

# 中赤外パルスを用いたアト秒電子ビーム制御

森本 裕也

理化学研究所 開拓研究本部 光子工学研究センター (〒 351-0198 埼玉県和光市広沢 2-1)

## Attosecond Electron Beam Control with Mid-Infrared Laser Pulses

Yuya MORIMOTO

RIKEN Cluster for Pioneering Research (CPR) and RIKEN Center for Advanced Photonics (RAP),  
2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198

(Received January 11, 2022)

The emerging field of all-optical electron-beam control enables the temporal shaping of free-electron beams at the level of optical cycles. Here we review our two recent experiments where we temporally compressed sub-relativistic electron beams with mid-infrared laser pulses. In the first experiment, we produced a train of few-femtosecond electron pulses with sub-picosecond multi-cycle mid-infrared pulses. In the second, we modulated the electron beams with single-cycle mid-infrared fields. The modulation with a minus-sine-like waveform produced an isolated attosecond peak. These results provide novel opportunities in ultrafast electron microscopy, laser-driven electron accelerators, and electron-matter collisions.

**Key Words:** Attosecond electron pulse, Electron pulse compression, Attosecond science, Ultrafast electron microscopy

### 1. はじめに

電子ビームは、電子顕微鏡や電子線描画装置など、高い空間分解能での観測や加工に用いられる。パルス化した電子ビームを用いる超高速電子顕微鏡法や電子線回折法は、高速現象をナノメートルあるいはオングストロームの高空間分解能で観測できる手法である<sup>1,2)</sup>。時間分解能は用いる電子パルスの時間幅で制限され、現時点では、ふつう、サブ・ピコ秒である。

より高い時間分解能を得るためには、より時間幅の短い電子パルスが必要となる。そのために電子パルスの時間圧縮がしばしば用いられる。Fig. 1(a)にパルス圧縮の原理を示す。あらかじめ発生させておいた電子パルスを交流電場によって加減速する。パルスの前部が減速、パルスの後部が加速される場合(図中の矢印参照)、パルスが圧縮される。圧縮前のパルス幅が電場の周期よりも長い場合、パルス内で複数回の圧縮が起きる。

電子パルスの時間圧縮には、マイクロ波が用いられてきたが<sup>3)</sup>、最近ではテラヘルツ波も用いられるようになり<sup>4)</sup>、これまでに、約 20 fs (full width at half maximum: FWHM) までの圧縮が報告されている<sup>5)</sup>。更に短い時間幅までの電子パルスの圧縮は、より高周波数、つまり、より短波長の電磁場である光で達成されている<sup>6-14)</sup>。Fig. 1(b)にこれまでに得られた電子ビームのパルス幅と、

圧縮に利用した電磁波の波長の関係を示している<sup>15)</sup>。近赤外レーザー光を用いた時間圧縮により、最短で 0.26 fs のパルス幅が得られている<sup>11)</sup>。また、筆者らによって、

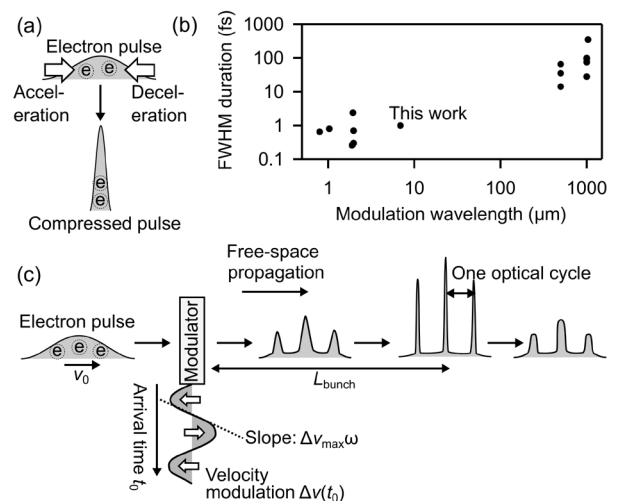


Fig. 1 Concept of electron pulse compression. (a) Time-dependent acceleration and deceleration compress an electron pulse in time. (b) Electron pulse durations obtained with different modulation wavelengths. (c) Modulation amplitude and the cycle period determine the propagation distance for the temporal compression.

