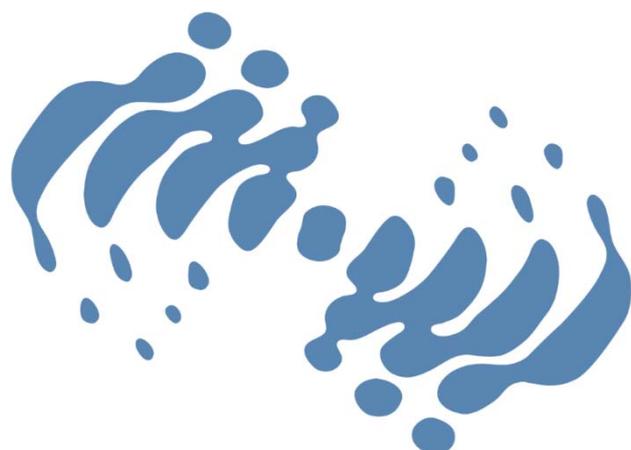


原子衝突学会誌

しょうとつ

第 13 巻
第 5 号
2016 年

シリーズ 「陽電子が拓く物質の科学」
第 4 回 低エネルギー反水素生成のための低エネルギー
陽電子
金井保之, Pierre Dupre, 檜垣浩之



**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）

Institute *of* Physics

<http://journals.iop.org/>

アステック株式会社

ASTECH
CORPORATION

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

アドキャップバキュームテクノロジー株式会社

ADCAP

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

有限会社イーオーアール



Electronics Optics Research Ltd.

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

株式会社オプティマ

Optima Corp.

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

キャンベラジャパン株式会社

A
CANBERRA

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

クリムゾン インタラクティブ プライベート リミテッド

enago[™]

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

<http://ulatus.jp/>

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

株式会社サイエンス ラボラトリーズ



株式会社 サイエンス ラボラトリーズ

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

真空光学株式会社

真空光学株式会社 - Vacuum & Optical Instruments -

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

スペクトラ・フィジックス株式会社

 Spectra-Physics®
A Newport Company

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

ソーラボジャパン株式会社

 THORLABS

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

ツジ電子株式会社

 TSUJICON
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

 TOKYO INSTRUMENTS, INC.

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

株式会社トヤマ

 TOYAMA
サイエンスをかたちにするテクノロジー

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

株式会社ナバテック

真空機器の未来と歩む
Navatec

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

仁木工芸株式会社



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

伯東株式会社



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

丸菱実業株式会社

丸菱実業株式会社

MARUBISHI CORPORATION

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

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 13 卷 第 5 号



THE ATOMIC COLLISION
SOCIETY OF JAPAN

目 次

シリーズ「陽電子が拓く物質の科学」

第 4 回 低エネルギー反水素生成のための低エネルギー陽電子

金井保之, Pierre Dupre, 檜垣浩之
...99

国際会議発表奨励賞 受賞者報告

■国際会議参加報告 (ICACS-27)

南川英輝 ...109

第 41 回原子衝突学会年会のお知らせ

行事委員会委員長 ...111

「しょうとつ」原稿募集

編集委員会事務局 ...112

ユーザー名とパスワード

...112

陽電子が拓く物質の科学 第4回 低エネルギー反水素生成のための低エネルギー陽電子

金井保之^{1*}, Pierre Dupre¹, 檜垣浩之^{2**}

¹ 理化学研究所 原子物理特別研究ユニット 〒 351-0198 和光市広沢 2-1

² 広島大学 大学院先端物質科学研究科 〒 739-0046 東広島市鏡山 1-3-1

*kanaiyasuyuki@riken.jp, **hhigaki@hiroshima-u.ac.jp

平成 28 年 7 月 21 日原稿受付

低エネルギー反水素を用いた物理実験においては、低エネルギーの反陽子を極低温かつ高密度の陽電子群(プラズマ)と衝突させることにより効率よく反水素原子を生成することが要求される。この低温高密度の荷電粒子群は非中性プラズマとして荷電粒子閉じ込め装置に閉じ込められて制御される。本稿では、非中性プラズマの閉じ込め特性について紹介すると共に、CERN AD の ASACUSA - CUSP 反水素実験における陽電子(プラズマ)について概説する。

1. はじめに

欧州原子核研究機構(CERN)の反陽子減速器(Antiproton Decelerator, AD)を用いて低エネルギーの反水素原子の生成が報告されたのは2002年のことである[1, 2]。その後のADにおける反陽子を用いた研究は、低エネルギー反陽子ビームの生成(2005)[3]、磁場勾配中(cusp磁場)での反水素原子生成(2010)[4]、極小磁場配位(Ioffe-Pritchard trap)における反水素原子の閉じ込め(2010)[5]、1 Tの強磁場中における超微細構造の共鳴測定(2012)[6]、反水素原子の合成トラップからの引出(2014)[7]等を経て現在に至る。これら物質と反物質の性質の精密測定によるCPT対称性の破れの有無の検証実験や、物質と反物質間の重力相互作用の研究[8-10]も含めてCERN ADにおける反水素原子を用いた物理研究はまさにこれからである。

我々ASACUSA-CUSP反水素実験グループは、基底状態反水素原子の超微細構造を精密に測定し、水素原子と比較することで、CPT対称性の破れの有無を検証することを目的としている。グループ名のCUSPは、反水素原子を合成する際のトラップが置かれている不均一磁場(カusp磁場又はダブルカusp磁場)に由来する。図1に実験装置全体の模式図を示す(2014年度ビ

ームタイム時の配置)。

反水素原子は図中のCUSPトラップ内で合成される。最初に陽電子が陽電子源・陽電子蓄積装置からCUSPトラップ内に輸送・蓄積される(緑色の経路)。その後、低エネルギー反陽子蓄積装置(MUSASHI)から反陽子が入射され(紫色の経路)、反水素原子が合成される。CUSPトラップ内(不均一磁場中)で生成した反水素原子は磁場勾配により、いわゆるlow field seeking状態の反水素原子がビームとして生成領域から引き出される[11, 12]。最終的には、このビームと高周波空洞+六重極電磁石+反水素原子検出器からなる検出系を用いて基底状態反水素原子の超微細構造を測定すべく、実験を進めている。詳細はしよう誌の永田氏の解説[13]をご覧ください。

