



フレッシュマンのための現代光学—Ⅶ

SHG 光学 (2)

立野 公 男

(株)日立製作所中央研究所 〒185 国分寺市東恋ヶ窪 1-280

(1993年11月16日受理)

Modern Optics for Freshmen—Ⅶ

SHG Optics (2)

Kimio TATSUNO

Central Research Laboratory, Hitachi Ltd.,
1-280, Higashi-koigakubo, Kokubunji 185

3. 各種 SHG 方式

前講では、最近の代表的な SH 結晶である KTP を具体例にとって、位相整合条件の計算方法など、SHG の考え方の筋道を解説した。本講では、各種 SHG 方式において利用されている波長変換効率向上の方法を説明し、光情報機器への応用を目指した SHG 光源の最近の進捗を報告する。

表1は、最近の代表的な小型の SHG 方式を一覧したものである。大きく分けて、半導体レーザー励起固体レーザーの内部共振 SHG と、半導体レーザーの直接の SHG とがある。後者はさらに、バルクの外部共振型と導波路型に分けられる。いずれの方式も、共振効果、あるいは、導波路が使われている。これは、前講の式(11)からわかるように、SHG 出力を高めるには、まず第一に基本波のパワー密度を上げる必要があるからである。そこで、内部、あるいは、外部共振器型と呼ばれる SHG 方式に利用される共振効果、すなわち、基本波を共振器に閉じ込めると、その内部で高い光強度が得られる理由の説明から始める¹⁻³⁾。

3.1 共振効果

屈折率 n の透明な平行平板、すなわち、共振器にレーザー光 (平面波とする) が角度 θ で入射した場合を考える (図 1)。入射光は最初の面で二つに分割され、一方は反射される。他方は透過して次の面へ角度 θ' で入射する。この波は再び反射光と透過光に分けられる。

この過程を繰り返すことで、平板の内部に光が閉じ込められることになる。平板を一往復した波は、往復する前の波に対し、

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda_0} nL \cos \theta' \quad (33)$$

だけ位相が異なっている。ここに、 L は平板の厚み、 λ_0 は真空中の波長である。

そこで、入射波の振幅を A とし、空气中から平板に入射する波の反射係数 (反射波と入射波の振幅比) を r 、透過係数 (透過波と入射波の振幅比) を t とする。同様に平板の内部から空气中に向かう場合の係数を r' 、 t' とすると、平板の第一面によって反射された各々の波の振幅は、

$$rA, tt'r'A \exp(i\delta), tt'r'^2A \exp(2i\delta) \cdots \quad (34)$$

であり、同様に平板の第一面を透過した各々の波の振幅は

$$tA, tr'^2A \exp(i\delta), tr'^4A \exp(2i\delta) \cdots \quad (35)$$

である。ここで、光強度の反射率 R, R' 、透過率 T, T' は、

$$\begin{aligned} R &= r^2, & R' &= r'^2 \\ T &= t^2, & T' &= t'^2 \end{aligned} \quad (36)$$

$$R + T = 1, \quad R' + T' = 1$$

である。今、波が平板に垂直に入射する場合を考えると、反射光の振幅 A_r は各々の反射波の総和となるから、

$$A_r = \{r + tt'r' \exp(i\delta) + tt'r'^3 \exp(2i\delta) + \cdots\} A \quad (37)$$

表 1 光ディスク応用を目指した各種 SHG 方式の比較

	位相整合	構成	特徴
バルク	内部共振		効率良 直接変調難
	外部共振		効率高 基本波周波数制御難
導波路	チェレンコフ		基本波長許容幅広 集光難
	疑似位相整合		集光良 基本波長許容幅狭

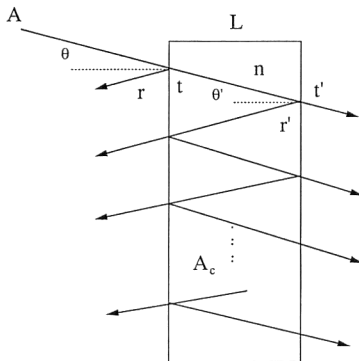


図 1 平行平板による共振効果。振幅 A の入射波が最初の面で透過光と反射光に分割され、透過光は第二の面で再び透過光と反射光に分割される。入射角 θ をゼロとすれば、各々の波はすべて重ね合わされる。さらに、式 (33) で示した位相条件 ($\delta=0$) と式 (40) で示した impedance matching ($r=r_{eff}$) が満たされれば、高い光出力が共振器内に存在することになる。

$$= \frac{r' \{1 - (r'^2 + tt') \exp(i\delta)\}}{1 - r'^2 \exp(i\delta)} A \quad (38)$$

