

修 士 学 位 論 文

反水素原子の $n = 2$ ラムシフト測定のための
マイクロ波分光装置の開発

Development of a microwave spectrometer for measurement of
the Lamb shift in $n=2$ antihydrogen atom

令和元年度

広域科学専攻 相関基礎科学系

31-186934

西 諒真

目次

1	序論	1
1.1	物質と反物質	1
1.2	反物質生成のための低速反陽子供給施設	1
1.2.1	反陽子減速器 AD	1
1.2.2	低速反陽子蓄積リング ELENA	2
1.3	GBAR 実験ビームライン	2
1.4	反水素のラムシフトと反陽子の荷電半径	5
1.4.1	原子の構造とラムシフト	5
1.4.2	原子核の荷電半径	6
1.5	本研究の目的	7
2	ラムシフト分光	9
2.1	ラムシフト測定の実理	9
2.2	超微細構造による分光への影響	10
3	マイクロ波分光装置	13
3.1	マイクロ波遷移装置	13
3.1.1	マイクロ波遷移装置の構造	13
3.1.2	$2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ 遷移領域の電場分布の見積り	20
3.1.3	S パラメータの測定	23
3.2	超微細構造選別装置	26
3.3	Ly- α 検出器	28
4	$2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ 間遷移確率とスペクトル	30
4.1	各状態の時間に依存した存在確率を示す式の導出	30
4.2	$2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ ラムシフトにおける遷移双極子の行列要素の大きさ V の導出	31
4.3	6 keV 反水素の $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ ラムシフトのスペクトル	33
4.4	マイクロ波分光装置で得られる測定精度	39
5	水素の $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ 遷移実験	48
5.1	実験の概要	48
5.2	0.026 eV 水素の $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ ラムシフトのスペクトル	48
5.3	水素原子ビームの生成	50
5.4	水素原子の $2S_{1/2}$ 状態への励起	51
5.4.1	電子線衝撃による励起	51

5.4.2	レーザーによる二光子励起	52
5.5	電子銃励起による水素のマイクロ波遷移	56
6	ミュオニウムの $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ 遷移実験	59
6.1	実験の概要	59
6.2	4 keV ミュオニウムの $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ ラムシフトのスペクトル	60
6.3	ミュオニウムの生成	62
6.4	$2S_{1/2}$ 状態ミュオニウムの生成	63
6.5	ミュオニウムのマイクロ波遷移	65
7	結論	68
8	謝辞	70

図目次

1	CERN の加速器群	2
2	AD 内部の様子	3
3	GBAR 実験における反水素の合成	4
4	反陽子とポジトロニウムの反応断面積	5
5	ポジトロニウムの生成と反水素の生成	5
6	水素原子のエネルギー準位の模式図	7
7	陽子の荷電半径測定	8
8	水素の分光による荷電半径の測定	8
9	原子ビームを用いたラムシフト分光実験の概要	9
10	超微細構造のエネルギー準位	10
11	6 keV 反水素によるスペクトル	12
12	超微細構造選別装置を加えたラムシフト分光実験の概要	12
13	マイクロ波遷移装置の接続	14
14	マイクロ波遷移装置の概略図	15
15	パワー測定器の特性	16
16	同軸ケーブルの周波数特性	17
17	分波器の周波数特性	17
18	RF 増幅器の利得の周波数特性	18
19	RF 増幅器の利得の周波数特性 400 MHz から 1500 MHz	19
20	減衰器の周波数特性	19
21	port の定義	20
22	マイクロ波遷移装置の 910 MHz における電場強度の分布	21
23	ビーム軸上の電場強度	22
24	上極板 (S21) の周波数依存性シミュレーション	22
25	下極板 (S43) の周波数依存性シミュレーション	23
26	S パラメータの測定	24
27	上極板 (S21) の周波数依存性実測	24
28	下極板 (S43) の周波数依存性実測	24
29	上極板 (S21) の周波数依存性実測 (補正済み)	25
30	下極板 (S43) の周波数依存性実測 (補正済み)	25
31	超微細構造選別装置	26
32	超微細構造選別装置とマイクロ波遷移装置の断面図	27
33	超微細構造選別装置の 1110 MHz における電場強度の分布	27
34	ly- α 検出器	29

35	$2S_{1/2}$ および $2P_{1/2}$ の存在確率の時間依存性	34
36	マイクロ波遷移装置の 1110 MHz の電場	35
37	複数の周波数のマイクロ波による遷移の例	36
38	6 keV 反水素によるスペクトル 1	37
39	超微細構造選別装置の 1110 MHz の電場	37
40	6 keV 反水素によるスペクトル 2	38
41	6 keV 反水素によるスペクトル 3	38
42	条件 A 700 MHz から 1300 MHz までのスペクトル	40
43	条件 A 700 MHz から 1300 MHz までのスペクトルとフィッティング	41
44	条件 B 700 MHz から 1110 MHz までのスペクトルとフィッティング	42
45	条件 C HFSS を用いたスペクトルとフィッティング	44
46	条件 D 2 倍強度の HFSS を用いたスペクトルとフィッティング	46
47	0.026 eV 反水素によるスペクトル 1	49
48	0.026 eV 反水素によるスペクトル 2	49
49	0.026 eV 反水素によるスペクトル 3	50
50	室温の水素の実験の概要	51
51	レーザー照射用キャビティの模式図	52
52	レーザーによる水素の電離 1	54
53	レーザーによる水素の電離 2	54
54	レーザーによる水素の電離 3	55
55	水素のマイクロ波遷移 1	57
56	水素のマイクロ波遷移 2	57
57	水素のマイクロ波遷移 3	58
58	ミュオニウム分光実験の概要	59
59	マイクロ波遷移装置の 600 MHz の電場	61
60	4 keV ミュオニウムによるスペクトル	62
61	Tagging MCP-Back MCP	63
62	Tagging MCP-Back MCP の拡大	64
63	Tagging MCP-Ly - α 検出器	64
64	ミュオニウムのマイクロ波遷移 1	66
65	ミュオニウムのマイクロ波遷移 2	66
66	ミュオニウムのマイクロ波遷移 3	67

1 序論

1.1 物質と反物質

初期宇宙において、Big Bang は同数の物質と反物質を生成したはずである。しかし、現在の宇宙はダークエネルギーやダークマターを除くとバリオンなどの物質がほとんどで、反物質は見当らない(物質優勢宇宙)。この非対称性がどのように生まれたのかという疑問は物理学における最大のテーマの1つになっている。物質を構成する全ての粒子に対して、その対となる反粒子が存在する。標準模型によると荷電共役変換、パリティ変換、時間反転変換の3つの変換を同時に行った時、その物理法則は変わらないとされ、粒子と反粒子の質量、寿命は等しく、電荷や磁気モーメントはその絶対値が等しく符号が反対になっているという対称性が知られている。物質優勢宇宙を説明する手がかりを得るため、物質と反物質が本当に全く同じなのか、違うとすれば、どこまで対称なのかが実験的に探求されている。反物質を実際に生成し、その性質を精密に測定し物質と比較することは、CPT 対称性を直接的に確かめる有力な手段である。

また、弱い等価原理が反物質にも同様に言えるのかについても、現在のところ実験による確認がなされていない。反物質に作用する重力は物質で起こる現象と同じであるのか、現在、これを確かめるための準備が進められている。

1.2 反物質生成のための低速反陽子供給施設

1.2.1 反陽子減速器 AD

CERN (欧州原子核研究機構) では反陽子や反水素原子などの精密測定実験が行われている[1][2][3][4][5][6][7]。質量の小さな陽電子は原子核のエネルギー程度におさまるため、ある種の放射性同位元素から得ることができる。一方、反陽子は我々の身の回りには存在しないため、対生成の過程で人工的に作り出す必要がある。反陽子の質量エネルギーを考えると GeV オーダーの大きなエネルギーが必要である。そのために加速器で得られる高エネルギービームが必要であり、それと同時に精密測定のために減速器が必要である。図 1 に示すように CERN に設置された LINAC2、BOOSTER、PS の 3 つの加速器を通して 26 GeV/c まで加速された陽子ビームはイリジウムの標的と衝突し、

$$p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p} \quad (1)$$

の反応で、反陽子を生成する。この過程で生成された反陽子が持つエネルギーは反水素の合成、精密測定には適さない。これを 100 MeV/c まで減速、冷却を繰り返し、各実験グループに供給する施設が反陽子減速器 Antiproton Decelerator (AD) である。図 2 に AD 内部の様子を示した。現在 6 つの異なる実験が AD 内部で行われており、BASE 実験 [1] では反陽子を、ALPHA 実験 [2]、ASACUSA 実験 [3] [4]、ATRAP 実験 [5]、AEGIS 実験 [6]、GBAR 実験 [7] では反陽子を用いてそれぞれ独自の手法で反水素を合成し、研究を行っている。GBAR 実験で行っている反水素の合成方法に関しては第 1.3 節で議論する。

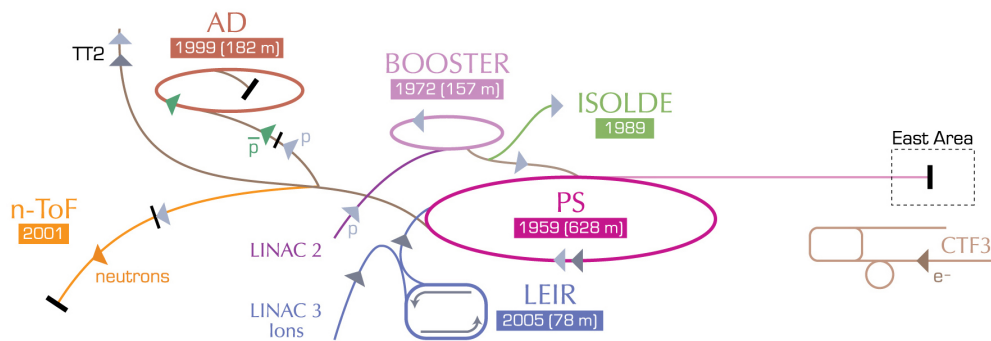


図1 線形加速器 LINAC 2 より加速された陽子はまずはじめにリング型の BOOSTER で加速される。さらに半径の大きな PS で加速され、AD ホール内部のイリジウムの標的と衝突し、式 1 の反応で反陽子を生成する。生成された反陽子は大きな運動量を持っているため、AD リングによって減速、冷却される。

1.2.2 低速反陽子蓄積リング ELENA

ELENA (Extra Low ENergy Antiproton ring) [8] は AD によって 5.3 MeV にまで減速された反陽子をさらに RF による減速と電子冷却を繰り返すことで 100 keV まで減速し、各実験グループへ供給するために新たに開発されたリング状の減速器である。ELENA 完成以前は AD から得られる反陽子を金属膜を透過させることなどによって減速させていたが、この過程で反陽子の 99% は失われていた。ELENA によって反陽子を従来より高効率でトラップして冷却でき、様々な研究をより効率的に進めることができる。また、ELENA はビームを 4 つのバンチに分割することで、同時に 4 つの異なる実験に反陽子ビームが供給できるようになる。

1.3 GBAR 実験ビームライン

GBAR とは Gravitational Behaviour of Antihydrogen at Rest の略で、冷えた反水素原子を自由落下させてその重力加速度を測定し、弱い等価原理を検証することを目的としている。弱い等価原理とは、重力を受けた物体の落下運動は、重力以外の力が働かないとき、物質の種類によらない、というものである。GBAR 実験は、これを反水素を自由落下させること反物質に対しても弱い等価原理が言えるのかを検証する。荷電反物質はそれの受ける電磁相互作用が重力相互作用に比べ非常に強く検証が困難である。一方、反水素は電氣的に中性である点と、ポジトロニウムやミュオニウムを用いた重力実験と比べて反水素原子の寿命は無限である点において非常に有用であると考えられた。GBAR 実験は反水素にはたらく地球の重力を 1% の精度で測定することを最初の目標としている。また、その手法の関係上、ラムシフト分光にふさわしい反水素ビームを得ることができる。

GBAR 実験では、その目的のために、式 2 および式 3 で表わされる反陽子や反水素原子とポジ

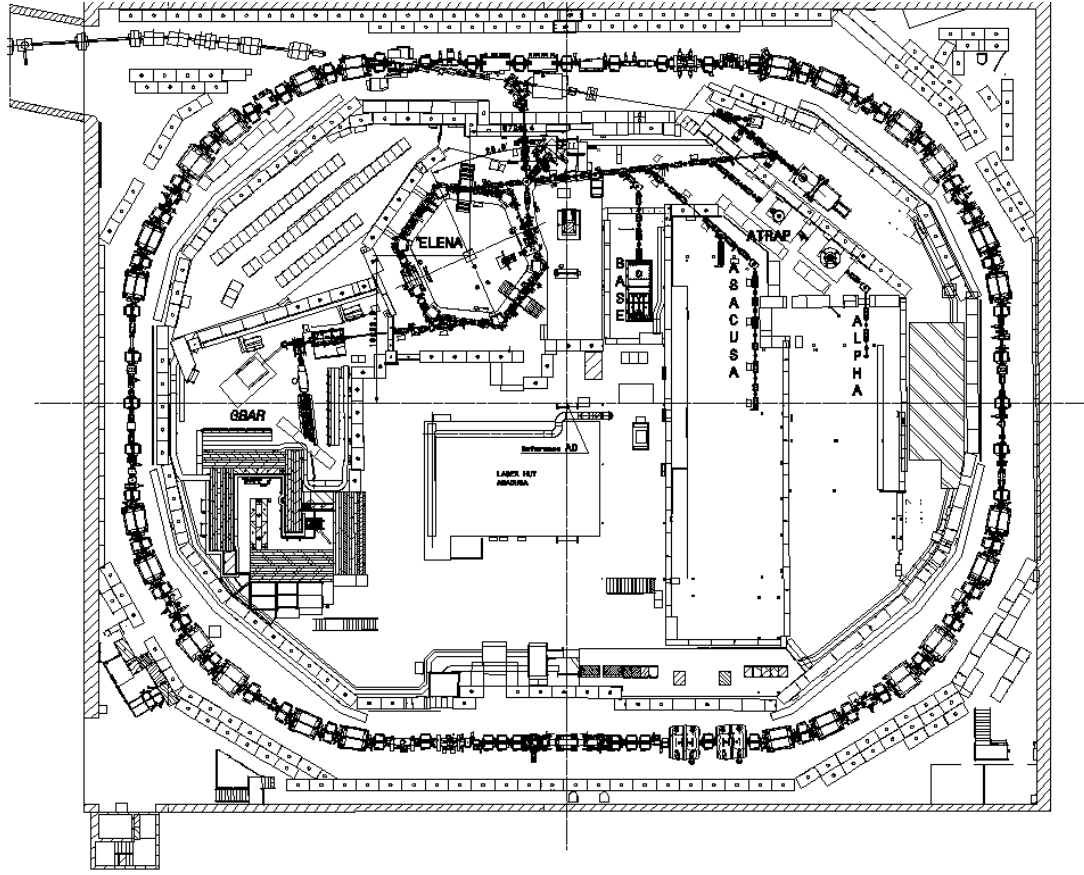


図2 ホールの内壁近くを囲む楕円がADリングである。ここで約100秒かけて反陽子を減速、冷却する。左上に位置する六角形のリングが新しく稼働し始めたELENAである。ELENAで減速された反陽子は各実験グループへ送られる。GBAR実験グループは地図上の左方に位置する。

トロニウム (電子と陽電子の束縛状態) との連続する荷電交換反応



によって反水素イオンを生成し、RFトラップに導入してベリリウムイオンとの協同冷却によって、 $10 \mu\text{K}$ (1 neV) まで冷却する。その後、光脱離で余分な陽電子を取り除き中性の反水素原子とすると、この反水素原子は地球の重力を受けて「自由落下」する。その加速度を測定する。

本研究は、この反水素イオン生成に際して自動的に生成される反水素原子ビームを用いて、反水素原子の $n = 2$ ラムシフトをマイクロ波で測定することで反陽子の荷電半径を得ることを目的とする [9][10]。図3はGBAR実験における反水素原子生成のためのビームラインの模式図である。反水素原子と反水素イオン生成の過程を以下にまとめる。

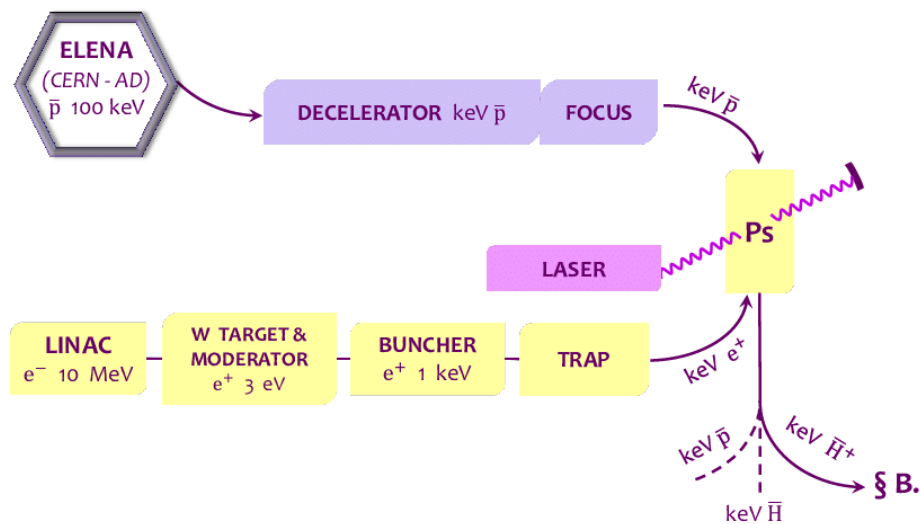


図3 GBAR 実験における反水素の合成

- 反陽子

ELENA から 100 keV、 $4 \times 10^6/10s$ で供給される反陽子を減速機を用いてさらに 1-20 keV まで減速する。反水素合成には、図 4 に示されている原子衝突の理論計算をもとに 6 keV で以下に説明するポジトロニウムに入射し、式 2 および式 3 の反応で反水素原子を合成する [11][12]。このエネルギーによる原子衝突において、2S 状態の反水素も生成され、それを本実験に活用する。

- 陽電子

10 MeV の電子をタングステン標的に衝突させることで陽電子を生成し、 $3 \times 10^8 e^+/s$ のビームを形成する。buffer gas trap およびベニングトラップを用い、 10^{10} まで陽電子を蓄積する。蓄積された陽電子は反陽子が ELENA から送られてくるタイミングに合わせてポジトロニウム生成への工程へと移動する。

- ポジトロニウム

ポジトロニウムとの荷電交換反応で十分な数の反水素原子を合成するためには、 $10^{12}Ps/cm^3$ の密度が必要である [13]。ポジトロニウムは図 5 にあるような $1 \times 1 \times 20mm$ の標的で生成される。容器内側の 1 面にはポジトロニウム生成用の多孔質シリカがある。陽電子は空いてる面から飛来し、多孔質シリカへと衝突し、ポジトロニウムを生成する。反陽子とポジトロニウムの反応断面積は反陽子のエネルギーに依存する。図 4 からは、生成された反水素には基底状態だけではなく、さらに上の準位の状態が含まれていることが読み取れる。

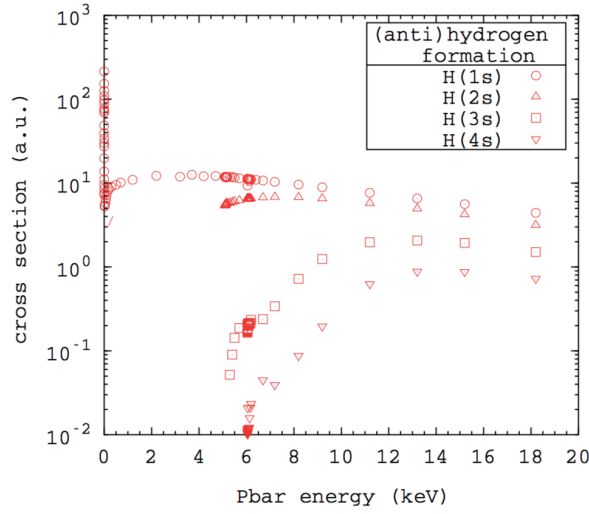


図4 反陽子とポジトロニウムの反応断面積は反陽子のエネルギーに依存する。このグラフは反陽子の各エネルギーにおける反水素 1S、2S、3S、4S の生成効率を示している。

$2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ ラムシフトの分光実験では 2S 状態の反水素を用いる。ここで直接生成された 2S や、 $4S \rightarrow 2S$ 、 $3P \rightarrow 2S$ や、 $4S \rightarrow 3P \rightarrow 2S$ 、 $4D \rightarrow 3P \rightarrow 2S$ といったいくつかの遷移を経て 2S 状態になったものなどが分光実験で用いられる。生成された反水素は、反陽子が持っていたのと同様の運動量で下流の実験装置へと進行する。

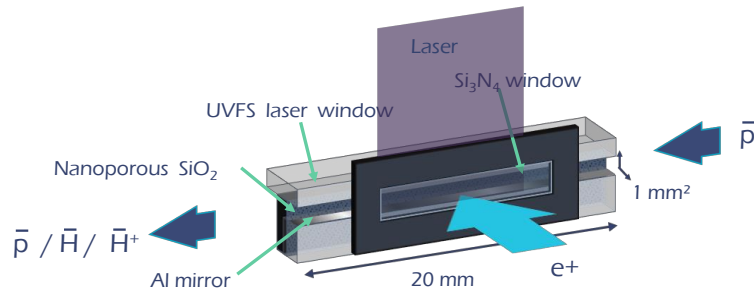


図5 ポジトロニウムの生成と反水素の生成

1.4 反水素のラムシフトと反陽子の荷電半径

1.4.1 原子の構造とラムシフト

本研究で分光を目指す反水素原子は、水素原子の反物質であり、反陽子と陽電子の束縛系である。ここでは文献 [14] に基いて、水素原子の構造についてまとめる。

クーロン相互作用だけを考慮した場合、図 6 に模式的に示したようなボーアの模型に相当するエ

エネルギー準位が得られる。シュレーディンガー方程式から導出されるボーア模型のエネルギー固有値は換算質量 M_R を用いて

$$E_n = -\frac{M_R}{2\hbar^2} \frac{e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{1}{n^2} \quad (4)$$

と表される。ここで自然数 n は主量子数である。この時の固有関数には2つの量子数、軌道角運動量子数 L と磁気量子数 M があるが、この2つの量子数については縮退し、エネルギー固有値は量子数 n のみによって表される。

ボーア模型で縮退していると考えられていた準位は実際には縮退が解けている。この構造を微細構造と呼んでいる。微細構造は軌道角運動量 L とスピン角運動量 S を用いて、運動量 $J = L + S$ という量子数によって説明される。

ラムシフトは量子電磁力学 (QED) 的な効果によってエネルギー準位がずれることである。ラムとラザフォード (Retherford) による水素原子線のマイクロ波共鳴実験において実際に $2S_{1/2}$ と $2P_{1/2}$ にずれが生じ、縮退が解けているのが観測された [15]。

QED によるラムシフトの起源として定性的に次の三つの理由を挙げることができる [17]。一つ目は、電子の波動関数は水素原子核 (陽子) の位置でも存在確率が0ではないことである。二つ目は、ハイゼンベルクの不確定性原理から、真空場のゆらぎによって短い時間の間に電子・陽電子の生成と消滅が繰り返されていることである。三つ目は、電子と電子自身の場との相互作用である。

水素原子の $n = 2$ の状態において、ラムシフトは $2S_{1/2}$ と $2P_{1/2}$ のエネルギー差として現れる。この二つの状態で上述の作用の影響を特に大きく受けるのは $2S_{1/2}$ 状態である。これは、 $2S_{1/2}$ 状態では $2P_{1/2}$ 状態に比べて電子が陽子から近い位置に存在することに起因する。

原子核もスピンを持つ。核スピン量子数を I として全角運動量 $F = J + I$ の量子数で説明されるのが超微細構造である。図6の右端で表されるようにそれぞれの準位が核スピンの相互作用によって分裂している。

1.4.2 原子核の荷電半径

ラムシフトの測定は QED の検証として重要な実験となったが、実験の測定精度が向上してきた結果、量子電磁力学的な起源であるラムシフトによるずれに加えて、原子核が有限の大きさであることを考慮する必要性が生じた。理論計算によると原子内部での電荷の分布の広がりがある $n = 2$ のラムシフトでは、1000 ppm 程度から影響するとされている。逆に、ラムシフトを精密に測定し、QED が正しいと仮定することで原子核の荷電半径を求めることができる。陽子と電子からなる水素原子においては陽子そのものの荷電半径を求めることになる。

陽子の荷電半径は物理学において非常に重要な量でありながら、確かな値が決められていない。陽子の荷電半径の測定方法として、電子陽子散乱を用いるもの、水素の分光を用いるもの、ミュオン水素原子の分光を用いるものなどがある。電子陽子散乱は最も古典的な手法であり、ラザフォードの実験に類するものである。一方、ミュオン水素原子の分光における特徴は、ミュオンの質量が電子と比較し大きく、およそ 207 倍も陽子に近い軌道をとることである。それゆえ、陽子の大きさが与える影響が水素に比べて敏感であり、より小さな不確かさで陽子の荷電半径を測定すること

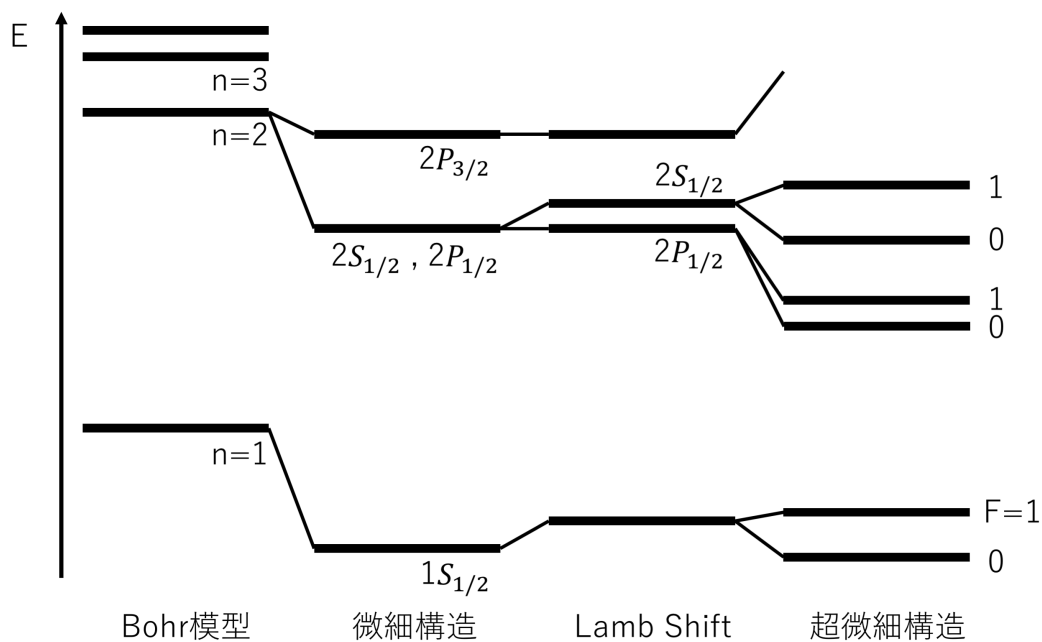


図6 水素原子のエネルギー準位の模式図

ができる。2010年のミュオン水素原子を用いた陽子荷電半径の測定結果から新たな疑念が生まれた [16]。それは、測定の手法やグループによってその測定値が有意に異なることである。いくつかの実験グループによる陽子の荷電半径の測定結果を図7に示す。陽子の荷電半径を 0.842 fm 近傍に見出したグループと 0.876 fm 近傍に見出したグループがあることが確認できる。この問題は陽子半径問題 (proton radius puzzle) などと呼ばれている。図8にあるように2018年までに行われてきた多くの電子陽子散乱と水素の分光実験で荷電半径の大きさは 0.876 fm 近傍に見出されていた。しかし、近年のミュオン水素原子の分光実験は、 0.842 fm へと不確かさの範囲で有意に違う値を測定した。2019年に発表された最新の電子陽子散乱と水素の分光実験は、今度はミュオン水素原子の分光実験と相当する荷電半径の大きさを提示した [17]。しかしながら、依然として、どちらの値が正しいのか、なぜ違う値が得られたのかは知られていない。

