

学術論文

集光ビーム繰り返し照射下における第二高調波発生の
温度分布解析とその高変換効率化の検討

野村 和史* 大村 悦二* 平田 好則*

Temperature Distribution Analysis of Second Harmonic Generation with Repetitive Irradiation of a Focused Beam
and Examination of Improvement of Higher Conversion Efficiency

Kazufumi NOMURA, Etsuji OHMURA and Yoshinori HIRATA

*大阪大学大学院 (〒565-0871 吹田市山田丘 2-1)
nomura@mapse.eng.osaka-u.ac.jp

(原稿受付 2006年9月22日)

It is well known that frequency conversion using a nonlinear optical crystal is sensitive to the temperature change of the crystal due to laser absorption. Temperature changes of crystal cause undesirable conversion such as decline or fluctuation of the conversion efficiency and distortion of the beam profile and the pulse shape. The frequency conversion normally requires thermal control; however, it is inevitable that temperature gradients will develop inside the crystal even under rigorous control. Therefore such a thermal problem is essential for frequency conversion. Unfortunately, experimental measurement of the internal temperature is very difficult especially in frequency conversions with a focused beam. We developed a theoretical model to analyze the second harmonic generation (SHG) with repetitive irradiation of a focused beam. This model considers the laser absorption by the crystal and its resulting temperature change due to heat conduction. It is shown that the optimum beam divergence angle, which provides the highest conversion efficiency, changes with irradiation time and the temperature distribution. Proper control based on the analysis results shows large improvement of the efficiency.

Key words: second harmonic generation, thermal phase mismatching, temperature distribution, repetitive irradiation, focused beam

1. 緒 言

非線形光学結晶を用いた波長変換では、最も効率よく変換するために位相整合が必要不可欠である¹⁾。位相整合は結晶の温度に依存する。そのため、レーザ吸収により結晶に温度変化があると温度位相不整合状態となり、変換効率の低下や変動、ビームプロファイルやパルス波形の乱れなどが生じる²⁻⁷⁾。よって、波長変換には温度制御が必要であるが、どれだけ厳密な制御下であっても結晶の内部には温度勾配が必ず生じる。また一般に、入力光の強度が高いほど変換効率が高くなるという波長変換の特性があるため、入力光として集光ビームが用いられることが多い。しかし集光すると集光点付近で大きな温度勾配が生じるため、集光の程度によっては逆に低効率となることが考えられる。よって、より高効率で安定な波長変換を達成するためには結晶内部の温度状態を知ることが重要であるといえる。しかしながら、内部温度の実験的な測定となると、特に集光ビームを用いた際などは不可能に近い。したがって、波長変換においてはこのような熱問題が不可避であるといえる。この熱問題に対し、従来の理論的な研究の多くは、レーザ吸収の効果を無視しているものがほとんどである^{1-3,8,9)}。もちろんレーザ吸収の結果生ずる温度分布を考慮しているものも見られるが、それらは長さ方向の温度分布を考えていないなどの簡易モデルにとどまる^{2,10,11)}。さらにそれらは、

低繰り返し^{2,10,12)}、CW⁷⁾を想定した定常問題として波長変換を扱うにすぎない。しかし波長変換は、高繰り返し照射下で用いられることが多く^{4,5,10,13)}、実際には非定常問題であるといえる。つまり、レーザ吸収によって生じる内部の温度分布を明らかにし、またその熱問題を繰り返し照射中の熱の蓄積と拡散による非定常問題として扱った研究が見られないのが現状である。

そこで本研究では、繰り返し照射下での第二高調波発生 (SHG) を、レーザ吸収による温度分布変化を考慮して理論的に解析した。まず、レーザ吸収を含む SHG の支配方程式と結晶の温度変化を扱う熱伝導方程式からなる解析モデルを構築した。著者らはこれまでに、出力高調波のビーム品質の乱れなどを論じてきたが¹⁴⁾、これらは平行光入力下であった。本稿では集光ビームを想定し、ビーム広がり角と繰り返し照射による結晶の温度分布変化が変換効率に与える影響を調べた。またこれらの解析結果から、計算した内部の温度分布を利用した高効率化について、理論的に検討した。入射基本波には Nd:YAG レーザを、非線形光学結晶には KTiOPO₄ (KTP) 結晶を想定した。