となる。ここで、 $r = -r'$ を用いた。

今、平板を一往復した波と、往復する前の波との位相差 δ が 2π の整数倍の場合を考える。そして、共振器内に存在する光強度損失率 ζ (変換された SHG 光を含む) を考慮すれば、実効的な反射率 R_{eff} 、および、反射係数 r_{eff} は

$$R_{eff} = R'(1 - \zeta) \quad (39)$$

$$r_{eff}^2 = R_{eff}$$

となるから、式 (38) は、式 (36) を使用して

$$A_t = \frac{r_{eff}(r^2 - r_{eff}^2)}{1 - r_{eff}^2} A \quad (40)$$

と変形できる。そこで、 $r = r_{eff}$ となるように第一面の反射係数を定めれば (impedance matching)、反射光振幅 A_r はゼロとなる。そして、 $r' = 1$ とすれば、すべてのパワーが共振器内に入る。

一方、平板の第一面を透過した波の振幅 A_c も、同様な方法で求めることができる。すなわち、

$$A_c = tA \{1 + r_{eff}^2 \exp(i\delta) + r_{eff}^4 \exp(2i\delta) + \dots\} \quad (41)$$

$$= \frac{\sqrt{1 - r^2}}{1 - r_{eff}^2 \exp(i\delta)} A \quad (42)$$

となる。位相差 δ が 2π の整数倍であり、しかも、 $r = r_{eff}$ が成り立っている場合には、

$$= \frac{1}{\sqrt{1 - r_{eff}^2}} A \quad (43)$$

となる。入射光と透過光の強度比で表すと

$$|A_c/A|^2 = \frac{1}{1 - R_{eff}} \quad (44)$$

であるから、損失 (ロス) ζ を仮に 3% とすると、共振効果によるパワーの向上は約 33 倍になる。SHG 出力は基本波の二乗に比例するので、結局、約 1000 倍の出力向上が可能となる。

3.2 内部共振 SHG

内部共振 SHG は、表 1 の上段に示したように、半導

体レーザーで励起した固体レーザーの共振器内部に、非線形光学結晶を配置し、結晶内に高いパワー密度を得て SH 波への変換効率を向上させるものである。固体レーザー結晶としては、Nd:YAG, Nd:YVO₄ などが活用される。いずれも、吸収波長が半導体レーザー波長に合致し、端面励起が可能のため小型化に適している。レーザーの場合には、impedance matching をレーザー自身が自律的に取って発振すると考えられる。式(33)で示した位相差をなくすための条件の方は、共振器長 nL が半波長の整数倍になることに相当し、共振条件と呼ばれる。共振条件で決まる複数のスペクトルを縦モードという。レーザーは、これら複数の縦モードの中、ゲイン分布(蛍光スペクトル)内に存在するものを選んで発振する。一般に固体レーザーは、homogeneous な発振特性を持つため、これらの発振モードのうち最もゲインの高いモードに集中し、自ずと単一モード化する傾向がある。

しかし、図1に示したような、Fabry-Perot 型の共振器では、レーザー光は定在波になるため、レーザー媒質内の反転分布が一様でなくなり、レーザー光の半波長を周期とする周期構造を持つ。これは空間ホールバーニングと呼ばれ、そのモードに対するゲインが飽和することを意味する。このため、第二、三のモードが立ち、縦多モード発振となって定常状態になる。

内部共振型 SHG で、安定な SH 出力を得るには基本波が単一モードで発振することが望まれる。共振器内で縦多モードの波長変換を行うと、各々のモードの第二高調波以外に各モード間の和周波も発生し、各モード間の非線形結合による強度のやりとりで共振器内のロスに変動が生じる。このため、固体レーザーの緩和振動の周波数領域で SH 出力が揺らぐ⁴⁾。さらに、各々の縦モードには、二つの偏光モードが付随するので、これらの和周波発生を除去する工夫も必要である⁵⁾。したがって、安定な SH 出力を得るには、固体レーザーの空間ホールバーニングを除去することが鍵となる。

その方法として、①定在波が立たないリング型共振器を用いる⁶⁾、②固体レーザーを円偏光とする^{7,8)}、③吸収長の短い固体レーザー結晶を用いる⁹⁻¹¹⁾ 等が知られている。ここでは、③の方法を紹介する。

今、Fabry-Perot 型の固体レーザーの光軸方向の反転分布を考える。この場合、第一モードと第二モードの周波数差はわずかであるから、媒質の端面近くでは、第二モードの発振に必要な反転(ゲイン)分布は、ほとんどゼロである。固体レーザー媒質の吸収係数が高ければ、

