HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	パラメトリック映像アップコンバータの空間周波数伝達特性 III : 媒質開口による回折の影響
Author(s)	岡本, 淳; 三島, 瑛人
Citation	北海道大學工學部研究報告, 153, 11-18
Issue Date	1990-11-29
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/42254
Type	departmental bulletin paper
File Information	153_11-18.pdf

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

北海道大学工学部研究報告
第153号（平成2年）

Bulletin of the Faculty of Engineering
Hokkaido University. No. 153 (1990)

パラメトリック映像アップコンバータの空間周波数伝達特性III
－媒質開口による回折の影響－

岡本　淳　三島瑛人

（平成2年8月31日受理）

Optical Transfer Properties of Parametric Image Upconverter III
－Diffraction Effect of Medium Aperture－

Atsushi OKAMOTO and Teruhito MISHIMA

(Received August 31, 1990)

Abstract

Optical transfer properties of two-photon-pumped parametric image upconverter are analyzed with consideration to the finite aperture of a nonlinear optical medium. The sum-frequency response is derived in case where an infrared plane wave is incident on the nonlinear optical medium with a finite aperture and with a finite thickness. It is shown that the spatial frequency resolution of the image upconverter is limited by the diffraction effect of the finite aperture and that the spatial frequency bandwidth is restricted by the phase matching condition due to the finite medium thickness. It is also shown that the number of the resolution elements is proportional to the square of the aperture size and is inversely proportional to the infrared wavelength and the medium thickness.

1．まえがき

パラメトリック映像アップコンバータは，赤外線像を可視光像に直接変換するデバイスであり，現在優れた映像デバイスの存在しない10μm帯の赤外線映像検出器として最近注目されている[1]。このデバイスは，光学的非線形性を示す媒質中で，赤外光とポンピング光を相互作用させ，可視域の和周波数光を発生させるパラメトリック過程を利用する。従って，半導体の点検出素子を用いた直接検波方式と比較して，走査および冷却が不要であり，可視光域の優れた映像検出器（高感度，低雑音）を使用できる利点を持つ[2),3)]。

映像アップコンバータにおいては，非線形感受率の大きな媒質を用いて，赤外線を効率よく変換することが最も重要な課題である。非線形光学媒質としてCsやNa等のアルカリ金属蒸気を用いる系は，2光子共鳴ポンピングによって大きな変換効率が期待される[4),5)]。また，高解像度の映像変換系を実現するためには，赤外線像が和周波数光に正確に変換される必要があり，このデバイスの特性解析においては像の品質の問題が重要な検討課題となる。

2光子共鳴励起形映像アップコンバータの像の品質に関しては，主に幾何光学を用いた収差解

電子工学科　電子物理工学講座

析がすでに報告されている[6),7)]。これに対し，著者らは，2光子共鳴励起形映像アップコンバータを表す結合波動方程式を空間周波数領域表示する方法を提案し，デバイスの結像特性や位相整合特性の解析を行った[8),9)]。本論文では，同解析手法をより実用的な映像変換系の解析に適用し，媒質開口の有限な大きさによって生ずる回折の影響を空間周波数領域で考察する。具体的には，まず，任意の窓関数を持った十分に薄い相互作用領域を仮定し，この相互作用領域に入射する赤外光と発生する和周波数光との関係を空間周波数領域で記述する。次に，この結果を用いて，赤外光の平面波を非線形光学媒質に入射した場合の和周波数光応答を求め，媒質開口による回折効果が映像アップコンバータの空間周波数分解能に与える影響を検討する。更に，媒質の有限な厚さによって許容される位相不整合量を空間周波数領域で考慮することによって，回折限界において識別可能な空間周波数スペクトルの要素の数を，媒質の厚さおよび開口半径ならびに赤外線波長の関数として求めている。

以下においては，非線形光学媒質として用いられるアルカリ金属蒸気の屈折率は1であり，二つのポンピング光は共に平面波であると仮定して解析を進める。尚，数式に用いる重要な記号の意味は，本論文の関係論文I[10)]およびII[11)]におけるものと同一である．

