

タイリング KDP 結晶を用いた第二高調波発生における大口径基本波レーザーのパルスおよび位相フロントの数値評価

友田 香織*・張本 鉄雄**,* **・白神 宏之***

* 山梨大学工学部 〒400-8511 甲府市武田 4-3-11

** 山梨大学大学院 〒400-8511 甲府市武田 4-3-11

*** 大阪大学レーザーエネルギー学研究センター 〒565-0871 吹田市山田丘 2-6

Evaluation on Pulse- and Phase-Front Distortions of a Large-Scale Fundamental Laser Used in Second-Harmonic Generation with Tiling KDP Crystals

Kaori TOMODA*, Tetsuo HARIMOTO**,* ** and Hiroyuki SHIRAGA***

* Faculty of Engineering, University of Yamanashi, 4-3-11 Takeda, Kofu 400-8511

** Graduate School, University of Yamanashi, 4-3-11 Takeda, Kofu 400-8511

*** Institute of Laser Engineering, Osaka University, 2-6 Yamada-oka, Suita 565-0871

A high-power laser system with a large-scale beam used for fast ignition is developing on the basis of the FIREX program. Short-wavelength generation of the laser with large-scale nonlinear optical crystals may be necessary in the near future. Numerical calculations of near- and far-field patterns of second-harmonic wave have been carried out for fundamental waves without any phase- and pulse-front distortions. In this paper, we present numerical results of the far-field pattern of the second-harmonic wave with type-I tiling KDP crystals, in which the phase- and pulse-front distortions are involved in the fundamental wave. For the laser system of the FIREX program with a beam diameter of 1 m, a central wavelength of 1053 nm, a peak intensity of 30 GW/cm², and a pulse duration of 1 ps, an allowable maximum time delay due to the pulse-front distortion of the fundamental wave should be less than 1.1 ps for the maximum phase-front distortion of $\pi/3$ under quadric approximation to ensure that the energy included in the Airy spot is larger than 80% of the energy without any pulse- and phase-front distortions. The far-field pattern is almost unchanged with the phase-front distortion if the pulse-front distortion becomes large.

Key words: laser fusion, large-scale high-power laser, second-harmonic generation, tiling crystals, pulse front, phase front, far-field pattern

1. はじめに

レーザー核融合の高速点火実証計画 (FIREX)¹⁾では、高速点火には 10 kJ/10 ps で 1 PW ピーク出力をもつ加熱用の大口径レーザーが必要になる。また、集光径は 40 μm 以下で集光時の強度は 2×10^{19} W/cm² 以上になる必要がある。超高速点火に使用される大口径レーザービームの中心波長は 1053 nm で、今後、高速点火の際における波長の依存性から使用される大口径レーザーに対して、タイリング KDP 結晶を利用した大口径第二高調波発生が必要になると考えられる。これまでに、タイリング KDP 結

晶を用いた大口径高出力レーザーの波長変換において、群速度不整合の影響を含めた非線形光学結晶の設計指標および近視野における空間・時間・位相分布に関する数値計算が示された^{2,3)}。また、大口径レーザービームを燃料ペレットに集光するため、タイリング KDP 結晶を透過した後のレーザーにおける遠視野分布を含めた数値計算により、タイリング KDP 結晶に関する光学設計の指標が明らかにされ、加工精度によるタイリング結晶の平面度と平行度、各結晶内における位相分布の乱れ等の影響についても明らかにされた⁴⁾。これらの数値計算では、入射基本波の位相