2. 解析方法

2.1 レーザ吸収を考慮した集光 SHG

Fig. 1 に示すように非線形光学結晶に二種類の軸対称座標系、およびその差分モデルを適応する。一方は集光ビー

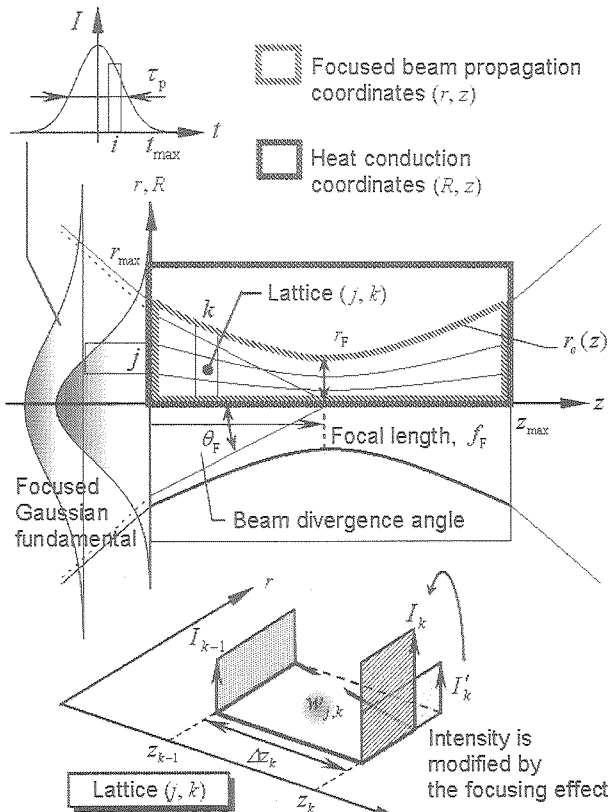

 Subscripts of intensity, ω or 2ω , i and j are omitted.

Fig. 1 Schematic of Analysis model

伝播用差分モデル (r, z), もう一方は熱伝導用差分モデル (R, Z) である。スポット半径 r_F , 入射面から焦点面までの距離 f_F , レーリー長 z_R としたとき, 集光座標系は双曲線関数で表した $1/e^2$ 半径の結晶長方向の変化 $r_c(z)$ で与えられる。

$$(z - f_F)^2 / z_R^2 - r_c^2(z) / r_F^2 = -1 \quad (1)$$

ここに, ビーム品質を表す M^2 , ビーム広がり角 θ_F , 波数 k を用いると, r_F と z_R は,

$$r_F = 2M^2 / k \tan \theta_F, \quad z_R = 2M^2 / k \tan^2 \theta_F \quad (2a), (2b)$$

である¹⁵⁾。入力基本波の強度は, その時間的, 空間的分布がガウス分布であるとする

$$I(t, r) = \frac{4E_p}{\pi r_c(0)^2 \tau_p} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp \left[-4 \ln 2 \cdot \left(\frac{t}{\tau_p} \right)^2 - 2 \left(\frac{r}{r_c(0)} \right)^2 \right] \quad (3)$$

と表すことができる。ここで E_p はパルスエネルギー, τ_p はパルス幅 (FWHM) である。

集光差分モデルの分割が十分に細かければ, 次に示す, レーザ吸収を考慮した SHG の一次元支配方程式¹⁶⁾を各格子に適用できる。

$$\begin{cases} \frac{dA_\omega(z)}{dz} = -i\eta_\omega \omega d_{\text{eff}} A_\omega^*(z) A_{2\omega}(z) \exp[-\alpha_{2\omega} z] \exp[-i\Delta k z] \\ \frac{dA_{2\omega}(z)}{dz} = -i\eta_{2\omega} \omega d_{\text{eff}} A_\omega^2(z) \exp[(\alpha_{2\omega} - 2\alpha_\omega) z] \exp[i\Delta k z] \end{cases} \quad (4)$$

ここで, i は虚数単位, ω は基本波の角周波数, d_{eff} は非線形光学定数, A は複素振幅, η は媒質のインピーダンス, 2α は吸収係数である。複素振幅 A と強度 I の関係は $I = |A|^2 / 2\eta$ で表される。 Δk は位相整合の度合いを示し, c_0 を光速, n を屈折率としたとき, $\Delta k = 2\omega(n_{2\omega} - n_\omega) / c_0$ なる関係がある。各格子 (j, k) に対して式(4)を数値計算で解くが, このとき, z_{k-1} におけるパルス時間 t_i の離散化強度 $I_{\omega, j, k-1}$, $I_{2\omega, j, k-1}$ を初期値に用いる。結果として, 平面波として扱った場合の z_k における強度 $I'_{\omega, j, k}$, $I'_{2\omega, j, k}$ が求まる。この強度に集光効果による補正を加え, z_k における真の強度 $I_{\omega, j, k}$, $I_{2\omega, j, k}$ を求める。この強度を次の格子 ($j, k+1$) の初期値として使い, 再び式(4)を解く。最初の格子 ($j, 1$) に対しては, 式(3)から計算される離散化強度を初期値に用いよ。

