

反復的直線位相変調レーザー光による二光波混合の特性

真鍋 武士*・佐々木修己**・鈴木 孝昌**

*新潟大学大学院自然科学研究科 〒950-2181 新潟市五十嵐2の町 8050

**新潟大学工学部 〒950-2181 新潟市五十嵐2の町 8050

Characteristics of Two-Wave Mixing with Linear and Repeated Phase-Modulated Laser Light

Takeshi MANABE*, Osami SASAKI** and Takamasa SUZUKI**

*Graduate School of Science and Technology, Niigata University, 8050, Ikarashi 2, Niigata 950-2181

**Faculty of Engineering, Niigata University, 8050, Ikarashi 2, Niigata 950-2181

This paper describes analyses and experiments about gains of two-wave mixing using linear phase-modulated light whose phase changes repeatedly with a period in time. First, when a pump beam is linearly phase-modulated, time-varying intensity of the interference pattern in a photorefractive (PR) crystal contains zero frequency component which produces an index grating. The gain characteristics of the two-wave mixing depending on the amplitude of the zero frequency component are made clear. Next, the phase-modulation of a pump beam and a linear wavelength-scanning of a laser diode are used simultaneously to obtain tomographic images. Characteristics of the tomographic images are explained in detail through the gain characteristics. Finally, when the width of the wavelength-scanning is large, the amplitude of zero frequency component of the interference pattern differs within the PR crystal. It is shown that in this case the index grating is formed in a restricted region of the PR crystal.

Key words: two-wave mixing, linear phase-modulated light, photorefractive crystal

1. はじめに

二光波混合では、物体光とポンプ光との干渉により、フォトリアクティブ (PR) 結晶内に屈折率格子が形成される。そして、強度の強いポンプ光が物体光に変換され、微弱な物体光が光増幅される¹⁾。また、逆にポンプ光のほうで微弱で、ポンプ光が光増幅される場合もある²⁾。この二光波混合の光増幅特性を、画像情報をもつ物体光のフーリエ変換場に対して利用することによって、画像の空間周波数フィルタリング³⁾や相関処理²⁾が実時間でできる。これらの画像処理においては、屈折率格子をフーリエ変換場の空間周波数において活用しているとみなせる。一方、屈折率格子をフーリエ変換の時間周波数において活用すると、ある目的に適合する画像を生成することができる。その例として、振動振幅パターン画像がある^{4,5)}。この場合、物体光は振動物体で正弦波位相変調され、物体光とポンプ光による

PR 結晶内の干渉縞強度分布は時間的に変化する。干渉縞強度分布から屈折率格子が形成されるためには有限の時間を必要とするため、干渉縞強度の時間フーリエ変換のゼロ周波数成分から最も振幅の大きな屈折率格子が形成される。この特性によって、二光波混合のゲインは振動振幅と対応し、振動振幅パターンを計測できる画像が得られる。振動振幅パターン計測に関連して、物体光あるいはポンプ光が正弦波位相変調されている場合についてはすでにいくつかの報告がある⁴⁻⁷⁾。

本論文では、ポンプ光を直線位相変調し、かつ半導体レーザーの発振波長を直線的に走査することによって位置選択的な画像すなわち断層画像^{8,9)}が生成されることに関連し、直線位相変調されたレーザー光による二光波混合について検討する。直線位相変調の場合、正弦波位相変調のように時間連続的な位相変調ではなく、時間反復的な位相変調

**E-mail: osami@eng.niigata-u.ac.jp

調となる。時間的に変化する干渉縞強度分布から屈折率格子が形成される過程を考慮し、二光波混合のゲインの式¹⁾を用いてゲインの数値解析を行い、実験結果と比較する。2, 3章では、ポンプ光のみが位相変調されている基本的な場合について考える。干渉縞強度の時間周波数成分はゼロ周波数成分と反復周波数の高調波成分を含むことを示した後、位相変調の反復周期がPR結晶の減衰時定数よりも非常に小さい場合について、干渉縞強度のゼロ周波数成分の大きさに強く依存する二光波混合のゲイン特性を明らかにする。4, 5章では、ポンプ光の位相変調と半導体レーザーの波長走査を用いることによって生じる位置選択的な画像生成の特性について、2, 3章で明らかにされる二光波混合のゲイン特性から詳細に説明する。6章では、半導体レーザーの波長走査幅が大きくなった場合、PR結晶内の位置によって干渉縞強度のゼロ周波数成分の大きさが異なり、PR結晶内のある領域だけに屈折率格子が形成されることを述べる。

