



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	フォトリフラクティブ結晶を用いた自己励起型位相共役器の反射率特性
Author(s)	高山, 佳久; Takayama, Yoshihisa; 岡本, 淳 他
Citation	北海道大學工学部研究報告, 168, 21-31
Issue Date	1994-02-21
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/42416
Type	departmental bulletin paper
File Information	168_21-32.pdf



フォトリフラクティブ結晶を用いた 自己励起型位相共役器の反射率特性

高山 佳久 岡本 淳 三島 瑛人
(平成 5 年 9 月 29 日受理)

Properties of reflectivities in self-pumped phase conjugators by photorefractive crystal

Yoshihisa TAKAYAMA, Atsushi OKAMOTO, Teruhito MISHIMA
(Received September 29, 1993)

Abstract

Properties of reflectivities in self-pumped phase conjugators are analyzed. Both the transmission and reflection gratings are treated individually. At first, the equations required for the analysis are given, where the absorption in the crystal is neglected and the depletions of pump beams are considered. Secondly, the equations are applied to self-pumped phase conjugators. Then the phase conjugate reflectivities of self-pumped conjugators are calculated. At last, the difference and similarity between transmission grating and reflection grating are described clearly.

1. ま え が き

位相共役光は、従来の光には無い多くの特徴、性質を有し、これらの特性を利用した様々な応用が研究されている¹⁾。特に、光画像情報処理デバイスであるノベルティフィルタや光演算、光連想記憶など²⁾⁻⁴⁾への期待は大きい。

位相共役光の代表的な発生方法として、フォトリフラクティブ結晶を用いた 4 波混合がある。これは、外部から結晶に 2 本のポンプ光と 1 本のプローブ光を入射して、位相共役光を発生させる方法である。しかし、回折格子の形成に携わるポンプ光とプローブ光のコヒーレンスを保つ必要があり、光学系の設計に制限がある。そこで、光共振器を用いることで外部からのポンプ光を必要とせず、プローブ光のみを入射して位相共役光を発生させる方法として、自己励起型位相共役器が提案された。これは、結晶に入射する光のコヒーレンスが自動的に満足されるという特徴を有するため、より実地的なデバイスとして、最近盛んに研究されている⁵⁾⁻⁷⁾。

位相共役光の応用を検討する場合、プローブ光に対する位相共役光の強度比である位相共役反射率特性が重要である。そこで、本報告では、光共振器を用いた自己励起型位相共役器の反射率特性を解析する。まず、光共振器を用いない通常の位相共役器の反射率を導出する。フォトリフラクティブ結晶内に発生する回折格子には、透過型と反射型の 2 種類が考えられる。それぞれの回折格子について、4 波混合過程を記述する結合波動方程式を導き、その解を求める。次に、この結果を用いて、自己励起型位相共役器の反射率特性について考察する。光共振器の位相条件を

考慮した境界条件を適用し、位相共役反射率を導出する。更に、光共振器を構成する鏡の反射率と自己励起型位相共役器全体の反射率の関係を数値計算によって明らかにする。特に、反射型回折格子が生じている場合における自己励起型位相共役器の反射率特性については、ここで初めて明らかにする。最後に、透過型と反射型の計算結果を比較することにより、両者の特徴と相違を示す。なお、これらの結果は、文献(8)の内容をより詳細に記述したものである。本解析は、実際の自己励起型位相共役器の反射率特性を一層明確とし、位相共役光を応用した各種デバイスの設計に有効である。

2. 4波混合による位相共役光の発生

図1に4波混合を用いた位相共役器の構成を示す。 A_1 は前進ポンプ光、 A_2 は後進ポンプ光、 A_3 は位相共役光、 A_4 はプローブ光の電界振幅を表す。前進ポンプ光およびプローブ光の結晶入射面を $z=0$ 、後進ポンプ光の結晶入射面を $z=L$ とする。以下では、相互作用によるポンプ光の減衰を考慮し、結晶中の各光電界の吸収損失は無視できる場合を仮定する。また、フォトリフラクティブ結晶として、 BaTiO_3 結晶などのポンプ光とプローブ光による干渉縞と形成された回折格子の位相差が $\pi/2$ となるような結晶を仮定し、結合係数を実数として扱う。

