

## 減算回路を用いた飽和吸収スペクトルの測定

落 合 陸	埼玉大学教育学部理科教育講座
傳 田 晟 矢	埼玉大学大学院教育学研究科
近 藤 一 史	埼玉大学教育学部理科教育講座
大 向 隆 三	埼玉大学教育学部理科教育講座

キーワード：レーザー、飽和吸収分光、減算回路、ドップラー広がり

### 1. はじめに

量子力学によれば、原子は不連続な値のエネルギーをもっており、その準位間の遷移により光を吸収・放出する<sup>1)</sup>。このときに吸収・放出される光の波長は、原子固有のエネルギー準位間のエネルギー差によって決まる。光を吸収することで原子の中の電子は基底状態から励起状態へと遷移する<sup>2)</sup>。励起される原子の数は入射光強度に依存している。つまり、光の吸収が起きているときにレーザーの強度を変化させると、それに比例して光を吸収する原子の数も増減する。

しかし、光の強度がある一定以上になると吸収の飽和効果が起こり、スペクトルの形が変化する。吸収の飽和効果とは光の強度がある一定以上になったときに原子が光を吸収しきれなくなり、見かけ上の吸収率が減少する現象である。このとき得られるスペクトルを飽和吸収スペクトルという<sup>3)</sup>。吸収される光の波長が原子ごとに決まっているため、この飽和吸収スペクトルの測定によって分光対象になっている原子の種類を特定することや、吸収強度の変化からレーザー光の発振周波数の精密な安定度を知ることができる。

気体状態の原子は熱運動しているためにドップラー効果が起こるので、実際に原子が吸収する光の周波数は原子の共鳴周波数を中心に幅広く分布する<sup>4, 5)</sup>。原子を熱運動していない状態にするとドップラー効果は除去できるが<sup>6)</sup>、これを実現するための実験装置は大掛かりなものとなり、極めて高い実験技術も必要とされる。そこで、ドップラー効果を除いた光吸収信号を測定するために、上記の飽和効果を駆使した飽和吸収分光法<sup>7)</sup>と呼ばれる特殊な実験方法が用いられる。

飽和吸収スペクトルの測定は通常ロックインアンプを用いて行われる<sup>8)</sup>。レーザーをアルミミラーとハーフミラーを用いて原子蒸気の入ったセルに左右からレーザーを入射させ、重ね合わせて吸収の飽和効果を引き起こす。チョッパーによって特定の周波数で強度変調した光で飽和効果を生じさせ、もう1つの無変調光で吸収スペクトルをプローブする。そしてロックインアンプで強度変調と同期した信号のみを選択して取り出し飽和吸収スペクトルを測定する。つまり、このときのロックインアンプの役割は信号の選択及び増幅である。しかし、このロックインアンプの使用には位相調整や感度・時定数の設定など複雑な実験上の操作が必要で、入射光も強度変調をかけなければならない。そこで本研究ではロックインアンプやチョッパーを用いずに、簡便に原子の飽和吸収スペクトルを測定する方法の実現に取り組んだ。

## 2. 減算回路の設計と製作

本研究で減算回路をロックインアンプの代わりとして用いることにした<sup>9, 10)</sup>。作製した減算回路は、オペアンプLF356Nを用いた減算回路であるインスツルメンテーションアンプであり、その回路図は以下の図1の通りである。

