

しょうとつ



**THE ATOMIC COLLISION
SOCIETY OF JAPAN**

原子衝突学会賛助会員(五十音順)

アイオーピー・パブリッシング・リミテッド (IOP英国物理学会出版局) <http://journals.iop.org/>

Institute *of* **Physics**

アステック株式会社

<http://www.astechcorp.co.jp/>

ASTECH
CORPORATION

アドキャップバキュームテクノロジー株式会

<http://www.adcap-vacuum.com>

ADCAP

有限会社 イーオーアール

<http://www.eor.jp/>



Electronics Optics Research Ltd.

株式会社 オプティマ

<http://www.optimacorp.co.jp/>

Optima Corp.

カクタス・コミュニケーションズ株式会社

<http://www.editage.jp>
<http://www.cactus.co.jp>

editage

Helping you get published

キャンベラジャパン株式会社

<http://www.canberra.com/jp/>



CANBERRA

クリムゾンインタラクティブプライベートリミテッド

<http://www.enago.jp/>
<http://ulatus.jp/>
<http://www.voxtab.jp/>

enago[™]

株式会社 サイエンス ラボラトリーズ

<http://www.scilab.co.jp/>



株式会社 サイエンス ラボラトリーズ

真空光学株式会社

<http://www.shinku-kogaku.co.jp/>



スペクトラ・フィジックス株式会社

<http://www.spectra-physics.jp/>



ソーラボジャパン株式会社

<http://www.thorlabs.jp/>



ツジ電子株式会社

<http://www.tsujicon.jp/>



株式会社東京インスツルメンツ

<http://www.tokyoinst.co.jp/>



株式会社東和計測

<http://www.touwakeisoku.co.jp/>



株式会社トヤマ

<http://www.toyama-jp.com/>



株式会社 ナバテック

<http://www.navatec.co.jp/>



仁木工芸株式会社

<http://www.nikiglass.co.jp/>



仁木工芸株式会社

TOM JARROW

伯東株式会社

<http://www.g5-hakuto.jp/>



Hakuto 伯東株式会社

丸菱実業株式会社

<http://www.ec-marubishi.co.jp/>

丸菱実業株式会社

MARUBISHI CORPORATION

株式会社 ラボラトリ・イクイップメント・コーポレーション

<http://www.labo-eq.co.jp/>



しょうとつ

第10巻 第3号

目次

(シリーズ) 宇宙と原子 第七回	スプライトって何? —上層大気の高輝度モノ—	市川 行和	... 52
(解説)	クラスタービームと固体との相互作用	富田 成夫	... 55
(原子衝突のキーワード)	原子における自由—自由遷移の光吸収断面積	五十嵐 明則	... 64
(原子衝突のキーワード)	オージェ過程	足立 純一	... 65
(原子衝突のキーワード)	3体衝突	市村 淳	... 66
(原子衝突の新しい風)		藤田 奈津子	... 67
第20回原子衝突セミナー報告書		行事委員会委員長	... 68
第20回原子衝突セミナー参加報告		熊谷 嘉晃	... 69
第38回原子衝突学会年会のお知らせ		行事委員会	... 69
2013年度 第1回運営委員会(新旧合同)報告		庶務幹事	... 70
若手奨励賞受賞者決定のお知らせ		庶務幹事	... 70
第14回若手奨励賞選考理由報告		選考委員長	... 71
国際会議発表奨励事業に関するお知らせ		庶務幹事	... 71
広報渉外委員会からのお知らせ		広報渉外委員会委員長	... 72
編集委員会からのお知らせ		編集委員会委員長	... 72
「しょうとつ」原稿募集		編集委員会事務局	... 73
ユーザー名とパスワード			... 73

「宇宙と原子」 第七回 スプライトって何？ —上層大気のカリモノ—

市川行和

yukitikawa@nifty.com

平成 25 年 2 月 25 日原稿受付

2011 年の秋、たまたま観ていた NHK のテレビ番組に目を見張る映像が映し出された。それは、高感度カメラによりスペースステーションから地球を映したものでライブで放送していた。夜の部分では街の明かりに混じって雷活動による稲妻の光がいたるところに見える。そしてときどきその雷活動の上空で赤い光が瞬間的にフラッシュする。この赤い光が今回の主題であるスプライトである。スプライトについては以前から知っていたが、実物を(肉眼ではないが)見るのは初めてであった。その後注意していると飛行機を用いた観測などスプライトをテーマとした番組がときどき放映されるようである。

スプライト(「妖精」という意味)がはじめて研究の対象になったのは、1990 年に発表された Franz らの論文である [1]。雷雲上空に発光が見られることは 19 世紀の終わりごろから知られていた。しかし証拠となる映像を撮ることが難しいので論文にはならなかった。

Franz らはロケット搭載用の高感度テレビカメラのテスト中に偶然スプライトの映像を撮ることができ、それを発表したのである。スプライトは雷雲の上空、地上から 40-90 km のあたりに現れる瞬間的(継続時間は 1 - 100 ミリ秒程度)に下から上へはしる光の像である。その一例を図 1 に示す。これはアメリカで飛行機を用いて観測したものである [2]。その後横へ広がるもの(エルヴスと呼ばれる)や青いものなど類似の現象が見つかっており、現在ではこれらを総称して TLE(Transient Luminous Events 過渡的発光現象)と呼んでいる [3]。

分光観測によると、TLE の正体は窒素分子ま

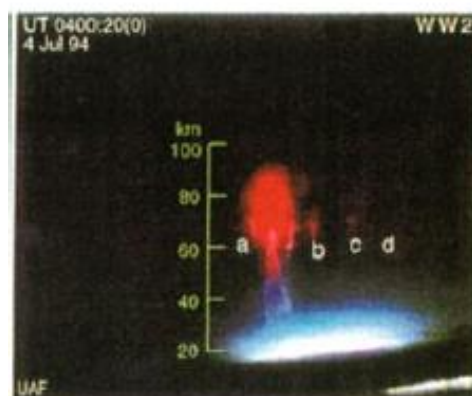


図 1: スプライトの例. 文献 [2] より転載。

たは窒素分子イオンからの発光である。特に強いのは

- (1) N_2 1 st Positive Band System
遷移 $B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$
波長 500-1100 nm
- (2) N_2 2 nd Positive Band System
遷移 $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$
波長 300-500 nm
- (3) N_2^+ 1 st Negative Band System
遷移 $B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$
波長 300-600 nm

である。図 2 に実際に観測された例を示す [4]。これは 1995 年にアメリカのネブラスカ州とコロラド州の境のあたりでなされたスプライトの分光観測の結果である。図のスペクトルは N_2 の 1 st Positive Band System に対応し、そのバンドヘッドの位置が図の上方に示されているが、それとの対応は良い。ちなみにオーロラの場合にも同様の発光が見られるが、その強度をモデル計算で

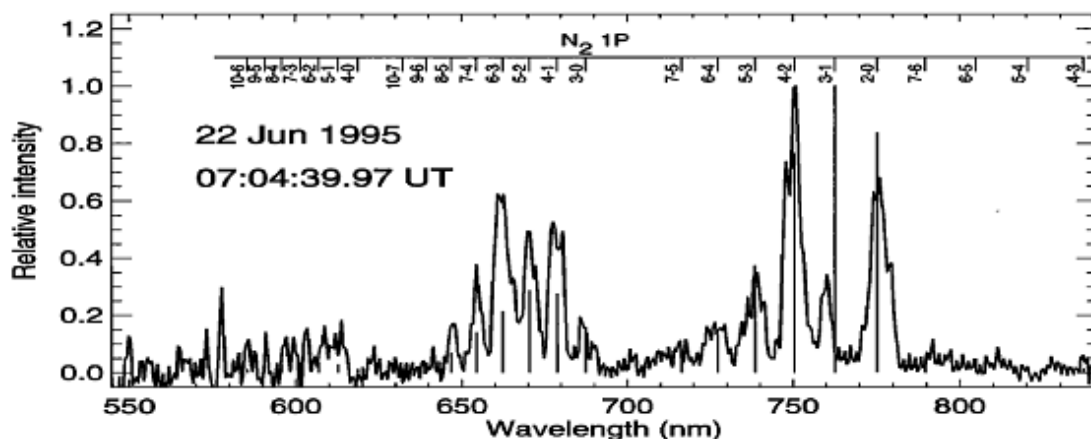
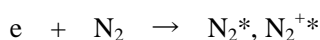


図2: スプライトの分光スペクトル. (文献 [4] より) 上方に N_2 1st Positive Band System のバンドヘッドの位置を示す. オーロラのモデルスペクトルを縦線で示す.

