



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 II : 媒質が厚い場合
Author(s)	岡本, 淳; Okamoto, Atsushi; 三島, 瑛人 他
Citation	北海道大學工學部研究報告, 144, 39-47
Issue Date	1988-12-27
Doc URL	<a href="https://hdl.handle.net/2115/42153">https://hdl.handle.net/2115/42153</a>
Type	departmental bulletin paper
File Information	144_39-48.pdf



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II  
—媒質が厚い場合—

岡本 淳 · 三島 瑛人 · 桜庭 一郎

(昭和63年9月30日受理)

**Optical Transfer Properties of Parametric  
Image Upconverter II**  
—In the Case of Thick Medium—

Atsushi OKAMOTO, Teruhito MISHIMA and Ichiro SAKURABA

(Received September 30, 1988)

**Abstract**

Optical transfer properties of two-photon-pumped parametric image upconverter in the case of plane wave pumping and of a thick nonlinear medium are analyzed in a spatial frequency domain.

The general solution of the differential equations of the plane wave pumped thick medium is derived assuming a two-wave approximation in which only infrared and sum-frequency wave is affected by the parametric interaction. This solution shows the optical transfer relation between the infrared and the sum-frequency Fourier spectrum.

The image upconverter with a thick medium can be expressed by the extension of optical transfer function (OTF) as well as in a thin medium. The phase factor of the OTF shows the image formation properties of the thick medium, and these are equivalent to of the thin one. But the amplitude factor of the OTF characterizes the thick medium. It is shown that the longitudinal phase mis-matching has a great considerable effect on the amplitude transfer properties of the thick medium and the mis-matching restricts the acceptance spatical-frequency bandwidth of the infrared image.

1. ま え が き

2光子共鳴励起形映像アップコンバータ<sup>1),2)</sup>は、主にアルカリ金属蒸気などの非線形光学媒質を用いて赤外線像を可視光像に直接変換する4光波混合パラメトリック映像デバイスであり、近年、特に10 $\mu$ m帯の赤外線映像検出器として注目されている<sup>3),4)</sup>。

このデバイスの像の特性を解析するために、著者らは、空間周波数領域における映像変換系の解析法を提案した。この方法は、幾何光学ならびに波動光学を用いた解析<sup>5),6)</sup>と比較して、光線角度に依存した非線形相互作用が像に与える影響や光波間の結合の影響などの解析が容易に行える

利点がある<sup>7),8),9)</sup>。すでに、パラメトリック相互作用を記述する空間周波数領域表示の結合波動方程式を導出し<sup>10),11)</sup>、十分に薄い媒質を仮定して平面波ポンピング系における位相整合や結像特性などの解析を行った<sup>7)</sup>。

本報告では、より実用的な厚い媒質を用いた映像変換系の空間周波数伝達特性を、平面波ポンピングを仮定して解析し<sup>8),9)</sup>、その結果を、薄い媒質を用いた場合や従来のコリニアな平面波理論から得られた結果と比較・検討する。これは、文献9における厚い媒質に関する内容を詳しく述べたものである。

まず、ポンピング光の減衰を省略し、4光波の空間周波数多重モード結合波動方程式に2光波近似を適用して、平面波ポンピング系における一般解を導出する。次に、実用的な厚い媒質を用いた映像変換系を空間周波数伝達関数の形式で表現し、その位相伝達特性と映像変換系の結像特性との関係を考察する。更に、デバイスの量子変換効率や入射赤外光の許容空間周波数帯域幅を求め、媒質の厚さに伴って生ずる位相不整合や光波間の結合の影響を検討する。

以下の解析では、すべての光波は単色とする。2光子共鳴励起媒質としてはアルカリ金属蒸気を仮定し、その屈折率を1とする。また、映像変換用金属蒸気セルの開口は十分に大きく、それによる回折の影響を無視できると仮定する。さらに、式の導出において、コンスタントな位相因子は特に必要のない限り省略する。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におけるものと同一である。