反転分布の光軸方向の長さを十分短くすることができ、こうなれば、第二モードは立たない。これが、短吸収長の固体レーザーを利用した、単一モード発振の原理である¹²⁾。吸収係数の大きい固体レーザー結晶として、最近、注目されているのが Nd:YVO₄ である。励起波長における吸収の幅は、良く知られた Nd:YAG と変わらないが¹³⁾、吸収係数はこれより高く、3% ドープのものであれば 100 cm⁻¹ に達する¹⁴⁾。さらに、energy migration による空間ホールバーニングの平滑化の寄与も考えられる¹¹⁾ため、単一モード発振のレーザーで励起すれば、数 mW の SH 出力に相当するところまで、単一モードの基本波が得られる。ただし、共振器長を約 10 mm と短くしても、レーザー発振のゲイン幅の中には、Fabry-Perot 共振モードが二本立つ。このため、共振器長を温度制御し、常にゲインのピークに、共振モードを一致させる必要がある¹⁵⁾。一方、Nd:YVO₄ は一軸性結晶であり、a 軸カットでレーザー発振させると c 軸方向の直線偏光が得られる。SH 結晶である KTP が共振器内に置かれると、KTP のリタレーションのため基本波の直線偏光が崩れる。このため、偏光モードが単一でなくなり、和周波が生じて先述の非線形結合ノイズが発生する。これを防ぐために、KTP を温度制御して、半波長板、あるいは、全波長板に制御し、共振器内の直線偏光を維持するなどの工夫が必要である¹⁶⁾。

3.3 外部共振 SHG

3.1 節で述べたように、共振効果を利用すれば、共振器内部で高い光出力を得ることができる。このため、表1の2段目に示したように、基本波の共振器とは別に、外部に SH 結晶を含む共振器を形成し、高い変換効率を得る方法が提案されている¹⁷⁾。共振効果による出力向上の比率は先に見積ったので、ここでは、外部共振器に共振するための基本波のスペクトル幅を概算する。そのために、共振器のフィネス: F (finesse) を考える。式(33)で、 $\delta=2m\pi$ 、 $\theta'=0$ とおき、 $c=\nu\lambda$ を考えると、共振モード間隔: FSR(free spectrum range) が与えられる。

$$\text{FSR} = c/2nL \quad (45)$$

フィネスとは、共振のスペクトル幅 $\Delta\nu$ と FSR の比で定義される。

$$F = \text{FSR}/\Delta\nu \quad (46)$$

一方、式(43)を強度で表し、 $\delta \ll 2\pi$ 、とすると、フィネス F は

$$F = \frac{\pi(RR_{\text{eff}})^{1/4}}{1 - RR_{\text{eff}}} \quad (47)$$

となる。さらに、式(39)を考慮すると

$$F=2\pi/\zeta \tag{48}$$

が得られる. 例として, $\zeta=0.03$, $L=10\text{ mm}$ とすれば,

$$\Delta\nu=FSR/F=15\text{ GHz}/200\sim 75\text{ MHz} \tag{49}$$

となるので, 基本波に対する高い精度の周波数制御が必要になる. このため, Kozlovsky らによって開発された外部共振 SHG¹⁷⁾ では, Drever 型のフィードバック周波数制御¹⁸⁾が適用されている. また, この方法は変換効率が非常に高く, 非線形結合ノイズも発生しないが, 半導体レーザー自身の戻り光ノイズを除去するためにアイソレータが用いられており, 装置全体が大がかりになってしまうというデメリットがある. 以上が, 共振効果を利用した代表的なバルク型の SHG 方式である.

3.4 導波路型 SHG

バルク方式では, SH 結晶内に絞込んだ基本波は光の回折によって広がってしまう. このため, 基本波のパワー密度を保持できない. これを補うのが導波路型 SHG である. すなわち, 導波路型 SHG では, 基本波を導波路内に閉じ込めることで, 基本波と SH 波の全相互作用長にわたって, 高い光パワー密度を維持することができる¹⁹⁾. 以下, 代表的な方式である, チェレンコフ型と疑似位相整合型の特徴を述べる.

3.4.1 チェレンコフ型 SHG

チェレンコフ型 SHG の位相整合条件は, 図 2 (a) に示すように, 次式で与えられる.