求めたものが縦線のスペクトルである. 一部を除いてスプライトの観測値とオーロラのモデルはよく一致する. このことはスプライトの発光がオーロラの場合と同じく電子衝突で起こることを示唆している. すなわち話を簡単にすると, 起こっていることは雷雲上縁と電離層の間の放電現象で, 電場で加速された電子が窒素分子に衝突して光を出す, すなわち

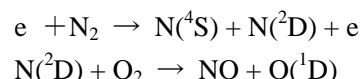


が主な過程となる. オーロラは地球大気の外から降ってくる高エネルギー電子が大気中で減速する途中で大気分子を励起して発光させる現象である. スプライトは大気中の放電により生成・加速された電子が分子を励起して起こす発光である. 大気原子分子と電子の衝突過程は比較的良好にわかっているのをそれを用いてモデル計算を行い発光スペクトルを求めることができる. しかしスプライトの場合は, 放電によりどのような電子がどれだけできるかを特定することが困難なため詳細な観測との比較はなされていない.

放電管の中ではさまざまな活性種(励起原子分子, イオン, ラジカルなど)が生成されるが, スプライト中でもそれらの生成が予想される. スプライト放電の化学としてそれらの生成消滅の様子を調べることが盛んになされている. 放電電場により加速された電子が大気分子と衝突してイオンや励起原子分子, ラジカルを作り, さらにそれらがさまざまな大気分子と反応して, 新たな分子を生成する.

一例として, Sentman らは 80 種類以上の原子

分子の存在を考慮し 800 種以上の反応を仮定してシミュレーションを行った [5]. それによると, たとえば NO が高度 70 km でスプライトにより 75% 増加する. NO の生成は主として



による. 他のグループによっても NO の増加が予想され, また同様に NO_2 も増えるとされている [6].

一方 Arnone らは人工衛星からの赤外観測でスプライトによる NO_2 の変化を調べた [7]. 彼らは赤外観測の結果と地上の雷観測のデータとを比べて雷活動の激しいところとそうでないところで NO_2 の量に違いがあるかどうかをみた. すると雷により NO_2 が数十%増大していることがわかった. これは個々のスプライトの結果を見ているわけではなく, ある時間幅である領域を観測した結果である. また上記のモデル計算とは必ずしも同じ条件ではないので, 確定的なことは言えないが興味ある結果である. これらの窒素酸化物 (NO , NO_2) は上層大気のおゾン (O_3) を破壊する分子として知られており [8], その影響に関心もたれている.

最後に我が国で開始された組織的な研究について触れておこう. それは, 日本がスペースステーションにもつ実験プラットフォーム「きぼう」を使うものである. これは JEM-GLIMS(Global Lightning and Sprite Measurements on Japanese Experiment Module) と呼ばれるプロジェクトで, 地上 400 km から常時(もちろん夜間のみ)連続し

てスプライトを観測する。高い空間分解能をもったカメラと高い時間分解能を持つ測光器を組み合わせたもので、後者はフィルターを使って前記三つの発光帯を分けて測ることができる。これまで N_2 1 st Positive Band System に比べて波長の短い N_2 2 nd Positive Band System や N_2^+ 1 st Negative Band System の観測が少ないのは、後者では大気による吸収が大きいために、地上や飛行機からの観測では見えにくいとされている。それを大気密度の小さい上空から見ることでよりはっきりとした観測が可能になる。この三者の発光帯は励起のしきい値が異なり、衝突する電子のエネルギー分布により微妙にその強度が変化するはずである。すなわち三者を比べることで衝突電子に関する情報が得られることになる。観測は始まったばかりであるが、今後が期待される [9]。

参考文献

- [1] R.C. Franz, R.J. Nemzek and J.R. Winckler, *Science* **249**, 48 (1990).
- [2] D.D. Sentman et al., *Geophys. Res. Lett.* **22**, 1205 (1995).
- [3] V.P. Pasko, Y. Yair and C.-L. Kuo, *Space Sci. Rev.* **168**, 475 (2012).
- [4] D.L. Hampton et al., *Geophys. Res. Lett.* **23**, 89 (1996).
- [5] D.D. Sentman et al., *J. Geophys. Res.* **D113**, 11112 (2008).
- [6] V.P. Pasko, *J. Geophys. Res.* **A115**, 00E35 (2010).
- [7] E. Arnone et al., *Geophys. Res. Lett.* **35**, L05807 (2008).
- [8] D. Kinnison, H. Johnston and D. Wuebbles, *J. Geophys. Res. D* **93**, 14165 (1988).
- [9] GLIMS については www.ep.sci.hokudai.ac.jp/~jemglims/ 参照。

クラスタービームと固体との相互作用

富田成夫

筑波大学数理物質系理工学域 〒305-8573 茨城県つくば市天王台 1-1-1

tomita@bk.tsukuba.ac.jp

平成 25 年 3 月 15 日原稿受付

高速クラスターを固体表面に入射した際、ごく近接した位置にほぼ同時刻に複数の原子が入射することによって種々の観測量に単原子入射の場合との相違が現れる。これを総じてクラスター効果という。クラスター効果は阻止能、スパッタリング収量、2次電子収量、半導体検出器の波高欠損などいろいろなところで表れるが、本解説では高速クラスター照射における固体内電子の応答に注目し、筑波大学での実験結果を中心に平衡電荷、阻止能、2次電子収量、コンボイ電子収量におけるクラスター効果について述べる。

1. はじめに

ボア速度と同程度かそれ以上の速度を持つ分子イオン、いわゆる高速クラスターイオンが固体表面に入射すると、クラスターを構成している原子は入射直後に電離によって分離され、個々のイオンとして固体内を進行する。これらのイオンの持つ電荷は固体内での電離と電子捕獲により、固体中を進むにつれて平衡電荷へと近づき、個々のイオン間の距離はクーロン反発によって大きくなる。固体に入射してから十分に浅い深さでは、クラスターとして同時に入射した個々のイオン間の距離は短く、(個々のイオンによる寄与に分けて扱うのこのできない)複数のイオンによる影響が種々の観測量に現れることが考えられる。このような、クラスター照射の場合にあらわれる特有の現象を総じてクラスター効果という。

クラスター効果のうちクラスターサイズの最も小さい場合は2原子分子の場合であり、最初の報告は1974年のBrandtら[1]による。Brandtらは100 keV/uの H^+ 、 H_2^+ 、および H_3^+ を炭素薄膜に透過させたときの1原子あたりの運動エネルギーの減少量(エネルギー損失)が異なることを実験的に示し、さらに、後述する近接効果に

よって説明できることを示した。その後、2原子分子を中心に盛んに研究が行われ、エネルギー損失のみではなく、2次電子収量[2]、コンボイ電子生成[3, 4]、Auger電子生成[5]など、多くの現象について分子入射の研究が行われた。1990年代に入ると、研究対象はより大きな分子である H_n^+ や B_n^+ 、 C_n^+ 、 Au_n^+ などに代表されるクラスター入射の場合に拡張される。クラスター効果は平衡電荷[6]、エネルギー損失[7, 8, 9, 10, 11]、2次電子収量[12, 13, 14]、スパッタリング収量[15]、半導体検出器における波高欠損[8, 16]など種々の現象について報告されている[17]。