2．十分に薄い相互作用領域の空間周波数伝達特性

はじめに，図1に示すように，厚さ L，開口半径 a_r の非線形光学媒質中に，仮想的な十分に薄い相互作用領域を考える。この相互作用領域に入射した赤外光は，二つのポンピング光とのパラメトリック相互作用によって，可視域の和周波数光に変換される。相互作用領域が十分に薄いため，発生した和周波数光の複素振幅は，入射した赤外光と二つのポンピング光の複素振幅の積に比例する。また，発生した和周波数光は相互作用領域の有限な開口による回折の影響を受ける。以上の過程を空間周波数領域で考察すると，相互作用領域に入射する赤外光のフーリエスペクトル $\underline{F}_i(\boldsymbol{f};z_L)$ と，この領域から発生する和周波数光のフーリエスペクトル $\underline{F}_s(\boldsymbol{f};z_L)$ との関係は

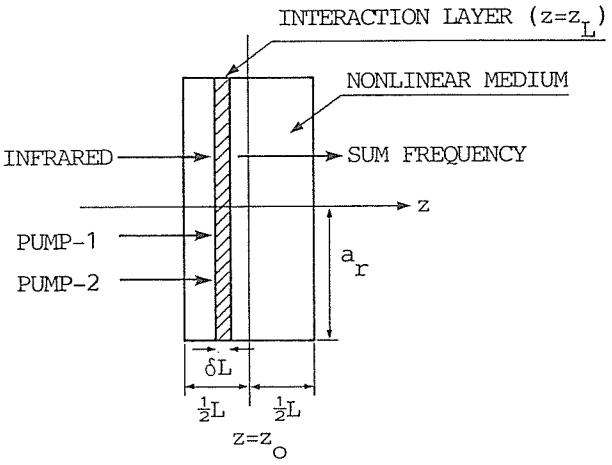

図1 非線形光学媒質中の相互作用領域

$$\underline{F}_S(\boldsymbol{f};z_L)=-j\beta\delta L\cdot\underline{F}_W(\boldsymbol{f};z_L)*\underline{F}_i(\boldsymbol{f};z_L)*\underline{F}_1(\boldsymbol{f};z_L)*\underline{F}_2(\boldsymbol{f};z_L) \qquad (1)$$

によって与えられる。ここで，空間領域における積の演算が，空間周波数領域では記号＊で表される空間周波数 $\boldsymbol{f}$ に関する畳み込み積分に対応している。また，相互作用領域における二つのポンピング光のフーリエスペクトルとして $\underline{F}_1(\boldsymbol{f};z_L)$ および $\underline{F}_2(\boldsymbol{f};z_L)$，有限な開口による回折効果を表すフーリエスペクトルとして $F_W(\boldsymbol{f};z_L)$ を用いた。更に，相互作用領域の位置を z_L，パラメトリック相互作用の強さを表す結合係数を β，仮想的な相互作用領域の厚さを δL とした。

次に，二つのポンピング光が共に平面波である場合を仮定し，それらのフーリエスペクトルを

$$\underline{F}_1(\boldsymbol{f};\ z_L)=\delta(\boldsymbol{f}-\boldsymbol{f}_1)\exp\left[-jk_1z_L\left\{1-\left(2\pi\frac{\boldsymbol{f}_1}{k_1}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}}\right] \tag{2}$$

および

$$\underline{F}_2(\boldsymbol{f};\ z_L)=\delta(\boldsymbol{f}-\boldsymbol{f}_2)\exp\left[-jk_2z_L\left\{1-\left(2\pi\frac{\boldsymbol{f}_2}{k_2}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}}\right] \tag{3}$$

で与える。但し，k_1およびk_2はポンピング光の波数であり，$\boldsymbol{f}_1$および$\boldsymbol{f}_2$は，平面波の空間周波数を表す。また，ポンピング光の振幅強度は結合係数βに含まれるため，それらのフーリエスペクトルについては単位振幅を仮定している。式(2)および式(3)を用いると，式(1)の右辺において

$$\begin{aligned}&\underline{F}_1(\boldsymbol{f};\ z_1)*\underline{F}_2(\boldsymbol{f};\ z_2)\\&\quad=\delta(\boldsymbol{f}-\boldsymbol{f}_p)\exp\left[-jk_1z_L\left\{1-\left(2\pi\frac{\boldsymbol{f}_1}{k_1}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}}-jk_2z_L\left\{1-\left(2\pi\frac{\boldsymbol{f}_2}{k_2}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}}\right]\end{aligned} \tag{4}$$

