

2P016

## CO<sub>2</sub>分子の再散乱電子スペクトルの波長依存性の測定

(東北大・多元研<sup>1</sup>, インド工科大学<sup>2</sup>, テキサス A&M 大学<sup>3</sup>, 電通大・先進理工<sup>4</sup>) ○奥西みさき<sup>1</sup>, Sharma Vandana<sup>2</sup>, Robert R. Lucchese<sup>1,3</sup>, 森下 亨<sup>4</sup>, 上田潔<sup>1</sup>

## Wavelength dependence of rescattering electron spectra of CO<sub>2</sub> molecule

(IMRAM Tohoku University<sup>1</sup>, IIT Hyderabad<sup>2</sup>, Texas A&M University<sup>3</sup>, The University of Electro-Communications<sup>4</sup>) ○Misaki Oknunishi<sup>1</sup>, Sharma Vandana, Robert R. Lucchese<sup>1,3</sup>, Toru Morishita<sup>4</sup>, Kiyoshi Ueda<sup>1</sup>

**[序]** 気相中の原子・分子に高強度レーザーパルス照射するとイオン化により電子が放出される。これらの電子の一部は振動するレーザー電場の折り返しに伴いその向きを変え、その電子を放出した親イオンに再衝突をする。再衝突電子が親イオンと弾性衝突することで再散乱電子が放出される。後方弾性再散乱電子は再衝突後にレーザー電場による加速され、高いエネルギーを持つ光電子として観測される。電子の再衝突現象はレーザー電場の1光学サイクル(800nmのレーザー光で約2.7fs)未満で起こる超高速現象であることから、高エネルギー再散乱電子スペクトルや、再衝突電子の再結合過程によって生成される高次高調波スペクトルを用いた原子・分子の超高速イメージングの可能性が従来から指摘されてきた。

森下ら<sup>(1)</sup>は最近、気相原子の高エネルギー再散乱電子スペクトルが、電子・イオン微分弾性散乱断面積と再衝突電子の運動量分布の積の形に近似的に分解出来ることを、強光子場中での電子の時間依存シュレディンガー方程式の数値計算を用いて示した。そこで我々は、再散乱電子スペクトルから、この分離公式を用いて、希ガス原子や簡単な分子での微分散乱断面積の抽出が可能であることを理論計算との比較により示してきた。本研究では従来の波長800nmでの測定<sup>(2)</sup>に加えて波長1250nmの赤外光を用いたCO<sub>2</sub>分子の測定を行い、ほぼ同じ電子の衝突エネルギー領域の断面積を別々に抽出し、それらを比較することで、断面積の運動量依存性に表れる共鳴的な振る舞いが断面積そのものに現れる共鳴構造なのか、単にレーザー電場に依存する変化なのかを確かめること試みた。

**[実験]** 波長800nmパルス幅35fsおよび波長1250nmパルス幅100fs、繰り返し周波数1kHzの直線偏光したレーザーパルスを $\lambda/2$ 波長板を用いて偏光方向を回転させながら、超高真空槽中に導入した希ガス原子に短焦点のミラーで集光し、CO<sub>2</sub>分子をイオン化した。放出された電子を長さ264mmの飛行時間型電子エネルギー分析器で検出し、光電子のエネルギースペクトルを測定した。 $\lambda/2$ 波長板を一定のスピードで繰り返し回転させることでエネルギースペクトルの角度依存性を精度良く測定することが出来た。

**【結果と考察】** 図 1 に波長 800 nm および 1250 nm 測定した CO<sub>2</sub> 分子の再散乱電子スペクトルから見積もった電子・イオン微分弾性散乱断面積の後方散乱部分の衝突運動量依存性とその理論計算の結果と共に示す。ここで必要となる再衝突電子の運動量分布関数は実験で得られた再散乱電子の 2 次元運動量分布を理論計算で得られた電子・イオン微分散乱断面積で割った値の平均値で代用した。ただし、この関数は再衝突電子の運動量に対してなめらかな関数であるとして、平滑化したものを用いた。波長 800 nm の実験から求めた断面積には矢印で示したように衝突運動量  $p_r = 1.2$  (a.u.) および  $p_r = 1.4$  (a.u.) 付近に明白なくぼみが観測されたのに対し、1250 nm での測定では若干の傾きの変化が観測されるだけで大きくくぼみは観測されなかった。この結果は次の 2 通りの解釈が現在のところ可能である。

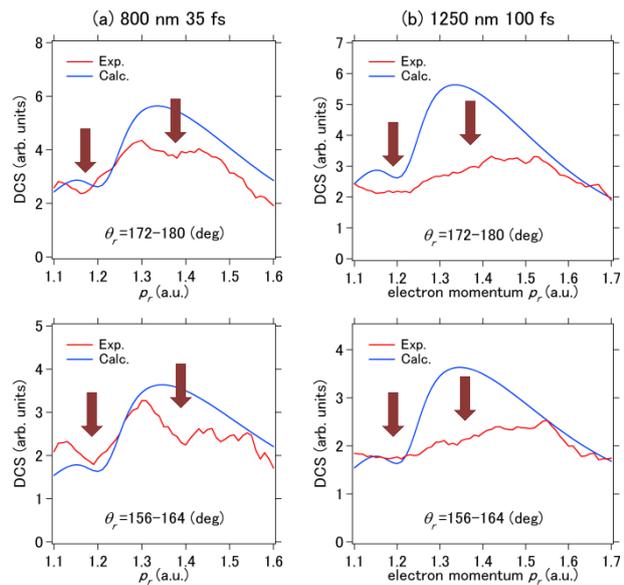


図 1 (a) 波長 800 nm および(b) 1250 nm での実験から求めた電子・イオン微分散乱断面積の散乱角( $\theta_r$ ) 172-180° および 156-164° での衝突運動量 ( $p_r$ ) 依存性。

(1) 800 nm の実験から抽出した断面積に現れる共鳴的な構造は主にレーザー電場に依存する変化であり本来の電子・イオン散乱断面積の共鳴構造のみから来るものではない。

(2) 1250 nm の実験から抽出した断面積にわずかだが  $p_r = 1.2$  (a.u.) 付近に断面積から来るくぼみが見えているが、OPA で発生した 1250 nm のレーザーパルスのパワーのふらつき (10%程度) や強く集光したレーザービームを用いたことから来る、異なるレーザー強度の体積領域からの信号の重なり (体積効果) のために共鳴による強度のくぼみが小さくなった。

また、理論計算において  $p_r = 1.2$  (a.u.) 付近に見える断面積の減少は電子散乱における形状共鳴による効果であると予想されるが、この位置を計算で精度良く決めることは現状では困難で、計算の方法を変えると容易に大きく変化する。従って理論計算で得られた形状共鳴の干渉による断面積の減少がこの運動量で実験的に観測されたと断言することは今のところ困難である。一方、微分散乱断面積の散乱角依存性については 800nm, 1250nm の実験から求めた値と理論計算の間はかなり良い一致がみられており、分離公式はよく成り立っているように思われる。従って、本研究で実験値と理論計算を組み合わせで作った再散乱電子の運動量分布が、実際の分布を完全には再現できていないと考えられる。電子・分子イオン微分衝突断面積の計算を精度良く行うのは困難で有り、計算とは独立した再散乱電子の運動量分布を求めることが断面積の共鳴効果を確認するためには必要不可欠である。

**【参考文献】** (1) T. Morishita *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 013903 (2008). (2) M. Okunishi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 063001 (2011).