アト秒電子ビームを応用したアト秒電子顕微鏡が開発された<sup>8)</sup>。アト秒電子顕微鏡は、物質中で起こる電子ダイナミクスを、アト秒の時間分解能とオングストロームやナノメートルの空間分解能で観測できる新規手法である<sup>8)</sup>。

本稿では、中赤外域のレーザー光を用いた、電子ビームの時間圧縮実験<sup>15)</sup>を解説する。中赤外光を用いる利点は大きく3つある(詳細は第2節参照)。(1)テラヘルツ波より高周波であるため、アト秒のパルス幅が得られる。(2)近赤外光より低振動数(長周期)であるため、1つの圧縮されたパルスに含まれる電子数が多く、かつ、パルス間の間隔が長い。(3)変調器から適度な距離(数十mm)で時間圧縮が起こる。この3点は、アト秒電子パルスを利用したポンプ・プローブ実験を行うにあたって大きな利点となる。

以下では、第2節にて光電場を用いた電子ビームの時間圧縮の原理を概説する。第3節では、装置の概略を説明し、第4節では、多サイクル中赤外パルスを用いた数フェムト秒電子パルス列の発生を、第5節では、1サイクル中赤外光を用いた単一アト秒ピークの発生を報告する。最後に第6節でまとめと展望を述べる。

## 2. 光の波による電子パルス操作

### 2.1 電子パルスの時間圧縮

Fig. 1(c)に示すように、高速電子(群速度  $v_0$ )が光電場によって駆動された変調器(具体例は下記参照)を通過すると、光周期の加減速  $\Delta v$ (矢印参照)を受ける。なお、速度変調量が入射電子の速さよりも十分小さいとき、エネルギー変化量  $\Delta \epsilon$  と速度変化量  $\Delta v$  は、比例する。したがって、本稿では速度変調とエネルギー変調を同義で用いる。光による周期的な速度変調を  $\Delta v(t_0) = \Delta v_{\max} \sin(\omega t_0)$  と表す。ここで、 $\Delta v_{\max}$  は速度変調の振幅、 $\omega$  は光の角振動数、 $t_0$  は電子が変調器に到達する時刻である。光周期での速度変調を受けた電子線は、その後の真空中での飛行中に、時間構造を変化させる。例えば、加速された電子が先行する電子に追いつくと、ある位置でのビーム密度が上昇し、パルスが形成される。

次に、 $\Delta v(t_0)$  の  $t_0 = 0$  周りに着目し、テイラー展開の第一項を取る。つまり、 $\Delta v(t_0) \approx \Delta v_{\max} \omega t_0$ 。この場合、変調器に早く到着した電子( $t_0 < 0$ )は減速され、遅く到着した電子( $t_0 > 0$ )は加速される。到着時間に線型な加減速を受けた電子は、変調器からの距離  $L_{\text{bunch}}$  で一点に集まる。つまり、パルス圧縮が起きる。簡単な計算から、

$$L_{\text{bunch}} = \frac{v_0^2}{\omega \Delta v_{\max}} \quad (1)$$

となる<sup>16)</sup>。変調量( $\Delta v_{\max}$ )が大きいほど、あるいは光の角振動数( $\omega$ )が大きいほど、変調器から短い距離でパルス圧縮が起こる。 $\Delta v(t_0)$ の他方のゼロ交差、すなわち、早く到着した電子が加速される場合には、パルス圧縮が起きない。したがって、光1周期当たり1回のみ時間圧縮が起こる。これは、アト秒光パルスの発生に用いられ

る高次高調波発生(光1周期当たり2つのアト秒パルスが発生)と異なる。圧縮された1つのパルスに光の半周期分に分布していた電子が集まるため、光の波長が長いほど、1つのパルスに含まれる電子の相対量が増加する。