我々を含めた多くのCERN ADにおける低エネルギー反水素原子生成は磁場中のトラップ内で陽電子と反陽子を混ぜ合わせることにより行われている。この際の生成反応としては、三体再結合反応($\bar{p} + e^+ + e^+ \rightarrow \bar{H} + e^+$)が主であると考えられ、その反応率は陽電子密度の2乗に比例し、陽電子の温度の $9/2$ 乗に反比例すると予想されている[14]。反水素原子を用いた精密な物理研究を進めて行くためには、大量の反水素

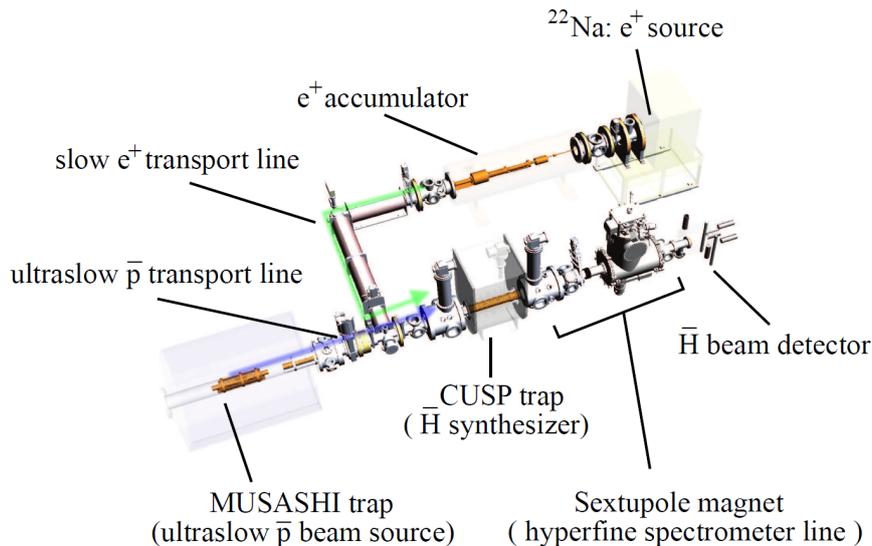


図 1: 2014 年度ビームタイム時の全装置概略図

原子を生成する必要があるが、陽電子の密度を上げて、温度を下げることで、反水素合成の反応率を上げるためには非常に有効となる。そこで、我々は低エネルギー反陽子数を増やすとともに、低エネルギー陽電子数の増加と高密度化及び低温化を進めている。

反水素原子に関連する話題は日本物理学会誌やプラズマ核融合学会誌、等の記事があるので詳細はそちらも参照していただきたい[15–19]。ここでは、反水素原子の生成に不可欠な大量の低エネルギー陽電子(プラズマ状態)を中心に見ていくことにする。次節以降、大量の陽電子をトラップ内で扱う場合に重要となる非中性プラズマの閉じ込め特性等について述べた後、実際に ASACUSA-CUSP 実験で反水素原子合成に用いられている陽電子について概観する。陽電子プラズマに関するさらなる詳細はレビュー論文等[20–23]を参照されたい。

2. 非中性プラズマ

荷電粒子は静電場と静磁場を用いて閉じ込めることが可能である。原子物理分野における代表例としては Penning trap が挙げられるだろう。よく知られているように、1970 年代から単一の電子や陽電子を閉じ込めることにより g-factor の精密測定が行われ、理論計算と合わせて量子電磁力学の精密検証に寄与してきた[24]。

時を同じくして、正または負のみの電荷を持つ低エネルギー(< 数 eV)の荷電粒子を大量に

蓄積して一様磁場中の非中性プラズマとしての特性を調べる研究も UC San Diego の Malmberg 氏らを中心として開始された[25]。余談だが、Malmberg 氏は通常の中性プラズマにおいてランダウ減衰やエコー現象を初めて実験で確認したプラズマ分野では著名な研究者である。

荷電粒子多体系であるプラズマは統計物理的対象として扱われ、その密度 n と温度 T が重要なパラメータとなる[26]。

$$\lambda_D^2 \equiv \frac{kT}{4\pi n e^2} \quad (1)$$

で定義され(本解説中の式はプラズマ物理の教科書で多く用いられている cgs 単位系を用いる)、長さの次元をもつデバイ長 λ_D はプラズマ中の荷電粒子の電位がクーロンポテンシャルではなく湯川型ポテンシャル

$$\phi = -\frac{e}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (2)$$

になるので重要なパラメータとなる。ここで、 k はボルツマン定数、 e は単位電荷である。このことは、荷電粒子多体系の大きさがそのデバイ長よりも大きくなければプラズマとしての特性が表れてこないということも意味している。そのため当初は、Penning trap のような調和ポテンシャル $\phi \propto (r^2 - 2z^2)$ を持った体積の小さい装置ではなく、磁力線方向に長く閉じ込め領域(体積)の大きい装置が使われた。プラズマ分野ではこれを (Penning -) Malmberg trap と呼ぶこともあるが、静電場と静磁場を用いて荷電粒子を閉じ込めて

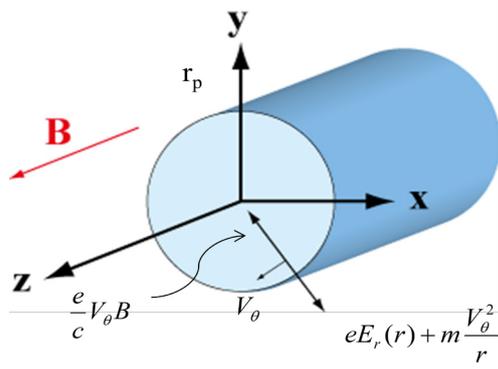


図 2: 密度一定の円柱状プラズマにおける剛体回転平衡.

いることに変わりはない.

この Malmberg trap を用いた非中性プラズマの閉じ込めは、エネルギーが低いながら熱平衡状態にあるプラズマの長時間閉じ込めを実現したという意味で、閉じ込め時間の短い核融合プラズマ研究が盛んな当時はずいぶん驚かれたそうである.