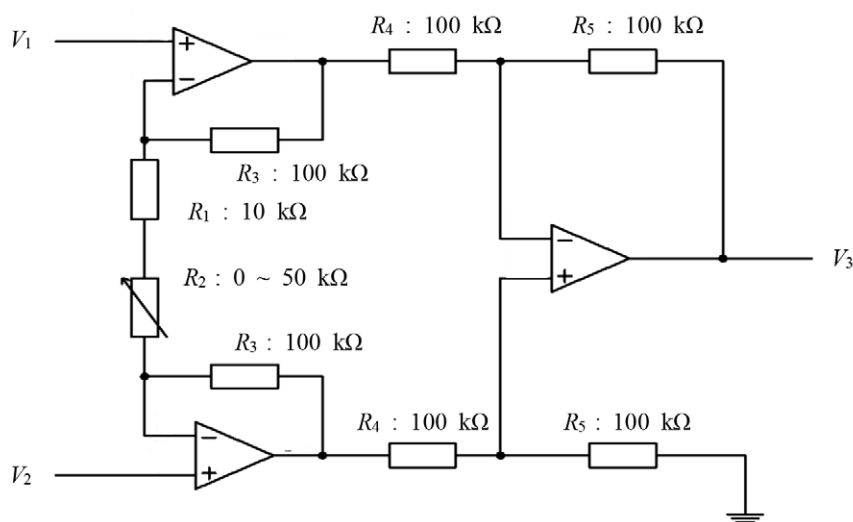


図1 作製したインスツルメンテーションアンプの回路図

この回路の入力信号  $V_1$ 、 $V_2$  と出力信号  $V_3$  の関係は

$$V_3 = \frac{R_5}{R_4} \left( 1 + \frac{2R_3}{R_1 + R_2} \right) (V_2 - V_1) \quad (1)$$

と表すことができる。今回の回路では  $R_1$  を  $10\text{k}\Omega$ 、 $R_2$  を  $0 \sim 50\text{k}\Omega$  の可変抵抗、 $R_3$ 、 $R_4$ 、 $R_5$  を  $100\text{k}\Omega$  とし、実際の飽和吸収信号の大きさに合わせて適切な信号強度を出力できるよう、増幅率を  $4.3 \sim 21$  の範囲で変えることのできるインスツルメンテーションアンプを作製した。

次に作製した回路が正常に動作するのを確認した。インスツルメンテーションアンプの入力端子  $V_1$ 、 $V_2$  の両方にファンクションジェネレーターから周波数  $4\text{kHz}$ 、振幅  $0.09\text{V}$  の正弦波を入力し、出力信号  $V_3$  をオシロスコープで測定した。図2は入力信号、図3は出力信号をオシロスコープで測定した結果である。グラフは縦軸が電圧で横軸が時間である。同じ周期で位相が  $180^\circ$  ずれた2つの正弦波を入力信号として用いているため、出力信号はこれらと同じ周波数の正弦波になるはずである。また、可変抵抗の値を  $0\Omega$  にしたときには、この振幅は式(1)より入力信号のそれぞれの42倍になって  $3.78\text{V}$  となることが予想される。実際に測定された信号は、周波数  $4\text{kHz}$ 、振幅  $3.5\text{V}$  の正弦波となった。利得が  $19.4$  にとどまった原因としては実際に使用した抵抗の値が  $100\text{k}\Omega$  から若干ずれてしまっていたことが原因として考えられる。また、可変抵抗  $R_2$  の値を  $0 \sim 50\text{k}\Omega$  の範囲で変化させたとき、式(1)に従って  $4 \sim 20$  倍に増幅されて出力されていることが確認できた。このことから作製した回路は正常に動作していることがわかった。