## 2. 結合波動方程式の2光波近似

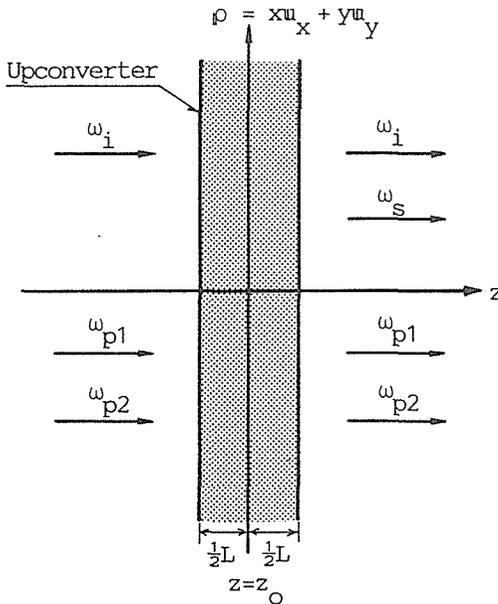


図1 映像アップコンバータの座標系

理論的に十分に薄い非線形光学媒質を仮定して映像変換系の解析を行う場合には、1光波近似が成立するため、和周波数光の変化を表す一つの微分方程式によってデバイスを記述できた<sup>9)</sup>。しかし、媒質が有限な厚さを持つ場合には、パラメトリック相互作用による和周波数光の発生に伴って赤外光が減衰するため、この影響を考慮する必要がある。但し、ポンピング光についてはその強度が十分に大きければ減衰は無視できる。従って、以下においては、2光波近似の結合波動方程式を用いて解析を行う。

実用上、媒質が横方向に十分な広がりを持ち、その開口による回折の影響を無視できる系において、赤外光と和周波数光電界振幅の複素フーリエスペクトルの変化は次式で与えられる<sup>10)</sup>。

$$\left(-\frac{\partial}{\partial z} + \alpha_s(f)\right) F_s(f, z) = -j\beta_s(f) \cdot \underline{F}_{we}(f, z) * \underline{F}_i(f, z) \cdot \exp\left\{jk_s z \left[1 - \left(2\pi \frac{f}{k_s}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \quad (1a)$$

$$\left(-\frac{\partial}{\partial z} + \alpha_i(f)\right) F_i(f, z) = -j\beta_i(f) \cdot \underline{F}_{we}^*(f, z) * \underline{F}_s(f, z) \cdot \exp\left\{jk_i z \left[1 - \left(2\pi \frac{f}{k_i}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \quad (1b)$$

但し、ベクトル  $f$  は図1に示す横方向空間座標

$$\rho = xu_x + yu_y \quad (2)$$

に対する空間周波数であり、演算記号 $*$ は空間周波数 $f$ に関する2次元のconvolutionを表す。単色光の角周波数と波数を $\omega$ および $k$ で表すと、定常的に伝搬する電界とその複素振幅のフーリエスペクトルは

$$F_m(f, z, t) = \frac{1}{2} \underline{F}_m(f, z) \exp(j\omega_m t) + c. c. \quad (3)$$

および

$$\underline{F}_m(f, z) = F_m(f, z) \exp\left\{-jk_m z \left[1 - \left(2\pi \frac{f}{k_m}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \quad (4)$$

を満たす<sup>9)</sup>。ここで、添字 $m = i, s, p_1, p_2$ は4光波の時間周波数モードを表し、各々、赤外光、和周波数光および二つのポンピング光に対応する。また、無損失なパラメトリック和周波数変換過程における光子のエネルギー保存則

$$\omega_s = \omega_i + \omega_{p_1} + \omega_{p_2} \quad (5)$$

を仮定し、フーリエスペクトルの複素共役は、フーリエ変換演算子 $\mathfrak{F}$ を用いて

$$F^*(f) = \mathfrak{F}E^*(\rho) \quad (6)$$

と定める。式(1)右辺に含まれる関数 $\underline{F}_{we}(f, z)$ は

$$\underline{F}_{we}(f, z) = \underline{F}_{p_1}(f, z) * \underline{F}_{p_2}(f, z) \quad (7)$$

与えられる実効的な窓関数のフーリエスペクトルである。更に、非線形感受率 $\chi_{NL}$ 、誘電率 $\epsilon_m$ および透磁率 $\mu_o$ を用いて、赤外光および和周波数光に対する結合定数を

$$\beta_m(f) = \frac{1}{2} \chi_{NL} \omega_m \left(\frac{\mu_o}{\epsilon_m}\right)^{1/2} \frac{\bar{E}_{p_1} \bar{E}_{p_2}}{[1 - (2\pi f/k_m)^2]^{1/2}} \quad (8)$$