一様磁場を用いて密度一定の円柱状非中性プラズマを閉じ込める場合、剛体回転平衡と呼ばれる安定な閉じ込め状態が存在することが長時間閉じ込め可能になる理由である. 円筒座標系で陽電子を冷たい流体と近似して、その方位角方向の速度を $V_\theta = \omega_r(r)r$ とおくと(平衡状態なので径方向には移動しないと考える), 径方向に作用する力のつり合いの式は図 2 のように

$$\begin{aligned} \frac{e}{c} V_\theta B &= eE_r(r) + m \frac{V_\theta^2}{r} \\ \Rightarrow \omega_r^2 - \omega_c \omega_r + \frac{1}{2} \omega_p^2 &= 0 \\ \Rightarrow \omega_r^\pm &\equiv \frac{1}{2} (\omega_c \pm \sqrt{\omega_c^2 - 2\omega_p^2}) \end{aligned} \quad (3)$$

となり、方位角方向の回転角速度 ω_r^\pm は r によらない定数となる[27]. ただし、 $\omega_p \equiv \sqrt{4\pi n e^2 / m}$ はプラズマ周波数、 $\omega_c \equiv eB / mc$ はサイクロトロン周波数、 m は荷電粒子の質量である. Penning trap の場合だと、 ω_r^+ が修正サイクロトロン周波数、 ω_r^- がマグネトロン周波数に対応すると考えるとわかりやすいかもしれない. ちなみに、平方根の内部が正になるのが閉じ込めのための必要条件である.

このように理論上は磁力線方向に無限に長い円柱状プラズマに対して剛体回転平衡状態が

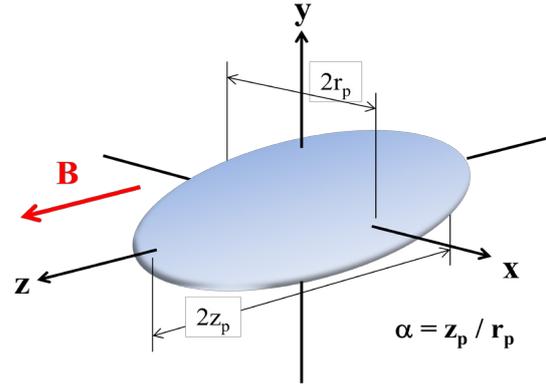


図 3: 密度一定の回転楕円体プラズマが調和ポテンシャル中で剛体回転平衡となる.

存在するわけだが、実際には磁場の不均一性やアラインメント、粒子間の衝突、等の効果により閉じ込め時間 t_c は有限となる. しかも経験則として t_c は磁束密度 B の 2 乗に比例しプラズマ閉じ込め領域の長さ L に反比例することが明らかになった[28]. それでは L が小さければ小さいほど t_c が長くなるのかというそのようなことはなく、結果的には閉じ込めの静電場が調和ポテンシャル

$$\phi^{ext} = \frac{m\omega_z^2}{4e} (2z^2 - r^2) \quad (4)$$

になるときに t_c が一番長くなる. これは図 3 に示したような、密度 n 一定で半径 r_p, z_p をもつ回転楕円体プラズマの自己場 ϕ^s がプラズマ内部ではアスペクト比 $\alpha \equiv z_p / r_p$ を用いて

$$\phi^s = -\frac{m\omega_p^2}{4e} \{c_1(\alpha)r^2 + c_2(\alpha)z^2\} \quad (5)$$

と表されることと関係がある. ここで、 ω_z は軸方向の調和振動数で、 $c_1(\alpha)$ と $c_2(\alpha)$ は α の関数である[27]. 式(4)+(5)で、 $\omega_z^2 = \omega_p^2 c_2(\alpha) / 2$ が成り立てばプラズマ内部では r^2 に比例するポテンシャルだけが残り、理論上剛体回転平衡が実現する. 実験的にはレーザー冷却された強結合イオンプラズマによって回転楕円体プラズマの剛体回転平衡が確認されている[29].

このときのプラズマ密度は α の単調増加関数となる. 図 4 に示したのは粒子数 10^8 個の陽電子を $f_z = \omega_z / 2\pi \sim 13$ MHz の調和ポテンシャル中に閉じ込め、剛体回転平衡の条件を満たす場合の密度(黒実線)と長半径 z_p (青実線)、短半径 r_p (赤実線)を α の関数として図示した例であ

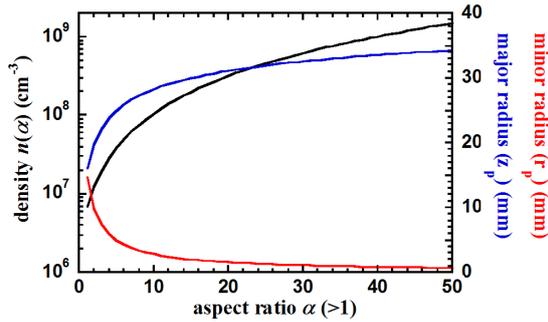


図 4: 10^8 個の陽電子からなる回転楕円体プラズマが剛体回転平衡を満たす場合の密度と半径。

る。

結果として、粒子数が大きく(典型的には $10^7 \sim 10^9$) 高密度(α の大きい)の非中性陽電子プラズマを用意するためには軸方向に長い調和ポテンシャルを形成する必要がある。そのために改良された Penning - Malmberg trap の例を図 5 (a) に示す。リング状の電極を多数配置してそれぞれに調和ポテンシャル $\phi \propto (r^2 - 2z^2)$ の境界条件を満たすように電位を与えたもので、Multi-Ring Electrode (MRE) trap とも呼ばれる[30]。

超伝導磁石によって得られる数 T の強磁場中に MRE trap を用意して 10^8 程度の電子や陽電子を非中性プラズマとして閉じ込める場合、典型的には数千秒の t_c が実現できる。しかし、そのまま放っておくと荷電粒子同士の衝突や残留ガスとの衝突で径方向に拡散し、 α つまりは密度も小さくなってしまふ。そこで重要になるのが閉じ込められた非中性プラズマの密度を制御するための回転電場とよばれる技術である[31–34]。