このようにクラスター効果は非常に多くの現象において確認されているが、クラスター入射の場合、絶縁体標的の帯電を抑制することができることが近年、応用面からも注目されている。通常、イオンビームを絶縁体に照射すると、絶縁体は電気を流さないため、イオンとして表面に注入された電荷は移動することができずその場にとどまり、その結果、徐々に標的表面が帯電する。帯電に伴い、電位が上昇し放電を引き起こす。この、標的表面における電位変化はイオンビームを用いた物質分析においてしばしば問題を引き起こすことが知られている。入射イオ

ンとして、クラスターイオンを用いるとクラスター効果によって2次電子放出が抑制され、電位上昇が軽減される方向に寄与するとともに、標的固体を形成している原子が表面から放出されるスパッタリング収量が単原子入射の場合に比べて高いため、ビーム照射によって注入される電荷量と等しい量の陽イオンの放出が可能となり、結果として絶縁体標的の帯電が抑制される。平田ら [18] はこれを絶縁体試料の2次イオン分析技術に応用し、有用な技術であることを示した。この高速クラスター特有の帯電抑制現象は現時点では主に低エネルギーで行われている有機物標的に対するクラスターイオンを用いた2次イオン分析 [19] をさらに発展させる技術として期待されている。

本解説では高速クラスター照射において最も重要である固体内電子の応答に注目し、平衡電荷、エネルギー損失、および2次電子放出におけるクラスター効果についての解説を行い、さらに現在進行中であるクラスター照射における電子分光について今後の展望を述べることにする。

2. 平衡電荷におけるクラスター効果

前述のように高速クラスターが固体内に入射した場合、個々のイオンとして固体内を進行し、その電荷は平衡電荷に近づく。クラスター入射の場合の平衡電荷は単原子入射の場合に比べて小さくなることが報告されている [6]。金子 [20] はこれを近接した位置に他の原子が存在することによって周囲の電子がより深いポテンシャルによって束縛されることによるものと解釈した。図1に2 MeV/atomの C_n^+ を膜厚 $2.2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ の炭素薄膜¹に入射した場合の金子の計算結果を実験結果 [6] とともに示す。多少の系統的な差はあるものの、大まかな傾向は非常によく再現されている。

近年、炭素クラスター照射における平衡電荷

¹放射線物理において薄膜の厚さはしばしば $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ の単位を用いて表される。これは標的表面積あたりの標的物質の重さであり、炭素薄膜の密度を $2.25 \text{ g}/\text{cm}^3$ とすると、 $2.2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ はおおよそ10 nmに相当する。

に関して、千葉ら [21] は炭素薄膜に入射したクラスターイオンの立体形状をクーロン爆発法を用いて特定し、これと平衡電荷の測定を組み合わせることにより入射するクラスターの形状によって、平衡電荷が異なることが明らかにした。これらの研究は従来の配向や形状についての平均値しか見えなかった実験に比べて、理論による検証をより明らかにすることが可能になることから、さらなる進展が期待される。

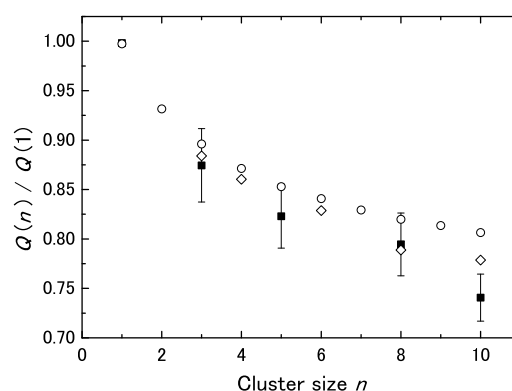


図1: C_n^+ (2 MeV/atom) を $2.2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 炭素薄膜に入射した際の、出射電荷の平均値 $Q(n)$ の単原子入射の場合との比 $Q(n)/Q(1)$ 。Open circle および Open diamond は金子 [20] による計算値であり、それぞれ直鎖構造および環構造に対応する。Solid square は Brunelle ら [6] による実験値である。

3. エネルギー損失におけるクラスター効果

高速クラスターイオンを薄膜に入射し、透過させた際の運動エネルギーの減少(エネルギー損失)は単原子入射の場合に比べて変化することが知られている。ここでは便宜的にエネルギー損失が単原子入射の場合に比べて大きくなる場合を正のクラスター効果、逆の場合を負のクラスター効果と呼ぶことにする。高速荷電粒子のエネルギー損失は標的固体中での荷電粒子の電荷に依存する。前節に述べたようにクラスター入射の場合は平衡電荷が小さくなるので、単純に考えるとエネルギー損失には負のクラスター効

果が表れることになる。しかし、実際には平衡電荷による寄与の他に誘電応答における干渉効果があり、エネルギー損失におけるクラスター効果は場合によって正にも負にも表れる。この誘電応答の干渉による効果は Brandt ら [1] によって報告され、近接効果 (Vicinity Effect) と呼ばれる。

エネルギー損失における近接効果によるクラスター効果は

$$S = \frac{2}{\pi V^2} \int_0^\infty \frac{dk}{k} \int_0^{kV} d\omega \omega \text{Im} \left[\frac{-1}{\epsilon(k, \omega)} \right] \left\langle \left| \rho_{\text{ext}}(\vec{k}) \right|^2 \right\rangle \quad (1)$$

と表される [20]。ここで V は入射クラスターの速度、 $\epsilon(k, \omega)$ は固体の誘電関数、 $\rho_{\text{ext}}(\vec{k})$ はクラスターの電荷分布 $\rho_{\text{ext}}(\vec{r}) = e \sum_i [Z \delta(\vec{r} - \vec{R}_i) - \rho_i(\vec{r} - \vec{R}_i)]$ のフーリエ変換である。さらに $\left| \rho_{\text{ext}}(\vec{k}) \right|^2$ は方向についての平均をとると、

$$\left\langle \left| \rho_{\text{ext}}(\vec{k}) \right|^2 \right\rangle = e^2 \sum_i \left[\left\{ Z_i - \rho_i(\vec{k}) \right\}^2 + \sum_{i \neq j} \left\{ Z_i - \rho_i(\vec{k}) \right\} \left\{ Z_j - \rho_j(\vec{k}) \right\} \frac{\sin(kR_{ij})}{kR_{ij}} \right] \quad (2)$$

のように表すことができる。ここで R_{ij} はクラスターを形成する i 番目と j 番目の原子の間隔であり、 $\rho_i(\vec{k})$ は平均化された電荷密度 $\rho_i(\vec{r})$ のフーリエ変換である。第 2 項に現れる \sin 関数が干渉による効果を表す。

図 2 に C_n^+ を炭素薄膜に入射した際に得られるエネルギー損失におけるクラスター効果を示す [11]。 C_n^+ を入射した場合のクラスターイオン全体のエネルギー損失を $\Delta E(C_n^+)$ とし、入射原子数あたりのエネルギー損失と単原子入射の場合のエネルギー損失の差 $\Delta E(C_n^+)/n - \Delta E(C^+)$ でクラスター効果を表している。これは冒頭に述べたようにクラスター効果は入射直後に現れることが予想され、比で表した場合、クラスター効果が膜厚に依存する量になってしまうため

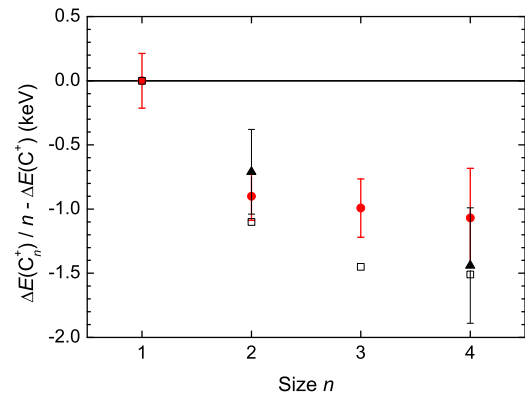


図 2: 炭素薄膜に 0.5 MeV/atom の C_n^+ を入射したときの薄膜透過によるエネルギー損失におけるクラスター効果。Solid Circle および Solid triangle はそれぞれ膜厚 5.7 および 18.4 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ の実験結果 [11]。Open square は金子氏による計算結果である。