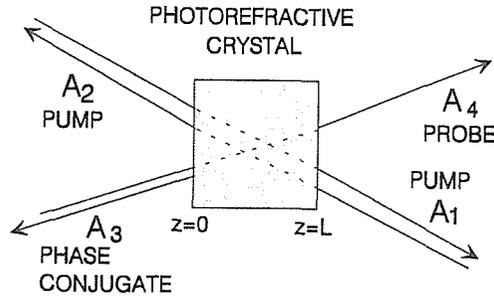


図1 4波混合を用いた位相共役器の構成

2.1 透過型回折格子

透過型回折格子は、図1における前進ポンプ光 A_1 とプローブ光 A_4 の干渉によってフォトリフラクティブ結晶内に形成される。この回折格子に後進ポンプ光 A_2 が入射して、回折光である位相共役光 A_3 が発生する。この4波混合過程を記述する結合波動方程式は、

$$\frac{dA_1}{dz} = -\frac{\gamma}{I_0}(A_1A_4^* + A_2^*A_3)A_4 \quad (1a)$$

$$\frac{dA_2^*}{dz} = -\frac{\gamma}{I_0}(A_1A_4^* + A_2^*A_3)A_3^* \quad (1b)$$

$$\frac{dA_3}{dz} = \frac{\gamma}{I_0}(A_1A_4^* + A_2^*A_3)A_2 \quad (1c)$$

$$\frac{dA_4^*}{dz} = \frac{\gamma}{I_0}(A_1A_4^* + A_2^*A_3)A_1^* \quad (1d)$$

と表現される。ここで、 γ は結合係数、 $I_0 = I_1 + I_2 + I_3 + I_4$ 、 $I_j = |A_j|^2$ であり、 I_0 は z に関して一定である。また、 A_j および I_j について、

$$A_1A_2 + A_3A_4 = c \quad (2a)$$

$$I_1 + I_4 = d_1 \quad (2b)$$

$$I_2 + I_3 = d_2 \quad (2c)$$

が成立する。ここで、 c 、 d_1 および d_2 は定数である。式(1)および式(2)より、

$$\frac{dA_1}{dz} = -\frac{\gamma}{I_0} \{A_1 d_1 - A_1(I_1 + I_2) + A_2^* c\} \quad (3a)$$

$$\frac{dA_2^*}{dz} = -\frac{\gamma}{I_0} \{A_1 c^* - A_2^*(I_1 + I_2) + A_2^* d_2\} \quad (3b)$$

$$\frac{dA_3}{dz} = \frac{\gamma}{I_0} \{A_3 d_2 - A_3(I_3 + I_4) + A_4^* c\} \quad (3c)$$

$$\frac{dA_4^*}{dz} = \frac{\gamma}{I_0} \{A_3 c^* - A_4^*(I_3 + I_4) + A_4^* d_1\} \quad (3d)$$

が得られる。式(3)より、

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{A_1}{A_2^*} \right) = -\frac{\gamma}{I_0} \left\{ c + (d_1 - d_2) \frac{A_1}{A_2^*} - c^* \left(\frac{A_1}{A_2^*} \right)^2 \right\} \quad (4a)$$

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{A_3}{A_4^*} \right) = \frac{\gamma}{I_0} \left\{ c + (d_2 - d_1) \frac{A_3}{A_4^*} - c^* \left(\frac{A_3}{A_4^*} \right)^2 \right\} \quad (4b)$$

が導出される(付録A参照)。微分方程式(4)を解くと、

$$\frac{A_1}{A_2^*} = - \left[\frac{(\Delta - Q) D e^{-\mu z} - (\Delta + Q) D^{-1} e^{\mu z}}{2c^* \{D e^{-\mu z} - D^{-1} e^{\mu z}\}} \right] \quad (5a)$$

$$\frac{A_3}{A_4^*} = \left[\frac{(\Delta - Q) E e^{-\mu z} - (\Delta + Q) E^{-1} e^{\mu z}}{2c^* \{E e^{-\mu z} - E^{-1} e^{\mu z}\}} \right] \quad (5b)$$