与える( $m = i, s$ )。但し、ポンピング光のフーリエスペクトルを空間周波数上で規格化し、その振幅強度を $\bar{E}_{p_1}$ 、 $\bar{E}_{p_2}$ とした。 $\alpha_i(f)$ および $\alpha_s(f)$ は光学的損失係数を表し、これらは結合定数と同じ空間周波数特性を有する。ポンピング光については簡単のため

$$\alpha_m(f) = 0 \quad (m = p_1, p_2) \quad (10)$$

を仮定する。従って、媒質中におけるポンピング光フーリエスペクトルの包絡線は一定となる。

### 3. 平面波ポンピング系の空間周波数伝達特性

#### 3.1 映像変換系

映像変換系の概念図を図2に示す。厚さ $L$ の媒質の中心を通る相互作用面が $z = z_o$ 、赤外光の物体面が $z = z_i$ 、和周波数光の観測面が $z = z_s$ にある。また、二つのポンピング光を添字 $m = 1, 2$ で区別し、光源の位置を $z = z_{pm}$ とする。更に、相互作用面と各像面およびポンピング光源との距離を次式で表す。

$$\begin{aligned} z_{oi} &= z_o - z_i \\ z_{so} &= z_s - z_o \\ z_{om} &= z_o - z_{pm} \end{aligned} \quad (11)$$

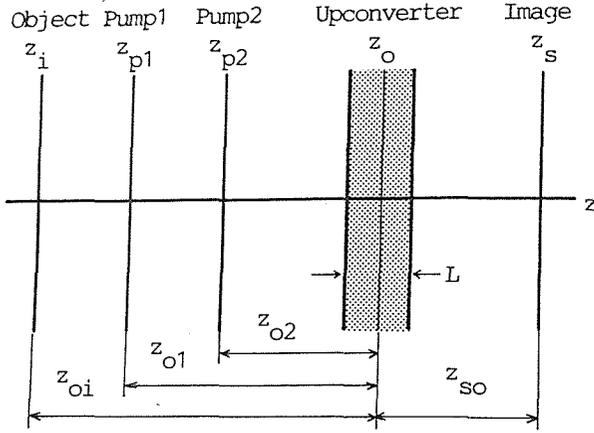


図2 映像変換系

以下の議論においては平面波ポンピングを仮定する。一般に空間周波数が  $f_{pm}$  である平面波のフーリエスペクトルは

$$\underline{F}_{pm}(f; z_{pm}) = \delta(f - f_{pm}) \quad (12)$$

で表わされる<sup>9)</sup>。コンスタントな位相因子を省略すると、ポンピング光源から媒質中の任意の位置までのフーリエスペクトルの伝搬は

$$\underline{F}_{pm}(f, z) = \underline{F}_{pm}(f; z_{pm}) \exp\left\{-jk_{pm}z \left[1 - \left(2\pi \frac{f}{k_{pm}}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \quad (13)$$

で与えられるから、式(12)を代入すると

$$\begin{aligned} \underline{F}_{pm}(f, z) &= \delta(f - f_{pm}) \exp\left\{-jk_{pm}z \left[1 - \left(2\pi \frac{f}{k_{pm}}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \\ &= \delta(f - f_{pm}) \exp\left\{-jk_{pm}z \left[1 - \left(2\pi \frac{f_{pm}}{k_{pm}}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \end{aligned} \quad (14)$$

となる。上式を用いて式(7)における実効的な窓関数のフーリエスペクトルを求めると

$$\underline{F}_{we}(f, z) = \delta(f - f_p) \exp(-jk_{pz}z) \quad (15)$$

但し

$$f_p = f_{p1} + f_{p2} \quad (16)$$

および

$$k_{pz} = k_{p1} \left[1 - \left(2\pi \frac{f_{p1}}{k_{p1}}\right)^2\right]^{1/2} + k_{p2} \left[1 - \left(2\pi \frac{f_{p2}}{k_{p2}}\right)^2\right]^{1/2} \quad (17)$$

