

放射光を用いた低エネルギーおよび超低エネルギー電子-分子衝突実験

北島昌史

東京工業大学 理学院 〒152-8551 東京都目黒区大岡山 2-12-1-W4-5

要旨

放射光の二次ビームとして高品質の電子ビームを生成し、従来の実験手法では不可能だった100 meV 以下の“超”低エネルギーにおいて電子-分子衝突実験が、近年、行われるようになった。この結果、これまで実験的に直接観測出来なかった超低エネルギーでの電子衝突断面積が測定されるようになり、種々の新しい知見が得られている。また、放射光で生成した電子ビームは、従来の手法で測定が可能であった低エネルギー領域においても、その分解能の高さと安定性から、これまでとは質の違う高精度な実験を可能としている。本稿では、放射光を用いた低エネルギーおよび超低エネルギー電子-分子衝突実験について、最近の我々の研究を中心に紹介する。

1. はじめに

量子力学により記述されるミクロな粒子の内部状態の詳細な情報は、Rutherfordの散乱公式で有名なGeiger, Marsdenによる金箔による α 粒子の散乱実験^{1,2)}にはじまる。ミクロな粒子による「散乱実験」により明らかにされている。なかでも、電子と原子・分子の衝突は量子力学創成期から散乱問題の代表的なモデルとして、理論・実験の両面から広く研究されてきた。特に、電子-原子・分子衝突においては粒子間の支配的な相互作用がクーロン力と既知であり、有限系の少数多体問題における複雑な量子ダイナミックスを、他の系よりも極めて精密に検証できる可能性を秘めている。また、電子-原子・分子衝突過程の理解は、電子を含む種々の反応素過程の解明をはじめ、プラズマ科学、大気科学、核融合科学、放射線作用、などの広範な分野の基礎としても極めて重要な役割を果たしている。電子-原子・分子衝突の衝突断面積は、散乱実験と散乱理論をつなぐ重要な物理量であるだけでなく、これらの様々な応用分野において必須の量でもある。このため、広いエネルギー範囲にわたる電子-原子・分子衝突断面積が応用上求められており、多くの衝突過程についての断面積データをまとめた断面積データセットも報告されている（例えば最近ではRef. 3-7）など。）

低エネルギーの電子-原子・分子衝突では、種々の散乱現象が発現し興味深い。例えば、入射電子が標的原子・分子と特異的に強い相互作用をしたのちに散乱されることがある。入射電子が標的原子分子の空軌道に一時的にトラップされて短寿命の負イオンを生成した後に散乱される共鳴⁸⁾である。また、衝突エネルギーが1 eVを下回ると、入射電子のde Broglie波長が長くなることに起因して、量子力学的効果による特有の現象が現れる。特定の衝突エ

ネルギーにおいて電子-原子・分子衝突断面積がほとんど0となるRamsauer-Townsend効果がそうである⁹⁾。

入射電子のエネルギーが100 meV以下ともなると、電子のde Broglie波長は数十Å以上となり原子・分子のサイズよりもはるかに大きくなり、より特異的な量子効果の発現が期待される。また、このような状況での衝突では微弱な力によっても電子の運動が大きな影響を受けやすく、電子と原子・分子間の相互作用のうちでも長距離での漸近形が重要になってくる。そこで、このような超低エネルギーの電子衝突を、重粒子衝突におけるCold Collision（冷い衝突）との対比から、“Cold Electron Collisions（冷たい電子の衝突）”とも呼ばれている¹⁰⁾。また、Cold Electron Collisionにおいては、衝突電子のde Broglie波長が極めて長くなるだけでなく、衝突時間も非常に長くなる。例えば10 meVの電子衝突の衝突時間はおよそ 10^{-14} secとなり、これは分子の振動周期に匹敵する。これらのことから、分子の超低エネルギー電子衝突では分子の振動・回転運動との間で強い相互作用を誘起され、より特異的な物理現象の発現が期待される。

また、超低エネルギーにおける電子衝突断面積は、応用上も重要である。例えば、物質の放射線作用では、放射線と物質の相互作用により生成した大量の二次電子がその主役であり、生成した二次電子は物質中の原子・分子と衝突を繰り返すことでエネルギーを次第に失い、熱平衡状態となる。また、放電・プラズマ現象等においても電子は原子・分子と衝突を繰り返すことでエネルギーを次第に失い、放電場に印加されている加速電圧と標的粒子の温度とで決まる平衡状態へと収束して行く。これらの熱化した大量の電子が、引き続き後続過程を大きく支配している¹¹⁾。