****E-mail: harimoto@yamanashi.ac.jp

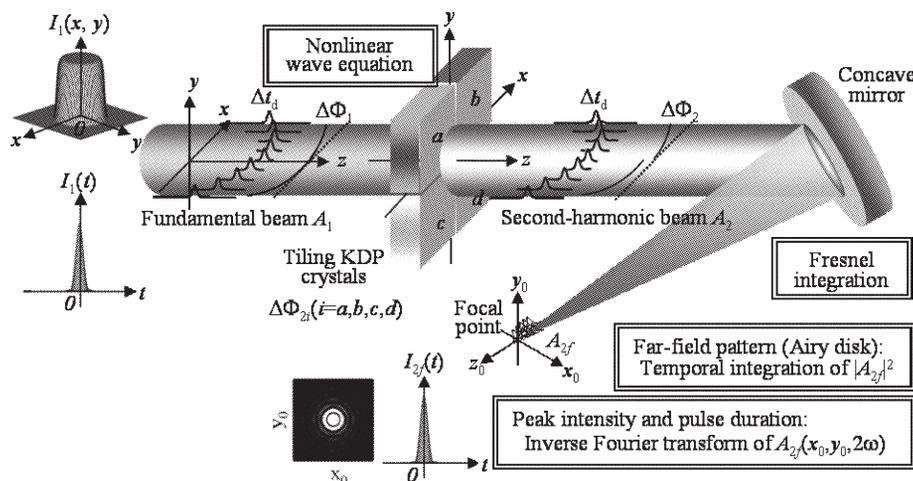


Fig. 1 Schematic diagram of second-harmonic generation consisting of 4 pieces of type-I KDP crystals and a concave mirror. The KDP crystals are denoted as a , b , c , and d . Δt_d and $\Delta\Phi_1$ are the time delay and phase difference between peak and edge positions of fundamental wave. $\Delta\Phi_2$ is the phase-front distortion of second-harmonic wave, and $\Delta\Phi_{2i}$ ($i=a, b, c$, and d) is the phase shift due to the KDP crystals, in which a is used as a standard crystal. I_2 is the intensity of second-harmonic wave in front of the concave mirror, and I_{2f} is the corresponding intensity at the focal point. Pulse front and phase front of initial fundamental wave are plotted using a lot of pulse shapes and curve lines, respectively. The dashed line is the reference line. Description frames are numerical models used in numerical calculations.

フロントおよびパルスフロントが均一であると仮定したが、FIREX プロジェクトで使用するメートル級大口径レーザーでは、ビーム横軸方向における位相フロントとビーム半径方向におけるピーク強度の時間的変化であるパルスフロントの歪みが避けられないため、これらの影響を無視することはできない^{5,6)}。したがって、入射基本波ビームの非一様性による焦点波面の歪みを最小にするために、入射基本波の位相およびパルスフロントの歪みを含めた最適化設計が必要である。本稿では、入射基本波の位相とパルスフロント等にかかわるパラメータとタイリング KDP 結晶との遠視野分布の関係を数値計算によって明らかにする。

2. タイリング非線形光学結晶系における基本波のパルスと位相フロントの歪み

Fig. 1 は 4 枚の KDP 結晶 a , b , c , d によって構成されるタイリング結晶系の概念システムを示す。入射基本波ビームおよびタイリング KDP 結晶は (x, y, z) 、集光反射鏡の焦点は (x_0, y_0, z_0) の座標系に置き、入射基本波 A_1 をタイリング結晶に透過させ、第二高調波 A_2 に変換した後、集光反射鏡によって集光する。タイリング KDP 結晶の設置誤差としては、結晶光軸方向とレーザー伝搬方向によって構成された平面の方位角とその回転角度の誤差が挙げられる³⁾。これらの設置誤差に各々の結晶の平面性や入

射面と出射面の平行性を加えた位相不整合状態になると、4 枚の KDP 結晶は位相変化 $\Delta\Phi_{2i}$ ($i=a, b, c, d$) の位相遅延板と同等の効果になる。大口径レーザービームの場合には、KDP 結晶による位相変化 $\Delta\Phi_{2i}$ はビーム内の空間位置に依存することとなり、発生した第二高調波ビームの位相フロント Φ_2 もビーム内の空間位置によって異なることが考えられる。

KDP 結晶では、基本波と高変換効率の条件で発生した第二高調波の間にある位相関係が結晶の長さ、位相整合状態および高次の非線形光学効果によって決められるため、結晶の厚さや設置誤差が一定であれば、第二高調波ビームにおける位相フロント Φ_2 が基本波ビームの位相フロント Φ_1 によって定められることになる⁷⁾。また、波長 $1\mu\text{m}$ 付近では KDP 結晶中を伝搬する基本波の群速度と結晶から発生した第二高調波の群速度はほぼ同じであるため、結晶中における群速度不整合は無視でき、第二高調波ビームのパルスフロントは各々の結晶の厚さの差によって決められる。KDP 結晶の厚さの加工精度は $\pm 0.1\text{mm}$ 以内であるため、焦点におけるパルス幅の広がり理想時の 1.25 倍以下であり、ピコ秒の時間領域ではタイリング KDP 結晶によるパルスフロントへの影響を無視することも可能であり、入射基本波ビームにおけるパルスフロントのみを考える必要がある。

タイリング KDP 結晶に入射する基本波ビームにおける

パルスフロントの歪み Δt_d および位相フロントの歪み $\Delta \Phi_1$ については、おもにレーザーパルスが増幅媒質および光学系を伝搬するときに生じた位相速度と群速度の違いによるものである。ピコ秒の時間領域ではこの影響は小さく無視することができる。FIREX レーザーシステムでは、タイリング回折格子圧縮器を利用してピコ秒時間領域のパルス圧縮を施すため⁸⁾、各々回折格子の平面性と溝の平行性および均一性、そして回折格子間における設置誤差によって、時間圧縮後のレーザービームには空間場所に依存するパルスフロントと位相フロントが生じることが考えられる。また、タイリング回折格子圧縮器の分散特性が回折格子の間隔のような空間位置パラメーターに依存することから、圧縮後の時間的な波形分布に空間位置に依存する非一様性も考慮する必要がある。

基本波ビームの位相およびパルスフロントは近視野分布に与える影響を無視することができるが、位相フロントの歪みが存在すると、異なる空間位置から焦点に集光した第二高調波レーザービームに光路差が生じ、干渉効果によって遠視野ビーム分布が空間的に広がる。パルスフロントは位相フロントと同様に干渉効果によってエネルギーの再分布を引き起こすと同時に焦点における時間的な広がりやピーク強度の低下をもたらす。