ある。われわれの実験結果ではクラスター入射 2 種類の膜厚 5.7 および 18.4 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ における実験結果はほぼ一致している。逆にいえばこの実験結果からエネルギー損失におけるクラスター効果は 5.7 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ までにはほぼ完結していることが示される。図中の計算結果は前述の平衡電荷におけるクラスター効果と近接効果によるエネルギー損失を組み合わせた計算結果である。多少の系統的なずれは見られるものの、傾向をよく再現しており、両者の効果がエネルギー損失のクラスター効果において大きな役割を担っていることが分かる。

つぎに図 3 に C_4^+ を入射したときに得られるクラスター効果のエネルギー依存性の実験結果 [8, 6, 9, 11] を理論計算 [20] とともに示す。過去の実験ではエネルギーの高いところではクラスター入射の際のエネルギー損失は同速の単原子入射の場合に比べて大きくなるのが分かっている。これは平衡電荷が減少するのとは逆の効果であり、式 2 によって表される近接効果が強く表れたものであると考えられる。また、エネルギーを低くした場合に効果が逆転することがあり得るのかは近年までの議論 [22] であったが、2010 年の筑波大による報告 [11] により、0.5 MeV/atom ではクラスター効果が逆転することが実験的に

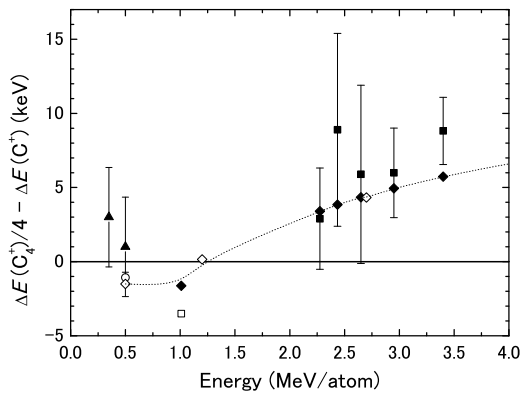


図 3: 炭素薄膜に C_4^+ を入射したときの薄膜透過によるエネルギー損失におけるクラスター効果のエネルギー依存性. Open diamond は金子 [20] の理論計算の結果を示し, その他は Baudin ら [8] (filled squares), Brunelle ら [6] (Open squares), Tomaschko ら [9] (filled triangles), そして筑波大グループ [11] (open circle) による実験結果である.

確認された. このようなエネルギー損失におけるクラスター効果の反転現象は炭素クラスター以外のクラスターについても理論計算がなされているが [23], ほかのクラスターについては実験的な結果は得られていない. 系統的な実験的研究も期待されるところである.

4. 2次電子放出におけるクラスター効果

2次電子放出におけるクラスター効果は Au_n^+ [24], H_n^+ [13, 12], Al_n^+ [14] や C_n^+ [14, 25, 26] について報告されている. 図4および図5に筑波大によって得られた炭素クラスターをHOPGおよびKClに入射した場合の結果を示す [25]. 図から明らかなようにクラスター照射による2次電子収量は単原子入射の場合に比べて抑制される. この傾向はターゲット材料によらず, HOPG, Si, Cu さらには絶縁体であるKClに照射してもほぼ同様の傾向がみられる [25, 14]. また, 興味深いことに2次電子収量のクラスターサイズ依存性はほぼ直線的な振る舞いを示す. この振る舞いは Au_n^+ や H_n^+ でも観測されているので, 炭素クラスターが直鎖状の形状や, 水素クラスター

H_3^+ (H_2) $_n$ のように電荷が局在することに由来するものではない. なにかしらの普遍的な理由が背景にあるものと考えられるがその原因は明らかではない. 金子らは前述の誘電応答における近接効果を用いて2次電子収量についても計算を行ったが, 実験結果を再現することはできていない [26]. また, 炭素薄膜を用いた実験から, 膜厚を厚くしても2次電子収量に現れるクラスター効果には変化が少なく膜厚が $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ になっても効果はほぼ変わらない [27]. 高橋らの実験では膜厚 $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 付近でもクラスター効果が現れており [28], 前述のエネルギー損失におけるクラスター効果が $5.7 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 程度で完結しているのに対して明らかに別の機構が働いていることを示している.

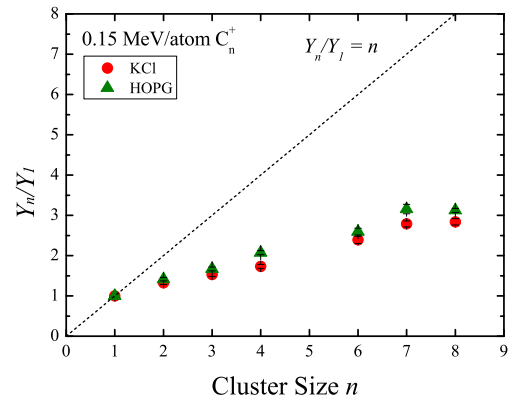


図 4: $0.15 \text{ MeV}/\text{atom}$ の C_n^+ を HOPG および KCl に入射した場合の 2 次電子収量 [25]. 点線はクラスター効果がなかった場合の収量を示す.

2次電子放出のメカニズムは通常, 以下の3段階によるものと解釈されている. (1) 固体内を透過する荷電粒子による電離過程によって, 固体内に散乱電子が生成され (生成過程), (2) その生成された散乱電子が固体内で散乱を繰り返しながら表面に到達し (輸送過程), そして, (3) 表面の仕事関数を乗り越えたものが固体表面から放出される (脱出過程). このように考えると2次電子収量は生成過程の直接的な原因である電子の阻止能と深く関わっており, そのため, 通

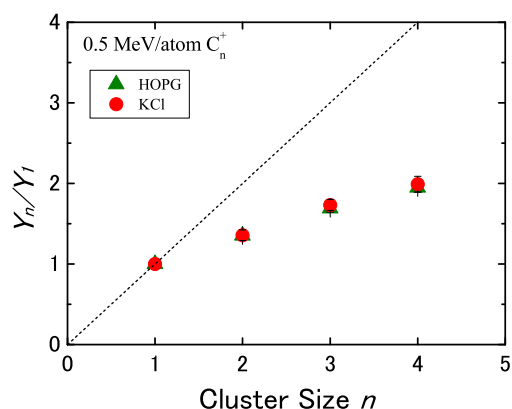


図 5: 0.50 MeV/atom の C_n^+ を HOPG および KCl に入射した場合の 2 次電子収量 [25]. 点線はクラスター効果がなかった場合の収量を示す。

常の単原子入射の場合は 2 次電子収量 Y と入射イオンの阻止能 dE/dx の間には

$$Y = \gamma \frac{dE}{dx} \quad (3)$$

の関係がある [29]. 前節で述べたようにクラスター照射の場合, 阻止能自体にもクラスター効果があるが, 筑波大での実験では阻止能におけるクラスター効果は 2 次電子の脱出長である $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 程度までの膜厚において高々数%であるのに対し, 2 次電子収量における抑制効果は 50 % 近いものである. このことから考えても, 2 次電子放出におけるクラスター効果は生成過程におけるものであるとは考えにくい.

脱出過程における効果としては, トラックポテンシャルの形成による効果が考えられる. トラックポテンシャルは固体内に荷電粒子が入射した際, 荷電粒子による固体内電子の散乱によってイオンのトラックに沿った電子密度が低くなり, その結果, 誘起されるポテンシャルである. 従来, 高エネルギー重イオン入射の際の非常に大きな阻止能での式 3 からのずれを説明するものとして導入されたアイデアである [30, 31]. 絶縁体でも同様の効果があり, KCl 標的からの 2 次電子収量の減少 [32] が報告されている. クラスター入射の場合, その阻止能はクラスターサイズにほぼ比例して大きくなるので, トラックポ

テンシャルが形成されていれば, 当然, 収量はクラスターサイズに依存することになる. 図 4,5 に筑波大による HOPG, および KCl 標的に対する 2 次電子収量を示した. 絶縁体である KCl による 2 次電子収量の絶対値は HOPG によるものに比べて増加するが, 相対的な量としてクラスター効果を見た場合, 大きな違いは表れていない. この結果から考えると, 2 次電子収量におけるクラスター効果はトラックポテンシャルによるものだと現状では考えにくい.