2. 反復的位相変調による二光波混合のゲイン

物体光あるいはポンプ光を周期 T_R で反復的に直線位相変調する。この位相変調によって、2光波の光路差が L であるPR結晶内の1点に生じる干渉縞強度の時間変化 I_R は、 $t \leq |T_R/2|$ の期間において、次式で表現される。

$$I_R = \cos(2\pi f_0 t + \phi) \quad (1)$$

ただし、光波長を λ_0 とし、

$$\phi = 2\pi L/\lambda_0 \quad (2)$$

である。位相 ϕ はPR結晶内の位置によって変化する光路差 L による干渉縞強度分布の空間的な位相分布を示し、周波数 f_0 は位相変調による干渉縞強度分布の時間的な変化を示す。 I_R が周期 T_R で繰り返される位相変調を無限の時間にわたって考慮すると、干渉縞強度分布は次式で与えられる。

$$I = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} I_c \quad (3)$$

ただし、

$$I_c = \{I_R \text{rect}(t/T_R)\} * \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(t - mT_R) \quad (4)$$

$$\text{rect}(t/T_R) = \begin{cases} 1 & (|t| < T_R/2) \\ 0 & (|t| > T_R/2) \end{cases} \quad (5)$$

物体光とポンプ光の光強度はそれぞれ I_1 および I_2 であり、 $*$ はコンボリューション演算記号、 δ はデルタ関数である。式(4)の I_c をフーリエ変換し、周波数成分を求めた後、逆フーリエ変換をすると次式が得られる。

$$I_c = C_0 \cos \phi + \sum_{m=1}^{\infty} [C_{1m} \cos\{(2\pi m t/T_R) + \phi\}$$

$$+ C_{2m} \cos\{(2\pi m t/T_R) - \phi\}] \quad (6)$$

ただし、

$$C_0 = \text{sinc}(T_R f_0)$$

$$C_{1m} = \text{sinc}(T_R f_0 - m) \quad (7)$$

$$C_{2m} = \text{sinc}(T_R f_0 + m)$$

であり、 m は正の整数、 $\text{sinc}(x) = \sin(\pi x)/\pi x$ である。式(6)および(7)より、式(3)の干渉縞強度分布の時間変化はゼロ周波数成分と周波数 $1/T_R$ の高周波成分からなっていることがわかる。周波数 f_0 の成分は含まれていないことに注意すべきである。干渉縞強度分布から、PR結晶内に屈折率格子が形成されるためには有限の時間を必要とする。この時間はPR結晶の減衰時定数 τ で表現される。以下では、繰り返し周期 T_R が τ より十分小さい場合についてのみ考える。この場合、ゼロ周波数成分、すなわち静止した干渉縞強度分布だけから、屈折率分布が形成される。この屈折率分布の屈折率変調度は $|C_0|$ に比例するので、結合係数 γ は次式で与えられる。

$$\gamma = \gamma_0 |C_0| = \gamma_0 |\text{sinc}(T_R f_0)| \quad (8)$$

ただし、 γ_0 は位相変調がないときの結合係数である。式(8)の結合係数をよく知られている二光波混合のゲイン式に用いることによって、ゲインは次式で求められる。

$$g = [(1+\beta)/(1+\beta \exp(-\gamma S))] \exp(-\alpha S) \quad (9)$$

ただし、 $\beta = I_2/I_1$ 、 α はPR結晶の光吸収係数、 S は二光波混合の相互作用長である。

3. ポンプ光の位相変調

二光波混合の光学系をFig. 1に示す。光源に中心波長 $\lambda_0 = 650$ nmの半導体レーザー(LD)を用いる。LDからの平行光をビームスプリッター(BS)によって物体光とポンプ光に分ける。物体光はミラー M_0 で反射され、ポンプ光

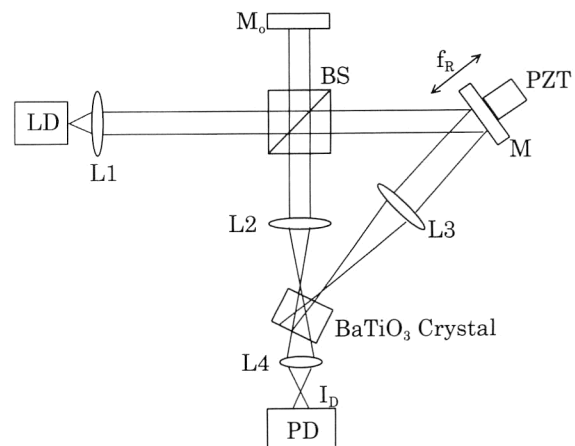


Fig. 1 Setup for two-wave mixing with phase-modulated light. LD: laser diode, PZT: piezo electric transducer, PD: photodiode.

