

振幅スクイズド光の発生と検出

Generation and Detection of Amplitude-Squeezed Lights

土田 英実
H. TSUCHIDA

This paper describes research activities aiming at the generation and detection of amplitude-squeezed lights, in which quantum fluctuations in the field amplitude quadrature are reduced below the shot noise level. To generate such non-classical state of lights, a second order nonlinear process was utilized to produce second harmonic lights around 430 nm. The experiments were conducted using a resonant frequency doubler pumped by a single frequency laser source and a balanced detector for measuring the amplitude noise of the squeezed lights. As a pump source for frequency doubling, a Ti:sapphire ring laser and an injection-locked laser diode array were developed, which produced tunable single frequency output with linewidth of below 50 kHz. To achieve highly efficient frequency doubling, two types of enhancement resonator containing nonlinear Potassium Niobate crystals were constructed, and the conversion efficiencies of 31 and 41 % were achieved in a ring and semi-monolithic resonators, respectively. Finally, squeezing experiments were carried out using the ring resonator pumped by the Ti:sapphire laser, and the amplitude noise reduction of 2.4 dB was observed at 7.5 MHz Fourier frequency. Moreover, wavelength tuning of the squeezed lights was achieved between 427.3 and 433.8 nm by changing the laser wavelength and the crystal temperature.

§1 はじめに

20世紀最大の発明の一つであるレーザーは、光領域におけるコヒーレントな信号源として光ファイバ通信、光情報処理、光計測など様々な分野に応用され、その性能は飛躍的な進歩を続けている。古典光学的な観点から見ると、レーザーから発生するコヒーレント光は Maxwell 方程式の解として表される、雑音のない正弦波と見なすことができる。ところが量子光学の観点からは、コヒーレント光は共役な物理量の不確定関係に起因する揺らぎを伴った電磁場であり、この揺らぎがいわゆるショット雑音に対応する。ショット雑音は古典的には光電変換の際に生じるランダムな揺らぎと解釈されるが、量子論的に

はコヒーレント光が本来持っている揺らぎであり、ショット雑音により規定される検出限界（標準量子限界）は超えることのできない究極的な限界であると考えられてきた。

近年の光ファイバ通信や光計測の進歩はめざましく、レーザーの性能向上、光制御・検出技術の高度化により、伝送品質や検出感度はショット雑音限界に到達しようとしており、標準量子限界が技術的な問題として現れ始めている。スクイズド光はこのようなショット雑音限界を克服できる光として、1960 - 1970年代にその存在が理論的に予言され^{1,2)}、1985年に発生と検出が初めて実験的に観測された³⁾。不確定性原理は二つの共役な物理量に対して、揺らぎの積の下限を規定しているが、それぞれの揺らぎの大きさ

KEY WORDS: 量子光学, スクイズド光, ショット雑音, Ti:sapphireレーザー, 半導体レーザーアレイ, 注入同期, 第2高調波発生, バランス型検出器

については何も制限していない。すなわち、二つの物理量間で揺らぎの分配比を変えることにより、不確定性原理に反することなく、一方の揺らぎをショット雑音以下にすることが可能である。一方の物理量のみで感度を有する検出方式を採用することにより、標準量子限界を超えることが可能である。

共役な物理量の選び方により、スクイズド光は二種類に大別できる。ひとつは電磁場の直交する成分 (sine, cosine 成分, 振幅と位相に対応) の雑音に関するもので、2次や3次の非線形光学過程を利用して発生できる。他方は光子数と位相の不確定関係に関するもので、励起強度雑音を抑圧した半導体レーザーにおいて発生が確認されている。1986年以降、種々のレーザー、非線形媒質を用いてスクイズド光発生の実験が行われ、高感度分光・計測への応用も検討されている⁴⁻⁶⁾。

本論文では、工業技術院特別研究「光デバイス多元評価技術の研究」において、平成6～10年に行われた振幅スクイズド光発生・検出の研究について、実験的な側面を中心にしてその概要を報告する。本研究では、電磁場の振幅成分の量子雑音を抑圧した振幅スクイズド光を発生・検出する技術、およびこれに必要なレーザー光源、非線形波長変換技術など要素技術開発を行った。Fig.1に示すように、発生には2次非線形光学過程である第2高調波発生を利用した。波長 860nmの波長可変レーザー光を基本波とし、レーザー外部の共振器内に配置したニオブ酸カリウム結晶 (KNbO₃, 以下 KN 結晶と略す) を用いて波長 430nm の2倍波に変換した。2倍波の振幅雑音をバランス型検出器により受光し、スペクトル解析することにより、スクイズド光の発生を確認した。

本論文の構成は以下の通りである。§2 では波長可変性と高いスペクトル純度を有する基本波光源として試作した Ti:sapphireリングレーザー、および注入同期半導体レーザーの特性について述べる。§3 ではリ

ング、およびセミモノリシック構造の外部共振器を用いた高効率第2高調波発生について述べる。§4は本論文の中心で、振幅スクイズド光の発生と検出、および波長可変動作について述べる。

§2 基本波レーザー光源

第2高調波発生に採用したKN結晶は非線形性が比較的大きく、波長 860nmの基本波に対して、室温で90°位相整合が可能である。後述するように、共振器を利用して波長変換を行う場合、基本波として近赤外域で単一周波数動作する波長可変レーザー光源が必要である。本研究ではこのような条件を満足する光源として、Ti:sapphireリングレーザー⁷⁾、および注入同期を利用した高出力半導体レーザー⁸⁾を開発した。

2.1 周波数安定化Ti:sapphireリングレーザー

Fig.2に試作したリングレーザーの構成と周波数安定化に用いた装置を示す。共振器は4枚の鏡 (M1～M4) と2枚のレンズ (L2, L3) から構成される四角形のリング構造で、レンズ間のビームウエストの位置に長さ25mmの Ti:sapphire 結晶を配置した。さらに波長を可変するための複屈折フィルタ (BFR)、一方向の進行波動作を得るためのアイソレータ (1/2波長板とファラデーローテータ)、縦モードを選択する2枚のエタロン板 (E1, E2) を共振器に挿入して用いた。鏡 M3はピエゾアクチュエータに直接張り付けて使用し、周波数の微調を行った。最大出力 10.6WのArイオンレーザーを励起光源として用い、出力は鏡 M4から取り出した。2枚のエタロン板の使用により、縦モードジャンプのない安定な単一周波数動作が実現できた。

