パルス励起による Coherent Population Trapping 原子発振器の特性改善に関する研究

矢野 雄一郎

2015 年 2 月
首都大学東京

目次

第 1 章　序論 1
1.1　要旨 2
1.2　研究背景 4
1.2.1　CPT 原子発振器の位置づけと動向 4
1.2.2　特性改善方法とその課題 8
1.2.3　まとめ 11
1.3　本研究の目的 13
1.4　本論文の構成および概要 14

第 2 章　CPT 原子発振器 15
2.1　まえがき 16
2.2　原子発振器の装置構成 16
2.2.1　量子部 16
2.2.2　CPT 共鳴 17
2.2.3　アルカリ原子の構造と時計遷移 18
2.3　消費電力 22
2.4　周波数安定度 23
2.5　短期安定度 25
2.5.1　S/N 比 25
2.5.2　Q 値 26
2.5.3　短期安定度の性能指数 27
2.6　長期安定度 30
2.6.1　ゼーマンシフト 30
2.6.2　バッファガスシフト 30
2.6.3　ライトシフト 31
2.6.4　長期安定度のまとめ 33

第 3 章　パルス励起による共鳴特性の改善 35
3.1　まえがき 36
3.2　解析方法 37
3.2.1　密度行列解析 37
3.2.2　連続励起のライトシフト 41
3.2.3　パルス励起のライトシフト 44
3.3　実験方法 47
3.4　結果 49
3.4.1　CPT 共鳴のスペクトル 49
3.4.2　光強度に対する共鳴線幅とコントラスト特性 52
3.4.3　光強度に対するライトシフト特性 56
3.4.4　観測タイミングに対するライトシフト特性 58
3.4.5　1 次サイドバンドの減衰を考慮したライトシフト特性 60
3.5　むすび 62

第 4 章　透過型液晶を用いたパルス励起 63
4.1　まえがき 64
4.2　実験方法 65
4.3　実験結果 67
4.3.1　透過型液晶を用いた CPT ラムゼイ共鳴スペクトル 67
4.3.2　観測タイミングに対するコントラスト特性 69
4.3.3　光強度に対するライトシフト特性 70
4.4　むすび 73

第 5 章　高次高調波を用いたパルス励起 75
5.1　まえがき 76
5.2　実験原理 77
5.3　測定方法 79
5.4　実験結果 81
5.4.1　Cs-D_1 線吸収プロファイル 81
5.4.2　高次高調波による CPT 共鳴スペクトル 81
5.4.3　RF 電力対コントラスト特性 84
5.4.4　ライトシフト 84
5.5　むすび 88

第 6 章　直交偏光子法 89

6.1 まえがき 90
6.2 解析方法 90
6.2.1 CPT 共鳴の磁気光学効果 90
6.2.2 直交偏光子法 94
6.2.3 直交偏光子法による CPT 共鳴の諸特性 96
6.3 実験方法 100
6.4 結果 102
6.4.1 共鳴スペクトル 102
6.4.2 相対角度 θ に対するコントラスト特性 102
6.4.3 磁束密度に対する共鳴特性 106
6.5 むすび 109

第 7 章 総括 111
7.1 まとめ 112

付録 A CPT 共鳴とパワーブロードニング 123

付録 B パルス励起におけるライトシフトの数値計算方法 129

付録 C ジョーンズベクトルによる直交偏光子法の透過光計算 133

付録 D 定数表 137

付録 E 研究業績一覧 141
E.1 学術論文（審査あり） 141
E.2 国際会議論文（審査あり） 142
E.3 国内口頭発表（審査あり） 143
E.4 国内口頭発表（審査なし） 144
E.5 特許 145
E.6 受賞 146

図目次

1.1 モバイルデータトラフィックの推移予想 (文献 [1] より引用) 7
1.2 各種発振器の消費電力対周波数安定度分布 7

2.1 CPT 原子発振器の構成 19
2.2 Cs-D_1 線の CPT 共鳴の励起 19
2.3 Cs-D_1 線の準位構造 (文献 [2] より引用) 20
2.4 ^{133}Cs の基底準位 $S_{1/2}$ のゼーマンシフト 21
2.5 周波数発振器の周波数変動例 24
2.6 アラン標準偏差 $\sigma_y(\tau)$ の平均化時間 τ 特性 24
2.7 CPT 共鳴のコントラスト (文献 [3] より引用) 28
2.8 DC レベルに対するノイズ特性 (文献 [3] より引用) 28
2.9 光強度に対する共鳴線幅特性例 29
2.10 光強度に対する性能指数特性例 29

3.1 Λ 型 3 準位系モデル 40
3.2 サイドバンド分布 43
3.3 連続励起のライトシフト 43
3.4 パルス励起の手順 45
3.5 CPT ラムゼイ共鳴のスペクトル 46
3.6 CPT ラムゼイ共鳴のスペクトルの拡大図 46
3.7 測定装置構成 48
3.8 lin||lin 偏光励起による CPT 共鳴の準位構造 48
3.9 連続励起とパルス励起の CPT 共鳴のスペクトル 50
3.10 異なる自由発展時間における CPT 共鳴のスペクトル 51
3.11 光強度に対する共鳴線幅特性 54
3.12 光強度に対するコントラスト特性 54
3.13 光強度に対する Q 値特性 55

3.14 光強度に対する性能指数特性 55
3.15 光強度に対するライトシフト特性 57
3.16 観測タイミングに対するライトシフト特性 59
3.17 1 次サイドバンドの減衰を考慮した光強度に対するライトシフト特性 . . 61
3.18 1 次サイドバンドの減衰を考慮した観測タイミングに対するライトシフト特性 61

4.1 測定装置 66
4.2 透過型液晶の応答特性 66
4.3 AOM と LCM を用いた CPT 共鳴のスペクトルの比較 68
4.4 異なる観測タイミングにおける CPT 共鳴スペクトル 71
4.5 観測タイミングに対するコントラスト特性 71
4.6 AOM と LCM を用いたライトシフトの比較 72

5.1 高次高調波のスペクトル 78
5.2 lin||lin 偏光による CPT 共鳴の励起構造 80
5.3 測定装置構成 80
5.4 Cs-D_1 線の吸収スペクトル 82
5.5 高次高調波による CPT 共鳴スペクトル 83
5.6 RF 電力に対するコントラスト特性 85
5.7 高次高調波によるライトシフト 86

6.1 CPT 共鳴の励起構造とモデル 92
6.2 CPT 共鳴における吸収率 α と屈折率 n スペクトル 93
6.3 直交偏光子法の光学系 95
6.4 直交偏光子法による CPT 共鳴のスペクトル 98
6.5 磁束密度に対する共鳴振幅特性 98
6.6 磁束密度に対する共鳴線幅特性 99
6.7 直交偏光子法の測定装置構成 101
6.8 Cs-D_1 線の吸収スペクトル 101
6.9 直交偏光子法による CPT 共鳴のスペクトル 104
6.10 相対角度 θ に対する DC レベル特性 104
6.11 相対角度 θ に対する共鳴振幅特性 105
6.12 相対角度 θ に対するコントラスト特性 105
6.13 磁束密度に対する共鳴振幅と DC レベル特性 107
6.14 磁束密度に対するコントラスト特性 107

6.15 磁束密度に対する共鳴線幅特性 108
6.16 磁束密度に対する性能指数特性 108

A.1 CPT 共鳴スペクトル 125
A.2 パルス励起の手順 128
A.3 CPT ラムゼイ共鳴スペクトル 128

B.1 パルス励起の手順 131

D.1 Cs-D_1 線の準位構造 (文献 [2] より引用) 139
D.2 Rb-D_1 線の準位構造 (文献 [2] より引用) 140

表目次

1.1 短期安定度を高める各種方法の特徴と機関 12
1.2 短期安定度を高める各種方法の長所と短所 12
1.3 ライトシフトを低減する各種方法 12

2.1 CPT 原子発振器の各構成要素の消費電力 (文献 [4] より引用) 22
2.2 ノイズの種類 24
2.3 バッファガスによる圧力特性，温度特性 (文献 [5] より引用) 31

4.1 各 CPT 共鳴のコントラストと半値全幅 67
4.2 AOM と LCM を用いたライトシフトの傾き 72

5.1 高次高調波による CPT 共鳴の各測定値 82
5.2 高次高調波を利用したライトシフトの傾き 87

6.1 吸収係数と屈折率 92
6.2 a_n の値 99

D.1 基礎物理定数 137
D.2 ^{133}Cs D_1 線の光学特性 137
D.3 ^{133}Cs D_1 線の磁気光学特性 137
D.4 ^{133}Cs-D_1 線 σ^+ 励起の電気双極子モーメントの行列要素 $(F = 4, m_F \rightarrow F', m'_F = m_F + 1)$ 138
D.5 ^{133}Cs-D_1 線 σ^- 励起の電気双極子モーメントの行列要素 $(F = 4, m_F \rightarrow F', m'_F = m_F - 1)$ 138
D.6 ^{133}Cs-D_1 線 σ^+ 励起の電気双極子モーメントの行列要素 $(F = 3, m_F \rightarrow F', m'_F = m_F + 1)$ 138
D.7 ^{133}Cs-D_1 線 σ^- 励起の電気双極子モーメントの行列要素 $(F = 3, m_F \rightarrow F', m'_F = m_F - 1)$ 138

第 1 章

序論

1.1 要旨

Coherent Population Trapping(以下 CPT) 共鳴を利用した原子発振器は，小型かつ省電力でありながら原子の遷移周波数を基準とするため高い周波数安定度を有することが特徴である．近年では，小型情報端末，センサーネットワーク，測位衛星，車載向けなど体積と消費電力が制限される機器への搭載に向けて CPT 原子発振器の小型化，省電力化，高安定化の研究，開発が進められている．一般に，原子発振器には高い周波数安定度が要求され，安定度を高める方法として Double-Λ法 [6] や Push-Pull 光ポンピング法 [7] など，種々提案されている [8]．しかし，これまでの提案法は複雑な光学系と高い消費電力を要するため，小型原子発振器への適用は困難であった．そこで本研究は小型原子発振器に適用できる小型で低電力動作可能な改善法として，パルス励起に着目した．

一般的に周波数安定度はアラン標準偏差で表される [9; 10; 11]．原子発振器の場合には，安定度は平均化時間により短期と長期の 2 つに分類される [12]．短期安定度は共鳴の S/N 比と Q 値の積で理論的性能が決まる [13]．S/N 比改善のためには高い光強度で励起する必要があるが，高い光強度はパワーブロードニングによる Q 値低下を招くため，S/N 比と Q 値を同時に改善するのは難しい [14]．長期安定度は，共鳴の測定条件が時間的に変化し，周波数が変動することで劣化する．周波数変動の支配的な要因はライトシフトであり，光学素子類の経年劣化により光強度変化が生じた際に周波数が変動する [15; 16; 17] したがって，周波数安定度を改善するためには，S/N 比と Q 値の向上とライトシフトの低減が求められる．

近年，パルス励起による特性改善が注目されている [6; 18; 19; 20; 21]．パルス励起は，ラムゼイ干渉を利用する方法で，パワーブロードニング抑制とライトシフト低減が可能となり，短期，長期ともに高い安定度が得られる [18]．しかし，パルス励起で使用される音響光学変調器は体積と消費電力が大きく，小型原子発振器への適用は困難である．また，ライトシフトは長期安定度劣化の主要因であるが，その低減効果は実験による報告のみで，理論的解明は行われていなかった．それゆえ，最適な実験条件は明らかでなく，更なる長期安定度改善のため，ライトシフトの理論的な解明が望まれていた．

そこで本研究は，小型原子発振器に適用できる小型で低電力動作可能な改善法として，パルス励起に関する研究を行った．パルス励起が小型かつ省電力動作可能なこと，提案する解析法によりライトシフトの振る舞いを定量的に解析可能なことを示した．本論文では，まず，パルス励起による CPT 共鳴の解析および実験からパワーブロードニング抑制効果とライトシフト低減効果を明らかにし，パルス励起の有効性を確認する．次に，小型で低消費電力な改善方法として透過型液晶を用いたパルス励起を提案し，共鳴特性が改善されることを示す．加えて，発振器の更なる省電力化を目指し，高次高調波による励起を検討し，RF 回路の大幅な省電力化を図る．最後に，S/N 比改善法として直交偏光子法を提案する．

1.2 研究背景

1.2.1 CPT 原子発振器の位置づけと動向

周波数はあらゆる物理量の中で最も高精度，高確度に発生・計測可能な物理量で，周波数を利用する技術は現代社会を支える基盤の一つである [22]．その技術は，通信や GPS ナビゲーション，計測機器，電力伝送管理網やスマートグリッド，金融商取引など，幅広い分野で利用されている．周波数の発生において，最も重要な役割を果たしているのは周波数発振器である．周波数発振器は，安定な周波数を供給するデバイスで，基準周波数を必要とする電子機器に搭載されている．発振器の周波数の精度，確度の向上はシステムの効率や精度，安定性，信頼性の向上など技術的な恩恵をもたらすため，周波数安定度の向上は発振器の開発において重要な設計指針である．

一方で，近年の集積回路技術や MEMS(Micro Electro Mechanical Systems) 技術の進歩により，電子機器の小型化，省電力化，高機能化，多機能化が進んでおり，小型端末においても高速大容量通信や GPS ナビゲーションなど周波数を利用とする技術が普及している [1; 23]．通信機器製造の世界最大手 Cisco の「全世界のモバイル データ トラフィックの予測 2013-2018[1]」によれば，世界のモバイルデータの通信量は加速度的に増大し，2013 年から 2018 年の期間で通信量は約 11 倍になると予想されている (図 1.1)．また，総務省の「平成 25 年版 情報通信白書 [23]」によれば，家庭外でスマートフォンを主たるインターネット利用端末として利用する層の GPS の利用率は 39.6 %と高く，位置情報を用いたサービス提供の普及が拡大すると予想される．これら通信や GPS ナビゲーションの分野においても，高安定な発振器の利用により通信品質や測位性能の向上が期待できることから [24]，今後，小型電子機器など体積と消費電力が制限される機器においても，高い周波数安定度を有する発振器の搭載が求められていくと予想される．

しかし，一般に周波数安定度が高いほど大きな消費電力を要するため (図 1.2)，高安定な発振器を小型端末など体積と消費電力が制限される機器へ搭載するのは困難であった．これに対し，従来の消費電力対安定度の線上に乗らない，低電力動作可能な原子発振器として，CPT 共鳴を利用した原子発振器が注目されている．CPT 原子発振器は，小型で低

消費電力でありながら原子の遷移周波数を周波数基準とするため，一般に普及している水晶発振器よりも数桁高い安定度が得られることが大きな特徴である．近年では，通信やGPS ナビゲーション，計測機器，電力伝送管理網や，スマートグリッド，センサーネットワーク，測位衛星，車載向けなど体積と消費電力が制限される機器への搭載へ向けて研究が進められている．

CPT 共鳴を利用した原子発振器の研究，開発の方向性は，その用途から，小型端末向け，測位衛星搭載向け，次世代周波数標準向けの大きく 3 つに分けられ，用途別に要求される周波数安定度，体積，消費電力などの諸特性は異なる．小型端末向けの CPT 原子発振器は，超小型原子発振器 (Chip Scale Atomic Clock) と呼ばれ，2001 年から DARPA(Defense Advanced Research Project Agency: アメリカ国防高等研究計画局) により Chip-Scale Atomic Clock Program としてプロジェクトが研究を強く推し進められた [25]．このプロジェクトには，アメリカ国立標準技術研究所 (National Institute of Standards and Technology, NIST) を始め，大学，民間会社など 12 機関が参加し，CSAC の実証に向けた研究が進められた．このプロジェクトでは以下の性能を目標値とした．

体積	$<$	1 cm^3
消費電力	$<$	30 mW
周波数安定度	$<$	1 $\times 10^{-11}$

この発振器の応用例として，軍事向けセキュア通信や，妨害電波に強い GPS が挙げられている．プロジェクト開始から 10 年後，2011 年 1 月には Symmetricom 社 (2014 年現在は Microsemi 社) から民生用として初めて CPT 原子発振器 SA. 45s が販売された．SA. 45s の周波数安定度は 1 時間の平均化時間で 5×10^{-12}，体積は 17 cm^3，消費電力は 120 mW である．この周波数安定度は従来の小型ルビジウム原子発振器の安定度には及ばないが，小型ルビジウム原子発振器に比べ体積比で 1/20 以下，消費電力比 1/120 以下が達成されている．しかし，未だ上述の性能に達していないため，更なる小型化と省電力化が求められる．

測位衛星向けの CPT 原子発振器は，EU が進めている測位システム “ガリレオ” への搭載を目的とし，仏 SYRTE(Systèmes de Référence Temps-Espace) 研究所が精力的に

研究を進めている [26; 27; 28; 29]．ガリレオは，2000 年から始まった欧州独自の衛星測位システムで，測位衛星計 30 機を配備する計画である．測位衛星用には，超小型原子発振器よりも数桁高い周波数安定度が要求される．現在，原子蒸気セルを用いた CPT 原子発振器の周波数安定度は 1 秒の平均化時間で 3.2 $\times 10^{-13}$，200 秒で 3 $\times 10^{-14}$ が達成されている [26]．

次世代周波数標準向けの CPT 原子発振器を目指すプロジェクトとして，IMPACT(Integrated Micro Primary Atomic Clock Technology) が始まっている．このプロジェクトでは，冷却原子を用いることでセシウム・ビーム型周波数標準と同程度の安定度を目標としている (図 1.2) [30]．冷却原子を用いた CPT 原子発振器の研究は，NIST，中国科学院，マサチューセッツ工科大学が研究を進めている [31; 32; 19; 33]．このプロジェクトの目標性能を以下に示す．

サイズ	$<$	20 cm^3
消費電力	$<$	250 mW
周波数安定度	$<$	1.2 $\times 10^{-14}$

冷却ルビジウム原子による CPT 原子発振器の性能は 1 秒の平均化時間で 4 $\times 10^{-11}$，5 時間で 3 $\times 10^{-13}$ が達成されいる [34]．上述の安定度を目指し，高安定化の研究が進められている [33]．

このように，様々な応用へ向け小型かつ高安定な発振器の実現化が望まれており，小型・低電力・高安定な発振源として CPT 原子発振器の研究が世界中で進められている．しかしながら，現状の CPT 原子発振器の性能は目標を達成しておらず，更なる小型化，省電力化，高安定化が課題となっている．

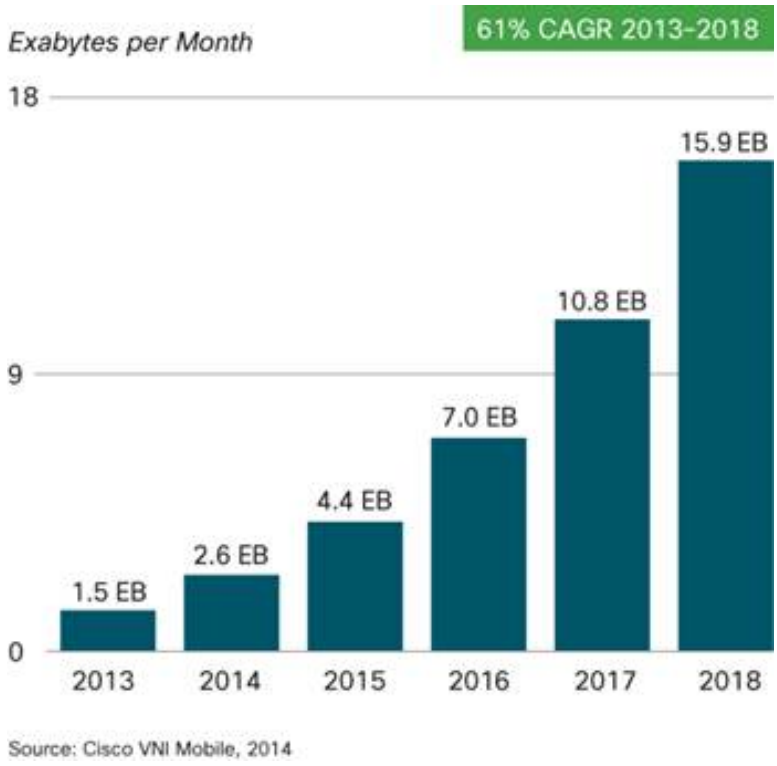


図 1.1 モバイルデータトラフィックの推移予想 (文献 [1] より引用)

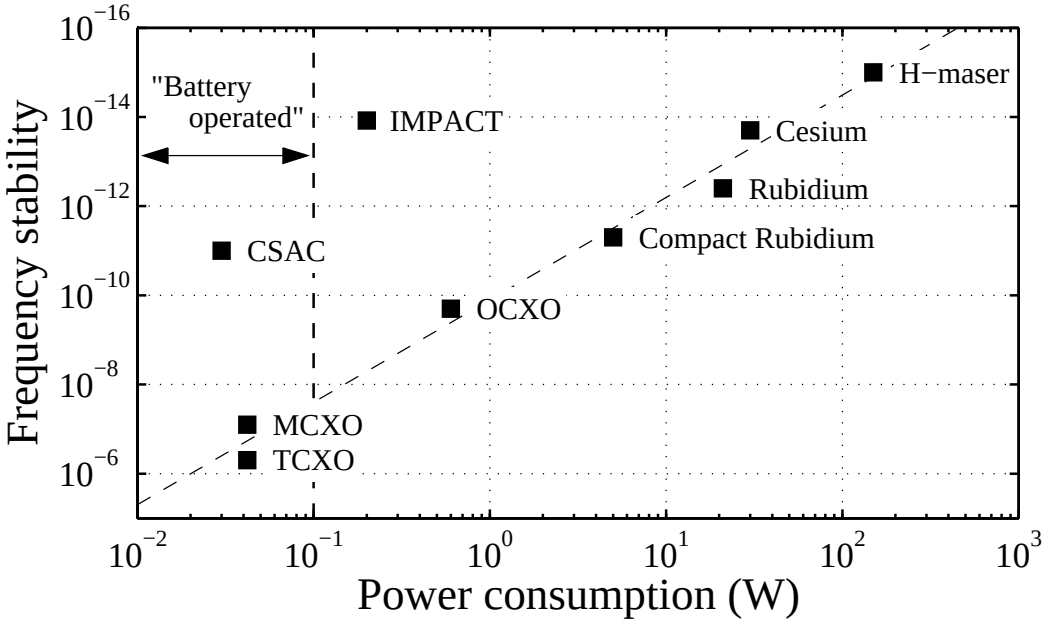


図 1.2 各種発振器の消費電力対周波数安定度分布

1.2.2　特性改善方法とその課題

発振器の周波数安定度は一般にアラン標準偏差で表される [9; 10; 11]．原子発振器の周波数安定度は平均化時間により短期と長期の 2 つに分類される [12]．短期安定度は共鳴の S/N 比と Q 値の積で理論的特性が決まる [13]．CPT 共鳴の S/N 比は “コントラスト” と呼ばれる指標が一般的に使用される．コントラストは百分率で表され，共鳴振幅/背景光で定義される [3]．コントラストを S/N 比の指標として使用する理由は，CPT 共鳴の支配的なノイズがレーザの AM ノイズとレーザの波長変動により生じる FM-AM 変換ノイズであり，それらノイズは背景光に比例するためである [3]．従来の励起法におけるコントラストは数 %(∼ 5%) である．コントラストを改善するためには，高い光強度で励起し共鳴状態への遷移レートを高める必要があるが，高い光強度はパワーブロードニングによる Q 値低下を招く [14]．また，ある一定以上に光強度を大きくすると，光ポンピングにより時計遷移 (基準周波数となる遷移) の占有率が低下し，S/N 比が低下する [35]．したがって，コントラストと Q 値を同時に改善するのは難しい．長期安定度は，共鳴の測定条件が時間的に変化し，周波数が変動することで劣化する [12]．周波数変動の支配的な要因はライトシフトであり，光学素子類の経年劣化により光強度変化が生じた際に周波数が変動する [16; 17]．したがって，周波数安定度を改善するためには，コントラストと Q 値の積の向上とライトシフトの低減が求められる．

以下，これまで提案されてきた短期と長期安定度の改善方法について詳述し，本研究で着目するパルス励起について述べる．

短期安定度

種々の短期安定度の改善方法がこれまで提案されている [8]．各種改善法の特徴を表 1.1 と表 1.2 に示す．コントラスト改善法は，共鳴振幅を高める方法と背景光を低減する方法の 2 つに分けられる．共鳴振幅を改善する方法は，時計遷移のポピュレーションを高める方法と光ポンピングを抑制する方法に分けられる．特異な共鳴振幅改善法としては，End-resonance 法が挙られる．コントラストを改善する方法は種々報告されている一方で，Q 値改善法はパルス励起が唯一の改善方法である．

時計遷移のポピュレーションを高める方法として，Push-Pull 光ポンピング法，Double-Λ 法，円偏光 σ^+ 反射法が挙げられる．これらは，特殊な偏光面で原子を励起することで時計遷移のポピュレーションを高める方法である．Push-Pull 光ポンピング法は偏波面を時間的に高速に切り替えて励起する方法で，Double-Λ 法は偏波面が直交する 2 つの直線偏光で励起する方法である．円偏光 σ^+ 反射法は，反射ミラーを配置し入射と反射で異なる偏光で励起させる方法である．それぞれの方法で得られるコントラストは数十パーセントであり，従来のコントラストに比べて 10 倍以上大きくなる．これら方法は，時計遷移の占有率を高め共鳴振幅を改善に寄与する一方で，特殊な偏光面を生成するための光学構成が複雑かつ消費電力が高いことから，小型原子発振器への適用は困難である．

光ポンピングを抑制する方法としては，直線偏光励起，N-resonance 法が挙げられる．直線偏光励起は直線偏光を励起に使用する方法で，N-resonance 法は 2 つの励起準位を同時に利用する方法である．これら方法は，簡易な光学構成でコントラストを向上させることができる．コントラストの改善効果は，上述の時計遷移のポピュレーションを高める方法よりも低く，数パーセントから高くて十数パーセントである [36]．また，高い S/N 比を得るために高い光強度を要することから，パワーブロードニングにより Q 値が低下する．それゆえ，短期安定度の大幅な改善は見込めない．

End-resonance 法は，End-resonance と呼ばれる磁場感度が最も高いが最も占有率が良い磁気副準位を利用する方法である．高いコントラストが得られるが，外部磁場の影響を抑える必要があるため，堅牢な磁気シールドを必要とする．

ノイズを低減する方法としては，Polarization selective 法や 4 波混合が挙られる．Polarization selective 法は，楕円偏光で励起し片方の円偏光のみを観測する方法である．簡易な光学構成で背景光を低減され，コントラストで 22.6% が得られる．しかし，光強度が大きくなるほど片方の偏光強度が強くなるため，光ポンピングによりコントラストは下がると考えられる．4 波混合は，ルビジウムの同位体 85 と 87 の吸収波長差を巧みに使用する方法である．90% と非常に高いコントラストが得られるものの，2 つのレーザ光源と 2 つのアルカリ原子のガスセルが必要である．

長期安定度

これまでに提案されているライトシフト低減法を表 1.3 に示す．ライトシフト低減法の中で，最も簡易な構成で達成できるのは，最適なレーザ変調指数を用いる方法である．この方法は，レーザ変調指数により CPT 共鳴に寄与しない波長成分を調節することで，ライトシフトを抑える方法である．しかしながら，CPT 共鳴に寄与する波長成分の生成効率が低下するため，CPT 共鳴のコントラストが低下する．Active light shift stabilization 法は，最適なレーザ変調指数を用いる方法に基づいており，能動的に最適なレーザ変調指数を制御する方法である．

以上のように，これら改善法は，CPT 原子発振器の安定度を高める方法として有効である．しかし，時計遷移のポピュレーションを高める方法，End-resonance 法，4 波混合は，複雑な光学装置と大きな消費電力を必要とすることから，これら改善法の小型原子発振器への適用は困難である．また，光ポンピングを抑制する方法，Polarization selective 法は，簡易な光学装置で構成されるものの，パワーブロードニングにより Q 値が低下するため，大幅な改善効果は見込めない．

一方で，近年，パルス励起による特性改善が注目されている [6; 18; 19; 20; 21]．パルス励起は，ラムゼイ干渉を利用する方法で，パワーブロードニング抑制による Q 値の向上だけでなく，ライトシフトの低減も可能となる [18]．パルス励起によりパワーブロードニングが抑制されるため，Double-Λ 法や Push-Pull 光ポンピング，直線偏光励起などのコントラスト改善法と組み合わせることで，高い短期安定度が得られる [6; 28; 34; 37]．また，パルス励起は単純な光学装置で構成されることも大きな特徴である．しかし，パルス励起で使用される音響光学変調器は体積と消費電力が大きく，CPT 原子発振器への適用のためには更なる体積と消費電力の削減が求められる．また，ライトシフトは長期安定度劣化の主要因であるが，その低減効果は実験による報告のみで，理論的解明は行われていなかった．それゆえ，最適な実験条件は明らかでなく，更なる長期安定度改善のため，ライトシフトの理論的な解明が望まれていた．

1.2.3 **まとめ**

以上のように，CPT 原子発振器の特性改善方法は種々提案されているが，これまでの提案法は，体積と消費電力を大きくするため，小型原子発振器への適用は困難であった．しかし，今後より一層小型化，省電力化，高安定化へ向かう CPT 原子発振器を開発するためには，小型で低消費電力動作可能な特性改善方法が求められることは明らかである．特に，パルス励起は短期と長期ともに優れた安定度が得られることから，小型かつ省電力動作可能なパルス励起方法，ライトシフトの理論的解析法の開発が望まれていた．

表 1.1 短期安定度を高める各種方法の特徴と機関

方式	特徴	機関	Ref.
Push-Pull 光ポンピング	時計遷移の占有率の向上	プリンストン大学	[7]
Double-Λ	〃	LNE SYRTE(仏)	[6]
円偏光 σ^+ 反射	〃	NIST	[38]
直線偏光励起	光ポンピングの抑制	P. N. Lebedev 物理研	[39]
N-resonance	〃	ハーバード大学	[40]
End-resonance	占有率が高い遷移の使用	プリンストン大学	[41]
Polarization selective	背景光の検出の低減	Agilent Technologies	[42]
4 波混合	〃	NIST	[43]
パルス励起	パワーブロードニングの抑制	LNE SYRTE(仏)	[44]

表 1.2 短期安定度を高める各種方法の長所と短所

方式	コントラスト	長所	短所
Push-Pull 光ポンピング	数十 %	高いコントラスト	大きな消費電力 複雑な光学装置 パワーブロードニング
Double-Λ	〃	〃	〃
円偏光 σ^+ 反射	〃	〃	〃
直線偏光励起	数 %〜十数 %	簡易な光学装置 省電力	パワーブロードニング
N-resonance	〃	〃	〃
End-resonance	記載なし	簡易な光学装置	堅牢な磁気シールド パワーブロードニング
Polarization selective	22.6 %	簡易な光学装置	光ポンピング パワーブロードニング
4 波混合	90 %	高いコントラスト	複雑な光学装置
パルス励起	–	高い Q 値 ライトシフトの低減 簡易な光学装置	光ポンピング 大きい体積 大きな消費電力

表 1.3 ライトシフトを低減する各種方法

方式	機関	Ref.
最適なレーザ変調指数	Agilent Technologies	[45]
Active light shift stabilization	NIST	[46]
パルス励起	SYRTE(仏)	[18]

1.3 本研究の目的

本研究では，省電力かつ高安定な CPT 原子発振器の実用化へ向け，パルス励起に関連する下記の４つアイデアを提案し，それらの有用性を検証することを目的とする．

三章．パルス励起におけるライトシフト

未解明であったパルス励起のライトシフトを，密度行列解析に基づいた数値計算法で明らかにする．解析結果による知見から，ライトシフトが低減される条件を求め実証する．

四章．透過型液晶を用いたパルス励起

パルス励起は小型原子発振器への適用がこれまで困難であった．本章では，光学変調器として透過型液晶を用いることで小型原子発振器への適用を可能とする．消費電力と体積の優位性から，小型原子発振器におけるパルス励起に適していること示し，従来法との比較からその特性改善効果を明らかにする．

五章．高次高調波を用いたパルス励起

CPT 原子発振器における RF 回路の電力消費は総電力の半分を占めている．本章では，RF 回路の大幅な電力削減策として高次高調波による励起法を提案する．高次高調波のデメリットをパルス励起で補うことで，従来法に比べ高い安定度と低い消費電力が達成できることを示す．

六章．直交偏光子法

従来のコントラスト改善法は複雑な光学装置と大きな消費電力を要するため小型原子発振器への適用は困難であった．本章では，CPT 共鳴のファラデー回転に着目した新しいコントラスト改善法を提案する．直交偏光子法のコントラスト改善効果を明らかにし，偏光板のみで高いコントラストが得られることを示す．

1.4　本論文の構成および概要

本論文は，全 7 章から構成される．

第 1 章は序論である．本研究の位置づけおよび論文の構成を示す．

第 2 章では，CPT 共鳴を利用した原子発振器に関して説明し，本研究で解決される課題を明確にする．

第 3 章では，パルス励起の理論解析について述べる．密度行列に基づいた解析法を提案し，パワーブロードニングの抑制効果，ライトシフトの低減効果が得られること理論的に示す．面発光半導体レーザを用いた実験結果との比較から，本解析法の有効性を明らかにする．

第 4 章では，液晶を用いたパルス励起について述べる．光学変調器として透過型液晶を用いた実験結果を示す．音響光学変調器を用いたデータとの比較から，透過型液晶によるパルス励起が小型原子発振器の特性改善に有効であることを示す．

第 5 章では，高次高調波を用いた RF 回路の省電力化について述べる．消費電力は，小型原子発振器に求められる重要な指標である．本章では，電力消費全体の半分以上を占める RF 回路に対して，高次高調波励起による省電力化策を提案する．本方法により，RF 回路の大幅な電力削減が可能となるが，高次高調波の生成効率低下により S/N 比が低下する．そこで，パルス励起との併用により，高安定化と省電力化が同時に達成することを示す．

第 6 章では，直交偏光子法について述べる．S/N 比改善を目指し， CPT 共鳴の磁気光学効果に着目した直交偏光子法を提案する．CPT 共鳴の二色性，旋光性の解析および実験から，本方法により高い S/N 比が得られることを示す．

第 7 章は結論である．本研究の概要，得られた新知見をまとめ，本研究の成果を述べる．

第 2 章

CPT 原子発振器

2.1　まえがき

この章では，CPT 共鳴を利用した原子発振器の構成を示し，本研究で解決される課題を明確にする．周波数安定度の指標としてアラン標準偏差について説明し，アラン標準偏差から短期安定度と長期安定度の特性を決定する各要因について詳述する．なお，本研究では，冷却原子型の CPT 原子発振器ではなく，ガスセル型について述べる．

2.2　原子発振器の装置構成

原子発振器は局部発振器の周波数をアルカリ原子の遷移周波数に制御することで発振器の安定度を高めている．一般的な受動型原子発振器の構成を示す (図 2.1)．原子発振器は，局部発振器，周波数逓倍器，量子部，制御装置の４つの要素から構成される．制御対象を局部発振器の出力周波数 f とするフィードバック制御系である．制御目標値は，量子部で得られる原子共鳴の遷移周波数 f_r である．原子共鳴の遷移周波数 f_r はマイクロ波帯にあり数 GHz で，きりの良くない周波数である．利用者側からすると 5 MHz や 10 MHz の利用が好ましいため，周波数逓倍して f_r に近い $N \times f$ の周波数を発生させ，遷移周波数 f_r と比較する．量子部は原子の共鳴遷移周波数を検出する光学装置である．量子部から得られた信号に基いて，制御装置が局部発振器と遷移周波数との差 $(N \times f - f_r)$ を比較し，差が少なくなるように局部発振器への制御量を決定する．制御量により局部発振器の出力周波数が調整され，局部発振器の出力周波数がアルカリ原子の遷移周波数に安定化される．

2.2.1　量子部

量子部は原子共鳴を検出するための光学装置で，原子発振器の安定度を決定する重要な要素である．CPT 原子発振器の量子部の主な構成要素は，励起用半導体レーザ，ガスセル，光検出器の３つである．CPT 共鳴は透過光強度の変化として現れるため，各要素は同一直線上に配置される (図 2.1)．励起用半導体レーザからは，アルカリ原子の吸収波長帯のレーザ光が生成される．生成されたレーザ光はガスセルへ入射しアルカリ原子と相互

作用する．ガスセルを通過したレーザ光の強度を光検出器で測定する．励起用半導体レーザには一般に VCSEL が用いられる．CPT 共鳴の励起には周波数差を持つ２つのレーザ光が必要なため，半導体レーザの駆動電流に RF を重畳し２つのサイドバンドを生成し，CPT 共鳴の励起に使用する．ガスセルにはアルカリ原子とバッファガスの混合ガスが封入されている．バッファガスは，アルカリ原子とガスセル壁面衝突による緩和を防ぐために封じられ，Ne や Ar, N_2 など不活性のガスが用いられる．また，時計遷移を選別するために，コイルによりレーザ入射方向 (C 軸方向) に静磁場を印加する．環境温度による温度の外乱を低減するため，ガスセルの温度はヒーターにより一定に保たれる．また，地磁気による磁場の外乱を防ぐために，全体が磁気シールドで覆われる．

2.2.2 CPT 共鳴

CPT は，２つの基底準位と共通の１つの励起準位に対し波長差のある２本のレーザ光を照射することで生じる量子干渉現象で，２つのレーザの周波数差が基底準位間の周波数差に一致したとき原子と相互作用しなくなる原子状態のことを指す．CPT 共鳴の励起構造を図 2.2 に示す．図 2.2 のように，２つの準位を基底準位と共通の励起準位で構成される系は Λ 型３準位系と呼ばれる．通常，レーザ光の周波数が遷移周波数と等しければレーザ光は原子と相互作用し原子に吸収されるが，CPT 状態になると原子と相互作用しなくなるためレーザ光は原子に吸収されなくなる．CPT は周波数差が基底準位間の周波数差に一致したときにのみに生じることから，周波数離調に対して急峻な透過光強度/蛍光強度の変化 (CPT 共鳴) が観測される．蛍光強度測定では，通常，レーザ光の吸収により原子が明るく見えるが，CPT 状態になると原子と相互作用しなくなり蛍光が消失する．このとき，原子が暗く見えることから，CPT 状態は暗状態 (Dark state) とも呼ばれる．一方，透過光強度測定では，通常，レーザ光の吸収により透過光強度が小さくなるが，CPT 状態になると吸収率が低下し透過光強度が増加する (付録 A で詳述)．したがって，透過光/蛍光の測定により，基底準位間の遷移周波数測定が可能となる．

CPT 共鳴を利用する工学的利点は，マイクロ波の遷移周波数を光領域で測定することができる点である．それゆえ，従来型小型原子発振器（二重共鳴型）のようにマイクロ波共振器を必要としないため，小型な量子部を構成することが可能である．

2.2.3　アルカリ原子の構造と時計遷移

アルカリ原子の準位構造の例として ^{133}Cs D_1 線の準位構造を示す [2]．アルカリ原子の核スピン I は半整数であることから (Cs:$I = 9/2$)，原子核と電子の磁気双極子相互作用により，基底準位 ($S_{1/2}$) は 2 つに分裂する．このように磁気双極子相互作用により分裂している準位構造は超微細構造 (Hyperfine structure) と呼ばれる．基底準位間の周波数差は，アルカリ原子の核スピン I と電子の角運動量 J により決まり，^{133}Cs，^{87}Rb，^{85}Rb でそれぞれ 9.2 GHz，6.8 GHz，3.0 GHz である．これら基底準位間の遷移は磁気双極子遷移である．

静磁場中の超微細構造はゼーマン効果により縮退が解け分裂する (図 2.4)．静磁場により分裂した準位は，磁気副準位やゼーマン副準位と呼ばれ，静磁場に起因する周波数シフトはゼーマンシフトと呼ばれる．磁気副準位の数は，原子の全角運動量を $F(F = I + J)$ とすると，$2F + 1$ つである．磁気副準位は磁気量子数 m_F で分けられ，磁気量子数 m_F は $-F$ から F までの整数である．磁場による周波数シフト量はゼーマンシフトはブライト–ラビの公式により記述できる．

$$
\begin{aligned}
f_{m_F} &= -\frac{f_{\mathrm{hfs}}}{2(2I+1)} + g_I \mu_B m_F B \pm \frac{f_{\mathrm{hfs}}}{2}\left(1 + \frac{4m_F x}{2I+1} + x^2\right)^{1/2} \\
\because x &= \frac{(g_J - g_I)\mu_B B}{f_{\mathrm{hfs}}}
\end{aligned}
\tag{2.1}
$$

ここで，f_{hfs} は基底準位間の周波数差，I は核スピン，g_I は核 g 因子，g_J はランデ g 因子，μ_B はボーア磁子である．50 mT 以下の磁場では，ゼーマンシフトの大きさは磁気量子数 m_F に比例して線形にシフトする．それゆえ，磁場による外乱を最小限にするために，一次のゼーマンシフトがゼロとなる $m_F = 0$-0 の遷移周波数が時計遷移として利用される．

励起準位は D_1 線 ($S_{1/2} \leftrightarrow P_{1/2}$) と D_2 線 ($S_{1/2} \leftrightarrow P_{3/2}$) が用いられる．これらはともに電気双極子遷移である．D_1 線は D_2 線に比べ励起準位が少ないこと，励起準位間の周波数差が大きいことから，一般に CPT 共鳴の観測には D_1 線が使用される．

