



# 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 I : 媒質が薄い場合
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, 31-38
Issue Date	1988-12-27
Doc URL	<a href="https://hdl.handle.net/2115/42162">https://hdl.handle.net/2115/42162</a>
Type	departmental bulletin paper
File Information	144_31-38.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 I  
—媒質が薄い場合—

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 I  
—In the Case of Thin 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 thin nonlinear medium are analyzed in spatial frequency domain.

A general solution of the differential equations of the lossless and low efficiency image upconverter is derived assuming that the one-wave approximation in which only a 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.

Phase matching properties of the device are considered, and it is shown that the transverse phase matching conditions were completely strictly satisfied in the case of plane wave pumping and in a diffraction-free nonlinear medium.

The image upconverter can be characterized by the extension of optical transfer function (OTF), and if the medium is sufficiently thin, the OTF has the only phase factor from which the image formation is derived. The general equations of the image formation of sum-frequency response with infrared input are derived using the inverse Fourier transformation.

1. ま え が き

アルカリ金属蒸気などの2光子共鳴励起媒質を用いて赤外線像を可視光像に直接変換するパラメトリック映像アップコンバータ<sup>1),2)</sup>は、走査系や冷却を要しない可視光帯のすぐれた検出器を利用できるなどの特長があるため、近年、特に10 $\mu$ m帯の赤外線映像検出器として研究が進められている<sup>3),4)</sup>。

このデバイスの像の品質を検討する方法として、空間領域による方法と空間周波数領域による

方法の二つがある。これまで、映像変換系の結像や像分布について幾何光学ならびに波動光学を用いた解析が報告されている<sup>5),6)</sup>。しかし、空間領域におけるこれらの方法では、光線角度に依存した非線形相互作用が像に与える影響を解析的に評価することは極めて難しい。そのため、パラメトリックデバイスにおいて重要である位相整合特性や光波間の結合の影響などを含めた考察はされていない。それに対し空間周波数領域における解析ではこれらの評価が比較的容易であり、位相整合や媒質厚さによる特性を空間周波数領域で評価できる利点がある<sup>7),8),9)</sup>。

すでに著者らはパラメトリック映像変換系の特性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た<sup>10),11)</sup>。本報告では、その結果を用いて、薄い媒質に平面波ポンピングを行う系の空間周波数伝達特性を解析する。これは文献9の内容を詳しく述べたものである。

まず、4光波の空間周波数多重モード結合波動方程式に1光波近似を適用して、映像変換系に入射する赤外光像と発生する和周数光像との関係を表す空間周波数伝達方程式を導出する。次に、平面波ポンピングにおける媒質の空間周波数特性とパラメトリック相互作用における位相整合との関係を調べ、物像間の特性を空間周波数伝達関数の形式で表現する。更に、フーリエ逆変換を用いて、プローブ光電界と共役光電界との関係式を導出し、映像変換系の結像式を導出する。

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。更に、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。本論文において用いる重要な記号の一覧を表1に示す。

表1 重要な記号の説明

空間領域		空間周波数領域	
$\rho$	空間座標 ( $x, y$ )	$f$	空間周波数 ( $f_x, f_y$ )
$E_i(\rho, z)$	赤外光電界	$F_i(f, z)$	赤外光フーリエスペクトル
$E_s(\rho, z)$	和周波数光電界	$F_s(f, z)$	和周波数光フーリエスペクトル
$E_{p1}(\rho, z)$	ポンピング光電界1	$F_{p1}(f, z)$	ポンピング光フーリエスペクトル1
$E_{p2}(\rho, z)$	ポンピング光電界2	$F_{p2}(f, z)$	ポンピング光フーリエスペクトル2

## 2. 薄い媒質の空間周波数伝達方程式

映像変換系の像特性を解析する場合、その基本となるのが薄い媒質である。これは、より実用的な厚い媒質を検討する場合や従来の幾何光学を用いた解析結果との比較において重要である。ここでは、理論的に十分に薄い媒質を仮定し、その空間周波数伝達特性を表す微分方程式と一般解を示す。