第2高調波発生に必要なスペクトル純度と中心周波数の安定性を得るため、レーザーの中心周波数を温度安定化したファブリ・ペロー干渉計を基準とし

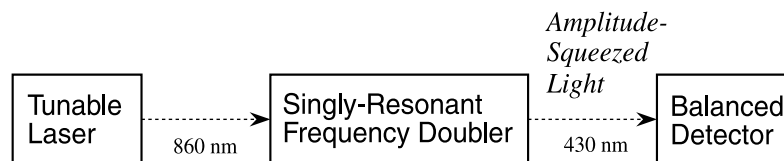


Fig.1 振幅スクイズド光発生・検出装置の構成

て、FM サイドバンド法により安定化した。干渉計に自由スペクトル域は 7.5GHz，フィネスは 3000である。出力光を MgO:LiNbO₃ 電気光学変調器により位相変調し，干渉計に入射し，その反射光をアバランシェフォトダイオードで検出した。フォトダイオード出力をミキサにより復調し，制御に必要な誤差信号を得た。誤差信号は制御回路，高電圧増幅器を介して piezoアクチュエータ (PZT) に帰還して，共振器長を制御した。制御帯域は PZT の応答速度により制限され，約 30kHz である。制御回路と高電圧増幅器の回路図を付録に示す。

Fig.3は励起パワーが 10.6W の場合の波長同調特性で，エタロン板を挿入しないで測定した出力パワーの波長依存性を表している。波長可変範囲は 807 - 871nm で，波長 847nm において最大出力 950mW が得られた。エタロンを挿入した場合は出力は 10 - 20% 低下する。共振器に用いた鏡に広帯域コーティングを施していないため，波長可変範囲は市販のレーザー装置に比べて狭くなっているが，KN 結晶を用いた第 2 高調波発生には十分である。

Fig.4はレーザー周波数変動のパワースペクトル密度で，Aはフリーランニング，Bは安定化したレーザー

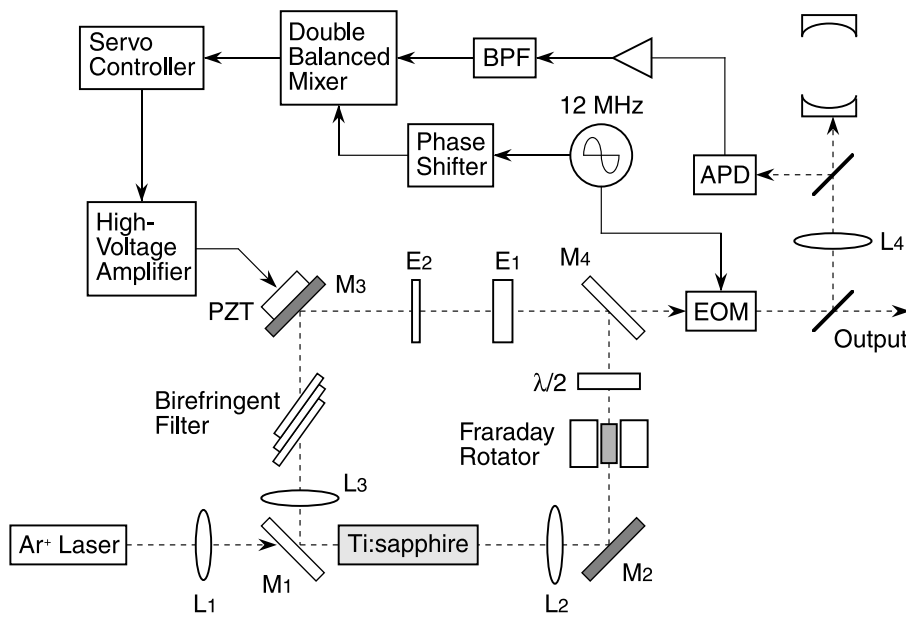


Fig.2 周波数安定化Ti:sapphireリングレーザー

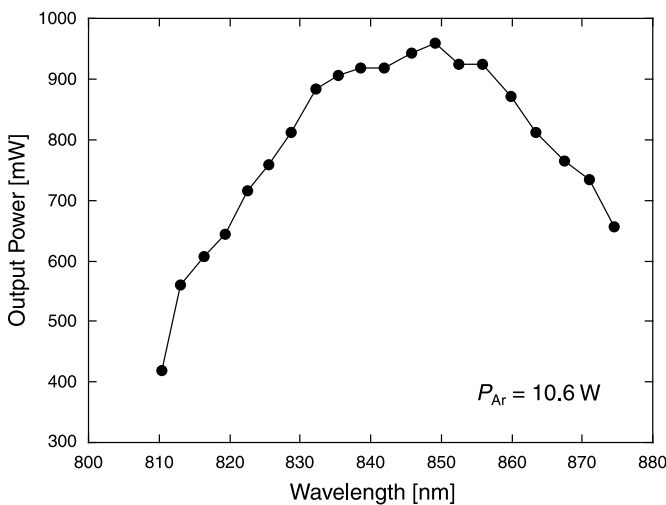


Fig.3 Ti:sapphireリングレーザーの出力パワーと波長の関係

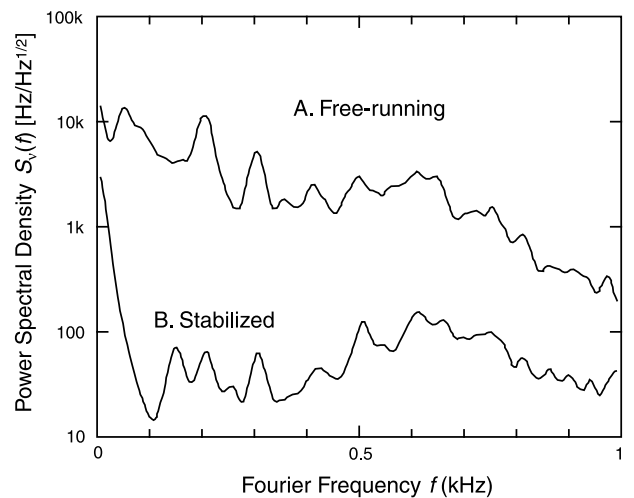


Fig.4 Ti:sapphireリングレーザーの周波数変動パワースペクトル密度

に対応する。安定化により周波数 1kHz 以下の変動が効果的に抑圧されていることがわかる。周回型遅延自己ヘテロダイン法⁹⁾によりスペクトル線幅を測定した結果、安定化レーザーに対して半値全幅 55kHz が得られた⁷⁾。この値は市販のレーザー装置よりも 1桁以上小さく、高いスペクトル純度を有していることがわかる。以上の結果より、試作した Ti:sapphire リングレーザーが第2高調波発生の基本波光源として、十分な性能を有していることが確認できた。

