from He irradiated by the cosine-like electric field with the intensity of 1.0×10^{15} W/cm² and with the duration of 5 fs. (c) Same plot as (a) except Sine-like (CEP = $\pi/2$ rad) electric field and resulting in two X ray bursts. (d) Same plot as (b) except by the sine-like electric field.

パルスによる、高調波スペクトルの計算を示す。この条件下では、フーリエ変換すれば明らかであるが、複数の高調波パルスの干渉の結果、高調波スペクトルに変調が生じている。短波長高調波を出すためには高エネルギー超短パルスが必要であり、パルスのCEPを制御可能にすれば、その波長領域における単一アト秒パルスを生成するCEPを選択でき、短波長孤立アト秒パルス発生が可能になる。しかし、5 fsのパルス幅で、高エネルギー(mJクラス)、CEP制御可能な増幅方法は、チタンサファイアなどのレーザー媒質を用いた方法では難しく、最近発展してきているOPCPAを用いる方法が有望である。本稿では、我々の開発したOPCPA増幅器によって作られる、高エネルギー数サイクルCEPロックレーザーパルスを用いた高調波実験を報告する。

3. 高エネルギー超短パルスレーザーによる水の窓領域の高調波発生

広帯域レーザー発振器並びにOPCPAを用いた増幅器からのCEP安定化、1 kHz、2.7 mJ、5.5 fs、750 nmレーザーパルスを用いて水の窓領域の高次高調波発生の実験を説明する。

Fig. 5 (a)はOPCPAレーザー系の概要図である。レーザーの詳細については文献(31)を参照されたい。OPCPAからの出力を高調波発生用真空チャンバー(Fig. 5 (b))に導入した。レーザービームを凹面反射鏡で1 kHzのHeガスジェット³⁹⁾に集光した(集光強度は約 2×10^{15} W/cm²)。この条件下においてHeのイオン化率はADK理論⁴⁰⁾から約50%と見積もれる。発生した高調波

Fig. 5 (a): Layout of the few-cycle OPCA system. BPF: bandpass filter reflecting spectral components around 570 and 1140 nm; BS: beamsplitter reflecting a portion of an incident beam to the Ti:Sa amplifiers; Dazzler (AOPDF): acousto-Optic programmable dispersive filter, (Dazzler, FASTLITE, France); SHG: second harmonic generator of Lithium triborate; OPA: optical parametric amplifier; SPIDER: pulse characterization apparatus (Spectral interferometry for direct electric field reconstruction). (b): Setup of the generation of high harmonics and their detection. MCP: micro channel plate.

をX線分光器(SXR-II-1, Hetttrick Scientific)によって分光し、蛍光スクリーン付マイクロチャンネルプレートによって検出した。X線分光器は、分光と同時に、高調波発生点をマイクロチャンネルプレートに1対1で結像させている。蛍光スクリーンの像をCCDによって検出し、スペクトルを測定した。

測定したスペクトルをFig. 6に示す。銀、アルミ、パリレンフィルターを挿入したスペクトルをFig. 6に破線で示した。銀、アルミフィルターは高強度の基本波光をカットし、ゼロ次光を弱めるために用いている。280 eVにパリレンフィルターの炭素吸収端がはっきりと観測できる。パリレンを抜いたスペクトルをFig. 6に実線で示しているが、これから300 eV程度までスペクトル成分が

Fig. 6 High harmonic spectra in the water window. Harmonic spectra with Ag and Al filters (solid line), with Ag, Al, and boron filters (dotted line), and with Ag, Al, and parylene filters (dashed line).