これは技術的には図 5 (a), (b) に示したように、方位角方向に分割されたリング電極を用意しておき、これに位相のずれた高周波 (RF) を印加し、必要に応じてその周波数を掃引するというものである。いくつかの異なる物理的過程によって実現されているので、それを簡単に見ておく。

- (1) 典型的な過程は剛体回転の回転周波数 ω_r と印加する RF の周波数をほぼ一致させて、プラズマ中の荷電粒子の角運動量を制御するものである[31]。この場合、定性的には RF 周波数を上げる方向に掃引して角運動量を与えればプラズマの短半径は小さくなり密度が上昇する。逆に RF 周波数を下げる

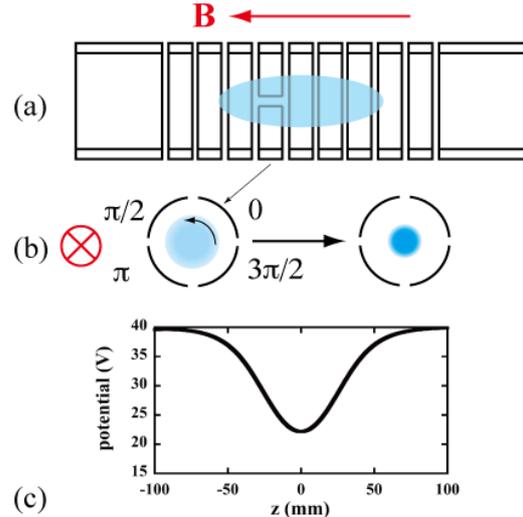


図 5: (a) 調和ポテンシャルをもつ MRE trap 中で密度一定の回転楕円体プラズマを閉じ込める。(b) 回転電場の概念図。(c) 中心軸上のポテンシャルの例。

方向に掃引して角運動量を下げればプラズマの半径を大きくして密度を下げることも可能になる。この過程は Penning trap だとマグネトロン半径を制御していることになるので(物理的過程は異なるが)、サイドバンド冷却に対応すると考えると理解しやすいかもしれない。

- (2) プラズマに特有の過程としては Trivelpiece - Gould mode と呼ばれるプラズマ振動に RF 周波数を共鳴させるものがある[32, 33]。プラズマ振動の周波数は密度に $n^{1/2}$ で依存するので、この場合も RF 周波数を上げる方向に掃引すればプラズマの密度を上げることができる。
- (3) また、現時点では物理的過程は明らかになっていないが strong drive regime と呼ばれる過程もある[34]。これはある閾値よりも大きい RF 電圧を用いると数秒で RF の周波数に対応する剛体回転周波数をもった平衡状態に移行するという現象である。しかし、RF 印加をやめてしまうと強磁場中でも数秒で元の密度に戻ってしまうため反水素生成の標的として陽電子プラズマを用いるという目的には向いていないことが分かる。

また、いずれの場合も回転電場を印加すると陽電子プラズマを加熱してしまい、印加中は数 eV 程度になってしまっているが、反水素原子生

成のように数 T の強磁場中ではサイクロトロン放射が効くため数秒で元の環境温度程度になると考えられている[35].

以上、低エネルギー反水素原子生成実験に必要な高密度の陽電子プラズマを用意するにあたっては「調和ポテンシャル中の回転楕円体プラズマに回転電場を印加して密度を制御する」必要があるということを見てきた。もうひとつの要請である極低温という点については蒸発冷却[23, 36]やレーザー冷却されたイオンを用いた協同冷却[37, 38], 等のテクニックが少数($<10^5$)の反陽子や陽電子に対しては適用されている。

3. ASACUSA 陽電子蓄積装置

CERN AD で反水素原子を合成してそれを実験に用いようとする実験が5グループ進行中あるいは計画されている(ASACUSA [4,7], ATRAP [2], ALPHA [1], AEgIS [8], GBAR [9]). このうちの GBAR をのぞく4つの実験では、22-Na を陽電子源として利用し、ほぼ同じ原理(固体 Ne モデレータと窒素バッファーガスを利用した陽電子蓄積装置の組み合わせ:いわゆる Surko 方式)で陽電子を発生・蓄積し利用している。GBAR では小型の電子リニアックを用いて、AD の実験エリア内で大強度の陽電子を発生させて利用すべく、準備が進められている。この節では、ASACUSA-CUSP 実験で使用されている陽電子発生・蓄積装置について概観する。各装置は現在も性能を上げる作業を行っており、ここに示す値は主に2014年度のビームタイム時の値を示している。

ASACUSA-CUSP 実験の初期段階(2008年

表 1: 陽電子源と陽電子蓄積装置仕様

線源	22-Na (1.84 GBq : 2013年4月4日)
モデレータ	固体 Ne
バッファーガス	窒素ガス
冷却ガス	CF ₄ (現在は使用せず)
磁束密度 線源部分	0.05 T 程度
磁束密度 蓄積装置部分	0.5~1 T (5 T まで可能)
蓄積装置への入射陽電子	DC 100 eV 程度
蓄積装置からの出射陽電子	パルス(60 ns 程度) 100 eV 程度
蓄積装置の蓄積時間	30~40 秒

度から2011年度)では、22-Na 線源を陽電子蓄積装置と同じ超伝導磁石(磁場強度2~3 T)内に設置し、多結晶タングステンモデレータ(透過型及び反射型)と組み合わせて使用していた[39]. 装置をコンパクトにするとともに、22-Na 線源表面から前面に放出される陽電子をすべて磁力線に絡みつかせて使用しようという挑戦的な試みであったが、モデレータを効率の高い固体 Ne モデレータ(減速効率が多結晶タングステンの場合の10倍以上[40, 41])に切り替えるため、2012年度からは固体 Ne モデレータを含む線源部分を蓄積装置の外に設置し、蓄積装置内のガスセル部分を長くし、いわゆる Surko 方式を採用した。ASACUSA-CUSP の低速陽電子源・蓄積装置の現在の仕様を表1にまとめておく。

