



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	Qスイッチルビーレーザー光の非線型周波数偏移
Author(s)	藤原, 裕文
Citation	北海道大學工学部研究報告, 99, 49-58
Issue Date	1980-08-11
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41627
Type	departmental bulletin paper
File Information	99_49-58.pdf



Q スイッチルビーレーザー光の非線型周波数偏移

藤 原 裕 文*

(昭和 55 年 5 月 31 日 受理)

Nonlinear Frequency Chirping of a Q-Switched Ruby Laser

Hirofumi FUJIWARA

(Received March 31, 1980)

Abstract

Nonlinear frequency chirping of a Q-switched ruby laser was investigated theoretically and experimentally. Differential equations governing population inversion, photon density and frequency chirping in a laser are solved for the giant pulse operation. The nonlinearity in frequency chirping arises from the time variation of the population inversion in the laser. The rate and time intervals of frequency chirping are estimated by using a method of holography of a rotating object. The holography of rotating object which we have developed will provide a powerful tool for studying frequency chirping in any pulse laser.

1. は じ め に

1962 年に McClung と Hellwarth¹⁾ がルビーレーザーで高出力のパルス発振に成功して以来、主に固体レーザーによる高出力パルス発振 (Q スイッチ法) の研究が盛んに行われてきた。Q スイッチ法とは励起中レーザー共振器の Q 値を低く保つことにより反転原子数を増加させそれが最大になる時に Q 値を高くして短時間にレーザー発振を起こさせる方法である。ルビーレーザーの場合、パルス幅は約 20 ns、尖頭出力パワーは 100 MW に達する。この発振パルスはジャイアントパルスと呼ばれる。

2 準位レーザーモデルを用いて光子数と反転原子数に関する速度方程式から、ジャイアントパルスの出力パワーやその波形についての実験結果は良く説明される²⁾。しかしジャイアントパルスの位相または発振周波数に関する情報はこの速度方程式の解析から得ることはできない。位相情報を得るには、レーザー物質内に誘起される電気分極を考慮に入れる必要がある。

実際にはルビーレーザーによりジャイアントパルスを発生させる場合、ルビー中の反転クロムイオン数が時間と共に変化するので、発振周波数は時間と共に偏移しその偏移量は約 10 MHz/ns に達する³⁾。パルス幅は 20 ns という短い時間であるため周波数偏移の測定には種々の困難を伴う。またジャイアントパルスを分光やホログラフィの光源に用いる場合には、この周波数偏移があることを知っておく必要がある。例えば、高速度運動物体や奥行のある 3 次元物体等のホログラムを作製するとその再生像にパルス幅や周波数偏移が強い影響を与える^{4), 5)}。

* 応用物理学科
Department of Applied Physics.

本報告では Q スイッチルビーレーザのジャイアントパルスの発振周波数が単一パルスにおいて時間と共に高周波数側に偏移 (blue shift) する現象を理論的および実験的に明らかにすることを目的としている。

2. Q スイッチルビーレーザに関する方程式

ルビー中のクロムイオン (以後原子という) に電場が作用して巨視電気分極を生ずる。この巨視電気分極を Bloch の方程式で記述する。これが Maxwell の方程式に従って電場を決める源となる。最初に仮定した電場は巨視電気分極により生じる電場に等しくなるという self-consistent 条件から、レーザ発振光の振幅と位相を決定することができる⁶⁾。

光波を直線偏光としスカラー量で表わし、共振器内の電場 $E(\mathbf{r}, t)$ と巨視電気分極 $P(\mathbf{r}, t)$ ($\mathbf{r}, t$ は位置, 時間を示す) を共振モード関数 $A_n(\mathbf{r})$ (n はモードを示す添字) で展開する:

$$\left. \begin{aligned} E(\mathbf{r}, t) &= \sum_n E_n(t) A_n(\mathbf{r}), \\ P(\mathbf{r}, t) &= \sum_n P_n(t) A_n(\mathbf{r}). \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ただしモード関数は

$$\nabla^2 A_n = -\frac{\Omega_n^2}{c^2} A_n$$

をみたし、直交条件

$$\int A_n A_m dV = V_c \delta_{nm}$$

をみたす。 c は光速, Ω_n は共振周波数, V_c はモード n の占める体積である。

$A_n(\mathbf{r})$ の共振器軸 (z 方向とする) 方向の変化はそれに直交する断面内の変化に比べて大きいので、以後の取扱いにおいては $\mathbf{r}$ を z で置換することができる⁷⁾。

