

## 円偏光数サイクル強レーザー場における光電子放出の非対称反転

<sup>1</sup>東大院・理, <sup>2</sup>Friedrich - Schiller - Universität Jena

○深堀 信一<sup>1</sup>, 山内 薫<sup>1</sup>, Gerhard G. Paulus<sup>2</sup>

### Asymmetry flip of photoelectron emission in intense circularly polarized few-cycle laser fields

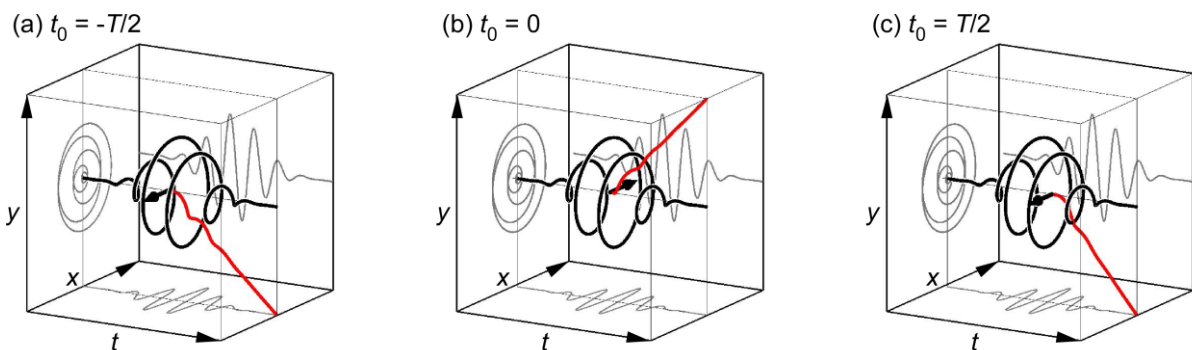
○Shinichi Fukahori<sup>1</sup>, Kaoru Yamanouchi<sup>1</sup>, Gerhard G. Paulus<sup>2</sup>

<sup>1</sup> School of Science, The University of Tokyo, Japan

<sup>2</sup> Friedrich - Schiller - Universität Jena, Germany

**【Abstract】** In order to develop a method for characterizing a few-cycle laser pulse experimentally, we focus attention on the flip of the ejection direction of photoelectrons from rare gas atoms when they are tunnel ionized by a circularly polarized intense laser pulse. By investigating this phenomenon called the asymmetric flip by the Ammosov-Delone-Krainov model of the tunnel ionization, we derive an analytical formula for the flipping energy of the photoelectrons at which the ejection direction of the photoelectron is flipped by  $\pi$ . We also show that the temporal pulse width of circularly polarized laser pulses can be determined using the analytical formula with an experimentally determined flipping energy.

**【序】** 数サイクルレーザーパルスの電場波形はその搬送波包絡線位相 (CEP: carrier envelope phase) によって特徴づけられる。その光電場の振幅が原子や分子内のクーロン場と同程度の大きさとなると原子や分子のイオン化などの現象は CEP に依存して大きく影響を受けることが知られている [1]。CEP 依存性を通じて数サイクル強レーザー場における原子や分子の光応答過程を調べるためには、数サイクルパルスの CEP とパルス幅を評価することが必要となる。直線偏光の数サイクル強レーザー場の場合には、位相メーターと呼ばれる装置を用いて、希ガスからの光電子放出の非対称性を測定し、CEP [2] とパルス幅 [3] を計測することが可能である。しかしながら、測定される CEP は一定のオフセットを含む相対 CEP であり、原子や分子が光と相互作用を起こす空間的な一点における絶対 CEP を見積もる場合には、原子や分子がイオン化によって減少する効果や原子・分子イオンと光電子の間のクーロン相互作用の効果などを推定する必要があった。我々は、円偏光場 (722 nm, 4 fs,  $5 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>) を用いた場合、希ガス原子から放出される光電子の放出角が 30 eV 以上の高エネルギー領域において一定値を取ることを見出し、計測結果から直ちに絶対 CEP を決定できることを示した [4]。さらに、低エネルギー領域においては、光電子の放出角がエネルギーの増



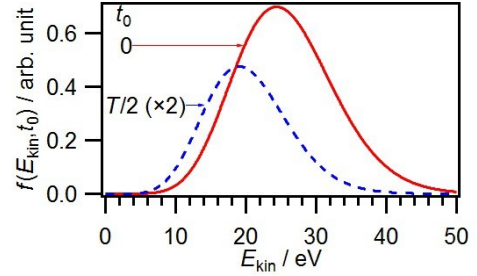
**Fig. 1.** The classical trajectory (red line) of a photoelectron ejected by the tunnel ionization at (a)  $t_0 = -T/2$ , (b)  $t_0 = 0$ , and (c)  $t_0 = T/2$  in a circularly polarized intense few-cycle laser pulse ( $N = 1.7$ ). The initial momentum of an electron produced by the tunnel ionization is assumed to be 0. The black arrow in each frame represents the electric field  $\mathbf{E}(t_0)$ .