低速陽電子源部には、22-Na 線源が温度制御可能な冷凍機の先端に取り付けられている。固体 Ne を形成する際は、Ne ガスを導入しながら線源部分の温度を7.5 K にして固体 Ne を線源出口側に形成し、その温度のままモデレータとして使用する。固体 Ne モデレータにより減速されたエネルギー幅1 eV 以下の低速陽電子は[41], 線源ホルダー部分に DC 電圧を印加することで100eV 程度の DC ビームとして引き出される。また、低速陽電子源部分にはコイルにより0.05 T 程度の磁場が印加されており、陽電子源から陽電子蓄積装置へは複数のコイルの作る磁場により輸送される。

陽電子蓄積装置内のガスセル領域には図6(c)の黒線で示す圧力分布を持つ窒素ガスがバッファーガスとして存在する。ガスセルに入射した陽電子は窒素分子との衝突($a^1\Pi$ への電子励起)により8.8 eV 程度のエネルギーを失いながら、最終的に MRE により形成されたトラップ領域に蓄積される。そのため、ガスセル部分には陽電子と窒素ガスとの衝突エネルギーが10 eV 程度になるように図に赤線で示した電位が形成される(陽電子のエネルギーが85 eV の例)。これは窒素分子の励起断面積がポジトロニウム生成等の陽電子を消滅させる衝突過程の断面積よりも大きくなる衝突エネルギーとなっている[42].

線源から入射・減速され MRE トラップに蓄積される陽電子を40秒間蓄積した後、トラップ領

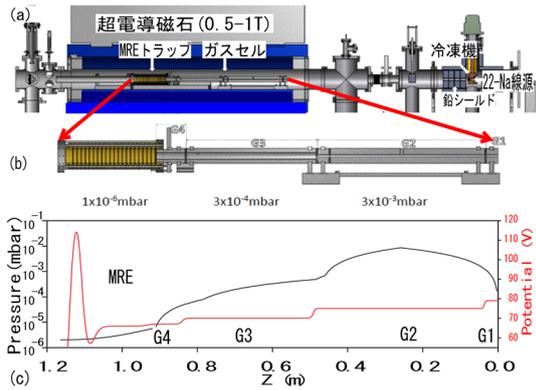


図 6: 陽電子源と陽電子蓄積装置概要
 (a) 22-Na 線源から陽電子蓄積装置への概略。線源部分の磁場コイル及び輸送用コイルは省略している。(b) 蓄積装置内のガスセルと MRE 部分の拡大図。(c) 上記区間の典型的なガス圧 (黒実線) と電極で与えるポテンシャル (赤実線)。線源からの陽電子エネルギーが 85 eV の場合のポテンシャルを示す。

域のポテンシャルを操作し、100 eV (パルス幅 60 ns) に再加速して磁場を用いた陽電子輸送ライン (図 1 の緑色矢印) により反水素原子合成用の CUSP トラップに輸送・蓄積する。

典型的な Surko 方式では、陽電子蓄積装置の磁束密度は 0.15 T 程度であり、磁場が弱いためサイクロtron冷却が効かない。一方で、陽電子の閉じ込め時間を伸ばして蓄積数を増やすために回転電場の RF を加えると陽電子を加熱してしまうことが知られている。通常はその加熱を抑制するために CF₄ ガス等を冷却ガス [23, 33] として窒素ガスに混合して使用しており、ここでは窒素のバッファーガスに加えて陽電子冷却を促進するために混合されるガスを冷却ガスと呼んでいる。ASACUSA 陽電子蓄積装置では CF₄ ガス等の冷却ガスなしに、磁束密度を 0.5~1 T に上げることで陽電子の蓄積寿命が延びることが確認された。これはサイクロtron冷却が効き始めているためと考えられる。尚、陽電子のサイクロtron冷却の特性時間は磁束密度を T 単位で述べた場合、 $2.6/B^2$ 秒で与えられる。

2014 年度のビームタイム時には 22-Na 線源部分の磁束密度 0.05 T、陽電子蓄積装置位置の磁束密度 1 T とし、 7.5×10^6 個の陽電子を 40 秒毎に反水素合成用 CUSP トラップに安定に輸送できている。また、陽電子蓄積装置内のガスセル、トラップ領域は、炭化水素・水などの不純物との散乱による陽電子の消滅を避けるために、

100 K 程度に冷却されている。

4. CUSP trap 中の陽電子プラズマ

陽電子蓄積装置に蓄積された陽電子は、40 秒間隔で反水素合成用の CUSP トラップに輸送・蓄積される。図 7 に CUSP トラップへの陽電子の蓄積時のトラップポテンシャル変化の模式図と、蓄積時間 (蓄積時間/40 秒が入射回数となる) を増やした場合の蓄積陽電子数を示す。参考のため 2011~2012 年度の結果も示す。Ne モデレータの使用、種々の改良により CUSP トラップへの蓄積陽電子数が劇的に増加していることがわかる。

CUSP トラップ内へは陽電子を複数回入射し、蓄積している。陽電子蓄積装置からの陽電子入射時には以下の操作を繰り返す。

- 入射: 入射側のポテンシャルを下げた状態で、
 図中左から 40 秒毎に 7.5×10^6 個の陽電子 (エネルギー: 100 eV, パルス幅: 60 ns) を入射,
- 捕獲: 入射側のポテンシャルを閉じてトラップ領域に陽電子を閉じ込め,
- 圧縮: 次の陽電子の入射まで回転電場により陽電子プラズマの圧縮を行う。