$$v(2\omega)=v(\omega)\cos\alpha \tag{50}$$

あるいは,

$$N(2\omega)=n(\omega)\cos\alpha \tag{51}$$

である. ここに, $v(2\omega)$ は SH 波の位相速度, $v(\omega)$ は基本波の位相速度, $N(2\omega)$ は導波路を伝わる基本波の実効屈折率, $n(2\omega)$ は SH 波の屈折率, α は SH 波と基本波のなす角であり, チェレンコフ角と呼ばれる. 通常の SH 結晶では波長分散から, $N(\omega)<n(2\omega)$ が成り立つので, SH 波は式(51)で決められる角度 α を, 自ら選んで基板内に進む. チェレンコフ放射と呼ばれる理由は, 非線形分極波の位相速度が, そこから発生する光波の速度よりも速いからである. このように, 位相整合が比較的容易に成立するのがチェレンコフ型 SHG の長所である²⁰⁻²²⁾. しかし, 出射光の強度分布は三日月状となる. その理由を説明する²³⁾. 基本波との間で位相整合が成立しているかぎり, SH 波は空間的にコヒーレントである. このため, SH 波の強度分布は, 図 3 に示すような, 細長いスリットにレーザー光が照射されたときの回折像と考えることができる. この場合の強度分布は良く知られた回折の式²⁴⁾,

$$I(p, q)=\left[\frac{\sin(kpa)}{kpa}\right]^2 \cdot \left[\frac{\sin(kqb)}{kqb}\right]^2 \tag{52}$$

で表される. ここに p, q はチェレンコフ光線の方向余弦, $k=2\pi/\lambda$, a, b は, それぞれスリットの幅と長さで

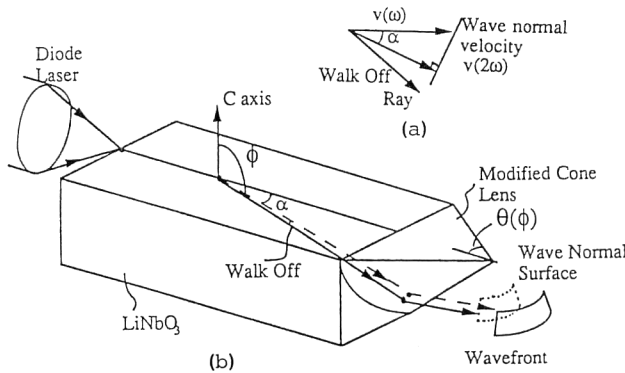


図 2 (a)チェレンコフ SHG の位相整合条件を示す. 位相整合は基本波と SH 波の波面法線速度で考える必要がある. このため, 現実に観察される波面はウォークオフ角だけずれた方向に進む. (b)チェレンコフビームは, 原理的には円錐プリズムによってコリメートすることができる.

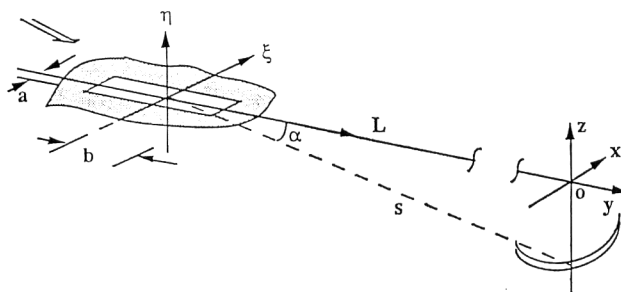


図 3 チェレンコフビームの三日月状の分布は, 細長スリットの回折パターンを, スリットの方に垂直な面上で観測した場合の強度分布とみなすことができる.

ある。回折像の明点の軌跡は、sinc 関数の位相項をゼロと置いて求めることができる。すなわち、

$$kpa=0 \tag{53}$$

$$p=\cos \alpha-\frac{L}{\sqrt{x^2+L^2+z^2}} \tag{54}$$

$$x^2+z^2=L^2 \tan ^2 \alpha \tag{55}$$

となる。この軌跡は導波路の延長方向を中心とし、半径が $L \tan \alpha$ の円弧である。このようなチェレンコフビームは、図 2 (b) に示すように、原理的には円錐プリズムで平面波にコリメートすることができる。しかし、複屈折による収差発生、導波路の厚みムラや半導体レーザー波長の変動に起因するチェレンコフ角のバラツキ、プリズムの加工精度、プリズムと導波路の位置合わせなどが、直接波面収差に影響する。したがって、光ディスクなど回折限界の波面精度を要求する光学系への応用はこのままでは困難である²³⁾。

3.4.2 疑似位相整合型 SHG

これに対し、疑似位相整合型の単一モード導波路 SHG では、出射光は点光源とみなせる。このため、半導体レーザーなどと同様、容易に回折限界のスポットを得ることができる。疑似位相整合は、quasi-phase-matching の訳である。以下、疑似位相整合を QPM と称する。QPM の原理は、前講で述べたように、基本波と SH 波の位相ずれの正負の符号 (非線形分極の方向) をコヒーレント長ごとに反転し、位相ずれを補正しながら相互作用長を繋いで引き延ばす方法である。

