1Pa098

(γ, 2γ) 法による 2 電子励起水素分子の研究

(東工大院化学) 村田誠,小田切丈,加藤昌弘,兒玉健作,河内宣之

多電子励起分子は1電子平均場近似と Born-Oppenheimer 近似の両方が良い近似でなくなると期待される [1]。この傾向は、よりエネルギーが高く、より多数の電子が励起した分子ほどより顕著になると考えられる。近年、本研究室では中性解離フラグメントからのけい光放出断面積を入射光子エネルギーの関数として測定することにより、2電子励起分子において、上記の予想を確かめつつある[2]。ただしこの方法では、その中性解離フラグメント生成に到る解離性直接イオン化のしきい値以上では、その寄与のために断面積曲線に現れる2電子励起状態由来の構造がわかりにくくなってしまう。3電子励起分子の研究を可能にするためには、この困難を克服する必要がある。そこで、2つの中性解離フラグメントが2つの光子を放出する過程の断面積を測定する $(\gamma, 2\gamma)$ 法を考案した。この方法の有効性を確かめるべく、まずは対象として H_2 分子を選び、下記の過程(1)の2重微分断面積 $d^2\sigma/d\Omega_1d\Omega_2$ を入射光子エネルギーの関数として測定することを試みた。

$$H_2 + hv \longrightarrow H_2^{**}(2$$
 電子励起状態) $\longrightarrow \underbrace{H(2p)}_{} + \underbrace{H(2p)}_{} + \underbrace{H(1s) + Layman-\alpha}_{}$ (1)

実験は高エネルギー加速器研究機構物質構造科学研究所放射光研究施設 BL-20A にて行った。これは 3 m 直入射分光器を備えている。入射光の波長分解能は 0.28 nm であった。(入射光子エネルギー35 eV においてエネルギー分解能 0.28 eV であった)。実験装置の概略を図 1 に示す。 2 つの 1 Lyman—1 の光子検出器(1 大子に同かい合うように配置した。試料ガス圧は同時計数率が圧力に対して比例する領域で 1.5 mtorr とした。1 大子を放射光励起し、過程(1)によって放出される 1 つの 1 Lyman—1 の光子を同時計数した。得られたコインシデンスタイムスペクトルの例を図 1 に示す。

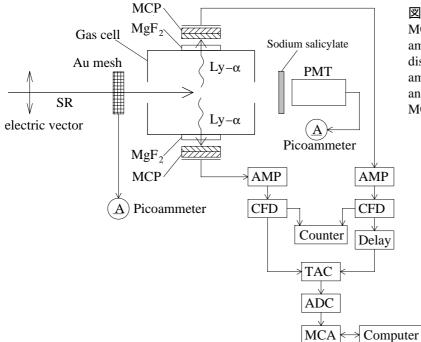


図 1. 実験装置の概略図。

MCP: microchannel plate, AMP: amplifier, CFD: constant-fraction discriminator, TAC: time-to-amplitude converter, ADC: analogue-to-digital converter, MCA: multichannel analyser.

真の同時計数率を、入射光量、標的数密度、幾何学的因子に対して規格化して、two-Lyman— α 光子放出断面積 $\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}\Omega_1\mathrm{d}\Omega_2$ の相対値を、入射光子エネルギーの関数として得た。一方、 1光子のみを検出した Lyman— α 光子放出断面積 $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega$ の相対値も測定した。その結果を図3に示す。 $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega$ 曲線には、 $\mathrm{H}_2^+(2\mathrm{p}\pi_\mathrm{u})$ を経由して $\mathrm{H}(2\mathrm{p})+\mathrm{H}^+$ へ到る解離性直接イオン化の寄与が36 eV 付近から始まり、それ以上のエネルギー領域では、 2電子励起状態に起因する構造がわかりにくくなっている。それに対し、 $\mathrm{d}^2\sigma/\mathrm{d}\Omega_1\mathrm{d}\Omega_2$ 曲線にはこの直接イオン化の寄与は全く含まれず、純粋に2電子励起状態に由来している。こ

のようにイオン化の寄与を完全に取り除き、2電子励起状態のみスペクトル中に捉えることに成功した意義は大きく、3電子励起分子研究に道を拓く成果といえる。

過程(1)の H_2^{**} とは、 $H_2(Q_2^1\Pi_u(1))$ であると、これまで予想されてきた[1]。この状態に由来する $d^2\sigma/d\Omega_1d\Omega_2$ を、そのポテンシャルエネルギー曲線[3]を用いて半古典論により計算したのが、図 3(b)の曲線である。2つの曲線の形はよく一致しており、これまでの予想が、半古典論により裏付けられたことになる。

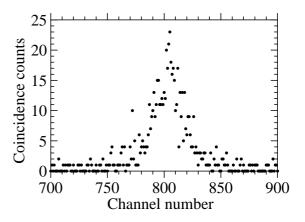


図 2. コインシデンスタイムスペクトルの例。入射光子エネルギー34.3 eV、蓄積時間約 2 時間の測定。横軸は時間に対応し、約 0.4 ns/channel。

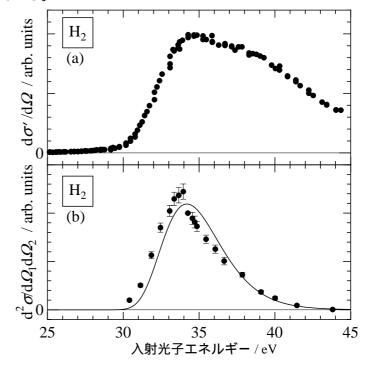


図 3 $.H_2$ の光励起に起因する $Lyman-\alpha$ 光子放出断面 積(a)、 $two-Lyman-\alpha$ 光子放出断面積(b) vs. 入射光子 エネルギー。(b)の実線は $Q_2^1\Pi_u(1)$ 状態に由来する断 面積を半古典論に基づいて計算した結果。

^[1] N. Kouchi et al., J. Phys. B **30**, 2319 (1997)

^[2] M. Kato *et al.*, J. Phys. B **35**, 4383 (2002)

^[3] I. Sánchez and F. Martín, J. Chem. Phys. 110, 6702 (1999)