以上から, 現状では 2 次電子収量におけるクラスター効果は生成過程や脱出過程によるものではなく固体中での散乱電子の輸送過程にあるのではないかと考えられる. 固体中を荷電粒子が透過することによる, 固体内電子の誘電応答によって, ポテンシャルが形成される. このポテンシャルをウェイクポテンシャルという. ウェイクポテンシャルによって生成された電場が荷電粒子に働く場合, 電子的阻止能となって現れる. エネルギー損失におけるクラスター効果のように高速クラスター入射における誘電応答には干渉効果があり, 当然ウェイクポテンシャルにもクラスター入射特有の干渉による効果が現れる. 散乱電子の固体内での移動がウェイクポテンシャルによる影響をうけているとすれば, 結果として輸送過程にクラスター効果が表れるという考えられる. しかし, ウェイクを含めた固体内電子の輸送現象は複雑であり, いまだ定量的な考察には至っていない.

5. クラスター照射による固体内電子の応答

クラスター照射における固体内電子の応答をさらに研究するには散乱電子のエネルギー分光が欠かせない. 図 6 に筑波大によって得られた, クラスター照射時の Si 表面からの 2 次電子のエネルギー分布を示す. 電子の収量は入射原子数あたりで規格化してある. 図から明らかのように 2 次電子におけるクラスター効果は広いエネルギー領域でおきており, 特定のエネルギーによ

るものではない。効果が顕著に表れるのは電子収量のもっとも多い数 eV のピーク付近であり、エネルギーが上がると徐々に効果は弱くなる。クラスター効果はバイナリー電子 (約 44 eV) まで続いており、その後は徐々に弱くなり、単原子入射にほぼ一致する。バイナリー電子は固体内の電子を自由電子と考え、入射イオンとの二体衝突と考えた場合の最大エネルギー移行を伴う場合のエネルギーを持つ電子である。バイナリー電子よりも高いエネルギーの電子は入射イオンによる散乱を受ける前に十分な運動エネルギーを持っていた電子による寄与であり、主に内殻電離をとまなう近接散乱によるものである。このような近接散乱においては標的原子と入射したイオンの最近接距離がクラスターを構成する原子間の距離に比べて短くなるであろうから、クラスター効果は表れにくいと考えることもできるが、この考えは前節で述べた 2 次電子におけるクラスター効果は生成過程によるものではないという考えと矛盾する。以上から、固体内の高速電子はウェイクポテンシャルによる寄与を受けにくく、クラスター効果が表れにくいと考える方が妥当であると思われる。

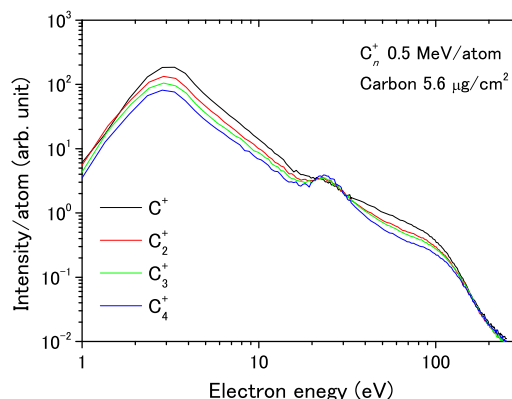


図 7: 0.5 MeV/atom の C_n^+ を炭素薄膜に入射した際のビーム透過方向での 2 次電子のエネルギースペクトル [27].

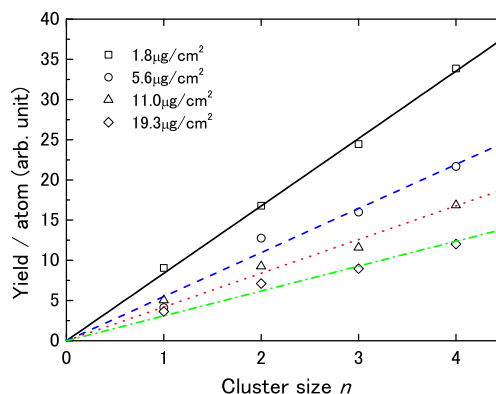


図 8: 0.5 MeV/atom の C_n^+ を炭素薄膜に照射した際のコンボイ電子収量 [27].

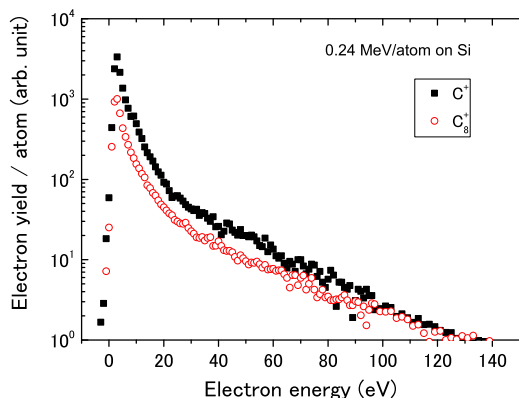


図 6: 0.24 MeV/atom の C^+ および C_8^+ を Si 表面に入射した際に得られた 2 次電子のエネルギー分布。収量は入射原子数によって規格化されている。

図 7 は図 6 同様にクラスター照射時の 2 次電子のエネルギースペクトルであるが、実験に炭

素薄膜を用い、クラスター透過方向での 2 次電子のものである。ビーム透過方向では図 6 同様のスペクトルの他に 23 eV 付近にコンボイ電子によるピークが現れる。コンボイ電子はビームと同速、同方向に進む電子であり、いわばビームである荷電粒子の非束縛状態に捕獲された電子である。面白いことに、図から明らかなようにコンボイ電子のピーク付近での収量は単原子入射とクラスター入射で収量が逆転しており、クラスター入射の際にはその収量が増大している。

図 8 にはこのコンボイ電子収量のクラスターサイズ依存性を膜厚を変えて測定した結果を示す。コンボイ電子収量のクラスターサイズ依存性はほぼ直線的な傾向を示すことが見て取れる。膜

厚を変えても収量は変化するもののクラスターサイズに対しての直線的な振る舞いは変わらない。つまり、このコンボイ電子に対するクラスター効果は2次電子放出と同様に原子間隔の変化に大きくは依存しないものと思われる。

コンボイ電子収量のクラスターサイズに対する直線性は free electron transfer to the projectile continuum (FETC) process[5] によるものだと考えると理解しやすい。つまり、標的から脱出する際に入射粒子とほぼ同速で進む散乱電子を連続状態に捕獲するという過程である。固体内の散乱電子の生成は阻止能に比例し、前述のように阻止能におけるクラスター効果は弱いものである。固体内の散乱電子の量は入射クラスターサイズにほぼ比例して増加する。この散乱電子を捕獲するので当然、捕獲される電子数はやはりクラスターサイズに比例して増加され、最終的にはコンボイ電子の収量に反映されるものと考えられる。

6. 0度電子分光 - 今後に向けて -

しかし、前述の定性的な説明は次の疑問を生じさせる。固体内で生成された散乱電子のうちコンボイ電子の生成に寄与するものは他の2次電子のように固体内での輸送中に抑制されることはないのだろうか。また、同様に薄膜を脱出するときに形成されると考えられるほかの励起状態の生成においてはクラスター効果はどのように表れるのであろうか。これらの疑問に対して更なる知見を得るために筑波大のグループでは現在、原子力研究開発機構の東海タンデムを用いて0度電子分光におけるクラスター効果について実験を始めている。図9に16 MeVの C_2^+ を炭素薄膜に入射した際に得られた0度電子分光の結果を示す。0.4 keV付近のコンボイ電子のほかに、1.15 keV付近に入射炭素原子によるKLL Auger電子のピークが確認できる。また、さらにコンボイピークの両側には1s2s2pnlから1s(2s)2elへのコストークロニツヒ遷移にともなうピークが確認できる。今後これらの収量