存在することがわかる。銀、アルミ、ホウ素フィルターを挿入したスペクトルをFig. 6に1点鎖線で示した。ホウ素フィルターは、炭素の吸収端と共に、分光器の波長校正に用いている。これは、OPCPAからの出力を用いた、初めての強電場物理の実験である。ただしこの実験ではカットオフの領域におけるCEPの効果を観測することは出来なかった。これは積算時間が長く、CEPの効果を見るにはSN比が十分でなかったためである。このため、CEP効果を観測するために低エネルギー領域での高調波発生の実験を行った。

4. CEP依存のプラトー領域高調波発生

2章ではカットオフ近傍の高調波のCEP依存性と孤立アト秒発生について説明したが、数サイクルレーザーによる高調波発生では、レーザーのCEPは、カットオフより少し低エネルギー側の、各次数のピークからなる変調のかかったスペクトル部分にも影響を与える。前章の水の窓領域での高調波発生実験の際にはCEP依存性を見ることが出来なかったが、高調波強度の強い軟X線領域(180 eV, 7 nm近傍)でのCEP依存性の観測を行った。この領域は、現在CEP依存性が検証されている極端紫外域(13 nm近傍)よりはるかに高エネルギー側であり、高調波のCEP依存性を確認することが出来る最短波長となる。

高調波のカットオフからやや低エネルギー側で、レーザーのCEPの変化が高調波に対してどのような影響を及ぼすかを説明する。

Fig. 7はカットオフからやや低エネルギー側の高調波スペクトルのCEP依存性を計算したものである。計算において、ヘリウムと同じイオン化ポテンシャルを持つ1電子原子を仮定して、レーザーパルス幅、強度は、それぞれ、7 fs, 1.0×10^{15} W/cm²とし、CEPの値を細かく0 radから 3π radまで変化させた。この時のカットオフエネルギーは215 eVと計算でき、Fig. 7では、それより少し低エネルギー側の高調波のCEP依存性を示した。サイクル数の多いレーザーを用いて高調波発生を行うと、必ず、基本波の奇数次に高調波のスペクトルが発生することになるが、数サイクルレーザーを用いた時、奇数次の高調波のスペクトル幅が広く、隣の奇数次のスペクトル成分と重なり、CEPの値によって隣の次数との位相関係が異なり、干渉することになる。このために高調波の変調はCEP依存を示す。Fig. 7より明らかであるが、数サイクルレーザーパルスを用いたとき、カットオフより少し低エネルギー領域においては、高調波は奇数次にスペクトル成分を持つのではなく、高調波の変調はCEP依存性を示す。この高調波の変調のCEP依存性は周期的であり、CEPが π 変化するとともに戻る。これはCEPが π ずれると電場は反転し、高調波を発生する気体の反転対象性により高調波は π の周期で変化する。実際の実験では、用いた装置はFig. 5 (b)と同じ配置であり、OPCPAから真空チャンバーまでにウェッジ板対を挿入しCEPを変化させる。CEPの変化は搬送波の位相速度と包絡線の群速

Fig. 7 Calculated spectra of high harmonics in the energy region slightly below the cutoff.

Fig. 8 CEP-dependent high harmonic spectra with the target of He in the energy range below the cutoff.

度の違いを用いており、厳密には物質分散により包絡線の形状も変化するが、CEPが数 π rad変化させる間は、包絡線はあまり変化しないと考えてよい。

Fig. 8は測定した高調波スペクトルのCEP依存性である。ヘリウムをターゲットとして用いて、銀フィルターを用いた。各点でスペクトルは300 ms積算している。高調波の変調は π 周期でCEP依存しており、計算とあっている。これにより、製作したOPCPA系はCEPが増幅中に保存しており、チャンバー内の相互作用までCEPが保たれていることが確認することが出来る。この実験は最短波長域での高調波のCEP依存性の観測である。この少し高エネルギー側にカットオフが存在するはずであり、パルス幅が5 fs程度であればカットオフにコンティニュームと呼ばれる変調が少ない連続スペクトル成分が存在するはずである。これは孤立アト秒パルスの発生を示唆するわけでもあるが、今回は観測することはできなかった。

5. まとめと展望

我々は当研究室において開発したOPCPAを用いたレーザーシステム(CEP安定化, 1 kHz, 2.7 mJ, 5.5 fs, 750 nm)を用いて水の窓領域の高次高調波発生の実験ならびに世界最短波長での高調波のCEP依存性の観測を行った。既存のアト秒発生の実験が行われているエネルギー領域より約2倍以上高いエネルギー領域においての高調波のCEP依存性の確認を行ったが、これはより短波長のアト秒パルス発生、並びに軟X線領域のアト秒パルス発生を可能にするために必要である。今回は、残念ながら、カットオフ領域での連続スペクトルを観測することはできなかった。これはOPCPAからのパルス幅が、

