



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	ランダム媒質中を伝播する集束ガウス形光ビームのヘテロサイン検波
Author(s)	藤木, 茂夫; Fujiki, Shigeo; 鈴木, 道雄 他
Citation	北海道大學工學部研究報告, 54, 237-247
Issue Date	1969-10-20
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/40969
Type	departmental bulletin paper
File Information	54_237-248.pdf



ランダム媒質中を伝播する集束ガウス 形光ビームのヘテロダイン検波

藤 木 茂 夫*

鈴 木 道 雄*

(昭和44年5月2日受理)

Optical Heterodyne Detection of a Focused Gaussian Beam Propagating Through a Random Medium

Shigeo FUJIKI

Michio SUZUKI

(Received May 2, 1969)

Abstract

An investigation on optical heterodyne detection of a plane wave propagating through a randomly inhomogeneous medium was made by D. L. Fried and others. Further it was shown by Kinoshita, et al, that the fluctuations of a focused gaussian beam decreases near the focal point.

In this paper, a significant reduction of scintillation in the optical heterodyne detection of a focused gaussian light beam propagating through a random medium was theoretically investigated. The investigation was made on the assumption that the beam was emitted from a coherent and monochromatic source extended over a pupil plane with a circularly symmetric gaussian amplitude distribution and a curved wavefront which characterizes the beam shape, and the refractive index fluctuations of the medium were statistically homogeneous and isotropic.

目 次

1. ま え が き	238
2. 理論式と数値例	238
2.1 ヘテロダイン検波出力電流	238
2.2 $\delta A_s(r)$ の計算	239
2.3 δi_s の自乗平均値 $\langle \delta i_s^2 \rangle$	240
2.4 ゆらぎのないときの検波電流の自乗	241
2.5 量子効率 $\mu(\theta)$ が Gauss 分布をもつとき	241
2.6 小さな Photodetector を数個配置したとき	245
3. 結 言	247

* 電子工学科 電波応用工学講座

1. ま え が き

レーザ応用の1つに光通信がある。光通信を行なうにあたり、乱れのある大気中を伝播してきたときに生ずる光ビームのゆらぎが問題となってくる。球面波、平面波、さらに集束、非集束ガウス形光ビームなどが、ゆらぎのある媒質内を通過してきたときの光ビームのゆらぎについては既に発表されている^{1)~3)}。

ゆらぎのある媒質内を通過してきた平面波的光ビームをヘテロダイン検波した場合については既に報告されている^{4,5)}。一方集束ガウス形光ビームのゆらぎがその焦点附近で減少することが木下、鈴木などにより見い出されている。本論文はこのような集束ガウス形光ビームを焦点附近でヘテロダイン検波した場合のゆらぎについて理論的に解析したものである。

本研究の狙いとするところは、ヘテロダイン検波において、ゆらぎの影響をできるだけおさえて最も能率的に光ビームを受信する方法を見出す事にある。その第1段階として photodetector の量子効率の分布と、ビームスポットサイズ、媒質のゆらぎのスケールの大きさとの関連を論じた。

媒質がランダムに変動すると屈折率のゆらぎが生ずるが、このゆらぎは確率変数として与えられるので、光ビームのゆらぎも統計的に評価しなければならない。簡単のため、屈折率ゆらぎは統計的に等方、均質で、その空間スペクトルは光の波長より大きく、時間的変動は光波のそれに比べきわめてゆるやかで、したがって屈折率は空間的にのみ変わる確率変数とし、また Gauss 形自己相関関数を有するものと仮定した。