3. 数値計算モデル

数値計算では Fig. 1 の注釈フレームに示す非線形波動方程式、フレネル積分、高速フーリエ変換を用いる。空間分布をフラットトップに近いスーパーガウシアン、時間分布をガウシアンと仮定する。大口径基本波ビームに関しては、空間位置 (x, y) におけるパルスフロントの非一様性を考慮して、基本波ビームの初期振幅 $A_1(x, y, z=0, t)$ は次式に表す。

$$A_1(x, y, z=0, t) = A_{10} \exp\left[-2^{2m_g-1} \ln 2 \left(\frac{x^2+y^2}{D_1^2}\right)^{m_g}\right] \exp\left[-2 \ln 2 \left(\frac{t-t_d(x, y)}{\tau_1}\right)^2\right] \quad (1)$$

ここで、 z は伝搬距離、 t は時間、 $t_d(x, y)$ がビームの空間位置 (x, y) における時間の遅れ、 A_{10} は基本波のピーク振幅、 m_g はビームのスーパーガウシアン空間分布における立上りおよび立下りの鋭さ程度を示す正整数、 D_1 と τ_1 はそれぞれ基本波のビーム径とパルス幅である。

結晶中を伝搬する基本波および第二高調波は非線形波動方程式によって決められるが、100% に近い高変換効率で厚さ z_d の KDP 結晶より発生した第二高調波ビームの位

相変化 $\Phi_2(x, y, z=z_d, t)$ は次の近似解析式によって表される⁷⁾。

$$\Phi_2(x, y, z=z_d, t) = \frac{\pi}{2} + 2\Phi_1(x, y, z=0, t) + \Delta\Phi_{2i} + \frac{z_d}{2} k_2 (\gamma_{10ze} + \gamma_{2e2e}) I_1 \exp\left[-2^{2m_g} \ln 2 \left(\frac{x^2+y^2}{D_1^2}\right)^{m_g}\right] \exp\left[-4 \ln 2 \left(\frac{t}{\tau_1}\right)^2\right] \quad (2)$$

ここで、 $\Phi_1(x, y, z=0, t)$ は基本波の初期位相、 I_1 は基本波の初期ピーク強度、 γ_{10ze} と γ_{2e2e} は三次の非線形光学効果を表す係数、 k_2 は第二高調波の波数である。位相不整合ファクター $\Delta k_i (i=a, b, c, d)$ による第二高調波の位相変化は $\Delta\Phi_{2i} = \Delta k_i z_d / 2$ と表される。第二高調波の位相 $\Phi_2(x, y, z=z_d, t)$ は第二高調波の変換効率と同様に結晶の厚さ、基本波の初期位相、位相不整合ファクター、三次の非線形感受率、および基本波の初期ピーク強度により決定される。基本波ビームの初期位相が一定であれば、第二高調波の位相は、結晶の性質、基本波ビームのパルス幅と強度だけで決定する。

高変換効率での第二高調波パルス $A_2(x, y, z=z_d, t)$ は次の近似式で表される⁷⁾。

$$A_2(x, y, z=z_d, t) = \sqrt{\eta} A_1(x, y, z=0, t) \exp[j\Phi_2(x, y, z=z_d, t)] \quad (3)$$

ここで、 η は第二高調波のエネルギー変換効率、 j は虚数単位である。フレネル積分によって焦点における第二高調波ビームの空間・周波数分布 $A_{2f}(x_0, y_0, z_f, 2\omega_1)$ は、

$$A_{2f}(x_0, y_0, z_f, 2\omega_1) = \frac{j\omega_1}{\pi c f} \exp\left\{-j \frac{2\omega_1}{c} (z_0 + f)\right\} \exp\left\{-\frac{j\omega_1}{c f} \left(1 - \frac{z_0}{f}\right) (x_0^2 + y_0^2)\right\} \times \iiint_{\Sigma} \sqrt{\eta} A_1(x, y, z=0, t) \exp[j\Phi_2(x, y, z=z_d)] \times \exp\left[\frac{j\omega_1}{c f} \left(1 - \frac{f}{z_f}\right) (x^2 + y^2)\right] \exp\left[j\left\{2\omega_1 t + \frac{2\omega_1}{c f} (x_0 x + y_0 y)\right\}\right] dx dy dt \quad (4)$$

と計算される。ここで、 c は真空中の光速度、 ω_1 は基本波の周波数、 $2\omega_1$ は第二高調波の周波数、 f は集光反射鏡の焦点距離、 z_0 は KDP 結晶と反射鏡の間の距離、 z_f は焦点に近い観測点から集光反射鏡までの距離である。焦点における第二高調波の時間分布は式 (4) で表される空間・周波数分布の逆フーリエ変換で求め、その遠視野空間分布は強度の時間積分で求められる。変換 $t'(x, y) = t - t_d(x, y)$ を取り入れ、式 (1) を式 (4) に代入すると、