相互作用点において、若干延びているため、または、OPCPA内でのパルス圧縮がうまくいっていないためと考えられる。このため現在OPCPAからのパルス幅をさらに圧縮するシステムを導入中である。これにより最短で4 fsをきるパルスが生成できると考えられる。この改良が完成すれば、少なくとも今回CEP依存性が観測された軟X線領域、または、さらに短波長の水の窓領域で、カットオフでのコンティニュームの確認が可能となるであろう。そしてコンティニュームを取り出すことによって、孤立アト秒パルスの発生が可能となり、ストリーク法によりパルス幅を計測できると考えられる。この領域はアト秒発生としては最短波長領域になり、さらに最短パルス幅のアト秒パルスの発生を視野に入れることが出来る。水の窓領域でのコヒーレント光源は生体の非破壊イメージング⁴¹⁾など、範囲の広い応用を秘めており、魅力的な分野である。今回報告した実験にさらに改良を加え、軟X線領域でのアト秒パルス発生、計測、応用を進めていきたいと考えている。

参考文献

- 1) T. H. Maiman: *Nature* **187** (1960) 493.
- 2) P. A. Franken, A. E. Hill, W. Peters, and G. Weinreich: *Phys. Rev. Lett.* **7** (1961) 118.
- 3) T. Kanai, T. Kanda, T. Sekikawa, S. Watanabe, T. Togashi, C. Chen, C. Zhang, Z. Xu, and J. Wang: *J. Opt. Soc. Am. B* **21** (2004) 370.
- 4) J. F. Ward and G. H. C. New: *Phys. Rev.* **185** (1969) 57.
- 5) J. Reintjes, C. Y. She, and R. Eckardt: *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-14** (1978) 581.
- 6) J. Bokor, P. H. Bucksbaum, and R. R. Freeman: *Opt. Lett.* **8** (1983) 217.
- 7) A. McPherson, G. Gibson, H. Jara, U. Johann, T. S. Luk, I. A. McIntyre, K. Boyer, and C. K. Rhodes: *J. Opt. Soc. Am. B* **4** (1987) 595.
- 8) M. Ferray, A. L'Huillier, X. F. Li, L. A. Lompré, G. Mainfray, and C. Manus: *J. Phys. B* **21** (1988) L31.
- 9) X. F. Li, A. L'Huillier, M. Ferray, L. A. Lompré, and G. Mainfray: *Phys. Rev. A* **39** (1989) 5751.
- 10) N. Sarukura, K. Hata, T. Adachi, R. Nodomi, M. Watanabe, and S. Watanabe: *Phys. Rev. A* **43** (1991) 1669.
- 11) K. C. Kulander and B. W. Shore: *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 524.
- 12) W. Becker, S. Long, and J. K. McIver: *Phys. Rev. A* **41** (1990) 4112.
- 13) J. L. Krause, K. J. Schafer, and K. C. Kulander: *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 3535.
- 14) H. Xu, X. Tang, and P. Lambropoulos: *Phys. Rev. A* **46** (1992) R2225.
- 15) A. L'Huillier and Ph. Balcou: *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 774.
- 16) J. J. Macklin, J. D. Kmetec, and C. L. Gordon III: *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 766.
- 17) P. B. Corkum: *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 1994.
- 18) M. Lewenstein, P. Balcou, M. Y. Ivanov, A. L'Huillier, and P. B. Corkum: *Phys. Rev. A* **49** (1994) 2117.
- 19) M. D. Perry and G. Mourou: *Science* **264** (1994) 917.
- 20) S. G. Preston, A. Sanpera, M. Zepf, W. J. Blyth, C. G. Smith, J. S. Wark, M. H. Key, K. Burnett, M. Nakai, D. Neely, and A. A. Offenberger: *Phys. Rev. A* **53** (1996) R31.
- 21) C. Spielmann, N. H. Burnett, S. Sartania, R. Koppitsch, M. Schnürer, C. Kan, M. Lenzner, P. Wobrauschek, and F. Krausz: *Science* **278** (1997) 661.
- 22) Z. Chang, A. Rundquist, H. Wang, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn: *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997) 2967.