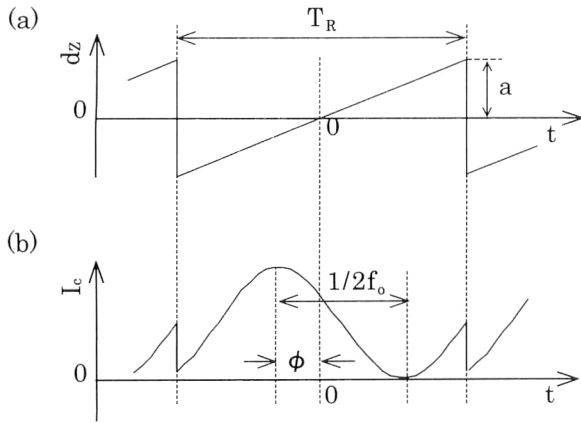


Fig. 2 Vibration of PZT (a), and time-varying component of the interferogram (b).

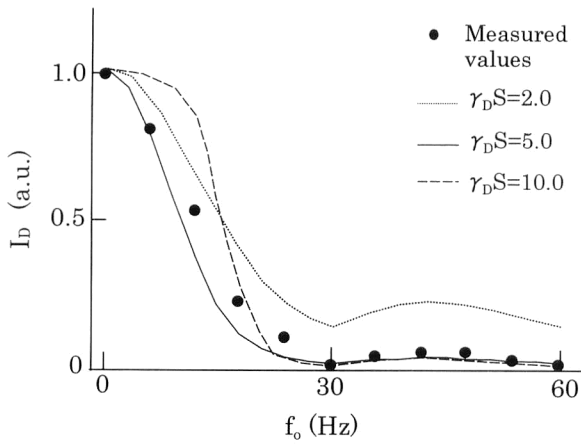


Fig. 3 Measured values and numerical results of intensity I_b .

は圧電素子 (PZT) が取り付けられているミラー M で反射される。この物体光とポンプ光をレンズ L2 と L3 で集光し、PR 結晶 BaTiO₃ に入射する。物体光とポンプ光による二光波混合の回折光をレンズ L4 によって集光し、回折光強度 I_b をフォトダイオード (PD) で検出する。PR 結晶の大きさは $5 \times 6 \times 5$ mm である。物体光は入射角 30° で PR 結晶に入射し、物体光とポンプ光は 1.5 mm のビーム幅をもち、交差角 $\theta = 12^\circ$ で交差する。結晶内で物体光とポンプ光が交差する領域における対角線の長さ S は $S \cong 5$ mm で、 S を二光波混合の相互作用長とする。物体光とポンプ光の強度比 $\beta = I_2/I_1 \cong 450$ であり、二光波混合によるポンプ光 I_2 の回折光強度は物体光の強度 I_1 に比べ非常に強いので、PD で検出される光強度 I_b はポンプ光 I_2 の回折光強度とみなされる。よって、光強度 I_b は二光波混合のゲイン g に比例する。Fig. 2 (a) に示すように、PZT は周波数 $f_R = 1/T_R = 30$ Hz, 振幅 a で鋸波状に振動している。 $t=0$ で PZT の変位 dz はゼロである。ミラー M の変位によって、物体光とポンプ光の光路差は周期 T_R の間に $4a$ だけ直線

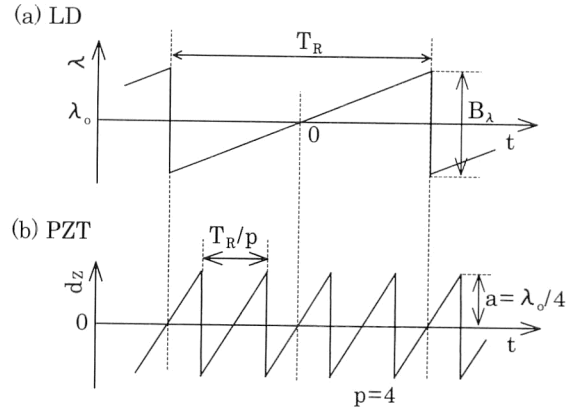


Fig. 4 Wavelength of the LD (a), and vibration amplitude to the PZT in $p=4$ (b).