2.1 電場に関する方程式

出力を取り出すための反射鏡の反射率 R 、共振器内における光の散乱や回折等による光損失を表わす定数を κ とする。共振器内の散乱や回折損失は一般に少ないので、光波の共振器内の減衰時定数 t_c は、共振器長を l とすると、近似的に次式で与えられる:

$$t_c = \frac{1}{2\kappa} \approx \frac{l}{c(1-R)} \quad (2)$$

$l=50$ cm, $R=0.7$ とすると $\kappa \approx 10^8 \text{ s}^{-1}$ 程度の値である。

Maxwell の方程式から、 E, P の z 方向の変化のみに着目すると、次式を得る:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - 2\kappa \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}$$

ここで左辺の第 2 項は光波の減衰を表わす項である。これに (1) 式を代入し両辺に A_m を乗じて体積積分を行う。この時 A_n の直交条件を用いると、

$$-\frac{\partial^2 E_m}{\partial t^2} + 2\kappa \frac{\partial E_m}{\partial t} + \Omega_m^2 E_m = -\frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial^2 P_m}{\partial t^2} \quad (3)$$

を得る。我々の興味は単一モード発振にあるので、以後モードの添字を省略する。

ω, ϕ をそれぞれ発振周波数, 位相として E_m, P_m を次式で表わす:

$$\left. \begin{aligned} E_m(t) &= E(t) \cos(\omega t + \phi) \\ P_m(t) &= U(t) \cos(\omega t + \phi) - V(t) \sin(\omega t + \phi) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

U, V はそれぞれ電場と同位相, 90° 位相ずれを持つ巨視電気分極の振幅である。 $\omega + d\phi/dt$ はレーザー発振光の瞬時周波数である。

E, U, V, ϕ 等は $1/\omega$ に比べてゆっくり変化していると仮定する。また $\omega + d\phi/dt$ は Ω に近い値を取る。(4) 式を (3) 式に代入し, 2 次微分項を無視する。両辺の cosine, sine 成分を各々等しいと置くことにより, 光波の振幅に関しては

$$\frac{dE}{dt} + \kappa E = \frac{\omega}{2\varepsilon_0} V \quad (5)$$

位相に関しては

$$\omega + \frac{d\phi}{dt} = \Omega - \frac{\omega}{2\varepsilon_0} \frac{U}{E} \quad (6)$$

を得る。これは Lamb の導出した式⁶⁾ に一致する。(5) 式は, 電場と 90° 位相ずれをもつ分極成分により電場の振幅が求まることを示している。(6) 式は, 電場と同位相の分極成分により電場の位相が求まることを示している。次に U, V に関する方程式を導出する。

2.2 巨視電気分極に関する方程式

レーザー発振中の光波の挙動を調べる場合に, ジャイアントパルスの幅は短かく出力パワーは大きいので, 原子系を励起する項を無視することができる。さらに誘導放出による反転原子数の減少率は自然放出や原子系の縦緩和によるその減少率よりはるかに大きいので, 自然放出や縦緩和項等を省略することができる。このような点を考慮すると, 実際のルビーレーザー単位は 3 単位であるが, 2 単位モデルを適用することができる⁸⁾。

レーザー発振に関与するエネルギー単位間隔を $\hbar\omega_0$ ($\hbar$: プランク定数), μ をその電気双極子モーメントとし, τ をその横緩和時間とする。レーザー物質系の巨視 Bloch の方程式は

$$\left. \begin{aligned} \frac{dU}{dt} &= -(\omega_0 - \omega) V - \frac{U}{\tau} \\ \frac{dV}{dt} &= (\omega_0 - \omega) U - \frac{V}{\tau} + \frac{\mu^2 EW}{\hbar V_c} \\ \frac{dW}{dt} &= -\frac{V_c}{\hbar} EV \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

で与えられる⁹⁾。ここで W はモード体積 V_c 当りの反転原子数である。 U, V は (4) 式で定義された電場と同位相, 90° 位相ずれを持つ巨視電気分極の振幅である。 U, V は W に比べてゆっくり変化すると仮定すると (7) 式の第 1, 2 式の左辺を零とおくことができる。さらに $|\omega - \omega_0| \ll 1/\tau$ の近似を用いると, (7) 式から次式を得る:

$$\left. \begin{aligned} V &= \frac{\mu^2 \tau EW}{\hbar V_c} \\ U &= -\frac{\mu^2 \tau^2 (\omega_0 - \omega) EW}{\hbar V_c} \\ \frac{dW}{dt} &= -\left(\frac{\mu}{\hbar}\right)^2 \tau E^2 W \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

3. ジャイアントパルスの非線型周波数偏移

光波に関しては (5), (6) 式, 巨視電気分極に関しては (8) 式からジャイアントパルスの非線型周波数偏移を考察する。反転原子数 W のレーザー発振閾値を W_{th} とする。 W_{th} は (5) 式で dE/dt