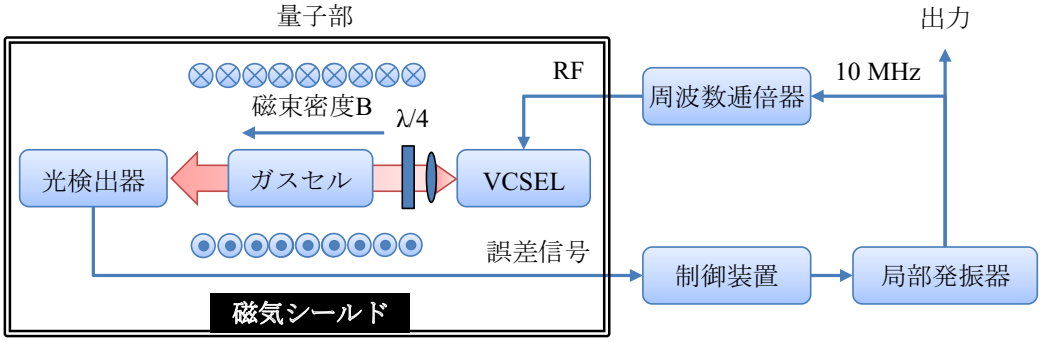


図 2.1　CPT 原子発振器の構成

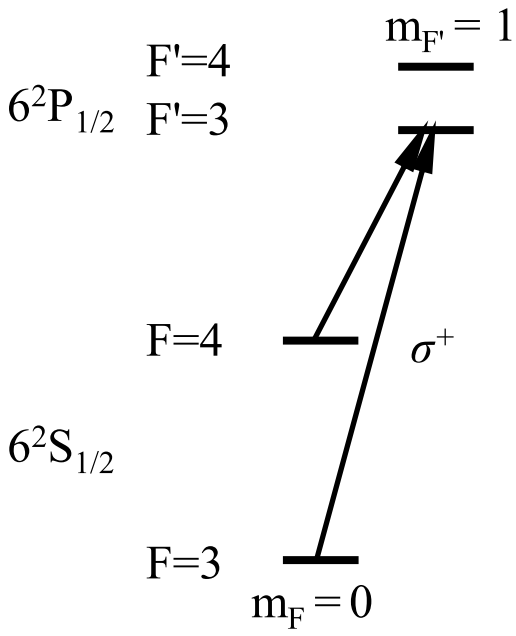


図 2.2　Cs-D_1 線の CPT 共鳴の励起

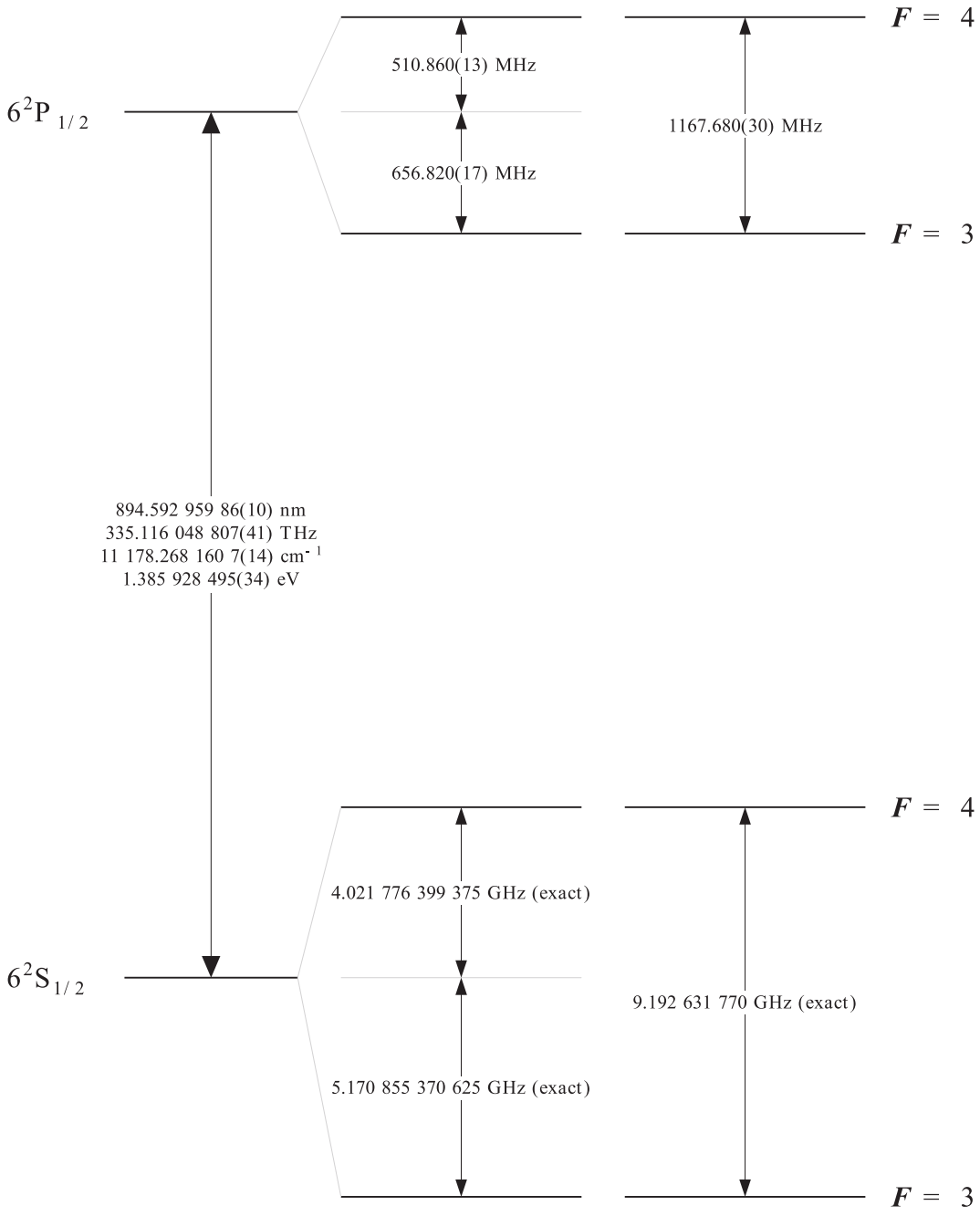


図 2.3　Cs-D_1 線の準位構造 (文献 [2] より引用)

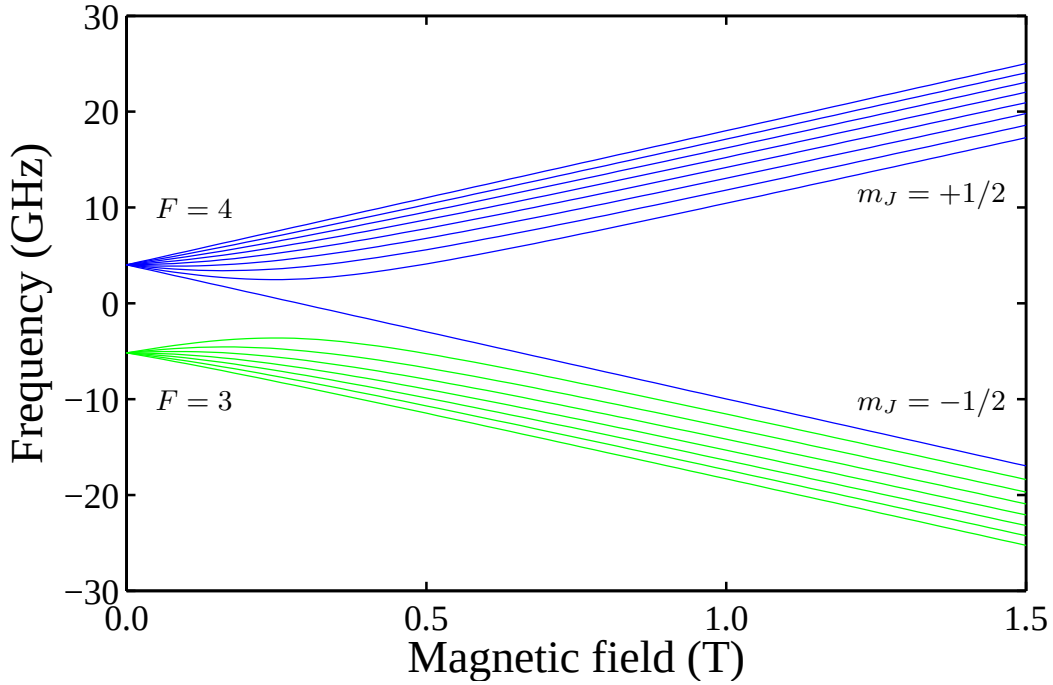


図 2.4　^{133}Cs の基底準位 $S_{1/2}$ のゼーマンシフト

表 2.1　CPT 原子発振器の各構成要素の消費電力 (文献 [4] より引用)

System	Component	Power
Signal Processing	Micro Controller	20 mW
	16-Bit DACs	13 mW
	Analog	8 mW
Physics	Heater Power	7 mW
	VCSEL Powers	3 mW
	C-Field	1 mW
Microwave/RF	4.6 GHz VCO	32 mW
	PLL	20 mW
	10 MHz TCXO	7 mW
	Output Buffer	1 mW
Power Regulation & Passive Losses		20 mW
Total		125 mW

2.3　消費電力

小型端末などへの搭載において，発振器の消費電力は重要な要素である．バッテリー動作する端末への搭載へは，発振器の消費電力 100 mW 以下が要求される．しかし，現在市販されている CPT 原子発振器の消費電力は 125 mW 以上と高く，更なる電力削減が課題である．

CPT 原子発振器の各構成要素の消費電力の内訳を表 2.1 に示す [4]．CPT 共鳴を検出する量子部の消費電力は 11 mW であるのに対し，マイクロ波（以下 RF）発振器および PLL などの RF 回路は 60 mW と全体のおよそ半分を占めている．それゆえ，更なる RF 回路の電力削減が，CPT 原子発振器の省電力化の重要な方策となる．これに対し，4.6 GHz の VCO や PLL 回路の省電力化の研究開発が進められている [47; 48].

2.4 周波数安定度

周波数安定度は発振器の周波数変動特性を評価する指標の一つで，アラン標準偏差 $\sigma_y(\tau)$ によって評価される [9; 10; 11]．アラン標準偏差は平均時間 τ 秒の関数として得られ，$\sigma_y(\tau)$ が低いほど優れた安定度を意味する．図 2.5 に周波数変動の例を示す．縦軸の $y(t)$ は発振器の周波数変動を表す無次元パラメータである．周波数カウンタで周波数を測定する場合，ゲート時間 τ で平均化された $\bar{y}_k$ が測定される．すなわち，$\bar{y}_k$ を $y(t)$ で表すと，

$$\bar{y}_k(\tau) = \frac{1}{\tau}\int_{t_k}^{t_{k+1}} y(t)dt \tag{2.2}$$

で表される．ここで，平均時間 τ は $\tau = t_{k+1} - t_k$ を満たす．アラン分散は，周波数変動の分散で表され，$\bar{y}_k$ を用いて次のように定義される．

$$\begin{aligned}\sigma_y^2(\tau) &= \frac{1}{2}\langle(\bar{y}_{k+1}(\tau) - \bar{y}_k(\tau))^2\rangle \\ &= \frac{1}{2}\lim_{n\to\infty}\frac{1}{n}\sum_{k=1}^{n}(\bar{y}_{k+1}(\tau) - \bar{y}_k(\tau))^2\end{aligned} \tag{2.3}$$

ノイズは周波数領域で分類されるため，周波数領域でアラン分散を表すと，

$$\sigma_y^2(\tau) = \int_0^\infty S_y(f)\frac{2\sin^4(\pi f\tau)}{(\pi f\tau)^2}df \tag{2.4}$$

ここで $S_y(f)$ は周波数変動のパワースペクトル密度である．周波数変動のパワースペクトル密度 $S_y(f)$ は f の多項式

$$S_y(f) = \sum h_\alpha f^\alpha \tag{2.5}$$

で表され，$\alpha = -2, -1, 0, +1, +2$ で分類される．各係数 α におけるノイズ種類は異なる (表 2.2)．

アラン分散の平均時間 τ 特性の例を図 2.6 に示す．τ が短い領域では，τ が大きいほどアラン分散は減少する．ガスセル型原子発振器の場合では，短期安定度 $(\sigma_y(\tau) \propto \tau^{-1/2})$ は白色雑音が支配的である．τ が大きくなるとフリッカー雑音が顕著になり，アラン分散は τ に対して一定になり周波数安定度の下限値となる．τ が長い領域では，τ が大きいほどアラン分散は増加する．長期安定度の支配的要因はランダムウォークとドリフトの 2 つで，長期安定度 $(\sigma_y(\tau) \propto \tau^{+1})$ に影響を与える．

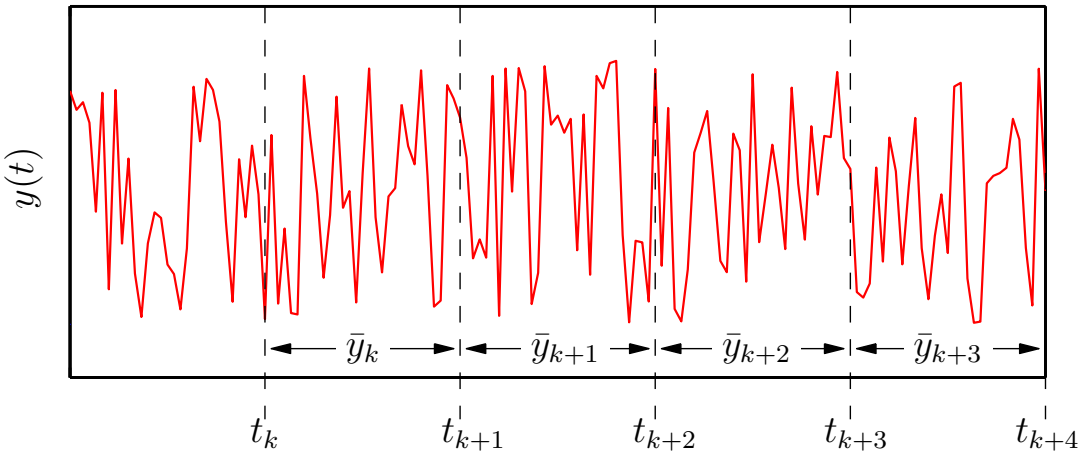


図 2.5　周波数発振器の周波数変動例

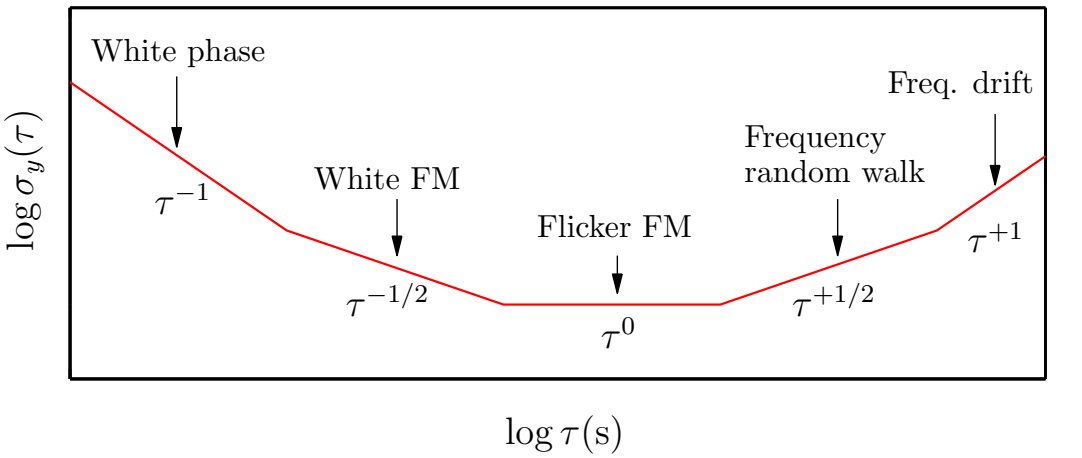


図 2.6　アラン標準偏差 $\sigma_y(\tau)$ の平均化時間 τ 特性

表 2.2　ノイズの種類

α	$\sigma_y(\tau)$	Noise type
2	τ^{-1}	白色 PM 雑音
1	τ^{-1}	フリッカー PM 雑音
0	$\tau^{-1/2}$	白色 FM 雑音
-1	τ^{0}	フリッカー FM 雑音
-2	$\tau^{+1/2}$	ランダムウォーク
-2	τ^{+1}	ドリフト

2.5 短期安定度

短期安定度のアラン標準偏差 $\sigma_y(\tau)$ は以下の式に従うことが知られている [13].

$$\sigma_y(\tau) \propto \frac{1}{Q \cdot (S/N)} \tau^{-\frac{1}{2}} \tag{2.6}$$

ここで，Q は CPT 共鳴の Q 値，S/N は S/N 比を表している．したがって，CPT 共鳴の S/N 比と Q 値を測定することで，短期安定度を見積もることができる．

2.5.1 S/N 比

S/N 比はシグナル/ノイズで定義される．CPT 共鳴の S/N 比には “コントラスト”と呼ばれる指標が使用される (図 2.7)．コントラストは百分率で表され，以下のように定義される．

$$\text{Contrast}(\%) = \frac{\text{Signal}}{\text{DC level}} \times 100 \tag{2.7}$$

コントラストを S/N 比の指標として使用する理由は，CPT 共鳴の支配的なノイズがレーザの AM ノイズとレーザの波長変動により生じる FM-AM 変換ノイズであり，それらノイズは DC レベルに比例するためである (図 2.8)．したがって，CPT 共鳴のコントラストを向上させるためには，共鳴振幅を大きくするか DC レベルを下げる必要がある．

CPT 共鳴の共鳴振幅は次式に従うことが知られている [14].

$$\text{Signal} \propto n \frac{\Omega^4}{\Gamma^3} \frac{1}{2\gamma_s + \Omega^2/\Gamma} \tag{2.8}$$

ここで，n はアルカリ原子の密度，Ω はラビ周波数，Γ は励起準位の緩和率，γ_s は基底準位の緩和率である．光強度はラビ周波数 Ω の二乗に比例することから，光強度の増加に伴って共鳴振幅は増加する．これは，光強度の増加に伴い遷移レートが上昇し，暗状態になる原子の数が増加するためである．

DC レベルは，CPT 共鳴に寄与しないレーザ光度に比例する．CPT 共鳴を観測するためには，半導体レーザを RF で変調し，変調により生じた 2 つのサイドバンドを利用するが，同時に CPT 共鳴に寄与しないサイドバンドも同時に生成される．この共鳴に寄与し

ないサイドバンドは，原子に吸収されることなくガスセルを通過し，光検出器に入射する．入射した光は背景光となり，DC レベルを上昇させる要因となる．

2.5.2　Q 値

Q 値は，共鳴周波数 f_{rf} と共鳴線幅 γ(半値全幅) の比で定義される．共鳴線幅が細いほど Q 値は高くなる．

$$Q = \frac{f_{\mathrm{rf}}}{\gamma} \tag{2.9}$$

原子発振器の場合，共鳴周波数 f_{rf} はアルカリ原子の基底準位間の周波数 f_{hfs} と等しい．自由空間に静止した理想的な条件下では，基底準位の寿命が非常に長いため，共鳴線幅 γ は非常に小さい．しかしながら，実際には，アルカリ原子同士のスピン交換衝突 γ_{se}，バッファガスとの衝突広がり γ_{buff}，壁面との衝突広がり γ_{wall} により広がる．また，励起レーザとの相互作用により，基底準位間が強く結合することで生じるパワーブロードニング γ_{power} も線幅を広げる要因である．これら要因のうち，γ_{se}，γ_{buff}，γ_{wall} はガスセルの温度や圧力，寸法に依存する．γ_{wall} は，ガスセルにバッファガスを封じることや，壁面に緩和防止コーティングを施すことで抑えることができる [49]．パワーブロードニング γ_{power} はレーザ光強度に比例する (付録 A を参照のこと)[14].

得られる共鳴線幅 γ はこれら広がりの線形結合で

$$\gamma = \gamma_{\mathrm{se}} + \gamma_{\mathrm{buff}} + \gamma_{\mathrm{wall}} + \gamma_{\mathrm{power}} \tag{2.10}$$

で表される．

図 2.9 に光強度に対する共鳴線幅特性の測定例を示す．パワーブロードニングによる線幅広がりにより γ_{power} は光強度に対して線形に増加する．光強度がゼロの時に得られる線幅は，光強度に依存しない線幅広がりであり，γ_{se}，γ_{buff}，γ_{wall} の和である．これら光強度に依存しない線幅の和は 0.36 kHz であり，これはパワーブロードニング γ_{power} による広がりに比べ小さい．したがって，CPT 共鳴の共鳴線幅は，パワーブロードニングによる線幅広がりが支配的である [14].

2.5.3 短期安定度の性能指数

短期安定度は共鳴のコントラストと Q 値の積で理論的性能が決まる．したがって，性能指数 (FoM: Figure of Merit) は以下のように定義される．

$$FoM = Q \cdot \text{Contrast} \tag{2.11}$$

図 2.10 に光強度に対する性能指数特性の測定例を示す．連続励起の性能指数は，光強度が小さいときに上昇傾向となるが，光強度が大きいときでは低下傾向に転じる．これは，光強度が小さいときではコントラストの上昇が支配的であるのに対し，光強度が大きいときでは，パワーブロードニングによる Q 値の低下が支配的になるためである．したがって，連続励起の性能指数が最大となる光強度がある．このように，連続励起ではコントラストと Q 値を同時に改善するのは困難である [14].

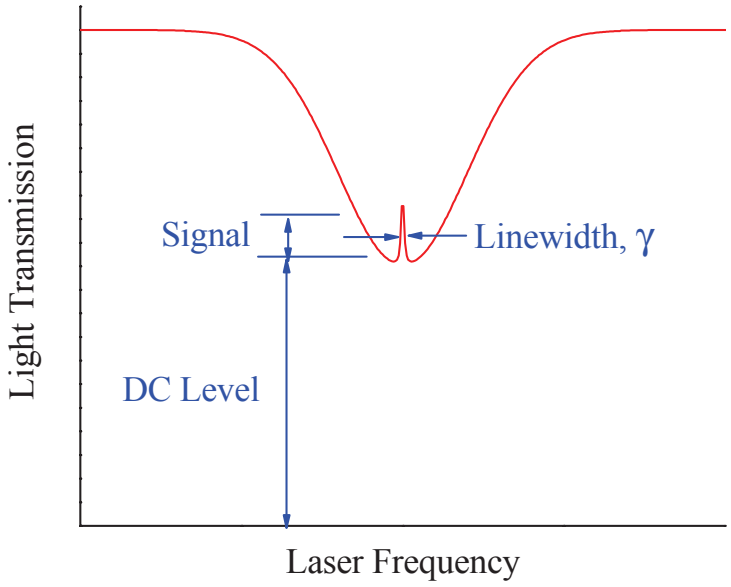


図 2.7　CPT 共鳴のコントラスト (文献 [3] より引用)

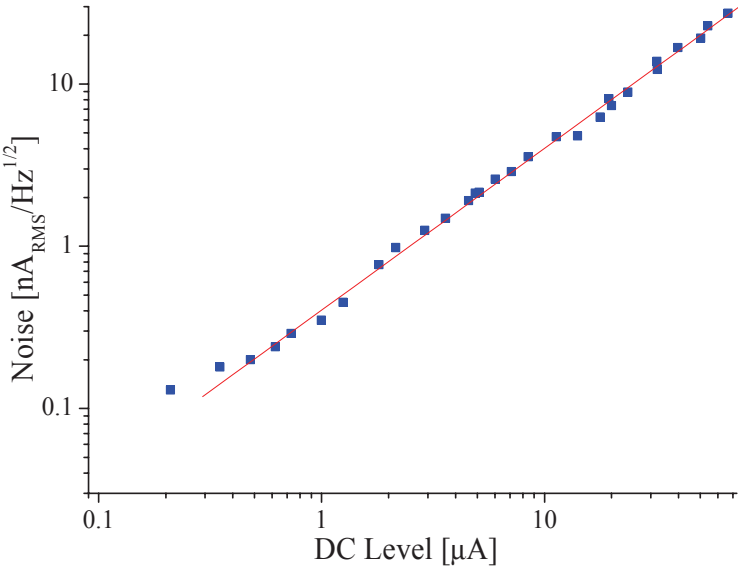


図 2.8　DC レベルに対するノイズ特性 (文献 [3] より引用)

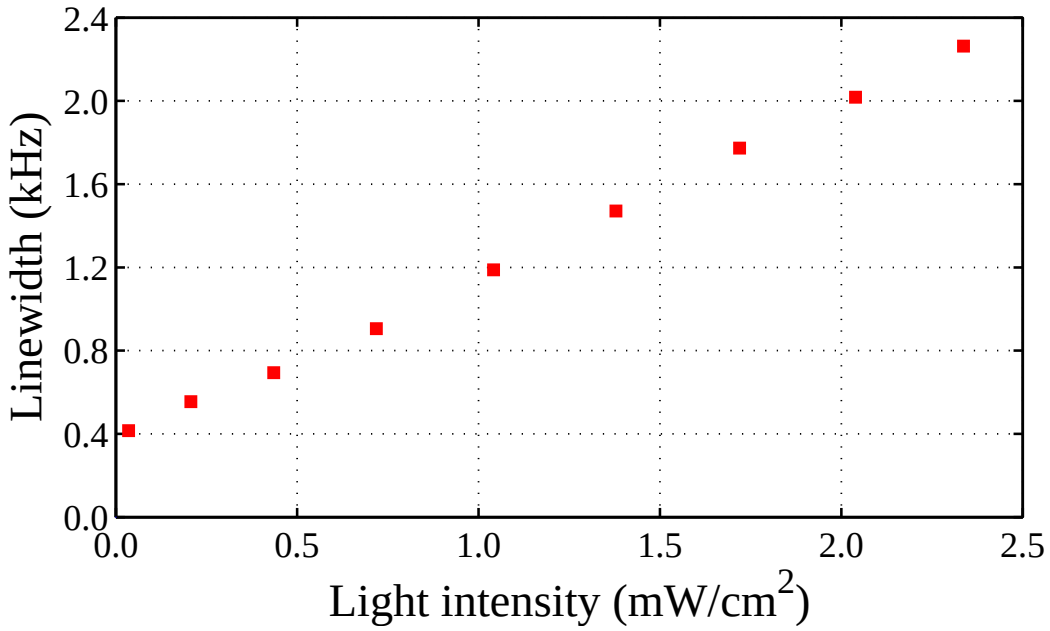


図 2.9　光強度に対する共鳴線幅特性例

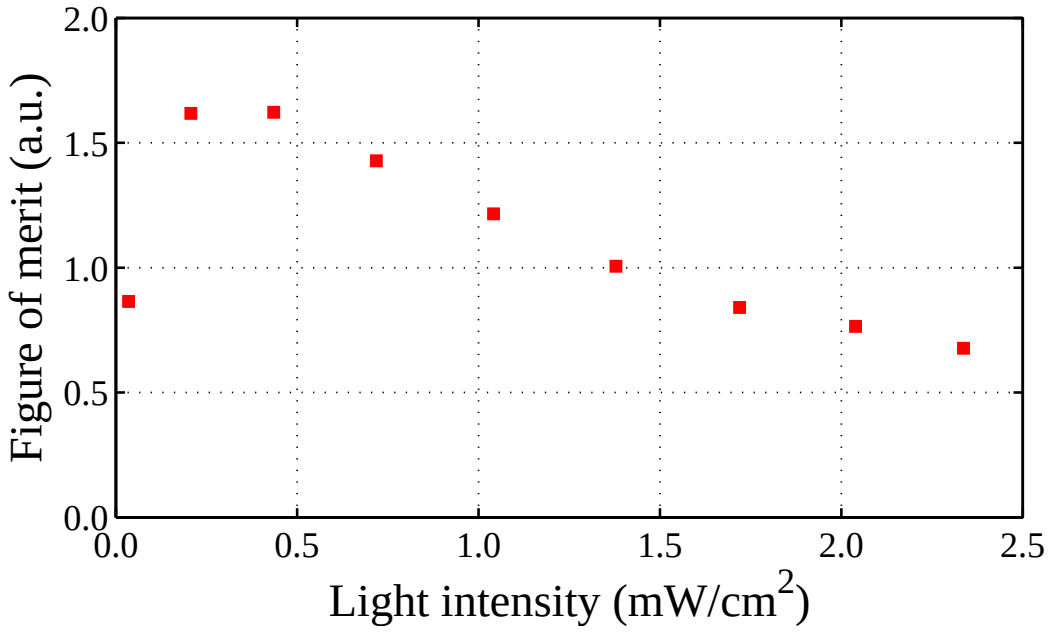


図 2.10　光強度に対する性能指数特性例

2.6　長期安定度

長期安定度は共鳴の測定条件が時間的に変化し，周波数が変動することで劣化する．周波数変動の主要因は系統的な周波数シフトである．CPT 原子発振器において長期安定度を劣化させる系統的周波数シフトは，ゼーマンシフト，バッファガスシフト，ライトシフトの 3 つである．以下，3 つの周波数シフトについて詳述し，長期安定度を劣化させる主要因はライトシフトであることを示す．

2.6.1　ゼーマンシフト

ゼーマンシフト $\Delta\nu_z$ は静磁場による周波数シフトである．式 (2.1) より，時計遷移の周波数 $f_{0\text{-}0}$ をマクローリン展開して求めると，

$$\Delta\nu_z = f_{0\text{-}0} - f_{\mathrm{hfs}} = \frac{(g_J - g_I)^2\mu_B^2}{2hf_{\mathrm{fhs}}}B^2 \tag{2.12}$$

セシウムの 2 次の係数は 42.745 mHz/$(\mu\mathrm{T})^2$ ルビジウム 87 では 57.515 mHz/$(\mu\mathrm{T})^2$ である．

式 (2.12) より，磁場が小さいほど，磁場に対する依存性は小さくなる．しかし，小さい磁場では磁気副準位が縮退するため，各磁気副準位の共鳴が重畳されて観測される Pulling 効果が現れ，安定度に影響を与える [50]．それゆえ，数〜十数 μT 程度の磁場を印加して，各磁気副準位の共鳴を離し時計遷移を選別して観測する．

セシウムに対し 10 μT の磁場を印加した時の磁場に対する周波数変動量は 0.85 Hz/μT $(= 9.3\times10^{-11}/\mu\mathrm{T})$ である．ここで，4 桁の不確かさで磁場が印加されるとすると，ゼーマン効果による統計的不確かさは 9.3×10^{-14} である．この統計的不確かさは，CPT 原子発振器において非常に小さい．

2.6.2　バッファガスシフト

バッファガスシフト $\Delta\nu_{\mathrm{buff}}$ は，バッファガスの封入により圧力と温度による周波数シフトである．バッファガスは，壁面衝突による緩和を抑え良好な Q 値を得る目的でガスセルに封入される．圧力変化が生じないガスセルの場合では，温度に対する周波数変動が

表 2.3 バッファガスによる圧力特性，温度特性 (文献 [5] より引用)

バッファガス	α [Hz/torr]	β [Hz/(torr K)]
Ne	686 ± 14	0.266 ± 0.006
N_2	922.5± 4.8	0.824 ± 0.006
Ar	-194.4 ± 1.6	-1.138 ± 0.010

長期安定度の劣化の要因となる．バッファガスシフトは，圧力係数 α，温度係数 β により，次式で近似できる．

$$\Delta\nu_{\mathrm{buff}} = P\Big[\alpha + \beta(T - T_0)\Big] \tag{2.13}$$

ここで，P はバッファガスの圧力，T，T_0 はそれぞれガスセルの動作温度と標準温度である．表 2.3 に Cs のバッファガスによる α，β の測定値を示す．圧力係数 α，一次の温度係数 β については，アルカリ原子に対してバッファガスの質量数が比較的小さいもの (Ne, N_2) は正の値，質量が比較的大きいもの（Ar) は負の値となる．

一次の温度係数は，2 つのバッファガス適切な圧力比で封入することで，ゼロにすることが可能である [51]．また，近年では，アルカリ原子として Cs，バッファガスとして Ne を用いると，70 ℃〜80 ℃付近で温度係数がゼロになることが知られている [52]．したがって，これら方法を用いることで，温度に対する周波数変動は抑制することができる．

2.6.3 ライトシフト

ライトシフト $\Delta\nu_{\mathrm{LS}}$ はレーザ電場の摂動による周波数シフトであり，AC Stark シフトとも呼ばれる．連続励起のライトシフト $\Delta\nu_{\mathrm{LS,cw}}$ は摂動法により求められる．単純な二準位系に対し単一周波数のレーザを照射したときのライトシフトは以下のようになる．

$$\Delta\nu_{\mathrm{LS,cw}} = \frac{1}{4}\frac{\Omega^2\Delta}{\Delta^2 + \Gamma^2/4}, \tag{2.14}$$

ここで，Ω はラビ周波数，Δ は共鳴周波数からの周波数離調，Γ は緩和率を示している．ラビ周波数の二乗は光強度に比例するため，ライトシフトは光強度に比例する．

アルカリ原子の D_1 線では 2 つの励起準位を有する．また，前項より，CPT 共鳴を励起するとき，単一周波数ではなく複数の周波数成分のレーザを照射することから，実効的

なライトシフトは，各準位と各サイドバンドの関係を考慮したライトシフトの総和で表される．Cs の準位構造とレーザのサイドバンドを考慮したライトシフトの計算方法は次章 3.4.3 で詳述する．

これまで, ライトシフトを低減する方法として種々の方法が提案されてきた [53; 54; 46]. その提案手法の中でも，パルス励起によりライトシフトが大幅低減されることが実験から明らかになっている [18; 55; 20]．しかし，パルス励起によるライトシフト低減効果が実験的に明らかになっている一方で，理論的なライトシフトの解析は進んでいない．パルス励起の解析に関する最初の報告は 1989 年に P. Hemmer らによる報告 [56]，その後，1997 年に M. S. Shahriar，G.S. Pati らによる報告 [57] のみである．これら報告は，励起準位のポピュレーションを基底準位のポピュレーションより極めて小さいと仮定することで，Λ 型三準位系を励起準位を除いた二準位に近似しブロッホベクトルにより解析している．解析結果からパルス励起のライトシフトは以下の式で表されると報告している [57; 58].

$$\Delta\nu_{\mathrm{LS,pl}} = \frac{1}{2\pi T}\tan^{-1}\Big[\Big(\frac{e^{-\alpha'\Gamma\tau_c}}{1-e^{-\alpha'\Gamma\tau_c}}\Big)(\rho_{22}-\rho_{11})^0\sin(\alpha'\delta\tau_c)\Big] \tag{2.15}$$

ここで，T は自由発展時間 (パルスオフの時間)，τ_c は励起継続時間 (パルスオンの時間)，α' は連続励起のライトシフト，Γ は励起準位の緩和率，$(\rho_{22}-\rho_{11})^0$ は初期状態の基底準位間のポピュレーションの差と定義している [58].

しかし，式 (2.15) を利用する上で 3 つの大きな問題がある．1 つ目の問題は，式 (2.15) の導出課程で CPT 共鳴に寄与しないサイドバンドが考慮されていないことである．したがって，CPT 共鳴に寄与しないサイドバンドの振る舞いは表現できない．加えて，計算を簡単にするため，CPT 共鳴に寄与する 2 つの波長成分のラビ周波数は等しいと仮定しており，ラビ周波数が等しくない CPT 共鳴のライトシフトも式 (2.15) では表現できない．2 つ目は，自由発展時間 T がゼロのとき，式 (2.15) は無限大に発散することである．物理的な解釈からは，自由発展時間 T がゼロではパルスオンの時間のみの励起となるので，パルス励起は連続励起に等しくなる．すなわち，T がゼロに近づいた時のライトシフトの極限は連続励起のライトシフト α' に近づくと考えられる．3 つ目は，励起継続時間 τ_c が無限大に近づく時，式 (2.15) はゼロに収束することである．τ_c が大きいほど原子の状態は定常状態に近づく，すなわち連続励起の状態に近づいていく．したがって，τ_c が無

限大に近づく時のライトシフトの極限は連続励起のライトシフト α' に近づくと考えられる．以上のことから，これら 3 つ報告はパルス励起のライトシフトの振る舞いを定性的に表しているものの，パルス励起のライトシフトを定量的に議論するに至っていない．

2.6.4 長期安定度のまとめ

CPT 原子発振器の長期安定度を劣化させる 3 つの系統的周波数シフトについて詳述した．ゼーマンシフトは，磁場に対する周波数シフトである．数十 μT 以下の磁束密度においては，ゼーマン効果による統計的不確かさは極めて小さく 10^{-13} 程度である．バッファガスシフトは圧力と温度に対する周波数シフトである．温度に対する周波数シフトは，適切な圧力比の混合ガスやバッファガスとして Ne を選択することで抑制が可能である．一方で，ライトシフトは光強度に対して線形であること，光強度の不確かさも大きいことから，長期安定度を劣化させる主要因はライトシフトであると言える．また，ライトシフトはパルス励起により大幅に低減されること実験的に明らかになっているが，その振る舞いは未だ明らかになっていない．

第 3 章

パルス励起による共鳴特性の改善

3.1　まえがき

本章は，パルス励起によるパワーブロードニングの抑制とライトシフトの振る舞いを値解析および実験により明らかにする．解析および実験は ^{133}Cs の $6^2S_{1/2}$ $(F = 3 \leftrightarrow 4)$ 遷移を対象としている．パルス励起における CPT 共鳴は密度行列解析に基づいて計算した．また，実験は ^{133}Cs ガスセルと D_1 線 VCSEL を用いて CPT 共鳴を測定した．連続励起とパルス励起の CPT 共鳴のスペクトル結果から，パルス励起におけるパワーブロードニング抑制効果を示す．パルス励起における光強度対ライトシフト特性の結果から，連続励起に比べパルス励起のライトシフトは大幅に低減されること，パルス励起のライトシフトは弱い光強度において非線形を示すことを明らかにする．次に，観測タイミング対ライトシフト特性からは，観測タイミングが小さいほどライトシフトが低減されることを示す．これら解析と実験から，定量的にライトシフトを計算できること，ライトシフトが低減されるパルス条件を示す．

3.2 解析方法

3.2.1 密度行列解析

CPT 共鳴のスペクトル解析は密度行列解析が一般に用いられる．図 3.1 に左回り円偏光 σ^+ による Cs-D_1 線の解析モデルを示す．ここで，$|1\rangle$ と $|2\rangle$ はそれぞれ $6^2S_{1/2}$ の基底準位 $|F=3, m_F=0\rangle$ と $|F=4, m_F=0\rangle$ に対応し，$|3\rangle$ は励起準位 $6^2P_{1/2}$ に対応する．すべての緩和率は $\Gamma_3 = \Gamma_{31} + \Gamma_{32}$ であり，各励起準位からの緩和率は $\Gamma_{31} = \Gamma_{32}$, $\gamma_f = \Gamma_3/2$ である．また，基底準位の緩和率 γ_s は励起準位の緩和率よりもとても小さい ($\gamma_s \ll \gamma_f$)．周波数離調は $\delta_p = -\delta_c = \Delta_0/2$ である．暗状態では，$6^2S_{1/2}$ の 2 つの基底準位と $6^2P_{1/2}$ の 1 つの励起準位が同時に結合する．

密度行列は式 (3.1) のように定義される．

$$\rho = \sum_j^3 p_j |j\rangle\langle j| \tag{3.1}$$

密度行列 ρ の時間発展は量子 Liouville 方程式に従い

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho(t) = \frac{i}{\hbar}[\rho, \mathrm{H}] + R\rho, \tag{3.2}$$

ここで，H は 3 準位系のハミルトニアン，$R\rho$ は緩和項である．ここで，3 準位系の密度行列 ρ は

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & \rho_{13} \\ \rho_{21} & \rho_{22} & \rho_{23} \\ \rho_{31} & \rho_{32} & \rho_{33} \end{pmatrix} \tag{3.3}$$

である．密度行列の対角成分は各準位のポピュレーションを示し，非対角成分は各準位間のコヒーレンスを示している．特に，非対角成分 ρ_{31}，ρ_{32} は，ポンプ光とプローブ光の複素電気感受率に比例する[*1]．次に，ハミルトニアン行列 H を導出する．3 準位系のハミルトニアンは，非摂動のエネルギー準位のハミルトニアン H_{atom} に外部電場による摂動を加えたものである．すなわち，

$$H = H_{\mathrm{atom}} - \vec{d}\cdot\vec{E} \tag{3.4}$$

[*1] ρ_{31} と ρ_{13}，および ρ_{32} と ρ_{23} は共役複素数である．以後の計算は ρ_{13},ρ_{23} を用いることに注意.

である．ここで，式 (3.4) の右辺第一項の非摂動のエネルギー準位のハミルトニアン H_{atom} は各準位の固有エネルギー W で表される．

$$H_{\mathrm{atom}} = \begin{pmatrix} W_1 & 0 & 0 \\ 0 & W_2 & 0 \\ 0 & 0 & W_3 \end{pmatrix} \tag{3.5}$$

式 (3.4) の右辺第二項は $-\vec{d}\cdot\vec{E}$ は外部電場による摂動項である．外部電場の摂動項は，電気双極子モーメントと外部電場との相互作用により生じる．原子は永久電気双極子を持たないため，対角項はゼロである．また，基底準位 $|1\rangle$-$|2\rangle$ 間は磁気双極子遷移であり，電気双極子モーメントはゼロであることから，非対角項の $\vec{d}_{12}$，$\vec{d}_{21}$ はゼロである．したがって，電気双極子モーメントは以下のように書ける．

$$\vec{d} = \vec{d}_{ij}|i\rangle\langle j| = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \vec{d}_{13} \\ 0 & 0 & \vec{d}_{23} \\ \vec{d}_{31} & \vec{d}_{32} & 0 \end{pmatrix} \tag{3.6}$$

外部電場 $\vec{E}(t)$ は 2 つの周波数 $\omega_0 - \omega_m$ と $\omega_0 + \omega_m$ のレーザ電場の和であることから，

$$\begin{aligned} \vec{E}(t) =& E_{-1}\cos((\omega_0 - \omega_m)t) + E_{+1}\cos(\omega_0 + \omega_m)t) \\ =& \frac{E_{-1}}{2}(e^{i(\omega_0-\omega_m)t} + e^{-i(\omega_0-\omega_m)t}) + \frac{E_{+1}}{2}(e^{i(\omega_0+\omega_m)t} + e^{-i(\omega_0+\omega_m)t}) \end{aligned} \tag{3.7}$$

ここで，式を簡単にするため，電場ではなくラビ周波数を用いて表す．ラビ周波数 Ω_c，Ω_p を以下のように定義する．

$$\begin{aligned} \Omega_c =& d_{23}E_{-1}/\hbar \\ \Omega_p =& d_{13}E_{+1}/\hbar \end{aligned} \tag{3.8}$$

外部電場の摂動項 $\vec{d}\cdot\vec{E}$ は式 (3.6)，式 (3.7)，式 (3.8) より，

$$\begin{aligned} -\vec{d}\cdot\vec{E} &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -\vec{d}_{13}\cdot\vec{E} \\ 0 & 0 & -\vec{d}_{23}\cdot\vec{E} \\ -\vec{d}_{31}\cdot\vec{E} & -\vec{d}_{32}\cdot\vec{E} & 0 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -\hbar\dfrac{\Omega_p}{2}e^{i(\omega_0+\omega_m)t} \\ 0 & 0 & -\hbar\dfrac{\Omega_c}{2}e^{i(\omega_0-\omega_m)t} \\ -\hbar\dfrac{\Omega_p}{2}e^{i(\omega_0+\omega_m)t} & -\hbar\dfrac{\Omega_c}{2}e^{i(\omega_0-\omega_m)t} & 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{3.9}$$

したがって，3 準位系のハミルトニアン H は式 (3.4)，式 (3.5)，式 (3.9) より，

$$\begin{aligned} H =& H_{\mathrm{atom}} - \vec{d}\cdot\vec{E} \\ =& \begin{pmatrix} W_1 & 0 & -\hbar\dfrac{\Omega_p}{2}e^{i(\omega_0+\omega_m)t} \\ 0 & W_2 & -\hbar\dfrac{\Omega_c}{2}e^{i(\omega_0-\omega_m)t} \\ -\hbar\dfrac{\Omega_p}{2}e^{-i(\omega_0+\omega_m)t} & -\hbar\dfrac{\Omega_c}{2}e^{-i(\omega_0-\omega_m)t} & W_3 \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{3.10}$$

以上により，3 準位系のハミルトニアン H が求まる．一方，緩和項 $R\rho$ は準位系の構造 (図 3.1) から，

$$R\rho = \begin{pmatrix} \Gamma_{31}\rho_{33} + \gamma_s(\rho_{22}-\rho_{11}) & -\gamma_s\rho_{12} & -\gamma_f\rho_{13} \\ -\gamma_s\rho_{21} & \Gamma_{32}\rho_{33} + \gamma_s(\rho_{22}-\rho_{11}) & -\gamma_f\rho_{23} \\ -\gamma_f\rho_{31} & -\gamma_f\rho_{32} & -(\Gamma_{31}+\Gamma_{32})\rho_{33} \end{pmatrix} \tag{3.11}$$

で与えられる．

式 (3.10)，式 (3.11) を式 (3.2) に代入し，回転波近似を用いると以下のように書き換えられる．

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= i\frac{\Omega_p}{2}(-\rho_{13}+\rho_{31}) + \Gamma_{31}\rho_{33} + \gamma_s(\rho_{22}-\rho_{11}) \\ \dot{\rho}_{22} &= i\frac{\Omega_c}{2}(-\rho_{23}+\rho_{32}) + \Gamma_{32}\rho_{33} - \gamma_s(\rho_{22}-\rho_{11}) \\ \dot{\rho}_{33} &= i\frac{\Omega_p}{2}(\rho_{13}-\rho_{31}) + i\frac{\Omega_c}{2}(\rho_{23}-\rho_{32}) - \Gamma_3\rho_{33} \\ \dot{\rho}_{12} &= i\rho_{12}(\delta_p-\delta_c) - i\frac{\Omega_c}{2}\rho_{13} + i\frac{\Omega_p}{2}\rho_{32} - \gamma_s\rho_{12} \\ \dot{\rho}_{13} &= i\rho_{13}\delta_p - i\frac{\Omega_c}{2}\rho_{12} + i\frac{\Omega_p}{2}(\rho_{33}-\rho_{11}) - \gamma_f\rho_{13} \\ \dot{\rho}_{23} &= i\rho_{23}\delta_c - i\frac{\Omega_p}{2}\rho_{21} + i\frac{\Omega_c}{2}(\rho_{33}-\rho_{22}) - \gamma_f\rho_{23} \end{aligned} , \tag{3.12}$$

また，密度行列 ρ の対角要素は規格化条件から以下の条件を満たす．

$$\mathrm{Tr}(\rho) = \rho_{11}+\rho_{22}+\rho_{33} = 1 \tag{3.13}$$

以上のように，密度行列の時間発展式式 (3.12) と規格化条件式 (3.13) から，CPT 共鳴のスペクトルが求まる．

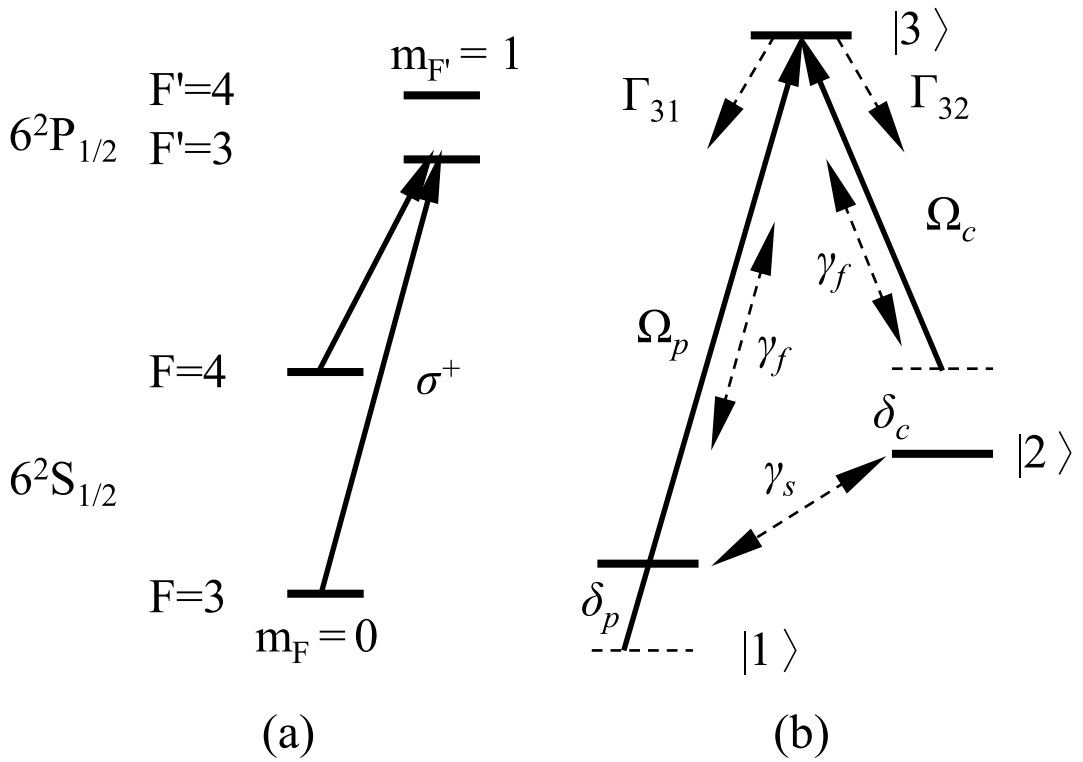


図 3.1　Λ 型 3 準位系モデル

3.2.2 連続励起のライトシフト

連続励起のライトシフト $\mathcal{S}_1$ と $\mathcal{S}_2$ を導出する．連続励起のライトシフトは，密度行列ではなく摂動法で求める．これは，式 (A.7) で明らかなように，密度行列ではライトシフトが解析できないためである．ライトシフトは全てのサイドバンドからの周波数シフトの足し合わせである．したがって，高次の高調波成分の影響を含めて考える必要がある．光源として VCSEL を使用する場合，ライトシフトは変調された VCSEL から放出されたサイドバンドを含めて計算される [53; 45].