2. 理論式と数値例

2.1 ヘテロダイン検波出力電流

図-1 のように光波の進行方向を z 軸方向にとり、 $z=0$ に光源があるとする。媒質は準静的ランダム媒質とし、媒質の屈折率を

$$n(\mathbf{r}) = n_0 [1 + \delta n(\mathbf{r})] \quad (1)$$

とする。その集合平均は $\langle n(\mathbf{r}) \rangle \equiv n_0$ である。

今、受光面に入射する信号光、局発光をそれぞれ

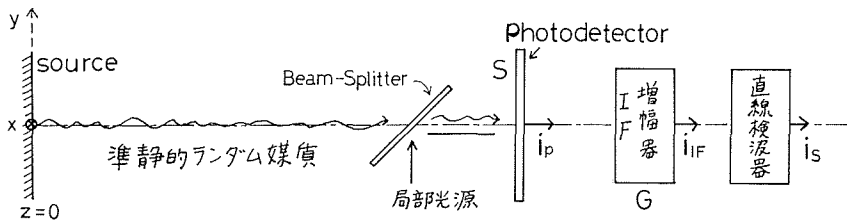


図-1 光ヘテロダイン検波

$$E_s(\mathbf{r}, t) = |A_{s0}(\mathbf{r})| e^{j[\omega t - kz + \phi_{s0}(\rho)]} + \delta A_s(\mathbf{r}) e^{j(\omega t - kz)} \quad (2)$$

$$E_0(\mathbf{r}, t) = A_0 e^{j(\omega_0 t - k_0 z + \phi_0)} \quad (3)$$

ここで ω , ω_0 はそれぞれ信号光, 局発光の角周波数である (k , k_0 は各波の位相定数であり $k = 2\pi n_0/\lambda$, $k_0 = 2\pi n_0/\lambda_0$, λ , λ_0 は各波の真空中での波長)。 \mathbf{r} は x, y, z 座標を表わし ρ は x, y 座標を表わす。

photodetector の量子効率を $\mu(\rho)$ とすると, photodetector からの全電流 i_p は

$$i_p = \frac{1}{2} \int_S \mu(\rho) (E_0 + E_s) (E_0 + E_s)^* dS \quad (4)$$

となる。積分は photodetector の面上にわたって行なわれ, * 印は complex conjugate を表わす。(2), (3) 式を (4) に代入し, $A_0 \gg |A_{s0}|$ とすると, IF 直線検波器の出力電流 i_s は

$$i_s = i_{s0} + \delta i_s \quad (5)$$

$$i_{s0} = \frac{A_0 G}{\pi} \int_S \mu(\rho) |A_{s0}(\rho)| dS \quad (6)$$

$$\delta i_s = \frac{A_0 G}{2\pi} \int_S \mu(\rho) [\delta A_s(\mathbf{r}) + \delta A_s^*(\mathbf{r}) + j \{\delta A_s(\mathbf{r}) - \delta A_s^*(\mathbf{r})\}] dS \quad (7)$$

G ; IF 増幅器の利得

となる。 δi_s はゆらぎ成分である。

2.2 $\delta A_s(\mathbf{r})$ の計算

屈折率ゆらぎ $\delta n(\mathbf{r})$ によるゆらぎ $\delta A_s(\mathbf{r})$ は媒質にゆらぎのないときの波動関数 $\phi_0(\mathbf{r})$ を用いて計算される $\phi_0(\mathbf{r})$ は (2) 式で時間因子 $e^{j\omega t}$ を取った右辺第 1 項である。

$\phi_0(\mathbf{r})$ は次の Helmholtz 方程式

$$\nabla^2 \phi_0(\mathbf{r}) + k^2 \phi_0(\mathbf{r}) = 0 \quad (8)$$

を満足する解である。この $\phi_0(\mathbf{r})$ を用いて, $\delta A_s(\mathbf{r})$ は次式のように与えられる。

$$\delta A_s(\mathbf{r}) e^{-jkz} = \frac{k^2}{2\pi} \iiint_{-\infty}^{\infty} \int_{\zeta=0}^z \delta n(\xi, \eta, \zeta) \phi_0(\xi, \eta, \zeta) \frac{e^{-jkz}}{r} d\xi d\eta d\zeta \quad (9)$$

$$r^2 = (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2 \quad (10)$$

(8), (9) 式の $\phi_0(\mathbf{r})$ は, 集束ガウス形光ビームの場合

$$\phi_0(\xi, \eta, \zeta) = \frac{e^{-jk\zeta}}{dB(\zeta)} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\alpha^2} - j \frac{k}{l}\right) \frac{\xi^2 + \eta^2}{B(\zeta)}\right] \quad (11)$$

$$B(\zeta) = 1 - \frac{\zeta}{l} + \frac{\zeta^2}{jk\alpha^2} \quad (12)$$

となり, 2α は光源スポットサイズ, l は光源の波面曲率半径である。又 $2\alpha |B(z)|$ がビームのスポットサイズを与えるので $B(z)$ は複素ビーム係数と呼ばれる。