が得られる。ここで、

$$\Delta = d_2 - d_1 \quad (6a)$$

$$Q = \sqrt{\Delta^2 + 4|c|^2} \quad (6b)$$

$$\mu = \frac{Q\gamma}{2I_0} \quad (6c)$$

であり、 D および E は積分定数を表す。光共振器を用いず外部からポンプ光を入射する通常の4波混合の場合、結晶に入射する光の各光電界 $A_1(0)$ 、 $A_2(L)$ および $A_4(0)$ は既知であり、位相共役光については、 $A_3(L) = 0$ である。これらの境界条件を用いると、

$$\frac{A_1(L)}{A_2^*(L)} = \frac{c}{I_2(L)} \quad (7a)$$

$$\frac{A_3(L)}{A_4^*(L)} = 0 \quad (7b)$$

が成立する。式(5)および式(7)より、積分定数 D および E を計算すると、

$$D = \sqrt{\frac{\Delta + Q + 2|c|^2/I_2(L)}{\Delta - Q + 2|c|^2/I_2(L)}} e^{\mu L} \quad (8a)$$

$$E = \sqrt{\frac{\Delta + Q}{\Delta - Q}} e^{\mu L} \quad (8b)$$

となる。プローブ光の入射強度に対する位相共役光の強度比である位相共役反射率は、 $R \equiv I_3(0)/$

$I_4(0)$ で定義される。式(8)を式(5 b)に代入すると

$$R = \frac{4|c|^2 |\tanh(\mu L)|^2}{|\Delta T + Q|^2} \quad (9)$$

が得られる。

2.2 反射型回折格子

反射型回折格子は、図 1 における後進ポンプ光 A_2 とプローブ光 A_4 の干渉によってフォトリフレクティブ結晶内に形成される。この回折格子に前進ポンプ光 A_1 が入射して、回折光である位相共役光 A_3 が発生する。この 4 波混合過程を記述する結合波動方程式は、

$$\frac{dA_1}{dz} = \frac{\gamma}{I_0} (A_1 A_3^* + A_2^* A_4) A_3 \quad (10 a)$$

$$\frac{dA_2^*}{dz} = \frac{\gamma}{I_0} (A_1 A_3^* + A_2^* A_4) A_4^* \quad (10 b)$$

$$\frac{dA_3^*}{dz} = \frac{\gamma}{I_0} (A_1 A_3^* + A_2^* A_4) A_1^* \quad (10 c)$$

$$\frac{dA_4}{dz} = \frac{\gamma}{I_0} (A_1 A_3^* + A_2^* A_4) A_2 \quad (10 d)$$

と表現される。ここで、

$$g = A_1 A_3^* + A_2^* A_4 \quad (11)$$

とおき、式(11)を微分すると、

$$\frac{dg}{dz} = \gamma g \quad (12)$$

となる。微分方程式(12)を解くと、

$$g = g_0 e^{\gamma z} \quad (13)$$

が得られる。但し、 g_0 は積分定数である。位相共役光に関する境界条件 $A_3(L) = 0$ を用いると、式(11)および式(13)より、

$$g_0 = A_2^*(L) A_4(L) e^{-\gamma L} \quad (14)$$

が成立する。式(13)を用いると、式(10) は、

$$\frac{dA_1}{dz} = \frac{\gamma g_0 e^{\gamma z}}{I_0} A_3 \quad (15 a)$$

$$\frac{dA_2^*}{dz} = \frac{\gamma g_0 e^{\gamma z}}{I_0} A_4^* \quad (15 b)$$

$$\frac{dA_3^*}{dz} = \frac{\gamma g_0 e^{\gamma z}}{I_0} A_1^* \quad (15 c)$$

$$\frac{dA_4}{dz} = \frac{\gamma g_0 e^{\gamma z}}{I_0} A_2 \quad (15 d)$$

となる。更に、式(15)から、

$$I_0 = \sqrt{4|g_0|^2 e^{2\gamma z} + N} \quad (16)$$

が導出される(付録 B 参照)。但し、 N は積分定数である。更に、

$$\frac{\gamma e^{\gamma z}}{I_0} dz = du \quad (17)$$

と変数の置き換えをする。式(17)を解くと、

$$e^{|\mathcal{g}_0|(u-u_0)} = \sqrt{\frac{2|\mathcal{g}_0|e^{\gamma z} + \sqrt{4|\mathcal{g}_0|^2 e^{2\gamma z} + N}}{2|\mathcal{g}_0| + \sqrt{4|\mathcal{g}_0|^2 + N}}} \quad (18)$$