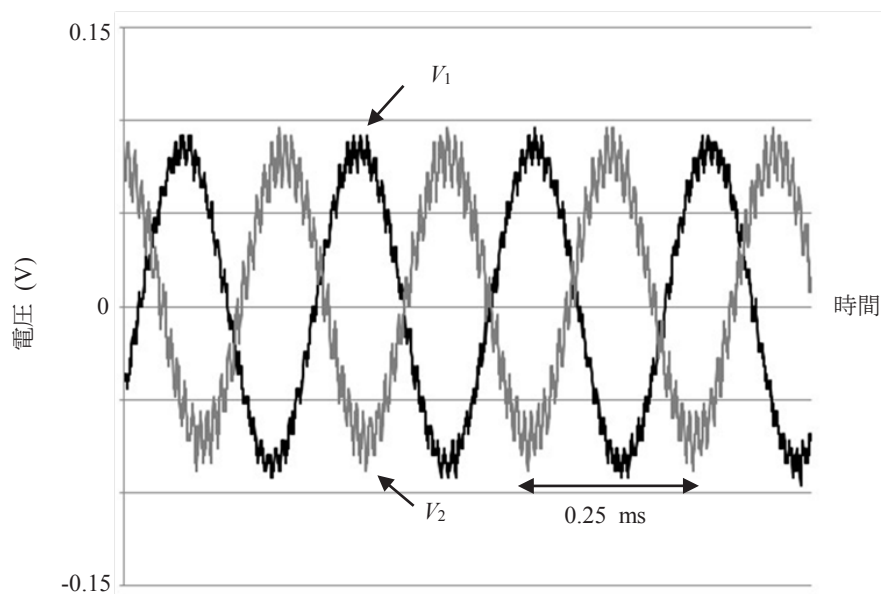


図2 インストルメンテーションアンプの動作確認の入力電圧

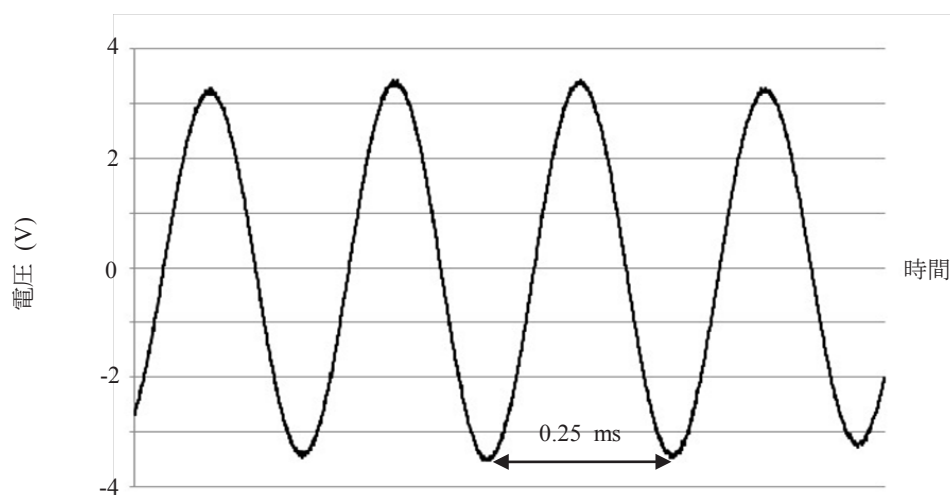


図3 インストルメンテーションアンプの出力電圧

### 3. 飽和吸収スペクトルの測定

減算回路を用いた飽和吸収スペクトルの測定ではウェッジミラーを用いることによってレーザーの光路を2つに分ける。一方の光路では飽和吸収分光法<sup>7)</sup>での測定方法のように、原子に左右からのレーザー光を重ね合わせて入射し、飽和吸収を生じさせる。この時の透過光をフォトダイオード1で受けて減算回路に入力する。フォトダイオード1で検出するのはドップラー広がりによって支配された線形吸収スペクトルと飽和吸収スペクトルが重なり合った信号である。

もう一方の光路では原子に片側からのみレーザー光を入射させ、フォトダイオード2に入射する。こちらの信号はドップラー広がりによって支配された線形吸収スペクトルのみを含んだ信号となる。本研究では、これら2つの信号を減算して、飽和吸収スペクトルのみを測定した。測定の対象は $^{85}\text{Rb}$ 原子の $5^2\text{S}_{1/2} - 5^2\text{P}_{3/2}$ の遷移とした。 $^{85}\text{Rb}$ のエネルギー構造は図4に示す通りである<sup>11)</sup>。また、この測定での実験機器の配置を図5に示す。