1.5 本研究の目的

本研究では反水素原子の $n = 2$ ラムシフト測定を行うためにマイクロ波分光装置を開発する。また、その性能を確かめるためにシミュレーションを用いて発生可能な電場強度を予想し、数値計算によってそれによる遷移確率とスペクトルを計算する。さらに、室温の水素を用いたマイクロ波遷移の測定と、ミュオニウムを用いたマイクロ波遷移の測定を行い、開発したマイクロ波遷移装置で $n = 2$ ラムシフトの遷移が可能であることを確認する。

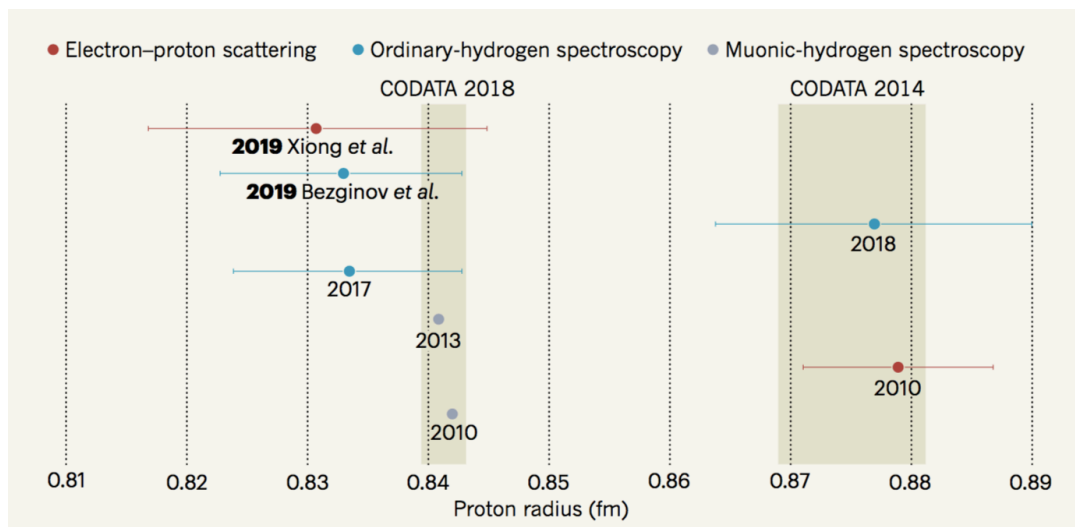


図7 いくつかの実験グループによる陽子の荷電半径の測定結果 [18]。

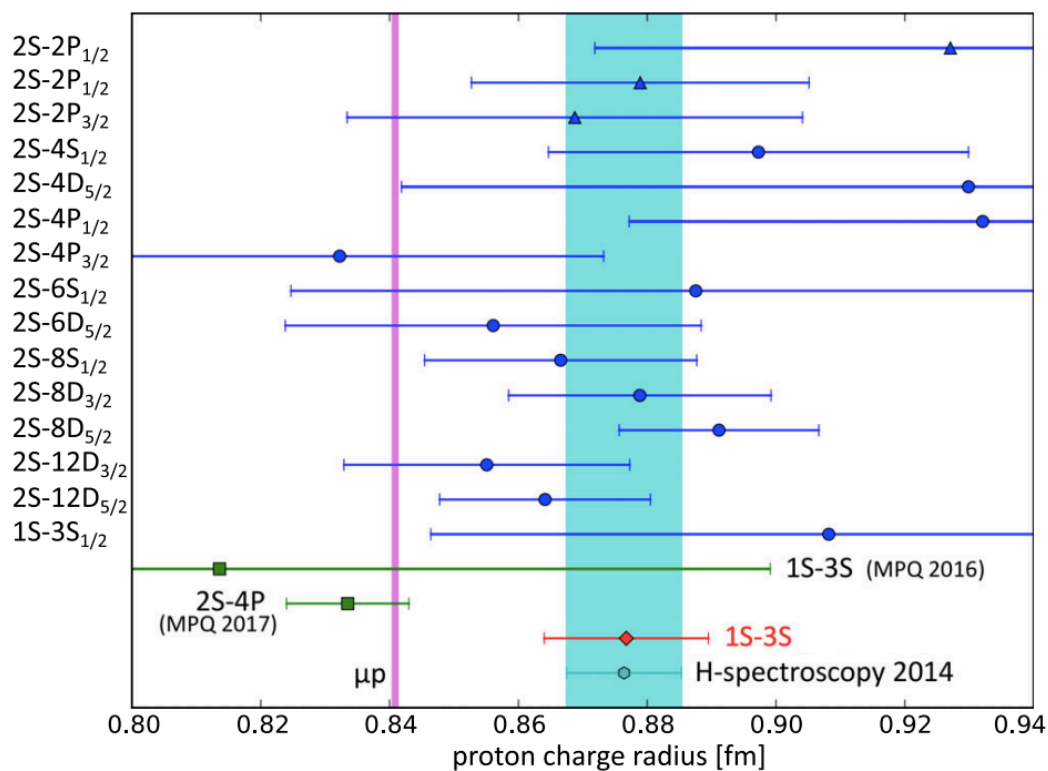


図8 水素には多くのエネルギー準位が存在し、それらのエネルギー差を用いて陽子の荷電半径が求められた [19]。青色の測定点が水素の分光によるものである。紫色の線がミュオン水素原子による陽子の荷電半径の測定結果である。不確かさが水素に比べて非常に小さいことが確認できる。

2 ラムシフト分光

2.1 ラムシフト測定の実験原理

反陽子荷電半径の測定は反水素の $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ ラムシフトを測定することで行われる。ここでは、反水素原子線のマイクロ波分光による $n = 2$ ラムシフトの測定の実験原理について議論する。

第 1.3 節で述べた GBAR 実験ビームラインで得られる反水素原子ビームやイオンビームのうち、本研究で用いるのは中性の反水素原子 H(以下、反水素) ビームである。図 9 はマイクロ波分光装置の概略図である。マイクロ波分光装置は、大きく分けてマイクロ波を照射して遷移を起こすマイクロ波遷移装置と Ly- α 光を検出する Ly- α 検出器の二つに分けられる。反水素ビームは、真空中に用意されたこれらの装置を通り抜けるようになっている。反水素ビームには 1S、2S、2P さらにそれ以上のエネルギー状態が含まれている。1S 状態反水素は Ly- α 検出器において不感であり、2P とそれ以上の状態の反水素は寿命が短いためマイクロ波遷移装置に至る前に基底状態へ遷移する。ここでは 2S 状態反水素へ作用する実験系を考える。

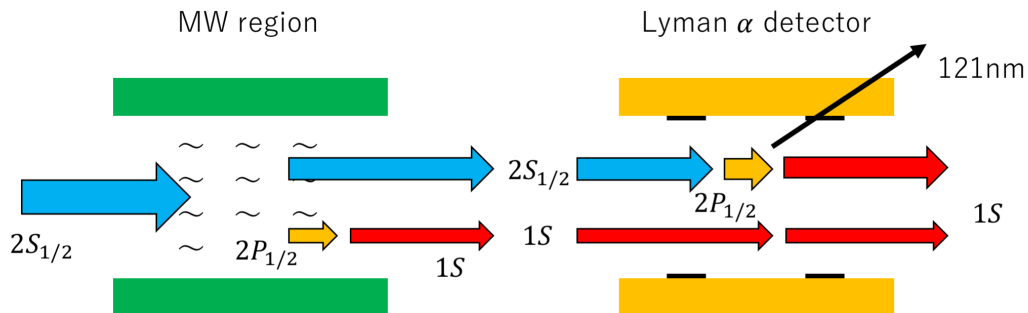


図 9 原子ビームを用いたラムシフト分光実験の概要

図 9 に示すように、2S 状態反水素が図の左から入射し、まずマイクロ波遷移装置 (図中の MW region) に至る。マイクロ波遷移装置では、任意の周波数のマイクロ波を反水素にかけることができる。もし、ここでマイクロ波をかけていない場合、2S 状態反水素は遷移を起こさず、そのままの状態の下流の Ly- α 検出器 (図中の Lyman α detector) へと進む。下流の Ly- α 検出器では、2S 状態を 2P 状態と混ぜて 1S 状態へ脱励起させるための強い DC 電場 (クエンチングフィールド) がかけられている。この電場によって 2S 状態反水素は Ly- α 検出器内部で 2P 状態反水素へと遷移する。2P 状態反水素は寿命が 1.6 ns と短いため、直ちに Ly- α 光を出して 1S 状態反水素へと脱励起する。この時、周囲を囲む MCP により Ly- α 光を検出することができる。マイクロ波遷移装置で $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ ラムシフトに対応しないそれ以外の周波数をかけている時も同様に、反水素はそのままの状態マイクロ波遷移装置を通過し、Ly- α 検出器へと至り、Ly- α 光を放出する。一

方、マイクロ波遷移装置において $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ ラムシフトに対応する周波数のマイクロ波をかけている時、 $2S$ 状態反水素は $2P$ 状態反水素へとマイクロ波遷移装置内で遷移する。 $2P$ 状態反水素は寿命が短いため、直ちに $1S$ 状態、すなわち基底状態へと遷移したのちに $Ly - \alpha$ 検出器に到達する。ここでは DC 電場がかかっているが、すでに基底状態にあるため、遷移を起こさず、 $Ly - \alpha$ 検出器で $Ly - \alpha$ 光が検出されることはなくなる。

マイクロ波遷移装置において周波数を掃引しながら、 $Ly - \alpha$ 検出器で検出される $Ly - \alpha$ 光の数を測定する。 $Ly - \alpha$ 光の検出数が減少する時、 $Ly - \alpha$ 検出器に到達した $2S$ 状態反水素の数が少ないことを意味し、それは、その時マイクロ波遷移装置によってかけていたマイクロ波によって $2S$ 状態反水素が $2P$ 状態反水素へと遷移した、つまり、そのマイクロ波の周波数が $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ ラムシフトに対応することを結論づけることができる。

2.2 超微細構造による分光への影響

図 10 にあるように (反) 水素の $2S_{1/2}$ 状態反水素および $2P_{1/2}$ 状態反水素にはそれぞれ量子数 $F = 0$ および $F = 1$ の超微細構造が存在する。

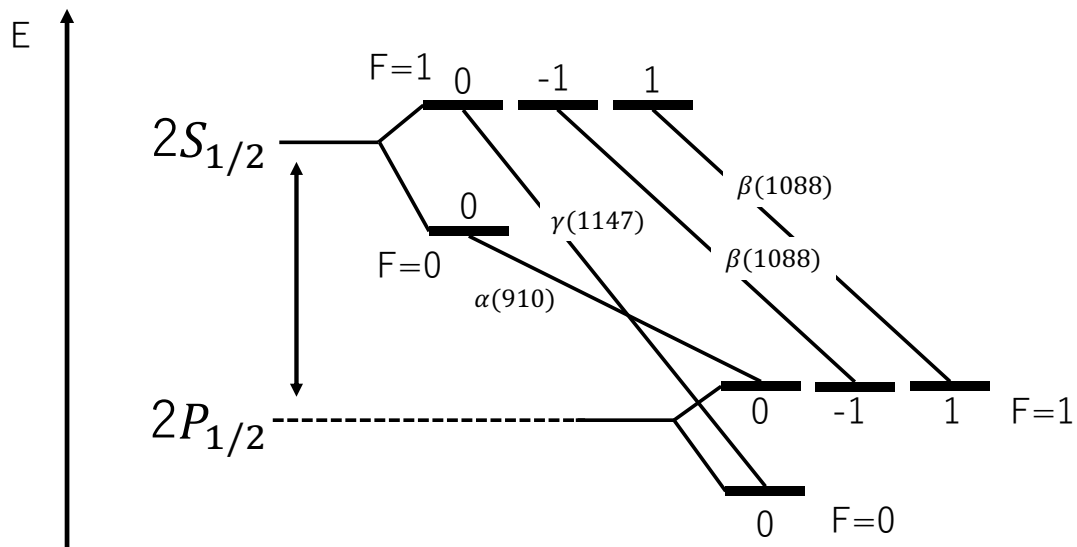


図 10 超微細構造のエネルギー準位。 α 遷移、 β 遷移、 γ 遷移の 3 つの遷移が存在する。カッコ内の数字はエネルギー差 [MHz]。

(反) 水素の $2S$ 準位および $2P$ 準位それぞれに対して、 (F,M) として $(0,0)$ 、 $(1,0)$ 、 $(1,1)$ 、 $(1,-1)$ とするとき、表 1 に示す 4 つの許容遷移が観測される。マイクロ波遷移装置のマイクロ波の周波数をを掃引しながら、 $Ly - \alpha$ 検出器で得られる $Ly - \alpha$ 光の測定をしていくと、これらのスペクトルの足し合わせとして図 11 のような分布が得られる。

この 4 つの許容遷移とラムシフト (ΔE_{lamb}) の関係は $2S_{1/2}$ 状態の超微細構造による分裂を $\Delta E_{\text{HFS}, 2S_{1/2}}$ とし、 $2P_{1/2}$ 状態の超微細構造による分裂を $\Delta E_{\text{HFS}, 2P_{1/2}}$ とすると、式 5 のように書

くことができる [20]。

$$\begin{aligned}
\Delta E_\alpha &= \Delta E_{\text{lamb}} - \frac{3}{4}\Delta E_{\text{HFS}, 2S_{1/2}} - \frac{1}{4}\Delta E_{\text{HFS}, 2P_{1/2}} \\
\Delta E_\beta &= \Delta E_{\text{lamb}} + \frac{1}{4}\Delta E_{\text{HFS}, 2S_{1/2}} - \frac{1}{4}\Delta E_{\text{HFS}, 2P_{1/2}} \\
\Delta E_\gamma &= \Delta E_{\text{lamb}} + \frac{1}{4}\Delta E_{\text{HFS}, 2S_{1/2}} + \frac{3}{4}\Delta E_{\text{HFS}, 2P_{1/2}}
\end{aligned} \tag{5}$$

$\Delta E_{\text{HFS}, 2S_{1/2}}$ と $\Delta E_{\text{HFS}, 2P_{1/2}}$ の大きさは、水素については良い精度で調べられている。 $\Delta E_{\text{HFS}, 2S_{1/2}}$ に関しては 177.556 834 3(6 7) Hz といった測定値 [21] や 177.556 785(29) MHz という測定値 [22] などが知られており、 $\Delta E_{\text{HFS}, 2P_{1/2}}$ に関しては 59.22(14) MHz という測定値 [23] や 59.1695(6) MHz という理論値 [24] などが知られている。

本研究では反水素の $2S(0,0) \rightarrow 2P(1,0)$ の α 遷移 (ΔE_α) の測定を目標としている。水素と反水素の超微細構造の分裂の大きさが同じであるか、違いがあっても非常に小さいと仮定すると、水素の超微細構造の分裂の不確かさが十分小さいとみなせるため、 α 遷移の測定でラムシフトを求めることができる。

α 遷移の測定は、他の遷移の影響によって、線幅が広がった分布が観測され、このままでは目標の精度でラムシフトを決められない。これを防ぐために予め超微細構造の準位を選別しておくことが必要となる [26]。図 12 に示すようにマイクロ波遷移装置より上流に超微細構造選別装置を導入する。超微細構造選別装置は、マイクロ波遷移装置と同じ原理でマイクロ波によって反水素の $n = 2$ 準位内の特定の遷移を引き起すものである。印加するマイクロ波の周波数を β 遷移の周波数 1088 MHz と γ 遷移の 1147 MHz の間にあわせることで、 $2S(1,1)$ 、 $2S(1,-1)$ および $2S(1,0)$ の状態を $2P$ に遷移させ、 $1S$ 状態へ脱励起させる。これをマイクロ波遷移装置に到達するまでに行うことにより、 α 遷移を精度よく測定することが可能となる。ここで得られる精度に関しては第 4.4 節において定量的に議論する。

2S	2P	水素におけるエネルギー差 (MHz)	遷移の名前
(0,0) →	(1,0)	910	α
(1,1) →	(1,1)	1088	β
(1,-1) →	(1,-1)	1088	β
(1,0) →	(0,0)	1147	γ

表 1 $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ ラムシフトに関係する (反) 水素の許容遷移とそのエネルギー差

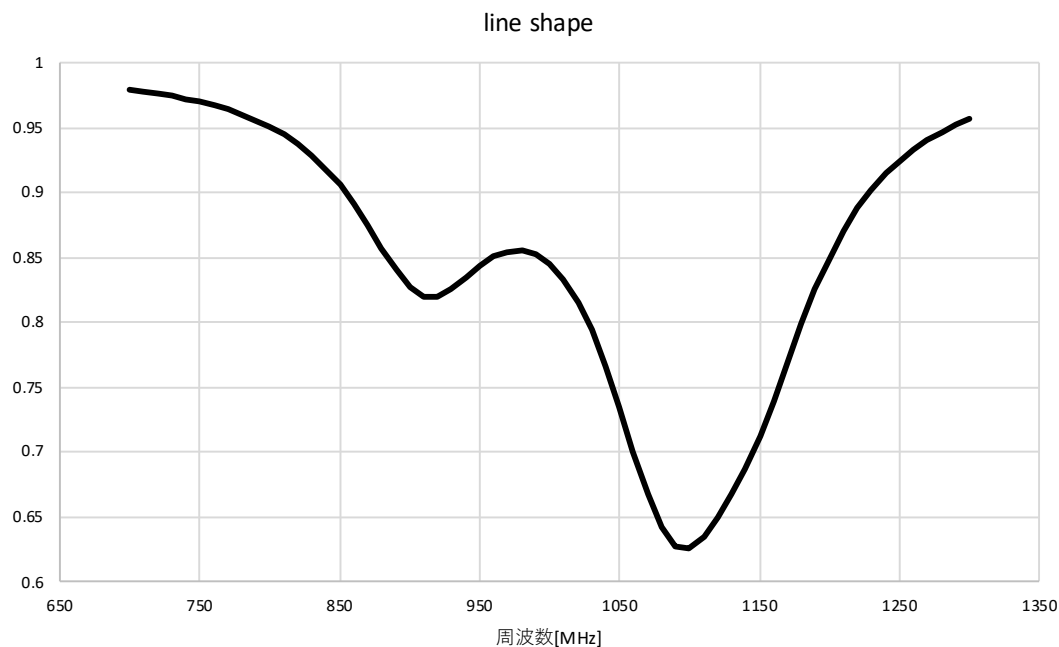


図 11 6 keV 反水素による超微細構造選別装置導入前のスペクトル。縦軸が 2S の存在確率、横軸がマイクロ波の周波数。1088 MHz に大きなピークが見えているのは β 遷移が 2 つの遷移の重ね合わせになっているためである。 β 遷移、 γ 遷移の寄与をできるだけ小さくし、910 MHz の α 遷移を正確に測定するために超微細構造選別装置を導入する必要がある。

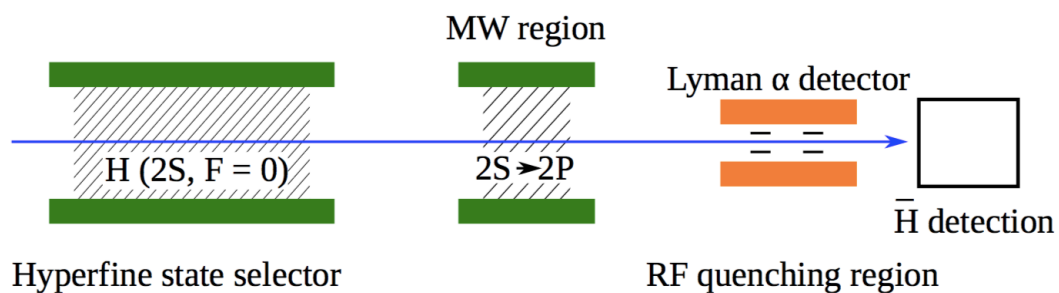


図 12 超微細構造選別装置を加えたラムシフト分光実験の概要。超微細構造選別装置は 2S, F=0 の状態を残しながら、2S, F=1 の状態を 2P 状態反水素へ遷移し分光への寄与を小さくするために存在する。マイクロ波遷移装置に対して上流側に設置する。

3 マイクロ波分光装置

本節では、本研究で開発したマイクロ波分光装置の構造について説明する。マイクロ波分光装置は原子に対してマイクロ波を照射し $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ の遷移を誘起するマイクロ波遷移装置と $Ly - \alpha$ 光を検出する $Ly - \alpha$ 検出器、また、測定精度を高めるために導入する超微細構造選別装置の大きく分けて 3 つからなる。第 3.1 節でマイクロ波遷移装置に関して、信号経路やマイクロ波遷移領域の周波数特性の測定結果と電磁場解析ソフトを用いたシミュレーションとを比較して、得られる振動電場の強度を議論する。つづいて、第 3.2 節では超微細構造選別装置について、第 3.3 節では $Ly - \alpha$ 検出器について議論する。

3.1 マイクロ波遷移装置

3.1.1 マイクロ波遷移装置の構造

マイクロ波遷移装置はビームライン上の真空容器内に用意された上下二枚ある $30\text{ mm} \times 38\text{ mm}$ の極板それぞれに、図 13 に示すように逆位相のマイクロ波を印加することで、極板間に振動電場をかけ、そこに反水素ビームを通す構造になっている。信号発生器でマイクロ波の周波数および電場強度を設定する。信号発生器で出力した信号はまず、スプリッターに送らる。ここではマイクロ波の位相を 180 度ずらして 2 つに分けている。別れたそれぞれの信号は RF 増幅器を通して増幅され、フィードスルーを通り真空のビープパイプ内へ入り、マイクロ波遷移装置の上下それぞれの極板に送られる。極板を通った信号は再びフィードスルーを抜けた後、減衰器を通り、最後に終端されている。信号は全て同軸ケーブルによって伝送される。

設計したマイクロ波遷移装置の断面図を図 14 に示す。図中の極板周辺の構造は極板を支えるための支持部分であり、ビームパイプに接地されている。マイクロ波遷移領域の上流および下流に存在する内径 15 mm の中空円筒は、マイクロ波が漏れ出のを防ぐための構造である。これらは無酸素銅で構成されている。マイクロ波を誘起する極板はセラミックによって周囲の構造と絶縁されている。マイクロ波がかけられたこの極板間を反水素は紙面左から右へと 6 keV 程度の運動エネルギーで通り抜ける仕組みである。

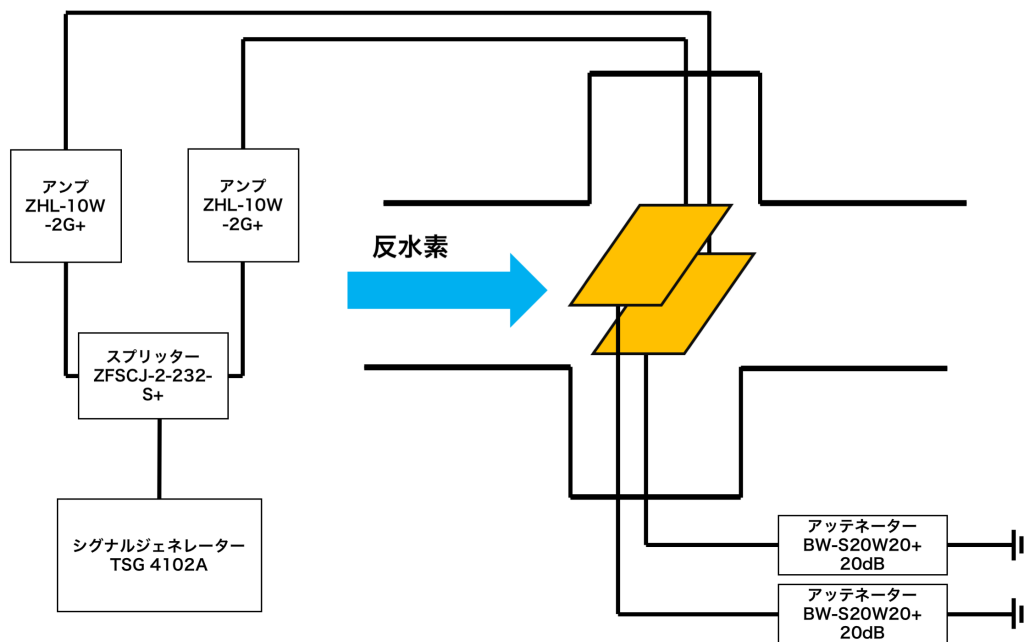


図 13 マイクロ波遷移装置の接続

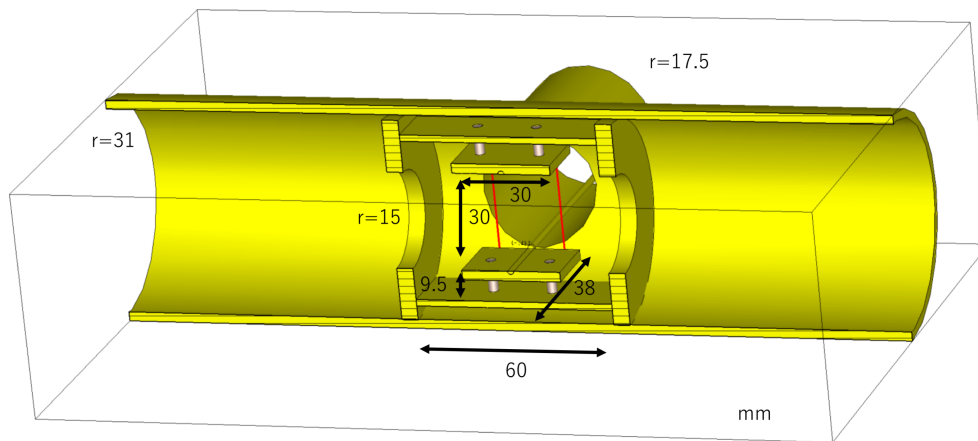


図 14 マイクロ波遷移装置の概略図。中心部の上下にある 2 つの極板間に振動電場を誘起する。

以下ではマイクロ波遷移装置を構成する各信号経路について議論する。これらを通じた信号の減衰などの特性を知ることは、電場強度を知るために重要である。

■**信号発生器** 信号経路において最も上流にあるマイクロ波の発信源である。信号発生器によって、原子ビームにかけたい周波数と電場強度を設定することができる。典型的な値として、我々の反水素分光実験においては 910 MHz 近傍を用いる。本研究で用いた信号発生器は Tektronix の TSG4102A であり、仕様を表 2 にまとめた。