が得られる(付録C参照)。ここで、 u_0 は積分定数である。式(17)を用いると、式(15)は、

$$\frac{dA_1}{du} = \mathcal{g}_0 A_3 \quad (19 a)$$

$$\frac{dA_2^*}{du} = \mathcal{g}_0 A_4^* \quad (19 b)$$

$$\frac{dA_3^*}{du} = \mathcal{g}_0 A_1^* \quad (19 c)$$

$$\frac{dA_4}{du} = \mathcal{g}_0 A_2 \quad (19 d)$$

と変形される。4波混合における境界条件を用いて、式(19)を解くと、

$$A_1 = \frac{A_1(0)}{e^{|\mathcal{g}_0|\{u(L)-u_0\}} + e^{-|\mathcal{g}_0|\{u(L)-u_0\}}} \left\{ \frac{e^{|\mathcal{g}_0|u(z)}}{e^{|\mathcal{g}_0|u(L)}} + \frac{e^{|\mathcal{g}_0|u(L)}}{e^{|\mathcal{g}_0|u(z)}} \right\} \quad (20 a)$$

$$A_2 = \frac{\sqrt{\mathcal{g}_0^*}}{e^{|\mathcal{g}_0|\{u(L)-u_0\}} + e^{-|\mathcal{g}_0|\{u(L)-u_0\}}} \left[\left\{ \frac{A_2(L)}{\sqrt{\mathcal{g}_0^*}} e^{-|\mathcal{g}_0|u_0} + \frac{A_4(0)}{\sqrt{\mathcal{g}_0}} e^{-|\mathcal{g}_0|u(L)} \right\} e^{|\mathcal{g}_0|u(z)} \right. \\ \left. - \left\{ \frac{A_4(0)}{\sqrt{\mathcal{g}_0}} e^{|\mathcal{g}_0|u(L)} - \frac{A_2(L)}{\sqrt{\mathcal{g}_0^*}} e^{|\mathcal{g}_0|u_0} \right\} e^{-|\mathcal{g}_0|u(z)} \right] \quad (20 b)$$

$$A_3 = \sqrt{\frac{\mathcal{g}_0^*}{\mathcal{g}_0}} \frac{A_1(0)}{e^{|\mathcal{g}_0|\{u(L)-u_0\}} + e^{-|\mathcal{g}_0|\{u(L)-u_0\}}} \left\{ \frac{e^{|\mathcal{g}_0|u(z)}}{e^{|\mathcal{g}_0|u(L)}} - \frac{e^{|\mathcal{g}_0|u(L)}}{e^{|\mathcal{g}_0|u(z)}} \right\} \quad (20 c)$$

$$A_4 = \frac{\sqrt{\mathcal{g}_0}}{e^{|\mathcal{g}_0|\{u(L)-u_0\}} + e^{-|\mathcal{g}_0|\{u(L)-u_0\}}} \left[\left\{ \frac{A_2(L)}{\sqrt{\mathcal{g}_0^*}} e^{-|\mathcal{g}_0|u_0} + \frac{A_4(0)}{\sqrt{\mathcal{g}_0}} e^{-|\mathcal{g}_0|u(L)} \right\} e^{|\mathcal{g}_0|u(z)} \right. \\ \left. + \left\{ \frac{A_4(0)}{\sqrt{\mathcal{g}_0}} e^{|\mathcal{g}_0|u(L)} - \frac{A_2(L)}{\sqrt{\mathcal{g}_0^*}} e^{|\mathcal{g}_0|u_0} \right\} e^{-|\mathcal{g}_0|u(z)} \right] \quad (20 d)$$

が得られる。また、式(20)を用いると、

$$\sinh[|\mathcal{g}_0|\{u(L)-u_0\}] = \frac{\sqrt{I_2(L)I_4(0)}(1-e^{-\gamma L})}{I_1(0)+I_4(0)+I_2(L)e^{-\gamma L}} \quad (21)$$

が導出される。位相共役反射率は $R \equiv I_3(0)/I_4(0)$ で定義され、式(20 c, d)より、

$$R = \frac{I_1(0)}{I_4(0)} \tanh^2[|\mathcal{g}_0|\{u(L)-u_0\}] \quad (22)$$

となる。

3. 自己励起型位相共役器

図2に自己励起型位相共役器の構成を示す。 M_1 および M_2 は光共振器を構成する鏡の反射率である。フォトリフレクティブ結晶に入射するビームはプローブ光 A_4 のみである。プローブ光の散乱光が光共振器によって、前進ポンプ光 A_1 および後進ポンプ光 A_4 として立ち上がる。その結果、4波混合が起こり、プローブ光に対する位相共役光 A_3 が発生する。