$=0$ となる反転原子数であるから, (5), (8) 式から

$$W_{th} = \frac{\kappa}{g^2 \tau} \quad (9)$$

となる。ただし g は Rabi の周波数と呼ばれ次式で与えられる:

$$g = \sqrt{\frac{\hbar \Omega}{2 \varepsilon_0 V_c}} \frac{\mu}{\hbar} \quad (10)$$

(6) 式に (8) 式を代入し, (9) を用いると瞬時周波数は

$$\omega + \frac{d\phi}{dt} = \Omega + \kappa \tau (\omega_0 - \Omega) \frac{W}{W_{th}} \quad (11)$$

で与えられる。発振周波数の時間変化は反転原子数の時間変化に比例する。後で述べるように, ジャイアントパルスが立ち上ると, 反転原子数は減少し始めるので, 発振周波数もそれに応じて変化する。

周波数偏移をさらに詳しく調べるため, (5), (8) 式を光子数や反転原子数による速度方程式に変換する。レーザ共振器中の光子数を

$$\Phi = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2 \hbar \Omega} \quad (12)$$

で表わし, (5) 式の両辺に E を乗じて (8) 式の第 1 式を用いると, 光子数に関する速度方程式

$$\frac{d\Phi}{dt} + 2\kappa\Phi = 2g^2\tau\Phi W \quad (13)$$

を得る。さらに (8) 式の第 3 式から反転原子数に関する速度方程式は

$$\frac{dW}{dt} = -4g^2\tau\Phi W \quad (14)$$

となる。(13), (14) 式の右辺の係数が 2 倍異なるのは, 1 個の光子の放出に対し反転原子数は 2 個減るからである。(13), (14) 式は Wagner と Lengyel²⁾ が現象論的に得た Q スイッチルビーレーザの速度方程式に一致しているので, 本報告では彼等の数値解析結果を利用する。

ジャイアントパルスが最大値を取る時刻 t_p では $d\Phi/dt=0$ であるので, その時の反転原子数 W_p は W_{th} ((9) を参照) に等しい。励起により実現される初期 (時刻 t_i) の反転原子数を W_i とする。 $t=t_i$ ではまだ光子数は零と近似できるので, (13), (14) 式より

$$\left. \begin{aligned} \Phi + 2\kappa \int_{t_i}^t \Phi dt &= -\frac{1}{2} (W - W_i) \\ \ln \frac{W}{W_i} &= -4g^2\tau \int_{t_i}^t \Phi dt \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

となるので, 時間積分項を消去すると

$$\Phi = \frac{1}{2} (W_i - W) + \frac{W_{th}}{2} \ln \frac{W}{W_i} \quad (16)$$

さらに $t=t_p$ では

$$\Phi_p = \frac{1}{2} (W_i - W_{th}) + \frac{W_{th}}{2} \ln \frac{W_{th}}{W_i}$$

となり, またパルス発振の終り $t=t_f$ ではその時の反転原子数を W_f とすると光子数は零となり,

$$W_i - W_f + W_{th} \ln \frac{W_f}{W_i} = 0$$

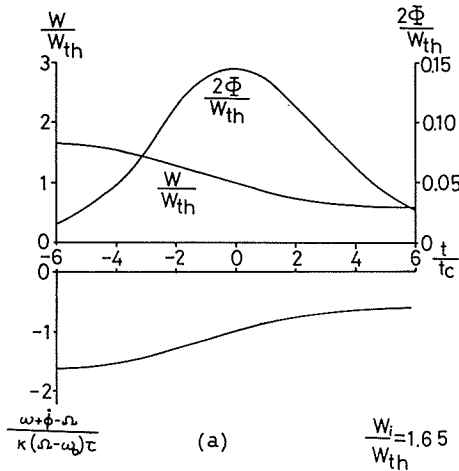


Fig. 1. Time dependence of photon density $2\Phi/W_{th}$ (upper), population inversion of atoms W/W_{th} (upper) and instantaneous frequency $\omega + d\phi/dt - \Omega$ (lower) in the region of the giant-pulse.