周波数出力範囲	950 kHz から 2.0 GHz
周波数分解能	1 μ Hz
スイッチング速度	8 ms 未満
信号出力	+16.5 dBm から -110 dBm
振幅分解能	+0.01 dBm
出力インピーダンス	50 Ω

表 2 信号発生器のスペック

■**パワー測定器** まずはじめにパワー測定器の特性の確認を行なった。このパワー測定器の用途は 2 つあり、1 つは以下に議論する各信号経路の周波数特性を測定すること、もう 1 つは、マイクロ波分光実験を実行中に、マイクロ波のパワーをモニターすることである。このパワー測定器は継続的に受け取るマイクロ波のパワーをモニターすることができる。このパワー測定器の特性を知るために上述の信号発生器を直接接続し、パワーを測定した。図 15 は信号発生器において出力するパ

ワ-を 0 dBm に設定し、400 MHz から 1500 MHz まで 50 MHz ごとにマイクロ波を発信し、パワ-測定器でその値を確認した。測定は各周波数ごとに 3 回行い、平均と不確かさをプロットしている。(不確かさがグラフに対して小さいため見えていない。) この測定での周波数依存性の分布は 0.15 dBm 未満に収まっている。0.15 dB は電場にして 1.4% 程度の小さな誤差になるため、以降で行う測定を議論するために、十分な精度があると言うことができる。

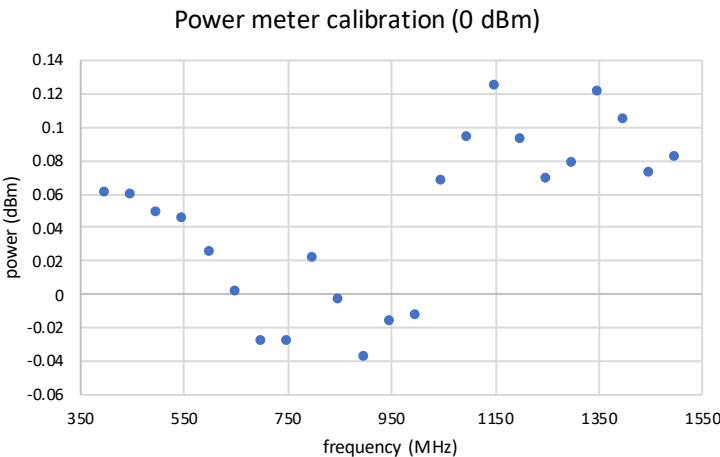


図 15 パワ-測定器の特性

■同軸ケーブル 機器同士の接続は全て同軸ケーブルで行なっている。MiSUMi 社の SMA-PP-A を使用した。反水素分光実験で使用を予定しているのは表 3 でまとめたような長さのケーブルである。図 16 は使用した同軸ケーブルにおいて 1 m あたりのパワ-の減衰を 400 MHz から

信号発生器-分波器	50 cm
分波器-RF 増幅器	50 cm
RF 増幅器-マイクロ波遷移装置	10 m
マイクロ波遷移装置-減衰器	1 m
減衰器-終端器 (パワ-測定器)	直接接続

表 3 各装置間の同軸ケーブルの長さ

1500 MHz まで 50 MHz ごとに測定したものである。同軸ケーブルには周波数に依存するパワ-の減衰が確認された。この減衰は同軸ケーブルの長さにリニアになっていることも確認した。以降の測定では同等のケーブルを扱うが、減衰を考慮しながら議論する必要がある。

■分波器 本研究で用いた分波器は Mini-Circuits 社の ZFSCJ-2-232-S+ であり、マイクロ波遷移装置内の上下両方の極板に同時にマイクロ波を送信するために用いられる。信号発生器から得られるマイクロ波は分波器によって位相反転された 2 つに分けられる。分波器は理想的には減衰なく、

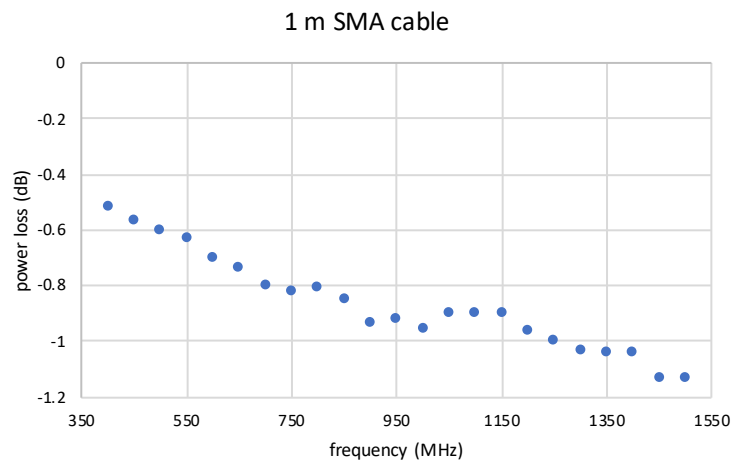


図 16 同軸ケーブルの周波数特性

入力のパワーを等分して 2 つのチャンネルに出力するため、パワーは -3 dB になっていると期待される。図 17 は分波器の周波数特性を調べるために、信号発生器に分波器をつなぎ、分波器からの出力をパワー測定器で読み取った結果である。青色のプロット (measured power) が実際に得られた測定値である。途中、50 cm の同軸ケーブルを用いたため、その分補正を行った結果が灰色のプロット (fixed) であり、これが、分波器によって減衰されるパワーの大きさである。この時、分波器の測定しない方の端子は終端していた。

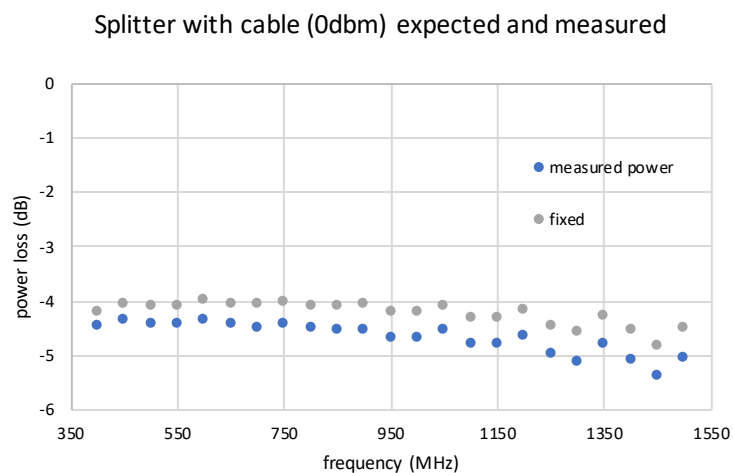


図 17 分波器の周波数特性

■RF 増幅器 RF 増幅器は信号強度を増幅するために用いられる。Mini-Circuits 社の ZHL-10W-2G+ を用いた。マイクロ波の強度は大きい方が反水素の遷移を起こしやすくするが、遷移確率が大きすぎると、共鳴周波数から離れた周波数でも遷移が起きてしまい、結果的にラムシフトの値を決めることを困難にしてしまう (第 5.2 節参照)。RF 増幅器の増幅率は決まっており可変でないが、信号発生器の出力を変化させることで、最適な強度のマイクロ波を反水素にかけることが可能である。RF 増幅器のスペックシート上の増幅率のデータは図 18 にあるように 800 MHz から 2000 MHz に限られている。ミュオニウムの分光実験において 586 MHz にピークを見出すことを想定しているため、より広範囲において周波数特性を確認した。測定は信号発生器より -5 dBm を出力し、RF 増幅器で約 40 dB を増幅後、パワー測定器で測定する。しかしながら、パワー測定器の性能として 25 dBm 以上を入力することはできない。そのため、次に議論する減衰器を用いて -19.8 dBm 減衰させてから測定を行なった。図 19 は測定の結果である。青色のプロットが実際の測定値である。これに対して、減衰器による減衰と、同軸ケーブルによる減衰を補正しプロットしたものが、灰色の点である。最小 39.01 dB (400 MHz) から最大 44.65 dB (850 MHz) に増幅された。特に、750 MHz 近傍から小さな周波数にかけて増幅率の減少が確認された。これは、この RF 増幅器が小さな周波数での仕様が想定していないためである。また、RF 増幅器に対して 0 dBm 以上の入力をした場合、RF 増幅器の出力電力が飽和し、約 44 dB 以上の増幅が起きないことも確認した。

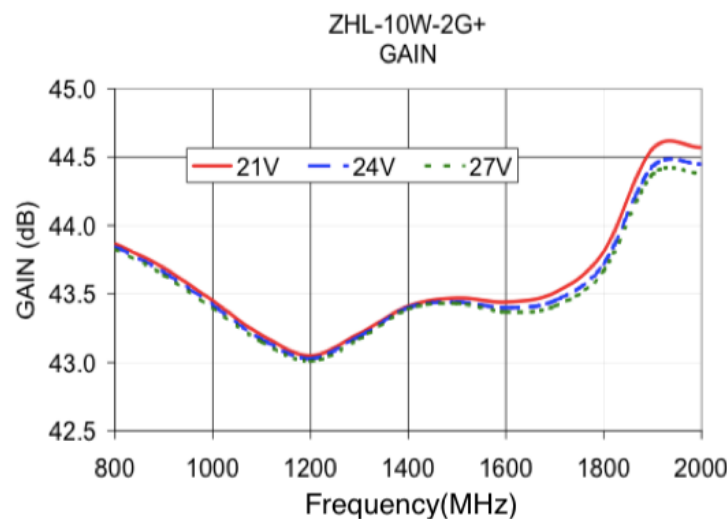


図 18 RF 増幅器の利得の周波数特性。キャプションは RF 増幅器の電源電圧。

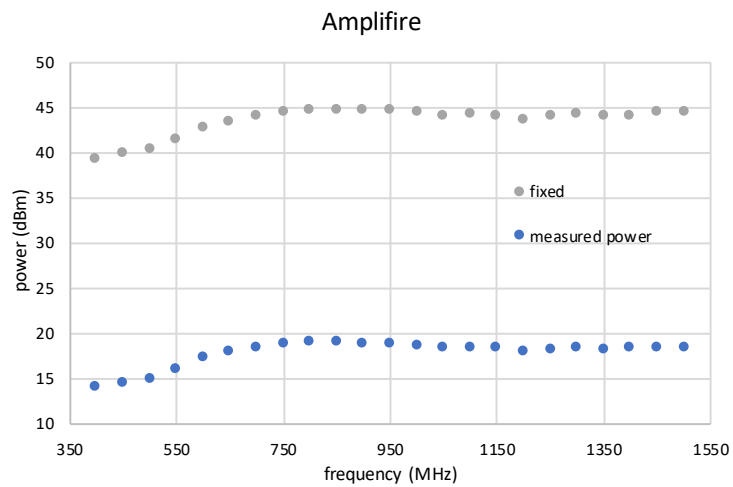


図 19 RF 増幅器の利得の周波数特性 400 MHz から 1500 MHz

■減衰器 マイクロ波のパワーを減衰するために Mini-Circuits 社の BW-S20W20+ を用いる。これは、信号経路においてマイクロ波遷移装置に対して下流側で信号を減衰し終端するためである。また、パワー測定器が読み込めるパワーに上限があるため、パワー測定器を用いる時にはその上流直前にも設置する。図 20 は減衰器の周波数特性を確認した結果である。青色の測定点は 10 dBm を減衰器に直接出力し、減衰器の下流側でパワー測定器を用いて測定した結果である。また、灰色のプロット (expected power) は入力を 0 dB にノーマライズした時に減衰器を通して得られるパワーの比である。-19.8 dB の減衰が確認できた。

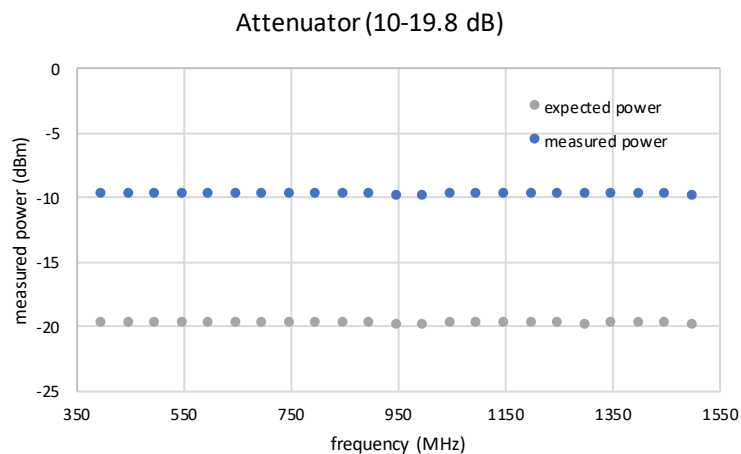


図 20 減衰器の周波数特性

3.1.2 $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ 遷移領域の電場分布の見積り

反水素の $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ の遷移確率を求めるためには電場の具体的な大きさを知る必要がある。有限要素法による電磁場解析ソフトウェアの CST STUDIO SUITE 2014 を用いて、極板間にかかる電場強度を計算し、また、マイクロ波遷移装置の S パラメーターを求めた。

以下では図 21 に示すように、マイクロ波共振装置における極板と同軸ケーブルとの接点を port と呼び、上部にある極板のマイクロ波の入力側の port を port1、極板を信号が抜けたあとの反対側を port2 と呼び、下部の極板のマイクロ波の入力側の port を port3、極板を抜けたあとの反対側を port4 と呼ぶ。S21 というときは、port1 からマイクロ波遷移装置に入力したパワーがどれだけ port2 に伝わったかという指標である。単位は dB であり、常に負の値になり減衰して伝わることを示している。

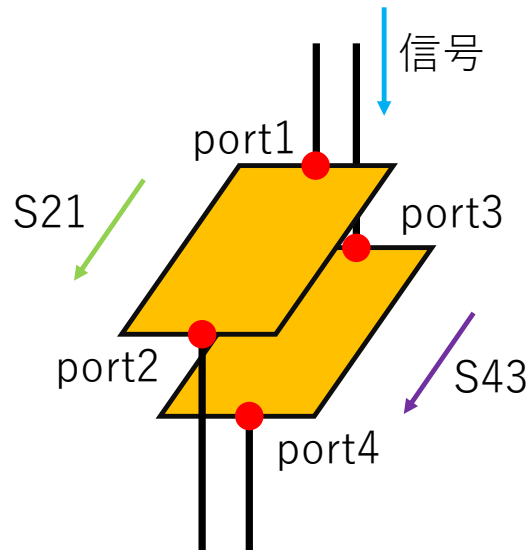


図 21 port の定義

実際に CST にマイクロ波遷移装置を描き、シミュレーションを行った。まず、極板間にかかる振動電場強度について議論する。図 22 はシミュレーションで電場強度を求めた時の 910 MHz の例である。1 W のマイクロ波を印加した場合の電場ベクトルが描かれている。中心部に位置する上下 2 枚の極板は、互いに反対の位相がかけられているため、この時刻の例では上部の極板に電場が収束し、下部の極板は発散している。極板間では極板に垂直な方向、つまり、原子ビームに対して垂直な方向を電場ベクトルが向いている。以下ではこの方向を y 方向とし、ビームと平行な方向を z 方向とする。実験のセットアップおよびシミュレーションにおいて、左右は完全に対称の構造になっている。上下も対象な構造になるのが理想的であるが、現実にはマイクロ波遷移装置の直

径をビームパイプに対して 1 mm 小さく設計してある。これは、マイクロ波遷移装置をビームパイプ上に困難なく導入するためである。シミュレーションにおいてもこの非対称性を計算に入れているため、電場強度に上下の非対称性が現れている。ビーム軸上の電場強度の位置依存性を周波数ごとにプロットしたのが図 23 である。ここでは測定に必要な特徴的な周波数のみを選択してプロットした。凡例はグラフの強度が大きい順になっている。極板の中心から上流方向 30 mm と下流方向 30 mm の合計 60 mm の範囲をプロットしている。極板の中心で電場強度が最も大きく、ビーム方向に対して離れると強度も弱くなる。周波数依存性の特徴として、低い周波数での電場強度の方が高い周波数よりも大きくなっていることが読み取れる。ここで求められた電場強度を用いて第 4 節では $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ 遷移を議論する。凡例の最後にある最も強度の弱いプロット (1110 MHz (z)) は 1110 MHz における電場のビームと並行方向の成分である。第 4 節における遷移確率の計算で、ビームの進行方向に対して垂直方向の電場成分だけでなく、平行成分も含めることで、精度をより高く求めることに役に立つ。ここでは一例として 1110 MHz の場合をプロットした。

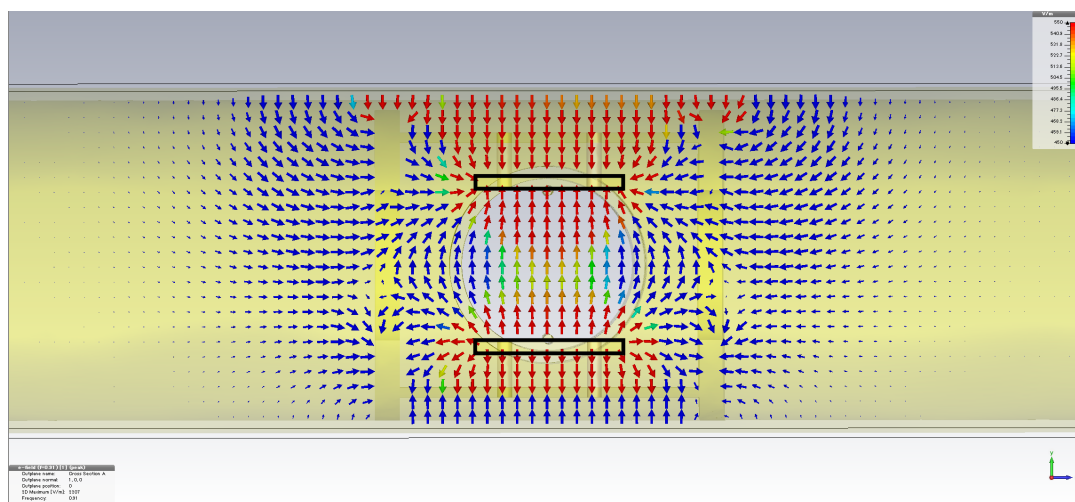


図 22 マイクロ波遷移装置の 910 MHz における電場強度の分布

次に、シミュレーションによって求められた S パラメータについて議論する。図 24 および図 25 は上述の電場強度を確認するシミュレーションと同様のジオメトリを用い、得られた S パラメータである。S21 および S43 に関して議論する。また、S21 と S12 および S43 と S34 はそれぞれ同じ計算結果が得られた。本研究で測定する $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ 間遷移の共鳴周波数は 910 MHz である。周波数を振りながら反水素の遷移を確認するため、910 MHz にピークを立てるのではなく、Q 値を小さく取り、近傍周波数で同等の S パラメータが得られることが要請されていた。近傍の周波数ではパワーの減衰が -20 dBm に収まっている。また、ミュオニウムの実験では 586 MHz 近傍の周波数を用いるが、この範囲においても良好な S パラメータの値が得られた。1.3 GHz 近傍で減衰が確認されるが、このあたりの周波数は実験に用いないため重大な問題ない。S21 と S43 の非対称性は、マイクロ波遷移装置の直径が 1 mm ビームパイプより小さいことに由来する。

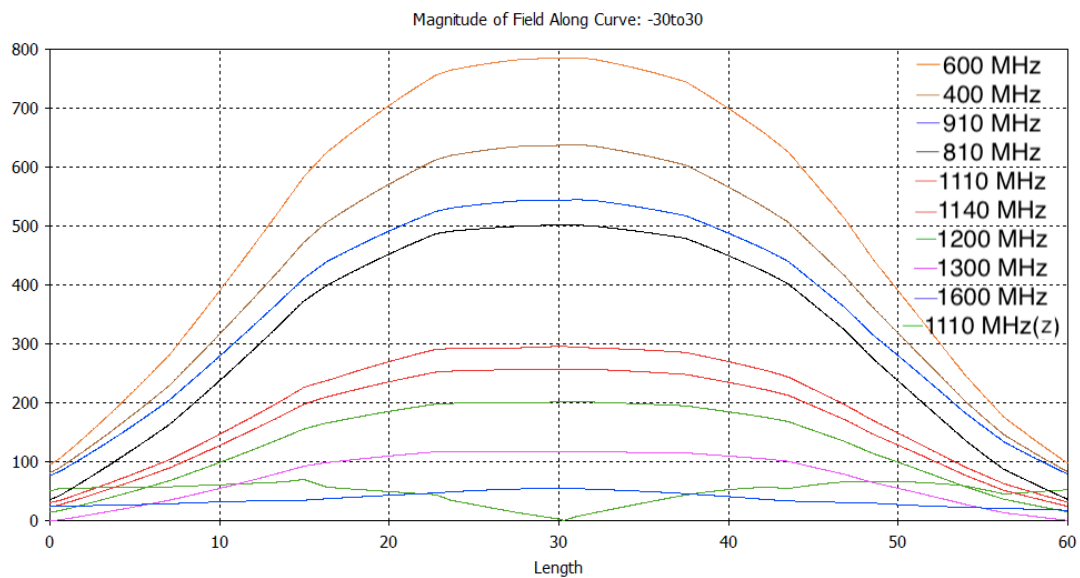


図 23 ビーム軸上の電場強度の周波数依存性。本実験に用いる典型的な周波数を電場強度の大きい順に記載した。

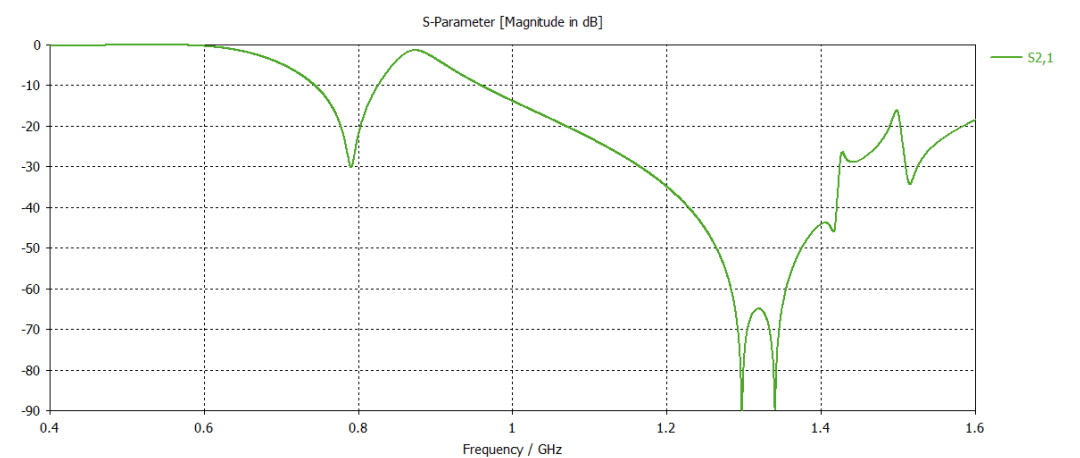


図 24 上極板 (S21) の周波数依存性シミュレーション

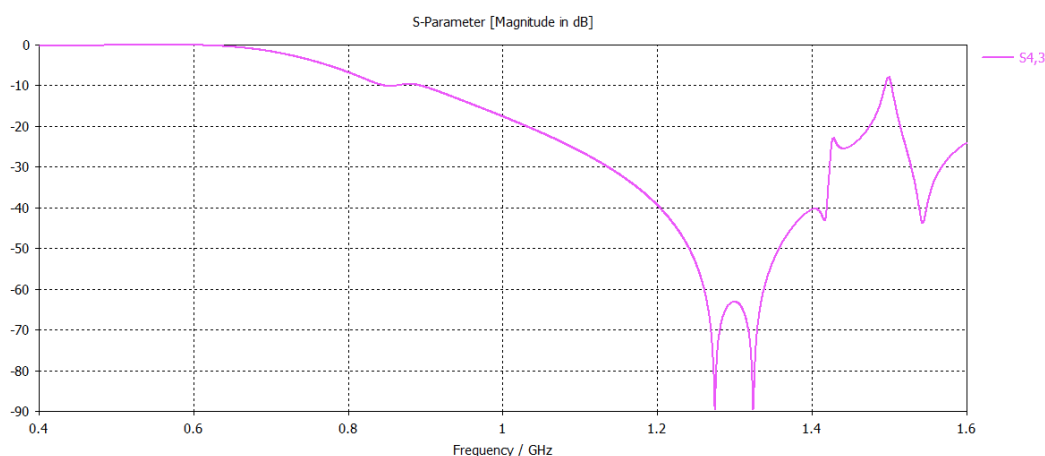


図 25 下極板 (S43) の周波数依存性シミュレーション

3.1.3 S パラメータの測定

ここでは、製作したマイクロ波遷移装置の S パラメータの測定とその結果について議論する。図 26 に示すようにパワー測定器で通過してくる マイクロ波 信号強度を測定し、信号発生器の出力を比べることで S パラメータを求めた。信号発生器と分波器の間は 50 cm の SMA 同軸ケーブルで結び、分波器と RF 増幅器の間は同様に 50 cm、RF 増幅器からマイクロ波遷移装置までは 10 m、マイクロ波遷移装置から減衰器は 1 m になっている。減衰器からパワー測定器へは直接接続している。測定していない反対側の回路はマイクロ波遷移装置の直後で直接減衰器を接続し、終端した。

図 27 は S21 の測定結果である。赤色のプロットは信号発生器で設定したパワーであり、全ての周波数においてマイクロ波を 0 dBm で出力した。この信号は分波器やケーブルでの減衰と、RF 増幅器による増幅ののちに (おおよそ 40 dBm になり) マイクロ波遷移装置へと伝送される。マイクロ波遷移装置を通過した信号は減衰器を通った後にパワー測定器で測定される。測定された値は青色でプロットした。S43 についても同様の測定を行い図 28 がその結果である。信号の減衰と増幅を補正し S パラメーターの形で表したものを図 29 および図 30 に示す。ここまでで得られたグラフで、S21 のシミュレーションと実測は図 24 と図 29、S43 のシミュレーションと実測は図 25 と図 30 のように対応している。

シミュレーションと同様に 900 MHz 近傍で高い透過率を観測することができた。これは本研究で測定する反水素の共鳴周波数が 910 MHz にあることを想定して設計したため、期待通りの特性を得ることができた。900 MHz 付近から高い周波数にかけて通過する信号の減衰が大きくなることが測定された。このことから、実際に分光を行う際には、測定周波数範囲の減衰の最も大きな周波数で発生できる電場の大きさにノーマライズして、周波数を掃引する必要がある。第 4 節では 1110 MHz において得られる電場強度を用いて分光を行なった場合のスペクトルを議論する。

