

修士論文

^{39}K リドベルグ原子のシュタルク効果と
宇宙 axion 探索実験 CARRACK への応用



京都大学 理学研究科
物理学・宇宙物理学専攻 物理学第二教室
原子核・ハドロン物理学研究室
池田真也

平成 20 年 2 月 13 日

概要

銀河の回転、銀河団の運動、重力レンズ効果、WMAP による宇宙背景放射などの観測結果、並びに理論から、宇宙には大量に暗黒物質が存在していることが確実視されており、axion はその有力な候補のひとつである。また、axion は、QCD の予想に反して、強い相互作用における時間反転対称性が良く保存されているという問題を解決するために導入された擬スカラー粒子である。そこで、非バリオン暗黒物質粒子として axion を探索することは、素粒子物理学の観点からも、宇宙物理の観点からも、非常に意義のあることである。我々は、axion 探索装置 CARRACK (Cosmic Axion Research with Rydberg Atoms in resonant Cavities in Kyoto) を用いて、axion の探索実験を行っている。その探索実験の原理は以下の通りである。Primakoff 過程を用いて、強磁場により、共振空洞内で axion を光子に転換する。この過程により生成された転換光子は共振空洞内を通過するリドベルグ原子により検出する。リドベルグ原子はまず、その上の準位との遷移周波数の差が共振空洞周波数と一致する準位に、レーザー光による 2 段励起で生成する。共振空洞内をこのリドベルグ原子が通過する際、高確率で axion 転換光子を吸収し、上の準位に励起される。その励起された準位を選択的にフィールドイオン化して、放出された電子を検出する。また、共振空洞の壁からの熱光子による雑音を軽減するために、共振空洞は 10mK 付近まで冷却する。このようにすると、共振空洞を用いたリドベルグ原子は、非常に感度の高い単一マイクロ波光子検出器となる。

現在までに、空洞内の 70mK までの熱光子を測定できる感度が得られている。さらに、10mK まで検出感度を高めたい。しかし、冷却した実験系の中で、共振空洞内やイオン化領域に必ず存在してしまう浮遊電場による効果が、検出感度を大きく下げってしまう要因のひとつである。浮遊電場により、共振周波数の幅が実質的に広がってしまうのである。この観点から、最も良い検出感度を得ることのできるリドベルグ原子として、Potassium(^{39}K) 原子が最も適していると考えられる。それは、リドベルグ状態における ^{39}K 原子の光子の検出に用いる $ns_{1/2}$ と $np_{1/2}$ のエネルギー差が外部電場からの影響をほとんど受けないと予想されるからである。シュタルク構造計算によると、その結果は、主量子数 $n=100$ 程度で数 MHz 程度である。これを実験的に検証するために、初段励起のための半導体レーザー系及び、2 段目励起のための dye laser 系を構築し、 ^{39}K のビームに直角に照射することで、世界で初めて、 ^{39}K のリドベルグ状態を作り、主量子数 $n=71, 76, 101, 102, 103$ における s - p 間の準位のシュタルク構造の測定を行った。高励起状態の Rb リドベルグ原子のシュタルクマップとの比較及び、 ^{39}K の計算結果との比較を行うことで、単一光子検出器としての、 ^{39}K リドベルグ原子の優位性について、議論する。

目次

第 1 章	実験の目的	4
1.1	introduction	4
1.2	axion	5
1.2.1	axion と strong CP problem	5
1.2.2	暗黒物質	7
1.3	宇宙 axion 探索装置 CARRACK	8
1.3.1	実験原理	8
1.3.2	実験装置	13
第 2 章	実験原理	17
2.1	リドベルグ原子	17
2.1.1	リドベルグ原子	17
2.1.2	選択的フィールドイオン化	18
2.1.3	シュタルク効果	19
2.2	シュタルク構造計算	20
2.3	レーザー分光学	23
2.3.1	回折格子	23
2.3.2	飽和吸収法	25
第 3 章	実験装置	29
3.1	概要	29
3.2	原子ビームオープン	29
3.3	レーザー系	31
3.3.1	半導体レーザー系	33
3.3.2	色素レーザー系	38
3.4	シュタルク電極	42
3.5	検出系	43
第 4 章	実験結果	47
4.1	データ解析	47
4.2	K 原子の励起スペクトル	53
4.3	シュタルクシフト	53
第 5 章	議論	57
5.1	シュタルク構造計算との比較	57
5.2	^{85}Rb との比較	62
5.3	axion 探索実験 CARRACK への応用	63
第 6 章	結論と今後の計画	64
付 録 A	$^{130}\text{Te}_2$ 分子飽和吸収分光系	65

目 次

1.1	CARRACK I 実験装置概念図	9
1.2	Primakoff 過程	10
1.3	CARRACK の axion 質量探索範囲	12
1.4	CARRACK II の実験装置	14
1.5	誘電体ポストの移動による cavity 共振周波数変化	15
1.6	リドベルグ原子の生成法	16
2.1	フィールドイオン化の概念図	18
2.2	シュタルクシフトの様子	19
2.3	^{39}K における $ m_j = 1/2$ での主量子数 n が 71 付近のシュタルク構造計算の結果	22
2.4	^{39}K における $ m_j = 1/2$ での主量子数 n が 102 付近のシュタルク構造計算の結果	23
2.5	グレーティングの概念図	24
2.6	blaze angle θ	24
2.7	Littrow 配置について	24
2.8	ECDL の概念図	25
2.9	セルを通過するポンプ光とプローブ光	26
2.10	saturation factor G に対する Lamb dip の変化の様子	27
2.11	cross-over が生じる時の準位構造の概念図	28
3.1	本実験の全体の概略図	30
3.2	本実験のレーザー励起によるリドベルグ原子の生成	31
3.3	本実験の初段励起で用いるあたりの超微細準位構造	32
3.4	半導体レーザー系の概略図	33
3.5	ドップラー広がり と Lamb dip	35
3.6	吸収線スペクトルと Lock-in Amp. の出力	35
3.7	吸収線測定装置周辺の写真	36
3.8	蛍光による PMT の出力	36
3.9	蛍光測定装置の写真	37
3.10	半導体レーザーの波長固定における出力	38
3.11	色素レーザーの光学系の概要図	39
3.12	色素レーザーの scan drive 電圧と周波数の非線形性	40
3.13	色素レーザー系の概略図	40
3.14	本実験で用いた Fabry-Perot 干渉計の概念図	41
3.15	Fabry-Perot 干渉計の写真	41
3.16	レーザーとの相互作用点のシュタルク電極と検出系の全体図	42
3.17	レーザーとの相互作用点のシュタルク電極と検出系の写真	43
3.18	テストチェンバーの外観写真	44
3.19	Channeltron 電子増倍管の原理図	45
3.20	本実験で用いた Channeltron 電子増倍管の写真	45
3.21	データ収集系	46
4.1	$n=100$ 付近の取得データ	48
4.2	$n=100$ 付近の取得データの拡大図	49

4.3	主量子数 n が 75 付近の K 原子の励起スペクトル	50
4.4	Rebin した励起スペクトル	50
4.5	s 状態のフィットの様子	51
4.6	p 状態のフィットの様子	51
4.7	Fabry-Perot 干渉計の出力のフィットの様子	52
4.8	本実験で得られた主量子数 n が 71 における s - p 間のシュタルクシフト . . .	54
4.9	本実験で得られた主量子数 n が 76 における s - p 間のシュタルクシフト . . .	54
4.10	本実験で得られた主量子数 n が 101 における s - p 間のシュタルクシフト . .	55
4.11	本実験で得られた主量子数 n が 102 における s - p 間のシュタルクシフト . .	55
4.12	本実験で得られた主量子数 n が 103 における s - p 間のシュタルクシフト . .	56
5.1	本実験で得られた主量子数 n が 71 における s - p 間のシュタルクシフトと シュタルク構造計算の結果	59
5.2	本実験で得られた主量子数 n が 76 における s - p 間のシュタルクシフトと シュタルク構造計算の結果	59
5.3	本実験で得られた主量子数 n が 101 における s - p 間のシュタルクシフトと シュタルク構造計算の結果	60
5.4	本実験で得られた主量子数 n が 102 における s - p 間のシュタルクシフトと シュタルク構造計算の結果	60
5.5	本実験で得られた主量子数 n が 103 における s - p 間のシュタルクシフトと シュタルク構造計算の結果	61
5.6	^{39}K と ^{85}Rb の計算値と本実験の測定結果	62
A.1	ドップラー広がりを含んだ $^{130}\text{Te}_2$ 分子の吸収線スペクトル	65
A.2	$^{130}\text{Te}_2$ 分子飽和吸収分光系全体図	67
A.3	$^{130}\text{Te}_2$ 分子飽和吸収分光系の写真	68

第1章 実験の目的

1.1 introduction

銀河の回転、銀河団の運動、重力レンズ効果、WMAP による宇宙背景放射などの観測結果、並びに理論から、宇宙には大量に暗黒物質が存在していることが確実視されている。その候補として、有力視されているのが、axion である。axion とは、QCD の予想に反して、強い相互作用における時間反転対称性が良く保存されているという問題を解決するために導入された擬スカラー粒子である。このことから、非バリオン暗黒物質粒子として axion を探索することは、素粒子物理学の観点からも、宇宙物理学の観点からも、非常に意義のあることである。axion を探索するには、その検出感度を高めることが重要となる。そこで、我々はリドベルグ原子を用いている。リドベルグ原子はマイクロ波領域の光子に非常に高い検出感度を持つ。axion 探索質量に応じて、このリドベルグ原子の遷移周波数を変化させ、幅広い探索領域を実現しようとしている。しかしながら、実験装置内に必ず存在してしまう浮遊電場によって、この遷移周波数が変化してしまうため、検出感度をあげることが困難となってしまう。これまでに、 ^{85}Rb 原子を用いて、70mK までの熱光子を検出する感度が得られている。axion 転換光子と熱光子の比が同等以下となるように、さらに 10mK まで検出感度を高めたい。しかしながら、浮遊電場の影響により、 ^{85}Rb 原子では、これ以上の感度を得ることは困難である。そこで、我々は ^{39}K 原子に注目した [1, 2]。 ^{39}K 原子は、遷移周波数である $ns_{1/2}$ と $np_{1/2}$ の差が外部電場からの影響をほとんど受けず、浮遊電場による影響を軽減することが可能となると考えられる。このことは、シュタルク構造計算により、確認している。これを実験的に検証するために、半導体レーザー系、及び色素レーザー系を構築し、 ^{39}K 原子のビームに直角に照射することで、リドベルグ状態を生成した。本論文では、 ^{39}K 原子の主量子数 n が 71、76、101、102、103 における s - p 間の準位のシュタルク構造の測定結果について詳しく述べる。

この章では、主に我々の行っている宇宙 axion 探索実験 CARRACK について述べる。

1.2 axion

1.2.1 axion と strong CP problem

axion は、Peccei と Quinn によって、Quantum Chromodynamics(QCD) における strong CP problem を解決するために導入された擬スカラー粒子である。インスタントンの存在により、topological winding number n の異なった様々な真空間遷移が可能となり、実際の真空はパラメータ θ によって、重ね合わせを記述する $|\theta\rangle$ (θ -vacuum) として表現される。

$$|\theta\rangle = \sum_n \exp(-in\theta) |n\rangle \quad (1.1)$$

$$n = \frac{ig^3}{24\pi^2} \int d^3x \text{Tr} \epsilon_{ijk} A^i(x) A^j(x) A^k(x) \quad (1.2)$$

ここで、 g は gauge coupling、 A^i は gauge field である。 θ -vacuum はこの多重真空効果と quark の有限質量から生じるカイラル対称性の破れの独立な二つの効果により、QCD における Lagrangian に次のような CP 対称性を破る項を付加してしまう。

$$\mathcal{L}_\theta = \bar{\Theta} \frac{g^2}{32\pi^2} G^{\alpha\mu\gamma} \tilde{G}_{\alpha\mu\gamma} \quad (1.3)$$

$$\bar{\Theta} = \theta + \arg \det \mathcal{M} \quad (1.4)$$

ここで、 $G^{\alpha\mu\gamma}$ は gluon field strength tensor、 $\tilde{G}_{\alpha\mu\gamma} = \epsilon_{\alpha\beta}^{\mu\nu} G^{a\alpha\beta}$ 、 $\mathcal{M}$ は quark mass matrix である。この付加項が存在すると、次式で表される電磁カレント J_{EM} と結合させた

$$\langle n|i \int d^4x \mathcal{L}_\theta J_{EM}^\mu(0)|n\rangle A_\mu \sim \langle n|i \int d^4x \mathcal{L}_\theta 2im\bar{q}\gamma^5 q J_{EM}^\mu(0)|n\rangle A_\mu \quad (1.5)$$

が中性子の電気双極子 d_n に寄与する。計算によると [3]

$$d_n \simeq 5 \times 10^{-16} \bar{\Theta} [e \cdot \text{cm}] \quad (1.6)$$

となる。ここで、実験による上限値 ($d_n < 0.63 \times 10^{-25} [e \cdot \text{cm}]$) [4] を用いると

$$\bar{\Theta} < 10^{-9} \quad (1.7)$$

を得る。このように、 $\bar{\Theta}$ が非常に小さい値を取ってしまうことが strong CP problem である。

この問題を解決するために、Peccei と Quinn は、新たな対称性、PQ 対称性を導入した。これは、カイラル対称性を付加することで、 $\bar{\Theta}$ の値を任意に変えられ、消去することができる [5]。この対称性の自発的破れに伴って、擬スカラー Nambu-Goldstone boson が

生じることが Weinberg と Wilczek によって指摘された [6]。これが、axion である。ある energy scale f_a 以下では、この対称性が隠れるものとする axion の質量 m_a は、PQ 対称性の energy scale f_a により次式で表すことができる。

$$m_a = \frac{\sqrt{z}}{1+z} \frac{N f_\pi m_\pi}{f_a} \simeq 0.62 [\text{eV}] \frac{10^7 [\text{GeV}]}{f_a/N} \quad (1.8)$$

ここで、 $z = m_u/m_d$ であり、 m_u と m_d はそれぞれ up、down quark の質量で、 N は PQ 対称性の color anomaly、 f_π 、 m_π はそれぞれ π 中間子の decay constant、質量である。axion の代表的モデルとして、Dine-Fischer-Srednicki-Zhitnitsky (DFSZ) axion [7] と Kim-Shifman-Vainshtein-Zakharov (KSVZ) axion [8] がある。DFSZ axion は、電子と直接結合するが、KSVZ axion は電子と直接結合しない。また、KSVZ axion は DFSZ axion に比べて、光子に対する結合定数が約 10 倍強いなどの性質がある。

1.2.2 節で述べる暗黒物質の候補として、axion の質量は次のような宇宙論や観測結果から制限されている。

まず、星の進化の過程による制限がつく。赤色巨星という進化の進んだ恒星はヘリウム燃焼を行っているが、 f_a がある値より小さいとヘリウム燃焼に至らず、暗くなってしまう。そこで、以下のような制限がつく。[9]

$$f_a > 4 \times 10^9 [\text{GeV}] : \text{DFSZ axion} \quad (1.9)$$

$$f_a > 1 \times 10^8 [\text{GeV}] : \text{KSVZ axion} \quad (1.10)$$

また、1987 年に観測された超新星 SN1987A は、超新星爆発により中性子星が形成されたと考えられる。その際、放出される axion のエネルギーは、中性子星の冷却過程で放出されるエネルギーより小さいはずである。理論的な計算から以下のような制限がつく。[10]

$$f_a > 7 \times 10^{10} [\text{GeV}] \quad (1.11)$$

さらに、axion は PQ 対称性の自発的破れに伴って現れる粒子であり、その energy scale f_a の温度で誕生したと考えられる。このエネルギースケールが大きいと現在の宇宙のエネルギーに対する寄与も大きくなってしまっているので、現在の値より越えないという要請から以下のような制限がつく。[11]

$$f_a < 7 \times 10^{12} [\text{GeV}] \quad (1.12)$$

以上の 3 つの制限をまとめると、

$$7 \times 10^{10} [\text{GeV}] < f_a < 7 \times 10^{12} [\text{GeV}] \quad (1.13)$$

これを質量にすると、

$$10^{-6}[\text{eV}] < m_a < 10^{-3}[\text{eV}] \quad (1.14)$$

となる。

また、axion の質量とそのエネルギー密度は以下のような関係にある [12]。

$$\rho_a = \frac{1}{2} \frac{m_a f_a^2}{t_1} \left(\frac{R_1}{R_0} \right)^3 \quad (\text{case 1}) \quad (1.15)$$

$$\rho_a = 2 \frac{m_a f_a^2}{t_1} \left(\frac{R_1}{R_0} \right)^3 \quad (\text{case 2}) \quad (1.16)$$

ここで、 ρ_a は axion のエネルギー密度、 t_1 は $m_a(t_1) = 1$ となる時間、 R_0 は現在の宇宙のスケール、 R_1 は t_1 での宇宙のスケールであり、case 1 は PQ 相転移の後にインフレーションが起こる場合であり、case 2 はインフレーションの後に PQ 相転移が起こる場合である。また、スケール因子の比 $\frac{R_1}{R_0}$ は以下のように書ける。

$$\left(\frac{R_1}{R_0} \right)^3 \simeq 0.063 \left(\frac{T_{\gamma,0}}{T_1} \right)^3 \quad (1.17)$$

ここで、 $T_{\gamma,0}$ は現在の宇宙背景放射の温度であり、 T_1 は t_1 における温度である。式 (1.15)、(1.16) を宇宙の臨界密度 ρ_{critical} で割ることで、axion の密度パラメータ Ω_a が得られる。

$$\Omega_a \sim 0.15 \left(\frac{f_a}{10^{12} [\text{GeV}]} \right)^{7/6} \left(\frac{0.7}{h} \right)^2 \alpha_1^2 \quad (\text{case 1}) \quad (1.18)$$

$$\Omega_a \sim 0.7 \left(\frac{f_a}{10^{12} [\text{GeV}]} \right)^{7/6} \left(\frac{0.7}{h} \right)^2 \quad (\text{case 2}) \quad (1.19)$$

ここで、 h は、ハッブル定数 H_0 と $H_0 = h \times 100 [\text{km/sec} \cdot \text{Mpc}]$ の関係にあり、 α_1 は初期傾斜角と呼ばれ、axion 場 $a(t)$ の初期値 $a(t_1)$ と $a(t_1) = f_a \alpha_1$ の関係にある。

1.2.2 暗黒物質

宇宙には、目に見える物質よりもはるかに多くの光らない物質が存在すると考えられている。銀河外縁からの水素原子 21cm 輝線を観測することで、そのドップラー効果から回転速度を見積もることができる。その結果、観測可能な物質の約 10 倍もの物質が存在するという結果が得られた。これが、暗黒物質と呼ばれているものである。

ここで、宇宙の全密度パラメータ Ω_{tot} は、 ρ を平均密度、 ρ_{critical} を臨界密度とすると

$$\Omega_{\text{tot}} = \frac{\rho}{\rho_{\text{critical}}} \quad (1.20)$$

のように表せる。この値は様々な観測によって、

$$\Omega_{\text{tot}} \sim 1 \quad (1.21)$$

と与えられている。ここで、恒星や光っているガスなどの輝いている物質すべてを足すと、その密度パラメータは

$$\Omega_{\text{lum}} \sim 0.01 \quad (1.22)$$

となる。また、Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) による宇宙背景放射の観測結果 [13] から、全物質の密度パラメータ Ω_m 、バリオン物質の密度パラメータ Ω_b は

$$\Omega_m = 0.24 \pm 0.03 \quad (1.23)$$

$$\Omega_b = 0.042 \pm 0.004 \quad (1.24)$$

が得られている。つまり、

$$\Omega_b \ll \Omega_m \quad (1.25)$$

となり、宇宙の物質のほとんどが未知の物質であると考えられる。

この暗黒物質の正体を探ることは、宇宙物理学においても、また素粒子物理学においても、重要なことであり、過去に様々な候補が考えられてきた。先ほどの議論から、暗黒物質は非バリオン物質が有力であると考えられるが、その候補がいまだに未発見のため、バリオン物質による候補も挙げられている。バリオン物質としての暗黒物質の候補は、褐色矮星や、分子雲、ブラックホールなどがある。しかし、すべての暗黒物質を説明できるだけの密度を持たないため、やはり、非バリオン物質が有力な候補であると言わざるを得ない。

非バリオン物質の候補では暗黒物質の運動学的エネルギーにより、相対論的か非相対論的かに大別され、それぞれ熱い暗黒物質、冷たい暗黒物質と呼ばれている。熱い暗黒物質の候補としては *neutrino*、冷たい暗黒物質の候補としては *neutralino* や *axion* が挙げられる。先ほど述べたように、星やガスの回転速度の議論から我々の銀河系には、恒星集団の外側に暗黒物質によるハローが形成されていると考えられている。太陽系における暗黒物質の平均密度 ρ_{DM} は

$$\rho_{\text{DM}} \sim 5 \times 10^{-25} [\text{g}/\text{cm}^3] \sim 300 [\text{MeV}/\text{cm}^3] \quad (1.26)$$

と計算されている。[14]

我々はこの中で *axion* に注目し、探索実験 CARRACK を行っている。

1.3 宇宙 *axion* 探索装置 CARRACK

1.3.1 実験原理

図 1.1 に CARRACK I の実験装置概略図を示す。超伝導電磁石により、7T の強磁場を発生させ、Primakoff 過程により、*axion* を転換空洞内で光子に転換する (図 1.2 参照)。そ