光電場を用いた時間圧縮で得られる電子パルスの量子力学的な最短時間幅  $\Delta t_{\min}$  は、

$$\Delta t_{\min} \approx \frac{2\hbar}{\Delta \epsilon_{\max}} \quad (2)$$

で与えられる<sup>9)</sup>。ここで、 $\Delta \epsilon_{\max}$  は  $\Delta v_{\max}$  に対応したエネルギー変調量である。したがって、より短いパルス幅を得るためには、 $\Delta v_{\max}$  を大きくする必要があるが、式(1)に従って、 $L_{\text{bunch}}$  が短くなる。小さい  $\omega$ (長波長)の光を用いることで、長い  $L_{\text{bunch}}$  であっても、パルス幅の短い電子パルスを発生可能である。つまり、長い波長ほど短い電子パルス発生に適しているが、Fig. 1(b)はそれとは逆の傾向を示している。これは、電子ビームの加速電圧の安定性と長波長域での高強度パルス発生(の困難さ)に由来しており<sup>16)</sup>、現在の技術が、量子(フーリエ変換)限界パルス幅を得る水準に達しておらず、アト秒パルス圧縮には短波長(短周期)の光が必要であることを示唆している。本稿で紹介する  $7 \mu\text{m}$  光が、アト秒電子パルスが得られた現時点での最長の波長である。

最後に数値例を示す。本稿で用いる  $70 \text{ keV}$  ( $v_0 \approx 0.5c$ )の電子ビームを  $100 \text{ as} = 0.1 \text{ fs}$  ( $\Delta \epsilon_{\max} = 13 \text{ eV}$ )まで圧縮する場合、レーザー光の波長が  $1 \mu\text{m}$  では、 $L_{\text{bunch}} = 1 \text{ mm}$  であるのに対して、本研究の  $7 \mu\text{m}$  では7倍の、 $L_{\text{bunch}} = 7 \text{ mm}$  となる。

### 2.2 薄膜を用いる電子ビーム操作：加減速と実空間ストリーク

真空中でレーザー光と電子ビームを交差させても電子ビームの加減速は起きない(注：非線形過程などの例外を除く)。これは、レーザー(光子)と自由電子の分散関係が異なり、電子が光子を吸収あるいは放出する際のエネルギーと運動量の保存則が、 $v_0 < c$  では同時に成立しないことに由来する。

したがって、光電場による電子ビームの加減速には、第3体が必要となる。我々は電子ビームが透過できるほど薄い自立薄膜を用いた<sup>9,17)</sup>。薄膜にレーザー光が照射されると、表面反射と薄膜の屈折率に依存する透過波の位相遅れによって、入射側と透過側で振幅と位相が異なる電磁場が生成される。高速電子は薄膜を光の1周期より十分短い時間スケールで通過する(例：70 keV 電子は10 nm 薄膜を0.07 fsで通過する)。よって、電子は異なる電磁場間を瞬間的に飛び移り、光電磁場からエネルギー・運動量を獲得する<sup>9)</sup>。この機構は、アト秒光パルス測定に用いられる光電子ストリークと同じである<sup>18,19)</sup>。

アト秒電子ビームの時間幅測定には、光電磁場に駆動される実空間ストリークを用いる<sup>8,9)</sup>。原理はストリークカメラやブラウン管オシロスコープと同様で、交流電磁場で電子を偏向することで、時間情報を検出器上の位置の情報に変換する。高周波の光電磁場を用いることで、

アト秒の時間分解能が得られる。電子ビームが高速であるため、光の電場だけでなく磁場もストリークに関与する<sup>9)</sup>。実験的には、時間変調と同じく薄膜を用いる(次節参照)。

薄膜を使用した手法では、電子ビームの加減速および偏向は、レーザー光のp偏光成分のみで誘起される。加減速と偏向は常に同時に起こり、電子ビームと薄膜の間の角度やレーザー光の入射角度によって、それらの振幅を制御することができる<sup>9)</sup>。