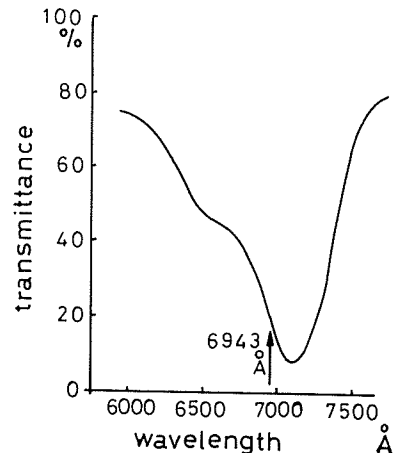
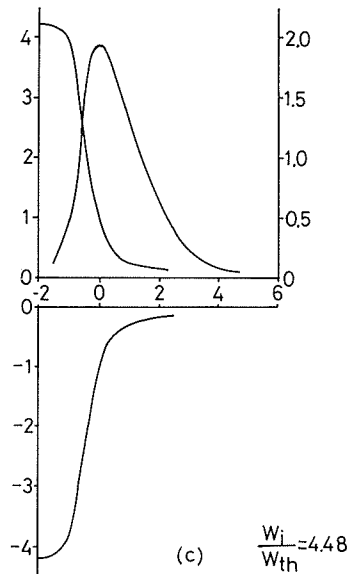
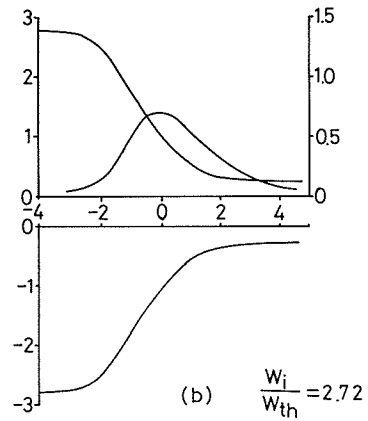
In Figs. 1(a), (b) and (c), the normalized initial population inversion W_i/W_{th} is given by 1.65, 2.72 and 4.48, respectively.

となる。

Wagner と Lengyel²⁾ は (13), (14) 式から光子数の時間変化を数値解析した。彼等の得た光子数 Φ の値を (16) に代入し反転原子数 W を求め、さらに (11) 式から瞬時周波数を求めた。その結果を Fig. 1 に示す。時間軸 (横軸) は光波のレーザー共振器内における減衰時定数 t_c ((2) 式参照) を単位に表わされている。反転原子数閾値を一定とすると、(a)→(c) にしたがって励起による初期反転原子数 W_i は増加する。またジャイアントパルス尖頭光子数は増加するがパルス半値幅は狭くなる。 $\omega_0 < \Omega$ の場合には、(a)→(c) にしたがって全体の周波数偏移量や単位時間当りの周波数偏移も増加することがわかる。ジャイアントパルスの立上り以前および下降以後では光子数はほぼ零であるので、反転原子数の時間変化も零となり周波数偏移は起こらない。Fig. 1 に示したごとく、単位時間当りの周波数偏移は出力パワーにほぼ比例するという実験結果は、Bradley 等¹⁰⁾ や Fujiwara と Tomita¹¹⁾ により報告された。

発振周波数は時間的に低周波側から高周波側へ

Fig. 2. Transmittance versus wavelength for solutions of cryptocyanine in propyl alcohol.



偏移するという実験事実がある^{3),11),12)}。(11)式が正しいとすると, blue shift が起こるためには $\Omega > \omega_0$ でなければならない。このことを裏付けるいくつかの実験事実を挙げる事ができる¹²⁾。

レーザ共振器内でのレーザ光のスポット径は共振器理論から推定されるスポット径より大きいので, ルビー内ではパルス光の自己発散が起きている。これが起こるには, 分散理論からレーザ発振スペクトル線 ω_0 はより大, すなわち $\Omega > \omega_0$ でなければならない。レーザパルスの自己発散効果を本理論に導入するためには, ルビー断面内の光子数分布や反転原子数分布を考慮する必要がある。しかし, このような点を考慮すると理論的取扱いが複雑になるので, ここではこれについては取扱わないことにする。

4. 実験および結果

Qスイッチルビーレーザによりジャイアントパルスを発生させ, その発振周波数の時間変化を調べた。次にその実験方法および結果について述べる。

4.1 実験方法

ルビーレーザにQスイッチをかけてジャイアントパルスを発生させる。Qスイッチ素子としてクリプトシアニンをプロピルアルコールに溶かした液を用いた。この色素セルの長さは20 mmで, その分光透過率を Fig. 2 に示す。波長 6943 Å

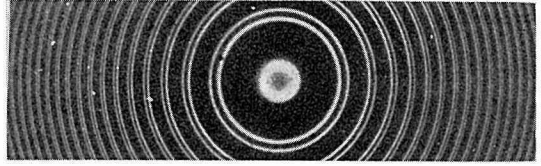


Fig. 3. Fabry-Pérot rings obtained by He-Ne laser operating on two longitudinal modes. The minimum resolvable spectral width of the Fabry-Pérot interferometer is about 70 MHz.