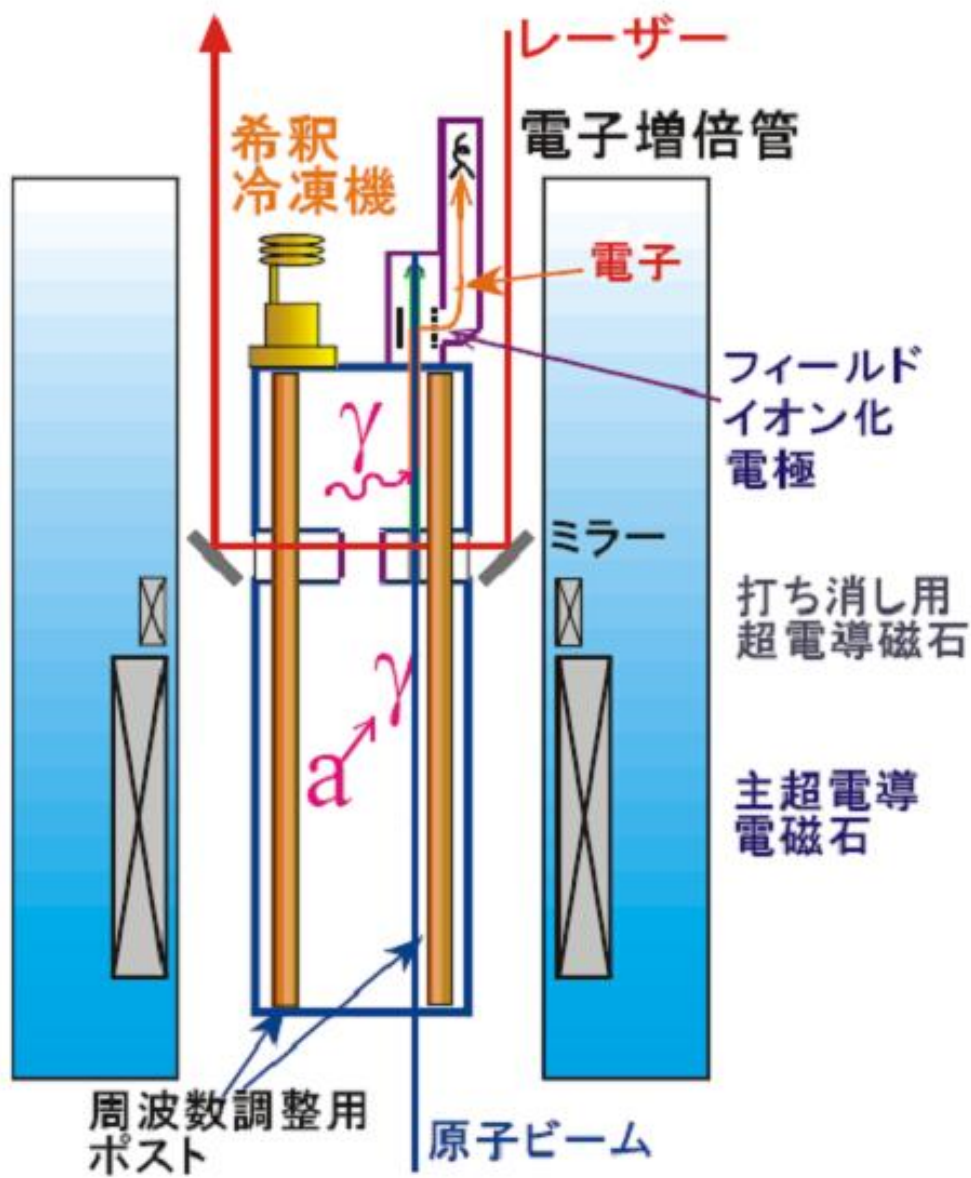


図 1.1: CARRACK I 実験装置概念図

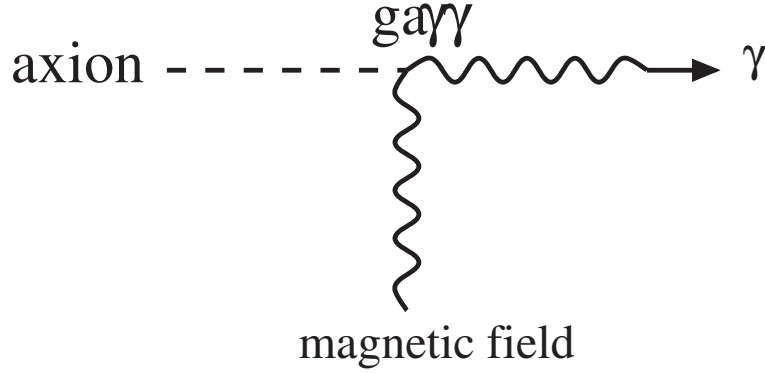


図 1.2: 磁場中における axion の光子への転換 (Primakoff 過程)

の転換光子を検出空洞まで導き、空洞内を通過するリドベルグ原子に吸収させる。原子ビームオープンから放出された原子は、検出空洞手前の laser excitation point で半導体レーザーと色素レーザーによる 2 段励起で生成される。転換光子を吸収し、励起したリドベルグ原子のみを検出空洞出口の SFI housing 内で選択的にフィールドイオン化し、その際放出された電子を電子増倍管まで導き、そのシグナルを検出するものである。リドベルグ原子とは、主量子数が高くイオン化閾値付近まで励起された状態の原子である。詳しくは第 2 章で述べる。このリドベルグ原子を用いた最大の理由は、axion 転換光子であるマイクロ波領域の光子を吸収する確率が非常に大きいということである。しかし、この性質により、黒体輻射によっても吸収励起してしまい、雑音を数えることになってしまう。そこで、CARRACK 実験では、共振空洞系は希釈冷凍機を用いて 10mK まで冷却することで、共振空洞壁からの熱光子による雑音を低減している。

この原理による axion 探索の効率について評価すると以下ようになる [15]。cavity 内の axion の数を $\hat{n}_a$ 、マイクロ波により吸収励起されたリドベルグ原子の数を $\hat{n}_b$ 、cavity 内における黒体輻射による熱光子で共振周波数を持つものの数を $\hat{n}_c$ とする。これらについて、 $\hat{n}_a = a^\dagger a$ 、 $\hat{n}_b = b^\dagger b$ 、 $\hat{n}_c = c^\dagger c$ とすると、これらの時間発展方程式は

$$\frac{dz_i}{dt} = K_{ij}z_j + F_i \quad (1.27)$$

のようになる。ここで、 $z_i = (b, c, a)$ 、 $F_i = (0, F_c, F_a)$ であり、 K_{ij} を i, j 成分とする行列 $\mathbf{K}$ は

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} -i\omega_b & i\Omega_N & 0 \\ i\Omega_N & -i\omega_c - \frac{1}{2}\gamma & i\kappa \\ 0 & i\kappa & -i\omega_a - \frac{1}{2}\gamma_a \end{pmatrix}$$

と表される。ここで、 $\Omega_N = \Omega\sqrt{N}$ で、 Ω はリドベルグ原子と cavity 内の光子との結合定

数、 $\bar{N}$ は cavity 内に存在するリドベルグ原子の数、 κ は axion と cavity 内の光子の結合定数、 $\gamma_a = \beta_a^2 m_a$ は宇宙 axion のエネルギー幅、 $\gamma = \omega/Q$ で、 ω_a は axion 転換光子の周波数、 ω_b はリドベルグ原子の遷移周波数、 ω_c は cavity の共振周波数、 Q は cavity の Q 値、 F_a 、 F_c はそれぞれ axion と光子の Liouvillian relaxation として導入されたものである。式 (1.27) の時間発展方程式を解くために、次の初期条件を与える。

- $\bar{n}_a$ は宇宙 axion の密度
- $\bar{n}_b$ は 0 (転換光子を吸収する前はすべて lower state)
- $\bar{n}_c$ は温度 T_c ならば $(\exp(\hbar\omega_c/k_B T_c) - 1)^{-1}$ (cavity 内の熱光子の数)

これらを用いて式 (1.27) を解くと

$$n_i = r_{ic}(t)\bar{n}_c + r_{ia}(t)\bar{n}_a \quad (1.28)$$

ここで、

$$r_{ij}(t) = \sum_{m,n} g_{ij}^{m*} g_{ij}^n \left[\left(1 - \frac{\xi_i}{\nu_{mn}} \exp\left(-\frac{\nu_{mn}t}{\tau_\gamma}\right) + \frac{\xi_j}{\nu_{mn}} \right) \right] \quad (1.29)$$

ただし、 $\xi_a = \gamma_a/\gamma$ 、 $\xi_c = 1$ 、 $\nu_{mn} = -(\lambda_m^* + \lambda_n)/\gamma$ 、 $\tau_\gamma = \gamma^{-1}$ とし、 g_{ij}^m は行列 $\mathbf{K}$ の固有値を λ_m として、 $g_{ij}^m = \lim_{s \rightarrow \lambda_m} (s - \lambda_m)(s\mathbf{1} - \mathbf{K})_{ij}^{-1}$ と変換されるものとする。式 (1.29) にリドベルグ原子が cavity 内を通過する時間 $t_{tr}(= 10^{-5}\text{sec})$ を用いると単位時間あたりにおける axion 転換光子により吸収励起された数 R_s と雑音である熱光子により吸収励起された数 R_n の値を次のように求めることができる。

$$R_s = \frac{r_{ba}(t_{tr})\bar{n}_a}{t_{tr}} \quad (1.30)$$

$$R_n = \frac{r_{bc}(t_{tr})\bar{n}_c}{t_{tr}} \quad (1.31)$$

よって、 $m\sigma$ の信頼度を得るために必要な時間は

$$\delta t = \frac{m^2(1 + R_n/R_s)}{R_s} \quad (1.32)$$

となる。

ここで、パラメータを CARRACK 実験に適応し、次のように仮定する。cavity 温度 10mK ($n_c \simeq 9 \times 10^{-6}$)、cavity の Q 値 5×10^4 、axion の密度 $\rho_{\text{halo}} \simeq 300\text{MeV}/\text{cm}^3$ 。この時、 R_s は 1 のオーダーであり、axion 質量 m_a の 10% の範囲を axion 光子結合定数 $g_{a\gamma\gamma} \sim 1.4 \times 10^{-15}\text{GeV}^{-1}$ の感度まで探索するのに必要な時間は

$$t_{\text{tot}} \sim 5 [\text{days}] \left(\frac{m_a}{10 [\mu\text{eV}]} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (1.33)$$

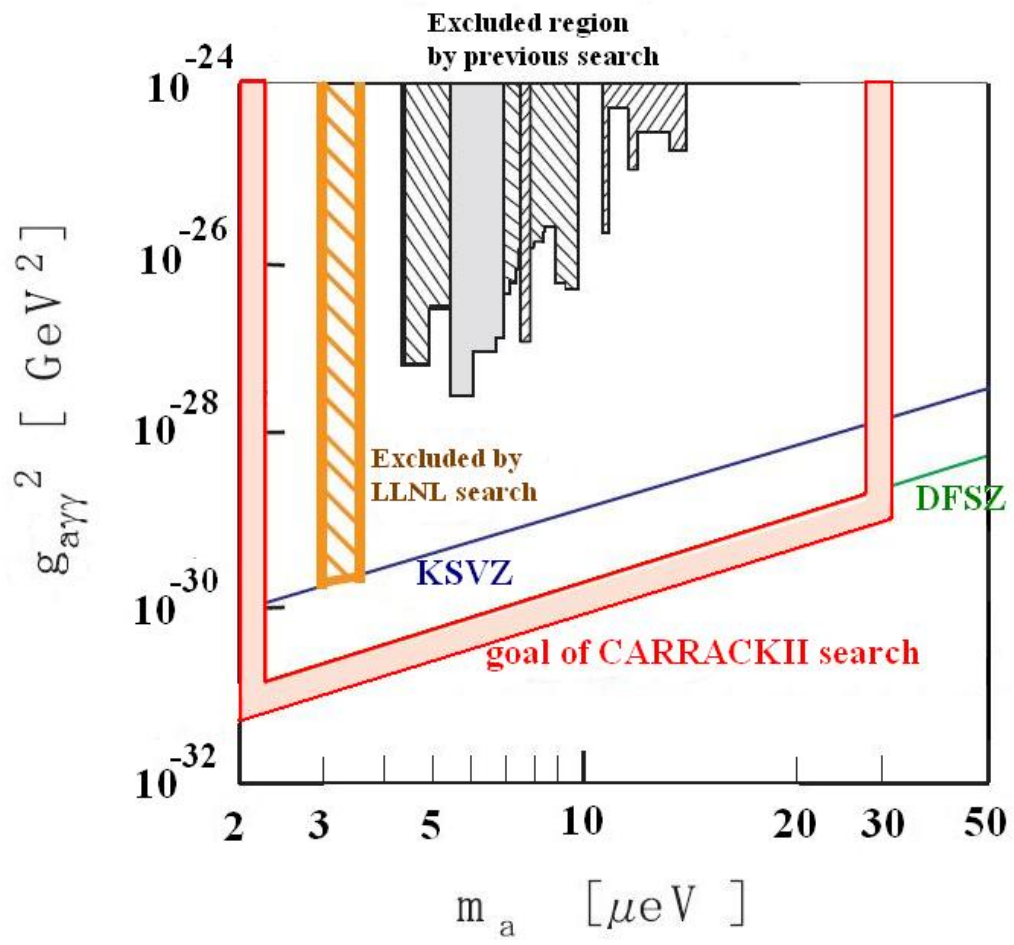


図 1.3: CARRACK の axion 質量探索範囲

となる。図 1.3 に CARRACK における axion の質量探索領域を示す。検出感度は 2 つの DFSZ モデル、KSVZ モデルの予言する axion 質量と結合定数との関係を示す図中の直線まで達している。

1.3.2 実験装置

ここでは宇宙 axion 探索装置 CARRACK について述べる。図 1.4 に CARRACK II の実験装置を示す。

- 共振空洞

共振空洞は 3 つの部分から構成されている。axion を光子に転換するための転換空洞、axion 転換光子を検出する検出空洞、そして転換空洞と検出空洞を結合する結合部である。内径 14cm、長さ 191cm の円筒型をしたものであり、マイクロ波を共振させるのに TM_{010} mode を用いている。axion と光子の相互作用 Lagrangian は次のように書ける。

$$\mathcal{L}_a = \epsilon_0 g_{a\gamma\gamma} \phi \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \quad (1.34)$$

ここで、 ϵ_0 は真空の誘電率、 $g_{a\gamma\gamma}$ は axion と光子の結合定数、 ϕ は axion 場、 $\mathbf{E}$ は電場、 $\mathbf{B}$ は磁場である。電場と磁場が同じ方向を向いている場合が最も axion が光子に転換する効率がよく、そのために mode として TM_{010} を選択した。共振空洞のこの mode の共振周波数 μ は、空洞の半径 r のみに依存し、次のような関係がある。

$$\mu [\text{GHz}] = \frac{0.115}{r [\text{m}]} \quad (1.35)$$

空洞内の誘電体のポストを動径方向に移動させることで、共振周波数を可変とし (図 1.5 参照)、空洞を変えることで、幅広い領域を探索することを可能としている。検出空洞は、リドベルグ原子が磁場により Zeeman 効果を受けないように、第二種超伝導体であるニオブで製作されている。一方、転換空洞は、クエンチ対策としてステンレスで製作され、Q 値をよくするために内側は銅でメッキされている。

- 原子ビームオープン

原子ビームとしては、従来の Rb 原子に変わって、K 原子を用いる予定である。オープン内に設置された K 原子の封入されたアンプルを加熱する。この K 原子は laser excitation point を通過し、検出空洞へ入射される。

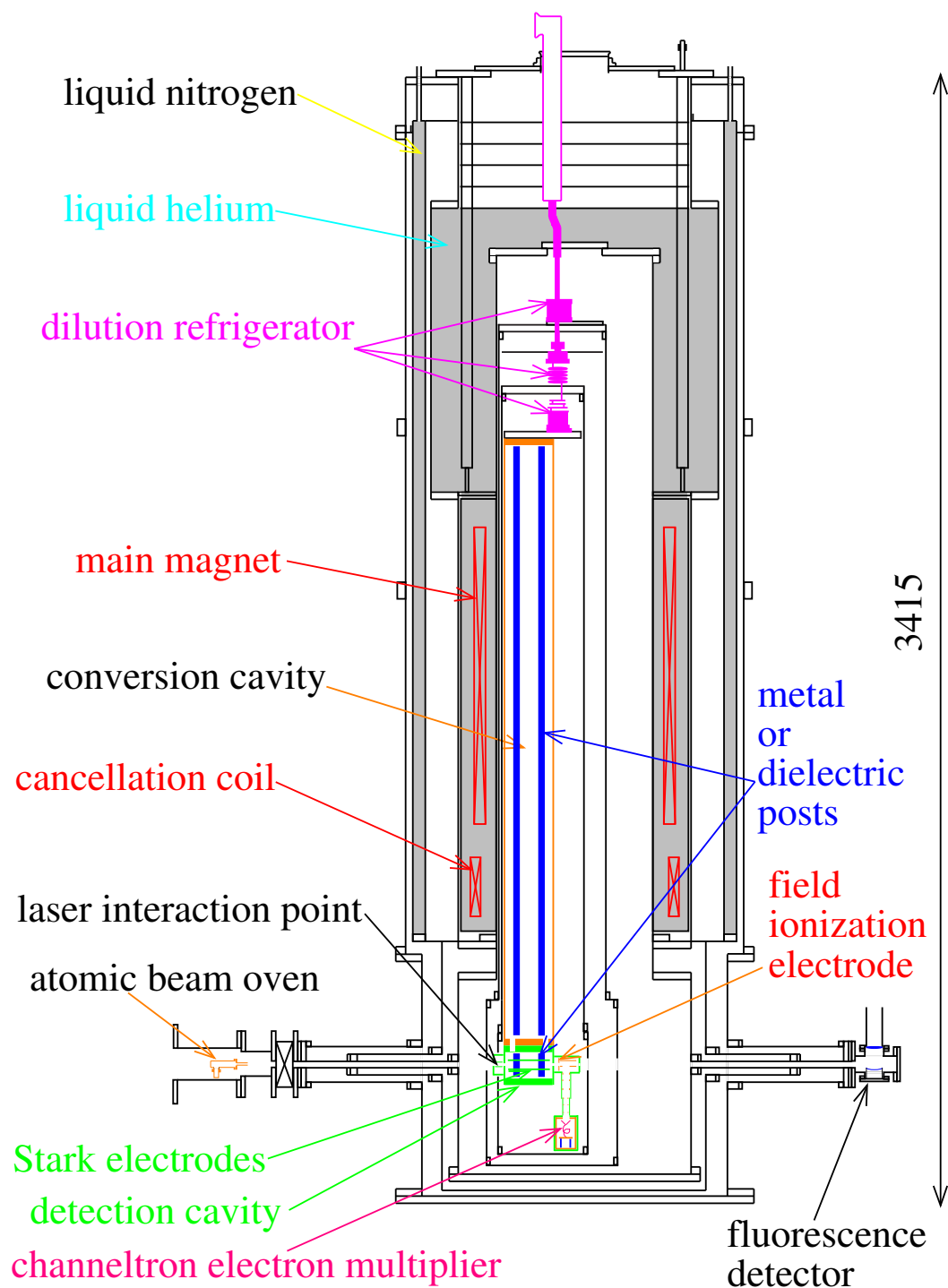


図 1.4: CARRACK II の実験装置

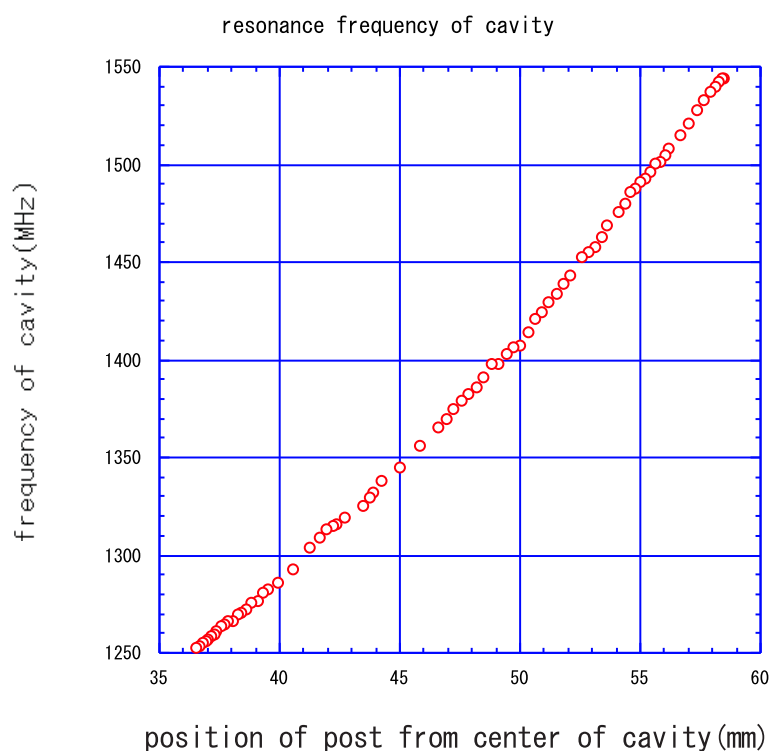


図 1.5: 誘電体ポスの移動による cavity 共振周波数変化

- レーザー系

リドベルグ原子を生成する方法として、レーザーによる 2 段励起を採用している (図 1.6)。まず、K 原子を基底状態 $4s_{1/2}$ から $4p_{3/2}$ まで半導体レーザー 766.70nm で励起する。そして、 $4p_{3/2}$ から主量子数の高いリドベルグ状態まで色素レーザーを用いて励起する。

- 選択的フィールドイオン化部及び、電子輸送系、電子検出部

原子ビームから見て、検出空洞の下流に設置されており、axion 転換光子を吸収励起した準位のみを電場により選択的にイオン化する (Selective Field Ionization)。フィールドイオン化装置によって電離した電子は電子増倍管まで輸送され、検出される。

- 冷却系

CARRACK 実験では、主なノイズは黒体輻射であるため、希釈冷凍機を用いて共振空洞系を 10mK まで冷却することで、黒体輻射によるリドベルグ原子の吸収励起を低減する。

- 周波数調整機構

宇宙 axion の質量は未知であるため、周波数調整機構が必要となる。

- － 共振空洞の共振周波数

axion 探索質量に応じて、共振周波数を空洞内部の誘電体ポストを動径方向に動かすことで変化させる。

- － リドベルグ原子の遷移周波数

リドベルグ原子の遷移周波数が共振空洞の共振周波数に最も近くなるような主量子数 n を選択し、さらにシュタルク効果、ゼーマン効果を用いることで、微調整を行う。

level scheme of K

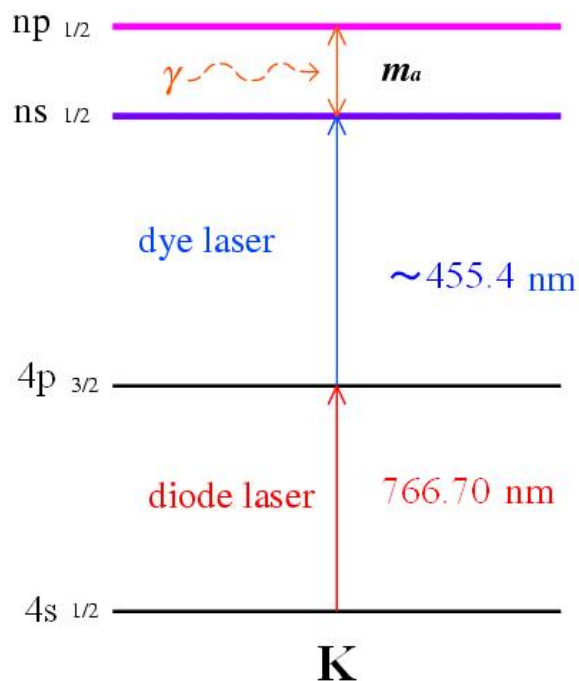


図 1.6: CARRACK 実験におけるレーザー 2 段階励起によるリドベルグ原子の生成

第2章 実験原理

2.1 リドベルグ原子

2.1.1 リドベルグ原子

CARRACK 実験において、リドベルグ原子は宇宙 axion を検出する目的で用いられている。その理由は axion 転換光子の周波数とリドベルグ原子の準位間隔がマイクロ波領域で同じであること、またリドベルグ原子がマイクロ波を吸収し、遷移する確率が非常に高いことなどが挙げられる。この節では、リドベルグ原子の特徴について述べる [16, 17]。