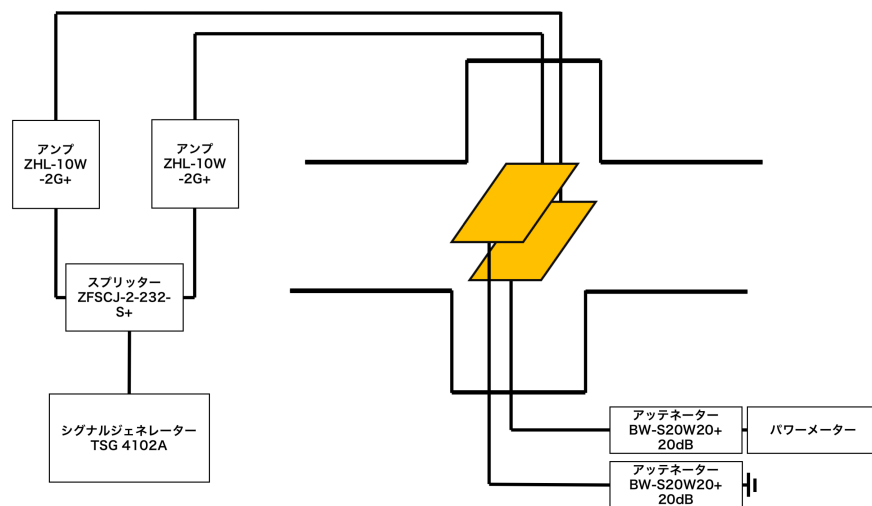


図 26 S パラメータの測定

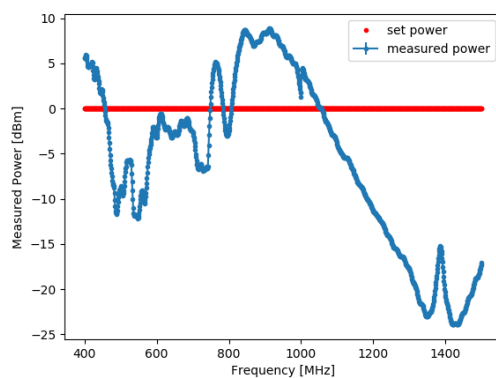


図 27 上極板 (S21) の周波数依存性実測

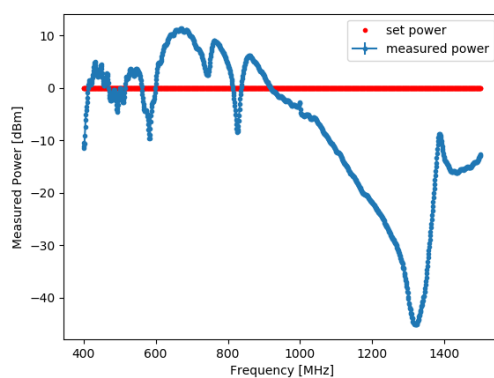


図 28 下極板 (S43) の周波数依存性実測

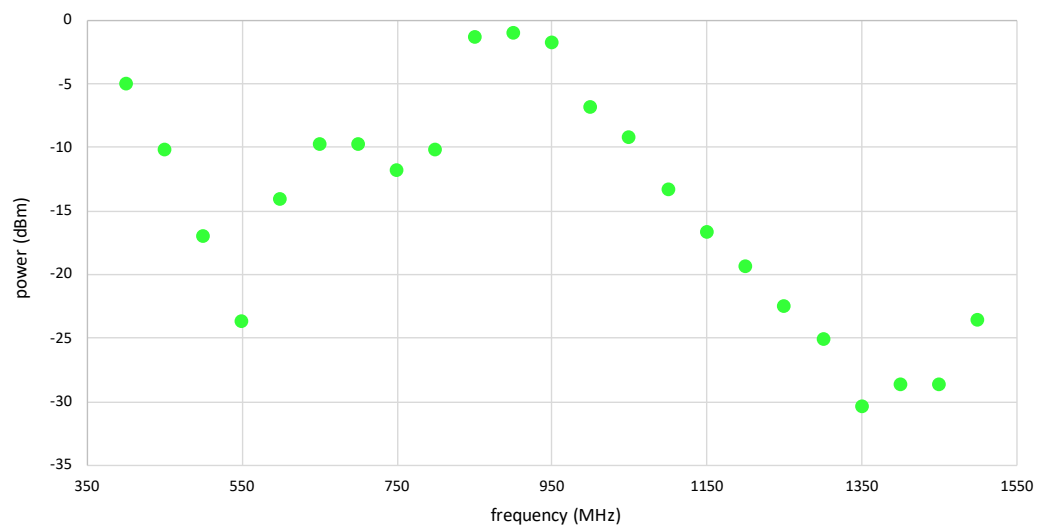


図 29 上極板 (S21) の周波数依存性実測 (補正済み)

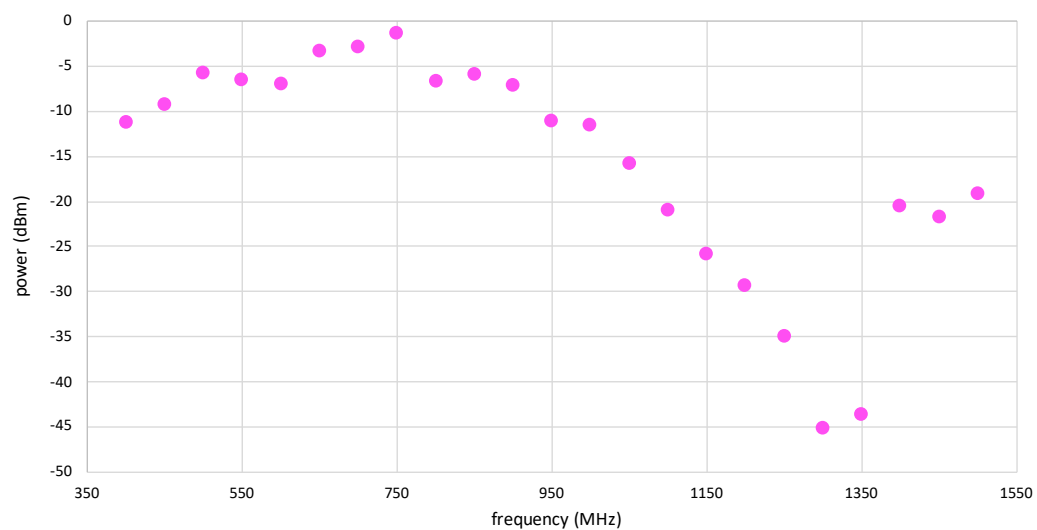


図 30 下極板 (S43) の周波数依存性実測 (補正済み)

3.2 超微細構造選別装置

超微細構造選別装置 (以下 HFSS と呼ぶ) は、第 2.2 節で議論した通り、水素原子における $(F,M)=(0,0)$ をできるだけ残しながら、 $(1,0)$ 、 $(1,1)$ 、 $(1,-1)$ をできるだけ減らすことを目的に設計した。ここでは、開発した HFSS の構造を説明し、HFSS で得られる振動電場強度もマイクロ波遷移装置と同様にシミュレーションによって導出する。HFSS では 1110 MHz を印加し $(0,0)$ を選別するため、当該周波数で、十分な強度の振動電場が得られればよい [26]。

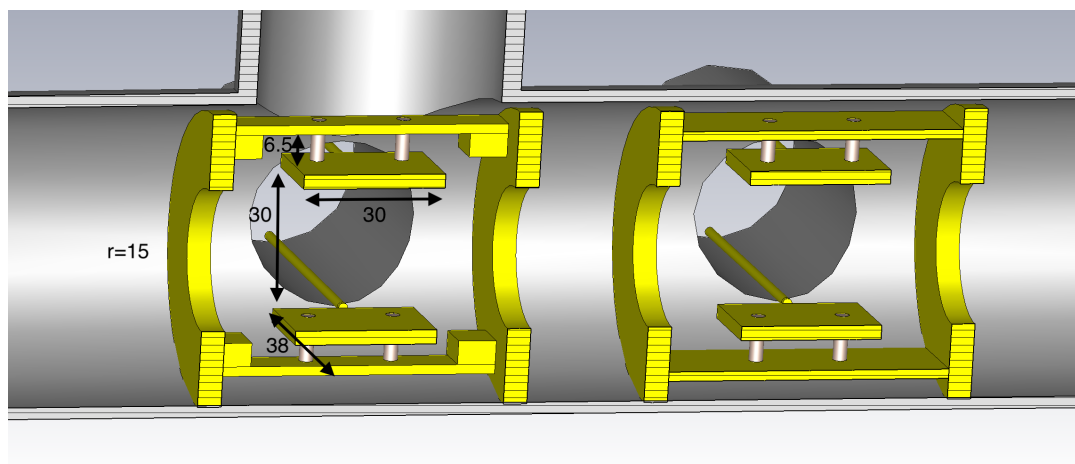


図 31 超微細構造選別装置 (HFSS) を含むマイクロ波分光装置。図左がビームラインの上流側に存在する HFSS、図右が $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ 遷移のためのマイクロ波遷移装置。

図 31 に開発した HFSS の構造を示す。左右につながるのがビームパイプであり、この中を左から右へと反水素が進行する。右側にあるのがマイクロ波遷移装置であり、左側 (上流側) にあるのが HFSS である。ともに、紙面手前側および奥側に同軸ケーブルをつなぐための空間が存在する。HFSS の上には真空引き用のパイプが取り付けられている。マイクロ波遷移装置の時と同様に $30 \text{ mm} \times 38 \text{ mm}$ の極板間に振動電場がかかる仕組みになっている。

図 22 に示すようにマイクロ波遷移装置では極板とそれを支える支持用の銅板の間に強い電場が生じていた。HFSS では極板と支持用の銅板間に電場が生じ、エネルギーが離散してしまうことを防ぐために、支持用の銅板を 2 つに分け、極板の直下を空洞にした。マイクロ波遷移装置と HFSS の構造上の違いを x - z 平面の断面で図 32 に示す。

図 33 が電場を誘起した時の様子である。現在使っているビームパイプでは、発生した一部の電場は、真空引き用の空洞の中にも表れていることがうかがえる。ビーム軸上の具体的な電場強度は第 4.3 節、図 39 に示す。

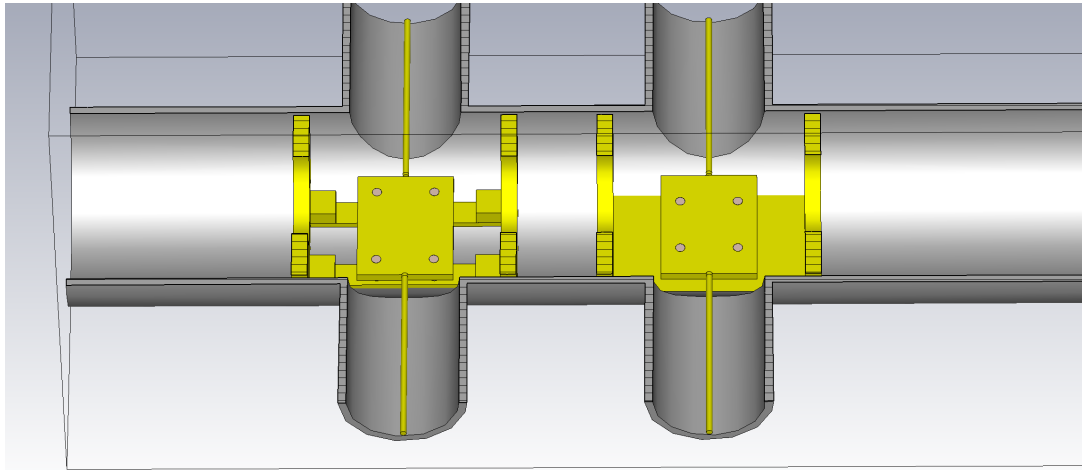


図 32 超微細構造選別装置とマイクロ波遷移装置の断面図

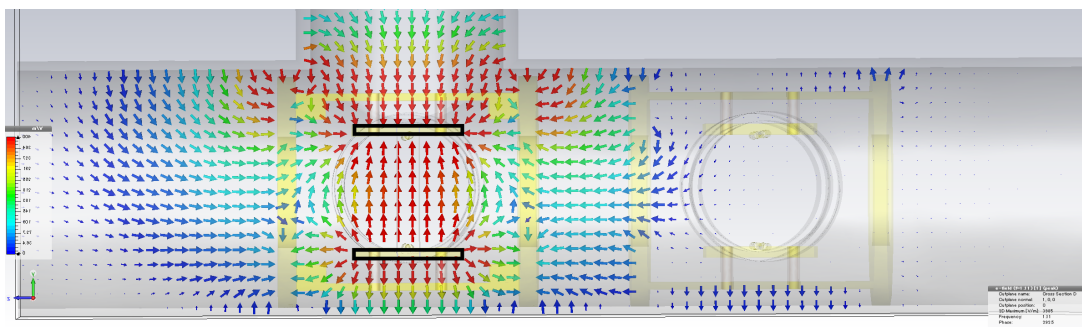


図 33 超微細構造選別装置の 1110 MHz における電場強度の分布

3.3 Ly- α 検出器

第 2.1 節にあるように Ly - α 検出器は Ly - α 光を検出することで飛来する 2S 状態の反水素の数を知ることが目的としている。この検出効率は、統計精度を決める重要なパラメーターであり、必要な測定回数、測定時間を決める要因になる。ここでは、その構造を説明したのちに、検出効率を記載する。

図 34 に Ly - α 検出器の構造を示す。図中の二つのリング状の電極 (Ring Electrode) にそれぞれ数 kV 程度の電圧がかけられる。これらのリング電極による強い電場によって 2S 状態反水素はシュタルク効果によって 2S と 2P の状態が混成する。2S と 2P の混成状態の寿命は式 (6) で表される [28]。

$$\gamma = \gamma_{2S} + \gamma_{2P}|E|^2 \frac{|V|^2}{S^2 + \Gamma^2/4} + \frac{|W|^2}{T^2 + \Gamma^2/4} \times a + o(|E|^4) \quad (6)$$

T は $2S_{1/2}$ と $2P_{3/2}$ のエネルギー差 [MHz]、E は電場強度 [V/cm]、S はラムシフト [MHz]、 $a = 1.63721(\frac{\text{MHz}}{\text{V/cm}})^2$ 、

V は $(2S_{1/2}$ と $2P_{1/2}$ の双極子モーメント) / a_0 、

W は $(2S_{1/2}$ と $2P_{3/2}$ の双極子モーメント) / a_0 である。この数式がラムシフトに関連づけられていることが見える。これを利用したラムシフト測定の手法もあるが [28]、我々は、この電場を 2S を適切な位置で脱励起するために用いた。飛来する 2S の速さに応じて式 (6) を用いてリング電極に与える電位を決め、以下の MCP での検出効率が最大となる場所で 2S が Ly - α 光を放って脱励起するように設定する (式 7)。6 keV の運動エネルギーを持つ反水素の実験では二つの電極にそれぞれ ± 1000 V 程度、また、第 5 節で議論する室温の水素実験では下流の電極に数百 V 程度、第 6 節で議論する 4 keV ミュオニウムの実験では二つの電極に数千 V をそれぞれ符号を変えて印加する。発生する Ly - α 光を周囲にある MCP (Microchannel Plate) で検出する。CsI によるコーティングでその量子効率を引き上げている [29]。この時、検出効率はおおよそ 40 % である。4 つの MCP で立体角の 41.5% をカバーしている。最終的な検出効率は $40 \times 41.5 = 16.6\%$ 程度となる。

$$2S \rightarrow 2P \rightarrow 1S + \gamma (121 \text{ nm}) \quad (7)$$

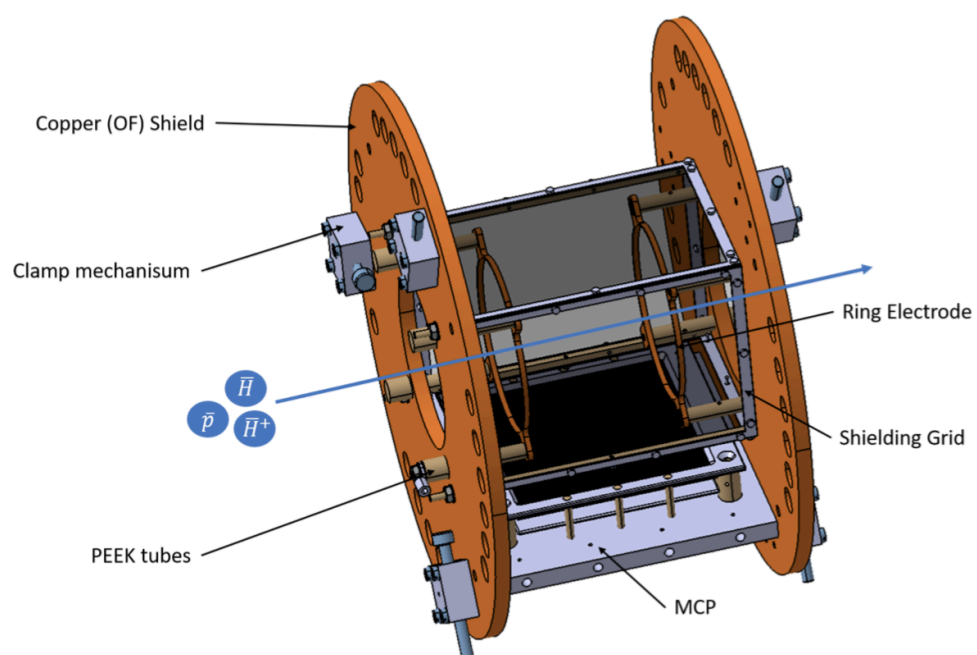


図 34 $\text{Ly-}\alpha$ 検出器の概念図。左右に 2 つある Ring Electrode によって DC 電場を発生する。この電場は 2S をクエンチする目的で存在し、クエンチングフィールドと呼ばれる。この電場の四方を MCP で囲み、2P が 1S へと脱励起した時に発する $\text{Ly-}\alpha$ 光の検出を行う。

4 2S_{1/2} - 2P_{1/2} 間遷移確率とスペクトル

本節では 2S_{1/2} 状態の反水素にマイクロ波をかけた時に 2P_{1/2} 状態へと遷移する描像を数式を用いて議論し、本研究で開発したマイクロ波分光装置に必要な電場強度や、マイクロ波の印加時間、そして遷移確率を求める。

第 4.1 節では各状態の存在確率の時間発展を示す式 (ハイゼンベルクの運動方程式) を導出し、マイクロ波を受けた 2S 状態と 2P 状態がラビ振動を起こす描像を数式で表現する。また、2P の寿命の効果でそれぞれの状態の存在確率が振動しながら小さくなる結果を得る。第 4.2 節では反水素の 2S_{1/2} - 2P_{1/2} ラムシフトにおけるカップリングの大きさ V を具体的に求める。第 4.3 節では、6 keV の反水素を用いる時の実験についての遷移の描像を議論する。最後に第 4.4 節において、実際の測定で得られる統計精度について議論する。

4.1 各状態の時間に依存した存在確率を示す式の導出

ここでは、反水素原子の 2S_{1/2} 状態と 2P_{1/2} 状態に対応するハイゼンベルクの運動方程式を導出する。

以下の計算で用いる値を表 4 に示す。

ボーア半径 a_0	$5.291\,772\,109\,03(80) \times 10^{-11} \text{ m}$
素電荷 e	$1.602\,176\,634 \times 10^{-19} \text{ C}$
光速 c	$299\,792\,458 \text{ m/s}$
換算プランク定数 $\hbar$	$1.054\,571\,817... \times 10^{-34} \text{ Js}$
統一原子質量単位 $1u$	$9.314\,941\,024\,2 \times 10^8 \text{ eV}/c^2$
水素原子の質量	$1.007\,825u$
ミュオニウムの質量	$106 \text{ MeV}/c^2$

表 4 計算に用いた定数 [25]

ここでは反水素にマイクロ波がかかる系を考えるため、時間に依存するシュレーディンガー方程式のハミルトニアンにマイクロ波を摂動 $\mathcal{V}$ として加えた以下の式を考える。

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{r}, t) = \mathcal{H} \psi(\mathbf{r}, t) \quad (8)$$

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{V} \quad (9)$$

この方程式の一般解として

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \sum_n c_n(t) u_n(\mathbf{r}) \quad (10)$$

を式 8 に代入すると、

$$\dot{c}_n(t) = -i\omega_n c_n(t) - \frac{i}{\hbar} \sum_m \langle n | \mathcal{V} | m \rangle c_m(t) \quad (11)$$

を得ることができる。まず、2S 状態 (c_1) と 2P 状態 (c_2) の二準位系として考え、それぞれ $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ と書く。 $\mathcal{V}$ を明示すると式 11 は、電場強度の振幅 $E_0[\text{V/m}]$ として、

$$\dot{c}_1(t) = -i\omega_1 c_1(t) - \frac{i}{\hbar} \langle 1 | \mu_E E_0 \cos(\omega t + \delta) | 2 \rangle c_2(t) \quad (12)$$

と表される。 μ_E を反水素原子の電気双極子モーメントとして、

$$V = -\frac{1}{2\hbar} \langle 1 | \mu_E E_0 | 2 \rangle \quad (13)$$

を代入する。2S 状態は準安定状態であるが、2P 状態には寿命 γ の項を付け足すと、最終的に

$$i\dot{c}_1 = \omega_1 c_1 + 2V c_2 \cos(\omega t + \delta) \quad (14a)$$

$$i\dot{c}_2 = \omega_2 c_2 - i\frac{1}{2}\gamma c_2 + 2V c_1 \cos(\omega t + \delta) \quad (14b)$$

のように運動方程式が求まった。

我々の行うラムシフトの分光実験では第 2.2 節で議論したように超微細構造を含めて 4 つの準位が寄与する。ここで得られた二準位系の式を四準位に拡張すると、

$$i\dot{s}_{00} = \omega_{\text{lamb}} s_{00} - \sqrt{2}V_z p_{11} \cos(\omega t + \delta) + 2V_y p_{10} \cos(\omega t + \delta) + \sqrt{2}V_z p_{1-1} \cos(\omega t + \delta) \quad (15a)$$

$$i\dot{p}_{11} = -i\frac{1}{2}\gamma p_{11} - \sqrt{2}V_z s_{00} \cos(\omega t + \delta) \quad (15b)$$

$$i\dot{p}_{10} = -i\frac{1}{2}\gamma p_{10} + 2V_y s_{00} \cos(\omega t + \delta) \quad (15c)$$

$$i\dot{p}_{1-1} = -i\frac{1}{2}\gamma p_{1-1} + \sqrt{2}V_z s_{00} \cos(\omega t + \delta) \quad (15d)$$

を得ることができる [26]。ここで 2S(0,0)、2P(1,1)、2P(1,0)、2P(1,-1) をそれぞれ s_{00} 、 p_{11} 、 p_{10} 、 p_{1-1} とした。 ω_{lamb} はラムシフトの大きさであり、水素の場合は $2\pi \times 910 \text{ MHz}$ である。 V_i は式 13 の E_0 のベクトルの成分を示しており、 y は反水素ビームに対して垂直方向の成分、 z は水平方向の成分を示している。

4.2 $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ ラムシフトにおける遷移双極子の行列要素の大きさ V の導出

具体的な遷移確率を計算するために $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ ラムシフトにおける遷移双極子の行列要素の大きさ V を求める。式 13 の値を実際に求めるために $2S_{1/2}$ と $2P_{1/2}$ の波動関数を書き表すと、

$$|1\rangle = |2S_{1/2}\rangle = \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \left(\frac{1}{a_0}\right)^{3/2} \left(2 - \frac{r}{a_0}\right) e^{-\frac{r}{2a_0}} \quad (16)$$

$$|2\rangle = |2P_{1/2}\rangle = \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \left(\frac{1}{a_0}\right)^{3/2} \left(\frac{r}{a_0}\right) e^{-\frac{r}{2a_0}} \cos \theta \quad (17)$$

と書くことができる。これを式 13 に代入し、積分を行うと、

$$V = -\frac{1}{2\hbar} \langle 1 | \mu_E E_0 | 2 \rangle \quad (18)$$

$$= -\frac{1}{2\hbar} E_0 \langle 1 | \mu_E | 2 \rangle \quad (19)$$

$$= -\frac{1}{2\hbar} E_0 3ea_0 \quad (20)$$

のように計算される。実際の実験系では、原子それぞれが特定の方向に偏向しているわけではないためこの値を $\sqrt{3}$ で割る必要がある。この値が実際に実験室で観測される $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ ラムシフトにおける遷移双極子の行列要素の大きさになる。この値を改めて V として定義し表 4 の値を代入すると、

$$V = -69\,625.126\,51\,E_0 \quad (21)$$

が得られる。 V/m を単位とした E_0 の値を代入することで行列要素の具体的な大きさを求めることが可能である。式 15a から式 15d に代入するときは、 E_0 の適切な成分を選んで、それぞれ V_y と V_z を求めることができる。

4.3 6 keV 反水素の $2S_{1/2}$ - $2P_{1/2}$ ラムシフトのスペクトル

式 14a、14b を実際に計算することで、6 keV の反水素ビームと、開発したマイクロ波分光装置を用いた場合に得られるスペクトルおよびラムシフトの測定精度を見積る。以下では、式 14a、14b に対応する連立微分方程式を Mathematica を用いた数値計算によって解いた。計算に必要な値として以下の値を用いた。

- 初期条件 : $2S_{1/2}$ の存在確率 1、 $2P$ の存在確率 0
- 反水素の速度 : 1 071 837 m/s
- 電場強度 : 第 3.1.2 節参照
- 共鳴周波数 : α 遷移 910 MHz、 β 遷移 1088 MHz、 γ 遷移 1047 MHz

マイクロ波遷移装置より上流で生成された反水素の $2S_{1/2}$ 状態が準安定であるのに対し、 $2P$ 状態の寿命が 1.6 ns であるため $2P$ 状態はマイクロ波遷移装置に到達する頃にはほぼ 0 になっていると考えられ、この初期条件を仮定することは妥当である。GBAR 実験ビームラインで供給される反水素ビームは 6 keV の運動エネルギーを持つ。反水素の質量が水素と等しいことを仮定し計算した。第 3.1.2 節で得られる電場をフィッティングした関数は、マイクロ波遷移装置の長さに対応する位置に依存した関数になっているため、これを反水素の速度で除算し、時間の次元に合わせて式 14a、14b へと代入した。

まずは、計算の例として、図 35 に 910 MHz のマイクロ波を 100 ns かけた場合の $2S_{1/2}$ および $2P_{1/2}$ 状態の反水素の割合の時間発展を示す。マイクロ波の場のなかにある $2S_{1/2}$ 状態反水素は、 $2P_{1/2}$ 準位との間を振動するが、 $2P_{1/2}$ の寿命が短いためどちらも時間とともに減少していくことがみてとれる。 $2S_{1/2}$ は存在確率が 1 から始まり、 $2P_{1/2}$ の寿命のために指数関数的に減衰する。一方、 $2P$ は初期状態では存在確率がゼロであるが、 $2S_{1/2}$ がラビ振動によって $2P_{1/2}$ へ遷移することで存在確率を得る。ともに、ラビ振動の周期の短期的な振動と、100 ns 程度の長期的な減衰が観測される。

以下では、開発したマイクロ波遷移装置を通過する反水素原子について考察する。反水素がみる電場強度は図 36 にあるように、マイクロ波遷移装置で一定ではなく、位置に依存する。