次に (8) 式の e^{-jkz}/r を次式で近似する。

$$\frac{e^{-jkz}}{r} \simeq \frac{1}{z-\zeta} \exp \left[-jk \left\{ z-\zeta + \frac{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2}{2(z-\zeta)} \right\} \right] \quad (13)$$

(11), (13) 式を (9) 式に代入して $\delta A_s(\mathbf{r})$ を求めると

$$\begin{aligned} \delta A_s(\mathbf{r}) = & \frac{\zeta^2}{2\pi\alpha} \iint_{-\infty}^{\infty} \int_{\zeta=0}^z \delta n(\xi, \eta, \zeta) \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\alpha^2} - j \frac{k}{l} \right) \frac{\xi^2 + \eta^2}{B(\zeta)} \right. \\ & \left. - jk \frac{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2}{2(z-\zeta)} \right] d\xi d\eta d\zeta \end{aligned} \quad (14)$$

を得る。

2.3 δi_s の自乗平均値 $\langle \delta i_s^2 \rangle$

δi_s の自乗平均値 (集合平均) は (7) 式より

$$\begin{aligned} \langle \delta i_s^2 \rangle = & \frac{A_0^2 G^2}{2\pi^2} \int_S \int_{S'} \mu(\boldsymbol{\rho}) \mu(\boldsymbol{\rho}') \left[\langle \delta A_s(\mathbf{r}) \delta A_s^*(\mathbf{r}') \rangle + \langle \delta A_s^*(\mathbf{r}) \delta A_s(\mathbf{r}') \rangle \right. \\ & \left. + j \left\{ \langle \delta A_s(\mathbf{r}) \delta A_s(\mathbf{r}') \rangle - \langle \delta A_s^*(\mathbf{r}) \delta A_s^*(\mathbf{r}') \rangle \right\} \right] dS dS' \quad (15) \\ \mathbf{r} = (x, y, z), \quad \mathbf{r}' = (x', y', z), \quad dS dS' = dx dy dx' dy' \end{aligned}$$

となる。(15) 式を計算するためには、 $\delta n(\mathbf{r})$ の自己相関関数 $\langle \delta n(\mathbf{r}) \delta n(\mathbf{r}') \rangle$ が必要である。自己相関関数の多少の差は物理現象全体の評価にあまり影響しないので、ここでは計算の便宜上次の様な相関半径 a のガウス形を仮定する。

$$\langle \delta n(\mathbf{r}) \delta n(\mathbf{r}') \rangle = \langle \delta n^2 \rangle \exp \left\{ -\frac{(\xi-\xi')^2 + (\eta-\eta')^2 + (\zeta-\zeta')^2}{a^2} \right\} \quad (16)$$

(14), (16) 式を (15) 式に代入し、公式

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-A\xi^2 + B\xi} d\xi = \sqrt{\frac{\pi}{A}} e^{\frac{B^2}{4A}}, \quad \text{Re}(A) > 0 \quad (17)$$

と近似式

$z \gg a$ で

$$\iint_0^z e^{-\frac{(\xi-\zeta')^2}{a}} F(\zeta, \zeta') d\zeta d\zeta' \simeq \sqrt{\pi} a \int_0^z F(\zeta, \zeta) d\zeta \quad (18)$$

を用い、一部積分を実行すると

$$\begin{aligned} \langle \delta i_s^2 \rangle = & A_1 \int_S \int_{S'} \mu(\boldsymbol{\rho}) \mu(\boldsymbol{\rho}') \left[P(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}', z) + P^*(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}', z) \right. \\ & \left. + j \left\{ Q(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}', z) - Q^*(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}', z) \right\} \right] dx dy dx' dy' \quad (19) \\ \boldsymbol{\rho} = (x, y), \quad \boldsymbol{\rho}' = (x', y') \end{aligned}$$