リドベルグ原子は高い主量子数を持ち、イオン化閾値付近まで励起された状態の原子のことである。水素原子以外は、イオン核が内部構造を持つことから、最外殻電子にクーロン力のほかに電子交換に由来する短距離相互作用が加わる。そのため、リドベルグ原子のイオン化閾値を基準にしたリドベルグ原子のエネルギー準位は次のようになる。

$$W_{nl} = -\frac{R}{(n - \delta_l)^2} = -\frac{R}{n^{*2}} \quad (2.1)$$

ここで、 R はリドベルグ定数であり 13.6 eV、 δ_l は角運動量 l での量子欠損、 n^* は有効量子数である。量子欠損 δ_l はこの短距離相互作用を表すパラメータである。

$$\delta_l = \delta_0 + \frac{\delta_2}{(n - \delta_0)^2} + \dots \quad (2.2)$$

リドベルグ原子は以下のような特徴を持つ。

1. 主量子数 n と $n + 1$ のエネルギー間隔が小さくマイクロ波領域である。

$$\Delta W_n = W_{n+1} - W_n \sim \frac{2R}{n^{*3}} \quad (2.3)$$

$$\Delta W_{100} \sim 7 \text{ [GHz]} \quad (2.4)$$

2. 電気双極子遷移の確率が高い。

$$\langle n + 1 | er | n \rangle \propto n^{*2} \quad (2.5)$$

$$\Gamma_n \sim 10^5 n^{*4} (\Delta W_n)^3 \quad (2.6)$$

$$\Gamma_{100} \sim 3 \times 10^{-4} \text{ [sec}^{-1}\text{]} \quad (2.7)$$

3. 寿命が長い。

$$\tau_n \propto n^{*3} (l \ll n) \quad (2.8)$$

$$\tau_{100} \sim 1 [\text{msec}] \quad (2.9)$$

4. 電子の軌道半径が大きい。

$$r_n \propto n^{*2} \quad (2.10)$$

$$r_{100} \sim 0.5 \mu\text{m} \quad (2.11)$$

2.1.2 選択的フィールドイオン化

選択的フィールドイオン化は CARRACK 実験において用いられている方法である。これは、リドベルグ原子に電場をかけることで、束縛されている電子をイオン化するもので、電場の値を調整することで、あるエネルギー以上の電子のみを選択的にイオン化することが可能となる。その概念図を図 2.1 に示す。外部から適当な大きさの電場をかけ、電子の感じるクーロンポテンシャルの鞍点の深さ (V_{max}) を調整し選択的に原子をイオン化する。

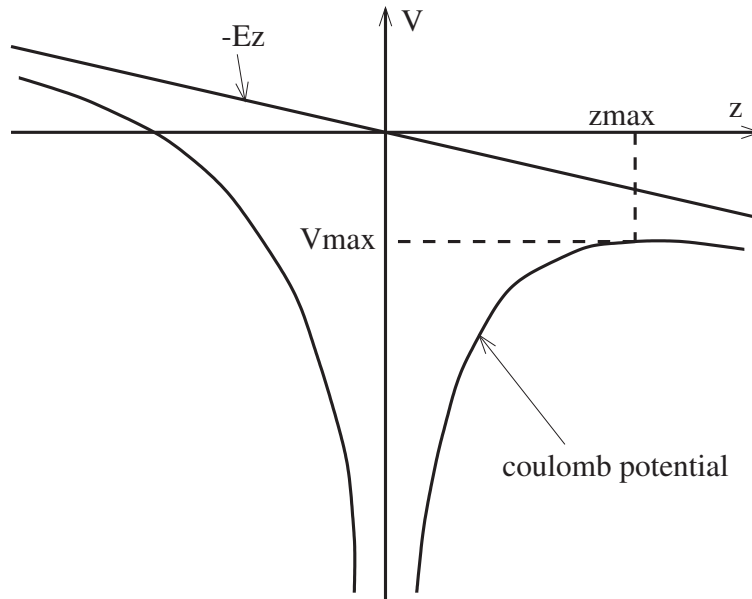


図 2.1: フィールドイオン化の概念図 z 軸方向に一樣に電場が印加されており電子の感じるクーロンポテンシャルを傾けている。

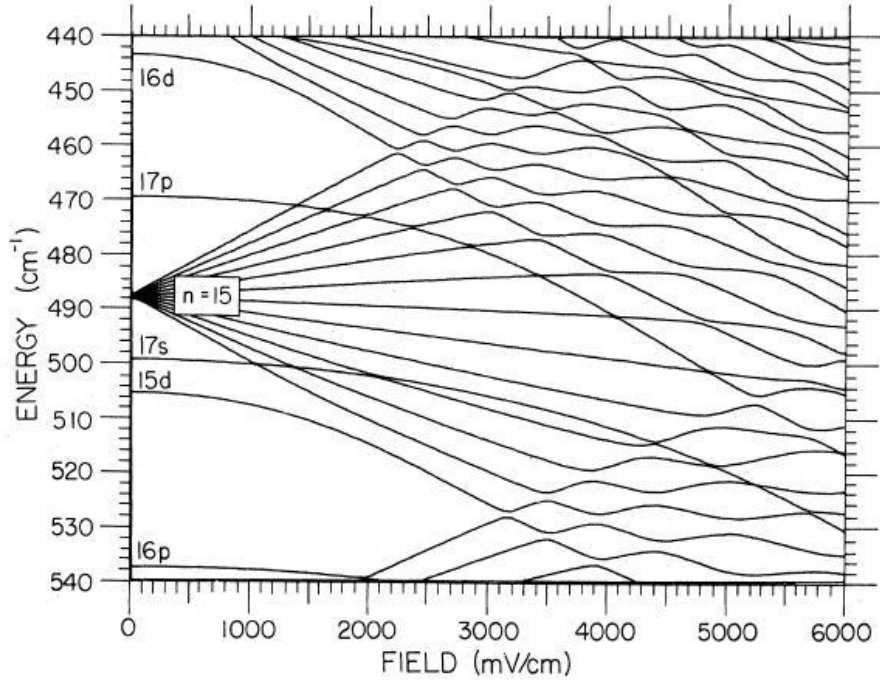


図 2.2: ^{39}K 原子の主量子数 n が 15 付近におけるシュタルクシフトの様子

2.1.3 シュタルク効果

CARRACK 実験では、axion の探索質量領域に対応したリドベルグ原子の遷移周波数を精度よく知る必要がある。そこで、リドベルグ原子のシュタルク効果を知ることが、重要となる。図 2.2 に ^{39}K 原子のシュタルクシフトの様子を示す。水素原子は、電子交換による短距離相互作用がなく、シュタルクシフトは電場に比例するが、水素原子以外は、その短距離相互作用により、方位量子数について、縮退が解けているため、電場に対して 2 次のシュタルクシフトが生じる [16]。

$$\Delta W = -\frac{1}{2}\alpha_0 E^2 - \frac{1}{2}\alpha_2 \frac{3m^2 - J(J+1)}{J(2J+1)} E^2 \quad (2.12)$$

ここで、 ΔW はシュタルクシフトの大きさ、 E は電場の大きさ、 J 、 m はそれぞれ方位量子数とその電場方向における値、 α_0 は scalar polarizability、 α_2 は tensor polarizability である。以後、この scalar polarizability を電気分極率と呼ぶ。電気分極率は 1 次の摂動により

$$\alpha \propto \sum_i \frac{\langle 0 | \mathbf{E} \cdot \mathbf{p} | i \rangle \langle i | \mathbf{E} \cdot \mathbf{p} | 0 \rangle}{W(0) - W(i)} \quad (2.13)$$

となる。ここで、 $\mathbf{E}$ は電場、 $\mathbf{p}$ は双極子モーメント、 W は準位エネルギーである。式 (2.13) の分母は準位間隔なので、 n^{-3} に比例し、双極子モーメントが原子の長さに比例するもの

と仮定し n^2 に比例するものとする、電気分極率は n^7 に比例することになる。高励起状態の ^{39}K では、 s 状態と p 状態のシュタルク効果が偶然、打ち消す形となるために、 s - p 間のエネルギー差のシュタルクシフトが外部電場に鈍感なものとなる。

2.2 シュタルク構造計算

高励起リドベルグ状態におけるシュタルク構造を定量的に理解するために、Hamiltonian の対角化に基づいた数値計算の方法が発展してきた [18]。シュタルクエネルギー準位構造を微細構造相互作用を含んだ基底を用いて計算する [19]。これは、比較的重い原子では、微細構造を無視することができないためである。

電場 E におけるアルカリ原子の Hamiltonian は以下のように与えられる。

$$H = H_0 + Ez \quad (2.14)$$

$$H_0 = \frac{1}{2m}p^2 - \frac{1}{r} + V_d + \Lambda \quad (2.15)$$

ここで、 V_d はアルカリ原子のポテンシャルとクーロンポテンシャルの差、 Λ は微細構造相互作用である。 Λ の項が重いアルカリ原子では特に重要となる。また、これらの V_d 、 Λ は $r = 0$ 付近でのみ値を持つ。摂動論では収束しないため、Hamiltonian 行列の直接対角化が電場に対するエネルギーを計算する方法として効果的なものである。行列の対角成分は以下のように与えられる。

$$\langle nljm_j | H_0 | nljm_j \rangle = \frac{R_{\text{alk}}}{(n - \delta_{nlj})^2} = \frac{R_{\text{alk}}}{(n^*)^2} \quad (2.16)$$

ここで、 R_{alk} はアルカリ原子のリドベルグ定数で、 δ_{nlj} は量子欠損であり、 n^* は有効量子数である。量子欠損は以下の式で与えられる。

$$\delta_{nlj} = \delta_0 + \frac{\delta_2}{(n - \delta_0)^2} + \frac{\delta_4}{(n - \delta_0)^4} + \frac{\delta_6}{(n - \delta_0)^6} + \frac{\delta_8}{(n - \delta_0)^8} \cdots \quad (2.17)$$

ここで、 δ_0 、 δ_2 、 $\cdots$ はアルカリ原子について実験的に決定されたパラメータである。 ^{85}Rb と ^{39}K における値を表 2.1、2.2 に示す。量子欠損を用いる利点は、 V_d 、 Λ の詳しい値を知ることなく計算が可能となることである。

非対角成分は次のように表される。

$$\begin{aligned} \langle n^*ljm_j | Ez | n^*l'j'm'_j \rangle &= E\delta(m_j, m'_j)\delta(\ell, \ell' \pm 1)\langle n^*l|r|n^*l \pm 1 \rangle \\ &\cdot \sum_{m_\ell=m_j \pm m_s} \langle \ell, \frac{1}{2}, m_\ell, m_s | j, m_j \rangle \\ &\cdot \langle \ell', \frac{1}{2}, m_\ell, m_s | j, m_j \rangle \langle \ell, m_\ell | \hat{z} | \ell \pm 1, m_\ell \rangle \end{aligned} \quad (2.18)$$

表 2.1: ^{85}Rb 原子の量子欠損の値

<i>Series</i>	δ_0	δ_2	δ_4	δ_6	δ_8
$ns_{1/2}$	3.13109(2)	0.204(8)	-1.8		
$np_{1/2}$	2.65456(15)	0.388(60)	-7.904	116.437	-405.907
$np_{3/2}$	2.64145(20)	0.33(18)	-0.97495	14.6001	-44.7265
$nd_{3/2,5/2}$	1.347152(80)	-0.59553	-1.5017	-2.4206	19.736
$nf_{5/2,7/2}$	0.016312	-0.064007	-0.36005	3.2390	

表 2.2: ^{39}K 原子の量子欠損の値

<i>Series</i>	δ_0	δ_2	δ_4	δ_6	δ_8
$ns_{1/2}$	2.180197(15)	0.136(3)	0.0759	0.117	-0.206
$np_{1/2}$	1.713892(30)	0.2332(50)	0.16137	0.5345	-0.234
$np_{3/2}$	1.710848(30)	0.2354(60)	0.11551	1.105	-2.0356
$nd_{3/2}$	0.276970(6)	-1.0249(10)	-0.709174	11.839	-26.689
$nd_{5/2}$	0.277158(6)	-1.0256(20)	-0.59201	10.0053	-19.0244
$nf_{5/2,7/2}$	0.010098	-0.100224	1.56334	-12.6851	

ここで、 Σ の中の最初の 2 つは Clebsh-Gordan 係数であり、 $\hat{z} = z/|z|$ である。matrix element の角度成分は球面調和関数から導かれる。

$$\begin{aligned}
 \langle \ell, m_\ell | \hat{z} | \ell - 1, m_\ell \rangle &= \sqrt{\frac{\ell^2 - m_\ell^2}{(2\ell + 1)(2\ell - 1)}} \\
 \langle \ell, m_\ell | \hat{z} | \ell + 1, m_\ell \rangle &= \sqrt{\frac{(\ell + 1)^2 - m_\ell^2}{(2\ell + 3)(2\ell + 1)}}
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

さらに、計算をするためには、動径方向の dipole matrix element を評価することが必要となる。それは、以下のクーロン近似により計算することができる [20]。

$$\begin{aligned}
 \langle n^* \ell | r | n'^* \ell \pm 1 \rangle &= \frac{\bar{n}^*}{\Delta Z} \left\{ \frac{\sin \pi \Delta}{\pi \Delta} \left[\Delta(1 - \varepsilon) \mp \frac{\sqrt{1 - \varepsilon^2}}{\varepsilon} \right] \right\} \\
 &= + \frac{\bar{n}^*}{\Delta Z} \left\{ \frac{d}{dx} J_\Delta(-x) \mp \frac{\sqrt{1 - \varepsilon^2}}{\varepsilon} J_\Delta(-x) \right\}
 \end{aligned} \tag{2.20}$$

ここで、

$$\begin{aligned}
 \bar{n}^* &= \sqrt{n^* n'^*} \\
 \bar{\ell} &= \frac{\ell + \ell'}{2} \\
 \varepsilon &= \sqrt{1 - \frac{(\bar{\ell} + 1/2)^2}{(\bar{n}^*)^2}} \\
 \Delta &= n'^* - n^*
 \end{aligned}$$

$$x = \varepsilon \Delta$$

$$J_{\Delta}(S) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \cos \Delta \theta - S \sin \theta d\theta$$

である。式 (2.20) は、 $|\Delta| \ll n^*, n^{*'} のリドベルグ状態間の遷移に相当する dipole matrix element を展開したものである。ここで、式 (2.20) で用いられている近似は n^* が大きくなるほどよい近似となり、主量子数 n が 100 以上のリドベルグ状態においては、かなりよい表現となる。$

最後に、それぞれの電場における固有値、固有状態を得るために、Hamiltonian を対角化する。図 2.3、2.4 に ^{39}K のリドベルグ状態のシュタルク構造計算の結果を示す。manifold とは、角運動量が f 以上のゼロ電場において、縮退している準位である。本実験で得られる測定値は s - p 間のエネルギー差であるため、この計算結果から、 s - p 間の差を導き、それと測定値との比較を行う。

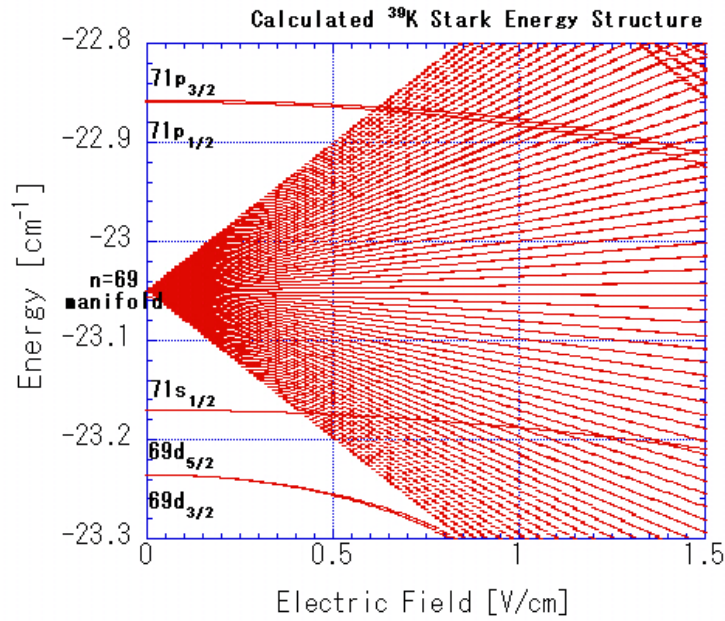


図 2.3: ^{39}K における $|m_j| = 1/2$ での主量子数 n が 71 付近のシュタルク構造計算の結果

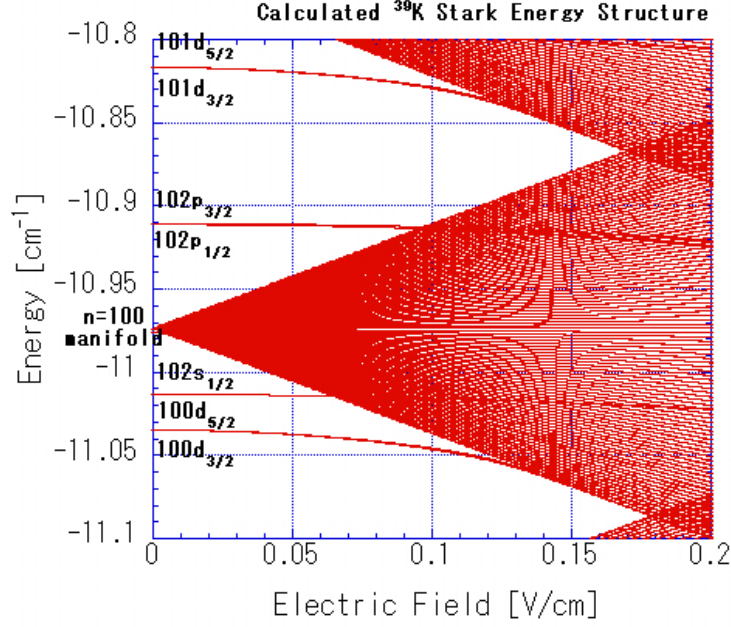


図 2.4: ^{39}K における $|m_j| = 1/2$ での主量子数 n が 102 付近のシュタルク構造計算の結果

2.3 レーザー分光学

この節では、リドベルグ状態を生成するために用いたレーザーに関する技術について述べる。

2.3.1 回折格子

リドベルグ原子を生成する際の初段励起に用いる半導体レーザーの波長を調整する機構として、グレーティングと呼ばれる回折格子を用いた。ここでは、その原理について述べる [21]。

グレーティングは、光の回折現象を利用して、特定の波長を得るための素子である。微細な溝が平行に刻まれている板状の素子となっている。図 2.5 にグレーティングの概念図を示す。グレーティングの面と角度 α で入射した光が反射角 β で干渉するとすると、次式が成り立つ。

$$d(\sin \alpha \pm \sin \beta) = m\lambda \quad (2.21)$$

ここで、 m は整数、 λ は光の波長である。また、グレーティングの面と、グレーティング

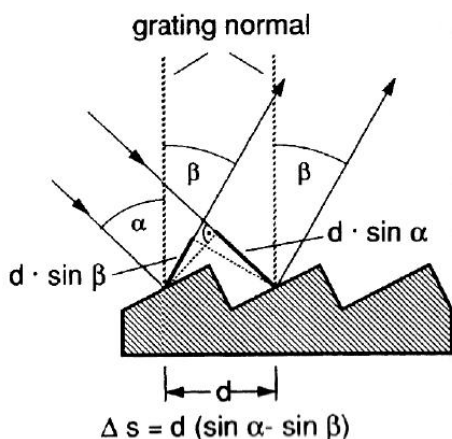


図 2.5: グレーティングの概念図

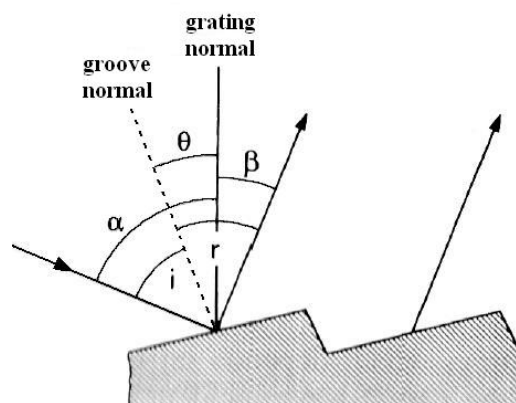


図 2.6: blaze angle θ

上の溝の面の角度 (blaze angle) が θ のとき (図 2.6)、

$$\theta = (\alpha - \beta)/2 \quad (2.22)$$

となる。 $\alpha = \beta$ となるように、グレーティングを用いる (図 2.7) ことで、

$$2d \sin \alpha = m\lambda \quad (2.23)$$

とすることができる。このような配置を Littrow 配置と呼び、必要な波長を選択することができる。本実験では、この方法を用いた。

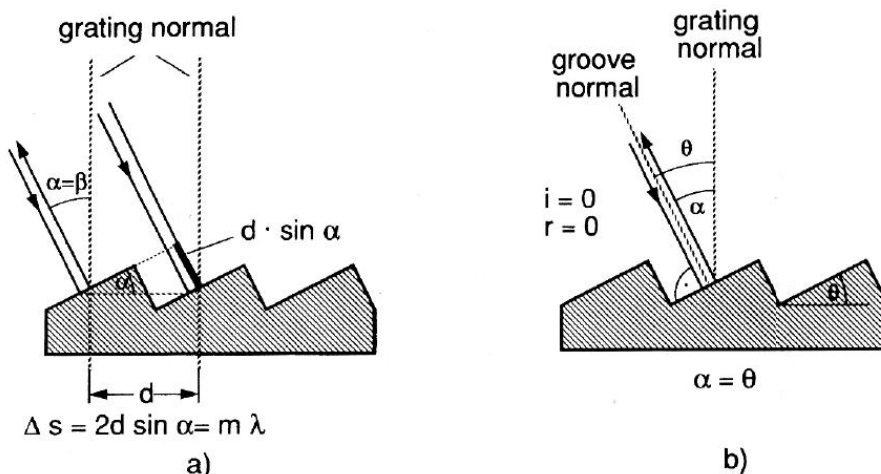


図 2.7: a) $\beta = \alpha$ の Littrow 配置、b) Littrow 配置での blaze angle

本実験では、半導体レーザーとグレーティングを図 2.8 のように配置して波長の制御を行った。このようにして、用いる方法を外部キャビティ型半導体レーザー (ECDL) と呼ぶ

[22]。ECDL を用いる上で必要となるのは、半導体レーザーとグレーティングとレンズ、及びそれらをしっかりと固定し、グレーティングの角度、レンズの位置を正確に調整するための機構である。半導体レーザーを単独で用いると、その cavity が短いために、温度及び供給電流の影響を非常に大きく受けてしまい、波長の調整が困難となる。しかし、先ほど述べたグレーティングの特徴をうまく用いることで、波長の調整を容易に行えるようになる。つまり、半導体レーザーの一端とグレーティングを cavity として用いることで、グレーティングの角度を微調整することで、cavity 長を変化させ、半導体レーザーの波長をコントロールすることが可能となる。グレーティングからの 1 次光を発振させ、0 次光をミラーを用いて取り出す。ECDL によるコントロールを行う際には、半導体レーザー自身の cavity が邪魔となるため、半導体レーザーに Anti Refraction (AR) コートを施すことで、半導体レーザーの cavity としての能力をなくし、ECDL によるコントロールをより行いやすくすることができる。

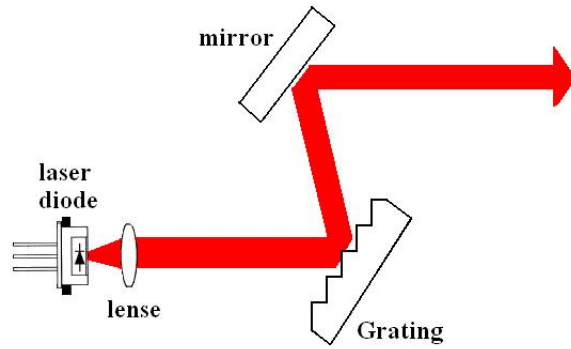


図 2.8: ECDL の概念図

2.3.2 飽和吸収法

振動数 ω_0 の吸収線に近い周波数 ω を持つ 2 種類の異なる振幅を持ったレーザー光を熱せられた分子気体セルに相反する方向から入射する場合を考える (図 2.9)。

レーザーの電場 E とパワー I は

$$E = E_{\text{probe}} \sin(\omega t + kz) + E_{\text{pump}} \sin(\omega t - kz) \quad (2.24)$$

$$I = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 c E^2}{S} \quad (2.25)$$