2.2 注入同期半導体レーザー

2.1 節で述べた Ti:sapphire リングレーザーは、スクイズド光発生用の光源として優れた性能を備えている。しかしながら、装置が複雑で大型の励起光源を必要とするため、産業応用には不向きである。基本波レーザー光源の小型化、低消費電力化の可能性を追求する目的で、小型の半導体レーザーを利用した波長可変、単一周波数光源の開発を行った。

第2高調波発生に必要な基本波パワーを確保するため、定格出力 1.2W の AlGaAs 半導体レーザーアレイを採用した。レーザーアレイは利得導波構造であるため、縦、横多モード発振し、共振を利用する第2高調波発生にそのまま利用することはできない。本研究では、注入同期を利用して、単一周波数動作と波長可変を実現した。

注入同期に用いた装置を Fig.5 に示す。マスターレーザー光源として、Littman 配置の外部共振器レーザーを試作した。回折格子と1枚の鏡を用いて外部共振器を構成し、鏡の回転により波長可変を行った。波長可変範囲は 837 - 861nm で、波長 854.62nm において最大出力 50mW が得られた。スレーブレーザーは中心波長

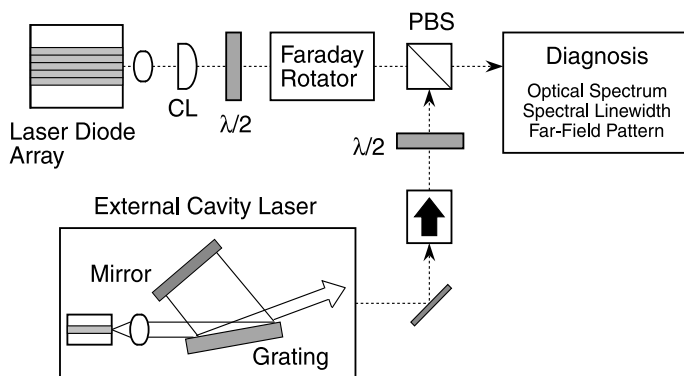


Fig.5 注入同期半導体レーザー

852nm のレーザーアレイで、発光部の寸法は 100 × 1.0 μm である。マスター光はアイソレータを通過後、1/2 波長板、偏光ビームスプリッタ (PBS)、ファラデーローテータを介してスレーブに入射した。偏光を調整することにより、PBSにおいてスレーブ光が透過、マスター光が反射するように設定した。円筒レンズ (CL) を用いてスレーブの1本のストライプにマスター光が入射するように光軸を調整した。円筒レンズ直後で測定したスレーブへの注入パワーは 15mW である。

Fig.6は光スペクトラムアナライザにより測定したスレーブのスペクトル分布である。Aはフリーランニング状態で、多数の縦・横モードが同時発振しているため、スペクトル幅が約 2nm に広がっている。比較のため、外部共振器を付けない単体の半導体レーザーをマスターとして注入を行った。Bはその結果で、マスターの縦モード構造がスレーブに忠実に現れている。Cは外部共振器付のマスターを用いた場合の結果で、回折格子の波長選択性により、マスターの不要な縦モードが抑圧され、その特性がスレーブにも現れている。サイドモード抑圧比は 30dB である。周回型遅延自己ヘテロダイン法により測定したスレーブのスペクトル線幅は 38kHz で⁸⁾、マスターとほぼ等しい値であった。マスターの波長を変えることにより、追従するスレーブの波長を可変することができ

