

## Laser-assisted electron scattering 観測のための 電子パルス - レーザーパルス同期実験

(東大院・理) ○森本裕也, 歸家令果, 山内薫

【序】レーザー場中で原子により散乱された電子は、そのエネルギーが散乱前に比べて  $\pm nh\nu$  ( $n$  は整数,  $h$  はプランク定数,  $\nu$  はレーザー場の振動数) だけ変化する. この現象は Laser-assisted electron scattering (LAES) と呼ばれる. フェムト秒超短パルスレーザーを用いた場合 ( $>10^{12}$  W/cm<sup>2</sup>) での LAES 過程においては、小角散乱成分に光ドレスト状態に由来するピーク構造が現れることが理論的に予想されており<sup>[1]</sup> (図 1), 光ドレスト状態の直接的な観測が可能であると期待される. LAES 信号を観測するためには、原子ビーム, 電子ビーム, レーザービームの三ビームが空間上の一点で交差し、かつ電子パルスと超短レーザーパルスが同期される必要がある. 我々は、Park ら<sup>[2]</sup> のパルス電子回折における同期方法を応用して、散乱点に極細銀線 (直径 100  $\mu\text{m}$ ) を設置し、電子ビーム像, レーザービーム像上の極細線の影絵を同時に観測することにより、空間的な重なりを 100  $\mu\text{m}$  以下の精度で実現した. また、散乱点での電子パルスとレーザーパルスの到着時間の差に依存した、電子ビーム像の変化から、電子パルスとレーザーパルス間の同期を 1 ps 以下の精度で実現した.

【実験】実験装置の概略を図 2 に示す. 真空チェンバー内の光電陰極型電子銃で発生された入射エネルギー 1 keV の電子ビームを散乱点においてレーザービーム (800 nm, 50 fs) と交差させる. 光電陰極に照射する電子発生用レーザーパルス (267 nm) は、光学遅延ステージを経由しており、レーザーパルスと電子パルスの精度の高い同期を可能としている. 空間的な重なりを高い精度で測定するために、散乱点に直径 100  $\mu\text{m}$  の極細銀線を設置した. 蛍光スクリーン付きマイクロチャンネルプレート (MCP/Phosphor) により電子ビーム像を観測するとともに、真空チェンバーの外に設置した CCD カメラによって、レーザービーム像を観測した.

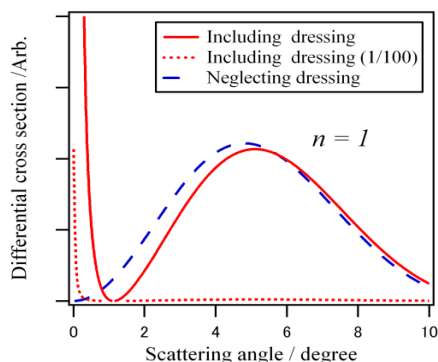


図 1. 水素原子による散乱における LAES 一光子過程 ( $n=1$ ) の微分散乱断面積の計算結果. 赤線はドレスト状態の寄与を考慮した際の微分散乱断面積, 青線はドレスト状態を考慮しない際の微分散乱断面積. 計算法は Byron ら<sup>[1]</sup> に従った. 入射電子のエネルギーは 1 keV, レーザー場の強度は 1.7 TW/cm<sup>2</sup>.

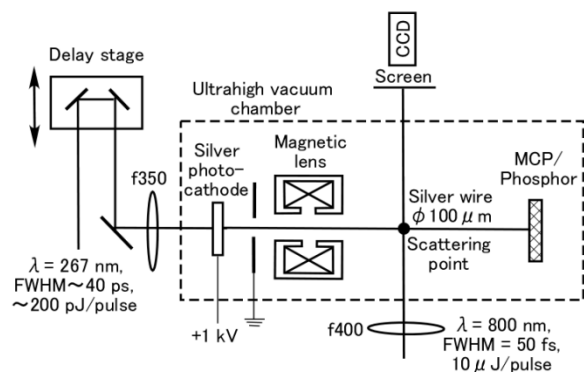


図 2. 装置概略図.