### 3. 実験装置

Fig. 2(a)に装置の概略を示す<sup>15)</sup>。電子線および中赤外光の発生には、波長1  $\mu\text{m}$ 、パルス幅0.3 ps(FWHM)、エネルギー0.19 mJ、繰り返し数50 kHzのレーザーが使用される。電子ビームは光陰極型電子銃で生成される。2次高調波(波長0.5  $\mu\text{m}$ )を石英上にコートされた金薄膜に集光し、発生する光電子を70 kVの直流電圧で加速して用いる。電子パルスの時間幅は約0.5 ps(FWHM)、ビームの直径は100  $\mu\text{m}$ である。電子パルスの時間幅がレーザーのパルス幅より長いのは、加速中のパルス分散(注: 電子にとって真空は分散媒質である)に起因する<sup>16)</sup>。

中赤外光は差周波発生過程にて生成される<sup>20)</sup>。波長1  $\mu\text{m}$ の光を2つに分け、1つを3 mm厚のBBO結晶を使用した非同軸光パラメトリック増幅器の励起に用い、波長1.1  $\mu\text{m}$ ~1.4  $\mu\text{m}$ 、エネルギー5  $\mu\text{J}$ の広帯域光を発生させる。その後、他方の1  $\mu\text{m}$ (47  $\mu\text{J}$ )パルスとの間の差周波をLiGaS<sub>2</sub>結晶(1 mm厚と2 mm厚を使用)で発生させる。Fig. 2(b)に中赤外パルスのスペクトルを示す。1 mm厚結晶の場合、0.4  $\mu\text{J}$ のエネルギーが得られ、波長範囲が5  $\mu\text{m}$ -11  $\mu\text{m}$ の1オクターブを超える。8  $\mu\text{m}$ 付近の極小は、差周波発生の際相整合(type I)や結晶による吸収等に由来する。Fig. 4(b)に観測された電場波形を

示す。FWHMパルス幅は、36 fs(1.6サイクル相当)である。2 mm厚結晶で発生させた比較的狭帯域の中赤外パルスは、第4節の多サイクルパルス実験に用いられる。なお、0.5 mm厚結晶の場合には、エネルギー0.2  $\mu\text{J}$ 、パルス幅32 fs(1.4サイクル相当)が得られた<sup>20)</sup>。

超短レーザーパルスの波形は、搬送波包絡線位相(carrier-envelope phase: CEP)に強く依存する。本稿の差周波発生で発生する中赤外光では、CEPは受動的に固定されている<sup>21)</sup>。そして、CEPの値は、差周波発生に用いられた1  $\mu\text{m}$ 光の遅延時間をアト秒精度で変化させることで制御される<sup>22)</sup>。また、中赤外光の強度は、1  $\mu\text{m}$ 光の強度を変化させることで制御される<sup>22)</sup>。

中赤外光は分散が釣り合った干渉計で2つのパルスに分けられ、それぞれ電子ビームの時間変調とストリーク測定に用いられる。2つのパルス間の遅延時間はピエゾステージにより、アト秒の精度で制御される。2つのビームは、それぞれ電子ビームと135°の角度で交差する。集光径は、電子ビームより十分大きい約400  $\mu\text{m}$ (1/e<sup>2</sup>直径)とし、空間的に一様な変調を達成する。

電子ビームは中赤外光が照射された10 nm厚のアルミニウム薄膜を通過し、光周期で加減速を受ける。薄膜通過後、真空中での飛行によって電子ビームの時間構造が変化する。変調された電子ビームの時間構造を観測するために、12 mm下流にもう1枚のアルミニウム薄膜を1枚目と並行に設置し、1枚目より高強度の中赤外を照射する。2枚の薄膜を並行に配置し、それらに並行な2つのレーザー光を照射することで、光と電子の速度不整合(薄膜のどの位置を通過するかで、レーザー電場との相対的なタイミングが異なる)の効果を相殺し、アト秒分解能での測定を可能にしている<sup>9)</sup>。ストリーク光の遅延時間をスキャンしながら、電子ビームの偏向像を観測する。検出器には、シンチレーター(蛍光物質)がファイバで結合されたCMOSカメラを用いる。なお、1枚目の薄膜でもストリークは起こっているが、時間変調用の光強度では、その振幅は十分小さい。