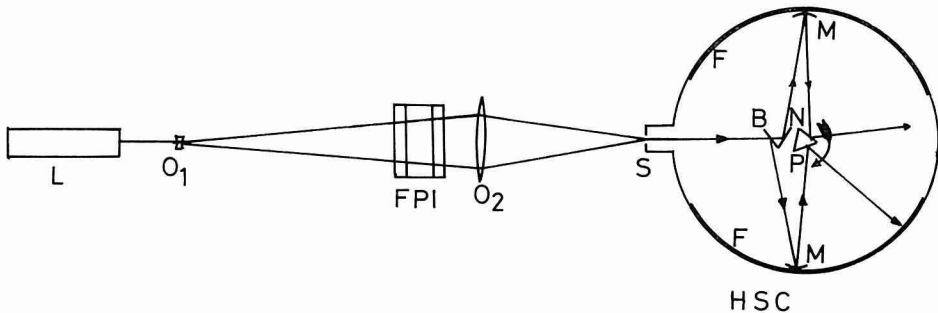
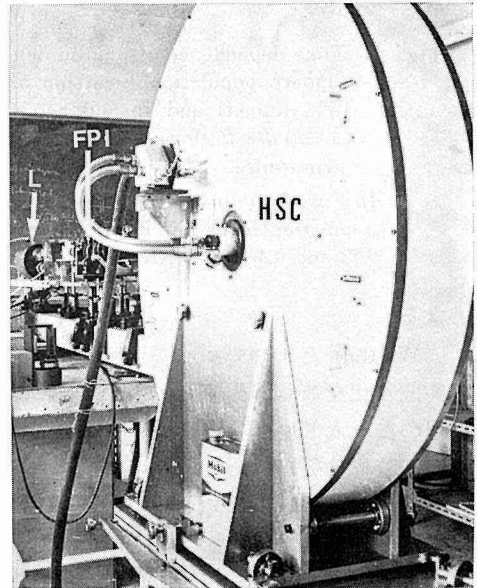


Fig. 4. Arrangement and photograph of the optical system for recording the time variation of the spectrum of Q-switched ruby laser light: L; Q-switched ruby laser, O_1 ; concave lens, FPI; Fabry-Pérot interferometer, O_2 ; convex lens, S; entrance slit of high speed camera, B; beam splitter, N; plane mirror, P; rotating prism, M; concave mirror, F; photographic film and HSC; high speed camera.

で透過率が15~30%になるように濃度を選んだ。発振閾値より約10% 高い入力エネルギーでレーザーを発振させた。レーザー共振器内に1.5 mm ϕ のピンホールとエタロンをおき単一モード選択をした。

ジャイアントパルスの発振周波数を調べるため高分解能 Fabry-Pérot 干渉分光器 (対向する2枚の反射鏡の反射率は90%, その面間隔は69.5 mm である。)を使用した。この分光器の分解能を知るために、縦モード間隔 550 MHz の He-Ne レーザ光のスペクトル写真を取った (Fig. 3 参照)。2つの接近した同心円の周波数間隔が 550 MHz であるので、同心円の幅から分光器の最小スペクトル分解幅を計算し 70 MHz を得た。

さらにジャイアントパルス光の発振周波数の時間変化を調べるため、Fabry-Pérot 干渉環の1部を半径方向に細長いスリットで取り出して高速度カメラで干渉環の各半径の時間変化を記録した。Fig. 4 にその光学系の配置図および実験装置の写真を示す。高速度カメラ HSC の入射スリット S の像を凹面鏡 M によりフィルム (Kodak 赤外フィルム) F 上に結像させる。回転反射プリズムを毎秒 5000 回転させ流し取り像を得る。この高速度カメラの最小時間分解幅は 3.6 ns である。この装置の詳細は文献¹³⁾に記されている。

ジャイアントパルスの先端や後端ではその強度が弱いため、これらの部分に相当する時間の発振周波数変化は Fig. 4 で示した装置では記録することができなかった (Fig. 6(b) 参照)。そこでパルス光強度の弱い領域での周波数変化の様子を調べるため、間接的方法ではあるが、著者らの開発してきた運動物体ホログラフィ^{3), 5), 14)}を用いた。Fig. 5 にその光学系を示す。Q スイッチルビーレーザー光を2光束に分け、プリズム P_1 , P_2 により物体光と参照光の間に時間差 t_0 を与えて、両光束を H 上に重ねてホログラムを作る。物体が回転すると、その速度は回転軸からの距離に比例するので、物体光は回転軸からの距離に比例した Doppler 周波数ずれをもつ。この周波数ずれを $k\theta v$ で表わす。ただし k はルビーレーザー光の波数で $9.050 \times 10^4 / \text{cm}$, θ は Fig. 5 の光学系で決まる定数で 1.87, v は回転物体の速度である。