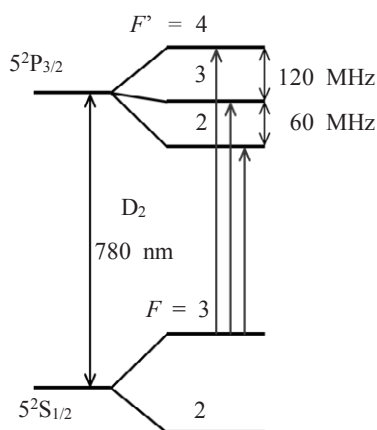


図4  $^{85}\text{Rb}$  のエネルギー構造

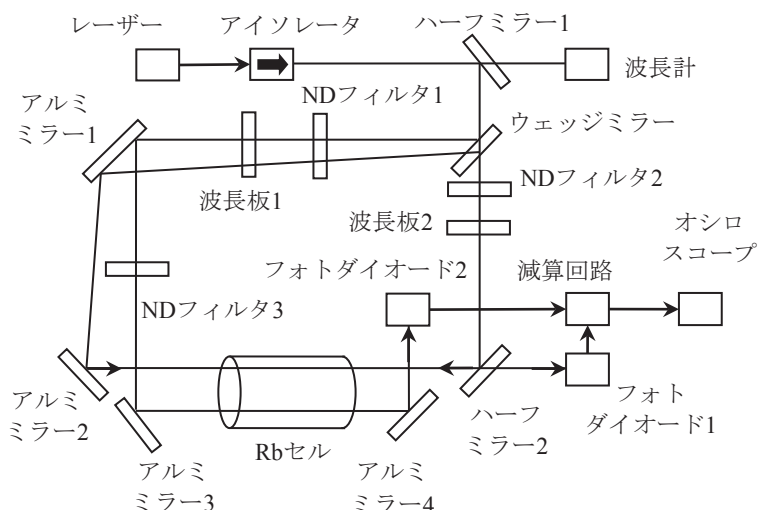


図5 減算回路を用いた飽和吸収スペクトルの実験配置

図5の配置で、オシロスコープによってフォトダイオード1で測定される信号を見ながら、飽和吸収による信号が一番強くなるように、Rbセルにレーザー光を入射させているアルミミラー2とハーフミラー2の角度の微調整を行った。レーザー光の重ね合わせを最適化した後に波長板1と2、NDフィルタ1と2を調整することで左右からレーザー光の強度と偏光の調整も行った。調整の際にはRbの共鳴波長である780.245nm付近のレーザー光をレーザーの発振周波数を連続的に掃引させながらRbセルへ入射した。調整後の測定結果は図6のようなドップラー広がり支配された線形吸収スペクトルと飽和吸収スペクトルが重なり合った信号となった。Rb原子のエネルギー準位は核スピンのために超微細構造を持つ<sup>11)</sup>。従って、図6のスペクトルのaとbで示したピーク間隔はRb原子の励起状態の超微細構造間隔を反映することになり、この値は図4より120MHzである。また、 $^{85}\text{Rb}$ 原子の飽和吸収スペクトルには共鳴による3つのピークとクロスオーバー共鳴<sup>12)</sup>と呼ばれる3つのピークの、合計6つのピークが観測されるはずである。しかし、測定された信号にはドップラー広がりの中に5つのピークしか観測できなかった。

次に先ほど調整した光路とは別の経路でドップラー広がり支配されたスペクトルのみを測定し、その信号をもとに飽和吸収スペクトルを求めることとした。そのためにはフォトダイオード1