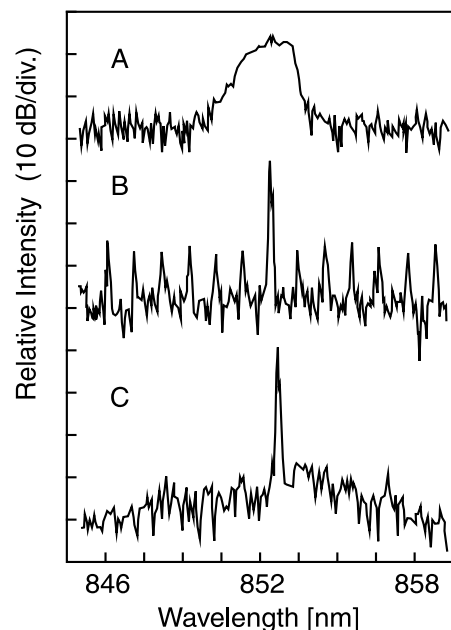


Fig.6 半導体レーザーアレイの光スペクトラム

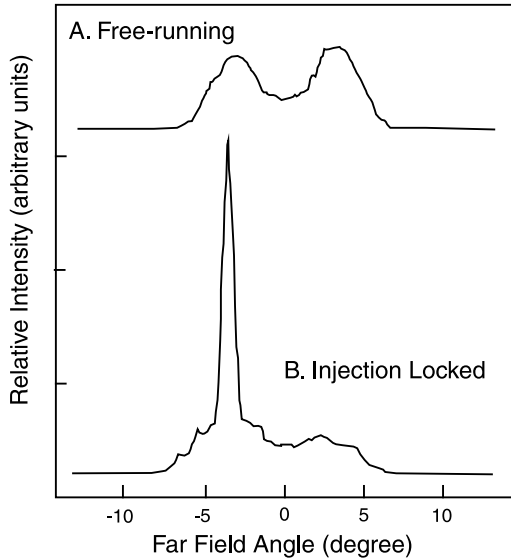


Fig.7 半導体レーザーアレイの遠視野像

る。846 - 859nmの波長範囲で、サイドモード抑圧比 20dB以上の単一周波数動作が実現できた⁸⁾。

Fig.7はスレーブの活性層に水平方向の遠視野像である。Aはフリーランニング時の測定結果で、レーザーアレイに特徴的な双峰性のパターンになっている。このような形状のビームを、第2高調波発生に用いる外部共振器の基本横モードに効率よく整合するのは困難である。Bは注入を行った場合の結果で、半値全幅 0.67°のほぼ1本のパターンに変化している。このことは、注入同期がスペクトル特性だけでなく、放射パターンの制御にも有効であることを示しており、外部共振器へのモード整合に効果的である。ただし、注入同期を行った場合でも、活性層に水平、垂直方向のビーム径に大きな差があり、円筒レンズやプリズムペアを利用して、ビームをさらに整形する必要がある。以上のように、スペクトル特性は Ti:sapphire リングレーザーに遜色ない結果が得られたが、第2高調波発生に利用するためには、ビーム形状を改善する必要がある。

§3 第2高調波発生

連続動作の単一周波数レーザーを効率よく第2高調波を発生するためには、非線形光学結晶をレーザー共振器中、または外部共振器中に配置して、結晶内の基本波パワーを増大する必要がある。本研究で用

いる波長可変レーザーでは、共振器内にエタロン板などを挿入して単一周波数動作を得ているが、非線形光学結晶を挿入した場合、基本波から2倍波への波長変換が発振モードに対する損失となり、他の非発振モードとの利得差を減少させる。このため、モード競合が起こりやすく、単一周波数動作が得にくくなる。したがって、波長可変レーザーでは外部共振器を用いる必要がある。

外部共振器を用いた場合の基本波入力 P_1 と、発生する2倍波パワー P_2 の関係は次式で与えられる¹⁰⁾。

$$P_1 = \frac{\sqrt{P_2} [2 - \sqrt{1 - T_1} (2 - L_1 - \sqrt{P_2 E_{NL}})]^2}{4 T_1 \sqrt{E_{NL}}} \quad (1)$$

ここで、 T_1 、 L_1 は基本波に対する入射鏡の透過率と共振器損失、 E_{NL} は共振器がない場合の非線形変換係数で、結晶の非線形性と基本波のビーム形状に依存する。

本研究では、2.1節で述べた Ti:sapphire リングレーザーを基本波光源とし、リング⁷⁾、およびセミモノリシック構造¹²⁾の外部共振器を試作して、第2高調波発生実験を行った。

3.1 リング共振器

Fig.8にリング共振器の構造を示す。リングレーザーと同様に、共振器は4枚の鏡(M1~M4)と2枚のレンズ(L2, L3)から構成される四角形のリング構造で、長さ5mmのKN結晶がビームウエストの位置に配置されている。4枚の鏡の反射率は基本波のみが共振するように設定されており、基本波と直交した

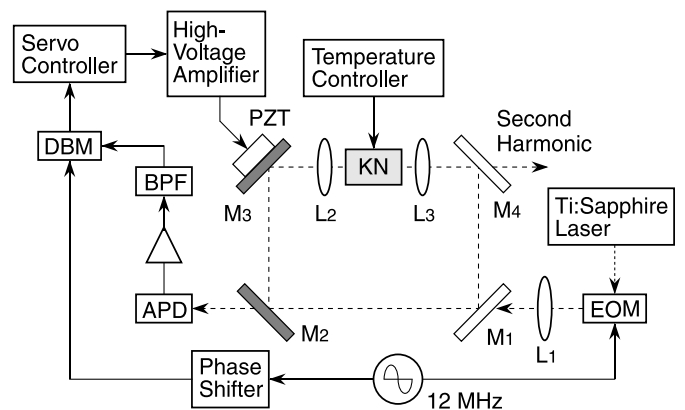


Fig.8 第2高調波発生に用いたリング共振器

偏光の2倍波は鏡 M4から取り出した。KN結晶は銅ブロックにマウントし、サーミスタとペルチェ素子を用いて温度を 1/100 以下の精度で制御した。また、共振状態を保持するため、FM サイドバンド法を用いて共振器を基本波の周波数に安定化した。鏡 M2からわずかに漏れ出てくる基本波を検出し、リングレーザーと同様の手法で共振器長を制御した。共振器を安定化した状態で、2倍波パワーが最大になるように結晶温度を調整した。

Fig.9に2倍波パワー、結晶温度と基本波パワーの関係を示す。は2倍波パワーの測定値を、実線は共振器のパラメータ $T_1=0.95$, $L_1=0.05$, $E_{NL}=0.0036W^{-1}$ と(1)式を用いて計算した理論値を表す。両者はほぼ一致しており、基本波パワー 470mWのときに最大2倍波パワー 145mWが得られた。これは変換効率 31%に相当する。は結晶温度を表し、基本波パワーを増大すると -0.26 /W の割合で低下する傾向にある。原理的には結晶温度は波長のみにより決まり、入力パワーには依存しない。ところが、KN結晶では青色光の存在することにより、基本波である近赤外光の吸収が増加して発熱するため、このようなパワー依存性を生じる。KN結晶は屈折率の温度依存性が大きく、結晶温度が最適値からわずか 0.24 変化しただけでも、2倍波パワーは最大値に約 1/2 に低下する⁷⁾。

基本波の波長と結晶温度を連動して変えることにより、波長可変青色光の発生が可能である。基本波パワーを 300mW に固定して、波長を 853.5 - 867.1nm の範囲で変化させたとき、71 - 96mWの波長可変青色

光を発生できた⁷⁾。このとき結晶温度は 7.8 - 44.0 の範囲で変化した。KN結晶は 838 - 950nm の波長範囲で位相整合が可能であるが、この帯域をすべて利用するためには、基本波レーザーの波長可変範囲の拡大と、結晶を真空容器内に配置して温度可変範囲を拡大する必要がある。