### 2.1 結合波動方程式の1光波近似

一般に、薄い媒質を用いる映像変換系の変換効率は小さいため、パラメトリック相互作用による赤外光およびポンピング光の減衰は無視できる。また、各光波の光学的損失も無視できる場合には、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る。これを1光波近似と呼ぶ。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、和周波数光電界振幅の複素フーリエスペクトル  $F_s(f, z)$  の変化は次式で与えられる<sup>10)</sup>。

$$\frac{\partial}{\partial z} F_s(\mathbf{f}, z) = -j\beta_s(\mathbf{f}) \cdot \underline{F}_i(\mathbf{f}, z) * \underline{F}_{p1}(\mathbf{f}, z) * \underline{F}_{p2}(\mathbf{f}, z) \cdot \exp\left\{jk_s z \left[1 - \left(2\pi \frac{\mathbf{f}}{k_s}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \quad (1)$$

但し、ベクトル  $\mathbf{f}$  は図 1 に示す横方向空間座標

$$\boldsymbol{\rho} = xu_x + yu_y \quad (2)$$

に対する空間周波数であり、演算記号  $*$  は空間周波数  $\mathbf{f}$  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ベクトルは

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

および

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

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

$$F^*(\mathbf{f}) = \mathcal{F} E^*(\boldsymbol{\rho}) \quad (5)$$

と定める。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

$$\omega_s = \omega_i + \omega_{p1} + \omega_{p2} \quad (6)$$

を仮定する。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

$$\beta_m(\mathbf{f}) = \frac{1}{2} \chi_{NL} \omega_m \left(\frac{\mu_o}{\epsilon_m}\right)^{1/2} \frac{\bar{E}_{p1} \bar{E}_{p2}}{\left[1 - \left(2\pi \mathbf{f} / k_m\right)^2\right]^{1/2}} \quad (7)$$

で与える ( $m = i, s$ )。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  $\bar{E}_{p1}$ 、 $\bar{E}_{p2}$  とした。

## 2.2 空間周波数伝達方程式

図 1 に示す座標系において、媒質の軸方向  $z$  座標を  $z_o$ 、厚さを  $L$  とする。媒質が十分に薄く

$$L \rightarrow 0 \quad (8)$$

を仮定すると、式(1)より媒質前面における赤外光と媒質後面における和周波数光のフーリエスペクトル間の関係を表す空間周波数伝達方程式として

$$\underline{F}_s(\mathbf{f}; z_o) = -j\beta_s L \cdot \underline{F}_{we}(\mathbf{f}; z_o) * \underline{F}_i(\mathbf{f}; z_o) \quad (9)$$

が得られる。ここで、赤外光が相互作用によって受ける回折の影響を実効的な窓関数のフーリ

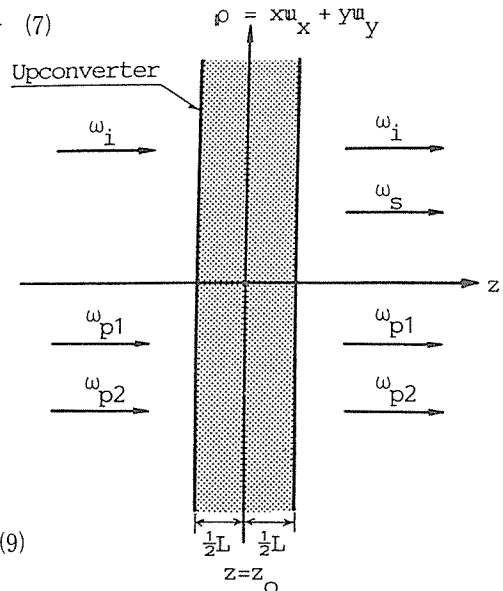


図 1 映像アップコンバータの座標系

エスペクトル

$$\underline{F}_{we}(\mathbf{f}; z_o) = \underline{F}_{p1}(\mathbf{f}; z_o) * \underline{F}_{p2}(\mathbf{f}; z_o) \quad (10)$$

として定義する。但し、実用上、和周波数光フーリエスペクトルの空間周波数帯域幅は十分に小さいと仮定し、結合定数の空間波数特性は省略した。式(9)より、媒質が十分に薄く変換効率の小さな場合には、軸方向の位相整合の影響は無視できる。