図 2.9: セルを通過するポンプ光とプローブ光

のように与えられる。ここで、 E_{pump} はポンプ光の電場、 E_{probe} はプローブ光の電場、 $k(=\omega/c)$ はレーザーの波数、 z はレーザーの進行方向、 ϵ_0 は真空の誘電率、 S はレーザー断面積である。速度 v で運動している分子から見るとドップラー効果のために、ポンプ光の周波数は $\omega + kv$ 、プローブ光の周波数は $\omega - kv$ として感じられる。振幅 E_{pump} を持ったポンプ光は強く、分子の準位の分布を飽和させ、振幅 E_{probe} を持ったプローブ光は弱く、飽和を引き起こさないことを仮定すると、ポンプ光により、 $-(\omega - \omega_0)/k$ の速度を持つ分子の準位の分布が飽和する。また、プローブ光を吸収する分子の速度は $(\omega - \omega_0)/k$ である。レーザーの周波数が吸収線と一致した時 ($\omega = \omega_0$)、プローブ光の吸収に対応する速度の分子の準位分布はポンプ光による影響を受け、プローブ光の吸収が減り、Lamb dip と呼ばれるへこみが観測される。

Lamb dip の深さは次のような saturation factor G に依存する。[23]

$$G = \left(\frac{P_{12} E_{\text{pump}}}{2\hbar} \right)^2 \frac{1}{\gamma \Gamma} \quad (2.26)$$

ここで、 P_{12} は準位 1-2 間の dipole moment、 γ は準位全体の寿命、 Γ は均一広がりである。saturation factor G はポンプ光のレーザーパワーのみに依存し、プローブ光のレーザーパワーは十分小さく無視できるものとする。Lamb dip の観測される形を表す式として、吸収スペクトルのピークでの吸収係数で規格化された吸収係数を示す。

$$\frac{\kappa}{\kappa_0} = \exp\left(-\left(\frac{\omega}{ku}\right)^2\right) \left(1 - \frac{b\tilde{\Gamma}^2}{2\omega^2 + \tilde{\Gamma}^2}\right) \quad (2.27)$$

$$b = \frac{G}{1 + G + \sqrt{1 + G}} \quad (2.28)$$

$$\tilde{\Gamma} = \Gamma(1 + \sqrt{1 + G}) \quad (2.29)$$

ここで、 κ は観測される吸収係数、 κ_0 は吸収スペクトルのピークでの吸収係数、 ku はドップラー幅である。この式はドップラー広がりを含んだ形で表現されている。図 2.10 にその

規格化された吸収係数について示す。Lamb dip は saturation factor G に依存していることが分かり、吸収係数の式から Lamb dip の形状は、ローレンツ関数で表せることが理解できる。Lamb dip を観測するには、どれだけ saturation factor G を上げることができるかが重要となる。

本実験では、初段励起のための半導体レーザーの波長を固定する際、その Doppler free の状態での波長を読み取るために、Lamb dip を観測した。また、リドベルグ状態を実現するレーザーである 2 段目励起のための色素レーザーの波長決定精度を高めるために、 $^{130}\text{Te}_2$ 分子の飽和吸収系も準備していたが、実験直前に、Te セルを熱するためのヒーターが動作不良を起こしてしまったために、今回は導入することができなかった。この $^{130}\text{Te}_2$ 分子飽和吸収系については、付録 A で述べる。

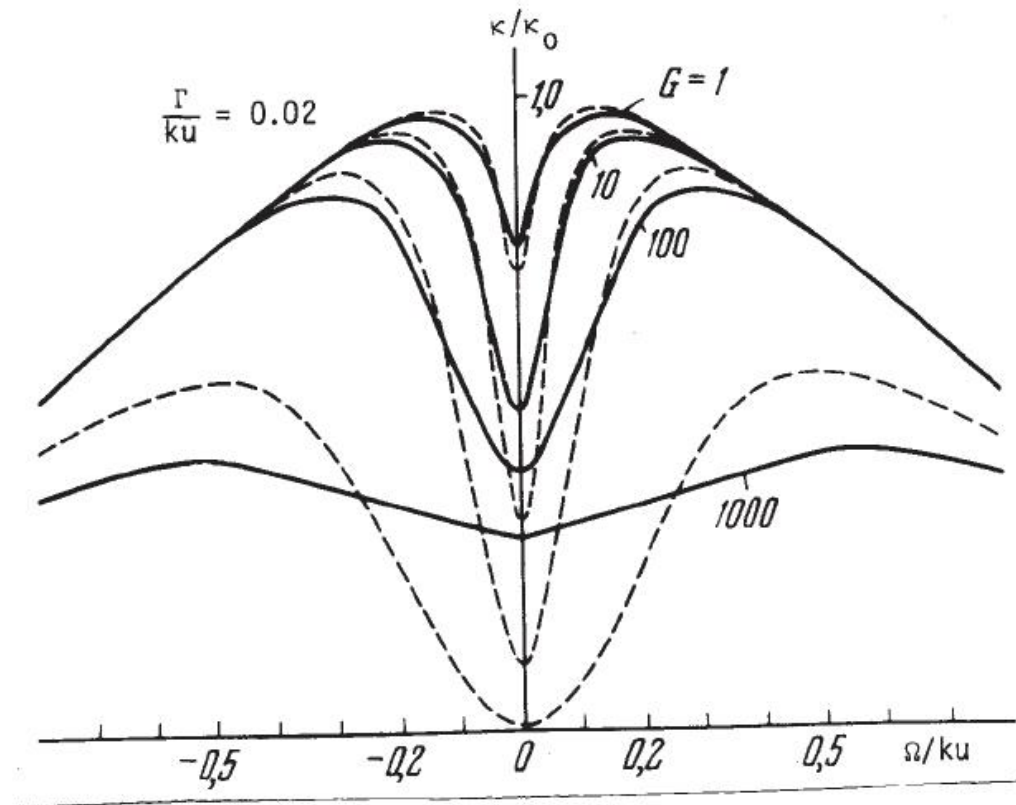


図 2.10: saturation factor G に対する Lamb dip の変化の様子

また、重なったドップラー広がりの中で近接した準位が存在する場合 (図 2.11)、それぞれの Lamb dip が生じる周波数の真ん中に cross-over と呼ばれるシグナルが見られる。下

の準位が共通の場合 (図 2.11 の左側) は、下の準位から近接する上の 2 つの準位へ同時に遷移がおこり、上の準位が共通の場合 (図 2.11 の右側) は、近接する下の 2 つの準位から同時に上の準位への遷移が起こることによるものである。本実験でも、Lamb dip を観測する際に cross-over のシグナルが確認されている。

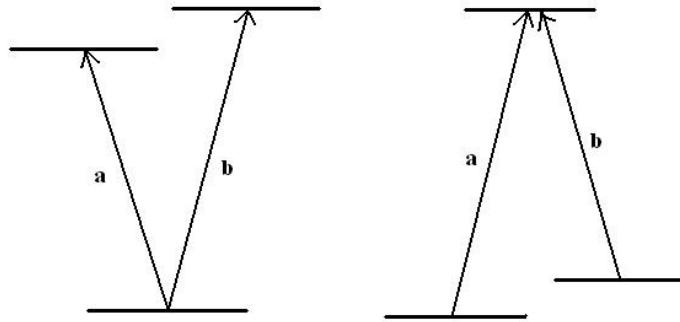


図 2.11: cross-over が生じる時の準位構造の概念図

本実験のように、超微細構造が多数存在する場合には、optical pumping と呼ばれる現象が起こる。optical pumping とは、超微細構造における遷移が $|\Delta F| \leq 1$ により、禁止される遷移が生じることで、超微細構造のある準位の密度が減少してしまう現象である。

第3章 実験装置

3.1 概要

本実験は、京都大学低温物質科学研究センター、ダークマター実験棟にて行った。本実験は図 3.1 に示すように、主に次の 4 つの部分から構成されている。1 つ目は、K 原子をレーザーとの相互作用点、検出系まで飛ばすための原子ビームオープンである。2 つ目は、K 原子をリドベルグ状態まで励起するためのレーザー系で、半導体レーザーと色素レーザーである。3 つ目は、レーザーとの相互作用点、及びシュタルク電極である。4 つ目は、検出系である。以下の節で、それぞれについて、詳しく述べる。

3.2 原子ビームオープン

原子は K 原子を用いている。原子ビームオープンは摂氏 150 度程度に加熱され、480m/s の平均速度 $\bar{v}$ で放出される。

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_K}} \sim 480 \text{ [m/s]} \quad (3.1)$$

ここで、 k はボルツマン定数、 T は原子ビームオープンの絶対温度、 m_K は K 原子の質量である。また、K 原子の密度 n は、次のように求めることができる。

$$n = \frac{N_A P}{RT} \quad (3.2)$$

ここで、 N_A はアボガドロ数、 R は気体定数であり、 P は蒸気圧である。また、Potassium の蒸気圧曲線より [24]、 P は次の式で求められる。

$$\log \frac{P}{P_0} = 7.74887 - \frac{4812.30}{T} - 1.02160 \log T \quad (3.3)$$

ここで、 P_0 は海面における大気圧で $P_0 = 1.01325 \times 10^5 \text{ [Pa]}$ である。この式から $P \sim 5.6 \text{ [Pa]}$ と計算できる。よって、 $n \sim 9.6 \times 10^{19}$ とわかる。この速度 $\bar{v}$ と原子密度 n を用いて、原子ビームオープンから放出される K 原子の flux $Q[\text{s}^{-1}]$ は次のように表せる [25]。

$$Q = \frac{1}{\kappa} \frac{1}{4} n \bar{v} A_s \quad (3.4)$$

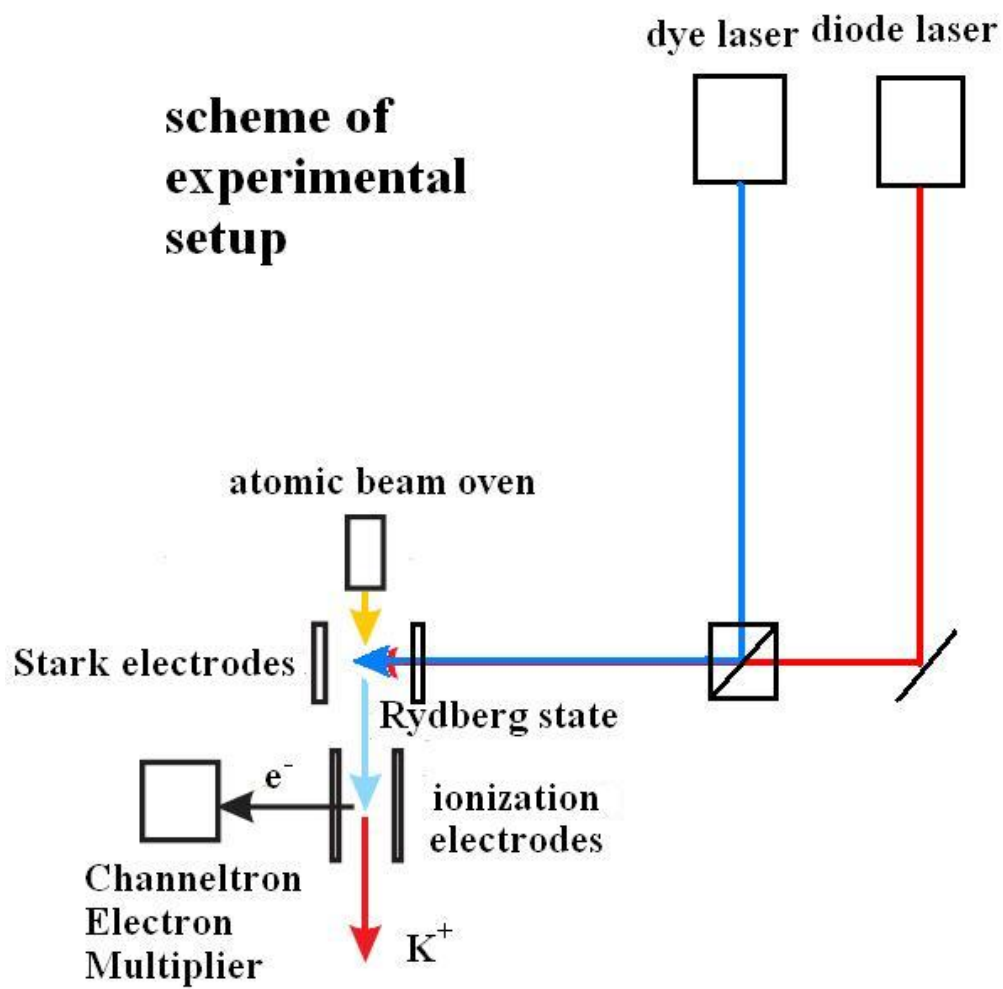


図 3.1: 本実験の全体の概略図

ここで、 A_s は原子ビームオープンのスリットの断面積で、本実験では、 $A_s \sim 78.5 [\text{cm}^2]$ であり、 $1/\kappa$ は原子ビームオープンの形状に依存するパラメータで、断面半径より高さが長い円筒型のオープンの場合、次のように与えられる。

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{8r}{3l} \quad (3.5)$$

ここで、 l は円筒型オープンの原子ビームの進行方向の長さ、 r はその断面半径である。本実験では、 $l = 40 [\text{mm}]$ 、 $r = 5 [\text{mm}]$ のオープンを用いた。この式より、flux は約 10^{17}sec^{-1} となる。原子ビームは以上のような、速度と flux を持って、レーザーとの相互作用点に入射される。

3.3 レーザー系

本実験では、K 原子のリドベルグ状態を生成するために、CARRACK 実験と同様に半導体レーザーと色素レーザーによる 2 段励起法を用いている。図 3.2 に 2 段レーザー励起によるリドベルグ状態の生成方法、図 3.3 に初段励起における超微細準位構造を示す。

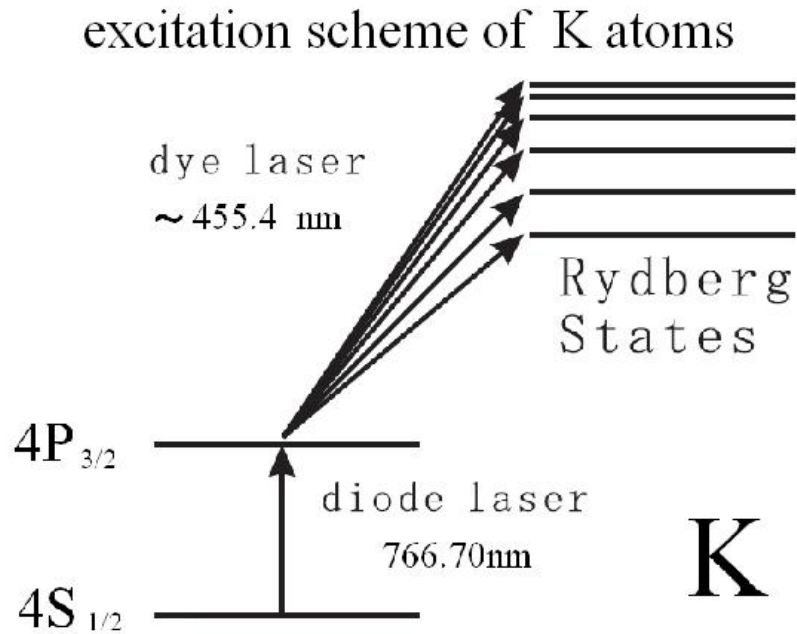


図 3.2: 本実験のレーザー励起によるリドベルグ原子の生成

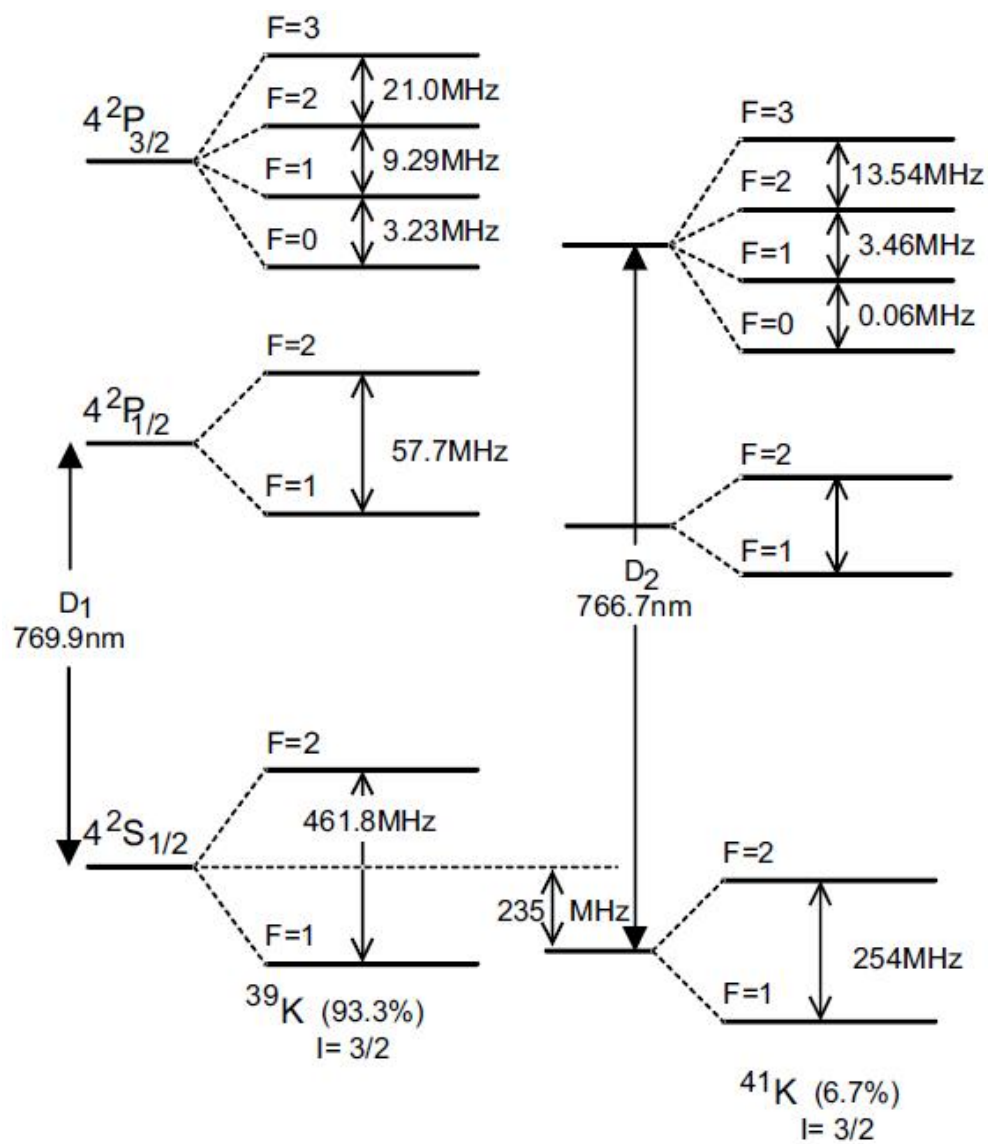


図 3.3: 本実験の初段励起で用いるあたりの超微細準位構造

3.3.1 半導体レーザー系

まず、初段励起用の半導体レーザーについて述べる。半導体レーザーは、Sacher 社 SAL-765-40 である。ただし、第 2 章で述べたグレーティングによる効果を高めるために Anti Reflection(AR) コートを施している。AR コートとは、半導体レーザーに元々存在する cavity において、出力する側のハーフミラーにコーティングを施し、反射率を下げる。これにより、グレーティングを用いた外部キャビティ型共振器の発振ゲインを高めることができる。半導体レーザー系は図 3.4 に示すように設置した。

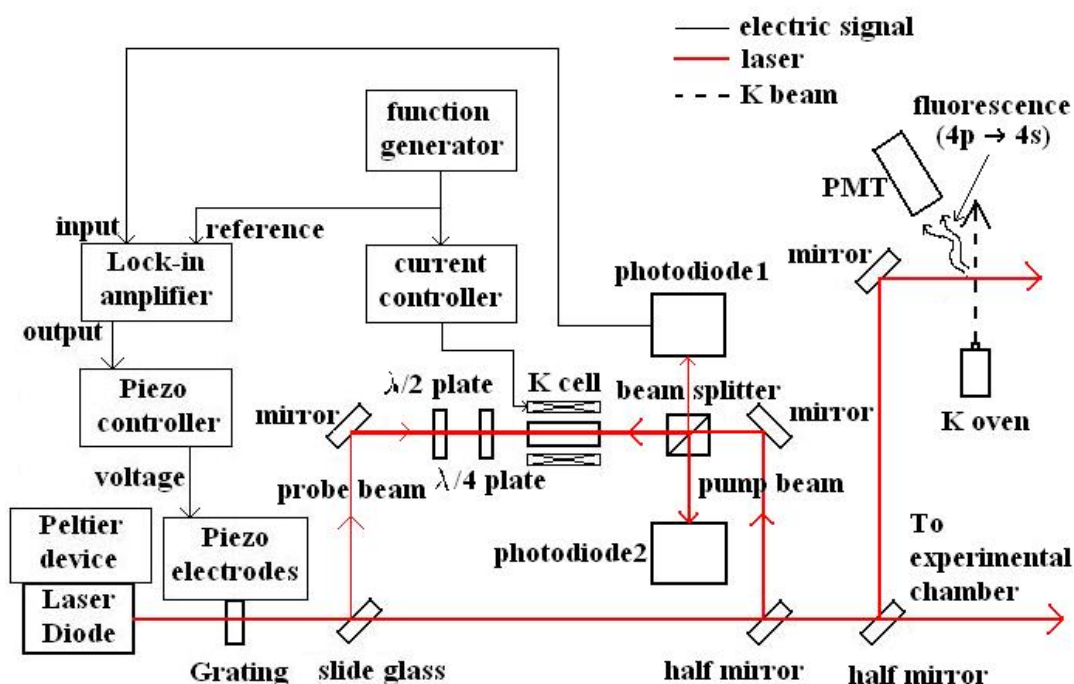


図 3.4: 半導体レーザー系の概略図

半導体レーザーの波長は本来、供給電流と半導体レーザー本体の温度に依存する。このため、供給電流制御と温度制御が必要となる。さらに、先ほど述べたように、AR コートが施され、グレーティングを用いているため、グレーティングの角度をうまくコントロールする必要がある。以上のことから、次のような制御系を構築した。

- 半導体レーザーマウント

半導体レーザーは Thorlabs 社 TCLDM9 にマウントしている。温度コントロールには、Peltier 素子が用いられている。

- 電流制御装置

定電流制御型であり、外部からコントロールできるようになっている。

- 温度制御装置

Thorlabs 社 PRO8000 というモジュールラックに Thorlabs 社 ITC8022 というモジュールを入れて、半導体レーザーの温度を測定し、コントロールを行っている。このモジュールは、電流制御、温度制御を同時に行うことが可能であるが、この実験では、温度制御のみに用いている。

- グレーティング角度制御装置

グレーティングは島津社平面ブレードホログラフィックグレーティング 400-2400-12.5×12.5×3 を用いている。そして、Thorlabs 社 KC1-PZ/M にマウントし、その角度の調整には、Piezo 素子を用いている。Piezo 素子への電圧の制御には、Thorlabs 社 MDT693A を用いている。外部から、0 から 10V の電圧を入力することで、0 から 150V の出力を出すことができ、この外部からの電圧を PC でコントロールすることにより、グレーティングの角度を PC からコントロールすることが可能となる。また、この Piezo 素子への出力電圧に、後で述べるフィードバック信号を導入している。