$$\begin{aligned}
A_{2f}(x_0, y_0, z_f, 2\omega_1) &= \frac{j\omega_1}{\pi cf} \exp\left\{-j\frac{2\omega_1}{c}(z_0+f)\right\} \\
&\exp\left\{-\frac{j\omega_1}{cf}\left(1-\frac{z_0}{f}\right)(x_0^2+y_0^2)\right\} \\
&\times \iiint_{\Sigma} \sqrt{\eta} A_1(x, y, z=0, t') \exp[j\Phi_2(x, y, z=z_d)] \\
&\times \exp[j2\omega_1 t_d(x, y)] \\
&\times \exp\left[\frac{j\omega_1}{cf}\left(1-\frac{f}{z_f}\right)(x^2+y^2)\right] \\
&\exp\left[j\left\{2\omega_1 t' + \frac{2\omega_1}{cf}(x_0 x + y_0 y)\right\}\right] dx dy dt'
\end{aligned} \tag{5}$$

と表される。式(5)より、ビームの空間位置に依存するパルスフロントの遅延時間 $t_d(x, y)$ は新たな位相変化 $2\omega_1 t_d(x, y)$ を引き起こし、第二高調波の位相 Φ_2 と同じような効果を遠視野分布にもたらすことがわかる。FIREX レーザーシステムでは、回折格子対を用いたパルス圧縮を行う際、回折格子対による位相変化はレーザー中心周波数のまわりにテイラー展開した一次、二次および高次成分によって評価することができる。位相変化の一次成分および二次成分はそれぞれ圧縮後のパルスフロントおよびパルス幅に関係することから、本稿では、回折格子対によるパルス圧縮の際に残った二次位相成分を想定して、位相フロントおよびパルスフロントの歪みのビーム空間位置に対する依存性を二次関数で表すこととした。二次関数以外の位相およびパルスフロントの歪みについても、二次関数と同じように解析することができる。数値計算では、基本波ビームにおけるパルスフロントの歪みと位相フロントの歪みを、ビームの中心から半径方向に二次関数分布の遅れとして与えて仮定し、その最大の位相差 $\Delta\Phi_1$ と時間差 Δt_d はビームの中心から半径方向の最大径の位相差と遅延時間である。

4. 計算結果

数値計算では、ビーム径 1 m (円形ビーム)、中心波長 1053 nm、ピーク強度 30 GW/cm²、パルス幅 1 ps の入射基本波を用いる。スーパーガウシアン空間分布を表す整数 m_g を 10 とする。また、Type-I KDP 結晶の位相整合角を 41.21 度、厚さを 7.0 mm、集光反射鏡の焦点距離を 10 m とする。KDP 結晶の屈折率に関するセルマイヤー分散式は文献 9) より引用し、その三次非線形光学定数は文献 10), 11) のデータを用いる。

タイリング結晶の設置誤差等による遠視野分布への影響を評価して⁴⁾、Fig. 2 (i) に $\Delta\Phi_1 = \Delta\Phi_2 = 0$, $\Delta t_d = 0$ (理想状態)、Fig. 2 (ii) に $\Delta\Phi_1 = 0$, $\Delta t_d = 3$ ps, KDP 結晶 a を

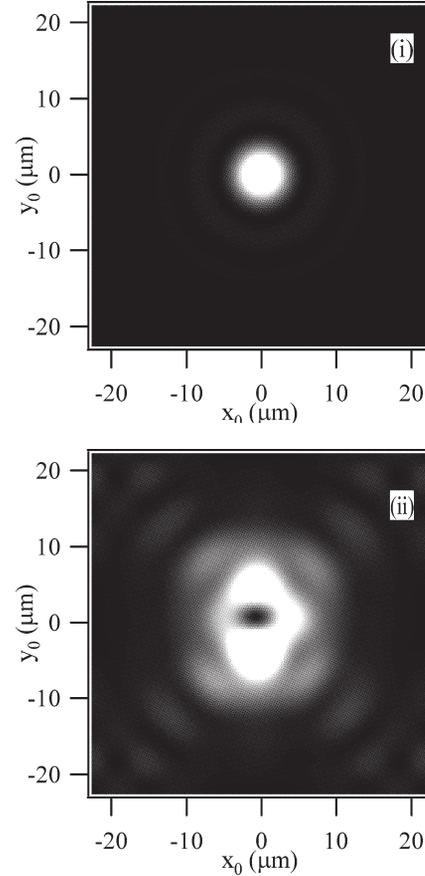


Fig. 2 Image plots of far-field pattern of second-harmonic wave for (i) $\Delta\Phi_1 = \Delta\Phi_2 = 0$, $\Delta t_d = 0$, and (ii) $\Delta\Phi_1 = 0$, $\Delta t_d = 3$ ps, $\Delta\Phi_{2a} = 0$, $\Delta\Phi_{2b} = \pi/2$, $\Phi_{2c} = \pi/3$, and $\Delta\Phi_{2d} = \pi/4$. The center of the image plot is overexposed by a factor of 5 to increase the visibility of the high-order diffraction portions.