### 4. 多サイクル中赤外光による数フェムト秒電子パルス列の生成

本節では、多サイクル中赤外光を用いた電子パルス圧縮実験<sup>15)</sup>を紹介する。2 mm厚のLiGaS<sub>2</sub>結晶で発生させ、その後、CaF<sub>2</sub>とMgF<sub>2</sub>窓を使用して時間的に引き延ばした中赤外光を用いる。パルス幅は0.8 ps(FWHM)であり、0.5 psの電子ビームを時間的に一様に変調する。したがって、同程度の強度の時間圧縮が多数回誘起され、超短電子パルスの列が生成される。ピーク電場強度が~50 MV/m(~3 × 10<sup>8</sup> W/cm<sup>2</sup>)の中赤外光でストリーク測定を行う。Fig. 3(a)に測定されたストリーク信号を示す。遅延時間(横軸)と共に振動する周期的な信号が観測された。時間周期的な信号は、以下の2点を示唆している。(1)変調された電子ビームは、光周期で周期的な時間構造を有する。(2)電子パルスの時間幅は、光1周期よりも十分短い。

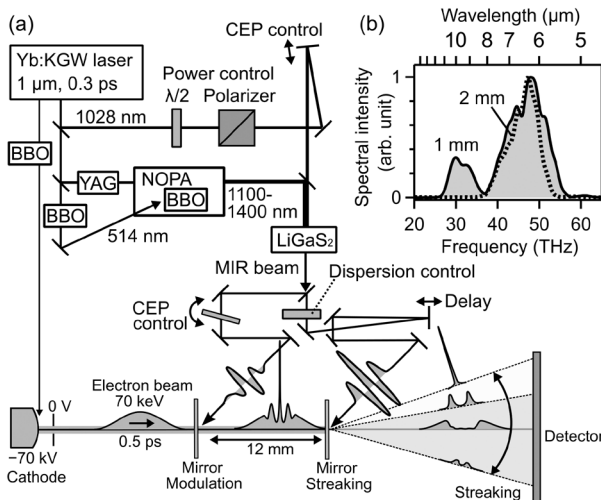


Fig. 2 Experiment. (a) Experimental setup. BBO: Barium borate crystal, YAG: Yttrium aluminum garnet crystal, NOPA: non-collinear optical parametric amplifier. (b) Spectra of the mid-infrared pulses.

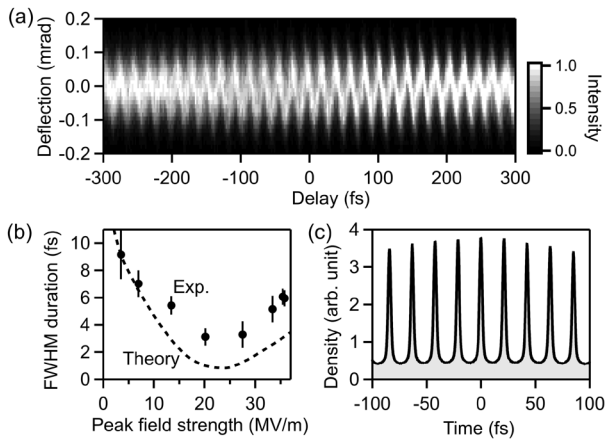


Fig. 3 Electron pulse compression by multi-cycle MIR pulses. (a) Observed streaking signal. (b) Train-averaged pulse durations. (c) Temporal shape of the produced electron pulse train.