3.3 セミモノリシック共振器

リング共振器により31%の変換効率を得られたが、光記録、リソグラフィ、ディスプレイなどの産業応用を考えた場合、より低い入力パワーで高い変換効率を実現することが望ましい。(1)式を解析するとわかるように、結晶の非線形性以外に変換効率を制限する要因は、共振器の光学的損失である。共振器は種々の光学素子から構成されるが、これらは必要に応じて高反射、減反射コーティングを施して用いられる。現状のコーティング技術では、基本波、2倍波の両方に対して完全な反射や無反射を実現することは困難であり、微少ではあるが散乱などに起因する損失が生じる。1個当たりの損失は微少でも、リング共振器のように多数の光学素子を用いる場合は、全体で比較的大きな損失になる。

共振器損失を低減する最も簡単な方法は、使用する光学素子数を減らすことである。本研究ではFig.10に示すように、KN結晶と1枚の球面鏡のみで定在波セミモノリシック共振器を構成した。長さ5mmの結晶の両端面は誘電体多層膜をコーティングし鏡として用いた。右端面は基本波に対して低反射 ($T=96.96\% @ 860nm$),

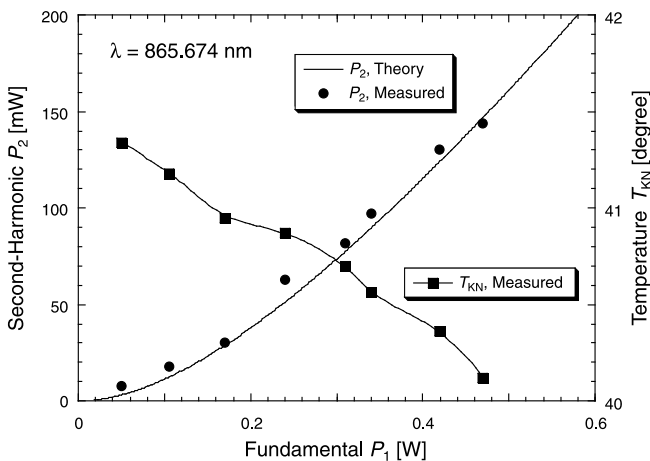


Fig.9 リング共振器を用いた場合の2倍波パワー、結晶温度と基本パワーの関係

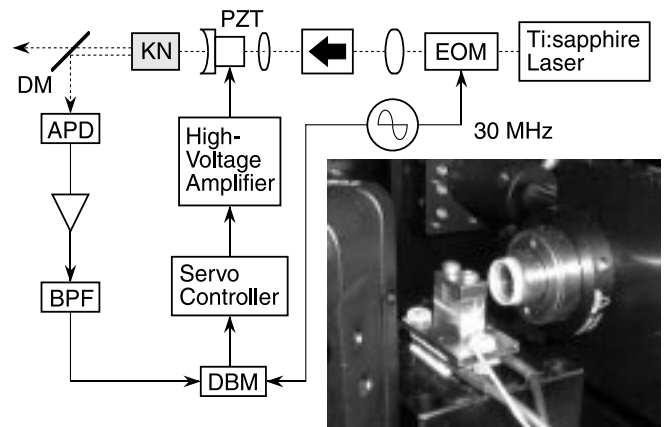


Fig.10 第2高調波発生に用いたセミモノリシック共振器

2倍波に対して高反射 ($R=99.99\%$ @430nm) とし、一方左端面は基本波に対して高反射 ($R=99.99\%$ @860nm)、2倍波に対して低反射 ($T=95.77\%$ @430nm) とした。すなわち、基本波は球面鏡と結晶の左端面の間で定在波を形成し、2倍波は結晶の左端面より直接、または右端面で反射された後取り出される。球面鏡の曲率半径は 20mm、反射率は 98.0%で、 piezoelectric アクチュエータに直接張り付けて使用した。KN 結晶の左端面における基本波のスポットサイズが $27\ \mu\text{m}$ になるように、結晶と球面鏡の間隔を設定した。結晶の温度制御や共振器の安定化は、リング共振器の場合と同様である。

Fig.11に 2倍波パワー、結晶温度と基本波パワーの関係を示す。は 2倍波パワーの測定値を、実線は共振器のパラメータ $T_1=0.98$, $L_1=0.018$, $E_{NL}=0.0048\text{W}^{-1}$

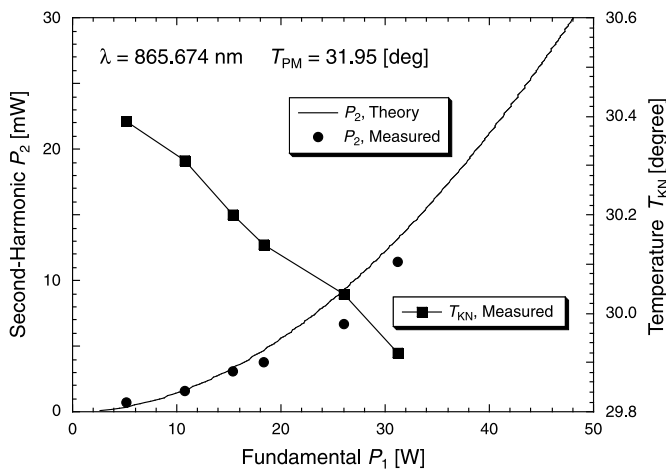


Fig.11 セミモノリシック共振器を用いた場合の 2倍波パワー、結晶温度と基本パワーの関係

と (1)式を用いて計算した理論値を表す。リング共振器と比較すると、共振器損失が $1/2.8$ に減少し、非線形性が 1.3 倍に増大した。前者は光学素子数の減少に、後者は結晶内でのビーム形状の違いによるものである。基本波パワー 31.2mW のときに最大 2 倍波パワー 11.4mW が得られた。これは変換効率 36.5%に相当し、リング共振器と比較すると、 $1/15$ のパワーでより大きな変換効率を得られたことになる。この実験では、Ti:sapphire レーザー励起に用いた Arレーザの劣化により、基本波パワーは 31.2mW 以下に制限されたが、基本波パワーの増大により 50%を越える変換率が期待できる。また、この程度の入力パワーは小型の半導体レーザーで容易に到達できるレベルであり、小型の青色光源を実現できる可能性を示唆している。