基準にしたそれぞれのタイリング結晶の位相変化が $\Delta\Phi_{2a} = 0$, $\Delta\Phi_{2b} = \pi/2$, $\Delta\Phi_{2c} = \pi/3$, $\Delta\Phi_{2d} = \pi/4$ のときの時間積分強度のイメージプロットの結果を示す。Fig. 2 (ii) は (i) と比較するとタイリング結晶の位相変化によって、ビーム中心の強度が周りに分散し、 y_0 軸に沿って 2 つのスポットに分裂している。タイリング結晶の位相変化による干渉のため、強度分布が X 字型に広がっている。Fig. 2 (ii) の最大時間積分強度は理想状態時の 0.07 倍であり、ピーク強度は理想状態の 0.01 倍であった。円状であったエアリースポットの割れおよび第二高調波の最大時間積分強度の低下が数値計算結果より示された。

次に、入射基本波の位相とパルスフロントの遠視野分布への影響について考察する。高次の回折光になるほど、そのエネルギーは減少することから、理想状態のビーム中心から半径 16.5 μm までの空間範囲に含まれるエネルギーを基準にして、焦点における遠視野分布の変化に対する定量的評価を行った。Fig. 3 に理想状態における分布の中心を基準にして遠視野分布を同心円で区切った範囲に含まれ

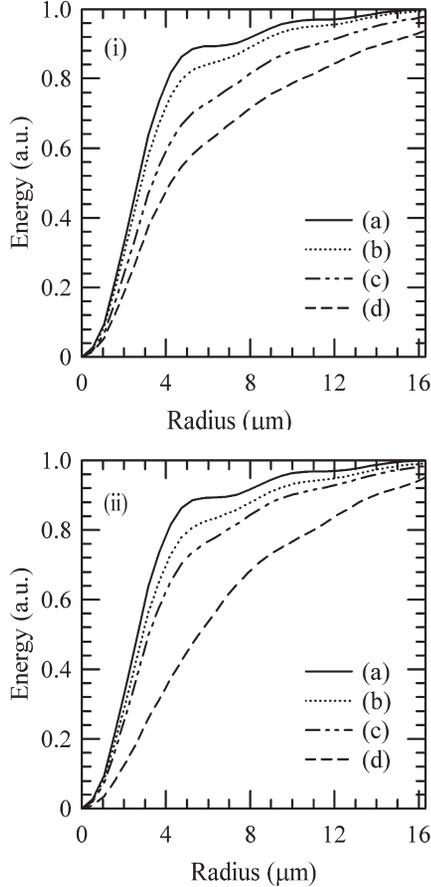


Fig. 3 Energy distribution of far-field pattern of second-harmonic wave as a function of the Airy spot radius. Drawing (i) is for $\Delta t_d=0$ under conditions of (a) $\Delta\Phi_1=0$, (b) $\Delta\Phi_1=\pi/3$, (c) $\Delta\Phi_1=\pi/2$, and (d) $\Delta\Phi_1=\pi$. Drawing (ii) is for $\Delta\Phi_1=0$ under conditions of (a) $\Delta t_d=0$, (b) $\Delta t_d=1$ ps, (c) $\Delta t_d=2$ ps, and (d) $\Delta t_d=3$ ps.

るエネルギーを表したものを示す。この計算ではタイリング結晶は均一であると仮定し、タイリング結晶による位相変化は無視した。理想状態において、エアリースポットの半径はおよそ $6.4 \mu\text{m}$ であり、理想状態の中心から半径 $16.5 \mu\text{m}$ までに含まれるエネルギーの約 89.3% がそのエアリースポット内に集中している。理想状態において、第一暗輪までエネルギー分布が急激に上昇しており、第一暗輪を過ぎるといったん平行になり、そして範囲を広げるとわずかに上昇する。これは、第一暗輪を過ぎる範囲には含まれているエネルギーが少ないからである。パルスフロン

トの歪みを表す最大時間差 $\Delta t_d=0$ 、位相フロントの歪みを表す最大位相変化 $\Delta\Phi_1=\pi/3$ 、 $\pi/2$ のときのエネルギー分布は、理想状態と同じように、第一暗輪を示す平行な箇所があるが、 $\Delta\Phi_1=\pi$ になると、エネルギー分布は一方的に上昇しており、理想状態のエアリースポット範囲内で明確な第一暗輪がなくなった。 $\Delta\Phi_1=\pi/3$ 、 $\pi/2$ 、 π 以下の場合、同半径内に集中したエネルギーは最大で 83.6%、78.3%、57.2% に減少する。一方、最大位相変化 $\Delta\Phi_1=0$ で、最大時間差 $\Delta t_d=1, 2, 3$ ps の場合、エアリースポット範囲内に集中したエネルギーは最大で 84.8%、74.9%、64.1% に減少する。これらの結果から、基本波のパルスフロントも位相フロントと同様な遠視野分布への影響を有することが確認できる。理想状態の第一暗輪までの空間範囲およびそこに集中しているエネルギーが基本波のパルスフロントの歪みおよび位相フロントの歪みを反映することを利用して、基本波レーザービームの許容時間差 $\Delta t_{d\text{max}}$ と許容位相差 $\Delta\Phi_{1\text{max}}$ を算出することができる。