的に変化する。この光路差の変化により、PR 結晶内の物体光とポンプ光による干渉縞強度分布は式 (3) で与えられ、

$$f_0 = 4a/\lambda_0 T_R \quad (10)$$

となる。このときの、干渉縞強度の時間変化 I_c を Fig. 2 (b) に示す。PR 結晶の減衰定数 τ は BaTiO₃ 結晶では 1 s 程度であるので、 $T_R = 0.03$ s は τ より十分小さい場合であり、二光波混合のゲイン g は式 (9) より求まる。

PZT の振動周波数 f_R は固定し、PZT の振動振幅 a を変化させることにより、周波数 f_0 を 0~60 Hz まで 6 Hz 間隔で変化させ、光強度 I_b を測定した。測定結果を Fig. 3 に黒丸で示す。一方、ゲイン g を式 (9) から $\gamma_D S = 2.0, 5.0, 10.0$ において計算した。ただし、 $\alpha = 0.1$ とした。 $f_0 = 0$ における g の値は $\gamma_D S = 2.0, 5.0, 10.0$ に対して、それぞれ 7, 101, 400 であった。これらの値を 1 に正規化し、 I_b の値として Fig. 3 に実線および破線で示す。ゲイン g は f_0 が増加すると減少し、 $f_0 = f_R$ で $g = \exp(-\alpha S)$ の最小値となる。 f_0 が f_R より大きくなると g は再びわずかに増加し、 $f_0 = 2f_R$ で $g = \exp(-\alpha S)$ となる。実験値の I_b は $\gamma_D S = 5.0$ のときの g とほぼ一致している。また、 $f_0 = 0$ のときに実験で得られたゲインは約 60 倍であり、 $\gamma_D S = 5.0$ における計算値 $g = 101$ に近い値となっている。今後の数値計算では $\gamma_D S = 5.0$ を用いる。以上の結果から、 $T_R \ll \tau$ の場合、ゲイン g は周期 T_R 内に含まれる周波数 f_0 の正弦波信号による直流成分の大きさ $|C_0|$ に大きく依存し、式 (8), (9) が正しいことが確認できた。本章では $f_0 \geq 0$ であったが、次章では、LD の発振波長を走査することによる位相変調をさらに付け加え、 $f_0 \leq 0$ も生じる場合について考える。

4. ポンプ光の位相変調と LD の波長走査

Fig. 4 (a) に示すように、LD の発振波長を直線状に走査する。LD の波長は、固定された周期 T_R で $\lambda = \lambda_0 - B_\lambda/t$

2 から $\lambda = \lambda_0 + B_\lambda/2$ まで直線的に増加する。物体光とポンプ光との光路差が L のとき、LD の波長走査によって生じる干渉縞の位相は T_R の周期内で、

$$\Phi(t) = (2\pi B_\lambda / \lambda_0^2 T_R) L t - 2\pi L / \lambda_0 \quad (11)$$

と表現される。さらに、3章と同様な方法でポンプ光を位相変調する。PZT の振幅周期は T_R/p であり、 p は $p \geq 2$ の正の整数である。周期 T_R 内での波長変化は λ_0 に比べて十分小さいので、波長 λ_0 は一定とみなし、Fig. 4 (b) に示すように、PZT の振動振幅を $a = \lambda_0/4$ とする。PZT の振動振幅により光路差が時間的に変化し、 T_R/p 周期内で光路差を

$$L_t = L + \lambda_0 (p/T_R) t \quad (12)$$

と表現する。ポンプ光の位相を T_R/p の周期で 2π だけ変化させると、ポンプ光の位相変調は時間連続的な変調とみなせ、 T_R の周期で $2\pi p$ だけ位相が変化する。式(11) の L を式(12) の L_t に置き換えると、LD の波長走査とポンプ光の位相変調によって生じる干渉縞の位相 $\Phi(t)$ が得られる。このとき現れる t^2 の項は他の t の項に比べて十分小さいので無視すると、

$$\Phi(t) = (2\pi B_\lambda / \lambda_0^2 T_R) L t - (2\pi p / T_R) t - 2\pi L / \lambda_0 \quad (13)$$

となる。よって、干渉縞強度分布は式(3)と同様の形となり、繰り返し周期 T_R 内で生じる式(1)の正弦波状の時間変化 I_R の周波数 f_0 は、

$$f_0 = \{(B_\lambda L / \lambda_0^2) - p\} / T_R \quad (14)$$

で与えられる。この f_0 を式(8)に用いれば、二光波混合のゲイン g は式(9)より求まる。

f_0 の値は光路差 L だけでなく、波長走査幅 B_λ によっても変化するので、ゲイン g の大きさは L と B_λ のいずれかにより変化させることができる。 $f_0 = 0$ となる光路差 L は、

$$L = p\lambda_0^2 / B_\lambda \quad (15)$$

であり、干渉縞強度分布のすべてが静止し、ゲイン g は最大値となる。式(15)以外の L に対しては、 f_0 はゼロでない値となるため、時間的に変化する干渉縞強度分布の中に静止する成分が一部含まれることとなり、ゲイン g は小さくなる。物体が複数の反射面である場合、それぞれの反射面は異なる光路差 L に対応している。このとき、波長走査幅 B_λ を変化させ、ある1つの光路差に対して $f_0 = 0$ とすれば、その反射光に対して最も強い二光波混合が起こる。そして、ポンプ光の回折光から、その反射面の像、すなわち断層画像が得られる。断層画像を結像するために、Fig. 1 においてはレンズ L2 で物体の像を PR 結晶中に作り、PR 結晶中の像をレンズ L4 で結像する。