が成立する。上式は二つのポンピング光による回折の影響が，一つの平面波による回折の影響と等価であることを示しており，右辺におけるポンピング光の等価空間周波数$\boldsymbol{f}_p$は

$$\boldsymbol{f}_p=\boldsymbol{f}_1+\boldsymbol{f}_2 \tag{5}$$

を満たしている。式(4)を式(1)に代入すると

$$\begin{aligned}\underline{F}_s(\boldsymbol{f};\ z_L)&=-j\beta\delta L\cdot\underline{F}_W(\boldsymbol{f};\ z_L)*\delta(\boldsymbol{f}-\boldsymbol{f}_p)\exp\left[-jk_1z_L\left\{1-\left(2\pi\frac{\boldsymbol{f}_1}{k_1}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}}\right.\\&\qquad\left.-jk_2z_L\left\{1-\left(2\pi\frac{\boldsymbol{f}_2}{k_2}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}}\right]*\underline{F}_i(\boldsymbol{f};\ z_L)\\&=-j\beta\delta L\cdot\underline{F}_W(\boldsymbol{f}-\boldsymbol{f}_p;\ z_L)*\underline{F}_i(\boldsymbol{f};\ z_L)\exp(-jk_{pz}z_L)\end{aligned} \tag{6}$$

が得られる。ここで，等価的なポンピング光の波数として

$$k_{pz}=k_1\left\{1-\left(2\pi\frac{\boldsymbol{f}_1}{k_1}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}}+k_2\left\{1-\left(2\pi\frac{\boldsymbol{f}_2}{k_2}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{7}$$

とおいた。式(6)は十分に薄く有限な大きさの開口を伴った相互作用領域に平面波ポンピングを行う場合の空間周波数伝達関数であり，相互作用領域に入射する赤外光と出射する和周波数光のフーリエスペクトル間の関係を記述している。

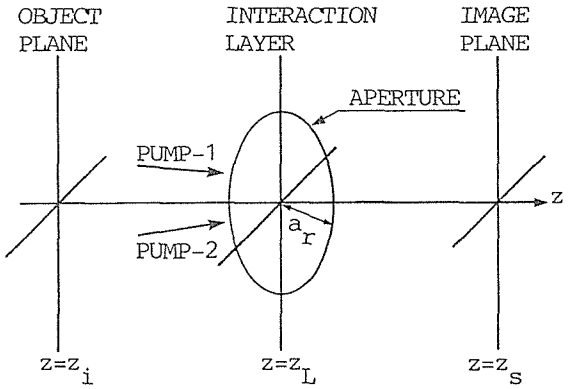

図2　映像変換系の概念図

いま，図2に示す映像変換系の概念図において，$z=z_i$ にある物体面から赤外光像が図の右方向へ自由伝搬し，$z=z_L$ にある相互作用領域で二つのポンピング光と相互作用する。その結果発生した和周波数光が $z=z_S$ にある像面上に結像する。ここで，物体面および像面と相互作用領域との距離を

$$\left.\begin{aligned} z_{Li}&=z_L-z_i \\ z_{SL}&=z_S-z_L \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

で表す。物体面における赤外光のフーリエスペクトルを $\underline{F}_i(\boldsymbol{f}\,;z_i)$ とすると，これと相互作用領域におけるスペクトル $F_i(\boldsymbol{f}\,;z_L)$ との関係は

$$\underline{F}_i(\boldsymbol{f}\,;\,z_L)=\underline{F}_i(\boldsymbol{f}\,;\,z_i)\exp\left[-jk_iz_{Li}\left\{1-\left(2\pi\frac{\boldsymbol{f}}{k_i}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}}\right] \quad (9)$$

となる。同様に，像面における和周波数光のフーリエスペクトルを $\underline{F}_S(\boldsymbol{f}\,;z_S)$ とすると，これと相互作用領域におけるスペクトル $\underline{F}_S(\boldsymbol{f}\,;z_L)$ との関係は

$$\underline{F}_s(\boldsymbol{f}\,;\,z_s)=\underline{F}_s(\boldsymbol{f}\,;\,z_L)\exp\left[-jk_sz_{sL}\left\{1-\left(2\pi\frac{\boldsymbol{f}}{k_s}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}}\right] \quad (10)$$