- 吸収線測定装置

K 原子を封入したガラスセルをヒーターで摂氏 100 度程度に熱し、レーザー光を通して、その透過光を photodiode で観測することで、K 原子によるレーザーの吸収線を観測することができる。まず、図 3.4 のように、第 2 章で述べた飽和吸収法を用いて、photodiode1 で Lamb dip を確認し、初段励起のための波長を確認する (図 3.5(b))。その後、ポンプ光を遮り、photodiode1 でドップラー広がりを含んだ吸収線 (図 3.6(a)) を観測する。この photodiode からの信号を Lock-in Amp. へと送る。K 原子ガラスセルには、磁場の向きに応じた吸収を得るために function generator により保たれた 100Hz、10Gauss 程度の交流磁場が印加されている。この信号は、Lock-in Amp. の参照信号としても用いられている。photodiode からの信号を Lock-in Amp. に入力し、参照信号との位相を重ねることで、Lock-in Amp. の出力が出る (図 3.6(b))。この出力のゼロ点が必要な波長である Piezo 素子への電圧となるように offset を決定し、その信号を Piezo コントローラにフィードバックすることで、波長を固定できるようになる [26]。

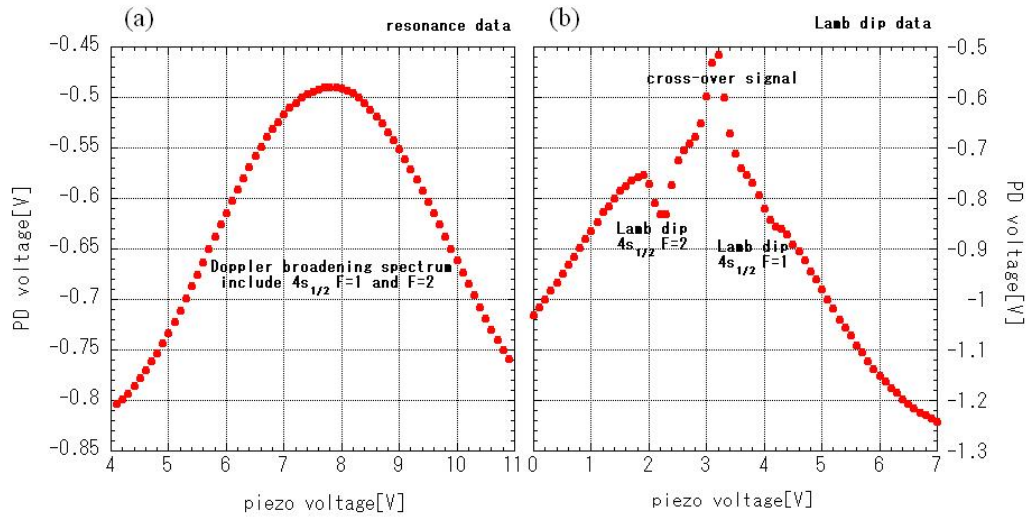


図 3.5: Piezo 素子に電圧をかけて半導体レーザーの波長を sweep した時の (a) ドップラー広がりを含む ^{39}K の吸収線スペクトルと (b) Lamb dip : 真ん中のシグナルが cross-over であり、右側の Lamb dip が小さいのは、optical pumping による効果であると考えられる。左右のプロットで電圧値が違うのは、別の run におけるデータであるためであり、同じ周波数域のデータを示している。

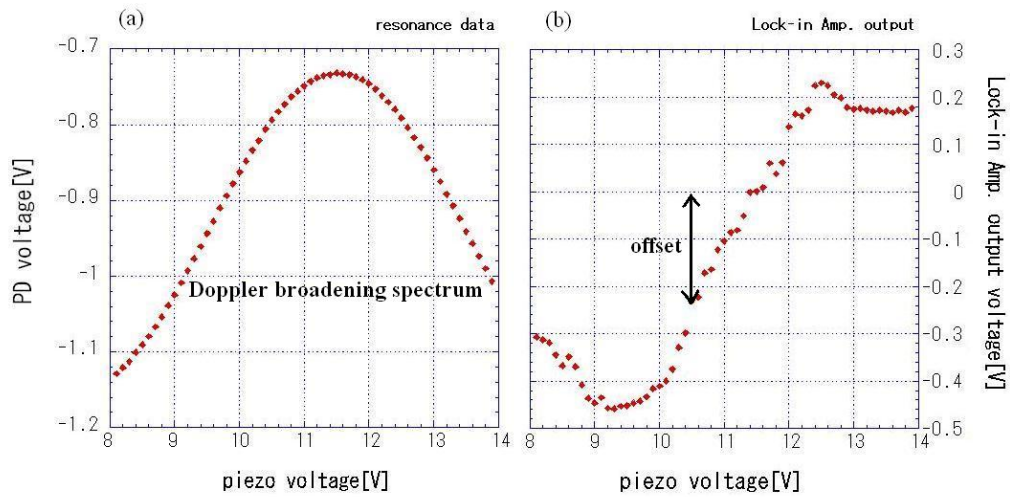


図 3.6: Piezo 素子に電圧をかけて半導体レーザーの波長を sweep して同時に取得した (a) ^{39}K の吸収線スペクトルと (b) Lock-in Amp. の出力



図 3.7: 吸収線測定装置周辺の写真

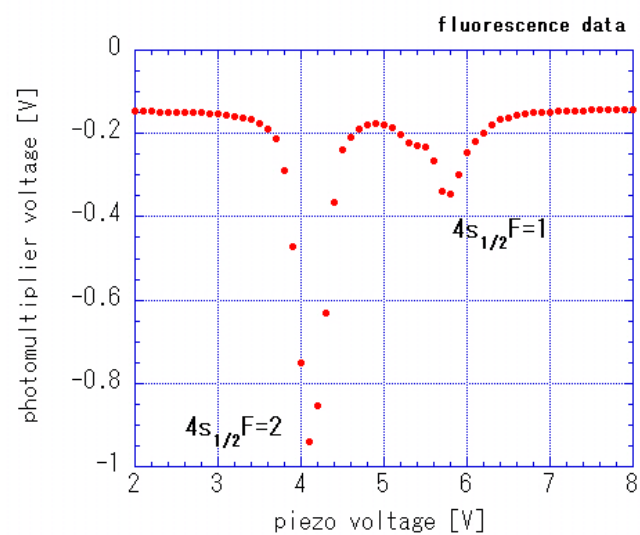


図 3.8: Piezo 素子に電圧をかけて半導体レーザーの波長を sweep した時の $4p_{3/2}$ から $4s_{1/2}$ への蛍光

- 蛍光測定装置

上の系を用いれば、半導体レーザーの波長を固定させることができるが、その波長が固定されているかどうか、チェックする機構が必要となる。そのために、蛍光測定装置 (図 3.9) を用いている。内部に、K 原子発生装置を設け、半導体レーザーを原子ビームに対して、垂直に入射させる。蛍光測定装置は、原子ビームと空気による散乱を低減させるために 10^{-5} Torr 以下の真空中に保たれている。相互作用を起こす近傍に photomultiplier が設置されており、原子を励起することができれば、蛍光が観測されるようになっている (図 3.8)。この蛍光を確認することで、波長のチェックを行っている。



図 3.9: 蛍光測定装置の写真

この制御系を用いたときの Piezo コントローラの出力電圧、Lock-in Amp. の出力、吸収線測定 photodiode の出力、蛍光測定 photomultiplier の出力のそれぞれの時間変化を図 3.10 に示す。この図から、Piezo 素子にかかる電圧を増やすことで、波長の固定がうまくいっていることがわかる。これは、Piezo 素子が元に戻ろうとする性質があり、電圧を増やし続けることで、同じ大きさを保とうとしていると考えられる。

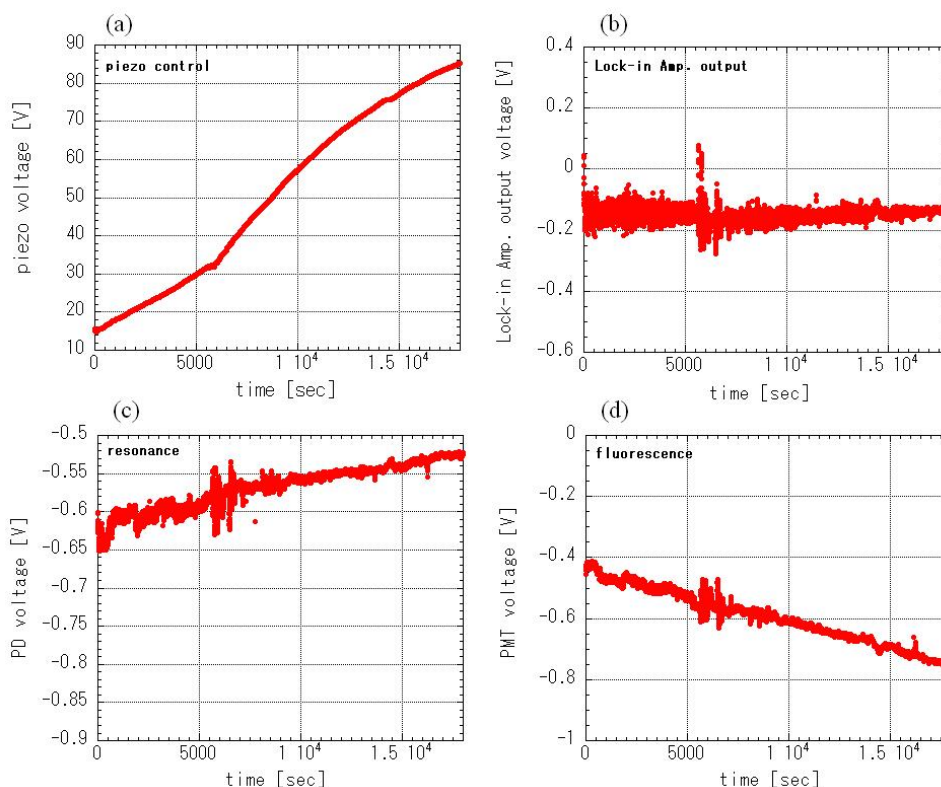


図 3.10: 波長を固定した時の (a)Piezo コントローラの出力電圧、(b)Lock-in Amp. の出力、(c) 吸収線測定 photodiode の出力、(d) 蛍光測定 photomultiplier の出力のそれぞれの時間変化 (d) の蛍光が増えているのは、オープンの温度が上がり、原子ビームの flux が増加しているためである。

3.3.2 色素レーザー系

次に、リドベルグ状態を実現するレーザーである 2 段目励起のための色素レーザーについて述べる。色素レーザーには、COHERENT 社 899-21 Ring dye laser[27][28] を用いている。波長域は 455nm 程度であり、Stilbene3 の染料を使用している。この色素レーザーのポンプレーザーとしては、Spectra-Physics 社 BeamLok2080 の Kr イオンレーザーを用

いている。最高で 2.7W 程度のポンプレーザーパワーで 90mW 程度のレーザーパワーが色素レーザーから出力される。

本実験では、K 原子のある主量子数における s 、 p 状態を確認するために、波長を連続して、sweep する必要がある。スタート時の波長は図 3.11 の Birefringent filter と、Lower fold mirror M3 と Birefringent filter の間に設置されている 2 つの etalon を調整することで決定できる。その状態から scan drive 電圧 ($\pm 5V$) を外部から印加することによってミラーなどの光学要素で色素レーザーの cavity 長を制御し、30GHz 以内の波長域を sweep することができる。このとき、ミラーの角度を Piezo 素子によって制御するが、電圧により制御するのは長さであるのに対して、変化させるのはミラーの角度などであるために、scan drive 電圧と色素レーザーの周波数の関係は線形にはならない。この関係を図 3.12 に示す。実験を行う際には、scan drive 電圧をチャンネルに対応させ、1 チャンネルあたりの周波数を線形と仮定して、レーザーの波長を sweep している。ただし、実際に解析する際には、この非線形性を補正しなければならないため、図 3.13 のように、レーザーの一部をサンプリングして、Fabry-Perot 干渉計へと入れ、その透過光を photodiode で観測している。

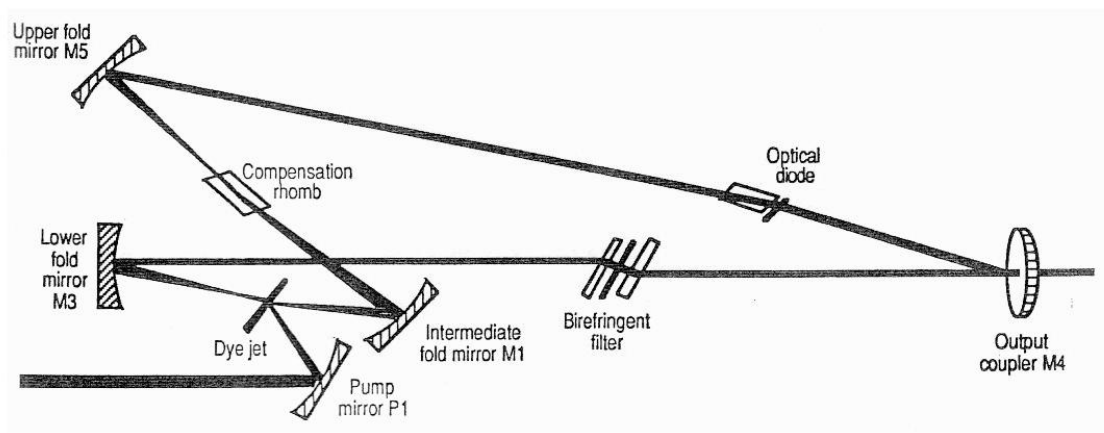


図 3.11: 色素レーザーの光学系の概要図

本実験における Fabry-Perot 干渉計は confocal Fabry-Perot 干渉計であり、ミラーの反射率は 0.4 で、間隔が約 50cm なので、150MHz ごとの周期性がある。図 3.14 に本実験で用いた Fabry-Perot 干渉計の概念図、図 3.15 に外観の写真を示す。

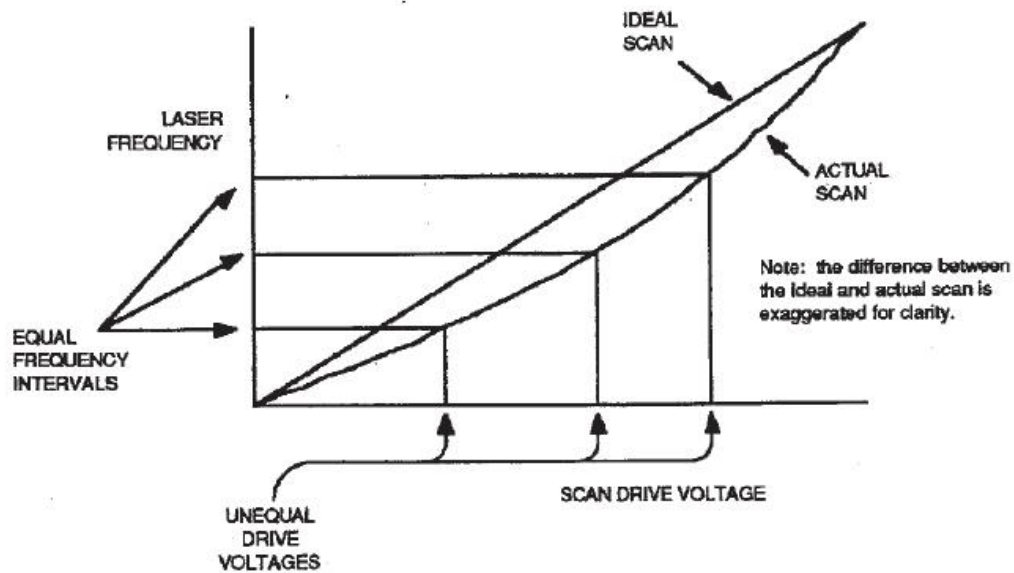


図 3.12: 色素レーザーの scan drive 電圧と周波数の非線形性

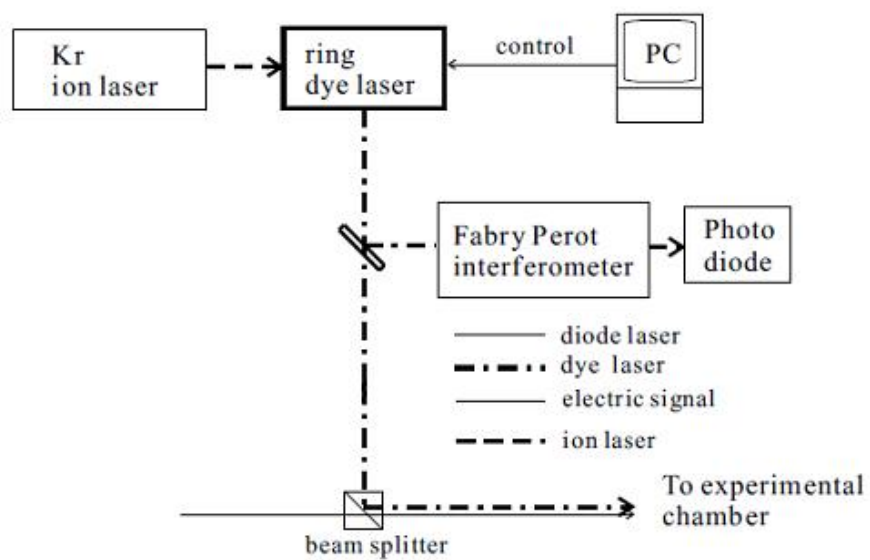


図 3.13: 色素レーザー系の概略図

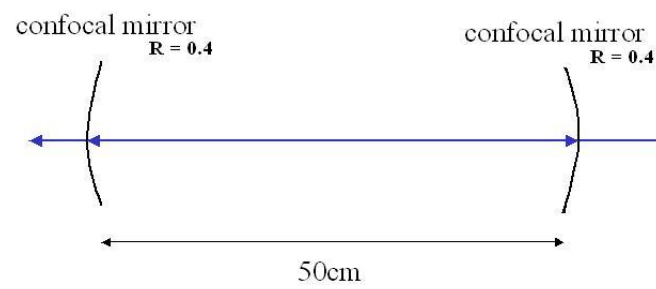


図 3.14: 本実験で用いた Fabry-Perot 干渉計の概念図

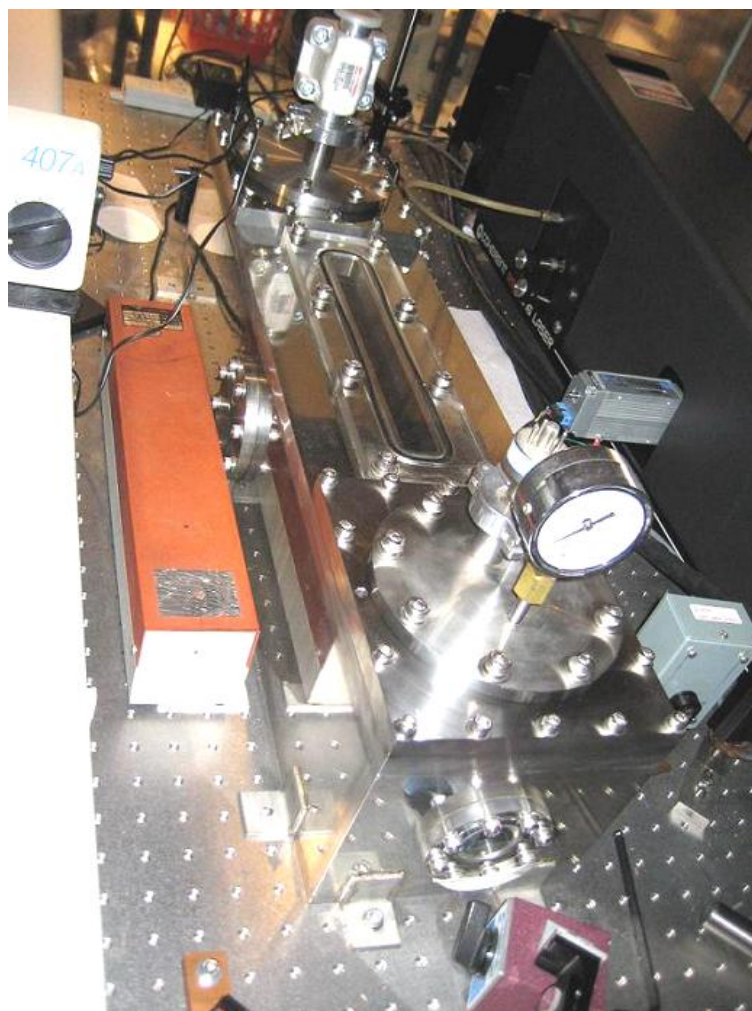


図 3.15: Fabry-Perot 干渉計の写真

3.4 シュタルク電極

レーザーとの相互作用点及びシュタルク電極と検出系の全体図を図 3.16、写真を図 3.17 に示す。これらは、テストチェンバーと呼んでいる装置 (図 3.18) の中に設置され、 3×10^{-6} Torr 程度の真空下に置かれている。レーザーの進行方向を x 軸、原子ビームの進行方向を y 軸、両軸に対して垂直な方向を z 軸とする。 z 軸方向の電極はシュタルク電極であり、 x 、 y 軸方向の電極は、浮遊電場を打ち消す目的で設置された電極である。電極はすべて銅で製作されており、印加電場は、+6V の電池に可変抵抗をつなぐことで、電圧値を変化させ、その電圧をかける。

浮遊電場を打ち消す目的で設置された電極について述べる。電極間隔は x 、 y 軸ともに 74mm である。浮遊電場の値は、励起スペクトルの主量子数 n の隣接する d 状態間、 p 状態間から電気分極率を用いて求めることができる。ただし、本実験では、最初に電極に電圧をかけずに取ったスペクトルのデータにおいて、電場が高いときに大きく生じる manifold のスペクトルが十分小さかったために、浮遊電場は少ないと判断し、この電極には、電圧をかけずに実験を行った。

次に、シュタルク電極について述べる。電極間隔は 74mm である。この電極に電場を印加していくことで、シュタルクシフトを測定する。

本実験では、それぞれの電極間隔を 74mm と広くすることで浮遊電場の影響を受けにくくする構造とした。

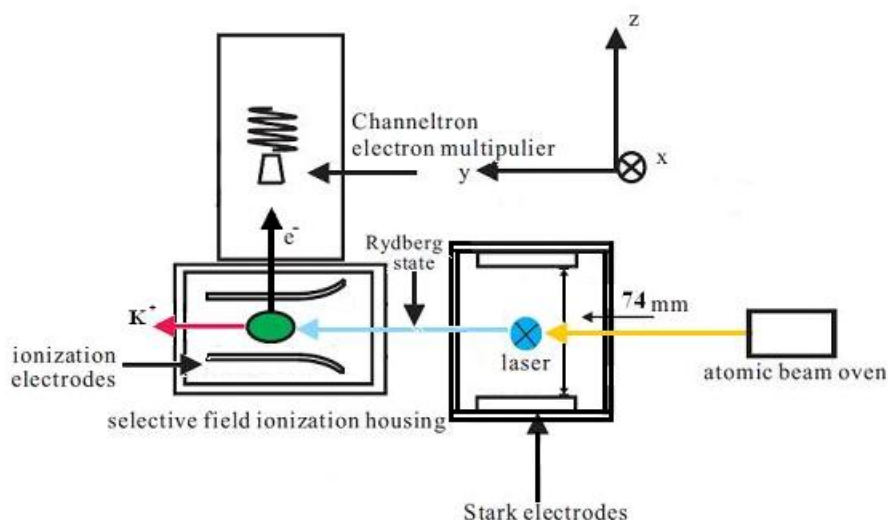


図 3.16: レーザーとの相互作用点のシュタルク電極と検出系の全体図

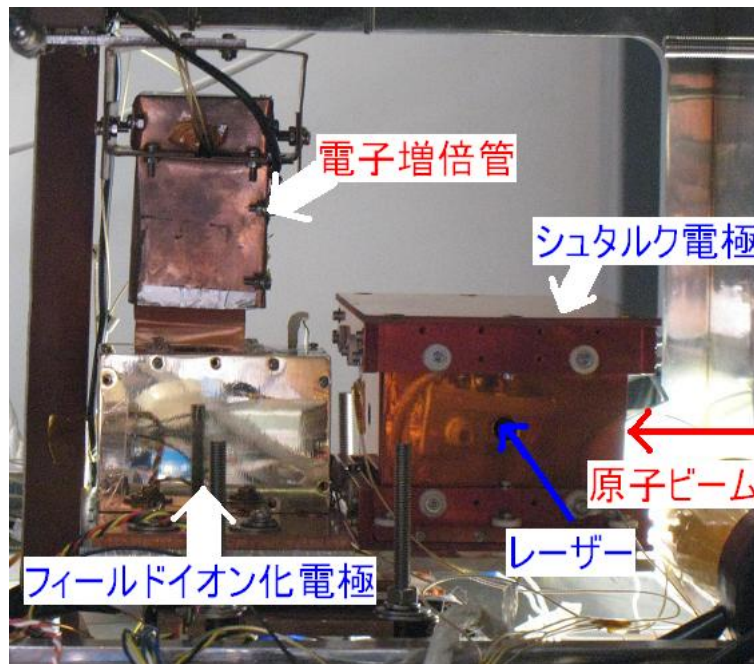


図 3.17: レーザーとの相互作用点のシュタルク電極と検出系の写真

3.5 検出系

検出系はフィールドイオン化電極と電子増倍管で構成されている。レーザーとの相互作用点及びシュタルク電極と検出系の全体図を図 3.16 に示す。これらは、テストチェンバーと呼んでいる装置 (図 3.18) の中に設置され、真空中に置かれている。また、リドベルグ原子の計数を行うデータ収集系の模式図を図 3.21 に示す。