### 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

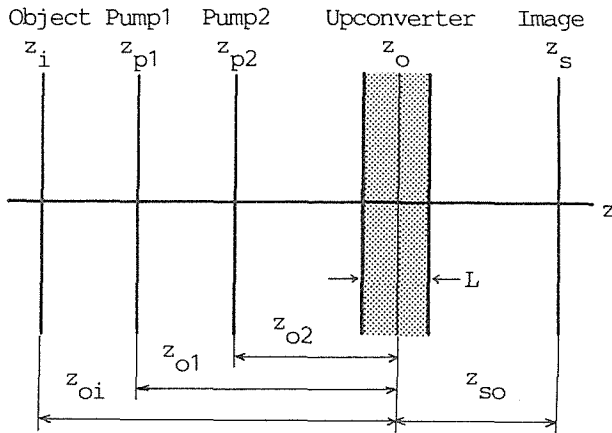


図2 映像変換系

映像変換系の概念図を図2に示す。媒質の中心を通る相互作用面が  $z = z_o$ 、赤外光の入力像面が  $z = z_i$ 、和周波数光の出力像面が  $z = z_s$  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。

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

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  $\mathbf{f}_{pm}$  である平面波のフーリエスペクトルは

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

で表わされる<sup>9)</sup>。ポンピング光源から相互作用面までを自由空間と仮定すると、この区間におけるフーリエスペクトルの伝搬は

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

で与えられるから、式(10)における実効的な窓関数のフーリエスペクトルは

$$\begin{aligned} \underline{F}_{we}(\mathbf{f}; z_o) &= \delta(\mathbf{f} - \mathbf{f}_p) \\ &\cdot \exp\left\{-jk_{p1}z_{o1}\left[1 - \left(2\pi \frac{\mathbf{f}_{p1}}{k_{p1}}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \cdot \exp\left\{-jk_{p2}z_{o2}\left[1 - \left(2\pi \frac{\mathbf{f} - \mathbf{f}_{p1}}{k_{p2}}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \end{aligned} \quad (14)$$

但し

$$\mathbf{f}_p = \mathbf{f}_{p1} + \mathbf{f}_{p2} \quad (15)$$

となる。ここで、一般に  $f(\mathbf{f})$  を  $\mathbf{f}$  に関する任意の関数として  $\mathbf{f}_o$  を定数とすると、デルタ関数の性質として

$$f(\mathbf{f}) \delta(\mathbf{f} - \mathbf{f}_o) = f(\mathbf{f}_o) \delta(\mathbf{f} - \mathbf{f}_o) \quad (16)$$

が成立するため

$$\begin{aligned} \underline{F}_{we}(\mathbf{f}; z_o) &= \delta(\mathbf{f} - \mathbf{f}_p) \\ &\cdot \exp\left\{-jk_{p1}z_{o1}\left[1 - \left(2\pi\frac{f_{p1}}{k_{p1}}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \cdot \exp\left\{-jk_{p2}z_{o2}\left[1 - \left(2\pi\frac{f_{p2}}{k_{p2}}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \end{aligned} \quad (17)$$

となる。上式右辺の位相因子は  $\mathbf{f}$  を含まずコンスタントと見なせるので、これを省略すると

$$\underline{F}_{we}(\mathbf{f}; z_o) = \delta(\mathbf{f} - \mathbf{f}_p) \quad (18)$$

が得られる。

### 3.2 位相整合特性

式(9)および式(18)より、相互作用面の空間周波数伝達特性は

$$\underline{F}_s(\mathbf{f}; z_o) = -j\beta_s L \underline{F}_i(\mathbf{f} - \mathbf{f}_p; z_o) \quad (19)$$

となる。パラメトリック相互作用における位相整合特性を調べるために、入射赤外光のフーリエスペクトルとして

$$\underline{F}_i(\mathbf{f}; z_o) = \delta(\mathbf{f} - \mathbf{f}_i; z_o) \quad (20)$$

で表される空間周波数  $\mathbf{f}_i$  の平面波を仮定すると、和周波数光応答は

$$\underline{F}_s(\mathbf{f}; z_o) = -j\beta_s L \delta(\mathbf{f} - \mathbf{f}_i - \mathbf{f}_p; z_o) \quad (21)$$