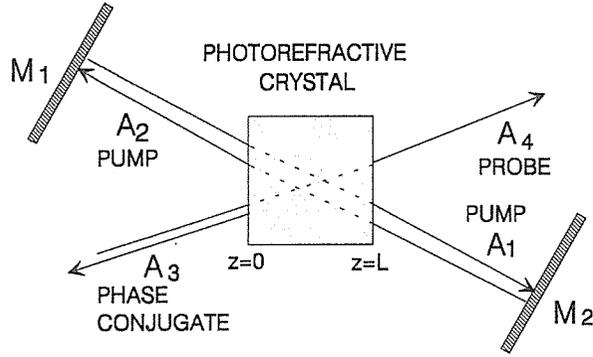


図2 自己励起型位相共役器の構成

3.1 透過型回折格子

自己励起型の場合、プローブ光の入射電界 $A_4(0)$ は既知であるが、ポンプ光の入射電界は未知となる。そこで、

$$A_1(z) = \sqrt{I_1(z)} e^{i\phi_1(z)} \quad (23 \text{ a})$$

$$A_2(z) = \sqrt{I_2(z)} e^{i\phi_2(z)} \quad (23 \text{ b})$$

とおき、光共振器の反射率と光共振器中を伝搬する光波の位相推移を考慮した境界条件として、

$$A_1(0) = A_2(0) e^{i(2kL_1 + \psi_0 + \pi/2)} \sqrt{M_1} \quad (24 \text{ a})$$

$$A_2(L) = A_1(L) e^{i(2kL_2 + \theta_c + \psi_L + \pi/2)} \sqrt{M_2} \quad (24 \text{ b})$$

を適用する。但し、 L_1 は前進ポンプ光の結晶入射面 $z=0$ と鏡 M_1 との距離、 L_2 は後進ポンプ光の結晶入射面 $z=L$ と鏡 M_2 との距離である。また、 i は虚数単位、 k は光波の波数、 θ_c は結晶中の伝搬に伴う位相推移量、 $\psi_0 = \phi_1(0) - \phi_2(0)$ および $\psi_L = \phi_2(L) - \phi_1(L)$ である。式(5)、式(8 a)、式(23)および式(24)より、

$$\sqrt{M_1 M_2} = \left| \frac{\{2I_2(L) - \Delta\} \tanh(\mu L) + Q}{\{2|c|^2/I_2(L) + \Delta\} \tanh(\mu L) + Q} \right| e^{i(2k(L_1+L_2) + 2\theta_c + \pi)} \quad (25)$$

が導出される。ここで、式(25)の右辺において、共振器の位相条件

$$k(L_1 + L_2) + \theta_c = \frac{(2n-1)\pi}{2} \quad (n \text{ は整数}) \quad (26)$$

が成立すると仮定すると、式(25)は、

$$\sqrt{M_1 M_2} = \left| \frac{\{2I_2(L) - \Delta\} \tanh(\mu L) + Q}{\{2|c|^2/I_2(L) + \Delta\} \tanh(\mu L) + Q} \right| \quad (27)$$

となる。更に、式(26)が満足された場合、式(2)、式(6 a)および式(24)より、

$$I_2(L) = \frac{\Delta + I_0}{2} \quad (28 \text{ a})$$

$$|c|^2 = \frac{(\Delta + I_0)^2}{4M_2} \quad (28 \text{ b})$$

が成立する。ここで、全ての光強度を I_0 で規格化すると、式(27)は式(28)を用いて、

$$\sqrt{M_1 M_2} = \left| \frac{T + \sqrt{\Delta^2 + (\Delta + 1)^2 / M_2}}{\Delta T + \sqrt{\Delta^2 + (\Delta + 1)^2 / M_2} + (\Delta + 1) T / M_2} \right| \quad (29)$$

と表される。但し、

$$\begin{aligned} T &= \tanh(\mu L) \\ &= \tanh\left(\frac{\gamma L}{2} \sqrt{\Delta^2 + \frac{(\Delta + 1)^2}{M_2}}\right) \end{aligned} \quad (30)$$

である。位相共役反射率は $R = I_3(0)/I_4(0)$ で定義され、式(5 b)、式(8 b)および式(30)より、

$$R = \frac{(\Delta + 1)^2 |T|^2}{M_2 |\Delta T + \sqrt{\Delta^2 + (\Delta + 1)^2 / M_2}|^2} \quad (31)$$