に対するクラスター効果について実験を重ね、固体内電子のクラスター照射にともなう応答について更なる知見を得る予定である。

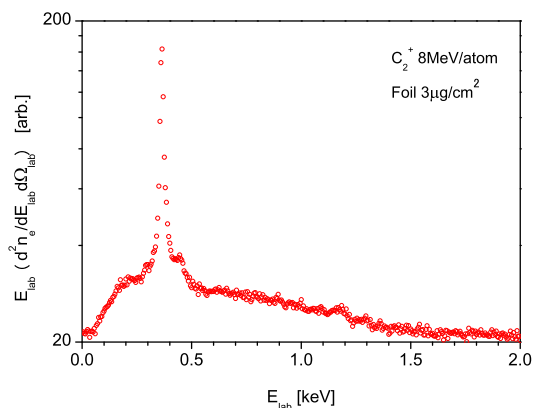


図9: 16 MeVの C_2^+ 照射時の0度電子エネルギースペクトル。

謝辞

筑波大学でのクラスター効果に関する実験は工藤先生によってはじめられており、今回紹介させていただいた結果の殆どは工藤先生と一緒に実験をして得られたものである。また、筑波大の実験は研究基盤総合センターの1MVタンデトロンを用いており、笹先生、および石井氏をはじめとする応用加速器部門のスタッフの協力なしには到底得られなかったものである。ここに謝意を表したい。

参考文献

- [1] W. Brandt, A. Ratkowski, and R. H. Ritchie, Phys. Rev. Lett. 33, 1325 (1974).
- [2] D. Hasselkamp and A. Scharmann, Phys. Lett. A 96, 259 (1983).
- [3] N. Oda, F. Nishimura, Y. Yamazaki, and S. Tsurubuchi, Nuclear Instruments and Methods 170, 571 (1980).
- [4] V. H. Ponce, E. G. Lepera, W. Meckbach, and I. B. Nemirovsky, Phys. Rev. Lett. 47, 572 (1981).
- [5] Y. Yamazaki and N. Oda, Phys. Rev.

- Lett. 52, 29 (1984).
- [6] A. Brunelle, S. Della-Negra, J. Depauw, D. Jacquet, Y. Le Beyec, and M. Pautrat, *Phys. Rev. A* 59, 4456 (1999).
- [7] E. Ray, R. Kirsch, H. H. Mikkelsen, J. C. Poizat, and J. Remillieux, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B* 69, 133 (1992).
- [8] K. Baudin, A. Brunelle, M. Chabot, S. Della-Negra, J. Depauw, D. Gardès, P. Håkansson, Y. Le Beyec, A. Billebaud, M. Fallavier, et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section B* 94, 341 (1994).
- [9] C. Tomaschko, D. Brandl, R. Kügler, M. Schurr, and H. Voit, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section B* 103, 407 (1995).
- [10] K. Narumi, K. Nakajima, K. Kimura, M.-h. Mannami, Y. Saitoh, S. Yamamoto, Y. Aoki, and H. Naramoto, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section B* 135, 77 (1998).
- [11] S. Tomita, M. Murakami, N. Sakamoto, S. Ishii, K. Sasa, T. Kaneko, and H. Kudo, *Phys. Rev. A* 82, 044901 (2010).
- [12] N. V. de Castro Faria, B. Farizon Mazuy, M. Farizon, M. J. Gaillard, G. Jalbert, S. Ouaskit, A. Clouvas, and A. Katsanos, *Phys. Rev. A* 46, R3594 (1992).
- [13] A. Billebaud, D. Dauvergne, M. Fallavier, R. Kirsch, J. C. Poizat, J. Remillieux, H. Rothard, and J. P. Thomas, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section B* 112, 79 (1996).
- [14] H. Kudo, W. Iwazaki, R. Uchiyama, S. Tomita, K. Shima, K. Sasa, S. Ishii, K. Narumi, H. Naramoto, Y. Saitoh, et al., *Jpn. J. Appl. Phys.* 45, L565 (2006).
- [15] A. Brunelle, S. Della-Negra, J. Depauw, D. Jacquet, Y. Le Beyec, M. Pautrat, K. Baudin, and H. H. Andersen, *Phys. Rev. A* 63, 022902 (2001).
- [16] M. Seidl, H. Voit, S. Bouneau, A. Brunelle, S. Della-Negra, J. Depauw, D. Jacquet, Y. Le Beyec, and M. Pautrat, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section B* 183, 502 (2001).
- [17] D. Jacquet and Y. Le Beyec, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section B* 193, 227 (2002).
- [18] K. Hirata, Y. Saitoh, A. Chiba, K. Narumi, Y. Kobayashi, and K. Arakawa, *Appl. Phys. Lett.* 83, 4872 (2003).
- [19] D. Touboul, F. Halgand, A. Brunelle, R. Kersting, E. Tallarek, B. Hagenhoff, and O. Laprèvote, *Anal. Chem.* 76, 1550 (2004).
- [20] T. Kaneko, *Phys. Rev. A* 66, 052901 (2002).
- [21] A. Chiba, Y. Saitoh, K. Narumi, M. Adachi, and T. Kaneko, *Phys. Rev. A* 76, 063201 (2007).
- [22] S. Heredia-Avalos, R. Garcia-Molina, and I. Abril, *Phys. Rev. A* 76, 012901 (2007).
- [23] T. Kaneko, *Phys. Rev. A* 86, 012901 (2012).
- [24] M. Fallavier, R. Kirsch, J. C. Poizat, J. Remillieux, and J. P. Thomas, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section B* 164-165, 920 (2000).
- [25] H. Arai, H. Kudo, S. Tomita, and S. Ishii, *J. Phys. Soc. Jpn.* 78, 104301 (2009).
- [26] T. Kaneko, H. Kudo, S. Tomita, and R. Uchiyama, *J. Phys. Soc. Jpn.* 75, 034717 (2006).
- [27] S. Tomita, S. Yoda, R. Uchiyama, S. Ishii, K. Sasa, T. Kaneko, and H. Kudo, *Phys. Rev. A* 73, 060901 (2006).
- [28] Y. Takahashi, K. Narumi, A. Chiba, Y. Saitoh, K. Yamada, N. Ishikawa,

- H. Sugai, and Y. Maeda, EPL (Europhysics Letters) p. 63001 (2009).
- [29] H. Rothard, K. Kroneberger, A. Clouvas, E. Veje, P. Lorenzen, N. Keller, J. Kemmler, W. Meckbach, and K.-O. Groeneveld, Phys. Rev. A 41, 2521 (1990).
- [30] J. E. Borovsky and D. M. Suszcynsky, Phys. Rev. A 43, 1433 (1991).
- [31] H. Rothard, M. Jung, J. P. Grandin, B. Gervais, M. Caron, A. Billebaud, A. Clouvas, R. Wnsch, C. Thierfelder, and K. O. Groeneveld, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section B 125, 35 (1997).
- [32] K. Kimura, S. Usui, K. Maeda, and K. Nakajima, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Section B 193, 661 (2002).