である。式(9)および式(10)を式(6)に代入して，物像間の関係式を導くと

$$\begin{aligned}\underline{F}_s(\boldsymbol{f}\,;\,z_s)=&-j\beta\delta L\cdot\exp(-jk_{pz}z_L)\cdot\exp\left[-jk_sz_{sL}\left\{1-\left(2\pi\frac{\boldsymbol{f}}{k_s}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}}\right]\cdot\underline{F}_W(\boldsymbol{f}-\boldsymbol{f}_p\,;\,z_L)\\&*\left[\underline{F}_i(\boldsymbol{f}\,;\,z_i)\exp\left[-jk_iz_{Li}\left\{1-\left(2\pi\frac{\boldsymbol{f}}{k_i}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}}\right]\right]\end{aligned} \quad (11)$$

が得られる。次に，映像アップコンバータにおける実用的な近似として，赤外光と和周波数光のフーリエスペクトルが変換系の光軸に対して近軸光線と見なされる場合を仮定する。この近似は，空間周波数領域においては，Taylor 展開の低次の項によって

$$\left.\begin{aligned}\left\{1-\left(2\pi\frac{\boldsymbol{f}}{k_i}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}}&\simeq1-2\left(\pi\frac{\boldsymbol{f}}{k_i}\right)^2\\ \left\{1-\left(2\pi\frac{\boldsymbol{f}}{k_s}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}}&\simeq1-2\left(\pi\frac{\boldsymbol{f}}{k_s}\right)^2\end{aligned}\right\} \quad (12)$$

で与えられる。上式を式(10)に適用すると，物像間のフーリエスペクトルの関係を表す空間周波数伝達方程式として

$$\begin{aligned}\underline{F}_s(\boldsymbol{f}\,;\,z_s)=&-j\beta\delta L\cdot\exp(-jk_iz_{Li}-jk_sz_{sL}-jk_{pz}z_L)\exp\left(j2\pi^2\frac{z_{sL}}{k_s}\boldsymbol{f}^2\right)\\&\cdot\underline{F}_W(\boldsymbol{f}-\boldsymbol{f}_p\,;\,z_L)*\left\{\underline{F}_i(\boldsymbol{f}\,;\,z_i)\exp\left(j2\pi^2\frac{z_{Li}}{k_i}\boldsymbol{f}^2\right)\right\}\end{aligned} \quad (13)$$

が得られる。

3．空間周波数分解能

ここでは，媒質開口による回折効果の影響を調べるため，赤外光の平面波を非線形光学媒質に入射させた場合の和周波数光応答を媒質の厚さを考慮して導出し，その特性から，回折の影響によるスペクトルの広がりと媒質の有限な厚さによる空間周波数帯域幅について検討する。

まず，赤外光入射電界のフーリエスペクトルとして

$$\underline{F}_i(\boldsymbol{f}\,;z_i)=\delta(\boldsymbol{f}-\boldsymbol{f}_i) \tag{14}$$

で表される単位振幅の平面波を仮定する。定数 $\boldsymbol{f}_i$ は赤外光平面波の空間周波数である。式(13)を用いて，厚さ δL の相互作用領域の和周波数光応答を求めると

$$\begin{aligned}\underline{F}_s(\boldsymbol{f}\,;\,z_s)&=-j\beta\delta L\cdot\exp(-jk_iz_{Li}-jk_sz_{sL}-jk_{pz}z_L)\exp\left(j2\pi^2\frac{z_{sL}}{k_s}\boldsymbol{f}^2\right)\underline{F}_W(\boldsymbol{f}-\boldsymbol{f}_p\,;\,z_L)\\&\quad*\left\{\delta(\boldsymbol{f}-\boldsymbol{f}_i)\exp\left(j2\pi^2\frac{z_{Li}}{k_i}\boldsymbol{f}^2\right)\right\}\\&=-j\beta\delta L\cdot\exp(-jk_iz_{Li}-jk_sz_{sL}-jk_{pz}z_L)\exp\left(j2\pi^2\frac{z_{Li}}{k_i}\boldsymbol{f}_i^2+j2\pi^2\frac{z_{sL}}{k_s}\boldsymbol{f}^2\right)\\&\quad\cdot\underline{F}_W(\boldsymbol{f}-\boldsymbol{f}_p-\boldsymbol{f}_i\,;\,z_L)\end{aligned} \tag{15}$$