理想状態のエアリースポット内のエネルギーを基準にして、その 80% と 50% を保証するための許容時間差 $\Delta t_{d\text{max}}$ と許容位相差 $\Delta\Phi_{1\text{max}}$ の計算結果は Table 1 に示す。この結果から、 $\Delta\Phi_1=\pi/2$ 、 π そして $\Delta t_d=2, 3$ ps のときは理想状態のエアリースポット半径に含まれるエネルギーが理想状態の 80% 以上を超えないことが確認できる。一方、 $\Delta t_d=1, 2, 3$ ps の条件で理想状態時のエネルギーの 80% を保証するときは、 $\Delta t_d=1, 2$ ps と増加するに従い、許容位相差は小さくなるが、50% のときは $\Delta t_d=1, 2$ ps と増加するに従い、許容位相差は小さくなるが、3 ps では大きくなる。これは、位相差による焦点の干渉結果への影響には周期性があるからである。Fig. 4 は、基本波の位相フロントの歪み $\Delta\Phi_1$ が一定である場合、エアリースポット内のエネルギーと最大時間差 Δt_d との関係を示す結果である。この結果より、 $\Delta\Phi_1$ の値にかかわらず、 Δt_d の増加に伴い、エネルギー分布が一方的に減少し、同じエネルギーの割合になっていく。また、理想状態時のエネルギーの 80% を保証する条件では、 $\Delta\Phi_1=0$ と $\Delta\Phi_1=\pi/2$ のときの許容時間差の差は 0.42 ps であるのに対し、50% になると、0.07 ps と小さい。この結果から Δt_d が増加するに伴

Table 1 Allowable $\Delta t_{d\text{max}}$ and $\Delta\Phi_{1\text{max}}$ at different initial $\Delta\Phi_1$ and Δt_d , respectively.

Initial $\Delta\Phi_1$	Allowable $\Delta t_{d\text{max}}$ (ps)		Initial Δt_d (ps)	Allowable $\Delta\Phi_{1\text{max}}$ (rad)	
	80%	50%		80%	50%
0	1.5	5.2	0	1.4	3.7
$\pi/3$	1.1	5.1	1	1.1	3.9
$\pi/2$	×	5.0	2	×	4.1
π	×	4.3	3	×	4.0

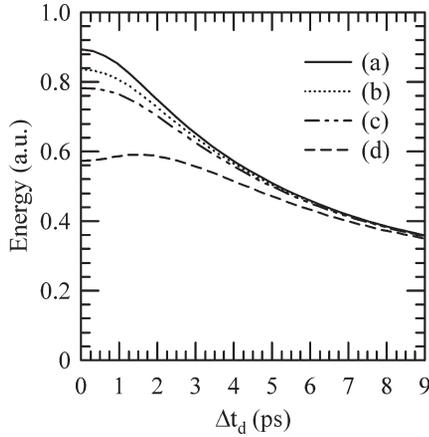


Fig. 4 Energy distribution of second-harmonic wave within the Airy spot versus Δt_d for (a) $\Delta\Phi_1=0$, (b) $\Delta\Phi_1=\pi/3$, (c) $\Delta\Phi_1=\pi/2$, and (d) $\Delta\Phi_1=\pi$.

い、 $\Delta\Phi_1$ の大きさによる遠視野分布への影響は変わらなくなっていることが確認できる。

Fig. 5 に焦点における第二高調波ビーム中心 ($x_0=y_0=0$) の時間波形を示す。理想状態における時間波形と比較すると、 $\Delta t_d \neq 0$ のときの時間分布は集光反射鏡前の入射光のガウシアンからは歪んでいる。また、 $\Delta t_d=1, 2, 3$ ps に対して、ピーク強度は理想状態の 0.8, 0.5, 0.32 倍で、パルス幅は基本波の 1 ps からそれぞれ 1.1, 1.5, 1.9 ps と広がった。よってピーク強度の低下、パルス幅の大きな広がりが確認できる。これは、焦点における強度の時間分布はそれぞれ空間位置で異なる時間差をもつ入射基本波がタイリング KDP 結晶を透過し、それから射出した第二高調波パルスを合成したものとなり、時間的な広がりが生じるからである。Fig. 6 に焦点における第二高調波の時間分布の x_0 方向 ($y_0=0$) の空間位置に対する依存性を示す。理想状態 ($\Delta\Phi_1=0, \Delta t_d=0$) の空間時間分布 (i) と比較すると、 $\Delta\Phi_1=0, \Delta t_d=3$ ps のときの空間時間分布 (ii) におけるエアリースポットの広がりおよびピーク強度の低下が確認できる。また、 $\Delta\Phi_1=0, \Delta t_d=3$ ps, KDP 結晶 a を基準にしたそれぞれのタイリング結晶の位相変化が $\Delta\Phi_{2a}=0, \Delta\Phi_{2b}=\pi/2, \Delta\Phi_{2c}=\pi/3, \Delta\Phi_{2d}=\pi/4$ のときの空間時間分布 (iii) に示すように、空間位置および時間に依存する干渉縞模様も見られ、基本波のパルスフロントの歪みによる干渉効果が改めて示された。