また、この電場の中を 6 keV (1 071 837 m/s) の運動エネルギーをもって通過する。反水素がみる電場の時間依存性を考慮し、数値計算を行なった。また、第 3.1 節で議論したように同じ入力パワーに対して発生できる電場強度に周波数依存性が存在する。本計算においては 1110 MHz で 40 dBm を入力した時に得られる電場の大きさに規格化して行なった。第 3.1.2 節のシミュレーションで得た電場強度 (図 36) は 1 W を入力した時に得られる値であり、40 dBm を入力することは 10 W を入力することに対応するため、図 36 に $\sqrt{10}$ を乗じた値を計算に用いた。その時の最大強度は極板中心付近で 9.51 V/cm となる。ここでは例として図 37(a),(b),(c),(d) に 800, 850, 910, 1100 MHz のマイクロ波を印加したときに超微細構造間の α 遷移に対応する $2S(0,0)$ と $2P(1,0)$ 準位それぞれの存在確率の時間変化を示した。

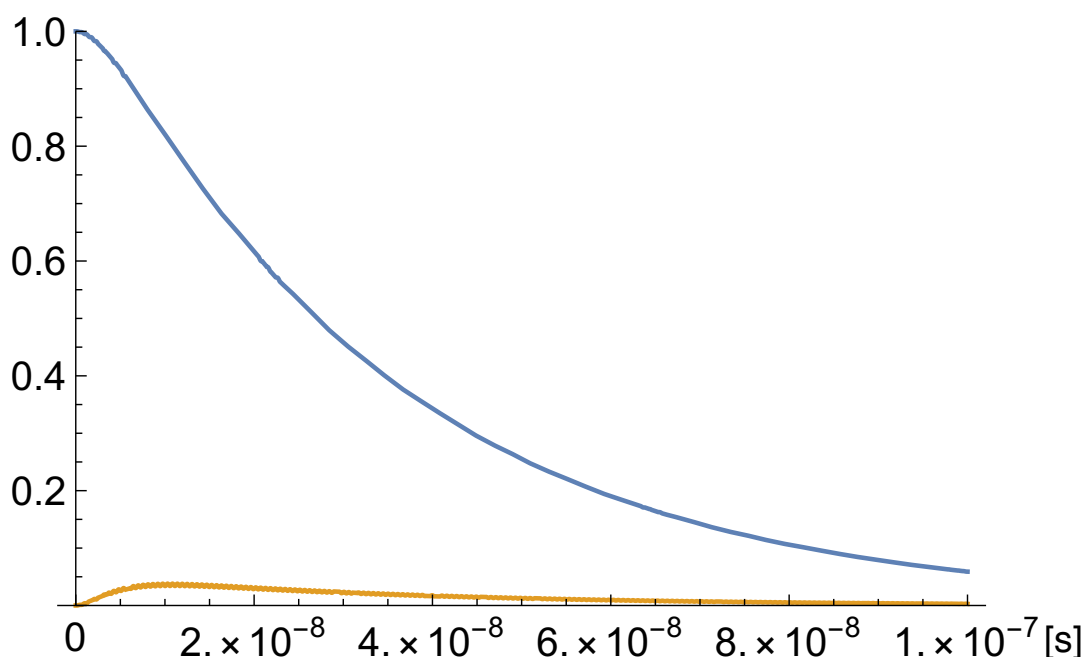


図 35 910 MHz で 948 V/m を入力した時の遷移中の $2S_{1/2}$ (青線) および $2P_{1/2}$ (橙色) の存在確率の時間依存性。縦軸が存在確率、横軸が時間 [s] である。

6 keV の反水素がマイクロ波遷移装置を通過するのにかかる時間は 55 ns である。つまり、55 ns たった後の $2S_{1/2}$ の存在確率を周波数ごとにプロットすれば、求めたい分布を得ることができる。第 2.2 節で議論したように、4 つの遷移が存在するため、超微細構造選別装置なしの測定では図 38 に示すように複数のピークが現れる。ここで青色、灰色、黄色の点線がそれぞれ α 遷移、 β 遷移、 γ 遷移に対応するプロットである。 β 遷移に関しては、 $2S(1,1) \rightarrow 2P(1,1)$ と $2S(1,-1) \rightarrow 2P(1,-1)$ の遷移が完全に重なっている。初期状態で全ての超微細構造が等しく存在すると考えた時、4 つの遷移を足し合わせて規格化すると図 11 における黒色の実線が得られ、これが超微細構造選別装置なしで実際に得られる分布である。

我々は、910 MHz にあるピークを測定したいため、1088 MHz の重なったピークと 1147 MHz におけるピークを超微細構造選別装置であらかじめ小さくしたい。 $2S(0,0)$ をできるだけ残しつつ、その他の状態の存在確率を最小限にすることが超微細構造選別装置に求められる理想的な条件である。マイクロ波遷移装置の時と同様に、超微細構造選別装置においても、得られる電場強度のシミュレーションを行った (図 39)。この電場分布を 6 keV の反水素が通過した時、それぞれの状態における存在確率は、はじめの状態を 1 として、 $(0,0)$ 、 $(1,1)$ 、 $(1,-1)$ 、 $(1,0)$ はそれぞれ、0.936、0.387、0.387、0.487 へと減少する。それに伴い α 遷移による信号が、全体の信号に対して大多数になる。図 40 は 4 つの状態の初期条件の存在確率の比を考慮した場合の $Ly - \alpha$ 光の検出数をプロットした。図 38 の時と同様に、青色、灰色、黄色の点線がそれぞれ α 遷移、 β 遷移、 γ 遷移に対

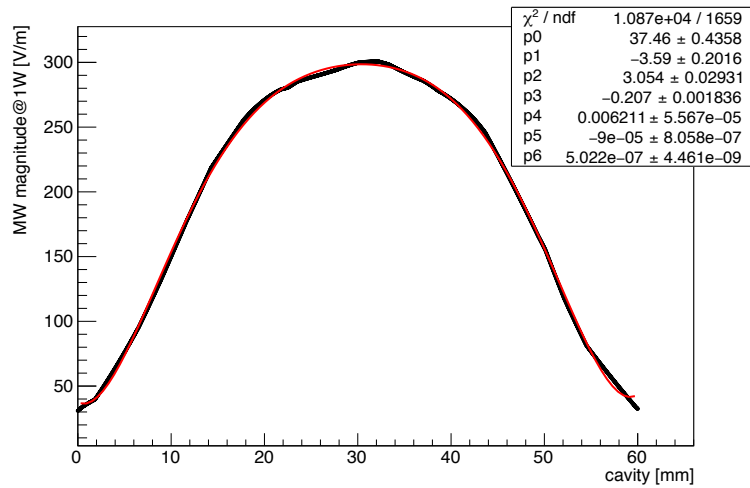
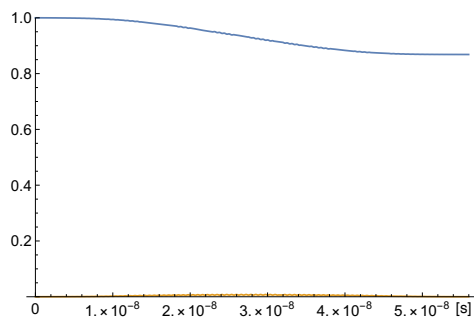
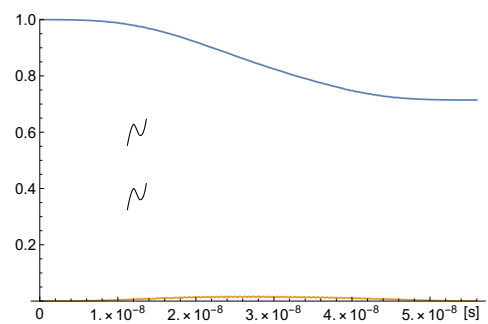


図 36 マイクロ波遷移装置の極板付近のシミュレーションで得られた 1110 MHz の電場強度分布 (黒線)。多項式でフィットしたもの (赤線)。

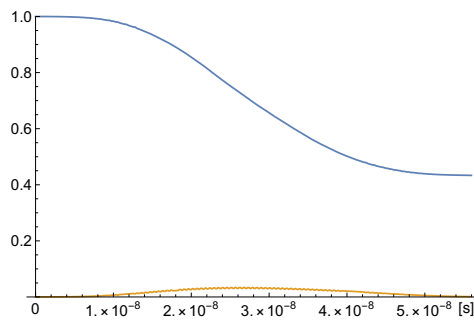
応するプロットである。2S(0,0) に対して 2S(1,1)、2S(1,-1)、2S(1,0) の初期の数が少ないため、対応する遷移に関する Ly - α 光の検出数が小さくなっている。実際に測定されるデータはこれらの重ね合わせであるから、図 41 が得られる。ここでこのグラフを図 11 と比較すると 910 MHz に位置する α 遷移によるピークがあらわになっていることが見て取れる。第 4.4 節では、超微細構造選別装置によって、あらわになるこのピークから得られる精度について定量的に議論する。100 000 の反水素原子を 700 MHz から 1110 MHz の範囲で 12 点測定した場合、910.10 $\pm$ 0.62 MHz が得られ 680 ppm に到達する。



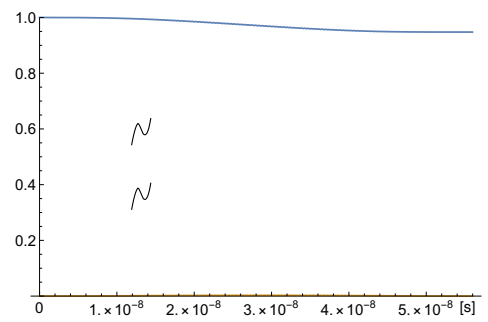
(a) : α 遷移を 800 MHz で遷移させた場合



(b) : α 遷移を 850 MHz で遷移させた場合



(c) : α 遷移を 910 MHz で遷移させた場合



(d) : α 遷移を 1100 MHz で遷移させた場合

図 37 800, 850, 910, 1100 MHz を同じ電場強度で印加したときの遷移中の $2S_{1/2}$ (青線) および $2P_{1/2}$ (橙色) の存在確率の時間依存性の比較。縦軸が存在確率、横軸が時間 [s] である。

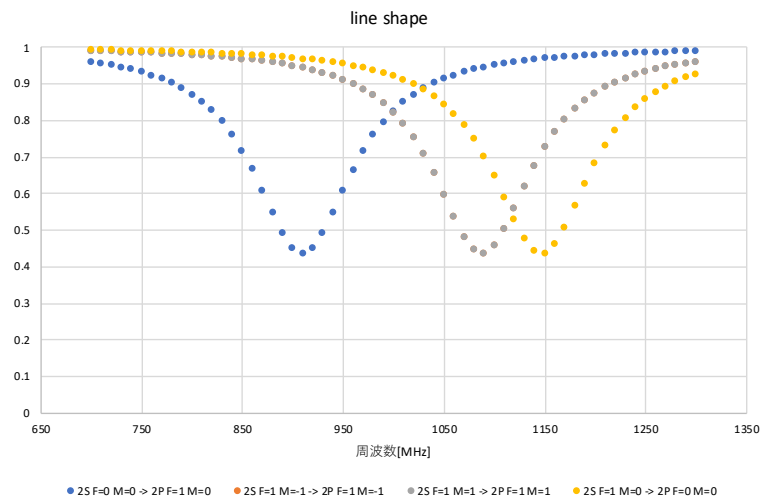


図 38 6 keV 反水素による HFSS 導入前のスペクトル。縦軸が Ly- α 光の検出数、横軸がマイクロ波の周波数。 α 遷移、 β 遷移、 γ 遷移の 3 つのピークが観測される。 β 遷移は $2S(1,1) \rightarrow 2P(1,1)$ と $2S(1,-1) \rightarrow 2P(1,-1)$ の 2 つの遷移が完全に重なっている。これらのスペクトルを重ね合わせたグラフが図 11 である。

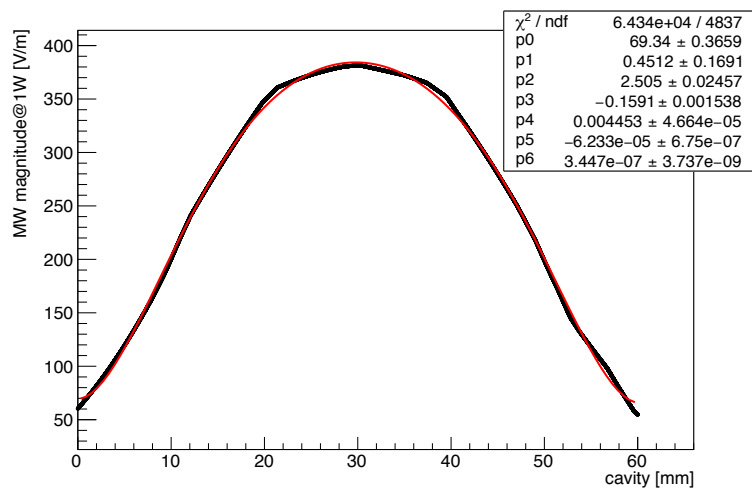


図 39 超微細構造選別装置の極板付近のシミュレーションで得られた 1110 MHz での電場強度分布 (黒線)。多項式でフィットしたもの (赤線)。

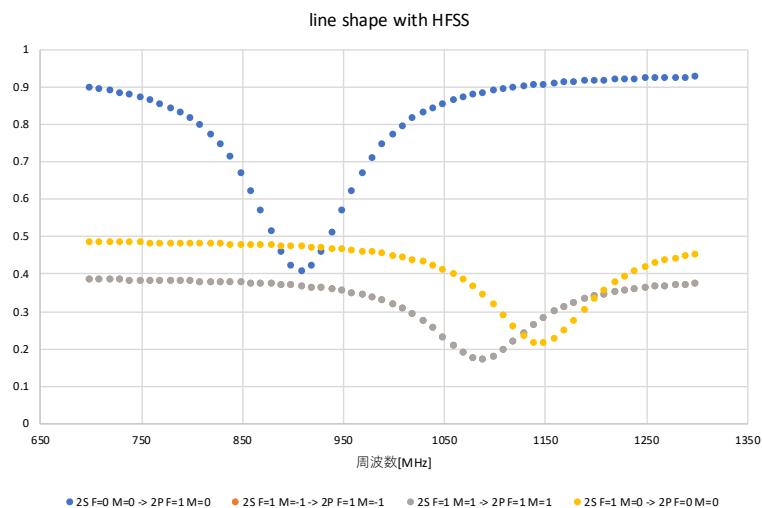


図 40 HFSS を導入した場合の 6 keV 反水素原子の各超微細構造準位の存在確率の印加マイクロ波の周波数毎のプロット。縦軸が Ly - α 光の検出数、横軸がマイクロ波の周波数。HFSS によって 2S(0,0)、2S(1,1)、2S(1,-1)、2S(1,0) の存在比が 0.936、0.387、0.387、0.487 へと減少しているため、Ly - α 光の検出量が低下している。HFSS では 1110 MHz の周波数のマイクロ波をかけるため、2S, F=0 に対して 2S, F=1 の存在比が減少している。そのため、青線に対して黄線と灰線は小さな値に分布している。これらを重ね合わせたグラフが図 41 である。

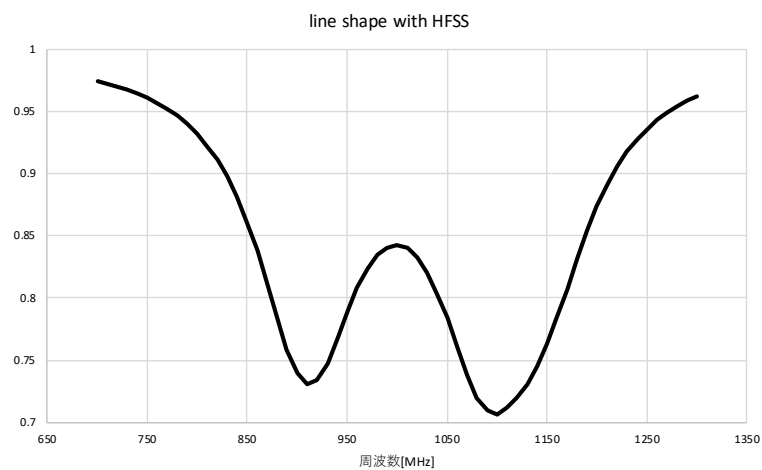


図 41 6 keV 反水素について予想される HFSS 導入後の共鳴スペクトル。縦軸が Ly - α 光の検出数、横軸がマイクロ波の周波数。

4.4 マイクロ波分光装置で得られる測定精度

本節では、6 keV の反水素原子ビームのラムシフト分光において、得られる統計精度を定量的に推測する。留意すべき点は、 $2S_{1/2}$ 状態反水素はおよそ 2 分に 1 回、20 個程度しか得ることができず、統計をためるためには数ヶ月程度の実験期間が予想されることである。そのため、どういった測定方法を取れば短い期間でよい精度でラムシフトが得られるかを知ることが重要である。統計精度を定量的に推定する手法として、本節までの議論から数値計算によって得られるラムシフト分光の測定点に対して関数のフィッティングを行った。

フィッティングには次の関数を用いた。第一項はローレンツ関数を表している。さらに、文献 [26] を参考にして実験で得られるスペクトルをフィッティングするために経験的に導かれた補正項を加えた関数に拡張した。

$$\sum_{i=1}^3 a_i [Q_i + Q'_i + a_6 \{ Q_i (Q_i - \frac{1}{2}) (Q_i - 1) + Q'_i (Q'_i - \frac{1}{2}) (Q'_i - 1) \}] \quad (22)$$

$$\begin{aligned} Q_i &= \frac{1}{1 + \lambda_i^2} \quad , \quad \lambda_i = \frac{\nu - h_i - a_4}{a_5} \\ Q'_i &= \frac{1}{1 + \lambda_i'^2} \quad , \quad \lambda_i' = \frac{\nu + h_i + a_4}{a_5} \end{aligned} \quad (23)$$

h_i は超微細構造のエネルギー差、つまり、 α 遷移、 β 遷移、 γ 遷移のエネルギー差から α 遷移のエネルギー差の大きさを引いた値 $h_1 = 0$ MHz、 $h_2 = 178$ MHz、 $h_3 = 237$ MHz となる。 a_5 は半値幅である。 α 遷移、 β 遷移、 γ 遷移によるスペクトルの半値幅は全て等しいとした。 a_4 は求めたい α 遷移の周波数である。

数値計算で予測されたスペクトルの各点のフィッティングにはデータ解析用フレームワークである ROOT [27] を用いた。数値最適化には、ROOT に組込まれている MINUIT パッケージを用いた。

式 22、23 における変数 ROOT の出力

a_1	p_2
a_2	p_4
a_3	p_5
a_4	p_0
a_5	p_1
a_6	p_3

表 5 式 22、23 における変数と次ページ以降に出てくる ROOT の出力の対応表

条件 A 700 MHz から 1300 MHz までのスペクトルで得られる測定精度の見積り

まずはじめに、700 MHz から 1300 MHz までのスペクトルを測定する場合を考える。第 3.1.2 節で議論したように、マイクロ波遷移装置では、周波数ごとにかけることのできる電場強度が異なる。スペクトルを測定する周波数領域にわたって同じ電場強度を用いて測定するために、S パラメーターの最も小さい周波数において出力可能な電場強度に統一して周波数を掃引する必要がある。この周波数領域では、1300 MHz において S パラメーターが最も小さくなり、その時の最大強度は極板中心付近で 3.70 V/cm となる。この時、第 4.3 節と同様の手法でスペクトルを求めると図 42 のようになる。同等のスケールでプロットした図 11 と比較すると、ピークの高さが低くなってい

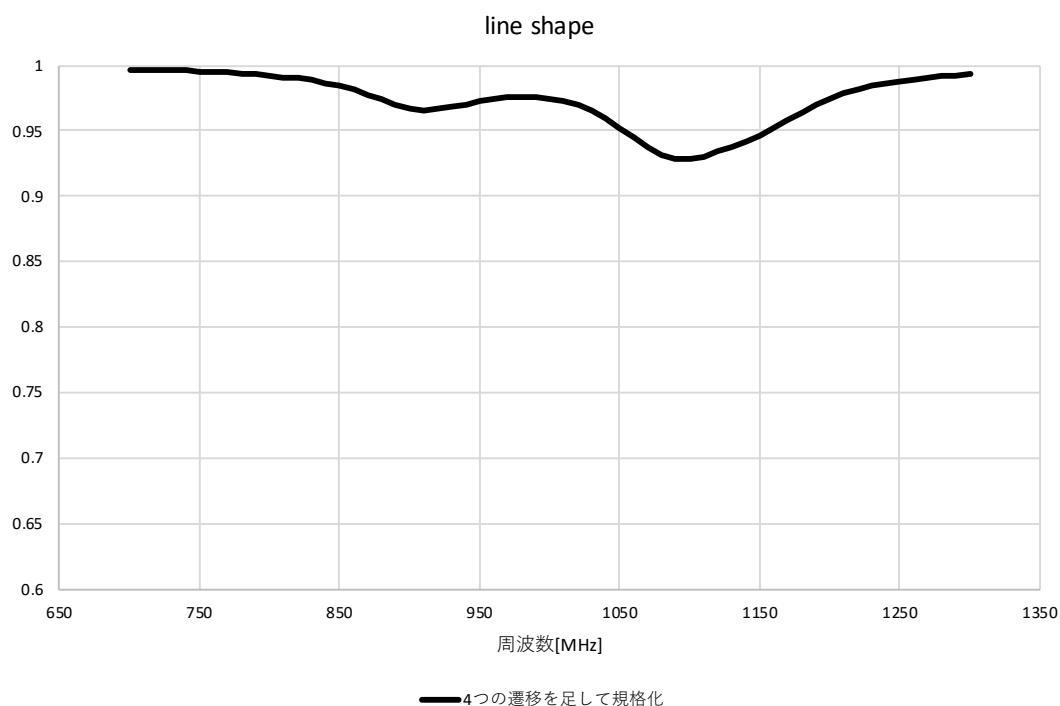


図 42 条件 A 700 MHz から 1300 MHz までのスペクトル。縦軸が $\text{Ly}-\alpha$ 光の検出数、横軸がマイクロ波の周波数。

ることが確認できる。この時、測定期間に限りがある場合、ピークに対して各点の不確かさが大きくなるため、ピークの高さが高い時に比べてラムシフト測定の精度が低くなることが予想される。

700 MHz から 1300 MHz まの間に 12 点をそれぞれ 100 000 回測定した場合を考える。この時かかる期間はおおよそ 17 ヶ月である。

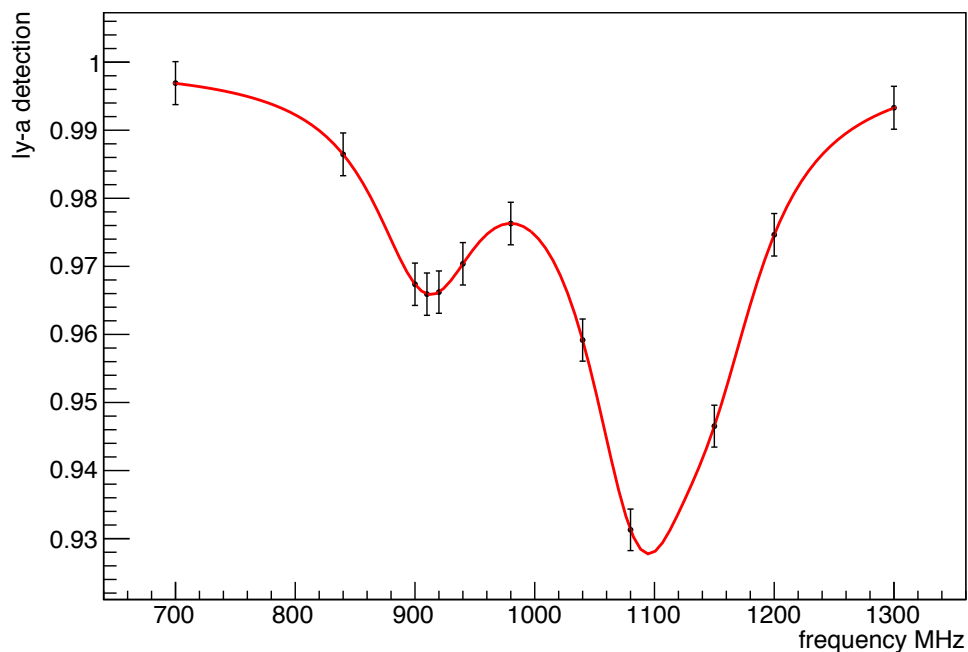


図 43 条件 A 700 MHz から 1300 MHz までのスペクトルとフィッティング

PARAMETER			STEP	FIRST
NAME	VALUE	ERROR	SIZE	DERIVATIVE
p0	9.09991e+02	5.72606e+00	1.34853e-03	1.46765e-04
p1	5.19767e+01	8.71478e+00	9.13295e-04	3.17996e-04
p2	2.82150e-02	2.16849e-03	7.82792e-07	2.53799e-01
p3	-1.12235e-01	1.01521e+00	1.06847e-04	-3.43682e-03
p4	5.64643e-02	6.77374e-03	1.20117e-06	7.75265e-02
p5	2.82875e-02	7.26967e-03	1.24322e-06	1.93845e-01

表 6 条件 A のフィッティングパラメーター。 p_0 が α 遷移の周波数 [MHz] に対応する。

この測定期間で得られるスペクトルを式 22 でフィッティングした結果が図 43 である。フィッティングパラメータは表 6 にまとめた。表 6 のうち、 p_0 の値が単位を MHz として α 遷移の周波数に対応する。9.09991e+02 MHz、その不確かさが 5.72606e+00 MHz であることが読み取れる。おおよそ 17 ヶ月の測定で α 遷移の周波数は 910.0 ± 5.7 MHz と得られ、6300 ppm となった。これでは、反水素の荷電半径を決定するための精度に到達していない。

続いて、同じ測定期間で、高いピークが得られる場合を議論する。

条件 B 1110 MHz で得られる電場強度のスペクトルで得られる測定精度の見積り

測定期間が限られ、より少ない統計量で良い精度を得たい時、ピークの高いスペクトルを用いるべきである。本研究においては電場強度を大きくすることでピークを高くすることが可能である。図 24、25 に示した S パラメーターのシミュレーションの結果および図 29、30 に示した S パラメーターの実測の結果から適切な周波数領域を考える。910 MHz を含むなるべく広い範囲で周波数を掃引したいが、高周波数に近づくにつれて S パラメーターの値が小さくなっている。また、910 MHz より低い周波数においても S パラメーターが小さい周波数が存在する。1088 MHz 以上の周波数を選ぶことで 910 MHz の α 遷移だけでなく、1088 MHz の β 遷移も分光領域に入れることができる。これらのことから、本研究では図 36 に示した 1110 MHz で得られる電場強度を用いてスペクトルを計算した。その時の最大強度は極板中心付近で 9.51 V/cm となる。条件 A で 700 MHz から 1300 MHz まで測定した時と測定点の数を同じにし、測定時間を等しくした。