が得られる。

### 3.2 結合波動方程式の一般解

式(15)を(1)に代入すると、平面波ポンピング系の結合波動方程式として

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \alpha_s(f)\right) F_s(f, z) + j\beta_s(f) F_i(f - f_p, z) \exp\{j\Delta k_z(f)z\} = 0 \quad (18a)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \alpha_i(f - f_p)\right) F_i(f - f_p, z) + j\beta_i(f - f_p) F_s(f, z) \exp\{-j\Delta k_z(f)z\} = 0 \quad (18b)$$

が得られる。但し、図3に示すように  $k$  ベクトル不整合は  $z$  軸と平行であり、これを

$$\Delta k_z(f) = k_s \left[1 - \left(2\pi \frac{f}{k_s}\right)^2\right]^{1/2} - k_i \left[1 - \left(2\pi \frac{f - f_p}{k_i}\right)^2\right]^{1/2} - k_{pz} \quad (19)$$

とおく。

境界条件として、媒質の前面 ( $z = z_o - L/2$ ) において和周波数光は存在せず、赤外光電界分布  $F_i(f; z_o - L/2)$  を仮定する。位相の基準を媒質の前面にとり

$$\underline{F}_i(\mathbf{f}; z_o - \frac{L}{2}) = \underline{F}_i(\mathbf{f}; z_o - \frac{L}{2}) \quad (20a)$$

$$\underline{F}_s(\mathbf{f}; z_o + \frac{L}{2}) = \underline{F}_s(\mathbf{f}; z_o + \frac{L}{2}) \exp\left\{-jk_s L \left[1 - \left(2\pi \frac{\mathbf{f}}{k_s}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \quad (20b)$$

を用いて、媒質の後面 ( $z = z_o + L/2$ ) における和周波数光の複素フーリエスペクトルを求めると次式が得られる。

$$\begin{aligned} \underline{F}_s(\mathbf{f}; z_o + \frac{L}{2}) = & -j\beta_s(\mathbf{f}) L \cdot \underline{F}_i(\mathbf{f} - \\ & \mathbf{f}_p; z_o - \frac{L}{2}) \cdot \exp\{-b(\mathbf{f}) L\} \text{sinc}\{L(c(\mathbf{f}) - b(\mathbf{f})^2)^{1/2}\} \\ & \cdot \exp\left\{-jk_s L \left[1 - \left(2\pi \frac{\mathbf{f}}{k_s}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \end{aligned} \quad (21)$$

但し

$$b(\mathbf{f}) = \frac{1}{2}(\alpha_i(\mathbf{f} - \mathbf{f}_p) + \alpha_s(\mathbf{f}) - j\Delta k(\mathbf{f})) \quad (22)$$

$$c(\mathbf{f}) = \beta_s(\mathbf{f}) \beta_i^*(\mathbf{f} - \mathbf{f}_p) + \alpha_s(\mathbf{f}) \left\{ \alpha_i(\mathbf{f} - \mathbf{f}_p) - j\Delta k(\mathbf{f}) \right\} \quad (23)$$

とおいた。

### 3.3 空間周波数伝達関数

図2の映像変換系において、物体面から媒質の前面および媒質の後面から観測面までのフーリエスペクトルの伝搬は

$$\underline{F}_i(\mathbf{f}; z_o - \frac{L}{2}) = \underline{F}_i(\mathbf{f}; z_i) \exp\left\{-jk_i(z_{oi} - \frac{L}{2}) \left[1 - \left(2\pi \frac{\mathbf{f}}{k_i}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \quad (24)$$

および

$$\underline{F}_s(\mathbf{f}; z_o + \frac{L}{2}) = \underline{F}_s(\mathbf{f}; z_s) \exp\left\{jk_s(z_{so} - \frac{L}{2}) \left[1 - \left(2\pi \frac{\mathbf{f}}{k_s}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \quad (25)$$

で表される。式(21)および式(24), (25)を用いて、観測面上の和周波数光フーリエスペクトルを求めると

$$\begin{aligned} \underline{F}_s(\mathbf{f}; z_s) = & -j\beta_s(\mathbf{f}) L \cdot \underline{F}_i(\mathbf{f}; z_i) \cdot \exp\{-b(\mathbf{f}) L\} \text{sinc}\{L(c(\mathbf{f}) - b(\mathbf{f})^2)^{1/2}\} \\ & \cdot \exp\left\{-jk_s z_{so} \left[1 - \left(2\pi \frac{\mathbf{f}}{k_s}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \exp\left\{-jk_i z_{io} \left[1 - \left(2\pi \frac{\mathbf{f} - \mathbf{f}_p}{k_i}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \end{aligned} \quad (26)$$