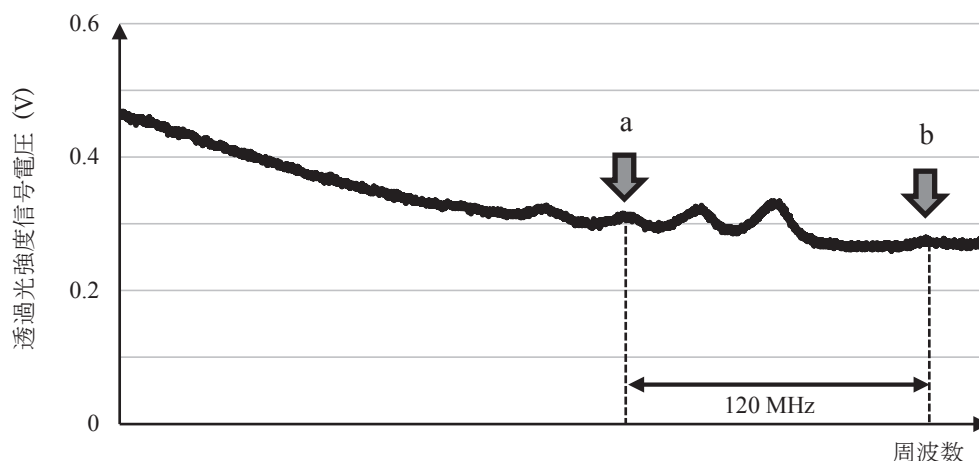


図6 ドップラー分光中の飽和吸収信号

で検出されるドップラー広がり支配されたスペクトルとフォトダイオード2で検出されるそれと同じスペクトルの形にする必要がある。

2つのドップラー広がり支配されたスペクトル強度を合わせるために、アルミミラー3の角度の調整とNDフィルタ3の調整を行った。調整の際にはフォトダイオード1に入射するレーザー光の重ね合わせを行わずに、ドップラー広がり支配されたスペクトルのみをフォトダイオード1で測定し、フォトダイオード1で検出する光路は動かさずにオシロスコープの信号を見ながらフォトダイオード2で測定される信号がそれと同じスペクトルの形になるように調整した。調整後の測定結果は図7のグラフに示した通りであり、灰色のグラフがフォトダイオード1で検出した信号、黒色の信号がフォトダイオード2で検出した信号である。なお、図7のスペクトルの横軸に示された周波数範囲は図6のそれと同じである。調整後、それぞれのフォトダイオードで観測されるスペクトルはほぼ一致した。

