

極低温原子気体を用いた弾性衝突過程による イオンの冷却の観測

中川研究室

笹川瑞樹

1 序論

冷却原子イオン混合系

近年、レーザー冷却技術とトラップ技術の開発によって別々に発展してきた冷却原子系と冷却イオン系をあわせた新しい実験系である冷却原子イオン混合系が誕生した。原子やイオンは絶対零度付近まで冷却すると外部状態や内部状態が量子化され、レーザーや磁場を用いることでこれらの状態を自由に選択することが可能となる。この技術を用いることで、原子イオン間の散乱条件の操作や粒子1個単位での散乱現象の観測ができるようになるため、冷却原子イオン混合系は化学反応をはじめとしたマクロなスケールの現象を解明するプラットフォームとして期待されている。またs波散乱が支配的になる温度領域まで冷却すると我々がよく知る古典的な化学反応とは異なる散乱現象が観測されると予想され、極低温領域における化学反応を観測することも目的のひとつになっている。

原子イオン間の散乱には大きく分けて2種類存在し、非弾性散乱と弾性散乱という。非弾性散乱とは、電荷交換散乱・状態緩和散乱・分子生成などの散乱前後に原子とイオンの内部状態に変化を伴う散乱であり、弾性散乱は原子イオン間で運動エネルギーの交換のみが生じる散乱である。非弾性散乱は原子とイオンの2粒子間の化学反応と見ることができ、前述した低温領域の化学反応の研究などが行われている。

RFトラップ内イオンの共同冷却

冷却原子・イオン系は注目され現在までに様々な研究が行われてきたが、未だ冷却技術では十分とは言えずに、研究可能な粒子種が制限される問題が存在する。レーザー冷却は粒子の内部

状態に共鳴する光子の吸収放出過程を利用した技術であるため、複雑な内部状態を持ち閉じた冷却サイクルを作れない粒子(例えば分子など)を冷却することができない。そのため冷却可能な粒子種の拡大は冷却原子・イオン系の分野を発展に大いに貢献することが期待される。

そこで本研究で狙ったのは共同冷却を用いた冷却可能なイオン種の拡大である。共同冷却とはターゲットとなる粒子をより低温の粒子と「弾性衝突」させることで冷却する手法であり、液体ヘリウムを使用した方法など良く用いられる簡単な技術であるが、RFトラップ内のイオンへの共同冷却の適用は他の分野のように簡単ではない。

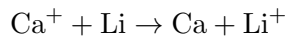
電荷を持つイオンは電場と強く相互作用するためRF電場を用いてトラップされており、トラップ中のイオンは調和振動に加えてRF電場によって誘起されるマイクロモーションをしている。[1] コヒーレントに振動している間はマイクロモーションはイオンの温度に影響を与えないが、粒子との衝突などの外力が働きコヒーレンスが崩れるとマイクロモーションエネルギーが調和振動エネルギーに流入し、その結果イオンの加熱を招く。よってRFトラップ内のイオンとの共同冷却は、「低温の粒子との衝突による冷却効果」と「マイクロモーションが衝突によって乱されたことによる加熱効果」の兼ね合いで作用が異なる。RFトラップ内イオンの共同冷却を観測した研究は未だ無かったが、近年理論の論文において加熱効果が原子イオン間の質量比に大きく依存することが提唱され[2]、共同冷却可能な条件が予想され始めた。そこで本研究では $^{40}\text{Ca}^+$ イオンと ^6Li 原子の組合せ(質量比0.15)を採用し、冷却可能と予想される質