Fig.11の は結晶温度を表し、リング共振器の場合と同様に、基本波パワーの増大により低下する傾向にある。Sellmeier の式から計算される位相整合温度は 31.95 で、測定値はこれより $1\ \text{以上}$ 低くなっている。セミノリシック共振器は体積が小さいため、共振器内のパワー密度が高く、吸収に起因する発熱効果も大きい。

§4 振幅スクイズド光の発生・検出

振幅スクイズド光の発生・検出¹²⁾に用いた装置を Fig.12に示す。2.1節で述べた周波数安定化 Ti:sapphire レーザーを励起光源と、3.1節で述べたリング共振器を用いてスクイズド光を発生し、バランス型検出器によりその雑音を解析した。

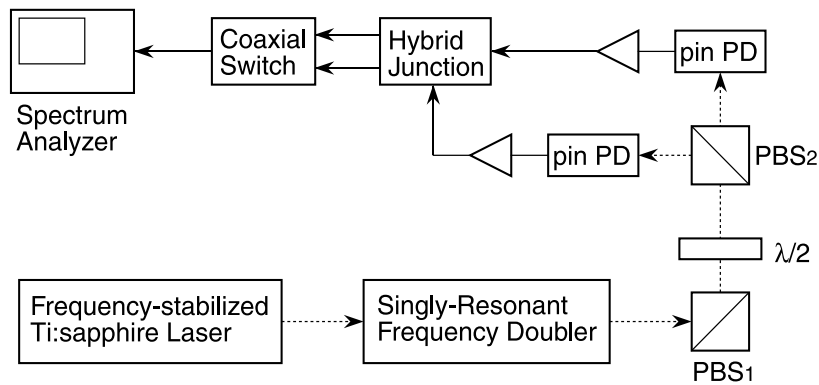


Fig.12 振幅スクイズド光発生装置とバランス型検出器

4.1 バランス型検出器

スクイズド光の発生を確認するには、コヒーレント光のショット雑音レベルを基準として、その振幅雑音を測定する必要がある。本研究では両者を同時に測定するため、Fig.12に示すようなバランス型検出器¹²⁾を試作した。リング共振器から発生した2倍波には、偏光が直交する基本波成分がわずかに含まれるので、偏光ビームスプリッタ(PBS1)によりこれを取り除いた。その後、1/2波長板と偏光ビームスプリッタ(PBS2)により2倍波を正確に二分し、それぞれSi pinフォトダイオードで受光した。フォトダイオードはカバーガラスを取り除いて使用し、量子効率 η は波長431nmにおいて65%である。また、1%の線形性が保証されるフォトダイオード1個当たりの最大入力パワーが36mWになるように、負荷抵抗とバイアス回路を設計した。フォトダイオード出力は増幅後、180°ハイブリッドジャンクションに入力して、両者の和と差に相当する二つの信号を検出した。和信号はすべての光を1個の検出器で受光していることと等価であり、入射光の振幅雑音に対応する。古典的解釈では差信号に雑音は発生しないが、量子力学的に解釈すると、ビームスプリッタにおいて光子がランダムに分割され、2分された光の雑音は等しくならない。この効果は、ビームスプリッタの未使用のポートから入射する真空場として、解析に取り入れることができる。このため差信号にも雑音が発生し、その大きさは入射光の量子状態によらず、真空場の雑音、すな

わちコヒーレント光のショット雑音レベルと等しくなる。したがって、和、差信号を比較することにより、ショット雑音を基準とした振幅雑音の測定が可能である。雑音の周波数解析はRFスペクトラムアナライザを用いて行うが、同時に2信号を解析することはできないので、和、差信号を同軸スイッチで時間的に切り換えて、交互にスペクトラムアナライザに入力した。

4.2 スクイズド光の発生と波長可変動作

周波数4-20MHzにおけるパワースペクトルの測定結果をFig.13に示す。基本波の波長は862.32nm、発生した2倍波のパワーは65mWである。Aはショット雑音(差信号)、Bは振幅雑音(和信号)を表す。ショット雑音は本来白色であるが、測定系の周波数特性の影響により、高周波側で減少する傾向にある。振幅雑音に現れている周波数13MHzの大きな線スペクトルは、共振器安定化のための位相変調成分、また周波数6MHz以下で雑音が急激に増加しているのは、Ti:sapphireレーザー励起に用いたArレーザーの雑音に起因する。周波数6-11MHz、及び13MHz以上で振幅雑音がショット雑音レベル以下になっており、振幅スクイズド光の発生が確認できた。Fig.13には示されていないが、振幅雑音は周波数が増加するに連れてショット雑音レベルに近づき、周波数33MHzでショット雑音とほぼ等しくなった。位相変調の周波数を高くし、励起レーザーの雑音を低減することにより、