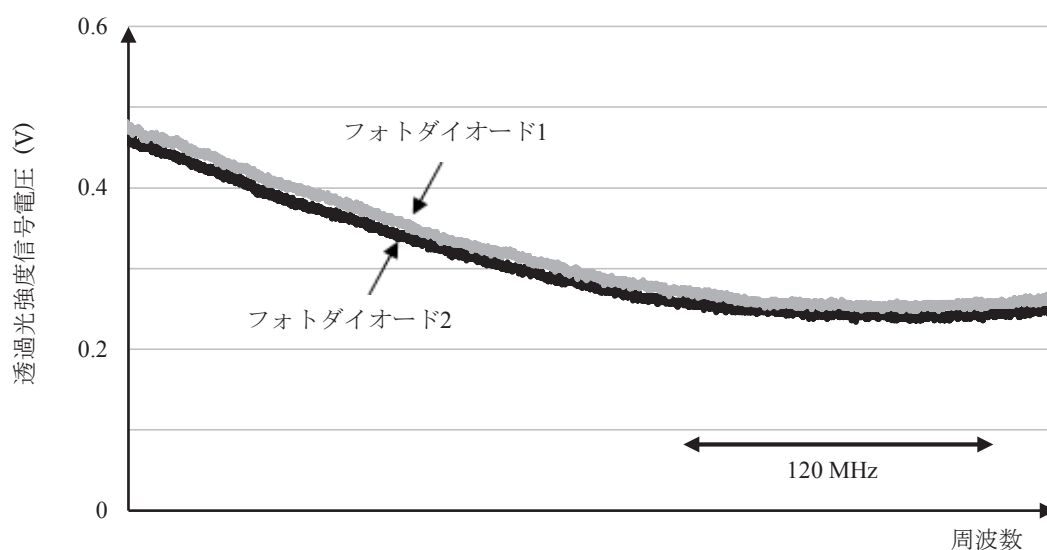


図7 2つのフォトダイオードで検出されたドップラースペクトル

レーザーにファンクションジェネレーターから振幅45mV、周期7sの三角波を入力して、その出力光を $^{85}\text{Rb}$ の吸収波長の780.245nm付近で掃引しながら飽和吸収スペクトルの測定を行った。フォトダイオード1とフォトダイオード2で測定された信号を減算回路に入力し、飽和吸収スペクトルだけの測定を試みた。測定結果は図8のグラフのようになった。図8のスペクトルは、図6のスペクトルでは観測することができなかった①のピークも観測できていることがわかる。全部で6つの吸収ピークが観測され、今回は予想通りのピーク数を観測できた。また③と⑥のピーク間周波数(120MHz)から⑤のピークの半値全幅を見積もると11.2MHzと求められた。 $\text{Rb}$ の飽和吸収スペクトルの自然幅は6MHzであるので、これよりも5MHz広いスペクトルが観測された。この2つの周波数の値の差は飽和吸収分光で用いる2本のレーザー光の重ね合わせが完全な平行状態からずれていたために生じた残留ドップラー効果による生じた広がりであると考えられる。ただしドップラー広がり幅は515MHz程度であるので、それに比べると今回測定されたスペクトル幅は格段に狭くなっていて、減算回路の使用によりドップラー広がり支配されたスペクトル成分を十分に取り除くことができたと言える。

理想的な飽和吸収スペクトルを考えた場合、各ピークから離れた場所では飽和効果による吸収強度の変化がないため、飽和吸収強度はほぼ0で一定になるはずである。しかし、図8の結果を見ると6つのピークの高周波数側で、飽和吸収強度が0を下回り低周波数側と一致しなかった。



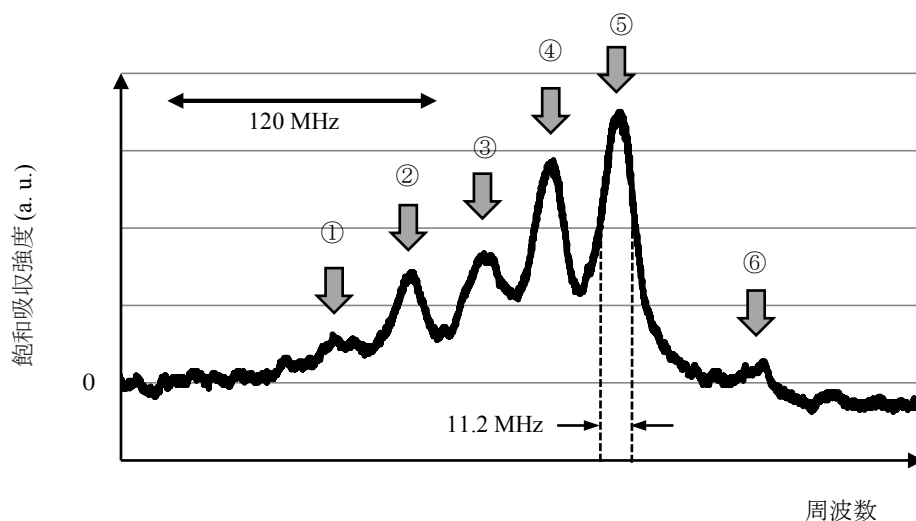


図8 減算回路を用いた飽和吸収スペクトルの測定結果

これは、図7のようにほぼ一致させた2つのドップラースペクトルの波形や大きさが、正確に比較するとわずかに異なっていたためである。2つのドップラースペクトル強度がほぼ一致するようにNDフィルタを調整したが、結果として両者の光路が完全に平行でないために、光と相互作用する原子数に差が生じたことが原因であると考えられる。Rbセルに入射する2つのレーザー光路を完全に厳密に平行にすることで、本来の形に近い飽和吸収スペクトルが得られるであろう。