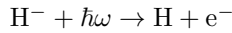
「原子衝突のキーワード」

原子における自由-自由遷移の光吸収断面積 (Photo-absorption cross sections in free-free transition in atoms)

衝突によって自由電子が減速し、光を放出する制動放射は自由-自由 (f-f) 遷移の一例である。太陽から外部に放出される光は厚さ 300~500 km の光球と呼ばれる表面の層で発生する。光球の最深部から出てくる光は黒体輻射と考えて良いが、光球中を通過する間に水素負イオン系の f-f 遷移

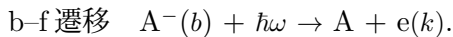


や束縛-自由 (b-f) 遷移



が起こり、連続スペクトルの形が黒体輻射からずれる [1]。そのため、太陽からのスペクトルには H, H⁻, 電子の密度, 電子温度に関する情報が含まれている。

始状態が連続状態のときの光吸収断面積は、始状態が束縛状態のときと比べてあまり馴染みがない。ここでは ϵ 方向に偏光する角振動数 ω の光を吸収して起こる負イオン系の b-f 遷移, f-f 遷移を例に、光吸収断面積の表式を整理する (後で示す断面積の式 (1), (2) は中性原子の場合にも基本的に同じ)。原子と光の相互作用は時間について 1 次摂動近似したフェルミの黄金則のもと、電磁場を双極子近似して扱うことにする。簡単のため、負イオン系 (A⁻) を 1 つの電子とコア (原子 A) と見なす 1 電子近似を用いる。



A⁻ の束縛状態 b (ψ_b , エネルギー ϵ_b) から、電子が運動量 $\hbar\mathbf{k}$ で飛び出す光脱離過程である。終状態 $\psi_{\mathbf{k}}^{(-)}$ を 1 辺 L の大きい立方体で規格化すると $L^{-\frac{3}{2}}\psi_{\mathbf{k}}^{(-)}$ と書ける。 \mathbf{k} 空間の $(\frac{2\pi}{L})^3$ に 1 つ状態があることを使って、離散化された状態和を \mathbf{k} 空間での積分で置き換えると、断面積は

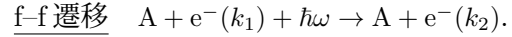
$$\sigma(\omega) = 4\pi^2\alpha\hbar\omega \int |\langle L^{-\frac{3}{2}}\psi_{\mathbf{k}}^{(-)} | \boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{r} | \psi_b \rangle|^2 \times \delta(\epsilon_k - \epsilon_b - \hbar\omega) (L/2\pi)^3 d^3\mathbf{k} \quad (1)$$

と書ける。上の式で α は微細構造定数である。

$$d^3\mathbf{k} = k^2 dk d\Omega = \frac{mk}{\hbar^2} d\epsilon_k d\Omega \text{ より,}$$

$$\sigma(\omega) = \frac{\alpha m \omega k}{2\pi\hbar} \int |\langle \psi_{\mathbf{k}}^{(-)} | \boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{r} | \psi_b \rangle|^2 d\Omega$$

を得る。ここで $d\Omega$ は電子放出方向の微小立体角、被積分関数は光電子の角度分布を表す。



上の過程では、運動量 $\hbar\mathbf{k}_1$ で入射した電子が原子 A の近くを通過して散乱される間に、外からやってきた光を吸収して $\hbar\mathbf{k}_2$ に加速されている。始状態、終状態の散乱状態 $\psi_{\mathbf{k}_1}^{(+)}, \psi_{\mathbf{k}_2}^{(-)}$ を箱で規格化し、終状態の状態和を積分で置き換えると、断面積は

$$\sigma(\mathbf{k}_1, \omega) = 4\pi^2\alpha\hbar\omega \times \int |\langle L^{-\frac{3}{2}}\psi_{\mathbf{k}_2}^{(-)} | \boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{r} | L^{-\frac{3}{2}}\psi_{\mathbf{k}_1}^{(+)} \rangle|^2 \times \delta(\epsilon_2 - \epsilon_1 - \hbar\omega) (L/2\pi)^3 d\mathbf{k}_2 \quad (2)$$

となる。 $\sigma = L^{-3}\sigma'$ と置くと

$$\sigma' = \frac{\alpha m \omega k_2}{2\pi\hbar} \int |\langle \psi_{\mathbf{k}_2}^{(-)} | \boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{r} | \psi_{\mathbf{k}_1}^{(+)} \rangle|^2 d\Omega_2$$

となる [2, 3]。始状態が連続状態のとき、箱の大きさの依存性が σ に残る。 σ' は [長さ] の 5 乗の次元を持ち、単位電子密度あたりの断面積と解釈できる。電子数密度 n_e における有効断面積は $n_e\sigma'$ となる。

電子温度が T の場合は、マクスウェル分布 ($F(\mathbf{k}_1, T)$) で平均した

$$\sigma_e(\omega, T) = n_e \int \sigma'(\mathbf{k}_1, \omega) F(\mathbf{k}_1, T) d\mathbf{k}_1 \quad (3)$$

が有効断面積になる。角振動数 ω の光が Δx 進んだときの強度 $I(x)$ の f-f 遷移による微小変化 ΔI は、原子 A の数密度を n_A とすれば

$$\Delta I = -n_A \sigma_e(\omega, T) I \Delta x \text{ のように書ける.}$$

(宮崎大学 五十嵐明則)

参考文献

- [1] 家 正則ら “宇宙の観測 (1) 光・赤外天文学” 日本評論社 (2007) 2 章.
- [2] A. Dalgarno and N.F. Lane, *Astrophys. J.*, **145**, 623 (1966).
- [3] S. Geltman, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* **13**, 602 (1973).

「原子衝突のキーワード」

オージェ過程 (Auger process)

光電離・電子衝撃などにより原子の内殻軌道に空孔が生成した後、その脱励起にて電子を放出する無輻射緩和を Auger 過程と呼んでいる[1]。1 電子軌道近似の範囲では、電子が空孔を埋めるよう落ちてくると、そのエネルギーが別の電子に与えられ放出される過程と考えることができる。ネオンの 1s 空孔状態 ($1s^1 2s^2 2p^6$) からの Auger 過程の例として、 $2s \rightarrow 1s$ と同時に $2p$ の放出が起き、 $1s^2 2s^1 2p^5$ の終状態電子配置になる過程がある。

内殻に空孔が生成された状態は、不安定な励起状態であり、10 fs オーダーの寿命しか持たない。その寿命は、内殻空孔状態が直接関与する X 線光電子分光スペクトルなどの線幅から決定されている。最近では、高強度極短パルスレーザーによる時間変化電場と電子との相互作用を利用し、これをストリークカメラ[2]における偏向電極部と見立てたような解析[3]により、光電子と Auger 電子の放出時間差から寿命が測定されている[4]。

内殻空孔生成後の脱励起過程は、X 線放出過程 (輻射) と Auger 過程 (無輻射) に大別でき、これら 2 つの過程は競合する。Auger 過程の遷移速度は原子番号 (Z) 依存性が小さいのに対して、X 線放出の速さは Z^4 に比例する。 $Z \leq 20$ の元素の 1s 空孔状態からの X 線放出過程の分岐比は 0.2 以下であり、Auger 過程が支配的である。一方、 Z が大きくなり外殻電子数が増えると、遷移に関与する軌道の組み合わせの数が増大する。

Auger 過程は、関与する 2 つの電子間の Coulomb 相互作用により引き起こされる。遷移速度 W_{ba}^A は、関与する原子軌道の電子の位置座標を r_1 と r_2 、それらの 2 つの軌道関数をまとめて表して空孔状態 Ψ_a と Auger 終状態 Ψ_b とすると、

$$W_{ba}^A \propto \left| \langle \Psi_b | |r_1 - r_2|^{-1} | \Psi_a \rangle \right|^2$$

と近似的に表すことができる[5]。

X 線分光で用いられる記述と類似の方法により、原子軌道の主殻の量子数に英大文字 K, L, M, ... を対応させ、副殻は l と j の値により、 l の小

い順、 j の小さい順に数字 (ローマ数字が用いられることもある) を対応させ、3 つの記号により K-L₁L₃ Auger 過程などと表される。最初の記号は空孔準位、2 番目と 3 番目の記号は終状態での空孔準位を深い方から示す。つまり、K-L₁L₃ 遷移は、1s 空孔状態が、2s および 2p_{3/2} 軌道にそれぞれ 1 つの空孔を持った状態に遷移したことを表わす。

Auger 遷移の中には別の名前が付けられている遷移もある。最初の空孔とそれを埋める軌道の主量子数が同じ(最初と 2 番目のアルファベットが同じ)場合の遷移は、Coster-Kronig 遷移と呼ばれている[6]。このような遷移では、通常の Auger 過程よりもさらに寿命が短くなり、線幅の増大を引き起こすことや、多段階の Auger 過程・輻射緩和過程の出発点になるため、解析の上で重要であり、異なる名前により区別されて記述される。また、Auger 過程に関与する軌道がすべて同じ主量子数に属している(3 つのアルファベットがすべて同じ)ときは、super-Coster-Kronig 過程と呼ばれ、キセノンの N_{2,3}-N_{4,5}N_{4,5} 遷移が知られている[7]。