ここで

$$\begin{aligned}
 A_1 &= \frac{A_0^2 G^2 k^4 \langle \delta n^2 \rangle a^5}{8\pi^{3/2} \alpha^2} \\
 P(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}', z) &= \int_0^z \frac{e^{-f_P(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}', z, \zeta)}}{D_P(z, \zeta)} d\zeta \\
 Q(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}', z) &= \int_0^z \frac{e^{-f_Q(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}', z, \zeta)}}{D_Q(z, \zeta)} d\zeta \\
 D_P(z, \zeta) &= D_1 D_2 (z - \zeta)^2 |B(\zeta)|^2 \\
 D_Q(z, \zeta) &= D_1^* D_3 (z - \zeta)^2 B^2(\zeta) \\
 D_1 &= 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{a^2}{\alpha^2} + j \frac{ka^2}{l} \right) \frac{1}{B^*(\zeta)} - \frac{jka^2}{2(z - \zeta)} \\
 D_2 &= D_1^* - \frac{1}{D_1} \\
 D_3 &= D_1^* - \frac{1}{D_1^*}
 \end{aligned} \tag{20}$$

$$\begin{aligned}
 f_P(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}', z, \zeta) &= a_P(z, \zeta) (x^2 + y^2) + a_P^*(z, \zeta) (x'^2 + y'^2) \\
 &\quad C_P(z, \zeta) (x x' + y y') \\
 f_Q(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}', z, \zeta) &= a_Q(z, \zeta) (x^2 + y^2) + a_Q(z, \zeta) (x'^2 + y'^2) \\
 &\quad C_Q(z, \zeta) (x x' + y y') \\
 a_P(z, \zeta) &= \frac{k^2 a^2}{4(z - \zeta)^2 D_2} + \frac{jk}{2(z - \zeta)} \\
 C_P(z, \zeta) &= -\frac{k^2 a^2}{2(z - \zeta)^2 D_1 D_2} \\
 a_Q(z, \zeta) &= \frac{k^2 a^2}{4(z - \zeta)^2 D_3} + \frac{jk}{2(z - \zeta)} \\
 C_Q(z, \zeta) &= \frac{k^2 a^2}{2(z - \zeta)^2 D_1^* D_3}
 \end{aligned} \tag{21}$$

である。(19) 式は5重積分であるが、量子効率 $\mu(\boldsymbol{\rho})$ を適当に選ぶ事により、積分はさらに実行される。

2.4 ゆらぎのないときの検波電流の自乗

(6), (11) 式および $|A_{s0}(\mathbf{r})| = |\phi_0(\mathbf{r})|$ なる関係より、 i_{s0} の自乗は

$$i_{s0}^2 = \left(\frac{A_0}{\pi} \right)^2 \frac{G^2}{\alpha^2 |B(z)|^2} \left[\iint \mu(\boldsymbol{\rho}) e^{-\frac{x^2 + y^2}{2\alpha^2 |B(z)|^2}} dx dy \right]^2 \tag{22}$$

となる。

2.5 量子効率 $\mu(\boldsymbol{\rho})$ が Gauss 分布をもつとき

量子効率 $\mu(\boldsymbol{\rho})$ が Gauss 分布で

$$\mu(\boldsymbol{\rho}) = \mu_0 e^{-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}} \tag{23}$$

なるとき (19) 式は公式 (17) 式を用い, 3 重の積分になるが, 電子計算機で数値積分させても時間がかかりすぎる。そこで便宜的に photodetector の受光面積を無限大にする。再び公式 (17) を用い, x, y, x', y' の積分を行なう。

$$\left. \begin{aligned} \bar{z} &= \frac{e}{ka^2} z \\ \bar{\zeta} &= \frac{e}{ka^2} \zeta \end{aligned} \right\} \quad e: \text{const} \quad (24)$$

($e=4$ のときは wave parameter と呼ばれる)