となる。従って、物体面から観測面までの伝達関数を

$$H(\mathbf{f}; z_i, z_s) = \frac{\underline{F}_s(\mathbf{f}; z_s)}{\underline{F}_i(\mathbf{f} - \mathbf{f}_p; z_i)} \quad (27)$$

で定義すると、式(26), (27)より

$$\begin{aligned} H(\mathbf{f}; z_i, z_s) = & H_o(\mathbf{f}; z_i, z_s) \text{sinc}\{L(c(\mathbf{f}) - b(\mathbf{f})^2)^{1/2}\} \\ & \cdot \exp\left\{-\frac{1}{2}\{\alpha_i(\mathbf{f} - \mathbf{f}_p) + \alpha_s(\mathbf{f})\} L\right\} \end{aligned} \quad (28)$$

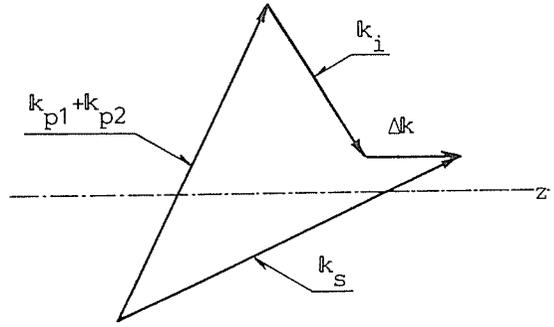


図3 Kベクトル不整合

但し

$$H_o(\mathbf{f}; z_i, z_s) = -j\beta_s(\mathbf{f})L \exp\left\{-jk_s z_{so}\left[1 - \left(2\pi \frac{\mathbf{f}}{k_s}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \\ \cdot \exp\left\{-jk_i z_{io}\left[1 - \left(2\pi \frac{\mathbf{f}-\mathbf{f}_p}{k_i}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \quad (29)$$

が得られる。実用上、媒質中における光学的損失が十分に小さい場合には

$$H(\mathbf{f}; z_i, z_s) = H_o(\mathbf{f}; z_i, z_s) \cdot \text{sinc}\left\{L\left[\beta^2 + \left(\frac{\Delta k_z(\mathbf{f})}{2}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \exp\left\{-\frac{1}{2}(\alpha_i + \alpha_s)L\right\} \quad (30)$$

および

$$H_o(\mathbf{f}; z_i, z_s) = -j\beta_s L \exp\left\{-jk_s z_{so}\left[1 - \left(2\pi \frac{\mathbf{f}}{k_s}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \\ \cdot \exp\left\{-jk_i z_{io}\left[1 - \left(2\pi \frac{\mathbf{f}-\mathbf{f}_p}{k_i}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \quad (31)$$

が成立する。但し、結合定数および損失定数の空間周波数特性は表記を省略し

$$\beta^2 \equiv \beta_s \beta_i^* \quad (32)$$

とおいた。

## 4. 空間周波数伝達関数の特性

### 4.1 位相伝達特性

式(28)あるいは式(30)で与えられる伝達関数の位相特性は

$$H(\mathbf{f}_s; z_i, z_s) \propto \exp\{j\Theta\} \quad (33)$$

但し

$$\Theta = -k_s z_{so}\left[1 - \left(2\pi \frac{\mathbf{f}}{k_s}\right)^2\right]^{1/2} - k_i z_{io}\left[1 - \left(2\pi \frac{\mathbf{f}-\mathbf{f}_p}{k_i}\right)^2\right]^{1/2} \quad (34)$$

と表される。これは、 $z = z_o$ の位置におかれた薄い媒質の位相伝達関数と一致する<sup>9)</sup>。実用上、ポンピング光の空間周波数は十分小さく、すべての光線が変換系の光軸に対する近軸領域にあるとして

$$\left[1 - \left(2\pi \frac{\mathbf{f}}{k}\right)^2\right]^{1/2} \simeq 1 - 2\left(\pi \frac{\mathbf{f}}{k}\right)^2 \quad (35)$$