集光差分モデルにおける内部発熱 $w_{j, k}$ は, 合計強度の減衰で与えられる。ここでは, 熱拡散時間に比べパルス幅が十分に短いと, 単一パルス照射中は温度が変わらないと仮定した。

$$w_{j, k} = \frac{1}{2t_{\text{max}}} \sum_{i=-t_{\text{max}}}^{t_{\text{max}}} \frac{[I'_{\omega, j, k-1} + I'_{2\omega, j, k-1} - (I_{\omega, j, k-1} + I_{2\omega, j, k-1})] \Delta t_i}{\Delta z_k} \quad (5)$$

ここで Δz_k は格子 (j, k) の伝播方向長さ, t_{max} はパルス中心をゼロとしたときの 1 パルスを定義する最大時間, Δt_i はパルスの時間刻み幅を表す。

上記の手順を結晶長さ方向 z に沿って繰り返すと, 各強度 $I_\omega(t, r, z)$, $I_{2\omega}(t, r, z)$ と内部発熱 $w(r, z)$ が求まる。変換効率は, 入力基本波エネルギー $E_\omega(0)$ ($= E_p$) の長さ z における第二高調波エネルギー $E_{2\omega}(z)$ の割合で計算される。 $E_{2\omega}(z)$ は $I_{2\omega}(t, r, z)$ を半径方向, 時間方向ともに積分することによって求められる。

2.2 繰り返し照射とパルス間の熱伝導

集光差分モデルでの内部発熱 $w(r, z)$ を座標変換し, 熱伝導差分モデルでの内部発熱 $w(R, z)$ を求める。この内部発熱 $w(R, z)$ を用いて二次元非定常熱伝導方程式を解くとパルス照射後の結晶内部の温度分布が計算される。次のパルスが照射されるまでの間はレーザ吸収がないので, 内部発熱を零として熱伝導方程式を解く。次のパルスが照射されるときは, そのときの温度を用いて屈折率 n_ω と $n_{2\omega}$ を計算しなおす。つまり, その温度依存性から屈折率は変化することになる。この状態で次のパルスに対して式(4)を再び用いる。

上記のような手順を繰り返し周波数 f_p で照射時間中繰り返す。これにより, 繰り返し中の結晶の温度変化を考慮した集光 SHG を解くことができる。

2.3 解析条件

入力基本波に Nd:YAG レーザ (波長 1064 nm), 非線形光学結晶に KTiOPO₄ (KTP) 結晶を想定した。KTP を想定したのは, 本研究で用いる軸対称モデルが, KTP のような比較的小さいウォークオフ角をもつものに適しているからである^{1, 11)}。KTP の物性値を Table 1 に示す^{1, 17, 18)}。KTP 結晶の物性, 特に吸収係数はその製法により大きく異なるが¹⁹⁾, 本研究では, Dmitriev らが結晶全般に渡って大量のデータ

Table 1 Physical Properties of KTP

Absorption coefficient:	
$2\alpha_1$ (fundamental, 1064 nm)	0.5 m^{-1}
$2\alpha_2$ (second harmonic, 532 nm)	4.0 m^{-1}
Density: ρ	2945 kg/m^3
Specific heat: c (at 293 K)	685 J/kgK
Thermal conductivity:	
K_r (r direction)	3.1 W/mK
K_z (z direction)	2.2 W/mK
Effective nonlinearity, d_{eff}	2.43 pm/V

Table 2 Analysis Conditions

Crystal radius: r_{max}	2 mm
Crystal length: z_{max}	5 mm
Focal length: f_F	2.5 mm
Pulse Energy: E_p	1 mJ
Pulse duration: τ_p	10 ns
Beam quality factor: M^2	10
Beam divergence: θ_F	1 ~ 9 deg
Repetition rate: f_p	50 kHz
Phase matching temperature: T_{pm}	293 K
Initial temperature: T_0	293 K

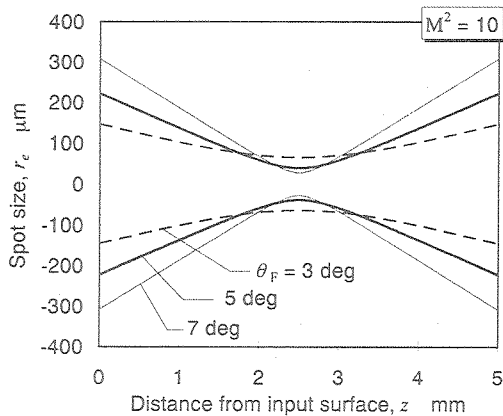


Fig. 2 The variation of spot size with the crystal length for the various beam divergence angles

をまとめた文献¹⁾に記載された値を採用し、基本波に対して $0.5 \text{ [m}^{-1}\text{]}$ 、第二高調波に対して $4.0 \text{ [m}^{-1}\text{]}$ とした。KTPの主軸方向の熱伝導率には異方性があるが、これを軸対称モデル用に交換し、 $K_r = 3.1 \text{ W/mK}$ 、 $K_z = 2.2 \text{ W/mK}$ を得た。またKTPの屈折率温度依存性は文献²⁰⁾を用いた。