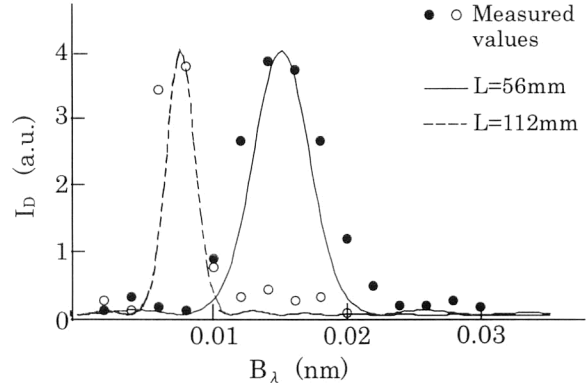


Fig. 5 Measured and numerical results of intensity I_D . Case of $p=2$.

断層画像検出への応用を考慮し、PZT の振動周期を T_R/p とする p について述べる。LD の波長走査幅 B_λ を変化させて、二光波混合の回折光強度を測定するときに、 B_λ の変化幅を ΔB とする。 B_λ が小さくなるに従い、 $f_0 = 0$ となる光路差 $L = p\lambda_0^2 / B_\lambda$ は大きくなり、式(14) からわかるように、 ΔB より小さな B_λ の変化で f_0 の値が $\pm f_R$ となることがある。このような場合、 $f_0 = 0$ とする光路差の測定が困難となるため、光路差 L はある程度小さな値とする必要がある。このことから、実験では $p=2$ 、あるいは $p=4$ を用いた。

5. 波長走査幅 B_λ が小さい場合

LD への注入電流を変化させることにより発振波長を走査する場合、波長走査幅 B_λ は通常 0.05 nm 以下である。 $B_\lambda = 0.05$ nm、 $p=2$ 、 $\lambda_0 = 650$ nm のとき、 $f_0 = 0$ となる光路差は $L = 16.9$ mm である。PR 結晶内の二光波交差領域内の位置によって光路差 L は最大 0.6 mm 程度変化する。この場合、0.6 mm の L の変化で $f_0 = 0$ から $f_0 = 2$ Hz 程度になるだけなので、二光波交差領域内で f_0 は一様とみなすことができる。よって、二光波混合のゲイン g は式(9)より求まる。

Fig. 1 の光学系において、4章で述べた位相変調を行った。LD の発振波長を注入電流によって走査し、 $f_R = 1/T_R = 30$ Hz とした。物体であるミラー M_0 をある位置に置き、光路差 L を一定にし、 B_λ を 0.002 nm 間隔で変化させ、 I_D を測定した。最初に、 $p=2$ とした。ミラー M_0 をある位置に置いたときの実験結果を Fig. 5 に黒丸で示す。 $B_\lambda = 0.015$ nm で I_D が最大となり、式(15)より $L = 56$ mm が求まる。 $L = 56$ mm に対し、 $f_0 = -f_R$ となる B_λ は式(14)より $B_\lambda = 0.0075$ nm である。ここで I_D が最大値となる、すなわち $f_0 = 0$ となる B_λ を B_0 とおく。 $B_0 = 0.0075$ nm を与える光路差は式(14)より、 $L = 112$ mm である。そこで、 $L = 112$

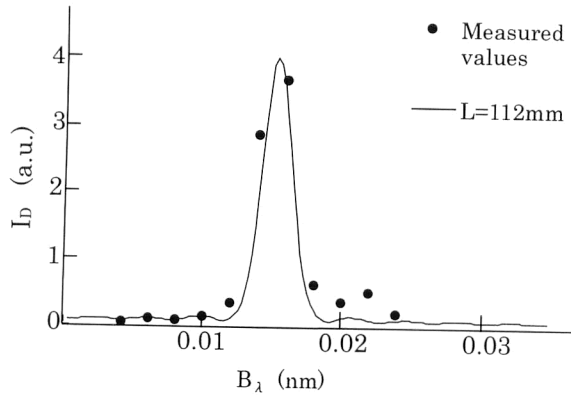


Fig.6 Measured and numerical results of intensity I_b . Case of $p=4$.