本稿では、我々が最近行っている、低エネルギーおよび

“超”低エネルギー電子と原子・分子の衝突の研究を中心に、放射光の2次ビームとして生成した電子ビームを用いた、新しい電子衝突実験手法を紹介する。

2. 光電子を電子源とする電子衝突実験

原子・分子を標的とする電子衝突実験では、エネルギーの揃った電子ビームが必要であるが、これまでは主に熱フィラメントからの熱電子が電子源として用いられてきた。熱フィラメントからの数百 meV 程度のエネルギー幅のある熱電子を数十 eV のエネルギーで引き出し、エネルギー選別器を用いて数十 meV 程度のエネルギー幅とした後、電子レンズで加減速し任意のエネルギーの電子ビームを得る。この手法により、1 eV 程度以上のエネルギーで、エネルギー幅20 meV 程度の電子ビームを安定に生成することが可能となる。しかし、電子エネルギーを下げていくと、減速に伴うビームの発散が大きくなるとともに、ビーム中の空間電荷効果も増大する。このため、熱電子源を用いた場合、数百 meV を下回るような低い電子エネルギーで十分な強度を保ちながら安定した電子ビームを生成することは困難となる。さらに、ガス標的を用いる原子・分子実験では熱フィラメント周辺を超高真空に保つことが出来ないこと、長焦点のビームが必要なことからエネルギー幅の狭い、高分解能の電子ビームを安定に生成することは非常に困難である。

熱フィラメントを用いる従来の手法に代わる方法として、原子の光イオン化で生成する光電子を電子源とする手法が開発され、いくつかのグループがこの手法を用いて高分解能の電子衝突実験を成功させている¹²⁾。電子源として光電子を利用する手法は Gallagher らが325 nm の He-Cd レーザー照射で生成された Ba(¹D₂) の準安定状態からの光電離を利用して、極めてエネルギー分解能の高い電子衝突実験を行ったことに端を発している¹³⁾。光電子のエネルギー幅は、イオン化に用いる光のエネルギー幅に依存するため、高単色性光源を用いることで非常にエネルギー幅の小さい電子ビームの生成が可能となることを利用したのである。

光源としてレーザーを用いた実験手法は、Ar や K 原子のレーザー多光子イオン化で生成した光電子を用いる手法に発展し、ドイツのグループは、数10 μeV に迫る超低エネルギー領域における電子付着断面積を測定する実験手法 Laser Photoelectron Attachment (LPA) を開発した¹⁴⁻¹⁶⁾ほか、レーザー多光子イオン化で生成した光電子を電子ビームに成形し、超音速分子線を標的にした電子衝突実験法を開発し、4 meV という極めて高いエネルギー分解能を達成している¹⁷⁾。残念ながら、レーザーイオン化による光電子を用いて電子ビームを生成する手法では、数 eV 以下の低エネルギー領域での実験は達成していない様である。

これに対して、放射光を光源とした光電子を電子源とす

る電子ビーム生成手法が、Field と Ziesel を中心とするグループにより開発された¹⁸⁾。彼らは、放射光を用いて生成する電子源の開発を1980年代より取り組み、2000年代はじめにデンマークの ASTRID (Univ. of Aarhus, Denmark) に設置された挿入光源ビームラインに専用の分光器と実験装置を設置することで、極めてエネルギーの低い電子ビームを生成することに成功した¹⁹⁾。彼らは、単色化した放射光 (15.75 eV) を用いて Ar の自動電離状態 (Ar^{**}(3p⁵ 2P_{1/2}) 11s') を励起し、これが Ar⁺ の基底状態 (Ar⁺ 2P_{3/2}) に自動電離することで放出される約 4 meV の光電子を光電離領域に印加した電場で引き出して電子ビームを生成した。また、この手法を透過減衰法と組み合わせることで様々な分子の電子衝突全断面積の測定を行い、数々の興味深い知見を得ることに成功した¹⁰⁾。彼らの実験装置は光イオン化セル、4極の電子レンズおよび衝突セルで構成された比較的シンプルなもので、ASTRID の挿入光源ビームラインを占有した。高分解能の電子ビームを生成するためには電子ビームのエネルギー幅と電子ビーム強度の相反関係に注意を払うことが必要となるが、電子ビームのエネルギー幅は、光のエネルギー分解能による光電子のエネルギー分布だけでなく、光イオン化に用いる光のスポットサイズと電子捕集のために光イオン化領域に印加した電位勾配の積にも依存する。光電子を効率よく捕集するためにはある程度の電位勾配が必要であるため、エネルギー幅の小さな電子ビームを生成するためには、高い光エネルギー分解能と、非常に小さな光のスポットサイズを両立しなければならない。Field らの実験手法では、光イオン化で生成した光電子を一様電場で捕集するため、エネルギー幅の小さい電子ビームの生成のためには、非常に小さなスポットサイズの光源が必要であるが、ASTRID の専用ビームラインの球面回折格子型分光器はエネルギー幅0.75 meV の単色光を、厚さ10 μm の矩形スポットサイズまで縮小することが出来る。一方で、光のスポットサイズを小さくすると、ビーム強度が小さくなるだけでなく実験装置に対する光軸の調整が非常に難しくなるため、彼らはビームラインを占有することになった。なお、電子ビーム強度を大きくするために放射光の強度を大きくすると、スポットサイズが小さいために、光イオン化領域での空間電荷効果 (空間内での電荷間の平均距離が短くなることに起因してこれら電子間のクーロン相互作用が無視できなくなる効果) が大きくなり、そのことにより電子ビームのエネルギー幅が広がってしまう。このため、占有ビームラインであっても、電子ビームのエネルギー幅と電子ビーム強度の相反関係は本質的には解決しない。