最小二乗法に基づく解析によって、パルスの時間幅を見積もった。なお、得られたパルス幅は、列を成す全てのパルスで平均化された値である。Fig. 3(b)に得られた電子パルスの時間幅を、使用した変調用光の電場強度と共に示している。式(1)により、2枚の薄膜間の距離( $L_{\text{bunch}}$ )とレーザーの波長に応じた最適な変調振幅が存在し、実験では20 MV/m( $\sim 5 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$ )程度が最適で、最短のパルス幅は3.1 fs(FWHM)であった。この際、予想される電子の時間構造をFig. 3(c)に示す。平均3 fsの電子パルスが、21 fsの間隔で列を成している。

### 5. 超短1サイクル光による単一アト秒ピークの生成

本節では、超短1サイクルパルスを用いた時間圧縮実験を紹介する。1サイクルパルスは、周期ごとに著しく異なる電場振幅を有する。その結果、サイクル毎に強度の異なる圧縮が起こり、レーザーの電場波形に応じた時間構造を有する電子ビームが生成される。

装置は前節と同じであるが、Fig. 4(b)に波形を示す1サイクル中赤外パルスにて、電子ビームの時間変調とストリーク測定を行う。それぞれのCEPは独立に制御される。ストリーク光(ピーク振幅200 MV/m,  $\sim 5 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ )の波形には、上下非対称なcosine型が用いられる(注: 本稿での波形は、電場の時間積分で定義されるベクトルポテンシャルで定義される)。Fig. 4(a)に実験結果の一例を示す。多サイクルパルスによる実験結果(Fig. 3)と異なり、本結果は遅延時間に対して周期的ではない。解析には大きなストリーク角( $> 0.35 \text{ mrad}$ )に現れた信号のみが用いられる。この角度範囲へのストリークは、レーザー波形のただ1つのピーク(Fig. 4(b)の $t=0$ )で誘起されるため、光周期よりも十分短い時間ゲートによる信号とみなすことができる。解析の詳細は文献15)を参照されたい。

Fig. 4(c)に実験で観測された電子ビームの時間構造を示す。時間変調にはminus-sine型波形のパルスが用いられた。3つの変調振幅での観測結果が示されている。弱

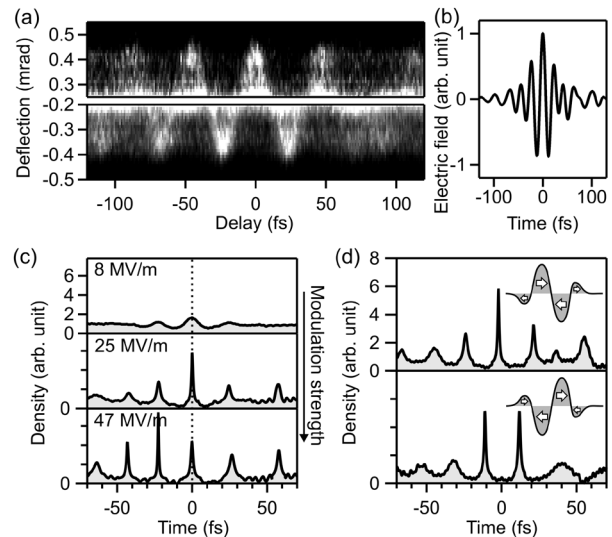


Fig. 4 Single-cycle control of electron beams. (a) Observed streaking signal. (b) Waveform of the MIR pulse. (c) Observed temporal structures in dependence of the modulation strength. (d) Observed temporal shapes for the two modulation waveforms.

い変調(8 MV/m,  $\sim 9 \times 10^6 \text{ W/cm}^2$ )では、複数のピークが見受けられるものの、どれも時間幅が長い。25 MV/m( $\sim 8 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$ )の変調では時間0 fsに鋭いピークが形成され、その高さは隣接するピークより2倍以上で、そのパルス幅は $0.8 \pm 0.6 \text{ fs}$ である。この変調振幅では、レーザーの主サイクルでの時間圧縮が最適であり、その結果、単一のアト秒ピークが生成された。高振幅の圧縮(47 MV/m,  $\sim 3 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ )では、主サイクルでの圧縮(時間0 fs)は強すぎ、パルス幅が伸長した。他方で、-23 fsに現れている副サイクルでの圧縮が最適となった。