QPM は導波路に限らずバルクでも成立する。実際、最初の提案はバルクでなされている²⁵⁾。そこで、QPM の場合の変換効率を求める。まず、前講 (9) 式の積分において、積分範囲、すなわち、相互作用長 L を式 (14) で与えたコヒーレンス長、 $L_c=\pi/\Delta k$ 、ごとに n 個に分割する (図 4)。そして、分割区間ごとに非線形光学定数の正負の符号を反転した上で積分を実行すると SH 波の振幅は、

$$E_{2\omega} \propto (d/i\Delta k) [\{\exp (i\Delta k L_c)-1\} - \exp (i\Delta k L_c) \{\exp (i\Delta k L_c)-1\} + \dots + (-1)^{n-1} \exp \{(n-1) i\Delta k L_c\} \{\exp (i\Delta k L_c)-1\}] \tag{56}$$

$$=-2 n(d/i\Delta k)=i(2 d/\pi) L \tag{57}$$

となる¹⁹⁾。高次の QPM、すなわち、分割区間をコヒーレンス長の奇数倍とした時を考慮すれば、実効非線形定数は

$$d_{\text{eff}}=(2/m \pi) d \tag{58}$$

で与えられる。ここに、 m は奇数とする。変換効率は、

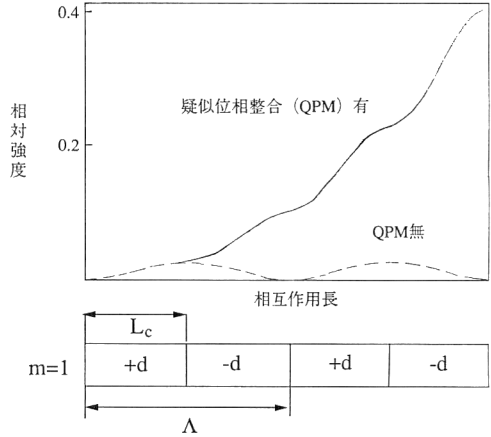


図 4 疑似位相整合 (QPM) の原理図。コヒーレント長 L_c ごとに、非線形分極の符号を反転することで、SH 波の位相を π だけずらせ、周期 Λ ごとに基本波との位相ずれを補正しながら相互作用長を繋ぐ。

実効非線形定数の二乗に比例するので、一次の QPM の場合でも、約 40% となる。

導波路型 QPM 方式が報告された当初^{26,27)}は、反転ドメインが浅く、断面形状が三角形となるため必ずしも高い変換効率を得られなかった。しかし、プロセスの改良が進み、最近では矩形の反転ドメインができるようになり²⁸⁻³⁰⁾、変換効率 500%/Wcm² に至る報告もある。SHG は、基本波入力、素子長の二乗に比例するので、変換効率の単位は、通常、W と cm で規格化したものを使用する。ドメイン反転に似た疑似位相整合の取り方として、BPM (balanced phase matching) と呼ばれる方法も提案されている³¹⁾。この方法は非線形分極の符号を反転するのではなく、屈折率のわずかに異なるセグメントを交互に配置し、基本波と SH 波の波長分散の違いを利用して位相のずれを補正しながら相互作用長を引き延ばすものである。この方法でも、変換効率 500%/W cm² レベルが報告されている。

次に、QPM における基本波の波長許容幅を考察する。SH 強度の減少は、波長変化に伴う Δk の変動を通じて、前講の式 (11) の sinc 関数の項で表される。そのため、位相整合のずれ Δk の波長分散を考える必要がある。今、QPM におけるドメイン反転の周期を $\Lambda (=2 L_c)$ とすると、

$$\Delta k=2 \pi / \Lambda=\pi / L_c \tag{59}$$

となる。前講の式 (15) を使えば、 Δk の波長分散、

$$\Delta k(\lambda)=4 \pi\{n(\lambda / 2)-n(\lambda)\} / \lambda \tag{60}$$

が得られる。QPM が成立している時の、sinc 関数の位

相項 $L\Delta k/2$ の微分と、 Δk の波長分散の変化率との関係は

$$\delta(L\Delta k/2) = \frac{\Delta k(\lambda_{QPM})}{\lambda} \delta\lambda \quad (61)$$

である。今、sinc 関数の二乗の半値幅は、 $L\Delta k/2=1.33$ で与えられるから、結局、基本波の許容幅 $\delta\lambda$ は、

$$\delta\lambda_{FWHM} = 1.33 L \left/ \frac{\Delta k(\lambda_{QPM})}{\lambda} \right. \delta\lambda \quad (62)$$

となる。図5は、基本波の波長を820nmとしたときの、波長許容幅 $\delta\lambda$ を算出したものである。例えば、相互作用長が5mmの場合、許容幅は0.2nm以下と狭い。ところが、基本波となる半導体レーザーの波長安定度はこの値には及ばない。このため、外部に半導体レーザーの波長をロックするための回折格子を置く方法²⁸⁾、あるいは、QPMの周期構造を分布帰還型の回折格子として兼用する方法³²⁾などが試みられている。QPM-SHG