Table 2に示すように、ビーム広がり角以外の解析条件は固定した。ビーム広がり角はFig. 2に示すように変化させた。また、結晶が厳密な温度制御下にあると仮定して、結晶半径方向の表面は常に293 Kで一定とした。一方、結晶長さ方向である入力面と出力面の境界条件は室温293 Kへの熱伝達条件として、その熱伝達係数は $50 \text{ W/m}^2\text{K}$ とした。

3. 解析結果と考察

3.1 位相整合下1パルス照射

ここではまず、温度位相不整合の影響がない、1パルス照射下での、レーザー吸収を考慮したSHGの解析結果について述べる。Fig. 3は結晶内での変換効率変化をビーム広

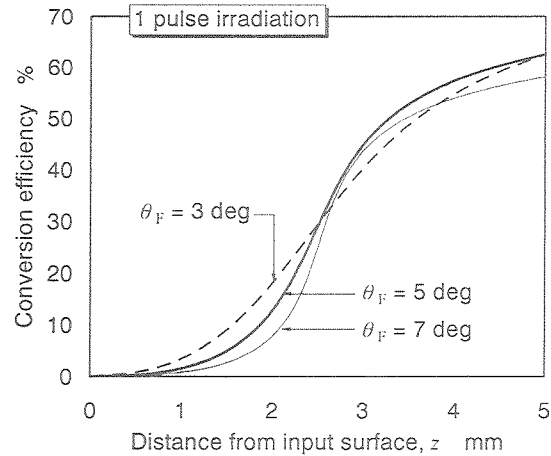


Fig. 3 The dependence of the beam divergence angle on conversion efficiency along the crystal length. This is obtained by one pulse irradiation with phase matching condition.

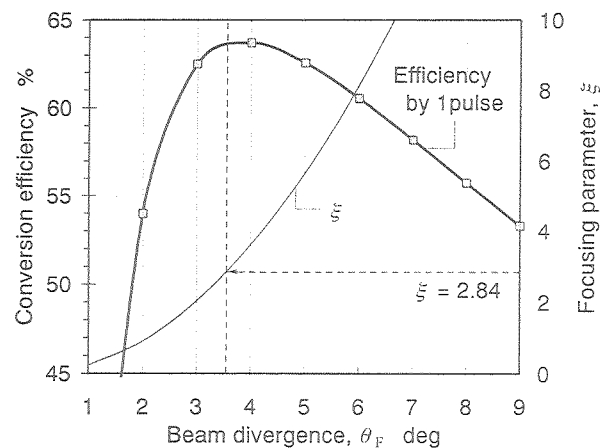


Fig. 4 The dependence of the beam divergence angle on the output conversion efficiency and on focusing parameter ξ : the ratio of crystal length to the confocal length. These are obtained by one pulse irradiation with phase matching condition.

がり角3, 5, 7 degについて示した図である。集光すると、集光点付近での強度は高くなるが、入出力面では低くなる。また一般に変換効率は入射強度が高いほど高くなる。このため、効率の上昇の仕方は、入力面では緩やかで、集光点付近で急激になり、出力面では再び緩やかになる。このような変化はビーム広がり角が大きいほど顕著である。またこの結果としての出力変換効率(結晶長さである5 mmでの効率)を示すとFig. 4が得られる。ビーム広がり角がおおよそ3.5 degのとき、もっとも高い効率となることがわかる。ここでBoydらによると、集光パラメータ(結晶長の共焦点長さに対する割合)が2.84となるところで最大の効率が得られるとの報告がある¹⁶⁾。この集光パラメータを図中に示すが、我々の結果もこれに良く一致していることがわかる。しかしこれは、定常で温度の影響のない理想状態下での結果であることに留意する必要がある。

3.2 温度位相不整合が影響する繰り返し照射

パルスを照射するとレーザー吸収により結晶の温度が上昇

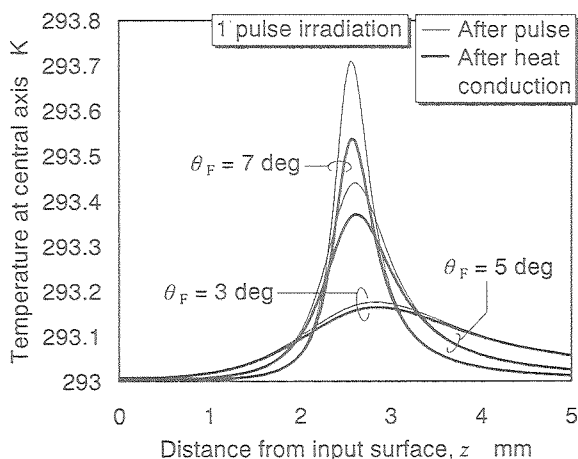
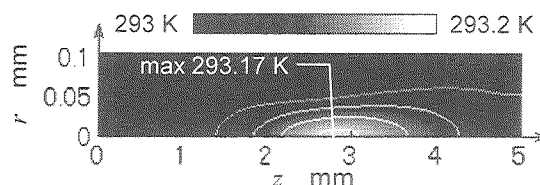
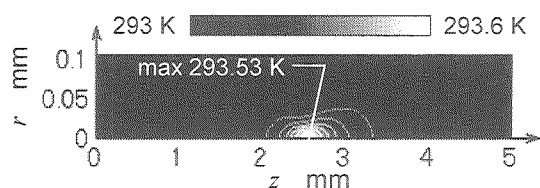