$$\langle \delta i_{30}^2 \rangle = A_2 \int_0^{\bar{z}} \left[\frac{1}{E_P(\bar{z}, \bar{\zeta})} + \frac{1}{E_P^*(\bar{z}, \bar{\zeta})} + j \left\{ \frac{1}{E_Q(\bar{z}, \bar{\zeta})} - \frac{1}{E_Q^*(\bar{z}, \bar{\zeta})} \right\} \right] d\bar{\zeta} \quad (25)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} A_2 &= A_1 \mu_0^2 \pi^2 \beta^4 \\ E_P(\bar{z}, \bar{\zeta}) &= D'_P(\bar{z}, \bar{\zeta}) (\bar{z} - \bar{\zeta})^2 \left(A_P^2 - \frac{C_P^2}{4} \right) \\ E_Q(\bar{z}, \bar{\zeta}) &= D'_Q(\bar{z}, \bar{\zeta}) (\bar{z} - \bar{\zeta})^2 \left(A_Q^2 - \frac{C_Q^2}{4} \right) \\ D'_P(\bar{z}, \bar{\zeta}) &= D_1 D_2 (\bar{z} - \bar{\zeta})^2 |B(\bar{\zeta})|^2 \\ D'_Q(\bar{z}, \bar{\zeta}) &= D_1^* D_3 (\bar{z} - \bar{\zeta})^2 B^2(\bar{\zeta}) \\ A_P &= \frac{1}{2} + \frac{m^2}{2} \left[\frac{e^2}{2(\bar{z} - \bar{\zeta})^2 D_2} + \frac{je}{\bar{z} - \bar{\zeta}} \right] \\ C_P &= -\frac{m^2}{2} \frac{e^2}{(\bar{z} - \bar{\zeta})^2 D_1 D_2} \\ A_Q &= \frac{1}{2} + \frac{m^2}{2} \left[\frac{e^2}{2(\bar{z} - \bar{\zeta})^2 D_3} + \frac{je}{\bar{z} - \bar{\zeta}} \right] \\ C_Q &= \frac{m^2}{2} \frac{e^2}{(\bar{z} - \bar{\zeta})^2 D_1^* D_3} \\ m &= \frac{\beta}{a} \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

またこのときのゆらぎのないときの検波電流の自乗は

$$\left. \begin{aligned} i_{30}^2 &= \left[\frac{A_0 G \mu_0 \beta^2}{\alpha |B(z)| |G(z)|} \right]^2 \\ G(z) &= \frac{1}{2} + \frac{1}{2 |B(z)|} \left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^2 \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

となる。

図-2 に $l=ka^2/4$ の場合のビームのスポットサイズを示した。ビームのスポットサイズが最小となる位置 z_f は

$$z_f = \frac{l}{1 + \left(\frac{l}{ka^2} \right)^2} \quad (29)$$

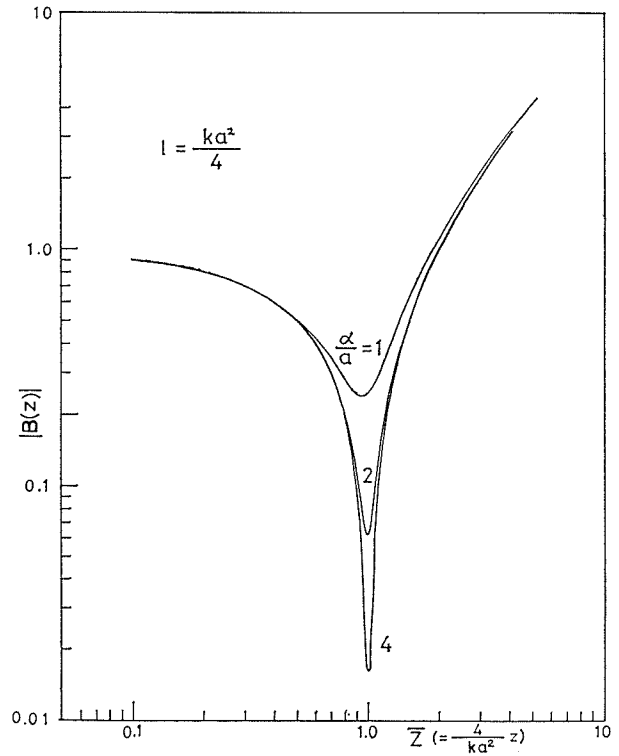


図-2 集束ガウス形光ビーム ($l=ka^2/4$) における $|B(z)|$

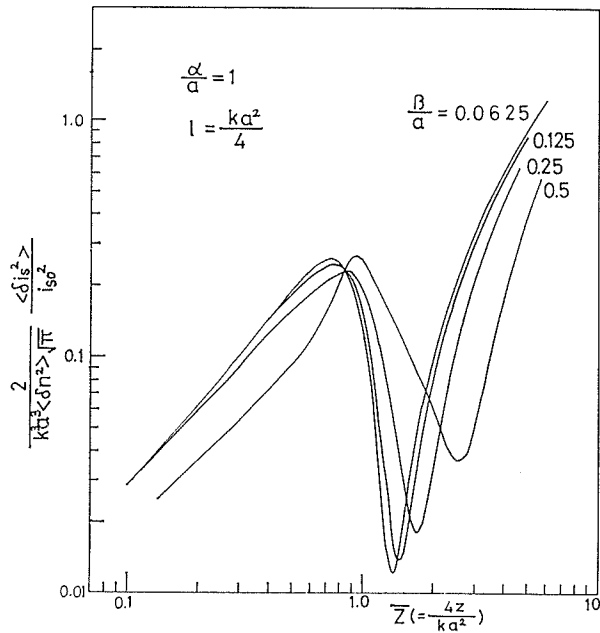


図-3 ヘテロダイン検波の $\langle \delta i_s^2 \rangle / i_{s0}^2$ ($\alpha/a=4$)