mm の位置にミラー M_0 を移動させ、同様に I_b を測定した。実験結果を Fig. 5 に白丸で示す。実験結果では $B_\lambda = 0.008$ nm 付近で I_b が最大値となっており、式(14) による計算結果とよく一致した。また、式(9) よりゲイン g を計算した結果を Fig. 5 に実線と破線で示す。実験結果と数値計算結果はほぼ一致している。 B_λ が大きくなるに従い実験値と数値計算値の差が大きくなっている。これは、 B_λ が大きくなると、LD の光強度が変化すること、あるいは LD の発振波長の不安定性が生じることによるものと思われる。次に、 $p=2$ の場合と比較するために、ミラー M_0 の位置を $L=112$ mm にし、 $p=4$ とした。 B_λ に対する I_b の測定結果を Fig. 6 に黒丸で示し、ゲイン g の計算結果を Fig. 6 に実線で示す。 $B_\lambda = 0.015$ nm 付近で I_b が最大となった。 $p=2$ の場合に比べ、同じ $L=112$ mm に対し B_0 が 2 倍になっている。 $B_\lambda = 0.01$ nm 付近で I_b が最小となった。 $B_0 = 0.01$ nm を与える L は $L=169$ mm であり、ミラー M_0 の位置との差 ΔL は $\Delta L=57$ mm となる。 $p=2$ の場合、 $L=112$ mm の I_b の実験結果に対し、 $B_0 = 0.004$ nm を与える光路差は $L=211$ mm であり、 $\Delta L=99$ mm となる。この結果から、ミラー M_0 の像とみなせる I_b の分布の広がりには $p=4$ のほうが 2 分の 1 程度小さいことがわかる。

6. 波長走査幅 B_λ が大きい場合

6.1 回折格子の形成位置

外部共振器型波長走査半導体レーザー (TLD) では波長走査幅 B_λ を 1 nm 以上にすることができる。 $B_\lambda = 1.5$ nm, $p=4$, $\lambda_0 = 650$ nm のとき、 $f_0 = 0$ から $f_0 = -f_R$ と変化させるのに必要な光路差 L の変化は 0.28 mm となる。よって、PR 結晶内の 2 光波の交差領域内で f_0 は $f_0 = 0$ から $f_0 \geq |f_R|$ まで変化する。そのため式(8) の γ は PR 結晶内の位置によって大きく異なる。

Fig. 7 に示すように、物体光とポンプ光を平行光とみな

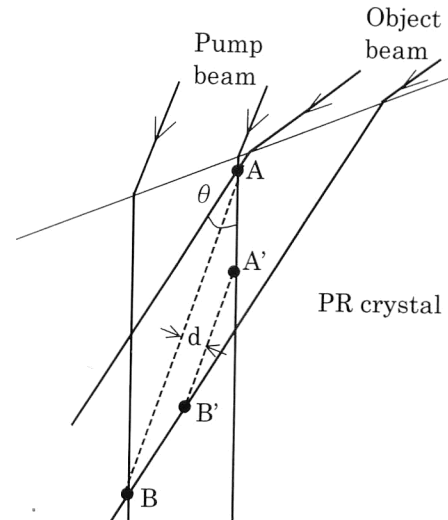


Fig.7 Formation of interference fringe pattern in PR crystal.

す。物体は 1 つの反射面だけを有しているとする、物体光とポンプ光の交差領域において点線で示した直線に沿って光路差 L は一定であり、この直線に平行な干渉縞強度分布が生じる。屈折率格子の長さを表す相互作用長 S を点線で示した直線の長さとする、直線 AB 上で S は最大となる。直線 AB 上で $f_0 = 0$ のとき、 γS は最大となり、直線 AB 上での二光波混合のゲイン g は、直線 AB 以外の直線上で $f_0 = 0$ となる場合の g に対して、最大値 g_0 をとる。このとき、直線 AB 上での光路差 L を L_0 とすると、 $B_0 = p\lambda_0^2/L_0$ となる。Fig. 7 に示すように、線分 AB から d だけ離れた位置にある直線 A'B' 上での光路差を L_d とすると、直線 A'B' 上では $f_0 \neq 0$ となり、 γS は減少する。よって、直線 A'B' 上でのゲイン g_d は g_0 より小さな値となる。このように、PR 結晶内の位置によりゲイン g は変化する。

次に、 $B_\lambda \neq B_0$ で直線 A'B' 上で $f_0 = 0$ となった場合について考える。 $\lambda_0 = 650$ nm, PR 結晶 BaTiO₃ の屈折率 $n = 2.4$, $\beta = 300$, 物体光とポンプ光のビーム幅は 1.3 mm, $\theta = 12^\circ$, $p=4$, $L_0 = 0.94$ mm とする。このとき、 $B_\lambda = 1.5$ nm で $d = 0.37$ mm 上で $f_0 = 0$ となる。この場合について、PR 結晶内における f_0 , γ , S および g を数値計算した。数値計算結果を Fig. 8 に示す。横軸 d は Fig. 7 の直線 A'B' に対して正である。 $f_0 = 0$ となる直線 A'B' 上すなわち $d = 0.37$ mm の位置で γ は最大となる。 $d = -0.19$ mm で $f_0 = -f_R = -40$ Hz となり、 $\gamma = 0$ である。 g は γ , および S の値に大きく依存するので、 g が最大となる位置は $d = 0.17$ mm となり、 γ が最大である位置より $d = 0$ の方向に移動し、最大ゲインは $g = 12$ である。 $d = 0.17$ mm の位置で屈折率格子が最も強く形成されるため、ポンプ光からの回折