Fig. 5 Temperature distribution along the central axis of the crystal. Thin lines are after one pulse irradiation and bold lines are before the 2nd pulse irradiation, which are after the heat conduction during the interval between the 1st and the 2nd pulses.

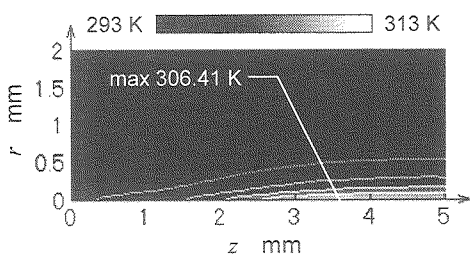


(a) $\theta_F = 3$ deg

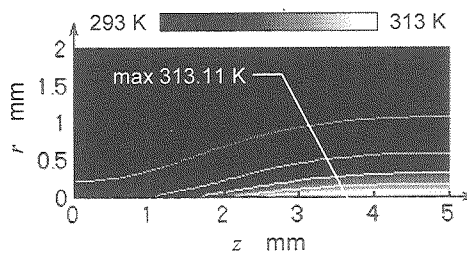


(b) $\theta_F = 7$ deg

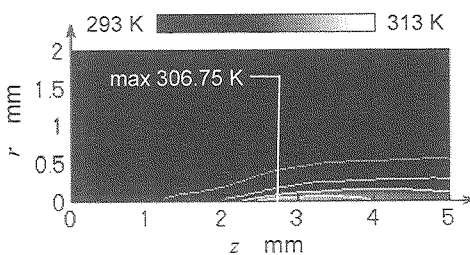
Fig. 6 Temperature distribution near the central axis of crystal ($r < 0.1$ mm) before the 2nd pulse irradiation. These correspond to bold lines in Fig. 5. Contours are every 0.04 K in (a) and 0.1 K in (b).



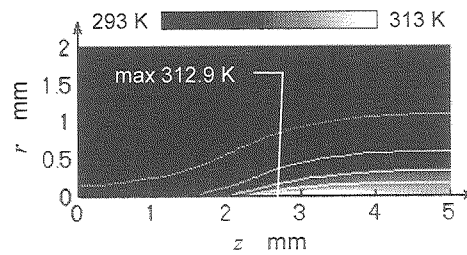
(a) $\theta_F = 3$ deg, 0.2 sec



(b) $\theta_F = 3$ deg, 3 sec



(c) $\theta_F = 7$ deg, 0.2 sec



(d) $\theta_F = 7$ deg, 3 sec

Fig. 7 Time variation of temperature distribution inside the crystal. Irradiation time is 0.2 sec: before the 10,000th pulse irradiation in (a) and (c), and 3 sec: before the 150,000th pulse irradiation in (b) and (d). Contours are every 4 K in all figures.

する。Fig. 5 は Fig. 3 で示した 1 パルス照射によって生じる結晶中心軸上の温度分布である。細線がパルス照射直後の温度分布を表す。ビーム広がり角が大きいほど焦点付近の温度上昇が大きい。また、入力面より出力面の方が少し高温になっている。これは、出力面では第二高調波が多く存在し、KTP 結晶の場合は、第二高調波の吸収係数が基本波のそれよりも 8 倍大きいことによる¹⁾。さて、波長変換に影響を及ぼすのは、パルス照射後の温度分布ではなく、次のパルスが照射される直前の温度分布である。最初のパルスと 2 番目のパルスの間 (50 kHz なので 20 μ s) の熱伝導の結果、Fig. 5 の太線で示すように温度は拡散する。この温度分布に対応して、結晶中心軸付近 ($r < 0.1$ mm) の温度分布を示すと Fig. 6 のようになる。ビーム広がり角が大きいほど温度勾配が大きいことがわかる。2 番目のパルスが照