Auger 過程は 1920 年代から研究され、物質科学研究にも、広く応用されている。最近の話題としては、短時間に起きる Auger 過程の性質が、アト秒物理計測の実証実験[8]に積極的に利用されていることが挙げられる。

(高エネ機構 足立純一)

参考文献および註

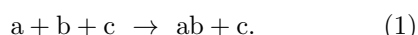
- [1] この過程を最初 (1923 年) に報告したとされており、研究を続けその成果を 1925 年から 1926 年に論文発表した、P. V. Auger の名前から採られている。R. Sietmann [*Phys. Bull.* **39**, 316 (1988).] により、1923 年の論文 [*Comptes Rendus* **177**, 169 (1923). 仏語] では Auger 効果については言及されておらず、それを最も早く報告しているのは、L. Meitner [*Z. Physik* **9**, 131 (1922). 独語] であり、その発見に対する功績を正確に認めるべきとの主張がなされた。これを受けて、その功績の再検討が報告されている [O. H. Duparc, *Int. J. Mat. Res.* **100**, 1162 (2009).].
- [2] 例えば、岸本俊二、田中義人 編、『放射光ユーザーのための検出器ガイド』(講談社、東京、2011).
- [3] J. Itatani *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 173903 (2002).
- [4] M. Drescher *et al.*, *Nature* **419**, 803 (2002).
- [5] B. H. Bransden and C. J. Joachain, “*Physics of Atoms and Molecules*” 2nd ed., Pearson Education Ltd. (2003) Subsection 9.7.
- [6] D. Coster and R. Kronig, *Physica* **2**, 13 (1935).
- [7] E. J. McGuire, *Phys. Rev. A* **5**, 1043 (1972).
- [8] 例えば、F. Krausz and M. Ivanov, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 163 (2009).

「原子衝突のキーワード」

3体衝突 (3-body collision)

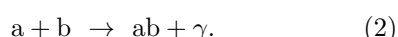
3つの自由粒子が入射して同時に相互作用する衝突を「3体衝突」と呼ぶ。本稿では、簡単のため、各粒子は内部自由度を持たないとする。

2体衝突では弾性散乱 $a + b \rightarrow a + b$ しか起こらない。ところが、そこに第3の粒子 c が加わって3体衝突になると、 a と b の束縛状態＝複合粒子 ab の生成が可能になる：



これは、粒子 c が“余分なエネルギー” (a - b 間の入射運動エネルギーと束縛エネルギーの和) を奪うためである。この過程は、束縛状態 ab が存在しさえすれば、粒子 c の種類や速度によらず原理的にはいつでも起こり得る。

複合粒子の生成は、電子などの荷電粒子が入射するとき、2体衝突の途中で余分なエネルギーを光子 γ として放出することによっても起こる：



したがって、一般には3体再結合 (1) と放射再結合 (2) の競争になるが、密度が高く温度が低いほど3体衝突が重要になる。

複合粒子の生成は、[A] 電子と原子核から原子を作る、[B] 複数の原子から分子を作る、という階層的な物質進化を支配する過程に他ならない。原子分子過程ではないが、リチウムより重い元素はビッグバンでは合成されず、星の進化の各段階における核燃焼によるものと考えられている。その鍵を握る反応も3体衝突で起こっている ($\alpha + \alpha + \alpha \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma$, α はアルファ粒子)。

歴史的に見ても、3体衝突の研究は、科学者が原子分子の実在性を認めその内部構造に分け入るようになった20世紀初頭に始まった。J.J. トムソンは、正負の荷電粒子間の三体再結合を説明する古典的理論を1924年に提出している。

[A] に属する3体再結合として電子と陽子から水素原子を形成する過程がある ($e^- + e^- + p^+ \rightarrow e^- + \text{H}^*$)。陽電子と反陽子からの反水素原子形成も、これと荷電共役の関係にあり等価である

($e^+ + e^+ + \bar{p} \rightarrow e^+ + \bar{\text{H}}^*$)。[B] に属する過程としては、身近な所で、上層大気における酸素分子の生成がある。酸素分子は太陽からの紫外線を受けて酸素原子に解離するが、その再結合は3体衝突で起こっている ($\text{O} + \text{O} + \text{M} \rightarrow \text{O}_2 + \text{M}$, [M] は他の分子)。また、実験室で詳しく観測されるものとして、移動管におけるイオンの3体結合反応がある ($\text{He}^+ + \text{He} + \text{He} \rightarrow \text{He}_2^+ + \text{He}$)。近年の研究では、ボース・アインシュタイン凝縮体の崩壊を引き起こすメカニズムとして冷却原子からの分子形成が注目されている ($\text{B} + \text{B} + \text{B} \rightarrow \text{B}_2 + \text{B}$, B はボソン原子)。

3体衝突 (1) が起こる速さ r (単位時間・体積当たりの事象が起こる回数) は、各粒子の数密度 $n_{a,b,c}$ に比例し $r = k^{(3)} n_a n_b n_c$ と書かれる。この式で定義される速度定数 $k^{(3)}$ を求めることが原子衝突の研究テーマである。

3体衝突 (1) の微視的過程は、本来、入射粒子 (a, b, c) と散乱粒子 (ab, c) のそれぞれの相対速度ベクトルに依存する“微分断面積”で記述されると考えられる。しかし、それに対応するビーム実験を行うことは困難である。3体衝突の事象が1回起こるとき、ビームの交差領域において別の粒子との2体衝突が相次いで起こるからである。それでは、始状態と終状態を押さえた3体衝突の観測になり得ない。速度定数は気体の温度 T の関数として測定されている。

J.J. トムソンの理論は、粒子の無秩序な運動の平均として気体の性質を導く分子運動論に基づいていた。荷電粒子 a - b 間には引力ポテンシャル $U(R)$ が働くため、散乱の途中で運動エネルギーが一時的に増加する。その最中に a - b 間の距離 R で中性粒子 c との衝突が起こると、運動エネルギーは緩和して熱エネルギーに戻るから、内部エネルギーは $3k_B T/2 + U(R)$ に下がる。この値が負になれば束縛状態が形成され、温度に依存する“捕獲距離” $R_0(T)$ が定まる。捕獲距離の内側で c - a 間あるいは c - b 間の衝突が起こる確率は、粒子 c の平均自由行程から求まる。これらの関係から速度定数が導かれる。

(JAXA 宇宙研 市村淳)

2013 年度 役員・委員会等

会長

高橋正彦（東北大学）

幹事

渡部直樹（北海道大学）（副会長） 森下 亨（電気通信大学）

足立純一（高エネルギー加速器研究機構） 星野正光（上智大学）

運営委員

足立純一（高エネルギー加速器研究機構） 岸本直樹（東北大学）

小島隆夫（理化学研究所） 富田成夫（筑波大学）

日高 宏（北海道大学） 渡部直樹（北海道大学）

渡辺 昇（東北大学） 東 俊行（理化学研究所）

岡田邦宏（上智大学） 小田切丈（上智大学）

佐甲徳栄（日本大学） 城丸春夫（首都大学東京）

星野正光（上智大学） 中村信行（電気通信大学）

森下 亨（電気通信大学）

常置委員会等

編集委員会 委員長： 渡部直樹（北海道大学）

行事委員会 委員長： 森下 亨（電気通信大学）

広報渉外委員会 委員長： 足立純一（高エネルギー加速器研究機構）

若手奨励賞選考委員会 委員長： 大野公一（豊田理化学研究所）

国際会議発表奨励者選考委員会 委員長： 高橋正彦（東北大学）

学会事務局 担当幹事：星野正光（上智大学）

編集委員会

足立純一，岸本直樹，長嶋泰之，中井陽一，羽馬哲也，早川滋雄，日高 宏

森林健悟，渡部直樹

しょうとつ 第10巻 第3号 （通巻 52 号）

Journal of Atomic Collision Research

©原子衝突学会 2013

<http://www.atomiccollision.jp/>

発行: 2013 年 5 月 15 日

配信: 原子衝突学会 事務局

<acr-post@bunken.co.jp>