3. しきい光電子源を用いた電子衝突実験

筆者らのグループが KEK-PF で行っている、放射光を用いた高分解能電子ビーム生成手法およびこれを用いた超低エネルギー電子衝突実験を紹介する。筆者らのグループ

でも、放射光を光源とした光電子を電子源とする電子ビーム生成法を開発し、10 meV を下回るエネルギー幅で超低エネルギーの電子ビームを生成することに成功している²⁰⁾。我々のグループでは、電子ビームのエネルギー幅と電子ビーム強度の相反関係を改善するために、電子源として、エネルギーがほぼゼロである“しきい光電子”に着目した。光電子分光法のひとつとして知られる「しきい光電子分光法」²¹⁾では“浸み出し電場”を用いて非常に弱い捕集電場でしきい光電子を捕集することで、極めて高いエネルギー分解能を達成している。この浸み出し電場とは電子レンズのつくる電場が、グラウンドと等しい電位にある光イオン化セルの電子捕集用のアパーチャーを超えて、光イオン化領域に浸み出す電場である²²⁾。この浸み出し電場により光イオン化領域から電子レンズに向かって非常に緩いポテンシャル勾配が形成され、エネルギーがほぼゼロのしきい光電子は立体角 $4\pi sr$ という高い効率でポテンシャル勾配に沿って静電レンズ系へ取り込まれる。一方、エネルギーを持って生成した光電子は、その運動方向をあまり変えられず、静電レンズ方向に放出されたもの以外は捕集されない。すなわち、浸み出し電場法ではエネルギー選択的に光電子を捕集することになる。このエネルギー選択性は高く、数 meV 以上のエネルギーの光電子はほとんど捕集されない。この非常に弱い“浸み出し電場”を用いて、放射光で生成したしきい光電子を引き出すことで、電子ビームのエネルギー幅に寄与する光のスポットサイズと捕集電場の勾配の積を、大きなスポットサイズで、小さくすることが出来る。このため、放射光強度を犠牲にすることなく、高分解能の電子ビーム生成が可能である。また、空間電荷効果を小さく抑えられるため、従来法よりも電子ビーム強度の限界ははるかに大きくなる。さらに、エネルギーがほぼゼロのしきい光電子のみを捕集するため、エミッタンスの小さな電子ビームを実現できる。このため、電子ビームを減速した際に生じる電子ビームの広がり角を抑えることができ、結果的に減速の際の電子ビームの発散に伴う電子ビーム強度のロスを低減できることが期待される。

実験装置の概略を Fig. 1 に示す。電子衝突実験装置は光イオン化セル、静電レンズ系、衝突セル、電子検出器から成り、これらを二重の磁気シールド内に設置して、地磁気の影響を遮断している。また光イオン化セル後方には光子エネルギーをモニターするための Ar⁺ イオン検出器と放射光強度のモニターを設置し、これら全体を真空チャンバー内に収納している。実験は、PF リングの VUV ビームライン BL-20A で行っている。Ar を満たした光イオン化セルに Ar のイオン化ポテンシャルにほとんど等しいエネルギーの単色化した放射光を照射し、生成したしきい光電子を微弱な電場により電子レンズ系に捕集し、ビーム状に成形しながら加・減速した後、標的原子・分子を満たした衝突セルに導く。衝突エネルギーは、光イオン化セルと衝突セルの電位差によって決まり、本装置では、衝突セル

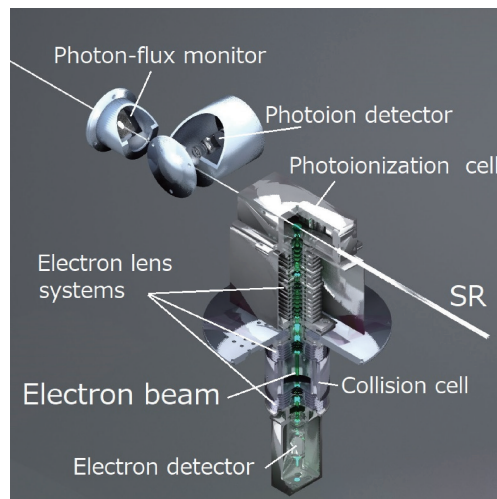


Fig. 1 (Color online) Overview of the present experimental system. The setup consists of a photoionization cell, an electron scattering apparatus, and a photon flux monitor. The electron scattering apparatus involves three electron lens systems, a collision cell, and an electron detector.