となる。従って、発生する和周波数光も平面波となり、その空間周波数を  $\mathbf{f}_s$  で表すと

$$\mathbf{f}_s = \mathbf{f}_i + \mathbf{f}_p \quad (22)$$

が成立する。これは媒質開口の影響を無視できる系において、横方向 ( $x, y$ ) の位相整合条件が厳密に満たされることを示す。

### 3.3 入出力像面間の空間周波数伝達関数

自由空間中における和周波数光のフーリエスペクトルの伝搬は、包絡線に対して

$$F_s(\mathbf{f}, z_s) = F_s(\mathbf{f}, z_o) \quad (23)$$

が成立し、位相因子については式(4)より

$$\underline{F}_s(\mathbf{f}, z_s) = F_s(\mathbf{f}, z_s) \exp\left\{-jk_s z_s \left[1 - \left(2\pi\frac{f}{k_s}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \quad (24a)$$

$$\underline{F}_s(\mathbf{f}, z_o) = F_s(\mathbf{f}, z_o) \exp\left\{-jk_s z_o \left[1 - \left(2\pi\frac{f}{k_s}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \quad (24b)$$

と用いると

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

で与えられる。赤外光に対しても同様にして

$$\underline{F}_i(\mathbf{f}, z_o) = \underline{F}_i(\mathbf{f}, z_i) \exp\left\{-jk_i z_{oi} \left[1 - \left(2\pi\frac{f}{k_i}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \quad (26)$$

が成立する。これらの結果より、平面波ポンピングの場合にはパラメトリック映像変換系の特性

を次式で定義される空間周波数伝達関数を用いて表すことができる。

$$H_o(\mathbf{f}; z_i, z_s) \equiv \frac{F_s(\mathbf{f}; z_s)}{F_i(\mathbf{f}-\mathbf{f}_p; z_i)} \quad (27)$$

ここで、通常の伝達関数との相違は、赤外光入力と和周波数光応答の間に位相整合に伴う空間周波数の移動が含まれる点にある。式(19)および式(25)、(26)を用いて上式を求めると

$$H_o(\mathbf{f}; z_i, z_s) = -j\beta_s L \cdot \exp\left\{-jk_i z_{oi} \left[1 - \left(2\pi \frac{\mathbf{f}-\mathbf{f}_p}{k_i}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \cdot \exp\left\{-jk_s z_{so} \left[1 - \left(2\pi \frac{\mathbf{f}}{k_s}\right)^2\right]^{1/2}\right\} \quad (28)$$

が得られる。実用上、ポンピング光の空間周波数は十分小さく、すべての光線は変換系の光軸( $z$ 軸)に対して近軸領域にあるとして

$$\left[1 - \left(2\pi \frac{\mathbf{f}}{k}\right)^2\right]^{1/2} \simeq 1 - 2\left(\pi \frac{\mathbf{f}}{k}\right)^2 \quad (29)$$

を仮定すると、式(28)は

$$H_o(\mathbf{f}; z_i, z_s) = -j\beta_s L \exp\{j\Theta\} \quad (30)$$

但し

$$\Theta = \pi \varepsilon_F f^2 + 2\pi \delta \rho \cdot \mathbf{f} + C \quad (31)$$

$$\varepsilon_F \equiv 2\pi \left( \frac{z_{oi}}{k_i} + \frac{z_{so}}{k_s} \right) \quad (32)$$

$$\delta \rho \equiv -2\pi \frac{z_{oi}}{k_i} \mathbf{f}_p \quad (33)$$

$$C \equiv 2\pi^2 \frac{z_{oi}}{k_i} f_p^2 \quad (34)$$

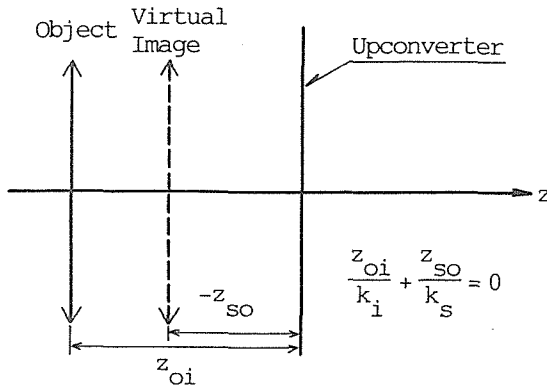


図3 平面波ポンピングにおける軸方向結像位置

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(30)のフーリエ逆変換が $\delta$ 関数になるための条件