量比での共同冷却実験を行い、RF トラップ内イオンの共同冷却の実現性について確認することを目的としている。

2 原理

原子イオン間の散乱

$^{40}\text{Ca}^+$ イオンと ^6Li 原子との散乱の種類は大きく分けて 2 種類存在する。1 つは散乱前後でイオンと原子の状態の変化を伴う非弾性散乱、もう 1 つは散乱した際に運動エネルギーのみを交換する弾性散乱である。非弾性散乱の中にもいくつか種類があり、電荷交換散乱・状態変化散乱・スピン緩和散乱・分子生成などがある。本研究では弾性衝突と非弾性衝突の 1 つである電荷交換散乱を利用した実験を行った。共同冷却の際にイオンの状態に変化を与えないために弾性衝突を支配的に発生させ、後に記述するがランジュバン衝突レートを測定するために電荷交換散乱を用いた。



原子イオン間の衝突

上記した内容は原子とイオンが衝突した際の反応について述べているが、ここでは原子とイオンの衝突仕方について述べる。カルシウムイオンとリチウム原子間には分極による引力相互作用が働いている。そのため 2 粒子間の相対運動エネルギーや相対距離に応じて粒子の衝突の様子が異なる。以下の図 1 では簡単のために相対運動エネルギーと一定にし、イオンが静止して見える座標系で考えている。

原子イオン間の距離が十分に離れていると衝突は発生しないが、徐々に近づくと原子は引力ポテンシャルの影響を受けて軌道が変化し始める。さらに近づくと原子は引力ポテンシャルに完全に捕まり内向きのスパイラル軌道を描いてイオンと衝突をする。原子の軌道のみが変化する衝突をグランシング衝突といい、原子がイオンとぶつかる衝突をランジュバン衝突という。図 1 より、原子の横軸からの距離に応じて衝突の様子が変化することがわかる。この原子の横

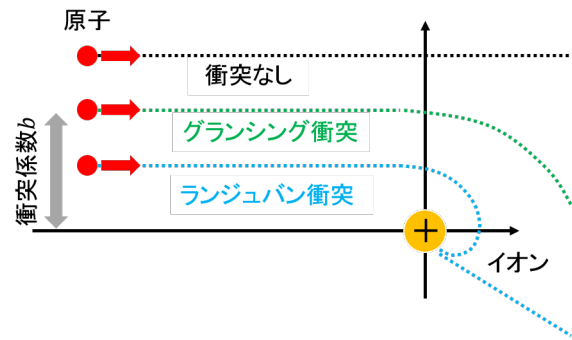


図 1: 原子イオン間の衝突の様子

軸からの距離を衝突係数 b といい、衝突係数によって原子イオン間の衝突を記述することが可能である。ランジュバン衝突とグランシング衝突の境界を臨界衝突係数 b_c といい、原子イオン間の相対運動エネルギーと引力ポテンシャルの関係から決定される値であり、以下の式で表される。

$$b_c = \left(\frac{4C_4}{\mu b_0^2} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (1)$$

(A) ランジュバン衝突

衝突係数 b が臨界衝突係数 b_c より小さい時に生じる衝突であるから、ランジュバン衝突断面積 σ_{Lang} は以下の式で表すことができる。

$$\sigma_{\text{Lang}} = \pi b_c^2 = \pi \left(\frac{4C_4}{\mu v_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

よってランジュバン衝突レートは以下の式で表すことができる。

$$\Gamma_{\text{Lang}} = n \sigma_{\text{Lang}} v_0 \quad (3)$$

ランジュバン断面積は原子イオン間の相対速度に反比例する値でありから、ランジュバン衝突レートは原子密度にのみ依存する値であることがわかる。

電荷交換衝突とは原子からイオンに電子が移る現象であるから、原子イオン間の距離が近づくとランジュバン衝突をした際に一定の確率で生じる反応である。このことから電荷交換衝突レートは以下の式で表すことができる。

$$\Gamma_{ce} = A \times \Gamma_{Lang} \quad (4)$$

我々が行った先行研究によって式中の A 定数は既知の値となっている。[5] 電荷交換衝突レートを実測すると計算によってランジュバン衝突レートを求めることが可能である。

(B) グランシング衝突

衝突係数 b が臨界衝突係数 b_c より大きい時に生じる衝突である。原理的には原子イオン間距離がどんなに離れていても相互作用が生じるので、ランジュバン衝突のように衝突断面積を定義することはできない。