となる。上式は，非線形光学媒質に含まれる仮想的な相互作用領域の応答を表しているが，実際に観測される和周波数光のスペクトルは，媒質に含まれる任意の相互作用領域からの寄与をすべて加え合わせたものに等しい。従って，非線形光学媒質の厚さ L を考慮して上式を積分すると

$$\begin{aligned}\underline{F}_s(\boldsymbol{f}\,;\,z_s)&=\int_{-L/2}^{+L/2}\delta L\left\{-j\beta\underline{F}_W(\boldsymbol{f}-\boldsymbol{f}_p-\boldsymbol{f}_i\,;\,z_L)\exp(-jk_iz_{Li}-jk_sz_{sL}-jk_{pz}z_L)\right.\\&\quad\left.\cdot\exp\left(j2\pi^2\frac{z_{Li}}{k_i}\boldsymbol{f}_i^2+j2\pi^2\frac{z_{sL}}{k_s}\boldsymbol{f}^2\right)\right\}\\&=-j\beta L\exp\left(-jk_iz_{oi}-jk_sz_{so}-jk_{pz}z_o+j2\pi^2\frac{z_{oi}}{k_i}f_i^2+j2\pi^2\frac{z_{so}}{k_s}f^2\right)\\&\quad\cdot F_W(\boldsymbol{f}-\boldsymbol{f}_p-\boldsymbol{f}_i)\frac{\sin(\Delta kL/2)}{\Delta kL/2}\end{aligned} \tag{16}$$

を得る。但し，窓関数のスペクトルは非線形媒質中で変化しないと仮定し，相互作用面の法線方向である変換系の軸方向に対するkベクトル不整合量として

$$\Delta k=k_s-k_i-jk_{pz}+2\pi^2\left(\frac{f_i^2}{k_i}-\frac{f^2}{k_s}\right) \tag{17}$$

とおいた。また，図1に示すように媒質中心の位置を $z=z_o$ として

$$\left.\begin{aligned}z_{oi}&=z_o-z_i\\z_{so}&=z_s-z_o\end{aligned}\right\} \tag{18}$$

とおき，更に空間周波数ベクトルの大きさを表す変数として

$$f=|\boldsymbol{f}|=\sqrt{f_x^2+f_y^2} \tag{19}$$

および

$$f_i=|\boldsymbol{f}_i|=\sqrt{f_{ix}^2+f_{iy}^2} \tag{20}$$

を用いた。

ここで，式(16)に含まれる窓関数 F_W の具体的な形を与えるために，最も実用的なケースを想定し，非線形光学媒質が半径 a_r の円形開口をもつ場合を考える。開口面上における z 軸からの距離を

$$\rho=\sqrt{x^2+y^2} \tag{21}$$

とおき，次式の関数

$$\mathrm{circ}(\rho)=\begin{cases}1 & \rho\leq 1\\ 0 & \text{その他の場合}\end{cases} \tag{22}$$

を用いると，窓関数として

$$E_W(\rho)=\mathrm{circ}\left(\frac{\rho}{a_r}\right) \tag{23}$$

と定義できる。この窓関数のスペクトルは，上式をフーリエ変換することにより

$$F_W(\boldsymbol{f})=a_r\frac{\mathrm{J}_1(2\pi a_r f)}{f} \tag{24}$$

となる[12]。但し，J_1 は第1種ベッセル関数である。式(24)を式(16)に代入すると開口半径 a_r および厚さ L の媒質による和周波数光応答として

$$F_s(\boldsymbol{f};\ z_s)=-j\beta\exp\left(-jk_{iz}z_{oi}-jk_{sz}z_{so}-jk_{pz}z_o+j2\pi^2\frac{z_{oi}}{k_i}f_i^2+j2\pi^2\frac{z_{os}}{k_s}f^2\right)$$
$$\cdot a_r\frac{\mathrm{J}_1(\pi a_r\Delta f)}{\Delta f}\ \frac{\sin(\Delta kL/2)}{\Delta kL/2} \tag{25}$$