Fig. 1 に示したごとく、 W_i/W_{th} が小さい値では近似的にジャイアントパルス波形を Gauss 関数:

$$E_0(t) = \exp\left(-\frac{2 \ln 2}{T^2} t^2\right)$$

とおける。 T はパルス強度の半値幅である。さらに発振周波数が増えている時間を $2T_0$, パルス尖頭時の周波数偏移率を α_0 とすると、瞬時周波数を

$$\omega + \frac{d\phi}{dt} = \Omega + \alpha_0 T_0 \tanh\left(\frac{t}{T_0}\right) \quad (17)$$

と近似することができる。物体光と参照光の間に時間差 t_0 をつけて干渉させてホログラムを作る。そのホログラムからの再生像強度分布は、結果に直接関係のない定数

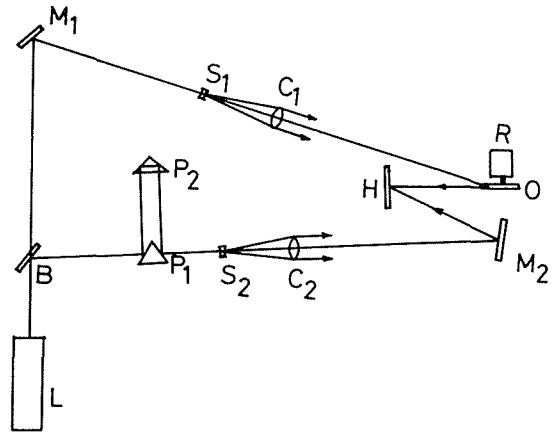


Fig. 5. Arrangement of optical system for measuring the nonlinear frequency chirping of the Q-switched ruby laser.

The method of measurement is based on the holography of rotating object. L; Q-switched ruby laser, B; beam splitter, P_1 , P_2 ; prisms, S_1 , S_2 ; concave lenses, C_1 , C_2 ; convex lenses, M_1 , M_2 ; plane mirrors, O; rotating object, R; motor and H; photographic plate.

を省略すると、次式で与えられる¹⁴⁾:

$$I_R(v) = \left| \int E_0(t) E_0(t+t_0) \exp \left[-i(\phi(t+t_0) - \phi(t)) \right] \exp \left[ik\theta vt \right] dt \right|^2 \quad (18)$$

ただし

$$\phi(t) = \Omega t + \alpha_0 T_0^2 \ln \left[\cosh \left(\frac{t}{T_0} \right) \right]$$

である。Fig. 5 の実験装置を用いて得たホログラムからの再生像強度分布と (18) 式で α_0 , $2T_0$ をパラメーターに取り数値計算を行った結果を比較して、パラメーター α_0 , $2T_0$ を求める。

4.2 実験結果

Fig. 6(a) に Fabry-Pérot 干渉分光器で撮影した Q スイッチルビーレーザー光の干渉環の写真を示す。これと Fig. 3 を比べると、各干渉環の幅は広がっており、そのスペクトル幅は 350 MHz に相当する。なおパルス半値幅は 20 ns であった。この写真からはスペクトルの時間変化はわからない。

Q スイッチルビーレーザー光の Fabry-Pérot 干渉環の半径方向の時間変化を Fig. 4 に示した装置で写真に撮影し、それを Fig. 6(b) に示す。各干渉環の半径は時間と共に増大していることから、レーザー光の発振周波数は blue shift を起こしていることがわかる。さらにその傾きから、発振周波数は 1 ns 当りに 18 MHz の割合で高周波側にずれていて、全体では約 360 MHz の周波数偏移が起きていることもわかる。Fig. 6(a) の結果と Fig. 6(b) の結果は良い一致を示している。しかしジャイアントパルス光強度がパルスの先端や後端では弱いため、これらの部分の周波数偏移の様子を高速度カメラで記録することはできなかった。

Fig. 5 の光学系により回転運動物体のホログラムを作成し、それから再生像を得た (Fig. 7(a))。 $v=17$ m/s に第 1 のピーク、 $v=2.5$ m/s に第 2 の弱いピークが再生像に現われている。物体