タイリング結晶より発生した第二高調波が集光反射鏡によって集光される際、近軸光線近似の条件で集光反射鏡から $\exp[jk_2(x^2+y^2)/2f]$ の位相変換作用を受け、焦点においてエアリースポットに変わる。このとき、基本波の位相フロント歪み $\Delta\Phi_1$ が集光反射鏡による位相変換に加えられ、焦点における第二高調波の位相分布も乱れ、エアリー

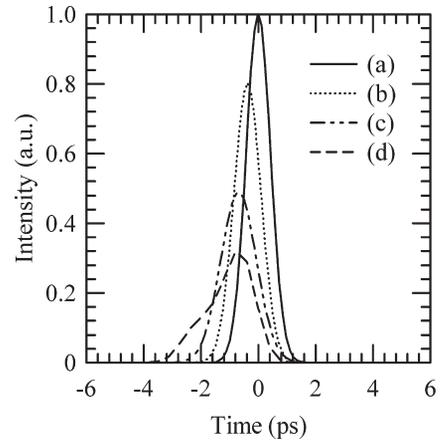


Fig. 5 Temporal profiles of second-harmonic wave at the beam center ($x_0=0, y_0=0$) of the focal point for (a) $\Delta\Phi_1=0, \Delta t_d=0$, (b) $\Delta\Phi_1=0, \Delta t_d=1$ ps, (c) $\Delta\Phi_1=0, \Delta t_d=2$ ps, and (d) $\Delta\Phi_1=0, \Delta t_d=3$ ps. The intensity is normalized using the peak intensity of second-harmonic wave at $\Delta\Phi_1=0$ and $\Delta t_d=0$.

スポットの範囲が広がることになる。基本波の位相フロント歪みの空間位置に対する依存性にはさまざまな可能性が考えられるが、本稿のように、基本波の位相フロント歪みのビーム空間位置に対する依存性を二次関数分布 $\Delta\Phi_1(x^2+y^2)/(D_1/2)^2 [x^2+y^2 < (D_1/2)^2]$ として用いた場合、集光後の第二高調波の位相は $\exp[jk_2(x^2+y^2)/2f + j\Delta\Phi_1(x^2+y^2)/(D_1/2)^2]$ となり、基本波の位相フロント歪みを考慮した焦点距離は $fk_2D_1^2/[k_2D_1^2+8f\Delta\Phi_1]$ となる。この場合、第二高調波ビームは理想状態の焦点位置に集光することができなくなるが、新しい焦点位置に合わせて観測位置を変えると、基本波の位相フロント歪みを打ち消すことができる。また、基本波のパルスフロントの歪みにおいても、二次関数分布 $\Delta t_d(x^2+y^2)/(D_1/2)^2 [x^2+y^2 < (D_1/2)^2]$ として用いた場合、異なる空間位置を伝搬するビームに光路差を引き起こし、基本波の位相フロントの歪みと同様に $2\omega_1\Delta t_d(x^2+y^2)/(D_1/2)^2$ の位相差が生じる。このような位相による遠視野の空間分布への影響も焦点距離の調整によって打ち消すことができる。しかし、基本波の位相、パルスフロント歪みの分布が複雑になると、焦点位置の調整のみでその位相による遠視野の空間分布への影響を打ち消すことは困難である。また、基本波のパルスフロント歪みはビームが焦点に集束する際に時間遅延が生じ、時間領域ではパルス幅の広がりやピーク強度の低下を引き起こす。これらは焦点距離の調整では打ち消すことができない。しかし、これらの場合も、遠視野のエネルギー分布と時間波形を用いて、位相フロント歪みの影響を算出できるため、その結果を指標とし、他の光学素子を用いて調整することにより解決する方法が考えられる。本稿では、集光反射鏡