2014 年度の場合、蓄積装置から輸送した陽

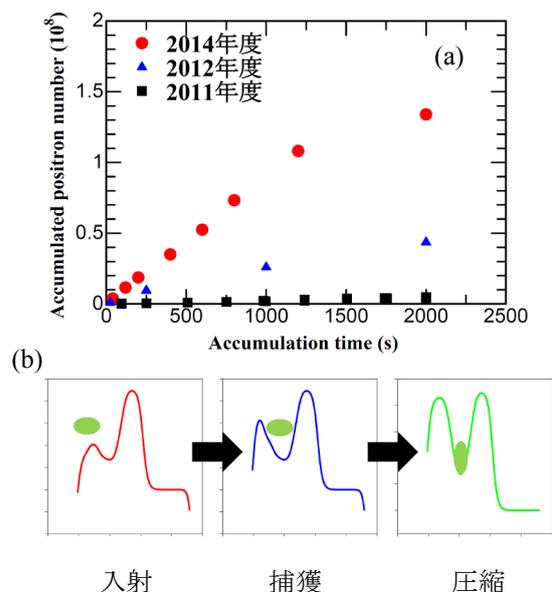


図 7: CUSP トラップへの蓄積概略
 (a) 複数回入射による蓄積陽電子数。蓄積できた陽電子数 (2011, 2012, 2014 年度)。(b) 蓄積時の CUSP トラップのポテンシャルの変化。(入射→捕獲→圧縮) を繰り返す。

電子の内 50%が捕獲できており、複数回入射を行うことで 1.3×10^8 個以上の陽電子を CUSP トラップ内に蓄積することができている。尚、CUSP トラップ中の磁場は均一ではなく、陽電子は磁束密度が 1.5 から 2 T 程度の領域にトラップされている。

図 7 (a)中、1500 秒以降で蓄積陽電子数が飽和する傾向が見えているが、これは CUSP トラップの電極の作るポテンシャルが陽電子であふれ始めているためである。

実験時には CUSP トラップ内への陽電子蓄積にかかる時間と低エネルギー反陽子蓄積装置 (MUSASHI) 内への反陽子蓄積時間とのバランスがうまくとれるように、それぞれ蓄積に 10 分間程度かけて反水素合成を行っている。10 分間で 10^8 個程度の陽電子を CUSP トラップ内に蓄積・圧縮(回転電場印可)・冷却(サイクロトロン冷却)し、その陽電子プラズマ中に、MUSASHI から低エネルギー反陽子 ($10 \sim 150$ eV, $10^5 \sim 10^6$ 個)を入射して反水素原子の合成を行っている(図 1 参照)。

第 2 節で述べたように、陽電子プラズマの圧縮(陽電子密度を上げる)には回転電場を用いている。図 8 に回転電場による圧縮の一例を示す。陽電子プラズマに一定時間 RF を印加した後、陽電子をトラップの外に引出し、その形状(強度分布)と個数を測定する。この測定結果から、プラズマを密度一定の回転楕円体と仮定して、トラップ内での径方向半径、密度を得る。図 8 (a)は回転電場の RF 電圧を $2V_{pp}$ に固定した時の、プラズマ半径の RF 周波数に対する依存性である。RF の周波数を変えた場合に、1 MHz 以上の周波数で圧縮効果が出ている。11.5 MHz 付近の半径の増大は、陽電子プラズマの縦方向振動モードとの結合による効果と考えられる。尚、9.6 MHz 付近のシャープな半径の増加はノイズ等の可能性がある。この測定から、圧縮時の周波数として 3.2 MHz を選び、そこでの振幅依存性をとった結果が図 8 (b)である。振幅 $2V_{pp}$ 以上では圧縮効果はほぼ一定である。この結果から、反水素合成実験時の回転電場周波数を 3.2 MHz、振幅を $2V_{pp}$ 以上とすることで径方向半径 0.5 mm のプラズマが得られる。

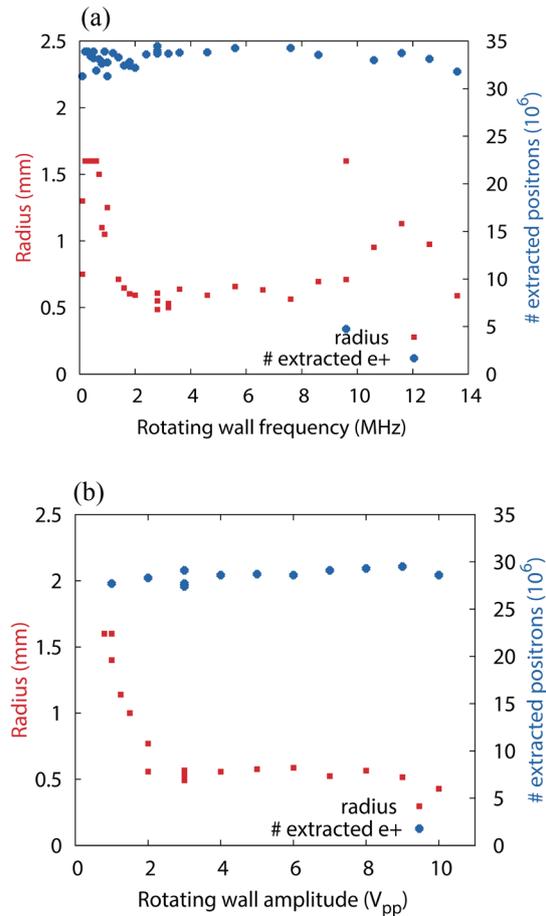


図 8: (a) 陽電子プラズマ圧縮の周波数依存性. 振幅を $2V_{pp}$ に固定し、RF 周波数を変化. (b) 陽電子プラズマ圧縮の振幅依存性. RF 周波数を 3.2 MHz に固定し、振幅を変化させている. いずれの場合も、赤丸が CUSP トラップ内で圧縮後の陽電子プラズマの短半径. 青丸は圧縮後に引き出して測定した陽電子数.