が得られる。ここで，空間周波数の不整合量として

$$\Delta f=|\boldsymbol{f}-\boldsymbol{f}_p-\boldsymbol{f}_i| \tag{26}$$

とおいた。

式(25)は，Δf による媒質開口の回折効果と Δk による媒質厚さの影響の両方の特性を記述している。いま，実用的な映像アップコンバータにおいて，開口半径と比較して媒質が十分に薄く

$$\frac{L\lambda_i}{a_r^2}\ll 1 \tag{27}$$

が成立するものと仮定すると，和周波数光スペクトルの広がり Δf は許容される Δk によって定まるスペクトル広がりに対して十分小さくなる（λ_i は赤外線の波長）。従って，$\Delta k\simeq 0$を満たす空間周波数の赤外光を媒質に入射させた場合には，和周波数光応答のスペクトルは，式(25)右辺の位相因子を省略すると

$$\underline{F}_S(\boldsymbol{f};z_S)=\mathrm{j}\beta La_r\frac{\mathrm{J}_1(2\pi a_r\Delta f)}{\Delta f} \tag{28}$$

で与えられる。ベッセル関数の性質によれば，和周波数光応答が最大になるのは

$$\Delta f=0 \tag{29}$$

の場合であり，この条件を満たす和周波数光の空間周波数 $\boldsymbol{f}_{SO}$ は

$$\boldsymbol{f}_{SO}=\boldsymbol{f}_i+\boldsymbol{f}_p \tag{30}$$

となる。一般に，平面波の空間周波数は波数ベクトルの横方向（x, y 方向）成分に対応するから，上式は横方向の位相整合を表している。従って，式(30)の条件を満たす $\boldsymbol{f}_{SO}$を中心にして，この条件を厳密には満足しない空間周波数成分が発生することを式(28)は示している。そこで，和周波数の応答が零になる最小の Δf を回折限界における映像アップコンバータの空間周波数分解能と定義して，これを Δf_d で表す。ベッセル関数の性質を用いて分解能 Δf_d を求めると

$$\Delta f_d=\frac{0.610}{a_r} \tag{31}$$

が得られる[12]。従って，映像アップコンバータの空間周波数分解能は開口の寸法 a_r に反比例することが分かる。

表1　映像アップコンバータの設計例

非線形光学媒質		Cs 蒸気	Na 蒸気
赤外線波長	λ_i	2.93μm	10.6 μm
ポンピング光波長	λ_1, λ_2	1.08μm	0.69μm
和周波数光波長	λ_s	0.46μm	0.33μm
相互作用長	L	3mm	3mm
媒質開口の半径	a_r	1cm	1cm
空間周波数分解能	Δf_d	61m^{-1}	61m^{-1}
空間周波数帯域幅	B	2.0×10^4m^{-1}	1.1×10^4m^{-1}
分解能要素数	N_d	8.5×10^4	2.4×10^4

以上の特性は，媒質の開口半径が有限であるために，開口面に平行な方向である横方向に対して若干の位相不整合が許容されることによるものである。しかし，媒質に入射した赤外光が効率よく変換されるためには，横方向の位相整合条件である式(30)に加えて，軸方向の整合条件を満足する必要があり，これによって映像アップコンバータの空間周波数帯域幅はある値に制限される。この特性は，式(25)において式(29)を仮定して，式(25)右辺の位相因子を省略すると

$$\underline{F}_S(\boldsymbol{f};z_S)=\mathrm{j}\beta L\frac{\sin(\Delta kL/2)}{\Delta kL/2} \tag{32}$$

と表される。上式の Δk に対する特性は文献[13]において詳しく説明されている．ここでは，簡単のため，式(17)に対して $\boldsymbol{f}_p=0$および $k_s-k_i-k_{pz}=0$を仮定すると

$$\Delta k=2\pi^2 f_i^2\left(\frac{1}{k_i}-\frac{1}{k_s}\right) \tag{33}$$

が成立する。式(32)の右辺の大きさは $\Delta k=0$において最大であり，$\Delta k\neq0$に対しては急峻に減少する。そこで，和周波数光応答がその最大値の $1/\sqrt{2}$になる空間周波数 $f_{i\max}$ によって，許容される Δk の最大値 $\Delta k_{\max}$ を定めると