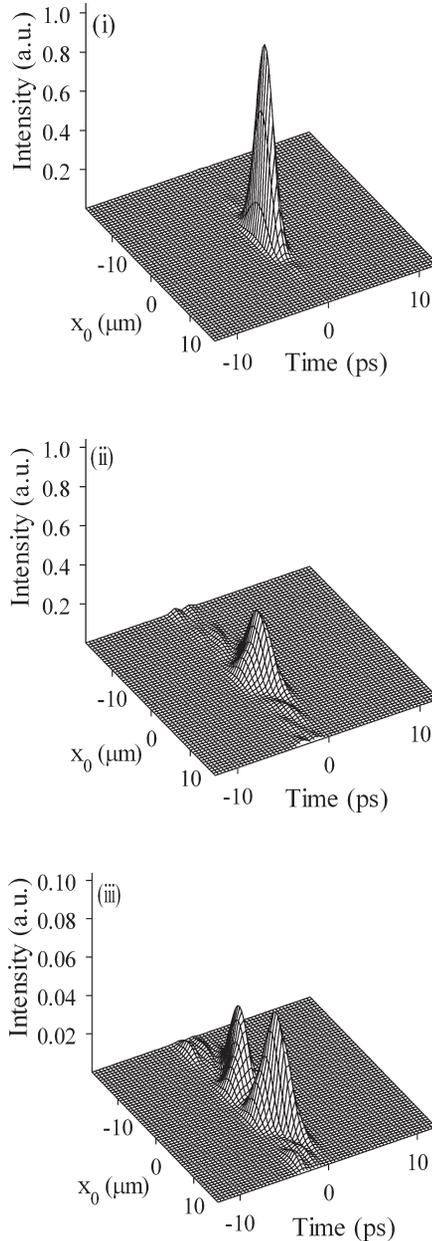


Fig. 6 Temporospatial distribution of second-harmonic wave at the focal point ($y_0=0$) for (i) $\Delta\Phi_1=0$, $\Delta t_d=0$, (ii) $\Delta\Phi_1=0$, $\Delta t_d=3$ ps, and (iii) $\Delta\Phi_1=0$, $\Delta t_d=3$ ps, $\Delta\Phi_{2a}=0$, $\Delta\Phi_{2b}=\pi/2$, $\Delta\Phi_{2c}=\pi/3$, $\Delta\Phi_{2d}=\pi/4$. The intensity is normalized using the peak intensity of second-harmonic wave at $\Delta\Phi_1=0$ and $\Delta t_d=0$.

の集光特性は近軸光線近似を利用して検討したものであるが、大口径ビームを集光することを考えると、集光反射鏡による収差等も考える必要がある。この場合、式(4)に利用される集光反射鏡の焦点距離 f をビームの空間位置 (x_0, y_0) に依存させることによって遠視野分布を評価することができる。

5. 結 論

大口径高出力基本波における位相フロントとパルスフロントの歪みによる遠視野分布への影響に関する数値評価を行った。焦点における時間的な波形分布およびエアリースポット内に集中するエネルギーを基にし、タイリング結晶の光学設計および基本波の位相フロントとパルスフロントに関する最適化指標を明らかにすることが可能になった。基本波ビーム径 1 m, 中心波長 1053 nm, ピーク強度 30 GW/cm², パルス幅 1 ps の入射基本波に対して、エアリースポット半径に集中するエネルギーが理想状態の 80% を超えるためには、位相差 $\pi/3$ の位相フロントの歪みに対して、基本波のパルスフロントに関する最大時間差は入射基本波のパルス幅に近い 1.1 ps 以下に抑える必要がある。パルスフロントの最大時間差が大きくなると、位相フロントの歪みによる遠視野分布への影響は変わらなくなっていることが明らかになった。

文 献

- 1) 畦地 宏, 城崎知至, FIREX プロジェクトグループ: “炉心プラズマ-FIREX 計画”, J. Plasma Fusion Res., **81** (2005) 98-104.
- 2) 佐々木孝友, 横谷篤至, 中山龍彦, 中山千代衛: “三倍高調波発生用大口径アレー式 KDP セルの製作”, レーザー研究, **13** (1985) 500-509.
- 3) 湯川博基, 張本鉄雄, 白神宏之: “タイリング結晶を用いた大口径チャープパルス増幅レーザーの第二高調波発生に関する数値解析”, 光学, **36** (2007) 94-99.
- 4) 湯川博基, 張本鉄雄, 白神宏之: “タイリング結晶を用いた大口径高出力レーザーにおける第二高調波の遠視野分布に関する数値解析”, 光学, **36** (2007) 273-279.
- 5) Z. Bor: “Distortion of femtosecond laser pulses in lenses,” Opt. Lett., **14** (1989) 119-121.
- 6) S. Szatmari, G. Kuhnle and P. Simon: “Pulse compression and traveling wave excitation scheme using a single dispersive element,” Appl. Opt., **29** (1990) 5372-5379.
- 7) T. Harimoto: “Analytical expression for second-harmonic phase in frequency-doubling process with a type I potassium dihydrogen phosphate crystal,” Jpn. J. Appl. Phys., **47** (2008) 1609-1611.
- 8) N. Miyanaga, H. Azechi, K. A. Tanaka, T. Kanabe, T. Jitsuno, J. Kawanaka, Y. Fujimoto, R. Kodama, H. Shiraga, K. Kondo, K. Tsubakimoto, H. Habara, J. Lu, G. Xu, N. Morio, S. Matsuo, E. Miyaji, Y. Kawakami, Y. Izawa and K. Mima: “10-kJ PW laser for the FIREX-I program,” J. Phys. IV, **133** (2006) 81-87.
- 9) L. Zheng and D. D. Meyerhofer: “Self- and cross-phase-modulation coefficients in KDP crystals measured by a Z-scan technique,” LLE Rev., **74** (1998) 125-130.
- 10) R. A. Ganeev, I. A. Kulagin, A. I. Ryasnyansky, R. I. Tugushev and T. Usmanov: “Characterization of nonlinear optical parameters of KDP, LiNbO₃ and BBO crystals,” Opt. Commun., **229** (2004) 403-412.
- 11) V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan and D. N. Nikogosyan: *Handbook of Nonlinear Optical Crystals* (Springer-Verlag, 1999) pp. 78-85.