加にともなって  $180^\circ$  変化する非対称反転が起こることを実測し、計算によって再現した。

図 1 に示すように、振幅  $E_0$ 、周波数  $\omega$  (周期  $T = 2\pi/\omega$ )、光サイクル数  $N$  の円偏光場

$$\mathbf{E}(t) = E_0 \exp\left[-2\left(\ln 2\right)\left(\frac{\omega t}{2\pi N}\right)^2\right] (\hat{x} \cos \omega t - \hat{y} \sin \omega t) \quad (1)$$

において、時刻  $t = 0$  に放出した光電子は  $+y$  方向に放出する。一方で、 $t = \pm T/2$  に放出した光電子は、 $t = 0$  の場合とは逆向きの  $-y$  方向に放出する。光電子の運動エネルギーは  $t = 0$  の場合に比べて、 $t = \pm T/2$  では小さくなることから、光電子は、高エネルギー領域では  $+y$  方向に、そして、低エネルギー領域では  $-y$  方向に放出されると考えられる。本研究では、トンネルイオン化理論に基づき円偏光数サイクル強レーザー場における光電子放出の非対称反転が起こる条件を解析式として求めた。この解析式を用いれば、非対称反転を計測することによって、数サイクルレーザーパルスの CEP を決定するだけでなく、パルス幅を推定することができる。



**Fig. 2.** The theoretical kinetic energy distributions  $f(E_{\text{kin}}, t_0)$  of photoelectrons ejected from Ar. It is assumed that Ar is ionized by a circularly polarized intense few-cycle laser pulse ( $E_0 = 4 \times 10^{10}$  V/m,  $N = 1.7$  and  $\omega = 2\pi \times 375$  THz) through the tunnel ionization. The red solid and blue dashed lines show  $f(E_{\text{kin}}, 0)$  and  $f(E_{\text{kin}}, T/2) + f(E_{\text{kin}}, -T/2) (= 2f(E_{\text{kin}}, T/2))$ , respectively.

**【理論】**トンネルイオン化によって時刻  $t = t_0$  に放出した光電子の最終運動量  $\mathbf{p}$  は、 $t = t_0$  における初期運動量が  $\mathbf{0}$  のとき、

$$\mathbf{p} = \int_{t_0}^{\infty} [-\mathbf{E}(t)] dt \approx \frac{E_0}{\omega} \exp\left[-2\left(\ln 2\right)\left(\frac{\omega t_0}{2\pi N}\right)^2\right] (\hat{x} \sin \omega t_0 + \hat{y} \cos \omega t_0) \quad (2)$$

と表すことができる。このとき、 $x$ - $y$  座標系での光電子放出角度は  $\theta = \pi/2 - \omega t_0$  となる。

Ammosov-Delone-Krainov 理論により得られるトンネルイオン化速度  $W(t_0)$ [5] とレーザー電場  $\mathbf{E}(t_0)$  に垂直な初期運動量成分  $p_{\perp}$  の分布  $w(p_{\perp})$ [6] を用いると、 $t = t_0$  にトンネルイオン化した光電子の運動エネルギー  $E_{\text{kin}}$  分布は

$$f(E_{\text{kin}}, t_0) = W(t_0) w(p_{\perp}) / \sqrt{2E_{\text{kin}}} \quad (3)$$

とかける[4]。ただし、 $p_{\perp} = -\frac{E_0}{\omega} \exp\left[-2\left(\ln 2\right)\left(\frac{\omega t_0}{2\pi N}\right)^2\right] + \sqrt{2E_{\text{kin}}}$  である。図 2 に、Ar のトン

ネルイオン化によって生成する光電子の運動エネルギー分布  $f(E_{\text{kin}}, t_0)$  の計算結果を示した。この分布  $f(E_{\text{kin}}, t_0)$  を用いて非対称反転を定式化した。

**【結果と考察】**非対称反転は  $\theta = \pi/2$  と  $\theta = -\pi/2$  における光電子の生成量が等しい光電子エネルギー  $E_{\text{flip}}$  で起こる。トンネルイオン化速度  $W(t_0)$  はレーザー電場の大きさ  $|\mathbf{E}(t_0)|$  の増加に伴い指数関数的に増加するため、 $\theta = \pi/2$  となる  $t_0$  のうち電場強度が最大となる  $t_0 = 0$  にトンネルイオン化する光電子のみ考慮すれば、 $\theta = \pi/2$  における光電子エネルギー分布を記述できる。同様に、 $\theta = -\pi/2$  では  $t_0 = T/2$  と  $-T/2$  のみを考慮すると、非対称反転が起こる条件式は、 $f(E_{\text{flip}}, 0) = f(E_{\text{flip}}, T/2) + f(E_{\text{flip}}, -T/2) = 2f(E_{\text{flip}}, T/2)$  となる。これを  $E_{\text{flip}}$  について解くことによって解析式を導いた。なお、 $E_{\text{flip}}$  が測定できれば、この解析式を用いて、光サイクル数  $N$ 、すなわちパルス幅を見積もることができる。

## 【参考文献】

- [1] S. Miura, *et al.*, *Chem. Phys. Lett.* **595–596**, 61–66 (2014).
- [2] T. Wittmann, *et al.*, *Nat. Phys.* **5**, 357–362 (2009).
- [3] A. M. Sayler, *et al.*, *Opt. Exp.* **19**, 4464–4471 (2011).
- [4] S. Fukahori, *et al.*, *Phys. Rev. A* **95**, 053410 (2017).
- [5] M. V. Ammosov, *et al.*, *Sov. Phys. JETP* **64**, 1191–1194 (1986).
- [6] N. B. Delone and V. P. Krainov, *J. Opt. Soc. Am. B.* **8**, 1207–1211 (1991).