$$\varepsilon_F = 0 \quad (35)$$

より、物像間の軸方向結像条件式

$$\frac{z_{oi}}{k_i} + \frac{z_{so}}{k_s} = 0 \quad (36)$$

が得られる。この場合の赤外光像面と虚像のできる和周波数光像面の配置を図3に示す。

#### 4. 入出力像面上の電界分布

本章では、フーリエ逆変換を用いて入射赤外光電界と発生する和周波数光電界との関係式を導出する。

まず、伝達関数の定義式(27)を

$$\underline{F}_s(\mathbf{f}; z_s) = H_o(\mathbf{f}; z_i, z_s) \underline{F}_i(\mathbf{f} - \mathbf{f}_p; z_i) \quad (37)$$

と書き直し、両辺をフーリエ逆変換すると

$$E_s(\boldsymbol{\rho}; z_s) = h_o(\boldsymbol{\rho}; z_i, z_s) * \mathfrak{F}^{-1} \underline{F}_i(\mathbf{f} - \mathbf{f}_p; z_i) \quad (38)$$

が得られる。但し、各フーリエスペクトルおよび伝達関数のフーリエ逆変換をフーリエ逆変換演算子 $\mathfrak{F}^{-1}$ を用いて

$$E_i(\boldsymbol{\rho}; z_i) = \mathfrak{F}^{-1} \underline{F}_i(\mathbf{f}; z_i) \quad (39)$$

$$E_s(\boldsymbol{\rho}; z_s) = \mathfrak{F}^{-1} \underline{F}_s(\mathbf{f}; z_s) \quad (40)$$

$$h_o(\boldsymbol{\rho}; z_i, z_s) = \mathfrak{F}^{-1} H_o(\mathbf{f}; z_i, z_s) \quad (41)$$

と表す。式(38)の右辺はフーリエ変換の性質より

$$\mathfrak{F}^{-1} \underline{F}_i(\mathbf{f} - \mathbf{f}_p; z_i) = E_i(\boldsymbol{\rho}; z_i) \exp(-j2\pi \mathbf{f}_p \cdot \boldsymbol{\rho}) \quad (42)$$

が成立し、結像条件

$$\varepsilon_F = 0 \quad (43)$$

を用いると

$$\begin{aligned} h_o(\boldsymbol{\rho}; z_i, z_s) &= \mathfrak{F}^{-1} H_o(\mathbf{f}; z_i, z_s) \\ &= -j\beta_s L \mathfrak{F}^{-1} \exp\{j2\pi \delta \boldsymbol{\rho} \cdot \mathbf{f}\} \exp\{jC\} \\ &= -j\beta_s L \delta(\boldsymbol{\rho} - \delta \boldsymbol{\rho}) \exp\{jC\} \end{aligned} \quad (44)$$

が得られる。式(42)、(44)を式(38)に代入して、式(33)、(34)を用いると観測面上の和周波数光電界が次式で与えられる。

$$\begin{aligned} E_s(\boldsymbol{\rho}; z_s) &= \mathfrak{F}^{-1} \underline{F}_s(\mathbf{f}; z_s) \\ &= \mathfrak{F}^{-1} \underline{F}_i(\mathbf{f} - \mathbf{f}_p; z_i) * \mathfrak{F}^{-1} H_o(\mathbf{f}; z_i, z_s) \\ &= [E_i(\boldsymbol{\rho}; z_i) \exp(-j2\pi \mathbf{f}_p \cdot \boldsymbol{\rho})] \\ &\quad * h_o(\boldsymbol{\rho}; z_i, z_s) \\ &= [E_i(\boldsymbol{\rho}; z_i) \exp(-j2\pi \mathbf{f}_p \cdot \boldsymbol{\rho})] \\ &\quad * [-j\beta_s L \delta(\boldsymbol{\rho} - \delta \boldsymbol{\rho}) \exp\{jC\}] \\ &= -j\beta_s L E_i(\boldsymbol{\rho} - \delta \boldsymbol{\rho}; z_i) \cdot \exp\{-j2\pi \mathbf{f}_p \cdot (\boldsymbol{\rho} - \delta \boldsymbol{\rho})\} \cdot \exp\{jC\} \\ &= -j\beta_s L E_i(\boldsymbol{\rho} - \delta \boldsymbol{\rho}; z_i) \cdot \exp\left\{-j \frac{k_i}{2z_{oi}} (\delta \boldsymbol{\rho}^2 - 2\boldsymbol{\rho} \cdot \delta \boldsymbol{\rho})\right\} \\ &= -j\beta_s L E_i(\boldsymbol{\rho} - \delta \boldsymbol{\rho}; z_i) \cdot \exp\left\{-j \frac{k_i}{2z_{oi}} ((\boldsymbol{\rho} - \delta \boldsymbol{\rho})^2 - \boldsymbol{\rho}^2)\right\} \end{aligned} \quad (45)$$