射されるときはこのような温度分布によって生じる温度位相不整合が影響した状態で第二高調波への変換が行われる。

繰り返し照射中の温度分布は、先に示した熱の蓄積とその拡散、両方の影響を受け変化していく。Fig. 7 は結晶内部の温度分布である。例として、ビーム広がり角が 3 deg と 7 deg の場合の、照射時間 0.2 sec と 3 sec における温度分布を示す。熱の蓄積によって全体としての温度が高くなっていく一方で、熱の拡散によって Fig. 6 に見られたようなビーム広がり角の違いが緩和されていくのがわかる。この理由は、温度勾配が大きいと熱拡散の影響が大きいからであると考えられる。また、入力面よりも出力面の方が高温となる状態はより顕著になっている。一般に非線形光学結晶は、波長が短いほどよく吸収する傾向にあるので、似たような現象が他の結晶でも見られることが予想される。

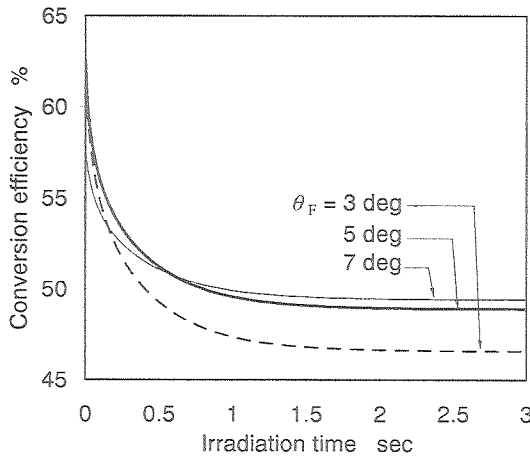


Fig. 8 Time variation of output conversion efficiency with irradiation time

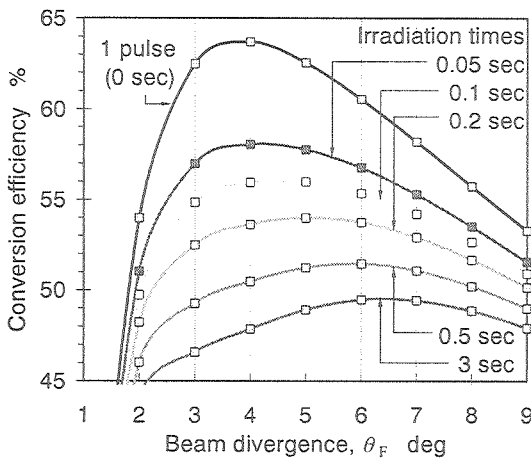


Fig. 9 The dependence of beam divergence angle on the output conversion efficiency obtained at each irradiation time

上記のような温度分布の変化とともに、出力変換効率も変化していく。この変換効率変化を、照射時間を横軸として示したのが Fig. 8 である。本解析条件では、3 sec も経つと効率はおよそ一定値をとる。このとき、もっとも高い効率はビーム広がり角が 7 deg の場合である。このような効率の時間変化を Fig. 4 に加えると Fig. 9 を得る。効率が最大となるビーム広がり角が照射時間とともに変化していくことがわかる。すなわち、従来の定常モデルに基づいた解析では、温度分布が大きく影響する実際の波長変換を評価するには不十分であるといえる。

3.3 予測した温度分布を用いた波長変換改善法の評価

本節では、計算した結晶内部の温度分布を用いた波長変換の高効率化手法を理論的に検討する。効率の低下は、繰り返し中のレーザ吸収によって結晶の温度が位相整合温度から外れることが原因である。したがって、繰り返し照射の結果十分に安定したとみなせる照射時間での温度に、位相整合温度 T_{pm} を調節すると、高効率で安定な波長変換となることが期待できる。

実験的には、結晶表面の温度しか測定できず、内部の温度を測定するのは不可能である。しかし、Fig. 7 に示した

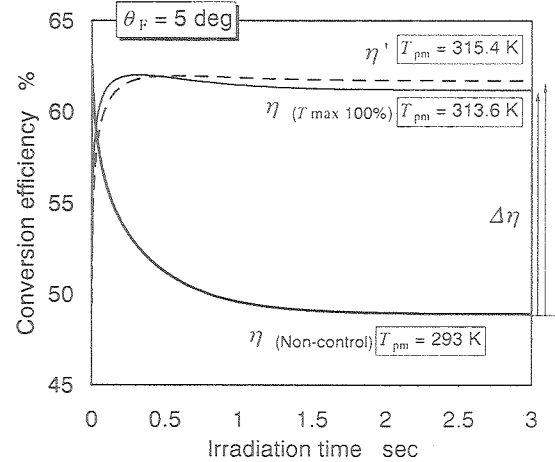


Fig. 10 Time variation of output conversion efficiencies η under the beam divergence angle of 5 deg with the different settings of phase matching temperature T_{pm} . η (Non-control): T_{pm} is set at the initial temperature of crystal, 293 K. η ($T_{max100\%}$): T_{pm} is set at the maximum temperature at 3 sec irradiation under the non-control condition (η (Non-control)), 313.6 K. η' : T_{pm} is set at the maximum temperature at 3 sec irradiation under the controlled condition (η ($T_{max100\%}$)), 315.4 K.