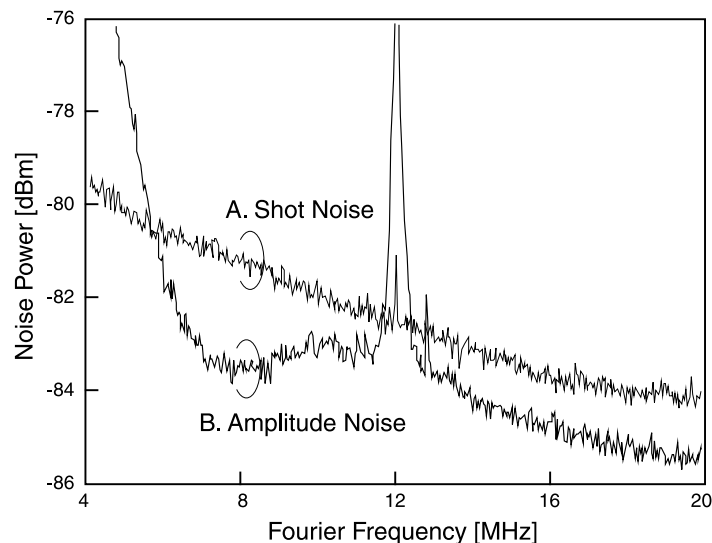


Fig.13 周波数4-20MHzにおける2倍波の振幅雑音、ショット雑音のパワースペクトラム

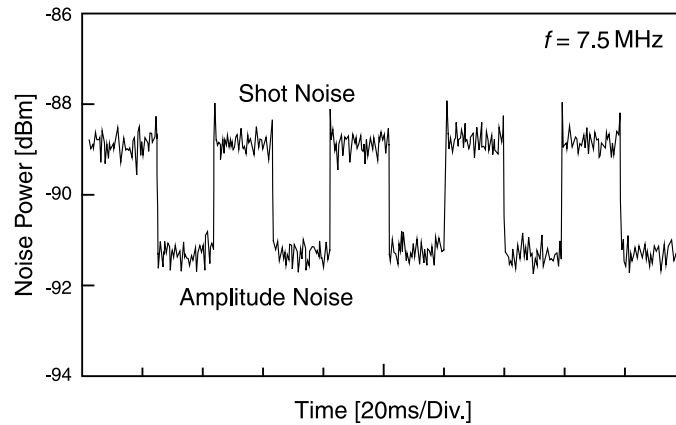


Fig.14 周波数7.5MHzにおける2倍波の振幅雑音，ショット雑音パワー

一層の雑音低減が期待できる。後者の目的のためには，最近進歩の著しい半導体レーザー励起固体レーザーが有望である。

最も雑音抑圧の大きい周波数 7.5MHzにおける振幅，ショット雑音パワーの測定結果をFig.14に示す。スペクトラムアナライザをゼロスパンで時間軸掃引モードとし，掃引に同期した発振器で同軸スイッチを切り替えることにより，和，差信号を交互に表示した。ショット雑音に対して 2.4dB (58%) の雑音抑圧が得られた。フォトダイオードの検出効率などを補正すると，真の雑音抑圧は 5.4dB (29%) である。雑音抑圧の割合は基本波パワーとともに増大する傾向にあり，基本波パワーが 94 - 270mWの範囲で，雑音抑圧の割合は 0.38 - 2.4dBであった¹²⁾。

3.1節で述べた波長可変第 2 高調波発生の手法を利用して，波長可変スクイズド光の発生を実現した¹³⁾。Fig.15は基本波パワーを 230mWに固定した場合の，ショット雑音に対する雑音抑圧割合，および結晶温度を 2 倍波波長の関数としてプロットしたものである。A は周波数 7.5MHzにおける雑音抑圧の割合を表し，1.8 - 2.0dB 範囲内で波長によらずほぼ一定である。

Fig.15の B は結晶温度の測定値で，2 倍波波長にほぼ比例して増加している。427.28 - 433.76nm の波長範囲で可変動作を得るために，結晶温度は12 - 46 の範囲で変化させた。温度の上限は温度コントローラ の能力により，下限は結晶の結露により制限されている。結晶を真空容器内に配置して，温度範囲を拡大することにより，一層の広帯域化が期待できる。C は Sellmeier の式から計算されるKN結晶の位相整合温度である。3.1節でも述べたように，結晶内における基

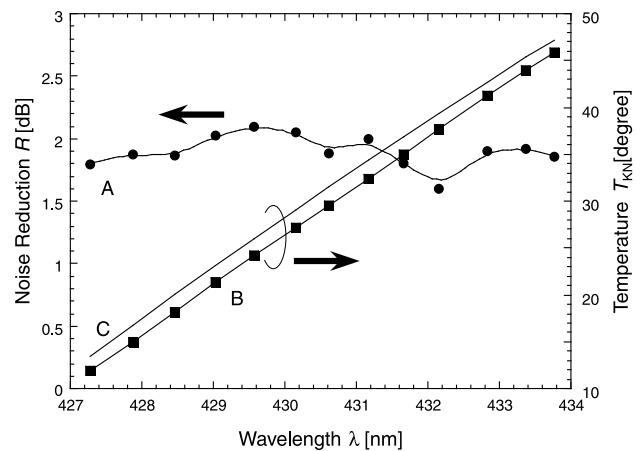


Fig.15 スクイズド光の雑音抑圧，結晶温度と 2 倍波波長の関係

本波吸収による発熱効果のため，測定値は計算値よりも 1.4 - 2.0 低くなっている。

§5 まとめ

第 2 高調波発生を利用した振幅スクイズド光の発生と検出実験，およびこれに必要な要素技術の開発について述べた。ショット雑音に対して振幅雑音が 5.2dBまで抑圧されたが，検出効率の制限により，観測された雑音抑圧は 2.4dBであった。本研究で発生したスクイズド光は比較的短波長領域にあるため，Si フォトダイオードの量子効率を考慮すると，検出する上で問題が残っている。しかしながら，最近の青色半導体レーザーの進歩や光ディスクの高密度化により，短波長域で高い量子効率を有するフォトダイオードが開発されるつつあり，今後改善されるもの

と予想される。

スクイズド光発生に用いた装置は、産業分野で利用されているレーザー光源に比べると、大型で複雑である。このような理由により、現状では応用分野は基礎科学における計測などに限られているが、産業応用を進めるためには、装置の小型化と高信頼化、発生や検出の高効率化が重要な課題である。本研究で開発した注入同期半導体レーザーや、セミモ