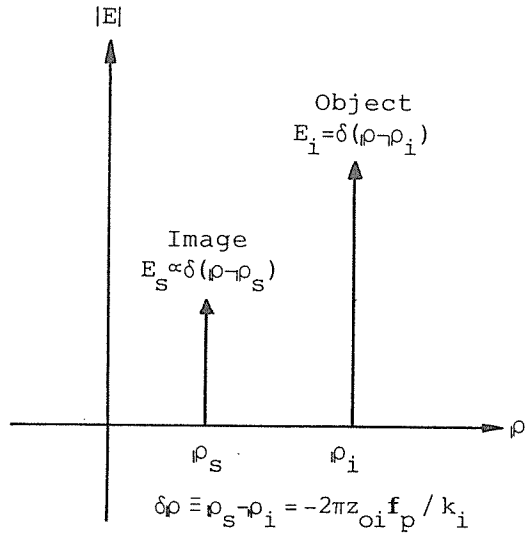


図4 平面波ポンピングにおけるインパルス応答

次に、入射赤外光電界として、横方向位置 $\boldsymbol{\rho}_i$ にある単位インパルス

$$E_i(\boldsymbol{\rho}; z_i) = \delta(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_i) \quad (46)$$

を仮定すると、和周波数光応答は位相因子を省略して

$$E_s(\boldsymbol{\rho}; z_s) \propto -j\beta_s L \delta(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_i - \delta\boldsymbol{\rho}; z_i) \quad (47)$$

で表されるインパルスとなる。和周波数光応答の生ずる横方向位置 $\boldsymbol{\rho}_s$ は

$$\boldsymbol{\rho}_s = \boldsymbol{\rho}_i + \delta\boldsymbol{\rho} \quad (48)$$

によって与えられる。この場合の横方向結像位置の関係を図4に示す。

式(36)と式(49)は空間周波数伝達関数の位相特性と周波数変換系における結像位置との関係を表すが、これらは幾何光学によって得られる結像式<sup>5)</sup>に対応する。また、式(46)の像分布は回折積分を用いて得られる結果<sup>9)</sup>と一致する。

## 5. む す び

2光子共鳴励起形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を解析した。まず、ポンピング光および赤外光の減衰を無視できる低利得な映像変換系を仮定し、空間周波数領域表示の結合波動方程式に1光波近似を適用した。その結果を開口の影響を無視できる十分に薄く無損失な媒質に適用し、映像変換系に入射する赤外光像と発生する和周波数光像との関係を表す空間周波数伝達方程式を導出した。次に、平面波ポンピングにおける媒質の空間周波数特性とパラメトリック相互作用における位相整合との関係について考察し、十分に薄い媒質においては横方向の位相整合条件が厳密に満たされることを示した。また、入出力像面間の特性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変換系の結像特性との関係を明らかにした。更に、フーリエ逆変換を用いて、赤外光電界と和周波数光電界との関係式を導き、映像アップコンバータにおける結像式を導出した。特に、近軸領域における赤外像と和周波数光像の位置関係が従来の幾何光学ならびに波動光学による結果と一致することを示し、本解析手法の正当性を証明した。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や媒質開口による回折の影響などを含む空間周波数多重モード系の解析が残されている。終わりに、ご助言を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，OQE 85-144 (1986) .
- 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)，J 66-C (昭58)，8，pp. 545-552.
- 6) 佐藤，桜庭：信学論 (C)，J 67-3 (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.