$$\frac{\Delta k_{\max}}{2}L=1.39 \tag{34}$$

が成立する。上式に式(33)を代入すると，

$$\pi^2 L(f_{i\max})^2\left(\frac{1}{k_i}-\frac{1}{k_s}\right)=1.39 \tag{35}$$

となり，これより $f_{i\max}$ を求めると映像アップコンバータにおける空間周波数帯域幅 B として

$$\begin{aligned}B&\equiv2|f_{i\max}|\\&=\frac{1.88}{\sqrt{L(\lambda_i-\lambda_s)}}\simeq\frac{1.88}{\sqrt{L\lambda_i}}\end{aligned} \tag{36}$$

が得られる。ここで，λ_S は和周波数光の波長であり，近似は遠赤外光から可視光への変換の場合

のように二つの波長の差が大きい場合に成立する。従って，回折限界において識別可能な空間周波数スペクトルの要素の数 N_d を

$$N_d=\pi\left(\frac{B}{2\Delta f_d}\right)^2 \tag{37}$$

で定義すると，式(31)および式(36)より

$$N_d=7.46\frac{a_r^2}{L\lambda_i} \tag{38}$$

が得られる。上式より，要素数 N_d は開口の半径 a_r の2乗に比例し，媒質の厚さ L および赤外線波長 λ_i に反比例する。波長の異なる二つの映像アップコンバータに対して，空間周波数分解能および帯域幅ならびに識別可能な空間周波数スペクトルの要素数を計算した結果を表1に示す。

4．むすび

本論文では，媒質開口による回折効果の影響を空間周波数領域における解析手法を用いて説明した。具体的には，赤外光の平面波を非線形光学媒質に入射させた場合の和周波数光応答を媒質の厚さを考慮して導出し，回折の影響によるスペクトルの広がりと媒質の有限な厚さによる空間周波数帯域幅について検討した。その結果，回折限界において識別可能な空間周波数スペクトルの要素の数 N_d が媒質開口の半径 a_r の2乗に比例し，媒質の厚さ L および赤外線波長 λ_i に反比例することを示した。しかし，解像度を大きくするために，開口半径を大きくし媒質の厚さ L を減少させることは，赤外光から和周波数光への変換効率の低下を引き起こすため画像のコントラストを低下させる[14]。本論文では，波長の異なる二つのタイプの映像アップコンバータにおける要素数 N_d を計算し，実用的な開口半径および媒質厚さに対して N_d～10^4 程度の値が得られることを示した。

謝辞　本研究を進めるに当たって，数多くのご助言を頂いた北海学園大学工学部の桜庭一郎教授ならびに北海道大学工学部の小柴正則教授に深謝します。

参考文献

1）桜庭一郎：光学，11(1982)，3，p. 261～266
2）岡本，久留，三島，桜庭：信学技報，OQE85-144(1986)
3）K. S. Krishnan, J. S. Ostrem, E. A. Stappaerts: Opt. Eng., 17(1978), 2, p. 108～112
4）D. M. Bloom, J. T. Yardley, J. F. Young, and S. E. Harris: Appl. Phys. Lett., 24(1974), 9, p. 427～428
5）J. H. Newton and J. F. Young: IEEE J. Quantum Electron., QE-16(1980), 3, p. 268～276
6）佐々木，三島，桜庭：信学論(C)，J63-C(昭55)，9，p. 593～600
7）佐藤，伊藤，桜庭：信学論(C)，J66-C(昭58)，8，p. 545～552
8）岡本，佐藤，三島，桜庭：信学論(C)，J71-C(昭63)，1，p. 155～156
9）岡本，佐藤，三島，桜庭：信学論(C)，J71-C(昭63)，8，p. 1～7
10）岡本，三島，桜庭：北大工研究報告，第144号(昭63)，12，p. 31～38
11）岡本，三島，桜庭：北大工研究報告，第144号(昭63)，12，p. 39～47
12）J. W. Goodman: Introduction to Fourier Optics, (1968), p. 16, Mc-Graw Hill, New York
13）岡本，三島，桜庭：北大工研究報告，第147号(平1)，7，p. 75～84
14）熊耳，三島，H.C.Hsieh，桜庭：信学論(C)，J60-C(昭52)，7，p. 424～425