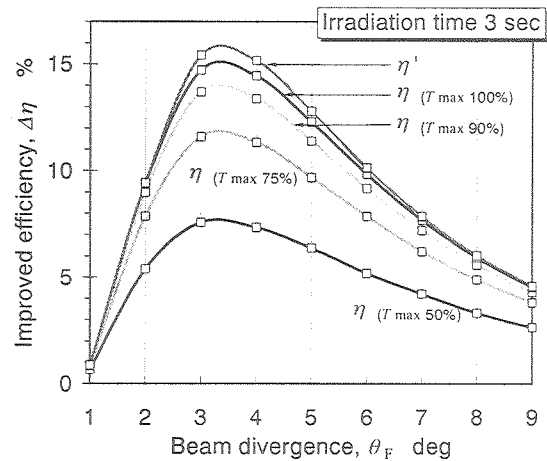


Fig. 11 The dependence of beam divergence angle on the improved output conversion efficiencies at 3 sec irradiation

ように、結晶内部では焦点付近に最大温度が現れる傾向にある。そこで以下では、解析結果より明らかとなった照射時間 3 sec のときの結晶内部の最大温度に位相整合温度を設定するといった改善案を検討する。例えば、ビーム広がり角が 5 deg のとき、結晶内部の最大温度は 313.6 K であったので、位相整合温度をこの 313.6 K に設定する。このような方法を用いた際の変換効率を η ($T_{max100\%}$)、室温のままの設定による変換効率を η (Non-control) (Fig. 8 で示したものと同等) として、それらの繰り返し照射中での変化を Fig. 10 に示す。前者の場合、照射初期では低効率となってしまうが、最終的にはより高効率で安定となることがわかる。このとき上昇した効率 $\Delta\eta$ は、およそ 12.2% であった。とはいえ、3 sec 照射後の結晶最大温度は 315.4 K となり、より高くなった。これは、高効率となるほど、吸収されやすい第二高調波が結晶中に多く存在するためである。また、このときの最高温度 315.4 K に位相整合温度を設定すると、Fig. 10

中に η' で示すようにさらに高効率となった。

同様の位相整合温度設定を他のビーム広がり角にも適用した。その結果を、室温設定に比べて上昇した効率を縦軸にとり Fig. 11 に示す。どのビーム広がり角度でも、結晶内部温度を考慮した位相整合温度設定の方が高効率となった。さらにこの図には、室温からの上昇最大温度の 90%, 75%, 50% に位相整合温度を設定した場合も示した。例えばビーム広がり角が 5 deg のとき、これらの位相整合温度はそれぞれ 311.5 K, 308.4 K, 303.3 K である。それらの結果を含んだ Fig. 11 から、結晶内部の最大温度に位相整合温度を設定すると、最も効率が上がることがわかる。

4. 結 論

本研究では、非定常問題である繰り返し照射下での第二高調波発生 (SHG) を理論的に解析した。非線形光学結晶へのレーザ吸収と、熱伝導による温度変化、両者を考慮した解析モデルを構築した。入力基本波は集光 Nd:YAG レーザ、非線形光学結晶には KTP 結晶を想定した。集光ビームのビーム広がり角や結晶の温度分布が、変換効率にどのような影響を与えるかを調べた。

その結果、結晶内に生じる温度分布は、繰り返し中の熱の蓄積と拡散のため単純なものではなく、例えば入力面よりも出力面の方が高温となることがわかった。これは、結晶が短波長ほどレーザ吸収量が多い傾向にあるからであり、他の結晶にも予想されることである。そのような温度分布を計算にいった SHG の解析によって、効率を最大にする最適なビーム広がり角が照射とともに変化していくことが示された。したがって、実際の波長変換に対しては、定常モデルに基づく解析は不十分であるということがいえる。

また、解析結果に基づき、位相整合温度の設定を変える高効率化法をいくつか検討した。実験では結晶内部の温度を測定できないが、本解析によって求められた内部温度を考慮して位相整合温度を変えてやると、効率が上昇した。また、位相整合温度は結晶中の最大温度に設定すると最も効果的であることもわかった。

位相整合温度を変えるということは、位相整合角を変えることと同値である。したがって、あらかじめ計算した結晶内部の最大温度に対応する角度に切り出した結晶を用いれば、より高効率で安定な波長変換となる。このような高効率化法は高出力のレーザではより効果を発揮することが期待できる。

謝 辞

本研究の一部は、平成 13, 14, 16, 17, 18 年度科学研究費補助金、また平成 16, 17, 18 年度 21 世紀 COE プログラム「先進材料デザイン拠点」若手研究者公募型研究費および同博士後期課程学生研究員補助金の交付を受けていることを付記し、謝意を表す。

参 考 文 献

1) Dmitriev, V. G., Gurzadyan, G. G., and Nikogosyan, D. N.: Hand-

book of Nonlinear Optical Crystals, 3 Rev. Ed., Springer (1999).