の電位を制御することで、目的の衝突エネルギーでの測定を行っている。衝突セル中で標的原子・分子と衝突せずに透過してきた電子が電子検出器で検出される。透過電子の強度を、衝突セル中に標的粒子がある場合と無い場合の測定を行い、Lambert-Beer 則に基づく次式で衝突エネルギー E における電子衝突全断面積 $\sigma(E)$ を得る。

$$\sigma(E) = -\frac{1}{nL} \ln \left(\frac{I(E)}{I_0(E)} \right) \quad (1)$$

ここで、 $I(E)$ は標的があるときの透過電子強度、 $I_0(E)$ は標的がないときの透過電子強度、 n は衝突セル中の標的の数密度、 L は衝突セルの長さを表す。この透過減衰法では、電子衝突全断面積を精度よく求めるために、如何に $I_0(E)$ および $I(E)$ を精密に測定するかが重要になる。放射光で生成する光電子を電子源とする本実験手法では、放射光の強度に依存して入射電子ビーム強度が変動する。このため、近年 KEK-PF をはじめとする多くの放射光施設で行われている蓄積リングの Top-Up 運転が、高精度実験の鍵となっている。なお、透過減衰法では、衝突セル内で散乱された電子のうち衝突セルの出口スリットを通過するような散乱角の小さい前方散乱によるものを、散乱されずに透過した電子と区別することが出来ない。本実験装置では、衝突セルの出口スリットと電子検出器の間に角度選別のための電子レンズを追加し、この効果を極力低減している。

現在、我々は、Ar の第一イオン化ポテンシャルである Ar⁺ ²P_{3/2} から生成するしきい光電子を電子源としている。原理的には、光イオン化に用いる粒子とそのイオン化

過程は自由に組み合わせることが可能であるが、イオン化に用いる粒子の光イオン化断面積やビームラインの波長強度を考慮し、 $\text{Ar}^+ 2\text{P}_{3/2}$ へのイオン化を選択した。放射光のエネルギー分解能は2.7 meV、放射光のスポットサイズは1 mm である。

しきい光電子源の高いエネルギー分解能を示すために、本装置を用いて測定したしきい光電子と光イオン (Ar^+) の収量スペクトルを Fig. 2 に示す。基底状態の Ar 原子から 3p 軌道電子が1つ抜けた Ar^+ イオンの状態はスピン軌道相互作用により $\text{Ar}^+ 2\text{P}_{3/2}$ および $\text{Ar}^+ 2\text{P}_{1/2}$ の二つの状態に分裂するが、Fig. 2(a) に示すように、しきい光電子は $\text{Ar}^+ 2\text{P}_{3/2}$ および $\text{Ar}^+ 2\text{P}_{1/2}$ の2つのイオン化しきい値でのみ捕集されていることが分かる。光イオン収量スペクトルに観測される構造は、 $\text{Ar}^+ 2\text{P}_{1/2}$ イオン状態に収束するリユードベリ系列である $\text{Ar}^{**}(3\text{p}^5 2\text{P}_{1/2}) ns'$ および $\text{Ar}^{**}(3\text{p}^5 2\text{P}_{1/2}) nd'$ 系列である。(これらの状態は Ar 原子の

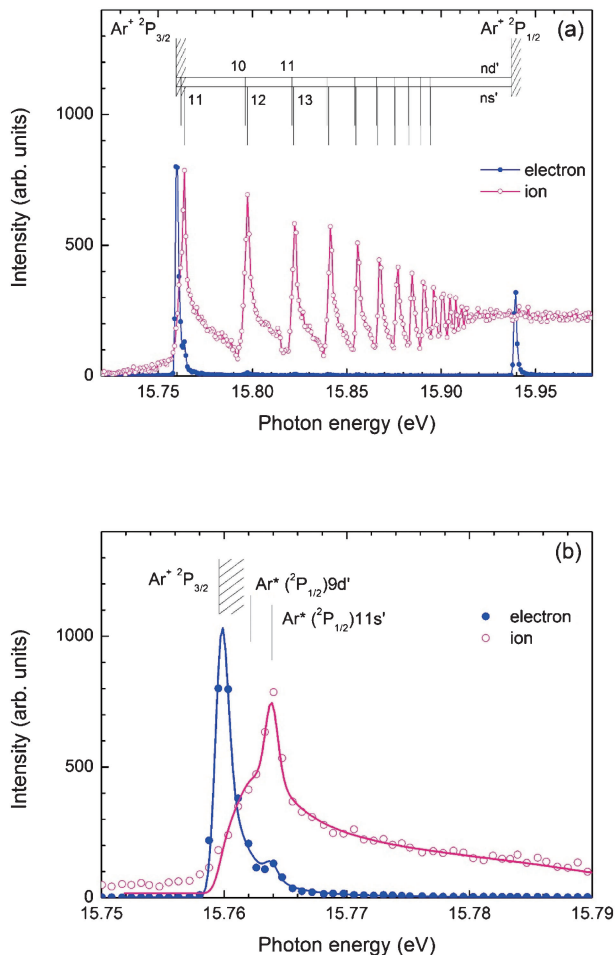


Fig. 2 (Color online) (a) The intensity of electron beam as a function of ionization photon energy, i.e., electron yield spectrum, together with the photoion yield spectrum of Ar. Both spectra were obtained simultaneously. (2) The spectra near the $\text{Ar}^+ 2\text{P}_{3/2}$ threshold together with the fitted curve. The spectra show that energetic photoelectrons are strongly discriminated.