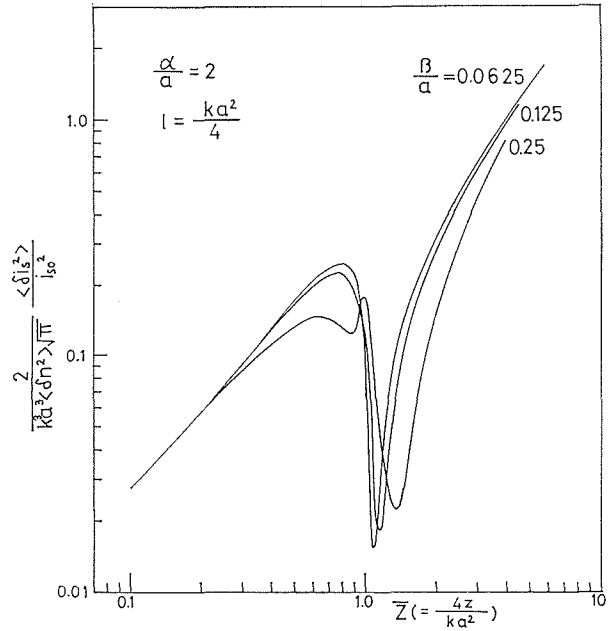


図-4 ヘテロダイン検波の $\langle \delta i_s^2 \rangle / i_{s0}^2$ ($\alpha/a=2$)

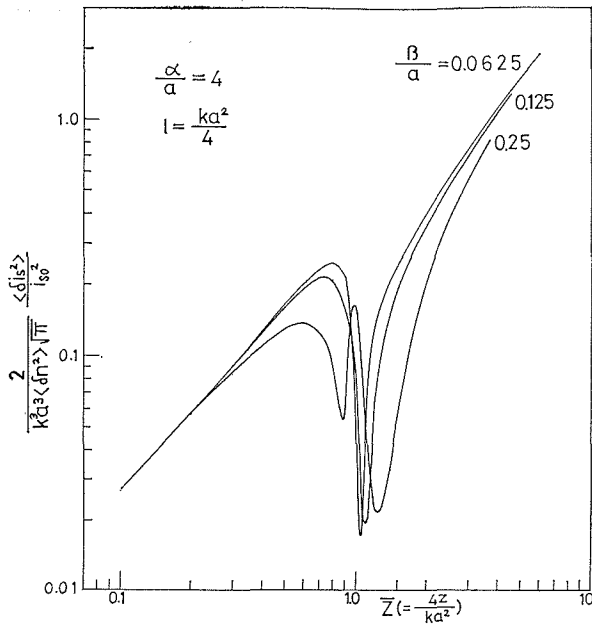


図-5 ヘテロダイン検波の $\langle \delta i_s^2 \rangle / i_{s0}^2$ ($\alpha/a=1$)

で与えられ、光源の波面曲率の中心 $z=l$ ではない。図より a/a が大きいビームほど $z=l$ の近くで減少する。

図-3, 図-4, 図-5 に α/a と β/a をパラメーターにして $\langle \delta i_{s0}^2 \rangle / i_{s0}^2$ がいかに変化するかを示した。これらによれば、ビームが太いほど $z=l$ の附近で急激に減少するが、ビームが細くなれば、最小点は $z=l$ の後方に移動し、さらに同じ太さのビームならば、photodetector の量子効率の分布が鋭いほど急激に減少し、最小点は $z=l$ に近づく。