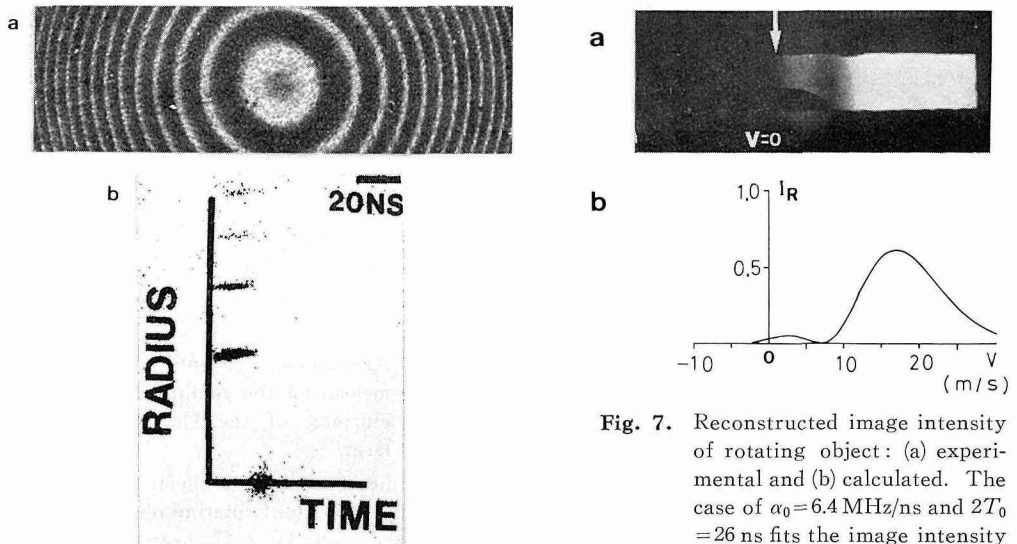


Fig. 6. (a) Time-integrated Fabry-Pérot rings obtained by the Q-switched ruby laser and (b) time variation of Fabry-Pérot rings showing the frequency chirping.

Fig. 7. Reconstructed image intensity of rotating object: (a) experimental and (b) calculated. The case of $\alpha_0=6.4$ MHz/ns and $2T_0=26$ ns fits the image intensity distribution in Fig. 7(a).

光と参照光の時間差は $t_0=10$ ns, ジャイアントパルスの半値幅は $T=20$ ns であった。これらの数値と $\theta=1.87$ を用いて (18) 式を計算した結果, $\alpha_0=6.4$ MHz/ns, $2T_0=26$ ns の場合が最も実験結果 (Fig. 7 (a)) に良く一致した。計算結果を Fig. 7 (b) に図示する。

Fig. 7 の第 2 ピークが現われることに注目しよう。パルスの両端では強度が弱いため周波数偏移の変化の少ない部分が再生像強度分布に与える影響は小さいとして無視するならば、瞬時周波数を

$$\omega + \frac{d\phi}{dt} = \Omega + \alpha_0 t$$

と近似することができる。この場合には (18) 式は定数を省略すると

$$I_R(v) = \exp\left(-\frac{2\ln 2 t_0^2}{T^2}\right) \exp\left(-\frac{T^2(\alpha_0 t_0 - kv\theta)^2}{8 \ln 2}\right)$$

となる。再生像強度分布 I_R を v の関数とみなすと、再生像強度分布は $v=\alpha_0\tau/k\theta$ にピークをもつ Gauss 関数である。したがって Fig. 7 (a), (b) に現われたような第 2 のピークは現われないであろう。換言すれば、Fig. 7 に現われた第 2 のピークはジャイアントパルス光が時間に対して非線型の周波数偏移を起こす結果と考えることができる。

Fig. 6 (b) と Fig. 7 (a) の結果を比べると、周波数偏移はそれぞれ 18 MHz/ns, 6.4 MHz/ns である。この差異はレーザー共振器の損失や出力パワーが両実験において多少異なることによる。

5. 考 察

間接的ではあるが回転運動物体のホログラフィを用いて、Q スイッチルビーレーザー光の周波数偏移率や周波数偏移の起きている時間を求めることができた。この実験結果と理論を比較してみることは興味がある。

ルビーレーザーに関するパラメーターの代表値として、 $\kappa=10^8$ s⁻¹ (または $t_c=5\times 10^{-9}$ s), $\Omega-\omega_0=10$ GHz, $\tau=10^{-11}$ s を用いる。これらの値を Fig. 1 のグラフに適用して α_0 や $2T_0$ を計算する。発振周波数が時間に対し線型に変化している部分の傾きから α_0 を求め、尖頭光子数が尖頭値の 1/2 になる時間すなわちパルス半値幅 T を求めそれぞれ Table 1 をの第 3, 5 列に示す。(11) 式と (17) 式を等しくおき、Table 1 の第 3 列の α_0 をそれに代入して

$$2T_0 = \frac{2\kappa\tau(\Omega-\omega_0)}{\alpha_0} \left(\frac{W_i}{W_{th}} - \frac{W_f}{W_{th}} \right)$$