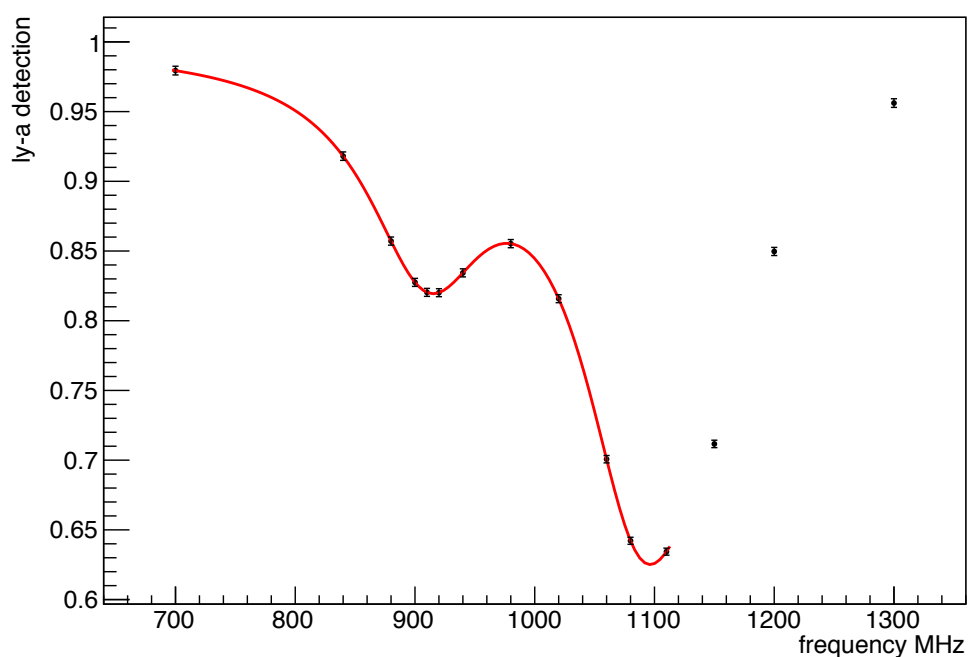


図 44 条件 B 700 MHz から 1110 MHz までのスペクトルとフィッティング

α 遷移の周波数は 910.1 ± 1.2 MHz と得られ、1300 ppm となった。スペクトルのピークの高さが高いこと、共鳴周波数近傍の測定点の数を増やすことで精度が向上した。

PARAMETER			STEP	FIRST
NAME	VALUE	ERROR	SIZE	DERIVATIVE
p0	9.10094e+02	1.16296e+00	4.33967e-04	-1.75524e-04
p1	6.02486e+01	1.90653e+00	1.76468e-04	5.96310e-05
p2	1.41416e-01	2.32263e-03	6.52105e-07	6.84355e-03
p3	-1.97894e-02	1.71729e-01	1.42099e-05	-1.43717e-03
p4	2.83116e-01	1.09195e-02	7.63108e-07	2.26329e-02
p5	1.41270e-01	1.90384e-02	1.31134e-06	7.63828e-03

表7 条件 B のフィッティングパラメーター。 p_0 が α 遷移の周波数 [MHz] に対応する。

条件 C 超微細構造選別装置を導入した場合のスペクトルで得られる測定精度の見積り

条件 B では、電場強度の強い周波数領域による分光によって条件 A よりも精度を向上することができた。しかし、これでも反陽子荷電半径を決定するための精度には到達していない。第 2.2 節、第 4.3 節にあるように、開発した超微細構造選別装置を用いてさらに精度を向上する。反水素の 4 つの状態 $(F,M)=(0,0)$ 、 $(1,1)$ 、 $(1,-1)$ 、 $(1,0)$ の存在比は超微細構造選別装置をつけない場合をそれぞれ 1、1、1、1 として、0.936、0.387、0.387、0.487 へ変化する。この時、ラムシフトを測定した場合に得られる結果が図 45、表 8 である。超微細構造選別装置を入れない場合と比べて、 $\text{Ly}-\alpha$ 光の検出回数は減り、統計の数は減っているが、 β 遷移、 γ 遷移の影響を低減することで、 α 遷移測定の精度が向上した。 $910.10 \pm 0.64 \text{ MHz}$ となり、700 MHz から 1110 MHz までの間で 12 点をそれぞれ 100 000 回測定すると、700 ppm に到達することが可能である。

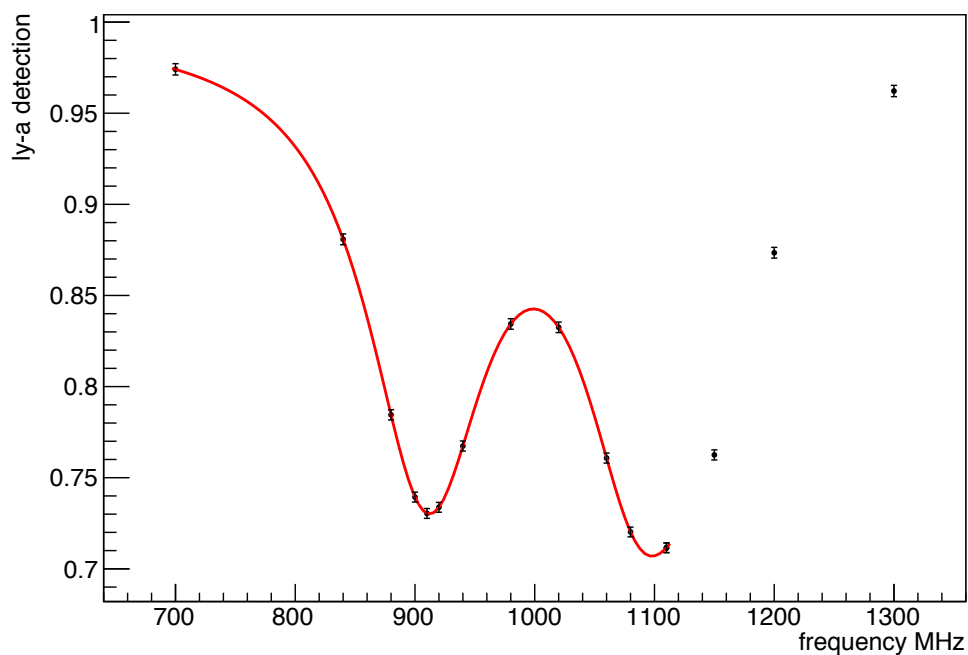


図 45 条件 C HFSS を用いたスペクトルとフィッティング

PARAMETER			STEP	FIRST
NAME	VALUE	ERROR	SIZE	DERIVATIVE
p0	9.10097e+02	6.37181e-01	-2.25602e-03	-5.16536e-04
p1	6.02506e+01	1.72204e+00	-1.58140e-02	1.80906e-04
p2	2.40898e-01	1.77804e-03	3.60940e-05	1.09923e+00
p3	-1.95160e-02	1.40731e-01	-7.93666e-04	4.60009e-03
p4	1.99614e-01	7.00355e-03	2.94321e-05	-4.35517e-01
p5	1.25316e-01	1.06895e-02	-4.34871e-05	-3.13825e-01

表 8 条件 C のフィッティングパラメーター。 p_0 が α 遷移の周波数 [MHz] に対応する。

条件 D 2 倍強度の超微細構造選別装置を導入した場合に得られる測定精度の見積り

反陽子の荷電半径を 10 % の不確かさで決めるためにラムシフトを 100 ppm で求めたい。開発した超微細構造選別装置を改善し、2 倍の電場強度を出力できた場合に得られる結果を予測した。このとき、超微細構造選別装置を通過した反水素の 4 つの状態 (F,M)=(0,0)、(1,1)、(1,-1)、(1,0) の存在比はそれぞれ、0.771、0.0222、0.0222、0.0705 になる。同じ条件のマイクロ波遷移装置を用いた場合、得られる結果は図 46、表 9 のようになる。910.10 ± 0.15 MHz が得られた。超微細構造選別装置の電場強度を 2 倍改善することで、同じ測定時間、同じマイクロ波遷移装置で精度が 160 ppm まで改善されることが予想できる。

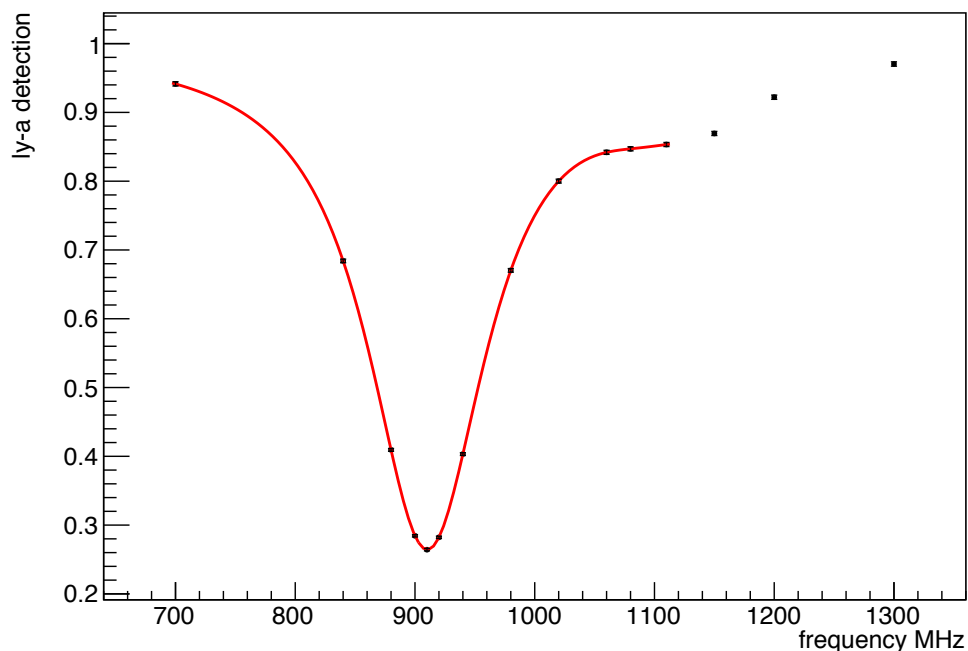


図 46 条件 D 2 倍強度の HFSS を用いたスペクトルとフィッティング

また、期間を 2 倍の 34 ヶ月間取れた場合、700 MHz から 1110 MHz までの間で 24 点をそれぞれ 100 000 回測定し、 α 遷移の大きさは 910.100 ± 0.092 MHz と求められ、100 ppm で測定することが可能である。

超微細構造選別装置の電場強度を 2 倍強くすることで、3 年間の測定で反陽子の荷電半径を 10 % の不確かさで決めることができるとわかった。

この電場強度を得るために CST STUDIO SUITE 2014 を用いてシミュレーションを行った。シミュレーションから、超微細構造選別装置の外径をビームパイプの内径に合わせ、軸対称に設置する必要があるとわかった。本研究で製作した超微細構造選別装置はビームパイプ内に無理なく挿入するために、ビームパイプに対して小さく設計されていた。そのため、ビームパイプと超微細構造

PARAMETER			STEP	FIRST
NAME	VALUE	ERROR	SIZE	DERIVATIVE
p0	9.10098e+02	1.48418e-01	4.33969e-04	2.45218e-03
p1	6.02575e+01	6.70443e-01	9.34556e-05	9.08943e-04
p2	7.26547e-01	1.12355e-03	4.08062e-07	1.77262e-01
p3	-1.92639e-02	4.04109e-02	6.01987e-06	-1.28151e-02
p4	4.17451e-02	6.60982e-03	8.39958e-07	6.41774e-02
p5	6.65007e-02	1.02451e-02	1.46424e-06	2.15446e-02

表9 条件Dのフィッティングパラメーター。 p_0 が α 遷移の周波数 [MHz] に対応する。

選別装置の間に電場が誘起されており、また、上下非対称な電場分布になっていた。さらに、ビームパイプの内径を大きくすることでも電場強度が改善される。極板とビームパイプの距離が長くなることで、この二つの間の電場を弱く抑えることができ、それに伴って、極板間の電場強度を強くすることが可能となる。

加えて、ビーム軸方向へ極板を伸ばすことによって、反水素とマイクロ波の相互作用時間が増加し、さらに遷移確率が高くなる。

これらの改良を組み合わせることで、反陽子の荷電半径を 10 % の不確かさで決めることが可能となる。

5 水素の $2S_{1/2}$ - $2P_{1/2}$ 遷移実験

5.1 実験の概要

反水素のラムシフトを求めることが最終的な目的であるが、反水素は統計をためるために長時間かかること、また、CERN で反水素ビームの供給が開始されるのが 2021 年であることを考慮し、水素原子線を用いたマイクロ波分光装置の性能評価を進めた。本実験では、開発したマイクロ波分光装置を用いて励起水素原子線のラムシフト分光を目指した。

5.2 0.026 eV 水素の $2S_{1/2}$ - $2P_{1/2}$ ラムシフトのスペクトル

分光装置の性能評価には室温の水素原子線を用いる。ここでは、この実験で見込まれる共鳴スペクトルを求めた。計算に用いたのは以下の値である。

- 初期条件: $2S_{1/2}$ の存在確率 1、 $2P$ の存在確率 0
- 反水素の速度: 2231.2 m/s
- 電場強度: 第 3.1.2 節参照
- 共鳴周波数: α 遷移 910 MHz、 β 遷移 1088 MHz、 γ 遷移 1047 MHz

反水素との違いは、ビームの速さに由来する反応時間の違いである。マイクロ波遷移装置を通り抜ける水素原子の速度は、水素原子源の温度を室温と等しいとした時のマクスウェル分布における最確速度と等しいと仮定する。そのとき水素原子の速度は 2231.2 m/s であり、60 mm にわたるマイクロ波遷移装置を 26.89 μ s かけて通り抜ける。このとき、6 keV の反水素原子ビームと比較して、マイクロ波が長い時間作用するため、大きな電場をかけると、共鳴周波数から外れたマイクロ波をかけた時にも十分な遷移が起これる。図 47 と図 48 はそれぞれ、マイクロ波遷移装置に入力するパワーを 10 dBm と 15 dBm に設定した時の Ly- α 光の検出数を示している。10 dBm を入力した時には、各ピークに対しても 3 割程度の $2S_{1/2}$ 状態が遷移しないまま残っているが、一方、15 dBm を入力した時は、各ピークに対して全ての $2S_{1/2}$ が遷移し、周辺の周波数のマイクロ波をかけた時にも遷移確率が大きく、飽和が起きている。結果として、全ての遷移を足し合わせた黒色の実線は、15 dBm において線幅が広くなり、特に α 遷移による 910 MHz のピークを得ることは困難になっている。このことから言えるように、マイクロ波の印加時間に応じた電場の強度を数値計算によってあらかじめ決める必要があり、本実験の場合は 10 dBm 程度が適切なマイクロ波遷移装置に入力すべきパワーである。

この反応時間の場合、超微細構造選別装置へ入力する 1110 MHz のマイクロ波のパワーは 15 dBm で十分となる。この時の 4 つの状態 (F, M) = (0,0)、(1,1)、(1,-1)、(1,0) の存在確率はそれぞれ、0.741、0.012、0.012、0.061 となり (0,0) が大多数を占めるようになる。超微細構造選別装置導入後のプロットを図 49 に示す。必要のない (1,1)、(1,-1)、(1,0) の状態が開発した超微細構造選別装置で十分に遷移され、 α 遷移からの寄与が主となっている。超微細構造選別装置の導入で、

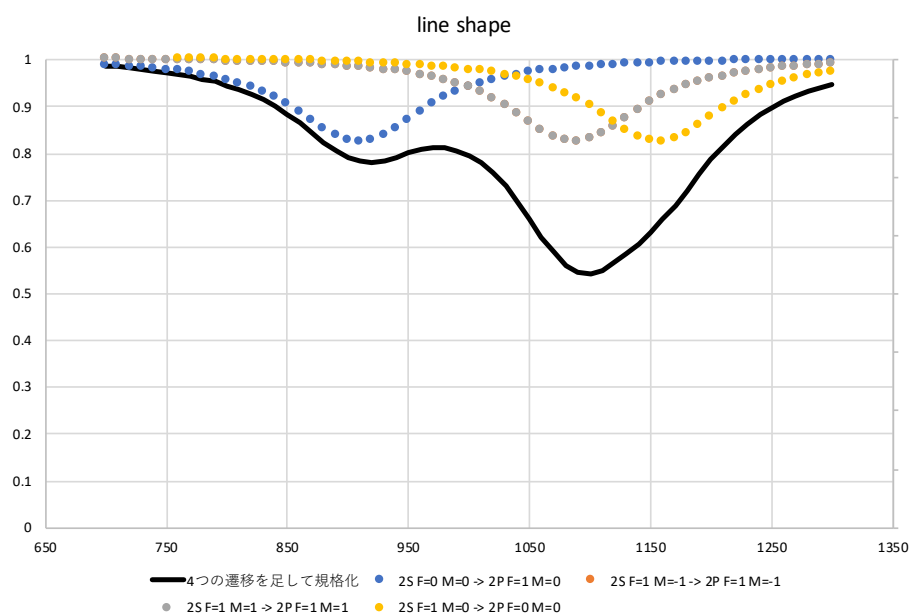


図 47 10 dBm をマイクロ波分光装置へと入力した場合に得られる室温の水素の共鳴スペクトル。縦軸が Ly - α 光の検出数、横軸がマイクロ波の周波数 [MHz]。

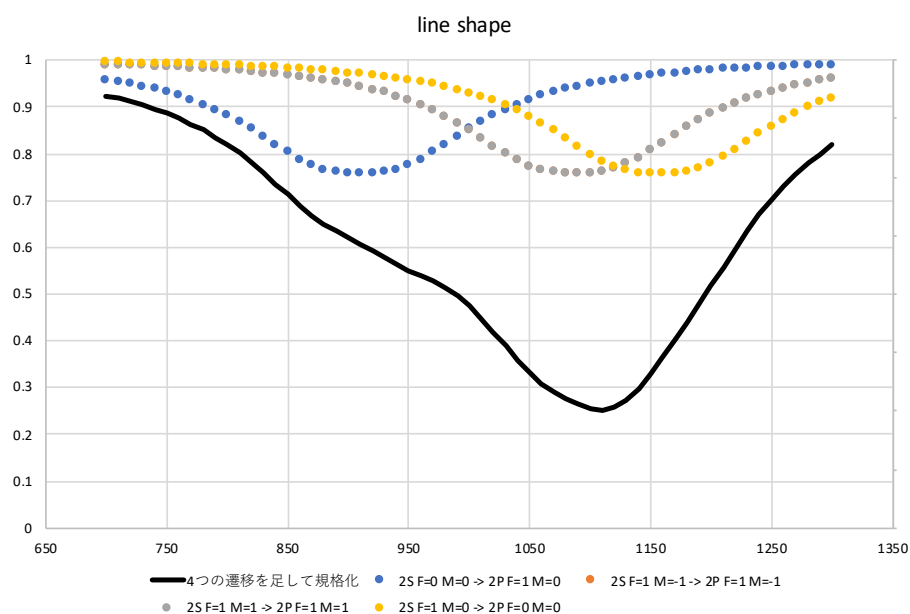


図 48 15 dBm をマイクロ波遷移装置へと入力した場合に得られる室温の水素の共鳴スペクトル。電場強度と反応時間が大きく、遷移に飽和が見えている。縦軸が Ly - α 光の検出数、横軸がマイクロ波の周波数 [MHz]。

Ly- α 光のレートは減少するが、十分な統計を取ることで、より精度の高い α 遷移の測定を行うことができる。0.026 eV 水素の実験では、反水素の時と異なり、直流ビームを用いることができるため、より早く統計を貯めることが可能である。100 000 の水素原子を 700 MHz から 1110 MHz の範囲で 12 点測定した場合、 910.12 ± 0.20 MHz が得られ 220 ppm に到達する。100 000 の水素原子を 700 MHz から 1110 MHz の範囲で 24 点測定した場合、 910.14 ± 0.12 MHz が得られ 130 ppm に到達する。

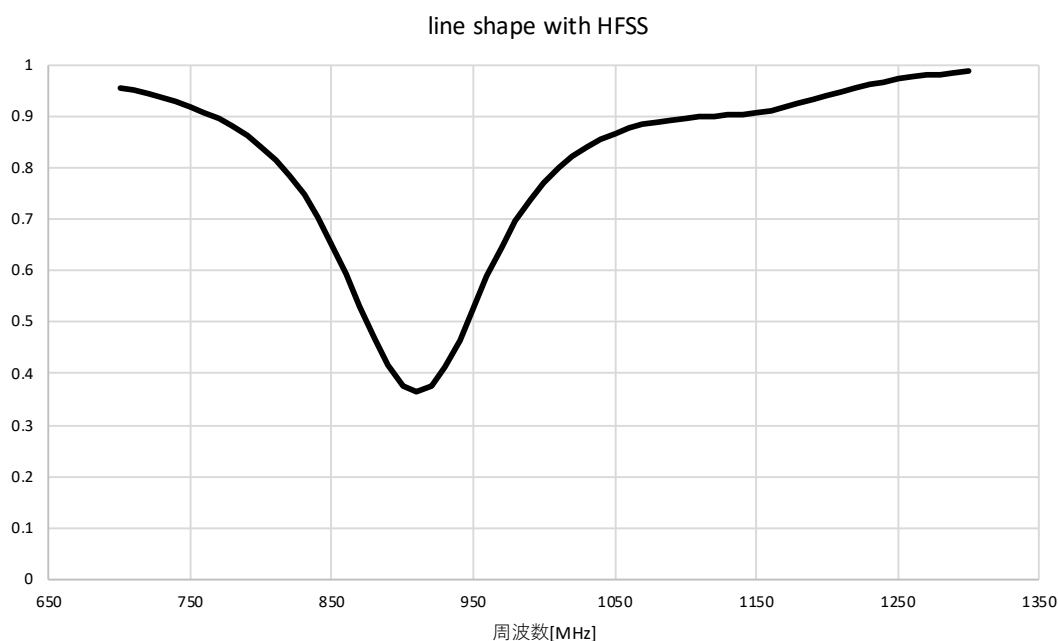


図 49 0.026 eV 反水素による HFSS 導入後のスペクトル。縦軸が Ly- α 光の検出数、横軸がマイクロ波の周波数。4 つの遷移を重ね合わせて規格化したものが黒色の実線であり、実際に観測されるのはこのスペクトルである。

5.3 水素原子ビームの生成

図 50 は、本実験の模式図である。本実験のビームラインは大きく分けて 3 つに分類することができる。水素分子から実験に必要な水素原子を発生する「水素原子生成部」、上流で得られた基底状態の水素原子を $2S_{1/2}$ 状態へ励起する「2S へ励起部」、最後に、本研究で開発している「マイクロ波分光装置」である。水素原子の生成と、その 2S 状態への励起の 2 つの工程を経て得た $2S_{1/2}$ 状態の水素原子ビームを用いて、マイクロ波分光装置の性能を確かめる。

まず、水素ボンベより水素分子を供給する。測定に用いるものは水素原子であるからこれを生成するために、プラズマを発生する [30]。この領域を水素源 (Hydrogen source) と呼ぶ。水素源に水素分子を供給しながら、2450 MHz, 48 W の RF を印加する。放電により最初の電離を引き起

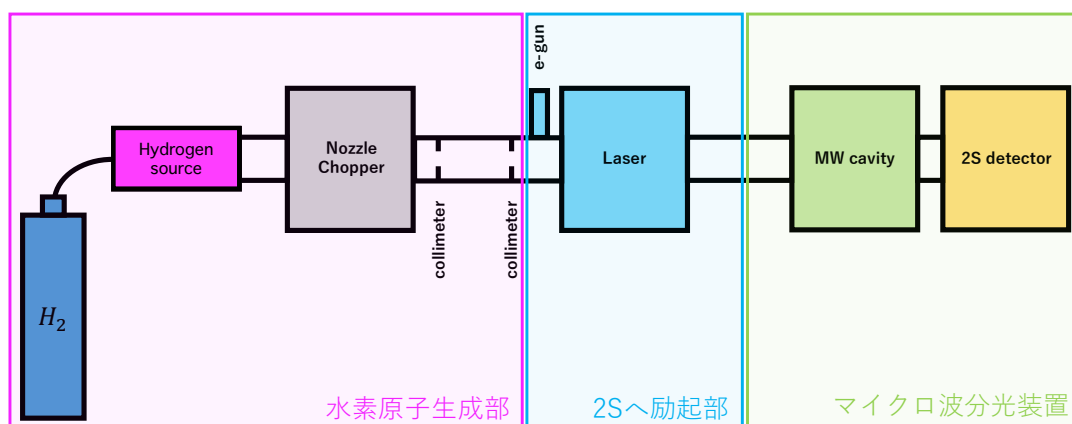


図 50 水素のガスボンベから水素分子を水素源へ送り込み、そこでプラズマを発生する。プラズマは陽子と電子の束縛状態 (水素原子) を形成しながら、ノズルを通り抜ける。チョッパーは水素ビームのオンオフを切り替えることができ、トリガーとして用いる。コリメーターを通ることでビームの直径を絞り、電子銃またはレーザーを用いて $2S_{1/2}$ へと励起する。

こすと、RF の効果でプラズマを継続的に維持することが可能である。プラズマ内の陽子と電子は水素原子を形成し、ノズル (Nozzle) を通って下流へと進む。チョッパー (Chopper) は、ノズルとビーム下流との間に設置されていて可変の数 Hz の周期で水素ビームを遮ることが可能である。チョッパーを通り過ぎると、2つのコリメーター (collimeter) がある。これは直径 1 mm の穴が開いた銅の円盤である。この構造によって、ビームラインに対して水平なビーム成分だけを下流に送っている。

5.4 水素原子の $2S_{1/2}$ 状態への励起

図 50 の水素原子生成部で得られる水素原子は基底状態 $1S$ であり、 $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ 遷移実験を遂行するためには $2S$ へ励起部において $2S_{1/2}$ 状態水素原子を得る必要がある。 $2S$ へ励起部は電子銃とレーザーキャビティーで構成されていて、それぞれ独立の手法で水素原子を励起することに用いられる。励起するために以下の二つの手法を試した。

5.4.1 電子線衝撃による励起

電圧をかけたフィラメントから得られる電子を加速し、水素原子に衝突させることで励起する手法である。効率的な励起を行うために 15 eV 程度に電子を加速し水素原子に衝突させる。水素ビームラインを中心に電子銃の反対側に位置分解能のあるファラデーカップを用意し、電子の検出を行なった。フィラメントにかかる電圧、加速用電圧、ディフレクターのスキャンを行なった。ディフレクターは速度方向を決めるのに用いる。用意した電子銃では 15 eV 近傍でファラデーカップに十分な量の電子が検出がされなかったが、100 eV 程度のエネルギーで電流が検出された。第 5.5 節では、このエネルギーで電子線を照射し水素を励起し、マイクロ波をかけて $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ 遷移が

おこることを確認した。

5.4.2 レーザーによる二光子励起

レーザーは第 5.4.1 節で用いた電子線と異なり、実験室内の磁場などの環境の変化に強く、長期間にわたり安定した測定を行うことが可能である。243 nm のレーザー二本を用いて二光子励起させる手法を試験した [31]。100 μ J のパワーで出力したこのレーザーはウィンドウを通して真空のキャビティー内に進行し、水素ビームに対して垂直に照射される。水素ビームを通り抜けると、キャビティーの反対側のウィンドウから真空外へ出る。そこにはミラーが設置してあり、同一経路上に反射し、キャビティーを通過してレーザー発信装置へ戻っていくようになっている。レーザーの直径は 1 mm である。レーザーは 10 Hz で 10 ns の間照射し、レーザーを発した時刻をトリガーに Ly- α の検出のためのタイムウィンドウを決める。電子線での励起と異なり、周波数、パワー、経路などから遷移確率を知ることができ、周波数を共鳴からずらすこと、パワーを変えること、レーザーの位置を変えることで水素が励起されているかを確認可能である。また、励起され、 $2S_{1/2}$ になった水素にさらに光子が当たると、陽子と電子が乖離し、MCP で検出することができる。この過程を利用して、水素が励起されていることを確認した。