- 2) Dmitriev, V. G., Kononov, V. A., and Shalaev, A.: Theory of thermal self-action in second harmonic generation in nonlinear optical crystals, *Sov. J. Quant. Electron.* **5**, (1975), 282-285.
- 3) Eckardt, R. C., and Reintjes, J.: Phase matching limitations of high efficiency second harmonic generation, *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-20**, (1984), 1178-1187.
- 4) Lutz, Y., Rytz, D., and Hirth, A.: Characterization of KNbO₃ crystal for frequency doubling of a tunable pulsed near-infrared laser, *Opt. Lett.* **20**, (1995), 1946-1948.
- 5) Yap, Y. K., Inoue, T., Sasaki, H., Kagebayashi, Y., Mori, Y., and Sasaki, T.: Long-term operation of CsLiB₆O₁₀ at elevated crystal temperature, *Opt. Lett.* **23**, (1998), 34-36.
- 6) Zakel, A., Blackshire, J. L., Schunemann, P. G., Setzler, S. D., Goldstein, J., and Guha, S.: Temperature and pulse-duration dependence of second-harmonic generation in CdGeAs₂, *Appl. Opt.* **41-12**, (2002), 2299.
- 7) Liao, Z. M., Payne, S. A., Dawson, J., Drobshoff, Ebers, A., C., Pennington, D., and Taylor, L.: Thermally induced dephasing in periodically poled KTP frequency-doubling crystals, *J. Opt. Soc. Am. B*, **21**, (2004), 2191-2196.
- 8) Wang, W., and Ohtsu, M.: Frequency-tunable sum- and difference-frequency generation by using two diode lasers in a KTP crystal, *Opt. Commun.* **102**, (1993), 304-308.
- 9) Ohkawa, M., Fuerst, R. A., and Stegeman, G. I.: Bandwidth enhancement of second-harmonic generation with quadratic spatial-soliton generation versus conventional methods, *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, (1998), 2769-2772.
- 10) Barnes, N. P., and Williams-Byrd, J. A.: Average power effects in parametric oscillators and amplifiers, *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, (1995), 124-131.
- 11) Xu, D.-G., Yao, J.-Q., Zhang, B.-G., Zhou, R., Li, E., Zhao, S.-Y., Ding, X., Wen, W.-Q., Niu, Y.-X., Hu, J. G., and Wang, P.: 110 W high stability green laser using type II phase matching KTiOPO₄ (KTP) crystal with boundary temperature control, *Opt. Commun.* **245**, (2005), 341-347.
- 12) Kerkoc, P., Horinouchi, S., Sasaki, K., Nagae, Y., and Pugh, D.: Thermal effects on second-harmonic generation in biaxial molecular crystals, *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**, (1999), 1681-1691.
- 13) Bi, Y., Li, R., Feng, Y., Lin, X., Cui, D., and Xu, Z.: Walk-off compensation of second harmonic generation in type-II phase-matched configuration with controlled temperature, *Opt. Commun.* **218**, (2003), 183-187.
- 14) Nomura, K., Ohmura, E. and Hirata, Y.: Analysis of Second Harmonic Generation and Output Pulse Distortion Considering Laser Absorption with Repetitive Irradiation, *J. Jpn. Laser Processing Soc.*, **11-3**, (2004), 167-174. (in Japanese)
- 15) Taira, T.: Concept for Measuring Laser Beam-Quality Parameters, *Rev. Laser Eng.*, **26-10**, (1998), 723. (in Japanese)
- 16) Boyd, G. D., and Kleinman, D. A.: Parametric interaction of focused Gaussian light beam, *J. Appl. Phys.* **39**, (1968), 3597-3639.
- 17) Suemune, Y.: Thermal Conductivity of Some Ferroelectric Crystals with Hydrogen Bonds, *J. Phys. Soc. Jpn.* **22**, (1967), 735.
- 18) Tan, Z.-C., Sun, G.-Y., Song, Y.-J., Wang, L., Han, J.-R., Liu, Y.-S., Wang, M., and Nie, D.-Z.: An adiabatic calorimeter for heat capacity measurements of small samples: The heat capacity of nonlinear optical materials KTiOPO₄ and RbTiOAsO₄ crystals, *Thermochim. Acta*, **352**, (2000), 247.
- 19) Hansson, G., Karlsson, H. Wang, S., and Laurell, F.: Transmission measurements in KTP and isomorphous compounds, *Appl. Opt.* **39**, (2000), 5058-5069.
- 20) Boulanger, B., Fève, J. P., and Guillien, Y.: Thermo-optical effect and saturation of nonlinear absorption induced by gray tracking in a 532-nm-pumped KTP optical parametric oscillator, *Opt. Lett.* **25**, (2000), 484-486.