3p 軌道電子が ns および nd 軌道に励起したものであり、' 記号は、スピン軌道相互作用で分裂した $\text{Ar}^+ 3\text{p}^5 2\text{P}_{1/2}$ 状態をイオン芯とすることを表す²²⁾。) これらのリユードベリ状態は自動イオン化して $\text{Ar}^+ 2\text{P}_{3/2}$ イオン状態とのエネルギー差に等しいエネルギーの電子を放出するが、 $\text{Ar}^{**}(3\text{p}^5 2\text{P}_{1/2}) 11s'$ から生成する 4 meV の電子以外は、ほとんど捕集されていない。捕集された電子のエネルギー分布は、光電子エネルギーと光イオン化領域に印加された電界の強さで決まるが、光電子エネルギーの分布は Fig. 2 で示した光電子収量スペクトルから見積もることができる。しきい光電子の捕集効率は(2)式で与えられることが知られている²³⁾。

$$F(E) = \frac{1}{a + (E - E_t)^b} \quad (2)$$

ここで、 E は放射光のエネルギー、 E_t はイオン化ポテンシャルを表し、パラメータ 'a' および 'b' が光電子の捕集効率のエネルギー依存性を決定する。Ar の光イオン化断面積と光電子の捕集効率 $F(E)$ の積に Fig. 2 の光イオン収量スペクトルから見積もった放射光のエネルギー幅 1.1 meV を考慮して、(2)式をしきい光電子スペクトルにフィットしたものが、Fig. 2(b) に示した青の曲線である。この結果から、しきい光電子源から引き出される電子のエネルギーのほとんどは 1 meV を下回っていることが明らかになっている。ここで示す様に、この手法では、放射光のエネルギー幅を広くしても電子ビームのエネルギー幅は、ほとんど広がらないことが大きな特徴である。なお、光電子源となる Ar 原子の熱運動による光電子のエネルギー広がりも 0.1 meV 以下である。実際には、衝突セル中の電子ビームのエネルギー幅は、電子レンズ系に印加される電位のゆらぎや電極表面の仕事関数のゆらぎに支配されており、捕集された光電子エネルギーのエネルギー分布と光イオン化領域に印加された電界の強さで決まるエネルギー広がりよりも大きい。現在の本装置の電子ビームのエネルギー幅は、3 meV 程度であることを確認している。

4. N_2 の低エネルギーおよび超低エネルギー電子衝突断面積

著者らのグループで行った、10 meV 以下の超低エネルギーから 20 eV までの N_2 の電子衝突全断面積の絶対値測定の結果を紹介する²⁴⁾。二原子分子の代表ともいえる窒素分子は、基底状態の外殻が $(1\pi_u)^4(3\sigma_g)^2$ 電子配置で閉殻となり、対称性の高い電子配置であることや、化学的には三重結合を持つという点から、散乱理論を検証するときの標的粒子としても興味深い分子である。また、窒素分子は大気約 8 割を構成する成分であることから、地球の高層大気科学や大気プラズマの反応メカニズムなどを考える上でも重要な役割を果たし、応用の観点からも重要な研

究対象である。これらのことから、電子-窒素分子衝突断面積を求めることは重要であり、実験・理論いずれの面からも数多くの研究がなされ、1 eV以上の衝突エネルギー領域については様々な衝突過程に関する断面積絶対値データが豊富に存在する。電子と分子の衝突は、標的分子が散乱の前後でその内部状態を変えない弾性散乱と、散乱により異なる内部状態と変わる非弾性散乱に大別され、すべての散乱過程を含んだ衝突断面積を全断面積と呼んでいる。N₂の電子衝突全断面積については、Kennerly²⁵⁾、Sun et al.²⁶⁾、Szmytkowski et al.²⁷⁾のデータが互いに一致し、信頼されている。また、2-4 eVの領域において、大きなピーク上に数本の細いピーク構造が現れることが知られている。これは、入射電子とN₂がつくるポテンシャル障壁の内側に電子が一時的にトラップされる形状共鳴である⁸⁾。

一方で、1 eV以下の低エネルギー領域については、これまでにいくつかの全断面積絶対値が報告されているが²⁵⁻²⁹⁾、1 eV以上のエネルギー領域に比べると互いのデータの一致が悪いことが指摘されていた¹⁹⁾。1 eV以下の電子エネルギーは温度に換算すると大体10⁴ K以下であり、大気中で発生したプラズマが熱平衡へと向かう過程での温度領域とちょうど一致するため、この衝突エネルギー領域での電子衝突断面積絶対値は応用上重要である。このため、著者らのグループで、N₂と低エネルギー電子との衝突実験を行い、10 meV以下の超低エネルギーから20 eVまでのN₂の電子衝突全断面積の絶対値を確定させること目指した実験を行った。