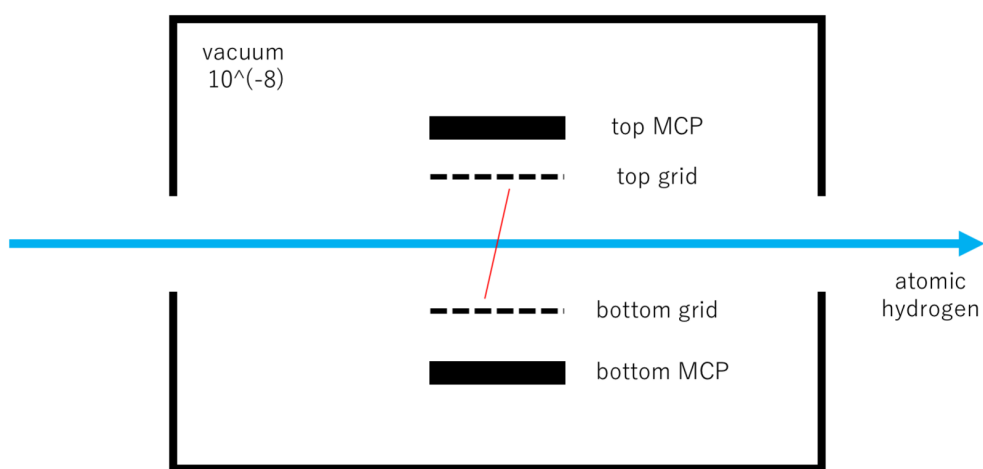


図 51 レーザー励起とその検出のためのセットアップ。励起され $2S_{1/2}$ 状態になった水素原子にさらに光子が反応すると水素原子は電離を起こす。生成された陽子はグリッド間にかけられた電位差によって引き寄せられ、MCP で検出される。陽子の検出によって、間接的に水素が $2S_{1/2}$ へと励起されたことを確認することが可能である。

以下で、レーザーによる水素原子励起とその検出実験について説明する。図 51 はレーザー照射用キャビティー内の模式図である。水素ビーム上流のチョッパーをオフにし、水素ビームは直流で流れ続けているものとする。レーザーを上記の特性で照射すると、空間的なレーザーの幅 1 mm と

水素ビームの幅の重なった領域で水素の $1S \rightarrow 2S$ の励起、および、 $2S \rightarrow$ 電離 の反応が起きる。室温の水素の速度に対してレーザーのパルス幅 10 ns が短いため、反応時間は 10 ns である。 $2S_{1/2}$ は直接観測することはできないが、電離され得られた陽子を検出することで、反応の過程に存在する $2S_{1/2}$ の生成が立証可能である。top grid を 2 V 、bottom grid を 0 V に設定して測定を行なった。これらの電圧はグリッド間の電場の大きさを決めることに用いている。グリッド間の距離は 5 cm であるから、電場にして 0.4 V/cm 程度である。電離した陽子ははこの電場によって下方向へ加速され、bottom MCP によって検出される。 $100\text{ }\mu\text{J}$ の強度のレーザーを照射しつつ以下のように 3 つの条件で実験を行なった。

条件 1 水素ビーム ON、 $100\text{ }\mu\text{J}$ レーザー ON

条件 2 水素ビーム OFF、 $100\text{ }\mu\text{J}$ レーザー ON

条件 3 水素ビーム ON、 $100\text{ }\mu\text{J}$ レーザー ON、周波数を共鳴周波数から 60 MHz ずらす

この時、それぞれの条件で次のような結果の予測をすることができる。条件 1 では水素原子を供給し、 $2S$ への励起に対応する周波数のレーザーをかけていることから、 $1S \rightarrow 2S$ の励起、および、 $2S \rightarrow$ 電離 の過程の結果、陽子を検出することができる。条件 2 では水素原子を供給していないため、信号は検出されない。条件 3 では水素原子を供給しているが、 $2S$ への励起に対応する周波数をかけていないため信号は検出されない。

実際に実験を行なったそれぞれの結果が図 52、53、54 である。縦軸を MCP での信号の大きさ、横軸を時間で表している。時刻 $t = 0$ でレーザーを照射し、 $12\text{ }\mu\text{s}$ 間を測定した。 $t = 0$ 秒に見える -0.004 mV 程度の信号は $1.5\text{ }\mu\text{s}$ 程度で振動しながら減衰している。全ての条件下で見えていたこの信号はレーザー由来であると考えられる。条件 1 (図 52) $t = 1.4 \times 10^{-6}$ 秒において、条件 2 (図 53)、条件 3 (図 54) に見えていなかったピークが現れた。これが水素を電離したことで得られた陽子のピークであると考えられる。グリッドによる電場内で陽子が 2.5 cm 移動するのにかかる時間は上述のセットアップで計算すると 3.61×10^{-6} 秒である。一方、図 52 では $t = 1.4 \times 10^{-6}$ 秒においてピークが確認されてる。計算で求まる TOF と実際に測定された TOF に差異が生じた。この説明として以下のことが考えられる。第一に水素ビームがビームラインの中心を通っていないことである。これはレーザーの経路やグリッドおよび MCP のジオメトリを再度検証することで確かめることが可能である。第二に想定しているグリッド間の電場が誤っていることが考えられる。 -2 kV に設定された bottom MCP から bottom grid を通して電場が漏れているために想定しない電場が生じている可能性がある。また、グリッドに電位を与えたモジュール (CAEN A1535D、A1832) は HV 用であり、 2 V 程度の小さな電位では正確な電場をかけることができていないと予想される。仮にこれらの影響で、grid 間の電位差が 11.6 V になっていたとすると、TOF は 1.5×10^{-6} 秒となり、図 52 の様子と合致する。

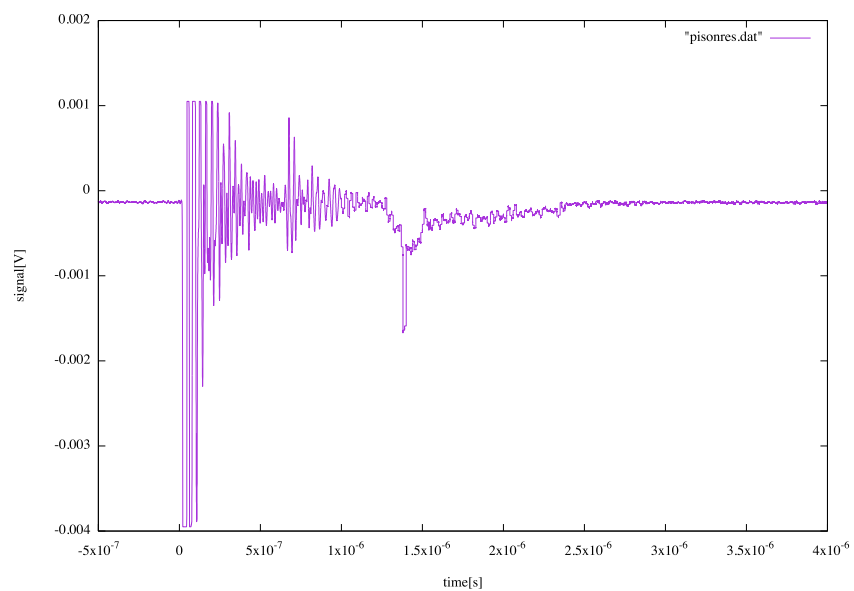


図 52 条件 1 の場合の TOF スペクトル。水素ビーム ON、100 μ J レーザー ON。

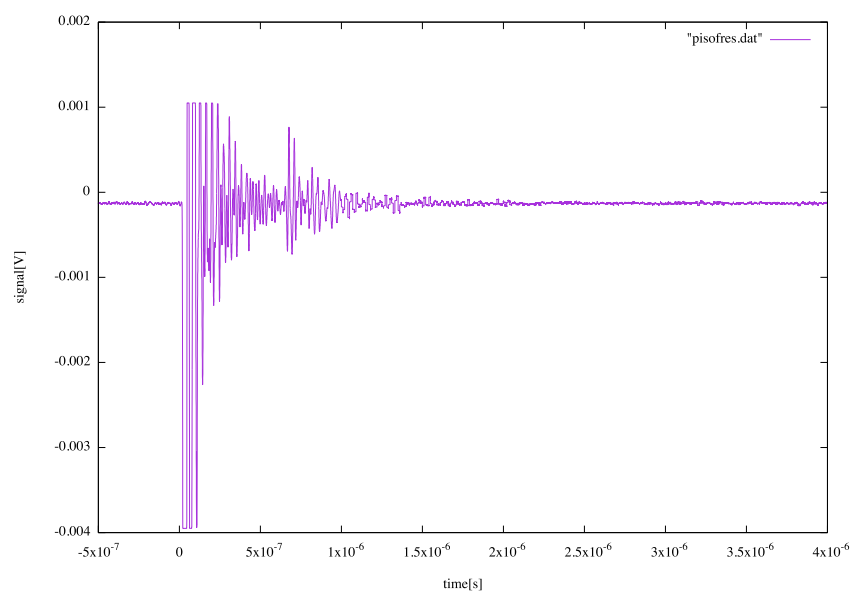


図 53 条件 2 の場合の TOF スペクトル。水素ビーム OFF、100 μ J レーザー ON。

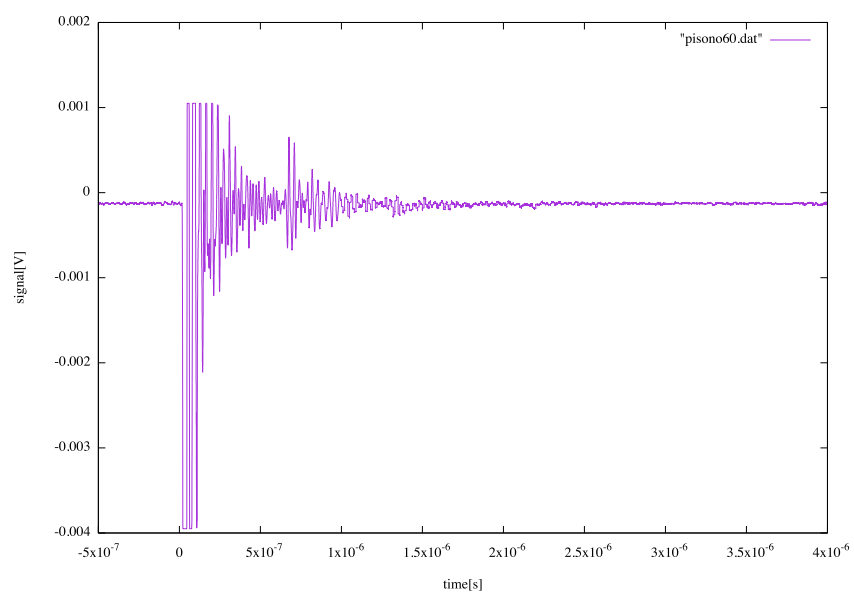


図 54 条件 3 の場合の TOF スペクトル。水素ビーム ON、100 μ J レーザー ON、周波数を共鳴周波数から 60 MHz ずらす。

5.5 電子銃励起による水素のマイクロ波遷移

電子銃を用いて励起した水素を用いて $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ の遷移を確認した。測定は以下の 3 つの条件で行なった。

条件 1 水素ビーム ON、電子銃 ON (図 55)

条件 2 水素ビーム OFF、電子銃 ON (図 56)

条件 3 水素ビーム ON、電子銃 OFF (図 57)

各場合について、マイクロ波をかけた時と、かけていない時の $Ly - \alpha$ 光の検出レートを比較することで遷移が起きたかを確認した。この時、それぞれの条件で次のような結果の予測をすることができる。条件 1 では水素原子を供給し、 $2S$ への励起していることから、マイクロ波が ON の時、 $2S_{1/2}$ 状態の水素は $2P_{1/2}$ 状態へ遷移する。結果として、マイクロ波が ON の時、検出される $Ly - \alpha$ 光の検出レートが減少する。この検出レートの減少が真にこの理由によるものであることを確認するために対照実験として条件 2 および条件 3 の測定を行った。条件 2 では水素原子を供給していないため、マイクロ波が ON の時と OFF の時で検出される $Ly - \alpha$ 光の検出レートは同じになる。条件 3 では水素原子を供給しているが、 $2S$ へ励起していないため、マイクロ波が ON の時と OFF の時で検出される $Ly - \alpha$ 光の検出レートは同じになる。

図 55 は条件 1 で得られたライマン α 光の検出レートである。黒がマイクロ波を照射しなかったとき、赤が照射したときで、不確かさとともにプロットしてある。マイクロ波の周波数は 1088 MHz であり、パワーは 0 dBm であった。測定はマイクロ波が ON の時、OFF の時でそれぞれ 175 秒間、150 秒間行なった。合計 325 秒間の測定で、25 秒ごとに ON と OFF を切り替えた。マイクロ波が OFF の時、マイクロ波が ON の時に比べ、 $Ly - \alpha$ 光が多く検出された。これは上述の結果の予測と整合する。この結果を根拠に、以下の 2 つを結論づけた。

- 電子銃によって水素は $2S_{1/2}$ に励起された
- $2S_{1/2}$ 水素はマイクロ波によって $2P_{1/2}$ へと遷移した

また、この検出レートの差が真にこの 2 つの効果によるものかを確認するために、条件 2(図 56) および条件 3(図 57) で測定を行なった。図に示された通り、いずれにおいてもマイクロ波照射の有無でのライマン α 光の検出レートに有意な差はみられなかった。これらのことから、電子線衝撃によって励起された水素原子はマイクロ波によって $2S_{1/2}$ 状態から $2P_{1/2}$ 状態へ遷移したと考えられる。

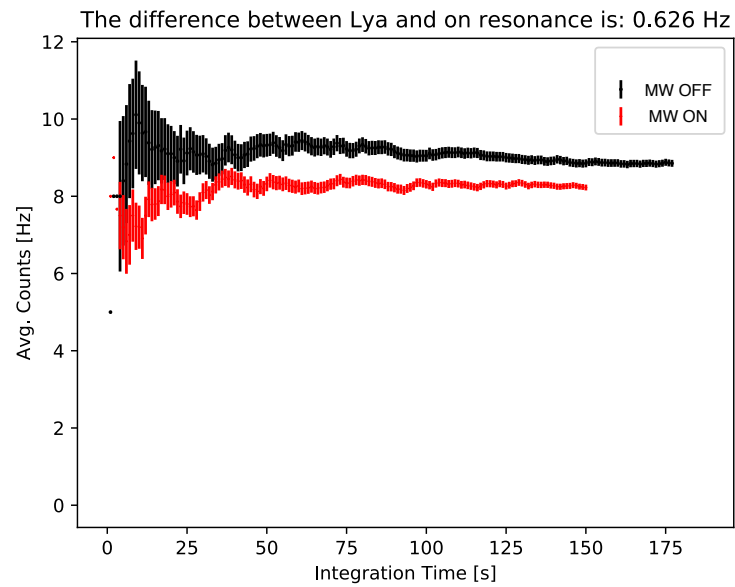


図 55 条件 1 での Ly - α 光の検出レート之差。水素源 ON 電子銃 ON。

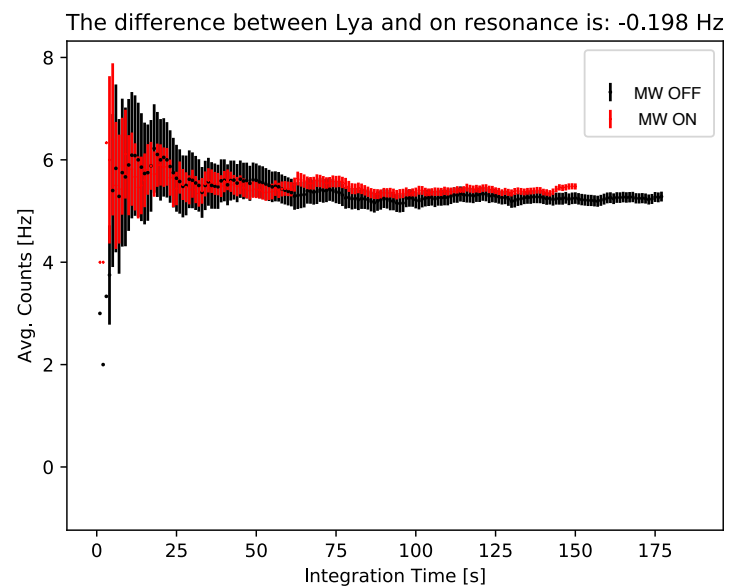


図 56 条件 2 での Ly - α 光の検出レート之差。水素源 OFF。

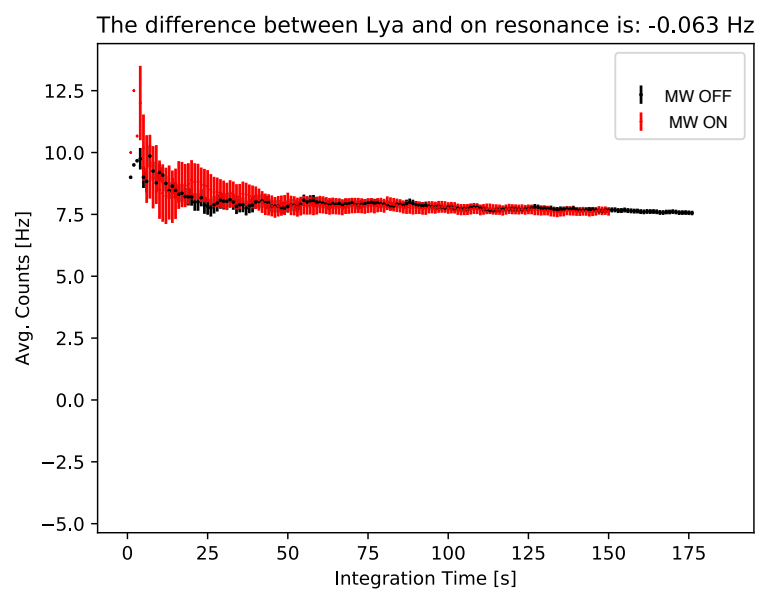


図 57 条件 3 での Ly - α 光の検出レート之差。電子銃 OFF。

6 ミュオニウムの $2S_{1/2}$ - $2P_{1/2}$ 遷移実験

6.1 実験の概要

水素原子線による分光では、反水素原子ビームと比較し、運動量が小さく、またそのレートは高くなる。スイスの PSI (Paul Scherrer Institut) ではミュオニウムビームを生成でき、そのエネルギーやレートは反水素実験におけるものに近い。ミュオニウムビームのエネルギーは数 keV である。そこで、PSI におけるミュオニウム実験 (Mu-MASS 実験 [32]) にマイクロ波分光装置を持ち込み、ミュオニウムのラムシフト分光を試みた。図 58 はミュオニウムのラムシフト分光実験の模式図である。

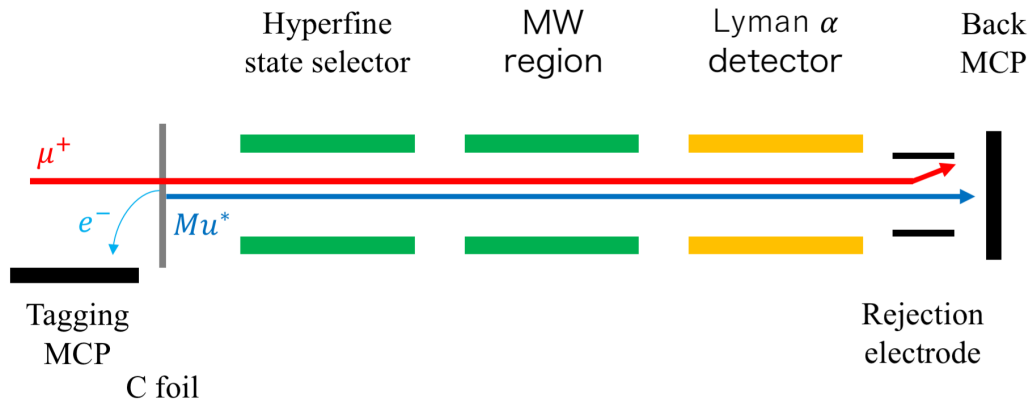


図 58 ミュオニウム分光実験の概要

ミュオニウムの生成には、PSI で得られる 5000/s の μ^+ ビームを用いる。 μ^+ ビームのエネルギーは 1 keV から 30 keV で可変である。ミュオンは初めに炭素膜を通過する。炭素膜に衝突した時、ミュオンは二次電子を放出する。この電子は周辺にかけられた電位によって Tagging MCP へと運ばれ、これを検出することでミュオンが入射した時刻を知ることができる。ミュオンと炭素膜との衝突でミュオニウムが生成される。生成されたミュオニウムは反水素と同様に基底状態と $2S_{1/2}$ およびそれ以上の状態をもっている。ミュオニウムはまず超微細構造選別装置を通過した後、マイクロ波遷移装置を通り、Ly - α 検出器を通して、最後に Back MCP へと到達する。生成されたミュオニウムに $2S_{1/2}$ の状態が含まれる時は Ly - α 検出器において Ly - α 光を放出する。Tagging MCP でミュオン由来の電子を検出してから 2 μ s の間に、Ly - α 検出器または Back MCP が信号を検出する事象を選別する。Back MCP の上流に Rejection electrode を用意した。ここに電圧をかけることで、電気的に中性であるミュオニウムは影響を受けずに Back MCP に到達し、一方、ミュオンは軌道が偏向され、排除される。Rejection electrode の ON と OFF を切り替えて、

Back MCP での信号を比較することで、ミュオニウムとミュオンの存在比を知ることができる。

また、反水素の時と同様に、超微細構造選別装置およびマイクロ波遷移装置において、ラムシフトに対応するマイクロ波を発している場合、 $\text{Ly}-\alpha$ 検出器で得られる $\text{Ly}-\alpha$ 光のレートは減少する。この減少する周波数を探すことで、ラムシフトを探索することが可能である。 $2\text{S}_{1/2} - 2\text{P}_{1/2}$ ミュオニウムラムシフトにおける超微細構造を考慮した共鳴周波数は 586 MHz、1140 MHz および 1326 MHz である。反水素の時と異なり 586 MHz の共鳴が他の二つの超微細構造間遷移の周波数と離れているため、この周波数の測定は超微細構造選別装置を用いずとも、影響を受けにくい。超微細構造選別装置においてもマイクロ波遷移装置と同様に周波数を振ることで、2 倍の相互作用の時間を稼ぐことが可能である。

本研究では、ミュオニウムのラムシフト分光に向けて、ミュオニウムビームの生成を確認する実験を行った。

6.2 4 keV ミュオニウムの $2\text{S}_{1/2} - 2\text{P}_{1/2}$ ラムシフトのスペクトル

PSI (Paul Scherrer Institut) で得られる 4 keV のミュオニウムビームの場合に得られるスペクトルを計算した。計算に必要な値として以下の値を用いた。

- 初期条件 : $2\text{S}_{1/2}$ の存在確率 1、 2P の存在確率 0
- ミュオニウムの速度 : $260 \times 10^6 \text{ m/s}$
- 電場強度 : 第 3.1.2 節参照
- 共鳴周波数 : α 遷移 586 MHz、 β 遷移 1140 MHz、 γ 遷移 1326 MHz

遷移双極子の行列要素の大きさとして水素原子と同じ V の値を用いることが可能である。一方、超微細分裂の大きさは違っており、ミュオニウムは 586 MHz、1140 MHz、1326 MHz にピークが現れる。 α 遷移 (586 MHz) を測定したい場合、他の 2 つの周波数との距離が離れていることから、超微細構造選別装置を用いずとも、測定が可能である。

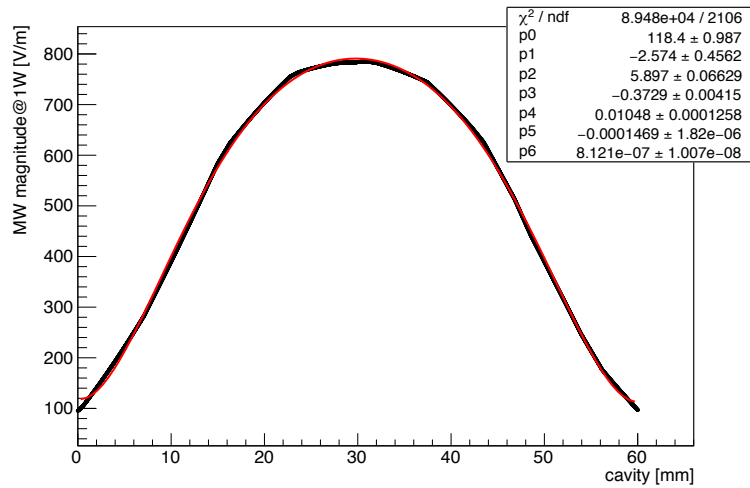


図 59 マイクロ波遷移装置の極板付近でのシミュレーションで得られた 600 MHz での電場強度分布 (黒線)。多項式でフィットしたもの (赤線)。

586 MHz のピークをはかるために電場の大きさを 600 MHz において得られる強度で規格化を行う。図 59 のように得られた電場強度を反水素の時と同様に式 14a、14b へと代入して計算を行うと、図 60 のような結果が得られた。この時、ミュオニウムは 4 keV であることを仮定し、マイクロ波遷移装置内の電場の存在する範囲 60 mm を 23 ns で通過するものとして計算した。

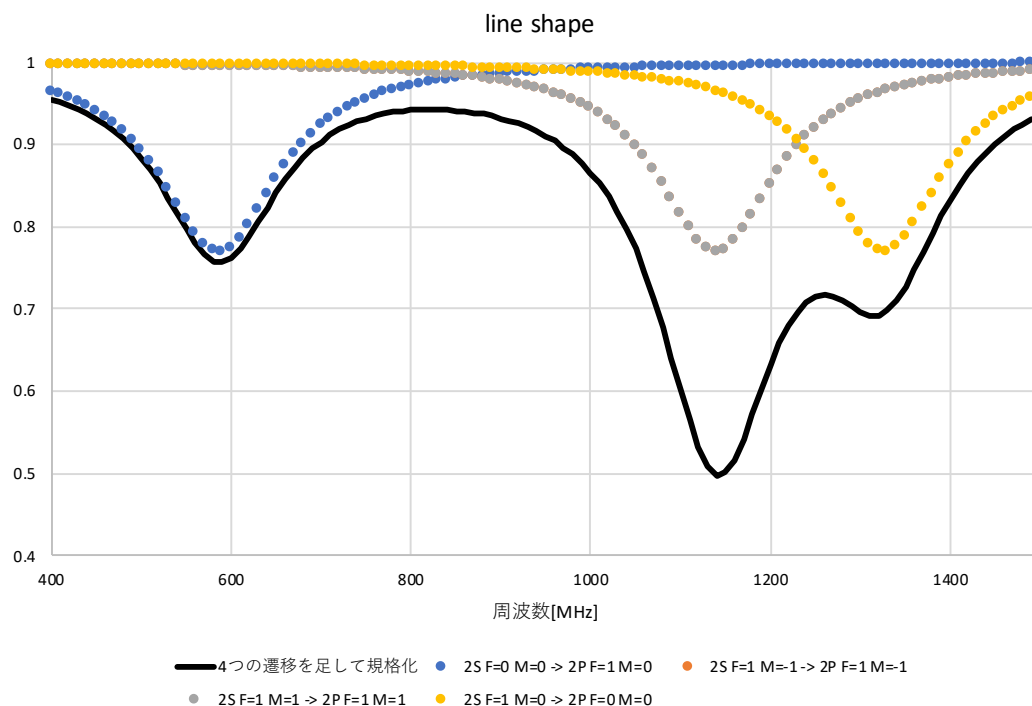


図 60 4 keV ミュオニウムによるスペクトル。縦軸が $\text{Ly}-\alpha$ 光の検出数、横軸がマイクロ波の周波数。ミュオニウムの $2S_{1/2}-2P_{1/2}$ ラムシフトの分光実験では (反) 水素の時と比較し、 α 遷移と β 遷移、 γ 遷移のピークが現れる周波数が離れているため、HFSS なしで良い精度で測定が可能である。