から周波数偏移の起きている時間 $2T_0$ を求め、それを Table 1 の第 4 列に示す。

Fig. 7 において周波数偏移は $\alpha_0=6.4$ MHz/ns, 周波数偏移の起きている時間は $2T_0=26$ ns であった。これらと Table 1 の結果を比べると、 W_i/W_{th} が 2.7 と 4.5 の間の値を取る時に両者はほぼ一致することが推測される。したがって定性的には実験結果と計算結果は一致している。しかし両者の定量的比較を行なうには、ルビー棒中の反転原子数や光子数の断面分布を理論に導入しかつ共振器の減衰定数 κ や $\Omega-\omega_0$ の正確な測定を行う必要がある。計算されたパルス半値幅は実測されたパルス半値幅より狭い。このことは一般に指摘されている²⁾。Fig. 1 に示したようにパルス強度が強くなるとパルス幅は狭くなるので、観測されるジャイアントパルスはルビー断面内である強度分布をもつため結果として実測されるパルス半値幅は計算されたパルス半値幅より広がると推察される。

Table 1. Characteristics of a giant pulse as a function W_i/W_{th}

	$\frac{W_i}{W_{th}}$	$\frac{2\phi}{W_{th}}$	$\alpha_0 \left(\frac{\text{MHz}}{\text{ns}} \right)$	$2T_0 (\text{ns})$	$T (\text{ns})$
a	1.65	0.15	0.3	88	33
b	2.72	0.72	1.7	32	15
c	4.48	1.98	7.1	13	9.5

6. お わ り に

Q スイッチルビーレーザからのジャイアントパルスの非線型周波数偏移について理論的、実験的考察を行った。

反転原子数や光子数を表わす速度方程式により、パルス波高値やパルス半値幅を求め、さらに電場と同位相の巨視電気分極成分を用いてジャイアントパルスの位相または周波数に関する方程式から周波数偏移を求めた。その結果非線型周波数偏移の原因は反転原子数の時間変化によることがわかった。ジャイアントパルスの周波数偏移量は出力パワに比例し、パルスの両端では小さく尖頭値近傍で大きく blue shift が起きているという実験結果を説明することができた。

Fabry-Pérot 干渉分光器と高速度カメラを組み合わせた装置では、パルスの両端の光強度が弱いいためこの両端における周波数の時間的変化を観測することはできなかった。しかし我々の開発してきた回転運動物体のホログラフィによる方法はジャイアントパルスの非線型周波数偏移を測定するための有力な手段となった。

高速度カメラを用いて周波数偏移を調べる実験は著者が Besançon 大学理工学部の Viénot 教授の研究室に留学中に行ったものである。この装置を使用させていただいたことに対し Viénot 教授に感謝の意を表す。また本研究をまとめるに当たり実験に協力されかつ有益な助言をいただいた北大工学部応用物理学科の佐藤辰己氏に感謝する。

参 考 文 献

- 1) McClung, F. J. and Hellwarth, R. W.: J. Appl. Phys., **33** (1962) 828.
- 2) Wagner, W. G. and Lengyel, B. A.: J. Appl. Phys., **34** (1963) 2040.
- 3) Fujiwara, H., Yasutake, M. and Murata, K.: Opt. Commun., **14** (1975) 21.
- 4) Siebert, L. D.: Appl. Opt., **10** (1971) 632.
- 5) Sato, T. Fujiwara, H. and Murata, K.: Appl. Opt., **17** (1978) 3096.
- 6) Lamb Jr. W. E.: Phys. Rev., **134** (1964) 1429.
- 7) Fox, A. G. and Li, T.: Bell Sys. Tech. J., **40** (1961) 61.
- 8) Yariv, A.: (多田邦雄, 神谷武志共訳): 光エレクトロニクスの基礎 (1974) 第6章, 丸善.
- 9) Svelto, O.: Principles of Lasers, (1976) chap. 9, Plenum press.
- 10) Bradley, D. J., Magyar, G. and Richardson, M. C.: Nature, (1976) 5057, 63.
- 11) Fujiwara, H. and Tomita, A.: Opt. Commun., **20** (1977) 29.
- 12) 霜田光一, 矢島達夫, 上田芳文, 清水忠雄, 粕谷敬谷: 量子エレクトロニクス (上), (1972) 第2章, 裳華房.
- 13) Aebischer, N., Binder, N., Neiras, J., Pasteur, J. Renaud, J. and Rolland, J.: Nouv. d'Opt. Appl., **3** (1972) 3.
- 14) 佐藤辰己, 藤原裕文, 村田和美: レーザー研究, **8** (1980) 415.