2.6 小さな photodetector を数個配置したとき

受光点に小さな photodetector を数個置き、各々の detector に移相器をつけた場合を考える。この場合は量子効率を等価的に複素数にすればよい。量子効率が δ -関数的に分布しているものとして。

$$\mu(\rho) = \sum_{n=1}^i \mu_n \delta(x-x_n) \delta(y-y_n) \quad (30)$$

と表わす。 i は detector の個数で、 μ_n は複素数である。(30) 式を (19) 式に適用するときには $\mu(\rho')$ を complex conjugate にする事を考慮して

$$\langle \delta i_{s0}^2 \rangle = A_1 \sum_{n=1}^i \sum_{k=1}^i \mu_n \mu_k^* F_{n,k} \quad (31)$$

ここで $F_{n,k}$ は

$$F_{n,k} = P_{n,k} + P_{n,k}^* + j(Q_{n,k} - Q_{n,k}^*) \quad (32)$$

とおき、 $P_{n,k}$, $Q_{n,k}$ は (20) 式の $P(\rho, \rho', z)$, $Q(\rho, \rho', z)$ の x, y, x', y' にそれぞれ x_n, y_n, x_k, y_k を代入したもので、例えば $P_{n,k}$ については

$$\left. \begin{aligned} P_{n,k} &= \int_0^z \frac{e^{-f_P(x_n, y_n; x_k, y_k; z; \zeta)}}{D_P(z, \zeta)} d\zeta \\ f(x_n, y_n; x_k, y_k; z; \zeta) &= \\ & a_P(x_n^2 + y_n^2) + a_P^*(x_k^2 + y_k^2) + C_P(x_n x_k + y_n y_k) \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

であり、 $Q_{n,k}$ についても同様である。

(i) z 軸の中心上に detector が 1 個あるときは (31) 式で、 $i=0$, $x_1=y_1=0$ とおいて

$$\langle \delta i_{s0}^2 \rangle = A_1 \mu_1^2 F_{1,1} \quad (34)$$

また、 i_{s0}^2 は

$$i_{s0}^2 = \left(\frac{A_0}{\pi} \right)^2 \frac{G^2 \mu_1^2}{a^2 |B(z)|^2} \quad (35)$$

となる。図-6 に (34) 式と (35) 式の比の変化の様子を示した。この場合も $z=l$ の附近でゆらぎは相対的に減少している。

(ii) 図-7 のように detector が 3 個あるときを考える。 $F_{n,k} = F_{k,n}$ なる関係とさらに $x_1 = x_2 = x_3 = 0$, $y_1 = 0$, $y_2 = r_0$, $y_3 = -r_0$ とおけば $F_{2,2} = F_{2,3}$, $F_{1,2} = F_{1,3}$ となり、これらの関係を用

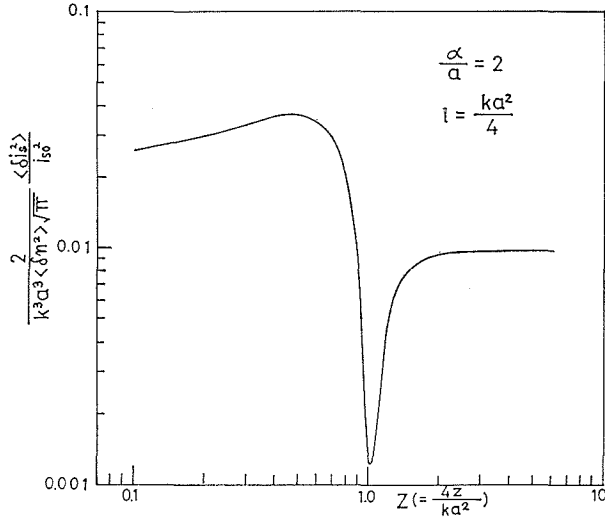


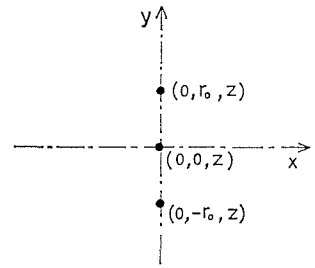
図-6 detector が z 軸上に 1 個あるとき

いれば

$$\langle \delta i_s^2 \rangle = A_1 \left[a_i^2 F_{1,1} + (a_2^2 + a_3^2 + b_2^2 + b_3^2) F_a + 2a_1(a_2 + a_3) F_{1,2} + 2(a_2 a_3 + b_2 b_3) F_{2,3} \right] \quad (36)$$

