分光便利帳

リ ュードベリ原子のレーザー・マイクロ波二重共鳴イオン化分光

波長可変色素レーザーを用いた原子・分子の量子状態選択的な励起が可能になり、またそれに伴って様々な分光技術が開発された結果、高励起 Rydberg 状態に関する研究が急速に進展した。特に中性原子については高励起 Rydberg 準位のエネルギーや準位構造、寿命などの物理量の測定や¹⁾、Rydberg 原子と電磁場との相互作用、他粒子との衝突現象に関する研究等が多数報告されており、またそれらの詳細な理論的解析も行われている。しかしながら、特に高励起 Rydberg 状態の高分解能分光を主眼としている研究例は意外に少ない、Rydberg 原

子は非常に長寿命であるため、そのスペクトルを高分解能で測定することによって、他の励起準位との電子配置間相互作用や励起電子とイオン芯との相互作用等に関する詳細な知見を得ることが可能であり、興味ある研究結果を期待することができる。

この様な Rydberg 原子の高分解能分光を目的とする測定法の一つに、レーザー・マイクロ波二重共鳴分光法 (Double resonance spectroscopy) がある²⁾。この方法では Rydberg 準位間のマイクロ波遷移を測定するため、スペクトル分解能は原理的に Rydberg 原子とマイクロ波との相互作用時間によって決定されることになり、他の方法に比べて格段に高い分解能を得ることが可能である。現在、我々は Yb 原子 ($\text{Yb I } 4f^{14}6s^2 \ ^1S_0$) のイオン化限界 ($\text{Yb II } 4f^{14}6s \ ^2S_{1/2}$) に収斂する 6snl Rydberg 系列準位が f^{17} 軌道電子の励起等によって生ずる多数の準位から様々な摂動を受ける点に興味を持ち、その高励起 Rydberg 準位のレーザー・マイクロ波二重共鳴イオン化分光実験を進めている。以下その手法を簡単に紹介する。

図 1 に実験装置の概略を示す。XeCl エキシマレーザー励起の 2 台の色素レーザーを用いて基底状態の Yb 原子 ($4f^{14}6s^2 \ ^1S_0$) を中間準位 ($6s6p \ ^1P_1^o$) を経て 6snl ($l=0, 2 \ n=34\sim55$) Rydberg 系列準位の 1 つに励起する。次にマイクロ波の周波数を掃引しながら励起原子を照射することによって他の Rydberg 準位への共鳴遷移を測定する。マイクロ波源には約 10 個のミリ波クライストロン (18 GHz $\sim$ 78 GHz) を使用している。この場合、マイクロ波遷移の測定には、検出感度が高いことや状態選択的な検出が可能であるなどの優れた特徴をもつ電界による選択的イオン化 (Selective field ionization) 法を用いている。具体的には、レーザーパルス照射の数 μs 後に適当な強度のパルス電場 ($\leq 600 \text{ V/cm}$) を印加することによってマイクロ波遷移の終状態のみを選択的に電離し、生じたイオンをマイクロチャンネルプレートで検出する (図 1(b))。更にイオン信号をボックスカー積分器で積分することでイオン化スペクトルの記録を行っている。

図 2 には $6s34p \ ^3P_1^o - 6s34s \ ^1S_0$ 遷移のスペクトルを示す。この場合スペクトルの幅や周波数に影響を与える原因として、自然幅の他にドップラー幅、黒体輻射、飽和広がり、マイクロ波との相互作用時間、クライストロンの安定性、及び励起・イオン化領域に存在する微弱な電場、磁場などを挙げることができる。特にドップラー幅 $\Delta\nu_D$ はマイクロ波の周波数に比例するため非常に小さな値となり (この遷移の場合 $\Delta\nu_D \sim 50 \text{ kHz}$ (F. W.

図 1 実験装置の概略図。(a) 全体図、(b) 励起・イオン化領域。

* Laser-Microwave Double Resonance Ionization Spectroscopy of Rydberg Atoms

図 2 マイクロ波遷移のイオン化スペクトルの一例.
遷移は $6s\,34p\,^3P_1^o - 6s\,34s\,^1S_0$.

H. M.)), 特に高分解能が必要な場合以外無視できる.
一方マイクロ波との有限な相互作用時間 ΔT によるスペクトル幅 $\Delta\nu_T$ は原理的に $1/\Delta T$ で与えられるため, ΔT

が $10\,\mu\text{s}$ としても $\Delta\nu_T$ は $100\,\text{kHz}$ 程度となってしまう, 結局この相互作用時間 ΔT がマイクロ波遷移のスペクトル幅を決定する主要因となることが判る. 図 2 に示したスペクトルの幅は約 $500\,\text{kHz}$ であるが, これは ΔT が $2\sim 3\,\mu\text{s}$ 程度である他, クライストロンの不安定性やパルス電場の残留電場などの影響であると考えられる. より高いスペクトル分解能を得るためには以上の点を改善するほかに, 磁気シールドなどによる磁場の影響の除去や, 液体窒素或は液体ヘリウム温度で測定を行うことによって黒体輻射の影響を低減するなど, 装置の様々な改良を行う必要がある.

文 献

- 1) 例えば H. Maeda, Y. Mizugai, A. Suzuki and M. Takami: J. Phys. B $\mathbf{22}$, L511 (1989).
- 2) 例えば T. R. Gentile, B. J. Hughey, D. Klepner and T. W. Ducas: Phys. Rev. A $\mathbf{42}$, 440 (1990).

(東大工 前田 遙, 鈴木篤之, 理研 高見道生)*

* Haruka MAEDA and Atsuyuki SUZUKI, University of Tokyo, Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113. Michio TAKAMI, Institute of Physical and Chemical Research (RIKEN), Hirosawa, Wako-shi, Saitama 351-01.