この項目では [3] を参考にして導出を行った。

ドップラー再冷却法

本研究ではカルシウムイオンの温度の測定方法としてドップラー再冷却法を採用した。[4] ドップラー再冷却法とは原子やイオンにドップラー冷却光を照射し、冷却が進行することによる光子の散乱レートの増加の時間発展を観測することで温度を測定する手法である。任意の初期運動エネルギーを持った粒子の光子の散乱レートの時間発展は以下の式のように表される。

$$\frac{dN}{d\tau} = \int P_D(\delta_M; \delta_D) \frac{1}{1 + (\delta + \delta_D)^2} d\delta_D \quad (5)$$

RF トラップ内の中心部に十分に局在しているイオンのエネルギー分布の拡がりにはマクスウェル分布に近似できることが知られている。そのためイオンの温度を測定する際は、イオンの光子の散乱レートの時間発展を複数回測定し積算したデータを、フリーパラメータを温度 T にとったマクスウェルボルツマン分布に従って重み付けして足し合わせた上記の式と比較することで温度を決定した。使用したイオン種・冷却遷移・離調・レーザーパワーの条件から、本研究のドップラー再冷却法による温度測定が最も精度がよくなる領域は数百マイクロケルビンから十数ケルビンである。以下の図は我々の実験系でカルシウムイオンにドップラー再冷却法を適用して得られたイオンの光子の散乱レートの時間発展を測定した結果である。

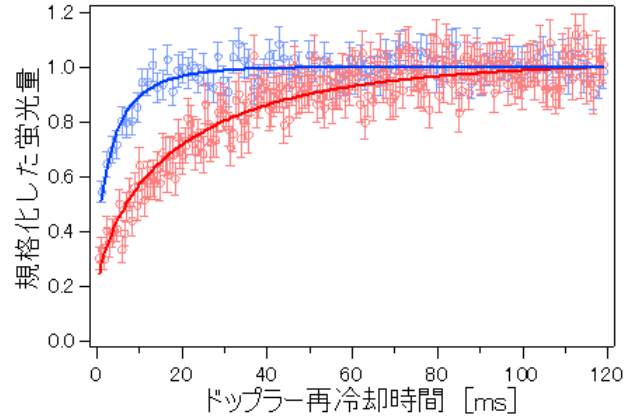


図 2: ドップラー再冷却法測定結果

赤いプロットはカルシウムイオンが 10.5K であることを表し、青いプロットはカルシウムイオンが 3.3K であることを表している。このようにカルシウムイオンが低温であるほど早く光子の散乱レートが立ち上がり定常状態に至る。

共同冷却のフィッティング関数

${}^6\text{Li}$ 原子との衝突による ${}^{40}\text{Ca}^+$ イオンの温度の単位時間当たりの変化率を η と定義すると、以下の式が成り立つ。

$$\frac{d}{dt} T_{\text{ion}} = -\eta T_{\text{ion}} \quad (6)$$

T_{ion} は ${}^{40}\text{Ca}^+$ イオンの温度を表している。 η は衝突を起因とする温度変化の効果を含んでいる。つまりグランシング衝突やランジュバン衝突による冷却の効果と衝突によるマイクロモーション加熱の効果の兼ね合いで決定される値である。マイクロモーション加熱の効果が冷却の効果よりも大きい時 η が負の値となり、冷却の効果が支配的である時 η の値は正の値をとる。また原子との衝突レートの変化に応じて衝突による温度変化率を表す η は変化する。

式 6 では衝突による温度変化のみを考慮したが、実際の実験系では RF 電場に生じるわずかなノイズ等によって捕獲を維持しているだけで自然に加熱される要素が存在するため、この効果フィッティング関数に取り入れなければ正確に原子との衝突によるイオンの温度変化の効果を導くことはできない。導入の仕方の詳細は実