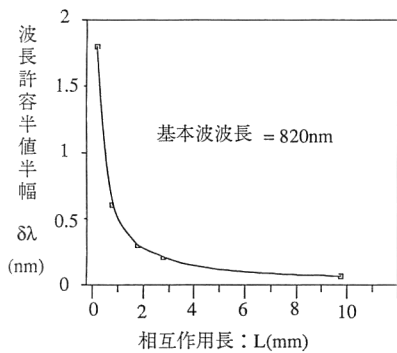


図5 QPMにおける、基本波の波長許容幅。相互作用長が長いほど、許容幅は狭くなる。

を安定に動作させる上で、波長許容幅の問題が最大のネックとなっている。また、半導体レーザーとSH導波路の結合効率や結合部の機械的安定性など安定動作への課題は多い。

3.5 光ディスクへの応用

表2は、光ディスク応用を目指した最近のSHG光源の性能を一覧したものである。バルクの内部共振型では、半導体レーザー励起Nd:YAGレーザー、あるいは、Nd:YVO₄レーザーのKTPによるSHGが実用化のフェーズに近づいている^{33,34)}。このため、光ディスク装置への応用も試みられている。前者では、再生専用の光ディスクへの適用が試されており、3倍密化した光ヘッドによるMUSE(疑似ハイビジョン)のデモンストレーションが報告されている³⁵⁾。書替え型光ディスクでは、A/O変調器と組み合わせた3倍密の光磁気ディスク³⁶⁾や、記録を波長680nmの半導体レーザーで行い、解像度を定める再生光にSHGを用いた2ビーム光ヘッドによるデジタルハイビジョンのデモを行った報告がある³⁴⁾。外部共振型では、表に示すように高い変換効率を得られており、しかも、基本波の半導体レーザーを変調することで、SH光を直接変調することが可能である。これを利用した、光磁気ディスクへの4倍密記録再生実験の報告がある³⁷⁾。

一方、導波路型SHGでは、QPM方式が主流となっており³⁸⁾、ドメイン反転作成のプロセス改良で、変換効率も相当高くなってきている。このため、基本波として、高出力で周波数の安定したチタンサファイアレーザーに変わり、半導体レーザーを用いた報告も増えてい

表2 光ディスク応用を目指した各種SHG方式の最新データ比較

SH結晶	波長	方式	変換効率		サイズ	応用装置	機関	文献
			SH光/LD	SH光/Titan-Sapphire-Laser				
バルク	532	LD励起Nd:YAG内部共振	5mW/150mW	—	15cc	再生専用	ソニー	33)
	532	LD励起Nd:YVO内部共振	5mW/50mW	—	5cc	光磁気SH再生LD記録	日立	34)
	429	LD直接外部共振	54mW/125mW	—	1000cc Isolator	光磁気LD変調	IBM	37)
導波路	425	分極反転疑似位相整合	—	17.3mW/168mW	—	—	ソニー	29)
	430	セグメント型疑似位相整合	0.14mW/60mW	75mW/200mW	—	—	DuPont	31)
	433	分極反転疑似位相整合	1.3mW/100mW	23mW/115mW	—	—	松下	28)
	435	スパイク疑似位相整合	0.03mW/100mW	1mW/100mW	—	—	日立金属 日立	30)

る。また、光記録応用を狙って、電気光学効果を利用した位相整合条件の変調により、SH 光を強度変調したという報告もある⁴⁰⁾。しかし、先述のように、QPM では、基本波の波長許容幅が狭く、現在のところ、安定な SH 出力が得られていない。このため、光ディスク装置に応用したという報告はまだない。

4. おわりに

以上、前講で位相整合の取り方を中心に SHG の考え方の筋道を述べた。そして、本講では、変換効率向上の方法としての共振効果、あるいは、導波路を利用した SH 方式を説明した。最後に、最近の小型 SHG 光源の進歩を、主として光ディスク応用の観点から概観し、今後の課題に言及した。

なお、本講執筆中に、II-VI 半導体レーザーの室温連続発振の発表があった³⁹⁾。長時間の信頼性確保、オーミックコンタクトなど課題は多いが、いずれは、ブルー/グリーン的小型コヒーレント光源の本命となりそうな勢いである。SHG 光源としては、半導体レーザーが必ずしも得意としない高出力域や紫外光域で、応用も、計測、医療、加工、リソグラフィ用途など、気体レーザーの置き換えとしての位置付けになる可能性がある。