本論文では，ラビ周波数が自然放出率よりも十分に小さいため，Autler-Townes 効果は無視する [59]．したがって，基底準位のライトシフトは次のように簡単になる．

$$\mathcal{S} = \frac{1}{4}\frac{\Omega^2\Delta}{\Delta^2 + \Gamma^2/4}, \tag{3.14}$$

ここで，Ω はラビ周波数, Δ は周波数離調，Γ は緩和率である．変調された VCSEL は高次高調波成分を含む．周波数領域で，n 次のサイドバンド（$\omega_0 + n\omega_m$ の成分）を $I(n)$ と定義する．図 3.2 は，n が -3 から 3 までのサイドバンドの分布を示す．各サイドバンドは全体の合計で規格化している．このサイドバンドの分布は，文献 [60] に基づいて，バッファガスが入っていない Cs セルの吸収線から実験により測定した結果である．高次高調波成分が 2 つの 1 次サイドバンドと同時に生成されている．また，高次高調波成分は次数が大きくなるほど小さくなる．加えて，高次高調波の離調は次数が大きくなるほど大きくなる．すなわち，次数が大きいほどサイドバンドへの影響は小さくなる．したがって，ここでは次数が 4 より大きいサイドバンド成分の影響は無視する．

$I(n)$ を用いると n 次のサイドバンドの電場は以下のようになる

$$E(n) = \sqrt{\frac{2I(n)}{\varepsilon_0 c}}. \tag{3.15}$$

Cs の D_1 線では，各サイドバンドのラビ周波数は

$$\begin{aligned}\Omega_{ij}(n) &= \frac{\langle i|\hat{\mu}E(n)|j\rangle}{\hbar} \\ &= \frac{E(n)}{\hbar}\langle i|e_q\hat{r}|j\rangle = \sqrt{\frac{2I(n)}{\varepsilon_0 c\hbar^2}}\langle i|e_q\hat{r}|j\rangle.\end{aligned} \tag{3.16}$$

ここで，$|i\rangle$ は基底準位 $6^2S_{1/2}$ ，$|j\rangle$ は励起準位 $6^2P_{1/2}$ である．特に，$n=1$ と -1 は 2 つの基底準位を励起するサイドバンド成分であり，Ω_p と Ω_c は $\Omega_{34'}$ と $\Omega_{44'}$ に対応する．各サイドバンドの周波数離調は $\Delta_{ij}(n)$ は

$$\Delta_{ij}(n) = \begin{cases} \Delta_{44'}(n) = \delta_c + \dfrac{f_S}{2}(n+1), \\ \Delta_{43'}(n) = \Delta_{44'}(n) + f_P, \\ \Delta_{34'}(n) = \delta_p + \dfrac{f_S}{2}(n-1), \\ \Delta_{33'}(n) = \Delta_{34'}(n) + f_P, \end{cases} \tag{3.17}$$

ここで，f_S 基底準位 $6^2S_{1/2}$ (F $= 3 \leftrightarrow 4$) の周波数差，f_P は励起準位 $6^2P_{1/2}$(F' $= 3 \leftrightarrow 4$) の周波数差である．

これら式 (3.16) と式 (3.17) より，基底準位のライトシフト $\mathcal{S}_1$ と $\mathcal{S}_2$ は 式 (3.14) を使って以下のようになる

$$\begin{aligned}\mathcal{S}_1 &= \sum_{n=-3}^{3} \frac{1}{4}\frac{\Omega_{34'}^2(n)\cdot\Delta_{34'}(n)}{\Delta_{34'}^2(n)+\Gamma_{4'}^2/4} + \frac{1}{4}\frac{\Omega_{33'}^2(n)\cdot\Delta_{33'}(n)}{\Delta_{33'}^2(n)+\Gamma_{3'}^2/4}, \\ \mathcal{S}_2 &= \sum_{n=-3}^{3} \frac{1}{4}\frac{\Omega_{44'}^2(n)\cdot\Delta_{44'}(n)}{\Delta_{44'}^2(n)+\Gamma_{4'}^2/4} + \frac{1}{4}\frac{\Omega_{43'}^2(n)\cdot\Delta_{43'}(n)}{\Delta_{43'}^2(n)+\Gamma_{3'}^2/4}.\end{aligned} \tag{3.18}$$

式 (3.18) より変調された VCSEL によるライトシフト $\mathcal{S}_{12}$ が求まる．

$$\mathcal{S}_{12} = \mathcal{S}_2 - \mathcal{S}_1 \tag{3.19}$$

連続励起のライトシフト特性を図 3.3 に示す．連続励起のライトシフトは光強度に比例する．計算されたライトシフト $\mathcal{S}_{12}$ の傾きは 30.9 Hz/(mW/cm^2) であった．

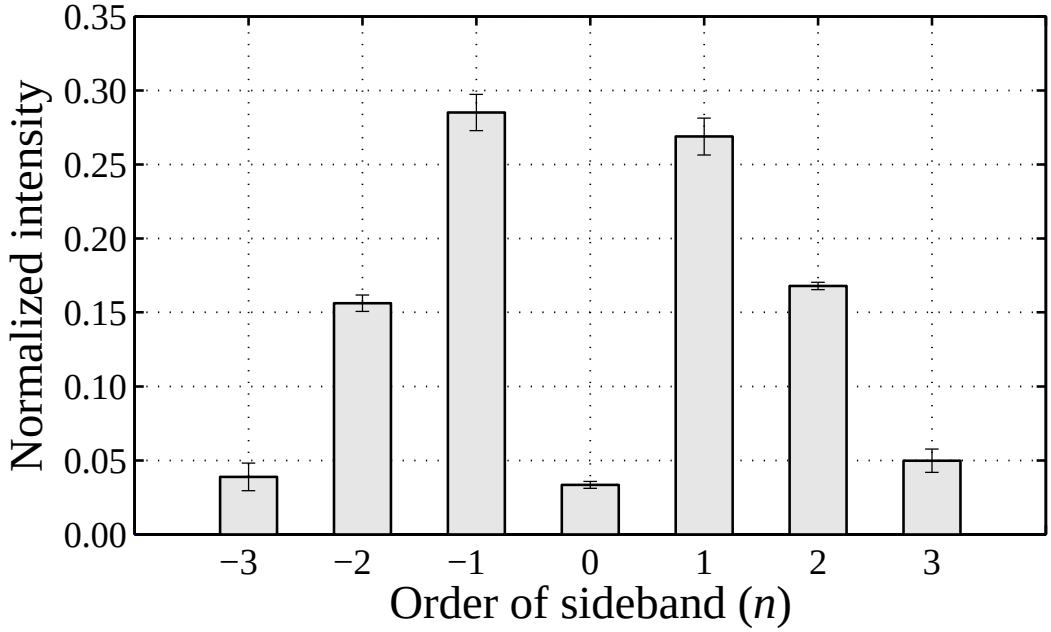


図 3.2 サイドバンド分布

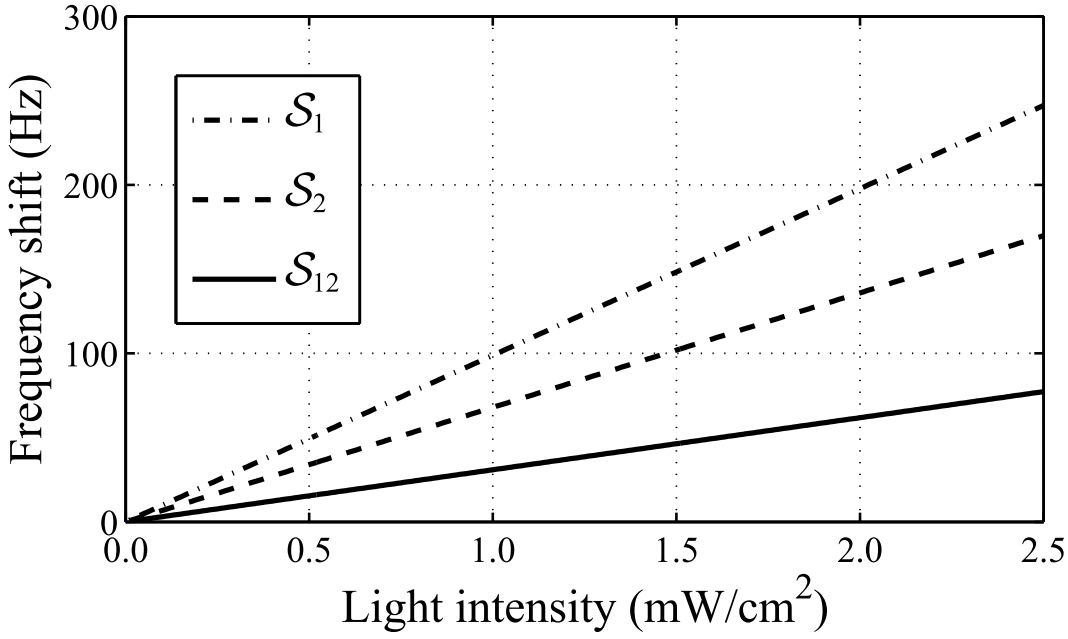


図 3.3 連続励起のライトシフト

3.2.3 パルス励起のライトシフト

パルス励起

図 3.4 にパルス励起の手順を示す．ここで τ_m は観測タイミング (Observation time)，τ は励起継続時間 (Excitation duration time)，T は自由発展時間 (Free evolution time) と呼ばれる．第一のパルスは τ 秒間照射し原子を暗状態の原子を用意する．レーザ光の照射をやめ，T 秒後に再びレーザ光を照射する．立上り直後から τ_m 秒後に第二のパルスの強度を測定する．この手順は，原子の状態が平衡になるまで繰り返す．この手順のラビ周波数を表すと以下のようになる．

$$\begin{aligned} \Omega_p, \Omega_c > 0 \quad (0 < t < \tau) \\ \Omega_p = \Omega_c = 0 \quad (\tau < t < \tau + T) \end{aligned} \tag{3.20}$$

パルス励起のライトシフト

Liouville 方程式には光強度に起因する周波数シフト (ライトシフト) の項が含まれない．そこで，本解析ではライトシフト項を周波数離調に式 (3.12) に含めて計算する．周波数離調 δ_p，δ_c を以下のように再定義する．

$$\begin{aligned} \delta_p = \quad & \frac{\Delta_0}{2} + \mathcal{S}_1(\quad \frac{\Delta_0}{2}, \Omega_p) \\ \delta_c = \quad & -\frac{\Delta_0}{2} + \mathcal{S}_2(-\frac{\Delta_0}{2}, \Omega_c) \end{aligned}, \tag{3.21}$$

ここで，$\mathcal{S}_1$ と $\mathcal{S}_2$ は摂動法により得られた連続励起におけるライトシフトである．

密度行列要素 ρ_{33} は励起準位のポピュレーションである．励起準位のポピュレーションは蛍光強度に比例する．原子が暗状態になったときでは，原子とレーザ光は相互作用しなくなるため蛍光は最小，すなわち密度行列要素 ρ_{33} は最小となる．周波数離調 Δ_0 に対する ρ_{33} を図 3.5 に示す．パルス励起によるラムゼイフリンジが計算されている．図 3.5 の中心を拡大した図を図 3.6 に示す．実線は式 (3.21) を用いて計算したスペクトル，点線は式 (3.21) を用いずに計算している．式 (3.21) を用いて計算したスペクトルは周波数離調に対してわずかに非対称である．また，ρ_{33} が最小となる周波数離調はシフトしている．本研究では，この周波数シフト量をパルス励起のライトシフトと定義する．具体的な密度行列の数値計算法は付録 B に詳述する．

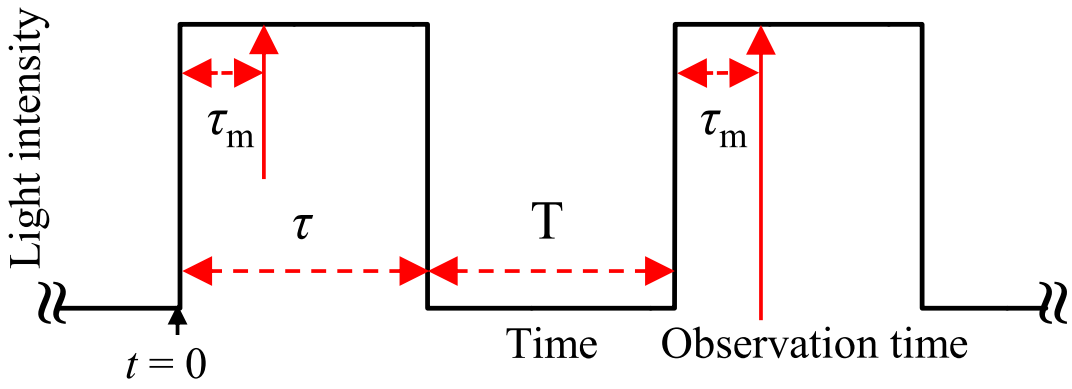


図 3.4　パルス励起の手順

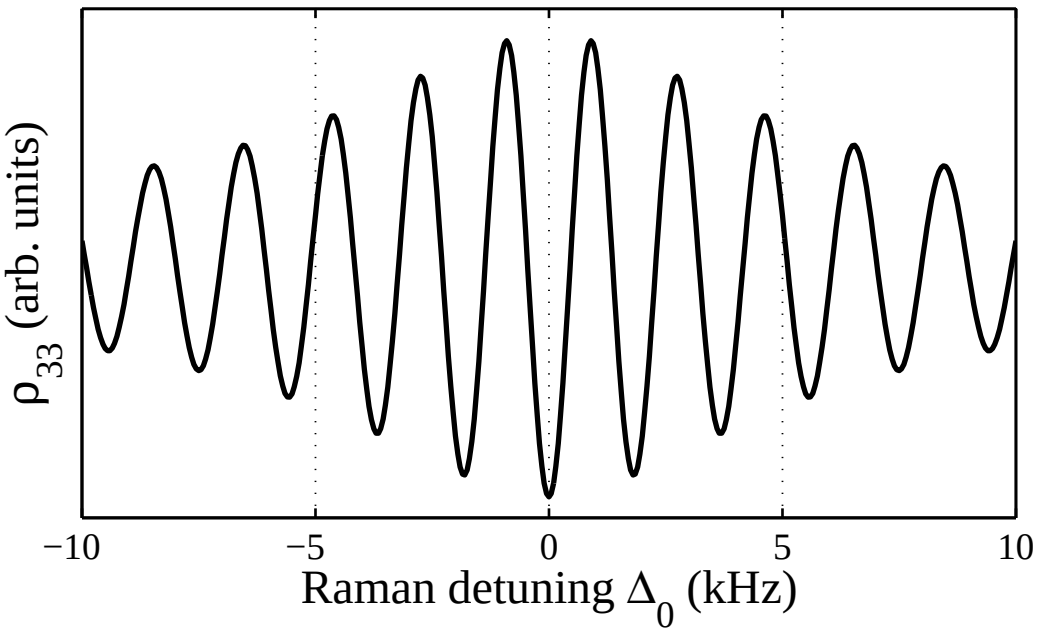


図 3.5　CPT ラムゼイ共鳴のスペクトル

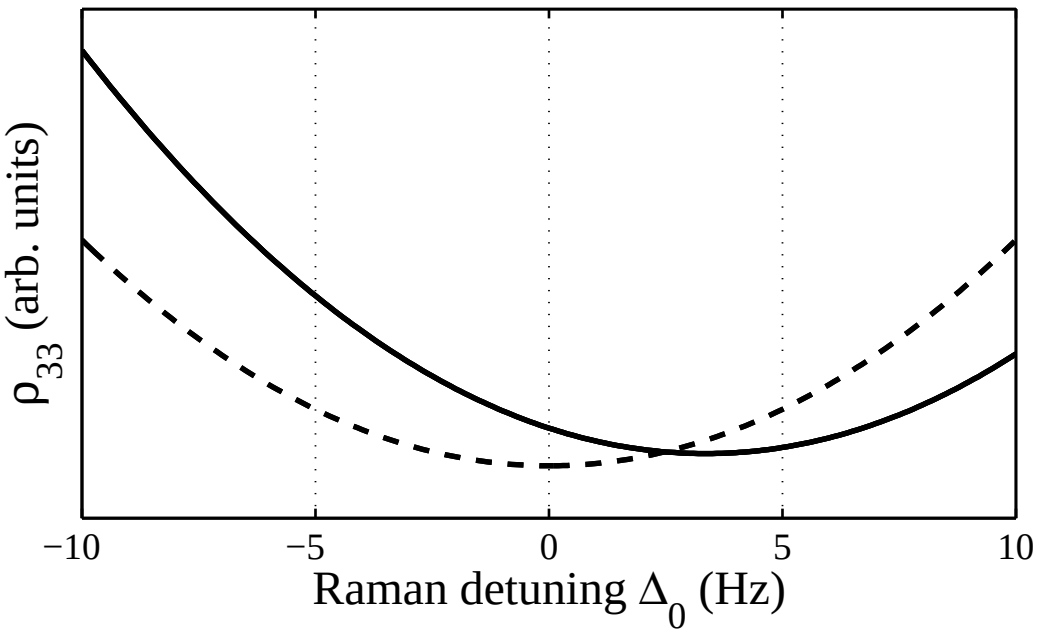


図 3.6　CPT ラムゼイ共鳴のスペクトルの拡大図

3.3 実験方法

実験装置の構成を図 3.7 に示す．励起用レーザには株式会社リコーより提供して頂いたレーザ波長 895 nm（^{133}Cs の D_1 線）の試作 VCSEL を用いた．ガスセルは直径 22.5 mm，光路長 20.0 mm の円筒型のパイレックスセルで，アルカリ原子である ^{133}Cs と，バッファガスの Ne が 4.0 kPa 封入されている．VCSEL からのレーザ光は，コリメートレンズによりビーム直径 6 mm の並行光としてガスセルに照射され，透過光の強度をフォトダイオードで検出する．レーザ波長を安定化するために，ロックイン検波を用いてアルカリ原子の吸収量が最大になるように VCSEL の駆動電流値を制御した．このとき，VCSEL の温度は一定に保っている．磁場に対して最も変動の少ない CPT 共鳴を測定するため，ヘルムホルツコイルにより静磁場を 32 μT 印加し，ゼーマン分裂させることで CPT 共鳴を選別した．地磁気などによる外部磁場を遮断するため，ガスセルおよびヘルムホルツコイルを磁気シールドで覆い，恒温槽中に設置して温度を一定に保った．ガスセルの温度は，30〜55 ℃までの範囲で CPT 共鳴のコントラストが最も高かった 42.0 ℃に設定した．なお，コントラストは文献 [3] と同様に，CPT 共鳴が最も大きくなるときの CPT 信号の振幅／ DC レベルと定義している．CPT 共鳴の励起用レーザ光は，ゼーマン副準位の偏りを避けるため直線偏光（lin||lin）を用いた．したがって，図 3.8 に示すような基底準位 $|F=3, m=-1\rangle$, $|F=4, m=1\rangle$ および $|F=3, m=1\rangle$,$|F=4, m=-1\rangle$ における 2 つの共鳴が重畳した CPT 共鳴を観測できる [36; 39]．レーザのパルス化には，音響光学変調器（AOM）を用い，一次回折光をガスセルに照射した．立ち上がり時間は公称値で 65 ns である．パルス周期は 1.00 kHz，Duty 比は 50 % に設定した．すなわち，パルス立下りから立上りまでの時間間隔は 500 μs である．パルス励起によって得られる CPT ラムゼイ共鳴を観測する際，従来システムにおける観測方法の変更点を最小限にするため，検出回路にサンプルホールド（S/H）回路を用いた．S/H 回路の追加により，ロックイン検波などの従来システムにおける制御を同様に行うことが可能となる [55]．S/H 回路のデータ取込みは，レーザ立ち上がり直後から 10 μs のタイミングで行い，波形取得に要する時間は 1.0 μs である．

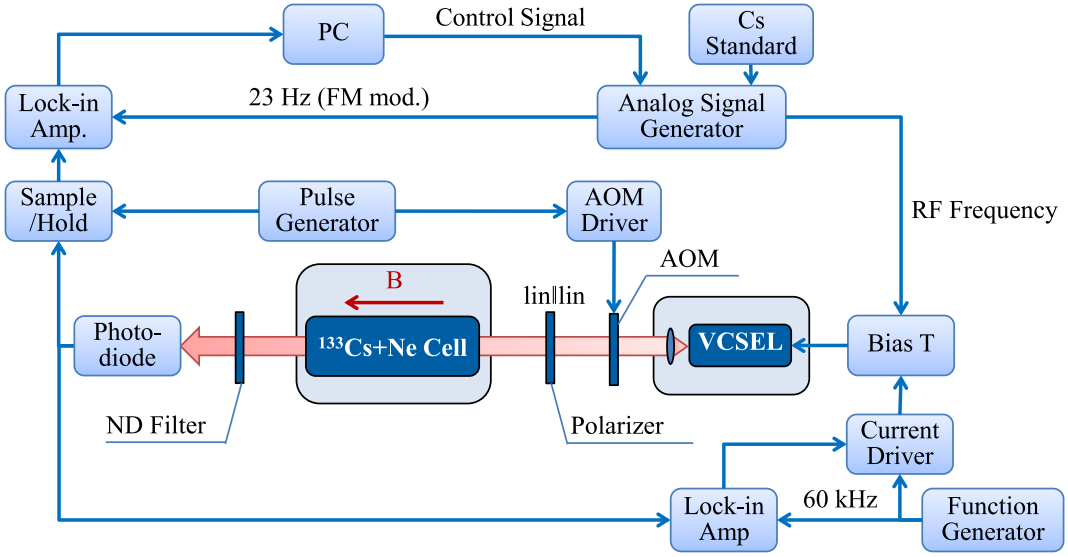


図 3.7　測定装置構成

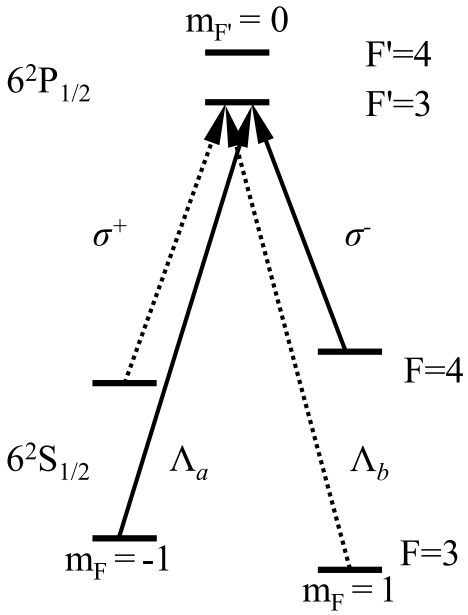


図 3.8　lin∥lin 偏光励起による CPT 共鳴の準位構造

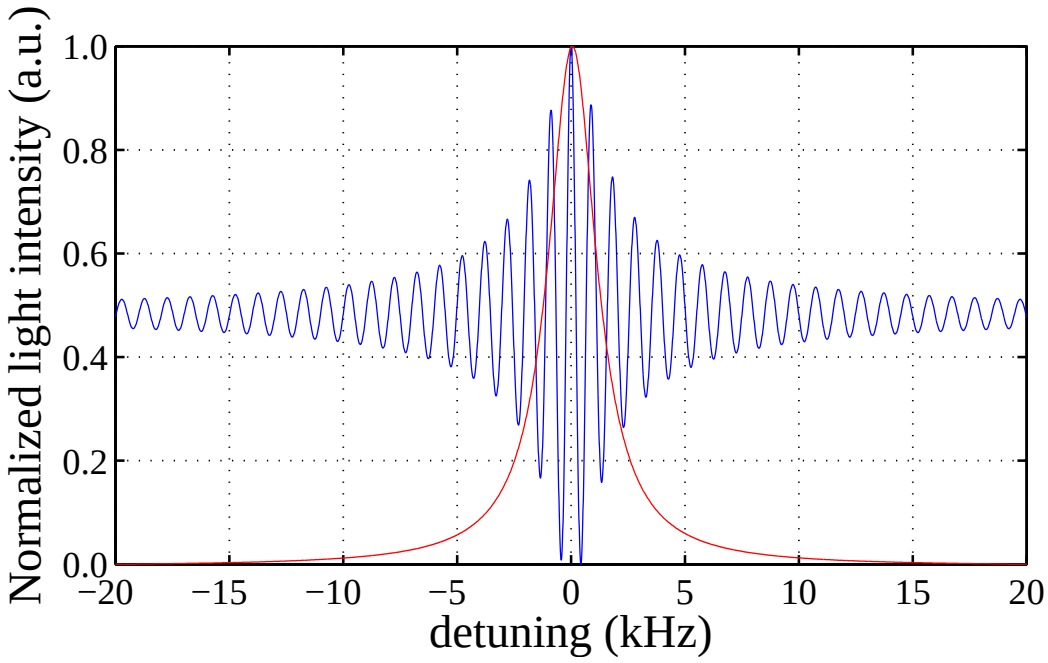
3.4 結果

3.4.1 CPT 共鳴のスペクトル

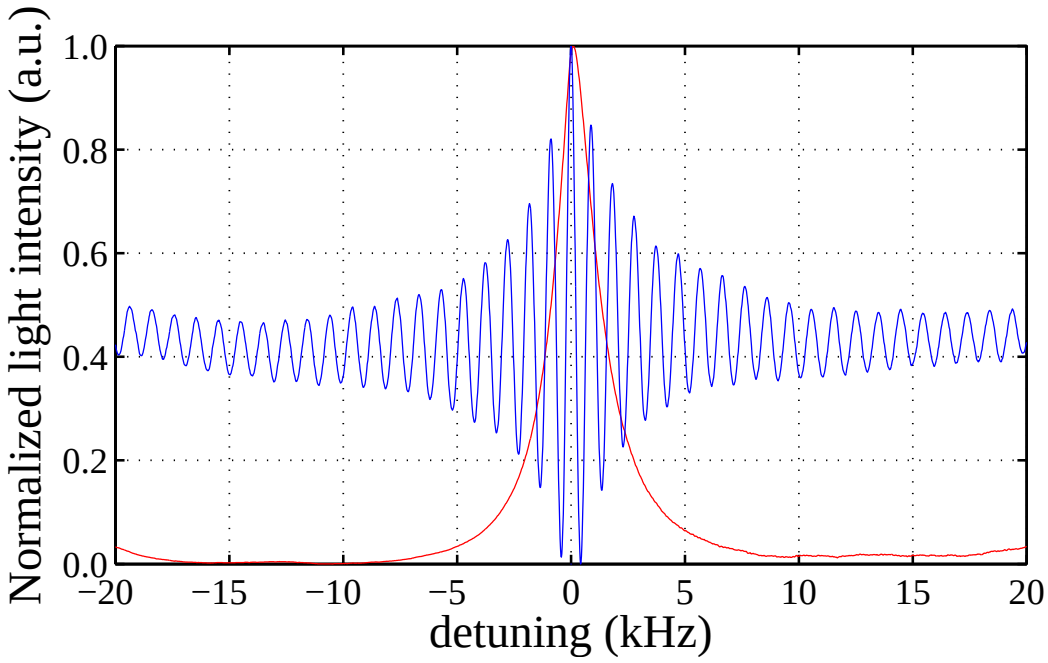
図 3.9 に CPT 共鳴のスペクトルを示す．(a) は計算結果，(b) は実験結果である．計算結果の縦軸は密度行列要素 $\mathrm{Im}(\rho_{13})$ を最大値で規格化している．密度行列要素 $\mathrm{Im}(\rho_{13})$ はプローブ光の吸収係数表し，プローブ光の透過光強度は $\mathrm{Im}(\rho_{13})$ に比例する．実験結果の縦軸は共鳴振幅で，最大値で規格化している．横軸は周波数離調を示している．中心周波数は 4.6 GHz である．赤線は連続励起で青線はパルス励起である．

計算と実験ともにパルス励起によるラムゼイフリンジが観測された．パルス励起では複数のフリンジが観測されるが，時計遷移として使用するのは中心の最も振幅が大きな共鳴線である．実験結果のコントラストは，連続励起で 3.3%，パルス励起で 4.8% であった．共鳴線幅は，連続励起とパルス励起でそれぞれ，2.2 kHz と 442 Hz であった．一方，計算結果の共鳴線幅は連続励起とパルス励起で 2.4 KHz と 428 Hz で，計算結果と実験結果は 10% 以内で一致した．ここで，T は 0.5 ms に設定しているので，理想的な条件での共鳴線幅は式 (A.14) より 500 Hz で，これは実験結果と 20% 程度の差がある．

図 3.10 は，異なる自由発展時間における CPT 共鳴スペクトルである．(a) は計算結果，(b) は実験結果である．なお，実験結果の青線の 1.5 kHz 以上の離調は，スペクトル測定中に波長安定化のフィードバックのロックが外れたため，測定が中断されている．赤線は自由発展時間 T を 1.0 ms，青線は自由発展時間 T を 0.5 ms (図 3.9 の拡大図) に設定したスペクトルである．自由発展時間を 1.0 ms に設定したときの共鳴線幅は， 実験結果と計算結果でそれぞれ，212 Hz と 231 Hz であった．計算と実験は 10% 以内で一致している．また，T=1.0 ms の共鳴線幅は T=0.5 ms のおよそ半分になっており，CPT ラムゼイ共鳴の半値全幅は自由発展時間に反比例している．

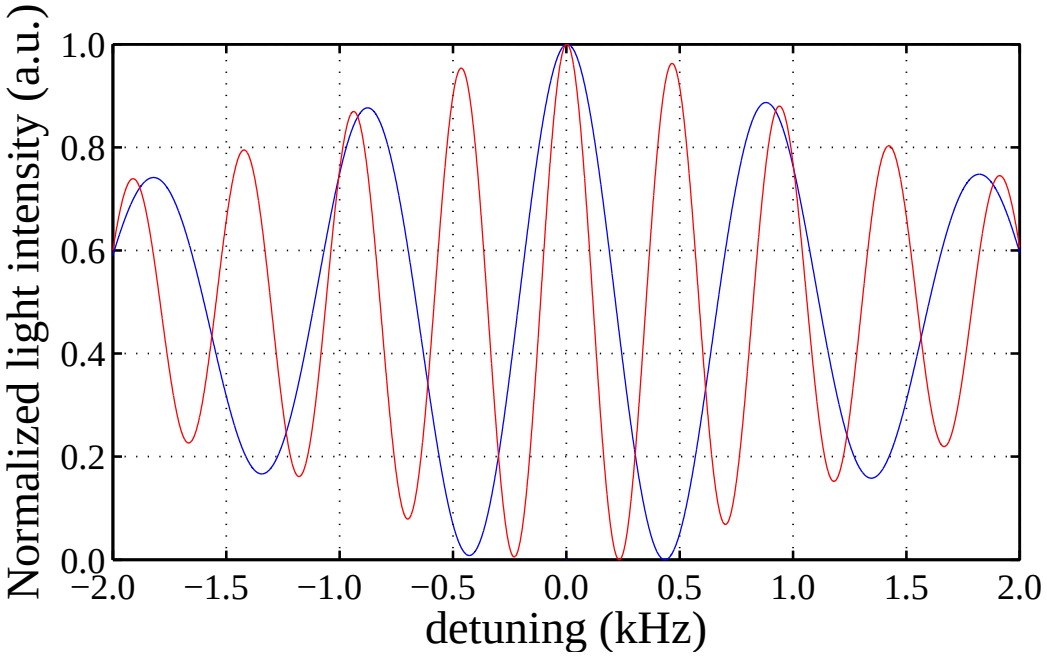


(a) 計算結果

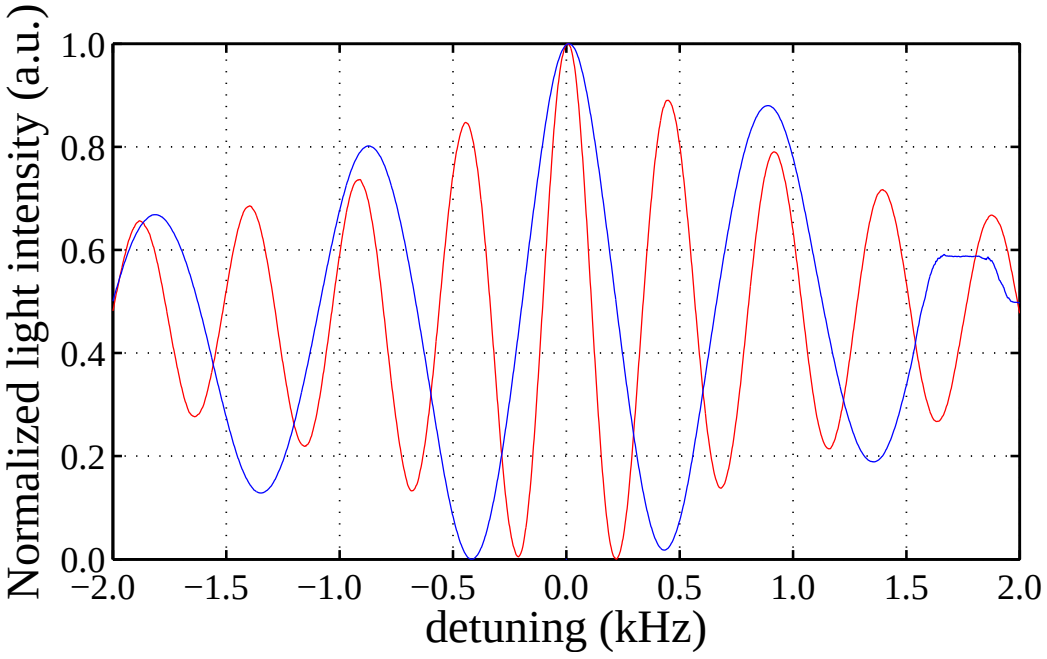


(b) 実験結果

図 3.9　連続励起とパルス励起の CPT 共鳴のスペクトル



(a) 計算結果



(b) 実験結果

図 3.10 異なる自由発展時間における CPT 共鳴のスペクトル

3.4.2　光強度に対する共鳴線幅とコントラスト特性

光強度に対する共鳴線幅特性の実験結果を図 3.11 に示す．連続励起の共鳴線幅は，パワーブロードニングにより光強度に対して線形に広がる．パワーブロードニングによる共鳴線幅の増加量は 0.81 kHz/(mW/cm^2) であった．図 3.11 より，光強度がゼロのときの共鳴線幅は 300 Hz であった．この線幅は光強度に依存しないことから，バッファガスや壁面衝突との衝突やアルカリ原子同士のスピン交換衝突に起因する線幅広がりである．これら光強度に依存しない線幅広がりに比べ，パワーブロードニングによる線幅広がりは非常に大きく，光強度が 2.3 mW/cm^2 の時，共鳴線幅の広がりの 85 % がパワーブロードニングに起因する．したがって，連続励起の共鳴線幅はパワーブロードニングによる線幅広がりが支配的である．

一方，パルス励起においても，共鳴線幅は光強度の増加に伴い増加するが，その増加量は連続励起よりも小さく，単位光強度あたりの共鳴線幅増加量は 0.06 kHz/(mW/cm^2) であった．この増加量は連続励起の 13.5 分の 1 であることから，パルス励起によるパワーブロードニング抑制効果が確認された．破線は理論式 (式 (A.14)) に基づく共鳴線幅の値を示している．実験値は理論値よりも小さく，光強度を大きくするほど線幅の理論値 (式 (A.14)) に近づいていく．これは，光強度が大きいほどポンピング率が上昇し，パルス終端での CPT 共鳴の状態が定常状態（連続励起の状態）に近づくためだと考えられる．

光強度に対するコントラスト特性の実験結果を図 3.12 に示す．連続励起とパルス励起ともにコントラストは光強度の増加に伴い増加する．光強度が小さいとき ($<$ 0.5 mW/(cm^2)) ではコントラストは急激に上昇するが，光強度が大きいとき ($>$ 1.5 mW/(cm^2)) では，その増加量は小さくなり，コントラストは飽和した．連続励起とパルス励起を比べると，パルス励起のコントラストは連続励起より高い値が得られた．

図 3.14 に光強度に対する性能指数特性を示す．性能指数は，式 (2.11) より，コントラストと Q 値の積と定義している．連続励起の性能指数は，光強度が小さいときに上昇傾向となるが，光強度が大きいときでは低下傾向に転じる．これは，光強度が小さいときではコントラストの上昇が支配的であるのに対し，光強度が大きいときでは，パワーブロードニングによる Q 値の低下が支配的になるためである．したがって，連続励起の性能指

数が最大となる光強度がある．一方，パルス励起の性能指数は，光強度の増加に伴い増加し，光強度が大きくなると飽和する．これは，光強度が大きくなるとコントラストが飽和する上，パルス励起の線幅が一定値に近づくためである．

連続励起とパルス励起を比較すると，パルス励起の最大の性能指数は，連続励起に比べて 3 倍であった．すなわち，パルス励起により連続励起よりも 3 倍の短期安定度が得られると予想される．ただし，本実験では自由発展時間を最適化していない条件での比較であるため，自由発展時間を最適な条件へ設定すれば更なる性能指数の向上が期待される．性能指数を最大とする自由発展時間については，S. Guérandel らにより検討されている [61].