6.3 ミュオニウムの生成

まず、ミュオニウムの生成を確認する。ビーム上流から飛来するミュオンのバンチはまず炭素膜に衝突する。この時、放出された二次電子を Tagging MCP で検出する。炭素膜の後方ではミュオンと生成されたミュオニウムが進行し Back MCP に到達する。Tagging MCP がなってから $2\ \mu\text{s}$ のタイムウィンドウの間の Back MCP への信号を検出した。この時、Rejection electrode の ON と OFF を切り替えてその信号のレートの比較を行った。ミュオンのエネルギーは 10 keV に設定した。得られた結果が図 61 である。横軸は $2\ \mu\text{s}$ 間を 10240 チャンネルに分けている時間を表しており、縦軸は Back MCP の信号レート [$/\text{min}$] である。赤が Rejection electrode が ON の時、青が Rejection electrode が OFF の時を示している。まず、30000 チャンネル以降に見える信号はビーム上流から飛来する中性の重い原子であると考えられる。これらの、原子は本実験においては関係がないため、後の議論ではミュオンの TOF を考え、1500 チャンネル付近の信号を議論する。この周辺を拡大したヒストグラムが図 62 である。ピークを確認することができた。Rejection electrode が OFF の時の信号のレートが Rejection electrode が ON の時に対して大きくなってい

る。これは、Rejection electrode が ON の時には電荷を持つミュオンが排除されているからであり、予想と一致した。

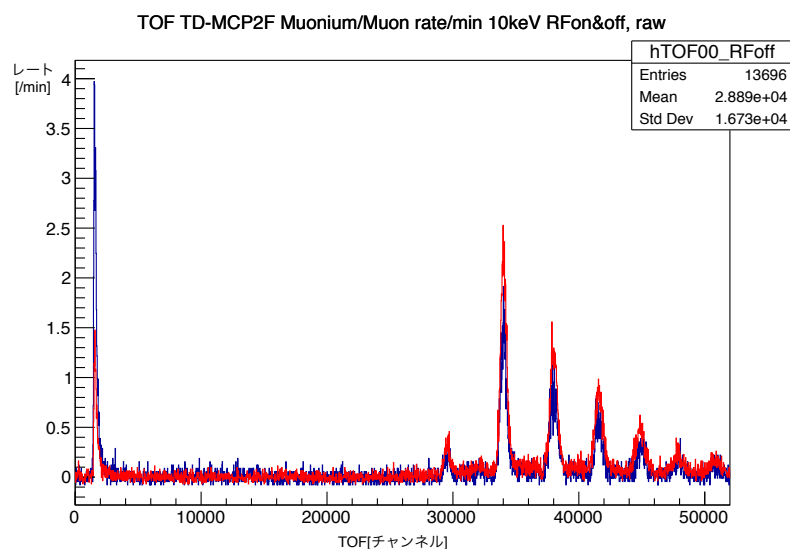


図 61 Tagging MCP をトリガーにして Back MCP で検出された信号の TOF。赤が Rejection electrode が ON の時、青が Rejection electrode が OFF の時。

6.4 $2S_{1/2}$ 状態ミュオニウムの生成

続いて $2S_{1/2}$ 状態ミュオニウムの生成を確認する。ビーム上流から飛来するミュオンバンチはまず炭素膜に衝突する。この時、放出された二次電子を Tagging MCP で検出する。炭素膜の後方ではミュオンと生成されたミュオニウムが進行し Ly - α 検出器に到達する。Tagging MCP がなってから $2\mu\text{s}$ のタイムウィンドウの間の Ly - α 検出器への信号を検出した。この時、クエンチングフィールドの ON と OFF を比較した。 $2S_{1/2}$ 状態のミュオニウムはクエンチングフィールドが ON のとき、強い電場によって $2S_{1/2}$ と $2P_{1/2}$ の状態が混合する。 $2P_{1/2}$ 状態のミュオニウムは Ly - α 光を放って $1S$ 状態へと脱励起する。この Ly - α 光を検出する。クエンチングフィールドの ON のとき、OFF の時には見られない信号を確認することができれば、 $2S_{1/2}$ 状態の存在を裏付けることができる。ミュオンのエネルギーは 10 keV に設定した。図 63 が実際の測定結果である。横軸が時間で、縦軸が Ly - α 光を検出したレート [1/min] である。赤がクエンチングフィールドが OFF の時、青がクエンチングフィールドが ON の時を示している。電場をかけた時に検出される Ly - α 光のレートが大きくなりピークが観測された。このことから $2S_{1/2}$ 状態のミュオニウムが生成されたと結論づけることができる。

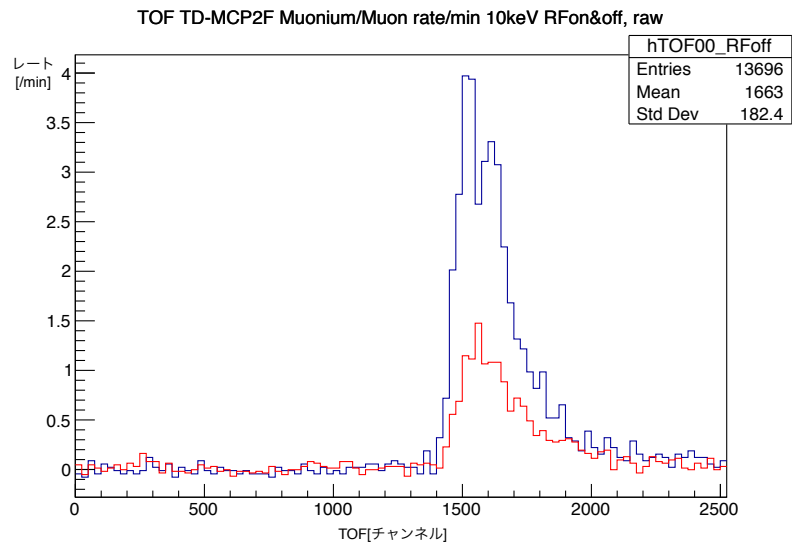


図 62 Tagging MCP をトリガーにして Back MCP で検出された信号の TOF。赤が Rejection electrode が ON の時、青が Rejection electrode が OFF の時。図 61 の 0 から 2500 チャンネルを拡大した。

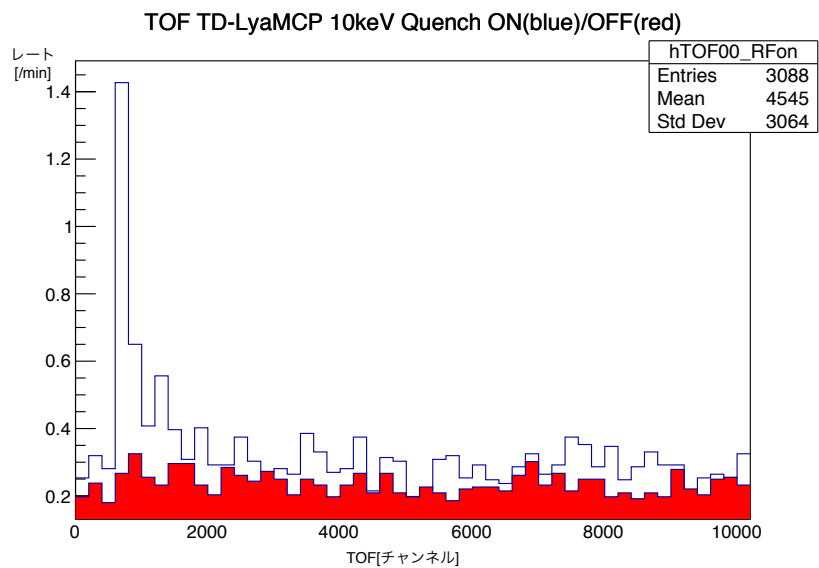


図 63 Tagging MCP をトリガーにして Ly - α 検出器で検出された信号の TOF。赤がクエンチングフィールドが OFF の時、青がクエンチングフィールドが ON の時。

6.5 ミュオニウムのマイクロ波遷移

マイクロ波によって $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ 遷移を引き起こし、 $Ly - \alpha$ 光のレートの減少を検出することを試みた。以下 3 つの条件で $Ly - \alpha$ 光の検出を行なった。

条件 1 マイクロ波遷移装置 1140 MHz, 3 dBm、超微細構造選別装置 1140 MHz, 3 dBm(図 64)

条件 2 マイクロ波遷移装置 765 MHz, 3 dBm、超微細構造選別装置 OFF(図 65)

条件 3 マイクロ波遷移装置 OFF、超微細構造選別装置 OFF(図 66)

Tagging MCP に信号が得られてから $2 \mu s$ の間に検出される $Ly - \alpha$ 光のレートを測定した。また、そのうち Back MCP がなった事象を選択した。測定はそれぞれ、3 時間、2 時間、2 時間行なった。ミュオンのエネルギーは 10 keV に設定し、リング電極の電位を、上流を -2.5 kV、下流を +2.5 kV に設定した。

この時、それぞれの条件で次のような結果の予測をすることができる。条件 1 では、 $2S_{1/2}$ 状態がマイクロ波によって $2P_{1/2}$ 状態へと遷移され、さらに 1S 状態へと脱励起するため、条件 2 および条件 3 の測定よりも低い Ly 光のレートが得られるはずである。

条件 2 および条件 3 の測定ではマイクロ波によって $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ 遷移を起こさないため、条件 1 の測定に比べて、多くの $Ly - \alpha$ 光を検出し、また、条件 2 の 765 MHz は共鳴周波数ではないため、条件 3 のマイクロ波遷移装置 OFF の時と同様の $Ly - \alpha$ 光を検出するべきである。

条件 1 で得られた TOF スペクトルを図 64 に示す。Tagging MCPC によって $2 \mu s$ の間に得られたデータを 10240 チャンネルに分け、そのうち 0 から 2000 チャンネル (400 ns) を表示した。3 時間の測定で $Ly - \alpha$ 光が 62 回検出された ($20.7 \pm 2.6/h$)。

条件 2 で得られた TOF スペクトルを図 65 に示す。2 時間の測定で $Ly - \alpha$ 光は 36 回検出された ($18.0 \pm 3.0/h$)。

条件 3 の結果は図 66 のようになった。2 時間の測定で $Ly - \alpha$ 光は 29 回検出された ($14.5 \pm 2.7/h$)。

表 10 はこれらの測定結果をまとめたものである。今回のビームタイムでは検出数が少なかったため、ミュオニウムをマイクロ波によって遷移した確証を得るためにはさらなる統計量が必要である。

条件	内容	$Ly - \alpha$ 光の検出レート
条件 1	共鳴周波数 (1140 MHz) のマイクロ波をかける	$20.7 \pm 2.6/h$
条件 2	共鳴周波数でない周波数 (765 MHz) のマイクロ波をかける	$18.0 \pm 3.0/h$
条件 3	マイクロ波をかけない	$14.5 \pm 2.7/h$

表 10 ミュオニウムのマイクロ波遷移実験の結果のまとめ

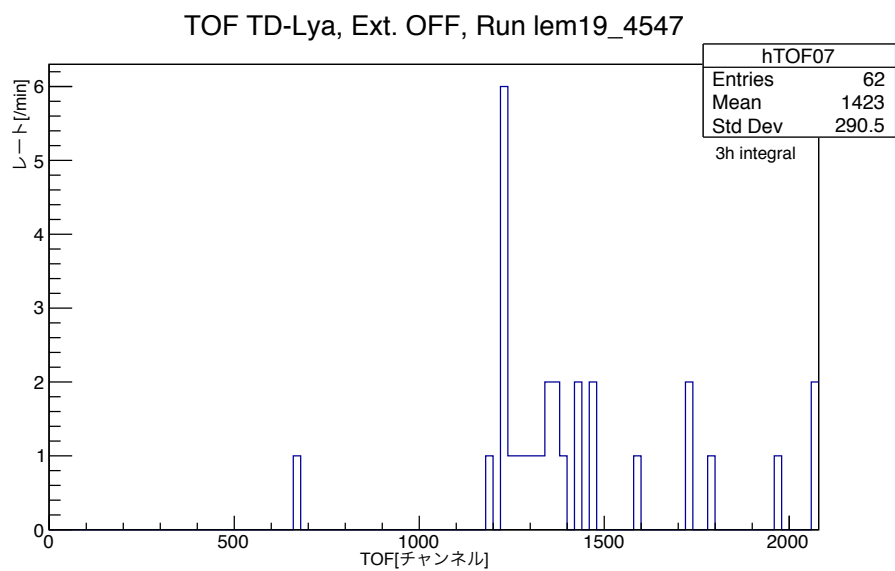


図 64 マイクロ波共鳴周波数 ON。Tagging MCP と Back MCP が共に信号を検出した時の $\text{Ly}-\alpha$ 検出器に得られた信号の TOF。

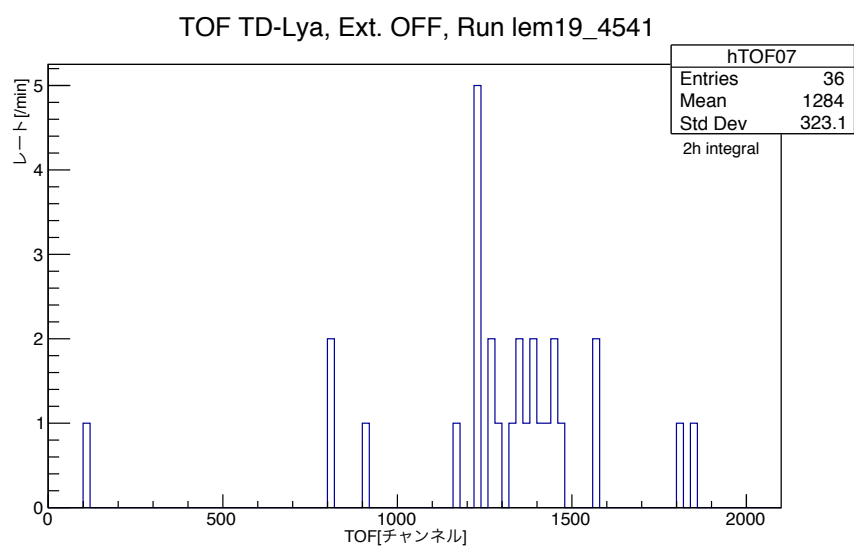


図 65 マイクロ波非共鳴周波数 ON。Tagging MCP と Back MCP が共に信号を検出した時の $\text{Ly}-\alpha$ 検出器に得られた信号の TOF。

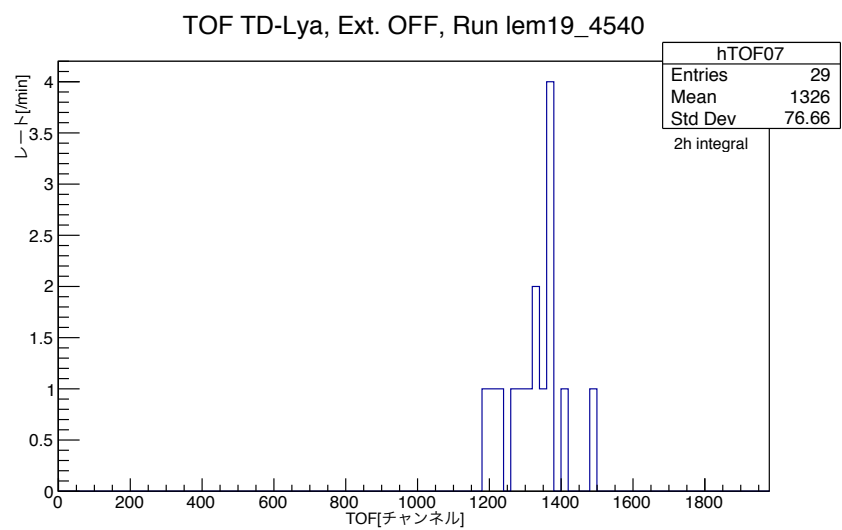


図 66 マイクロ波 OFF。Tagging MCP と Back MCP が共に信号を検出した時の $\text{Ly} - \alpha$ 検出器に得られた信号の TOF。

7 結論

本研究では、反水素原子の $n = 2$ ラムシフト測定のためのマイクロ波分光装置を製作し、その評価を行なった。

マイクロ波分光装置の製作と遷移確率の見積もり

マイクロ波遷移装置と超微細構造選別装置を製作した。これらのための信号の経路 (信号発生器、同軸ケーブル、分波器、RF 増幅器、減衰器) の特性を測定し、補正に用いるパラメーターを調べた。S パラメーターを測定し、CST STUDIO SUITE のシミュレーションを用いて、誘起可能な電場強度と分布を見積もった。

ハイゼンベルクの運動方程式より、反水素の分光実験、室温での水素分光実験、ミュオニウムの分光実験についてそれぞれ遷移確率を数値計算し、分光で得られるスペクトルを求めた。

反水素実験の場合において得られる統計精度と必要な実験期間の見積もりを行なった。本研究で開発したマイクロ波分光装置では約 17 ヶ月間で 700 ppm の測定ができる。改良によって超微細構造選別装置の電場強度を 2 倍にすることで 160 ppm に到達可能である。さらに、34 ヶ月間測定した場合は、反水素のラムシフトを 100 ppm で求めることができ、このとき、反陽子の荷電半径は 10 % の不確かさで決まる。

室温の水素の $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ 遷移実験

電子銃をビームラインに垂直に取り付け、その反対側に電子線が届いていることを検出した。100 eV に加速した電子を水素ビームに照射し、水素の励起を行なった。マイクロ波分光において電子銃の ON と OFF の切替による $Ly - \alpha$ 光のレートの変化から、水素の励起を確認した。

243 nm のレーザーを 100 μJ で水素ビームに対して垂直に照射し、さらに、その反対に設置したミラーで同一軌道上に再度レーザーを照射した。レーザーとビームの交差する点から 2.5 cm 離れた位置にある MCP を用いて、レーザー照射から 1.5 μs の時間に信号を検出した。これはレーザーによって励起された水素が、さらにレーザーと相互作用し、電離を引き起こしたことに起因する陽子であると考えた。これにより、水素原子がレーザーによって $2S_{1/2}$ 状態へ励起されたと予想される。また、水素ビームを OFF にすること、レーザーの周波数を変えることによって、真にこの信号が電離した水素から得られていることを確認した。

電子銃によって励起した水素において、マイクロ波を照射することで $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ の遷移が起きることを確認した。これはマイクロ波が ON であるときと、OFF であるときの $Ly - \alpha$ 光の検出レートを確認することで行なった。それぞれ、175 秒間、150 秒間測定を行い、検出レートに差を確認した。水素源の ON-OFF の切り替え、および、電子銃の ON と OFF の切り替えによって、真にこの信号が $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ の遷移に由来することを確認した。

今後、水素ビームを用いた分光を行い、130 ppm でのラムシフトの測定を目指す。

ミュオニウムの $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ 遷移実験

Tagging MCP と Back MCP のコインシデンスによってミュオニウムの生成を確認した。また、Rejection electrode の ON と OFF の切り替えによってミュオンとミュオニウムによる信号のレートの違いを確認した。

Tagging MCP と Ly- α 検出器のコインシデンスによって $2S_{1/2}$ 状態のミュオニウムの生成を確認した。リング電極 OFF の時に見えない信号を ON の時に見いだすことができた。

ミュオニウムのビームに対してマイクロ波を照射することで $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ 遷移の検出を試みた。そのためにマイクロ波を共振周波数でかけた場合と、その他の周波数でかけた場合、および、マイクロ波を OFF にした場合で Ly- α 光のレートを比較した。マイクロ波による遷移は統計が足りずに確認できなかったが、 $2S_{1/2}$ 状態のミュオニウムの生成は確認でき、今後マイクロ波遷移の確認と分光に進む。

今後

本研究で開発したマイクロ波遷移装置と超微細構造選別装置によって 700 ppm で α 遷移の周波数を決めることが可能である。まず、160 ppm を目指すために超微細構造選別装置の 1110 MHz における電場強度が 2 倍になるように改良する。

2021 年に反水素の供給が始まれば、ビームタイムを 34 ヶ月間取ることで、反水素を分光し、ラムシフトを 100 ppm で測定でき、反陽子の荷電半径を 10% の不確かさで決めることが可能である。

将来的には、ラムゼー法を用いて水素で行われた分光と同様の精度で反水素を分光する [17][34]。

8 謝辞

はじめに、松田研究室で2年間研究活動を指導いただきました、松田恭幸教授、黒田直史助教に深く御礼申し上げます。

松田恭幸教授は、私が本研究室に参加する以前から、研究テーマの興味深さや研究生生活の楽しさなどについて教えてくださいました。実際に研究室に参加してからは、研究の指針や学会発表、論文執筆などに関して度重なる相談に快く応じていただき、円滑な研究生生活を送る手助けをしていただきました。

黒田直史助教には、研究をする上で、技術的なサポートをたくさんしていただきました。シミュレーションソフトの使い方から、回路設計、図面の書き方、真空の取り扱いなど多くのことを学ばせていただきました。スイスでの研究滞在中には、実際に現地を訪れ、実験の進捗を見ながらアドバイスを下さったほか、研究のことに限らず、CERN や ETH、PSI での生活などにおいても助言をして頂いたことで、快適な海外研究生生活を送ることができました。論文執筆や学会発表に対しても、黒田直史助教が多大なお時間をかけて指導してくださったおかげで、研究をまとめることができたと感じております。

また、CERN 滞在中は、GBAR 実験の代表者である Patrice Pérez 氏に研究の指導をしていただきました。そして、Dirk Van Der Werf 氏、Laszlo Ferenc Liskay 氏をはじめとする多くの研究者や学生の方々から、多くのことを学ばせていただきました。

ETH、PSI では Paolo Crivelli 氏に研究のサポートをしていただき、水素の実験やミュオニウムの実験を行うことが出来ました。これらの実験ができたのは、Paolo Crivelli 氏の協力があったからこそであると感じております。また、ETH の学生である Gianluca Janka 氏には共に研究を行う中で、設計、製作、測定、解析など多岐にわたる日々の研究活動において力強く引っ張っていただきました。

互いの研究内容を共有し、時にはアドバイスもくださった樋口嵩さん、上野恭裕さんをはじめ、多くの研究室のメンバーに大変お世話になりました。

最後に、私をここまで育ててくれ、学問に対しても全面的に支えてくださった父・信行と母・祐加を筆頭に、多大なるサポートを下さった多くの方々へ、心より深く感謝を申し上げます。

参考文献

- [1] BASE Collaboration, CERN-SPSC-2019-047/SPSC-P-363 (2019).
- [2] ALPHA Collaboration, CERN-SPSC-2005-006/SPSC-P-325 (2005).
- [3] ASACUSA Collaboration, CERN/SPSC 97-19 CERN/SPSC-P-307 (1997).
- [4] ASACUSA Collaboration, CERN-SPSC-2005-002/SPSC-P-307 (2005).
- [5] ATRAP Collaboration, CERN-SPSC-97-8/SPSC-P-306 (1997).
- [6] AEGIS Collaboration, CERN-SPSC-2007-017/SPSC-P-334 (2007).
- [7] GBAR Collaboration, CERN-SPSC-2011-029/SPSC-P-342 (2011).
- [8] AD User Community, CERN-SPSC-2009-026/SPSC-P-338 (2009).
- [9] P. Crivelli, D.A. Cooke and M.W. Heiss, Phys. Rev. D, 94, 052008 (2016).
- [10] N. Kuroda, D.A. Cooke, P. Crivelli et al., J. Phys. Conf. Ser., 875, 022054 (2017).
- [11] P. Comini, Ph.D. thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris IV (2014).
- [12] P. Comini and P.-A. Hervieux, New. J. Phys., 15, 095022 (2013).
- [13] L. Liskay, P. Comini, C. Corbel et al., J. Phys. Conf. Ser. 443, 012006 (2013).
- [14] 久我 隆弘, 量子光学 (朝倉物性物理シリーズ 3) (2003).
- [15] W.E. Lamb and R.C. Retherford, Phys. Rev., 72, 241 (1947).
- [16] R. Pohl, A. Antognini, F. Nez et al., Nature, 466, 213 (2010).
- [17] N. Bezginov, T. Valdez, M. Horbatsch et al., Science, 365, 1007 (2019).
- [18] J.P. Karr and D. Marchand, Nature, 575, 61 (2019).
- [19] H. Fleubaey, S. Galtier, S. Thomas et al., Phys. Rev. Lett., 120, 183001 (2018).
- [20] W. Demtröder, Atoms, Molecules and Photons An Introduction to Atomic-, Molecular-, and Quantum Physics (2010).
- [21] N. Kolachevsky, A. Matveev, J. Alnis et al., Phys. Rev. Lett., 102, 213002 (2009).
- [22] N.E. Rothery and E.A. Hessels, Phys. Rev. A, 61, 044501 (2000).
- [23] S. Lundeen, P. Jessop and F. Pipkin, Phys. Rev. Lett., 34, 377 (1975).
- [24] A. Kramida, A critical compilation of experimental data on spectral lines and energy levels of hydrogen, deuterium, and tritium (2010).
- [25] 2018 CODATA recommended values
- [26] G. Newton, D. A. Andrews and P. J. Unsworth, Philos. Trans. R. Soc. A, 290, 35 (1979).
- [27] R. Brun and F. Rademakers, ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 389, 81 (1997).
- [28] G. W. F. Drake, In Atomic Physics 8: Proceedings of the Eighth International Conference on Atomic Physics, 171 (1982).
- [29] C. Martin and S. Bowyer, Appl. Opt., 21, 23 (1982).
- [30] F. C. Fehsenfeld, K. M. Evenson and H. P. Broida, Rev. Sci. Instrum., 36, 294 (1965).

- [31] T. W. Hänsch, S. A. Lee, R. Wallenstein et al., *Phys. Rev. Lett.*, 34, 307 (1974).
- [32] P. Crivelli, *Hyperfine Interact.*, 239, 49 (2018).
- [33] A. Antognini and P. Crivelli, *Phys. Rev. Lett.*, 108, 143401 (2012).
- [34] S. Lundeen and F. Pipkin, *Metrologia* 22, 9 (1986).