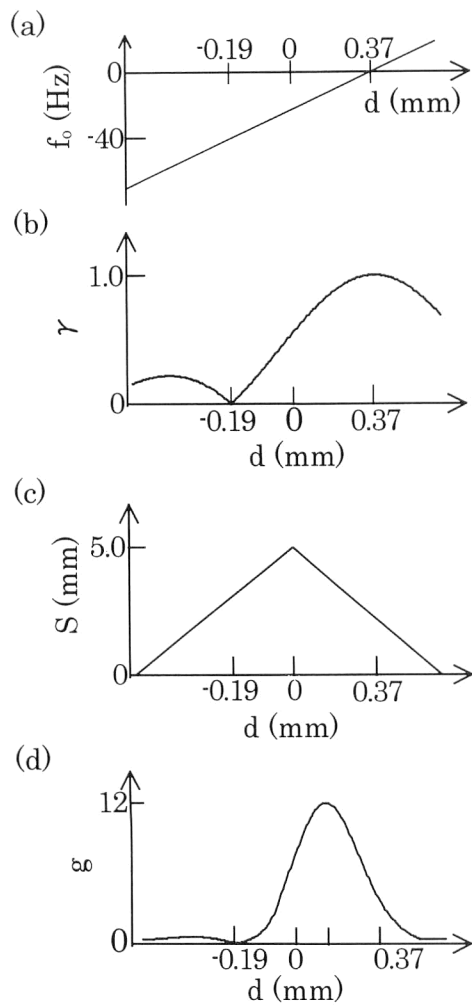


Fig. 8 Numerical results on distribution of (a) f_0 , (b) γ , (c) S , and (d) g in PR crystal.

光の位置もそれに伴って変化する。

6.2 回折光の位置変化

Fig. 1 の光学系において、4 章で述べた位相変調を行った。光源は TLD を用いた。実験条件は 6 章 1 節で述べた数値計算条件と同じであった。PR 結晶の出射面上の回折光をレンズ L4 で結像し、回折光強度分布を CCD カメラで検出した。検出した回折光強度分布を Fig. 9 に示す。左側の図に、物体光とポンプ光の交差領域内において屈折率格子が形成される位置を灰色で示した。Fig. 9 (a) はポンプ光の位相変調および TLD の波長走査がない場合である。このとき 2 光線の交差領域全体に回折格子が形成されており、最も幅の広い回折光強度分布が得られた。二光波混合のゲインは約 45 倍であった。次に、 B_λ を変化させたときの回折光強度分布を Fig. 9 (b)~(d) に示す。Fig. 9 (c) は $B_0 = 1.8 \text{ nm}$ の場合で、交差領域の中心 $d = 0$ で $f_0 = 0$ となり、線分 AB を中心にして屈折率格子が形成される。(a) の場合に比べ回折光強度分布の位置は同じであり、ゲインは

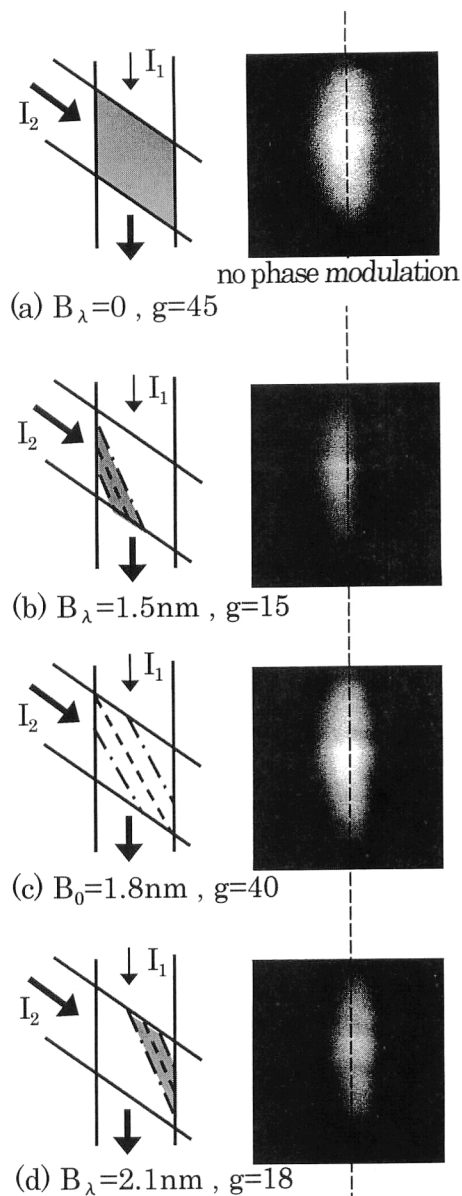


Fig. 9 Detected intensity distribution of the diffracted light.