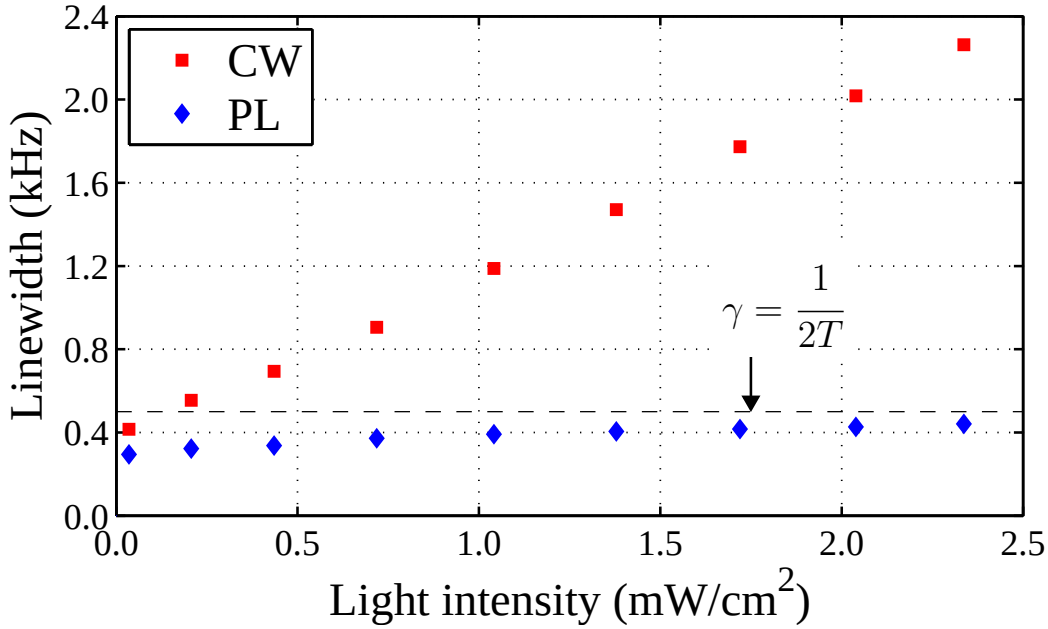


図 3.11　光強度に対する共鳴線幅特性

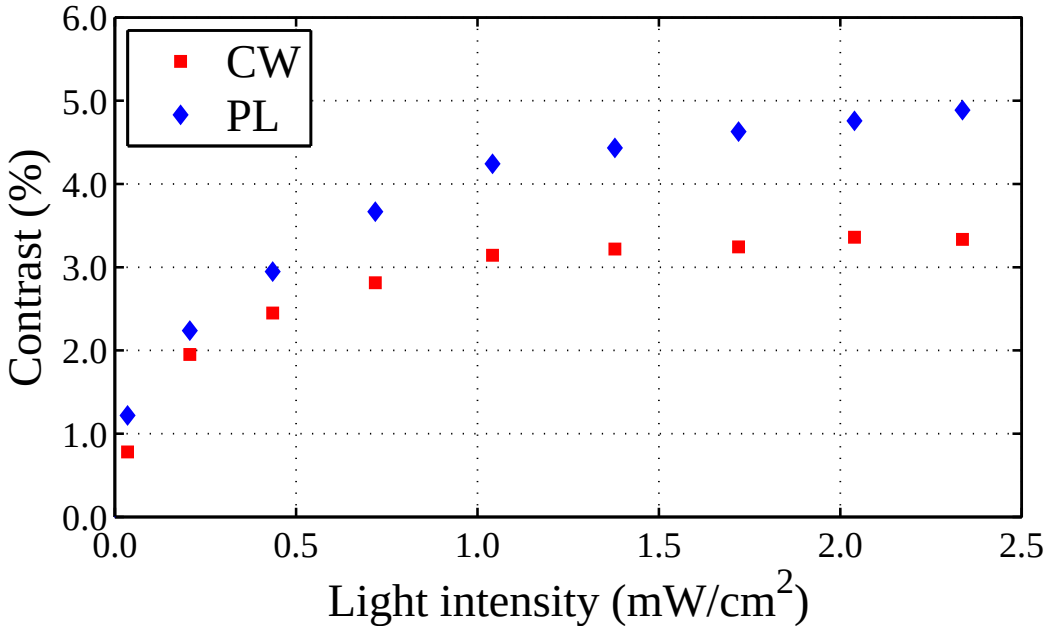


図 3.12　光強度に対するコントラスト特性

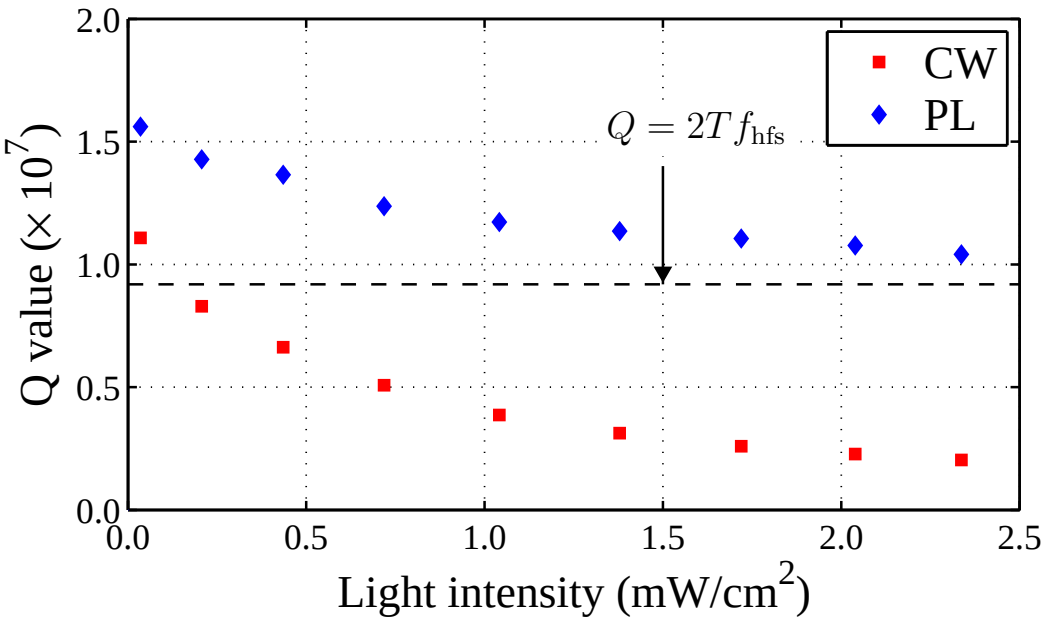


図 3.13 光強度に対する Q 値特性

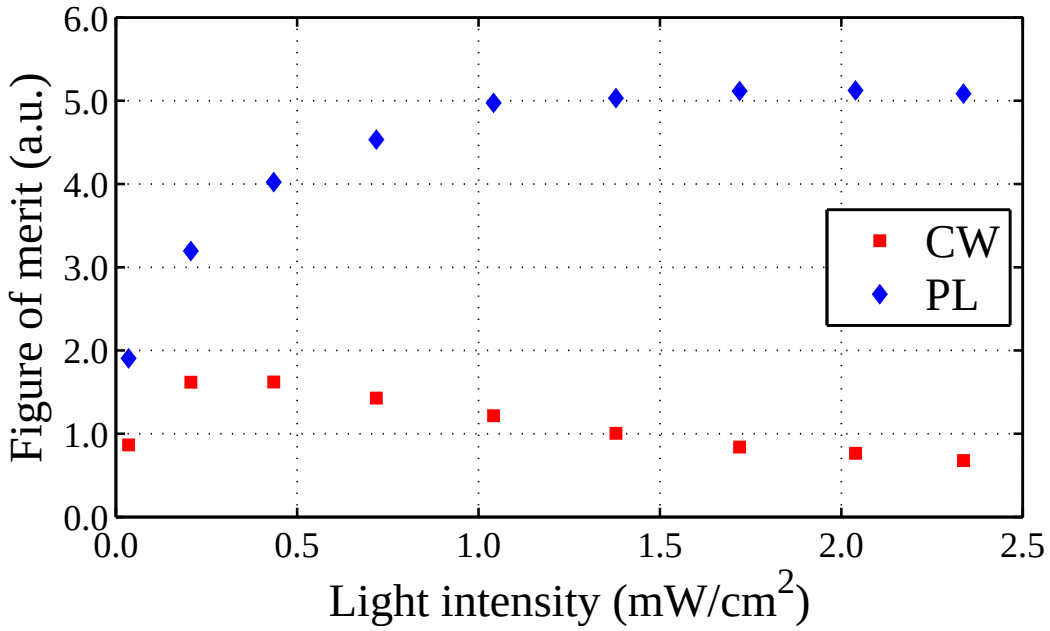


図 3.14 光強度に対する性能指数特性

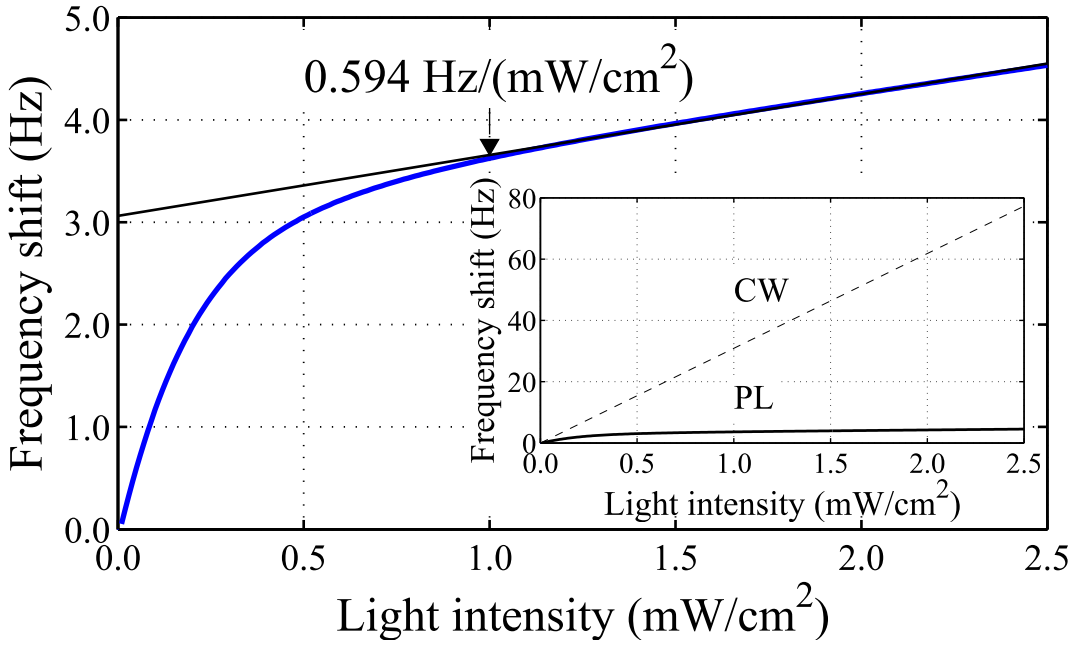
3.4.3　光強度に対するライトシフト特性

図 3.15 は光強度に対するライトシフト特性を示す．(a) は計算結果，(b) は実験結果である．サイドバンド分布は図 3.2 に示されている実験値を使用した．励起準位の緩和率は 380 MHz(実験値) に設定した．この緩和率の値は文献 [62; 63] と比べてもほぼ同じ値である．計算，実験共に，励起継続時間と自由発展時間は 800 μs，観測タイミングは 10 μs に設定している．挿入されている図は連続励起とパルス励起を比較している．点線と実線はそれぞれ連続励起とパルス励起によるライトシフト特性である．

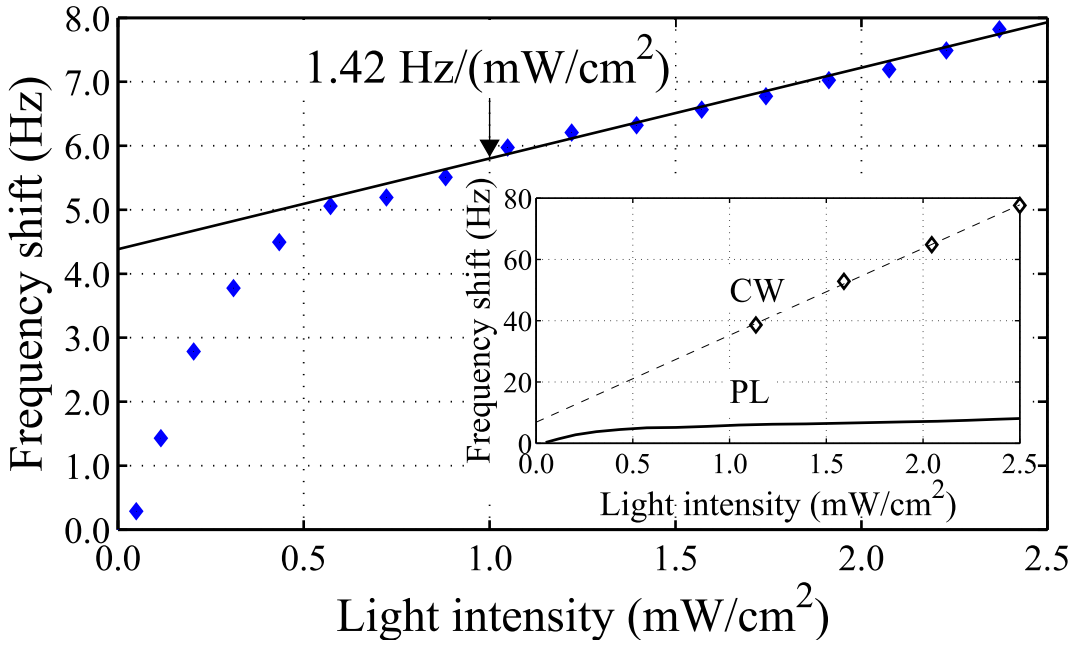
計算された連続励起のライトシフトは光強度に対して線形であり，その傾きは 30.9 Hz/(mW/cm^2) であった．一方，パルス励起のライトシフトは光強度の増加に伴い増加するが，そのシフト量は連続励起に比べて大きく低減した．パルス励起のライトシフトの大きな特徴として，パルス励起のライトシフトは弱い光強度に対して非線形にシフトすること，ある閾値を超えるとほぼ線形にシフトすることが明らかとなった．

弱い光強度 (< 1.0 mW/cm^2) では，ライトシフトは光強度に対し非線形にシフトした．また，その傾きは光強度の増大に伴い減少した．最大の傾きは光強度がゼロの時で 14.0 Hz/(mW/cm^2) であった．この最大の傾きは連続励起のライトシフトよりも小さいため，パルス励起は連続励起に比べて光強度に対する周波数変動量が低くなると考えられる．強い光強度 (≥ 1.0 mW/cm^2) では，ライトシフトは光強度に対し線形にシフトした．実線は 1.0 から 2.5 mW/cm^2 までのライトシフトを直線近似したものである．その傾きは 0.594 Hz/(mW/cm^2) であり，これは連続励起の傾きの約 50 分の 1 である．この傾きは弱い光強度におけるライトシフトの傾きよりも非常に小さいことから，光強度に対する周波数変動を小さくするためには強い光強度を原子に照射する必要がある．

同様の傾向が実験によっても得られた．連続励起のライトシフトの傾きは 28.4 Hz/(mW/cm^2) で，10% 以内で理論値の傾きと一致している．しかしながら，実験値のパルス励起のライトシフトは計算値のおおよそ 3 倍の値となった．



(a) 計算結果



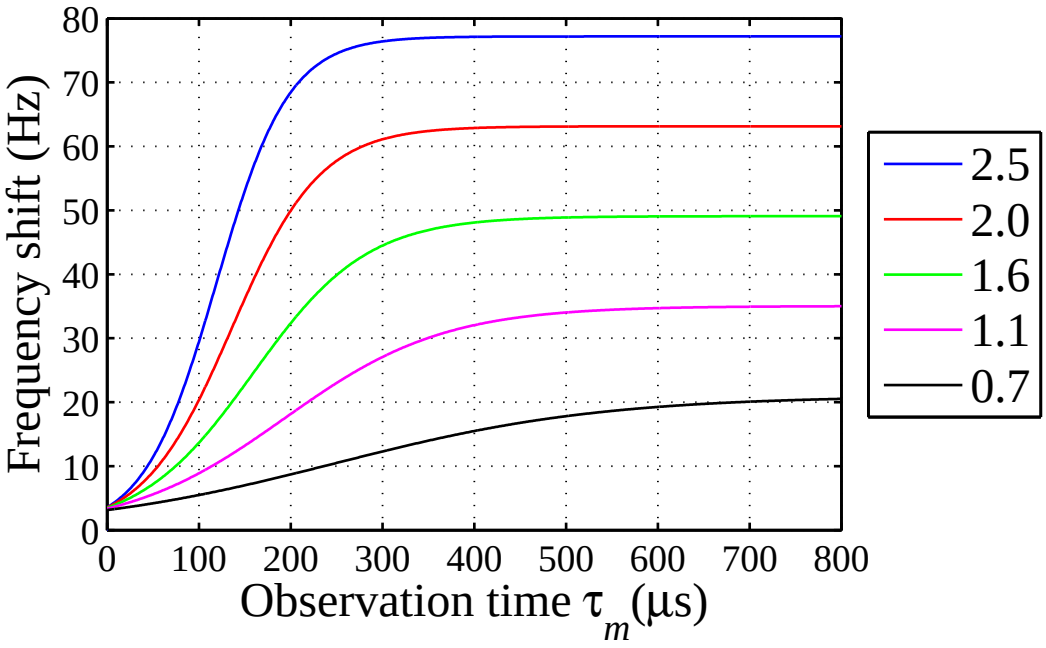
(b) 実験結果

図 3.15 光強度に対するライトシフト特性

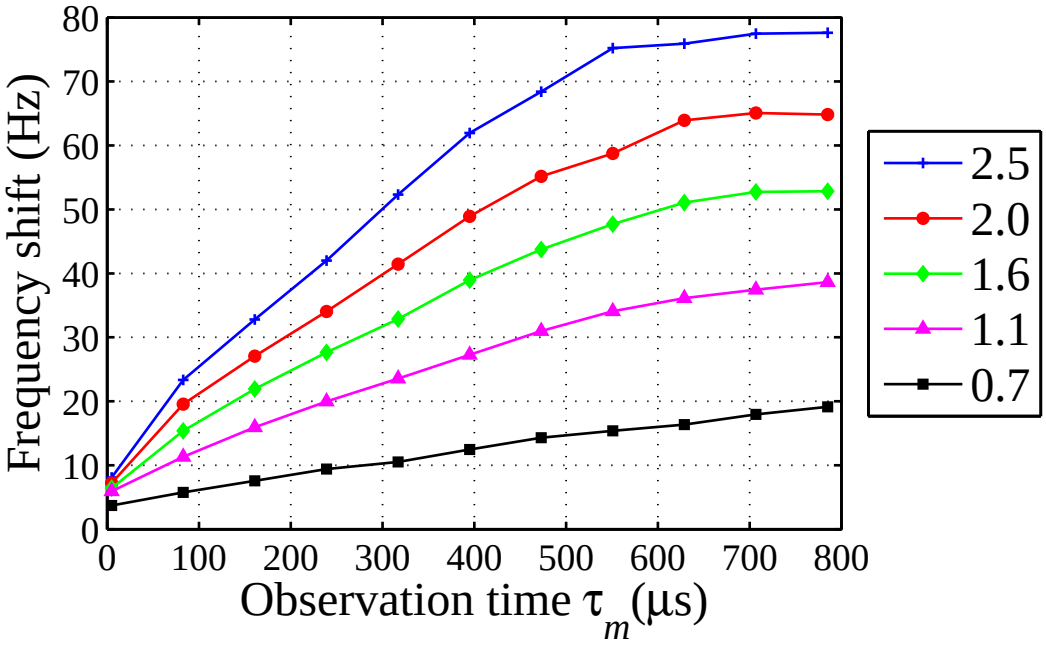
3.4.4　観測タイミングに対するライトシフト特性

図 3.16 に観測タイミングに対するライトシフト特性を示す．(a) は計算結果，(b) は実験結果である．異なる光強度における特性を比べており，光強度の単位は $\mathrm{mW/cm^2}$ である．計算は前節と同じ条件に設定した．早い観測タイミング ($< 200\ \mu$s) では，ライトシフトは観測タイミングの増加に対してほぼ線形に増加した．また，その傾きは光強度の増加に伴い増加している．これは，観測タイミングを短く設定する程，ライトシフトが小さくなることを意味している．一方，遅い観測タイミング ($\geq 200\ \mu$s) では，ライトシフトは飽和し観測タイミングに依らず一定の値を示した．また，飽和までにかかる時間は光強度の増加とともに短くなった．飽和した値は連続励起のライトシフトと一致することから，励起時間の経過に伴い Cs 原子が連続励起の暗状態に遷移したと考えられる．また，光強度の増加に伴ってポンピング率が高くなったため，飽和までの時間が短くなったと考えられる．

同様の傾向が実験によっても得られた．しかし，計算値と比べて実験値の飽和時間はおおよそ 2 倍長い結果となった．



(a) 計算結果



(b) 実験結果

図 3.16　観測タイミングに対するライトシフト特性

3.4.5　1 次サイドバンドの減衰を考慮したライトシフト特性

前項より，光強度と観測タイミングに対するライトシフト特性を評価したが，理論と実験で 2 倍〜 3 倍の定量的な差が生じた．特に，観測タイミングに対するライトシフト特性では，ライトシフトが飽和する時間はおおよそ 2 倍になっている．飽和時間は励起準位の緩和率 Γ に比例し光強度に反比例すること，励起準位の緩和率は実験値を用いたことを考慮すると，理論と実験の差異は光強度に起因するものであると考えられる．また，理論による飽和時間は実験値より短いことから，理論の光強度は実験値より高く設定されたと言える．

理論の光強度が実験値より高く設定された一つの理由として，1 次のサイドバンドの減衰が挙げられる[*2]．理論では，ガスセルの幾何学構造は考慮されておらず，原子の吸収による 1 次のサイドバンドの減衰は考慮されていない．また，実験で求めたサイドバンドの分布は，ガスセル入射前 (入射光) における分布の測定結果であり，ガスセル内の分布は反映されていない．したがって，より定量的な議論をするためには，サイドバンドの減衰を理論に反映させる必要がある．そこで，サイドバンドの減衰を考慮するために実効的な光強度比 r $(= I_{p'}/I_p = I_{c'}/I_c)$ を導入する．ここで，$I_{p'}$ と $I_{c'}$ は原子を励起する実効的な光強度としている．

光強度の減衰を考慮した時の光強度に対するライトシフト特性を図 3.17，観測タイミングに対するライトシフト特性を図 3.18 に示す．ここで，光強度比 r は，ガスセル内の 1 次サイドバンドの平均光強度から，0.5 (入射光強度の 50%) に設定した．1 次サイドバンドの平均光強度は，透過光強度測定から実験により求めた．光強度の減衰を考慮することで計算値は実験値に近づいた．しかしながら，実験値と計算値にはわずかながらに差異が生じた．この残差は光強度が増加に伴い大きくなることから，入射光強度と平均光強度の絶対差が大きくなるためだと考えられる．それゆえ，より定量的な解析を行うためには，空間分解して解析する必要があることを示唆している．

[*2] 1 次のサイドバンドは原子と相互作用するため，ガスセルを通過すると原子に吸収される．これに対し，1 次以外のサイドバンドは原子に吸収されることなくガスセルを通過する．

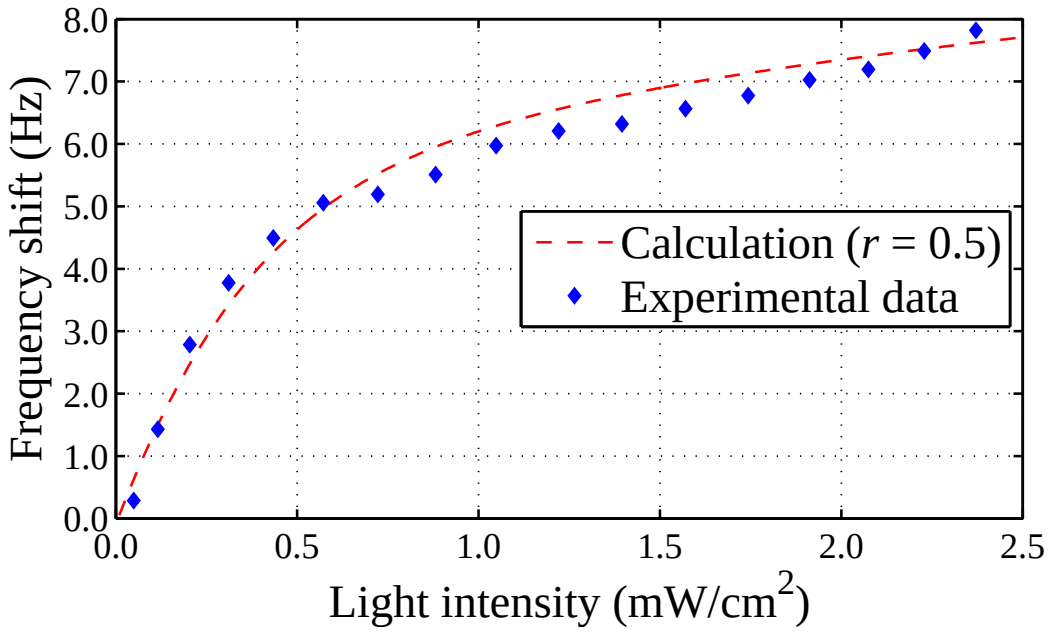


図 3.17　1 次サイドバンドの減衰を考慮した光強度に対するライトシフト特性

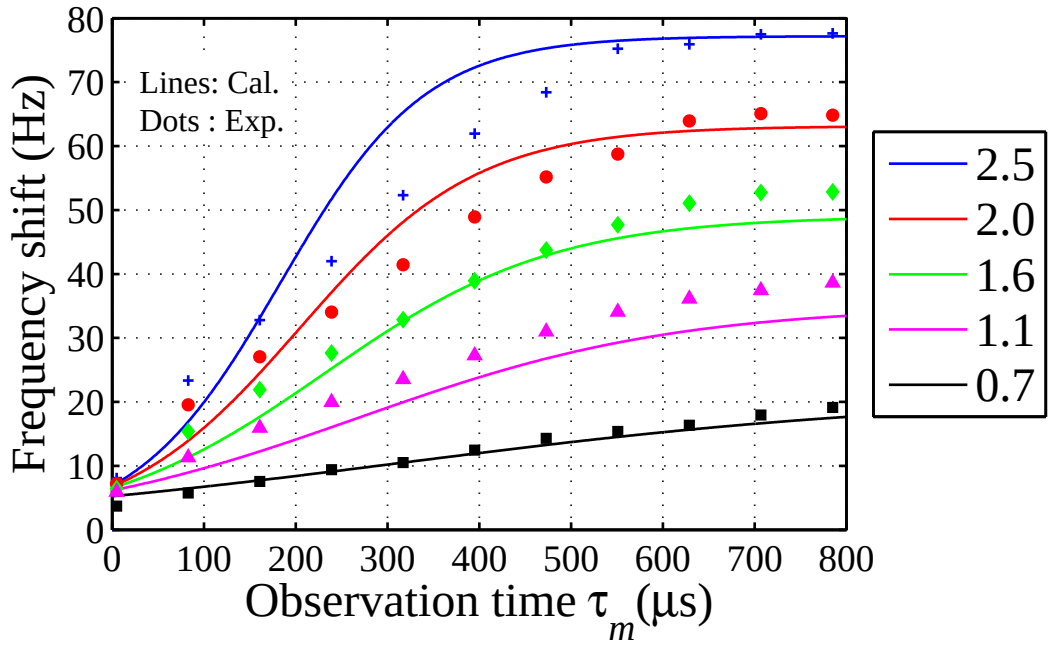


図 3.18　1 次サイドバンドの減衰を考慮した観測タイミングに対するライトシフト特性

3.5　むすび

本章は，パルス励起によるパワーブロードニングの抑制とライトシフトの振る舞いを解析および実験により明らかにした．パルス励起における CPT 共鳴のライトシフトの解析は密度行列に基づいて計算した．また，実験は ^{133}Cs ガスセルと D_1 線 VCSEL を用いて CPT 共鳴を測定した．連続励起とパルス励起の CPT 共鳴のスペクトル結果から，パルス励起におけるパワーブロードニング抑制効果を示した．パルス励起における光強度対ライトシフト特性の結果から，連続励起に比べパルス励起のライトシフトは大幅に低減されること，パルス励起のライトシフトは弱い光強度において非線形を示すことを明らかにした．観測タイミング対ライトシフト特性からは，観測タイミングが小さいほどライトシフトが低減されることが明らかになった．これら解析と実験から，提案した解析法により定量的にライトシフトを計算できることが明らかとなった．

第 4 章

透過型液晶を用いたパルス励起

4.1　まえがき

CPT 原子発振器の高安定化法としてパルス励起を利用するためには，光強度変調したレーザ光を用意する必要がある．光強度変調されたレーザ光を生成する最も単純な方法は，励起用レーザの電流値を直接変調する直接変調方式である．しかし，レーザの電流値の直接変調は出力波長も同時に変化するため，CPT 原子発振器に適用するのは難しい．そのため，先行研究では音響光学変調器 (以下 AOM：acousto-optical modulator) による外部変調方式を採用し，光強度変調されたレーザ光を生成している [6; 61; 18]．しかし，AOM は消費電力が大きい（数 W 程度）上，体積容量が大きく，高価（数万円）であることから，小型 CPT 原子発振器にパルス励起を適用するためには，AOM と異なる光強度変調器を検討する必要がある．

現在までに市販されている光強度変調器の種類を列挙すると，

1. 音響光学変調器
2. 電気光学変調器
3. MEMS スイッチ
4. 液晶

が挙られる．音響光学変調器と電気光学変調器は消費電力と体積の点から小型原子発振器への要求を満たさない．また，MEMS スイッチは小型で低消費電力であるものの，機械的耐久性が問題となる上，静電容量式であるため高い電圧が必要である．これに対し，液晶は小型で低消費電力であり，小型原子発振器への要求特性を満たしている．加えて，液晶の製造技術はすでに成熟しているため，信頼性，耐久性も高いと考えられる．そこで本研究では，パルス化に用いる光学素子として透過型液晶 (以下 LCM：Liquid crystal modulator) を検討した．消費電力と体積の優位性から，小型原子発振器におけるパルス励起に適していること示し，音響光学変調器との比較からその特性改善効果を明らかにする．

4.2 実験方法

実験装置の構成は前章と同様である．本実験では同位体選別された ^{87}Rb を使用した（本章以外では ^{133}Cs）．励起用レーザにはレーザ波長 795 nm (^{87}Rb の D_1 線）の VCSEL (ULM-01-S46FTT) を用いた．ガスセルは光路長 20.0 mm の円筒型のパイレックスセルで，同位体選別されたアルカリ原子 ^{87}Rb とバッファガスとして N_2 が 2.0 kPa で封入されている．VCSEL からのレーザ光は，コリメートレンズによりビーム直径 8 mm の並行光にしてガスセルに照射される．透過光強度をフォトダイオードで検出した．レーザ波長を安定化するために，ロックイン検波を用いてアルカリ原子の吸収量が最大になるように VCSEL の温度を制御した．VCSEL は温度制御可能なレーザマウント内に設置している．磁場に対して最も変動の少ない CPT 共鳴を測定するため，ヘルムホルツコイルにより静磁場を 3 μT 印加し，ゼーマン分裂させることで CPT 共鳴を選別した．地磁気などの外部磁場の変動を遮断するため，ガスセルおよびヘルムホルツコイルを磁気シールドで覆った．また，これらガスセルは恒温槽中に設置して温度を一定に保った．ガスセルの温度は，CPT 共鳴のコントラストが最も高かった 55.0 ℃に保持した．ゼーマン副準位の偏りを避けるためレーザ光は直線偏光（lin||lin）で励起した．そのため，図 3 に示すような基底準位 $|F=3, m=-1\rangle$, $|F=4, m=1\rangle$ および $|F=3, m=1\rangle$,$|F=4, m=-1\rangle$ における 2 つの共鳴が重畳した CPT 共鳴を観測される [39; 36]．レーザのパルス化には，音響光学変調器（AOM）を用い，一次回折光をガスセルに入射した．AOM による光強度変調の立ち上がり時間は公称値で 65 ns である．励起継続時間 τ と自由発展時間 T は共に 3.33 ms に設定した．パルス励起によって得られる CPT ラムゼイ共鳴を観測する際，従来システムにおける観測方法の変更点を最小限にするため，検出回路にサンプルホールド（S/H）回路を用いた．S/H 回路の追加により，ロックイン検波などの従来システムにおける制御を同様に行うことが可能となる．S/H 回路のデータ取込みは，レーザ立ち上がり直後から 10 μs のタイミングで行った．波形取得に要する時間は 1.0 μs である．

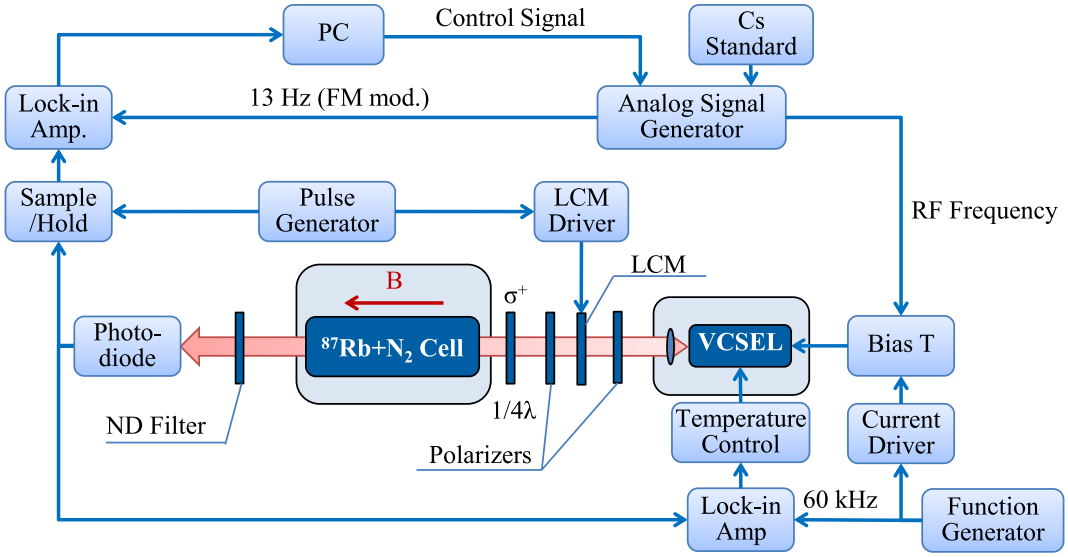


図 4.1　測定装置

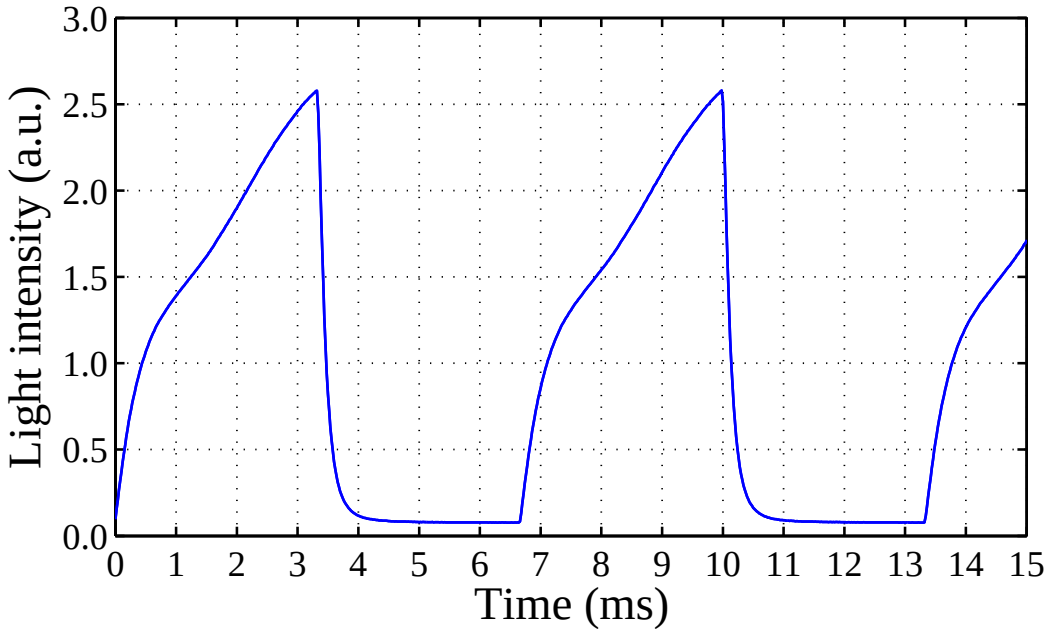


図 4.2　透過型液晶の応答特性

表 4.1 各 CPT 共鳴のコントラストと半値全幅

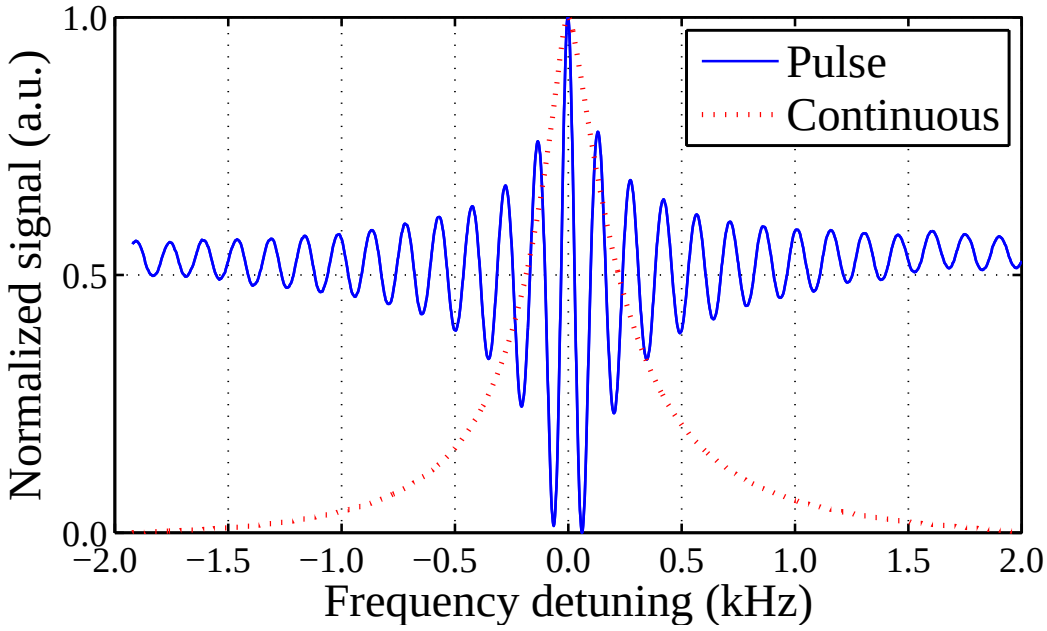
Optical modulator	Light intensity (μW/cm^2)	Excitation	Contrast (%)	FWHM (Hz)
AOM	82	Continuous	4.2	500
		Pulse	2.3	60
LCM	92	Continuous	5.0	640
		Pulse	2.5	70

4.3 実験結果

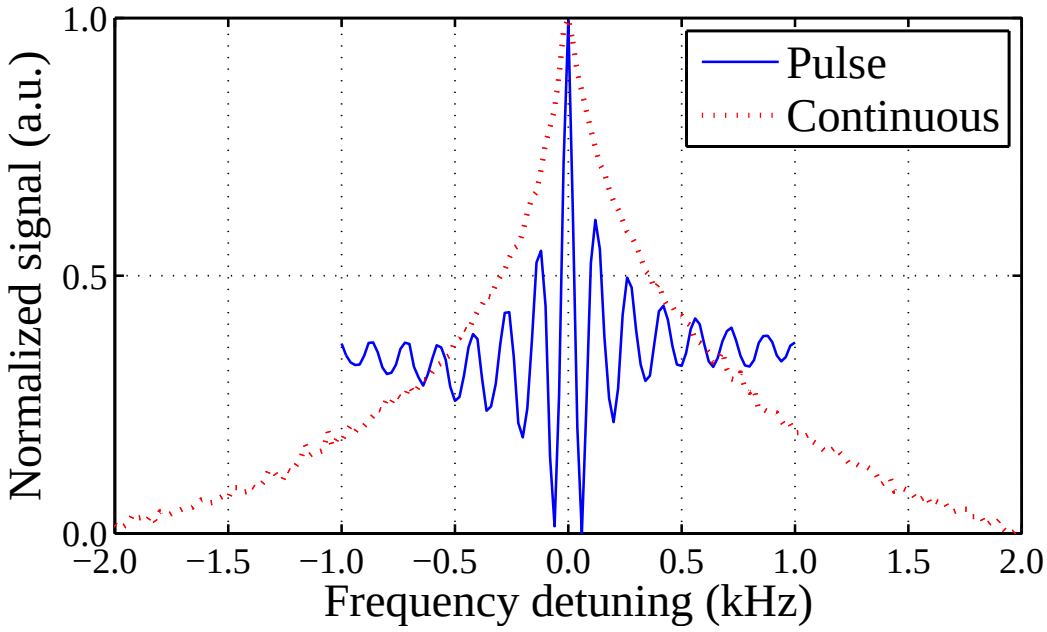
4.3.1 透過型液晶を用いた CPT ラムゼイ共鳴スペクトル

AOM および LCM を用いた CPT 共鳴スペクトルを図 4.3(a)，図 4.3(b) に示す．縦軸は規格化された透過光強度，横軸は RF 周波数の周波数離調である．点線は連続励起おける CPT 共鳴，実線はパルス励起における CPT ラムゼイ共鳴のスペクトルを示している．また，各共鳴のコントラストと共鳴線幅を表 4.1 に示す．入射光量は AOM で 82.0 μW/cm^2，LCM で 92.0 μW/cm^2 であった．この入射光量の差は AOM と LCM の挿入損失差により生じている．

連続励起の共鳴線幅は AOM で 500 Hz，LCM で 640 Hz であった．この共鳴線幅の差は，入射光量差によるパワーブロードニング効果に起因している．一方，パルス励起では，共鳴線幅はパワーブロードニングが抑制された．AOM で 60 Hz，LCM で 70 Hz が得られ，どちらの光学変調器おいても共鳴線幅の狭窄化が確認された．これら結果から，LCM も AOM と同程度のパワーブロードニング抑制効果が得られることが示された．パルス励起の共鳴線幅は，自由発展時間を T とすると $1/2T$ となる [6](付録 A) ことから理論値は 75Hz であり，実験結果と 15% 以内で一致した．パルス励起のパワーブロードニング抑制により，連続励起に比べ AOM で 1/8 以下，LCM でも 1/9 以下が得られた．



(a) AOM を用いた CPT 共鳴のスペクトル



(b) LCM を用いた CPT 共鳴のスペクトル

図 4.3　AOM と LCM を用いた CPT 共鳴のスペクトルの比較

4.3.2 観測タイミングに対するコントラスト特性

異なる観測タイミングにおける CPT ラムゼイ共鳴のスペクトルを図 4.4 に示す．この測定では光強度変調器に AOM を用いている．縦軸は規格化された透過光強度，横軸は RF 周波数の周波数離調である．同図より，観測タイミングの増大に伴いラムゼイ共鳴の共鳴振幅は小さくなる．これは，パルス立上り直後からレーザ光が照射され，原子が連続励起の (定常状態の) 暗状態に遷移するためである．したがって，観測タイミングが早いほど高い共鳴振幅の共鳴と細い共鳴線幅が得られる．

AOM と LCM を用いた観測タイミング τ_o に対するコントラスト特性を図 4.5 に示す．AOM と LCM のどちらの光強度変調器においても，コントラストは観測タイミングの増加に伴い減少した．観測タイミングの増加に対してコントラストは単調に減少するため，$\tau_o = 0$ において最大のコントラストが得られると予想される．最大のコントラストを線形近似により予想すると，それぞれ AOM で 2.5%，LCM で 2.8% である．これは，$\tau_o = 20\ \mu s$ のコントラストと 10% 程度の違いであり，

AOM と LCM のコントラストを比べると，ほとんどの観測タイミングにおいて，LCM のコントラストは AOM を上回った．この理由は，LCM においてパルス立上り時間は AOM よりも遅く，観測までに入射されるレーザ光強度が低いためである．低い光強度では観測時まで遷移レートを抑えられるため，LCM のコントストは AOM のコントラストよりも高くなったと考えられる．

4.3.3　光強度に対するライトシフト特性

図 4.6 に，AOM と LCM を用いた CPT 共鳴のライトシフトを示す．また，光強度に対するライトシフトの傾きを表 4.2 に示す．連続励起のライトシフトは光強度に対して線形にシフトする [15]．連続励起におけるライトシフトの傾きは 65 Hz/(mW/cm^2) であった．パルス励起のライトシフトも同様に 15〜92 μW/cm^2 の範囲ではほぼ線形にシフトした．連続励起におけるライトシフトの傾きは AOM で 13 Hz/(mW/cm^2)，LCM で 22 Hz/(mW/cm^2) であった．LCM のライトシフトの傾きは AOM のライトシフトの傾きより大きくなった．これは，LCM ではパルスオフ時にわずかにレーザ光が入射し，パルスオフ時のレーザ光がライトシフトに寄与したと考えられる．すなわち，ライトシフトの低減するために高い消光比の LCM を使用することが望ましいことを示唆している．AOM と LCM どちらの結果も連続励起のライトシフトに比べパルス励起のライトシフトは約 1/3 以下に低減された．