まず、フィールドイオン化電極について述べる。フィールドイオン化電極に入射してきたリドベルグ原子に適当な電圧を印加することで、イオン化させる。本実験で用いた電極の間隔は 24mm である。電極の先端に曲率を持たせることで、リドベルグ原子が感じる電場の時間変化を小さくしている。この工夫は、リドベルグ原子が manifold に埋もれた際、準位の交差でイオン化電圧が変わらないようにするためである。

次に、電子増倍管について述べる。電子増倍管は BURLE 社の Channeltron を用いた。図 3.19 に動作原理、図 3.20 に本実験で用いた電子増倍管の写真を示す。

Channeltron の開口部に入射したイオン化放出電子は半導体層に衝突し、2 次電子を放出する。さらに、雪崩式にその 2 次電子が半導体層に衝突し、増幅が繰り返される。真空度 8×10^{-6} Torr、計数率 10^5 counts/sec のとき、増幅率は 10^8 程度である。真空中での電子増倍管の動作確認は近くに設置した直径 0.5mm のタングステン線に約 500mA 程度の電

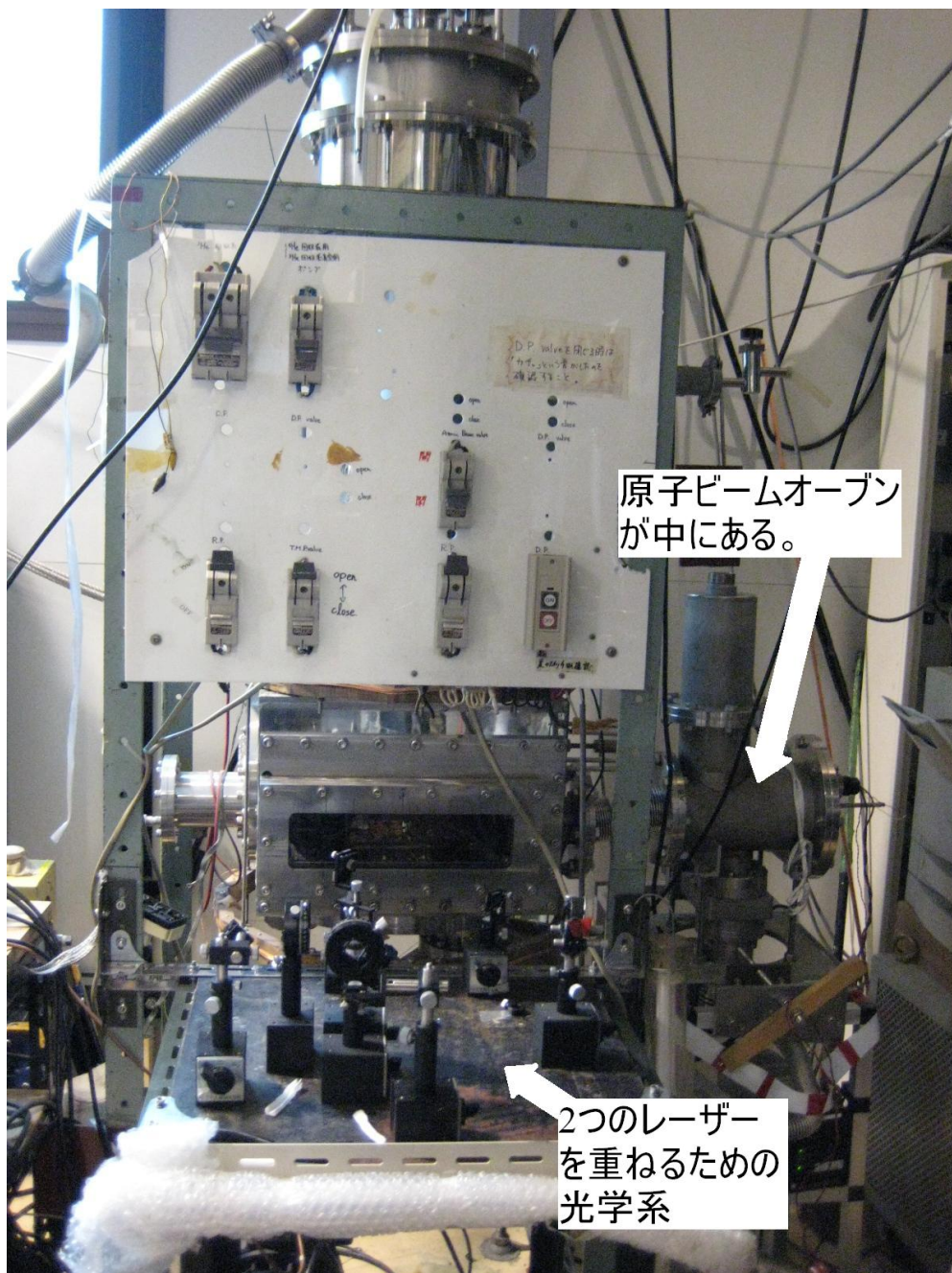


図 3.18: テストチャンバーの外観写真

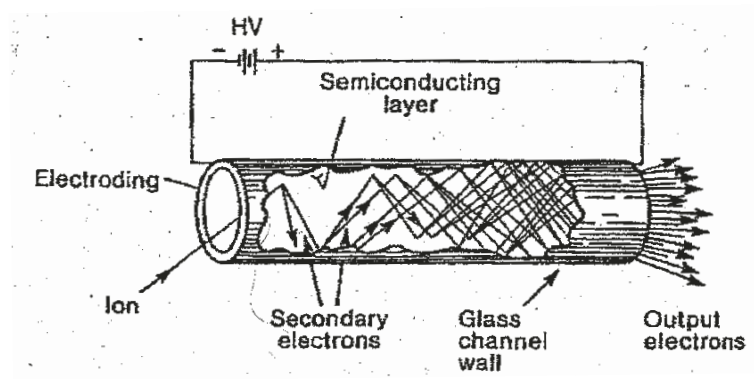


図 3.19: Channeltron 電子増倍管の原理図

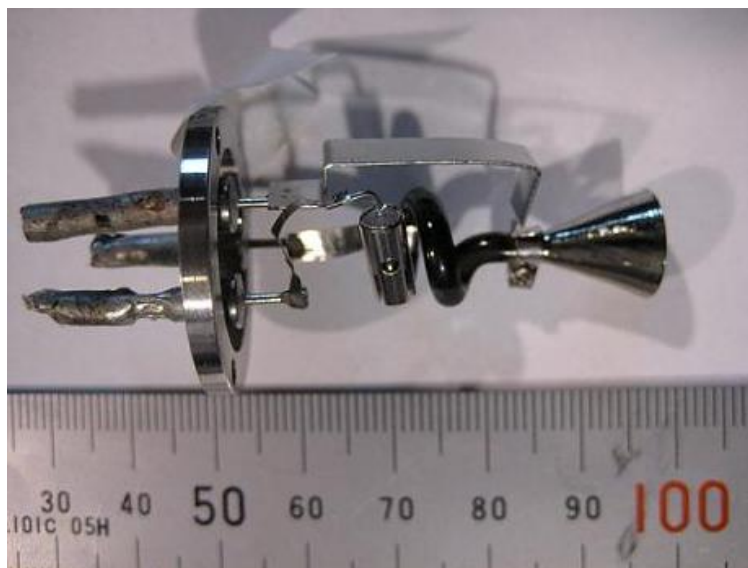


図 3.20: 本実験で用いた Channeltron 電子増倍管の写真

流を流し、熱電子を放出させ、電子増倍管がその熱電子を検出するかどうかで調べた。電子増倍管から出力された信号は、ORTEC 社 474 Timing Filter Amplifier に入れて、増幅し、ノイズ除去のために整形する。そして、ノイズレベルによるが、40 から 50mV 以下の信号は、Kaizu Works 社の KN241 QUAD UPDATING DISCRIMINATOR で落とし、その信号を Kaizu Works 社の KN200 LOGIC LEVEL ADAPTER でデジタル信号に変換し、コンピュータで計測する。

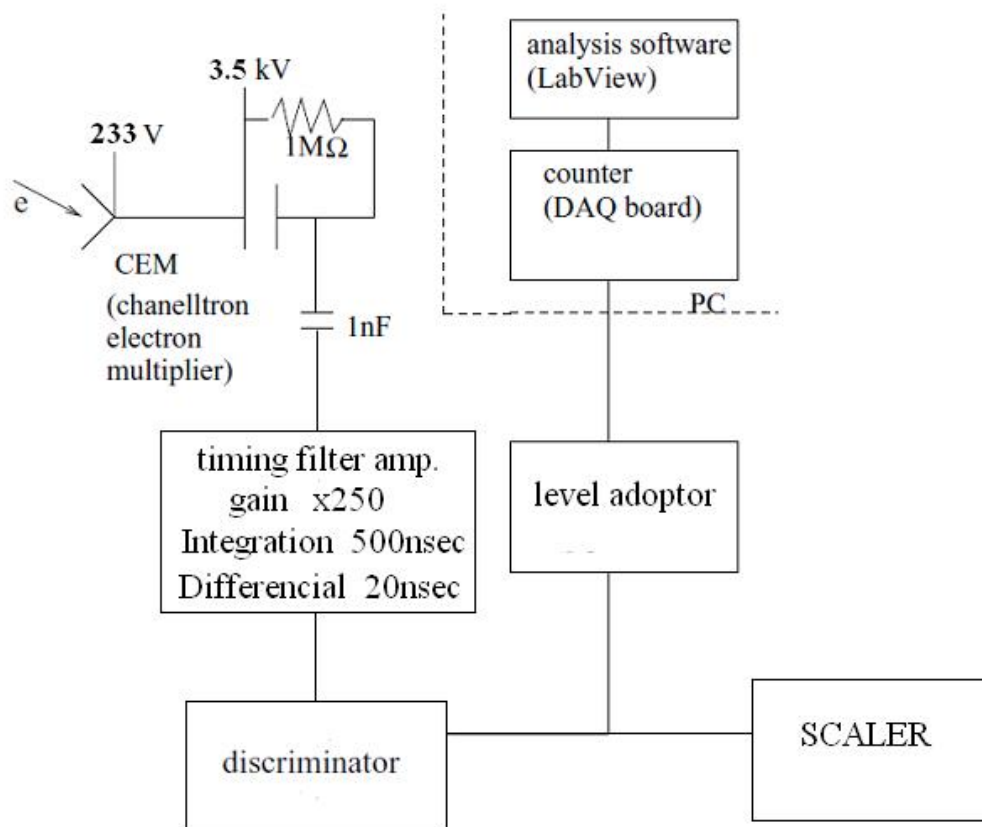


図 3.21: データ収集系

第4章 実験結果

4.1 データ解析

この節では、解析方法について述べる。取得したピークについての主量子数の同定の方法は以下のように行う。シュタルク構造計算より得たエネルギー準位を実験で用いている $4p_{3/2}$ からの波長に換算し、その準位を励起するときに必要な波長を得る。そして、実験を行う際に波長を sweep する時の色素レーザーの波長を波長計 (COHERENT 社 WaveMaster) を用いて調べる。この波長計の波長を測定する誤差は $\pm 0.001\text{nm}$ 程度であると考えられる。この波長計の結果とシュタルク構造計算により得た結果を比較することで、ピークの主量子数の決定を行う。その際、シュタルク構造計算により得られた波長は隣接する $d-d$ 間で 0.005nm 程度の差がある。例えば、ゼロ電場における $100d_{3/2}$ では、 455.45153nm であり、 $101d_{3/2}$ では、 455.44701nm である。このことから、主量子数の同定は信頼できるものであると考えられる。その後、以下の方法を用いて、解析を行う。

1. K 原子の励起スペクトルのピーク位置を決定する。
2. Fabry-Perot 干渉計のデータから、そのピーク位置を用いて、 s - p 間の周波数を計算する。
3. 得た周波数と電場の関係をグラフ化する。

以下、その詳細を述べる。

図 4.1 に主量子数 n が 100 付近の (a)K 原子の励起スペクトル、(b)Fabry-Perot 干渉計の出力を示す。その 1000 から 2000ch を拡大したものが、図 4.2 である。また、図 4.3 に主量子数 n が 75 付近の K 原子の励起スペクトルを示す。まず、行うことは、K 原子の励起スペクトルのピーク位置の決定である。ピーク決定精度を高めるために、得たデータの隣あうチャンネル同士の足し合わせ (Rebin) を行う。Rebin のチャンネル数は 4ch で、4ch ずつのデータを足し合わせる (図 4.4 参照)。そのデータにおいて、ピークを s 状態については 1 つのガウス関数で、 p 状態については 2 つのガウス関数でフィットする。ピーク位置の決定精度は、 10MHz 程度である (図 4.5、4.6 参照)。