験結果に記述するが、原子との衝突以外による温度変化の効果は時間に線形に効く加熱であることが測定結果からわかっている。これより本研究では共同冷却によるイオンの温度の時間発展のプロットに対して、以下の式を用いてフィッティングを描けた。

$$\frac{d}{dt}T_{\text{ion}} = -\eta T_{\text{ion}} + H \quad (7)$$

右辺の第1項目は原子との衝突による温度変化を表し、第2項目は原子との衝突以外による温度変化を表している。

3 実験方法

ランジュバン衝突レートの測定

3~6個の $^{40}\text{Ca}^+$ イオンをイオントラップで捕獲しレーザー冷却を用いて冷却した。 $^{40}\text{Ca}^+$ イオンに冷却光を照射しながら、光双極子トラップを用いて捕獲した ^6Li 原子集団をイオンのトラップ位置まで運び、原子集団とイオンを同一空間上で5秒間重ね合わせる。原子集団とイオンを重ね合わせている間、少数個のイオンの蛍光量を観測した。以上の測定を20回程度繰り返し、蛍光量の時間変化の平均から電荷交換散乱レートを求めた。先行研究で明らかにしたランジュバン衝突レートと電荷交換散乱レートの比を表すA定数を用いて、ランジュバン衝突レートを求めた。[5]

共同冷却によるイオンの温度変化の測定

単一の $^{40}\text{Ca}^+$ イオンをRFトラップで捕獲し、レーザー冷却を用いて冷却した。次に冷却光を切り3秒間保持した。これは弾性衝突過程を支配的に起こすこと[5]と $^{40}\text{Ca}^+$ イオンを敢えて加熱させることで原子との衝突による温度変化を観測しやすくするためである。別空間上で光双極子トラップを用いて捕獲した ^6Li 原子集団を光ピンセット技術を用いて、イオンのトラップ位置まで運び同一空間上で重ね合わせた。重ね合わせる時間を以下では混合時間という。その後光双極子トラップを解放し、 $^{40}\text{Ca}^+$ イオンに冷却光を再照射し、ドップラー再冷却法を用いてイオンの温度を測定した。原子とイ

オンのランジュバン衝突レートや混合時間を変えて同様の測定を繰り返すことで、各ランジュバン衝突レート時の温度変化の時間発展を1秒から4秒間測定を行った。

4 実験結果

ランジュバン衝突レートの測定

以下の図はカルシウムイオンに冷却光を照射した状態でリチウム原子集団と混合した際のカルシウムイオンの蛍光信号の時間変化を観測したデータの1つである。縦軸の蛍光信号は規格化している。

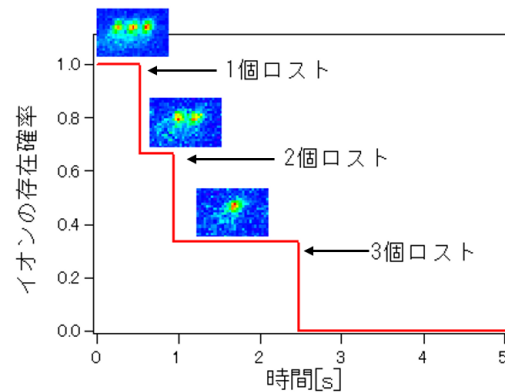


図 3: $^{40}\text{Ca}^+$ イオンの蛍光の時間変化

図からわかるようにカルシウムイオンの蛍光量はトラップされているイオンの個数と線形の関係があることから、蛍光量の減少からトラップから外れたイオンの個数と時間を観測することができる。原子と混合中に冷却光を照射し続けているため、カルシウムイオンの内部状態は $S_{1/2}, P_{1/2}, D_{3/2}$ の混合状態をとっている。レーザーのパワー及び離調の関係からそれぞれの状態をとる確率は以下の表のようになっている。