我々の実験によって得られたN₂の電子衝突全断面積を

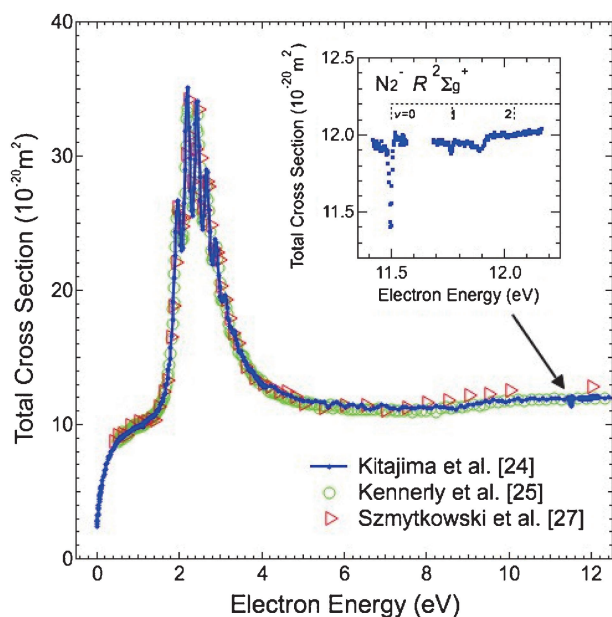


Fig. 3 (Color online) Comparison of the experimental total cross sections for electron scattering from N₂. The total cross section of N₂ is dominated by the shape resonance around 2-4 eV. The very sharp dip structures shown in the inset are the Feshbach resonance.

入射電子エネルギーの関数として **Fig. 3** に示した。2-4 eV に形状共鳴に由来する特徴的な構造と 5 eV 以上のなだらかな断面積構造は、これまで知られていた N₂ の電子衝突全断面積と良く一致しており、1 eV 以上で信頼性が高いと考えられているデータを検証することが出来た。**Fig. 3** で 2-4 eV に現れる形状共鳴は古くから知られており、この共鳴に現れる構造のエネルギーは Kennerly によって報告されているが²⁵⁾、我々測定では、これまでの報告に比べ、ピークの山部はより高く、谷部はより低くなっていることや、3-3.5 eV のあたりにも構造が続いていることが明瞭に観測でき、これまでより高い精度でピークエネルギーを決めることが出来た²⁴⁾。

Fig. 3 では、11.5 eV に非常に小さな鋭い構造も確認できる。この構造は、入射電子が N₂ 分子と衝突した際に 3σ_g 電子を 4σ_g 軌道に励起し、自身も 4σ_g 軌道に一時的にトラップされて生成する N₂⁻ (R²Σ_g⁺) Feshbach 共鳴と考えられている³⁰⁾。この Feshbach 共鳴状態に由来する構造を、N₂ の電子衝突全断面積上に観測することに成功したのは初めてである。また、得られた断面積の解析から、この Feshbach 共鳴の寿命が 5 × 10⁻⁵ 秒程度であることが分かった²⁴⁾。

Fig. 3 では、1 eV 以下の低エネルギー領域においては断面積は急激に減少している。N₂ の電子衝突全断面積絶対値の過去の報告は、1 eV 以下の領域において互いに不一致が見られるものの、衝突エネルギーが減少するにつれて全断面積減少する傾向はどの研究においても一致しており、本研究でも同様の傾向を示した。

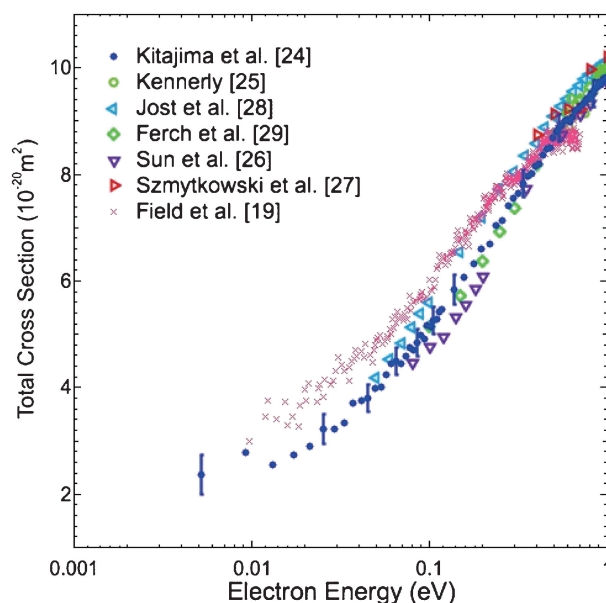


Fig. 4 (Color online) Comparison of the experimental and theoretical total cross sections for electron scattering from N₂ in the energy range below 1.0 eV. The lowest energy achieved was 5 meV.