ここで $a_i (i=1, 2, 3)$, $b_i (i=2, 3)$ は量子効率 μ_s の実数部, 虚数部である。

$$\left. \begin{aligned} \mu_1 &= a_1 \\ \mu_2 &= a_2 + jb_2 \\ \mu_3 &= a_3 + jb_3 \end{aligned} \right\} \quad (37)$$



• hotodetector
図-7 3 個の detector

i_{s0}^2 は

$$i_{s0}^2 = \left(\frac{A_0}{\pi} \right)^2 \frac{G^2}{\alpha^2 |B(z)|^2} \left[a_1 + 2(a_2 + jb_2 + a_3 + jb_3) \exp \left(-\frac{r_0^2}{2\alpha^2 |B(z)|^2} \right) \right] \quad (38)$$

となり, r_0 は 図-7 の z 軸からの μ_2, μ_3 の距離である。次に a_1 を定数として, 条件

$$\frac{\partial \langle \delta i_s^2 \rangle}{\partial a_s} = 0, \quad \frac{\partial \langle \delta i_s^2 \rangle}{\partial b_i} = 0 \quad (i=2, 3) \quad (39)$$

より $a_2, b_i (i=2, 3)$ を求めると

$$\left. \begin{aligned} a_2 &= a_3 = -\frac{F_{1,2}}{F_{2,3} + F_{2,2}} a_1 \\ b_2 &= b_3 = 0 \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

この a_2, a_3 は z の関数である。(40) 式を (36) 式に代入した結果を 図-8 に示す。

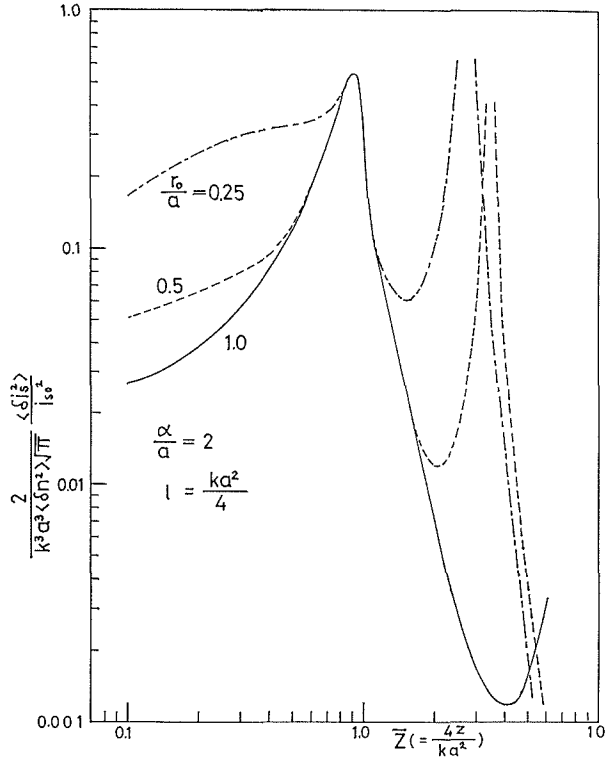


図-8 条件 (39) 式のとときの $\langle \delta i_s^2 \rangle / i_{s0}^2$

3. 結 言

屈折率ゆらぎ $\delta n(\mathbf{r})$ が Gauss 形自己相関関数をもつ準静的ランダム媒質中を伝播してきた集束ガウス形光ビームをヘテロダイン検波した場合の出力電流のゆらぎを計算した。この結果、ゆらぎがないときの検波電流に対してゆらぎ成分は焦点付近で相対的に減少することがわかった。これは先に木下、鈴木等⁰⁰⁾が見出した結果と同じ傾向である。

光通信において光ビームを受信する際の最適条件については、さらに検討する必要がある。

文 献

- 1) V. I. Tatarski: Wave Propagation in a Turbulent Medium, translated by R. A. Silverman (1961), McGraw-Hill.
- 2) L. A. Chernov: Wave Propagation in a Random Medium, translated by R. A. Silverman (1960), McGraw-Hill.
- 3) 木下康昭・鈴木道雄・松本 正: 電子通信学会誌, 50 (1967), 522, p. 2146.
- 4) D. L. Fried: Proc. IEEE, Vol. 55 (1967), 1, p. 57-67.
- 5) A. E. Siegman: Proc. IEEE, Vol. 54 (1966), 10, p. 1350-1356.