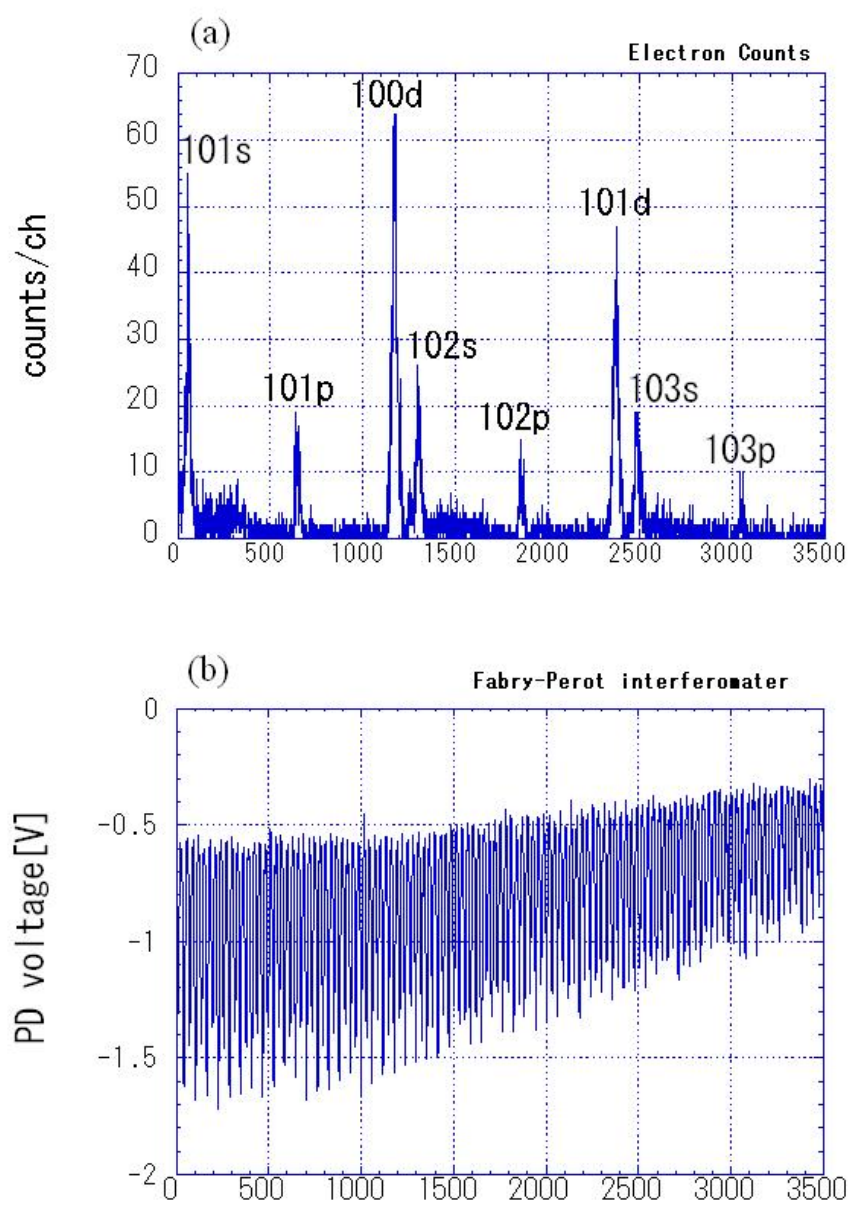


図 4.1: 主量子数 n が 100 付近の (a)K 原子の励起スペクトル、(b)Fabry-Perot 干渉計の出力

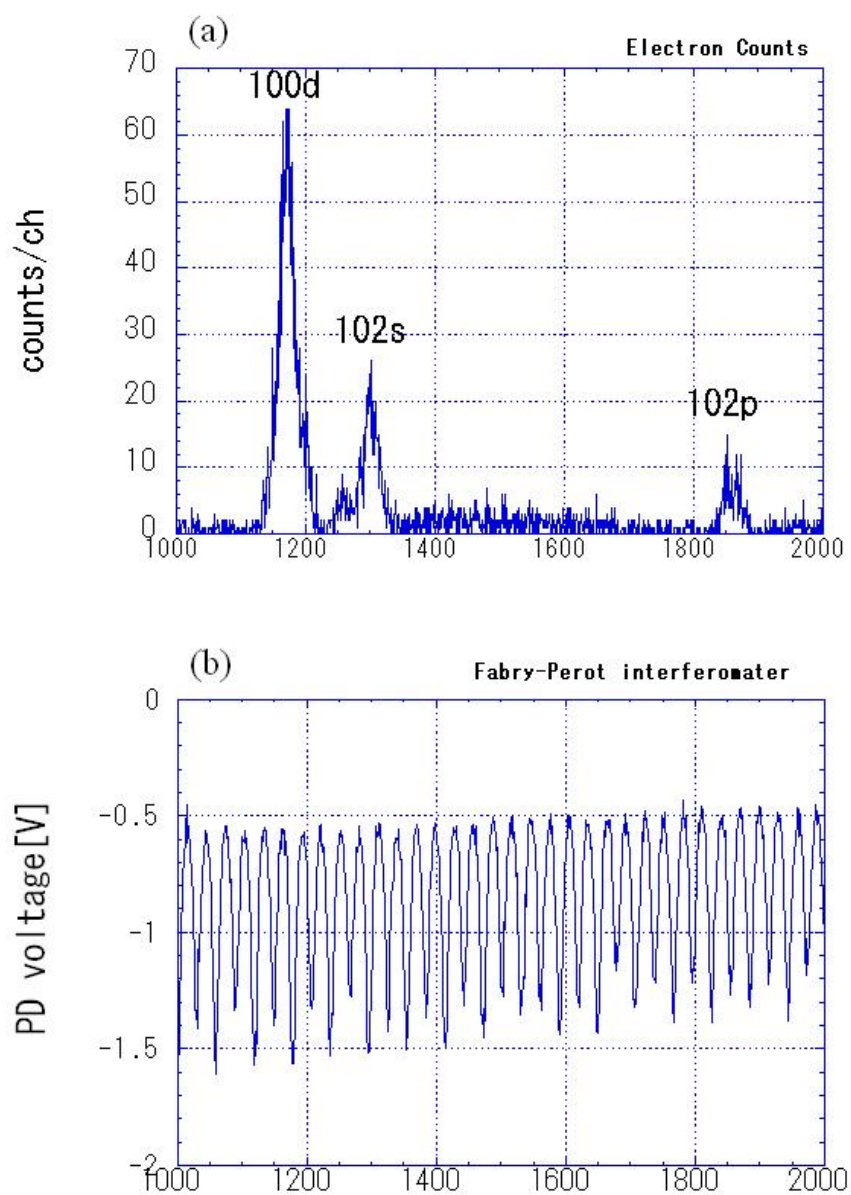


図 4.2: 主量子数 n が 100 付近の (a)K 原子の励起スペクトル、(b)Fabry-Perot 干渉計の出力

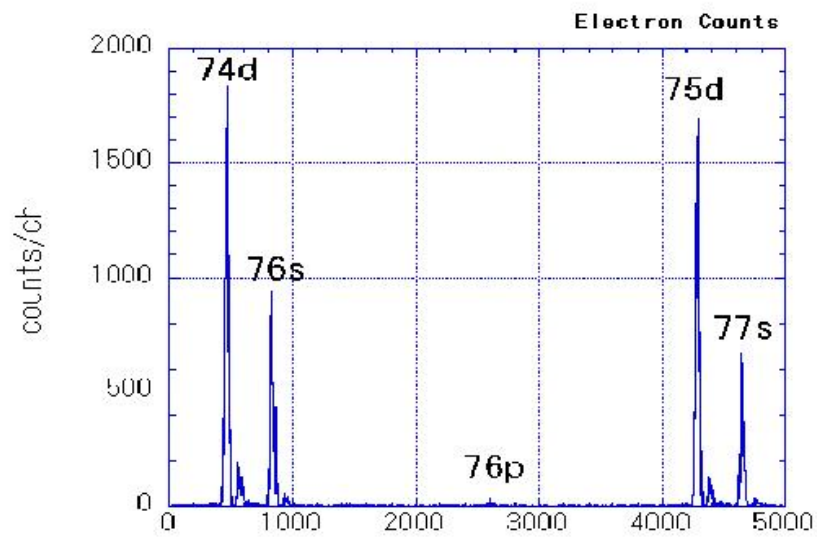


図 4.3: 主量子数 n が 75 付近の K 原子の励起スペクトル

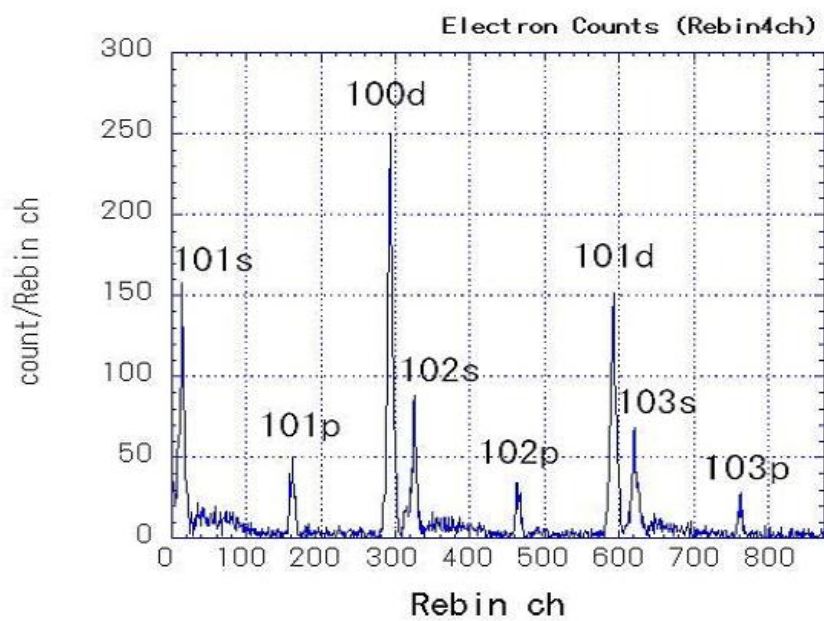


図 4.4: 図 4.1(a) のスペクトルを 4ch で Rebin した K 原子の励起スペクトル

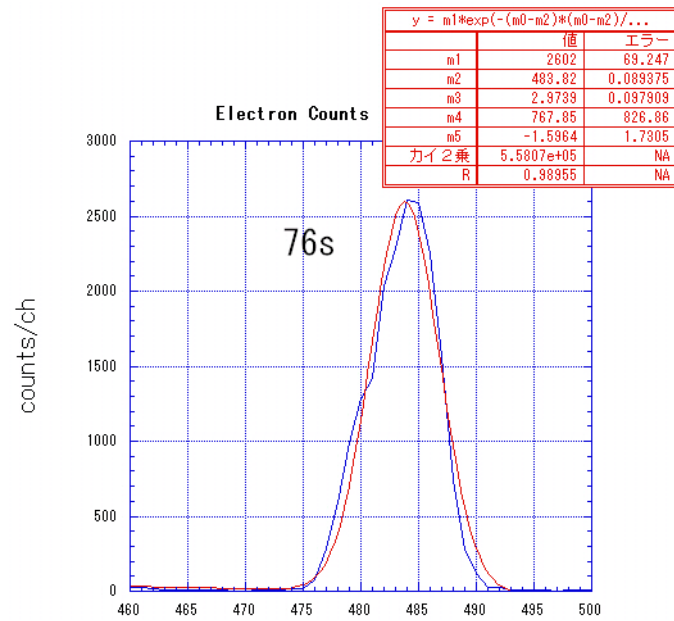


図 4.5: 主量子数 n が 76 の s 状態における K 原子の励起スペクトルをガウス関数でフィットした様子

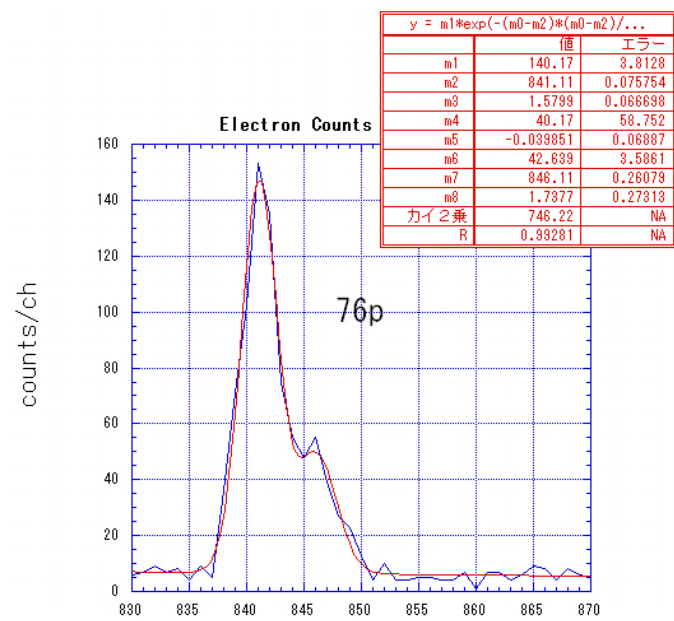


図 4.6: 主量子数 n が 76 の p 状態における K 原子の励起スペクトルをガウス関数でフィットした様子

第3章で述べたように、色素レーザーの波長は scan drive 電圧と非線形の関係にある。よって、その s - p 間のエネルギー準位の差を正確に求めるために、Fabry-Perot 干渉計の出力を用いる。

その具体的な手順としては、まず Fabry-Perot 干渉計の出力を次の関数でフィットする。

$$\frac{I_0}{1 + F \sin^2 \phi} + (b_0 + b_1 x) \quad (4.1)$$

ここで、 x はチャンネル、 I_0 は干渉強度、 F はフィネス、 ϕ は位相、 $b_0 + b_1 x$ はベースラインである。この式は Fabry-Perot 干渉計の干渉縞を表す Airy 関数である。この関数でのフィット結果を図 4.7 に示す。フィット関数の係数から Airy 関数の位相 ϕ を求めることができる。

$$\phi = \frac{1}{2} \arccos \left(1 - \frac{2}{F} \left(\frac{I_0}{V - b_0 - b_1 x} - 1 \right) \right) \quad (4.2)$$

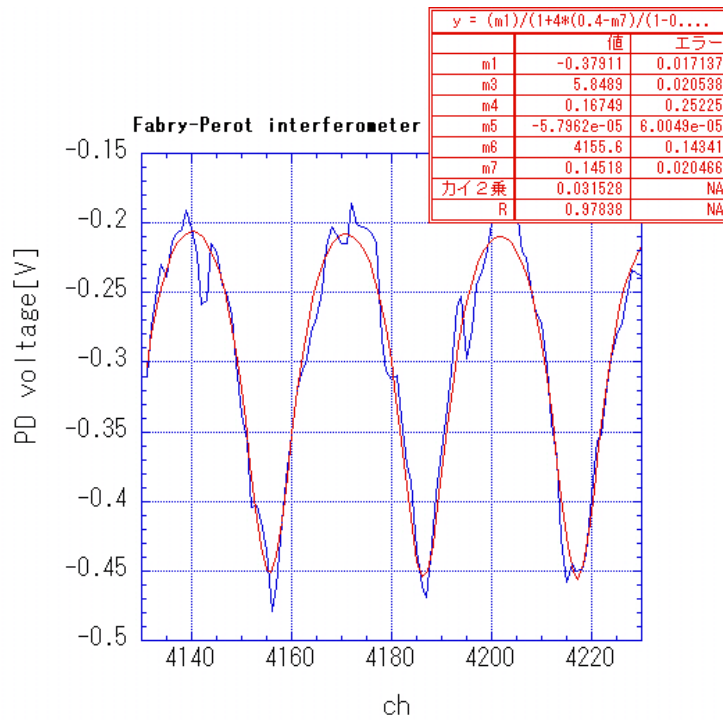


図 4.7: Fabry-Perot 干渉計の出力を Airy 関数でフィットした様子

この方法で求めた位相を周波数へと変換し、 s 、 p それぞれの結果から、 s - p 間のエネルギー準位の差を導く。

4.2 K 原子の励起スペクトル

図 4.1(a) が K 原子の主量子数 n が 100 から 102 までの励起スペクトルの様子である。励起スペクトルは、 $(n - 2)d$ 状態、 ns 状態、 $(n - 2)$ manifold、 np 状態の順に観測される。吸収の大きさは d 状態が一番大きく、次に s 状態、 p 状態が一番小さくなっている。図 3.2 のレーザー励起によるリドベルグ原子の生成図からわかるように、 $4p_{3/2}$ からリドベルグ状態を E1 遷移によって生成しているため、外場のない状態では、 s 状態と d 状態のみ観測されるが、実際には電場による影響で p 状態、manifold も観測される。 d 状態が一番大きなピークとなるのは、吸収断面積が大きいためである。K 原子の励起スペクトルのピーク位置決定のために、 s 状態については 1 つのガウス関数、 p 状態については 2 つのガウス関数でフィットを行った。決定精度については 10MHz 程度である (図 4.5、4.6 参照)。

4.3 シュタルクシフト

4.1 節で述べた解析方法を用いて、得られた s - p 間のエネルギー差のシュタルクシフトの結果を本実験において測定した主量子数 n が 71、76、101、102、103 について、図 4.8 から 4.12 までに示す。"high p state" が p 状態についてフィットした 2 つのガウス関数のうち、 s 状態のピーク位置から離れた位置にあるピークについてのもので、"low p state" が p 状態についてフィットした 2 つのガウス関数のうち、 s 状態のピーク位置から近い位置にあるピークについてのものである。

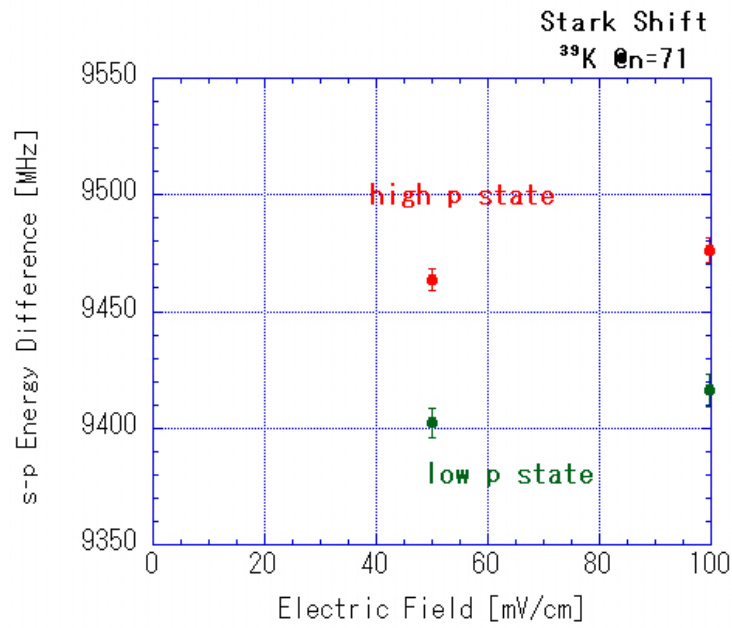


図 4.8: 本実験で得られた主量子数 n が 71 における s - p 間のシュタルクシフト

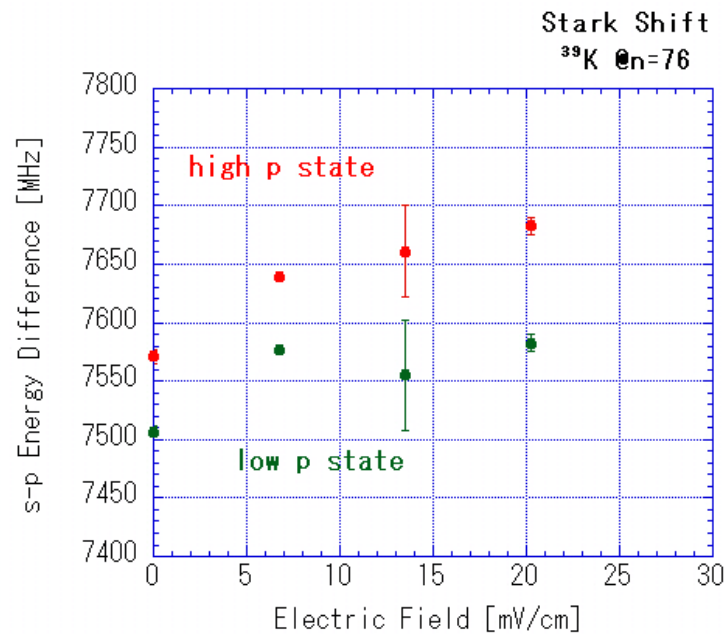


図 4.9: 本実験で得られた主量子数 n が 76 における s - p 間のシュタルクシフト

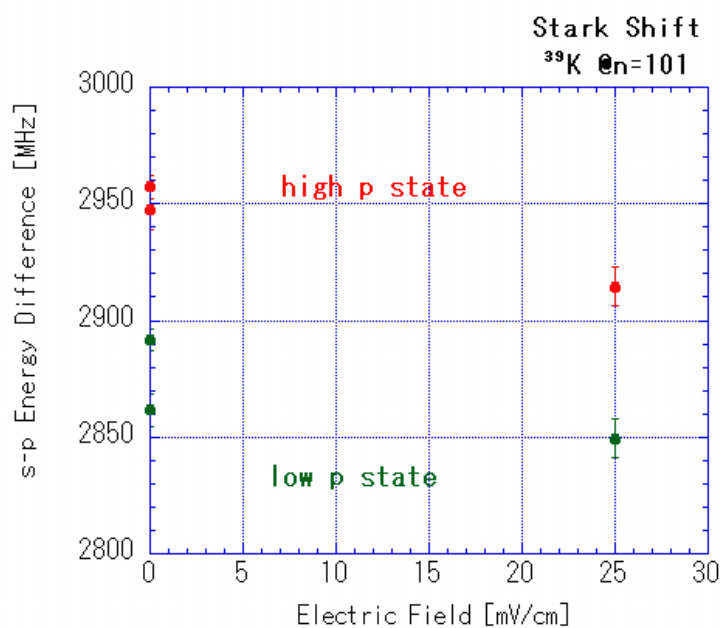


図 4.10: 本実験で得られた主量子数 n が 101 における s - p 間のシュタルクシフト

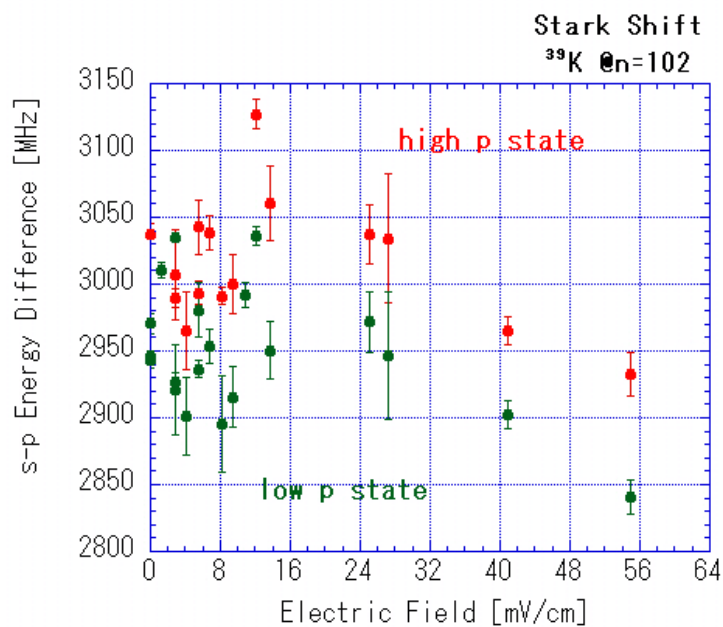


図 4.11: 本実験で得られた主量子数 n が 102 における s - p 間のシュタルクシフト

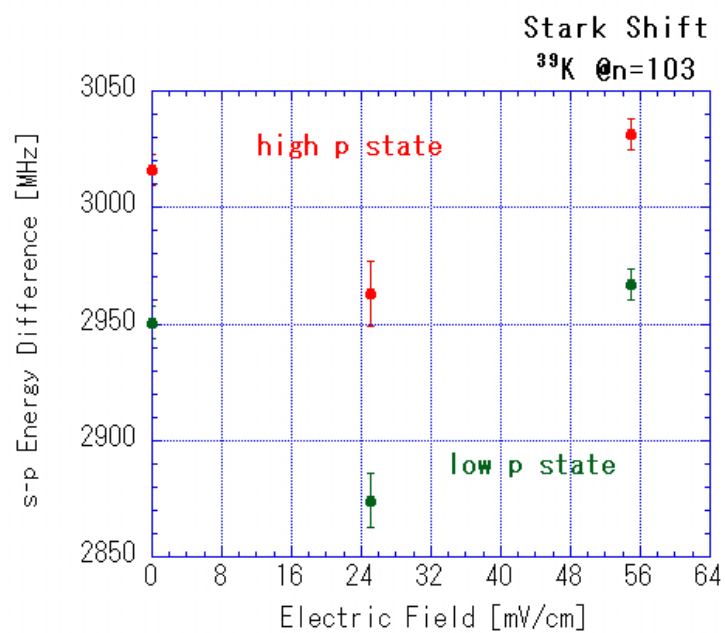


図 4.12: 本実験で得られた主量子数 n が 103 における s - p 間のシュタルクシフト

第5章 議論

この章では、本実験で得られた結果について、シュタルク構造計算を用いた計算結果との比較及び、Rb原子との比較を行う。また、我々が行っている宇宙 axion 探索実験 CARRACK への応用についても述べる。

5.1 シュタルク構造計算との比較

本実験において測定した主量子数 n が 71、76、101、102、103 についてのシュタルク構造計算の結果と実験で得られた結果を図 5.1 から 5.5 に示す。”high p state”と”low p state”のピーク位置は例えば、主量子数 n が 102 のときで 70MHz 程度の差があり、それぞれの主量子数 n における $p_{3/2}$ と $p_{1/2}$ ではないかと考えられる。本実験では、 $^{130}\text{Te}_2$ 飽和吸収分光系を導入することができなかったため、波長の絶対値較正ができておらず、Fabry-Perot 干渉計の周期を 150MHz と仮定して、解析を行っているが、多少のずれが存在するものと考えられる。また、シュタルク構造計算における、準位の絶対値には、多少の誤差が存在するものであり、実験値と計算値の絶対的なずれはその許容範囲内であると考えられる。ただ、例えば、主量子数 n が 102 の結果を見ればわかるように、測定点のばらつきが計算により予測されるシュタルクシフトよりも多少大きなものとなっている。このばらつきの原因としては、以下の理由が考えられる。

- scan drive 電圧のずれ

実験を行う際、scan drive 電圧に約 $\pm 2\text{mV}$ 程度のノイズが乗っており、除去することができなかった。scan drive 電圧の 2mV は、sweep 幅 6MHz に相当し、これによるばらつきが存在すると考えられる。

- 色素レーザーの波長の sweep

scan drive 電圧のノイズとは別に、色素レーザーの scan drive 電圧に対する応答性にもばらつきが存在すると考えられる。図 4.7 を見ればわかるように、Fabry-Perot 干渉計の出力にがたつきが見られる。これは、色素レーザーの波長が多少ばらついていてためと考えられ、色素レーザーの波長が、scan drive 電圧に正確に対応して

いるとは考え難い。この効果により、100MHz 程度の誤差が生じてしまっていると考えられ、このために、測定点にもばらつきが出てしまっていると考えられる。

- 浮遊電場による影響

今回の実験では、電圧をかけずに取得したデータにおける manifold が小さかったために、浮遊電場は小さいと判断して、 x 、 y 軸方向の電極には電圧をかけずに実験を行ったが、その小さい浮遊電場による影響もあると考えられる。また、浮遊電場は多少、時間変化すると考えられており、それによる測定のばらつきも存在すると考えられる。

- シュタルク電場の一様性

今回の実験では、 x 軸、 y 軸方向の電極には電場をかけず、接地していたが、これにより、電場の一様性が問題となる。しかしながら、電場計算ソフト SIMION-3D を用いて電場を計算してみると、実験で用いる中心付近では、電場はほぼ一様であるとみなすことができ、電場の一様性による測定点のばらつきはないと思われる。

測定点のばらつきは見られるものの、本実験の結果は、 ^{39}K の s - p 間のエネルギー差におけるシュタルクシフトが小さいという理論予測に沿ったものとなっていると考えることができる。

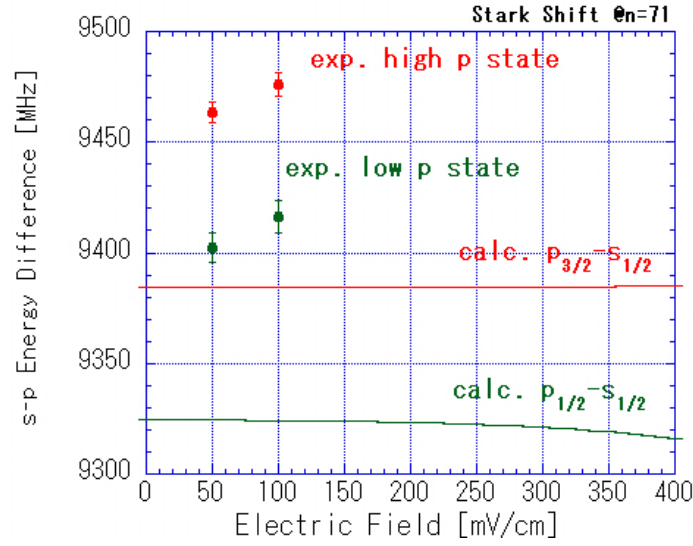


図 5.1: 本実験で得られた主量子数 n が 71 における s - p 間のシュタルクシフトとシュタルク構造計算の結果



図 5.2: 本実験で得られた主量子数 n が 76 における s - p 間のシュタルクシフトとシュタルク構造計算の結果

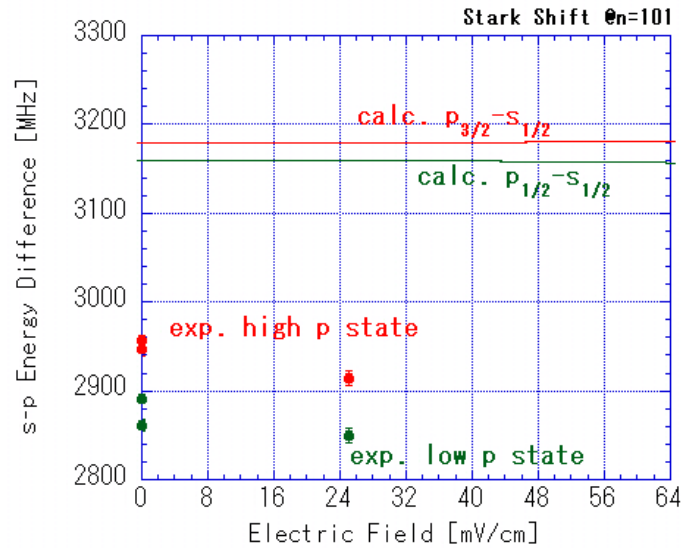


図 5.3: 本実験で得られた主量子数 n が 101 における s - p 間のシュタルクシフトとシュタルク構造計算の結果

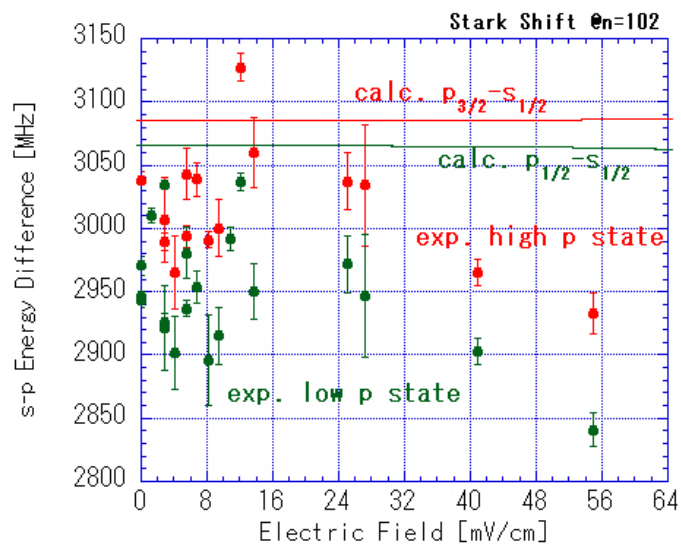


図 5.4: 本実験で得られた主量子数 n が 102 における s - p 間のシュタルクシフトとシュタルク構造計算の結果

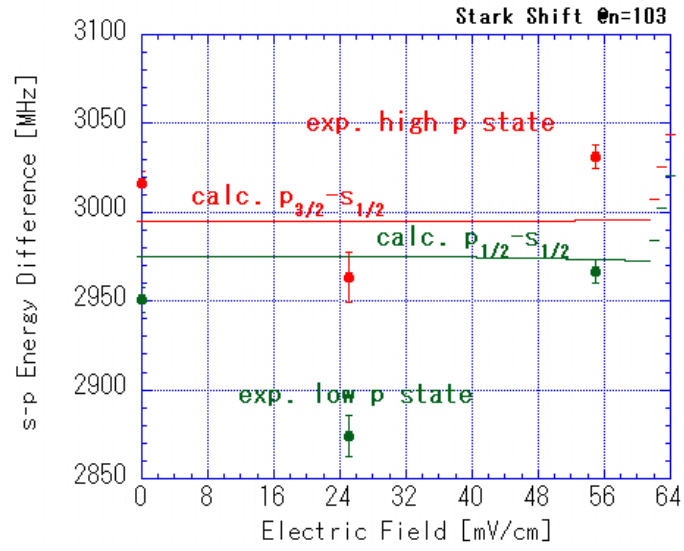


図 5.5: 本実験で得られた主量子数 n が 103 における s - p 間のシュタルクシフトとシュタルク構造計算の結果

5.2 ^{85}Rb との比較

図 5.6 に ^{39}K の主量子数 n が 71 の s 状態と p 状態のエネルギー差と ^{85}Rb の主量子数 n が 72 の p 状態と 73 の s 状態のエネルギー差のシュタルク構造計算の結果及び、主量子数 n が 71 における本実験の結果を示す。