次に変調用電場の波形を変化させる。Fig. 4(d)上側には、上記のminus-sine型波形で生成された単一アト秒ピークの時間構造を示す。Fig. 4(d)下側には、レーザー波形の符号が逆の、sine型での変調の結果を示す。sine型波形の場合、同強度の時間圧縮が2度起こる(矢印参照)。その結果、双子型の超短ピークが生成された。本結果は、変調用のレーザー波形によって、電子ビームの時間構造を精密に制御できることを示している。

### 6. まとめと展望

本稿では、中赤外光を利用したアト秒電子線時間圧縮実験を解説した。サブ・ピコ秒の電子ビームに多サイクル中赤外光で変調を加えることで数フェムト秒のパルス列を、1サイクル中赤外光による変調で単一アト秒ピークを発生させた。中赤外光による変調は、マイクロ波やテラヘルツ波と比較して、アト秒まで圧縮できるという利点があり、可視・近赤外光と比較して、1パルスに含まれる電子数が多く、かつ、隣接するパルスとの時間間隔が長いという利点がある。

電子ビームを用いた観測手法、電子顕微鏡法や電子線

回折によって、原子レベルの空間分解能で物質を観測できる。本稿で紹介した数フェムト秒やアト秒の電子パルスを探るに用いたポンプ・プローブ法の実現によって、物質内の電子ダイナミクスを極限的な時空間分解能で観測できると期待される<sup>8,16)</sup>。実験的には、本稿のストリーク測定用薄膜を試料に交換するだけである。パルス列の場合には、パルスの時間間隔、つまり光周期で周期的か、あるいはその時間内に緩和するダイナミクスのみが観測可能である。しかし、中赤外光による圧縮では、パルス間隔が数十フェムト秒と長いと、その応用範囲は広い。また、変調器(ナノ薄膜)と試料の間の距離を数十 mm と大きく取ることが可能であり、試料の設置、試料へのレーザー照射、試料を回転させるトモグラフィーや単結晶回折観測などが容易である。

緩和が遅い、または非周期的な過程の観測には、第5節で説明した単一アト秒ピークが有用である。単一ピークの強度を増強し、隣接するピーク強度を低減する手法として、予めマイクロ波やテラヘルツ波で時間圧縮しておいた電子パルスを、更に中赤外光で圧縮する手法が考えられる。超高速イメージングへの応用の他にも、光の1周期よりも短いパルス幅の電子ビームは、電子-原子衝突過程<sup>23)</sup>や、レーザー駆動誘電体加速器への応用<sup>11,12,14)</sup>も期待されている。

アト秒光パルスの発生から20年が経ち、光イオン化、トンネル効果、光吸収など、数多くの基礎的な物理過程において新たな発見があった<sup>24-26)</sup>。アト秒電子ビームによっても、基礎的な物理・化学過程に新たな知見がもたらされることが期待される。

## 謝 辞

本稿で紹介した実験は、LMU München の Peter Baum 博士と共同で行った。また、中赤外光源の開発は、Baum 博士に加えて、同大学の Bo-Han Chen 氏、Emanuel Wittman 氏、Eberhard Riedle 教授と共同で行った。各氏に御礼を申し上げる。また、当該研究は、European Research Council, Munich-Centre for Advanced Photonics の支援で行われた。