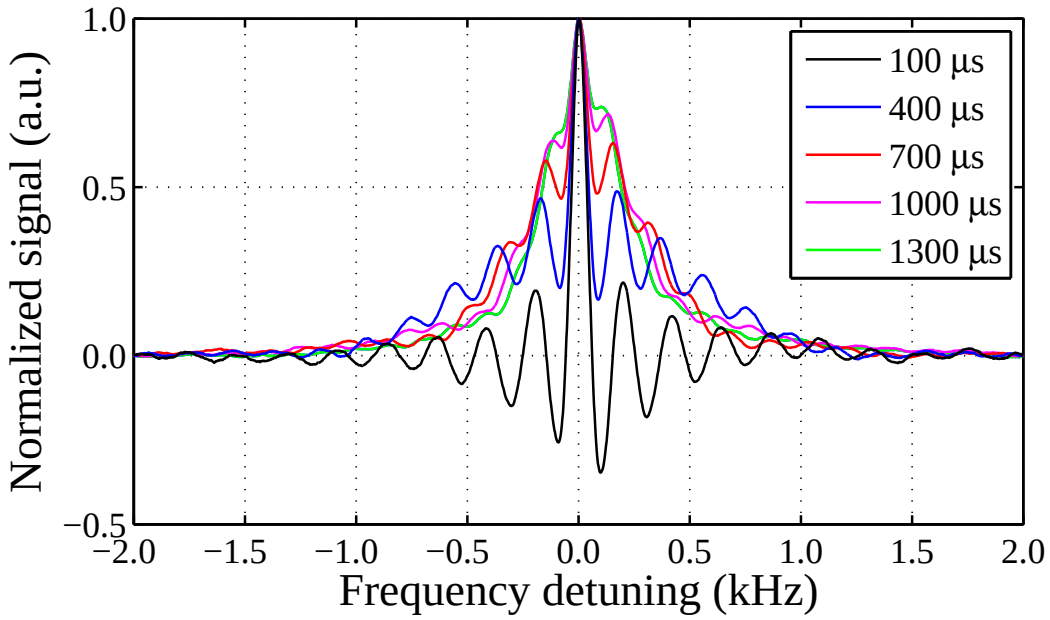


図 4.4　異なる観測タイミングにおける CPT 共鳴スペクトル

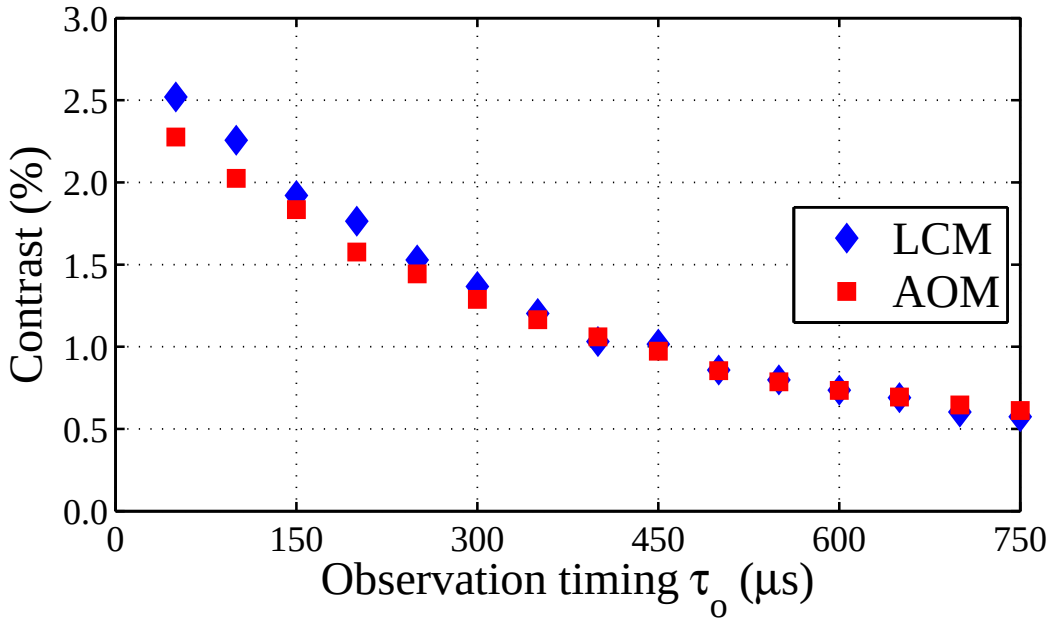


図 4.5　観測タイミングに対するコントラスト特性

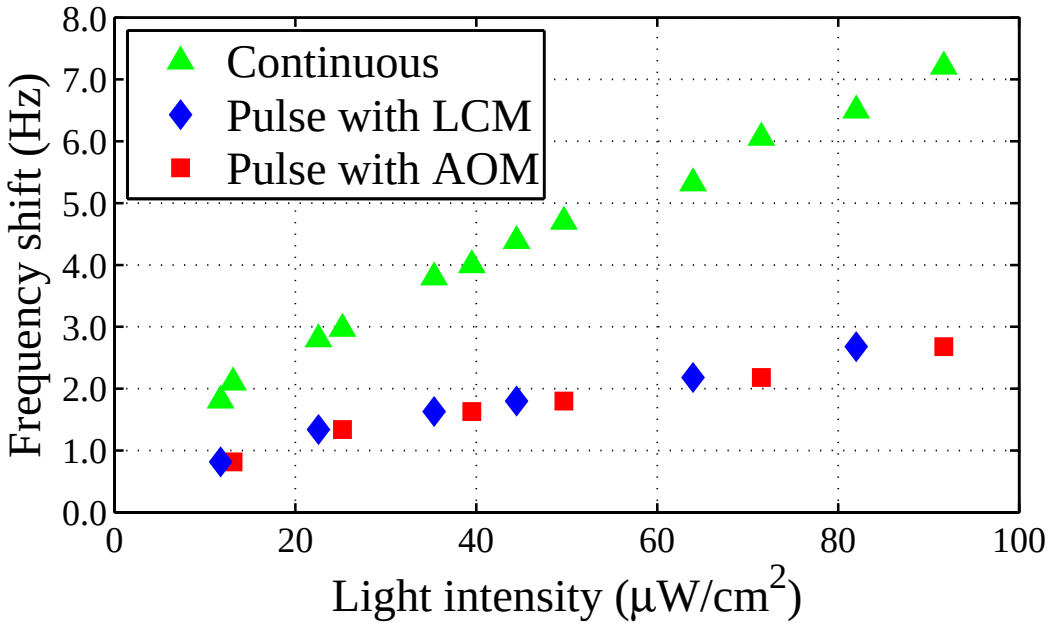


図 4.6　AOM と LCM を用いたライトシフトの比較

表 4.2　AOM と LCM を用いたライトシフトの傾き

Optical element	Excitation	Frequency shift mHz·$(\mu\mathrm{W/cm^2})^{-1}$	Relative frequency shift 10^{-11} $(\mu\mathrm{W/cm^2})^{-1}$
AOM	Continuous	65	1.9
	Pulse	13	0.64
LCM	Continuous	65	1.9
	Pulse	22	0.38

4.4 むすび

本章では，パルス励起の光強度変調器として LCM を用いることにより，小型で低消費電力な CPT 原子発振器の特性改善方法を検討した．LCM によりラムゼイ共鳴が観測されること，パルス励起によるパワーブロードニング抑制により大幅に Q 値が改善されることを示した．観測タイミングに対するコントラスト特性からは，CPT ラムゼイ共鳴のコントラストは観測タイミングに依存し，観測タイミングが早いほど高いコントラストが得られることが明らかとなった．ライトシフトの測定結果からは，連続励起に比べパルス励起のライトシフトは 1/3 以下になること示した．AOM と LCM との比較では，LCM を用いた CPT ラムゼイ共鳴の特性は性能指数，ライトシフト共に AOM と同等の性能を示すことを明らかにした．短期安定度は 4 倍に向上し，かつライトシフトを 1/3 に低減できることが示され，本提案手法の有効性を明らかにした．

第 5 章

高次高調波を用いたパルス励起

5.1　まえがき

本章では，励起用レーザの FM 変調により生じる高次高調波成分を利用することで，必要となるマイクロ波周波数を数分の 1 に低減可能な方法を提案する．高次高調波を利用することで，周辺回路を含めた動作周波数を低減させ，スイッチング損失の大幅な削減を可能とする．さらに，パルス励起を併用することにより CPT 共鳴特性を向上させ，省電力かつ高安定な超小型原子発振器の実現化を図る．

RF 回路の消費電力は，主に RF 帯域での動作によるスイッチング損失（P_{SW}）であり，次の式で表される [64].

$$P_{SW} = fCV^2 \tag{5.1}$$

f は RF 周波数，C は回路の寄生容量，V は RF 信号の電圧である．したがって，RF 回路の電力削減には，

1. 低周波数動作化
2. 低容量化
3. 低電圧化

が有効となる．そこで、本章では，1 の低周波数動作化に着目し，励起用レーザを変調する際に生じる高次高調波成分を利用する方法を提案する．スイッチング損失は RF 周波数に比例するため，RF 周波数を数分の 1 に低減することにより，周辺回路を含めた大幅な電力削減が達成できる．しかし，高次高調波の利用は励起に必要なレーザ波長の生成効率を落とすため，CPT 共鳴のコントラストが低下する傾向にある．そこで，第 4 章で述べたパルス励起を併用することにより，高次高調波利用時のコントラスト低下を補うことで，省電力化かつ高安定化を両立させる新たな方法を提案する．本報告では，まず ^{133}Cs ガスセルと D_1 線面発光レーザを用いて，従来励起法および高次高調波を利用した励起法による CPT 共鳴特性を示す．次に，高次高調波とパルス励起を組み合わせた提案方法により，長期安定度の劣化要因となるライトシフトおよび短期安定度の両方が改善されることを明らかにする．

5.2 実験原理

CPT 共鳴の観測には，アルカリ原子の超微細構造における 2 つの基底準位および共通の励起準位からなる 3 準位系に対し，波長の異なる 2 つのレーザ光を同時に照射する必要がある．ここで，2 つのレーザ光の周波数差は基底準位間の周波数差 f_{hfs} に一致しなければならない．図 5.1 ように，これまでに報告されてきた研究では，励起用レーザである VCSEL の駆動電流に f_{hfs} の半分の RF 周波数を重畳させ，FM および AM 両方の変調効果により発生した 2 つの 1 次高次高調波（サイドバンド）を CPT 共鳴の励起に利用していた [14]．そこで本研究では，FM 変調により 2 次以上の高次高調波成分が発生することに着目し，RF 回路における消費電力の削減を図る．1 次以上の高次高調波で CPT 共鳴を観測する場合，変調に必要となる RF 周波数を f_{RF} とすれば次のような式で表せる．

$$f_{\mathrm{RF}} = \frac{f_{\mathrm{hfs}}}{2n} \tag{5.2}$$

n は高次高調波の次数であり，1 以上の整数である．従って，n が大きいほど次数の高い高調波を利用することとなる．本測定では，キャリアに対し高周波側と低周波側に生じる n 次のサイドバンド 2 つを用いて共鳴観測を行う．FM 変調に伴う高次高調波の強度はベッセル関数に従うことが知られている [65] ため，励起用レーザに印加する RF 電力に応じて，高次高調波成分の光強度が変化する．それゆえ，CPT 共鳴に寄与する波長の強度が最大となるように変調度を設定する必要がある．表 1 は各高次高調波に必要な f_{RF} を示している．次数が高いほど必要な RF 周波数は小さくなり，$n = 3$ では 1.53 GHz で CPT 共鳴を励起可能である．本実験においては、$n \geq 4$ では比較するのに十分なコントラストが得られなかったため，$n \leq 3$ の次数を用いて比較を行った．

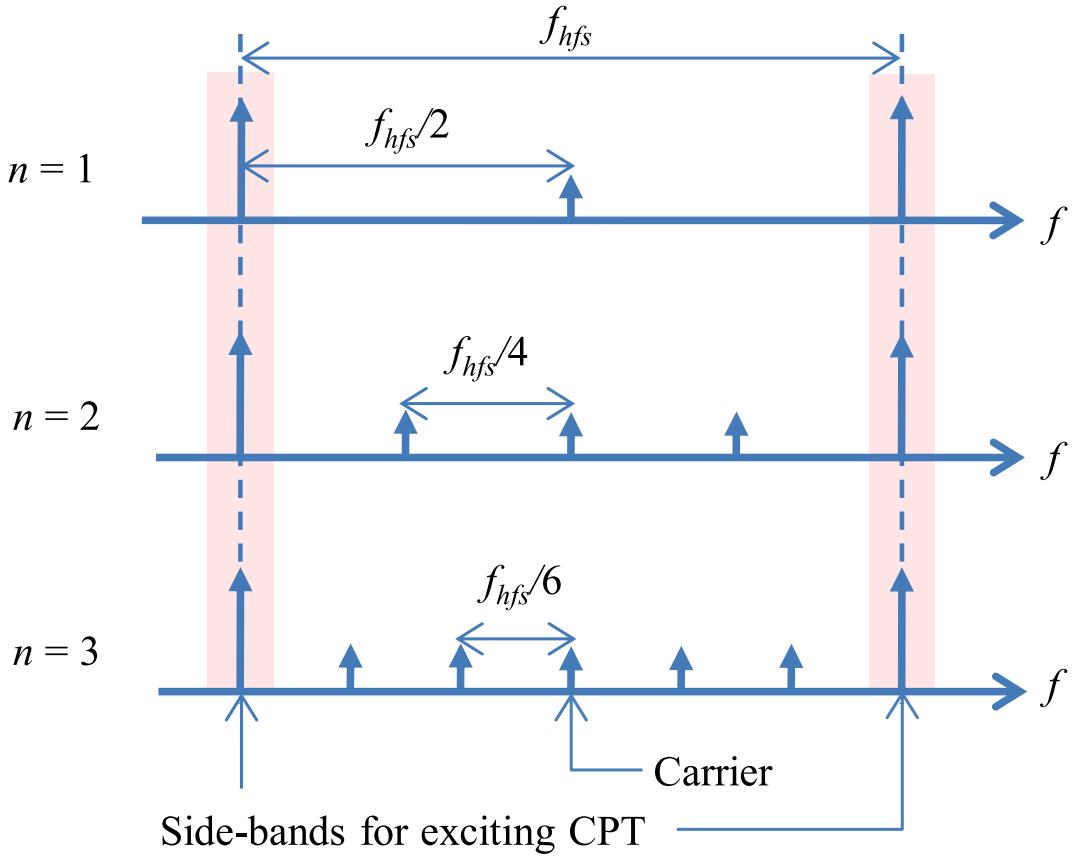


図 5.1　高次高調波のスペクトル

5.3 測定方法

実験装置の構成を図 5.3 に示す．励起用レーザには株式会社リコーより提供して頂いたレーザ波長 895 nm（^{133}Cs の D_1 線）の試作 VCSEL を用いた．ガスセルは直径 22.5 mm，光路長 20.0 mm の円筒型のパイレックスセルで，アルカリ原子である ^{133}Cs と，バッファガスの Ne が 4.0 kPa 封入されている．VCSEL からのレーザ光は，コリメートレンズによりビーム直径 6 mm の並行光としてガスセルに照射され，透過光の強度をフォトダイオードで検出する．レーザ波長を安定化するために，ロックイン検波を用いてアルカリ原子の吸収量が最大になるように VCSEL の駆動電流値を制御した．このとき，VCSEL の温度は一定に保っている．磁場に対して最も変動の少ない CPT 共鳴を測定するため，ヘルムホルツコイルにより静磁場を 32 μT 印加し，ゼーマン分裂させることで CPT 共鳴を選別した．地磁気などによる外部磁場を遮断するため，ガスセルおよびヘルムホルツコイルを磁気シールドで覆い，恒温槽中に設置して温度を一定に保った．ガスセルの温度は，30〜55 ℃までの範囲で CPT 共鳴のコントラストが最も高かった 42.0 ℃に設定した．なお，コントラストは文献 [3] と同様に，CPT 共鳴が最も大きくなるときの CPT 信号の振幅／ DC レベルと定義している．CPT 共鳴の励起用レーザ光は，ゼーマン副準位の偏りを避けるため直線偏光（lin||lin）を用いた．したがって，図 5.2 に示すような基底準位 $|F=3, m=-1\rangle$, $|F=4, m=1\rangle$ および $|F=3, m=1\rangle$,$|F=4, m=-1\rangle$ における 2 つの共鳴が重畳した CPT 共鳴を観測できる [36; 39]．レーザのパルス化には，音響光学変調器（AOM）を用い，一次回折光をガスセルに照射した．立ち上がり時間は公称値で 65 ns である．パルス周期は 1.00 kHz，Duty 比は 50 % に設定した．すなわち，パルス立下りから立上りまでの時間間隔は 500 μs である．パルス励起によって得られる CPT ラムゼイ共鳴を観測する際，従来システムにおける観測方法の変更点を最小限にするため，検出回路にサンプルホールド（S/H）回路を用いた．S/H 回路の追加により，ロックイン検波などの従来システムにおける制御を同様に行うことが可能となる [55]．nS/H 回路のデータ取込みは，レーザ立ち上がり直後から 10 μs のタイミングで行い，波形取得に要する時間は 1.0 μs である．

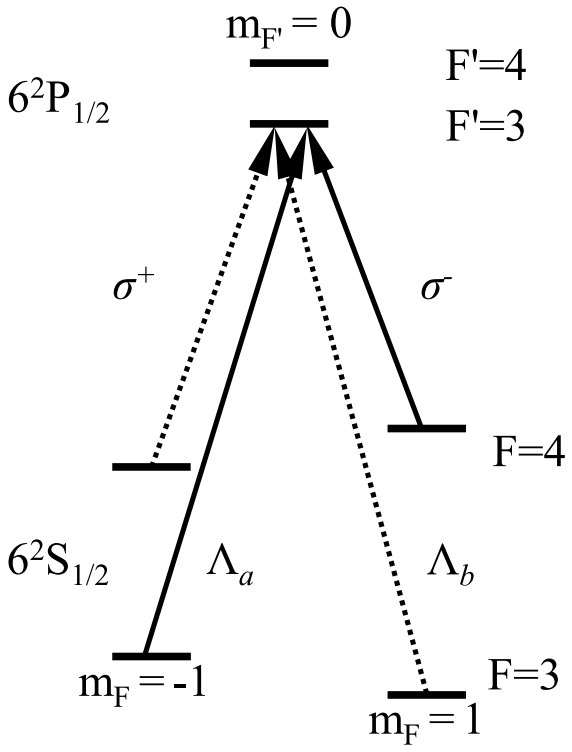


図 5.2　lin∥lin 偏光による CPT 共鳴の励起構造

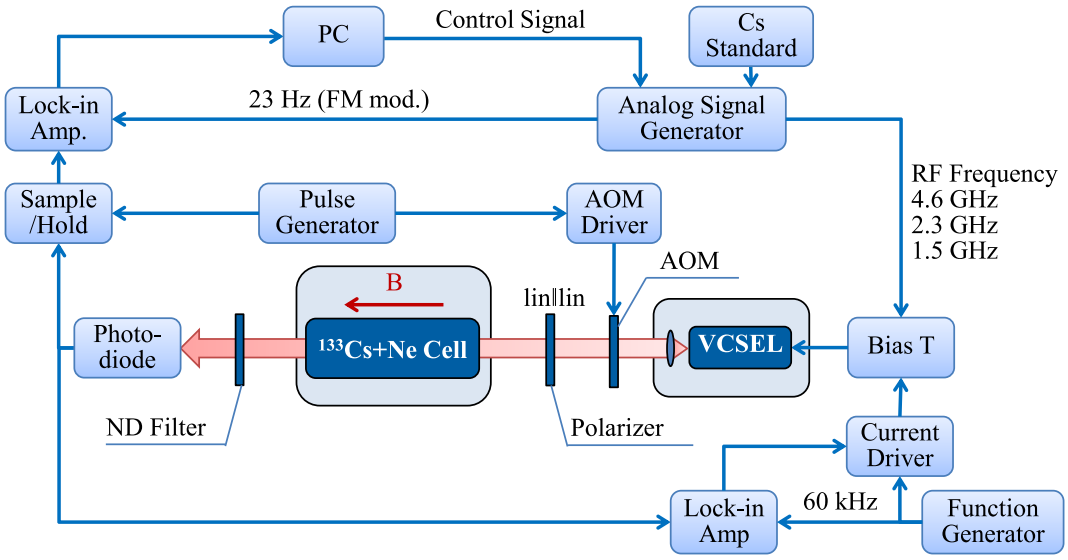


図 5.3　測定装置構成

5.4 実験結果

5.4.1 Cs-D_1 線吸収プロファイル

従来方法と同じ次数 $n = 1$（$f_{\mathrm{RF}} = 4.6$ GHz）で VCSEL を変調した時の ^{133}Cs 原子の吸収プロファイルを図 5.4 に示す．中央の大きな吸収線は，基底準位 $F = 3$ および $F = 4$ から励起準位への吸収を示している．透過光最小値付近には 2 つの吸収ピークがあり，それぞれ励起準位 $F' = 3$ および $F' = 4$ に相当し，周波数差は約 1.1 GHz である．この周波数差により，^{133}Cs D_1 線の場合には励起準位を選択して利用可能である．本実験では，CPT 共鳴のコントラストが $F' = 4$ よりも大きな $F' = 3$ を励起準位として選んだ．

5.4.2 高次高調波による CPT 共鳴スペクトル

高次高調波を用いた連続励起による CPT 共鳴の測定結果を図 5.5(a) に示す．縦軸は，各共鳴の最大値で規格化した透過光強度であり，横軸は f_{RF} からの離調を示している．各次数 n に対応する f_{RF}，コントラストおよび共鳴線幅を表 5.1 に示す．このときの RF 電力はコントラストが最大となる値を用いた．連続励起の場合，n の増加に伴い Q 値は僅かに向上するが，コントラストは低下した．高次高調波を利用する場合、CPT 共鳴に寄与する波長成分が減少するため，等価的な光強度が減少する．それゆえ，パワーブロードニング効果が小さくなり Q 値の向上が生じたと考えられる．次に，パルス励起による CPT ラムゼイ共鳴を測定した結果を図 5.5(b) に示す．パルス励起の場合，Q 値は連続励起に比べ大幅に向上し，次数 n によらずほぼ同一の値となった．これは，パルス励起においてはパワーブロードニングが抑制され，共鳴線幅はレーザ光強度に依存しないためである [66]．コントラストは，連続励起と同様に n の増加に伴い低下する傾向にある．また，連続励起に比べ，いずれの n でも 1.6 倍以上の値が得られた．共鳴の Q 値とコントラストの積を性能指数（Figure of Merit）すると，パルス励起の $n = 3$ の短期安定度は，従来用いられている連続励起の $n = 1$ よりも 2.3 倍改善されると考えられる．

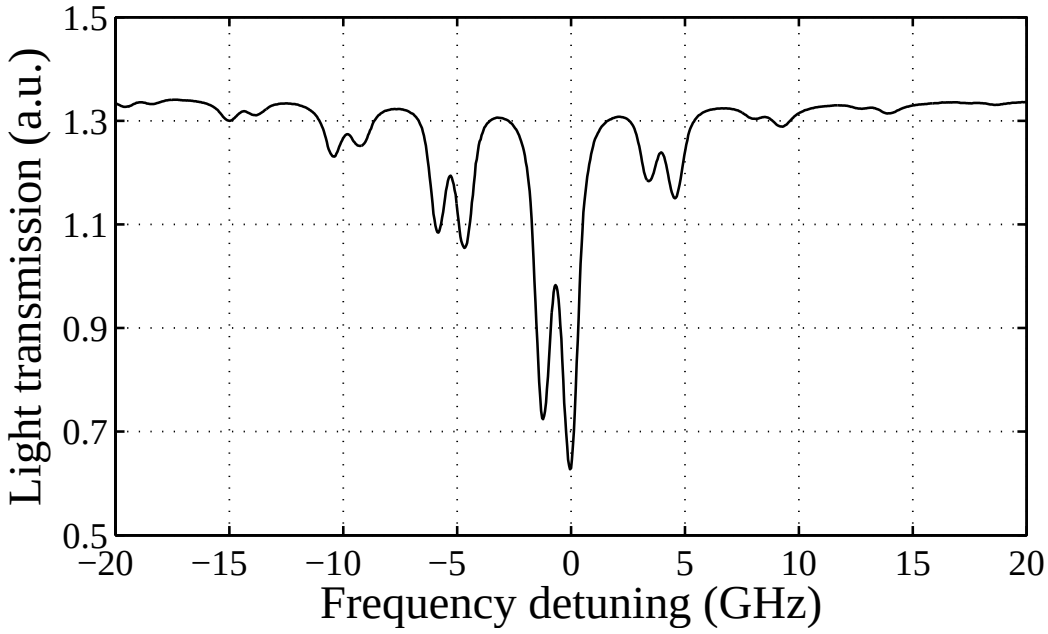
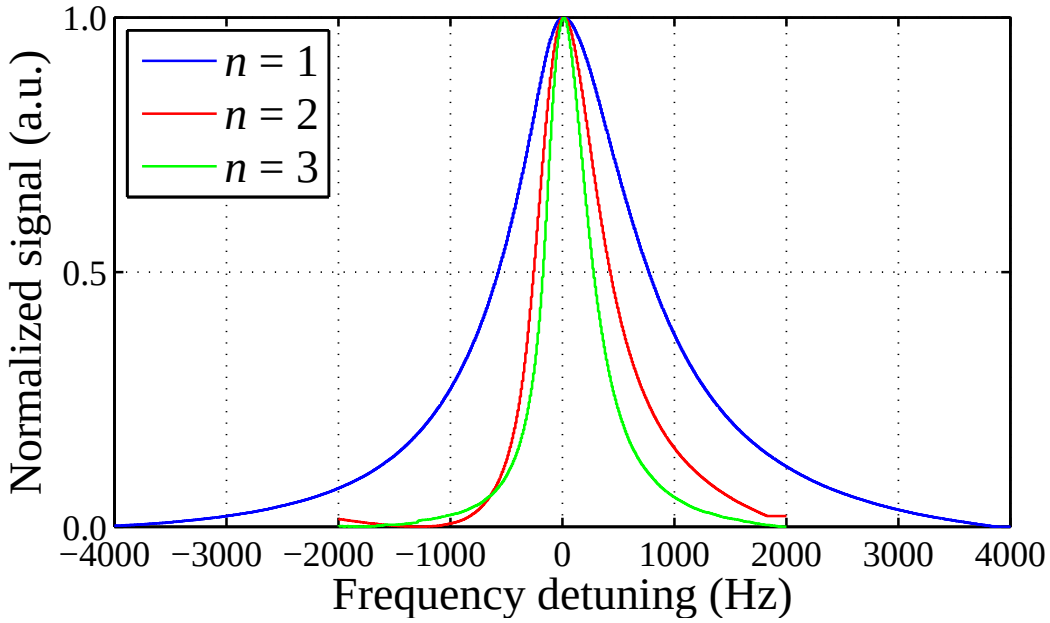


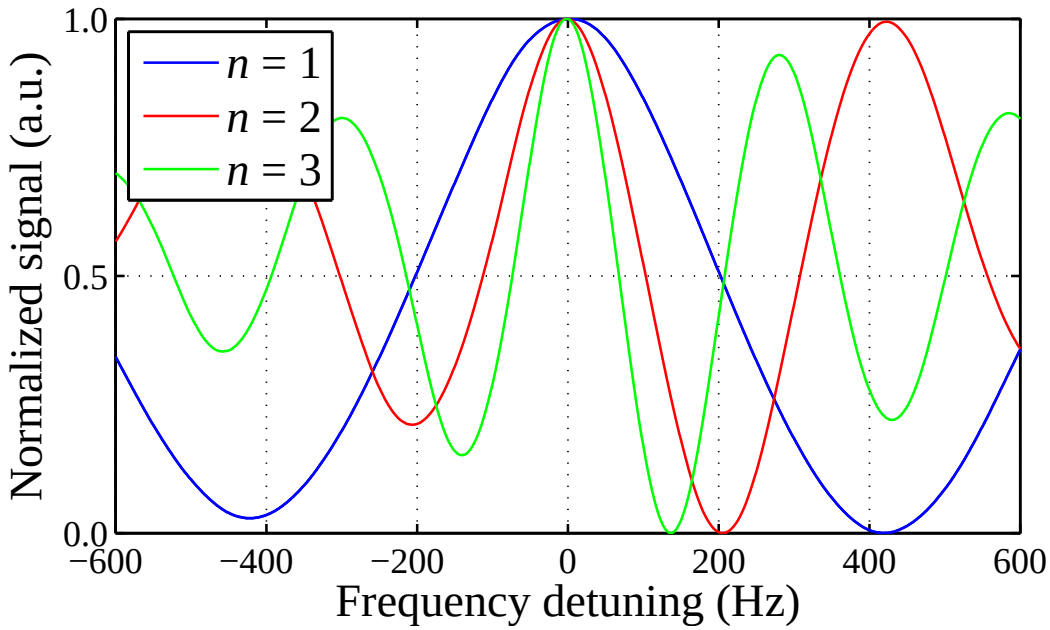
図 5.4　Cs-D_1 線の吸収スペクトル

表 5.1　高次高調波による CPT 共鳴の各測定値

Excitation	Side-band	Contrast (%)	FWHM	Q value	Figure of merit
Continuous	$n = 1$	3.3	2.32 kHz	1.98×10^6	6.54×10^6
	$n = 2$	0.7	1.09 kHz	2.11×10^6	1.48×10^6
	$n = 3$	0.8	700 Hz	2.19×10^6	1.75×10^6
Pulse	$n = 1$	5.3	406 Hz	1.18×10^7	6.00×10^7
	$n = 2$	1.8	216 Hz	1.06×10^7	1.92×10^7
	$n = 3$	1.4	142 Hz	1.08×10^7	1.51×10^7



(a) 連続励起



(b) パルス励起

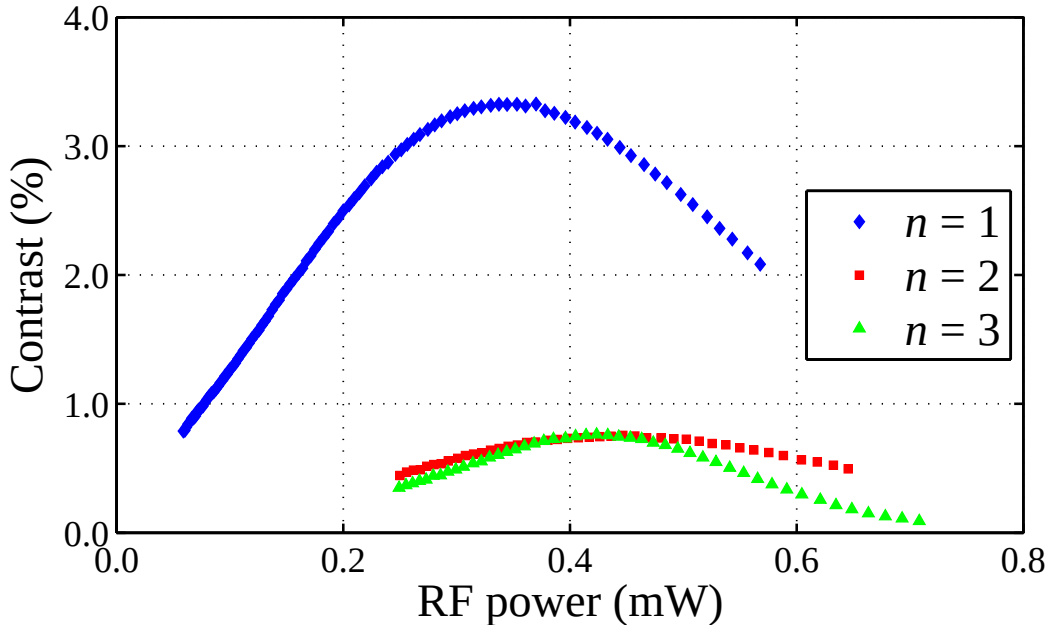
図 5.5　高次高調波による CPT 共鳴スペクトル

5.4.3　RF 電力対コントラスト特性

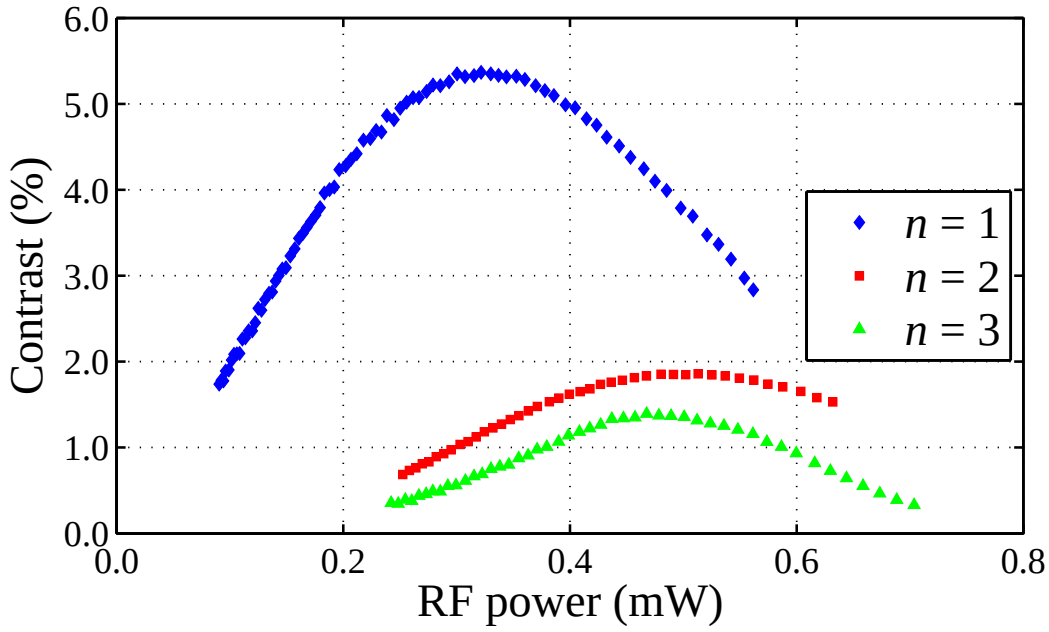
RF 電力対コントラスト特性を図 5.6 に示す．(a) は連続励起，(b) はパルス励起の測定結果である．同図より，測定した範囲内において，すべての次数 n においてコントラストが最大となる点がある．コントラストが最大となる RF 電力は，(a) および (b) 共に，$n = 1$ では 0.3 mW，$n = 2, 3$ では 0.4〜0.5 mW 程度であった．$n = 2, 3$ の場合には $n = 1$ の RF 電力よりも 0.2 mW 程度の増加となるが，CPT 原子発振器における RF に関連する電力の 52 mW [4] よりも十分に小さい．また，変調に必要な電力が 1 mW 程度であることを考慮すると，RF 関連回路で消費される電力のほとんどがスイッチング損失であると考えられる．従って，式 (5.1) より，$n \geq 2$ の RF に関連する電力は $1/n$ 程度に抑えることが可能である．

5.4.4　ライトシフト

CPT 共鳴のライトシフトを図 5.7 に示す．(a) は連続励起，(b) はパルス励起の測定結果である．縦軸は，周波数シフト量を ppb で表し，横軸は単位面積あたりの光強度を示している．測定結果から求めた周波数シフト量の傾きを表 5.2 に示す．連続励起およびパルス励起共に，$n \geq 2$ のシフト量は $n = 1$ と比べ 6 倍以上の値となった．これは，高次高調波の利用に伴い，CPT 共鳴に寄与しない波長成分が増加するためライトシフトが増大したものと考えられる．しかし，$n \geq 2$ のパルス励起によるシフト量は小さく，従来法である $n = 1$ の連続励起と比較すると，1/3 以下に低減可能であることが確認できた．

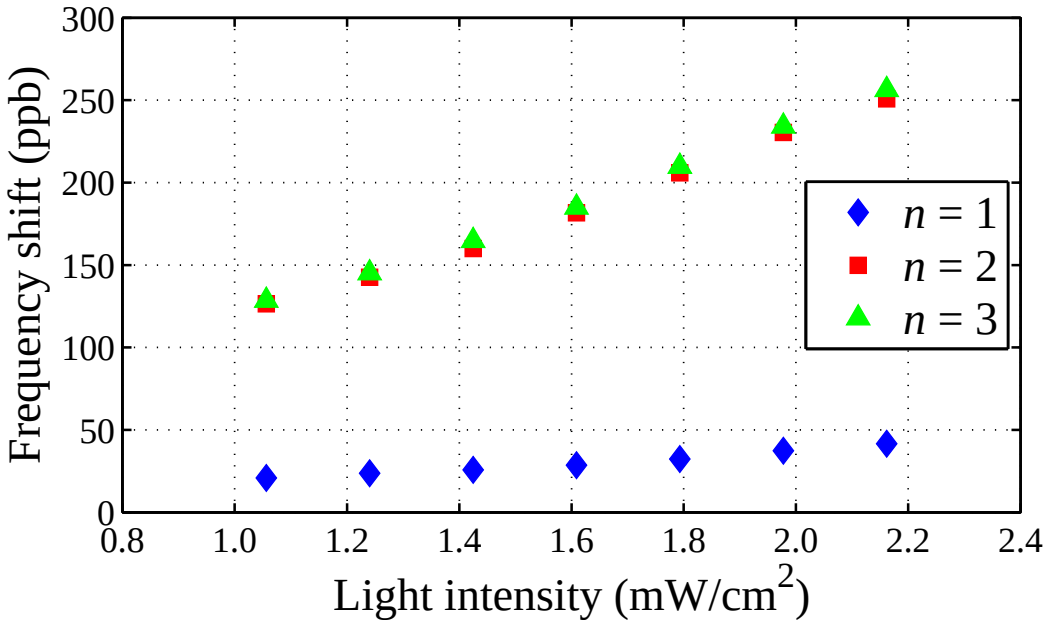


(a) 連続励起

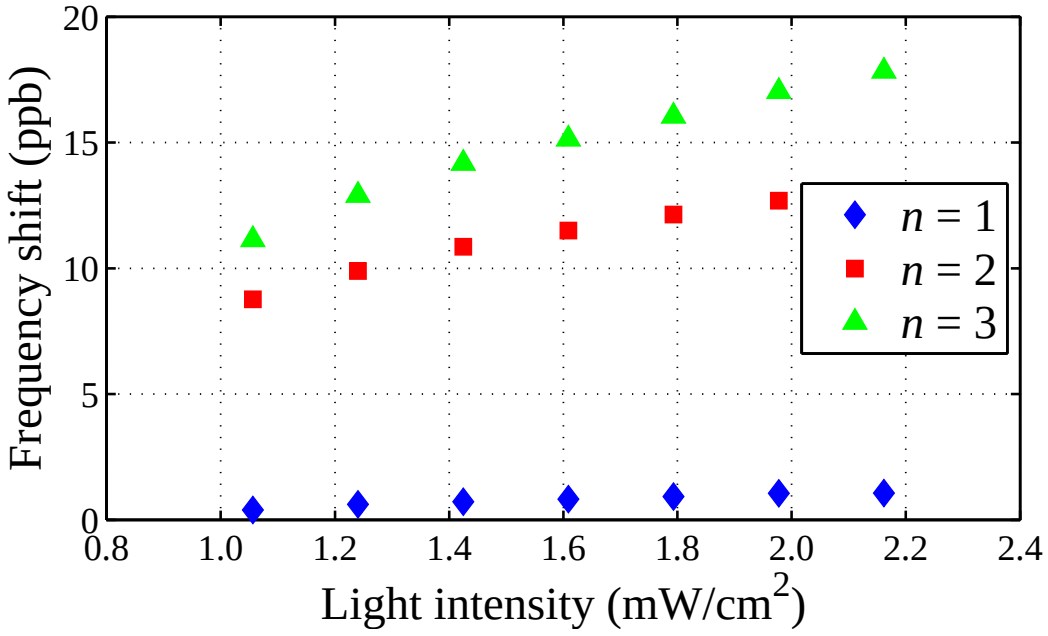


(b) パルス励起

図 5.6　RF 電力に対するコントラスト特性



(a) 連続励起



(b) パルス励起

図 5.7　高次高調波によるライトシフト

表 5.2 高次高調波を利用したライトシフトの傾き

Excitation	Side-band	Relative frequency shift ($10^{-12}/(\mu\mathrm{W/cm^2})$)
Continuous	$n = 1$	18.6
	$n = 2$	115
	$n = 3$	118
Pulse	$n = 1$	0.602
	$n = 2$	3.82
	$n = 3$	5.86

5.5　むすび

本章では，高次高調波励起とパルス励起を組み合わせることで，省電力かつ高安定な超小型原子発振器を実現化する新たな方法を提案した．まず，高次高調波励起による CPT 共鳴の測定結果からは，高調波の次数 n の増加に伴い，コントラストは低下するものの，Q 値はほぼ変化しないことを明らかにした．次に，高次高調波励起とパルス励起を組み合わせた結果から，従来法の連続励起よりも RF に関連する電力，性能指数共に改善可能であることが明らかになった．特に $n = 3$ の場合には，RF に関連する電力を 1/3 程度に抑えつつ，短期安定度は 2.3 倍に向上し，かつライトシフトを 1/3 に低減できることが示され，本提案法の有効性を明らかにした．

第 6 章

直交偏光子法

6.1　まえがき

従来のコントラスト改善法は複雑な光学装置と大きな消費電力を要するため小型原子発振器への適用は困難であった．本章では，CPT 共鳴のファラデー回転に着目した新しいコントラスト改善法を提案する．直交偏光子法のコントラスト改善効果を明らかにし，偏光板のみで高い安定度が得られることを示す．解析モデルから，直交偏光子法により得られる CPT 共鳴の磁場特性を明らかにする．Cs-D_1 線の VCSEL を用いた実験結果から，直交偏光子法の有効性を実証する．

6.2　解析方法

6.2.1　CPT 共鳴の磁気光学効果

ファラデー効果は磁気光学現象である．特に，共鳴ファラデー効果は Macaluso-Corbino 効果と呼ばれる [67; 68]．CPT 共鳴におけるファラデー効果も共鳴ファラデー効果に分類されるが，これまで CPT 共鳴のファラデー効果の解析方法は報告されていない．この項では，lin∥lin 偏光による CPT 共鳴のファラデー効果を述べる．

図 6.1(a) に ^{133}Cs D_1 線における lin∥lin 偏光による CPT 共鳴の励起構造を示す．lin∥lin 偏光による励起では，2 つの組み合わせの CPT が励起される [36; 39]．ここでは，$|F=3,m_F=1\rangle$,$|F=4,m_F=-1\rangle$ を Λ_a，$|F=3,m_F=-1\rangle$,$|F=4,m_F=1\rangle$ を Λ_b と定義する．これら共鳴は準位 $|F'=3,m_F=0\rangle$ もしくは $|F'=4,m_F=0\rangle$ を共通の励起準位としている．したがって，lin∥lin 偏光励起においては，2 つの共鳴の組み合わせによる合計 4 つのレーザ光が CPT 共鳴に寄与する．

図 6.1(b) に Λ 型 3 準位構造を示す．δ_p と δ_c は基底準位からの周波数離調，Ω_p と Ω_c はラビ周波数，Γ_{31} と Γ_{32} は励起準位からの緩和率，γ_s は基底準位間の緩和率，γ_f はデコヒーレンス率である．ここでは，基底準位 $|1\rangle$ と $|2\rangle$ はそれぞれ $|F=3,m=-1\rangle$ と $|F=4,m=1\rangle$ に対応する．また，励起準位 $|3\rangle$ は $|F'=3,m=0\rangle$ もしくは $|F'=4,m=0\rangle$ に対応する．各ラビ周波数が等しく ($\Omega=\Omega_p=\Omega_c$)，かつ励起準位の緩和率が等しい ($\Gamma_{31}=\Gamma_{32}$) とすると，CPT 共鳴のスペクトルはローレンツ関数で表現で

きる (付録 A).

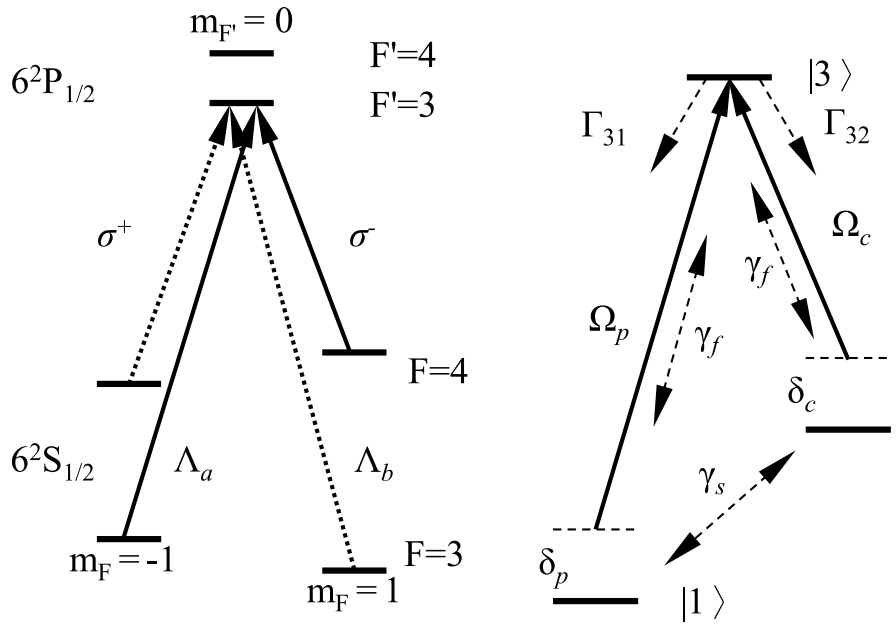
C 軸方向に磁場がある場合では，2 つの CPT 共鳴 Λ_a，Λ_b はそれぞれ符号が反対の周波数にシフトする [69]．50mT の弱い磁場においては， ゼーマンシフトは Breit-Rabi 公式 (式 (2.1)) より以下のように近似される [2; 70; 71].

$$f_{a,b} = f_0 \pm \frac{2g_I\mu_B}{h}B + \frac{15g_J^2\mu_B^2}{32f_0h^2}B^2 \tag{6.1}$$

B は磁束密度, f_0 は磁場がないときの基底準位間の周波数, g_I は核 g 因子, g_J はランデ g 因子 μ_B はボーア磁子, h はプランク定数である．

各光の吸収率 α と屈折率 n_+, n_- のスペクトルを図 6.2 に示す．ここでの横軸は d $(= \delta/\gamma)$ とし，周波数離調を共鳴線幅で規格化している．光の吸収率 α と屈折率 n_+, n_- の関数は表 6.1 に示す．χ_0 は線形感受率，δ は周波数離調，γ は CPT 共鳴の半値半幅 (half width at half maximum: HWHM) である．暗状態になると光と相互作用しなくなる [49] ため，吸収率は共鳴の中心でゼロになる．CPT 共鳴の中心で左回り円偏光 σ^+ と 右回り円偏光 σ^+ の吸収係数は同時にゼロとなる．したがって，左回り円偏光 σ^+ の吸収率と右回り円偏光 σ^- の吸収率は等しい.

吸収率は偶関数であるため，屈折率はクラマース・クロニッヒの関係から奇関数である [72]．ここで，周波数離調が δ_p と δ_c は励起準位の緩和率 γ_f より十分小さいので，$\delta_p = -\delta_c = \delta/2$ が得られる．δ_p と δ_c は逆符号である．また，屈折率は奇関数であることから，左回り円偏光と右回り円偏光の屈折率 n_+ と n_- は逆符号である $(n_+ = -n_-)$. 一方，n_{Λ_b} においては偏光構成が n_{Λ_a} と逆になるため，n_{Λ_a} と n_{Λ_b} の屈折率は逆符号である $(n_{\Lambda_a} = -n_{\Lambda_b})$.