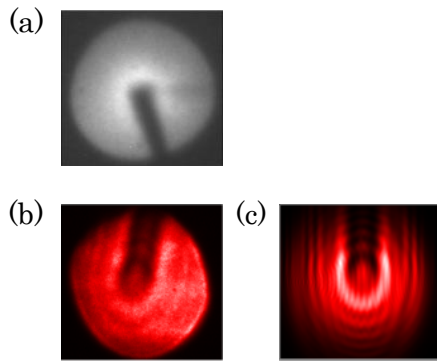


図 3. (a)電子ビーム像中の極細銀線の影絵 (b)(左)レーザービーム像中の極細銀線の影絵. (c)ビームの中心が極細銀線の先端を通った時の回折を考慮したシミュレーション結果.

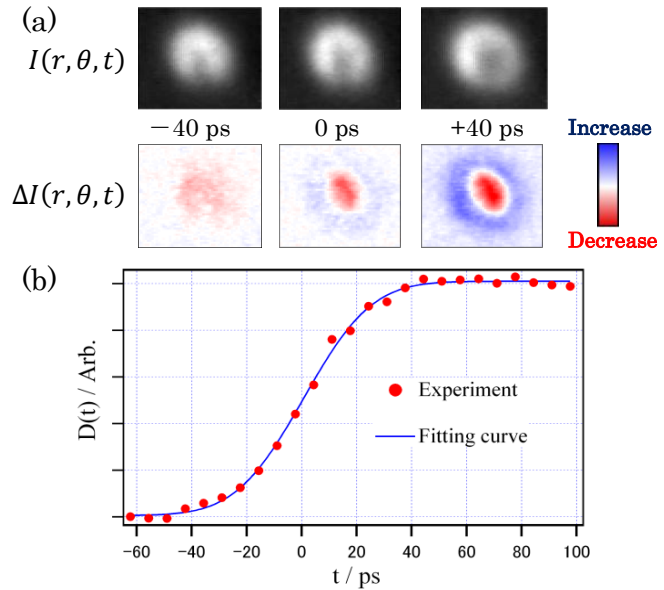


図 4. (a)電子ビーム像の電子パルスとレーザーパルスの散乱点における到着時間差による変化. (b)電子ビーム像の変化量の到着時間差依存性. 丸は実験結果, 実線は電子ビームの時間分布をガウス関数と仮定したときのフィッティング曲線.

【結果と考察】電子ビーム像中の極細銀線の影絵を図 3(a)に、レーザービーム像中の極細銀線の影絵を図 3(b)に示す。これらの像を同時に観測しながら、両ビームの中心が極細銀線の先端を通るように調節することによって、散乱点において電子ビームとレーザービームを  $100 \mu\text{m}$  以下の精度で空間的に重ねることに成功した。レーザービームについては回折の効果が大きいため、回折を考慮したシミュレーション (図 3(c)) との比較を行うことによって、より精密な重なりを保証した。

図 4(a)に示すように電子ビーム像は、散乱点での電子パルスとレーザーパルスの到着時間の差に依存して変化した。これはレーザー照射によって極細銀線表面に生成した電子雲による空間電荷効果によって電子ビームが偏向されるためである。この偏向効果は本研究における電子パルスの時間幅よりも十分早く立ち上がり、十分長く持続することが知られている<sup>[2]</sup>。そのため、電子ビーム像の形状変化量を到着時間差の関数として測定することによって、電子パルスの時間分布を求めることが可能である。電子ビーム像の形状変化が同心円状であるので、極座標 $(r, \theta)$ と到着時間差 $t$ を用いて電子ビーム像を $I(r, \theta, t)$ と表し、変化量 $D(t)$ を同心円状の形状変化に敏感な量となるよう、半径 $r$ を重みとし、

$$D(t) \equiv \iint r \Delta I(r, \theta, t) r dr d\theta$$

と定義した。ただし、 $\Delta I(r, \theta, t) \equiv I(r, \theta, t) - I(r, \theta, t = -\infty)$ である。図 4(b)に変化量 $D(t)$ の到着時間差 $t$ 依存性を示す。電子パルスの時間分布をガウス関数と仮定したところ (図 4(b)中の実線)、実測値が非常によく再現され、電子パルスの時間幅(FWHM)は $45 \pm 5 \text{ ps}$ と推定された。また、到着時間差の原点( $t = 0$ )は、電子ビーム像の変化量が最大値の半分となる点であり、その時間の原点を  $1 \text{ ps}$  以下の精度で決定した。

#### 【参考文献】

[1] F. W. Byron, and C. Joachain, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **17**, L295 (1984).

[2] H. Park, Z. Hao, X. Wang, S. Nie, R. Clinite, and J. Cao, *Rev. Sci. Instrum.* **76**, 083905 (2005).