#### 4. まとめ

本研究では、減算回路を用いることでドップラー広がりにより埋もれたスペクトルから飽和吸収信号だけを取り出すことができた。測定されたスペクトルは $^{85}\text{Rb}$ の超微細構造準位から予想される通り6つのピークを観測でき、最も大きいピークの半値全幅は11.2MHzとなった。これらの点はロックインアンプを用いて得られる結果<sup>8)</sup>と比べて同じであった。一度光学配置を決定すると信号検出の再現性も高かった。ロックインアンプや光強度変調を必要とせずに原子の吸収信号が得られる我々のこの方法は、レーザーの波長校正や発振周波数制御のための手段として非常に有用である。しかし、今回の実験結果では2つの光路から検出されるドップラー広がり半値全幅にわずかな差があったために、減算した際に検出されるスペクトルの形が変化してしまった。この点は、光学調整を改善し、2本のレーザー光を完全に平行にRbセルに入射させることで解決されることが考えられる。

#### 参考文献

- 1) 井上春夫、高木克彦、佐々木政子、朴鐘震：「光化学Ⅰ」（丸善株式会社 1999）pp.24-46
- 2) 徳丸克己：「光化学の世界」（大日本図書出版 1993）pp.14-20
- 3) 片山幹郎：「レーザー化学（Ⅰ）基礎とレーザー」（裳華房出版 1985）pp.56-61
- 4) 大道寺英弘、中原武利：「原子スペクトル測定とその応用」（学会出版センター 2000）pp.21-29
- 5) Wolfgang Demtröder：「Laser Spectroscopy Vol. 1 Basic Principles」（Springer 2008）pp.70-74
- 6) E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D. E. Pritchard: Phys. Rev. Lett., **59**, 2631 (1987).

- 7) 片山幹郎：「レーザー化学（Ⅱ）分光と反応への応用」（裳華房出版 1985）pp.70-80
- 8) 管野敬之：「レーザーの発振周波数制御に向けた高安定参照共振器の開発」（埼玉大学大学院教育学研究科修士論文2012）pp.29-34
- 9) 角田秀夫：「実用オペアンプ回路」（東京電機大学出版局 1983）pp.22-23
- 10) 岡村廸夫：「定本オペアンプ回路の設計」（CQ出版 1990）pp.209-230
- 11) B. Sheehy, S-Q. Shang, R. Watts, S. Hatamian, H. Metcalf: J. Opt. Soc. Am. B, **6**, 2165 (1989).
- 12) 平野功：「原子スペクトル入門」（技報堂出版 2000）pp.43-45

(2014年 8 月26日提出)

(2014年10月10日受理)

# Measuring Saturation Spectra Using Subtraction Circuit

**OCHIAI, Riku**

Faculty of Education, Saitama University

**DENDA, Seiya**

Graduate School of Education, Saitama University

**KONDO, Hitoshi**

Faculty of Education, Saitama University

**OHMUKAI, Ryuzo**

Faculty of Education, Saitama University

## Abstract

We developed a subtraction circuit to measure the saturation spectra of rubidium atoms without using a lock-in amplifier. An instrumentation amplifier (IA), which is a type of differential amplifier, was used. We designed our IA to have an adjustable gain of 4.3 - 21 to obtain saturation spectra with a good signal-to-noise ratio. With our IA, we tried to deduce the saturation spectrum by subtracting the Doppler signal from the transmission spectrum of rubidium atoms enclosed in a glass cell. As a result, the obtained saturation spectra have six peaks originating from the atomic and cross-over resonances, and their line widths are 11.2 MHz. This number of peaks is the same as that detected with a lock-in amplifier, and the line width is smaller than that detected with a lock-in amplifier. Therefore, we confirmed that our IA has equivalent performance to a lock-in amplifier for measuring the saturation spectrum of atoms.

**Key Words** : laser, saturation absorption spectroscopy, subtraction circuit, Doppler broadening