測定点が少ないために、その違いを明確に示すことはできなかったが、 ^{85}Rb よりも外部電場に鈍感であるという理論予測を裏切る結果とはなっていない。

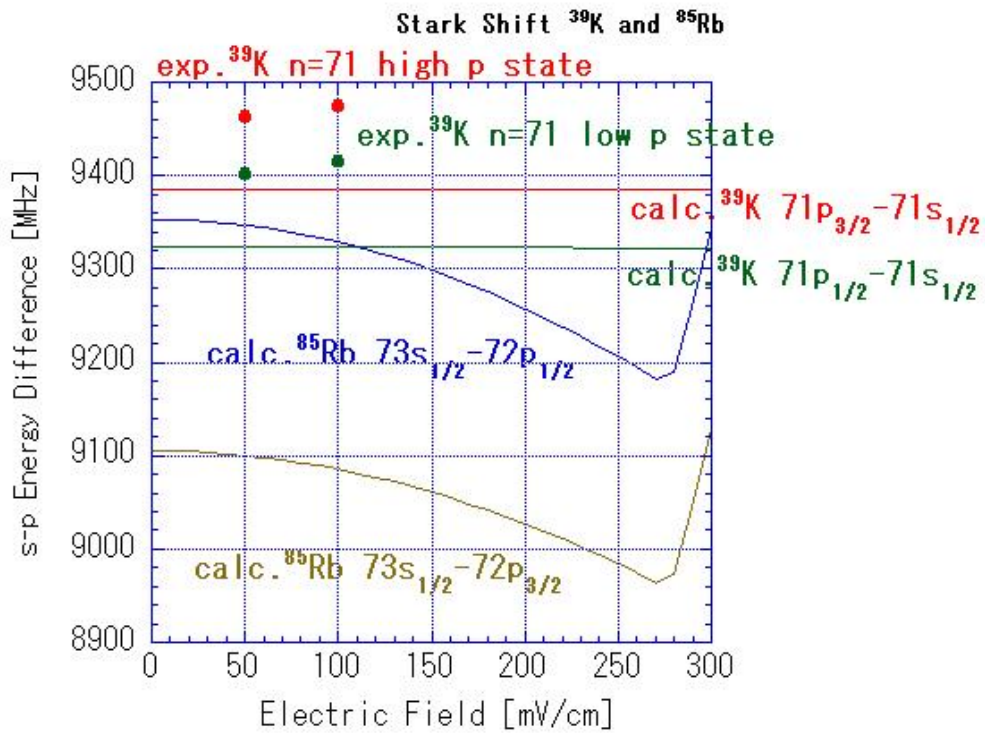


図 5.6: ^{39}K の主量子数 n が 71 の s 状態と p 状態のエネルギー差と ^{85}Rb の主量子数 n が 72 の p 状態と 73 の s 状態のエネルギー差のシュタルク構造計算の結果および、主量子数 n が 71 における本実験の測定結果

5.3 axion 探索実験 CARRACK への応用

axion 探索実験において、リドベルグ原子を用いる際には、その s 状態と p 状態間の遷移周波数と axion 転換光子の周波数を一致させる必要があり、その遷移周波数を精度よく知ることが必要となる。今回の実験では、その遷移周波数を精度よく決定するまでには至らなかった。そのため、今後 ^{39}K 原子を axion 探索実験へと応用するためには、さらに精度をあげた測定が必要となる。その方法については、第 6 章で述べる。

第6章 結論と今後の計画

宇宙 axion 探索実験 CARRACK において、浮遊電場による影響を軽減することは、axion 探索のための測定精度をあげるために大変重要なことであり、シュタルク構造計算により、 ^{39}K において、その s - p 間の遷移周波数は、外部電場による依存性が小さいという予測された。本実験では、 ^{39}K の高励起リドベルグ状態を生成するために初段励起のための半導体レーザー系及び、2 段目励起のための色素レーザー系を構築した。そして、その生成に世界で初めて成功し、 ^{39}K の s - p 間のエネルギー準位の差のシュタルクシフトを主量子数 n が 71、76、101、102、103 において測定した。その結果、 ^{39}K の s - p 間のエネルギー差のシュタルクシフトは外部電場に鈍感であるというシュタルク構造計算の予測に沿っているという結果を得た。ただし、CARRACK 実験では、その遷移周波数を探索しようとしている axion の質量に対応した axion 転換光子の周波数と一致させる必要があり、その精度よい値が必要となる。本実験では、そこまでの精度を得るまでには至らなかった。

次に、今後の計画について述べる。先ほど述べたように、宇宙 axion 探索実験を本格的に始めるにあたって、 ^{39}K リドベルグ原子の遷移周波数の精度よい値が必要となる。そのためには、以下の方法が挙げられる。今回は実験直前の故障により導入できなかった $^{130}\text{Te}_2$ 飽和吸収分光系の導入である。詳しくは付録 A で述べるが、これを導入することにより、波長の絶対較正が可能となり、その遷移周波数の精度よい測定及び、 s 状態、 p 状態それぞれの電気分極率の測定が期待される。また、今回はレーザーとの相互作用点における x 、 y 軸方向の電極に電圧をかけることなく実験を行ったが、 $^{130}\text{Te}_2$ 系と ^{39}K の d 状態の間隔、 p 状態の間隔を用いて、浮遊電場の大きさを見積もり、その浮遊電場を打ち消して、測定することで、その影響を軽減し、さらに精度をあげた測定が期待される。さらに、本実験では、測定点が少なく、そのばらつきが多少大きくなってしまっているため、遷移周波数の決定精度をあげることが困難となってしまうが、測定の回数を増やすことで、統計を増やし、その精度をあげるという方法も考えられる。

付 録 A $^{130}\text{Te}_2$ 分子飽和吸収分光系

ここでは、2 段目励起のための色素レーザーの波長決定精度を高める目的で準備していた $^{130}\text{Te}_2$ 分子吸収分光系について述べる。第 3 章で述べたように、半導体レーザーと色素レーザーにより、K 原子のリドベルグ状態を生成する。その際、色素レーザーの周波数の精確な較正のためには、 $^{130}\text{Te}_2$ 分子の吸収線 [29] を用いる必要が生じる。ただし、第 2 章で述べたように、実験直前の故障により、導入することができなかったため、その実験の方法のみ、述べるにとどまる。図 A.1 は、故障する前に取得したドップラー広がりを含む $^{130}\text{Te}_2$ 分子の吸収線のスペクトルである。色素レーザーの波長を scan drive 電圧で 18GHz sweep している。図に示したように、ATLAS No.1726 のピークを含んでいる。ATLAS No.1726 は波数が $21970.5735\text{ cm}^{-1}$ であり、実験で用いる色素レーザーの波長では、455.154 nm に相当する。

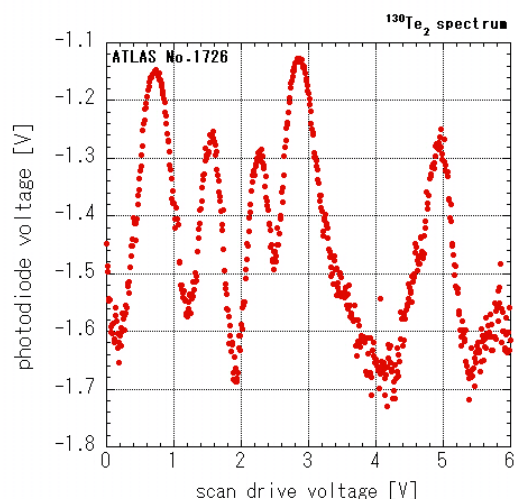


図 A.1: ドップラー広がりを含んだ $^{130}\text{Te}_2$ 分子の吸収線スペクトル

図 A.2 に $^{130}\text{Te}_2$ 分子飽和吸収分光系の全体図、図 A.3 にその写真を示す。反射率 4% のスライドガラスにより、プローブ光とポンプ光を分ける。プローブ光はガラスセル内でポ

ンプ光に完全に含まれた形にするために、途中でコリメータを通し、約 1mm 径にする。スライドガラスを透過したポンプ光は、chopper、 $\lambda/2$ 板、ビームスプリッターへと進む。 $\lambda/2$ 板はポンプ光が $^{130}\text{Te}_2$ 分子に最大のパワーで照射できるように偏光を回転させている。photodiode1(PD1) は透過したプローブ光、photodiode2(PD2) は入射するポンプ光をモニターしている。chopper は 250Hz の周波数でポンプ光を遮断し、PD2 による出力を参照信号として Lock-in Amp. に入力する。PD1 の出力を入力信号として、Lock-in Amp. に入れる。Lock-in Amp. の時定数を 30msec とすることで、7 回程度平均を取ることができる。また、saturation factor を上げるために、ガラスセルの直前に球面平凸レンズ ($f=150$) をポンプ光とプローブ光の両側に入れることで、レーザー光を収束させる工夫を行っている。ポンプ光とプローブ光を十分重ね、Lock-in Amp. の出力から Doppler free な Lamb dip を観測することができる。

ここで、以下のような考察ができる。ガラスセルは有限の長さを有しているため、次式で示すように吸収によるレーザーパワー空間依存性を考慮しなければならない。

$$dI = I\sigma_{12}\frac{\Delta N_0}{1+G}dz \quad (\text{A.1})$$

ここで、 I はレーザーパワー、 σ_{12} は準位 1-2 間の吸収断面積、 ΔN_0 は分子密度、 G は saturation factor で、 z はレーザーの進行方向である。式 (2.26) で示したように、saturation factor G は、レーザーの電場 E の 2 乗に比例している。レーザーパワー I も電場 E の 2 乗に比例していることから、saturation factor G はレーザーパワー I に比例する。

$$G = \frac{P_{12}E^2}{2\hbar} \frac{1}{\gamma\Gamma} \propto E^2 \propto I \quad (\text{A.2})$$

このことから、レーザーパワーの空間依存性は次式のようになる。

$$dI = I\sigma_{12}\frac{\Delta N_0}{1+\beta I}dz = \frac{\alpha I}{1+\beta I}dz \quad (\text{A.3})$$

ただし、

$$\alpha = \Delta N_0\sigma_{12} \quad (\text{A.4})$$

$$\beta = \left(\frac{P_{12}}{\hbar}\right)^2 \frac{2}{\epsilon_0 c S} \frac{1}{\gamma\Gamma} \quad (\text{A.5})$$

ここで、我々が用いる色素レーザーのパワーは最大でも 90mW であるので、 I^2 の項を落として、入射レーザーパワーに対する透過率 T の関係にすると、

$$T = \frac{I_{\text{out}}}{I_{\text{in}}} \sim \exp(-\alpha l) + \beta I_{\text{in}} \exp(-\alpha l)(1 - \exp(-\alpha l)) \quad (\text{A.6})$$

となる。 I_{in} は $z = 0$ でのレーザーパワー、 I_{out} は $z = l$ でのレーザーパワーである。ただし、 l はガラスセルの長さである。上式から、次のことがわかる。透過率の切片から

$$T(I_{\text{in}} \rightarrow 0) = \exp(-\alpha l) \quad (\text{A.7})$$

となり、 α の値を求めることができる。入射レーザーパワーが小さい領域では透過率は入射レーザーパワーに対して直線的に振る舞い、その傾き

$$\frac{dT}{dI_{\text{in}}} = \beta \exp(-\alpha l)(1 - \exp(-\alpha l)) \quad (\text{A.8})$$

から透過率の切片として得られた α を用いて、 β の値を求めることができる。今までの議論から、saturation factor G とレーザーパワー I には、

$$G = \beta I \quad (\text{A.9})$$

の関係があるので、レーザーパワー I から saturation factor G が求められる。saturation factor G が 1.4 程度の時、最もきれいな Lamb dip が観測される [21]。

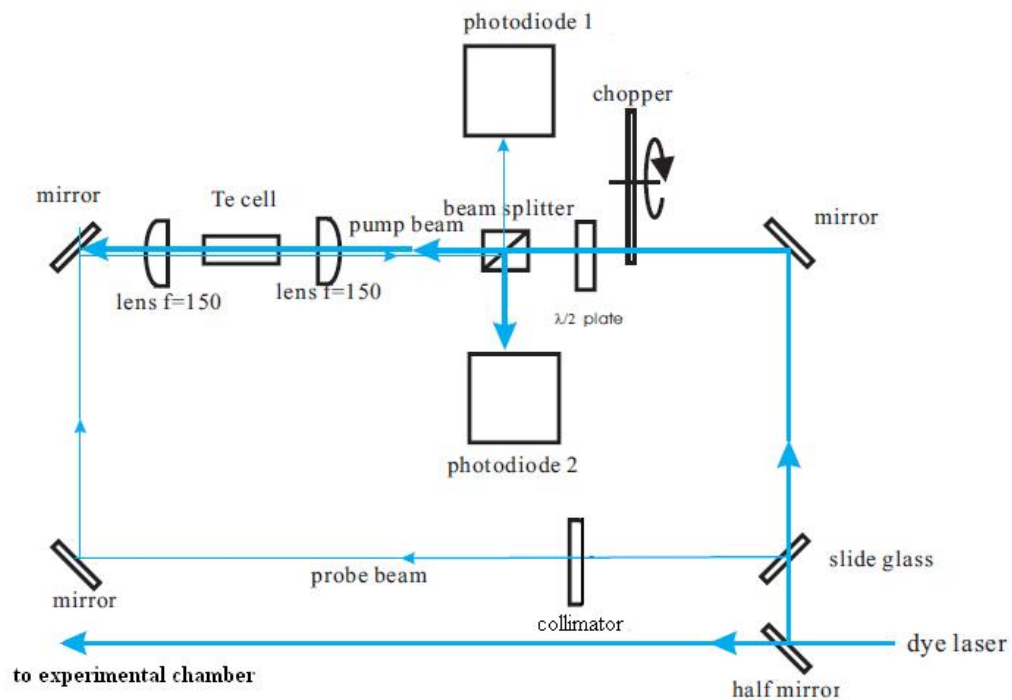


図 A.2: $^{130}\text{Te}_2$ 分子飽和吸収分光系全体図

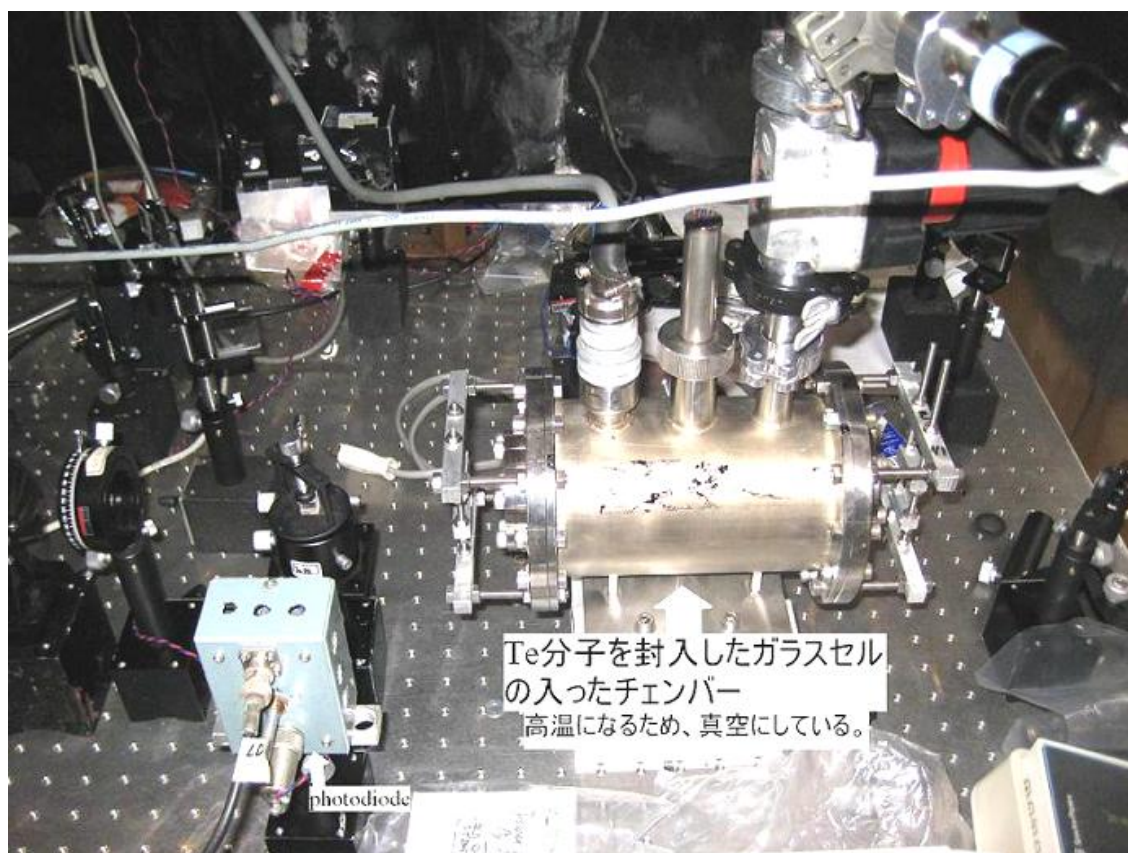


図 A.3: $^{130}\text{Te}_2$ 分子飽和吸収分光系の写真

謝辞

この論文を書き上げるにあたって、お世話になった方々にここで、お礼を申し上げたいと思います。

指導教官である今井憲一教授には、実験面においても、また理論面の議論においても大変お世話になりました。また、論文が直前まで仕上がらず、多大なご心配をおかけして、申し訳ありませんでした。大阪電気通信大学の舟橋春彦准教授には、実験の準備などを共に行っていただき、また大変有意義なアドバイスをいただき、ありがとうございました。低温物質科学研究センターの水崎隆雄教授、澤田安樹教授、松原明准教授、新井敏一助教、福田昭さんには、大変有意義な議論をさせていただき、貴重なアドバイスをしてくださりましたことを大変感謝いたします。また、ダークマター実験棟という実験施設を設けてくださいましたことを感謝いたします。また、工学研究科の山本克治教授にも、有意義な議論をさせていただいたことを感謝いたします。CARRACK グループの先輩である長谷山智仁さん、柴田政宏さん、山田悟さんにも感謝を申し上げます。長谷山さんは、K 原子の準位計算や、その他実験における様々なご協力をいただきましたことを大変感謝いたします。柴田さんは、ご多忙にも関わらず、2 度も実験棟に来ていただき、色素レーザーの取り扱いの手ほどきなどをしてくださったことを大変感謝いたします。山田さんも、ご多忙な中、実験棟に来ていただき、DAQ プログラムについての手ほどきなどをしてくださったことを大変感謝いたします。研究室の後輩である中西怜央奈くんには、連日、夜遅くまで実験を手伝ってもらったり、K 原子の準位計算をしてもらったり、解析を手伝ってもらったりしたことを感謝します。理学部 1 回生の塩田隼士さんと坪川桂子さんには、実験棟の実験環境の整備や回路の作製などをさせていただき、大変感謝申し上げます。また、原子核・ハドロン研究室の構成員のみなさんにも、大変お世話になりました。特に、隣の席の後輩である森津学くんには、考察における大変重要なアドバイスを受けました。非常に感謝しています。最後に、立命館大学の松木征史教授に感謝を申し上げます。何も理解できていない未熟な私を見捨てずに根気強く指導してくださり、実験における基本的なことや、理論面の基礎から教えていただいたことを大変深く感謝申し上げます。ありがとうございました。

参考文献

- [1] T. Haseyama *et al.*, *J. Low Temp. Phys.* **150**(2008)549.
- [2] M. Shibata *et al.*, *J. Low Temp. Phys.* **150**(2008). (to be published)
- [3] R. J. Crewther *et al.*, *Phys. Lett.* **88B**(1979)123.
- [4] Particle Data Book, *Nucl. Part. Phys.* **33**(2006)1.
- [5] R. D. Peccei and H. R. Quinn, *Phys. Rev. Lett.* **38**(1977)1440.
- [6] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **40**(1978)223. ; F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **40**(1978)279.
- [7] M. Dine *et al.*, *Phys. Lett.* **104B**(1981)199. ; A. Zhitnitsky, *Yad. Fiz.* **31**(1980)497.
- [8] J. E. Kim, *Phys. Rev. Lett.* **43**(1979)103. ; A. Shifman *et al.*, *Nucl. Phys.* **B166**(1980)493.
- [9] G. G. Raffelt and D. S. P. Dearborn, *Phys. Rev.* **D36**(1987)2211.
- [10] M. S. Turner, *Phys. Rev. Lett.* **60**(1988)1797.
- [11] J. Preskill *et al.*, *Phys. Lett.* **120B**(1983)127.
- [12] P. Sikivie, astro-ph/0610440,(2006)
- [13] D. N. Spergel *et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **170**(2007)377.
- [14] M. S. Turner, *Phys. Rev.* **D33**(1986)889.
- [15] I. Ogawa *et al.*, *Phys. Rev.* **D53**(1996)1740.
- [16] T. Gallagher, *Rydberg Atoms* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1994).

- [17] R. F. Stebbings, F. B. Dunning (Eds.), *Rydberg States of Atoms and Molecules* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1983).
- [18] M. L. Zimmerman *et al.*, *Phys. Rev.* **A20**(1979)2251.
- [19] Y. Kishimoto, *Memoirs of the Faculty of Science, Kyoto University, Series of Physics, Astrophysics*, **38**(2002)163.
- [20] V. A. Davydkin and B. A. Zon, *Opt. Spectrosc.(USSR)* **51**(1981)13.
- [21] W. Demtröder, *Laser Spectroscopy* (Springer, Berlin, 2002).
- [22] A. S. Arnold *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **69**(1998)1236.
- [23] V. S. Letokhov and V. P. Chebotayev, *Nonlinear Laser Spectroscopy* (Springer-Verlag, Berlin, 1977).
- [24] K. J. Bowles, *NASA TND-4535* (1968).
- [25] N. F. Ramsey, *Molecular Beams* (Oxford Univ. Press, Oxford, 1990).
- [26] K. L. Corwin *et al.*, *Applied Optics* **37**(1998)3295.
- [27] Operator's Manual of COHERENT Co. Ltd. 899-21 Dye Ring Laser, *Section II*.
- [28] Operator's Manual of COHERENT Co. Ltd. 899-29 Dye Ring Laser, *AUTOSCAN PC Version*.
- [29] J. Cariou and P. Luc, *Atlas du spectre d'Absorption de la Molecule de Tellure* (CNRS, Paris, 1980).