約 40 倍であった。数値解析結果による $d = 0$ での最大ゲインは $g = 70$ である。Fig. 9 (b) は 6 章 1 節で数値解析した $B_\lambda = 1.5 \text{ nm}$ の場合である。回折光強度分布の横幅は約 1.0 mm であり、回折光強度分布は左側に 0.20 mm 移動した。ゲインは約 15 倍であった。Fig. 9 (d) は $B_\lambda = 2.1 \text{ nm}$ の場合であり、位置は右側に 0.22 mm 移動し、ゲインは約 18 倍であった。 $B_\lambda = 2.1 \text{ nm}$ に対する数値計算結果では、 $d = -0.17 \text{ mm}$ の位置で最大ゲイン $g = 18$ である。 B_λ による回折光強度分布の位置移動は、数値解析より得られた屈折率格子の形成位置とほぼ対応している。二光波混合のゲインについては、数値解析結果より得られる PR 結晶内のゲイン分布の和として求める必要があると思われる。

7. ま と め

最初に、ポンプ光だけを直線位相変調する基本的な場合について、位相変調の反復周期がPR結晶の減衰時定数よりも十分に小さい場合における二光波混合のゲインの式を導いた。その結果、時間的に変化する干渉縞強度に含まれるゼロ周波数成分の大きさに依存する二光波混合のゲイン特性を明らかにした。すなわち、干渉縞強度変化の周波数 f_0 がゼロから増加するにつれてゲインは減少し、 f_0 が位相変調の反復周波数に等しくなるとゲインは最小となることを実験においても明らかにした。次に、上述のポンプ光の直線位相変調と半導体レーザーの波長走査を同時に用いた場合のゲイン特性を解析した。物体光とポンプ光の光路差 L に対して、波長走査幅を変化させると周波数 f_0 が変化することから、ゲインすなわち回折光強度が変化し、回折光強度が最大となる波長走査幅は光路差 L と対応することを明らかにした。最後に、波長走査幅が大きくなると、周波数 f_0 はPR結晶内の位置によって異なり、PR結晶内のある領域だけに屈折率格子が形成されることを示した。PR結晶内でのゲイン分布を数値解析し、回折光の発生位置がゲイン分布に応じて変化することを実験で確認した。

今後は、本論文の結果を二光波混合による断層画像生成の特性解析に適用し、断層画像の奥行き方向分解能の向上に役立てる予定である。

文 献

- 1) P. Yeh (富田康生, 北山研一訳): フォトリフラクティブ非線形光学 (丸善出版, 1995) pp. 131-133.
- 2) H. -K. Liu: "Self-amplified optical pattern-recognition technique," *Appl. Opt.*, **31** (1992) 2568-2575.
- 3) J. Joseph, K. Kamra, K. Singh and P. K. C. Pillai: "Real-time image processing using selective erasure in photorefractive two-wave mixing," *Appl. Opt.*, **31** (1992) 4769-4772.
- 4) C. Xie, M. Itoh, K. Kuroda and I. Ogura: "Vibration analysis using photorefractive two-wave mixing," *Opt. Commun.*, **82** (1991) 544-548.
- 5) T. C. Hale, K. L. Telschow and V. A. Deason: "Photorefractive optical lock-in vibration spectral measurement," *Appl. Opt.*, **36** (1997) 8248-8258.
- 6) C. T. Field and F. M. Davidson: "Photorefractive two-wave mixing in the presence of high-speed optical phase modulation," *Appl. Opt.*, **32** (1993) 5285-5298.
- 7) I. Oda, Y. Otani, L. Liu and T. Yoshizawa: "Polarization effect for vibration detection using photorefractive two-wave mixing in KNSBN : Cu crystals," *Opt. Commun.*, **148** (1998) 95-100.
- 8) O. Sasaki, J. Yamagishi, T. Manabe and T. Suzuki: "Tomographic imaging by two-wave mixing with a wavelength-scanning laser diode," *Opt. Lett.*, **25** (2000) 1174-1176.
- 9) 真鍋武士, 佐々木修己, 鈴木孝昌: "波長走査レーザーを用いた2光波混合による断層画像検出の特性", *Optics Japan 2000 講演予稿集* (2000) pp. 27-28.