(a) lin‖lin 偏光励起による CPT 共鳴の準位構造　　(b) Λ 型三準位モデル

図 6.1　CPT 共鳴の励起構造とモデル

表 6.1　吸収係数と屈折率

Λ	σ	Absorption index α	Refractive index n
Λ_a	σ^+	$\chi_0\left(1-\frac{\gamma^2}{(\delta-\frac{2g_I\mu_B}{\hbar}B)^2+\gamma^2}\right)$	$-\frac{\chi_0\gamma(\delta-\frac{2g_I\mu_B}{\hbar}B)}{(\delta-\frac{2g_I\mu_B}{\hbar}B)^2+\gamma^2}$
	σ^-	$\chi_0\left(1-\frac{\gamma^2}{(\delta-\frac{2g_I\mu_B}{\hbar}B)^2+\gamma^2}\right)$	$\frac{\chi_0\gamma(\delta-\frac{2g_I\mu_B}{\hbar}B)}{(\delta-\frac{2g_I\mu_B}{\hbar}B)^2+\gamma^2}$
Λ_b	σ^+	$\chi_0\left(1-\frac{\gamma^2}{(\delta+\frac{2g_I\mu_B}{\hbar}B)^2+\gamma^2}\right)$	$\frac{\chi_0\gamma(\delta+\frac{2g_I\mu_B}{\hbar}B)}{(\delta+\frac{2g_I\mu_B}{\hbar}B)^2+\gamma^2}$
	σ^-	$\chi_0\left(1-\frac{\gamma^2}{(\delta+\frac{2g_I\mu_B}{\hbar}B)^2+\gamma^2}\right)$	$-\frac{\chi_0\gamma(\delta+\frac{2g_I\mu_B}{\hbar}B)}{(\delta+\frac{2g_I\mu_B}{\hbar}B)^2+\gamma^2}$

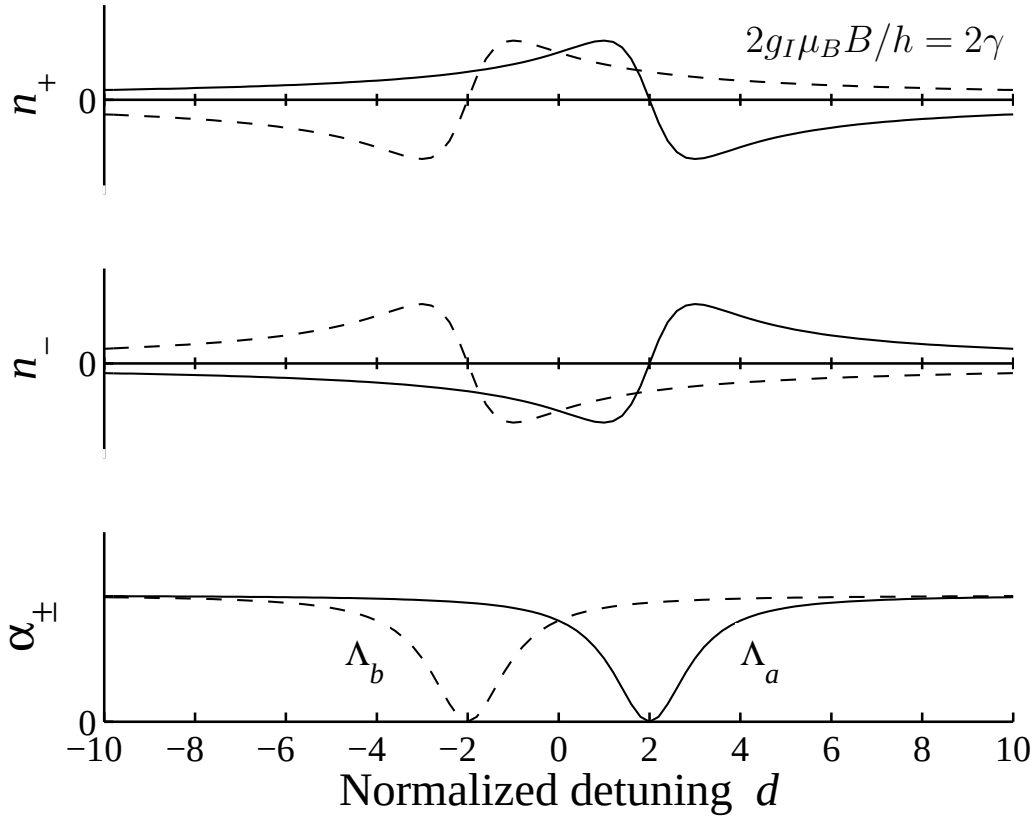


図 6.2 CPT 共鳴における吸収率 α と屈折率 n スペクトル

6.2.2　直交偏光子法

直交偏光子法は光学媒体の複屈折率を測定する方法である．光学系の構成を図 6.3 に示す．２つの偏光子はガスセルの両側に配置され，各偏光子の透過軸は直交になるように設置する．一般的に，第一の偏光子を偏光子といい，第二の偏光子は検光子と呼ばれる．ここでは偏光子と検光子の相対角度は θ とし，偏光子と検光子が直交する時を $\theta = 0$ と定義する．

ファラデー回転角を ϕ とすると，透過光 I_s は

$$\begin{aligned} \frac{I_s}{I_0} =& \frac{1}{4}(e^{-2\pi\alpha_+ l/\lambda} - e^{-2\pi\alpha_- l/\lambda})^2 + e^{-2\pi(\alpha_+ + \alpha_-)l/\lambda}\sin^2(\theta+\phi) \\ & \because \phi = \pi(n_+ - n_-)\frac{l}{\lambda} \end{aligned} \tag{6.2}$$

ここで，I_0 は入射光強度，l は光学媒体の長さ，λ はレーザ波長である [67]．第一項は，右回り円偏光 σ^+ と左回り円偏光 σ^- の吸収率の差 (二色性) によって生じ，第二項は，屈折率の差 (旋光性) により生じる．一般的にはこれら 2 つの項は同程度の大きさとなる．式 (6.2) の導出は付録 C に記述している．

CPT 共鳴の磁気光学効果で最も特徴的なのは二色性が生じないことである．通常の共鳴磁気光学効果では磁束密度により左回り円偏光と右回り円偏光の吸収率差が生じるため，二色性の項は消えることはない．しかし，lin||lin 偏光励起の CPT 共鳴においては，前節 6.2.1 で詳述した通り，左回り円偏光 σ^+ の吸収率と右回り円偏光 σ^- の吸収率は等しい ($\alpha_+ = \alpha_-$) ことから，吸収率に差は生じず二色性が現れることはない．したがって，式 (6.2) の第一項は消える．

加えて，CPT 共鳴のコントラストが 10% 以下であることを考慮すると，吸収係数 χ_0 は十分小さいため，

$$e^{-2\pi(\alpha_+ + \alpha_-)l/\lambda} \approx 1 \tag{6.3}$$

したがって，式 (6.3) を用いて式 (6.2) を書き直すと

$$I_s = I_0 \sin^2(\theta+\phi) \tag{6.4}$$

が得られる．

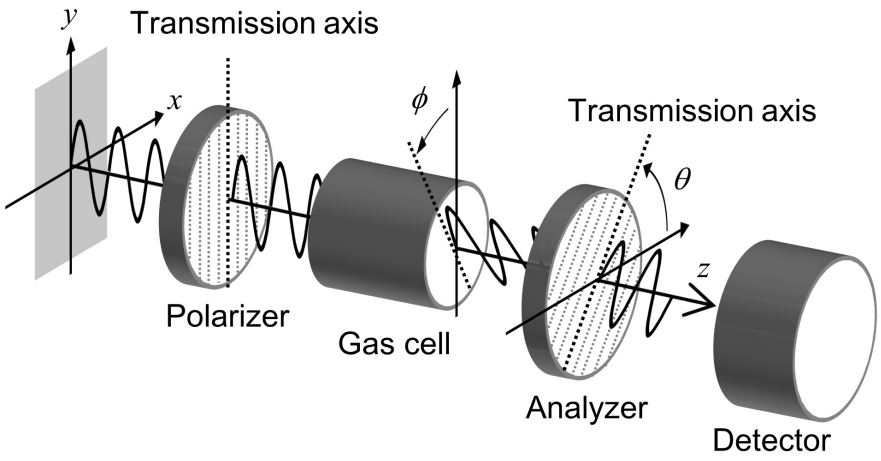


図 6.3 直交偏光子法の光学系

CPT 共鳴において二色性は発生しないが，旋光性は通常の共鳴ファラデー効果 [68] と同様である．したがって，ファラデー回転角 ϕ は

$$\begin{aligned}\phi &= \pi(n_+ - n_-)\frac{l}{\lambda} \\ &= \frac{\pi\chi_0 l}{\lambda}\Big(\frac{(\delta - \frac{2g_I\mu_B B}{\hbar})\gamma}{(\delta - \frac{2g_I\mu_B B}{\hbar})^2 + \gamma^2} - \frac{(\delta + \frac{2g_I\mu_B B}{\hbar})\gamma}{(\delta + \frac{2g_I\mu_B B}{\hbar})^2 + \gamma^2}\Big),\end{aligned} \tag{6.5}$$

で表される．また，共鳴線幅 γ で規格化した周波数離調 $d \equiv \delta/\gamma$ とゼーマンシフト $b \equiv (2g_I\mu_B B/\hbar)/\gamma$ で書き換えると，

$$\phi = \frac{\pi\chi_0 l}{\lambda}\frac{2b(1 + b^2 - d^2)}{(1 + b^2 + d^2)^2 - 4b^2d^2} \tag{6.6}$$

となる．

6.2.3　直交偏光子法による CPT 共鳴の諸特性

CPT 共鳴に寄与する波長成分はガスセルを通過すると偏光面が回転する．一方，CPT 共鳴に寄与しない波長成分は偏光面が回転しない．したがって，検出される透過光 I は

$$\begin{aligned} I &= I_s + I_{nc}\sin^2(\theta) \\ &= I_c\sin^2(\theta+\phi) + I_{nc}\sin^2(\theta) \end{aligned} \tag{6.7}$$

と表される．ここで， I_c は CPT 共鳴に寄与する波長成分を合計の光強度，I_{nc} は CPT 共鳴に寄与しない波長成分の合計である．CPT 共鳴のコントラストが 10% 以下であることを考慮すると，I_c は I_{nc} よりも小さい ($I_c < I_{nc}$)．したがって，DC レベルは θ に大きく依存する．DC レベルの光強度を I_{dc} とする．相対角度 θ が回転角 ϕ より十分に大きい場合，I_{dc} は ϕ の影響はほとんど無視できるため，以下のよう近似できる．

$$I_{dc} \approx I_c\sin^2(\theta) + I_{nc}\sin^2(\theta). \tag{6.8}$$

このとき，共鳴の振幅 I_s は

$$I_s \approx \frac{\partial I_c}{\partial\theta}\phi = I_c\sin(2\theta)\phi \tag{6.9}$$

と表される．

式 (6.9) より， $\theta = \pi/4$ の時，共鳴の振幅 I_s が最大となる．しかし，DC レベルは θ の増加に伴い大きくなるため，最も高いコントラストは $\theta \approx 0$ で得られる．相対角度 θ がゼロに近くなると，θ を ϕ より大きいと仮定したため，式 (6.9) は使用できない．代わりに，式 (6.7) と微小角近似から，透過光 I_s が得られる．

$$I_s \simeq I_c\phi^2. \tag{6.10}$$

式 (6.6) と式 (6.10) から計算した共鳴スペクトルを図 6.4 に示す．この時，相対角度 θ は DC レベルを最小にするように設定している．磁場を大きくすると，共鳴振幅と共鳴線幅は共に大きくなる．共鳴振幅を I_{pp}(共鳴の中心の光強度と共鳴外の光強度の差分) とす

ると，式 (6.6) と式 (6.10) より

$$I_{pp} = I_c \frac{\pi^2 l^2 \chi_0^2}{\lambda^2} \Big(\frac{(b^2 + \sqrt{b^2+1} - 1)(\sqrt{b^2+1} + 2)}{2b(b^2+1)} \Big)^2 \tag{6.11}$$

図 6.5 に，磁束密度に対する共鳴振幅 I_{pp} 特性を示す．弱い磁束密度 ($b \leq 0.2$) では，ファラデー回転量が小さいため共鳴振幅は小さい．磁束密度が 0.2 から 1.16 の間では，屈折率差が大きくなり回転量が大きくなるため，共鳴振幅は急激に増加する．磁束密度が 1.16 の時に最大の共鳴振幅が得られ，磁束密度が 1.16 以上では 2 つの共鳴 Λ_a，Λ_b が離れていき，共鳴振幅は減少傾向に転じる．

図 6.6 に磁束密度に対する共鳴線幅 γ_{cp} 特性を示す．縦軸は従来法により得られる共鳴線幅 γ で規格化している．多項式近似した共鳴線幅 γ_{cp}/γ は以下のように示される．

$$\gamma_{cp}/\gamma \approx \sum_{n=0} a_n b^{2n} \tag{6.12}$$

ここで，a_n は定数で，n が 0 から 3 の a_n を表 6.2 に示す．磁束密度の増加に伴い，共鳴線幅 γ_{cp} は大きくなる．加えて，共鳴線幅は偶関数の和かつ二次微分係数の符号は正であることから，磁束密度が 0 のとき共鳴線幅 γ_{cp} は最小値となる．その最小値は従来法の共鳴線幅 γ の 36.8% である．

直交偏光子法による共鳴線幅 γ_{cp} は，磁束密度 b が 1.27 のとき従来法の共鳴線幅 γ と同値となる．このことから，図 6.5 と図 6.6 より，$b|_{I_{pp}=\max}$ と $b|_{\gamma_{cp}/\gamma=1}$ の関係は以下のようになる．

$$b|_{I_{pp}=\max} < b|_{\gamma_{cp}/\gamma=1} \tag{6.13}$$

したがって，磁束密度が 0 から $b|_{I_{pp}=\max}$ では，直交偏光子法による共鳴線幅は従来法よりも細い共鳴線幅が得られる．

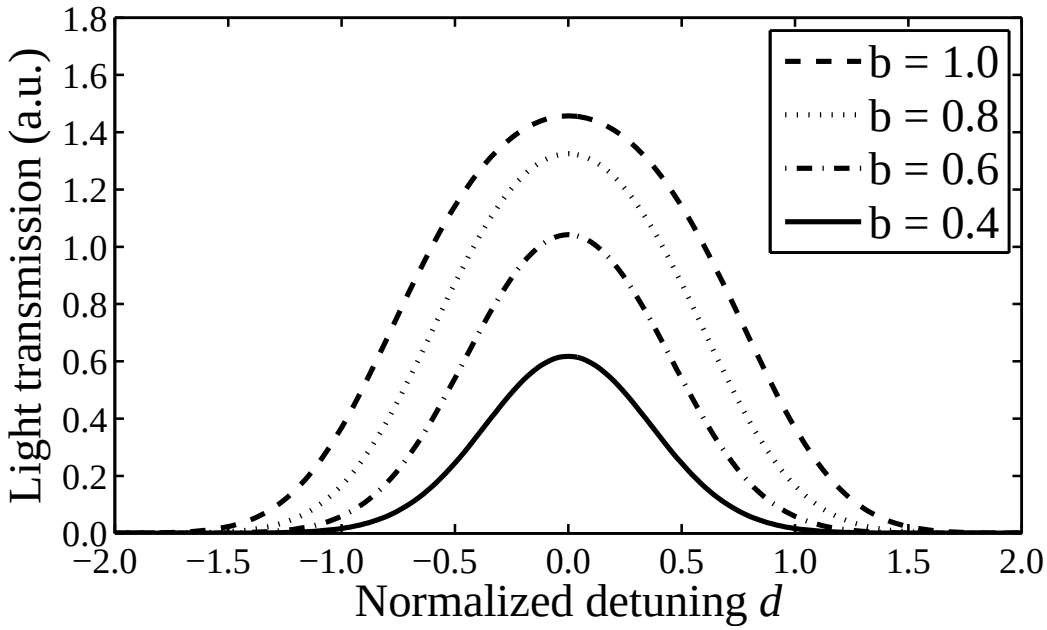


図 6.4　直交偏光子法による CPT 共鳴のスペクトル

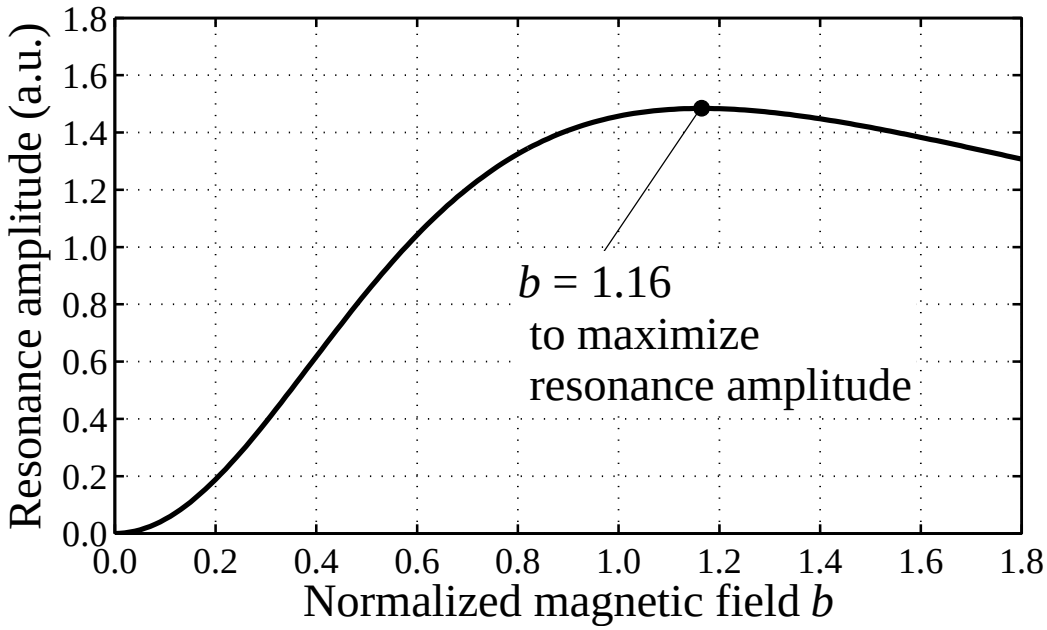


図 6.5　磁束密度に対する共鳴振幅特性

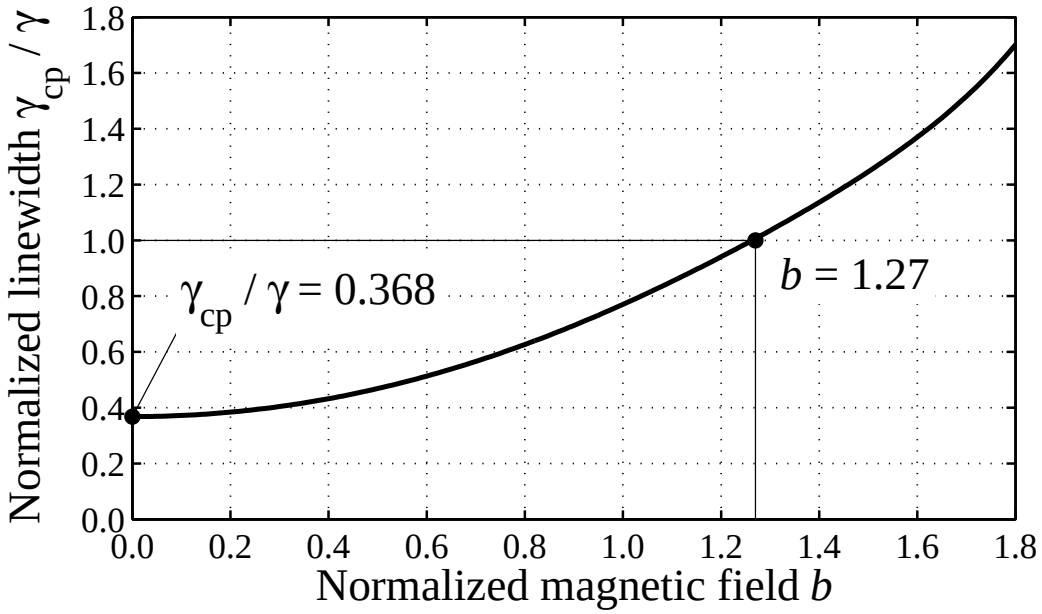


図 6.6 磁束密度に対する共鳴線幅特性

表 6.2 a_n の値

a_n	a_0	a_1	a_2	a_3
Value	$3.681{\cdot}10^{-1}$	$3.988{\cdot}10^{-1}$	$1.644{\cdot}10^{-2}$	$3.706{\cdot}10^{-4}$

6.3 実験方法

実験装置の構成を図 6.7 に示す．２つの偏光子には近赤外偏光子を使用した．直線偏光 (lin∥lin) がガスセルに入射される．

レーザには株式会社リコーより提供して頂いたレーザ波長 894.6 nm（^{133}Cs の D_1 線）の VCSEL を用いた．VCSEL にはバイアス T を用いて DC 電流と 4.6 GHz が印加されている．変調された VCSEL により得られた Cs D_1 吸収プロファイルを図 6.8 に示す．入射されたレーザ光は 1 次のサイドバンドだけではなく高次のサイドバンドを含むため，複数の吸収線が観測される．最小値と 2 番目の極小値は，それぞれ励起準位 $F' = 4$ と $F' = 3$ に対応する．これら $F' = 4$ と $F' = 3$ は十分離れているため，励起準位を選択できる．この実験では，励起準位として $F' = 3$ を選択し，レーザ波長を安定化させた．

ガスセルは直径 22.5 mm，光路長 20.0 mm の円筒型のパイレックスセルで，アルカリ原子として ^{133}Cs とバッファガスの Ne として 4.0 kPa で封入されている．VCSEL からのレーザ光は，コリメートレンズによりビーム直径 6 mm の並行光としてガスセルに照射され，透過光の強度をフォトダイオードで検出する．レーザ波長を安定化するために，ロックイン検波を用いてアルカリ原子の吸収量が最大になるように VCSEL の駆動電流値を制御した．このとき，VCSEL の環境温度はレーザマウントにより一定温度に保っている．地磁気などによる外部磁場を遮断するため，ガスセルおよびヘルムホルツコイルを磁気シールドで覆っている．また，ガスセルの温度を一定にするため，磁気シールドの上からシリコンラバーヒーターを用いて加熱し，ガスセルの温度を一定に保った．ガスセルの近傍に配置した白金測温抵抗体 (Pt100) を四端子法によりガスセルの温度を測定した．ガスセルの温度は 30〜55 ℃までの範囲で CPT 共鳴のコントラストが最も高かった 42.0 ℃に設定した．ガスセルに印加される磁場はレーザ光と平行の方向 (C 軸方向) に印加している．ガスセル内の磁束密度は，磁場に対する周波数感度が高い遷移 ($m_F = 3$) と感度が低い遷移 ($m_F = 0$) の周波数差を測定し校正した．

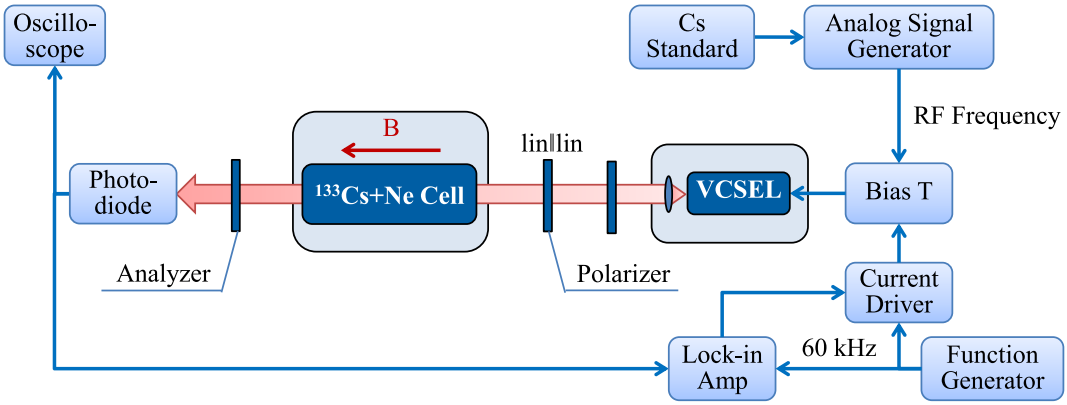


図 6.7　直交偏光子法の測定装置構成

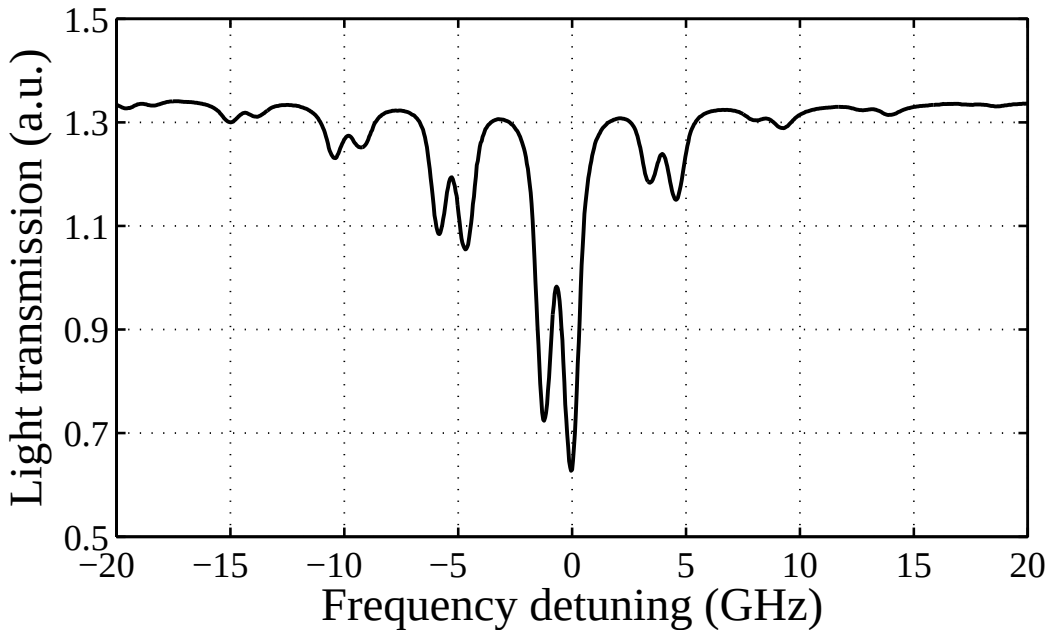


図 6.8　Cs-D_1 線の吸収スペクトル

6.4　結果

6.4.1　共鳴スペクトル

図 6.9 に直交偏光子法により得られた CPT 共鳴のスペクトルを示す．印加した磁束密度は 93 μT，規格化された磁場 b に換算すると 0.48 である．入射光強度は 1.1 mW/cm^2 であった．検光子の角度 θ は最適に設定した．検光子の代わりに ND フィルタを使用し磁場を 5.0 μT にした場合では，コントラストが 3.3 %，共鳴線幅は 2.15 kHz であった．直交偏光子法により DC レベルは大幅に低下し，数 mV まで低減された．また，共鳴振幅は 12 mV であった．この光強度から推定される偏光回転量は数十ミリラジアンである．共鳴振幅は DC レベルよりも大きいため，従来のコントラストの定義 (共鳴振幅/DC レベル) では 100% を超える．そこで，本章ではコントラストは 100% を超えないように以下のように定義する．

$$\text{Contrast} := \frac{\text{Signal}}{\text{Signal} + \text{DC level}} \tag{6.14}$$

DC レベルの抑制によりコントラストは 88.4% が達成され，従来法と比べ 25 倍のコントラストが得られた．加えて，従来法の共鳴線幅は 2.15 kHz だったのに対し，直交偏光子法では従来法の約 1/2 の 1.15 kHz が得られた．したがって，直交偏光子法はコントラストの向上だけでなく，共鳴線幅の狭窄効果が明らかとなった．

DC レベルは大幅に抑制されたが，弱い漏れ光が検出されている．この漏れ光は相対角度 θ を変化させても，この値以下にはならなかった．したがって，漏れ光は偏光子の消光比に依存すると考えられる．

6.4.2　相対角度 θ に対するコントラスト特性

相対角度 θ に対する DC レベル特性を図 6.10 に示す．四角い点は測定値，実線は式 (6.8) によるフィッティング曲線である．偏光子と検光子の透過軸とマウントの読み値に差が生じていたため，最小の DC レベルが相対角度 θ は 0° でシフトしている．フィッティング曲線から，実験に使用した偏光子の消光比はおおよそ 40dB と見積もられる．

相対角度 θ に対する共鳴振幅特性を図 6.11 に示す．四角い点は測定値で，実線は式 (6.9) によるフィッティング曲線である．磁束密度は 93 μT に設定している．フィッティング曲線は実験データの振る舞いを良く表現している．図 6.10 の DC レベル曲線と比べると，共鳴振幅の振る舞いは明らかに DC レベルと異なることがわかる．したがって，この結果は CPT 共鳴に寄与する波長成分のみ偏光面が回転していることを示している．

相対角度 θ に対するコントラスト特性を図 6.12 に示す．コントラストの定義は式 (6.14) を使用している．直交偏光子法により，DC レベルは $\theta = 0^\circ$ 付近で大幅に低減できること，また，$\theta = 0^\circ$ でも共鳴振幅は高い値を得ているため，コントラストは 0° 付近で急激に増加した．相対角度 θ が -15° から 5° では 10% 以上のコントラストが得られた．従来法では 10% 以上のコントラストを達成することは難しいことから，この相対角度の範囲内で使用すれば従来法よりも高いコントラストが得られる．

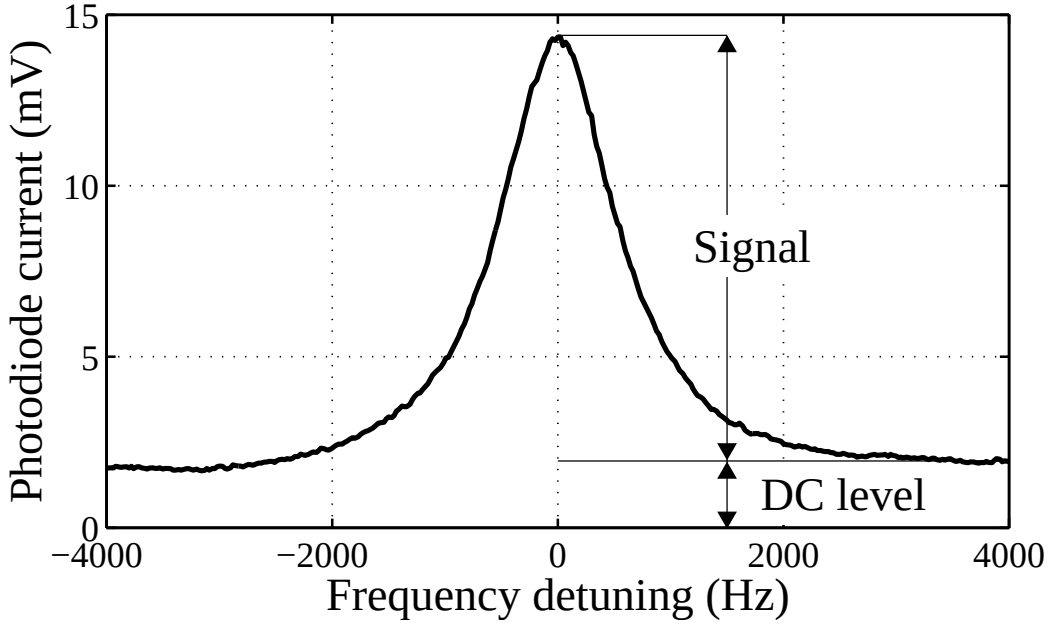


図 6.9　直交偏光子法による CPT 共鳴のスペクトル

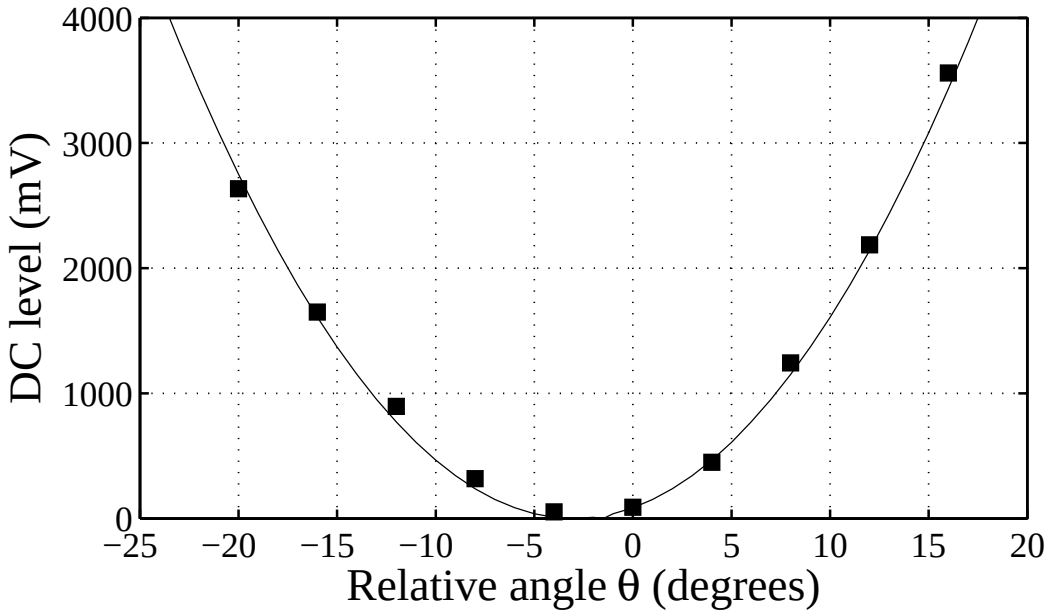


図 6.10　相対角度 θ に対する DC レベル特性

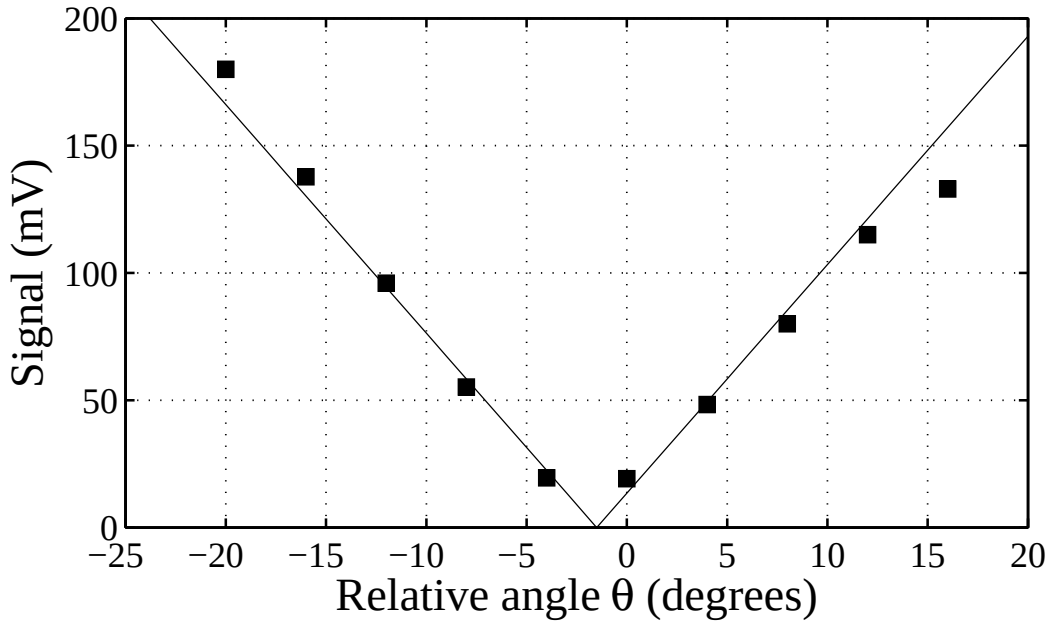


図 6.11　相対角度 θ に対する共鳴振幅特性

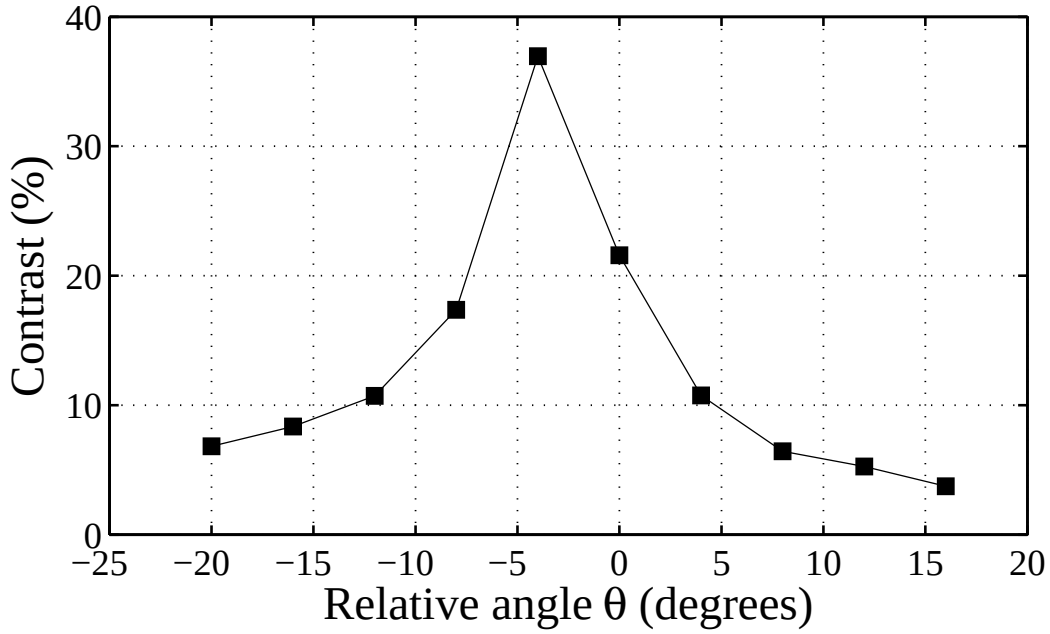


図 6.12　相対角度 θ に対するコントラスト特性

6.4.3　磁束密度に対する共鳴特性

磁束密度に対する共鳴振幅および DC レベル特性を図 6.13 に示す．四角と三角の点は共鳴振幅と DC レベルの実験結果である．相対角度 θ はコントラストが最大になるように設定している．弱い磁束密度 (< 15 μT) では，振幅が小さく CPT 共鳴を観測できなかった．また，最大の磁束密度は，コイルへ流す定格電流から，93 μT に制限されている．共鳴振幅は磁束密度に対し線形に増加した．一方で，DC レベルは磁束密度の変化に依らず一定値であった．この結果は，CPT 共鳴に寄与する波長成分にのみファラデー効果が生じたことを示している．実線は $\gamma = 1.08$ kHz とした時の式 (6.11) をフィッティングした曲線である．実験値と同様の傾向を示していることがわかる．

図 6.14 は図 6.13 の実験値から算出したコントラストである．磁束密度の増加に伴いコントラストは増加した．100% に近いコントラストは 93 μT より大きい磁束密度を印加することで得られると考えられる．DC レベルは磁束密度に依存しないことから，コントラストは最大値を持つ．予想される最大のコントラストは，式 (6.11) より磁束密度が 224 μT のとき，94% であると考えられる．

磁束密度に対する共鳴線幅特性を示す (図 6.15)．点は実験結果で，実線は式 (6.12) による計算結果である．磁束密度の増加に伴い共鳴線幅は広がる．また，実験による共鳴線幅はほぼ線形に増加した．測定した磁束密度の範囲においては，従来観測法の共鳴線幅 2.15 kHz よりも細い共鳴線幅が得られた．磁束密度が 15 μT のとき，最小の共鳴線幅は 760 Hz であった．最小の線幅は従来法のおおよそ 1/3 であった．計算値と実験値の差は最大で 20% であった．

磁束密度に対する短期安定度の性能指数特性を示す (図 6.16)．性能指数は従来観測法を 1 として規格化している．小さい磁束密度 (< 40 μT) においては，コントラストが増大するため性能指数は増加する．しかし，大きい磁束密度 (> 60 μT) では性能指数は共鳴線幅が広がるため減少する．したがって，性能指数を最大にする磁束密度が存在した．この実験においては，55 μT のとき最大の性能指数が得られた．最大の性能指数は従来法の 58 倍であった．