- 1) A. H. Zewail: *4D Electron Microscopy: Imaging in Space and Time* (Imperial College Press, 2010).
- 2) R. J. D. Miller: *Science* **343** (2014) 1108.
- 3) T. van Oudheusden, P. L. E. M. Pasmans, S. B. van der Geer, M. J. de Loos, M. J. van der Wiel, and O. J. Luiten: *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 264801.
- 4) C. Kealhofer, W. Schneider, D. Ehberger, A. Ryabov, F. Krausz, and P. Baum: *Science* **352** (2016) 429.
- 5) J. Maxson, D. Cesar, G. Calmasini, A. Ody, P. Musumeci, and D. Alesini: *Phys. Rev. Lett.* **118** (2017) 154802.
- 6) C. M. S. Sears, E. Colby, R. Ischebeck, C. McGuinness, J. Nelson, R. Noble, R. H. Siemann, J. Spencer, D. Walz, T. Plettner, *et al.*: *Phys. Rev. Spec. Top.- Accel. Beams* **11** (2008) 061301.
- 7) E. Priebe, C. Rathje, S. V. Yalunin, T. Hohage, A. Feist, S. Schäfer, and C. Ropers: *Nat. Photonics* **11** (2017) 793.
- 8) Y. Morimoto and P. Baum: *Nat. Phys.* **14** (2018) 252.
- 9) Y. Morimoto and P. Baum: *Phys. Rev. A* **97** (2018) 033815.
- 10) M. Kozák, N. Schönberger, and P. Hommelhoff: *Phys. Rev. Lett.* **120** (2018) 103203.
- 11) N. Schönberger, A. Mittelbach, P. Yousefi, J. McNeur, U. Niedermayer, and P. Hommelhoff: *Phys. Rev. Lett.* **123** (2019) 264803.
- 12) D. S. Black, U. Niedermayer, Y. Miao, Z. Zhao, O. Solgaard, R. L. Byer, and K. J. Leedle: *Phys. Rev. Lett.* **123** (2019) 264802.
- 13) A. Ryabov, J. W. Thurner, D. Nabben, M. V. Tsarev, and P. Baum: *Sci. Adv.* **6** (2020) abb1393.
- 14) U. Niedermayer, D. S. Black, K. J. Leedle, Y. Miao, R. L. Byer, and O. Solgaard: *Phys. Rev. Applied* **15** (2021) L021002.
- 15) Y. Morimoto and P. Baum: *Phys. Rev. Lett.* **125** (2020) 193202.
- 16) 森本 裕也: しょうとつ **18** (2021) 125.
- 17) Y. Morimoto, I. Roland, S. Rennesson, F. Semond, P. Boucaud, and P. Baum: *J. Appl. Phys.* **122** (2017) 215303.
- 18) J. Itatani, F. Quéré, G. L. Yudin, M. Yu. Ivanov, F. Krausz, and P. B. Corkum: *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 173903.
- 19) M. Kitzler, N. Milosevic, A. Scrinzi, F. Krausz, and T. Brabec: *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 173904.
- 20) B.-H. Chen, E. Wittmann, Y. Morimoto, P. Baum, and E. Riedle: *Opt. Express* **27** (2019) 21306.
- 21) A. Baltuška, T. Fujii, and T. Kobayashi: *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 133901.
- 22) Y. Morimoto, Y. Shinohara, M. Tani, B.-H. Chen, K. L. Ishikawa, P. Baum: *Optica* **8** (2021) 382.
- 23) Y. Morimoto, P. Hommelhoff, and L. B. Madsen: *Phys. Rev. A* **103** (2021) 043110.
- 24) K. Midorikawa: *Oyo butsuri* **78** (2009) 107 (in Japanese). 緑川 克美: *応用物理* **78** (2009) 107.
- 25) 大森 賢治: アト秒科学(化学同人, 2015).
- 26) 日本化学会編: CSJ カレントレビュー18 強光子場の化学(化学同人, 2015).

## レーザーワード

### アト秒電子パルス(attosecond electron pulse)

ある場所(例えば測定試料)を通過する電子の数がパルス状の時間変化を示す電子ビームを、電子パルスと呼ぶ。そのうち、アト秒域(10のマイナス18乗から16乗秒)の時間幅を有するものを、アト秒電子パルスと呼ぶ。アト秒電子パルスは、電子ビームにレーザー電場でエネルギー変調を加えることで得られている。相対論的なエネルギーから30 keVの比較的低エネルギーまで、様々な

エネルギーの電子ビームにて、アト秒電子パルス生成の報告がある。電子顕微鏡に代表されるように、電子ビームは、高い空間分解能での測定に適している。アト秒電子パルスの使用によって、高い空間分解能とアト秒の極限的な時間分解能が両立した測定が可能になると期待されている。

(森本 裕也)