Fig. 4 に 1 eV 以下のエネルギー領域における全断面積値を示した。前述の通り、 N_2 の電子衝突全断面積は、1 eV 以下の領域では全断面積の値に不一致が見られ、その減少の仕方にはおよそ二通りあることがわかる。熱フィラメントと電子モノクロメーターを組み合わせた Jost らの結果²⁸⁾ および熱フィラメントからの電子をそのまま用いた Szmytkowski らの結果²⁷⁾ に比べて、熱フィラメントと Time-of-Flight 法を組み合わせた実験^{25,26,29)} の結果が、700 meV から 100 meV にかけて系統的に小さな値となっている。衝突エネルギーが 1 eV 以下ともなると強度と分解能の両方を併せ持つ電子ビームを生成することが難しく、この領域において精確な実験を行うのが困難となってくるためと考えられる。前述した Field らは、放射光により生成した光電子を電子源とした実験を 700 meV 以下のエネルギー領域で電子衝突全断面積の測定を行い、10 meV という極めて低い衝突エネルギーまでの測定を実現し、Jost らの結果に近い値を得たが、500 meV 以上のエネルギーでは、いずれの過去の実験結果とも一致しない結果を得ていた¹⁹⁾。我々の測定結果は光電子を用いた Field らの結果¹⁹⁾ よりも Time-of-Flight 法による結果^{25,26,29)} により近い結果となった。我々の実験は、1 eV 以上で信頼性の高いデータと一致していること、Field らの結果¹⁹⁾ が 500 meV 以上のエネルギーで、過去の実験結果と一致しないことから、1 eV 以下の超低エネルギーにおいても、本実験結果の方が信頼性が高いと考えられる。本研究により超低エネルギー領域における N_2 の電子衝突全断面積の絶対値を、室温を下回る領域に対応する、5 meV という極めて低いエネルギーまで新たに確定させたことの意義は大きい。

以上のように、放射光を用いて生成した光電子を電子源とする電子-分子衝突実験は、これまでに無い、高い分解能と精度の測定を可能とし、さらには、従来は不可能であった 100 meV を遙かに下回る超低エネルギーでの実験を可能とした。

5. まとめ

本稿では、本研究グループにより開発したしきい光電子を電子源とする Cold Electron Collision 実験装置の詳細と、これを用いた N_2 の電子衝突全断面積測定の結果を紹介した。そこでは、浸み出し電場によりしきい光電子を選択的に電子源として用いる本実験方法が、広いエネルギー範囲において高分解能の電子ビームを供給でき、さらに 10 meV を下回る超低エネルギー電子ビーム生成が可能であることを示した。また、20 eV から 5 meV にわたるエネルギー領域で、従来よりも高い精度で電子衝突全断面積を確定させることに成功するとともに、はじめて全断面積上で Feshbach 共鳴に由来する構造の観測にも成功したことを示した。現在、様々な原子・分子について電子衝突全断面積の測定を行い、Cold Electron Collision に特有の現

象の探索を行っており、すでにいくつかの痕跡を見出している³¹⁾。

今後は、超低エネルギー電子衝突における散乱電子の角度分解測定、すなわち角度微分断面積測定が必須であろう。この測定にはより大強度の電子ビームが必要になるが、我々の開発した実験手法は、光イオン化に用いる光のスポットサイズを比較的大きく出来ることから、光の強度を増すことで大強度の電子ビームを生成することは容易である。弾性散乱および各種の非弾性散乱の角度微分断面積測定は全断面積測定に比して、より多くの情報を与えてくれるであろう。

なお、我々は直線偏光の放射光を用いているが、原理上は円偏光を用いることでスピン偏極した電子ビームを生成することも可能である。しきい光電子源は、スピン偏極電子源として一般的に用いられている GaAs を用いたレーザーフォトダイオード³²⁾ に比べて、ガスターゲット実験に対する高い耐性が期待される。また、高コヒーレントな放射光を使うことができれば、コヒーレント電子ビーム生成も期待できる。

本稿で紹介した研究内容は、穂坂綱一（東工大）小田切丈准教授、星野正光准教授、田中 大教授（上智大学）との共同研究によるものである。

参考文献

- 1) H. Geiger and E. Marsden: Proc. Roy. Soc. A **82**, 495 (1909).
- 2) E. Rutherford: Phil. Mag. **21**, 669 (1911).
- 3) M. Inokuti, M. T. Elford, S. J. Buckman and H. Tawara: in 'Landolt-Börnstein Numerical Data and Functional Relationship in Science and Technology, New Series, Group I, Vol. 17A', (Springer, Berlin) 2000, Chap 2.
- 4) T. Shirai, T. Tabata, H. Tawara and Y. Itikawa: Atomic Data Nucl. Data Tables **80**, 147 (2002).
- 5) Y. Itikawa: J. Phys. Chem. Ref. Data **31**, 749 (2002).
- 6) Y. Itikawa: J. Phys. Chem. Ref. Data **35**, 31 (2006).
- 7) E. Gargioni and B. Grosswendt: Rev. Mod. Phys. **80**, 451 (2008).
- 8) 田中 大, 上田 潔, 井口道夫: 分光研究 **45**, 267 (1996).
- 9) 市川行和: しょうとつ **3**, 4 (2006).
- 10) D. Field, S. L. Lunt and J.-P. Ziesel: Acc. Chem. Res. **34**, 291 (2001).
- 11) Y. Hatano, Y. Katsumura and A. Mozumder: eds., 'Charged Particle and Photon Interactions with Matter', (CRC Press, Boca Raton) 2011.
- 12) 北島昌史, 田中 大: 日本物理学会誌 **64**, 742 (2009).
- 13) C. Gallagher and G. York: Rev. Sci. Instrum. **45**, 663 (1974).
- 14) D. Klar, M.-W. Ruf and H. Hotop: Meas. Sci. Technol. **5**, 1248 (1994).
- 15) A. Schramm, J. M. Weber, J. Kreil, D. Klar, M.-W. Ruf and H. Hotop: Phys. Rev. Lett. **81**, 778 (1998).
- 16) H. Hotop, M.-W. Ruf, M. Allan and I. I. Fabrikant: Adv. At. Mol. Opt. Phys. **49**, 85 (2003).
- 17) A. Gopalan, J. Bömmels, S. Götte, A. Landwehr, K. Franz, M.-W. Ruf, H. Hotop and K. Bartschat: Eur. Phys. J. D **22**, 17 (2003).