で与えられる。式(29)–(31)において結合強度 $\gamma L = -3$ と仮定し、光共振器の反射率 M_1 および M_2 と位相共役反射率 R の関係を図3に示した。同図より、光共振器を構成する鏡の反射率 M_1 , M_2 の一方が大きな反射率であれば、もう一方が小さな反射率であっても、位相共役反射率 R は大きな値を維持する。また、位相共役反射率 R が小さくなると、グラフの形状は直線に近づく。この直線は、式(31)において $R \rightarrow 0$ を考えると、 $\Delta = -1$ が得られるが、この結果を式(29)および式(30)に用いて得られる

$$\log(M_1) + \log(M_2) = 2 \gamma L \quad (32)$$

に対応する。反射率 R が大きくなると、グラフの形状は直線から外れる。光共振器の反射率 M_1 は、透過型回折格子の形成に携わる前進ポンプ光 A_1 の大きさを定める。これに対して、反射率 M_2 は回折されて位相共役光となる後進ポンプ光 A_2 の大きさを定める。この様に、光共振器を構成する鏡がそれぞれ異なる機能を有するため、位相共役反射率特性において、反射率 M_1 および M_2 に対する非対称性が生じるものと考えられる。

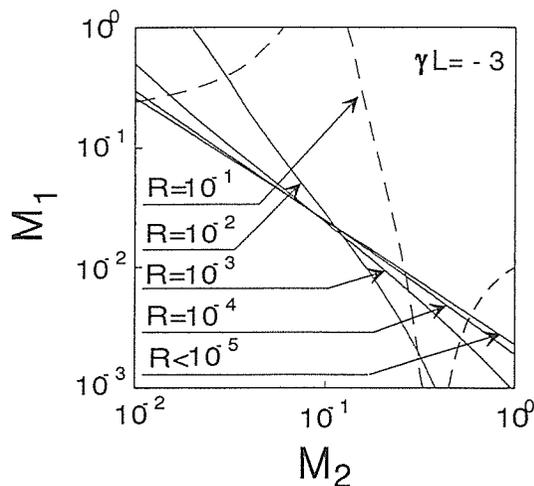


図3 透過型回折格子が生じた場合の等反射率線

3.2 反射型回折格子

式(24)の境界条件を式(20)に適用すると、

$$\sqrt{M_1 M_2} = \frac{Y^2 + 4}{2(2 - Y\sqrt{Z})} e^{i(2k(L_1 + L_2) + 2\theta_c + \pi)} \quad (33)$$

が得られ、位相共役反射率の定義により、

$$R = \frac{Y^2}{4M_2 Z} \quad (34)$$

が与えられる。但し、

$$Y = 2\sinh[|g_0|\{u(L) - u_0\}] \quad (35)$$

および

$$Z = \frac{I_4(0)}{I_2(L)} \quad (36)$$

とおいた。更に、式(20 a)、式(21)および式(35)より、

$$Y = \frac{8M_2\sqrt{Z}(1 - e^{-\gamma L})}{Y^2 + 4 + 4M_2(Z + e^{-\gamma L})} \quad (37)$$

が導出される。ここで、式(33)右辺において、式(26)の位相条件が満足される場合を仮定すると、

$$\sqrt{M_1 M_2} = \frac{Y^2 + 4}{2(2 - Y\sqrt{Z})} \quad (38)$$

が得られる。式(34)、式(37)および式(38)より、 Y および Z を消去すると、

$$M_1 M_2 = \left[\frac{1 + \sqrt{M_2 R} \{(1 - \sqrt{M_2 R})e^{-\gamma L} - 1\}}{R - \sqrt{R/M_2} + (1 - \sqrt{M_2 R})e^{-\gamma L}} \right]^2 \quad (39)$$

が成立する。式(39)において結合強度 $\gamma L = -3$ と仮定し、光共振器の反射率 M_1 および M_2 と位相共役反射率 R の関係を図4に示した。同図より、大きな位相共役反射率 R を得るには、光共振器を構成する鏡の反射率 M_1 、 M_2 が共に大きな値を持つ必要がある。また、位相共役反射率 R が小さくなると、グラフの形状は直線に近づく。この直線は、式(39)において $R \rightarrow 0$ を考えた場合に得られる