回転電場で陽電子プラズマを圧縮する機構として、第 2 節で 3 つの可能性を述べたが、我々の場合には、2 番目の「Trivelpiece - Gould mode」と呼ばれるプラズマ振動に RF 周波数を共鳴させる」と 3 番目の「strong drive regime」と呼ばれる過程」が候補として考えられる。回転周波数を変えた場合に明確な共鳴が見えていない点では、strong drive regime のようにも見えるが、プラズマ中の励起の減衰が早い場合には、Trivelpiece - Gould mode でも明確な共鳴が観測されない場合もあり[33]、我々の陽電子プラズマにおける圧縮の機構については、陽電子プラズマ中の減衰の測定などを行うなど、詳細な検討を要する。

反水素原子合成時には、反陽子ビームを陽電子プラズマ中に入射することになるが、この際できるだけ小さな相対エネルギーで入射するの

が望ましい。大きな相対エネルギーで入射すると、陽電子プラズマへ大きな擾乱を与えてしまい、冷えて高密度のプラズマ状態となっている陽電子の温度上昇を引き起こす。その結果 1) 反水素合成の反応率の低下により、合成される反水素原子の個数が減ってしまう。また、より本質的には、2) 合成された反水素原子の温度が上がってしまい超微細構造測定の実験に使用できなくなる、といった問題が生じる。

小さな相対エネルギーで反陽子を陽電子プラズマに入射するためには陽電子プラズマの作る空間電位について知る必要がある。図 9 に示したのは電極で与えられるポテンシャルに陽電子プラズマの空間電位を取り込んで計算した、反水素合成時のトラップ領域のポテンシャルである。図 9 (a)はトラップ中心軸上のポテンシャルを示している。赤破線で示した(一部青線と重なっている)ポテンシャルは陽電子プラズマが存在しない場合に電極により与えられたポテンシャルであり、陽電子プラズマ(半径 = 0.8 mm, 軸方向半径 = 3.4 cm, 個数 = 10^8 個, 密度 = $8.6 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$)が存在する場合のポテンシャルを青線で示した(第 2 節図 4 の場合, $\alpha = 42$)。プラズマ内ではポテンシャルが一定となっている。

反陽子を入射する場合には、この青線のポテンシャルぎりぎりのエネルギー(図 9 (a)の場合で言えば赤破線のポテンシャルの底である -58 eV でなく -36 eV)で入射させる必要があり、陽電子プラズマの素性を正確に見積もることが重要である。

図 9 (b)には、陽電子のトラップされているポテンシャルの底の位置での径方向のポテンシャルを示す。反陽子が中心軸を外れて入射した場合には、(青実線で示すポテンシャルにより)軸中心方向に引き込まれる形となる。

ここでは詳細を述べないが、現在の陽電子プラズマの温度は $150 \sim 200 \text{ K}$ 程度と見積もられている。これは、プラズマの状態を変えないようにわずかなずつポテンシャルを下げて陽電子を引出し、その個数からマックスウェル分布を仮定して決めた温度である[43]。電極の温度は 14 K 程度であるが、室温部分からの輻射や電極配線などからの電気ノイズなどにより、環境温度に比べて

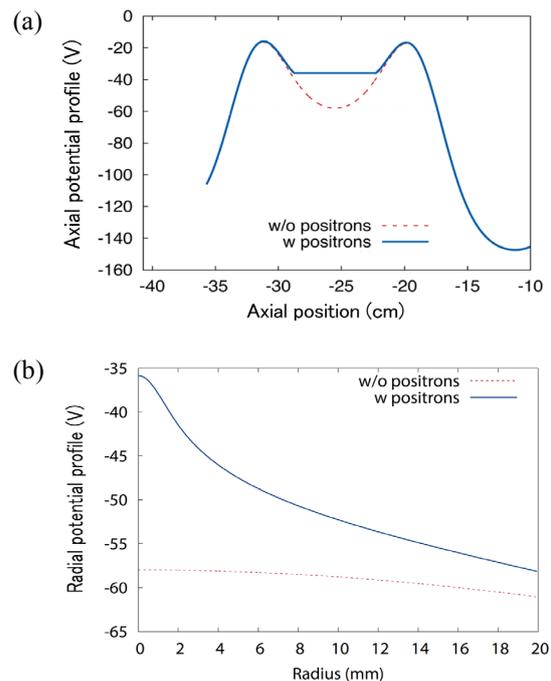


図 9 : 陽電子プラズマの空間電位を考慮したポテンシャル. 赤点線が電極で与えているポテンシャル. 青実線が陽電子の空間電位を考慮したポテンシャル. (a) MRE 中心軸上の軸方向ポテンシャル. (b) 陽電子プラズマの底の位置 (Axial position = -25.6 cm) の径方向のポテンシャル.

高くなっていると考えられる。プラズマの温度を更に下げするためには、第 2 節の最後に述べた蒸発冷却などが考えられるが、これは今後の課題である。

ちなみにデバイ長 λ_D を見積もってみると、陽電子密度 = $8.6 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ 、陽電子プラズマ温度 = 200 K とすると、 $\lambda_D = 0.03 \text{ mm}$ となり、図 9 のポテンシャルから計算される陽電子のトラップの軸方向半径 (3.4 cm)、径方向半径 (0.8 mm) に比べて充分短くなっている。トラップされている陽電子群はプラズマと考えて良く、プラズマとして扱い回転電場により圧縮ができていることとつじつまが合っている。

5. おわりに

以上、非中性プラズマの閉じ込め特性と、ASACUSA-CUSP 反水素生成実験における低エネルギー陽電子プラズマの状況について概説を試みた。

三体再結合による反水素生成率が $n^2 T^{-4.5}$ に比例すると考えられているので、安直には温度

を下げる方が効果的である。蒸発冷却や協同冷却といった可能性が考えられるが、これらの技術は $10^4 \sim 10^5$ 個程度の陽電子数においては適用可能だと考えられるが、 10^8 個の陽電子に対しても有効であるかどうかは検討が必要である。また、実際には反陽子と陽電子を混合する際には陽電子の温度が上昇するので、低温度化の効果は目減りすることになる。一方で、密度を上げる場合は混合時の温度上昇を抑制する方向なので、例えば密度を3倍にできれば生成率は9倍よりも改善する可能性がある。

いずれにしても現状より高密度で低温の陽電子プラズマを標的として用意して、反水素原子の生成率を向上するべく改善を進めているので、今後の進捗に注目していただきたい。

謝辞

CERN AD における ASACUSA-CUSP 実験は文部科学省科研費特別推進研究 2400000801 の支援を受けている。また、ここに示した結果は、山崎泰規(理研)氏を代表とする ASACUSA - CUSP グループメンバー全員による成果であるが、特に、陽電子蓄積装置、等の開発においては今尾浩士(理研)氏、満汐孝治(東京理科大)氏、S. Van Gorp(理研)氏、Daniel Murtagh(理研)氏らの多大な貢献があったことを記す。