- 23) E. Seres, J. Seres, F. Krausz, and C. Spielmann: *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 163002.
- 24) E. Seres, J. Seres, and C. Spielmann: *Appl. Phys. Lett.* **89** (2006) 181919.
- 25) A. Gordon and F. X. Kärtner: *Opt. Express* **13** (2005) 2941.
- 26) J. Tate, T. Augustine, H. G. Muller, P. Salieres, P. Agostini, and L. F. DiMauro: *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 013901.
- 27) B. Sheehy, J. D. D. Martin, L. F. DiMauro, P. Agostini, K. J. Schafer, M. B. Gaarde, and K. C. Kulander: *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 5270.
- 28) B. Shan and Z. Chang: *Phys. Rev. A* **65** (2001) 011804.
- 29) E. J. Takahashi, T. Kanai, K. L. Ishikawa, Y. Nabekawa, and K. Midorikawa: *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 253901.
- 30) H. Xiong, H. Xu, Y. Fu, J. Yao, B. Zeng, W. Chu, Y. Cheng, Z. Xu, E. J. Takahashi, K. Midorikawa, X. Liu, and J. Chen: *Opt. Lett.* **34** (2009) 1747.
- 31) S. Adachi, N. Ishii, T. Kanai, A. Kosuge, J. Itatani, Y. Kobayashi, D. Yoshitomi, K. Torizuka, and S. Watanabe: *Opt. Express* **16** (2008) 14341.
- 32) 渡部 俊太郎, 足立 俊輔: *応用物理* **76** (2007) p.115.
- 33) 石井 順久, 藤 貴夫, アンダリュース パルツスカ, フェレンツ クラウツ: *レーザー研究* **37** (2007) p.271.
- 34) D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, and S. T. Cundiff: *Science* **288** (2000) 635.
- 35) A. Apolonski, A. Poppe, G. Tempea, C. Spielmann, T. Udem, R. Holzwarth, T. W. Hänsch, and F. Krausz: *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 740.
- 36) A. Baltuška, T. Udem, M. Uiberacker, M. Hentschel, E. Goulielmakis, C. Gohle, R. Holzwarth, V. S. Yakovlev, A. Scrinzi, T. W. Hänsch, and F. Krausz: *Nature* **421** (2003) 611.
- 37) Th. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch: *Nature* **416** (2002) 233.
- 38) R. Kienberger, E. Goulielmakis, M. Uiberacker, A. Baltuška, V. Yakovlev, F. Bammer, A. Scrinzi, T. Westerwalbesloh, U. Kleineberg, U. Heinzmann, M. Drescher, and F. Krausz: *Nature* **427** (2004) 817.
- 39) A. Kosuge, T. Sekikawa, X. Zhou, T. Kanai, S. Adachi, and S. Watanabe: *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 263901.
- 40) M. V. Ammosov, N. B. Delone, and V. P. Krainov: *Sov. Phys. JETP* **64** (1986) 1191.
- 41) J. C. Solem and G. C. Baldwin: *Science* **218** (1982) 229.

レーザーワード

高強度場近似 (strong field approximation, SFA)

原子のポテンシャルに束縛された電子が、高強度電場下において、イオン化した後のシュレディンガー方程式を解く際の近似法。イオン化によって生じた自由電子の運動には、原子のポテンシャルの影響を受けず、外部電場のみが寄与するとする。原子が 10^{14-15} W/cm²程度のレーザー強度(エネルギーが1 mJ、パルス幅が100 fsのレーザーを直径100 μ m (FWHM) 程度に集光した際に得られるレーザー強度)、電場にして 10^{10-11} V/m程度の振幅

の時に適応される。自由電子の運動に対して、原子ポテンシャルより電場の影響が強いことが条件であり、電場のボンデロモーティブポテンシャルが原子のイオン化ポテンシャルと同程度か大きいことが求められる。SFAは超閾イオン化(Above threshold ionization)、光の高次高調波、非段階的2重イオン化(Non-sequential double ionization)などを計算する際に良く用いられる。(石井 順久)