ノリシック共振器による第2高調波発生は、小型化や高効率化を図る上で重要であると考えられる。

付 録

Ti:sapphire リングレーザー、および第2高調波発生用共振器の周波数安定化に用いた制御回路をFig.16に、高電圧増幅器をFig.17に示す。

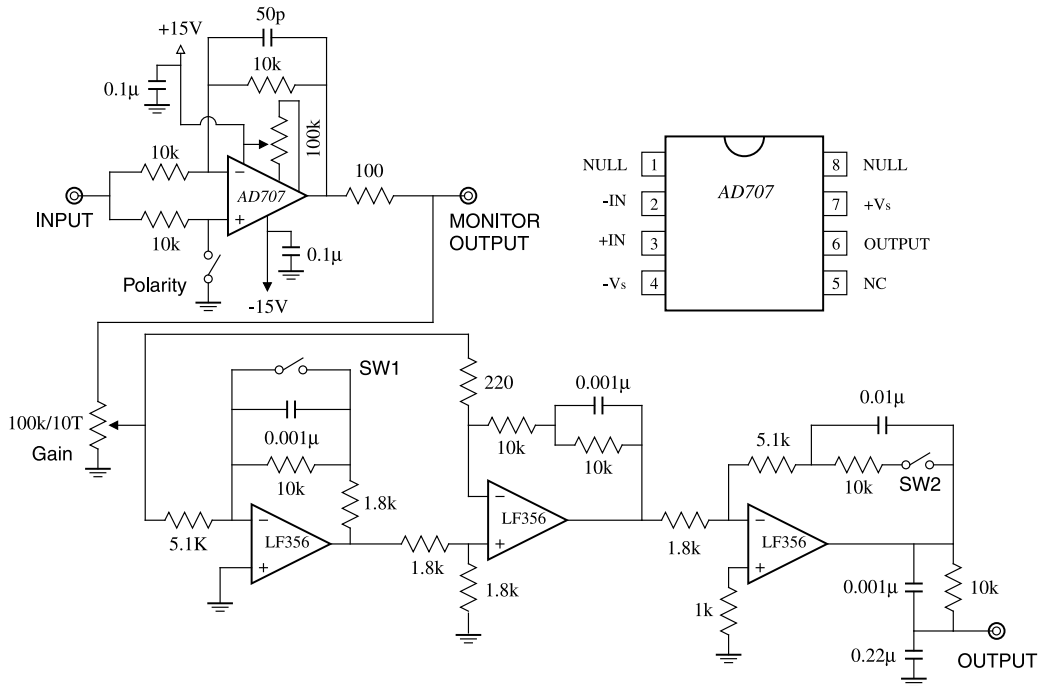


Fig.16 周波数安定化に用いた制御回路

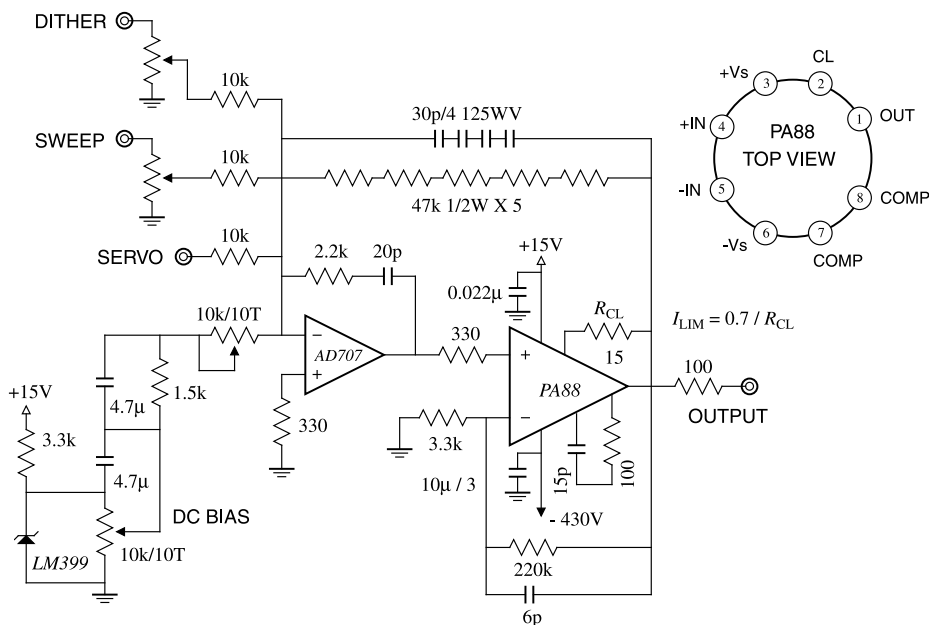


Fig.17 ピエゾアクチュエータの駆動に用いた高電圧増幅器

参 考 文 献

- 1) H. Takahashi, "Information theory of quantum-mechanical channels", in *Advances in Communication Systems*, vol.1 edited by A. V. Balakrishnan, Academic, New York (1965).
- 2) H. P. Yuen, "Two-photon coherent state of the radiation field", *Phys. Rev. A* **13** (1976) 2226.
- 3) R. E. Slusher, L. W. Hollberg, B. Yurke, J. C. Mertz and J. F. Valley, "Observation of squeezed state generated by four-wave mixing in an optical cavity", *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985) 2409.
- 4) R. Loudon and P. L. Knight, eds., *Special Issue on Squeezed Light*, *J. Mod. Opt.* **34**, no.6/7 (1987).
- 5) H. J. Kimble and D. F. Walls, eds., *Special Issue on Squeezed States of Electromagnetic Field*, *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, no.10 (1987).
- 6) E. Giacobino and C. Fabre, eds., *Quantum Noise Reduction in Optical Systems – Experiments*, *Appl. Phys. B* **55** no.3 (1992).
- 7) H. Tsuchida, "Frequency doubling of tunable Ti:sapphire laser with KNbO₃ in external cavity", *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** (1994) 6190.
- 8) H. Tsuchida, "Tunable, narrow-linewidth output from an injection-locked high-power AlGaAs laser diode array", *Opt. Lett.* **19** (1994) 1741.
- 9) H. Tsuchida, "Simple technique for improving the resolution of the delayed self-heterodyne method", *Opt. Lett.* **15** (1990) 640.
- 10) E. S. Polzik and H. J. Kimble, "Frequency doubling with KNbO₃ in external cavity", *Opt. Lett.* **16** (1991) 1400.
- 11) H. Tsuchida, "Generation of amplitude-squeezed light at 431 nm from a singly resonant frequency doubler", *Opt. Lett.* **20** (1995) 2240.
- 12) H. Tsuchida, "Highly efficient frequency doubling with a KNbO₃ semi-monolithic resonator", *Opt. Rev.* **7** (2000) 22.
- 13) H. Tsuchida, "Generation of tunable amplitude-squeezed lights", *Opt. Rev.* **5** (1996) 309.

(2000.3.1受付)