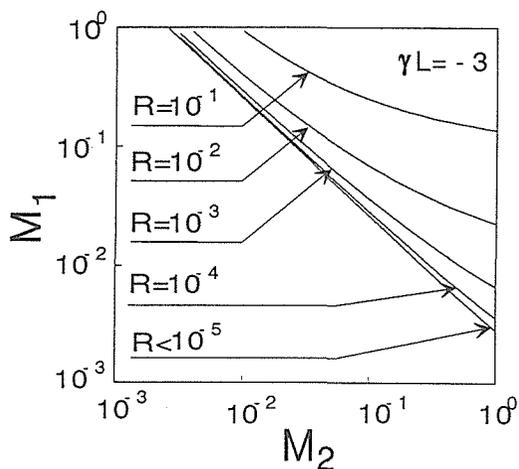


図4 反射型回折格子が生じた場合の等反射率線

$$\log(M_1) + \log(M_2) = 2\gamma L \quad (40)$$

と一致する。反射率 R が大きな値になると、グラフの形状は直線から外れる。光共振器の反射率

M_1 は、回折されて位相共役光となる前進ポンプ光 A_1 の大きさを定める。これに対して、反射率 M_2 は反射型回折格子の形成に携わる後進ポンプ光 A_2 の大きさを定める。この様に、光共振器を構成する鏡がそれぞれ異なる機能を有するため、位相共役反射率特性において、反射率 M_1 および M_2 に対する非対称性が生じるものと考えられる。

透過型回折格子が生じている場合と比較すると、位相共役反射率 R が大きい領域では、光共振器を構成する鏡の反射率に対する位相共役反射率の特性曲線が大きく異なっている。この原因の一つに、 I_0 が考えられる。透過型の場合は、 I_0 が z に関して一定となる。これに対して、反射型の場合は、式(16)で表されるように、 z の関数となっている。一方、反射率 R が小さい領域では、式(32)および式(40)に見られるように、同一の直線となる。これらの式は、左辺が光共振器における損失、右辺が利得を表している。従って、フォトリフラクティブ結晶内に生じた回折格子の種類にかかわらず、光共振器内にポンプ光が立ち上がる条件は同じであることを示している。

4. む す び

本報告では、自己励起型位相共役器の反射率特性を解析した。フォトリフラクティブ結晶内に、透過型回折格子が生じている場合と反射型回折格子が生じている場合について、それぞれ、反射率を導出した。それらの式を用いて、結晶の外部にある光共振器を構成する鏡の反射率が位相共役器全体に及ぼす影響を考察した。その結果、透過型と反射型では、位相共役反射率が大きい領域における反射率曲線は大きく異なった。これは、透過型の場合 I_0 は定数であるが、反射型の場合 I_0 は z の関数となることが原因の一つであると考えられる。一方、位相共役反射率が小さい領域における透過型と反射型の位相共役反射率曲線が一致した。これは、フォトリフラクティブ結晶内に生じた回折格子の種類に関わらず、光共振器内にポンプ光が立ち上がる条件は同じであることを示している。本手法は、リング共振器を用いた位相共役器や CAT 型位相共役器などの特性解析にも応用できる。更に、位相共役光を応用したデバイスの設計および解析にも有効である。今後の課題として、フォトリフラクティブ結晶内に透過型および反射型回折格子が共存している場合のより実際的な特性解析がある。

謝辞 本研究を行うに当たり、御指導、御助言を頂きました北海道大学工学部固体電子工学講座の武笠幸一教授、北海学園大学工学部電子情報工学科の佐藤邦宏助教授ならびに同大学工学部長の桜庭一郎教授に深く感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) 左貝潤一, ed: 位相共役光学, 朝倉書店 (1990).
- 2) P. Günter and J. -P. Huignard, ed.: "Photorefractive Materials and Their Applications II", Springer-Verlag, Berlin, pp. 151-203 (1989).
- 3) D. Z. Anderson and J. Feinberg: "Optical Novelty Filters", IEEE J. Quantum Electron., 25, 3, pp. 635-647 (1989).
- 4) J. Khoury, C. L. Woods and M. Cronin-Golomb: "Photorefractive holographic interference novelty filter", Opt. Commun., 82, 5, 6, pp. 533-538 (1991).
- 5) M. Cronin-Golomb, B. Fischer, J. O. White and A. Yariv: "Theory and Applications of Four-Wave Mixing in Photorefractive Media", IEEE J. Quantum Electron., 20, 1, pp. 12-30 (1984).