を仮定すると

$$\Theta = \pi \varepsilon_F f_s^2 + 2\pi \delta \rho \cdot \mathbf{f}_s + C \quad (36)$$

$$\varepsilon_F \equiv 2\pi \left(\frac{z_{oi}}{k_i} + \frac{z_{so}}{k_s}\right) \quad (37)$$

$$\delta \rho \equiv -2\pi \frac{z_{oi}}{k_i} \mathbf{f}_p \quad (38)$$

$$C \equiv 2\pi^2 \frac{z_{oi}}{k_i} \mathbf{f}_p^2 \quad (39)$$

と近似される。ここで、 $\exp\{-j(k_i z_{oi} + k_s z_{so})\}$ は省略した。式(34)のフーリエ逆変換が $\delta$ 関数にな

るための条件

$$\varepsilon_F = 0 \quad (40)$$

より，軸方向結像式

$$\frac{z_{oi}}{k_i} + \frac{z_{so}}{k_s} = 0 \quad (41)$$

が得られる<sup>9)</sup>。また，式(30)における  $\delta\rho$  は，赤外光像に対する和周波数光像の横方向結像位置を定めるパラメータである<sup>9)</sup>。

#### 4.2 量子変換効率と許容空間周波数帯域幅

式(30)を用いて映像アップコンバータの量子変換効率を空間周波数領域で考慮すると

$$\begin{aligned} \eta(\mathbf{f}) &\equiv \left| \frac{\beta_i^*}{\beta_s} \right|^2 |H(\mathbf{f} + \mathbf{f}_p; z_i, z_s)|^2 \\ &= \beta^2 L^2 \exp\{-(\alpha_i + \alpha_s)L\} \cdot \text{sinc}^2\left\{L\left[\beta^2 + \left(\frac{\Delta k_z(\mathbf{f} + \mathbf{f}_p)}{2}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \end{aligned} \quad (42)$$

が得られる。実用上，結合定数の空間周波数特性の影響は無視できるため，上式右辺の  $\text{sinc}^2$  因子は， $\mathbf{f} = \mathbf{f}_p = 0$  において従来のコリニアな平面波理論から得られる結果と一致する<sup>4)</sup>。

以下においては， $\alpha_i = \alpha_s = 0$  を仮定する。はじめに過程が位相整合している場合 ( $\Delta k_z = 0$ ) を検討する。このとき式(42)は

$$\eta(\mathbf{f}) = \sin^2(L\beta) \quad (43)$$

となり，変換効率は相互作用の強さとともに増加と減少を周期的に繰り返す。これは，パラメトリック相互作用による赤外光と和周波数光間のエネルギー変換を表す。

次に，位相不整合にもとづく入射赤外光の許容空間周波数帯域幅を検討する。簡単のため結合定数  $\beta$  の値は小さいと仮定し，その影響を省略すると，空間周波数  $f_i$  の赤外光平面波入力

$$F_i(\mathbf{f}) = \delta(\mathbf{f} - \mathbf{f}_i) \quad (44)$$

に対する量子変換効率は

$$\eta(\mathbf{f}_i) = \beta^2 L^2 \cdot \text{sinc}^2\left\{\frac{\Delta k_z(\mathbf{f}_s)}{2} L\right\} \quad (45)$$