表 1: $^{40}\text{Ca}^+$ イオンの内部状態の混合比

$S_{1/2}$	$P_{1/2}$	$D_{3/2}$
0.42	0.29	0.29

カルシウムイオンに対しリチウム原子の方が低温であるため弾性衝突によってトラップか

ら外れてことは考えにくく、またイオントラップのトラップポテンシャルは十分に深いため非弾性衝突によって運動量を得てトラップを外れたことも考えにくい。これよりカルシウムイオンがトラップから外れた原因は電荷交換衝突によって電荷を失いカルシウム原子となったことが原因であることがわかる。図のようなデータを20回取り平均したものが以下の図である。

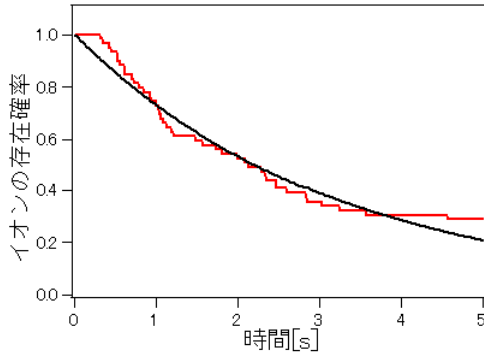


図 4: 平均化した蛍光の時間発展

以上のデータに指数関数でフィッティングを掛けることで電荷交換衝突レートを求め、A定数を用いてランジュバン衝突レートを求めた。

共同冷却によるイオンの温度変化の測定

図5は各ランジュバン衝突レートにおける共同冷却の時間発展の測定結果である。黒のプロットは原子を運ばなかった際のイオンの温度変化を測定したデータであり、原子との衝突以外による温度変化の効果を見積もるために行った。その結果原子との衝突以外による温度変化の効果は $H = 1.9[\text{K/s}]$ であった。黒のプロットに対し線形のフィッティングを掛けて式7の第2項の H の値を測定した。各色のプロットは図中に記したランジュバン衝突レートにおける共同冷却の時間発展のデータを表している。これらのプロットに掛けたフィッティング関数は式7を用いており、第2項の H は黒のプロットの線形フィッティングの結果を用いた。フィッティングの結果得られた η は以下の表2と図6の通りであった。

図5からランジュバン衝突レートが増えると共に $^{40}\text{Ca}^+$ イオンの温度の減少が大きくなり、

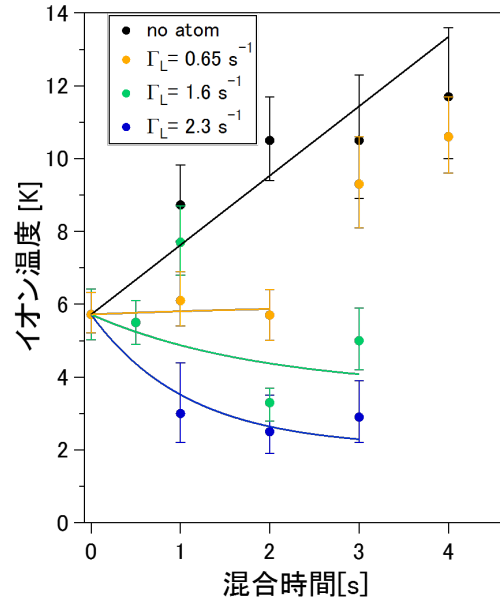


図 5: 共同冷却の時間発展

表 2: ランジュバン衝突レート毎の η

ランジュバン衝突レート	η
0.65Hz	0.31
1.6Hz	0.52
2.3Hz	0.92

今回の測定における到達温度もより低くなることがわかる。衝突による単位時間の温度変化率を表す η の値もフィッティングの結果から、ランジュバン衝突レートが大きいほど高くなり冷却効果が高いことを表している。図6の実線はフィッティングから得られたデータに線形フィッティングを掛けた結果であり、点線はランジュバン衝突とグランピング衝突による冷却効果のみを考慮した場合の予想される理論線である。序論で述べた衝突によるマイクロモーション加熱効果は計算が難しいため、理論線には含まれていない。図6の実線に注目すると冷却効果の強さを表す η がランジュバン衝突レートに依存する値であることがわかる。原子との衝突に依存した冷却が観測されたことから、 $^{40}\text{Ca}^+$ イオンと ^6Li 原子の質量比0.15の組みあわせにおいて共同冷却の観測に成功したと結論付けた。