- 6) M. C. Gower and P. Hribek: "Mechanisms for self-pumped phase-conjugate emission from BaTiO₃ crystals", J. Opt. Soc. Am. B, 5, 8, pp. 1750-1757 (1988).
- 7) A. A. Zozulya: "Fanning and Photorefractive Self-Pumped Four-Wave Mixing Geometries", IEEE J. Quantum Electron., 29, 2, pp. 538-555 (1993).
- 8) 高山佳久, 岡本 淳, 三島英人: "反射型回折格子による自己励起型位相共役器の反射率", 信学論(C-I)採録決定。

付 録

A. 式(4)の導出

式(3 a) ÷ A_2^* - 式(3 b) × A_1 ÷ $(A_2^*)^2$ より,

$$\frac{1}{A_2^*} \frac{dA_1}{dz} - \frac{A_1}{(A_2^*)^2} \frac{dA_2^*}{dz} = -\frac{\gamma}{I_0} \left\{ c + (d_1 - d_2) \frac{A_1}{A_2^*} - c^* \left(\frac{A_1}{A_2^*} \right)^2 \right\} \quad (\text{A } 1)$$

が得られる。ここで,

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{1}{A_2^*} \right) = \frac{dA_2^*}{dz} \frac{d}{dA_2^*} \left(\frac{1}{A_2^*} \right) = -\frac{1}{(A_2^*)^2} \frac{dA_2^*}{dz} \quad (\text{A } 2)$$

である。式(A 2)を式(A 1)へ代入すると, 式(4 a)が得られる。同様に, 式(4 b)が導出される。

B. 式(16)の導出

式(15 a)の両辺に A_1^* を乗じ, 両辺に $\frac{dA_1^*}{dz} A_1$ を加えると,

$$\frac{dA_1}{dz} A_1^* + \frac{dA_1^*}{dz} A_1 = \frac{\gamma g_0 e^{\gamma z}}{I_0} A_3 A_1^* + \frac{dA_1^*}{dz} A_1 \quad (\text{B } 1)$$

となる。式(B 1)の右辺第 2 項に式 (15 a) を代入し, 整理すると,

$$\frac{dI_1}{dz} = \frac{\gamma e^{\gamma z}}{I_0} (g_0 A_3 A_1^* + g_0^* A_3^* A_1) \quad (\text{B } 2 \text{ a})$$

が得られる。同様にして, 式(15 b) - 式(15 d)より,

$$\frac{dI_2}{dz} = \frac{\gamma e^{\gamma z}}{I_0} (g_0 A_2 A_4^* + g_0^* A_2^* A_4) \quad (\text{B } 2 \text{ b})$$

$$\frac{dI_3}{dz} = \frac{\gamma e^{\gamma z}}{I_0} (g_0 A_3 A_1^* + g_0^* A_3^* A_1) \quad (\text{B } 2 \text{ c})$$

$$\frac{dI_4}{dz} = \frac{\gamma e^{\gamma z}}{I_0} (g_0 A_2 A_4^* + g_0^* A_2^* A_4) \quad (\text{B } 2 \text{ d})$$

となる。式(B 2)をそれぞれ加え, 式(13)を代入すると,

$$\frac{dI_0}{dz} = \frac{4}{I_0} |g_0|^2 \gamma e^{2\gamma z} \quad (\text{B } 3)$$

が成立する。 I_0 が正の数であることを考慮して, 式(B 3)を解けば, 式(16)が導出される。

C. 式(18)の導出

式(17)に式(16)を代入し, 整理すると,

$$du = \frac{\gamma e^{\gamma z}}{\sqrt{N}} \frac{dz}{\sqrt{(2|g_0|e^{\gamma z}/\sqrt{N})^2 + 1}} \quad (\text{C } 1)$$

が得られる。ここで, $2|g_0|e^{\gamma z}/\sqrt{N} = t$ とおくと, 式(C 1)は,

$$du = \frac{1}{2|g_0|} \frac{1}{\sqrt{t^2+1}} dt \quad (\text{C } 2)$$

となる。 $z=0$ の時 $u = u_0$ として、式(C 2)を積分すれば、

$$u = \frac{1}{2|g_0|} \log_e \left(\frac{2|g_0|e^{tz} + \sqrt{4|g_0|^2 e^{2tz} + N}}{2|g_0| + \sqrt{4|g_0|^2 + N}} \right) + u_0 \quad (\text{C } 3)$$

が得られる。式(C 3)を変形すると、式(18)が導出される。