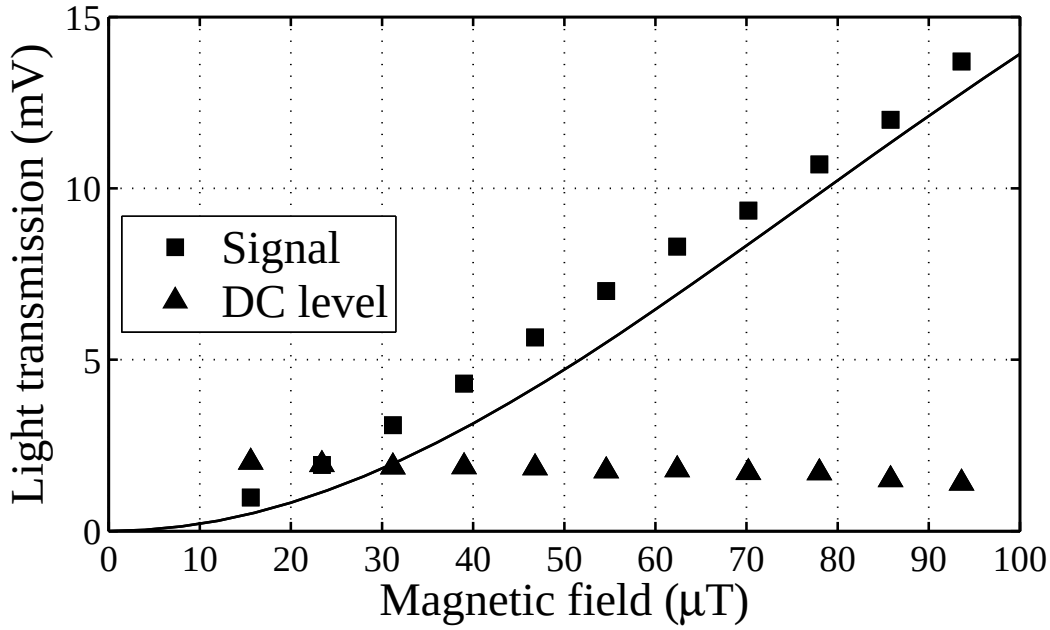


図 6.13　磁束密度に対する共鳴振幅と DC レベル特性

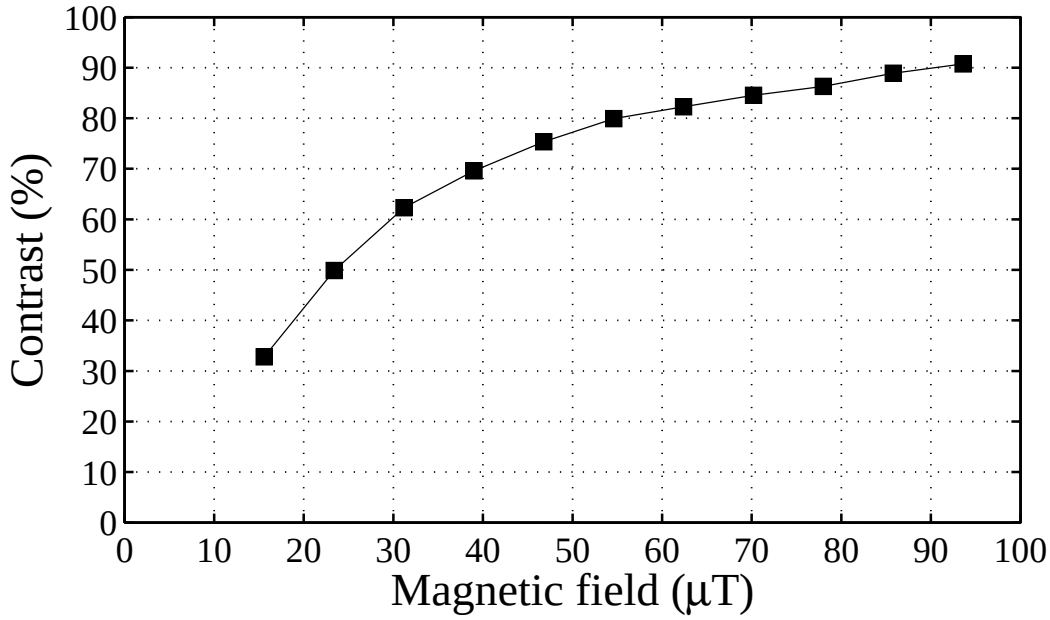


図 6.14　磁束密度に対するコントラスト特性

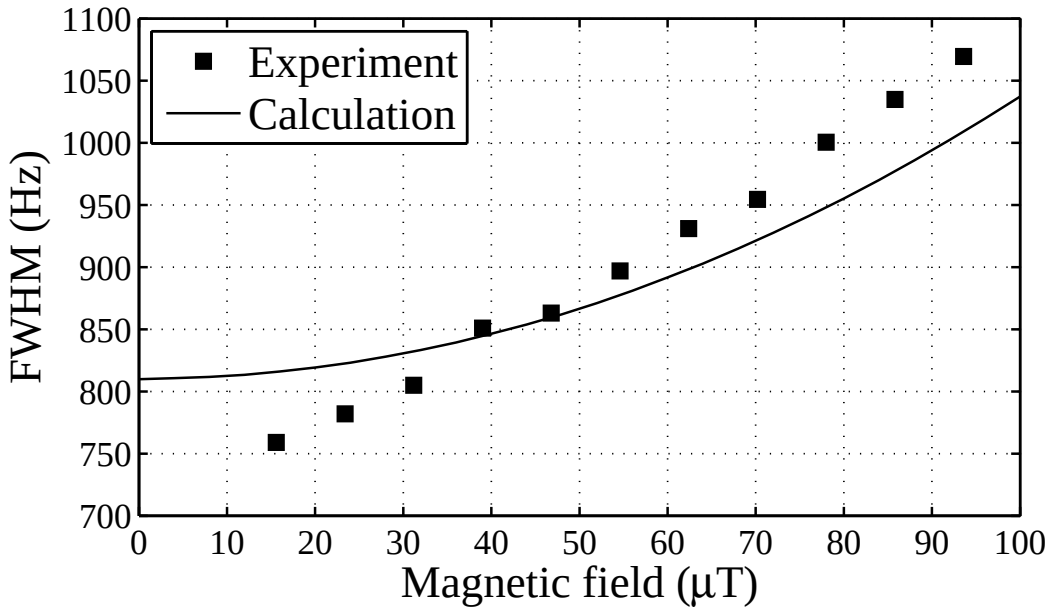


図 6.15　磁束密度に対する共鳴線幅特性

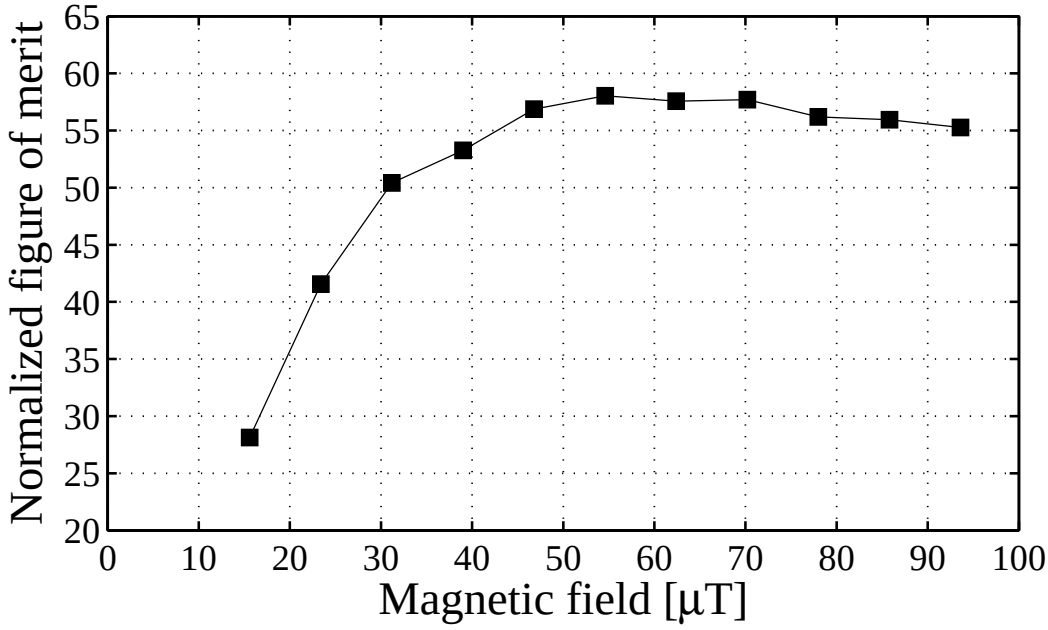


図 6.16　磁束密度に対する性能指数特性

6.5 むすび

簡易な光学系で高いコントラストの CPT 共鳴を得ることを目的として直交偏光子法を検討した．lin||lin 偏光励起おける 2 つの CPT 共鳴をモデルとし，CPT 共鳴のファラデー効果を計算した．計算結果から，共鳴振幅は磁束密度に対し極値をもつこと，共鳴線幅は磁束密度の増加に伴い広がることを示した．また，共鳴線幅の最小値は磁場がゼロのとき従来法の 36.8% となり，直交偏光子により線幅が狭窄化されることを明らかにした．Cs D_1 線 VCSEL とアルカリ蒸気セルを用いて，直交偏光子法による CPT 共鳴の特性を評価した．直交偏光子法により背景光の検出が抑えられ，高いコントラストの CPT 共鳴が得られた．検光子の透過軸を調節することでコントラスト 88.4%，共鳴線幅 1.15 kHz が得られた．磁束密度に対する共鳴振幅特性と共鳴線幅特性の実験値は 20% 以内で計算値と一致した．磁束密度を最適な条件にした場合では，短期安定度の性能指数は従来法の 58 倍の値が得られた．

第 7 章

総括

7.1　まとめ

本研究では，小型で低消費電力な特性改善法として，パルス励起に関する研究を行った．本研究で得られた成果を以下に列挙する．

- パルス励起によるパワーブロードニングの抑制とライトシフトの振る舞いを解析および実験により明らかにした．パルス励起における CPT 共鳴のライトシフトの解析は密度行列に基づいて計算した．また，実験は ^{133}Cs ガスセルと D_1 線 VCSEL を用いて CPT 共鳴を測定した．連続励起とパルス励起の CPT 共鳴のスペクトル結果から，パルス励起におけるパワーブロードニング抑制効果を示された．パルス励起における光強度対ライトシフト特性の結果から，連続励起に比べパルス励起のライトシフトは大幅に低減されること，パルス励起のライトシフトは弱い光強度において非線形を示すことを明らかにした．観測タイミング対ライトシフト特性からは，観測タイミングが小さいほどライトシフトが低減されることが明らかになった．これら解析と実験から，提案した解析法により定量的にライトシフトを計算できることが明らかとなった．（第 3 章）
- パルス励起の光強度変調器として LCM を用いることにより，小型で低消費電力な CPT 原子発振器の特性改善方法を検討した．LCM によりラムゼイ共鳴が観測されること，パルス励起によるパワーブロードニング抑制により大幅に Q 値が改善されることを示した．観測タイミングに対するコントラスト特性からは，CPT ラムゼイ共鳴のコントラストは観測タイミングに依存し，観測タイミングが早いほど高いコントラストが得られることが明らかとなった．ライトシフトの測定結果からは，連続励起に比べパルス励起のライトシフトは 1/3 以下になること示した．AOM と LCM との比較では，LCM を用いた CPT ラムゼイ共鳴の特性は性能指数，ライトシフト共に AOM と同等の性能を示すことを明らかにした．短期安定度は 4 倍に向上し，かつライトシフトを 1/3 に低減できることが示され，本提案手法の有効性を明らかにした．（第 4 章）
- 高次高調波励起とパルス励起を組み合わせることで，省電力かつ高安定な超小型原

子発振器を実現化する新たな手法を提案した．まず，高次高調波励起による CPT 共鳴の測定結果からは，高調波の次数 n の増加に伴い，コントラストは低下するものの，Q 値はほぼ変化しないことを明らかにした．次に，高次高調波励起とパルス励起を組み合わせた結果から，従来法の連続励起よりも RF に関連する電力，性能指数共に改善可能であることが明らかになった．特に $n = 3$ の場合には，RF に関連する電力を 1/3 程度に抑えつつ，短期安定度は 2.3 倍に向上し，かつライトシフトを 1/3 に低減できることが示され，本提案手法の有効性を明らかにした．（第５章）

- 簡易な光学系で高いコントラストの CPT 共鳴を得ることを目的として直交偏光子法を検討した．lin∥lin 偏光励起おける 2 つの CPT 共鳴をモデルとし，CPT 共鳴のファラデー効果を計算した．計算結果は，共鳴振幅は磁束密度に対し極値をもつこと，共鳴線幅は磁束密度の増加に伴い広がることを示した．また，共鳴線幅の最小値は，ゼロ磁場のとき従来法の 36.8% となった．Cs D_1 線 VCSEL とアルカリ蒸気セルを用いて，直交偏光子法による CPT 共鳴の特性を評価した．直交偏光子法により背景光の検出が抑えられ，高いコントラストの CPT 共鳴が得られた．検光子の透過軸を調節することでコントラスト 88.4%，共鳴線幅 1.15 kHz が得られた．磁束密度に対する共鳴振幅特性と共鳴線幅特性の実験値は 20% 以内で計算値と一致した．磁束密度を最適な条件にした場合では，短期安定度は従来法の 58 倍の値が得られた．（第６章）

参考文献

[1] Cisco Visual Networking Index, "Global Mobile Data Traffic Forecast Update, 2013-2018. Cisco White Paper, Feb 5, 2014," 2014.

[2] D. A. Steck, "Alkali D line data," 2012. [Online]. Available: http://steck.us/alkalidata

[3] R. Lutwak, D. Emmons, T. English, and W. Riley, "The chip-scale atomic clock-recent development progress," in *Proceedings of 35nd Annu. Precise Time and Time Interval Systems and Applications Meeting*, 2004.

[4] R. Lutwak, A. Rashed, M. Varghese, G. Tepolt, J. LeBlanc, M. Mescher, D. Serkland, K. Geib, G. Peake, and S. Römisch, "The chip-scale atomic clock-prototype evaluation," in *Proceedings of 39th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Meeting*, 2007.

[5] O. Kozlova, S. Guérandel, and E. de Clercq, "Temperature and pressure shift of the Cs clock transition in the presence of buffer gases: Ne, N_2, Ar," *Physical Review A*, vol. 83, no. 6, p. 062714, 2011.

[6] T. Zanon, S. Guérandel, E. De Clercq, D. Holleville, N. Dimarcq, and A. Clairon, "High contrast ramsey fringes with coherent-population-trapping pulses in a double lambda atomic system," *Physical Review Letters*, vol. 94, no. 19, p. 193002, 2005.

[7] Y.-Y. Jau, E. Miron, A. Post, N. Kuzma, and W. Happer, "Push-pull optical pumping of pure superposition states," *Physical Review Letters*, vol. 93, no. 16, p. 160802, 2004.

[8] 池上健, “CPT を利用した小型原子時計開発の世界的動向,” **マイクロメカトロニクス**, vol. 52, no. 199, pp. 77–91, 2008.

[9] D. W. Allan, “Statistics of atomic frequency standards,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 54, no. 2, pp. 221–230, 1966.

[10] F. L. Walls and D. W. Allan, “Measurements of frequency stability,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 74, no. 1, pp. 162–168, 1986.

[11] D. A. Howe, “The total deviation approach to long-term characterization of frequency stability,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 47, no. 5, pp. 1102–1110, 2000.

[12] 梶田雅稔, 小山泰弘, and 細川瑞彦, “時間周波数標準の計測と評価の基礎時空標準特集–日本標準時の高度化,” **情報通信研究機構季報**, vol. 56, no. 3, pp. 3–15, 2010.

[13] J. Vanier and C. Audoin, *The quantum physics of atomic frequency standards*. Hilger Bristol, 1989, vol. 1.

[14] S. Knappe, R. Wynands, J. Kitching, H. G. Robinson, and L. Hollberg, “Characterization of coherent population-trapping resonances as atomic frequency references,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 18, no. 11, pp. 1545–1553, 2001.

[15] A. Nagel, S. Brandt, D. Meschede, and R. Wynands, “Light shift of coherent population trapping resonances,” *Europhysics Letters*, vol. 48, no. 4, p. 385, 1999.

[16] V. Gerginov, S. Knappe, V. Shah, P. D. Schwindt, L. Hollberg, and J. Kitching, “Long-term frequency instability of atomic frequency references based on coherent population trapping and microfabricated vapor cells,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 23, no. 4, pp. 593–597, 2006.

[17] O. Kozlova, J.-M. Danet, S. Guérandel, and E. de Clercq, “Limitations of long-term stability in a coherent population trapping Cs clock,” *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 63, no. 7, pp. 1863–1870, 2014.

[18] N. Castagna, R. Boudot, S. Guérandel, E. Clercq, N. Dimarcq, and C. Clairon,

"Investigations on continuous and pulsed interrogation for a CPT atomic clock," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 56, no. 2, pp. 246–253, 2009.

[19] C. Xi, Y. Guo-Qing, W. Jin, and Z. Ming-Sheng, "Coherent population trapping-ramsey interference in cold atoms," *Chinese Physics Letters*, vol. 27, no. 11, p. 113201, 2010.

[20] I. Yoshida, N. Hayashi, K. Fujita, S. Taniguchi, Y. Hoshina, and M. Mitsunaga, "Line-shape comparison of electromagnetically induced transparency and raman ramsey fringes in sodium vapor," *Physical Review A*, vol. 87, no. 2, p. 023836, 2013.

[21] F.-X. Esnault, E. Blanshan, E. Ivanov, R. Scholten, J. Kitching, and E. Donley, "Cold-atom double-λ coherent population trapping clock," *Physical Review A*, vol. 88, no. 4, p. 042120, 2013.

[22] 森川容雄, "時間・周波数標準特集について," **通信総合研究所季報**, vol. 49, no. 3, pp. 1–2, 2003.

[23] 総務省, "平成 25 年版 情報通信白書," 2013.

[24] J. R. Vig, "Military applications of high accuracy frequency standards and clocks." *IEEE Transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, vol. 40, no. 5, pp. 522–527, 1992.

[25] R. Lutwak, D. Emmons, W. Riley, and R. M. Garvey, "The chip-scale atomic clock - coherent population trapping vs. conventional interrogation," in *34th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Systems and Applications Meeting*. PTTI, 2003, pp. 539–550.

[26] J.-M. Danet, M. Lours, E. De Clercq *et al.*, "Dick effect in a pulsed atomic clock using coherent population trapping," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 61, no. 4, pp. 567–574, 2014.

[27] P. Yun, J.-M. Danet, D. Holleville, E. de Clercq, and S. Guérandel, "Constructive polarization modulation for coherent population trapping clock," *Applied Physics*

Letters, vol. 105, no. 23, p. 231106, 2014.

[28] X. Liu, J.-M. Mérolla, S. Guérandel, E. De Clercq, and R. Boudot, "Ramsey spectroscopy of high-contrast cpt resonances with push-pull optical pumping in cs vapor," *Optics express*, vol. 21, no. 10, pp. 12 451–12 459, 2013.

[29] X. Liu, J.-M. Mérolla, S. Guérandel, C. Gorecki, E. De Clercq, and R. Boudot, "Coherent-population-trapping resonances in buffer-gas-filled cs-vapor cells with push-pull optical pumping," *Physical Review A*, vol. 87, no. 1, p. 013416, 2013.

[30] E. Donley, T. C. Liebisch, E. Blanshan, and J. Kitching, "Number enhancement for compact laser-cooled atomic samples by use of stimulated radiation forces," in *Proceedings of 2010 IEEE International Frequency Control Symposium.* IEEE, 2010, pp. 125–128.

[31] F.-X. Esnault, E. Donley, and J. Kitching, "Towards a compact cold atom frequency standard based on coherent population trapping," in *Proceedings of 2010 IEEE International Frequency Control Symposium, Newport Beach, CA, USA*, 2010, pp. 465–469.

[32] F.-X. Esnault, E. Blanshan, E. Ivanov, R. Scholten, J. Kitching, and E. Donley, "Cold-atom double-Λ coherent population trapping clock," *Physical Review A*, vol. 88, p. 042120, Oct 2013.

[33] K. Kotru, J. M. Brown, D. L. Butts, J. M. Kinast, and R. E. Stoner, "Robust Ramsey sequences with Raman adiabatic rapid passage," *Physical Review A*, vol. 90, no. 5, p. 053611, 2014.

[34] E. Donley, E. Blanshan, F.-X. Esnault, and J. Kitching, "Frequency biases in a cold-atom coherent population trapping clock," in *Proceedings of 2014 IEEE International Frequency Control Symposium.* IEEE, 2014, p. 296.

[35] J. Vanier, M. Levine, D. Janssen, and M. Delaney, "Contrast and linewidth of the coherent population trapping transmission hyperfine resonance line in ^{87}Rb : effect of optical pumping," *Physical Review A*, vol. 67, p. 065801, Jun 2003.

[36] K. Watabe, T. Ikegami, A. Takamizawa, S. Yanagimachi, S. Ohshima, and

S. Knappe, "High-contrast dark resonances with linearly polarized light on the D_1 line of alkali atoms with large nuclear spin," *Applied optics*, vol. 48, no. 6, pp. 1098–1103, 2009.

[37] S. Guérandel, J.-M. Danet, P. Yun, and E. de Clercq, "High performance compact atomic clock based on coherent population trapping," in *Proceedings of 2014 IEEE International Frequency Control Symposium*. IEEE, 2014, pp. 286–290.

[38] S. Kargapoltsev, J. Kitching, L. Hollberg, A. Taichenachev, V. Velichansky, and V. Yudin, "High-contrast dark resonance in σ^+–σ^-optical field," *Laser Physics Letters*, vol. 1, no. 10, pp. 495–499, 2004.

[39] S. Zibrov, I. Novikova, D. Phillips, R. Walsworth, A. Zibrov, V. Velichansky, A. Taichenachev, and V. Yudin, "Coherent-population-trapping resonances with linearly polarized light for all-optical miniature atomic clocks," *Physical Review A*, vol. 81, p. 013833, 2010.

[40] I. Novikova, D. F. Phillips, A. S. Zibrov, R. L. Walsworth, A. V. Taichenachev, and V. I. Yudin, "Comparison of ^{87}Rb N-resonances for D_1 and D_2 transitions," *Optics letters*, vol. 31, no. 15, pp. 2353–2355, 2006.

[41] Y.-Y. Jau, A. Post, N. Kuzma, A. Braun, M. Romalis, and W. Happer, "Intense, narrow atomic-clock resonances," *Physical Review Letters*, vol. 92, no. 11, p. 110801, 2004.

[42] M. Zhu, "High contrast signal in a coherent population trapping based atomic frequency standard application," in *Proceedings of 2003 IEEE International Frequency Control Symposium and PDA Exhibition Jointly with the 17th European Frequency and Time Forum*. IEEE, 2003, pp. 16–21.

[43] V. Shah, S. Knappe, L. Hollberg, and J. Kitching, "High-contrast coherent population trapping resonances using four-wave mixing in ^{87}Rb," *Optics letters*, vol. 32, no. 10, pp. 1244–1246, 2007.

[44] T. Zanon, S. Trémine, S. Guérandel, E. de Clercq, D. Holleville, N. Dimarcq, and A. Clairon, "Observation of Raman-Ramsey fringes with optical CPT pulses,"

IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, vol. 54, no. 2, pp. 776–779, 2005.

[45] M. Zhu and L. Cutler, "Theoretical and experimental study of light shift in a CPT-based Rb vapor cell frequency standard," in *Proceedings of 32nd Annu. Precise Time and Time Interval Systems and Applications Meeting*, 2001.

[46] V. Shah, V. Gerginov, P. Schwindt, S. Knappe, L. Hollberg, and J. Kitching, "Continuous light-shift correction in modulated coherent population trapping clocks," *Applied physics letters*, vol. 89, no. 15, p. 151124, 2006.

[47] S. Romisch and R. Lutwak, "Low-power, 4.6-GHz, stable oscillator for CSAC," in *Proceedings of 2006 IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition*. IEEE, 2006, pp. 448–451.

[48] Y. Zhao, S. Tanner, A. Casagrande, C. Affolderbach, L. Schneller, G. Mileti, and P.-A. Farine, "CPT cesium-cell atomic clock operation with a 12-mW frequency synthesizer ASIC," *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. PP, no. 99, pp. 1–8, 2014.

[49] R. Wynands and A. Nagel, "Precision spectroscopy with coherent dark states," *Applied Physics B: Lasers and Optics*, vol. 68, no. 1, pp. 1–25, 1999.

[50] Y. Sortais, S. Bize, C. Nicolas, A. Clairon, C. Salomon, and C. Williams, "Cold collision frequency shifts in a ^{87}Rb atomic fountain," *Physical Review Letters*, vol. 85, no. 15, p. 3117, 2000.

[51] J. Vanier, "Atomic frequency standard," Nov. 20 2001, US Patent 6,320,472.

[52] O. Kozlova, R. Boudot, S. Guérandel, and E. de Clercq, "Temperature dependence cancellation of the Cs clock frequency in the presence of Ne buffer gas," *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 60, no. 7, pp. 2262–2266, 2011.

[53] C. Affolderbach, C. Andreeva, S. Cartaleva, T. Karaulanov, G. Mileti, and D. Slavov, "Light-shift suppression in laser optically pumped vapour-cell atomic frequency standards," *Applied Physics B*, vol. 80, no. 7, pp. 841–848, 2005.

[54] D. Miletic, C. Affolderbach, M. Hasegawa, R. Boudot, C. Gorecki, and G. Mileti, "AC Stark-shift in CPT-based Cs miniature atomic clocks," *Applied Physics B*, vol. 109, no. 1, pp. 89–97, 2012.

[55] Y. Yano and S. Goka, "Pulse excitation method of coherent-population-trapping suitable for chip-scale atomic clock," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 51, no. 12R, p. 122401, 2012.

[56] P. Hemmer, M. Shahriar, V. Natoli, and S. Ezekiel, "Ac stark shifts in a two-zone raman interaction," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 6, no. 8, pp. 1519–1528, 1989.

[57] M. Shahriar, P. Hemmer, D. Katz, A. Lee, and M. Prentiss, "Dark-state-based three-element vector model for the stimulated raman interaction," *Physical Review A*, vol. 55, no. 3, p. 2272, 1997.

[58] G. Pati, Z. Warren, N. Yu, and M. Shahriar, "Computational studies of light shift in raman-ramsey interference-based atomic clock," *arXiv preprint arXiv:1411.5292*, 2014.

[59] S. H. Autler and C. Townes, "Stark effect in rapidly varying fields," *Physical Review*, vol. 100, no. 2, p. 703, 1955.

[60] I. Ben-Aroya and G. Eisenstein, "Characterizing absorption spectrum of natural rubidium by using a directly modulated VCSEL," in *Proceedings of the 2005 IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition.*

[61] S. Guérandel, T. Zanon, N. Castagna, F. Dahes, E. de Clercq, N. Dimarcq, and C. Clairon, "Raman–ramsey interaction for coherent population trapping cs clock," *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 56, no. 2, pp. 383–387, 2007.

[62] G. A. Pitz, D. E. Wertepny, and G. P. Perram, "Pressure broadening and shift of the cesium D_1 transition by the noble gases and N_2, H_2 HD, D_2, CH_4, C_2H_6, CF_4, and ^{3}He," *Physical Review A*, vol. 80, no. 6, p. 062718, 2009.

[63] E. Bernabeu and J. Alvarez, "Shift and broadening of hyperfine components

of the first doublet of cesium perturbed by foreign gases," *Physical Review A*, vol. 22, no. 6, p. 2690, 1980.

[64] A. S. Sedra and K. C. Smith, *Microelectronic circuits*. Oxford University Press, 1987, vol. 4.

[65] J. Fagot, P. Magne, and P. Magne, *Frequency modulation theory: application to microwave links*. Pergamon, 1961, vol. 11.

[66] R. Boudot, S. Guérandel, E. De Clercq, N. Dimarcq, and C. Clairon, "Current status of a pulsed CPT Cs cell clock," *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 58, no. 4, pp. 1217–1222, 2009.

[67] D. Budker, W. Gawlik, D. Kimball, S. Rochester, V. Yashchuk, and A. Weis, "Resonant nonlinear magneto-optical effects in atoms," *Reviews of modern physics*, vol. 74, no. 4, p. 1153, 2002.

[68] D. Budker, D. F. Kimball, and D. P. DeMille, *Atomic Physics*. Oxford Univ. Press, 2008.

[69] G. Kazakov, B. Matisov, I. Mazets, G. Mileti, and J. Delporte, "Pseudoresonance mechanism of all-optical frequency-standard operation," *Physical Review A*, vol. 72, no. 6, p. 063408, 2005.

[70] A. Corney, *Atomic and laser spectroscopy*. Clarendon Press Oxford, 1978.

[71] G. Breit and I. Rabi, "Measurement of nuclear spin," *Physical Review*, vol. 38, no. 11, p. 2082, 1931.

[72] V. Lucarini, *Kramers-Kronig relations in optical materials research*. Springer, 2005.

[73] R. C. Jones, "A new calculus for the treatment of optical systems," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 31, no. 7, pp. 488–493, 1941.

付録 A

CPT 共鳴とパワーブロードニング

連続励起の CPT 共鳴スペクトル

密度行列解析から連続励起における CPT 共鳴のスペクトルの近似解を導き，連続励起のスペクトルと共鳴線幅を解析する．解析から，CPT 共鳴のスペクトルはローレンツ関数となること，共鳴線幅は光強度に対して線形に広がること（パワーブロードニング）を示す.

連続励起の CPT 共鳴のスペクトルは，式 (3.12) の左辺をゼロとしたときの密度行列の解から求まる．対角成分の総和は規格化条件 (式 (3.13)) より 1 である．ρ_{33} は，ラビ周波数が緩和率より非常に小さいとき ($\Omega_c, \Omega_p \ll \Gamma$)，ゼロに近似できる．また，基底準位間の緩和 γ_s がゼロのとき，各ポピュレーションはラビ周波数 Ω_p，Ω_c で決まるため，

$$\rho_{11} = \frac{\Omega_c^2}{\Omega_c^2 + \Omega_p^2}, \rho_{22} = \frac{\Omega_p^2}{\Omega_c^2 + \Omega_p^2}, \rho_{33} = 0 \tag{A.1}$$

が成り立つ[*1][49]．一方，非対角成分要素は式 (3.12) より，

$$\begin{aligned}
\dot{\rho}_{12} &= i\rho_{12}\Delta_0 - i\frac{\Omega_c}{2}\rho_{13} + i\frac{\Omega_p}{2}\rho_{32} = 0 \\
\dot{\rho}_{13} &= i\frac{\Delta_0}{2}\rho_{13} - i\frac{\Omega_c}{2}\rho_{12} + i\frac{\Omega_p}{2}(\rho_{33} - \rho_{11}) - \gamma_f\rho_{13} = 0 \\
\dot{\rho}_{32} &= i\frac{\Delta_0}{2}\rho_{32} + i\frac{\Omega_p}{2}\rho_{12} - i\frac{\Omega_c}{2}(\rho_{33} - \rho_{22}) - \gamma_f\rho_{23} = 0
\end{aligned} \tag{A.2}$$

[*1] 厳密には各準位のポピュレーションも周波数離調に対して変化するが，CPT 共鳴の振る舞いを表す場合には，この近似は有効である.

となる．ここで，周波数離調 δ_c,δ_p は

$$\delta_p = \frac{\Delta_0}{2}, \delta_c = -\frac{\Delta_0}{2} \tag{A.3}$$

としている．式 (A.2) を非対角成分と対角成分に分けると以下の式が得られる．

$$\begin{pmatrix} \frac{\Delta_0}{2} + i\gamma_f & -\frac{\Omega_c}{2} & 0 \\ -\frac{\Omega_c}{2} & \Delta_0 & \frac{\Omega_p}{2} \\ 0 & \frac{\Omega_p}{2} & \frac{\Delta_0}{2} + i\gamma_f \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho_{13} \\ \rho_{12} \\ \rho_{32} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\Omega_p}{2}(\rho_{33} - \rho_{11}) \\ 0 \\ \frac{\Omega_c}{2}(\rho_{33} - \rho_{22}) \end{pmatrix} \tag{A.4}$$

非対角成分について解き，式 (A.1) を代入すると，

$$\begin{aligned} \rho_{13} &= \frac{\Omega_c^2 \Omega_p}{\Omega_c^2 + \Omega_p^2} \frac{2\Delta_0}{2\Delta_0(\Delta_0 + 2i\gamma_f) - (\Omega_c^2 + \Omega_p^2)} \\ \rho_{12} &= \frac{\Omega_c \Omega_p}{2\Delta_0(\Delta_0 + 2i\gamma_f) - (\Omega_c^2 + \Omega_p^2)} \\ \rho_{32} &= \frac{\Omega_c \Omega_p^2}{\Omega_c^2 + \Omega_p^2} \frac{-2\Delta_0}{2\Delta_0(\Delta_0 + 2i\gamma_f) - (\Omega_c^2 + \Omega_p^2)} \end{aligned} \tag{A.5}$$

となる．透過光強度は $\mathrm{Im}(\rho_{13})$ に比例することから，ρ_{13} の虚部を求めると

$$\mathrm{Im}(\rho_{13}) = \frac{\Omega_c^2 \Omega_p}{\Omega_c^2 + \Omega_p^2} \frac{-8\Delta_0^2 \gamma_f}{\{2\Delta_0^2 - (\Omega_c^2 + \Omega_p^2)\}^2 + 16\Delta_0^2 \gamma_f^2} \tag{A.6}$$

が得られる．ここで, 周波数離調 Δ_0 がラビ周波数に比べ小さいとすると ($\Delta_0 \ll \Omega_p, \Omega_c$), 分母の第一項 $2\Delta_0^2$ は無視でき，以下の式が得られる．

$$\begin{aligned} \mathrm{Im}(\rho_{13}) &= \frac{\Omega_c^2 \Omega_p}{\Omega_c^2 + \Omega_p^2} \frac{1}{2\gamma_f} \frac{-\Delta_0^2}{\Delta_0^2 + \frac{(\Omega_c^2 + \Omega_p^2)^2}{16\gamma_f^2}} \\ &= \frac{\Omega_c^2 \Omega_p}{2\gamma_f(\Omega_c^2 + \Omega_p^2)} \Big(\frac{\frac{(\Omega_c^2 + \Omega_p^2)^2}{16\gamma_f^2}}{\Delta_0^2 + \frac{(\Omega_c^2 + \Omega_p^2)^2}{16\gamma_f^2}} - 1 \Big) \end{aligned} \tag{A.7}$$

式 (A.7) による連続励起のスペクトルを図 A.1 に示す．連続励起の CPT 共鳴のスペクトルはローレンツ関数となる．また，その共鳴線幅 γ(半値全幅) は

$$\gamma = 2\frac{\Omega_c^2 + \Omega_p^2}{4\gamma_f} = \frac{\Omega_c^2 + \Omega_p^2}{\Gamma} \tag{A.8}$$

となる．連続励起の CPT 共鳴の線幅は，光強度が大きいほど共鳴線幅は広がるパワーブロードニングが生じる．

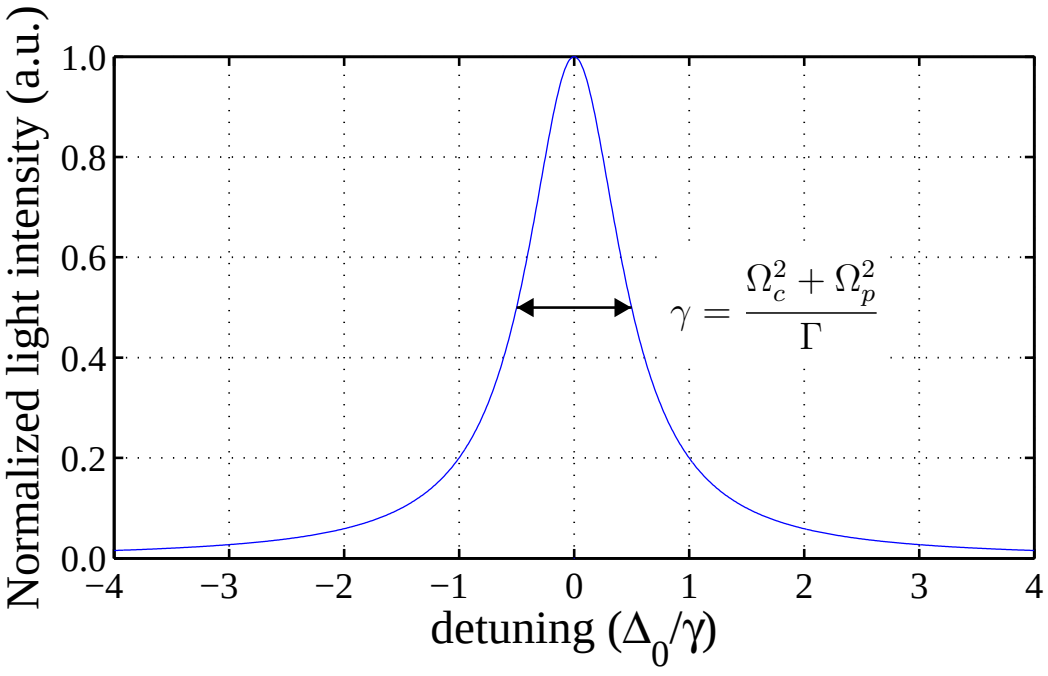


図 A.1　CPT 共鳴スペクトル

パルス励起の CPT 共鳴スペクトル

密度行列解析からパルス励起における CPT 共鳴のスペクトルの近似解を導き，パルス励起のスペクトルと共鳴線幅を解析する．解析から，パルス励起の共鳴線幅は $1/2T$ となること，パワーブロードニングの影響を受けないことを示す．

図 A.2 のように第一のパルス終端の密度行列を ρ_1 とし，その密度行列の各要素を求める．ここでは，第一のパルスで連続励起の状態が準備されているものとする．また，周波数離調 Δ_0 が CPT 共鳴の共鳴線幅よりも非常に小さい ($\Delta_0 \ll \gamma = (\Omega_c^2 + \Omega_p^2)/\Gamma$) とすると，式 (A.5) より，第一のパルス終端の密度行列 ρ_1 の各要素は以下のようになる．

$$\begin{aligned} \rho_{11} &= \frac{\Omega_c^2}{\Omega_c^2 + \Omega_p^2}, \rho_{22} = \frac{\Omega_p^2}{\Omega_c^2 + \Omega_p^2}, \\ \rho_{12} &= -\frac{\Omega_c \Omega_p}{\Omega_c^2 + \Omega_p^2}, \\ \rho_{33} &= \rho_{13} = \rho_{23} = 0 \end{aligned} \tag{A.9}$$

次に，パルスをオフした後の密度行列，すなわち自由発展時間後の密度行列 ρ_0 を求める．自由発展時間中は光強度がゼロとなるため，ラビ周波数 Ω_p，Ω_c は共にゼロである．時間発展式 (式 (3.12)) にラビ周波数 $\Omega_p, \Omega_c = 0$ を代入すると，式 (3.12) の右辺はほとんど消え，基底準位間のコヒーレンス ρ_{12} の右辺のみが残る．これは，自由発展時間中において ρ_{12} のみが時間発展することを意味する．その時間発展方程式は $\dot{\rho}_{12} = i\Delta_0 \rho_{12}$ で，その解は $\rho_{12} = \rho_{12}^0 e^{i\Delta_0 t}$ となる．したがって，自由発展時間 T 秒後の密度行列 ρ_0 の各要素は以下のようになる．

$$\begin{aligned} \rho_{11} &= \frac{\Omega_c^2}{\Omega_c^2 + \Omega_p^2}, \rho_{22} = \frac{\Omega_p^2}{\Omega_c^2 + \Omega_p^2}, \\ \rho_{12} &= -\frac{\Omega_c \Omega_p}{\Omega_p^2 + \Omega_c^2} e^{i\Delta_0 T}, \\ \rho_{33} &= \rho_{13} = \rho_{23} = 0 \end{aligned} \tag{A.10}$$

最後に，観測時の密度行列 ρ_m を求める．具体的には，観測時の $\mathrm{Im}(\rho_{13})$ を求める．立上り直後 (τ_m は $1/\gamma_f$ 程度と非常に小さい値とする) の密度行列要素 ρ_{13} は式 (3.12) より以下の式に近似できる．

$$\rho_{13} \sim (-i\frac{\Omega_c}{2}\rho_{12} - i\frac{\Omega_p}{2}\rho_{11})\tau_m \tag{A.11}$$

したがって，式 (A.10) を式 (A.11) に代入すると

$$\rho_{13} = -i\frac{\Omega_c^2\Omega_p}{2(\Omega_c^2+\Omega_p^2)}(1-e^{i\Delta_0 T})\tau_m \tag{A.12}$$

透過光強度は $\mathrm{Im}(\rho_{13})$ に比例することから，式 (A.12) の虚部を求めると

$$\mathrm{Im}(\rho_{13}) = \frac{\Omega_c^2\Omega_p}{2(\Omega_c^2+\Omega_p^2)}\Big(\cos(\Delta_0 T)-1\Big)\tau_m \tag{A.13}$$

が得られる．

式 (A.13) によるパルス励起のスペクトルを図 A.3 に示す．連続励起の CPT 共鳴はローレンツ関数となるが，パルス励起の CPT 共鳴はコサイン関数となる．パルス励起の線幅 γ は

$$\gamma = \frac{1}{2T} \tag{A.14}$$

となり，自由発展時間が長いほど共鳴線幅は細くなる．また，連続励起ではパワーブロードニングにより共鳴線幅はラビ周波数が大きいほど大きくなるが，パルス励起では式 (A.13) より共鳴線幅はラビ周波数に依存しないためパワーブロードニングは生じない．加えて，$\tau_m \sim 1/\gamma_f$ とすると，パルス励起の共鳴振幅は連続励起の 2 倍となることから，パルス励起では共鳴振幅も向上する．

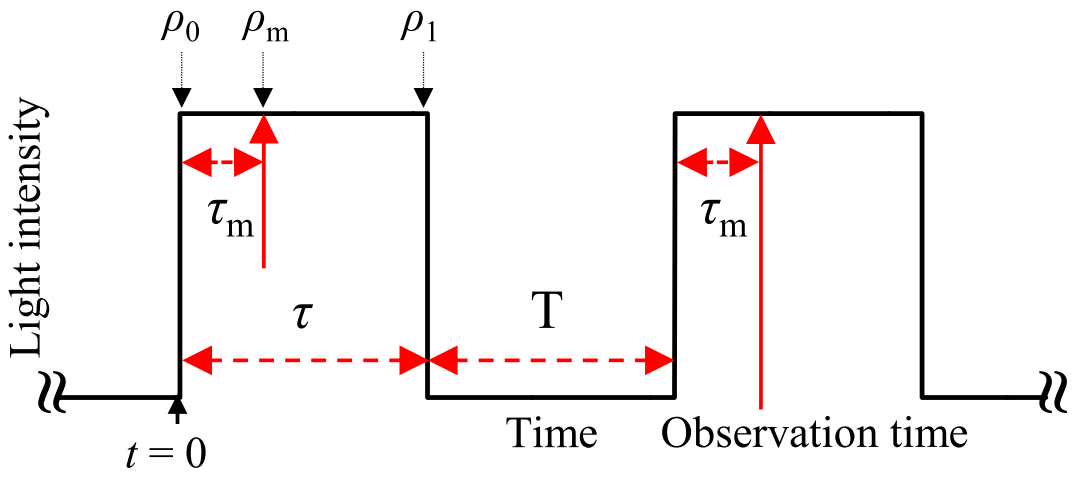


図 A.2　パルス励起の手順

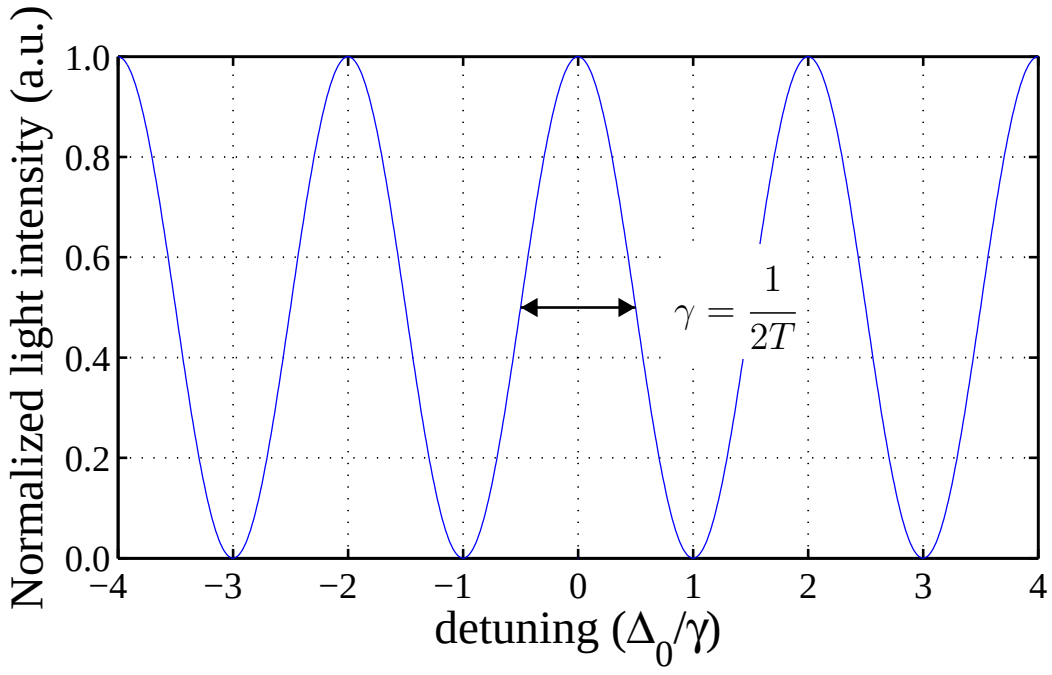


図 A.3　CPT ラムゼイ共鳴スペクトル

付録 B

パルス励起におけるライトシフトの数値計算方法

パルス励起のライトシフト解析は密度行列解析に基づき量子 Liouville 方程式を解くことで得られる．本章では，固有値，固有ベクトルを用いた CPT ラムゼイ共鳴における密度行列の数値解析法を紹介する．

密度ベクトルの定義

本数値計算では解析対象を 3 準位とする．密度行列はエルミート行列であるため，計算する要素数は対角要素の実部 3 つと非対角要素の実部，虚部の 6 つで合計 9 つである．そのため，要素数が 9 の密度ベクトル $\vec{\rho}(t)$ を定義する．9 次のベクトルを定義することで実部と虚部を分けることができ，全ての要素を実数表示できる．密度ベクトル $\vec{\rho}$ を用いて，式 (3.12) を書き直すと以下のようになる．

$$\frac{\partial \vec{\rho}}{\partial t} = \tilde{\mathrm{H}}\vec{\rho} \tag{B.1}$$

$$\vec{\rho} := \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{22} & \rho_{33} & \mathrm{Re}(\rho_{12}) & \mathrm{Re}(\rho_{13}) & \mathrm{Re}(\rho_{23}) & \mathrm{Im}(\rho_{12}) & \mathrm{Im}(\rho_{13}) & \mathrm{Im}(\rho_{23}) \end{pmatrix}^{\mathrm{T}}$$

$$\tilde{\mathrm{H}} = \begin{pmatrix} -\gamma_s & \gamma_s & \Gamma_{31} & 0 & 0 & 0 & 0 & \Omega_p & 0 \\ \gamma_s & -\gamma_s & \Gamma_{32} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \Omega_c \\ 0 & 0 & -(\Gamma_{31}+\Gamma_{32}) & 0 & 0 & 0 & 0 & \Omega_p & \Omega_c \\ 0 & 0 & 0 & -\gamma_s & 0 & 0 & -(\delta_p-\delta_c) & \Omega_c/2 & \Omega_p/2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\gamma_f & 0 & \Omega_c/2 & -\delta_p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\gamma_f & -\Omega_p/2 & 0 & -\delta_c \\ 0 & 0 & 0 & \delta_p-\delta_c & -\Omega_c/2 & \Omega_p/2 & -\gamma_s & 0 & 0 \\ -\Omega_p/2 & 0 & \Omega_p/2 & -\Omega_c/2 & \gamma_p & 0 & 0 & -\gamma_f & 0 \\ 0 & -\Omega_c/2 & \Omega_c/2 & -\Omega_p/2 & 0 & \delta_c & 0 & 0 & -\gamma_f \end{pmatrix}$$