- 18) D. Field, D. W. Knight, G. Mrotzek, J. Randell, S. L. Lunt, J. B. Ozenne and J. P. Ziesel: *Meas. Sci. Technol.* **2**, 757 (1991).
- 19) S. V. Hoffmann, S. L. Lunt, N. C. Jones, D. Field and J.-P. Ziesel: *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 4157 (2002).
- 20) M. Kurokawa, M. Kitajima, K. Toyoshima, T. Odagiri, H. Kato, H. Kawahara, M. Hoshino, H. Tanaka and K. Ito: *Phys. Rev. A* **82**, 062707 (2010).
- 21) 森岡弓男: *放射光* **13**, 220 (2000).
- 22) 島内みどり: *分光研究* **27**, 43 (1978).
- 23) S. Cvejanović and F. H. Read: *J. Phys. B* **7**, 1180 (1974).
- 24) M. Kitajima, T. Kishino, T. Okumura, N. Kobayashi, A. Sayama, Y. Mori, K. Hosaka, T. Odagiri, M. Hoshino and H. Tanaka: *Eur. Phys. J. D* **139**, 71 (2017).
- 25) R. E. Kennerly: *Phys. Rev. A* **21**, 1876 (1980).
- 26) W. Sun, M. A. Morrison, W. A. Isaacs, W. K. Trail, D. T. Alle, R. J. Gulley, M. J. Brennan and S. J. Buckman: *Phys. Rev. A* **52**, 1229 (1995).
- 27) C. Szmytkowski, K. Maciag and G. Karwasz: *Phys. Scr.* **54**, 271 (1996).
- 28) K. Jost, P. G. F. Bisling, F. Eschen, M. Felsmann, L. Walther: in J. Eichler, W. Fritsch, I. V. Hertel, N. Stolterfoht, U. Wille (Eds.), *Abstracts of Contributed Papers, 13th International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, Berlin, 1983, Berlin, Germany, 1983*, p. 91.
- 29) J. Ferch, W. Raith, A. Schweiker, (1994), cited in M. J. Brunger, S. J. Buckman, *Phys. Rep.* **357**, 215 (2002).
- 30) T. H. Hoffmann, M. Allan, K. Franz, M.-W. Ruf, H. Hotop, G. Sauter and W. Meyer: *J. Phys. B* **42**, 215202 (2009).
- 31) 奥村拓馬, 江尻智一, 穂坂綱一, 北島昌史, 小田切丈, 星野正光: *PF News* **36**(2), 21 (2018)
- 32) D. T. Pierce, R. J. Celotta, G.-C. Wang, W. N. Unertl, A. Galejs, C. E. Kuyatt and S. R. Mielczarek: *Rev. Sci. Instrum.* **51**, 478 (1980).

著者紹介



北島昌史

東京工業大学 理学院 准教授

E-mail: mkitajim@chem.titech.ac.jp

専門: 原子分子科学

【略歴】

1996年3月東京工業大学大学院理工学研究科博士課程修了, 博士(理学)。1996年4月理化学研究所基礎科学特別研究員。1998年4月上智大学理工学部助手。2005年1月より現職。

Low- and very-low-energy electron collision experiments utilizing synchrotron radiation

Masashi KITAJIMA Department of Chemistry, Tokyo Institute of Technology, Meguro-ku Tokyo 152-8551, Japan

Abstract A new experimental technique for measurements of the cross sections for the electron collision with molecules at very-low energies is presented. The technique employs the threshold photoelectron source which utilizes the combination of the penetrating field technique together with the threshold photoionization of atoms by synchrotron radiation for producing a high-quality very-low-energy electron beam. Accurate absolute total cross section for electron scattering from N_2 in the collision energy region down to 5 meV is obtained with the technique. The very narrow electron energy width of the present technique also enabled the observation of the sharp resonance structure due to the Feshbach resonances of N_2 .