で与えられる。ここで，発生する和周波数光平面波の空間周波数  $f_s$  は，横方向の位相整合条件より

$$\mathbf{f}_s = \mathbf{f}_i + \mathbf{f}_p \quad (46)$$

を満たす。いま， $\mathbf{f}_i = 0$  において過程が位相整合し，ポンピング平面波の空間周波数に関して

$$\mathbf{f}_p = 0 \quad (47)$$

を仮定する。この場合，量子変換効率  $\eta$  は

$$f_i = |\mathbf{f}_i| \quad (48)$$

の関数になり，式(19)において

$$k_s - k_i - k_{pz} = 0 \quad (49)$$

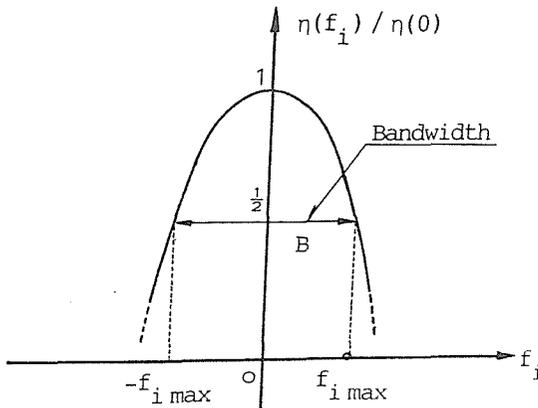


図4 許容空間周波数帯域幅

すると、許容される最大の位相不整合量は

$$\frac{(\Delta k_z)_{\max}}{2} L = 1.39 \quad (52)$$

を満たす。式(50)と式(52)を用いて  $f_{i\max}$  を求めると映像アップコンバータにおける許容空間周波数帯域幅として

$$B = 2f_{i\max} = \frac{1.88}{\sqrt{L(\lambda_i - \lambda_s)}} \sim \frac{1.88}{\sqrt{L\lambda_i}} \quad (53)$$

が得られる。ここで、 $\lambda_i$  および  $\lambda_s$  は赤外光と和周波数光の波長であり、近似は2つの波長の差が大きい場合に成立する。

## 5. む す び

厚い媒質を用いた映像アップコンバータの空間周波数伝達特性を解析した。まず、ポンピング光の減衰を省略し、4光波の空間周波数多重モード結合波動方程式に2光波近似を適用して、平面波ポンピングにおける一般解を導出した。その結果を用いて、物像間の映像伝達特性を空間周波数伝達関数を用いて表現した。厚い媒質の位相伝達特性が薄い媒質と基本的に等価であることを明らかにし、映像変換系の結像特性との関係を示した。しかし、各光波の損失ならびに光軸方向の位相整合特性によって厚い媒質の伝達関数には振幅特性が現れる。従って、変換された像はもとの赤外光像とは厳密には一致しない。特に、この影響が変換効率の空間周波数依存性となって現れることを示した。また、ここで得られた変換効率は各光波の損失ならびに結合定数の空間周波数特性を無視すれば、コリニアな系から導かれた従来の結果と一致することを確認した。更に、映像アップコンバータの視野特性を検討し、入射赤外光に対する許容空間周波数帯域幅を求めた。これらの結果は文献9の内容を詳しく述べたものである。

今後の課題としては、ガウスビームポンピング系やフーリエモード光学系の解析が残されている。終わりに、ご助言いただいた小川吉彦教授に深謝する。

## 参考文献

- 1) 桜庭一郎：光学，11（1982），3，pp. 261-266.
- 2) J. H. Newton and J. F. Young：IEEE J. Quantum Electron., QE-16（1980），3，pp. 268-276.
- 3) 岡本，久留，三島，桜庭：信学技報，OQE85-144（1986）.

が成立する。ここで、式(35)の近軸近似を用いると

$$\begin{aligned} \Delta k_z(f) &= k_s - k_i - k_{pz} + 2\pi^2 \left( \frac{f_i^2}{k_i} - \frac{f_s^2}{k_s} \right) \\ &= 2\pi^2 f_i^2 \left( \frac{1}{k_i} - \frac{1}{k_s} \right) \end{aligned} \quad (50)$$

が得られる。 $f_i=0$  の場合に  $\eta$  が最大となるから、図4に示すように赤外光の許容空間周波数帯域幅  $B$  を

$$\eta(f_{i\max}) = \frac{1}{2} \eta(0) \quad (51)$$

を満たす最大許容空間周波数  $f_{i\max}$  の2倍、すなわち、量子変換効率の半値全幅で定義

- 4) K. S. Krishnan, J. S. Ostrem, E. A. Stappaerts: Opt. Eng. (1978), 17, 2, pp. 108-112.
- 5) 佐藤, 伊藤, 桜庭: 信学論(C), J66-C(昭58), 8, pp. 545-552.
- 6) 佐藤, 桜庭: 信学論(C), J67-C(昭59), 4, pp. 353-360.
- 7) 岡本, 三島, 桜庭: 電気関係学会北海道支部連大, 202~204(昭61).
- 8) 岡本, 佐藤, 三島, 桜庭: 信学技報, EID87-16(1987).
- 9) 岡本, 佐藤, 三島, 桜庭: 信学論(C), J-71C(昭63), 8, pp. 1-7.
- 10) 岡本, 佐藤, 三島, 桜庭: 信学論(C), J-71C(昭63), 1, pp. 155-156.
- 11) 岡本, 三島, 桜庭: 北大工研究報告, 第142号(昭63), pp. 45-52.