$\tilde{\mathrm{H}}$ は 9 行 9 列のハミルトニアン行列で緩和項を含む．ラビ周波数 $\Omega_p, \Omega_c > 0$ のとき $\tilde{\mathrm{H}}$ の階数 (Rank) は 8 であることから，ハミルトニアン行列は非正則である．

連続励起の密度ベクトルの導出方法

パルス励起の解法の準備として，時間に依存しない連続励起の密度ベクトルの計算方法を紹介する．連続励起の密度ベクトルを求める最も簡単な方法は，左辺をゼロにした時の連立方程式 (式 (B.1)) に規格化条件を加えて解く方法であるが，ここではパルス励起の数値計算法の説明を踏まえて，連続励起の密度ベクトル導出方法として固有値，固有ベクトルを使った解法を述べる．

連続励起の密度ベクトルを $\vec{\rho}$ とする．連続励起は時間に依存しないので，式 (B.1) の左辺が $\vec{0}$ となり $\tilde{\mathrm{H}}\vec{\rho} = \vec{0}$ となる．$\vec{\rho}$ はゼロベクトルでないことから，$\tilde{\mathrm{H}}$ の固有値 0 の固有ベクトルである ($\tilde{\mathrm{H}}$ は非正則なので必ず 1 つ以上の固有値 0 をもつ)．ただし，規格化条件より $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1$ を満たすように，固有ベクトルを規格化する．規格化されたベクトルが連続励起の密度ベクトル $\vec{\rho}$ となる．

パルス立上り/下がりの密度ベクトルの導出

パルス励起では連続励起と異なりオン時間 (励起継続時間) とオフ時間 (自由発展時間) のハミルトニアン行列 $\tilde{\mathrm{H}}$ は異なる．ハミルトニアンの境界，すなわちパルス立上りと立ち下がりにおける密度ベクトル $\vec{\rho}_0$，$\vec{\rho}_1$ を求める．なお，パルス立上り/下がりの密度ベクトル $\vec{\rho}_0$，$\vec{\rho}_1$ は以下のように定義する (図 B.1)．

$$\begin{aligned} \vec{\rho}_0 &= \vec{\rho}(n(\tau+T)) \\ \vec{\rho}_1 &= \vec{\rho}(n(\tau+T)+\tau) \end{aligned} \tag{B.2}$$

ここで n は整数である．

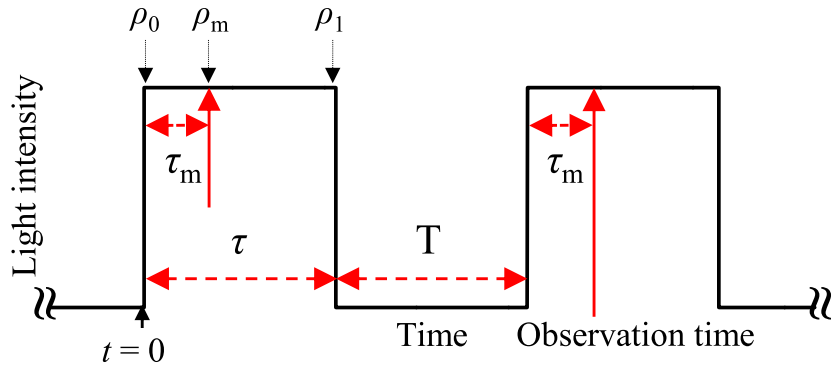


図 B.1　パルス励起の手順

次に，初期状態の密度ベクトルと時間発展後の密度ベクトルの関係を示す．初期ベクトルを $\vec{\rho_i}$ とすると，時間発展する密度ベクトル $\vec{\rho}(t)$ は

$$\vec{\rho}(t) = \exp(\tilde{\mathrm{H}}t)\vec{\rho_i} \tag{B.3}$$

で表される．ここで，exp は行列の指数関数表示で

$$\exp(\tilde{\mathrm{H}}t) = \mathrm{E} + \tilde{\mathrm{H}}t + \frac{1}{2}\tilde{\mathrm{H}}^2t^2 + \frac{1}{6}\tilde{\mathrm{H}}^3t^3 \cdots \frac{1}{n!}\tilde{\mathrm{H}}^nt^n \cdots \tag{B.4}$$

である．

次に，パルス立上り/下がりの密度ベクトル $\vec{\rho}_0$ と $\vec{\rho}_1$ の関係について考える．$\vec{\rho}_1$ はパルス立上りから τ 秒後の密度ベクトル，$\vec{\rho}_0$ はパルス立上りから T 秒後の密度ベクトルである．言い換えると，$\vec{\rho}_1$ は初期状態 $\vec{\rho}_0$ から τ 秒後の密度ベクトルであり，$\vec{\rho}_0$ は初期状態 $\vec{\rho}_1$ から T 秒後の密度ベクトルである．したがって，パルスオン時のハミルトニアン行列を $\tilde{\mathrm{H}}_1$ $(\Omega_p, \Omega_c > 0)$，パルスオフ時のハミルトニアン行列を $\tilde{\mathrm{H}}_0$ $(\Omega_p = \Omega_c = 0)$ とすると，式 (B.3) より $\vec{\rho}_0$ と $\vec{\rho}_1$ には以下の 2 つの関係式が成り立つ．

$$\begin{aligned} \vec{\rho}_1 &= \exp(\tilde{\mathrm{H}}_1\tau)\vec{\rho}_0 \\ \vec{\rho}_0 &= \exp(\tilde{\mathrm{H}}_0T)\vec{\rho}_1 \end{aligned} \tag{B.5}$$

式 (B.5) を $\vec{\rho}_0$ についてまとめると，以下の式が得られる．

$$\Big(\mathrm{E} - \exp(\tilde{\mathrm{H}}_0T)\exp(\tilde{\mathrm{H}}_1\tau)\Big)\vec{\rho}_0 = 0 \tag{B.6}$$

ここで，E は単位行列である．

パルス立上りの密度ベクトル $\vec{\rho}_0$ はゼロベクトルではないため，$\vec{\rho}_0$ は $\Big(\mathrm{E} - \exp(\tilde{\mathrm{H}}_0 T)\exp(\tilde{\mathrm{H}}_1 \tau)\Big)$ の固有値 0 の固有ベクトルである．この行列の要素は全て既知であるため，固有値 0 の固有ベクトルを求めることでパルス立上りの密度ベクトル $\vec{\rho}_0$ が求まる．

観測タイミングにおける密度ベクトルの導出

観測タイミングにおける密度ベクトル $\vec{\rho}_m$ は，パルス立上りから観測タイミング τ_m 後の密度ベクトルである．すなわち，密度ベクトル $\vec{\rho}_m$ は初期状態 $\vec{\rho}_0$ から τ_m 秒後の密度ベクトルで

$$\vec{\rho}_m = \vec{\rho}(n(\tau + T) + \tau_m) = \exp(\tilde{\mathrm{H}}_1 \tau_m)\vec{\rho}_0 \tag{B.7}$$

となる．ただし，ベクトルは規格化条件 $(\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1)$ を満たすように密度ベクトルを規格化することに注意する．

ライトシフトの探索

密度行列の要素 ρ_{31} と ρ_{32} は複素電気感受率に比例する．特に，実部 $\mathrm{Re}(\rho_{31})$ はプローブ光の分散，実部 $\mathrm{Re}(\rho_{32})$ はポンプ光の分散に寄与する．暗状態では，レーザ光と相互作用しないため，光の分散はゼロとなる．したがって，$\mathrm{Re}(\rho_{31})$ がゼロとなる離調がパルス励起におけるライトシフトとなる．本研究では，$\mathrm{Re}(\rho_{31})$ がゼロクロスする離調をニュートン法により探索し，パルス励起におけるライトシフトを導出した．

付録 C

ジョーンズベクトルによる直交偏光子法の透過光計算

直交偏光子法による透過光強度の式 (6.2) をジョーンズ計算法 [73] により求める．

まず，複素電気感受率が任意の光学媒体に直線偏光を通過した時の透過光強度および偏光を求める．光学媒体の複素電気感受率を $\chi_{\pm}$ としたとき，ジョーンズ行列 T は左回り円偏光 $\hat{\sigma}_+$ と右回り円偏光 $\hat{\sigma}_-$ に対し以下のように作用する．

$$T \cdot \hat{\sigma}_{\pm} = e^{i\chi_{\pm}\omega l/c}\hat{\sigma}_{\pm} \tag{C.1}$$

ここで，左回り円偏光 $\hat{\sigma}_+$，右回り円偏光 $\hat{\sigma}_-$ のジョーンズベクトルはそれぞれ

$$\hat{\sigma}_+ = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1\\ i\end{pmatrix}, \hat{\sigma}_- = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1\\ -i\end{pmatrix} \tag{C.2}$$

と定義する．式 (C.1) をまとめると，

$$\begin{aligned} T \cdot \begin{pmatrix}\hat{\sigma}_+ & \hat{\sigma}_-\end{pmatrix} &= T \cdot \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}1 & 1\\ i & -i\end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix}e^{i\chi_+\omega l/c} & e^{i\chi_-\omega l/c}\\ ie^{i\chi_+\omega l/c} & -ie^{i\chi_-\omega l/c}\end{pmatrix} \end{aligned} \tag{C.3}$$

式 (C.3) をジョーンズ行列 T について解く．右から $\begin{pmatrix}\hat{\sigma}_+ & \hat{\sigma}_-\end{pmatrix}$ の逆行列を掛けると，ジョーンズ行列 T が求まる．

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{-2i}\begin{pmatrix}e^{i\chi_+\omega l/c} & e^{i\chi_-\omega l/c}\\ ie^{i\chi_+\omega l/c} & -ie^{i\chi_-\omega l/c}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}-i & -1\\ -i & 1\end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2}\begin{pmatrix}e^{i\chi_+\omega l/c} + e^{i\chi_-\omega l/c} & -ie^{i\chi_+\omega l/c} + ie^{i\chi_-\omega l/c}\\ ie^{i\chi_+\omega l/c} - ie^{i\chi_-\omega l/c} & e^{i\chi_+\omega l/c} + e^{i\chi_-\omega l/c}\end{pmatrix} \end{aligned} \tag{C.4}$$

次に，光学媒体を通過したジョーンズベクトル E を求める．光学媒体への入射は y 軸方向の直線偏光 $\hat{\epsilon}_y$ とする．また，計算を簡単にするため電界強度を 1 に規格化する．y 軸方向の直線偏光 $\hat{\epsilon}_y$ は式 (C.2) より

$$\hat{\epsilon}_y = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \tag{C.5}$$

となる．したがって，光学媒体を通過した電界強度 E は

$$\begin{aligned} E = T \cdot \hat{\epsilon}_y &= T \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -ie^{i\chi_+ \omega l/c} + ie^{i\chi_- \omega l/c} \\ e^{i\chi_+ \omega l/c} + e^{i\chi_- \omega l/c} \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{C.6}$$

となる．x 軸と y 軸の位相差を保持しながら，より簡単にすると

$$E = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} e^{i\chi_+ \omega l/c} - e^{i\chi_- \omega l/c} \\ ie^{i\chi_+ \omega l/c} + ie^{i\chi_- \omega l/c} \end{pmatrix} \tag{C.7}$$

ここで，複素誘電率は屈折率に対応する実部 $n_\pm$ と吸収率に対応する虚部 $\alpha_\pm$ の和であるため，

$$\chi_\pm = n_\pm + i\alpha_\pm \tag{C.8}$$

となる．これを式 (C.7) へ代入し，x 軸と y 軸の位相差を保持しながら簡単化すると

$$\begin{aligned} E &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} e^{i(n_+ + i\alpha_+)\omega l/c} - e^{i(n_- + i\alpha_-)\omega l/c} \\ ie^{i(n_+ + i\alpha_+)\omega l/c} + ie^{i(n_- + i\alpha_-)\omega l/c} \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} e^{-\alpha_+ \omega l/c} - e^{-\alpha_- \omega l/c} e^{i(n_- - n+)\omega l/c} \\ ie^{-\alpha_+ \omega l/c} + ie^{-\alpha_- \omega l/c} e^{i(n_- - n+)\omega l/c} \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{C.9}$$

光学媒体を通過したジョーンズベクトル E が求まる．

次に，2 つめの直線偏光子 (検光子) を通過後の透過光強度 I を求める．ただし，式 (C.9) をそのまま用いて解くと式が煩雑になる．そのため，偏光子の一般的な透過光強度を求め，その後式 (C.9) を代入することにする．

透過軸が x 軸から θ 回転させた直線偏光子のジョーンズ行列を $\hat{\Theta}$ とする．ジョーンズ行列 $\hat{\Theta}$ は以下で表される．

$$\hat{\Theta} = \begin{pmatrix} \cos^2\theta & \cos\theta\sin\theta \\ \sin\theta\cos\theta & \sin^2\theta \end{pmatrix} \tag{C.10}$$

任意の入射光のジョーンズベクトルを $\begin{pmatrix} E_1 e^{i\phi_1} \\ E_2 e^{i\phi_2} \end{pmatrix}$ とすると，偏光板を通過した電界は E_{out} は以下のように表される．

$$\begin{aligned} E_{\text{out}} &= \hat{\Theta} \cdot \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 e^{i(\phi_2-\phi_1)} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos^2\theta E_1 + \cos\theta \sin\theta \cdot E_2 e^{i(\phi_2-\phi_1)} \\ \sin\theta\cos\theta E_1 + \sin^2\theta \cdot E_2 e^{i(\phi_2-\phi_1)} E_2 e^{i(\phi_2-\phi_1)} \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{C.11}$$

偏光板を通過した光強度 I は x 軸の電界強度 E_x と y 軸の電界強度 E_y の二乗の和に比例するため，

$$I = \frac{c\epsilon_0}{2}(|E_x|^2 + |E_y|^2) \tag{C.12}$$

式 (C.11) から $|E_x|^2$，$|E_y|^2$ を求める．式 (C.11) は複素電界であることに注意すると，

$$\begin{aligned} |E_x|^2 &= (E_1\cos^2\theta + E_2\cos\theta\sin\theta\cos(\phi_2-\phi_1))^2 + (E_2\cos\theta\sin\theta\sin(\phi_2-\phi_1))^2 \\ |E_y|^2 &= (E_1\sin\theta\cos\theta + E_2\sin^2\theta\cos(\phi_2-\phi_1))^2 + (E_2\sin^2\theta\sin(\phi_2-\phi_1))^2 \end{aligned} \tag{C.13}$$

これらを展開すると，

$$\begin{aligned} |E_x|^2 &= E_1^2\cos^4\theta + 2E_1E_2\cos^3\theta\sin\theta\cos(\phi_2-\phi_1) + E_2^2\cos^2\sin^2\cos^2(\phi_2-\phi_1) \\ &\quad + E_2^2\cos^2\theta\sin^2\theta\sin^2(\phi_2-\phi_1) \\ |E_y|^2 &= E_1^2\sin^2\theta\cos^2\theta + 2E_1E_2\cos\theta\sin^3\theta\cos(\phi_2-\phi_1) + E_2^2\sin^4\theta\cos^2(\phi_2-\phi_1) \\ &\quad + E_2^2\sin^4\theta\sin^2(\phi_2-\phi_1) \end{aligned} \tag{C.14}$$

式 (C.14) を用いて，$|E_x|^2 + |E_y|^2$ を求める．

$$\begin{aligned} &|E_x|^2 + |E_y|^2 = \\ &= E_1^2(\cos^4\theta + \sin^2\theta\cos^2\theta) + 2E_1E_2(\cos^3\theta\sin\theta + \cos\theta\sin^3\theta)\cos(\phi_2-\phi_1) \\ &\quad + E_2^2\Big\{ \cos^2\theta\sin^2\theta\underline{\cos^2(\phi_2-\phi_1)} + \cos^2\theta\sin^2\theta\underline{\sin^2(\phi_2-\phi_1)} \\ &\quad + \sin^4\theta\underline{\cos^2(\phi_2-\phi_1)} + \sin^4\theta\underline{\sin^2(\phi_2-\phi_1)}\Big\} \\ &= E_1^2\cos^2\theta\underline{(\cos^2\theta+\sin^2\theta)} + 2E_1E_2\cos\theta\sin\theta\underline{(\cos^2\theta+\sin^2\theta)}\cos(\phi_2-\phi_1) \\ &\quad + E_2^2\sin^2\theta\underline{(\cos^2\theta+\sin^2\theta)} \\ &= E_1^2\cos^2\theta + 2E_1E_2\cos\theta\sin\theta\cos(\phi_2-\phi_1) + E_2^2\sin^2\theta \\ &= E_1^2\cos^2\theta + E_1E_2\sin 2\theta\cos(\phi_2-\phi_1) + E_2^2\sin^2\theta \end{aligned} \tag{C.15}$$

したがって，式 (C.12) と式 (C.15) より任意の入射光が，透過軸 x 軸から θ 回転させた直線偏光子を通過する透過光強度 I は

$$I = \frac{c\epsilon_0}{2}\Big(E_x^2\cos^2\theta + E_xE_y\sin 2\theta\cos(\phi_2-\phi_1) + E_y^2\sin^2\theta\Big) \tag{C.16}$$

式 (C.9) を代入して，2 つめの直線偏光子 (検光子) を透過光強度 $I_{\rm tr}$ を求める．式 (C.16) より，$|E_x|^2$，$|E_y|^2$，$|E_x||E_y|\cos(\phi_2-\phi_1)$ の 3 つの項が求まれば，透過光強度 $I_{\rm tr}$ が導かれる．したがって，$|E_x|^2$，$|E_y|^2$，$|E_x||E_y|\cos(\phi_2-\phi_1)$ を式 (C.9) から求める．ここで，式 (C.9) は複素表示であることに注意する．$|E_x|^2$，$|E_y|^2$ はそれぞれ，

$$\begin{aligned}4|E_x|^2 &= \left\{e^{-\alpha_+\omega l/c} - e^{-\alpha_-\omega l/c}\cos((n_- - n_+)\omega l/c)\right\}^2 + e^{-2\alpha_-\omega l/c}\sin^2((n_- - n_+)\omega l/c) \\ &= e^{-2\alpha_+\omega l/c} + e^{-2\alpha_-\omega l/c} - 2e^{-(\alpha_+ + \alpha_-)\omega l/c}\cos((n_- - n_+)\omega l/c)\end{aligned} \tag{C.17}$$

$$4|E_y|^2 = e^{-2\alpha_+\omega l/c} + e^{-2\alpha_-\omega l/c} + 2e^{-(\alpha_+ + \alpha_-)\omega l/c}\cos((n_- - n_+)\omega l/c) \tag{C.18}$$

また，$|E_x||E_y|\cos(\phi_2-\phi_1)$ は E_x と E_y の内積であることから，

$$\begin{aligned}&|E_x||E_y|\cos(\phi_2-\phi_1) = E_x\cdot E_y \\ &= (e^{-\alpha_+\omega l/c} - e^{-\alpha_+\omega l/c}\cos((n_- - n_+)\omega l/c)\cdot(-e^{-\alpha_-\omega l/c}) \\ &\quad - e^{-\alpha_+\omega l/c}\sin((n_- - n_+)\omega l/c)\cdot(e^{-\alpha_+\omega l/c} - e^{-\alpha_+\omega l/c}\cos((n_- - n_+)\omega l/c) \\ &= 2e^{-(\alpha_+ + \alpha_-)\omega l/c}\sin((n_- - n_+)\omega l/c)\end{aligned} \tag{C.19}$$

これら式 (C.17) 式 (C.18) 式 (C.19) を式 (C.16) に代入すると

$$\begin{aligned}I_{\rm tr} &= \frac{1}{4}\left\{e^{-2\alpha_+\omega l/c} + e^{-2\alpha_-\omega l/c} - 2e^{-(\alpha_+ + \alpha_-)\omega l/c}\cos(2\theta + 2\phi)\right\} \\ &\because \phi = (n_+ - n_-)\frac{\omega l}{c}\end{aligned} \tag{C.20}$$

旋光性と二色性の項を区別するため，第 3 項に 2 倍角の公式 $\cos 2\alpha = 1 - 2\sin^2\alpha$ を用いてまとめると，透過光強度 $I_{\rm tr}$ は

$$\begin{aligned}I_{\rm tr} &= \frac{1}{4}\left\{e^{-2\alpha_+\omega l/c} + e^{-2\alpha_-\omega l/c} - 2e^{-(\alpha_+ + \alpha_-)\omega l/c}\right\} \\ &\quad + e^{-(\alpha_+ + \alpha_-)\omega l/c}\sin^2(\theta + \phi) \\ &= \frac{1}{4}(e^{-\alpha_+\omega l/c} - e^{-\alpha_-\omega l/c})^2 + e^{-(\alpha_+ + \alpha_-)\omega l/c}\sin^2(\theta + \phi)\end{aligned} \tag{C.21}$$

となる．第一項が旋光性，第二項が二色性を示す．以上のようにして，式 (6.2) が求まる．

付録 D

定数表

本論文で使用した物理定数 [2] を列挙する.

表 D.1　基礎物理定数

真空中の光速	c	2.997 924 58 $\times 10^{8} m/s$
真空中の誘電率	ϵ_0	8.854 187 817 F/m$\times 10^{-12}$
プランク定数	h	6.626 068 96 $\times 10^{-34}$ J·s
電気素量	e	1.602 176 565 $\times 10^{-19}$ C
ボーア磁子	μ_B	9.274 009 15 $\times 10^{-24}$ J/T

表 D.2　^{133}Cs D_1 線の光学特性

自然線幅	Γ	4.575 MHz
電気遷移双極子モーメント	$\langle J = 1/2 \| \| e\hat{r} \| \| J' = 1/2 \rangle$	2.7020 $\times 10^{-29}$ C·m

表 D.3　^{133}Cs D_1 線の磁気光学特性

ランデ g 因子	$g_J(6^2S_{1/2})$	2.002 540 32
核 g 因子	g_I	-0.000 398 853 95

表 D.4　^{133}Cs-D$_1$ 線 σ^+ 励起の電気双極子モーメントの行列要素 ($F=4, m_F \to F', m'_F = m_F+1$)

m_F	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	-4
$F'=4$	$\sqrt{\frac{1}{12}}$	$\sqrt{\frac{7}{48}}$	$\sqrt{\frac{3}{16}}$	$\sqrt{\frac{5}{24}}$	$\sqrt{\frac{5}{24}}$	$\sqrt{\frac{3}{16}}$	$\sqrt{\frac{7}{48}}$	$\sqrt{\frac{1}{12}}$	
$F'=3$	$\sqrt{\frac{7}{12}}$	$\sqrt{\frac{7}{16}}$	$\sqrt{\frac{5}{16}}$	$\sqrt{\frac{5}{24}}$	$\sqrt{\frac{1}{8}}$	$\sqrt{\frac{1}{16}}$	$\sqrt{\frac{1}{48}}$		

表 D.5　^{133}Cs-D$_1$ 線 σ^- 励起の電気双極子モーメントの行列要素 ($F=4, m_F \to F', m'_F = m_F-1$)

m_F	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	-4
$F'=4$		$-\sqrt{\frac{1}{12}}$	$-\sqrt{\frac{7}{48}}$	$-\sqrt{\frac{3}{16}}$	$-\sqrt{\frac{5}{24}}$	$-\sqrt{\frac{5}{24}}$	$-\sqrt{\frac{3}{16}}$	$-\sqrt{\frac{7}{48}}$	$-\sqrt{\frac{1}{12}}$
$F'=3$			$\sqrt{\frac{1}{48}}$	$\sqrt{\frac{1}{16}}$	$\sqrt{\frac{1}{8}}$	$\sqrt{\frac{5}{24}}$	$\sqrt{\frac{5}{16}}$	$\sqrt{\frac{7}{16}}$	$\sqrt{\frac{7}{12}}$

表 D.6　^{133}Cs-D$_1$ 線 σ^+ 励起の電気双極子モーメントの行列要素 ($F=3, m_F \to F', m'_F = m_F+1$)

m_F	-3	-2	-1	0	1	2	3
$F'=4$	$-\sqrt{\frac{1}{48}}$	$-\sqrt{\frac{1}{16}}$	$-\sqrt{\frac{1}{8}}$	$-\sqrt{\frac{5}{24}}$	$-\sqrt{\frac{5}{16}}$	$-\sqrt{\frac{7}{16}}$	$-\sqrt{\frac{7}{12}}$
$F'=3$	$-\sqrt{\frac{1}{16}}$	$-\sqrt{\frac{5}{48}}$	$-\sqrt{\frac{1}{8}}$	$-\sqrt{\frac{1}{8}}$	$-\sqrt{\frac{5}{48}}$	$-\sqrt{\frac{1}{16}}$	

表 D.7　^{133}Cs-D$_1$ 線 σ^- 励起の電気双極子モーメントの行列要素 ($F=3, m_F \to F', m'_F = m_F-1$)

m_F	-3	-2	-1	0	1	2	3
$F'=4$	$-\sqrt{\frac{7}{12}}$	$-\sqrt{\frac{7}{16}}$	$-\sqrt{\frac{5}{16}}$	$-\sqrt{\frac{5}{24}}$	$-\sqrt{\frac{1}{8}}$	$-\sqrt{\frac{1}{16}}$	$-\sqrt{\frac{1}{48}}$
$F'=3$		$\sqrt{\frac{1}{16}}$	$\sqrt{\frac{5}{48}}$	$\sqrt{\frac{1}{8}}$	$\sqrt{\frac{1}{8}}$	$\sqrt{\frac{5}{48}}$	$\sqrt{\frac{1}{16}}$

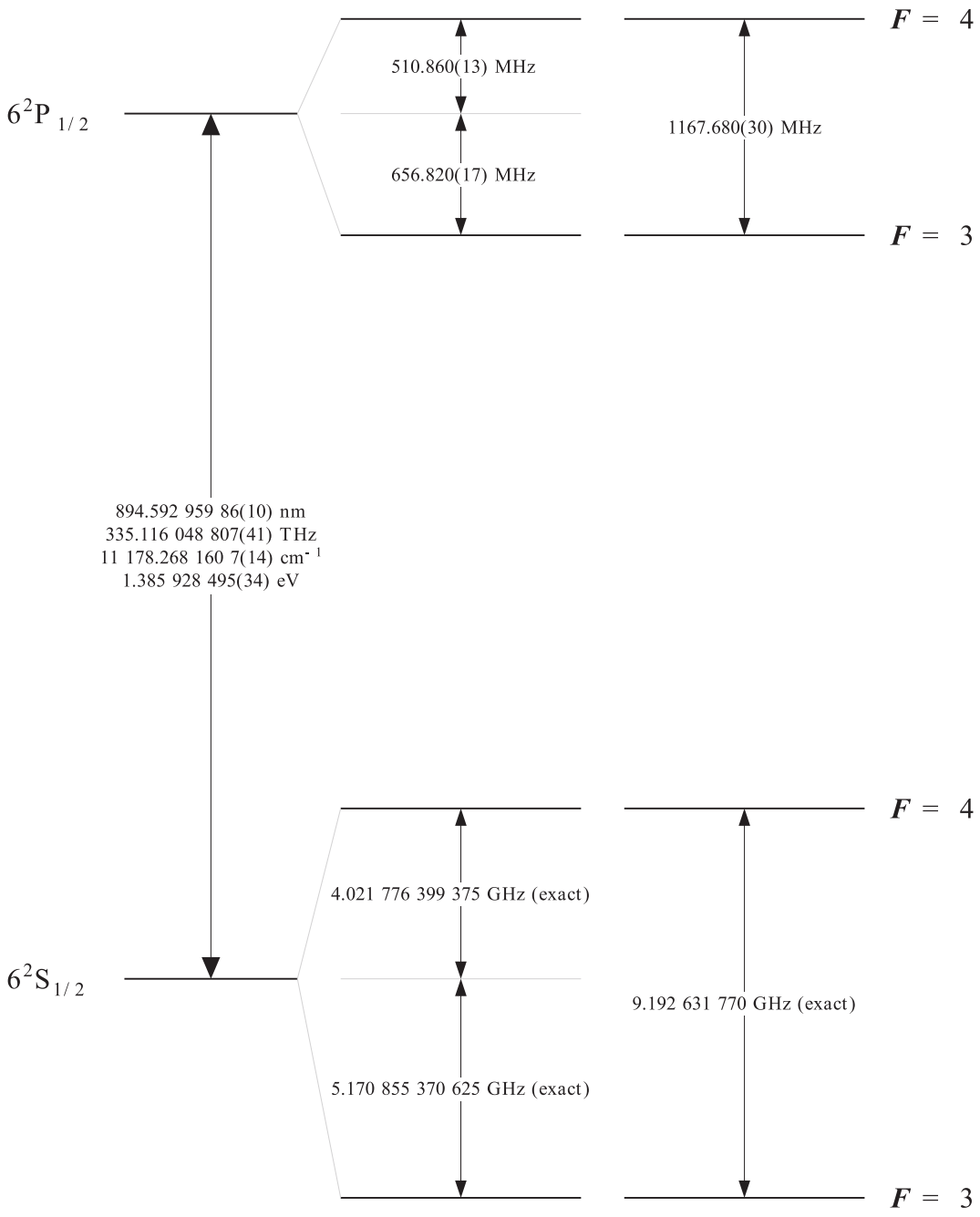


図 D.1　Cs-D_1 線の準位構造 (文献 [2] より引用)

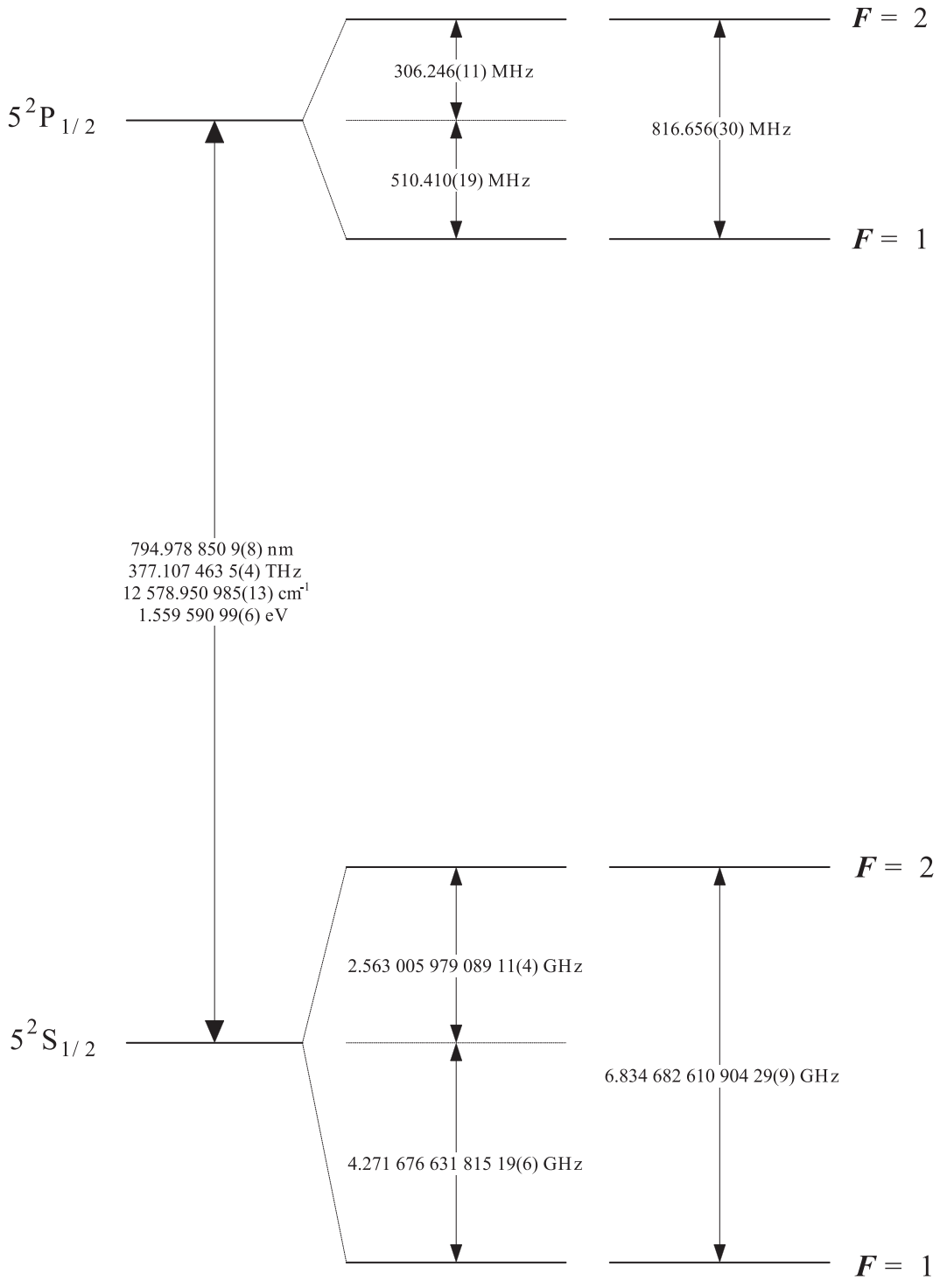


図 D.2 Rb-D_1 線の準位構造 (文献 [2] より引用)

付録 E

研究業績一覧

E.1 学術論文（審査あり）

No.	論文題名	掲載誌	巻, 号 頁	発行 年月	著者
1-1.	Two-step pulse observation method for Raman-Ramsey coherent population trapping atomic clocks	Applied Physics Express	vol. 8 no. 012801	2014 12	Y. Yano S. Goka M. Kajita
					DOI:10.7567/APEX.8.012801
†1-2.	High-contrast Coherent Population Trapping based on Crossed Polarizers	IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control	vol. 61 no. 12 pp. 1953-1960	2014 12	Y. Yano S. Goka
					DOI:10.1109/TUFFC.2014.006623
†1-3.	Theoretical and experimental investigation of the light shift in Ramsey coherent population trapping	Physical Review A	vol. 90 no. 013826	2014 07	Y. Yano W. Gao S. Goka M. Kajita
					DOI:10.1103/PhysRevA.90.013826
†1-4.	高次高調波を用いた CPT パルス励起	電子情報通信学会	vol. J96-A no. 6	2013 06	矢野 雄一郎 五箇 繁善 定森啓晃
†1-5.	Pulse Excitation Method of Coherent-Population-Trapping Suitable for Chip-Scale Atomic Clock	Japanese Journal of Applied Physics	vol. 51 no. 122401	2011 05	Y. Yano S. Goka
					DOI:10.1143/JJAP.51.122401

† 本論文に直接関係するもの

No.	論文題名	掲載誌	巻, 号 頁	発行 年月	著者
1-6.	Mode shape visualization system for high-stability quartz resonators in high and continuously changing temperature	日本音響学会	vol. 32 no. 3 pp.115-117	2011 05	T. Ishii Y. Watanabe Y. Yano S. Goka T. Sato H. Sekimoto DOI:10.1250/ast.32.115

E.2 国際会議論文（審査あり）

No.	論文題名	掲載誌	頁	発表 年月	著者
†2-1.	Investigation on Light shift in CPT-Ramsey Resonance for Compact Atomic Clocks	Proc. of IEEE Int. Freq. Contr. Symp.	pp. 297-301	2014 07	Y. Yano W. Gao S. Goka M. Kajita DOI:10.1109/FCS.2014.6859922
†2-2.	Study of an observation method based on Crossed Polarizers for High-contrast Coherent Population Trapping	Proc. of IEEE Int. Freq. Contr. Symp.	pp. 606-609	2013 07	Y. Yano S. Goka DOI:10.1109/EFTF-IFC.2013.6702055
†2-3.	Higher-order Sideband Excitation for Pulsed CPT Atomic Clocks	Proc. of IEEE Int. Freq. Contr. Symp.	pp. 228-231	2013 07	S. Goka Y. Yano DOI:10.1109/EFTF-IFC.2013.6702273
2-4.	Real-Time Three-Dimensional Vibration Mode Visualization System Based on Laser Speckle Interference	Proc. of IEEE Int. Freq. Contr. Symp.	pp. 380-383	2010 12	Y. Yano Y. Watanabe T. Ishii S. Goka T. Sato H. Sekimoto DOI:10.1109/FREQ.2010.5556308
2-5.	Mode Shape Measurement System with Temperature Variation Function	Proc. of IEEE Int. Freq. Contr. Symp.	pp. 384-387	2010 12	T. Ishii Y. Watanabe Y. Yano S. Goka T. Sato H. Sekimoto DOI:10.1109/FREQ.2010.5556305

E.3 国内口頭発表（審査あり）

No.	論文題名	掲載誌	頁	発表年月	著者
3-1.	レーザスペックルを利用した３次元振動変位可視化システム	超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム	pp. 195-196	10/12	矢野 雄一郎 渡部 泰明 五箇 繁善 佐藤 孝幸 関本 仁
3-2.	高温環境下における圧電振動デバイスのモード観測システム	超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム	pp. 241-242	09/11	石井知行 渡部 泰明 矢野 雄一郎 五箇 繁善 佐藤 孝幸 関本 仁

E.4 国内口頭発表（審査なし）

No.	論文題名	掲載誌	発表年月	著者
†4-1.	Λ 型 3 準位系における Ramsey-CPT 共鳴の AC シュタルクシフト	応用物理学会 秋季学術大会	2014/09	矢野 雄一郎 五箇 繁善 梶田雅稔
4-2.	直交偏光子法とパルス励起を組み合わせた高コントラスト CPT 共鳴の検討	精密周波数の発生と高精度分配のための次世代技術調査専門委員会	2014/09	矢野 雄一郎 五箇 繁善
4-3.	CSAC に適した VCSEL の直接変調による CPT パルス励起	精密周波数の発生と高精度分配のための次世代技術調査専門委員会	2014/09	井出 拓美 五箇 繁善 矢野 雄一郎
†4-4.	CPT パルス励起におけるライトシフトの数値計算法	電気学会 C 部門大会	2014/09	矢野 雄一郎 五箇 繁善 梶田雅稔
4-5.	二段パルス励起による CPT-ラムゼイ共鳴のライトシフトに関する理論解析	精密周波数の発生と高精度分配のための次世代技術調査専門委員会	2013/12	矢野 雄一郎 高 武杰 五箇 繁善 梶田雅稔
†4-6.	CPT パルス励起におけるライトシフトの理論解析に関する研究	精密周波数の発生と高精度分配のための次世代技術調査専門委員会	2013/10	高 武杰 矢野 雄一郎 五箇 繁善 梶田　雅稔
4-7.	原子共鳴を用いた磁気勾配の計測に関する研究	電子情報通信学会ソサイエティ大会	2013/09	木下 裕之 五箇 繁善 矢野 雄一郎
4-8.	CPT 共鳴を利用した磁気センサの多軸化の検討	電子情報通信学会ソサイエティ大会	2013/09	前田 亮 五箇 繁善 矢野 雄一郎
4-9.	チップスケール原子発振器 (CSAC) 用 894.6 nm VCSEL	電子情報通信学会ソサイエティ大会	2013/09	原坂 和宏 本村 寛 鈴木 亮一郎 原 敬 鈴木 暢 伊藤 彰浩 庄子 浩義 佐藤 俊一 矢野 雄一郎 五箇 繁善
†4-10.	超小型原子発振器に適した高コントラスト CPT 共鳴の観測に関する研究	精密周波数の発生と高精度分配のための次世代技術調査専門委員会	2013/06	矢野 雄一郎 五箇 繁善

No.	論文題名	掲載誌	発表 年月	著者
†4-11.	高次高調波を用いた CPT パルス励起の検討	精密周波数の発生と高精度分配のための次世代技術調査専門委員会	2012/09	定森 啓晃 矢野 雄一郎 五箇 繁善
†4-12.	高次高調波による CPT パルス励起の検討	電気学会, 電子・情報・システム部門大会	2012/09	矢野 雄一郎 五箇 繁善 定森 啓晃
†4-13.	CSAC に適したレーザパルス化手法	平成 23 年第 2 回高機能 EM 回路デバイスの応用技術調査専門委員会	2011/07	矢野 雄一郎 五箇 繁善
†4-14.	超小型原子発振器に適したレーザパルス化の手法	電気学会, 電子・情報・システム部門大会	2011/09	矢野 雄一郎 五箇 繁善
†4-15.	チップスケール原子発振器に適したレーザパルス化手法	電気学会　電子回路研究会	2011/11	矢野 雄一郎 五箇 繁善
4-16.	Cs-D1 線 VCSEL を用いた CPT パルス励起	精密周波数発生回路の新技術調査専門委員会	2011/12	矢野 雄一郎 五箇 繁善
4-17.	温度制御可能な圧電デバイス振動モード測定システム	精密周波数の発生と高精度分配のための次世代技術調査専門委員会	2011/12	渡部 泰明 矢野 雄一郎 石井 知行 五箇 繁善 佐藤 孝幸 関本 仁
4-18.	3CCD カメラを用いた実時間 3 次元振動変位分布測定システム	EM シンポジウム	2010/05	矢野 雄一郎 渡部 泰明 石井 知行 五箇 繁善 佐藤 孝幸 関本 仁

E.5 特許

No.	発明の名称	出願番号	出願日	発明者
†5-1.	原子発振器，CPT 共鳴の検出方法及び磁気センサ (Atomic oscillator, method of detecting coherent population trapping resonance and magnetic sensor)	特開 2014-179972(日本) US20140225678(米国) 14154882.6-1559(欧州) 2012-0081Y(中国)	2013/02	矢野 雄一郎 五箇 繁善
†5-2.	原子発振器及び CPT 共鳴の励起方法	特願 2012-190180	2012/08	五箇 繁善 矢野 雄一郎

E.6　受賞

No.	名称	機関	受賞日
6-1.	優秀ポスター賞	電気学会　電子・情報・システム部門	2011/09

謝辞

本研究の遂行と執筆にあたり，多くの方々のご指導とご協力を頂きました．

五箇 繁善准教授におかれましては，終始適切な助言を賜り，論文執筆や学会発表における手厚いご指導を頂きました．実験を専門とする五箇准教授のもとで，測定技術の腕を磨けたことは今後の人生にとって大きな糧となったと思います．修士課程と博士課程の五年間において，恵まれた環境で研究が遂行できたのは，ひとえに五箇准教授のお陰です．心より感謝しております．

理論を専門とする情報通信研究機構　梶田 雅稔博士には理論と数値解析に関して丁寧にご指導を頂きました．パルス励起のライトシフトに関する共同研究の成果は，梶田博士のご協力なしで成し得ませんでした．理論に暗い私との共同研究の申し出を快く引き受けて頂いたこと，毎月議論する機会を与えて頂いたこと，様々な理論的な助言を頂いたこと，心より感謝しております．

株式会社リコー東北研究所の皆様，佐藤 俊一氏，伊藤 和典氏，小野 健一氏，原坂 和宏氏，鈴木 暢氏には，Cs D_1 線 VCSEL のご提供や特許申請をサポートして頂きました．また，リコーの皆様との会議を通し，企業における研究開発のスピードや戦略など多くの事を学ぶことができました．心より感謝いたします．

首都大学東京 関本 仁 名誉教授には，数値計算の基礎をご教授頂きました．特に，関本名誉教授が担当した機能回路工学特論は，数値計算の基礎を築く上で非常に重要な講義で，本研究の数値解析にも講義内容が活かされております．心より感謝いたします．同窓生の定森 啓晃氏には，実験のサポートや学生ゼミ，ゼミ合宿の相談に乗って頂きました．運営や管理能力の高い定森氏のご協力により，研究活動を円滑に進めることができました．心より感謝いたします．同窓生の前田 亮氏には，実験や食事会の準備を手伝って頂

きました．技術力が高く，料理が上手い前田氏のお陰で，研究に専念することができました．心より感謝いたします．同窓生の高 武杰氏には，パルス励起の理論解析をご協力して頂きました．理論解析が暗中模索の状態から成果を挙ることができたのは，勤勉で努力家な高氏のご協力を頂けたからです．心より感謝いたします．

五箇研究室の大学院生の方々，研究室のメンバーには精神的に支えられました．ありがとうございます．そして，博士後期課程進学を応援し，日常生活をサポートしてくれた妻の菜津美，両親の久雄，知恵子に心から感謝します．

このように，本研究は，五箇 繁善准教授を筆頭に大学内外に関わらず様々な方々のご協力のもと得られた成果です．ご協力頂きましたすべての方々に心から感謝申し上げます．

2015 年 2 月 11 日

矢野 雄一郎