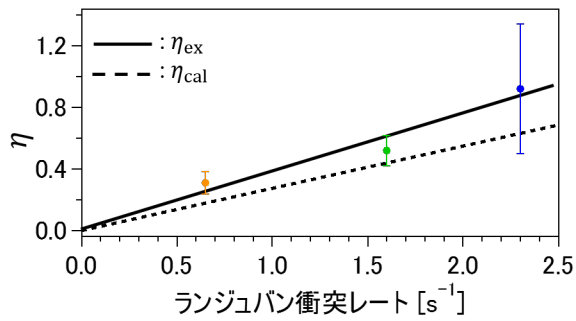


図 6: ランジュバン衝突レート毎の η

またランジュバン衝突とグランシング衝突の冷却効果のみを考慮した理論線と冷却効果とマイクロモーション加熱効果の両方を含んでいる実験データを比較すると良い一致を示していることが図 6 からわかる。 η は序論で述べたようにランジュバン衝突やグランシング衝突による冷却効果と衝突によるマイクロモーション加熱効果との兼ね合いで決定される値である。本実験において共同冷却の観測に成功した原因としては、衝突によるマイクロモーション加熱効果を $^{40}\text{Ca}^+$ イオンと ^6Li 原子を採用することで抑え冷却効果を支配的にすることができたためであると予想でき、実際に理論値と実験値との比較からも裏付けるような結果を得ることができた。

5 まとめと展望

$^{40}\text{Ca}^+$ イオンと ^6Li 原子の質量比 0.15 の組合せを用いて、RF トラップ内のイオンの共同冷却の観測に成功した。これにより RF トラップ内のイオンへの共同冷却の適用は原子とイオンの質量比の組合せによっては可能であることを実験的に確認することができ、冷却可能な粒子種の拡大の足がかりを与えることができた。またランジュバン衝突レート毎にイオンの温度を測定することで共同冷却によるイオンの温度の時間発展を測定しその共同冷却のダイナミクスから、 $^{40}\text{Ca}^+$ イオンと ^6Li 原子の組合せにおいて衝突によるマイクロモーション加熱効果の大きさはランジュバン衝突とグランシング衝突

の冷却効果と比較して小さいことを確認することができた。

今後の展望としては、 $^{40}\text{Ca}^+$ イオンと ^6Li 原子の組合せにおける共同冷却の限界温度の測定を考えている。本研究では ^6Li 原子の密度を十分に確保することができず、最大でもランジュバン衝突レートを 2.3Hz であった。そこで ^6Li 原子のトラップの設定を見直し原子密度を向上させ、共同冷却の限界温度を測定する。

参考文献

- [1] D.J. Berkeland, J.D. Miller, J.C. Berfquist, W.M. Itano, and D.J. Wineland, *J. Appl. Phys.* 83, 5025 (1998)
- [2] Kuang Chen, Scott T. Sullivan, and Dric R. Hudson, *Phys. Rev. Lett* 112, 143009 (2014)
- [3] Stefan Schmid, 博士論文, Ulm university, 2011
- [4] J. H. Wesenberg, R. J. Epstein, D. Leibfried, R. B. Blakestad, J. Britton, J. P. Home, W. M. Itano, J. D. Jost, E. Knill, C. Langer, R. Ozeri, S. Seidelin, and D.J. Wineland, *Phys. Rev. A* 76, 053416 (2007)
- [5] R. Saito, S. Haze, M. Sasakawa, R. Nakai, H. Da Silva Jr., O. Dulier, T. Mukaiyama, *Phys. Rev. A* 95, 032709 (2017)