文 献

- 1) ボルン, ウォルフ (草川徹, 横田英嗣訳): 光学の原理 II (東海大学出版会, 1975) p. 508.
- 2) A. Ashkin, G.D. Boyed and J.M. Dziedzic: "Resonant optical second harmonic generation and mixing," IEEE J. Quantum Electron., **QE-2** (1966) 109.
- 3) 岡美智雄, 久保田重夫: "レーザー光の波長変換—基礎と最近の展望—", 第 17 回冬期講習会テキスト (日本光学会, 1991) AP 912304.
- 4) T. Baer: "Large-amplitude fluctuations due to longitudinal mode coupling in diode-pumped intracavity-doubled Nd: YAG lasers," J. Opt. Soc. Am. B, **3** (1986) 1175.
- 5) M. Oka and S. Kubota: "Stable intracavity doubling of orthogonal linearly polarized modes in diode-pumped Nd: YAG lasers," Opt. Lett., **13** (1988) 805.
- 6) J. L. Nightingale and J. K. Johnson: "Stable intracavity-frequency-doubled green laser," Tech. Digest, CLEO '92, CMI 8 (1992) p. 55.
- 7) V. Evtuhov and A.E. Siegman: "A twisted-mode technique for obtaining axially uniform energy density in a laser cavity," Appl. Opt., **4** (1965) 142.
- 8) D.W. Anthon, D.L. Sipes, T. J. Pier and M.R. Ressler: "Intracavity doubling of CW diode-pumped Nd: YAG lasers with KTP," IEEE J. Quantum Electron., **28** (1992) 1148.
- 9) S. Sasaki, T. Kojima, A. Yokotani, O. Oguri and S. Nakai: "Single-longitudinal-mode operation and second-harmonic generation of Nd: YVO₄ microchip lasers," Opt. Lett., **16** (1991) 1665.
- 10) Y. Kitaoka, S. Ohmori, K. Yamamoto, M. Kato and T. Sasaki: "Stable and efficient green light generation by intracavity frequency doubling of Nd: YVO₄ lasers," Appl. Phys. Lett., **63** (1993) 299.
- 11) S. Helmfrid and K. Tatsuno: "Stable single-mode operation of intracavity diode-pumped Nd: YVO₄ lasers: A theoretical study," (to be published in J. Opt. Soc. Am.).
- 12) G. J. Kintz and T. Baer: "Single-frequency operation in solid-state laser materials with short absorption depths," IEEE J. Quantum Electron., **26** (1990) 1457.
- 13) 小西泰司, 尾松孝茂, 長谷川朗, 小倉磐夫: "単一モード半導体レーザーによる Nd: YVO₄ 結晶の吸収スペクトルの測定", 光学, **22** (1993) 216-219.
- 14) 安藤哲生, 立野公男: "Nd: YVO₄ レーザーにおけるシングルモード発振の Nd ドープ量依存", 第 54 回応用物理学学会学術講演会予稿集 No.3, 29 a-D-7 (1993) p. 967.
- 15) K. Tatsuno, S. Helmfrid, T. Andou and T. Miyai: "Characterization for the single-mode-operation of diode-pumped Nd: YVO₄ lasers for intracavity doubling," Tech. Digest, Compact Blue Green Lasers '93, JWB 4-1 (1993) p. 405.
- 16) K. Tatsuno, T. Andou, S. Nakatsuka, T. Miyai, M. Takahashi and S. Helmfrid: "Highly efficient and stable green microlaser consisting of Nd: YVO₄ with intracavity KTP for optical storage," Tech. Digest CLEO '92, CWQ 8 (1992) p. 374.
- 17) W.J. Kozlovsky, W. Lenth, E.E. Latta, A. Moser and G.L. Bona: "Generation of 41 mW of blue radiation by frequency doubling of a GaAlAs diode laser," Appl. Phys. Lett., **56** (1990) 2291.
- 18) R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalsky, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley and H. Ward: "Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator," Appl. Phys., **B 31** (1983) 97-105.
- 19) 梅垣真祐: "レーザー光の波長変換—基礎と最近の展望—", 第 17 回冬期講習会テキスト (日本光学会, 1991) AP 912304.
- 20) P.K. Tien, R. Ulrich and R.J. Martin: "Optical second harmonic generation in form of coherent Cherenkov radiation from a thin-film waveguide," Appl. Phys. Lett., **17** (1970) 447.
- 21) T. Taniuchi and K. Yamamoto: "Miniaturized light source of coherent blue radiation," Tech. Digest, CLEO '87, WP 6 (1987) p. 198.
- 22) A. Harada, Y. Okazaki, K. Kamiyama and S. Uemegaki: "Generation of continuous wave blue coherent light from a semiconductor laser using nonlinear optical fiber with organic core crystal," Tech. Digest, CLEO '90, CFE 3 (1990) p. 496.
- 23) 立野公男, 柳沢浩徳, 安藤哲生: "半導体レーザーを基本波とするチェレンコフ型導波路 SHG の集光特性", 光学, **20** (1991) 103.
- 24) ボルン, ウォルフ (草川徹, 横田英嗣訳): 光学の原理 II (東海大学出版会, 1975) p. 597.
- 25) J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing and P. S. Pershan: "Interaction between light waves in a nonlinear dielectric," Phys. Rev., **127** (1962) 1918.
- 26) J. Webjörn, F. Laurell and G. Arvidsson: "Blue light generated by frequency doubling of laser diode light in a lithium niobate channel waveguide," IEEE Photon. Tech. Lett., **1** (1989) 316.
- 27) E. J. Lim, M. M. Fejer, R. L. Byer and W. J. Kozlovsky: "Blue light generation by frequency doubl-