参考文献

- [1] M. Amoretti *et al.*, Nature **419**, 456 (2002).
- [2] G. Gabrielse *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 213401 (2002).
- [3] N. Kuroda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 023401 (2005).
- [4] Y. Enomoto *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 243401 (2010).
- [5] G. B. Andresen *et al.*, Nature **468**, 673 (2010).
- [6] C. Amole *et al.*, Nature **483**, 439 (2012).
- [7] N. Kuroda *et al.*, Nature Commun. **5**, 3089 (2014).
- [8] G. Yu. Drobychev *et al.*, CERN-SPSC-2007-017, <http://cdsweb.cern.ch/record/1037532>.
- [9] P. Perez *et al.*, CERN-SPSC-2011-029, <http://cdsweb.cern.ch/record/1386684>.
- [10] C. Amole *et al.*, Nature Commun. **4**, 1785 (2013).
- [11] A. Mohri and Y. Yamazaki, Europhys Lett. **63**, 207 (2003).
- [12] Y. Nagata and Y. Yamazaki, New J. Phys. **16**, 083026 (2014).
- [13] 永田祐吾, しょうとつ **13**, 15 (2016).
- [14] M. E. Glinsky and T. M. O’Neil, Phys. Fluids B **3**, 1279 (1991).
- [15] 毛利明博, 他, プラズマ核融合学会誌 **80**, 1005 (2004).
- [16] 鳥居寛之, 他, 日本物理学会誌 **60**, 949 (2005).
- [17] 黒田直史, 他, 日本物理学会誌 **66**, 594 (2011).
- [18] 檜垣浩之, 他, プラズマ核融合学会誌 **89**, 11 (2013).
- [19] 永田祐吾, 黒田直史, 陽電子科学 **4**, 49 (2015).
- [20] R. G. Greaves and C. M. Surko, Phys. Plasmas **4**, 1528 (1997).
- [21] D. H. E. Dubin and T. M. O’Neil, Rev. Mod. Phys. **71**, 87 (1999).
- [22] C. M. Surko and R. G. Greaves, Phys. Plasmas **11**, 2333 (2004).
- [23] J. R. Danielson, D. H. E. Dubin, R. G. Greaves, and C. M. Surko, Rev. Mod. Phys. **87**, 247 (2015).
- [24] L. S. Brown and G. Gabrielse, Rev. Mod. Phys. **58**, 233 (1986).
- [25] J. H. Malmberg and J. S. deGrassie, Phys. Rev. Lett. **35**, 577 (1975).
- [26] S. Ichimaru, ‘Statistical Plasma Physics Vol. I’, (Addison-Wesley, Redwood city, MA) 1992.
- [27] R. C. Davidson, ‘Physics of Nonneutral Plasmas’, (Addison-Wesley, Redwood city, MA) 1990.
- [28] C. F. Driscoll and J. H. Malmberg, Phys. Rev. Lett. **50**, 167 (1983).
- [29] J. J. Bollinger, D. J. Heinzen, F. L. Moore,

- W. M. Itano, and D. J. Wineland, Phys. Rev. A **48**, 525 (1993).
- [30] A. Mohri, H. Higaki, H. Tanaka *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **37**, 664 (1998).
- [31] X.-P. Huang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 875 (1997).
- [32] F. Anderegg, E. M. Hollmann, and C. F. Driscoll, Phys. Rev. Lett. **81**, 4875 (1998).
- [33] R. G. Greaves and C. M. Surko, Phys. Rev. Lett. **85**, 1883 (2000).
- [34] J. R. Danielson and C. M. Surko, Phys. Rev. Lett. **94**, 035001 (2005).
- [35] H. Saitoh *et al.*, Phys. Rev. A **77**, 051403(R) (2008).
- [36] G. B. Andresen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 013003 (2010).
- [37] B. M. Jelenkovic *et al.*, Phys. Rev. A **67**, 063406 (2003).
- [38] N. Madsen *et al.*, New. J. Phys. **16**, 063046 (2014).
- [39] H. Imao *et al.*, Hyperfine Interact. **194**, 71 (2009).
- [40] Peter J. Schultz and K. G. Lynn, Rev. Mod. Phys. **60**, 701 (1988).
- [41] A. P. Milles Jr. and E. M. Gullikson, Appl. Phys. Lett. **49**, 1121 (1986).
- [42] J. P. Marler and C. M. Surko, Phys. Rev. A **72**, 062713 (2005).
- [43] D. L. Eggleston *et al.*, Phys. Fluids B **4**, 3432 (1992).

2016 年度 役員・委員会

会長

東俊行（理化学研究所）

幹事

長嶋泰之（東京理科大学）〔副会長〕

北島昌史（東京工業大学）

酒井康弘（東邦大学）

中野祐司（理化学研究所）

菱川明栄（名古屋大学）

運営委員

石井邦和（奈良女子大学）

足立純一（高エネルギー加速器研究機構）

金井保之（理化学研究所）

高橋正彦（東北大学）

高口博志（広島大学）

中野祐司（理化学研究所）

河内宣之（東京工業大学）

菱川明栄（名古屋大学）

木野康志（東北大学）

平山孝人（立教大学）

酒井康弘（東邦大学）

渡部直樹（北海道大学）

城丸春夫（首都大学東京）

長嶋泰之（東京理科大学）

北島昌史（東京工業大学）

常置委員会

編集委員会

委員長：北島昌史（東京工業大学）

行事委員会

委員長：菱川明栄（名古屋大学）

広報渉外委員会

委員長：酒井康弘（東邦大学）

顕彰委員会

委員長：長嶋泰之（東京理科大学）

庶務委員会

委員長：中野祐司（理化学研究所）

編集委員 五十嵐明則, 岡田邦宏, 北島昌史, 高口博志, 冨田成夫,
中井陽一, 彦坂泰正, 間嶋拓也, 山崎優一



しょうとつ 第13巻 第5号 (通巻72号)

Journal of Atomic Collision Research

©原子衝突学会 2016

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

発行: 2016年9月15日

配信: 原子衝突学会事務局 <acr-post@bunken.co.jp>