- ing in periodically poled lithium niobate channel waveguide," *Electron. Lett.*, **25** (1989) 731.
- 28) K. Yamamoto, K. Mizuuchi, Y. Kitaoka and K. Kato: "High power blue light generation by frequency doubling of a laser diode in periodically domain in verted LiTaO₃ waveguide," *Appl. Phys. Lett.*, **62** (1993) 2599.
- 29) M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh and K. Watanabe: "First-order quasi-phase matched LiNbO₃ waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation," *Appl. Phys. Lett.*, **62** (1993) 435.
- 30) S. Makio, F. Nitanda, K. Ito and M. Sato: "Quasi-phase matching in proton exchanged LT segmented waveguide," *Tech. Digest CLEO '93, CWH 4* (1993) p. 270.
- 31) C. van der Poel, J.D. Bierlein, J.B. Brown and S. Colak: "Efficient type I blue second-harmonic generation in periodically segmented KTiOPO₄ waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, **57** (1990) 2074.
- 32) K. Shinozaki, Y. Miyamoto, H. Okayama, T. Kamijoh and T. Nonaka: "Second-harmonic generation device with integrated periodically domain-inverted regions and distributed Bragg reflector in a LiNbO₃ channel waveguide," *Appl. Phys. Lett.*, **58** (1991) 1934.
- 33) H. Masuda, F. Maeda, M. Oka, Y. Kaneda, M. Sugiura and S. Kubota: "Miniature integrated SHG green laser," *Tech. Digest, Compact Blue Green Lasers, FA 3-1* (1992) p. 94.
- 34) 立野公男, 高橋正彦, 杉山久貴, 安藤哲生, 宮井 剛: "高効率, 小型 SHG レーザによる光磁気ディスクの高密度記録再生", *光メモリンポジウム '92 論文集* (1992) p. 7.
- 35) 岡美智雄, 海老沢観, 高橋宏雄, 久保田重夫: "低ノイズグリーンレーザーを用いた MUSE 光ディスクシステム", *光メモリンポジウム '90 論文集* (1990) p. 57.
- 36) K. Tatsuno, M. Takahashi, K. Muraoka, H. Sugiyama, J. Nakamura, T. Andou and T. Miyai: "High storage density optical recording with a stable micro green laser consisting of Nd:YVO₄ and KTP," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **31** (1992) 601.
- 37) W. J. Kozlovsky, A. G. Dewey, A. Juliana, J. E. Hurst, M. R. Latta, D. A. Page, R. N. Payne and H. Werlich: "Optical recording in the blue using a frequency-doubled diode laser," *Proc. SPIE*, **1663**, Optical Data Storage (1992) 410.
- 38) 栖原敏明, 藤村昌寿, 西原 浩: "導波型疑似位相整合 SHG 素子", *O plus E*, No. 161 (1993) 60.
- 39) N. Nakayama, S. Itoh, T. Ohta, K. Nakano, H. Okuyama, M. Ozawa, A. Ishibashi, M. Ikeda and Y. Mori: "Room temperature continuous operation of blue-green laser diodes," *Electron. Lett.*, **29** (1993) 1488.
- 40) K. Tatsuno, K. Ito, S. Helmfriid and S. Makio: "Waveguide QPM-SHG modulator," *Tech. Digest, Compact Blue Green Lasers '94, CThB4*, Salt Lake City.

正 誤 表

“フレッシュマンのための現代光学—II. 焦点近傍の光学 (2)” (『光学』第21巻第8号) の図と式の一部を, 著者の申し出により以下のように訂正します。 (『光学』編集委員会)

p. 563 (33) 式

$$\text{(正)} \quad I_s = \text{Re}[E_x H_y^* - E_y H_x^*] \quad (33)$$

$$\text{(誤)} \quad I_s = |E_x H_y - E_y H_x| \quad (33)$$

p. 565 図 11(a)

